

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«ИНСТИТУТ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ФИЗИКИ
ИМЕНИ А.И. АЛИХАНОВА
НАЦИОНАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО ЦЕНТРА
«КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ»

На правах рукописи

КУЛЕВОЙ ТИМУР ВЯЧЕСЛАВОВИЧ

ИСТОЧНИКИ ПУЧКОВ ИОНОВ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ВЕЩЕСТВ
НА ОСНОВЕ ВАКУУМНО-ДУГОВОГО И ПЕННИНГОВСКОГО РАЗРЯДОВ
ДЛЯ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ РЕЖИМОВ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

01.04.04 – Физическая электроника

Диссертация

на соискание ученой степени доктора технических наук

Научный консультант:
Доктор технических наук
Профессор Окс Е. М.

Москва 2019

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	6
Глава 1 Методы повышения зарядового состояния ионов, генерируемых в плазме вакуумно-дугового разряда.....	16
1.1 Генерация многозарядных ионов металлов в источниках ионов на основе вакуумной дуги.....	16
1.2 Повышение зарядового состояния ионов при инъекции электронного пучка в плазму вакуумно-дугового разряда.....	27
1.2.1 Исследование электронной пушки с катодами различного типа.....	27
1.2.2 Экспериментальное исследование источника e-MEVVA	31
1.3 Вакуумно-дуговой источник со ступенчатым разрядом в сильном магнитном поле.....	47
1.3.1 Измерения магнитного поля вдоль оси источника.....	59
1.4 Выводы по главе 1.....	62
Глава 2 Повышение зарядового состояния ионов, генерируемых в разрядной системе в скрещенных E _x H полях ионного источника Bernas.....	64
2.1 Современное состояние проблемы.....	65
2.2 Техника и методика эксперимента.....	69
2.2.1 Возможности формирования высокоэнергетического электронного пучка с термокатода в источнике Bernas версия ИТЭФ.....	76
2.3 Параметры электронного пучка, инжектируемого в разрядный промежуток.....	78
2.4 Взаимодействие высокоэнергетического электронного пучка с плазмой разряда.....	88
2.4.1 Качественное описание физических процессов в ионном источнике.....	88

2.5 Выводы по главе 2.....	94
Глава 3 Многоатомные борсодержащие молекулярные ионные пучки для экстремально низкоэнергетической имплантации.....	96
3.1 Актуальность и современное состояние проблемы генерации пучков борсодержащих молекулярных ионов.....	97
3.2 Источник многоатомных борсодержащих молекулярных ионов.....	112
3.2.1 Получение первых спектров на источнике типа Vernas. Экспериментальная работа с различными комбинациями катод-антикатод и с электронным пучком.....	112
3.2.2 Охлаждаемая разрядная камера.....	119
3.2.2.1 Медная и молибденовая камеры.....	119
3.2.2.2 Прямокальный катод.....	125
3.2.2.3 Катод с косвенным накалом с тепловым экраном	126
3.2.2.4 Оптимизация работы ионного источника с катодом с косвенным накалом.....	128
3.3 Система подачи рабочего вещества.....	128
3.4 Устойчивая работа источника. Спектр высокого разрешения..	131
3.4.1 Декаборан.....	131
3.4.2 Карборан.....	133
3.5 Система формирования и транспортировки ионного пучка	135
3.5.1 Система формирования ионного пучка с плазменной границы разряда.....	135
3.5.2 Система транспортировки от источника до масс.....	139
3.5.3 Система транспортировки пучка от выхода магнитного масс-анализатора до мишени (Транспортный канал с электростатическим ондулятором).....	144
3.6. Экспериментальное исследование электростатического ондулятора.....	149

3.7 Результаты по имплантации в кремниевые подложки [171]...	153
3.8 Выводы по главе 3.....	155
Глава 4 Стабильное функционирование источника пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов.....	157
4.1 Методы и подходы.....	157
4.2 Фторсодержащий карборан.....	165
4.3 Фторопластовая вставка.....	171
4.4 1-о-Карборанкарбоновая кислота.....	176
4.5 1,2-о-Карборандикарбоновая кислота.....	179
4.6 1,7-м-карборандикарборановая кислота	183
4.7 Возможные механизмы самоочистки разрядной камеры.....	186
4.8 1,2-бис(гидроксиметил)-о-карборан	189
4.9 Режим выхода на стабильную генерацию пучка тяжелых ионов.....	191
4.10 Выводы по главе 4.....	194
Глава 5 Применение ионного источника с вакуумной дугой для фундаментальных и прикладных исследований.....	196
5.1 Введение.....	196
5.2 Ионный источник для ускорителя ТИПр-1.....	198
5.2.1 Использование источника для ускорителя тяжелых ионов.....	198
5.3 Исследование взаимодействия пучка ионов с плазмой и газовой мишенью.....	202
5.4 Имитационные эксперименты.....	204
5.4.1 Облучение образцов на выходе инжектора с отклонением ионного пучка.....	207
5.4.2 Имитационные эксперименты на выходе ускорителя ТИПр-1.....	211
5.5 Создание силицидов рения для полупроводниковой промышленности.....	215

5.6 Выводы по главе 5.....	220
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	222
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	226

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Источники ионов в современном мире находят все большее применение. Они используются в качестве поставщиков пучков ионов для крупнейших ускорительных комплексов, таких как, например, крупнейший в мире ускорительный комплекс Большой адронный коллайдер (БАК) в ЦЕРН, на которых ведутся работы по фундаментальной физике. В то же время они генерируют ионные пучки для сугубо утилитарных установок, таких как имплантационные устройства для производства полупроводников (п/п), производящих почти все п/п изделия, без которых немислим сегодняшний мир. Требования, предъявляемые к источникам, определяются задачами, которые решаются с их помощью. Для высокоэнергетических установок, наподобие БАК, требуются пучки ионов с как можно более высоким зарядовым состоянием, чтобы увеличить темп набора энергии пучком и сократить размеры всего ускорительного комплекса. С другой стороны, полупроводниковая промышленность стремится к созданию все более компактных изделий с постоянно повышающейся плотностью размещения единичных полупроводниковых элементов. Это обуславливает необходимость снижения характерных размеров ионного легирования (так называемые «проектные нормы», измеряемые на сегодняшний день в нанометрах), что в конечном итоге требует для этих целей генерацию низкоэнергетических пучков однозарядных ионов тяжелых молекул с высоким содержанием легируемого в полупроводник элемента.

Процессы воздействия на материалы высокоэнергетическими пучками многозарядных ионов или относительно медленными пучками тяжелых однозарядных ионов представляют собой особые режимы ионно-лучевой обработки или имплантации. Именно поэтому представляется обоснованным и целесообразным выделить реализацию этих режимов в отдельную научно-

технологическую проблему и классифицировать ее как «экстремальные» режимы ионной имплантации.

Для получения пучков ионов веществ, находящихся в твердом состоянии в нормальных условиях, чаще всего необходимо перевести эти вещества в газообразное состояние для их последующей ионизации и формирования ионного пучка. Для этого применяется либо нагрев твердотельного материала, либо непосредственное образование плазмообразующей среды в системах тлеющего разряда (ионное распыление катода) или вакуумной дуги (испарение материала в катодном пятне). В ряде случаев ионы твердотельных веществ получают из летучих соединений этих веществ, нитридов, оксидов и др. (так называемая технология MIVOC – **M**etal **I**ons from **V**olatile **C**ompounds). Однако в этом случае, как и при ионном распылении, в газоразрядной плазме, а следовательно, и в ионном пучке, присутствует заметная доля ионов примесей.

Ионный источник с вакуумно-дуговым разрядом в парах металла (MEVVA) способен обеспечить генерацию практически беспримесных пучков ионов требуемых твердотельных веществ высокой интенсивности вплоть до амперных токов. Использование источников данного типа для ускорительных комплексов пучков тяжелых ионов выглядит очень перспективным. Однако зарядность генерируемых в вакуумно-дуговом разряде ионов металлов относительно невысока. За последние годы было предложено и реализовано несколько различных методов и подходов для генерации многозарядных ионов в дуговой плазме, что привело к увеличению зарядового состояния почти вдвое без снижения интенсивности генерируемого пучка. Тем не менее проблема повышения среднего заряда ионного пучка, генерируемого вакуумно-дуговым источником, остается актуальной.

Для нужд полупроводниковой промышленности требуются установки, обеспечивающие имплантацию в подложку ионов примесей с очень широким спектром энергий – от сотни электронвольт до десятка мегаэлектронвольт. Фундаментальные законы физики делают практически невозможным реализацию всех этих режимов в одной установке при работе с пучками

атомарных ионов. Тем не менее надо отметить, что решить задачу создания универсального источника можно. Для этого требуется разработать ионный источник, который может обеспечить два альтернативных режима работы. С одной стороны, генерацию достаточно интенсивного пучка атомарных ионов с высоким зарядовым состоянием. С другой стороны, при соответствующем изменении режима работы, способность генерировать пучки многоатомных молекулярных ионов с зарядовым состоянием $1+$. Увеличение зарядового состояния ионного пучка позволяет существенно сократить длину и снизить издержки на создание и эксплуатацию ускорительного канала для высокоэнергетической имплантации. В то же время использование однозарядных многоатомных молекулярных пучков, содержащих большое число атомов рабочего вещества на единицу электрического заряда, позволяет использовать ускоряющие поля, традиционно используемые для высокоинтенсивной и/или высокоэнергетической имплантации. Таким образом, сохраняют свою актуальность как задача повышения зарядового состояния генерируемых для высокоэнергетической имплантации ионных пучков, так и разработка методов и устройств для генерации многоатомных молекулярных пучков однозарядных ионов для низкоэнергетической ионной имплантации.

Цель диссертации. Разработка ионных источников с экстремальными параметрами пучка для ускорителей заряженных частиц, а также для ионно-имплантационных установок как высокоэнергетических, так и ультранизкоэнергетических, а также создание на их основе экспериментальной базы для проведения как фундаментальных исследований, так и прикладных работ.

Научная новизна диссертационной работы отражена в следующих тезисах:

1. Для источника ионов металлов на основе вакуумной дуги предложены и реализованы методы повышения средней зарядности пучка тяжелых ионов в результате инъекции ускоренного пучка электронов в плазму дуги, а также в

результате реализации ступенчатого дугового разряда в сильном нарастающем магнитном поле.

2. Для источника ионов в скрещенных электрическом и магнитном полях ЕхВ типа Bernas на основе разряда Пеннинга с катодом косвенного накала предложен и реализован метод повышения зарядового состояния ионов, заключающийся в инъекции доли электронного пучка, используемого для накала катода, в разрядный промежуток.

3. Предложены и реализованы принципы получения пучка многоатомных молекулярных ионов с высоким содержанием бора в источниках, применяемых в промышленности, что позволило получать данные пучки без существенного изменения конструкции промышленных источников с интенсивностью не хуже, чем у лучших мировых аналогов.

4. Предложен и реализован способ генерации многоатомных молекулярных ионов с высоким содержанием бора с организацией непрерывного процесса самоочистки разрядной камеры в результате использования молекулярных многоатомных борсодержащих соединений с включением атомов сильных оксидантов.

5. На основе генерируемых ионных пучков разработаны и внедрены методики облучательных экспериментов для проведения экспресс-анализа радиационной стойкости конструкционных материалов, используемых или разрабатываемых для ядерных и термоядерных реакторов.

Практическая ценность результатов исследований состоит в следующем:

1. Увеличение среднего заряда генерируемых ионных пучков позволяет сократить энергопотребление и размеры установок, используемых для ускорения ионов в научных и прикладных целях, в частности, в ускорителях тяжелых частиц больших ускорительных комплексов, а также в установках для высокоэнергетической имплантации.

2. Способ обеспечения генерации многоатомных молекулярных ионов с высоким содержанием бора с организацией процесса самоочистки разрядной

камеры позволил увеличить срок службы соответствующих ионных источников, полностью убрав проблему влияния на качество пучка продуктов диссоциации многоатомных борсодержащих молекул.

3. Создана экспериментальная база для проведения работ по исследованию фундаментальных процессов взаимодействия ионного пучка с энергией 101 кэВ/нуклон с плазменной и газовой мишенями.

4. Создана экспериментальная база для проведения экспресс-анализа радиационной стойкости конструкционных материалов, используемых или разрабатываемых для ядерных и термоядерных реакторов на основе имитационных экспериментов на пучках тяжелых ионов.

На защиту выносятся следующие научные положения:

1. Инжекция высокоэнергетического пучка электронов в плазму вакуумно-дугового разряда, обеспечивающая дополнительную ионизацию ускоренными электронами, приводит к повышению как максимального зарядового состояния ионов металлов, так и их среднего заряда в дуговой плазме. При этом возможность независимого регулирования параметров электронного пучка и плазмы обуславливает расширение диапазона устойчивых параметров дуги. Разработанная на этом принципе оригинальная конструкция вакуумно-дугового источника ионов металлов e-MEVVA позволила повысить зарядность пучка ионов свинца с 3+ до 6+ без потери интенсивности извлекаемого из плазмы ионного пучка.

2. Реализация вакуумной дуги в форме так называемого «ступенчатого разряда» в сильном нарастающем продольном магнитном поле, характеризующаяся последовательным вводом энергии в дуговой разряд, приводит к увеличению удельного энерговклада в плазму и образованию фракции высокоэнергетических плазменных электронов, обеспечивающих условия для ступенчатой ионизации в дуговой плазме. В созданном на основе этого подхода вакуумно-дуговом источнике ионов металлов MEVVA-M для пучков ионов урана и свинца достигнуто повышение в 1,5 раза средней зарядности ионного пучка.

3. В разрядной системе ячейки Пеннинга с термокатодом косвенного накала, используемой в источнике ионов газов и ионов твердотельных непроводящих веществ типа Vernas, применяемом для легирования полупроводников, инжекция части высокоэнергетического электронного пучка, предназначенного для нагрева катода, в разрядный промежуток, приводит к дополнительному нагреву электронного компонента плазмы. Это обеспечивает многократную ионизацию в плазме и, соответственно, повышение средней зарядности извлеченного из плазмы ионного пучка.

4. В ионном источнике типа Vernas модернизация конструкции разрядной ячейки вместе с оптимизацией режимов горения разряда и его параметров обеспечивает условия для генерации в плазме молекулярных ионов многоатомных борсодержащих соединений (декаборана, карборана и др.) и формирования интенсивного пучка многоатомных молекулярных ионов с высоким долевым содержанием бора с плотностью тока ионного пучка уровня 1 mA/cm^2 .

5. В ионном источнике типа Vernas, модернизированном для получения пучков многоатомных молекулярных ионов с высоким долевым содержанием бора, использование в качестве рабочего вещества специального борсодержащего соединения, наряду с генерацией интенсивного пучка молекулярных ионов, обеспечивает непрерывную очистку электродов разрядной камеры ионного источника от тугоплавких фрагментов борсодержащих соединений. Самоочистка разрядной камеры существенно повышает надежность ионного источника и увеличивает его срок службы.

6. Результаты проведенных исследований по развитию и совершенствованию источников ионов твердотельных веществ позволили создать в НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ сеть экспериментальных установок ионного облучения и имплантации, а именно:

- ускоритель пучков тяжелых ионов ТИПр (ТяжелоИонный Протиотип) с оригинальными конструкциями канала вывода пучка и мишенной камеры для экспресс-анализа материалов ядерных и термоядерных реакторов, а также для

изучения процессов по взаимодействию ускоренного ионного пучка с плазменными и газовыми мишенями;

- установку СОРМАТ для воздействия ионного пучка на образцы, предназначенные для последующего их исследования методами атомно-зондовой томографии;

- установку УСИ для ультранизкоэнергетической ионной имплантации в полупроводниковые подложки.

Достоверность и обоснованность результатов диссертационной работы подтверждается систематическим характером исследований, использованием независимых дублирующих экспериментальных методик, проведением измерений на различных экспериментальных установках, сопоставлением и удовлетворительным совпадением результатов экспериментов с результатами теоретического анализа и численного моделирования, а также сравнением полученных результатов с результатами других исследователей, практической реализацией научных положений и выводов при создании конкретных устройств, используемых в настоящее время как в нашей стране, так и за рубежом.

Материалы диссертационной работы опубликованы в 29 статьях в журналах, входящих в перечень ВАК научных изданий, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени доктора наук. Способ непрерывного производства пучка ионов карборана с постоянной самоочисткой ионного источника и компонентов системы экстракции ионного имплантатора защищен патентом Российской Федерации за № 2 522 662 (опубликовано: 20.07.2014, Бюл. № 20). Материалы диссертационной работы опубликованы в 29 статьях в журналах, входящих в перечень ВАК научных изданий и/или индексируемых Web-of-Science, в которых должны быть опубликованы основные научные результаты диссертаций на соискание ученой степени доктора наук. Способ непрерывного производства пучка ионов карборана с постоянной самоочисткой ионного источника и компонент системы экстракции ионного имплантатора защищен патентом

Российской Федерации за №2 522 662. Также опубликовано 9-ть статей в трудах различных конференций и рабочих совещаний и 11-ть препринтов ИТЭФ.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на IX-XVI Международных конференциях по ионным источникам (Дубна, Россия, 2003 г.; Каэн, Франция, 2005 г.; Джеджу, Ю. Корея, 2007 г.; Гатлинбург, США, 2009 г.; Сицилия, Италия, 2011 г.; Чибо, Токио, Япония, 2013 г.; Нью-Йорк, США, 2015 г.; Женева, Швейцария, 2017 г.; XII Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц (ИТЭФ, октябрь 1990 г.); 18-й Международной конференции по технологиям ионной имплантации, Киото, Япония, 2010 г.; Международных конференциях по модификации материалов пучками частиц и плазменными потоками, Томск, 2010 г., 2016 г.; Российских конференциях по ускорителям заряженных частиц; 2014 г., 2016 г., 2018 г.; Научных сессиях НИЯУ МИФИ 2008 г., 2012 г., 2014 г.; Конференциях по линейным ускорителям заряженных частиц LINAC, Лондон, Великобритания, 1994 г. и 2002 г.; Женева, Швейцария, 2014 г.; Международных рабочих совещаниях по ускорителям заряженных частиц Алушта, (2005 г., 2007 г., 2009 г.); Научно-исследовательском семинаре «Новые применения вакуумно-дуговых плазменных, ионных и электронных пучков» (Байкал, 2002 г.); Совещании по ионным источникам MEVVA (Беркли, США, 1995 г.); 11-ой международной конференции по применению ускорителей тяжелых ионов, Венеция, Италия 2009 г.; международных европейских конференциях по ускорителям частиц (Лондон, Великобритания, 1994 г., Вена, Австрия, 2000 г., Генуя, Италия, 2008 г.); Международном тематическом совещании под эгидой МАГАТЭ по применению ядерных исследований и использованию ускорителей, Вена, 4–8 мая 2009 г.; научных семинарах отдела Линейных ускорителей НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ, Национальной Лаборатории Леньяро (LNL-INFN Италия 1993 г.), Ускорительного центра тяжелых ионов GSI (Германия, 1995 г.), Института Сильноточной Электроники СО РАН (Томск, 2000 г.).

Личный вклад соискателя. В представленные в диссертационной работе результаты автор внес определяющий вклад в постановку задач исследований, проведение экспериментов и анализ полученных результатов, а также в разработку основных конструктивных решений, используемых в экспериментальных макетах и устройствах. В обсуждении результатов работ активное участие принимали С.В. Петренко, Д.Н. Селезнев, С.В. Рогожкин, А.Д. Фертман и Е.М. Окс.

Автору работы принадлежит идея и обоснование использования плазменного катода для формирования электронного пучка в источнике e-MEVVA. Эксперименты по разработке и исследованию различных конфигураций вакуумно-дугового источника ионов металлов e-MEVVA проведены автором совместно с Р.П. Куйбидой, а обсуждение результатов данных исследований велось совместно с Е.М. Оксом, В.И. Гушенцом, С.В. Петренко, В.А. Баталиным и А.А. Коломийцем. Также автору принадлежит идея источника MEVVA-M, конструкционное решение этого источника и выполнен весь цикл экспериментального исследования этого источника. В экспериментальных исследованиях автору помогал Р.П. Куйбида.

Исследования по увеличению зарядности ионов плазмы разряда в ионном источнике типа Bernas выполнены совместно с С.В. Петренко, Д.Н. Селезевым и Р.П. Куйбидой. Автору принадлежит идея источника, постановка задач и последовательность его исследования, а также обработка и интерпретация достигнутого результата. Моделирование разряда в ионном источнике типа Bernas по поставленной автором задаче выполнено И.В. Рудским, который также принимал участие в обсуждении полученных результатов.

Исследования по разработке источника многоатомных борсодержащих молекулярных ионов, определение и оптимизация режимов работы устройства проведены совместно с С.В. Петренко, Д.Н. Селезевым и Р.П. Куйбидой. Автору также принадлежит идея источника, постановка задач и последовательность его исследования, а также обработка и интерпретация достигнутого результата.

Разработка конструктивных решений ионных источников осуществлялась при активном участии Ю.Н. Волкова, Д.А. Кашинского и В.А. Кошелева. Соавторы, принимавшие участие в отдельных направлениях исследований, указаны в списке основных публикаций по теме диссертации. Все результаты, составляющие научную новизну диссертации и выносимые на защиту, получены автором лично.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Общий объем диссертации составляет 252 страницы, в том числе 138 рисунков и 30 таблиц, список цитируемой литературы включает 276 наименований.

Совокупность полученных результатов, научных положений и выводов диссертационной работы, связанной с комплексным исследованием вакуумного дугового разряда, а также тлеющего разряда с полым катодом и внешней инжекцией электронов, может быть квалифицирована как существенный вклад в развитие вакуумной и плазменной электроники. В результате выполнения данной работы решена важная научно-техническая задача, состоящая в создании принципиально новых и существенном усовершенствовании известных источников ионов с параметрами и характеристиками, обеспечивающими возможность создания более компактных ускорителей пучков тяжелых ионов металлов, установок ионной имплантации, работающих в экстремальных режимах ионного воздействия: многозарядными ионами, многоатомными ионами непроводящих твердотельных веществ, интенсивными потоками ионов низких энергий и др.

Автор искренне благодарен своему научному консультанту профессору Ефиму Михайловичу Оксу. Считаю своим приятным долгом поблагодарить Ростислава Петровича Куйбиду за ежедневную поддержку работы, а всех коллег-соавторов за многолетнее плодотворное сотрудничество.

Глава 1 Методы повышения зарядового состояния ионов, генерируемых в плазме вакуумно-дугового разряда

В главе приведены результаты исследований, направленные на повышение зарядовых состояний ионов, генерируемых ионным источником на основе вакуумно-дугового разряда (далее ВДИИМ – вакуумно-дуговой источник ионов металлов). В англоязычной литературе такие источники наиболее часто называют MEVVA – MEtal Vapor Vacuum Arc ion sources [1]. Для решения задачи использовалось два подхода: инжекция в плазму вакуумно-дугового разряда высокоэнергетических электронов и ступенчатый разряд в сильном магнитном поле с высоким градиентом вдоль оси источника. Созданные на этих принципах ионные источники получили соответственно названия e-MEVVA и MEVVA-M.

1.1 Генерация многозарядных ионов металлов в источниках ионов на основе вакуумной дуги

Высокоэнергетические пучки ионов представляют интерес как для проведения исследований в области фундаментальной физики, так и для чисто прикладных применений. Так сегодня в Германии реализуется международный проект по созданию крупного ускорительного комплекса FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) - исследовательского центра на пучках ионов и антипротонов [2]. Российская Федерация является одним из основных участников данного проекта, обеспечивая порядка 17% его финансирования. На создаваемой в Ускорительном центре GSI (Дармштадт, Германия) установке предполагается проведение экспериментальных работ на пучках ионов (от протонов и антипротонов и вплоть до урана) по следующим направлениям:

– исследование ядерной структуры и ядерная астрофизика на пучках стабильных и в особенности нестабильных ионов из области, далекой от долины «стабильности»;

- исследования адронной структуры в рамках квантовой хромодинамики (КХД) на пучках антипротонов;
- исследование ядерных фазовых диаграмм и кварк-глюонной плазмы на пучках высокоэнергетических тяжелых ионов;
- исследование физики конденсированных сред в условиях экстремальных давлений на пучках высокоинтенсивных высокоэнергетических тяжелых ионов в комбинации с петаваттным лазером;
- исследования в области квантовой электродинамики и сверхвысоких электромагнитных полей на пучках тяжелых ионов с высоким зарядовым состоянием;
- развитие технологий для практического использования ионных пучков для материаловедения и биологии, которые, в частности, позволят оценить радиобиологические риски для пилотируемых космических полетов.

Как видно из приведенного перечня исследовательских задач, для решения многих из них требуются высокоинтенсивные пучки тяжелых ионов, вплоть до урана.

В Российской Федерации реализуется проект класса «мегасайенс» NICA - (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) [3], предназначенный для проведения исследований по изучению той же кварк-глюонной плазмы, фазовых переходов между ней и адронной материей, а также свойств сильного взаимодействия. Помимо программы исследований по фундаментальной физике, на создаваемом ускорительном комплексе будет вестись большая работа прикладной направленности. Это биологические эксперименты, работы по исследованию радиационной стойкости электронной компонентной базы (ЭКБ) современных приборов, предназначенных для использования в космических аппаратах и др. Для этих работ потребуется широкий спектр пучков тяжелых ионов высокой энергии.

Ускорение заряженных частиц в электромагнитных полях определяется отношением атомной массы иона к его зарядовому состоянию. Чем выше это отношение, тем сложнее и масштабнее требуется ускоритель для достижения

заданной энергии. Кроме того, одна из главных проблем ускорения интенсивных ионных пучков состоит в сильном влиянии собственного заряда ионного пучка в области начального ускорения, когда скорость ионов еще мала. С изобретением В.В. Владимирским, В.А. Тепляковым и И.М. Капчинским ускоряюще-группирующей структуры с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ) проблема собственного заряда на начальном участке ускорения принципиально была решена [4]. В англоязычной литературе ускорители, созданные на базе данной ускоряющей структуры, получили название RFQ. Сегодня не представляет сложности обеспечить захват в процесс ускорения высокоинтенсивных пучков тяжелых ионов с малым зарядовым состоянием практически с нулевыми скоростями [5] – [7]. Тем не менее отношение массы к заряду (иногда называемое удельной массой) обуславливает скорость набора энергии ионами пучка и тем самым определяет размер всей установки. Именно по этой причине во всем мире ведутся исследовательские работы, направленные на создание источников высокоинтенсивных пучков ионов с максимально возможным зарядовым состоянием.

На сегодняшний день в ионном источнике с электронным пучком и его разновидностях (EBIS – electron beam ion source, ETIS – electron trap ion source, ESIS – electron string ion source) удалось получить полностью ободранные ядра урана, но в количестве всего нескольких штук [8] – [10]. Значительный прогресс достигнут в ионных источниках на основе электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР источник). С их помощью генерируют постоянные пучки ионов с высоким зарядовым состоянием. И на сегодняшний день практически во всех ускорительных центрах, работающих на ионных пучках, основным источником ионов является ЭЦР источник. По данному источнику проводятся отдельные конференции, по представительности сравнимые с конференцией по всем ионным источникам [11] – [15].

Генерация пучков ионов веществ, находящихся в нормальных условиях в твердом виде, в частности, ионов металлов, до сих пор является актуальной научно-технической задачей. И в ЭЦР источниках и в EBIS разработаны

технологии, которые позволяют генерировать пучки ионов твердотельных веществ. Наиболее часто для генерации таких ионов используют специальные печи для испарения рабочего вещества (см., например, [16]). Применяется также технология MIVOC (Metal Ions from Volatile Compounds), заключающаяся в использовании летучих при нормальных условиях молекулярных соединений, в состав которых входят атомы металла, ионы которого необходимо получить [17] - [20]. Однако первый подход ведет к заметному усложнению конструкции источника, если требуется температура печи выше $\sim 1000^{\circ}\text{C}$, а второй приводит к наличию в генерируемом пучке заметной фракции паразитных ионов, входящих в состав летучего соединения, что может приводить к сложностям по выделению потока требуемых ионов из общего пучка.

Именно по этой причине, несмотря на явный прогресс в развитии источников ЭЦР и EBIS, продолжается поиск альтернативных решений для генерации интенсивных пучков ионов твердых веществ. Лидерами в этих поисках с конца восьмидесятых годов прошлого столетия остаются лазерные источники ионов [21] - [23] и источники ионов на основе вакуумно-дугового разряда [25] - [30].

Оба эти источника позволяют генерировать в импульсном режиме высокоинтенсивные пучки ионов твердых тел. Лазерный источник обеспечивает генерацию пучков практически любого элемента Периодической таблицы Менделеева, доступного в твердом состоянии при нормальных условиях. При этом токи ионного пучка достигают десятков и даже сотен миллиампер с достаточно высоким зарядовым состоянием, но относительно небольшой длительности. Существующие на сегодняшний день методы и подходы увеличения длительности импульса тока пучка для лазерных ионных источников неизбежно приводят к пропорциональному снижению интенсивности ионного пучка [21], [22]. Для источников ионов данного типа длительность пучка обычно не превышает пары-тройки десятков микросекунд. Долгое время главной для лазерных источников оставалась проблема обеспечения стабильности тока

пучка от импульса к импульсу на протяжении заметного времени работы. На сегодняшний день эта проблема не решена полностью. Тем не менее лучшие образцы лазерных источников позволяют генерировать пучки ионов углерода C^{4+} на протяжении длительного цикла, удовлетворяющего требованиям инжекции пучков ионов в синхрофазотроны. Как пример можно привести описанный в [24] лазерный ионный источник, обеспечивающий генерацию пучка ионов углерода C^{4+} с током в несколько десятков миллиампер при длительности импульса 20 мкс и частоте повторения один импульс в семь секунд на протяжении недельного сеанса работы синхрофазотрона.

Вакуумно-дуговые источники ионов металлов используются для генерации сильноточных импульсных пучков ионов как для фундаментальных исследований, так и для прикладных работ [25] - [45]. Вакуумно-дуговой разряд представляет собой эффективный генератор сильно ионизованной плазмы, из которой извлекаются ионы металлов. ВДИИМ состоит из нескольких электродов (обычно аксиально-симметричных), разделенных керамическими изоляторами [29]. Обычная конфигурация включает электрод (катод) из материала, ионы которого необходимо получить, поджигающего электрода, анода и системы экстракции пучка. Инициирование вакуумно-дугового разряда достигается за счет пробоя по поверхности изолятора между катодом и поджигающим электродом в результате приложения короткого импульса высокого напряжения. Разряд развивается с образованием катодного пятна, имеющего микронные размеры на поверхности катода и характеризующегося высокой плотностью тока [28]. Материал катода испаряется и ионизуется, образуя плазменный поток, из которого и извлекаются ионы. Плазма вакуумно-дугового разряда характеризуется высокой степенью ионизации и относительно невысокой зарядностью генерируемых ионов. В зависимости от материала катода средний заряд извлекаемого ионного пучка равен приблизительно $2+$ [1]. Различные варианты данного источника используются как для исследований в области фундаментальной физики, так и для прикладных задач. Успехи в развитии источников данного типа привели

к тому, что они стали использоваться и на ускорительных комплексах, предназначенных для исследований в области фундаментальной физики (см. в частности [26], [30], [31], [32]). Практически одновременно с использованием источников такого типа в ускорительных комплексах, в нашей стране создаются источники ионов на основе вакуумной дуги ТИТАН ([33], [34]), РАДУГА [35] - [41] и др. для модификации материалов и, соответственно, повышения параметров и улучшения эксплуатационных характеристик деталей машин и инструмента. Модернизированные источники типа MEVVA разрабатываются также в Китае [42], Турции [43] и в ряде других стран.

Мощный импульс в развитии источников на основе вакуумно-дугового разряда был получен в середине 80-х годов прошлого столетия в рамках реализации программы по инерциальному термоядерному синтезу (ИТС) на пучках тяжелых ионов, где они как нельзя лучше подходили в качестве инжекторов для ускорителей заряженных частиц. Для реализации ИТС необходимо обеспечить генерацию мощных низкозарядных пучков ионов металлов, в частности висмута и свинца ([46] - [52]). Разработанный в это время Др. Яном Брауном в Лаборатории им. Лоуренса (г. Беркли, США) источник MEVVA-II [25] обеспечивал для решения этой задачи требуемые параметры пучка. В Советском Союзе работы в данном направлении велись в Институте Теоретической и Экспериментальной Физики. В рамках этих работ был создан прототип линейного ускорителя с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ТИПр) для демонстрации принципиальной возможности ускорения интенсивных (~ десятки миллиампер) тяжелоионных пучков с отношением массы к заряду (Z/A) вплоть до 90 [53]. В рамках этой программы необходимо было создать мощный ускорительный комплекс тяжелых ионов висмута (имеющего единственный стабильный изотоп) невысокой зарядности ($2+$). В качестве генератора начального пучка был разработан вакуумно-дуговой источник ионов металлов [54].

Рассмотрим данный ионный источник подробнее [55], [56], [57]. В электродной системе ионного источника (рисунок 1.1) цилиндрический

катод (1) из материала металла, ионы которого необходимо получить, вставляется в керамический изолятор (4) с аксиальным коническим отверстием, к торцу которого плотно прижимается кольцевой поджигающий электрод (триггер) (6). Катод, изолятор и поджигающий электрод вместе составляют так называемый катодный блок. Диаметры катода и наименьшего из диаметров конического отверстия в изоляторе подбираются таким образом, чтобы расстояние от плоскости торца изолятора, к которой прижимается поджигающий электрод, до рабочей поверхности катода не превышало 0,5 мм по поверхности изолятора.

Катод устанавливается в цангу (2) на фланце из нержавеющей стали. Фланец приварен к сильфону (3). Данная конструкция позволяет использовать разницу между атмосферным давлением окружающей среды и давлением в источнике для прижатия катода к поверхности изолятора, по поверхности которого происходит иницирующий разряд. Кроме того, использование сильфона позволяет подвести водяное охлаждение (5) практически к самому катоду. Нужно отметить, что при режимах, требуемых для работы источника в качестве инжектора для ускорителя ТИПр-1 (длительность импульса не более 400 – 450 мкс, частота повторений не выше одного импульса в три секунды и ток разряда до 100 А), охлаждение не требуется. Однако как показали экспериментальные работы, при работе источника данной конструкции с частотой 12,5 имп/с и длительностью импульса до 1 мс ввод охлаждения позволил увеличить срок жизни катодного блока более чем в два раза. Рисунок 1.2 представляет фотографию вакуумно-дугового источника ионов металлов, разработанного в НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ» – ИТЭФ.

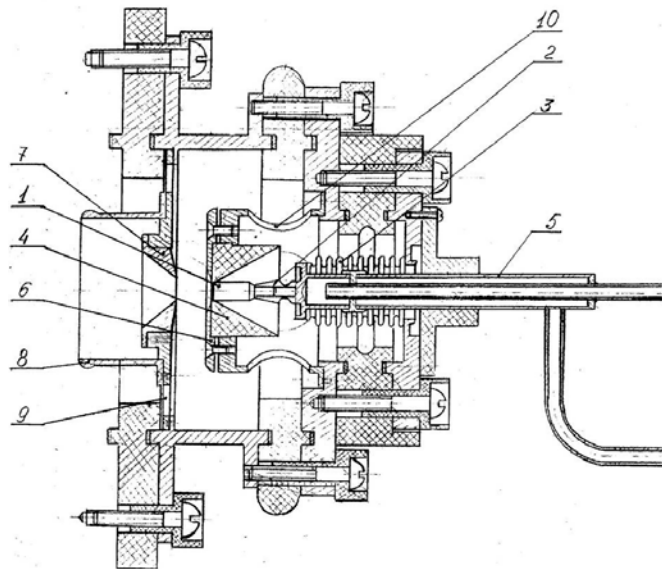


Рисунок 1.1 – Электродная схема ВДИИМ. 1 – катод, 2 – цанга, 3 – сильфон, 4 – изолятор, 5 – водяное охлаждение, 6 – поджигающий электрод, 7 – анод, 8 – экспандер, 9 – отверстия в аноде, 10 – отверстия в поджигающем электроде

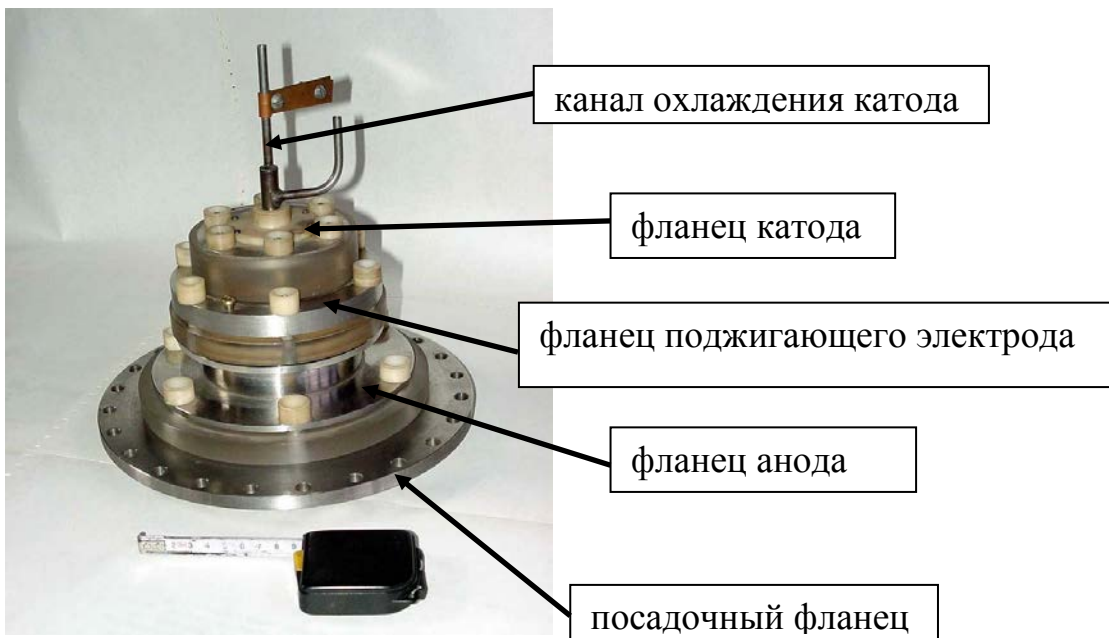


Рисунок 1.2 – Фотография ВДИИМ ускорителя ТИПр-1

Во многих случаях требуется увеличить зарядовое состояние ионов, генерируемых ВДИИМ, с тем чтобы иметь возможность пропорционально увеличить энергию извлекаемого из источника пучка без увеличения напряжения экстракции. Поскольку, как известно ([28], [58], [59]), катодное пятно вакуумной дуги обладает «неограниченной эмиссионной способностью», то это дает основание для поиска возможности увеличения зарядового состояния генерируемых в ней ионов без снижения интенсивности извлекаемых из нее ионных пучков [45]. Интенсивность извлекаемого пучка будет ограничиваться только известным законом Чайлда-Ленгмюра [60] - [62].

Рассмотрим основные методы и подходы, используемые для реализации условий, способствующих повышению зарядового состояния ионов в плазме вакуумной дуги, и, соответственно, генерации интенсивных пучков многозарядных ионов металлов.

Средний заряд ионов пучка, генерируемого ВДИИМ, может быть увеличен за счет использования сильноточного разряда [63]. Однако такой метод ведет к пропорциональному уменьшению срока службы катода и, как следствие, всего ионного источника.

Одним из самых широко используемых методов повышения зарядности ионов, генерируемых вакуумно-дуговым разрядом, является использование аксиального магнитного поля в катодной области разряда ([63], [64], [65] - [71]). Было найдено, что наблюдается заметное увеличение зарядового состояния генерируемых ионов, но с ростом магнитного поля эта зависимость выходит в насыщение. Данное техническое решение успешно использовалось в штатном источнике ускорительного комплекса в лаборатории GSI для генерации пучка ионов урана с зарядом $4+$ [26].

Автором диссертационной работы было выдвинуто предположение о том, что создание нарастающего магнитного поля от катода к аноду должно дать более заметный эффект, так как при этом происходит сжатие плазмы и тем самым увеличение степени ионизации ионов. Результаты исследования данной идеи представлены ниже.

Заметное увеличение зарядового состояния генерируемых ионов в вакуумно-дуговом разряде можно обеспечить за счет кратковременного повышения (скачка) тока разряда, наложением дополнительного импульса, что было продемонстрировано в [72] и [73]. Данный метод перекликается с фактом получения высокозарядных ионов в начальный момент инициализации вакуумно-дугового разряда. Видится перспективным создать источник на основе ступенчатого разряда, когда идет последовательный пробой на цепочку независимо запитываемых анодов, тем самым многократно воспроизводя условия, способствующие увеличению заряда в начальный момент высоковольтного импульса.

Представляют интерес результаты проведенных в LNL-INFN (Италия) и GSI (Германия) исследований, в которых ионы, генерируемые в плазме вакуумно-дугового разряда, пытались использовать для первичного заполнения ионных ловушек для последующей многоступенчатой ионизации в источнике на основе электронно-циклотронного резонанса. Эти работы не смогли продемонстрировать достаточной эффективности по увеличению зарядового состояния ионов металлов. В обоих случаях это связано с тем, что ионы, генерируемые в вакуумно-дуговом разряде, имеют высокую начальную скорость, что затрудняет их накопление в ловушке ЭЦР источника [74]. Применение специальных средств для торможения ионов приводит к значительному снижению интенсивности генерируемого ионного пучка, что делает данный метод неконкурентоспособным с другими методами (печь, MIVOC). Явное увеличение зарядового состояния при использовании комбинации вакуумно-дугового разряда и мощного высокочастотного (ВЧ) разряда было продемонстрировано в совместных работах ИСЭ СО РАН и ИПФ РАН [75] - [77]. Однако для данного случая зарядовые состояния ионов оказались намного ниже достигаемых в ЭЦР источниках при использовании других методов заполнения ловушки атомами металлических веществ. Кроме этого, наблюдаемое повышение зарядового состояния ионов вакуумно-дуговой

плазмы достигается, главным образом в результате неоправданно высокой ВЧ мощности закачиваемой в область генерации ионов.

Большинство данных методов и подходов привело к тому, что средний заряд был увеличен в 1,5 – 2 раза по сравнению с обычным режимом ВДИИМ. Привлекательным представляется использование внешнего электронного пучка для повышения зарядности ионного пучка, генерируемого ВДИИМ. Более тридцати лет назад Е.Д. Донцом (ОИЯИ, Дубна) была предложена конструкция ионного источника с ионизирующим электронным пучком (EBIS) [8], в которой высокоэнергетический пучок электронов с высокой плотностью тока ионизировал газ до высоких зарядовых состояний. Генерация ионов с помощью вакуумно-дугового источника для заполнения ловушки в источнике типа EBIS успешно используется в источниках данного типа, разрабатываемых совместными усилиями Технического университета Дрездена и компании DREEBIT GmbH Германия [78]. Однако достигаемые интенсивности сильно ограничивают область применения данных источников. По-видимому, сложившаяся ситуация обусловлена ограничениями, накладываемыми на объемный заряд ионов, накапливаемых в ловушках ионов.

Анализ существующих методов генерации высокозарядных ионов привел к формулировке двух альтернативных подходов, обеспечивающих повышение зарядового состояния ионов в плазме вакуумно-дугового разряда:

1. Инжекция высокоэнергетического пучка электронов в плазму вакуумно-дугового разряда может приводить либо к прямой ионизации ионов до высокого зарядового состояния, либо к нагреву плазмы и, как следствие, увеличению зарядового состояния ионов плазмы.

2. Ступенчатый разряд в аксиальном магнитном поле с высоким градиентом, в котором, используя преимущества кратковременного воздействия скачка напряжения на генерацию высокозарядных ионов в вакуумно-дуговом разряде одновременно со сжатием плазмы разряда, обеспечивает условия для повышения зарядового состояния ионов в плазме разряда.

1.2 Повышение зарядового состояния ионов при инъекции электронного пучка в плазму вакуумно-дугового разряда

В вакуумно-дуговом разряде ионизация осуществляется наиболее энергетичными плазменными электронами из Максвелловского «хвоста» распределения электронов по энергиям. В НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ в начале 90-х годов прошлого столетия было предложено увеличивать зарядовое состояние ионов вакуумно-дугового разряда в результате инъекции в плазму вакуумно-дугового разряда высокоэнергетического пучка электронов. Источник ионов, разработанный на базе этой идеи, получил название e-MEVVA. Первоначально предполагалось, что увеличение зарядового состояния ионов в плазме ВДИИМ удастся осуществить за счет прямой ионизации ионов плазмы высокоэнергетическими электронами, вводимыми в область генерации плазмы, и ее дрейфа в сторону системы формирования пучка. Именно по этой причине в конструкцию источника между анодом источника и вытягивающим электродом был введен длинный канал дрейфа с аксиальным постоянным магнитным полем 0,2 Т. Как известно, величина зарядового состояния при ступенчатой ионизации определяется энергией электронов и плотностью электронного потока, а также временем взаимодействия ионов плазмы с этим пучком. Для оценки эффективности многократной ионизации используется параметр $j\tau$, где j – плотность электронного пучка, а τ – время нахождения ионов в области взаимодействия с электронным пучком.

1.2.1 Исследование электронной пушки с катодами различного типа

Основной задачей электронной пушки является генерирование пучка электронов с высокой плотностью тока и энергией 5 – 20 кэВ. В ходе работ были опробованы несколько катодов, с которых предполагалось получить

необходимую для повышения ионизации плотность тока пучка: катод из оптоволоконна, полупроводниковый катод и плазменный катод.

Рисунок 1.3 представляет схему для эксперимента с оптоволоконным катодом. Расстояние между оптоволоконным катодом и противоположным электродом выбрано 2 – 3 мм (при напряжении 3 – 8 кВ) для обеспечения на его поверхности электрического поля с напряженностью 20 кВ/см. Данное значение напряженности электрического поля выбрано на основании данных работы [79]. При этом никакого электронного пучка не было получено, из-за пробоя промежутка. Более того, катод был разрушен через час работы при частоте посылов 1 импульс за 6 секунд. Падение напряжения составило 30 В, при токе разряда – 400 А (Рисунок 1.3 б). Данные значения типичны для дугового разряда. Чтобы увеличить время жизни катода, был ограничен ток разряда (в цепь разряда установлено сопротивление 2 кОм). Однако, если разряд не загорался, никакого пучка электронов получить с оптоволоконного катода не удавалось. Для минимально возможного тока разряда в 1,5 ампера получено падение напряжения на разряде – 100 В.

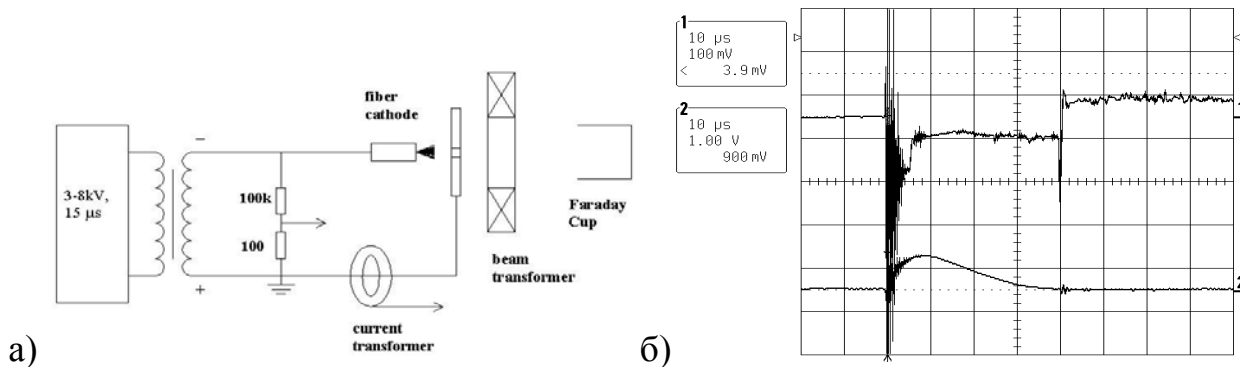


Рисунок 1.3 – Схема питания (а) и результаты измерений (б) для работы с катодом из оптоволоконна. Луч 1 – осциллограмма напряжение анод-катод, Луч 2 – осциллограмма тока разряда

Рисунок 1.4,а представляет схему испытаний полупроводникового катода, изготавливаемого из силового диода. Для этого полупроводник декапсулировался и использовалось металлическое основание с расположенным на нем полупроводниковым диодом. По оси полупроводника изготавливалось

сквозное отверстие. К диоду прикладывалось напряжение, соответствующее его обратному включению. Стандартная величина зазора между катодом и анодом для большинства экспериментов была равна 2–3 мм. Параметры электронного пучка измерялись индукционным датчиком. Измерялись также ток в цепи катода и напряжение катод-анод. Рисунок 1.4,б иллюстрирует результат измерений. Видно, что амплитуда тока пучка достигла нескольких ампер при длительности импульса тока 10–15 мкс. При этом через полупроводник протекал ток 250 А, а падение напряжения составило 100 В. Столь высокий ток превосходит паспортное значение тока через диод, что возможно либо в случае пробоя диода, либо в случае пробоя через сделанное центрально отверстие в полупроводнике. Так как диод сохранял работоспособность в течение десятков импульсов, то можно утверждать, что в данной конфигурации развивается вакуумно-дуговой разряд по поверхности полупроводника через аксиальное отверстие и формирование тока электронного пучка происходит с поверхности генерируемой плазмы.

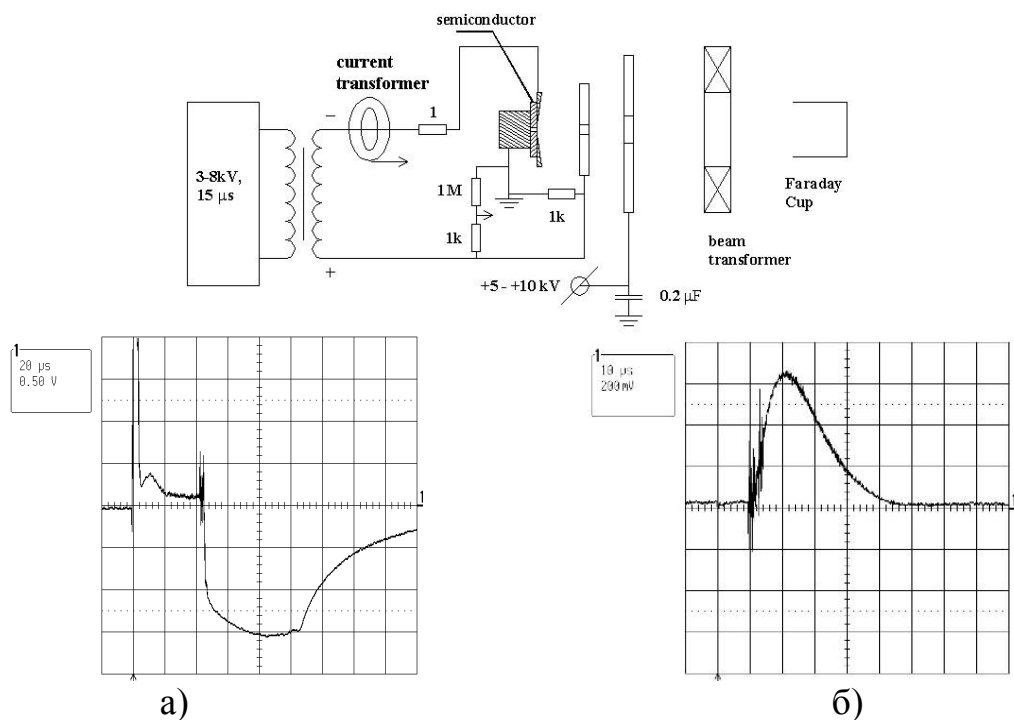


Рисунок 1.4 – Схема питания и результаты измерений для работы с полупроводниковым катодом: а) напряжение анод-катод, б) – ток разряда

Рисунок 1.5,а представляет схему для испытания плазменного катода. При этом конструкция электронной пушки точно такая же, как для полупроводникового катода. Единственное отличие состоит в том, что вместо полупроводника на медное основание был установлен изолятор с аксиальным отверстием. Диаметр аксиального отверстия – 1 мм. Это было сделано целенаправленно, для большей идентичности с электронной пушкой с полупроводниковым катодом. В дальнейшем данная конфигурация будет называться керамический катод. Зазор анод-катод также равнялся 2 – 3 мм. Рисунок 1.5,б иллюстрирует результаты измерения падения напряжения анод-катод и ток разряда в цепи катода. Измерено падение напряжения в 50 В при токе разряда 400 А.

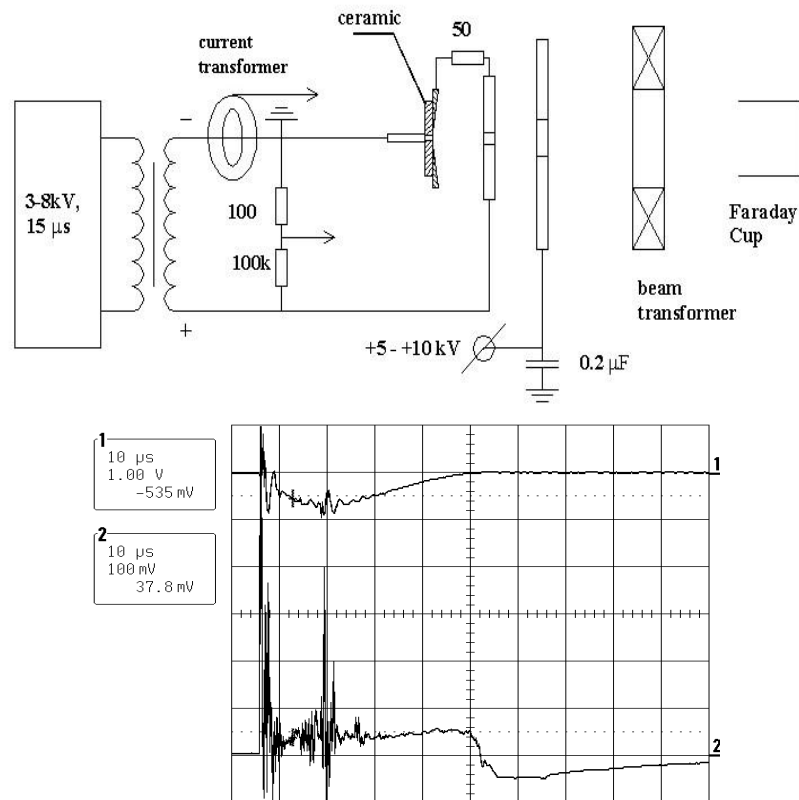


Рисунок 1.5 – Схема питания и результаты измерений для работы с плазменным катодом

На основании данных экспериментов сделано заключение о том, что для всех типов катодов в электронной пушке развивается вакуумно-дуговой разряд, генерируется плазма и с ее поверхности производится формирование электронного пучка. Как следствие, плазменный катод был выбран для дальнейших экспериментов с электронной пушкой, как наиболее надежный и имеющий наибольшее время наработки на отказ.

Проведенные исследования позволили также сделать следующий вывод - наибольшую плотность тока электронного пучка на уровне десятков A/cm^2 можно получить при использовании электронной пушки с плазменным катодом. Для увеличения времени взаимодействия в плазме ионов с электронным пучком между разрядным промежутком и системой формирования ионного пучка предусмотрен относительно протяженный участок дрейфа плазмы с аксиальным магнитным полем. Скорость дрейфа ионов в плазме вакуумно-дугового разряда составляет, как известно, величину порядка 10^6 м/с. Простые оценки показывают, что даже для канала дрейфа длиной 1 метр, достижимый параметр $j\tau$ не позволяет рассчитывать на заметное увеличение зарядового состояния ионов. Однако, принимая во внимание возможность развития коллективных процессов взаимодействия электронного пучка с плазмой, при которых происходит эффективная передача энергии электронного пучка электронам плазмы, следует ожидать, что в результате такого взаимодействия ионизационно-рекомбинационное равновесие в плазме разряда может сместиться в сторону генерации более высоких зарядовых состояний ионов.

1.2.2 Экспериментальное исследование источника e-MEVVA

Для повышения зарядового состояния ионов вакуумно-дугового разряда была разработана оригинальная конструкция ионного источника на основе вакуумно-дугового разряда с инжекцией электронов (рисунок 1.6). Рисунок 1.7 представляет принципиальную схему электропитания источника.

В качестве катода на начальном этапе использовалось кольцо из урана с внешним и внутренним диаметрами 8 мм и 4 мм соответственно. Поскольку в начале работы предполагалось, что увеличение зарядового состояния ионов вакуумно-дуговой плазмы будет достигаться за счет прямой ионизации инжектированными высокоэнергетическими электронами, для повышения параметра $j\tau$ длина канала дрейфа плазмы была выбрана максимально возможной в реальных условиях установки источника на инжектор ускорителя ТИПр и составила 600 мм. В аналогичном источнике e-MEVVA, собранном в Томском Институте сильноточной электроники СО РАН (ИСЭ СО РАН), длина канала дрейфа составляет 230 мм. Внутренний диаметр канала дрейфа равен 36 мм (в варианте ИСЭ – 40 мм). В качестве электронной пушки на обоих вариантах источника e-MEVVA использовался источник с вакуумно-дуговым разрядом с катодом из вольфрама, разработанный в Томском ИСЭ СО РАН в лаборатории Е.М. Окса. Первоначально, электронная пушка была оснащена длинным (~ 10 см) каналом дрейфа электронного пучка до области разряда (рисунок 1.8).

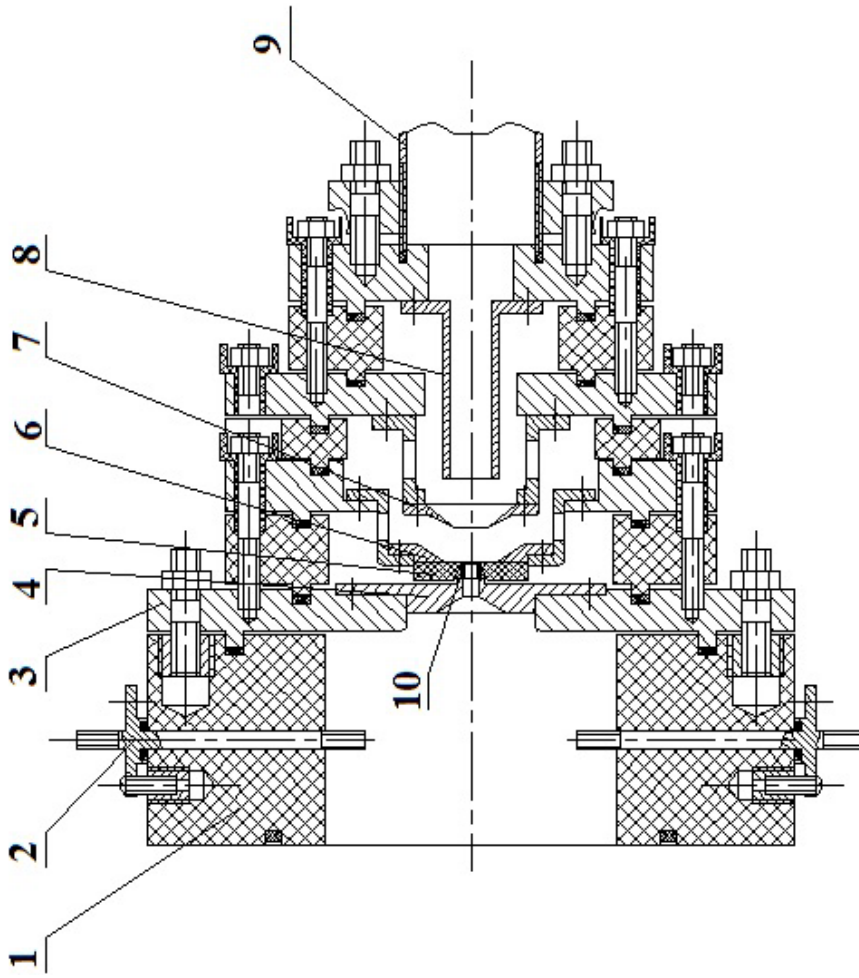


Рисунок 1.6 – Конструкция плазменного генератора источника e-MEVVA: 1 – посадочный изолятор для электронной пушки, 2 – электрические вводы для системы формирования пучка, 3 – фланец катода вакуумно-дугового разряда, 4 – держатель катода, 5 – керамический изолятор, 6 – поджигающий электрод, 7 – анод, 8 – расширитель канала дрейфа плазмы, 9 – канал дрейфа плазмы, 10 – катод

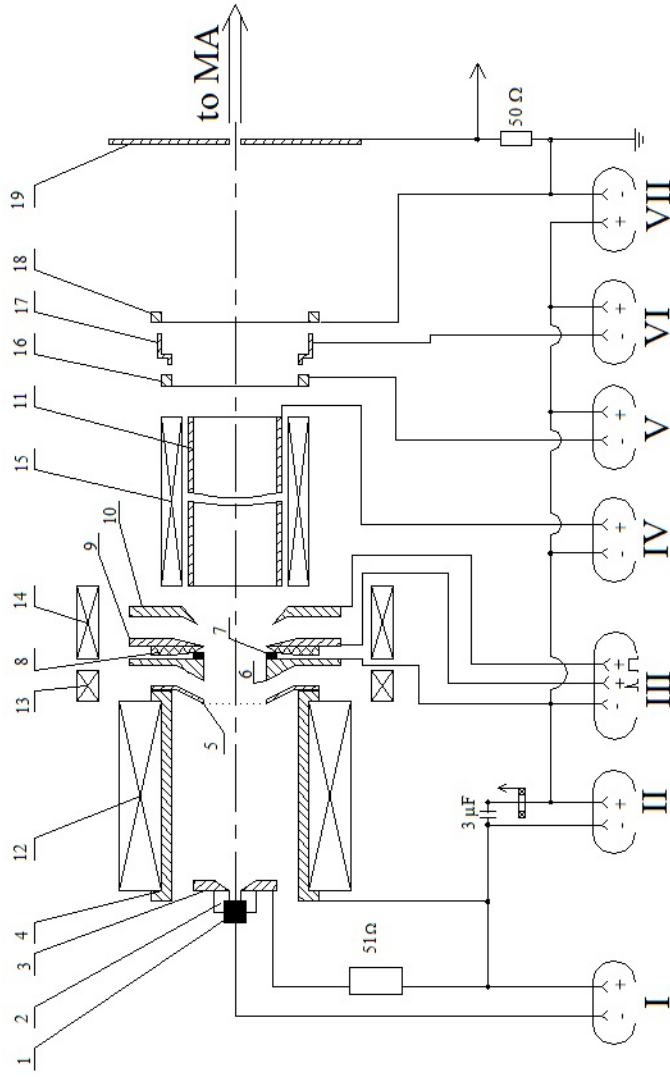


Рисунок 1.7 – Принципиальная схема источника с вакуумно-дуговым разрядом и электронным пучком от внешней электронной пушки: 1 – катод электронной пушки, 2 – изолятор электронной пушки, 3 – поджигающий электрод электронной пушки, 4 – анод электронной пушки, 5 – сетка плазменного электрода электронной пушки, 6 – вытягивающий электрод электронной пушки, 7 – катод вакуумно-дугового разряда, 8 – изолятор вакуумно-дугового источника ионов металлов (ВДИИМ), 9 – поджигающий электрод ВДИИМ, 10 – анод ВДИИМ, 11 – канал дрейфа плазмы, 12 – соленоид электронной пушки, 13 – соленоид канала транспортировки электронного пучка, 14 – соленоид ВДИИМ, 15 – соленоид канала транспортировки плазмы, 16 – вытягивающий электрод источника ионов 17 – фокусирующий электрод, 18 – земляной электрод, 19 – первая диафрагма на входе в магнитный масс-анализатор. I – Система иницирования разряда в электронной пушке, II – напряжение ускорения электронного пучка, III – система электропитания ВДИИМ, IV – электропитание канала дрейфа плазмы, V – система питания ионной оптики ионного источника, VI – питание фокусирующего электрода системы формирования ионного пучка

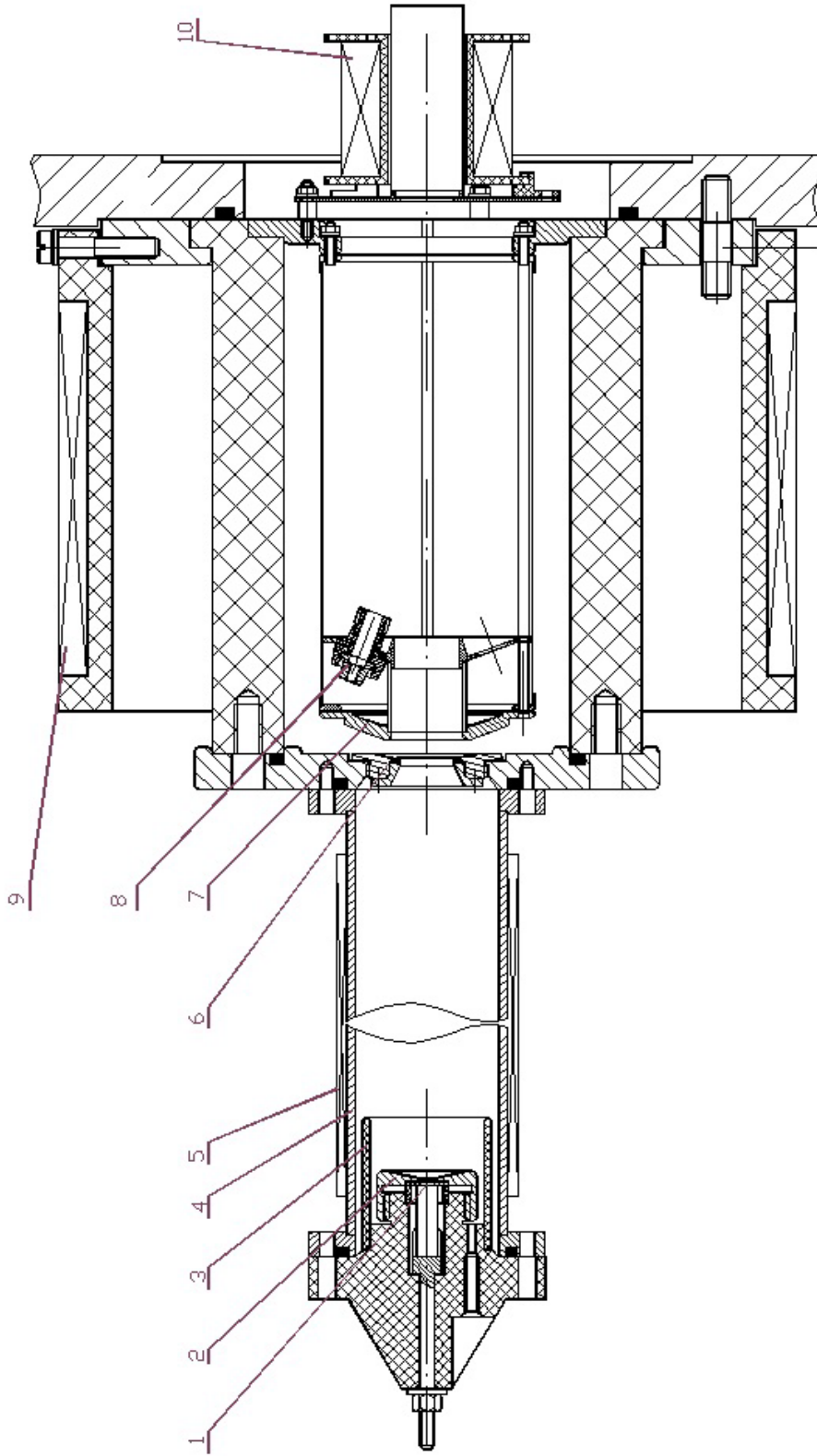


Рисунок 1.8 – Первая версия электронной пушки (ИСЭ СО РАН) с длинным каналом транспортировки электронного пучка до области разряда ВДИИМ:

- 1 – катод, 2 – поджигающий электрод, 3, 4 – анод, 5 – соленоид анода, 6 – сеточный плазменный электрод, 7 – ускоряющий электронный пучок электрод, 8 – плазменный генератор для компенсации заряда электронного пучка, 9 – соленоид для транспортировки электронного пучка, 10 – фокусирующий соленоид

На осциллограмме импульса тока ионного пучка в момент инжекции электронного пучка наблюдается появление «провала» (рисунок 1.9).

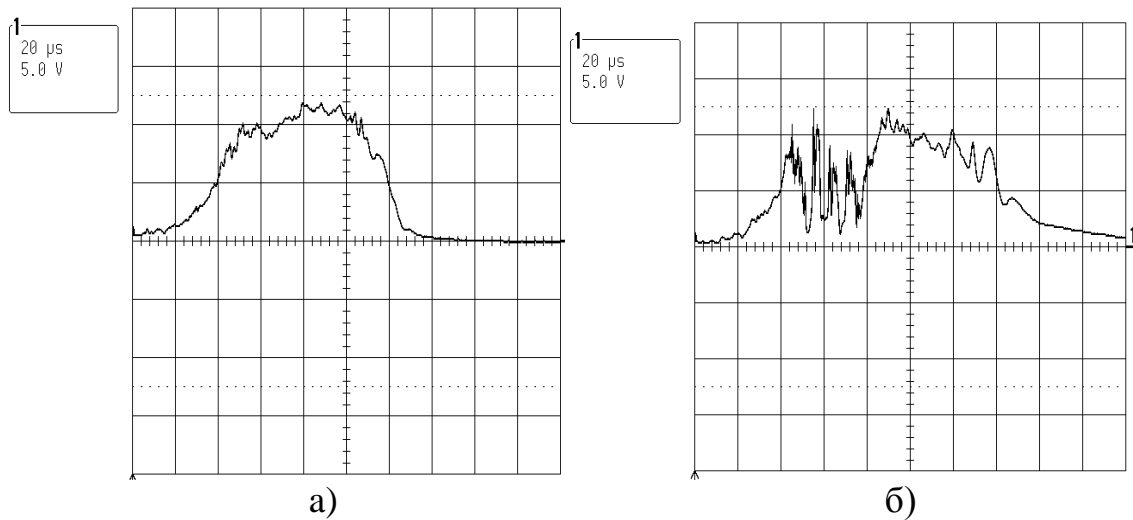


Рисунок 1.9 – Ток ионного пучка на выходе базовой конфигурации источника e-MEVVA: (а) с выключенной и (б) включенной электронной пушкой

Измерения зарядового спектра ионного пучка проводились для двух режимов – с инжекцией электронного пучка в область разряда ВДИИМ (режим «с ЭП») и без электронного пучка (режим «без ЭП»). При использовании магнитного масс-анализатора измерение зарядового спектра для импульсного пучка занимает большой промежуток времени. Для обеспечения одинаковых условий для обоих режимов была использована следующая методика измерений. На каждый шаг магнитного поля измерялся сигнал для режима с электронным пучком и для режима без электронного пучка. При режиме «с ЭП» измерения проводились для двух зон (рисунок 1.9): до срабатывания электронной пушки и сразу за «провалом» на общем токе пучка. Рисунок 1.10 – рисунок 1.12 показывают результаты измерений масс-зарядового состава ионного пучка для различных моментов времени: до включения электронной пушки, при инжекции электронного пучка в плазму, а также без включения электронной пушки. Необходимо отметить высокое разрешение анализатора. Видно, что ионы изотопов меди Cu_{63} и Cu_{65} четко разделены в масс-зарядовом спектре ионного пучка.

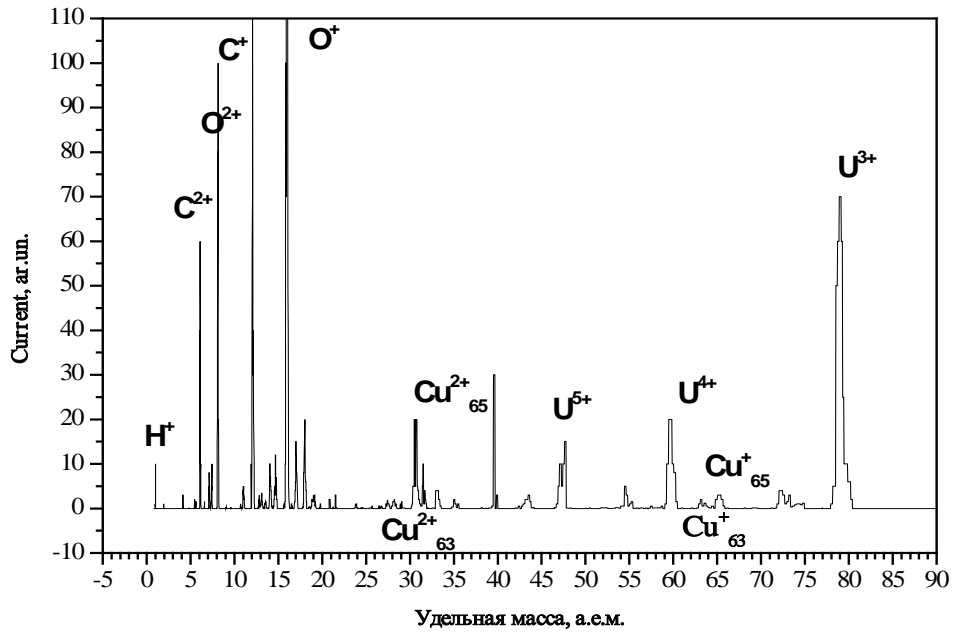


Рисунок 1.10 – Спектр пучка ионов, генерируемых источником e-MEVVA с выключенной электронной пушкой

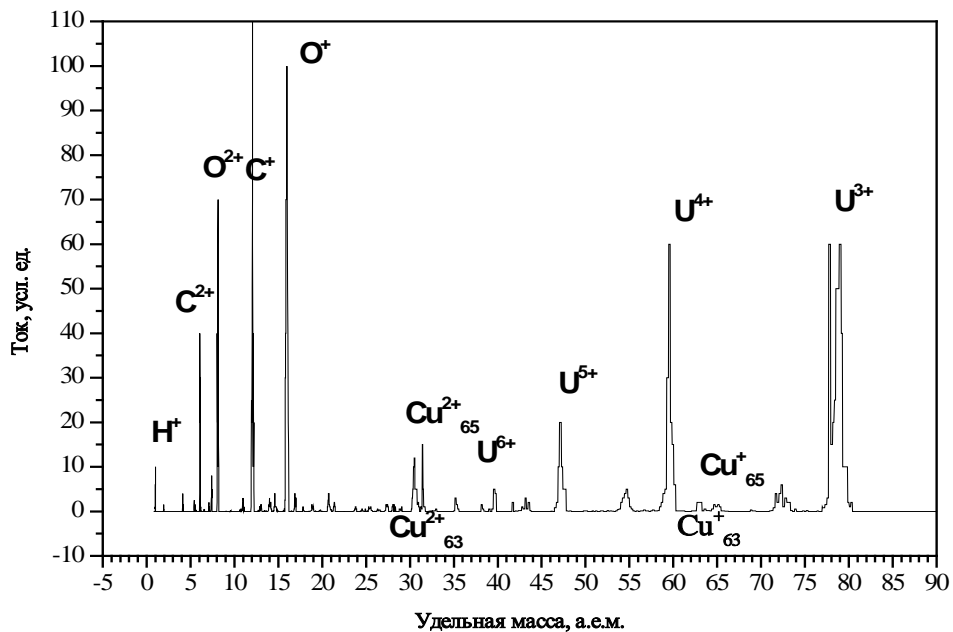


Рисунок 1.11 – Спектр пучка ионов, генерируемых источником e-MEVVA с включенной электронной пушкой, до момента ее срабатывания

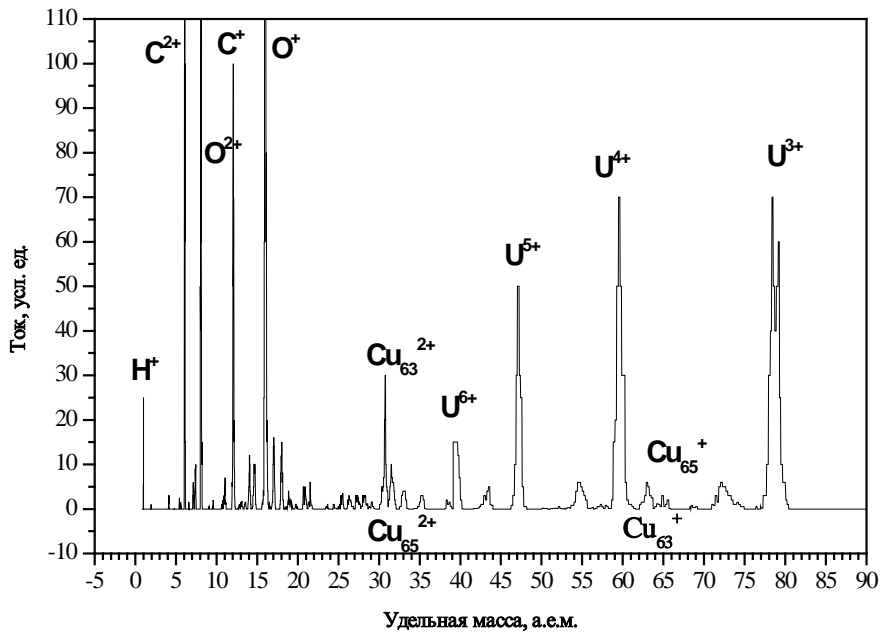


Рисунок 1.12 – Спектр пучка ионов, генерируемых источником e-MEVVA с включенной электронной пушкой

Измерения показали наличие ионов U^{6+} в измеренном спектре пучка. Необходимо отметить, что ионы урана столь высокой зарядности до этого детектировались только в пучке, генерируемом ВДИИМ с использованием либо сильного магнитного поля, либо сильноточного разряда [80]. В данном случае магнитное поле вдоль канала дрейфа не превышало $\sim 0,02$ Т. Однако ионы столь высокой зарядности были зафиксированы в спектре независимо от инжекции электронного пучка. Потенциал на канале дрейфа обеспечивался низкоиндуктивной емкостью (2 мкФ и 300 В). Было выявлено, что на канал дрейфа развивается разряд с током порядка 300 А. При этом достигается заметное увеличение извлекаемого тока пучка. Высокое значение амплитуд ионов кислорода, углерода и других «примесей» можно объяснить наличием паров масла из вакуумного насоса в откачиваемом объеме. Таким образом, можно однозначно утверждать, что в данной конфигурации источника увеличение зарядового состояния генерируемых ионов достигнуто исключительно за счет дополнительного сильноточного разряда.

Первоначально канал дрейфа электронного пучка от электронной пушки до плазмы вакуумно-дугового разряда имел длину 230 мм. Для электропитания вакуумно-дугового разряда использовались те же источники питания, что и для стандартного ВДИИМ. Длительность поджигающего импульса составляла 10 - 15 мкс при амплитуде 8 кВ. Основной разряд имел длительность 150 мкс при разрядном токе 120 А. Во время экспериментов давление в вакуумном объеме, на котором был установлен источник e-MEVVA, составляло 1×10^{-6} мбар. Стабильная работа электронной пушки достигалась только при давлении в данном объеме не выше 1.6×10^{-6} мбар. Максимальный ток электронного пучка составлял 10 А. Время выхода на рабочий режим работы электронной пушки составлял примерно один час при частоте посылов один импульс в четыре секунды и длительности импульса 30 мкс.

Проведенная модернизация конструкции генератора вакуумно-дугового разряда (рисунок 1.13), приведшая к уменьшению канала дрейфа электронного пучка до 30 мм, а также установка катода из свинца с внутренним отверстием диаметром 12 мм, позволила обеспечить работу источника при более низком значении вакуума, а именно 8×10^{-7} мбар. Как результат, время выхода электронной пушки на устойчивый режим работы составил менее получаса. Источник был установлен на инжекторе ускорителя ТИПр-1, где проводились основные измерения генерируемого им ионного пучка (рисунок 1.14). Измеренный ток электронного пучка с пушки составил 25 А при ускоряющем напряжении 18 кВ (рисунок 1.15).

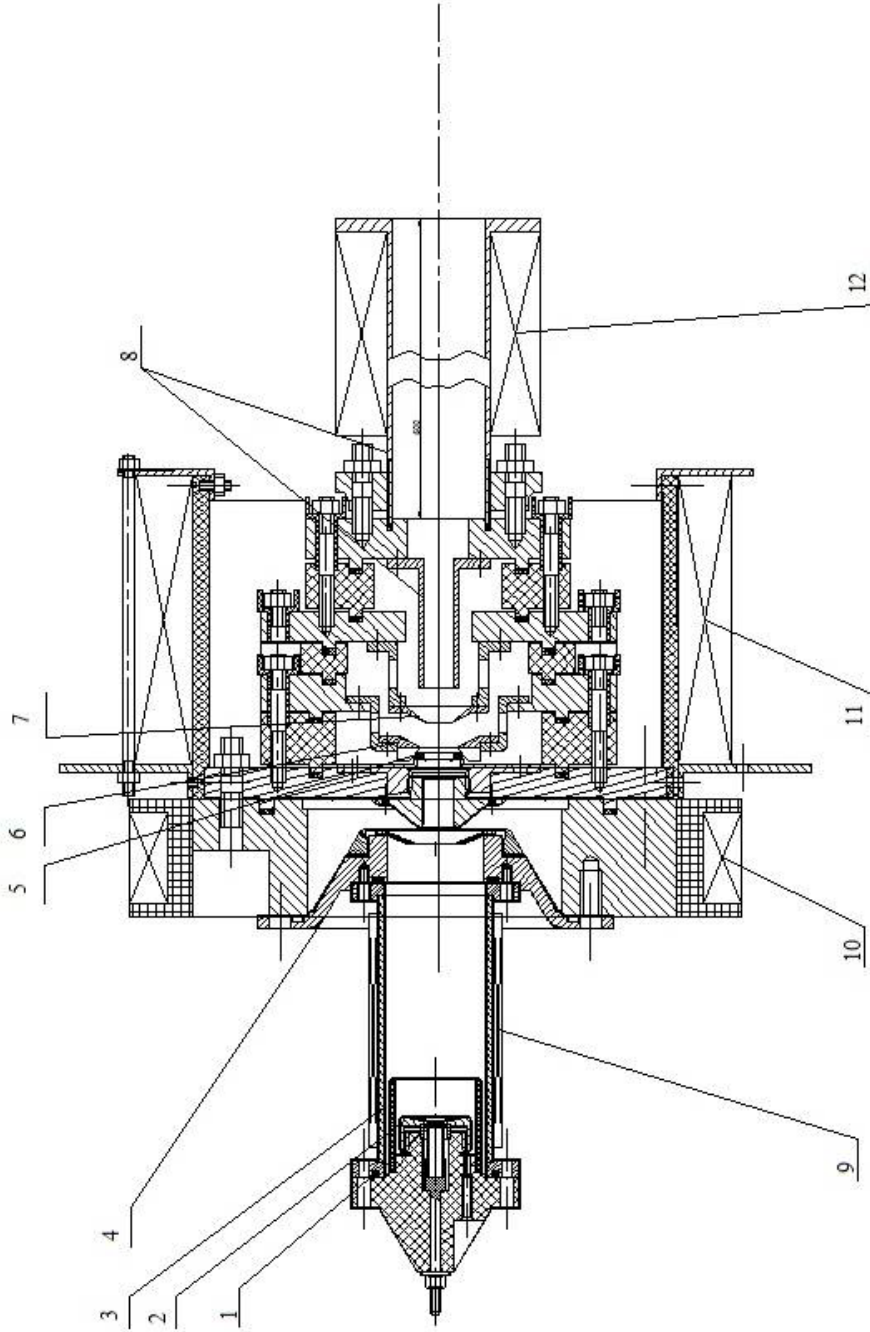


Рисунок 1.13 – Источник e-MEVVA ИТЭФ с электронной пушкой ИСЭ СО РАН и коротким каналом

транспортировки электронного пучка:

- 1 – катод электронной пушки, 2 – поджигающий электрод электронной пушки, 3 – анод электронной пушки, 4 – вытягивающий электрод электронной пушки, 5 – катод ВДИИМ, 6 – поджигающий электрод ВДИИМ, 7 – анод ВДИИМ, 8 – канал дрейфа плазмы, 9 – соленоид электронной пушки, 10 – транспортный соленоид, 11 – соленоид ВДИИМ, 12 – соленоид канала дрейфа плазмы

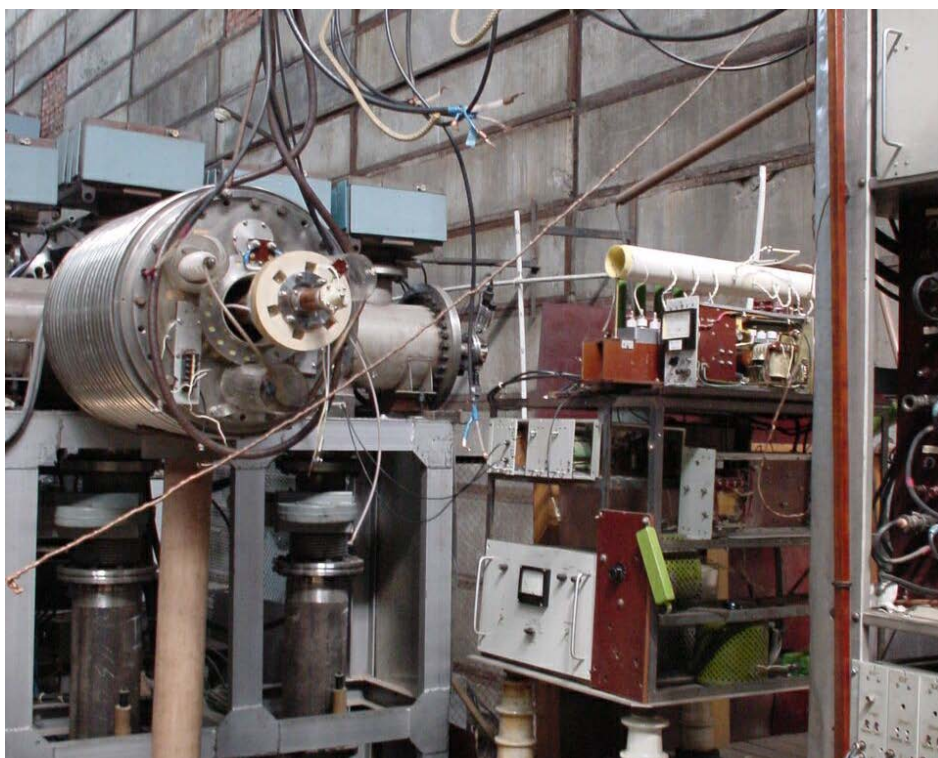


Рисунок 1.14 – Фотография инжектора ТИПр-1 с установленным на нем источником e -MEVVA и второй версией плазменной электронной пушки ИСЭ СО РАН

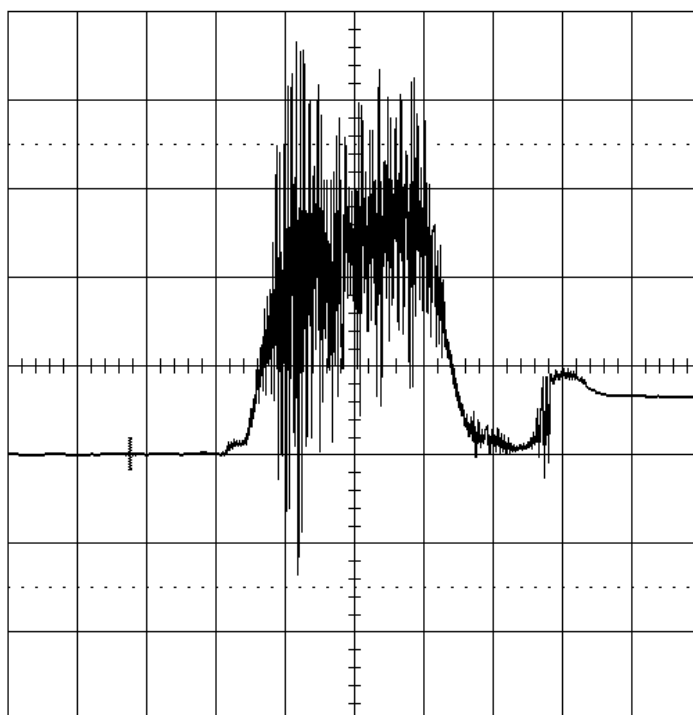


Рисунок 1.15 – Ток пучка с электронной пушки, 10 А/дел., 20 мкс

Таблица 1.1 представляет основные параметры ионного источника, при которых проводились экспериментальные работы. Необходимо отметить, что указанные значения магнитного поля являются максимальными, при которых удастся обеспечить стабильную работу источника в данной конфигурации. Увеличение магнитного поля как в канале дрейфа плазмы, так и в промежутке ускорения электронного пучка, а также одновременное увеличение поля на обоих участках приводило к нарушению электрической прочности ускоряющего промежутка ионного источника.

Таблица 1.1 – Параметры источника e-MEVVA

Ток разряда в электронной пушке, А	100
Напряжение ускорения электронного пучка, кВ	18
Магнитное поле в зазоре ускорения электронного пучка, Т	0.05
Ток разряда во ВДИИМ, А	100
Магнитное поле в канале дрейфа плазмы, Т	0.05
Напряжение экстракции ионов из источника, кВ	20

Представляют определенный интерес результаты измерения тока электронного пучка на выходе ионного источника при выключенной системе формирования ионного пучка при различных условиях эксперимента. В «холодном» режиме при выключенном вакуумно-дуговом разряде на токоприемнике, расположенном на расстоянии около метра за выходом ионного источника, детектировался импульс тока пучка электронов, прошедшего навозь через ионный источник, амплитудой около 20 мА и длительностью, соответствующей длительности электронного пучка. При включении вакуумно-дугового разряда амплитуда регистрируемого тока повышалась до 120 мА при неизменной длительности импульса. Данный эффект можно объяснить реализацией в плазме вакуумно-дугового разряда условий для фокусировки

электронного пучка в режиме так называемой «плазменной линзы», а также компенсацией в вакуумно-дуговой плазме собственного объемного заряда электронного пучка. Это приводит к улучшению токопрохождения электронного пучка до выхода ионного источника.

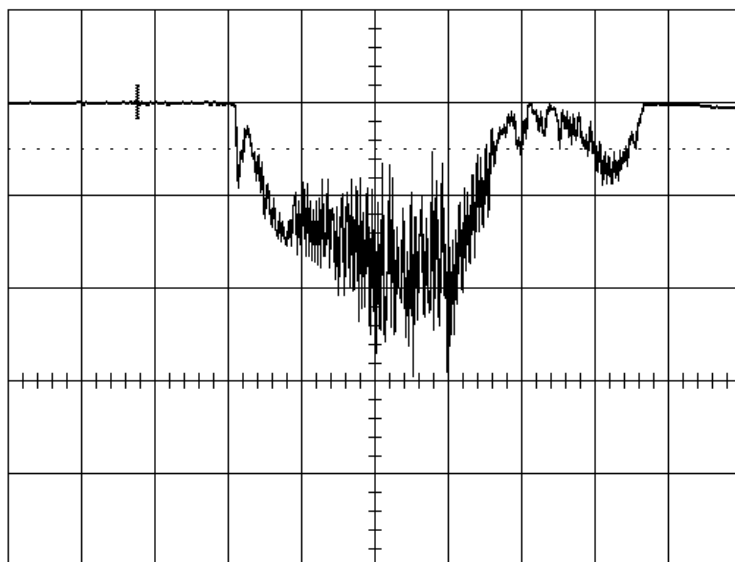


Рисунок 1.16 – Ток электронного пучка на выходе ионного источника (основной разряд выключен), 10 мА/дел., 20 мкс/дел.

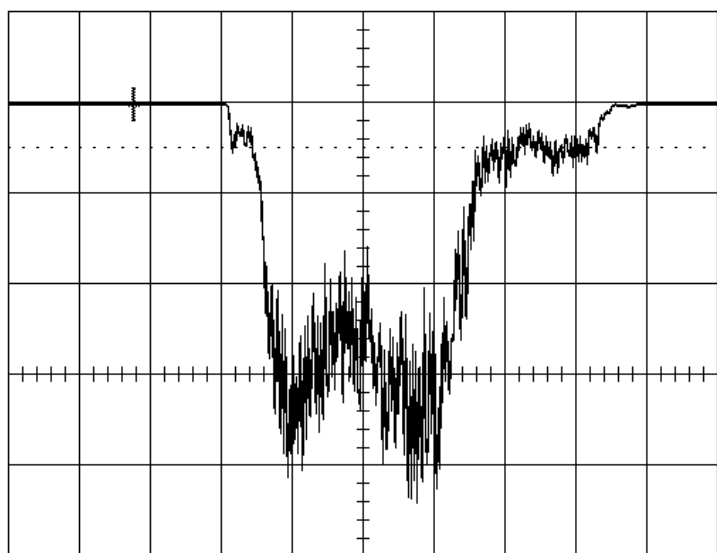


Рисунок 1.17 – Ток электронного пучка на выходе ионного источника (основной разряд включен), 40 мА/дел., 20 мкс/дел.

Рисунок 1.18 иллюстрирует сигналы с токоприемника на выходе ионного источника при работе системы формирования ионного пучка для обоих режимов – с инжекцией электронного пучка и без него – соответственно. Как видно из представленных осциллограмм в момент инжекции электронного пучка также наблюдается заметная подсадка тока ионного пучка, извлеченного из плазмы вакуумно-дуговой плазмы. Изменение формы импульса тока пучка может быть результатом коллективного взаимодействия электронного пучка и плазмы вакуумно-дугового разряда, при котором происходит резонансная перекачка энергии электронного пучка в плазму и, как результат, потеря части плазмы на стенках канала дрейфа. Как показали последующие измерения, именно в этой временной области импульса ионного пучка наблюдаются заметные изменения зарядового спектра пучка.

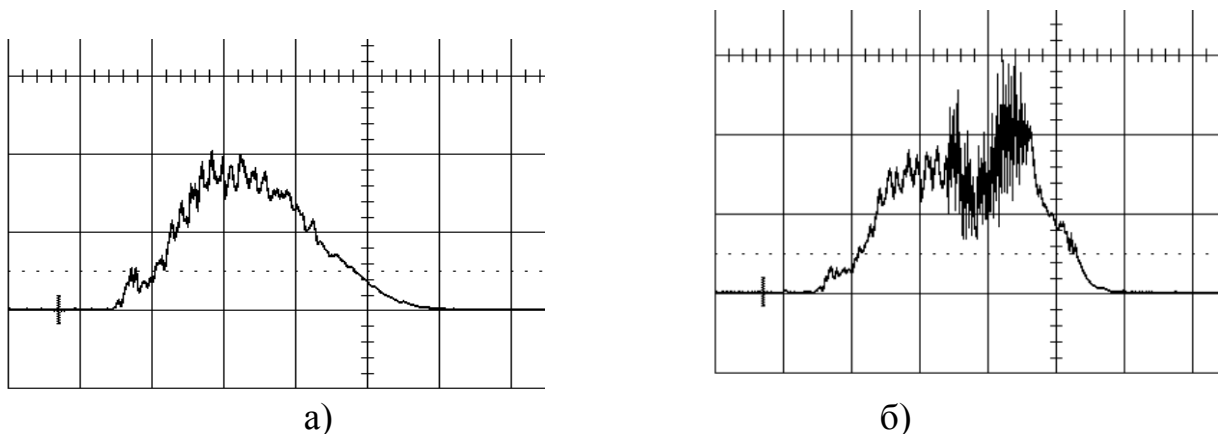


Рисунок 1.18 – Ток ионного пучка на выходе источника e-MEVVA:
 а) – без использования электронной пушки (10 мА/дел., 50 мкс/дел.);
 б) – при работе с электронной пушкой (10 мА/дел., 50 мкс/дел.)

Рисунок 1.19 представляет результаты измерения с использованием магнитного масс-анализатора зарядового состава пучка ионов свинца, без инжекции и с инжекцией электронного пучка. Для режима без инжекции электронного пучка масс-зарядовый спектр измерялся для всего пучка в целом. При инжекции электронного пучка измерения проводились для двух временных областей импульса тока ионного пучка – во время и после инжекции электронного пучка. Это позволило объяснить заметную разницу амплитуд легких ионов в спектрах для двух режимов работы источника. Ионы водорода, кислорода и углерода в спектре генерируемого ионного пучка присутствуют из-за наличия загрязнения поверхности катода. Как хорошо известно [81], они присутствуют в основном в начале импульса тока ионного пучка. Сравнение масс-зарядовых спектров с инжекцией электронного пучка и без инжекции показывает заметное снижение амплитуды пика, соответствующего ионам Pb^{2+} . При этом наблюдается заметный рост (почти на порядок) амплитуды пика, соответствующего ионам Pb^{4+} . Таким образом, можно констатировать, что инжекция электронного пучка в плазму вакуумно-дугового разряда приводит к заметному смещению среднего заряда генерируемого ионного пучка в область более высоких значений.

Еще более убедительное подтверждение реализации заложенной в данном методе идеи получено на аналогичном источнике в ИСЭ СО РАН с помощью измерения зарядового спектра пучка времяпролетной методикой (Рисунок 1.20). Данная методика позволяет провести измерения масс-зарядового спектра ионного пучка в любой момент времени импульса ионного тока.

Результаты проведенных исследований по влиянию инжекции электронов на процессы генерации ионов в плазме вакуумной дуги и, соответственно, на процессы формирования интенсивных пучков многозарядных ионов металлов опубликованы в [82] - [93].

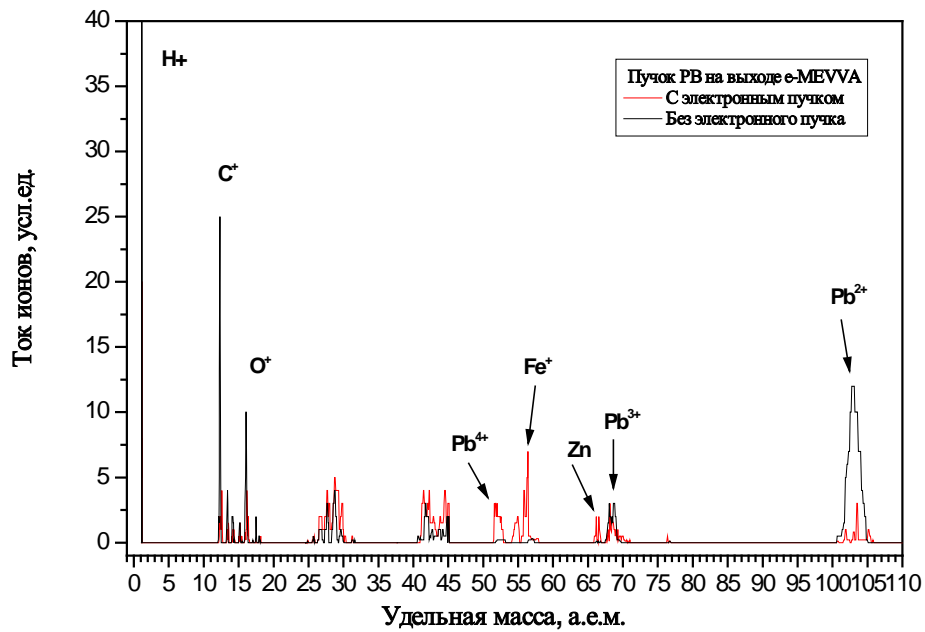


Рисунок 1.19 – Масс-зарядовое распределение ионного пучка на выходе источника e-MEVVA без инъекции и при инъекции электронного пучка от внешней электронной пушки

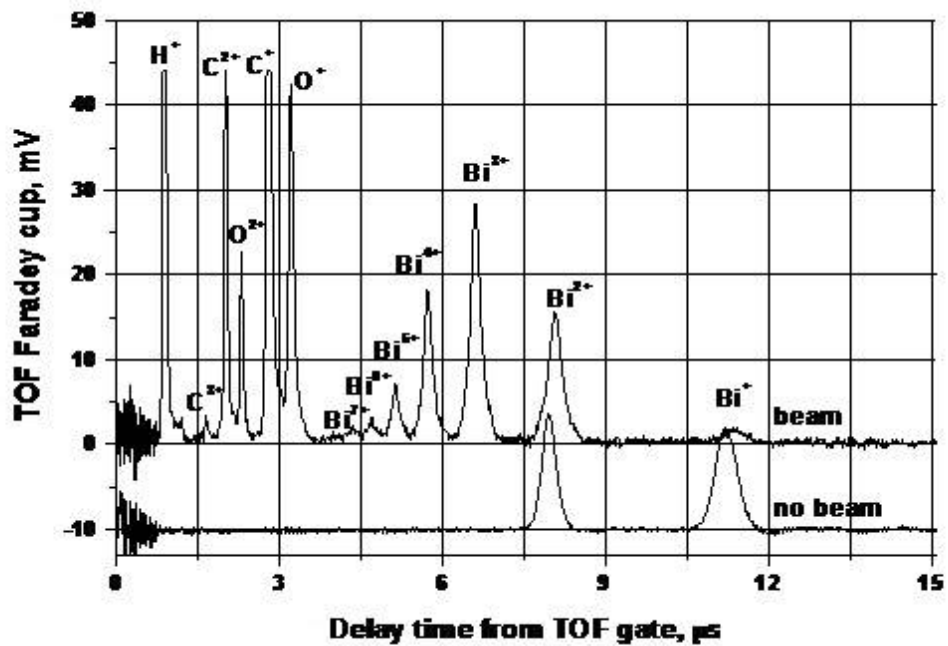


Рисунок 1.20 - Спектр ионов висмута, полученный на источнике e-MEVVA ИСЭ СО РАН, г. Томск

1.3 Вакуумно-дуговой источник со ступенчатым разрядом в сильном магнитном поле

В ходе работ с источником типа e-MEVVA была экспериментально обнаружена возможность повышения как среднего, так и максимального заряда генерируемых ионов без использования электронного пучка (п. 1.2.2). Для развития данной идеи была создана конфигурация ВДИИМ, получившая название MEVVA-M (рисунок 1.21). Инициирование разряда происходит, как и в традиционном источнике, в результате пробоя по поверхности керамического изолятора между катодом (1) и поджигающим электродом (2). Образовавшаяся плазма заполняет сначала промежуток катод – анод-1 (3), в результате чего иницируется разряд между этими электродами. Дальнейшее распространение плазмы вдоль оси источника приводит к развитию разряда (с током I_{a2}) на анод-2 (4). Данный анод-2 представляет собой трубу переменного сечения. Регулировка тока разряда I_{a2} в данной цепи осуществляется за счет изменения величины накопительной емкости C и напряжения на ней. Плазма разряда дрейфует внутри анода-2, по направлению к системе формирования ионного пучка. Для удержания плазмы во время дрейфа источник снабжен двумя импульсными магнитными катушками, обеспечивающими аксиальное магнитное поле в источнике.

Магнитная катушка – исторически именуемая СеМ (Соленоид e-MEVVA поз. 8) – обеспечивает аксиальное магнитное поле (B_c) на оси источника в области катода в диапазоне от 0,01 до 0,3 Т при длительности импульса тока намагничивания 8 мс.

Магнитная катушка – СКД (Соленоид Канала Дрейфа поз. 9) – обеспечивает аксиальное магнитное поле (B_{a2}) на оси источника внутри анода-2 в диапазоне от 0,02 до 1,3 Т при длительности импульса тока намагничивания 2 мс.

Временные режимы работы катушек подобраны так, чтобы совпадали по времени максимумы токов намагничивания (рисунок 1.22). Временное

согласование магнитных полей со временем запуска источника проведено по максимуму ионного тока на выходе источника. Задержка запуска дугового разряда ионного источника относительно точки максимумов импульсов токов намагничивания составила 240 мкс. Прямое измерение задержки проникновения магнитного поля в область канала дрейфа относительно тока намагничивания дало величину порядка 50 мкс. Максимальный ток пучка достигается при согласном включении обеих катушек и величинах магнитного поля $B_c = 0,2$ Т и $B_{a2} = 1$ Т.

На первом этапе проведены измерения масс-зарядового спектра пучка ионов урана при токах разряда 54, 350 и 800 А. Амплитуда магнитного поля в области расположения катода составляла 0,2 Т, а максимум поля на оси соленоида СКД достигал 1 Т. Сравнение спектров позволяет сделать вывод, что изменение тока разряда в указанных пределах практически не влияет на зарядовое распределение ионов в пучке (Рисунок 1.23). Очевидно, что данные спектры не содержат ионов урана с зарядностью более 5+. Таким образом, можно сделать вывод, что простое увеличение тока разряда в цепи второго анода в данном источнике и при данной конфигурации магнитных полей не приводит к увеличению зарядового состояния генерируемого ионного пучка.

Необходимо отметить, что ионы урана появляются в пучке через 50 мкс после подачи импульса напряжения на поджигающий электрод. Плазме разряда требуется время, чтобы достичь системы формирования пучка, продрейфовав в трубе анода-2. Скорость дрейфа плазмы имеет величины порядка единиц сантиметров за микросекунду [94]. При этом передний фронт импульса тока пучка содержит в основном ионы остаточного газа.

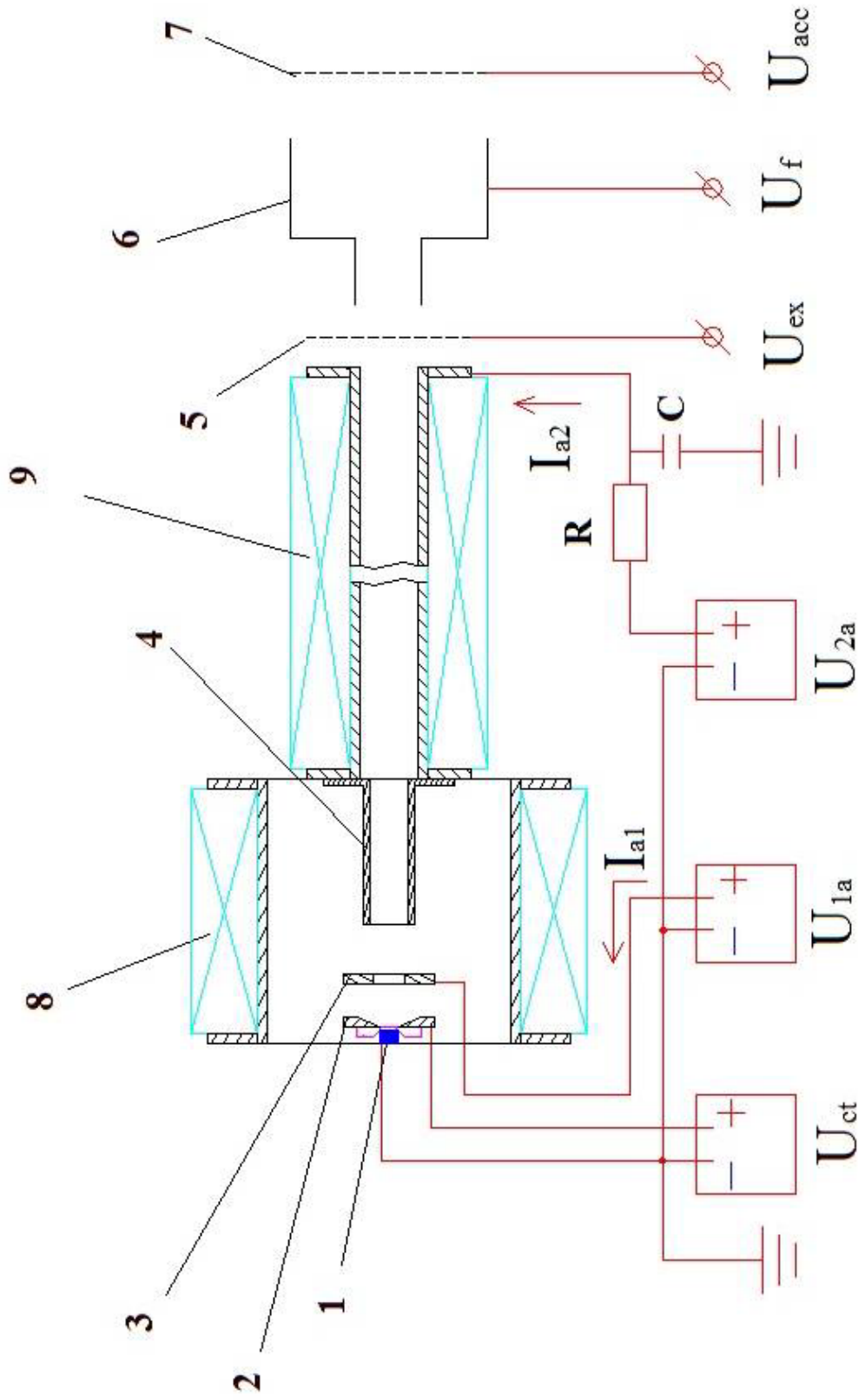


Рисунок 1.21 - Электрическая схема ВДИИМ со ступенчатым развитием разряда: 1 – катод, 2 – поджигающий электрод, 3 – анод-1, 4 – анод-2, 5 – вытягивающий электрод, 6 – фокусирующий электрод, 7 – земляной электрод, 8 – магнитная катушка СеМ, 9 – магнитная катушка СКД

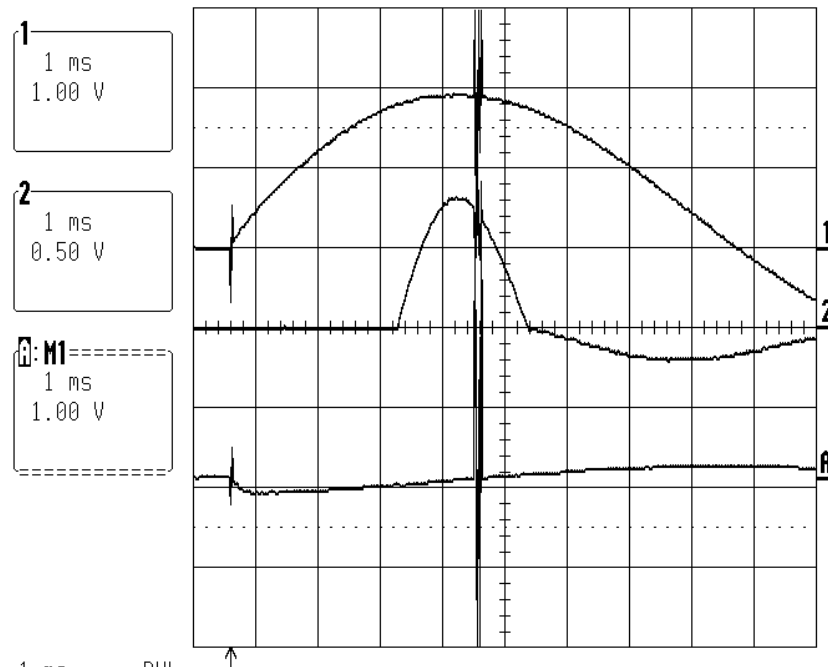


Рисунок 1.22 – Взаиморасположение во времени токов намагничивания в катушках СеМ (луч 1) и СДК (луч 2), а также тока разряда в цепи катод-анод-1 источника MEVVA-M (луч А)

Для изучения влияния конфигурации магнитного поля на зарядовый спектр генерируемого пучка проведены измерения зарядового спектра пучка еще для двух комбинаций распределения магнитного поля и тока разряда I_{a2} в цепи катод – анод-2. Во-первых, при магнитном поле B_c в области катода менее 0.1 Т и токе $I_{a2} = 54$ А. Кроме того, были проведены измерения при полностью выключенной катушке СеМ и токе $I_{a2} = 800$ А. Магнитное поле в области анода-2 в обоих измерениях было $B_{a2} = 1$ Т. Полностью выключить катушку СеМ при проведении измерений с током $I_{a2} = 54$ А не представлялось возможным, т.к. при этом ток ионного пучка снижался до уровня, не позволявшего проводить измерения на имеющемся магнитном масс-анализаторе. В зарядовом спектре для $I_{a2} = 54$ А появился уверенно регистрируемый пик, который можно идентифицировать как пик перезарядки ионов U^{6+} в ионы U^{5+} (рисунок 1.24). Некоторые сомнения в идентификации данного пика может вызвать отсутствие пика ионов U^{6+} . Однако измерения с разрядным током 800 А дают основания для уверенности в правильности идентификации данного пика (рисунок 1.25).

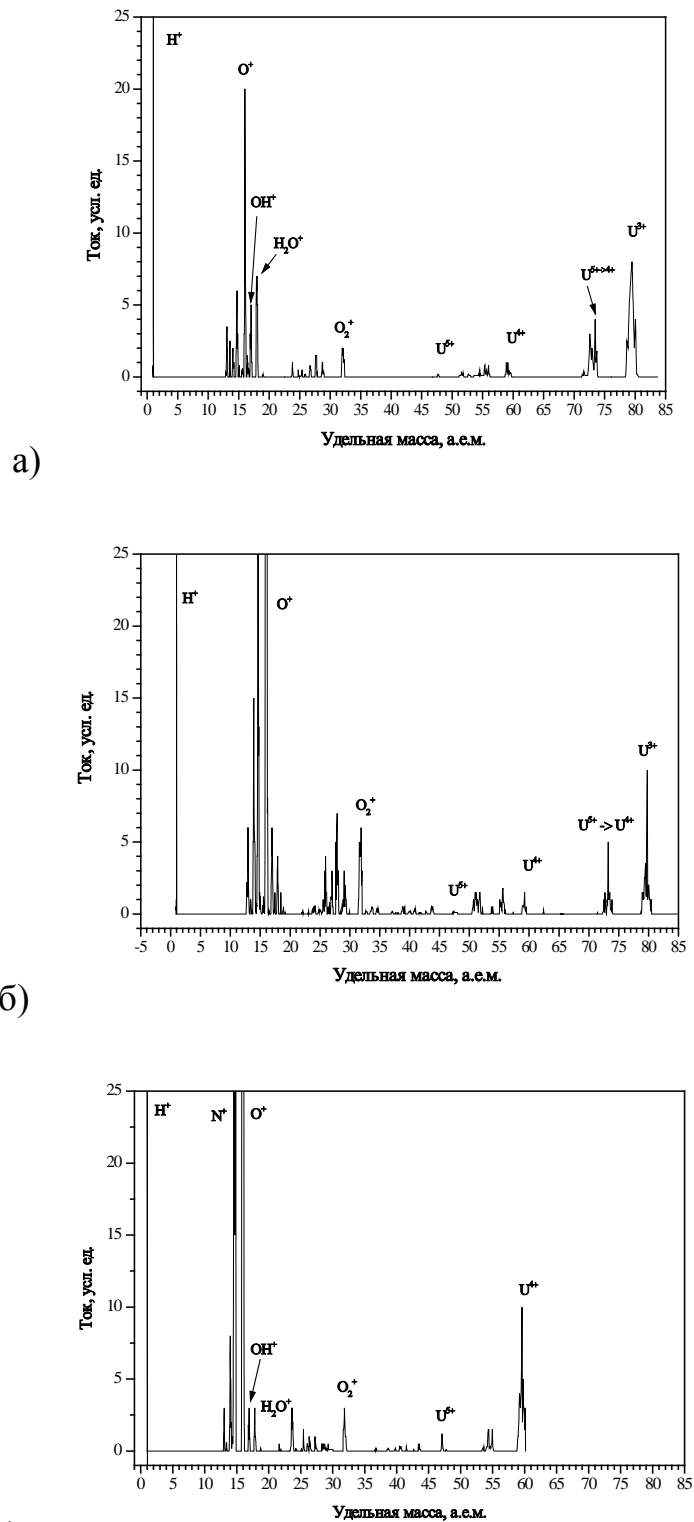


Рисунок 1.23 – Спектр пучка ионов урана при токах разряда в цепи катод–анод-2 – 54 А (а), 350 А (б) и 800 А (в).

Магнитное поле в канале дрейфа 1 Т.
Магнитное поле в области разряда 0,2 Т

Сдвиг зарядового распределения ионного пучка, генерируемого источником с двумя анодами при снижении магнитного поля в области катода источника и нарастании магнитного поля в направлении анода-2, наиболее ярко проявляется при токе разряда $I_{a2} = 800$ А и полностью выключенной катушке СеМ. В данном спектре присутствуют пики, которые можно идентифицировать как ионы урана U^{7+} и U^{8+} . В пользу данного вывода свидетельствует тот факт, что в масс-зарядовом спектре присутствуют пики перезарядки ионов урана. Также в пользу повышения зарядового состояния ионов в генерируемом пучке свидетельствует и заметное перераспределение амплитуд измеренных пиков урана. Если в спектрах с магнитным полем в области катода наибольшую амплитуду имел пик урана с зарядностью, наименьшей из измеренных, то в данном спектре максимум приходится на пик пятизарядных ионов урана.

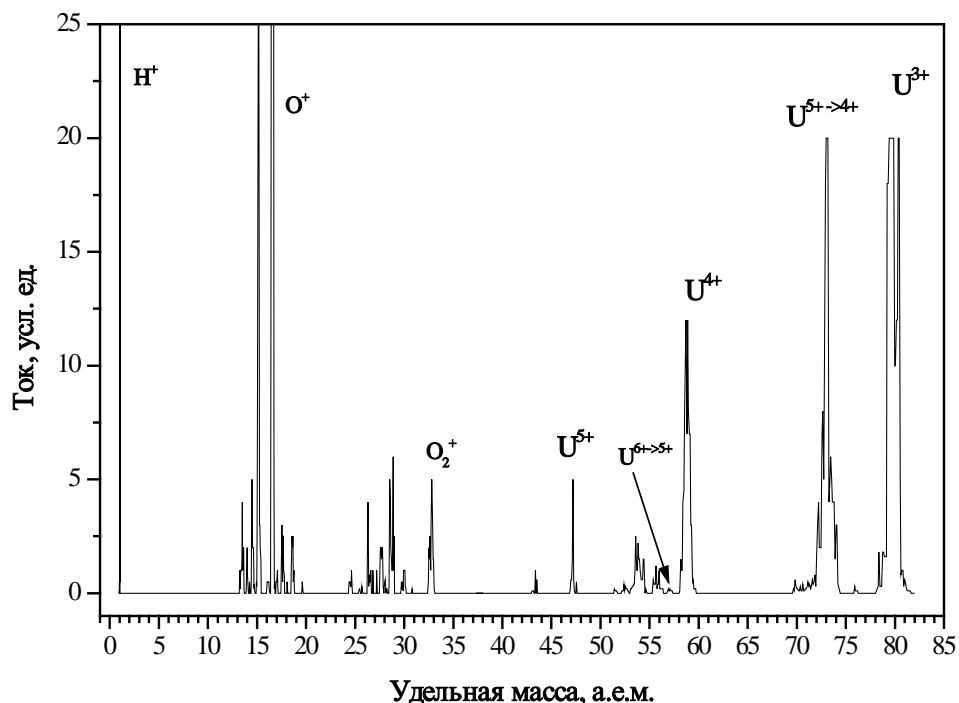


Рисунок 1.24 – Спектр пучка ионов урана при токе разряда 54 А в цепи катод – анод-2. Магнитное поле в канале дрейфа 1 Т. Магнитное поле в области разряда 0,1 Т

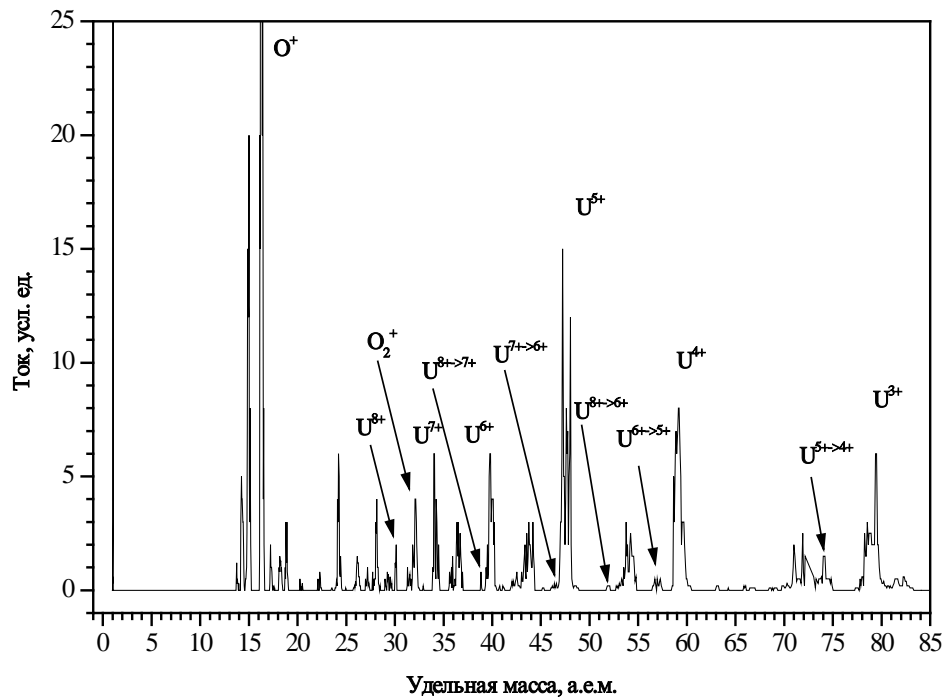


Рисунок 1.25 – Спектр пучка ионов урана при токе разряда 800 А в цепи катод – анод-2. Магнитное поле в канале дрейфа 1 Т. Катушка, обеспечивающая магнитное поле в области разряда выключена

Еще более наглядный результат получен для тока разряда $I_{a2} = 2,5$ кА (рисунок 1.26). В измеренном масс-зарядовом спектре отчетливо идентифицируются пики ионов урана с зарядностью от U^{3+} до U^{8+} . Кроме того, спектр содержит пики соответствующих перезарядок ионов пучка. Причем в спектре присутствуют пики, соответствующие двухкратной перезарядке ионов урана с исходным зарядовым состоянием $7+$ и $8+$.

Отличное от «нормального» (или «колоколообразного») распределение амплитуд пиков зарядовых состояний ионов урана требовало объяснения. Для этого проведены многократные измерения зарядового распределения пучка ионов урана на каждый шаг изменения магнитного поля. При частоте повторения один выстрел за восемь секунд и статистической обработке хотя бы по десяти измерениям тока пучка на каждый шаг изменения магнитного поля, одно полное измерение зарядового распределения потребовало бы нереальных временных затрат. Однако провести такие измерения только для ионов урана, исключив из

измерений ионы перезарядки и ионы остаточного газа, представляется целесообразным для получения амплитудного распределения ионов пучка по зарядам. Необходимо отметить, что в ходе измерений фиксировалась максимальная амплитуда импульса тока пучка на выходе масс-анализатора, независимо от того, в какой момент импульса это максимальное значение достигается. Однако, если разбить длительность импульса тока пучка на две половины и регистрировать отдельно максимумы амплитуды для начальной (рисунок 1.27) и конечной половин импульса (рисунок 1.28), то можно сделать выводы о динамике изменения зарядового распределения в течение импульса тока. Таблица 1.2 отображает процентное содержание ионов урана различной зарядности в первой и второй половинах импульса тока пучка.

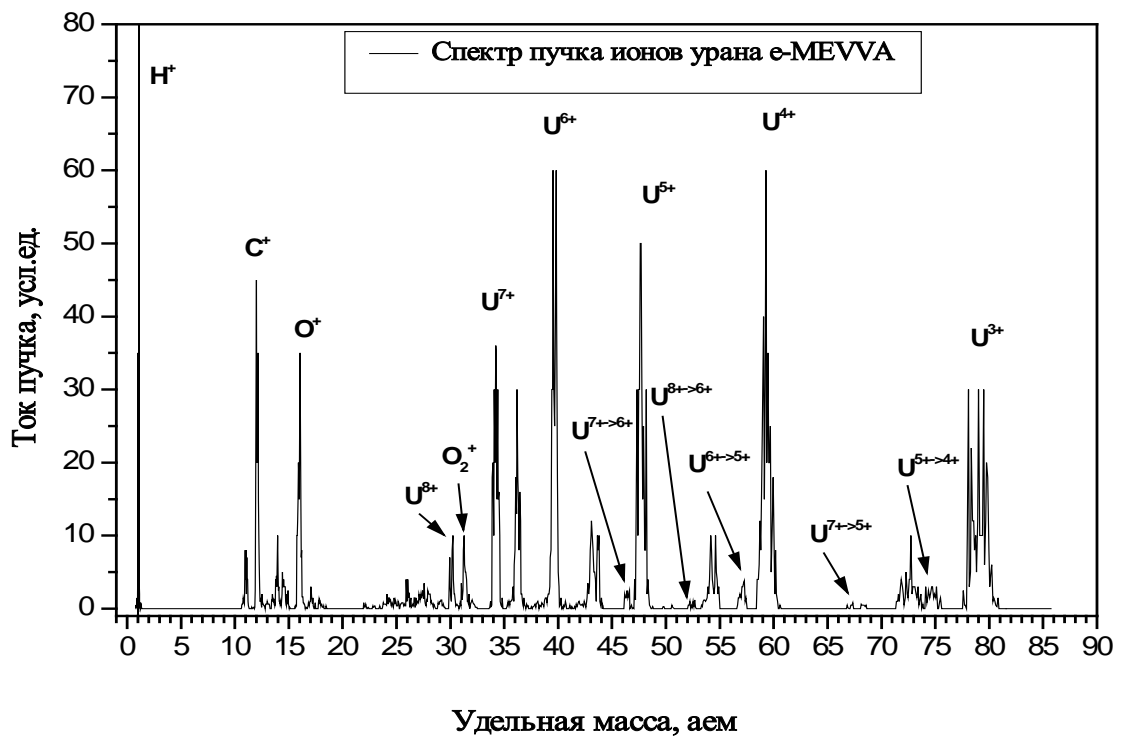


Рисунок 1.26 – Спектр пучка ионов урана при токе разряда 2.4 кА в цепи катод – анод-2. Магнитное поле в канале дрейфа 1 Т. Катушка, обеспечивающая магнитное поле в области разряда, выключена

Таблица 1.2 – Процентное содержание ионов (по электрическому току) урана различной зарядности в начале и конце импульса тока пучка.

Ионы	Начало импульса, %	Конец импульса, %
U^{3+}	2.6	39.4
U^{4+}	7.2	30
U^{5+}	17	21
U^{6+}	27.7	6.7
U^{7+}	27.9	2.7
U^{8+}	17.6	-

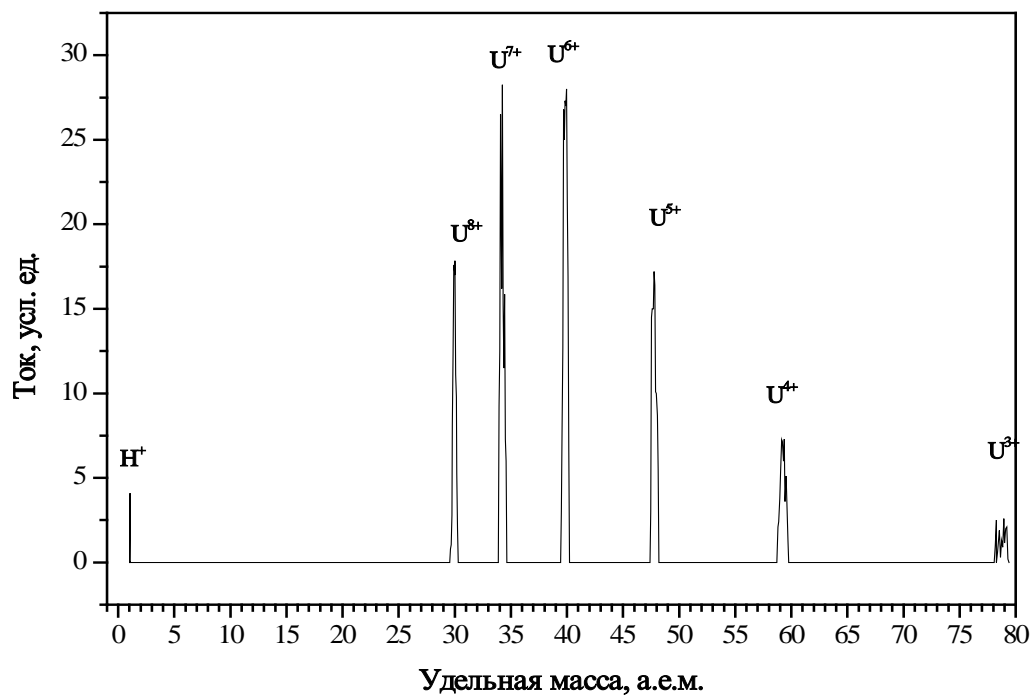


Рисунок 1.27 – Результат измерения спектра пучка ионов урана при токе разряда 2,4 кА в цепи катод – анод-2 с набором статистики на каждый шаг магнитного поля (первая половина пучка). Магнитное поле в канале дрейфа 1 Т. Катушка, обеспечивающая магнитное поле в области разряда, выключена

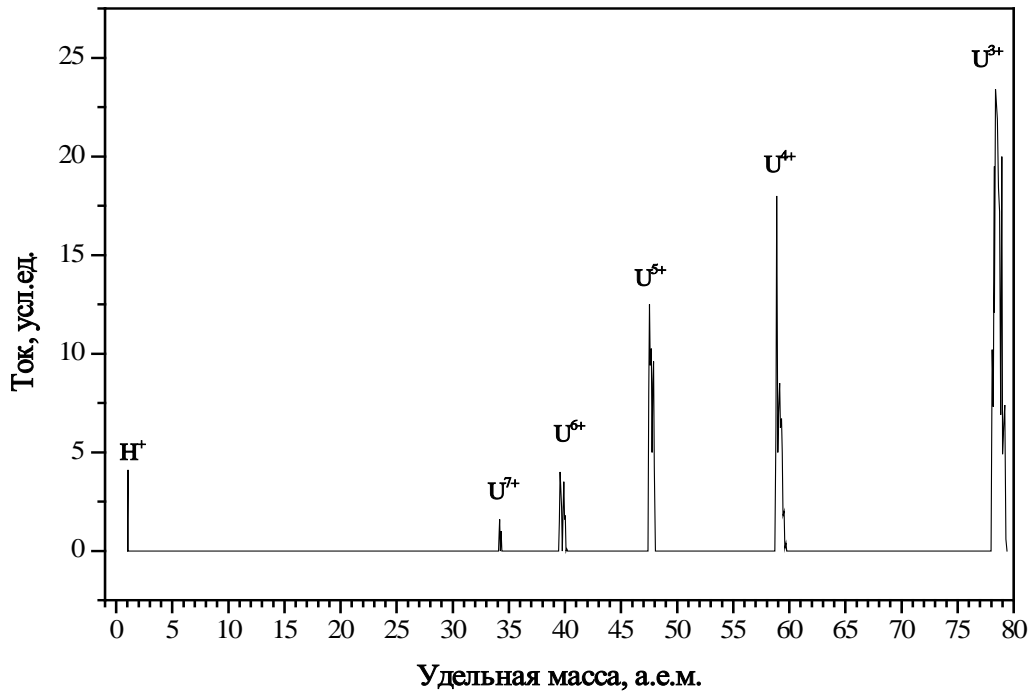


Рисунок 1.28 – Результат измерения спектра пучка ионов урана при токе разряда 2,4 кА в цепи катод – анод-2 с набором статистики на каждый шаг магнитного поля (вторая половина пучка). Магнитное поле в канале дрейфа 1 Т. Катушка, обеспечивающая магнитное поле в области разряда, выключена

При расчетах процентного содержания ионов различной зарядности в пучке для нерегистрируемых пиков U^{2+} и U^+ предполагалось, что их амплитуда равна амплитуде пика U^{3+} . В этом случае, из характера распределения измеренных пиков следует, что для ионов в начале импульса можно полагать, что их количество «не менее» приведенных величин, а для ионов в конце импульса, что их «не более» приведенных величин.

Предложенная методика оценки проведенных измерений позволила объяснить отличие зарядового измеренного распределения пучка ионов урана, генерируемых источником MEVVA-M, от «колоколообразного». Для начала пучка максимум распределения приходится на пики U^{6+} и U^{7+} . Измерения пика, соответствующего ионам U^{9+} , не проводились, ввиду сложности надежной идентификации данного пика среди большого числа пиков близкой амплитуды, соответствующих различным ионам остаточного газа. К концу импульса

зарядовое распределение принимает вид, близкий к стандартному распределению, характерному для работы источника типа MEVVA с сильноточным вакуумно-дуговым разрядом. Рисунок 1.29 показывает спектр, полученный из максимальных амплитуд для ионов урана различной зарядности, взятых из результатов измерений для начальной и конечной половин импульса пучка. Легко видеть, что зарядовое распределение имеет минимум в области ионов U^{5+} , как и на графике полномасштабных измерений (рисунок 126).

Таблица 1.3 дает значения максимального и доминирующего (т.е. имеющего наибольшую амплитуду) зарядового состояния при различных значениях разрядного тока и различных конфигурациях магнитного поля.

Таблица 1.3 – Максимальное и доминирующее зарядовое состояние ионов пучка урана, генерируемого источником MEVVA-M, при различных токах разряда в цепи анод – катод и различном распределении магнитного поля

I_{a2}	Соленоид СеМ включен		Соленоид СеМ выключен	
	Макс. зарядовое состояние	Доминирующее зарядовое состояние	Макс. зарядовое состояние	Доминирующее зарядовое состояние
54 А	5	3	5	3
350 А	5	3	6	4
800 А	5	4	8	5
2,5 кА			8	6 & 7

Рисунок 1.30 представляет спектр пучка ионов свинца с источника MEVVA-M, полученный при разрядном токе 2,4 кА и при конфигурации максимального градиента магнитного поля (СеМ – выключен, СКД – обеспечивает максимальное магнитное поле 1 Т). Как видно из рисунка, спектр содержит ионы свинца с зарядовым состоянием вплоть до $6+$. Напомним, что стандартный ВДИИМ генерирует пучок свинца, содержащий только ионы с зарядом $1+$ и $2+$. Данный спектр также отличается от колоколообразного. Используя результаты исследования пучка ионов урана можно утверждать, что в начале пучок содержит ионы с зарядом от $3+$ до $6+$. К концу импульса спектр приходит к стандартному виду.

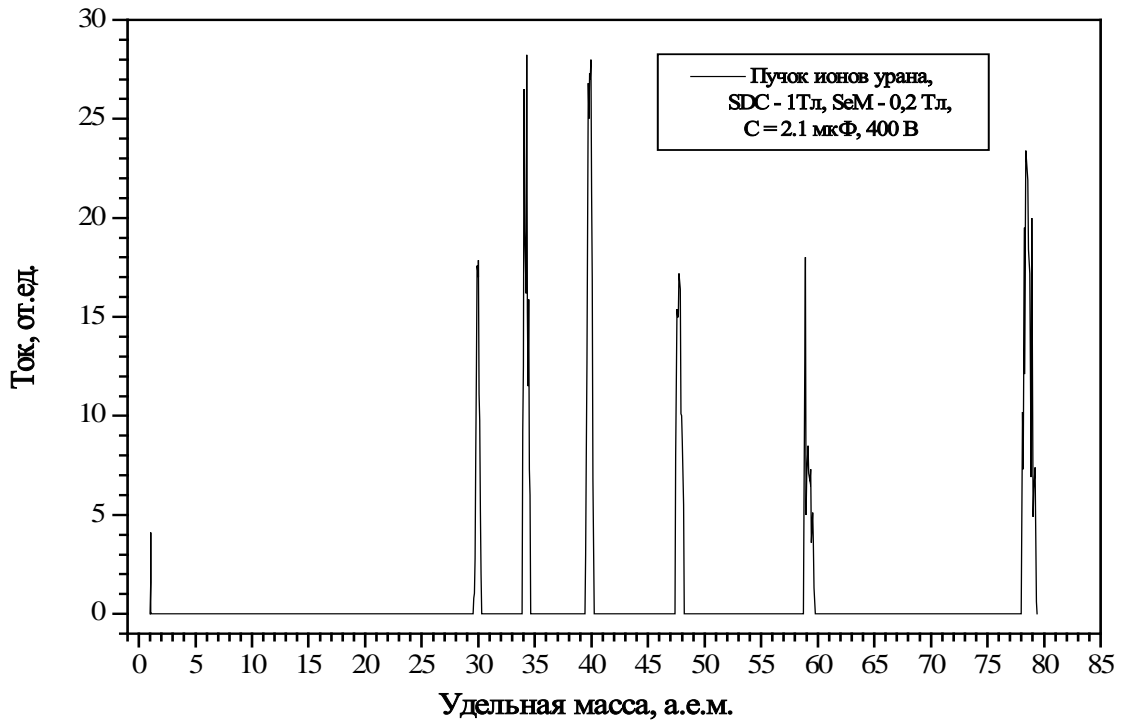


Рисунок 1.29 – Спектр, составленный выборкой максимальных значений из данных, представленных на Рисунок 1.27 и Рисунок 1.28

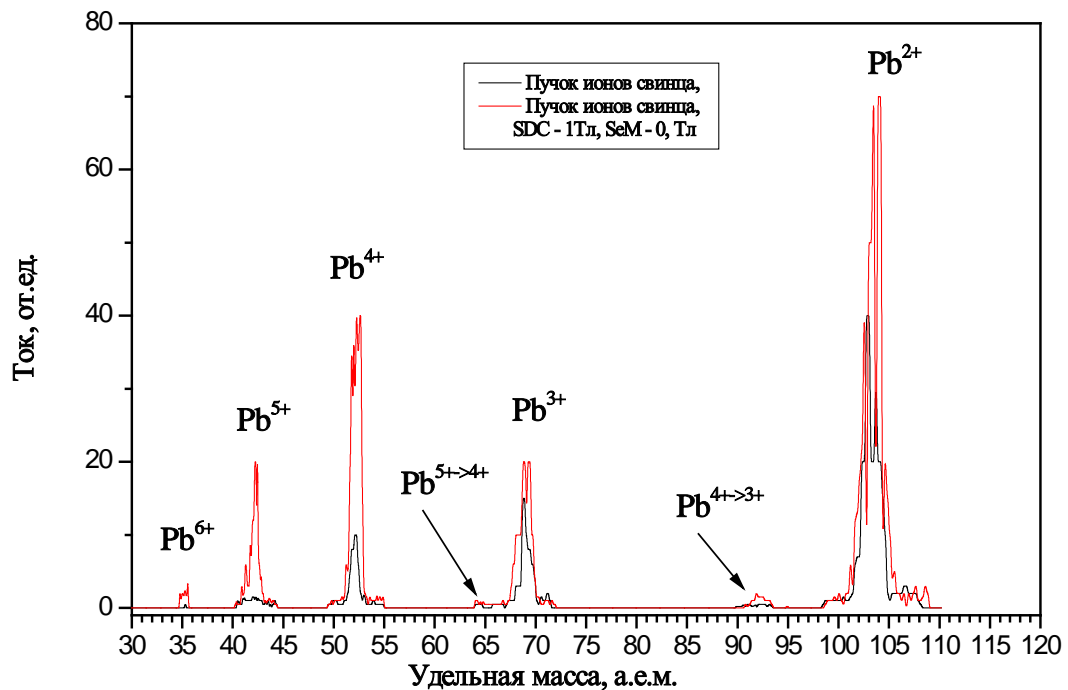


Рисунок 1.30 – Спектр пучка ионов свинца при токе разряда 2,4 кА в цепи катод – анод-2 с набором статистики на каждый шаг магнитного поля.

Магнитное поле в канале дрейфа 1 Т.

Катушка, обеспечивающая магнитное поле в области разряда, выключена

1.3.1 Измерения магнитного поля вдоль оси источника

Измерение аксиальной составляющей магнитного поля проводилось в области от катода источника и до места, где поле катушки СДК достигает своего максимального значения (рисунок 1.31) Как следует из результатов измерений, индукция магнитного поля в области разряда не превышает 5 % (0,02 – 0,05 Т) от максимального значения индукции, достигаемой в центре катушки. При этом магнитное поле вблизи катода меньше поля в 1,7 раза меньше, чем в области второго анода. Резкое нарастание магнитного поля происходит уже внутри анода-2, на расстоянии около 5 см от его торца. Такое распределение поля позволяет предположить, что в данной конструкции разрядной камеры в области анода-2 магнитное поле имеет заметную радиальную составляющую и в этой области реализуется разряд в скрещенных магнитном и электрическом полях. Как известно, в этом случае проводимость плазмы становится анизотропной и ее величина поперек магнитного поля заметно снижается. За счет этого возможно повышение падения напряжения на разряде и увеличение энергии, набираемой электронами в разряде. Как следствие, происходит смещение зарядового распределения генерируемого пучка в область более высоких зарядов. Кроме того, такое распределение магнитного поля может обуславливать сильное сжатие дрейфующей плазмы, что также может вызвать смещение зарядового распределения генерируемого пучка в сторону больших зарядовых состояний.

На основании измерения параметров магнитного поля можно утверждать, что в области анода-2 осуществляется сжатие дуговой плазмы в магнитном поле, что способствует увеличению зарядового состояния ионов в ней.

В системе электропитания ионного источника ток разряда в цепи анод-1 – катод стабилизируется большой индуктивностью и остается неизменным при любом распределении магнитного поля. Однако ток в цепи анод-2 – катод (I_{a2}) зависит от распределения магнитного поля. Измерения тока разряда I_{a2} проводились с помощью индукционной катушки с одновременным измерением падения напряжения на емкости С. Рисунок 1.32 представляет осциллограмму

токов разряда при различных распределениях магнитного поля. Рисунок 1.33 показывает графики скорости нарастания разряда для различных распределений магнитного поля вдоль оси. Из графиков видно, что скорость нарастания тока разряда для режима с большим градиентом магнитного поля ~ на 20% больше, чем для равномерного распределения магнитного поля. Что свидетельствует об увеличении вводимой в плазму мощности и, как следствие, к увеличению зарядового состояния генерируемых ионов.

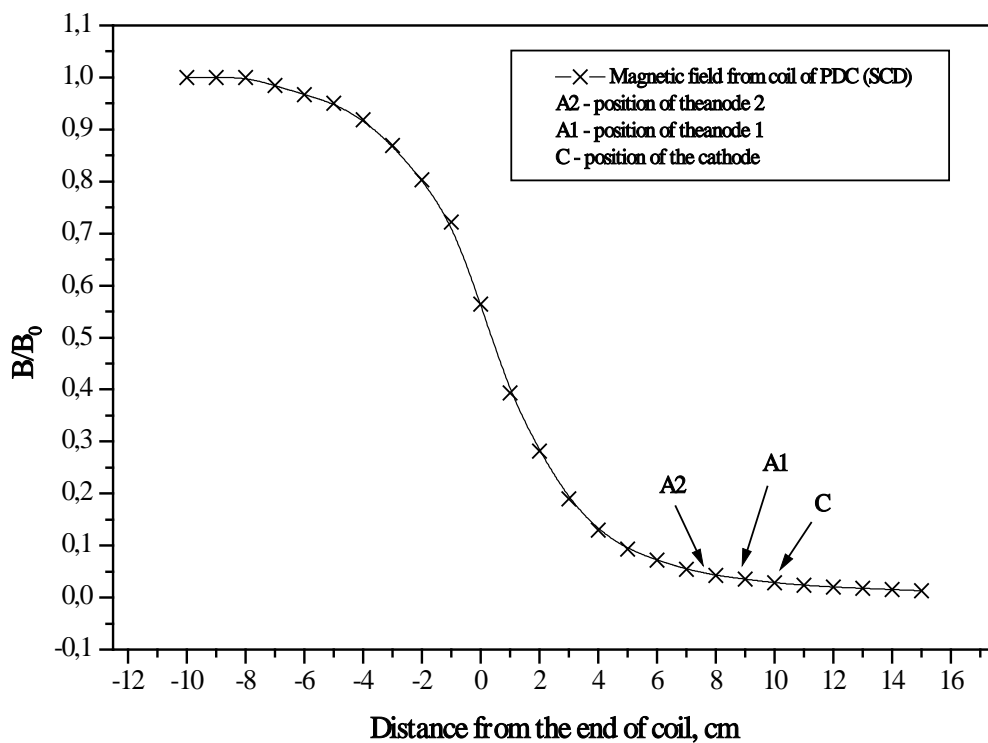


Рисунок 1.31 – Распределение магнитного поля вдоль оси источника MEVVA-M, создаваемого катушкой СДК

По измеренным значениям напряжения на емкости и тока в цепи разряда (рисунок 1.32 и рисунок 1.33) оценивалась величина мощности, выделяемой в разряде при различных конфигурациях магнитного поля (Рисунок 1.34). При создании магнитного поля с большим градиентом в разрядном промежутке, значение выделяемой мощности и скорость ее выделения, более чем на 15%

выше, чем при равномерном распределении магнитного поля на этом участке. Это ведет к генерации ионов с более высокими зарядовыми состояниями.

Результаты исследований, изложенные в настоящем разделе, опубликованы в [93] – [97].

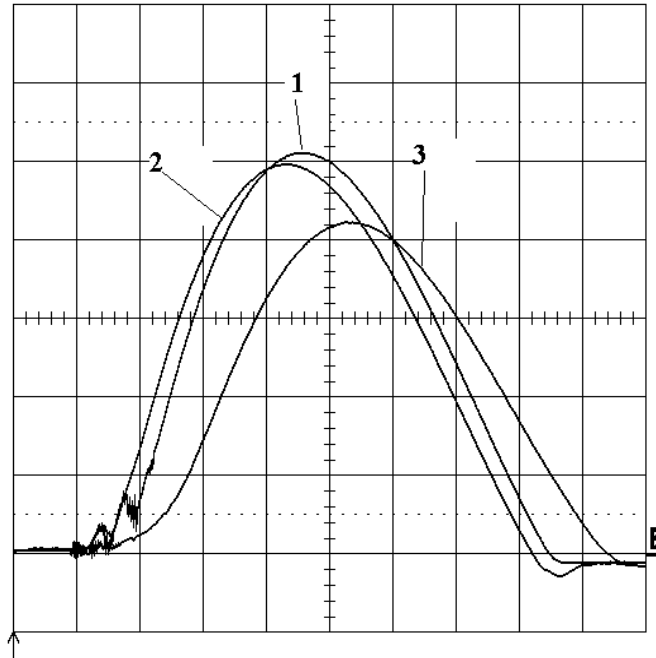


Рисунок 1.32 – Токи разряда I_{a2} , 1 – обе катушки выключены, 2 – только катушка СКД включена, 3 – обе катушки включены. По горизонтальной оси отложено время в мс, по вертикальной ток в цепи разряда в условных единицах

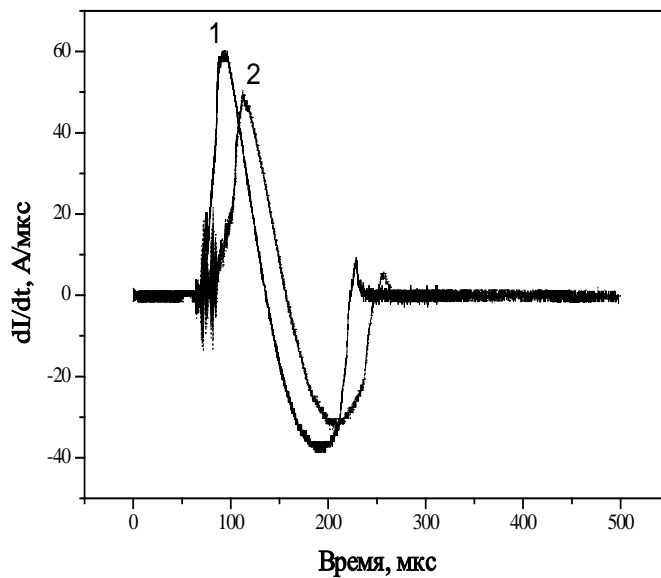


Рисунок 1.33 – Скорость нарастания тока разряда I_{a2} : 1 – только СКД включена, 2 – обе катушки включены

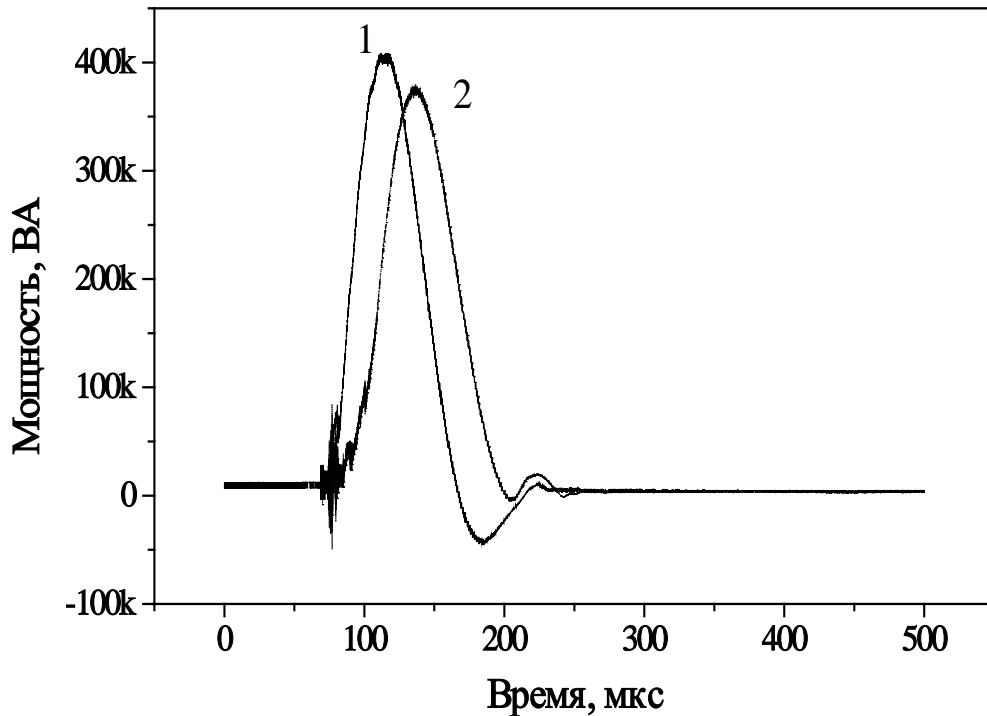


Рисунок 1.34 – Мощность, выделяемая в разряд, при различном распределении магнитного поля: 1 – только СКД включена, 2 – обе катушки включены

1.4 Выводы по главе 1

Исходя из представленных в настоящей главе результатов исследований, можно сделать следующие выводы:

1. Инжекция высокоэнергетического пучка электронов в плазму вакуумно-дугового разряда, обеспечивающая дополнительную ионизацию ускоренными электронами, приводит к повышению, как максимального зарядового состояния ионов металлов, так и их среднего заряда в дуговой плазме. Разработанная на этом принципе оригинальная конструкция вакуумно-дугового источника ионов металлов e-MEVVA позволила повысить зарядовое состояние пучков ионов свинца и висмута с $3+$ до $6+$ без потери интенсивности извлекаемого из плазмы ионного пучка.

2. Реализация вакуумной дуги в форме «ступенчатого разряда» в магнитном поле с сильным продольным градиентом, характеризующаяся последовательным вводом энергии в дуговой разряд и магнитным сжатием

плазмы разряда, приводит к увеличению удельного энерговклада в плазму и образованию условий для увеличения зарядового состояния генерируемых ионов. В созданном на основе этого подхода вакуумно-дуговом источнике ионов металлов MEVVA-M для пучков ионов урана и свинца достигнуто повышение в 1.5 раза среднюю величину зарядового состояния ионов пучка, генерируемых вакуумно-дуговым разрядом.

Глава 2 Повышение зарядового состояния ионов, генерируемых в разрядной системе в скрещенных ЕхН полях ионного источника Bernas

Глава посвящена исследованиям, направленным на повышение зарядового состояния ионов в источнике типа Bernas [98]. Ионные источники Bernas нашли применение в технологических установках легирования полупроводников. При использовании данного источника в установках для высокоэнергетической имплантации повышение зарядности генерируемых в источнике ионов ведет к увеличению темпа ускорения ионов и, как следствие, к уменьшению ее размеров.

В исследованиях, результаты которых представлены в диссертационной работе, повышение зарядового состояния ионов осуществляется в результате инжекции в разрядный промежуток ионного источника части высокоэнергетического электронного пучка, предназначенного для нагрева катода с косвенным накалом.

В настоящей главе представлены результаты исследований зарядового состава ионов пучка для следующих режимов функционирования разрядной системы ионного источника Bernas:

- стандартный режим работы источника (без инжекции высокоэнергетического электронного пучка в разрядный промежуток);
- с однопроходной инжекцией высокоэнергетического электронного пучка через разрядный промежуток;
- с «запиранием» высокоэнергетического электронного пучка в области разряда.

Приводятся также результаты моделирования разрядной системы ионного источника Bernas с инжекцией в область разряда высокоэнергетических электронов. Показано, что инжекция пучка приводит к дополнительному нагреву электронного компонента плазмы. Это, в свою очередь, обеспечивает повышение среднего заряда извлекаемого из плазмы ионного пучка без потери его интенсивности.

2.1 Современное состояние проблемы

Успех в использовании инъекции внешнего электронного пучка в плазму разряда для повышения зарядового состояния генерируемых в нем ионов, продемонстрированный на примере вакуумно-дугового разряда ([86], [91]) стал стимулом для использования данной идеи в источнике типа Vernas. Источники данного типа являются наиболее часто используемыми в ионно-имплантационных установках полупроводниковой промышленности. При производстве различных полупроводниковых (п/п) изделий требуются пучки с широким разбросом значений как энергии, так и интенсивности (рисунок 2.1) [99]. Коммерческие имплантационные установки делятся условно на три категории, обозначенные на рисунке различными цветами. Область применений, где используются высокоинтенсивные пучки ионов, обозначена оранжевым цветом. Область среднеинтенсивных ионных пучков в имплантационных установках показана черным цветом. Область высокоэнергетических установок изображена в синем цвете.

Под высокоинтенсивными подразумевают установки, где для имплантации используются пучки с током вплоть до 25 мА. Очевидно, что такие установки востребованы для высокодозной имплантации, так как обеспечивают коммерчески разумное время работы с одной подложкой. Главной задачей установок данного типа является получение предельно высоких токов, ограничиваемых только известным законом Чайлда-Ленгмюра. Особенно это становится актуальным в тех случаях, когда требуется облучение подложек при экстремально низких энергиях. Решению ряда вопросов, связанных с низкоэнергетической имплантацией посвящены главы 3 и 4 данной диссертационной работы.

Сектор среднеинтенсивных установок характеризуется обычно токами пучка на уровне от 1 мкА и до 5 мА при энергиях пучка от 5 до 600 кэВ. От высокоинтенсивных установок данный сектор отличается низкими

эксплуатационными затратами в режимах низкоинтенсивной имплантации и их применимостью для имплантации под большими углами к подложке.

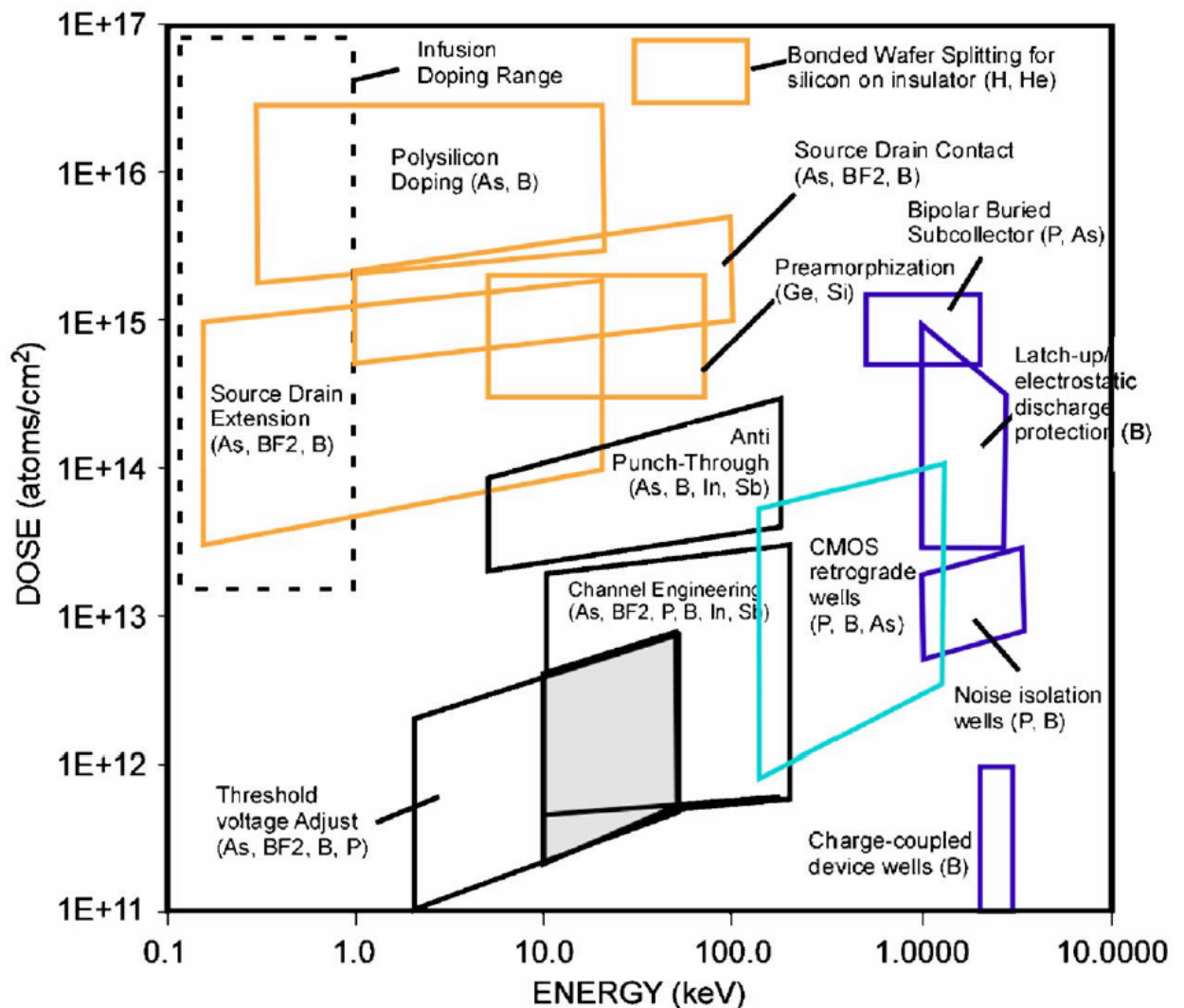


Рисунок 2.1 - Диаграмма, показывающая области энергий и флюенсов имплантируемых ионов, необходимых для полупроводниковой промышленности [99]

Высокоэнергетические установки используются в тех случаях, когда для имплантации требуются пучки с мегаэлектронвольтовыми энергиями. Сегодня коммерчески используемые установки способны обеспечить на подложке ток пучка однозарядных ионов ~ 1 мА. Для многозарядных ионов энергия может быть ~ 4 МэВ при токе пучка ~ 50 мкА.

Для получения высокоэнергетических пучков ионов необходимо усложнять конструкцию имплантационной установки, используя либо

громоздкие системы с высоким напряжением, либо структуры с резонансным ускорением пучков. Рисунок 2.2 показывает схему высокоэнергетической установки, разработанной фирмой Axcelis Technologies, с ВЧ резонаторами на частоте 13,56 МГц ([99]). Повышение зарядового состояния генерируемых ионов позволяет пропорционально снижать требуемое ускоряющее напряжение, что выгодно сказывается на размерах установок как с электростатическим, так и с резонансным ускорением ионных пучков. Если удастся получать генерировать пучки ионов высокой зарядности с достаточной для практического применения интенсивностью, то установка, созданная на базе таких пучков, способна будет обеспечить проведение всех видов имплантационных работ, как высокоинтенсивных, так и высокоэнергетических, что заметно сократит стоимость производственного цикла.

В современных установках в основном используются ионные источники типа Vernas или Фримана. Параметры пучков, генерируемые этими источниками, достаточно близки друг другу, тем не менее большим предпочтением пользуются источники типа Vernas с косвенным накалом катода, так как они характеризуются более высоким значением такого важного для промышленности параметра, как время наработки на отказ. Подробное описание базовых конструкций источников данного типа и характерных параметров можно найти в известных монографиях ([100] - [104]) и трудах конференций ИТ и ИВММ.

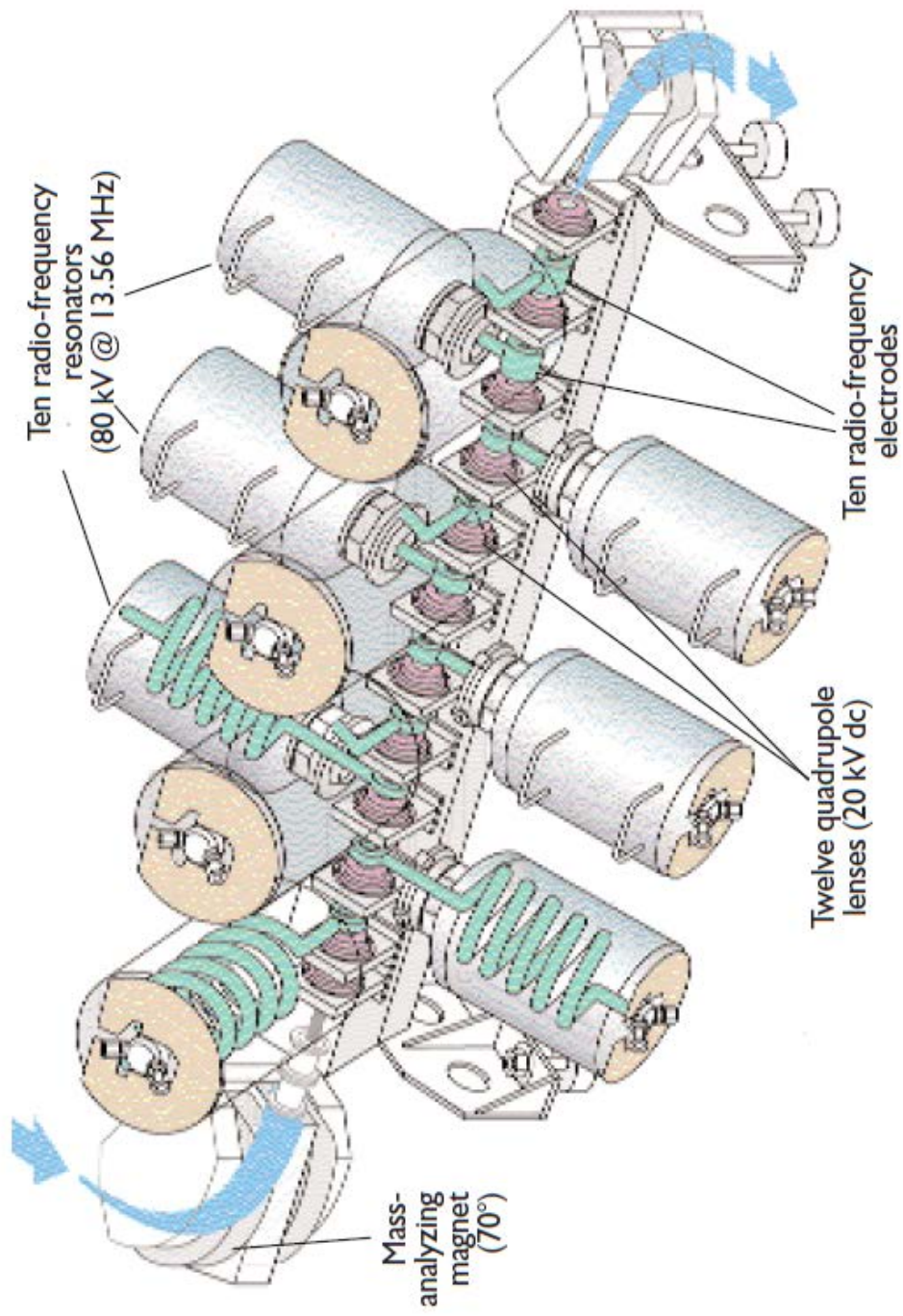


Рисунок 2.2 – Схема высокоэнергетической имплантационной установки фирмы Axcelis Technologies, Inc. с резонансным ускорением пучка. Используются десять ВЧ резонаторов на частоту 13,56 МГц [99]

2.2 Техника и методика эксперимента

Для проведения экспериментальных работ за основу был взят источник НИИВТ им. С.А. Векшинского, разработанный для отечественных имплантационных установок Везувий, и до сих пор используемый в отечественной полупроводниковой промышленности (рисунок 2.3). В штатном режиме работы данного источника электронный пучок с нити накала используется для разогрева вольфрамового катода. Нить накала изготавливается из вольфрамовой проволоки диаметром 1,5 мм. Расстояние между нитью накала и катодом регулируется в диапазоне от 1 до 5 мм. Разность потенциалов, ускоряющая электронный пучок, при работе источника устанавливается в диапазоне от 700 до 1000 В. Ток электронного пучка может достигать величины вплоть до 1,2 А. Магнитное поле в области разряда регулируется в диапазоне от 0 до 0,2 Т. В результате взаимодействия высокоэнергетического электронного пучка с торцом катода происходит разогрев катода, при этом он, в свою очередь, начинает испускать электроны. Очевидно, что покинуть катод могут только электроны, эмитированные с торца, направленного в сторону разрядной камеры, являющейся анодом. Магнитное поле, направленное от катода к антикатоде, удерживает их на оси разрядной камеры, а закорачивание антикатода на катод заставляет осциллировать электроны между этими двумя электродами. За счет этого достигается длительное удержание электронов в области разряда, что способствует эффективному зажиганию и поддержанию разряда. Установившийся плазменный шнур между антикатодом и катодом на большей своей части имеет однородное распределение плотности плазмы вдоль оси разрядной камеры. В результате, через щелевое отверстие в аноде, параллельное оси, можно осуществить экстракцию узкополосного ионного пучка однородного по своему сечению вдоль его длинной стороны. Такой пучок удобно использовать в ионной имплантации, обеспечивая однородное облучение больших поверхностей кремниевых подложек.

Таблица 2.1 представляет параметры источников электропитания ионного источника при работе в исходной конфигурации (рисунок 2.4).

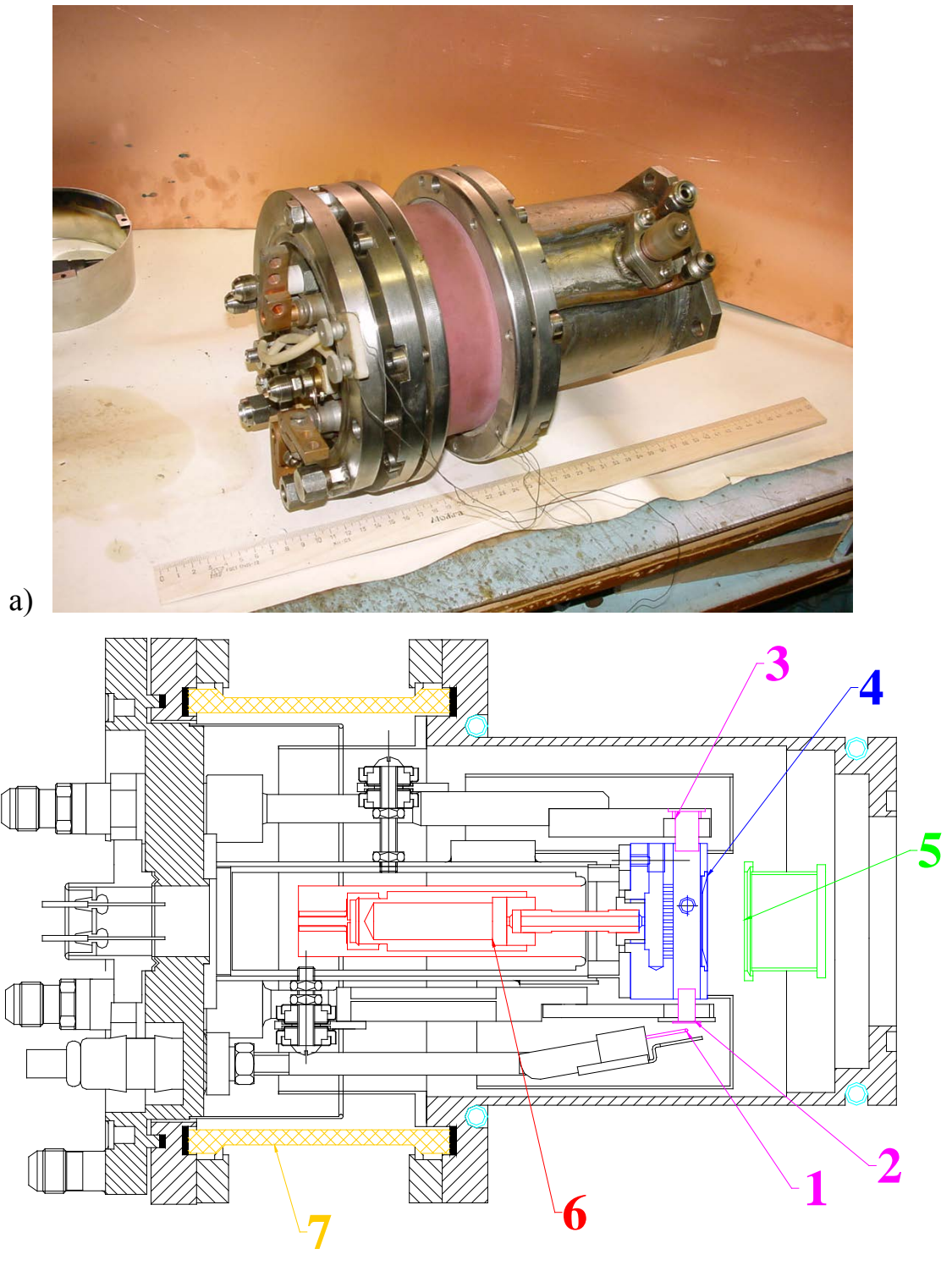


Рисунок 2.3 - Источник типа Bernas, исходная конфигурация. (а) Фотография, (б) схема источника: 1 – нить накала, 2 – катод, 3 – антикатод; 4 – анод, 5 – система формирования пучка, 6 – тигель, 7 – высоковольтный изолятор

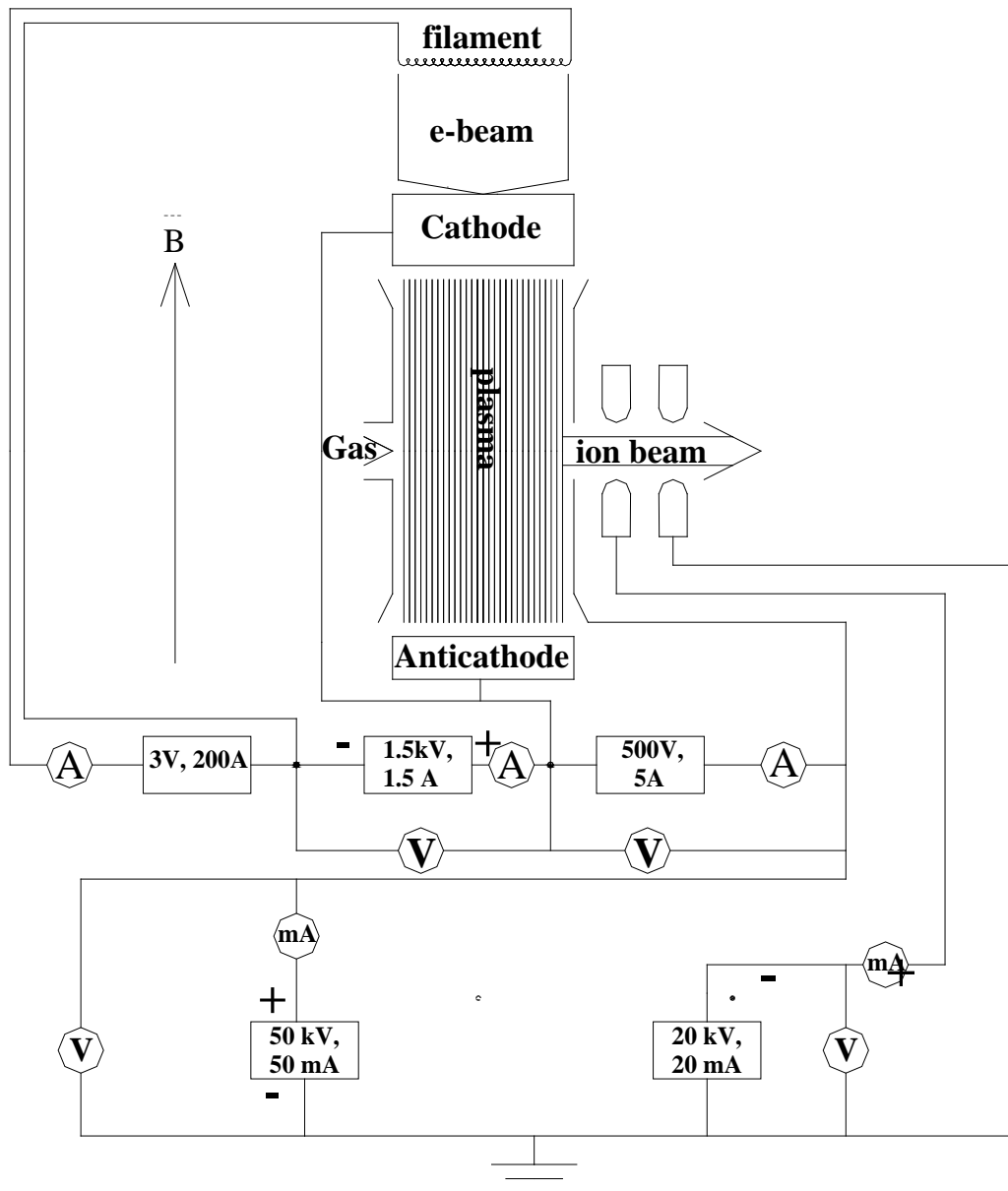


Рисунок 2.4 - Принципиальная схема электропитания базовой конфигурации ионного источника

+

Таблица 2.1 – Параметры источников электропитания ионного источника Bernas

Параметры источника, обеспечивающего накал нити (переменный ток 50 Гц)	Ток, А	10 – 150 шаг изменения - 0,5
	Напряжение, В	до 7
Параметры источника, обеспечивающего ускорение электронного пучка для нагрева катода	Напряжение, В	0,2 – 1,5 шаг изменения – 20
	Ток, А	до 1,4
Параметры источника, обеспечивающего разряд	Напряжение, В	50 – 450
	Ток, А	0,5 – 4,5 шаг изменения 0,1
Высоковольтный источник, обеспечивающий ускорение ионного пучка	Напряжение, кВ	5 – 50
	Ток, мА	0 – 50
Источник питания вытягивающего электрода	Напряжение, В	1 – 50
	Ток, мА	0 – 50

В ходе подготовки к проведению исследований, конструкция источника претерпела значительные изменения. Для подачи части электронного пучка с нити накала в область разряда с целью повышения зарядового состояния ионов плазмы, были изготовлены катоды и антикатоды с осевым отверстием и с секторной выемкой (рисунок 2.5). Катод и антикатод с секторной выемкой были изготовлены таким образом, чтобы обеспечить инжекцию высокоэнергетических электронов в область плазмы, расположенную ближе всего к щелевому отверстию экстракции пучка в аноде источника. Однако данная идея не дала положительного результата, так что все последующие работы проведены на катоде и антикатоде с аксиальным отверстием. За антикатодом был установлен дополнительный электрод, электрически коротко соединенный с нитью накала. В такой конфигурации обеспечивается запирающее и, соответственно, осциллирующее высокоэнергетических электронов в области разряда.

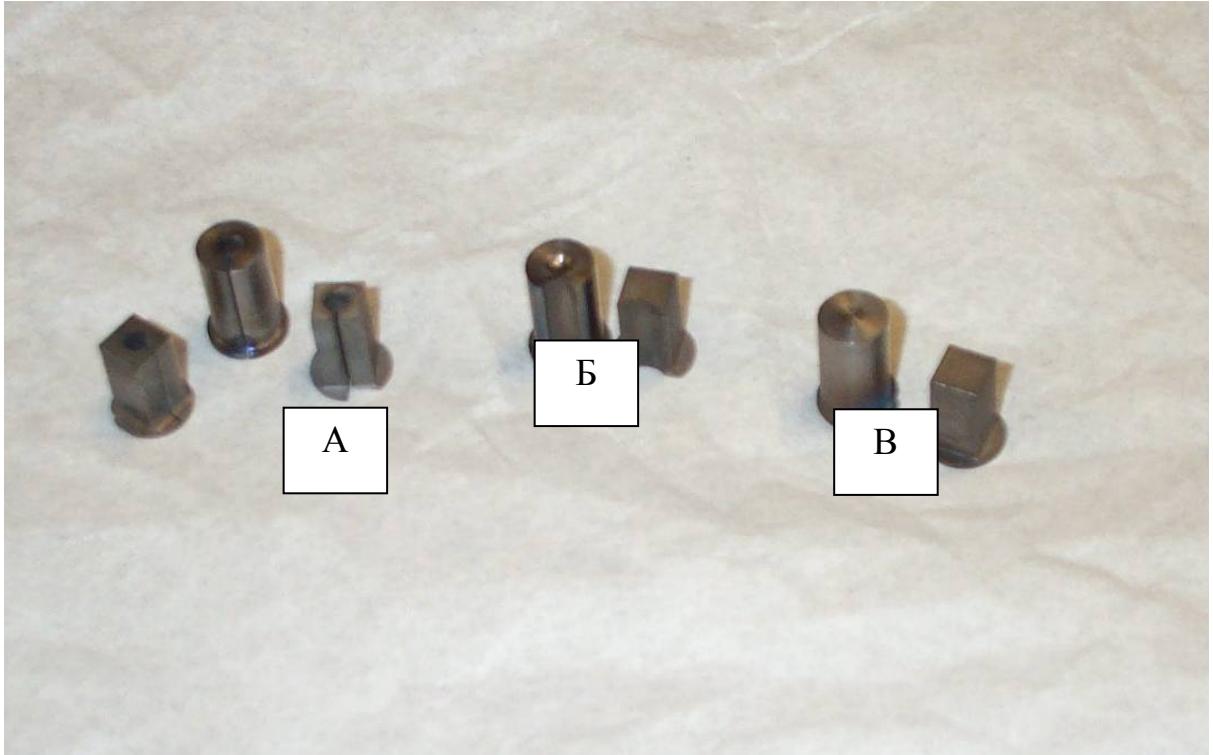


Рисунок 2.5 – Фотография вольфрамовых катодов (прямоугольное сечение 6×6 мм, высота 1 см) и антикатодов (цилиндрическое сечение диаметром 0,8 мм, высотой 1,2 см), изготовленных для проведения тестовых экспериментов:
 А – с аксоальным отверстием для проводки пучка электронов в область разряда,
 Б – с прорезью для проводки пучка электронов в область разряда,
 В – стандартные катод и антикатод

Модернизированный ионный источник Vernas был установлен на Универсальном Исследовательском Стенде (УИС) НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ» – ИТЭФ [103]. Стенд состоит из двух вакуумных объемов, один из которых оснащен системой для времяпролетных измерений зарядового распределения ионов в пучке, а второй оснащен магнитным масс-анализатором с углом поворота 60° и радиусом поворота 35 см (рисунок 2.6 и рисунок 2.7). Все работы проводились на магнитном масс-анализаторе. При необходимости для повышения разрешающей способности масс-анализатора на входе устанавливалась система из двух щелевых диафрагм.

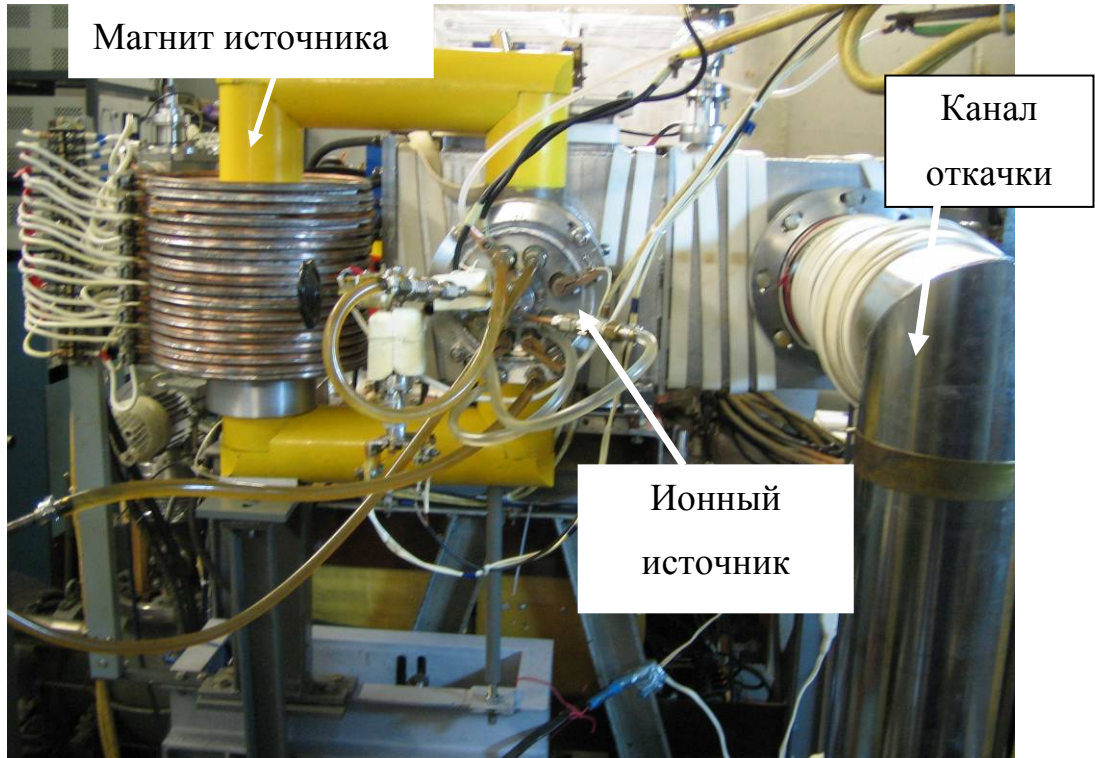


Рисунок 2.6 – Фотография Универсального испытательного стенда с установленным ионным источником типа Vernas

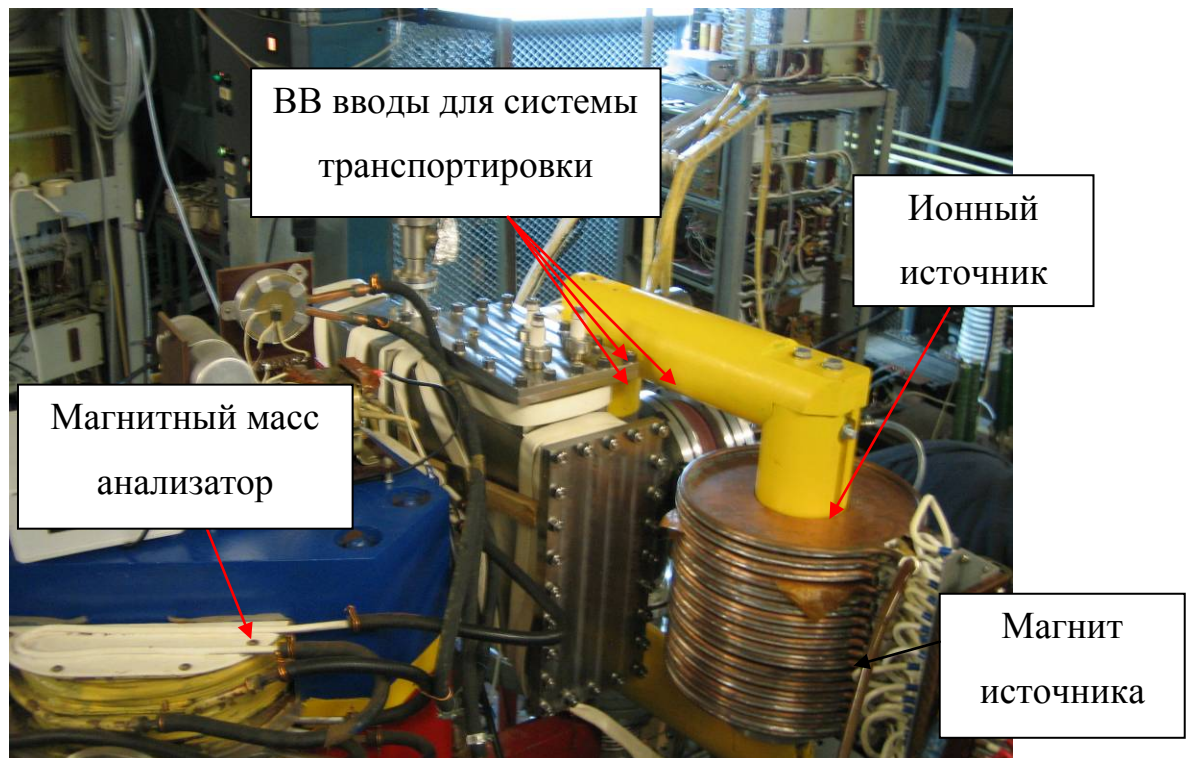


Рисунок 2.7 – Фотография Универсального испытательного стенда со стороны магнитного масс-анализатора

Экспериментальные работы по исследованию возможности повышения зарядности пучка ионов, генерируемого источником Vernas, проводились с использованием сурьмы в качестве рабочего вещества. Масс-зарядовый спектр пучка, генерируемого при штатном режиме источника, содержит ионы сурьмы зарядностью от 1+ до 3+ (рисунок 2.8). Можно предположить наличие очень малой фракции ионов сурьмы с зарядом 4+, но точно идентифицировать амплитуду данного пика не представлялось возможным. Масс-зарядовый спектр был получен при токе разряда 300 мА и напряжении на разряде – 280 В. Данный режим достигался при токе электронного пучка с нити накала в 500 мА при ускоряющем напряжении 940 В. Общий ток пучка ионов сурьмы на выходе источника составил 8 мА при вытягивающем ионный пучок напряжении 8 кВ. В измеренном спектре легко идентифицируются пики ионов сурьмы вплоть до Sb^{3+} . Установка двух щелевых диафрагм на входе в анализирующий магнит позволила получить спектр с разделением однозарядных ионов изотопов сурьмы с атомной массой 121 и 123 а.е.м.

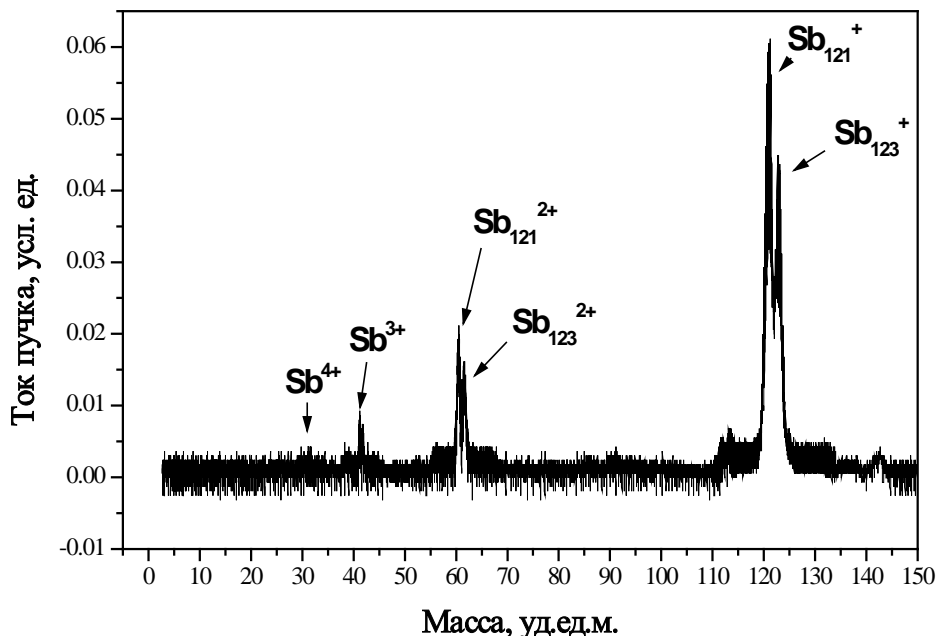


Рисунок 2.8 – Масс-зарядовый спектр пучка ионов сурьмы при исходной конфигурации источника

2.2.1 Возможности формирования высокоэнергетического электронного пучка с термокатода в источнике Vernas версия ИТЭФ

Интенсивность высокоэнергетических электронов будет определяться возможностями эмиссии электронов с нити накала и пропускной способностью ускоряющего эти электроны промежутка. Увеличивать плотность тока электронного пучка, инжектируемого в область газового разряда, можно только за счет повышения температуры термокатода и только до тех пор, пока плотность тока термоэмиссии не сравняется с пределом для тока пучка, определяемым законом Чайлда-Ленгмюра (ЧЛ). Для зазора в 2 мм и ускоряющего напряжения 1 кВ (характерные параметры исследуемого источника) предельная плотность электронного тока по ЧЛ может достигать величины в $\sim 1,8 \text{ А/см}^2$ (рисунок 2.10). Чтобы получить такую плотность термоэмиссии, надо разогреть вольфрамовый катод до температуры – 2670°К (рисунок 2.9, построен по данным [105]), практически реализуемую в эксперименте. При этом ток электронного пучка, прошедшего сквозь отверстие диаметром 3 мм, не будет превышать величины $\sim 130 \text{ мА}$.

При работе источника общий ток эмиссии с вольфрамового термокатода на катод газового разряда составляет $\sim 800 \text{ мА}$ при ускоряющем напряжении 1000 В. Если предположить, что термокатод диаметром 0,15 мм имеет одинаковую температуру на всем участке напротив пластины катода газового разряда ($\sim 6 \text{ см}$), то плотность электронного тока равна $0,9 \text{ А/см}^2$. Как следует из рисунка 2.10 эта величина заметно меньше предела, накладываемого законом Чайлда-Ленгмюра. Т.е. плотность тока ограничена только термоэмиссией с нити накала. По плотности тока можно оценить температуру вольфрамовой проволоки, из которой изготовлен термокатод. Она оказалась равной $\sim 2600^\circ\text{К}$. При этом ток электронного пучка, прошедшего сквозь отверстие в катоде, не должен превышать величину 55 мА.

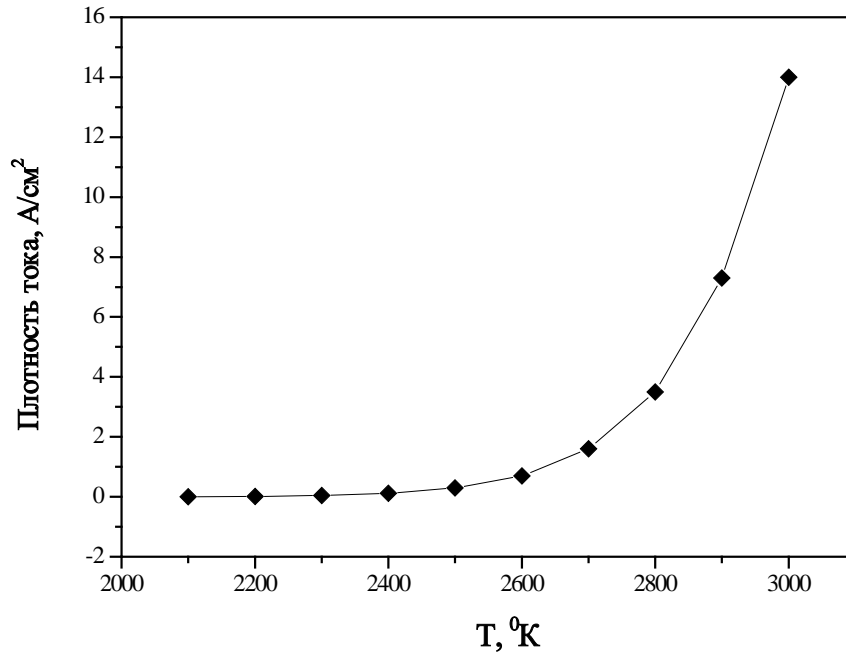


Рисунок 2.9 - Максимальное значение тока электронного пучка, проходящего через отверстие в катоде диаметром 3 мм.
Построено по данным [105]

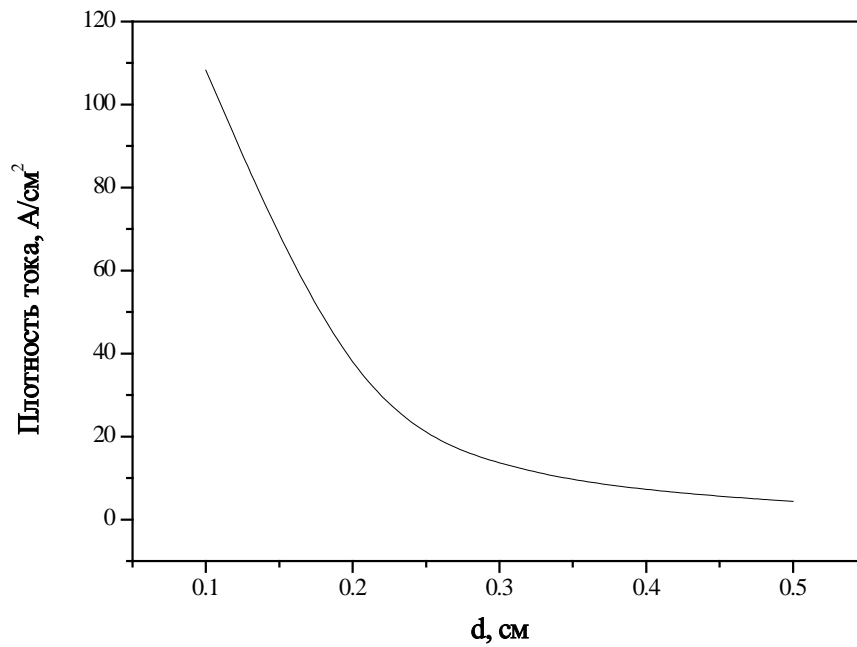


Рисунок 2.10 – Ток электронного пучка, ускоренного разницей потенциалов 1 кВ, в зависимости от величины ускоряющего зазора

2.3 Параметры электронного пучка, инжектируемого в разрядный промежуток

Экспериментальное исследование тока пучка высокоэнергетических электронов, эмитируемых нитью накала и поступивших в область разряда через отверстие в катоде, проводилось путем измерения величины тока электронного пучка, достигшего антикатада, используемого при измерениях в качестве токоприемника (рисунок 2.11). Проведено измерение величины тока электронного пучка, достигшего антикатада, в зависимости от величины магнитного поля в области разряда источника и от величины общего тока, эмитируемого с нити накала (рисунок 2.12 и рисунок 1.13). Видно, что ток инжектируемого электронного пучка монотонно увеличивается с ростом магнитного поля вплоть до $\sim 0,1$ Т (ток в магнитной катушке 10 А). При больших значениях магнитного поля ток инжектируемого в область разряда высокоэнергетического электронного пучка достигает насыщения. При этом в область разряда инжектируется не более $\sim 4\%$ тока пучка электронов с нити накала.

Используя результаты измерений тока инжектируемых электронов, можно оценить параметр $j\tau$ из [106], характеризующий ступенчатую ионизацию ионов. Время жизни ионов в области разряда можно оценить по формуле $\tau = l/v_{iT}$, где l – расстояние между катодом и антикатодом (5 см) и v_{iT} – тепловая скорость ионов, которую можно положить равной $\sim 10^4$ м/с. Тем самым $j\tau$ составит $\sim 10^{13}$ см⁻². Для увеличения зарядового состояния ионов сурьмы хотя бы на пару значений, необходимо иметь $j\tau$ не менее $\sim 10^{17}$ см⁻². Таким образом, однократное прохождение пучка электронов через область разряда не должно существенно влиять на зарядовое распределение ионного пучка.

Проведенное измерение масс-зарядового спектра ионного пучка при однократном прохождении высокоэнергетическими электронами разряда показало, что практически никаких изменений в составе ионного пучка, генерируемого в стандартной конфигурации источника Bernas, не наблюдается.

Тем не менее необходимо отметить, что даже однократное прохождение инжектируемых высокоэнергетических электронов в область разряда приводит к заметному снижению минимального напряжения анод-катод (V_d), при котором возможно устойчивое горение разряда.

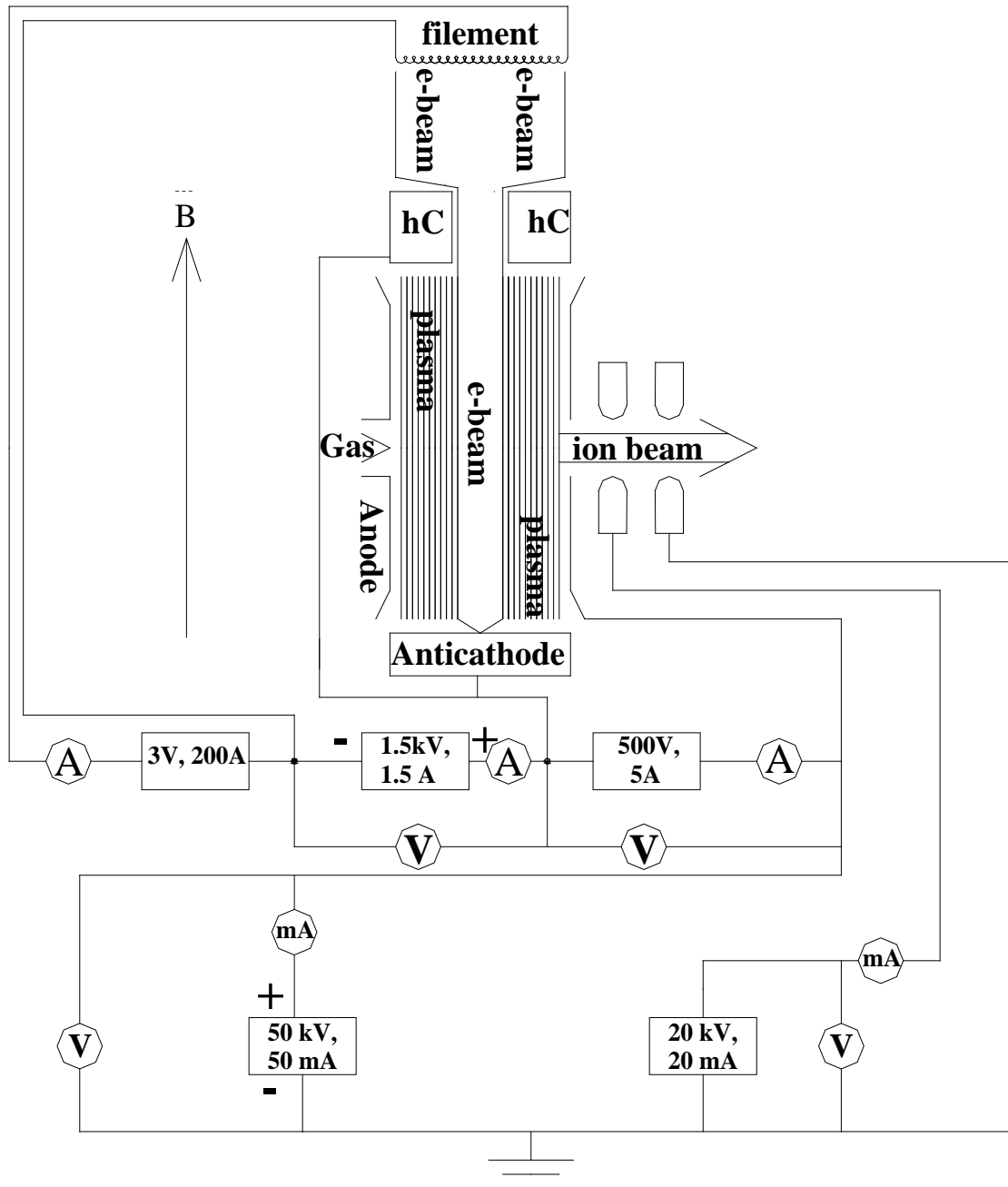


Рисунок 2.11 - Схема электропитания источника типа Bernas при инжекции части электронного пучка для нагрева косвенного катода в область разряда с однократным прохождением области разряда

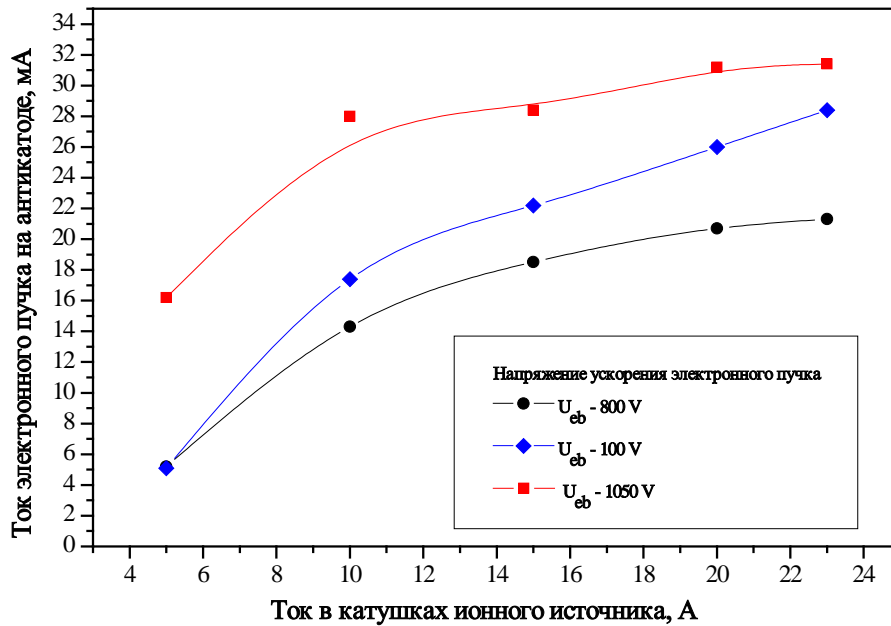


Рисунок 2.12 – Ток пучка электронов с нити накала, прошедшего в область разряда, в зависимости от величины тока намагничивания, при различных значениях ускоряющего электронный пучок напряжения. Общий ток электронного пучка с нити накала 800 мА

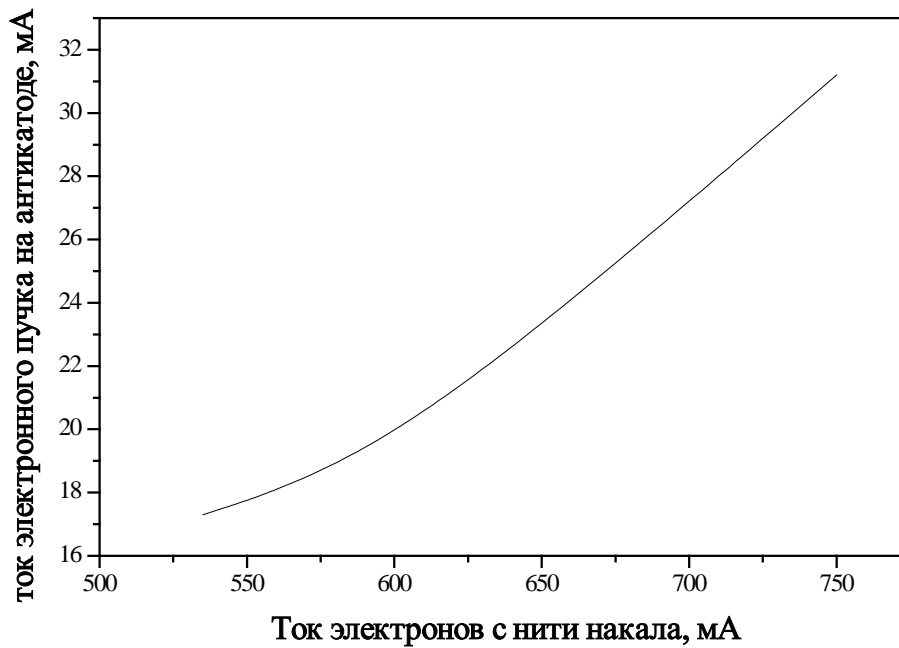


Рисунок 2.13 - Ток электронного пучка, измеряемый на антикатоде, в зависимости от тока эмиссии электронов с нити накала. Индукция магнитного поля 0,2°Т.

Для повышения заряда генерируемых ионов необходимо, чтобы высокоэнергетические электроны накапливались в области разряда. При этом следует учитывать, что при многократном прохождении электронного пучка через плазму разряда возможна его термализация в результате взаимодействия с плазмой. Можно предположить, что повышение зарядового состояния ионного пучка, извлекаемого из источника, будет достигаться в обоих случаях. При этом, если время накопления высокоэнергетических электронов будет заметно превосходить время их термализации, то следует ожидать более высоких зарядовых состояний извлекаемых из плазмы ионов.

Для накопления высокоэнергетических электронов в области разряда в конструкцию источника и в схему его электропитания были внесены некоторые изменения. Сначала антикатод без отверстия был электрически соединен с нитью накала (рисунок 2.14). При такой конфигурации возникает осцилляция в разрядной камере высокоэнергетического электронного пучка с нити накала. Результат измерения масс-зарядового спектра пучка ионов сурьмы, извлекаемых из источника (рисунок 2.15), показал заметный сдвиг в распределении ионов по зарядовым состояниям в сторону больших значений. Имеются основания для предположения о присутствии в спектре ионов с зарядовым состоянием $6+$, что при штатном режиме работы источника не наблюдалось. Однако такая конфигурация электродной системы источника приводит к перераспределению электрического поля в области отбора ионов пучка, что негативно сказывается на однородности извлекаемого пучка.

Для решения этой проблемы в конструкции источника был использован антикатод с аксиальным отверстием и добавлен отражательный электрод, располагающийся сразу за этим отверстием в антикатоде. Этот электрод электрически соединен с нитью накала. При такой конфигурации распределение потенциала в области разряда оставалось без изменения в сравнении с базовой конфигурацией. Высокоэнергетические электроны при этом в продольном направлении были «заперты» между нитью накала и отражательным электродом.

При таком режиме работы источника наблюдался дополнительный сдвиг среднего заряда в сторону большего значения (рисунок 2.16). Рисунок 2. 17 представляет схему источника в данной конфигурации.

На основании полученного результата (таблица 2..2) средний заряд для пучка ионов, полученных в стандартной конфигурации, составляет $\langle q \rangle = 1,51$, в то время как для режима с осцилляцией электронов между нитью накала и антикатодом получено увеличение среднего заряда $\langle q \rangle = 1,712$. Еще большее увеличение среднего заряда достигнуто при осцилляции высокоэнергетических электронов между нитью накала и дополнительным электродом-отражателем. Средний заряд в этом случае достиг величины $\langle q \rangle = 2,06$. Пучок содержит заметную фракцию ионов сурьмы с зарядом $6+$, что не достигалось при работе на исходной конфигурации источника.

Таблица 2.3 показывает параметры ионного источника при работе в различных конфигурациях: с инжекцией высокоэнергетических электронов в область разряда, а также при стандартной работе источника типа Vernas.

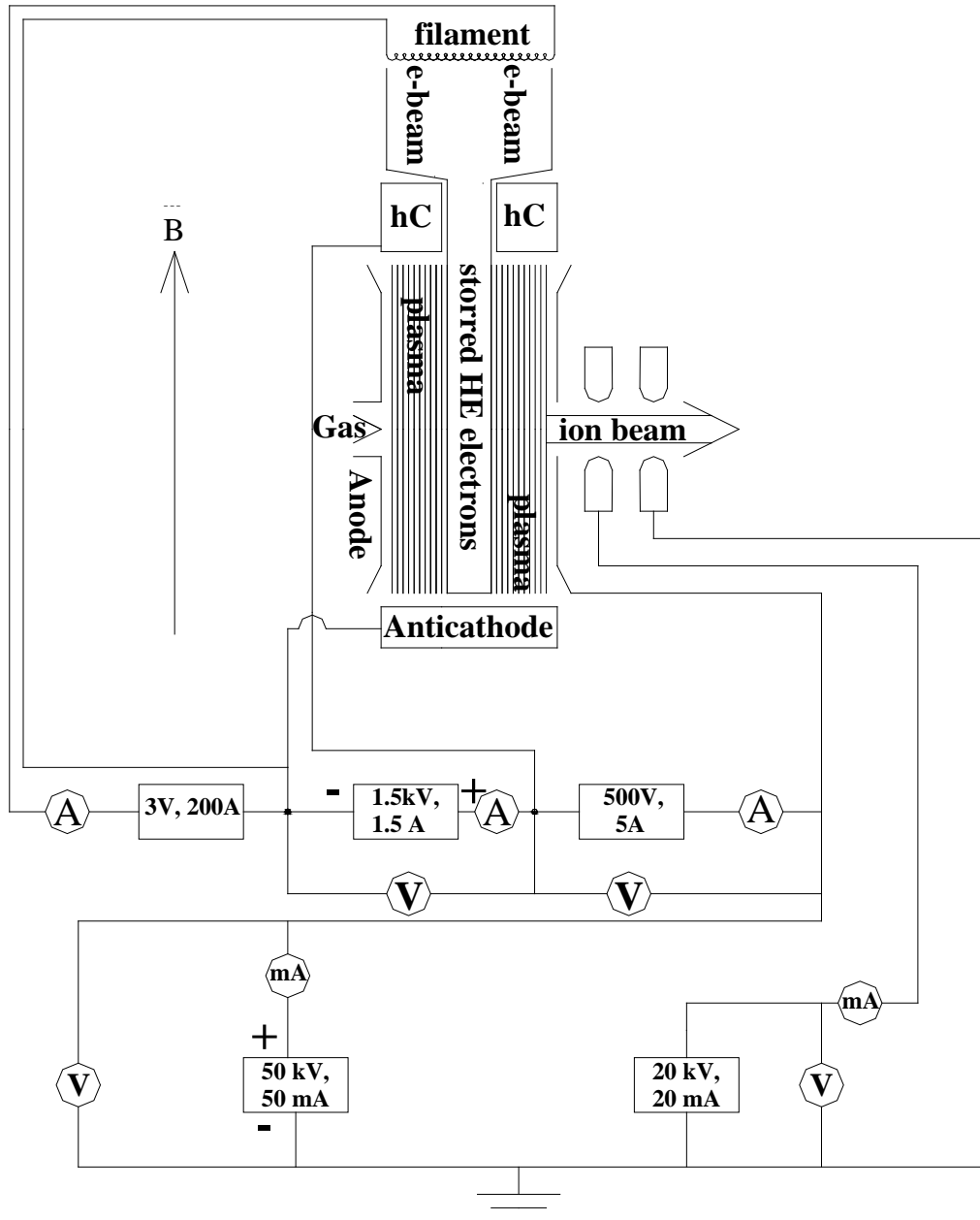


Рисунок 2.14 - Схема электропитания источника типа Bernas при инжекции части электронного пучка для нагрева косвенного катода в область разряда с антикатодом, электрически соединенным с нитью накала

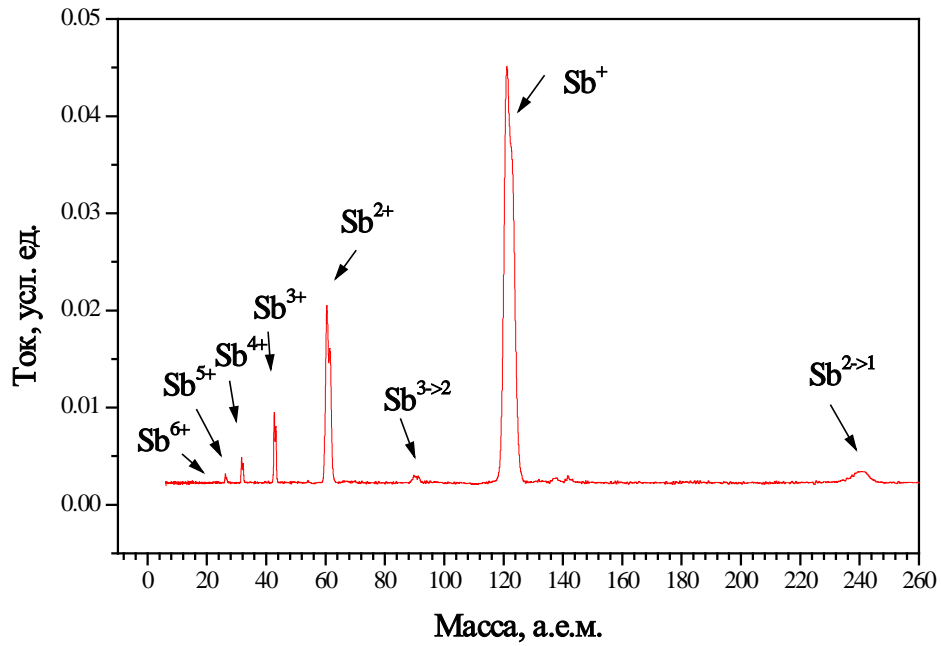


Рисунок 2.15 – Масс-зарядовый спектр пучка ионов сурьмы с источника типа Bernas при антикатоде, электрически соединенном с нитью накала

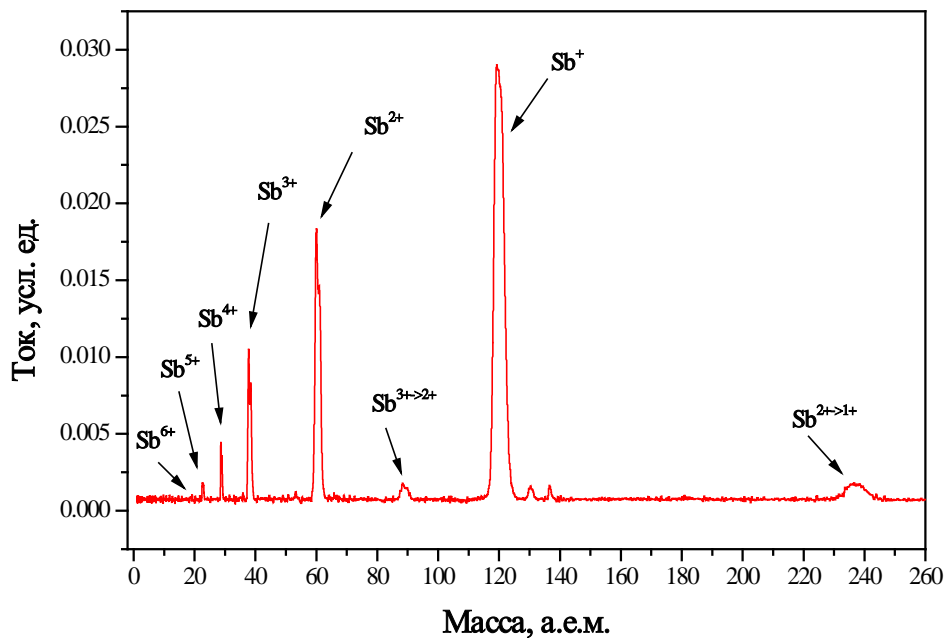


Рисунок 2.16 - Масс-зарядовый спектр пучка ионов сурьмы с источника Bernas при использовании дополнительного отражательного электрода

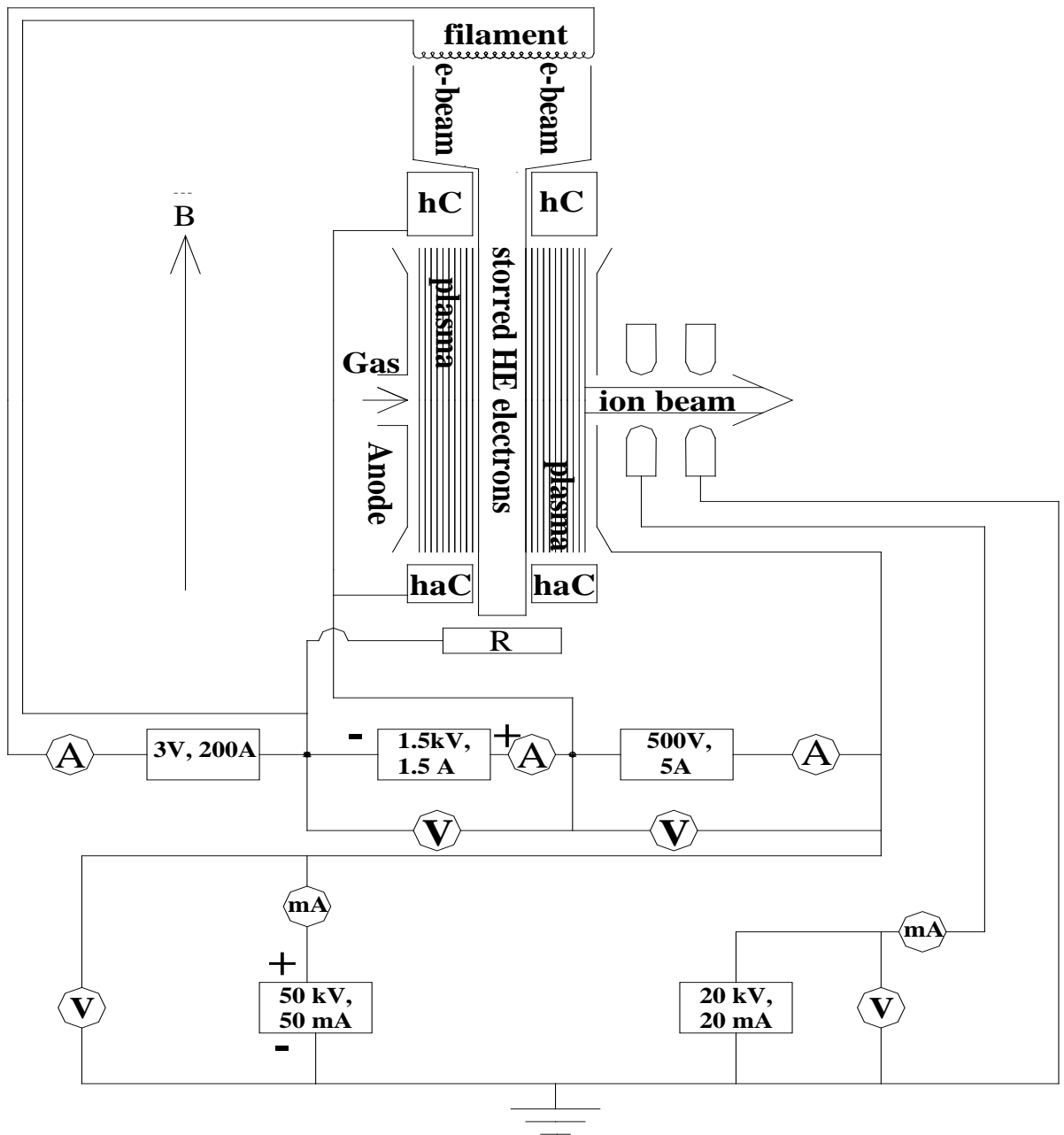


Рисунок 2. 17 - Схема электропитания источника типа Bernas при инжекции части электронного пучка для нагрева косвенного катода в область разряда с дополнительным отражательным электродом

Таблица 2.2 – Распределение ионов пучка сурьмы по зарядовым состояниям для различных модификаций ионного источника типа Vernas

Модификация	Sb⁺	Sb²⁺	Sb³⁺	Sb⁴⁺	Sb⁵⁺	Sb⁶⁺	<Q>_i
Стандартный источник Vernas	61,8	27	9	следы			1,51
Антикатод соединен с нитью накала, режим инъекции электронного пучка	54,7	28	11,3	3,7	1,8	<0,5	1,68
Дополнительный электрод соединен с нитью накала, режим инъекции электронного пучка	44,1	26,6	16,2	7,6	3,3	2,2	2,06

Таблица 2.3 – Основные параметры различных модификаций ионного источника Vernas.

Модификация	U_{eb}, В	I_{em}, мА	U_d, В	I_d, мА	В, Г	I_b, мА
Стандартный источник Vernas	940	500	260	555	0.12	12
Антикатод соединен с катодом, режим инъекции электронного пучка	1000	720	280	500	0.12	7
Антикатод соединен с нитью накала, режим инъекции электронного пучка	900	900	260	500	0.12	8
Дополнительный электрод соединен с нитью накала, режим инъекции электронного пучка	800	820	190	550	0.12	7.5

В таблице 2.3 использованы следующие обозначения: U_{eb} - напряжение ускорения электронов с нити накала, I_{em} - ток электронов с нити накала, U_d - напряжение на разряде, I_d - ток разряда, В - магнитное поле источника, I_b - общий ток пучка на выходе источника

По результатам проведенных экспериментов сформулированы следующие выводы:

– инъекция части электронного пучка в область разряда приводит к более устойчивому горению разряда при более низких напряжениях на разряде;

– использование режимов, при которых высокоэнергетические электроны осциллируют в области разряда, приводит к повышению зарядового состояния генерируемых ионов сурьмы, при практически неизменном токе пучка, извлекаемом из источника;

– использование дополнительного электрода для организации осцилляции высокоэнергетических электронов приводит к заметному увеличению среднего заряда ионов пучка, извлекаемых из ионного источника, без нарушения однородности и без снижения интенсивности извлекаемого ионного пучка.

Полученные результаты свидетельствуют об успешности основополагающей идеи использования части высокоэнергетических электронов с нити накала для повышения зарядового состояния генерируемого ионного пучка.

Повышение зарядового состояния генерируемых в разряде ионов может быть результатом либо прямой ионизации высокоэнергетическими электронами, инжектируемыми в область разряда и осциллирующими в этой области, либо за счет нагрева этими электронами плазмы разряда в ходе термализации этого пучка.

Оценим энерговклад электронного пучка в плазму и сравним его с энерговкладом от основного разряда. Для оценки используем данные эксперимента (таблица 2.3, последняя строка). Типичные значения тока разряда и напряжения на разряде 190 В и 550 мА (таблица 2.3). При таких значениях мощность разряда составляет ~ 104 Вт. Измерения позволяют оценить ток электронного пучка инжектируемого в область разряда при устойчивой работе источника. В штатном режиме для разогрева катода требуется значение тока электронного пучка с нити накала около 600-800 мА при магнитном поле 0,1 Т и

ускоряющем электронный пучок напряжении 1 кВ. Таким образом ток электронного пучка инжектируемого в область разряда составляет 25-32 мА, что соответствует плотности тока $\sim 0,4 \text{ А/см}^2$. Т.е. дополнительная мощность, приносимая высокоэнергетическим пучком в разряд, равна $\sim 30 \text{ Вт}$. Этой мощности должно хватить для увеличения температуры плазменных электронов и, как следствие, привести к увеличению зарядового состояния генерируемых ионов.

2.4 Взаимодействие высокоэнергетического электронного пучка с плазмой разряда

2.4.1 Качественное описание физических процессов в ионном источнике

Модель плазмы, базирующаяся на уравнении Власова-Больцмана, позволяет описывать работу широкого спектра источников ([107]-[108]). Для решения данного уравнения численными методами достаточно успешно используется метод Монте-Карло «частица-в-узлах сетки». При моделировании взаимодействия высокоэнергетического пучка с плазмой разряда применялся численный код PICSIS-2D, разработанной в НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ [109]. Это двухмерный по конфигурационному пространству и трехмерный по пространству скоростей (2D3V) PICкод со столкновениями по методу Монте-Карло. При моделировании используется метод крупных частиц. При описании плазмы задаются распределения электронной и ионной компонент $f_k(\mathbf{x}, \mathbf{v}, t)$, где \mathbf{x} трехмерная координата, а \mathbf{v} – трехмерная скорость частиц. Нейтральный газ задается как однородно распределенная среда атомов или молекул с заданной температурой. В ходе моделирования рассматриваются такие процессы как:

- упругие электрон - электронные, электрон - ионные, ион - ионные и электрон - нейтральный атом взаимодействия;
- ионизация ионов и нейтральных атомов;

- возбуждение ионов и нейтральных атомов;
- процесс перезарядки ионов на нейтральных атомах и других ионах.

Для определения электрического поля решается уравнение Пуассона методом двойного быстрого Фурье-преобразования в 2D геометрии [110]. Учет внешнего статического поля источника осуществляется либо введением аналитического решения, либо импортом решения из другой программы. Можно также использовать результаты измерения магнитного поля, задавая его в виде таблицы. В ходе моделирования предполагалось, что изменением магнитного поля, вызванным током заряженных частиц в плазме, можно пренебречь. Для точного расчета электрических полей и токов в источнике необходимо решать совместно уравнение Пуассона и уравнения непрерывности для плотности зарядов каждого типа в 2D геометрии. Для расчета движения заряженных частиц в электрических и магнитных полях с учетом столкновений решается уравнение Власова-Больцмана. Уравнения движения решались с использованием метода численного интегрирования Верле (Verletintegration, также иногда именуемый методом Штермера [111], [112]) с интегрированием по времени. Предполагается наличие электронов и нескольких сортов ионов, взаимодействующих друг с другом через самосогласованное электромагнитное поле и путем парных столкновений. Метод Монте-Карло использовался для определения времени между соударениями, выбора ключевых событий и определения скоростей частиц после взаимодействия. Для неупругих взаимодействий использовались либо экспериментальные данные, либо результаты аналитических расчетов. Парные взаимодействия заряженных частиц рассматривались по методу, описанному в [113], [114]. Для моделирования взаимодействия частиц использовалась та же сетка, что и при решении уравнения Пуассона. Вероятность рассеяния под малыми углами определялась по уравнению Спицера [115]. Установившиеся значения токов и электрических полей определяются исключительно параметрами эмиттера и геометрией источника.

Рисунок 2.18 показывает схему источника, использованную при численном моделировании.

Однако очень быстро внутренняя область заполняется электронами, и поле вытесняется к аноду (рисунок 2.20). В результате, согласно расчетам, средняя энергия электронов через 1 мкс после начала разряда составляет всего около 28 эВ. Тем не менее по мере роста степени ионизации плазмы объемный заряд положительных ионов увеличивает потенциал внутри источника так, что к моменту окончания переходных процессов (согласно расчетам это время составляет около 40 мкс) средняя энергия электронов становится равной ~ 157 эВ.

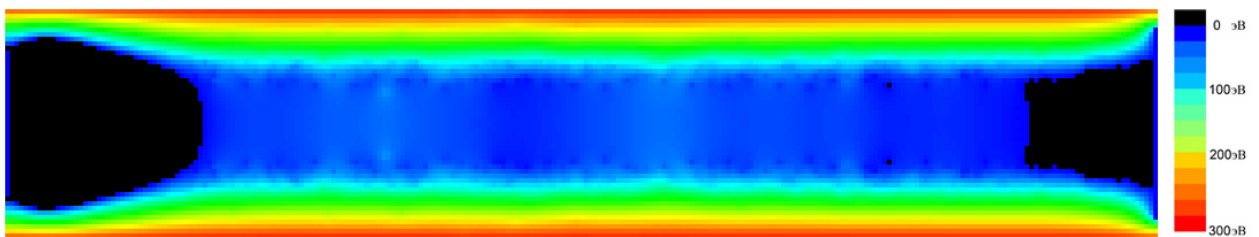


Рисунок 2.20 – Распределение потенциала через 1 мкс после начала разряда

Рисунок 2.21 показывает распределение продольной компоненты скорости электронов в различные моменты времени.

Рисунок 2.22 иллюстрирует качественное распределение потенциала электрического поля, устанавливающееся в разрядной камере источника типа Vernas. Пурпурным цветом показано расчетное распределение электрического потенциала в отсутствие свободных носителей заряда, синим цветом – распределение потенциала при генерации плазмы (качественно). Пунктирной линией изображено распределение потенциала при отсутствии продольного магнитного поля.

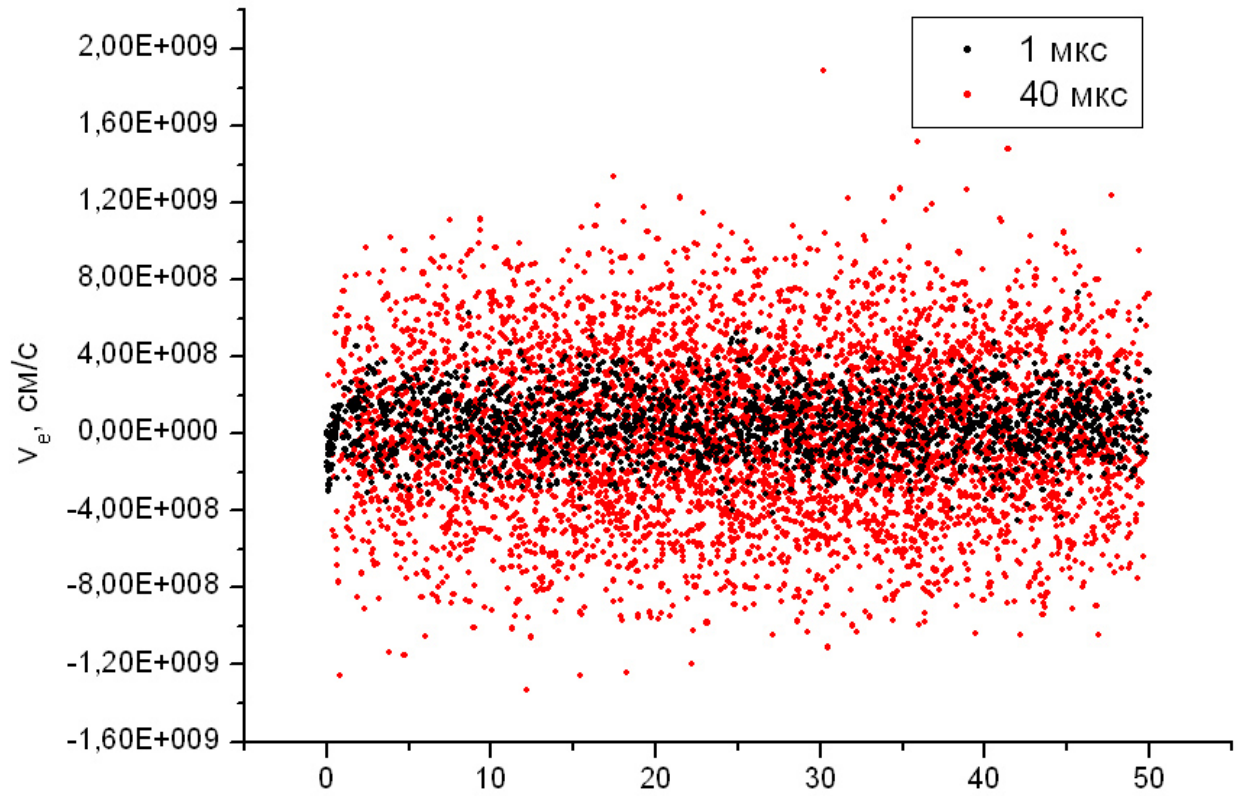
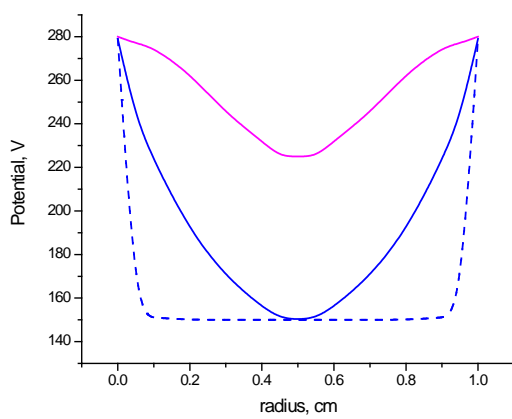
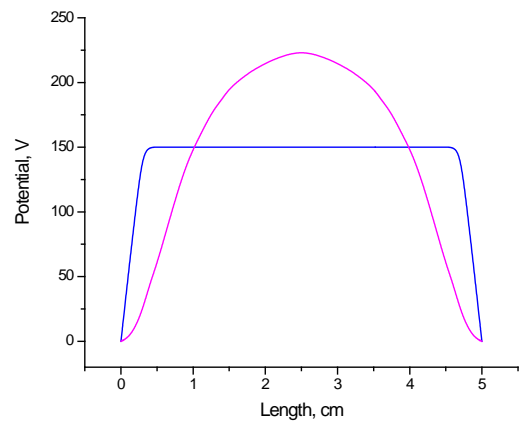


Рисунок 2.21 – Распределение продольной компоненты скорости электронов в различные моменты времени для стандартного источника Bernas



а)



б)

Рисунок 2.22 – Распределение электрического потенциала по оси источника (а). Распределение электрического потенциала в поперечном сечении (б).

Следует отметить одну интересную особенность радиального электрического поля. Из-за сильного ограничения магнитным полем подвижности электронов в радиальном направлении потенциал в плазме не выравнивается и возникающее электрическое поле является фокусирующим для ионов, уходящих на катод и антикатод источника, и дефокусирующим для эмитируемых электронов.

Проведенное моделирование позволило выявить следующие закономерности в зарядовом распределении.

1. Степень ионизации плазмы растет с ростом разрядного тока: Наблюдаемый эффект объясняется тем, что с увеличением разрядного тока растет плотность плазмы, а вместе с ней и скорость ионизации.

2. При одинаковых токах разряда снижение расхода рабочего вещества приводит к росту степени ионизации: происходит это из-за роста эффективного времени жизни иона в источнике, так как уменьшение натекания сопровождается соответствующим уменьшением скорости ухода ионов из объема.

Оба эти явления наблюдаются экспериментально, но их использование не очень целесообразно, так как первый эффект ведет к резкому сокращению срока службы электродов, а второй – сопровождается снижением тока экстракции.

Дополнительный пучок электронов моделировался следующим образом: предполагалось, что центральная часть катода диаметром 3 мм является источником электронов с продольной энергией 1 кэВ и температурой 2700°К. Величина тока эмиссии составляет 25 мА. Это соответствует эксперименту по схеме (рисунок 2.17): антикатод соединен с катодом, режим инжекции электронного пучка. В этом случае распределение продольной компоненты скорости в различные моменты времени претерпевает заметные изменения (рисунок 2.23). Как и в предыдущем случае, к окончанию переходных процессов дополнительный пучок ионов термализуется в области разряда, однако средняя энергия электронов согласно расчетам возрастает до ~ 264 эВ. При этом не надо забывать, что в области разряда постоянно есть высокоэнергетическая фракция электронов, инжектируемых с нити накала.

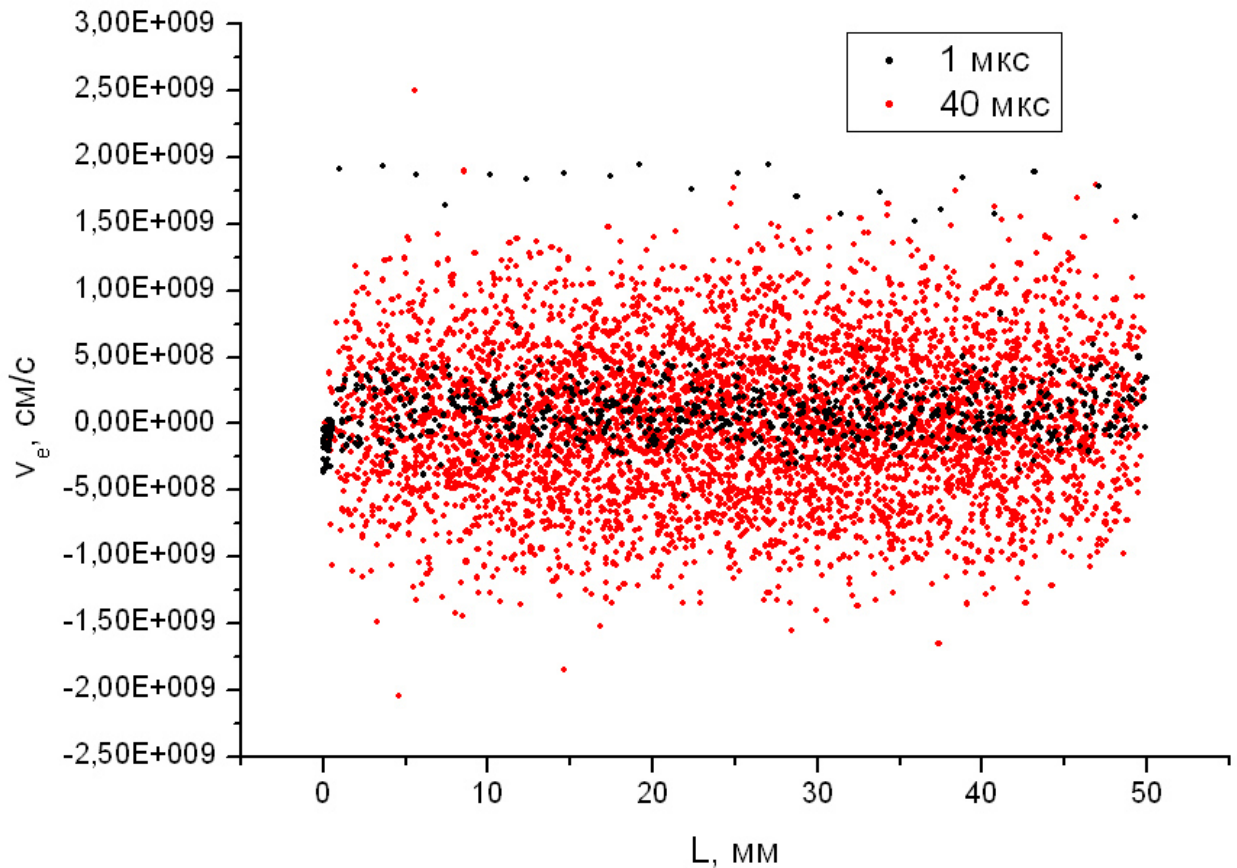


Рисунок 2. 23 – Распределение продольной компоненты скорости электронов в различные моменты времени для режима инжекции электронного пучка, антикатод соединен с катодом

2.5 Выводы по главе 2

Повышение зарядового состояния генерируемых ионов позволяет пропорционально снижать требуемое ускоряющее напряжение, что выгодно сказывается на размерах установок как с электростатическим, так и с резонансным ускорением ионных пучков. Если удастся получить генерировать пучки ионов высокой зарядности с достаточной для практического применения интенсивностью, то установка, созданная на базе таких пучков, способна будет обеспечить проведение всех видов имплантационных работ, как высокоинтенсивных, так и высокоэнергетических, что заметно сократит стоимость производственного цикла.

Успешное использование инжекции высокоэнергетического электронного пучка в плазму разряда для повышения зарядового состояния генерируемых

ионов, полученное при работе с вакуумно-дуговым источником, стало отправной точкой для применения данного метода и в источниках типа Bernas, являющихся основными источниками пучков в полупроводниковой электронике.

Для реализации данного метода разработана уникальная конструкция источника, позволяющая направить часть высокоэнергетического электронного пучка, предназначенного для разогрева катода с косвенным накалом, в область разряда. По результатам проведенных экспериментов можно сделать следующие выводы:

– инжекция части электронного пучка в область разряда приводит к более устойчивому горению разряда при более низких напряжениях на разряде;

– использование режимов, при которых высокоэнергетические электроны осциллируют в области разряда, приводит к повышению зарядового состояния генерируемых ионов сурьмы, при практически неизменном токе пучка, извлекаемом из источника;

– использование дополнительного электрода для организации осцилляции высокоэнергетических электронов приводит к заметному увеличению среднего заряда ионов пучка, извлекаемых из ионного источника, без нарушения однородности и без снижения интенсивности извлекаемого ионного пучка.

Полученные результаты свидетельствуют об успешности основополагающей идеи использования части высокоэнергетических электронов с нити накала для повышения зарядового состояния генерируемого ионного пучка. В разрядной системе ячейки Пеннинга с термокатодом косвенного накала, используемой в источнике ионов газов и ионов твердотельных непроводящих веществ типа Bernas, широко используемом для легирования полупроводников, инжекция части высокоэнергетического электронного пучка, предназначенного для нагрева катода, в разрядный промежуток, приводит к дополнительному нагреву электронного компонента плазмы. Это обеспечивает многократную ионизацию в плазме и, соответственно, повышение средней зарядности извлеченного из плазмы ионного пучка. Результаты, представленные в данном разделе, были опубликованы в работах [117], [118].

Глава 3 Многоатомные борсодержащие молекулярные ионные пучки для экстремально низкоэнергетической имплантации

Глава 3 посвящена разработке методики получения пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов с ультранизкой энергией. Использование данных пучков обеспечивает возможность создания современных полупроводниковых схем с топологической нормой ниже 20 нм. Проведено изучение режимов работы источника типа Vernas, обеспечивающих генерацию пучков многоатомных молекулярных борсодержащих ионов. Выявлены основные проблемы, возникающие при генерации молекулярных пучков при использовании в качестве рабочего вещества бороводородов, используемых основными производителями имплантационной техники (Applied Materials, прежде VARIAN; NISSIN и Axcelis), и найдены решения данных проблем. Показано, что для эффективной генерации пучков многоатомных молекулярных борсодержащих ионов необходимо обеспечить эффективное охлаждение разрядной камеры и поддерживать равномерный нагрев канала транспортировки паров вышеуказанных веществ для предотвращения образования стеклообразных пробок. При этом канал транспортировки паров не должен содержать точек резкого изменения диаметра, так как эти точки провоцируют образование пробок. Мощность, вводимая в разряд при работе источника с данными веществами, ограничена. Выявлено, что на фрагментацию борсодержащих молекул главным образом влияет ток разряда. Фрагментация нарастает с увеличением тока разряда, в то время как увеличение напряжения разряда практически не влияет на устойчивость молекул рабочего вещества. В результате на стандартном источнике получены стабильные режимы генерации пучков ионов декаборана и карборана с плотностью тока на уровне 1 mA/cm^2 . Проведена имплантация ионов карборана в полупроводниковую подложку при ускоряющем напряжении 4 кВ, что в пересчете на пучок атомарных ионов бора соответствует имплантации при ускорении атомарного ионного пучка напряжением порядка

300 В. Представлены также результаты исследования профиля распределения имплантированных ионов по глубине.

3.1 Актуальность и современное состояние проблемы генерации пучков борсодержащих молекулярных ионов

Доминирующей технологией изготовления современных микросхем является технология КМОП - комплементарная структура металл-оксид-полупроводник (в англоязычной литературе CMOS - complementary metal-oxide-semiconductor). Общая тенденция развития этой технологии - снижение значения проектной нормы. На сегодняшний день уже изготавливаются чипы по технологическим процессам с проектной нормой лучше 20 нм и даже 7 нм. Для реализации столь малых значений проектной нормы необходимо имплантировать в подложку ионы с энергиями менее 100 эВ [102]. Трудность реализации такого режима имплантации допирующих атомов с использованием ионных пучков лежит в области фундаментальных законов транспортировки ионных пучков, а именно, в ограничении интенсивности пучка его собственным объемным зарядом. Количественно данное ограничение описывается уравнением Чайлда-Ленгмюра, известным еще как «закон трех вторых» [60], [119].

$$J = (4\varepsilon_0/9)\sqrt{2e/m} V_a^{3/2} / a^2 \quad (3.1)$$

Из (3.1) следует, что при столь малых значениях ускоряющего напряжения (~ 100 В) практически невозможно обеспечить процесс имплантации рабочих ионов в подложку с интенсивностями, приемлемыми для эффективного легирования полупроводниковых изделий в промышленных масштабах.

Для решения данной проблемы используются два принципиально разных подхода. Первый из них базируется на идее внедрения ионов рабочих веществ напрямую из плазмы разряда. При этом подложка помещается в область плазмы разряда и на нее подается импульсное напряжение требуемой величины.

Данный метод известен как метод «плазменно-иммерсионной имплантации» [102], [120], [121].

Первым упоминанием плазменно-иммерсионной технологии можно считать работы 1980-х годов, проведенные Ричардом Адлером [122], [123]. В них был предложен и реализован имплантер металлических ионов на основе вакуумно-дугового разряда и высоковольтного импульса отрицательного напряжения, прикладываемого к мишени. В результате была успешно осуществлена имплантация ионов углерода.

Позднее Джон Конрад с коллегами разработали 3D устройство для имплантации, которое они назвали плазменным источником для ионной имплантации (plasma source ion implantation - PSII) [124]–[126]. Именно с работ Конрада ведется летоисчисление плазменно-иммерсионной ионной имплантации. Сегодня плазменно-иммерсионная имплантация является объектом исследования более чем в сотне лабораторий по всему миру. И одной из самых перспективных областей применения плазменно-иммерсионной ионной имплантации является полупроводниковая промышленность.

Пионерские работы в этом направлении были выполнены Мизуно с коллегами ([127], [128]), а также Чу с коллегами ([129], [130]) и получили название плазменно-иммерсионной ионной имплантации и осаждения (PPI&D) или просто плазменно-иммерсионной ионной имплантации (ПИИИ).

По сравнению с обычной ионной имплантацией ПИИИ обладает следующими преимуществами:

- имплантационная установка становится заметно более простой в создании и управлении;
- в результате установка становится заметно более дешевой как в производстве, так и в эксплуатации;
- при определенных оговорках в качестве мишени может быть использован образец любой формы, размера и веса;
- в одной и той же камере могут проводиться несколько процессов, таких как имплантация, наращивание, травление и т.д.:

- одновременно можно проводить имплантацию в несколько образцов;
- могут быть обеспечены большие скорости набора флюенса, вплоть до $10^{20} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}$;
- энергия имплантации может варьироваться от долей кэВ до 300 кэВ (необходимо принимать во внимание, что высокие напряжения возможны только при относительно короткой длительности высоковольтного импульса).

Наряду с известными преимуществами, плазменно-иммерсионная имплантация несвободна от недостатков и нерешенных проблем:

- поскольку в этом процессе практически невозможно реализовать сепарацию ионов по массам, то вместе с требуемыми ионами будут имплантированы ионы нежелательной примеси;
- запирающие вторичных электронов, выбиваемых с поверхности обрабатываемой мишени также затруднено. Ток вторичных электронов «нагружает» систему электропитания и снижает тем самым энергетическую эффективность данного метода и при высоких прикладываемых напряжениях генерирует рентгеновское излучение, что требует дополнительной радиационной защиты установки;
- до сих пор не решен вопрос on-line контролирования набираемого флюенса,
- для обеспечения малого разброса энергии ионов, имплантируемых в мишень, требуется формирование импульсов с предельно короткими фронтами.

Альтернативный метод базируется на идее использования пучков молекулярных ионов, содержащих большое количество атомов требуемого вещества. Для ускорения многоатомной молекулы с единичным электрическим зарядом до требуемой для имплантации скорости требуется приложить ускоряющее напряжение большее, чем для ускорения атомарного однозарядного иона во столько раз, во сколько тяжелее атомный вес молекулы по сравнению с весом атомарного иона. А как следует из закона Чайлда-Ленгмюра (3.1), это обеспечивает возможность ускорения ионного пучка с более высокой плотностью электрического тока, т.е. более высокую скорость имплантации

требуемого количество допирующих атомов. Первоначально эта идея использовалась при работе на стандартном для ионной имплантации материале BF_3 , когда активно использовались ионы BF_2^+ . Но при этом по-прежнему на один электрический заряд пучка приходился один атом бора. Выбирая молекулы, содержащие несколько атомов бора, помимо выигрыша, обусловленного законом Чайлда-Ленгмюра, достигается и выигрыш по количеству имплантированных ионов на единицу электрического заряда. В конце прошлого столетия началось использование для низкоэнергетической имплантации пучков ионов многоатомных молекул - декаборана ($\text{B}_{10}\text{H}_{14}$) и/или карборана ($\text{C}_2\text{B}_{10}\text{H}_{12}$) [131]. Такой подход позволил, во-первых, использовать ускоряющее напряжение на порядок величины более высокое, чем в источниках атомарных ионных пучков, и, следовательно, обеспечил повышение плотности тока ионного пучка более чем в 35 раз. Во-вторых, поскольку на каждый заряд пучка, например, декаборана приходится десять атомов имплантированного бора, то выигрыш по интенсивности внедрения примесных атомов составляет более чем два порядка величины. Данный метод не обеспечивает интенсивностей, характерных для плазменно-иммерсионной имплантации, но позволяет использовать уже имеющиеся традиционные установки. Неоспоримым преимуществом также является тот факт, что данный метод позволяет проводить имплантацию при постоянном on-line контроле набираемого флюенса и, как следствие, обеспечивает надежную повторяемость заданных параметров создаваемого конечного продукта. В настоящее время в качестве рабочего вещества ионной имплантации молекулярных ионов широко используются бороводороды (бораны) и их органопроизводные, в частности, карборан.

Открытие бороводородов датируется 1881 годом, когда появилась статья [132]. Систематическое исследование бороводородов, в результате которого были изучены основные свойства этих соединений, проводились в начале прошлого века (см. например, [133],[134]). Бурное развитие химии бороводородов пришлось на вторую половину прошлого столетия, что было обусловлено открытием достаточно экономичных методов получения

бороводородов, а также их применением во многих важных областях народного хозяйства. Так бороводороды применяются при сварке металлов, что позволило увеличить глубину проварки шва, при борировании металлов для увеличения их поверхностной прочности, в фармацевтике и в парфюмерной промышленности. Декаборан, который являлся одним из основных материалов в данной работе, используется для вулканизации резины и как инициатор при полимеризации стирола. Но самый большой импульс к развитию массового производства бороводородов дало использование этих материалов в качестве ракетного топлива, связанного с высоким тепловыделением при их сгорании. Использование бороводородов в чистом виде в качестве ракетного топлива невозможно, ввиду образования оксидов бора, твердого вещества с высокой температурой плавления. Образование и накапливание оксидов бора приводит к забиванию сопла ракеты в ходе сгорания топлива и в предельном случае к ее взрыву. Тем не менее использование добавок бороводорода приводит к заметному повышению эффективности ракетного топлива. В результате работ в данной области применения бороводородов самым изученным оказался декаборан, и в начале ракетной эры только в США этот материал производился в многотонных количествах. Поскольку бороводороды были предметом изучения в рамках космической программы, то информацию по ним можно было получить из источников, изданных в шестидесятые годы прошлого столетия, после чего доступ к информации по данным материалам был ограничен и вышел в открытый доступ только в конце прошлого века (см. например, [133], [135] - [150]). Таблица 3.1 представляет физические свойства некоторых бороводородов.

Таблица 3.2 дает значения температуры, при которых достигается определенная величина давления насыщенных паров декаборана.

Таблица 3.1 – Физические свойства некоторых борводородов

Название	Формула	Молек, масса, М	Сост, в обычных условиях	Относ, плотность d г/см ³	Темп, плавления °С	Темп, кипения °С
Диборан	B_2H_6	27,67	Газ	0,447 (-112°)	-165,5	-92,53
Тетраборан	B_4H_{10}	53,32	Жидкость	0,56 (-35°)	-120,8	18
Пентаборан	B_5H_9	63,13	>>	0,63 (16°)	-46,6	60
Гексаборан	B_6H_{10}	74,94	>>	0,69 (0°)	-65,1	94
Декаборан	$B_{10}H_{14}$	122,22	Твердое	0,94 (25°)	99,5	213
Карборан (о-)	$C_2B_{10}H_{12}$	143,23	Твердое	0,97	294,5-295,5°С	

Таблица 3.2 – Температура (°С), соответствующая давлению насыщенного пара в мм рт. ст. для декаборана $B_{10}H_{14}$ [153]

Хим. Форм.	Название	1 мм	5 мм	10 мм	20 мм	40 мм	60 мм	100 мм	200 мм	400 мм	760 мм	T, °С
$B_{10}H_{14}$	декаборан	60,0	80,8	90,2	100,0	117,4	127,8	142,3	163,8,	d	...	99,6

Уравнение зависимости давления P (в мм рт. ст.) паров от температуры T [153].

$$\text{твердого } \lg P = -\frac{321,5}{T} + 1,75 \lg T - 0,005372T + 7,4106$$

$$\text{Для жидкого } \lg P = -\frac{4225,345}{T} - 0,0107975T + 6,63911.$$

В качестве исходного материала для полупроводниковой промышленности наибольшее распространение получили такие бороводороды как дека- и октадекабораны (рисунок 3.1). В частности, они активно используются в установках таких компаний как Axcelis (США) и Nissin (Япония). Доступность декаборана в Российской Федерации обусловила использование его и в наших работах на начальном этапе.

В нормальных условиях декаборан (Формула - $B_{10}H_{14}$, CAS регистрационный номер:[17702-41-9]) представляет собой кристаллическое твердое вещество белого цвета с плотность 950 кг/м^3 [140]-[150].

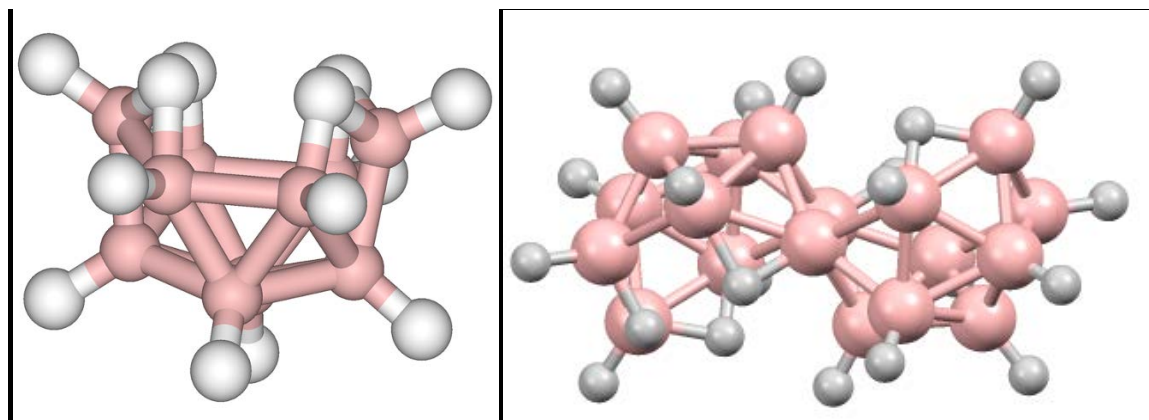


Рисунок 3.1 - Молекулы декаборана (слева) и октадекаборана (справа)

Согласно [134] декаборан – твердое, белое вещество, кристаллизующееся при сублимации или из растворов в виде длинных красивых игл. Декаборан токсичен, имеет специфический, исключительно стойкий запах, более острый, чем у пентаборана. Хорошо растворяется в эфире и бензоле. Декаборан самый стабильный гидрид бора, он начинает заметно разлагаться только при температуре плавления: не реагирует с кислородом воздуха при комнатной температуре, и с ним можно работать на воздухе. При температуре 100°C пары декаборана при длительном хранении на воздухе могут самопроизвольно взрываться. Декаборан медленно гидролизуется при комнатной температуре и более быстро при кипячении. Структура молекулы декаборана в своей основе имеет икосаэдр (рисунок 3.1). При этом у икосаэдра несколько вершин не заняты атомами бора, но есть несколько «мостиковых» атомов бора. Такие соединения

характеризуются как электрон-дефицитные, в которых некоторые или все атомы имеют более устойчивые орбитали, чем орбитали электронов в валентной оболочке [151]. Декаборан получается в результате пиролиза диборана B_2H_6 при температурах 180-250°C при пропускании газообразного диборана над нагретой поверхностью. В Российской Федерации проблемами бороводородов и, в частности, оптимизацией получения декаборана, занимаются в Государственном научном центре Российской Федерации Федеральном государственном унитарном предприятии - Государственный ордена Трудового Красного Знамени научно-исследовательский институт химии и технологии элементоорганических соединений (ГНИИХТЭОС). Одним из последних достижений в данной области является разработка сотрудниками данного института метода получения декаборана, в котором в ходе процесса идет промежуточное образование ундекабората натрия и окисление последнего в декаборан. При этом для конденсации боргидрида натрия в ундекаборат натрия используют диглимат трехфтористого бора. В качестве окислителей используют диоксид марганца или водный раствор хромового ангидрида, или соли трехвалентного железа [152].

Необходимо отметить высокую токсичность декаборана. Смертельная доза для мелких животных составляет около 30 мг/кг живого веса. Он действует на центральную нервную систему и вызывает судороги. Отравление опасно при любом способе его попадания в организм. Декаборан способен проникать через кожу [134]

Первые работы по созданию полупроводника по технологии Металл-Оксид-Полупроводник с использованием этого материала были выполнены компанией Fujitsu в сотрудничестве с университетом Киото [131]. Эти работы сразу продемонстрировали высокие характеристики созданных устройств, хотя имплантация проводилась без масс-сепарации пучка и на тот момент еще не были изучены профили имплантированных атомов. Проведенные чуть позже работы по сравнению профилей имплантированных ионов для декаборана и атомарного пучка были проведены в университете Киото и не выявили существенных различий [154]. Независимо, в то же время, сотрудники компании Philips провели аналогичные работы по сравнению результатов имплантации в кремний ионов бора и ионов декаборана при эквивалентных значениях энергии с использованием ускорения и торможения пучка бора и микроволнового источника для декаборана и показали, что результаты для обоих методов совпадают [155]. Было показано, что и профиль, и глубина внедренного бора, что для атомарного пучка, что для декаборана были абсолютно одинаковы, но получены при энергии имплантации молекулярных ионов, отличающейся на порядок от энергии имплантации атомарных ионов. Единственным отмеченным различием было выявлено большее повреждение кремния при облучении декабораном.

В работе [156] проведено сравнение результатов моделирования имплантации пучка ионов декаборана с экспериментом. Было показано хорошее совпадение результатов и, как следствие, сделан вывод о перспективности данного направления. В этой же работе было отмечено, что при использовании декаборана необходимо уделить внимание, во-первых, подбору режимов работы, так как декаборан может полимеризоваться в более высокие борводороды, при взаимодействии с водой или ее парами превращаться в диборан, а также взрываться при тряске.

Во-вторых, необходимо разработать специализированный ионный источник, который не только обеспечит генерацию пучка ионов высокой интенсивности, но и будет оснащен магнитным масс-сепаратором заметно

больших размеров, чем использовались на тот момент в составе промышленных установок.

В-третьих, необходимо учитывать роль водорода и повышенного повреждения подложки при имплантации тяжелых ионов.

Использование декаборана для нужд ионной имплантации в полупроводниковой промышленности началось на рубеже прошедшего и нынешнего веков. В работах [157] - [168] были представлены примеры успешного промышленного использования пучка ионов декаборана при имплантации бора в кремниевые подложки. Была продемонстрирована осуществимость имплантации атомов бора с энергиями на уровне 0,4 кэВ и током, соответствующим стандартам высокоинтенсивной имплантации. Важным результатом стала демонстрация в работе [159] развала молекулы по достижении приблизительно 320°C. С ростом температуры разрядной камеры в пучке, извлекаемом из источника, работающего на декаборане, скачком пропадает декаборан, и в этот же момент нарастает количество ионов водорода (рисунок 3.2). Это однозначно говорит о развале молекулы декаборана. В этой же работе было обнаружено, что при определенных режимах возможна генерация ионного пучка, содержащего более тяжелые борводороды. Поскольку в ионных источниках используются нагреваемые катоды (как прямонакальные, так и с косвенным накалом), то необходимо обеспечить эффективное охлаждение разрядной камеры и удалить катод от области экстракционного отверстия. Сообщалось о получении пучков с токами пучка ионов декаборана на уровне 300-350 мкА при ускоряющем напряжении 5 кВ. В пересчете на атомарный пучок бора это соответствует 3,4 мА при энергии 0,45 кэВ.

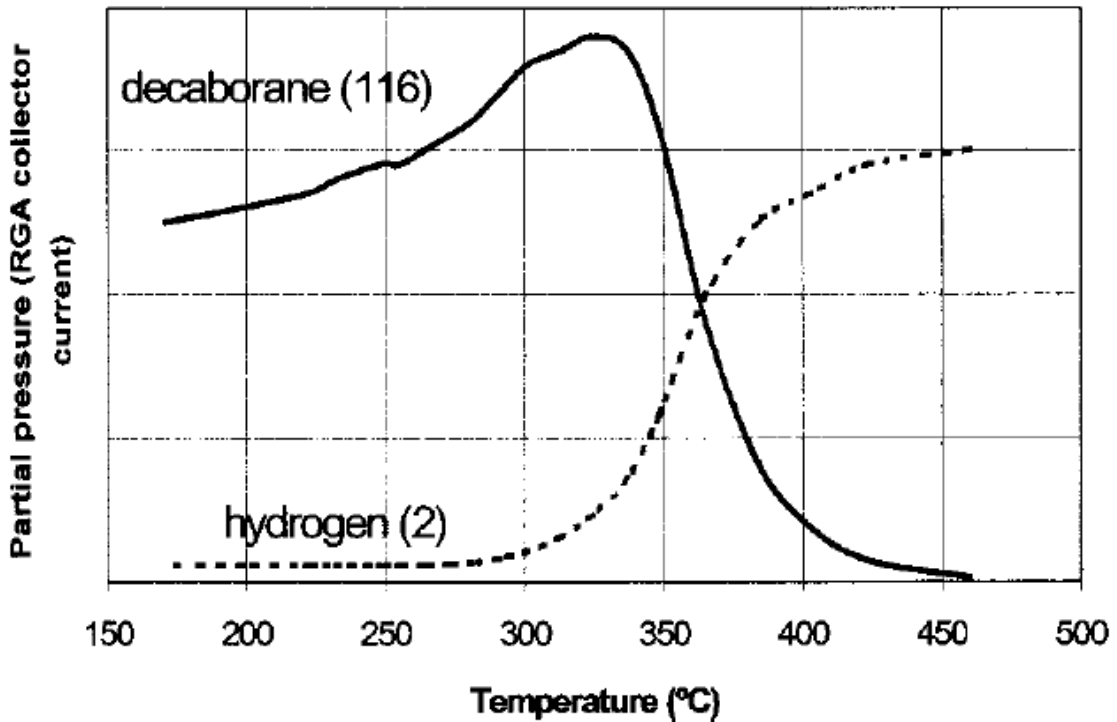


Рисунок 3.2 – Количество ионов декаборана и водорода в пучке ионов, при работе с декабораном в зависимости от температуры [159]

Необходимо отметить, что для одинаковых энергий расходимость пучка ионов декаборана много меньше, чем для атомарных ионов бора для одинаковых энергий. Также переходные характеристики для имплантированных профилей значительно лучше в случае декаборана в сравнении с единичным ионом бора. Активация примесей при работе с пучком декаборана в тонких переходах улучшается за счет увеличенного накопления повреждений во время имплантации и более эффективной их активации при рекристаллизации аморфизированного слоя при отжиге. Все это приводит к уменьшению такой характеристики p-n перехода, как время запаздывания, и, как следствие, обеспечивает лучшие переходные характеристики.

Молекулярные ионные имплантеры позволяют осуществлять транспортировку вдоль канала без использования процедуры ускорение-замедление, в результате обеспечивая имплантацию ионов без «загрязнителей» и, как отмечалось выше, с заметно меньшим угловым разбросом. К тому же высокоэффективное накопление повреждений во время торможения больших

молекулярных ионов формирует аморфные слои во время имплантации и уменьшает эффекты каналирования примесных атомов.

Моделирование процесса взаимодействия больших молекул примесей в кремнии выявил многие детали процесса создания повреждений. Было однозначно показано, что применение пучков многоатомных молекулярных ионов приводит к увеличению плотности производимых дефектов по сравнению с атомарными пучками. При энергии 500 eV/атом в пересчете на атом бора, взаимодействующая $B_{10}H_{14}$ молекула создает поверхностный аморфный слой 30 Å при дозе 10^{15} В/см², а молекула $B_{18}H_{22}$ создает 70 Å толщины аморфного слоя при дозе 3×10^{14} В/см². Однако необходимо отметить, что для отношения массы к заряду 210 ($B_{18}H_{22}$) требуется более мощный масс-сепаратор и более мощная формирующая оптика, чем для аналогичных пучков атомарных ионов при низкоэнергетической имплантации.

Попытку решить проблему устойчивости молекулярных ионов предпринял Т. Horsy. Им был разработан вариант источника, где вместо нагреваемого катода используется инжекция в разрядную камеру пучка электронов от пушки, расположенной вне разрядной камеры [160]–[162]. Для доставки электронного пучка создана оригинальная система транспортировки электронного пучка в область разряда (рисунок 3.3). Рисунок 3.4 представляет также график тока пучка ионов октадекаборана, генерируемого данным источником, в зависимости от энергии, пересчитанный на количество атомов бора в молекуле и на энергию атомарного бора. Переводя эти параметры на используемые при работе ионного источника, получаем, что при ускоряющем напряжении 26-27 кВ достигался ток пучка чуть менее 1 мА. На базе этого источника фирмой NISSAN была создана имплантационная установка CLARIS [163] (рисунок 3.5).

В последующем Т. Horsky доработал свой источник для работы как с электронным пучком, так и в стандартном режиме, что придало ему универсальность в использовании на имплантационных установках. Универсальный ионный источник также содержит катод с косвенным накалом для генерации атомарных ионов. На данном источнике были получены

пучки ионов октадекаборна с током пучка, эквивалентным ~ 14 мА тока пучка атомарных ионов бора при эквивалентной энергии атомарного иона бора $\sim 1,2$ кэВ (рисунок 3.4).

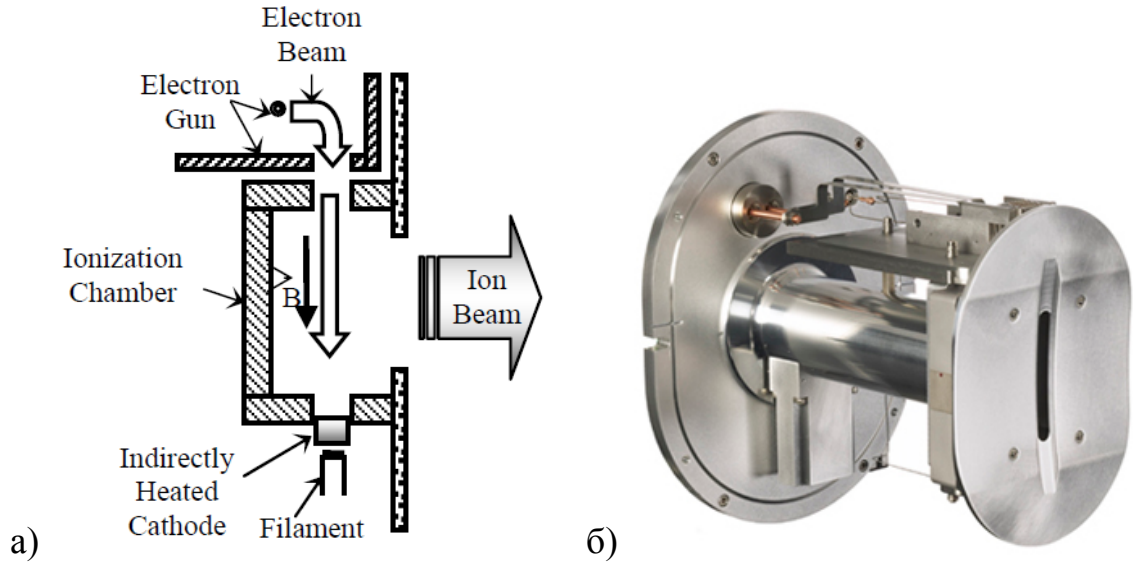


Рисунок 3.3 – Схема источника Т. Horsky (а), фотография (б) ионного источника фирмы SemEquip (Т. Horsky)

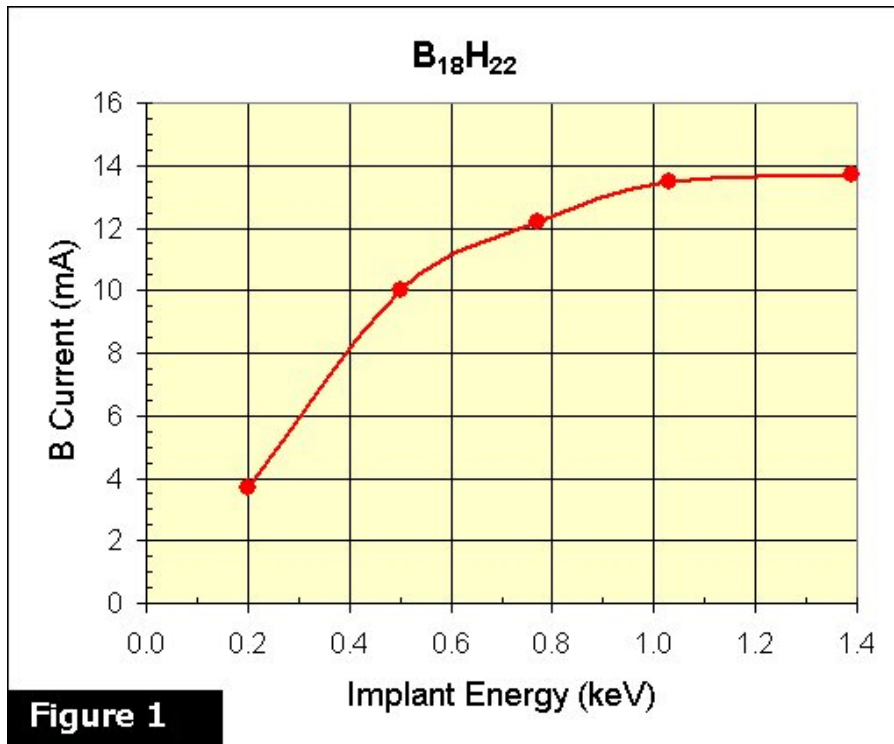


Рисунок 3.4 – График интенсивности пучка октадекаборана источника фирмы SemEquip (Т. Horsky) в пересчете на количество атомов бора и энергию атомарного бора

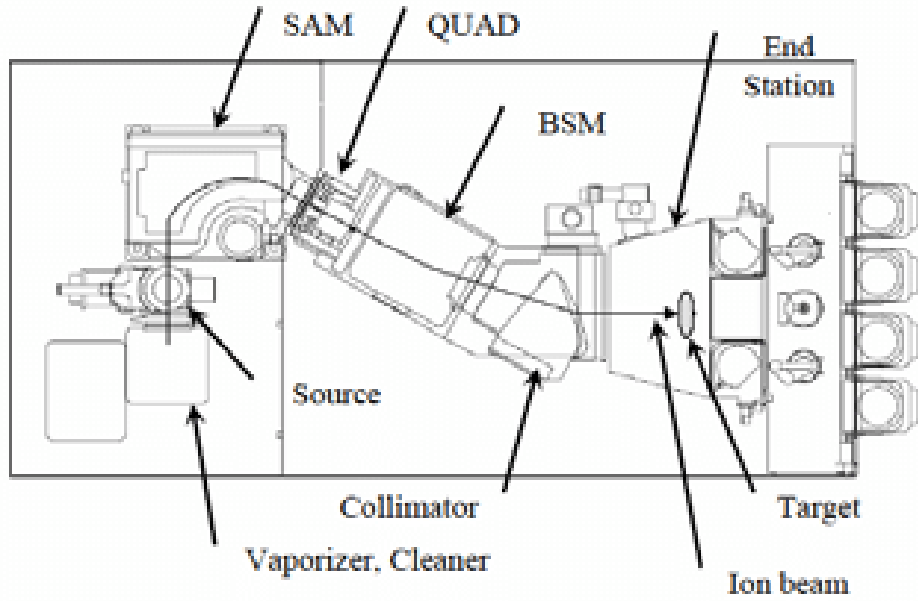


Рисунок 3.5 - Схема установки CLARIS фирмы NISSIN [163]

Как альтернативу дека- и октадекаборанам фирма VARIAN (теперь является составной частью компании Applied Materials, США) использует производную от декаборана - карборан, в молекуле которого в отличие от декаборана два атома водорода заменены двумя атомами углерода. В зависимости от расположения атомов углерода в молекуле, карборан бывает о-, м- и р- типа (рисунок 3.6).

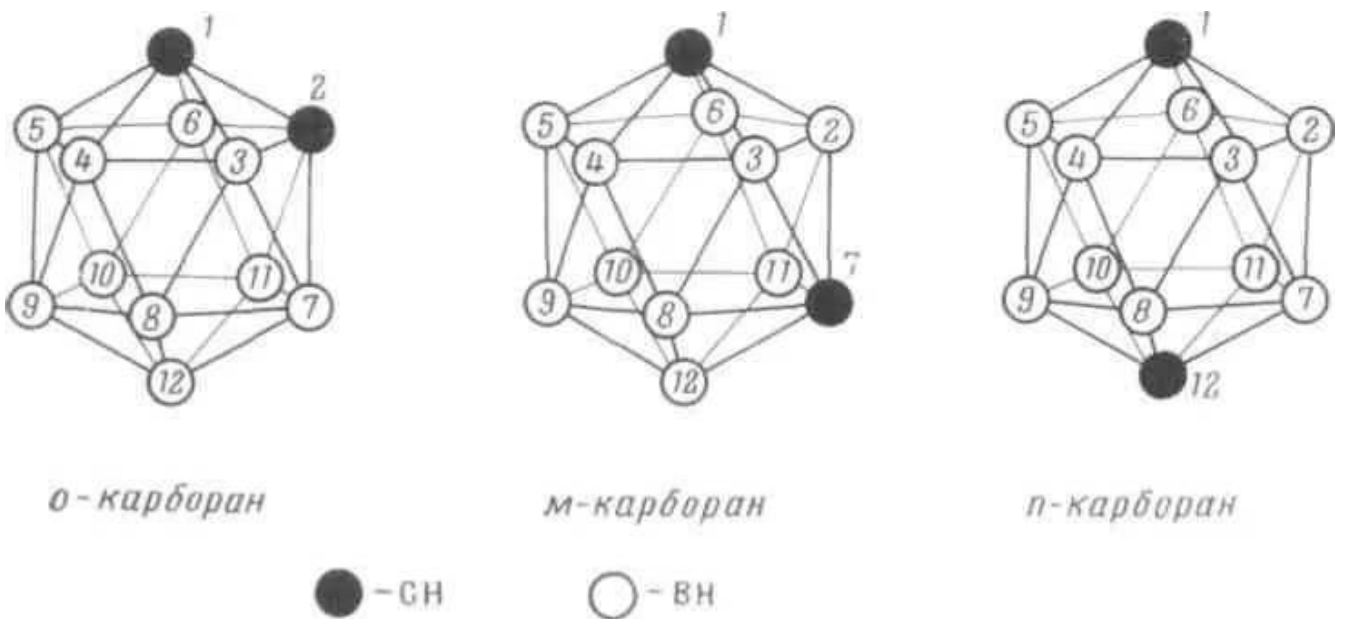


Рисунок 3.6 - Молекулы карборана (о-, м- и р-)

О-карборан получается как производная из декаборана с использованием ацетиленом при катализе основаниями Льюиса. Ниже 400°С данный изомер остается стабильным. Для получения m-карборана, о-изомер надо нагреть до температуры 400 – 500°С в инертной среде (в статических условиях) или же обеспечить нагрев протока о-изомера до температуры 600 - 620°С. Для получения р-изомера необходим нагрев в статических условиях до температуры 620°С или в проточной системе до 750 – 790°С. Очевидно, что о-карборан является самым дешевым из изомеров карборана и характеризуется атомным весом 143,23 а.е.м., температурой плавления - 294,5 - 295,5°С и плотностью 970 кг/м³ [139].

У карборана заметно выше температурная устойчивость. Данное вещество может быть ионизировано в разряде при температуре выше 700°С без значительного термического развала (напомним, что декаборан быстро разваливается в камере при температуре 350°С). Более высокая термическая стабильность карборана облегчает использование существующих источников, работающих на газе и парах испаряемого вещества. Два атома углерода, присущих молекуле карборана, незначительно изменяют диффузионные характеристики боровой примеси.

В ходе выполнения диссертационной работы необходимо было модернизировать конструкцию ионного источника и найти такие режимы его работы, чтобы обеспечить устойчивую генерацию пучка многоатомных борсодержащих молекулярных ионов с плотностью тока не менее 1 мА/см². Задачи исследований состояли также в поиске условий эффективной транспортировки ионного пучка многоатомных борсодержащих молекулярных ионов через магнитный сепаратор до облучаемого полупроводникового образца и исследовании результата имплантации ионного пучка в образец. Для этого было необходимо разработать канал подачи рабочего вещества в разрядную камеру, определить режим генерации пучка, обеспечивающий ионизацию молекулы без ее фрагментации, оптимизировать режимы генерации пучка на предмет повышения его интенсивности.

3.2 Источник многоатомных борсодержащих молекулярных ионов

3.2.1 Получение первых спектров на источнике типа Bernas.

Экспериментальная работа с различными комбинациями катод-антикатод и с электронным пучком

В Российской Федерации разработкой методов получения молекулярных пучков многоатомных борсодержащих ионов пучков для ионной имплантации занимаются только в НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ под руководством автора диссертационной работы.

В качестве базового источника был взят источник Bernas, описанный в главе 2. На начальном этапе работы велись с пучком ионов декаборана, предоставленным ГНИИХТЭОС. Данный материал является первым в ряду борводородов, находящимся в твердом состоянии при нормальных условиях. Выбор материала, как отмечалось выше, был обусловлен не только тем фактом, что именно на декаборане были проведены первые в мире работы по использованию пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов для нужд полупроводниковой промышленности (например [165]-[167]). В советское время декаборан в нашей стране выпускался в промышленных количествах в рамках космической программы, и на момент начала работ были основания полагать, что при соответствующем запросе со стороны полупроводниковой промышленности, производство этого материала может быть возобновлено.

Как уже отмечалось, основной трудностью в работе с источниками молекулярных ионов является определение и поддержание рабочих параметров разряда, при которых из двух конкурирующих процессов, обусловленных взаимодействием молекулы с энергетическими электронами плазмы - ионизации молекулы и ее диссоциации - первый процесс заметно преобладал над вторым. Работа с декабораном осложняется тем фактом, что при температуре $\sim 320^\circ\text{C}$ данное вещество разваливается на составляющие.

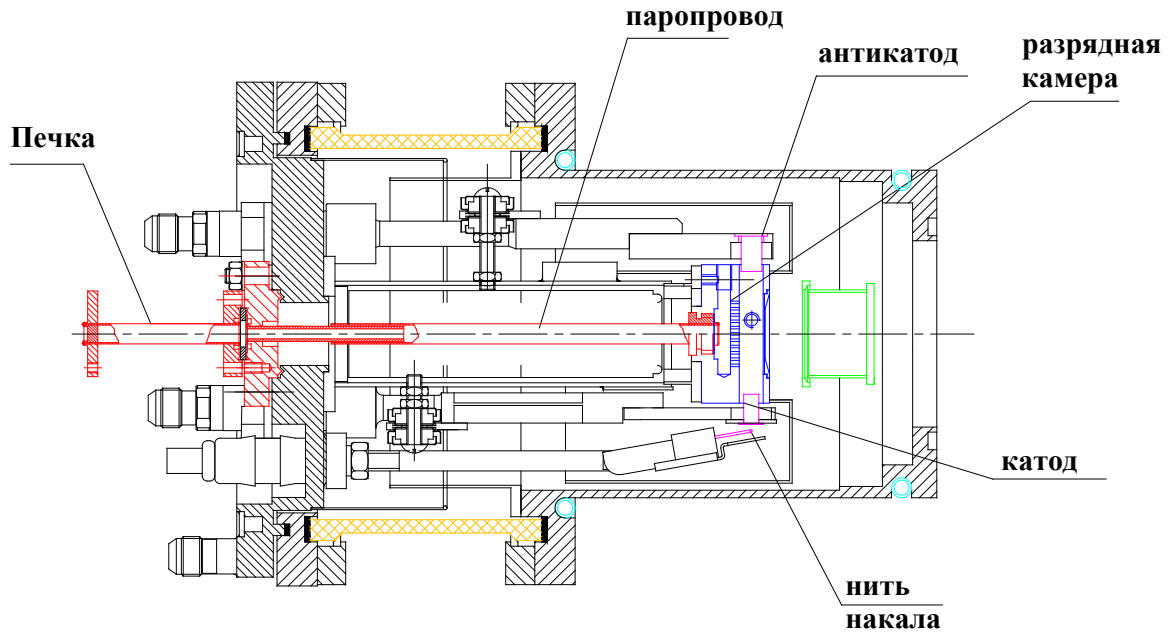


Рисунок 3.7 – Первоначальная конструкция источника с внешней печкой

Работа по созданию конструкции источника, способного обеспечить устойчивую генерацию пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов велась на протяжении почти десятка лет, параллельно с решением других задач, однако для удобства изложения материала деятельность по разработке непосредственно конструкции источника собрана в этом параграфе. В начале работы с декабораном в конструкцию источника был внесен ряд изменений (рисунок 3.7). Первым делом, печка для перевода декаборана в газовое состояние была вынесена из вакуумного объема источника, а для подачи рабочего вещества в разрядную камеру был разработан паропровод. Такая модификация была обусловлена тем, что внутренняя печка базового источника, использовавшегося в работах по получению пучка ионов сурьмы, нагревается за счет тепла разрядной камеры до температур, не позволяющих регулировать поток паров декаборана в разрядную камеру. Рисунок 3.8 демонстрирует типичный график измеренного спектра декаборана, полученный при первых включениях источника.

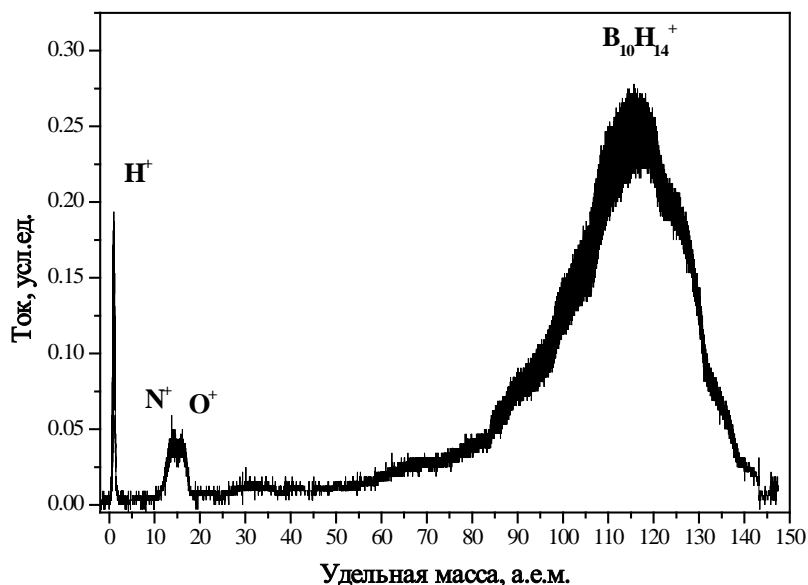


Рисунок 3.8 – Масс-зарядовый спектр пучка ионов декаборана, полученный с источника типа Vernas (версия ИТЭФ)

Первые включения источника для работы с декабораном выявили еще несколько проблем, требующих модернизации конструкции разрядной камеры. В базовой конструкции ионного источника для равномерного распределения рабочего вещества по объему разрядной камеры пары вещества подавались в объем разрядной камеры через промежуточный отсек, имеющий размеры, аналогичные разрядной камере, расположенной параллельно ей и соединенный с ней сетью отверстий диаметром менее миллиметра. При работе с декабораном данные отверстия мгновенно закупориваются как кристаллизирующимся рабочим веществом, так и продуктами его распада, что блокирует подачу рабочего вещества в объем разрядной камеры. Для решения данной проблемы подача рабочего вещества в разрядную камеру источника осуществлялась через боковое отверстие в разрядной камере, минуя промежуточный отсек. Как показали измерения пучка на выходе магнитного анализатора, такое решение не привело к изменению однородности извлекаемого из источника пучка вдоль большего размера эмиссионного отверстия.

Однако проведенная модернизация источника оказалась недостаточной, так как удерживать генерацию пучка ионов декаборана удавалось

не более 5-10 минут, после чего начиналась фрагментация рабочего вещества. В этот момент на выходе ионного источника регистрировался пучок, содержащий только ионы водорода и бора. Этот процесс сопровождался заметным ростом общего тока пучка. После выключения источника на несколько минут можно было опять получить пучок декаборана, но уже на меньшее время. Это явно свидетельствовало о развале рабочего вещества за счет прогрева разрядной камеры.

Основной прогрев камеры обусловлен использованием для поддержания разряда накаливаемых катодов. В штатной конструкции использовался катод из торированного вольфрама, обеспечивающего требуемую для поддержания разряда эмиссию электронов при температуре не менее 2200°C . Была предпринята попытка снизить нагрев разрядной камеры за счет использования катода и антикатада из гексаборида лантана. Как известно, для генерации электронов катод из гексаборида лантана должен быть нагрет до температуры около $1200 - 1400^{\circ}\text{C}$, что почти в два раза ниже температуры, требуемой при работе с вольфрамовым катодом. Предполагалось, что время бесперебойной генерации пучка ионов декаборана прямо пропорционально мощности, подводимой к источнику. Кроме того, соединяя идею Т. Horsky и наш опыт, изложенный в предыдущей главе, были проведены работы по генерации молекулярных ионов с использованием высокоэнергетического пучка электронов. Таблица 3.3 представляет параметры работы источника при различных комбинациях материалов катода и нити накала для его разогрева. Сравнение проводилось при одинаковом разрядном токе и минимальном напряжении разряда, при котором обеспечивалась устойчивая работа источника (рисунки 3.9 – 3.12). Сравнение различных вариантов показывает, что использование гексаборида лантана для нити накала и самого катода позволяет обеспечить работу источника при минимальной потребляемой мощности, при этом обеспечивая высокую интенсивность пучка. Замена в катодном узле гексаборида лантана на вольфрам приводит не только к увеличению мощности, требуемой для устойчивой работы источника, но и к заметному снижению

интенсивности пучка. Сочетание вольфрамовой нити накала и катода из гексаборида лантана позволяет обеспечить ту же интенсивность пучка, что и гексаборидно-лантановая пара, но требует для этого большую, более, чем в два раза, мощность.

Введение части высокоэнергетического электронного пучка в область разряда позволяет обеспечить устойчивую генерацию ионов декаборана при минимальной для всех исследованных вариантов мощности. Однако даже для минимальной мощности, подводимой к разряду, длительность непрерывной работы источника ионов с декабораном не превышала 20 минут.

Проведенные исследования позволили сделать вывод о том, что соответствующий выбор параметров разряда может обеспечить условия, при которых ионизация молекулярного многоатомного борсодержащего вещества доминирует над процессом его фрагментации, обеспечивая интенсивность извлекаемого пучка ионов, приемлемую для промышленного использования данного источника в производстве полупроводниковых изделий. Основной проблемой в обеспечении устойчивой работы источника является нагрев разрядной камеры. Решению этой проблемы посвящен следующий раздел настоящей работы.

Таблица 3.3 – Параметры источника при работе с различными комбинациями материалов нити накала и катода

	LaB₆ – LaB₆	W – LaB₆ -	W-W	e-beam
Ток нити накала, А	65	110	112	93
Ток пучка электронов с нити накала, мА	160	250	400	230
Напряжение ускорения электронного пучка с нити накала, В	470	720	612	650
Мощность электронного пучка, Вт	75,2	180	244,8	149.5
Напряжение разряда, В	200	240	228	141
Ток разряда, мА	5			
Магнитное поле, Тл	0,1			
Ток пучка, мА	~ 1	~ 1	~ 0,1	< 1

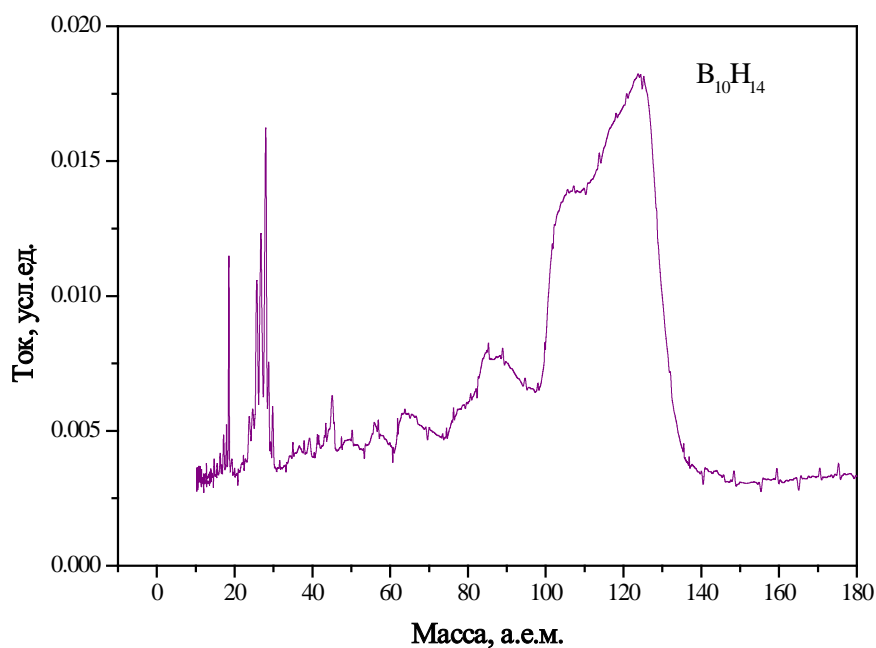


Рисунок 3.9 – Масс-зарядовый спектр пучка ионов декаборана при работе с катодом и антикатодом из LaB_6

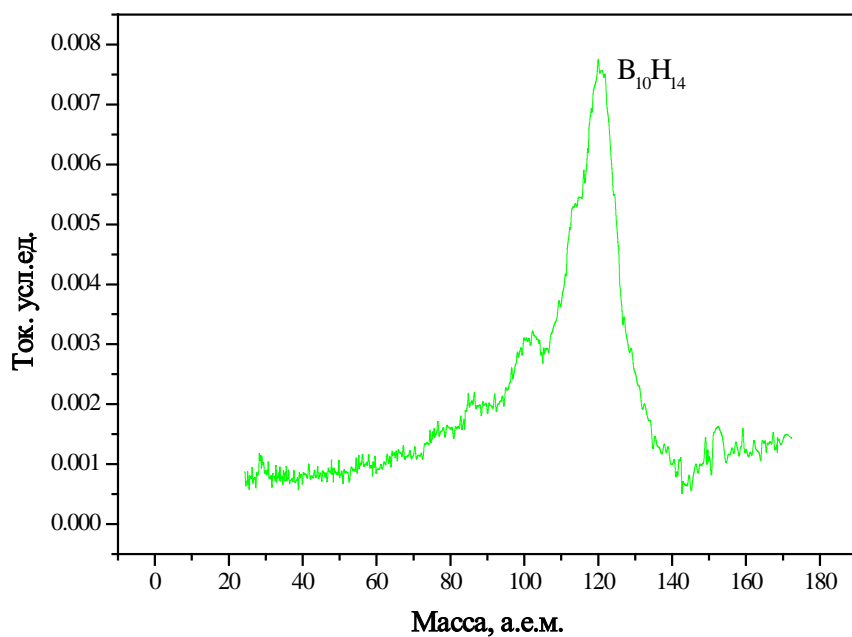


Рисунок 3.10 – Масс-зарядовый спектр пучка ионов декаборана при использовании катода и антикатада из вольфрама

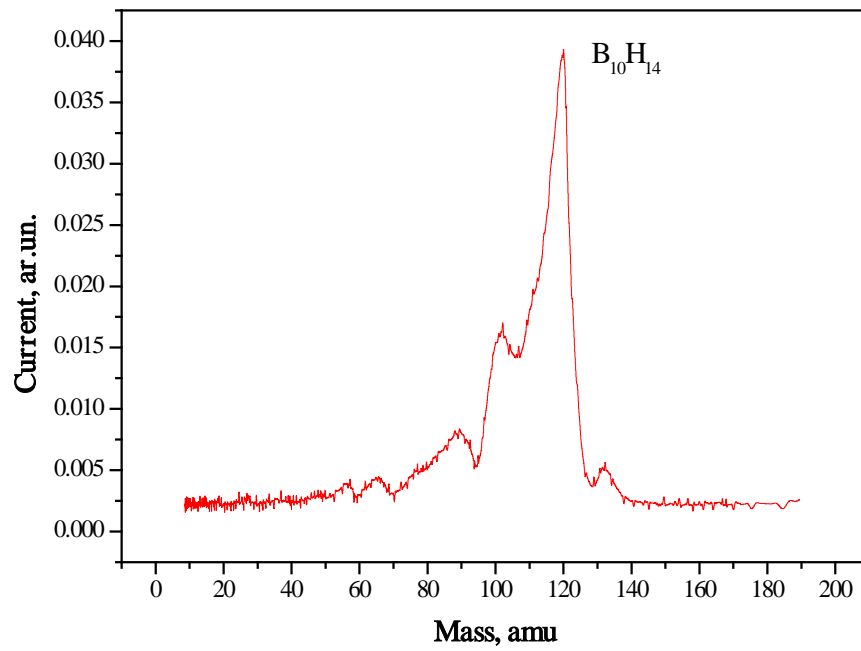


Рисунок 3.11 – Масс-зарядовый спектр пучка ионов декаборана при работе с катодом из LaB_6 и нитью накала из вольфрама

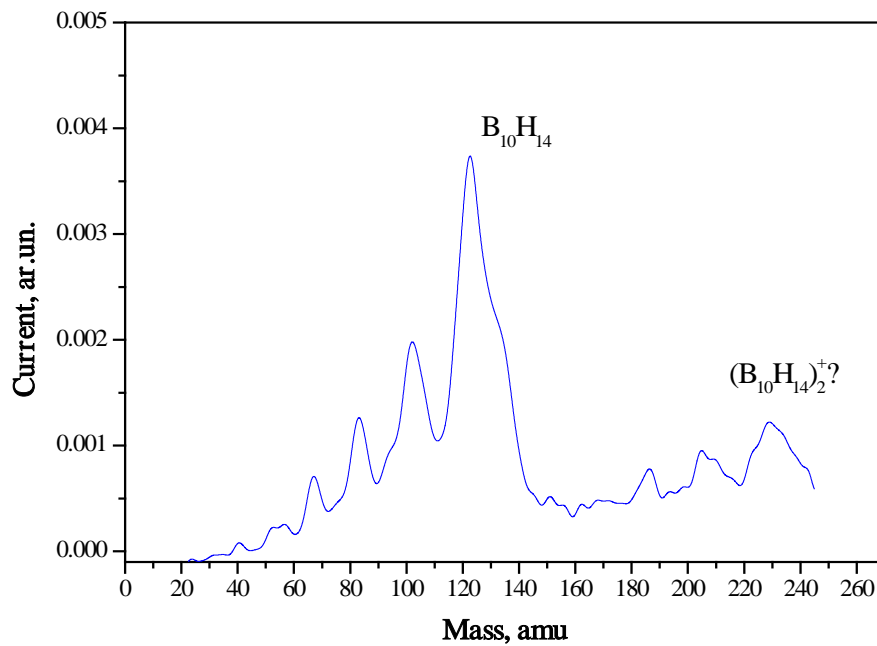


Рисунок 3.12 – Масс-зарядовый спектр пучка ионов декаборана при работе с катодом с отверстием и нитью накала из вольфрама

3.2.2 Охлаждаемая разрядная камера

3.2.2.1 Медная и молибденовая камеры

Для стабилизации температуры разрядной камеры ниже точки фрагментации рабочего вещества в ходе работы ионного источника была разработана новая конструкция разрядной камеры. Это позволило обеспечить подвод охлаждающей воды непосредственно к корпусу камеры со скоростью потока 1 л/мин (рисунок 3.13 и рисунок 3.14). Чтобы увеличить теплоотвод от камеры, первоначально она была изготовлена из меди, а не из молибдена, как это было в базовой модели ионного источника. Первые включения источника с новой разрядной камерой выявили неожиданный побочный эффект. Использование охлаждаемой разрядной камеры не позволяло разогреть рабочую поверхность катода с косвенным накалом до термоэмиссионных температур. Увеличение мощности разогревающего катод электронного пучка даже до уровня, при котором фиксировалось плавление обращенного к нити накала торца катода, не приводило к зажиганию разряда. Объяснялось это эффективным теплосъемом с рабочей поверхности катода на стенки охлаждаемого анода в условиях подачи рабочего вещества в разрядную камеру. Выходом из этой ситуации явился временный отказ от косвенного накала катода и переход на работу с нитью накала в качестве основного катода (рисунок 3.15). При таком подходе удалось обеспечить бесперебойную работу источника по генерации ионного пучка многоатомных борсодержащих молекулярных ионов до полного расходования рабочего вещества, загружаемого в тигель печи ионного источника.

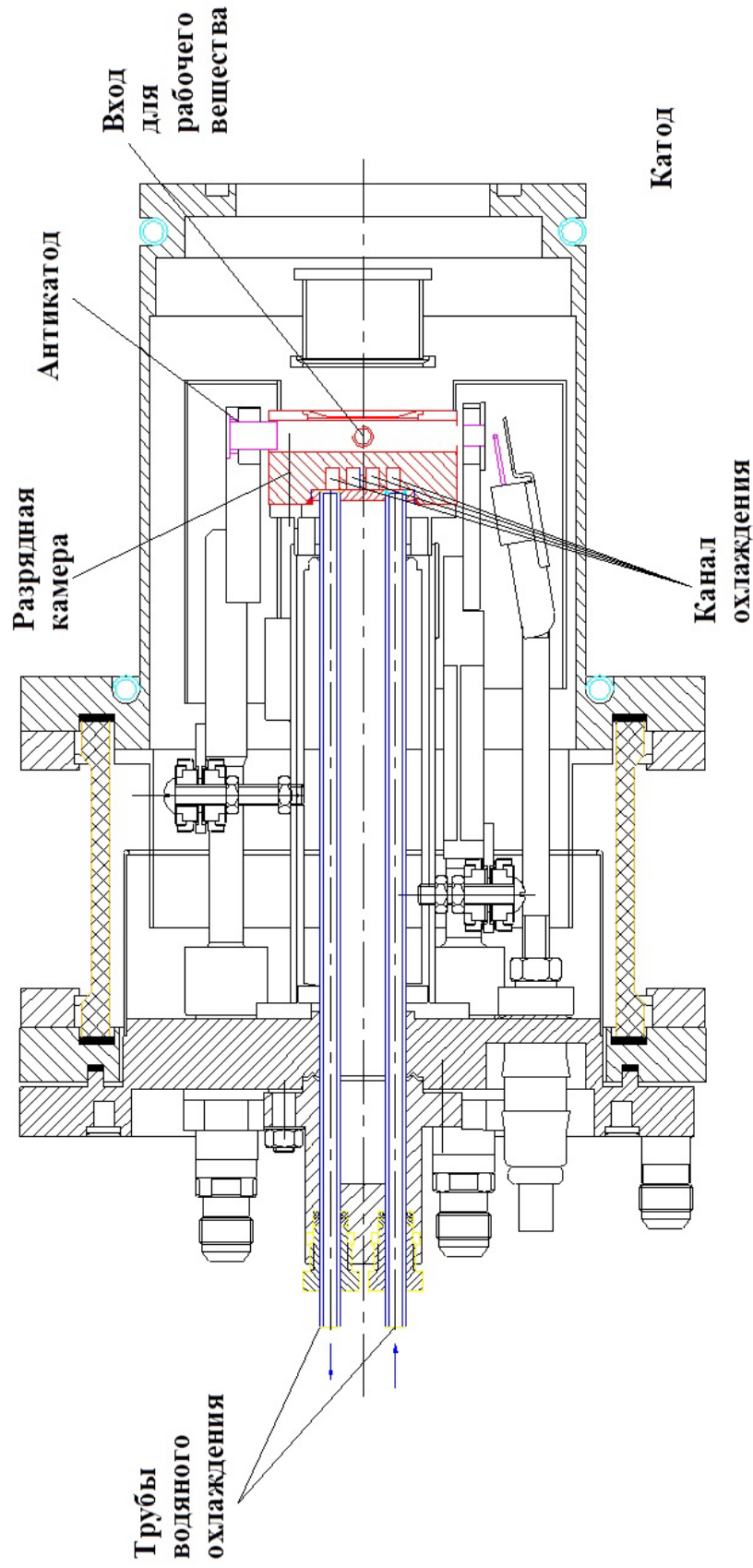


Рисунок 3.13 – Вид источника с охлаждаемой разрядной камерой



Рисунок 3.14 - Фотография источника с медной охлаждаемой разрядной камерой

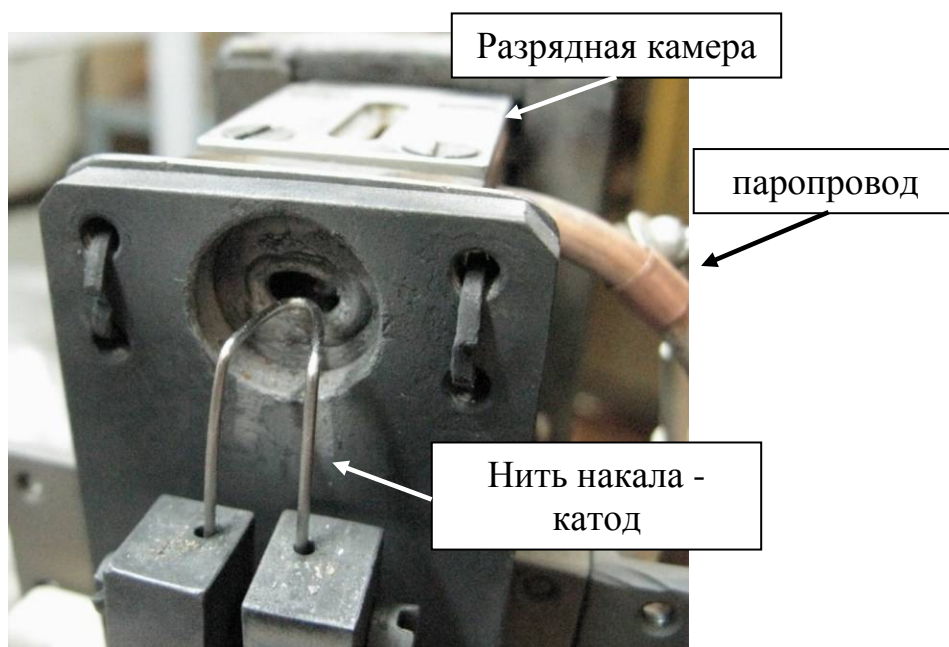


Рисунок 3.15 - Прямокальный катод для генерации многоатомных борсодержащих молекулярных ионов

При работе с борсодержащими веществами, особенно с теми из них, которые имеют низкую температурную стабильность, важно определить до какой температуры нагреваются стенки разрядной камеры во время работы ионного источника. В ходе экспериментов температура стенок разрядной камеры контролировалась установленной на ее корпус термопарой. В ходе проведенных измерений температуры разрядной камеры источник работал по четыре часа сначала на азоте, а затем на карборандикарбоновой кислоте (таблица 3.4), с включенной, а затем с выключенной системой водяного охлаждения. Важно обратить внимание на то, что при работе с медной камерой ее температура не поднималась выше 150°C даже без охлаждения (таблица 3.5). Объясняется это хорошей теплопроводностью меди и контактом ее с охлаждаемым фланцем источника.

Таблица 3.4 - Режимы работы источника на дикарборановой кислоте и азоте при проведении измерений температуры медной разрядной камеры

Вещество	Карборандикарбоновая кислота	Азот
Ток разряда, мА	40	120
Давление в разрядной камере, мбар	4×10^{-5}	1×10^{-4}
Напряжение разряда, В	200	200
Ток накала нити, А	56	56

Таблица 3.5 - Температура стенок медной разрядной камеры

Камера с охлаждением, °С	~ 20
Камера без охлаждения, °С	~ 150

Конструкция источника с прямонакальным катодом и медной разрядной камерой позволила обеспечить устойчивую генерацию пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов (декаборана, карборана и их производных) в течение полного использования загрузки в тигель. Большинство экспериментальных работ по оптимизации режимов работы источника, а также

работы по оптимизации системы формирования и транспортировки пучка проводились с использованием именно медной камеры. Однако в ходе консультаций со специалистами из фирмы VARIAN (в данный момент подразделение компании Applied Materials, США) нам было настоятельно рекомендовано отказаться от использования медного анодного блока. Даже несмотря на то, что ни разу в измеренных спектрах пучка, извлекаемого из ионного источника при работе с медной анодной камерой, не было зафиксировано присутствие ионов меди, сама гипотетическая возможность появления таких ионов в пучке является неприемлемой для использования источника в имплантационных установках полупроводниковой промышленности. Для того чтобы приблизить конструкцию ионного источника к конструкции промышленного образца, используемого при ионной имплантации, медную разрядную камеру заменили на молибденовую (рисунок 3.16 и рисунок 3.17). Сложность разработки данной конструкции заключалась в минимизации использования сварных соединений в молибденовой конструкции, поскольку в результате сварки молибден имеет тенденцию охрупчиваться. Систему охлаждения камеры оставили прежней и провели аналогичные температурные испытания, что и с медной камерой, с использованием тех же материалов - азота и карборандикарбоновой кислоты, при тех же режимах, что использовались при работе с медной разрядной камерой (таблица 3.4 и таблица 3.5). Необходимо отметить кардинальное отличие молибденовой камеры от медной. Если при работе с медной камерой температура, при которой происходит развал молекул декаборана, не достигалась даже при отсутствии охлаждающей воды, то при работе с молибденовой камерой присутствие воды необходимо, так как в противном случае камера разогревается до температуры выше 350°C.

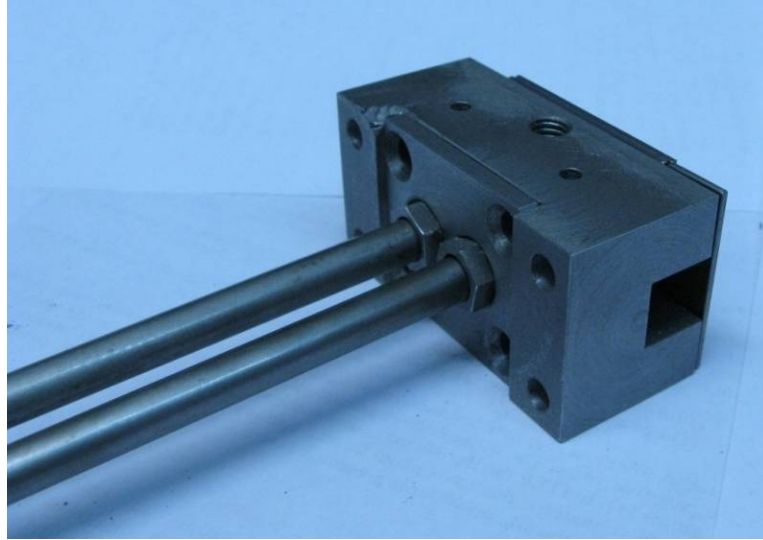


Рисунок 3.16 - Фотография охлаждаемого молибденового анодного блока (разрядной камеры) ионного источника

Таблица 3.6 - Температура стенок молибденовой разрядной камеры

Камера с охлаждением, °С	~ 20
Камера без охлаждения, °С	> 350



а)

б)

Рисунок 3.17 - Фотография ионного источника с охлаждаемой молибденовой разрядной камерой

3.2.2.2 Прямокальный катод

Использование прямокального катода сразу ставит вопрос об обеспечении времени наработки на отказ источника, требуемого для его промышленного использования. Проведено исследование зависимости срока службы ионного источника от диаметра катодной нити. Были исследованы катоды, изготовленные из вольфрамовой проволоки диаметром 1 и 1,5 мм при типичных режимах работы источника (таблица 3.7).

Таблица 3.7 – Параметры ионного источника при работе с катодами, разного диаметра

Диаметр катодной нити	Ток накала, А	Напряжение разряда, В.	Ток разряда, мА	Ускоряющее напряжение, кВ	Полный ток пучка, мА	Давление в разрядной камере, мбар
1	22	200	60	10	0,5	7×10^{-5}
1,5	59	200	56	10	0,5	7×10^{-5}

Как видно из представленной таблицы, единственным отличием в параметрах ионного источника является ток накала нити, требуемый для обеспечения необходимого разрядного тока. Более тонкая нить обеспечивает рабочий режим при заметно меньшей мощности ее питания. Однако как показали ресурсные испытания на нити диаметром 1 мм максимальный срок службы не превышал 20 часов. На нити 1,5 мм срок службы источника удалось поднять до 40 часов, т.е. в два раза по сравнению с нитью диаметром 1 мм.

3.2.2.3 Катод с косвенным накалом с тепловым экраном

Как видно из приведенных выше результатов, применение прямонакального катода позволяет обеспечить устойчивую генерацию пучка многоатомных борсодержащих молекулярных ионов, однако, в течение времени, недостаточном для коммерческого использования источника. Для увеличения времени жизни источника была разработана конструкция катода с косвенным накалом (Рисунок 3.18). Конструкция состоит из четырех частей: 1) основной пластины держателя; 2) тонкостенной опорной юбочки, выполненной из танталовой фольги толщиной 0,5 мм и высотой 10 мм; 3) крепежных уголков из тантала и 4) вольфрамовой пластины (катода). Катодная пластина, с которой происходит эмиссия электронов, участвующих в разряде, имеет размеры 4x6x6 мм по толщине, ширине и длине, соответственно. Такие размеры катодной пластины были выбраны на основе компромисса между оптимальными условиями горения разряда и электрической прочностью катод-анодного промежутка. При этом зазор между катодом и стенками разрядной камеры составил 1 мм. Катодная пластина была с четырех торцевых сторон зафиксирована точечной сваркой к поддерживающей ее оправке из тонкой танталовой фольги. Такая оправка должна обеспечить тепловую развязку между горячей катодной и опорной пластинами. Поддерживающая оправка крепится сваркой к опорной пластине. Нагрев катодной пластины осуществляется электронным пучком с накаливаемой вольфрамовой нити, ускоренным напряжением между нитью и катодной пластиной. Зазор между нитью накала и внутренней поверхностью катодной пластины равен 2 мм (рисунок 3.19).

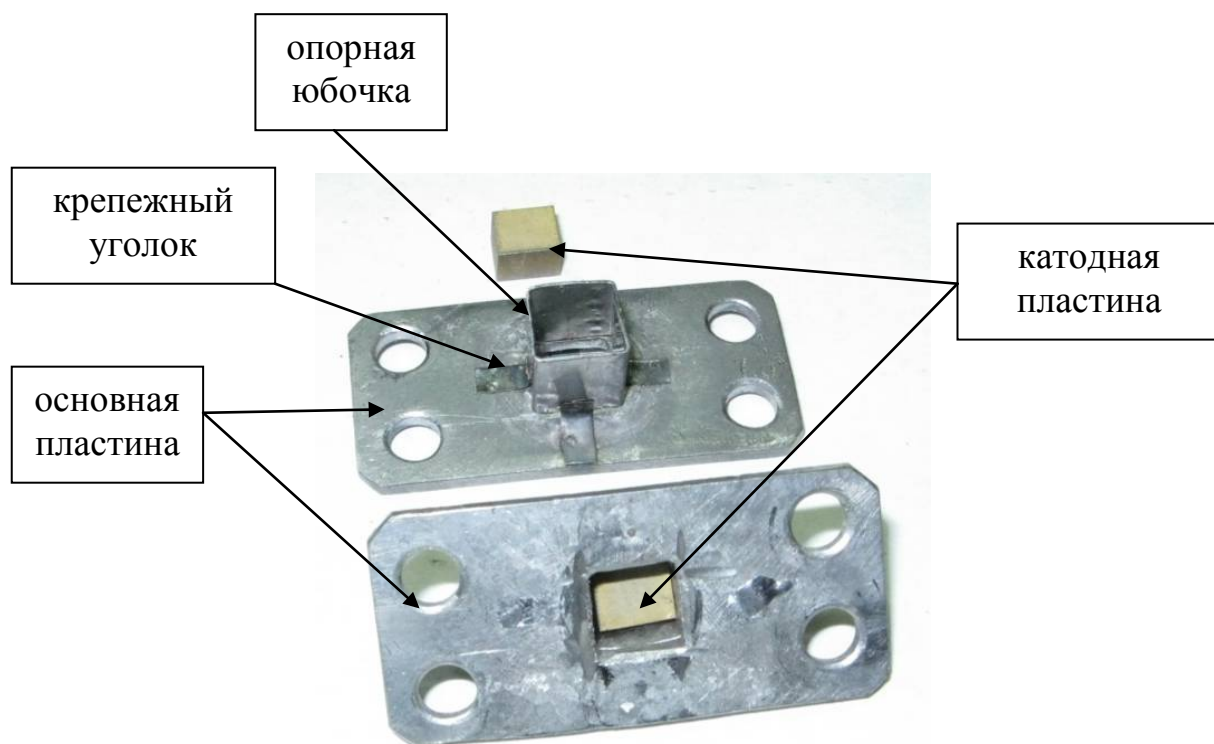


Рисунок 3.18 - Фотография катода с косвенным накалом в разобранном и собранном виде

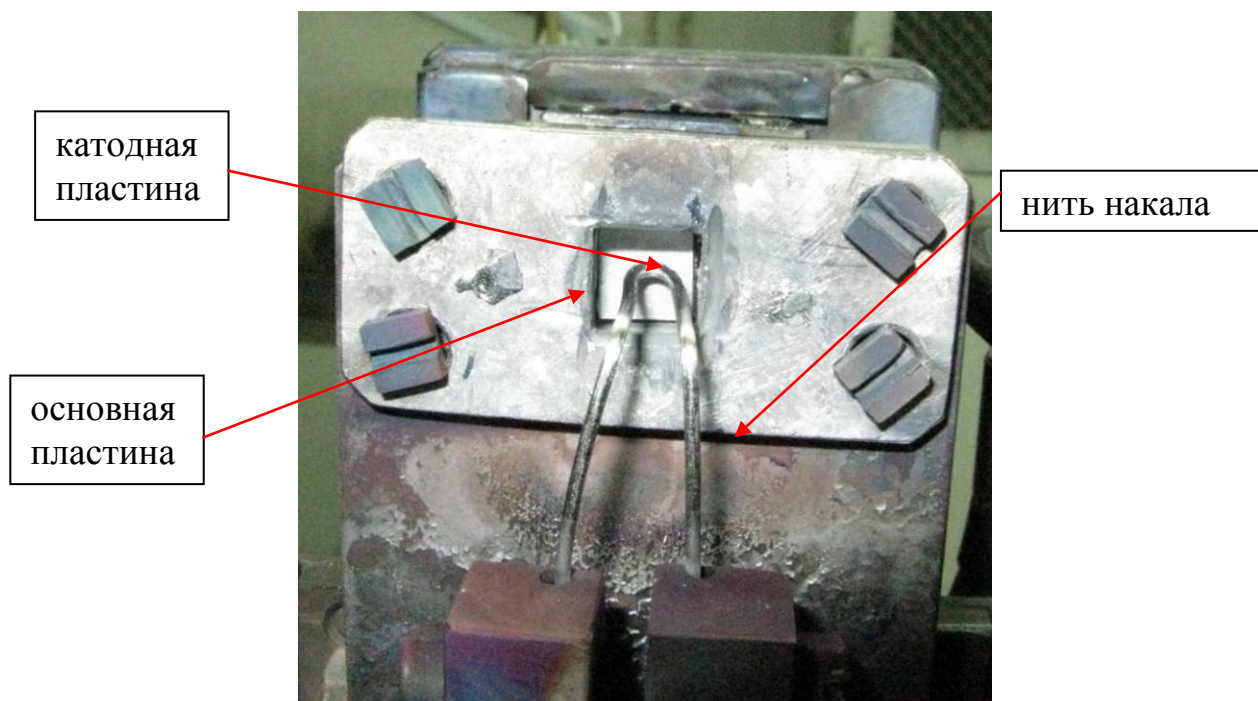


Рисунок 3.19 - Катод с косвенным накалом, установленный на источнике

3.2.2.4 Оптимизация работы ионного источника с катодом с косвенным накалом

После замены прямонакального катода на катод с косвенным накалом были проведены экспериментальные испытания работоспособности ионного источника. На первом этапе работа источника с косвенным накалом катода проводилась с медной разрядной камерой без водяного охлаждения на пучке ионов ксенона. Камера охлаждалась только за счет отвода выделяющегося в ней тепла через опоры, крепящие ее к охлаждаемому водой фланцу ионного источника. При этом температура разрядной камеры в ходе испытаний не превышала 220°C (это на 70°C выше, чем с прямонакальным катодом). Экспериментально была определена минимальная мощность электронного пучка $P_{\text{эл мин}}=150$ Вт, необходимая для нагрева катодной пластины, чтобы одновременно обеспечить ее равномерный прогрев до температуры эмиссии электронов и не допустить нежелательный перегрев разрядной камеры. Также была экспериментально определена мощность электронного пучка, при которой начинается разрушение катодного узла вследствие его перегрева ($P_{\text{эл макс}}=250$ Вт).

3.3 Система подачи рабочего вещества

Одной из ключевых систем, обеспечивающих надежную работу ионного источника и, как следствие, всей системы транспортировки пучка ионов многоатомных борсодержащих молекул, является система транспортировки газообразного рабочего вещества от тигля в разрядную камеру (рисунок 3.20). Особенность системы заключается в том, что рабочее вещество при высоких температурах распадается на отдельные атомы, а при недостаточном прогреве имеет тенденцию конденсироваться на местах изгиба или изменения сечения паропровода. В процессе модернизации конструкции источника была создана система транспортировки газообразного рабочего вещества. Система транспортировки включает тигель и паропровод, состоящий из отрезков от тигля

до охлаждаемого фланца источника, отрезка, проходящего через этот фланец, и отрезка от фланца до разрядной камеры. Для снижения влияния принудительно охлаждаемого фланца источника на температуру газового канала была разработана конструкция паропровода диаметром внутреннего отверстия 3 мм вдоль всего тракта с уменьшенным теплосъемом в месте перехода через фланец источника. Уменьшение теплосъема с газового канала в месте прохода посадочного фланца достигалось за счет создания тонкой (1 мм) переходной области из нержавеющей стали.

В конечном варианте, обеспечивающем работу источника в непрерывном режиме в течение не менее 40 часов без учета времени выхода на рабочий режим, изготовленный из нержавеющей стали корпус печи представляет собой прогреваемый стакан с разъемным фланцевым соединением типа ConFlat. Такое решение обеспечивает возможность нагрева печи без потери вакуумных свойств до температур, требуемых для ее работы с многоатомными борсодержащими молекулярными веществами.

Прогрев печи осуществляется с помощью проволоки из нихрома диаметром 0,5 мм, намотанной на боковую стенку стакана печи. Общее сопротивление нагревателя 12 Ом. В качестве тепло- и электроизоляции в печи используется стекловолокно. Нагревательный элемент сверху закрывается защитным кожухом из нержавеющей стали, опирающимся на внутренние бортики фланцев печи. Выводы нагревателя, выпущенные через отверстия во фланце, закрыты керамическими бусинами и крепятся на стеклотекстолитовую пластину (рисунок 3.21)

Контроль температуры нагрева осуществляется с помощью термопары, установленной между боковой стенкой печи и нагревателем. Выводы термопары крепятся на разьеме, расположенном на той же стеклотекстолитовой пластине, где расположен крепеж выводов нагревательного элемента. С участком прохода через охлаждаемый фланец источника печь соединяется через фторопластовое уплотнение. Контроль температуры этого участка

осуществляется термосопротивлением, которое крепится на накидную гайку разъема с фторопластовым уплотнением.

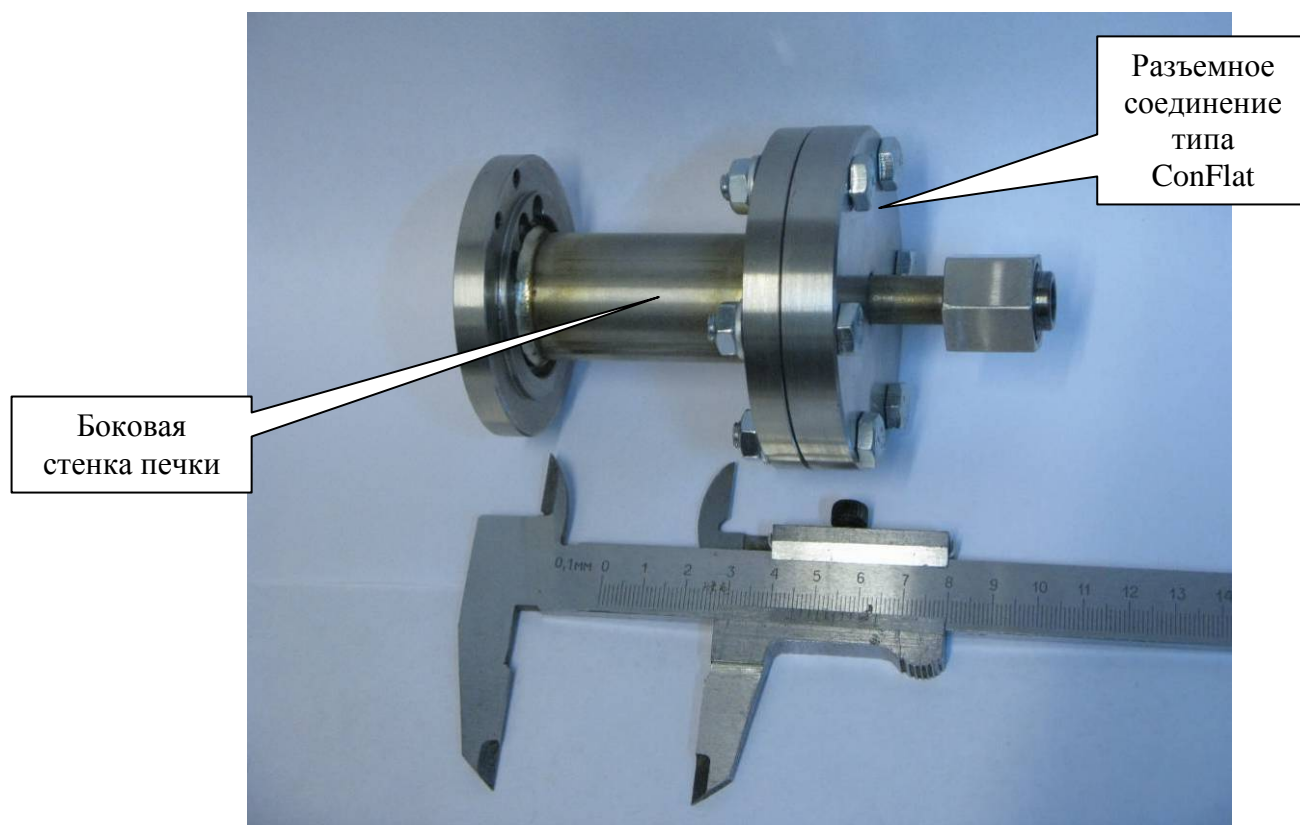


Рисунок 3.20 – Фотография печи сразу после изготовления

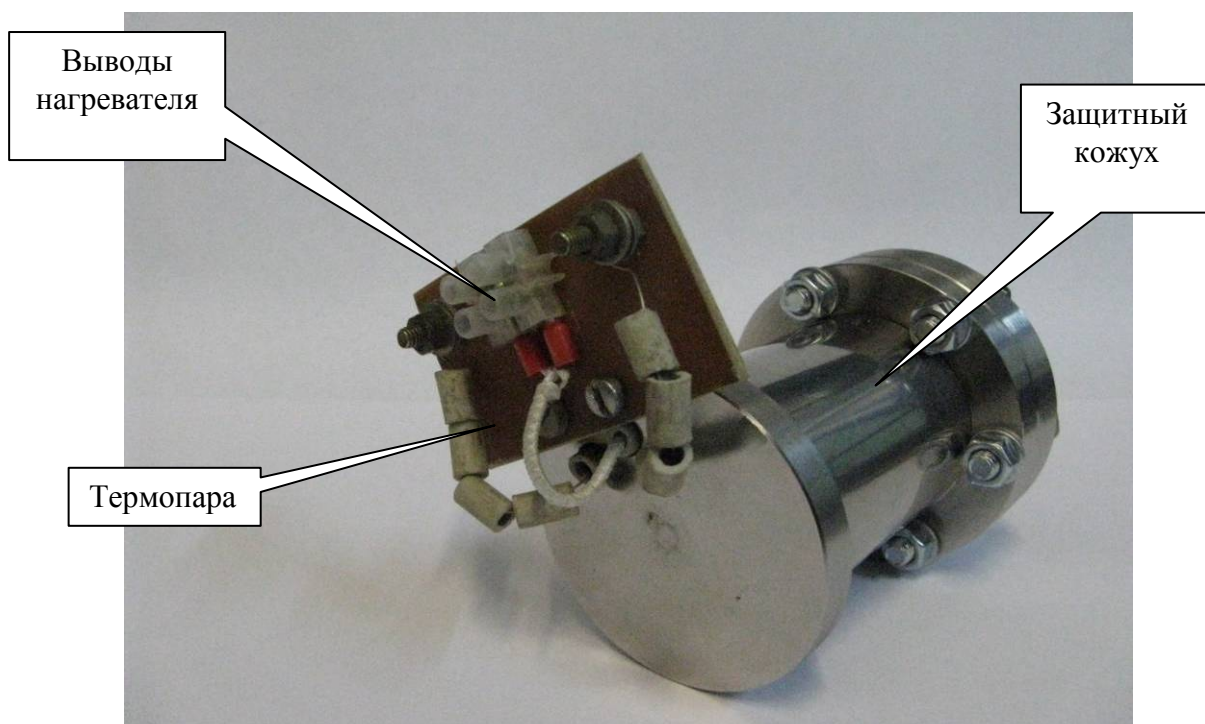


Рисунок 3.21 – Фотография печи с намотанной нагревательной катушкой

3.4 Устойчивая работа источника. Спектр высокого разрешения

3.4.1 Декаборан

Проведенный комплекс работ по разработке разрядной камеры и канала транспортировки рабочего вещества к ней позволил обеспечить устойчивую генерацию пучков молекулярных борсодержащих многоатомных ионных пучков. Как уже отмечалось, первоначально работы велись на декаборане. Таблица 3.8 показывает параметры, при которых достигалась устойчивая работа источника на этом веществе. Рисунок 3.22 представляет типичный спектр пучка, извлекаемого из источника. Как видно из рисунка, спектр ионов декаборана простирается от 60 до 140 а.е.м. с максимумом, приходящимся на 114-115 а.е.м. Кроме этого, в спектре присутствуют ионы остаточного газа – кислород и азот, а также заметное количество ионов водорода. Пик водорода в основном образуется за счет ионизации атомов, отрывающихся от молекулы декаборана. Повышение разрешения магнитного масс-анализатора за счет установки двух входных щелей позволило подробно рассмотреть распределение ионов пучка по массам (рисунок 3.23). Как видно из данного графика пик тяжелых ионов содержит не только ионы декаборана B_nH_{n1} с разным количеством атомов водорода, сохранившихся на ядре молекулы, но и ряд низших борводородов – B_nH_{n2} , B_nH_{n3} , B_nH_{n4} и др.

Таблица 3.8 – Режимы устойчивой работы источника при генерации пучка ионов декаборана

$T_{\text{печ}}, ^\circ\text{C}$	$U_{\text{эл}}, \text{В}$	$I_{\text{эл}}, \text{мА}$	$U_{\text{раз}}, \text{В}$	$I_{\text{раз}}, \text{мА}$	$E_{\text{пуч}}, \text{кВ}$	$I_{\text{пуч}}, \text{мА}$	$P, \text{мбар}$	$B_{\text{маг}}, \text{Т}$
74	650	793	328	15	13,6	2,3	$2,8e-5$	0,1

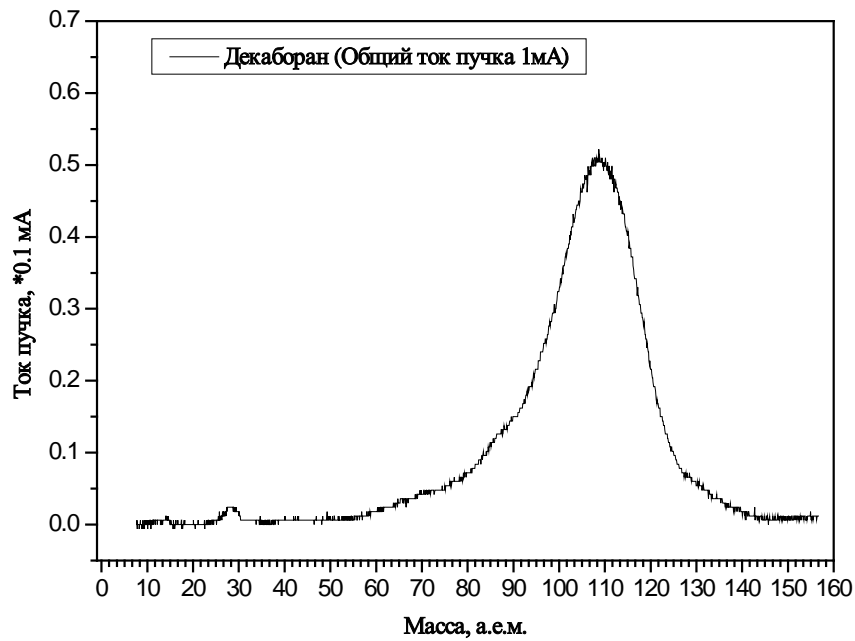


Рисунок 3.22 – Масс-зарядовый спектр пучка ионов декаборана

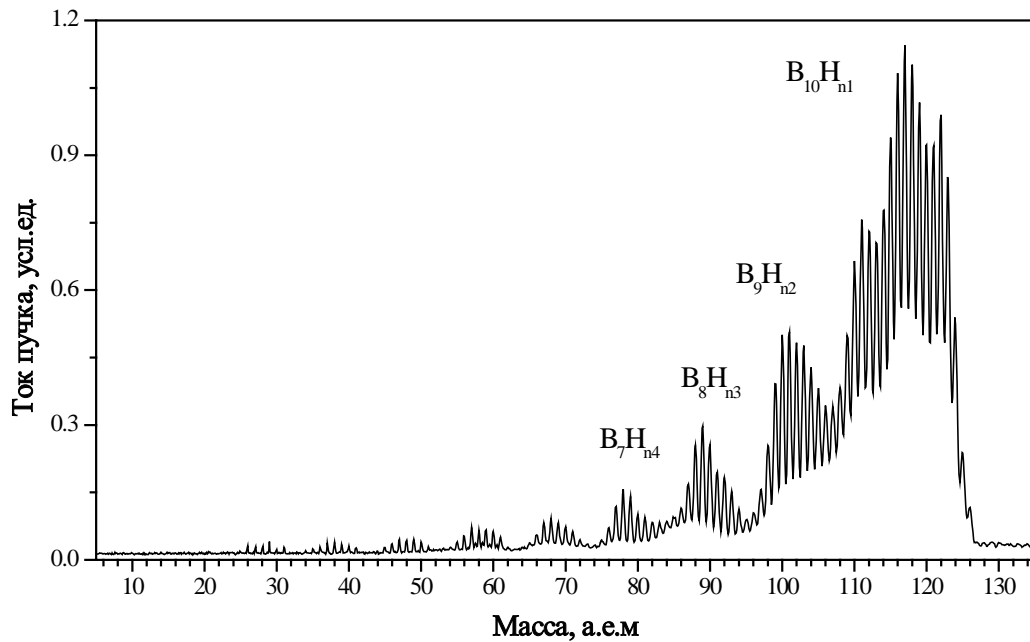


Рисунок 3.23 – Масс-зарядовый спектр пучка декаборана с разрешением, позволяющим проанализировать массовое распределение в молекуле

3.4.2 Карборан

Ввиду большой токсичности декаборана, работа с этим веществом связана с необходимостью обеспечения повышенных мер безопасности. Гораздо более безопасным является карборан (см., например, [139]). Для данного материала также были определены режимы, обеспечивающие устойчивую генерацию пучка, и измерен спектр генерируемого пучка (таблица 3.9 и рисунок 3.24).

Для экстракции пучка использовалось напряжение вплоть до 4 кВ, что в пересчете на пучок атомарных ионов бора эквивалентно энергии ионов порядка ~ 300 эВ. При этом общий ток пучка составлял 0.8 мА, из которого тяжелые ионы составляли не менее 80%, что в пересчете на атомарный пучок ионов бора соответствует току более 6 мА.

Таблица 3.9 – Параметры источника при генерации пучка ионов карборана

Напряжение разряда, В	110
Ток разряда, мА	50 - 60
Температура разрядной камеры, °С	30
Температура печки, °С	40 – 55
Температура газового канала, °С	60 - 70
Напряжение ускоряющее пучок, кВ	4-18
Ток пучка, мА	0,5 – 0,8

Установка коллимирующих щелей на входе и выходе магнита, а также стабилизация ускоряющего напряжения позволили улучшить разрешение получаемых магнитных измерений и проанализировать спектр полученного пика ионов карборана по количеству атомов водорода, потерянных им в ходе ионизации.

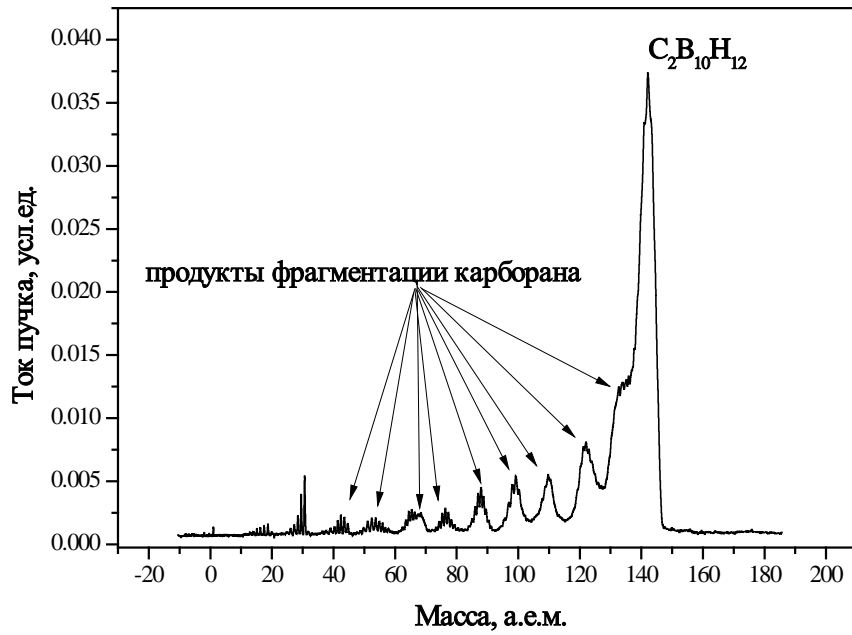


Рисунок 3. 24 - Масс-зарядовый спектр карборана

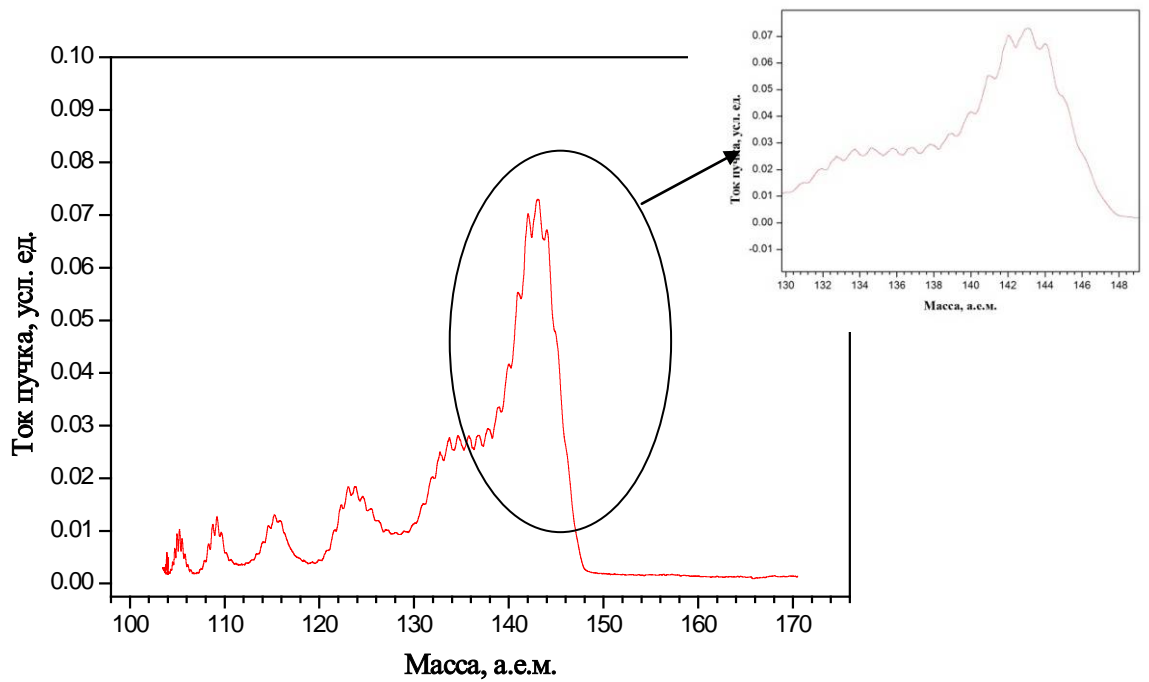


Рисунок 3. 25 - Масс-зарядовый спектр карборана с повышенным разрешением

3.5 Система формирования и транспортировки ионного пучка

Канал проводки пучка от разрядной камеры до мишени можно разделить на три ключевых участка:

- систему формирования пучка с плазменной границей разряда;
- систему транспортировки пучка до магнитного масс-анализатора;
- систему транспортировки пучка от выхода магнитного масс-анализатора до мишени.

В процессе выполнения работ по модернизации источника многоатомных борсодержащих молекулярных ионов были предложены оригинальные технические решения для каждой из вышеперечисленных систем.

3.5.1 Система формирования ионного пучка с плазменной границы разряда

Особенностью источника Vernas является извлечение ионного пучка поперек магнитного поля источника. Такое направление вектора магнитного поля создает проблемы при формировании извлекаемых пучков, создавая силу, уводящую пучок с оси источника. При этом, чем ниже скорость ионного пучка, тем сильнее влияние магнитного поля на извлекаемый пучок. На практике наиболее распространенным решением данной проблемы является использование подвижного фланца, который позволяет за счет отклонения от оси всего источника добиться приемлемой компенсации влияния магнитного поля на направление движения требуемых ионов. Такое решение трудно назвать универсальным, так как оно требует поворота всего источника при переходе с одного типа ионов на другой или при изменении ускоряющего ионы напряжения. На основании численного моделирования с учетом измеренного реального распределения магнитного поля в области формирования ионного пучка (гл. 2) разработана система формирования и транспортировки,

позволяющая удерживать пучок на оси установки в результате использования электростатического поля.

Разработка системы формирования и транспортировки пучка многоатомных борсодержащих молекулярных ионов велась с использованием программного пакета KOBRA-3D[169]. Данная программа позволяет находить самосогласованное решение уравнения Власова для стационарных задач формирования пучка с плазменной границы. Поиск самосогласованного решения задачи происходит с помощью итерационного процесса. Итерационный процесс включает в себя трассировку пучка заряженных частиц в поле, определенном в ходе предыдущей итерации. Критерием сходимости является разность вычисленных значений потенциала на двух последовательных итерациях [1]. Для проведения моделирования в данной программе исследуемая геометрия создается в программном пакете Autocad и импортируется в расчетный модуль. В качестве начальных условий задается распределение потенциалов на электродах и параметры плазмы (температура электронов, потенциал плазмы, шестимерное распределение ионов в начальном фазовом пространстве), с поверхности которой происходит экстракция ионов. Температура плазмы и ее концентрация для разряда в конкретном ионном источнике являются, с одной стороны, величинами достаточно устойчивыми, но, с другой стороны, трудно поддаются как аналитическому, так и экспериментальному определению. При этом их изменение даже в небольшом диапазоне кардинальным образом влияет на формирование пучка, извлекаемого из разрядной камеры. Учитывая это, первоначально моделирование канала транспортировки проводилось на имевшейся геометрии системы формирования пучка с вариацией начальных параметров плазмы, содержащей ионы бороводородов в процентном составе, близком к определенному экспериментально, и сравнении полученных результатов, а именно, тока пучка, его поперечного размера и положения на выходе из источника, с экспериментальными данными. При моделировании использовались результаты измерения реального распределения магнитного поля.

Рисунок 3.26 показывает результаты моделирования исходной системы экстракции и фазовый портрет ионов декаборана на выходе этой системы для магнитного поля $B_z = 0,06$ Т, максимально близкие к экспериментально измеренным. Моделирование проводилось для ускоренного потенциалом 10 кВ пучка с током 1 мА, в состав которого входят ионы с массовыми числами $A=10$ (5%), 64 (3%), 76 (5%), 90(11%), 106 (19%), 124 (57%). Параметры плазмы, при которых был получен данный результат, были зафиксированы и использовались для дальнейшей разработки системы формирования и транспортировки пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов.

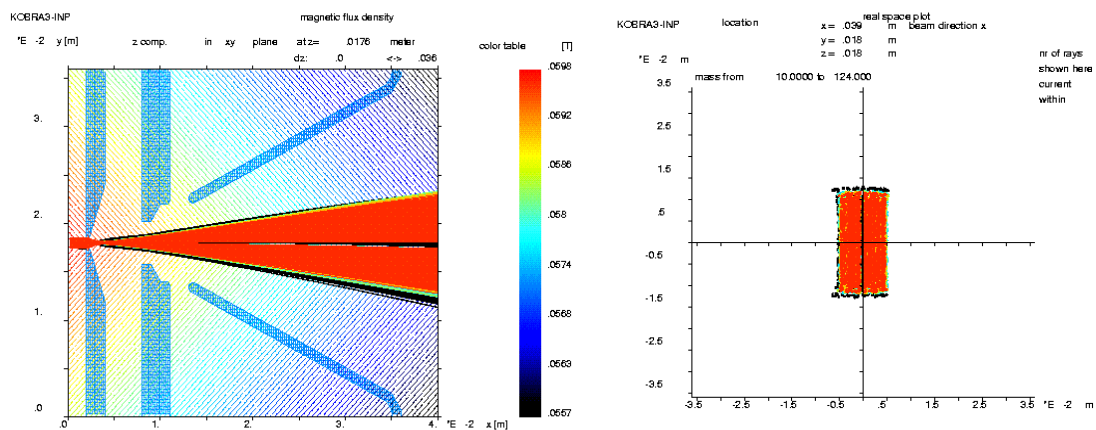


Рисунок 3.26 – Результат моделирования первоначальной системы формирования пучка ($B_z=0.06$ Т). В состав пучка декаборана входят ионы с массовыми числами $A=10$ (5%), 64(3%), 76(5%), 90(11%), 106(19%), 124(57%)

На основе зафиксированных начальных параметров плазмы проведена разработка системы формирования пучка ионов декаборана с учетом влияния на него собственного магнитного поля ионного источника, которая позволяет сформировать слабо расходящийся пучок (рисунок 3.27).

Согласно проведенному моделированию, новая система формирования позволяет заметно уменьшить расходимость пучка по обеим координатам. Однако в области дрейфа пучка от системы формирования до входа в анализирующий магнит пучок сильно отклоняется под действием магнитного поля источника (рисунок 3.28)

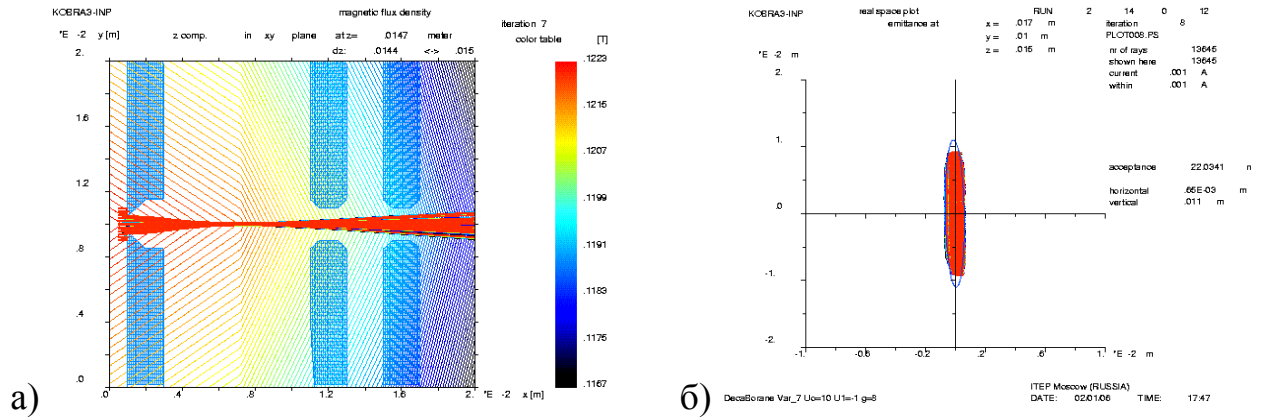


Рисунок 3.27 – Результаты моделирования новой системы формирования пучка ионов многоатомных борсодержащих молекул

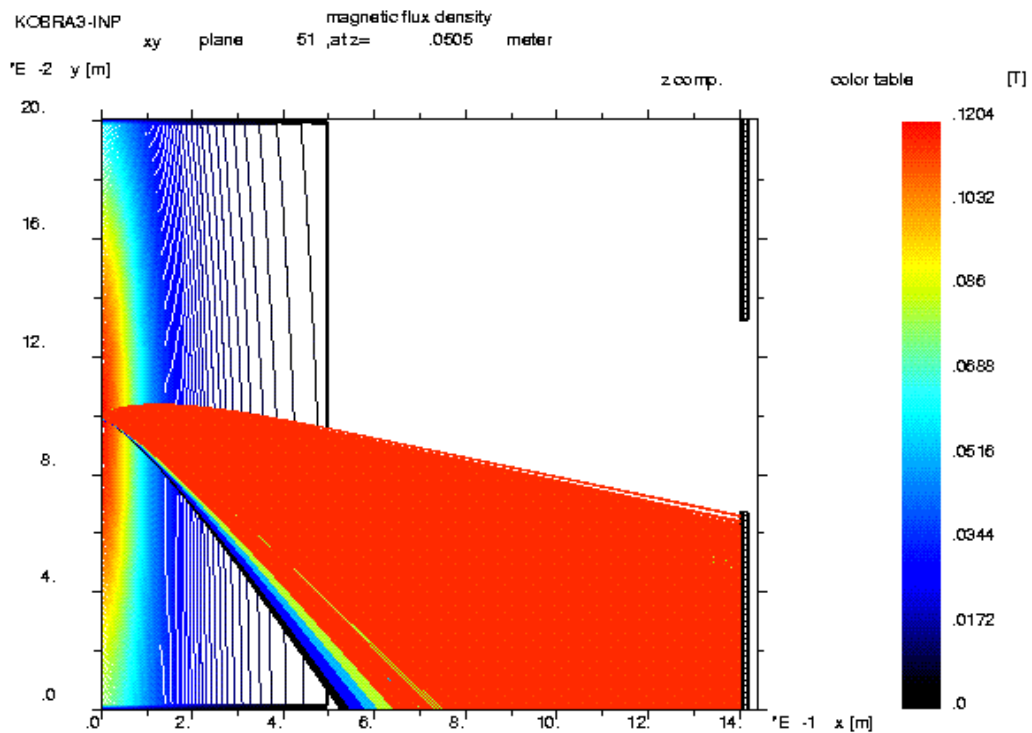


Рисунок 3.28 – Дрейф пучка в пространстве между системой формирования пучка и магнитным масс-анализатором

3.5.2 Система транспортировки от источника до масс-анализатора

Для компенсации влияния магнитного поля источника была разработана электростатическая длиннофокусная линза. Разработка проводилась на основании моделирования транспортировки пучка ионов карборана ($B_{10}C_2H_{12}$)⁺. При моделировании использовались следующие параметры:

- атомная масса - 146;
- заряд - 1+;
- ток магнита источника - 10 А;
- ток пучка ионов после экстракции - 1 мА;
- $U_{inj}=10$ кВ ($\beta_{inj} = 3.8 \times 10^{-4}$ где β_{inj} – скорость ионов, нормированная на скорость света).

Рисунок 3.29 и рисунок 3.30 иллюстрируют результат моделирования динамики пучка в электростатической линзе. Как видно из представленного результата, система линз с прямоугольными отверстиями позволяет скомпенсировать влияние магнитного поля источника на транспортировку пучка и сформировать на входе в анализирующий магнит слабо сходящийся пучок (т.е. данная линза может быть охарактеризована, как длиннофокусная), что позволяет провести через магнитно-сепарирующую систему максимальное количество требуемых ионов пучка.

По результатам моделирования разработана, изготовлена и установлена новая система формирования пучка (рисунок 3.31), а также набор из двух электростатических линз для транспортировки пучка до магнитного масс-анализатора (рисунок 3.32 и рисунок 3.33).

Работа фокусирующих линз исследовалась на пучке ионов карборана. Сравнение результатов моделирования канала транспортировки с экспериментом проводилось для разных значений тока пучка (рисунок 3.34). Как видно из приведенных графиков, ход экспериментально измеренной зависимости тока пучка от напряжения на электродах линзы точно соответствует результатам

моделирования. Небольшое различие в абсолютных значениях тока на мишени объясняется тем фактом, что при моделировании не учитывались потери тока пучка за счет процесса перезарядки на остаточном газе.

Рисунок 3.35 иллюстрирует результаты экспериментов, проведенных на пучке ионов карборана с током на выходе источника 0,5 мА. Как видно из приведенных результатов, использование разработанного канала транспортировки на участке между источником и магнитным масс-анализатором позволило увеличить интенсивность ионного пучка на мишени практически в два раза. Видно, что при использовании линзы для данной величины тока пучка (0,5 мА) не снижается и разрешающая способность масс-анализатора.

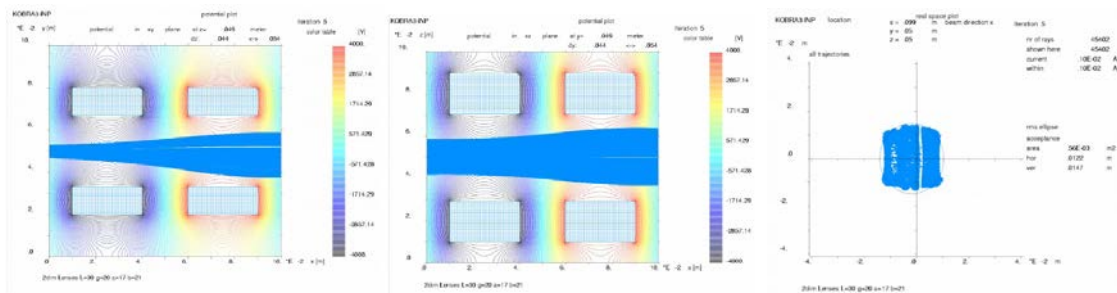


Рисунок 3.29 - Прохождение пучка через электростатическую линзу, установленную между системой формирования пучка и магнитным масс-анализатором, и поперечное сечение пучка на ее выходе (пучок в двух проекциях и его поперечное сечение на выходе из линз)

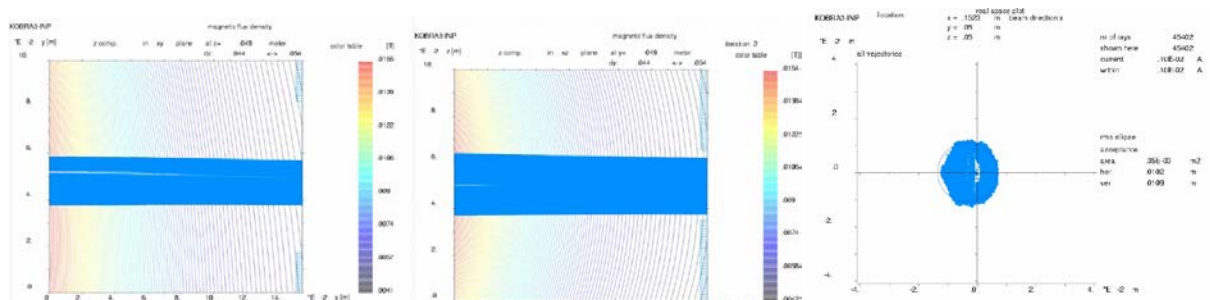


Рисунок 3.30 - Дрейф после камеры до апертуры поворотного магнита (пучок в двух проекциях и его поперечное сечение на входе в магнитный масс-анализатор)

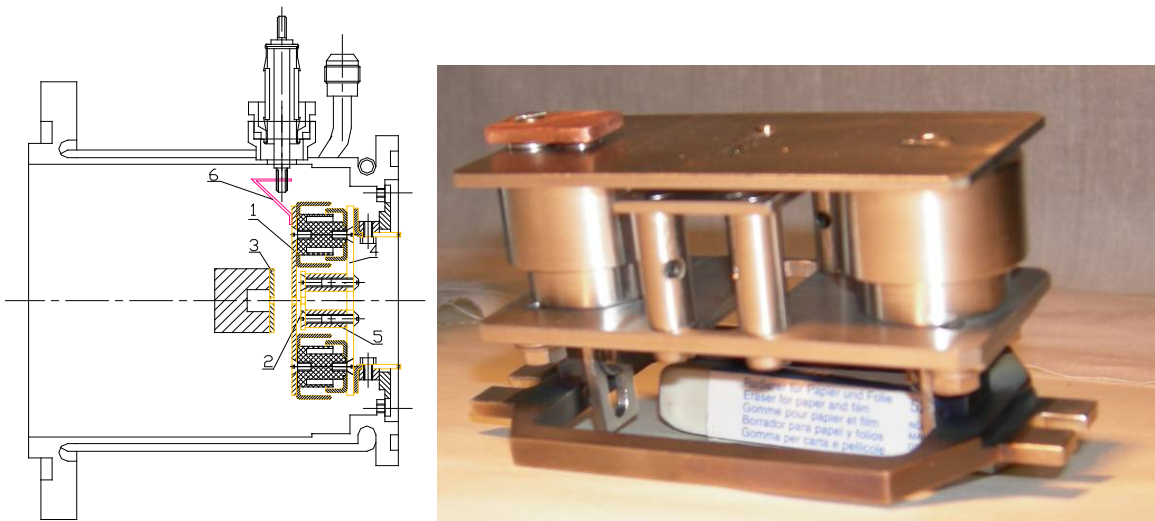


Рисунок 3.31 – Конструкция и сборка новой формирующей оптики:
 1 - вытягивающий электрод, 2 - земляной электрод, 3 - плазменный электрод,
 4 - крепежное основание, 5 - установочные втулки, 6 - контактная пластина

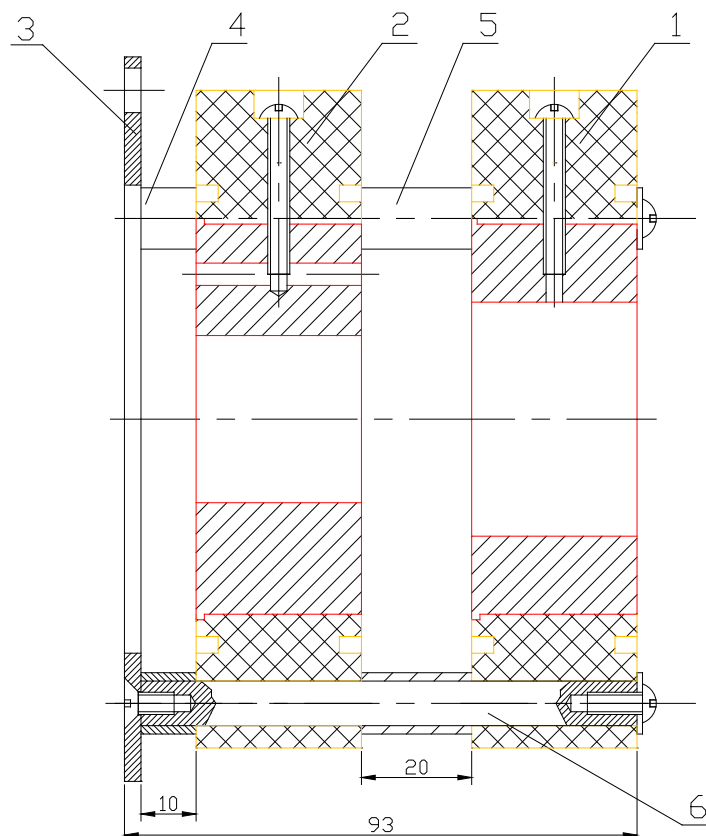


Рисунок 3.32 – Сборочный чертеж линзы: 1 и 2 – изоляторы для установки электродов, показанных красным цветом, 3 – посадочный фланец, 4 и 6 – крепежный стержень, 5 – проставка между электродами

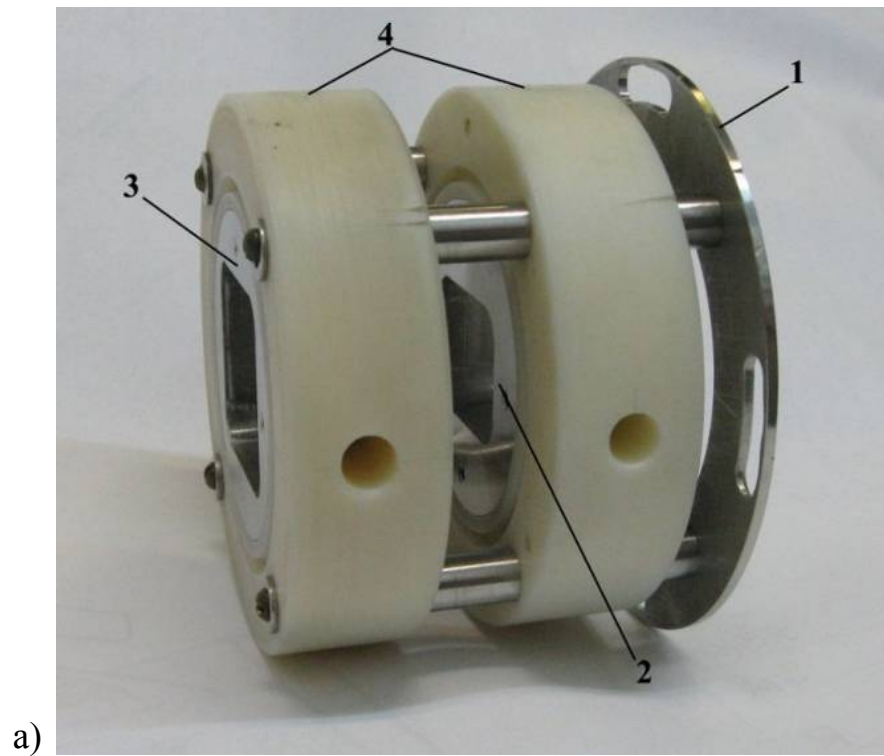
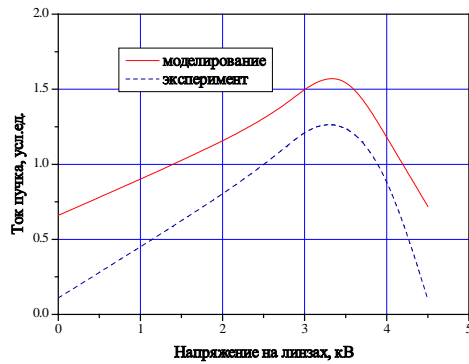
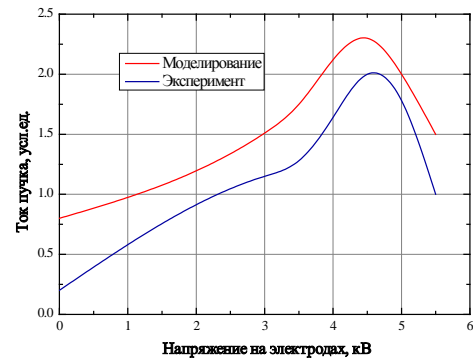


Рисунок 3.33 - Фотография изготовленного канала транспортировки многоатомного пучка ионов: а) 1 – земляной установочный электрод, 2 и 3 – потенциальные электроды, 4 – изоляторы; б) вид на канал со стороны выхода пучка и устройство юстировки канала при его сборке

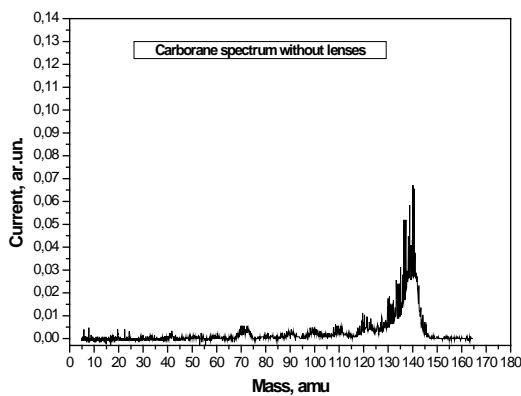


а)

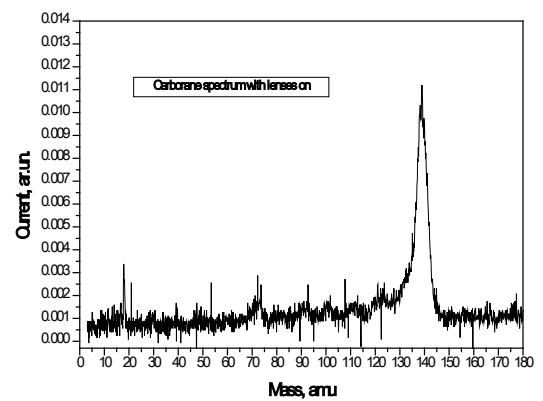


б)

Рисунок 3.34 – Сравнение результатов моделирования канала транспортировки пучка ионов карборана с экспериментом для токов пучка а) 0,5 мА и б) 0,75 мА



а)



б)

Рисунок 3.35 – Масс-зарядовый спектр пучка ионов карборана при: а) выключенном напряжении и б) включенном напряжении на канале транспортировки ионного пучка

3.5.3 Система транспортировки пучка от выхода магнитного масс-анализатора до мишени (Транспортный канал с электростатическим ондулятором)

Для увеличения интенсивности ионного пучка, доводимого от выхода масс-анализатора до мишени, был разработан и установлен на стенде электростатический ондулятор (рисунок 3.36). Идея использования электростатического ондулятора для транспортировки ленточных пучков была предложена коллегами из НИЯУ МИФИ (Э.С. Масуновым и С.М. Полозовым) [170]. В традиционном ондуляторе напряжение на соседних электродах равно по абсолютному значению, но отличается полярностью, при этом напряжение на первом электроде может быть выбрано в зависимости от поставленной задачи. В конструкцию разработанного канала на основе продольного ондулятора заложена возможность подавать независимое напряжение (как по амплитуде, так и по знаку) на последний электрод. Кроме того, на саму мишень может быть подан потенциал произвольного знака, что позволит произвести дополнительное торможение или ускорение ионного пучка непосредственно перед его имплантацией в кремниевую подложку. Проведено численное моделирование нескольких режимов работы ондулятора, которое показало, что с точки зрения лучшей проводки пучка от магнита до мишени необходимо на первый электрод ондулятора подавать положительный потенциал. В ходе моделирования предполагалось, что пучок ускорен напряжением 10 кВ и проведен сквозь штатный магнитный сепаратор стенда УИС. Трехмерная модель ондулятора разрабатывалась с максимальным учетом простоты последующего изготовления электродов (рисунок 3.37). Рисунок 3.38 представляет результат моделирования проводки пучка через ондулятор при напряжениях на электродах ондулятора ± 4 кВ, напряжении на последнем электроде + 4 кВ и напряжении на мишени + 0 кВ (т.е. традиционный модулятор).

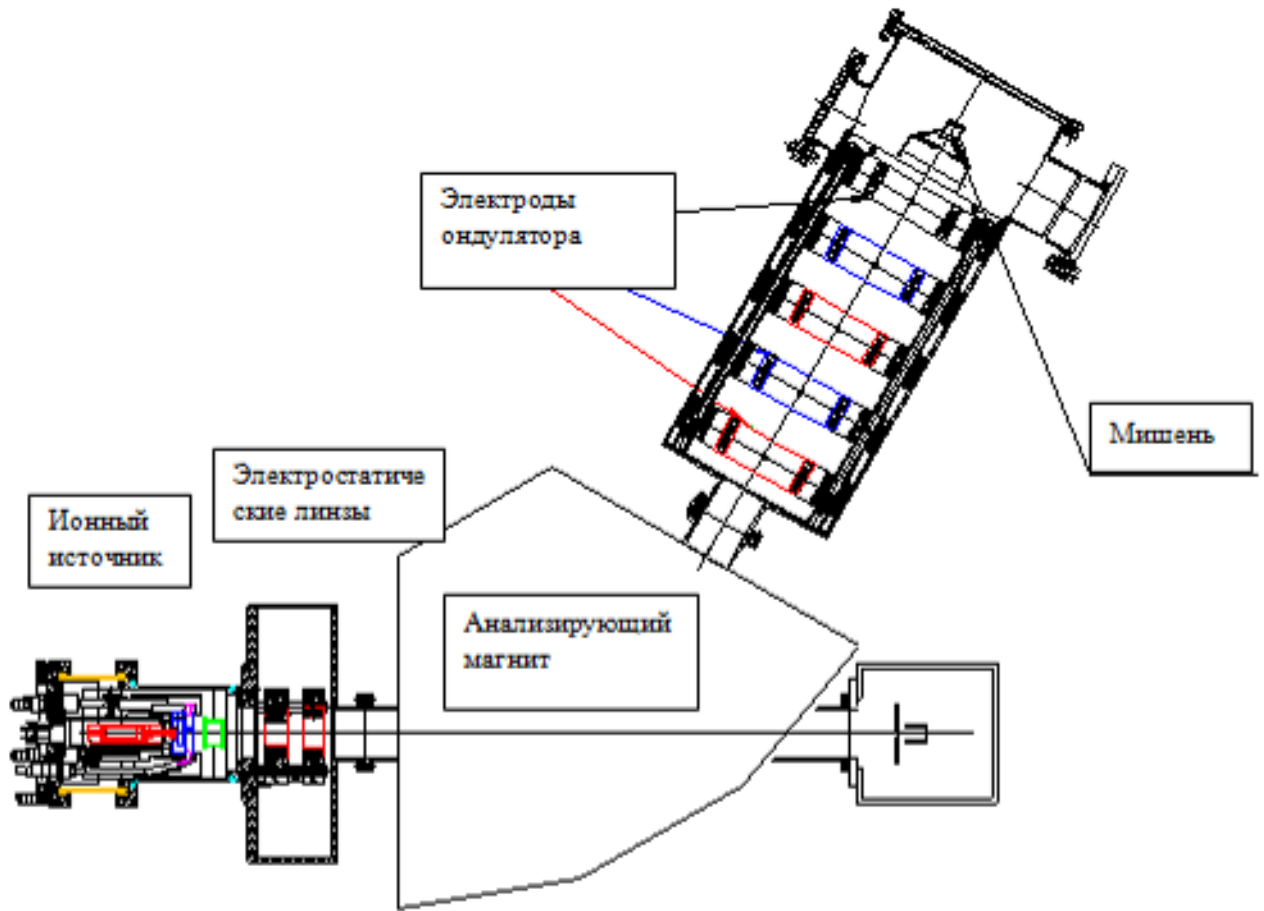


Рисунок 3.36 – Схема канала транспортировки ионного пучка на стенде УИС

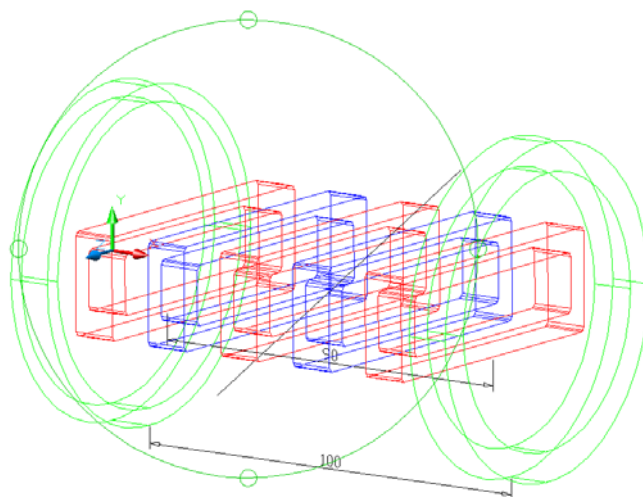
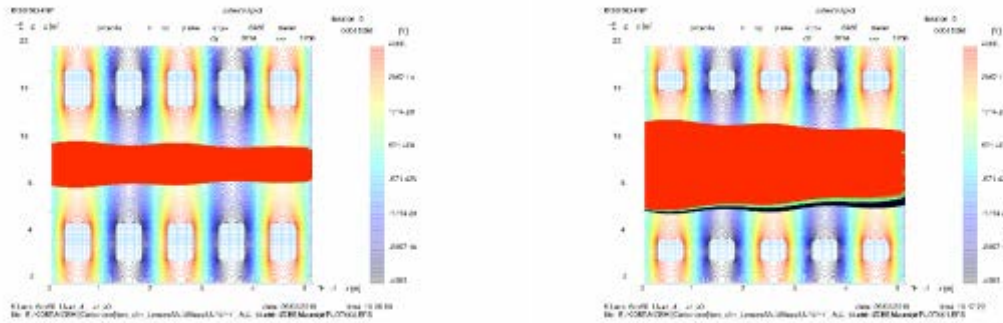


Рисунок 3.37 - Трехмерная картинка ондулятора



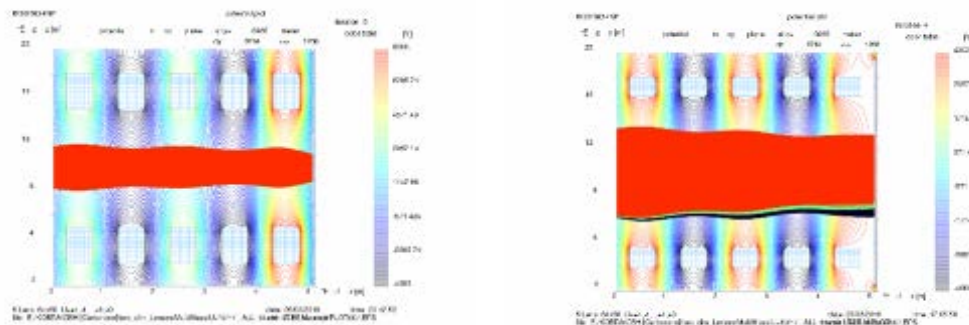
а)

б)

Рисунок 3.38 – Результат моделирования транспортировки пучка ионов карборана при традиционном распределении потенциала на электродах ондулятора и мишени установленной под земляным потенциалом.

а) – горизонтальная плоскость, б) – вертикальная плоскость

Также проведено моделирование транспортировки пучка молекулярных ионов карборана в традиционном ондуляторе, но при условии, когда мишень имеет потенциал равный потенциалу на последнем электроде (+ 4 кВ) и соответствует торможению пучка. При таком напряжении на мишени энергия пучка эквивалентна энергии пучка, ускоренного потенциалом 6 кВ (рисунок 3.39). Как видно из рисунка, при таком потенциале на мишени удается получить сходящийся пучок.



а)

б)

Рисунок 3.39 – Результат моделирования транспортировки пучка ионов карборана при традиционном распределении потенциала на электродах ондулятора и +4 кВ на мишени:

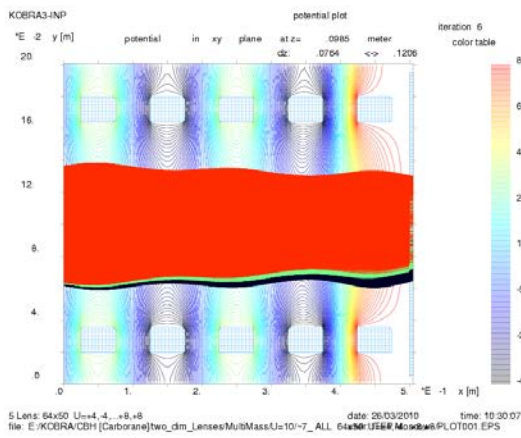
а) – горизонтальная плоскость, б) – вертикальная плоскость

Рисунок 3.40 представляет результат моделирования транспортировки пучка карборана с начальной энергией 10 кэВ через канал с ондулятором при напряжении на электродах ± 4 кВ, напряжении на последнем электроде $+ 8$ кВ и напряжении на мишени $+ 8$ кВ. При таком режиме работы ондулятора достигается облучение мишени пучком, с энергией 2 кэВ или в пересчете с карборана на атомарный пучок бора – энергией порядка 150 эВ. Как видно из представленного рисунка, удается обеспечить транспортировку пучка до мишени без потерь и увеличения поперечного сечения. Интересным побочным результатом является возможность менять угловое распределение пучка на мишени небольшой подстройкой напряжения на последнем электроде ондулятора, что не сказывается на энергии имплантируемых ионов.

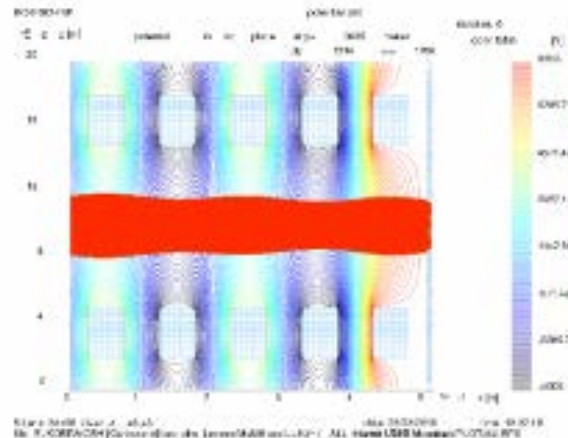
По результатам моделирования разработана конструкция ондулятора, который был изготовлен и установлен на выходе магнитного масс-анализатора (рисунок 3.41).

Вакуумный объем канала транспортировки пучка многоатомных борсодержащих ионов был откачен до давления 8×10^{-6} мбар. Проверка электрической прочности вакуумных вводов, обеспечивающих подачу высокого напряжения на электроды канала, проводилась путем подачи ВВ напряжения амплитудой ± 15 кВ и фиксацией этого напряжения в течение 10 минут. В ходе испытаний не зафиксировано ни одного пробоя изоляции высоковольтных вводов. Штатный режим работы канала на пучке ионов с энергией 10 кэВ предполагает подачу на электроды напряжения амплитудой ± 8 кВ.

Проведенные исследования позволяют констатировать, что канал транспортировки обеспечивает как вакуумные условия, так и электрическую изоляцию вакуумных вводов, необходимые для проведения экспериментальных работ.



а)



б)

Рисунок 3.40 - Результат моделирования транспортировки пучка ионов карборана при напряжении на электродах ± 4 кВ, напряжении на последнем электроде $+ 8$ кВ и напряжении на мишени $+ 8$ кВ:

а) – горизонтальная плоскость, б) – вертикальная

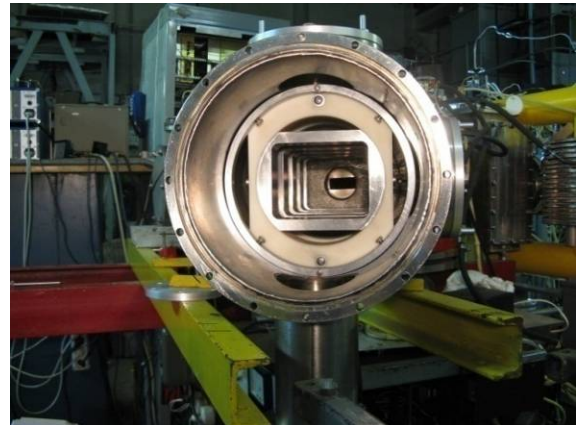


Рисунок 3.41 - Фотография канала транспортировки на основе электростатических линз, установленного на стенде УИС

3.6. Экспериментальное исследование электростатического ондулятора

После изготовления ондулятор был установлен на стенде УИС, где было проведено его тестирование при режимах ионного источника, найденных для работы с пучками молекулярных ионов (таблица 3.10)

Таблица 3. 10 – Режим работы и диапазон изменения параметров ионного источника в ходе эксперимента

Полный ток пучка, мА	0,3÷0,8
Ток накала нити, А	110÷116
Напряжение разряда, В	200
Разрядный ток, мА	100÷150
Ускоряющее напряжение, кВ	10
Давление в вакуумной камере источника, мбар	$(1\div 3,2)\times 10^{-4}$

Согласно результатам моделирования, на первый электрод ондулятора подавался положительный потенциал. Моделирование показало, что это улучшает проводку пучка через ондулятор. На остальные электроды подавались потенциалы, чередующиеся по знаку относительно первого (последний электрод был под положительным потенциалом). По модулю значения потенциалов были равными, т.е. формировался традиционный ондулятор. В ходе экспериментов менялись значения потенциалов на ондуляторе от 0 до ± 8 кВ и измерялся ионный ток на выходе ондулятора (в предполагаемом месте установки мишени) при линейном во времени изменении величины магнитного поля анализирующего магнита. Из сопоставления измеренных осциллограмм тока пучка ионов аргона (рисунок 3.42, слева) и свечения сцинтиллятора (рисунок 3.42, справа) на выходе ондулятора в зависимости от потенциала на его электродах, можно утверждать, что с увеличением потенциала ондулятора меняется форма сечения ионного пучка (профиль пучка). В диапазоне изменения

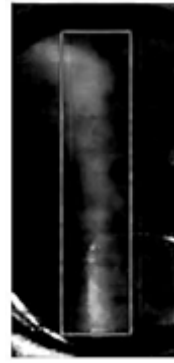
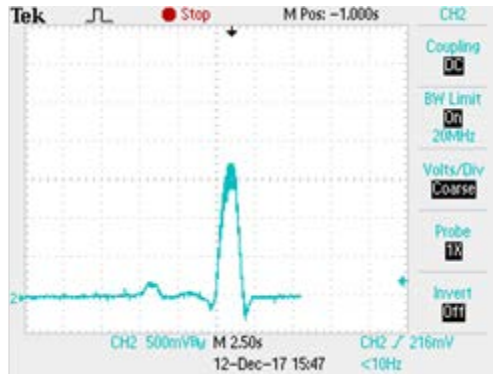
потенциала ондулятора $U_{\text{онд}} = 0 \div 3,9$ кВ сечение пучка имеет форму вертикального прямоугольника с постепенно уменьшающейся высотой и увеличивающейся шириной. При $U_{\text{онд}} = 4 \div 4,5$ кВ сечение приобретает форму близкую, к прямоугольной (рисунок 3.42). Причем с изменением формы сечения пучка меняется и переносимый пучком заряд (рисунок 3.43).

Проведено исследование процесса токопрохождения через канал ондулятора для различных ионов. Исследования проводились на пучках ионов аргона ($M = 40$), азота ($M = 14$) и ксенона ($M = 132$). При сравнении результатов исследования можно сделать вывод, что поведение пучка мало зависит от массы иона с единичным зарядом в данном диапазоне исследований.

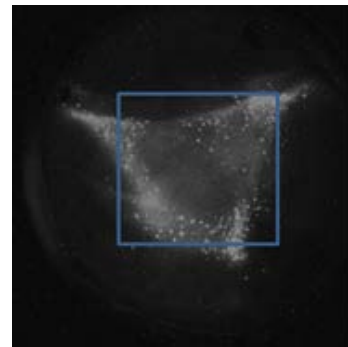
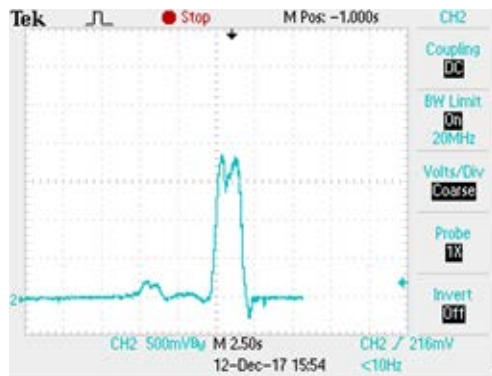
Исследовано также влияние полного тока пучка на токопрохождение через канал ондулятора. Полный ток пучка изменялся в диапазоне $I_{\text{полн}} = (0,3 \div 0,8)$ мА при неизменном давлении в камере ионного источника $P = (1 \div 1,2) \times 10^{-4}$.

Изменение полного тока ионов достигалось в результате изменения разрядного тока ионного источника (рисунок 3.44).

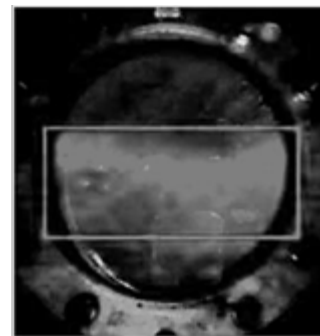
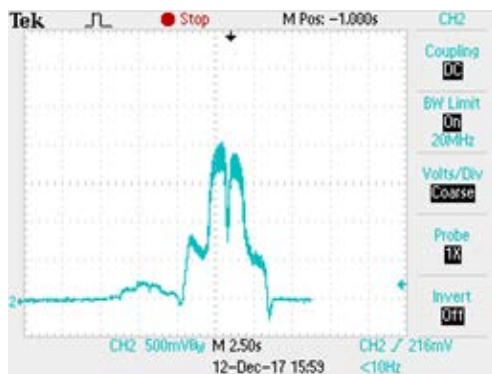
Токопрохождение через ондулятор растет пропорционально росту полного тока пучка. Для корректного определения коэффициента прохождения применялся цилиндр Фарадея с электродом-супрессором под отрицательным смещением потенциала. Такая измерительная система не позволяла электронам, захваченным ионным пучком, попадать на измерительную часть токоприемника, и препятствовала уходу вторичных электронов с поверхности токоприемника, и препятствовала уходу вторичных электронов с поверхности токоприемника, и препятствовала уходу вторичных электронов с поверхности токоприемника. Проведено измерение тока пучка в начале ондулятора (на выходе из магнитного масс-анализатора) и на его выходе. По полученным данным рассчитаны коэффициенты токопрохождения через ондулятор в зависимости от потенциалов на его электродах (таблица 3.11). Как видно из таблицы, с увеличением потенциалов на электродах ондулятора повышается токопрохождение через него.



Потенциал ондулятора: $0 \div 3,9$ кВ



Потенциал ондулятора: $4 \div 4,5$ кВ



Потенциал ондулятора: $4,5 \div 8$ кВ

Рисунок 3.42 – Осциллограммы измерений тока пучка ионов аргона (слева) и изображение профиля пучка на сцинтилляторе (справа) на выходе ондулятора в зависимости от потенциала на его электродах

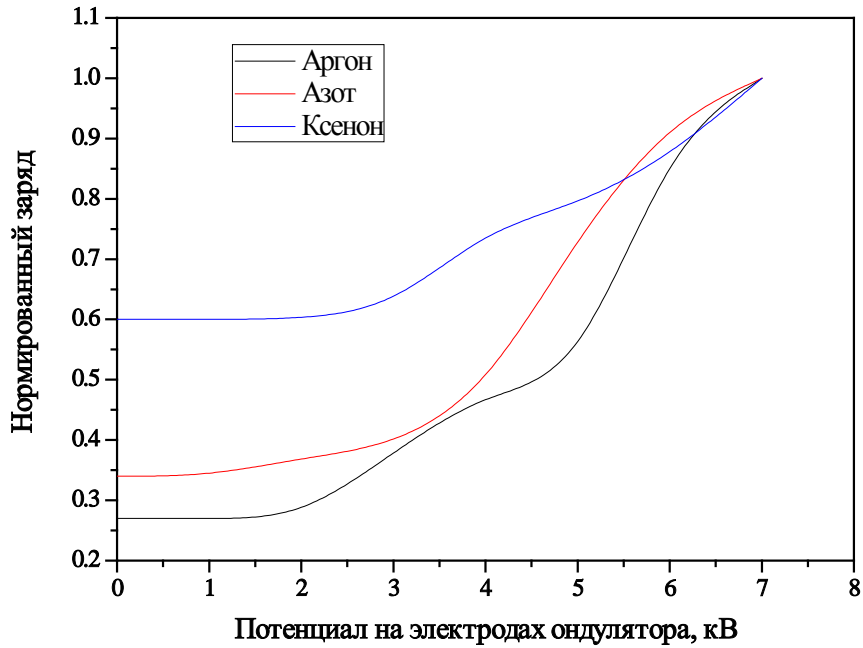


Рисунок 3.43 – Зависимость токопрохождения через ондулятор от потенциала на ондуляторе при неизменном давлении в ионном источнике и при неизменном значении полного тока пучка

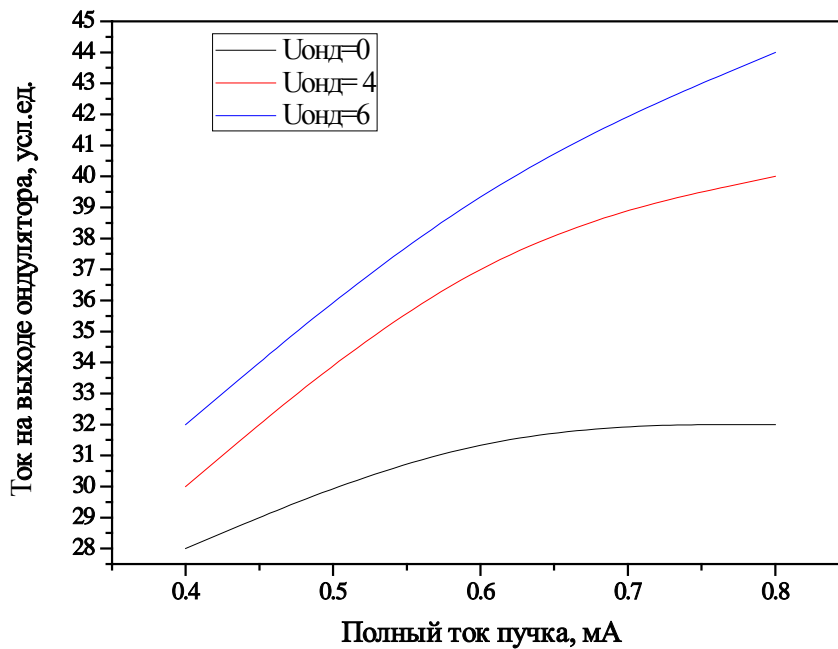


Рисунок 3.44 – Зависимость токопрохождения через ондулятор от величины полного тока при неизменном давлении в ионном источнике при различных потенциалах на ондуляторе

Таблица 3.11 – Коэффициенты токопрохождения через ондулятор в зависимости от потенциалов на его электродах

Потенциал на электродах ондулятора, кВ	Коэффициент токопрохождения, %
0	17
2	20
4	42
7	83

3.7 Результаты по имплантации в кремниевые подложки [171]

Как известно, бор является одним из основных элементов в полупроводниковой промышленности – кремний легированный бором приобретает проводимость р-типа. Пучок ионов карборана, генерируемый разработанным источником и транспортируемый до мишени в созданном канале, был имплантирован в образец, вырезанный из стандартной подложки. Облучение проводилось при ускоряющем напряжении 4 кВ, что соответствует эквивалентной энергии при имплантации атомарного иона бора ~ 300 эВ.

После облучения было проведено исследование распределения концентрации по глубине имплантированных в подложку атомов бора и углерода. Исследование проводилось на масс-спектрометре вторичных ионов «IMS-4F» фирмы «САМЕСА». Первичным пучком ионов O_2^+ выполнялось послойное травление поверхности образца, в то время как вторичная оптика формировала в пучок и направляла на детектор вторичные ионы, образовавшиеся в центральной области дна кратера травления. Область травления составила 250x250 мкм, диаметр пятна, с которого регистрировались вторичные ионы – 60 мкм, ток первичного пучка равен 10 нА, а энергия – 12,5кэВ. При таких параметрах первичного пучка скорость травления составляет около 2 нм/мин.

Рисунок 3.45 показывает зависимость интенсивности сигнала вторичных ионов изотопов бор-11 (^{11}B), бор-10 (^{10}B), углерод-12 (^{12}C), кремний-29 (^{29}Si) и водород-1 (^1H) в зависимости от глубины проникновения в кремниевую подложку.

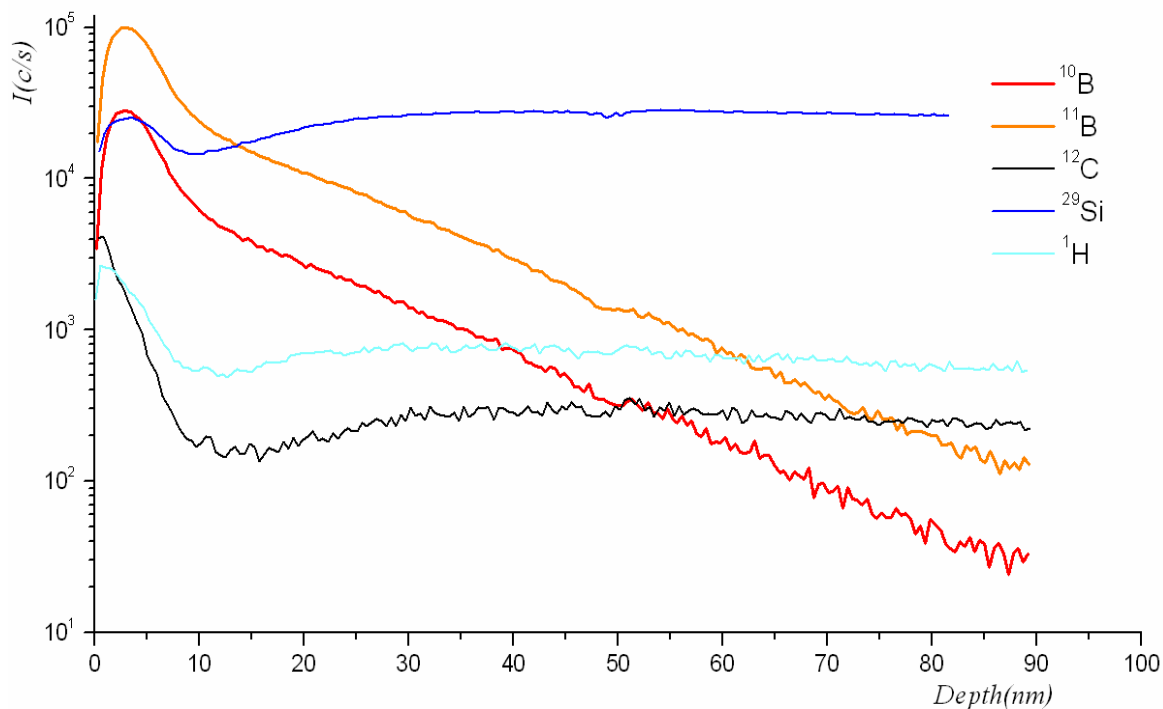


Рисунок 3.45 – Распределения ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C , ^{29}Si , ^1H по глубине

На приведенном графике отчетливо видны максимумы интенсивности сигналов бора, углерода и водорода. Ширина пика составляет около 10 нм. После 15 нм интенсивности сигналов водорода и углерода практически не зависят от глубины проникновения атомов в кремниевую подложку и сохраняются на постоянном уровне. На глубине 90 нм концентрация изотопов бора на три порядка меньше концентрации на поверхности кремниевой пластины. Также был определен изотопный состав бора, который не зависит от глубины: процентное содержание изотопа ^{10}B в сумме изотопов $^{10}\text{B} + ^{11}\text{B}$ составляет $(20,0 \pm 1,5)\%$, что соответствует изотопному составу природного бора.

3.8 Выводы по главе 3

В ионном источнике типа Vernas модернизация конструкции разрядной ячейки вместе с оптимизацией режимов горения разряда и его параметров позволила обеспечить условия для генерации в плазме молекулярных ионов многоатомных борсодержащих соединений (декаборана, карборана и др.) и формирования интенсивного пучка многоатомных молекулярных ионов с высоким долевым содержанием бора с плотностью тока ионного пучка уровня 1 мА/см^2 . При работе на пучках ионов декаборана или карборана это соответствует плотности тока 10 мА/см^2 в пересчете на атомарный пучок ионов бора. При этом осуществлена имплантация ионов пучка в кремниевый образец с эквивалентной энергией менее 400 эВ.

Однако работа источника по генерации многоатомных борсодержащих молекулярных ионов сопровождается загрязнением разрядной камеры продуктами развала борводородов с высокой температурой плавления. Данные образования не мешают генерации разряда, но их оседание в области экстракции ионного пучка приводит к нарушению однородности извлекаемого пучка, что неприемлемо в промышленной установке. Оперативно обнаружить образование таких отложений в ходе работы источника крайне затруднительно, что может привести к выбраковке конечного дорогостоящего продукта. Разработке методики очистки камеры в ходе ее работы посвящена следующая глава.

Необходимо отметить, что все используемые вещества токсичны и при работе с ними необходимо придерживаться правил безопасной работы (таблица 3.12)

Таблица 3.12- Токсикологические свойства карборанов и декаборана

Вещество	Средства пожаротушения	Токсическое действие на органы человека	ПДК, мг/м³	Средства защиты
Декаборан (14)	Песок, асбестовая кошма, углекислотный огнетушитель, создание инертной атмосферы (азот)	Токсичное вещество, проникает через дыхательные пути и кожу. Действует на центральную нервную систему. 1 класс опасности.	0,1	Спецодежда, противогаз с коробкой марки «БКФ», резиновые перчатки
о-, м-, п- Карборан	Песок, асбестовая кошма, углекислотный огнетушитель, создание инертной атмосферы (азот)	Малотоксичное вещество, может вызвать дерматиты. 3 класс опасности.	ОБУВ 5,0	Спецодежда, противогаз с коробкой марки «БКФ», резиновые перчатки

Глава 4 Стабильное функционирование источника пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов

4.1 Методы и подходы

В предыдущей главе были представлены результаты исследований по разработке и оптимизации параметров ионного источника пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов. В результате проведенных исследований впервые в России была достигнута устойчивая генерация, формирование и транспортировка до подложки пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов. Основным препятствием эффективному внедрению данного направления в промышленных установках является тот факт, что при генерации ионов в результате горения электрического разряда в парах данных веществ происходит их частичное разложение (фрагментация), а продукты этого разложения откладываются на стенках разрядной камеры, загрязняя ее, и частично перекрывая экстракционное отверстие в плазменном электроде. Рисунок 4.1 дает типичную картину разрядной камеры после всего двух часов работы на карборане или декаборане. Перекрытие экстракционного отверстия приводит к неконтролируемому изменению параметров извлекаемого из источника ионного пучка и, как следствие, выбраковке облучаемой подложки. Необходимо отметить, что в ходе экспериментальных работ было показано, что загрязнение разрядной камеры не оказывает заметного влияния на параметры самого разряда и его устойчивость.

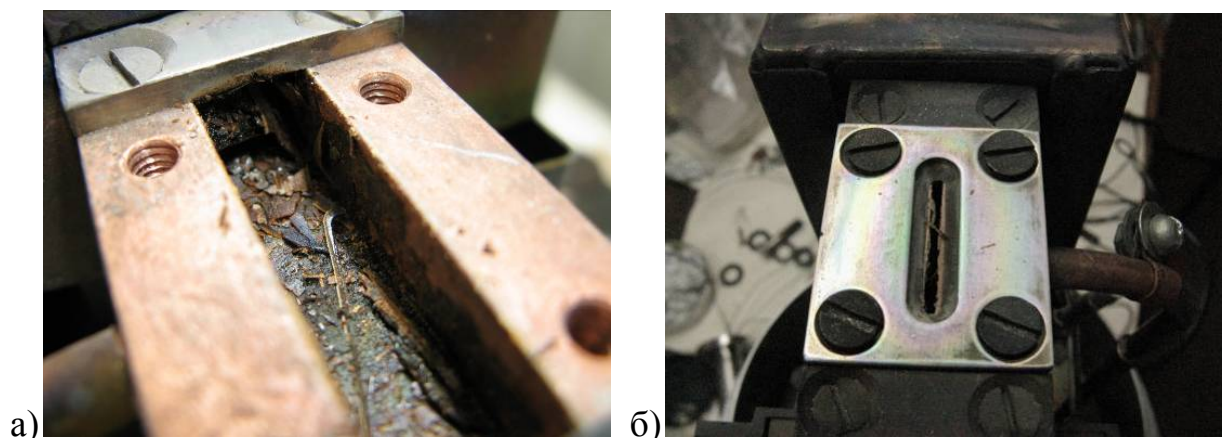


Рисунок 4.1 – а) разрядная камера после работы с карборановым пучком.
 б) нитеобразные образования из продуктов распада многоатомной молекулы карборана, перекрывающие отверстие формирующей оптики

Для решения данной проблемы используются различные чистящие вещества, вводимые в разрядную камеру источника либо параллельно с рабочим веществом, либо в специальные технологические паузы [172] - [187]. Оба метода не лишены недостатков. В случае параллельного ввода рабочего и чистящего веществ, генерируемый пучок содержит значительную фракцию ионов этого чистящего вещества, что резко снижает количество рабочих атомов в пересчете на единицу тока пучка, извлекаемого из источника. Чистка камеры во время технологических пауз не решает главной задачи – предотвращения, непрогнозируемого перекрытия эмиссионных отверстий. Данный способ лишь снижает вероятность проявления негативного эффекта, но требует организации технологических пауз на очистку источника, что ведет к снижению эффективности технологического процесса.

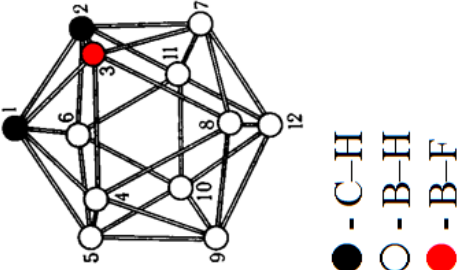
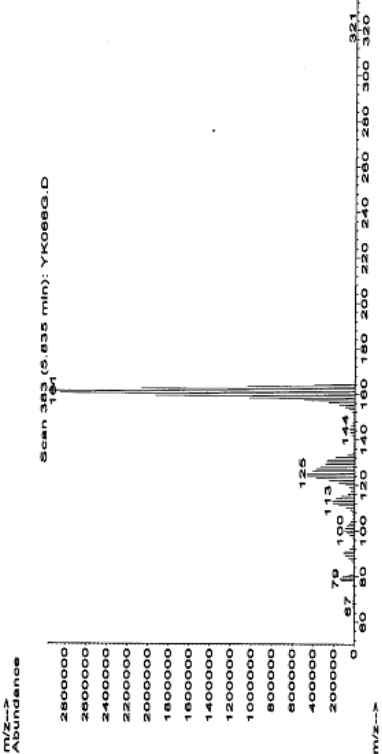
Альтернативный метод заключается в использовании в качестве рабочего вещества источника многоатомных борсодержащих молекулярных ионов материалов, в состав которых входят атомы сильных окислителей, например, фтора или кислорода. Предполагалось, что наличие фтора или кислорода в разрядной камере позволит переводить продукты распада молекулы карборана в летучую газообразную фазу и тем самым облегчит их удаление из разрядной камеры.

Хорошо известно, что такой подход при работе по генерации одноатомных ионных пучков для полупроводниковой имплантации (например, использование BF_3 – основного материала для генерации одноатомных ионов бора [101]) дает хороший результат и является основным методом в действующих имплантационных установках. Сложность использования такого подхода в источниках многоатомных молекулярных ионных пучков состоит в необходимости обеспечить достаточное количество атомов вещества-окислителя в используемом веществе – многоатомной борсодержащей молекуле. В многоатомных борсодержащих молекулах, например, производных карборана, количество атомов, обеспечивающих синтез летучих газообразных соединений, будет много меньше, чем атомов бора и углерода.

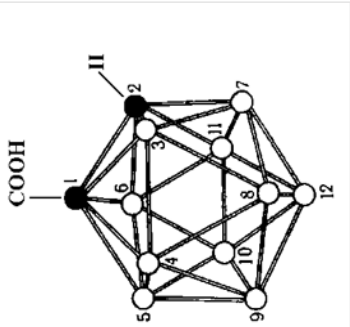
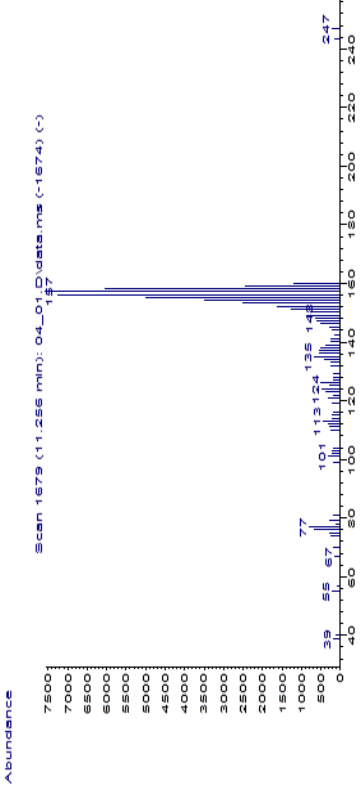
Совместно с коллегами из ГНИИХТЭОС было выбрано несколько материалов, которые могут быть использованы для решения данной проблемы (таблица 4.1).

Цель исследований состояла в изучении возможностей использования выбранных материалов в качестве рабочего вещества, обеспечивающего длительное стабильное функционирование источника пучков борсодержащих многоатомных молекулярных ионов.

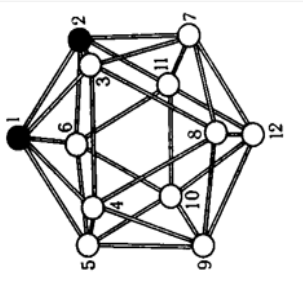
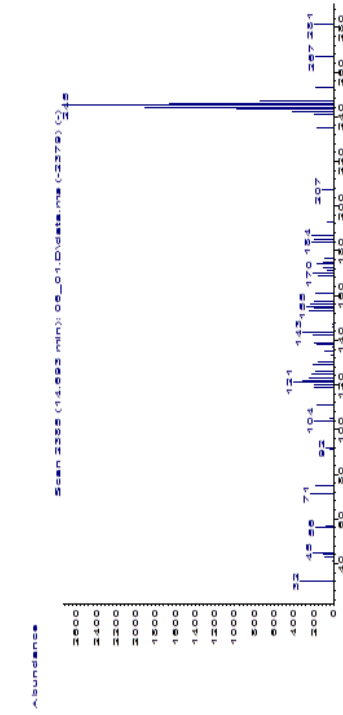
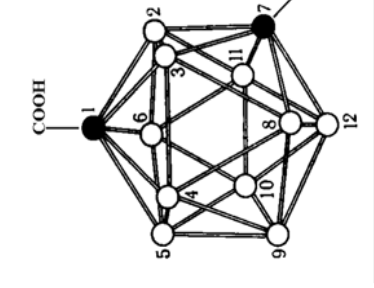
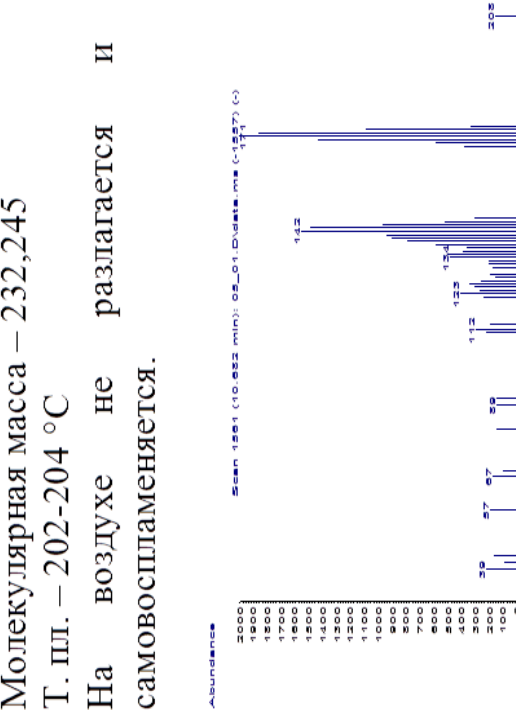
Таблица 4.1 – Многоатомные борсодержащие молекулярные вещества, созданные на основе карборана, с включением атомов химически активных веществ. На изображении структуры молекулы ● –СН, ○– ВН (атомы водорода при атомах бора и углерода для монозамещенных карборанов не показаны)

Название	Изображение	Формула	Свойства Паспортные спектры
3-фторо-о-карборан [3-фторо-1,2-дикарба-клозо-додекаборан(12)]		$3\text{-F-o-C}_2\text{B}_{10}\text{H}_{11}$ Брутто-формула $(^{12}\text{C}_2\text{ }^{11}\text{B}_{10}\text{ }^1\text{H}_{11}\text{ }^{19}\text{F}_1)$	Молекулярная масса – 164 – [188] Температура плавления (Т. пл.)– 242°C [189] или 270°C [188] 

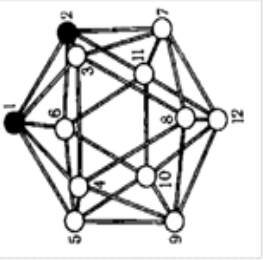
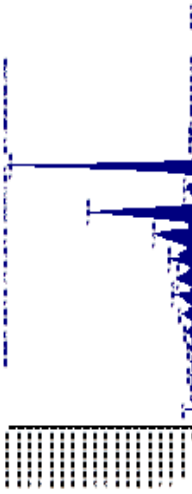
Продолжение Таблица 4.1

<p>1-о-карборанкарбоновая кислота</p>	 <p>1 — на этом атоме углерода COOH-группа. На десяти атомах бора атомы водорода (не показаны).</p>	<p>1-НООС-о-$C_2B_{10}H_{11}$ Брутто-формула — $C_3H_{12}B_{10}O_2$.</p>	<p>Брутто-формула — $C_3H_{12}B_{10}O_2$. Молекулярная масса — 188,2358 Т. пл. — 150-151 °С На воздухе не разлагается и не самовоспламеняется. Это вещество менее опасно, чем декаборан ($B_{10}H_{14}$).</p> 
---------------------------------------	--	---	---

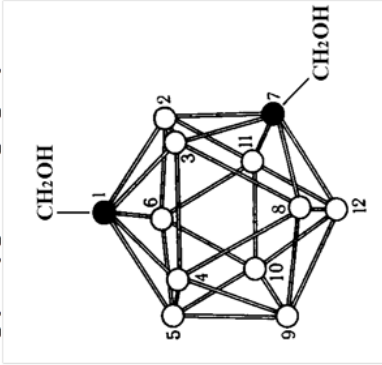
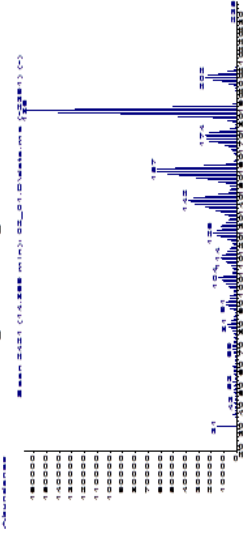
Продолжение Таблица 4.1

<p>1,2-о-карборандикарбоновая кислота.</p>		<p>1,2-(НООС)₂-о-С₂В₁₀Н₁₀ Брутто-формула С₄Н₁₂В₁₀О₄</p>	
<p>1,7-м-карборандикарбоновая кислота</p>		<p>1,7-(НООС)₂-m-С₂В₁₀Н₁₀ Брутто-формула С₄Н₁₂В₁₀О₄</p>	<p>Молекулярная масса – 232,245 Т. пл. – 202-204 °С На воздухе не разлагается и не самовоспламеняется.</p> 

Продолжение Таблица 4.1

<p>1,2-бис(гидроксиметил)-о-карборан</p>	 <p>○ – В-Н ● – С-СН₂ОН</p>	<p>1,2-(НОСН₂)₂-о- С₂В₁₀Н₁₀ Брутто-формула – С₄Н₁₆В₁₀О₂</p>	<p>Молекулярная масса – 204,2784 Насыпной вес – 0,44 г/см³ Т. пл. – 299-300°С Т. воспламенения – более 150 °С Т. самовоспламенения – 323 °С Нижний предел взрываемости (взвешенная пыль) – 41 г/м³ На воздухе не разлагается и не самовоспламеняется. ПДК – 0,5 мг/м³; 2 класс опасности. Вызывает дерматиты, действует на ЦНС.</p> 
---	---	--	---

Продолжение Таблица 4.1

<p>1,7- Бис(гидроксиметил)- m-карборан (1,7-</p>	<p>Структурная формула:</p> 	<p>1,7- (НОСН₂)₂- m-C₂H₁₀B₁₀ Брутто- формула – C₄H₁₆B₁₀O₂</p>	<p>Молекулярная масса – 204,2784 Т. пл. – 194-196°C Кристаллическое вещество, на воздухе не разлагается и не самовоспламеняется. Хорошо растворяется в спиртах, толуоле, диэтиловом эфире, ацетоне. Плохо растворяется в гексане, гептане, не растворяется в воде.</p> 
--	---	--	---

4.2 Фторсодержащий карборан

В качестве первого материала для исследования возможности организации режима самоочистки разрядной камеры было выбрано соединение карборана с фтором, а именно - 3-Фторо-о-карборан [3-фторо-1,2-дикарба-кклозо-додекаборан (12)]. Выбор был обусловлен наличием в данной молекуле атомов фтора – самого химически активного вещества, образующего летучие соединения как с углеродом, так и с бором. Предполагалось, что образующиеся в результате распада рабочего вещества фрагменты будут активно связываться фтором, образуя газообразные молекулы, легко удаляемые из объема источника системой откачки.

Методика синтеза данного вещества, его физико-химические свойства описаны в литературе ([188], [189], [190]), поэтому представляется возможным синтезировать, выделить и охарактеризовать этот продукт. Следует особо отметить, что процесс получения данного соединения не связан с использованием/образованием таких опасных/токсичных реагентов, как газообразный фтор и/или фтористый водород. На начальном этапе исследований эксперименты проводились с использованием медной разрядной камеры.

Таблица 4.2 дает описание последовательности проведения эксперимента с различными материалами и на примере режимов работы ионного источника с карбораном и 3-фторо-о-карбораном показывает ряд отличий при работе с этими материалами.

Таблица 4.2 – Сравнение режимов работы ионного источника на карборане и 3-фторо-о-карборане

	Карборан – белый сыпучий порошок	3-фторо-о-карборана – белый, липкий/маслянистый порошок. Тяжело сыпается с мерной ложки.
1	Загрузка ~ 2 грамма карборана в тигель (полный тигель)	Загрузка 1,04 грамм – все, что было
2	Откачка до 2×10^{-5} мбар	
3	<p>Прогрев нити катода и одновременно с этим прогрев паропровода. Время прогрева катода (нити) составляет 15 минут (соответственно, это же время греется и трубопровод). За это время температура паропровода устанавливается на уровне примерно 60°C. Тигель находится при комнатной температуре, примерно 18°C, и в ходе прогрева трубопровода она остается неизменной.</p>	
4	Подается напряжение разряда 110 В и выставляется ускоряющее ионный пучок напряжение	Подается напряжение – 120 В и выставляется ускоряющее ионный пучок напряжение

Продолжение Таблица 4.2

5	<p>Контролируется сигнал с токоприемника на прямом канале на расстоянии полуметра от выхода источника. Ток пучка не детектируется. Для контроля проводится измерение спектра, подтверждающие отсутствие ионов рабочего вещества в пучке. Вывод: карборан не испаряется при нагреве только паропровода. Давление в источнике - 3×10^{-5} мбар</p>	<p>Контролируется сигнал с токоприемника на прямом канале на расстоянии полуметра от выхода источника. Практически сразу после подачи высокого напряжения на систему формирования фиксируется ток пучка на токоприемнике на прямом канале. Измеренный спектр совпадает с паспортными данными, полученными от поставщика материала, плюс к этому содержит пики в области малых масс (компоненты остаточного газа). Давление в источнике оставалось постоянным и равным 7×10^{-5} мбар – что говорит о том, что для испарения данного вещества достаточно нагрева паропровода. Разрядный ток 26мА.</p>
6	<p>Включается нагрев тигля (60°C). Время установки разряда – 30 минут. После появления тока разряда температура тигля уменьшается до 46°C с целью выхода на стационарный режим.</p>	<p>Включается нагрев тигля. Так как пучок уже есть, сразу устанавливается температура стабильного разряда - 40°C.</p>

Продолжение Таблица 4.2

7	Давление – 6×10^{-5} мбар. Ток разряда – 42 мА Ток пучка на прямом канале – 0,3-0,4 мВ/12кВ	Давление – $6,6 \times 10^{-5}$ мбар Разрядный ток – 36 мА Ток пучка на прямом канале – 0,3 мВ/7кВ
8	Работа – 3–3.5 часа, с контрольным измерением спектров каждые 15 минут.	Работа - 3 часа, с контрольным измерением спектров каждые 15 минут.

Таблица 4.3 показывает параметры ионного источника, при которых велись работы с 3-фторо-о-карбораном. Рисунок 4.2 демонстрирует измеренный спектр пучка. Сравнение спектра ионного пучка с паспортными данными, полученными от поставщика материала (таблица 4.1) показывает, что массовый спектр ионного пучка соответствует элементному составу материала рабочего вещества.

Таблица 4.3 – Параметры работы источника на 3-фторо-о-карборане

ток разряда, мА	33
напряжение на разряде, В	120
напряжение, ускоряющее ионный пучок, кВ	5
ток пучка, мА	0.1

В результате визуального осмотра разрядной камеры ионного источника выявлено, что в данном случае, несмотря на наличие в области разряда фтора, не удается обеспечить режим эффективной самоочистки электродов камеры. Как показали эксперименты, через два часа работы в разрядной камере накапливаются продукты распада материала в виде чешуйчатых образований, часть из которых перекрывает эмиссионное отверстие источника (Рисунок 4.3)

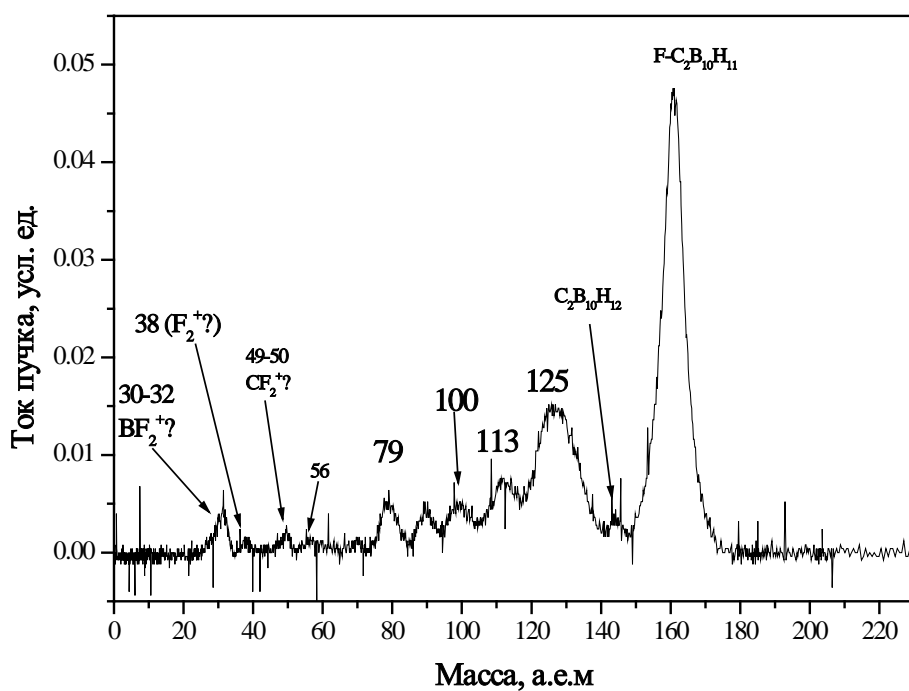


Рисунок 4.2 – Масс-зарядовый спектр пучка ионов фторированного карборана, полученный на магнитном анализаторе. [191]

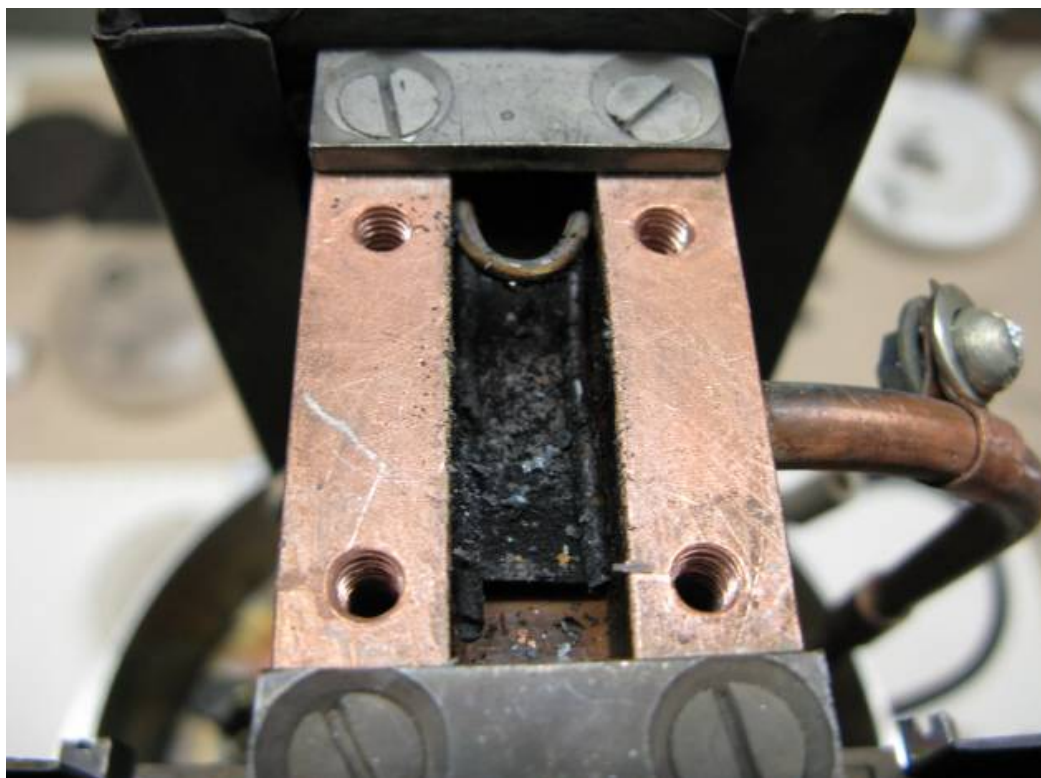


Рисунок 4.3 - Разрядная камера после работы на 3-фторо-о-карборане

Результаты, полученные при использовании в ионном источнике 3-фторо-о-карборана, позволили сформулировать следующие выводы:

– загрязнение камеры в основном происходит за счет отделения от молекулы рабочего вещества атомов углерода. В пользу такого вывода говорит тот факт, что так называемая «грязь» имеет черный «угольный» цвет. В случае отделения бора и накопления этого вещества в разрядной камере, цвет «грязи» имеет характерный желтый (золотистый) цвет, как это было определено из опыта работы с декабораном;

– одного атома фтора не хватает для обеспечения режима самоочистки. Имеются основания предполагать, что атомы фтора удаляются (элиминируются) не в чистом виде, а в виде фрагментов с непосредственно связанными атомами бора.

На основании этих выводов направление исследований было сфокусировано на веществах, в которых сильные окислители имеют химическую связь с атомами углерода, входящих в основу молекулы карборана. Но перед этим проведены эксперименты по возможности использования фторопласта, как инертного и доступного вещества, в качестве возможного источника атомов фтора для ввода в разрядную камеру с целью ее очистки.

4.3 Фторопластовая вставка

Как альтернатива использованию фторсодержащего соединения карборана в качестве рабочего вещества для генерации многоатомных борсодержащих молекулярных ионов была экспериментально исследована идея использования фторопласта как источника газообразного фтора. Фторопласт при нагреве, не переходя в жидкое состояние, начинает выделять фтор в газообразном состоянии. Кроме того, было предложено использовать фторопласт в виде пластинок, закрывающих поверхность эмиссионного электрода со стороны плазмы, в расчете на то, что удастся избежать прилипания образующихся продуктов распада карборана к данной поверхности вблизи эмиссионного отверстия.

Предварительно, для того чтобы выяснить условия, при которых фторопласт-4 при нагреве разлагается на летучие фторсодержащие фракции, был поставлен тестовый эксперимент. В тигель поместили кусочки стружки фторопласта-4, по достижении давления в разрядной камере 10^{-5} Торр включался нагрев тигля. При достижении температуры тигля 410°C в разрядную камеру стал поступать газ, на котором был зажжен разряд и проведено измерение массового спектра генерируемого пучка (рисунок 4.4). В спектре содержатся ионы фтора и в большом количестве ионы CO и CO₂, а также ионы воды. Это послужило основанием считать, что при закладке фторопласта-4 в разрядную камеру поступает большое количество воды. Таблица 4.4 представляет режим работы ионного источника в ходе эксперимента.

Для работы с карбораном была изготовлена гильза из фторопласта-4. Внутри гильзы был засыпан карборан и она устанавливалась в тигель. После достижения вакуума в разрядной камере 10^{-5} Торр начинался нагрев тигля. Режим работы источника представлен в таблице 4.5.

При работе с карбораном, загруженным во фторопластовую гильзу, после достижения вакуума в разрядной камере 10^{-5} мбар начинается нагрев тигля.

Таблица 4.5 представляет типичный режим работы источника при проведении эксперимента.

Таблица 4.4 - Режим работы источника на парах фторопласта

Вещество	Фторопласт 4
Температура тигля, С°	410
Ток разряда, мА	140
Давление в разрядной камере, мбар	$1,2 \times 10^{-4}$
Напряжение разряда, В	200
Ток накала нити, А	59
Полный ток пучка, мА	1
Ускоряющее напряжение, кВ	10

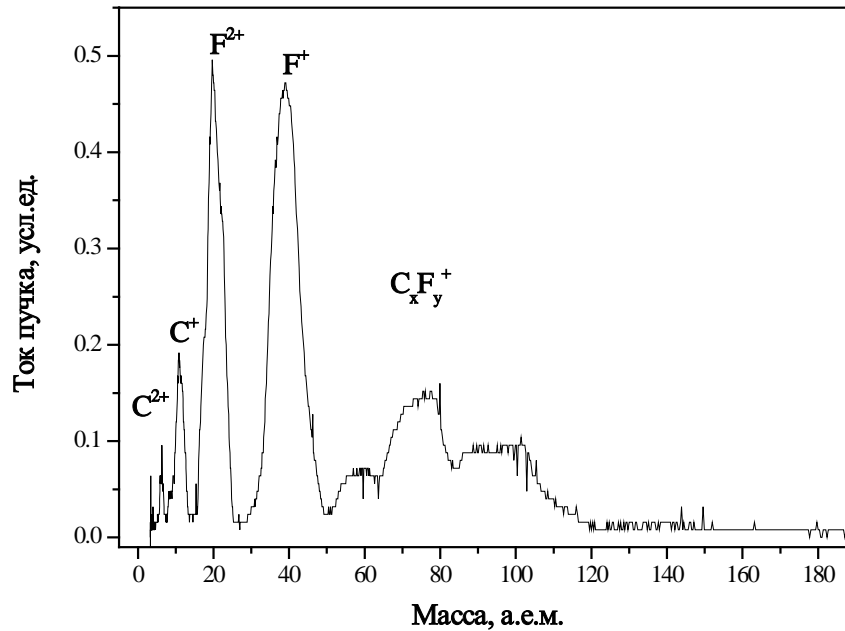


Рисунок 4.4 - Масс-зарядовый спектр пучка при работе источника на парах фторопласта

Таблица 4.5 – Режим источника при работе с карбораном, заложенным во фторопластовую гильзу

Вещество	Фторопласт 4 + о-карборан
Температура тигля, С°	200-440
Ток разряда, мА	200
Давление в разрядной камере, мбар	$1,2 \times 10^{-4}$
Напряжение разряда, В	200
Ток накала нити, А	59
Полный ток пучка, мА	2
Ускоряющее напряжение, кВ	10

При достижении температуры тигля 200°C зажигался разряд. Спектр пучка содержал только ионы карборана (рисунок 4.5). Ионы фтора появлялись в спектре только при достижении температуры 400°C (рисунок 4.6)

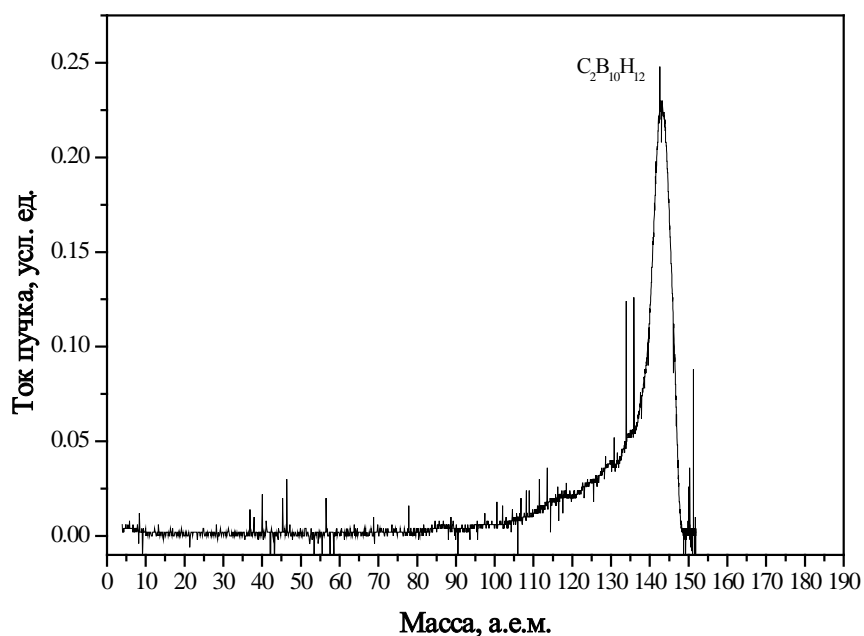


Рисунок 4.5 – Спектр пучка ионов карборана при температуре тигля 200°C

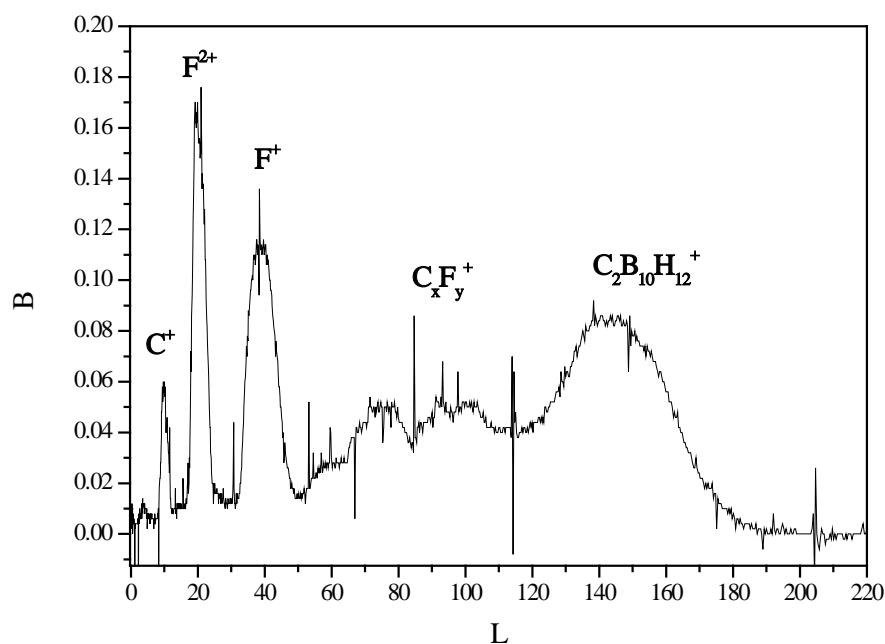


Рисунок 4.6 – Спектр пучка ионов карборана при температуре тигля 400°C

Осмотр разрядной камеры после работы на смеси показал присутствие черной грязи (рисунок 4.7). Но в отличие от о-карборана адгезия к стенкам камеры очень и очень слабая (счищается не механически соскребанием, а пылесосом). Внутренняя поверхность фторопластовых накладок, установленных в области эмиссионного отверстия, также была покрыта налетом черного цвета (рисунок 4.8). Как видно из фотографии фторопластовой вставки, не удастся с ее помощью предотвратить образование налета в непосредственной близости от эмиссионного отверстия. Хотя эмиссионное отверстие в ходе данного эксперимента осталось свободным от продуктов распада рабочего вещества, образование налета в непосредственной близости от отверстия однозначно говорит о том, что рано или поздно данный налет начнет перекрывать отверстие эмиссии пучка. Таким образом, можно констатировать, что использование фторопластовой накладки с целью предотвращения оседания продуктов распада не решает проблему самоочистки разрядной камеры ионного источника.

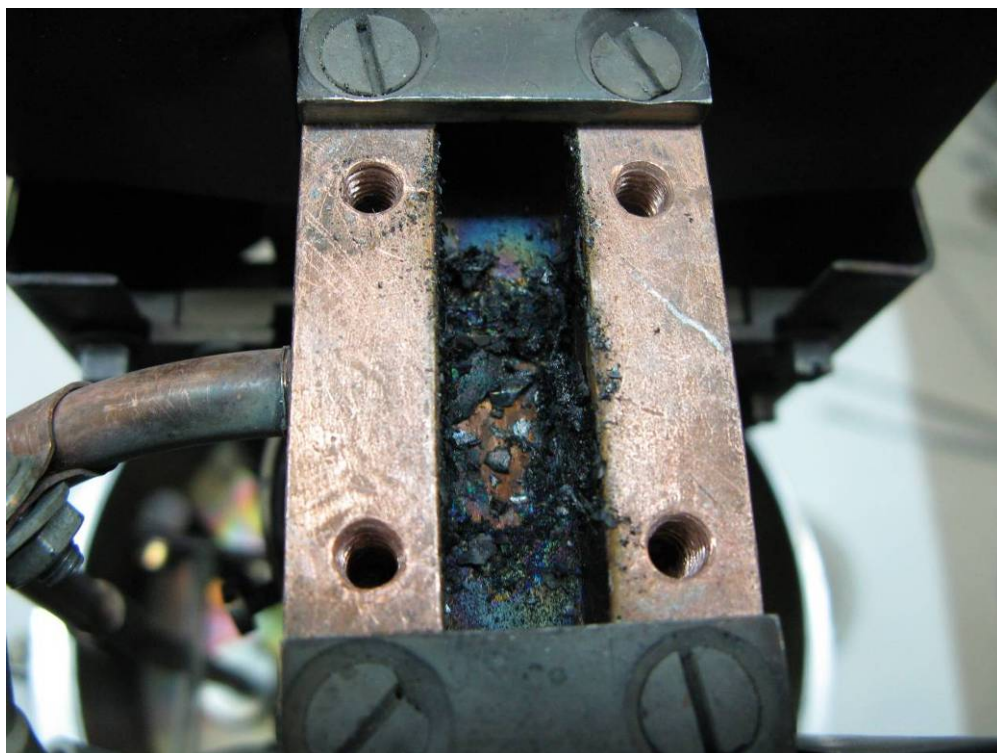


Рисунок 4.7 – Фотография разрядной камеры ионного источника после работы с фторопластовыми накладками на электрод с эмиссионным отверстием



Рисунок 4.8 – Фотография поверхности фторопластовой накладки и электрода с эмиссионным отверстием после работы в течение 2 часов

4.4 1-о-Карборанкарбоновая кислота

В качестве следующего материала была исследована 1-о-карборанкарбоновая кислота ($C_2B_{10}H_{11}COOH$ или $C_3H_{12}B_{10}O_2$). В этом веществе на каждую молекулу приходится два атома сильного окислителя, а именно, кислорода. Таблица 4.6 представляет параметры источника в ходе эксперимента.

Таблица 4.6 – Параметры источника при работе на 1-о-карборанкарбоновой кислоте

Ток накала, А	100
Напряжение разряда, В	200
ток разряда, мА	30
ускоряющее напряжение, кВ	10
давление в источнике, мбар	$4 \times 10^{-5} - 9 \times 10^{-5}$
полный ток пучка, мА	от 0,3 (плотность тока $1,5 \text{ мА/см}^2$) до 0,7-0,8 (плотность $3,5-4 \text{ мА/см}^2$).

В ходе эксперимента температура тигля поднималась постепенно через каждые 10 минут, начиная с начальной комнатной температуры $T_{\text{тигля}} = 18^\circ\text{C}$ вплоть до $T_{\text{тигля}} = 270^\circ\text{C}$, при которой общий ток пучка на выходе источника составил 0,7-0,8 мА. Для поддержания этого уровня полного тока необходимо обеспечивать в ионном источнике давление на уровне $P = 9 \times 10^{-5}$ мбар. По мере расходования рабочего вещества приходится повышать температуру как печи, так и паропровода. Источник проработал два часа. Рисунок 4.9 дает представление о типичном спектре пучка. Анализ спектра показывает, что пик, соответствующий тяжелым ионам, состоит частично из ионов исходной молекулы, но преобладают в нем ионы молекулы карборана. Это свидетельствует о том, что кислотные соединения в первую очередь

«отваливаются» от исходной молекулы, тем самым обеспечивая присутствие в области разряда свободных окислителей.

Осмотр молибденовой камеры по окончании эксперимента показал, что камера покрыта темно-желтой (рыжей) коркой со слабой адгезией (рисунок 4.10). Местами корка вспучилась и отслоилась. Плазменная щель не перекрыта, но по бокам есть отслоения корки.

На основании визуального осмотра сделан вывод о том, что при работе на данном материале загрязнение разрядной камеры продуктами фрагментации рабочего вещества по-прежнему наблюдается, но в заметно меньшем количестве, чем это свойственно при использовании карборана в качестве рабочего вещества. Таким образом, можно предположить, что кислород либо сразу удаляет атом углерода, к которому присоединен кислотный остаток, либо в результате полной диссоциации кислотного остатка кислород взаимодействует с атомами углерода, образуя летучие соединения, легко выводимые из объема источника системой откачки.

Имеющихся атомов кислорода все же недостаточно, чтобы вывести из разрядной камеры все продукты фрагментации рабочего вещества. Тем не менее состояние разрядной камеры заметно отличалось в лучшую сторону по сравнению с тем, что было после работы с 3-фторо-о-карбораном.

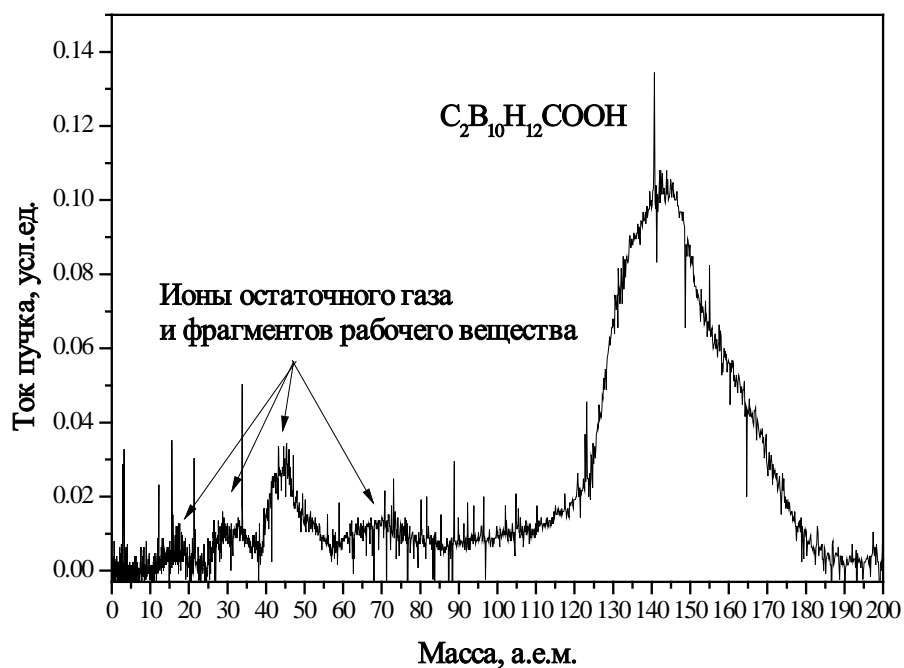


Рисунок 4.9 – Типичный масс-зарядовый спектр пучка при работе на 1-о-карборанкарбоновой кислоте при температуре $T_{\text{тигля}} = 74^{\circ}\text{C} - 270^{\circ}\text{C}$. [191]

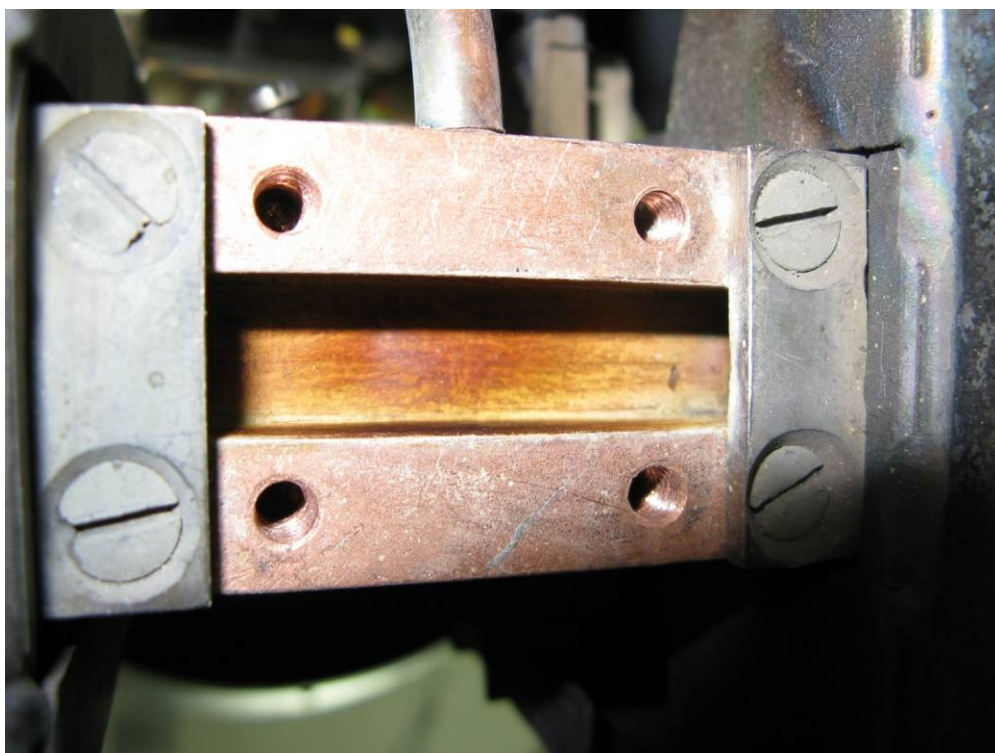


Рисунок 4. 10 – Фотография разрядной камеры после работы на 1-о-карборанкарбоновой кислоте

4.5 1,2-о-Карборандикарбоновая кислота

Обнадеживающий результат, достигнутый при работе с монокислотой, стал стимулом для проведения экспериментальных работ с веществом, где на молекулу карборана приходится большее количество атомов окислителя. В качестве одного из таких веществ на основе молекулы карборана была выбрана 1,2-о-карборандикарбоновая кислота. Химическая формула этой кислоты $1,2-(\text{HOOC})_2\text{-o-C}_2\text{B}_{10}\text{H}_{10}$. Таким образом, в молекуле карборана два атома водорода заменены на два кислотных остатка. При этом кислотные остатки присоединены к атомам углерода, входящим в карборановый остов молекулы. Таблица 4.7 представляет параметры источника в ходе эксперимента.

Таблица 4.7 - Режимы работы ионного источника на о-карборан 1,2-дикарбоновой кислоте

Вещество	Карборан	Карборановая кислота
Температура тигля, С°	80-100	20-540
Ток разряда, мА	140	40
Давление в разрядной камере, мбар	$1,3 \times 10^{-4}$	$(4-5) \times 10^{-5}$
Напряжение разряда, В	200	260
Ток накала нити, А	24(Ø нити накала 0,8 мм)	64(Ø нити накала 1,5 мм)
Полный ток пучка, мА	0,34	0,2
Ускоряющее напряжение, кВ	10	10

Эксперимент проводился в течение четырех часов. Объем кислоты в тигле составлял $4,5 \text{ см}^3$. В ходе эксперимента температура тигля повышалась от 23°C до 540°C . Для сравнения, в таблице также представлен режим работы ионного источника на карборане при той же загрузке тигля. Необходимо отметить, что верхняя граница температуры нагрева тигля при работе с кислотой, при которой в спектре продолжали фиксироваться ионы многоатомных борсодержащих молекул, выше, чем при карборане. Это связано с тем, что в процессе нагрева пары кислоты быстро уходят из горячего тигля и часть их оседает на менее нагретых стенках паропровода, где и накапливаются. Чтобы поддерживать горение разряда и иметь приемлемый разрядный ток, необходимо поддерживать давление паров кислоты в разрядной камере, а так как у нас со временем вся кислота сосредоточилась вне тигля, приходилось поднимать его температуру, чтобы за счет теплопроводности стенок паропровода обеспечить нагрев места нахождения сконденсировавшейся кислоты.

Следует отметить, что в первые полчаса пучок состоит исключительно из «легких ионов», что, по всей видимости, обусловлено дегазацией ионопровода и выходом остаточного газа из тигля (рисунок 4.11 а). Со временем, по мере подъема температуры тигля, амплитуда данных пиков снижается и в спектре сначала появляется пик, соответствующий ионам многоатомных борсодержащих молекул, а затем этот пик становится доминирующим в спектре до конца работы источника (рисунок 4.11 б).

Анализ спектров ионного пучка показал, что при стабильной работе источника пучок содержит ионы CO и CO_2 , а также ионы карборана. По окончании работы источника проведен осмотр разрядной камеры. Рисунок 4.12 представляет фотографии состояния разрядной камеры после работы на 1,2-о-карборандикарбоновой кислоте. Результат осмотра разрядной камеры после работы на кислоте: стенки разрядной камеры, а также поверхность плазменного электрода, обращенная в разрядную камеру, чистые. Следов черной шелухи и черных наслоений не обнаружено.

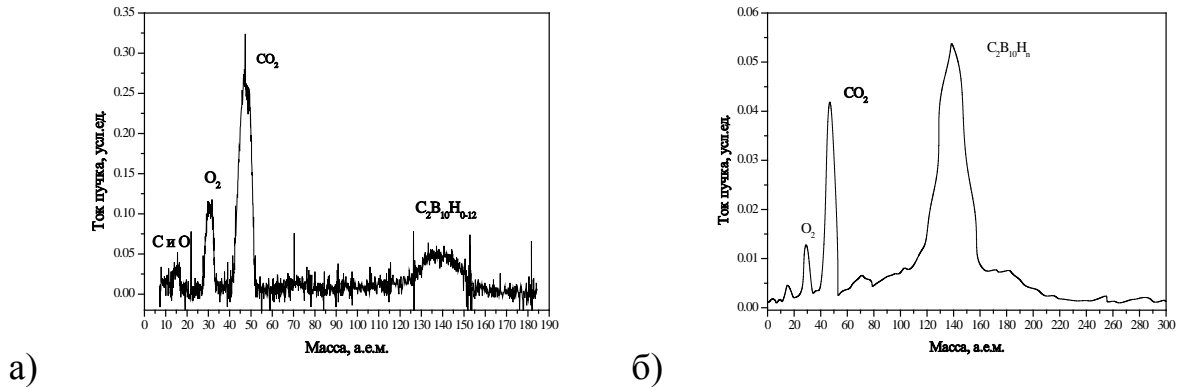


Рисунок 4.11 – Масс-зарядовый спектр 1,2-о-карборандикарбоновой кислоты: а) в течение первых тридцати минут работы, б) при установившемся режиме работы

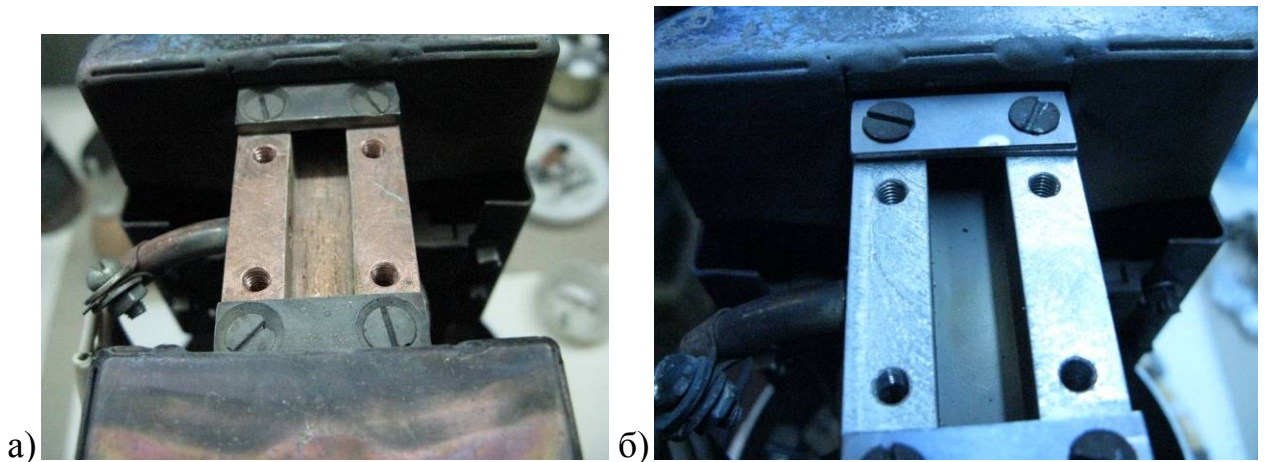


Рисунок 4.12 – Состояние разрядной камеры после работы на о-карборан 1,2-о-карборандикарбоновой кислоте: а) медная камера б) молибденовая камера

Представляет интерес сравнение спектров ионных пучков при работе на карборане и при работе на 1,2-о-карборандикарбоновой кислоте (рисунок 4.13 [192]). Из сравнения этих двух спектров видно, что пик тяжелых ионов для 1,2-о-карборандикарбоновой кислоты заметно шире и «положе». Это, очевидно, обусловлено процессами отделения некоторых кислотных остатков. Кроме того, в спектре 1,2-о-карборандикарбоновой кислоты пик ионов кислорода имеет заметно более высокую амплитуду, что является индикацией наличия заметной фракции свободного кислорода в разрядной камере. Стабильное присутствие этого пика с большой амплитудой в

измеренных спектрах позволяет утверждать, что появление его обусловлено отделением атомов кислорода от молекулы рабочего вещества, а не наличием остаточного газа в разрядной камере.

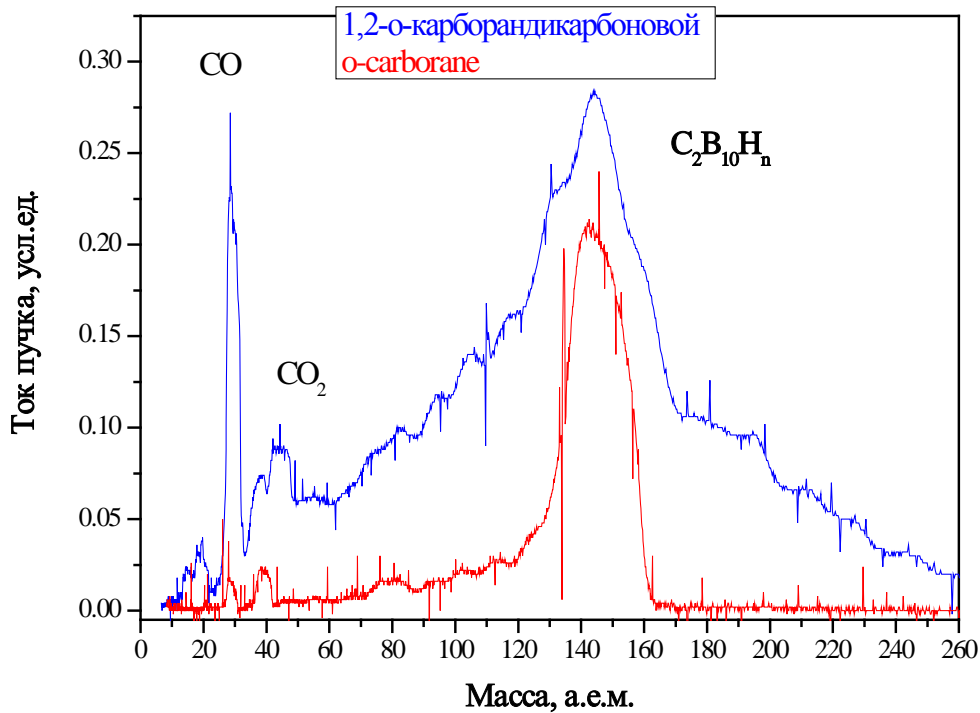


Рисунок 4.13 – Сравнение масс-зарядовых спектров 1,2-о-карборандикарбоновой кислоты (синяя кривая) и о-карборана (красная кривая)

На основании полученных результатов был сделан вывод о том, что при работе на 1,2-о-карборандикарбоновой кислоте реализуется эффект самоочистки разрядной камеры без существенного изменения спектрального состава ионного пучка, требуемого для ионной имплантации. На следующих этапах работы были исследованы возможные механизмы, приводящие к самоочистке источника в ходе работы на найденном веществе. Из полученных экспериментальных результатов следует, что очистка достигается наличием сильных окислителей в составе молекулы, имеющих химическую связь, в первую очередь, с атомами углерода. Именно окислители дают эффект самоочистки разрядной камеры ионного источника, так как именно они либо отрываются от основной молекулы

вместе с атомами углерода карборанового остова молекулы, либо же, высвобождаясь в объем разрядной камеры, тут же связываются с атомами углерода или/и бора.

Необходимо отметить, что данный результат получен при использовании медной разрядной камеры. Установка охлаждаемой разрядной камеры из молибдена и эксперименты на ней подтвердили правильность полученного результата (рисунок 4.12 б).

4.6 1,7-м-карборандикарборановая кислота

Карборандикарбоновые кислоты существуют в виде ряда изомеров, в зависимости от структуры карборанового ядра, а именно от расположения атомов углерода, к которым присоединены кислотные остатки. Первый результат по обеспечению генерации многоатомных борсодержащих молекулярных ионов в режиме самоочистки был получен при работе на о-карборандикарборановой кислоте, где кислотные остатки присоединены к атомам углерода карборанового остова молекулы. Для выявления зависимости эффекта самоочистки разрядной камеры от формы карборандикарборановой кислоты проведены работы с использованием в качестве рабочего материала м-карборандикарборановой кислоты.

Таблица 4.8 показывает параметры ионного источника, при которых проводились экспериментальные работы. Рисунок 4.14 иллюстрирует типичный измеренный спектр пучка при общем токе 1 мА. Как видно из рисунка пик тяжелых ионов приходит на те же массы, что и при работе с чистым карбораном. Следовательно, в пересчете на одноатомный пучок бора можно говорить о генерации пучка с током не менее 5 мА, при энергии менее 300 эВ. На момент получения данного экспериментального результата это было рекордным достижением в пересчете на плотность извлекаемого из источника тока пучка ($>1 \text{ мА/см}^2$). В отличие от спектра, получаемого на пучке карборана, пик тяжелых ионов, как и для о-карборан-дикарбоновой кислоты, имеет

протяженный «хвост» в сторону высоких значений масс. Это обусловлено тем, что в ходе работы в первую очередь происходит интенсивное отделение кислотных «хвостов» от молекулы.

Таблица 4.8 – Режим работы источника на м-карборандикарборановой кислоте при ускоряющем ионный пучок напряжении 4,9 кВ

Разрядное напряжение, В	250
Ток разряда, мА	16
Температура разрядной камеры, °С	180
Ускоряющее напряжение, кВ	4,9
Размеры выходной щели, мм	2x20
Полный ток пучка, мА	1 (0,2)
Давление в ионном источнике, мбар	4×10^{-4} (1×10^{-4})

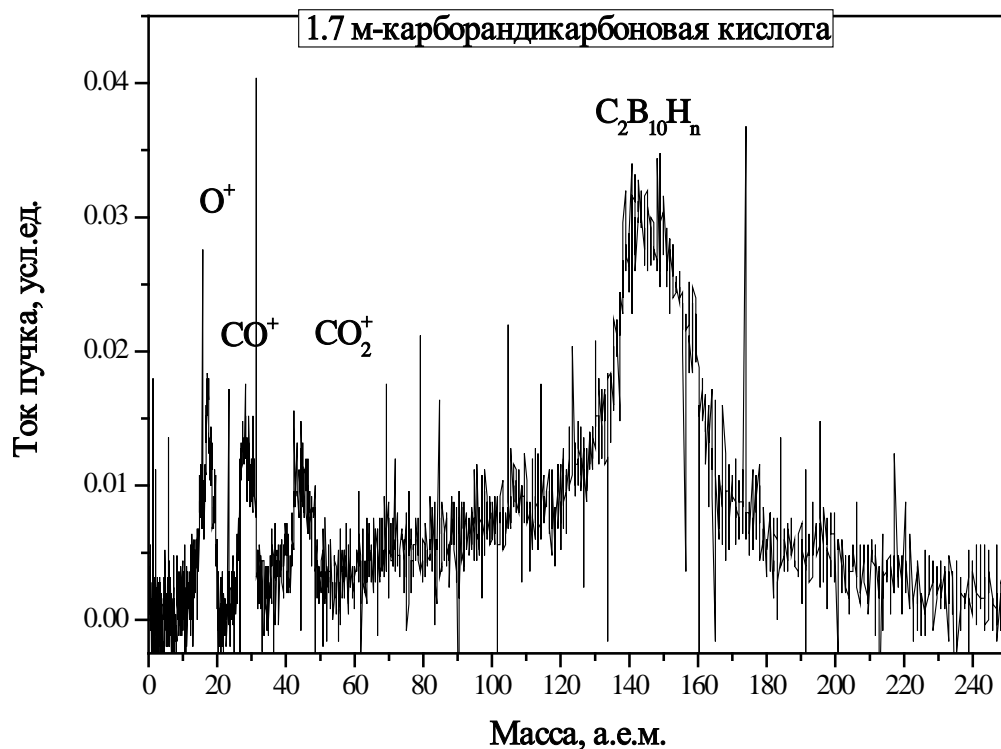


Рисунок 4.14 – Масс-зарядовый спектр пучка ионов 1,7-м-карборандикарборановой кислоты

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что загрязнение камеры в основном происходит за счет атомов углерода, входящих в состав карборанового ядра молекулы. Использование производных карборана, в которых к этим атомам присоединены остатки, включающие сильные окислители, образующие с углеродом летучие соединения, способствует эффективному удалению атомов углерода из области разряда.

В заключение этого параграфа следует привести рекордную на момент проведения эксперимента плотность тока пучка ионов карборана, которая была получена при работе с данным веществом. А именно, была достигнута плотность тока в пересчете на атомарный бор – 6 мА/см^2 при содержании в пучке тяжелых ионов более 80% (рисунок 4.15). Результат получен при температуре тигля 540°C , напряжении разряда 200 В и токе разряда 80 мА. Интересно отметить, что при данном режиме в спектре наблюдаются ионы карборана, а также ионы исходного материала.

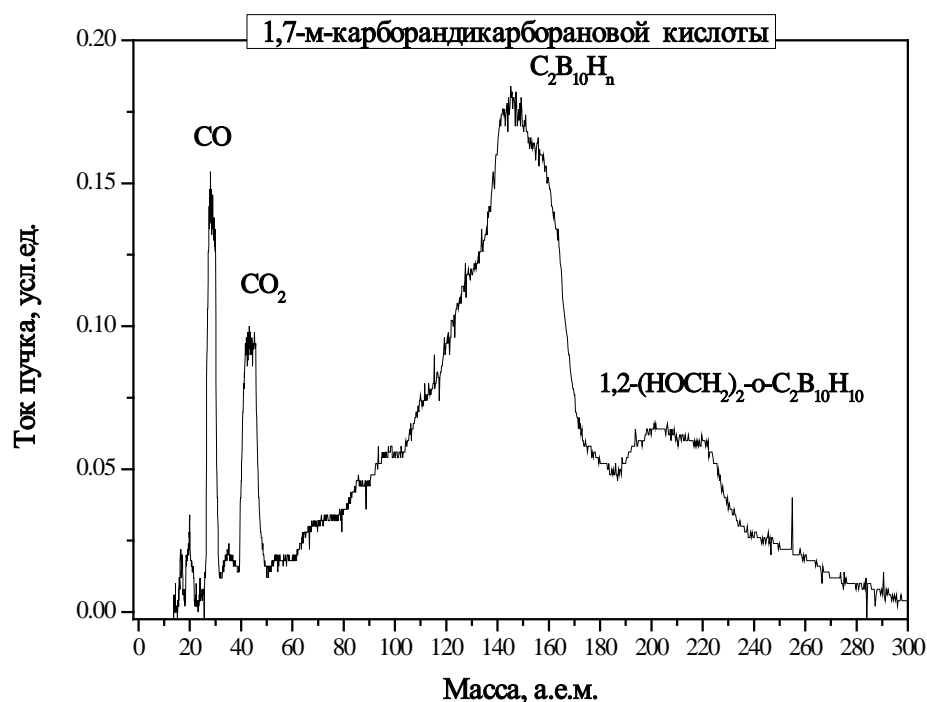
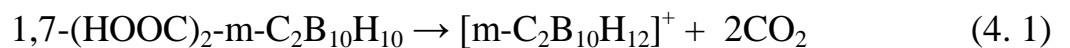


Рисунок 4.15 – Масс-зарядовый спектр 1,7-м-карборандикарборановой кислоты при достижении рекордной плотности тока пучка многоатомных борсодержащих молекулярных ионов

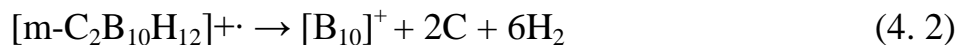
4.7 Возможные механизмы самоочистки разрядной камеры.

Выше, в качестве механизмов самоочистки разрядной камеры, были предложены два возможных варианта: отрыв от основной молекулы кислотного остатка вместе с атомом углерода, входящим в карборановое основание многоатомной борсодержащей молекулы, и, как альтернатива или дополнение, захват атомов углерода, образовавшихся в результате развала основной молекулы, атомами кислорода, высвободившимися в результате этого же процесса, с образованием летучего соединения.

В качестве возможной альтернативы процессу прямого окисления углерода высвободившимися атомами кислорода был рассмотрен процесс на основе реакции Будуара [202]. При реализации реакции Будуара процесс самоочистки должен был бы проходить в несколько стадий. На первой стадии от молекулы м-карборандикарборановой кислоты отделяются две молекулы диоксида углерода и образуется молекула м-карборана



На втором этапе происходит фрагментация молекулы карборана с образованием многоатомного борводорода и углеродной грязи



На последней стадии происходит окисление углеродной грязи по реакции Будуара

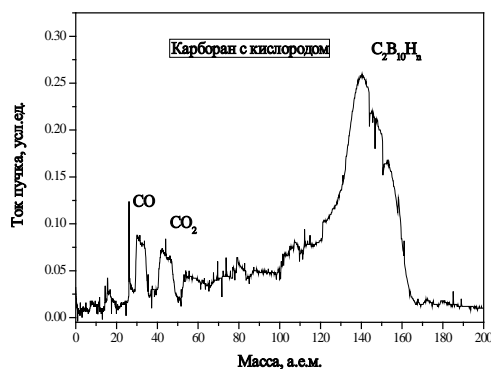


Для выяснения механизма самоочистки проведены эксперименты при работе источника на смеси паров карборана и кислорода, а также смеси

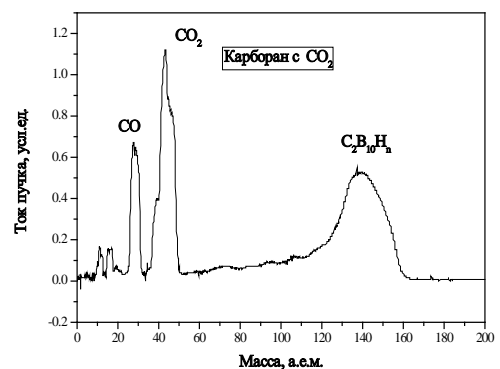
карборана и углекислого газа. Оба эксперимента проведены при одинаковых режимах работы источника (таблица 4.9). Спектры пучков, полученных в ходе эксперимента представлены на рисунке 4.16. Как и ожидалось, единственное отличие в спектрах заключается в относительных величинах количества ионов углекислого газа и кислорода в пучке. Пик тяжелых ионов мало зависит от состава смеси. Главное отличие состоит в последствиях использования данных смесей. При работе на смеси с кислородом достигается очистка камеры, в то время как при работе на смеси с углекислым газом такой очистки не достигается (рисунок 4.17). Таким образом, можно сделать вывод, что основным механизмом очистки источника является взаимодействие кислорода, выделившегося при распаде молекулы, с атомами углерода, также выделившимися в результате отсоединения от молекулы кислоты.

Таблица 4.9 – Режим работы источника при тестовых экспериментах на смеси карборана с кислородом и углекислым газом

Разрядное напряжение, В	200
Ток разряда, мА	16
Температура разрядной камеры, °С	180
Ускоряющее напряжение, кВ	10
Размеры выходной щели, мм	1x20
Полный ток пучка, мА	0,2
Давление в ионном источнике, мбар	1×10^{-4}



а)



б)

Рисунок 4.16 – Масс-зарядовые спектры ионных пучков, генерируемых при работе источника на смеси карборана с кислородом (а), и углекислым газом (б)

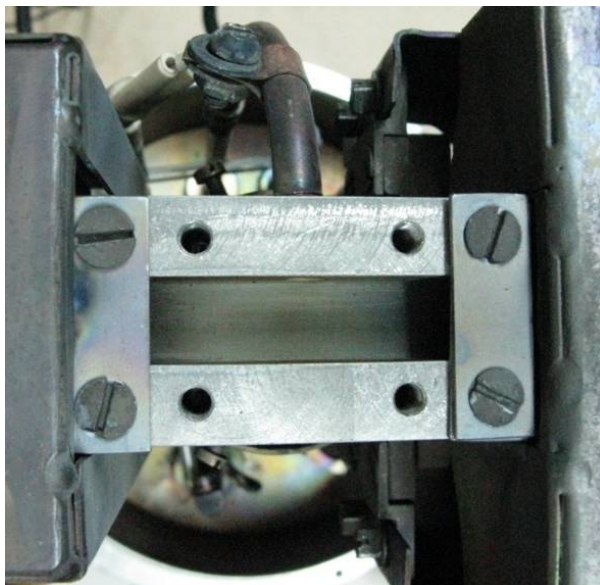


Рисунок 4.17 - Разрядная камера после работы на смеси карборана с кислородом



а)



б)

Рисунок 4.18 – Разрядная камера после работы на смеси карборана с углекислым газом. а) следы отложений на экстракционном отверстии, б) разрядная камера

Таким образом, проведенные эксперименты показали, что очистка камеры не может проходить на основе реакции Будуара. В то же время введение в разрядную камеру кислорода вместе с карбораном обеспечивает режим очистки камеры. При использованных в ходе эксперимента параметрах ионного источника количество тяжелых ионов (ионов карборана) составило порядка 60% от общего тока пучка.

4.8 1,2-бис(гидроксиметил)-о-карборан

Для проверки гипотезы о влиянии остатка на удаление из области разряда углеродных атомов, отделяющихся от основной молекулы - производной карборана – проведена серия экспериментов с 1,2-бис(гидроксиметил)-карбораном. Для начала провели эксперимент на 1,2-бис(гидроксиметил)-о-карборане. Данное вещество имеет грязно желтый цвет и по консистенции напоминает древесные опилки, а не порошок. Таблица 4.10 представляет параметры источника, при которых проводился эксперимент.

Таблица 4.10 – Параметры ионного источника при работе на 1,2-бис(гидроксиметил)-о-карборане

Ток накала нити, А	123
Диаметр нити накала, мм	1,5
Мощность разогрева вольфрамового катода. Вт	P=530
Напряжение разряда, В	250
Ток разряда, мА	20
Ускоряющее напряжение, кВ	10
Давление, мбар	6×10^{-5}
Полный ток, мА	0,1

После проведения стандартной процедуры разогрева канала подачи рабочего вещества в разрядную камеру (см. ниже), был включен нагрев тигля. Пик, соответствующий тяжелым ионам, присутствовал с первых минут нагрева тигля. При выходе на температуру тигля $T_{\text{тигля}} = 200-400^{\circ}\text{C}$ амплитуда легкого компонента уменьшается и растет амплитуда тяжелого компонента, причем карборановый пик растет быстрее пика кислоты, т.е. уже при невысоких температурах наблюдается отрыв молекулярных цепочек, присоединенных к карборановому ядру. При увеличении до $T_{\text{тигля}}=530^{\circ}\text{C}$ амплитуда компонентов

остаточного газа продолжает уменьшаться, амплитуда компонента CO растет и становится сравнимой с амплитудой пика карборана (рисунок 4.19). Такой режим работы источника продолжался в течение часа и на всем его протяжении соотношение амплитуд CO и карборана оставалось неизменным. Источник работал стабильно.

Осмотр молибденовой камеры по окончании работы показал, что в камере присутствует черный налет, который слабо держится на стенках. Типичной для карборана и декаборана шелухи в камере не наблюдалось.

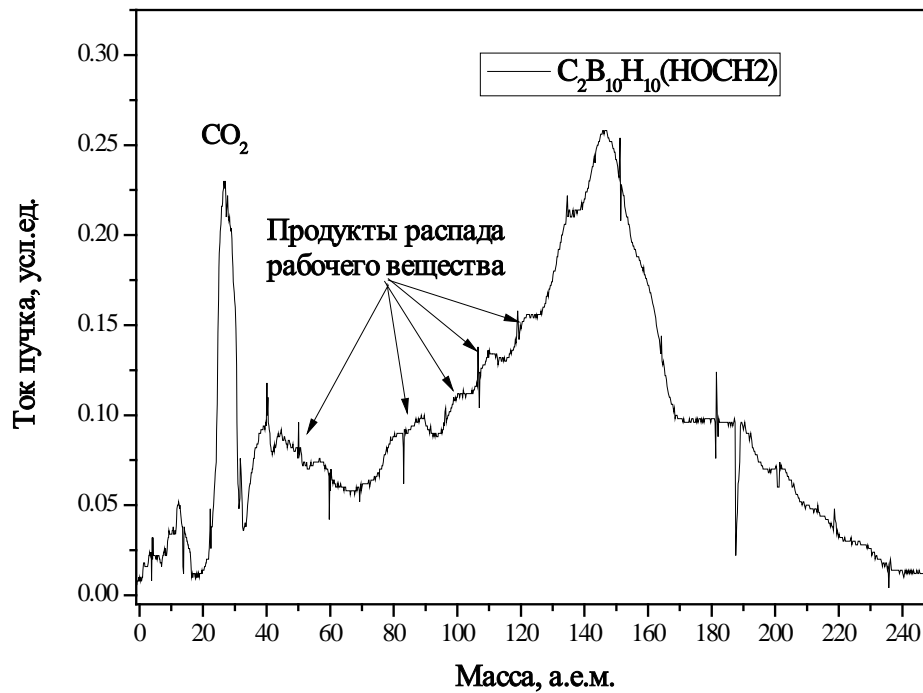


Рисунок 4.19 – Спектр пучка ионов 1,2-бис(гидроксиметил)-о-карборана в стационарном режиме

Выводы по результатам этой работы: во-первых, при работе на 1,2-бис(гидроксиметил)-о-карборане испарение рабочего вещества начинается уже при комнатной температуре. С повышением температуры нагрева спектр пучка в основном состоит из ионов карборана и угарного газа.

Во-вторых, гипотеза о том, что углерод эффективно выводится из источника за счет того, что отрыв атомов углерода от карборановой основы происходит вместе с молекулярными остатками, получила свое подтверждение. Однако необходимо отметить, что малое количество атомов кислорода, по сравнению с карборандикарборановой кислотой, не обеспечивает столь же эффективной очистки разрядной камеры источника.

4.9 Режим выхода на стабильную генерацию пучка тяжелых ионов

Работы по исследованию генерации пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов проводился в течение десяти лет. Все это время, по мере надобности, проводилось изготовление рабочего вещества в количествах, пригодных для проведения нескольких сеансов работы источника. Поставляемый нашими коллегами из ГНИИХТЭОС материал, в разные периоды времени имел разную структуру, что обуславливалось различными способами получения материала. Выработка режима выхода на стабильную генерацию пучка тяжелых ионов проводилась на 1,7-м-карборандикарборановой кислоте. 1,7-м-карборандикарборановая кислота имеет вид белого порошка, состоящего из мелких иглообразных кристаллов. Однако от партии к партии материал отличался длиной кристаллов, а также сыпучестью. Экспериментально было выявлено, что чем выше сыпучесть материала, тем быстрее в спектре пучка амплитуда пика тяжелых ионов начинает преобладать над амплитудами пиков легких элементов (не считая СО и СО₂). Т.е. материал требует предварительной «сушки». Для решения этой проблемы была выработана процедура выхода на стабильный режим генерации тяжелоионного пучка. После загрузки в тигель рабочего вещества, он устанавливался на штатное место. Рабочее вещество засыпалось не более чем на 1/3 от объема тигля. При большем количестве рабочего вещества заметная его часть «выдувалась» в канал транспортировки рабочего вещества, что приводило к его закупорке. После откачки до давления в объеме источника $2-3 \times 10^{-5}$ мбар начинался прогрев канала транспортировки

рабочего вещества. Нагрев шел до достижения температуры 140°C. Необходимо отметить, что при таком нагреве канала транспортировки рабочего вещества термopара, измеряющая температуру тигля, не фиксировала изменения этого параметра. Уже во время прогрева канала транспортировки рабочего вещества можно было зажечь разряд в разрядной камере и получить пучок на выходе источника. Типичный спектр такого пучка при загрузке в тигель 1,7-м-карборандикарборановой кислоты представлен на рисунке 4.20. Доминирующим является пик легких ионов, а именно, ионов воды.

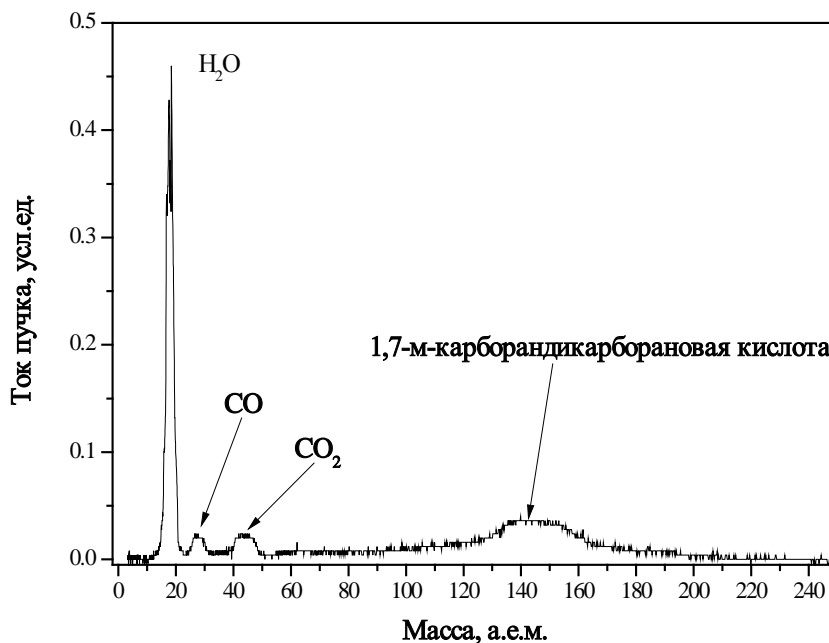


Рисунок 4.20 – Спектр пучка, извлекаемого из ионного источника во время прогрева паропровода

После включения нагрева тигля и выхода на температуру тигля 100°C наблюдается резкое, практически на порядок, увеличение амплитуды легких ионов. По мере уменьшения этого пика повышается температура нагрева тигля. Только по достижении температуры нагрева тигля 120°C в спектре начинает формироваться заметный пик тяжелых ионов. При дальнейшем росте температуры нагрева тигля амплитуды пиков легких и тяжелых ионов сначала сравниваются по величине, а при достижении температуры тигля 160°C уже пик тяжелых ионов превосходит амплитуду пика легких ионов в три раза.

Дальнейшее увеличение температуры тигля приводит к увеличению как общего тока пучка, так и амплитуды пика тяжелоионного компонента. Как и предполагалось, чем «суше» выглядит исходный материал, тем меньше времени требуется для выхода на генерацию пучка, содержащего преимущественно многоатомные борсодержащие молекулярные ионы. Поддержание фиксированного значения амплитуды пика тяжелых ионов требует поддержания давления в источнике, а для этого требуется постоянный нагрев тигля. Тяжелоионный компонент сохраняется в спектре и при достижении температуры в тигле на уровне 230°C.

Спектр пучка при таком режиме показан на рисунке 4.21.

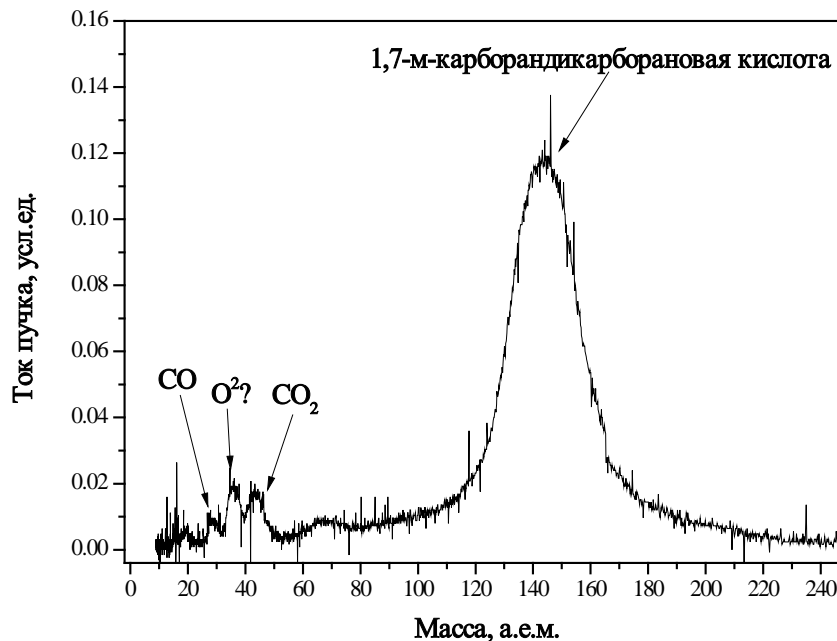


Рисунок 4. 21 - Спектр пучка, извлекаемого из ионного источника после сушки во время стабильной работы источника

По результатам исследований была разработана процедура работы с многоатомными борсодержащими молекулами в качестве рабочего вещества для генерации ионных пучков. Во-первых, в начале работы необходимо прогреть до температуры порядка 140°C канал транспортировки рабочего вещества от тигля до разрядной камеры, выпарив оттуда сконденсированную на его стенках воду. После этого необходимо постепенно повышать температуру тигля, не превышая

температуры 100 - 120°C, с тем, чтобы выпарить остаточный газ и воду из самого тигля и с поверхности рабочего вещества – мелкокристаллического порошка. Только после выполнения этой последовательности действий спектр пучка будет содержать преимущественно ионы рабочего вещества. Поддержание рабочего давления в ионном источнике обеспечивает стабильность ионного пучка на выходе источника.

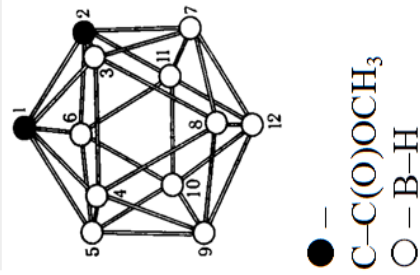
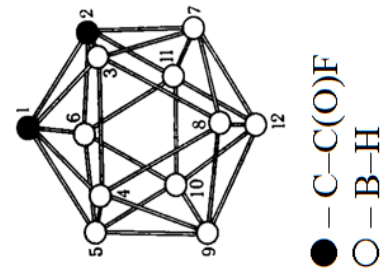
4.10 Выводы по главе 4

В ионном источнике типа Vernas, модернизированном для получения пучков многоатомных молекулярных ионов с высоким долевым содержанием бора, использование в качестве рабочего вещества специального борсодержащего соединения, наряду с генерацией интенсивного пучка молекулярных ионов, обеспечивает непрерывную очистку электродов разрядной камеры ионного источника от тугоплавких фрагментов борсодержащих соединений. Эффект достигается за счет использования молекул на основе карборана, в которых к атомам карборанового ядра присоединены цепочки молекул с атомами сильного окислителя. Наивысший эффект достигается при использовании веществ, в которых цепочки молекул присоединены к атомам углерода и в состав которых входит более одного атома сильного окислителя. Самоочистка разрядной камеры существенно повышает надежность ионного источника и увеличивает его срок службы.

Сделанные выводы позволили сделать предложения по дополнительным веществам, которые могут быть использованы для имплантации многоатомных борсодержащих молекулярных ионов в полупроводники. Два таких вещества, достаточно легко получаемых в результате химических реакций, представлены в таблице 4.11.

Результаты работ, представленных в главах 3 и 4 опубликованы в статьях [191] – [200]. На способ непрерывной on-line очистки источника оформлен патент РФ [201].

Таблица 4. 11 - Возможные материалы для обеспечения самоочистки ионного источника

<p>Диметилловый эфир 1,2-о-карборандикарбоновой кислоты.</p>	 <p>● — C-C(O)OCH₃ ○ — B-H</p>	<p>1,2-(CH₃ООС)₂- C₂B₁₀H₁₀</p>
<p>Дифторангидрид 1,2-о-карборандикарбоновой кислоты.</p>	 <p>● — C-C(O)F ○ — B-H</p>	<p>1,2-(FOC)₂- C₂B₁₀H₁₀</p>

Глава 5 Применение ионного источника с вакуумной дугой для фундаментальных и прикладных исследований

5.1 Введение

Данная глава посвящена описанию экспериментальной базы, созданной в НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ на базе разработанных ионных источников. Она включает в себя тяжелоионный ускоритель ТИПр, стенд облучения реакторных материалов СОРМАТ и универсальный испытательный стенд УИС. Разработанный источник на основе вакуумной дуги и его вариации, увеличивающие зарядовое состояние ионов генерируемого им пучка, позволили развернуть в НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ широкую программу по использованию пучков тяжелых ионов как для фундаментальных исследований, так и для работ прикладного назначения. Вакуумно-дуговой источник ионов металлов (ВДИИМ) позволил провести работы по запуску и исследованию режимов работы тяжелоионных линейных ускорителей, экспериментально продемонстрировав способность ускорителей с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой [4] эффективно ускорять высокоинтенсивные пучки тяжелых ионов [53], [203], [204]. В канале вывода пучка на ускорителе ТИПр созданы мишенные установки для проведения экспериментальных работ различной направленности. В области фундаментальных исследований проведены экспериментальные работы по изучению взаимодействия пучка с плазменной и газовой мишенью при энергиях пучка на пределе применимости классической теории торможения заряженных частиц [205]. Использование на ускорителе ТИПр ионного источника с вакуумной дугой, генерирующего пучки ионов железа, ванадия, тантала и вольфрама, позволило добиться большого прогресса в разработке и применении методик имитационных экспериментов по исследованию радиационной стойкости существующих и разрабатываемых конструкционных материалов как для ядерных, так и для будущих термоядерных

реакторов. Перечисленные ионные пучки с энергией 101 кэВ/нуклон используются для проведения имитационных экспериментов на образцах, приготовленных для последующего их изучения методами электронной микроскопии, атомно-зондовой томографии, и проведения исследований радиационного упрочнения методами наноиндентирования. Кроме того, разработаны методики экспериментов для облучения образцов конструкционных материалов пучками ионов непосредственно с ионного источника для последующего прямого изучения облученных образцов современными методами атомно-зондовой томографии [206]. Исследования проводятся в рамках договоров с предприятиями Российской Федерации (АО ВНИИНМ им. А.А. Бочвара, НИЦ «Курчатовский институт» - ЦНИИ КМ «Прометей», Госкорпорации Росатом), а также в рамках контракта с МАГАТЭ.

Интересные результаты получены с использованием разработанного ВДИИМ для получения полупроводников на основе силицида рения. Имплантация ионов рения, генерируемого ВДИИМ пучка в кремниевую подложку обеспечила формирование т.н. «квантовых точек» [276].

Источник пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов разрабатывался в тесном сотрудничестве с нашими американскими партнерами, ведущими фирмами в области создания установок для ионной имплантации: Axcelis и Varian (в настоящее время подразделение Applied Material). Работы велись в рамках проектов АФГИР (Американский фонд гражданских исследований и развития, Subcontract No. 70025 (CRDF GAP Grant # RPO 10226 – BNL), МНТЦ (Международный научно-технический центр, проект МНТЦ 3861) и проекта создания и обеспечения функционирования территориально обособленного комплекса для развития исследований и разработок и коммерциализации их результатов (Инновационный центр «Сколково»). В настоящее время ведется обсуждение возможности внедрения разработанного источника на отечественных установках, по мере освоения российскими производителями технологических процессов с топологической нормой 20 нм и менее.

5.2 Ионный источник для ускорителя ТИПр-1

5.2.1 Использование источника для ускорителя тяжелых ионов

Изначально источник, описанный в начале первой главы, разрабатывался в качестве генератора ионного пучка для ускорителя ТИПр-1 в рамках программы инерционного термоядерного синтеза (ИТС). Основные трудности построения ускорителя-драйвера для ИТС в первую очередь связаны с необходимостью создания сильноточных ионных источников с высоким значением A/Z (A – атомная масса, Z – заряд иона), а также с ограниченной пропускной способностью ускоряющих секций на начальном этапе, когда скорость ионного пучка невелика. Так, для ИТС необходимо было разработать ускоритель ионов висмута с зарядом $2+$ с током на начальном участке не ниже 30 мА. Во многом трудности, связанные с низкой пропускной способностью ускоряющих секций на начальном этапе, удалось решить с открытием принципа пространственно-однородной квадрупольной фокусировки (ПОКФ) [4].

Первый вариант ускорителя ТИПр-1 в рамках проекта ИТС был разработан на частоту 6,19 МГц и обеспечивал энергию ускоренного пучка на выходе ускорителя 36 кэВ/нуклон [53], [203] (рисунок 5.1).

На этом ускорителе, используя разработанный источник, впервые в мире были проведены экспериментальные работы по изучению одновременного ускорения ионов с различным отношением A/Z . Аналитическое обоснование такой возможности и ее пределы были разработаны Анатолием Балабиным в [209]. В ходе экспериментальных работ были получены зависимости амплитуды тока для пучков ионов меди различной зарядности в зависимости от уровня ВЧ поля в резонаторе ускорителя и проведено их сравнение с результатами численного моделирования (рисунок 5.2) [207]. Численное моделирование проводилось с использованием программы DINAMION [208].

Как видно из приведенных результатов, получено хорошее совпадение экспериментальных результатов с данными численного моделирования.

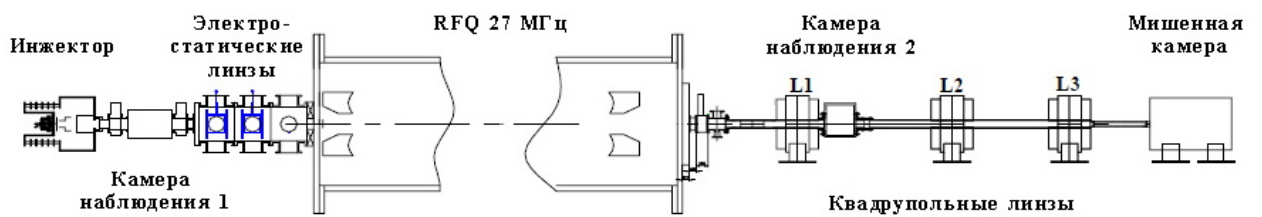
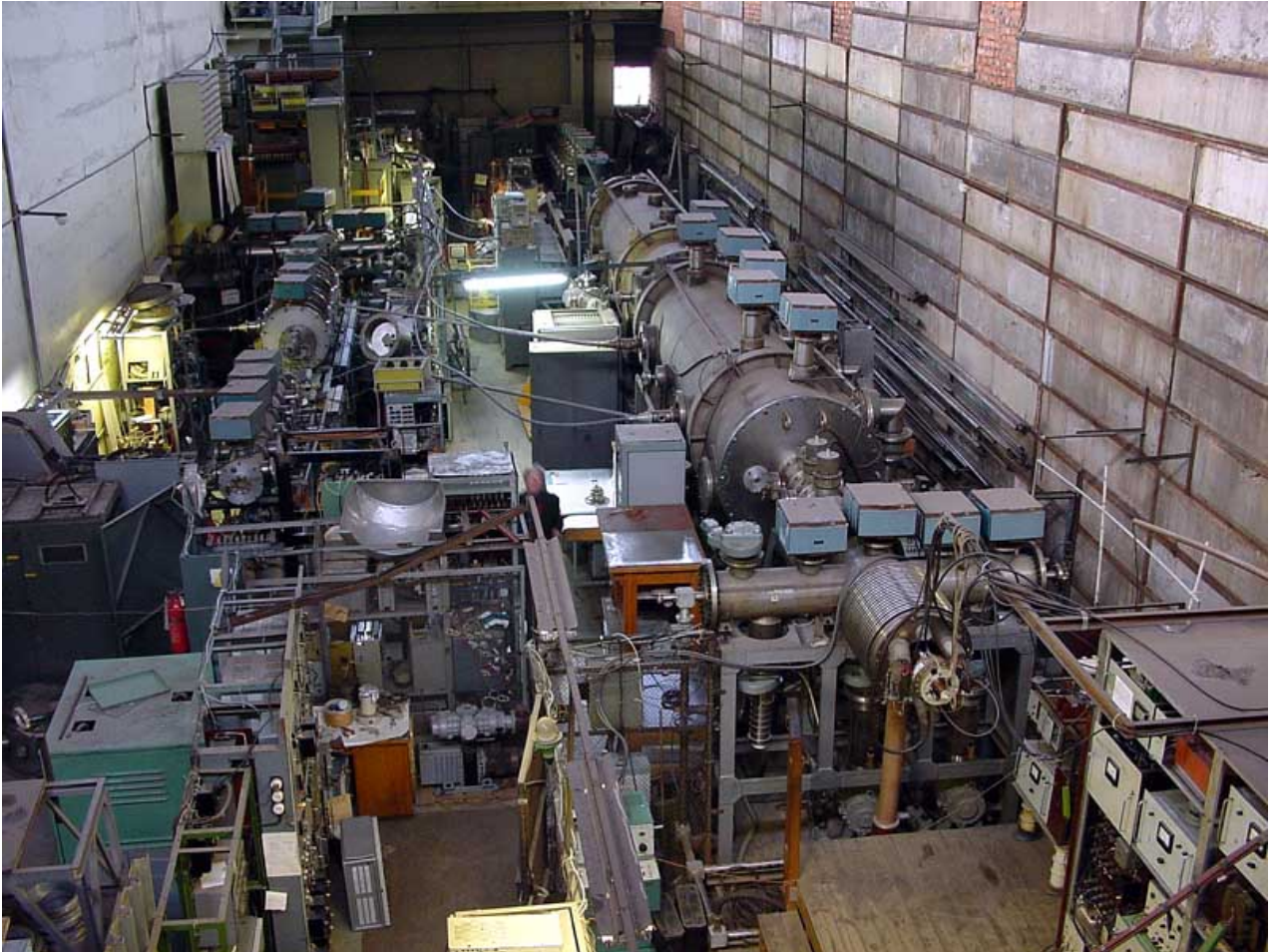


Рисунок 5.1 - Линейный ускоритель тяжелых ионов с ПОКФ – ТИПр-1

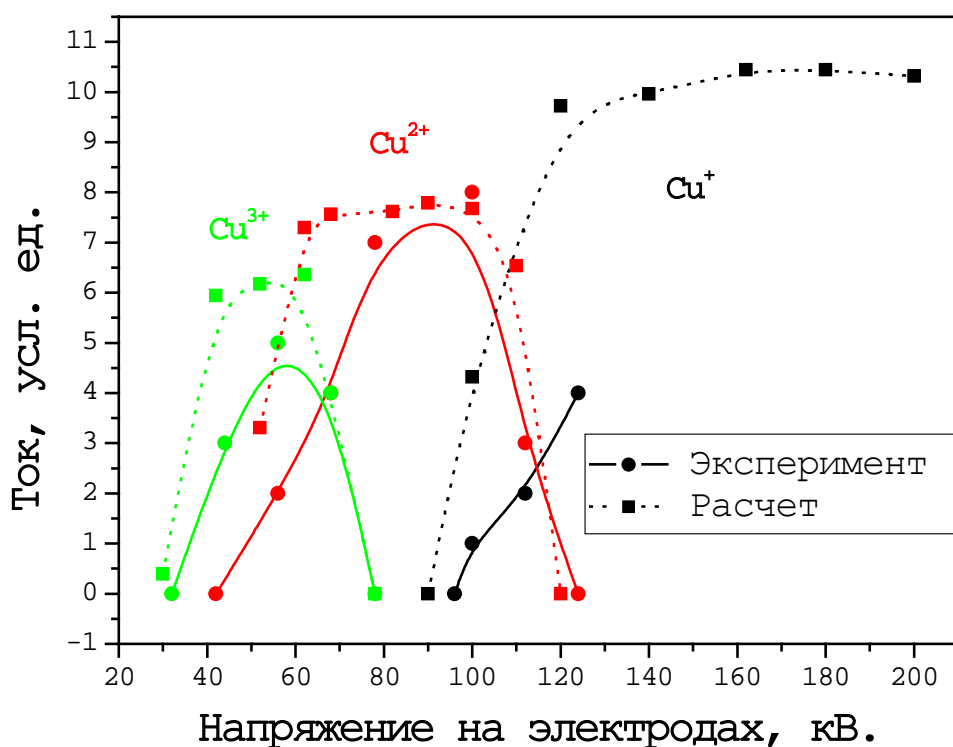


Рисунок 5.2 – Зависимость тока ускоренных пучков ионов меди различной зарядности от величины уровня ВЧ поля

Таким образом, была экспериментально продемонстрирована возможность одновременного ускорения, в частности, ионов меди третьей и второй зарядности (рисунок 5.2). Необходимо подчеркнуть, что проведенные исследования явились первыми в мировой практике экспериментальными работами по демонстрации и изучению возможности одновременного ускорения ионов с различными удельными массами. На сегодняшний день идея такого одновременного ускорения находит все большее применение. Например, она использована для повышения интенсивности тяжелоионного пучка на ускорителе в Аргоннской национальной лаборатории (ANL, США), а также для проекта FRIB (Facility for Rare Isotope Beam) в Мичиганском государственном университете (США) [210]–[214].

Помимо пучков ионов меди, на ТИПр-1 были проведены работы по ускорению ионных пучков широкого спектра ионов, в частности, тантала (Ta^{3+} , Ta^{4+} , Ta^{5+}), вольфрама (W^{3+}), свинца (Pb^{3+}) и урана (U^{4+}).

Таблица 5.1 показывает значения максимальных величин ускоренного тока, полученные на выходе ТИПр-1 для различных ионов. Необходимо отметить, что на момент, когда проводились работы по ускорению пучка ионов урана, достигнутое значение тока пучка ионов U^{4+} было абсолютным рекордом для ускорителей с ПОКФ. Ускорение сопоставимого тока пучка ионов урана U^{4+} , генерируемого вакуумно-дуговым источником в лаборатории GSI, Дармштадт, Германия, было получено значительно позже и до сих пор полученная на выходе ТИПр величина ускоренного тока ионов урана не превышена.

Таблица 5.1 – Максимальные значения тока ускоренного на ТИПр-1 пучка для ионов различных веществ ($I_{\text{выхинж}}$ - ток на входе в ускоритель, $I_{\text{уск}}$ - ток ускоренного пучка, B - фазовая плотность пучка)

Ионы	Cu^{+}	Ta^{3+}	Pb^{3+}	U^{4+}
$I_{\text{выхинж}}$, мА	34	57	5	15
$I_{\text{уск}}$, мА	10	15	2	7
B , А/см мрад	0,23	0,38	0,03	0,1

Результаты исследования параметров ионных пучков, генерируемых ВДИИМ, описанные выше в данной работе, а также опыт по ускорению данных пучков в структуре с ПОКФ, легли в основу расчета и конструирования новой структуры с ПОКФ для ТИПр-1, выполненной при финансовой поддержке ускорительного центра тяжелых ионов GSI, Дармштадт, Германия. В результате модернизации выходная энергия ускоренного пучка была повышена с 36 кэВ/н до 101 кэВ/н [215]. Расчетное значение ускоренного тока при трансмиссии пучка не хуже 90% равно 11 мА для ионов Cu^{2+} [216], [217]. Использование источника MEVVA-M позволило обеспечить ускорение пучка ионов урана U^{7+} при тех же режимах работы ускорителя, не выходя на его предельные параметры [96].

Разработанные ионные источники на вакуумно-дуговом разряде позволили обеспечить работоспособность самого тяжелоионного в России линейного ускорителя с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой. Были

получены ускоренные ионные пучки широкого спектра веществ от углерода до урана. Различные варианты источника не только обеспечили демонстрацию работоспособности первоначальной структуры, а также новой структуры с увеличением энергии пучка до 101 кэВ/нуклон, но и позволили впервые в мире провести экспериментальное исследование и продемонстрировать возможность одновременного ускорения пучков ионов с различным отношением атомной массы иона к его заряду. Данный способ сегодня находит все большее распространение для увеличения интенсивности ускоренного пучка тяжелых ионов.

5.3 Исследование взаимодействия пучка ионов с плазмой и газовой мишенью

Пучок тяжелых ионов с параметрами, обеспечиваемыми новой ускоряющей структурой на энергию 101 кэВ/нуклон, является эффективным инструментом для проведения исследований в области взаимодействия тяжелых заряженных частиц с веществом в различных агрегатных состояниях [205]. Определению тормозной способности вещества для пучков заряженных частиц, в частности, тяжелых ионов, посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ, начиная с работ Бора, Бете и Блоха [218]–[220]. В дальнейшем в классическую теорию вносились поправки [221]–[231]. Большой интерес представляет определение тормозной способности плазмы для ионов низкой энергии, не более 500 кэВ/нуклон [205]. Этот интерес обусловлен как недостаточным количеством экспериментальных работ в области взаимодействия ускоренных ионов с плазмой, так и тем, что указанная область энергии ионов является пределом применимости классической теории торможения заряженных частиц в веществе. Так, проведенные до начала исследований на ТИПр-1 эксперименты на ускорителе MAXILAC в GSI (Дармштадт, Германия) на пучке ионов $^{84}\text{Kr}^+$ с начальной энергией 45 кэВ/нуклон в ионизованном веществе [232] показали значительный рост

(более чем в 30 раз) тормозной способности для случая полностью ионизованной плазмы.

Помимо того, что вопрос об энергетических потерях пучков заряженных частиц в холодном веществе и плазме является вполне самостоятельной фундаментальной задачей, эта область физики имеет целый ряд практических приложений: в медицине, материаловедении, ускорительной физике и физике детекторов заряженных частиц, при разработке мишеней для инерционного термоядерного синтеза [233] - [236].

Для проведения экспериментальных работ на выходе ускорителя ТИПр-1 был создан специальный экспериментальный канал [237]. В качестве исследуемого объекта на первом этапе использовалась мишень, описанная в работе [238]. В этой мишени плазма образуется за счет разряда в рабочем газе в двух соосных кварцевых трубках. При этом в каждом разрядном канале обеспечивается противоположное направление тока разряда. Данная конструкция плазменной мишени позволяет снизить эффект фокусировки ионного пучка магнитным полем тока разряда [239] на транспортировку пучка при проведении измерений потерь энергии ионов в плазме. Первые эксперименты по исследованию взаимодействия ионного пучка с газом были успешно проведены весной 2004 года [240]. По мере развития работ, модернизировался и канал вывода ускорителя ТИПр [241], а также углублялось понимание физических аспектов взаимодействия ионов с плазменной мишенью [242].

Экспериментальные данные по взаимодействию пучка ионов меди с плазмой, образованной сильноточным разрядом в газе водорода и азота, продемонстрировали существенный рост тормозной способности водородной плазмы по сравнению с холодным, неионизованным веществом (минимум в пять раз). Полученные на ускорителе ТИПр экспериментальные данные для ионов меди с энергией 101 кэВ/нуклон внесены в объединенную всемирную базу данных «Stopping Power for Light and Heavy Ions» [243]. Использование для

экспериментов источников e -MEVVA и MEVVA-M позволяет заметно расширить спектр ионов для проведения экспериментальных работ.

5.4 Имитационные эксперименты

На базе пучков, генерируемых ВДИИМ, разработаны и активно используются методики проведения пучковых экспериментов по экспресс-анализу радиационной стойкости конструкционных материалов, используемых или создаваемых для действующих и разрабатываемых ядерных и термоядерных энергетических установок.

Конструкционные материалы ядерных энергетических установок должны обеспечивать безопасную эксплуатацию этих установок в течение времени вплоть до десятков лет (например, корпус реактора). При этом набор повреждающей дозы ~ 1 смещение на атом (сна), характерной для корпуса реактора и соответствующей флюенсу нейтронного потока 10^{24} н/м², происходит за десятки лет работы реактора. Материалы активной зоны эксплуатируются в более жестких условиях. К ним предъявляют существенно более высокие требования по радиационной стойкости: необходима их эксплуатация до повреждающих доз порядка 100÷150 сна. Для аттестации разрабатываемых конструкционных материалов либо для оценки остаточного ресурса эксплуатирующегося материала требуется набор соответствующих доз в условиях, близких к условиям эксплуатации. Признанным методом является набор дозы в условиях реакторного облучения с более высокими потоками нейтронов. Однако это требует значительного времени и не всегда оправдано. Так, набор доз ~ 100 сна при облучении нейтронами достигается за несколько лет даже в реакторах на быстрых нейтронах. При этом реакторное облучение приводит к высокой наведенной радиоактивности материалов, что значительно затрудняет последующие исследования. Необходимо отметить, что практически все эксперименты в данном направлении проводятся сегодня на единственном исследовательском реакторе на быстрых нейтронах БОР-60 и промышленном

реакторе БН-600. Такое положение дел диктует необходимость разработки методов экспресс-анализа радиационной стойкости материалов ядерной техники.

Радиационные дефекты образуются в результате, прежде всего, упругих столкновений нейтронов с атомами материала. При этом дефекты генерируются неоднородно, в каскадах атом-атомных соударений. Для того чтобы достаточно точно экспериментально моделировать реальные условия облучения реакторных материалов, можно использовать тяжелые ионы. Впервые эта идея была высказана в работе [244]. Действительно, нейтрон с энергией 1 МэВ передает около 70 кэВ первично выбитому атому (ПВА) железа — основному химическому элементу сталей. Считается, что ПВА с энергией выше 50 кэВ приводит к образованию субкаскадов со средней энергией около 20÷30 кэВ в каждом каскаде. Низкоэнергетические ионы могут моделировать первично выбитые атомы, образующиеся при реакторном облучении нейтронами, и, соответственно, моделировать каскады, характерные для нейтронного облучения. Эта идея лежит в основе разрабатываемых методов экспресс-анализа материалов (имитационные эксперименты) с использованием пучков ионов [244]-[247].

Основными преимуществами имитационных экспериментов с использованием высокоэнергетических ускорителей заряженных частиц являются [248]:

– увеличение скорости создания повреждений до 10^{-2} сна/сек (смещение на атом за секунду), по сравнению с 10^{-6} сна/сек в реакторе. Как говорилось выше, при скорости создания повреждений нейтронами в твердом теле $\sim 10^{-6}$ сна/сек время, в течение которого в материале происходят существенные изменения, исчисляется годами. На пучках тяжелых ионов аналогичный результат достигается за часы, максимум за несколько дней облучения [249];

– возможность отдельного исследования влияния различных факторов на радиационные эффекты: температуры облучения, дозы и скорости набора дозы, концентрации инертного газа и скорости его введения и т.д.;

– отсутствие наведенной радиоактивности, что позволяет после облучения исследовать образцы различными методами вне т.н. «горячих камер».

Для исключения влияния химических реакций на свойства исследуемых образцов, облучения необходимо проводить пучками ионов веществ, составляющих основу исследуемого материала. По этой причине для экспериментов используются пучки ионов железа, ванадия, титана и т.д., генерируемые ВДИИМ или одной из его модификаций.

При облучении материалов ионами образование радиационных дефектов происходит неоднородно вдоль направления пробега ионов, поэтому наибольшее распространение получили имитационные эксперименты, в которых области радиационного повреждения исследуются микроскопическими методами. Основным направлением в таких экспериментах является облучение образцов с последующим исследованием их микроструктуры с помощью просвечивающей электронной микроскопии [250], [251]. На основе данных об изменениях микроструктуры делается прогноз изменения макроскопических свойств исследуемого материала.

Для анализа реакторных материалов в последнее время широкое распространение получила методика томографических атомно-зондовых исследований, позволяющая получать трехмерные изображения исследуемых материалов с атомарным разрешением и одновременным определением химической природы каждого регистрируемого атома [252],[253]. Это определило активное (в частности, в НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ» – ИТЭФ) развитие методик по облучению образцов с последующим их исследованием методом атомно-зондовой томографии [254] - [257]. В рамках этих методик для имитационных экспериментов можно использовать ионы с энергией порядка нескольких сотен килоэлектронвольт. Для того чтобы падающие на образец-иглу, толщина которой имеет размер ~ 100 нм, ионы создавали каскады в центре образца, толщиной ~ 100 нм, необходимо чтобы они имели энергию $100\div 200$ кэВ. В НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ» – ИТЭФ облучение проводится пучками ионов, генерируемых различными вариантами

разработанных источников ВДИИМ. Особо представляет интерес облучение материалов на основе вольфрама, рассматриваемых в качестве материала, обращенного к плазме термоядерного реактора, пучками ионов вольфрама. На установке ТИПр для этих исследований рассматриваются источники e-MEVVA и MEVVA-M.

В ходе развития этого направления работ были разработаны мишенные камеры для установки исследуемых образцов, включающие системы контролируемого нагрева образцов в ходе эксперимента и системы метрики ионного пучка [258], [259] – [262]. В результате эксперименты проводятся с контролируемым нагревом образцов до температуры вплоть до 700°C. Форма исследуемых образцов, энергия и сорт ионов определяются дальнейшим методом изучения радиационных повреждений в облученных образцах. Исследование облученных образцов проводится с помощью просвечивающего электронного микроскопа и методом атомно-зондовой томографии.

Для проведения исследований на электронном микроскопе образцы в форме шайб облучаются на выходе ускорителя ТИПр пучками ионов металлов с энергией 101 кэВ/нуклон [256]. Для томографических атомно-зондовых исследований изготавливаются образцы – иглы с радиусом закругления острия 50÷100 нм и углом раствора конуса менее 11°. Их облучение пучками ионов железа и азота с энергией $Z \cdot 75$ КэВ, где Z – зарядность иона, первоначально проводилось на выходе инжектора ускорителя ТИПр, а затем на специально созданном Стенде по Облучению Реакторных МАТериалов (СОРМАТ – см. ниже подробнее) [258], [263].

5.4.1 Облучение образцов на выходе инжектора с отклонением ионного пучка

Как отмечалось выше, облучение образцов для последующего исследования методами атомно-зондовой томографии можно проводить непосредственно на выходе ВДИИМ. Такая возможность связана с тем, что при

использовании образцов в виде иголок, подготовленных для последующего анализа, требуются энергии кэВ-ного диапазона. Известно, что пучок на выходе вакуумно-дугового источника содержит капельки материала катода [1]. Попадание таких капель на образцы-иголки, подготовленные для дальнейшего исследования методом атомно-зондовой томографии, может привести к их разрушению. Для устранения данного явления был разработан и установлен электростатический дефлектор (рисунок 5.3). Однако первые облучения выявили неожиданную проблему - в ходе облучения происходило оплавление кончиков образцов-иголок. Проведенное моделирование показало, что из-за наличия рядом с образцами электрода дефлектора, на который подан высоковольтный потенциал, на остриях иголок возникает высокая напряженность электростатического поля вплоть до 3×10^5 В/м. Прохождение пучка инициирует пробой с этих остриев, что и приводит к их оплавлению. Установка экрана из медных проволочек на выходе дефлектора помогла избежать деформации образцов, вызванной высокой напряженностью электрического поля на их остриях (рисунок 5.3). Как показало моделирование, напряженность поля на образцах снижается на три порядка до величины не более 300 В/м.

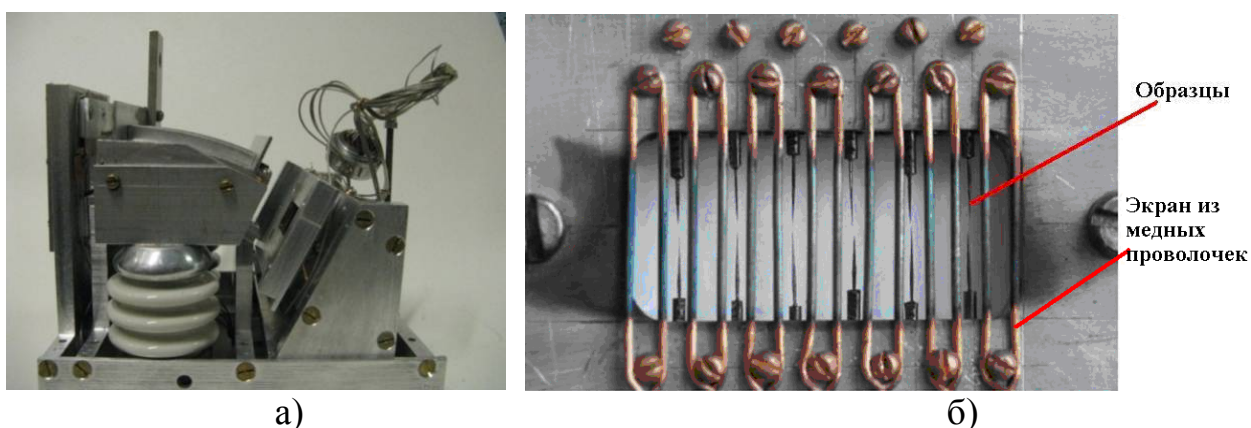


Рисунок 5.3 – Фото мишенной камеры (а) и держателя образцов с сеточным экраном

Однако данная конструкция камеры затрудняет нагрев образцов. Экспериментально было найдено, что удаление мишени на расстояние около 1 м от последнего электрода системы формирования ионного пучка, а также

использование в конструкции системы формирования сеточных электродов с размером ячейки 1 мм x 1 мм предотвращает попадание капельной фракции на образцы. Этот факт был использован при создании стенда облучения реакторных материалов СОРМАТ. Стенд был создан на базе комплекса, полностью копирующего инжектор ускорителя ТИПр-1. Для стенда разработана специальная мишенная камера с возможностью проведения облучения образцов пучками ионов, генерируемых ВДИИМ, с контролируемым нагревом образцов (рисунок 5.5 и рисунок 5.6).

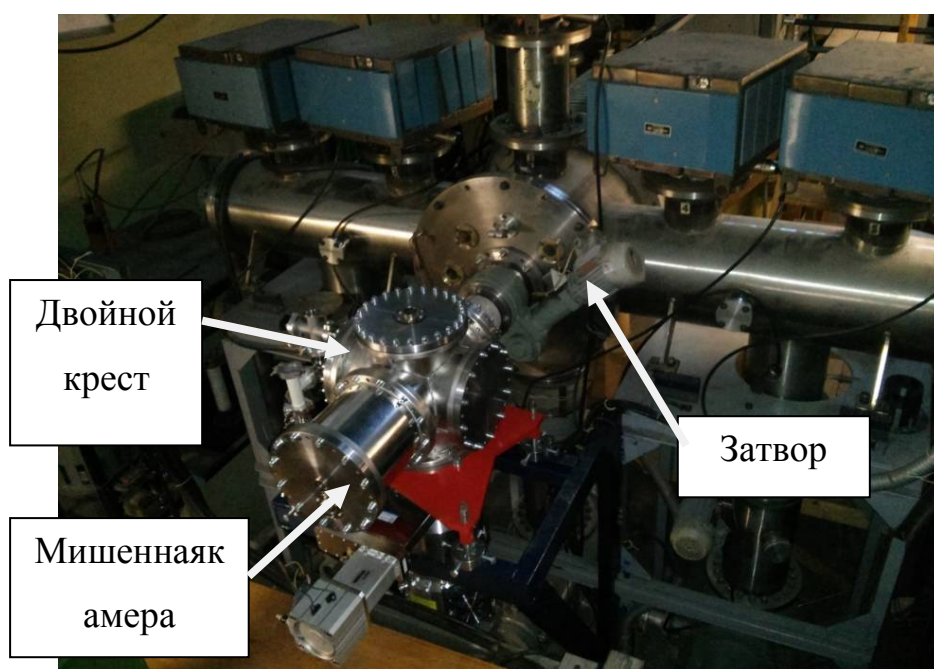


Рисунок 5.4 – Стенд по Облучению Реакторных МАТериалов (СОРМАТ)

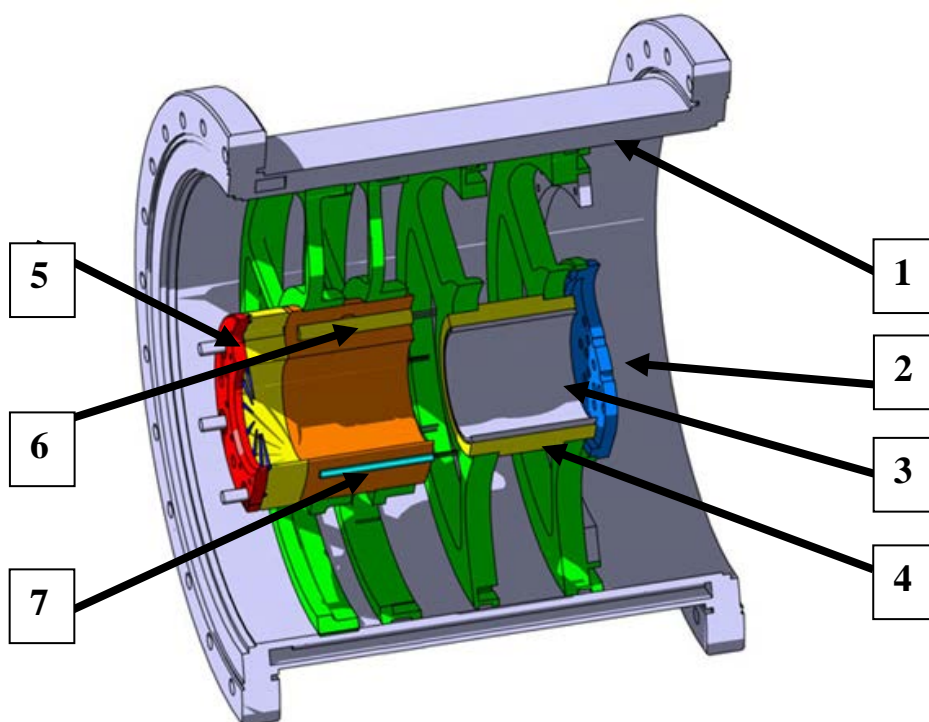


Рисунок 5.5 – Мишенная камера в сборе:
 1 – охлаждаемый экран, 2 – токоприемник, 3 – супрессор, 4 – изолятор,
 5 – держатель образцов с нагревательными элементами внутри,
 6 – нагревательный элемент, 7 – термопара

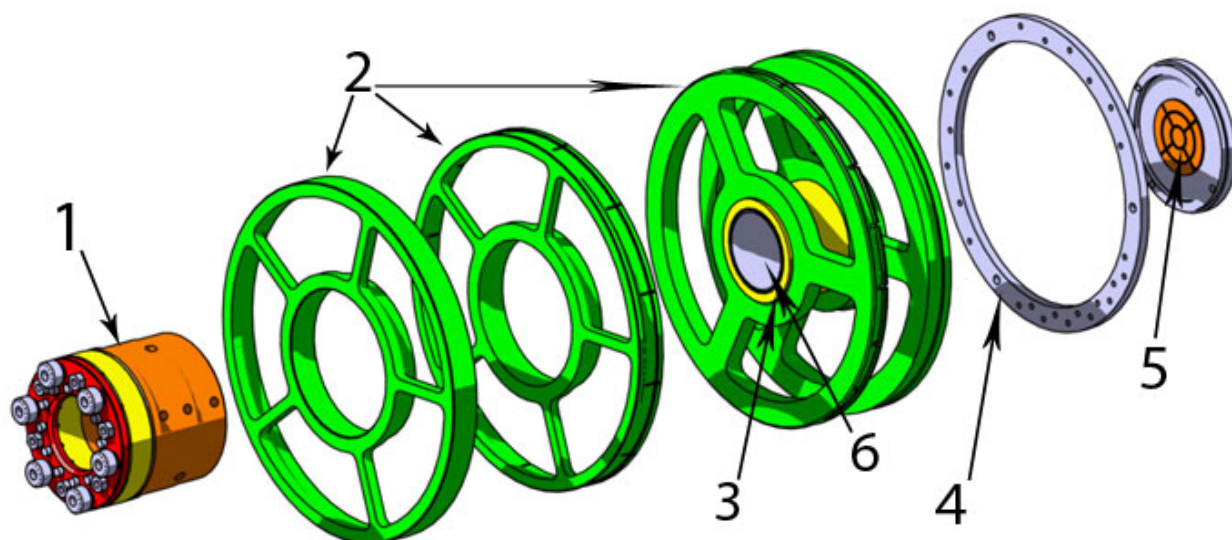


Рисунок 5.6 – Внутренние элементы камеры наблюдения без охлаждаемого экрана: 1 – держатель образцов с нагревательными элементами внутри, 2 – опорные кольца, 3 – изолятор, 4 – кольцо для вывода контактов, 5 – токоприемник, 6 – супрессор

5.4.2 Имитационные эксперименты на выходе ускорителя ТИПр-1

Проведение имитационных экспериментов проводится также на пучках различных ионов, ускоренных в ТИПр-1. Для проведения экспериментальных работ разработана мишенная камера (рисунок 5.7), включающая в себя непосредственно мишенный блок с возможностью контролируемого нагрева образцов и систему диагностики пучка, позволяющую выставлять пучок на ось мишенного блока и осуществлять on-line контроль за набором флюенса в ходе облучения. Рисунок 5.8 представляет схему мишенной камеры, изготовленной для экспериментов с пучком металлов, ускоренных до энергии ~ 101 кэВ/н. Помимо мишени в камере установлена и система метрики ионного пучка с профилометром (рисунок 5.9). Проведенное моделирование показало, что при длительности ионного импульса 450 мкс и частоте повторения один импульс в $2,5 \div 4$ секунды, колебания температуры облучаемой мишени не будут превосходить $2-3^\circ\text{C}$.

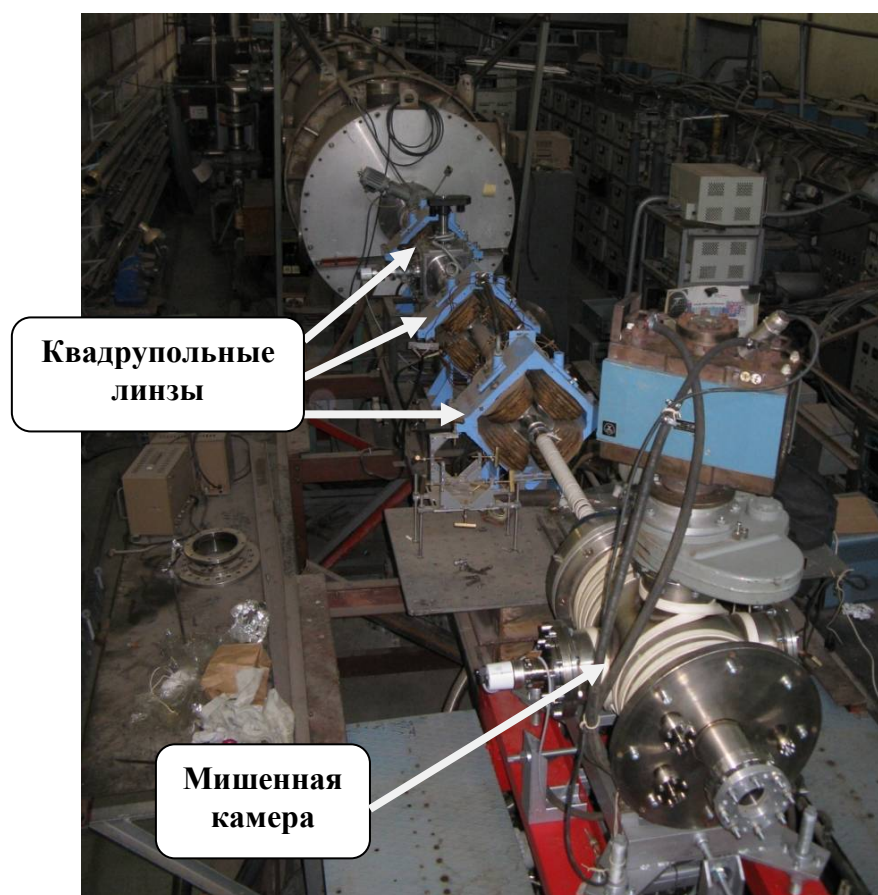


Рисунок 5.7 – Внешний вид канала вывода

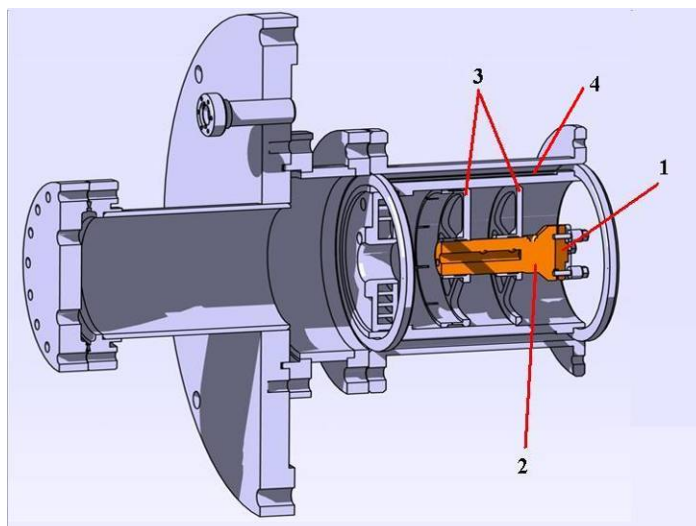


Рисунок 5.8 – Мишенная камера, разработанная для экспериментов по облучению пучками ионов с высокой энергией: 1 – кассета для образцов; 2 – нагреваемый медный держатель; 3 – пятилучевые диски, 4 – система охлаждения

Разработанное оборудование позволило провести цикл исследований. Приведем некоторые из них:

- исследование на атомарном уровне эволюции под воздействием облучения обогащенных хромом пресипитатов в термически состаренном сплаве Fe-22%Cr [264];

- исследование методом АЗТ распределения химических элементов и тонкой структуры образцов стали ЧС-39 после облучения ионами железа при комнатных температурах до повреждающих доз $\sim 8 - 16$ сна. Показано, что под воздействием облучения при комнатной температуре происходит изменение состава и размеров кластеров [265];

- исследование европейских конструкционных сталей ODS2 Eurofer, ODS 13.5CR, ODS 13.5Cr-0.3Ti [266]. Облучение сталей проводилось ионами железа и ионами титана, генерируемыми ВДИИМ, и ускоряемыми в ТИПр-1 до флюенса 10^{15} см^{-2} . Показано, что облучение при различных температурах приводит к существенно отличающимся последствиям. Так было показано, что облучение стали ODS 13.5Cr-0.3Ti при температуре 500°K не приводит к изменению наноразмерных кластеров, в то время как при облучении сталей при температуре

300°K (комнатной температуре) данные кластеры меняют свой химический состав. Во всех случаях наблюдается увеличение числа кластеров.

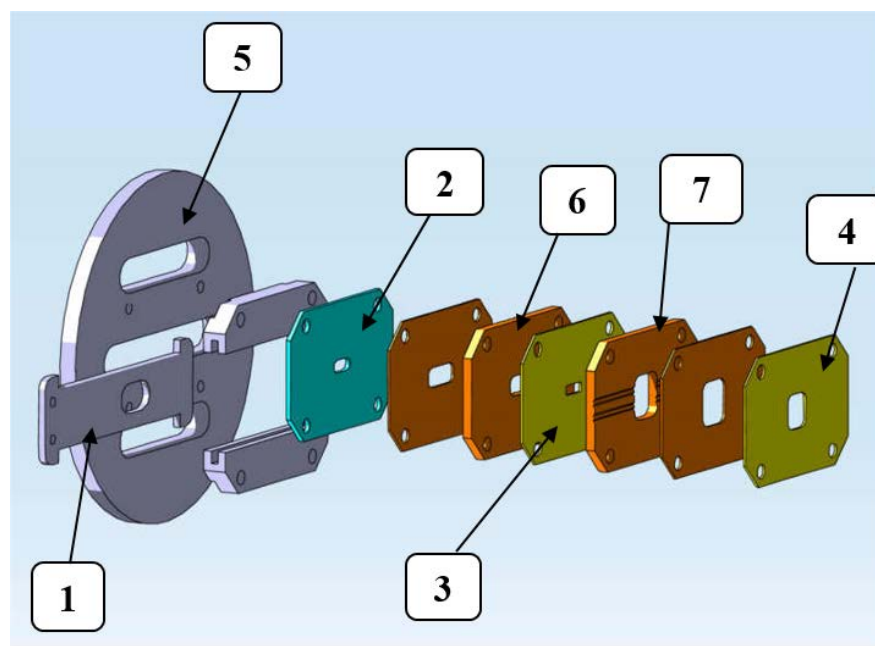
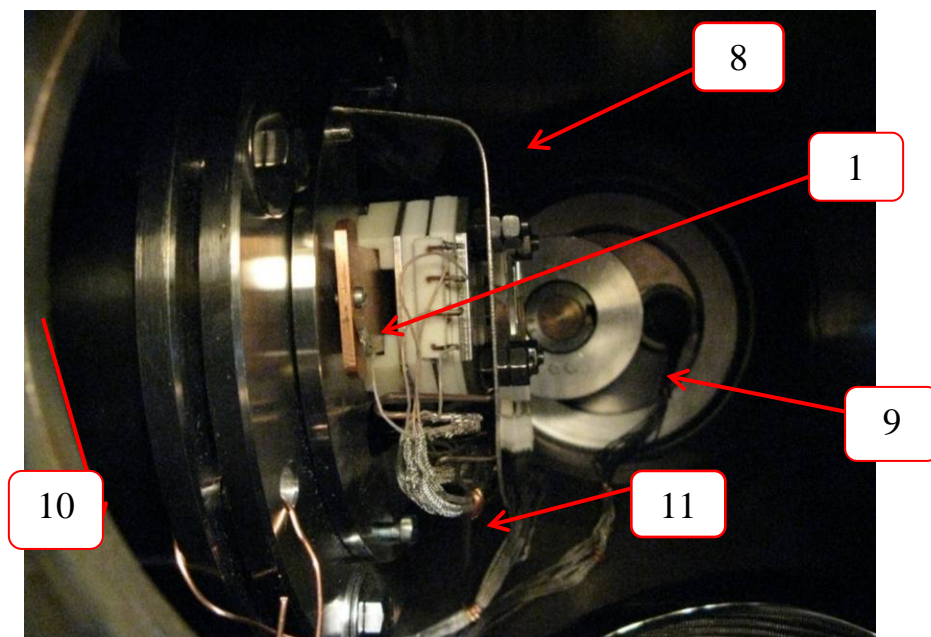


Рисунок 5.9 – Фотография и схема установленной системы метрики ионного пучка с профилометром: 1 – заслонка–токоприемник; 2– супрессор; 3 –диафрагма_2 (толщина 1 мм, проходное окно 12 x 4 мм²); 4 – диафрагма-1 (толщина 3 мм, проходное окно 14 x 14 мм²), 5 – базовый фланец; 6,7 – тефлоновые изоляторы; 8 – защитный экран; 9 – механический привод; 10 – охлаждаемый экран мишенной камеры; 11 – сигнальный кабель

Помимо работ по исследованию радиационной стойкости конструкционных сталей, используемых или разрабатываемых для действующих ядерных реакторов, а также будущих термоядерных реакторов, проведены исследования влияния облучения пучками ионов титана и азота на поверхностные свойства металлов. Показано, что увеличение твердости поверхности зависит от последовательности облучения пучками данных ионов. Упрочнение достигалось, только если облучение пучком ионов азота осуществлялось после облучения ионами титана. При обратной последовательности облучения увеличение твердости поверхности не наблюдается.

Разработанная методика облучательного эксперимента используется в рамках международного исследования, проводимого МАГАТЭ, по установлению количественных соответствий между экспресс-анализом радиационной устойчивости реакторных материалов на пучках тяжелых ионов и экспериментальными результатами, полученными при облучении образцов пучками нейтронов.

В рамках программы разработки термоядерных реакторов особый интерес представляет исследование радиационной стойкости материалов на основе вольфрама, который планируется использовать в качестве материала стенки активной зоны. Для проведения имитационных исследований по радиационной стойкости вольфрама на установке ТИПр-1 предназначены источники e -MEVVA и MEVVA-M.

Экспериментальные результаты, полученные в ходе реализации данного направления, легли в основу двух уже защищенных кандидатских диссертаций [267] и [268]. Разработка же методики облучательного эксперимента является темой еще одной диссертационной работы на соискание степени кандидат наук, подготовленной под руководством автора настоящей работы.

В заключение представляет интерес сравнить возможности по проведению имитационных экспериментов на ТИПр с возможностями аналогичных установок JANNuS, Франция [269], и TIARA, Япония [270], а также самым

мощным исследовательским реактором BOR-60, Россия [271] (рисунок 5.10) Как видно из рисунка, ТИПр обеспечивает возможность проведения экспериментов на самом передовом мировом уровне.

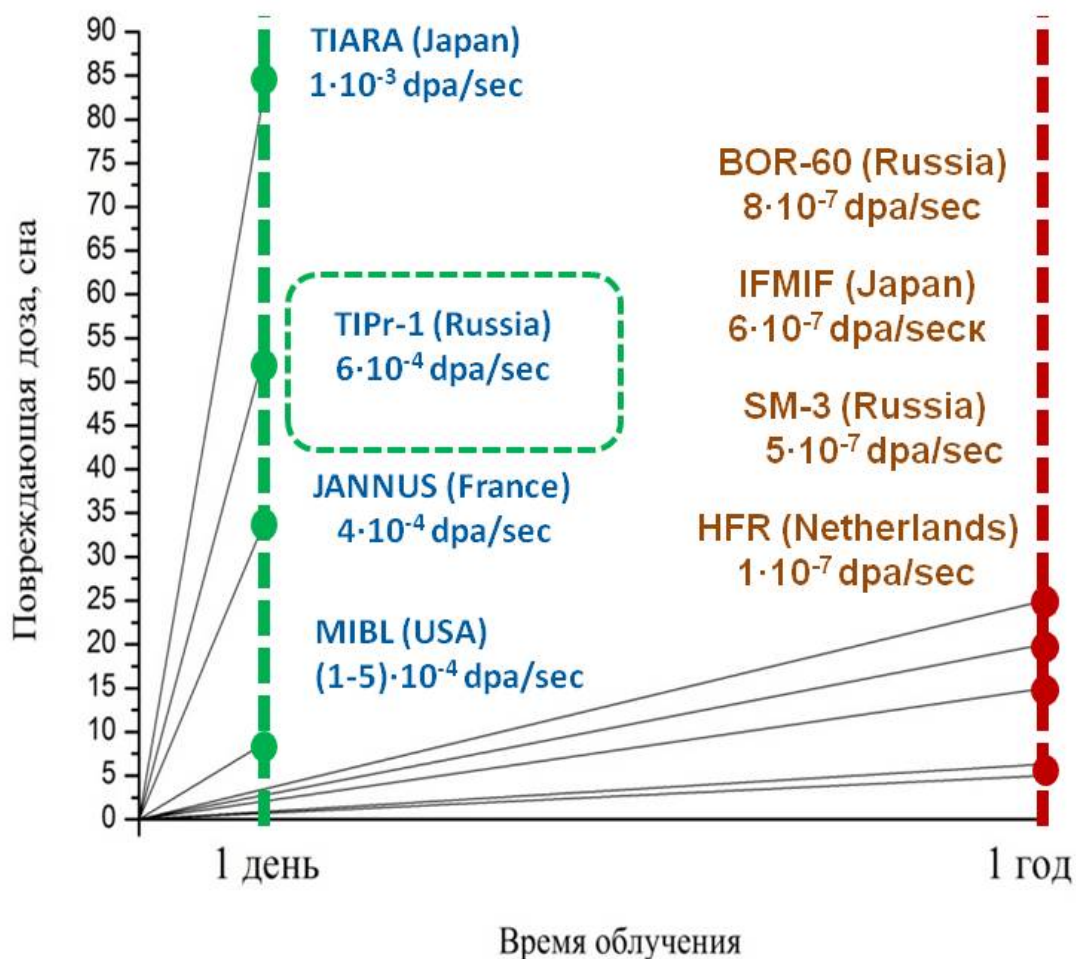


Рисунок 5.10 – Скорость набора дозы радиационных повреждений сна (смещений-на-атом, в англоязычной литературе - dpa) на различных установках.

5.5 Создание силицидов рения для полупроводниковой промышленности

Пучки ионов рения, генерируемые ВДИИМ, были использованы для пилотных работ по разработке методики создания полупроводниковых силицидов методом ионной имплантации. Силициды металлов, представляющие собой проводящие либо полупроводниковые соединения, являются широко используемым материалом для решения многих задач микроэлектроники и

фотоэлектроники (см., в частности [272]). Эти задачи включают формирование проводящих и контактных слоев, в том числе при решении задач многослойной металлизации при создании больших и сверхбольших интегральных схем, а в последнее время – создание элементов нанoeлектроники, в частности квантовых точек и квантовых проволок [273].

Благодаря высокой термической стабильности и стойкости к химическим обработкам, практическое использование транспортных свойств полупроводниковых силицидов лежит в области термоэлектричества [274]. Благодаря величине энергии запрещенной зоны, а также термической стабильности и стойкости к коррозии, силициды рения могут использоваться в генераторах, работающих в температурном диапазоне 500–900°K. Магнитные свойства силицидов остаются пока практически неисследованными, однако в благоприятном случае совмещение кремниевых и силицидных устройств может привести к прорыву в технологии электронной обработки информации.

Ионный синтез является эффективным методом синтеза пленок силицидов металлов как на поверхности, так и в объеме (захороненные слои) монокристаллического кремния. Этот метод демонстрирует особые преимущества при формировании слоев силицидов тугоплавких металлов. В этом отношении особенно перспективным представляется использование импульсных ионных пучков, где плотность ионного тока на мишени оказывается существенно большей по сравнению с облучением постоянным (сканирующим) ионным пучком. При этом можно ожидать, что формирование силицидов будет происходить непосредственно во время облучения без последующей тепловой обработки (отжига).

Работы по созданию силицидов рения на монокристаллическом кремнии в НИЦ «КУРЧАТОВСКИЙ ИНСТИТУТ» – ИТЭФ проводились на Универсальном Испытательном Стенде, в состав которого входит ВДИИМ, система формирования и ускорения ионного пучка, а также магнитный сепаратор и установка для времяпролетного измерения зарядового распределения ионов в генерируемом пучке. В качестве подложек для имплантации служили

кремниевые пластинки размером $1 \times 1 \text{ см}^2$, нарезанные из пластины монокристалла кремния, обладающие следующими параметрами: проводимость р-типа (легирующая примесь – бор), ориентация $\{111\}$, толщина 380 мкм , удельная проводимость 1 Ом см .

Проведена имплантация ионов рения в образцы с флюенсами $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ и $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$. Имплантация проводилась при вакууме 1×10^{-6} мбар пучком, содержащем ионы рения трех зарядностей Re^+ , Re^{2+} , Re^{3+} с равной интенсивностью по току. При облучении плотность тока пучка рения составляла $5\text{-}7 \text{ мА/см}^2$. Облучение велось импульсами длительностью $2,5 \text{ мс}$ с частотой повторения один импульс в три секунды.

Результаты исследования образцов после имплантации методом вторичной ионной масс-спектрометрии показали, что при флюенсе $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ достигается формирование поверхностного слоя, совпадающего с предсказанным на основе проведенного с использованием программы SRIM моделирования. Однако при флюенсе $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ на поверхности кремния образуется пленка, состоящая в основном из атомов рения. Под этой пленкой располагается слой с содержанием имплантированного рения, аналогичный слою, сформированному при имплантации рения с флюенсом $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Интересно также отметить, что энергия, с которой производится имплантация ионного пучка, влияет как на ширину пленки, так и на глубины имплантированного слоя. Увеличение энергии ионного пучка ведет, с одной стороны, к уменьшению толщины пленки (с $\sim 200 \text{ нм}$ для 6 кВ до $\sim 130 \text{ нм}$ для 20 кВ), а с другой – к увеличению имплантированного слоя (с $\sim 50 \text{ нм}$ для 6 кВ до $\sim 150 \text{ нм}$ для 20 кВ).

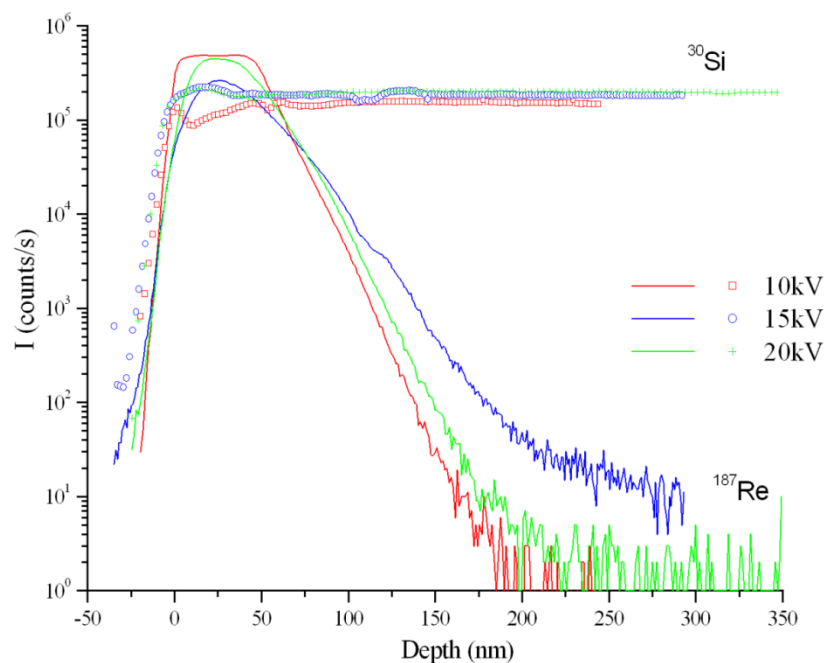


Рисунок 5.11 – Распределение по глубине атомов рения и кремния после имплантации ионов рения с флюенсом $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$

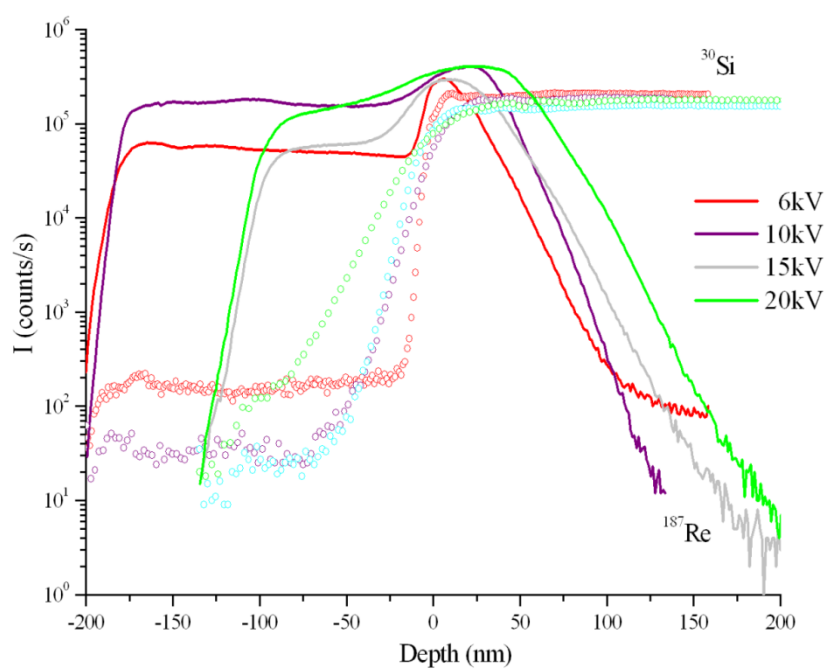


Рисунок 5.12 – Распределение по глубине атомов рения и кремния после имплантации ионов рения с флюенсом $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$

Известно, что при ионном травлении поверхности могут проявляться различные структурные образования, связанные с наличием неоднородностей в объеме стравливаемого материала. Тем же методом масс-спектрометрии вторичных ионов (МСВИ) на облученной ионами рения поверхности образца были вытравлены кратеры на разной глубине. Затем каждый кратер был исследован с помощью атомно-силового микроскопа с целью выявления на поверхности, подвергшейся ионному травлению на МСВИ, каких-либо образований. Сканирование образцов выявило наличие характерных объектов на дне кратеров (рисунок 5.14).

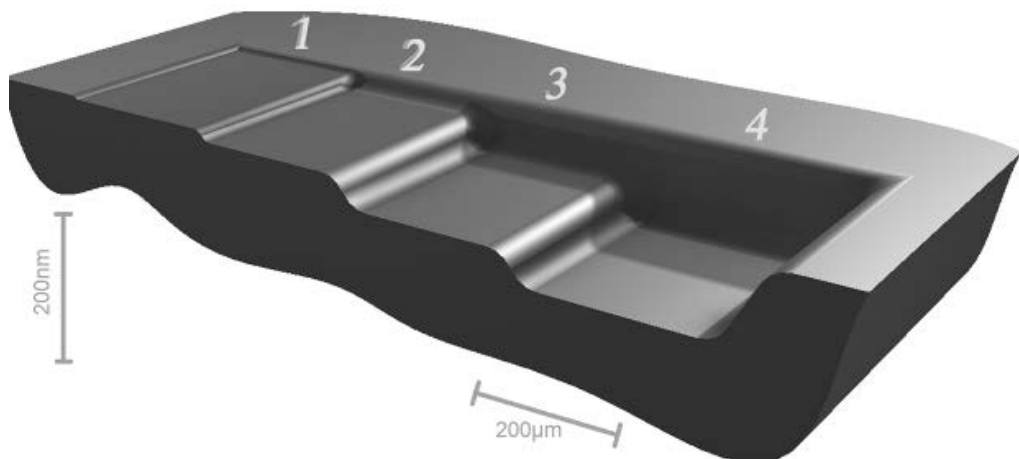


Рисунок 5.13 – Схема травления облученного образца

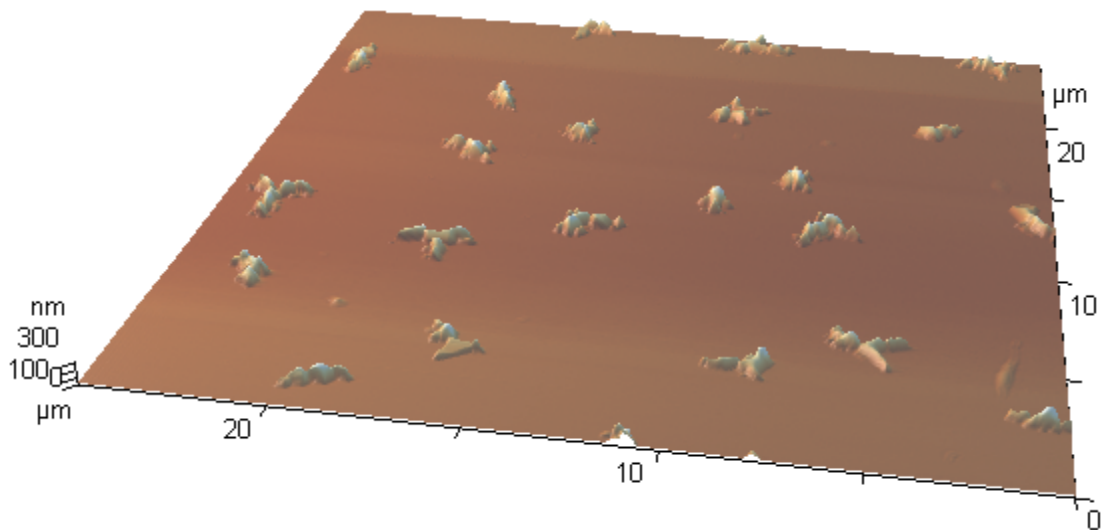


Рисунок 5.14 – Трехмерное изображение фрагмента поверхности дна кратера травления

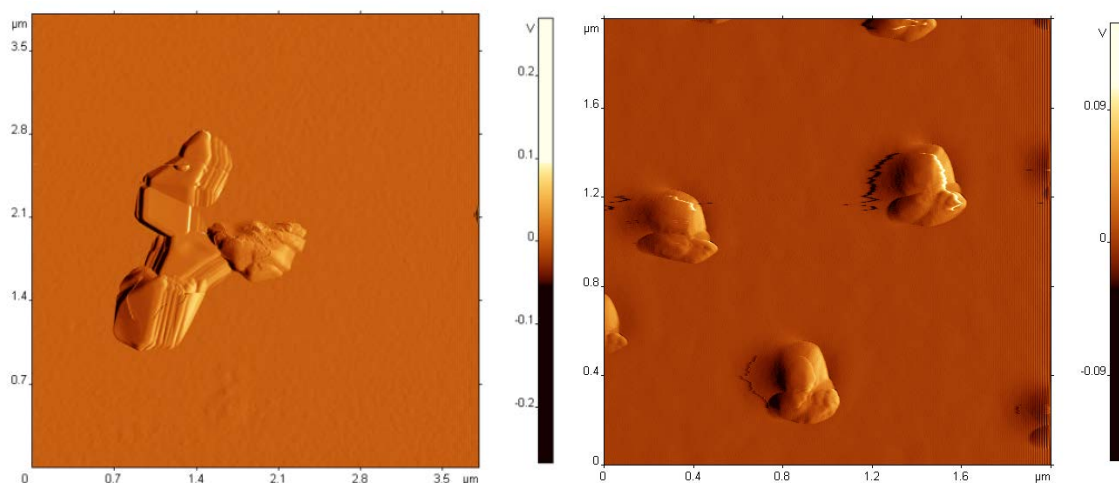


Рисунок 5.15 – Изображение рельефа объектов, обнаруженных на дне кратеров травления при АСМ сканировании при различных скоростях набора флюенса. Для образца слева скорость набора флюенса в 15 раз выше, чем для образца справа

Размеры образований, обнаруженных на дне кратеров травления, в 1-5 мкм (рисунок 5.15) позволяют предположительно трактовать их, как квантовые точки.

5.6 Выводы по главе 5

Результаты проведенных исследований по развитию и совершенствованию источников ионов твердотельных веществ позволили создать в НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ сеть экспериментальных установок ионного облучения и имплантации:

- ускоритель пучков тяжелых ионов ТИПр с оригинальными конструкциями канала вывода пучка и мишенной камеры для экспресс-анализа материалов ядерных и термоядерных реакторов, а также для изучения процессов по взаимодействию ускоренного ионного пучка с плазменными и газовыми мишенями;

- установку СОРМАТ для воздействия ионного пучка на образцы, предназначенные для последующего их исследования методами атомно-зондовой томографии;

- установку УСИ для ультранизкоэнергетической ионной имплантации в полупроводниковые подложки.

Все это предопределило развертывание широкого круга исследований как в области фундаментальной физики, так и для решения прикладных задач.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Экспериментально показано, что инжекция высокоэнергетического пучка электронов в плазму вакуумно-дугового разряда, обеспечивающая дополнительную ионизацию ускоренными электронами, приводит к повышению как максимального зарядового состояния ионов металлов, так и их среднего заряда в дуговой плазме. При этом возможность независимого регулирования параметров электронного пучка и плазмы обуславливает расширение диапазона устойчивых параметров дуги. Разработанная на этом принципе оригинальная конструкция вакуумно-дугового источника ионов металлов e-MEVVA позволила повысить зарядность пучка ионов свинца с $3+$ до $6+$ без потери интенсивности извлекаемого из плазмы ионного пучка.

2. Экспериментально показано, что реализация вакуумной дуги в форме так называемого «ступенчатого разряда» в сильном продольном магнитном поле с большим градиентом, характеризующаяся последовательным вводом энергии в дуговой разряд, приводит к увеличению удельного энерговклада в плазму и образованию фракции высокоэнергетических плазменных электронов, обеспечивающих условия для ступенчатой ионизации в дуговой плазме. В созданном на основе этого подхода вакуумно-дуговом источнике ионов металлов MEVVA-M для пучков ионов урана и свинца достигнуто повышение в 1,5 раза величины среднего заряда ионного пучка.

3. Экспериментально показано, что в разрядной системе ячейки Пеннинга с термокатодом косвенного накала, используемой в источнике ионов газов и ионов твердотельных непроводящих веществ типа Bernas, широко используемом для легирования полупроводников, инжекция части высокоэнергетического электронного пучка, предназначенного для нагрева катода, в разрядный промежуток, приводит к дополнительному нагреву электронного компонента плазмы. Это обеспечивает многократную ионизацию в плазме, и,

соответственно, повышение средней зарядности извлеченного из плазмы ионного пучка.

4. Экспериментально показано, что в ионном источнике типа Bernas модернизация конструкции разрядной ячейки вместе с оптимизацией режимов горения разряда и его параметров обеспечивает условия для генерации в плазме молекулярных ионов многоатомных борсодержащих соединений (декаборана, карборана и др.) и формирования интенсивного пучка многоатомных молекулярных ионов с высоким долевым содержанием бора с плотностью тока ионного пучка уровня 1 mA/cm^2 .

5. В ионном источнике типа Bernas, модернизированном для получения пучков многоатомных молекулярных ионов с высоким долевым содержанием бора, экспериментально показано и теоретически обосновано, что использование в качестве рабочего вещества специального борсодержащего соединения, наряду с генерацией интенсивного пучка молекулярных ионов, обеспечивает непрерывную очистку электродов разрядной камеры ионного источника от тугоплавких фрагментов борсодержащих соединений. Самоочистка разрядной камеры существенно повышает надежность ионного источника и увеличивает его срок службы. Получен патент на способ самоочистки разрядной камеры в ходе работы по генерации пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов

6. Результаты проведенных исследований по развитию и совершенствованию источников ионов твердотельных веществ позволили создать в НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ сеть экспериментальных установок ионного облучения и имплантации:

– ускоритель пучков тяжелых ионов ТИПр с оригинальными конструкциями канала вывода пучка и мишенной камеры для экспресс-анализа материалов ядерных и термоядерных реакторов, а также для изучения процессов по взаимодействию ускоренного ионного пучка с плазменными и газовыми мишенями;

– установку СОРМАТ для воздействия ионного пучка на образцы, предназначенные для их последующего исследования методами атомно-зондовой томографии;

– установку УИС для ультра низкоэнергетической ионной имплантации в полупроводниковые подложки.

7. Разработанный источник на основе вакуумной дуги и его вариации, увеличивающие зарядность ионов генерируемого им пучка, позволили развернуть в НИЦ «Курчатовский институт» - ИТЭФ широкую программу по использованию пучков тяжелых ионов как для фундаментальных исследований, так и для работ прикладного назначения. В области фундаментальных исследований проведены экспериментальные работы по изучению взаимодействия пучка с плазменной и газовой мишенью при энергиях пучка на пределе применимости классической теории торможения заряженных частиц. Использование ионного источника с вакуумной дугой позволило добиться большого прогресса в разработке и применении методик имитационных экспериментов по исследованию радиационной стойкости существующих и разрабатываемых конструкционных материалов как для ядерных, так и для будущих термоядерных реакторов. Разработаны методики экспериментов для облучения образцов пучками ионов непосредственно на ионном источнике для их последующего изучения современными методами атомно-зондовой томографии. Кроме того, пучки ионов железа, титана, ванадия и вольфрама, генерируемые ВДИИМ и ускоренные тяжелоионным ускорителем ТИПр-1 с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой до энергии 101 кэВ/нуклон, используются для проведения имитационных экспериментов на образцах, приготовленных для последующего изучения методами электронной микроскопии, атомно-зондовой томографии и анализа радиационного упрочнения методами наноиндентирования.

Перспективные результаты получены с использованием разработанного ВДИИМ в области получения полупроводников на основе силицида рения.

Генерируемый ВДИИМ пучок ионов рения имплантировался в кремниевую подложку, в результате чего образовывались т.н. «квантовые точки».

Продemonстрировано, что источник пучков многоатомных борсодержащих молекулярных ионов обеспечивает техническую возможность вывода отечественных имплантационных установок на уровень технологических норм 20 нм и менее.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Браун И. Физика и технология источников ионов / И Браун – Москва. «МИР», 1998. – 496 стр.
2. FAIR [электронный ресурс] //FAIR– Режим доступа: <https://fair-center.eu> (дата обращения: 08.05.2019).
3. NICA [электронный ресурс] // NICA – Режим доступа: <http://nica.jinr.ru/ru> (дата обращения: 08.05.2019).
4. Владимирский В.В., Капчинский И.М., Тепляков В.А. Линейный ускоритель ионов // Авторское свидетельство СССР № 265312. Бюлл. ОИПТЗ, 1970, № 10, с. 75.
5. Ostroumov P.N. Advances in CW ion LINACS / P.N. Ostroumov // In proceedings on 6th International Particle Accelerator Conference IPAC2015 (Richmond, VA USA, 3 – 8 May, 2015). – Richmond, USA, 2015. – pp. 4085-4090.
6. Commissioning and operation experience gained with the LINAC4 RFQ at CERN / C. Rossi [et al.] // In proceedings of 27th Linear Accelerator Conference LINAC2014 (Geneva, Switzerland, 31 August – 5 September 2014) – Geneva, Switzerland, 2014. – pp. 926–928.
7. Commissioning of new light ion RFQ linac and first Nuclotron run with new injector / A.M. Bazanov [et al.] // In proceedings of 28th Linear Accelerator Conference LINAC2016 (East Lansing, MI, USA, on 25-30 September 2016) – East Lansing, MI, USA, 2016. – pp. 575-577.
8. Donets E.D. Historical review of electron beam ion sources / E.D. Donets // Review of Scientific Instruments. – 1998. -V/69, N 2. - p. 614.
9. Zschornack G. Electron Beam Ion Sources / G. Zschornack, M. Schmidt and A. Thorn // CERN Yellow Report CERN-2013-007. – 2013. – 2013-007. – pp. 165-201.
10. Physics research and technology development of electron string ion sources /

- D.E. Donets [et al.] // *Rev. Sci. Instrum.* – 2012. – 83. – 02A512.
11. ECRIS08.[электронный ресурс] // *Proceedings of the ECRIS08.* – 2008. Режим доступа:<http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ecris08/INDEX.HTM> (дата обращения: 08.05.2019).
 12. ECRIS10 [электронный ресурс] // *Proceedings of the ECRIS10*– Режим доступа: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ECRIS2010/index.htm> (дата обращения: 08.05.2019).
 13. ECRIS12 [электронный ресурс] // *Proceedings of the ECRIS12.* – Режим доступа: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ECRIS2012/> (дата обращения: 08.05.2019).
 14. ECRIS14 [электронный ресурс] // *Proceedings of the ECRIS14.* – Режим доступа: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ECRIS2014/> (дата обращения: 08.05.2019).
 15. ECRIS16 [электронный ресурс] // *Proceedings of the ECRIS16.* – Режим доступа: <http://accelconf.web.cern.ch/AccelConf/ecris2016/> (дата обращения: 08.05.2019).
 16. Cavenago M. Radio-frequency ovens for ECR ion sources / M. Cavenago, T. Kulevoy, and S. Petrenko // *Review of Scientific Instruments.* – 2002. – V 73, N 2. -pp. 552-554.
 17. Production of Intense Metal Ion Beams from ECR Ion Sources Using the MIVOC Method / S.L. Bogomolov [et al.] // *Physics of Particles and Nuclei Letters.* – 2015. – V. 12, No. 7. – pp. 824–830.
 18. Development of metal ion beams and beam transmission at JYFL / H. Koivisto [et al.] / In proceedings of 11th International Conference on Heavy Ion Accelerator Technology (Venezia, Italy, June 8-12, 2009) – Venezia, Italy, 2009. – pp. 128-132.
 19. Koivisto H. Metal Ion Beams from an ECR Ion Source Using Volatile Compounds / H. Koivisto , J. Arje, M. Nurmia // *Nucl. Instr. and Meth. B.* – 1994. – B94. – pp. 291-296.
 20. Application of the Ta liner technique to produce Ca beams at INFN-Legnaro

- National Laboratories (INFN-LNL) / Galatà A. [et al.] // Review of Scientific Instruments – 2014. – 85. – 02A929.
21. Daido H. Review of laser-driven ion sources and their applications / H. Daido, M. Nishiuchi, and A.S. Pirozhkov // Rep. Prog. Phys.. – 2012. – 75. – 056401 (71 pp.).
 22. Acceleration of Ta¹⁰⁺ ions produced by laser ion source in RFQ MAXILAC / V. Dubenkov [et al.] // Laser and Particle Beams. –1996. – Volume 14, Issue 3. – pp. 385-392.
 23. Laser ion source for heavy ion accelerators / B.Y. Sharkov [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 1992.– vol. 63. – p. 2841.
 24. Characteristics of a heavy ion injector $Z/A \geq 1/3$ based on laser-plasma ion source / Alekseev N. [et al.] // In proceedings of the 17th International Conference on Ion Sources(Geneva, Switzerland, 15–20 September 2017). – Geneva, 2017. –040015 (3 pp.).
 25. Brown I.B. High current ion source / I.B. Brown, J.E. Galvin, and R.A. MacGill // Appl. Phys. Lett. –1985. – 47. – pp. 358-360.
 26. Reich H. Metal vapor vacuum arc ion source development at GSI / H. Reich, P.Spadtke, and E.M. Oks. // Rev. Sci. Instrum.. – 2000. – Vol. 71, No. 2. – p. 707-709.
 27. Gavrilov N.V. High current pulse sources of broad beams of gas and metal ions for surface treatment / N.V. Gavrilov, E.M. Oks // Nucl. Instrum. & Methods in Physics Research, A. – 2000. – Vol. 439. – pp. 31-44.
 28. Лафферти Дж. Вакуумные дуги / Под редакцией Дж. Лафферти – Москва, Мир, 1982. – 432 стр.
 29. Brown I. Vacuum Arc Ion Sources: Recent Developments and Applications / Ian Brown, Efim Oks. // IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE. – 2005. – VOL. 33, NO. 6. – pp. 1931-1943.
 30. Oks E.M. Development of vacuum arc ion sources for heavy ion accelerator injectors and ion implantation technology / E.M. Oks. // Rev. Sci. Instrum. – 1998. – V. 69, N. 2. – pp.776-781.

31. MEVVA Ion Source for Heavy Ion Synchrotron injector / Wolf B.H. [et al.] // In proceedings of 3rd European Particle Accelerators Conference (Berlin, Germany, 24–28 March 1992). –Berlin, 1992. – pp. 987-989.
32. Technical Design of the MEVVA Ion Source at GSI and Results of a Long Uranium Beam Time Period / Heymach F. [et al.] // Proceedings of the NATO Advanced Workshop Emerging Applications of Vacuum-Arc-Produced Plasma, Ion and Electron Beams (Lake Baikal, Russia, 24-28 June 2002). – NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry. – 2002. – Vol.88. – pp. 59-66.
33. Ryabchikov A.I. Metal vapor vacuum arc ion source «Raduga» / A.I. Ryabchikov, S.V. Dektjarev, I.B. Stepanov // Review of Scientific Instruments. – 1994. – V. 65, No. 10. – pp. 3126-3134.
34. Рябчиков А.И. Источники «Радуга» и методы импульсно-периодической ионно-лучевой и ионно-плазменной обработки материалов / А.И. Рябчиков, С.В. Дектярев, И.Б. Степанов // Известия ВУЗов Физика. – 1998. – № 4. – p. 193.
35. Источник ионов (100 кВ) на основе вакуумной дуги, возбуждаемой контрагированным разрядом / С.П. Бугаев [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 1990. – № 6. – стр. 125-129.
36. The 100-kV gas and metal ion source for high current ion implantation / S.P. Bugaev [et al.]// Review of Scientific Instruments. – 1992. – V. 63, No. 4. –p. 2422.
37. «Titan»-A source of gas and metal ions based on a contracted discharge and vacuum arc / S.P. Bugaev [et al.]// // Russian Physical Journal. – 1994. – V. 37. – p. 245.
38. The TITAN ion-source / Bugaev S.P. [et al.] // Review of Scientific Instruments. – 1994. – V. 65, No. 10. – pp. 3119-3125.
39. Vacuum arc/metal ion sources with a magnetic field / Nikolaev A.G. [et al.] // Review of Scientific Instruments. – 1996. – V. 67. – p. 1213.
40. Technological ion sources based on a vacuum arc discharge / Bugaev S.P.

- [et al.] // Russian Physics Journal. – 2001. – V. 44, No. 9. – pp. 921-926.
41. Исследование ионного пучка источника “Титан” времяпролетным масс-спектрометром / Бугаев А.С. [и др.] // Известия ВУЗов Физика. – 2000. – № 2. –стр. 21-28.
 42. Liu A.D. MEVVA ion source development and its industrial applications at Beijing Normal University/ A.D. Liu, H.X. Zhang, T.H. Zhang // Surface and Coatings Technology. – 2005. –Vol. 193, Iss. 1–3. – pp. 65-68.
 43. Öztarhan, A. Metal vapour vacuum arc ion implantation facility in Turkey / A. Öztarhan [et al.] // Surface and Coatings Technology. – 2005. – Vol. 196, No.1-3. – pp. 327-332.
 44. Baba, K. The effects of Ti implantation on corrosion and adhesion of TiN coated stainless steel / K. Baba[et al.] // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, pt. 1. – 1993. – vol. 80/81. – pp. 297-300.
 45. Oks E.M. Generation of Multiply-Charged Metal Ions in Vacuum Arc Plasmas / E.M. Oks // IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE. – 2002. – Vol. 30, No. 1. – pp. 202-207.
 46. Дюдерштадт, Д. Инерционный термоядерный синтез // Дюдерштадт Д., Мозес Г. – Москва, Энергоиздат, 1984. – 304 стр.
 47. Heavy ion fusion energy program in Russia / B.Yu. Sharkov [et al.] // Nucl. Instr. and Meth. in Ph. R., A. – 2001. – 646. – pp. 1-5.
 48. Godlove, T.F. Accelerator research for heavy ion inertial fusion / T.F. Godlove // Nuclear Instruments and methods in Physics Research – 1987. – B24/25 – pp. 736-740.
 49. Исследования ИТЭФ по тяжелоионному термоядерному синтезу / Зенкевич П.Р.[и др.] // Препринт ИТЭФ – № 64. – Москва, ИТЭФ, 1981. – 8 страниц.
 50. Bock R. Heavy ion Fusion / R. Bock // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1983. – Vol. NS-30, N3. – p. 3049.
 51. Hirao Y. Review on HIF accelerators / Y. Hirao // In proceedings of the 1984 Linear Accelerator Conference (Seeheim, FRG, 7-11 May, 1984) – Seeheim,

1984. – pp. 490-495.
52. Hofmann I. Heavy ion inertial fusion in Europe / I. Hofmann // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.* – 2001. – 464. – pp. 24-32.
 53. RF LINAC for heavy ion fusion driver / I.M. Kapchinskiy [идр.] // in proceedings of the 1986 International Linac Conference (Stanford, California, USA, 2 - 6 June, 1986) – Stanford, 1986. – pp. 318-322.
 54. Источник тяжелых малозарядных ионов с вакуумной дугой / В.А. Баталин, А.А. Васильев, Ю.Н. Волков, Т.В. Кулевой, С.В. Петренко // *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерно-Физические Исследования (Теория и Эксперимент).* – 1989. – Вып. 5 (5). – стр. 98-100.
 55. Vacuum Arc Ion Source for the ITEP RFQ Accelerator / V. Batalin, Y. Volkov, T. Kulevoy, S. Petrenko // *Rev.Sci.Inst.* -Oct.1994 65(10) - pp. 3104-3108.
 56. Optimization of U(4+) Ions at Output MEVVA Ion Source / V. Batalin, R. Kuybeda, T. Kulevoy, S. Petrenko // *Rev.Sci.Inst.* - Feb. 1996. - 67(2). - pp. 1-2.
 57. Report on ITEP MEVVA Development / V. Batalin, Y. Volkov, T. Kulevoy, S. Petrenko // *Proc. Workshop on Vacuum Arc Ion Sources, Berkeley, USA (1996).* – pp. 37-59.
 58. Плюetto А.А. Ускорение положительных ионов в расширяющейся плазме вакуумных искр / А.А. Плюetto // *ЖЭТФ.* – 1960. – Т.39, Вып.6. – стр. 1589-1592.
 59. Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга / Г.А. Месяц – Москва. Наука. 2000. – 423 стр.
 60. Child, C.D. Discharge From Hot CaO / C.D. Child // *Phys. Rev.* – 1911.–32, Ser. 1. – p. 492.
 61. Langmuir I. The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum / I. Langmuir // *Phys. Rev.* –1913.–2. –p. 450.
 62. Langmuir I. *Electrical Discharges in Gases: Part II, Fundamental Phenomena in Electrical Discharges* / I. Langmuir and K.T. Compton // *Rev. Mod. Phys.*– 1931. – 3. –pp. 191-257.

63. Ion charge state distributions in high current vacuum arc plasmas in a magnetic field / E. M. Oks [et al.] // IEEE Trans. Plasma Sci.. – 1996. – 24. – pp. 1174-1183.
64. Elevated ion charge states in vacuum arc plasmas in a magnetic field / E. M. Oks [et al.] // Applied Physics Letters. – 1995. – V. 67, Issue 2. – pp. 200-202.
65. Paoloni F.J. Some observations of the effect of magnetic field and arc current on the vacuum arc ion charge state distribution / F.J. Paoloni, I.G. Brown // Review of Scientific Instruments. – 1995. – V. 66, No. 7. – pp. 3855-3858.
66. Elevated ion charge states vacuum arc plasmas in a magnetic field / Oks E.M. [et al.] // Applied Physics Letters. – 1995. – V. 67, No. 2. – pp. 200-202.
67. Ion charge state distributions in high current vacuum arc plasmas in a magnetic field / Oks E.M. [et al.] // IEEE Transactions on Plasma Science. – 1996. – V. 24, No. 3. – pp. 1174-1183.
68. Multiply charged metal ion beam / Brown I.G. [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. – 1989. – V 43. – pp. 455-458.
69. Elevated ion charge states in vacuum arc plasmas in magnetic field / Oks E.M. [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1995. – 67. – pp. 200-202.
70. Ion Charge State Distributions of Pulsed Vacuum Arc Plasmas in Strong Magnetic Fields / A. Anders, [et al.] // Review of Scientific Instruments. – 1998. – T. 69. № 3. – стр.–1332-1335.
71. Николаев А.Г. Зарядовое распределение ионов в плазме вакуумного дугового разряда в сильном магнитном поле / А.Г. Николаев, Е.М. Окс, Г.Ю. Юшков // Журнал технической физики. – 1998. – Т. 68, № 5. – стр. 39-43.
72. Enhanced Ion Charge States in Vacuum Arc Plasmas Using a "Current Spike" Method / A.S Bugaev [et al.] // Rev. Sci. Instrum. 71, 701 (2000). Review of Scientific Instruments. – 2000. – Т. 71. № 2 II. – стр. 701-703.
73. Effect of multiple current spikes on the enhancement of ion charge states of vacuum arc plasmas / G.Yu. Yushkov [et al.] // Journal of Applied Physics. –

2000. – V. 87, No. 12. –pp. 8345-8350.
74. Cavenago M. Propagation of MEVVA ions into ECR ion sources / M. Cavenago, T. Kulevoy, A. Vassiliev // Rev. Sci. Instr. – 1998 – 69. – pp. 795-797.
75. High current density ion beam formation from plasma of electron cyclotron resonance discharge / Zorin V. [et al.] // Review of Scientific Instruments. – 2004. – V. 75, No. 5. –pp. 1675-1677.
76. Generation of multiply charged refractory metals in an electron-cyclotron resonant discharge in a direct magnetic trap / Vodopyanov A.V. [et al.] // Technical Physics. –2005. – V. 50, No. 9. – pp. 1207-1211.
77. Gyrotron microwave heating of vacuum arc plasma for high state metal ion beam generation / G.Yu. Yushkov [et al.] // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2013. – V. 41, No. 8/2. – pp. 2081-2086.
78. Dresden Electron Beam Ion Sources: Latest Developments / G. Zschornack [et al.] // In proceedings of 11th International Conference on Heavy Ion Accelerator Technology (Venezia, Italy, June 8-12, 2009) – Venezia, Italy, 2009. – pp. 374-377.
79. Prohaska R. Field emission cathodes using commercial carbon fiber / R. Prohaska and A. Fisher // Rev. Sci. Instr. – 1982. – 53(7). – pp. 1092-1093.
80. Ion Charge State Distribution in High Current Vacuum Arc Plasmas in a Magnetic Field, E.M. Oks [et al.] // IEEE.–1996 – V.24, N.3. –pp. 1174-1183.
81. Yushkov G. Effect of the pulse repetition rate on the composition and ion charge-state distribution of pulsed vacuum arcs / G. Yushkov and A. Anders. //IEEE Trans. on Plasma Sci. – 1998. – 26 (2). – p. 220-226.
82. Получение высокозарядных ионов в вакуумно-дуговом источнике ионов металлов (ВДИИМ) с каналом дрейфа плазмы и электронным пучком от независимой электронной пушки / В.А. Баталин, Ю.Н. Волков, Т.В. Кулевой, С.В. Петренко // Препринт ИТЭФ – Москва, 1993. – 8 стр.
83. Вакуумно-дуговой источник ионов металлов (ВДИИМ) с внешним электронным пучком и каналом дрейфа для генерации высокозарядных

- ионов / В.А. Баталин, Ю.Н. Волков, Т.В. Кулевой, С.В. Петренко // Препринт ИТЭФ 33-94. – М., 1994 – 28 стр.
84. Producing of the High Charged Ions by the Modification of the MEVVA Ion Source / V. Batalin, Y. Volkov, T. Kulevoy, S. Petrenko // in proceedings of 4th European Particle Accelerator Conference, EPAC94(London, England, 27 June – 1 July, 1994). – London, 1994. – pp. 1560-1562.
 85. The E-MEVVA Ion Source for High Charged Uranium Ions Generation / V. Batalin, Y. Volkov, T. Kulevoy, S. Petrenko // in proceedings of Linear Accelerator Conference LINAC-94 (Tsukuba, Japan 21 - 26 August 1994). – Tsukuba, 1994. –pp. 390-392.
 86. Electron-beam enhancement of the metal vapor vacuum arc ion source / Batalin V.A. [et al.] // Journal of Applied Physics. – 2002. – V.92. – N.5. – p. 2884.
 87. Further development of the E-MEVVA ion source. / Batalin V.A[et al.] // Review of Scientific Instruments – 2002 - vol.73, no.2 - pp.702-705.
 88. Кулевой Т.В. Электростатические колебания в канале дрейфа ВДИИМ / Т.В. Кулевой // Препринт 1-01 ИТЭФ. – М., 2001. – 11 стр.
 89. Electron-Beam Enhancement of Ion Charge State Fractions in the Metal-Vapor Vacuum-Arc Ion Source / A. Bugaev [et al.] // Applied Physics Letters. – 2001. – V.79, No. 7 – pp. 919-921.
 90. Two approaches to electron beam enhancement of the metal vapor vacuum arc ion source / B.M. Johnson [et al.] // Laser and Particle beams. – 2003 – 21 – pp. 103-108.
 91. Highly stripped ion sources for MeV ion implantation / V.Batalin [et al.] // Rev. Sci. Instrum. –2004. – 75(5). – pp. 1900.
 92. High charged ions from the special modification of the MEVVA ion source / V.Batalin, Y. Volkov, T. Kulevoy, S.Petrenko // Preprint ITEP 18-93. – М., 1993. – 8 pp.
 93. Status of MEVVA experiments in ITEP / Kulevoy T.V. [et al.] // Proceedings of the NATO Advanced Workshop Emerging Applications of Vacuum-Arc-

- Produced Plasma, Ion and Electron Beams(Lake Baikal, Russia, 24-28 June 2002), NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry – 2002. –Vol.88. – pp. 39-50.
94. Andres A. Ion flux from vacuum arc cathode spots in the absence and presence of a magnetic field / A. Andres and G.Yu Yushkov // *Journal of Applied Physics*. – 2002. – V. 91, No. 8. – pp. 4824-4832.
 95. Enhancement of ion beam charge states by adding a second anode to the metal-vapor vacuum-arc ion source / T.V. Kulevoy [et.al.] // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. – 2004. – 522 - pp. 171-177.
 96. Повышение зарядности пучка ионов урана в источнике вакуумно-дугового типа (MEVVA) / Кулевой Т.В. [и др.] // *Приборы и Техника Эксперимента*. – 2002. – № 3. – стр. 5-9.
 97. MEVVA Ion Source with Additional Anode / V.I. Pershin[et al.] // *Proceedings of the XXI Linear Accelerator Conference LINAC02 (Gyeongju, Korea, 19–23 August, 2002)*. –Gyeongju, 2002. - TH434 – pp. 677-679.
 98. Bernas R. Experimental study of an ion source for electromagnetic isotope separation with a view to high efficiency operation / I. Chavet and R. Bernas // *Nuclear Instruments and Methods*. -1967. - Volume 51, Issue 1. - pp. 77-86.
 99. P.H. Rose Concepts and designs of ion implantation equipment for semiconductor processing / Peter H.Rose and Geoffrey Ryding. // *Review of Scientific Instruments*. - 2006. – 77. – 111101.
 100. *The Physics and Technology of Ion Sources, 2nd Revised and Extended Edition* / edited by Ian G. Brown. -Wiley-VCH Verlag GmbH & Co, 2005. – 396 pp.
 101. *Ion implantation science and technology* / edited by J.F. Ziegler. - Ion implantation technology Co, 2000. – 687 pp
 102. *Ion implantation application, science and technology* / edited by J.F. Ziegler. - Ion implantation technology Co, 2010.
 103. Multifunction Test-Bench For Heavy Ion Sources / S. Barabin [et al.] // *Proceedings of the Sixth European Workshop on Beam Diagnostics and*

Instrumentation for Particle Accelerators DIPAC 2003 (Mainz, Germany 5-7 May, 2003) – Mainz, 2003. - p. 158-160.

104. Симонов В.В., Оборудование ионной имплантации / В.В. Симонов, Л.А. Корнилов, А.В. Шашелев, Е.В. Шокин. – Москва: Радио и связь, 1988. – 182 стр.
105. Физические величины. Справочник / под редакцией Григорьева И.С., Мейлихова Е.З. – Москва: Энергоатомиздат, 1991 г. – 1232 стр.
106. Donets E.D. The electron beam method of production of highly charged ions and its applications / E.D. Donets // Physical Scripta. – 1983. -V.Т3. - p. 11
107. Власов А.А. О вибрационных свойствах электронного газа / А.А. Власов. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1938. – Т. 8 (3). – стр. 291.
108. Веденяпин В.В. Кинетические уравнения Больцмана и Власова / В.В. Веденяпин – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. – 112 с.
109. Bernas ion source discharge simulation. / Т. Kulevoy [et al.] // Rev. of Sci. Instr. – 2008. – 79 - 02B313.
110. Hughes M.H. Solution of Poisson's equation in cylindrical coordinates / M.H. Hughes // Comput. Phys. Commun. – 1971. - v.2, is.3. - pp. 157-167
111. R.W. Hockney. Computer Simulation Using Particles. / R.W. Hockney and J.W. Eastwood.- New York: McGraw-Hill, 1981. – 522 pp.
112. Boris J. P. Optimization of Particle Codes in 2 & 3 Dimensions / J.P. Boris, and K.V. Roberts // J. Comput. Phys. - 1969. - v. 4. - pp. 552-571.
113. Takizuka T. A binary collision model for plasma simulation with a particle code. / T. Takizuka and H. Abe // J. Comput. Phys. – 1977. - v. 25. - pp. 205-219.
114. Dawson J.M. Binary collision model in gyrokinetic simulation plasmas / S. Ma, R.D. Sydora, J. M. Dawson //Comput. Phys. Commun. – 1993. - v. 77. - pp. 190-206.
115. Спитцер Л. Физика полностью ионизованного газа / Л. Спитцер – М. «Мир», 1965. – 212 стр.

116. Lotz W. Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium / Lotz W. Z. // Physik. – 1968. – V.216, Iss. 3. - pp. 241-247.
117. ITEP Berna IS with additional e-beam / T.V. Kulevoy [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 2006. – V.77(3) - 03C110.
118. Bernas ion source discharge simulation / I. Rudskoy [et al.] // Rev. of Sci. Instr. – 2008. – V.79 - 02B313.
119. Langmuir, I. The Effect of Space Charge and Residual Gases on Thermionic Currents in High Vacuum / I. Langmuir // Phys. Rev. – 1913. – 2. – p. 450.
120. Semiconductor applications of plasma immersion ion implantation technology / M. Kumar [et al.] // Bull Mater Sci – 2002. – Vol. 25, No. 6. –pp. 549-551.
121. Dushyant Gupta. Plasma Immersion Ion Implantation (PIII) Process – Physics and Technology / Gupta Dushyant // International Journal of Advancements in Technology. – 2011. –Vol.2, no 4. – pp. 471-490.
122. R.J. Adler, Ion implantation source and device // U.S. Patent 4,587,430, Mission Research Corporation, Santa Barbara, CA, 1986.
123. Adler R.J. Repetitively pulsed metal ion beams for ion implantation. / R.J. Adler, S.T. Picraux, // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. – 1985 - Vol.6 – pp. 123-128.
124. Conrad J.R. Plasma source ion implantation / J.R. Conrad, C. Forest // in rproceedings of IEEE International Conference on Plasma Source (Saskatoon, Canada, 1986). – Saskatoon, 1986. – pp. 28-29.
125. Conrad J.R. Plasma source ion implantation for surface modification / J.R. Conrad and T. Castagna //Bull. Am. Phys. Soc.. – 1986. – 31. – pp. 1479.
126. J.R. Conrad, Method and apparatus for plasma source ion implantation for surface modification // U.S. Patent 4,764,394, USA, 1988.
127. Plasma doping into the sidewall of a sub-0.5 μm width trench / B.Mizuno [et al.] // 19th Conference on solid state devices and materials (Tokyo, Japan, August 25–27 1987). - Tokyo, 1987. - pp. 319-322.
128. New doping method for subhalf micron trench sidewalls by using an electron

- cyclotron resonance plasma / B. Mizuno [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 1988. - Vol. 53. - pp. 2059-2061.
129. Plasma immersion implantation – a fledging technique for semiconductor processing / P.K. Chu [et al.]// Mater. Sci. Eng. R. – 1986. - Vol. 17 – pp. 207-280.
130. Cheung N.W. Plasma immersion implantation for semiconductor processing / N.W. Cheung // Mater. Chem. Phys. – 1998. - Vol. 57. - pp. 1-16.
131. Novel shallow junction technology using decaborane (B₁₀H₁₄) / K. Goto [et al.] // IEDM Tech. Dig, IEEE (1996). – 1996. – p. 435.
132. Jones F. On Boron Hydride / F. Jones and R.L. Taylor // Journal of the Chemical Society. – 1881. – 39. - pp. 213-219.
133. Stock A. Hydrides of boron and silicon. / A. Stock.- Ithaca. N.Y. 1933.
134. Самсонов Г.В. Бор и его соединения и сплавы / Г.В. Самсонов, Л.Я. Марковский, А.Ф. Жигач, М.Г. Валяшко – Киев, Издательство Академии Наук Украинской ССР, 1960. – 591 стр.
135. Паушкин Я.М. Химический состав и свойства реактивных топлив / Я.М. Паушкин. - Москва, Изд. Академии наук СССР Институт Нефти, 1958. – 377 стр.
136. Пиментел Дж. Водородная связь / Дж. Пиментел, О. Мак-Клеллан. – Москва, «Мир», 1964. – 464 стр.
137. Михайлов Б.М. Химия борводородов / Б.М. Михайлов – Москва, Издательство «НАУКА», 1967. – 520 стр.
138. Новый справочник химика и технолога. Основные свойства неорганических, органических и элементоорганических соединений. / Санкт-Петербург, НПО «Мир и Семья», 2002. – 1280 стр.
139. Grimes R.N. Carboranes, Second Edition / R.N. Grimes - London, Elsevier, 2011. – 896 pp.
140. Sanderson R.T. Chemical Periodicity /R.T. Sanderson - New York, USA, Reinhold, 1960. – 330 pp.
141. Advanced Inorganic Chemistry / F.A. Cotton [et al.] - John Wiley & Sons,

1999. – 1376 pp.
142. Trotman-Dickenson A.F. *Comprehensive Inorganic Chemistry* / A.F. Trotman-Dickenson - Pergamon, Oxford, UK, 1973.
143. Wyckoff R.W.G. *Crystal Structures* / R.W.G. Wyckoff -volume 1, Interscience –John Wiley & Sons, 1963. – 467 pp.
144. West A.R. *Basic Solid State Chemistry* / A.R. West. – 2nd edn. – Chichester, John Wiley & Sons, 1999. – 415 pp.
145. Wells A.F. *Structural inorganic chemistry* / A.F. Wells -4th edition. – Oxford, UK, 1975. – 1127 pp.
146. Donnay J.D.H. *Crystal data determinative tables* / J.D.H. Donnay (ed.) - ACA monograph number 5. - USA, American Crystallographic Association, 1963. – 1302 pp.
147. Lide D.R. *Chemical Rubber Company handbook of chemistry and physics* / D.R. Lide (ed.) - 77th edition. - Boca Raton, Florida, USA, CRC Press, 1996. – 2496 pp.
148. Mellor J.W. *A comprehensive treatise on inorganic and theoretical* / J.W. Mellor –Longmans, Green and Co., London, 1922. – 1065 pp.
149. Greenwood N.N. *Chemistry of the elements* / N.N. Greenwood, A. Earnshaw. – 2nd edition. – Butterworth, UK, 1997. – 1600 pp.
150. Macintyre J.E. *Dictionary of inorganic compounds* / J.E. Macintyre (ed.) – volumes 1 – 3. - London, UK, Chapman & Hall, 1992.
151. Полинг Л. *Химия* / Л. Полинг, П. Полинг. – Москва, МИР, 1978. – 686 pp.
152. В.А. Братцев, Н.М. Шебашова, Н.С. Волошина, М.В. Печерский, П.А. Стороженко. Способ получения декаборана // Патент RU 2 346 890 С2. Опубликовано 20.02.2009 Бюл. № 5 ФИПС.
153. Жигач А.Ф. *Химия гидридов* // А.Ф. Жигач, Д.С. Стасиневич – Ленинград, Химия, Ленинградское отделение, 1969. – 676 pp.
154. Transient enhanced diffusion from decaborane molecular ion implantation / A. Agarwal [et al.] // *Appl. Phys. Lett.* –1998. -75. - pp. 2015-2017.
155. Low-energy implantations of decaborane ($B_{10}H_{14}$) ion clusters in

- silicon wafers / A.J. Dirks [et al.] // In proceedings International Conference on Ion Implantation Technology-IIT'98 (Kyoto, Japan, 22–26 June 1998). - Kyoto, 1998. – pp. 1167-1170.
156. Shallow junction formation by decaborane molecular ion implantation. / M.A. Foad [et al.] // J.Vac. Sci. Technol. B. – 2000. - 18(1). - pp. 445-449.
157. Decaborane Ion Implantation /A.S. Perel [et al] // Proceedings of 6th International Conference on Ion Implantation Technology (Alpsbach, Austria, 17-22 September 2000). – Alpsbach, 2000. - pp. 304-307.
158. Decaborane, an alternative approach to ultra low energy ion implantation /D.C. Jacobson [et al.]// Proceedings of 6thInternational Conference on Ion Implantation Technology Proceedings. Ion Implantation Technology (Alpbach, Austria 17 – 22 Sept. 2000). - Alpbach, 2000. – pp. 300-303.
159. Perel A.S. A decaborane ion source for high current implantation” / A.S. Perel, W. K. Loizides, and W. E. Reynolds // Review of Scientific Instruments. – 2002. - V.73, N0. 2. - pp. 877-879.
160. Horsky T.N. Universal Ion SourceTM for Cluster and Monomer Implantation / T.N. Horsky // Proceeding of 16th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2006, (Marseille, France, 11-16 June, 2006). - Marseille, 2006. - p. 159.
161. ClusterBoronTM Implants on a High Current Implanter / Daniel R. [et al.] // Proceeding of 16th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2006 (Marseille, France, 11-16 June, 2006). – Marseille, 2006. – pp. 206-209.
162. T.Horsky [et al.] Ion implantation ion source, system and method // Patent No.: US 7,107,929 B2.
163. Improvement of Productivity by Cluster Ion Implanter: CLARIS / Masayasu Tanjyo [et al.] // Proceedings of 18th International Conference on Ion Implantation and Technology (IIT 2010, Kyoto, Japan, 6-11 June 2010). - Kyoto, 2010. - pp. 345-348.
164. Масс-спектрометрия о-, m- и p-карборанов-12 / Н.И. Васюкова [и др.] //

Известия академии наук СССР, Химическая серия. – 1985. – №6.
–стр. 1337-1340.

165. Decaborane Ion Source Demonstration / M.C. Vella [et al.] // Proceedings of 6thInternational Conference on Ion Implantation Technology Proceedings. Ion Implantation Technology (Alpbach, Austria 17 – 22 Sept. 2000). - Alpbach, 2000. -pp. 527-529.
166. Decaborane Ion Implantation / A.S. Perel, [et al.] // Proceedings of 6thInternational Conference on Ion Implantation Technology Proceedings. Ion Implantation Technology (Alpbach, Austria 17 – 22 Sept. 2000. - Alpbach, 2000). -pp. 304-307.
167. Decaborane, an Alternative Approach to Ultra Low Energy ion Implantation / D.C. Jacobson [et al/] // Proceedings of 6thInternational Conference on Ion Implantation Technology Proceedings. Ion Implantation Technology (Alpbach, Austria 17- 22 Sept. 2000). - Alpbach, 2000. -pp. 300-307.
168. Shallow junction formation by decaborane molecular ion implantation / M.A. Foad [et al.] // J. Vac.Sci. Technol. B. –2000. –18(1). – pp. 445-449.
169. Spädtke P. KOBRA-3D Code for the Calculation of Space Charge Influenced Trajectories in 3 Dimensions. Windows –version 4.44 / P. Spädtke. – Darmstadt: GSI, 2005. – 126 pp.
170. Masunov E.S. Low Energy Beam Transport for Heavy Ions in Electrostatic Undulator / E.S. Masunov, S.M. Polozov // Proceeding of the XIX Russian Particle Accelerator Conference RuPAC XIX (Dubna, Russia 4-8 October 2004). – Dubna, 2004. –pp. 225-227.
171. Implantation characteristics by boron cluster ion implantation / T. Nagayama, [et al.] // Proceeding of 16th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2006(Marseille, France, 11-16 June, 2006). - Marseille, 2006. -pp. 186-189.
172. A. Sinha, S.M. Campleau, L.A. Brown Method for Ion Source Component Cleaning // Patent № WO 2011041223 A1, published – 7 April 2011.
173. Horsky T. N., Milgate III R.W., Sacco Jr. G.P., Jacobson D.C., Krull W.A.

- Method and apparatus for extending equipment uptime in ion implantation / Patent № US 2008/0121811 A1, Published May 29, 2008.
174. Curren M.I. Commercial Ion Implantation Systems [электронный ресурс] / M.I. Current, L. Rubin, F. Sinclair. Режим доступа: https://www.researchgate.net/profile/ichael_Current3/publication/330357221/inline/jsViewer/5c3be323a6fdccd6b5ab33eb (дата обращения: 02.04.2018).
175. Larson L.A. Current Ion Implantation for Semiconductor Doping and Materials Modification / L.A. Larson, J.M. Williams, M.I. Current // Reviews of Accelerator Science and Technology. – 2011. -Vol. 4 – pp. 11-40.
176. Chang B. High Mass Molecular Ion Implantation [электронный ресурс] / B. Chang and M. Ameen. Режим доступа: <https://www.intechopen.com/books/crystalline-silicon-properties-and-uses/high-mass-molecular-ion-implantation> (дата обращения: 02.04.2019).
177. Implanter Source Life and Stability Improvement Using In-Situ Chemical Cleaning / T. Romig[et al.] // Proceedings 17th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2008 (Monterey, California, USA, 8-3 June 2008). - Monterey, 2008. - pp. 364-367.
178. Decreasing Beam Auto Tuning Interruption Events with In-Situ Chemical Cleaning / D. Fuchs [et al.]// Proceedings 17th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2008 (Monterey, California, USA, 8-3 June 2008). - Monterey, 2008. - pp. 360-363.
179. Investigation into Methods to improve Ion Source Life for Germanium Implantation / J. Sweeney [et al.]// Proceedings 18th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2010 (Kyoto, Japan, 6-11 June, 2010). – Kyoto, 2010. - pp. 411-414.
180. Long Term Study of the Effectiveness of In-Situ Chemical Source Clean with XeF₂ on Ion Implanter /D. Fuchs [et al.]// Proceedings 19th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2012 (Valladolid, Spain 25-29 June 2012). - Valladolid,2012. - pp. 360-363.
181. Contamination Control in Ion Implantation / R. Eddy [et al.] // Proceedings

- 18th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2010 (Kyoto, Japan, 6-11 June, 2010). –Kyoto, 2010. – pp. 396-399.
182. Schmeide M. Characterization of Boron Contamination in Fluorine Implantation Using Boron Trifluoride as a Source Material / M. Schmeide, S. Kondratenko // Proceedings 18th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2010 (Kyoto, Japan, 6-11 June, 2010). – Kyoto, 2010.- pp. 400-401.
183. Hsieh T.J. Enhanced life ion source for germanium and carbon ion implantation / T.J. Hsieh, N. Colvin, S. Kondratenko //Proceedings 19th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2012 (Valladolid, Spain 25 -29 June 2012). - Valladolid,2012. -pp. 372-375.
184. Improved Ion Source Stability Using H₂ Co-gas for Fluoride Based Dopants [электронный ресурс] / T.-J. Hsieh, N. Colvin. Режим доступа: <http://www.axcelis.com/knowledge-center/improved-ion-source-stability-using-h2-co-gas-fluoride-based-dopants> (дата обращения: 02.04.2019).
185. Use of Xenon Difluoride to Clean Hazardous By-products in Ion Implanter Source Housings, Turbo Pumps, and Fore-Lines / J. Despres [et al.] // Proceedings 18thInternational Conference on Ion Implantation Technology IIT2010 (Kyoto, Japan, 6-11 June, 2010). – Kyoto, 2010.- pp. 415-418.
186. Bishop S. Improving Ion Implanter Productivity with In-Situ Cleaning / S. Bishop, A. Perry// Proceedings 18th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2010 (Kyoto, Japan, 6-11 June, 2010). – Kyoto, 2010.- pp. 419-421.
187. Extending Ion Source Life on High Current Ion Implant Tools with In-Situ Chemical Cleaning / A. Uvais [et al.] // Proceedings 18th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2010 (Kyoto, Japan, 6-11 June, 2010). – Kyoto, 2010.- pp. 423-425.
188. Roscoe J.S Icosahedral Carboranes XIV. Preparation of Boron-Substituted Carboranes by Boron-Insertion Reaction / J.S. Roscoe, S. Kongpricha, S. Papetti // Inorg. Chem.- 1970. - 9, No. 6. – pp. 1561-1563.

189. Синтез 3-фторбаренов / Л.И. Захаркин [и др.] // Изв. АН СССР, сер. хим.. – 1968. - № 10.- сс. 2415-2416.
190. Selective fluorination of o- and m-carboranes. Synthesis of 9-monofluoro-, 9,12-difluoro-1, 8,9,12-trifluoro-, and 8,9,10,12-tetrafluoro-o-carboranes and 9-monofluoro-, and 9, 10-difluoro-m-carboranes. Molecular structure of 8,9,10,12-tetrafluoro-o-carborane / V.N. Lebedev [et al.] // Journal of Organometallic Chemistry. – 1990. –385. – 307-318.
191. Development of the ion source for cluster implantation / T.V. Kulevoy[и др.] // Review of Scientific Instruments. – 2014. – 85. - 02A501.
192. Molecular ion sources for low energy semiconductor ion implantation (invited) / A. Hershcovitch, [et al.] // Review of Scientific Instruments. – 2016. – 87. – 02B702.
193. Ion sources for the varying needs of ion implantation / A Hershcovitch [et al.]// Rev. Sci. Instrum. – 2006. – V.77 - 03B510.
194. Transport line for beam generated by ITEP Bernas ion source / S.V. Petrenko [et al.] // Rev. Sci. Instrum. - 2006 - 77(3) – 03C112.
195. Decaborane beam from ITEP Berna ion source /T.V. Kulevoy [et al.]// Rev. Sci. Instrum. – 2006 – V.77(3) - 03C102.
196. Status of ITEP decaborane ion source program / T.V. Kulevoy [et al.]// Rev. of Sci. Instr. – 2008. – V.79 - 02C501.
197. Ion sources for energy extremes of ion implantation / A Hershcovitch [et al.] // Rev. of Sci. Instr. – 2008. – V.79 - 02C507.
198. Transport system for ion implantation / T.V. Kulevoy [et al.] // Proceedings of EPAC08, Genoa, Italy – 2008. -pp. 439-441.
199. Molecular Ion Beam Transportation for Low Energy Ion Implantation / T.V. Kulevoy [et al.] // Proceedings 18th International Conference on Ion Implantation Technology IIT2010 (Kyoto, Japan, 6-11 June, 2010). – Kyoto, 2010. - pp. 476-479.
200. Carborane beam from ITEP Bernas ion source for semiconductor implanters / D. Seleznev [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 2010. – V.81 - 02B901.

201. Селезнев Дмитрий Николаевич, Кулевой Тимур Вячеславович, Кропачев Геннадий Николаевич, Куйбида Ростислав Петрович, Ади Гершкович, Окс Ефим Михайлович, Гушенец Василий Иванович, Алексеенко Олег Васильевич, Гуркова Элла Лазаревна, Дугин Сергей Николаевич, Стороженко Павел Аркадьевич. Способ непрерываемого производства пучка ионов карборана с постоянной самоочисткой ионного источника и компонент системы экстракции ионного имплантатора // Патент РФ, № 2 522 662. Бюл. № 20.
202. Люпис К.Н. Химическая термодинамика материалов / К.Н. Люпис - Москва, Металлургия, 1989. – 505 стр.
203. Ускорение ионов Xe^{2+} в первой секции ЛУ для инерционного УТС на пучке тяжелых ионов / В.С. Артемов [и др.] // Труды IX Международной конференции по ускорителям высоких энергий (Новосибирск, 7 –11 августа 1986). В 2 т. – т. 1. – Изд-во: Наука, Новосибирск, 1987 - стр. 237.
204. Ускоритель тяжелых малозарядных ионов с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой на частоте 6 МГц. / В.С. Артемов [и др.] // Вопросы Атомной Науки и Техники Серия: Техника Физического Эксперимента. –1987. -вып. 3(34).-стр. 5.
205. Физическое обоснование эксперимента по исследованию взаимодействия пучка тяжёлых ионов с энергией 0.1 МеВ/н с плазменными мишенями / Беляев Г.Е. [и др.] // Препринт ИТЭФ. – М. ИТЭФ. – 1989. - № 19-89. – 12 стр.
206. Miller M.K. The Development of Atom Probe Field - Ion Microscopy / M.K. Miller // Materials Characterization. – 2000. - 44: - pp. 11-27.
207. The Acceleration of different Specific Charge Ions in the Heavy Ion RFQ / Batalin V.A. [et.al] // Proceedings of the XVIII International Linear Accelerator Conference LINAC96 (Geneva, 26-30 August 1996). -Geneva, 1996. -pp. 719-721.
208. DYNAMION - The Code for Beam Dynamics Simulation in High Current Ion Linac / A. Kolomiets [et.al] // Sixth European Particle Accelerator Conference

- EPAC-98 (Stockholm, from 22 to 26 June 1998). – Stockholm, 1998. – pp. 1201-1203.
209. Balabin A.I. On the possibility of simultaneous acceleration of ions with different charge to mass ratio in RFQ // NIM A. – 1994. - Volume 348, Issue 1- pp. 1-2.
210. Ostroumov P.N. Multiple-charge beam dynamics in an ion linac / P.N. Ostroumov, J.A. Nolen, K.W. Shepard // XX International Linac Conference (Monterey, CA USA, 21-25 August, 2000). - Monterey, 2000. – pp. 1018-1022.
211. Heavy ion beam acceleration of two-charge states from an ECR ion source / P.N. Ostroumov [et al.] // Proceedings of XX International Linac Conference Linac2000 (Monterey, CA USA, 21-25 August, 2000). -Monterey, 2000. – pp. 202-204.
212. Two-charge state injector for a high power heavy ion linac / N.E. Vinogradov [et.al] // Proceedings of XX International Linac Conference LINAC 2006 (Knoxville, Tennessee USA, 2006). - Knoxville, 2006. – pp. 336-338.
213. The FRIB Project at MSU / M. Leitner, [et al.] // Proceedings of the 16th International Conference on RF Superconductivity SRF2013, Paris, France, 23-27 September, 2013. -Paris, 2013.– pp. 1-10.
214. Technical Challenges in Design and Construction of FRIB / R. York [et.al] // Proceedings of 2011 Particle Accelerator Conference (New York, from March 28 to April 1, 2011).– New York, 2011 – pp. 2561-2565.
215. Линейный ускоритель тяжелых многозарядных ионов ИТЭФ с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой / В.А. Андреев [и др.] // В сб. Докладов XVII Совещание по ускорителям заряженных частиц (ГНЦ РФ ИФВЭ, Протвино, 17-20 октября 2000), в 2 томах, Т.1. - Протвино, 2000. - стр. 327-332.
216. Commissioning of ИТЕР 27 MHz Heavy Ion RFQ / Kashimsky D. [et al.] // Proceedings of the Seventh European Particle Accelerator Conference. EPAC-2000 (Vienna, Austria, 26 to 30 June 2000). – Vienna, 2000. – pp. 854-856.

217. Ярамышев С.Г. Разработка интенсивных линейных ускорителей ионов: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. -Москва, МГУ, 2002. – 125 стр.
218. Bohr N. On the theory of the decrease of velocity of moving electrified particles on passing through matter / N. Bohr // Phil. Mag. Ser.6. – 1913. – vol. 25. – pp. 10-31.
219. Bethe H.A. Theory of the passage of fast corpuscular rays through matter / H.A. Bethe // Ann. Physik. – 1930. –Vol. 5. – pp. 325-400.
220. Bloch F. Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie / F. Bloch // Ann. der Physic. (Leipzig).– 1933. – vol.16. – p. 285-320.
221. Ларкин А.И. Прохождение частиц через плазму/ А.И. Ларкин // ЖЭТФ. – 1959. –Т. 37. – стр. 264-272.
222. Ritchie R.H. Interaction of Charged Particles with a Degenerate Fermi-Dirac Electron Gas / R.H. Ritchie // Physical Review. – 1959. – vol. 114, Issue 3. – pp. 644-654.
223. Barkas W.H. Resolution of the Σ^- -mass anomaly / W.H. Barkas, J.W. Dyer, H.H. Heckman //Physical Review Letters. – 1963. – vol. 11, Issue 1. – pp. 26-28
224. Betz H.D. Charge States and Charge-Changing Cross Sections of Fast Heavy Ions Penetrating Through Gaseous and Solid Media / H.D. Betz //Review of Modern Physics. –1972. – 44(3). – pp. 465-539.
225. Nardi E. Energy deposition by fast protons in pellet fusion targets /E. Nardi, E. Peleg and Z. Zinamon //The Physics of Fluids. – 1978. –21. – 574-579.
226. Hamada T. Energy loss by energetic test ions in a plasma / T. Hamada / Australian Journal of Physics. – 1978. – vol. 31. – p. 291-298.
227. Mehlhorn, T. A. A finite material temperature model for ion energy deposition in ion-driven inertial confinement fusion targets / T.A. Mehlhorn //Journal of Applied Physics. – 1981. – vol. 52. – pp. 6522-6532.
228. Anthony J.M. Stopping Power and Effective Charge of Heavy Ions in Solids / J.M. Anthony and W.A. Lanford // Anth Phys. Rev. A. –1982. –25 (4). –

- pp.1868-1879.
229. Баско М.М. Торможение быстрых ионов в плотной плазме / М.М. Баско // Физика плазмы. - 1984. - Т. 10. - стр. 1195-1203.
230. Deutsch C. Ion beam-plasma interaction: a standard model approach /C. Deutsch[et al.] // Nucl. Instr. And Meth. A. –1989. –V. 278. –pp. 38-43.
231. Баско М.М. Тяжелоионные мишени инерциального термоядерного синтеза: диссертация на соискания степени доктора физико-математических наук. –М.1995. – 248 стр.
232. Kowalewicz R. Enhanced energy loss of heavy ions passing a fully ionized hydrogen plasma / R. Kowalewicz [et al.] // Laser and Particle Beams. –1996. – V.14, N. 4. – pp. 599-604.
233. Nersisyan H.B. Stopping of ions in a plasma irradiated by an intense laser field / H.B. Nersisyan and C. Deutsch // Laser and Particle Beams. – 2011. – Volume 29, Issue 4. –pp. 389-397.
234. Mayanard G. Evaluation of the energy deposition profile for swift heavy ions in dense plasmas / G. Mayanard [et.al.] //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms. – 2002. – V. 195, Iss. 1–2. – pp. 188-215.
235. Young F.C. Measurements of Enhanced Stopping of 1-MeV Deuterons in Target-Ablation Plasmas / F.C. Young // Physical Review Letters. – 1982. – v. 49(8). – pp. 549-553.
236. Olsen J.N. Enhanced ion stopping powers in high-temperature targets / J.N. Olsen [et.al.] // Journal of Applied Physics. – 1985. – V. 58, Is. 8, – pp. 2958-2967.
237. Новый Экспериментальный Канал на ускорителе ТИПр-1 / В.П. Дубенков [и др.] // Приборы и Техника Эксперимента. – 2005. - №5. -стр. 5-9.
238. Belyaev G.E. Measurement of the Columb energy loss by fast protons in a plasma target / G.E. Belyaev [et al.] //Phys. Rev. E. – 1996. – v.53, N 3. – pp. 2701-2707.
239. Plasma lens fine focusing of heavy-ion beams / E. Boggasch [et al.] // Applied

Physics Letters. – 1992. – V. 60, Iss. 20. – pp. 2475-2477.

240. Мутин Т.Ю. Экспериментальные исследования энергетических потерь тяжелых ионов с энергией 100 кэВ/нуклон в нейтральных газах и водородной плазме / Т.Ю. Мутин, А.А. Голубев, А.Д. Фертман // Диплом Московского Физико-Технического Института (ГУ). – Москва. – 2004. – 37 стр.
241. Разработка Канала Транспортировки Пучка Ионов на Ускорителе ТИПР-1 для Исследований Тормозной Способности Плазмы / Хабибуллина Е.Р. [и др.] // ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И ИНЖИНИРИНГ. – 2018. – Т. 8, № 3 – стр. 225-227.
242. Stopping and Charge State Revolution of Low-energy I beam in Plasma / ZHAO Y.[et al.] // 30th International Conference on Photonic, Electronic, and Atomic Collisions, ICPEAC 2017 (Cairns, QLD, 26 июля-01 августа 2017) – Cairns, 2017 – pp. 092017.
243. <http://www.exphys.uni-linz.ac.at/STOPPING/>.
244. The use of ion accelerations to simulate fast neutron-induced in metals / R.S. Nelson, D.J. Mazey // J. Nucl. Mater. – 1970. – v.37. – pp. 1-12.
245. Marwick A.D. The primary recoil spectrum in the simulation of fast-reactor radiation damage by charged-particle bombardment / A.D. Marwick // J. Nucl. Mat. – 1975. – v. 55. – p. 259.
246. Shiori Ishino A review of in situ observation of defect production heavy ions / Shiori Ishino. // J. Nucl. Mat. – 1997. – v. 251. – p. 225.
247. JANNUS: A multi-irradiation platform for experimental validation at the scale of the atomistic modeling / Y. Serruys [et al.] // J. Nucl. Mat. – 2009. – v.386-388. – p. 967.
248. Зеленский В.Ф. Радиационные дефекты и набухание материалов: производственно-практическое издание / В.Ф. Зеленский, И.М. Неклюдов, Т.П. Черняева // Киев : Наукова думка. – 1988. - 293 стр.
249. Гугля А.Г. Радиационная повреждаемость никеля и его сплавов, облученных ионами инертных газов и металлов: диссертация на

- соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – Харьков. – 1986.– 170 стр.
250. Defect and void evolution in oxide dispersion strengthened ferritic steels under 3.2 MeV Fe ion irradiation with simultaneous helium injection / I.S. Kim [et al.] // J. Nucl. Mat. – 2000. – v. 280. – p. 264.
251. Microstructural characterization of Eurofer-97 and Eurofer-ODS steels before and after multi-beam ion irradiation at JANNUS Saclay facility / D. Brimbal [et al.] // J. Nucl. Mat. – 2015. – v. 465. – p. 236.
252. Miller M.K. Atom Probe Tomography / Miller M.K. // New York: Kluwer Academic, Plenum Publishers. – 2000. – 260 pp.
253. Атомно-масштабные исследования реакторных материалов / А.Л. Суворов [и др.] // ВАНТ, сер. Материаловедениеиновыематериалы. – 2006. – т. 1 (66). – стр. 3.
254. Pareige P., Heterogeneous irradiation-induced copper precipitation in ferritic iron-copper model alloys / P. Pareige, B. Radiguet, A. Barbu//J.Nucl. Mat. – 2006. – v. 352. – p.75.
255. ITER Heavy Ion RFQ output line upgrade for experiments of reactor material investigation under irradiation / G.N. Kropachev [et al.] // Proceedings of 11th International Conference on Heavy Ion Accelerator Technology (Venezia, Italy, 8-12 June 2009). – Venezia, 2009. – pp. 236-240.
256. ITER MEVVA ion beam for reactor material investigation / Kulevoy T. [et al.] // Rev. Scient. Instrum. – 2010. – v. 81. – p. 02B906.
257. Исследование влияния тяжелоионного облучения на наноструктуру перспективных материалов ядерных энергетических установок / С.В. Рогожкин [и др.] // Физ. метал. и металловед. – 2012. – т. 113 (2). – с. 212.
258. Стенд облучений реакторных материалов / С.Л. Андрианов [и др.] // Известия ВУЗОВ: Физика. – 2016. – т. 59, № 9/3. – с. 225.
259. Исследование динамики пучка ионов железа второй зарядности в канале вывода пучка линейного ускорителя тяжелых ионов ТИПр-1 с

- пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой / Г.Н. Кропачев [и др.] // Ядерная физика и инжиниринг. – 2012. – том 3, № 3. – стр. 246-251.
260. ITER Heavy Ion RFQ — Experimental Facility for Reactor Material Investigation under Irradiation[электронный ресурс] / А.А. Aleev [et al.] // Proceedings of International Topical Meeting on Nuclear Research Applications and Utilization of Accelerators, 4-8 May 2009, Vienna. Режим доступа: http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/P1433_CD/datasets/papers/ap_p5-07.pdf (дата обращения: 05.04.2019).
261. Настройка Канала Вывода Ускорителя ТИПр-1 для Имитационных Экспериментов по Изучению Радиационной Стойкости Реакторных Материалов / Р.П. Куйбида [и др.] // Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерно-физические исследования. – 2012. – в.4. – стр. 68-70.
262. Имитационный Эксперимент по Изучению Радиационной Стойкости Реакторных Материалов на Инжекторе Ускорителя ТИПр-1/ Р.П. Куйбида [и др.] // Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерно-физические исследования. – 2012. – в.4. – стр. 188-190.
263. Status of Experiments on Surface Modification of Materials on the Accelerator НІР-1 / S.L. Andrianov [et al.] // RuPAC.-2014. – pp. 269-271.
264. Microstructural Evolution of FE-22%CR Model Alloy Under Thermal Ageing and Ion Irradiation Conditions Studied by Atom Probe Tomography / Korchuganova O.A. [et al.] // Journal of Nuclear Materials. – 2016. – Т. 477. – pp. 172-177.
265. Исследование наноструктуры ферритно-мартенситной стали ЧС-139 в исходном состоянии и после облучения ионами Fe / С. В. Рогожкин [и др.] // Перспективные материалы. – 2017. – № 11. – стр. 5-17.
266. Атомно-зондовые исследования изменения наноструктуры дисперсно-упрочненных оксидами сталей под воздействием облучения ионами / Н.Н. Орлов [и др.] // Металлы. – 2017. – № 5. – стр. 70-76.
267. Никитин А.А. Влияние каскадообразующего облучения на распад

- твердого раствора в конструкционных материалах ядерных реакторов: автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. - Москва, 2017. - 23 стр.
268. Орлов Н. Н. Влияние облучения ионами на наноструктуру дисперсно-упрочненных оксидами сталей: : автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. - Москва, 2017. - 24 стр.
269. JANNuS [электронный ресурс] // JANNuS - Joint Accelerators for Nano-science and Nuclear Simulation - Режим доступа: <http://jannus.in2p3.fr> (дата обращения: 09.06.2019).
270. Irradiation Facilities of the Takasaki Advanced Radiation Research Institute [электронный ресурс] // Irradiation Facilities of the Takasaki Advanced Radiation Research Institute / S. Kurashima [et al.] // Quantum Beam Sci. – 2017.-1(1). - 19 стр. - Режим доступа:<https://doi.org/10.3390/qubs1010002>. (дата обращения: 09.06.2019).
271. Реактор на быстрых нейтронах БОР-60 [электронный ресурс] //Реактор на быстрых нейтронах БОР-60 - Режим доступа: <http://www.niiar.ru/node/101> (дата обращения: 09.06.2019).
272. Полупроводниковые силициды: свойства и перспективы применения / А.Б. Филонов [и др.] // Доклады БГУИР. - 2004. - № 3 (7). - стр. 168-179.
273. Герасименко Н.Н. Кремний – материал нанoeлектроники / Н.Н. Герасименко, Ю.Н. Пархоменко // М.: Техносфера. – 2007. – 352 с.
274. Moroni E.G. Cohesive, structural, and electronic properties of Fe-Si compounds /E.G. Moroni [et al.] // Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics). – 1999. – V. 59, Iss. 20. – pp. 12860-12871.
275. ИТЕР MEVVA ion beam for rhenium silicide production / Т. Kulevoy [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 2010. – V.81- 02B905.
276. Rhenium ion beam for implantation into semiconductors / Т. Kulevoy [et al.] // Rev. Sci. Instrum. – 2012 – V.83- 02B913.