

**МИНИСТЕРСТВО
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**Федеральное агентство
по образованию**

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ**

**НОВОСИБИРСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ**

физический факультет

**Квалификационная работа на соискание
Степени бакалавра**

Кафедра физики плазмы

Емелев Иван Сергеевич

Название работы

**Исследование потоков заряженных частиц и излучения из перезарядной
мишени ускорителя**

Научный руководитель:

Кривенко Александр Сергеевич

Новосибирск – 2008 год

Оглавление

1. Введение
 - 1.1. Ускоритель протонов для БНЗТ
 - 1.2. Обдирочная мишень
 - 1.3. Взаимодействие ионного пучка с молекулами газа обдирочной мишени
 - 1.4. Возможность моделирования обдирочной мишени на стенде
 2. Теоретическая часть
 - 2.1. Расчёт распределения концентрации частиц пучка и концентрации плазмы вдоль обдирочной трубки на стенде
 - 2.2. Расчёт распределения концентрации частиц пучка и концентрации плазмы вдоль обдирочной трубки на ускорителе
 3. Описание эксперимента
 - 3.1. Испытательный стенд
 - 3.1.1. Вакуумная камера с вакуумметрами и система вакуумной откачки
 - 3.1.2. Система напуска газа
 - 3.2. Источник электронов
 - 3.3. Диагностики плазмы
 - 3.4. Схема эксперимента
 - 3.5. Планируемый эксперимент на ускорителе
 4. Результаты экспериментов
 - 4.1. Распределение интенсивности излучения
 - 4.2. Эксперимент с магнитным полем
 5. Обсуждение полученных результатов
 6. Заключение
- Список использованной литературы

1. Введение

1.1. Ускоритель протонов для БНЗТ

БНЗТ (бор-нейтронозахватная) является одним из наиболее перспективных методов лечения некоторых видов опухолей. Целесообразность развития технологии нейтронозахватной терапии обусловлена тем, что она ориентирована на лечение таких видов злокачественных опухолей, которые практически не поддающихся лечению никакими другими методами

Физический принцип бор-нейтронозахватной терапии состоит в следующем: раствор содержащий стабильный изотоп ^{10}B вводится в кровь человека и через некоторое время сорбируется в клетках. Этот изотоп накапливается в опухолевых клетках в 3-5 раза эффективнее, чем в здоровых. Т.к. бор имеет наибольшее сечение взаимодействия с

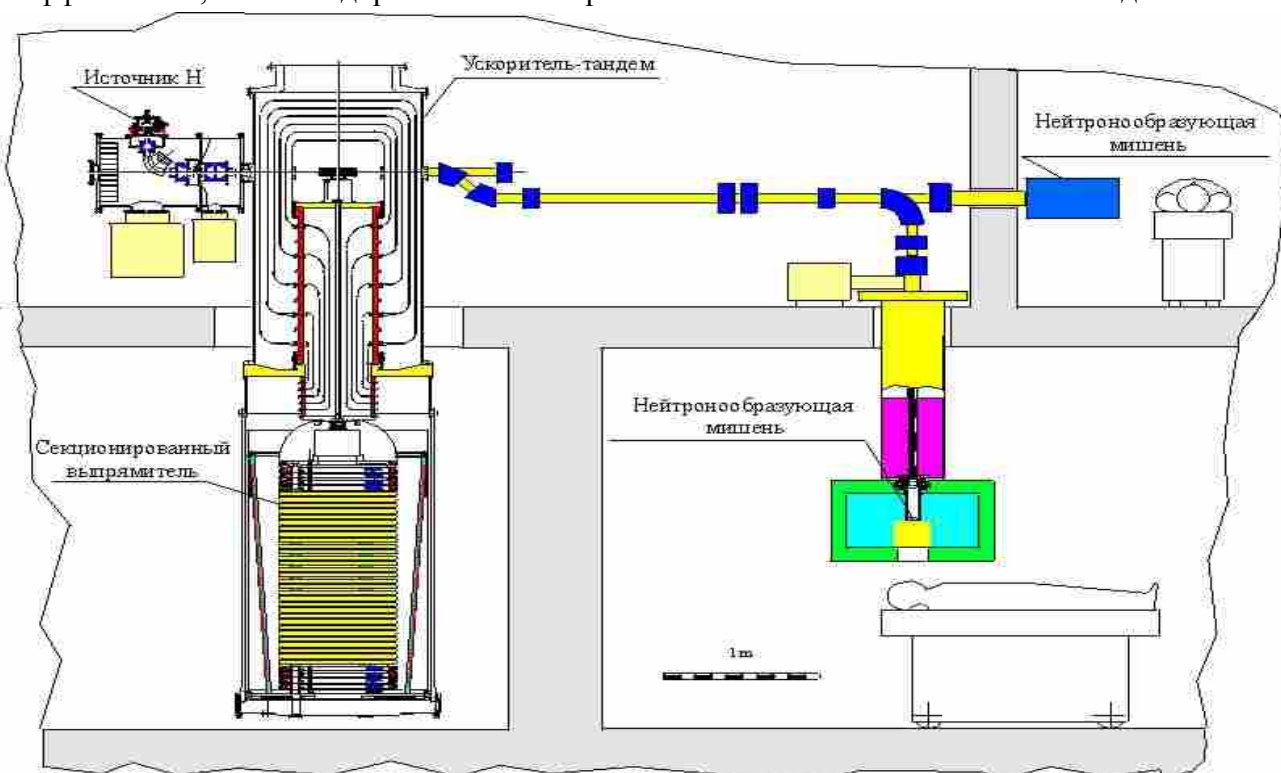


Рис.1 Схема ускорителя протонов БНЗТ

тепловыми нейтронами, большая часть потока поглощается внутри опухолевых клеток.

В реакции захвата нейтрона выделяются альфа-частица и ион $^7\text{Li}^+$, суммарная энергия которых составляет 2.3 МэВ. Торможение продуктов реакции внутри клетки вызывает ее гибель [1].

В настоящий момент институт ядерной физики им. Г.И. Будкера разрабатывает электростатический ускоритель-тандем для получения направленного пучка тепловых нейтронов (Рис.1).

Пучок ионов H^- инжектируется в канал ускорителя. Напряжением порядка 1 МВ, распределенным на блок электродов, частицы разгоняются до половины необходимой энергии взаимодействия. Далее, в полости внутреннего электрода пучок проходит сквозь обдирочную мишень. В объеме обдирочной мишени происходит взаимодействие пучка с нейтральными атомами, в результате чего ионы H^- обдираются до ионов H^+ .

Полученный пучок протонов разгоняется симметричными высоковольтными зазорами до энергии порядка 2 МэВ и сбрасывается на литиевую мишень (рис.1). В результате пороговой реакции образуется направленный вперед нейтронный пучок со средней энергией около 25 кэВ, используемый в терапии.

1.2. Обдирочная мишень

Одной из важных частей ускорителя является мишень, преобразующая ускоренные до половинной энергии отрицательные ионы водорода в протоны.

Мишень должна удовлетворять следующим требованиям:

1. Обеспечить 98 – 99 %-ную перезарядку пучка отрицательных ионов водорода энергией от 0,96 до 1,25 МэВ в протоны.

2. Ухудшение вакуума в ускоряющей промежуток и поток вылетающих из обдирочной трубки вторичных заряженных частиц и ультрафиолета не должны приводить к падению электрической прочности вакуумных зазоров и изоляторов.

3. Мишень не должна привести к уширению энергетического спектра протонов более чем на 2 КэВ.

4. Численные расчеты транспортировки пучка отрицательных ионов водорода показывают, что использование магнитных и электростатических линз перед входом в тандем позволяет в области перезарядной мишени на длине 400 мм проводить 10 мА пучок диаметром 12 мм с малой температурой ионов. Поэтому апертура перезарядной мишени должна быть порядка 12 мм. В проекте первой очереди ускорителя ожидается ток пучка 5 мА, а апертура перезарядной мишени выбрана 10 мм.

В ходе начального проектирования установки БНЗТ были рассмотрены различные типы обдирочных мишеней [2], основными из которых являлись:

-твердотельные

-жидкометаллические

-газовые

В качестве твердотельной мишени предлагалось использование графитовых пластин. Однако при прохождении высокоэнергетичного пучка с током до 10 мА сквозь графит происходил бы быстрый нагрев и разрушение мишени. Срок непрерывной службы установки сокращался до 100-180 часов, после чего возникала бы необходимость ее разборки.

В качестве основы жидкометаллической мишени рассматривался литий. Преимущество схемы заключалось в том, что низкое давление насыщенных паров лития позволяло получить более высокий вакуум, что способствовало лучшему прохождению пучка. Однако литий, испарившийся из мишени, мог бы оседать на электродах и изоляторах, что увеличивало опасность пробоя зазора между ними.

В результате основным типом мишени была выбрана газовая.

В данной схеме в трубку диаметром порядка ширины ионного пучка напускается газ. Длина трубки и давление в ее центре подбираются таким образом, чтобы минимизировать утечки газа при максимальной эффективности обдирки.

Также параметры мишени зависят от рода используемого газа.

Основными вариантами рассматривались SF_6 и Ar [2]. Первый более привлекателен из-за большего сечения взаимодействия с ионом. Однако использование сложного газа в мишени было признано нежелательным, т.к. возникает вероятность распада молекулы на составные элементы и осаждение компонентов на поверхностях ускорителя.

Для перезарядки 99 % пучка требуется линейная толщина аргоновой мишени $nL = 3,1 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$.

Итоговая схема обдирочной мишени такова:

В центр трубки с внутренним диаметром 10 мм и длиной 44 см напускается Ar под средним по трубке давлением 3 Па ($2,3 \times 10^{-2}$ торр).

Для данной геометрии обдирочной мишени в трубке реализуется промежуточный режим течения. Запишем выражение для расхода газа[4]:

$$Q = 3 \times 10^{-18} nL \frac{D^3 T^{1.5}}{L^2 \sqrt{M}} \left(4,8 \times 10^{-16} nL \frac{D}{L} + 0,82 \right)$$

где расход Q выражен в л Торр/с, все размеры берутся в сантиметрах, температура T в градусах Кельвина, M – молекулярная масса.

Оцененный расход газа при молекулярном течении из трубки диаметром 10 мм, длиной 440 мм $Q = 6,13 \times 10^{-3} \text{ Па} \times \text{м}^3/\text{с}$ (46 мТорр л/с). Реализация промежуточного режима

течения увеличивает расход газа на 20 % и составляет величину $Q = 7,3 \times 10^{-3} \text{ Па} \times \text{м}^3/\text{с}$ (55 мТорр л/с), что соответствует потоку частиц $1,8 \times 10^{18} \text{ с}^{-1}$.

1.3. Взаимодействие ионного пучка с молекулами газа обдирочной мишени

Атомы аргона интенсивно ионизируются 1 МэВ пучком отрицательных ионов водорода, что приводит к образованию плазмы в обдирочной трубке. Водород теряет энергию $\sim 600 \text{ эВ}$ в мишени и ионизует ~ 8 атомов аргона. Перезарядка отрицательного иона водорода в протон сопровождается появлением 2 электронов со скоростями, равными скорости быстрого иона, которые ионизируют ~ 10 атомов аргона. Таким образом полное число ионизаций в обдирочной мишени, производимых одним отрицательным ионом водорода ~ 18 атомов аргона [3].

Мощность электронов с энергией 500 эВ составляет 40 Вт. Потери в результате резерфордского рассеяния составляют величину порядка десятка ватт.

Таким образом, суммарная мощность потерь энергии при перезарядке в мишени имеет величину порядка 60 Вт и в основном переносится на стенку перезарядной трубки, которая охлаждается маслом.

Ускорение ионов H^- и H^+ в тандеме также сопровождается образованием быстрых атомов, электронов и положительных ионов в результате обдирки ионов H^- и ионизации остаточного газа. Это ведет к потере интенсивности пучка ускоренных отрицательных ионов и дополнительной токовой и тепловой нагрузке на электроды от вторичных частиц. Очевидно, что эти потери зависят от величины и характера распределения плотности газа в ускорительном тракте.

Необходимо минимизировать поток вторичных заряженных частиц и УФ излучения из обдирочной трубки для сохранения электрической прочности вакуумных зазоров и изоляторов.

Вследствие возможной перекомпенсации пространственного заряда пучка в обдирочной мишени образующиеся в промежутке между перезарядной трубкой и отверстием в высоковольтном электроде положительные ионы газа мишени будут дрейфовать к ускоряющему зазору и затем ускоряться. Оцененный ток таких положительных ионов может составлять сотни микроампер в одну сторону. Для подавления этого нежелательного эффекта следует внутри высоковольтного электрода

отклонить от оси основного пучка эти вторичные заряженные частицы, обладающие малой энергией.

1.4. Возможность моделирования обдирочной мишени на стенде

Для изучения процессов, сопровождающих перезарядку отрицательных ионов водорода в протоны, необходимо промоделировать обдирочную мишень. Ток отрицательных ионов водорода, на который был рассчитан ускоритель, равен 10 мА, поэтому полный ток оторванных от пучка электронов составит 20 мА. Для моделирования взаимодействия электронов с мишенным газом источник электронов должен обеспечить ток пучка до ~ 20 мА. Учитывая, что два электрона, получившихся в результате перезарядки отрицательного иона, проходя через мишень, ионизуют 10 атомов, а ион ионизует 8 атомов то, увеличив ток пучка электронов до 40 мА, в обдирочной трубке можно получить плазму, близкую по плотности и температуре к плазме, получаемой в обдирочной трубке ускорителя. Планируется исследовать параметры этой плазмы. Поэтому желательно чтобы источник электронов обеспечивал энергию электронов ~ 500 эВ и ток в диапазоне 1- 40 мА.

Ранее были произведены оценки параметров плазмы, получающейся в результате взаимодействия пучка электронов с газовой мишенью в обдирочной трубке на стенде. По оценкам скорость ионов Ar^+ $V_i = 5 \times 10^5$ см/с [3], определяет среднюю скорость ухода ионов на стенку. Равновесная плотность плазмы $n_i \approx A I_b / \pi a L V_i \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$, где $A=5$ число ионизаций производимых электроном, I_b – ток электронов (1 мА), a – радиус и L - длина обдирочной трубки. Предполагая, что температура электронов в плазме $T_e \approx 5$ эВ [3], был получен радиус Дебая $r_D = 743 \times (T_e / \pi n_{pi})^{1/2} = 1,6 \times 10^{-2}$ см. Плотность электронов в пучке $n_b \approx I_b / \pi a^2 e V_b \approx 6 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$, где $V_b = 1,3 \times 10^7$ м/с - это скорость электронов в пучке. Однако эти оценки дают усреднённую по длине трубки плотность плазмы. Плазма в обдирочной трубке распределена неравномерно, так как концентрация мишенного газа максимальна в центре трубки. Из-за рассеяния на газе ток электронов не постоянен по всей длине трубки, что так же делает распределение плотности плазмы несимметричным. Плотности плазмы и мишенного газа на краях трубки отличаются от средней плотности плазмы и плотности мишенного газа. Это влияет на потоки заряженных частиц и излучения из трубки.

Для уточнения потоков заряженных частиц и излучения из перезарядной трубки необходимо рассчитать распределение плотности мишенного газа и плотности плазмы. Для подтверждения оценок и изучения эффектов распространения плазмы в обдирочной трубке, необходимо произвести измерения параметров плазмы.

2. Теоретическая часть

2.1. Расчет распределения концентрации частиц пучка и концентрации плазмы вдоль обдирочной трубки на стенде

При выбранной схеме перезарядной мишени газ напускается в центр трубки, а на концах трубки истекает в вакуум, при этом в трубке реализуется неоднородное распределение концентрации газа, а, следовательно, и неоднородное распределение плотности образующейся плазмы.

Было рассчитано распределение плотности газа в трубке с учётом молекулярно-вязкостного режима течения. Расчеты проводились в программе Mathcad. В программе сначала рассчитывалось распределение газа при молекулярном режиме течения (проводимость при таком режиме течения не зависит от давления), затем в каждой точке трубки находилась вязкостная поправка к проводимости, так как проводимость при вязкостном режиме течения зависит от давления. Проводимость при молекулярно-вязкостном режиме течения находится из формулы 1 [4]

$$U_{ТМВ}=U_{ТМ}+U_{ТВ} \quad (1)$$

где $U_{ТМ}$ - проводимость при молекулярном режиме течения, $U_{ТВ}$ - проводимость при вязкостном режиме течения.

Результаты расчетов приведены на рис. 2. Расчёт проводился при потоке газа необходимом для обдирки 99% пучка $Q = 7.3 * 10^{-3} \frac{Pa * m^3}{s}$. На графике приведены распределения концентрации газа при молекулярном режиме течения (для такого распределения $n_l=4.2 * 10^{16} \text{ см}^2$) и с учётом переходного режима течения ($n_l=3.1 * 10^{16} \text{ см}^2$)

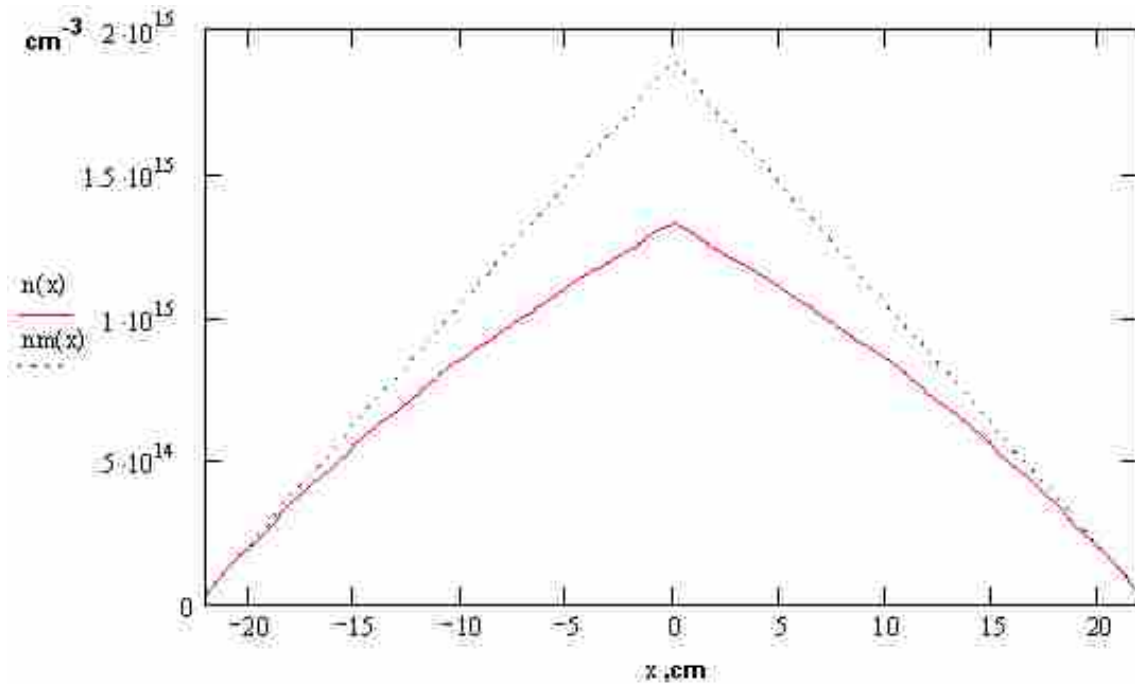


Рис.2 Распределения концентрации газа вдоль перезарядной трубки

$n(x)$ - с учётом молекулярно- вязкостного режима(переходного) течения

$nm(x)$ - без учета переходного режима течения

При распространении пучка электронов в трубке рассеяние происходит в основном на атомах аргона, так как концентрация плазмы много меньше концентрации атомов мишенного газа

Сечение рассеяния на атомах аргона $\sigma_{rass} = 3.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ [6].С учётом рассчитанного выше распределения атомов мишенного газа было рассчитано распределение плотности тока пучка электронов в обдирочной трубке на стенде (рис. 3). В этой модели пучок попадает в трубку с левого края.

Сечение ионизации атома аргона электронным ударом $\sigma_{Ar^+, 500eV} = 1.8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$. Сечение вторичной ионизации и ионизации следующих порядков много меньше[5]. Плотность плазмы в точке рассчитывается по формуле 2.

$$n_i(y) = \frac{D \cdot I(y) \cdot n_{Ar}(y) \cdot \sigma_{Ar^+, 500eV}}{2 \cdot V_i \cdot q} \quad (2)$$

Где $I(y)$ - ток электронов пучка в точке y , V_i - скорость ионов аргона , D - внутренний диаметр перезарядной трубки, q - заряд электрона. Распределение плотности плазмы в этой

модели показано на рис. 4. Расчет проводился для тока 1 мА и толщины газовой мишени

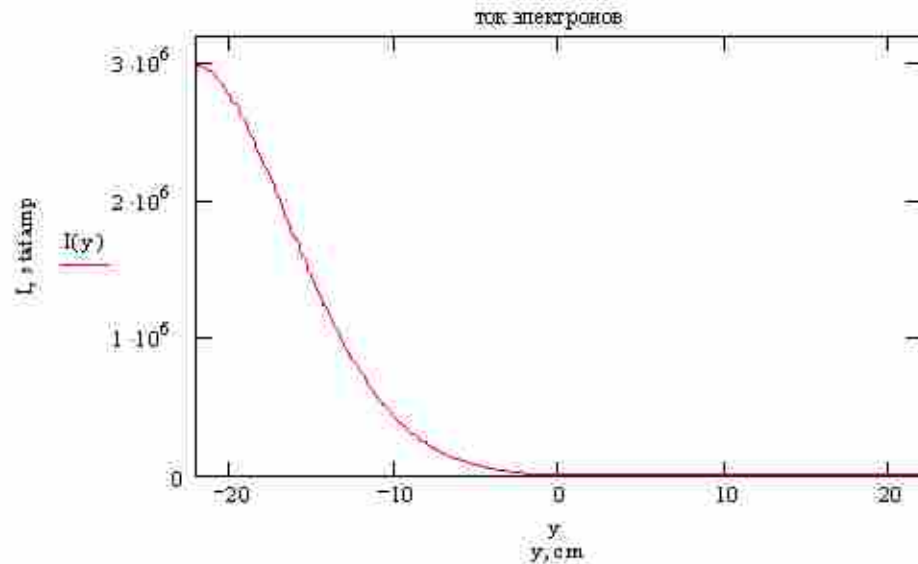


Рис.3 Распределение плотности тока электронов

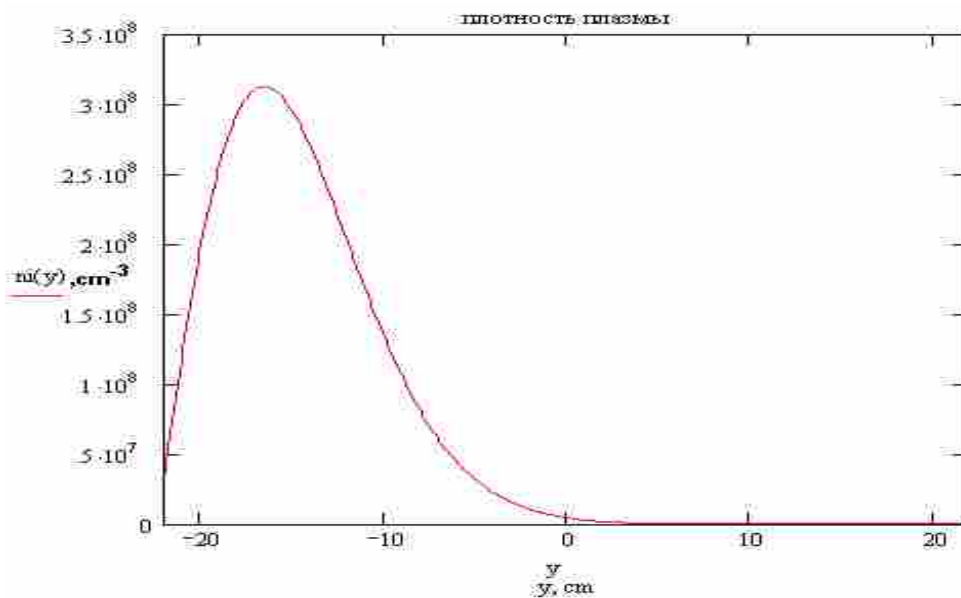


Рис. 4 Распределение плотности плазмы
 $\nu l = 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{м}^3/\text{с}$.

2.2. Расчет распределения концентрации частиц пучка и концентрации плазмы вдоль обдирочной трубки на ускорителе

Для распределения концентрации мишенного газа в обдирочной трубке, рассчитанного выше, было рассчитано распределение концентрации частиц основного пучка и распределение концентрации оторванных от пучка электронов в ускорителе. Для

полученных зависимостей рассчитано распределение плазмы образующейся в результате ионизации атомов аргона частицами основного пучка и ионизации атомов аргона

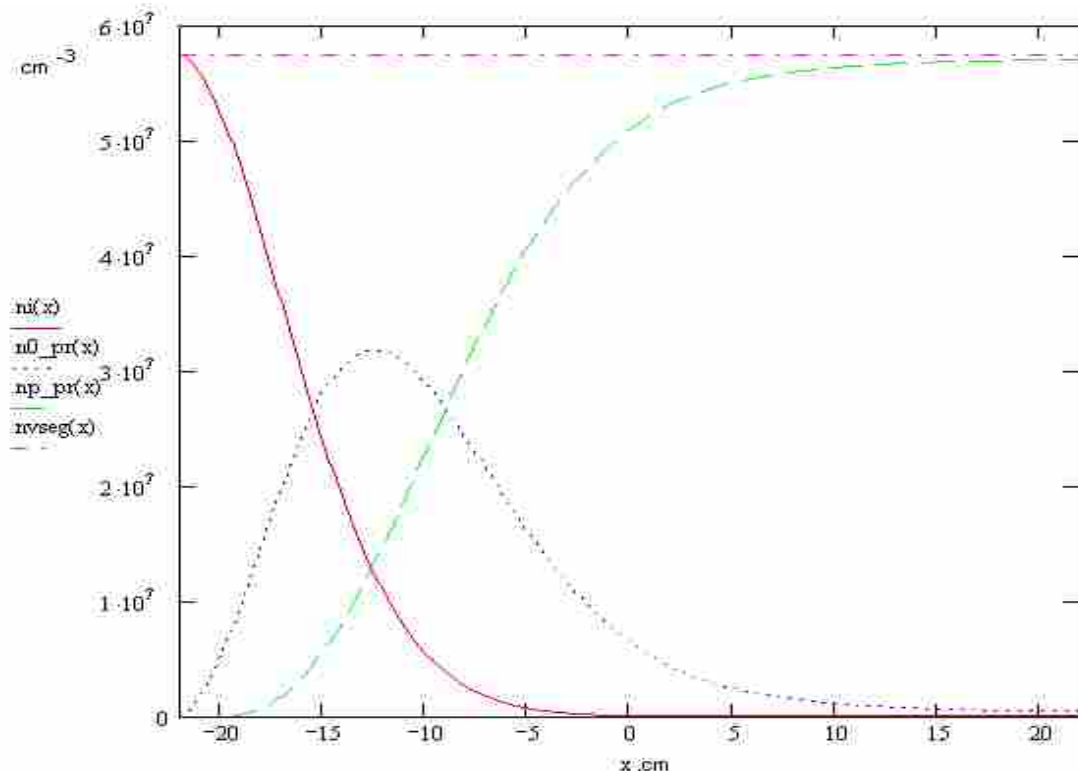


Рис.5 Распределения концентрации частиц пучка вдоль трубки

$n_i(x)$ - Распределение концентрации отрицательных ионов водорода

$n_0(x)$ - Распределение концентрации атомов водорода

$n_p(x)$ - Распределение концентрации протонов

$n_{vsego}(x)$ - Сумма всех частиц оторванными от пучка электронами. Расчеты проводились для тока пучка 10 мА и толщины газовой мишени $n_l = 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{м}^3/\text{с}$. На рис. 5 показана зависимость зарядового состава пучка вдоль трубки.

В этой модели рассматривались только два основных процесса: $H^- \rightarrow H^0$ и $H^0 \rightarrow p$ так как сечения всех остальных процессов меньше на несколько порядков[2]. В расчётах пучок ионов H^- попадает в трубку с левого края. Концентрация ионов H^- рассчитывалась по формуле 4, описывающей убыль ионов за счёт ионизации.

$$n_i(x) = n_{i0} \cdot e^{-\sigma_{i0} \int_{-22\text{cm}}^x n(z) \cdot dz} \quad (4)$$

Где n_{i0} -концентрация ионов в начальном пучке, σ_{i0} -сечения перезарядки иона Н⁺ в атом водорода, $n(z)$ - концентрация атомов мишенного газа..

Тогда концентрация частиц образовавшихся в результате перезарядки иона Н⁺ вычисляется по формуле 5

$$n_{0p}(x) = n_{i0} \cdot \left(1 - e^{-\sigma_{i0} \cdot \int_{-22cm}^x n(z) dz}\right) \quad (5)$$

Концентрация атомов водорода рассчитывалась по формуле 6, которая описывает прибыль атомов за счёт перезарядки ионов и убыль атомов за счет их перезарядки в протоны.

$$n_0(x) = \int_{-22cm}^x \frac{dn_{0p}(y)}{dy} \cdot e^{-\sigma_{0p} \cdot \int_y^x n(z) dz} dy \quad (6)$$

Где σ_{0p} - сечение перезарядки атома водорода в протон.

Концентрация протонов рассчитывалась по формуле 7, так как сумма частиц остаётся неизменной.

$$n_p(x) = n_{i0}(x) - n_i(x) - n_0(x) \quad (7)$$

Полученное таким образом распределение частиц пучка совпадает с зарядовым составом пучка, вычисленным в работе[3].

Для рассматриваемой модели на рис. 6 показано рассчитанное распределение электронов, образующихся при обдирке пучка, с учетом рассеяния на газе. Рассеяние на плазме много меньше рассеяния на газе, как было показано выше. Распределение плотности электронов рассчитывалось по формуле 8. В этой формуле появление электронов обусловлено либо ионизацией иона Н⁺, либо ионизацией атома водорода, а потеря электронов обусловлена рассеянием на мишенном газе.

$$ne(x) = \int_{-22cm}^x \left(\frac{dnp(z)}{dz} - \frac{dni(z)}{dz} \right) \cdot e^{-\int_z^x \sigma_{rass} \cdot n(y) dy} dz \quad (8)$$

где n_p - плотность протонов, n_i - плотность отрицательных ионов водорода, n - плотность частиц мишенного газа, σ_{rass} - сечение рассеяния электрона(500 Эв) на атомах аргона.

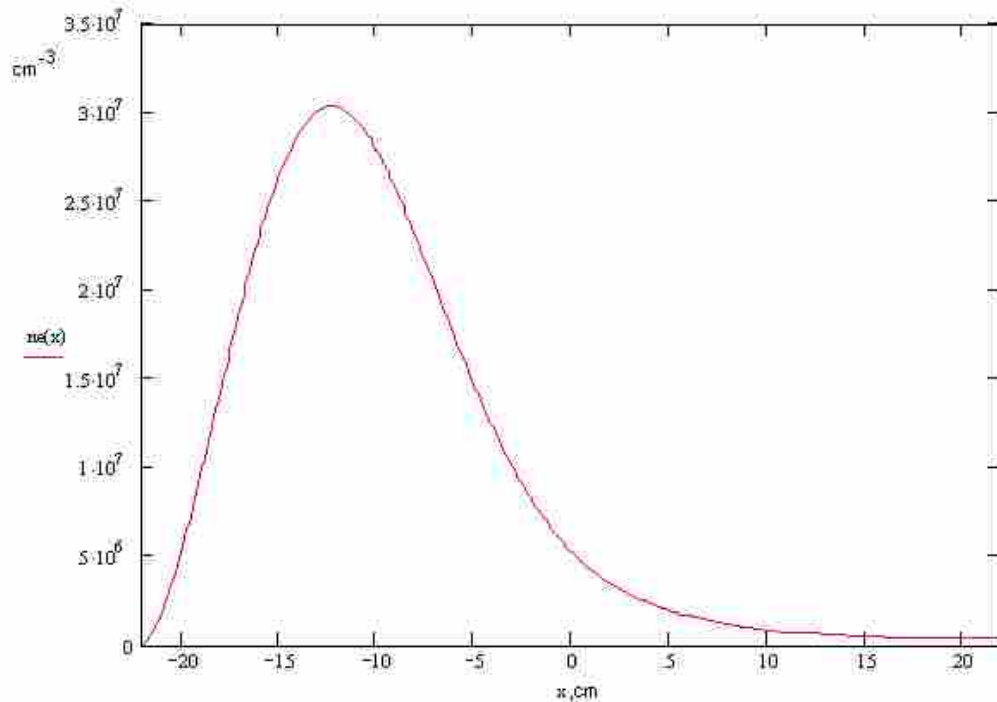


Рис.6 Распределения концентрации электронов вдоль трубки ускорителя.

Плазма в трубке образуется в результате ионизации атомов аргона протонами, атомами водорода, отрицательными ионами водорода и электронами. Для рассчитанных распределений частиц была рассчитано распределение плотности плазмы. Расчеты проделаны в предположении, что сечения ионизации атомов аргона отрицательными ионами водорода, атомами водорода и протонами приблизительно одинаковы при таких энергиях. Это предположение основано на том, что сечения ионизации меньше классического размера атома, следовательно ионизация происходит на малых расстояниях. При этом наличие электронов у частиц пучка существенно не влияет на величину сечения. Таким образом, можно разделить каналы ионизации на ионизацию электронами и ионизацию частицами основного пучка. Итоговая плотность плазмы рассчитывалась как сумма плотностей плазмы, появление которой вызвано двумя ионизационными процессами. В программе отдельно рассчитывались плотности плазмы, появление которой вызвано ионизацией частицами основного пучка и электронами, а затем итоговая плотность плазмы 9.а-9.в[3]

$$npl_p(x) = \frac{D \cdot V_i \cdot np(x) \cdot n(x) \cdot \sigma_{ion,p}}{2 \cdot V_{Ar^+}} \quad (9.a)$$

$$npl_e(x) = \frac{D \cdot V_i \cdot ne(x) \cdot n(x) \cdot \sigma_{ion,e}}{2 \cdot V_{Ar^+}} \quad (9.б)$$

$$npl(x) = npl_p(x) + npl_e(x) \quad (9.в)$$

где $n_p(x)$ - концентрация частиц пучка, $n_e(x)$ - концентрация электронов оторванных от пучка, $n(x)$ - концентрация атомов мишенного газа, $\sigma_{ion,p}$ - сечение ионизации атомов аргона протонами ($\sigma_{ионизации, Ar, 1MeV} \approx 2.4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ [7]), $\sigma_{ion,e}$ - сечение ионизации атомов аргона электронами, V_i - скорость протона (скорость электрона оторванного от пучка равна скорости протона и направлена в ту же сторону [3]), V_{Ar^+} - скорость атома аргона, D - внутренний диаметр перезарядной трубки. Результаты расчетов показаны на

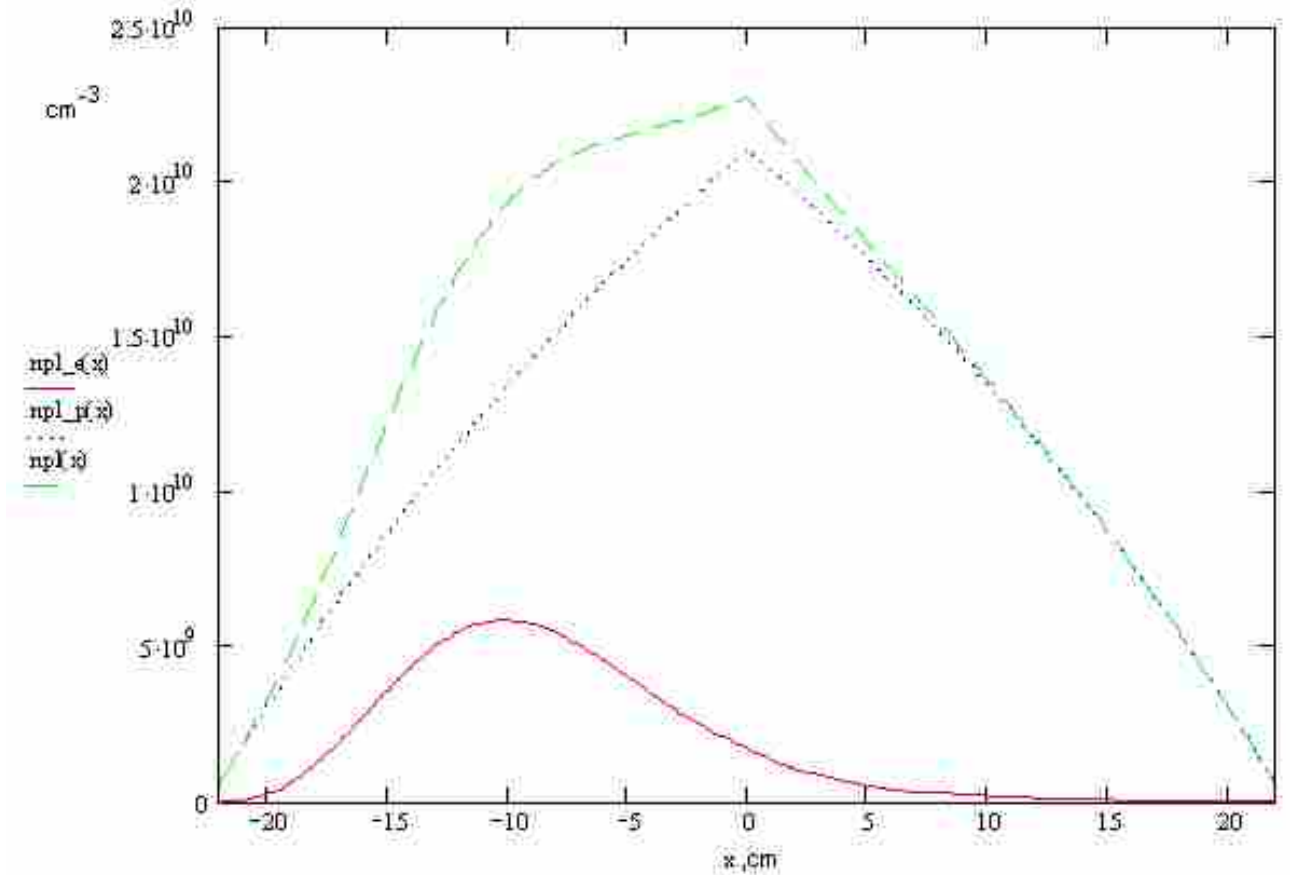


Рис.7 Распределения концентрации плазмы вдоль трубки

$npl_e(x)$ - Распределение концентрации плазмы образующейся в результате ионизации электронами

$npl_p(x)$ - Распределение концентрации плазмы образующейся в результате ионизации протонами

$npl(x)$ - Распределение концентрации плазмы

Рис. 7. На графике отдельно показаны доля плазмы, появление которой вызвано ионизацией частицами основного пучка, и доля плазмы, появление которой вызвано ионизацией оторванными электронами.

3. Описание эксперимента

3.1. Испытательный стенд

Испытания перезарядной мишени проводились на стенде №9-16, состоящем из:

- Вакуумной камеры с испытываемой моделью и детекторами,
- Системы вакуумной откачки,
- Системы напуска газа

3.1.1. Вакуумная камера с вакуумметрами и система вакуумной откачки

Рабочий объем представляет собой вакуумную камеру 1 м в диаметре и ~2 м в длину. В торцевом фланце объема, соосно модели перезарядной трубки и источнику электронов, имеется вильсоновское уплотнение, которое позволяет перемещать зонд вдоль трубки, либо ставить коллектор напротив трубки.

Вакуумная система показана на рисунке 8.

Форвакуумный агрегат АВР-50 через клапан подключен к азотной ловушке. За ловушкой установлено разветвление на байпасную линию и линию выходов турбомолекулярных насосов. Байпасная

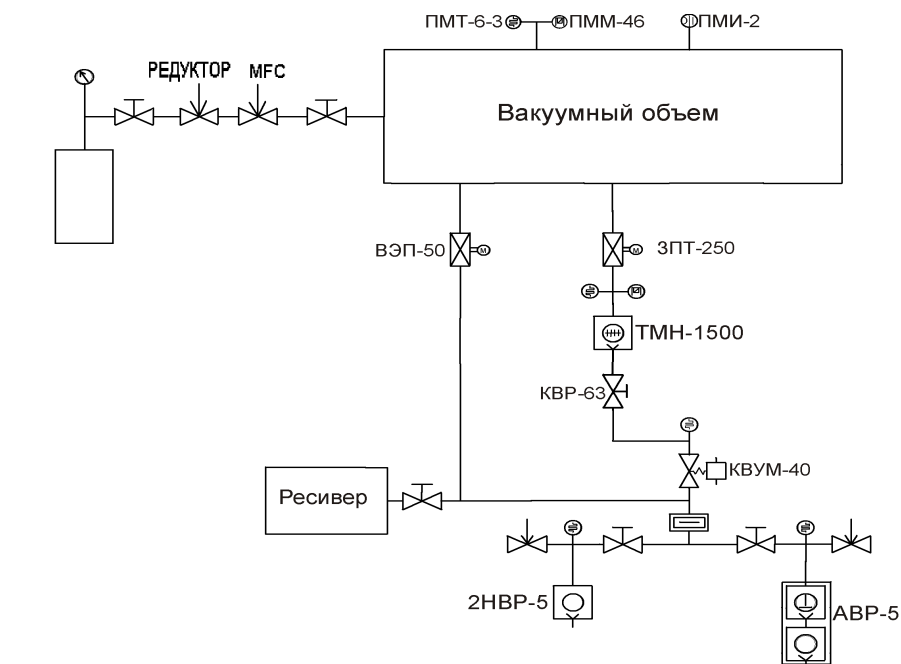


Рис.8 Схема газовой системы и системы вакуумной откачки.

линия через клапан ВЭП-50 производит откачку рабочего объема до давлений порядка 10^{-2} торр.

Выход турбомолекулярного насоса защищен соленоидальным быстрозакрывающимся клапаном КВУМ-40, одна из линий контролируется ручным клапаном КВР-63. Насос присоединён к объёму через шибер ЗПТ-250. Вакуум в объёме контролируется вакуумметром магниторазрядного типа (ВМБ-1/8-001 (ПММ-46)).

3.1.2. Система напуска газа

Газовая система состоит из баллона с газом, клапанов, редуктора и масс-флоу контроллера (mass flow controller). Газовая система показана на рис.8 слева.

В данной работе расход газа задавался масс-флоу контроллером F-201C-AGB-33-V фирмы Bronkhorst. Расход газа задавался с точностью $\sim 1\%$. Газ из баллона под большим давлением подавался в редуктор который снижал давление до 1 атм., затем, регулируемый масс-флоу контроллером, газ натекал в перезарядную трубку. Масс-флоу контроллер откалиброван, и может обеспечить расход аргона до $8 \text{ mln/min} \sim 1.4 \cdot 10^{-2} \text{ Па} \cdot \text{м}^3/\text{сек}$

3.2. Источник электронов

На ускорителе планируется получить пучок ускоренных протонов до 2,5 МэВ с током до 10 мА. Прежде чем попасть в обдирочную мишень пучок ионов H^+ ускоряется до энергии 1 МэВ, поэтому электроны, полученные в результате обдирки, будут иметь энергию порядка 500 эВ. Из этого следует, что источник электронов должен обеспечить энергию электронов ~ 500 эВ и ток в диапазоне 1- 40 мА. Также необходимо чтобы источник создавал пучок электронов с малой расходимостью, проходящий через обдирочную мишень длиной ~ 400 мм и внутренним диаметром ~ 10 мм. Ранее при моделировании обдирочной мишени на стенде использовался источник электронов с накаливаемым катодом из гексаборида лантана (LaB_6) и анодной сеткой. Однако накал катода работал нестабильно, а так же анодная сетка изменяла свою форму вследствие нагрева. В процессе работы источник электронов был заменён. Электроды нового источника были выполнены в виде «пирсовских» электродов. Нагреваемый катод из гексаборида лантана (LaB_6), крепился через изолятор к внутреннему стакану. Катод нагревался переменным током.

Стаканы и катод на изоляторе крепятся на юстировочную площадку, прикрепленную к штативу. Использовалась стандартная юстировочная площадка, применяемая в оптике. Штатив приварен к опоре, которая крепится к фланцу внутри вакуумного объема. Такая система позволяла располагать источник на заданном расстоянии от начала трубки и направлять пучок вдоль трубки с достаточной точностью

Была собрана система питания источника электронов. Импульс подавался от конденсаторов при помощи электронного ключа. Конденсаторы заряжались от источника постоянного напряжения. Накал катода происходил переменным током от ЛАТРа через трансформатор, для того чтобы гальванически изолировать катод. Такая система позволяла регулировать длительность импульса, ускоряющее напряжение и ток электронов. Оптимальным для работы был выбран импульсный режим, с длительностью импульса 100 мс и током 1 мА.

3.3. Диагностики плазмы

1. Фотоэлектронный умножитель(ФЭУ)

Интенсивность излучения плазмы измерялось с помощью ФЭУ-39. Перед фотоэлектронным умножителем устанавливаются оптические стёкла, пропускающие различные диапазоны длин волн. Таким образом, откалибровав фотоэлектронный умножитель, можно определить интенсивность излучения в заданном интервале длин волн. ФЭУ стоит в вакууме, что позволяет измерить ультрафиолет с длиной волны

$\lambda \geq 160nm$ - при этой длине волны кварц прозрачен, иначе с $\lambda \leq 185nm$ излучение бы

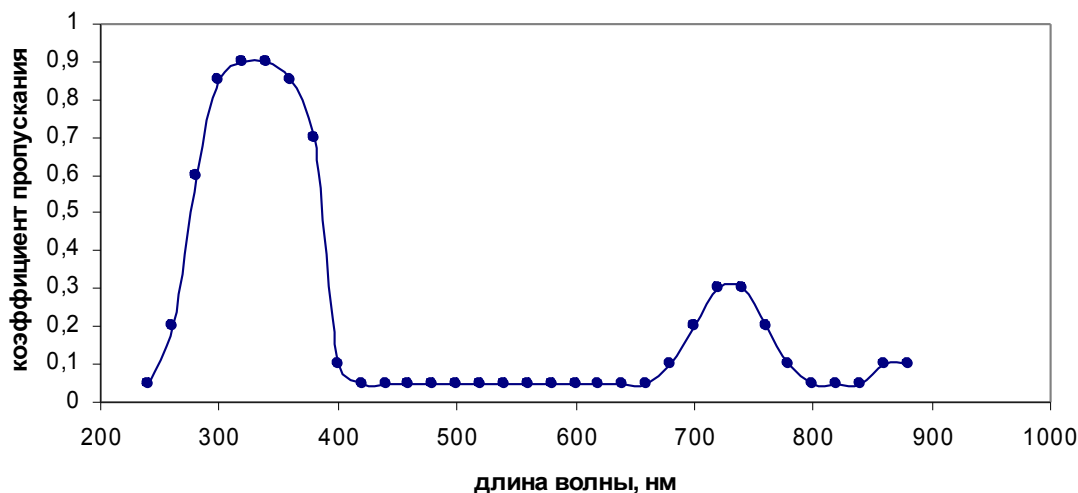


Рис.9 спектральная характеристика оптического стекла УФС-2

поглощалась воздухом. Используемый ФЭУ имеет спектральную чувствительность $160nm \leq \lambda \leq 600nm$, и максимум спектральной чувствительности $380nm \leq \lambda \leq 420nm$.

Для регистрации мягкого УФ излучения перед ФЭУ ставилось оптическое стекло УФС-2, его спектральная характеристика приведена на рис. 9. Это стекло было выбрано потому, что в комбинации с ним данный фэу не чувствителен ко всей видимой области спектра кроме фиолетовой, что позволяет избежать засветки от накаливаемого катода источника электронов. Однако это стекло обрезает коротковолновую часть спектра и не позволяет регистрировать вакуумный ультрафиолет.

2. Ленгмюровский зонд

Распределение плотности плазмы планировалось измерить двойным ленгмюровским зондом. Полный ток на двойной зонд равен нулю, это предполагалось использовать для того чтобы вычитать при измерениях ток электронов пучка на зонд. По оценкам, ток электронов пучка на зонд во много превышает ток ионов из плазмы. Для того, что бы экранировать зонд от электронов пучка перед зондом планировалось расположить экран, который также позволит предотвратить накопление заряда на поверхности диэлектрика зонда. Экран должен быть заземлён на обдирочную трубку. Экран не должен значительно влиять на параметры плазмы и “собирающую” способность зонда. Однако, на первом этапе экспериментов от экрана отказались, потому что его трудно было расположить внутри трубки с вставленной сеткой.

Была разработана и изготовлена система с подвижным зондом (Рис.10). Зонд закреплен на штативе с помощью шарнира и прижимается к стенке обдирочной трубки, для того чтобы как можно меньше мешать прохождению пучка в трубке. Штатив расположен соосно обдирочной трубке и подвижен вдоль ее оси. Длина керамики зонда позволяет измерить распределение плотности плазмы вдоль всей трубки. Штатив с помощью вильсоновского уплотнения вводится в объем через торцевой фланец.

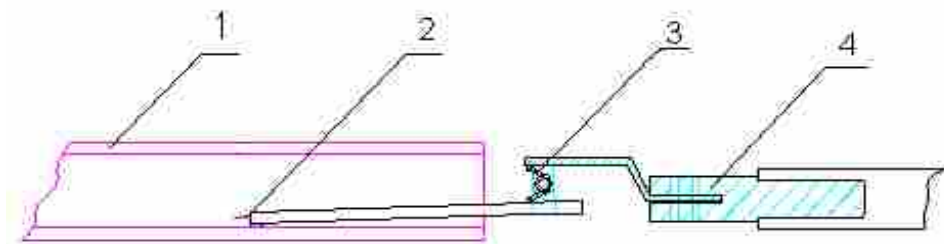


Рис.10 Конструкция зонда

1 – обдирочная трубка, 2 – зонд, 3 – шарнир, 4 - штатив.

Была собрана схема измерений для двойного ленгмюровского зонда(рис. 11). Напряжение на зонд подавалось от конденсатора, который заряжался от регулируемого источника постоянного напряжения через ключ. При измерении ключ размыкался. Ток зонда регистрировался осциллографом, включённым в схему измерений через гальваническую (оптическую) развязку.

Схема с подвижным зондом была изготовлена и опробована. Однако первое включение показало необходимость экранировки зонда от электронного пучка. Вероятно зонд заряжался под воздействием высокоэнергетичных электронов пучка и сам оказывал влияние на окружающую плазму.

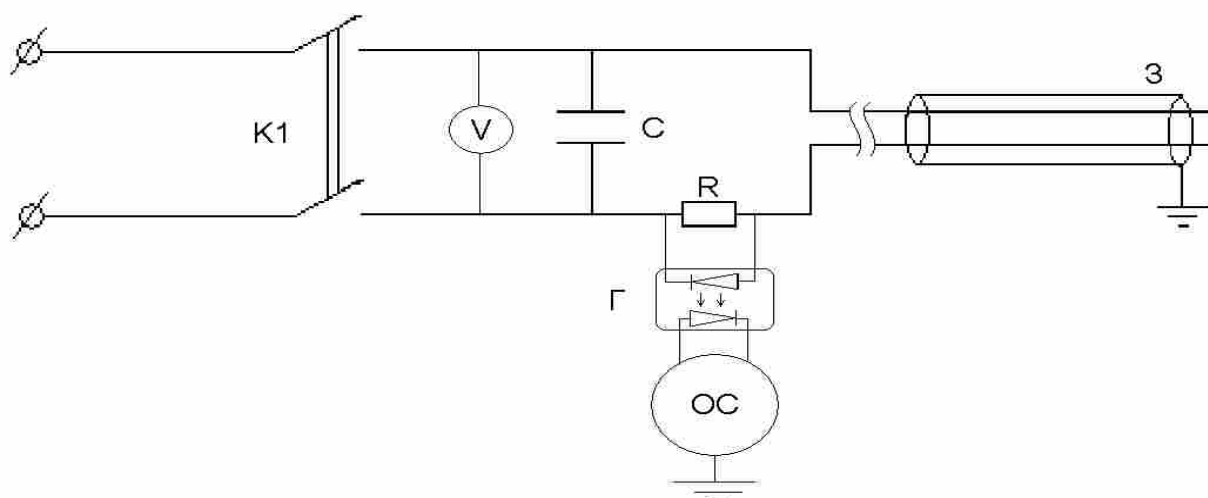


Рис.11 Электрическая схема измерений

K1 – ключ для зарядки конденсаторов, 3 – зонд, Г – гальваническая развязка, ОС – осциллограф.

Смещение между электродами зонда необходимое для снятия вольтамперной характеристики, которое предсказывает классическая теория зондов[8], порядка 5 T_e (порядка 25 вольт). Однако в присутствии электронного пучка эта теория не работает. Зонд

находится под плавающим потенциалом и во время импульса должен заряжаться до потенциала, необходимого для того, чтобы оттолкнуть высокоэнергетичные электроны (500 эВ). При этом потенциал зонда намного больше напряжения подаваемого между электродами зонда. При таком включении не удалось выделить влияния плазмы на фоне сигнала от пучка. Следующим шагом в этом эксперименте должна быть экранировка зонда от электронного пучка.

3.4. Схема эксперимента на стенде

Для регистрации излучения трубка была изготовлена из кварца. Внутри трубки была вставлена металлическая сетка, которая находилась под потенциалом камеры. Это позволяло регистрировать излучение и считать что внутренние стенки трубки проводящие. Такая конструкция моделирует ситуацию на ускорителе. На ускорителе перезарядная трубка находится внутри высоковольтного электрода, под его потенциалом. Поэтому на краях трубки нет сильных электрических полей.

Источник электронов находился на расстоянии порядка 15 см от края трубки. В предыдущей работе было показано, что при истечении газа из трубки такой геометрии на расстоянии ~ 10 см давление незначительно отличается от фонового ($\sim 10^{-2}$ Па). При приближении к краю трубки давление возрастает приблизительно на порядок.

В центр трубки с помощью газовой системы описанной выше напускался аргон. На расстоянии ~ 15 см от другого конца трубки ставился коллектор для регистрации ослабления пучка. ФЭУ регистрировал излучение из отрезка трубки длиной 4 см. ФЭУ устанавливался на расстоянии ~ 10 см от трубки, в нескольких точках, для регистрации излучения из различных областей трубки (рис.12).

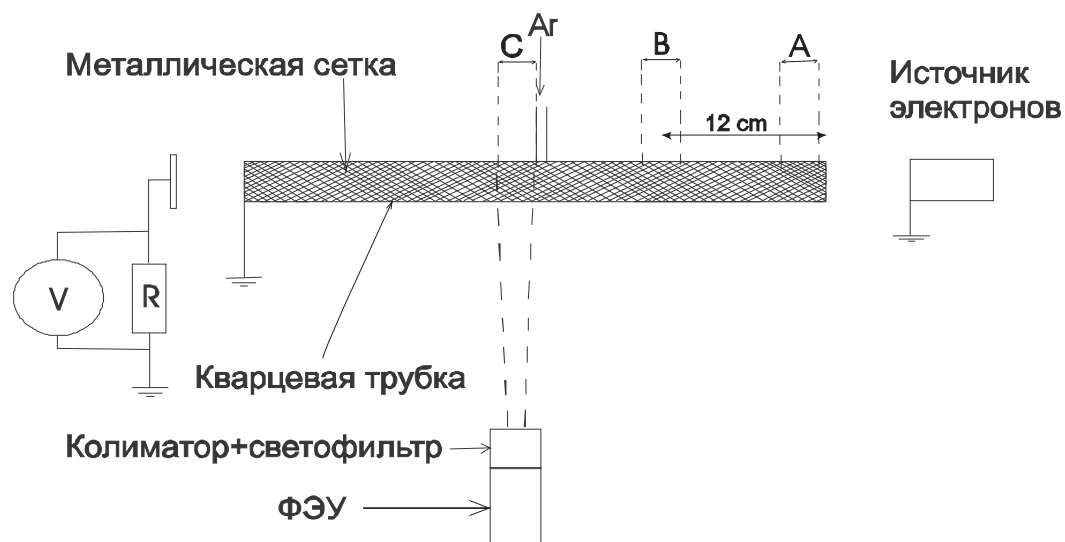


Рис. 12 Схема эксперимента

Для снижения концентрации плазмы в перезарядной трубке на ускорителе ранее было предложено наложить слабое поперечное магнитное поле для отклонения оторванных от пучка электронов, которые ионизуют мишенный газ и приводят к образованию плазмы. Во второй части эксперимента был опробован этот способ. Оторванные от пучка электроны движутся в ту же сторону что и пучок, и проходя через трубку ионизуют газ на всём своём пути. Если при наложении магнитного поля ларморовский радиус электронов будет порядка ширины трубки (1 см), то образовавшиеся электроны будут гибнуть на стенках трубки и ионизовать газ только на размерах ларморовского радиуса.

В этом эксперименте ширина сердечника магнитопровода была 1,5 см. Реально магнитное поле “вываливалось” из зазора между магнитопроводами на расстояние порядка зазора между этими магнитопроводами (~1,5 см). Для того чтобы основная часть пучка поворачивалась, и “оседала” на стенках трубки на расстояниях порядка 2-3 см, ларморовский радиус электрона должен быть ~5 см. Поле необходимое для того чтобы электроны с энергией 500 Эв имели такой ларморовский радиус $B \sim 10^{-3}$ Тл. Протоны с энергией 1 МэВ в таких полях имеют ларморовский радиус $r_L \sim 100$ м, что не должно исказить траекторию основного пучка, при наложении поля в небольшой ограниченной области.

Схема эксперимента показана на рис.13. В области начала трубки, характерной длиной 1,5 см, прикладывалось магнитное поле. Прохождение пучка за область магнитного поля регистрировалось по свечению газа, которое вызывал пучок, в области

трубки после катушки. Отрезок трубки, из которого регистрировалось излучение располагался, на расстоянии 1,5 см от сердечника магнитопровода.

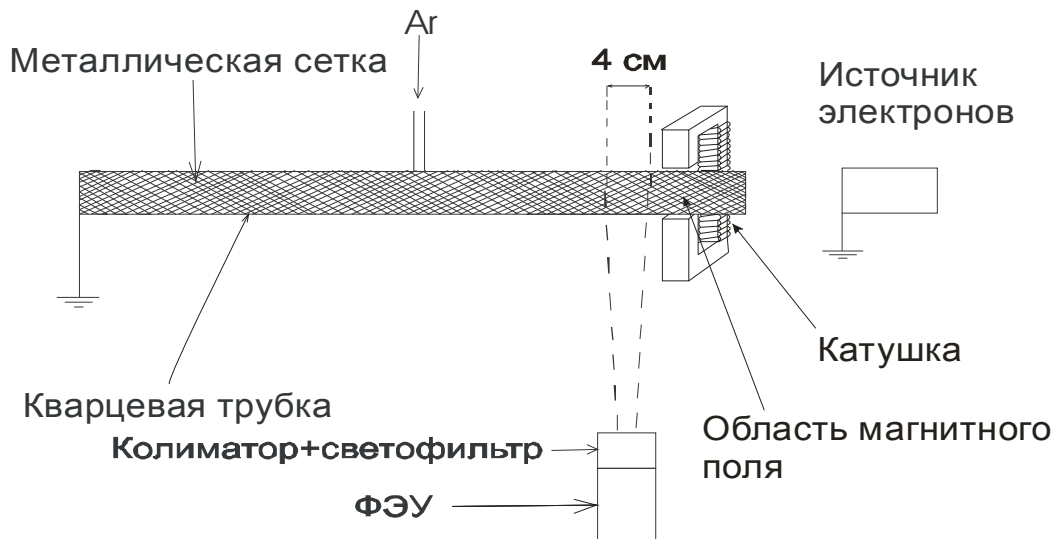


Рис. 13 Схема эксперимента

3.5. Планируемый эксперимент на ускорителе

Для регистрации потоков заряженных частиц из перезарядной мишени ускорителя планировалось установить коллектор. Конструкция должна позволять регистрировать ионы покинувшие перезарядную мишень, но не регистрировать частицы основного пучка. Из этих соображений решено было расположить коллектор на выходе низкоэнергетического тракта, возле отверстия для транспортировки пучка, в области телесного угла, который был доступен частицам, покинувшим перезарядную мишень. Для защиты от частиц основного пучка коллектор был защищён кожухом со стороны низкоэнергетического тракта. Для подавления вторичной эмиссий с поверхности коллектора он был изготовлен в П-образной форме по аналогии с цилиндром Фарадея.

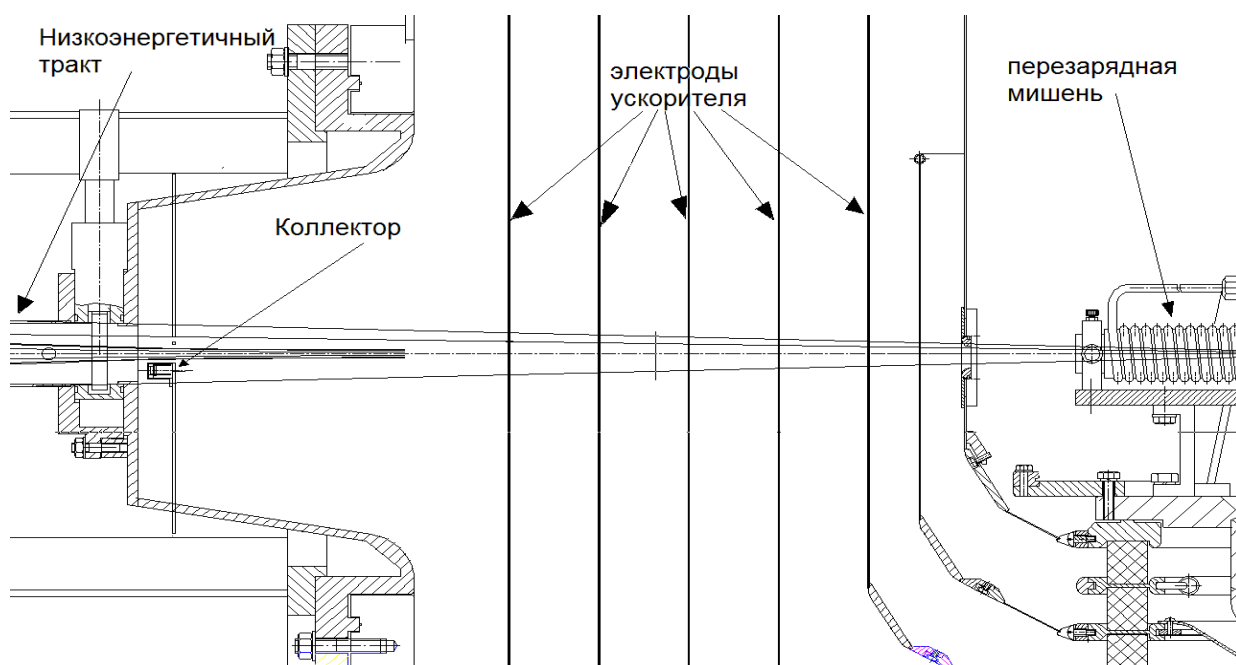


Рис. 14 Планируемый эксперимент на ускорителе

Регистрировать свечение плазмы было предложено фотодиодом, который бы располагался в той же области. Установить на ускорителе ФЭУ используемый в экспериментах на стенде, так что бы он мог собирать излучение из перезарядной трубки, оказалось трудно, ввиду размеров ФЭУ. Фотодиод был выбран ввиду своих малых размеров и лёгкости установки.

Так как в последнее время работы на ускорителе ведутся непрерывно, камера ускорителя и низкоэнергетичный тракт находятся под вакуумом. В связи с этим разработанные диагностики не были установлены на ускоритель. В дальнейшем предполагается использовать эти наработки в исследованиях на ускорителе БНЗТ.

4. Результаты экспериментов

4.1. Распределение интенсивности излучения

В экспериментах была измерена интенсивность излучения в различных точках трубки в зависимости от расхода газа. В каждом эксперименте фэу регистрировал излучение из области трубки длиной 4 см. Измерения были произведены в трёх точках

трубки, показанных на рис. 11. Результаты измерений приведены на рис.15. На всех графиках расход газа показан в %, $100\% = 1.4 \cdot 10^{-2} \text{ Па} \cdot \text{м}^3/\text{сек}$.

При регистрации излучения сигнал фэу имел большую гармоническую составляющую, вызванную предположительно нестабильностью тока пучка. Ток пучка имел гармоническую составляющую, потому что источник электронов имел накаливаемый переменным током катод. Нестабильность сигнала фэу составляла порядка 25 % от величины самого сигнала. Это вносило основной вклад в погрешность измерений. Расход газа задавался масс-флоу контроллером с точностью 1 %. В соответствии с этим на графике показаны погрешности по оси x.

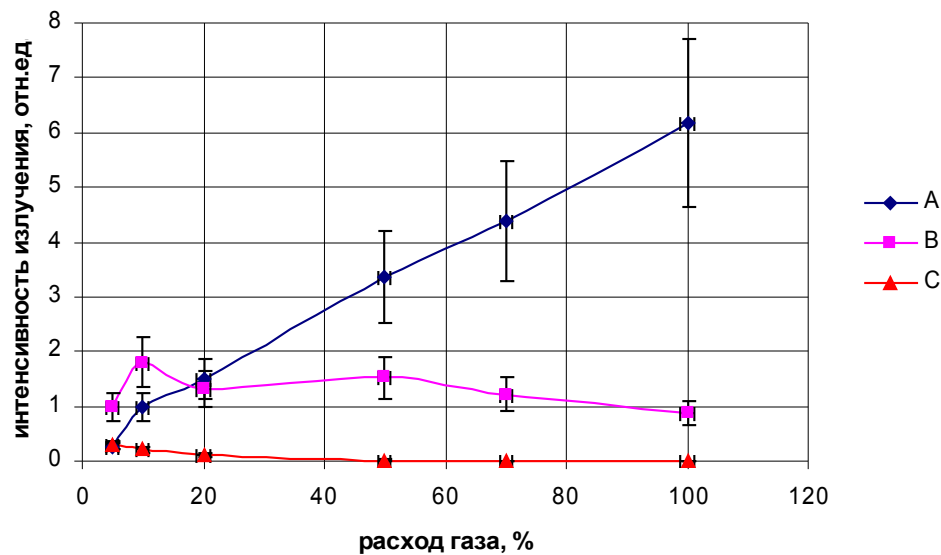


Рис. 15 Интенсивность излучения

Так же регистрировался ток электронов на коллектор, проходящий через трубку. Зависимость этого тока от расхода газа приведена на рис. 16

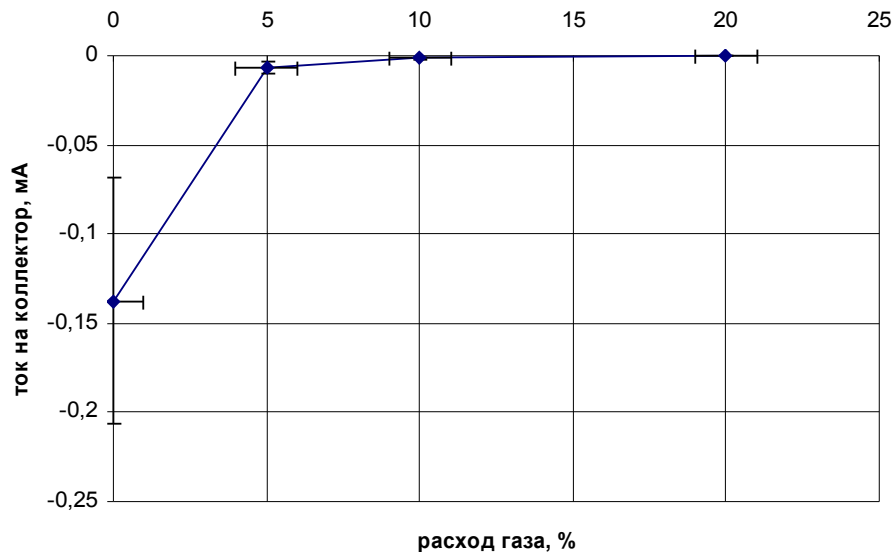


Рис.16 Ток на коллектор

Уже при небольших расходах газа ток электронов прошедших через всю трубку равен нулю. Ток электронного пучка, прошедшего через трубку при нулевом расходе газа, меньше полного тока пучка. Это может быть вызвано геометрическим расхождением пучка, рассеянием на остаточном газе, неточностью установки пучка вдоль трубки. При регистрации тока прошедших электронов так же была заметна гармоническая составляющая, вызванная нестабильностью тока пучка.

4.2.Эксперимент с магнитным полем

В этом эксперименте наблюдалось прохождение пучка через область, где было приложено слабое поперечное магнитное поле. Схема эксперимента показана на рис. 13. Прошедший пучок регистрировался по свечению газа, которое он вызывал, в отрезке трубки после прохождения области приложения поля. График зависимости сигнала фэу в зависимости от приложенного поля показан на рис. 17

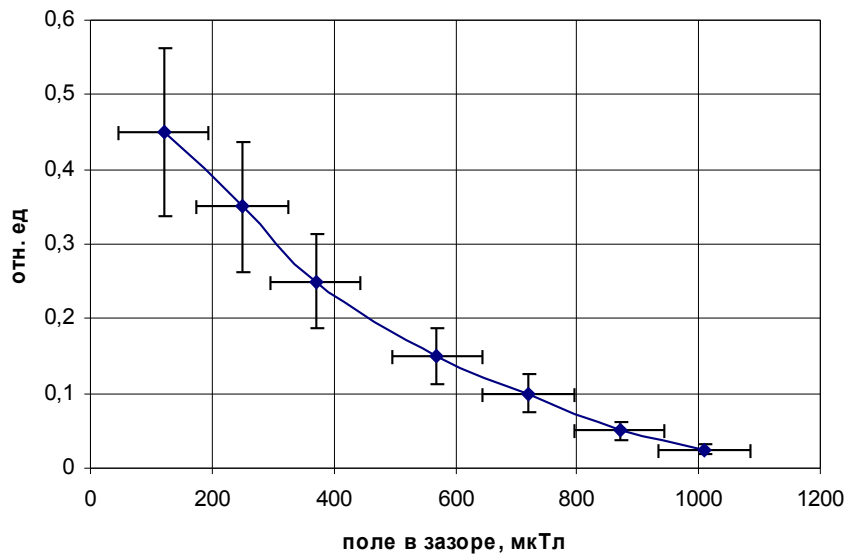


Рис.17 Прохождение пучка

Поле в зазоре регулировалось током в катушке. Зависимость поля в зазоре от тока в катушке предварительно измерялась измеритель магнитной индукции (тесламетр универсальный 43205). Погрешности измерений по оси y определялась нестабильностью сигнала фэу, который вызван нестабильностью тока пучка.

5. Обсуждение полученных результатов

Интенсивность излучения из трубки, измеренная в эксперименте (рис. 15), в каждой точке пропорциональна концентрации электронов пучка приводящих к возбуждению атомов и концентрации атомов аргона. Следовательно, распределение интенсивности свечения вдоль трубки в первом приближении пропорционально концентрации образующейся плазмы, которая так же пропорционально произведению концентрации электронов пучка на концентрацию мишенного газа (формула 2, 9.б). Модель, описанная в пункте 2, позволяет рассчитать распределение плотности плазмы вдоль трубки при различных расходах газа. Зависимость интенсивности свечения из отрезка трубки пропорциональна интегралу по этой области от функции $f(y) = I(y) \cdot n(y)$, где $I(y)$ - ток пучка электронов, $n(y)$ - концентрация атомов аргона. Эти зависимости были рассчитаны для тех областей трубки, излучение из которых измерялось в эксперименте. Результаты

расчетов показаны на рис.18. Зависимость излучения из тех же областей трубки полученная в эксперименте приведена на рис. 15.

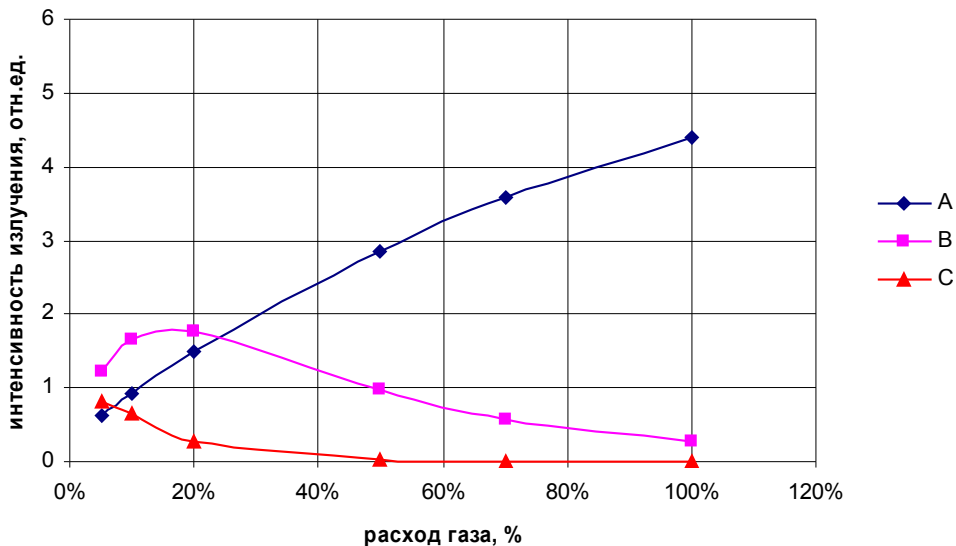


Рис.18 Результаты расчетов

Модель качественно описывает полученные результаты. С увеличением расхода газа растёт линейная толщина мишени и “глубина” проникновения пучка уменьшается. Максимум функции $f(y)$ при этом сдвигается к краю трубки. Свечение в области А при таком “движении” растёт практически линейно. Максимум функции $f(y)$ при маленьких расходах находится в области В, и с увеличением расхода перемещается в область А.

Особый интерес вызывают результаты при расходах газа 20%-70%, так как при таких расходах планируются и ведутся работы на ускорителе. На рис. 19 приведены сравнение распределение концентрации плазмы, рассчитанной в пункте 2.1, и интенсивности свечения измеренной в эксперименте (рис.15), при расходе газа 50% ($nI=3,1 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{м}^3/\text{с}$). Сплошной линией показано рассчитанное распределение плотности образующейся плазмы, а точками показана измеренная интенсивность излучения в относительных единицах. Полученные результаты измерений хорошо соотносятся с результатами расчетов.

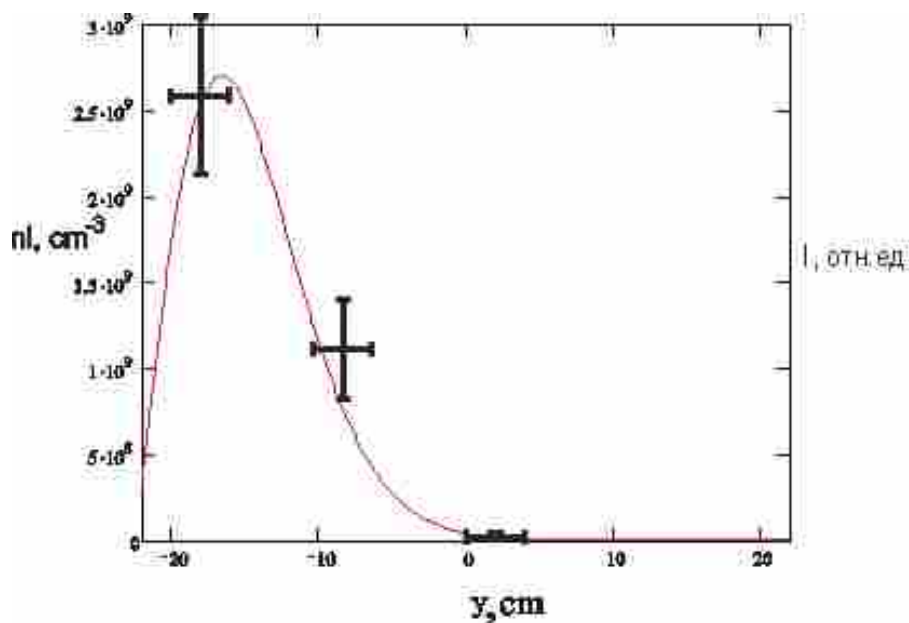


Рис.19 Сравнение результатов

Из приведённой на рис. 17 зависимости видно что при поле $B \sim 10^{-3}$ Тл пучок не проходит область в которой прикладывается поле, электроны поворачивают и “гибнут” на стенках трубки, что можно наблюдать и визуально.

В пункте 2.2 рассчитано распределение концентрации плазмы, появление которой вызвано ионизацией атомов мишенного газа частицами основного пучка и электронами, оторванными от основного пучка. Из расчетов следует, что электроны ионизуют намного меньше атомов, чем предполагалось сначала. Из-за рассеяния на газе электроны не проходят через всю трубку, а попадают на стенки трубки. Отклонение их от основной траектории магнитным полем не снизит существенно плотность образующейся плазмы при равновесной толщине обдирочной мишени.

6. Заключение

- В работе рассмотрено взаимодействие пучка ионов H^+ и пучка электронов с мишенным газом. Рассчитано распределение плотности образующейся плазмы вдоль трубки на стенде и на ускорителе.
- Для изучения процессов, сопровождающих перезарядку отрицательных ионов водорода в протоны, обдирочная мишень была промоделирована на стенде. Электронный пучок с энергией 500 эВ, током 1 мА моделирует рождающиеся при обдирке, сопутствующие пучку ионов электроны
- В процессе работы собрана система питания источника электронов, изготовлена схема с двойным ленгмюровским зондом для измерения распределения плотности плазмы мишени в присутствии электронного пучка.
- Измерено распределение интенсивности свечения вдоль трубки при взаимодействии электронного пучка с газом на стенде. Измерено ослабление пучка электронов прошедших через трубку. Результаты расчетов хорошо согласуются с результатами измерений.
- Экспериментально проверена возможность снижения плотности образующейся плазмы посредством наложения слабого магнитного поля, однако расчеты показали, что применение этого метода на ускорителе не приведёт к существенному выигрышу.
- Готовится комплекс диагностик потоков заряженных частиц и излучения из перезарядной мишени на ускорителе БНЗТ. Сконструирован коллектор для регистрации потока ионов.

Список использованной литературы

1. Принцип БНЗТ на реакции $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$,
<http://www.inp.nsk.su/products/medicine/bnct/index.ru.shtml>.
2. Г.Е.Деревянкин, Г.И.Димов, В.М.Долгушин, А.Н.Драничников, Г.С.Крайнов, А.С.Кривенко, В.Е.Пальчиков, М.В.Петриченко, Е.И.Похлебенин, Р.А.Салимов, Г.И.Сильвестров, С.Ю.Таскаев, В.В.Широков. Перезарядная мишень 40 мА 2 МэВ ускорителя-тандема. Препринт ИЯФ 2001-23. Новосибирск. 2001.
3. V.I.Davydenko, A.N.Dranichnikov, A.A.Ivanov, G.S.Krainov, A.S.Krivenko, V.V.Shirokov Stripping target of 2.5 MeV 10 mA tandem accelerator. <http://www.inp.nsk.su/bnct/publications/publications.ru.shtml>
4. Л.Н.Розанов Вакуумная техника.
5. C. Barnet et al. Atomic data for controlled fusion research. Oak Ridge National Laboratory, ORNL, 1977.
6. W.Y. Baek and B.Grosswendt Total electron scattering cross sections of He, Ne and Ar, in the energy range 4 eV–2 keV. Journal of Physics B: Atomic ,Molecular and Optical Physics
7. Д. Ж. Хастед Физика атомных столкновений
8. Диагностика плазмы. под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда