

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ОСТАТОЧНОГО ГАЗА И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В ПЛАЗМЕ

В. Н. Бочаров, А. М. Кудрявцев, А. Ф. Сорокин,
Ю. Н. Ульянов

(Новосибирск)

В экспериментах по созданию и удержанию высокотемпературной плазмы изотопов водорода важным параметром является концентрация нейтральных атомов n_a и молекул n_m в объеме, занятом плазмой. Величинами n_a , n_m определяются потери энергии плазмой, связанные с перезарядкой быстрых ионов на молекулах и особенно на атомах водорода.

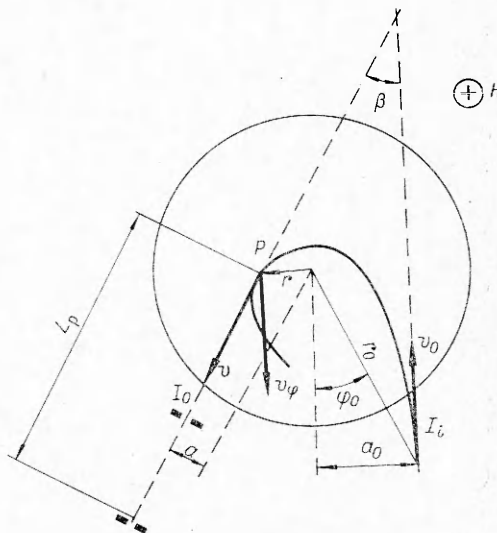
В последнее время появились работы по измерениям пространственного профиля $n_a(r)$, основанные на резонансном рассеянии вакуумного ультрафиолета атомами водорода в основном состоянии [1] и на квазирезонансном рассеянии лазерного света возбужденными атомами [2]. Оба метода требуют дополнительных измерений и расчетов для определения заселенности различных состояний атомов в плазме. Кроме того, этими методами не измеряется молекулярная компонента остаточного газа n_m .

В данной работе предлагается метод определения n_a и n_m по перезарядке на остаточном газе вводимого в плазму пучка быстрых ионов водорода или дейтерия.

Пучок с энергией W_0 , током I_i , поперечным сечением S_0 вводится поперек магнитного поля H , удерживающего плазму, как показано на фиг. 1. Часть ионов в результате перезарядки на остаточном газе превращается в атомы, которые, двигаясь по касательной к ионной траектории в точке перезарядки P , попадают в детектор-анализатор быстрых атомов с угловой апертурой $d\psi$. Поток этих атомов I_0 пропорционален парциальным концентрациям компонент остаточного газа в окрестности точки P

$$(1) \quad I_0 = I_i/S_0 \cdot S l [\sigma_a(W_0)n_a + \sigma_m(W_0)n_m],$$

где $S = \min\{S_0, (I_i d\psi)^2\}$; $l = R d\psi$ (R — радиус кривизны ионной траектории в точке P); σ_a , σ_m — сечения перезарядки на атомах и молекулах. (Поток атомов, образующихся в результате рекомбинации быстрых ионов пучка и электронов плазмы, во много раз меньше «перезарядного» потока во всей области параметров плазмы и пучка, представляющей практический интерес.)



Ф и г. 1

Так как в (1) содержатся две неизвестные величины n_a и n_m , то требуется дополнительное связывающее их соотношение.

При работе с плазмой, помещенной в относительно слабое магнитное поле, можно использовать ионный пучок H^+ или D^+ с $W_0 < 10$ кэВ. В этой области энергий зависимость сечений $\sigma_a(W_0)$ и $\sigma_m(W_0)$ существенно различна: резонансное сечение σ_a возрастает с уменьшением W_0 , а σ_m резко убывает [3—5]. Таким образом, из измерения потоков $I_0(W_0)$ и $I_0(W'_0)$ при двух энергиях ионов W_0 и W'_0 можно вычислить абсолютные значения n_a и n_m в любой точке объема плазмы.

При работе с относительно плотной плазмой ($n_e \geq 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³), когда все молекулы H_2 в объеме плазмы диссоциированы, n_a определяется непосредственно из уравнения (1).

Для больших магнитных полей необходимо использовать тяжелые ионы высокой энергии. В этом случае, если $\sigma_a \approx \sigma_m$, измеряется полная концентрация остаточного газа $n_a + n_m$.

По измерениям сдвига энергетического спектра ($W_0 - W$) образовавшихся атомов можно найти и электрический потенциал U в точке перезарядки P

$$(2) \quad eU(r) = W_0 - W(r),$$

W — средняя энергия атомов перезарядки, измеряемая детектором-анализатором. Меняя положение детектора, источника ионов и величину W_0 , можно просмотреть пространственное распределение $n_a(r)$, $n_m(r)$, $U(r)$.

Отметим, что сходный метод определения $U(r)$, основанный на ионизации зондирующих частиц электронами плазмы, предложен в работах [6, 7].

Для больших потенциалов в плазме, по нашему мнению, использование атомов в качестве вторичных частиц более предпочтительно, так как ионы могут, например, вообще не выходить из объема плазмы, если $U(r) < 0$, $|eU| \geq W_0$.

Теперь рассмотрим вопрос об определении координат (r , φ , z) точки перезарядки P . В случае аксиально-симметричного магнитного поля и электрического потенциала требуется определять только координату r , которую можно найти из условия сохранения угловой компоненты обобщенного импульса P_φ :

$$(3) \quad P_\varphi = -ma_0v_0 + \frac{e}{c}r_0A_\varphi(r_0) = mrv_\varphi(r) + \frac{e}{c}rA_\varphi(r),$$

где e , m — заряд, масса иона; A_φ — φ -составляющая вектор-потенциала магнитного поля $H(r)$, ($A_z = A_r = 0$) — вычисляется из измерения $H(r)$; a , a_0 — прицельные параметры точек инжекции и регистрации соответственно; $v = \sqrt{2W/m}$, $v_0 = \sqrt{2W_0/m}$.

Из фиг. 1 следует

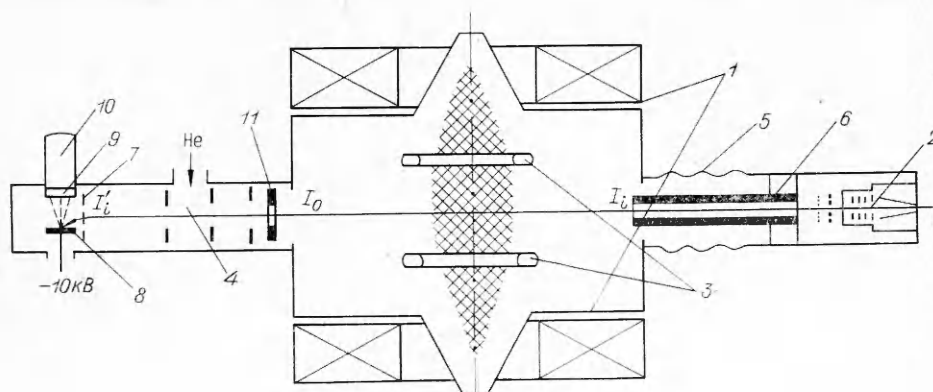
$$(4) \quad v_\varphi(r) = -va/r.$$

Подставляя в (3) конкретное выражение для $A_\varphi(r)$ и v_φ из (4), получаем уравнение для r .

Для определения абсолютной величины I_0 необходима калибровка измерительной системы. Она может быть легко проведена на молекулярном водороде в отсутствие плазмы. Однако при использовании результатов калибровки в измерениях с плазмой, обладающей заметным электрическим потенциалом, следует скорректировать σ_a , σ_m и $Rd\psi$ в (1):

$$(5) \quad \sigma(W_0) \rightarrow \sigma(W_0 \pm eU); \quad \bar{R} = \frac{m v v_0}{eH} \rightarrow \frac{m v}{eH} \frac{1}{1 \mp \frac{v_*}{v}},$$

де $v_* = \frac{c}{H} \text{grad}_R U(r)$.



Ф и г. 2

Отладка аппаратуры и измерения n_a , n_m и $U(r)$ проводились на плазме стационарного пеннинговского разряда в магнитном поле пробочной конфигурации (фиг. 2). Анодами разряда служат два кольца 3 внешним диаметром 6 см, расстояние между кольцами 3 см. Катодами являются стенки заземленной вакуумной камеры 1, выполненной из нержавеющей стали.

Магнитное поле неоднородно по радиусу. Радиальная зависимость $H(r)$ в плоскости симметрии пробкотрона аппроксимируется с погрешностью $\leq 5\%$ функцией

$$H(r) = H_0 \exp(-r^2/44).$$

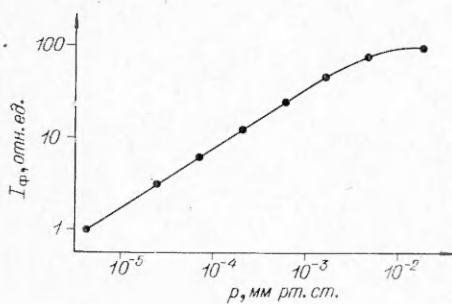
Величина H_0 может достигать 2 кЭ, пробочное отношение 2,8. Напряжение на разряде до 1 кВ, ток до 0,3 А. Работа велась с гелиевой и водородной плазмой при плотностях $n_e \sim (3-6)10^{11} \text{ см}^{-3}$ и электронных температурах $T_e \sim 5-10 \text{ эВ}$.

Абсолютное значение n_e оценивалось по току разряда, поскольку калибровка по отсечке СВЧ-сигналов с $\lambda = 3$ и 0,8 см показала, что плотность плазмы линейно меняется с этим током. Температура T_e измерялась методом «гелиевого термометра». Начальная концентрация газа $n_m^0 \sim (3-6)10^{13} \text{ см}^{-3}$.

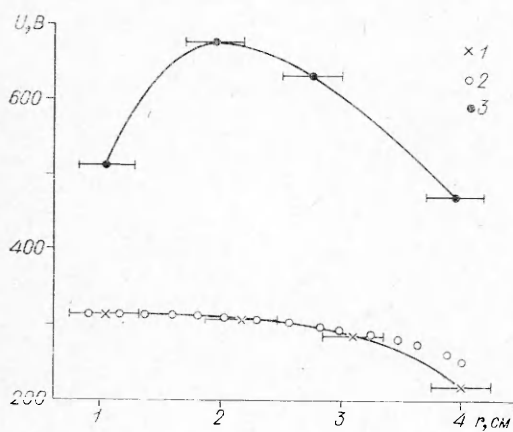
Для получения ионного пучка использовался импульсный дуговой источник 2 [8]. Пучок протонов с энергией 1-3 кэВ и током 5-20 мкА вводился в объем с плазмой по каналу 6, экранированному от магнитного поля установки.

Диаметр пучка на выходе из канала, т. е. в точке инжекции, 8 мм, а вблизи оси системы 10 мм. Сильфонный узел 5 позволял изменять радиальную и угловую координаты r_0 , φ_0 (см. фиг. 1) точки инжекции. Полуширина энергетического спектра протонов меньше 50 эВ с разбросом в разных импульсах 5 эВ. Эта величина и определяла точность измерения абсолютного значения потенциала $U(r)$.

Измерение потока атомов перезарядки и их энергии проводилось с помощью детектора-анализатора (см. фиг. 2). Атомы H^0 обдираются на импульсной гелиевой мишени 4 в протоны, которые затем проходят анализирующий тормозящий потенциал, подаваемый на сетку 7, и детектируются с помощью системы, состоящей из вторично-эмиссионного ионно-электронного конвертора 8, сцинтиллятора 9 и ФЭУ 10. В канале обдирки размещено 5 диафрагм, обеспечивающих апертурный размер в области



Ф и г. 3



Ф и г. 4

На фиг. 3 показана зависимость тока ФЭУ I_{Φ} , который пропорционален I_0 , от давления воздуха p в объеме. От минимального в опытах значения $p = 0,5 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. вплоть до $p = 1,5 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст. $I_{\Phi} \sim p$. Нарушение пропорциональности связано с тем, что при больших p исходный ионный пучок начинает заметно ослабляться из-за перезарядки. Экстраполяция в область малых давлений, проведенная с учетом запаса чувствительности детектора-анализатора, показывает, что при токе ионного пучка 1 мкА может надежно измеряться $n_m \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$.

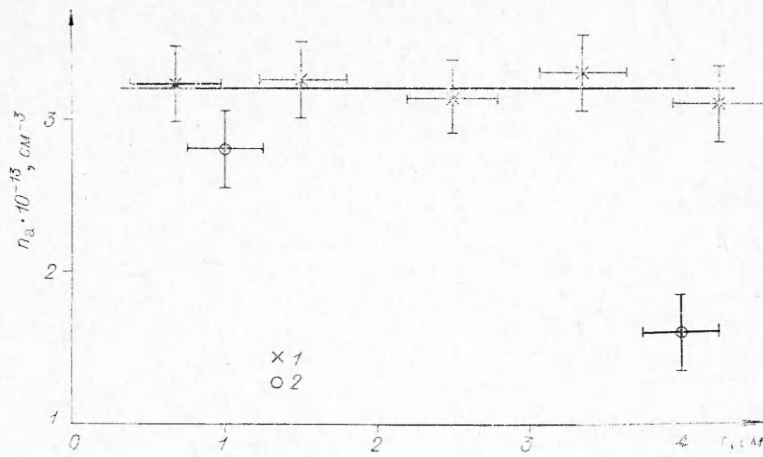
На фиг. 4 показано измеренное радиальное распределение электрического потенциала в отсутствие плазмы при напряжении на анодах $U_a = 400$ В (точки 1). Оно хорошо совпадает с расчетным распределением (точки 2), полученным методом сеток. Абсолютное значение потенциала, как уже отмечалось, определено с точностью 5–7 В. Пространственное разрешение определяется практически апертурой детектора-анализатора и составляет 6 мм.

Для проверки возможного влияния плазмы на работу ионного источника и детектора-анализатора, на траектории ионов и т. д. проводились измерения $n_a(r)$ и $U(r)$ в слабоионизованной гелиевой плазме с параметрами $n_a^0 \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $n_e \sim (4-6)10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 5-7$ эВ, $W_0 = 2,2$ кэВ. Эти измерения показали, что величина I_0 на всех радиусах практически не зависит от наличия или отсутствия плазмы, т. е. $n_a \sim n_a^0$, как и следовало ожидать при такой малой степени ионизации (фиг. 5, 1 — гелиевая плазма, 2 — n_a , водородная плазма). Из этих же измерений следует, что в объеме плазмы отсутствуют примеси с большими сечениями переза-

измерения n_a , n_m , U порядка 6 мм. Сканирование по объему плазмы на размере 3 см проводилось перемещением входной диафрагмы 11.

Источник и детектор-анализатор расположены в плоскости симметрии пробкотрона, угол между ними $\beta = 60^\circ$. Измерения проводились в импульсном режиме. Длительность прямоугольного импульса тока ионов 100 мкс, длительность пилообразного анализирующего потенциала 50 мкс, временное разрешение ≤ 10 мкс.

Как показали предварительные измерения, в отсутствие плазмы всегда можно подобрать такие входные параметры ионного пучка, чтобы образующиеся атомы попадали в детектор. После того, как пучок найден при произвольных значениях H и W_0 , величину H можно плавно менять до требуемой в эксперименте, подстраивая при этом W_0 и, если требуется, координаты точки инжекции пучка ионов.



Ф и г. 5

рядки. Вид $U(r)$ при включении плазмы заметно изменяется (см. фиг. 4, точки 3, $U_a = 800$ В). Для предотвращения ухода пучка атомов перезарядки из апертуры детектора при включении плазмы было достаточно малого ($\sim 2-4\%$) изменения величины магнитного поля. Отношение сигнала к шуму, связанному с потоками медленных атомов и ультрафиолетового излучения, генерируемых плазмой, превышало 3, хотя никаких специальных мер для подавления шума не принималось.

В экспериментах на водородной плазме с примерно такими же параметрами, как в случае гелиевой плазмы, было обнаружено, что поток атомов I_0 возрастает с включением плазмы в несколько раз, причем этот эффект зависит от r и W_0 . Результаты, полученные в одной из серий таких экспериментов, приведены в таблице.

Сравнение с результатами подобных измерений на гелиевой плазме позволяет однозначно утверждать, что поток атомов перезарядки I_0 возрастает из-за появления в объеме плазмы атомарного водорода.

Как видно из таблицы, вклад части потока от перезарядки на молекулярном водороде пренебрежимо мал в сравнении с потоком перезарядки на атомарном водороде, что не позволило определить величину n_m в нашем эксперименте; плотность атомарного водорода

$$n_a \approx n_m \frac{\sigma_m}{\sigma_a} \frac{I_0'}{I_0}$$

На фиг. 5 показано распределение n_a по объему установки с водородной плазмой. Диссоциация происходит, по-видимому, вблизи оси установки, степень диссоциации $\alpha \sim 65\%$. За границей плазмы ($r \sim 4$ см) степень диссоциации уменьшается ($\alpha \sim 40\%$), что свидетельст-

W_0 , кэВ	r , см	U , В	$\frac{I_0'}{I_0}$ (с плазмой)	
			Сечения перезарядки [3-5]	
1,75	1	430	4-5	$\sigma_a = 2,1 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$; $\sigma_m = 6 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$
1,35	1	430	6-7	$\sigma_a = 2,3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$; $\sigma_m = 4,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$
1,75	4	350	2-2,5	$\sigma_a = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$; $\sigma_m = 6,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$

вует о наличии сильного механизма поглощения атомов водорода в объеме или на стенках камеры.

Следует отметить, что точность определения n_a и n_m зависит не столько от точности эксперимента, сколько от точности литературных данных по сечениям перезарядки. Однако полагаем, что даже при общей точности в определении $n_a \sim 50\%$ такие измерения имеют определенную ценность в экспериментах по удержанию горячей плазмы. При этом надо, конечно, стремиться к уменьшению факторов, ухудшающих точность собственно эксперимента. Основными из таких факторов являются: а) неконтролируемое ослабление как «первичного» ионного пучка, так и «вторичного» атомарного вследствие перезарядки и обдирки на остаточном газе и ионизации электронами плазмы; б) рассеяние «первичного» ионного пучка на флуктуациях электрического поля в плазме.

Простые оценки показывают, что при диаметре плазменного столба порядка 20 см в случае использования пучка Ar^+ с энергией в несколько десятков киловольт вышеперечисленные процессы начинают заметно влиять на измерения при $n_a, n_m \gtrsim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $n_e \gtrsim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $E_z \gtrsim 0,5 \text{ кВ/см}$.

В заключение отметим, что если магнитное поле меняется с включением плазмы, оставаясь аксиально-симметричным (например, если $H^2/8\pi n_e T_e > 1$), то из измерения на пучках ионов двух различных масс можно вычислить как вектор-потенциал магнитного поля, так и электрический потенциал. О равенстве радиусов рождения для частиц разной массы можно судить по равенству сдвига их энергетического спектра (см. (2)).[†]

Поступила 15 X 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Breton C., Papoular R. Neutral density determination by scattering of vacuum — U. V. radiation.— «Plasma Physics», 1975, vol. 17, N 5, p. 309.
2. Döbele H. F., Hirsh K. Scattering of laser light from excited hydrogen atoms in plasma.— «Physics Letters», 1975, vol. A 54, N 3, p. 267.
3. Fite W. L., Brackmann R. T., Snow W. R. Charge exchange proton-hydrogen atom collision.— «Phys. Rev.», 1958, vol. 112, N 4, p. 1161.
4. Fite W. L., Stebbings R. F., Hummer D. G., Brackmann R. T. Ionization and charge transfer in proton-hydrogen atom collisions.— «Phys. Rev.», 1960, vol. 119, N 2, p. 663.
5. Koopman D. W. Measurements of charge-exchange cross-section for H^+, H_2^+ and He^+ ions.— «Phys. Rev.», 1967, vol. 154, N 1, p. 79.
6. Вдовин С. А., Калмыков А. А., Набока В. А., Панкратьев Ю. И. Измерение глубины потенциальной ямы в электромагнитной ловушке пучком нейтральных частиц.— ЖТФ, 1975, т. 45, № 3, с. 563.
7. Jobes F. C., Hosea I. C. Space potential measurements in the ST Tokamak.— В кн.: Материалы VI Европейской конференции по управляемому синтезу. Т. 1. М., изд. ОИЯИ, 1973.
8. Димов Г. И., Росляков Г. В. Импульсный перезарядный источник отрицательных ионов водорода.— ПТЭ, 1974, № 1, с. 29.