

УДК 621.039.626:533.9.08

Результаты первых экспериментов на установке Токамак-10

БЕРЛИЗОВ А. Б., БОБРОВСКИЙ Г. А., БАГДАСАРОВ А. А., ВАСИН Н. Л., ВЕРТИПОРОХ А. Н.,
ВИНОГРАДОВ В. П., ВИНОГРАДОВА Н. Д., ГЕГЕЧКОРИ Н. М., ГОРБУНОВ Е. П., ДНЕСТРОВСКИЙ Ю. Н.,
ЗАВЕРЯЕВ В. С., ИЗВОЗЧИКОВ А. Б., ЛУКЬЯНОВ С. Ю., ЛЫСЕНКО С. Е., МАКСИМОВ Ю. С., ПОТКИН Г. Е.,
ПЕТРОВ М. П., ПОПКОВ Г. Н., РАЗУМОВА К. А., СТРЕЛКОВ В. С., ЩЕГЛОВ Д. А.

В настоящей работе описаны результаты экспериментов на Токамаке-10 (рис. 1). Основные параметры установки: плазменный шнур имеет круглое поперечное сечение; большой радиус тора $R = 1,5$ м; малый радиус вакуумной камеры $a_0 = 0,39$ м; радиус диафрагмы $a_L = 0,36$ м; тороидальное магнитное поле $B = 3,5$ Т (5 Т); ток в плазме $I = 0,4$ МА (0,8 МА) [в скобках даны предельные значения параметров].

На Токамаке-10 предполагается провести три основные физические программы: исследование нагрева и механизмов переноса в плазменном

шнуре; исследование состава плазмы и поведения примесей в течение разряда; дополнительный ВЧ- и СВЧ-нагрев плазмы. В работе изложены результаты исследования термоизоляции плазмы и поведения примесей.

Условия проведения экспериментов и диагностическая аппаратура. Эксперименты проведены при половинной мощности системы питания, что соответствует тороидальному магнитному полю 3,5 Т и току в плазме 0,4 МА. В процессе выбора режима амплитуда тока варьировалась от 0,2 до 0,5 МА. В течение разрядного импульса равновесие плазменного

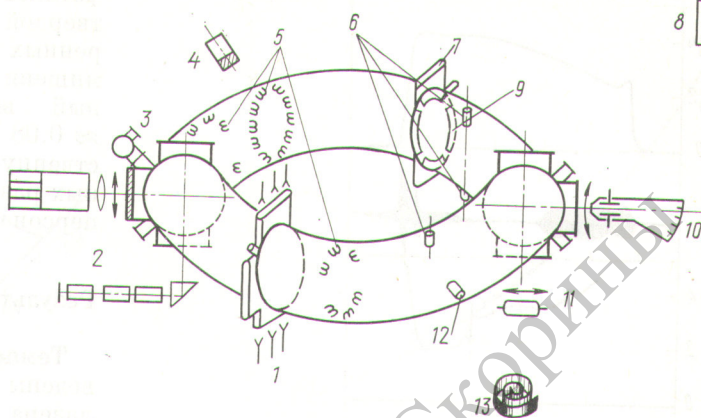


Рис. 1. Общий вид Токамак-10



Р и с. 2. Размещение диагностической аппаратуры:

1 — микроволновый 9-канальный интерферометр; 2 — лазерное рассеяние; 3 — масс-спектрометр; 4 — датчик высокоэнергетического рентгеновского излучения; 5 — магнитные зонды; 6 — болометры; 7 — спектроскопическая аппаратура; 8 — нейтронный счетчик; 9 — диафрагма; 10 — анализатор спектра атомов перезарядки; 11 — датчик низкоэнергетического рентгеновского излучения; 12 — импульсный клапан; 13 — активационный детектор нейтронов

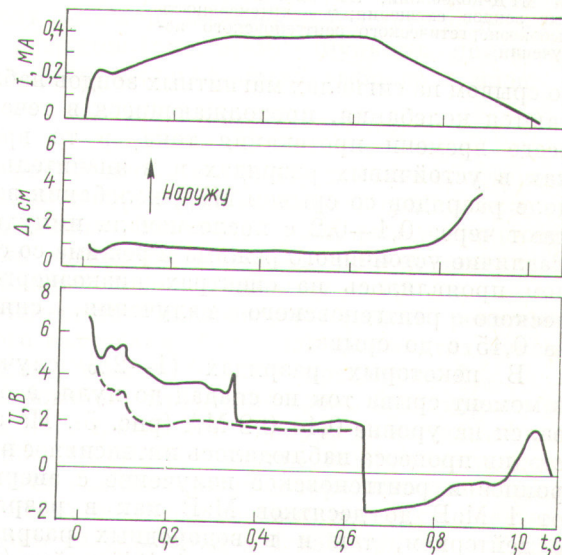


шнура обеспечивалось совместным действием медного кожуха и программированного управляющего поля. Рабочим газом служили водород или дейтерий. Большая часть экспериментов проведена при постоянном натекании рабочего газа. В отдельных экспериментах для повышения концентрации плазмы использовался дополнительный напуск газа в процессе разряда. Начальное давление всегда выбиралось таким, чтобы средняя по диаметру шнура концентрация электронов n_e превышала $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Предполагалось, что при этом будет исключена возможность развития неустойчивости, приводящей к трансформации продольной энергии пучка ускоренных электронов в поперечную [1].

Регистрировались электротехнические параметры шнура — ток в плазме, напряжение на обходе и смещение магнитных поверхностей относительно медного кожуха. Концентрация электронов измерялась интерферометром на длине волны $\lambda = 2,3 \text{ мм}$. Распределение n_e по радиусу шнура и его изменение в течение разряда вычислялись на основании измерений, проводимых многоканальным интерферометром на длине волны $0,65 \text{ мм}$. Радиальные профили температуры электронов T_e определялись по томсоновскому рассеянию света лазера. Данные о радиальных распределениях температуры ионов получены путем анализа спектров быстрых атомов перезарядки и абсолютных измерений интенсивности потока нейтронов. Изменялись абсолютная интенсивность рентгеновского излучения, его спектральный состав в диапазоне энергии квантов $3-10 \text{ кэВ}$ и потоки энергии на стенку разрядной камеры, а также проводились спектроскопические измерения (рис. 2).

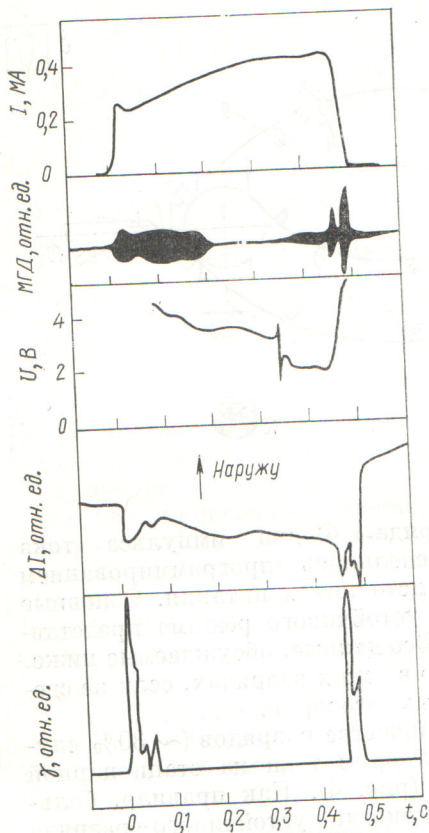
Режимы разряда. Форма импульса тока в плазме определялась программированием напряжения на источниках питания. Основные характеристики устойчивого режима представлены на рис. 3. Все данные, обсуждаемые ниже, получены именно в таких разрядах, если не сделано специальных оговорок.

В большом количестве разрядов ($\sim 30\%$ случаев) происходил срыв тока на стационарной стадии процесса (рис. 4). Как правило, большинство характеристик устойчивого разряда и разряда со срывом до развития срыва не различаются между собой. Иногда в режимах



Р и с. 3. Параметры устойчивого режима в дейтерии ($p_0 = 5 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст. D}_2$)

Δ — смещение по большому радиусу тора; U — напряжение на обходе шнура; — — — активная составляющая напряжения



Р и с. 4. Параметры разряда со срывом ($p_0 = 5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. D_2): МГД — амплитуда МГД-колебаний; ΔI — сигнал магнитных зондов смещения; γ — интенсивность высокоэнергетического рентгеновского излучения

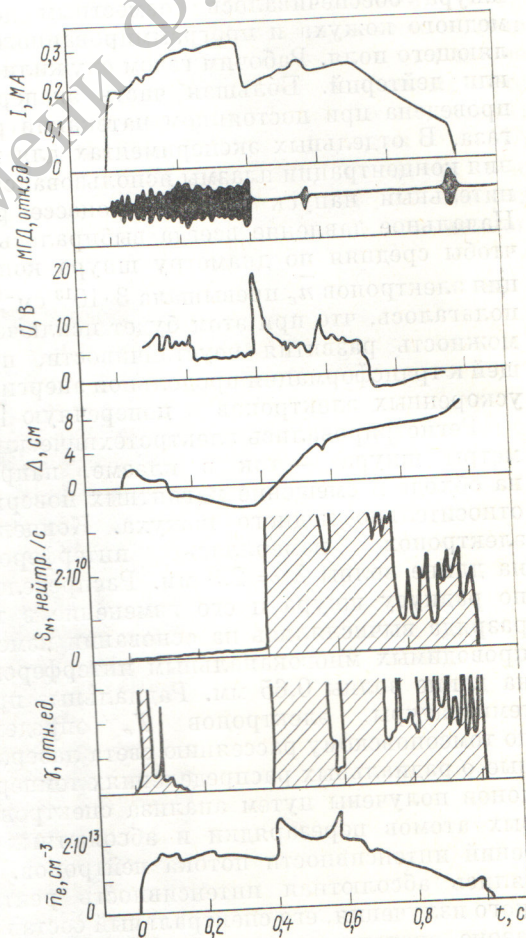
со срывом на сигналах магнитных зондов наблюдаются колебания, продолжающиеся в течение всего времени протекания тока, в то время как в устойчивых разрядах и в значительной доле разрядов со срывом МГД-колебания затухают через 0,1–0,2 с после начала импульса. Различие устойчивого режима и режима со срывом проявлялось на спектрах низкоэнергетического рентгеновского излучения, снятых за 0,15 с до срыва.

В некоторых разрядах (1–2% случаев) в момент срыва ток не спадал до нуля, а оставался на уровне 0,1–0,2 МА (рис. 5). На этой стадии процесса наблюдалось интенсивное нейтронное и рентгеновское излучение с энергией от 1 МэВ до десятков МэВ как в разрядах с дейтерием, так и в водородных разрядах. Выход нейтронов достигал $1 \cdot 10^{13}$ нейтр./имп. Причиной рождения нейтронов в этом случае следует считать (γ, n) -реакцию в материале диафрагмы [2]. Оценки показывают, что число

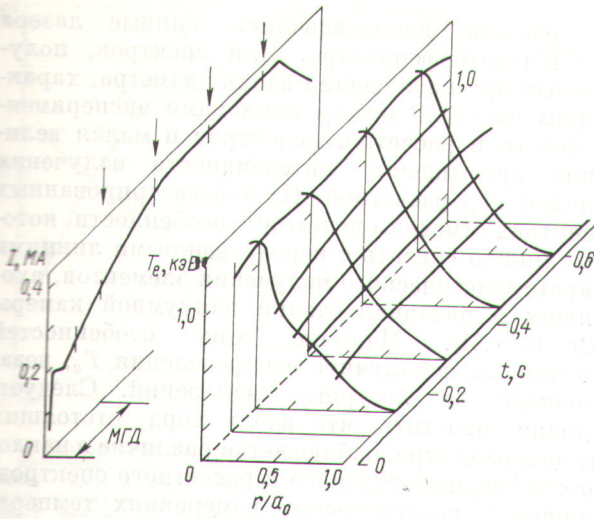
фотонейтронов $R_{\gamma, n}$, возникающих в толстой твердой мишени, пропорционально току ускоренных электронов J_e , и для вольфрамовой мишени $R_{\gamma, n} \approx 0,7 \cdot 10^8 J_e$. Зарегистрированный выход нейтронов соответствует $J_e \approx 0,08$ МА. Этот результат указывает на существенную роль ускоренных электронов в подобных разрядах, представляющих опасность и для персонала, и для вакуумной камеры установки.

Результаты измерений

Температура электронов. Измерения T_e проведены методом рассеяния света рубинового лазера в режиме с модулированной добротностью. Энергия света лазера достигала 14 Дж. Распределения температуры, которые представ-

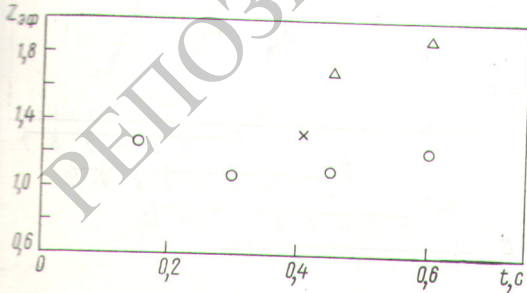


Р и с. 5. Параметры ускорительного режима ($p_0 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ мм рт. ст. D_2): S_N — интенсивность потока нейтронов



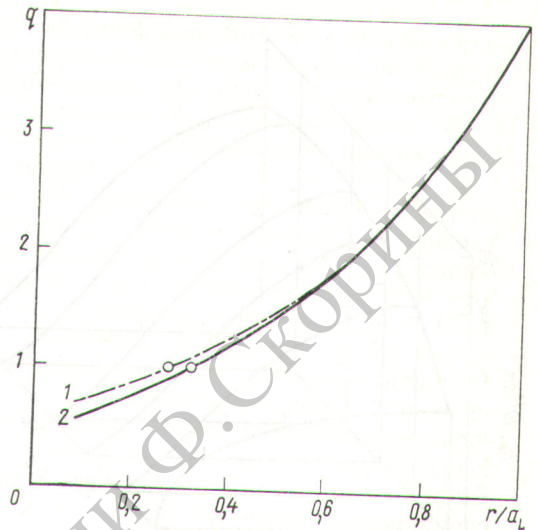
Р и с. 6. Профили $T_e(r, t)$, полученные методом томсоновского рассеяния в устойчивых режимах

лены на рис. 6, определялись по пяти точкам вертикального диаметра шнура за несколько разрядов с пространственным разрешением около 3 см. Значение T_e в центре шнура достигало максимума ($\sim 1,2$ кэВ) через 0,1 с после старта разряда и затем практически не менялось в течение 0,6 с. Распределение по радиусу также мало меняется в интервале 0,15—0,6 с. Измерения $T_e(0)$ проведены при $\bar{n}_e \approx 3 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$, остальные точки распределения $T_e(r)$ сняты при $\bar{n}_e \approx 5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$. Зная электронную температуру и результаты электротехнических измерений, можно вычислить эффективный заряд ион в плазме $Z_{эф}$ (рис. 7) и коэффициент запаса устойчивости $q(r)$ (рис. 8), используя метод итераций: результаты последовательных



Р и с. 7. Эффективный заряд ионов $Z_{эф}$, вычисленный из сравнения электротехнических и лазерных измерений электропроводности (O) и из рентгеновских измерений (x);

Δ — расчет $Z_{эф}(r < r_S)$ на основании зарегистрированного $q \leq 1$ в центре шнура



Р и с. 8. Коэффициент запаса устойчивости в устойчивом режиме ($t = 0,6$ с, $Z_{эф} = \text{const}$):

1 и 2 — вычисления с учетом и без учета поправки на запертые электроны соответственно; O — r_S/a_L — радиус поверхности $q=1$

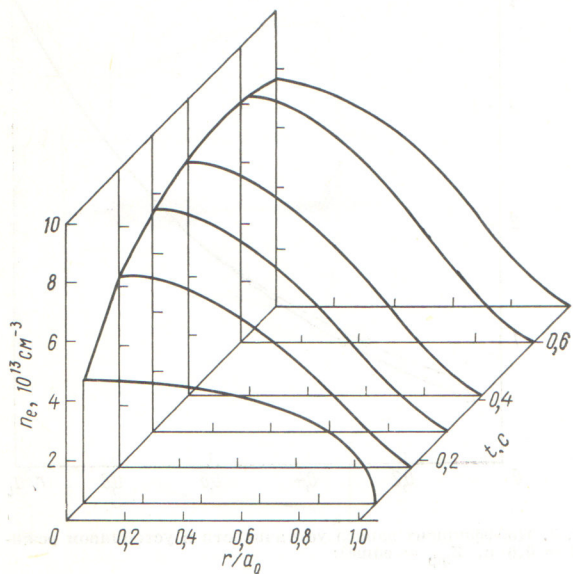
вычислений электропроводности сравниваются с величиной, полученной на основе электротехнических измерений. В расчет включалась поправка на запертые электроны. $Z_{эф}$ оказалось весьма низким (1—1,2).

Концентрация электронов. Профили электронной концентрации рассчитывались на основе измерений фазовых сдвигов, выполненных вдоль семи хорд плазменного шнура за несколько разрядов (рис. 9, 10). Функция, описывающая распределение, была выбрана в виде

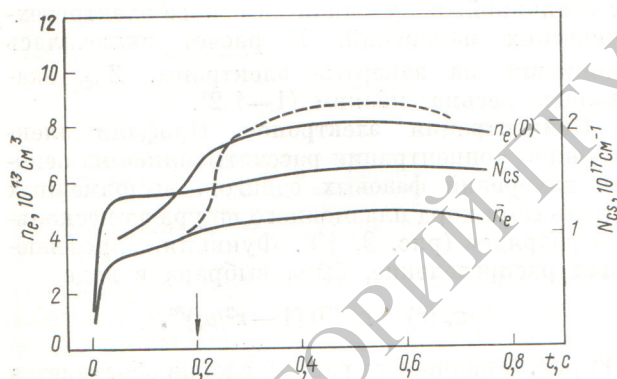
$$n_e(r) = n_e(0) (1 - r^2/a_0^2)^m.$$

Из рис. 9 видно, что распределение обостряется в течение первых 0,25 с разряда и затем остается неизменным. В стационарной фазе разряда профиль может быть описан приведенной выше функцией с показателем $m = 1,5$.

Измерения низкоэнергетического рентгеновского излучения. Основной целью этих измерений на Токамаке-10 было определение $Z_{эф}$. Регистрировалось излучение вдоль пяти вертикальных хорд плазменного шнура за несколько разрядов. Излучение стенок исключалось путем строгой коллимации детектора, которым служил пропорциональный газовый счетчик с энергетическим разрешением ~ 1 кэВ при $E_\gamma = 6$ кэВ. Спектр регистрировался в четырех временных интервалах длительностью по 0,15 с через 0,2 с после начала разряда. Излучение регистрировалось в течение всего разряда без энергетиче-



Р и с. 9. Профили $n_e(r, t)$, полученные с помощью СВЧ-интерферометров



Р и с. 10. Средняя концентрация электронов \bar{n}_e , концентрация в центре $n_e(0)$ и полное число электронов в сечении шнура N_{CS} как функции времени:

— \bar{n}_e в режиме с инъекцией холодного газа; момент инъекции отмечен стрелкой

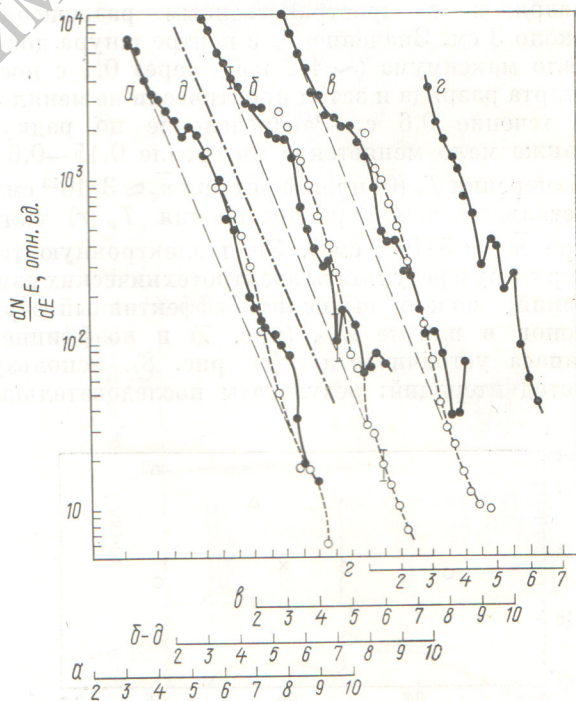
ского разрешения поверхностно-барьерным кремниевым детектором*.

На рис. 11 представлены спектры, полученные при наблюдении вдоль малого диаметра шнура, и расчетная величина интенсивности для плазмы без примесей, полученная на основании экспериментальных профилей $T_e(r)$ и $n_e(r)$ для второго временного интервала (δ).

* Детектор фирмы ORTEC был любезно предоставлен сотрудниками группы TFR.

В расчете использовались данные лазера и СВЧ-интерферометра. Для спектров, полученных при наблюдении вдоль диаметра, характерны согласие между наклонами экспериментального и расчетного спектров и малая величина превышения интенсивности излучения плазмы над расчетной. На зарегистрированных спектрах отмечены некоторые особенности, которые можно связать с неразрешенными линиями характеристического излучения элементов, входящих в материал стенки вакуумной камеры (Cr, Fe, Ni). Наличие этих особенностей не позволяет получить распределения T_e , независимые от лазерных измерений. Следует, однако, отметить, что вдоль хорд, отстоящих от центра шнура, наблюдается различие в наклонах экспериментального и расчетного спектров, причем в рентгеновских измерениях температура оказывается выше, чем в лазерных.

На рис. 12 приведены распределения по радиусу интенсивности рентгеновского континуума и фактора превышения над излучением чисто дейтериевой плазмы $\xi(r)$:



Р и с. 11. Спектры низкоэнергетического рентгеновского излучения, зарегистрированные вдоль малого диаметра шнура в устойчивом режиме для последовательных интервалов времени:

α — 0,2—0,35; δ — 0,35—0,5; ϵ — 0,5—0,65; ζ — 0,65—0,8 с; δ — расчетный спектр для второго интервала; \circ — спектр, снятый с дополнительным фильтром из алюминия толщиной 150 мкм; \bullet — без фильтра

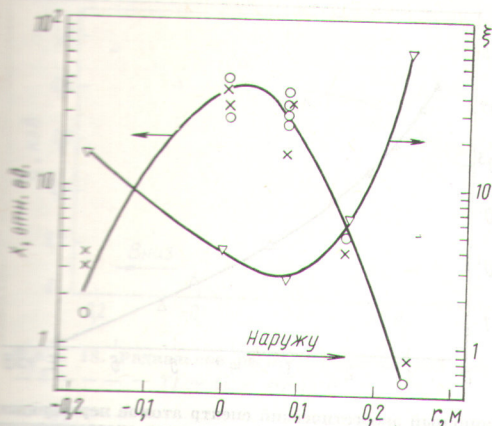


Рис. 12. Радиальное распределение интенсивности рентгеновского излучения X , зарегистрированной пропорциональным счетчиком (\times) и поверхностно-барьерным детектором (\circ), и фактора превышения ξ (∇), рассчитанного в предположении, что шнур смещен на 3 см наружу

$$\xi = g_{ff}^H + g_{ff}^i \frac{\Sigma n_i Z_i^2}{n_d} \gamma,$$

где g_{ff}^H и g_{ff}^i — гаунт-факторы для водорода и примесей; Z_i и n_i — заряд и концентрация ионов примесей; n_d — концентрация дейтронов; γ — коэффициент, учитывающий рекомбинацию.

Из найденных значений ξ можно определить концентрацию ионов примесей и $Z_{эф}$ на основании данных работы [3]. Предполагая, что в плазме присутствует один сорт примесей — кислород — получаем, что его концентрация в центральной зоне шнура составляет $(4 \div 7) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. В тех же предположениях для железа получаем $n_{Fe} \approx (0,1 \div 0,7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

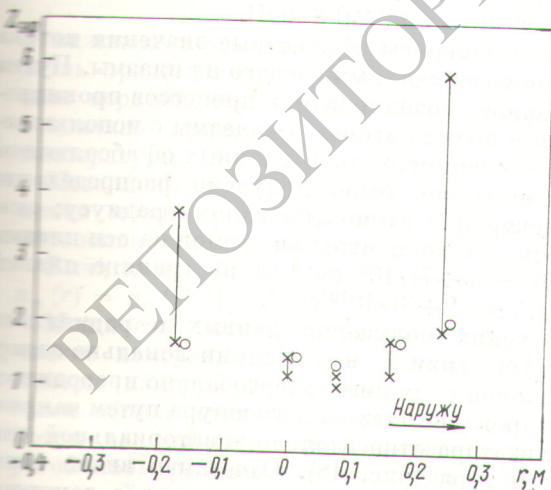


Рис. 13. Радиальное распределение $Z_{эф}$ в предположении, что вся примесь кислород (\circ) или железо (\times)

Значительный разброс во втором случае обусловлен выбором различных моделей при рассмотрении рекомбинации. На рис. 13 показан профиль $Z_{эф}$; значение $Z_{эф}$ оказывается в обоих случаях близко к единице для центральных областей шнура.

На рис. 14 проведено сравнение спектров, полученных в устойчивом режиме и в режиме со срывом (см. рис. 3 и 4) для двух последовательных временных интервалов, при этом второй интервал захватывает момент срыва. Если в первом интервале спектры хорошо повторяются, то в интервале со срывом изменяется функция распределения электронов по энергиям: интенсивность излучения на низких энергиях уменьшается, а роль излучения быстрых электронов возрастает. Такого рода эффект наблюдается по всему сечению плазменного шнура.

С помощью Si(p)-детектора обнаружены пилообразные колебания интенсивности рентгеновского излучения. Период этих колебаний составляет 8 мс через 0,2 с после начала разряда и увеличивается до 13 мс на стационарной стадии процесса (рис. 15). Если наблюдать вдоль хорды, отстоящей на 8 см наружу, то видно, что зубцы либо находятся в той же фазе, что и при наблюдении вдоль малого диаметра (см. рис. 15 и 16, б), либо практически отсутствуют

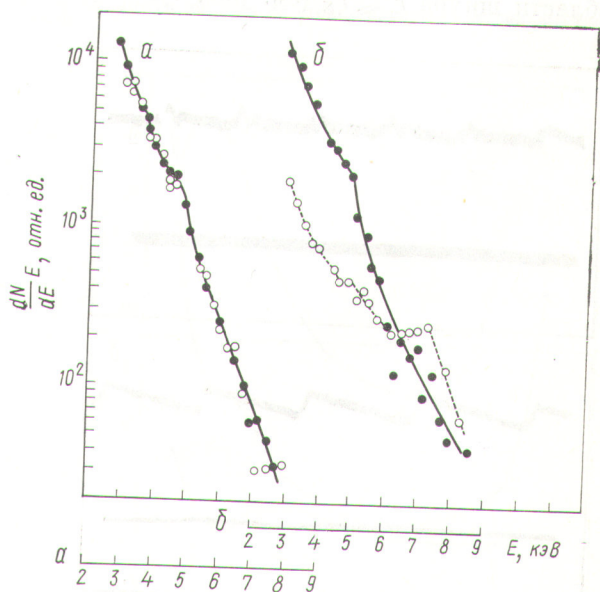
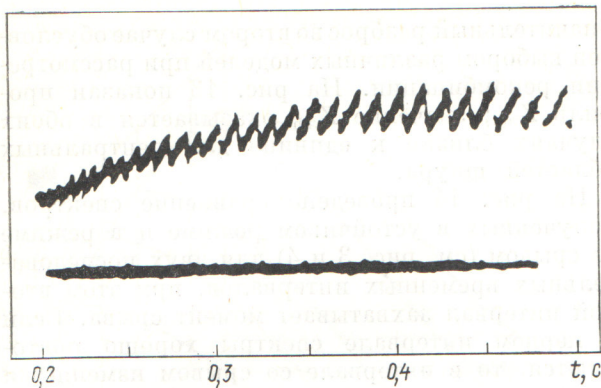


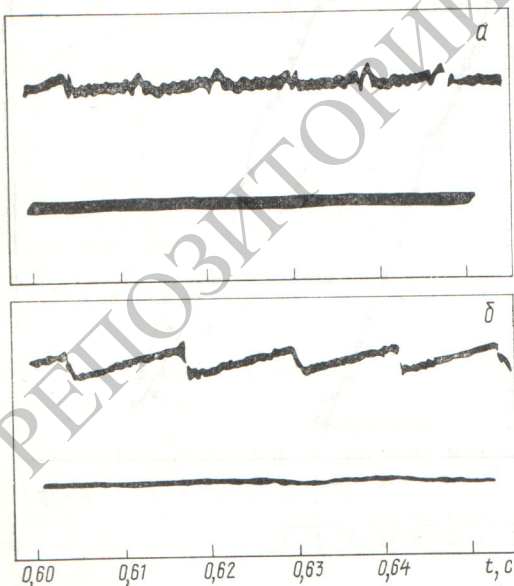
Рис. 14. Рентгеновские спектры, зарегистрированные при наблюдении вдоль хорды, смещенной на 16 см наружу, в устойчивом режиме (\bullet) и режиме со срывом на 0,5—0,6 с разряда (\circ), усредненные по нескольким разрядам для последовательных интервалов времени (а, б)



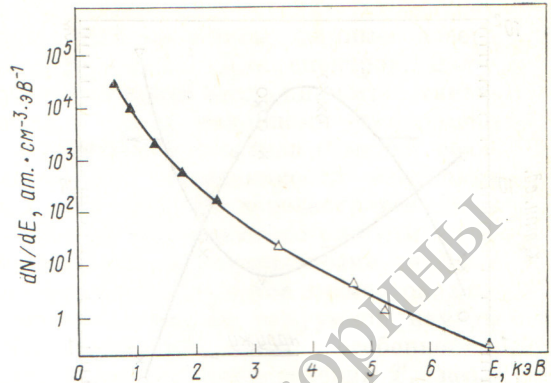
Р и с. 15. Оциллограмма низкоэнергетического рентгеновского излучения при наблюдении вдоль малого диаметра шнура

(рис. 16, а). На оциллограмме рис. 16, а видны синусоидальные колебания, обычно приписываемые моде $m = 1$. Можно поэтому сказать, что поверхность $q = 1$ имеет радиус около 8 см или больше, но меньше 16 см, поскольку зубцы при наблюдении вдоль хорды, смещенной на 16 см, всегда перевернуты. Радиус указанной поверхности может быть несколько меньше, если центральная область шнура смещена.

Наличие пилообразных колебаний позволяет на основе измерений $T_e(r)$ и напряжения на обходе U вычислить $Z_{эф}$ для центральной области шнура $r \leq r_s$ (см. рис. 7):



Р и с. 16. Оциллограммы рентгеновского излучения при отсутствии (а) и наличии (б) пилообразных колебаний ($r = 8$ см)



Р и с. 17. Типичный энергетический спектр атомов перезарядки, полученный за два разряда (▲, △) сменением энергетического диапазона анализатора

$$Z_{эф}(r < r_s) = \frac{1,8T_e^{3/2}(r < r_s)U}{B\alpha(Z_{эф})}$$

где $\alpha(Z_{эф})$ — коэффициент в формуле Спитцера [4].

Спектры атомов перезарядки. Нейтронные измерения. Температура ионов. С помощью пятиканального анализатора атомных частиц, расположенного в экваториальной плоскости тора перпендикулярно к оси плазменного шнура, исследовались энергетические спектры атомов перезарядки. Диапазон энергии составлял 0,7—7 кэВ. Типичный спектр атомов, полученный за 24 мс в стационарной фазе разряда, показан на рис. 17. В согласии с данными численного моделирования ионная температура в центре шнура $T_i(0)$ определялась по наклону «хвоста» максвелловского распределения в диапазоне энергии $E \gtrsim 3$ кэВ. В стационарной фазе разряда $T_i(0) = 0,6—0,8$ кэВ.

Были измерены абсолютные значения потока атомов водорода, выходящего из плазмы. Путем численного моделирования процессов проникновения и выхода атомов из плазмы с использованием экспериментальных данных об абсолютном потоке атомов было получено распределение концентрации атомов по малому радиусу: оказалось, что концентрация атомов на оси плазмы $n_0(0) \approx (6 \div 7) \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$, а на границе плазмы $n_0(a_L) \approx (2 \div 3) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

В целях получения данных о радиальном распределении T_i и о влиянии локально запертых ионов на ионный энергобаланс проводилось сканирование плазменного шнура путем наклона анализатора относительно экваториальной плоскости тора (рис. 18). Отчетливо видна асимметрия распределения, связанная с заметным проявлением дрейфа локально запертых ионов

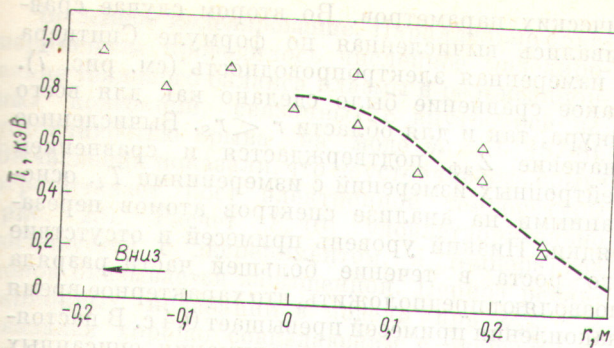


Рис. 18. Радиальное распределение ионной температуры: $T_i \sim (1 - r^2/a_L^2)^{1,5}$

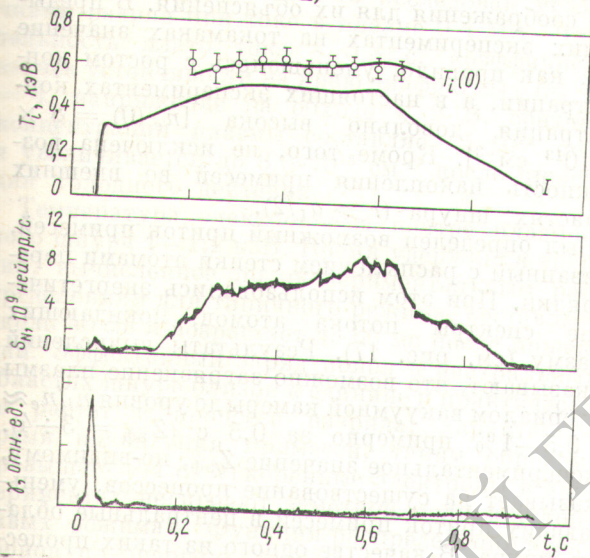


Рис. 19. Сравнение ионной температуры, измеренной анализатором в центре шнура (O) и вычисленной из величины потока нейтронов S_N (—)

в нижнюю часть плазменного шнура. Правая ветвь представленного профиля, соответствующая верхней части плазменного шнура, дает основание приписать распределению ионной температуры вид $T_i(r) = T_i(0) (1 - r^2/a_L^2)^{1,5}$.

Независимую информацию о температуре ионов можно получить на основе измерений интенсивности нейтронного потока (рис. 19).

Вычисления $T_i(0)$ проводились для $Z_{эф} = 1$, $n_e(r) = n_e(0) (1 - r^2/a_0^2)^{1,5}$ и профиля $T_i(r)$.

Мощность потерь на стенку камеры. Оптические измерения. Поток энергии на стенку камеры измерялся термопарами, расположенными вблизи стенки. На рис. 20 представлен поток на единицу длины шнура в типичном устойчивом режиме, достигающий 0,45 кВт/см на плато импульса тока, т. е. почти 50% вложенной мощности.

Интенсивность спектральных линий регистрировалась в видимой области в ближнем ультрафиолете. На рис. 21 показана яркость излучения линий D_β , C V (2271 Å) и O V (2781 Å). Абсолютные значения яркости определены с точностью до множителя ~ 2 .

Излучение линии D_β , измеренное вдоль диаметра плазменного шнура для стационарной стадии разряда, позволяет вычислить концентрацию нейтральных атомов на границе $n_0(a_L)$. При вычислениях использовались экспериментальные распределения $T_e(r)$ и $n_e(r)$, а также расчетное относительное распределение нейтральных атомов $n_0(r)/n_0(a_L)$ [5]. Значения

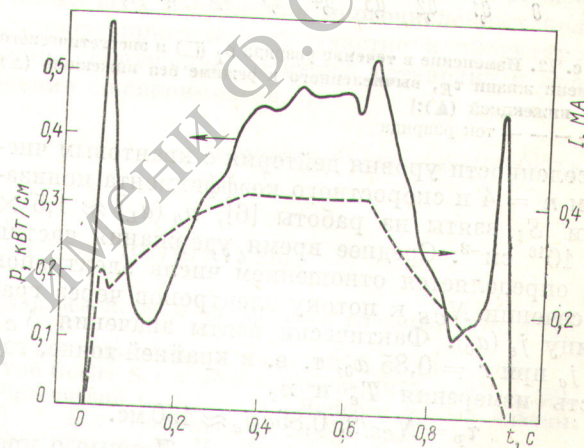


Рис. 20. Поток энергии на стенку камеры, измеренный термопарой

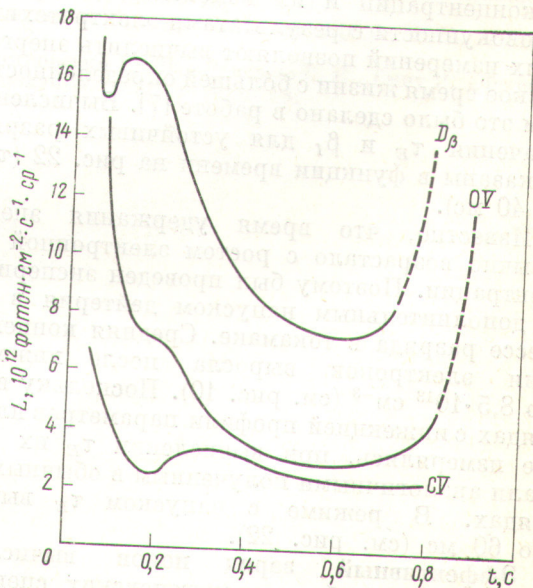
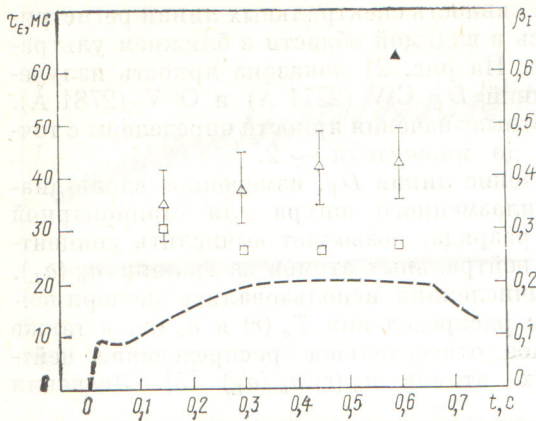


Рис. 21. Абсолютная интенсивность некоторых спектральных линий



Р и с. 22. Изменение в течение разряда β_I (\square) и энергетического времени жизни τ_E , вычисленного в режиме без инжекции (Δ) и с инжекцией (\blacktriangle):
 - - - - ток разряда

заселенности уровня дейтерия с квантовым числом $n = 4$ и скоростного коэффициента ионизации S_i взяты из работы [6], $n_0(a_L) \approx 1,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Среднее время удержания частиц τ_D определяется отношением числа электронов в сечении N_{CS} к потоку электронов через границу $j_e(a_0)$. Фактически взяты значения N_{CS} и j_e при $r = 0,85 a_0$, т. е. в крайней точке, где есть измерения T_e и n_e

$$\tau_D = N_{CS} / 2\pi 0,85 a_0 j_e \approx 150 \text{ мс.}$$

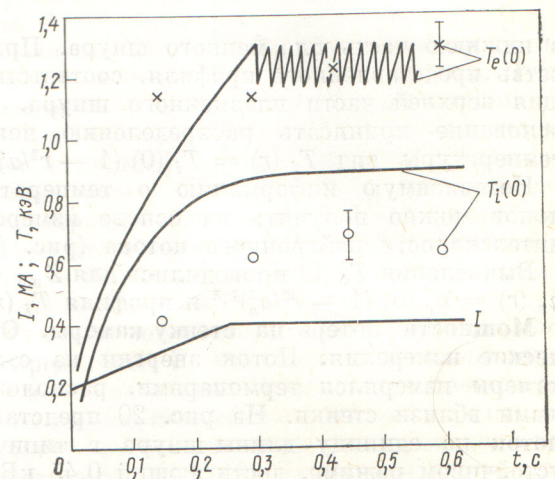
Энергетическое время жизни. Данные о пространственных распределениях температуры и концентрации и их изменении во времени в совокупности с результатами электротехнических измерений позволяют вычислить энергетическое время жизни с большей определенностью, чем это было сделано в работе [7]. Вычисленные значения τ_E и β_I для устойчивых разрядов показаны в функции времени на рис. 22 ($\tau_E \approx 40 \text{ мс}$).

Известно, что время удержания энергии обычно возрастало с ростом электронной концентрации. Поэтому был проведен эксперимент с дополнительным напуском дейтерия в процессе разряда в токамаке. Средняя концентрация электронов выросла после инжекции до $8,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 10). Поскольку в разрядах с инжекцией профили параметров плазмы не измерялись, при вычислении τ_E их полагали аналогичными полученным в обычных разрядах. В режиме с напуском τ_E выросло до 60 мс (см. рис. 22).

Эффективный заряд ионов вычислялся на основе обработки рентгеновских спектров, а также измерений профиля $T_e(r)$ и электротех-

нических параметров. Во втором случае сравнивались вычисленная по формуле Спитцера и измеренная электропроводность (см. рис. 7). Такое сравнение было сделано как для всего шнура, так и для области $r < r_S$. Вычисленное значение $Z_{эф}$ подтверждается и сравнением нейтронных измерений с измерениями T_i , основанными на анализе спектров атомов перезарядки. Низкий уровень примесей и отсутствие его роста в течение большей части разряда позволяют предположить, что характерное время накопления примесей превышает 0,4 с. В настоящее время нет полного понимания описанных явлений. Можно высказать только качественные соображения для их объяснения. В предыдущих экспериментах на токамаках значение $Z_{эф}$, как правило, уменьшалось с ростом концентрации, а в настоящих экспериментах концентрация довольно высока [$n_e(0) = 8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$]. Кроме того, не исключена возможность накопления примесей во внешних областях шнура ($r > a_L/2$).

Был определен возможный приток примесей, связанный с распылением стенки атомами перезарядки. При этом использовались энергетические спектры потока атомов, покидающих плазму (см. рис. 17). Результаты вычисления материала вакуумной камеры до уровня $n_i/n_e \approx 0,5-1\%$ примерно за 0,5 с ($Z_{эф} = 3-4$). Экспериментальное значение $Z_{эф}$, по-видимому, указывает на существование процессов, уменьшающих приток примесей в центральные области шнура. В качестве одного из таких процессов можно указать термодиффузию.



Р и с. 23. Сравнение эксперимента (\times , \circ) с расчетной моделью: I — предполагаемая в модели форма импульса тока

Численное моделирование. Параллельно с экспериментом проводилось численное моделирование теплового баланса плазмы и релаксационных колебаний, связанных с внутренней неустойчивостью срыва на моде $m = 1$ [5, 8]. Вычисления показали, что неустойчивость срыва ограничивает рост электронной температуры (рис. 23). Расчет $T_e(0)$ удовлетворительно согласуется с экспериментом, а температура ионов оказывается завышенной. Период релаксационных колебаний в модели при $Z_{эф} = 2$ оказался хорошо совпадающим с экспериментом.

Выводы. На Токамаке-10 исследован устойчивый разряд при токе в плазме 0,4 МА. Длительность плато тока $\sim 0,3$ с, коэффициент запаса устойчивости на краю диафрагмы $q(a_L) = 4$, напряжение на обходе $\lesssim 2$ В, средняя концентрация плазмы составляет $5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ и увеличивается до $8,5 \cdot 10^{13}$ см $^{-3}$ после инъекции холодного дейтерия.

Температура электронов в центре плазменного шнура 1—1,2 кэВ. Время удержания энергии, вычисленное по экспериментальным распределениям для типичного режима, составляет около 40 мс и возрастает до 60 мс после инъекции. Эффективный заряд ионов в центральных областях шнура близок к единице и практически не растет в процессе разряда; характерное время накопления примесей, таким образом, превышает 0,4 с. Ускоренные электроны в экспериментах не играют заметной роли в устойчивых режимах. Функция распределения электронов по энергиям близка к максвелловской. Однако в некоторых случаях наблюдается ускорительный режим разряда.

В целом поведение плазмы в Т-10 подчиняется эмпирическим законам, установленным в экспериментах на токамаках. Наиболее существенной чертой, на наш взгляд, является малое значение $Z_{эф}$ ($Z_{эф} \approx 1$). Возможно, это — свойство установок больших масштабов с высокой концентрацией. Ионная температура в центре плазменного шнура составляет 0,6—0,8 кэВ, сохраняясь на этом уровне в течение 0,4 с. Это значение согласуется с зарегистрированным выходом нейтронов термоядерного происхождения $[(1 \div 4) \times 10^9$ нейтр./имп.]

Авторы благодарят Е. П. Велихова и Б. Б. Кадомцева за постоянное внимание к работе, а также всех работников многочисленных коллективов, принимавших участие в проектировании, сооружении, монтаже установки и проведении экспериментов.

Поступила в Редакцию 4/IV 1977 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аликеев В. В. и др. «Физика плазмы», 1976, т. 1, с. 546.
2. TFR Group. «Nucl. Fusion», 1976, v. 16, p. 280.
3. Von Goeler S. e. a. «Nucl. Fusion», 1975, v. 15, p. 301.
4. Брагинский С. И. В кн.: Вопросы теории плазмы. Т. 1. М., Госатомиздат, 1962, с. 193.
5. Днестровский Ю. Н., Лысенко С. Е. Препринт ИАЭ-2566. М., 1975.
6. Johnson L., Hinnov E. «J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer.», 1973, v. 13, p. 333.
7. Берлизов А. Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 502.
8. Днестровский Ю. Н., Лысенко С. Е., Смит Р. «Физика плазмы», 1977, т. 3, с. 18.