

56

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

ПРЕПРИНТ И ЯФ 76 - 89

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

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕ -
ЛЕНИЙ ПЛОТНОСТИ ОСТАТОЧНОГО ГАЗА И
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА В ПЛАЗМЕ

Новосибирск

1976

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ
ПЛОТНОСТИ ОСТАТОЧНОГО ГАЗА И ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО
ПОТЕНЦИАЛА В ПЛАЗМЕ

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

А Н Н О Т А Ц И Я

В работе предлагается метод определения профилей плотности молекулярной и (или) атомарной компонент остаточного газа в объеме, занятом плазмой, основанный на перезарядке вводимого в плазму пучка быстрых ионов. Одновременно измеряется профиль распределения электрического потенциала в плазме. Приведены результаты измерений в слабоионизированной гелиевой и водородной плазмах пеннинговского разряда.

$$I_0 = I_{\text{ион}} \cdot S \cdot e / (e(N) \cdot n_0 + \sigma_0(N) \cdot n_0) \quad (1)$$

Здесь $S = \pi r^2$ — площадь поперечного сечения пучка; e — заряд электрона; N — концентрация ионов пучка; n_0 — концентрация остаточного газа; $e(N)$ — коэффициент перезарядки ионов пучка на молекулах; $\sigma_0(N)$ — коэффициент перезарядки ионов пучка на атомах. (Поток ионов, образующийся в результате перезарядки быстрых ионов пучка и ионизации плазмы, не имеет разницы "перезарядки" потока во всей области перезарядки и пучка, представляющей практический интерес).

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 настоящей 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 рис.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 (об определении координаты точки P см. ниже):

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

Здесь $S = \min\{S_0, (L_p d\psi)^2\}$; $\ell = R d\psi$, где 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).

Так как в (I) 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 и 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 ($n_e \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$), когда все молекулы H_2 в объеме плазмы диссоциированы, n_a определяется непосредственно из уравнения (I).

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:

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

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 $U < 0$, $|eU| \approx W_0$.

Теперь рассмотрим вопрос об определении координат (r, φ, z) точки перезарядки P. В случае аксиально-симметричного магнитного поля и электрического потенциала требуется определять только r -

координату, которую легко найти из условия сохранения угловой компоненты обобщенного импульса P_φ :

$$P_\varphi = -m\alpha_0 v_\varphi + \frac{e}{c} r_0 A_\varphi(r_0) = m r v_\varphi(r) + \frac{e}{c} r A_\varphi(r) \quad (3)$$

Здесь m, e - масса и заряд иона; $A_\varphi - \varphi$ - составляющая вектор-потенциала магнитного поля H , ($A_r = A_z = 0$), - вычисляется из измерения $H(r)$; $v_0 = \sqrt{\frac{2W_0}{m}}$, $v = \sqrt{\frac{2W}{m}}$.

Смысл остальных обозначений ясен из рис.1. Из этого же рисунка следует, что

$$v_\varphi(r) = -v \frac{\alpha}{r} \quad (4)$$

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 $R d\varphi$ в (I):

$$\sigma(W_0) \rightarrow \sigma(W_0 - eU); \quad R = \frac{mc v_0}{eH} \rightarrow \frac{mc v}{eH} \cdot \frac{1}{1 \pm \frac{v_\varphi}{v}}$$

где $v_\varphi = \frac{e}{H} \text{grad}_r U(r)$.

Отладка аппаратуры и измерения $n_a, n_m, U(r)$ проводились на плазме стационарного пеннинговского разряда в магнитном поле пробочной конфигурации (рис.2).

Анодами разряда служат два кольца (3) внешним диаметром 6 см, расстояние между кольцами 3 см. Катодом является стенка заземленной вакуумной камеры (I), выполненной из нержавеющей стали.

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

$$H(r) = H_0 \exp(-r^2/\delta^2), \quad A_\varphi(r) = \frac{e^2}{2r} H_0 \exp(-r^2/\delta^2), \quad \delta^2 = 44 \text{ см}^2 \quad (5)$$

Величина N_0 может достигать 2 кв, пробочное отношение 2,8. Напряжение на разряде до 1 кв, ток - 0,3 а. Работа велась с гелиевой и водородной плазмой при плотностях $n_e \sim (3 + 6) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ 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 $\lambda = 3 \text{ см}$ и $\lambda = 0,8 \text{ см}$ показала, что плотность плазмы линейно меняется с этим током. Температура T_e измерялась методом "гелиевого термометра". Начальная концентрация газа $n_m \sim (3 + 6) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Для получения ионного пучка использовался импульсный дуговой источник (2), /8/. Пучок протонов с энергией $1 + 3 \text{ КэВ}$ и током $5 + 20 \text{ мка}$ вводился в объем с плазмой по каналу (6), экранированному от магнитного поля установки.

Диаметр пучка на выходе из канала, т.е. в точке инъекции, 8мм, а вблизи оси системы - 10 мм. Сильфонный узел (5) позволял изменять как радиальную, так и угловую координаты r_0, θ_0 (рис.1) точки инъекции. Полуширина энергетического спектра протонов меньше 50 эв с разбросом в разных импульсах $\sim 5 \text{ эв}$.

Этот разброс и определял точность измерения абсолютного значения потенциала \mathcal{U} .

Измерение потока атомов перезарядки и их энергии проводилось с помощью детектора-анализатора (см.рис.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 ион-электронного конвертора (8), сцинтиллятора (9) и ФЭУ (10). В канале обдиры размещено 5 диафрагм, обеспечивающих апертурный размер в области измерения n_a, n_m, \mathcal{U} порядка 6 мм. Сканирование по объему плазмы на размере $\sim 3 \text{ см}$ проводилось перемещением входной диафрагмы (II).

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 мксек, длительность пилообразного анализирующего потенциала 50 мксек, временное разрешение $\leq 10 \text{ мксек}$.

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 N и W_0 , величину N можно плавно менять до требуемой в эксперименте, подстраивая при этом W_0 и, если требуется, координаты точки инъекции пучка ионов.

В этих экспериментах также было установлено, что наилучшим газом для обдиры мишени является гелий. В качестве примера на рис.3 показаны зависимости тока ФЭУ $I_{\text{Ф}}$, который пропорционален I_0 , от давления гелия (кривая 1) и воздуха (кривая 2) в объеме клапана, формирующего импульсную мишень.

На рис.4 показана зависимость тока ФЭУ от давления воздуха p в объеме. От минимального в опытах значения $p = 0,5 \cdot 10^{-5} \text{ тор}$ вплоть до $p = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ тор}$ $I_{\text{Ф}} \propto p$. 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 $n_m \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Для определения точности измерения величины потенциала и координаты r проводились измерения $\mathcal{U}(r)$ при малом анодном потенциале $\mathcal{U}_a = 40 \text{ в}$ в отсутствие плазмы. В этом случае искажение ионных траекторий электрическим полем, практически, отсутствует ($W_0 = 2,5 \text{ КэВ} \gg e\mathcal{U}$), и точку рождения регистрируемых атомов P (ее r -координату) можно найти геометрическим построением. Такие измерения показали, что в наших условиях минимальный измеряемый потенциал составляет 5-7 вольт, а формула для r , следующая из соотношений (3) - (5)

$$r = b \left(\ln \left[\frac{2mc(v_{a0} - va)}{e^2 eH} - \exp(-r^2/g^2) \right] \right)^{1/2},$$

- определяет радиальную координату с точностью 6-8 мм, т.е. с точностью порядка апертурного размера.

Также для контроля точности измерения $\mathcal{U}(r)$ проводилось определение $\mathcal{U}(r)$ при $\mathcal{U}_a = 400 \text{ в}$ в отсутствие плазмы при двух энергиях ионного пучка: 2,2 КэВ и 1,7 КэВ. В обоих случаях кривые $\mathcal{U}(r)$ совпадали в пределах точности между собой и хорошо соответствовали расчетному распределению $\mathcal{U}(r)$, полученному методом сеток (рис.5).

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 $n_a^0 \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; $n_e \sim (4-6) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $T_e \sim 5-7 \text{ эВ}$, $W_0 = 2,2 \text{ КэВ}$. 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 (рис.6). Из этих же измерений следует, что в объеме плазмы отсутствуют примеси с большими сечениями перезарядки. Вид $U(r)$ при включении плазмы заметно изменяется (рис.5). Для предотвращения ухода пучка атомов перезарядки из апертуры детектора при включении плазмы было достаточно малого (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 плазме 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:

W_0 (КэВ)	r (см)	U (В)	I_0 (без плазмы)	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	$\sigma_a = 2,3 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$; и $\sigma_m = 4,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$	
1,75	4	350	2-2,5	$\sigma_a = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$; $\sigma_m = 6,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$	

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 частиц потока от перезарядки на молекулярном водороде пренебрежимо мал в сравнении с потоком пе-

резарядки на атомарном водороде, что не позволило определить величину n_m в нашем эксперименте; плотность атомарного водорода:

$$n_a \approx n_m^0 \frac{\sigma_m}{\sigma_a} \frac{I_0'}{I_0}$$

На рис.6 показано распределение n_a по объему установки с водородной плазмой. Диссоциация происходит, повидимому, вблизи оси установки, степень диссоциации $\alpha \sim 65\%$. За границей плазмы ($r = 4 \text{ см}$) степень диссоциации уменьшается - $\alpha \sim 40\%$, что свидетельствует о наличии сильного механизма поглощения атомов водорода в объеме или на стенках камеры.

Сечения σ_a и σ_m , указанные в таблице, брались из работы /3-5/. Разумеется, точность определения n_a и n_m зависит не столько от точности эксперимента, сколько от точности литературных данных по сечениям перезарядки. Однако мы полагаем, что даже при общей точности в определении $n_a \sim 50\%$, такие измерения имеют определенную ценность в экспериментах по удержанию горячей плазмы.

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)).

Л и т е р а т у р а

1. C. Breton, R. Papoulat, "Neutral density determination by scattering of vacuum-U.V. radiation", *Plasma Phys.* 17, N5, 309, 1975.
2. H.F. Döbele, K. Hirsh, "Scattering of laser light from excited hydrogen atoms in a plasma", *Phys. Lett.*, A54, N3, 267, 1975.
3. W.L. Fite, R.F. Stebbings, D.G. Hummer, R.T. Brackmann, "Ionization and charge transfer in proton-hydrogen atom collisions", *Phys. Rev.*, 119, N2, 663, 1960.
4. W.L. Fite, R.T. Brackmann, W.R. Snow, "Charge exchange proton-hydrogen atom collision", *Phys. Rev.*, 112, N4, 1461, 1958.
5. D.W. Koopman, "Measurements of charge exchange cross-section for H^+ , H_2^+ and He^+ ions", *Phys. Rev.*, 154, N1, 78, 1967.
6. С. А. Вдовин, А. А. Калмыков, В. А. Набока, Д. И. Панкратьев. Измерение глубины потенциальной ямы в электромагнитной ловушке пучком нейтральных частиц. *ЖТФ*, 45, №3, 563, 1975.
7. F.C. Joveh, I.C. Noveck, "Space potential measurements in the ST-tokamak", Материалы VI Европейской конференции по управляемому синтезу. Москва, т. I, стр. 199, 1973.
8. Г. И. Димов, Г. В. Росляков, Импульсный перезарядный источник отрицательных ионов водорода. *ПТЭ* № I, 29, 1974.

$$P_y = \frac{e}{c} r A_y(z) - m v d = \frac{e}{c} r_0 A_y(z_0) - m v_0 a_0$$

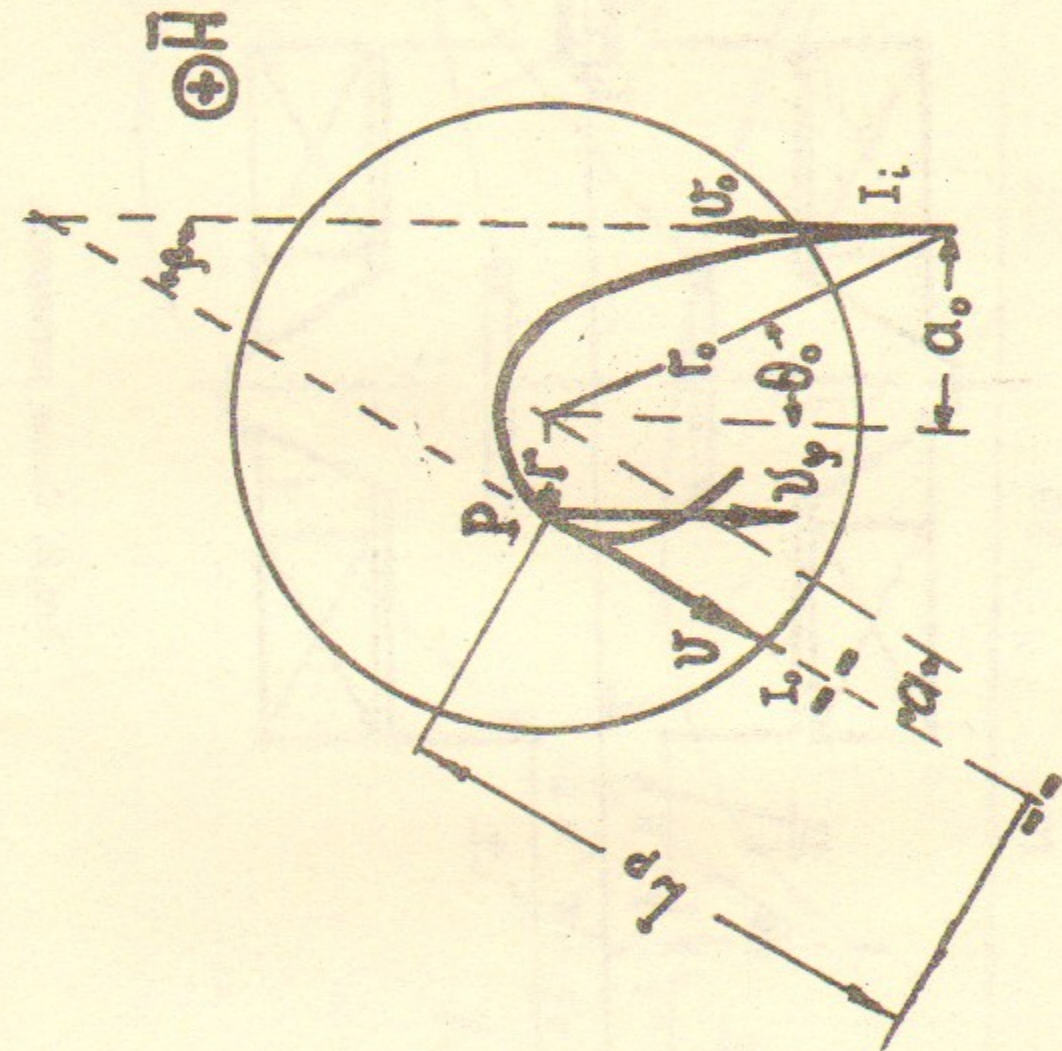


Рис. 1. Кинематическая схема измерений.

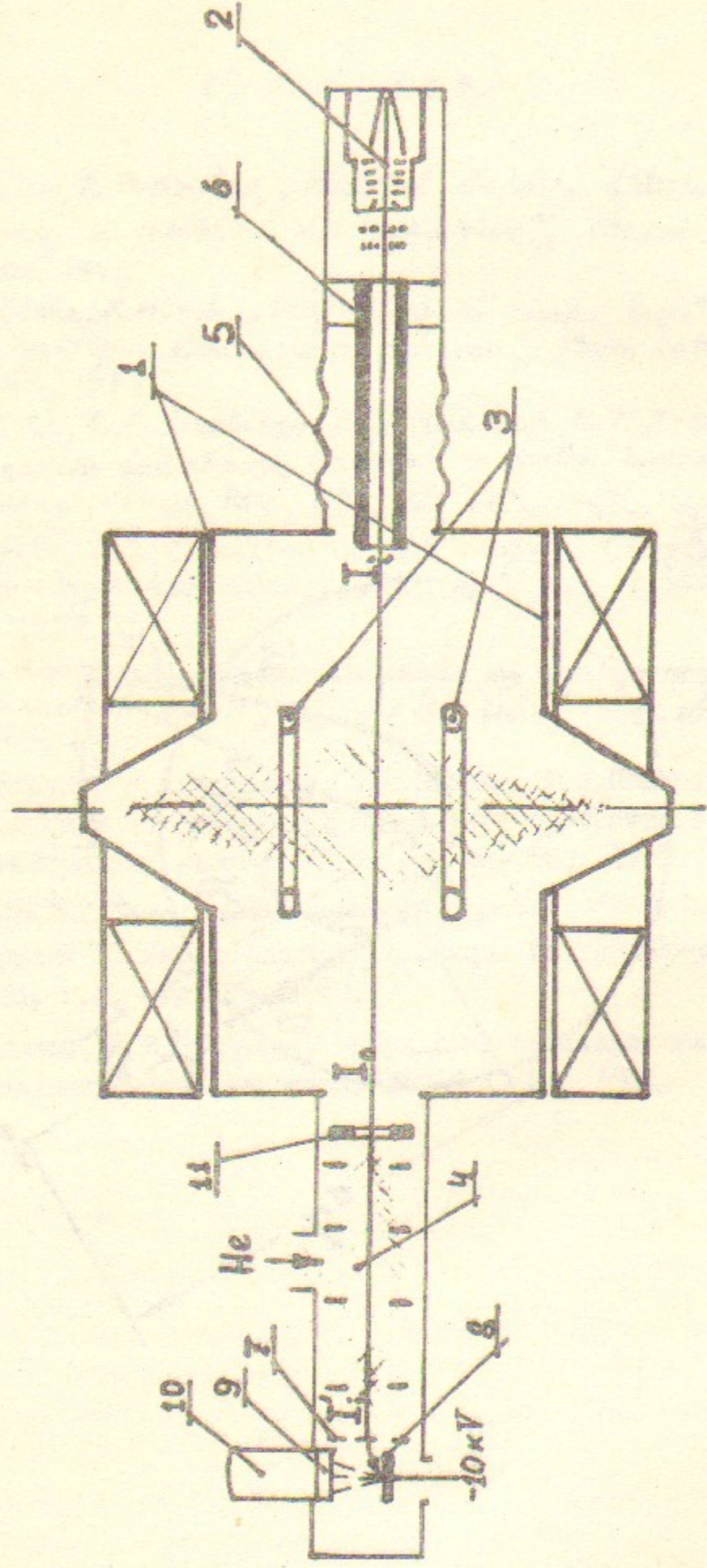


Рис.2. Схема установки.

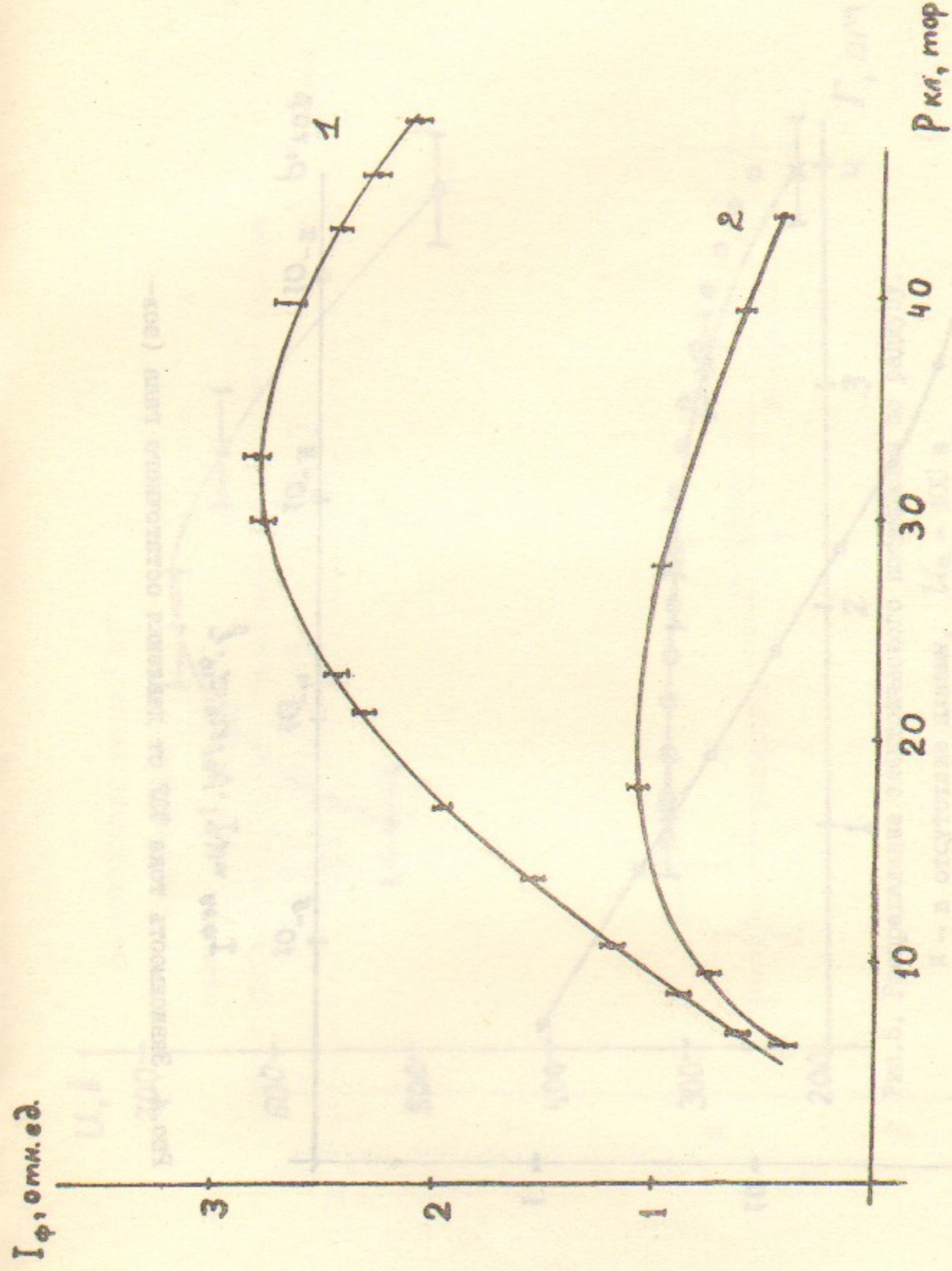
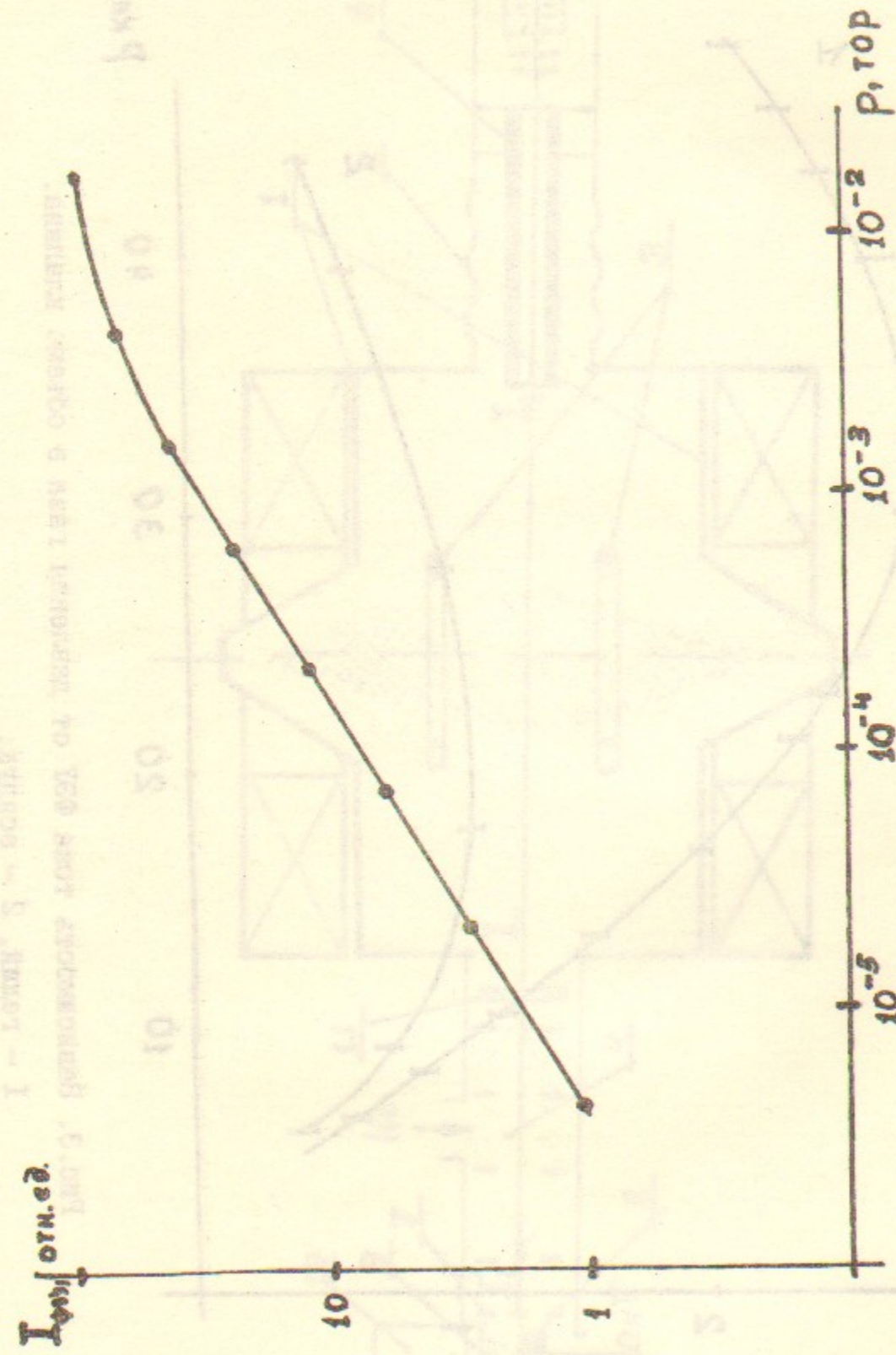


Рис.3. Зависимость тока ФЭУ от давления газа в объеме клапана.

1 - гелий, 2 - воздух.



$$I_{\text{ФЗУ}} = k \cdot I_1 \cdot P_0 \cdot n_0 \cdot \sigma_{10} \cdot l$$

Рис.4. Зависимость тока ФЗУ от давления остаточного газа (воз-

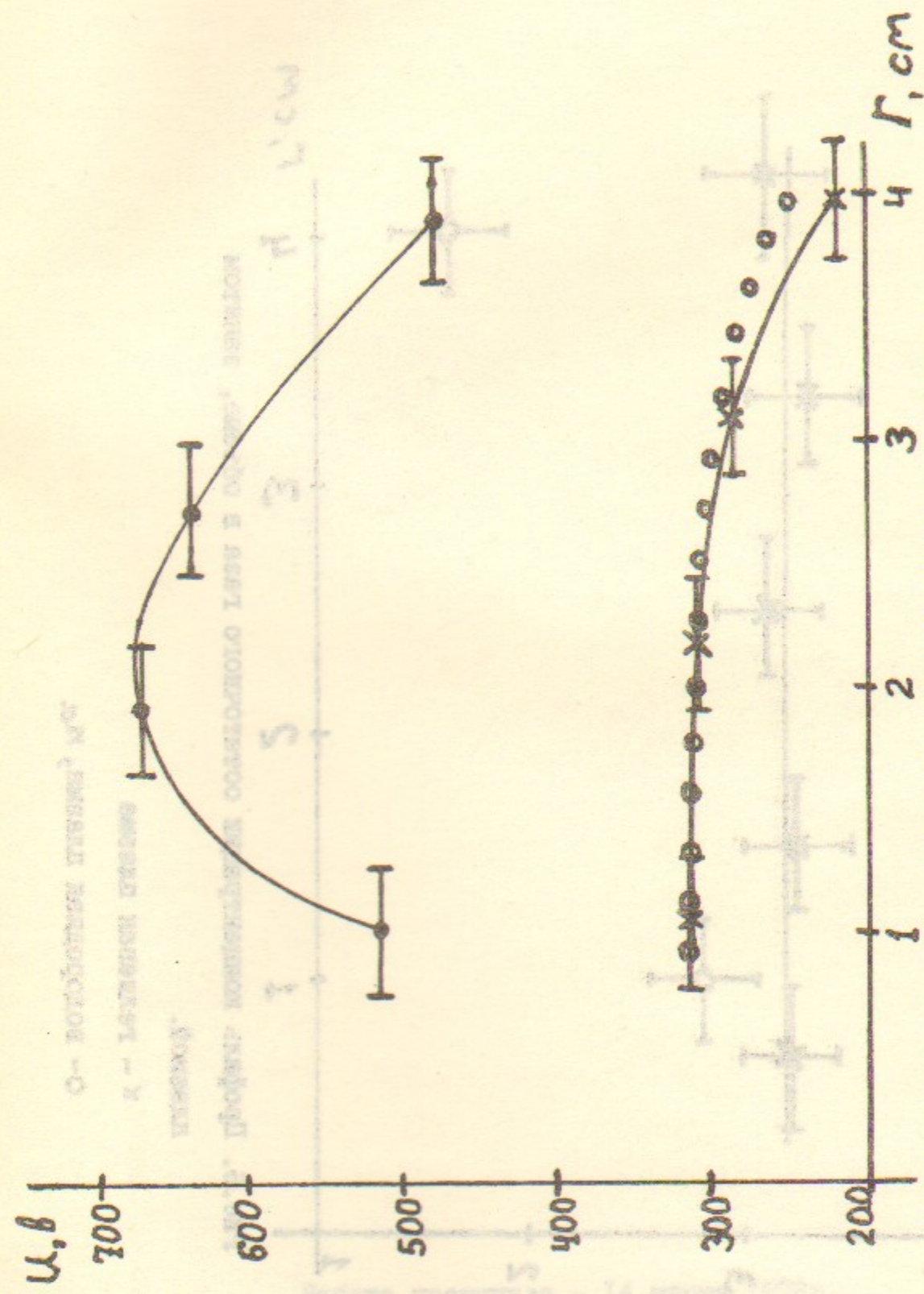


Рис.5. Распределение электрического потенциала по радиусу.

- x - в отсутствие плазмы, $U_a = 400$ в
- o - расчетные значения $U(r)$
- o - $U(r)$ в гелиевой плазме, $U_a = 800$ в.

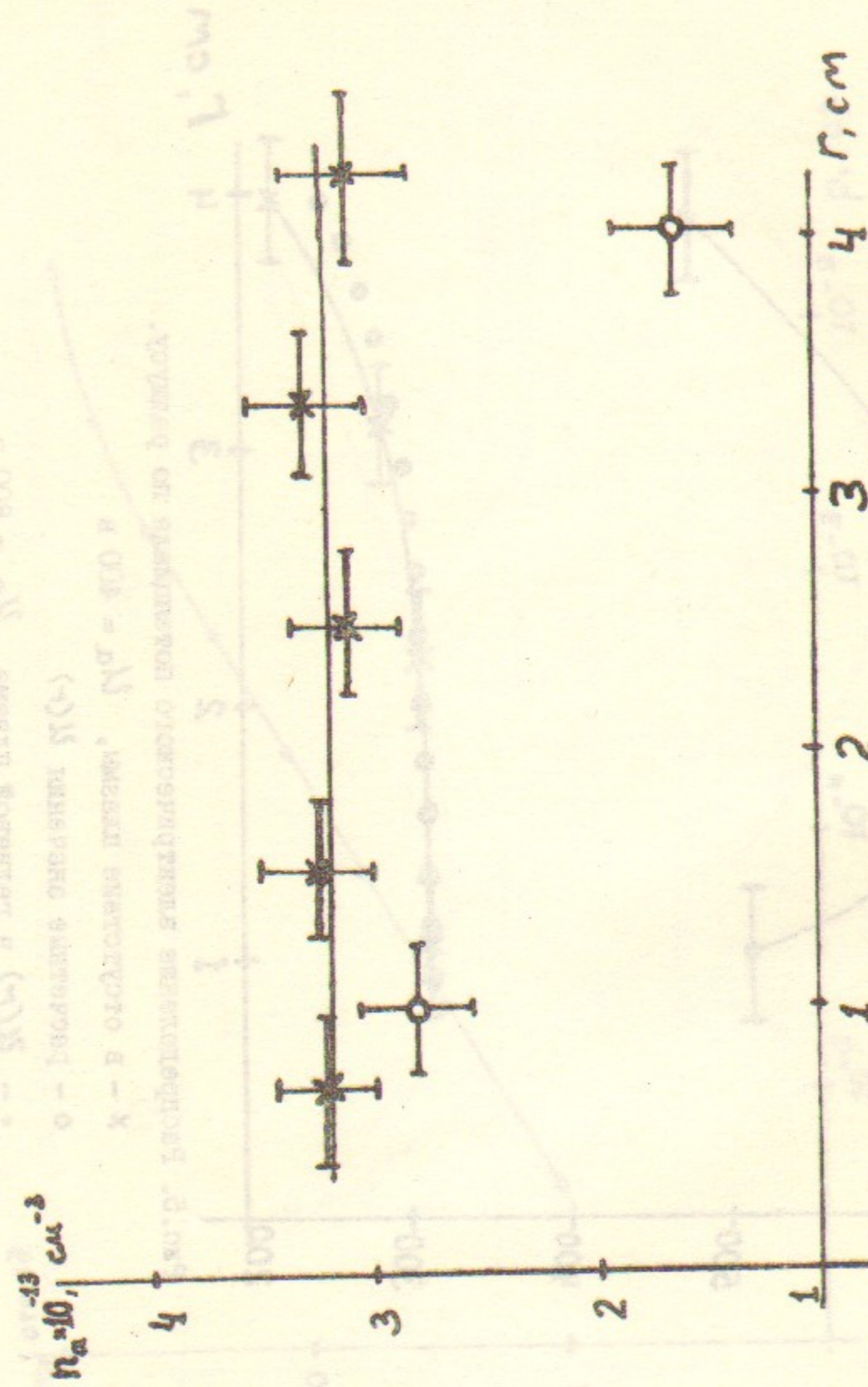


Рис.6. Профиль концентрации остаточного газа в объеме, занятом плазмой.

x — гелиевая плазма
 o — водородная плазма, n_a

Работа поступила - 14 марта 1976г.

Ответственный за выпуск - С.Г.ПОПОВ
 Подписано к печати 22.9-1976г. МН 02974
 Усл.1,0 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.,
 Тираж 200 экз. Бесплатно
 Заказ № 89.

Отпечатано на ротационной ИЯФ СО АН СССР