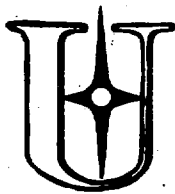


527708190



Ордена Ленина

ИАЭ-2494

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

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

**Энергетический баланс  
в больших установках  
типа "Токамак"**

A14

Москва 1975

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

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

Э Н Е Р Г Е Т И Ч Е С К И Й   Б А Л А Н С  
В   Б О Л Ъ Ш И Х   У С Т А Н О В К А Х  
Т И П А   " Т О К А М А К "

М о с к в а

1975

**Ключевые слова:** токамак, термоядерные реакции, плазма, баланс энергии, расчет.

На основе одномерных уравнений энергетического баланса проводится анализ нагрева плазмы в больших установках токамак поколения 80-х годов. Типичные размеры рассматриваемых установок:  $R = 400$  см,  $a = 150$  см.

В расчетах используются "псевдоклассическая" и "бомовская" модели теплопроводности. Учитывается нагрев плазмы с помощью инъекции пучка быстрых нейтронов, охлаждение за счет притока холодных нейтронов из вакуума, передача энергии  $\alpha$ -частиц плазме, циклотронное и тормозное излучение.

## СОДЕРЖАНИЕ

§ 1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ	5
§ 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ ДЛЯ "МАЛОЙ" УСТАНОВКИ (11)	9
§ 3. ВЫЧИСЛЕНИЯ ПО "ПСЕВДОКЛАССИЧЕСКОЙ" МОДЕЛИ ДЛЯ "БОЛЬШОЙ" УСТАНОВКИ (12)	11
§ 4. МОДЕЛЬ "БОМОВСКОЙ" ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ БОЛЬШОЙ УСТАНОВКИ (12)	25
§ 5. ХОЛОДНЫЕ НЕЙТРАЛЫ И ИХ РОЛЬ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ БАЛАНСЕ	27
ЛИТЕРАТУРА	40

## § 1. СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Для описания энергетического баланса плазмы в настоящей работе используется упрощенная система уравнений, не учитывающая диффузии частиц и тока в процессе разряда:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_i}{\partial t} &= \frac{1}{n x} \frac{\partial}{\partial x} \left( x n \chi_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) + P_{ei} + k_B P_B \\ \frac{\partial T_e}{\partial t} &= \frac{1}{n x} \frac{\partial}{\partial x} \left( x n \chi_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) - P_{ei} + k_a P_a + \\ &+ (1 - k_B) P_B + P_{joule} - P_{tozm} - P_{ce} . \end{aligned} \quad (1)$$

В системе (1)  $x = r/a$ ,  $T_{i,e}(x, t)$  - температура ионов и электронов в электрон-вольтах;  $n = n(x) = n_{max}(1 - 0.8 x^2)$  - плотность плазмы в единицах  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ;

$R$  и  $a$  - большой и малый радиусы плазменного тора в см,  $t$  - время.

Для коэффициентов теплопроводности  $\chi_{i,e}$  используются две модели:

(1) "псевдоклассическая" модель [1, 2]:

$$\chi_i = \chi_i^{neo}, \quad \chi_e = 7 \chi_e^{neo} \quad (2)$$

и (2) модель "бомовской" теплопроводности:

$$\chi_{i,e} = \frac{1}{2} \chi_{i,e}^B, \quad \chi_{i,e}^B = \frac{1}{16} \frac{c T_{i,e}}{e H}, \quad (3)$$

где  $H$  - напряженность продольного поля.

При вычислениях распределение тока по радиусу предполагалось параболическим. Через  $P$  в уравнениях (1) обозначены различные источники и стоки тепла:

$$P_{ei} = \frac{470}{P} \frac{n}{T_e^{3/2}} (T_i - T_e) \quad (4)$$

- кулоновский теплообмен между электронами и ионами ( $P$  - приведенная масса ионов),

$$P_\alpha = 6 \cdot 10^6 n \frac{1 + 7 \theta_i^{3/4}}{(1 + 242 \theta_i^{13/4})^{1/2}} \cdot \frac{\xi_d \xi_t}{T_i^{2/3}} \exp\left(-\frac{200}{T_i^{1/3}}\right) \quad (5)$$

- мощность потока энергии  $\alpha$ -частиц, получающихся в результате  $d-t$ -реакции [3]. Здесь  $\theta_i = T_i / 93800$ ,  $\xi_d$  и  $\xi_t$  - относительное содержание дейтерия и трития в плазме. Далее,

$$P_{ce} = 0.53 \cdot 10^{-13} n^{5/2} T_e^{5/2} (\alpha n)^{-1/2} \left(1 + \frac{710 \alpha}{R T_e^{1/2}}\right)^{1/2} \quad (6)$$

- мощность циклотронного излучения электронов [4],

$$P_{tozm} = 7.2 \cdot 10^{-4} n \sqrt{T_e} (1 + \xi Z^2) \quad (7)$$

- тормозное излучение на ионах плазмы и примесях,  $\xi$  и  $Z$  - содержание и заряд примесей,

$P_{joule} = \frac{1.28 \cdot 10^7 I^2}{n T_e^{3/2} \alpha^4} (1 - x^2)^2$  - мощность джоулева нагрева продольным током,  $I$  - ток в килоамперах,  $P_{i,e}$  - энергетические потери, связанные с перезарядкой на остаточном газе и охлаждением при его ионизации:

$$P_i = -9 \cdot 10^9 N (T_i - T_N) [(\sigma_{ex} + \sigma_{ii}) v_i + \sigma_{ie} v_e], \quad (9)$$

$$P_e = -9 \cdot 10^9 N (T_e - T_N) [(\sigma_{ii} v_i + \sigma_{ie} v_e)],$$

$\sigma_{ex}$ ,  $\sigma_{ii}$ ,  $\sigma_{ie}$  - сечения перезарядки и ионизации ионами и электронами,  $N$  и  $T_N$  - плотность нейтрального газа (в  $10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) и его температура (в электрон-вольтах).

Для нахождения мощности  $P_B$ , передаваемой от инжектируемого пучка горячих нейтралов плазме, в процессе интегрирования системы (1) решалась также задача об ионизации, перезарядке и захвате горячих частиц. С этой целью вдоль луча инжекции решалось уравнение для плотности пучка и проводился анализ траекторий образовавшихся горячих ионов. Если траектории проходили через стенку камеры, соответствующие частицы выбывали из игры. В принятой модели энергия частиц, траектории которых локализованы внутри камеры, мгновенно передавалась плазме на той магнитной поверхности, на которой образовались частицы. Распределение этой энергии между ионами и электронами плазмы определялось множителем  $k_B [2, 5]$ , зависящим от энергии пучка  $E_0$  и температуры электронов  $T_e$ :

$$k_B = y \left\{ \frac{\pi}{3\sqrt{3}} + \frac{1}{3} \ln \frac{1-\sqrt{y}+y}{(1+\sqrt{y})^2+\sqrt{3}} + \frac{2}{\sqrt{3}} \operatorname{arctg} \frac{2-\sqrt{y}}{\sqrt{3y}} \right\} \quad (10)$$

где  $y = E_1/E_0$ ,  $E_1 = T_e \left( \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \right)^{2/3} \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/3}$

При расчетах предполагалось, что плазма состоит из равнокомпонентной смеси дейтерия и трития. Вычисления проводились для "малого"

$$R = 300 \text{ см}, \quad a = 100 \text{ см}, \quad H = 80 \text{ и } 40 \text{ кэ} \quad (11)$$

и "большого" варианта установок:

$$R = 400 \text{ см}, \quad a = 150 \text{ и } 100 \text{ см}, \quad H = 40 \text{ и } 30 \text{ кэ}. \quad (12)$$

Предполагалось, что в плазму в ходе разряда по хорде инжектируется пучок нейтралов с энергией  $E_0 = 100$  кэв и эквивалентным током  $i$  ампер. Максимальная плотность плазмы  $n_{max}$  в дальнейшем для краткости обозначается через  $n$ . При геометрических размерах (11) или (12) и плотности  $n = 5$  в плазме ионизуется, перезаряжается и захватывается практически весь пучок ( $\sim 99\%$ ). При  $n = 5$  энергия пучка относительно равномерно распределяется по сечению плазмы, при  $n > 10$  ионизация и захват происходят в основном в периферийном слое, однако скинирование энергии не слишком велико, и значительная доля мощности  $P_B$  поступает и во внутренние слои (рис. 1).

Поскольку вопрос о времени жизни  $\alpha$ -частиц (продуктов  $d-t$ -реакции) в плазме до сих пор не вполне ясен, в систему (1) вводился феноменологический параметр  $k_\alpha$ , определяющий долю энергии  $\alpha$ -частиц, передаваемой электронам плазмы.

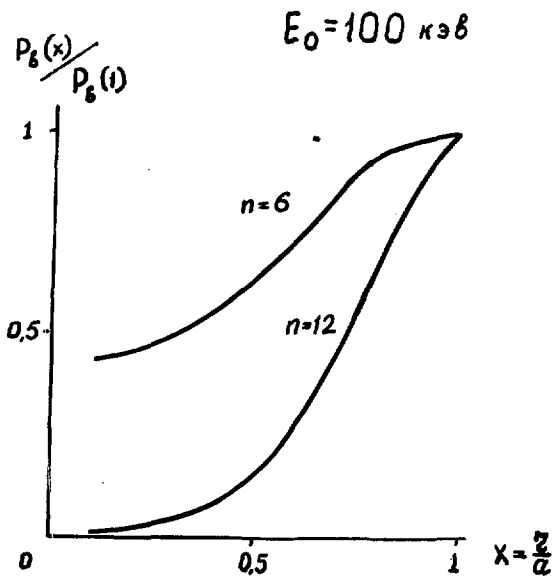


Рис. 1

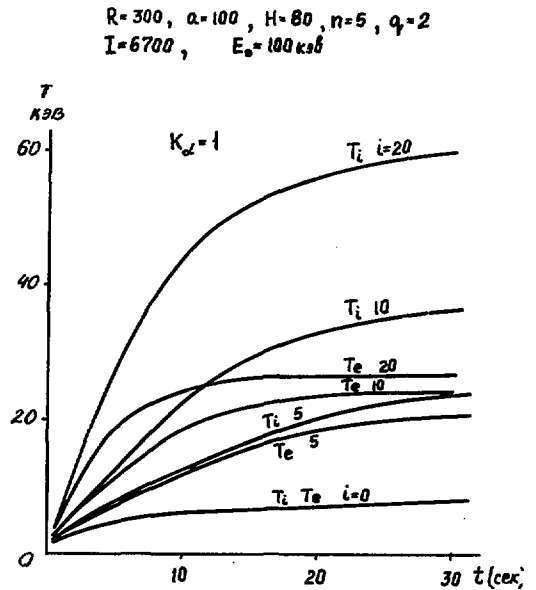


Рис. 2

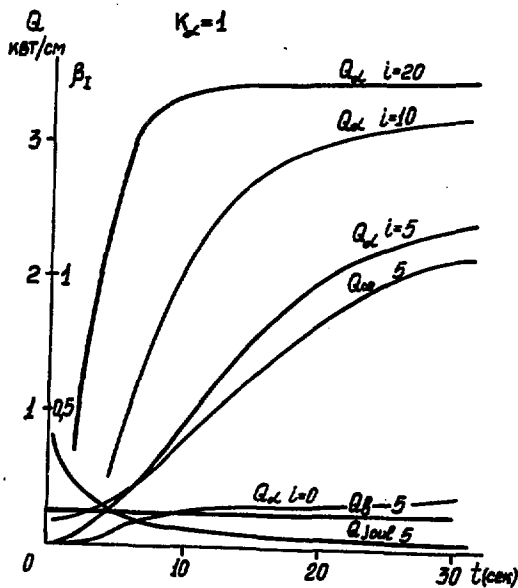


Рис. 3

Рис. 1. Радиальные распределения плотности нейтрального пучка при разных концентрациях плазмы.

Рис. 2-3. Изменение температуры  $T_e$  и  $T_i$ , мощностей  $\alpha$ -частиц  $P_\alpha$ , циклотронного излучения  $P_{ce}$ , джоулева нагрева  $P_{joule}$  и инжекции  $P_\beta$  со временем при разных токах инжекции  $i$ , малая модель.



## § 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ ДЛЯ "МАЛОЙ" УСТАНОВКИ (11)

В этом случае вычисления проводились только для "псевдоклассической" модели (2). На рис. 2 приведены зависимости максимальных температур ионов и электронов  $T_{i\max}$  и  $T_{e\max}$  от времени  $t$  (сек) при  $n = 5$ ,  $k_\alpha = 1$ ,  $H = 80$  кэ,  $I = 6700$  ка ( $q(\alpha) = 2$ ) и различных токах инжектируемого пучка ( $i = 0, 5, 10, 20$  а). Инжекция пучка проводилась в течение всего времени разряда.

При отсутствии дополнительного нагрева температуры ионов и электронов через 30 сек оказываются на уровне 8 кэв. При этом энергетическое время жизни  $\tau_E \sim 5$  сек,  $n\tau_E \sim 2,5 \cdot 10^{14}$  и критерий Лаусона формально оказывается выполненным. Однако разогрев плазмы происходит крайне медленно и для выхода температуры ионов на уровень  $T_i \sim 12-15$  кэв требуется время порядка нескольких минут.

При наличии пучка нейтралов уже весьма небольшие дополнительные мощности нагрева ведут к быстрому росту температуры ионов и зажиганию реакции. В рассматриваемом режиме при  $T_e > 20$  кэв основным источником потерь является циклотронное излучение. Оно останавливает рост температуры электронов на уровне  $T_e \sim 20-25$  кэв. При этом  $P_\alpha \sim P_{ce}$ , т.е. вся энергия  $\alpha$ -частиц, переданная электронам, сразу сбрасывается на стенки через циклотронное излучение. Температура ионов превышает температуру электронов за счет энергии пучка  $P_B$ .

Анализ рис. 2 показывает, что для выхода плазмы на уровень  $T_i \sim 15$  кэв за время порядка 3-5 сек нужно ввести в плазму дополнительную энергию  $W \sim 6 \cdot 10^6$  дж. Для характеристики баланса энергии введем величину  $Q_\alpha = \int_0^1 P_\alpha(x) x dx \cdot 2\pi a^2$  - мощность на погонный сантиметр длины тора. На рис. 3 приведены зависимости  $Q_\alpha$  (и аналогичных величин  $Q_{ce}$ ,  $Q_{joule}$ ) от времени для тех же параметров, что и рис. 2. Мощность, выделяемая пучком при токе  $i = 5$ , постоянна и отмечена горизонтальной линией. Мощность джоулева нагрева быстро падает с ростом температуры. Мощность  $Q_\alpha$  быстро возрастает при  $T_i > 10$  кэв, а затем выходит на насыщение.

Модель с полной передачей энергии  $\alpha$ -частиц плазме ( $k_\alpha = 1$ ), по-видимому, является завышенно оптимистической. Представляет интерес рассмотреть и другие модели. На рис. 4-5 приведены результаты для другой крайней модели с  $k_\alpha = 0$  (энергия  $\alpha$ -частиц не передается плазме). В этом случае установка работает, как усилитель мощности, без какого-либо "самоподдерживания". Из рис. 4, 5 видно, что в этом случае для достижения температуры  $T_i \sim 15$  кэв необходим ток инжекции  $i > 10$  а, т.е. вводимая мощность должна быть на уровне 2 Мвт. При этом выход мощности из плазмы за счет  $d-t$ -реакции только по каналу  $\alpha$ -частиц составит  $\sim 4$  Мвт.

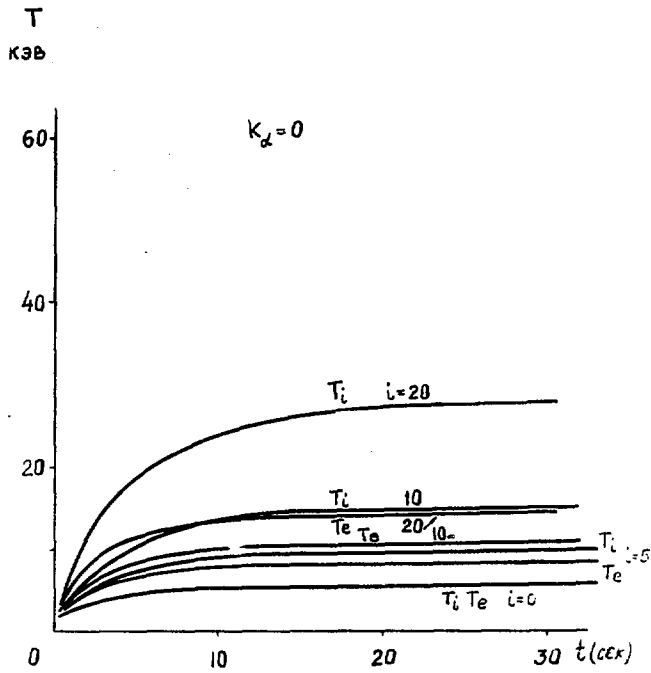


Рис. 4

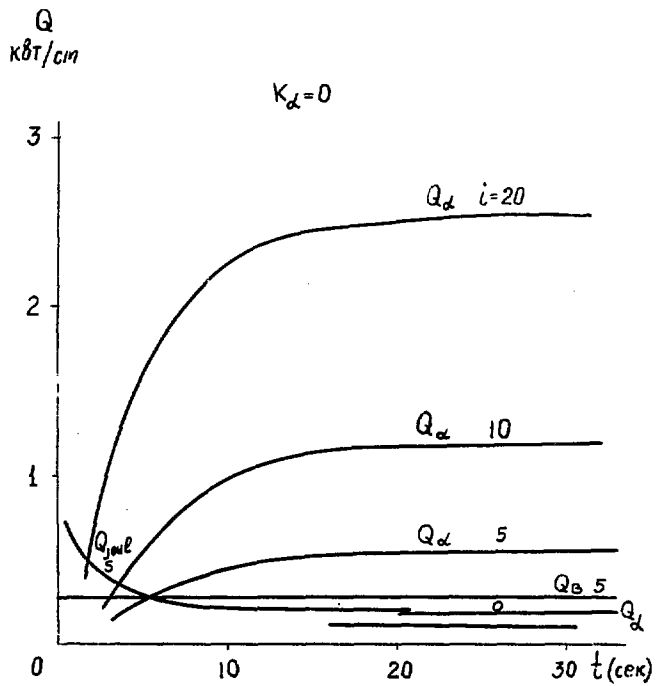


Рис. 5

Рис. 4-5. Изменение температуры, мощностей  $\alpha$ -частиц, джоулеа нагрева и пучка в системе без нагрева  $\alpha$ -частицами при разных токах инъекции.

Из рис. 2-5 видно, что за время  $t \sim 30$  сек разряд практически переходит в стационарный режим. На рис. 6-8 приведены зависимости стационарных значений  $\Sigma E$  (рис. 6),  $T_{i\max}$ ,  $T_{e\max}$  (рис. 7),  $Q_\alpha$ ,  $Q_\beta$ ,  $Q_{\text{joule}}$  и  $\beta_I = 8\pi n(T_e + T_i)/H^2$  (рис. 8) от тока инжектируемых нейтралов для двух моделей:  $k_\alpha = 1$  (сплошные кривые) и  $k_\alpha = 0$  (пунктирные). Из рис. 8 видим, в частности, что нагрев пучком превышает джоулев нагрев уже при токах  $i \sim 2-3$  а.

Поскольку циклотронное излучение электронов возрастает, как  $H^{5/2}$ , а джоулева мощность не играет существенной роли в балансе энергии (при токах  $i > 10$  а), уменьшение продольного магнитного поля оказывается весьма выгодным. На рис. 9-10 приведены примеры режимов с меньшими значениями магнитного поля ( $H = 40$ ) и продольного тока ( $I = 3350$ ,  $q(a) = 2$ ) с импульсным введением дополнительной мощности нагрева. В этом случае ток  $i$  был отличен от нуля при  $t < 10$  сек, а затем отключался. Для передачи энергии от  $\alpha$ -частиц к плазме принималась "оптимальная" модель  $k_\alpha = 0,5$ . В этом случае параметры плазмы уже не удовлетворяют критерию Лаусона и температура при  $t > 10$  сек спадает. Однако характерное время спадания температуры оказывается весьма большим ( $\sim 20-40$  сек), т.е.  $d-t$ -реакция оказывается "почти самоподдерживающейся".

### § 3. ВЫЧИСЛЕНИЯ ПО "ПСЕВДОКЛАССИЧЕСКОЙ" МОДЕЛИ ДЛЯ "БОЛЬШОЙ" УСТАНОВКИ (12)

Увеличение объема плазмы в 3 раза по сравнению с "малой" установкой ведет к существенному увеличению необходимой энергии дополнительного нагрева. При плотности плазмы  $n = 6$  вычисления проводились для тока  $i = 15, 30$  и  $60$  а и энергии пучка  $E_0 = 100$  кэВ. На рис. 11-18 приведены зависимости  $T_{i\max} \equiv T_i$ ,  $T_{e\max} \equiv T_e$ ,  $Q_{se}$ ,  $Q_\alpha$ ,  $Q_\beta$ ,  $\Sigma E$  и  $\beta_I$  от времени. Различные рисунки соответствуют трем моделям передачи энергии от  $\alpha$ -частиц плазме:  $k_\alpha = 1$  (рис. 11-14),  $k_\alpha = 0,5$  (рис. 15-16) и  $k_\alpha = 0,01$  (рис. 17-18). Магнитному полю  $H = 40$  кэ при  $q = 2$  соответствует ток  $I = 5600$  ка.

Если дополнительный нагрев отсутствует ( $i = 0$ ), то температура плазмы за время 10-15 сек устанавливается на уровне  $T_i \sim 3$  кэВ (рис. 14). Для достижения температуры  $T_i \sim 12$  кэВ за время 5-10 сек требуется ввести дополнительную энергию  $W \sim 3 \cdot 10^7$  дж.

При большом токе  $i = 60$  а нагрев происходит существенно быстрее, однако стационарные значения параметра  $\beta_I (\sim 3)$  в случае  $k_\alpha = 1$  (рис. 13), по-видимому,

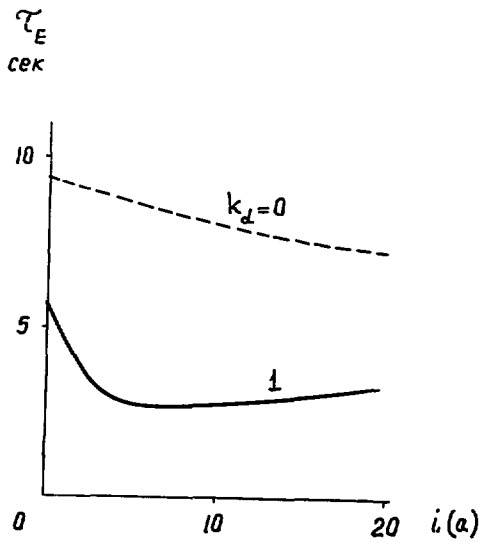


Рис. 6

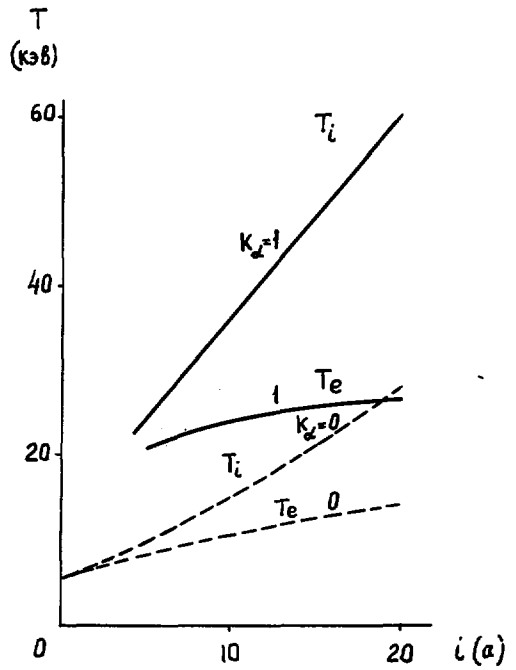


Рис. 7

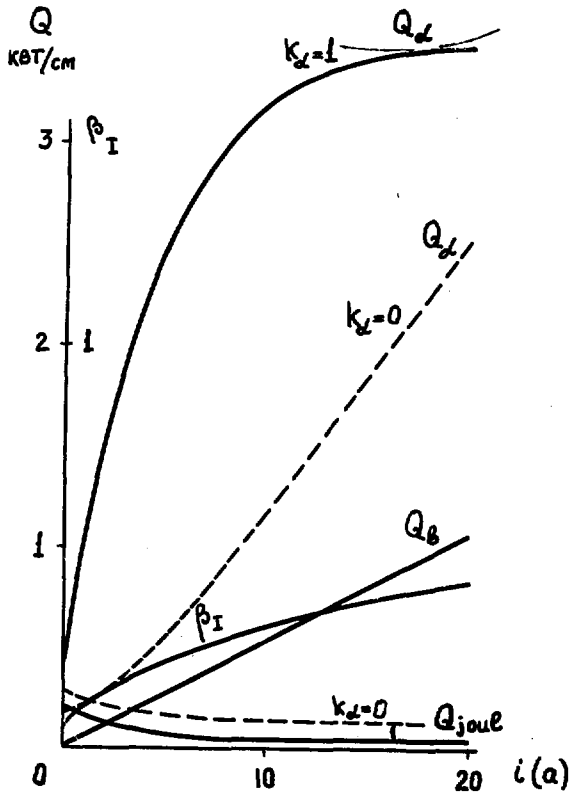


Рис. 8

Рис. 6-8. Зависимости стационарных значений энергетического времени жизни, температуры ионов и электронов, величины  $\beta_I$ , мощности  $\alpha$ -частиц, джоулева нагрева и пучка от тока инжекции для системы с нагревом  $\alpha$ -частицами (сплошные кривые) и без нагрева  $\alpha$ -частицами (пунктир).

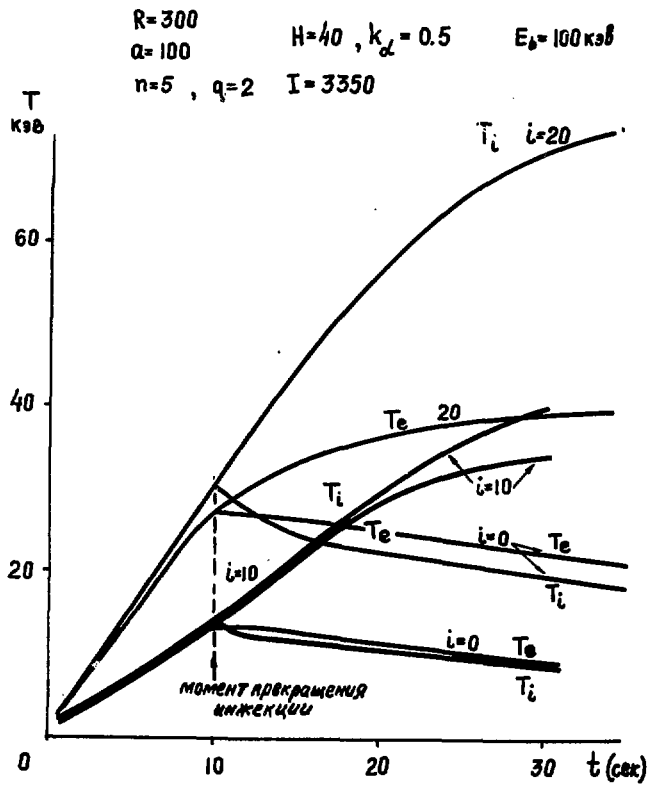


Рис. 9

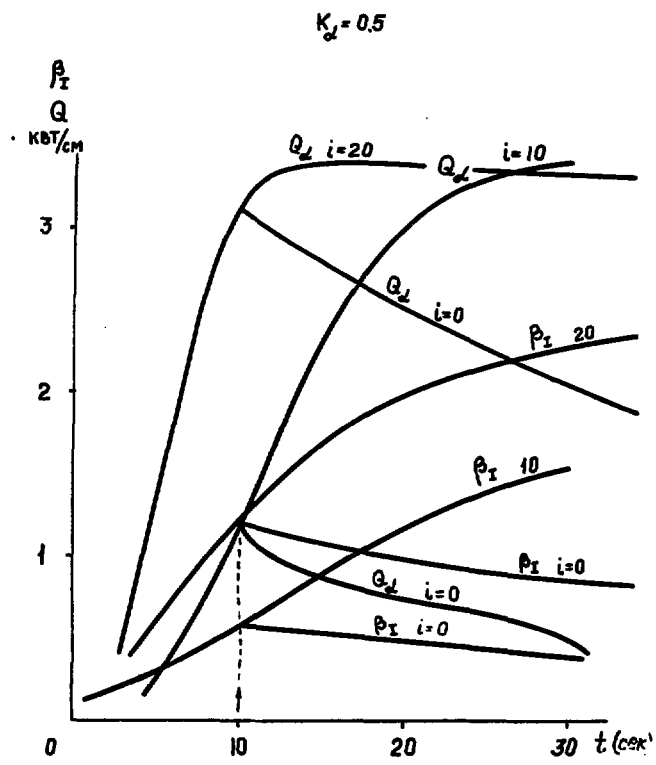


Рис. 10

Рис. 9-10. Малая модель с меньшим полем, импульсная инжекция и стационарная, изменение температуры, мощности  $\alpha$ -частиц, джоулева нагрева и пучка, величины  $\beta_T$  со временем при разных токах инжекции.

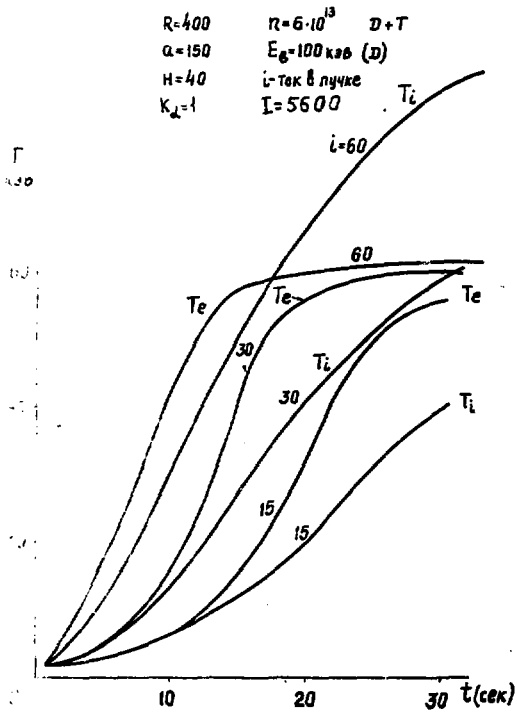


Рис. 11

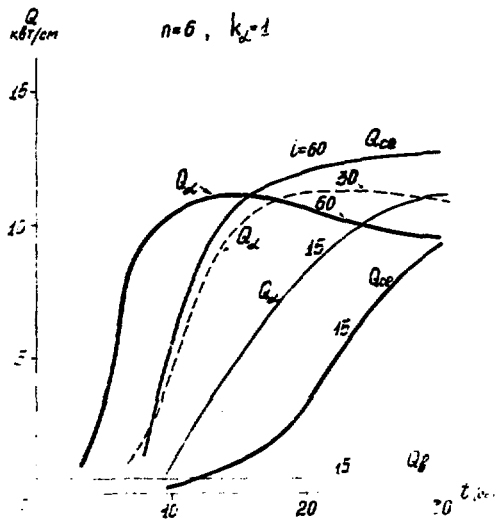


Рис. 12

Рис. 11-13. Полная передача энергии  $\alpha$ -частиц, изменение температуры, мощностей  $\alpha$ -частиц, джоулева нагрева пучка, величины  $\beta_I$  и энергетического времени жизни со временем для большой модели при разных токах инжекции.

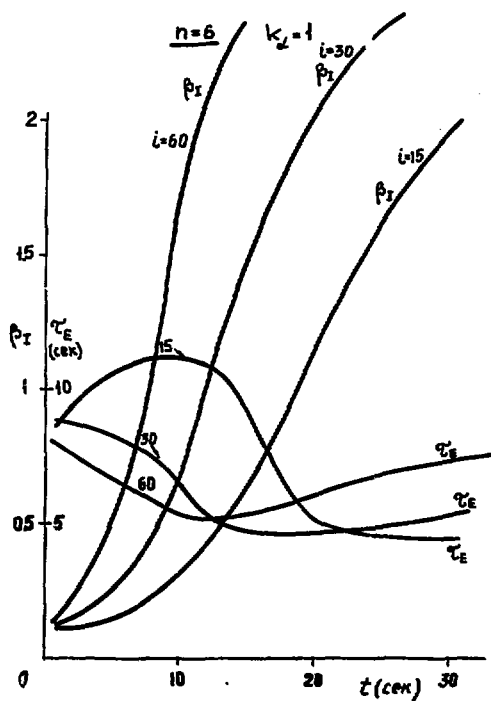


Рис. 13

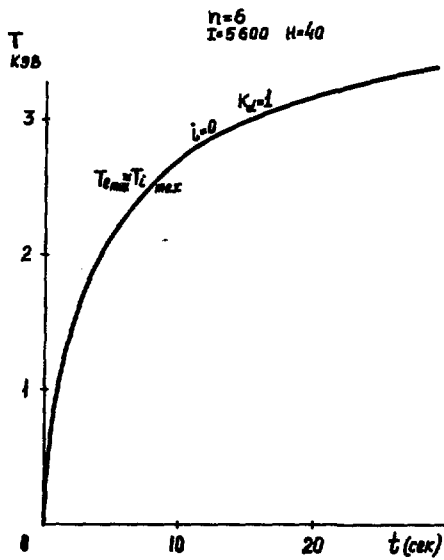


Рис. 14

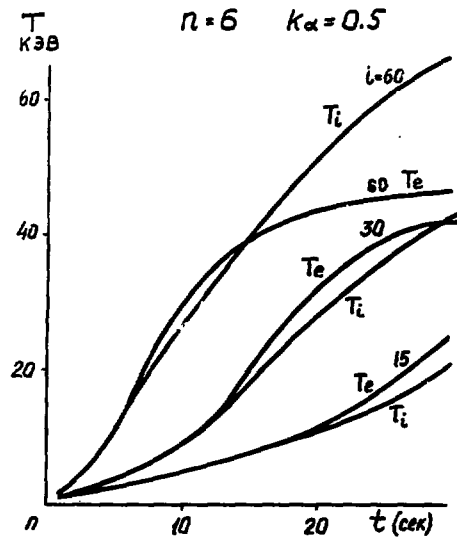


Рис. 15

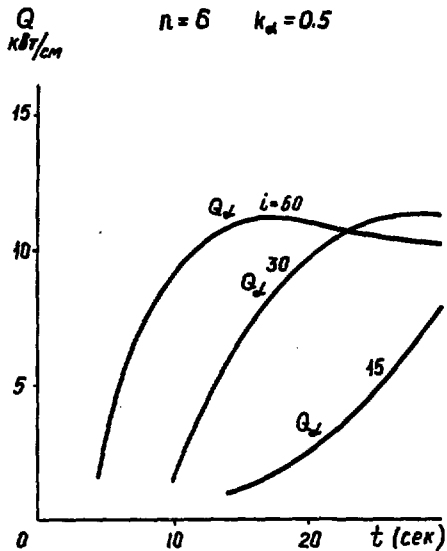


Рис. 16

Рис. 14. Изменение температуры со временем в большой модели без нейтральной инжекции.

Рис. 15-16. Половинная передача энергии  $\alpha$ -частиц. Изменение температур  $T_e$  и  $T_i$ , мощностей  $\alpha$ -частиц  $P_\alpha$  при разных токах инжекции.

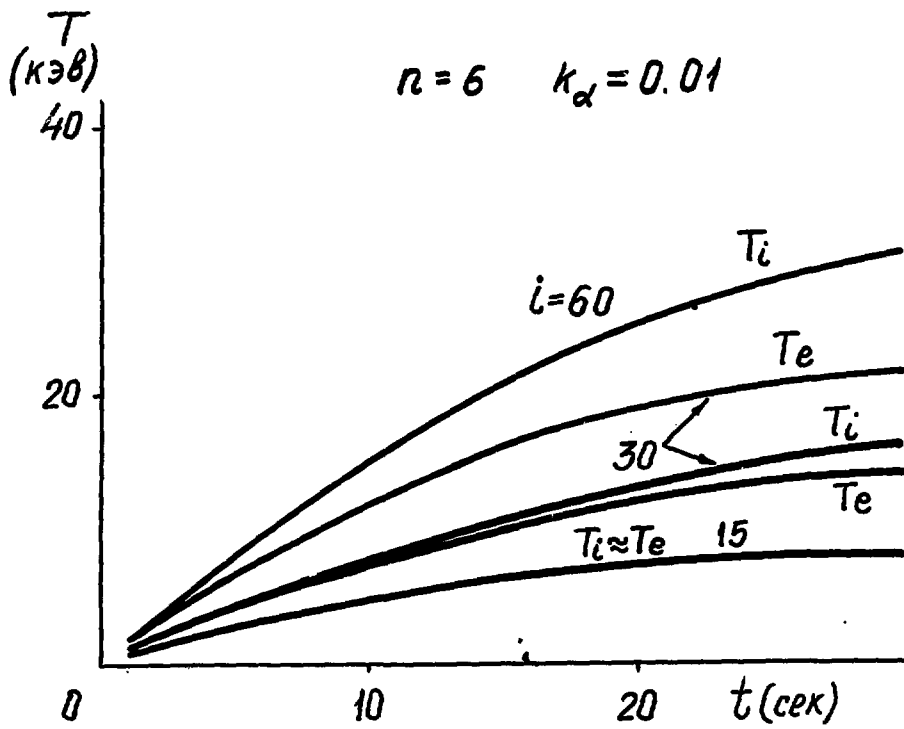


Рис. 17

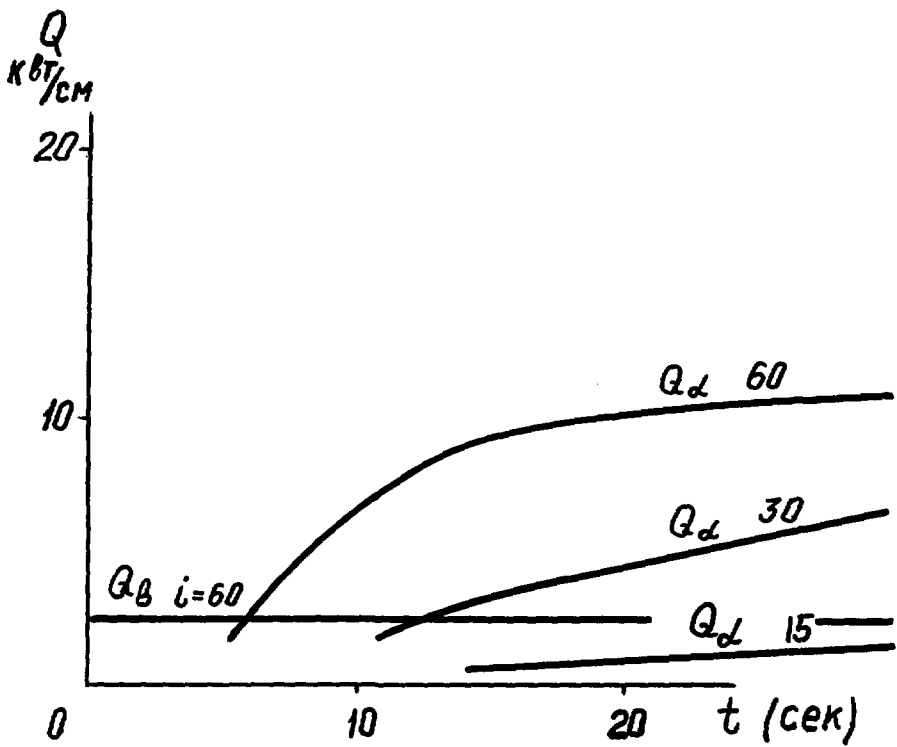


Рис. 18

Рис. 17-18. Модель "усилителя мощности",  $k_{\alpha} = 0,01$ . Изменение  $T_e$ ,  $T_i$  и  $Q_d$  со временем.



превышают критические значения, определяемые из условий равновесия:  $\beta_I < R/a$ .

Отметим, что энергетическое время  $\tau_E$  (рис. 13), как и для "малой" модели, определяется циклотронным излучением и находится в тех же пределах 5-7 сек.

Для достижения температуры  $T_i \sim 15$  кэв в модели "усилителя мощности" ( $k_\alpha = 0,01$ ) требуются большие токи  $i \sim 60-100$  а (т.е. мощности порядка 10 Мвт).

Рис. 19-26 относятся к более плотной плазме  $n = 12$ . Токи инжекции здесь соответственно увеличены:  $i = 60, 120, 240$  а, значения параметра  $k_\alpha$  выбраны прежними:  $k_\alpha = 1, 0,5$  и  $0,01$ . Основная проблема, которая здесь возникает, - это чрезмерно большие значения  $\beta_I$  (плотность и температура велики, а ток  $I$  относительно мал из-за условия  $q = 2$ ). Даже при  $k_\alpha = 0,5$  для  $t \sim 10-15$  сек  $\beta_I > 5$ . По-видимому, для надежной работы установки при  $n = 12$  требуется увеличение значения магнитного поля до значений  $H \sim 60$  кэ. При этом  $\beta_I$  уменьшится по двум причинам:

1. Снизится температура плазмы из-за большого циклотронного излучения электронов.

2. Увеличится тороидальный ток в соответствии с условием  $q = 2$ .

Рисунки 27-30 относятся к импульсному режиму нагрева плазмы. Ток инжекции отличен от нуля при  $t < t_i = 5$  сек и равен нулю при  $t > t_i$ . Рис. 27-29 соответствуют плотности плазмы  $n = 6$  и вводимой энергии  $W_i = 3 \cdot 10^7$  дж (рис. 27) и  $5 \cdot 10^7$  дж (рис. 28-30). Приводятся зависимости  $T_e$  и  $T_i$  от времени для трех различных значений  $k_\alpha = 1, 0,5$  и  $0$ . При  $k_\alpha = 1$  и  $0,5$  в момент прекращения инжекции нейтралов параметры плазмы находятся выше лаусоновской кривой и реакции продолжают развиваться. При  $k_\alpha = 0$  температура спадает с характерным временем

20-30 сек. На рис. 29 приведены зависимости  $Q_\alpha, Q_\beta$  и  $Q_{joule}$ . Видно, что роль джоулевого нагрева в общем балансе ничтожна. Параметр  $\beta_I$  (рис. 30) при  $n = 6$  во всех моделях не превышает критических значений.

Иная ситуация имеет место при большой плотности  $n = 12$  (рис. 31-32). Энергии нагрева  $W_i = 9 \cdot 10^7$  дж достаточно, чтобы к моменту  $t = 5$  сек удовлетворить критерию Лаусона, однако развитие реакции ведет в этом случае к весьма большим значениям  $\beta_I$ . И здесь, по-видимому, для устойчивости потребуется увеличение продольного магнитного поля.

При введении в установку blankets или защиты от нейтронов малый радиус тора уменьшится, что существенно ухудшит условия самоподдерживания. На рис. 33-35 приведены результаты расчетов для "большой" установки с уменьшенным малым радиусом и магнитным полем с параметрами

$$R = 400, a = 100, H = 30$$

(13)

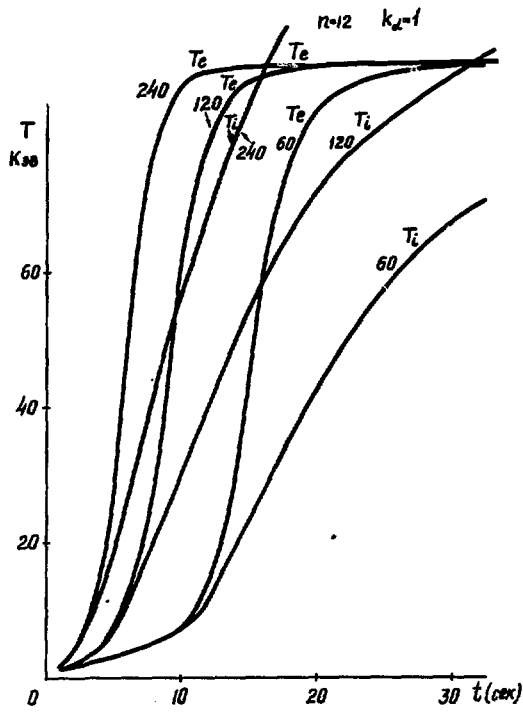


Рис. 19

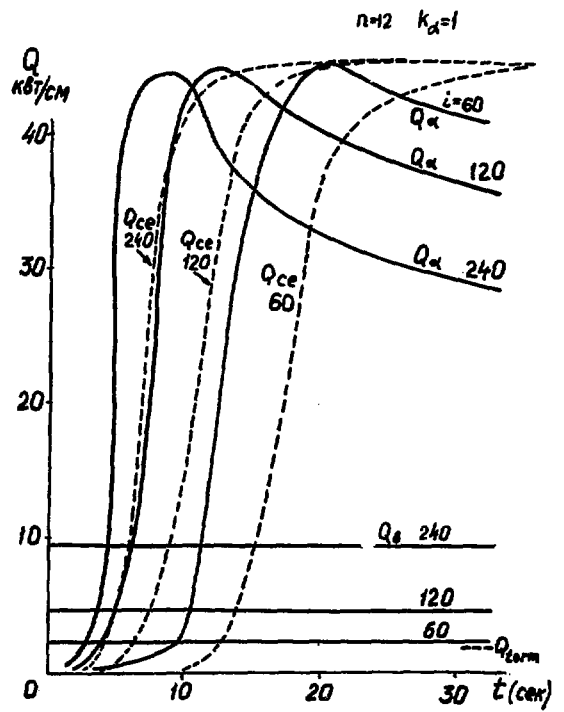


Рис. 20

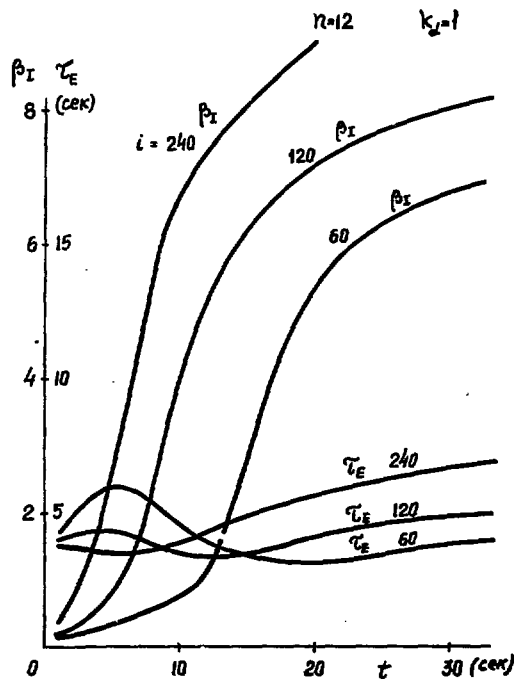


Рис. 21

Рис. 19–21. Система с большой концентрацией и нагревом  $\alpha$ -частицами  $k_\alpha = 1$ . Большая модель.  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $Q_\alpha$ ,  $Q_\beta$ ,  $Q_{\text{жидк}}$ ,  $Q_{\text{св}}$ ,  $\beta_I$  и  $\tau_E$  при разных токах инжекции.

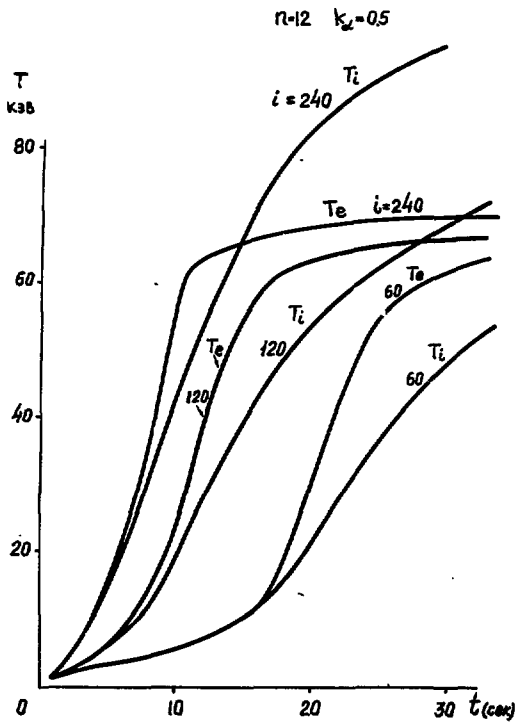


Рис. 22

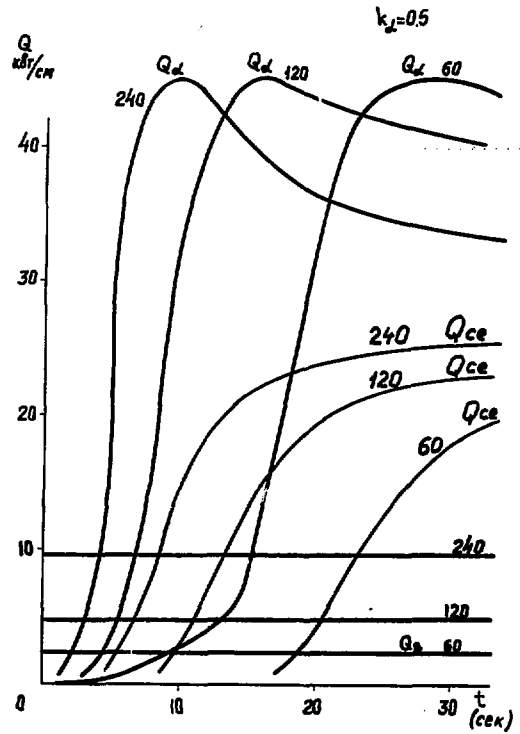


Рис. 23

Рис. 22-24. Система с большой концентрацией и нагревом половиной энергии  $\alpha$ -частиц,  $K_{\alpha} = 0,5$ , большая модель.  $T_e, T_i, Q_d, Q_b, Q_{joule}, Q_{ce}$  и  $\tau_E$  при разных токах инжекции.

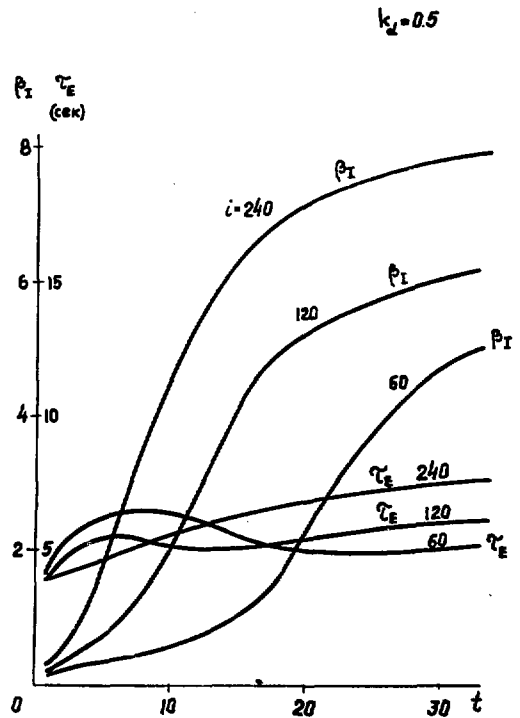


Рис. 24

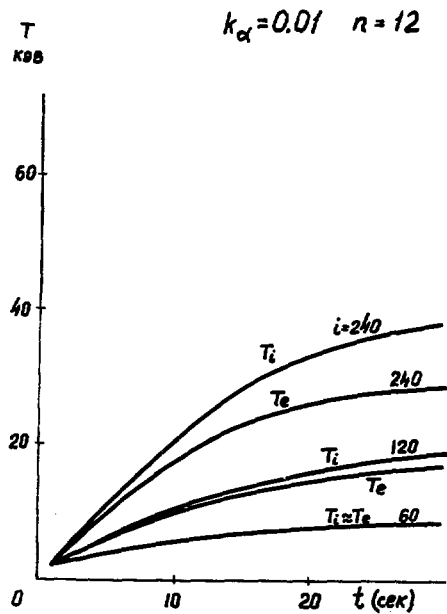


Рис. 25

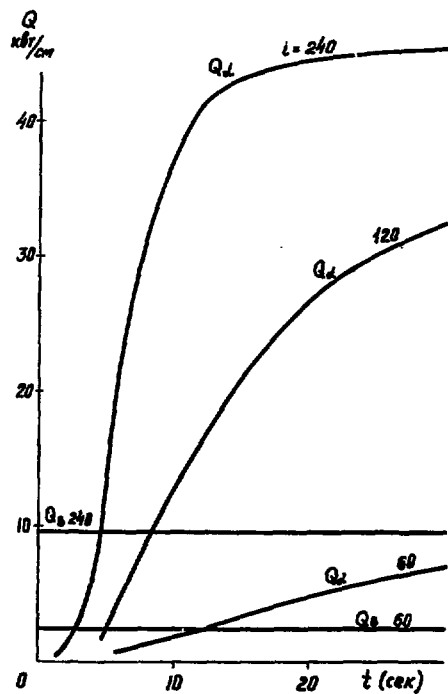


Рис. 26

Рис. 25-26. Система с большой концентрацией и  $k_{\alpha} = 0.01$ . Большая модель.  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $Q_d$ ,  $Q_s$ ,  $Q_{joule}$ ,  $Q_{se}$ ,  $\beta_T$  и  $\zeta_F$  при разных токах инжекции.

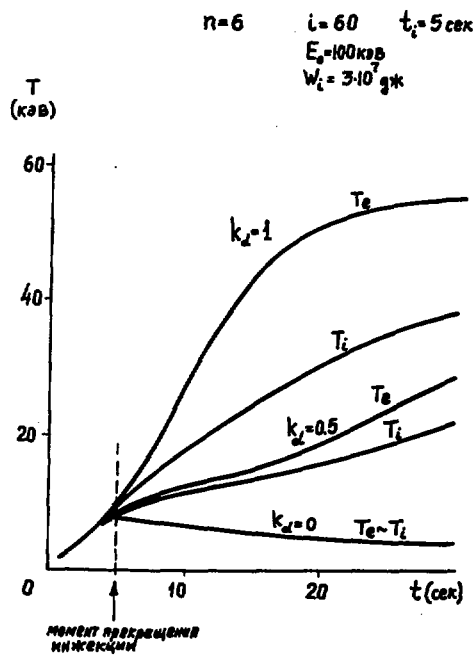


Рис. 27

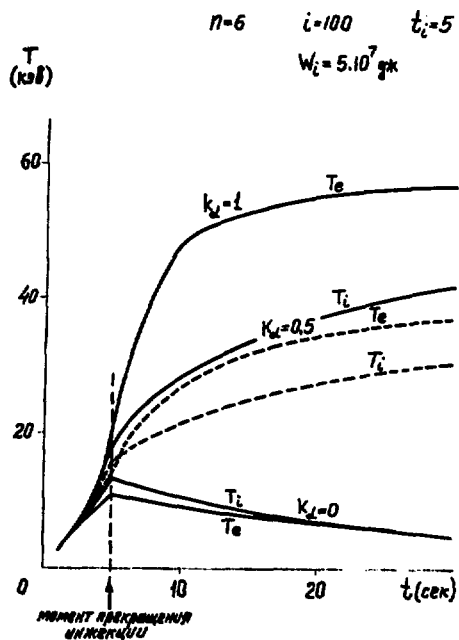


Рис. 28

Рис. 27-28. Система с импульсной инжекцией. Большая модель. Временной ход температуры ионов и электронов  $T_i$  и  $T_e$  при разных энерговкладах  $\omega$ -частиц и разных токах инжекции.

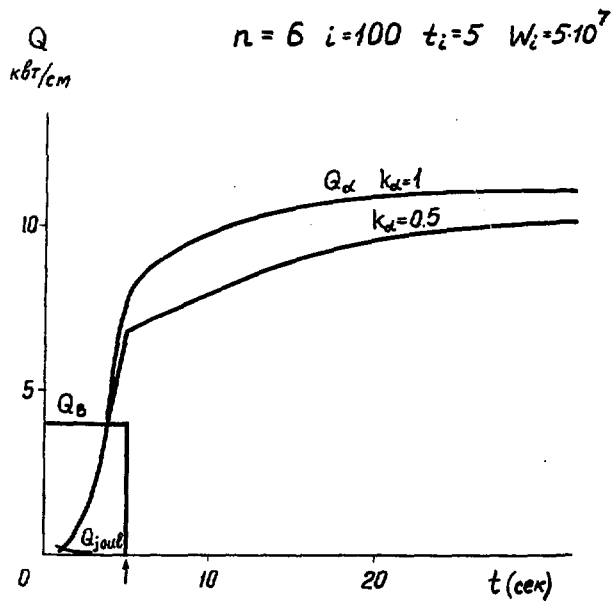


Рис. 29

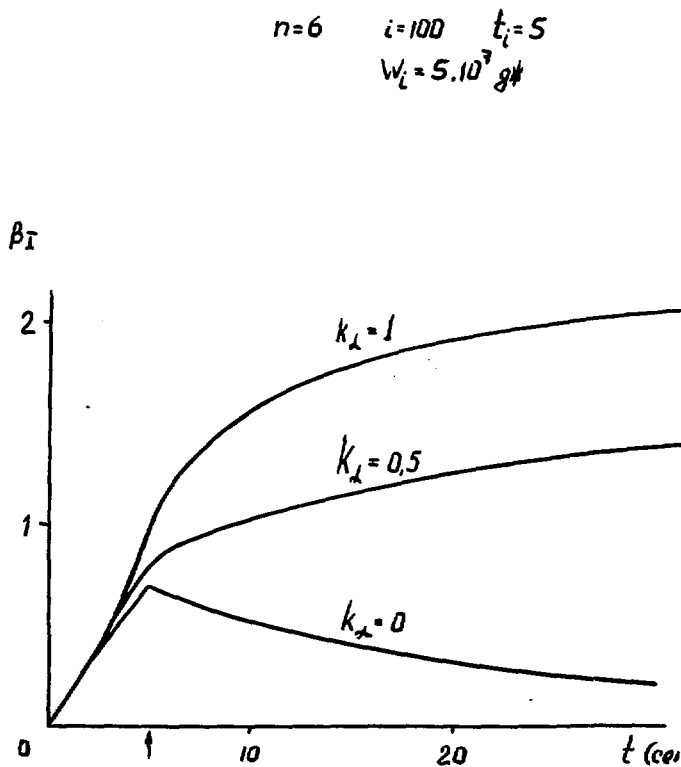


Рис. 30

Рис. 29-30. Система с импульсной инжекцией. Большая модель. Временной ход мощности  $\alpha$ -частиц  $Q_\alpha$ , джоулеа, нагрева  $Q_{joule}$  и пучка  $Q_0$  и величины  $\beta_I$  при разных энерговкладах  $\alpha$ -частиц.

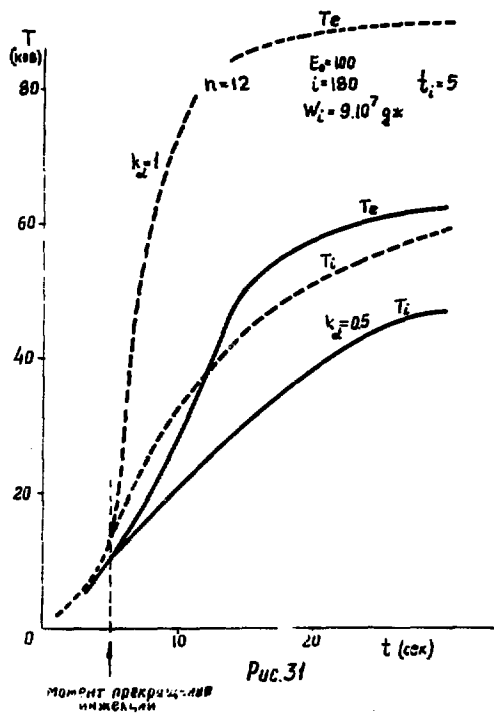


Рис. 31

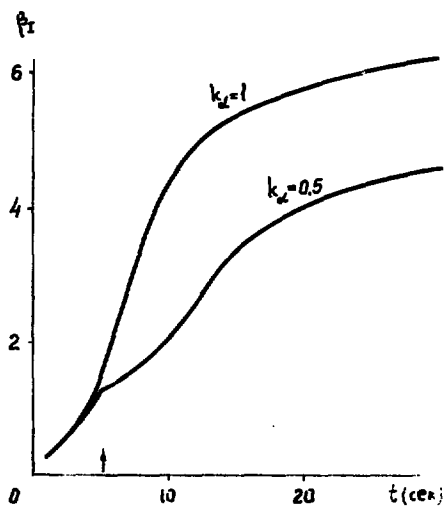


Рис. 32

Рис. 31-32. Система с импульсной инжекцией. Большая плотность, временной ход температуры и величины  $\beta_T$  при разных энергозкладах  $\alpha$ -частиц.

$R=400$   
 $A=100$   
 $H=30$   
 $q=2$   
 $n=6$   
 $W=3 \cdot 10^7 \text{ гж}$   
 $E_0=100$   
 $i=60\alpha$   
 $t_i=5 \text{ сек}$

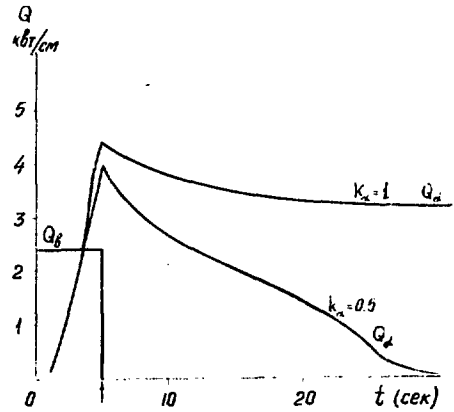


Рис. 34

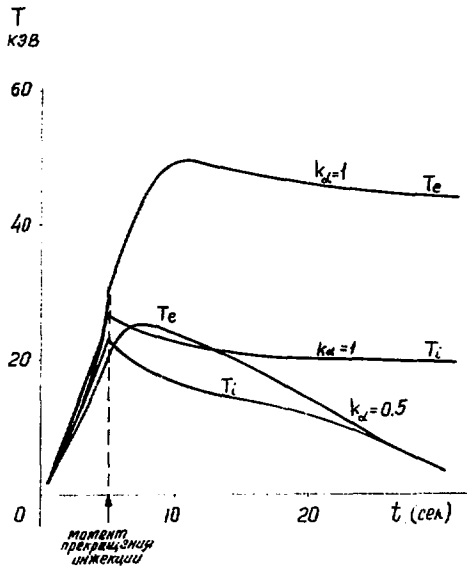


Рис. 33

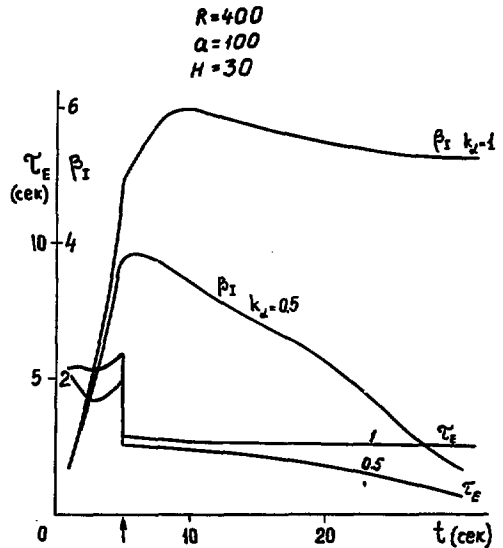


Рис. 35

Рис. 33–35. Система с импульсной инъекцией. Уменьшенный малый радиус и поле.  
 Временной ход  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $Q_\alpha$ ,  $Q_\beta$ ,  $\beta_I$  и  $\tau_E$  при  $k_\alpha = 1$  (сплошные кривые),  
 $k_\alpha = 0,5$  (пунктир).



при  $q = 2$  и  $n = 6$  для двух значений  $k_\alpha = 1$  и  $0,5$ . Пучок с энергией  $E_0 = 100$  кэВ и током  $i = 60$  а инжестировался в течение  $t_i = 5$  сек, так что полная энергия, введенная в плазму,  $W_i = 3 \cdot 10^7$  дж.

Отметим существенные черты процесса в установке (13). После выключения инжекции при  $T_i \sim 25$  кэВ ионы перестают нагреваться даже в оптимистической модели  $k_\alpha = 1$ . Реакция в этом случае идет на грани самоподдержания. При  $k_\alpha = 0,5$  реакция гаснет. Характерное время спада температуры составляет 10-15 сек. Малые значения продольного магнитного поля определяют большую величину параметра  $\beta_I \sim 4-6$  (рис. 35).

Наконец, рассмотрим еще один вариант "большой" установки с уменьшенным магнитным полем

$$R = 400, \quad a = 150, \quad H = 30. \quad (14)$$

Рисунки 36 - 38 содержат результаты вычислений для установки (14) при  $q = 2$ ,  $I = 4200$ ,  $n = 6$ ,  $E_0 = 100$ ,  $i = 60$ ,  $t_i = 5$ ,  $W_i = 3 \cdot 10^7$  дж.

Сравним кривые на рис. 36 и 27. Уменьшение магнитного поля приводит, с одной стороны, к уменьшению циклотронного излучения и возрастанию температуры электронов. С другой стороны, уменьшение тока приводит к увеличению коэффициентов теплопроводности и снижению ионной температуры. Условия самоподдержания становятся более критичными - при  $k_\alpha = 1$  реакция развивается хорошо, а при  $k_\alpha = 0,5$  реакция "тлеет", очень медленно разгораясь.

#### § 4. МОДЕЛЬ "БОМОВСКОЙ" ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ДЛЯ БОЛЬШОЙ УСТАНОВКИ (12)

В настоящее время неклассический режим "бананов" еще не получил подтверждения в эксперименте, поэтому заслуживают внимания и другие модели теплопроводности. Общепринято сравнивать теплопроводность и диффузию с "бомовской", когда

$$D^B \sim \chi^B = \frac{1}{16} \frac{cT}{eH} \quad (15)$$

Известно, что в нормальных режимах на токамаках ( $\bar{n} \sim 3 \cdot 10^{13}$ ,  $T_e \sim 10^3$  эВ,  $T_i \sim 500$  эВ) теплопроводность ионов  $\chi_i$  в 20-30 раз меньше  $\chi_i^B$ .

В режимах с более разреженной плазмой энергетическое время жизни достигает 80-100 "бомовских" времен. Представляет интерес ответ на вопрос: во сколько раз коэффициенты теплопроводности в "большой" установке должны быть меньше "бомовских" для того, чтобы пошла самоподдерживающаяся реакция?

$R=400$   
 $\alpha=150$   
 $H=30$   
 $n=6$

$W=3.10^7 \text{ гн.}$   
 $t_i=5 \text{ сек.}$   
 $E_i=100 \text{ кмв}$   
 $i=60\alpha$

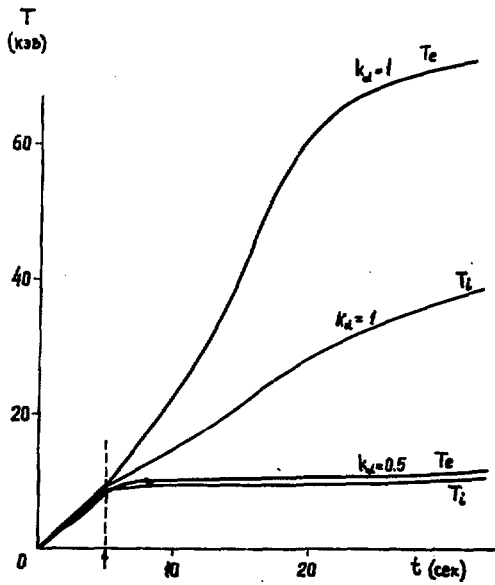


Рис. 36

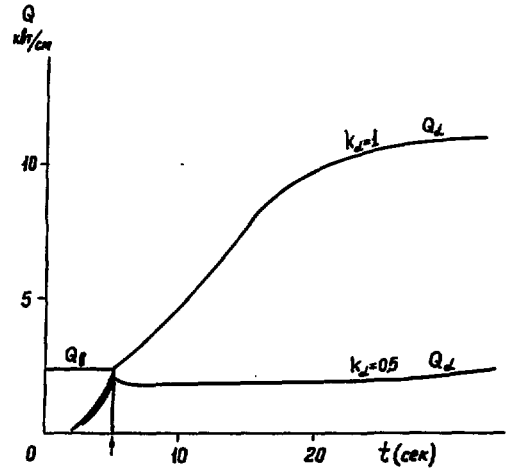


Рис. 37

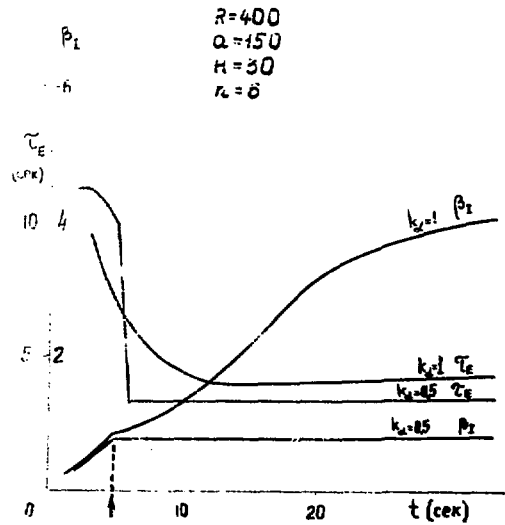


Рис. 38

Рис. 36-38. Система с импульсной инжекцией. Большие размеры и малое поле. Временной ход  $T_e$ ,  $T_i$ ,  $Q_d$ ,  $P_I$  и  $T_E$  при  $k_d = 1$  (сплошные кривые) и  $k_d = 0,5$  (пунктир).

Для выяснения этого вопроса проводилось интегрирование системы (1) с коэффициентами теплопроводности, определяемыми формулами

$$\chi_{i,e} = \chi_{i,e}^{neo} + \frac{1}{\alpha} \chi_{i,e}^B, \quad (16)$$

где  $\alpha$  - феноменологический параметр, а  $\chi_{i,e}^{neo}$  - неоклассические коэффициенты. Вычисления проводились для установки (12) при  $n = 6$ ,  $k_\alpha = 1$ ,  $I = 5600$  ( $q = 2$ ). Параметр  $\alpha$  изменялся в пределах от  $10^2$  до  $10^3$ . Результаты вычислений приведены на рис. 39-45. Нагрев плазмы производился непрерывной инъекцией пучка горячих нейтронов с энергией  $E_0 = 100$  кэВ.

Рисунки 39-41 показывают временной ход процесса при  $\alpha = 400$ . Здесь нанесены кривые для  $T_{i,max} \equiv T_i$  и  $T_{e,max} \equiv T_e$  (рис. 39),  $\tau_E$  (рис. 40) и  $Q_\alpha$  (рис. 41) при различных токах инжектируемого пучка  $i = 30, 50$  и  $100$  а.

Нагрев плазмы в ходе разряда приводит к падению энергетического времени жизни  $\tau_E$  (15). Из рис. 41 видно, что при выбранной плотности  $n = 6$  реакция не является самоподдерживающейся, поскольку даже при температуре  $T_i \sim 12$  кэВ  $Q_\alpha \sim 0,5 Q_E$ . В этом случае  $n\tau_E \sim 8-9 \cdot 10^{13}$ . При большей плотности плазмы условия самоподдерживания должны улучшиться, так как  $\chi^B$  от плотности не зависит (15).

На следующих рисунках приведены зависимости стационарных значений  $T_{i,max}$  (рис. 42),  $\tau_E$  (рис. 43) и  $Q_\alpha$  (рис. 44) от параметра  $\alpha$  при различных токах в пучке. Из рис. 44 видно, что энергия, выделяемая с  $\alpha$ -частицами, сравнивается с энергией пучка при  $\alpha \sim 600-700$ . В этом диапазоне значений  $\alpha$  при плотности  $n = 6$  и  $k_\alpha = 1$  реакция становится самоподдерживающейся.

На рис. 45 в качестве примера приведены распределения ионной температуры и коэффициента ионной теплопроводности  $\chi_i$  по пространству при  $\alpha = 400$ ,  $i = 100$ ,  $t = 10$  сек. Отдельно нарисована величина  $\frac{1}{\alpha} \chi^B$ . Видно, что "бюмовский" член в формуле (16) остается определяющим и при  $\alpha = 400$ . На периферии его величина сильно падает, что приводит к появлению теплоизолирующей "шубы" и большим температурным градиентам возле поверхности плазмы.

## § 5. ХОЛОДНЫЕ НЕЙТРАЛЫ И ИХ РОЛЬ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ БАЛАНСЕ

Для отыскания плотности нейтронов  $N(x)$  в плазме использовалась плоская модель, описанная в работе [6]. В этом случае функция  $N(x)$  удовлетворяет интегральному уравнению

$$N(x) = N_0(x) + \int_0^1 K(x, \xi) N(\xi) d\xi, \quad (17)$$

$\alpha = 400$

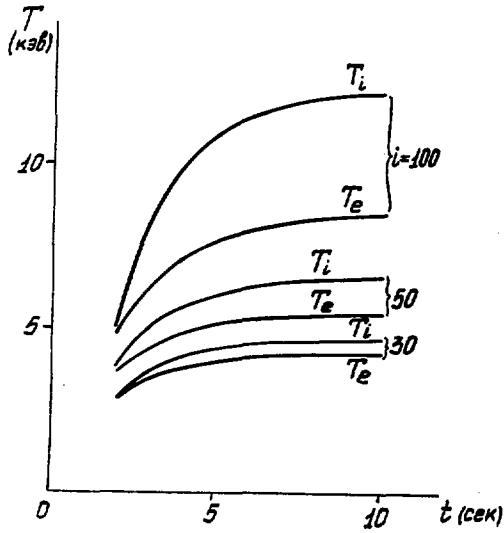


Рис. 39

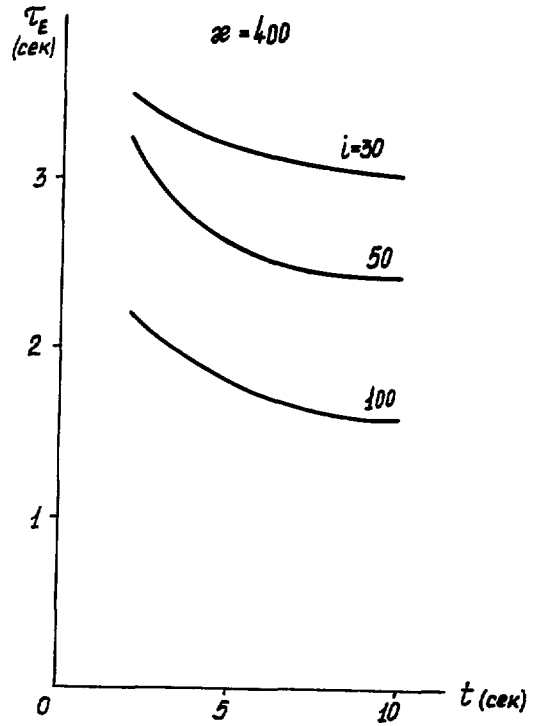


Рис. 40

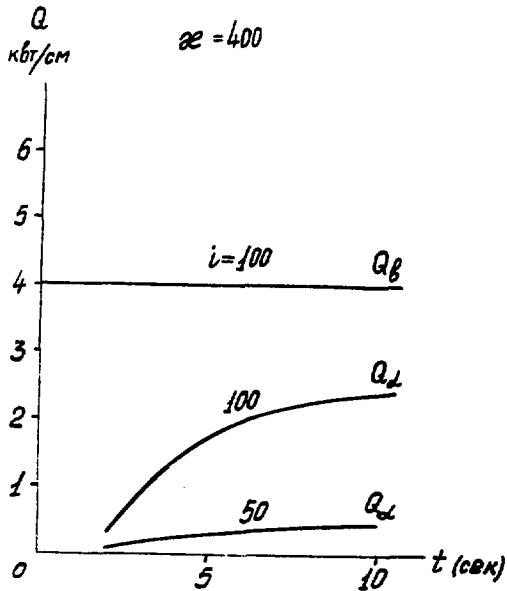


Рис. 41

Рис. 39-41. "Бомбовская" теплопроводность. Большая модель. Временной ход температуры  $T_e$  и  $T_i$ , энергетического времени  $T_E$ , мощности  $\alpha$ -частиц  $Q_2$  и пучка  $Q_B$  при разных токах инжекции.

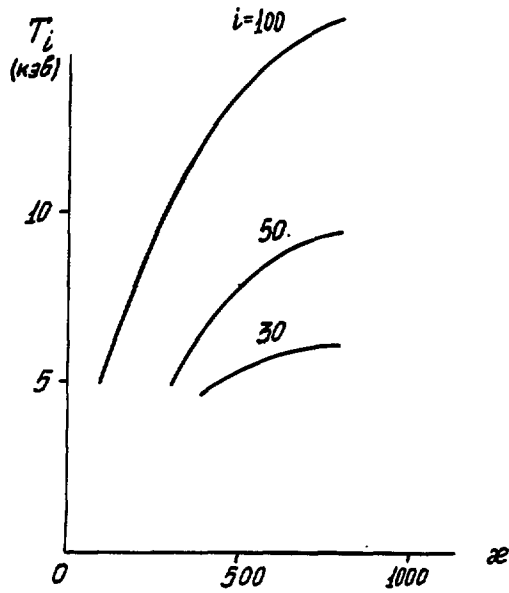


Рис. 42

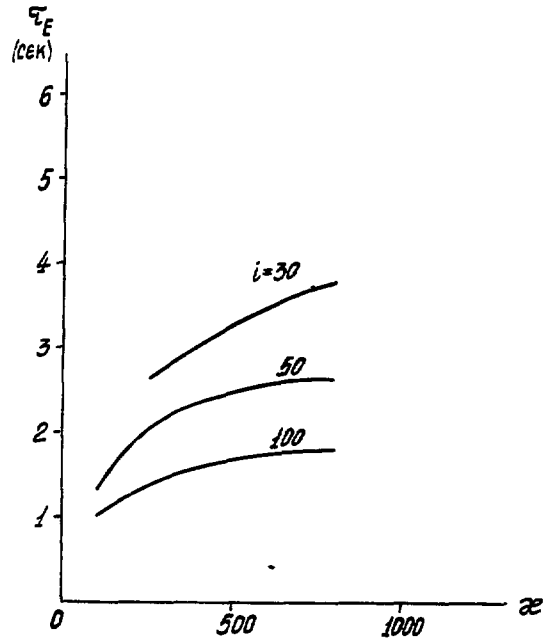


Рис. 43

Рис. 42-44. Зависимость стационарных значений  $T_i$ ,  $\tau_E$ ,  $Q_{\text{ж}}$  и  $Q_{\text{в}}$  при разных токах инъекции от коэффициента в "бонмовской" теплопроводности.

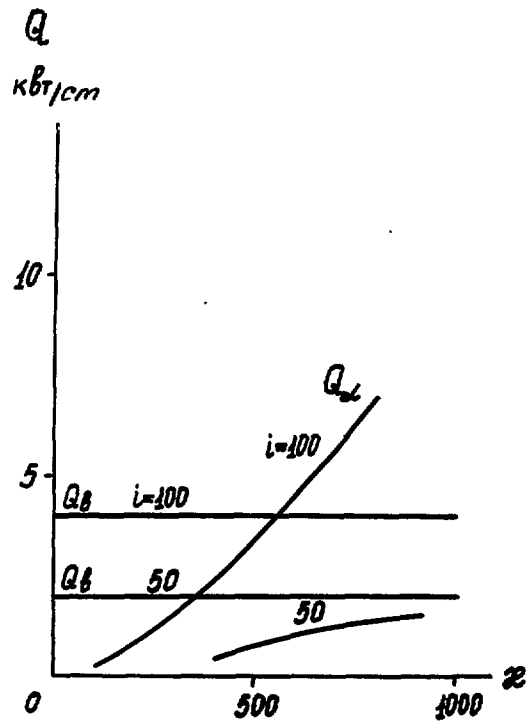


Рис. 44

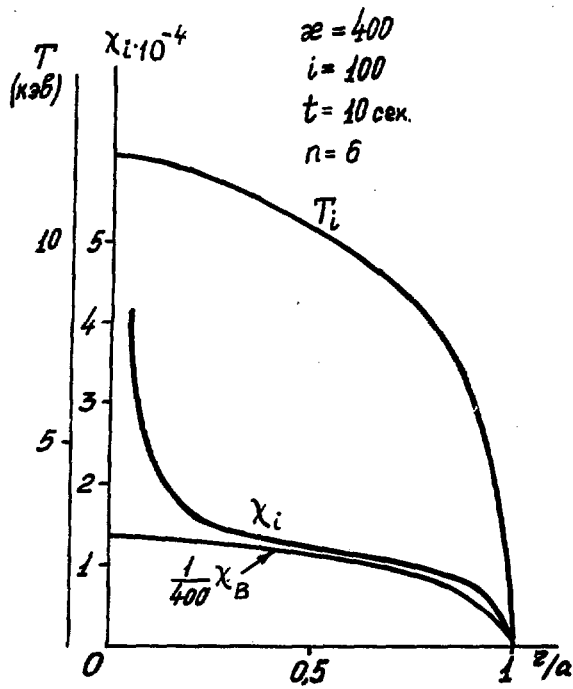


Рис. 45. "Бомовская" теплопроводность. Радиальные распределения ионной температуры  $T_i$  и ионной теплопроводности  $\chi_i$  при разных токах инжекции.

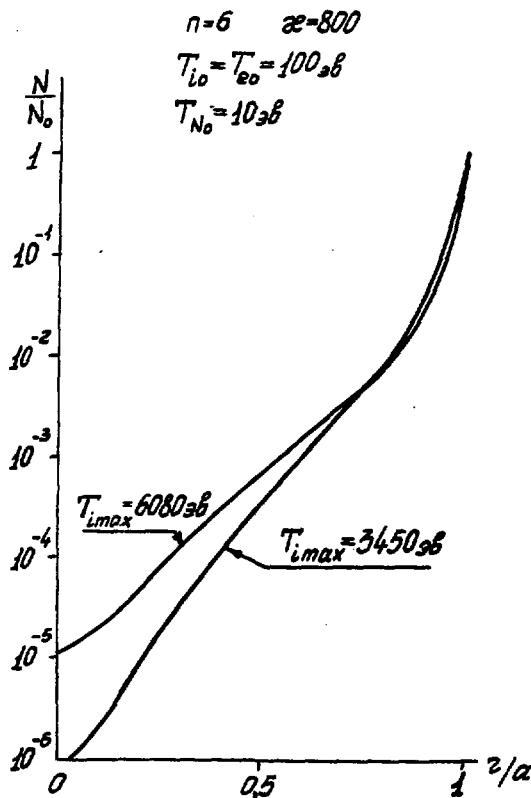


Рис. 46. Радиальные распределения плотности нейтралов при разных ионных температурах.

где

$$K(x, \xi) = \frac{1}{2} \frac{F(\xi)}{v_i(\xi)} \left\{ \Phi(\xi, x, v_i(\xi) \operatorname{sign}(x - \xi)) + \Phi(0, \xi, v_i(\xi)) \cdot \Phi(0, x, v_i(\xi)) \right\} \quad (18)$$

$$F = 10^{13} n \sigma_{ex} v_i, \quad v_i = 1.4 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{T_i}{P}} \quad (19)$$

$$\Phi(\xi, x, v) = \exp\left(-\frac{1}{v} \int_{\xi}^x s dx'\right)$$

$$s = 10^{13} n [(\sigma_{ex} + \sigma_{ii}) v_i + \sigma_{ie} v_e], \quad v_e = 0.6 \cdot 10^8 \sqrt{T_e} \quad (20)$$

$$N_0(x) = A_0 \left\{ \Phi(x, a, v_0) + \Phi(0, a, v_0) \cdot \Phi(0, x, v_0) \right\}$$

Функция  $N_0(x)$  соответствует плотности нейтралов в плазме без учета вторичных нейтралов, появляющихся в результате перезарядки. Если характерная длина перезарядки и ионизации не слишком мала по сравнению с радиусом плазмы  $a$ , то естественно искать решение уравнения (17) в виде ряда

$$N(x) = \sum_{k=0}^{\infty} N_k(x), \quad (21)$$

каждый член которого соответствует нейтралам, появляющимся после  $k$ -кратной перезарядки.

В современных установках токамак плазма не является оптически толстой для "теплых" нейтралов, имеющих температуру порядка максимальной температуры ионов. Существенную роль на периферии играют холодные нейтралы "нулевого" поколения  $N_0$ , пришедшие со стенок камеры с температурой порядка нескольких электронвольт, а в глубинных слоях — нейтралы первого и второго поколений. Однако, когда размер малого радиуса шнура превышает 50 см (при плотности  $n \sim 5$ ), ситуация существенно образом меняется. В центральной части плазмы теперь преобладают нейтралы более высоких поколений ( $\sim 10$ ) с большой энергией и малой концентрацией. Это обстоятельство требует сохранения достаточного числа членов в сумме (21). Выяснение роли нейтралов в балансе энергии становится более сложной задачей. Наконец, интерпретация спектров выходящих нейтралов для нахождения максимальной температуры ионов становится очень неопределенной.

Для выяснения этих вопросов были проведены вычисления для "большой" установки (12) с "бомбовской" теплопроводностью (16) при  $\alpha = 800$  и  $n = 6$ .

На рис. 45-46 приведены распределения плотности нейтралов по радиусу в логарифмическом масштабе для различных температур ионов  $T_{i\max} = 3450$  и  $6080$  эв (рис. 46),  $T_{i\max} = 10^4$  эв (рис. 47). Граничная температура нейтралов принималась равной  $T_{N0} = 10$  эв, их плотность на границе  $N_0 = 10^9$  см $^{-3}$ , граничные температуры ионов и электронов  $T_{i0} = T_{e0} = 100$  эв.

Из графиков видно, что в периферийном слое ( $x > 0,8 a$ ), где температура нейтралов не очень велика, происходит быстрый спад плотности на 2 порядка величины. Во внутренних слоях плазмы поведение плотности хорошо описывается диффузионным приближением [7] (зависимость  $\ln N(x)$  близка к линейной).

На рис. 47 наряду с полной плотностью нейтралов  $N(x)$  приведены плотности нейтралов различных поколений  $N_k(x)$ . В центре шнура главную роль играют нейтралы с  $k \sim 15$ , хотя полная плотность  $N(x)$  в центре на 5-6 порядков меньше, чем на периферии.

Из рис. 46-47 видно, что с изменением температуры ионов плазмы распределение  $N(x)$  меняется, однако это изменение в широком диапазоне температур невелико. Для иллюстрации на рис. 48 приведены плотности нейтралов в фиксированных точках  $x = 0; 0,5; 0,8; 0,9$  в зависимости от максимальной температуры ионов. Видно, что в точке  $x = 0,8$  плотность нейтралов практически не изменяется при изменении  $T_{i\max}$  в 10 раз. При  $x < 0,8$   $N(x)$  возрастает с ростом  $T_{i\max}$ , при  $x > 0,8$  - слабо убывает.

Уравнения (17) - (19) получены с помощью моноэнергетической модели рождения вторичных нейтралов: их температура при рождении принимается равной локальной температуре ионов. Такая модель позволяет достаточно надежно найти распределение плотности нейтралов по пространству.

Для определения функции распределения и спектра выходящих из плазмы нейтралов модель может быть легко уточнена. Предполагая распределение ионов и рождающихся вторичных нейтралов максвелловским, для спектра выходящих нейтралов будем иметь

$$f(a, T) = \frac{10^{13}}{2\sqrt{\pi}} \frac{a}{T} \int_0^a d\xi n(\xi) N(\xi) \left\{ \begin{array}{l} \frac{\sigma_{ex}(\xi)}{\sqrt{T}} \quad (T < T_i(\xi)) \\ \frac{\sigma_{ex}(T)}{\sqrt{T_i}} \quad (T > T_i(\xi)) \end{array} \right\} \times \exp\left(-\frac{T}{T_i(\xi)}\right) \left\{ \Phi(0, \xi, \nu) \cdot \Phi(0, a, \nu) + \Phi(\xi, a, \nu) \right\}, \quad (22)$$



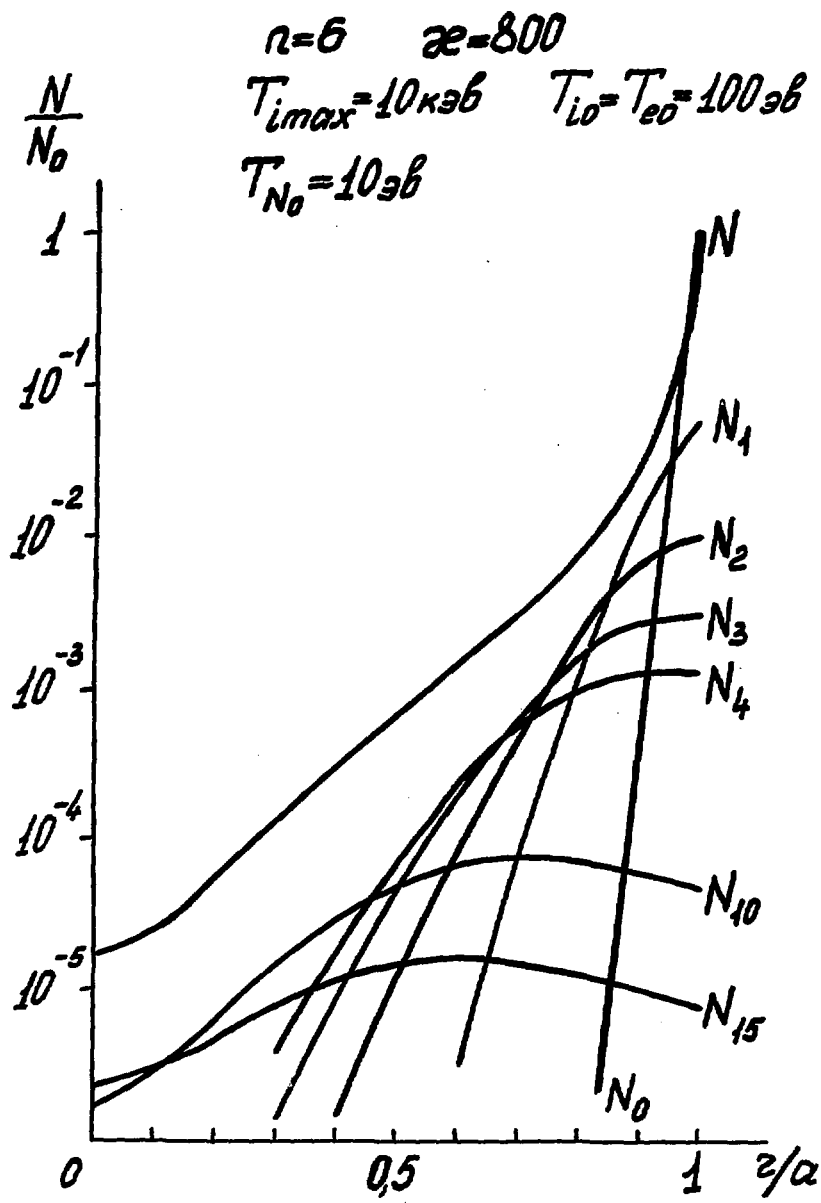


Рис. 47. Радиальные распределения нейтралов различных поколений.

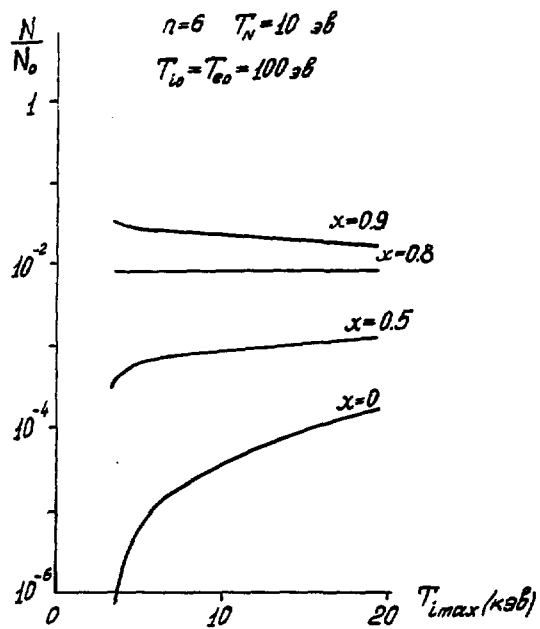


Рис. 48. Плотность нейтралов в разных точках плазмы в зависимости от температуры ионов.

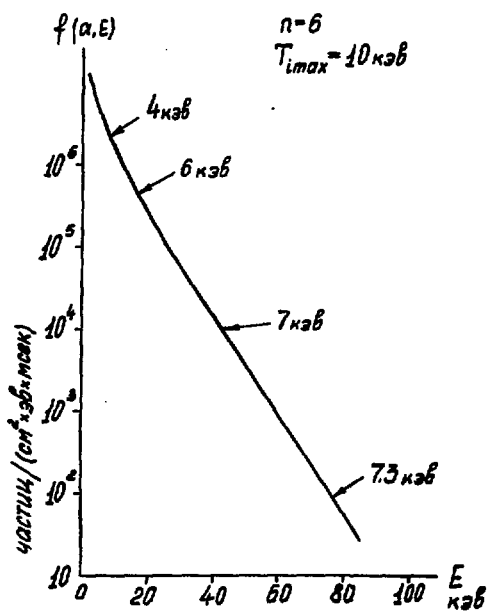


Рис. 49. Энергетическое распределение выходящих нейтралов.

где  $v = 1,4 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{T}{P}}$ ,

$$s = 10^{13} n(x) \left\{ \sigma_{ie} v_e + \begin{cases} [\sigma_{ex} + \sigma_{ii}(x)] v_i(x), & T < T_i(x) \\ [\sigma_{ex}(T) + \sigma_{ii}(T)] v, & T > T_i(x) \end{cases} \right\} \quad (23)$$

На рис. 49 в качестве примера приведен энергетический спектр выходящих нейтралов при  $T_{i\max} = 10\,000$  эв. Малая плотность нейтралов в центре (рис. 46) приводит к сильному "обеднению" спектра в области больших энергий. Цифры, стоящие вдоль кривой на рис. 49, показывают "температуру ионов"  $T_i$ , определенную обычным методом по наклону кривой  $\log f$ .

Видно, что даже в области  $T \sim 5 T_{i\max}$  определяемая по указанному способу температура оказывается в 1,5 раза меньше  $T_{i\max}$ .

Перейдем к выяснению роли нейтралов в энергетическом балансе. На рис. 50 приведены зависимости максимальной температуры ионов  $T_{i\max}$  от времени при различных плотностях нейтралов в вакууме  $N_0 = 5 \cdot 10^8, 2 \cdot 10^9, 5 \cdot 10^9$  и  $10^{10}$  см<sup>-3</sup>. В плазму инжектировался пучок горячих ионов с энергией  $E_0 = 100$  кэв и током  $i = 100$  а. На рис. 51 для этого же режима нарисованы зависимости энергетического времени жизни  $\tau_E$  от времени. Видно, что, начиная с плотности  $N_0 \sim 10^9$  см<sup>-3</sup>, нейтралы начинают играть заметную роль в энергетическом балансе, особенно в периферийной части шнура. Этот факт иллюстрирует профили ионной температуры  $T_i$  и температуры нейтралов  $T_N$ , приведенные на рис. 52 и 53 для двух плотностей  $N_0 = 5 \cdot 10^8$  (рис. 52) и  $N_0 = 10^{10}$  (рис. 53). При малой плотности нейтралов отвод тепла определяется теплопроводностью ионов. В периферийной части коэффициенты теплопроводности малы (рис. 45) и градиент температуры ионов здесь велик ("шуба"). При большой плотности нейтралов отвод тепла из периферийной зоны определяется перезарядкой и градиенты температуры здесь существенно меньше. Более того, в малой зоне  $\Delta z \sim 0,05$  а, где плотность нейтралов сравнима с их плотностью в вакууме, ионы плазмы оказываются холодными с температурой порядка граничной температуры ионов и нейтралов.

Зависимости характерных параметров плазмы  $T_{i\max}$ ,  $Q_N$ ,  $N(0)$  и  $\tau_E$  в стационарном режиме (при  $t = 10$  сек) от плотности нейтралов в вакууме  $N_0$  нанесены на рис. 54. Через  $Q_N$  здесь обозначен поток энергии из плазмы через нейтралы. Видно, что в рассматриваемой модели наиболее критично зависят от  $N_0$  температура ионов  $T_{i\max}$  и энергия  $d-t$ -реакций. Легко понять, почему энергетическое время жизни слабо зависит от плотности нейтралов. Дело в том, что в "бомбовской"

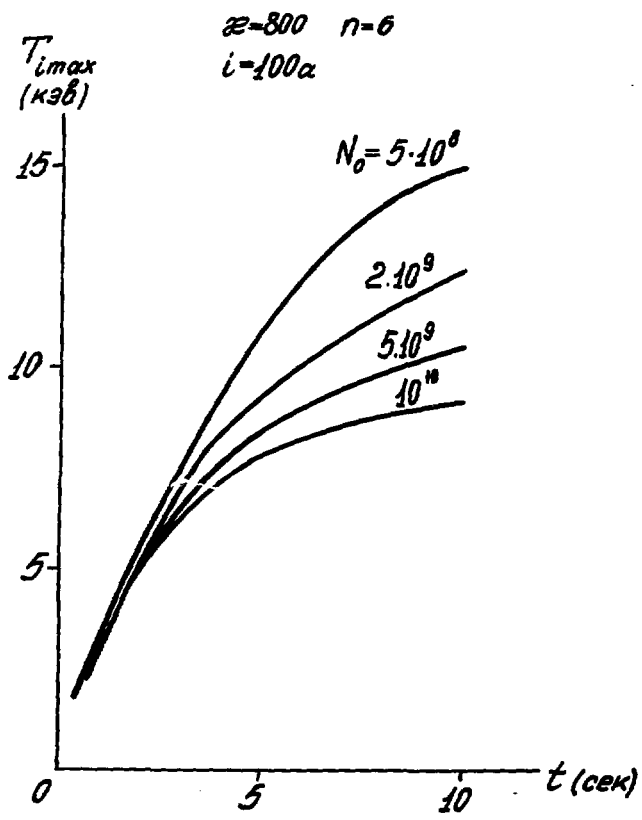


Рис. 50

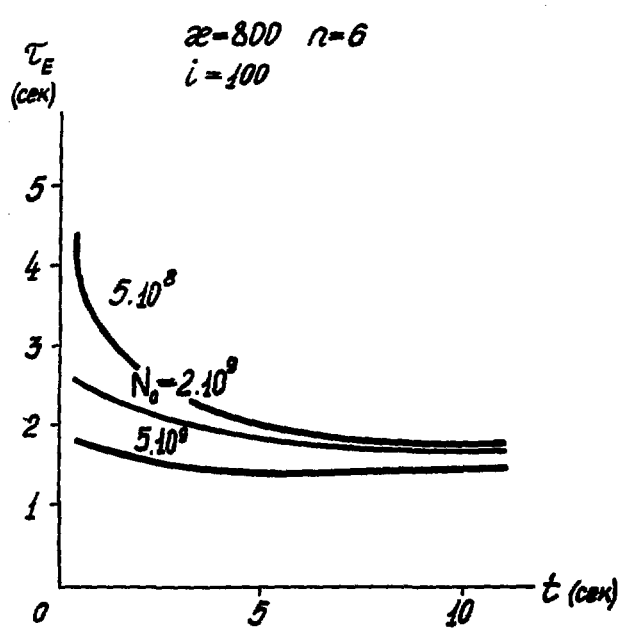


Рис. 51

Рис. 50-51. Временной ход температуры ионов и энергетического времени жизни при разных плотностях нейтралов на границе плазмы.

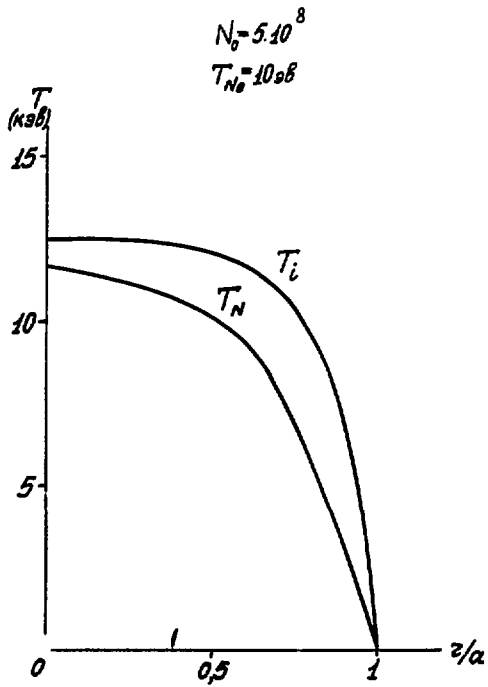


Рис. 52

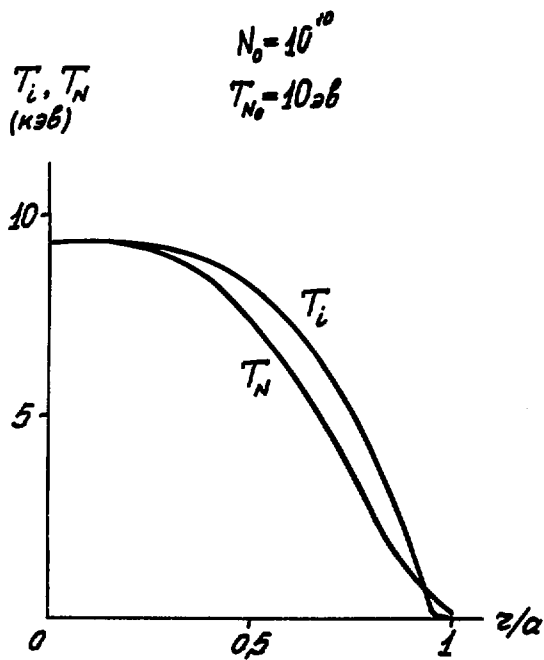


Рис. 53

Рис. 52-53. Радиальные распределения температуры ионов и нейтралов при разных плотностях нейтралов на границе.

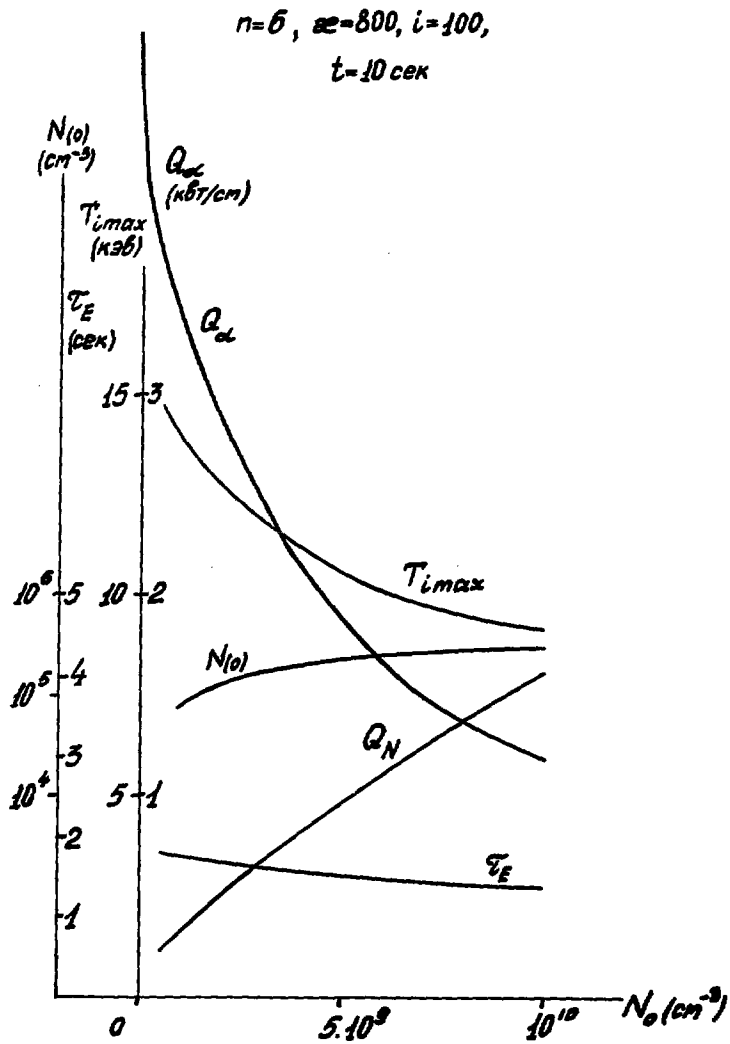


Рис. 54. Зависимости стационарных значений ионной температуры  $i$ , мощности  $\alpha$ -частиц  $Q_\alpha$ , плотности нейтралов в центре  $N(0)$ , мощности, уносимой с нейтралами  $Q_N$  и энергетического времени жизни  $\tau_E$  от плотности нейтралов на границе.

модели теплопроводности (15) с уменьшением температуры растет энергетическое время. При возрастании  $N_0$  потери по каналу теплопроводности падают, а потери через нейтралы растут, в результате полное энергетическое время уменьшается незначительно (рис. 54). Если использовать для теплопроводности "псевдоклассическую" модель (2), в которой  $\chi_i \sim 1/\sqrt{T_i}$ , то падение  $\tau_E$  с ростом плотности нейтралов окажется гораздо более сильным.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Н.Днестровский, Д.П.Костомаров, Н.Л.Павлова.  
Баланс энергии в установках типа "токамак" с учетом перезарядки.  
Изд-во МГУ, М., 1971.
2. Ю.Н.Днестровский, Д.П.Костомаров.  
Вычислительные методы в физике плазмы. Дополнение, изд-во "Мир", М., 1974.
3. Б.Н.Козлов. "Атомная энергия", 12, 238 (1962).
4. Б.А.Трубников. Письма ЖЭТФ, 16, 37 (1972).
5. В.И.Пистуневич. "Атомная энергия", 35, вып. 7 (1973).
6. Ю.Н.Днестровский, Д.П.Костомаров, Н.Л.Павлова.  
"Атомная энергия", 32, 301 (1972).
7. О.В.Константинов, В.И.Перель. ЖТФ, 30, 1485 (1960).



36 коп.