

7
И Н С Т И Т У Т
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СОАН СССР

ПРЕПРИНТ И Я Ф 75 - 13

С.Г.Константинов, Ф.А.Цельник

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ
ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ

Новосибирск

1975

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ

С.Г.Константинов, Ф.А.Цельник

В работах [1-3] изучались устойчивость и радиальное распределение электрического потенциала плазмы с плотностью $n \sim 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, вращающейся в ловушке с магнитными пробками. Для увеличения плотности до значений порядка $10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$ на торцевых электродах ловушки установлены инжекторы плазмы. [4] 130 инжекторов, равномерно распределенных по кольцам электродов, дают общий ток в режиме ионных источников до 20 а. Длительность импульса инжекции около 5 мсек.

Измерение потенциала отрицательно заряженной плазмы по времени пролета ионов SF_6^- [1-3] привлекательно технической простотой, однако плотная плазма для отрицательных ионов непрозрачна.

Использование пучка положительных ионов приводит к некоторым изменениям в методике измерений. Место ввода пучка в камеру в этом случае не может быть выбрано непосредственно у границы плазмы. Действительно, для восстановления потенциальной функции по зависимости времени пролета ионов от их энергии необходимо, чтобы каждая точка по радиусу была точкой поворота для частиц с некоторой начальной скоростью, т.е. чтобы $V(r) = V_H(r) + V_E(r)$ была монотонной функцией r (здесь и далее мы пользуемся обозначениями работы [1]). Если

электрическое поле тормозит пробные частицы, это условие выполняется всегда. В противном случае необходимо выполнение условия $\frac{\partial V_H}{\partial r} > \frac{\partial V_E}{\partial r}$. Отсюда получаем оценку необходимой величины смещения источника:

$$R > r_0 \left(1 + \frac{4mc^2 E_{max}}{e H_{cp}^2 r_0} \right)^{1/4} \quad (I)$$

Здесь R , r_0 - радиусы точки инжекции и границы плазмы, E_{max} - максимальное ожидаемое значение напряженности электрического поля. H_{cp} - среднее значение магнитного поля на траектории иона.

Дальнейшее увеличение R приведет к уже бесполезному росту потенциала инжектора и необходимой временной разрешающей способности регистрирующего устройства.

Выбор массы пробных частиц естественно определить требованием минимума максимального потенциала инжектора при заданной величине наименьшего радиуса зондирования плазменного слоя r_{min} :

$$U_{max} = \frac{e H_{cp}^2 (R^2 - r_{min}^2)}{8mc^2} \quad (2)$$

Условия (I) и (2) приводят, во всяком случае, к неравенству $V_E \ll V_H$. Для измерения $V_E(r)$ по времени пролета при этом требуется весьма высокая разрешающая способность приемника ионов. Измерительная аппаратура упрощается, если вместо времени пролета регистрировать азимутное смещение пучка φ .

Рассмотрим случай инжекции пучка по радиусу. Из уравнений движения имеем:

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{e}{c\sqrt{2m}} \frac{A(R) \cdot R - A(r) \cdot r}{r^2 \sqrt{\mathcal{E} - V}} = \frac{\sqrt{V_H}}{r \sqrt{\mathcal{E} - V}} \quad (3)$$

Угловое смещение приходящего на мишень пучка

$$\varphi = 2 \int_R^r \frac{\sqrt{V_H(r')}}{r' \sqrt{\mathcal{E} - V(r')}} dr' = \int_0^{\mathcal{E}} \frac{\Phi(V)}{\sqrt{\mathcal{E} - V}} dV \quad (4)$$

$$\Phi(V) = 2 \sqrt{V_H} \frac{d \ln r}{dV} \quad (4')$$

В (4) и (4') мы перешли к функции $r(V)$, обратной к $V(r)$. Используя преобразование Абеля, получим из (4):

$$\int_0^V \Phi(V') dV' = -\frac{1}{\pi} \int_0^V \frac{\varphi(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{\sqrt{V - \mathcal{E}}} \quad (5)$$

Представим $\varphi(\mathcal{E})$ в виде $\varphi(\mathcal{E}) = \varphi_0(\mathcal{E}) + \delta\varphi(\mathcal{E})$, где φ_0 - смещение пучка в отсутствие плазмы ($V_E = 0$). В свою очередь, используя условие $V_E \ll V_H$, запишем $r(V)$: $r(V) = r_H(V) - \delta r(V) \approx r_H(V) - \frac{dr_H}{dV} V_E$ (функция $r_H(V)$ обратна к $V_H(r)$).

Подставляя эти разложения в (4) и ограничиваясь линейными по δr членами, получим дифференциальное уравнение:

$$\frac{d\delta r}{dV} - \delta r \frac{d}{dV} \left(\ln \frac{\sqrt{V_H}}{r_H} \right) = -\frac{r_H}{2\pi \sqrt{V_H}} \frac{d}{dV} \int_0^V \frac{\delta\varphi(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{\sqrt{V - \mathcal{E}}} \quad (6)$$

Его решение:

$$\delta r(V) = -\frac{r_H}{2\pi \sqrt{V_H}} \int_0^V \frac{\delta\varphi(\mathcal{E}) d\mathcal{E}}{\sqrt{V - \mathcal{E}}} \quad (7)$$

Из (7) имеем с учетом разложения $r(V)$:

$$V_E(V_H) = - \frac{1}{2\pi \sqrt{V_H} \frac{d \ln r_H}{dV}} \int_0^{V_H} \frac{\delta \varphi(\xi) d\xi}{\sqrt{V_H - \xi}} \quad (8)$$

Для получения зависимости $V_E(r)$ нужно найти функцию $V_H(r)$. Ее можно получить из магнитных измерений. Проще, однако, непосредственно воспользоваться характеризующей магнитное поле величиной $\varphi_0(\xi)$, так как она все равно фиксируется в опыте.

Полагая в (4) и (4*) $r(V) = r_H(V)$, получим:

$$\ln \frac{r_H}{R} = \frac{1}{2\pi} \int_0^V \frac{dV'}{\sqrt{V'}} \int_0^{V'} \frac{d\xi}{\sqrt{V' - \xi}} \frac{d\varphi_0(\xi)}{d\xi} \quad (9)$$

Подстановка в (8) дает:

$$V_E(V)_H = - \frac{\int_0^{V_H} \frac{\delta \varphi(\xi) d\xi}{\sqrt{V_H - \xi}}}{\left[\frac{d}{dV} \int_0^V \frac{\varphi_0(\xi) d\xi}{\sqrt{V - \xi}} \right]_{V=V_H}} = - \frac{\int_0^{V_H} \frac{\delta \varphi(\xi) d\xi}{\sqrt{V_H - \xi}}}{\int_0^{V_H} \frac{d\xi}{\sqrt{V_H - \xi}} \cdot \frac{d\varphi_0(\xi)}{d\xi}} \quad (10)$$

В (9) и (10) использовано условие $\varphi_0(0) = 0$. По результатам измерений $\varphi_0(\xi)$ и $\delta \varphi(\xi)$ искомая зависимость $V_E(r)$ получается численным интегрированием по формулам (9) и (10).

Заметим, что таким же образом можно измерить радиальное распределение диамагнетизма плазмы. В этом случае в (10) под V_E следует понимать добавку к магнитному потенциалу, обусловленную изменением магнитного поля. Проводя измерения на двух пучках ионов разной массы (например, D^+ и D_2^+), можно одновременно построить и диамагнитный потенциал, и электрический.

Для экспериментального определения φ_0 и $\delta \varphi$ пучок должен приниматься на подвижную или многоламельную мишень. В наших опытах мишень набиралась из 128 ламелей толщиной 0,8 мм, разделенных слюдяными прокладками (0,2 мм). Мишень занимала угловую зону относительно инжектора зондирующего пучка $37^\circ - 97^\circ$.

Точка входа пучка в магнитное поле и приемная поверхность мишени расположены на окружности $R = 12,5$ см (радиус плазмы - 9 см). Соответствующее значение $r_{min} = 4,5$ см. Использовались ионы D_2^+ . Для запоминания информации о положении пучка на мишени к ее ламелям подключались конденсаторы памяти, напряжение с которых поступало на вход электронного коммутатора.

Коммутатор изготовлен на интегральных схемах 133 серии и аналоговых ключах на интегральных прерывателях 162 серии и позволял получать информацию с группы, состоящей из 16 ламелей и расположенной в любом месте мишени, со временем опроса одной ламели - 5 мксек.

Дополнительная группа ключей позволяла накапливать информацию на конденсаторах только за время инжекции пучка (0,3 - 1 мсек), что существенно снижало уровень помех от плазмы. Информация о положении пучка регистрировалась на запоминающем осциллографе в виде гистограммы.

Защита от шумов плазмы сделана в основном так же, как в [1].
Меньший азимутальный размер ламелей приводит к пропорциональному уменьшению шума, а накопление заряда на конденсаторе со стробированием представляет собой по сути дела такое же синхронное накопление сигнала, как на колебательном контуре в [2], но на нулевой частоте. Дополнительная возможность различения сигнала на фоне шума достигается сравнением напряжений соседних ламелей - пространственное вычитание шума.

Пучок ионов D_2^+ с энергией до 30 кэВ формировался длиннофокусной ионно-оптической системой. Ионный источник дуоплазмотронного типа расположен на расстоянии $\sim 1,5$ м от плазмы. Ширина пучка на мишени - 1,0 - 1,5 мм при токе 5 - 10 мкА.

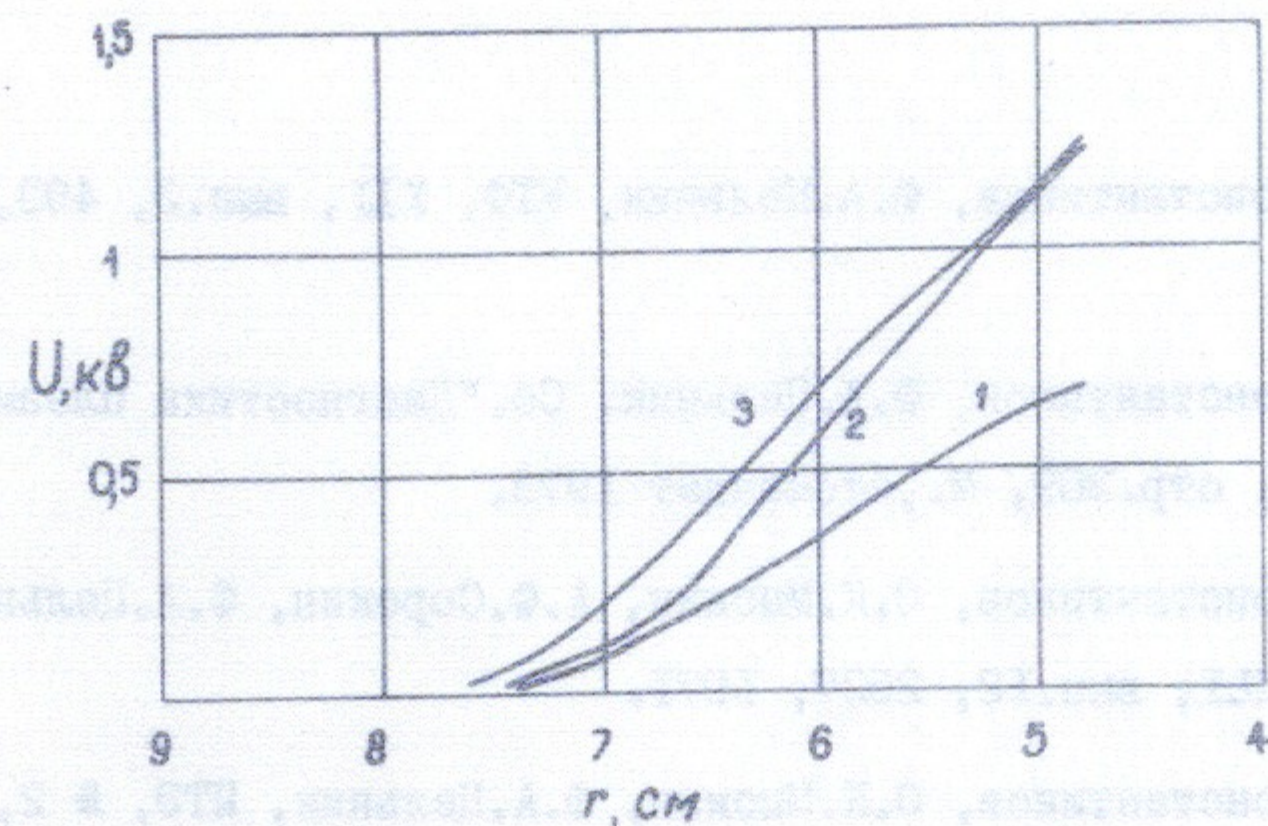
Прохождение пучка через плазму приводит к его заметному уширению - до 1 см в нижнем диапазоне энергий. Оценка показывает, что размытие пучка не может быть объяснено его конечной шириной или рассеянием на плазме. Оно определяется колебанием потенциала за время измерения.

Результаты измерений, обработанные по формулам (9) и (10), представлены на рисунке. В режимах, к которым относятся приведенные графики, напряжение на разряде составляло 10 - 15 кВ.

Хотя для описания состояния плазмы данных еще недостаточно, из измерений следует, что падение напряжения сосредоточено в основном в прикатодном слое. Поэтому ток разряда (порядка 0,5 А) определяется проводимостью этого слоя и мало зависит от коэффициента переноса заряда в плазме.

Полученный результат вряд ли можно непосредственно сопоставить с данными работы [3], где было достигнуто существенное увеличение скорости вращения плазмы инжекцией электронов с торцов. Источники в [3] были устроены иначе: электронно-оптическое изображение катода переносилось в плоскость торца, и ток, извлекаемый из эмиттеров, определялся разностью потенциалов торцевого электрода и соответствующего участка плазмы.

В противоположность этому, плотность тока пучков инжекторов, использованных в данной работе, мало зависит от потенциалов. Следовательно, пучки вносят лишь небольшой вклад в проводимость - главным образом за счет вторичной эмиссии с противоположного электрода.



$$H_{\text{ср}} = 3 \text{ кэ}$$

1. Через 2,5 мксек после окончания инжекторного импульса. $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Напряжение на разряде - 10 кВ.
2. Во время инжекции. $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Напряжение - 13 кВ.
3. Во время инжекции. $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Напряжение - 14,5 кВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Г.Константинов, Ф.А.Цельник, ЖТФ, XII, вып.3, 493, 1971.
2. С.Г.Константинов, Ф.А.Цельник. Сб."Диагностика плазмы вып.3, стр.309, М.,Атомиздат 1973.
3. С.Г.Константинов, О.К.Мыскин, А.Ф.Сорокин, Ф.А.Цельник. ЖТФ, XII, вып.12, 2527, 1971.
4. С.Г.Константинов, О.К.Мыскин, Ф.А.Цельник, БТЭ, № 2, 38, 1973.

Ответственный за выпуск Г.А.СПИРИДОНОВ
Подписано к печати 30. I-1975г. МН 02644
Усл. 0,5 печ.л., тираж 200 экз. Бесплатно
Заказ № 13.
