

УДК 533.992

## Расчет характеристик реактора токамака с инжекцией ионов дейтерия и трития

КАРЕТКИНА Н. В.

На возможность создания термоядерного реактора, в котором синтез ядер происходит при торможении пучка быстрых ионов дейтерия в холодной тритиевой плазме, впервые было указано в работе [1]. Подобный тип термоядерного реактора получил название двухкомпонентной схемы. Ее энергетическая эффективность изучалась ранее [2, 3], где определялась зависимость отношения термоядерной мощности к инжектируемой от энергии инжектируемых частиц и температуры плазмы.

В работе [4] описана трехкомпонентная схема термоядерного реактора, в которой происходит одновременная инжекция пучков дейтронов и тритонов большой энергии в дейтериево-тритиевую плазму с горячими электронами. Исследована сравнительно небольшая температура электронов [4], когда изменения функций распределения ионов дейтерия и трития определяется их торможением на электронах, а столкновения быстрых ионов между собой не учитываются.

Задача о нагреве плазмы пучком высокоэнергетических частиц решалась в линейном приближении [4—6], т. е. инжектируемые ионы и ионы плазмы описывались отдельно. Это оправдано, когда интенсивность инжектируемых частиц мала по сравнению с плотностью плазмы.

В настоящей работе исследована возможность создания термоядерного реактора с интенсивной инжекцией пучков дейтронов и тритонов при достаточно большой температуре электронов. В этом случае деление ионов на плазменные и инжектируемые не оправдано, необходимо учитывать столкновение быстрых ионов между собой, что приводит к системе двух нелинейных кинетических уравнений для функций распределения ионов дейтерия и трития.

Рассмотрим задачу в простейшей постановке. Пусть источники и потери описываются изотропными функциями угла в пространстве скоростей, а функции распределения зависят только от абсолютной величины скорости. Тогда стационарное состояние реактора на основе интенсивной инжекции ионов дейтерия и трития описывается следующей системой уравнений для функций распределения частиц сорта

$\alpha$  ( $\alpha = d, t$ ) [7]:

$$\sum_{\beta=d, t, e} \frac{4\pi e_a^2 e_b^2 L N_\beta}{m_a^2} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} + \times \left\{ \frac{T_\beta}{m_\beta} \frac{a_\beta}{v} \frac{\partial}{\partial v} f_\alpha(v) + \frac{n_\alpha}{m_\beta} b_\beta f_\alpha(v) \right\} - \nu_\alpha(v) f_\alpha(v) + p_\alpha F_{0\alpha}(v - v_{0\alpha}) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $\alpha$  — дейтроны;  $t$  — тритоны;  $N_\beta$  и  $T_\beta$  — плотность и температура (средняя кинетическая энергия) соответствующего сорта частиц:

$$N_\beta = 4\pi \int_0^\infty f_\beta(v) v^2 dv; \quad (2)$$

$$T_\beta = \frac{4\pi}{3} \frac{m_\beta}{N_\beta} \int_0^\infty f_\beta(v) v^4 dv. \quad (3)$$

Коэффициенты  $a_\beta$  и  $b_\beta$  выражаются через функции распределения  $f_\beta(v)$  следующим образом:

$$a_\beta = \frac{4\pi}{3} \frac{m_\beta}{N_\beta T_\beta} \left\{ \int_0^v f_\beta(w) w^4 dw + v^3 \int_v^\infty f_\beta(w) dw \right\};$$

$$b_\beta = \frac{4\pi}{N_\beta} \int_0^v f_\beta(w) w^2 dw.$$

Суммирование в уравнении (1) проводится по всем сортам частиц, включая  $\alpha$ . Второй член в правой части каждого из уравнений системы (1) описывает потери частиц  $\alpha$ , интенсивность которых определяется функцией  $\nu_\alpha(v)$ , последний член описывает источник частиц  $\alpha$ , интенсивность которого равна  $p_\alpha$ , а энергетическое распределение характеризуется функцией  $F_{0\alpha}(v - v_{0\alpha})$ , где  $v_{0\alpha}$  — скорость частиц пучка, соответствующая характерной энергии инжекции  $E_\alpha = m_\alpha v_{0\alpha}^2 / 2$ . Функция  $F_{0\alpha}$  нормирована на единицу:

$$4\pi \int_0^\infty F_{0\alpha}(v - v_{0\alpha}) v^2 dv = 1, \quad \alpha = d, t.$$

Если умножить каждое из уравнений системы (1) на  $4\pi v^2$  и  $2\pi m_\alpha v^4$  и проинтегрировать по



скоростям, то получим следующие соотношения:

$$p_\alpha - (N_\alpha / \tau_{N, \alpha}) = 0, \quad \alpha = d, t; \quad (4)$$

$$Q_\alpha - \sum_{\beta} Q_{\alpha\beta} - (\varepsilon_\alpha / \tau_{E, \alpha}) = 0, \quad \alpha = d, t. \quad (5)$$

Соотношение (4) представляет собой баланс частиц, где  $\tau_{N, \alpha}$  — время жизни частиц, определяемое формулой

$$\tau_{N, \alpha} = \left\{ \frac{4\pi}{N_\alpha} \int_0^\infty f_\alpha(v) v_\alpha(v) v^2 dv \right\}^{-1}, \quad \alpha = d, t. \quad (6)$$

Соотношение (5) выражает баланс энергии. Здесь  $\varepsilon_\alpha = \frac{3}{2} N_\alpha T_\alpha$  — энергия частиц сорта  $\alpha$ ;  $\tau_{E, \alpha}$  — энергетическое время жизни,  $Q_\alpha$  — мощность инжекции в плазму;  $Q_{\alpha\beta}$  — скорость передачи энергии от частиц  $\alpha$  частицам  $\beta$ :

$$\tau_{E, \alpha} = \left\{ \frac{2\pi m_\alpha}{\varepsilon_\alpha} \int_0^\infty f_\alpha(v) v_\alpha(v) v^4 dv \right\}^{-1}, \quad \alpha = d, t; \quad (7)$$

$$Q_\alpha = 2\pi m_\alpha p_\alpha \int_0^\infty F_{0\alpha}(v - v_{0\alpha}) v^4 dv, \quad \alpha = d, t; \quad (8)$$

$$Q_{\alpha\beta} = 64\pi^3 e_\alpha^2 e_\beta^2 L \left\{ \frac{1}{m_\beta} \int_0^\infty f_\alpha(v) v \times \right. \\ \left. \times \left( \int_0^v f_\beta(w) w^2 dw \right) dv - \frac{1}{m_\alpha} \int_0^\infty f_\beta(w) w \times \right. \\ \left. \times \left( \int_0^w f_\alpha(v) v^2 dv \right) dw \right\}. \quad (9)$$

Время жизни частиц  $\tau_{N, \alpha}$  и  $\tau_{N, t}$  характеризует потери дейтронов и тритонов в результате различных физических процессов, например перезарядки, неустойчивостей и т. д. Поэтому  $\tau_{N, d}$  и  $\tau_{N, t}$  можно считать параметрами установки.

Рассмотрим случай, когда  $N_d$  и  $N_t$ ,  $\tau_{N, d}$  и  $\tau_{N, t}$ , а также температура электронов в реакторе токамака имеют значения, соответствующие реакторному режиму [8]. Интенсивность источников определяется из соотношений (4).

Известно, что энергетическое время жизни в несколько раз меньше корпускулярного времени жизни (частицы с большими скоростями удерживаются хуже). Это можно феноменологически учесть путем моделирования потерь

возрастающей функции скорости. Рассматривались потери вида:

$$v_\alpha(v) = v_{0\alpha} \exp \left\{ \gamma \frac{v}{v_{0\alpha}} \right\}, \quad \alpha = d, t, \quad (10)$$

где  $v_{0d}$ ,  $v_{0t}$  и  $\gamma$  — некоторые числовые параметры. Степень роста функций (10) определяет  $\gamma$  и тем самым характеризует степень различия энергетического и корпускулярного времени жизни. Соответствующим выбором этого параметра можно добиться нужного соотношения между энергетическим и корпускулярным временами жизни, наблюдавшегося, в частности, в большинстве экспериментов на реакторе токамаке соотношения  $\tau_{N, \alpha} / \tau_{E, \alpha} \cong 3$ . Отметим, что  $\gamma = 0$  соответствует предельному случаю равенства энергетического и корпускулярного времени жизни:  $\tau_{N, \alpha} = \tau_{E, \alpha}$ ,  $\alpha = d, t$ . Параметры  $v_{0d}$  и  $v_{0t}$  подбираются таким образом, чтобы время жизни частиц (6) в стационарном состоянии принимали заданные значения, т. е. чтобы выполнялись следующие соотношения:

$$4\pi v_{0\alpha} \int_0^\infty f_\alpha(v) \exp \left\{ \gamma \frac{v}{v_{0\alpha}} \right\} v^2 dv = \frac{N_\alpha}{\tau_{N, \alpha}}, \quad \alpha = d, t.$$

Ввиду малого времени релаксации электронов по сравнению с ионами за функцию распределения электронов принимается максвелловское. В силу квазинейтральности плазмы плотность электронов равна  $N_e = N_d + N_t$ .

Система уравнений (1) численно решается методом установления [9]. Эффективность термоядерного реактора определяется отношением мощности термоядерных реакций к инжектируемой мощности:

$$Q = q E_{Tя} / \sum_{\alpha=d, t} p_\alpha E_\alpha,$$

где  $E_{Tя} = 17,6$  МэВ — энергия, выделяющаяся в термоядерной реакции  $D + T = {}^4\text{He} + n$ ; DD — реакция, сечение которой мало, не учитывалась;  $\sum_{\alpha=d, t} p_\alpha E_\alpha$  — инжектируемая мощность;

$$q = N_d N_t \langle \sigma v \rangle = \int dv_d \int dv_t |v_d - v_t| \sigma \times \\ \times (|v_d - v_t|) f_d(v_d) f_t(v_t) = 8\pi^2 \int_0^\infty f_t(v_t) \times \\ \times v_t dv_t \int_0^\infty f_d(v_d) v_d dv_d \int_{|v_d - v_t|}^{v_d + v_t} \sigma(u) u^2 du -$$

— среднее число реакций синтеза в 1 см<sup>3</sup> плазмы за 1 с:  $u = |v_d - v_t|$  — относительная скорость дейтронов и тритонов;  $\sigma(u)$  — эффектив-



Зависимость эффективного сечения термоядерной реакции  $D+T=^4\text{He}+n$  от энергии дейтронов (при неподвижном тритии) Таблица 1

$E, \text{кэВ}$	$\sigma \cdot 10^{24}, \text{см}^2$	$E, \text{кэВ}$	$\sigma \cdot 10^{24}, \text{см}^2$	$E, \text{кэВ}$	$\sigma \cdot 10^{24}, \text{см}^2$	$E, \text{кэВ}$	$\sigma \cdot 10^{24}, \text{см}^2$	$E, \text{кэВ}$	$\sigma \cdot 10^{24}, \text{см}^2$
20	0,05	70	2,60	120	5,00	170	3,50	300	1,30
30	0,20	80	3,50	130	4,90	180	3,20	350	1,00
40	0,60	90	4,30	140	4,50	190	3,00	400	0,85
50	1,00	100	4,80	150	4,20	200	2,80	450	0,70
60	1,80	110	4,90	160	4,00	250	1,80	500	0,60

ное сечение DT-реакции на неподвижном тритии.

В настоящей работе использовались экспериментальные значения  $\sigma(u)$  табл. 1 [10].

**Результаты вычислений.** Функции распределения горячих дейтронов и тритонов, полученные в процессе численного решения уравнений (1), позволили определить различные характеристики термоядерного реактора с интенсивной инжекцией дейтронов и тритонов: температуру каждого сорта ионов (3), скорость передачи энергии от одного сорта частиц к другому (9), энергетическое время жизни ионов (7), усиление реактора  $Q$  и их зависимость от вре-

Характеристики реактора токамака с интенсивной инжекцией дейтерия и трития\* Таблица 2

$\gamma$	$\tau_{N, c}$	$\tau_{E, d}$ $\tau_{E, t}$		$T_d$	$T_t$	$Q_{de}$	$Q_{te}$	$Q$
		с						
0	1,2	1,20	1,20	33	23	0,61	0,22	2,0
1		0,96	0,93	31	21	0,56	0,19	1,8
3		0,60	0,62	27	18	0,44	0,13	1,5
5		0,36	0,49	23	15	0,32	0,08	1,1
0		2,00	2,00	26	19	0,40	0,15	2,5
1	2,0	1,61	1,57	25	18	0,37	0,14	2,3
3		0,99	1,04	22	16	0,31	0,10	1,9
5		0,59	0,80	19	14	0,23	0,06	1,5

\*  $E_d = 200; E_t = 40; T_e = 10 \text{ кэВ}; N_d = N_t = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

мени жизни ионов (6), температуры электронов и параметра  $\gamma$ .

В табл. 2 и 3 представлены результаты расчетов различных характеристик реактора, соответствующих температуре электронов, равной 10 и 15 кэВ, при  $\tau_{N, d} = \tau_{N, t} = 1,2; 2 \text{ с}$  и при  $\gamma = 0, 1, 3, 5$ . Энергия инжектируемых ионов принималась в этих расчетах равной 200 кэВ для дейтерия и 40 кэВ для трития. Результаты вычислений показывают, что при уменьшении  $\gamma$ , т. е. с возрастанием энергетического времени жизни частиц, увеличивается  $Q$ . Добиться воз-

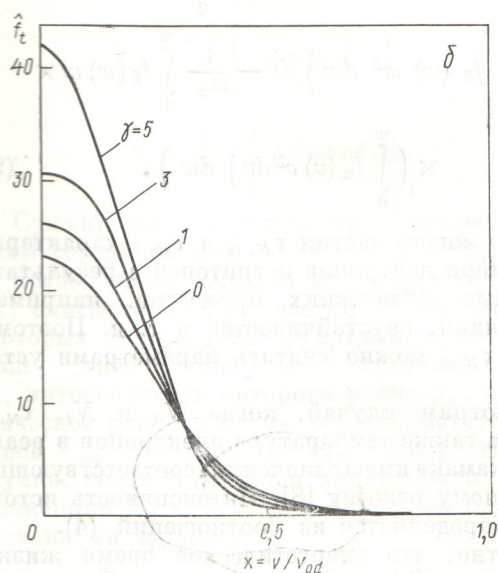
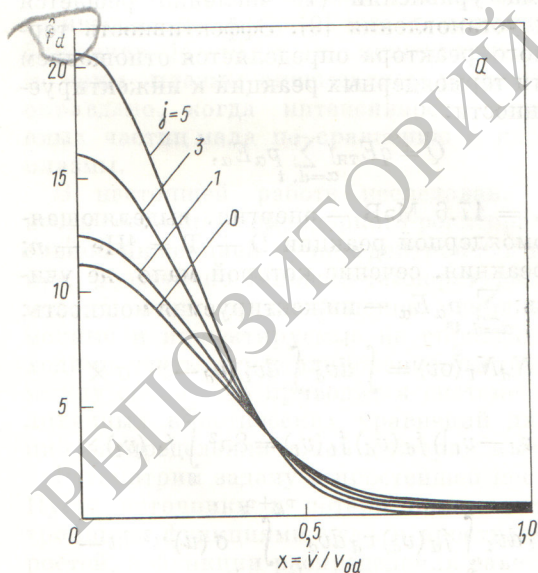
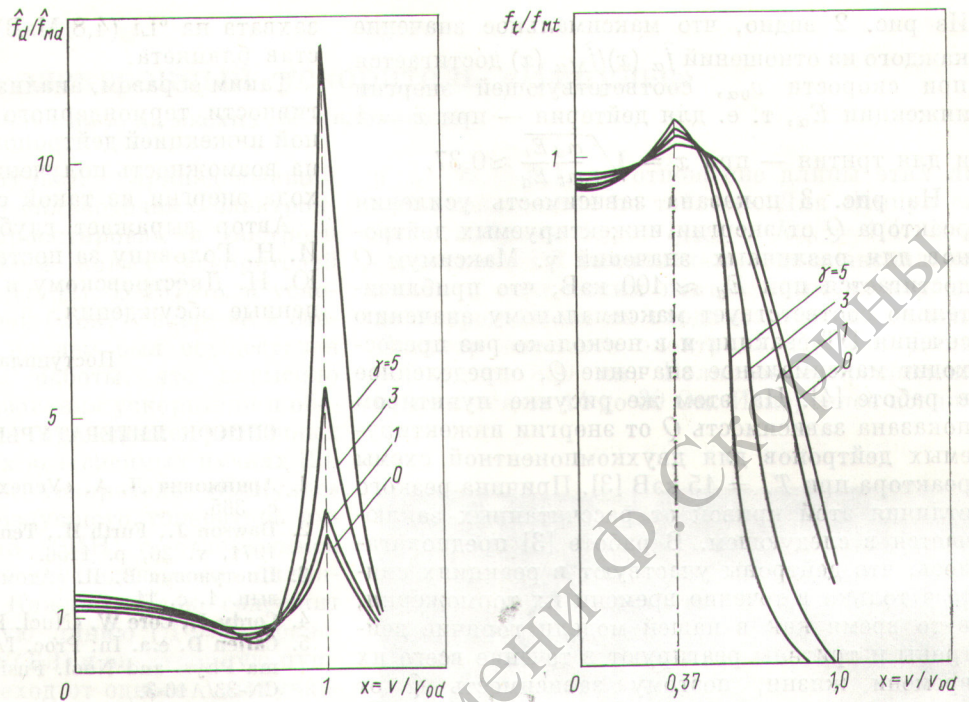


Рис. 1. Зависимость функции распределения дейтронов (а) и тритонов (б) от  $x = v/v_{0d}$  для различных значений  $\gamma$  при  $E_d = 200; E_t = 40; T_e = 15 \text{ кэВ}; \tau_{N, d} = \tau_{N, t} = 2 \text{ с}; N_d = N_t = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$



Р и с. 2. Отношение функций распределения дейтронов и тритонов к соответствующим максвелловским распределениям при одинаковой температуре и плотности



растания энергетической эффективности реактора можно также за счет увеличения времени жизни частиц или температуры электронов.

На рис. 1 и 2 показаны функции распределения дейтронов и тритонов и их отношение к соответствующим максвелловским распределениям. Функции распределения нормированы следующим образом:

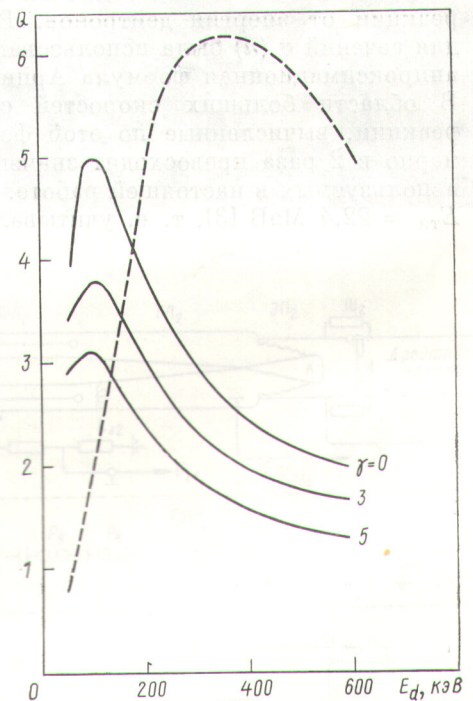
$$4\pi \int_0^\infty \hat{f}_\alpha(x) x^2 dx = N_\alpha \cdot 10^{-13}, \quad \alpha = d, t.$$

Характеристики реактора токамака с интенсивной инжекцией дейтерия и трития \*

Таблица 3

$\gamma$	$\tau_N$	$\tau_{E, d}$	$\tau_{E, t}$	$T_d$	$T_t$	$Q_{de}$	$Q_{te}$	$Q$
		с						
0		1,20	1,20	46	34	0,46	0,18	2,7
1	1,2	0,93	0,89	42	30	0,40	0,14	2,5
3		0,65	0,59	36	25	0,30	0,08	2,2
5		0,43	0,47	30	20	0,20	0,04	1,6
0	2,0	2,00	2,00	36	29	0,32	0,13	3,9
1		1,64	1,50	34	27	0,28	0,11	3,6
3		1,08	0,96	30	22	0,21	0,07	3,0
5		0,70	0,75	25	19	0,15	0,04	2,5

\*  $E_d = 200$ ;  $E_t = 40$ ;  $T_e = 15$  кэВ;  $N_d = N_t = 4 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>.



Р и с. 3. Зависимость усиления реактора Q от энергии инжектируемых дейтронов при энергии инжекции тритонов  $E_t = 40$  кэВ для различных значений  $\gamma$ . Температура электронов  $T_e = 15$  кэВ



Из рис. 2 видно, что максимальное значение каждого из отношений  $\hat{f}_\alpha(x)/\hat{f}_{M\alpha}(x)$  достигается при скорости  $v_{0\alpha}$ , соответствующей энергии инжекции  $E_\alpha$ , т. е. для дейтерия — при  $x = 1$  и для трития — при  $x = \sqrt{\frac{m_d E_t}{m_t E_d}} \approx 0,37$ .

На рис. 3 показана зависимость усиления реактора  $Q$  от энергии инжектируемых дейтронов для различных значений  $\gamma$ . Максимум  $Q$  достигается при  $E_d \approx 100$  кэВ, что приблизительно соответствует максимальному значению сечения DT-реакции и в несколько раз превосходит максимальное значение  $Q$ , определенное в работе [4]. На этом же рисунке пунктиром показана зависимость  $Q$  от энергии инжектируемых дейтронов для двухкомпонентной схемы реактора при  $T_e = 15$  кэВ [3]. Причина резкого отличия этой кривой от рассчитанных заключается в следующем. В работе [3] предполагалось, что дейтроны участвуют в реакциях синтеза только в течение времени их торможения, в то время как в нашей модели горячие дейтроны и тритоны реагируют в течение всего их времени жизни, поэтому зависимость  $Q$  от энергии аналогична зависимости сечения DT-реакции от энергии дейтронов. В работе [3] для сечений  $\sigma(u)$  была использована известная аппроксимационная формула Арцимовича [11]. В области больших скоростей сечения DT-реакции, вычисленные по этой формуле, примерно в 2 раза превосходят значения сечений, используемых в настоящей работе. Кроме того,  $E_{т\alpha} = 22,4$  МэВ [3], т. е. учитывалась энергия

захвата на  ${}^6\text{Li}$  (4,8 МэВ), которая входит в состав бланкета.

Таким образом, анализ энергетической эффективности термоядерного реактора с интенсивной инжекцией дейтронов и тритонов указывает на возможность получения положительного выхода энергии из такой системы.

Автор выражает глубокую признательность И. Н. Головину за постановку задачи, а также Ю. Н. Днестровскому и Д. П. Костомарову за ценные обсуждения.

Поступила в Редакцию 3/III 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арцимович Л. А. «Успехи физ. наук», 1967, т. 91, с. 365.
2. Dawson J., Furth H., Tenny F. «Phys. Rev. Letters», 1974, v. 26, p. 4456.
3. Пистунювич В. И. «Атомная энергия», 1973, т. 35, вып. 1, с. 44.
4. Cordy J., Core W. «Nucl. Fusion», 1975, v. 15, p. 710.
5. Callen D. et al. In: Proc. IAEA Intern. Conf. on Plasma Phys. and Nucl. Fusion Research. Tokyo, 1974, CN-33/A16-3.
6. Cordy J., Houghton M. «Nucl. Fusion», 1973, v. 13, p. 215.
7. Гришанов Н. В. и др. Физика плазмы, 1976, т. 2, с. 260.
8. Головин И. Н. «Атомная энергия», 1975, т. 39, вып. 6, с. 379.
9. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М., «Наука», 1971, с. 450.
10. Rep. ORNL 3113, 1971.
11. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1963, с. 12.

T	Q					
	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
0.1	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6
0.2	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2
0.3	0.3	0.6	1.0	1.4	1.8	2.2
0.4	0.4	0.8	1.4	2.0	2.6	3.2
0.5	0.5	1.0	1.8	2.6	3.4	4.2
0.6	0.6	1.2	2.2	3.2	4.2	5.2

РЕПОЗИТОРИЙ