Оглавление

Введение	14
1 Плазменные источники для генерации мощных ионных пучков	15
1.1 Особенности генерации мощных ионных пучков	15
1.2 Плазменные источники для мощных ионных диодов	19
1.3 Сильноточные плазменные источники на основе	
индукционного разряда	23
1.3.1 Физические особенности процессов генерации плазмы в	
индукционных разрядах.	24
1.3.2 Плазменные сильноточные источники на основе	
индукционного разряда	28
1.3.3 Источники плазмы на основе индукционного пробоя и	
импульсно напускаемого газа для генерации МИП	37
1.4 Выводы по литературному обзору	43
2 Экспериментальная часть	46
2.1 Постановка задач исследования	46
2.2 Реализация индукционного источника плазмы, с биполярным	
питанием многозаходной, двухвитковой ударной ионизационной	
катушки	48
2.2.1 Устройство системы ионного диода	48
2.2.2 Индукционная ударная катушка и газовый клапан	49
2.2.3 Принцип работы индукционного плазменного источника	51
2.2.4 Источники питания плазменного источника и их	
синхронизация	52
2.3 Разработка средств диагностики и методики измерения	
основных параметров индукционного источника плазмы	55
2.3.1 Методы и средства диагностики	55
2.3.2 Определения давления газового потока в рабочей зоне	
индукционного разряда	58

2.3.1 Измерение разрядных токов, определение индуктивности	
ударной катушки и расчет эффективности переноса энергии	
между ударной катушкой и плазмой	60
2.3.3 Измерения параметров плазмы и определения ионно-	
эмиссионных свойств плазмы индукционного источника	63
3 Социальная ответственность	66
3.1 Анализ выявленных вредных факторов проектируемой	
производственной среды	66
3.2 Анализ выявленных опасных факторов проектируемой	
производственной среды	76
3.3 Охрана окружающей среды	80
3.4 Защита в ЧС	81
3.5 Правовые и организационные вопросы обеспечения	
безопасности	82
4 Финансовый менеджмент, ресурсоэффективности и	
ресурсосбережение	84
4.1 Анализ конкурентных технических решений с позиции	
ресурсоэффективности и ресурсосбережения	84
4.2 Инициация проекта	86
4.3 Планирование и управления научно-техническим проектом	90
Заключение	100
Список используемых источников	102
Приложение А	104
Приложение Б	105
Приложение В	106
Приложение Г	107
Приложение Д	108
Приложение Е	109

Введение

Ускоритель мощных ионных пучков предназначен ДЛЯ исследовательских работ в области модификации материалов и, в частности, освоения И использования метода короткоимпульсной высокодозной сопровождении энергетических воздействий, имплантации ионов В приводящих активации поверхностного слоя И формирования К наноразмерных структур за счет высоких скоростей охлаждения 109-10¹¹ К/с при отводе тепла вглубь материала. Метод уникальный и его развитие тесно связано с решением проблемы генерации пучков ионов заданного сорта.

В данном ускорителе ключевым элементом является магнитоизолирующий диод с радиальным В-полем и замкнутым дрейфом электронов с активным плазменным источником на основе индукционного пробоя импульсно напускаемого газа, обеспечивающим эмиссию ионов. Это наиболее продвинутая разработка в данном направлении, успешно использованная для генерации МИП нано- и субмикросекундного диапазона длительностей импульсов.

В данной диссертационной работе был исследован и разработан сильноточный индукционный источник плазмы с импульсным напуском газа и биполярным питанием многозаходной двухвитковой ударной ионизационной катушки, предназначенной для генерации мощных ионных пучков различных газов в магнито-изолированном диоде с радиальным изолирующим В – полем.

Источник позволяет стабилизировать начало возникновения и развития разряда за счет высоких значений вихревого электрического поля в рабочей зоне и трансформируемого тока в плазменный виток вследствие индуктивной связи с ударной катушкой.

Исследована ионно-эмиссионная способность источника, которая определяется потоковой скоростью, ускоренной в источнике плазмы и до порядка величины превосходит аналогичный показатель для спокойной плазмы той же плотности.

1 Плазменные источники для генерации мощных ионных пучков

Исследования мощных импульсных пучков ионов сформировались в самостоятельное направление сильноточной импульсной электроники в середине 70-х годов. Появление таких пучков было предопределено большими успехами в развитии импульсной техники больших мощностей и в фундаментальных исследованиях в области физики потоков ионов и плазменных источников ионов.

Развития ускорительной физики характеризуется появлением и интенсивным развитием принципиально нового класса ускорителей электронов прямого действия — импульсных сильноточных ускорителей (ИСУ).

Ускорение частиц до максимальной энергии носит, как правило, однократный характер. Полная энергия частиц (на единицу заряда) соответствует напряжению, прилагаемому к ускоряющему зазору ИСУ (т.е. диоду), а весь цикл ускорения происходит в наносекундном или микросекундном диапазонах. Последнее обусловлено как пределом электрической прочности изолирующих поверхностей ускоряющего зазора, так и специфическими процессами, протекающими в ускоряющем зазоре (генерация плазмы), приводящими к его перекрытию.

1.1 Особенности генерации мощных ионных пучков

Генерация мощных пучков ионов в отражательных системах

Проблемы генерации пучков импульсных ИОНОВ В диодах сильноточных ускорителей (ИСУ) связаны, В первую очередь, с существованием потока электронов, эмитируемого с катода.

Используемая в импульсной сильноточной электронике напряженность электрического поля в диоде достаточна для возникновения

взрывной электронной эмиссии на катоде с установлением режима зарядоограниченного потока электронов, при котором напряженность электрического поля на катоде равна нулю и ток ограничен пространственным зарядом, так как эмиссионная способность электродной плазмы, определяемая выражением для тока насыщения [2], на много порядков превосходит предел по пространственному заряду.

$$j_{\rm H} = e n_e \left(\frac{\kappa_{\rm B} T_{\rm e}}{m_e}\right)^{1/2} \tag{1.1}$$

где е - заряд электрона; n_e — плотность электронов в плазме; к_Б - постоянная Больцмана; T_e — температура плазмы в предположении ее термодинамического равновесия; m_e — масса покоя электрона.

В свою очередь, поток электронов, падающий на анод, приводит к его разогреву и образованию поверхностной плазмы, служащей источником ионов, а также выбиванию вторичных электронов и обратному рассеянию. Анодная плазма в диодах ИСУ может иметь и другое происхождение (от стороннего источника или при высоковольтном поверхностном пробое). Поток ионов, вытягиваемый из анодной плазмы, частично нейтрализует пространственный электронный заряд.

Важной характеристикой ионного диода является эффективность преобразования энергии, поступающей в диод, в энергию пучка ионов, т.е. его КПД, который можно записать как

КПД=
$$j_i/(j_i + j_e),$$
 (1.2)

где j_i – плотность ионного тока; j_e – плотность электронного тока.

Из полученных выражений следует, что в интересующем нас диапазоне напряжения (единицы мегавольт, т.е. $U_A \ll 10MB$) отношение $j_i/(j_i + j_e)$ не превосходит 7% [2]. Значительно увеличить КПД (до 14%) можно при $U_A \approx 10^2$, однако достигнуть такого напряжения в современных ИСУ невозможно. Поэтому существенно увеличить эффективность генерации пучка ионов в

диоде ИСУ можно только при подавлении электронной компоненты, на которую расходуется до 96% мощности диода. При наличии стороннего источника ионов в ускоряющем зазоре диода этого можно добиться уменьшением напряженности поля на поверхности катода, т.е. подавлением режима взрывной электронной эмиссии и переходом к режиму автоэлектронной эмиссии.

Для получения пучков ионов в плазменных источниках применяются многократные осцилляции, либо замкнутый в АК - зазоре дрейф электронов. В разработанных плазменных источниках ионов (ускорителях) непрерывного действия, осциллирующие, либо дрейфующие вдоль магнитных силовых линий в газовой среде (1—10 Па) электроны ионизируют газ, из плазмы которого вытягивают пучки ионов с током до сотен ампер и напряжением до единиц киловольт.

Для подавления электронной компоненты тока в релятивистских диодах в схеме отражательного триода используется многократные осцилляции электронов. Достаточно прозрачный плоский сеточный анод размещают либо посередине между двумя катодами, либо перед одним катодом. Вся система находится в продольном магнитном поле, перпендикулярном плоскостям анода и катодов. При подаче высоковольтного напряжения на анод электроны, эмитируемые с поверхностей (или поверхности) катодов, ускоряются в сторону анода и совершают колебания между катодами, многократно проходя через анод, разогревая его и образуя на его поверхности плазму. При этом формируются два пучка ионов, вытягиваемых из анодной плазмы в стороны катодов.

Основные критерии магнитной изоляции.

Идея магнитной изоляции межэлектродного зазора сама по себе не нова: ее разработка была связана с магнетронными исследованиями, а затем с

работами в области плазмонаполненных источников ионов и плазменных ускорителей.

Сущность магнитной изоляции заключается в наложении на область AK - зазора такого внешнего (или собственного) магнитного поля, перпендикулярного электрическому, которое подавляет прохождение электронной компоненты тока через диод. При этом потоки электронов оказываются ограниченными в прикатодном слое, толщина которого зависит от внешних параметров: разности потенциалов, размеров и геометрии AK зазора, амплитуды и геометрии магнитного поля. Благодаря большей массе (на три порядка больше) ионы, вытягиваемые из анодной плазмы, пересекают AK - зазор и в поперечном магнитном поле лишь значительно отклоняются [1].

Стационарные магнитно-изолированные потоки в диодах можно разбить на два типа: ларморовские двойные потоки с восходящей и нисходящей ветвью (рис. 1.1, а) [1] и бриллюэновские одиночные потоки вдоль эквипотенциалей (рис. 1.1, 6). [1] По типу магнитной изоляции потоки электронов разделяются:

 потоки во внешнем, (стороннем) магнитном поле в нерелятивистских диодах, где собственные магнитные поля малы, либо в релятивистских диодах с ограничением магнитного потока проводящими стенками диода так, что выполняется условие его постоянства во времени Φ = const;

2) потоки в собственном магнитном поле, определяемом током, протекающим через АК - зазор диода так, что магнитный поток во времени не сохраняется. В данном случае магнитная изоляция наблюдается в части диода, играющей роль передающей линии той же конфигурации, что и диод (самоограниченный поток), либо отличающейся по конфигурации от него (поток, ограниченный нагрузкой).

Передающая линия Изалятор Изолятор AZ A3 A2 R 8 🕀 11 . Irp Анод ICP Передающая линия Анод Катод $\varphi_{\mu} = \Pi$ 4A 6) a)

Рисунок 1.1 – Разновидности дрейфовых потоков электронов в магнитно-изолированных системах: а - ларморовский поток; б - бриллюэновский поток; Д1 - собственно диод с электронными потерями; Д2 — магнитно-изолированный участок дрейфа; Д3 - область эмиссии (зарождения дрейфового потока)

Критическое поле – отсечка потока электронов от анода, это происходит, при заведомом выполнении условия равенства нулю компоненты скорости электронов, перпендикулярной к АК - зазору, на аноде: $V \perp_A = 0$. Обычно диоды, используемые в ИСУ, обладают определенной симметрией (плоские диоды, коаксиальные цилиндры, конусы, сферы), определяющей тип симметрии электрических и магнитных полей внутри них. Поэтому В- и Е-поля в стационарном состоянии нормальны друг к другу и зависят лишь от одной координаты, перпендикулярной к поверхности электродов.

При отсечке электронов от анода с помощью магнитного поля замагниченные потоки электронов находятся в определенных состояниях, условия существования и устойчивость которых в значительной степени определяют эффективность генерации пучка ионов.

1.2 Плазменные источники для мощных ионных диодов

Во всех диодах, за исключением плазмонаполненных, источником ионов является плазма, генерируемая тем либо иным методом на поверхности анода. В случае плазмонаполненных диодов плазма создается либо непосредственно в АК-зазоре диода (например, ионизация остаточного газа),

либо инжектируется в него от сторонних источников. Рассмотрим вкратце основные методы получения такой плазмы и характеристики МИП, вытягиваемых из нее, а также проблемы оптимизации этих характеристик (однородности состава пучка, пространственной однородности, низкой температуры), связанных с параметрами самой плазмы.

Хронологически самыми первыми источниками плазмы в МИД и до сих пор не утратившими своей роли являются пассивные источники плазмы, исследованные фактически на всех достигнутых уровнях мощности МИД. Они представляют собой мозаично-диэлектрическое покрытие анодной поверхности в виде отдельных элементов, канавок, заполненных диэлектриком, системы отверстий, игл в диэлектрике и т. д. [4].

В осциллирующих системах (OC), где осциллирующие электроны многократно пересекают тонкий анод, формирование плазмы на его поверхности происходит преимущественно вследствие джоулева разогрева (в случае проводящих анодов) либо поверхностного пробоя (в случае диэлектрических анодов). Суть образовании плазмы на такой поверхности сводится к возникновению поверхностных пробоев в местах неоднородностей электрического поля в результате накопления заряда электронного тока утечки, выбирания вторичных электронов и стимулированной десорбации газов с поверхности анода с последующим их пробоем в электрическом поле. Генерируемая при этом плазма, как правило, многокомпонентна, и ее состав в основном определяется адгезированными молекулами на поверхности анода. Время процесса формирования анодной плазмы и начало генерации МИП в целом занимает 5—10 нс. Наиболее широкое применение для получения протонных пучков получили: полиэтилен (СН₂), полистирол (СН), эпоксидный компаунд ($C_8H_{11}O$) [4]. Анализ состава МИП, генерируемых с указанными типами покрытий с помощью масс-спектрометрии, показал, что они генерируют многокомпонентные пучки, содержание которых в значительной степени определяется адгезированными газами. Здесь необходимо учитывать тот факт, что на используемом рабочем вакууме Р ~ 10⁻⁴ мм рт. ст. поверхность

анода покрыта многослойной пленкой из молекул остаточных газов и паров масла вакуумной системы. Причем применение специальных методов очистки (тлеющий разряд в различной атмосфере), как правило, малоэффективно если они не выполняются в течение самого высоковольтного импульса и непосредственно перед ним [4].

Таким образом, эти источники не могут обеспечить однокомпонентный состав МИП. Вторым их основным недостатком является временная задержка образования самой плазмы и соответственно начала генерации ионного пучка.

Позже были проведены первые эксперименты с литийсодержащими анодами (поверхностное нанесение слоя лития, либо насыщение литием пористого поверхностного слоя) они подтвердили возможность достижения очень высокой степени однокомпонентности МИП с содержанием лития до 90% и более [12].

Переходя к активным источникам плазмы (ИП) отметим, что в практике наиболее широкое применение нашли два типа ИП — плазменные пушки (коаксиальные, спиральные) [4] либо поверхностные многоискровые [4]. К их недостаткам можно отнести большую расходимость и неоднородность плазмы (у первых), малую плотность плазмы (у вторых).

Отличие активных ИП заключается в том, что мы генерируем плазму до подачи импульса напряжения в отличии от пассивных ИП. И соответственно мы отдельно управляем параметрами активного плазменного источника.

Еще одна разновидность ИП, в виде кольцевого искрового зазора, размещенного в составном аноде отражательной системы, испытана в экспериментах [4]. Эта конструкция с практически неразрушаемым анодом выгодно отличается от традиционных ОС большим ресурсом работы. Анализ состава МИП показывает наличие в нем широкого спектра масс, включая тяжелые материалы искрового электрода.

Возможности этих ИП в плане получения тяжелых ионов в значительной степени зависят от предварительного обезгаживания

электродов, работы с безмасляной откачкой на высоком вакууме (10⁻⁶), что в значительной степени снижает их перспективность. В этой связи большой интерес могут представлять ИП, формируемые из газового прианодного слоя, образованного при импульсном напуске с последующей ионизацией с помощью вихревых полей. Разработки ИП этого типа в Корнельском университете [13] и НИИ ЯФ на уровне мощности 10¹⁰ Вт обеспечили получение протонных и азотных пучков в МИД с плотностью тока 100 А/см², хорошей повторяемостью и большим ресурсом работы.



Рисунок 1.2 – Конструкция активного источника плазмы с импульсным напуском газа: 1 – газовый клапан; 2 – быстрые катушки магнитного поля; 3 – медленны катушки магнитного поля; 4 – предионизатор; 5 – плазменный анод; 6 — катод

Здесь необходимо отметить, что как показали эти проведенные исследования, необходимо осуществлять дополнительную УФ-подсветку газового слоя для приготовления плазмы с высокой степенью ионизации.

Фактически мощная УФ-подсветка (10—100 МВт/см²) может быть использована и в качестве самостоятельного метода генерации плазмы и на твердой поверхности. Эксперименты с УФ-подсветкой, выполненные в Сандиа и Осаке [4], на пассивных анодах с покрытием из LiF и Na соответственно показали в первом случае многократное возрастание ионного

тока и уменьшение времени «запаздывания» включения анода с 25 до 10 нс, а во втором — обеспечили получение МИП, содержащего 90% Na⁺.

Альтернативой УФ-подсветки поверхности анода являются лазерные источники плазмы. Подобный источник плазмы использован в нейтронном источнике, выполненном в виде коаксиального МИД с титановым анодом, насыщенным дейтерием большой концентрации. Образующееся под действием лазерного импульса плазменное облако с плотностью до 10¹⁵ см⁻³ содержит как ионы дейтерия, так и ионы материала поглотителя.

Предварительное создание плазмы с плотностью (10¹⁶ см⁻³) может быть осуществлено несколькими методами. К примеру, при использовании двухимпульсного режима работы ускорителя, В котором первый обратной полярности (-)обеспечивает высоковольтный импульс формирование взрывоэмиссионной плазмы на аноде, а второй импульс (+) является рабочим [4]. Анализ состава МИП показывает наличие многих фракций, включая большое количество ионов адсорбированных газов.

Варьирование паузы между импульсами, амплитудой первого импульса позволяет в определенных пределах контролировать параметры МИП. Метод требует применения безмасляной откачки и соответствующей подготовки поверхности анода.

1.3 Сильноточные плазменные источники на основе индукционного разряда

Индуктивно-связанная плазма ЭТО ТИП газового разряда, возбуждаемого переменным магнитным полем при помощи индукционной Индуктивно-связанная катушки. плазма также имеет другие плазма, индукционный Индукционный названия: индукционная разряд. разряд зажигается и поддерживается за счёт циклических индуцированных вихрей электрического тока свободных ионов (и электронов) в плазме. Для возбуждения индукционного разряда обычно используется переменное электромагнитное поле на частоте 1 – 100 МГц. Индукционный разряд

впервые наблюдал Хитторф в 1884 году, который обнаружил свечение остаточного газа в разрядной камере при пропускании высокочастотного тока через соленоид, охватывающий разрядный объем.

Главное отличие индукционного от емкостного разряда в том, что индукционный разряд возбуждается (индуцируется) магнитным полем, в то время как емкостной разряд возбуждается и поддерживается за счёт электрического поля (постоянного или переменного). При прочих равных условиях индукционный разряд характеризуется существенно более высокой концентрацией электронов по сравнению с емкостным разрядом [5].

1.3.1 Физические особенности процессов генерации плазмы в индукционных разрядах.

Большое значение при разработке индуктивных источников плазмы имеет обеспечение условий, при которых плазма эффективно поглощает ВЧмощность. В последние годы стало очевидным, что в индуктивном ВЧ-разряде низкого давления мощность ВЧ-генератора распределяется между активным сопротивлением внешней цепи и плазмой, причем в плазму мощность поступает по двум каналам: индуктивному, существующему благодаря току, текущему по индуктору, и емкостному, обусловленному наличием емкостной связи между катушкой и плазмой.

Сегодня известны источники плазмы, основанные на емкостном и индуктивном разрядах. Особенностью емкостного разряда, наиболее часто используемой В плазменных технологиях, является существование приэлектродных слоев объемного заряда, в которых формируется среднее по времени падение потенциала, ускоряющего ионы в направлении электрода. Недостатком емкостного разряда является относительно низкая концентрация электронов в основном объеме плазмы. Значительно более высокая концентрация электронов при тех же мощностях характерна для индуктивных разрядов.

Индуктивный разряд без магнитного поля известен уже более ста лет [6]. Это разряд, возбуждаемый током, текущим ПО индуктору, расположенному на боковой или торцевой поверхности, как правило, цилиндрического источника плазмы. Еще в 1891 г. Дж.Дж. Томсон высказал предположение [6] о том, что индуктивный разряд вызывается И поддерживается вихревым электрическим полем, которое создается магнитным полем, в свою очередь, индуцируемым током, текущим по катушке. В 1928-1929 гг., полемизируя с Дж.Дж. Томсоном, Д. Таунсенд и Р. Дональдсон [6] высказали идею о том, что индуктивный ВЧ-разряд поддерживается не вихревыми электрическими полями, а потенциальными, появляющимися благодаря наличию разности потенциалов между витками индуктора. В 1929 г. К. Мак-Кинтон [6] экспериментально показал возможность существования двух режимов горения разряда. При малых амплитудах ВЧ-напряжения разряд действительно возникал под действием электрического поля между витками катушки и носил характер слабого продольного свечения вдоль всей газоразрядной трубки. С увеличением амплитуды ВЧ-напряжения свечение становилось ярче и наконец возникал яркий кольцевой разряд. Свечение, вызванное продольным электрическим полем, при этом исчезало. Впоследствии эти две формы разряда были названы Е- и В- разрядом соответственно.

Области существования индуктивного разряда можно условно разделить на две большие области [6]: это высокие давления (порядка атмосферного давления), при которых генерируемая плазма близка к равновесной, и низкие давления, при которых генерируемая плазма является неравновесной.

Широкому распространению технических применений индуктивного ВЧ-разряда способствуют его основные достоинства — возможность получения высокой концентрации электронов при относительно невысоком уровне ВЧ-мощности, отсутствие контакта плазмы с металлическими электродами, небольшая температура электронов, а следовательно, невысокий

потенциал плазмы относительно стенок, ограничивающих разряд. Последнее помимо минимизации потерь мощности на стенках источника плазмы позволяет избежать повреждения поверхности образцов при их обработке в разряде ионами высоких энергий.

При приложении к плазме индуктивного разряда внешнего магнитного поля появляются области прозрачности, в которых ВЧ-поля проникают вглубь плазмы и нагрев электронов осуществляется во всем ее объеме. Этот эффект использован в источниках плазмы, принцип действия которых основан на электронном циклотронном резонансе (ЭЦР) [6].

Индуктивный ВЧ-разряд – это разряд, возбуждаемый током, текущим по индуктору, расположенному на боковой или торцевой поверхности, как правило, цилиндрического источника плазмы (рис. 1.3.1а), б). Центральным вопросом физики индуктивного разряда низкого давления является вопрос о механизмах и эффективности поглощения ВЧ-мощности плазмой. Еще со времен Дж. Дж. Томсона известно [6], что при чисто индуктивном возбуждении ВЧ-разряда его эквивалентную схему можно представить в виде, изображенном на (рис. 1.3.1г). ВЧ - генератор нагружен на трансформатор, первичная обмотка которого состоит из катушки, по которой течет ток, создаваемый генератором, вторичной обмоткой а является ток, индуцированный в плазме. Первичная и вторичная обмотки трансформатора связаны коэффициентом взаимной индукции «М». Трансформаторную схему можно легко свести к схеме, представляющей собой последовательно сопротивление индуктивность соединенные активное И катушки, эквивалентные сопротивления и индуктивность плазмы (рис. 1.3.1д), так что мощность ВЧ-генератора Р_{ген} оказывается связанной с мощностью Р_{кат}, выделяемой в катушке, и мощностью Р_{плаз}, выделяемой в плазме, выражениями

$$\mathbf{P}_{\mathrm{reh}} = \mathbf{P}_{\mathrm{kar}} + \mathbf{P}_{\mathrm{nna3}} \tag{1.3}$$

$$P_{\rm reh} = \frac{1}{2} I^2 (R_{\rm kat} + R_{\rm плаз})$$
(1.4)

где I — ток, текущий через катушку, R_{кат} — активное сопротивление катушки, R_{плаз} — эквивалентное сопротивление плазмы.



Рисунок 1.3 – Схемы (а, б) индуктивных источников плазмы и (в) индуктивного источника плазмы с емкостной компонентой, (г, д) эквивалентные схемы чисто индуктивного разряда.

Из формул (1.3) и (1.4) видно, что когда нагрузка согласована с генератором, активная ВЧ-мощность Р_{ген}, отдаваемая генератором во внешнюю цепь, распределяется между двумя каналами, а именно: одна часть мощности идет на нагрев катушки, а другая часть поглощается плазмой. Ранее в подавляющем числе работ полагалось, что в условиях экспериментов

$$R_{плаз} \gg R_{кат}$$
 (1.5)

и свойства плазмы определяются мощностью ВЧ-генератора, полностью поглощаемой плазмой. В середине 1990-х годов В. Годяк с сотрудниками убедительно показали, что в разрядах низких давлений соотношение (1.5) может нарушаться [6]. Очевидно, что при условии

$$R_{плаз} \leq R_{кат}$$
 (1.6)

поведение индуктивного ВЧ-разряда кардинально меняется. Теперь параметры плазмы зависят не только от мощности ВЧ-генератора, но и от эквивалентного сопротивления плазмы, которое, в свою очередь, зависит от параметров плазмы и условий ее поддержания. Это приводит к появлению новых эффектов, связанных с самосогласованным перераспределением мощности во внешней цепи разряда. Последнее может существенно сказываться на эффективности работы источников плазмы. Очевидно, что ключ к пониманию поведения разряда в режимах, соответствующих неравенству (1.6), а также к оптимизации работы плазменных устройств лежит в закономерностях изменения эквивалентного сопротивления плазмы при изменении параметров плазмы и условий поддержания разряда.

Токи, текущие по катушке, индуцируют в плазме вихревое электрическое поле, которое нагревает электроны до энергий, необходимых для эффективной ионизации рабочего газа. Типичные плотности плазмы в плазменных реакторах составляют величину $10^{11} \div 3x10^{15}$ см⁻³, а в источниках ионов — $3x10^{10} \div 3x10^{14}$ см⁻³ [6].

1.3.2 Плазменные сильноточные источники на основе индукционного разряда

Pulsed inductive plasma thrusters [7] are spacecraft propulsion devices in which energy is capacitively stored and then discharged through an inductive coil. While there are many pulsed inductive plasma accelerator concepts in existence [7] this review is limited to a discussion of planar pulsed inductive thrusters (PITs), where the inductive coil takes the shape of a flat spiral (as illustrated schematically in Fig. 1.3). The thruster is electrodeless, with the time- varying current in the coil interacting with a plasma covering the face of the coil to induce a plasma current. Propellant is accelerated and expelled at a high exhaust velocity (10÷100 km/s) by the Lorentz body force arising from the interaction of the magnetic field and the induced plasma current.



Figure 1.3 – Schematic showing the basic operation of a planar pulsed inductive plasma accelerator, where jp is the azimuthal plasma current density [7].

Development of an efficient pulsed inductive plasma accelerator is a challenging proposition. Difficulties pertaining to ionization and acceleration that must be overcome for efficient inductive thruster operation:

First, any delay in breakdown of the gas after application of the primary field pulse results in energy being dissipated in the external circuit, which, unlike that of the direct electrode devices, is complete without the gas loop. This difficulty might be relieved by providing a separate preionization mechanism or by operation at a sufficiently rapid repetition rate, but it is indicative of an inherent inefficiency in coupling of the external circuit to the plasma.

Equally troublesome is the need to accomplish all the energy input to the gas before much motion of it has occurred. The current induced in the gasloop "secondary" depends on its mutual inductance with the external primary, and thus is a strong function of the physical separation of these two current paths. As they separate under the acceleration, the coupling rapidly becomes weaker.

Devices of this type possess many demonstrated and potential benefits that make them worthy of continued investigation. The electrodeless nature of these thrusters eliminates the lifetime and contamination issues associated with electrode erosion in conventional electric thrusters. It is well known that pulsed accelerators can maintain constant specific impulse Isp and thrust efficiency over a wide range of input power levels by adjusting the pulse rate to maintain a constant discharge energy per pulse [7].

Pulsed Inductive Thruster.

The PIT operates in the manner illustrated in Figs. 1.3 and 1.5, where the capacitor bank is charged to high voltage and propellant is injected over the face of the acceleration coil through a nozzle located on the thruster centerline. The capacitors are discharged through the acceleration coil using triggered spark gaps. Current flowing in the coil inductively ionizes the gas, forming a current sheet, and then electromagnetically couples with it to inductively accelerate the current sheet in the axial direction away from the face of the coil, generating thrust.

The earliest research focused on determining the plasma acceleration mechanism and quantifying the behavior of ions in the current sheet [7]. The approach allows not only for the determination of the plasma momentum in both the axial and azimuthal directions but also a temporal and spatial breakdown of the relative contributions of individual acceleration mechanisms to the total momentum.

Measurements of the current sheet were performed on a device possessing a 20-cm-diam coil comprising nine two-turn spirals connected in parallel to a 3:9 μ F capacitor bank. The discharge energy was nominally 285 J at a charge voltage of 12 kV. The stray inductance was "'60 nH, while the coil inductance was "'460 nH. Experiments were performed using an ambient argon fill at a pressure of 500 mtorr.

The results of the study are summarized as follows. The axial electric field alone was sufficient to accelerate the ions to the observed sheet speed. This field was due to a combination of the charge separation (polarization field) between the ions and the accelerating electrons that were carrying the current j_{θ} , and the large negative electron pressure gradient at the leading edge of the sheet, which served to enhance the axial electric field. There was very little additional acceleration on the trailing side of the current sheet, where the $j_{\theta}Br$ force is mostly balanced by the positive electron pressure gradient and serves only to maintain the sheet's cohesiveness. The ions do not acquire momentum in the azimuthal direction and, consequently, do not carry current, because the force exerted on the ions by the induced, azimuthal electric field E_{θ} was balanced by the resistive drag of the current carrying electrons.

Following a 30-cm-diam version accelerator [7] was fabricated and tested. This thruster had a capacitance of 6 μ F, with a discharge energy of 675 J per pulse at a nominal charge voltage of 15 kV. The acceleration coil consisted of 12 two-turn spirals, each connected in parallel to the capacitor bank, producing a coil inductance of roughly 680 nH. Performance was estimated using probes to measure the current density and magnetic field in the r-z plane, with thrust calculated from the measurements by computing the j x B body force and integrating throughout the volume.

Testing was performed using three different propellants (N2, Ar, and Xe). Gas was introduced as either a static fill or through pulsed gas injection with a nominal injected mass bit of 1:8 mg per shot. The pulsed gas propellant distribution on the face of the inductive coil at this mass bit was measured using an ionization gauge and found to be nonuniform, which may have led to reduced performance. Propellant preionization methods employed a second capacitor charged to 15 kV and discharged just before the main capacitor bank using an independently triggered spark-gap switch.

In the late 1980s, two new thruster models, the PIT MK I and MK IV [7], were fabricated and tested. In addition to studying the effect of changing bank capacitance on thruster performance, the standard resistive inductive capacitive (RLC) circuit was modified in the MK IV to permit the use of a diode clamps, which were used to minimize voltage reversal on the capacitor bank.

The PIT MK I thruster was roughly the electrical equivalent of the thruster described in Sec. II.B. It possessed a 1-m-diam coil comprising 36 one-turn spirals connected in parallel to a 20 μ F capacitor bank. The accelerator was also operated using a 10 μ F capacitor bank. The parasitic circuit inductance was "'60–80 nH, while the coil had an inductance of 700 nH and an electromagnetic stroke length of 12 cm. Over the outer 6 cm radius, the pitch of the coils was decreased to double the current

density in that region, compensating for the loss in magnetic pressure due to field fringing. Current was switched using a triggered spark gap.

The lessons learned in the 1980s gave rise in the early 1990s to the PIT MK V design [7]. Testing with the MK I and MK IV thrusters highlighted the importance of having a high initial current rise rate, dI=dt, in the coil to form an impermeable current sheet during the first half-cycle of the discharge that could efficiently entrain and accelerate propellant. The strategy to increase the rise rate in the MK V was to both minimize the parasitic inductance of the thruster and substantially increase the azimuthal voltage applied to the acceleration coil.

Theory of Operation

The basic principal of PIT operation is best illustrated by the repulsion of two perfectly conducting inductively coupled rings shown in Fig. 1.4a A pulsed electromotive force (ϵ) is applied to the bottom ring and results in a current pulse and its associated magnetic field. The magnetic field induces a current in the second ring but induces no electromotive force in the second ring, since it is a perfect conductor. As a consequence, according to Faraday's law (ϵ =-d Φ /dt), there can be no net passage of time-varying magnetic flux through the second ring. The current in the first ring induces a current in the second ring so that the resulting time-varying magnetic flux through the second ring is exactly zero. This is best illustrated in Fig. 1.4b, which shows the calculated magnetic flux lines of the system in Fig. 1.4a Note that for every line of flux looping through the second coil, there is another line looping through in the opposite direction so that the net passage of flux is zero. Note also in Fig. 1.4b that this canceling of flux through the second coil results in significant flux compression between the coils. The Lorentz force associated with the current in both loops, and the high magnetic field between them, results in an electromagnetic repulsive force between the two rings. This electromagnetic repulsive force is the basis of PIT operation [8].

Applying the concept of fig. 1.4 to electromagnetic propulsion requires that the second ring not be metallic but rather, a gaseous propellant. The efficient operation of the thruster requires that the propellant be compressed against, and uniformly distributed across the first ring. For this reason, the first ring in Fig. 1.4 is a flat, annular coil. The difficult problem of distributing propellant uniformly across a flat surface, compressed within a layer that is a small percentage of its diameter, is the reason why the coil is necessarily large, at least one meter in diameter [8].



Figure 1.4 - a) Electromagnetic repulsion of two conducting rings. b) Calculated magnetic flux lines of the system in Fig. a in cylindrical coordinates.

The "ideal" PIT operational sequence is shown in Fig 1.5 [8]. A small (typically 2 mg) mass of propellant is injected, with azimuthal symmetry, by a valve that opens and closes in less than one ms. The propellant is diverted and accelerated to supersonic velocity by a conical nozzle. At the coil surface, it is compressed into a ring and then expands across the coil face. At some critical time, the propellant is uniformly distributed across and compressed to within a few centimeters of the face of the coil [8]. At this moment the capacitor bank, charged to ~15 kV, is discharged through the coil. The azimuthal current in the coil induces a radial magnetic field above the surface of the coil of roughly 5 kGauss [8]. Once the propellant breaks down at the surface of the coil, a current sheet quickly moves through the propellant puff is entrained into a plasma sheet, the magnetic pressure between the plasma and the coil accelerates the propellant as a slug to a velocity of 20 to 80 km/s (Isp = 2000)

to 8000 s). Note the compression of the magnetic flux between the coil and the plasma ring in Fig. 1.5.



Figure 1.5 – Operational sequence of the Pulsed Inductive Thruster

The "ideal" operational sequence, resulting in high energy-efficiency, is contingent upon certain conditions being satisfied. First, the entire propellant mass must be uniformly distributed across and immediately adjacent to the coil surface when the capacitor bank is discharged [8]. Non-uniform acceleration of the propellant sheet will lead to diminished Isp and efficiency. Also, since the plasma becomes decoupled at about 7.5 cm from the surface of the coil, the thickness of the propellant sheet must be only several cm [8].

Another condition for efficient operation is the ionization time (τ_{ion}) must be short compared to the transit time (τ_{trans}) of the propellant slug. The transit time is defined as the time required for the propellant slug to travel beyond the decoupling length (~7.5 cm) [8] If the plasma is poorly ionized during the acceleration phase, it will be highly resistive and the energy of the shot will be dissipated as heat in the propellant rather than being converted into directional kinetic energy of the propellant slug. Another consequence of poor ionization is that magnetic flux will leak through the plasma and be unavailable to accelerate the propellant. The condition τ ion << τ trans tends to limit the Isp of the PIT for a given capacitor bank voltage, since higher Isp is associated with lower propellant mass, which is more difficult to ionize. In practice, the maximum Isp is limited by the minimum propellant mass that can be well ionized.

Another condition for high energy-efficiency is the "impedance matching" condition. This states that the maximum thruster efficiency is achieved when the transit time of the propellant slug is "matched" with the LC ringing period (τ_{LC}) of the coil/bank circuit. The Mark V single shot tests showed that energyefficiency is maximized when the transit time of the propellant $\tau_{\text{trans}} = 0.2\tau_{\text{LC}}$ [8]. The reason for this is as follows: Rapid breakdown and entrainment of the propellant results in the creation of a current sheet that "loads" the coil/bank circuit. The inductance of the loaded coil is much smaller than the inductance of the unloaded coil. The result is a much faster (~4X) current risetime. The B field near the surface follows the coil current. The natural ringing period of the thruster is approximately 15 µs but the B field and coil current rise time are approximately one us. Maximum propellant acceleration is achieved at maximum magnetic pressure, i.e., maximum plasma and coil current. If the propellant is expelled before the coil current is maximized, the capacitor bank energy will not have a chance to be converted into propellant kinetic energy and will be dissipated as heat in the unloaded coil [8]. On the other hand, if the propellant is not expelled from the coil until after the current reaches its maximum, it will be expelled when the magnetic pressure is less than its maximum value and more of the bank energy will be dissipated in the plasma as heat. In this case, the propellant has been lingering near the coil longer than necessary. The main point here is that the coil and capacitor bank must be designed specifically for a desired Isp or efficiency will suffer.

Hardware Design

The condition of rapid breakdown ($\tau LC \ll \tau trans$) requires that the coil must generate a very high azimuthal electric field E₀. The terminal voltage (V) required

to generate the electric field is given by the relation $V=2\pi RNE_{\theta}$. For R = 50 cm, even a single turn coil can yield a terminal voltage that is difficult to manage in a vacuum environment. A better solution is a coil consisting of half turns, which yields half the terminal voltage of a single turn coil. This is known as a Marx generator and is shown in Fig. 1.6a. Each coil consists of two capacitors in series and two half turns. Each half turn is divided into two one-quarter turns, one traversing the front side of the coil plate, and the other one traversing the rear side. The capacitors are discharged simultaneously so that the effective emf (ε) is twice the individual capacitor terminal voltage. The layout of the PIT coil, shown in Fig. 1.6b, consists of nine pairs of these half turn coils arranged at 20° increments from one another around the circumference of the inductor plate [8]. Each coil in the actual thruster contains a pair of capacitors and each coil segment shown in Fig. 1.6b is broken up into four physical strands, running in parallel, to smooth out the magnetic field. Note also that each coil segment carries a radial current component but the complementary coil segment on the opposing side of the plate acts to cancel this current component. When the coil is arranged in this way, it generates an azimuthally uniform current density (J_{θ}) within the coil, and an azimuthal electric field (E_{θ}) on either side of the coil when the capacitor bank is discharged.



Figure 1.6 – a) Layout of individual coil and capacitor bank. b) Layout of PIT coil and capacitor bank.

Mark V consists of a driver coil wrapped around a ceramic coil form that is bonded to a diaphragm that seats against an o-ring to seal the propellant from vacuum. A D.C. magnetic field is applied to the coil form and a valve driver delivers a current pulse through the coil to activate the valve. The valve opens and shuts in less than one ms to deliver a very short pulse of propellant to the coil surface.

Each capacitor is discharged through the coil by a separate spark gap. Before firing, one of the capacitor electrodes is connected to the grounded capacitor plate (through the coil) while the opposite electrode is charged to ~15 kV and stood off by a gap from a grounded stud. The gap is pressurized with nitrogen to stand off the voltage between shots. A trigger electrode, inserted into the center of the gap, is biased to roughly one half of the capacitor voltage.

A pulse supplied to the trigger electrode by the trigger unit initiates breakdown of the spark gap. The trigger unit is in turn controlled by a master spark gap. When the master spark gap is fired it sends a high voltage pulse, with a 5 ns rise time, to each trigger line [8]. This pulse initiates a breakdown in each of the spark gaps and discharges all 18 capacitors through the coil simultaneously.

1.3.3 Источники плазмы на основе индукционного пробоя и импульсно напускаемого газа для генерации МИП

Pulsed intense ion beams have been developed for applications including surface modification and alloying, and thin-film and nanopowder synthesis. Rapid thermal processing with ions is quite promising for large-scale commercial use, due to the high specific ion energy deposition (joules per cubic centimeter) without reflection.

The past few decades have seen the emergence of the field of materials processing and synthesis using pulsed intense ion beams. Beams of short duration (tens to hundreds of nanoseconds pulsewidth), ~0.2÷2 MeV, ~100 A÷1 kA/cm²

directed ions are capable of rapidly heating and cooling the near-surface region of treated materials including metals, ceramics, polymers, and mixed materials.

Intense ion beams were originally developed as drivers for inertial confinement fusion (ICF) research [9]. Stored energy was switched out of Marx capacitor banks into vacuum power flow sections, feeding into a high-power ion diode. Such diodes were required to generate voltages and currents in the 10 MeV, ~few mega-ampere range, respectively. High beam brightness with a chosen ion species was necessary to deliver energy to a small fusion pellet located some distance from the diode.

Transport to the target was in ~few torr background gas. For materials processing applications, the requirements are quite different. TW-power beams of nonrepetitively pulsed beams are replaced by more modestly powered beams propagating in 10-5 torr vacuums, but with high duty cycles and robust operation for an anticipated industrial treatment environment. For beam voltages in the ~ few hundred kilovolts range, standoff and propagation in vacuum to a processing region located some 50 cm away can be accomplished without significant beam instabilities or attenuation. The main energy-loss mechanism is collisional scattering with the residual background gas. At these voltages, the penetration depth can be $1-10 \mu m$, depending upon the ion species and target material. High beam brightness is not a requirement; indeed, for surface modification purposes, the beam should be as unfocussed as possible. Even for ablation and thin-film applications, the beam need not be focused to a few-square-millimeter area, but more like a few square centimeters or tens of square centimeters, to optimize processing throughput.

To generate such an intense ion beam, two major requirements must be satisfied: 1) electron flow must be suppressed and 2) a high-current density ion source must be employed. Electrons can be restricted from crossing the anode–cathode (A–K) gap of a high-power ion diode by the application of a pulsed transverse magnetic field, of duration long compared to the 100-ns power pulse width. This is referred to as an Applied magnetically insulated diode (MID) [9]. Electrons emitted from the cathode are returned to it, while ions, with their much

larger Larmor radius, execute S-shaped trajectories as they cross the main transverse magnetic flux, then the return flux. In addition, and depending upon the mag- netic field topology, electron drift can lead to the formation of an electron sheath which can occupy varying amounts of the A–K gap. The sheath acts to reduce the space charge of the ions and, hence, can enhance the ion current density above the normal two-species Child–Langmuir (C–L) [9] amount. For A–K gap spacings of ~1 cm, and transverse B-field strengths of ~few kilogauss, C–L enhancements of ~10– 50 are possible, leading to source current densities in the 10÷100 A/cm2 range. For focusing diode geometries, cur- rent densities on target of several hundred A to kA/cm2 are possible. The resultant specific energy deposition (in kilo- joules per gram) leads to a melt depth of 1–10 μ m in the treated material and, at higher ion fluences, to its ablation and redeposition onto a secondary surface.

It is, thus, fortunate that the ion voltages and currents that are required for melt ablation in target materials are also those that facilitate beam generation and transport. This is an advantageous situation compared to electron beam processing.

The key technology developments required for ion-beam processing on a commercial scale are twofold:

1) high repetition-rate operation of the pulsed power for enhanced throughput and 2) a robust, repetitively operated, high-purity ion source of selectable ion species.

Sources for intense ion-beam generation were originally developed for both high source current density (up to ~ kiloamperes per square centimeter) and beam brightness, irrespective of robustness considerations, since such sources could be refurbished after every pulse. One example of such a source is a set of narrow grooves filled with epoxy, separated by metal. When the power pulse arrives, the triple point formed by the intersection of the epoxy, metal, and vacuum experiences high field stress. The resulting breakdown of the surface leads to the formation of a dense plasma, from which the beam can be extracted. Such a "flashover" source suffers from several defects. 1) The surface is subject to erosion from the breakdown process and so is not robust.

2) The breakdown process is "passive," in that the for- mation process requires the arrival of the beam power pulse.

3) Ion species composition of the resulting beam is not controllable.

For application to beams of commercial interest, ion sources are required that are robust, i.e., that can be cycled for millions of pulses without appreciable maintenance, "active," i.e., operable independent of the pulsed power delivery, and of selectable ion species. We discuss here the development of several such ion sources.

The most convenient way to form a beam with source ion current density on the order of tens to hundreds of amperes per square centimeter from an anode is to create a plasma from the which the beam can be drawn. This plasma must be dense enough (n > 1014 cm-3), with the given ion species, and over a large area (hundreds of square centimeters). Such a source must also operate within, and be compatible with, the operation of the Applied B MID configuration. This limits the possible methods of plasma production, requires matching the plasma source to the geometry of the diode, and also requires proper synchronization of the plasma source and highvoltage pulse generator. In both cases discussed below, the beam source is an injected gas that has been ionized to form a plasma. The concept of a gas discharge as an ion source for an ion diode was proposed in [9]. For a beam with extractor geometry, as discussed here, there is cylindrical symmetry about the center line, and so a gas source located on-axis and with an outward-directed annular flow fits well with the geometry of an MID with a radial insulating B-field (Br diode). There must be a pressure differential between the discharge point (typical pressure is $10-1 \div 10$ is achieved by using a fast, 2 torr) and the region of ion acceleration. This pulsed gas valve with radially directed flow into a narrow region where supersonic gas flow can be achieved. Once the expanding gas reaches the radius where beam formation takes place, secondary fields can be employed to ionize the gas.

MAP Diode (SNL)

The first advanced gas-discharge ion source is referred to as the magnetically confined anode plasma (MAP) ion source, a collaborative development between SNL and Cor- nell University, Ithaca, NY [10]. An initial version was operated at a 100-pulse per second (pps) rep-rate in the burst of 10 pulses [9]. Fig. 1.7 shows a schematic side view of the MAP diode.



Figure 1.7 – MAP diode. The fast puff valve gas plenum (A) with the puff valve magnetic field coil (B); the gas delivery nozzle (C); the inner (D) and outer (E) anode flux excluders; the gas annulus for plasma formation (F); the inner (G) and outer (H) cathode slow magnetic field coils; the fast anode magnetic field coils (I); the ion-beam propagation path (J); Langmuir probe position (K); cathode annulus gap (L).

The beam is intended to focus to the centerline. The electron insulation field is provided by two "slow" coils (G and H). The ion beam passes between them through the cathode annulus gap. The plasma source is located within the anode assembly and includes the plenum and gas-puff valve (A, B) at the axis, and the "fast" two-turn coil positioned at 22° to the vertical (I). The surfaces of the inner anode (D) and the fast coil form a supersonic nozzle for a gas flow radially outward when the puff valve is opened. When the expanding gas arrives at the fast coil position, it is energized. The fast coil waveform contains a RF ringing structure that helps to fully ionize the gas. The interaction between the slow and fast coils pushes the plasma into the annular region between the inner and outer parts of the anode as the power pulse arrives. The inner and outer anodes are made of copper, which conserves the flux from the slow coil during the power pulse. The resulting beam is accelerated through the annulus (area approximately 150 cm2) between inner and outer an- odes, through the inner and outer slow coils in the cathode side and into the propagation and treatment region.

In order to provide the formation of a supersonic gas flow, the puff valve must open on a time scale short compared to the gas transit time to the fast coil position. In the puff valve, a diaphragm covers an annular gas plenum between two O-rings. The diaphragm is made of a high conductivity, heat-treated beryllium– copper alloy which is stamped into a conical shape to form a Belleville spring. Behind the diaphragm is a magnetic coil. When the coil is pulsed, the magnetic field flexes the diaphragm edge to release the gas.

The entire system, including the supersonic nozzle profile, was optimized in calculations and measurements [9] allowing for the formation of reproducible gas flows separated from the accelerating gap.

Because the MAP diode uses injected gas as the source of accelerated ions, beams of many different species can be formed by changing the gas supply. To date, various charge- state beams have been formed from H, He, N, Ne, Ar, Xe, and Kr injection, as well as from compound gases such as CH and C H. Different beam compositions have been used depending upon the application (see below). In particular, protons are almost never used in recent experiments, be- cause the resulting surface morphology is the roughest.

The total current at the treatment location (8-cm radius) is estimated at 7 kA. Faraday cup measurements taken near the A–K gap indicate a 50–100-A/cm2 source current. Aver- aged over the ~100-cm2 ion emission area yields a total ion current as high as 10 kA at the beam source. The remaining current is evidently lost in transmission through the 10^{-5} torr to the treatment location.

1.4 Выводы по литературному обзору

Вывод по первому параграфу

В первом параграфе диссертационной работы были рассмотрены особенности генерации мощных ионных пучков. Выявлены основные проблемы генерации ионов в диодах импульсных сильноточных ускорителей, которые связаны, в первую очередь, с существованием электрической компоненты которую необходимо подавлять, для прохождения электронов и получения ионов в плазменных источниках. Вторая проблема заключается в обеспечении необходимой эмиссионной способностей диода.

Вывод по второму параграфу

Самыми первыми источниками плазмы в МИД и до сих пор не утратившими своей актуальности являются пассивные источники плазмы.

У данных источников были выявлены основные недостатки:

- Различные сорта ионов в МИП,

- Малый ресурс работы плазменного источника,

- Большое выделение газа что затрудняет их использование в импульсно периодическом режиме.

Два основных вида диода это отражательные и магнитоизолированные диоды. В процессе развития более эффективным оказался магнитоизолированный диод с Вг-полем (радиальное магнитное поле), одна из основных существенная особенность этого диода, является замкнутый электронный дрейф. Исследованием такого источника плазмы занимались в Корнельском университете.

Вывод по третьему параграфу

Из всех разновидностей активных источников наиболее подходящими являются индукционные плазменные источники, в которых плазма формируется из газового прианодного слоя, образованного при импульсном напуске газа с последующей ионизацией с помощью вихревых полей. Выбор ИПИ связан: с безэлектродной природой разряда для создания пучка одного сорта; с необходимостью создавать плазму на больших площадях (сотни см² на анодной поверхности); необходима большая плотность плазмы (более 10¹³см⁻³) это связанно с тем что необходимо извлекать значительные плотности ионных токов.

После выявления достоинств индукционных плазменных источников были рассмотрены физических особенностей данного разряда.

Вывод по четвертому параграфу

В четвертом параграфе рассмотрена реализация ионных двигателей с сильноточным индукционным газовым разрядом на большой площади. Исследования этих двигателей проводились в Калифорнийском университете [8]. Данный обзор нам был необходим для ответа на вопрос, «возможно ли формирование плазмы высокой плотности на больших площадях».

Одна из основных задач перед Калифорнийским университетом заключалась в равномерном распределении плазмы на всей плоскости ударной катушки и нахождения плазмы в непосредственной близости от нее. Еще одним условием для эффективной работы двигателя является время ионизации, которое должно быть коротким по сравнению со скоростью движения плазмы. Если плазма слабо ионизована во время фазы ускорения, то она будет весьма резистивной, а энергия выстрела будет рассеиваться в виде тепла в газе, а не превращаться в кинетическую энергию плазмы.

Максимальная энергия ускорения достигается тогда, когда максимально давления магнитного поля т.е. когда максимальная плотность плазмы и максимальный ток катушки. Из этого можно сделать вывод о трудности в формировании задержки между образованием плазмы высокой плотности и импульсом ускоряющего напряжения для ускорения с высокой степенью эффективности.

По пятому параграфу

В последнем параграфе литературного обзора данной работы, представлен наиболее подходящий для наших требований ИПИ, который был разработан в Корнелиуским университетом, Итака, штат Нью-Йорк [10]. Диод создавался для генерации МИП напряжением до 10МэВ, токи в данном диоде от единиц до десятков А/см², плотность плазмы порядком 100см². Это первая конструкция не классического Вг-диода. Недостаток этой конструкции заключается в специфичной конструкции с открытой плазменной поверхности (без потенциального барьера), что приводит к неустойчивостям, плохой стабильностью плазменного потока.

2 Экспериментальная часть

2.1 Постановка задач исследования

Постановка задач для реализация индукционного источника плазмы было основано на результатах предыдущих исследований и выявленных у них недостатков, которые были рассмотрены в литературном обзоре данной работы.

- Первая задача заключается в реализации индукционного источника плазмы, с биполярным питание многозаходной двухвитковой ударной ионизационной катушки.

Биполярное питание ударной катушки было выбрано потому что обычное увеличение напряжения нарушает электрическую прочность и для того чтобы можно было увеличить вихревое электрическое поле в зоне разряда нам пришлось сделать источник с биполярным питанием. Потенциалы остались такими же как в примерах, приведенных в литературном обзоре, однократными, а в свою очередь на ударной катушке напряжение стало двойное (-U0, +U0). Это дало изготовить двухвитковую многозаходную катушку и трансформировать большой ток в зоне разряда (трансформация происходит за счет перехода тока с двухвитковой ударной катушки на одновитковый плазменный виток (понижающий трансформатор). Данная конструкция нужная для того чтобы очень быстро ионизовать газ (Ионизация газа зависит от произведения плотности тока на время ($j^*\tau$) [14]) и создать плазму С высокой плотностью, ЭТО необходимо ДЛЯ уменьшения статистического разброса между образованием плотной плазмы и импульсом ускоряющего напряжения (повторяемость разряда), особенно это важно для генерации МИП в наносекундном диапазоне.

- Вторая задача заключается в разработке средств диагностики и методики измерения основных параметров индукционного источника плазмы.

В связи рассмотрением источника плазмы вместе с источником питания. Должны быть измерены разрядные токи. Из характеристик разрядного тока измеренного при помощи пояса Роговского должны быть определенны: индуктивность ударной катушки, характеристическое сопротивление разрядного контура (которое находится через известное необходимо напряжение питания), определить величину тока через характеристическое сопротивление.

- Третья задача заключается в определении давления газового потока в рабочей зоне индукционного разряда.

При помощи миниатюрной ячейки Пеннинга необходимо определить давления газового потока на различных радиусах ударной катушки.

- Четвертая задача заключается в измерения параметров плазмы и определения ионно-эмиссионных свойств плазмы индукционного источника.

Для определить ионно-эмиссионной способность плазмы необходимо измерить ионный ток насыщения при помощи торцевых зондов. При помощи формулы Бома рассчитать плотность спокойной плазмы и по формуле плотности тока рассчитать плотность плазмы с потоковой скоростью. Произвести сравнения необходимой плотности плазмы в обеих случаях для обеспечения необходимой ионно-эмиссии.

2.2 Реализация индукционного источника плазмы, с биполярным питанием многозаходной, двухвитковой ударной ионизационной катушки

Ионизационная ударная катушка входит в систему ионный диод, которая предназначена для формирования пучка протонов кругового сечения площадью порядка 80 см², с энергией до 300 кэВ и полным углом расходимости не более 4^0 с полным ионным током до 15 кА. Такой пучок может использоваться в фундаментальных научных исследованиях, например, по его захвату на круговую орбиту в поперечном магнитном поле с целью дальнейшего ускорения.

2.2.1 Устройство системы ионного диода

Основным элементом Системы Ионный Диод является магнитноизолированный ионный диод с радиальным изолирующим магнитным полем, в котором для обеспечения ионной эмиссии используется плазма, образующаяся в результате индукционного пробоя импульсно напускаемого газа.

Конструктивная схема ионного диода с анодным и катодным блоками показана на (рис.2.1). Диод имеет коническую фокусировку с половинным углом 22,5 градуса. Анодный блок состоит из анода с азимутальносимметричными прорезями шириной 5 мм разделенными ребрами толщиной 2 мм, позади которого расположен индукционный источник плазмы. Прозрачность анодной решетки 78%, эмиссионная площадь на аноде 200 см². Индукционный источник плазмы содержит импульсный газовый клапан с соплом Лаваля на оси и ударную индукционную катушку.



Рисунок 2.1 Система Ионный Диод. 1 – высоковольтный изолятор, 2 – анодный блок, 3 – импульсный газовый клапан, 4 – Сопло Лаваля, 5 – ударная катушка, 6 – азимутально-симметричные анодные прорези, 7 – катод, 8 – катушка изолирующего магнитного поля, 9 – катодный блок, 10 – вакуумная камера с выходным патрубком, 11 – транспортный канал с тороидальной магнитной линзой.

2.2.2 Индукционная ударная катушка и газовый клапан

Плазменный источник, являясь основным узлом диодной системы, обеспечивает необходимый уровень ионной эмиссии, скорости нарастания плотности плазмы на аноде диода и стабильность ее генерации.

Ударная катушка предназначена для создания индуцированного электрического поля в зоне кольцевого разряда для ионизации газа в диапозоне давлений 0,1÷0,01 Тор. Конструктивно коническая ударная двухвитковая катушка для соблюдения азимутальной однородности магнитного поля выполнена многозаходной с числом параллельно соединенных витков равным 6. Ударная катушка армируется стеклотканью с эпоксидным компаундом и размещается в корпусе, выполненном из оргстекла. Индукционный источник плазмы обеспечивает эмиссию ионов в ускоряющем зазоре диода. Катодный блок состоит из двух конусных катодов с катушками магнитного поля в металлических экранах, предназначенных для создания радиального магнитного поля, необходимого для изоляции электронов в ускоряющем зазоре диода.



Рисунок 2.2 Внешний вид ударной ионизационной катушки

Импульсный газовый клапан с соплом Лаваля предназначен для формирования высоколокализованного в продольном направлении потока газа (H₂) с давлением в зоне разряда 10⁻¹ ÷10⁻² Тор. Важным условием эффективной работы системы напуска газа является высокое быстродействие импульсного клапана, обеспечивающее сверхзвуковое течение газа.

Конструкция электродинамического импульсного клапана приведена на (рис. 2.3). Выполненная из дюраля, минимизированная по толщине и массе, чашка клапана с уплотнительной кромкой прижимается к уплотнительному кольцу гофрированным упругим элементом и отбрасывается от уплотнительного кольца при пропускании импульса тока через катушку с числом витков равным 12. Объем напускаемого газа ~ 0,3 ÷ 0,6 см при атмосферном давлении определяется объемом под чашкой клапана. В качестве упругого элемента используется жесткий сильфон, изготовленный из стали с высоким порогом деформации. Время восстановления вакуума зависит от объема напускаемого газа и скорости откачки вакуумной системы и обычно менее ~ 10мс.

Время открытия клапана при токе I_m≥6,5 кА и длительности импульса Т/2 - 55 мкс составляет <15 мкс.



Рисунок 2.3 Конструкция импульсного газового клапана. 1 - прижимная гайка, 2 - упругий элемент, 3 - чашка клапана, 4 - уплотнительное кольцо, 5 - катушка, 6 – изолятор, 7 – корпус, 8 - канал напуска газа.

2.2.3 Принцип работы индукционного плазменного источника

Принцип работы диода состоит в следующем. Газ, подаваемый по полиэтиленовой трубке, поступает под чашку импульсного газового клапана. Под действием импульса тока, пропускаемого через катушку клапана, клапан

открывается, и с помощью сопла формируется азимутально-симметричное газовое облако, расширяющееся в радиальном направлении. Изолятор ударной катушки и сопло Лаваля выполнены из поликарбоната.

Когда облако доходит до области между ударной катушкой и кольцевым окном, образованном системой щелей в аноде, на ударную катушку от блока питания подается два последовательных высоковольтных импульса, обеспечивающих предионизацию и полную ионизацию газа индуцированным электрическим полем. Магнитное поле ударной катушки выталкивает сгусток образовавшейся плазмы по направлению к аноду. Импульс ускоряющего напряжения прикладывается между анодом и заземленными конусными катодами; в результате, ионный пучок, эмитированный из анодной плазмы, выводится через кольцевую щель между катодами, a электроны, образовавшиеся в результате взрывной эмиссии, совершают замкнутый дрейф по азимуту в скрещенных полях – ускоряющем электрическом и радиальном магнитном поле, создаваемом катушками. Коническая геометрия катодов служит для баллистической фокусировки ионного пучка, который на выходе диода имеет форму сходящегося кольца.

Вакуумная камера выполнена из нержавеющей стали, служит для обеспечения рабочего вакуума в системе. Камера представляет собой цилиндрический объем, ограниченный с одной стороны изолятором из поликарбоната, в котором закреплен анодный блок, являющийся потенциальным электродом. С другой стороны, вакуумная камера ограничена фланцем с выходным патрубком транспортного канала, и имеет необходимое количество боковых патрубков для откачки, размещения средств диагностики пучка, электрических подводов и т.п.

2.2.4 Источники питания плазменного источника и их синхронизация

Состав источников питания ионного диода приведен в приложении Г.

Зарядные устройства предназначены для зарядки емкостных накопителей источников питания ионного диода (драйверов) до заданных

напряжений. Внешний вид блоков ЗУ размещенных в отдельном шкафу приведен в приложении Д. Все ЗУ выполнены идентично по стандартной инверторной схеме и отличаются только выходными параметрами. Каждый ЗУ состоит из силовой части и схемы управления.

Силовая часть предназначена для формирования выходного напряжения и тока с заданными параметрами. Силовая часть содержит инвертор напряжения и трансформатор с выпрямителем, установленный в герметичном прямоугольном баке, заполняемым для изоляции трансформаторным маслом. Схема управления предназначена для установки выходного напряжения и максимально допустимого тока, а также выработки сигнала готовности при достижении выходным напряжением установленного уровня.

Зарядные устройства	Выходное	Выходные	Средняя	
	напряжение, кВ	токи, А	мощность, кВт	
ЗУ газового клапана	1,4	4	2,3	
ЗУ магнитного поля	12	7,5	10	
диода				
ЗУ ударной катушки (2	30	0,4	10	
блока для биполярного				
питания)				
ЗУ плазменного	5	0,4	2	
источника				

Таблица 2.1 – Основные технические характеристики зарядных устройств

Источник питания (драйвер) магнитного поля диода предназначен для формирования на индуктивной нагрузке синусоидальной полуволны тока с заданными параметрами (12 кВ, T/2 = 250мкс одна полуволна синусоидального тока), электрическая схема источника приведена в приложении А.

Низкоиндуктивные источники питания газового клапана и ударной катушки выполнены в одном цилиндрическом корпусе, имеющем переднюю и заднюю панели с отверстиями для притока газа. Задняя панель содержит разъемы с керамическими изоляторами для подключения к ударной катушке и

катушке газового клапана, размещенных в анодном блоке. На передней панели размещены электрические разъемы для подключения к сети и управления блоком питания, внешний вид приведен в приложении Б. Электрическая схема драйвера ударной катушки приведена в приложении В (рис. В.1). Электрическая схема питания драйвера клапана приведена в приложении В (рис. В.2).

Источник питания (драйвер) газового клапана обеспечивает формирование синусоидального импульса тока с заданной полярностью и параметрами. Параметры драйвера газового клапана: 1,4 кВ, 50 мкс одна полуволна синусоидального тока. Драйвер ударной катушки обеспечивает формирование биполярного импульса напряжения с заданными параметрами: +/- 25 кВ, T/2 = 2 мкс синусоидального тока.

Схема управления и синхронизации ускорителя приведена В приложении Е. Блоки управления и синхронизации расположены В специальном шкафу совместно с зарядными устройствами, внешний вид показан в приложении Д. Блок управления предназначен для включения зарядных устройств всех источников питания ускорителя в заданном режиме работы. По готовности зарядки накопителей драйверов блок управления вырабатывает сигнал для запуска генератора синхроимпульсов. Генератор синхроимпульсов предназначен для управления работой драйверов ионного диода и ускорителя в заданной временной последовательности. В качестве цифровой генератора синхроимпульсов используется оптогенератор. Основные характеристики генератора синхроимпульсов: технические количество выходных оптических каналов – 16; диапазон задержек ПО каналам 0 – 40 мс; выходная оптическая мощность – 15 дБм (0,03 мВт); выходной электрический импульс 400 В, 2 мкс.

2.3 Разработка средств диагностики и методики измерения основных параметров индукционного источника плазмы

2.3.1 Методы и средства диагностики

Миниатюрная ячейка Пеннинга

Для измерения давления импульсного газового потока, использовался датчик на основе миниатюрной ячейке Пеннинга с осциллирующими электронами. Конструкция датчика и его электрическая схема показана на (рис. 2.4).



Рисунок 2.4 Датчик для измерения импульсного давления газа на основе миниатюрной ячейки Пеннинга, анодное кольцо диаметром 4мм, расстояние между катодами 4 мм, индукция магнитного поля В ≈ 1,2 Тл

Кольцевой анод диаметром 4мм расположен между двумя катодами, выполненных на основе медного прямоугольного профиля, размерами 5х8 мм. Электродная система датчика размещена в продольном магнитном поле $B\approx1,2Tл$, создаваемое постоянными магнитами. Ячейка имеет боковые окна для поступления газа. Торец ячейки закрыт полупрозрачной сеткой (к=0,9), чтобы исключить переброс разряда с анода на заземленные детали. При подачи на анод постоянного напряжения U \approx (1 \div 2)кВ от источника зажигается отражательный разряд, имеющий линейную зависимость давления газа в диапазоне (10⁻¹ \div 10⁻⁴) Тор, от тока разряда. Датчик работает в ждущем режиме, что исключает влияния статистического разброса в зажигании разряда и его развитие на измерения. Измеряется ток разряда в постоянном режиме до поступления газового потока в область датчика и используется для калибровки по показаниям вакуумметра.

Пояс Роговского

Пояс Роговского, работающий в режиме трансформатора тока (рис. 2.5), представляет собой катушку, индуктивно связанную с контуром измеряемого тока. Обычно катушка выполняется в виде тора, охватывающего проводник с измеряемым током i(t), образование вблизи проводников переменного магнитного поля $\vec{B}(t)$, приводит к индуцированию в витках катушки напряжение u(t), пропорциональное производной тока di(t)/dt.



Рисунок 2.5 Схема пояса Роговского

Пояса Роговского встроенные во фланцах камер диодной системы и выполненные по схеме трансформатора тока с демпфирующими сопротивлениями для измерения диодного тока. Пояс представляет из себя спиральную линию с установленными через определенное количество витков согласованные сопротивления (они выбирались по формуле \sqrt{LC} , L и C – измеренные значения пояса) предназначенные для предотвращения появления паразитных волн. Типичные осциллограммы калибровки поясов Роговского приведены на (рис. 2.6).



Рисунок 2.6 Типичные осциллограммы калибровки поясов Роговского

Коллимированный цилиндр Фарадея

Коллимированный цилиндр Фарадея (КЦФ): в одном случае измерение плотности ионного тока пучка выполненные с перпендикулярным магнитным полем создаваемым постоянными магнитами, предназначенным для отсечки электронов, сопровождающих МИП и подавления электронного тока вторичной эмиссии с приемных коллекторов. Во втором случае торцевой зонд для определения плотности плазмы с использованием схемы смещения.



Рисунок 2.7 Коллимированный цилиндр Фарадея с схемой смещением. ϕ_{cM} – потенциал смещения; R_{orp} – ограничивающее сопротивление; R_{H} – нагрузочное сопротивление.

Для измерения плотности плазмы необходимо обеспечить отсутствие плазмы в объеме цилиндра Фарадея, для этого необходима коллимация пучка или ослабление его сетками с последующими расширениями в объеме зонда, как правило находящегося под отрицательным потенциалом смещения. В этом случае полный заряд, приходящий на коллектор за время импульса $Q_i=I_i\tau_{имп}$, должен удовлетворять неравенству $Q_i\leq C\phi_{cm}$, где С – емкость коллектора. В нашем случае $\phi_{cm}=(40\div60)$ В, R=75Ом, $I_i \leq 2$ А. При измеряемой плотности плазмы в диапазоне $(1\div5)(10^{-1}\div10^{-3})$ см².

2.3.2 Определения давления газового потока в рабочей зоне индукционного разряда

При помощи миниатюрной ячейки Пеннинга (схема и принцип работы представлено выше) было измерено давление газового потока в рабочей зоне индукционного разряда. Измерения проводились на некотором расстоянии (6мм и 19мм) по нормали от ударной катушки и на различных радиусах (r₁, r_{cp}, r₂ - внутренний, средний и внешний радиусы ударной катушки

соответственно). Измерения проводились с двумя видами газа водород и воздух. Осциллограммы импульсов давления газа представлены на (рис. 2.8).



Рисунок 2.8 Осциллограммы импульсов давления водорода (а-г), воздуха (д) вблизи плоскости ударной катушки. Z - расстояние по нормали до плоскости ударной катушки; r₁, r_{cp}, r₂ - внутренний, средний и внешний радиусы катушки соответственно.

Из представленных выше осциллограмм можно заметить, что есть рабочий диапазон по времени, когда достаточно равномерное распределение газового потока по радиусу локализованного потока в близи ударной катушки. Измерения по расстоянию от ударной катушки указывают на то, что газ отходит на большее расстояние от ударной катушки, и формирует газовый поток по всему радиальному размеру рабочей зоны.

2.3.3 Измерение разрядных токов, определение индуктивности ударной катушки и расчет эффективности переноса энергии между ударной катушкой и плазмой

При помощи пояса Роговского были проведены измерения тока в катушке клапана и разрядного тока ударной катушки соответствующие осциллограммы приведены на (рис. 2.9 и 2.10).



Рисунок 2.9 Осциллограмма импульса тока в катушке клапана.



Рисунок 2.10 Характерная осциллограмма разрядного тока ударной катушки при напуске газа (водород) в область разряда (а) и без напуска (б). Период колебаний T = 3,6 мкс. а - случай сильного затухания разрядного тока, связанного с полной ионизацией газа в зоне разряда.

Из характеристик разрядного тока по экспериментальным значениям периода колебания определена индуктивность ударной катушки.

Оптимизируем параметры ударной катушки для получения максимального индуцированного напряжения є в зоне разряда. Пусть индуктивность ударной катушки определяется по формуле:

$$L_{FC} = N^2 \cdot L_{\kappa} \tag{2.1}$$

где N - число витков, L_к - индуктивность одного витка с размерами ударной катушки. Если взаимная индуктивность ударной катушки и плазменного витка с током в зоне разряда определяется как:

$$\mathbf{M} = \mathbf{N} \cdot \mathbf{L}_{\mathbf{K}} \tag{2.2}$$

то на поверхности катушки

$$\varepsilon = MdI/dt$$
 (2.3)

где I - ток в контуре ударной катушки.

Для колебательного разряда

$$dI/dt \approx V_0/L \tag{2.4}$$

$$\varepsilon = L_{\kappa} \cdot N^2 \cdot V_0 / (L_{\kappa} \cdot N^2 + L_p)$$
(2.5)

где V₀ - зарядное напряжение на конденсаторной батарее ударной катушки.

Полная индуктивность цепи имеет вид:

$$\mathbf{L} = (\mathbf{L}_{\kappa} \cdot \mathbf{N}^2 + \mathbf{L}_{p}) \tag{2.6}$$

где, L_p - индуктивность до ударной катушки.

Индуктивность ударной катушки была определена из формулы периода колебания:

$$T = 2\pi\sqrt{LC}$$
(2.7)

где С – емкость конденсаторов равная 0,8 мкФ; Т – период колебания равный 3,6 мкс.

Из условия dɛ/dN = 0 следует, что є_{тах} достигается при N=(L_p / L_к)^{0,5} и, как и число витков ударной катушки, зависит от L_p паразитной индуктивности разрядного контура. При N = 1 для є ~ V₀ необходимо L_p<<L_к. Оценка индуктивности одновитковой ударной катушки, экранированной с одной стороны анодом, для рассматриваемых размеров диода дает L_к \approx 270нГн. Полагая для оценки L = (L_к+L_p) \approx 370 нГн, имеем L_p ~ 100нГн и є \approx V₀·L_к /L ~

~18кВ при V₀ \approx 22кВ или напряженность индуцированного электрического поля E = ϵ/l ~ 180 В/см для контура с l ~ 100 см на внешнем радиусе ударной катушки.

Оценка индуктивности двухвитковой ударной катушки, экранированной с одной стороны анодом. Полагая для оценки $L_{\kappa} \approx 655$ нГн, полная индуктивность L = $(L_{\kappa} N^2 + L_p) \approx 1410$ нГн, имеем $L_p \sim 100$ нГн и $\epsilon \approx V_0 \cdot L_{\kappa}/L \approx 10.22$ кВ при $V_0 \approx 22$ кВ или напряженность индуцированного электрического поля E = $\varepsilon/l \sim 102,2$ B/см для контура с $l \sim 100$ см на внешнем радиусе ударной катушки. Отсюда следует также требование низкоиндуктивного и компактного исполнения импульсного источника питания и его расположения в непосредственной близости от ударной катушки для уменьшения индуктивности подводов.

Из осциллограммы разрядного тока определим время затухания в обоих случаях. Затухание тока определяется уравнением $e^{-\frac{t}{\tau}}$. Полное затухание наступит через время t=5 τ , из этого следует:

а) t = 18мкс, $\tau = 3,6$ мкс б) t = 70 мкс, $\tau = 14$ мкс.

Определим сопротивление цепи по формуле:

$$R=L/\tau, \qquad (2.8)$$

a) $R_0=0,1OM$ б) $R_2=0.39OM$ $R_{II}=R_2-R_0=0,29$ OM.

Доля энергии, рассеиваемой в первичном контуре рассчитывается по формуле (2.9) [15].

$$W = R_0 \int_0^\infty (I(t))^2 dt$$
 (2.9)

где – I(t) соответствующая форма кривой тока.

Вычитывая энергию W из запасенной внутри конденсаторов получим энергию, рассеиваемую внутрь плазмы W_p.

$$W_p = \frac{CU_0^2}{2} - R_0 \int_0^\infty (I(t))^2 dt$$
 (2.10)

где – $U_0 = 22$ кВ является напряжение зарядки конденсаторов и C = 0,8 мкФ представляет собой соответствующую емкость. Сравнивая затухания с и без присутствия плазмы, и при помощи энергетического баланса определим эффективный переноса энергии η между ударной катушкой и плазмой [15]:

$$\eta = 1 - \frac{2R_0}{CU_0^2} \int_0^\infty (I(t))^2 dt$$
(2.11)

Коэффициент полезного действия рассчитанный данным способом для индукционного плазменного источника составляет порядка 80%.

2.3.4 Измерения параметров плазмы и определения ионно-эмиссионных свойств плазмы индукционного источника

При помощь торцевых зондов было произведено измерения ионного тока в режиме насыщения представленного на (рис. 2.11).



Рисунок 2.11 – Типичные осциллограммы ионного тока с торцевых зондов на расстоянии 6 см, разверта осциллограммы 2,5 мкс, напряжение смещения на зондах 60 В, клапан - 1,3 кВ, задержка напуска водорода 220 мкс, ударная катушка 22 кВ. 1 - разрядный ток ударной катушки, 2, 3, 4 - торцевые зонды на внешнем, среднем и внутреннем радиусе.

Плотность ионного тока насыщения j_{iн} для тепловой плазмы в общем случае можно представить следующим образом:

$$j_{i\rm H} = j_{i\rm \Pi} + j_{i\rm B},$$
 (2.12)

где j_{in} – плотность ионного тока насыщения для плазмы с потоковой скоростью v_n ; j_{ib} – плотность ионного тока насыщения для спокойной плазмы по формуле Бома.

$$j_{i\mathrm{B}} \approx 0.4 \cdot e \cdot n \sqrt{\frac{2T_e}{m_p}},$$
 (2.13)

где е – электрический заряд; n – плотность плазмы; T_e – электронная температура плазмы для индукционных разрядов (2÷4) эВ; m_p – масса протона.

$$j_{i\pi} \approx e \cdot v_{\pi} \cdot n, \qquad (2.14)$$

Для расчета скорости плазменного потока по осциллограмме (рис. 2.11) было определено, время задержки между началом разрядного тока и началом показаний торцевых зондов (это возможно благодаря жесткой синхронизации), t_{зад} ≈ 2мкс.

Скорость плазменного потока была определена по формуле:

$$\nu_{\Pi} = \frac{L}{t_{\text{зад}}},\tag{2.15}$$

где L – расстояние от плазмы до торцевых зондов (8÷10) см. L определяется суммой длин: расстояния от анода до торцевых зондов (что составляет 6 см) и расстоянием от плазмы до анода, но т.к. мы не можем точно сказать какая толщина плазменного слоя и с какой ее части начинают ускорятся ионы для оценки было взято расстояние с учетом погрешности равное расстоянию от ударной катушки до анода, что составляет (4см).

Тепловая скорость ионов $v_{Ti} \approx 0.4 \sqrt{\frac{2T_e}{m_p}} \approx 0.8 \cdot 10^6$ см/с

Измеренные значения потоковой скорости $v_{\rm n} \approx (0,5\div 1) 10^7 {\rm см/c}$

При $v_{n} >> v_{Ti}$, формула (2.12) упрощается

$$j_{i\rm H} = j_{i\rm II},$$
 (2.16)



Рисунок 2.12 – Типичные осциллограммы, характеризующие работу МИД: 1 – напряжение диода U_d, 2 – ток диода I_d, 3 – ток генератора I_g, 4 – плотность ионного тока J_i на расстоянии 6 см от анода диода. Газ – водород, напряжение на ударной катушке \pm 22 кВ, длительность напуска плазмы τ з = 2,2 мкс, Вкр = 2,6 кГс, B = 2,5 Вкр.

Измеренные значения плотности ионного тока показанные на осциллограмме (рис. 2.12) составляют $j_i = (30 \div 40) \text{A/cm}^2$. Соответственно можно высчитать плотность плазмы по формуле 2.14, расчетные данные представлены в табл. 2.2.

Волновое сопротивление катушки находится по формуле 2.17:

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{c}} = 1,330 \text{M}$$
(2.17)

N⁰	U _{ук} , кВ	I _{ук} , кА	І _{зонда} , А	т _{зад} , МКС	<i>v</i> _п ·10 ⁶ , см/с	$n_i \cdot 10^{13}$, cm ⁻³
1	16	12	0,24	1,9	5	2,2
2	18	13,5	0,26	1,6	6,2	2,5
3	22	16,5	0,29	1,2	8,4	3,6
4	24	18,1	0,31	0,9	10	4,1

Таблица 2.2 – основные параметры плазмы индукционного источника

Для сравнения плотность плазмы по формуле Бома необходимая для обеспечения тех же значений ионной эмиссии составит n_i>2.7·10¹⁴см⁻³.

Заключение

В данной диссертационной работе исследован разработан И индукционный плазменный источник для генерации мощных ионных пучков различных газов. Одни из основных требований при проектировании и разработке активного источника плазмы является малое время ионизации, которое должно быть коротким по сравнению со скоростью движения плазмы для формирование необходимой задержки между образованием плазмы высокой плотности и импульсом ускоряющего напряжения для ускорения с высокой степенью эффективности; так же необходимо равномерное распределение плазмы на всей плоскости ударной катушки; обеспечение ионно-эмиссионной способности диода в заданных пределах и большой ресурс работы плазменного источника.

Первая задача данной работы заключалась В реализации индукционного источника плазмы, с биполярным питание многозаходной двухвитковой ударной ионизационной катушки. Биполярное питание позволило в два раза увеличить электрическое вихревое поле в зоне разряда. Потенциалы остались такими же как в примерах, приведенных в литературном обзоре, однократными, а в свою очередь на ударной катушке напряжение стало двойное (-U0, +U0). Это дало трансформировать больший ток в зону разряда. Данная конструкция позволила очень быстро ионизовать газ до плотностей плазмы порядком (n_i ≥2·10¹³см⁻³) и при синхронизации удалось уменьшить статистический разброс между образованием плазмы и подачей напряжения. Это импульса ускоряющего дало достаточно малую расходимость в параметрах пучка ионов между импульсами.

- Вторая задача заключается в разработке средств диагностики и методики измерения основных параметров индукционного источника плазмы.

При помощи пояса Роговского был измерен разрядный ток ударной ионизационной катушки и газового клапана. Из характеристик разрядного тока были определены: минимальная индуктивность ударной катушки что составил 1310нГн, она должна быть достаточно большой по сравнению с

паразитной индуктивностью (100нГн), это необходимо для эффективного вложения энергии в плазму с минимальными потерями; характеристическое сопротивление разрядного контура; и коэффициент полезного действия при трансформации тока в плазму.

- Третья задача заключается в определении давления газового потока в рабочей зоне индукционного разряда.

Для измерения давления газа была выбрана миниатюрная ячейка Пеннинга и с ее помощью был определен рабочий диапазон по времени, когда достаточно равномерное распределение локализованного газового потока по радиусу в близи ударной катушки.

- Четвертая задача заключается в измерения параметров плазмы и определения ионно-эмиссионных свойств плазмы индукционного источника.

С помощью коллимированных цилиндров Фарадея (торцевых зондов) был измерен ионный ток насыщения через который была рассчитана плотность плазмы и определена ионно-эмиссионная способность источника. Плотность ионного тока составила порядка ($30 \div 40$) А/см², это обеспечивала достаточно плотная плазма с потоковой скоростью порядком $n_i \ge 2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, для сравнения по формуле Бома была рассчитана необходимая плотность плазмы для обеспечения таких же показателей ионно-эмиссионной способности, что составила ($n_i > 2.7 \cdot 10^{14}$ см⁻³), это значение на порядок больше необходимой для активного индукционного источника плазмы с потоковой скоростью.

Список используемых источников

 Быстрицкий В.М. мощные ионные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152с.

 Месяц Г.А. Генерация мощных наносекундных импульсов. М.: Сов. радио, 1974

3) Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.

Быстрицкий В.М., Месяц Г.А., Красик Я.Е. // Физика
 элементарных частиц и атомного ядра. 1991. Том 22. Вып. 5. С. 1171-1198.

5) Википедия свободная энциклопедия [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <u>https://ru.wikipedia.org</u>

6) Кралькина Е.А. // Успехи физических наук. 2008. Том 178. № 5.
 C. 519-540.

 Kurt A. Polzin // Journal of propulsion and power. Vol. 27, No. 3, May – June 2011.

8) Russell, Derrek; Dailey, C.; Goldstein, Wayne; Lovberg, Ralph;
Poylio, James; Jackson, Bernard; Lovberg, Ralph H.; Dailey, C. Lee (September 2004). "The PIT Mark VI Pulsed Inductive Thruster". Space 2004 Conference and Exhibit. San Diego.

9) TIMOTHY J. RENK, PAULA P. PROVENCIO, SOMURI V. PRASAD, ANATOLI S. SHLAPAKOVSKI, MEMBER, IEEE, ANATOLY V. PETROV. "Materials Modification Using Intense Ion Beams". PROCEEDINGS OF THE IEEE, VOL. 92, NO. 7, JULY 2004.

10) J. B. Greenly, M. Ueda, G. D. Rondeau, and D. A. Hammer,"Magnetically insulated ion diode with a gas-breakdown plasma anode," J. Appl.Phys., vol. 63, pp. 1872–1876, 1988.

11) Prehenzer A.L. //J. Apple. Phys. 1985. Vol. 58. P. 4509.

12) Mc Kay P. F., Gerber R. A., Prehenzer A.L.// IEEE Trans. on Plasma Sci. 1987. Vol. PS-15. N 4. P. 339.

13) Greenly J. B., Ueda M., Rondeau G. D., Hammer D. A. //J. Apple. Phys. 1988. Vol. 33. P. 1872.

14) Донец Д.Е., Донец Е. Д., Донец Е. Е. «Электронно-струйные источники многозарядных ионов с линейной и трубчатой геометрией струны». Прикладная физика. №3. 2010. С 34-41.

15) Teske C., Jacoby J., Schweizer W. «Thyristor stack for pulsed inductive plasma generation». Review of Scientific Instruments 80, 034702 (2009).

Приложение А

(обязательное)



Рисунок А.1 Электрическая схема питания катушек магнитного поля

Поз.

Laap

VD1-

VD8

VS1-

TA1

Lĸ

Приложение Б



Рисунок Б.1 Внешний вид низкоиндуктивных источников питания газового клапана и ударной катушки, выполненных в одном цилиндрическом корпусе

Приложение В

(обязательное)



Рисунок В.1 Электрическая схема питания драйвера ударной катушки



Рисунок В.2 Электрическая схема питания драйвера импульсного газового

клапана

Приложение Г



Рисунок Г.1 Блок схема импульсно периодического ускорителя МИП

Приложение Д



Рисунок Д.1 Внешний вид блоков ЗУ размещенных в отдельном шкаф

Приложение Е



Рисунок Е.1 Схема управления и синхронизации ускорителя