

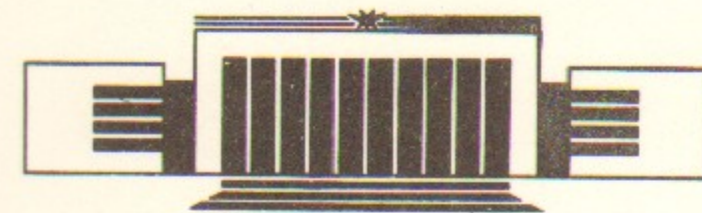


16  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

Г.Ф. Абдрашитов, А.В. Белобородов, В.И. Волосов,  
В.В. Кубарев, Ю.С. Попов, Ю.Н. Юдин

**ГОРЯЧАЯ ВРАЩАЮЩАЯСЯ ПЛАЗМА  
(ЭКСПЕРИМЕНТ ПСП-2)**

**ПРЕПРИНТ 89-109**



НОВОСИБИРСК



Горячая вращающаяся плазма  
(эксперимент ПСП-2)

Г.Ф. Абдрашитов, А.В. Белобородов, В.И. Волосов,  
В.В. Кубарев, Ю.С. Попов, Ю.Н. Юдин

Институт ядерной физики  
630090, Новосибирск 90, СССР

АННОТАЦИЯ

В экспериментах на установке ПСП-2 исследовалась МГД-устойчивая вращающаяся плазма с основными параметрами: средняя энергия ионов до 40 кэВ (лабораторная система), до 20 кэВ (вращающаяся система координат, ВСК), плотность плазмы  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  (в специальных режимах до  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ ), средняя энергия электронов 0.1—1 кэВ (немаксвелловский спектр), время жизни частиц  $\sim 10^{-4} \text{ с}$  (определяется перезарядкой), объем плазмы  $\sim 0.1 \text{ м}^3$ .

Напряженность электрического поля на плазме порядка 20 кВ/см, полное напряжение до 0.5 МВ. Условия МГД-стабилизации согласуются с теоретическими оценками.

Горячая плазма образуется в высоковольтном Е×В разряде при напуске холодного водорода без каких-либо систем нагрева и инжекции плазмы.

ВВЕДЕНИЕ

Описанные ниже эксперименты поставлены для решения ряда принципиальных проблем, связанных с созданием термоядерных систем на основе ловушки с вращающейся плазмой, а также для полномасштабного моделирования подобных систем. Эксперименты проводились на установке ПСП-2 [1—3] — одном из вариантов подобной системы — ловушке с вращающейся плазмой с использованием электродов, расположенных в области пробок, или сокращенно ЭЛВП (электродная ловушка с вращающейся плазмой).

Наиболее важными проблемами, определившими постановку эксперимента, были следующие:

1. Введение в плазму полных радиальных потенциалов ( $U_r$ ) до 0.5—1 МВ (в реакторе до 5—10 МВ). Ранее подобная плазма исследовалась при полных напряжениях не более 20—30 кВ [4—6];

2. Получение горячей вращающейся плазмы с высокой степенью ионизации в квазистационарном режиме. Одно из необходимых условий для получения подобной плазмы — достаточно высокая энергия ионов  $\bar{W} > 20 \div 30 \text{ кэВ}$ , и соответственно при  $a/\rho_i \gg 1$ , достаточно высокое значение  $U_r$  ( $U_r > 0.2 \div 0.3 \text{ МВ}$ ).

3. Получение МГД устойчивой плазмы. Предполагалось, что МГД стабилизация плазмы будет осуществляться за счет одновременного действия двух факторов: стабилизации продольным стоком электронов и стабилизации за счет проскальзывания слоев плазмы по радиусу  $\partial\Omega_E/\partial r \neq 0$  («электрический шир») см. [7, 8].



Перечисленные выше задачи и определили основные этапы этого эксперимента.

### 1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

Установка ПСП-2 — открытая магнитная ловушка с радиальным электрическим полем (см. рис. 1); физические принципы этой системы описаны в [1]. Электрическое поле в объеме плазмы создается двумя идентичными системами кольцевых электродов (23 электрода), расположенных вблизи магнитных пробок, а также наружным и внутренним лайнерами, ограничивающими плазму; поверхности этих лайнеров совпадают с магнитными поверхностями ловушки. Система кольцевых электродов, через которую осуществляется связь высоковольтного блока с плазмой («активная» система) имеет независимое питание каждой пары электродов. Вторая система является пассивной; между парами электродов здесь включены резисторы по 68 МОм. Размер плазмы в центральной плоскости  $r_2 = 51$  см и  $r_1 = 32$  см, расстояние между пробками 160 см. Поверхность внутреннего лайнера выполнена в виде решетки из титановых колец для предотвращения S-разряда (см. [3]), высота кольца 50—70 мм, толщина 0.5 мм, расстояние между кольцами ~10 мм.

Плазма образуется в E×B разряде за счет ионизации и нагрева в скрещенных полях инжектируемого нейтрального газа. Напуск водорода в камеру осуществляется 6 клапанами, расположенными в центре ловушки равномерно по азимуту.

Основные параметры установки, в описанных ниже экспериментах: величина магнитного поля в центральной плоскости  $H = 4 \div 10$  кГс, пробочное отношение 2.4; полное напряжение на плазме до 450 кВ (напряжение на электродах без плазмы до 500 кВ). Полный запас энергии в накопителе высоковольтного питания ~100 кДж; емкость накопительной батареи конденсаторов 20 мкф на каждый уровень. Стартовый вакуум  $\sim 1 \cdot 10^{-7}$  Торр обеспечивался одним встроенным и двумя вынесенными криогенными насосами, в которых используется переохлажденный гелий. Скорость откачки насосов  $\sim 5 \cdot 10^4$  л/с и  $\sim 5 \cdot 10^3$  л/с, соответственно.

Эксперименты с водородной плазмой проводятся в импульсном режиме. Последовательно включаются: зарядка конденсаторов накопителя ( $t = -100$  с), ток в магнитных обмотках ( $t = -20$  с). Затем производится напуск водорода и через  $0.5 \div 1 \cdot 10^{-3}$  с вклю-

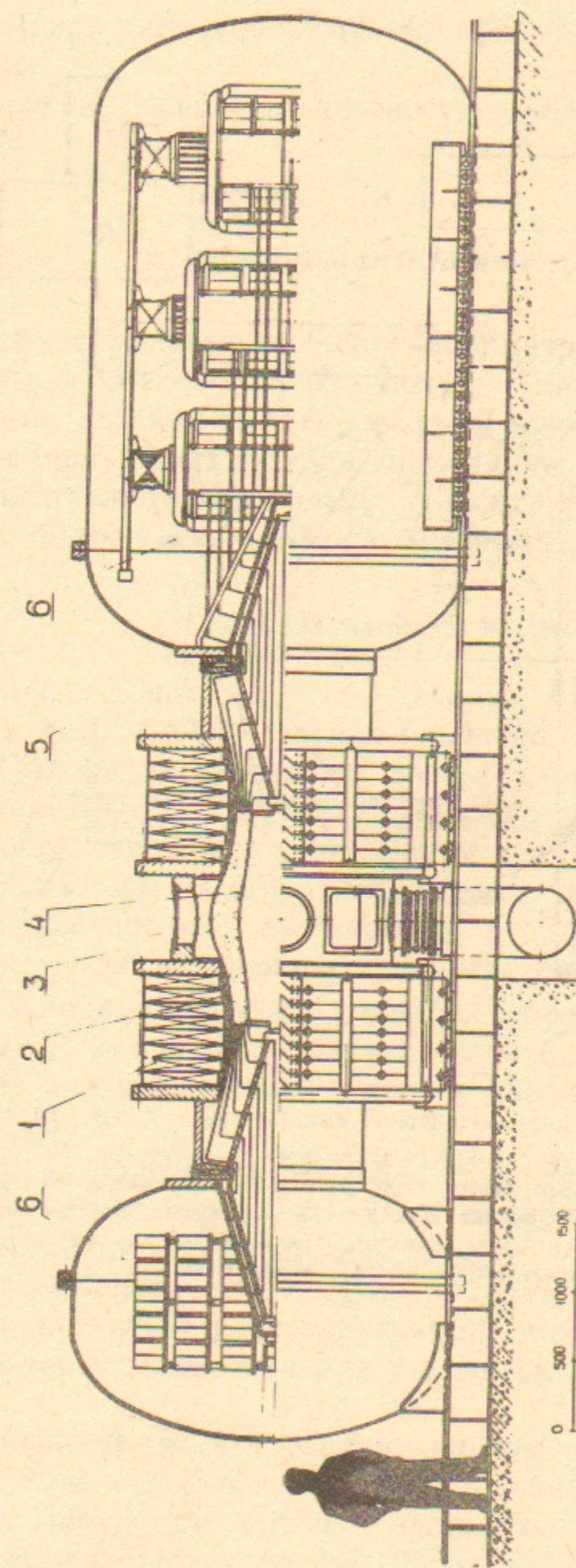


Рис. 1. Разрез установки ПСП-2:  
1 — катушки магнитного поля; 2 — область плазмы; 3 — внешний лайнер; 4 — внутренний лайнер; 5 — электродная система; 6 — система в/в питания.



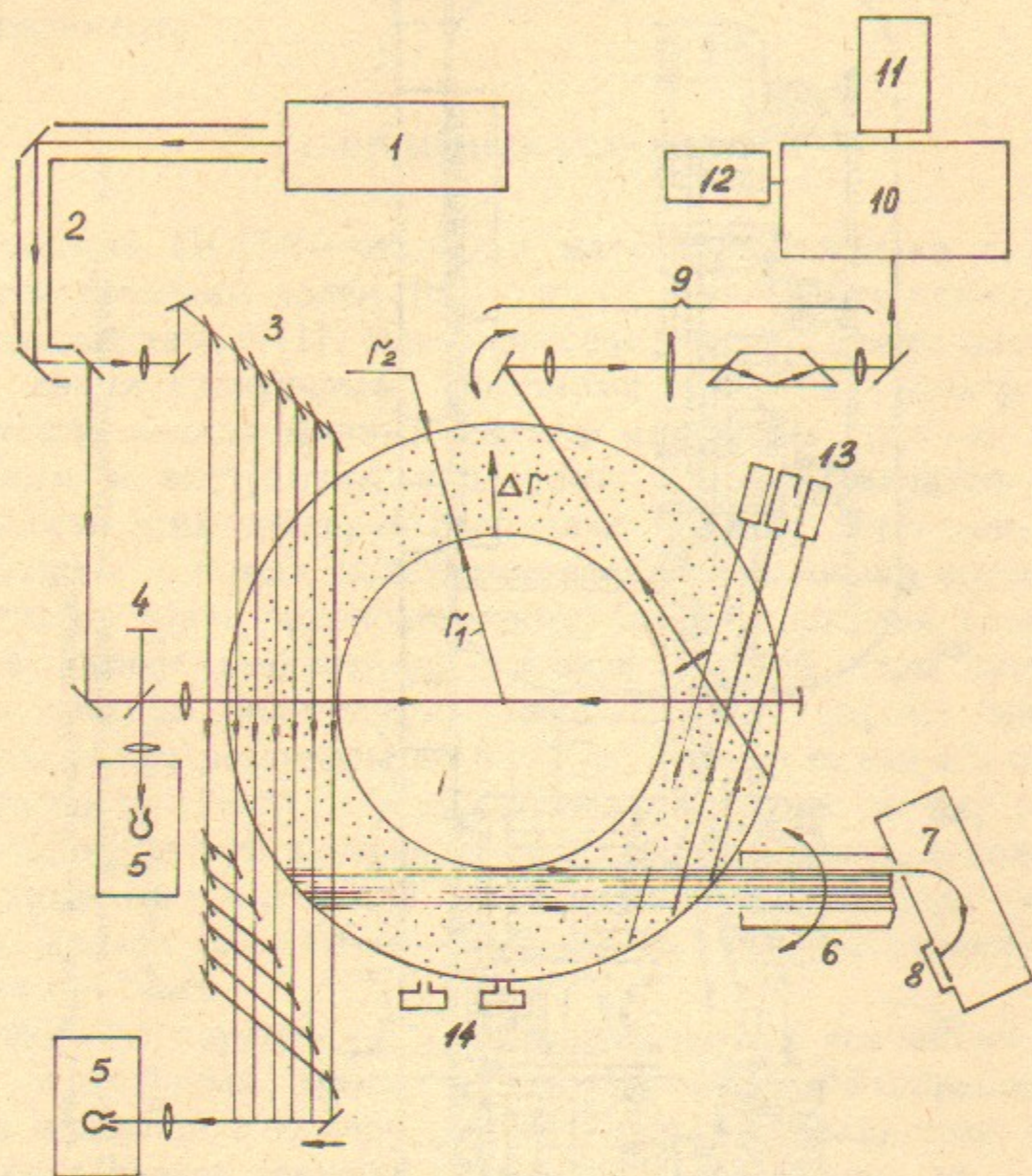


Рис. 2. Размещение диагностической аппаратуры в плоскости  $z=0$ :

Субмиллиметровый интерферометр (1—5): 1—HCN-лазер, 2—волновод, 3—хордовый интерферометр, 4—радиальный интерферометр, INSb детекторы; анализатор нейтралов (6—8): 6—обдирочная камера, 7—камера анализатора, 8—микроканальная пластина; оптическая система (9—12), 9—коллиматор, 10—монохроматор, 11—ФЭУ, 12—диссектор; 13—вторично-эмиссионные детекторы; 14—ячейки Пеннинга.

чаются тиристорные ключи ( $t=0$ ), формирующие напряжение на электродах.

Размещение основной диагностической аппаратуры показано на рис. 2.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Хотя максимальные значения параметров плазмы были достаточно высокими (0.45 МВ—полное напряжение;  $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ —плотность плазмы; 20 кэВ—энергия ионов во вращающейся системе координат), однако для проведения длительных (несколько тысяч выстрелов) стабильных экспериментов использовались режимы с более умеренными параметрами.

### 2.1. Плотность плазмы

Плотность плазмы измерялась высокочувствительным ( $(n \cdot l)_{\min} \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) многоканальным HCN-интерферометром [9, 10]. Плазма зондировалась вдоль радиального и шести хордовых направлений в центральной плоскости ловушки (рис. 2). При этом радиальный канал интерферометра определял среднюю по радиусу плотность плазмы, а по данным хордовых измерений восстанавливался профиль плотности  $n(r)$  [10]. Измеренные и вычисленные из восстановленных распределений средние плотности плазмы совпадали в пределах ошибок измерения. Типичные осциллограммы  $\bar{n}(t)$  при  $U_s = 330 \text{ кВ}$  ( $U_s = U_T(t=0)$ ) приведены на рис. 3. На осциллограммах имеется квазистационарный участок, где  $n(t) \approx \text{const}$ .

Разряд загорается через 0.5—0.7 мс после открытия газовых клапанов, и далее через 0.5—1.0 мс прекращается без каких-либо остаточных токов или пробоев в плазме; напряжение на электродах при этом практически восстанавливается.

Пространственное распределение плотности плазмы  $n(r)$  в различные моменты времени и при различных значениях  $U_s$  приведено на рис. 4.

На графиках распределения плотности плазмы по радиусу можно выделить две области. Пристеночная область шириной в 3—5 см от наружного лайнера; плотность плазмы в этой области в несколько раз ниже средней. Левее участка пониженной плотности ( $r=r^*$  при  $\Delta r \approx 13 \text{ см}$ ), расположена центральная область,



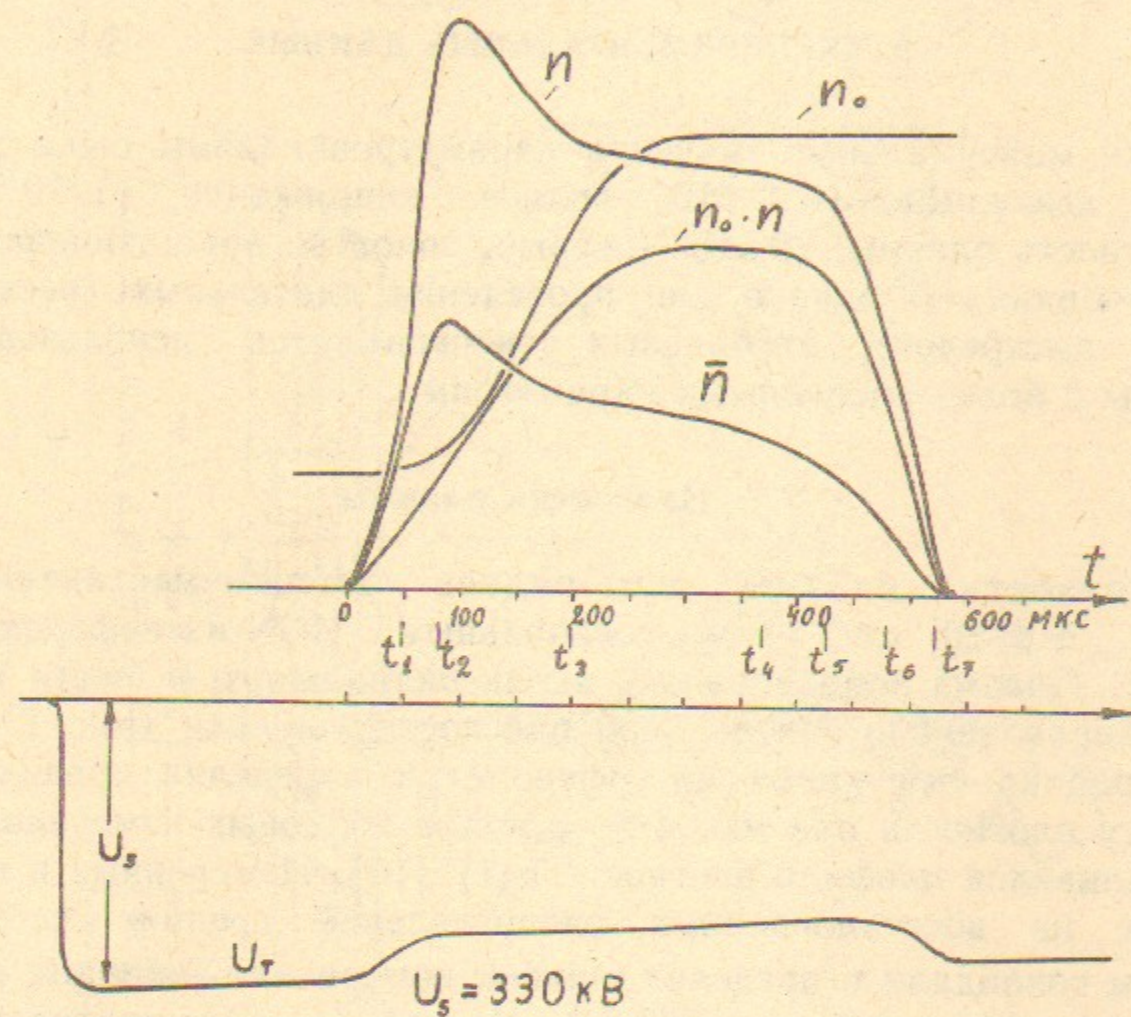


Рис. 3. Осциллограммы:  
 $\bar{n}(t)$  — средняя плотность плазмы;  $n(t)$ ,  $n_0(t)$ ,  $n_{0n}$  — плотность плазмы и нейтрального газа  
 вблизи внутреннего лайнера;  $U_T(t)$  — полное напряжение.

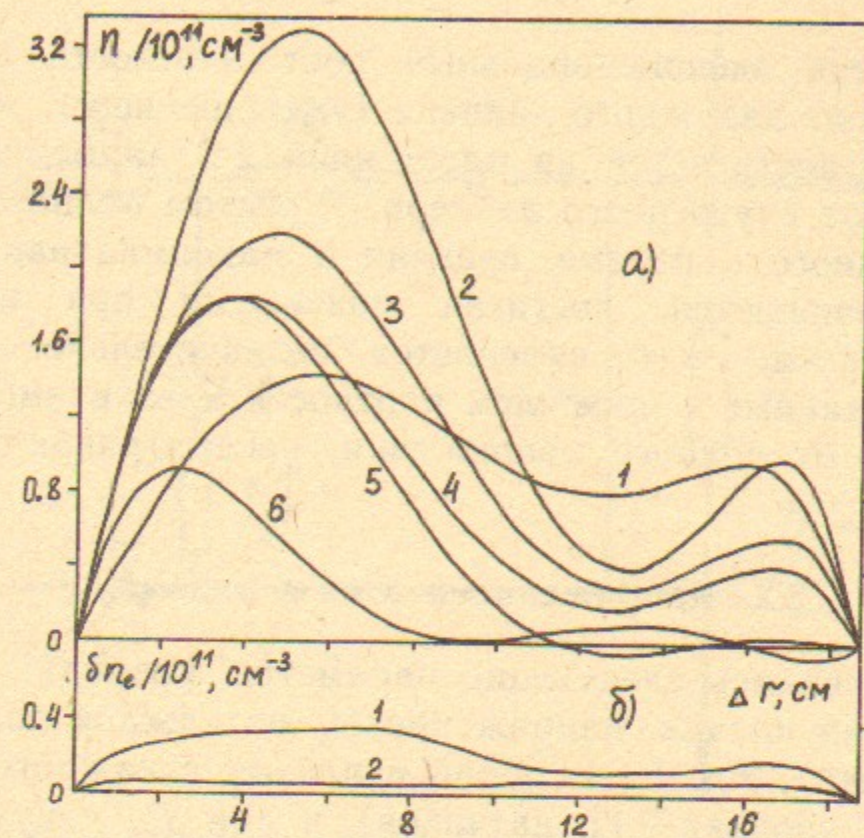


Рис. 4.1. а — Радиальные распределения плотности плазмы для режима  $U_S = 330 \text{ кВ}$   
 в моменты времени  $t_1 - t_6$  (см. рис. 3), б — ошибка измерения:  
 1 — максимальная ошибка (для кривой 2), 2 — минимальная ошибка — предельная чувстви-  
 тельность интерферометра.

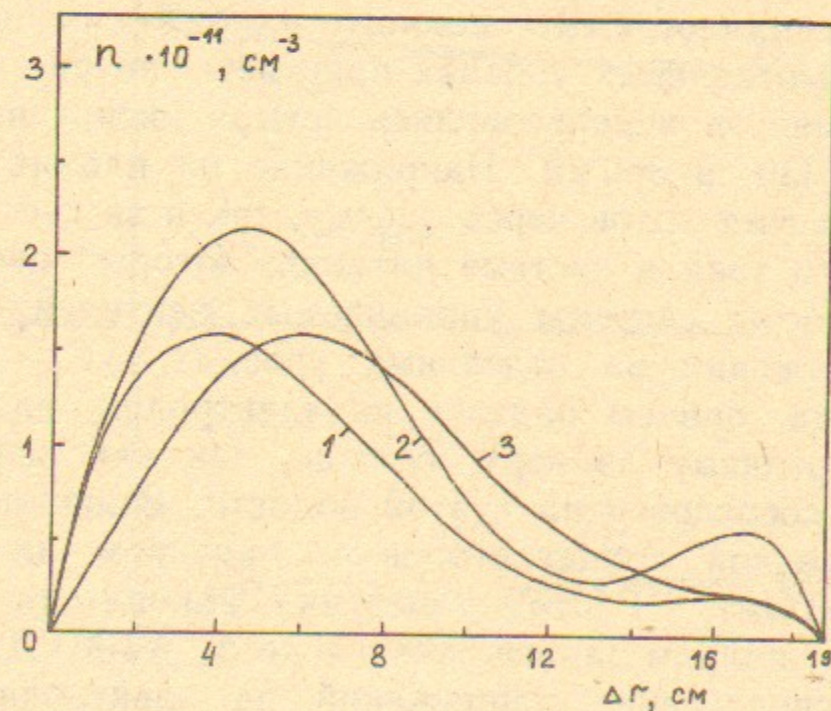


Рис. 4.2. Радиальные распределения плотности плазмы в начале стационарной  
 фазы разряда ( $t = t_3$ ) для различных режимов:  
 1 —  $U_S = 270 \text{ кВ}$ , 2 —  $U_S = 330 \text{ кВ}$ , 3 —  $U_S = 360 \text{ кВ}$ .



где наблюдается экспоненциальный рост плотности плазмы по мере удаления от наружного лайнера (уменьшение  $r$ ). Максимальная плотность достигается на расстоянии 2-3 ларморовских ионных радиусов от внутреннего лайнера. С ростом полного напряжения, приложенного к плазме, средняя и максимальная плотность плазмы увеличиваются, достигая максимума при напряжении 300—330 кВ, после чего изменяется незначительно. Подробнее проблемы, связанные с профилем плотности и зависимостью средней плотности от полного напряжения, рассматриваются ниже в п. 3.1.

## 2.2. Напряжения и токи в плазме

Контролировались следующие параметры разряда: полное напряжение  $U_T$  на плазме, напряжение  $U_N$  на каждой паре электродов (23 датчика), ток  $J_N$ , текущий в плазму с каждого электрода (на нечетных уровнях—11 датчиков) и ток  $I_N$ , текущий между уровнями (нечетные уровни—12 датчиков).

Питание разряда осуществлялось от выпрямителя-накопителя энергии, схема одной секции которого приведена на рис. 5. На этом же рисунке показано расположение основных датчиков токов и напряжений.

Типичные осциллограммы полного напряжения на плазме и напряжений на отдельных уровнях приведены на рис. 6. В данной серии экспериментов использовались четыре дискретных значения  $U_s$ : 270, 300, 330, и 360 кВ. Напряжение на плазме убывает во времени как за счет токов через плазму, так и за счет небольшого дополнительного тока в системе питания, который необходим для устойчивой работы системы управляемых вентилях—тиристорах. Падение напряжения на отдельных уровнях,  $\Delta U_N$ , нарастает в течение разряда, причем падение на электродах, расположенных ближе к внутреннему лайнеру, больше, так как основная плотность плазмы сосредоточена в этой области. Величина  $\Delta U_N$  определяется разрядкой конденсаторов и падением на балластном резисторе (50 Ом). Расход энергии накопителя составляет 7—20 кДж при полном запасе энергии до 50—100 кДж. На рис. 7 приведено распределение напряжений на электродах в разные моменты разряда. Распределение токов  $J_N$  по радиусу в различных режимах для момента времени  $t=200$  мкс от начала разряда приведено на рис. 8.

Кривая  $J_N(r)$  имеет вид, качественно подобный распределению

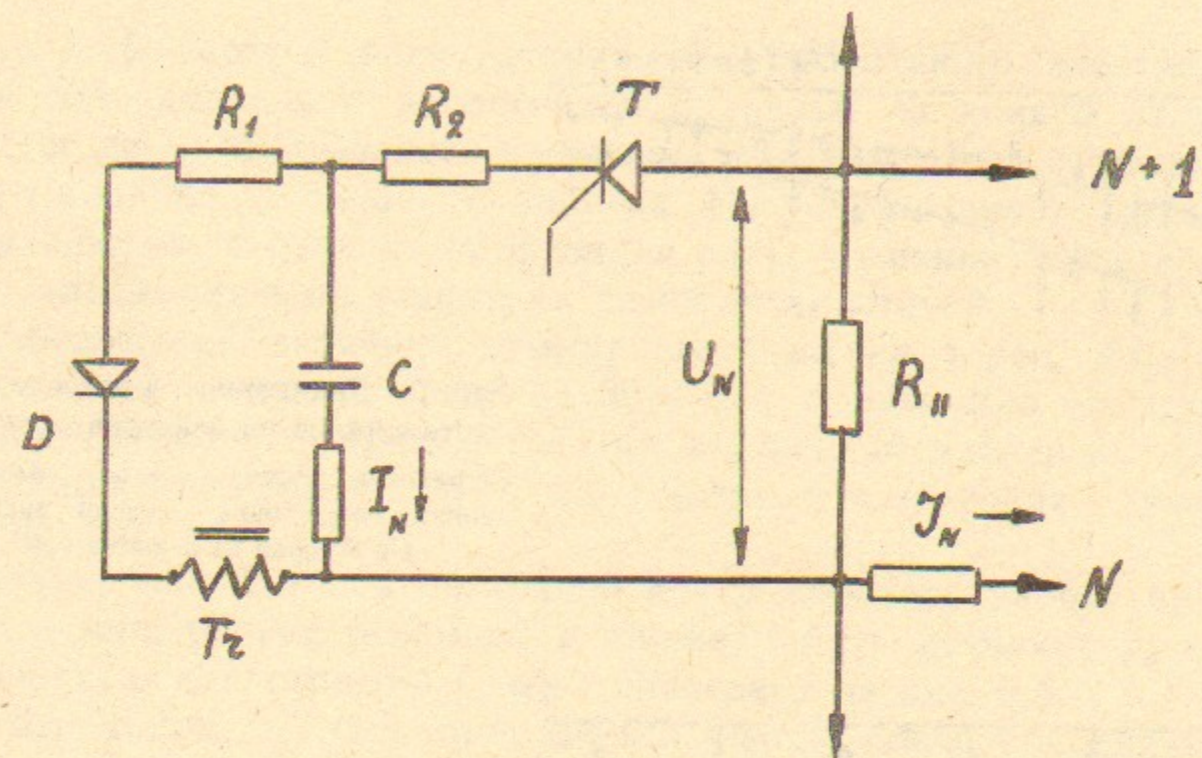


Рис. 5. Схема высоковольтного питания  $N$ -го уровня и элементы контроля токов и напряжений.

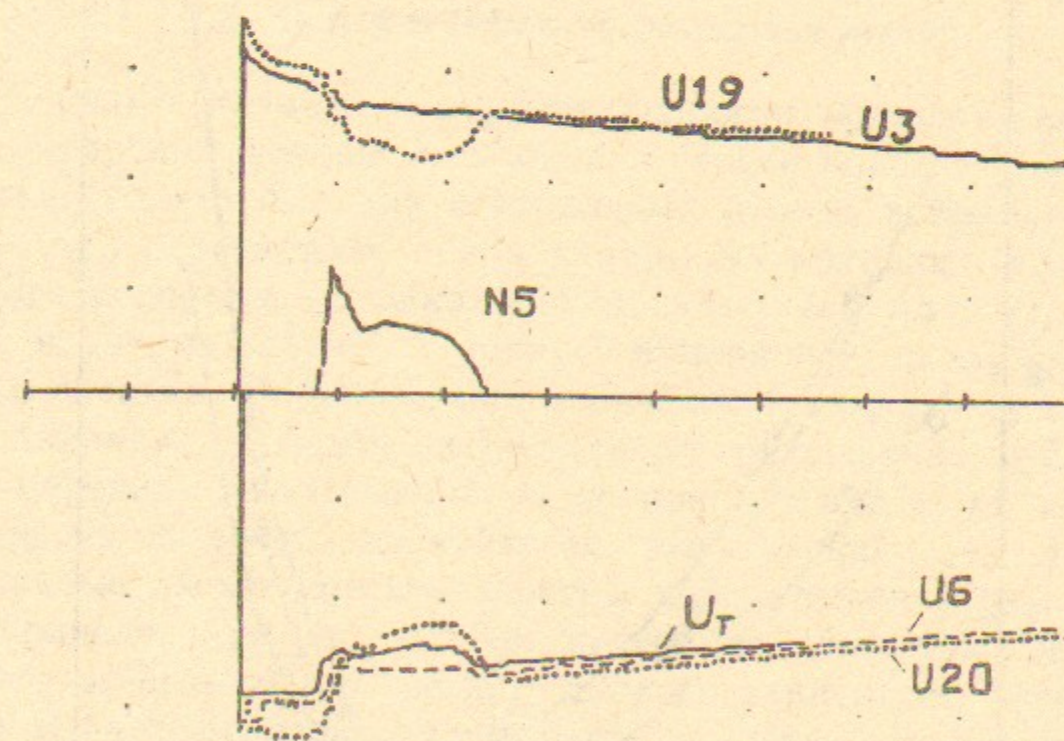


Рис. 6. Типичные осциллограммы  $U_T$ ,  $U_N$ ,  $N_5$ ; одно деление по вертикали 100 кВ, по времени 0.4 Мс.



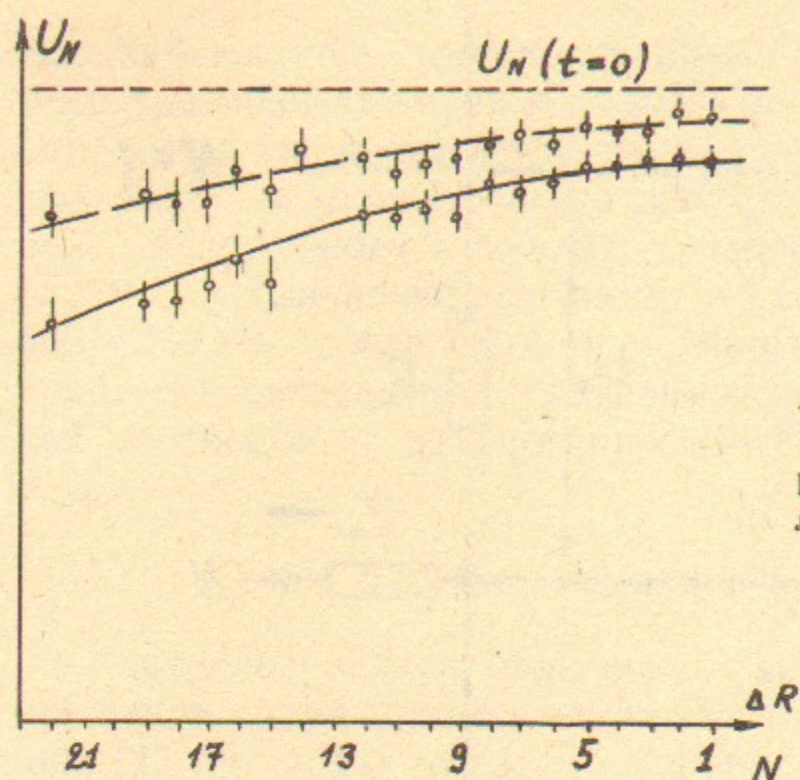


Рис. 7. Радиальное распределение потенциалов на электродах ( $U_N$ ): Штриховая линия:  $t=t_2$ ; сплошная линия:  $t=t_5$ ; точки—средние значения  $U_N$  в серии из 5 выстрелов.

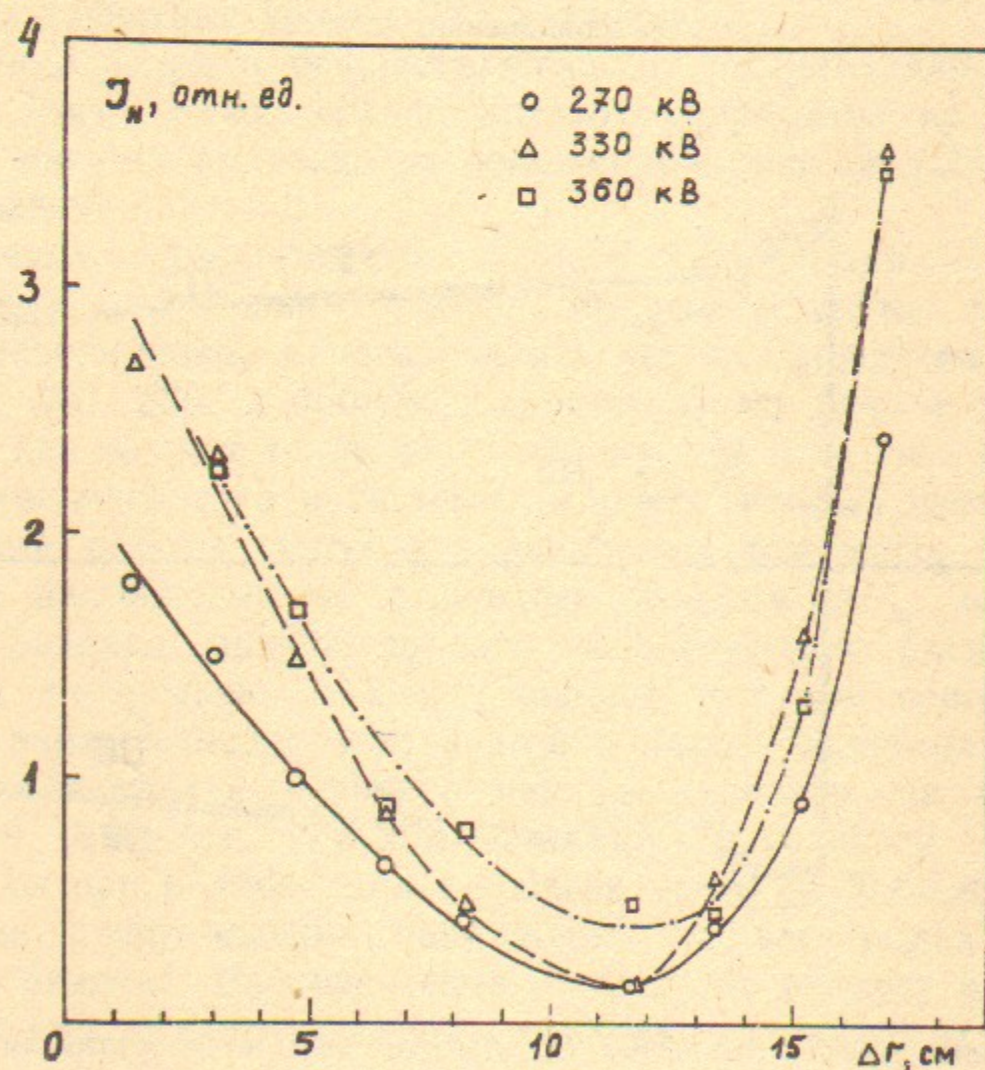


Рис. 8. Распределение токов  $J_N$  по радиусу.

$n(r)$ . Наблюдается область снижения продольного электронного тока совпадающая с аналогичной областью на кривой  $n(r)$ . На участке левее этой области плотность тока возрастает с увеличением расстояния от внешнего лайнера. На участке правее локального минимума, в отличие от функции  $n(r)$ , величина токов сравнима с максимальными токами на левой ветви кривой.

Абсолютная величина суммарного тока на торец,  $\Sigma J_N$  (сток электронов), лежит в пределах 30—70 А и примерно совпадает с величиной полного ионного тока на внутренний лайнер  $I_{23}$ . Типичные осциллограммы токов  $J_N$  на отдельных электродах приведены на рис. 9,а

Измерение  $I_N$ -токов позволяло контролировать работу накопителя в наладочных режимах, а также работу датчиков  $J_N$ -токов. Типичная осциллограмма  $I_N$ -тока приведена на рис. 9,б.

Потенциалы и токи, приведенные выше, контролировались на «активном» электродном узле; эта информация выводилась с помощью оптоэлектронных систем, рассчитанных на полное напряжение развязки 1.0 МВ [11]. «Пассивный» электродный узел находился под плавающим потенциалом.

### 2.3. Нейтральные атомы перезарядки

1. С целью прямого измерения скорости вращения плазмы, а также измерения средней «тепловой» энергии ионов изучался энергетический спектр быстрых нейтральных атомов водорода, образующихся при перезарядке ионов плазмы на холодных атомах нейтрального водорода, заполняющих ловушку (см. рис. 2), скорость плазмы в разных точках по радиусу измерялась по верхней границе этого спектра. Разрешающая способность анализатора по радиусу составляла  $\pm 2.5$  мм, энергетическое разрешение  $\pm 2.5$  кВ. Во всех измерениях были выполнены условия на вид  $U(r)$ , позволяющие однозначно восстанавливать вид этой функции (см. [12]).

Типичные энергетические спектры нейтральных атомов перезарядки приведены на рис. 10. При построении спектров предполагалось, что эффективность регистрации не зависит от энергии, поскольку в рассматриваемом интервале энергий (20—60 кэВ) изменение эффективности за счет изменения  $\langle \sigma v \rangle$  перезарядки в плазме и обдирки в перезарядной камере не превышает фактора 1.5—2. Эта оценка согласуется с результатами работы [13]. Для задачи о восстановлении функции  $U(r)$  подобное изменение эффективности практически не влияет на результаты.



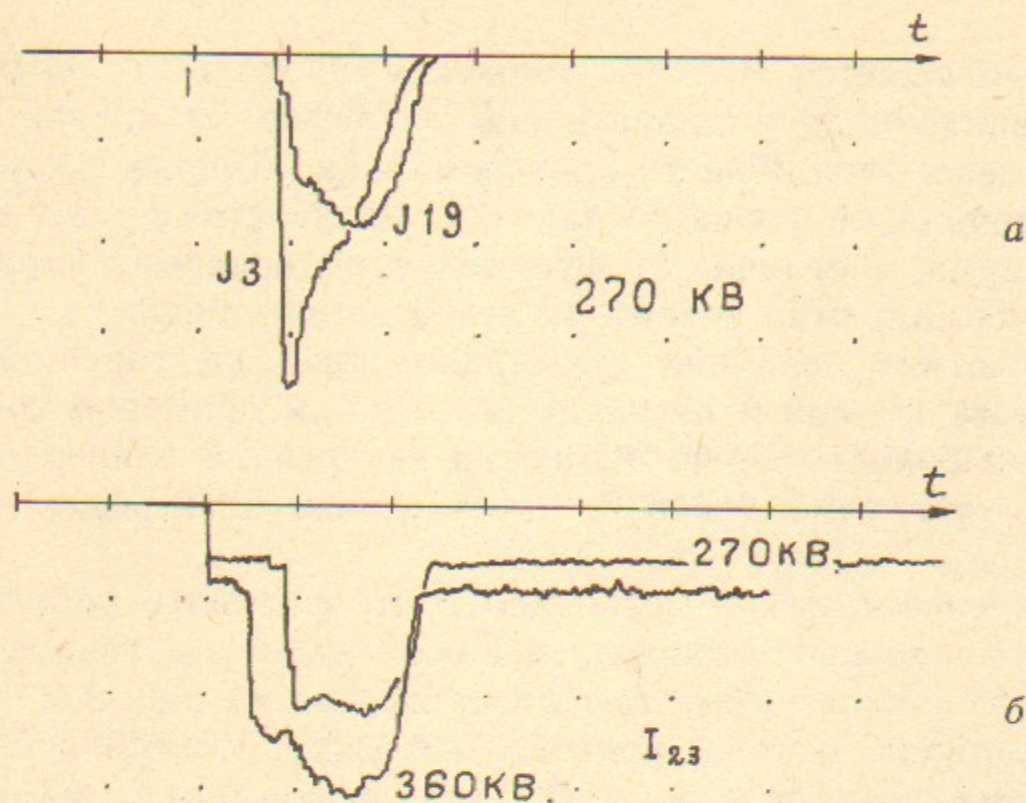


Рис. 9. Осциллограммы:  
 $J_N(t)$  и  $I_N(t)$ ; шаг по времени 0.4 мс.

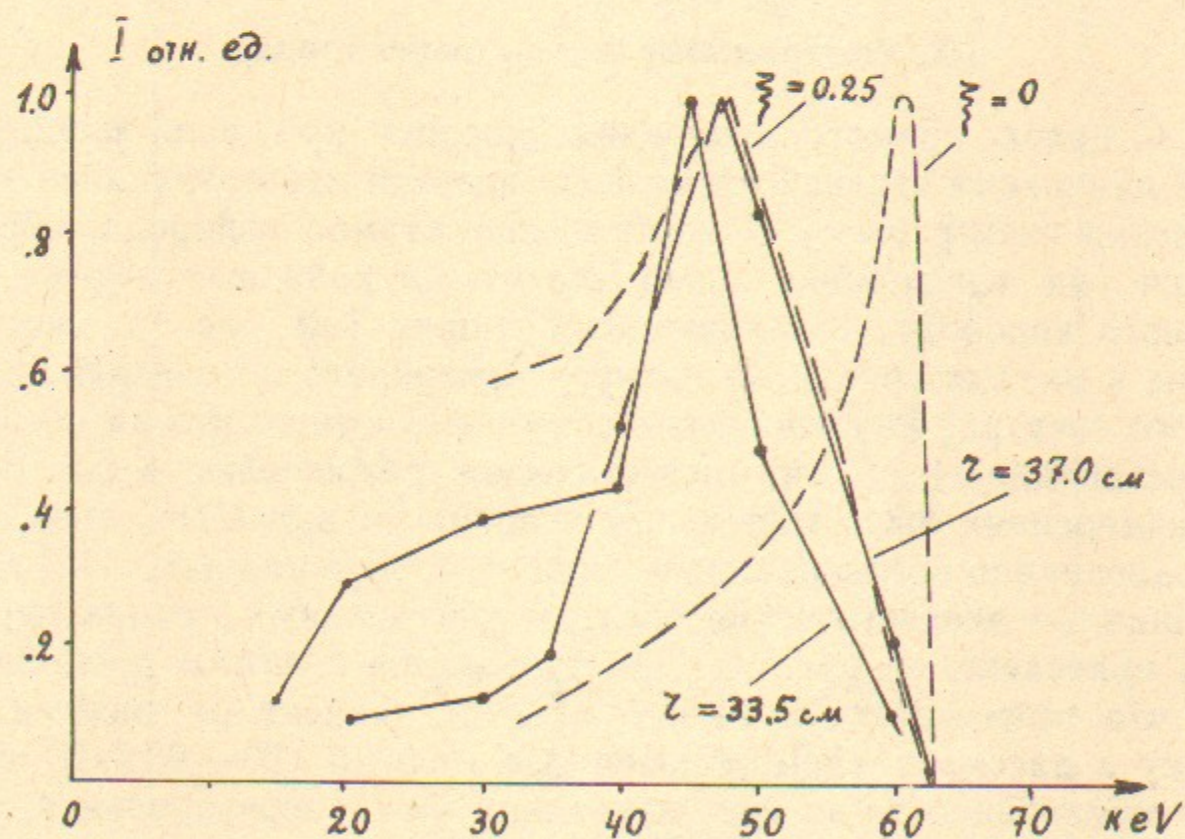


Рис. 10. Энергетические спектры нейтральных атомов перезарядки:  
Сплошная линия — эксперимент,  $r = 33.5; 37$  см ( $\Delta r = 1.5$  см; 5 см); штриховая линия — расчет,  $r = 37$  см.

С ростом полного напряжения  $U_s$  вид спектров несколько изменяется; наиболее заметные изменения происходят при переходе от 330 к 360 кВ.

Для сопоставления полученных энергетических распределений с простейшей теоретической моделью были вычислены распределения нейтральных атомов перезарядки вдоль различных хорд. Были учтены реальные распределения  $n(r)$  и  $n_0(r)$ ; предполагалось, что «тепловая» энергия ионов линейно убывает во времени от  $W = W_E$  до  $W_E(1 - 2\xi)$ . При  $\xi \approx 0.1 \div 0.25$  энергетические спектры хорошо совпадают с экспериментальными. Средняя «тепловая» энергия ионов  $\bar{W}_i$  при этом порядка  $(1 - \xi)W_E$  или  $0.9 \div 0.75W_E$ . Очевидно, что ионы отдают часть «тепловой» энергии электронам.

2. Поток быстрых нейтральных атомов перезарядки из плазмы контролировался также с помощью детекторов «нейтральных» потоков (см. [6]). Подобный детектор регистрирует средний поток быстрых атомов с энергией  $\geq 1$  кэВ. В эксперименте использовались 5 подобных детекторов, расположенных на внешнем лайнере на разных расстояниях от центральной плоскости ловушки, с коллимацией падающих ионов в направлении  $z$ . Во всех датчиках имелась компенсация потока  $\gamma$ -квантов, которые также могут приводить к эмиссии вторичных электронов.

Сравнивая сигналы с различных детекторов, можно было восстановить (довольно грубо) распределение плотности плазмы вдоль оси установки. На рис. 11 приведены осциллограммы с «нейтральных» детекторов, расположенных при  $z = 0$  и  $z = 20$  см.

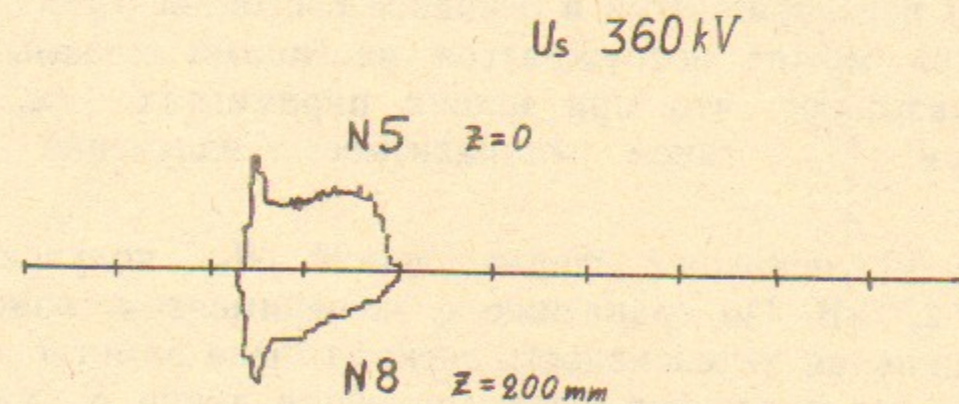


Рис. 11. Сигналы «нейтральных» детекторов расположенных на  $z = 0$  и  $z = 200$  мм (для наглядности сигналы имеют разную полярность).

Уровень сигнала на детекторах вблизи торцов, в 2 см от плоскости торца, был много ниже (меньше 0.1 от сигнала в центре). Характерный размер плазмы, найденный из этих измерений, порядка 40 см.



## 2.4. Профиль линии $H_\alpha$

Функция распределения нейтральных атомов перезарядки по скоростям изучалась также по уширению водородной линии  $H_\alpha$ . Схема эксперимента не отличалась от аналогичных измерений, выполненных ранее в [12]. Основные элементы оптической системы показаны на рис. 2. Методика измерений основывалась на доплеровском сдвиге частоты излучения нейтральных атомов, которые образуются в плазме в результате резонансной перезарядки на возбужденный уровень с главным квантовым числом  $q=3$ . Спектр излучения линии  $H_\alpha$  из локальной области вращающейся плазмы с радиусом  $r$ , измеренный вдоль хорды с прицельным параметром  $r_n$ , имеет максимальное смещение относительно линии  $\lambda_{H_\alpha}$  на  $\Delta\lambda$ , где

$$\Delta\lambda = \lambda_{H_\alpha} \frac{V_E(r) \cdot (1 + r_n/r)}{c} \quad (1)$$

При выполнении условия

$$V_E(r) < \frac{2V_E(r_n)}{1 + r_n/r} \quad (2)$$

положение границы спектра измеренного вдоль хорды определяется областью плазмы с наименьшим радиусом  $r_n$ . (Условие (2) всегда выполнялось в данном эксперименте. Таким образом, измеряя  $\Delta\lambda$  для различных прицельных параметров  $r_n$ , можно восстановить профиль  $V_E(r)$ . Следует отметить, что эта методика неприменима при больших плотностях плазмы из-за того, что основная доля частиц перезарядается в основное состояние ( $q=1$ ) и потом «на пролете» может возбуждаться частицами плазмы. Однако оценки показывают, что при наших параметрах ( $n \leq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $V_E \geq 1 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ ) такое «паразитное» излучение невелико ( $\sim 1\%$ ).

На рис. 12 показаны формы линий  $H_\alpha$ , полученные при  $U_s = 360$  и  $270$  кВ. По сравнению с экспериментом, описанным в [12], спектральная интенсивность сигнала была заметно ниже, что потребовало для получения формы профиля линии  $H_\alpha$  накопления информации за большое число «выстрелов». По этой причине в данном эксперименте измерения «горячей» компоненты спектра велись в основном вдоль одной хорды вблизи внутреннего лайнера.

Следует отметить, что величины  $V_E$ , полученные этим методом, совпадают с соответствующими величинами, полученными при обработке спектров перезарядки (см. рис. 13).

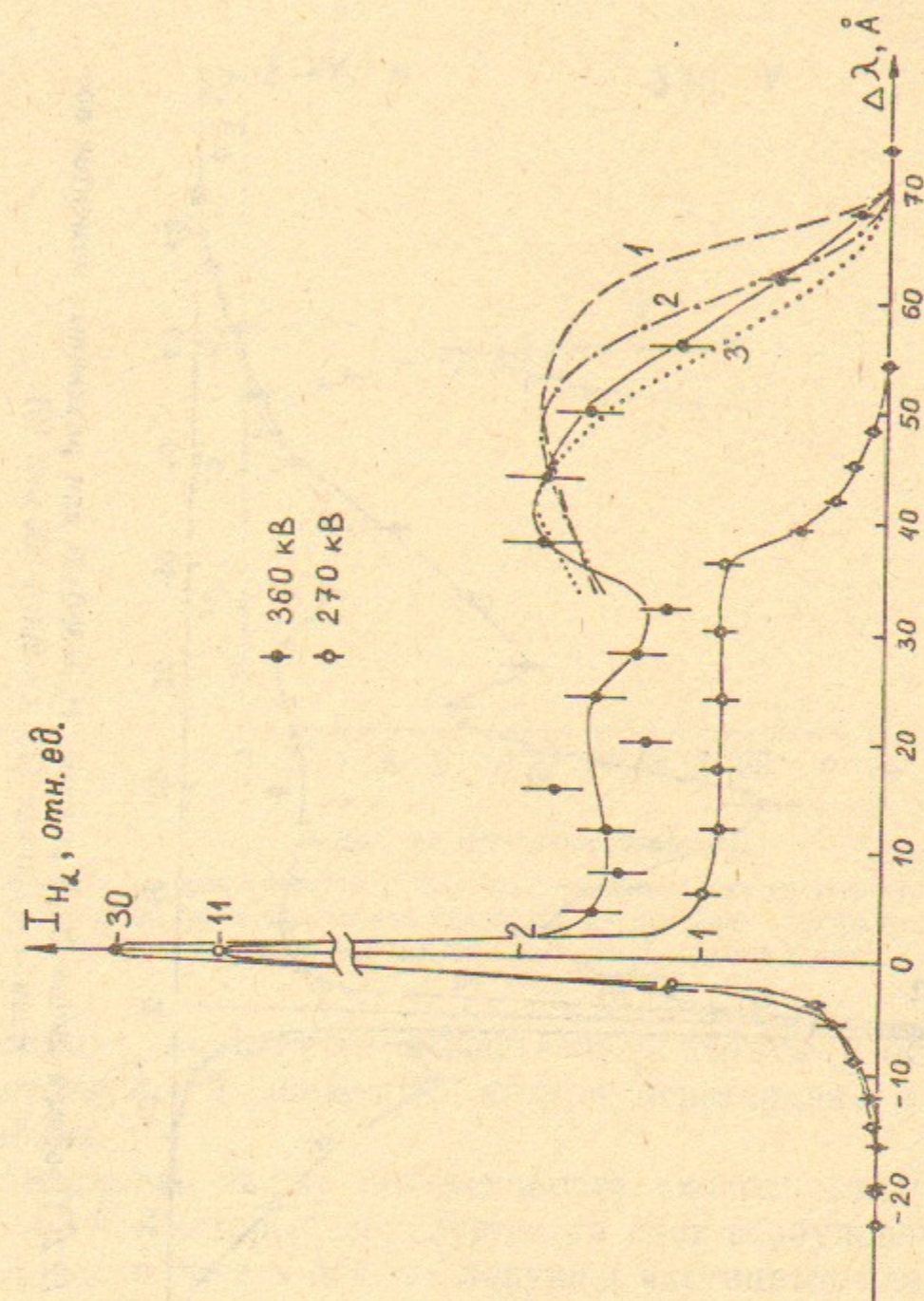


Рис. 12.1. Профили линии  $H_\alpha$  в различных режимах. Экспериментальные точки:  $U_s = 270$  кВ ( $t = 100 \div 500$  мкс),  $U_s = 360$  кВ ( $t = 100$  мкс); расчетные кривые для  $U_s = 360$  кВ ( $t = 100$  мкс):  $\xi = 0$  (1),  $\xi = 0.25$  (2),  $\xi = 0.4$  (3).



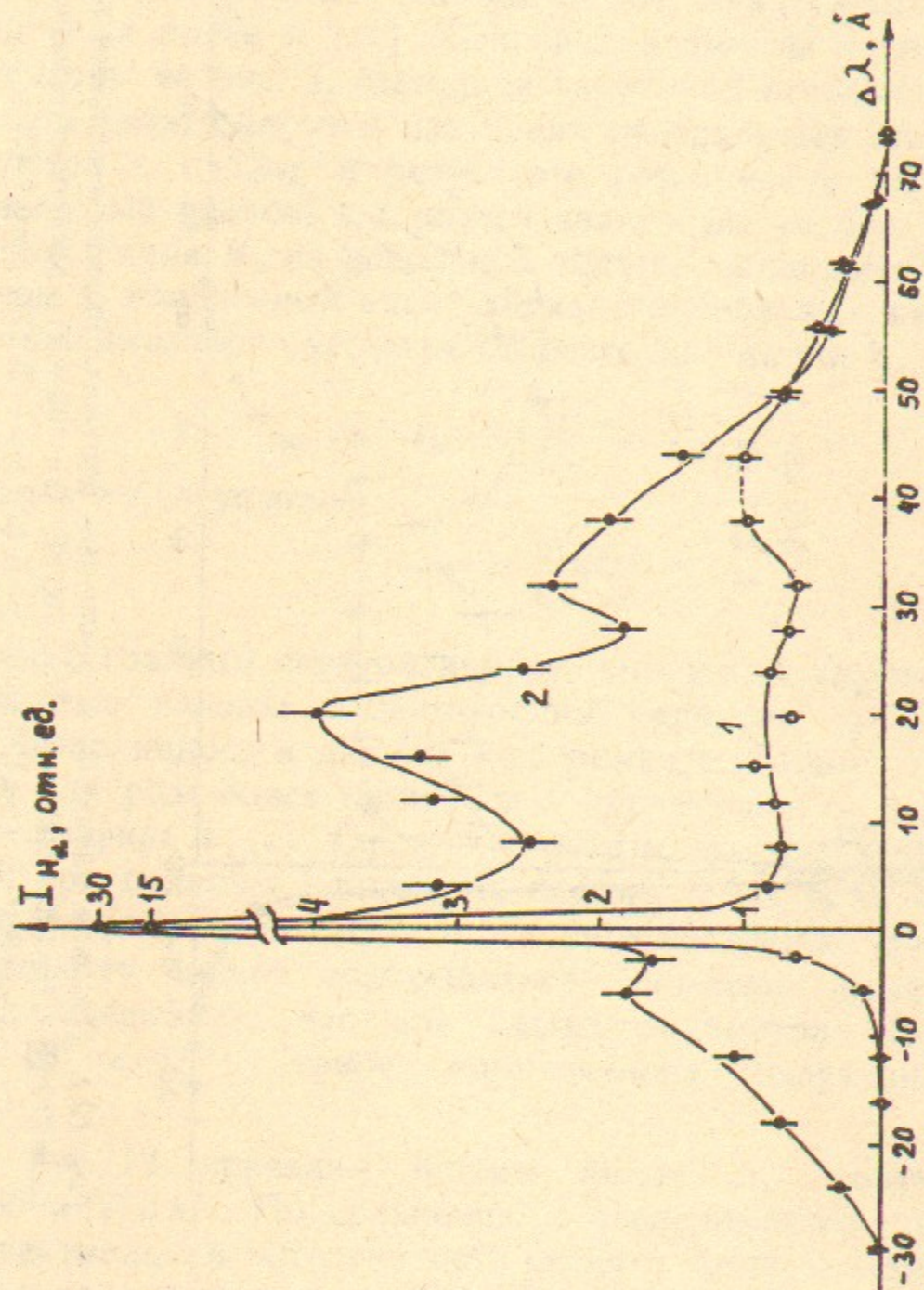


Рис. 12.2. Профили линии  $H_\alpha$  в режиме.  $U_S = 360$  кВ для различных моментов времени:  $t = 100$  мкс (1),  $t = 200 \div 500$  мкс (2).

При возрастании  $U_S$  от 270 до 330 кВ наблюдается уширение линии  $\sim V_E$ . При переходе от 330 до 360 кВ форма линии  $H_\alpha$  в стационарной части разряда существенно изменяется, происходит ее

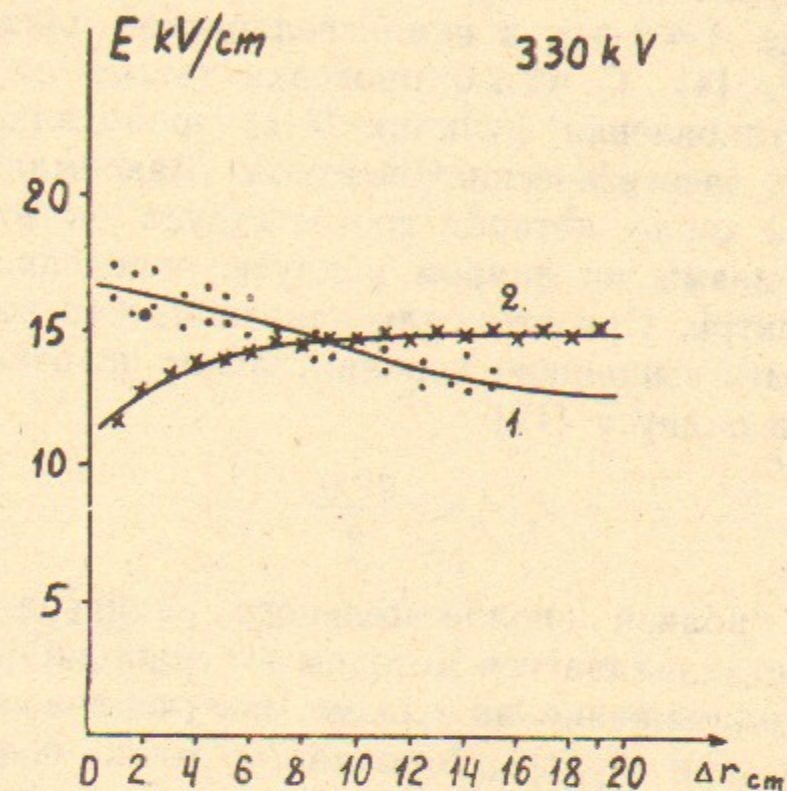


Рис. 13. Распределение  $E(r)$ :

1 — по скорости вращения плазмы, \* — экспериментальные точки из энергетических спектров нейтралов перезарядки,  $\odot$  — из профиля линии  $H_\alpha$ ; 2 — проекция электрического поля на торце в центр плазмы;  $\times$  — экспериментальные точки.

деформация, появляется существенный сигнал в области спектра, соответствующей движению атомов перезарядки в обратном направлении.

Измерялась также интенсивность «холодного» пика линии  $H_\alpha$  ( $\lambda = 6563 \text{ \AA}$ ), который образуется за счет возбуждения атомарного нейтрального газа в объеме ловушки частицами плазмы. Хордовые измерения этого сигнала позволяют восстановить локальную интенсивность величины  $n_0$  и  $S_{H_\alpha}$ ; при этом используется метод восстановления, аналогичный методу нахождения  $n(r)$  [10], скорость возбуждения  $S_{H_\alpha}$  в широком интервале электронных температур (50 эВ  $\div$  10 кэВ) изменяется несущественно. Поэтому с учетом особенностей изучавшейся плазмы при восстановлении функции  $n_0(r)$  и  $n(r)$  предполагалось, что величина  $S_{H_\alpha}$  постоянна (см. п. 3.1).



## 2.5. Распределение потенциалов в плазме

Потенциалы на электродах и в объеме вращающейся плазмы на одной магнитной поверхности должны совпадать с точностью до  $e\varphi \simeq A \cdot T_e$ , где  $A = 2 \div 5$ ; в немаксвелловской плазме вместо  $T_e$  можно взять  $\bar{W}_e$  [4]. С целью проверки такого соответствия, а также для восстановления функции  $U(r)$  проводилась обработка всех полученных энергетических спектров. Максимальная энергия ионов на данной хорде, которая соответствует учетверенной энергии вращения плазмы на данном радиусе, определяется по положению края спектра. При этом для однозначности восстановления  $U(r)$  должно быть выполнено дополнительное условие на скорость изменения  $V_E$  по радиусу [12]:

$$V_E(r) < r \frac{\partial V_E(r)}{\partial r}. \quad (3)$$

Величина  $V_E$  вблизи положительного лайнера в области  $r > r_2 - 2\rho_{Li}$  восстанавливается методом экстраполяции.

Суммарное напряжение на плазме, полученное из измеренных значений  $V_E(r)$  (или  $\bar{W}_E(r)$ ), совпадает с точностью  $\sim 5\%$  с полным напряжением на плазме, полученным из прямых измерений. Расхождение между ними лежит в пределах точности восстановления  $U_T$ .

На рис. 13 приведены величина электрического поля на электродах, спроектированная вдоль силовых линий в центр ловушки, и величина  $E(r)$ , восстановленная при обработке энергетических спектров (330 кВ). Здесь же приведено значение  $E(r)$  в точке, полученное при обработке профиля линии  $H_\alpha$ . На основе этих данных определяется потенциал в центре ловушки (см. рис. 14).

Во всех случаях в центре ловушки существует потенциальная «яма» для электронов глубиной в 10—30 кВ. Исходя из распределения потенциалов, можно оценить продольную энергию электронов, покидающих ловушку. Очевидно, что уходящие электроны («хвост» функции распределения) имеют энергию до 30 кэВ. Экспериментальные данные согласуются с предположением, что средняя продольная энергия электронов лежит в области сотен электронвольт.

## 2.6. Нейтральный газ

Давление остаточного нейтрального газа при использовании криогенной откачки было порядка  $1.0 \cdot 10^{-7}$  Торр. После серии вы-

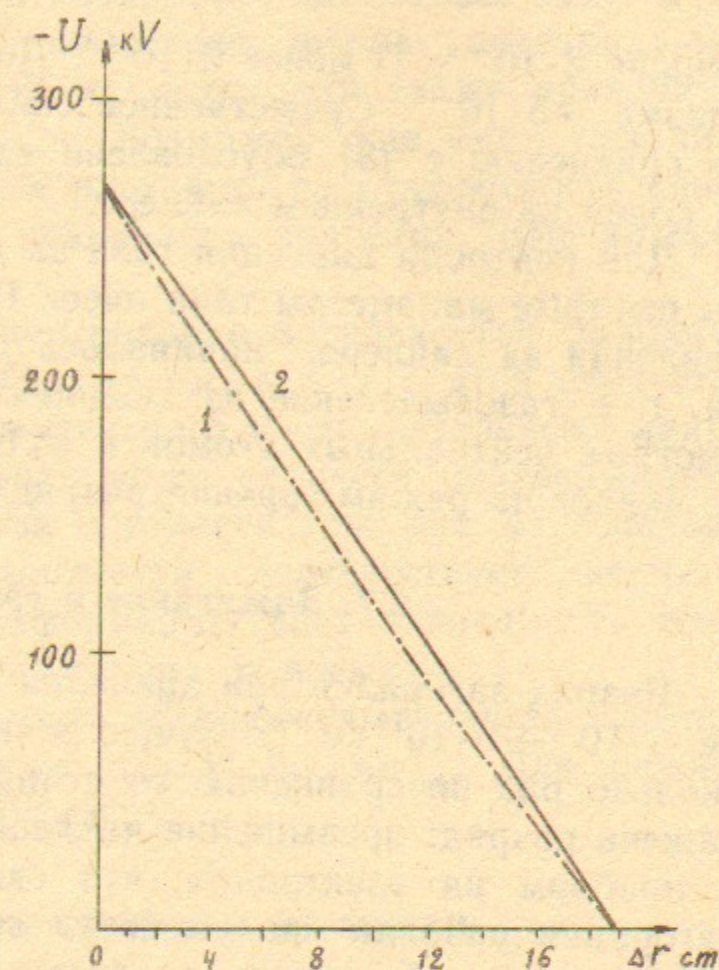


Рис. 14. Распределение потенциала в центральной плоскости  $U(r)$  (1), проекция потенциала на торце в центр плазмы (2),  $U_S = 330$  кВ.

стрелов ( $\sim 10^2$ ) основной компонентой остаточного газа был водород (количество  $O_2, N_2, H_2O \ll 1\%$ ).

Для формирования разряда в камеру вводилось фиксированное количество молекулярного водорода через 6 электродинамических клапанов, расположенных равномерно по азимуту, заполненных газом при давлении 100—200 Торр (объем клапана  $0.14 \text{ см}^3$ , время открытия 0.1 мс). Разряд зажигался примерно через 0.5 мс после открытия клапанов. По оценке, количество газа, поступающего в рабочий объем; составляет 0.3—0.7 от запасенного в рабочих клапанах. С учетом объема камеры ( $0.6 \text{ м}^3$ ) и времени задержки зажигания разряда средняя плотность атомарного нейтрального газа в разряде была порядка  $1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

Это же значение  $n_0$  можно получить из других независимых оценок (см. пп. 2.7, 3.1).

Вопрос о соотношении Н и  $H_2$  в плазме рассматривается ниже в п. 3.1.

Наличие тяжелых примесей в нейтральном газе в процессе разряда контролировалось по интенсивности спектральных линий. Их относительное содержание было достаточно мало: для Fe, Cr, Ni



меньше  $2 \cdot 10^{-4}$ ; Ti менее  $2 \cdot 10^{-3}$ . Доля тяжелых ионов  $Ti^+$ ,  $Fe^+$  в плазме  $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ . Существенное снижение доли тяжелых примесей по сравнению с [3] обусловлено наличием защитной решетки из Ti колец на внутреннем лайнере.

Для контроля давления газа за внешним лайнером расположены быстрые манометры типа ячеек Пеннинга. Заметное нарастание давления за лайнером начиналось только после окончания разряда, т. е. газовыделение из внешних стенок камеры под действием быстрых нейтральных атомов и излучения из плазмы практически не влияет на режим горения разряда.

### 2.7. Зажигание и гашение разряда

Разряд загорался при давлении нейтрального водорода в камере  $5 \cdot 10^{11} \div 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Существенное снижение давления (в несколько раз по сравнению со стандартным) не дает возможности зажечь разряд; превышение давления свыше  $5 \cdot 10^{12}$  приводит либо к пробоям на электродах, что связано с выполнением условий загорания разряда «по Пашену» вблизи электродов [14], либо к пробоям типа S-разряда в объеме плазмы за счет снижения напряженности  $E$  вблизи внутреннего лайнера (падение напряжения на балластах). Для загорания разряда, по-видимому, существенную роль играло распределение вакуумных потенциалов в камере, оно создавало электростатическую «яму» для электронов при равномерном распределении потенциалов на торце (см. рис. 14). Как видно из радиальных распределений токов  $J_N$  разряд начинает развиваться у внешнего (положительного) лайнера и захватывает затем весь объем по радиусу.

Гашение высокотемпературного разряда происходило самопроизвольно через 0.5—1.0 мс после начала разряда. Как уже отмечалось, после гашения разряда на электродах восстанавливалось практически полное напряжение, т. е. этот момент никак не был связан с пробоями или каким-либо изменением напряжения на электродах. Момент гашения явно связан с резким уменьшением ионизации вблизи положительного лайнера, что видно из осциллограмм  $n$  (см. рис. 4) и тока  $J_3$  в момент гашения разряда (см. рис. 9). Далее фронт уменьшения плотности плазмы перемещается по радиусу к внутреннему лайнеру.

Наиболее вероятными причинами уменьшения плотности  $n$  и тока  $J_3$  у наружного лайнера могут быть либо исчезновение электростатической «ямы» для электронов в этой области (потенциалы

в этой области невозможно контролировать описанным выше методом измерения  $U(r)$ ), либо изменение формы потенциальной «ямы», например, ее стягивание к центру, что также приводит к уменьшению скорости ионизации. Возможен еще один механизм уменьшения  $n$  и  $J_3$  — уменьшение плотности  $n_0$  в окрестности внешнего лайнера до некоторого граничного значения, при котором разряд гаснет.

Скорость развития и гашения разряда определяется скоростью перезарядного дрейфа  $V_{cx} = \epsilon / \tau_{cx}$ , ( $\epsilon$  см. п. 3.1) с этой скоростью разряд перемещается от положительного к отрицательному лайнеру за время  $\tau \simeq a / V_{cx}$ . Динамика этого процесса подтверждается изменением во времени профиля плотности (см. рис. 4). Скорость распространения фронта плотности соответствует величине  $V_{cx} \simeq 10^5 \text{ см/с}$ . Аналогичную информацию дает зависимость токов  $J_N$  и напряжений  $U_N$  на разных уровнях от времени.

Из этих данных можно оценить абсолютную величину плотности нейтрального газа в плазме  $n_0 = V_{cx} / \epsilon \cdot \langle \sigma v \rangle_{cx}$ . Для режима  $U_S = 360 \text{ кВ}$  получаем  $n_0 = 1 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

### 2.8. Потоки быстрых частиц на стенки

Одним из факторов, ограничивающих плотность плазмы и величину  $U_S$  являются потоки быстрых частиц — нейтральных перезарядных атомов на стенки и торцевые электроды. При превышении некоторого предела по этому параметру возникают пробои в плазме с весьма плавным фронтом нарастания тока  $10^{-5} - 10^{-4} \text{ с}$ . Возможный механизм развития этого процесса — возрастание обратного потока водорода со стенки в плазму, что приводит к лавинообразному нарастанию плотности нейтральных атомов в плазме, и, как следствие, выполнению условий пробоя «по Пашену» [14] или S-разряду.

Можно оценить средние потоки быстрых частиц на стенки ( $\bar{p}$ ) из соотношения

$$\bar{p} \simeq \bar{n} V / \tau_{cx} \cdot S, \quad (4)$$

где  $V$  — объем плазмы,  $S$  — поверхность стенок.

Для типичных параметров эксперимента: плотность плазмы  $n \simeq 3 \cdot 10^{11}$ ; время перезарядки  $\tau_{cx} = 10^{-5} \text{ с}$ ;  $V \simeq 0.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2$  и  $S \simeq 10^5 \text{ см}^2$  получаем поток быстрых частиц на стенки порядка  $1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  при энергии частиц  $0 < W < 8 \cdot 10^4 \text{ эВ}$ . Это соот-



ветствует потоку энергии более  $100 \text{ Вт/см}^2$  или  $1.0 \text{ МВт/м}^2$  в быстрых частицах. Эта оценка относится лишь к средним потокам, можно предполагать, что за счет многократных отражений от стенки поток на торцевые электроды порядка  $10 - 20 \text{ Вт/см}^2$

Эти потоки соизмеримы с потоками на стенки в полномасштабных термоядерных установках. При типичных параметрах:  $n \simeq 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ,  $\tau \simeq 3 \text{ с}$ ;  $V/S \simeq 10 \div 100 \text{ см}$  из (4) получаем величину  $p$  на порядок ниже, чем в приведенных выше оценках. Сопоставление этих потоков является весьма грубым (отличие угловых распределений, состава быстрых частиц, стационарная и импульсная системы). Однако, очевидно, что высоковольтная система, создающая радиальные электрические поля в плазме может работать и в режиме реальных термоядерных параметров.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

#### 3.1. Особенности $E \times B$ -разряда

А. Рассмотрим свойства  $E \times B$ -разряда в магнитной ловушке при условии, что кулоновское рассеяние идет много медленнее, чем процессы ионизации и перезарядки. Уравнение непрерывности, описывающее процессы в стационарном разряде, имеет вид

$$\partial n / \partial t = - \text{div} (n v_{cx}), \quad (5)$$

где  $\partial n / \partial t = n \cdot n_0 \langle \sigma v \rangle_i$  — скорость ионизации в точке  $r$ ; учтена ионизация ионами и электронами.

Если плазма находится в аксиально-симметричной ловушке, и если ионная компонента плазмы не имеет средней по  $z$  скорости, можно рассматривать уравнение (5), как одномерное, тогда:

$$\text{div} (n v_{cx}) = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r n \cdot n_0 \langle \sigma v \cdot \delta r \rangle_{cx}) - \text{член, связанный с перезарядкой};$$

$n_0 \langle \sigma v \delta r \rangle_{cx} = V_{cx}$  — «скорость» перезарядного дрейфа;  $\delta r$  — смещение по  $r$  центра ларморовской орбиты в каждом акте перезарядки. Можно представить  $\langle \sigma v \cdot \delta r \rangle_{cx} \equiv \langle \sigma v \rangle_{cx} \langle \delta r \rangle$ , где  $\langle \delta r \rangle \equiv \varepsilon$  — среднее смещение по  $r$  центра ларморовской орбиты за время перезарядки.

Выше во всех выражениях усреднение проводится с учетом реальных условий движения иона в скрещенных полях.

Предполагая, что в точке  $r_0$  (например, вблизи положительно-

го лайнера) плотность плазмы каким-либо образом фиксирована, получим, что в объеме плазмы она меняется по закону

$$n(r) = n(r_0) \frac{n_0(r_0) r_0}{n_0(r) r} \exp(r_0 - r) / \chi_0, \quad (6)$$

где  $\chi_0 = \langle \sigma v \delta r \rangle_{cx} / \langle \sigma v \rangle_i$  (см. рис. 17). При фиксированном значении  $T_e$  величина  $\chi_0 / \rho_L$  является функцией только одного параметра  $V_E$  или при фиксированном  $a / \rho_{iE}$  функцией  $U_T$ .

Основные параметры плазмы, зависящие от  $r$  и контролируемые в эксперименте, можно выразить, используя (6). Плотность продольного электронного тока  $j_{\parallel} = J_N / 2\pi r_N \cdot \Delta r_N$  можно представить

$$j_{\parallel}(r) = \int n_0 n \langle \sigma v \rangle_{cx} dz \simeq L(z) n_0 n \langle \sigma v \rangle_{cx} \quad (7)$$

или в предположении независимости размера плазмы по  $z$  и скорости ионизации от радиуса

$$j_{\parallel}(r) \sim n_0 \cdot n, \quad (7')$$

где  $n_0 \cdot n$  изменяются по радиусу в соответствии с (6).

Поток нейтральных атомов перезарядки с максимальной энергией  $p_{cx}$  вдоль хорды с прицельным параметром  $r_n$ :

$$p_{cx}(r_n) = n_0 n \langle \sigma v \rangle_{cx} \int \int f_i(v_{\parallel}, v_{\perp}, x) d\Omega dx, \quad (8)$$

где  $\Delta\Omega$  — телесный угол в пространстве скоростей нейтралов перезарядки, определяемый коллиматором энергетического анализатора;  $x$  — координата вдоль хорды наблюдения,  $\Delta x$  определяется энергетическим «окном» анализатора. Если функция  $f_i(v)$  не зависит (или слабо зависит) от  $r$ , а  $V_E(r) \simeq \text{const}$ , т. е.  $\langle \sigma v \rangle_{cx} = \text{const}$ , то  $p_{cx}(r) \sim n_0 n r$ .

При наличии заметной радиальной диффузии плазмы за счет колебаний в уравнение (5) необходимо ввести диффузионный член

$$n n_0 \langle \sigma v \rangle_{cx} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r n n_0 \langle \sigma v \delta r \rangle_{cx}) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r D \frac{\partial n}{\partial r} \right). \quad (9)$$

В предположении, что  $n_0$  и  $D$  не меняются по радиусу, решение (9) имеет вид

$$n n_0 r = n n_0 r |_{r=r_0} \cdot \exp(r_0 - r) / \chi,$$



где

$$\chi = (\chi_0/2) \cdot (1 + (1 + 4D/\chi_0 n_0 \langle \sigma v \delta r \rangle_{cx})^{1/2}). \quad (10)$$

Если, например, величина  $\chi$  известна из эксперимента, можно определить

$$D = \chi(\chi/\chi_0 - 1) \cdot v_{cx}. \quad (11)$$

Б. Сравним теоретические и экспериментальные кривые распределений по радиусу основных параметров плазмы в стационарной фазе разряда.

Из экспериментальных графиков  $I_{H_\alpha}(r)$  для холодной компоненты и функции  $n(r)$ , полученной из интерферометрических измерений, восстанавливаем функцию  $n_0(r)$  см. рис. 15.1 и 15.2. Аналогичный результат можно получить из вида спектров нейтралов перезарядки. Локальные значения функции  $n_0 n$  определяем по интенсивности сигнала  $p_{cx}$  на верхнем крае спектра перезарядки; эта интенсивность определяется потоком частиц из области с минимальным прицельным параметром. На этих рисунках приведены также экспериментальные распределения плотности плазмы по радиусу и теоретические кривые ( $n(r)$ ), полученные в соответствии с (6) и (10) при различных предположениях о виде функций  $n_0(r)$  и  $D$ . При  $U_S = 270, 300$  и  $330$  кВ расхождения между теоретической и экспериментальной кривыми лежат в пределах ошибок измерений; при  $U_S = 360$  кВ эти расхождения весьма существенны.

Изменение плотности нейтралов вблизи внутреннего лайнера во времени и  $n(t)$  приведены на рис. 3; как видно из хода этих функций, нарастание плотности плазмы прекращается за счет увеличения  $n_0$ . Возрастание плотности нейтрального газа вблизи внутреннего лайнера связано с десорбцией и реэмиссией атомарного водорода вызванных потоком быстрых атомов перезарядки на этот лайнер. На него падает приблизительно половина всех быстрых атомов из плазмы. Центральная часть наружного лайнера была изготовлена из тонких колец и поэтому была прозрачна для этих атомов. Таким образом, в плазме образуется нарастающий к внутреннему лайнеру профиль плотности нейтрального газа, ограничивающий рост  $n(r)$  (см. (6)). Очевидно, что профиль  $n_0(r)$  должен быть согласован с распределением плотности плазмы. Однако при проверке этого согласования неопределенным параметром является функция распределения вторичных нейтральных атомов по скоростям. Хорошее совпадение экспериментальной и теоретической зависимостей получается в предположении, что значительная часть

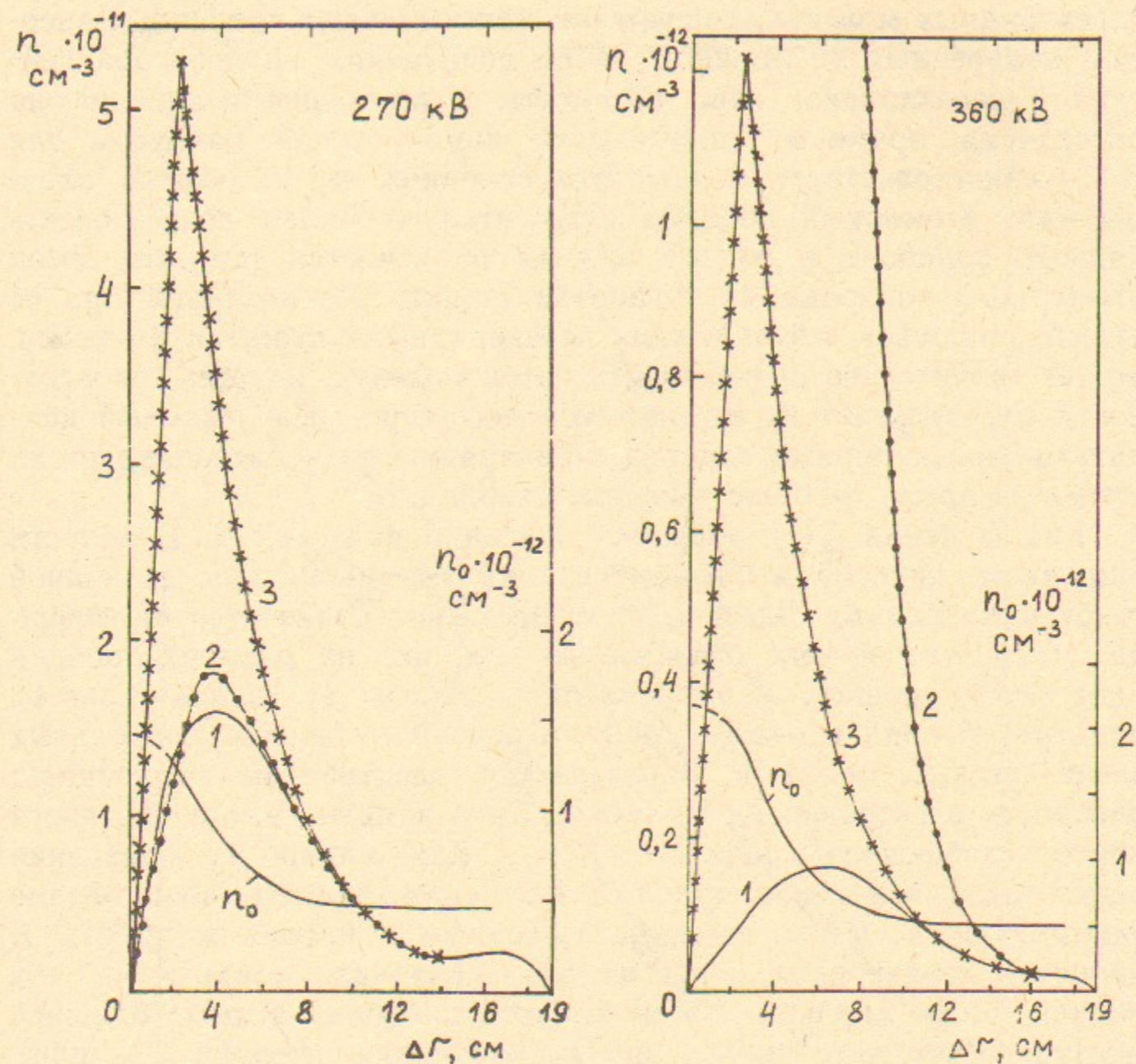


Рис. 15.1. Радиальные профили плотности плазмы и нейтрального газа в режиме  $U_S = 270$  кВ.  $n_e$  — плотность плазмы: 1 — эксперимент ( $t = 200$  мкс), 2 — расчет при  $D = 0$ ,  $n_0(r)$  — экспериментальная зависимость; 3 — расчет при  $D = 0$ ,  $n_0(r) = \text{const}$ ;  $n_0(r)$  — плотность нейтрального газа — эксперимент.

Рис. 15.2. Радиальные профили плотности плазмы и нейтрального газа в режиме  $U_S = 360$  кВ.  $n_e$  — плотность плазмы: 1 — эксперимент ( $t = 200$  мкс), 2 — расчет при  $D = 0$ ,  $n_0(r)$  — экспериментальная зависимость; 3 — расчет при  $D = 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ ,  $n_0(r) = \text{const}$ ;  $n_0(r)$  — плотность нейтрального газа — эксперимент.



атомов уходит со стенки с энергией порядка (или выше) нескольких электрон-вольт и имеется небольшая ( $\sim 15\%$ ) доля тепловых нейтралов ( $T \sim 300$  К). Ряд экспериментальных фактов: отсутствие перезарядных молекул; совпадение максимальных граничных энергий, измеренных по линии  $H_\alpha$  и по показаниям анализатора нейтралов перезарядки; спад плотности у внутреннего лайнера на расстоянии, примерно равном двум ларморовским радиусам для  $H^+$ , — свидетельствует о том, что основной газ в объеме плазмы — это атомарный водород. Относительно малая доля молекулярного водорода в объеме плазмы объясняется тем, что поток атомарного водорода из титановой стенки, возникающий при ее «бомбардировке» нейтральными перезарядными атомами и ионами, может значительно превосходить поток молекул, идущих с поверхности в результате их термической десорбции. Напускаемый клапанами молекулярный водород перезарядается и диссоциирует на стенке за время  $\sim 50$  мкс в начале разряда.

Вид функции  $j_{\parallel}(r)$  подробно описан в разделе 2.2. В области наружного лайнера наблюдаются токи, соизмеримые с величиной токов в максимуме. Здесь  $j_{\parallel}(r)$  существенно отличается от графика  $n(r)$ . Этот эффект объясняется тем, что на размере порядка одного-двух ионных ларморовских радиусов (у положительного лайнера) разряд в плазме горит, в основном, за счет продольных электрических полей и определяется электронной ионизацией; плотность электронов здесь может быть заметно выше плотности ионов (дебаевский радиус  $\sim 1$  см). Как видно из сравнения результатов измерений токов и плотности плазмы, этот разряд занимает область по  $z$  вдоль всей ловушки от пробки до пробки. В процессе перезарядки ионы из этого разряда «уходят» по  $r$  в область более «мелкой» потенциальной продольной ямы (большие электрические потенциалы, «выталкивающие» ионы из ловушки), поэтому часть этих ионов на участке  $r \approx r^*$  может уходить на торцы. Снижение тока  $j_{\parallel}(r)$  вблизи точки  $r^*$ , наиболее вероятно, объясняется этим процессом. В области левее точки  $r^*$  наблюдается экспоненциальное нарастание плотности тока. Из сравнения кривых  $j_{\parallel}(r)$  и  $nn_0$  в этой области (см. рис. 16) следует, что множитель  $L(r)$  в (7) практически не зависит от радиуса. Это позволяет использовать для описания плазмы одномерное уравнение непрерывности, как это было описано выше.

На рис. 16 дан вид рассмотренных выше функций в логарифмическом масштабе, а также вид теоретических кривых для различных  $U_S$ .

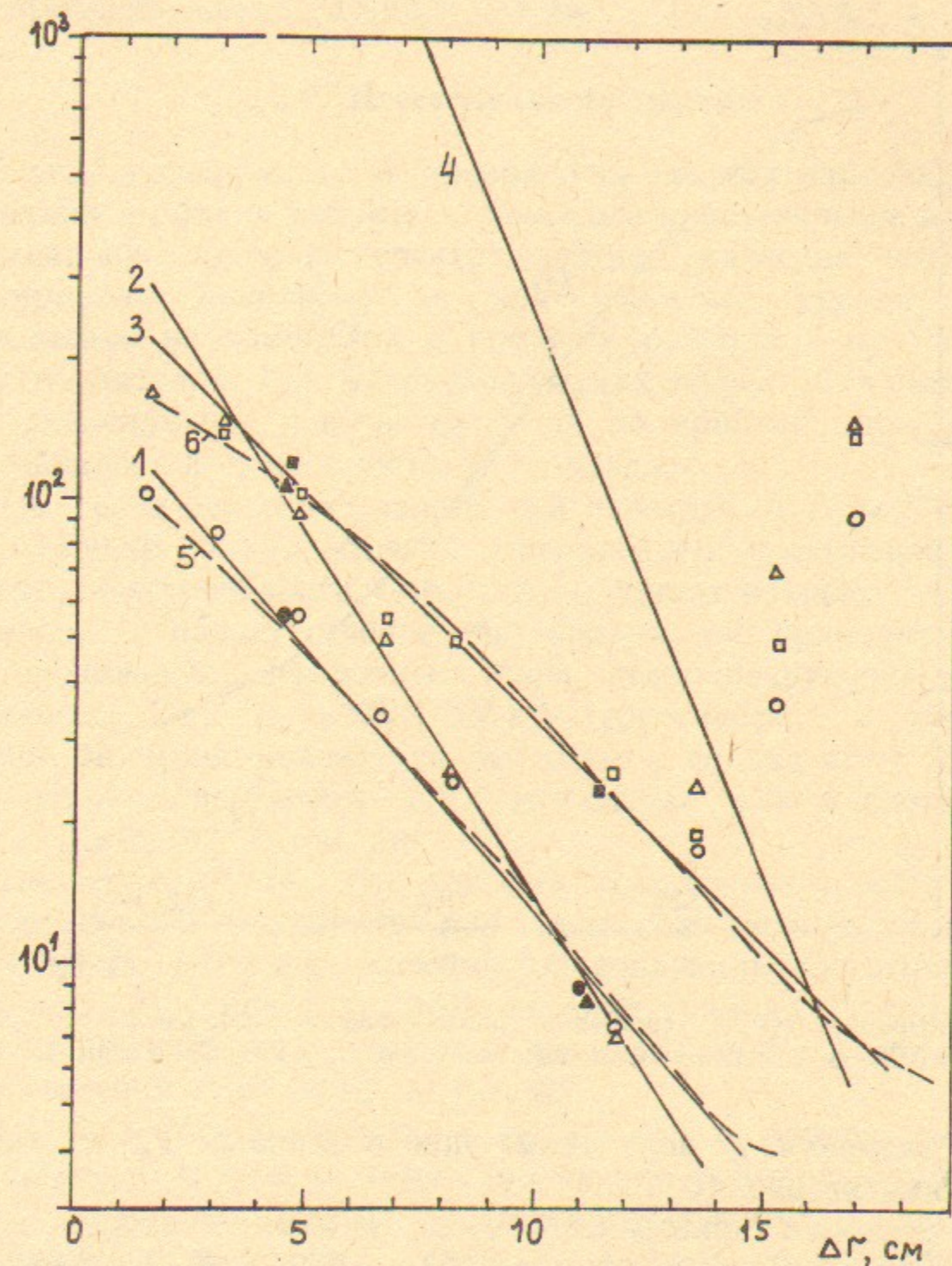


Рис. 16. Радиальные распределения функций (в отн. ед.):  
 $\circ, \Delta, \square$  —  $J_N \sim nn_0 r$ ;  $\bullet, \blacktriangle, \blacksquare$  —  $p_{ex}(r) \sim nn_0 r$ ; штриховая линия —  $I_{H_\alpha} \cdot r \sim nn_0 r$  из измерений «холодного» пика линии  $H_\alpha$ ; сплошные линии (1, 2, 3) — усредненный вид функции  $nn_0 r$  (эксперимент); режимы:  $U_S = 270$  кВ ( $\circ, \bullet$ ), кривые 1, 5;  $U_S = 330$  кВ ( $\Delta, \blacktriangle$ ) кривая 2;  $U_S = 360$  кВ ( $\square, \blacksquare$ ) кривые 3, 6; расчет для  $U_S = 360$  кВ при  $D=0$  — кривая 4.



На рис. 17 приведена функция  $\chi(V_E)$ , вычисленная в соответствии с (6) при  $\xi=0.25$  и  $\langle\sigma v\rangle_e=2.7\cdot 10^{-8}$ , а также эксперимен-

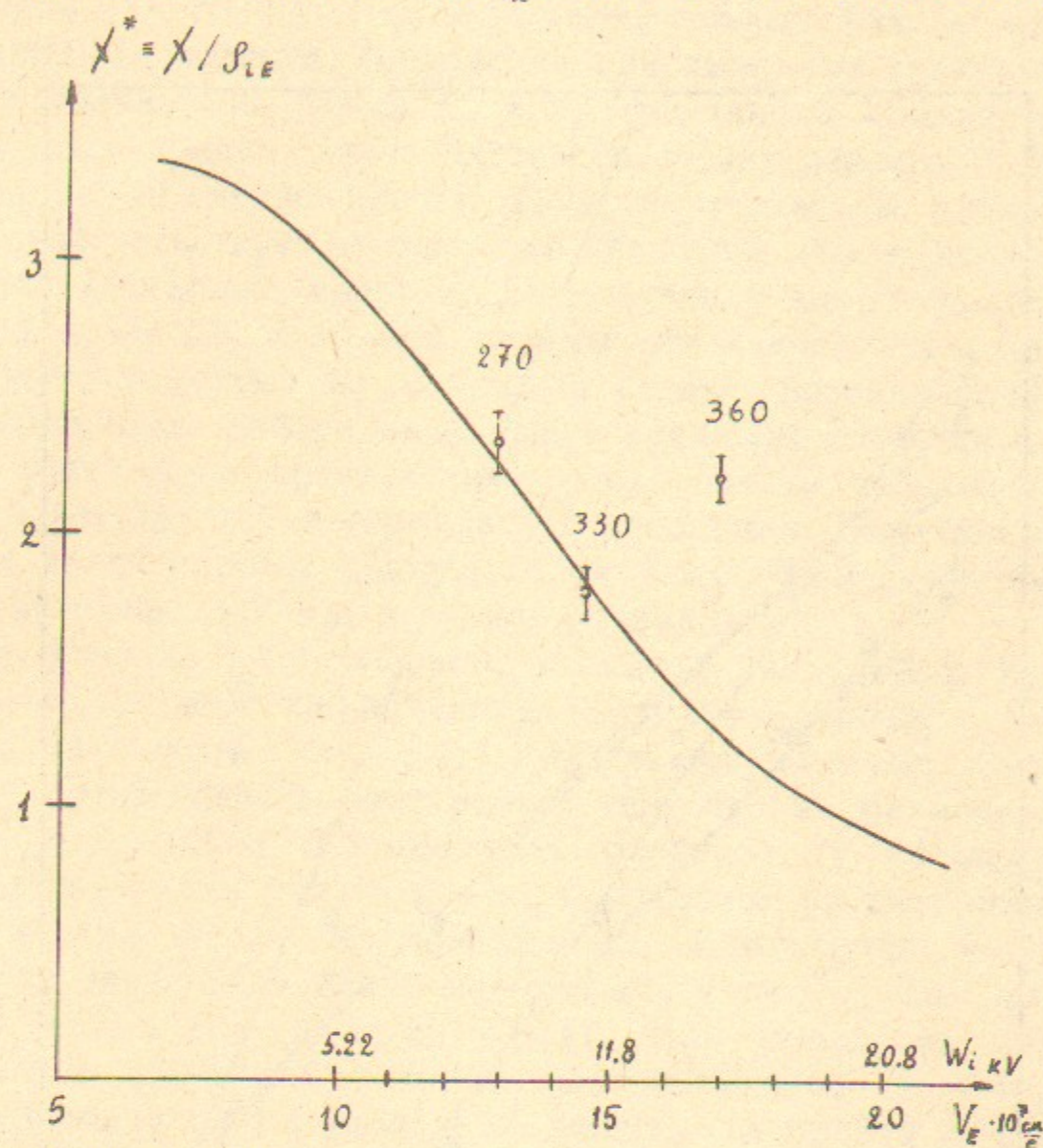


Рис. 17. Функция  $\chi(V_E)$ ; сплошная линия — расчет,  $\langle\sigma v\rangle_e=2.7\cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup> с<sup>-1</sup>,  $\xi=0.25$ ;  $\phi$  — экспериментальные точки для  $U_s=270, 330$  и  $360$  кВ.

тальные значения  $\chi$ , полученные при различных  $V_E$  из данных, приведенных на рис. 16.

Из сравнения приведенных выше кривых с теоретическими оценками следует, что в режимах с  $U_s=270\div 330$  кВ радиальные распределения в пределах ошибок измерений, соответствуют классическим, т. е. отсутствует радиальная диффузия как ионов, так и электронов.

Максимальная величина  $D$ , полученная в предположении, что возможное различие между теоретическим и экспериментальным значениями параметра  $\chi$  (равное ошибке измерения) обусловлено радиальной диффузией, равна  $4\cdot 10^4$  см<sup>2</sup> с<sup>-1</sup>, а соответствующее расчетное время радиальных потерь  $\tau_D > 2\cdot 10^{-3}$  с. В режиме

$U_s=360$  кВ из вида тех же кривых следует, что в плазме идет интенсивный радиальный перенос, величина  $\chi$  становится вдвое больше  $\chi_0$ , а  $D \simeq 10^6$  см<sup>2</sup> с<sup>-1</sup>, т. е.  $\tau_D=10^{-4}$  с сравнимо с характерным временем жизни частиц в плазме.

### 3.2. Неустойчивости плазмы

В этом эксперименте не проводилось прямых измерений уровня колебаний в объеме плазмы. С помощью пристеночных зондов был зафиксирован широкий спектр электростатических колебаний в мегагерцевом диапазоне на краю плазмы, уровень которых существенно не изменялся в процессе разряда и при изменении режимов разряда. Ряд макроскопических эффектов, наблюдавшихся в эксперименте, показывает, что, по крайней мере, два вида неустойчивостей существуют в этом разряде.

Изменение режимов разряда при переходе от  $U_s=270\div 330$  кВ к  $U_s=360$  кВ можно объяснить появлением желобковой (вращательной) неустойчивости. С ростом  $U_s$  растет инкремент этой неустойчивости и падает сечение перезарядки, что приводит к снижению продольных электронных токов, стабилизирующих эту неустойчивость. При  $U_s=270\div 330$  кВ теоретические и экспериментальные значения показателя экспоненты совпадают с точностью до ошибок эксперимента,  $\tau_D$  в это случае можно оценить лишь снизу,  $\tau_D > 2\cdot 10^{-3}$  с (см. рис. 17).

Следует отметить, что хорошее совпадение теоретических и экспериментальных значений для показателя экспоненты  $\chi$  имеется при условии, что вклад электронной ионизации достаточно велик:  $\langle\sigma_e v_e\rangle_i \simeq 3\cdot 10^{-8}$  или  $T_e > 50$  эВ; верхняя граница  $T_e$  при этом несколько неопределенна, так как величина  $\langle\sigma v\rangle_i$  слабо меняется при изменении  $T_e$  от 50 эВ до 1.0 кэВ.

При  $U_s=360$  кВ величина  $\tau_D \simeq 10^{-4}$  с, т. е. порядка перезарядного времени. В этом режиме существенно меняется форма кривой  $n(r)$ , она приближается к параболическому распределению. Одновременно в спектре линий  $H_\alpha$  наблюдаются возбужденные атомы, движущиеся в направлении, противоположном вращению плазмы (см. рис. 12). Этот эффект объясняется диффузионным адиабатическим перемещением ионов плазмы в область щелей внутреннего лайнера за время  $\tau$  ( $\tau_{cx} \geq \tau \gg \omega_c^{-1}$ ); при этом сохраняется циклотронное вращение ионов, а скорость азимутального дрейфа уменьшается до нуля. Оценка коэффициента радиальной диффузии у внутреннего лайнера дает для этого процесса



$$D \simeq 2\rho_{Li}^2 / \tau_{cx} |_{r=r_i} \approx 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}.$$

Таким образом, при переходе от  $U_s = 330$  кВ к  $U_s = 360$  кВ происходит развитие МГД-неустойчивости, сопровождающееся существенным возрастанием радиального коэффициента диффузии.

Сравним условия, при которых наблюдается переход в устойчивый режим, с критерием стабилизации, рассмотренном ранее в работе [7]. Для стабилизации необходимо выполнить два условия. Во-первых, время продольного ухода электронов,  $\tau_{||e}$  должно быть меньше, чем характерное время развития неустойчивости ( $\tau_\gamma = \gamma^{-1}$ ), увеличенное на множитель порядка  $(\lambda/\rho_i^*)^2$ :

$$\tau_\gamma > \tau_{||e} (k\rho_i^*)^2 \approx \tau_p (\rho_i/\lambda)^2 (T_{eef}/T_i). \quad (12)$$

Во-вторых, проскальзывание слоев плазмы должно быть достаточно большим для того, чтобы стабилизировать высшие моды колебаний

$$m(\partial\Omega_E/\partial r) \cdot a_\phi/\pi > \gamma. \quad (13)$$

Здесь  $\gamma^{-1} \simeq 2 \cdot 10^{-7}$  с

$$\tau_p (\rho_i/\lambda)^2 = \tau_{cx} (\lambda/\rho_i) (\rho_i/\lambda)^2 = \tau_{cx} (\rho_i/\lambda),$$

$\lambda$  — характерная длина волны; если в соответствии с [7] считать, что  $\lambda \simeq a_n$ , где  $a_n$  — градиентный размер плазмы, то для изучавшихся экспериментально режимов  $\rho_i/\lambda \simeq 1/3$ .

Величину  $T_{eef}$ , определяемую как характерная энергия, приобретаемая уходящим электроном за время последнего пролета между пробками, можно оценить из величины потенциального барьера для электронов  $\Delta U \simeq 10 \div 30$  кВ и числа  $N$  продольных колебаний электрона за время жизни в ловушке. Отношение времени жизни в ловушке ( $2 \div 3 \cdot 10^{-5}$  с) ко времени пролета при максимальной энергии ( $2 \div 3 \cdot 10^{-8}$  с) порядка  $10^3$ ; поэтому  $T_{eef} \simeq \simeq e\Delta U/N^{1/2} \simeq 1$  кэВ. Подставляя полученные выше значения параметров плазмы в (12), получаем равенство в окрестности  $U_s \simeq 330$  кВ. С другой стороны, условие (13) также заведомо выполнено, так как  $\Omega_E$  убывает по радиусу в 1.8-2 раза, за счет  $r$  и  $E(r)$  (см. рис. 15). Таким образом, в окрестности  $U_s \simeq 330$  кВ должна находиться граница центробежной неустойчивости, что и подтверждается в эксперименте (см. рис. 17). При  $U_s > 330$  кВ наблюдается так называемая «граничная устойчивость», при которой инкремент неустойчивости очень мал, но достаточен для

перестройки профиля плотности таким образом, что условие (12) продолжает выполняться ( $\gamma$  растет из-за роста  $V_E$ ,  $\tau_{||e}$  растет из-за убывания  $\sigma_{cx}$ ,  $a_n$  из-за диффузии). Заметим, что характерное время развития центробежной неустойчивости здесь порядка  $2 \cdot 10^{-7}$  с, а характерные времена, определяемые диффузией  $\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$  с.

Очевидно, что стабилизация здесь может осуществляться только за счет продольного ухода электронов на торцевой электрод в сочетании с «электрическим широм». Другие возможные механизмы стабилизации, такие как «*min B*» и стабилизация профилем плотности, здесь являются дестабилизирующими.

При создании полномасштабных термоядерных установок величина  $\tau_{||e}$  (время удержания частиц в ловушке) может быть поднято до 1 с при сохранении устойчивости за счет нескольких масштабных факторов: подъема  $U_s$  до 5—10 МВ ( $U_T/W_i \simeq a/\rho_i$ ), увеличения  $r$  в 5—10 раз ( $\gamma^{-1} \simeq r/V_E$ ) и снижения  $T_e/T_i$  за счет роста  $T_i$ . Этот вопрос был ранее рассмотрен в [7].

В плазме, помимо МГД-неустойчивостей, присутствуют также кинетические неустойчивости, связанные с сильной неравномерностью функции распределения ионов по скоростям. За время одной перезарядки ( $\sim 10^{-5}$  с) ионы успевают заметно изменить начальный вид функции распределения; это видно из сравнения энергетических спектров ионов, теоретически рассчитанного и реального спектра (см. рис. 11), а также по виду профиля линии  $H_\alpha$  (см. рис. 12).

Наиболее вероятно, что эта неустойчивость приводит к нагреву электронов, уходящих из ловушки на торцевые электроды. Энергия уходящих электронов от 10 до 30 кэВ; по порядку величины эта энергия совпадает с изменением средней энергии ионов за время  $\tau_i$ .

Кинетическая неустойчивость, ответственная за перекачку энергии от ионов и электронов, не является столь существенной, как рассмотренная выше центробежная неустойчивость. Предполагается, что в термоядерных режимах значительная часть энергии ионов передается электронами за счет кулоновских столкновений. Поэтому этот процесс необходимо учитывать лишь в случае специальных режимов работы ловушки, где  $T_e \neq T_i$ ; с другой стороны, при достаточно размытой функции распределения ионов, например, с ростом  $\tau_{cx}$  эта неустойчивость вообще может не проявиться.



### 3.3. Ограничение плотности плазмы

Как было показано выше, плотность плазмы в этой серии экспериментов не превышала  $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  ( $10^{12} \text{ см}^{-3}$ ). Ограничение плотности с ростом  $U_s$  было связано прежде всего с одновременным ростом плотности нейтрального газа за счет потока холодных нейтральных атомов, выбитых из внутреннего лайнера потоком быстрых нейтралов перезарядки.

В каждом акте перезарядки ион смещается по радиусу на  $\langle \delta r \rangle = \epsilon$ ; при этом рождается быстрый атом, уходящий с вероятностью  $\sim 0.5$  на внутренний лайнер. За время между рождением иона в результате ионизации и его уходом на внутренний лайнер ион испытывает  $a_n/\epsilon$  актов перезарядки, (т. е. на каждый ион, падающий на внутренний лайнер, приходится  $a_n/2\epsilon$  быстрых атомов). Поэтому поток нейтральных атомов на внутренний лайнер в  $a_n/2\epsilon$  раз превышает поток ионов на него. Если внутренний лайнер сделать «прозрачным» для быстрых атомов, то плотность нейтрального газа вблизи него уменьшится по крайней мере в  $a_n/2\epsilon$  раз, однако в этом случае поток ионов на лайнер остается прежним. Если полностью убрать этот лайнер и поддерживать потенциал в центре только за счет электронной проводимости, то можно более существенным образом снизить плотность нейтрального газа у внутренней границы плазмы. Практически можно полностью исключить появление «вторичных» нейтральных атомов в этой области и снять ограничения на величину плотности плазмы, связанные с  $n_0$ . Однако, в этом случае могут изменяться условия зажигания и горения разряда, а также условия стабилизации плазмы.

Другое ограничение на плотность плазмы связано с условием (12). Если увеличение плотности и будет определяться снижением плотности  $n_0$ , то это приведет к возрастанию времени  $\tau_{je} \sim \tau_{cx}$  и, соответственно, нарушению условия (12), и потере устойчивости. Можно выполнить это условие, если одновременно с ростом  $\tau_{cx}$  снижать величину  $T_{ef}$  (за счет некоторого уменьшения длины установки и пробочного отношения).

### 3.4. Полное напряжение

Получение достаточно высоких радиальных напряжений на плазме (порядка мегавольт) было одной из основных проблем, решение которой позволило провести описанные выше физические

эксперименты с плазмой. Подробное изложение высоковольтной технологии, реализованной на установке ПСП-2, будет рассмотрено в отдельной работе, поэтому лишь коротко перечислим основные ее особенности, а также некоторые существенные результаты, связанные с этой технологией.

Ввод в плазму радиальных электрических полей осуществляется с помощью секционированной электродной системы [1 ÷ 3]. Каждая пара электродов имеет независимое высоковольтное питание, исключаяющее влияние одной секции на другую при любых пробоях внутри секции. Пробой отдельной секции в большинстве случаев не приводит также к пробоям системы в целом. Пробой по полному напряжению может происходить лишь в области с большим магнитным полем и достаточно большой дрейфовой скоростью ( $\sim 2 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ ). Поэтому энергия, выделяемая в пробое, распределена на достаточно большой поверхности электродов (на несколько порядков больше, чем в обычном пробое). В отдельных полных пробоях энергия, запасенная в конденсаторах, достигла 30—100 кДж, причем после 2-3 тренировочных выстрелов на пониженном напряжении параметры в/в промежутка полностью восстановились.

Обязательной технологической операцией для высоковольтной системы является предварительная тренировка кольцевых электродов. Для достижения максимальных значений  $U_s$  использовалась тренировка пар электродов (ток не более 1 мА, время порядка 10 часов). Поскольку в описанных экспериментах распределение потенциала по радиусу устанавливалось линейным, то  $U_s = NU_{N \min}$ , где  $U_{N \min}$  — напряжение на паре электродов с минимальным значением  $U_N$ . Следует подчеркнуть, что пара электродов после тренировки сохраняет свойства тренированности в течение длительного времени (за год  $U_N$  падает на несколько процентов).

Внутренний лайнер установки (как отмечалось выше) имел специальную решетчатую поверхность, что позволило полностью подавить возникновение S-разряда — разряда с активным самораспылением стенки лайнера, создающего плазму с высоким содержанием ионов металла (см. [3]).

Имеется также ряд других факторов, весьма существенных для достижения достаточно высоких напряжений на установке: вакуумные условия в процессе работы и процессе тренировки (вакуум  $10^{-7}$  и  $10^{-6}$  торр, соответственно) материал стенок лайнеров и электродов (Ti и нержавеющей сталь), вид распределения потенциалов на крайних электродах и ряд других.



Основным результатом этих и других экспериментов является подтверждение одного из исходных положений, выдвинутых авторами при создании электродной ловушки с вращающейся плазмой — увеличение числа пар электродов позволяет практически линейно увеличивать  $U_s$ . Отличие от линейного закона связано с тем, что в многоэлементных системах тренировка занимает очень много времени (рост как числа элементов, так и их площадей), поэтому используются более низкие предельные напряжения на парах.

В результате использования описанных выше методов были получены полные потенциалы  $U_s$  в процессе тренировки: 0.5 МВ (23 электрода, 11.5 см — расстояние между лайнерами вблизи электродов); при длительной работе с плазмой: 0.40—0.45 МВ. Не было обнаружено каких-либо принципиальных ограничений роста  $U_s$  с ростом числа электродов в тренировочном режиме.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Получена горячая вращающаяся плазма со средней энергией ионов до 20 кэВ во вращающейся системе отсчета) и энергией электронов порядка 0.1—1.0 кэВ (немаксвелловский спектр) с верхней границей  $W_{\parallel e} \sim 10 \div 30$  кэВ.

2. Получена плотность плазмы до  $3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup> в большинстве режимов и до  $10^{12}$  см<sup>-3</sup> в специальных режимах. Ограничение роста плотности при нарастании  $U_s$  связано с двумя причинами: с нарушением условия МГД-устойчивости и с возрастанием плотности нейтрального газа вблизи внутреннего лайнера.

3. Показано существование режимов, в которых горячая вращающаяся плазма является МГД-устойчивой с характерным временем диффузионных поперечных потерь больше чем  $2 \cdot 10^{-3}$  с ( $U_s \leq 330$  кВ). С ростом  $U_s$  плазма переходит в режим МГД «границной устойчивости» с характерными временами диффузии  $\sim 10^{-4}$  с. Положение границы устойчивости согласуется с теоретическими оценками.

4. Наблюдается ускоренная (по сравнению с кулоновским процессом) потеря «тепловой» энергии ионов и возрастание продольной энергии электронов (до 10—30 кэВ), что может объясняться развитием кинетической неустойчивости. Наиболее вероятное объяснение этого процесса рассмотрено в [16]. Неустойчивость этого вида не должна проявляться в полномасштабных установках на основе ЭЛВП.

5. Показана возможность существования высокотемпературного ( $W_i \simeq 20$  кэВ) разряда в скрещенных  $E \times B$ -полях без каких-либо источников плазмы и специальных систем нагрева. Имеется хорошее соответствие между наблюдавшимися свойствами разряда и элементарной теорией разряда.

6. Получены скорости электрического дрейфа ( $V_E$ ) намного превышающие критическую альфвеновскую скорость ( $V_c$ ), в данной серии экспериментов  $V_E$  до  $2 \cdot 10^8$  см/с, т. е. в 40 раз выше, чем  $V_c$  ( $V_c \simeq 5 \cdot 10^6$  см/с); не наблюдается никаких принципиальных ограничений дальнейшего роста величины  $V_E$ . Этот результат подтверждает правильность представлений авторов о причинах ограничения  $V_E$  во вращающейся плазме и о методах, снимающих это ограничение, высказанных в начале 60-х годов, и впервые опубликованных в [1].

Ранее в ряде экспериментов наблюдалась квазистационарная плазма с  $V_E > V_c$  (3—5 раз), однако попытки дальнейшего увеличения  $V_E$  были неудачными. Поэтому вопрос о возможности создания плазмы с термоядерными ионными энергиями ( $W_i \simeq 10^4 \div 3 \cdot 10^4$  эВ) на основе  $E \times B$ -ловушки до последнего времени оставался открытым. Полученные выше результаты однозначно говорят о такой возможности.

7. Показано, что полное напряжение, приложенное к вращающейся плазме может достигать 0.4—0.5 МВ в квазистационарном режиме. Полученное значение  $U_s$  лежит относительно близко к полным напряжениям, необходимым для создания субтермоядерных установок на этом принципе [1, 15]. Эти результаты получены при потоках быстрых нейтральных атомов на стенки и на высоковольтные элементы порядка ожидаемых потоков в проектируемых установках с термоядерными параметрами.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Бехтенов А.А., Волосов В.И., Пальчиков В.Е., Пеккер М.С., Юдин Ю.Н. Ядерн. Синтез. 1980, т.20, с.579.
2. Abdrashitov G.F., Bekhtenev A.A., Kubarev V.V., Pal'chikov V.E., Volosov V.I., Yudin Yu.N. Proc. of the 1983 Varenna School on Plasma Physics v.I., p.335.
3. Volosov V.I., Abdrashitov G.F., Bekhtenev A.A., Kubarev V.V., Pal'chikov V.E., Yudin Yu.N. Journal of Nucl. Mat., 1984, v.128, 129, p.445.
4. Ленарт Б. Ядерн. Синтез, 1971, т.11, с.485.
5. Бочаров В.Н., Завадский Н.А., Киселев А.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, т.41, вып.12, с.494.
6. Abdrashitov G.F., Bajborodin S.I., Bekhtenev A.A. et al. In Plasma Physics and Controlled Nucl. Fus. Research 1980. IAEA, Vienna, 1981, v.1, p.539.
7. Бехтенов А.А., Волосов В.И. ЖТФ, 1977, т.47, с.1450.
8. Бехтенов А.А., Вандегрифт Г.Г., Волосов В.И. Физика плазмы, 1988, т.14, с.292.
9. Белобородов А.В., Кубарев В.В., Мишагин В.В. В сб.: Диагностика плазмы, вып.6, М.: Энергоатомиздат, 1988, с.137—139.  
Кубарев В.В., Мишагин В.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-45. Новосибирск, 1986.
10. Белобородов А.В., Кубарев В.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР 88-144. Новосибирск, 1988.  
Байбородин С.И., Белкин В.С. Материалы III Всесоюзной школы-конференции «Современные методы магнитного удержания, нагрева и диагностики плазмы», Харьков (26.9—4.10) 1982, т.11, с.81.
11. Абдрашитов Г.Ф., Байбородин С.И., Бехтенов А.А., Волосов В.И., Кубарев В.В., Пальчиков В.Е., Юдин Ю.Н. ВАНТ серия ТС (выпуск 1) 1988, с.54.
12. Nexen W.E., Turner W.C., Simmins W.F. Rev. Sci. Instr. 1979, v.50(10), p.1227.
13. Мик Дж., Крэгс Дж. Электрический пробой в газах М.: ИЛ, 1960.
14. Васильев Н.Н., Лукаш В.Э., Бехтенов А.А. и др. ВАНТ, серия ТС 1985, вып. 2, с.41.
15. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы, 1983, т.9, вып. 1, с.209.

Г.Ф. Абдрашитов, А.В. Белобородов, В.И. Волосов,  
В.В. Кубарев, Ю.С. Попов, Ю.Н. Юдин

### Горячая вращающаяся плазма (эксперимент ПСП-2)

Ответственный за выпуск С.Г.Попов

Работа поступила 17 марта 1989 г.  
Подписано в печать 18.07.1989 г. МН 12099  
Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2,9 печ.л., 2,4 уч.-изд.л.  
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 109

Набрано в автоматизированной системе на базе фото-  
наборного автомата ФА1000 и ЭВМ «Электроника» и  
отпечатано на ротапринтере Института ядерной физики  
СО АН СССР,  
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.