

Ордена Ленина

ИАЭ-2898

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

SU 78/1557

В. М. Кулыгин, А. А. Панасенков,

Н. Н. Семашко, И. А. Чухин

**Ионный источник
без внешнего магнитного поля
ИБМ - 5**

A14

Москва 1977

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ ИМ. И. В. КУРЧАТОВА

В. М. Кулыгина, А. А. Панасенков,
Н. Н. Семашко, И. А. Чухин

ИОННЫЙ ИСТОЧНИК
БЕЗ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ
ИБМ-5

Москва
1977

Ключевые слова. ионный источник, инжектор,
газовый разряд, плазма, поток частиц.

В настоящей работе описан ионный источник без внешнего магнитного поля ИБМ-5 (ионный безмагнитный модуль), обеспечивающий получение пучков ионов водорода с энергиями до 25 кэВ, током более 30 А и длительностью импульса 20 мс. При использовании его в инжекторе токамака Т-11 в установку может быть введен поток атомов мощностью до 320 кВт при энергии частиц 20 кэВ и до 500 кВт при 25 кэВ.

1. ВВЕДЕНИЕ

Инжекция мощных потоков быстрых атомов водорода является одним из основных методов создания и нагрева плазмы в магнитных ловушках в программе исследований, связанных с проблемой управляемого термоядерного синтеза (УТС) [1-6].

Возможности создания эффективных инжекторов, способных вводить в магнитные ловушки потоки атомов интенсивностью в сотни ампер при энергии в десятки и сотни кэВ, определяются возможностью создания модулей сильноточных источников ионов. Прогресс, который был достигнут в этом направлении в последние годы, связан как с развитием новой техники и технологии, так и с более глубоким пониманием физики явлений, лежащих в основе получения интенсивных ионных пучков [7-9].

К основным проблемам относятся:

а) Создание плазменных эмиттеров ионов с большой (сотни см^2) поверхностью, обеспечивающих поставку ионов на эмиссионную границу плазмы с плотностью тока порядка $0,5 \text{ А/см}^2$. При этом для обеспечения оптимальной фокусировки пучка на всей площади ионно-оптической системы источника однородность плазмы на эмиссионной поверхности должна быть высокой (допускается неоднородность до 10%) и не должно быть колебаний величины ионного тока с частотами десятки и сотни кГц, так как они могут приводить к ухудшению фокусировки пучка.

б) Формирование интенсивных слаборасходящихся ионных пучков с помощью многоапертурных ионно-оптических систем (ИОС).

В настоящей работе описана конкретная реализация плазменного эмиттера большой площади с помощью низковольтного диффузионного разряда, горящего в разрядной камере с распределенным катодом без наложения внешнего магнитного поля. Отбор ионов и формирование пучка производятся с помощью трехэлектродной многощелевой ИОС.

Описание конструкции ионного источника ИБМ-5 (ионный безмагнитный модуль), предназначенного для работы в инжекторе токамака Т-11, дается в разд. 2; разд. 3 посвящен разряду, а разд. 4 - ионно-оптической системе. В разд. 5 приведены основные характеристики источника.

2. КОНСТРУКЦИЯ ИСТОЧНИКА ИБМ-5

Ионный источник ИБМ-5 конструктивно состоит из двух блоков: газоразрядной камеры и ионно-оптической системы (рис. 1).

2.1. Газоразрядная камера

В состав блока газоразрядной камеры входят: катодный узел, система напуска газа, корпус и анодный фланец. Внутренние размеры газоразрядной камеры 220x120 мм, высота 60 мм. Внутри камеры по периметру располагаются 22 катода высотой 45 мм, изготовленные из вольфрамовой проволоки диаметром 0,7 мм в виде "дамских шпилек". Все элементы, составляющие разрядную камеру, электрически изолированы друг от друга. Токосподводы накальной и разрядной цепей распределены по периметру. Предусмотрено водяное охлаждение всех элементов конструкции.

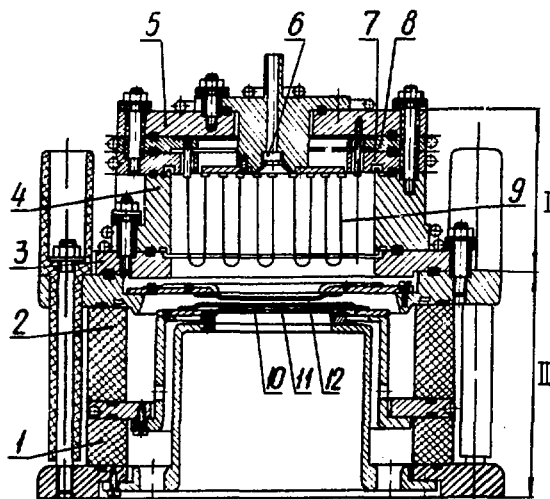


Рис. 1. Конструктивная схема источника ИБМ-5: 1, 2 - изоляторы; 3 - анодный фланец; 4 - корпус; 5, 8 - катодные фланцы; 6 - газораспределитель; 7 - экранирующая плита; 9 - катод; 10, 11, 12 - заземленный, ускоряющий и эмиссионный электроды

2.2. Ионно-оптическая система

ИОС источника выполнена в виде отдельного блока и состоит из эмиссионного, ускоряющего, заземленного электродов и изолирующих элементов.

Эмиссионный электрод составлен из трех эмиссионных решеток по 14 экстракционных щелей в каждой (всего 42 щели). Размер щели $8 \times 0,2 \text{ см}^2$; щели расположены

на площади $8 \times 18 \text{ см}^2$ и составляют полную поверхность эмиссии в 67 см^2 . Крепление решеток предусматривает свободу для теплового расширения их в направлении вдоль щелей.

Конструкция ускоряющего и заземленного электродов аналогичны конструкции эмиссионного. Решетки всех электродов делаются из молибдена толщиной 1 мм. Для осуществления фокусировки пучка в направлении вдоль щелей решетки эмиссионного и ускоряющего электродов изогнуты с радиусом кривизны $\sim 2 \text{ м}$.

Фокусировка пучка в направлении, поперечном по отношению к щелям, производится с помощью относительного смещения щелей в ускоряющем и эмиссионном электродах [18]. Охлаждение ИОС производится водой по внешним фланцам эмиссионного и ускоряющего электродов.

3. ГАЗОВЫЙ РАЗРЯД. ФОРМИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННОГО ЭМИТТЕРА ИОНОВ

3.1. Наиболее подробное изучение закономерностей в разряде было проведено на модели разрядной камеры, построенной по той же конструктивной схеме, что и в ИЕМ-5, но имеющей несколько иные геометрические размеры.

На рис. 2 приведена схема эксперимента. Разрядная камера имела круглое сечение диаметром 10 см и высоту 5 см. Вдоль боковой стенки на диаметре 9 см располагались 14 прямоканальных катодов из вольфрамовой проволоки диаметром 0,7 мм общей площадью 25 см^2 . Боковая и торцевые стенки разрядной камеры находились под плавающим потенциалом. Разряд работал в импульсном режиме, длительность импульса 20 мс. Мощность накала катода составляла около 4,5 кВт, т.е. температура катодов несколько пре-

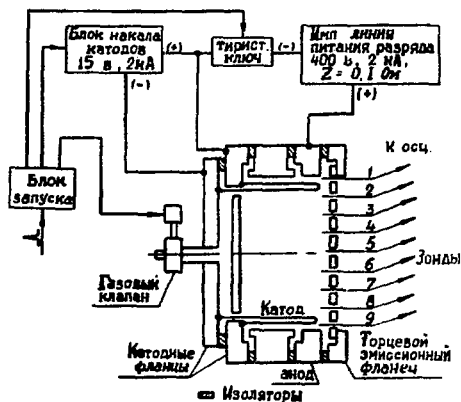
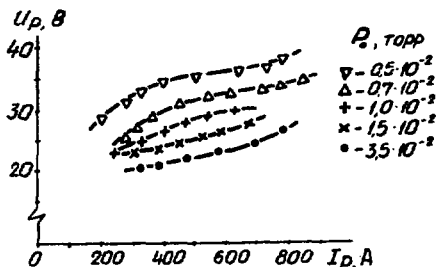


Рис. 2. Блок-схема разрядной камеры и электрического питания

Рис. 3. Вольт-амперные характеристики разряда при различных давлениях водорода в разрядной камере



вышла 3100 К, что обеспечивало плотность тока эмиссии электронов около 30 A/cm^2 . Для того чтобы магнитное поле тока накала катодов и тока разряда не оказывало влияния на плазму разряда, подключение подводов тока накала и разряда осуществлялось в шести местах, распределенных по окружности разрядной камеры.

Напряжение разряда в зависимости от давления водорода в разрядной камере (P_0) и тока разряда (I_p) менялось в диапазоне 20–40 В (рис. 3). Следует отметить, что для зажигания разряда не требовалось подачи напряжения, большего, чем рабочее.

Распределение параметров плазмы на эмиссионной поверхности как по радиусу, так и по азимуту определялось с помощью набора лентмировских зондов, расположенных на торце разрядной камеры. Измерения распределения ионного тока насыщения (j_+) на зонды показывают, что для широкого диапазона изменений P_0 и I_p распределение j_+ оказывается симметричным относительно оси разрядной камеры и однородным по азимуту даже в тех случаях, когда радиальное распределение j_+ бывает в значительной мере неоднородным.

Увеличением или уменьшением P_0 можно изменять характер распределения j_+ на эмиссионной поверхности от распределения с провалом в центре при больших давлениях ($P_0 = 3,5 \cdot 10^{-2}$ торр) до распределения с максимумом в центре при давлениях, близких к минимальному давлению, требующемуся для зажигания разряда ($\sim 3 \cdot 10^{-3}$ торр) (рис. 4). При некотором "оптимальном" давлении $(1-1,5) \cdot 10^{-2}$ торр разряд обеспечивает поставку ионов на эмиссионную поверхность с плотностью тока j_+ до $0,5 \text{ A/cm}^2$ при неоднородности менее $\pm 10\%$ на площади около 40 cm^2 . Не наблюдалось колебаний ионного тока на зондах в области частот $10^4 - 10^6$ Гц.

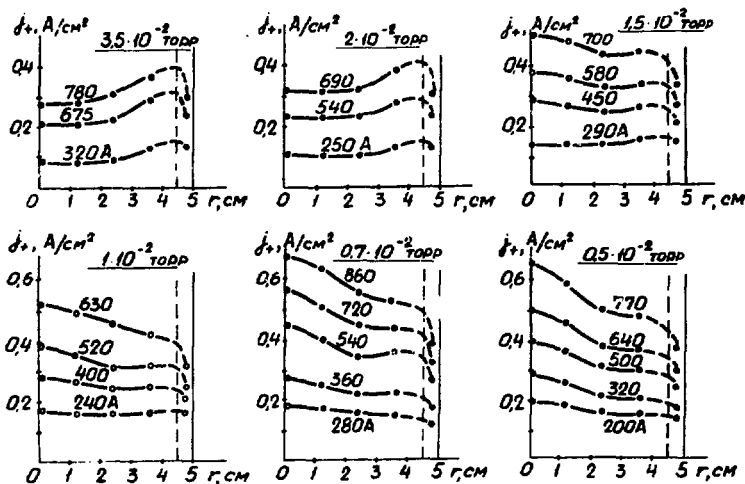


Рис. 4. Изменение радиальных распределений j_+ при изменении давления водорода и I_p

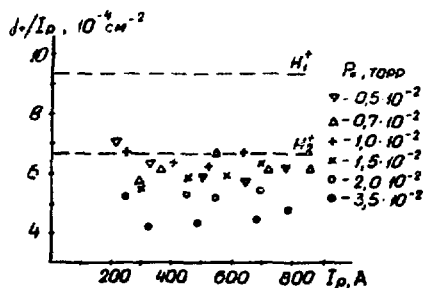


Рис. 5. Отношение плотности ионного тока на зонд, расположенный вблизи катода, к току разряда (I_p) в зависимости от I_p . Пунктир – расчет для случая прихода на катод только ионов H_1^+ или ионов H_2^+

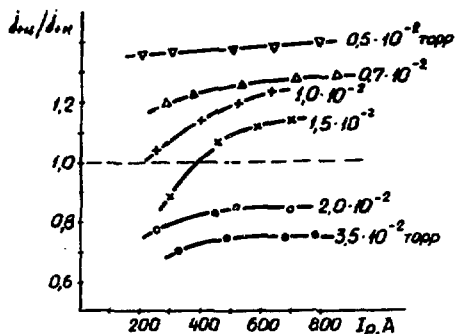


Рис. 6. Изменение отношений плотностей ионных токов на центральный и катодный зонды с увеличением тока разряда при различных давлениях водорода в камере

Как следует из критерия Ленгмюра для двойного прикатодного слоя, в случае работы катода в режиме объемного заряда отношение плотности тока приходящих на катод ионов ($j_{+к}$) к плотности тока электронов с катода должно оставаться постоянным. Следовательно, поскольку в источнике без внешнего магнитного поля ток разряда определяется током электронов с катода, отношение $j_{+к}/I_p$ должно оставаться неизменным при изменении параметров разряда. На рис. 5 приведено отношение j_+/I_p (j_+ на зонде, расположенном недалеко от катода) в зависимости от I_p для различных значений p_0 . Видно, что экспериментальные точки группируются вблизи величины $j_+/I_p = 6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ практически для всех значений p_0 , кроме больших, при которых наблюдается заметное увеличение j_+ от центра к катоду. Близость отношения j_+/I_p к величине, рассчитанной для случая, когда на катод приходят только ионы H_2^+ ($6,6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$), может быть объяснена тем, что вблизи катодов имеется наибольшая концентрация быстрых электронов, которые ионизуют в основном газ с образованием ионов H_2^+ , а также с наличием в разряде ионов H_3^+ .

Изменение степени неоднородности j_+ с увеличением I_p при различных p_0 представлено на рис. 6.

Температура электронов плазмы определялась по зондовым характеристикам. На рис. 7 и 8 представлены распределения j_+ и температуры электронов (T_e) при изменениях p_0 и I_p . Обращает на себя внимание, что хотя распределения $j_+(r)$ сильно различаются, характер распределения $T_e(r)$ сохраняется и температура электронов вблизи катодов примерно на 1–1,5 эВ выше, чем в середине. Можно предположить, что увеличение T_e вблизи катодов связано с тем, что именно в этой области должна происходить передача энергии от катодных электронов к плазменным вследствие возбуждения пучком быстрых электро-

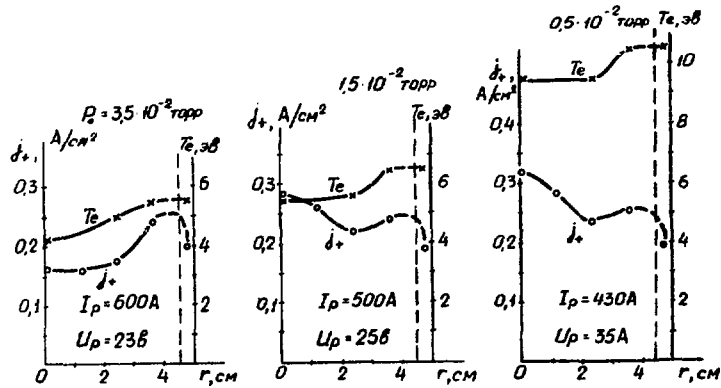


Рис. 7. Изменение радиальных распределений j_+ и T_e при изменении давления водорода в камере

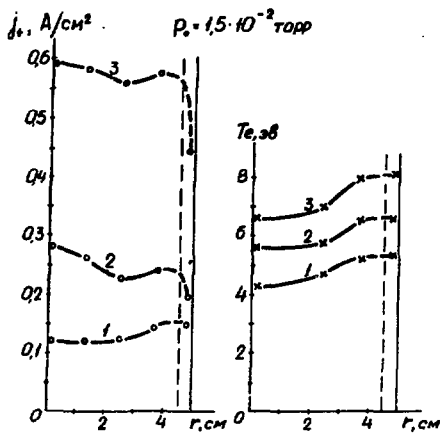


Рис. 8. Изменение радиальных распределений j_+ и T_e при изменении параметров разряда: 1 - $I_p = 270$ А, $U_p = 23$ В; 2 - $I_p = 500$ А, $U_p = 25$ В; 3 - $I_p = 880$ А, $U_p = 33$ В

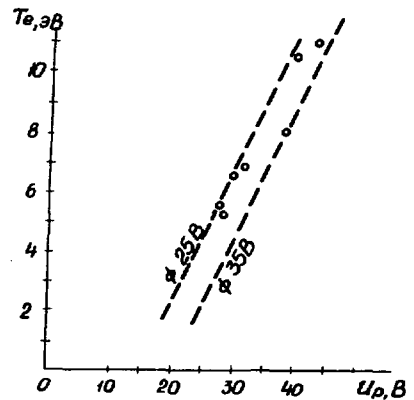


Рис. 9. Связь температуры электронов плазмы с напряжением разряда. Пунктир - расчет с помощью формулы (1)

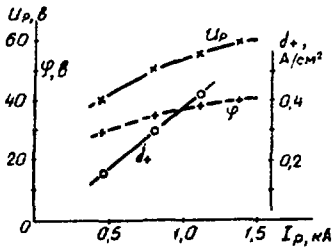


Рис. 10. Зависимость эмиссионной плотности ионного тока (j_+), напряжения разряда (U_p) и плавающего потенциала эмиссионного электрода (φ) от тока разряда. Давление водорода в камере $\sim 1 \cdot 10^{-2}$ торр

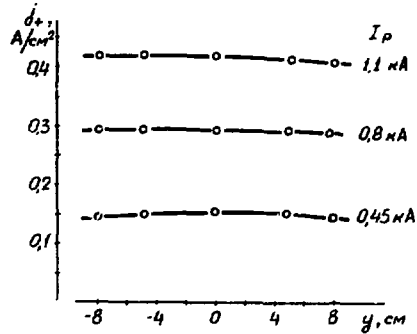


Рис. 11. Распределение j_+ вдоль длинной оси разрядной камеры ИБМ-5 при различных токах разряда

ион лэнгмюровских колебаний плазмы. Оценка длины релаксации энергии пучка, сделанная на основе работы [10], дает величину $\lambda_{\text{рел}} = 3-5$ см. Эксперименты показывают, что в зависимости от условий величина T_e может составлять 5-10 эВ, причем ее изменение хорошо согласуется с изменением напряжения разряда (U_p). Расчет баланса частиц и энергии в описываемом разряде дает выражение для связи T_e и U_p :

$$T_e \approx eU_p \left(1 - 2 \frac{j_+}{j_{\text{ек}}} \frac{S}{S_k}\right) - e\phi \frac{j_+}{j_{\text{ек}}} \frac{S}{S_k}, \quad (1)$$

где $j_{\text{ек}}$ - плотность тока эмиссии электронов с катода; S и S_k - площади стенок разрядной камеры и катодов; $e\phi$ - средняя энергия, требуемая для образования одного иона. На рис. 9 построены расчетные зависимости T_e от U_p для значений $\phi = 25$ и 35 В и приведены значения T_e , полученные в различных режимах горения разряда. Видно, что расчетные и экспериментальные данные хорошо согласуются.

3.2. Закономерности, отмеченные в модельном разряде, проявляются в полной мере и в полномасштабном разряде, зажигаемом в камере, размеры которой приведены в разд. 2. Суммарная площадь катодов составила в этом случае 40 см^2 , полная мощность накала - около 8 кВт (10 В x 800 А). Вследствие того, что относительная площадь катода (S_k/S) стала меньше, разряд горит при больших разрядных напряжениях (рис. 10), как это и требуется из условия баланса энергии для обеспечения требуемой величины T_e . При оптимальном давлении в разрядной камере $p_0 = (1-1,5) \cdot 10^{-2}$ торр неоднородность j_+ на эмиссионной поверхности плазмы составляет около 5% вдоль длинной оси разрядной камеры (рис. 11) и менее 5% вдоль короткой оси. Таким образом, в описанной геометрии разряд обеспечивает поставку ионов с плотностью тока до $0,5 \text{ А/см}^2$ на площади около 140 см^2 при неоднородности менее 5%.

4 ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКАЯ ИОННАЯ ОПТИКА ИСТОЧНИКА. ФОРМИРОВАНИЕ ПУЧКА

Извлечение и формирование интенсивного ионного пучка производилось с помощью трехэлектродной многоселевой ИОС [11]. Измерения производились на стенде инжектора (рис. 12), состоящего из вакуумной камеры, ионного источника, камеры перезарядки и приемника, на котором калориметрически измерялась мощность пучка. Система коллекторов, вмещающая в приемнике пучка, расположенном на расстоянии $\sim 1,75$ м от источника, позволяла измерять распределение плотности тока в пучке по вторичной эмиссии. Следует отметить, что перезарядная камера, расположенная непосредственно за заземленным электродом источника, обеспечивает примерно 80%-ную перезарядку ионов пучка в атомы (при энергии 20–25 кэВ), а образующаяся в мишени плотная вторичная плазма [12] – хорошую компенсацию объемного заряда ионов сразу по выходе их из ИОС. Таким образом, расходимость пучка целиком определяется углами, с которыми ионы вылетают из ИОС.

4.1. Свойства отдельной ячейки ИОС

Предварительно проводилось изучение фокусирующих свойств односелевой трехэлектродной ячейки. Оптимизированная по результатам численного счета и экспериментального исследования форма электродов ячейки ИОС источника ИБМ-5 представлена на рис.13.

Расходимость пучка в направлении поперек щели зависит от положения и формы границы плазмы и в зависимости от эмиссионной плотности ионного тока (j_+) имеет V -образный характер (рис. 14). Специальный профиль щели в эмиссионном электроде обеспечивает получение пучка с минимальным углом расходимости около $1,3^\circ$ при высокой "оптимальной" плотности $j_+^{\text{опт}}$. Экспериментально угол расходимости пучка определялся по полуширине профиля пучка на уровне $1/e$ от амплитуды в центре распределения. Расходимость пучка в направлении вдоль щели определялась по профилю пучка с учетом размера эмиттера. Угол расходимости пучка вдоль щели практически не зависит от величины j_+ (он определяется главным образом наличием у извлекаемых ионов разброса по поперечным энергиям).

Эксперименты показывают, что каждой комбинации величин ускоряющего напряжения (U_0) и ускоряющего промежутка (d_1) соответствует своя оптимальная плотность тока эмиссии ионов ($j_+^{\text{опт}}$), при которой угол расходимости пучка поперек щели (θ_0) минимален, причем значение θ_0^{min} оказывается приблизительно одинаковым для довольно широкого диапазона изменений d_1 (2–4 мм) и U_0 (15–35 кВ). При заданной величине d_1 отношение оптимальных токов пучка оказывается с хорошей степенью точности, пропорциональным $U_0^{3/2}$. Экспериментальные данные показывают, что величина $j_+^{\text{опт}}$ может быть рассчитана с помощью выражения

$$j_+^{\text{опт}} \text{ (А/см}^2\text{)} \approx 4 \cdot 10^{-8} \frac{[U_0 \text{ (В)}]^{3/2}}{[d_1 \text{ (см)}]^2}, \quad (2)$$

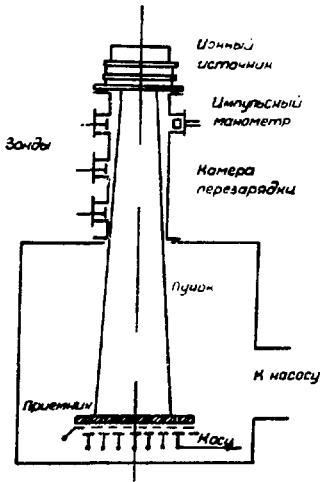


Рис. 12. Схема экспериментального стенда

Рис. 13. Формы электродов ячейки ИОС

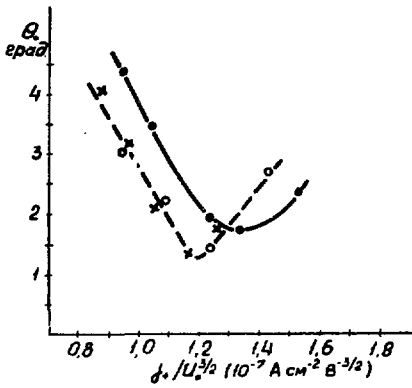
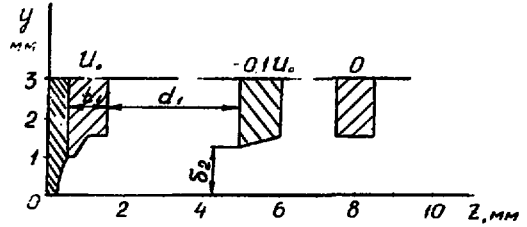


Рис. 14. Угол расходимости пучка в зависимости от эмиссионной плотности тока ионов, приведенной к величине ускоряющего напряжения в степени $3/2$: сплошная кривая — расчет на ЭВМ, экспериментальные точки: о — 15 кВ; х — 20 кВ

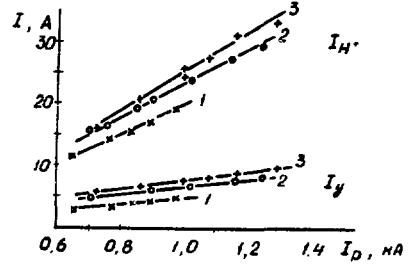


Рис. 15. Зависимость тока пучка (I_{H+}) и тока нагрузки ускоряющего электрода (I_y) от тока разряда при различных значениях ускоряющего напряжения U_0 : 1 — 15 кВ; 2 — 20 кВ; 3 — 25 кВ

где в качестве эффективной длины ускоряющего промежутка берется $d = t_1 + d_1 + \delta_2$ (t_1 - толщина эмиссионного электрода, δ_2 - полуширина щели в ускоряющем электроде).

4.2. Многощелевая ионно-оптическая система

На этом же стенде проводились измерения пучка, сформированного многощелевой ИОС, описанной в разд. 2. Профили электродов при этом были такими же, как и у однощелевой системы.

Параметры пучка в зависимости от тока разряда и извлекаемого тока ионов представлены на рис. 15 и 16. При ускоряющем напряжении 25 кВ и $d_1 = 3,35$ мм из источника получается пучок с током до 35 А. Эмиссионная плотность ионного тока $0,5 \text{ А/см}^2$ достигается при токе разряда около 1,3 кА, что хорошо согласуется с результатами зондовых измерений в плазме разряда. Для каждого значения ускоряющего напряжения имеется своя величина $I_{H^+}^{opt}$ (рис. 16), хорошо определяемая с помощью выражения (2).

Изгиб решеток в направлении вдоль щелей приводит к фокусировке пучка. Измерения профиля пучка в этом направлении показывают, что его ширина оказывается заметно меньше, чем начальный размер (длина щели 8 см), и составляет 3–3,6 см, уменьшаясь с увеличением энергии (рис. 17). Поскольку радиус кривизны решеток составляет около 2 м, можно считать, что фокус пучка находится в районе приемника и ширина пучка в этом месте определяется расходимостью ионной струйки, выходящей из любого элемента щели. Тогда, зная эту ширину Δ_{H^+} , можно определить угол расходимости элементарной струйки в направлении вдоль щели θ_{H^+} и, следовательно, среднюю поперечную энергию ионов (E_{\perp}), характеризующую разброс вытягиваемых из газоразрядной плазмы ионов по поперечным скоростям ("поперечную температуру"), поскольку граница плазмы мало искривлена вдоль щели и θ_{H^+} определяется главным образом наличием у ионов энергии E_{\perp} .

Результаты проведенных измерений:

| | | | |
|--|-----------|------------|-----------|
| Ускоряющее напряжение, кВ | 15 | 20 | 25 |
| Ширина пучка (на уровне $1/e$) вдоль щели, см | 3,6 | 3,4 | 3,0 |
| Угол расходимости вдоль щели, град. | $\pm 0,6$ | $\pm 0,55$ | $\pm 0,5$ |
| Средняя поперечная энергия ионов, эВ | 1,65 | 1,83 | 1,9 |

Если щели в эмиссионном и ускоряющем электродах не смещены друг относительно друга, то профиль пучка на приемнике в направлении поперек щелей имеет ширину (уровень $1/e$), превышающую начальный размер пучка в ИОС. Оценка среднего угла расходимости пучка по его профилю (с учетом начального размера пучка) дает величину $\pm 2 - 2,5^\circ$. Такое увеличение угла по сравнению с данными для однощелевой ячейки объяс-

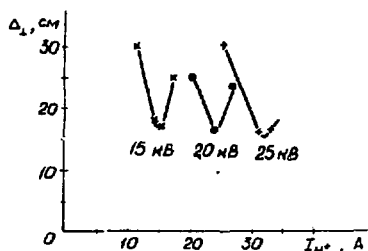
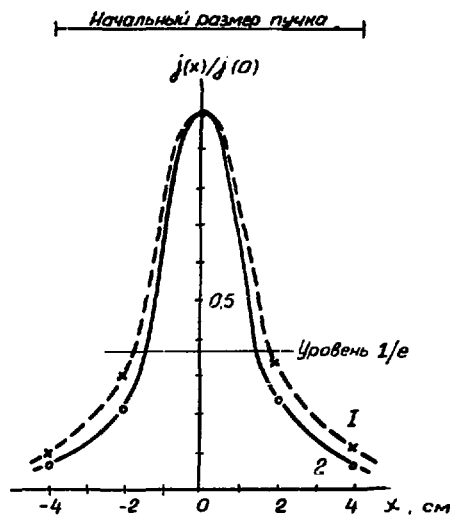


Рис. 16. Ширина пучка (уровень $1/e$) в направлении поперек щелей ИОС в зависимости от тока пучка ($L = 1,75$ м)

Рис. 17. Профиль пучка в направлении вдоль щелей ИОС ($L = 1,75$ м): 1 - $U_0 = 15$ кВ; $\Delta_1 = 3,6$ см; 2 - $U_0 = 25$ кВ, $\Delta_1 = 3,0$ см



няется главным образом неточностью изготовления и взаимной установки решеток электродов.

Для фокусировки пучка в направлении поперек щелей был использован эффект отклонения элементарного пучка, выходящего из ячейки ИОС, при смещении щели в ускоряющем электроде относительно щели в эмиссионном электроде (см., например, [13]). В источнике ИБМ-5 крайние решетки в ускоряющем электроде были раздвинуты приблизительно на 0,15 мм, что по оценкам должно в выбранной геометрии ИОС обеспечивать для пучков из крайних решеток сходимости к оси с углом $1-1,5^\circ$.

Измерения профиля пучка показали, что смещение решеток привело к уменьшению ширины пучка на приемнике: минимальная ширина пучка в направлении поперек щелей оказывается несколько меньшей начального размера пучка в ИОС, равного 18 см (рис. 16 и 18).

4.3. Токи нагрузки на ускоряющий электрод

Обсудим теперь вопрос о составляющих тока нагрузки ускоряющего электрода. Как видно из рис. 15, отношение его величины к току ионного пучка, извлекаемого из источника, достигает $\alpha_y \approx 25\%$. Можно показать, что даже в случае "идеальной ИОС", т.е. когда ток нагрузки ускоряющего электрода, обусловленный ускоренными ионами пучка, равен нулю, высокое значение коэффициента α_y может быть объяснено потоком на ускоряющий электрод вторичных ионов как родившихся при ионизации и перезарядке в самой ИОС, так и приходящих из вторичной плазмы, образующейся в перезарядной мишени, а также вызываемым этими ионами потоком электронов вторичной эмиссии с уско-

ряющего электрода. По оценкам, концентрация молекулярного водорода (n_0) в ИОС составляет около $2.10^{14} \text{ см}^{-3}$, в нейтрализаторе вблизи ИОС $\sim 1.10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Как показано в работе [14], из всех вторичных ионов, родившихся в ИОС, на ускоряющий электрод попадают ионы из области вблизи ускоряющего электрода и из области торможения пучка, т.е. образованные пучком, имеющим практически полную энергию. При энергии ионов 20 кэВ суммарное сечение образования вторичных ионов (в основном H_2^+) при ионизации и перезарядке составляет $\sim 7.5.10^{-16} \text{ см}^2$ [15]. Длина области в ИОС, из которой вторичные ионы попадают на ускоряющий электрод, равна примерно 0,3 см, таким образом ток этих ионов $I'_{+чск} \approx 4.5.10^{-2} I_{H^+}$. Нетрудно показать, что поток вторичных ионов из нейтрализатора при сечении трубы $12 \times 25 \text{ см}^2$ составляет примерно $I''_{+чск} \approx 7.5.10^{-2} I_{H^+}$. Таким образом, поток вторичных ионов на ускоряющий электрод, по нашим оценкам, не менее 12% от тока пучка из источника. Средняя энергия этих ионов около 2 кэВ. Электроны, образующиеся в результате ион-электронной эмиссии, покидают ускоряющий электрод, также давая вклад в ток нагрузки. Как следует из работы [16], коэффициент ион-электронной эмиссии γ сильно зависит от состояния поверхности и равен для молибдена ~ 1 при нормальном падении ионов водорода с энергией ~ 2 кэВ. Реально γ может быть больше 1 из-за падения вторичных ионов на поверхность электрода под различными углами. Таким образом, вторичные ионы и электроны, эмиттируемые под действием бомбардировки поверхности этими ионами, могут давать ток нагрузки ускоряющего электрода до 25% тока ионного пучка. Выделяющаяся при этом на ускоряющем электроде мощность определяется потоком вторичных ионов и составляет всего $12\% \cdot 2 \text{ кВ} / 20 \text{ кВ} = 1,2\%$ от мощности пучка. В реальных условиях к ней может добавляться мощность быстрых ионов, попадающих на электрод.

5. ПРИМЕНЕНИЕ ИСТОЧНИКА ИБМ-5 ДЛЯ ИНЖЕКЦИИ В Т-11

Важным является вопрос о том, какая доля пучка, формируемого в источнике, пройдет через входной патрубков токамака Т-11 и какая мощность может быть инжектирована в эту установку.

5.1. Перезарядка

В рабочих режимах источника ИБМ-5 толщина перезарядной мишени (линейная плотность $n\ell$) составляет $\sim 3.5.10^{15} \text{ см}^{-2}$, что обеспечивает выход быстрых атомов от 0,85 до 0,74 при изменении энергии инжекции от 15 до 25 кэВ. При энергии 25 кэВ оптимальная мощность пучка ионов из источника ($\Delta_1 \rightarrow m\ln$) составляет примерно 800 кВт, т.е. мощность пучка быстрых атомов на выходе из камеры перезарядки достигает 590 кВт (рис. 19).

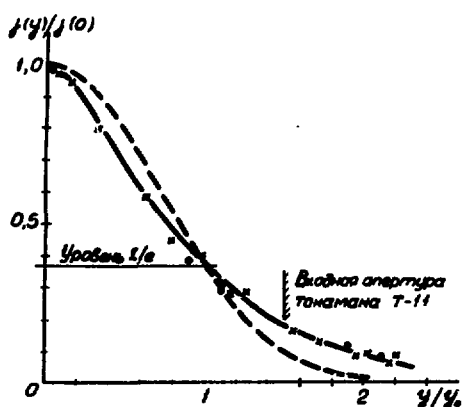


Рис. 18. Профиль пучка в направлении поперек щелей, $\Delta_{\perp} = 2y_0$; пунктир - кривая Гаусса: $\times - U_0 = 15 \text{ кВ}, \Delta_{\perp} = 17 \text{ см};$
 $\circ - U_0 = 20 \text{ кВ}, \Delta_{\perp} = 16 \text{ см};$
 $+ - U_0 = 25 \text{ кВ}, \Delta_{\perp} = 15,5 \text{ см}.$

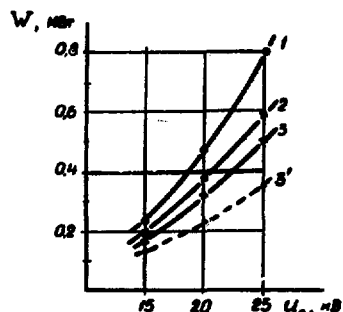


Рис. 19. Зависимость от величины ускоряющего напряжения мощности пучка: 1 - ионов из источника; 2 - атомов на выходе из камеры перезарядки; 3 - атомов, которые должны пройти через входной патрубок токамака Т-11; 3' - для дейтерия

5.2. Геометрические факторы

Входной патрубок токамака Т-11 сечением $A \times B = 8 \times 26 \text{ см}^2$ расположен на расстоянии около 2 м от источника. На рис. 18 приведен профиль распределения пучка в направлении поперек щелей и его сравнение с распределением Гаусса. Как видно из рисунка, реальное распределение более острое, чем гауссово, и имеет более широкие крылья. В размере, равном ширине Δ_{\perp} , заключено $\sim 73\%$ пучка, а в размер $B = 26 \text{ см} = 1,5\Delta_{\perp}$ попадает около 87% пучка. С учетом расходимости вдоль щелей ($A = (2,5-3)\Delta_{\parallel}$) можно ожидать, что в Т-11 войдет около 85% пучка, т.е. поток атомов водорода мощностью около 320 кВт при 20 кэВ и до 500 кВт при 25 кэВ.

6. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОННОГО ИСТОЧНИКА ИБМ-5

Таким образом, разработанный источник ИБМ-5 обеспечивает получение пучков водородных ионов с током более 30 А при достаточно хорошей сформированности пучка: угол расходимости пучка составляет вдоль щелей $\leq 0,8^\circ$ и поперек $\sim 2,5^\circ$, начальное сечение пучка $8 \times 18 \text{ см}^2$. Ниже приведены основные характеристики, полученные при измерениях на стенде.

| | | | |
|--|------|------|------|
| Ускоряющее напряжение, кВ | 15 | 20 | 25 |
| Оптимальный ток разряда, кА | 0,83 | 1,02 | 1,25 |
| Напряжение разряда, В | 38 | 44 | 50 |
| Длительность импульса, мс | 20 | 20 | 20 |
| Ток ионов из источника в оптимальном режиме, А | 15,5 | 23,5 | 32 |
| Мощность ионного пучка, кВт | 230 | 470 | 800 |

| | | | |
|---|--------|--------|----------|
| Выход быстрых атомов (при толщине мишени $3,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^2$), % | 85 | 80 | 74 |
| Мощность пучка атомов, кВт | 195 | 375 | 590 |
| Размеры пучка (уровень $1/e$) на расстоянии 175 см от источника ($\Delta_{\parallel} \times \Delta_{\perp}$), см^2 | 3,6x17 | 3,4x16 | 3,0x15,5 |
| Средняя плотность мощности потока атомов внутри ($\Delta_{\parallel} \times \Delta_{\perp}$), кВт/см^2 | 1,7 | 3,65 | 6,7 |
| Мощность потока атомов, который должен пройти через входной патрубок Т-11, кВт | 165 | 320 | 500 |

Предварительные измерения компонентного состава ионного пучка, извлекаемого из источника, показывают, что содержание в пучке протонной компоненты зависит от тока разряда и в оптимальных режимах составляет около 65%.

Опыты, проведенные с дейтерием, подтвердили все закономерности, найденные при работе с водородом. Оптимальный ток пучка уменьшился в 1,4 раза, что соответствует корню квадратному из отношения масс дейтерия и водорода. Мощность потока атомов дейтерия, который должен пройти через входной патрубок Т-11 при ускоряющем напряжении на источнике 25 кВ, составила 350 кВт (см. рис. 19).

ЛИТЕРАТУРА

1. Gordey J.G. e.a. - Nuclear Fusion, 1974, v. 14.
2. Berry L.A. - Bull. Am. Phys. Soc., 1975, v. 20, p. 1332.
3. Eubank H.F. e.a. - Bull. Am. Phys. Soc., 1975, v. 20, p. 1346.
4. TFR Group. - Bull. Am. Phys. Soc., 1975, v. 20.
5. Vlasenkov V.S. e.a. Proc. of 6th International Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research, Barchtesgaden, 1976.
6. Goensgen F. e.a. Proc. of 7th European Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Lausanne, 1974, ILL Rep. UOBL-77255.
7. Stirling W.L. e.a. Paper VI-10, Proc. 2nd Symp. on Ion Sources, Berkeley, 1974.
8. Ehlers K.W. e.a. 1-5, ibid.
9. Кулигин В.М., Панасенков А.А., Семанко Н.Н. Доклад на II Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям. Минск, 1976, тезисы, с. 293.

10. Иванов А.А., Рудаков Л.М. - ИЭТФ, 1966, т. 51, с. 1522.
11. Cooper W.B. e.a. Paper D-3, Proc. 2nd Int. Conf. on Ion Sources, Vienna, 1972;
Kulygin V.M. e.a. Paper II-10, Proc. 2nd Symp. on Ion Sources and formation
of Ion Beams, LBL 3599, Berkeley, Supplement, 1974.
12. Kulygin V.M., Panassenkov A.A. Paper II-11, ibid.
13. Poeschel R.L., King H.T. Paper II-4, ibid.
14. Fink J.H., McDowell C.E. Rep. in Proc. of 6th Symp. on Eng. Probl. of Fusion
Research, San Diego, Calif., 1975.
15. Апросинов В.В. и др. - ИЭТФ, 1958, т. 34, с. 1398.
16. Дорожкин А.А. Физическая электроника. Труды ИИИ № 277, 105, 1966.

Редактор Л. И. Карюхина
Корректор В. П. Горичева

Т-06512. 5. 08. 1977 г. Формат 60x90/8. Уч.-изд. 1 л.
Тираж 200 экз. Заказ 1081. Цена 10 коп. ОНТИ. ИАЭ

10 коп.