

К.12
ИЯФ

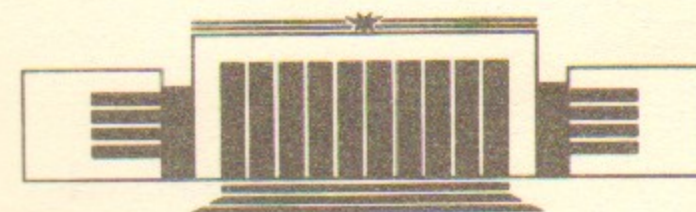
Государственный научный центр
Российской Федерации
Институт ядерной физики
им. Г.И. Будкера

А.А. Кабанцев, Г.Н. Санкин

АНАЛИЗАТОР АТОМОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ
С РЕЗОНАНСНЫМ ПЛАЗМЕННЫМ
КОНВЕРТОРОМ

БИБЛИОТЕКА
Института ядерной
физики СО АН СССР
ИНВ. № _____

ИЯФ 97-15



НОВОСИБИРСК

Анализатор атомов низких энергий с резонансным плазменным конвертором

А.А. Кабанцев, Г.Н. Санкин

Государственный научный центр Российской Федерации
Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН
kabantsev@inp.nsk.su

АННОТАЦИЯ

Несомненный интерес при изучении плазмы представляет энергетический анализ атомов перезарядки, функция распределения которых связана с функцией распределения ионов. Этот элемент диагностики широко применяется на современных плазменных установках для бесконтактных измерений температуры ионов. Однако энергетический анализ атомов низких энергий (~100 эВ) сопряжен с определенными трудностями, так как для большинства обычно используемых методов зарядовой конверсии эффективность преобразования атомов в ионы падает с уменьшением энергии и становится неприемлемо малой в области 100 эВ.

В работе представлен анализатор атомов низких энергий с плазменным конвертором, созданный для открытой магнитной ловушки АМБАЛ-М. Атомы перезарядки из диагностируемой плазмы пролетают через водородную плазменную мишень, где частично испытывают резонансную перезарядку и превращаются в положительные ионы. Образующиеся ионы анализируются по энергии 30-градусным электростатическим анализатором, и после доускорения регистрируются детектором на основе МКП.

В работе детально анализируются требования к плазменной мишени, на основании которых сделан выбор подходящего источника плазмы.

Проведенные экспериментальные исследования плазменного конвертора показали, что выбранный источник плазмы обеспечивает управляемое изменение линейной плотности мишени в диапазоне $0.2-2 \cdot 10^{14}$ см⁻² при низкой температуре собственных ионов и концентрации франк-кондоновских атомов водорода. Это позволяет достичь высокой эффективности преобразования атомов в положительные ионы в области энергий 50-10000 эВ, ограниченной снизу процессом рассеяния ионов в плазменной мишени.

Low energy atoms analyzer with a resonant plasma converter

A.A. Kabantsev, G.N. Sankin

The State Research Center of Russia
The Budker Institute of Nuclear Physics, SB RAS
kabantsev@inp.nsk.su

ABSTRACT

The doubtless interest at plasma study the charge-exchange atoms energy analysis presents, which distribution function is connected to ions distribution function. This element of diagnostics is widely applied on modern plasma installations for uncontacted measurements of ion temperature. However the energy analysis of low-energy atoms (~100 eV) is integrated with certain difficulties, as for the majority of usually used charging conversion methods the atoms in ions transformation efficiency drops with energy reduction and becomes unacceptably small in the range 100 eV.

In the report a low-energy atoms analyzer with plasma converter, created for opened magnetic trap AMBAL-M is submitted. Charge-exchange atoms from main plasma pass through a hydrogen plasma target, where partially resonant charge-exchange and are transformed into positive ions. The formed ions are analyzed on energy by a 30° electrostatic analyzer, and after acceleration are registered by a detector on the MCP basis.

In the work requirements to a plasma target are analyzed in details, on which basis a suitable plasma source choice is made.

Conducted experimental researches of a plasma converter have shown, that the chosen plasma source provides controlled change of target linear density in a range $0.2-2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ at low own ions temperature and Frank-Condon atoms concentration of a hydrogen. It permits to reach high transformation efficiency of atoms in positive ions in the energy range 50-10000 eV, limited from below by ions scattering process in a plasma target.

Введение

Несомненный интерес при изучении плазмы представляет энергетический анализ атомов перезарядки, функция распределения которых связана с функцией распределения ионов. Этот элемент диагностики широко применяется на современных плазменных установках для бесконтактных измерений температуры ионов. Однако энергетический анализ атомов низких энергий (~100 эВ) сопряжен с определенными трудностями, так как для большинства обычно используемых методов зарядовой конверсии эффективность преобразования атомов в ионы падает с уменьшением энергии и становится неприемлемо малой в области 100 эВ.

Ниже приводится краткая сравнительная характеристика некоторых типов анализаторов атомов низких энергий.

1. Анализатор с газовой обдирочной камерой [1]. Используемые газы - гелий или азот. Недостатки анализатора - резкий спад эффективности преобразования атомов в ионы с уменьшением энергии от 1 кэВ и недопустимо малая чувствительность в области 100 эВ, а также потеря энергии на обдирку порядка нескольких десятков эВ. Кроме того приходится принимать меры по предотвращению загрязнения диагностируемой плазмы примесными ионами. С этой точки зрения использование водорода предпочтительнее, но сечение обдирки в водороде в 8-10 раз меньше, чем в азоте.

2. Цезиевый анализатор [2] основан на преобразовании атомов в отрицательные ионы на мишени из паров цезия. Хотя достигнута высокая (до 20% при 100 эВ) эффективность преобразования атомов в ионы, анализатор не лишен недостатков, таких как ограниченный ресурс работы, загрязнение диагностируемой плазмы, потеря энергии (3.14 эВ) на отрыв электрона от цезия.

3. Времяпролетный анализатор [3] также имеет свои проблемы - для измерения эквивалентного тока атомов перезарядки используют вторичную электронную эмиссию из металлической пластины, коэффициент эмиссии которой сильно зависит от энергии падающих атомов и состояния поверхности. К тому же анализатор сложен в изготовлении.

В работе предлагается анализатор атомов низких энергий с резонансной плазменной мишенью. Поток атомов перезарядки из диагностируемой плазмы пролетает через плазменную мишень, расположенную вне магнитного поля установки, частично перезаряжаясь и превращаясь в ионы. Ионы анализируются по энергии 30-градусным электростатическим анализатором и регистрируются детектором с микроканальной пластиной с доускорением для уменьшения зависимости коэффициента усиления МКП от энергии ионов. Расчеты показывают, что в области энергий 10..10000 эВ может быть достигнута высокая эффективность преобразования атомов в положительные ионы.

В работе сформулированы требования к анализатору, объяснены постановка и результаты модельного эксперимента и показано, что получаемая с помощью выбранного источника плазменная мишень удовлетворяет необходимым требованиям.

Плазменный конвертор и анализатор

Анализатор атомов низких энергий состоит из плазменного конвертора для перезарядки атомов диагностируемого пучка в ионы и собственно анализатора образовавшихся заряженных частиц, и служит для определения функции распределения атомов перезарядки, вылетающих из диагностируемой плазмы и попадающих в анализатор в виде коллимированного пучка диаметром 5 мм (рис. 1).

Размер пучка в диаметре ограничен сверху, во-первых, размером входного отверстия анализатора заряженных частиц, который в свою очередь определяется длиной базы анализатора и требуемым разрешением, которое должен обеспечивать анализатор, по формуле

$$D = B \cdot S. \quad (1)$$

Здесь D - диаметр анализируемого пучка, B - база анализатора, S - разрешение анализатора. И, во-вторых, требованиями к разрешающей способности метода при сканировании диагностируемой плазмы по сечению. С другой стороны, диаметр пучка должен быть достаточно велик, чтобы обеспечить приемлемый поток регистрируемых частиц.

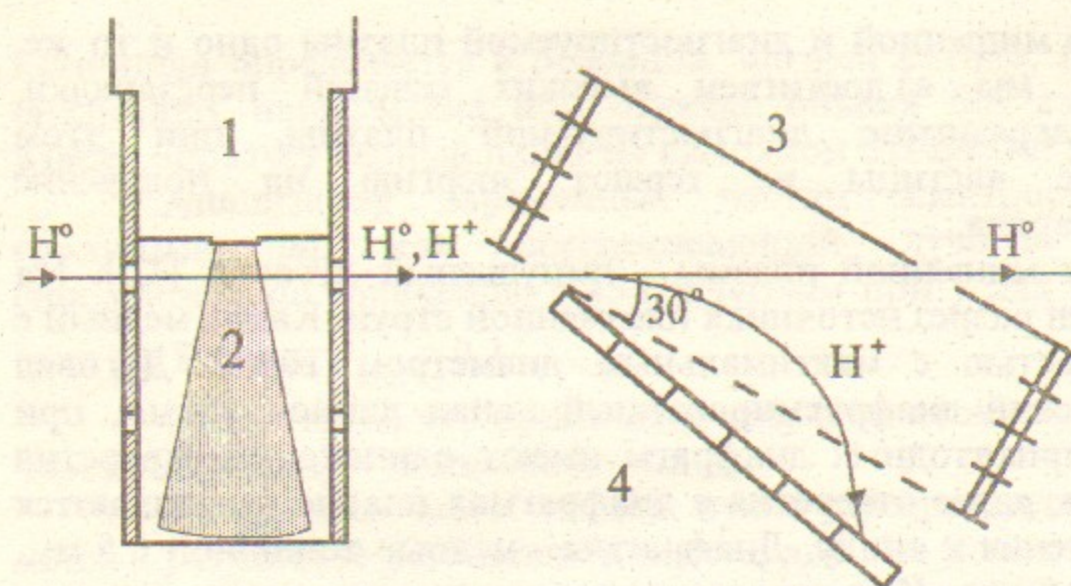


Рис. 1. Анализатор атомов низких энергий с плазменным конвертором: 1 - источник плазмы, 2 - плазменная мишень, 3 - электростатический анализатор, 4 - микроканальная пластина.

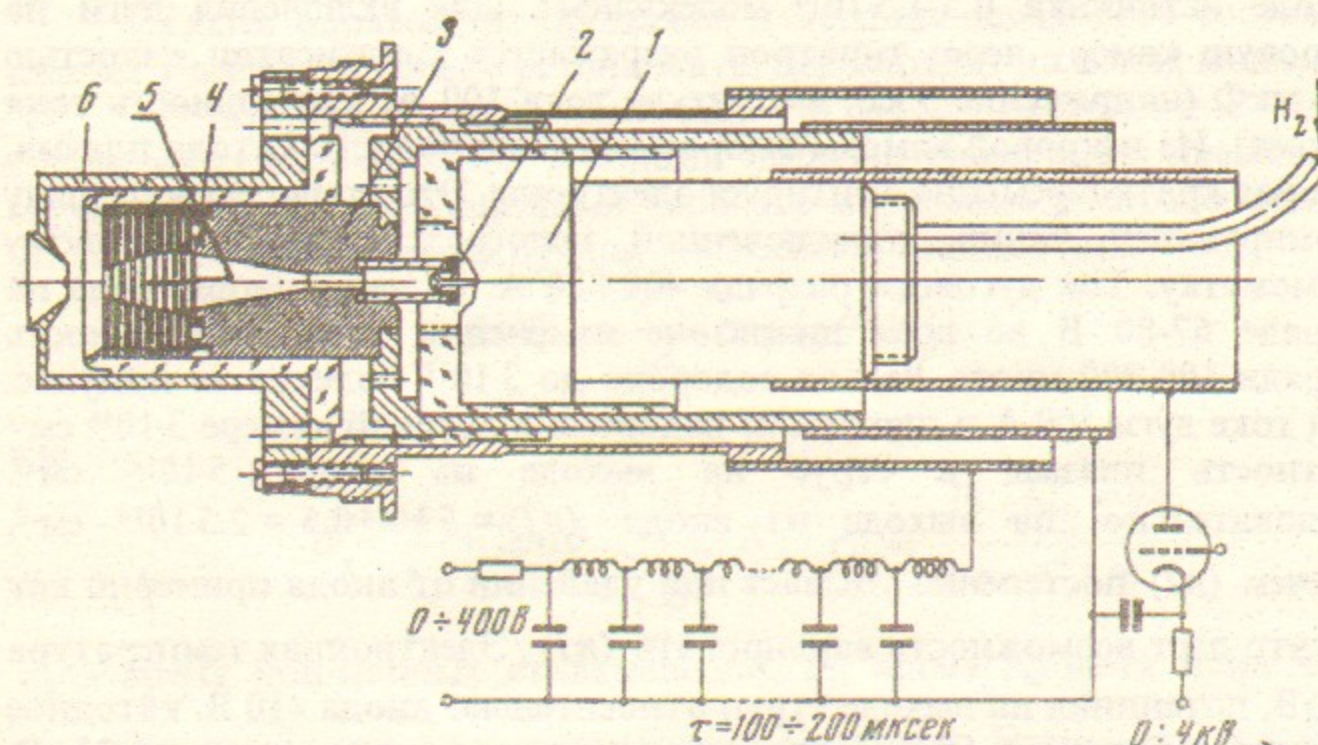


Рис. 2. Источник плазмы: 1 - газовый клапан, 2 - поджигающий электрод, 3 - катод, 4 - катодная вставка, 5 - дуговой канал, 6 - анод.

Вещество мишенной и диагностируемой плазмы одно и то же. Таким образом мы а) достигаем высоких сечений перезарядки, б) исключаем загрязнение диагностируемой плазмы, при этом в) анализируемые частицы не теряют энергию на получение электрического заряда.

Источник мишенной плазмы - импульсный дуговой [4,5]. На рис. 2 представлен разрез источника плазменной струи. Катод медный с конической полостью с максимальным диаметром 10 мм. Дуговая камера - конический диафрагмированный канал длиной 15 мм, при этом 5 первых прикатодных диафрагм имеют одинаковые отверстия диаметром 10 мм, далее отверстия в диафрагмах плавно уменьшаются по мере приближения к аноду. Диафрагмы - медные толщиной 0.5 мм, шаг диафрагм 0.8 мм. Кольцевая вставка из дюралюминия в торце катода позволила существенно уменьшить мощность поджигающего импульса и практически исключить пропуски поджига разряда. Диаметр канала в анодной области равен 5 мм. Напуск водорода производится через искровую камеру в течении 400 мксек с помощью электромагнитного клапана. Время истечения газа из камеры равно 1.15 мсек при диаметре дугового канала в анодной области 5.0 мм. К концу работы клапана плотность водорода в дуговой камере достигает $1-3 \cdot 10^{16}$ молекул/см³, в искровой камере в несколько раз выше, а на выходе источника $0.5-1.5 \cdot 10^{14}$ молекул/см³. Для включения дуги на искровую камеру через тиратрон разряжается конденсатор емкостью 0.25 мкФ (напряжение 5 кВ, амплитуда тока 100 А, длительность тока 5 мксек). Из искровой камеры выбрасывается в полость катода плазма, которая кратковременно эмитирует электроны. Это приводит к разряду формирующей линии, подключенной непосредственно к дуговому промежутку. Ток дугового разряда 400-800 А, падение напряжения на разряде 67-80 В во всем диапазоне изменения тока, длительность разряда 100-200 мксек. Расход водорода до $3 \cdot 10^{17}$ молекул за импульс. При токе дуги 500 А и плотности водорода в дуговой камере $3 \cdot 10^{16}$ см⁻³ плотность плазмы в струе на выходе из анода $5 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Следовательно, на выходе из анода $\langle n_i l \rangle = 5 \cdot 10^{14} \cdot 0.5 = 2.5 \cdot 10^{14}$ см⁻². Причем $\langle n_i l \rangle$ постепенно убывает при удалении от анода примерно как $1/r$, что дает возможность варьировать $\langle n_i l \rangle$. Электронная температура 7-8 эВ, потенциал на выходе струи относительно анода ~10 В, катодное падение потенциала 55 В. Поперечная температура протонов ~0.25 эВ. Таким образом,

$$V_{Ti} \ll V_b \leq V_{Te}. \quad (2)$$

Здесь V_{Ti} - тепловая скорость ионов, V_{Te} - тепловая скорость электронов, V_b - скорость атомов в анализируемом пучке. Ресурс

источника определяется в основном эрозией катода. Большое влияние оказывают пары масла при откачке объема без азотной ловушки. Масло образует черный налет на выходном отверстии анода.

Анализатор заряженных частиц электростатический, 30-градусный [6], как обеспечивающий лучшую разрешающую способность по сравнению с 45-градусным при углах сбора $\theta_{\max} < 0.16$ (рис. 3). Возьмем $\theta_{\max} = 0.1$.

Рассмотрим, что происходит с пучком атомов при прохождении через резонансную плазменную мишень.

Во-первых, часть атомов пучка превращается в заряженные ионы в результате резонансной перезарядки на ионах мишени. Сечение перезарядки на ионах примесей несущественно по сравнению с сечением резонансной перезарядки, так как такие ионы в нашем случае ионизованы слабо (электронная температура такова, что в мишенной плазме не существует многозарядных ионов). Процесс ионизации ионным ударом становится сравнимым с перезарядкой только при энергии 40 кэВ (рис. 4), что находится вне интересующего нас диапазона. Эффективное сечение ионизации электронным ударом $\langle \sigma_{ei} V_e \rangle / V_b$ при температуре $T_e \sim 10$ эВ так же пренебрежимо мало [7,8]. Здесь усреднение производится по функции распределения электронов.

Таким образом, из процессов изменения зарядового состояния следует учитывать только резонансную перезарядку на ионах мишени.

Во-вторых, пучок получает угловое расхождение из-за кулоновских столкновений с ионами мишени. Рассеяние в предельном случае (2) носит диффузионный характер и функция распределения по углам после прохождения пучком плазменной мишени имеет вид

$$f(\theta) = \frac{1}{\pi \theta_0^2} \cdot \exp(-\theta^2 / \theta_0^2), \quad (3)$$

где

$$\theta_0^2 = \frac{t}{\tau_{ii}} \approx 13 \cdot 10^{-13} \frac{\langle n_i l \rangle}{E_b^2} \Lambda, \quad \tau_{ii} = \frac{\sqrt{2}}{4\pi} \frac{\sqrt{m_i} E_b^{3/2}}{e^4 \Lambda n_i}, \quad (4)$$

τ_{ii} - время ион-ионных столкновений, t - время пролета иона через плазменную мишень, Λ - кулоновский логарифм. Например, $\theta_0 = 0.072$ при $\langle n_i l \rangle = 0.5 \cdot 10^{14}$ см⁻², $E_b = 100$ эВ, $\Lambda = 8$. Вклад в θ_0^2 от столкновений с электронами в $(V_{Te}/V_b)^3$ раз меньше.

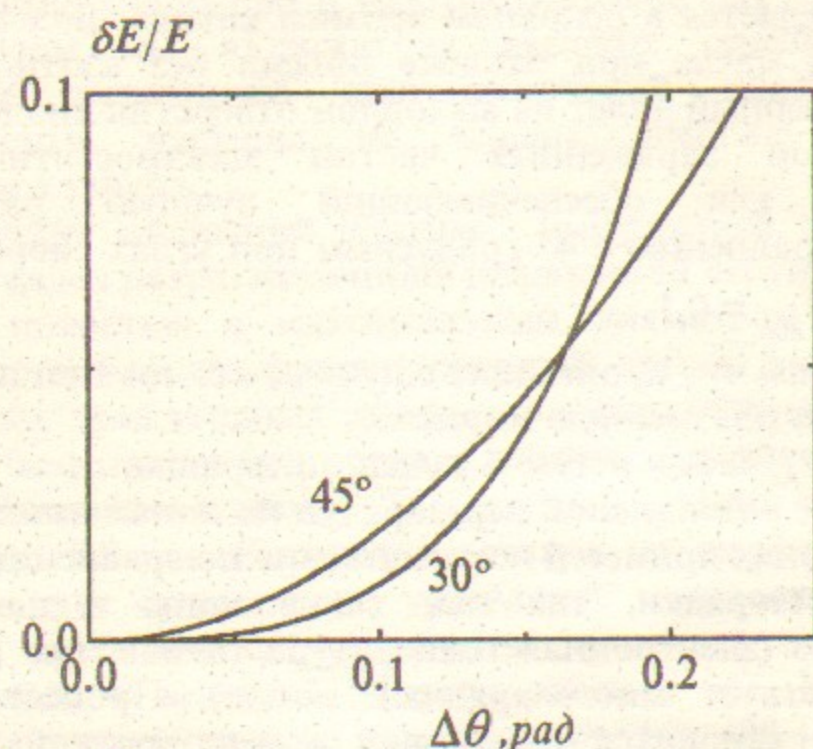


Рис. 3. Разрешение анализаторов по энергии.

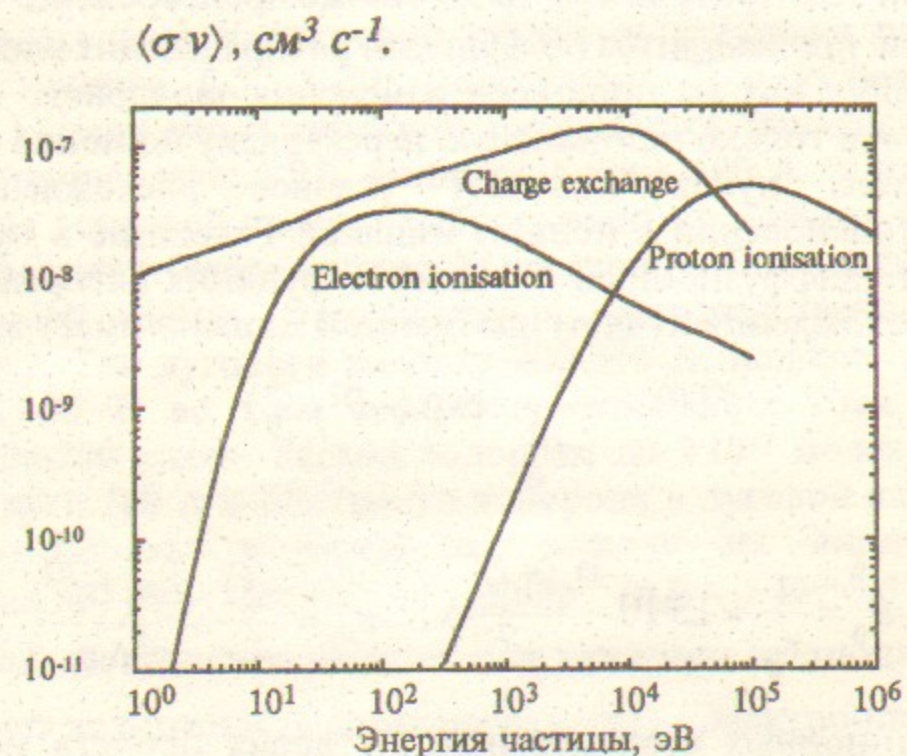


Рис. 4. Скорость реакций для атомарного водорода.

Столкновения с ионами и атомами примесей не дают вклада в угловое расхождение из-за экранирования ядер внешними электронами вследствие однократной ионизации [9].

Не существенно и отклонение образующихся ионов в потенциале плазменной мишени, который по порядку величины равен T_e и имеет экстремум на оси. Действительно, оставив в разложении потенциала по степеням r члены до второго порядка включительно, получим

$$|\varphi(r)| \sim T_e \cdot (1 - (r/a)^2). \quad (5)$$

Здесь a - радиус плазменной струи. Решая задачу о движении в центрально-симметричном поле с прицельным параметром ρ в пределе малых углов рассеяния $\theta \ll 1$, находим [10]

$$|\theta| = -\frac{2\rho}{mv_\infty^2} \int_\rho^\infty \frac{\partial\varphi}{\partial r} \frac{dr}{\sqrt{r^2 - \rho^2}} = 2 \cdot \frac{T_e}{E} \cdot \frac{\rho}{a}. \quad (6)$$

Подставив характерные значения $T_e = 10$ эВ, $E_b = 100$ эВ, $\rho = 2.5$ мм - радиус диагностируемого пучка, $a = 20$ мм - радиус мишени плазмы, для угла отклонения имеем $\theta = 0.025$, что гораздо меньше угла сбора анализатора θ_{\max} .

В-третьих, частицы пучка теряют энергию в кулоновских столкновениях с ионами и электронами мишени плазмы:

$$\frac{\Delta E}{E} = -\frac{t}{\tau_{ii}} - \frac{t}{\tau_{ie}} \cdot \frac{m_i V_b^3 n_e}{m_e V_e^3 n_i}, \quad (7)$$

а также в потенциале плазмы. Энергия иона, образовавшегося на расстоянии R от оси плазменной мишени, после движения в области действия электрического потенциала изменится на величину $|e\varphi(r)| \sim T_e (1 - (R/a)^2)$. Замечательно, что энергия частиц диагностируемого пучка не изменяется при получении электрического заряда (резонансная перезарядка - упругий процесс), в отличие как это происходит в обдирочной камере, где частица теряет энергию на ионизацию.

В-четвертых, ион перезарядки может снова перезарядиться на нейтральном газе - молекулярном водороде и франк-кондоновских атомах, и превратиться обратно в нейтральную частицу. Однако сечение перезарядки на молекулярном водороде в нашем случае малых энергий пренебрежимо мало. Чтобы не случилась резонансная перезарядка на атомах, плазма мишени должна быть достаточно

свободна от них. Так, если коэффициент конверсии без атомов равен α и $\alpha \ll 1$, то с атомами он будет равен

$$\alpha \cdot \left(1 - \alpha \frac{n_a l}{n_i l}\right). \quad (8)$$

Этот эффект может служить источником ошибки в измерении функции распределения в случае, если мы не знаем величину $\langle n_a l \rangle$.

В-пятых, диаметр пучка увеличивается, так как частица в пучке приобретает поперечную скорость:

$$\Delta D = 2\theta_{\max} \int_0^a \left(\frac{x}{2a}\right)^{1/2} dx = \frac{4}{3} \theta_{\max} a \approx 2.5 \text{ мм}, \quad (9)$$

что меньше диаметра диафрагмы.

Требования к диагностике накладывают некоторые ограничения на параметры мишенной плазмы. Сформулируем требования к плазменной мишени для случая, если атомы диагностируемого пучка имеют энергию 100 эВ, анализатор обеспечивает угол сбора 0.1 рад и разрешение по энергии 10%.

Для того, чтобы коэффициент конверсии α был больше 10% должно быть:

$$e^{-\sigma_{ex} n_i l} < 0.9, \quad (10)$$

отсюда

$$n_i l > \frac{1}{\sigma_{ex}} \cdot \ln \frac{1}{0.9} \approx 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}. \quad (11)$$

Кроме того, линейная плотность мишени должна быть достаточно стабильной во времени.

Ограничение на угол рассеяния на ионах мишени дает:

$$\theta_{\text{расс}} = \left(\frac{t}{\tau_{ii}}\right)^{1/2} < \theta_{\max} = 0.1, \quad (12)$$

$$n_i l < \frac{E^2 \theta_{\max}^2}{2\pi e^4 \Lambda} \approx 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}, \quad (13)$$

а на потенциале плазмы:

$$\theta_{\text{расс}} = 2 \cdot \frac{T_e}{E} \cdot \frac{\rho}{a} < \theta_{\max} = 0.1, \quad (14)$$

$$T_e < 40 \text{ эВ}. \quad (15)$$

Однако это условие на T_e не такое жесткое, как следующее.

Плазменная мишень должна обеспечивать разрешающую способность диагностики в целом на уровне 10%. Для этого потеря

энергии должна удовлетворять условию $\Delta E \leq 0.1E$. Отсюда потенциал плазмы $|\varphi| \leq \Delta E$. Для того чтобы можно было пренебречь ионизацией электронным ударом, электроны должны быть достаточно холодными (рис. 4). Значит,

$$T_e \leq 8 \text{ эВ}. \quad (16)$$

Для потери энергии при столкновениях с электронами:

$$\frac{\Delta E}{E} = \theta_{\max}^2 \cdot \frac{m_i V_b^3 n_e}{m_e V_e^3 n_i} < 0.1. \quad (17)$$

Отсюда

$$T_e \geq E \cdot \left(\frac{\theta_{\max}}{0.1}\right)^{2/3} \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{2/9} \approx 0.04 \cdot E = 4 \text{ эВ}. \quad (18)$$

Атомы плазменной мишени ухудшают коэффициент конверсии. Для того, чтобы это ослабление не было существенным, должно быть

$$\alpha \frac{n_a l}{n_i l} < 0.1 \quad (19)$$

или

$$n_a l < n_i l. \quad (20)$$

Шум от высокоэнергичных ионов мишени, попадающих в анализатор, тем больше, чем больше температура ионов в мишени и меньше расстояние между мишенью и электростатическим анализатором. Потoki ионов из диагностируемой плазмы и плазменной мишени равны:

$$dj_n \approx C \langle n_i l \rangle_n n_a \langle \sigma_{ex} v_i \rangle \frac{S}{4\pi L \frac{v_l}{v_i}} \exp\left(-\frac{E}{T_{in}}\right) \frac{E^{1/2} dE}{T_{in}^{3/2}}, \quad (21)$$

$$dj_m \approx C \langle n_i l \rangle_m \frac{v_{Tm}}{2a} \frac{S}{4\pi l} \exp\left(-\frac{E}{T_{im}}\right) \frac{E^{1/2} dE}{T_{im}^{3/2}}. \quad (22)$$

Их отношение должно быть достаточно большим:

$$\frac{dj_n}{dj_m} \approx \frac{\langle n_l \rangle_n}{\langle n_l \rangle_m} n_a \sigma_{ex} a \frac{v_{Tn} l^2 v_t}{v_{Tm} L^2 v_l} \exp\left(-\frac{E}{T_{in}} + \frac{E}{T_{im}}\right) \left(\frac{T_{im}}{T_{in}}\right)^{3/2} \geq 100. \quad (23)$$

Здесь l - расстояние от плазменной мишени до входного отверстия электростатического анализатора, L - от диагностируемой плазмы, C - константа. Подставляя характерные значения $\sigma_{ex} \sim 10^{15} \text{ см}^{-2}$, $\langle n_l \rangle_n \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $\langle n_l \rangle_m \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$, $n_a \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $v_t/v_l \sim 10$, $T_{im}/T_{in} \sim 0.01$, $a \sim 2 \text{ см}$, $l \sim 10 \text{ см}$, $L \sim 100 \text{ см}$, получим ограничение на ионную температуру мишенной плазмы:

$$T_i < E/20 = 5 \text{ эВ}. \quad (24)$$

В принципе, это условие можно обойти, используя в мишени другой изотоп водорода в сравнении с основной плазмой и магнитно-электростатический анализатор.

Хотя атомы и ионы примесей экранированы электронами, это не уменьшает их эффективного заряда для частиц, пролетающих на прицельных расстояниях, меньших радиуса атома или иона. Если мы хотим, чтобы таких частиц пучка было не более 1%, нужно обеспечить

$$\pi r_z^2 n_z l < 0.01 \quad (25)$$

и, значит,

$$n_z l < 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ для } r_z = 1.7 \text{ \AA}. \quad (26)$$

Создана программа для вычисления коэффициента конверсии $\alpha(E, n_l, \theta_{\max})$ для мишени, удовлетворяющей перечисленным выше требованиям, по формуле

$$\alpha(E, n_l, \theta_{\max}) = \int_0^{2a} \int_0^{\theta_{\max}} dx d\theta^2 \cdot n_l \sigma_{ex}(E) \exp(-n_l \sigma_{ex}(E)x) \cdot B(x) \exp(-B(x)\theta^2), \quad (27)$$

где $B(E) = \frac{1}{4\pi e^4 \Lambda n_i} \frac{E^2}{2a-x}$

Вычисленная зависимость коэффициента конверсии от энергии при некоторых значениях $\langle n_l \rangle$, угле сбора $\theta_{\max} = 0.1$, и кулоновском логарифме $\Lambda = 8$ приведена на рис. 5,а. Коэффициент конверсии имеет максимум и убывает при малых и больших энергиях. Спад коэффициента при малых энергиях обусловлен угловой расходимостью

пучка и ограничивает диапазон измеряемых энергий величиной порядка нескольких десятков эВ. В области больших энергий диапазон ограничивается спадом сечения перезарядки при энергиях порядка нескольких десятков кэВ. Таким образом обеспечивается динамический диапазон 1000.

Для проверки "хвостов" функций распределения нейтралов перезарядки низких энергий (<100 эВ) следует увеличить $\langle n_l \rangle$. Тогда коэффициент конверсии для "высоких" энергий (~1000 эВ) возрастет пропорционально. Из рис. 5,б явствует, что для каждой энергии существует свое оптимальное значение $\langle n_l \rangle$.

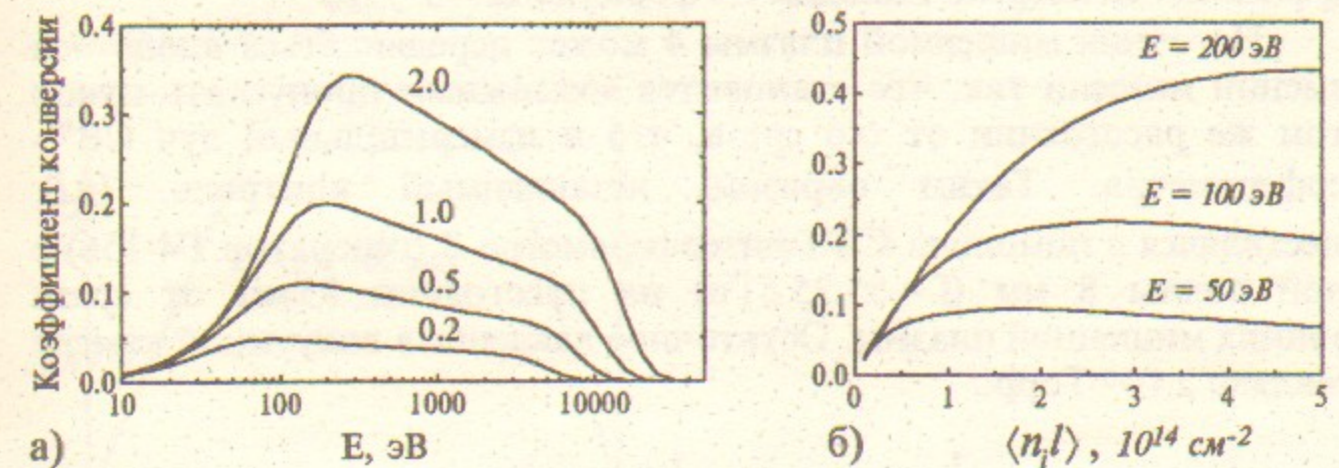


Рис. 5. а) коэффициент конверсии α : числа на графиках - $\langle n_l \rangle$ в единицах 10^{14} см^{-2} , б) для каждой энергии существует своя оптимальная толщина мишенной плазмы.

Модельный эксперимент

Целью модельного эксперимента (рис. 6) было: 1) проверка работоспособности идеи; 2) определение максимальных и минимальных достижимых толщин мишени; 3) градуировка источника плазменной мишени.

Источник анализируемого (градуировочного) пучка - диагностический инжектор нейтральных атомов (ДИНА) 1 [11]. Моноэнергетический пучок с энергией $\geq 4 \text{ кэВ}$, плотностью тока $\sim 250 \text{ мА/см}^2$ и длительностью $\sim 100 \text{ мксек}$, состоящий из атомов I_1^0 и ионов I_1^+ , который может очищаться от ионов в магнитном сепараторе 2, проходит через плазменную мишень 5 и попадает на детектор 7, который может работать в двух режимах - токовом, т.е. измерения тока I_+ заряженных частиц с подавлением тока вторичной эмиссии, и

вторично-эмиссионном, т.е. измерения тока заряженных частиц в сумме с током вторичной эмиссии от заряженных и нейтральных частиц. В последнем случае непосредственно измеряемый ток равен $I_1 = I^+ + \gamma I^+ + \gamma I^0$, где γ - коэффициент вторичной эмиссии, который с точностью 15% одинаков как для атома, так и для положительного иона водорода в качестве первичной частицы [12].

При включении электростатического сепаратора 6 заряженные частицы не попадают на коллектор и измеряемый ток становится равным $I_2 = \gamma I^0$. После чего можно вычислить коэффициент вторичной эмиссии $\gamma = (I_1 - I_2 - I^+)/I^+$ и полный ток частиц $I_{tot} = (I_1 - I^+)/\gamma$. Коэффициент конверсии находим по формуле $\alpha = I^+/I_{tot}$.

Источник мишенной плазмы 4 может передвигаться вдоль оси плазменной мишени так, что становится возможным пропускать пучок на том же расстоянии от его среза, что и измерительный луч СВЧ-интерферометра. Таким образом, независимый контроль $\langle n_l l \rangle$ осуществлялся с помощью СВЧ-интерферометра 8 (генератор Г4-156) с длиной волны 8 мм ($f = 35.25$ ГГц) на расстоянии 35 мм от среза источника мишенной плазмы. Остаточное давление в вакуумной камере составляло $2 \cdot 10^{-5}$ Торр.

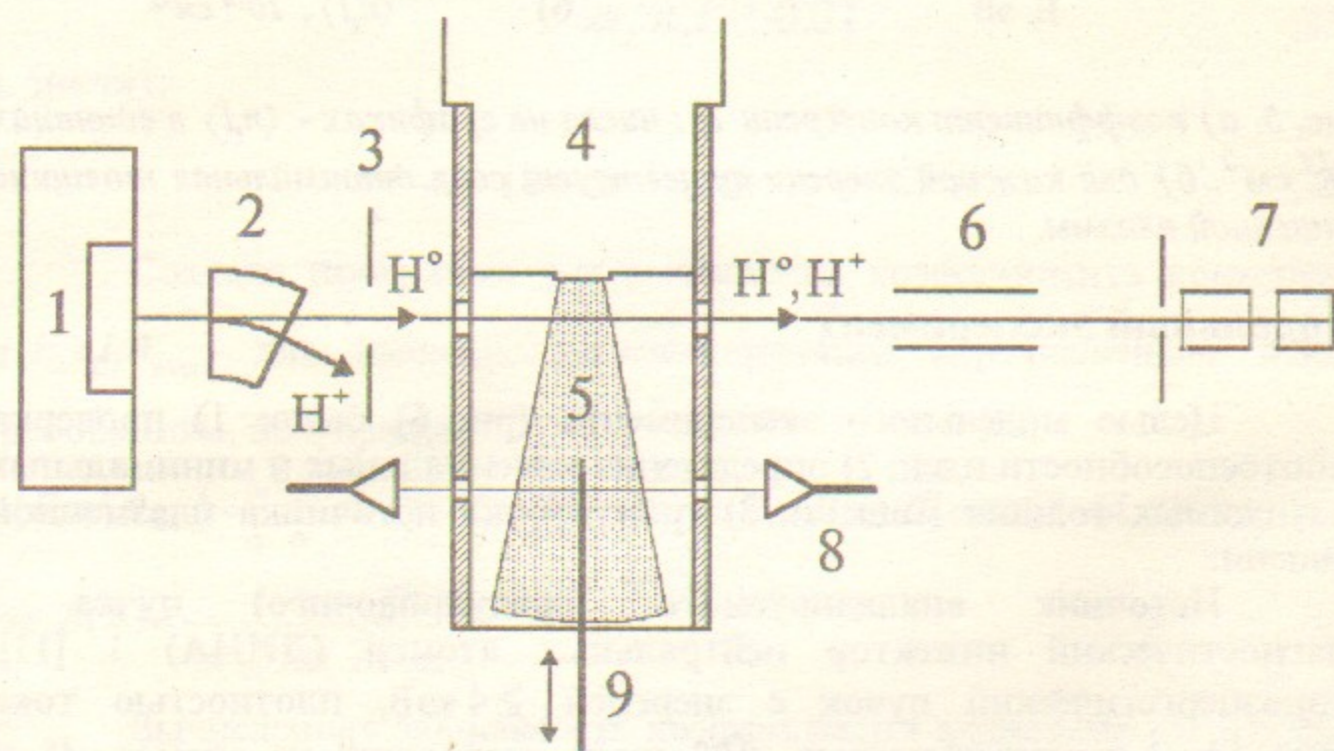


Рис. 6. Модельный эксперимент: 1 - ДИНА, 2 - магнитный сепаратор, 3 - диафрагма, 4 - источник плазмы, 5 - плазменная мишень, 6 - электростатический сепаратор, 7 - вторично-эмиссионный детектор, 8 - СВЧ-интерферометр, 9 - подвижный одиночный ленгмюровский зонд.

Передний фронт рабочего импульса мишени ~40 мксек обычно зашумлен, далее следует полочка длительностью ~80 мксек, после чего плотность спадает до нуля за время ~30 мксек (рис. 7).

Результаты измерений линейной плотности мишени при различных значениях управляющих параметров - тока дуги I_d , временной задержки между началом напуска газа и поджигом дуги t_z , давлении в системе газонапуска p представлены на рис. 8. Откуда следует, что на данном удалении (35 мм) от источника плазмы линейная плотность может быть изменена в пределах $0.1-1.0 \cdot 10^{14}$ см⁻². Причем проще всего это сделать изменяя ток дуги. Ближе к источнику линейная плотность в несколько раз выше, что следует также из зондовых измерений.

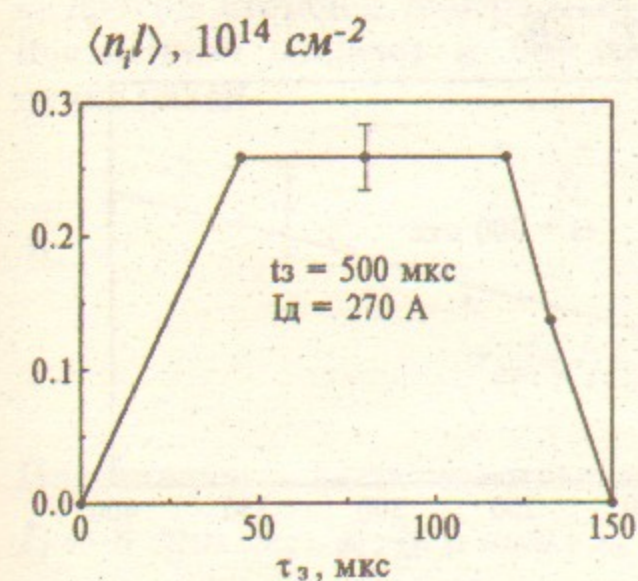


Рис. 7. Зависимость линейной плотности плазменной мишени от времени.

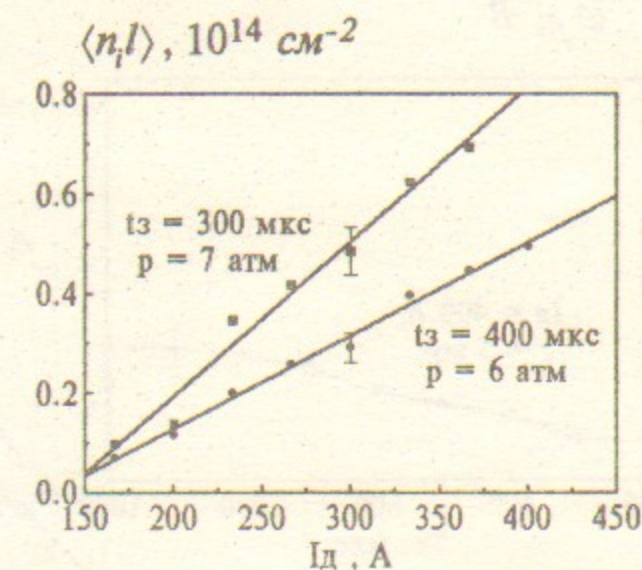
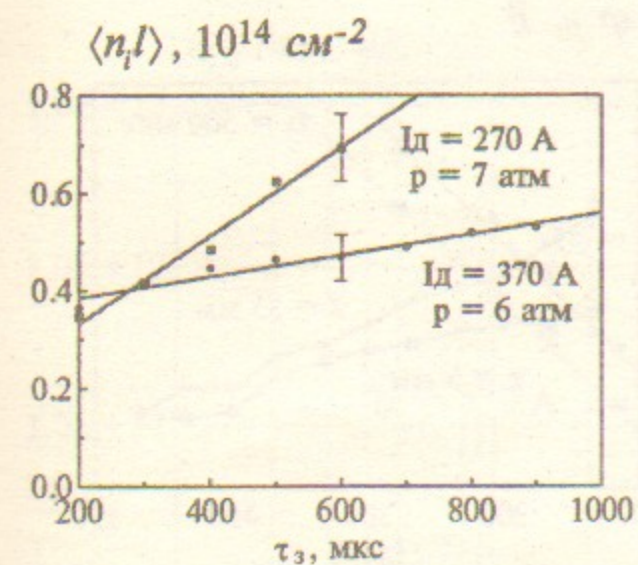


Рис. 8. Линейная плотность плазменной мишени.

Так как мишенная плазма не замагничена, электроны свободно покидают ее. Это использовалось для измерения электронной температуры - измеряя ток электронов на коллектор вторично-эмиссионного детектора в зависимости от отрицательного потенциала на коллекторе при нулевом напряжении на сетке можно найти экспоненциальную часть функции распределения электронов, и, значит, электронную температуру (рис. 9).

Измеренные зондом значения плавающего электрического потенциала плазменной мишени (рис. 10) соответствуют примерно 3-4 значениям электронной температуры. Значит, собственный потенциал плазмы близок к нулю и условие $\max(\varphi) < 0.1 \cdot E$ выполняется.

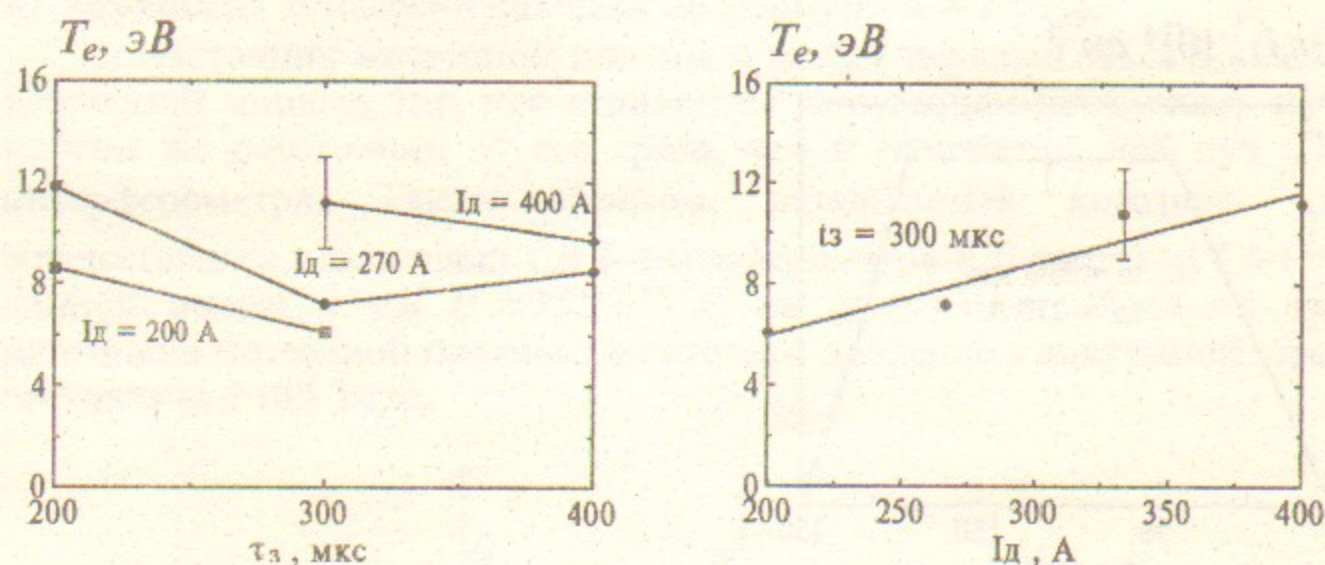


Рис. 9. Электронная температура для $z = 5$ мм.

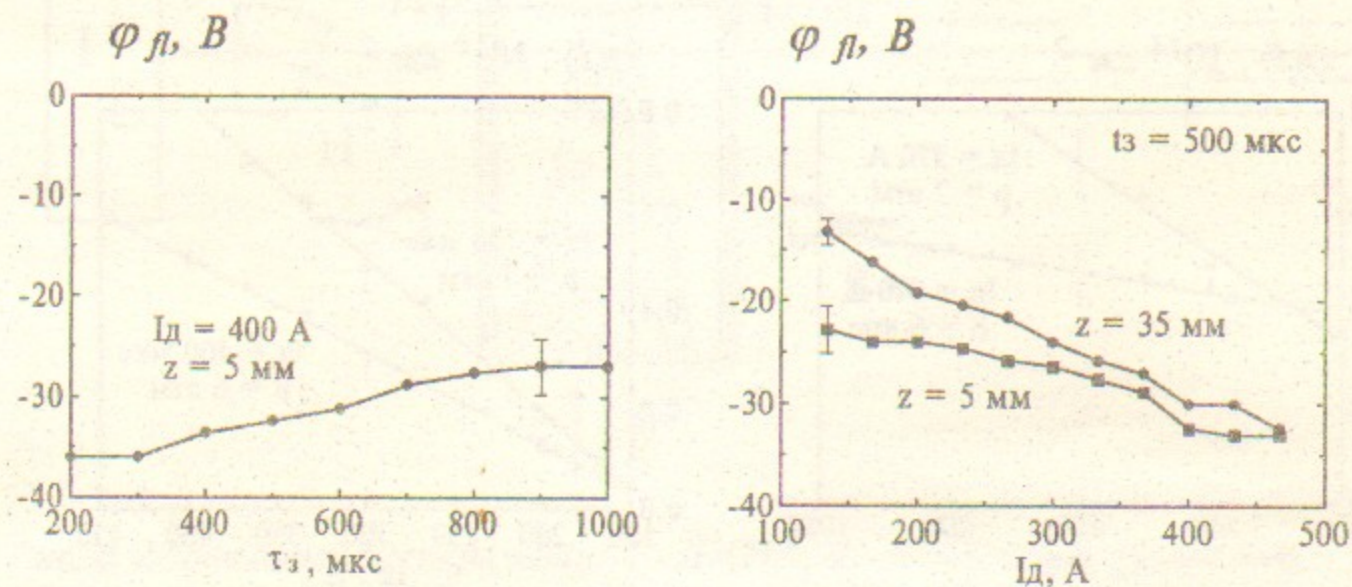


Рис. 10. Плавающий потенциал плазмы.

Измерения одиночным зондом показали, что концентрация ионов в мишени спадает как $1/r^2$ в трубке далее чем в 5 мм от среза источника (рис. 11).

Так как данные $\langle n_e l \rangle$ по перезарядке атомарного пучка с энергией $E_b \approx 4$ кэВ согласуются с результатами интерферометрических измерений линейной плотности мишени, то обратная перезарядка не существенна и условие на малую линейную плотность атомов мишени выполнено. А именно - из измерений интерферометром в случае $I_d = 450$ А, $t_3 = 400$ мксек, $p = 6$ атм следует, что $\langle n_e l \rangle = 0.6 \cdot 10^{14}$ см⁻², т.е. коэффициент конверсии равен $\sigma_{ex} \langle n_e l \rangle = 1.2 \cdot 10^{-15} \cdot 0.6 \cdot 10^{14} = 0.072$. С другой стороны измеряемый ток заряженных частиц при наличии плазменной мишени и без предварительной магнитной сепарации пучка равен

$$I_2^+ = I_1^+ \cdot (1 - \sigma_{ex} \langle n_e l \rangle) + 0.07 \cdot I_1^0 / \gamma \quad (28)$$

и

$$\sigma_{ex} \langle n_e l \rangle = \frac{0.07 \cdot I_1^0 / \gamma - (I_2^+ - I_1^+)}{I_1^+} \quad (29)$$

Подставляя экспериментально измеренные значения токов $I_1 = 8$ отн.ед., $I_2 = 6$ отн.ед., $I_1^+ = 1.2$ отн.ед., $I_2^+ = 1.6$ отн.ед., оценка сверху на $\langle n_e l \rangle$ равна $(2.2 \pm 2) \cdot 10^{13}$ см⁻², что удовлетворяет условию (20).

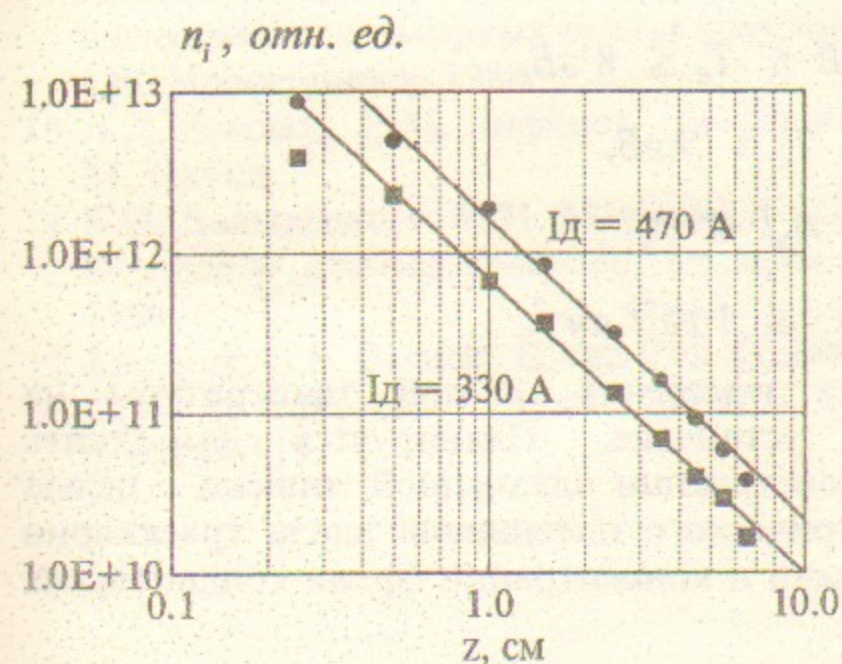


Рис. 11. Концентрация ионов.

Постоянство сигнала с фотодиода ФД-24К без фильтров, смотрящего на мишенную плазму, при постоянном значении ее линейной плотности также позволяет утверждать, что накопления нейтральных атомов в течение разряда не происходит.

Сделанная оценка T_i по угловому расхождению пучка от ДИНЫ, взятому из [11] удовлетворяет поставленному требованию (24).

Условие (26) на концентрацию примесей в выбранном источнике мишенной плазмы также выполнено [11].

Заключение

Расчеты предсказывают высокую эффективность предложенного анализатора в широком энергетическом диапазоне.

Сравнительно высокая эффективность зарядового преобразования в резонансном плазменном конверторе в большей степени обязана тому факту, что отношение σ_{ex}/σ_{tr} лучше, чем, например, аналогичное отношение в анализаторе с газовой мишенью σ_{io}/σ_{oo} . Здесь σ_{ex} - сечение перезарядки, σ_{tr} - транспортное сечение, σ_{io} - сечение обдирки, σ_{oo} - сечение рассеяния частицы диагностируемого пучка на атомах газовой мишени.

Сформулированы требования, которым должна удовлетворять плазменная мишень, а также выбран источник подходящей плазмы. В результате проведенных экспериментов установлено, что в целом поставленные условия выполняются:

$$2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \leq n_i l \leq 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2},$$

$$4 \text{ эВ} \leq T_e \leq 8 \text{ эВ},$$

$$T_i \leq 5 \text{ эВ},$$

$$n_a l \leq n_i l,$$

$$n_z l \leq 1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}.$$

Определена методика измерения ионной температуры на действующей плазменной установке. Планируется выполнить дальнейшую оптимизацию конструкции плазменной мишени с целью уменьшения градиента электрического потенциала вдоль траектории анализируемого пучка в мишени и концентрации франк-кондоновских атомов в мишени.

Авторы выражают благодарность В.Г. Игошину и В.Г. Соколову за постановку измерений с СВЧ-интерферометром, а также В.Б. Рева за плодотворные дискуссии.

Литература

1. I.P. Gladkovsky, A.V. Izvozchikov, M.P. Petrov. *Ten-channel analyser with mass and energy resolution in wide energy range*. Nuclear Instruments and Methods, 1980, v. 175, № 2-3, p. 441-447.
2. В.Г. Дудников, С.Ю. Таскаев, Г.И. Фиксель. *Цезиевый анализатор атомов низких энергий*. Физика плазмы, 1994, т. 20, № 2, с. 199-200.
3. M. Carter, D. Behne, S. Hulsey et al. *Experiments with the time-of-flight neutral particle analyzer on AMBAL-U*. Preprint INP 87-163. Novosibirsk, 1987.
4. Г.И. Димов, Ю.Г. Кононенко, О.Я. Савченко, В.Г. Шамовский. *Получение интенсивных пучков ионов водорода*. ЖТФ, 1968, т. 38, № 6, с. 997-1004.
5. Г.И. Димов, Г.В. Росляков. *Импульсный перезарядный источник отрицательных ионов водорода*. ПТЭ, 1974, № 1, с. 29-36.
6. T.S. Green, G.A. Proca. *A parallel plate electrostatic spectrograph*. Rev. Sci. Instrum., 1970, v. 41, № 10, p. 1409-1414.
7. A.C. Riviere. *Penetration of fast hydrogen atoms into a fusion reactor plasma*. Nucl. Fusion, 1971, v. 11, №3, p. 363-369.
8. D.L. Galbraith, T. Kammash. *Analytical approximations to the rate coefficients for charge exchange and ionization of neutral beams*. Nucl. Fusion, 1979, v. 19, № 8, p. 1047-1060.
9. А.А. Кабанцев, С.Ю. Таскаев. *Нелинейные эффекты при рассеянии интенсивных атомарных пучков в тяжелых газах*. Препринт ИЯФ 88-126. Новосибирск, 1988.
10. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Т.1. Механика*. М., Наука.
11. В.И. Давыденко, И.И. Морозов, Г.В. Росляков. *Диагностический инжектор атомов водорода*. Препринт ИЯФ 80-118, Новосибирск, 1980.
12. J.A. Ray, C.F. Barnett, B. Van Zyl. *Absolute measurement of low-energy H⁰ fluxes by a secondary emission detector*. J. Appl. Phys., 1979, v. 50, № 10, p. 6516-6519.

А.А. Кабанцев, Г.Н. Санкин

**Анализатор атомов низких энергий
с резонансным плазменным конвертором**

A.A. Kabantsev, G.N. Sankin

**Low energy atoms analyzer
with a resonant plasma converter**

ИЯФ 97-15

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 28.02. 1997 г.

Сдано в набор 3.03.1997 г.

Подписано в печать 3.03.1997 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 1.5 печ.л., 1.2 уч.-изд.л.

Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ № 15

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.