

Ордена Ленина

ИАЭ-2978

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

84 49 0 4564

Ю. Н. Днестровский, Д. П. Костомаров,

С. Е. Лысенко

**Моделирование нагрева плазмы
в установке Т-II
при инъекции пучка нейтралов**

Москва 1978

ОРДЕНА ЛЕНИНА
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И. В. КУРЧАТОВА

Ю. Н. Днестровский, Д. П. Костомаров,
С. Е. Лысенко

МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА ПЛАЗМЫ
В УСТАНОВКЕ Т-11
ПРИ ИНЖЕКЦИИ ПУЧКА НЕЙТРАЛОВ

Москва
1978

Ключевые слова: плазма, токамак,
инжекция, моделирование.

Проводятся расчеты энергетического баланса в токамаке с инъекцией пучка горячих атомов. Рассматривается ионизация атомов, захват образовавшихся ионов и передача энергии плазме. Учитываются потери энергии на перезарядку. Приводятся зависимости температуры от мощности инъекции, плотности плазмы и других параметров. Обсуждается возможность получения бесстолкновительного режима по ионам.

В в е д е н и е

За последние годы использование мощных пучков быстрых нейтралов стало общепризнанным методом нагрева плазмы в токамаках [1, 2]. В ряде экспериментов вводимая в плазму дополнительная энергия превышала джоулеву, а температура ионов при использовании пучка увеличивалась более чем вдвое. В настоящее время не видно физических причин, ограничивающих дальнейшее увеличение вводимой мощности.

Теоретическое описание процесса захвата пучка и его взаимодействия с плазмой содержит большое число атомных процессов, зависит от ряда геометрических факторов, внешних полей и параметров плазмы. Сколько-нибудь разумное сравнение результатов эксперимента с теорией невозможно без использования численных кодов для баланса энергии в плазме. В настоящей работе описаны некоторые результаты расчетов, проведенных с помощью созданных ранее комплексов программ [3-7], применительно к условиям установки T-11.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ МОДЕЛИ

1.1 Система уравнений энергобаланса

Для описания энергетического баланса использовалась следующая система уравнений [3]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_i}{\partial t} &= \frac{1}{n x} \frac{\partial}{\partial x} (x n \chi_i \frac{\partial T_i}{\partial x}) + P_{ei} + P_{\beta i} - P_i, \\ \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{1}{n x} \frac{\partial}{\partial x} (x n Z_{eff} \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial x}) - P_{ei} + P_{\beta e} + P_{joule} - P_e, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mu}{\partial t} = \frac{A}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{Z_{eff}}{T_e^{3/2}} \gamma^{MHD} \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (x^2 \mu) \right).$$

Здесь $x = r/a$, $T_e(x, t)$ - температура ионов и электронов, эВ; $n = n(x) = n(1 - 0,8x^2)$ - плотность электронов в 10^{13} см⁻³; t - время, мс; $\mu = 1/q = R H_\theta / r H_o$; $A = 6,1 \cdot 10^3 / a^2$, a и R - малый и большой радиусы плазменного тора, см, H_θ и H_o - полоидальное и тороидальное магнитные поля, кЭ. Для ионной теплопроводности использовалась неоклассическая модель с учетом гофрировки [4]:

$$\chi_i = \chi_i^{neo} + \chi_i^{ripple}, \quad (2)$$

Электронная теплопроводность описывалась псевдоклассическими коэффициентами с модифицированной радиальной зависимостью [5]:

$$\chi_e = \chi_e^{psevd} (a/2, t) \cdot f(x), \quad (3)$$

где

$$f(x) = \frac{C + x^\alpha}{C + 0,5^\alpha}, \quad f\left(\frac{1}{2}\right) = 1.$$

Анализ экспериментальных данных на установках ТМ-3 и Т-4 показал, что наилучшее согласие расчетов с экспериментом достигается при

$$C \sim 0,05, \quad \alpha = 1,5 \div 2. \quad (4)$$

При $\alpha = 2$ формула (3) близка к используемой в работах группы Мерсье [8].

Особого обсуждения требует введение параметра $\gamma^{MHD} = \gamma^{MHD}(r)$. Из эксперимента известно, что в центральной части плазмы (в области, где $\mu > 1$) идет интенсивное перемешивание, связанное с МГД-неустойчивостью винтовой моды $m = 1$. Детальное моделирование связанных с перемешиванием процессов проводилось в нашей работе [5]. В настоящей работе влияние перемешивания мы учтем усредненно через параметр γ^{MHD} , определяя его формулой

$$\gamma^{MHD}(r) = \begin{cases} 1, & \text{если } \mu(r) \leq 1, \\ 0, & \text{если } \mu(r) > 1. \end{cases} \quad (5)$$

Использование параметра (5) в уравнении (1) для μ означает, что в той части шнура, где $\mu > 1$, диффузия полоидального поля H_θ и контрагирование тока прекращаются и рост температуры электронов замедляется.

Для обмена энергией между электронами и ионами плазмы используем формулу

$$P_{ei} = \frac{470 n (T_e - T_i)}{T_e^{3/2}} \frac{[Z^2]}{[n]}, \quad (6)$$

учитывающую влияние примесей. Здесь

$$[z^2] = \sum_j \frac{n_j}{n} \frac{m_i}{m_j} z_j^2, \quad [n] = \sum_j \frac{n_j}{n}, \quad (7)$$

n_j, m_j и z_j - плотность, масса и заряд ионов сорта j ; m_i - масса протона. Суммирование в формуле (6) проводится по всем сортам ионов плазмы. Через P_{joule} в (1) обозначена джоулева мощность

$$P_{\text{joule}} = \frac{B Z_{\text{eff}}}{n T_e^{3/2}} \frac{1}{x} \left[\frac{\partial}{\partial x} (x^2 \mu) \right]^2, \quad (8)$$

$$B = 2.10^7 H_0^2 / R^2.$$

Члены P_i и P_e в (1) соответствуют потерям тепла за счет перезарядки и ионизации холодных нейтралов, приходящих со стенок камеры [3]:

$$P_i = -56 N (T_i - T_N) \left(\sqrt{\frac{T_i}{P_m}} \sigma_{cx} + 1.07 \sqrt{T_e} \sigma_e \right),$$

$$P_e = -60 N (T_e - T_N) \sqrt{T_e} \sigma_e. \quad (9)$$

Здесь $\sigma_{cx} \cdot 4.10^{-15} \text{ см}^2$ - сечение перезарядки; $\sigma_e \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ - сечение ионизации атомов электронами; N и T_N - плотность и температура нейтралов; P_m - приведенная масса ионов основной компоненты плазмы, отнесенная к массе протона.

1.2. Описание захвата пучка быстрых нейтралов

Члены $P_{\text{Bi}} = \eta_i Q$ и $P_{\text{Be}} = \eta_e Q$ в системе (1) определяют потоки энергии от горячих инжектированных ионов к ионам и электронам плазмы. Здесь $\eta_{i,e} = \eta_{i,e}(x,t)$ локальные коэффициенты передачи энергии; $Q = Q(x,t)$ - плотность энергии, поступающей от горячих ионов. Если скорость инжектируемых нейтралов v_0 удовлетворяет условиям

$$v_i \ll v_0 \ll v_e \quad (10)$$

($v_{i,e}$ - тепловые скорости ионов и электронов плазмы), то для $\eta_{i,e}$ справедливы формулы [7]:

$$\eta_i = 2 \lambda^{3/2} \int_0^1 \frac{S(x) x dx}{x^3 + \lambda^{3/2}}, \quad \eta_e = 2 \int_0^1 \frac{S(x) x^4 dx}{x^3 + \lambda^{3/2}}, \quad (11)$$

где

$$S(x) = \exp \left[- \int_0^1 \frac{3 \tau_0 v \left(\frac{x}{\xi} v_0 \right) \frac{x^2}{\xi^2} d\xi}{x \frac{x}{\xi} + \lambda^{3/2}} \right], \quad (12)$$

$$\lambda = \frac{E_1}{E_0}; E_0 = \frac{m_e v_0^2}{2}, \quad m_e - \text{энергия и масса нейтралов инжектируемого пучка,}$$

$E_i = \left(\frac{3\sqrt{\pi} m_e}{4 m_i}\right)^{2/3} \left(\frac{m_B}{m_e}\right)^{1/3} T_e$ - энергия, при которой скорость энергообмена инжектируемых ионов с ионами и электронами плазмы оказывается одинаковой;

$$\tau_0 = \frac{m_B m_e v_e^3}{16 \cdot 10^{13} \sqrt{\pi} Z^2 e^4 n L} = \frac{m_B}{m_i} \frac{1}{v_{ei}} \quad - \text{характерное время энергообмена}$$

между инжектированными ионами с массой m_B и зарядом Z и электронами плазмы, L - кулоновский логарифм; $\nu = \nu(v) = \sigma_{cx} v N$ - частота перезарядки.

Предполагается, что время передачи энергии пучка плазме меньше характерного времени изменения ее параметров. Доля энергии пучка η , уносимая с перезарядкой, определяется соотношением

$$\eta = 1 - \eta_i - \eta_e \quad (13)$$

Для нахождения плотности энергии $Q(x, t)$ в процессе инжектирования системы (1) решалась задача об ионизации, перезарядке и захвате горячих частиц [6]. Пучок нейтралов конечной толщины и высоты аппроксимировался набором тонких лучей с сохранением величины полного тока инжекции. Как правило, использовалось 32 луча, но удовлетворительная точность получалась и при 8 лучах. Вдоль каждого луча решалось уравнение для плотности пучка и проводился анализ траекторий образовавшихся горячих ионов по интегралам системы дрейфовых уравнений. Эту систему можно записать в виде

$$\frac{dX}{dt} = \mp v_{||} \frac{Z H_0}{r H}, \quad \frac{dZ}{dt} = \mp v_{||} \frac{H_0}{H} \frac{X}{r} + u_d, \quad (14)$$

где $z^2 = X^2 + Z^2$, $\rho^2 = (X+R)^2 + Y^2$, $u_d = \frac{m_B v_0^2 c}{e H_0 R}$,

$$H = H_0 \frac{R}{\rho}, \quad H_{min} \approx H_0 \left(1 - \frac{a}{R}\right),$$

$$H_{max} \approx H_0 \left(1 + \frac{a}{R}\right).$$

Используемая система координат изображена на рис. 1.

При движении частицы сохраняются магнитный момент M и энергия E :

$$M = \frac{m_B v_{\perp}^2}{2 H}, \quad E = \frac{m_B v_0^2}{2} = \frac{m_B v_{||}^2}{2} + M H. \quad (15)$$

Отсюда $v_{||} = \sqrt{\frac{2}{m_B} (E - M H)}$. Если ион родился в точке с координатами (ρ, y) , то

$$v_{\perp} = v_0 \sin \varphi = v_0 y / \rho, \quad M = m_B v_0^2 y^2 / 2 H_0 R \rho. \quad (16)$$

При $E_0 > M H_{max}$ частица свободно движется вдоль силовых линий ("пролетная" частица), при $E_0 < M H_{max}$ частица отражается от области сильного поля ("запертая" частица).

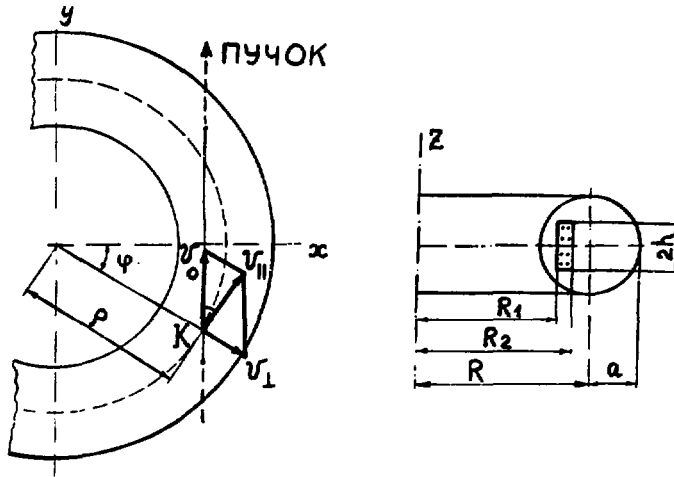


Рис. 1. Система координат

В точке отражения

$$v_{11} = 0, \quad \rho = \rho_{кр} = \frac{2H_0 R M}{m_B v_0^2} = \frac{y^2}{\rho}. \quad (17)$$

Ион может двигаться лишь в области $\rho > \rho_{кр}$. Проекция дрейфовой траектории на плоскость (ρ, z) определяется интегралом уравнений (14). Для параболического тока, когда

$$\frac{H_\theta}{H_0 r} = \frac{2 - r^2/a^2}{R q(a)}, \quad \text{получим}$$

$$\Psi(\rho, z) = (\rho - R)^2 + z^2 - \frac{1}{4a^2} [(\rho - R)^2 + z^2]^2 \pm \rho_\Lambda q \rho. \quad (18)$$

$$\cdot \sqrt{1 - \rho_{кр}/\rho} = C = const.$$

Здесь ρ_Λ - ларморовский радиус в поле H_0 :

$$\rho_\Lambda = 4.5 \sqrt{\rho_B E_0 / H_0} \text{ (см)}, \quad (H_0 \text{ в кЭ}, E_0 \text{ в кэВ}). \quad (19)$$

Знак + (-) соответствует инжекции против тока (по току). Для однородного тока, когда

$$H_\theta / H_0 r = 1 / R q = const,$$

$$\Psi(\rho, z) = \frac{1}{2} [(\rho - R)^2 + z^2] \pm \rho_\Lambda q \rho \sqrt{1 - \rho_{кр}/\rho} = C = const. \quad (20)$$

Если

$$\Psi(\rho_{кр}, 0) \geq C, \quad (21)$$

то частица пролетная, в противном случае она запертая.

Крайняя траектория, на которой частица будет захвачена в плазму, пройдет через точку $\rho = R + a$ при инжекции по току и через точку $\rho = R - a$ при инжекции против

тока. Поэтому для пролетных частиц при инжекции по току и для запертых частиц при инжекции против тока условие захвата имеет вид

$$\Psi(\rho = R + a, 0) > C. \quad (22)$$

Для пролетных частиц при инжекции против тока условие захвата слегка изменяется:

$$\Psi(R - a, 0) > C. \quad (23)$$

В случае сильно пролетных частиц ($\frac{P_{кр}}{P} \ll 1$) дрейфовые траектории являются окружностями, центры которых смещены относительно центра магнитных поверхностей $\rho = R$ на расстояние

$$\Delta = \mp \rho_{\Lambda} \varphi. \quad (24)$$

Знак + (-) соответствует инжекции по току (против тока). Отсюда следует, что захват быстрых ионов улучшается с уменьшением φ (увеличением тока в плазме) и лармовского радиуса ρ_{Λ} . В частности, при равных энергиях водородный пучок захватывается существенно лучше дейтериевого. Если условия (22) - (23) не выполняются, то соответствующие траектории проходят через стенку камеры. При расчетах частицы, идущие по этим траекториям, выбывали из энергобаланса. При вычислении плотности энергии Q предполагалось, что энергия захваченной горячей частицы распределяется по той магнитной поверхности, на которой она родилась. Плотность Q находилась как сумма парциальных плотностей от каждого из тонких аппроксимирующих лучей.

Если исходный пучок нейтралов состоял из нескольких энергетических компонент, то описанный анализ проводился для каждой компоненты в отдельности. Полные потоки энергии P_{Vi} и P_{Ve} вычислялись в этом случае как суммы потоков по всем компонентам.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Расчеты проводились для параметров установки Т-11:

Большой радиус тора R	70 см
Малый радиус тора a	17, 20 и 23 см
Продольное магнитное поле H_0	10 кЭ
Ток в плазме I	65-100 кА
Энергия основной компоненты лучка E_0	20 кэВ
Прицельные параметры лучка:	
внутренний R_1	56-58 см
внешний R_2	62-64 см
Высота пучка $2h$	16 см

Полная мощность пучка нейтралов от инжектора, вводимая в камеру, изменялась в пределах $W_{\beta} = 0 \div 800$ кВт.

Как правило, рассматривался случай трехкомпонентного пучка с энергиями нейтралов E_0 , $E_0/2$ и $E_0/3$ с относительными токами 0,55; 0,27; 0,18.

Плотность падающих со стенки холодных нейтралов N_0 изменялась в пределах $N_0 = 0 \div 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³, а их температура на поверхности плазмы $T_{N_0} = 2 \div 5$ эВ.

Влияние гофрировки магнитного поля на процессы в установке Т-11 частично уже обсуждалось в нашей работе [4]. В нынешних расчетах мы учитывали, что эта установка имеет 24 катушки продольного поля, а глубина гофрировки на внешнем обводе плазменного шнура сильно зависит от малого радиуса шнура и величины смещения относительно центра камеры. Вычисления проводились для значений гофрировки δ в полосе $\delta = 0 \div 0,05$.

Перейдем к обсуждению результатов вычислений. Для краткости в дальнейшем систему "дейтериевая плазма - водородный пучок" будем обозначать через $D_p H_{\beta}$, а систему "водородная плазма - дейтериевый пучок" - через $H_p D_{\beta}$.

2.1. Ионизация и захват пучка

Пучок горячих нейтралов взаимодействует с протонами, ионами примесей и электронами. Сечение захвата пучка σ_c при энергии $E_0 < 67$ кэВ можно представить в виде

$$\sigma_c = \left(\sigma_{ii} + \sigma_{cx} \frac{E_0}{67 P_{\beta}} \right) Z_{eff} + \left(1 - \frac{E_0}{67 P_{\beta}} \right) \sigma_{cx} \frac{n_i}{n} + \frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_0} \quad (25)$$

Для сечения ионизации протонами σ_{ii} использовались формулы [9]:

$$y = -0,1643 [\ln(E_0/P_{\beta})]^2 + 3,543 \ln(E_0/P_{\beta}) - 18,833, \quad (26)$$

$$\sigma_{ii} = 40 \cdot 10^y, \quad 10^{-16} \text{ см}^2.$$

Сечение перезарядки $\sigma_{cx} (10^{-16} \text{ см}^2)$ определялось по следующим аппроксимационным формулам:

$$\sigma_{cx} = 40 \begin{cases} 1 - 0,15 \ln \left(\frac{100 E_0 P_m}{6 P_{\beta}} \right) & \text{при } E_0 < 15 \text{ кэВ,} \\ 0,37 \exp \left(- \frac{E_0 P_m}{20 P_{\beta}} \right) & \text{при } E_0 > 15 \text{ кэВ.} \end{cases} \quad (27)$$

Член, описывающий ионизацию электронами, вычислялся по формуле

$$\frac{\langle \sigma_e v_e \rangle}{v_0} = 6 \sqrt{P_{\beta}/E_0}, \quad 10^{-16} \text{ см}^2. \quad (28)$$

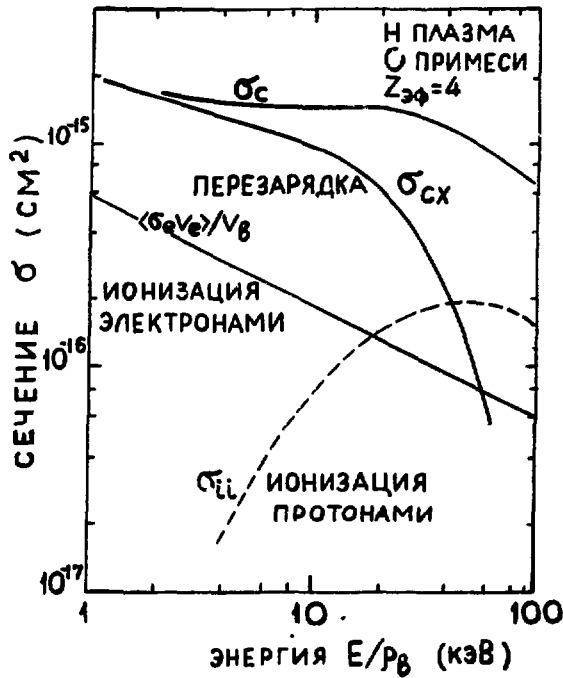


Рис. 2. Зависимости сечений от энергии пучка

фовые поверхности для частиц, родившихся в меридиональной плоскости, перпендикулярной пучку, при $E_0 = 20$ кэВ, $I = 100$ кА. Видно, что заметная доля частиц уходит на стенку. Этот факт определяет большую разницу между долей ионизованных и захваченных частиц (см. рис. 3, а, б). Для дейтерия эта разница больше, чем для водорода. На рис. 5 показана геометрия пучка в плоскости (X, Y) . Здесь заштрихована та часть пучка, из которой частицы уходят на стенку после ионизации. Из этого рисунка видно, в частности, что небольшое изменение геометрии инжекции может существенно улучшить условия захвата. Для этого необходимо увеличить внутренний прицельный параметр пучка R_1 на 4–5 см, доведя его до значения $R_1 = 62 \div 63$ см.

Уменьшение тока резко ухудшает захват быстрых ионов. На рис. 3, а пунктирные кривые соответствуют захвату при токе $I = 65$ кА. В этом случае в плазме остается лишь небольшая доля ($\sim 30\%$) инжектированных частиц.

На рис. 6 для $D_p H_B$ - системы и для пучка мощностью $W_B = 400$ кВт приведено распределение захваченной мощности по радиусу $Q(r)$ для компонент с энергией 20 и 10 кэВ при плотности плазмы $n = 2$ и $n = 3$. Видно, что в этих условиях основная мощность выделяется в центральной части плазмы.

Зависимости сечений от энергии атомов пучка представлены на рис. 2.

При вычислении σ_c предполагалось, что $Z_{эф} = 4$ и содержится один сорт примесей - кислород.

На рис. 3 приведены зависимости доли ионизованных и захваченных частиц пучка нейтралов от плотности плазмы для $H_p D_B$ - и $D_p H_B$ - систем при $a = 20$ см и токах $I = 100$ кА (сплошные кривые) и $I = 65$ кА (пунктирные). С возрастанием плотности доля ионизованных нейтралов (штрихпунктирные кривые) быстро увеличивается и при $n > 2$ для всех энергий превышает 95%.

Потери ионизованных частиц за счет ухода на стенку сильно зависят от сорта частиц пучка (водород, дейтерий) и тока в плазме. На рис. 4 в качестве примера приведены дрей-

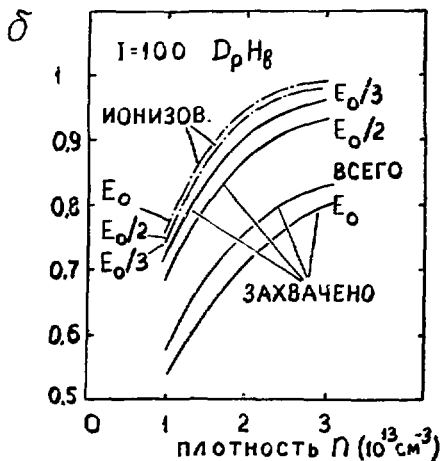
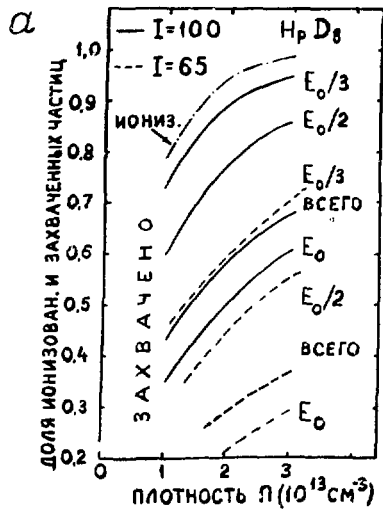


Рис. 3. Зависимость доли ионизованных и захваченных частиц от плотности плазмы: а - для $H_p D_8$ -системы; б - для $D_p H_8$ -системы

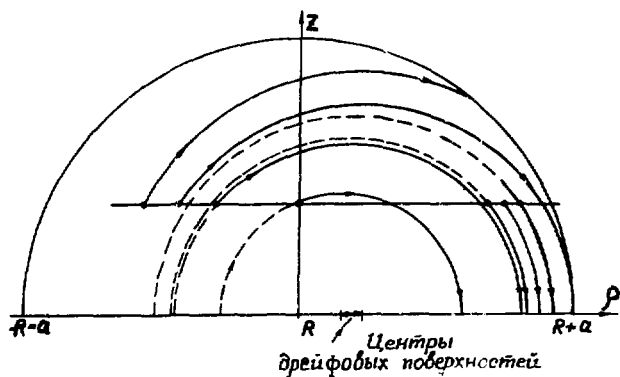


Рис. 4. Проекция дрейфовых траекторий горячих ионов на плоскость (ρ, Z) при инжекции по току. Параметры луча инжекции: $E_0 = 20$ кэВ, $x = 58,5$ см, $Z = 8$ см

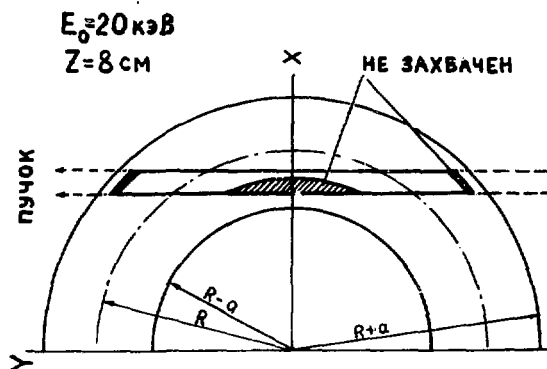


Рис. 5. Сечение инжектируемого пучка плоскостью $Z = 8$ см, инжекция по току

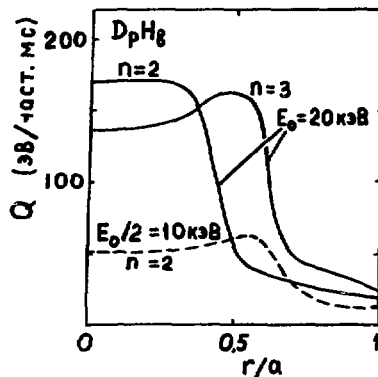


Рис. 6. Распределение захваченной мощности пучка по радиусу

2.2. Передача энергии от пучка захваченных горячих ионов плазме

Коэффициенты передачи энергии от горячих ионов ионам и электронам плазмы существенным образом зависят как от температуры частиц плазмы, так и от количества холодных нейтралов, падающих на плазму со стенки. На рис. 7 приведено относительное распределение плотности холодных нейтралов по радиусу шнура при плотности $n = 1, 2$ и 3 , $T_{N_0} = 3$ эВ в типичном разряде с током $I = 100$ кА при $a = 20$ см. На периферии шнура плотность нейтралов спадает очень быстро. Однако затем за счет кратных перезарядок скорость спада резко замедляется. В результате плотность нейтралов в центре шнура составляет заметную долю (2–5%) от плотности нейтралов на поверхности.

Коэффициенты передачи энергии η_i , η_e , η определяются формулами (11)–(12). На рис. 8 в качестве примера нанесены зависимости η_i , η_e и η от радиуса для плазмы с параметрами $n = 2$, $I = 100$ кА, мощности пучка $W_B = 400$ кВт при двух значениях плотности нейтралов на поверхности: $N_0 = 3 \cdot 10^{10}$ см⁻³ (сплошные кривые) и $N_0 = 0$ (пунктирные). Видно, что в первом случае в периферийной зоне шнура ($x > 0,7$) более 60% захваченных горячих ионов выносятся из плазмы за счет перезарядки. К счастью, основная доля горячих ионов захватывается во внутренней зоне (см. рис. 6), поэтому в целом энергетический баланс оказывается более благоприятным.

Зависимость различных потоков энергии от плотности нейтралов при $n = 1, 2$ и 3 изображена на рис. 9. Здесь $W_B = 400$ кВт – мощность инжектируемого пучка нейтралов; W_B^{tr} – мощность захваченных горячих ионов; W_{Be} , W_{Bi} – мощность, передаваемая электронам и ионам плазмы от захваченных горячих ионов; W_{BN} – мощность, уносимая за счет перезарядки на холодных нейтралах. Видно, что при малой плотности плазмы ($n = 1$) уже при $N_0 > 2,5 \cdot 10^{10}$ см⁻³ с нейтралами перезарядки уносится более половины захваченной энергии. С увеличением плотности плазмы роль холодных нейтралов в энергобалансе быстро уменьшается. При плотности $n = 3$ и $N_0 = 2,5 \cdot 10^{10}$ см⁻³ с нейтралами уходит лишь 18% захваченной энергии.

2.3. Динамика нагрева

На установке Т-11 осенью 1977 г. работал один инжектор с мощностью пучка $W_B \sim 350$ кВт. В дальнейшем предполагается установка второго инжектора аналогичной мощности. Длительность импульса инжектора 25 мс. Обычно инжекция начинается после установления стационарной стадии разряда в момент $t \sim 20$ мс от начала разряда.

На рис. 10 приведены результаты моделирования такого процесса для системы $D_p H_B$ при $n = 2$, $W_B = 400$ и 800 кВт, $a = 20$ см плотности холодных нейтралов

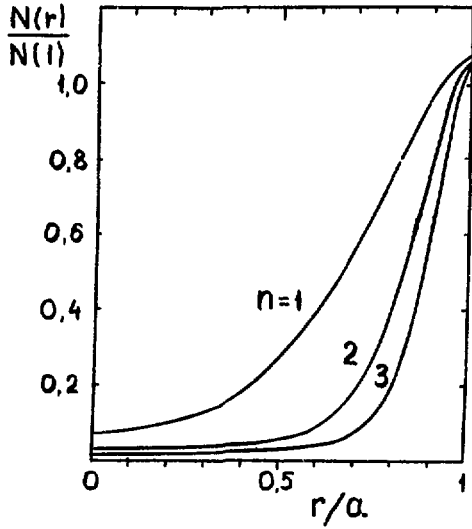


Рис. 7. Распределение плотности холодных нейтралов по радиусу при различных плотностях плазмы

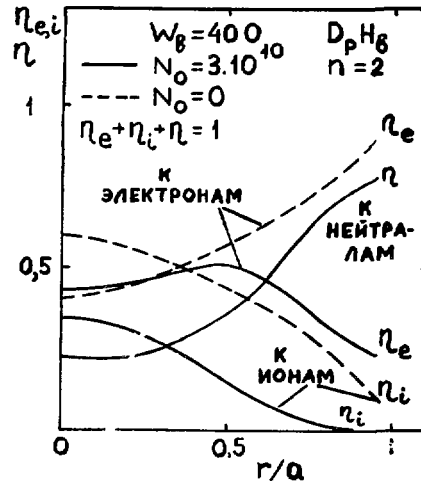


Рис. 8. Распределение коэффициентов передачи энергии пучка к электронам, ионам и нейтралам по радиусу

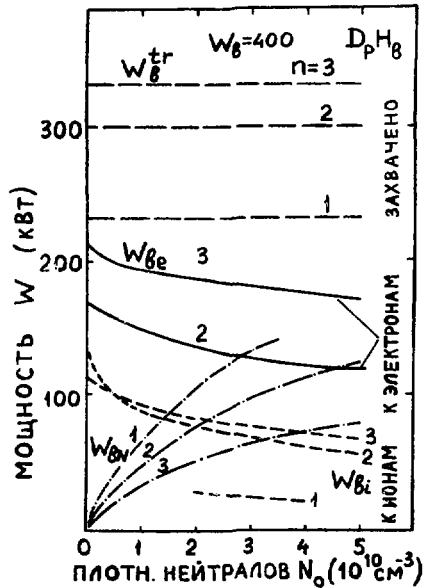


Рис. 9. Зависимость энергетических характеристик разряда от плотности нейтралов

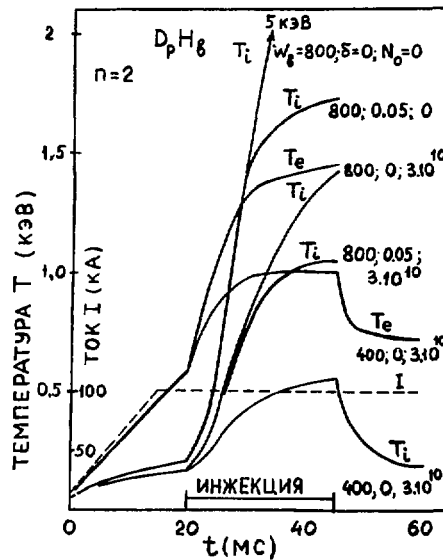


Рис. 10. Изменение температуры электронов и ионов в течение разряда. Пунктирная кривая - ток разряда

$N_0 = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ и величине гофрировки $\delta = 0,05$ и 0 . Здесь изображены зависимости от времени температуры ионов и электронов T_i и T_e и величины полного тока I (пунктир). Видно, что к началу работы инжектора температура электронов еще не вышла на стационар, так как подъем тока только что закончился ($t = 15$ мс). Длительность импульса инжектора оказывается в данном случае достаточной для установления стационарного режима при высоких значениях температуры. После отключения инжектора плазма быстро (за времена $\Delta t \sim 5$ мс по электронам и $\Delta t \sim 10$ мс по ионам) релаксирует к стационарному состоянию, определяемому током I и плотностью n . Динамика энергетического баланса для рассматриваемого разряда приведена на рис. 11. Здесь W_{joule} - джоулева мощность; $W_e = W_{\text{joule}} + W_{Be}$ - полная мощность, получаемая электронами; W_{ei} - мощность, передаваемая от электронов к ионам за счет кулоновских соударений. Видно, что после начала инжекции в связи с нагревом электронов джоулева мощность уменьшается вдвое. Мощность, идущая от горячих ионов к электронам W_{Be} , компенсирует уменьшение W_{joule} , так что на стационарной стадии инжекции полная мощность W_e оказывается примерно совпадающей с W_{joule} перед началом инжекции. Малое изменение во времени величины W_e определяет относительно меньший нагрев электронов при инжекции по сравнению с нагревом ионов (см. рис. 10). Мощность, поступающая к ионам во время инжекции $W_i = W_{Bi} + W_{ei}$, превышает мощность W_{ei} перед инжекцией почти в 4 раза.

На рис. 12 для того же разряда приведены зависимости от времени энергетического времени жизни τ_E , активной компоненты напряжения U_a и величины $q(0, t)$. При $q(0, t) \leq 1$ рост температуры электронов в центре замедляется.

Рис. 13 и 14 относятся к случаю водородной плазмы и дейтериевого пучка. На них представлены временные зависимости температуры T_e и T_i , тока I , $q(0)$ и мощностей W_{joule} , W_B^{tr} , W_{Be} , W_{Bi} , W_{BN} , W_e для плазмы с параметрами

$n = 2$, $q = 20$, $\delta = 0$ при $W_B = 350$ кВт и двух значениях плотности холодных нейтралов: $N_0 = 5 \cdot 10^9$ и $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Как и следовало ожидать, температура ионов в водородной плазме выше, чем в дейтериевой. При уменьшении плотности нейтралов с $3 \cdot 10^{10}$ до $5 \cdot 10^9$ температура ионов при инжекции увеличивается вдвое, а температура электронов изменяется на 10%.

2.4. Зависимость нагрева от мощности инжекции и других параметров

Проведенные вычисления показывают, что при длительности инжекции $\tau_{\text{инж}} = 25$ мс в плазме успевает установиться стационарное состояние, если температура ионов не превышает 1,2-1,4 кэВ. При более высокой ионной температуре время установления стационара оказывается больше 25 мс. Ниже будут приведены зависимости различных пара-

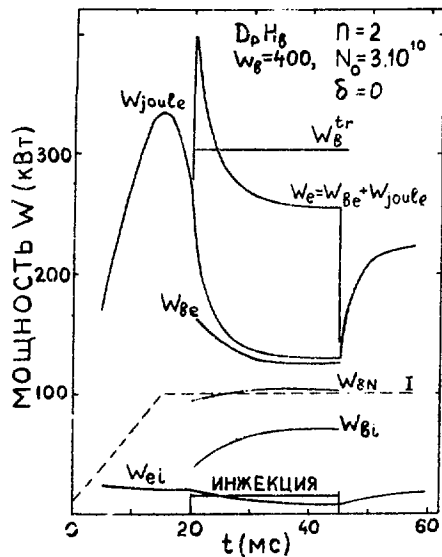


Рис. 11. Изменение энергетических характеристик в течение разряда, изображенного на рис. 10

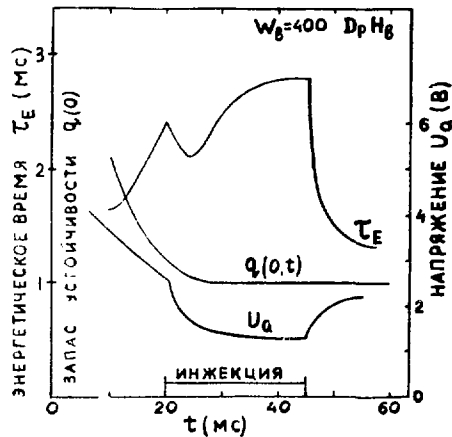


Рис. 12. Изменение энергетического времени жизни τ_E , активной составляющей напряжения U_a и запаса устойчивости $q(0)$ в течение разряда

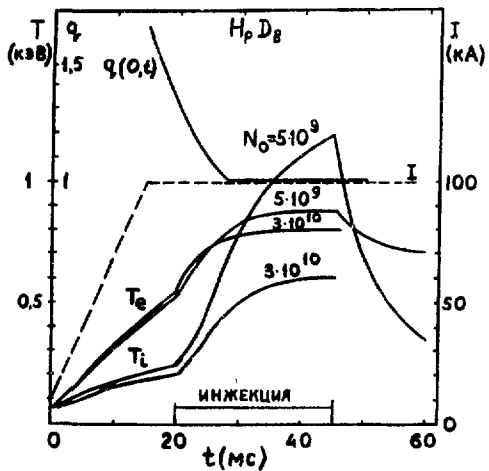


Рис. 13. Изменение температуры плазмы в течение разряда

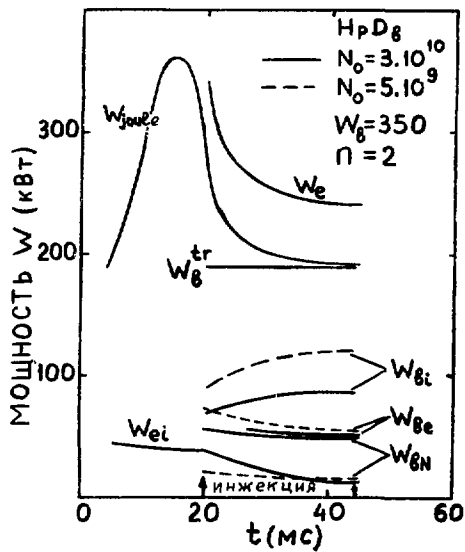


Рис. 14. Изменение мощности в течение разряда, изображенного на рис.13

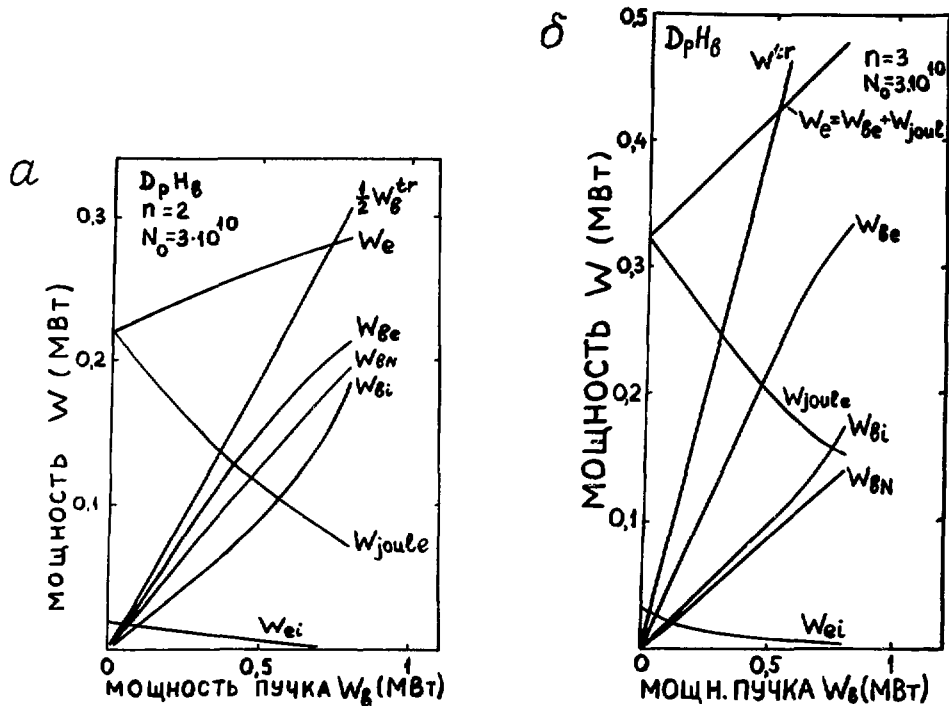


Рис. 15. Зависимость энергетических характеристик от мощности пучка: а - при плотности плазмы $n = 2$; б - при $n = 3$

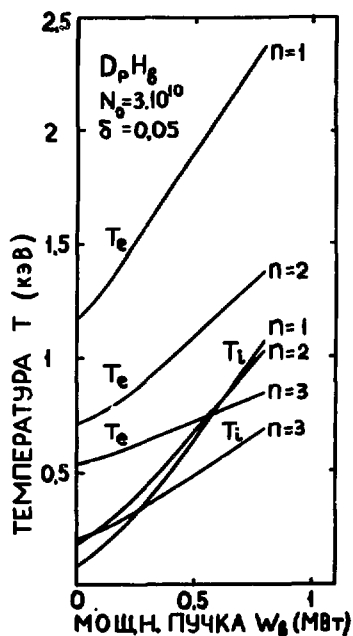


Рис. 16. Зависимость температуры от мощности пучка

метров плазмы от мощности пучка, вычисленные для момента окончания инъекции $t = 45$ мс. Рис. 15 показывает зависимости мощностей W_B^{tr} , W_{Be} , W_{Bi} , W_{BN} , W_{ei} , W_{joule} и W_e от мощности вводимого пучка W_B для $n = 2$ и $n = 3$. Видно, что W_{Be} , W_{Bi} и W_{BN} почти линейно возрастают с W_B , а относительное увеличение W_e даже при $W_B = 800$ кВт не превышает 40–45%, так как W_{joule} падает при этом вдвое. При увеличении плотности от $n = 2$ до $n = 3$ отношение W_{Bi}/W_{Be} падает от 0,55 до 0,42. На рис. 16 приведены зависимости температуры T_e и T_i от W_B для различных плотностей $n = 1; 2$ и 3 и тех же

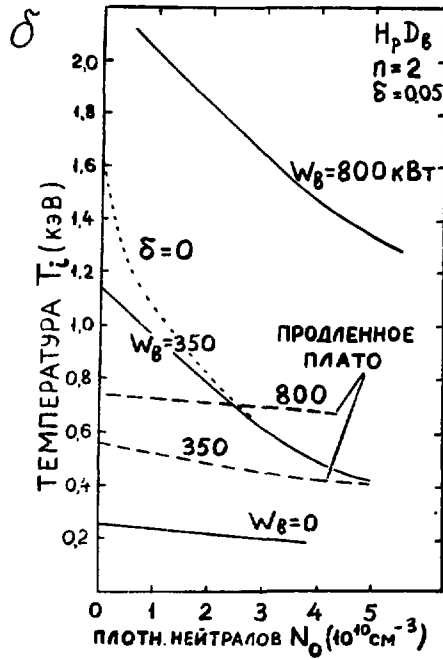
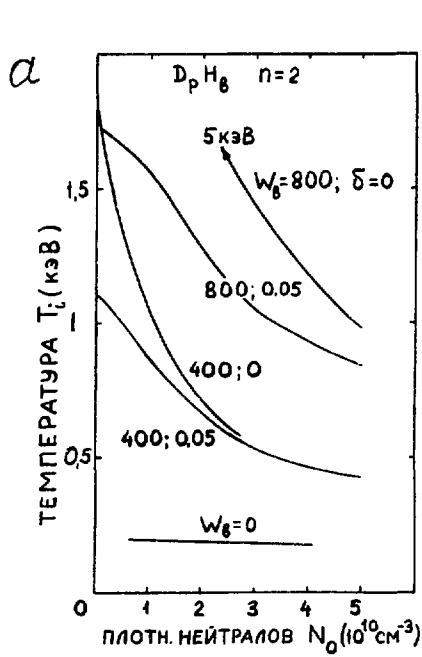


Рис. 17. Зависимость температуры от плотности холодных нейтралов: а - для $D_p H_\beta$ -системы; б - для $H_p D_\beta$ -системы

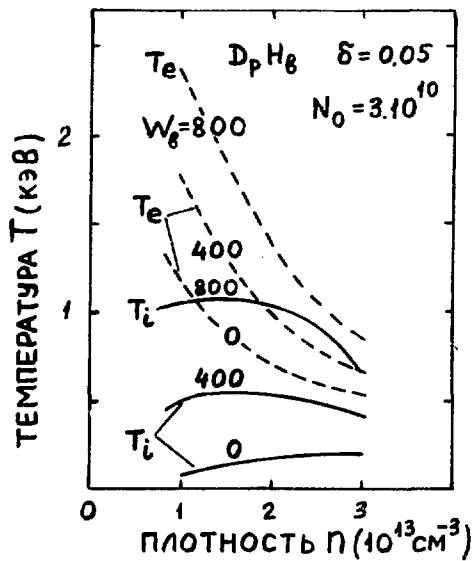


Рис. 18. Зависимость температуры от плотности плазмы

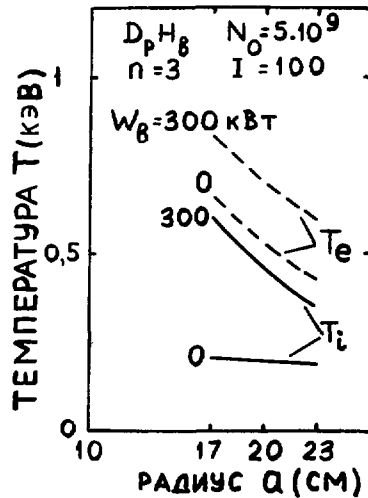


Рис. 19. Зависимость температуры от радиуса плазмы

остальных параметрах, что и на рис.15. Линейное возрастание потоков мощностей определяет почти линейное возрастание температуры частиц плазмы.

Подчеркнем, однако, что результаты, приведенные на рис. 15-16, относятся к фиксированным значениям плотности холодных нейтралов и величины гофрировки. При изменении этих параметров поведение кривых $T_e(W_g)$ и $T_i(W_g)$ может сильно измениться. На рис. 17 приведены зависимости ионной температуры T_i от плотности холодных нейтралов N_0 при значениях гофрировки $\delta = 0$ и $0,05$ для системы $D_p H_g, W_g = 0; 400$ и 800 кВт (рис. 17,а) и системы $H_p D_g, W_g = 0; 350$ и 800 кВт (рис. 17,б). При $T_i \leq 0,8$ кэВ влияние гофрировки невелико. При больших температурах она играет определяющую роль.

Обсудим проблему оптимальной плотности плазмы с точки зрения нагрева. При уменьшении плотности количество нагреваемых частиц падает и удельная мощность на одну частицу сначала возрастает. Однако, начиная с некоторой плотности, ионизация пучка нейтралов ухудшается и нагрев падает. На рис.18 представлены зависимости T_i и T_e от плотности плазмы при различных мощностях пучка. Видно, что наилучший нагрев ионов получается при $n \sim 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Рис.19 посвящен зависимости T_i и T_e от малого радиуса шнура для системы $D_p H_g$ при $n=3, N_0=5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}, I=100 \text{ кА}, W_g=0$ и 300 кВт. В диапазоне $\alpha = 17 \div 23$ см температура ионов при инжекции хорошо согласуется с формулой

$$\frac{T_i}{T_i(\alpha=20)} = \left(\frac{20}{\alpha}\right)^2.$$

Таким образом, в этом диапазоне T_i пропорциональна удельной инжектируемой энергии, приходящейся на одну частицу плазмы.

2.5. Радиальные зависимости

Зависимости $T_e(r)$ и $T_i(r)$ определяются как источниками (джоулев нагрев, нагрев от горячих инжектированных ионов), так и потерями (неоклассическая теплопроводность, гофрировка, холодные нейтралы). На рис. 20 приведены распределения температуры электронов и ионов для различных условий разряда. Номер кривой соответствует следующим параметрам:

- (1) $n = 2, N_0 = 3 \cdot 10^{10}, \delta = 0, W_g = 0$ кВт;
- (2) $n = 2, N_0 = 3 \cdot 10^{10}, \delta = 0, W_g = 400$ кВт;
- (3) $n = 2, N_0 = 0, \delta = 0, W_g = 400$ кВт;
- (4) $n = 2, N_0 = 5 \cdot 10^9, \delta = 0,05, W_g = 400$ кВт;
- (5) $n = 2, N_0 = 3 \cdot 10^{10}, \delta = 0,05, W_g = 350$ кВт.

В случаях (2), (4), (5) профили T_i у границы становятся пологими, что связано с возрастанием соответствующих потерь.

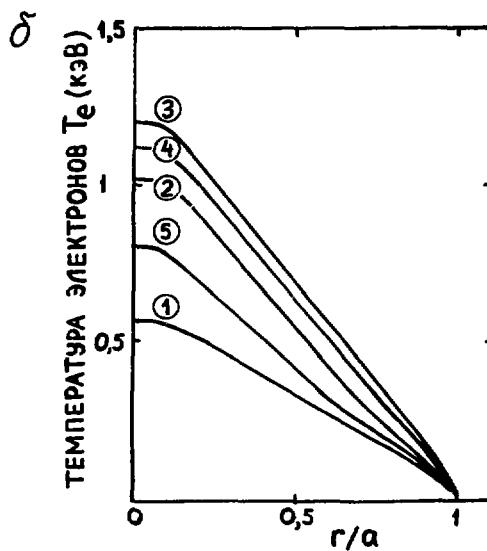
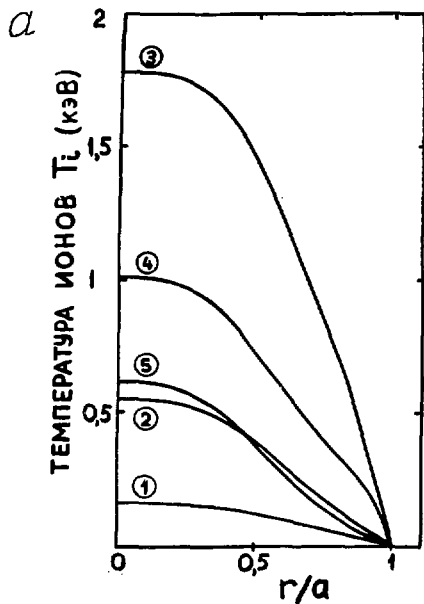


Рис. 20. Распределения температуры ионов (а) и электронов (б) по радиусу

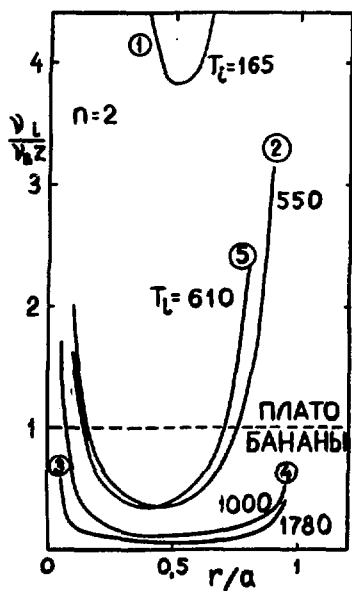


Рис. 21. Распределение относительной частоты столкновений ионов по радиусу

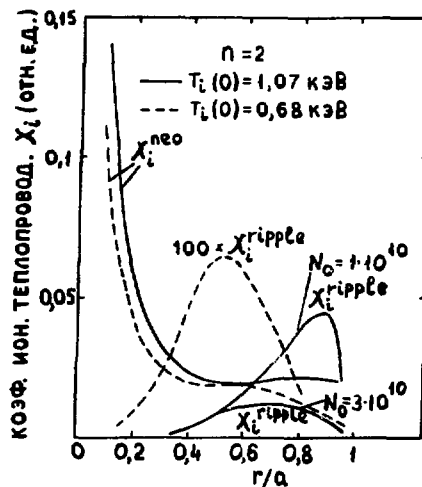


Рис. 22. Распределение коэффициентов ионной теплопроводности X_i^{neo} и гофрировки $X_i^{ripples}$ по радиусу

2.6. Переход в бесстолкновительный режим по ионам

Обсудим вопрос о возможности перехода в бесстолкновительный режим по ионам в установке Т-11 с инжекцией. Из рис. 17 видно, что при мощности инжекции $W_B > 400 \div 500$ кВт температура ионов при благоприятных условиях может выйти на уровень 1 кэВ. Примерно в этой области температур следует ожидать перехода в бесстолкновительный режим, если величина Z_{eff} сохранится на уровне $Z_{eff} \sim 4 \div 5$. На рис. 21 в качестве примера приведены зависимости отношения $\nu = \nu_i / \nu_B Z_{eff}$ от радиуса для вариантов (26). Здесь ν_i - частота ион-ионных соударений;
 $\nu_B = \nu_i r^{3/2} / R^{5/2} q$ - частота обращения по бананам. Видно, что при $T_i(0) \sim 1$ кэВ величина $\nu \sim 0,1$ в значительной части сечения плазмы. В этом случае, согласно неоклассической теории, коэффициенты ионной теплопроводности должны уменьшаться с уменьшением ν .

К сожалению, в реальных условиях на этот процесс накладываются другие эффекты (гофрировка поля, холодные нейтралы, неопределенность в величине энергии, поглощаемой плазмой), что может сильно затруднить истолкование результатов экспериментов. На рис. 22 приведены зависимости от радиуса различных членов (χ_i^{neo} и χ_i^{ripple}), дающих вклад в ионную теплопроводность (2) при $W_B = 400$ и 800 кВт, $D_p H_B$, $N_0 = 3.10^{10}$ см⁻³, $\delta = 0,05$ ($T_i(0) = 550$ эВ и 1050 эВ соответственно). Видно, что при большой мощности инжекции в центральной части шнура главную роль играют неоклассические потоки тепла, а на периферии - потоки, связанные с гофрировкой поля и холодными нейтралами.

Для сравнения результатов теории с экспериментом были проведены расчеты нагрева плазмы по модели "продолженного плато". Соответствующие кривые приведены на рис. 17,б пунктиром. Видно, что при $W_B = 400$ кВт эффект перехода в область бананов можно обнаружить только в том случае, если плотность холодных нейтралов во время инжекции горячего пучка не будет превышать значений $N_0 \leq 1 \div 1,5 \cdot 10^{10}$ см⁻³. При большой мощности инжекции $W_B = 800$ кВт требования на плотность холодных нейтралов для перехода в банановую область оказываются более мягкими ($N_0 \leq 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³). Во всех случаях для регистрации такого перехода помимо измерения ионной температуры требуется также определение энергии пучка нейтралов, поглощаемой плазмой, и оценка величины гофрировки на внешнем обводе плазменного шнура.

Авторы выражают благодарность В.С. Муховатову, В.М. Леонову, Г.Н. Тилинину, В.Г. Мережкину за многочисленные полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Berry L.A. e.a. 6th Intern. Conf. Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Res. IAEA CN-35/A4-1, 1976.
2. TFR Group. EUR-CEA-FC-834, 1976.
3. Днестровский Ю.Н., Костомаров Д.П. - В сб.: Вычислительные методы в физике плазмы. Дополнение. М., "Мир", 1974.
4. Dnestrovskii Yu.N., Kostomarov D.P., Lysenko S.E. - Nucl. Fusion, 1975, v. 15, N6, p. 1185.
5. Днестровский Ю.Н., Лысенко С.Е., Смит Р. - "Физика плазмы", 1977, т. 3, № 1, с.18.
6. Dnestrovskii Yu.N. e.a. 6th Europ. Conf. Control. Fusion and Plasma Phys. M., 1973, v. 1, p. 141.
7. Гришанов Н.В., Днестровский Ю.Н., Кареткина Н.В., Костомаров Д.П. - "Физика плазмы", 1976, т. 2, № 2, с. 260.
8. Mercier C. e.a. - Comp. Phys. Commun., 1976, v. 12, p. 109.
9. Riviere A.C. - Nucl. Fusion, 1971, v. 11, p. 363.



Редактор Л. И. Кирюхина
Технический редактор Е. Д. Маркова
Корректор В. П. Горячева

Т-04653. 24. 02. 78 г. Формат 60x90/8. Уч.-изд. л. 1,70
Тираж 182. Заказ 103. Цена 17 коп. ОНТИ. ИАЭ