

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

**Хайлов Илья Павлович**

**СТАБИЛИЗАЦИЯ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА В  
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 – 2015

## ОГЛАВЛЕНИЕ

Оглавление	2
Введение	4
Глава 1. Исследование стабильности генерации МИП. Литературный обзор	8
Глава 2. Экспериментальный стенд	18
2.1 Импульсный ионный ускоритель	18
2.2. Ионный диод с магнитной самоизоляцией	21
2.3. Диагностика параметров МИП	23
2.3.1. Измерение плотности ионного тока	23
2.3.3. Акустическая диагностика МИП	28
2.3.3.1. Калибровка пьезодатчика по плотности энергии МИП	31
2.3.3.2. Калибровка пьезодатчика методом падающей массы	33
2.3.3.3. Измерение давления в области поглощения МИП	34
2.4.1. Определение емкости ДФЛ	39
2.4.2. Баланс энергии в ДФЛ	42
2.4.3. Эффективность передачи энергии из ДФЛ в нагрузку	43
2.5. Выводы по главе	47
Глава 3. Исследование стабильности генерации МИП в диоде с магнитной самоизоляцией	49
3.1. Анализ корректности диагностики МИП по амплитуде импульса плотности ионного тока и плотности энергии	49
3.1.1. Влияние разброса энергии ионов и сложного состава МИП	49
3.1.2. Влияние ускоренных нейтралов	50
3.1.3. Влияние изменения ускоряющего напряжения	51
3.1.4. Локальность диагностики	52
3.1.5. Дополнительное энергетическое воздействие электронов	53
3.1.6. Заключение	54
3.2. Работа ускорителя на резистивную нагрузку	55
3.3. Исследование стабильности плотности ионного тока	56
3.3.1. Плоский полосковый диод	56
3.3.2. Корреляция плотности ионного тока	58
3.3.3. Фокусирующий полосковый диод	60
3.4. Исследование стабильности плотности энергии	61
3.4.1. Фокусирующий полосковый диод	61
3.4.2. Ионные диоды другой конструкции	64

3.4.3. Эффект стабилизации энергии МИП, формируемого диодом с магнитной самоизоляцией	68
3.5. Исследование транспортировки и фокусировки МИП	70
3.5.1. Исследование зарядовой нейтрализации МИП	72
3.5.2. Использование экрана в диоде с магнитной самоизоляцией	72
3.6. Выводы по 3 главе	74
Глава 4. Повышение стабильности генерации МИП	76
4.1. Исследование корреляции полной энергии и плотности энергии МИП	76
4.1.1. Фокусирующий полосковый диод	76
4.1.2. Спиральный диод	79
4.1.3. Ионные диоды другой конструкции	80
4.2. Определение источников нестабильности энергии пучка в серии импульсов	83
4.2.1. Работа ДФЛ на согласованную нагрузку	84
4.2.2. Работа ДФЛ на ионный диод с магнитной самоизоляцией	85
4.3. Стабилизация напряжения пробоя основного разрядника ДФЛ	86
4.3.1. Одноимпульсный режим работы ДФЛ	86
4.3.2. Изменение конструкции электродов разрядника	88
4.4. Управляемый режим работы основного разрядника	91
4.4.1. Медленный режим работы основного разрядника	91
4.4.2. Быстрый режим работы основного разрядника	94
4.4.3. Исследование стабильности распределения плотности энергии МИП по сечению в серии импульсов	100
4.5. Баланс энергии в ускорителе ТЕМП-4М в управляемом режиме	104
4.6. Выводы по главе 4	105
Заключение	107
Список литературы	109

## ВВЕДЕНИЕ

Научная область, к которой относятся материалы, изложенные в диссертации – генерация и применение мощных ионных пучков. Объект исследований – ионный диод со взрывоэмиссионным катодом<sup>1</sup>, работающий в режиме магнитной самоизоляции. Диссертационная работа посвящена исследованию стабильности генерации ионного пучка из взрывоэмиссионной плазмы в режиме магнитной самоизоляции электронного потока в диоде.

Модификация импульсными энергетическими потоками (лазерные, электронные и ионные пучки, плазменные потоки) является перспективным направлением улучшения эксплуатационных свойств различных металлических изделий. При этом достигаются высокие скорости нагрева и последующего охлаждения их приповерхностного слоя, превышающие  $10^7$ - $10^9$  К/с. Давление в области поглощения достигает  $10^8$ - $10^{10}$  Па. Такое воздействие образует твердые растворы и вторичные фазы, которые не характерны для равновесной диаграммы фазовых состояний [1]. Мощные ионные пучки (МИП) обеспечивают модификацию тонкого приповерхностного слоя без изменения объемных свойств изделия. При плотности ионного тока (40-70) А/см<sup>2</sup> и длительности импульса 100-150 нс плотность заряда за 1 импульс составляет (2-4) мкКл/см<sup>2</sup>. Это соответствует флюенсу ионов за один импульс  $(1.3-2.5) \times 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Пробег ионов с энергией 200–300 кэВ в металлах составляет 1-3 мкм и их концентрация в приповерхностном слое не превышает  $10^{17}$  см<sup>-3</sup>. Плотность энергии МИП при этом достигает 1-5 Дж/см<sup>2</sup>. Поэтому основным фактором, определяющим изменение свойств изделия при облучении МИП, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов. Наиболее важными параметрами генератора пучка заряженных частиц, определяющие возможность его технологического применения, являются ресурс непрерывной работы, стабильность параметров в серии импульсов и однородность по сечению.

**Целью** настоящей работы является повышение стабильности генерации МИП в диоде со взрывоэмиссионным катодом в двухимпульсном режиме при магнитной самоизоляции электронов.

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

1. Исследование основных факторов, влияющих на стабильность параметров мощного ионного пучка, формируемого диодом с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме.

---

<sup>1</sup> При приложении к ионному диоду сдвоенных разнополярных импульсов взрывоэмиссионная плазма нарабатывается при приложении к потенциальному электроду первого (отрицательного) импульса. Потенциальный электрод при этом является катодом. Генерация МИП происходит в течение последующего положительного импульса, когда потенциальный электрод является анодом.

2. Стабилизация плотности энергии и полной энергии МИП, формируемого диодом с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме.

3. Разработка акустической диагностики плотности энергии МИП.

**Научная новизна** работы заключается в следующем:

Впервые выполнен систематический статистический анализ генерации ионного пучка гигаваттной мощности диодом со взрывоэмиссионным катодом в режиме магнитной самоизоляции. Получено, что среднеквадратичное отклонение полной энергии и плотности энергии ионного пучка в серии импульсов ниже среднеквадратичного отклонения плотности тока и заряда ионного пучка. Амплитуда импульса плотности ионного тока в серии слабо зависит от амплитуды импульса ускоряющего напряжения и других выходных параметров ускорителя, коэффициент детерминации  $R < 0.3$ . В тоже время полная энергия пучка и плотность энергии однозначно определяются параметрами ускорителя,  $R > 0.9$ .

Впервые для увеличения стабильности напряжения пробоя основного разрядника двойной формирующей линии при генерации сдвоенных разнополярных импульсов первый импульс, поступающий в нагрузку, также использовали для запуска основного разрядника. Выполненные исследования показали значительное увеличение стабильности напряжения пробоя основного разрядника (в управляемом режиме), длительности первого импульса и амплитуды полного тока в диоде в серии импульсов.

Разработана акустическая диагностика плотности энергии мощного ионного пучка при поперечном расположении пьезодатчика к оси пучка, которая позволяет измерять плотность энергии пучка и распределение плотности энергии по сечению при частоте следования до  $10^3$  имп/с.

**Практическая значимость** работы определяется тем, что её 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 для модернизации ускорителя мощных ионных пучков ТЕМП-4М в Томском политехническом университете и ускорителя ТЕМП-6 в Даляньском технологическом университете, г. Далянь, Китай (имеются акты внедрения).

**Положения и результаты, выносимые на защиту:**

1. В ионном диоде с магнитной самоизоляцией при работе в режиме сдвоенных разнополярных импульсов среднеквадратичное отклонение полной энергии и плотности энергии пучка в серии импульсов составляет 10-12%, что ниже среднеквадратичного отклонения плотности заряда пучка (18-20%).

2. Акустическая диагностика плотности энергии мощного ионного пучка при поперечном расположении пьезодатчика к оси пучка позволяет измерять плотность энергии в

диапазоне 0.1–2 Дж/см<sup>2</sup> и распределение плотности энергии по сечению пучка с разрешением 5-7 мм при частоте следования до 10<sup>3</sup> имп/с.

3. Управляемый режим работы основного разрядника двойной формирующей линии при генерации сдвоенных разнополярных импульсов и запуске первым импульсом обеспечивает снижение среднеквадратичного отклонения напряжения пробоя с 4-6% до 1-2%, полного тока в диоде – с 5-6% до 2-3% и длительности первого импульса - с 6-8% до 1-2%.

### **Степень достоверности и апробация результатов работы**

Выводы, сделанные в работе, были получены на основе комплексных исследований, включающих анализ баланса энергии в ускорителе по ВАХ диода и генератора наносекундных импульсов, статистический анализ амплитуды плотности ионного тока, полной энергии и плотности энергии МИП, тепловизионную и акустическую диагностики. 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 резистивную нагрузку 4-8 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 в диоде с погрешностью не хуже 10%.

Основные положения и выводы диссертационной работы докладывались и обсуждались на профильных международных конференциях: 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; 18th International Conference on Surface Modification of Materials by Ion Beams, Istanbul: IKMIB, 2013; Современные техника и технологии, I Международная научно-практическая конференция студентов, аспирантов и молодых учёных, Томск, 2012, 2013, 2014; Перспективы развития фундаментальных наук: Международная конференция студентов и молодых ученых, Томск, 2012, 2013, 2014.

### **Публикации**

По материалам диссертации опубликовано 10 статей в изданиях, входящих в перечень ВАК.

### **Структура и объём диссертации.**

Диссертационная работа состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы. Она написана на 125 страницах машинописного текста, включая 110 рисунков, 17 таблиц, 81 источник литературы.

**Во введении** обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель работы, поставлены задачи и аргументирована научная новизна результатов исследова-

ний, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту положения.

**В первой главе** приведен литературный обзор публикаций по анализу стабильности работы ионных диодов различных конструкций.

**Вторая глава** описывает экспериментальный стенд, на котором проводились исследования, а также используемое диагностическое оборудование для измерения электрических параметров ускорителя и параметров МИП.

**Третья глава** посвящена исследованию стабильности генерации МИП в диоде с магнитной самоизоляцией. Приведены результаты исследования стабильности плотности ионного тока, полной энергии и плотности энергии МИП для диодов различной конструкции. Выполненный анализ стабильности генерации МИП ионным диодом с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме показал, что среднеквадратичное отклонение полной энергии и плотности энергии ионного пучка в серии импульсов ниже среднеквадратичного отклонения плотности заряда ионного пучка.

**Четвёртая глава** посвящена повышению стабильности генерации МИП в диоде с магнитной самоизоляцией. Для определения наиболее важных факторов, влияющих на стабильность генерации МИП, выполнен анализ корреляции полной энергии и плотности энергии пучка в фокусе с амплитудой импульса ускоряющего напряжения, амплитудой импульса полного тока в диоде и длительностью первого импульса при синхронных измерениях. Представлены результаты статистического анализа работы генератора наносекундных импульсов, состоящего из двойной формирующей линии, предварительного и основного газовых разрядников.

**В заключении** приведены основные результаты, полученные в диссертационной работе.

## ГЛАВА 1. ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ МИП. ЛИТЕРАТУРНЫЙ ОБЗОР

Наиболее важными параметрами генератора пучка заряженных частиц, определяющие возможность его технологического применения, являются ресурс непрерывной работы и стабильность параметров в серии импульсов. В большинстве генераторов мощного ионного пучка (МИП) используется диод с внешней магнитной изоляцией с двумя соосными цилиндрическими катодами (applied  $B_r$  magnetically insulated diodes), между которыми формируется магнитное поле. Анодная плазма формируется при пробое по поверхности диэлектрической вставки. В работе *H.A. Davis et al.* [2] приведены результаты исследования параметров МИП, формируемого диодом такой конструкции (400 кэВ, 30 кА, 0.5 мкс). Исследования были проведены на диоде с внешним магнитным полем с диэлектрическим анодом. Анод выполнен в виде кольца, установленного в основание из алюминия. Катод представляет собой два коаксиальных металлических цилиндра. Схема диода приведена на Рис. 1.

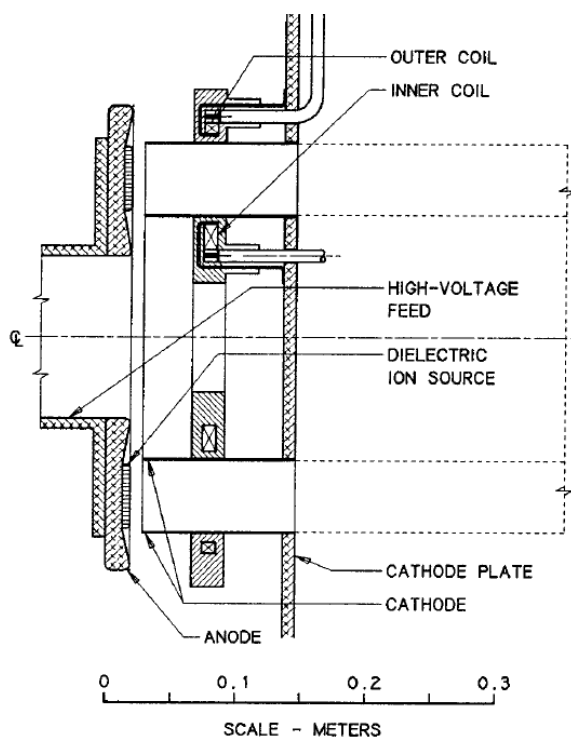


Рис. 1. Схема диода с внешним магнитным полем и с диэлектрическим анодом [2].

В работе исследовались диоды плоской и фокусирующей геометрии и с различными анодами (перфорированный и неперфорированный, акриловый, полиэтиленовый, графитовый). Параметры МИП: 400 кэВ, 30 кА, 0.5 мкс. Выведенный ионный пучок имеет кольцевую геометрию с площадью  $450 \text{ см}^2$  (не сфокусированный). Состав пучка: – 50% протоны, 50% ионы углерода и кислорода. Плотность энергии ионного пучка на мишени измеряли с помощью тепловизора. Для того, чтобы оценить корректность показаний тепловизора, значения плотности энергии, полученные по тепловизионной методике, были сопоставлены с



показаниями цилиндра Фарадея. Плотность энергии по показаниям КЦФ были рассчитана путем интегрирования произведения плотности ионного тока на ускоряющее напряжение. На Рис. 2 по оси абсцисс отложены значения плотности энергии, полученные из показаний КЦФ, а по оси ординат значения плотности энергии, рассчитанные из показаний тепловизора.

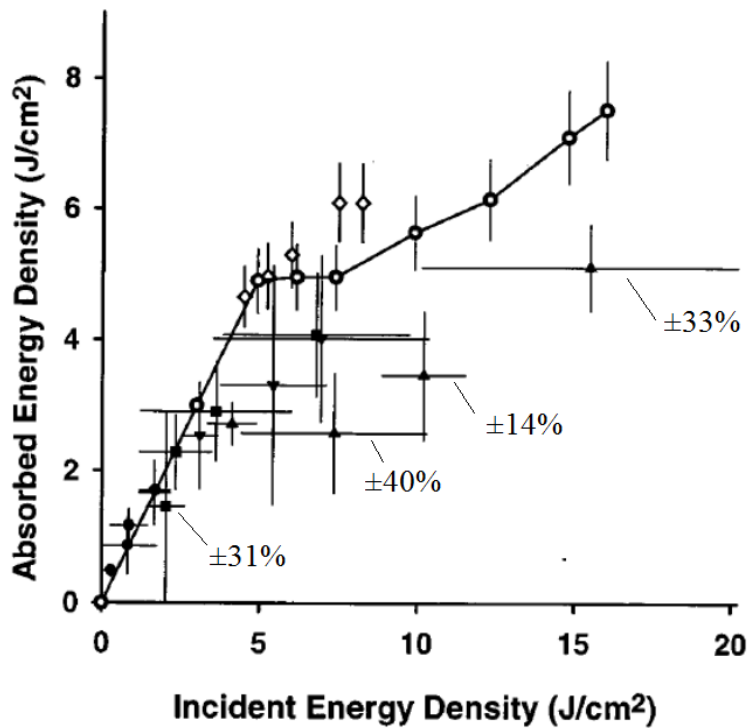


Рис. 2. Зависимость плотности энергии, рассчитанной по плотности ионного тока, от поглощенной энергии, измеренной тепловизором [2]

Стандартная девиация плотности энергии МИП в серии импульсов, рассчитанная по показаниям коллимированного цилиндра Фарадея с магнитной отсечкой и с использованием тепловизионной диагностики, составляла 30-40%. Статистический анализ выполнен по показаниям четырех КЦФ и по термограммам для серии 9-11 импульсов.

Результаты систематических исследований стабильности генерации МИП в диоде с внешней магнитной изоляцией на ускорителе ТЕМП-6 приведены в работе X.P. Zhu *et al.* [3]. Параметры пучка: энергия ионов 300-350 кэВ, длительность импульса на полувысоте 80 нс, плотность тока 100-300 А/см<sup>2</sup>. Отличительной особенностью диода является использование замкнутого катода, огибающего анод. Поперечное магнитное поле в анод-катодном зазоре формировалось при протекании тока по катоду от внешнего источника. Поверхность анода, выполненного из нержавеющей стали, покрыта слоем перфорированного полиэтилена. Схема диода представлена на Рис. 3.

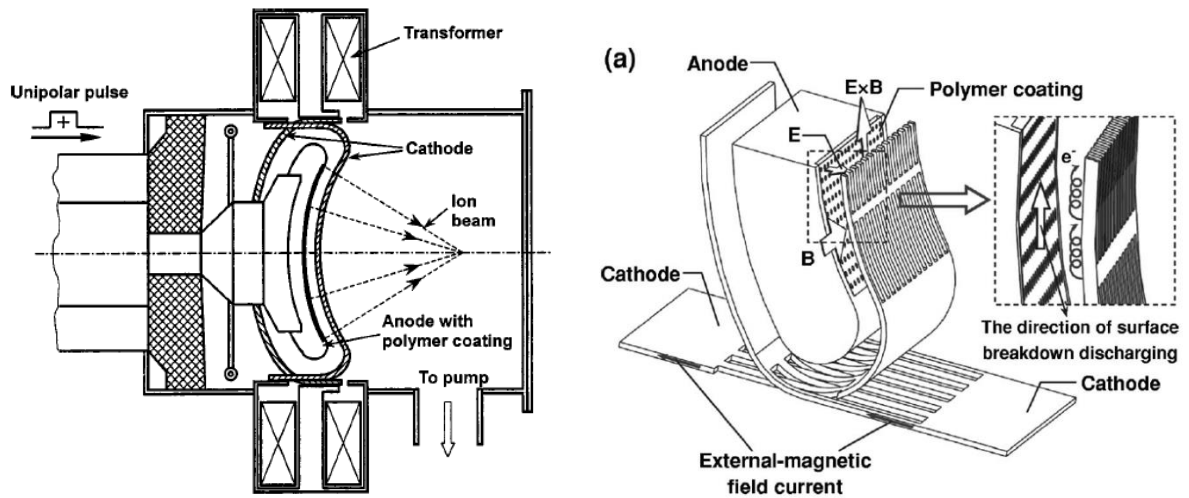


Рис. 3. Схема диода с внешней магнитной изоляцией и с диэлектрическим анодом [3]

Авторы отмечают, что плотность анодной плазмы и ее однородность очень сильно влияют на стабильность генерации ионного пучка. В ионных источниках, использующих катод из диэлектрического материала, генерация ионного пучка весьма нестабильна, с колебаниями плотности тока от импульса к импульсу порядка 50-80%. Это связано с неконтролируемостью процессов генерации плазмы при пробое диэлектрика. В используемой конструкции диода с внешней магнитной изоляцией с полиэтиленовым анодом удалось уменьшить стандартную девиацию плотности тока до 20%. КПД диода увеличился до 15-20%. Состав пучка с полиэтиленовым покрытием на аноде: 70%  $H^+$  + 30%  $C^+$ . Срок службы анода не превышал 1000 импульсов. Рис. 4 показывает изменения напряжения на диоде и плотности ионного тока в серии 750 импульсов.

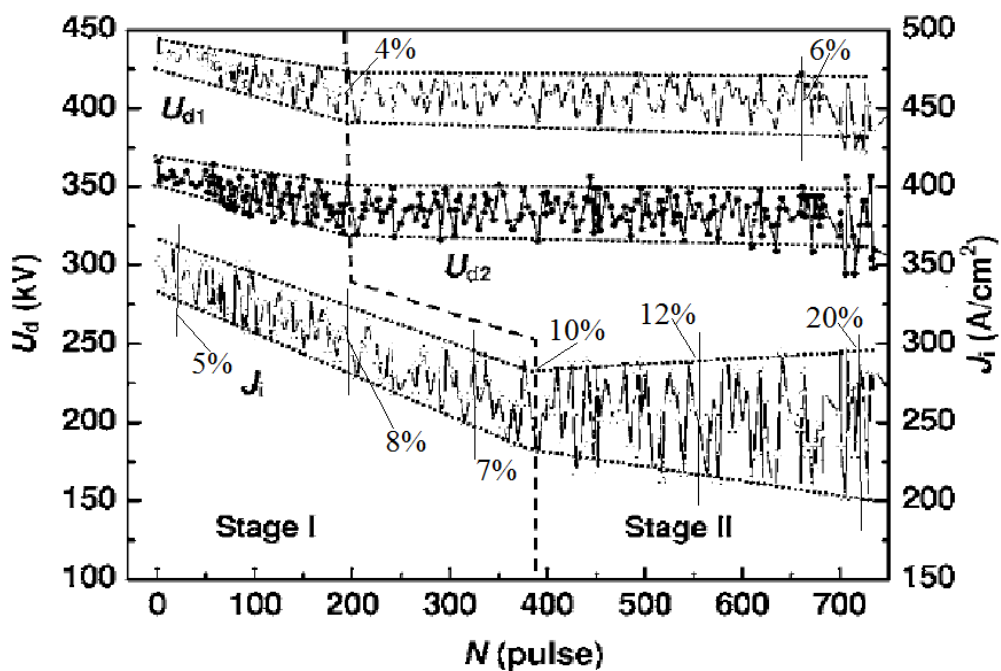


Рис. 4. Изменения плотности ионного тока и напряжения при работе ускорителя ТЕМП-6 в многоимпульсном режиме [3]

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 20-25%. Увеличение нестабильности плотности ионного тока авторы связывают с формированием низкомолекулярных полимеров при пробое поверхности диэлектрика.

В работе X. P. Zhu *et al.* [3] приведены также результаты исследований стабильности генерации МИП на ускорителе ETIGO-II (напряжение 1.1 МВ, ток диода 80 кА, плотность энергии 60-90 Дж/см<sup>2</sup>). Формирование анодной плазмы происходило при пробое по поверхности диэлектрического покрытия на металлическом аноде. На Рис. 5 представлена схема диода с внешней магнитной изоляцией, осциллограммы тока и напряжения.

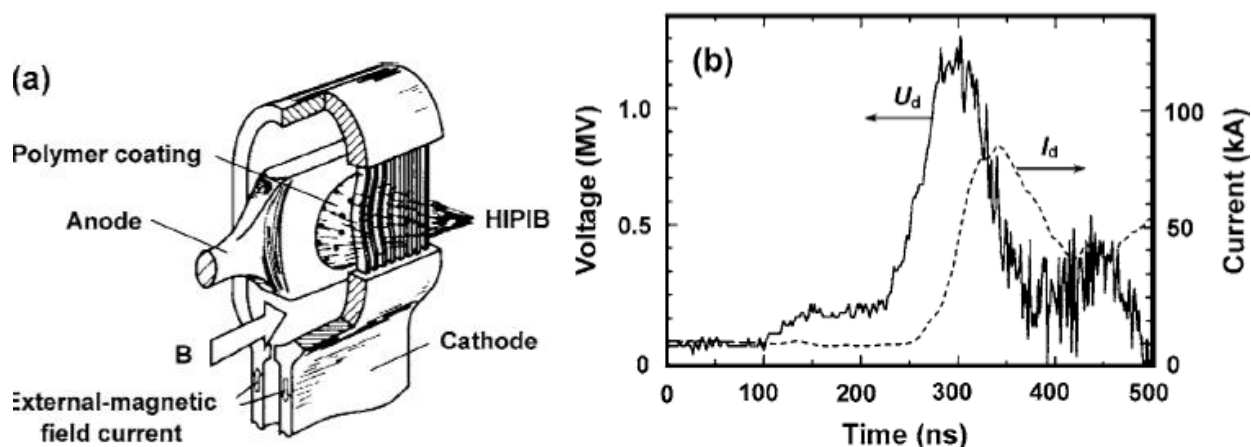


Рис. 5. Конструкция диода ускорителя ETIGO-II (а), осциллограммы напряжения и тока в диоде (b) [3].

На Рис. 6 представлены результаты статистической обработки измерения плотности энергии МИП.

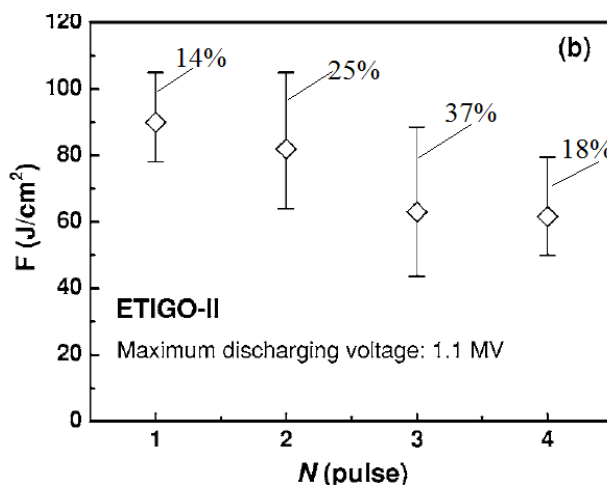


Рис. 6. Изменение плотности энергии МИП [52].

Нестабильность плотности энергии МИП составляла в среднем 24% при ресурсе диодной системы менее 10 импульсов.

В работе Н. Ito *et al.* [4] приведены результаты исследования генерации МИП в диоде с внешней магнитной изоляцией (190 кВ, 15 кА, 100 нс). Для образования плазмы использовался газоразрядный плазменный инжектор (gas puff plasma gun). Плазма поступала в А-К зазор через отверстие диаметром 30 мм, расположенное в центре анода. Магнитное поле в А-К зазоре создавалось при протекании тока (от внешнего источника) по спиральному катоду. Схема диодной системы с газовым плазменным инжектором показана на Рис. 7.

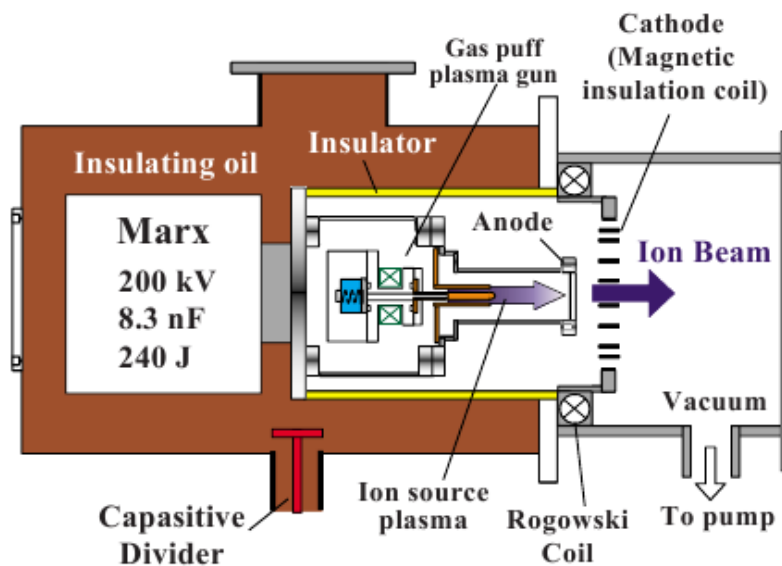


Рис. 7. Схема диодной системы с газовым инжектором плазмы

Вакуумная камера откачивалась до давления  $5 \cdot 10^{-3}$  Па. Более подробная схема ионного диода представлена на Рис. 8.

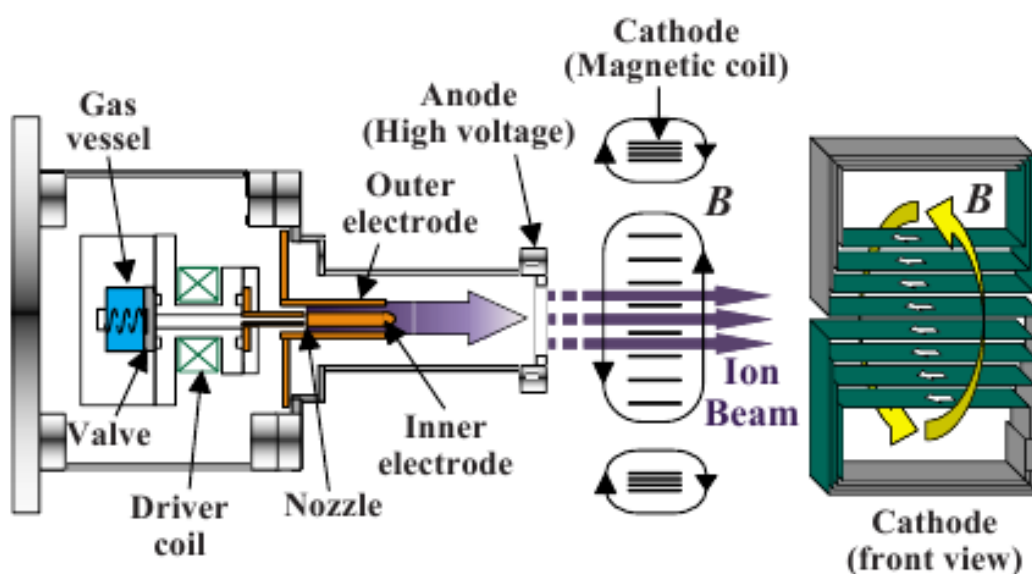


Рис. 8. Схема диода с магнитной изоляцией и с газовым плазменным инжектором [4]

Диод состоял из цилиндрического анода 115 мм длиной и 60 мм в диаметре и катода с прорезами прозрачностью 90% для вывода пучка. Анод-катодный зазор составлял 10 мм. Плазма инжектировалась в А-К зазор через отверстие диаметром 30 мм, расположенное в центре анода. Для подавления электронного тока в А-К зазоре поперечное магнитное поле создавалось при протекании тока по катоду, который представлял собой многовитковую катушку магнитного поля. Однородное магнитное поле с индукцией 0.7 Тл создавалось в А-К промежутке перед приходом импульса ускоряющего напряжения. В качестве газа, из которого создавался плазма и вытягивались ионы, использовался азот. Для измерения плотности ионного тока использовался цилиндр Фарадея с электрическим смещением (-200 В), который располагался на расстоянии 50 мм от анода. Для исследования пространственного распределения плотности ионного тока пучка и однородности пучка по сечению были использованы 5 КЦФ, расположенных радиально. На Рис. 9 приведены усредненные по 10 импульсам показания КЦФ.

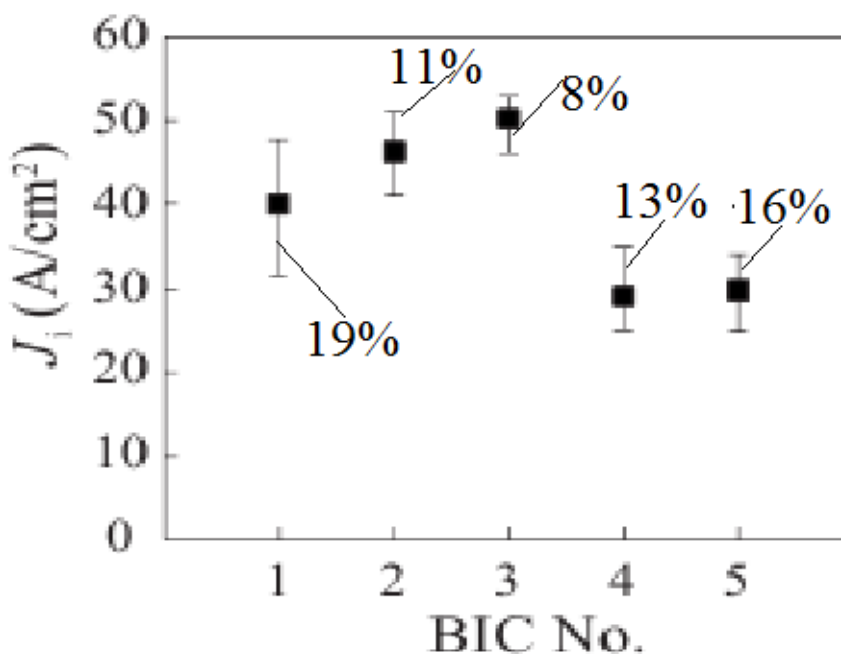


Рис. 9. Пространственное распределение плотности ионного тока [4].

Авторы отмечают хорошую стабильность генерации МИП, разброс значений плотности ионного тока от импульса к импульсу не превышал 20%. Нестабильность генерации МИП авторы связывают с нестабильностью работы генератора Маркса, напряжения питания плазменного источника и нестабильностью магнитного поля в А-К зазоре. Авторы отмечают, что разработанная диодная система с плазменным газовым инжектором способна генерировать ионным пучки с высокой чистотой по компонентам, без примесей. Ресурс работы такой диодной системы намного выше, чем у диодов с диэлектрическим анодом, использующих пробой по поверхности.

В более поздней работе *H. Ito, et al.* [5] представлены результаты исследования генерации МИП в подобной диодной системе, но для генерации пучка ионов металлов использовался источник плазмы с вакуумным дуговым разрядом. Схема ускорителя и диодного узла, использующего вакуумный дуговой разряд в качестве источника плазмы (vacuum arc plasma gun) представлены на Рис. 10. В работе исследовалась стабильность генерации МИП в серии импульсов.

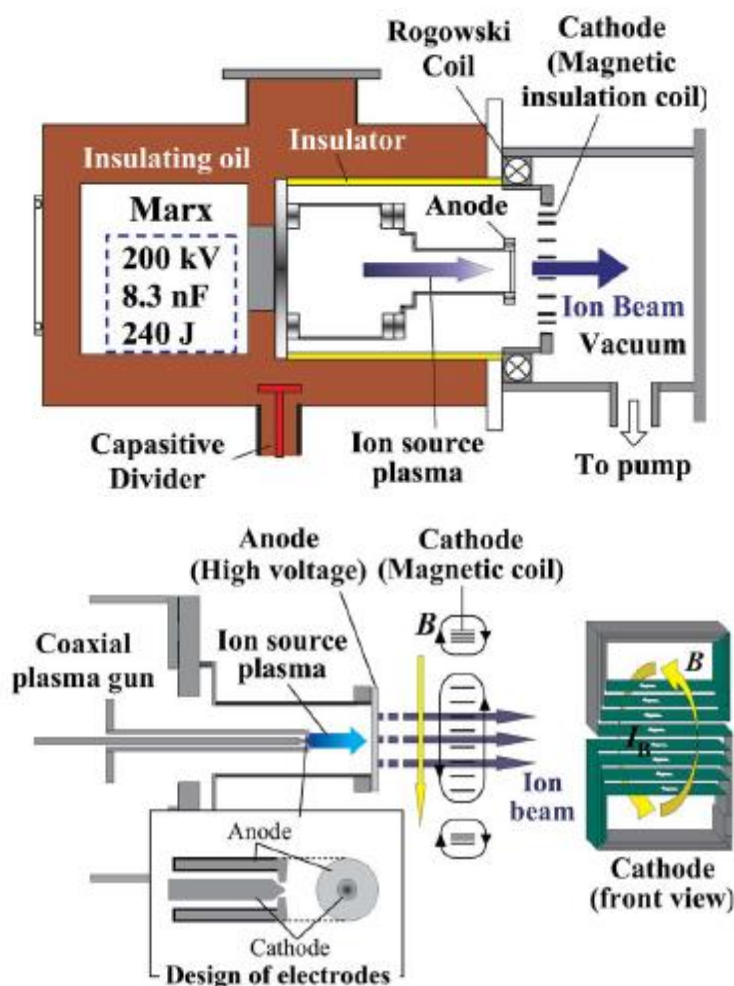


Рис. 10. Схема МИД с источником плазмы вакуумного дугового разряда [5].

На Рис. 11а показана зависимость плотности ионного тока, измеренной ЦФ с электрическим смещением, от количества импульсов. Как видно из рисунка, генерация МИП очень нестабильна. Среднее значение плотности тока составляло  $108 \text{ A/cm}^2$ . Чтобы исследовать причину нестабильности плотности тока ионного пучка, выведенного в область транспортировки, ЦФ был установлен на выходе источника плазмы, результаты представлены на Рис. 11б. Разброс значений плотности ионного тока в серии импульсов превышал 60-80%. Нестабильность генерации ионного пучка авторы связывают с нестабильностью работы плазменного источника.

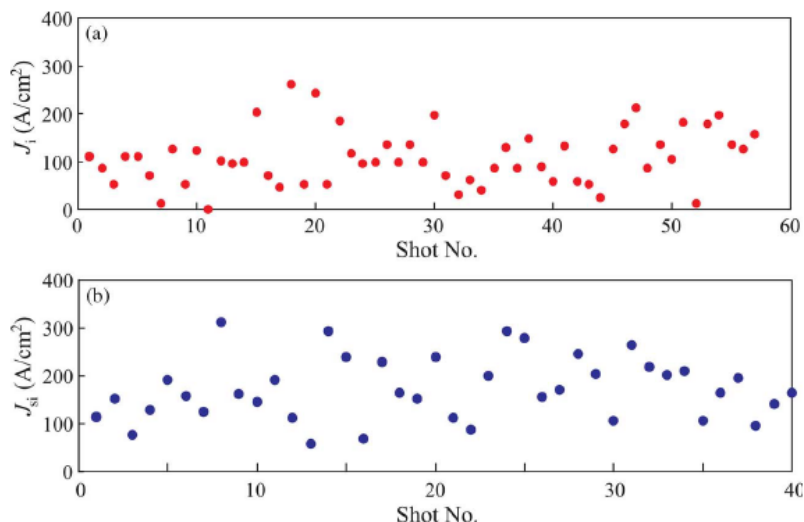


Рис. 11. Зависимость плотности ионного тока от количества импульсов: а) ЦФ располагался 50 мм от анода (ускоренный ионный пучок); б) ЦФ располагался на выходе источника плазмы [5]

Влияние нестабильности формирования взрывоэмиссионной графитовой плазмы на нестабильность генерации электронного пучка было исследовано в экспериментах, проведенных на электронном ускорителе с графитовым катодом. Подробный статистический анализ нестабильности первеанса электронного диода с взрывоэмиссионным графитовым катодом проведен Amitava Roy *et al.* [6]. Исследования проводились на ускорителе KALI 1000 (300 кВ, 100 нс). В работе показано, что существует корреляционная связь между однородностью эмиссионной поверхности от импульса к импульсу и нестабильностью тока диода. Показано, что стандартная девиация и сдвиг в гистограммах тока зависят от неоднородности эмиссионной площади на катоде. Чем менее однородна эмиссионная поверхность, тем больше стандартная девиация. Экспериментальные значения первеанса и импеданса диода приведены на Рис. 12.

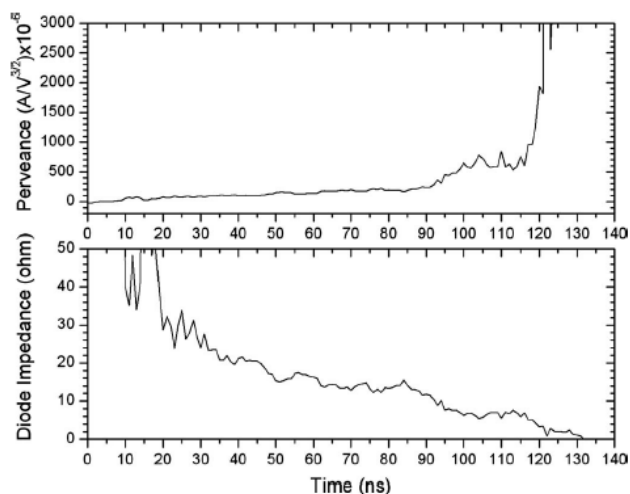


Рис. 12. Динамика изменения первеанса и импеданса диода в течении импульса. А-К зазор 6 мм, диаметр графитового катода 70 мм [56].

В области графика, где первеанс практически не меняется с течением времени, значение первеанса меньше расчетных с использованием одномерного соотношения Child-Langmuir, что характерно для случая, когда эмиссия идет только с маленькой части катода. Для статистического исследования динамики первеанса от импульса к импульсу, измерения были усреднены по 92 импульсам при А-К зазоре 6 мм. Повторяемость значений первеанса от импульса к импульсу, рассчитанная при  $t = 50, 70$  и  $90$  нс показаны на Рис. 13.

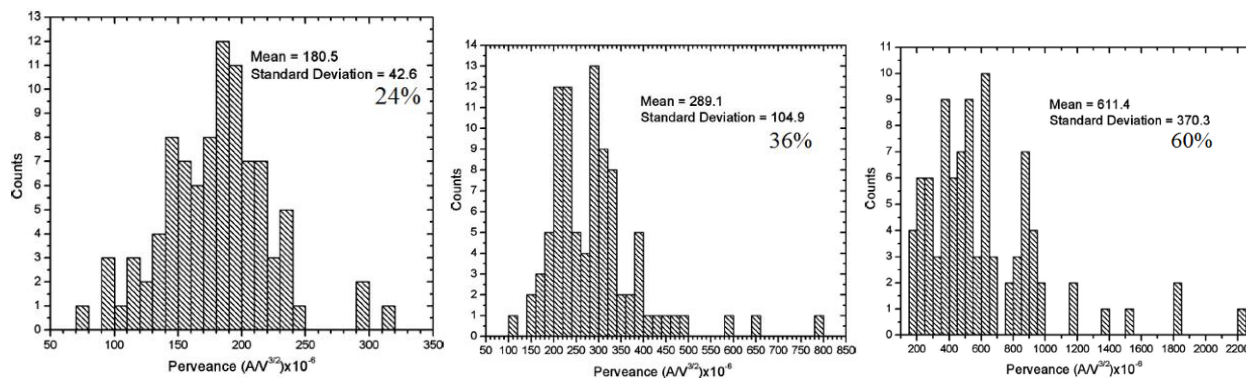


Рис. 13. Изменения первеанса от импульса к импульсу а) при  $t=50$  нс б)  $t=70$  нс в)  $t=90$  нс

Получено, что в течение генерации электронного пучка разброс в значениях первеанса увеличивается от 24% ( $t=50$  нс) до 60% (90 нс). Нестабильность генерации электронного пучка в серии импульсов авторы объясняют разбросом значений эффективной эмиссионной площади катода и эффективного А-К зазора при радиальном и осевом расширении взрывоэмиссионной плазмы.

Выполненный анализ работ показал, что стабильность генерации МИП и ресурс диода во многом определяются процессами плазмообразования на поверхности анода. Для формирования плотной плазмы на поверхности анода в 1980 году Логачев Е.И., Ремнев Г.Е. и Усов Ю.П. предложили использовать явление взрывной эмиссии электронов [7]. Это позволяет сформировать на рабочей поверхности анода сплошной слой плазмы с воспроизводимыми параметрами. Кроме этого, ресурс работы диода с взрывоэмиссионным катодом превышает  $10^7$  импульсов. Подробный обзор работ, посвященных исследованию диодов с магнитной самоизоляцией, приведен в монографии В.М. Быстрицкого [8] и S. Humphries [9].

Выполненный анализ позволяет сделать следующие выводы:

1. Большинство генераторов МИП используют диоды с диэлектрическим анодом, главным недостатком которых является низкий ресурс работы диэлектрических покрытий и низкая стабильность параметров МИП в серии импульсов.
2. Недостаточно систематических данных о стабильности полной энергии и плотности энергии МИП в диодах со взрывоэмиссионным катодом, работающих в режиме магнитной самоизоляции электронов.



3. Отсутствует методика измерения плотности энергии ионного пучка при частоте следования импульсов более 1 импульса в минуту.

4. Взрывная эмиссия обеспечивает плазмообразование на всей рабочей поверхности графитового катода при использовании генератора наносекундных импульсов на основе двойной формирующей линии (ДФЛ). Такой генератор формирует импульс напряжения с крутизной переднего фронта  $(1-2) \cdot 10^{13}$  В/с. Ресурс работы диода со взрывоэмиссионным катодом превышает  $10^6$  импульсов.

5. В диоде с магнитной самоизоляцией отсутствует внешний источник магнитного поля, который усложняет конструкцию и снижает к.п.д. генератора МИП.

## ГЛАВА 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ СТЕНД

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 в основном 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

Исследования проводились на ионном ускорителе **ТЕМП-4М** [10, 11], который состоит из емкостного накопителя – генератора импульсных напряжений, наносекундного генератора и вакуумного диода с магнитной самоизоляцией. На рисунке 14 представлена функциональная схема ускорителя.

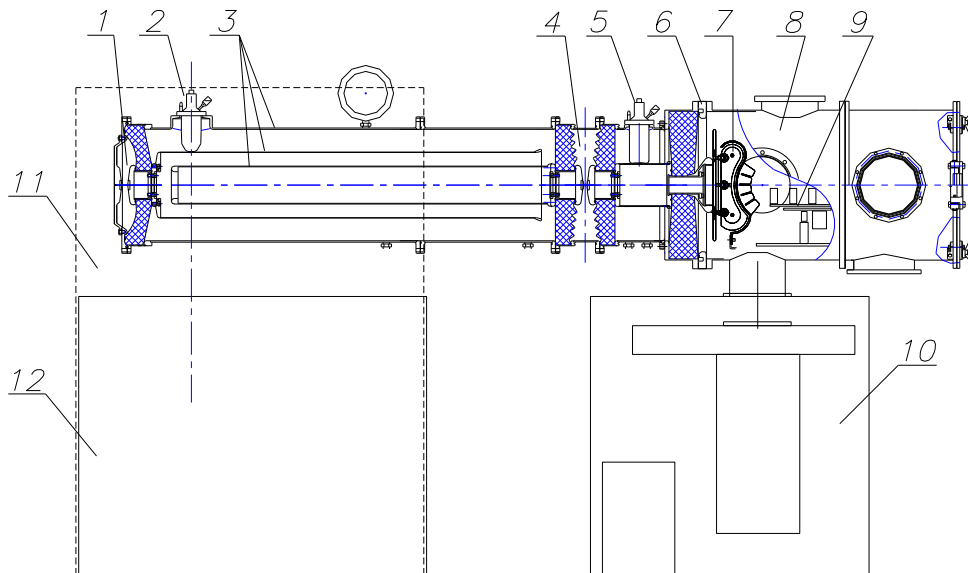


Рис. 14. Схема ускорителя: 1, 4 – газовые разрядники; 2, 5 – делители напряжения; 3 – ДФЛ; 6 – пояс Роговского; 7 – магнитоизолированный диод; 8 – вакуумная камера; 9 – мишенный узел; 10 – вакуумная система; 11 – генератор импульсных напряжений (ГИН); 12 – система газоподдачи и водоподготовки

Ускоритель **ТЕМП-4М** формирует сдвоенные разнополярные импульсы – первый отрицательный (300–500 нс, 100–150 кВ) и второй положительный (150 нс, 250–300 кВ), частота импульсов (5–10) имп./мин. Генератор импульсного напряжения, собранный по схеме Ар-

кадьева-Маркса, содержит восемь ступеней конденсаторов ИК100–0,4 (100 кВ, 0,4 мкФ). Собственная индуктивность генератора импульсных напряжений  $\sim 5$  мкГн. Наносекундный генератор выполнен в виде коаксиальной двойной формирующей линии с жидким диэлектриком (водой), волновое сопротивление 4.9 Ом, содержит основной и предварительный газовые разрядники. Вакуумный полосковый диод состоит из потенциального и заземленного электродов. Потенциальный электрод диода соединен через предварительный газовый разрядник с внутренним электродом двойной формирующей линии (ДФЛ). 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. На рисунке 15 показан внешний вид ускорителя.



Рис. 15. Фотография ускорителя ТЕМП–4М

Ускоритель работает следующим образом. Генератор импульсного напряжения заряжает емкость ( $C_1=16$  нФ), образованную средним электродом ДФЛ и корпусом ускорителя. Емкость внутреннего электрода ДФЛ относительно среднего электрода ( $C_2=10$  нФ) много больше паразитной емкости 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. Зарядка происходит через предварительный газовый разрядник и диод. При этом на диоде формируется импульс отрицательного напряжения (300–600 нс, 100–150 кВ). В течение первого импульса на поверхности потенциального электрода диода образуется взрывоэмиссионная плазма. Пробивное напряжение основного разрядника выше, чем у предварительного раз-

рядника, и его пробой происходит через паузу, контролируемую давлением газа в основном разряднике. В течение паузы происходит дополнительная зарядка емкостей среднего электрода относительно корпуса и внутреннего электрода ДФЛ. После срабатывания 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 анод-катодном зазоре.

Напряжение на выходе ГИН (зарядное напряжение ДФЛ) было измерено комбинированным делителем напряжения, установленным в ДФЛ и дифференциальным делителем напряжения [12]. Напряжение на выходе ДФЛ измеряли делителем напряжения, установленным в переходной камере между ДФЛ и диодным узлом. Токи на выходе ГИН и ДФЛ, ток коммутации основного разрядника измеряли поясами Роговского с обратным витком [13]. Электрические сигналы с датчиков регистрировали осциллографом Tektronix 2024В (200 МГц,  $5 \cdot 10^9$  отсч./с). Стандартная девиация напряжения пробоя разрядников не превышала 2% в серии 50 импульсов с интервалом 10 с. На рисунке 16 приведены осциллограммы полного тока и ускоряющего напряжения (экспериментальные и расчетные значения) при работе ускорителя **ТЕМП–4М** на активную нагрузку 5 Ом.

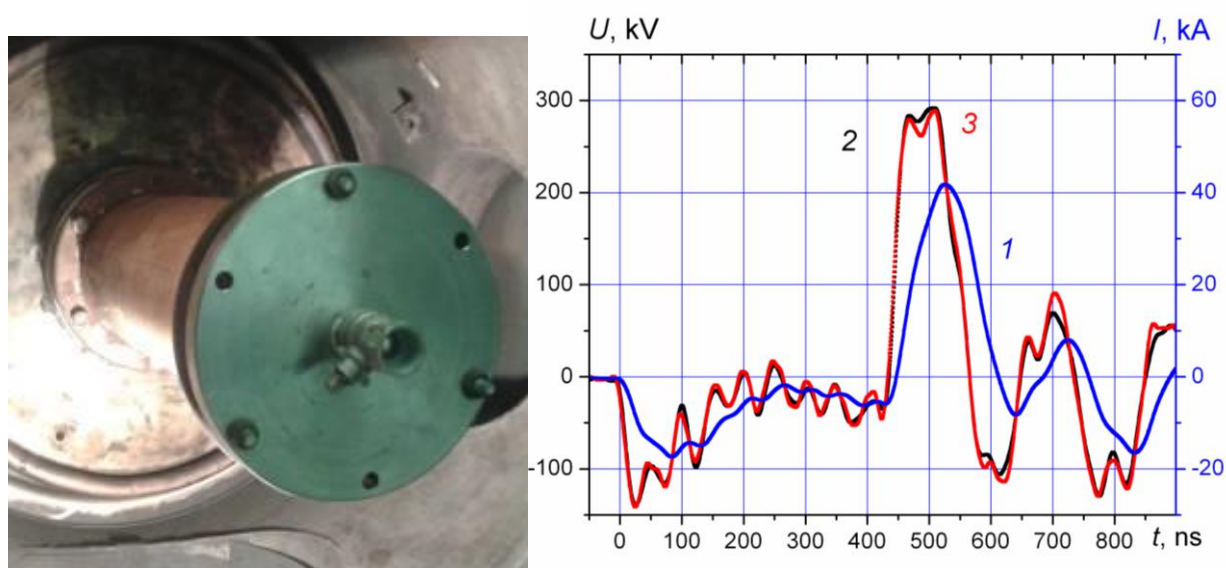


Рис. 16. Фотография диодной камеры с активной нагрузкой и осциллограммы тока и напряжения: 1) – полный ток; 2) – напряжения на потенциальном электроде; 3) – расчетное напряжение

Расчет напряжения выполнен по соотношению

$$U_{\text{расч}}(t) = R_{\text{н}}(t) + L_{\text{н}}dI/dt,$$

где  $R_{\text{н}}$  – активное сопротивление нагрузки,  $L_{\text{н}}$  – индуктивность нагрузки, состоящая из индуктивности активной нагрузки (140 нГн) и индуктивности катододержателя (100 нГн).

Индуктивность нагрузки рассчитали по соотношению для прямолинейного проводника на частоте (1–10) МГц [14]. Индуктивность катододержателя определили из ВАХ диодно-

го узла при работе в режиме короткого замыкания. 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 %.

## 2.2. Ионный диод с магнитной самоизоляцией

Для генерации ионного пучка в ускорителе **ТЕМП-4М** использовали диод с магнитной самоизоляцией электронов. Основная часть исследований выполнена на плоском полосковом диоде размером 22 см×4.5 см [15]. Зазор между потенциальным и заземленным электродами выбирали из условия согласования импеданса диода с волновым сопротивлением двойной формирующей линии, он составлял 7-10 мм. Потенциальный электрод изготовлен из графита, заземленный электрод – из нержавеющей стали с прорезями 0.4 см×2 см, прозрачность 70%. Блок-схема диодного узла, схема измерения полного тока и плотности ионного тока в плоском полосковом диоде показаны на Рис. 17.

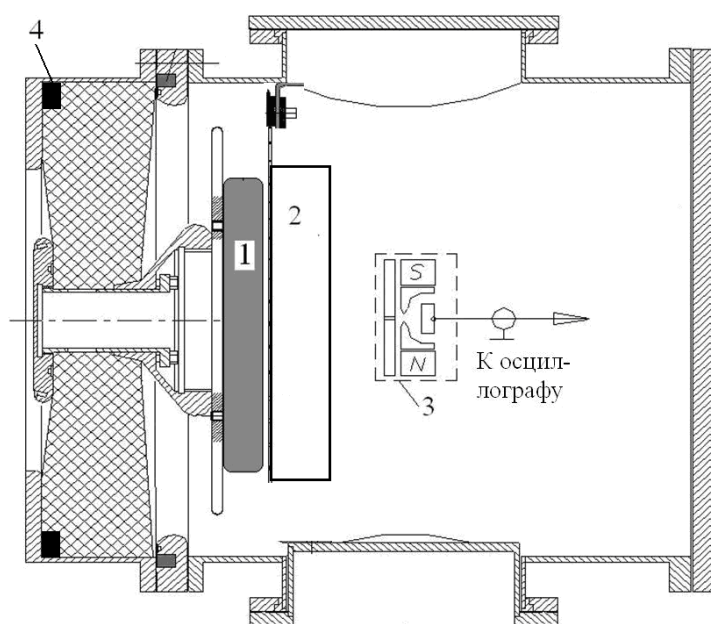


Рис. 17. Схема диодного узла и фотография плоского полоскового диода: потенциальный электрод диода (1), заземленный электрод (2), колимированный цилиндр Фарадея (3), пояс Роговского (4)

Полосковый диод с магнитной самоизоляцией эффективно работал при давлении 0.1 Па с ресурсом более  $10^6$  импульсов. Плотность энергии ионного пучка составляла 0.3-0.5 Дж/см<sup>2</sup>. Частота генерации импульсов ограничивалась только тепловым режимом диода.

Для формирования МИП с плотностью энергии более 1 Дж/см<sup>2</sup> мы использовали полосковый диод с фокусирующей геометрией (см. Рис. 18).

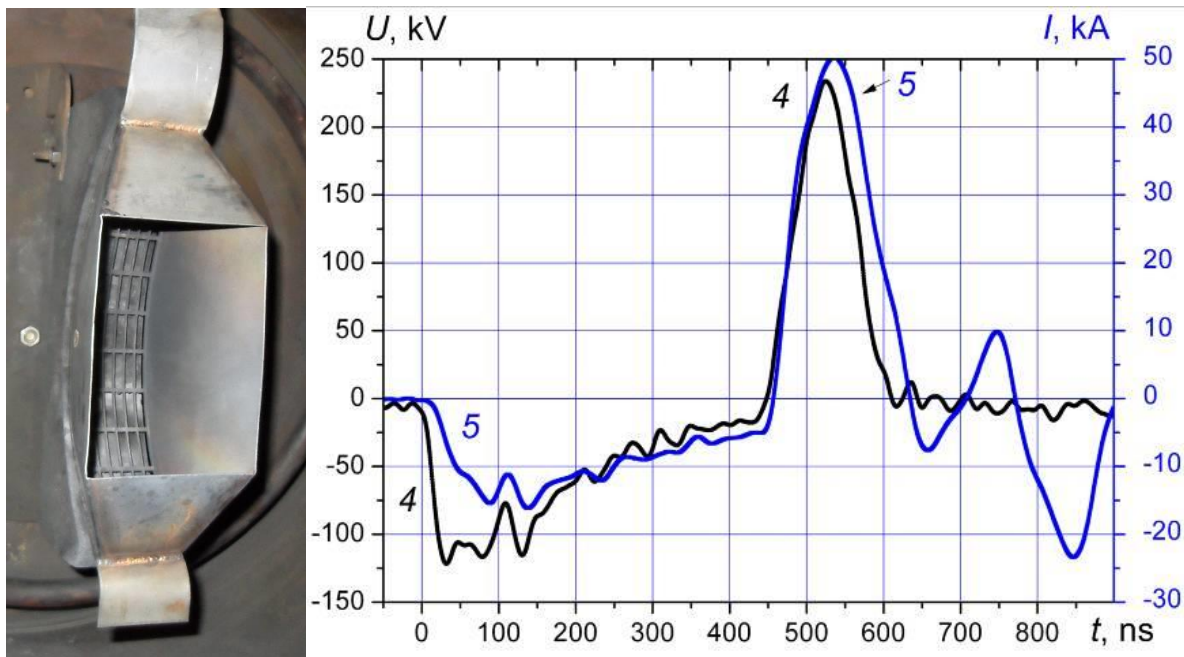


Рис. 18. Фотография фокусирующего полоскового диода и осциллограммы ускоряющего напряжения (4) и полного тока диода (5)

Часть экспериментов выполнена на диоде новой конструкции – кольцевом диоде [16]. 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. На Рис. 19 показан внешний вид диода и схема диодного узла.

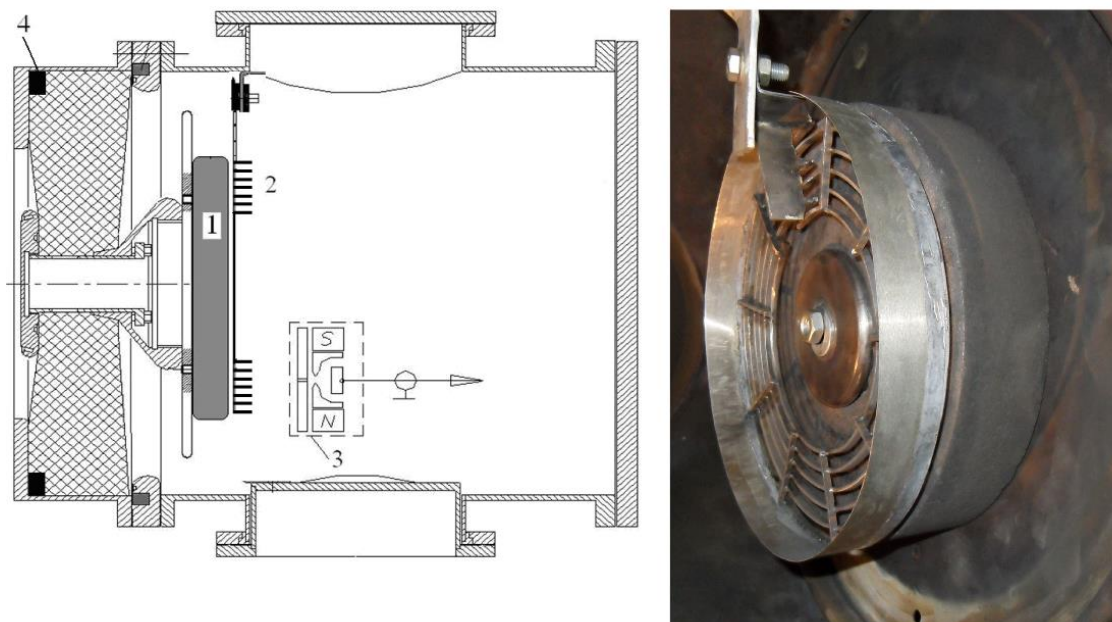


Рис. 19. Схема и фото диодного узла кольцевого плоского диода: потенциальный электрод (1), заземленный электрод (2), колиммированный цилиндр Фарадея (3), пояс Роговского (4)

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 [17]. Площадь заземленного электрода равна 270 см<sup>2</sup>.

Для увеличения плотности ионного тока на основе кольцевого диода разработан конусный диод [18] (см. Рис. 20).

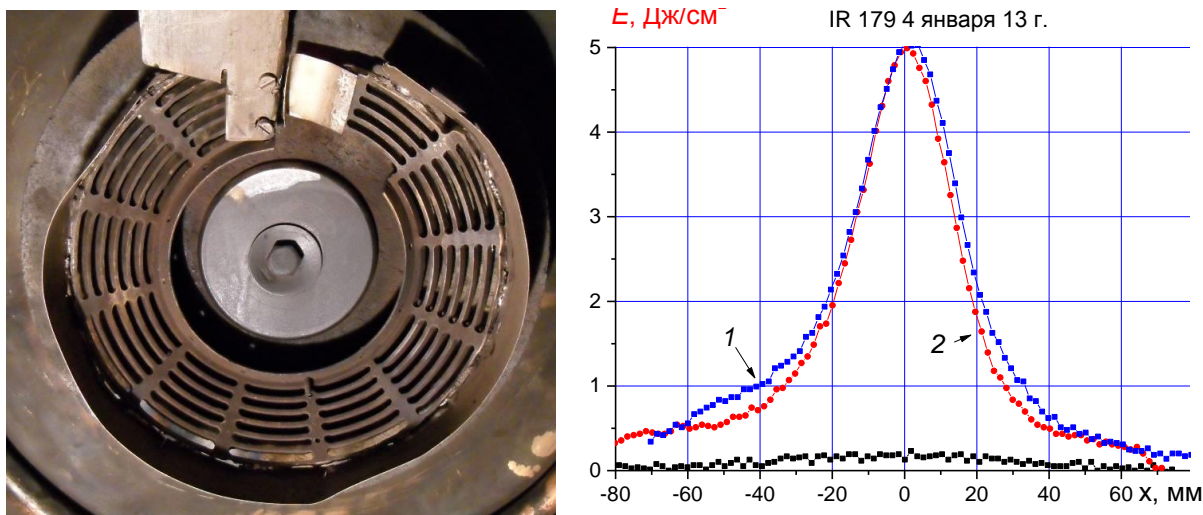


Рис. 20. Фотография конусного диода и распределение плотности энергии МИП в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях в фокусной плоскости

Внешний диаметр заземленного электрода конусного диода составляет 20 см, внутренний 9.2 см, угол 37 градусов. Средняя длина витка электрода составляет 46 см, площадь рабочей поверхности равна 220 см<sup>2</sup>. Фокусное расстояние 10 см.

### 2.3. Диагностика параметров МИП

Для измерения параметров МИП разработан комплекс диагностического оборудования: времяпролетная диагностика состава и энергетического спектра ионов; тепловизионная диагностика распределения плотности энергии пучка по сечению; акустическая диагностика.

#### 2.3.1. Измерение плотности ионного тока

Для эффективной транспортировки и фокусировки мощного ионного пучка необходимо обеспечить его зарядовую компенсацию электронами. В противном случае в результате кулоновского расталкивания он будет рассыпаться. При измерении плотности ионного тока необходимо удалить тепловые электроны из МИП. Для этой цели используют поперечное магнитное поле (КЦФ с магнитной отсечкой) или электрическое поле (КЦФ с электрическим смещением) [19]. Мы использовали КЦФ с магнитной отсечкой электронов. На Рис. 21 представлено схематическое изображение конструкции КЦФ.

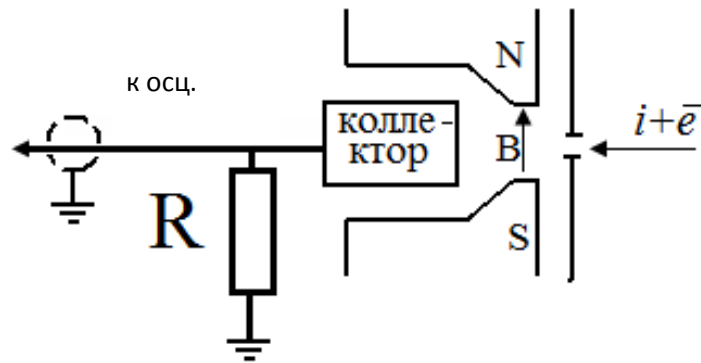


Рис. 21. Конструкция КЦФ с поперечным магнитным полем.

При частоте электромагнитного излучения, значительно ниже частоты ленгмюровских колебаний магнитное поле проникает в плазму на глубину скин-слоя, величина которого равна [20]:

$$\lambda_e = \frac{c}{\sqrt{\omega_p^2 - \omega^2}} = \frac{c}{\omega_p}$$

где  $c$  – скорость света,  $\omega_p$  – частота ленгмюровских колебаний.

Численное значение плазменной, или ленгмюровской, частоты  $\omega_p = 5.64 \cdot 10^4 \cdot (n_e)^{0.5}$ , Гц при  $n_e$  в  $\text{см}^{-3}$ . Тогда толщина скин-слоя равна:

$$\lambda_e = \frac{5.31 \cdot 10^5}{\sqrt{n_e}}, \text{ см}$$

при  $n_e$  в  $\text{см}^{-3}$ .

Плотность ионного тока можно определить из соотношения:

$$j = z \cdot n_i \cdot v_i$$

где  $z$  - заряд ионов,  $n_i$  –концентрация ионов,  $v_i$  - скорость ионов.

Тогда концентрация ионов в МИП равна:

$$n_i = \frac{j}{z \cdot v_i} \quad (2.1)$$

Скорость ионов в области транспортировки МИП (после ускорения в А-К зазоре) можно определить из соотношения:

$$v_i = \sqrt{\frac{2Uz}{m_i}} \quad (2.2)$$

Из уравнений (2.1) и (2.2) можно получить соотношение для концентрации ионов в МИП:

$$n_i = \frac{j \sqrt{m_i}}{z \sqrt{2Uz}} \quad (2.3)$$



Тогда толщина скин-слоя ионного пучка при условии  $n_e = n_i$  равна:

$$\lambda_e = \frac{5.31 \cdot 10^5}{\sqrt{n_e \cdot 10^{-6}}} = \frac{5.31 \cdot 10^5 \cdot \sqrt{z \sqrt{2Uz}}}{10^{-3} \sqrt{j \sqrt{m_i}}} = 134 \frac{U^{1/4}}{\sqrt{j}}, \text{ мм}$$

при ускоряющем напряжении в вольтах и плотности ионного тока в  $\text{А/м}^2$ .

Типичные осциллограммы, характеризующие работу диодного узла с плоским полосковым диодом при генерации МИП приведены на Рис. 22. Расстояние до КЦФ 11 см, зазор 8.5 мм.

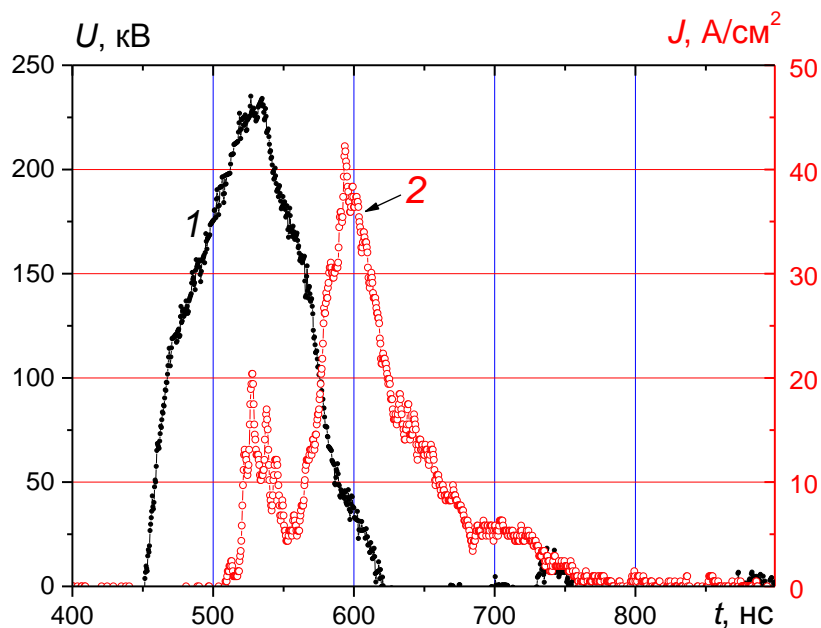


Рис. 22. Осциллограммы напряжения, второй импульс (1) и плотности ионного тока (2, точки) в плоском диоде

На Рис. 23 приведены результаты расчета изменения толщины скин-слоя при генерации МИП, формируемого ионным диодом с магнитной самоизоляцией.

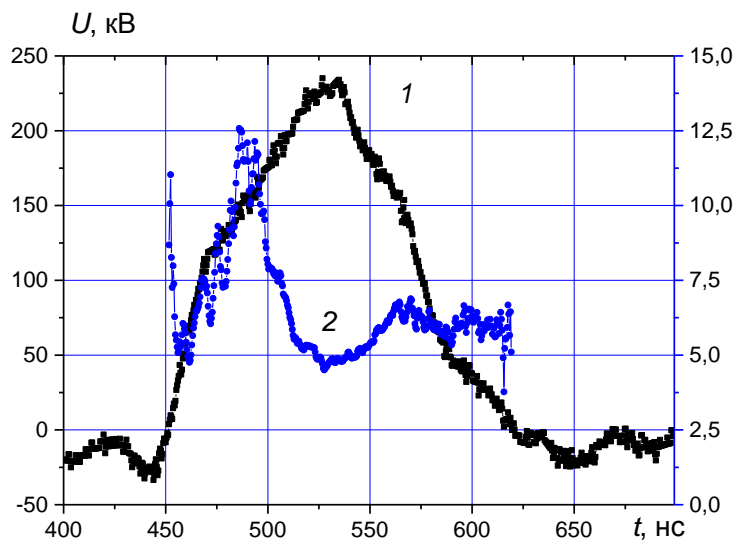


Рис. 23. Осциллограмма ускоряющего напряжения (1) и изменение толщины скин-слоя при генерации МИП (2)

Выполненные исследования показали, что величина скин-слоя нейтрализованного тепловыми электронами ионного пучка, формируемого ускорителем **ТЕМП-4М**, составляет 4-6 мм. Диаметр МИП обычно превышает 5-10 см, и для эффективного удаления всех нейтрализующих электронов необходимо использовать коллимирующее отверстие, в которое проникает исследуемый пучок частиц и попадает на коллектор. Диаметр коллимирующих отверстий в цилиндре Фарадея с магнитной отсечкой не должен превышать 3-5 мм для эффективного удаления всех электронов.

### 2.3.2. Тепловизионная диагностика МИП

Основным фактором, определяющим изменение свойств изделия при облучении мощным ионным пучком, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов. Поэтому для контроля и оптимизации режима такой обработки изделий необходимо регистрировать плотность энергии ионного пучка и однородность пучка по сечению. Диагностику параметров МИП проводили по тепловому отпечатку на мишени. Схема регистрации приведена на Рис. 24 [21].

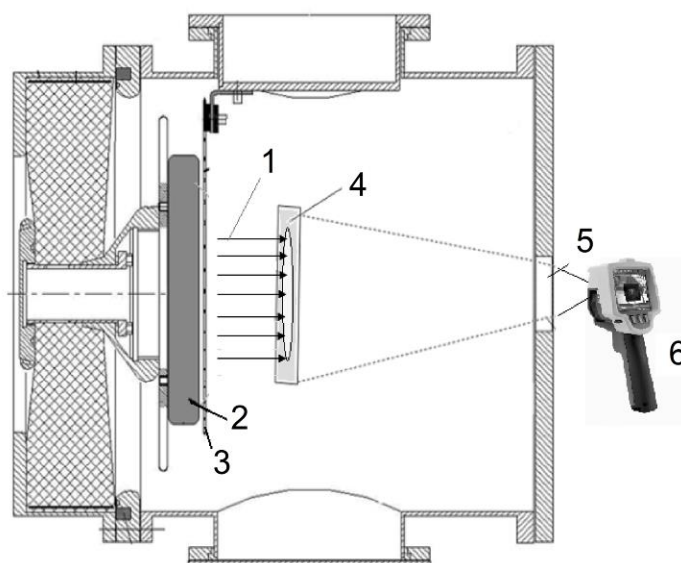


Рис. 24. Схема измерения распределения плотности энергии МИП: 1 – ионный пучок; 2 – потенциальный электрод; 3 – заземлённый электрод; 4 – мишень; 5 –  $\text{CaF}_2$  окно; 6 – тепловизор.

В качестве мишени мы использовали фольгу 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 мишени задняя (от ионного пучка) сторона покрывалась черной матовой краской ( $\epsilon = 0,90$ ) [22]. Тепловой отпечаток пучка регистрировали через выходное окно, расположенное на фланце диодной камеры. В качестве окна использо-

вали 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. 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 Рис. 25 приведены результаты калибровки.

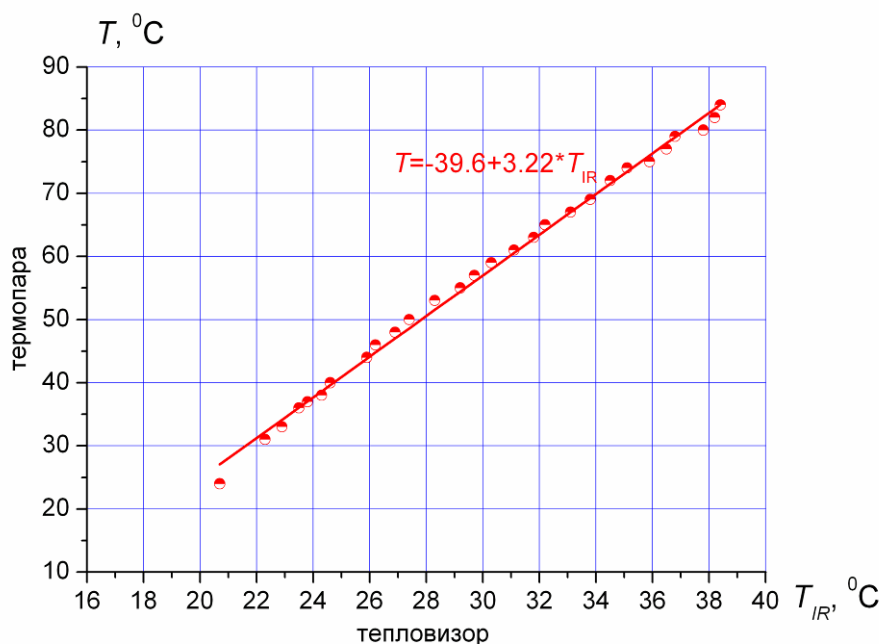


Рис. 25. Градуировочный график для окна из  $CaF_2$

Для корректного определения спектра пропускания окна было произведено 5 одинаковых измерений. Градуировочную кривую аппроксимировали линейной функцией, коэффициенты рассчитали методом наименьших квадратов в программе Qrigin 8.1. Погрешность аппроксимации не превышала 5%. Эту линейную функцию использовали в дальнейшем для расчета плотности энергии МИП.

При угле обзора  $25^\circ$  и минимальном фокусном расстоянии 30 см для тепловизора **Fluke TiR10** размер предмета составит 12.7 см. Для матрицы тепловизора **Fluke TiR10**  $140 \times 160$  пикселей пространственное разрешение составит 0.8-0.9 мм.

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

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

где  $c_v$  - удельная теплоемкость,  $S$  - площадь мишени,  $d$  - толщина мишени,  $\rho$  - плотность материала мишени,  $\Delta T$  - 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 составляет 0.05 Дж/см<sup>2</sup>.

Для оценки корректности измерения плотности энергии МИП, формируемого в двухимпульсном режиме, выполнен анализ влияния электронов в нагрев мишени в течение первого импульса для различных конструкций диодов [21]. 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 двухимпульсном режиме. Анализ вклада различных 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.

### 2.3.3. Акустическая диагностика МИП

Тепловизионная диагностика позволяет определить распределение плотности энергии ионного пучка по сечению с высоким пространственным разрешением. Время измерения термограммы не превышает 0.1 с, но длительное время охлаждения мишени после облучения ионным пучком не позволяет контролировать режим работы диодного узла при большой частоте следования импульсов. При плотности энергии МИП 4-5 Дж/см<sup>2</sup> нагрев стальной мишени толщиной 100 мкм составляет 100-130 градусов. Время последующего охлаждения мишени превышает 100 с [21].

В работе *R.M. White* [23] показано, что при воздействии импульсного электронного пучка на твердое тело в нем формируются акустические волны, амплитуда которых пропорциональна плотности мощности излучения. В работах *В.Д. Воловика* и др. [24, 25] для измерения распределения энергии импульсного электронного пучка в поперечном сечении предложена радиационно-акустическая диагностика. Пьезодатчик при этом расположен не с тыльной стороны мишени (по оси пучка) а с боковой, перпендикулярно оси электронного пучка. Радиационно-акустическая диагностика основана на регистрации акустических волн, возникающих в стержне при диссипации энергии импульсного электронного пучка (радиационно-акустический эффект). Выполненные исследования показали, что разрешающая способность такой диагностики при исследовании распределения энергии импульсного электронного пучка (450 кэВ, 6 кА, 50 нс) в поперечном сечении составляет 3-5 мм [26]. Время

затухания акустических колебаний не превышает 0.1 мс, поэтому радиационно-акустическая диагностика позволяет контролировать плотность энергии электронного пучка при частоте следования импульсов до  $10^4$  имп./с.

Аналогично импульсному электронному пучку, при поглощении МИП в мишени в результате радиационно-акустического эффекта формируются акустические колебания. Если длительность импульса МИП значительно меньше периода акустической волны в мишени, то амплитуда акустического сигнала прямо пропорциональна плотности энергии [27]. В работе [1] представлены результаты исследования тепловых и ударно-волновых процессов при поглощении ионного пучка в стальной мишени. Исследования проводились на ускорителе «ВЕРА» (660 кэВ, 110 нс, протонно-углеродный пучок) с помощью пьезодатчика, установленного с тыльной стороны мишени. Но используемая геометрия регистрации акустических волн не позволяет контролировать распределение плотности энергии МИП по сечению пучка. Кроме того, нет данных по калибровке пьезодатчика, что не позволяет сопоставить полученные результаты с данными моделирования, определить диапазон измерения плотности энергии и давления в области поглощения МИП. В данном разделе приведены результаты тестирования акустической диагностики параметров импульсного ионного пучка гигаватной мощности.

Для измерения плотности энергии МИП мы дополнительно использовали радиационно-акустическую диагностику. С этой целью в фокусе диода помещали мишень перпендикулярно оси ионного пучка. В качестве мишени использовали медный провод прямоугольного сечения  $2 \times 7$  мм и длиной 5 метров. На одном конце провода закреплен пьезоэлектрический преобразователь (пьезодатчик), другой конец имеет конусообразную форму для затухания колебаний. Схема стенда приведена на Рис. 26.

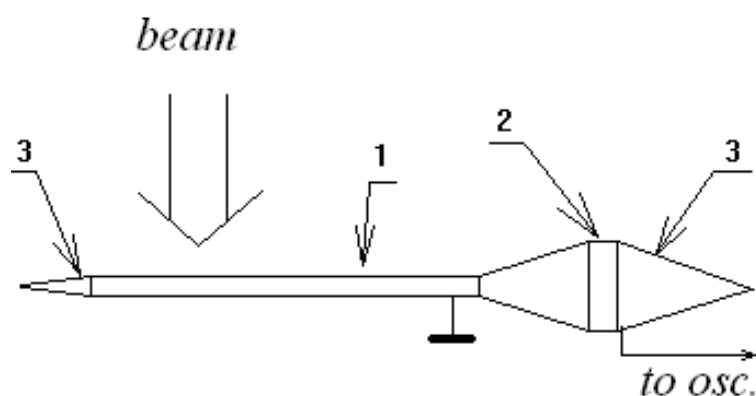


Рис. 26. Схема регистрации акустических волн, формируемых МИП. 1-мишень (провод), 2-пьезодатчик, 3-гасящие конуса

На Рис. 27 показаны характерные осциллограммы сигнала с пьезодатчика.

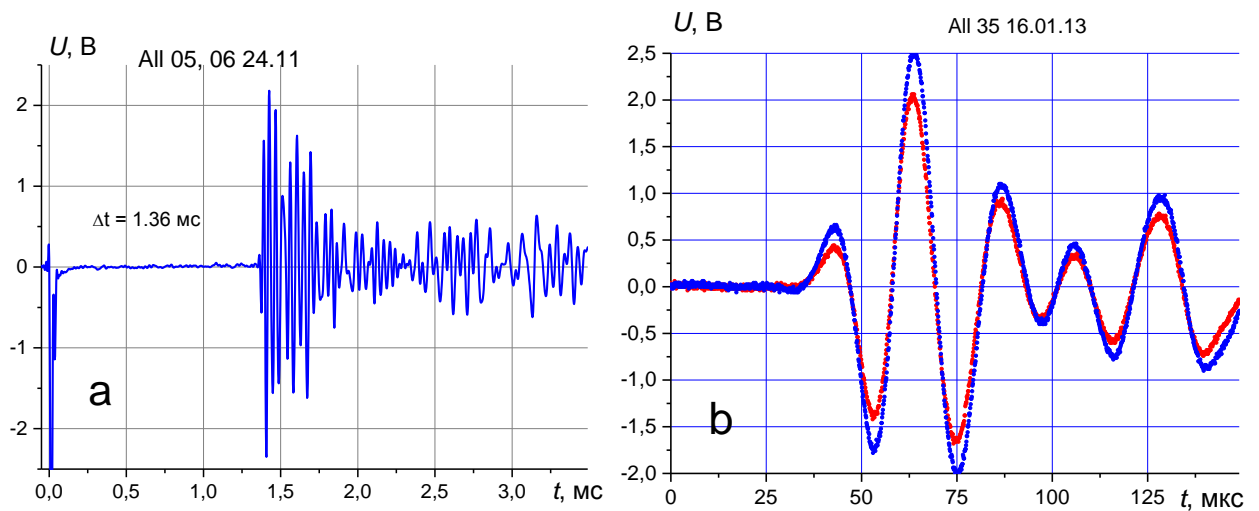


Рис. 27. Осциллограммы сигнала с пьезодатчика с низким (а) и высоким (б) временным разрешением, 2 импульса

При генерации МИП формируются электромагнитные помехи (при  $t = 0$ , см. Рис. 27а), превышающие сигнал с пьезодатчика. Для снижения уровня помех пьезодатчик располагали в пультовой комнате и использовали в качестве мишени медный провод длиной 5 метров, один конец которого находился в камере ускорителя, а другой вместе с пьезодатчиком – в пультовой комнате. С целью уменьшения наводок, вызванных увеличением потенциала мишени при попадании на нее ионов, медный провод заземляли. Задержка акустической волны при распространении в проводе составляет 1.36 мс (скорость акустических волн в меди 3680 м/с), что позволяет регистрировать сигнал с пьезодатчика после прохождения электромагнитных помех, см. Рис. 27а.

В используемом диагностическом стенде акустические волны, возникающие при поглощении МИП, распространяются по длинному волноводу (проводу) и регистрируются пьезодатчиком, удаленным от места генерации. Глубина пробега ионов, формируемых ускорителем **ТЕМП-4М**, в меди не превышает 3 мкм. Поэтому при поглощении МИП в медном проводе толщиной 2 мм формируются поперечные (по отношению к направлению распространения к пьезодатчику) акустические волны, которые трансформируются в продольную волну. Процессы трансформации поперечной волны в продольную, внутреннего отражения продольной волны при распространении вдоль волновода приводят к формированию характерной формы акустической волны в месте расположения пьезодатчика. Идет рост амплитуды волны для каждого последующего периода (см. Рис. 27б) и затем затухание. При постоянной энергии МИП в серии импульсов форма и амплитуда сигнала с пьезодатчика изменяются незначительно.

Длительность импульса МИП (150 нс по основанию) значительно меньше периода акустической волны в медной мишени (20-25 мкс), поэтому амплитуда акустического сигнала прямо пропорциональна плотности энергии [27]. В наших экспериментальных

условиях радиационно-акустический эффект позволяет измерять плотность энергии и распределение плотности энергии по сечению МИП, давление в области поглощения ионов.

### 2.3.3.1. Калибровка пьезодатчика по плотности энергии МИП

На первом этапе исследований была выполнена калибровка акустической диагностики с использованием тепловизионной диагностики [21]. На Рис. 28 показана схема калибровки.

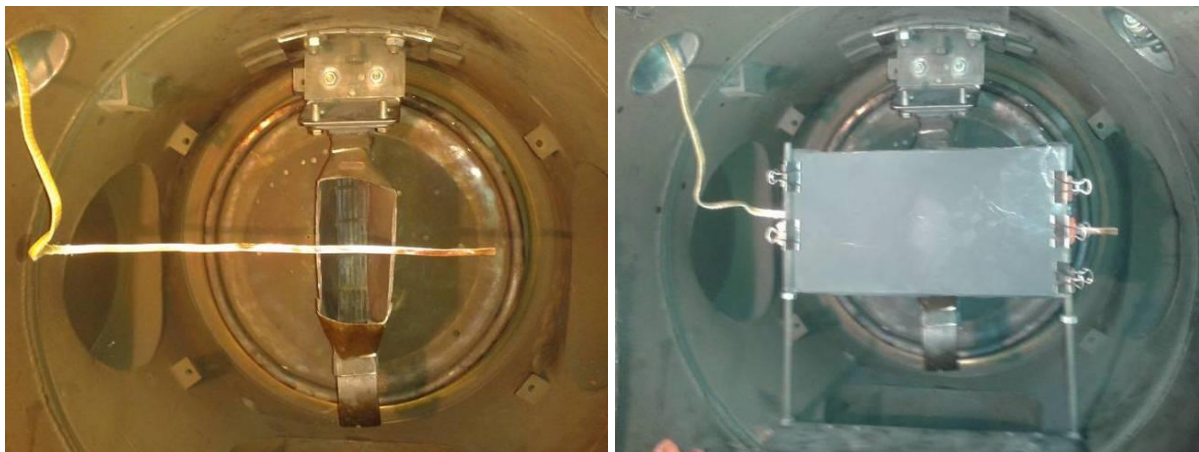


Рис. 28. Схема калибровки акустической диагностики МИП: стенд только с акустической диагностикой (а) и с двумя диагностиками, акустической и тепловизионной (б)

Мишень, на которой регистрировали термограмму пучка, располагали в фокусе диода непосредственно за медным проводом. На Рис. 29 показана термограмма ионного пучка.

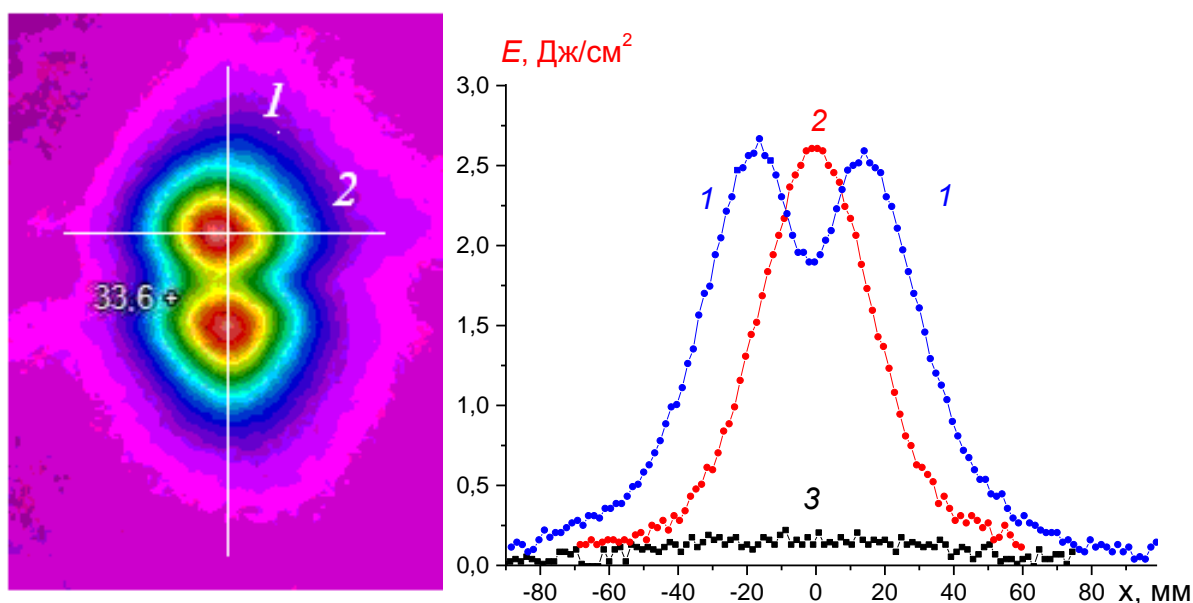


Рис. 29. Термограмма МИП за проводом и распределение плотности энергии МИП в вертикальном (1) и горизонтальном (2) сечениях. Кривая 3 – исходный фон мишени

На Рис. 30 показана калибровочная зависимость амплитуды сигнала с пьезодатчика (амплитуда второй положительной полуволны, см. Рис. 27б) от плотности энергии МИП.

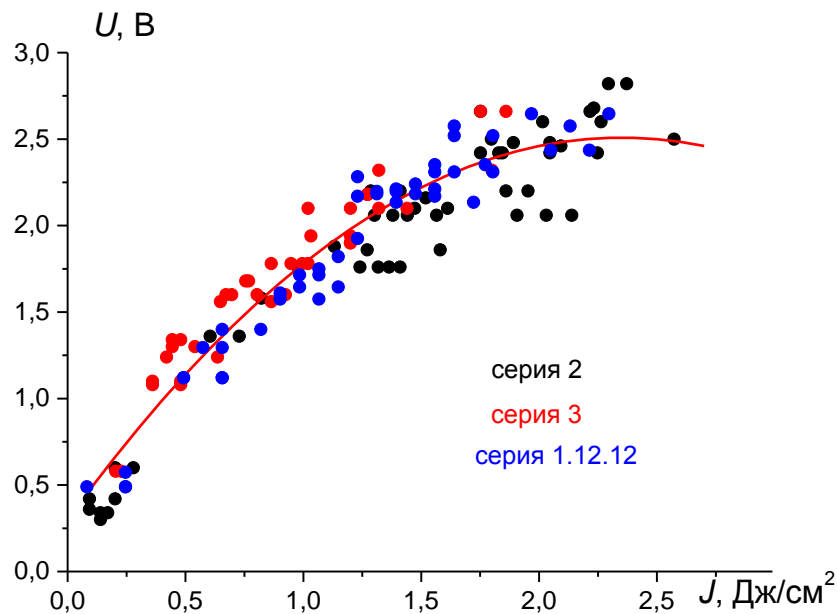


Рис. 30. Зависимость амплитуды сигнала с пьезодатчика от плотности энергии МИП

Характерной особенностью полученной калибровочной зависимости является стабилизация амплитуды сигнала с пьезодатчика при плотности энергии МИП более  $2 \text{ Дж/см}^2$ . Для выяснения причины отклонения калибровочного графика от линейной зависимости мы выполнили математическое моделирование поглощения МИП. На Рис. 31 приведены результаты моделирования распределения температуры по глубине медной мишени в разные моменты времени поглощения пучка ионов углерода с энергией 200 кэВ [28].

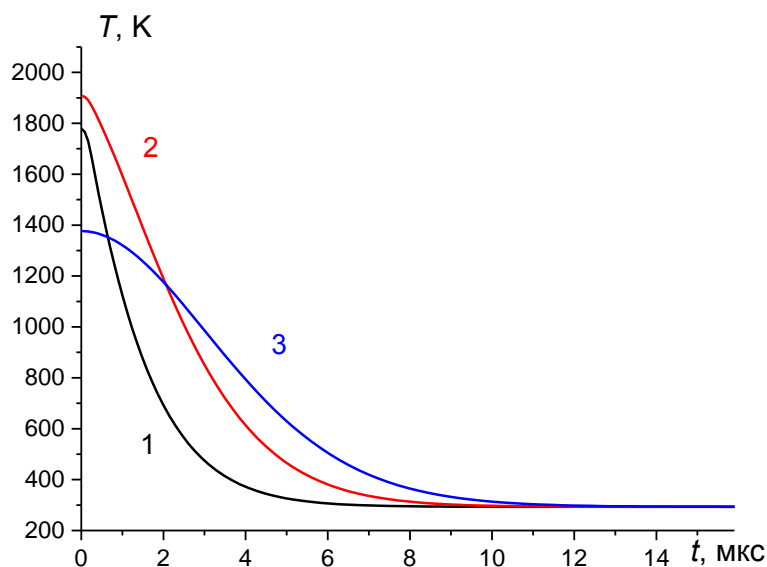


Рис. 31. Динамика изменения температуры в медной мишени при поглощении МИП через 50 нс (1), 75 нс (2) и 100 нс (3) после начала импульса

Моделирование выполнено по программе Comsol Multiphysics. Длительность импульса 100 нс, форма импульса – гауссиана, плотность энергии МИП  $2 \text{ Дж/см}^2$ , расчет выполнен



без учета фазовых превращений. Моделирование поглощения пучка ионов углерода в медной мишени показало, что при плотности энергии пучка более  $1.5 \text{ Дж/см}^2$  начинается плавление поверхностного слоя (температура плавления Cu 1356 К). Этот процесс ограничивает диапазон измерения плотности энергии МИП с помощью акустической диагностики. Выполненные исследования показали, что использование в качестве мишени провода из более тугоплавкого металла (железа) не позволяет расширить диапазон измерения. Из-за низкой теплопроводности плавление приповерхностного слоя облучаемой мишени происходит при плотности энергии МИП более  $1-1.5 \text{ Дж/см}^2$ .

### 2.3.3.2. Калибровка пьезодатчика методом падающей массы

При воздействии мощных ионных пучков одним из основных процессов, обеспечивающих модификацию металлов на глубине, значительно превышающей пробег ионов, является генерация и последующая диссипация ударно-волнового возмущения [27]. Акустическая диагностика позволяет измерить давление в области поглощения МИП. Для расчета давления в области генерации акустических волн по амплитуде сигнала, поступающего с пьезодатчика, необходимо знать чувствительность датчика. Для калибровки мы использовали метод падающей массы [29]. Количественно пьезоэффект характеризуют пьезомодулем  $d$ :

$$d = \frac{q}{F} = \frac{C \cdot U(t)}{F(t)} \quad (2.4)$$

где  $q$  — возникающий заряд,  $F$  — модуль деформирующей силы,  $C$  — емкость пьезодатчика,  $U(t)$  — регистрируемая разность потенциалов на электродах пьезодатчика.

Тогда сила, действующая на пьезодатчик, связана с регистрируемым напряжением соотношением:

$$F(t) = \frac{C \cdot U(t)}{d} = kU(t), \quad (2.5)$$

где  $k$  — коэффициент чувствительности пьезодатчика, Ньютон/В.

Коэффициент чувствительности пьезодатчика равен:

$$k = \frac{F(t)}{U(t)} = \frac{a \cdot m}{U(t)} = \frac{m \cdot \Delta v}{U(t) \cdot \Delta t} \quad (2.6)$$

где  $a$  — ускорение,  $m$  — масса груза,  $\Delta v$  — изменение скорости груза за время  $\Delta t$ .

При калибровке пьезодатчика подвешенный на нити груз падает с высоты  $h$ , ударяясь о плоскость торца датчика. Скорость груза при этом меняется от максимальной до нуля и изменение скорости в соотношении (2.6) равно скорости груза в нижней точке. Ее можно определить из закона сохранения энергии. Тогда из соотношения (2.6) получим (при отсутствии отскока):

$$k = \frac{m \cdot \sqrt{2gh}}{U(t) \cdot \Delta t}$$

В общем случае, при изменении силы, действующей на пьезодатчик (и соответственно регистрируемого напряжения):

$$k = \frac{m \cdot \sqrt{2gh}}{\int U(t) dt}; \quad [k] = \frac{кг \cdot м}{В \cdot сек^2} = \frac{НЬЮТОН}{В} \quad (2.7)$$

На Рис. 32 показаны характерные сигналы с пьезодатчика, полученные при калибровке методом падающей массы.

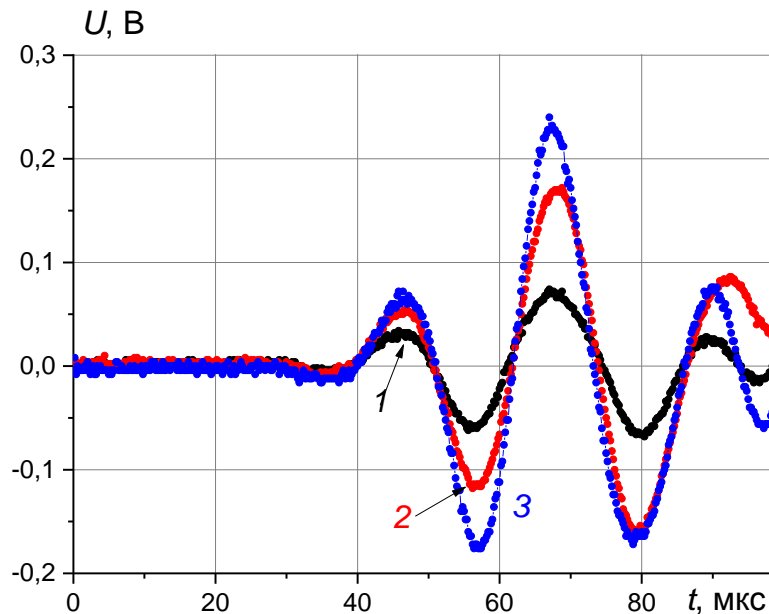


Рис. 32. Сигнал с пьезодатчика при калибровке грузом массой 50 г при подъеме груза на 12 мм (1), 50 мм (2) и 80 мм (3).

Мы проводили калибровку акустической диагностики с проводом длиной 5 метров, как и при облучении ионным пучком. Это позволило учесть ослабление акустической волны при распространении по медному проводу. На противоположном от пьезодатчика конце медного провода был закреплен медный конус, вершина которого соединена с проводом, а по основанию ударял груз. Значение коэффициента чувствительности пьезодатчика для серии из 10 измерений составило  $44 \pm 7$  кН/В. При калибровке мы рассчитывали интеграл второй положительной полуволны сигнала, поступающего с пьезодатчика, как и при получении калибровочной зависимости амплитуды сигнала с пьезодатчика, от плотности энергии МИП, см. Рис. 30.

### 2.3.3.3. Измерение давления в области поглощения МИП

При поглощении МИП в мишени возникает область повышенного давления, которая формирует акустические колебания. Величина давления равна:

$$P(t) = \frac{F(t)}{S} = \frac{kU(t)}{S} = 1.3 \cdot 10^8 U(t), \quad Pa \quad (2.8)$$

где  $S$  – площадь облучения медного провода ионным пучком, равная 7 мм × 50 мм.

На Рис. 33 показаны расчетные по соотношению (2.8) и по данным Рис. 30 значения максимального давления в медной мишени в области поглощения МИП.

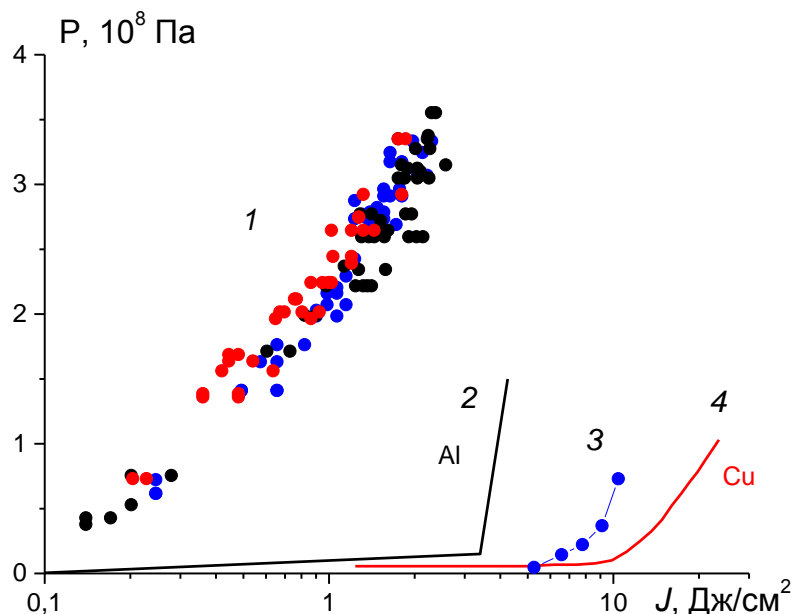


Рис. 33. Зависимость максимального давления в области поглощения МИП от плотности энергии (1). Кривые 2-4 – данные работ [31, 30, 1] соответственно

Полученные значения давления в области поглощения МИП значительно превышают данные математического моделирования, приведенные в работе В.И. Бойко и др. [31]. Ионный пучок (660 кВ, 120 нс), содержащий ионы углерода (40%) и протоны, при плотности мощности до 67.5 МВт/см<sup>2</sup> (3.4 Дж/см<sup>2</sup> для приведенных в работе осциллограмм) формирует в алюминиевой мишени акустические волны за счет термоупругого механизма генерации. Давление в области поглощения МИП пропорционально плотности мощности пучка (или плотности энергии, так как длительность импульса не меняется), коэффициент пропорциональности равен 0.2 (Па·см<sup>2</sup>)/Вт или 4.4 (МПа·см<sup>2</sup>)/Дж. При дальнейшем увеличении плотности энергии начинается абляция материала мишени, что приводит к резкому росту давления (см. Рис. 33, кривая 2). В работе [2] экспериментально получено, что абляция титановой мишени при облучении мощным ионным пучком (400 keV, 0.5 μs, протоны) происходит при плотности энергии выше 5 Дж/см<sup>2</sup>. На Рис. 32 показаны значения давления, формируемого в медной мишени при облучении ионным пучком (660 кэВ, 120 нс), кривая 4 [1].

Для наших экспериментальных данных в области линейной зависимости давления от плотности энергии МИП (см. Рис. 33, кривая 1) коэффициент пропорциональности равен 12 (Па·см<sup>2</sup>)/Вт или 200 (МПа·см<sup>2</sup>)/Дж.

Полученное расхождение экспериментальных данных и результатов моделирования может быть связано с наличием значительной доли низкоэнергетической нейтральной компоненты в пучке, формируемом ускорителем **ТЕМП-4М** [32]. Перераспределение поглощенной энергии в менее глубокие поверхностные слои мишени определяет формирование плазменного факела при низкой плотности мощности и, следовательно, более раннее «включение» абляционного механизма [31]. Реализацию абляционного механизма генерации акустических волн подтверждает увеличение длины волны с ростом плотности энергии МИП, см. Рис. 34.

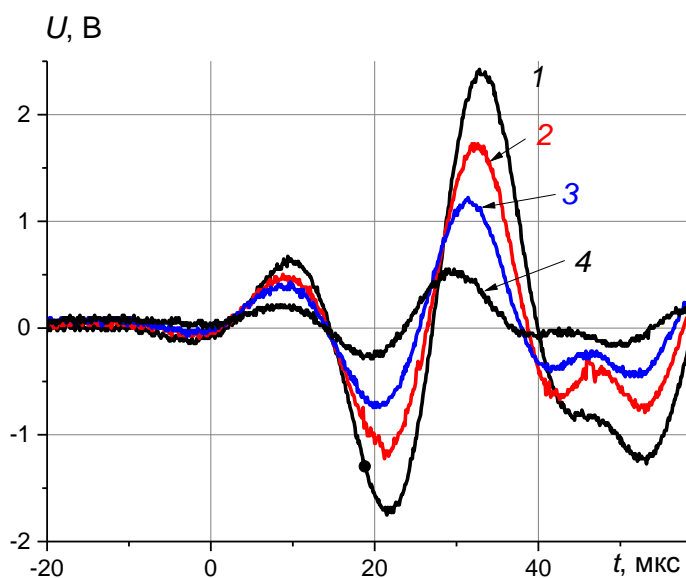


Рис. 34. Сигнал с пьезодатчика при облучении ионным пучком с плотностью энергии 2.1 (1), 1.0 (2), 0.55 (3) и 0.25 Дж/см<sup>2</sup> (4)

При калибровке длина акустических волн не зависела от высоты поднятия груза, см. Рис. 32. В работе [1] показано, что абляция материала и образование плазменного факела приводит к значительному увеличению длительности акустического сигнала. При работе ионного диода в двухимпульсном режиме плотность энергии, измеренная по тепловизионной методике, превышает в 2-3 раза значения, рассчитанные по осциллограммам ускоряющего напряжения и плотности ионного тока [33].

#### **2.3.3.4. Влияние распределения энергии МИП по сечению на форму акустического сигнала**

В наших экспериментальных условиях длительность энергетического воздействия меньше периода акустической волны в мишени, поэтому амплитуда акустического сигнала прямо пропорциональна плотности энергии. Глубина пробега ионов (2-3 мкм) и соответствующая область повышенного давления значительно меньше толщины медного провода. За время действия ионного пучка (150 нс, см. Рис. 22) размер области повышенного давления за счет распространения акустической волны в меди со скоростью 3680 м/с увеличивается не

более, чем на 0.5 мм. Поэтому при поглощении МИП в медном проводе толщиной 2 мм формируется тонкая локальная область повышенного давления, продольный размер которой определяется сечением ионного пучка, а поперечный – глубиной пробега ионов и распространением теплового фронта. В результате формируются поперечные (по отношению к направлению распространения в пьезодатчику) стоячие акустические волны. Они являются источником акустических волн, распространяющихся по направлению к пьезодатчику. Используемая геометрия облучения мишени и распространения акустических волн (см. Рис. 26) позволяет регистрировать распределение плотности энергии МИП в поперечном сечении. На Рис. 35 показано, что форма акустической волны совпадает с распределением плотности энергии МИП в поперечном сечении (кривая 2 Рис. 29).

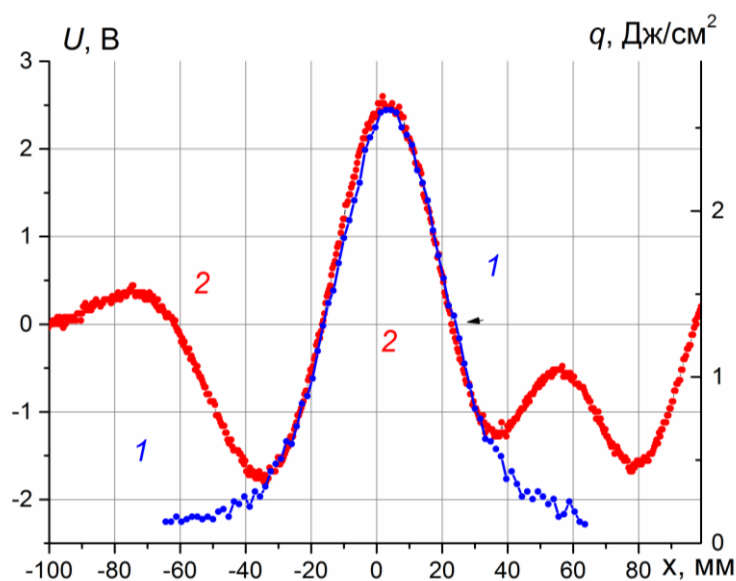


Рис. 35. Распределение плотности энергии МИП в горизонтальном сечении, полученное с помощью тепловизионной (1) и акустической (2) диагностик

При перекрытии экраном части медного провода в области воздействия ионного пучка форма акустической волны изменяется в соответствии с распределением плотности энергии МИП (см. Рис. 36).

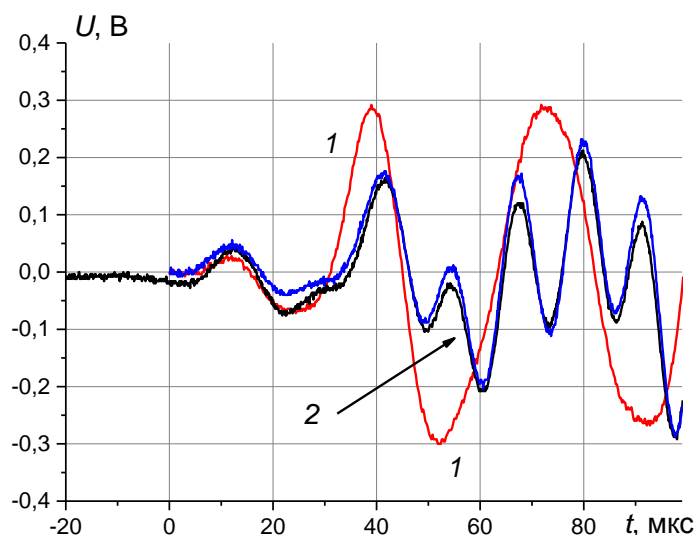


Рис. 36. Схема измерения звуковых волн, формируемых МИП и сигналы с пьезодатчика при открытом медном проводе (1) и частично закрытом изоляцией (2, два импульса)

Выполненные исследования показали, что акустическая диагностика параметров импульсных ионных пучков гигаватной мощности является эффективным методом оперативного контроля. Она позволяет измерять плотность энергии на мишени, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени при высокой частоте следования импульсов. Чувствительность типового пьезодатчика обеспечивает регистрацию МИП за один импульс при плотности энергии выше  $0.5 \text{ Дж/см}^2$ . Тестирование диагностики показало, что при плотности энергии более  $2 \text{ Дж/см}^2$  происходит стабилизация амплитуды сигнала с пьезодатчика из-за плавления поверхностного слоя мишени.

#### 2.4. Баланс энергии в двойной формирующей линии

Для повышения стабильности генерации МИП прежде всего необходимо увеличить эффективность передачи энергии в самом ускорителе. Непроизводительные потери энергии снижают ресурс работы ускорителя и повышают нестабильность его работы. В работе [34] показано, что при работе ДФЛ с волновым сопротивлением  $50 \text{ Ом}$  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 снижается до  $40-60\%$ . Результаты исследования баланса энергии в электронном ускорителе ТЭУ-500 [35] представлены в работе [36]. В ускорителе в качестве генератора наносекундных импульсов напряжения использована ДФЛ, нагруженная на повышающий автотранс-

форматор. Исследования показали, что 85 - 90% энергии, накопленной в ДФЛ, поступает в нагрузку. К.п.д. генератора не меняется в широком диапазоне энергии выходного импульса.

Цель выполненных исследований – анализ баланса энергии в генераторе импульсных ионных пучков и определение наиболее существенных каналов потери энергии.

#### 2.4.1. Определение емкости ДФЛ

При анализе баланса энергии в ДФЛ мы рассчитывали энергию в формирующей линии по соотношению  $E = 0.5CU^2$ . Поэтому на первом этапе исследований провели расчет и измерение емкости каждой формирующей линии. Размеры электродов ДФЛ и расчетные значения емкости приведены в таблице 1. Расчет выполнен по формуле для конденсатора цилиндрической формы. Фактическая емкость ДФЛ может отличаться от расчетной из-за погрешности расчетных формул, отклонения геометрических размеров по длине линии, изменения диэлектрической проницаемости воды при высокой напряженности электрического поля (70-80 кВ/см) и др.

Таблица 1. Параметры ДФЛ

	диаметр	Длина	$C_{\text{расч}}$	$C_{\text{эксп}}$ , нФ		$\rho$
				по заряду	по периоду	
Внутренняя ФЛ	152 мм	119 см	14.1 нФ	14 ±0.3	14 ±0.1	2.5 Ом
Средняя ФЛ	223 мм	125 см	17.3 нФ	16.5±0.2	16.7±0.1	2.2 Ом
Корпус	310 мм					

Поэтому емкости средней и внутренней линий определили экспериментально из условия баланса заряда при работе ДФЛ в рабочем режиме. При этом зарядное напряжение ДФЛ рассчитывали по формуле:

$$U_{\text{зин}} = \frac{1}{C} \int I_{\text{зин}} dt; \quad (2.9)$$

где  $U_{\text{зин}}$ ,  $I_{\text{зин}}$  – зарядное напряжение и зарядный ток ДФЛ соответственно,  $C$  – емкость ДФЛ.

На Рис. 37 приведены экспериментальные и расчетные значения зарядного напряжения ДФЛ.

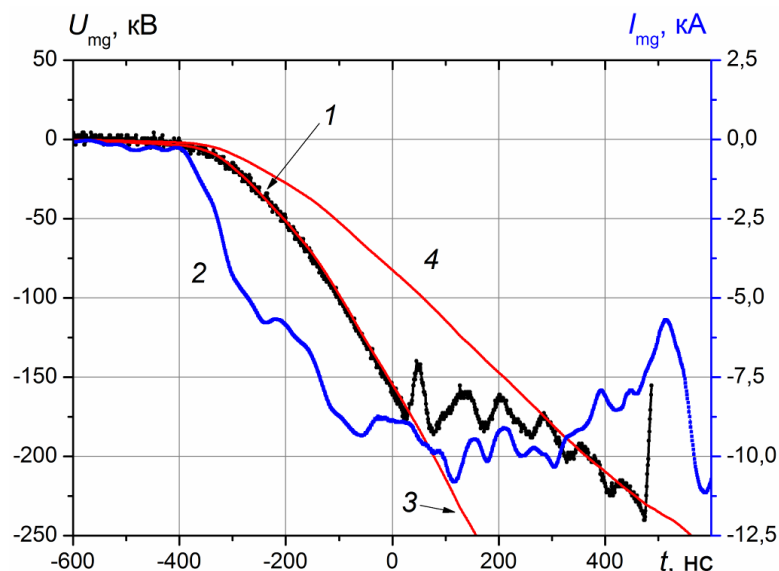


Рис. 37. Осциллограммы напряжения (1, точки) и тока (2) на выходе ГИН и расчетные значения напряжения при  $C=16.5$  нФ (3) и  $30.5$  нФ (4)

До пробоя предразрядника ( $t < 20$  нс на Рис. 37) напряжение на выходе ГИН совпадает с расчетным по соотношению (2.9) при  $C=16.5$  нФ. После пробоя идет параллельная зарядка внутренней и средней линий и напряжение на выходе ГИН (после завершения переходных процессов,  $t > 280$  нс) совпадает с расчетным при  $C=30.5$  нФ.

Величину емкости формирующей линии также можно определить экспериментально из анализа переходных процессов при зарядке ДФЛ [37]. С этой целью давление азота в обоих разрядниках повысили до величины, превышающей давление самопробоя. Эквивалентная схема генератора импульсного напряжения, соединенного с ДФЛ, представляет собой последовательный колебательный контур, см. Рис. 38.

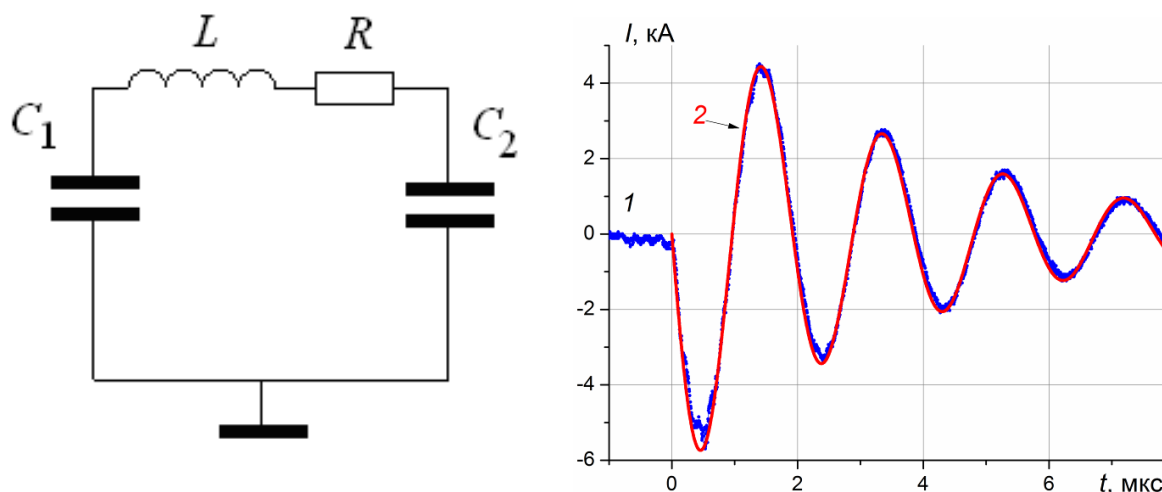


Рис. 38. Эквивалентная схема ГИН+ДФЛ:  $C_1$  – емкость ГИН,  $C_2$  – емкость средней ФЛ,  $L$  – собственная индуктивность ГИН,  $R$  – сопротивление потерь. Осциллограмма тока, измеренного поясом Роговского ГИН в режиме без пробоя разрядников (1, точки) и расчетный ток собственных колебаний (2, линия)

Ток собственных колебаний в последовательном колебательном контуре равен [38]:



$$I(t) = -I_0 \cdot e^{-\alpha t} \sin(\omega_d t) \quad (2.10)$$

где  $I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{L/C}}$        $\alpha = \frac{R}{2L}$        $\omega_d = \sqrt{(\omega_0^2 - \alpha^2)}$        $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$

Для схемы, представленной на Рис. 38:

$$C = \frac{C_1 \cdot C_2}{C_1 + C_2}$$

Наилучшее совпадение экспериментальных и расчетных значений тока собственных колебаний получено при  $LC = 9.3 \cdot 10^{-14}$  с.,  $R = 4$  Ом,  $I_0 = 6.5$  кА. Эти данные позволяют определить емкость средней ФЛ ( $C_{\text{ср}} = 16.5$  нФ) с использованием величины собственной индуктивности ГИН, полученной при анализе переходных процессов в ГИН в режиме короткого замыкания ( $L = 7.5$  мкГн). Полученные данные позволяют также рассчитать снижение напряжения в ГИН из-за разрядки конденсаторов через зарядные сопротивления в течение зарядки ДФЛ. При зарядном напряжении каждой ступени 22.3 кВ (для данных Рис. 38) полное напряжение на выходе ГИН (8 ступеней) должно быть 178 кВ. Расчет тока собственных колебаний по соотношению (2) для данных рис. 4 выполнен при  $I_0 = 6.5$  кА, что соответствует  $U_0 = 160$  кВ и разрядке конденсаторов на 10%.

Для измерения емкости внутренней ФЛ снизили давление в предразряднике. В этом случае ток перезарядки ДФЛ хорошо описывается соотношением (2.10) при  $C_2 = 16.5$  нФ до пробоя предразрядника ( $t < 0.5$  мкс) и  $C_2 = 30.5$  нФ после пробоя, см. Рис. 39.

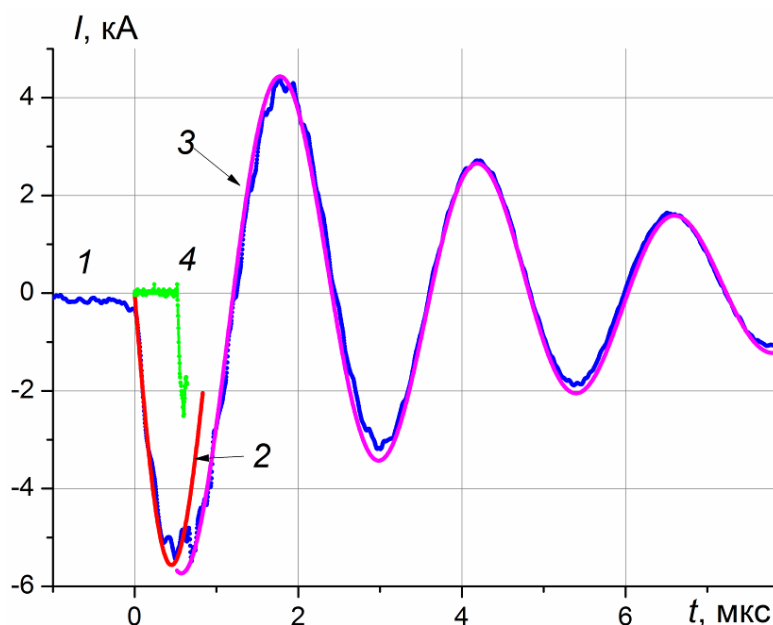


Рис. 39. Оциллограмма тока, измеренного поясом Роговского ГИН в режиме без пробоя основного разрядника (1, точки) и расчетный ток собственных колебаний до пробоя предразрядника (2, линия) и после пробоя (3, линия). Кривая 4 - ток ПР на выходе ДФЛ после предразрядника (начальная часть)

Расчетные и экспериментальные значения емкости внутренней ФЛ совпадают. Средняя формирующая линия образована корпусом ДФЛ и средним электродом. В корпусе ДФЛ выполнено окно для соединения с ГИН, поэтому экспериментальные значения емкости средней ФЛ меньше расчетных.

#### 2.4.2. Баланс энергии в ДФЛ

Энергия, передаваемая из ГИН в ДФЛ, равна:

$$E_{mg} = \int U_{mg} \cdot I_{mg} dt \quad (2.11)$$

Энергию, накапливаемую в ДФЛ, также можно рассчитать по формуле:

$$E_{mg} = \frac{CU_{mg}^2}{2} \quad (2.12)$$

Баланс энергии в ДФЛ при работе на ионный диод показан на Рис. 40.

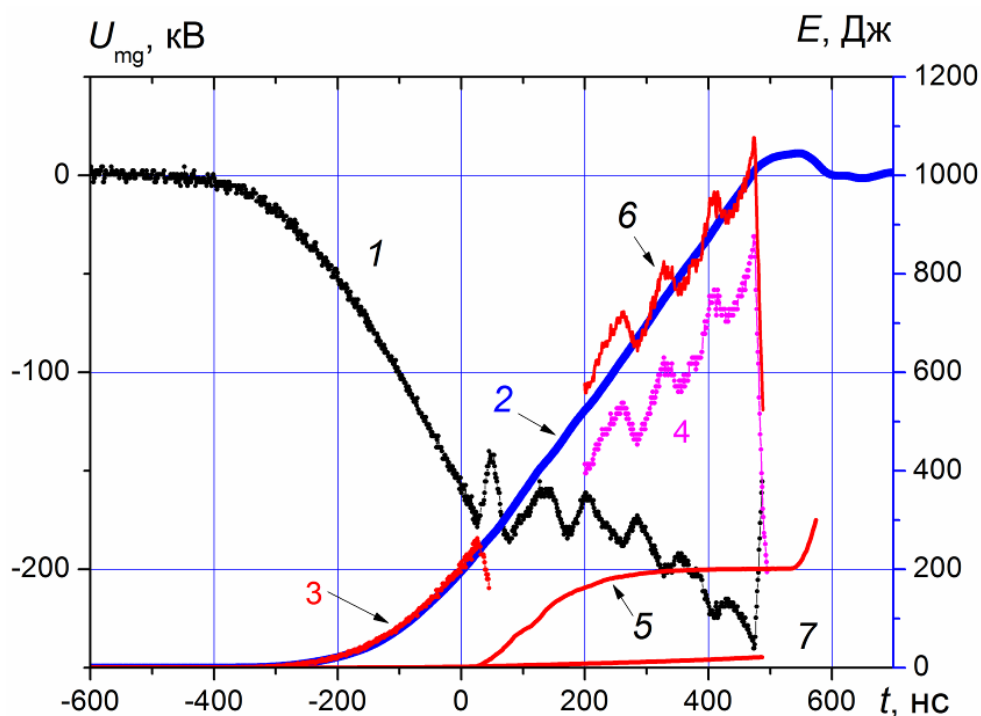


Рис. 40. Осциллограмма зарядного напряжения ДФЛ (1), изменение энергии в ДФЛ при расчете по формуле 2.11 (2) и по формуле 2.12 при емкости 16.5 нФ (3) и 30.5 нФ (4). Кривая 5 – изменение потерь энергии в нагрузке ДФЛ, кривая 6 – сумма энергии (4) и (5), кривая 7 – потери энергии из-за утечек в воде

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 в ДФЛ, расходуется не только на зарядку ДФЛ, но и на формирование взрывоэмиссионной плазмы на поверхности катода, эмиссию и ускорение электронов в А-К зазоре диода. Эти потери можно рассчитать как интеграл произведения тока в диодном узле на ускоряющее напряжение (кривая 5 Рис. 40):

$$E = \int U_d \cdot I_d dt \quad (2.13)$$

Потери энергии в ДФЛ из-за тока утечки в воде в течение зарядки ДФЛ можно считать по формуле:

$$E_w = \int I_{mg}^2 \cdot R_w dt$$

где  $R_w$  – сопротивление утечки.

В ускорителе ТЕМП-4М в ДФЛ в качестве диэлектрика используется вода с удельным сопротивлением более 3 МОм·см. Для сохранения высокого сопротивления воды проводится ее периодическая очистка в колонке с ионообменными смолами. При этом суммарное сопротивление утечек в ДФЛ превышает 1400 Ом до пробоя предразрядника (без внутренней линии) и 850 Ом после пробоя. Потери энергии в ДФЛ из-за токов утечки не превышают 40 Дж (2%) в течение времени ее зарядки, составляющей 800-1000 нс (см. кривую 7 на Рис. 40). Потери энергии в ДФЛ из-за тока утечки в течение генерации МИП (120-150 нс) не будут превышать 1% при удельном сопротивлении воды более 3 МОм·см.

#### 2.4.3. Эффективность передачи энергии из ДФЛ в нагрузку

Для высокой эффективности передачи энергии из генератора наносекундных импульсов в нагрузку необходимо обеспечить согласование импеданса нагрузки с выходным сопротивлением генератора. Анализ баланса энергии в диодном узле в течение зарядки ДФЛ и генерации МИП позволяет выявить динамику поступления и потребления энергии, определить каналы непроизводительных потерь. Энергию, передаваемую из ДФЛ в нагрузку, рассчитывали по формуле (2.13). При анализе передачи энергии из генератора наносекундных импульсов напряжения в нагрузку необходимо учитывать влияние паразитной индуктивности. Изменение энергии в индуктивности равно:

$$E_L(t) = \int U_L \cdot I_d dt = L \int I_d \frac{dI_d}{dt} dt \quad (2.14)$$

Для оценки непроизводительных потерь был выполнен анализ баланса энергии в диодном узле при работе в режиме короткого замыкания, см. Рис. 41.

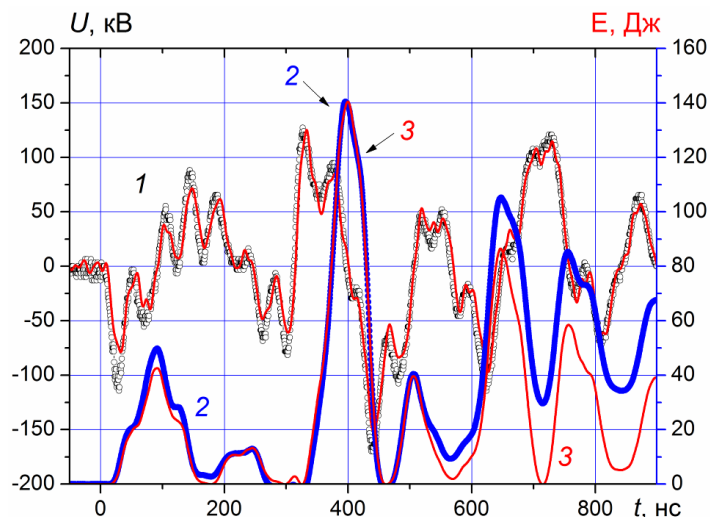


Рис. 41. Осциллограмма напряжения на выходе ДФЛ (1, точки – эксперимент, линия – расчет), изменение энергии, поступающей из ДФЛ в нагрузку (2) и энергии, запасаемой в индуктивности диодного узла (3) ускорителя в режиме короткого замыкания

Экспериментальные значения напряжения на выходе ДФЛ хорошо описываются соотношением:

$$U = L_1 \frac{dI_d}{dt}$$

Паразитная индуктивность диодного узла  $L_1$  составила  $100 \pm 10$  нГн.

На Рис. 42 показано изменение баланса энергии в диодном узле ускорителя при работе на резистивную нагрузку.

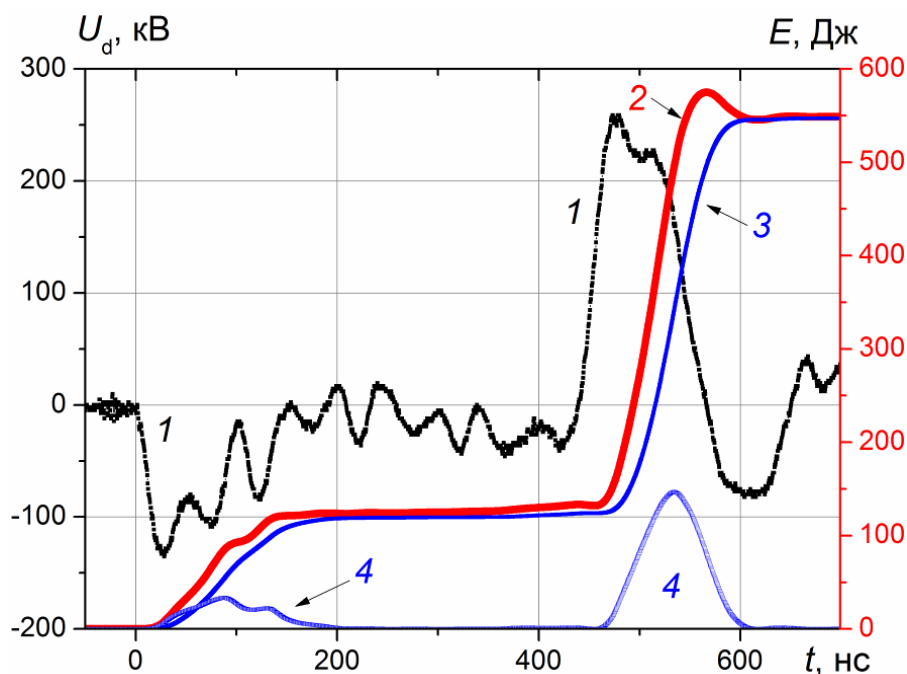


Рис. 42. Осциллограмма напряжения на выходе ДФЛ (1) и изменение энергии, поступающей из ДФЛ в нагрузку (2), резистивных потерь энергии (3) и энергии, запасаемой в индуктивности диодного узла (4) ускорителя при работе на резистивную нагрузку

Резистивные потери энергии в нагрузке рассчитывали по соотношению (2.13) и интегрированием произведения квадрата тока в нагрузке ДФЛ на ее активное сопротивление (4.9 Ом).

Результаты исследования баланса энергии в диодном узле при работе ускорителя на диод показаны на Рис. 43. Исследования выполнены на фокусирующем полосковом диоде с магнитной самоизоляцией.

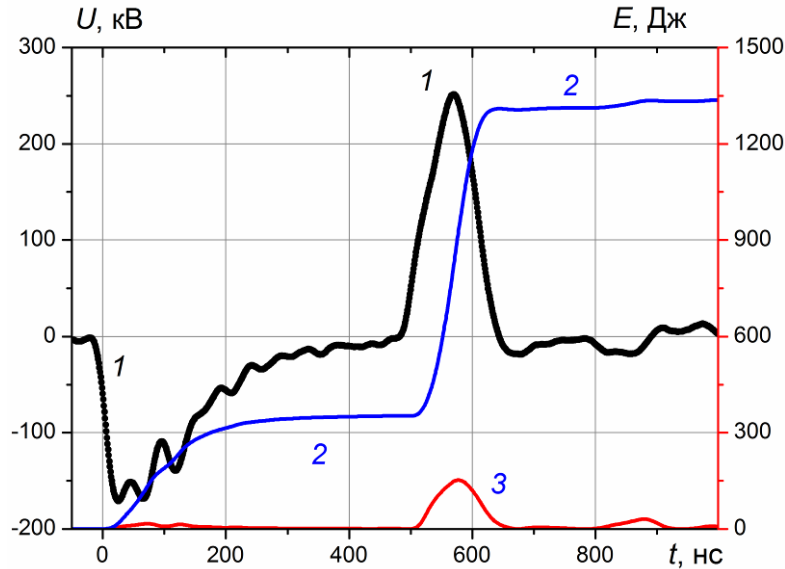


Рис. 43. Осциллограмма напряжения на выходе ДФЛ (1) и изменение энергии, поступающей из ДФЛ в нагрузку (2) и энергии, запасаемой в индуктивности диодного узла (3) ускорителя при работе на диод

Выполненные исследования показали, что эффективность передачи энергии из ДФЛ в нагрузку при работе на диод не зависит от энергозапаса в формирующей линии [39]. На Рис. 44 представлены результаты анализа баланса энергии. При расчете энергии, поступающей из ДФЛ в нагрузку, мы рассчитывали интеграл мощности в течение основного импульса и послеимпульсов.

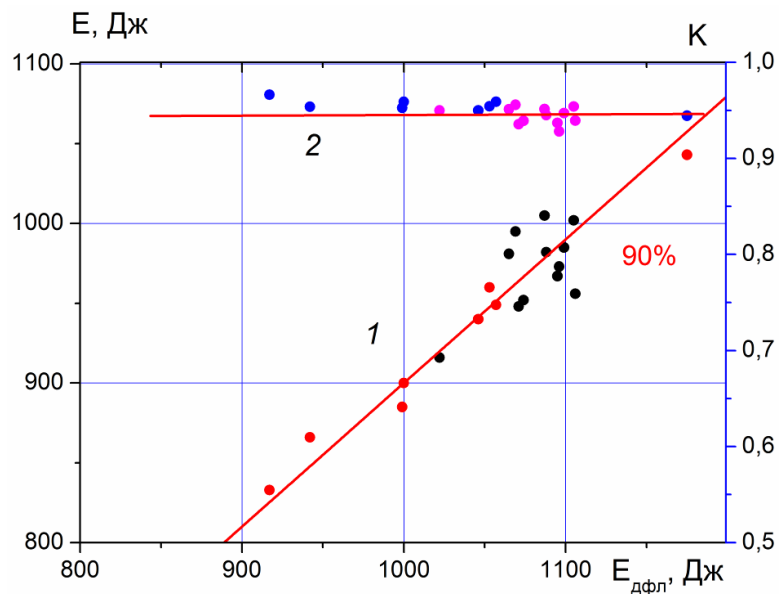


Рис. 44. Зависимость от энергозапаса ДФЛ энергии, переданной из ДФЛ в диодный узел в течение основного импульса и послеимпульсов (1) и отношения энергии в течение основного импульса к энергии в течение основного импульса и послеимпульсов (2)

При работе ДФЛ в двухимпульсном режиме существенные потери энергии могут быть в газовых разрядниках. Потери энергии в разряднике можно рассчитать по соотношению:

$$E_{tr} = \int I_{tr}^2 \cdot R_{tr} dt$$

где  $I_{tr}$  – ток в разряднике,  $R_{tr}$  – сопротивление разрядного канала.

Сопротивление разрядного канала газового разрядника можно рассчитать по соотношению Ромпе-Вайцеля [40]:

$$R_{tr} = \frac{d\sqrt{P}}{\sqrt{2a \int I_{tr}^2 dt}}$$

где  $d$  – межэлектродное расстояние, см;  $P$  – давление газа в разряднике, атм;  $a$  – эмпирическая константа Ромпе-Вайцеля, равная  $0.8 \text{ (атм}\cdot\text{см}^2)/(\text{В}^2\cdot\text{с})$ .

Результаты расчета сопротивления разрядного канала основного разрядника показаны на Рис. 45.

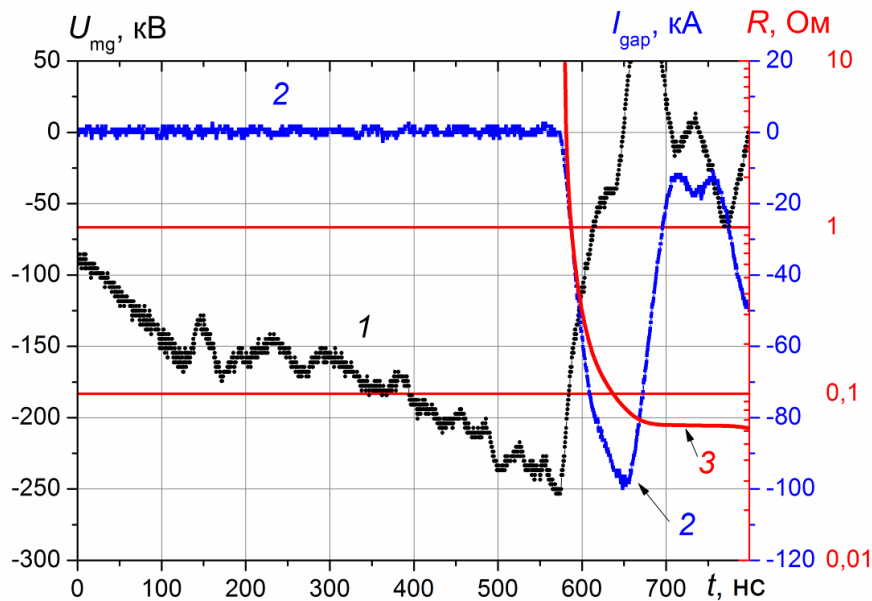


Рис. 45. Осциллограммы напряжения зарядки ДФЛ (1) и тока в основном разряднике (2). Кривая 3 – расчет сопротивления разрядного канала в основном разряднике по формуле Ромпе-Вайцеля

Расчет показал, что потери энергии в основном разряднике в течение генерации МИП составляют 81 Дж при запасенной энергии в ДФЛ 1050-1100 Дж. Потери энергии в предразряднике при этом составили 47 Дж. В течение зарядки ДФЛ потери энергии в предразряднике для данных рис. 9 составили 30 Дж (2% от энергии, переданной из ГИН в ДФЛ).

## 2.5. Выводы по главе

1. Для измерения электрических характеристик ускорителя используется современное диагностическое и регистрирующее оборудование. 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. Для измерения параметров МИП разработан комплекс диагностического оборудования: времяпролетная диагностика состава и энергетического спектра ионов; тепловизионная диагностика распределения плотности энергии пучка по сечению; акустическая диагностика. 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.

3. 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/см<sup>2</sup> при отсутствии процессов абляции на мишени, оптимизировать работу ионного диода и контролировать режим облучения мишени. Пространственное разрешение составляет 1 мм, время измерения не превышает 0.1 с.

4. Акустическая диагностика позволяет измерять плотность энергии пучка в диапазоне 0.1–2 Дж/см<sup>2</sup>. При плотности энергии более 2 Дж/см<sup>2</sup> происходит стабилизация амплитуды сигнала с пьезодатчика из-за плавления поверхностного слоя мишени. Выполнена калибровка диагностического стенда методом падающей массы и определена зависимость давления в области поглощения ионного пучка от плотности энергии. Получено, что в области линейной зависимости давления от плотности энергии коэффициент пропорциональности равен 200 (МПа·см<sup>2</sup>)/Дж. Выполнено сравнение полученных данных с результатами моделирования. Разработанная акустическая диагностика не требует сложного оборудования и может быть использована для оперативного контроля параметров импульсного ионного пучка при частоте следования до 10<sup>3</sup> имп/с.

5. Представлен анализ баланса энергии в двойной формирующей линии при работе на резистивную нагрузку и диод с магнитной самоизоляцией. Определены потери энергии в

формирующей линии из-за тока утечки в воде в течение ее зарядки и генерации ионного пучка, потери энергии в газовых разрядниках. Выполненные исследования показали, что полная энергия, передаваемая из ГИН в ДФЛ, равна сумме энергии, запасаемой в ДФЛ, и потерь в нагрузке, потери за счет утечки в воде и в предразряднике не превышают 4%. Выполнен анализ эффективности передачи энергии из формирующей линии в нагрузку (резистивная нагрузка или диод) и в режиме короткого замыкания. Получено, что 90% энергии, накопленной в ДФЛ, поступает в диод, и 90% этой энергии поступает в диод в течение генерации МИП. Основные потери энергии (9-10%) происходят в разрядниках. При этом эффективность передачи энергии из ДФЛ в нагрузку не зависит от энергозапаса формирующей линии.



## **ГЛАВА 3. ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ МИП В ДИОДЕ С МАГНИТНОЙ САМОИЗОЛЯЦИЕЙ**

Наиболее важными параметрами генератора пучка заряженных частиц, определяющие возможность его технологического применения, являются ресурс непрерывной работы и стабильность параметров в серии импульсов. Как показал литературный обзор работ по анализу стабильности генерации МИП в серии импульсов, для различных типов ионных диодов характерна низкая воспроизводимость плотности ионного тока от импульса к импульсу (см. главу 1). Анализ стабильности ускоряющего напряжения, плотности ионного тока и плотности энергии МИП в ускорителе ТЕМП-4М мы проводили при работе на согласованную резистивную нагрузку (4.7 – 5 Ом) и при работе на диод с магнитной самоизоляцией электронов. Анализ выполнен по сериям измерений по 50 импульсов в каждой серии. Интервал между импульсами 10 секунд, интервал между сериями 5–10 минут.

### **3.1. Анализ корректности диагностики МИП по амплитуде импульса плотности ионного тока и плотности энергии**

В большинстве работ, посвященных модификации металлических изделий мощными ионными пучками, контроль параметров ионного пучка проводился по амплитуде импульса плотности ионного тока [41, 42, 43, 44]. При его амплитуде 40–70 А/см<sup>2</sup> и длительности 100–150 нс плотность заряда за 1 импульс составляет 2–4 мкКл/см<sup>2</sup>. Это соответствует флюенсу ионов за один импульс  $(1.3–2.5) \cdot 10^{13}$  см<sup>-2</sup>. Пробег ионов с энергией 200–300 кэВ в металлах составляет 1–3 мкм и их концентрация в приповерхностном слое не превышает 10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup>. При этом плотность энергии МИП составляет 3–5 Дж/см<sup>2</sup> [45] и основным фактором, определяющим изменение свойств изделия, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов. Поэтому для оптимизации режима обработки изделий таким пучком важен прежде всего контроль плотности энергии пучка и его распределения по сечению МИП. В данном разделе выполнен анализ систематических погрешностей при контроле воздействия МИП на мишень по плотности ионного тока и по плотности энергии.

#### **3.1.1. Влияние разброса энергии ионов и сложного состава МИП**

Мощный ионный пучок, формируемый диодом при импульсном ускоряющем напряжении, имеет широкий спектр энергии ионов и сложный элементный состав. Например, ионный пучок, формируемый диодом с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции, содержит протоны (50%), ионы углерода и кислорода (50%) [2]. Ионный пучок, формируемый ионным диодом с графитовым анодом в режиме магнитной самоизоляции, содержит 85% ионов C<sup>+</sup> и 15% протонов [45]. При амплитуде импульса ускоряющего напряжения 200–250 кВ значительная часть ионов имеет кинетическую энергию менее 100 кэВ [46].

Измерение плотности ионного тока обычно проводят при помощи коллимированного цилиндра Фарадея (КЦФ), расположенного в точке последующего размещения обрабатываемого изделия. В этом случае форма импульса плотности ионного тока зависит от расстояния от диода до КЦФ. С увеличением расстояния амплитуда импульса снижается, длительность увеличивается, проявляются отдельные импульсы, соответствующие разным типам ионов. Это позволяет определить состав МИП и распределение ионов по энергии [47], но приводит к значительной погрешности оценки воздействия МИП на образец.

В то же время, измерение плотности энергии МИП позволяет определить интегральное (за длительность импульса) тепловое воздействие всех ионов, не зависящее от их кинетической энергии, момента воздействия на мишень и степени ионизации. Глубина пробега ионов в мишени слабо влияет на распределение температуры в приповерхностном слое. Моделирование распределения температуры по глубине медной мишени при поглощении моноэнергетического пучка ионов (ионы  $C^+$ , энергия 200 кэВ, длительность импульса 100 нс, форма импульса – гаусиана) показало, что при глубине пробега ионов 2.5 мкм к концу импульса тепловой фронт распространяется на глубину 4-5 мкм [28]. Моделирование выполнено по программе Comsol Multiphysics.

### **3.1.2. Влияние ускоренных нейтралов**

Характерной особенностью генерации МИП в диодах с пассивным анодом является перезарядка ускоренных ионов в процессе упругого взаимодействия с молекулами остаточного газа в А-К зазоре [48]. В результате перезарядки образуется поток ускоренных нейтралов с энергией 5-10 кэВ. В этом случае мощный энергетический поток, формируемый ионным диодом, содержит значительную часть ускоренных нейтралов.

В работе [49] представлены результаты исследования процесса генерации МИП в диодах с пассивным анодом в режиме магнитной изоляции. Исследования проведены в одноимпульсном режиме (100 нс, 250-300 кВ, диод с внешней магнитной изоляцией) и в режиме формирования двух импульсов – первый, плазмообразующий - отрицательный (300-500 нс, 100-150 кВ) и второй, генерирующий - положительный (120 нс, 200-250 кВ), диод с магнитной самоизоляцией. Плотность энергии ионного пучка измерена по тепловизионной методике [21] и рассчитана по экспериментальным значениям плотности ионного тока и ускоряющего напряжения. Измерения плотности энергии МИП в диодах с внешней магнитной изоляцией и магнитной самоизоляцией показали, что эти две независимые методики в первом случае дают близкие результаты (3.6-4 Дж/см<sup>2</sup>). Но при работе ионного диода в двухимпульсном режиме плотность энергии, измеренная по тепловизионной методике (3-4 Дж/см<sup>2</sup>), превышает в 4-6 раз значения, рассчитанные по осциллограммам ускоряющего напряжения и плотности ионного тока. Расчет выполнен с учетом задержки сигнала с КЦФ на время проле-

та ионов от диода. Полученные результаты можно объяснить более эффективной (по сравнению с диодом с внешней магнитной изоляцией) перезарядкой ускоренных ионов в процессе упругого взаимодействия с молекулами остаточного газа в А-К зазоре и формированием интенсивного потока ускоренных нейтралов. Наличие длительной паузы (400-500 нс в двухимпульсном режиме) между моментом десорбции молекул с поверхности анода (первый импульс) и моментом генерации ионов (второй импульс) увеличивает толщину слоя десорбированных молекул. Это значительно увеличивает число актов перезарядки одного иона в процессе его ускорения в А-К зазоре. Выполненные исследования показали, что ионный диод с магнитной самоизоляцией, работающий в двухимпульсном режиме, при энергии ускоренных нейтралов 5-10 кэВ может обеспечить их флюенс  $(2-4) \cdot 10^{15}$  частиц/см<sup>2</sup> за один импульс [45].

Контроль воздействия МИП, содержащего значительную долю ускоренных нейтралов, только по амплитуде импульса плотности ионного тока, будет давать большую систематическую погрешность. Она обусловлена не только неконтролируемым соотношением теплового воздействия ускоренных ионов и нейтралов, но и неконтролируемым пробегом частиц в мишени из-за значительной разницы их кинетической энергии. Измерение плотности энергии МИП позволяет определить суммарное тепловое воздействие ионов и ускоренных нейтралов.

### 3.1.3. Влияние изменения ускоряющего напряжения

Генерация МИП при плотности ионного тока выше 10-20 А/см<sup>2</sup> сопровождается коллективными эффектами и поток ионов ограничивается их объемным зарядом. В режиме ограничения объемным зарядом, в нерелятивистском приближении, с учетом расширения плазменной эмиссионной поверхности плотность ионного тока равна [45]:

$$J_{ion}(t) = \frac{4\varepsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \cdot \frac{U^{3/2}}{[d_0 - v \cdot t]^2} \quad (3.1)$$

где  $U$  – ускоряющее напряжение;  $d_0$  – исходный зазор анод–катод;  $m_i$  – масса иона;  $z$  – заряд иона,  $v$  – скорость расширения плазмы.

Изменение режима облучения изделия мощным ионным пучком обеспечивается изменением ускоряющего напряжения или величины А-К зазора. Контроль теплового воздействия МИП только по амплитуде импульса плотности ионного тока будет содержать большую систематическую погрешность. Увеличение амплитуды импульса плотности ионного тока в 2 раза за счет увеличения ускоряющего напряжения вызовет увеличение плотности энергии (при той же длительности импульса) в 2.8 раза, см. соотношение 3.1.

Большинство генераторов импульсных ионных пучков гигаваттной мощности используют двойную формирующую линию. Такой генератор формирует импульс напряжения с

крутизной переднего фронта  $(1-2) \cdot 10^{13}$  В/с [50]. Это обеспечивает быстрое образование взрывоэмиссионной плазмы на всей рабочей поверхности катода. Это обеспечивает более высокую стабильность выходных параметров генератора и большой ресурс работы [45]. Но ДФЛ требует хорошего согласования волнового сопротивления с импедансом нагрузки. В ускорителе ТЕМП-4М в согласованном режиме 90% энергии, накопленной в ДФЛ, поступает в диод, и 90% этой энергии поступает в диод в течение генерации МИП. Основные потери энергии (9-10%) происходят в разрядниках [51]. При этом эффективность передачи энергии из ДФЛ в нагрузку не зависит от энергозапаса формирующей линии [52]. Изменение режима облучения изделия мощным ионным пучком за счет изменения А-К зазора вызовет рассогласование генератора и нагрузки. При уменьшении А-К зазора резко возрастает полный ток диода, возрастает индуктивное падение напряжения на паразитной индуктивности элементов диодного узла и снижается ускоряющее напряжение. Это приводит к неконтролируемому изменению теплового воздействия МИП при одной и той же амплитуде импульса плотности ионного тока. Измерение плотности энергии МИП позволяет устранить эти погрешности.

### 3.1.4. Локальность диагностики

Для эффективной транспортировки и фокусировки МИП необходимо обеспечить его зарядовую компенсацию электронами. В противном случае в результате кулоновского расталкивания он будет рассыпаться. Для измерения зарядовой нейтрализации МИП, формируемого фокусирующим диодом, мы использовали цилиндр Фарадея без отсечки электронов (ЦФО). Данный метод использован в работе К. Yatsui *et al.* [53]. ЦФО выполнен из разъёма СР50-812ФВ, диаметр коллектора составлял 8 мм, диаметр коллимирующего отверстия в крышке - 4 мм. Характерные осциллограммы приведены на Рис. 46 [54].

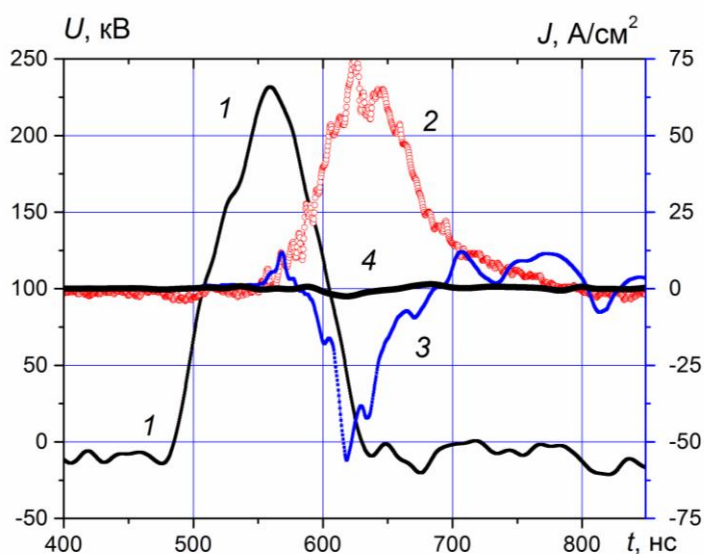


Рис. 46. Осциллограммы ускоряющего напряжения, второй импульс (1), плотности ионного (2) и компенсированного тока МИП (3). Кривая 4 - плотность тока, измеренного ЦФО, закрытым Al фольгой толщиной 10 мкм.

Плотность ионного тока измеряли коллимированным цилиндром Фарадея с магнитной отсечкой электронов ( $B=0.4$  Тл). Выполненные исследования показали, что в фокусирующем полосковом диоде с магнитной самоизоляцией концентрация электронов в фокусе в 2.3-2.5 раз превышает концентрацию ионов.

При измерении плотности ионного тока необходимо удалить тепловые электроны из МИП. Для этой цели используют поперечное магнитное поле (КЦФ с магнитной отсечкой) или электрическое поле (КЦФ с электрическим смещением). На Рис. 23 приведены результаты расчета изменения толщины скин-слоя при генерации МИП, формируемого ионным диодом с магнитной самоизоляцией [54]. Выполненные исследования показали, что величина скин-слоя нейтрализованного тепловыми электронами ионного пучка, формируемого ускорителем ТЕМП-4М, составляет 4-6 мм. Диаметр МИП обычно превышает 5-10 см, и для удаления всех нейтрализующих электронов необходимо использовать коллимирующее отверстие, в которое проникает исследуемый пучок частиц и попадает на коллектор. Диаметр коллимирующих отверстий в цилиндре Фарадея с магнитной отсечкой не должен превышать 3-5 мм для эффективного удаления всех электронов. Поэтому контроль МИП по амплитуде импульса плотности ионного тока обеспечивает измерение в локальной области, площадь которой не превышает 0.5% площади всего пучка. Величину полного ионного тока в дальнейшем рассчитывают по эмпирическому соотношению, учитывающему распределение плотности ионного тока по сечению МИП [55, 56]. Такой подход вносит существенную погрешность не только при диагностике воздействия МИП на обрабатываемое изделие, но и при расчете токовой эффективности работы диода.

В то же время, измерение плотности энергии с помощью тепловизионной диагностики позволяет получить полную информацию о распределении энергии МИП по сечению за один импульс. Тепловизионная диагностика обладает высоким пространственным разрешением и высоким быстродействием. Это обеспечивает получение систематических данных при оперативном проведении большого количества измерений.

### **3.1.5. Дополнительное энергетическое воздействие электронов**

Двойная формирующая линия требует хорошего согласования волнового сопротивления с импедансом нагрузки. Но в течение генерации МИП импеданс диода изменяется, что вызывает его рассогласование и формирование дополнительных импульсов напряжения после основного (послеимпульсы). Результаты исследования баланса энергии при работе ускорителя на диод показаны на Рис. 47. Исследования выполнены на полосковом фокусирующем диоде с магнитной самоизоляцией [52].

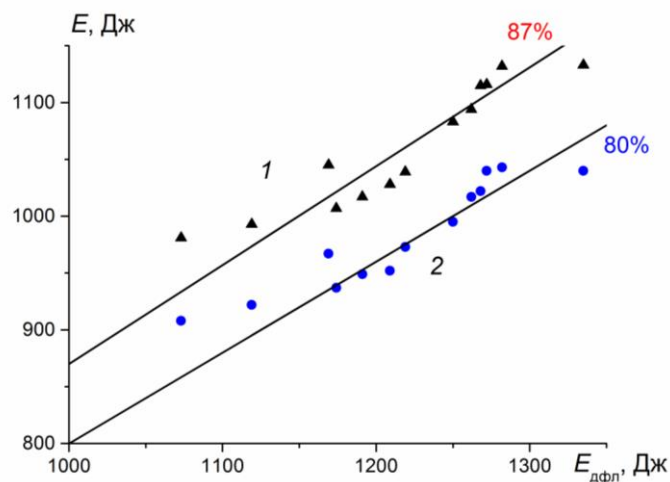


Рис. 47. Зависимость энергии, переданной из ДФЛ в диодный узел в течение основного импульса и послеимпульсов (1) и в течение основного импульса (2), от энергии в ДФЛ

Значительная часть энергии, сравнимая с полной энергией МИП, поступает в диод уже после основного импульса. При этом послеимпульсы имеют не только положительную полярность, но и отрицательную. Это обеспечивает генерацию импульсного электронного пучка. Энергия этих электронов значительно ниже энергии ускоренных ионов пучка и их пробеги в металле сравнимы.

Кроме того, в ионном диоде с магнитной самоизоляцией при работе в двухимпульсном режиме возможно облучение обрабатываемого изделия электронами, ускоренными на первом импульсе. Дополнительное тепловое воздействие на обрабатываемое изделие оказывают электроны, нейтрализующие объемный заряд ионов и сопровождающие МИП. Поэтому оценка теплового воздействия только по амплитуде импульса плотности ионного тока содержит большую погрешность. Измерение плотности энергии МИП позволяет определить суммарное тепловое воздействие ионов и электронов.

### 3.1.6. Заключение

Выполненный сравнительный анализ систематических погрешностей при контроле воздействия на мишень импульсных ионных пучков гигаваттной мощности двумя методиками (по плотности ионного тока и по плотности энергии) показал, что измерение плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию. Мощный ионный пучок имеет широкий спектр энергии ионов и сложный элементный состав. Измерение плотности энергии МИП позволяет определить интегральное (за длительность импульса) тепловое воздействие всех ионов, не зависящее от их кинетической энергии и степени ионизации.

Контроль теплового воздействия МИП, содержащего значительную долю ускоренных нейтралов, только по амплитуде импульса плотности ионного тока, будет содержать большую систематическую погрешность. Она обусловлена неконтролируемым соотношением воздействия ускоренных ионов и нейтралов. Измерение плотности энергии МИП позволяет

определить суммарное воздействие ионов и ускоренных нейтралов, позволяет устранить систематическую погрешность, связанную с неконтролируемым изменением ускоряющего напряжения при изменении режима работы ионного диода.

Контроль по амплитуде импульса плотности ионного тока обеспечивает измерение в локальной области, площадь которой не превышает 0.5% площади всего пучка. Величину полного ионного тока в дальнейшем рассчитывают по эмпирическому соотношению, учитывающему распределение плотности ионного тока по сечению МИП. Такой подход вносит существенную погрешность в диагностику воздействия МИП на обрабатываемое изделие. Использование тепловизионной диагностики позволяет определить полную информацию о распределении энергии МИП по сечению за один импульс.

Из-за реализации механизма стабилизации плотности энергии [57] анализ стабильности теплового воздействия МИП на мишень по амплитуде импульса плотности ионного тока дает завышенную величину стандартной девиации. Кроме того, генерация ионного тока идет несинхронно по сечению пучка и локальный контроль плотности ионного тока не позволяет обеспечить достоверную информацию об обработке всего изделия. В отличие от амплитуды импульса плотности ионного тока, корреляция полной энергии пучка и плотности энергии в фокусе диода от полного заряда составляет 0.85-0.93 [54], что позволяет контролировать режим облучения без прямого измерения параметров МИП.

### 3.2. Стабильность работы ускорителя на резистивную нагрузку

На первом этапе исследований был проведён анализ стабильности работы ускорителя ТЕМП-4М на согласованную резистивную нагрузку. Блок-схема ускорителя показана на Рис. 48. На Рис. 49. приведены характерные осциллограммы.

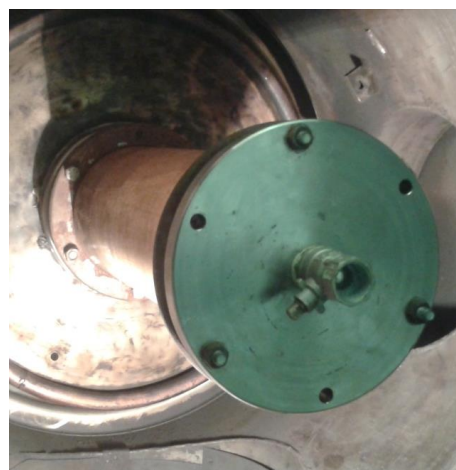
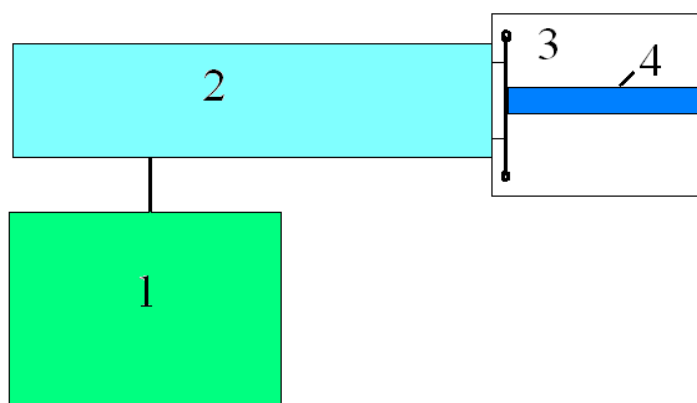


Рис. 48. Блок-схема ускорителя (1 – ГИН, 2 – ДФЛ, 3 – диодная камера, 4 – нагрузка) и фотография диодного узла с резистивной нагрузкой

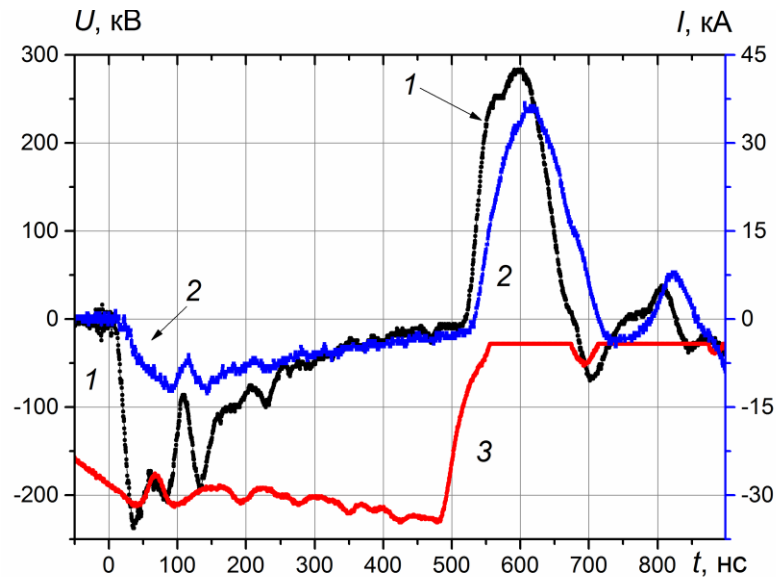


Рис. 49. Осциллограммы напряжения (1) и полного тока (2) на выходе ДФЛ и напряжения зарядки формирующей линии (3)

Результаты статистической обработки сведены в таблицу 2. Указано среднее значение параметра в серии 50 импульсов и среднеквадратичное отклонение (СКО).

Таблица 2 – 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%
Длительность первого импульса	445 нс±8%	443 нс±7%	443 нс±6%	444 нс±7%

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

### 3.3. Исследование стабильности плотности ионного тока

В большинстве работ, посвященных модификации металлических изделий мощными ионными пучками, контроль параметров МИП проводится по амплитуде импульса плотности ионного тока. Поэтому в диссертационной работе приведены результаты исследования стабильности плотности ионного тока, формируемого ионным диодом со взрывоэмиссионным катодом в режиме магнитной самоизоляции.

#### 3.3.1. Плоский полосковый диод

Основная часть исследований выполнена при работе ускорителя ТЕМП–4М с плоским полосковым диодом размером 20 см×4 см. На Рис. 50 приведены характерные осциллограммы.



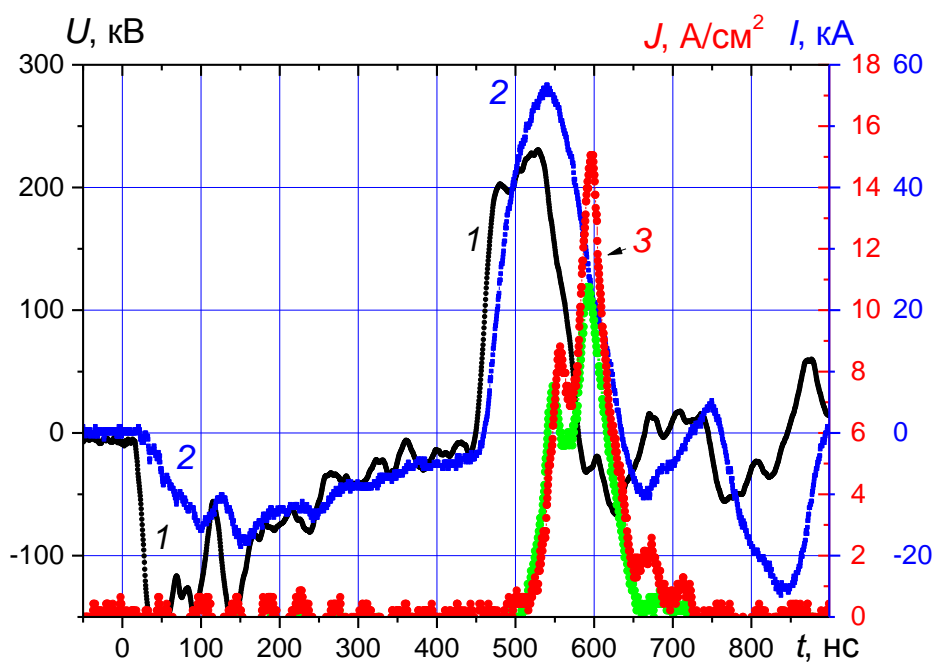


Рис. 50. Осциллограммы ускоряющего напряжения (1), полного тока в диоде (2) и плотности ионного тока с двухсекционного КЦФ (3)

Плотность ионного тока измеряли двухсекционным КЦФ. На Рис. 51. и в таблице 3 приведены результаты статистической обработки результатов измерений.

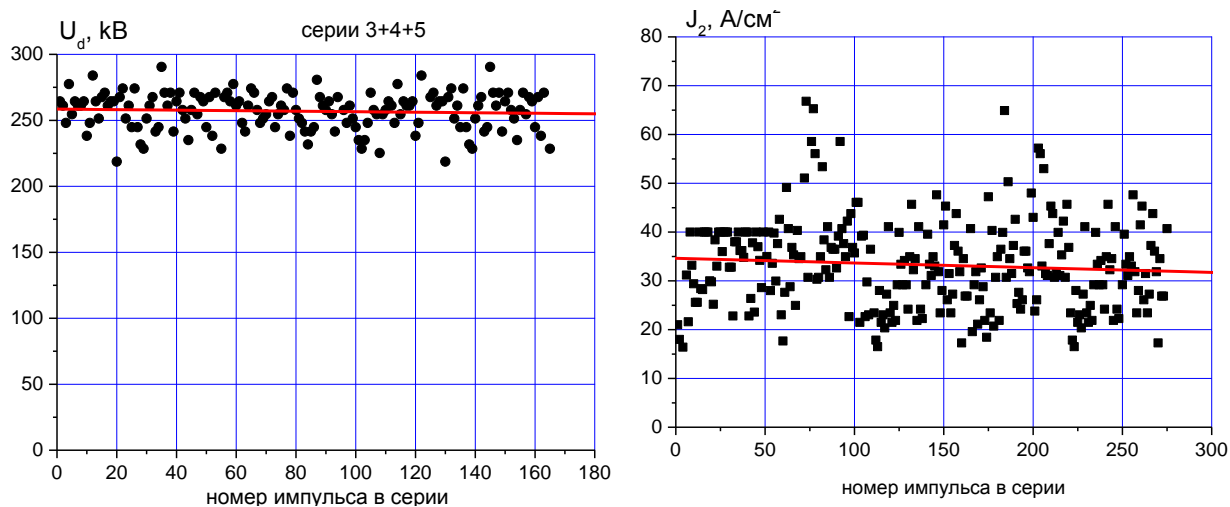


Рис. 51. Изменение амплитуды импульса ускоряющего напряжения (а) и амплитуды импульса плотности ионного тока (б) в серии 150 импульсов

Таблица 3– Стабильность работы ускорителя ТЕМП–4М при генерации МИП

	Серия 1	Серия 2	Серия 3	Серия 4	Серия 5	среднее СКО за 5 серий
Напряжение на выходе ДФЛ, кВ	242±7%	241±5,4%	258±5,7%	255±5%	258±5,8%	5,8%
Длительность первого	457±9%	470±9%	453±11%	451±10%	440±13%	10%

импульса, нс						
Плотность тока МИП, А/см <sup>2</sup>	34±20%	38±27%	30±27%	35±29%	29±29%	27%

Генератор наносекундных импульсов ускорителя ТЕМП–4М при работе на диод с магнитной самоизоляцией также обеспечивал высокую стабильность амплитуды импульса укоряющего 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.

### 3.3.2. Корреляция плотности ионного тока

Для определения наиболее важных факторов, влияющих на нестабильность генерации МИП в диоде с магнитной самоизоляцией, был выполнен анализ корреляции амплитуды импульса плотности ионного тока с амплитудой импульса укоряющего напряжения, амплитудой полного тока в диоде и длительностью первого импульса при синхронных измерениях [58, 59]. В течение первого импульса формируется плазменный слой на поверхности потенциального электрода, поэтому нестабильность его длительности может снизить стабильность генерации МИП. Результаты статистической обработки показаны на Рис. 52. - Рис. 53. и сведены в таблицу 4.

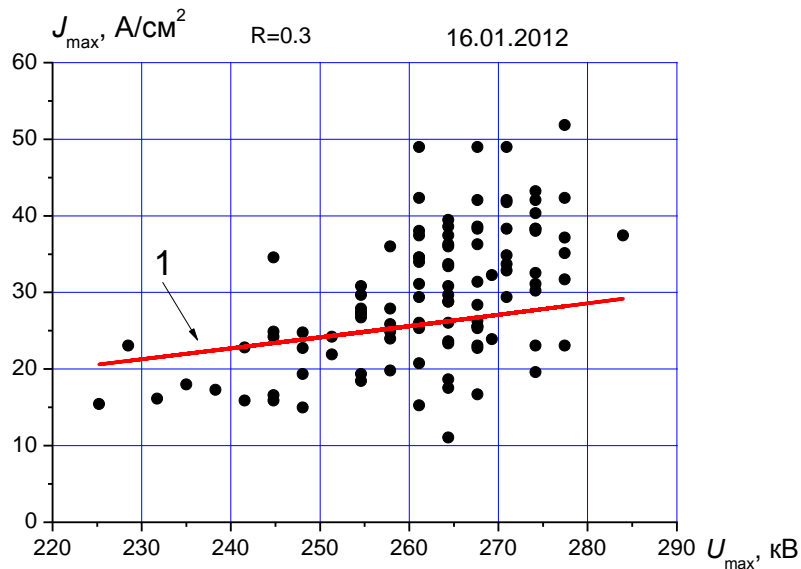


Рис. 52. Зависимость амплитуды импульса плотности ионного тока от амплитуды импульса укоряющего напряжения. Выборка 110 импульсов. Кривая 1 – расчет по соотношению (3.1) для ионов  $C^+$  при коэффициенте усиления 10

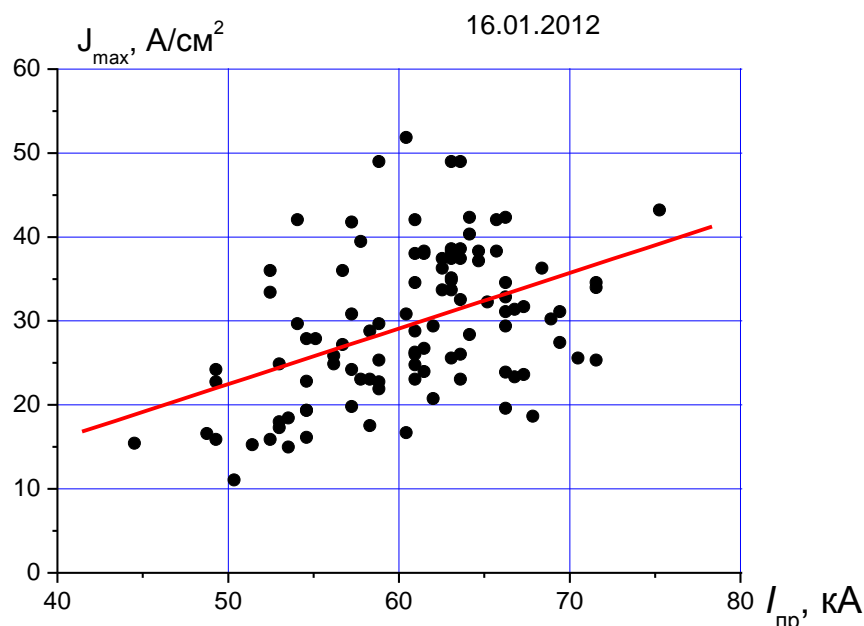


Рис. 53. Зависимость амплитуды плотности ионного тока от амплитуды импульса полного тока в диоде. Выборка 100 импульсов

Таблица 4 – Корреляция плотности ионного тока с параметрами генератора наносекундных импульсов

Параметр	Значение и СКО	Коэффициент детерминации	Коэффициент Пирсона
Напряжение	262 кВ±4,5%	0,3	0,55
Полный ток в диоде	61 кА±10%	0,19	0,44
Длительность первого импульса	480 нс±11%	0,34	0,59
Плотность тока МИП	30 А/см <sup>2</sup> ±29%	-	-

На Рис. 52. приведены также расчетные по соотношению (3.1) значения плотности тока ионов углерода. Выполненный анализ работы ионного диода с пассивным анодом в двухимпульсном режиме показал, что плотность тока ионов углерода в плоском диоде с графитовым потенциальным электродом в 5–10 раз превышает расчетные значения [60]. Величина амплитуды плотности ионного тока пропорциональна амплитуде ускоряющего напряжения, но коэффициент детерминации мал. Поэтому стабильность амплитуды импульса плотности тока МИП слабо зависит от стабильности амплитуды импульса ускоряющего напряжения и определяется другими факторами. Выполненные исследования показали слабую корреляцию амплитуды импульса плотности тока МИП и с другими выходными параметрами генератора наносекундных импульсов (таблица 4). Поэтому основной вклад в нестабильность генерации МИП вносят процессы в самом диоде [61].

### 3.3.3. Фокусирующий полосковый диод

Для увеличения стабильности плотности ионного тока в серии импульсов можно сфокусировать МИП. 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 Рис. 54. приведена схема измерений плотности МИП и характерные осциллограммы при работе ускорителя с фокусирующим диодом.

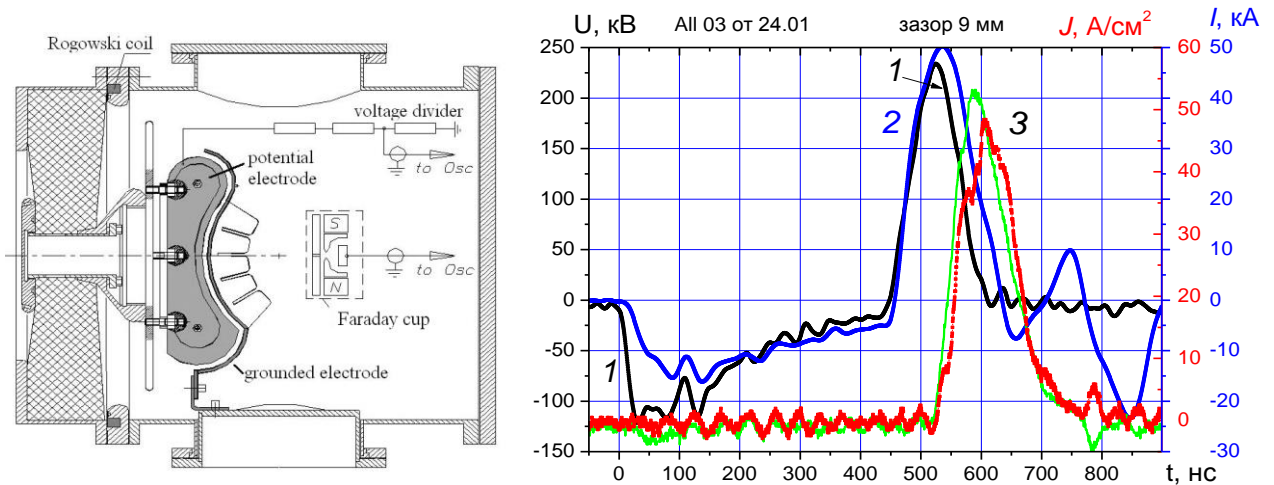


Рис. 54. Схема измерений плотности МИП и характерные осциллограммы при работе ускорителя с фокусирующим диодом: 1) – ускоряющее напряжение; 2) – полный ток в фокусирующем диоде; 3) – плотность ионного тока с двухсекционного КЦФ. Расстояние до КЦФ 15 см

Результаты статистической обработки показаны на Рис. 55. и сведены в таблицу 5.

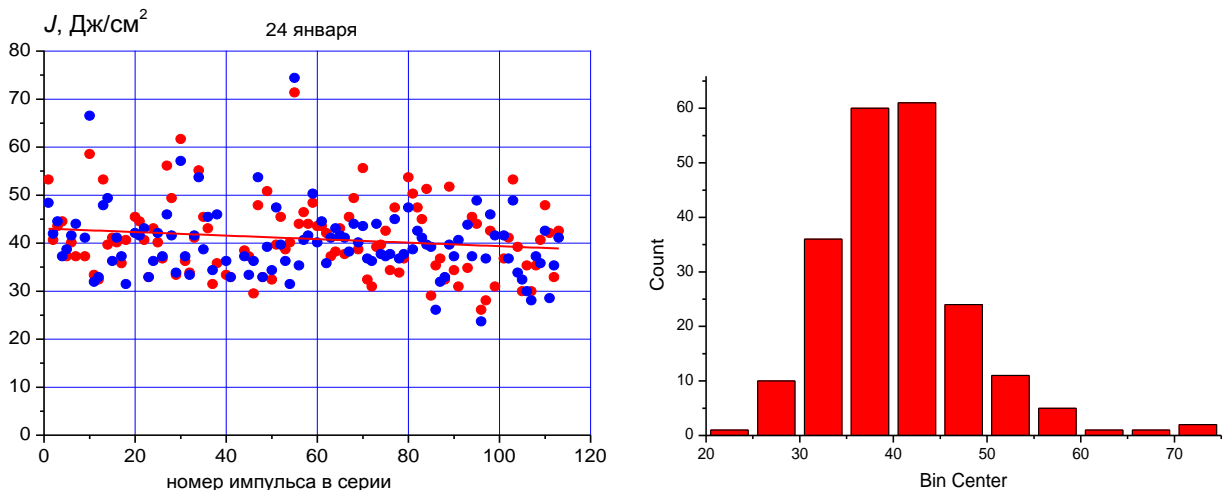


Рис. 55. Изменение амплитуды импульса плотности ионного тока и гистограмма значений в серии  $5 \times 50$  импульсов

Таблица 5 – Корреляция плотности ионного тока с параметрами генератора наносекундных импульсов

Параметр	Значение и СКО	Коэффициент детерминации	Коэффициент Пирсона
Напряжение	264 кВ±3%	0,10–0,22	0,33–0,47
Полный ток в диоде	53 кА±4%	0,13–0,18	0,37–0,43
Длительность первого импульса	450 нс±7%	0,08–0,12	0,30–0,36
Плотность тока МИП, КЦФ1	41 А/см <sup>2</sup> ±19 %	-	
Плотность тока МИП, КЦФ2	40 А/см <sup>2</sup> ±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. Среднеквадратическое отклонение амплитуды импульса плотности ионного тока снизилось с (20–30) % до (18–20) %.

### 3.4. Исследование стабильности плотности энергии

Основным фактором, определяющим изменение свойств изделия при воздействии на мишень импульсных ионных пучков гигаватной мощности, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов. Поэтому для оптимизации режима обработки изделий таким пучком важен прежде всего контроль плотности энергии пучка и его распределения по сечению МИП. Выполненный сравнительный анализ систематических погрешностей при контроле воздействия на мишень импульсных ионных пучков гигаватной мощности (по плотности ионного тока и по плотности энергии) показал, что измерение плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию.

#### 3.4.1. Фокусирующий полосковый диод

Основная часть исследований стабильности плотности энергии выполнена на фокусирующем полосковом диоде. Для улучшения фокусировки пучка на заземленный электрод диода установлен сплошной экран, выполненный из нержавеющей стали толщиной 1 мм [54]. На Рис. 56. показана фотография полоскового фокусирующего диода и распределение плотности энергии пучка в поперечном сечении.

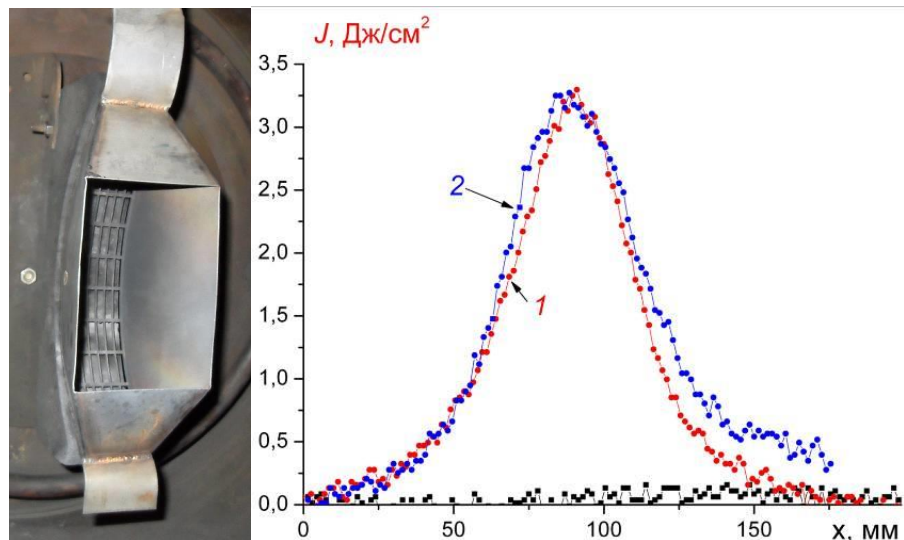


Рис. 56. Фотография фокусирующего диода с экраном и распределение плотности энергии пучка по сечению в фокусной плоскости в горизонтальном (1) и вертикальном сечении (2)

Результаты статистического анализа полной энергии и плотности энергии МИП, формируемого фокусирующим полосковым диодом при работе с интервалом 120 секунд показаны на Рис. 57. и сведены в таблицу 6.

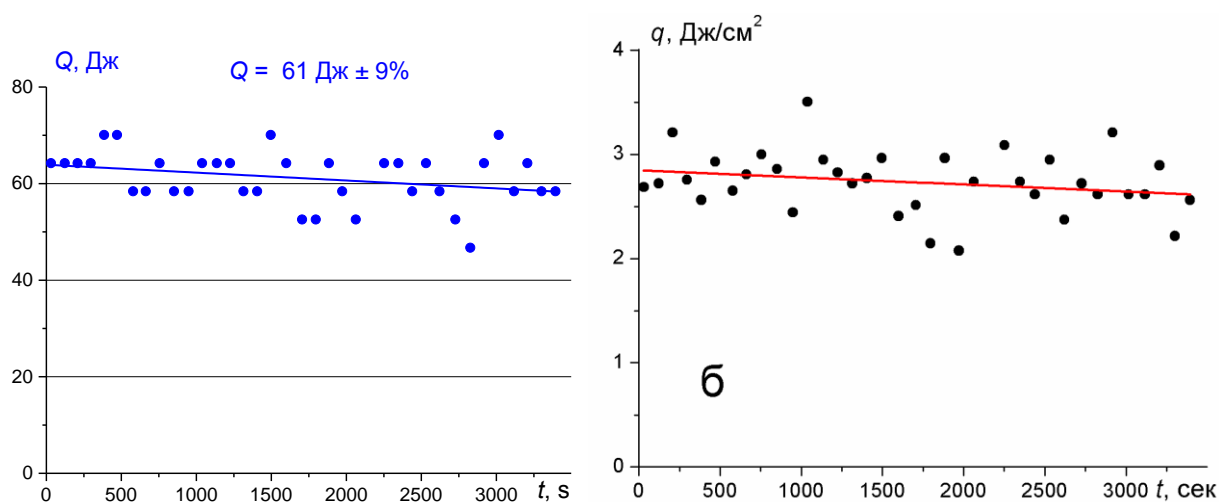


Рис. 57. Изменение полной энергии (а) и максимальной плотности энергии (б) в серии импульсов с интервалом 120 секунд.

Таблица 6 – Стабильность генерации МИП в серии импульсов

	Среднее значение в серии и sd			
	$U$ , kV	$I$ , kA	$Q$ , Дж	$q$ , Дж/см <sup>2</sup>
Серия 1	244 кВ±9%	68 кА±8%	103 Дж±11%	4,2 Дж/см <sup>2</sup> ±8%
Серия 2	-	66 кА±5%	100 Дж±8%	3,8 Дж/см <sup>2</sup> ±10%
Серия 3	-	56 кА±4%	83 Дж±10%	3,8 Дж/см <sup>2</sup> ±9%
Серия 4	255 кВ±5%	59 кА±5%	66 Дж±9%	2,7 Дж/см <sup>2</sup> ±11%

Стандартная девиация плотности ионного тока в фокусирующем диоде в двухимпульсном режиме составляет (18-20)% в серии импульсов при нестабильности параметров ускорителя ТЕМП–4М не более 10 % (см. раздел 3.3.3). Но стабильность плотности энергии в серии импульсов оказалась значительно выше. Возможной причиной высокой стабильности плотности энергии в серии импульсов, измеренной с помощью тепловизионной диагностики, является испарение материала мишени. Но снижение полной энергии и максимальной плотности энергии пучка не увеличило стандартную девиацию (таблица 9, серии 3 и 4).

Для измерения полной энергии МИП мы использовали тепловизионную диагностику, которая не позволяет измерять параметры МИП с интервалом менее 100 секунд. Поэтому высокая стабильность энергии МИП в серии импульсов может быть связана с более стабильной работой ускорителя в этом режиме. Для исследования стабильности плотности энергии пучка, формируемого ионным диодом в двухимпульсном режиме при интервале между импульсами 10 секунд, была использована акустическая диагностика, см. раздел 2.3.3. На Рис. 58. показана фотография диодного узла и характерные осциллограммы сигнала с пьезодатчика (два импульса).

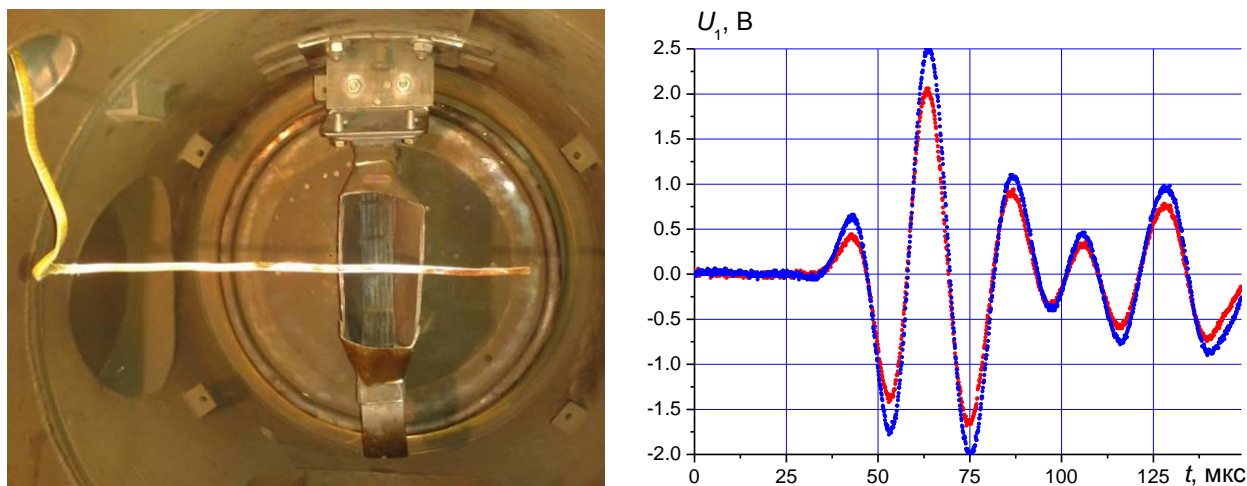


Рис. 58. Фотография диодной камеры и осциллограммы сигнала с пьезодатчика

На Рис. 59. показаны результаты исследования стабильности генерации пучка в серии импульсов при разной плотности энергии МИП.

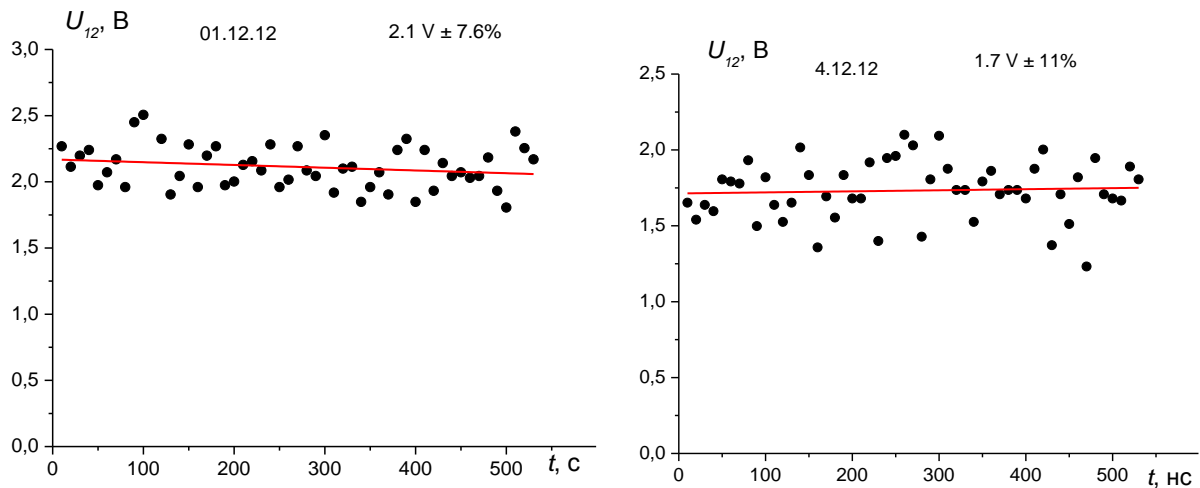


Рис. 59. Изменение амплитуды импульса с пьезодатчика: **а**) –  $J=1,5 \text{ Дж/см}^2$ ; **б**) –  $J=1,2 \text{ Дж/см}^2$ .  
Серии 50 импульсов с интервалом 10 сек

Выполненные исследования стабильности плотности энергии пучка, формируемого ионным диодом в двухимпульсном режиме показали, что и при высокой частоте следования импульсов разброс плотности энергии не превышает (10–11) %.

### 3.4.2. Ионные диоды другой конструкции

Исследования стабильности генерации МИП были выполнены при работе ускорителя ТЕМП–4М с другими диодами с магнитной самоизоляцией - конусным ионным диодом, плоским полосковым диодом и спиральным диодом. На Рис. 20 показан внешний вид конусного диода и распределение плотности энергии по сечению в фокусе. Результаты статистического анализа стабильности работы конусного диода показаны на Рис. 60. и приведены в таблице 7.

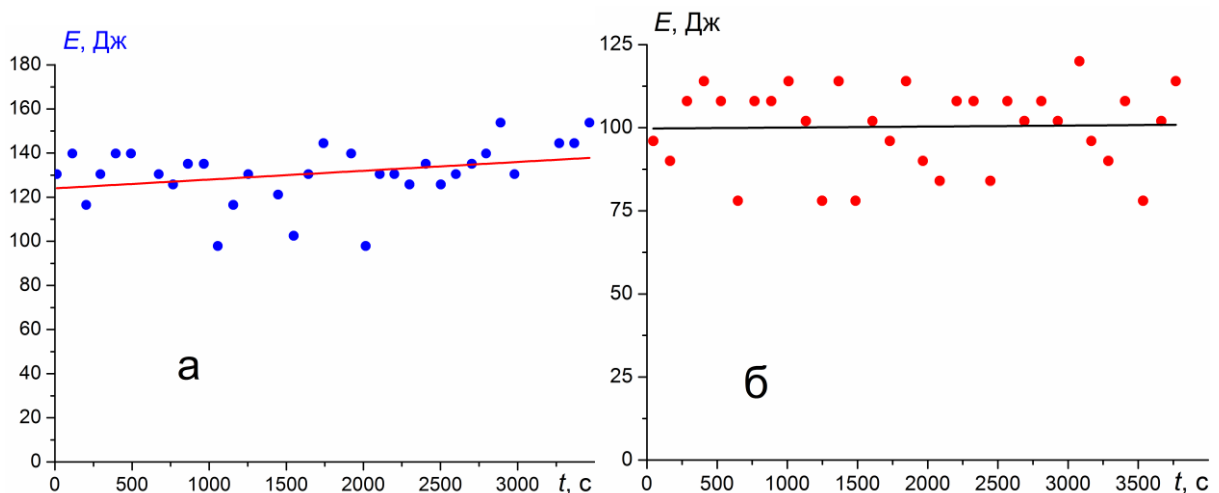


Рис. 60. Изменение полной энергии МИП, формируемого конусным диодом (а) и плоским полосковым диодом (б) в серии импульсов.



Таблица 7 – Стабильность генерации МИП в серии импульсов

Тип диода	Среднее значение в серии и $sd$	
	$Q$ , Дж	$q$ , Дж/см <sup>2</sup>
Конусный диод, серия 1	151±12%	3,7±13%
Конусный диод, серия 2	131±10%	3,6±15%
Плоский полосковый диод, серия 1	93±8,5%	
Плоский полосковый диод, серия 2	100±12%	1,2±14%

Характерной особенностью работы ионного диода с магнитной изоляцией является дрейф электронов вдоль А-К зазора диода. Это обеспечивает увеличение времени пребывания электронов в А-К зазоре и снижение электронной компоненты полного тока диода. Увеличение длины дрейфа электронов в конусном диоде в 2 раза по сравнению с полосковым фокусирующим диодом не вызвало снижения стабильности его работы.

Особенностью конструкции конусного диода является близкое расположение начала и конца диода. Для эффективной фокусировки МИП необходимо, чтобы металлический экран был замкнут. Но при соединении начала и конца диода с магнитной самоизоляцией значительно возрастает электронная компонента полного тока диода и он переходит в режим короткого замыкания. При незамкнутом экране формируется МИП с высокой неоднородностью по сечению [54]. Эффективную фокусировку ионного пучка, формируемого конусным диодом, удалось обеспечить при соединении начала и конца экрана тонкой проволокой. Ее индуктивность ограничивала ток по экрану и позволила оптимизировать условия транспортировки МИП. Но процесс фокусировки МИП в конусном диоде оставался менее стабильным, чем в полосковом фокусирующем диоде.

Выполненные исследования показали, что генерация ионного тока в плоском полосковом диоде идет менее стабильно, чем в фокусирующем полосковом диоде [52]. В серии 50–300 импульсов стандартная девиация амплитуды импульса плотности ионного тока, формируемого плоским полосковым диодом, составляет (35–40)% при нестабильности параметров генератора наносекундных импульсов не более 10%. Но стабильность полной энергии в серии импульсов оказалась значительно выше. Результаты статистического анализа выходных параметров ускорителя ТЕМП–4М при работе с плоским полосковым диодом с интервалом 100 секунд показаны на Рис. 60. и сведены в таблицу 7. На Рис. 61. показано распределение плотности энергии по сечению МИП, формируемого плоским полосковым диодом.

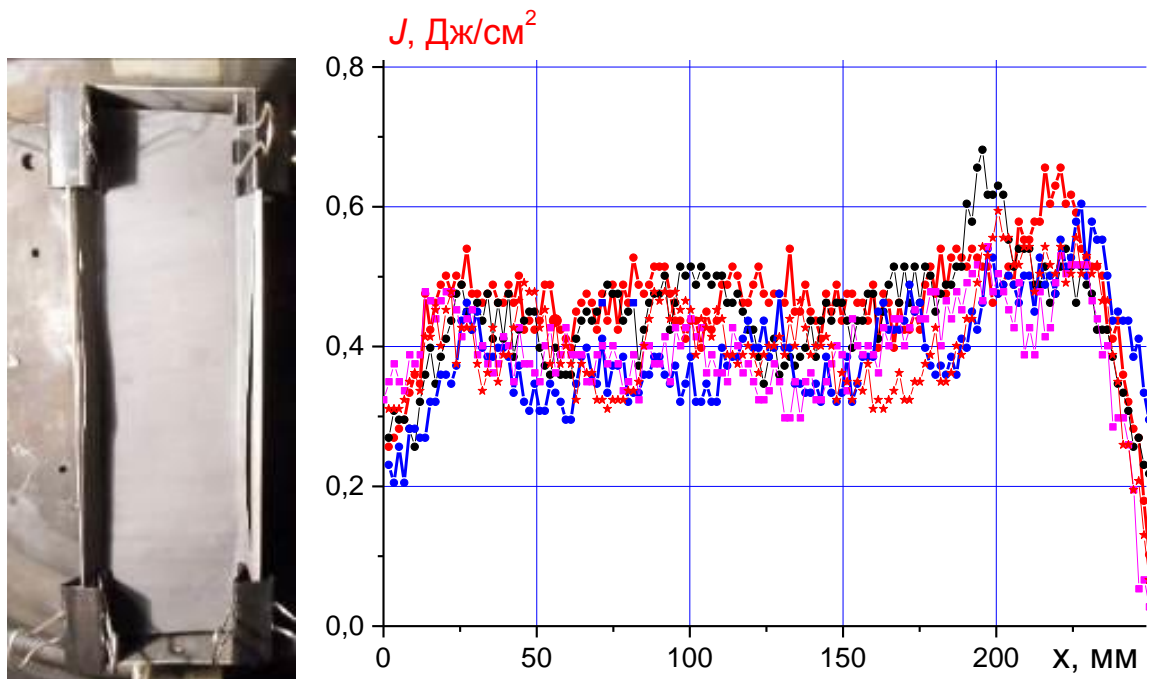


Рис. 61. Фотография диода с фольгой для тепловизионной диагностики и распределение плотности энергии пучка в вертикальном сечении (4 последовательных импульса)

Существенным недостатком полосковых ионных диодов с магнитной самоизоляцией является низкая эффективность преобразования подведенной энергии в кинетическую энергию ускоренных ионов, не превышающая 10% [45]. Для увеличения эффективности генерации пучка разработана спиральная геометрия диода [62]. В новой конструкции диода впервые удалось реализовать замкнутое движение электронов в А-К зазоре без внешнего магнитного поля [63]. Это привело к росту эффективности преобразования энергии, подводимой к диоду, в энергию ускоренных ионов углерода с 5-9% (в диодах с незамкнутым дрейфом) до 25-30%. Исследования стабильности генерации МИП также были выполнены при работе ускорителя ТЕМП-4М со спиральным диодом в режиме магнитной самоизоляции. Схема диодного узла ускорителя ТЕМП-4М и характерные осциллограммы приведены на Рис. 62. .

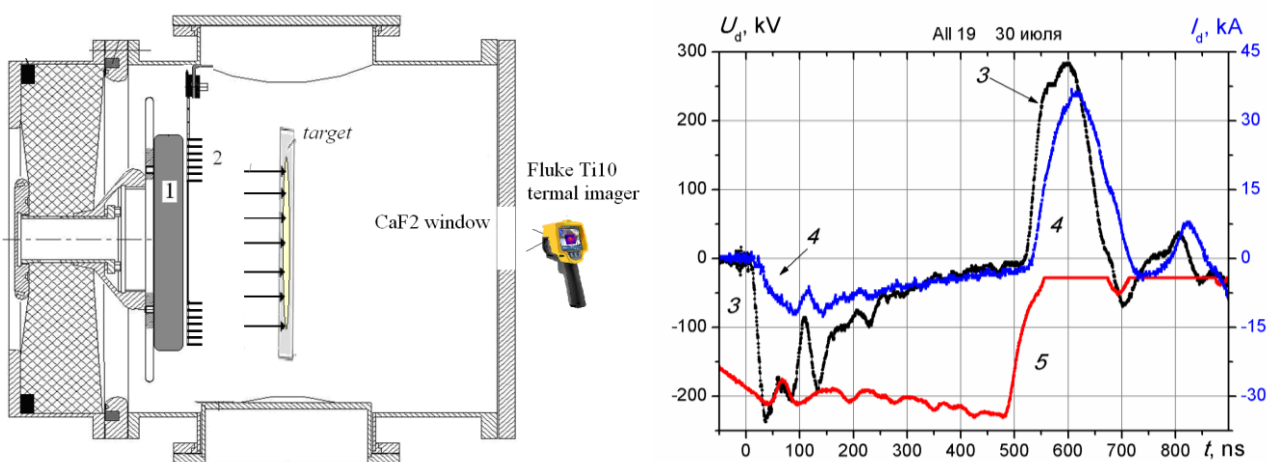


Рис. 62. Схема диодного узла (1- анод, 2- катод), осциллограммы ускоряющего напряжения (3), полного тока диода (4) и напряжения зарядки формирующей линии (5)

На Рис. 63. показан внешний вид спирального диода и термограммы ионного пучка. Расстояние от диода до мишени 10 см. Круг на термограмме соответствует внешнему витку спирали. Анод изготовлен в виде плоского диска диаметром 20 см и высотой 4 см.

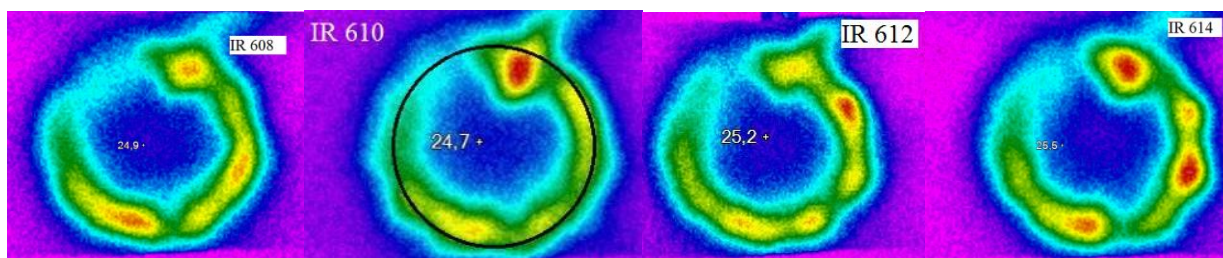
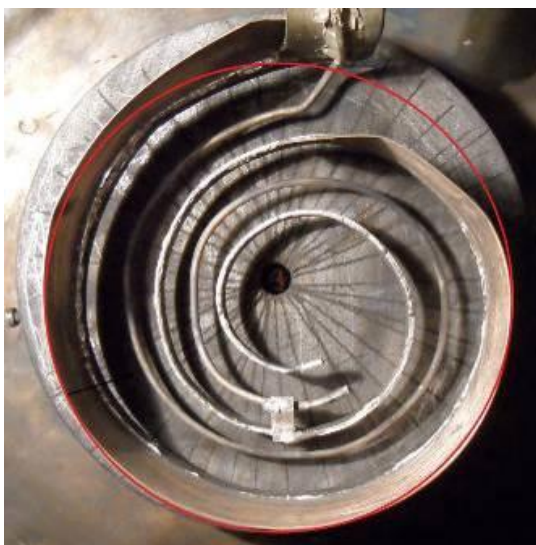


Рис. 63. Фотография спирального проволочного диода и термограммы МИП

На Рис. 64. показано распределение плотности энергии в поперечном сечении МИП, формируемого спиральным диодом с магнитной самоизоляцией (развертка по окружности, показанной на Рис. 63. ). Приведены данные четырех последовательных импульсов.

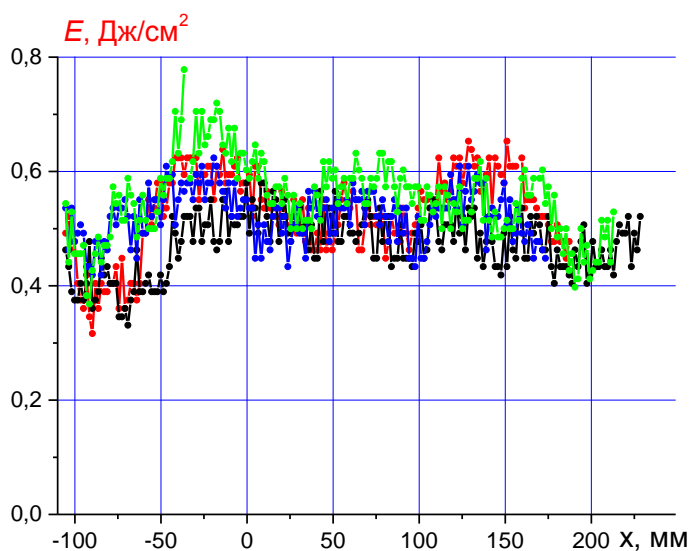


Рис. 64. Распределение плотности энергии МИП, формируемого спиральным диодом. Развертка по  $\frac{3}{4}$  окружности

На Рис. 65. приведены результаты исследования стабильности генерации МИП спиральным диодом.

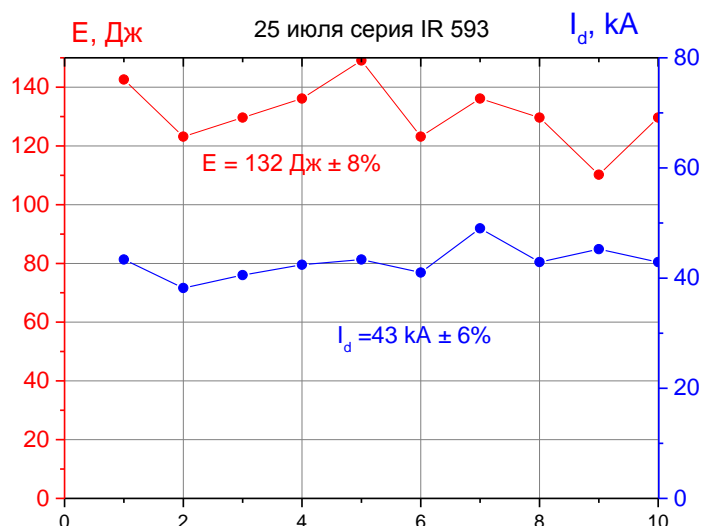


Рис. 65. Изменение полной энергии МИП, формируемого проволочным диодом, и амплитуды импульса полного тока в диоде в серии 10 импульсов

Выполненные исследования стабильности плотности энергии пучка, формируемого спиральным ионным диодом в двухимпульсном режиме показали, что разброс плотности энергии в серии импульсов не превышает 10-11%.

### 3.4.3. Эффект стабилизации энергии МИП, формируемого диодом с магнитной самоизоляцией

Выполненный анализ стабильности генерации МИП ионным диодом с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме показал, что МИП при низкой стабильности плотности ионного тока в серии импульсов имеет высокую стабильность полной энергии и плотности энергии. Если пучок состоит только из ускоренных ионов, то стандартная девиация плотности энергии МИП в серии импульсов будет определяться нестабильностью от импульса к импульсу флюенса ионов (или плотности ионного тока) и кинетической энергии ионов (или ускоряющего напряжения). Тогда для измеренных значений стандартной девиации плотности ионного тока в плоском диоде (27%) и ускоряющего напряжения (6%), см. таблицу 3, стандартная девиация плотности энергии МИП должна составлять 28%, что значительно выше экспериментальных данных (14%, см. таблицу 7).

Полученные результаты можно объяснить эффективной перезарядкой ускоренных ионов в процессе упругого взаимодействия с молекулами остаточного газа в А-К зазоре. В результате перезарядки ионов формируется поток ускоренных нейтралов с энергией 10-50 кэВ [48, 64]. Наличие длительной паузы между моментом десорбции молекул с поверхности анода и моментом генерации ионов в двухимпульсном режиме увеличивает толщину слоя десорбированных молекул. Это значительно увеличивает число актов перезарядки одного

иона в процессе его ускорения в А-К зазоре. Ионный диод с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме формирует комбинированный пучок, состоящий из ускоренных ионов и ускоренных нейтральных атомов, образованных в результате перезарядки ускоренных ионов.

Экспериментальные исследования показали, что при работе ионного диода с диэлектрическим анодом в режиме внешней магнитной изоляции количество молекул, десорбируемых с анода, в серии импульсов меняется незначительно [65]. На Рис. 66 показано изменение давления в диодной камере.

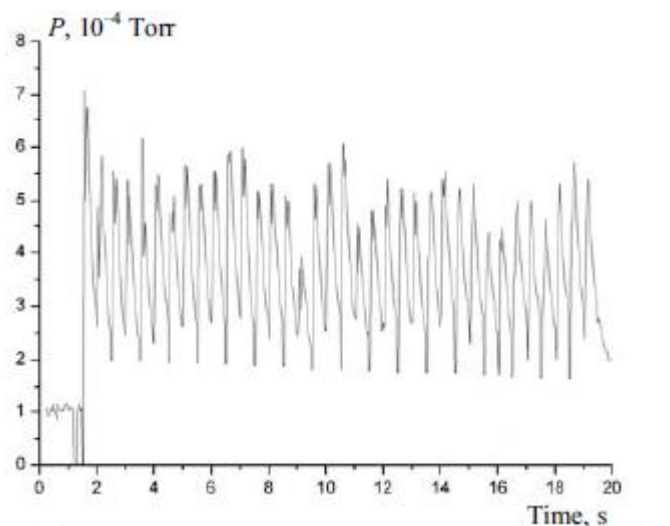


Рис. 66. Изменение давления в диодной камере ионного диода при работе с частотой 2 Гц

Если количество атомов, которые могут принять участие в перезарядке ускоренных ионов, ограничено, то процесс перезарядки будет стабилизировать полную энергию МИП в серии импульсов. При увеличении общего количества ионов число актов перезарядки на один ион уменьшается и наоборот. Суммарная энергия ускоренных нейтралов значительно превышает суммарную кинетическую энергию ионов, поэтому стабильность полной энергии МИП в серии импульсов выше, чем стабильность ионного тока в диоде.

Время образования одного монослоя газа на поверхности анода составляет  $\sim 1$  мс при давлении 0.65-6.5 мПа [50]. Плотность молекул остаточного газа на поверхности анода составляет  $10^{15}$ - $10^{16}$  см $^{-2}$  после адсорбции даже нескольких монослоев. После приложения напряжения и образования плазмы на аноде происходит десорбция этих молекул. При скорости расширения десорбируемого слоя 1-2 см/мкс за 400 – 500 нс концентрация нейтральных молекул в А-К зазоре составит  $\approx 10^{16}$  см $^{-3}$ . При плотности ионного тока 40-80 А/см $^2$  и ускоряющем напряжении 250 кВ концентрация ионов составляет  $(2-3) \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$  [60]. Эта величина значительно ниже концентрации нейтральных частиц в А-К зазоре. Поэтому процесс ускорения ионов сопровождается их интенсивным взаимодействием с нейтральным газом и перезарядкой.

### 3.5. Исследование транспортировки и фокусировки МИП

Для повышения стабильности плотности энергии ионного пучка на мишени необходимо обеспечить не только высокую стабильность генерации МИП в диоде, но и стабилизацию транспортировки ионов до мишени. Для модификации материалов с высокой теплопроводностью необходим МИП с плотностью энергии выше  $2-3 \text{ Дж/см}^2$  при длительности импульса не более  $100-150 \text{ нс}$ . Увеличение длительности импульса приводит к увеличению толщины прогреваемого слоя облучаемой мишени при незначительном росте температуры. На Рис. 67. приведены результаты моделирования распределения температуры по глубине медной мишени в разные моменты времени поглощения пучка ионов углерода с энергией  $200 \text{ кэВ}$ .

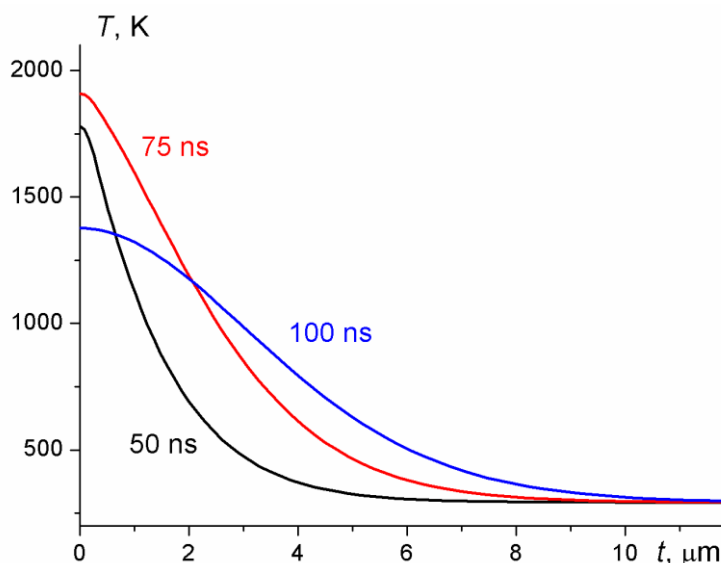


Рис. 67. Динамика изменения температуры в медной мишени при поглощении МИП.

Моделирование выполнено по программе Comsol Multiphysics. Длительность импульса  $100 \text{ нс}$ , форма импульса – гаусиана, плотность энергии МИП  $2 \text{ Дж/см}^2$ , расчет выполнен без учета фазовых превращений. Получено, что уже к концу импульса происходит увеличение нагретого слоя до  $4-5 \text{ мкм}$  при пробеге ионов не более  $2 \text{ мкм}$ .

Рост плотности энергии ионного пучка без увеличения длительности импульса можно получить увеличением ускоряющего напряжения и (или) плотности тока. Но при генерации ионов формируется значительное количество электронов с такой же энергией. При поглощении электронов с энергией выше  $500 \text{ кэВ}$  резко увеличивается тормозное рентгеновское излучение, что требует дополнительной радиационной защиты. При плотности электронного и ионного токов более  $20 \text{ А/см}^2$  проявляются коллективные эффекты и полный ток ограничивается их объемным зарядом в А-К зазоре. Плотность ионного тока при этом определяется величиной А-К зазора и ускоряющим напряжением, плотность энергии МИП при ускоряющем напряжении  $250-300 \text{ кэВ}$  и А-К зазоре  $7-8 \text{ мм}$  не превышает  $0.05-0.10 \text{ Дж/см}^2$  [11].

Высокую плотность энергии МИП на мишени можно получить путем эффективной фокусировки ионного пучка и устранения его рассыпания на пути дрейфа. В ионных диодах обычно используют геометрическую (баллистическую) фокусировку, выполняя анод и катод полуцилиндрическими или полусферическими. Но при транспортировке ионов до фокуса происходит их отклонение от начальной траектории из-за кулоновского расталкивания, влияния паразитных электрических и магнитных полей, диффузионного рассыпания и др. Влияние различных нестабильностей и критического тока на транспортировку МИП значительно меньше, чем для сильноточных электронных пучков, из-за большой массы носителей заряда.

Подробный анализ процесса фокусировки ионных пучков, формируемых диодами различной конструкции, представлен в работе С.L. Olson [66]. Показано, что диоды с магнитной изоляцией, в отличие от рефлексных диодов и пинч-диодов, имеют малую дивергенцию МИП (отношение радиуса МИП на полувысоте в фокусе к расстоянию до диода), составляющую  $1-4^\circ$ . В работе К. Yatsui *et al.* [53] выполнен анализ причин нарушения фокусировки МИП, формируемого диодом с внешней магнитной изоляцией с полусферическими электродами. Исследования выполнены на ускорителе ETIGO-1 (напряжение 1.2 MV, ток 240 кА, длительность импульса 50 ns, состав МИП - протоны). Авторы отмечают, что диаметр МИП в фокусе в основном определяется абберацией из-за неоднородности толщины анодной плазмы и искажения электрического поля вблизи выходных окон катода. При изменении конструкции катода удалось снизить дивергенцию с  $6^\circ$  до  $2.5^\circ$  [53]. Результаты исследования фокусировки МИП в конусном диоде с внешней магнитной изоляцией (applied Bг magnetically insulated diode) представлены в работе Н.А. Davis *et. all* [2]. При ускоряющем напряжении 400 кВ и длительности импульса 0.5 мкс дивергенция протонного потока составила  $8^\circ$ . В диоде аналогичной конструкции (300 кВ, 80 нс) дивергенция МИП составила  $4-5^\circ$  [67]. Исследования фокусировки МИП в диоде с магнитной самоизоляцией проводились на ускорителе ПАРУС (0.8 МВ, 60 нс) [68]. Диод выполнен в виде полусферы с радиусом анода 90 мм. Авторы отмечают, что расходимость пучка определяется в основном провисанием силовых линий магнитного поля в выходные катодные щели и соответствующим искажением поверхности виртуального катода. Половинный угол расходимости, измеренный камерой-обскурой, составил  $3^\circ$ . В ионном диоде с магнитной самоизоляцией, разработанном К.W. Zieher (1.5 МВ, 50 нс) [69], дивергенция МИП составляла  $1.5^\circ - 3.6^\circ$  для разных анодов [70]. Особенностью конструкции диода является использование тороидального катода, охватывающего кольцевой анод двойным незамкнутым витком.

Несмотря на многочисленные исследования процесса фокусировки и подробный анализ причин рассыпания ионного пучка, формируемого диодом с магнитной изоляцией, на настоящий момент нет экспериментальных данных по влиянию электромагнитных полей в

области дрейфа ионов на фокусировку МИП в диодах с магнитной самоизоляцией [71]. В отличие от диодов с внешней магнитной изоляцией, в них магнитное поле в А-К зазоре формируется током, протекающим по катоду. Это поле проникает также на глубину скин-слоя и в плазму компенсированного ионного потока (в области транспортировки), что вызывает уход низкоэнергетических сопровождающих электронов и рассыпание МИП в результате кулоновского расталкивания ионов. При низкой концентрации ионов (и тепловых электронов) глубина скин-слоя может составлять значительную часть диаметра пучка. Авторами работы [67] предложено использовать металлический экран для улучшения фокусировки ионного пучка, формируемого диодом с внешней магнитной изоляцией.

### **3.5.1. Исследование зарядовой нейтрализации МИП**

Для эффективной транспортировки ионного пучка необходимо обеспечить его нейтрализацию по заряду. Большая плотность мощных ионных пучков ( $10^{11}$ - $10^{13}$  ион/см<sup>3</sup>) приводит к тому, что изменение потенциала в них может достигать сотен киловольт. Соответствующая этому напряженность электрического поля ( $10^5$ - $10^6$  В/см) вызывает рассыпание такого пучка на длинах порядка его поперечных размеров [8]. Это требует полной нейтрализации ионных пучков по заряду уже на выходе из А-К зазора. Наиболее эффективные способы полной нейтрализации объемного заряда МИП – транспортировка ионов через плотную плазму и автонеутрализация потока ионов при прохождении МИП через сетчатый катод [9].

Выполненные исследования показали, что в фокусирующем полосковом диоде с магнитной самоизоляцией концентрация электронов в фокусе в 2.3-2.5 раз превышает концентрацию ионов (см. раздел 3.1.4). В ионном диоде с магнитной самоизоляцией ускорение ионов происходит между слоем взрывоэмиссионной плазмы на поверхности потенциального электрода и слоем дрейфующих электронов у поверхности заземленного электрода [72]. В исследованных диодах скорость дрейфа электронов составляет 30-50 мм/нс, толщина слоя дрейфа 0.3-0.5 мм, концентрация электронов в области дрейфа  $(3-5) \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> [73]. Энергия электронов при этом не превышает 80 кэВ. При плотности ионного тока 40-80 А/см<sup>2</sup> и ускоряющем напряжении 250 кВ концентрация ионов составляет  $(1.3-2.5) \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup> [74]. Эти ионы проходят плотный слой дрейфующих низкоэнергетических электронов, что обеспечивает эффективную нейтрализацию МИП.

### **3.5.2. Использование экрана в диоде с магнитной самоизоляцией**

Для увеличения эффективности фокусировки и предотвращения потерь ионов при транспортировке до мишени мы использовали металлический экран, установленный на заземленный электрод. На Рис. 68. показан внешний вид фокусирующего полоскового диода с экраном и распределение плотности МИП в вертикальном сечении в фокусной плоскости.



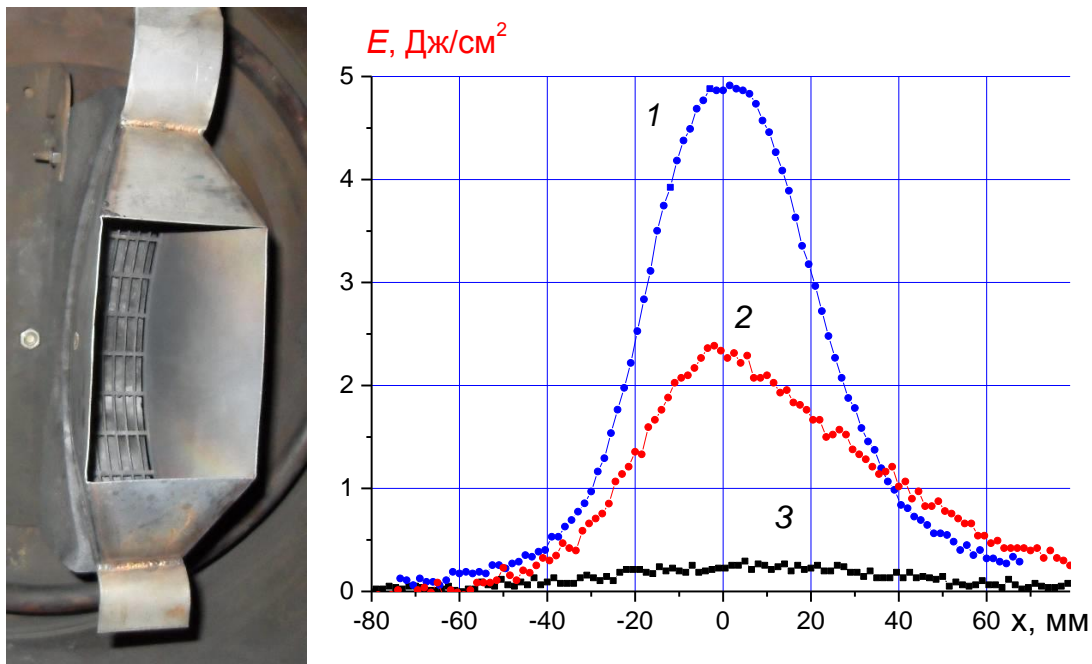


Рис. 68. Фотография фокусирующего диода с экраном и распределение плотности энергии МИП, формируемого диодом с экраном (1) и без экрана (2). Кривая 3 – исходный фон мишени

Экран выполнен из нержавеющей стали толщиной 1 мм. Толщина скин-слоя в экране для магнитного поля, формируемого током по электродам диода, составляет 120 мкм. На Рис. 69. приведены характерные термограммы ионного пучка, формируемого фокусирующим полосковым диодом с магнитной самоизоляцией. Расстояние до диода 15 см. Каждая термограмма получена за один импульс генерации МИП.

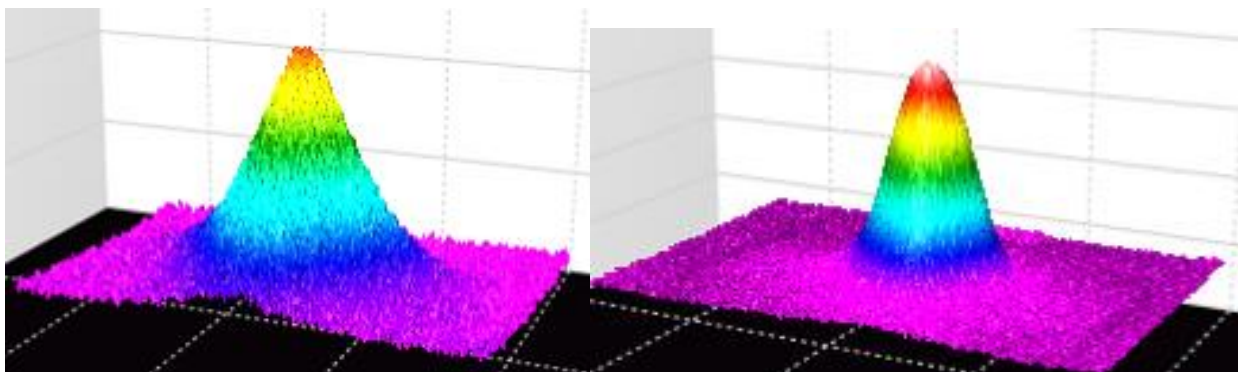


Рис. 69. Термограммы МИП, формируемого фокусирующим диодом без экрана (а) и с экраном (б).

Выполненные исследования показали, что ширина МИП на полувысоте уменьшается с 60 мм до 40-42 мм при использовании экрана. Дивергенция МИП уменьшается с  $11^\circ$  до  $7.5-8^\circ$ . При этом металлический экран не меняет эффективность генерации ионного пучка. На Рис. 70. показан баланс энергии в диодном узле.

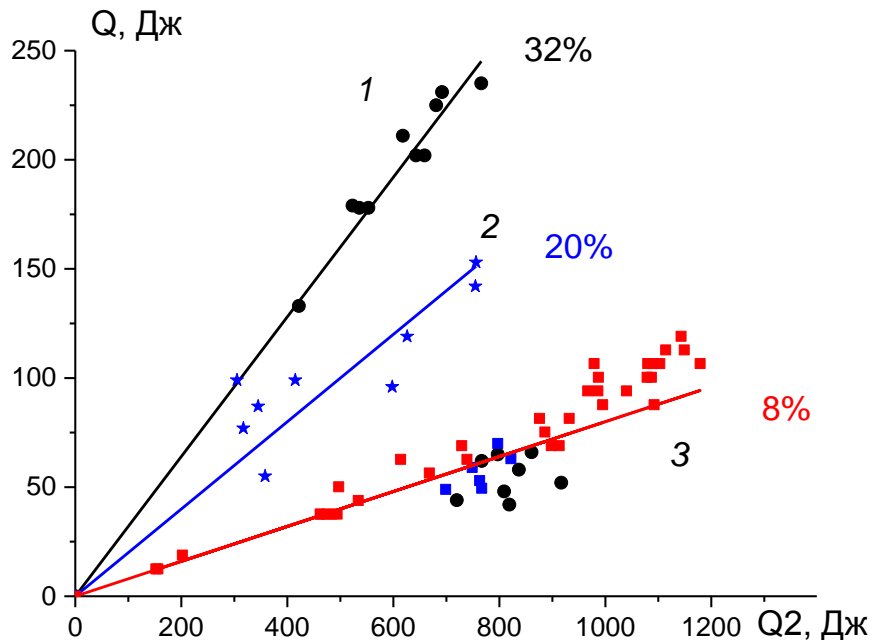


Рис. 70. Зависимость энергии МИП от энергии, поступающей в диодный узел, для спирального диода (1 – с экраном, 2 – без экрана) и полоскового диода с экраном и без экрана (3)

Полную энергию выведенного ионного пучка рассчитывали интегрированием распределения плотности энергии МИП по сечению. Диагностику проводили по тепловому отпечатку на мишени с использованием тепловизора Fluke TiR10. Энергию, поступающую от генератора наносекундных импульсов в диод, рассчитывали по ВАХ диода (интеграл произведения ускоряющего напряжения на полный ток в течение второго импульса, см. Рис. 54. ). На Рис. 70. приведены данные для фокусирующего полоскового диода с экраном и без экрана (экспериментальные точки 3). Увеличение плотности энергии МИП достигается за счет улучшения фокусировки МИП без изменения полной энергии пучка в импульсе.

### 3.6. Выводы по 3 главе

1. Выполнены комплексные исследования стабильности генерации пучка в диодах разной конструкции с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме. Получено, что в серии импульсов стандартная девиация плотности ионного тока составляет 20-30%. Фокусировка ионного пучка позволяет увеличить стабильность плотности ионного тока в серии импульсов, стандартная девиация амплитуды импульса плотности ионного тока снизилось до 18-20%.

2. Для определения источников нестабильности генерации МИП выполнен анализ корреляции плотности ионного тока с амплитудой импульса ускоряющего напряжения, полного тока в диоде и длительностью первого импульса. Получено, что плотность ионного тока слабо зависит от выходных параметров ускорителя, коэффициент детерминации  $< 0.3$ . Поэтому основной вклад в нестабильность генерации МИП вносят процессы в самом диоде.

Дополнительным подтверждением слабого влияния внешних факторов на стабильность генерации МИП в диоде с магнитной самоизоляцией является незначительная корреляция плотности ионного тока, формируемого одновременно в разных частях ионного диода.

3. В серии импульсов полная энергия и плотность энергии меняются незначительно, стандартная девиация не превышает 10-12%. Увеличение частоты следования импульсов до 5-6 имп/мин не снижает стабильность генерации пучка, она значительно выше, чем в ионных диодах другого типа – диодах с внешней магнитной изоляцией и с магнитной самоизоляцией, работающих в одноимпульсном режиме.

4. Высокая стабильность полной энергии и плотности энергии МИП в серии импульсов может быть обусловлена более эффективной (по сравнению с диодом с внешней магнитной изоляцией) перезарядкой ускоренных ионов в процессе упругого взаимодействия с молекулами остаточного газа в анод-катодном зазоре. В этом случае ионный диод с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме формирует комбинированный пучок, состоящий из ускоренных ионов и ускоренных нейтральных атомов, образованных в результате перезарядки части ускоренных ионов.

5. Представлены результаты сравнительного анализа корректности диагностики мощного ионного пучка по амплитуде импульса плотности ионного тока и по плотности энергии. Показано, что при воздействии импульсного ионного пучка наносекундной длительности основным фактором, определяющим изменение свойств изделия, является тепловое воздействие, а не имплантация ионов. Выполнен анализ влияния разброса энергии ионов, состава ионного пучка, ускоренных нейтралов, изменения ускоряющего напряжения, локальности диагностики и других факторов на точность контроля воздействия ионного пучка на мишень. Получено, что анализ стабильности теплового воздействия ионного пучка на мишень по амплитуде импульса плотности ионного тока дает завышенную величину стандартной девиации. Показано, что измерение плотности энергии обеспечивает более корректную и полную информацию, не содержащую систематических погрешностей.

## ГЛАВА 4. ПОВЫШЕНИЕ СТАБИЛЬНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ МИП

Выполненные исследования показали, что в ионном диоде с магнитной самоизоляцией в серии импульсов полная энергия и плотность энергии более стабильны, чем амплитуда импульса плотности ионного тока, стандартная девиация не превышает 10-15%. Увеличение частоты следования импульсов до 5-6 имп/мин не снижает стабильность генерации пучка, она значительно выше, чем в ионных диодах другого типа – диодах с внешней магнитной изоляцией и с магнитной самоизоляцией, работающих в одноимпульсном режиме. Но для технологических применений требуется более стабильная работа генератора МИП. В данной главе выполнен анализ корреляции (с выходными параметрами ускорителя) полной энергии и плотности энергии пучка, формируемого ионными диодами со взрывоэмиссионным катодом разной конструкции, анализ и устранение источников нестабильности плотности энергии МИП в серии импульсов.

### 4.1. Исследование корреляции полной энергии и плотности энергии МИП

Диагностику параметров пучка проводили по тепловизионной методике, адаптированной для двухимпульсного режима [75], с использованием тепловизора Fluke TiR10. В качестве мишени использовали фольгу из нержавеющей стали толщиной 100 мкм. Для измерения плотности энергии МИП при работе ускорителя в частотном режиме (пауза между импульсами 10 с) использовали акустическую диагностику. В ряде экспериментов использовали калориметр полного поглощения.

#### 4.1.1. Фокусирующий полосковый диод

Основная часть исследований выполнена на фокусирующем полосковом диоде размером 22 см×4,5 см, фокусное расстояние 14 см. Внешний вид диода показан на Рис. 18. Выполненные исследования показали высокую корреляцию полной энергии и плотности энергии пучка с некоторыми выходными параметрами ускорителя ТЕМП–4М, см. таблицу 8. Выборка 37 импульсов с паузой между импульсами 100 секунд.

Таблица 8 – Коэффициент детерминации полной энергии и плотности энергии пучка в фокусе с параметрами ускорителя ТЕМП–4М

Параметр	Полная энергия МИП	Плотность энергии МИП
Амплитуда второго импульса напряжения	0,09	0,30
Амплитуда импульса полного тока в диоде	0,98	0,94
Длительность первого импульса	0,95	0,97

В отличие от плотности ионного тока, плотность энергии и полная энергия пучка являются интегральными параметрами, отражающими формирование пучка в течение всего процесса генерации. Поэтому более корректно сравнивать их с интегралом ускоряющего напряжения или полным зарядом, переносимым в А-К зазоре в течение генерации пучка. Ионный ток, протекающий в диоде в режиме ограничения объемным зарядом, можно рассчитать по одномерному соотношению Child-Langmuir [76] с учетом сокращения А-К зазора при расширении плазменной поверхности и эффекта плазменного сжатия [77]:

$$I_i(t) = \frac{4\varepsilon_0 \sqrt{2z}}{9\sqrt{m_i}} \cdot \frac{U^{3/2} \cdot S}{[d_0 - v \cdot (t - t_0)]^2}$$

где  $U$ —напряжение, приложенное к диоду;  $d_0$ —зазор анод–катод;  $m_i$ —масса иона;  $z$ —заряд иона;  $S$ —площадь анода;  $v$ —скорость расширения плазмы;  $t_0$ —длительность первого импульса.

Тогда полная энергия ионного пучка равна:

$$E_{расч} = \int U(t)I_i(t)dt = \frac{4\varepsilon_0 \sqrt{2z} \cdot S}{9\sqrt{m_i}} \int \frac{U^{5/2}(t)dt}{[d_0 - v \cdot (t - t_0)]^2} \quad (4.1)$$

На Рис. 71. показана зависимость энергии пучка от расчетной по соотношению (4.1) при площади анода  $100 \text{ см}^2$  и скорости расширения плазмы  $1,5 \text{ см/мкс}$ . Представлены сводные экспериментальные данные для фокусирующего полоскового диода при разных А-К зазорах, при измерении полной энергии пучка калориметром полного поглощения и с помощью тепловизионной диагностики.

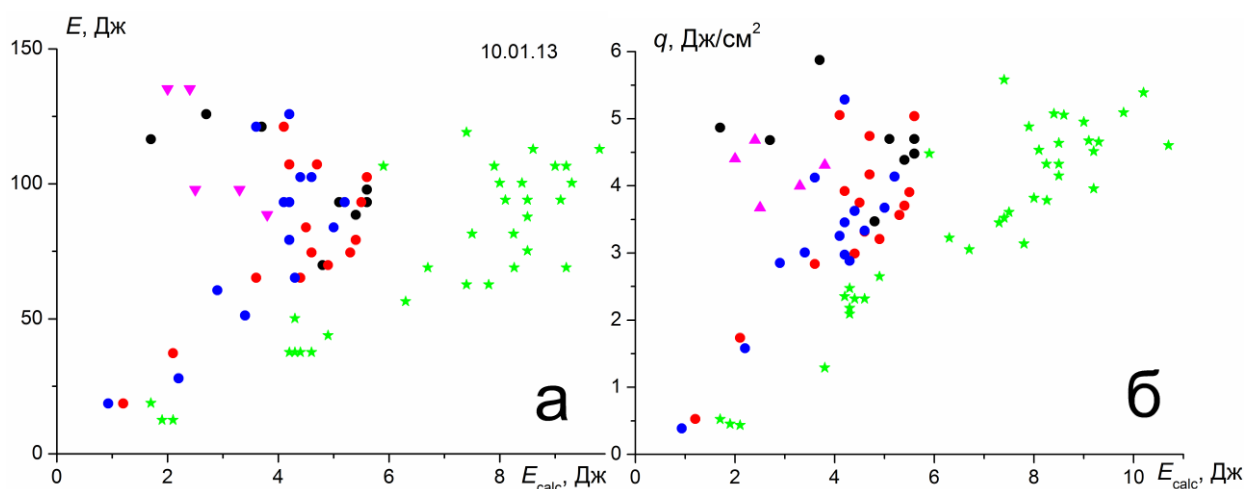


Рис. 71. Зависимость полной энергии пучка (а) и плотности энергии в фокусе (б) от расчетной по соотношению (4.1). Сводные данные при А-К зазоре 7, 8, 9 и 10 мм

На Рис. 72 показаны результаты анализа корреляции энергии пучка (данные Рис. 71) с величиной полного заряда, переносимого в диоде в течение генерации МИП (интеграл полного тока в течение второго импульса, см. Рис. 18).

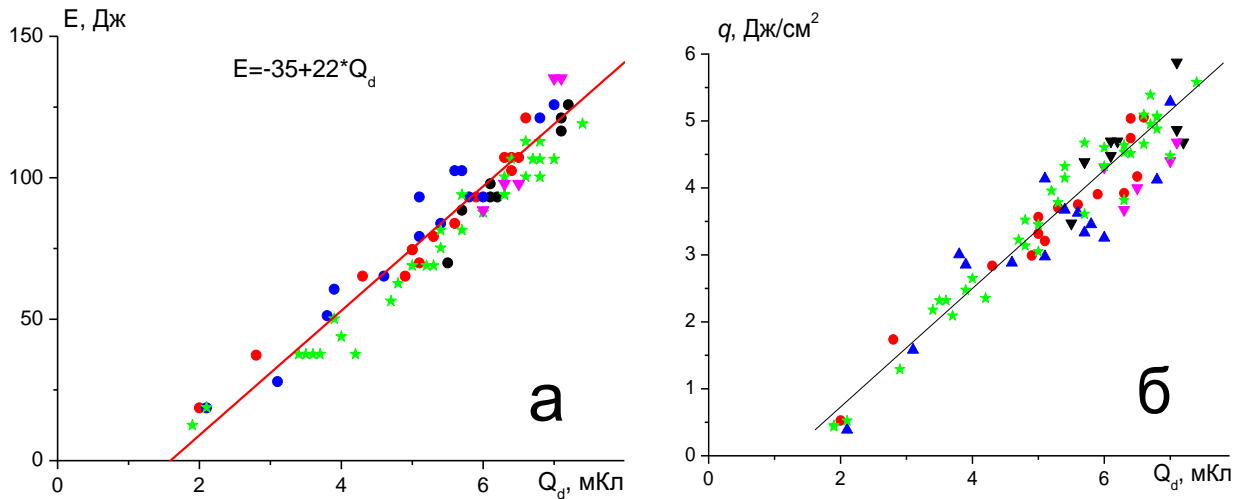


Рис. 72. Зависимость полной энергии пучка (а) и плотности энергии в фокусе (б) от полного заряда в диоде. Сводные данные при А-К зазоре 7, 8, 9 и 10 мм

При высокой корреляции полной энергии пучка и плотности энергии в фокусе диода от полного заряда ( $R=0,85-0,93$ ), их зависимость от интеграла ускоряющего напряжения слабая,  $R < 0,30$ .

Для измерения полной энергии МИП была использована тепловизионная диагностика, которая не позволяет измерять параметры МИП с интервалом менее 100 секунд. Для исследования корреляции плотности энергии пучка, формируемого ионным диодом при интервале следования импульсов 10 секунд (обычный режим работы ускорителя ТЕМП-4М), мы использовали акустическую диагностику [78]. На Рис. 73 показаны характерные осциллограммы сигнала с пьезодатчика (два последовательных импульса) и зависимость амплитуды второй положительной полуволны от полного заряда в диоде.

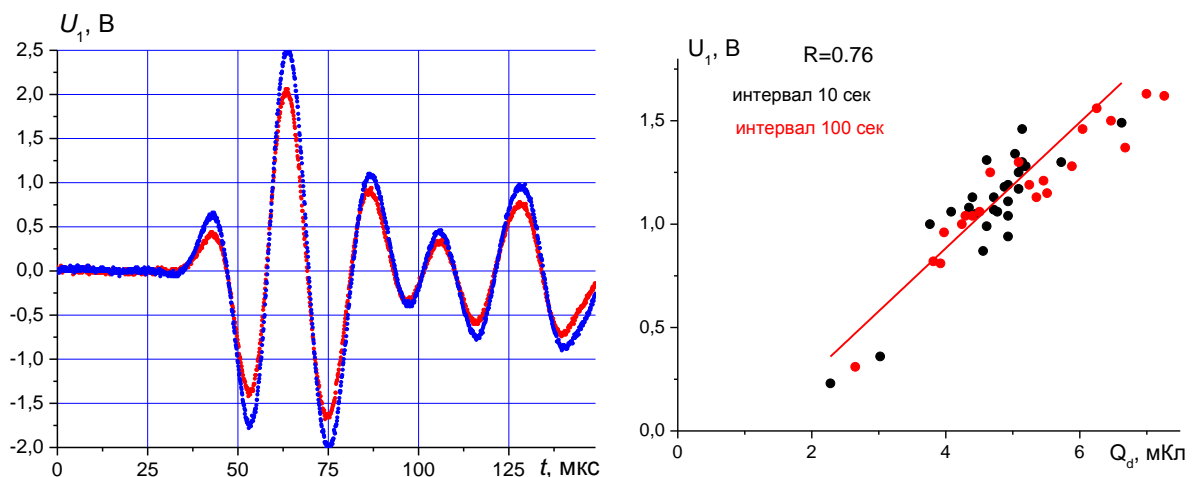


Рис. 73. Осциллограммы сигнала с пьезодатчика (два импульса) и зависимость амплитуды второй положительной полуволны от полного заряда в диоде

В качестве мишени в эксперименте использовали медный провод прямоугольного сечения  $2 \times 7 \text{ мм}^2$  и длиной 5 метров. Акустическая диагностика подтверждает хорошую корреляцию плотности энергии в фокусе диода от полного заряда.

Режим работы диода можно характеризовать параметром  $\eta$ , равным отношению полной энергии пучка к полному заряду, переносимому в А-К зазоре в течение генерации пучка. При изменении полного заряда от 2 мКл до 7 мКл и при разных А-К зазорах для фокусирующего полоскового диода  $\eta=(10-17) \text{ кДж/Кл}$ .

#### 4.1.2. Спиральный диод

Для определения наиболее важных факторов, влияющих на стабильность генерации МИП в спиральном диоде с магнитной самоизоляцией [62, 79], был выполнен анализ корреляции плотности энергии и полной энергии ионного пучка с параметрами ускорителя. Внешний вид спирального диода показан на Рис. 63. . На Рис. 74а показана зависимость плотности энергии пучка от расчетной по соотношению (4.1) при скорости расширения плазмы 1.5 см/мкс. Плотность энергии МИП измерена в разных точках термограммы. Выборка 20 импульсов с интервалом 120 секунд.

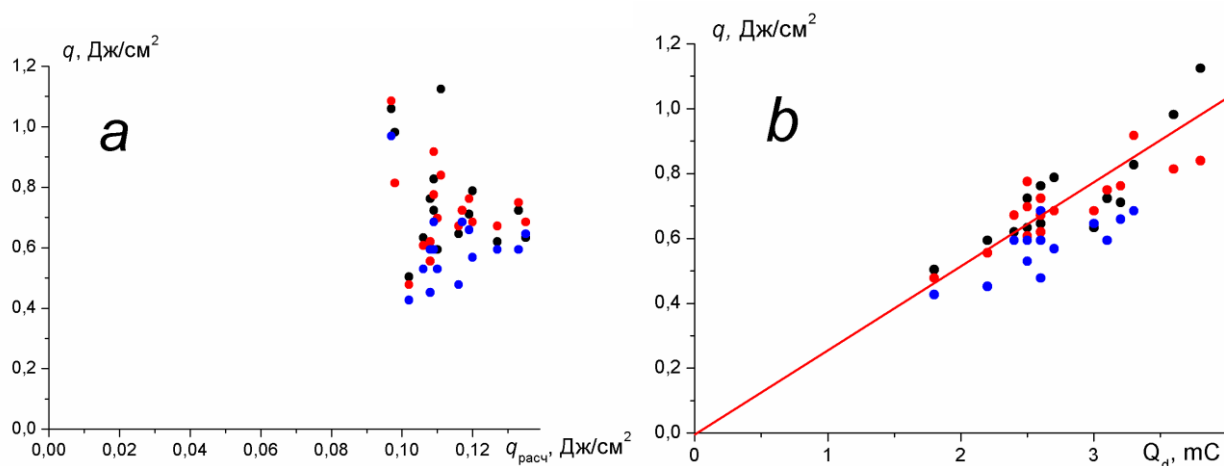


Рис. 74. Зависимость экспериментальных значений плотности энергии МИП от расчетной по соотношению 4.1 (а) и от полного заряда (б).

На Рис. 74б приведена зависимость тех же значений плотности энергии, что показаны на Рис. 74а, но от величины полного заряда, переносимого в диоде в течение генерации МИП. Результаты корреляционного анализа плотности энергии МИП сведены в таблицу 9.

Таблица 9. Коэффициент детерминации плотности энергии и полной энергии пучка с параметрами ускорителя ТЕМП-4М

Параметр	Плотность энергии МИП	Полная энергия МИП
Расчетная плотность энергии МИП (по соотношению 4.1)	0.03	0.02
Полный заряд, переносимый в диоде	0.60	0.71

Для одних и тех же экспериментальных значений плотности энергии МИП корреляция с расчетными значениями плотности энергии практически отсутствует ( $R=0.03$ ), а корреляция с полным зарядом высокая ( $R \geq 0.6$ ).

Выполненные нами исследования показали, что в спиральном диоде с магнитной самоизоляцией генерация ионного тока идет несинхронно по сечению пучка. Коэффициент детерминации для плотности тока МИП в точках, удаленных друг от друга вдоль поверхности диода на расстояние более 5 см не превышает 0.12 [58]. Это указывает на слабое влияние внешних факторов на стабильность плотности ионного тока в серии импульсов. Но в отличие от плотности ионного тока, плотность энергии МИП, формируемого спиральным диодом, меняется синхронно в разных частях диода (см. Рис. 75),  $R > 0.9$  [80].

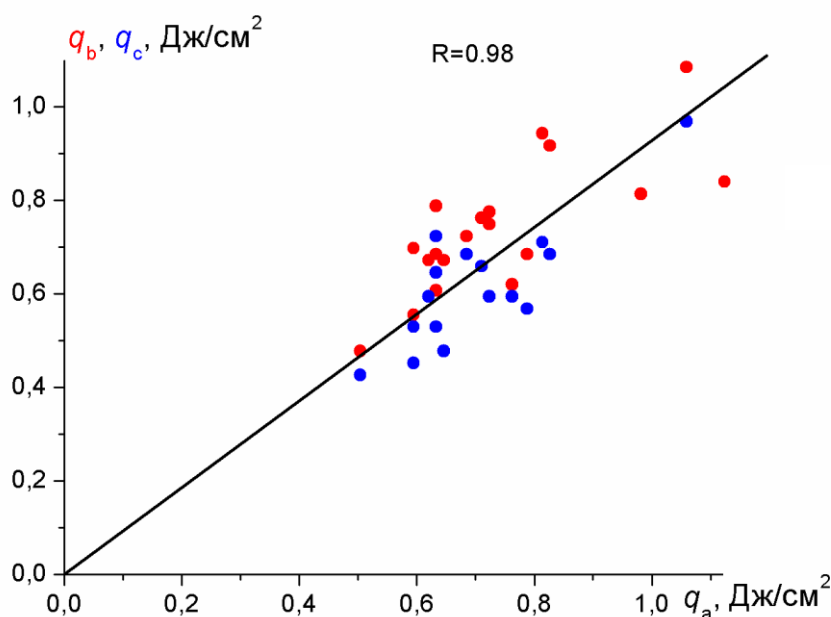


Рис. 75. Корреляция плотности энергии МИП в разных точках спирального диода

При стабилизации полного заряда в серии импульсов высокая корреляция плотности энергии МИП с полным зарядом обеспечит высокую стабильность и полной энергии МИП.

#### 4.1.3. Ионные диоды другой конструкции

Часть исследований выполнена на конусном ионном диоде с магнитной самоизоляцией [81]. Характерной особенностью работы ионного диода с магнитной изоляцией является дрейф электронов вдоль диода. Это обеспечивает увеличение времени пребывания электронов в А-К зазоре и снижение электронной компоненты полного тока диода [9]. Увеличение длины дрейфа электронов в конусном диоде в 2 раза по сравнению с фокусирующим полосковым диодом не снизило корреляцию полной энергии МИП с полным зарядом (см. Рис. 76). При изменении полного заряда от 2 мКл до 8 мКл и при разных А-К зазорах параметр  $\eta$  для конусного диода составляет (13–18) кДж/Кл.



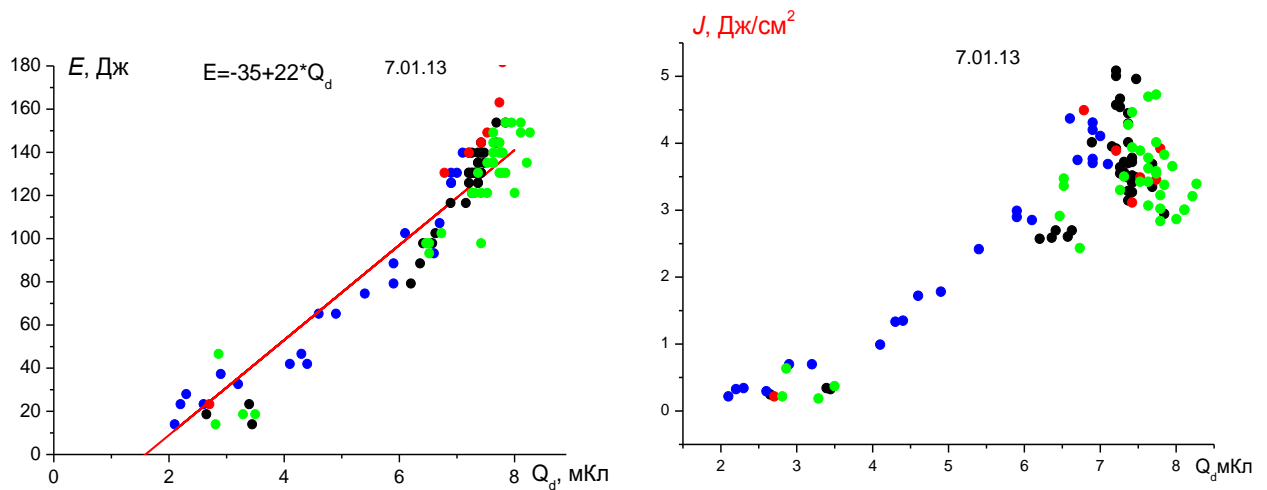


Рис. 76. Зависимость полной энергии пучка (а) и плотности энергии в фокусе (б) от полного заряда

Исследования корреляции полной энергии и плотности энергии МИП были выполнены также и при работе ускорителя ТЕМП–4М с плоским полосковым диодом. Внешний вид диода и распределение плотности энергии пучка по сечению показаны на Рис. 17. Предварительные исследования показали слабую корреляцию амплитуды импульса плотности тока МИП с выходными параметрами генератора наносекундных импульсов, коэффициент детерминации не превышал 0,3 [61]. Но статистический анализ выявил высокую корреляцию полной энергии и плотности энергии пучка, формируемого плоским диодом, с полным зарядом, переносимым в диоде в течение генерации МИП. На Рис. 77 показаны сводные экспериментальные данные для плоского полоскового диода при разных А-К зазорах, при измерении полной энергии пучка с помощью тепловизионной диагностики.

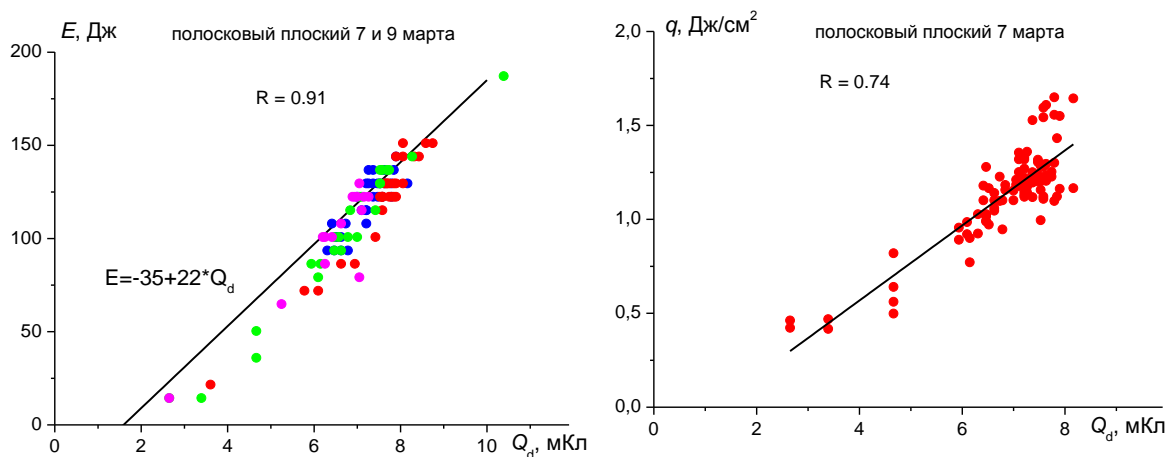


Рис. 77. Зависимость полной энергии пучка (а) и плотности энергии (б) от полного заряда в диоде. Сводные данные для плоского полоскового диода при разных значениях А-К зазора

При изменении полного заряда от 2 мКл до 10 мКл и при разных А-К зазорах для плоского полоскового диода параметр  $\eta$  составляет (10–14) кДж/Кл.

Предварительные исследования показали незначительную корреляцию плотности ионного тока, формируемого одновременно в разных частях плоского полоскового 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. На Рис. 78 показаны корреляционные зависимости амплитуд импульсов плотности тока МИП, измеренных синхронно двумя КЦФ при расстоянии между ними 5 см.

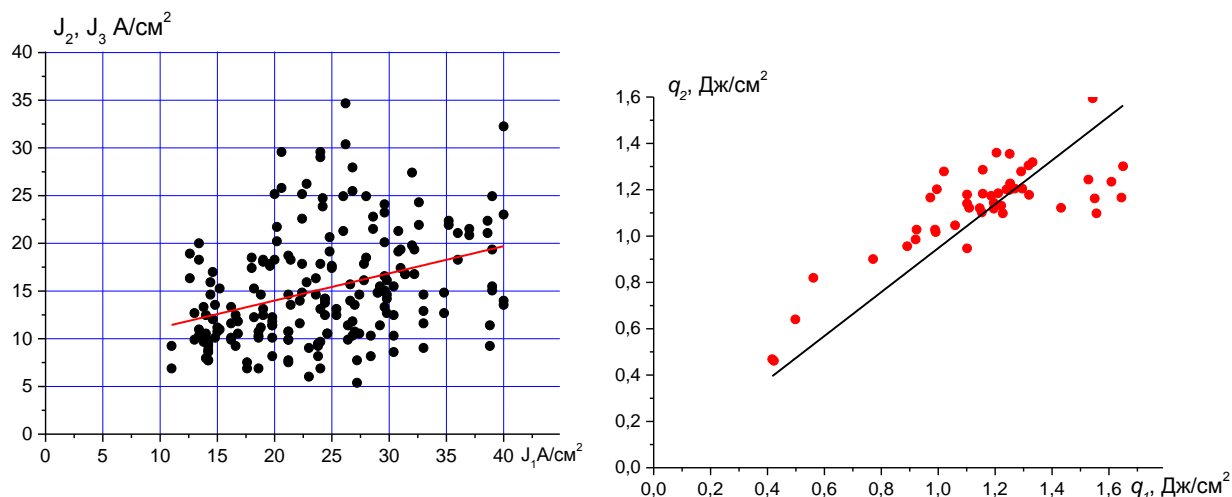


Рис. 78. Корреляционная зависимость между амплитудами плотности ионного тока с двух КЦФ (а) и плотности энергии в разных точках сечения пучка (б)

Получено, что генерация ионного тока в диоде с магнитной самоизоляцией и взрывоэмиссионным катодом идет несинхронно по сечению пучка. Коэффициент детерминации для плотности тока МИП в точках, удаленных друг от друга вдоль рабочей поверхности диода на расстояние более 5 см, не превышает 0,12. Но при этом плотность энергии МИП в разных точках диода меняется синхронно от импульса к импульсу, см. Рис. 78б. Коэффициент детерминации плотности энергии МИП в точках, удаленных друг от друга на 10 см вдоль рабочей поверхности диода, превышает 0,9 [61].

Режим работы ионного диода с магнитной самоизоляцией во многом определяется величиной полного тока, протекающего в диоде. Магнитное поле в А-К зазоре формируется этим током, что объясняет наличие критической величины полного заряда на зависимостях полной энергии МИП от полного заряда. Кроме того, в диодах с магнитной самоизоляцией происходит усиление в 8-10 раз плотности ионного тока за счет процессов диффузии электронов из области дрейфа в область объемного заряда ионов [60, 82]. При этом флюенс ионов определяется не плотностью их объемного заряда, а степенью компенсации этого заряда электронами, диффундирующими из области дрейфа электронов. Флюенс диффундирующих электронов определяется, прежде всего, плотностью электронов в области дрейфа. В течение генерации МИП в диоде с магнитной самоизоляцией ионная компонента не превышает (10 – 15)% полного тока диода. Поэтому полный заряд, переносимый в диоде в течение

генерации МИП, в основном определяется электронами. Это объясняет хорошую корреляцию полной энергии МИП с полным зарядом, которая характерна для ионных диодов с магнитной самоизоляцией разной конструкции, работающих в двухимпульсном режиме.

#### 4.2. Определение источников нестабильности энергии пучка в серии импульсов

Выполненные нами исследования показали высокую корреляцию плотности энергии и полной энергии МИП, формируемого диодом с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме, с величиной полного заряда  $Q_d$ , переносимого в диоде в течение генерации пучка. Для всех исследованных диодов зависимость полной энергии пучка от полного заряда описывается линейным соотношением при стандартной девиации экспериментальных данных от расчетных не более 10%. Корреляция с расчетной плотностью энергии МИП, зависящей только от ускоряющего напряжения и А-К зазора низкая,  $R < 0.02$ . Поэтому для стабилизации плотности энергии МИП в серии импульсов необходимо повышать стабильность полного заряда, а не величины ускоряющего напряжения.

Выполненные исследования показали наиболее сильную зависимость полного заряда от длительности первого импульса напряжения (см. Рис. 79).

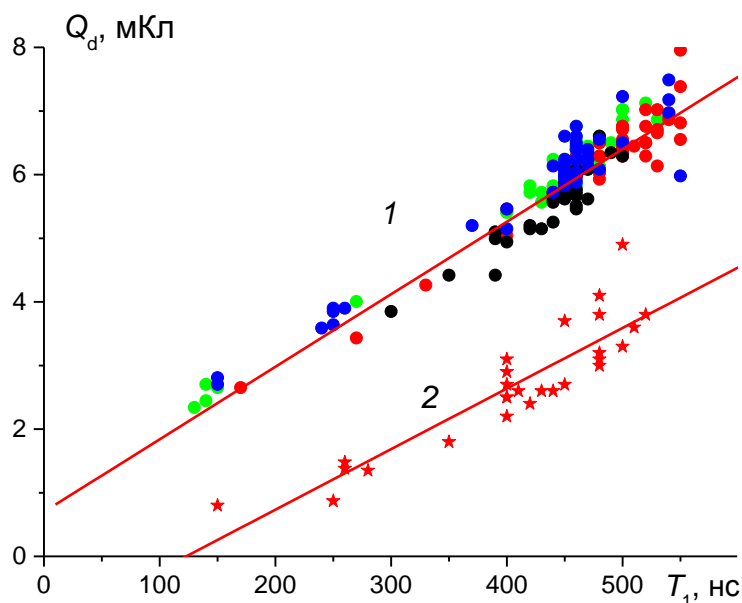


Рис. 79. Зависимость полного заряда, переносимого в диоде в течение генерации МИП, от длительности первого импульса: 1 – данные для диодов с незамкнутым дрейфом электронов (полосковые и конусный), 2 – данные для спирального проволочного диода

Коэффициент детерминации составил 0.8 для спирального диода и 0.9 для остальных диодов [61]. Вклад других факторов в нестабильность полного заряда незначителен.

Генератор наносекундных импульсов ускорителя ТЕМП-4М выполнен в виде коаксиальной двойной формирующей линии, содержит основной и предварительный газовые разрядники. Блок-схема ДФЛ ускорителя ТЕМП-4М показана на Рис. 80.

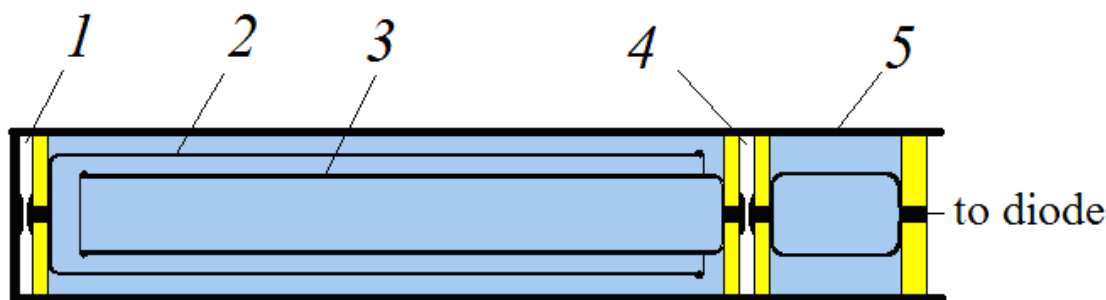


Рис. 80. Конструкция ДФЛ ускорителя ТЕМП-4М: 1 - основной разрядник, 2 - средний электрод, 3 - внутренний электрод, 4 - предразрядник, 5 - переходная камера

При зарядке ДФЛ при достижении на предразряднике пробивного напряжения он срабатывает и происходит зарядка емкости между внутренним и средним электродами ДФЛ. Зарядка происходит через предразрядник и диод. При этом на нагрузке ДФЛ формируется импульс отрицательного напряжения (см. Рис. 18). Пробивное напряжение основного разрядника выше, чем у предразрядника, и его пробой происходит через паузу, контролируемую давлением газа в основном разряднике. После срабатывания основного разрядника генерируется второй импульс напряжения положительной полярности. Поэтому стабильность длительности первого импульса напряжения в серии определяется стабильностью работы предварительного и основного разрядников.

#### 4.2.1. Работа ДФЛ на согласованную нагрузку

На первом этапе исследований мы провели анализ стабильности работы ДФЛ на резистивную нагрузку 4.8 Ом. На Рис. 81 и в таблице 10 приведены результаты статистической обработки результатов измерений.

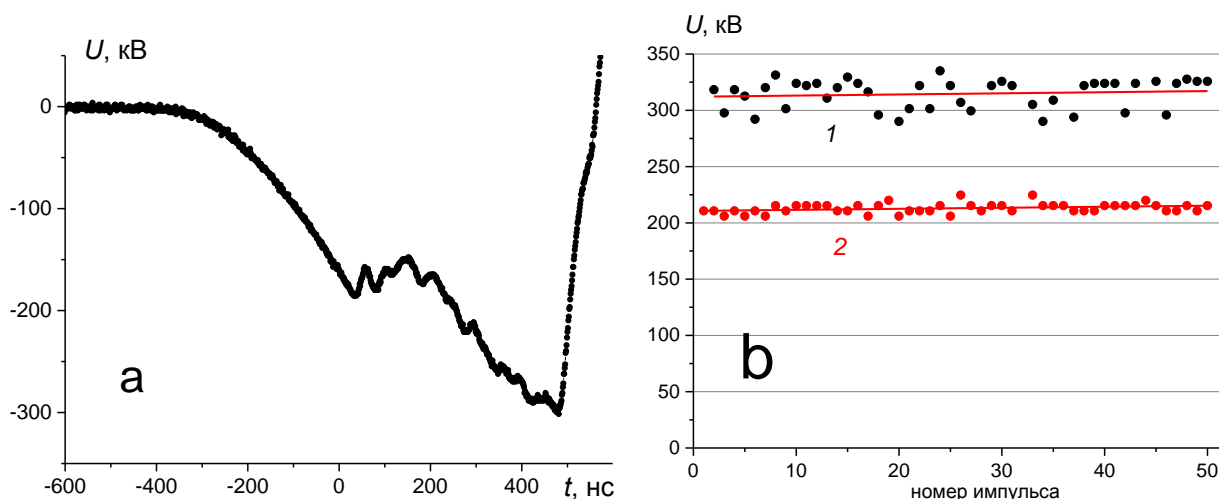


Рис. 81. Осциллограмма зарядного напряжения ДФЛ (а) и изменение напряжения пробоя основного (1) и предварительного (2) разрядников в серии импульсов

Таблица 10. Стабильность работы ДФЛ на согласованную нагрузку

Параметр	Серия 1	Серия 1	Серия 2
Напряжение пробоя основного разрядника, кВ	$289 \pm 8\%$	$302 \pm 6\%$	$315 \pm 4\%$
Напряжение пробоя предразрядника, кВ	-	$211 \pm 2\%$	$213 \pm 2\%$
Ток в нагрузке ДФЛ, кА	$42 \pm 6\%$	$47 \pm 7\%$	$46 \pm 5\%$
Длительность первого импульса, нс	90	$472 \pm 10\%$	$473 \pm 8\%$

Характерной особенностью работы ДФЛ на резистивную нагрузку в двухимпульсном режиме является высокая стабильность напряжения пробоя предразрядника. Оно в серии импульсов меняется незначительно, стандартная девиация не превышает 2%. В тоже время, стандартная девиация напряжения пробоя основного разрядника значительно выше.

#### 4.2.2. Работа ДФЛ на ионный диод с магнитной самоизоляцией

Высокая стабильность работы предразрядника при значительном разбросе напряжения пробоя основного разрядника в серии импульсов сохраняется и при работе ДФЛ в двухимпульсном режиме на ионный диод. На Рис. 82 и в таблице 11 приведены данные исследования стабильности напряжения пробоя предварительного ( $U_1$ ) и основного ( $U_2$ ) разрядников. Выборка для каждой серии составляет 50 импульсов.

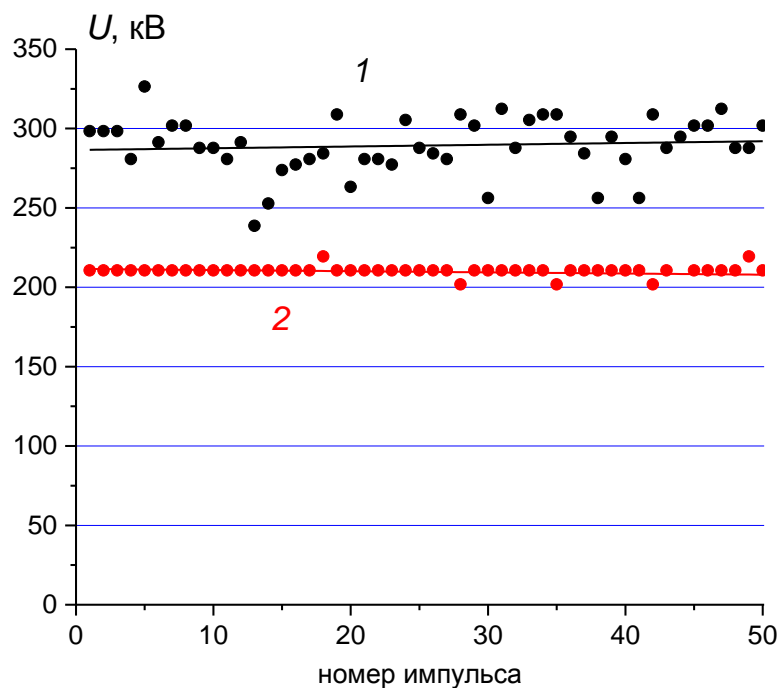


Рис. 82. Изменение напряжения пробоя основного (1) и предварительного (2) разрядников в серии импульсов

Стандартная девиация напряжения пробоя основного разрядника превышает стандартную девиацию напряжения пробоя предразрядника в 2-3 раза. Конструкция электродов

основного разрядника и предразрядника, величина разрядного промежутка отличаются незначительно, рабочий газ один и тот же - азот. Более стабильная работа предразрядника может быть вызвана ограничением скорости роста тока в цепи его коммутации до  $5 \cdot 10^{11}$  А/с сопротивлением диода (или резистивной нагрузкой).

Таблица 11. Статистический анализ работы ДФЛ

Параметр	Серия 1	Серия 2	Серия 3	Серия 4	Серия 5	Серия 6
$U_1$ , kV	$204 \pm 1.9\%$	$212 \pm 1.9\%$	$202 \pm 1.4\%$	$190 \pm 1.7\%$	$203 \pm 4\%$	$210 \pm 1.3\%$
$U_2$ , kV	$257 \pm 3.9\%$	$268 \pm 3.4\%$	$263 \pm 4\%$	$267 \pm 3.3\%$	$278 \pm 9.8\%$	$289 \pm 6\%$
$T$ , ns	$466 \pm 4.8\%$	$472 \pm 7.4\%$	$485 \pm 9\%$	$500 \pm 7.4\%$	$485 \pm 6.1\%$	

Основной разрядник работает в режиме короткого замыкания (см. Рис. 80) при скорости роста тока  $(2-3) \cdot 10^{12}$  А/с.

### 4.3. Стабилизация напряжения пробоя основного разрядника ДФЛ

Выполненные исследования показали, что основным источником нестабильности полной энергии и плотности энергии МИП является разброс напряжения пробоя основного разрядника в серии импульсов [45]. Поэтому были выполнены эксперименты с разными режимами работы основного разрядника и с разной конструкцией его электродов.

#### 4.3.1. Одноимпульсный режим работы ДФЛ

На первом этапе исследований мы провели анализ стабильности работы ДФЛ на резистивную нагрузку 4.8 Ом в одноимпульсном режиме. В этом режиме напряжение на потенциальном электроде основного разрядника растет медленно. Колебательные процессы, связанные с перезарядкой средней и внутренней формирующих линий, в одноимпульсном режиме отсутствуют, так как обе линии заряжаются параллельно. На Рис. 83 представлены экспериментальные значения напряжения и тока зарядки ДФЛ и расчетные значения напряжения. Зарядное напряжение рассчитывали по формуле (2.9). На Рис. 84. и в таблице 12 приведены результаты статистической обработки измерений.

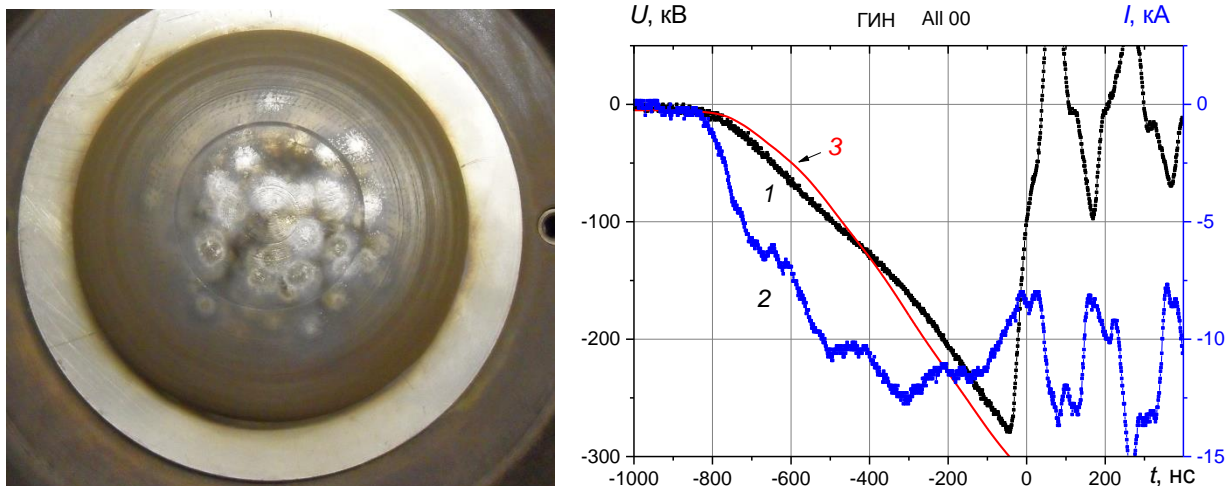


Рис. 83. Фото электрода основного разрядника и осциллограммы напряжения (1, точки) и тока (2) на выходе ГИН и расчетные значения напряжения (3, линия). Одноимпульсный режим, резистивная нагрузка.

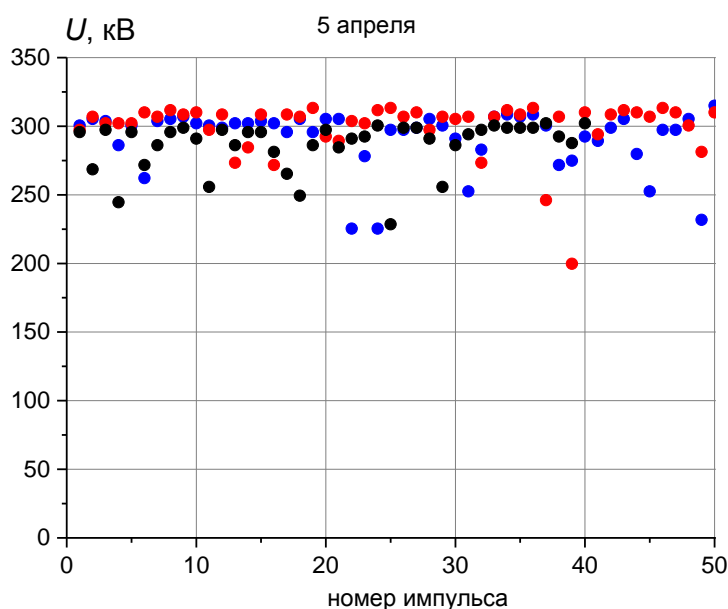


Рис. 84. Изменение напряжения пробоя основного разрядника в серии 50 импульсов с интервалом 10 сек.

Таблица 12. Стабильность работы ДФЛ на согласованную нагрузку

Параметр	Серия 1	Серия 2	Серия 3	Серия 4	Серия 5
Напряжение пробоя основного разрядника	288 кВ	300 кВ	292 кВ	289 кВ	292 кВ
Среднеквадратичное отклонение	± 6%	± 7%	± 7%	± 8%	± 9%

Высокая нестабильность работы основного разрядника в серии импульсов сохраняется и при работе ДФЛ в одноимпульсном режиме на резистивную нагрузку, в наиболее благоприятном режиме – при медленном росте напряжения и отсутствии его флуктуации.

### 4.3.2. Изменение конструкции электродов разрядника

Для стабилизации напряжения пробоя основного газового разрядника было предложено изменить конструкцию электрода, закреплённого на двойной формирующей линии, и нарезать на нём канавки, которые способствовали бы увеличению напряжённости электрического поля в необходимой области [83]. На Рис. 85. представлены фото модернизированного электрода и результаты статистической обработки.

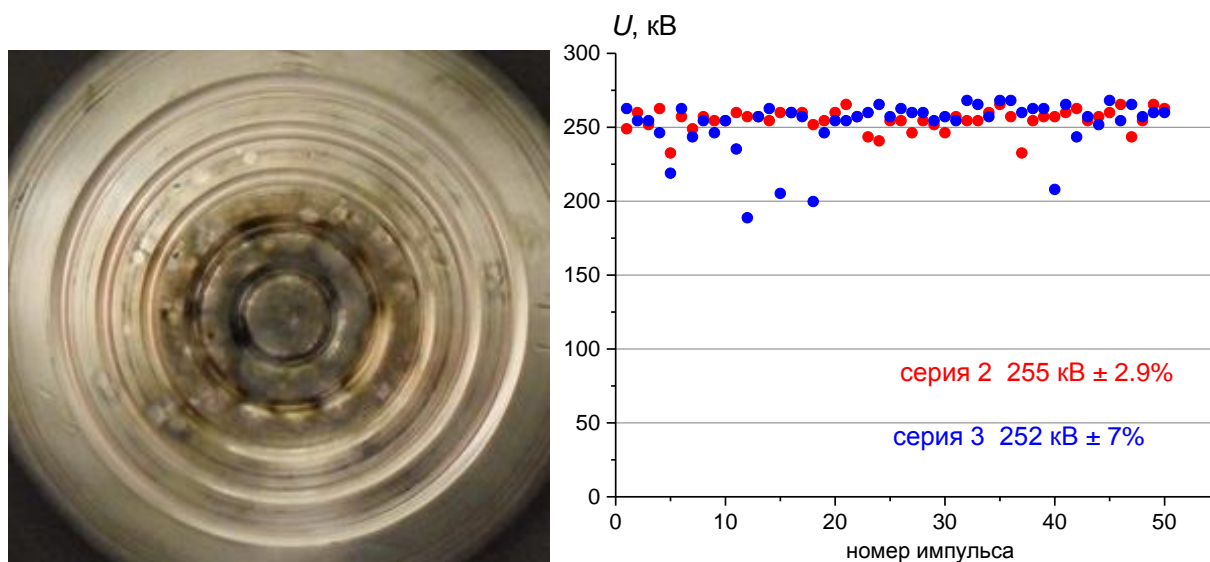


Рис. 85. Фото электрода и изменение напряжения пробоя основного разрядника в серии 50 импульсов с интервалом 10 сек.

Результаты исследования показали, что такая конструкция не даёт существенного изменения в стабильности срабатывания газового разрядника, в одной серии среднеквадратичное отклонение составляет 2,9%, в другой – 7%. Следующим шагом было увеличение количества канавок в центре электрода, см. Рис. 86..

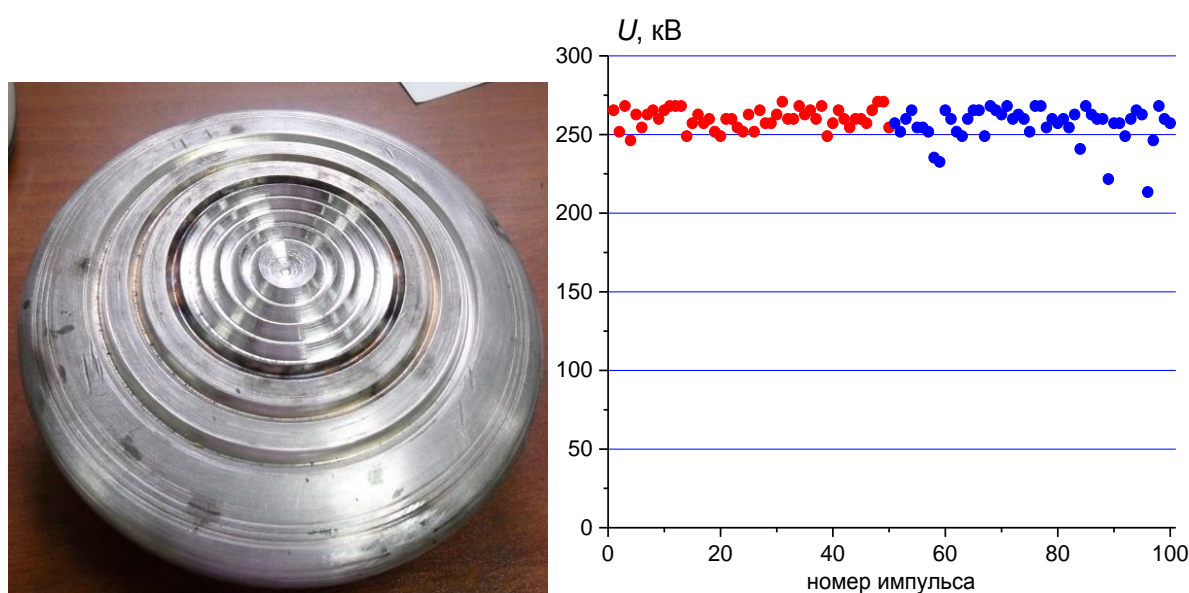


Рис. 86. Фото электрода и изменение напряжения пробоя основного разрядника в серии 50 импульсов с интервалом 10 сек.



Исследования показали, что среднее квадратичное отклонение составляет 2,5%, но в данном случае оказалось, что необходимо достаточно часто чистить сам электрод, так как стабильность сильно снижалась после несколько сотен импульсов. Тогда было решено отказаться от канавок и сделать вставку из кирита (сплав меди и вольфрама), чтобы уменьшить эрозию электрода. Киритовая вставка имеет цилиндрическую форму диаметром 52 мм и толщиной 5 мм. В этот раз были переделаны оба электрода основного газового разрядника. На Рис. 87. представлены фото электродов.



Рис. 87. Фото электрода основного разрядника с киритовой вставкой до и после работы в разряднике

Также были проведены исследования стабильности срабатывания основного разрядника в серии 50 импульсов с интервалом 10 сек. На Рис. 88. представлены результаты статистической обработки исследований.

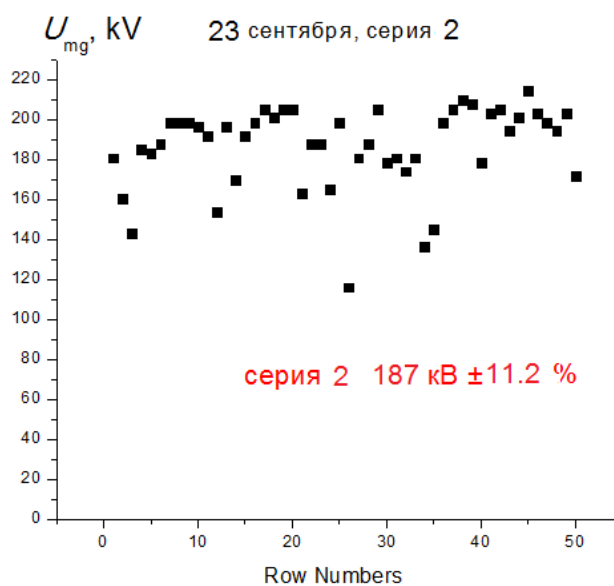


Рис. 88. Изменение напряжения пробоя основного газового разрядника в серии 50 импульсов.

По результатам статистической обработки видно, что среднее квадратичное отклонение пробивного напряжения заметно ухудшилось и составило 11%, что является неудовлетворительным результатом.

Тогда было решено изменить материал самих электродов с нержавеющей стали на стальные из стали 3. За счёт того, что теплопроводность у железа лучше, чем у нержавеющей стали, эрозия электродов должна происходить медленнее и, следовательно, возможна более стабильная работа газового разрядника. Результаты исследований представлены на Рис. 89..

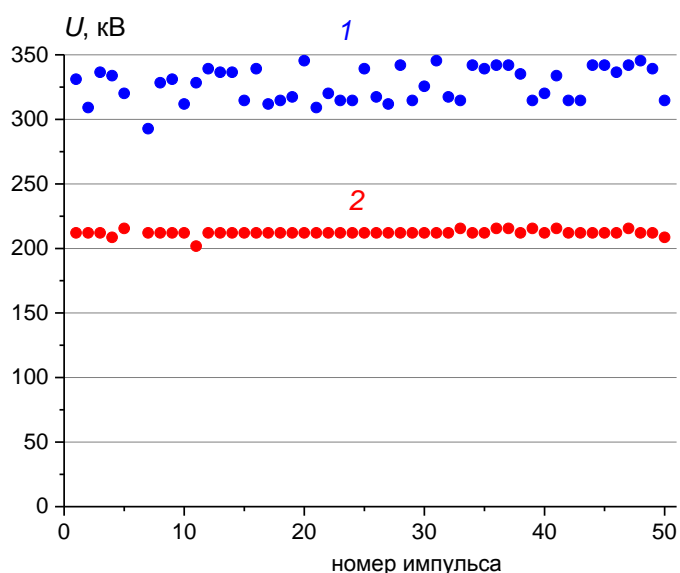


Рис. 89. Изменение напряжения пробоя основного разрядника (1) и предразрядника (2) в серии 50 импульсов с интервалом 10 сек.

Получено, что среднее квадратичное отклонение величины пробивного напряжения составляет 4-8%.

Выполненные исследования показали, что при искровом пробое основного разрядника формируются капли расплавленного металла, которые оседают на поверхности электрода, см. Рис. 90..

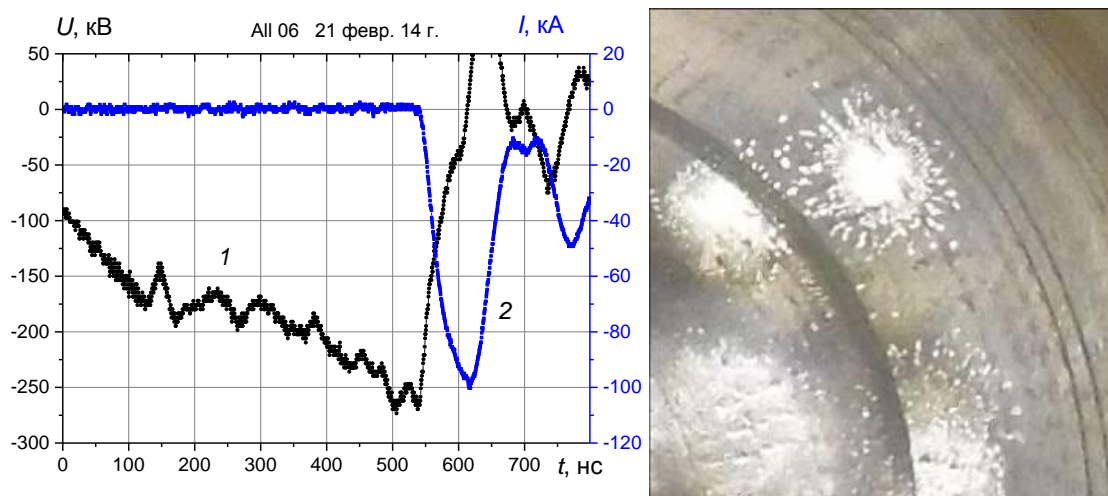


Рис. 90. Осциллограммы тока коммутации основного разрядника (1) и напряжения зарядки ДФЛ (2). Фотография поверхности потенциального электрода основного разрядника

Формируемые при этом микроострия снижают электрическую прочность разрядного промежутка и вызывают разброс напряжения пробоя в серии импульсов [83].

Выполненные исследования показали, что изменение конструкции электродов основного разрядника не позволяет существенно повысить стабильность его работы, стандартная девиация напряжения пробоя в серии импульсов при ресурсе более 200-300 импульсов составляла 4-6%. Большой коммутируемый ток, достигающий 100 кА вызывает сильную эрозию электродов. Полный заряд, переносимый при этом в разряднике, составлял 8 - 9 мКл.

#### 4.4. Управляемый режим работы основного разрядника

Так как напряжение пробоя предразрядника (в двухимпульсном режиме) в серии импульсов меняется незначительно, то первый импульс, поступающий в нагрузку ДФЛ, также можно использовать для запуска основного разрядника [84]. С этой целью напряжение с выхода ДФЛ через коаксиальный кабель РК 50-15 подавали на запускающий электрод, установленный в заземленном электроде основного разрядника.

##### 4.4.1. Медленный режим работы основного разрядника

На Рис. 91. приведена схема запуска основного разрядника.

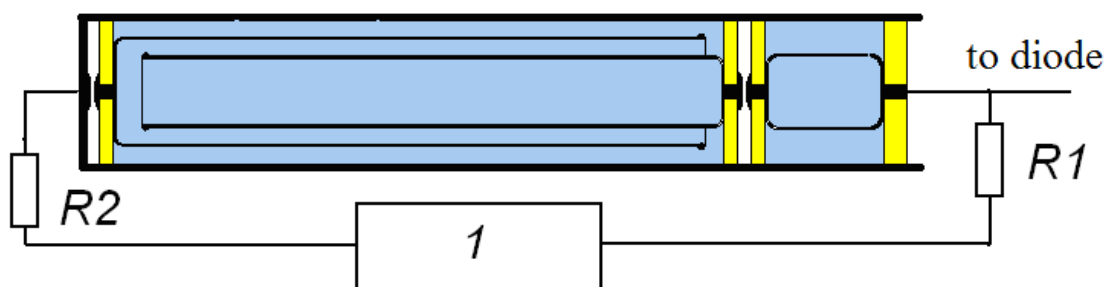


Рис. 91. Схема формирования импульса запуска основного разрядника:  $R1$  и  $R2$  – сопротивление делителя напряжения и ограничивающее сопротивление соответственно, 1 – кабельная линия задержки

Делитель напряжения, образованный сопротивлением  $R1$  и волновым сопротивлением коаксиального кабеля (50 Ом) обеспечивал снижение амплитуды импульса запуска тригатрона до 40-50 кВ. Управляющий электрод тригатрона диаметром 3 мм расположен в центре заземленного электрода основного разрядника. При величине основного промежутка 10 мм зазор между управляющим электродом и корпусом заземленного электрода составлял 2 мм. Управляющий электрод был заглублен внутрь основного электрода на 0.3-0.5 мм. Величину заглубления регулировали в процессе настройки основного разрядника. На Рис. 92. приведена фотография электрода основного разрядника, осциллограммы напряжения на выходе ДФЛ и импульса запуска тригатрона при работе на резистивную нагрузку.

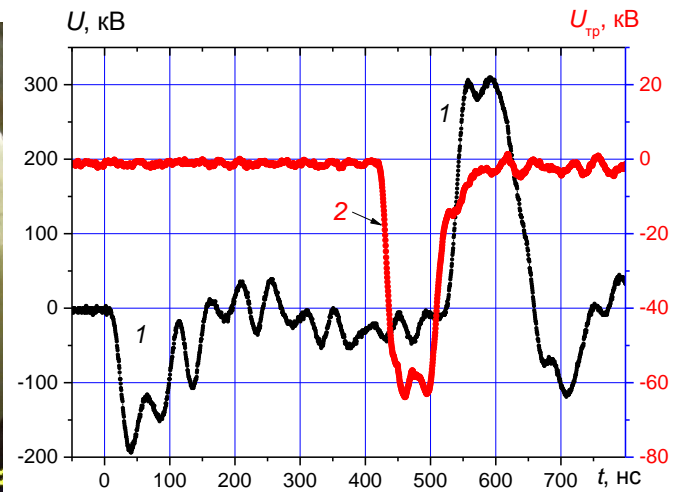
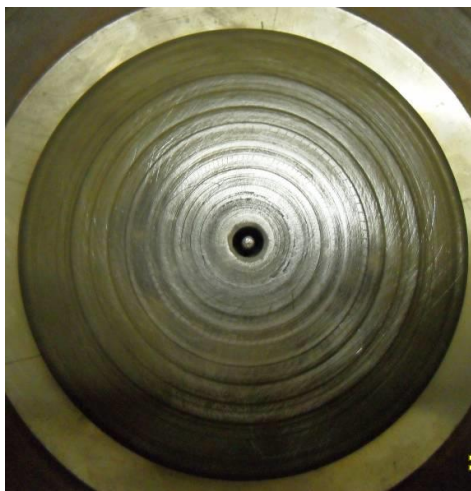


Рис. 92. Фото заземленного электрода основного разрядника и осциллограммы напряжения на выходе ДФЛ (1) и импульса запуска тригatrona (2)

На Рис. 93. показана фотография узла формирования импульса запуска и внешний вид управляющего электрода тригatrona.



Рис. 93. Фото блока формирования импульса запуска и управляющего электрода тригatrona

Требуемую задержку времени пробоя основного разрядника задавали изменением длины коаксиального кабеля. На Рис. 94. приведены характерные осциллограммы импульса запуска тригatrona и тока коммутации основного разрядника.

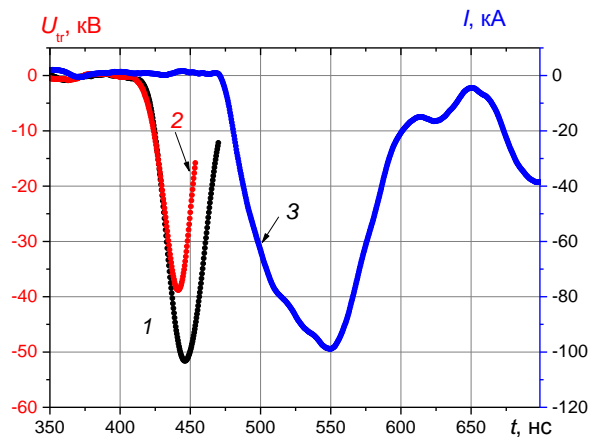


Рис. 94. Осциллограммы импульса запуска тригatrona (1-до резистора R2, 2- после R2) и тока коммутации разрядника (3)

При оптимальной настройке пробой тригatronа происходит при максимальной скорости роста напряжения, составляющей  $(2-3) \cdot 10^{12}$  В/с. Время задержки пробоя основного промежутка тригatronа составляет 25 - 30 нс при нестабильности 10-15 нс.

Выполненные исследования показали высокую стабильность напряжения пробоя основного разрядника (в управляемом режиме) и длительности первого импульса в серии импульсов. На Рис. 95. показаны осциллограммы 10 последовательных импульсов напряжения зарядки ДФЛ.

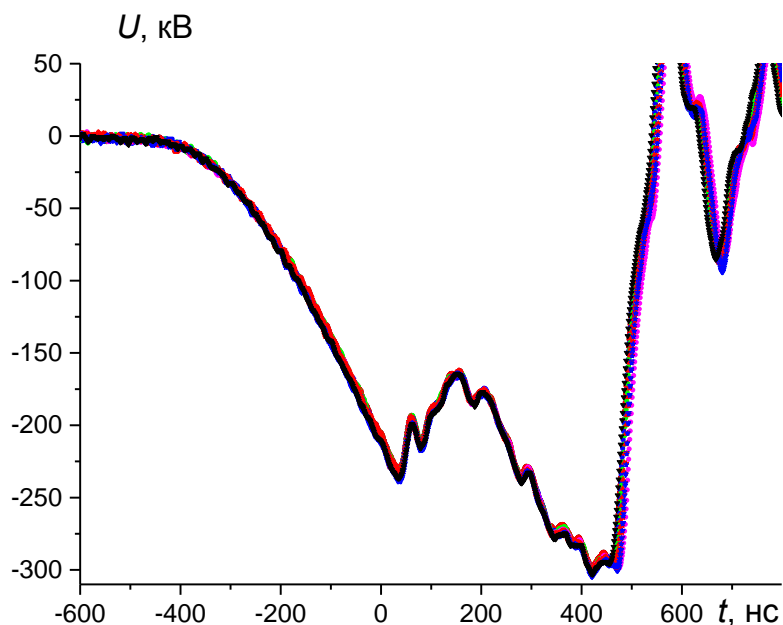


Рис. 95. Осциллограммы напряжения зарядки ДФЛ. Десять последовательных импульсов

На Рис. 96. и в таблице 13 приведены данные исследования стабильности работы ДФЛ в серии импульсов на резистивную нагрузку.

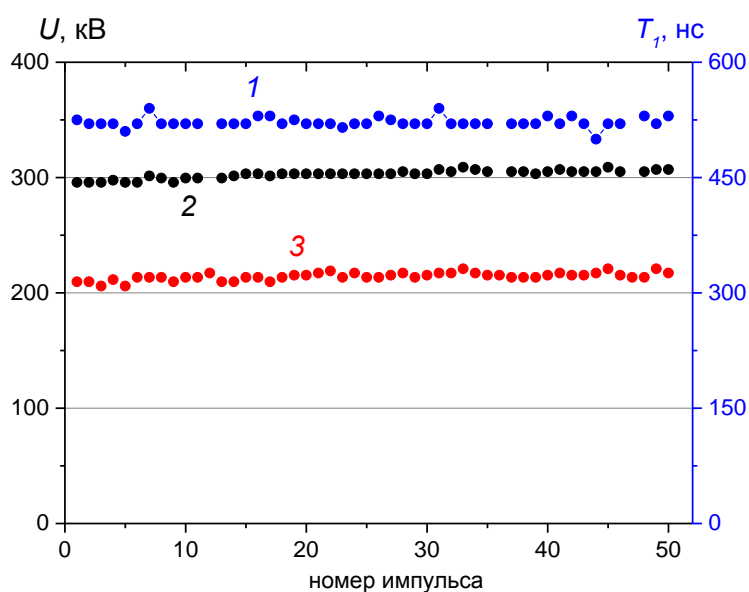


Рис. 96. Изменение длительности первого импульса напряжения (1), напряжения пробоя основного (2) и предварительного (3) разрядников в серии импульсов

Таблица 13. Стабильность работы ДФЛ с тригатроном на согласованную нагрузку

Параметр	Среднее значение и <i>sd</i>		
	Серия 1	Серия 2	Серия 3
Напряжение пробоя основного разрядника, кВ	303 ± 1.2%	318 ± 0.9%	322 ± 1.2%
Напряжение пробоя предразрядника, кВ	214 ± 1.5%	259 ± 1.3%	259 ± 1.3%
Ток в нагрузке ДФЛ, кА	47 ± 1.1%	50 ± 0.8%	50 ± 1.2%
Длительность первого импульса, нс	522 ± 1.2%	521 ± 1.3%	520 ± 1.5%

Высокая стабильность напряжения пробоя основного разрядника (в управляемом режиме) в серии импульсов сохраняется и при работе ДФЛ на ионный диод, см. Рис. 97..

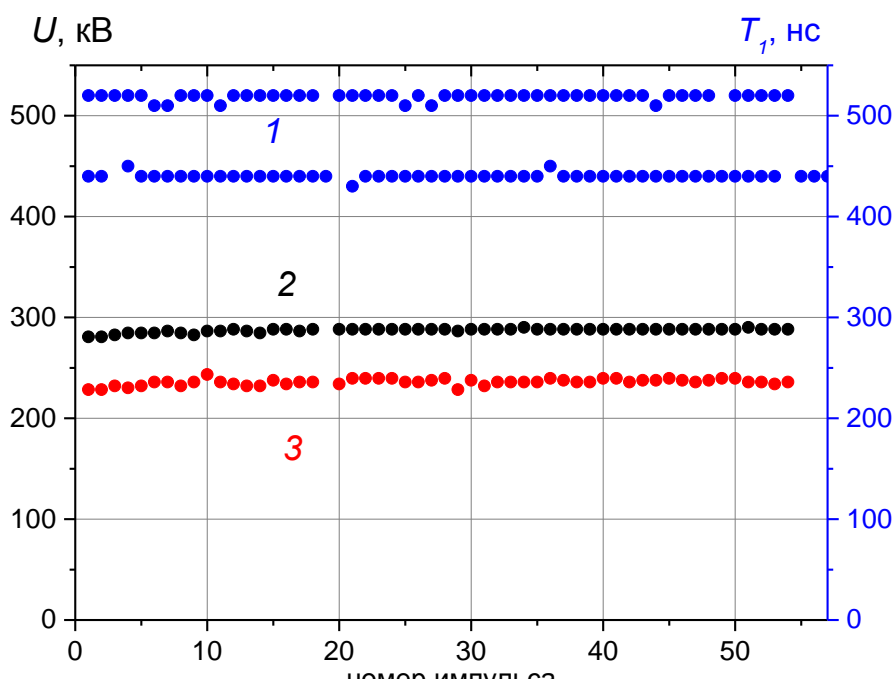


Рис. 97. Изменение длительности первого импульса напряжения при разной длине кабеля линии задержки (1), напряжения пробоя основного (2) и предварительного (3) разрядников в серии импульсов

С ростом числа импульсов в серии происходит нагрев газа в разрядниках, рост давления и незначительное увеличение напряжения самопробоя предразрядника, и как следствие этого рост напряжения пробоя основного разрядника в управляемом режиме. Но длительность первого импульса не меняется.

#### 4.4.2. Быстрый режим работы основного разрядника

Выполненные исследования показали высокую стабильность напряжения пробоя основного разрядника (в управляемом режиме) и длительности первого импульса в серии импульсов. Но управляемый режим работы основного разрядника не обеспечил существенного снижения стандартной девиации полного тока в диоде и соответственно полного заряда, переносимого в диоде в течение генерации МИП. Кроме того, при запуске основного разряд-

ника импульсом отрицательной полярности наблюдалась сильная эрозия управляющего электрода. После 500-1000 импульсов требовалась настройка зазора между ним и электродом основного разрядника. Рабочий диапазон давления в основном разряднике при его работе в управляемом режиме не превышал 0.5 атм, что затрудняло его настройку.

Проведенный анализ технической литературы позволяет выделить два основных механизма инициирования пробоя тригatronа: "медленный" и "быстрый" [85, 86]. При "медленном" режиме пробой инициируется действием поджигающей искры в промежутке между управляющим электродом и корпусом основного электрода, в котором он установлен. При этом задержка пробоя тригatronа составляет до 1 мкс при разбросе до 100 нс. При "быстром" механизме величина задержки пробоя и ее разброс не превышают 1 нс [87].

Для реализации быстрого режима работы основного разрядника необходимо изменить полярность запускающего импульса. Для этого мы использовали трансформатор с ферромагнитным сердечником. Первичная и вторичная обмотки были выполнены высоковольтным проводом, число витков в обеих обмотках было одинаковым и равным 8. Выбор сечения ферромагнитного сердечника определяется допустимым размахом индукции в материале сердечника  $\Delta B$  и потокоцеплением (вольт - секунды) и выбирается из соотношения:

$$\Delta B \cdot S = \int U(t) dt$$

На Рис. 98. приведена схема запуска основного разрядника.

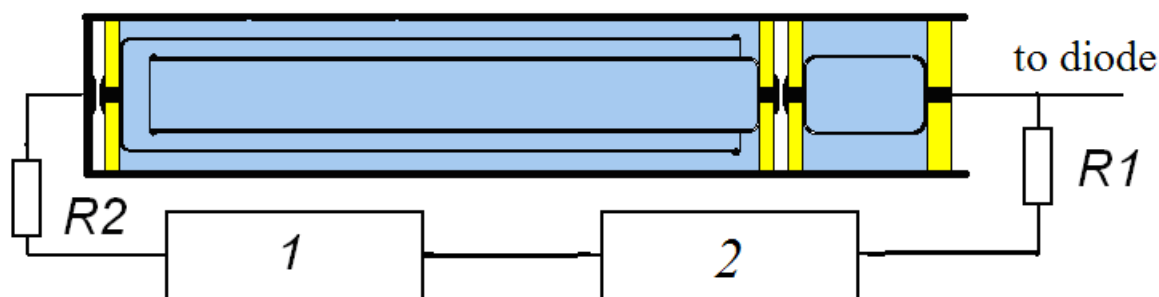


Рис. 98. Схема формирования импульса запуска основного разрядника:  $R1$  и  $R2$  – сопротивление делителя напряжения и ограничивающее сопротивление соответственно, 1 – трансформатор, 2 - кабельная линия задержки

На Рис. 99. показана фотография узла запуска основного разрядника.

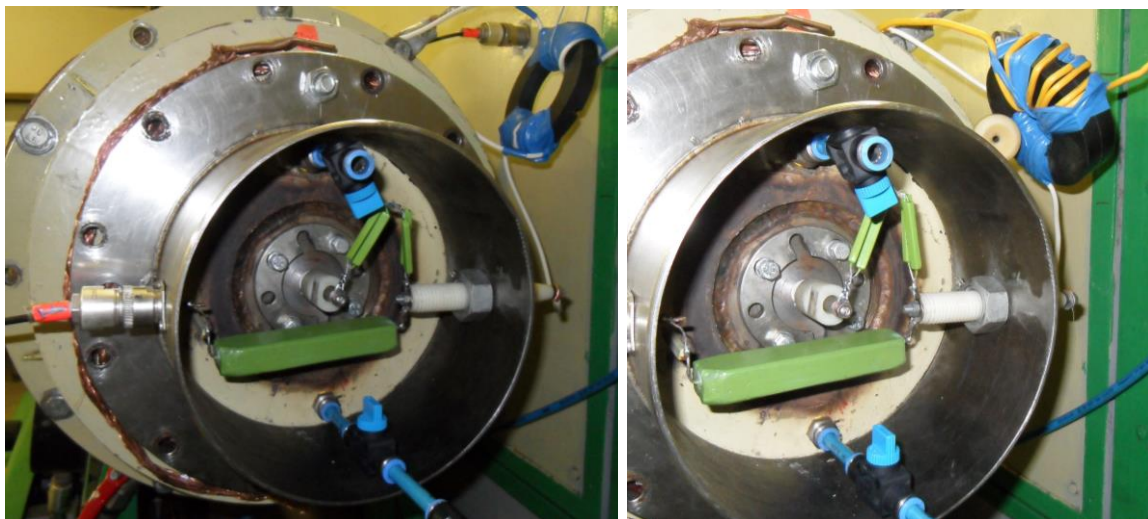


Рис. 99. Фотография узла запуска тригatrona с ферритовым сердечником разного сечения

На Рис. 100. показаны осциллограммы импульса запуска.

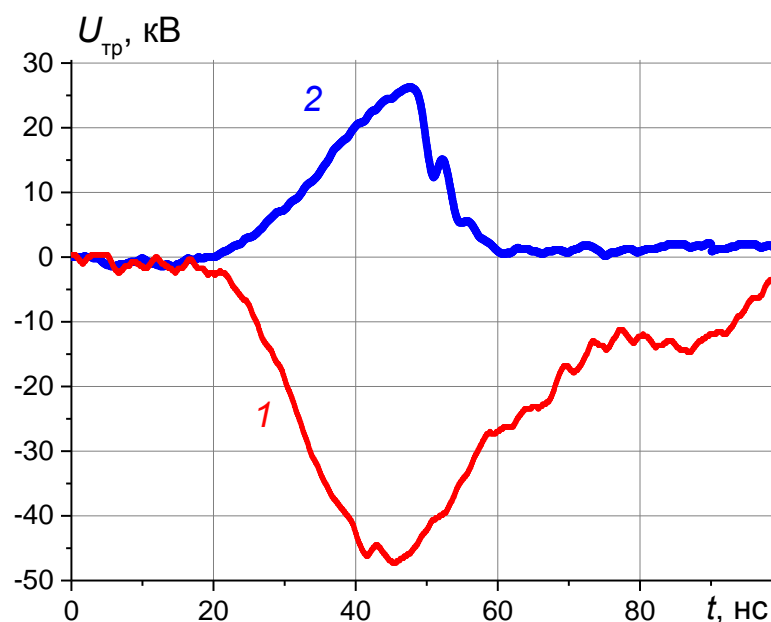


Рис. 100. Осциллограммы импульса запуска тригatrona до трансформатора (1) и после трансформатора (2) при подключении к тригatronу

Для Рис. 100. (кривая 2) интеграл напряжения равен  $8 \cdot 10^{-4}$  В·с. Для ферритов индукция насыщения составляет 0.3-0.4 Тл, поэтому площадь поперечного сечения сердечника должна превышать  $20 \text{ см}^2$ . Задержка пробоя основного разрядника после изменения полярности импульса запуска значительно сократилась, см. Рис. 101. .



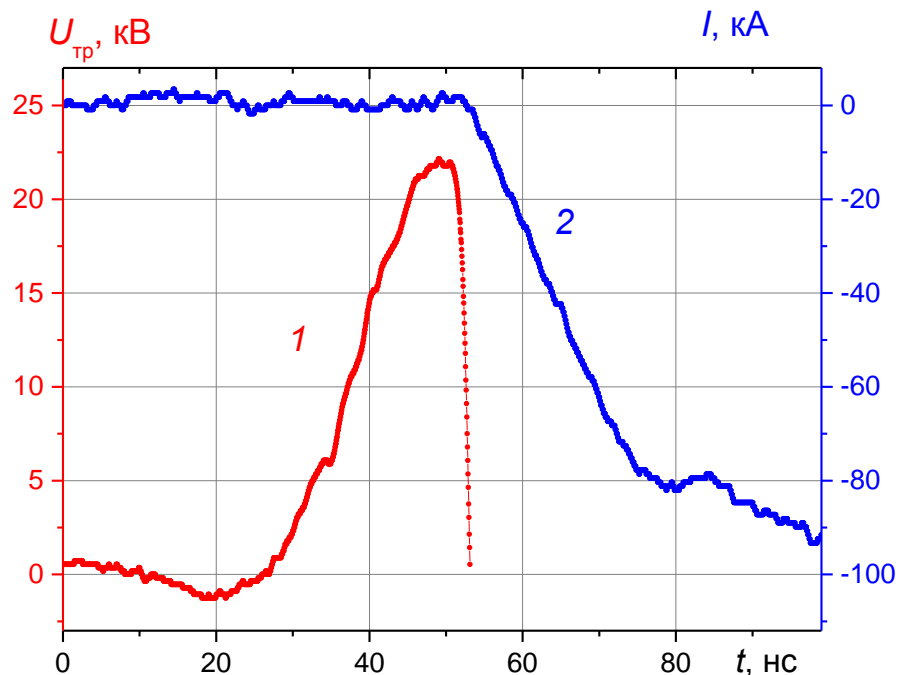


Рис. 101. Осциллограммы импульса запуска триггера (1) и тока коммутации разрядника, передний фронт (2)

При запуске импульсом отрицательной полярности задержка пробоя основного разрядника составляла 25-30 нс (см. Рис. 94.), при запуске триггера положительным импульсом задержка сократилась до 2-6 нс.

Быстрый режим работы основного разрядника триггерного типа существенно сократил разброс задержки времени пробоя (временной джиттер), см. Рис. 102. и таблицу 14.

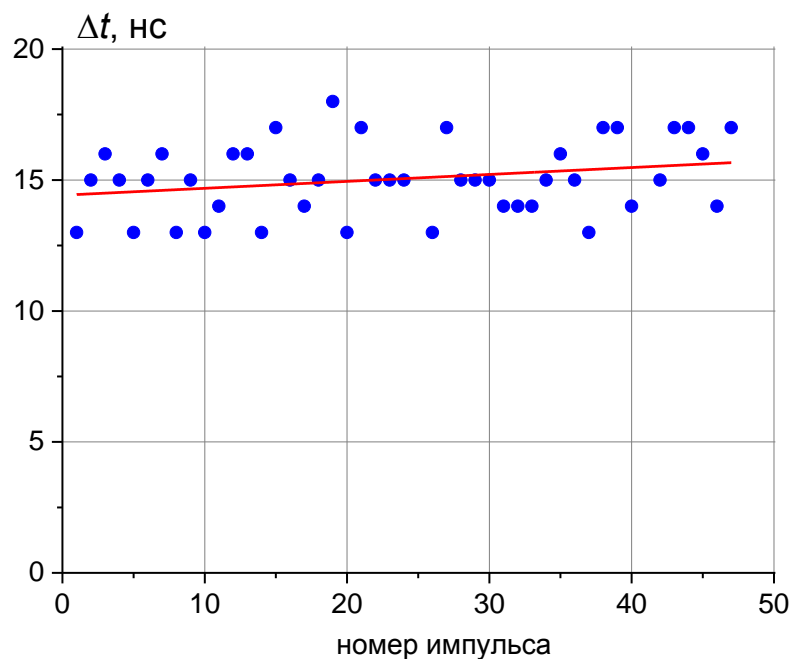


Рис. 102. Изменение задержки пробоя основного разрядника в серии импульсов

Таблица 14. Стабильность запуска основного разрядника

23 июня	$P_{\text{осн.}}, \text{ атм}$	$\Delta t_1, \text{ нс}$
Серия 1	7 атм	15 ns $\pm$ 1.3 ns
Серия 2	7 атм	15 ns $\pm$ 1.5 ns
Серия 3	8 атм	17 ns $\pm$ 1.5 ns
Серия 4	8 атм	17 ns $\pm$ 1.6 ns

Для инвертирования импульса запуска тригatrona с помощью трансформатора на ферритовом сердечнике требуется сердечник большого сечения. Значительно большую индукцию насыщения имеют магнитопроводы из пермалоевой ленты. На Рис. 103. приведена осциллограмма импульса запуска тригatrona после инвертирования на трансформаторе с пермалоевым сердечником.

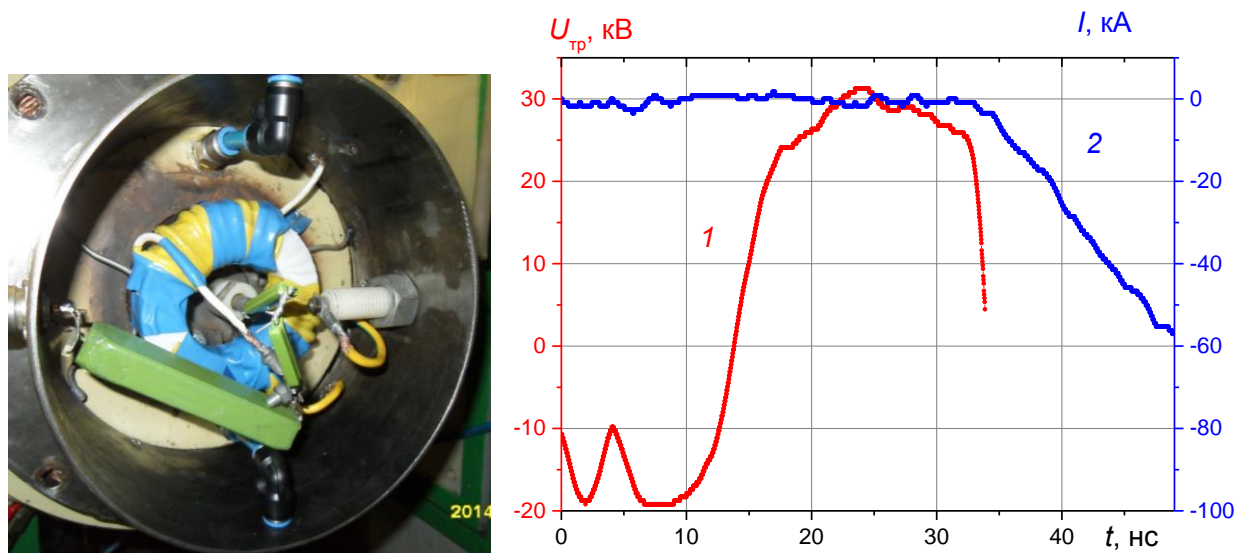


Рис. 103. Фотография узла инвертирования импульса запуска тригatrona и осциллограммы импульса запуска тригatrona (1) и тока коммутации разрядника, передний фронт (2).  
Сердечник трансформатора из пермалоевой ленты 50НП×0.01

Амплитуда импульса запуска и крутизна фронта возросли, что позволило снизить временной джиттер пробоя основного разрядника, см. Рис. 104. .

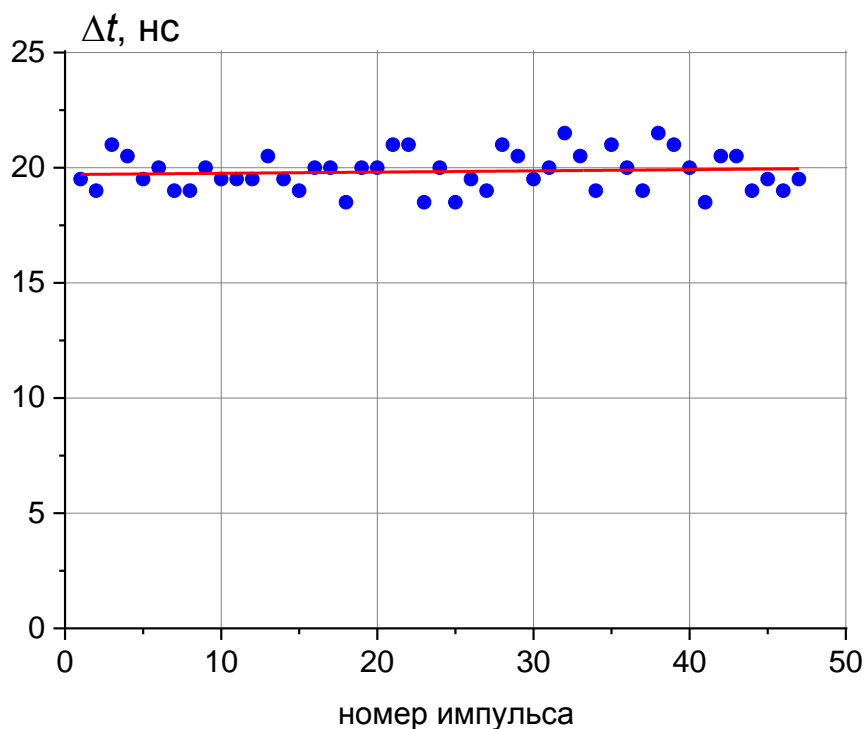


Рис. 104. Изменение задержки пробоя основного разрядника в серии импульсов

Задержку времени пробоя основного разрядника измеряли относительно переднего фронта импульса запуска триггера (на полувысоте, см. Рис. 103. ).

На Рис. 105. и в таблице 15 приведены данные исследования стабильности работы ДФЛ в серии импульсов на резистивную нагрузку.

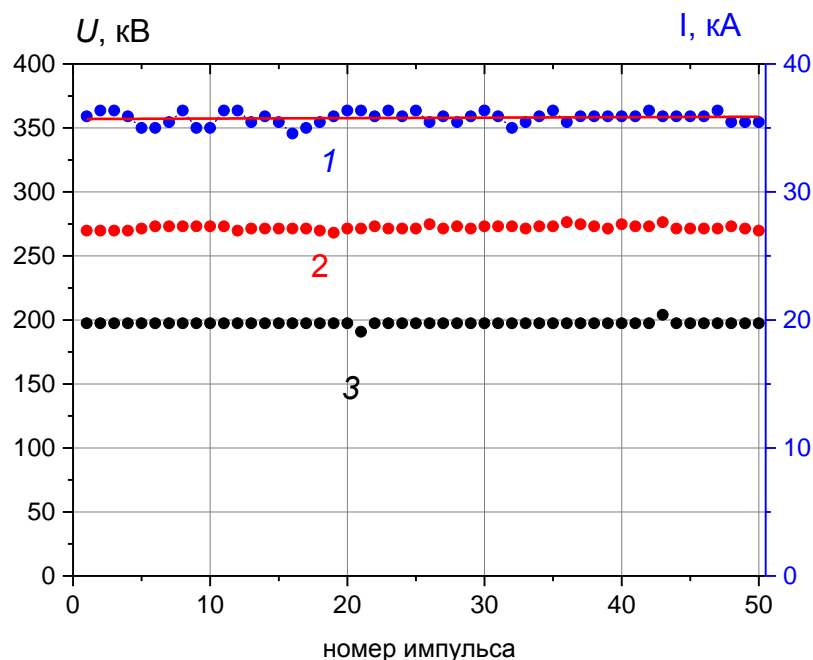


Рис. 105. Изменение полного тока в нагрузке (1), напряжения пробоя основного (2) и предварительного (3) разрядников в серии импульсов

Таблица 15. Стабильность работы ДФЛ с тригатроном на согласованную нагрузку

Параметр	Среднее значение и <i>sd</i>		
	Серия 1	Серия 2	Серия 3
Напряжение пробоя основного разрядника, кВ	272 ± 2.2%	275 ± 1.1%	272 ± 0.6%
Напряжение пробоя предразрядника, кВ	200 ± 2.3%	201 ± 1.7%	2197 ± 0.7%
Ток в нагрузке ДФЛ, кА	35 ± 1.1%	35 ± 1%	36 ± 1.3%
Длительность первого импульса, нс	505 ± 0.7%	506 ± 0.7%	506 ± 0.7%

При работе на ионный диод стандартная девиация полного тока сократилась с 6-8% до 2.5-3%, см. Рис. 106. и таблицу 16.

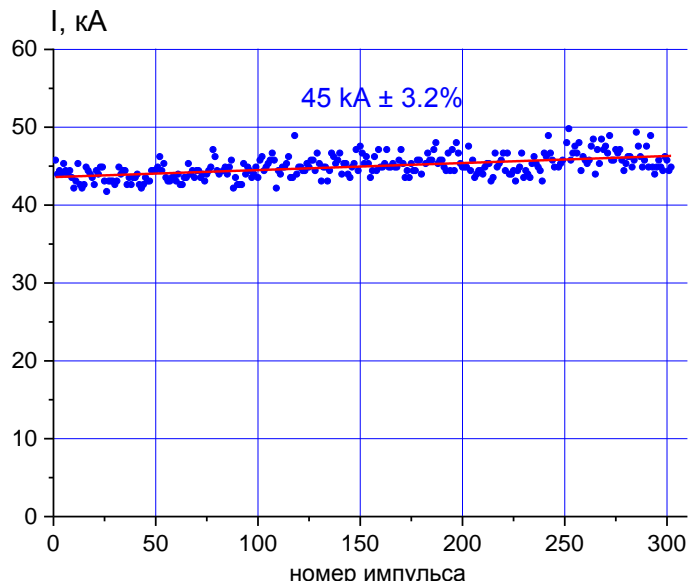


Рис. 106. Изменение полного тока в нагрузке в серии импульсов. Плоский полосковый диод, 6 серий по 50 импульсов

Таблица 16. Стабильность полного тока в диоде

7 июля 14 г.	серия 1	серия 2	серия 3	серия 4	серия 5	серия 6
$I_d$ , кА	44 ± 2.2%	44 ± 2.3%	45 ± 2.8%	45 ± 2.4%	45 ± 2.4%	46 ± 3%

#### 4.4.3. Исследование стабильности распределения плотности энергии МИП по сечению в серии импульсов

Управляемый режим работы основного разрядника повысил стабильность работы ионного диода. На Рис. 107. и Рис. 108. показано распределение плотности энергии в поперечном сечении ионного пучка, формируемого фокусирующим полосковым диодом.

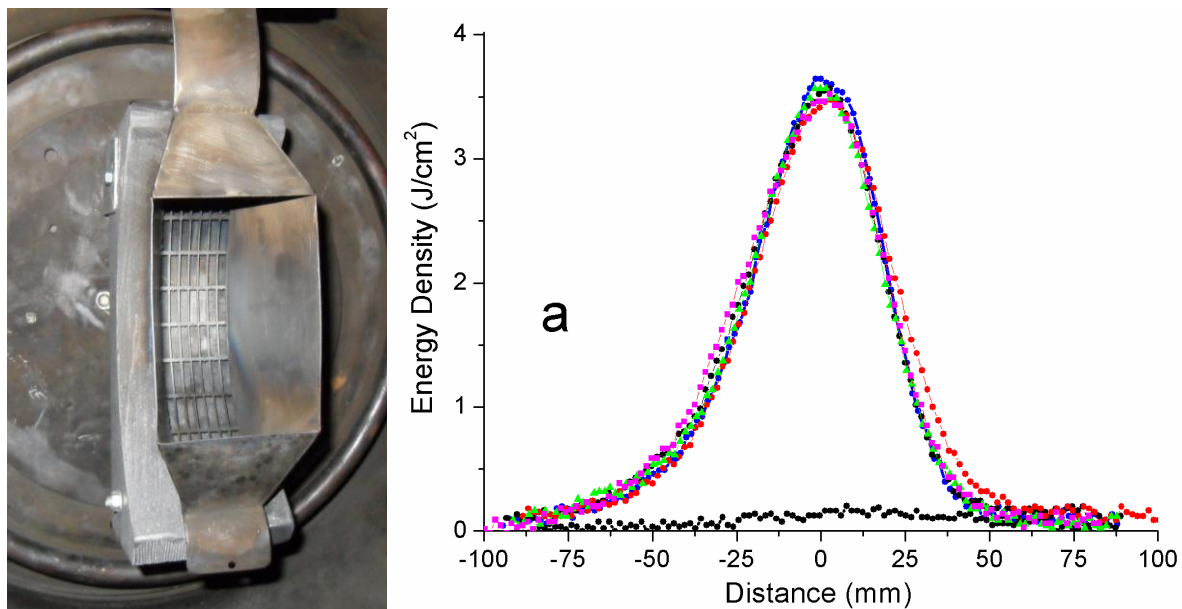
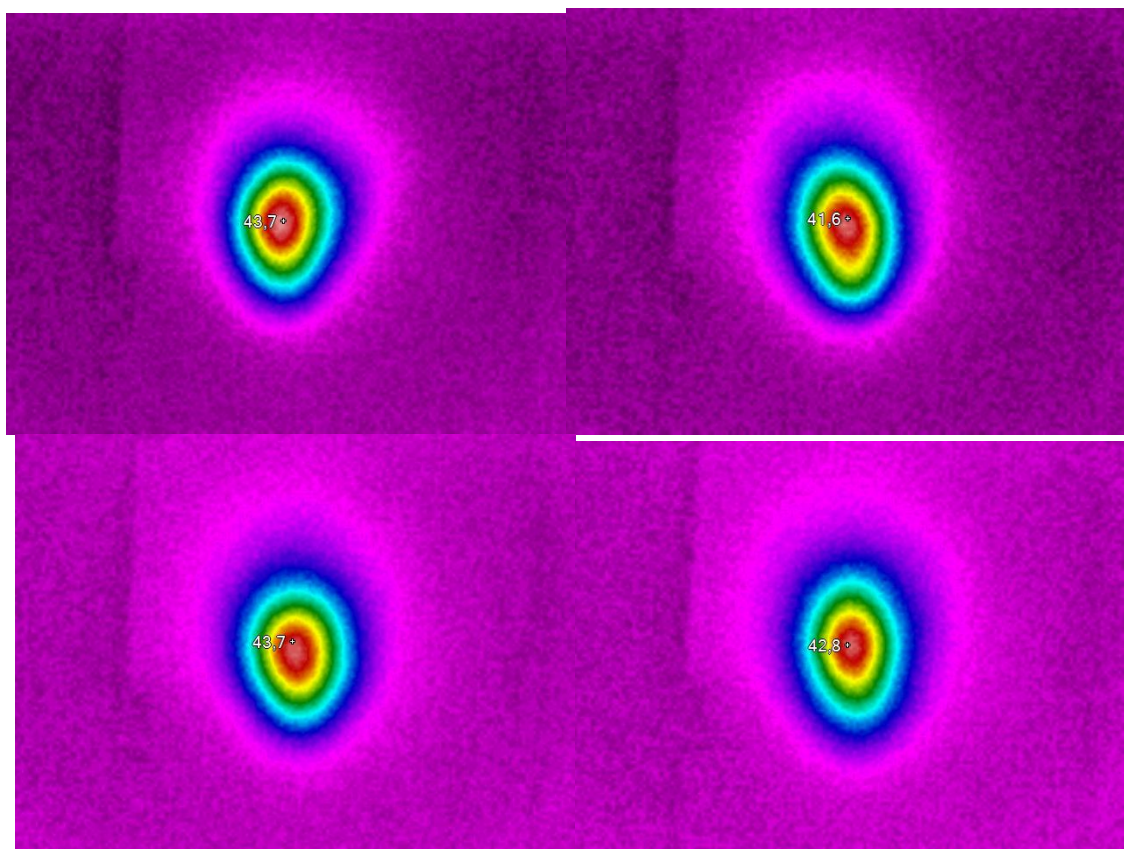


Рис. 107. Фото фокусирующего диода и распределение в вертикальном сечении плотности энергии МИП. Пять последовательных импульсов



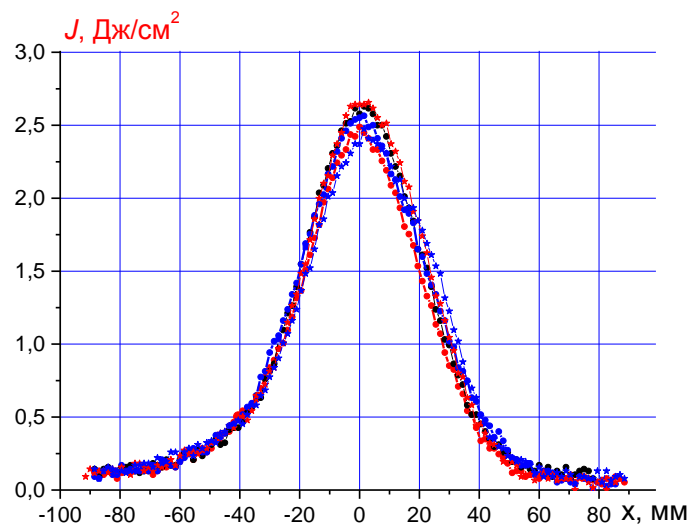


Рис. 108. Термограмма и распределение в вертикальном сечении плотности энергии МИП. Пять последовательных импульсов

На Рис. 109. и Рис. 110. показано распределение плотности энергии в поперечном сечении ионного пучка, формируемого плоским полосковым диодом.

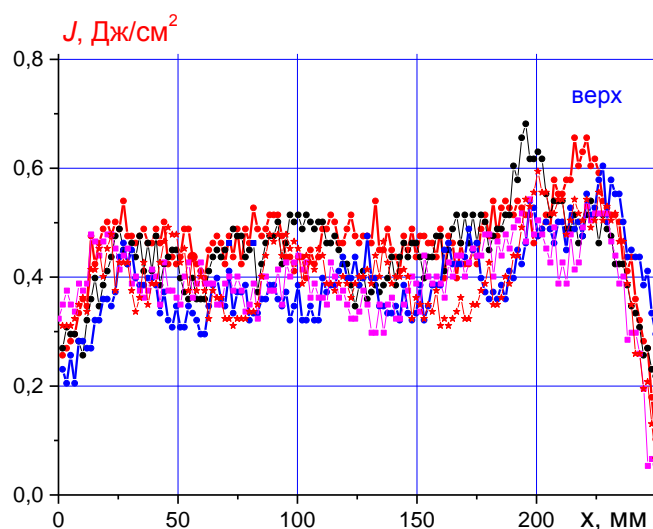
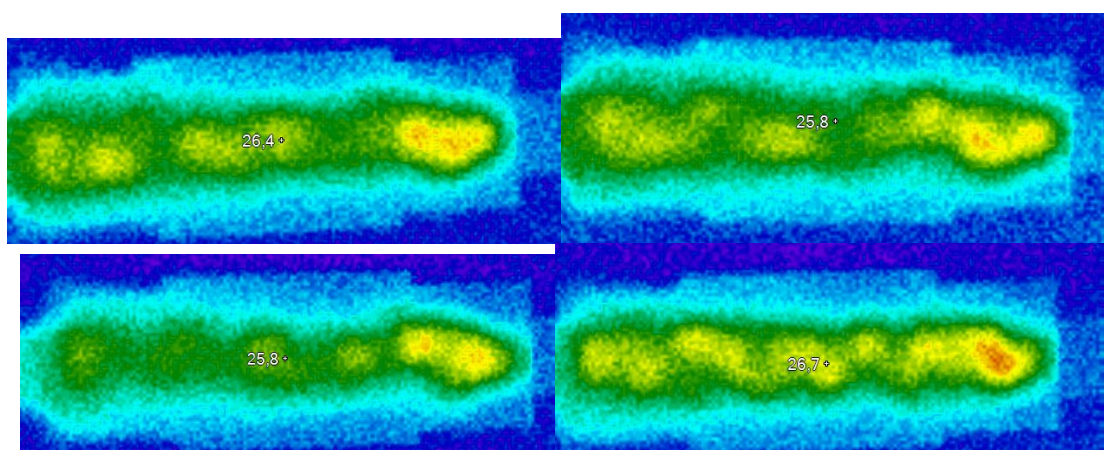


Рис. 109. Схема измерения, термограмма и распределение в вертикальном сечении плотности энергии МИП. Четыре последовательных импульса

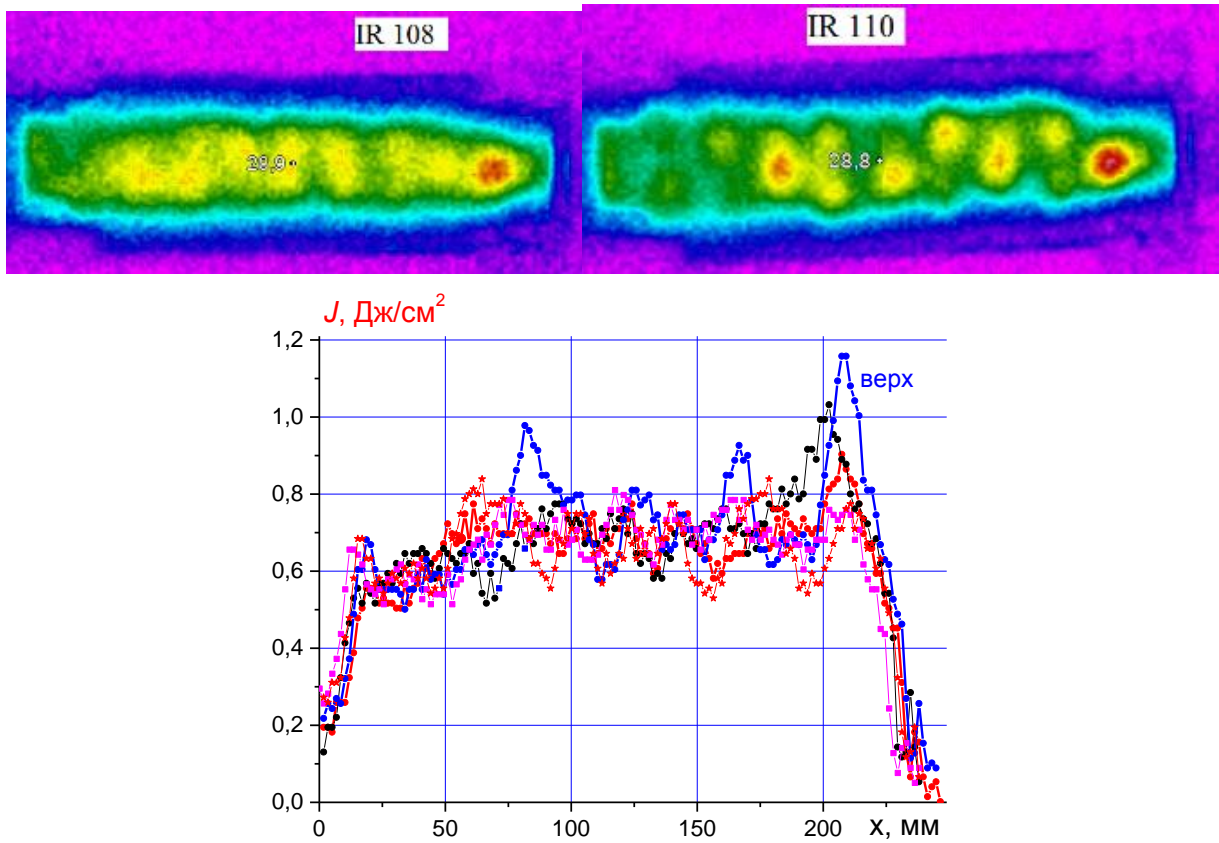
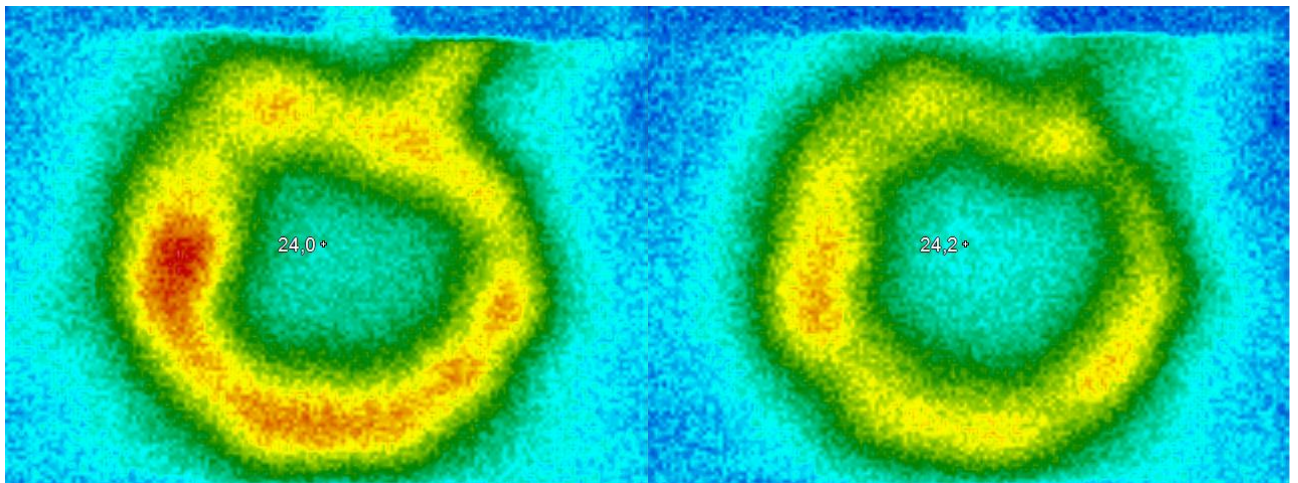


Рис. 110. Термограмма и распределение в вертикальном сечении плотности энергии МИП. Четыре последовательных импульса

На Рис. 111. показано распределение плотности энергии в поперечном сечении ионного пучка, формируемого спиральным диодом с магнитной самоизоляцией (развертка по окружности, показанной на Рис. 63).



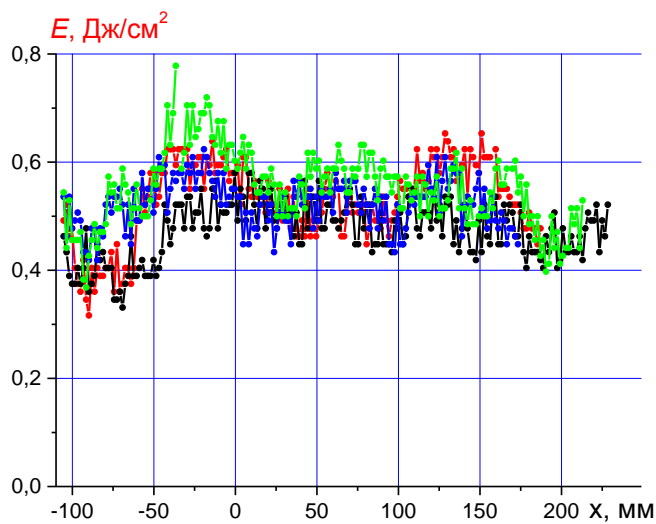
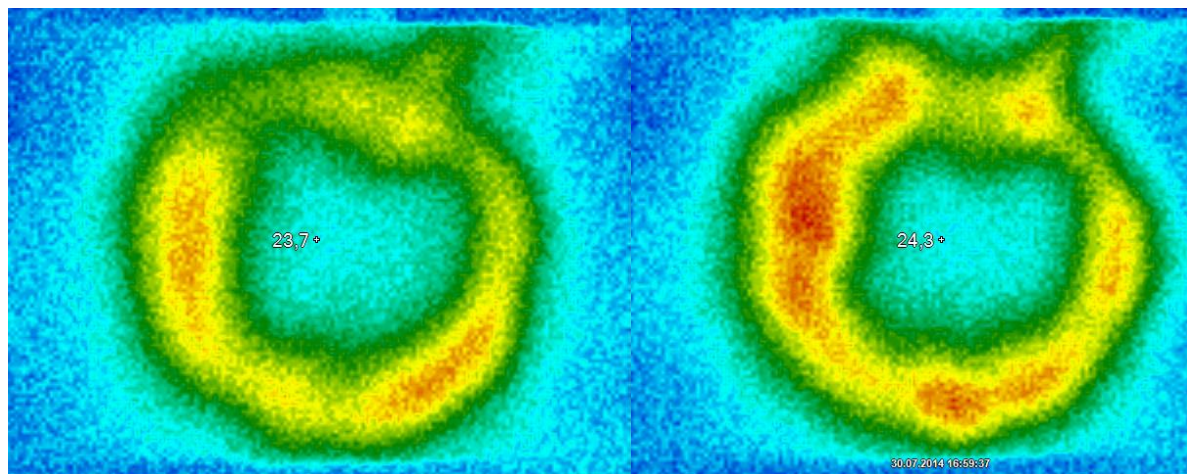


Рис. 111. Распределение плотности энергии МИП, формируемого спиральным диодом.  
Развертка по  $\frac{3}{4}$  окружности

Приведены данные четырех последовательных импульсов.

Выполненные исследования показали, что при работе основного разрядника в управляемом режиме и при запуске импульсом отрицательной полярности распределение плотности энергии в поперечном сечении МИП меняется от импульса к импульсу незначительно в серии импульсов.

#### 4.5. Баланс энергии в ускорителе ТЕМП-4М в управляемом режиме

В разделе 2.4 представлен анализ баланса энергии в ДФЛ и диоде с магнитной самоизоляцией при работе в двухимпульсном режиме. Потери энергии в формирующей линии не превышали 10-15%. Для увеличения стабильности напряжения пробоя основного разрядника ДФЛ при работе в двухимпульсном режиме первый импульс, поступающий в нагрузку ДФЛ, использовали для запуска основного разрядника. Использование выходного напряжения ДФЛ для запуска основного разрядника не снизило эффективность ее работы. Результаты исследования баланса энергии в ДФЛ при работе ускорителя на диод показаны на Рис. 112. . Исследования выполнены на фокусирующем полосковом диоде с магнитной самоизоляцией.



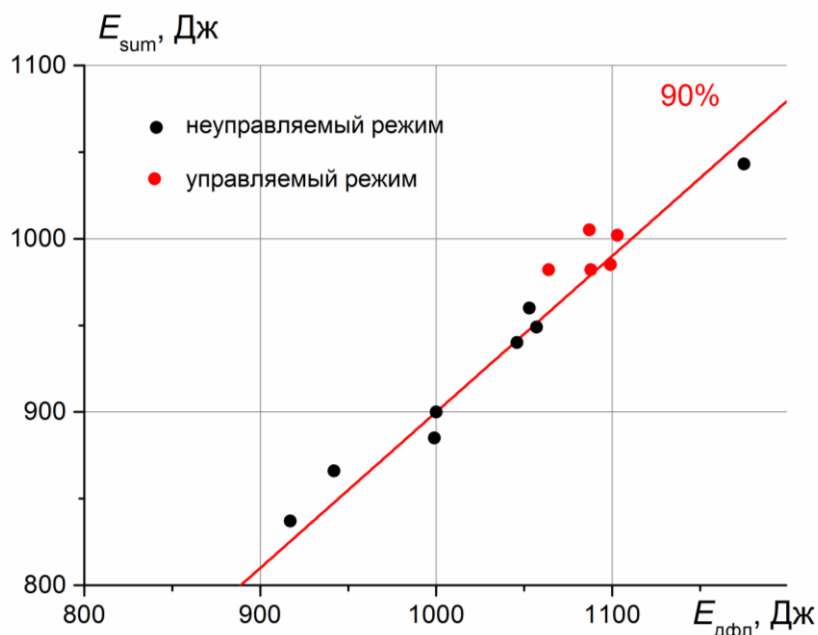


Рис. 112. Зависимость энергии, переданной из ДФЛ в диодный узел от энергии в ДФЛ при работе основного разрядника в управляемом и неуправляемом режимах

Энергию, поступающую в нагрузку ДФЛ (диод) рассчитывали интегрированием произведения тока и напряжения на выходе ДФЛ. Получено, что 90% энергии, накопленной в ДФЛ, поступает в диод.

Для повышения стабильности длительности первого импульса (при работе ДФЛ в двухимпульсном неуправляемом режиме) напряжение самопробоя основного разрядника устанавливали на уровне 0.7-0.8 от максимального напряжения на выходе ГИНа. При этом изменение напряжения пробоя на 4-5% обеспечивало изменение длительности первого импульса на 6-7% (см. таблицы 2 и 3). Энергия, накапливаемая при этом в ГИН, составляла 4-5 кДж, а энергия в ДФЛ не превышала 1.2 кДж (см. Рис. 112. ). Использование управляемого режима работы основного разрядника позволило снизить напряжение зарядки ДФЛ до величины, составляющей 0.9-0.95 от напряжения самопробоя основного разрядника, а энергию в ГИН - до 2.5 кДж при той же энергии, запасаемой в ДФЛ.

#### 4.6. Выводы по главе 4

1. Выполненные исследования показали высокую корреляцию плотности энергии и полной энергии МИП, формируемого диодом с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме, с величиной полного заряда, переносимого в диоде в течение генерации пучка. Проведены исследования диодов разной конструкции – полоскового фокусирующего и плоского диодов, конусного фокусирующего диода, спирального диода. Измерение полной энергии пучка выполнено с помощью тепловизионной диагностики и калориметром, а плотности энергии пучка - с помощью тепловизионной и акустической диагностик. Для всех исследованных диодов при разных А-К зазорах зависимость полной энергии пучка от полного заря-

да, переносимого в диоде в течение генерации пучка, описывается линейной функцией при стандартной девиации экспериментальных данных от расчетных не более 10%.

2. Выполненные исследования показали наиболее сильную зависимость полного заряда от длительности первого импульса напряжения. Коэффициент детерминации составил 0.8 для спирального диода и 0.9 для остальных диодов. Вклад других факторов в нестабильность полного заряда незначителен.

4. В ускорителе ТЕМП-4М длительность первого импульса определяется задержкой пробоя основного газового разрядника относительно момента пробоя предразрядника. Характерной особенностью работы ДФЛ в двухимпульсном режиме является высокая стабильность напряжения пробоя предразрядника. Оно в серии импульсов меняется незначительно, стандартная девиация не превышает 2%. В тоже время, при работе в одноимпульсном и двухимпульсном режимах стандартная девиация напряжения пробоя основного разрядника значительно выше.

5. Для увеличения стабильности длительности первого импульса напряжения (в двухимпульсном режиме) первый импульс, поступающий в нагрузку ДФЛ, использовали для запуска основного разрядника. Выполненные исследования показали высокую стабильность длительности первого импульса в серии, временной джиттер не превышал 10 нс в серии 50 импульсов. Стандартная девиация напряжения пробоя основного разрядника снизилась до 1-2%.

6. Использование управляемого режима работы основного разрядника позволило снизить напряжение зарядки ДФЛ до величины, составляющей 0.9-0.95 от напряжения самопробоя основного разрядника, а энергию в ГИН - до 2.5 кДж при той же энергии, запасаемой в ДФЛ. Это также повысило стабильность работы ускорителя и его ресурс.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Настоящая диссертационная работа посвящена экспериментальному исследованию стабильности генерации ионного пучка из взрывоэмиссионной плазмы в режиме магнитной самоизоляции электронного потока в диоде. Основные результаты работы состоят в следующем:

1. Выполнены комплексные исследования стабильности генерации пучка в диодах разной конструкции с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме. Выполнены исследования плоского полоскового, фокусирующего полоскового, конусного, кольцевого и спирального диодов. Получено, что в серии импульсов среднее квадратичное отклонение плотности ионного тока превышает 18-20%.

2. Для определения источников нестабильности генерации МИП выполнен анализ корреляции плотности ионного тока с амплитудой импульса ускоряющего напряжения, полного тока в диоде и длительностью первого импульса. Получено, что плотность ионного тока слабо зависит от выходных параметров ускорителя, коэффициент детерминации  $<0.3$ . Поэтому основной вклад в нестабильность генерации МИП вносят процессы в самом диоде. Дополнительным подтверждением слабого влияния внешних факторов на стабильность генерации МИП в диоде с магнитной самоизоляцией является незначительная корреляция плотности ионного тока, формируемого одновременно в разных частях ионного диода.

3. В серии импульсов полная энергия и плотность энергии меняются незначительно, среднее квадратичное отклонение не превышает 10-15%. Увеличение частоты следования импульсов до 5-6 имп/мин не снижает стабильность генерации пучка, она значительно выше, чем в ионных диодах другого типа – диодах с внешней магнитной изоляцией и с магнитной самоизоляцией, работающих в одноимпульсном режиме.

4. Высокая стабильность полной энергии и плотности энергии МИП в серии импульсов может быть обусловлена более эффективной (по сравнению с диодом с внешней магнитной изоляцией) перезарядкой ускоренных ионов в процессе упругого взаимодействия с молекулами остаточного газа в анод-катодном зазоре. В этом случае ионный диод с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме формирует комбинированный пучок, состоящий из ускоренных ионов и ускоренных нейтральных атомов, образованных в результате перезарядки части ускоренных ионов.

5. Выполненные исследования показали высокую корреляцию плотности энергии и полной энергии МИП, формируемого диодом с магнитной самоизоляцией в двухимпульсном режиме, с величиной полного заряда, переносимого в диоде в течение генерации пучка. Проведены исследования диодов разной конструкции – полоскового фокусирующего и плоского диодов, конусного фокусирующего диода, спирального диода. Измерение полной энергии

пучка выполнено с помощью тепловизионной диагностики и калориметром, а плотности энергии пучка - с помощью тепловизионной и акустической диагностик. Для всех исследованных диодов при разных А-К зазорах зависимость полной энергии пучка от полного заряда, переносимого в диоде в течение генерации пучка, описывается линейной функцией при стандартной девиации экспериментальных данных от расчетных не более 10%.

6. Выполненные исследования показали наиболее сильную корреляционную зависимость полного заряда от длительности первого импульса напряжения. Коэффициент детерминации составил 0.8 для спирального диода и 0.9 для остальных диодов. Вклад других факторов в нестабильность полного заряда незначителен.

7. Для увеличения стабильности длительности первого импульса напряжения (в двухимпульсном режиме) первый импульс, поступающий в нагрузку ДФЛ, также использовали для запуска основного разрядника. Выполненные исследования показали высокую стабильность длительности первого импульса в серии, временной джиттер не превышал 10 нс в серии 50 импульсов. среднеквадратичное отклонение напряжения пробоя основного разрядника снизилась до 1-2%.

8. Использование управляемого режима работы основного разрядника позволило снизить напряжение зарядки ДФЛ до величины, составляющей 0.9-0.95 от напряжения самопробоя основного разрядника, а энергию в первичном емкостном накопителе - до 2.5 кДж при той же энергии, запасаемой в ДФЛ. Это также повысило стабильность работы ускорителя и его ресурс.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

---

- 1 Бойко В.И., Скворцов В.А., Фортов В.Е., Шаманин И.В. Взаимодействие импульсных пучков заряженных частиц с веществом. - М: Физматлит, 2003. - 286 с.
- 2 Davis H.A., Bartsch R.R., Olson J.C., Rej D.J., Waganaar W.J. Intense ion beam optimization and characterization with infrared imaging *J. Appl. Phys.* – 1997. – Vol. 82. – № 7. – P. 3223.
- 3 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.* 78, 023301 (2007).
- 4 H. Ito, H. Miyake, and 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.* 79, 103502. 2008.
- 5 Hiroaki Ito, Kodai Fujikawa, Hidenori Miyake, and Katsumi Masugata. Characteristic Observation of Intense Pulsed Aluminum Ion Beam in Magnetically Insulated Ion Diode With Vacuum Arc Ion Source// *IEEE Transactions on plasma science*, vol. 37, NO. 10, OCTOBER 2009.
- 6 Amitava Roy, R. Menon, S. K. Singh, M. R. Kulkarni, P. C. Saroj, K. V. Nagesh, K. C. Mittal, and D.P. Chakravarthy. Shot to shot variation in perveance of the explosive emission electron beam diode // *Physics of Plasmas* 16, 033113, 2009, pp 1-7.
- 7 E.I. Logachev, G.E. Remnev and Y.P. Usov Ion Acceleration from Explosion-emissive Plasma // *Techn. Phys. Lett.*, vol. 6, no. 22, pp. 1404–1406, Nov. 1980.
8. Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. Мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат. 1984. 152 с.
- 9 S. Humphries, *Charged Particle Beams*. Wiley, New York, 1990, 847 p.
- 10 Патент 86374 Россия. МПК8 H05H 9/00. Импульсный ионный ускоритель / Пушкарев А.И., Тарбоков В.А., Сазонов Р.В. Заявлено 27.04.2009; Опубл. 27.08.2009, Бюл. № 24. – 6 с.
- 11 Пушкарёв А.И., Исакова Ю.И. Ионный диод с магнитной самоизоляции. Аналитический обзор и экспериментальные исследования . - Saarbrucken : LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. KG, 2012 - 152 с.
12. Исакова Ю.И., Пушкарев А.И., Холодная Г.Е. Дифференциальный высоковольтный делитель напряжения // *Приборы и техника эксперимента*, 2011, № 2, с. 39–43.
13. Isakova Y.I. Diagnostic Equipment for the TEMP-4M Generator of High-current Pulsed Ion Beams // *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 59, No. 6, December 2011, pp. 3531-3535.

- 
- 14 Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А. Расчет индуктивностей: Справочная книга. - Л., Энергоатомиздат. Ленингр. отд-ние, 1986. - 488 с.
- 15 Isakova Y.I., Pushkarev A.I., Khaylov I.P. Intense ion Beam Production in Self-Magnetically Insulated Diodes // 18th International Conference on Surface Modification of Materials by Ion Beams: Program and Abstracts, Kusadasi, September 15-20, 2013. - Istanbul: IKMIB, 2013 - p. 208
- 16 Пушкарев А.И., Исакова Ю.И. Кольцевой ионный диод с магнитной самоизоляции // ЖТФ, 2012, том 82, вып. 2, с. 24-30.
17. A.I. Pushkarev, J.I. Isakova M.S. Saltimakov and R.V. Sazonov Research on the plasma dynamics in a magnetically self-insulated ion diode with explosive emission potential electrode // Natural Science, 2, 419 (2010).
- 18 Pushkarev A. I., Isakova Yu. I., Khailov I. P. Intense ion beam generation in a diode with explosive emission cathode in self-magnetically insulated mode // The European Physical Journal D section Plasma Physics (2015)
- 19 Москалев В.А., Сергеев Г.И. Измерение параметров пучков заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1991. – 263 с.
- 20 Морозов А.И. Введение в плазмодинамику. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 576 с.
- 21 Исакова Ю.И., Пушкарев А.И. Тепловизионная диагностика мощных ионных пучков // Приборы и техника эксперимента, 2013, № 2, с. 69–76.
- 22 Yulia Isakova Infrared imaging diagnostics for parameters of powerful ion beams formed by a diode in a double-pulse mode // The 18th IEEE International Pulsed Power Conference Digest of Technical Papers, June 19 - 23, 2011. Chicago, IL, USA, pp. 334-340.
23. White R.M. Generation of Elastic Waves by Transient Surface Heating // J. Appl. Phys. 1963, 34, 3559 – 3567.
24. Батыгин Ю.В., Воловик В.Д., Иванов С.И., Карасев С.П. Об определении профиля пучка в ускорителе с помощью метода акустической дозиметрии // Приборы и техника эксперимента. – 1980. – № 4. – С. 24–26.
25. Воловик В.Д., Иванов С.И. К вопросу о термоупругой дозиметрии пучков заряженных частиц // Журнал технической физики. – 1975. – №8. – С.1789–1791.
26. Pushkarev A., Isakova J., Kholodnaya G., Sazonov R. Sound Waves Generated Due to the Absorption of a Pulsed Electron Beam //Advances in Sound localization, chapter 12, pp. 199-223 - ISBN 978-953-307-581-5 - Vienna: INTECH, 2011.
27. Лямшев Л.М. Радиационная акустика. М.: Наука-Физматлит, 1996. 304 с.

---

28 Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Xiao Yu, Khailov I.P. Characterization of intense ion beam energy density and beam induced pressure on the target with acoustic diagnostics // Review of Scientific Instruments, 2013, vol. 84, iss. 8, 083304 (2013);

29. Исаакович Р.Я. Технологические измерения и приборы. -М.: Недра, 1979.-344 с.

30 X. P. Zhu, F. G. Zhang, Y. Tang, J. P. Xin, and M. K. Lei, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B 272, 454–457 (2012).

31. Бойко В.И., Данейкин Ю.В., Хадкевич А.В., Юшицин К.В. Влияние механизмов генерации на профиль импульса механических напряжений в металлической мишени при воздействии мощных ионных пучков // Известия Томского политехнического университета, 2007, т. 310, № 2, с. 87 – 93.

32 Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Khaylov I.P. Experimental evidence of energetic neutrals production in an ion diode // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms (2015) Vol. 343 p. 138–145.

33 Isakova Y.I., Pushkarev A.I., Khaylov I.P. Formation of Charge – Exchange Neutral Atoms in a Diode with Passive Anode // Известия вузов. Физика. - 2012 - Т. 55 - №. 10/3 - С. 121-124.

34. Matsuda M., Wang D., Matsumoto T., Namihira T. and Akiyama H. // 3rd Euro-Asian Pulsed Power Conference/18th International Conference on High-Power Particle Beams. Abstract Book, October 10-14, 2010, Jeju, Korea, Korea Electrotechnology Research institute, Korea, p. 308.

35. Ремнев Г.Е., Фурман Э.Г., Пушкарев А.И. Импульсный сильноточный ускоритель с согласующим трансформатором // ПТЭ, 2004, № 3, с.130-134.

36. Remnev G.E., Furman E.G., Pushkarev A.I. и др. High-current pulsed accelerator with matched transformer: construction and exploitation characteristics. // IEEE Transactions on fundamentals and materials, 2004, vol. 124, №6, p. 491-495.

37. Kumar D., Mitra S., Senthil K. et al. Characterization and analysis of a pulse power system based on Marx generator and Blumlein // Review of Scientific Instruments, v.78, 115107 2007

38. Зернов Н.В., Карпов В.Г. Теория радиотехнических цепей – М.-Л.: Энергия, 1965. – 892 с.

39 Хайлов И.П., Исакова Ю.И. Исследование баланса энергии в ионном ускорителе ТЕМП-4М // Современные техника и технологии: сборник трудов XVIII Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых. – 2012. – Т.1. – С. 125–126.

40. Weizel W., Rompe R. // Annalen der Physik. 1947. V. 436. Issue 6. P. 285

---

41 Ковивчак В.С., Панова Т.В., Кривоzubов О.В., Давлеткильдеев Н.А., Князев Е.В. Волнообразные микроструктуры, формируемые на границе раздела SiO<sub>2</sub>/Si при воздействии мощного ионного пучка // Письма в ЖТФ, 2013, том 39, вып. 3, с. 11 – 17.

42 Чернов И.П., Березнеева Е.В., Белоглазова П.А., Иванова С.В., Киреева И.В., Лидер А.М., Ремнев Г.Е., Пушилина Н.С., Черданцев Ю.П. Физико-механические свойства модифицированной поверхности циркониевого сплава импульсным ионным пучком // Журнал технической физики, 2014, том 84, вып. 4 с. 68 – 72.

43 Wen Q.F., Liu Y., Wang Y.M., Zhang F.G., Zhu X.P., Lei M.K. The effect of irradiation parameters of high-intensity pulsed ion beam on tribology performance of YWN8 cemented carbides // Surface & Coatings Technology 209 (2012) 143–150

44 S. Yan, Y. J. Shang, X. F. Xu, X. Yi, X. Y. Le Improving anti-corrosion property of thermal barrier coatings by intense pulsed ion beam irradiation // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B Beam Interactions with Materials and Atoms 02/2012.

45 Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Сазонов Р.В., Холодная Г.Е. Генерация пучков заряженных частиц в диодах со взрывоэмиссионным катодом. М: Физматлит, 2013. 240 с.

46 Pushkarev A.I., Isakova Yu.I. A gigawatt power pulsed ion beam generator for industrial application // Surface and Coatings Technology Vol. 228, Supplement 1, 15 August 2013, Pages S382–S384.

47 Исакова Ю.И., Пушкарев А.И., Тарбоков В.А. Измерение состава и энергетического спектра импульсного ионного пучка времяпролетным методом высокого разрешения // Известия Томского политехнического университета. – 2010. – Т. 316. – № 2, с. 76–79.

48 Pointon T. D. Charge exchange effects in ion diodes, J. Appl. Phys. 66, 2879 (1989)

49 Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Khaylov I.P. Experimental evidence of energetic neutrals production in an ion diode // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms (2015) Vol. 343 p. 138–145.

50 Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника – М.: Наука, 2004. –704 с.

51 Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Zhang Xiaofu, Хайлов И.П. Баланс энергии в двойной формирующей линии при работе в двухимпульсном режиме // Приборы и техника эксперимента 2015, No. 1, с. 74–81.

52 Isakova Y.I., Pushkarev A.I., Khaylov I.P. The Energy Transfer in the TEMP-4M Pulsed Ion Beam Accelerator // Review of Scientific Instruments, vol. 84, iss 7, 073302 (2013)

53 Yatsui K., Tokuchi A., Tanaka H., Ishizuka H., Kawai A., Sai E., Masugata K., Ito M. and Matsui M. Geometric focusing of intense pulsed ion beams from racetrack type magnetically insulated diodes // Laser and Particle Beams (1985), vol. 3, part 2, pp. 119-155.



- 
- 54 Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Khailov I.P. The influence of a shield on intense ion beam transportation // *Laser and particle beams* (2013), volume 31, issue 03, pp. 493-501.
- 55 Bystritskii V.M., Glushko Yu.A., Kharlov A.V., Sinebryukhov A.A. Experiments on high power ion beam generation in self-insulated diodes // *Laser and Particle Beams*. – 1991. – Vol. 9. – № 3. – P. 691–698.
- 56 Yoshikawa T., Masugata K., Ito M. Matsui. M., 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.
- 57 Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Хайлов И.П. Эффект стабилизации энергии пучка, формируемого диодом с магнитной самоизоляцией // *Приборы и техника эксперимента*, 2015, No. 1, pp. 91–99.
- 58 A.I. Pushkarev, Yu.I. Isakova, I.P. Khailov Shot-to-shot reproducibility of a self-magnetically insulated ion diode // *Review of Scientific Instruments*, Volume 83, Issue 7, Article ID 073309 (2012)
- 59 Isakova Y.I., Pushkarev A.I., Khaylov I.P. Statistical analysis of the ion beam production in a self magnetically insulated diode // *Physics of plasmas* 20 (9), 093105 (2013)
- 60 Alexander I. Pushkarev, Yulia I. Isakova and Dmitry V. Vahrushev The effect of ion current density amplification in a diode with passive anode in magnetic self-isolation mode// *Physics of Plasmas* 17, 123112 (2010).
- 61 Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Khaylov I.P. Investigation of the powerful ion beam energy correlation // *Laser and particle beams* (2014), 32, p. 311–319.
62. Pushkarev A.I., Isakova Yu.I. A spiral self-magnetically insulated ion diode // *Laser and Particle Beams*, 2012, volume 30, issue 3, pp. 427-433.
- 63 Pushkarev A.I., Isakova Y.I. Closed electron drift in a self-magnetically insulated ion diode // *Phys. Plasmas* 20, 053101 (2013);
- 64 Isakova Y.I., Pushkarev A.I., Khaylov I.P. Formation of Charge – Exchange Neutral Atoms in a Diode with Passive Anode // *Известия вузов. Физика*. - 2012 - Т. 55 - №. 10/3 - С. 121-124.
65. A.V. Stepanov, V.S. Lopatin, G.E. Remnev, and E.N. Melnikova Repetitive Rate Operation Mode of Magnetically Isolated Diode with Dielectric Anode // *15th International Symposium on High-Current Electronics: Proceeding*. Tomsk: Publish house of the IAO SB RAS, 2008, p. 100-102.
66. Olson C.L. Ion Beam Propagation and Focusing // *Journal of Fusion Energy*, Vol. 1, No. 4, p.309-339. 1982.

- 
67. Фурман Э.Г., Степанов Ф.И., Фурман Н.Ж. Ионный диод // Журнал технической физики. – 2007. – Т. 77. – № 5. – С. 86–95.
68. Bystritskii V.M., Glushko Yu.A., Kharlov A.V., Sinebryukhov A.A. Experiments on high power ion beam generation in self-insulated diodes // Laser and Particle Beams. – 1991. – Vol. 9. – № 3. – P. 691–698.
69. Zieher K.W. Investigation of a pulsed self-magnetically B $\theta$  insulated ion diode // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research v. 228 (1984) pp. 161-168.
70. Bauer W., Citron A., Kihhn W., Rogner A., Schimassek W., Stoltz O. Investigation of a self-magnetically insulated B $\theta$ -diode // Proceeding of the 6th IEEE International Pulsed Power Conference, Arlington, Virginia, 1987, pp. 244-247.
- 71 Чалов Е.Ю., Хайлов И.П., Пушкарев А.И. Исследование транспортировки ионного пучка, формируемого в диоде с магнитной самоизоляцией // Известия вузов. Физика. - 2012 - Т. 55 - №. 6/2 - С. 88-92.
- 72 Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Хайлов И.П. Анализ эффективного анод-катодного зазора ионного диода при работе в двухимпульсном режиме – Письма в ЖТФ, 2014, том 40, вып. 13, с. 10-17.
- 73 Пушкарев А.И. и Пак В.Г. Анализ концентрации дрейфующих электронов в ионном диоде с магнитной самоизоляцией // Письма в ЖТФ, 2015, том 41, вып. 3, с. 88-95.
74. Pushkarev A., Isakova Yu. and Vahrushev D. The effect of ion current density amplification in a diode with passive anode in magnetic self-insolation mode // Physics of Plasmas 17, 123112 (2010).
75. Isakova Yu.I., Pushkarev A.I. Thermal imaging diagnostics of powerful ion beams // Instruments and Experimental Techniques, 2013, Vol. 56, No. 2, pp. 185–192.
- 76 . Langmuir, I. The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum. Phys. Rev., vol. 2, p. 450, 1913.
- 77 Alexander I. Pushkarev, Yulia I. Isakova Explosive-Emission Plasma Dynamics in Ion Diode in Double-Pulse Mode // Plasma Science and Technology, 2011, Vol.13, No.6, p. 698-702.
- 78 Pushkarev A.I., Isakova Yu.I., Xiao Yu, Khailov I.P. Characterization of intense ion beam energy density and beam induced pressure on the target with acoustic diagnostics // Review of Scientific Instruments, 2013, vol. 84, iss. 8, 083304 (2013);
- 79 Пушкарев А.И., Исакова Ю.И. Ионный диод с магнитной самоизоляцией. Евразийский патент № 019817. Приоритет от 29.12.2011 г. Опубликовано 2014.06.30. Евразийская патентная организация, ЕАПВ.

---

80 Пушкарев А.И., Исакова Ю.И., Хайлов И.П. Исследование стабильности генерации мощного ионного пучка спиральным диодом с магнитной самоизоляцией // ПТЭ. 2015 (принята в печать)

81 Пушкарев А.И., Исакова Ю.И. Кольцевой ионный диод с магнитной самоизоляцией // ЖТФ, 2012, том 82, вып. 2, с. 24-30.

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

83 **Материалы конференции ИФВТ-2013**

84 Pushkarev A.I., Isakova Y.I., Khaylov I.P. Improvement in the statistical operation of a Blumlein pulse forming line in bipolar pulse mode // Review of scientific instrument 85, 073303 (2014);

85 Ковальчук Б.М., Кремнев В.В., Поталицын Ю.Ф. Сильноточные наносекундные коммутаторы.— Новосибирск: Наука, 1979. 175 с.

86 Бойко Н.И., Евдошенко Л.С., Зароченцев А.И., Иванов В.М. Развитие представлений о механизмах срабатывания триггеров и их рациональной конструкции (обзор) // Електротехніка і Електромеханіка. 2009. №5, с. 49 – 55.

87. Месяц Г.А. Импульсная энергетика и электроника. - М.: Наука, 2004. - 704 с.