

## МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ ПУЧКА БЫСТРЫХ АТОМОВ

*А. М. Кудрявцев, А. Ф. Сорокин*

В работе описан метод измерения ионной функции распределения в малой части объема плазмы, а также пространственного профиля плотности плазмы по атомам, образовавшимся в результате перезарядки ионов плазмы на быстрых атомах диагностирующего пучка. Приведены результаты измерений в открытой ловушке со скрещенными  $E, H$  полями.

Методика измерения ионной функции распределения в плазме  $f(E)$  по атомам, образовавшимся в результате перезарядки ионов на остаточном газе [1], в случае достаточно плотной, горячей и долгоживущей плазмы имеет ряд недостатков. Во-первых, функция  $f(E)$  при измерении усредняется по объему плазмы вдоль направления наблюдения. Во-вторых, перезарядная мишень, роль которой выполняет остаточный газ, может быть существенно неоднородной по пространству и по составу. Действительно, в плазме с концентрацией  $n \gtrsim 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и электронной температурой  $T \gtrsim 20 \text{ эв}$  длины пробегов по ионизации нейтральных атомов остаточного газа много меньше характерных размеров плазмы. Поэтому в области горячей плазмы плотность мишени  $n_0$  может быть значительно ниже, чем в пристеночных областях, где плазма

холодная. Кроме того, при рассматриваемых параметрах плазмы атомы газа могут возбуждаться электронами, а зависимость сечения перезарядки  $\sigma_{10}$  на возбужденных атомах от энергии ионов обычно неизвестна. Наконец, заметную роль в процессе перезарядки могут играть примесные ионы и атомы, поступающие в плазму со стенок. Эти недостатки могут быть устранены, если использовать в качестве мишени быстрый пучок нейтральных атомов [5] со скоростью  $v_0 \gg v_T$  — тепловой скорости ионов плазмы. При концентрации атомов в пучке

$$n_1 = n_0 \frac{\langle \sigma_{10}(v_i)v_i \rangle}{\langle \sigma_{10}(|v_i + v_0|)|v_i + v_0| \rangle} \frac{L}{\ell} \quad (1)$$

потоки ионов, перезарядившихся на пучке и на остаточном газе будут уже сравнимы (здесь  $L$  и  $\ell$  — размеры, соответственно, плазмы и пучка вдоль направления наблюдения,  $v_i$  — скорость иона). Выбором оптимальных значений  $v_0$  и  $\ell$ , а также введением радиотехнических методов выделения сигнала из шума (например, модуляция тока пучка) можно сделать необходимое отношение  $n_1/n_0$  весьма малым  $\sim 10^{-2} - 10^{-4}$

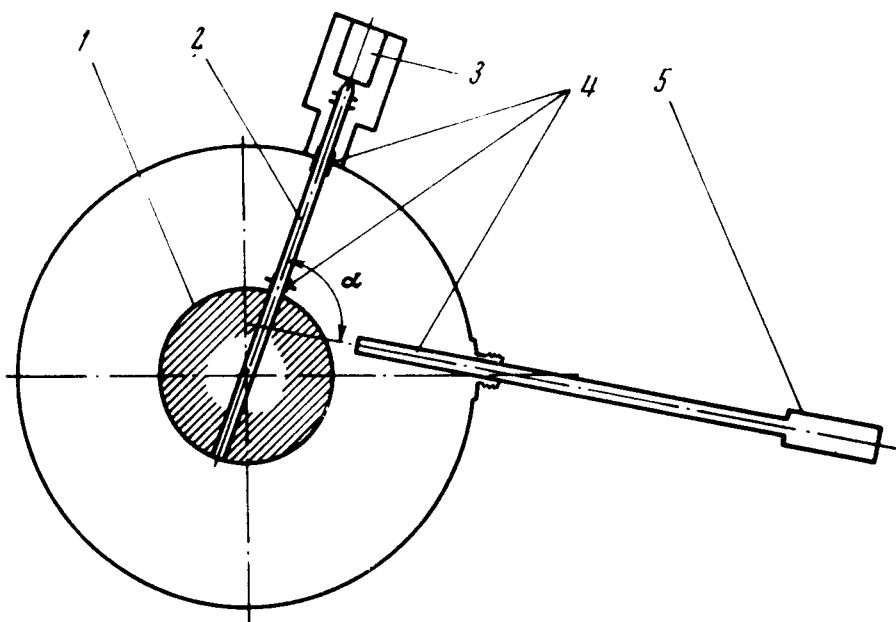


Рис. 1. 1 — лайнер, ограничивающий плазму, 2 — пучок атомов водорода, 3 — дуговой источник [3], 4 — коллиматоры пучка и анализатора, 5 — анализатор

Эффективность предлагаемой методики проверялась при измерениях во вращающейся плазме в пробкотроне [2]. Импульсный (200 мксек) пучок атомов водорода с энергией 15 кэв, эквивалентным током 300 ма и диаметром 3 см вводится поперек магнитного поля пробкотрона и пересекает плазменный столб по диаметру (рис. 1). Анализатор переа-

рядившихся в атомы плазменных ионов расположен под углом  $\alpha$  ( $\alpha = 75 \div 115^\circ$ ) к направлению пучка. Система пучок-анализатор вырезает в плазме исследуемый объем размером  $1,5 \times 3 \times 3 \text{ см}^3$ . Так как  $v_0$  выбрано в области "плато" функции  $\sigma_{10}(v)$  и  $v_0 > v_i$ , то  $\sigma_{10}(|v_i + v_0|) \approx \sigma_{10}(v_0)$ . Поэтому образовавшиеся в процессе перезарядки на пучке атомы должны иметь ту же функцию распределения по скоростям, что и ионы плазмы. (Это верно и при наличии в пучке молекул или возбужденных атомов водорода). Анализ этих нейтральных атомов проводился анализатором, описанным в [4]. Обдирка происходит на импульсной гелиевой мишени, последующий анализ по энергии производится методом задерживающего потенциала. Ионы, прошедшие тормозящий потенциал  $E_0$ , конвертируются в электроны, электроны попадают на сцинтиллятор, связанный световодом с ФЭУ. Ток фотоэлектронного умножителя  $I$  пропорционален току анализируемых ионов и связан с  $f(E)$  так:

$$I(E_0) = \text{const } n_1 n v_0 \ell \sigma_{10}(v_0) \int_{E_0}^{\infty} f(E) \sigma_{01}(E) \sqrt{E} dE. \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_{01}$  – сечение обдирки на гелии.

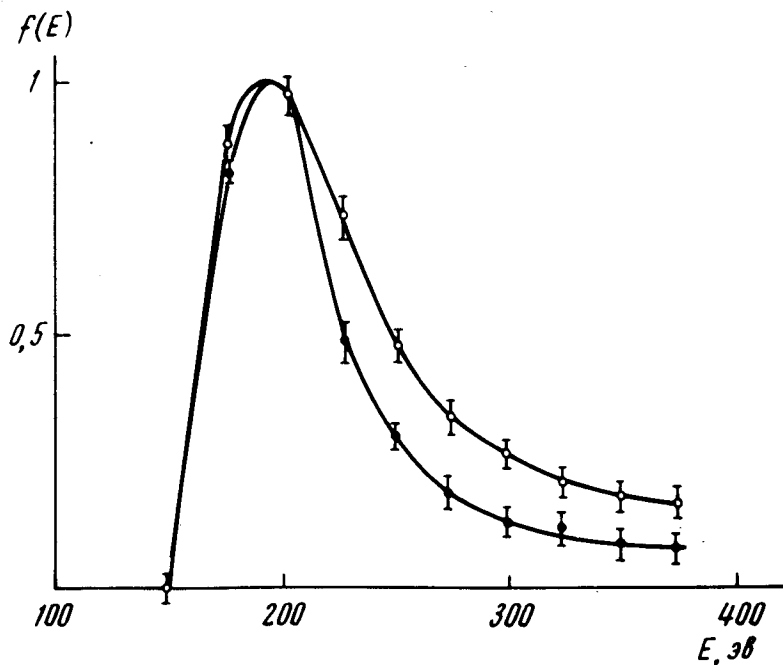


Рис. 2.  $\circ$  – Измерения с перезарядной на пучке,  $\bullet$  – измерения с перезарядной на остаточном газе;  $r = 7 \text{ см}$ ; сдвиг по оси  $E$  обусловлен вращением плазмы

Измерения проводились в следующих условиях: водородная плазма с  $n \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$  создавалась разрядом Пеннинга; магнитное поле в центре пробкотрона  $5 \text{ кэ}$ ; радиальное электрическое поле, создаваемое на торцах,  $\approx 1 \text{ кВ/см}$ ; давление остаточного газа (водорода)  $1,5 \cdot 10^{-5} \text{ тор}$  ( $n_0 \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ); диаметр металлического лайнера, ограничивающего плазму,  $20 \text{ см}$ , длина  $60 \text{ см}$ . Ток ФЭУ во время инжекции пучка быст-

рых атомов в плазму превышал так называемый "фоновый" ток, обусловленный перезарядкой на остаточном газе, в два раза. Это позволило проводить измерения без применения специальных мер по выделению сигнала из фона. Сигнал, связанный с рассеянием пучка на элементах установки и остаточном газе, не превышал 10% от полезного сигнала. Результаты измерения  $f(E)$  представлены на рис. 2. Здесь же приведена кривая  $f(E)$ , измеренная по перезарядке на остаточном газе. Как и следовало ожидать, в плазме столь малой плотности обе кривые примерно одинаковы. Отметим, что измерения удалось провести при  $n_1/n_0 \sim 2 \cdot 10^{-3}$ .

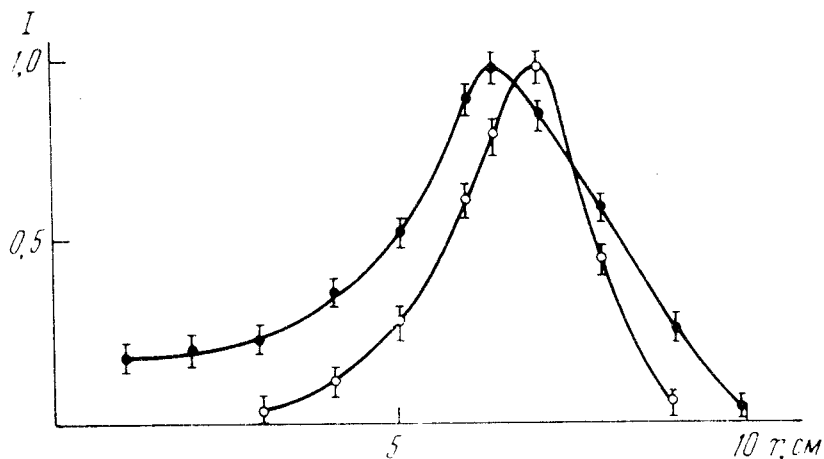


Рис. 3. Обозначения как на рис. 2

Изменяя угол между осями пучка и анализатора, можно просматривать малые объемы плазмы на разных радиусах  $r$  плазменного столба. Измерения показали, что величина интеграла, входящего в (2), практически, не зависит от  $r$  ( $E_0 = 0$ ). При этом условии весьма просто с помощью пучка измеряется профиль плотности плазмы  $n(r)$ . Действительно, вплоть до  $n \lesssim 10^{14} \text{ см}^{-3}$  длины пробегов атомов пучка по перезарядке, ионизации и возбуждению много больше диаметра плазменного столба, и пучок пронизывает плазму не меняясь ни количественно, ни качественно. Следовательно, ток  $I$  при  $E_0 = 0$  пропорционален  $n$  на всех  $r$ . На рис. 3 показан профиль плотности плазмы  $n(r) \propto I(r)$ , измеренный таким способом. Здесь же приведена кривая зависимости от радиуса потока атомов, образовавшихся при перезарядке на остаточном газе. Легко показать, что отличие этой кривой от  $n(r)$  качественно соответствует ожидаемому.

В заключение авторы благодарят Ф.А.Цельника и С.Г.Константинова за полезные обсуждения и участие в измерениях с плазмой.

Институт ядерной физики  
Академии наук СССР  
Сибирское отделение

Поступила в редакцию  
20 августа 1973 г.

#### Литература

- [1] В.В.Афросимов, И.П.Гладковский, Ю.С.Гордеев, И.Ф.Калинкевич, Н.В.Федоренко. ЖТФ, 30, 1456, 1960.

- [ 2 ] С.Г.Константинов, О.К.Мыскин, А.Ф.Сорокин, Ф.А.Цельник. ЖТФ, 41; 2527, 1971.
- [ 3 ] Г.И.Димов, Ю.Г.Кононенко, О.Я.Савченко, В.Г.Шамовский. ЖТФ, 38, 997, 1968.
- [ 4 ] С.Г.Константинов, А.Ф.Сорокин, Ф.А.Цельник. ПТЭ, №4, 54, 1971.
- [ 5 ] Н.А.Осипов, А.Ф.Сорокин. Программа и аннотации докладов совещания по диагностике высокотемпературной плазмы. К-5, стр. 62, Сухуми, 1970.
-