

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР 48
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Б.А.Князев, П.З.Чеботаев

ПРОДОЛЬНОЕ УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ
И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
МНОГОПРОБОЧНОГО
ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

ПРЕПРИНТ 80-145

Работа поступила - 15 апреля 1980 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 2.У1.1980 г. МН 07152
Усл.2,0 печ.л., 1,6 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно
Заказ № 145.

Отпечатано на ротапринте ИЯФ СО АН СССР



ПРОДОЛЬНОЕ УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОПРОБОЧНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Б.А.Князев, П.З.Чеботаев

А Н Н О Т А Ц И Я

Рассмотрены характерные особенности течения плазмы в импульсном термоядерном реакторе на основе многопробочной магнитной ловушки и их влияние на величину плазменного усиления Q реактора. Показано, что если потери энергии плазмы на поперечную теплопроводность много меньше, чем "продольные" потери, то величина ядерного энерговыделения в реакторе зависит только от энергии W_p , первоначально запасенной в плазме, ее начальной температуры T_0 и эволюции температуры со временем, и не зависит от начальной плотности и длины плазменного сгустка. Проведены численные расчеты величины Q в зависимости от W_p и T_0 и показано, что каждому значению W_p соответствует некоторое оптимальное значение температуры T_0 . Найдены зависимости температуры и пространственного распределения плотности плазмы вдоль оси реактора от времени при различных начальных условиях. Вычислены зависимости $Q(t)$ и определено эффективное время удержания. Найдено распределение ядерного энерговыделения вдоль оси реактора. Обсуждены некоторые возможности повышения Q многопробочного термоядерного реактора. Приведена программа численных расчетов.

ПРОДОЛЬНОЕ УДЕРЖАНИЕ ПЛАЗМЫ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОПРОВОЧНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

Б.А.Князев, П.З.Чеботаев

Метод многопровочного удержания плазмы в соленоидальных системах [1,2] позволяет существенно уменьшить скорость ее течения вдоль силовых линий магнитного поля, а следовательно и начальную энергию плазмы, необходимую для получения положительного выхода энергии из соленоидального термоядерного реактора. Теория продольного течения плазмы в многопровочном магнитном поле изложена в работах [3,4], а эксперименты [5-7] подтвердили основные выводы теории. Поперечное удержание плазмы осуществляется либо магнитным полем, имеющим конфигурацию подавляющую МГД-неустойчивость при $\beta \ll 1$ [8,9], либо стенками камеры [10-13] при $\beta \gg 1$. Расчеты различных типов термоядерных реакторов на основе многопровочной ловушки опубликованы в работах [7,14-18].

Настоящая работа посвящена более детальному исследованию продольного течения плазмы в импульсном многопровочном термоядерном реакторе в комплексе с его энергетическими характеристиками. При этом мы ориентируемся на параметры, характерные для реактора со стеночным удержанием. Поперечные потери полагаются малыми и в дальнейшем не учитываются.

Согласно работе [3] при выполнении условия $L > (\lambda/k_0) \times (m_i/m_e)^{1/4}$ (где L — длина плазменного сгустка, λ — кулоновская длина свободного пробега ионов, $k_0 = H_{\max}/H_{\min}$ — провочное отношение, m_i и m_e — массы иона и электрона, соответственно) можно считать, что температуры ионов и электронов равны и однородны вдоль всего плазменного сгустка. Для плазмы $n \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10 \text{ КэВ}$ и

длиной ~ 100 метров это условие заведомо выполнено. Течение плазмы вдоль оси реактора описывается уравнением диффузионного типа [3]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{0,91 T^{5/2}}{\sqrt{m_i} k_o^2 \Lambda e^4} \frac{\partial}{\partial z} \ln n \right) \quad (i)$$

где Λ — кулоновский логарифм, n и T — концентрация и температура плазмы. Пределы применимости выражения (i) определяются условием

$$k_o l < \lambda \ll L$$

где l — длина отдельного пробкотрона. Уравнение (i) записано в предположении, что пробочное отношение K_o постоянно. В общем случае оно может меняться вдоль оси. Для обеспечения поперечного удержания плазмы величина напряженности магнитного поля в центральной части реактора должна быть близка к технически возможному пределу.

При неизменной величине напряженности магнитного поля H_{max} в пробках изменение пробочного отношения K при сохранении магнитного потока можно осуществить только за счет увеличения сечения центральной части пробкотронов $S(z) = q(z) S_o$ (рис.1).

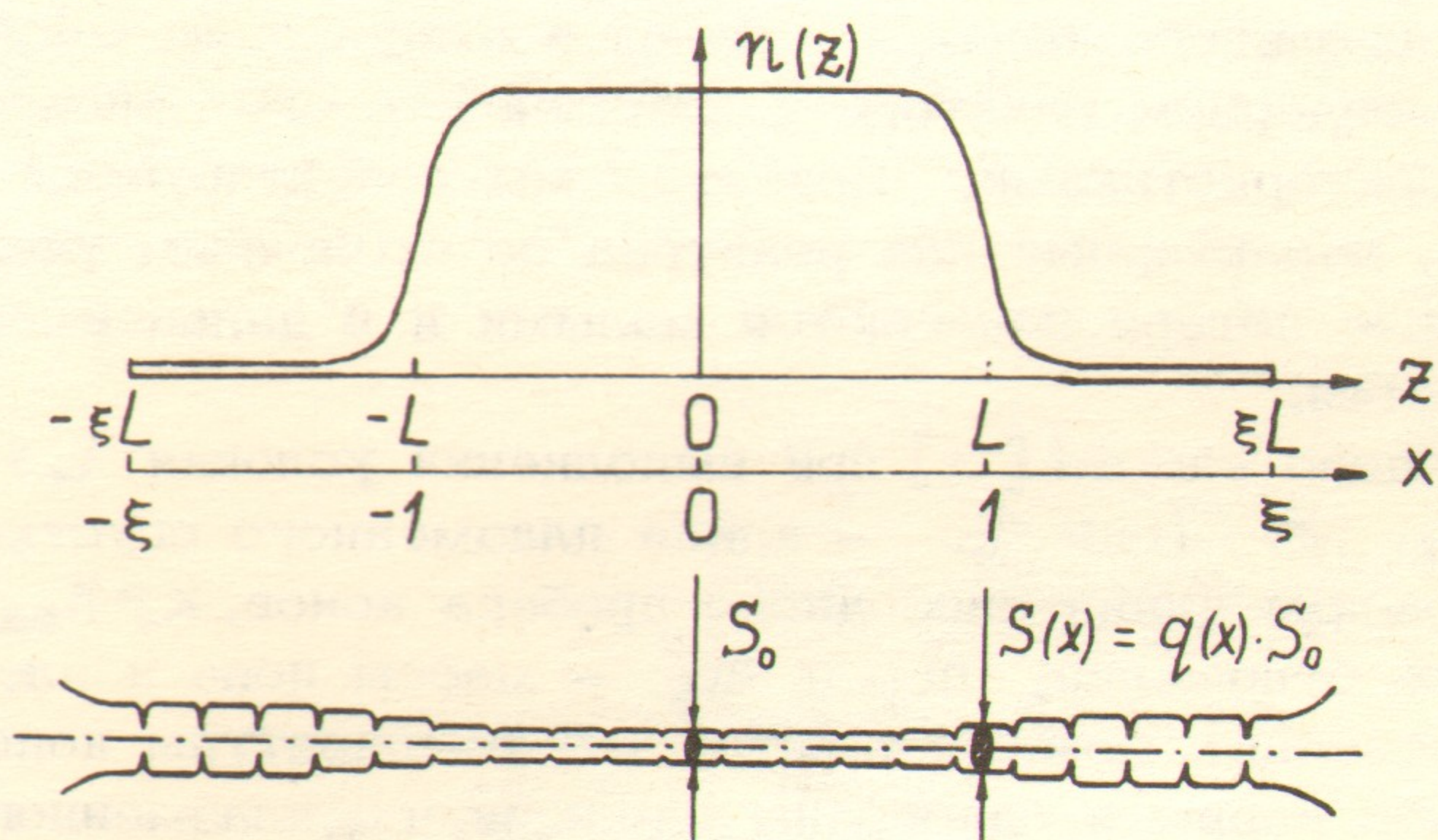


Рис.1. Схема многопробочного термоядерного реактора. $n(z)$ — начальное распределение плотности плазмы.

При этом зависимость пробочного отношения от координаты будет $K(z) = K_o q(z)$ *). Нетрудно показать, что в этом случае приведенное выше уравнение диффузии должно быть записано следующим образом

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{0,91 T(t)^{5/2}}{\sqrt{m_i} k_o^2 \Lambda e^4} \frac{1}{q} \frac{\partial \ln n}{\partial z} \right) \quad (1)$$

Если N_o — полное число ионов в начальный момент времени и T_o — начальная температура, то запасенная энергия есть

$$W_o = 3 N_o T_o \quad (2)$$

В рассматриваемой модели реактора энергия теряется за счет вытекания плазмы через торцы системы и тормозного излучения $dW = dW_x + dW_r$:

$$dW = 3 \alpha T \cdot d \left(2 \int_0^{\xi L} n S dz \right) - c \cdot 2 dt \int_0^{\xi L} n^2 \sqrt{T} S dz$$

Здесь C — известная константа, а величина $\alpha \gg 1$ учи-

*) Здесь и далее мы полагаем пробочное отношение не зависящим от времени. Вопрос о структуре силовых линий при нагреве плазмы в условиях стеночного удержания теоретически исследован в работе [19], где показано, что пробочная конфигурация сохраняет при нагреве свою структуру, причем пробочное отношение в приосевой области несколько увеличивается, а на периферии уменьшается по сравнению с вакуумным. Таким образом в приосевой зоне эффективность продольного удержания будет выше, чем вычисленная в приближении не зависящего от времени K_o .

тывает то обстоятельство, что из-за наличия амбиполярного потенциала частицы, уходящие через торцы, могут в среднем уносить энергию большую, чем тепловая. Суммируя эти потери за время t , получим выражение для энергии плазмы в каждый момент времени

$$W(t) = W_0 + 6\alpha S_0 \int_0^t dt T(t) \frac{d}{dz} \int_0^{\xi L} n q dz - 2c S_0 \int_0^t dt \sqrt{T(t)} \int_0^{\xi L} n^2 q dz$$

Учитывая, что $W(t) = 3T(t) \cdot 2 \int_0^{\xi L} n S(z) dz$, получим соотношение для температуры

$$T(t) = \frac{1}{6 \int_0^{\xi L} n q dz} \left[\frac{W_0}{S_0} + 6\alpha \int_0^t dt T(t) \frac{d}{dz} \int_0^{\xi L} n q dz - 2c \int_0^t dt \sqrt{T(t)} \int_0^{\xi L} n^2 q dz \right] \quad (3)$$

Подогрев плазмы α -частицами в энергетическом балансе не учитывался. Оценки этого подогрева приведены в конце работы.

Уравнение (1) должно решаться совместно с (3) с учетом начальных и граничных условий. Из симметрии течения следует

$$\partial n / \partial z = 0 \quad \text{при} \quad z = 0 \quad (4)$$

При записи второго граничного условия нужно иметь в виду, что на расстоянии $\sim \lambda$ от конца реактора диффузионное приближение перестает быть справедливым и режим течения становится свободно-молекулярным. При строгом подходе требовалось бы отдельно рассматривать течение в этих областях и сшивать полученные решения. Ситуация облегчается тем, что в области низкой плотности уравнение диффузии (1) из-за быстрого роста коэффициента диффузии при уменьшении плотности качественно приводит к распределению

плотности плазмы вдоль течения, подобному тому, которое реализуется в свободно-молекулярном режиме, а именно, распределение плотности почти не зависит от координаты. Поэтому для упрощения расчетов можно считать, что уравнение (1) справедливо везде, и диффузионный поток равен потоку на границе

$$S_0 \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{\xi L} n q dz = -S v n \Big|_{z=\xi L}$$

или

$$\frac{0,91 T^{5/2}}{\sqrt{m_i} k_0^2 \Lambda e^4} \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial z} \ln n = -q v n, \quad z = \xi L \quad (5)$$

где V — задаваемая скорость течения на границе, по порядку величины близкая к тепловой скорости ионов

$$V_{Ti} = \sqrt{T/m_i}$$

Изменение V от V_{Ti} до $3V_{Ti}$ слабо влияло на течение плазмы в центральной части реактора. Термоядерная энергия синтеза W_f

$$W_f(t) = \int_0^t dt \cdot 2 \int_0^{\xi L} \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle E_f S dz = \frac{S_0 E_f}{2} \int_0^t dt \langle \sigma v \rangle \int_0^{\xi L} n^2 q(z) dz \quad (6)$$

при этом менялось не более чем на 30%.

В общем случае произвольного распределения плазмы вдоль оси многопробочной ловушки система уравнений (1)–(6) не допускает аналитического решения, поэтому расчеты проводились численно. При этом выделение энергии на один акт синтеза E_f для чистого D-T реактора с учетом усиления blankets принималось равным 21,1 МэВ [20], величина кулоновского логарифма Λ при расчетных параметрах n и T менялась незначительно и во всех расчетах принималась равной 17. Константа скорости D-T реакции рассчитывалась по эмпирическому соотношению [21], пересчитанному нами для температуры, выра-

*) Выражение (6) записано для D-T смеси с одинаковым содержанием компонент $n_D = n_T = 0,5n$

женной в кэВ (см. приложение). Основной энергетической характеристикой реактора является величина плазменного усиления

$$Q(t) = W_3(t) / W_0 \quad (7)$$

Из безразмерного (см. приложение) вида $Q(t)$

$$Q = 98,9 \cdot 10^6 \frac{\kappa_0^2 W_*^2}{T_*^{5,5}} \int_0^{\tau} d\tau G(\tau) \int_0^{\xi} \rho^2 q(x) dx$$

следует, что величина плазменного усиления определяется начальной энергией, запасенной в плазме, и ее начальной температурой, и не зависит от длины системы и абсолютной величины плотности плазмы. Размерный член $G(\tau)$, стоящий под интегралом по времени, определяет зависимость

Q от эволюции температуры. Из выражения для $Q(t)$ видно, что при заданном значении энергии плазмы W_* желательно иметь распределение плотности как можно ближе к прямоугольному. Реально, разумеется, величина градиента плотности плазмы вдоль оси реактора ограничивается сверху предельно допустимым по соображениям механической прочности перепадом давления в соседних пробкотронах, а также очевидным условием $\Delta p \leq n^2 / 8\pi$ [3], где Δp — перепад давления плазмы в соседних пробкотронах.

Хотя величины W_* , T_* и $\rho(x, 0)$ полностью определяют значение Q , для определения длины реактора и времени удержания плазмы нужно задать еще один исходный параметр — давление плазмы. Из конструктивных и экономических соображений длину реактора желательно иметь как можно меньшей, то есть давление плазмы должно быть как можно выше. Однако в реальном реакторе всегда имеется ограничение на предельно допустимое давление плазмы

$p_{\max} = 2 n_0 T$, определяемое либо прочностью стенки (при стеночном удержании), либо предельным магнитным полем (при магнитном удержании). Поэтому одним из задаваемых параметров реактора должно быть $p_{\max}$.

Величина Q растет с ростом пробочного отноше-

ния, однако вряд ли можно рассчитывать на достаточно большую величину пробочного отношения в области высоко-температурной плазмы. Это связано с тем, что для обеспечения поперечного удержания плазмы величина напряженности магнитного поля в центре пробкотрона $H_{\min}$ должна быть порядка 10^5 Э. Поэтому достичь больших пробочных отношений весьма затруднительно.

Из свойств диффузионного уравнения (1) следует, что поток частиц максимален в области максимального градиента. Поскольку начальное распределение плотности плазмы имеет плоскую вершину, где поток вначале близок к нулю, и резкий спад, где поток возрастает, повысить эффективное время удержания можно за счет уменьшения эффективного коэффициента диффузии именно в области спада. Этого можно добиться путем плавного увеличения пробочного отношения по направлению к краю плазменного сгустка за счет увеличения сечения пробкотронов, как обсуждалось выше.

Ниже приведены некоторые результаты численных расчетов одномерной модели импульсного многопробочного термоядерного реактора. Расчеты проводились для начального распределения плотности вида

$$n(z) = n_0 \exp[-(z/L)^6]$$

показанного на рисунке 2а и величины пробочного отношения κ_0 в центральной части реактора равной 2. Длина незаполненной плазмой части реактора, определяемая параметром ξ , могла варьироваться. Для каждого значения W_* и T_* вычислялось плазменное усиление Q , а затем для нескольких значений предельного давления определялись длина реактора, энергетическое время удержания и максимальная плотность плазмы.

Расчеты проведены для различных параметров ξ , α и $\beta = v/v_{Ti}$ как при постоянном, так и при переменном по длине реактора пробочном отношении. В последнем случае пробочное отношение линейно возрастало в интервале $[1,05 L; 1,5 L]$ от $\kappa_0 = 2$ до $\kappa = \kappa_0 q$, как

показано пунктиром на рисунке 2в для случая $q_v = 5$. Специальные расчеты показали, что такое измененное пробочного отношения вдоль оси близко к оптимальному.

Рисунки 2, 3 и 4 показывают динамику плотности и температуры плазмы, а также ядерного энерговыделения в термоядерном реакторе для случаев постоянного ($q_v = 1$) и переменного ($q_v = 5$) пробочных отношений.

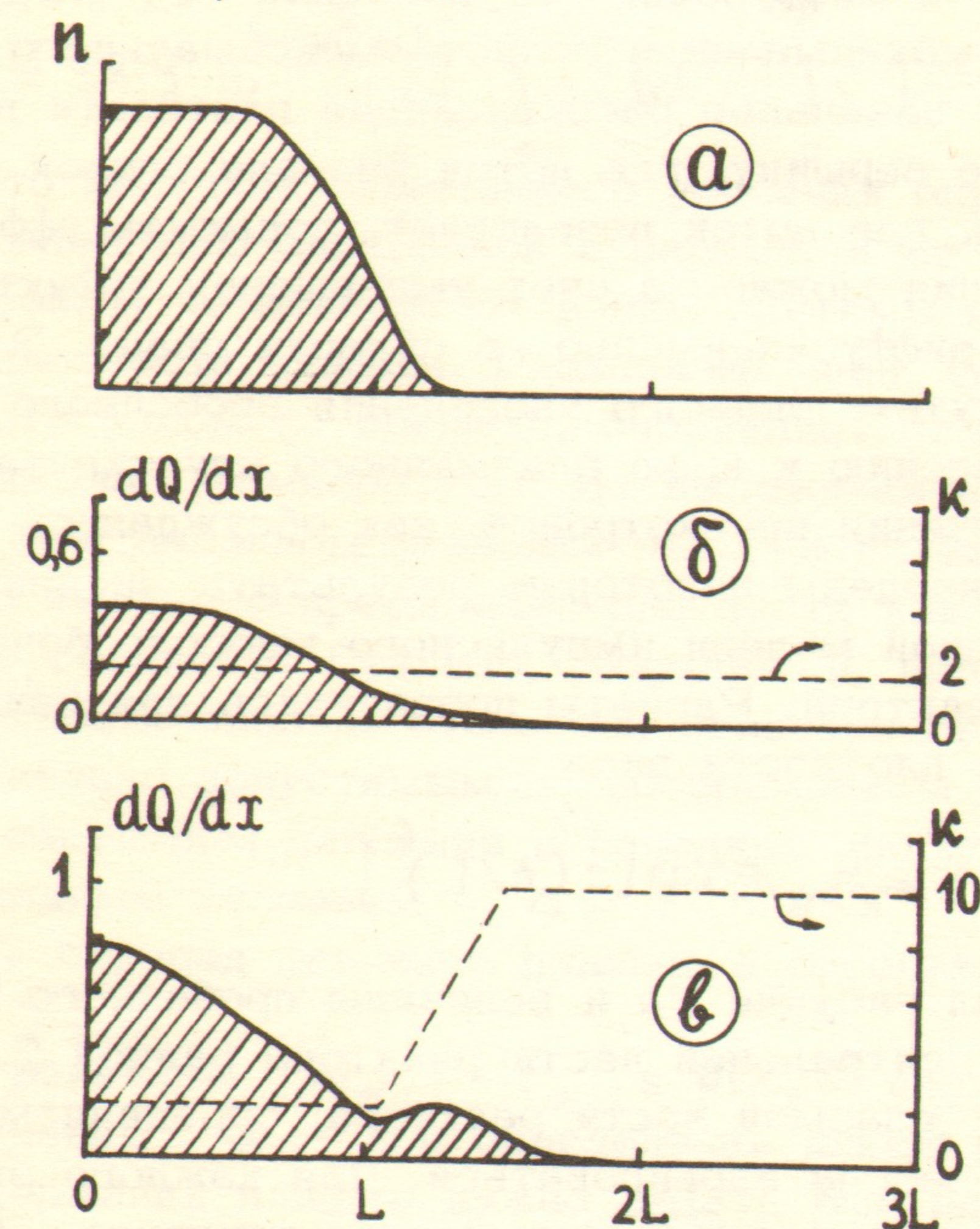


Рис.2. а) начальное распределение плотности плазмы $n = n_0 \exp[-(x/L)^6]$

- б) распределение ядерного энерговыделения по длине реактора при постоянном пробочном отношении;
 в) то же при переменном пробочном отношении (показано пунктиром).

$$k_0 = 2, W_* = 5 \text{ МДж/см}^2, T_* = 5 \text{ кэВ}, \alpha = 2, \beta = 1$$

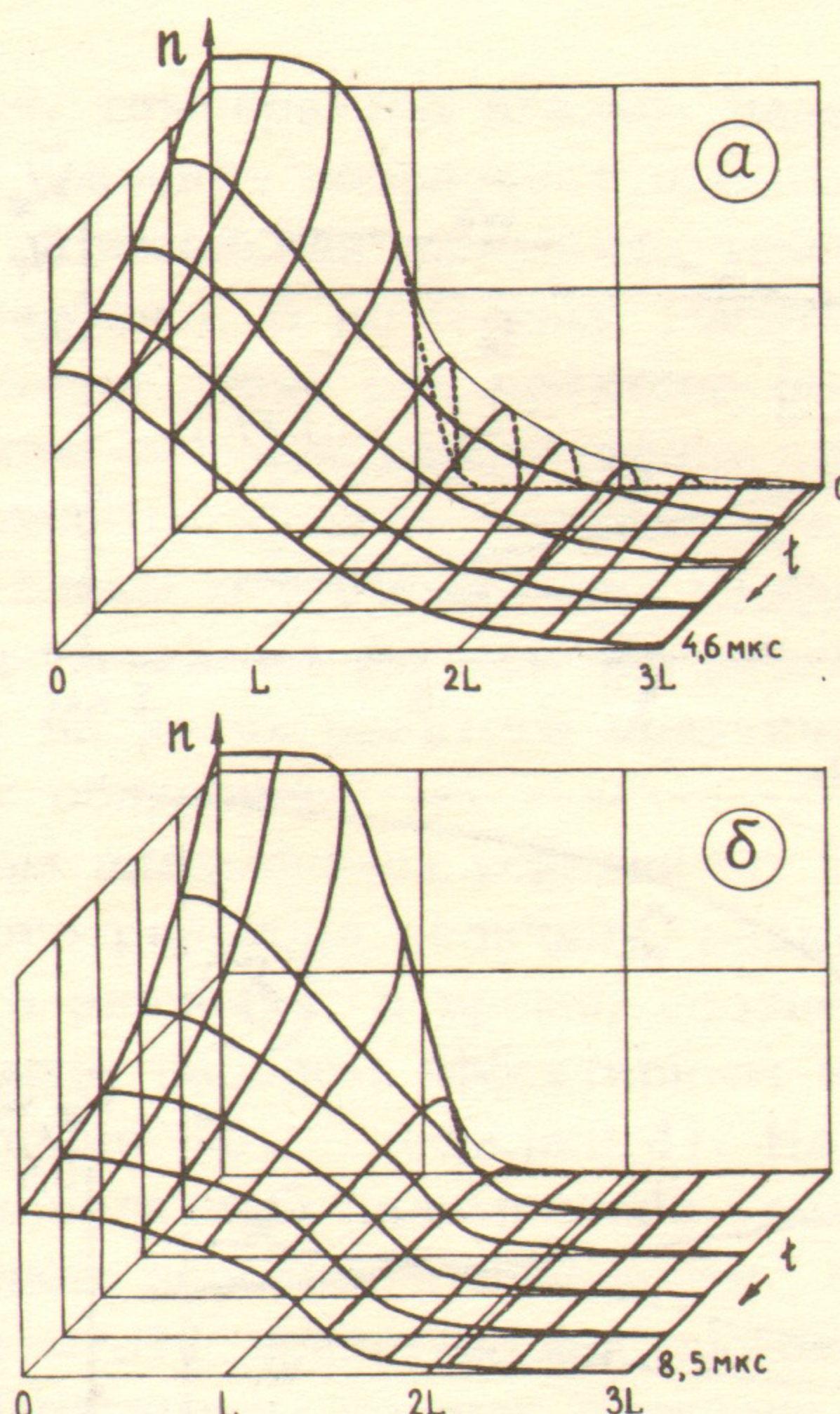


Рис.3. Распределение плотности плазмы вдоль оси термоядерного реактора в зависимости от времени. Абсолютные значения t соответствуют

$$p = 3 \text{ кбар.} \\ \alpha = 2, \beta = 1. W_* = 5 \text{ МДж/см}^2, k_0 = 2, \\ \text{а) } q_v = 1, T_* = 5 \text{ кэВ;} \\ \text{б) } q_v = 5, T_* = 6 \text{ кэВ.}$$

На этих рисунках (а также на рис.6) абсолютные значения времени соответствуют давлению 3 кбар.

Из рисунков 3а и 4а видно, что величина плазменного усиления вначале быстро нарастает, но уже через 2 мс реакции синтеза практически прекращаются, хотя плотность плазмы к этому моменту падает незначительно. Основной причиной прекращения синтеза является уменьшение температуры, обусловленное главным образом выносом через торцы "горячих" частиц. Увеличение пробочного отношения

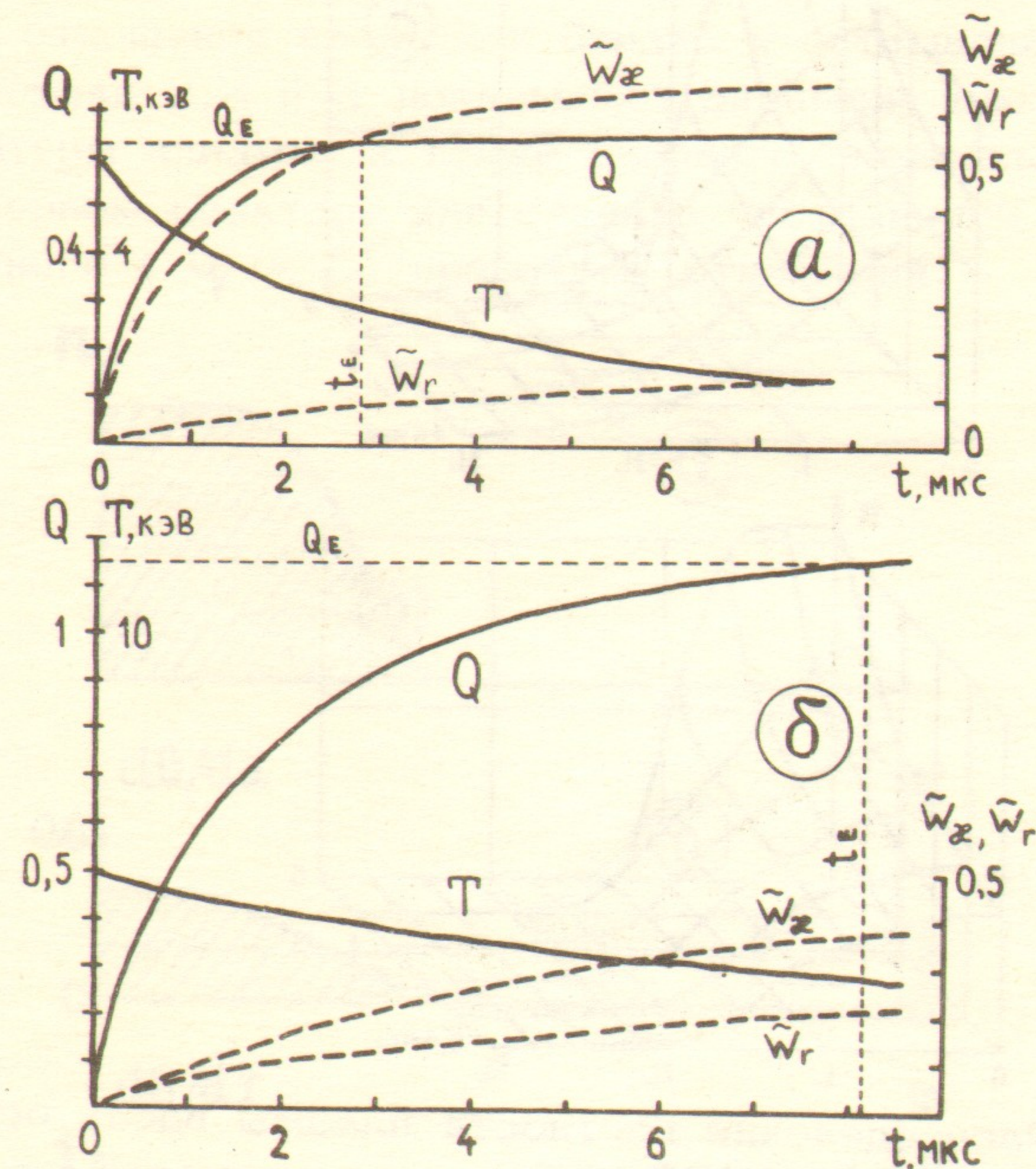


Рис.4. Зависимость плазменного усиления Q и температуры плазмы от времени при постоянном (а) ($q = 1$, $T_* = 5$ кэВ) и переменном (б) ($q = 5$, $T_* = 6$ кэВ) пробочных отношениях. Пунктиром показаны относительные величины потери энергии плазмой за счет тормозного излучения $\tilde{W}_r = W_r/W_0$ и выноса энергии через торцы $\tilde{W}_x = W_x/W_0$ (третий и второй члены в скобках в выражении (3')). $W_* = 5$ МДж/см², $K_0 = 2$, $\xi = 3$, $\alpha = 2$, $\beta = 1$. Абсолютные значения t соответствуют $p_* = 3$ кбар.

на краях реактора до $K(\xi) = 10$ позволяет уменьшить по ток частиц на краю реактора, что хорошо видно из рис. 3б. При этом (рис.4б) вынос энергии частицами существенно

уменьшается, температура плазмы падает гораздо медленнее, а плазменное усиление возрастает примерно в два раза. Отметим, что и оптимальная начальная температура T_* при этом повышается с 5 до 6 кэВ. Распределение ядерного энерговыделения вдоль оси реактора показано на рис.2б и 2в. С увеличением сечения пробкотронов (пунктирная линия на рис.2в) плотность плазмы уменьшается, однако число частиц на единицу длины растет. Именно с этим связано появление второго максимума на рис.2в. Из рис.2 следует, что часть конструкции на краях реактора практически не подвергается нейтронному облучению.

Назовем плазменным усилением Q_E многопробочного термоядерного реактора величину, равную 95% от ее асимптотического значения, а время, соответствующее достижению этого значения, назовем эффективным временем ядерного энерговыделения t_E (см.рис.4). На рисунке 5 показаны зависимости величины плазменного усиления от температуры при постоянном пробочном отношении $K_0 = 2$ (слева) и при пробочном отношении, возрастающем к краю в 5 раз (справа). Параметром кривых является начальная тепловая энергия плазмы $W_* t_E$.

Зависимости $W_* t_E$ от начальной температуры, соответствующие кривым рис.5, показаны на рис.6, где приведена также полная начальная длина плазменного сгустка как функция начальных давления p_* и температуры T_* . Абсолютные значения t_E соответствуют предельному давлению 3 кбар. Видно, что кривые $Q_E(T_*)$ и $t_E(T_*)$ имеют максимумы. Спад Q_E при низких температурах связан прежде всего с малой константой скорости реакции $\langle \sigma v \rangle$ в этом диапазоне температур, вследствие чего плазма успевает остыть за счет тормозного излучения. При высоких температурах основные энергетические потери связаны с выносом высокоэнергичных частиц через торцы реактора. Относительная роль обоих видов потерь видна из таблицы 1, где W_r — радиационные потери, а W_x — потери энергии, за счет вытекания частиц через торцы за время t_E .

Максимум ядерного энерговыделения соответствует

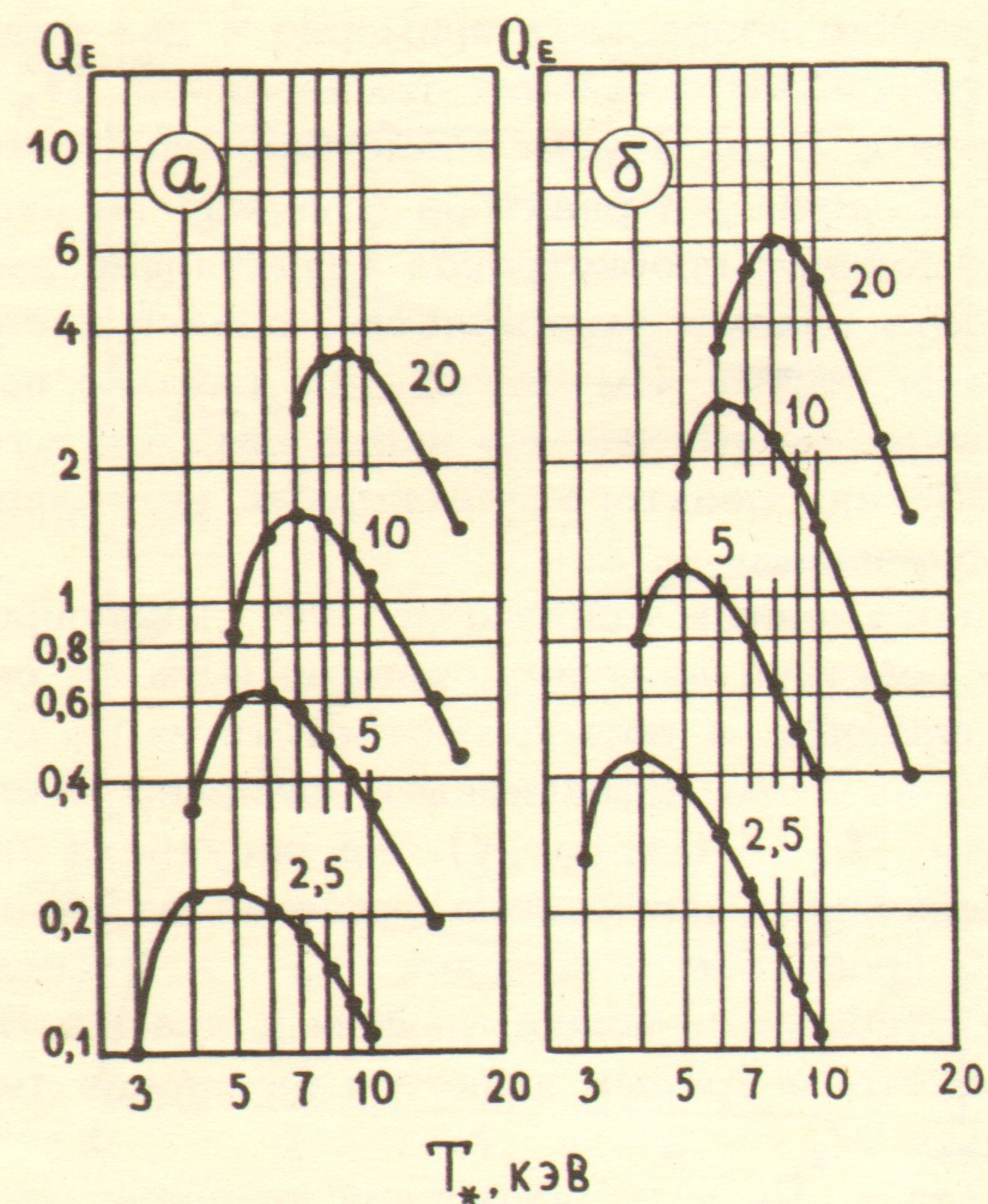


Рис.5. Плазменное усиление Q_E многопробочного термоядерного реактора в зависимости от начальной температуры T_* при постоянном $q = 1$ (а) и переменном $q = 5$ (б) пробочном отношении. Числа около кривых, — начальная тепловая энергия плазмы W_* (МДж/см²). $\kappa_0 = 2$, $\xi = 3$, $\alpha = 2$, $B = 1$.

начальным температурам плазмы 5÷9 кэВ (в зависимости от начальной энергии, запасенной в плазме), что значительно ниже температуры, требуемой в других типах реакторов. При этом время продольного удержания составляет ~ 2÷5 мс при $Q \sim 0,2 \div 0,4$, и 10÷20 мс при $Q \sim 4 \div 6$ (для $P_* = 3$ кбар).

Зависимость величины плазменного усиления Q_E от параметров ξ , α , B и q , полученные в

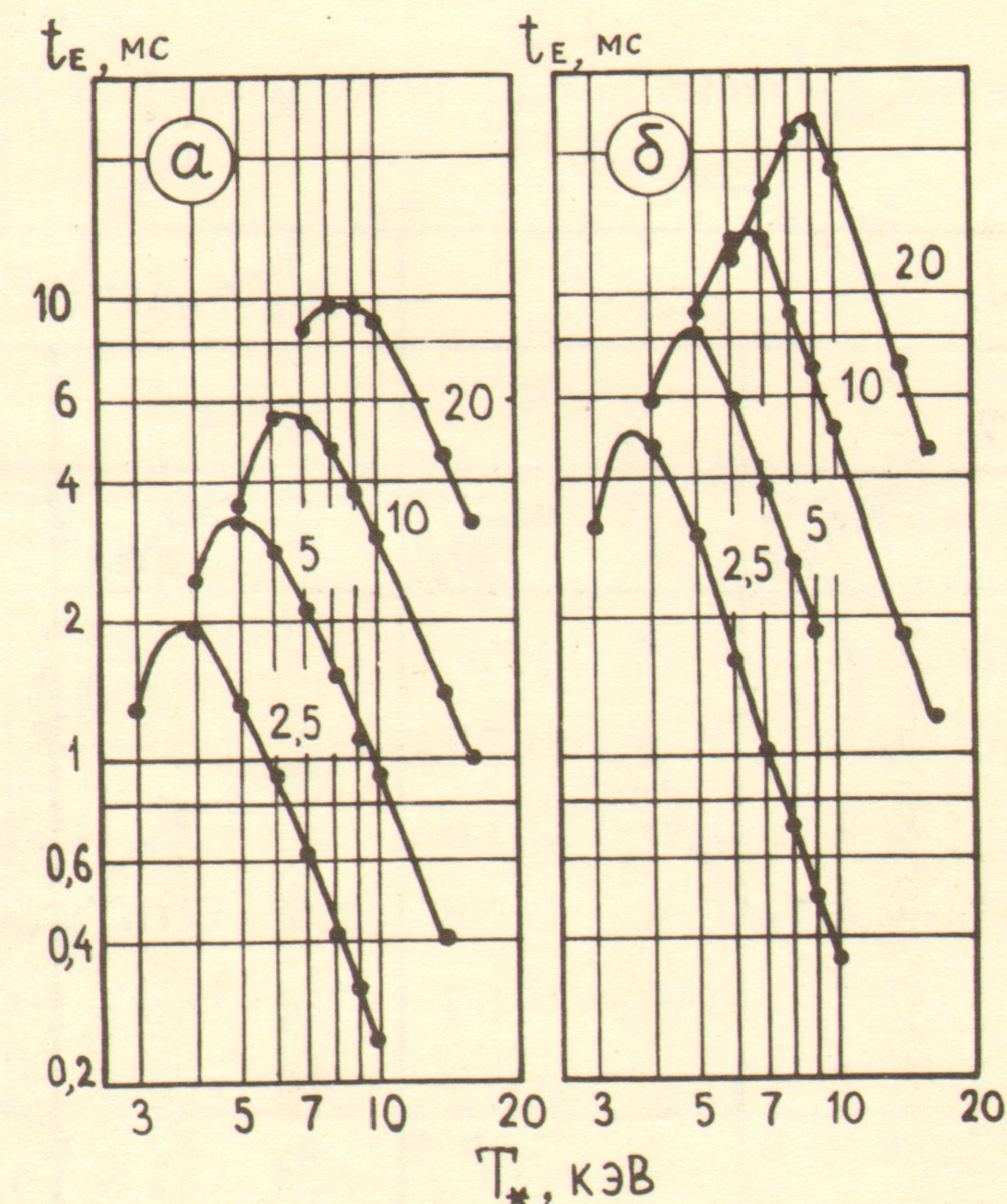


Рис.6. Энергетическое время удержания t_E как функция T_* при $P_* = 3$ кбар, соответствующее кривым на рисунке 5. Длина плазменного сгустка $2L$ (в метрах) в зависимости от W_* и P_* равна:

$P_*, \text{кбар}$ \ $W_*, \frac{\text{МДж}}{\text{см}^2}$	2,5	5	10	20
0,3	580	1160	2300	4600
1	170	340	700	1400
3	60	120	230	460
10	17	34	69	140

Таблица 1.

Относительная величина потерь на излучение и на "вытекание".

T_* кэВ	$W_* = 5 \text{ МДж/см}^2$				$W_* = 20 \text{ МДж/см}^2$			
	$q = 1$		$q = 5$		$q = 1$		$q = 5$	
	Q	W_r/W_x	Q	W_r/W_x	Q	W_r/W_x	Q	W_r/W_x
4	0,35	0,60	0,8	2,2				
5	0,60	0,26	1,2	0,57				
6	0,63	0,13	1,0	0,18			3,6	4,8
7	0,57	0,07	0,8	0,08	2,7	0,69	5,2	2,6
8			0,6	0,04	3,4	0,47	6,1	1,1
9			0,5	0,02	3,6	0,28	5,9	0,47
10					3,4	0,18	5,1	0,24
14					2,0	0,04	2,2	0,04

численных расчетах, приведены на рис.7. Увеличение длины незаполненной плазмой части камеры реактора приводит (рис.7а) к некоторому росту энерговыделения. Целесообразность увеличения длины определяется соотношением увеличения Q_E и увеличения стоимости системы. Рис.7б иллюстрирует правомерность использования в данной задаче диффузионного приближения по всей длине реактора. Действительно, изменение задаваемой скорости течения на торце от V_{Ti} до $3V_{Ti}$ приводит к уменьшению вычисленного значения Q_E лишь на 30%. Рисунок 7г показывает зависимость плазменного усиления от величины средней энергии $3\alpha T$, уносимой парой электрон-ион, уходящей

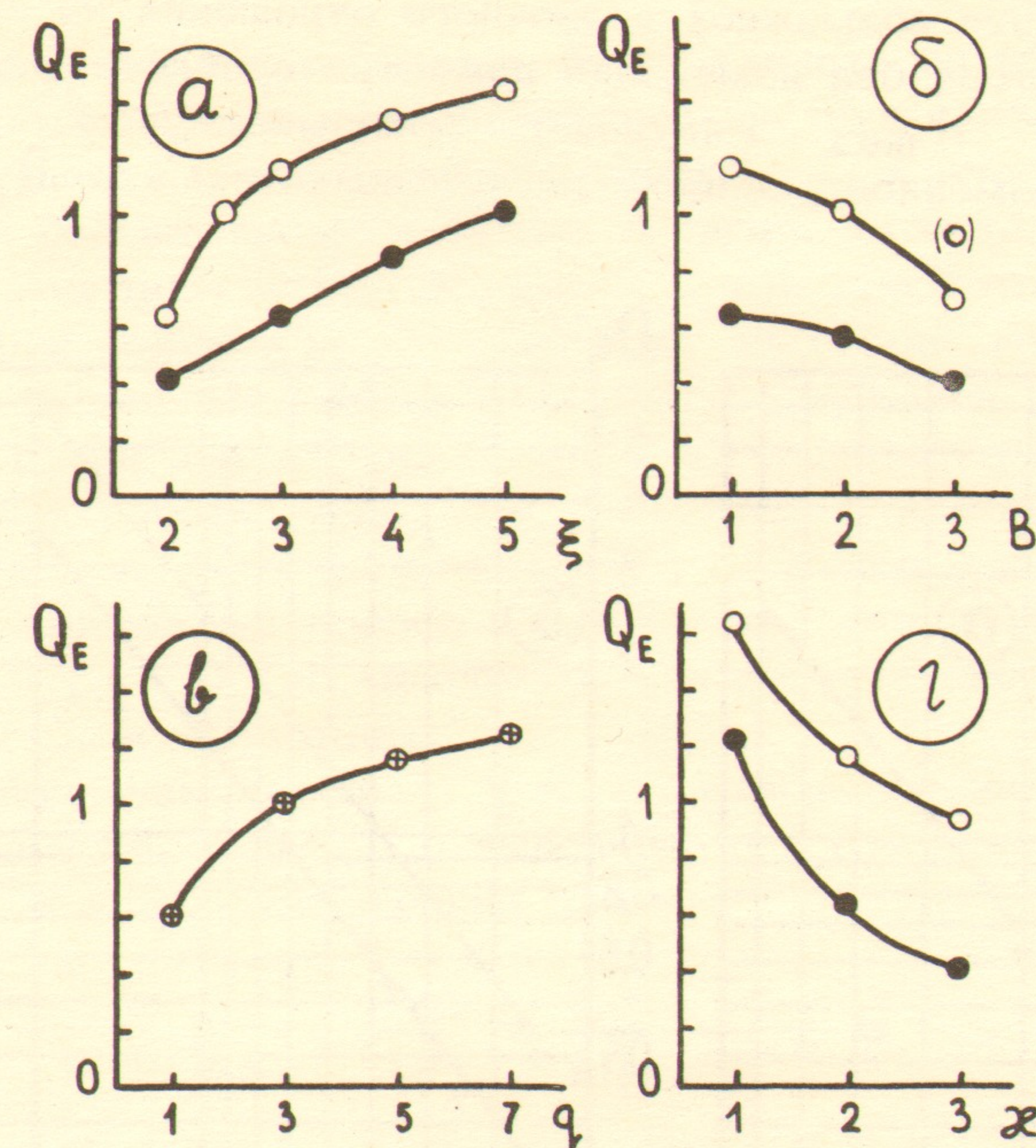


Рис.7. Зависимости плазменного усиления Q_E от величин параметров ξ , B , q , α .
 • $q = 1$, $T_* = 6$; ○ $q = 5$, $T_* = 5$, $K_0 = 2$.
 Значения остальных параметров равны:
 а) $B = 1$, $\alpha = 2$; б) $\alpha = 2$, $\xi = 3$, точка в скобках соответствует $T_* = 6$; в) $B = 1$, $\alpha = 2$, $\xi = 3$, $T_* = 5$; г) $B = 1$, $\xi = 3$.

через торец реактора. С ростом α плазменное усиление существенно падает. Как видно из таблицы 1, при однородном пробочном отношении $K_0 = 2$ потеря энергии плазмы за счет "вытекания" всегда превышает радиационные потери. Увеличение пробочного отношения на краях реактора за счет увеличения сечения пробкотронов, уменьшает потери на вытекание и увеличивает Q_E (рис.7в,г и таблица 1). Более эффективным способом увеличения Q_E является увеличе-

ние (если это возможно) пробочного отношения по всей длине реактора без изменения диаметра пробкотронов за счет увеличения H_{max} . Рисунок 8а показывает, что в этом случае плазменное усиление растет примерно как $Q_E \propto K^{1,25}$

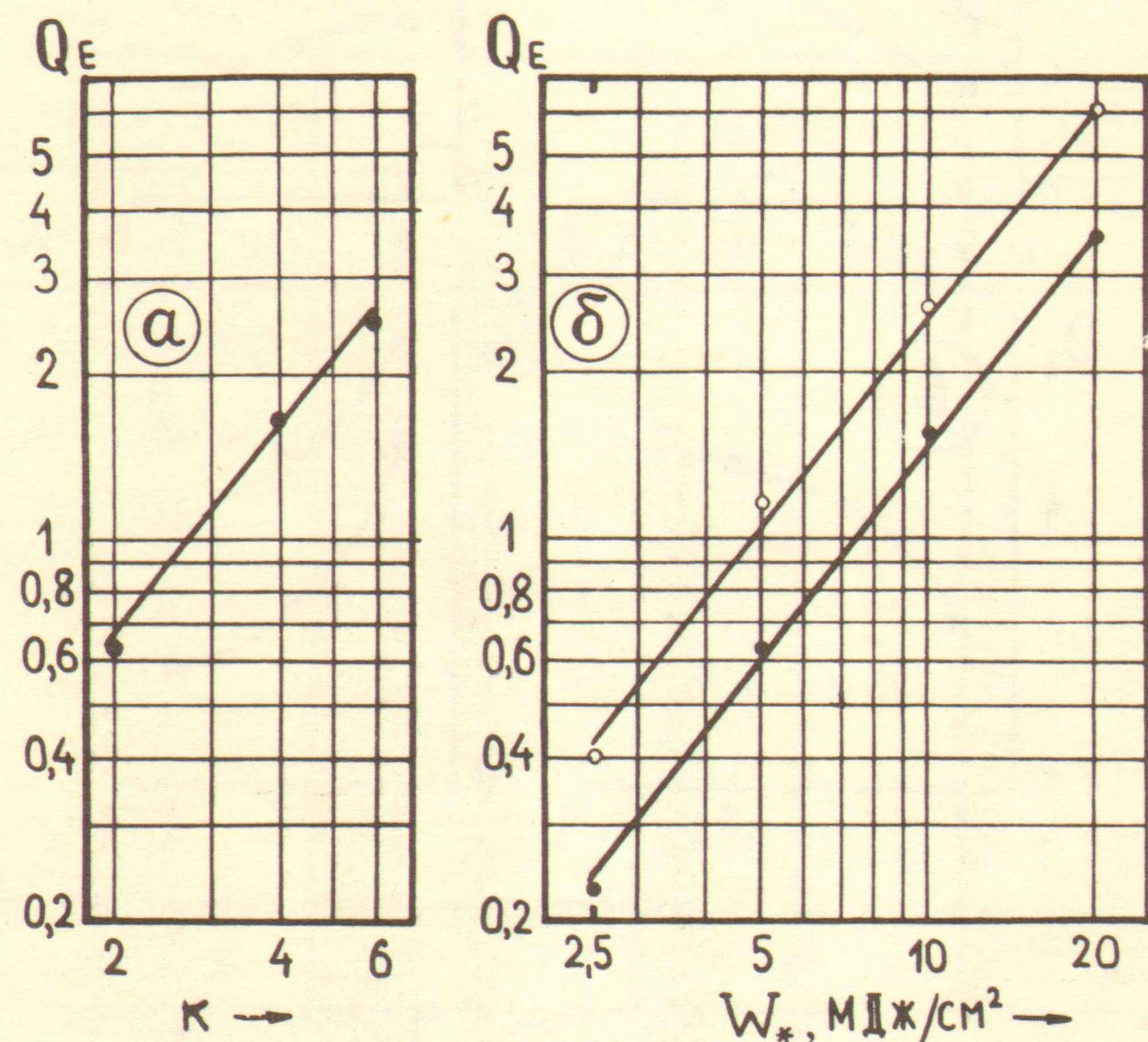


Рис.8. а) Зависимость плазменного усиления Q_E от пробочного отношения K $q = 1$, $\xi = 3$, $B = 1$, $\alpha = 2$, $T_* = 6$ кэВ, $W_* = 5$ МДж/см²
б) Зависимости Q_E от начальной энергии плазмы W_* , соответствующие максимумам кривых рис.5. $\bullet$ $q = 1$, $\circ$ $q = 5$.
Нагрев α -частицами не учитывался.

В заключении рассмотрим роль подогрева плазмы α -частицами с начальной энергией 3,5 МэВ, которыми до сих пор мы пренебрегали. Очевидно, что α -частицы,

находящиеся в конусе потерь будут уходить за время $\sim 10^{-8}$ с, практически не взаимодействуя с плазмой. Так как в нашем случае время отклонения α -частиц существенно больше времени потери энергии, то остальные

α -частицы будут захвачены в том пробкотроне, в котором они появились. К сожалению, ларморовский радиус

α -частиц в условиях стеночного удержания приблизительно равен радиусу пробкотрона и, следовательно, в рамках нашей работы доля α -частиц, оставшихся в плазме вычислена быть не может. Тем не менее для справок оценим возможный нагрев плазмы α -частицами (за время t_E) "по максимуму", в расчете на все термоядерные α -частицы.

Обозначим через η_α отношение энергии α -частиц W_α , выделившуюся в плазме за время t_E , к начальной энергии плазмы:

$$\eta_\alpha = \frac{W_\alpha}{W_*} = \frac{3,5}{21,1} \frac{t_E}{\tau_E^{\alpha/l}} Q,$$

где $\tau_E^{\alpha/l}$, характерное время потери энергии α -частицей, определяется в соответствии с [22] и в нашем случае аппроксимируется выражением

$$\tau_E^{\alpha/l} \approx \frac{7 \cdot 10^{14}}{n_e} \cdot \frac{1}{\sqrt{x_e} (1 - 0,6 x_e)}, \quad x_e = \frac{0,476}{T_*}$$

Выражение для η_α справедливо при $\eta_\alpha \ll 1$. Если η_α сравнимо с единицей, плазма будет существенно подогреваться α -частицами, что приведет к дополнительному ядерному энерговыделению. Значения η_α , вычисленные для максимумов плазменного усиления (рис.5), приведены в таблице П. Видно, что уже при $Q_E \sim 1$ величина η_α достигает значения $\sim 0,1$ и, следовательно, при $Q_E > 1$ следует учитывать нагрев плазмы α -частицами.

Таким образом, в результате проведенных расчетов получены данные о динамике течения плазмы в многопро-

Таблица П.

Роль подогрева плазмы α -частицами при разных энергиях плазмы W_* и оптимальных T_* .
Плотность плазмы указана для давления $P_* = 3$ кбар.

q	W_p МДж/см ²	n_e 10^{17} см ⁻³	T_e кэВ	$\tau_{\alpha/e}$ мс	τ_E мс	Q_E	η_α
1	2,5	1,8	5	13	1,3	0,24	0,004
1	5	1,5	6	17	2,8	0,63	0,017
1	10	1,3	7	22	5,4	1,6	0,07
1	20	0,97	9	32	9,6	3,6	0,18
5	2,5	2,2	4	9,9	4,7	0,44	0,035
5	5	1,5	5	16	8,3	1,2	0,10
5	10	1,3	7	22	13,5	2,7	0,27
5	20	1,1	8	27	22	6,1	0,82

бочной ловушке при термоядерных параметрах как при постоянном, так и при переменном пробочном отношении. Проведены расчеты ядерного энерговыделения в широком диапазоне параметров. Зависимость $Q(W_*)$ приведена на рис.86 для $q = 1$ и $q = 5$, где каждое значение Q_E соответствует оптимальной температуре, приведенной в таблице П. Оценки нагрева плазмы α -частицами показали, что, начиная с $Q_E \sim 1$, нагрев становится существенным, а, следовательно, плазменное усиление будет существенно выше, чем это следует из рис.86.

Показано, что за счет увеличения пробочного отношения к краям реактора можно значительно увеличить ядер -

ное энерговыделение. Согласно результатам расчетов, при отсутствии поперечных потерь плазмы величина Q_E , равная 1, может быть достигнута при начальном энергосо - держании плазмы $W_p \lesssim 5$ МДж/см². Возможно, что уменьшение скорости продольной диффузии путем добавления в область максимального градиента плотности тяжелых примесей [23] . позволит дополнительно уменьшить это значение.

Авторы благодарят Д.Д.Рютова, по инициативе которого выполнена эта работа, за полезные обсуждения.

Приложение

Обозначим энергию, запасенную в трубке тока $W_p = W_0 / S_0$. Пусть L — характерная длина плазменного сгустка, n_0 — начальная плотность плазмы в центре, T_0 — начальная температура. Введем безразмерные переменные x , ξ , θ , τ , по формулам

$$z = Lx, \quad n = n_0 \rho(x, \tau), \quad T = T_0 \theta(\tau), \quad t = t_0 \tau$$

где $\rho(x, \tau)$ удовлетворяет условию

$$\int_0^\xi \rho(x, 0) q(x) dx = 1$$

Характерное время t_0 определяется так, чтобы в уравнении (1), записанном в безразмерном виде, коэффициент равнялся единице. Для распределения плотности, заданной произвольной функцией $f(x)$

$$\rho(x, 0) = f(x) / \int_0^\xi f(x) q(x) dx$$

Полное число частиц N_0 и начальная энергия плазмы W_p в трубке тока равны:

$$N_0 = 2 \int_0^{\xi L} n(z, 0) S(z) dz = 2 S_0 n_0 L \int_0^\xi \rho(x, 0) q(x) dx = 2 S_0 n_0 L$$

$$W_p = 3 N_0 T_0 / S_0 = 6 n_0 T_0 L$$

Из последнего вытекает, что при заданном W_p характерный размер плазменного сгустка (и, как следствие, и t_0) определяются допустимым предельным давлением плазмы $p_{max} = 2 n_0 T_0$.

Переходя к практически удобным единицам измерения (обозначены звездочкой)

$$\begin{aligned} W_p \text{ (эрг/см}^2\text{)} &= 10^{13} & W_* \text{ (МДж/см}^2\text{)}, \\ T_0 \text{ (эрг)} &= 1,6 \cdot 10^{-9} & T_* \text{ (кэВ)} \\ p_{max} \text{ (дин/см}^2\text{)} &= 10^9 & p_* \text{ (кбар)}, \\ L \text{ (см)} &= 10^2 & L_* \text{ (м)}, \\ t_0 \text{ (с)} &= 10^{-3} & t_* \text{ (мс)}, \end{aligned}$$

и учитывая, что в системе СГСЭ коэффициенты в уравнениях

(1) и (3) равны, соответственно,

$\sqrt{m_i} \Lambda e^4 / 0,91 = 2 \cdot 10^{-18}$, $c = 1,2 \cdot 10^{-19}$, получим следующие выражения для характерного времени диффузии t_* , а также длины и плотности плазменного сгустка:

$$t_* \text{ (мс)} = 67,8 \frac{W_*^2 K_0^2 p_{max}}{p_* T_*^{7/2}} \tau$$

$$L_* \text{ (м)} = 33,3 \frac{W_* p_{max}}{p_{max}}$$

$$n \text{ (см}^{-3}\text{)} = 3,1 \cdot 10^{17} \frac{p_{max}}{T_* p_{max}} p$$

Длина свободного пробега ионов вдоль оси реактора

$\lambda_{ii} = \tau_{ii} \sqrt{T/m_i}$ в этих же единицах для равнокомпонентной D-T плазмы равна $\lambda_{ii} \text{ (см)} = 2,75 T_*^3 / p_*$

Теперь уравнения (1)–(7) в безразмерном виде будут иметь вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} = \frac{1}{q} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\theta^{5/2}}{q} \frac{\partial}{\partial x} \ln \rho \right), \quad (1')$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad (4')$$

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial x} \Big|_{x=\xi} = -398 \frac{K_0^2 B W_*}{T_*^3} q^2(\xi) \theta(\tau) \rho(\xi, \tau), \quad (5')$$

$$\theta = \frac{1}{\int_0^{\xi} \rho q dx} \left[1 + \alpha \int_0^{\xi} d\tau \theta \frac{d}{d\tau} \int_0^{\xi} \rho q dx - 21,4 \frac{k_0^2 W_*^2}{T_*^5} \int_0^{\xi} d\tau \sqrt{\theta} \int_0^{\xi} \rho^2 q dx \right] \quad (3')$$

$$Q = 98,9 \cdot 10^6 \frac{k_0^2 W_*^2}{T_*^{5,5}} \int_0^{\xi} d\tau \cdot G(T) \int_0^{\xi} \rho^2 q dx \quad (7')$$

где

$$G(T) = \frac{1 + 0,2322 T^{0,75}}{\sqrt{1 + 0,944 \cdot 10^{-4} T^{3,25}}} \cdot \frac{\exp[-19,98 \cdot T^{-0,333}]}{T^{0,667}}, \quad T = \theta \cdot T_*$$

Для численного решения уравнения (1'), (4'), (5') удобно записать относительно переменной $u = \ln(\rho)$:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\theta^{5/2}}{q} e^{-u} \frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{q} \frac{\partial u}{\partial x}$$

$$\frac{\partial u(0, \tau)}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial u(\xi, \tau)}{\partial x} = -AJ \cdot q^2(\xi) \theta^{-2} e^{u(\xi, \tau)}$$

где $AJ = 398 \frac{k_0^2 B W_*}{T_*^3}$

Вводя обозначения $u(m \cdot \Delta \tau, j \cdot \Delta x) = u_j^m$, $\theta(m \cdot \Delta \tau) = \theta_m$ запишем (14) и (15) в конечных разностях

$$\bar{u}_j = u_j + q_j^{-1} \theta_m^{5/2} e^{-u_j} \frac{\Delta \tau}{\Delta x^2} \left[q_{j+1/2}^{-1} (\bar{u}_j - \bar{u}_{j+1}) - q_{j-1/2}^{-1} (\bar{u}_j - \bar{u}_{j-1}) \right]$$

(j = 0, 1, ..., N)

$$\bar{u}_0 = \bar{u}_1, \quad \bar{u}_N - \bar{u}_{N-1} = -AJ \cdot \Delta x^2 q_N^2 \theta_m^{-2} e^{u_N}$$

Конечно-разностное диффузионное уравнение преобразуем к виду

$$A_j \bar{u}_{j-1} - B_j \bar{u}_j + C_j \bar{u}_{j+1} = -u_j$$

где

$$A_j = \frac{\Delta \tau}{\Delta x^2} \theta_m^{5/2} e^{-u_j} q_j^{-1} q_{j-1/2}^{-1}$$

$$C_j = \frac{\Delta \tau}{\Delta x^2} \theta_m^{5/2} e^{-u_j} q_j^{-1} q_{j+1/2}^{-1}$$

$$B_j = 1 + A_j + C_j$$

Решение уравнений (16) находится "методом прогонки":

$$\bar{u}_j = L_j \bar{u}_{j+1} + U_j$$

$$L_j = \frac{C_j}{B_j - L_{j-1} A_j}, \quad U_j = \frac{A_j U_{j-1} + u_j}{B_j - L_{j-1} A_j}$$

Использование граничных условий дает $L_0 = 1$, $U_0 = 0$ и

$$\bar{u}_N = \frac{U_{N-1} - AJ \cdot \Delta x \cdot q_N^2 \theta_m^{-2} e^{u_N}}{1 - L_{N-1}}$$

По известным в момент времени τ_m функциям θ_m и u_j^m , определяются L_j , U_j и значение $\bar{u}_N$ на правой границе. После этого последовательно справа определяются все $\bar{u}_j$. Полагая температуру $\theta(\tau)$ постоянной в промежутке времени $[\tau_m, \tau_{m+1})$ и равной $\theta(\tau_m)$, получим

$$\theta_{m+1} = \frac{1}{\int_0^{\xi} \rho q dx} \left[1 + \alpha \sum_{l=0}^m \theta_l \left(\int_0^{\xi} \rho^{l+1} q dx - \int_0^{\xi} \rho^l q dx \right) - WK \cdot \frac{\Delta t}{2} \sum_{l=0}^m \sqrt{\theta_l} \times \right. \\ \left. \times \left(\int_0^{\xi} \rho^{2l+1} q dx + \int_0^{\xi} \rho^{2l} q dx \right) \right], \quad \theta_{m+1} = \theta_m + QJ \cdot \frac{\Delta t}{2} \left[G(\theta_{m+1}) \int_0^{\xi} \rho^2 q dx + G(\theta_m) \int_0^{\xi} \rho^2 q dx \right]$$

здесь $WK = 21,4 \frac{k_0^2 W_*^2}{T_*^5}$,
 $QJ = 0,989 \cdot 10^8 \frac{k_0^2 W_*^2}{T_*^{5,5}}$

Значения интегралов, входящих в выражение для θ и Q определялись по формулам Симпсона.

Л и т е р а т у р а :

1. Г.И.Будкер, В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов. Письма в ЖЭТФ, 14, 320 (1971).
2. B. G. Logan, A. J. Lichtenberg, M. A. Lieberman, A. Mikhijani, *Phys. Rev. Lett.* 28, 144 (1972)
3. V. V. Mirnov, D. D. Ryutov, *Nuclear Fusion*, 12, 627 (1972)
4. A. Makhijani, A. J. Lichtenberg, M. A. Lieberman, B. G. Logan, *Phys. Fluids*, 17, 1291 (1974)
5. Г.И.Будкер, В.В.Данилов, Э.П.Кругляков, Д.Д.Рютов, Е.В.Шунько. Письма в ЖЭТФ, 17, 117 (1973); ЖЭТФ, 65, 562 (1973).
6. B. G. Logan, T. G. Brown, M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, *Phys. Rev. Lett.*, 29, 1435 (1972)
7. B. G. Logan, T. G. Brown, A. J. Lichtenberg, M. A. Lieberman, *Phys. Fluids*, 17, 1302 (1974)
8. M. Tuszewski, A. J. Lichtenberg, S. Eylon, *Nucl. Fusion*, 17, 893 (1977)
9. M. Tuszewski, D. Price, M. A. Lieberman, R. Bravenec, K. Doniger, C. Hartman, A. J. Lichtenberg, *Nucl. Fus.* 19, 1244 (1975)
10. G. I. Budker, *Proc. 6th Europ. Conf. on Plasma Phys. and Controlled Nucl. Fusion Research, Moscow, 1973.*
11. Г.Е.Векштейн, Д.Д.Рютов, М.Д.Спектор, П.З.Чеботаев. Материалы У1 Европейской конференции по физике плазмы, 1973, т.1, стр.411.

12. Г.Е.Векштейн, Д.Д.Рютов, М.Д.Спектор, П.З.Чеботаев. ПМТФ, 1974, № 6.
13. G. E. Vekstein, V. V. Mirnov, D. D. Ryutov, P. Z. Chebotaev, *Plasma phys. and contr. nucl. fus. research*, Vol. 3, IAEA, Vienna (1977)
14. Г.И.Будкер, Э.П.Кругляков, В.В.Мирнов, Д.Д.Рютов, Сборник докладов на совместном семинаре СССР-США, НИИЭФА им.Ефремова, Ленинград, Атомиздат, 1974. Известия АН СССР, сер.Энергетика и транспорт, № 6, 35 (1975).
15. A. J. Lichtenberg, M. A. Lieberman, *Nuclear Fusion*, 16, w3, 532, (1976)
16. J. Benford, V. Baily, D. Oliver, *Second topical meeting on technol. control. nucl. fusion. Richland, Wash., 1976*
17. Г.И.Будкер, Б.А.Князев, Э.П.Кругляков, В.С.Николаев, Д.Д.Рютов, В.М.Федоров, Доклад на Всесоюзной конф. по физике горячей плазмы и УТС. Звенигород, 1977.
18. S. T. Young, M. A. Lieberman, *Nuclear Fusion*, 17, 697, (1977); 18, 965, (1978)
19. S. L. Musher, M. D. Spector, *Nuclear Fusion*, 20, 149 (1980)
20. D. Steiner, *Proc. IEEE*, 1568, (1975)
21. Б.Н.Козлов. Атомная энергия. 12, 238 (1962).
22. Б.А.Трубников. В сб. Вопросы теории плазмы. т.1, стр.98, Атомиздат, М., 1963.
23. V. V. Mirnov, D. D. Ryutov, *Proc. 7th Europ. Conf. on Plasma Physics, Lausanne, 1975*, p. 143


```

0001  C      PROGRAM FAFIK3
      DIMENSION P(401), EL(400), U(400),
      *SUM1(11), XK(401),
      *A(6), T(10), START(12), P(4)
      *MASSVB A: 1)K0 2)B 3)W0 4)KAPPA
      T: 10 НАЧАЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУР ТО
      START: 1)ШАГ ПО Т 2)T STOP 3)ШАГ ВЫДАЧИ ПО Т
      4)N СЕТКИ 5)ШАГ ВЫДАЧИ ПО X 6)NA1 (С КАКОГО ТО)
      7)NA2 (ПО КАКОМУ ТО) 8)KSI (ВСЯ ДЛИНА) 9)QX
      10)ДОБАВКА К НАЧАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ
      11)НАЧАЛО УВЕЛИЧЕНИЯ ПРОБУЧНОГО ОТНОШЕНИЯ(В ЕД.Л)
      12)КОНЕЦ УВЕЛИЧЕНИЯ ПРОБУЧНОГО ОТНОШЕНИЯ(В ЕД.Л)

```

```

0002  C      DATA P: ЧЕТЫРЕ P(MAX)
      *T/3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 14, 16, /,
      *START/0, 01, 2, 0, 1, 200, 1, 20, 1,
      *2, 1, 10, 1, 3, 0, 03, 1, 05, 1, 5, /,
      *P/0, 3, 1, 3, 1, 10, /
      NAMELIST /DDT/ A, T, START, P
      READ(5, DDT)
      N=START(4)
      N1=N+1
      N2=N+2
      NV=START(5)

```

```

0009  C      1. ЗАДАНИЕ QX
      OT 1 DO NKK1 QX=1
      OT NKK1 DO NKK2 QX ЛИНЕЙНО ОТ 1 ДО CC
      OT NKK2 DO N1 QX=CC
      S=START(4)/START(3)
      NKK1=START(11)*S
      NKK2=START(12)*S
      CC=START(9)
      AK0=A(1)
      CF=CC-1
      CF1=CF/(NKK2-NKK1)
      DO 62 I=1, NKK1
      62 XK(I)=1.
      DO 63 I=NKK1, NKK2
      63 XK(I)=CF1*(I-NKK1)+1.
      DO 64 I=NKK2, N1
      64 XK(I)=CC

```

```

0022  C      * 1 *
      NA1=START(6)
      NA2=START(7)
      N=START(8)/N
      CP2=0.5*CC*CF1
      C1=START(11)/N/N
      C2=1./START(1)
      EL(1)=1.
      U(1)=0.
      B=4(2)
      W=4(3)
      CAPPA=A(4)

```

```

0033  C      DO 112 J=NA1, NA2
      DO 112 J=NA1, NA2
      TJ=T(J)
      T0=TJ
      TJ2=TJ*TJ
      TJ3=TJ2*TJ
      TJ4=SQRT(TJ)
      X0=A(1)*A(1)*W/TJ3
      X4=X0*W/TJ2
      AJ=603, *BB*X0
      WK=21, *X2
      OJ=X2/TJ4*98, *E+04
      S1=0.5*START(1)
      WK=WK*S1
      OJ=OJ*S1
      C14=N*AJ*CC*CC
      C13=AJ*CC

```

```

0049  C      2. НОРМИРОВКА ПЛОТНОСТИ RO(X)
      S=0.
      DO 68 I=1, N1
      S1=S+S
      S1=EXP(-S1*S1)
      F(I)=S1
      68 S=S+H
      DO 71 I=1, N1
      71 F(I)=F(I)+START(10)
      SUM= S(RO*QX)DZ SM2: S(RO**2*QX)DZ
      S=0.
      Z=4.
      SUM=1.
      SM2=1.

```

```

0061  DU 10 I=2, 4
0062  Z=0.-Z
0063  S1=F(I)
0064  S2=Z+S1*XK(I)
0065  SM2=SM2+S2*S1
0066  SU=SUM+S2
0067  S1=F(41)
0068  S2=S1*XK(41)
0069  SM2=H*(SM2+S2*S1)/3.
0070  SU=H*(SU+X2)/3
0071  A=1./SU
0072  FO=F(1)*A4
0073  SM2=SM2+A4

```

```

0074  X1=N*NKK1
0075  X4=N*NKK2
0076  X10=START(8)
0077  PRINT 101, CC, W, BB, CAPPA, AK0
0078  101 FORMAT(4X, 10(1H, ), 1X, F4.1, 7X,
      *2H=, F5.2, 1(NA=), 1, 2X, 2H=, F5.2, 2X,
      *1KAPPA=, F5.2, 2X, 1K=, F4.1)
      PRINT 100, X1, X2, X10
      100 FORMAT(44X, 1H, 24X, 54(1H, )/37X, 6HQ(X),
      *20X, 1H, 10X, 1H, 8X, 1H, 10X, 1H, НОРМИРОВКА, 12X, 1H, /
      /40X, 1H,
      *20X, 1H, 10X, 1H, 8X, 1H, 32(1H, ), 1H, /
      /21X, 1H, 16X, 1H,
      *30X, 1H, P, KAPPA, 1 (CM) I, 8X, 1H, 0X, 18 3 I, 0X, 1H, /
      /21X, 16(1H, ),
      *32X, 1H, 10X, 1H, 8X, 1H, 1 (CM) I N+10 CM I TO(MC) I /
      /21X, 1H, 13X, F3.1, 7X, F3.1, 13X, F3.1, 9X,
      *1H, 10(1H, ), 1H, 2(8(1H, ), 1H), 13(1H, ), 1H, 9(1H, ), 1H)

```

```

0081  DU 65 I=1, 4
0082  X1=P(I)
0083  X0=A4/X1
0084  X2=2.752*TJ3/X1
0085  X3=100, *W*X0/3.
0086  X4=1./3.2/TJ/X0
0087  X5=0.780*W*X0*X0/TJ4
0088  65 PRINT 106, X1, X2, X3, X4, X5
0089  106 FORMAT(69X, 1H, 10(1H, ), 1H, 2(8(1H, ), 1H), 13(1H, ),
      *3X, F6.3, 4X, 1H, 2X, F6.1, 1X, 1H)
      PRINT 66
      66 FORMAT(69X, 1H, 10(1H, ), 1H, 2(8(1H, ), 1H), 13(1H, ),
      *1H, 9(1H, ), 1H)

```

```

0092  C      ОПРЕДЕЛЕНИЕ КООРДИНАТ X1, ..., X10,
      C      В КОТОРЫХ ВЫДАЕТСЯ ТЕМПЕРАТУРА
      S1=0.
      1=START(8)
      X0=0.
      X1=51
      X2=2.*S1
      X3=3.*S1
      X4=6.*S1
      X5=3.*S1
      X6=6.*S1
      X7=7.*S1
      X8=8.*S1
      X9=9.*S1
      PRINT 102, X0, X1, X2, X3, X4, X5, X6, X7, X8, X9, X10
      102 FORMAT(/3X, 3HTIME, 2X, 11(2H=, F3.1, 4X),
      *1X, 1H, 3X, 6HT(KEV), 2X, 3HВЫНОС, 3X, 3HИЗЛУЧ, 2X, 5HDO/DT,
      *4X, 4HF/PO/)

```

```

0105  C      3. ЗАДАНИЕ НАЧАЛЬНЫХ ДАННЫХ
0106  XJ=ALOG(A4)
0107  DO 2 I=1, N1
0108  2 F(I)=XJ*ALOG(F(I))
      SUM=1.
      TT=0.
      TV=0.
      Q=0.
      Q1=-1.
      T1=0.
      T2=0.
      C11=C.
      CT2=0.
      Q4=0.
      TJ=1.
      TM=1.
      TJ4=1.
      PMAX=0.
      TK=1J+10
      XJ1=TK+0.3333
      GT=(1.+0.232*TK+0.75)*EXP(-19.98/XJ1)/
      /(SQRT(1.-9.46E-05*TK+3.25)*XJ1+XJ1)
      GT5=GT*SM2
      DO 60 I=1, 11
      60 SUM1(I)=0.

```


С
С

* 3 *

ЦИКЛ ПО ВРЕМЕНИ

```

0128 50 S4=C.
0129 DU 108 I=1,N1
0130 S1=EXP(F(I))*TJ/SQRT(XK(I))/F0
0131 IF(S1-S2)108,108,107
0132 S2=S1
0133 SS=M*(I-1)
0134 CONTINUE
0135 IF(S2-FMAX)110,110,109
0136 FMAX=S2
0137 XMAX=SS
0138 IF((IT-TV)4,3,3)
0139 3 X0=EXP(F(I))
0140 LK=1+NV
0141 X1=EXP(F(LK))
0142 LK=1+2*NV
0143 X4=EXP(F(LK))
0144 LK=1+3*NV
0145 X8=EXP(F(LK))
0146 LK=1+4*NV
0147 X0=EXP(F(LK))
0148 LK=1+5*NV
0149 X3=EXP(F(LK))
0150 LK=1+6*NV
0151 X0=EXP(F(LK))
0152 LK=1+7*NV
0153 X7=EXP(F(LK))
0154 LK=1+8*NV
0155 X0=EXP(F(LK))
0156 LK=1+9*NV
0157 X9=EXP(F(LK))
0158 X10=EXP(F(41))
0159 PRINT 103,IT,X0,X1,X2,X3,X4,X5,
0160 X6,X7,X8,X9,X10,G,K,CT1,CT2,Q2,S2
0161 103 FORMAT(2X,16(F6.3,1X),4(F7.3,1X))
0162 X2=X-Q1
0163 IF(X2-.0003)1,8,8
0164 8 Q1=Q
0165 TV=TV+START(3)
0166 IF((IT-START(2))4,1,1)
0167 4 TT=IT+START(1)
0168 DU 5 I=2,N
0169 X4=F(I)
0170 X3=XK(I)
0171 X3=C1*EXP(-X2)*TR
0172 X0=2./(XK(I-1)+X5)
0173 X0=2./(XK(I+1)+X5)
0174 X0=X3-X0/X5
0175 X7=1.+X6-X0=X4*EL(I-1)
0176 EL(I)=X6/X7
0177 5 U(I)=(X6+U(I-1)+X2)/X7
0178 C4=C16/TJ2
0179 X0=EXP(F(N1))
0180 IF(IT,LE,START(1))X6=0.
0181 X7=C15-X0+TJ4*START(1)
0182 F(N1)=(U(N)-C4*X6)/(1.-EL(N))
0183 DU 6 I=1,N
0184 F(N1-I)=EL(N1-I)+F(N2-I)+U(N1-I)
0185 S1=EXP(F(1))
0186 SS=S1+S1*XK(1)
0187 S1=S1*XK(1)
0188 Z0=Z
0189 DU 7 I=2,N
0190 Z0=-Z
0191 X1=EXP(F(I))
0192 X8=X1*XK(I)
0193 S1=S1+X2
0194 7 SS=SS+2*X1*X2
0195 X1=EXP(F(N1))
0196 X2=X1+CC
0197 S1=(S1-X2)*M/3.
0198 SS=(SS-X1*X2)*M/3.
0199 T1=T1+TJ*X7
0200 T2=T2+TJ4*(SS+SM2)
0201 SUM=SUM-X7
0202 CT1=CAPPA+T1
0203 CT2=WK+T2
0204 TJ=(1.+CT1-CT2)/SUM
0205 TK=TJ+T0
0206 XJ1=TK+0.3333
0207 GT=(1.+0.232*TK+0.75)*EXP(-19.98/XJ1)/
0208 /SQRT(1.-9.44E-05*TK+3.25)*XJ1*XJ1)
0209 DU 61 I=1,11
0210 LK=1+NV*(I-1)
0211 X1=EXP(F(LK))
0212 61 SUM1(I)=SUM1(I)+(GT*X1+X1*XK(L))*QJ

```

0212
0213
0214
0215
0216
0217
0218
0219
0220
0221
0222
0223
0224

0225
0226

0227
0228

0229

```

GT51=GT+SS
X2=QJ*(GT51+GT5)
Q2=X2+CC
Q2=X2
G15=GT51
SM2=SS
TJ2=TJ+TJ
TJ4=SQRT(TJ)
TR=TJ2+TJ4
IF(P(1)+3,1,50,50)
1 Z0C.9540
PRINT 111,FMAX,XMAX
111 FORMAT(/20X,'МАКСИМАЛЬНОЕ РАЗРЫВАЮЩЕЕ УСИЛИЕ',
0225 *F7.3,5X,'КООРДИНАТА',F7.3)
PRINT 105,SUM1,2
105 FORMAT(/9X,11(F6.3,1X),'--> ИНТЕГРАЛ ПО ВРЕМ. ОТ DQ/DX 0.950=')
0227 *F6.3//)
112 CONTINUE
STOP
END

```


[illegible]