

SU7605239



Ордена Ленина

ИАЭ-2365

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

*С. Е. Лысенко, Г. Н. Попков*

A14

**Реактор-токамак,  
работающий в циклическом режиме**

Москва 1974

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

С. Е. Лысенко, Г. Н. Попков

РЕАКТОР-ТОКАМАК,  
РАБОТАЮЩИЙ В ЦИКЛИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Москва  
1974

**Ключевые слова:** плазма, токамак, реактор, синтез, примеси, расчет.

209.

Приводятся расчеты циклов работы дейтерий-третиевого термоядерного реактора на основе токамака.

Решаются уравнения энергобаланса плазмы и баланса частиц при различных предположениях о термозоляции плазмы. Считается, что распределение температуры, концентрации плазмы и плотности тока по сечению плоское, а температуры ионов и электронов равны.

Показано, что примеси сильно влияют на условия зажигания и течения термоядерной реакции. Рассматриваются ограничения, связанные с предельным значением  $\beta$ . Выделение энергии в реакторе можно сделать более равномерным, применяя дополнительный напуск рабочего вещества. Приводятся соображения по оптимизации параметров реактора.

В работах, посвященных термоядерным реакторам, при сравнении различных квазистационарных систем одним из критериев их оценки выбирается возможность работы в стационарном режиме. Эта возможность фигурирует как положительный фактор при сравнении стеллараторов с системами типа токамак.

Стационарный режим работы можно получить в токамаке, например, путем направленной инжекции ионов, создающей ток в плазме, или за счет возникновения диффузионного тока (**bootstrap current**).

Однако расчеты термоядерных реакторов, работающих в непрерывном режиме, нам кажутся несколько утопическими, так как в теоретических [1] и экспериментальных работах [2] показано, что тяжелые ионы примесей накапливаются в центре плазменного шнура. Увеличение количества примесей и продуктов реакции приводит к уменьшению мощности ядерного энерговыделения, увеличению потерь энергии из плазмы за счет излучения и делает стационарный режим работы реактора неосуществимым. Если классический эффект собирания примесей будет иметь место, то единственный способ очистить систему от загрязнений и продуктов реакции - это остановить реактор, откачать его, напустить чистое рабочее вещество и начать процесс заново. Таким образом, мы приходим к циклическому режиму работы термоядерного реактора. Рассмотрим его подробнее.

1. Уравнение энергобаланса для 1 см<sup>3</sup> плазмы можно записать в виде [3]

$$\frac{dE}{dt} = P_{дж} + P_{яг} + P_{дн} - P_{тг} - P_{цзл} - P_{ц} , \quad (1)$$

где  $E$  - внутренняя энергия плазмы, дж/см<sup>3</sup>;  $P_{дж}$  - мощность, выделяющаяся в плазме при протекании тока, вт/см<sup>3</sup>;  $P_{яг}$  - мощность ядерного энерговыделения;  $P_{дн}$  - мощность дополнительного нагрева, вложенная в плазму;  $P_{тг}$  - мощность потерь с теплопроводностью и диффузией;  $P_{цзл}$  - мощность потерь за счет тормозного, рекомбинационного и линейчатого излучения;  $P_{ц}$  - мощность потерь с циклотронным излучением.

Мощность джоулева нагрева определялась по формуле

$$P_{дж} = \frac{X \cdot J^2}{\sigma_0 T^{3/2} (\pi a^2)^2} , \quad (2)$$

где  $X$  - коэффициент аномальности сопротивления плазмы;  $J$  - ток в плазме, а;  $T$  - температура плазмы, кэв. Считается, что температура ионов равна температуре электронов. Величина тока определялась из условия Крускала-Шафранова

$$q = \frac{H_z \cdot a}{H_\varphi R} , \quad (3)$$

где  $H_z$  - продольное магнитное поле, э;  $H_\varphi$  - магнитное поле тока, э ( $H_\varphi = 0,2 J/a$ );  $a$  - малый,  $R$  - большой радиусы тора, см;  $\sigma_0$  - коэффициент пропорциональности в формуле Спитцера ( $\sigma_0 = 4.10^5$ ).

Мощность ядерного энерговыделения

$$P_{яг} = Q n_\alpha n_t \langle \sigma v \rangle , \quad (4)$$

где  $Q$  - энерговыделение одного акта реакции в заряженных частицах, дж. Для ( $d-t$ )-реакции  $Q = 5,6 \cdot 10^{-13}$  дж;  $n_\alpha$ ,  $n_t$  - концентрации дейтерия и трития, см<sup>-3</sup>;  $\langle \sigma v \rangle$  - скорость реакции, определялась по данным работы [4].

Мощность энергетических потерь из плазмы с теплопроводностью и диффузией

$$P_{тг} = \frac{4,8 \cdot 10^{-16} n_e T}{\tau_E} , \quad (4')$$

где  $n_e$  - концентрация электронов, см<sup>-3</sup>;  $\tau_E$  - энергетическое время жизни плазмы, сек. Для выражения  $\tau_E$  использовались две аппроксимационные формулы [3]: одна эмпирическая

$$\tau_E = 3,6 \cdot 10^{-8} a^2 H_\varphi , \quad (5)$$

вторая следует из неклассической теории для области редких столкновений

$$\tau_E = 0,88 \times 10^3 a^{3/2} H_\phi^2 \sqrt{RT} / n_e, \quad (6)$$

Численные коэффициенты в обеих формулах выбирались на основании экспериментальных данных, полученных на установках токамак.

Мощность циклотронного излучения определялась по [5]:

$$P_c = 4,3 \times 10^{-23} (H_z T)^{5/2} \sqrt{\frac{n_e}{a} \left(1 + \frac{a}{R\sqrt{T}/mc^2}\right)} (1 - \tau), \quad (7)$$

где  $\tau$  - коэффициент отражения циклотронного излучения от стенки камеры.

Мощность тормозного и рекомбинационного излучения с учетом электрон-электронных соударений [6]:

$$P_{u3\lambda} = 5,27 \times 10^{-31} n_e (n_d + n_t + 4n_{He} + Z^2 n_z) \sqrt{T} \times \\ \times (1 + 5 \times 10^{-3} T) + 1,77 \times 10^{-32} n_e n_z Z^4 / \sqrt{T}, \quad (8)$$

где  $n_{He}$  - концентрация гелия, образовавшегося в процессе ядерных реакций,  $\text{см}^{-3}$ ;  $n_z$  - концентрация примесей,  $\text{см}^{-3}$ ;  $Z$  - заряд ядер примесей.

Относительно точности уравнения (1) можно сказать следующее. Мощность циклотронного излучения определяется с точностью до коэффициента  $\approx 2$ , так как неизвестно, как повлияет на циклотронное излучение изменение температуры и концентрации по сечению плазменного шнура, неизвестно и значение коэффициента отражения  $\tau$ . Различные аппроксимационные формулы для  $\tau_E$  дают значения, отличающиеся в несколько десятков раз.

Мощность излучения атомов примесей с  $Z \sim 40$  известна с малой точностью.

Вышесказанное может служить оправданием отказа от излишней детализации и других членов уравнения (1). Поэтому правомерно проводить расчеты в приближении равномерного распределения параметров плазмы по сечению.

Характерное время выравнивания температур ионов и электронов для  $T \sim 30$  кэВ и  $n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$  порядка 1 сек. Время процесса и энергетическое время жизни, как будет видно из дальнейшего, равно 10-100 сек. Поэтому оправдано считать температуру ионов равной температуре электронов.

Кроме уравнения энергобаланса можно составить уравнения баланса частиц:

$$\frac{dn_d}{dt} = -n_d n_t \langle \sigma v \rangle - \frac{n_d}{\alpha \tau_E}, \quad (9)$$

$$\frac{dn_t}{dt} = -n_d n_t \langle \sigma v \rangle - \frac{n_t}{\alpha \tau_E} , \quad (10)$$

$$\frac{dn_{He}}{dt} = n_d n_t \langle \sigma v \rangle , \quad (11)$$

$$\frac{dn_z}{dt} = \frac{(n_d + n_t) \gamma}{\alpha \tau_E} , \quad (12)$$

$$\frac{dne}{dt} = -\frac{ne}{\alpha \tau_E} (1 - Z \gamma) . \quad (13)$$

Здесь  $\alpha$  - отношение времени жизни частиц к энергетическому. На основании [7] принимаем  $\alpha = 10$ ,  $\gamma$  - коэффициент распыления материала стенки.

Первый член уравнения (9) описывает выгорание дейтерия за счет термоядерной реакции. Второй член связан с уходом частиц за счет диффузии. Изменение концентрации трития определяется аналогичным уравнением (10).

Уравнение (11) характеризует накопление гелия; считается, что гелий из системы не уходит.

Уходящие частицы бомбардируют стенку и выбивают из нее примеси. Их поступление описывается уравнением (12). Считается, что примеси ионизируются до заряда ядра  $Z$ , равномерно распределяются по сечению и не уходят из плазмы. При ионизации образуется  $Z$  холодных электронов, на нагрев которых и иона примесей затрачивается энергия  $\frac{3}{2}(Z+1)Tn_z$ . Потери энергии на ионизацию не учитывались, так как они много меньше потерь энергии на нагрев. Первый член уравнения баланса для электронов (13) связан с диффузией электронов, а второй - с ионизацией примесей.

II. Рассматривались две модели термоядерного реактора, основные параметры которых приведены в табл. 1. Для сравнения даны параметры установки Токамак-4.

Размеры систем выбирались из возможности технической осуществимости. В большой модели самоподдерживающаяся термоядерная реакция возникает лишь после дополнительного нагрева плазмы, но получение требуемого значения поля  $H_z$  сегодня технически осуществимо. В малой модели, как показано в работе [3], можно достичь условий зажигания термоядерной реакции только джоулевым нагревом,

но обмотка продольного поля должна быть сделана из сверхпроводников, выдерживающих поля  $> 150$  кэ. Мощность джоулева нагрева падает с температурой, а все другие члены уравнения (1) (если не учитывать примесей) растут с температурой.

Таблица 1

	Большая модель	Малая модель	Токамак-4
$\alpha$ , см	220	150	17
$R$ , см	720	500	90
$H_2$ , кэ	40	80	45
$\varphi$	2,2	2,2	2,2
$J$ , Ма	6,3	8,2	0,25
$n_e$ , см <sup>-3</sup>	$10^{14}$	$10^{14}$	$6 \cdot 10^{13}$
$\tau$	0,75	0,75	-
$V$ , м <sup>3</sup>	690	220	0,6

Поэтому существует некоторая критическая температура, когда  $dE/dt$  имеет минимум. Зажигание произойдет, если везде  $dE/dt > 0$ . Если запас мощности джоулева нагрева невелик, то разогрев системы происходит медленно и интенсивное выделение термоядерной энергии начинается только через время  $\sim 20$  сек.

Решение уравнения (1) представлено на рис. 1 и 2. На рис. 1 изображено изменение температуры плазмы без примесей со временем при разных коэффициентах аномальности. На рис. 2 показана зависимость времени разогрева плазмы до 10 кэВ в зависимости от аномальности при разных  $\varphi$  и  $n_e$ . Так как при концентрациях  $\geq 10^{14}$  см<sup>-3</sup> нельзя надеяться на получение больших значений коэффициента аномальности, то из рис. 1 и 2 следует сделать вывод о необходимости дополнительного нагрева даже в случае больших магнитных полей.

Из рис. 3 видно, что, увеличивая мощность дополнительного нагрева, можно достаточно быстро достичь температуры зажигания термоядерной реакции. При мощности 0,1–0,5 Вт/см<sup>3</sup> время нагрева составляет всего 1–2 сек.

Ш. Пример совместного решения уравнения (1) и системы (11)–(14) показан на рис. 4: Так же как и на рис. 1, система медленно проходит через критическую температуру, потом быстро разогревается до 50 кэВ. После значительного выгорания дейтерия и трития температура начинает падать. С ростом скорости поступления примесей нагрев замедляется, и при сравнительно малом поступлении примесей ( $\frac{d}{d\tau_E} \sim 10^{-5}$  сек<sup>-1</sup>) джоулева нагрева недостаточно для инициирования термоядерной реакции. Это еще раз доказывает, что дополнительный нагрев необходим на начальной стадии процесса.

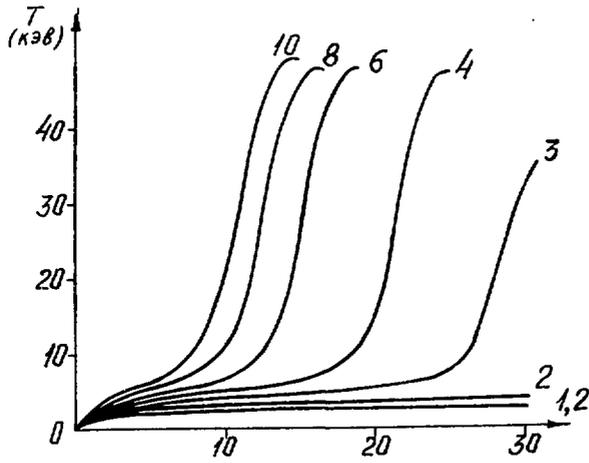


Рис. 1. Зависимость температуры плазмы от времени при джоулевом нагреве. Цифры у кривых - коэффициенты аномальности. Малая модель, без примесей,  $\tau_E$  - неоклассическое.

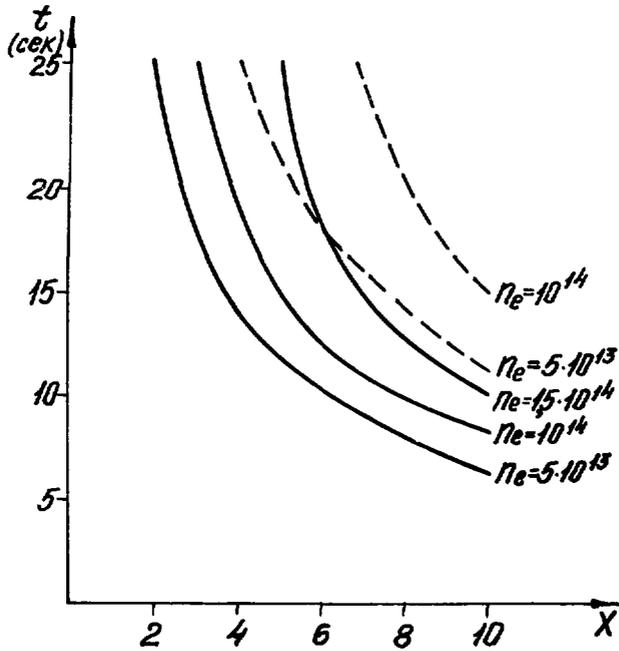


Рис. 2. Зависимость времени нагрева до 10 кэВ от аномальности при  $q = 2,2$  (сплошные линии) и  $q = 3$  (пунктир) и концентрации плазмы  $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $10^{14} \text{ см}^{-3}$  при тех же предположениях, что на рис. 1.

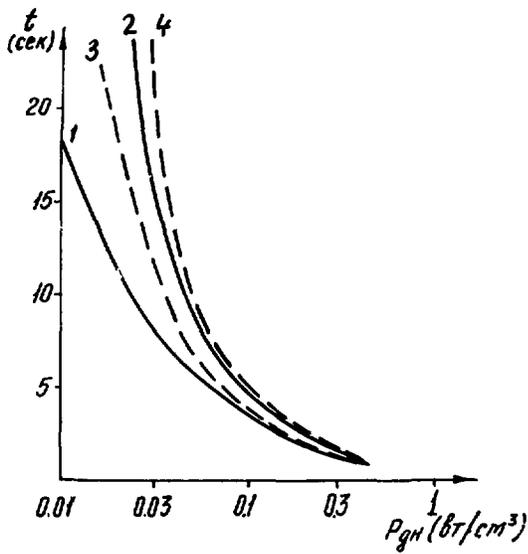


Рис. 3. Зависимость времени нагрева до 10 кэВ от мощности дополнительного нагрева при  $\tau_E$  - неклассическом (кривые 1 и 3) и  $\tau_E \sim \omega^2 N \nu$  (кривые 2 и 4) для большой (пунктир) и малой (сплошные линии) моделей,  $X = 2$ .

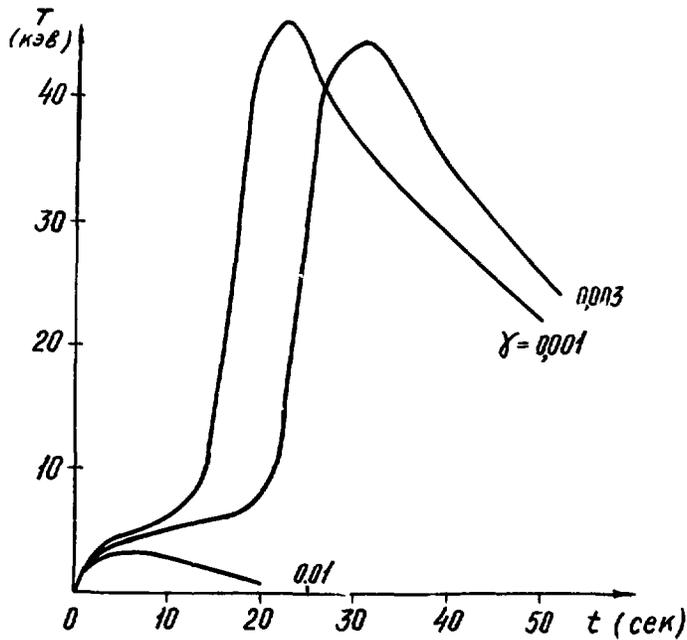


Рис. 4. Ход процесса в зависимости от времени для разных коэффициентов распыления. Малая модель, омический нагрев,  $X = 6$ ,  $\tau_E$  - неклассическое,  $\alpha = 10$ , примеси Mo.

В дальнейшем во все расчеты будет включен дополнительный нагрев до  $T=10$  кэв в начале процесса.

На рис. 5 и 6 показаны циклы работы системы в зависимости от коэффициента распыления  $\gamma$ . На рис. 7 представлена зависимость степени выгорания рабочего вещества (отношения концентрации дейтерия, превратившегося в гелий, к начальной концентрации дейтерия) для различных  $\gamma$ . Из рисунка следуют естественные выводы, что с увеличением времени жизни частиц в системе коэффициент выгорания увеличивается и что имеется очень резкая зависимость степени выгорания от коэффициента распыления.

Ход процесса также сильно зависит от материала стенки, т.е. от  $Z$ . На рис. 8 показаны результаты расчетов для углеродной ( $Z = 6$ ) и молибденовой ( $Z = 42$ ) стенки реактора. В случае углерода при вычислении  $P_{изл}$  учитывался и вклад линейчатого излучения:

$$P_{лин} = 2,8 \times 10^{-34} Z^6 n_e n_z / T^{3/2}. \quad (14)$$

Видно, что в случае углерода условие зажигания выполняется даже при  $\gamma \sim 0,5$  ( $\tau_E$  бралось по эмпирической формуле (5)).

1У. В наших расчетах мы не делали ограничения по  $\beta$ , где  $\beta = 16\pi n_e T / n_p^2$ , однако из условий равновесия  $\beta \leq R/a$ , по неоклассической теории  $\beta \leq \sqrt{R/a}$  [8, 9]. Это значит, что, когда температура достигнет величины, соответствующей предельному значению  $\beta$ , в плазме нарушится равновесие и может произойти либо полный развал плазменного шнура (это худший случай), либо теплопроводность и диффузия возрастут так, что нагрев плазмы прекратится. В первом случае надо каким-либо способом не допускать перегрева, во втором случае ход процесса несколько изменится. На рис. 9 и 10 показан ход энергетического цикла для различных предельных значений  $\beta$ . Из рисунков видно, что чем меньше предельное значение  $\beta$ , тем меньше коэффициенты выгорания рабочего вещества. В большой модели наибольшее выгорание получается при концентрации  $8,10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

На рис. 11 и 12 показано изменение в течение цикла проходящей мощности на стенку реактора из расчета 22,4 Мэв на один акт реакции для двух моделей при разных концентрациях и  $\beta \leq R/a$  с ограничением температуры путем увеличения диффузии. Для малой модели период работы реактора 50 сек, средняя мощность составляет  $\sim 30\%$  от максимальной. Если предположить, что время откачки и подготовки к следующему циклу 15 сек, то средняя мощность составит 25% от максимальной. Для большой модели с учетом 15-секундного перерыва между циклами средняя мощность в лучшем случае равна 51% от максимальной и меньше мощности малой модели в 1,2 раза.

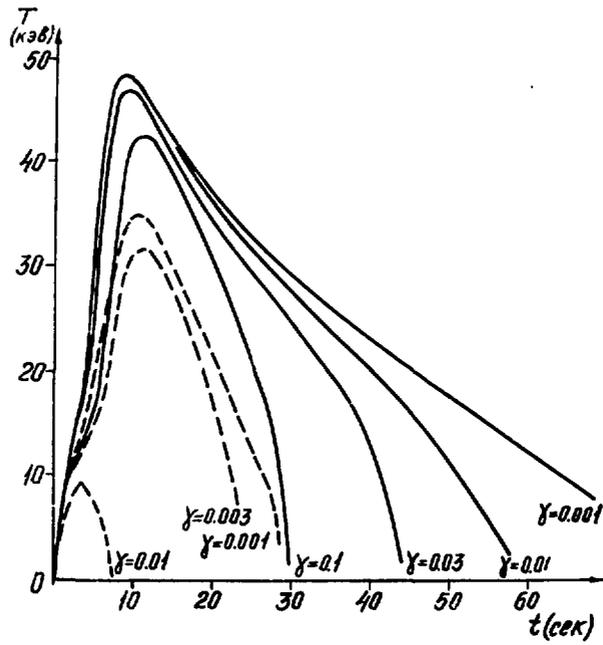


Рис. 5. Ход процесса при различных коэффициентах распыления. Малая модель, дополнительный нагрев до 10 кэВ,  $P_{дн} = 0,2$  вт/см<sup>3</sup>,  $M_0$ ,  $\alpha = 10$ ,  $\tau_E$  - неоклассическое (сплошные линии) и  $\tau_E \sim a^2 N \psi$  (пунктир).

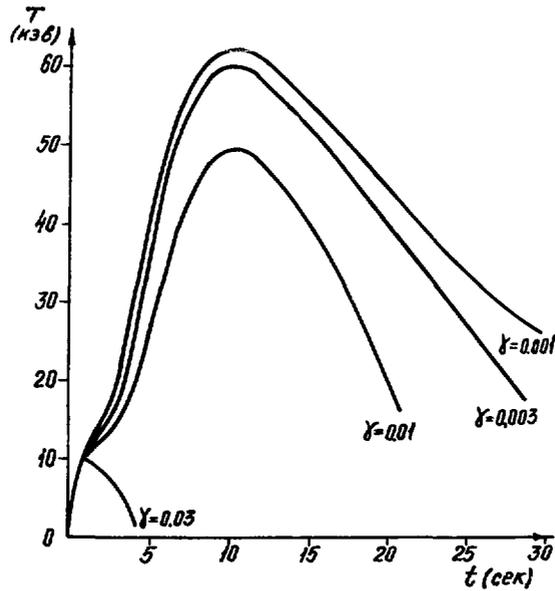


Рис. 6. Ход процесса при различных коэффициентах распыления. Большая модель, дополнительный нагрев до 10 кэВ,  $P_{дн} = 0,5$  вт/см<sup>3</sup>,  $M_0$ ,  $\alpha = 10$ ,  $\tau_E \sim a^2 N \psi$ .

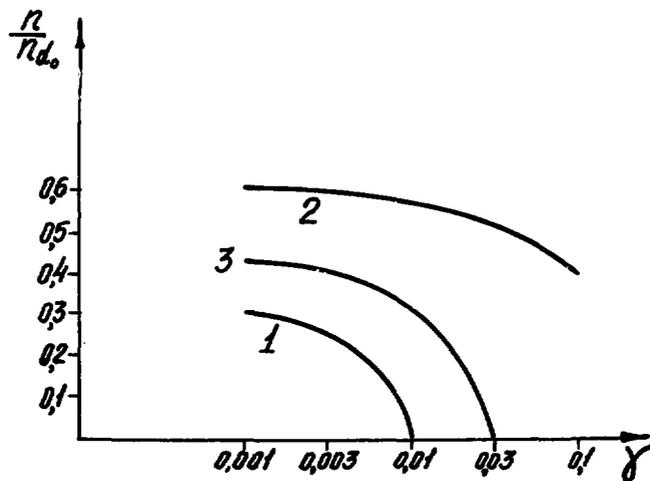


Рис. 7. Зависимость степени выгорания от коэффициента распыления по данным рис. 5 и 6: 1 - малая модель,  $\tau_E \sim a^2 H \varphi$ ; 2 - малая модель,  $\tau_E$  - неоклассическое; 3 - большая модель,  $\tau_E \sim a^2 H \varphi$ .

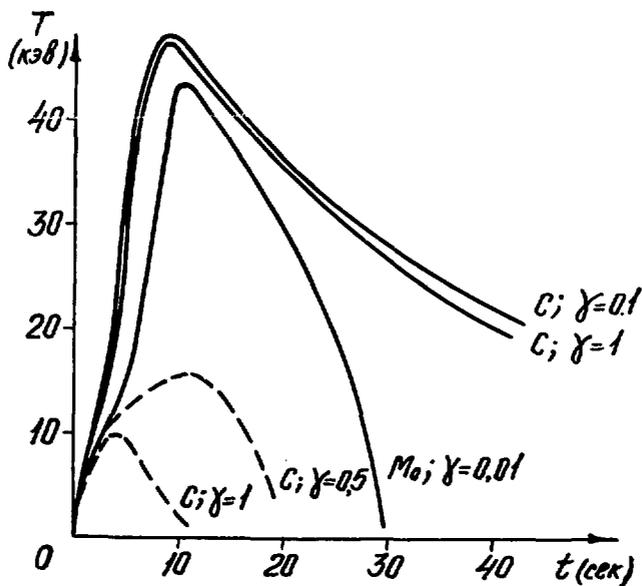


Рис. 8

Рис. 8. Ход процесса для системы со стенкой из молибдена и углерода. Малая модель,  $R_{дн} = 0.2$  вт/см<sup>3</sup>,  $\alpha = 10$ ,  $\tau_E$  - неоклассическое (сплошные линии) и  $\tau_E \sim a^2 H \varphi$  (пунктир).

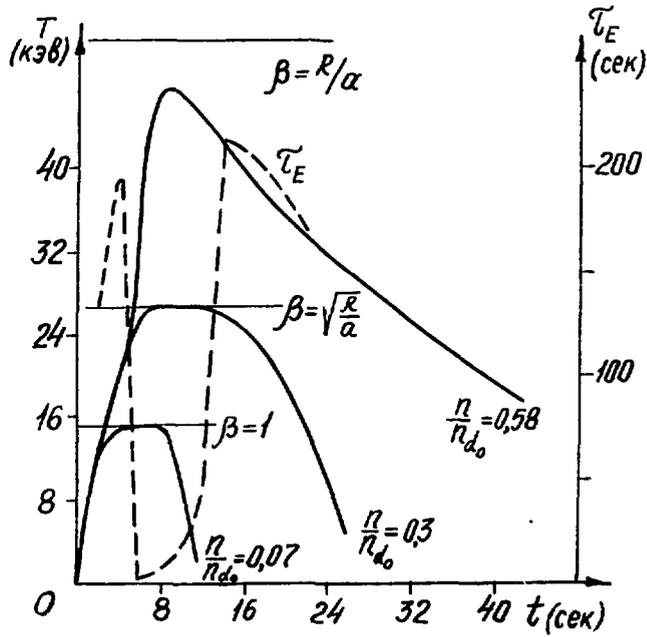


Рис. 9. Ход процесса при разных  $\beta$  предельных:  $\beta < R/\alpha$ ,  $\beta < \sqrt{R/\alpha}$ ,  $\beta < 1$ ; пунктирная кривая - ход  $\tau_E$  неклассической для  $\beta < \sqrt{R/\alpha}$ . Малая модель, дополнительный нагрев до 10 кэВ, примеси Mo,  $\gamma = 0.01$ ,  $\alpha = 10$ , цифрами обозначены степени выгорания.

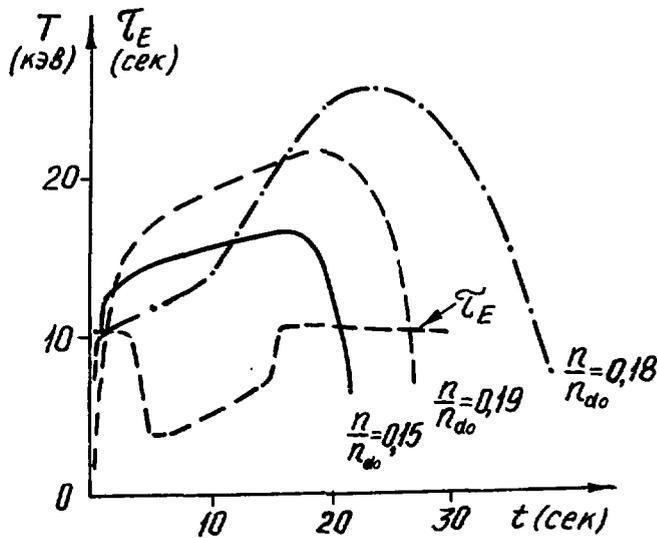


Рис. 10. Ход процесса при  $\beta < R/\alpha$  для различных концентраций:  $n_e = 10^{14}$  - сплошная линия; пунктирные кривые - ход  $\tau_E \sim a^2 N_e$  и  $T$  для  $n_e = 8 \cdot 10^{13}$ ; штрих-пунктирная кривая - для  $n_e = 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . Большая модель,  $P_{\text{вн}} = 0.5 \text{ вт/см}^2$ ,  $\alpha = 10$ , Mo,  $\gamma = 0.003$ .

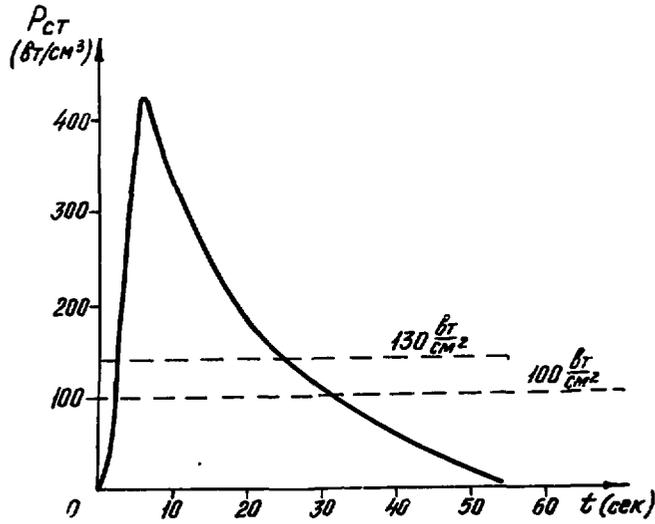


Рис. 11. Ход ядерного энерговыделения в течение цикла. Малая модель,  $P_{gm} = 0,2 \text{ Вт/см}^3$ ,  $M_0$ ,  $\alpha = 10$ ,  $\gamma = 0,01$ ,  $\tau_E$  - неоклассическая.

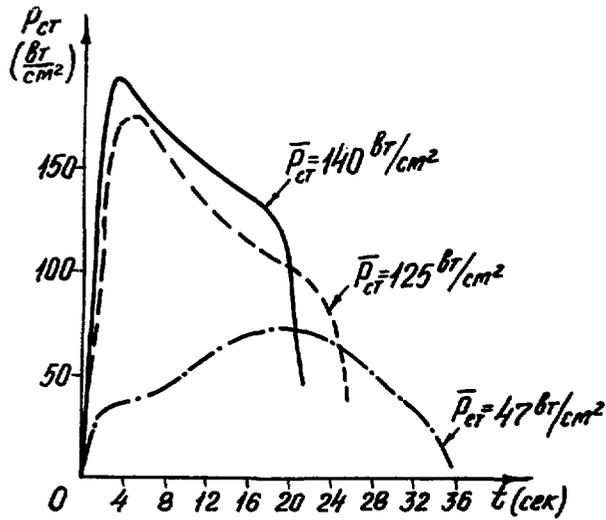


Рис. 12. Ход ядерного выделения для большой модели (см. рис. 10):  $n_e = 10^{14}$  - сплошная линия,  $n_e = 8 \cdot 10^{13}$  - пунктир,  $n_e = 5 \cdot 10^{13}$  - штрих-пунктир.

Большая пиковая мощность создаст перегрузку системы охлаждения blankets. Кроме того, мощность получается меньше допустимой мощности  $P_{ст}$ , поэтому рассматриваемые модели реактора экономически не оптимальны. Особенно это относится к большой модели, где вследствие слабого магнитного поля ограничение по  $\beta$  ведет к недогрузке по мощности на стенку.

У. Априори нельзя сказать, что напуск рабочего вещества в полном объеме перед стартом является оптимальным. С уменьшением концентрации облегчается нагрев плазмы дополнительными методами и джоулев нагрев. Однако чрезмерное уменьшение концентрации может, во-первых, привести к разрыву между электронной и ионной температурами и, во-вторых, затрудняет нагрев плазмы продуктами реакции (так как ядерное выделение  $\sim n^2$ ). Поэтому целесообразно рассмотреть режим с дополнительной инъекцией рабочего вещества после нагрева плазмы до температуры, необходимой для самоподдерживающейся реакции. Предполагалось, что на нагрев одного захваченного атома расходуется энергия  $\approx T$ , где  $\approx = (\sigma_{пер}/\sigma_{ион} + 2)$ . Для области термоядерных температур отношение сечений перезарядки и ионизации  $\frac{\sigma_{пер}}{\sigma_{ион}} \sim 10$ ; так как перезарядка происходит на периферии плазменного шнура и половина нейтралов летит внутрь плазмы, то величину  $\approx$  можно уменьшить в 2 раза и положить ее равной 6.

Из рис. 11 видно, что средняя мощность  $\overline{P_{ст}}$  много меньше максимальной.

Чтобы сделать энерговыделение реактора более равномерным, можно напускать рабочее вещество после достижения температуры, близкой к максимальной. После охлаждения до 18 кэВ инъекция прекращается, происходит саморазогрев системы, после достижения максимальной температуры инъекция повторяется и т.д. Инъекция заканчивается, когда  $\beta$  достигает предельной величины  $R/a$ . Из рис. 13 видно, что время работы в таком режиме увеличивается, а выделение мощности происходит более равномерно.

У1. В заключение рассмотрим некоторые вопросы оптимизации параметров реактора. При высоких температурах, когда дополнительный нагрев отключен, а джоулевым нагревом можно пренебречь, уравнение (1) имеет вид

$$\frac{dE}{dt} = P_{яг} - P_{тг} - P_{изл} - P_{ч} . \quad (15)$$

В этом уравнении  $P_{яг}$  и  $P_{изл}$  зависят только от температуры и концентрации и не зависят от размеров реактора и магнитного поля.

Меняя  $H_z$ , мы меняем величину

$$P' = P_{тг} + P_{ч} . \quad (16)$$

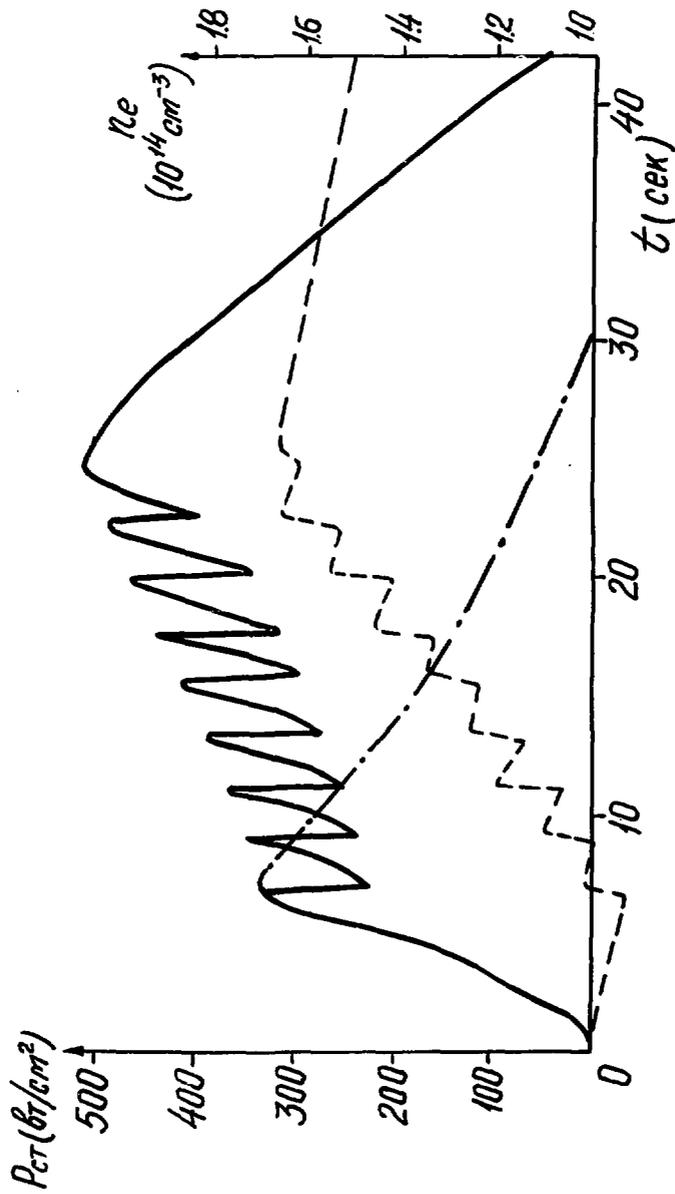


Рис. 13. Режим с многократной инжекцией - сплошная кривая, ..... модель.  $P_{дм} = 0,2 \text{ Вт/см}^2$ ,  $T_E \sim 2 \text{ НФ}$ ,  $M_0$ ;  $\delta = 0,001$ ,  $\alpha = 10$ ,  $\beta = 6$ , скорость инжекции  $10^{15} \text{ атом/см}^2 \text{ сек}$ . Начало инжекции при  $T = 30 \text{ кэВ}$ . конец - при  $T = 18 \text{ кэВ}$ . Изменение концентрации электронов в режиме с инжекцией - пунктир. Режим без инжекции - штрих-пунктир.

На рис. 14 и 15 показано изменение  $P'$  в зависимости от магнитного поля для большой и малой моделей при разных законах изменения  $\tau_E$  и разных коэффициентах отражения циклотронного излучения. Видно, что оптимальное поле на оси системы составляет 40–60 кэ при слабом отражении от стенки ( $\tau = 0,75$ ) и увеличивается до 60–100 кэ при больших значениях  $\tau = 0,99$ . С ухудшением термоизоляции плазмы оптимальное поле сдвигается в сторону более высоких значений, которые и следует признать оптимальными.

Параметры малой модели выбирались такими, чтобы величина  $P'$  была минимальной при критической температуре,  $\sim 5$  кэв, где величина  $dE/dt$  имеет минимум. Для большой модели величина  $P'$  имеет минимум при рабочей температуре  $\sim 15$  кэв.

Чтобы понять различие между большой и малой моделями, надо рассмотреть вклад каждого члена уравнения в энергобаланс плазмы. Эти данные для процессов, изображенных на рис. 14 и 15 в maximumе температуры, представлены в табл. 2, причем для малой модели  $\tau_E$  описывается неоклассической формулой (6), а для большой – эмпирической формулой (5).

Таблица 2

	Малая модель	Большая модель
$P_{Tg}$	2%	53%
$P_{изл}$	7%	30%
$P_{\alpha}$	91%	17%
$\tau_E$ , сек	Неоклассич. 290	Эмпирич. 10

Для малой модели основной вклад в потери вносит циклотронное излучение, ввиду того что магнитное поле довольно большое. Так как время жизни  $\tau_E$  велико, то вклад члена  $P_{Tg}$  мал, поэтому поступление примесей тоже мало и член  $P_{изл}$  невелик.

В большой модели основной вклад вносят потери с диффузией и теплопроводностью;  $\tau_E$  невелико, значит, в систему поступает много примесей и член  $P_{изл}$  значителен. Циклотронное излучение невелико, так как магнитное поле слабое.

Как видно из рис. 14 и 15, при полях  $\sim 160$  кэ кривые, соответствующие разным  $\tau_E$ , сближаются. Это показывает, что циклотронное излучение при таких магнитных полях преобладает.

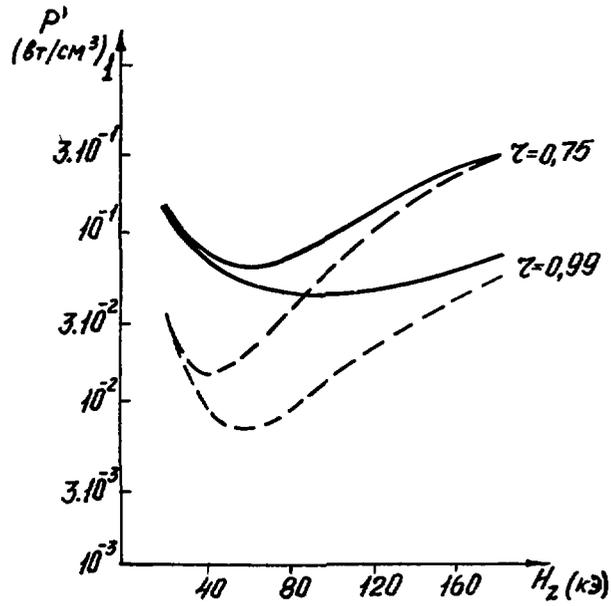


Рис. 14. Зависимость мощности циклотронного излучения и потерь с теплопроводностью и диффузией в зависимости от продольного поля  $H_z$  для  $\tau_E \sim a^2 N_p$  - сплошная линия и  $\tau_E$  - неклассической - пунктир, для двух значений коэффициента отражения циклотронного излучения. Большая модель,  $T = 15$  кэВ.

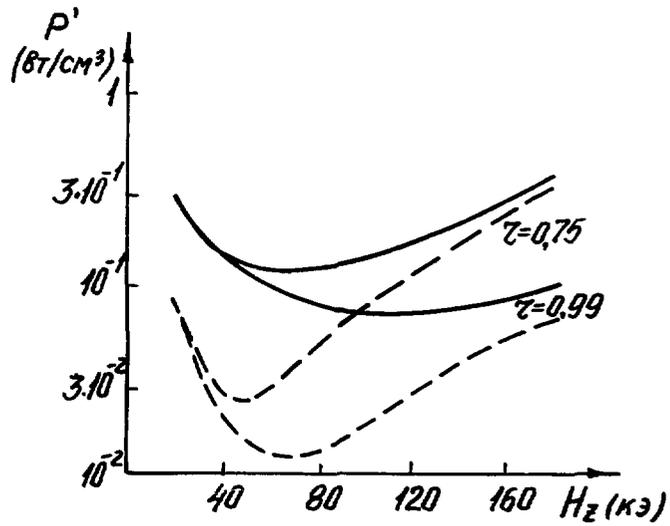


Рис. 15. То же, что на рис. 14. Малая модель,  $T = 5$  кэВ.

УП. Из приведенного рассмотрения можно сделать следующие выводы.

Работа термоядерного реактора-токамака в циклическом режиме возможна. Выделившаяся за цикл ядерная энергия во много раз ( $\sim 100$ ) превышает затраты на стартовый нагрев плазмы.

Стартовый нагрев плазмы проходящим через нее током не эффективен из-за больших времен разогрева плазмы. Необходим дополнительный нагрев, мощность которого  $\sim 0,1 + 0,5$  вт/см<sup>3</sup> при  $n_e = 10^{14}$  см<sup>-3</sup>.

Поступление примесей в плазму за счет распыления стенки реактора существенно влияет на ход процесса, поэтому необходимо подбирать материал стенки с возможно меньшим  $Z$ .

Ход выделения ядерной энергии во времени при отсутствии специальной регулировки чрезвычайно неравномерен, что затрудняет работу теплообменников. Однако процесс прохождения ядерных реакций можно сделать равномерным путем дополнительного напуска рабочего вещества в течение цикла.

Ограничения по  $\beta$  могут привести к необходимости создания магнитных систем, выдерживающих поля  $\geq 150$  кэ.

Степень выгорания рабочего вещества тем выше, чем больше время жизни частиц в плазме и чем меньше величина коэффициентов распыления  $\gamma$ . При благоприятных условиях она может достигать  $\sim 60\%$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. И. Брагинский. Вопросы теории плазмы. Вып. 1. М., Госатомиздат, 1963.
2. В. А. Вершков, С. В. Мирнов. Препринт ИАЭ-2298. М., 1973.
3. Г. Н. Попков, В. С. Стрелков. Препринт ИАЭ-2246. М., 1972.
4. Б. Н. Козлов. АЭ, 12, 238 (1962).
5. Б. А. Трубников. Письма в ЖЭТФ, 16, 37 (1972).
6. А. П. Васильев, Г. Г. Долгов-Савельев, В. И. Коган.  
Nucl. Fusion. Suppl., 2, 655 (1962).
7. А. М. Анашин и др. ЖЭТФ, 60, 2095 (1971).
8. В. Д. Шафранов. ЖЭТФ, 37, 1038 (1959).
9. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев. Вопросы теории плазмы. Вып. 7, 239. М., Атомиздат, 1973.



Техн. редактор Е. Д. Меркова

Корректор Н. Н. Черемных

Т-02603.22.01.74 г. Формат 60x90/8

Уч.-изд. л. 2, 24. Тираж 200. Заказ 347

Цена 22 коп. ОНТИ, ИАЭ

**22 коп.**