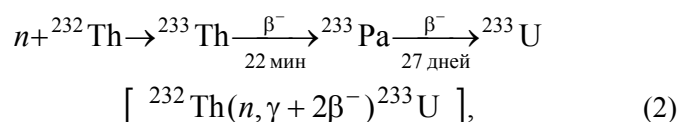
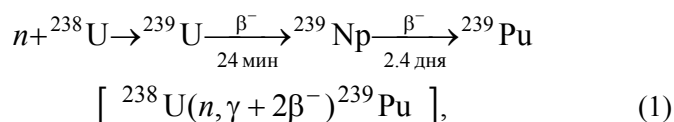


**ПРЕДЕЛЬНЫЕ
ПАРАМЕТРЫ
ДЕЙТЕРИЙ-ТРИТИЕВОЙ
ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКЕ
СРЕДНИХ РАЗМЕРОВ
ПРИ МОЩНОМ
ИНЖЕКЦИОННОМ
НАГРЕВЕ**

Введение

В настоящее время активно обсуждаются концепции термоядерных источников нейтронов для гибридных систем «синтез–деление» с подкритичным blanketом [1–3]. Гибридная система «синтез–деление» – это реактор, в котором термоядерная плазма является источником нейтронов, окруженным blanketом, содержащим сырьевые изотопы (^{238}U , ^{232}Th) или трансурановые элементы. В результате взаимодействия термоядерных нейтронов с наполнением blanketа производится энергия, делящееся ядерное топливо (^{239}Pu , ^{233}U), а также утилизируются (трансмутуются) радиоактивные отходы.

Захват нейтрона сырьевыми изотопами вызывает их превращения:



где в квадратных скобках приведены символические выражения суммарных реакций, n – нейтрон, β^- – бета-частица и обозначение бета распада, γ – рентгеновское излучение.

Так как для гибридных приложений коэффициент усиления мощности в плазме $Q \sim 1$ (Q – отношение термоядерной мощности к мощности внешнего нагрева), то в качестве прототипов могут рассматриваться существующие магнитные ловушки. Возможные значения мощности источников термоядерных нейтронов варьируются от мегаватта до сотен мегаватт. Мощность термоядерного нейтронного источника масштаба современных крупных токамаков оценивается в 180 МВт [1]. Компактный нейтронный источник на основе сферического токамака может производить около мегаватта нейтронной мощности [4].

В настоящей работе рассматриваются нейтронные источники на основе токамаков с аспектным отношением (отношение радиуса плазменного шнура a к радиусу магнитной оси R) $A = 2-5$. Сферические токамаки с $A = 1.1-2$ имеют ряд характерных особенностей, принципиально отличающих их от классических токамаков. Преимущества сферических токамаков по сравнению с классическими токамаками заключаются в высоких значениях параметра β (β – отношение давления плазмы к магнитному давлению) и, следовательно, высоких плотностях мощности. В материаловедческом токамаке КТМ аспектное отношение $A = 2$, малый радиус $a = 0.45$ м, при этом тепловая нагрузка на дивертор ~ 10 МВт/м² [5].

Технологическим преимуществом геометрии токамака с большим аспектным отношением является более свободный доступ к области размещения blankets по сравнению с компактной геометрией сферического токамака. Главная цель исследования – определение диапазонов рабочих параметров токамака с инжекцией при различных аспектных отношениях.

При $Q \sim 1$ возможно поддержание значительной популяции надтепловых (быстрых) ионов с помощью мощной инжекции быстрых атомов. Скорость термоядерной реакции с участием быстрых частиц существенно выше, чем в случае максвелловской плазмы. Высокая плотность выделения энергии позволяет сделать систему относительно компактной, снизить ее стоимость. В частности, в системе на основе токамака малый радиус плазмы может быть около 0.5 м [6, 7]. Для сравнения, в больших токамаках, таких, как JET, JT-60U, TFTR, $a \approx 1$ м; в DIII-D и NSTX $a \approx 0.7$ м.

Баланс энергии и частиц в плазме

Баланс энергии плазмы выражается уравнением

$$\begin{aligned} \frac{dW_{th}}{dt} &= (1 - \alpha_{inj})P_{inj} + P_{ECR} + \\ &= (1 - \alpha_{fus})(P_{fus} - P_n) - P_{rad} - \frac{W_{th}}{\tau_E}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $W_{th} = \frac{3}{2} (\sum_i n_{i,th} k_B T_i + n_e k_B T_e) V$ – энергия тепловых компонентов, k_B – постоянная Боль-

цмана, $n_{i,th}$ – концентрация тепловых ионов, n_e – концентрация электронов, T_i – температура ионов, T_e – температура электронов, V – объем плазмы, P_{inj} – поглощенная мощность инжекции, P_{ECR} – поглощенная мощность ЭЦР-нагрева, P_n – мощность в нейтронах, P_{rad} – мощность потерь на излучение, α_{inj} – доля потерь энергии инжектируемых быстрых частиц, α_{fus} – доля потерь энергии термоядерных быстрых частиц, τ_E – время удержания энергии тепловых компонентов.

Параметры α_{inj} и α_{fus} характеризуют потери быстрых ионов в процессе их замедления. Для расчета этих величин необходимо кинетическое моделирование с учетом различных процессов. Моделирование показало, что турбулентные пульсации оказывают пренебрежимо малое воздействие на частицы больших энергий [8, 9]. Кулоновское рассеяние в области потерь также невелико [10]. Поэтому для дальнейшего анализа полагается $\alpha_{inj} = 0$ и $\alpha_{fus} = 0$.

Термоядерная мощность для реакций с участием только тепловых компонентов рассчитывается по формулам из [11]. Для реакций с участием быстрых компонентов используются данные о сечениях реакций [11] и приближенные выражения для функции распределения быстрых частиц по скоростям [12]. Радиационные потери включают тормозное и циклотронное излучение. В режимах с мощной инжекцией и повышенной скоростью термоядерной реакции радиационные потери пренебрежимо малы.

Рассмотрим баланс вещества для компонентов топлива. Для каждого сорта ионов топлива можно выделить две популяции – тепловую и быструю. Тепловые ионы (далее обозначены индексом th) могут появляться в плазме при испарении вводимых твердых крупинки, при ионизации холодного газа, а также в результате замедления и термализации (релаксации) инжектируемого пучка быстрых частиц. Источник быстрых ионов (индекс f) пропорционален мощности инжекции. Баланс тепловых и быстрых ионов сорта i можно выразить уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{i,th}}{dt} &= \frac{n_{i,f}}{\tau_{i,f}} + (dn/dt)_{0i} - \\ &= \frac{n_{i,th}}{\tau_{i,p}} = \frac{n_{i,f}}{C_{inj,i} \tau_{i,f}} - \frac{n_{i,th}}{\tau_{i,p}}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{dn_{i,f}}{dt} = \frac{P_{inj,i}}{VE_{0i}} - \frac{n_{i,f}}{\tau_{i,f}} - \frac{n_{i,f}}{\tau_{i,L}}. \quad (5)$$

Здесь $(dn/dt)_0$ – источник тепловых ионов, не связанный с инжекцией (индекс i для обозначения сортов ионов далее опущен); источник инжектируемых частиц $(dn/dt)_{inj} = P_{inj}/(VE_0)$; E_0 – энергия инжекции частиц рассматриваемого сорта; τ_p – время удержания тепловых ионов; τ_f – время релаксации пучка быстрых частиц; τ_L – время потерь быстрых частиц; параметр C_{inj} учитывает соотношение источников тепловых ионов;

$$C_{inj} = \left[1 + \frac{(dn/dt)_0}{n_{i,f}/\tau_f} \right]^{-1}. \quad (6)$$

Если тепловая популяция формируется только за счет термализации быстрых ионов, то $C_{inj} = 1$. Значение $C_{inj} \approx 0$ соответствует режимам с пренебрежимо малым содержанием быстрых частиц.

Концентрация электронов удовлетворяет условию квазинейтральности

$$n_e = \sum_i Z_i (n_{i,th} + n_{i,f}), \quad (7)$$

где Z_i – заряд ионов ($Z_i = 1$ для водородной плазмы).

Коэффициент усиления мощности в стационарном режиме равен

$$\frac{\tau_f}{\tau_E} = \frac{2E_0}{3k_B T_e} \left[1 + K_P + (1 - \alpha_n)Q - \frac{P_{rad}}{P_{inj}} \right] - \frac{2K_\tau}{C_{inj}}, \quad (10)$$

$$\frac{n_{i,f}}{n_{i,th}} = \frac{2E_0}{3k_B T_e} \frac{C_{inj}}{K_\tau} \left[1 + K_P + (1 - \alpha_n)Q - \frac{P_{rad}}{P_{inj}} \right] - 2, \quad (11)$$

где величины τ_f , τ_p и E_0 относятся к дейтерию, $K_\tau = \tau_p/\tau_E$ – отношение времен удержания частиц и энергии для тепловых компонентов, $K_P = P_{ECR}/P_{inj}$ – отношение мощности нагрева радиоволнами (в рассматриваемом случае ECR-нагрев) к мощности инжекционного нагрева,

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{inj} + P_{ECR}}. \quad (8)$$

Время релаксации пучка составляет

$$\tau_f \approx \frac{1}{3} \tau_s \ln[(E_0/E_c)^{3/2} + 1], \quad (9)$$

где τ_s – характерное время замедления, E_0 – начальная энергия частиц (энергия инжекции), E_c – критическая энергия (соответствует критической скорости).

Так как термализация быстрых ионов происходит в значительной мере в результате столкновений с электронами, поэтому температуру тепловых ионов полагаем примерно равной температуре электронов: $T_i \approx T_e$.

С точки зрения максимального выхода энергии при заданной мощности инжекции, оптимальным является соотношение между энергиями инжектируемых атомов трития и дейтерия $E_{0T} = 1.5E_{0Di}$ [7]. При этом времена релаксации соотносятся подобным образом: $\tau_{T,f} = 1.5\tau_{D,f}$. Также прием аналогичное соотношение $\tau_{T,p} \approx 1.5\tau_{D,p}$ для времен удержания тепловых частиц трития и дейтерия. При указанных соотношениях выполняются условия равенства концентраций трития и дейтерия для быстрых и компонентов: $n_{T,f} = n_{D,f} = n_{i,f}$ и $n_{T,th} = n_{D,th} = n_{i,th}$. В стационарном режиме из уравнений баланса энергии и частиц (3)–(5) следуют соотношения:

коэффициент усиления Q зависит от температуры T_e и энергии инжекции E_0 .

Температура растет с ростом времени удержания τ_E . При этом Q также растет, а доля быстрых частиц снижается. Анализ показал, что стационарные режимы возможны при значениях

температуры, ограниченных максимальной величиной

$$T_{\max} \approx \frac{C_{inj}(1+K_p)E_0}{3K_\tau k_B}. \quad (12)$$

При определении размеров плазмы необходимо учитывать выполнение условия ионизации пучка в центральных областях плазменного шнура. Для этого рассчитывается длина ослабления пучка (в метрах)

$$l \approx \frac{5.5 \cdot 10^{17} E_0}{n_e A_0}, \quad (13)$$

где E_0 – энергия инжекции в килоэлектронвольтах, n_e – концентрация электронов в м^{-3} , A_0 – атомный номер инжектируемой частицы.

Параметры двухкомпонентного токамака с D–T-плазмой

При анализе диапазонов рабочих параметров отдельный интерес представляет влияние аспектного отношения $A = R/a$, где a – малый радиус тороидальной плазмы, R – большой радиус. С технической точки зрения, величина A должна удовлетворять двум противоположным требованиям. С одной стороны, компактная система с небольшим A может быть сравнительно дешевой. С другой стороны, при больших A облегчается доступ в объем blankets.

Плазменный коэффициент усиления Q , не зависит от аспектного отношения A в явном виде. Величина A входит в скейлинг времени удержания τ_E , и, следовательно, влияет на размер плазменного шнура a , а также значения магнитной индукции на оси шнура B_0 и тока в плазме I_p и других параметров.

Для нахождения параметров токамака необходимо приравнять требуемое время удержания τ_E и время удержания энергии в установке конкретного типа, в данном случае – в токамаке. Для этого используется скейлинг ITER IPB98y2.

Часть тока в токамаке приходится на самовозбуждаемый ток I_{bs} (так называемый bootstrap

current). Его доля может быть оценена по соотношению [13]

$$I_{bs}/I_p \approx 0.6\beta_p A^{-0.5}, \quad (14)$$

где β_p – полоидальное бета (β – отношение давления плазмы к магнитному давлению, β_p – отношение давления плазмы к давлению полоидальной составляющей магнитного поля).

Для стационарного режима ток в плазме должен генерироваться неиндукционными способами (current drive), такими, как инжекция и ECR-нагрев. Поэтому для оценки возможности стационарной работы необходимо проверить соотношение между током в плазме I_p и током I_{cd} , который возможно поддерживать неиндукционными методами. Если для обеспечения требуемых параметров ток в плазме должен быть больше, чем позволяют неиндукционные методы ($I_p > I_{CD} + I_{bs}$), то недостающий ток должен поддерживаться индукционно, но в этом случае время существования тока ограничено, и стационарный режим работы невозможен.

Неиндукционный ток (current drive) связан с мощностью внешнего нагрева соотношением:

$$I_{cd} = \frac{\eta P_{aux}}{R n_e}, \quad (15)$$

где I_{cd} – неиндукционный ток, А; η – эффективность генерации, $\text{А}/(\text{м}^2\text{Вт})$; P_{aux} – мощность внешнего нагрева ($P_{aux} = P_{inj} + P_{ECR}$), Вт; R – большой радиус, м; n_e – электронная плотность, м^{-3} .

Для тангенциальной инжекции эффективность генерации неиндукционного тока пропорциональна температуре электронов; она достигает величины $10^{19} \text{ А}/(\text{м}^2\text{Вт})$ при $T_e \approx 6 \text{ кэВ}$ [13]. Используем приближенное выражение $\eta_{NBI} \approx 10^{19} (T_e / 6)$. Эффективность генерации тока при ECR-нагреве составляет $\eta_{ECR} \approx 2 \cdot 10^{19}$ [13].

Ток в плазме связан с коэффициентом запаса устойчивости на границе плазменного шнура [14, 15]

$$q_a = \frac{5aB_0 [1 + k^2(1 + 2\delta^2 - 1.22\delta^3)](1.17 - 0.65A^{-1})}{2AI_p (1 - A^{-2})^2}, \quad (16)$$

где B_0 – магнитная индукция на тороидальной магнитной оси токамака, Тл; I_p – ток в плазме, МА; δ – параметр треугольности сечения плазмы.

Типичное значение коэффициента запаса устойчивости $q_a \sim 3$.

При расчете параметров токамака необходимо учесть ряд ограничений. Величина параметра β (для тепловых компонентов) ограничена пределом Тройона

$$\beta = 0.01\beta_N \frac{I_p}{aB_0}, \quad (17)$$

где β_N – нормализованное бета или коэффициент Тройона, $\beta_N \sim 3$.

$$I_{cr} = 4.6 \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{E_0 A_0}{A}} \frac{1 + k^2(1 + 2\delta^2 - 1.2\delta^3)}{2k}, \quad (19)$$

где I_{cr} – критический ток, МА; E_0 – энергия инжектируемых частиц, кэВ; A_0 – относительная атомная масса иона.

Отметим, что для удержания альфа-частиц, рождающихся в D–T-реакции с энергией $E_0 = 3.5$ МэВ, критическая величина тока примерно на порядок выше, чем для инжектируемых дейтронов с $E_0 \sim 100$ кэВ.

Мощность нагрева, вводимая в плазму токамака (в рассматриваемом случае – инжекция пучка быстрых частиц и ECR-нагрев) ограничена предельным значением величины [14]

$$q_P = (P_{inj} + P_{ECR})/S, \quad (20)$$

где S – площадь поверхности плазмы.

Для современных токамаков максимальное значение $q_P = 0.2$ МВт/м² [14]. Для рассматриваемых далее режимов примем это значение в качестве ограничения максимально допустимой мощности нагрева. Как следствие, это условие также ограничивает величину нейтронного выхода.

Размеры плазмы должны соответствовать длине ионизации пучка по формуле (13). Направление инжекции пучка может быть перпендикулярно направлению оси плазменного шнура, направлено по касательной к оси, а также, в принципе, иметь и произвольную ориентацию. При касательной инжекции в тороидальный плазменный шнур оптимальная длина ослабления составляет

Плотность (концентрация) электронов ограничены значением числа Гринвальда

$$N_G = \frac{\pi a^2 \langle n_e \rangle}{10^{20} I_p} \leq 1. \quad (18)$$

Отметим, что из-за высокого давления быстрых компонентов концентрация электронов при $\beta \sim 0.1$ сравнительно низкая, так что число Гринвальда в режимах с высоким содержанием быстрых частиц невелико $N_G \sim 0.2$.

Для удержания быстрых частиц необходимо, чтобы ток в плазме I_p был больше критического значения [4]

$$l_{opt} \approx \frac{\sqrt{3}}{2} a \sqrt{A + \frac{1}{4}}. \quad (21)$$

При перпендикулярной инжекции оптимальная длина ослабления $l_{opt} \approx a/2$. В нашем случае размер плазмы a относительно невелик, поэтому мы не рассматриваем перпендикулярную инжекцию. Размер плазмы должны быть таков, что $l \lesssim l_{opt}$. При $l \ll l_{opt}$ инжектируемый пучок не может прогреть центральные области плазменного шнура. При $l \gg l_{opt}$ большая часть пучка будет проходить насквозь, что резко снижает эффективность нагрева, при этом прошедший пучок также может оказать повреждающее воздействие на противоположную стенку.

Примем следующие значения параметров токамака: запас устойчивости на границе плазмы $q_a = 3.1$, вытянутость сечения плазмы $k = 1.7$, треугольность $\delta = 0.35$, нормализованное бета $\beta_N = 3$.

Представляет интерес вопрос о том, как изменяется мощность системы при увеличении A . На первый взгляд, размеры плазмы, а следовательно, и окружающего ее и blankets, увеличиваются с увеличением A , и мощность должна возрастать. Поэтому в расчетах были рассмотрены варианты нейтронных источников на основе токамака с различными аспектными отношениями: сравнительно низким ($A = 2$), средним ($A = 3$) и высоким ($A = 5$).

Результаты расчетов представлены в таблице, где приведены значения следующих параметров: параметр источника частиц C_{inj} ; отношение мощности нагрева радиоволнами (в рассматриваемом случае ECR-нагрев) к мощности инжекционного нагрева K_P ; энергия инжектируемых атомов дейтерия E_0 ; аспектное отношение тора A ; малый радиус плазменного шнура a ; температура электронов T_e ; коэффициент усиления мощности в плазме Q ; время удержания энергии тепловых компонен-

тов τ_E ; доля быстрых ионов $\xi_f = n_f / (n_{th} + n_f)$; магнитная индукция на магнитной оси тора (вакуумное значение) B_0 ; концентрация (плотность) дейтерия n_D ; ток в плазме I_p ; критический ток для удержания быстрых ионов I_{cr} ; доля бутстреп-тока I_{bs}/I_p ; максимально достижимое отношение неиндукционного тока к току в плазме I_{cd}/I_p ; приведенная мощность нагрева q_P ; длина ионизации (ослабления) пучка l ; оптимальная длина ослабления l_{opt} ; нейтронная мощность P_n .

Таблица – Параметры рабочих режимов токамаков с $A = 2, 3, 5$

Параметры	Вар. 1	Вар. 2	Вар. 3	Вар. 4	Вар. 5	Вар. 6	Вар. 7	Вар. 8	Вар. 9	Вар. 10	Вар. 11
C_{inj}/K_P	1/0	1/0	1/0	1/1	0.5/0	0.5/1	1/0	1/0	1/0	1/0	1/0
E_0 , кэВ	100	100	100	100	100	100	160	100	160	100	160
A	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	3.0	2.0	2.0	5.0	5.0
a , м	0.5	0.5	0.6	0.9	0.6	1.0	1.0	0.7	1.4	0.4	0.8
T_e , кэВ	8.1	7.8	8.4	13.0	5.1	9.2	14.6	8.7	16.4	6.9	14.5
Q	0.53	0.53	0.54	0.40	0.36	0.29	1.36	0.56	1.47	0.55	1.36
τ_E , с	0.12	0.12	0.15	0.21	0.13	0.19	0.35	0.17	0.49	0.12	0.32
ξ_f	0.54	0.56	0.52	0.65	0.28	0.38	0.53	0.49	0.46	0.62	0.53
B_0 , Тл	3.5	3.3	3.2	2.88	2.49	2.34	3.88	2.27	2.65	5.11	5.37
n_D , 10^{20} м^{-3}	0.19	0.17	0.16	0.10	0.16	0.10	0.14	0.15	0.13	0.19	0.15
I_p , МА	2.5	2.4	2.8	3.7	2.2	3.4	5.6	4.3	10.0	1.7	3.5
I_{cr} , МА	0.43	0.43	0.43	0.44	0.43	0.43	0.56	0.53	0.66	0.33	0.42
I_{bs}/I_p	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35	0.35	0.23	0.23	0.48	0.48
I_{cd}/I_p	0.86	0.81	0.97	2.46	0.69	2.79	1.56	0.8	1.53	0.74	1.74
q_P , МВт/м ²	0.25	0.20	0.20	0.21	0.20	0.21	0.22	0.21	0.21	0.21	0.20
l , м	0.73	0.80	0.85	1.38	0.85	1.45	1.54	0.90	1.76	0.72	1.44
l_{opt} , м	0.78	0.78	0.94	1.41	0.94	1.56	1.56	0.91	1.82	0.79	1.59
P_n , МВт	3.8	3.2	4.9	7.5	2.9	7.0	33.1	4.5	45.8	3.5	32.8

Как показали результаты расчетов, требуемые значения тока в плазме вполне достижимы неиндукционными методами, причем с запасом при учете самовозбуждаемого тока (bootstrap current). Это позволяет рассчитывать на стационарный режим.

Максимальному коэффициенту усиления $Q \approx 1$ соответствует энергия атомов дейтерия $E_0 = 160$ кэВ. Однако из-за относительно низкой плотности плазмы для таких энергий длина ионизации относительно велика. В результате размер плазменного шнура составляет $a \approx 1$ м. Повышение плотности ограничено мощностью энерговыделения и нагрева, что выражается условием $q_P < 0.2$ МВт/м². Снижение размера

плазмы до $a \approx 0.5$ м возможно за счет уменьшения энергии инжекции до $E_0 = 100$ кэВ. При этом коэффициент усиления снижается до $Q \approx 0.5$.

Нейтронная мощность систем с $a \approx 0.5$ м составляет 3–4 МВт. При усилении blankets $M \approx 50$ тепловая мощность гибридного реактора может составить 150–200 МВт. Для системы с $a \approx 1$ м нейтронная мощность на уровне 30 МВт, что соответствует тепловой мощности реактора около 1500 МВт.

Для компактного токамака с $A = 2$ минимальный размер плазменного шнура, удовлетворяющий принятым ограничениям для режимов с мощной инжекцией, составляет $a \approx 0.7$

м. Возможно, эта величина может быть снижена при более детальном учете особенностей сферических токамаков (например, скейлинг удержания энергии, повышенные значения нормализованного бета β_N , высокая вытянутость сечения и др.). С точки зрения удобства обслуживания blankets, система с относительно большим аспектным отношением $A = 5$ является, видимо, более предпочтительной.

Заключение

В работе были проанализированные возможные параметры нейтронного источника на основе термоядерной плазмы, нагреваемой мощной инжекцией атомарных пучков, определены общие требования к системам магнитного удержания. Так, например, для достижения режима с $Q \approx 1$ в D–T-плазме параметр Лоусона

составляет $n\tau_E \approx 0.1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}\text{с}$ при $T_e \approx 10 \text{ кэВ}$. Доля быстрых ионов при этом около 70–80 %. Оптимальные энергии инжекции дейтерия и трития составляют $E_{0D} = 160 \text{ кэВ}$ и $E_{0T} = 240 \text{ кэВ}$, соответственно.

В рассмотренных режимах с $Q \approx 1$ нейтронная мощность $P_n \approx 10 \text{ МВт}$. Соответствующая мощность гибридного реактора может составить около 500 МВт при умножении blankets $M \approx 50$. Прототипами для рассмотренных источников нейтронов с D–T-плазмой могут быть современные экспериментальные термоядерные установки. Поддержание значительной популяции быстрых ионов возможно на основе апробированных технологий инжекционного нагрева.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, задание №13.2573.2014/К.

Литература

- 1 Stacey W.M. Tokamak D–T fusion neutron source requirements for closing the nuclear fuel cycle // Nucl. Fusion. – 2007. – V. 47. – P. 217–221.
- 2 Kotschenreuther M., Mahajan S., Valanju P., et al. Near term fusion-fission hybrids // Fusion Eng. Design. – 2009. – V. 84. – P. 83–88.
- 3 Moir R.W., Manheimer W. The fusion hybrid as a key to sustainable development (Chapter 14) // Lecture Notes in Energy. – 2013. – V. 19. – P. 699–472.
- 4 Kuteev B.V., Azizov E.A., Bykov A.S., et al. Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils // Nuclear Fusion. – 2011. – V. 51. – 073013 (6 p.).
- 5 Azizov E.A., Dokouka V.N., Dvorkin N.Ya., et al. Kazakhstan tokamak for material testing // Plasma Devices and Operations. – 2003. – V. 11 (1). – P. 39–55.
- 6 Chirkov A.Yu. Optimal parameters of fusion neutron sources with powerful injection heating // Journal of Fusion Energy. – 2015. – V. 34. – P. 528–531.
- 7 Chirkov A.Yu. Evaluation of the operational parameters for NBI-driven fusion in low-gain tokamak with two-component plasma // Nucl. Fusion. – 2015. – V. 55. – 113027 (8p.).
- 8 Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Анализ закономерностей рассеяния частиц плазмы на нестационарных флуктуациях // ЖТФ. 2004. – Т. 74. – Вып. 4. – С. 18–26.
- 9 Чирков А.Ю. О влиянии слабых электростатических возмущений на траектории пролетных частиц в магнитном поле токамака // ЖТФ. – 2004. – Т. 74. – Вып. 12. – С. 47–51.
- 10 Чирков А.Ю., Хвесюк В.И. К расчету функций распределения высокоэнергетичных ионов по скоростям // ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез. – 2003. – Вып. 1. – С. 55–65.
- 11 Bosh H.-S., Hale G.M. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities // Nucl. Fusion. – 1992. – V. 32. – P. 611–631.
- 12 Чирков А.Ю. Энергетическая эффективность альтернативных термоядерных систем с магнитным удержанием плазмы // Ядерная физика и инжиниринг. – 2013. – Т. 4. – С. 1050–1059.
- 13 Gormezano C., et al. Progress in ITER Physics Basis: Chapter 6: Steady state operation // Nucl. Fusion. – 2007. – V. 47. – P. S285–S336.
- 14 Mirnov S.V. From pure fusion to fusion-fission Demo tokamaks // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2013. – V. 55. – 045003 (9 p.).
- 15 Chirkov A.Yu. Low radioactivity fusion reactor based on the spherical tokamak with a strong magnetic field // Journal of Fusion Energy. – 2013. – V. 32. – P. 208–214.

References

- 1 Stacey W.M. Tokamak D–T fusion neutron source requirements for closing the nuclear fuel cycle // Nucl. Fusion. – 2007. – V. 47. – P. 217–221.
- 2 Kotschenreuther M., Mahajan S., Valanju P., et al. Near term fusion-fission hybrids // Fusion Eng. Design. – 2009. – V. 84. – P. 83–88.

- 3 Moir R.W., Manheimer W. The fusion hybrid as a key to sustainable development (Chapter 14) // *Lecture Notes in Energy*. – 2013. – V. 19. – P. 699–472.
- 4 Kuteev B.V., Azizov E.A., Bykov A.S., et al. Steady-state operation in compact tokamaks with copper coils // *Nuclear Fusion*. – 2011. – V. 51. – 073013 (6 p.).
- 5 Azizov E.A., Dokouka V.N., Dvorkin N.Ya., et al. Kazakhstan tokamak for material testing // *Plasma Devices and Operations*. – 2003. – V. 11 (1). – P. 39–55.
- 6 Chirkov A.Yu. Optimal parameters of fusion neutron sources with powerful injection heating // *Journal of Fusion Energy*. – 2015. – V. 34. – P. 528–531.
- 7 Chirkov A.Yu. Evaluation of the operational parameters for NBI-driven fusion in low-gain tokamak with two-component plasma // *Nucl. Fusion*. – 2015. – V. 55. – 113027 (8p.).
- 8 Hvesjuk V.I., Chirkov A.Ju. Analiz zakonornostej rassejanija chastic plazmy na nestacionarnyh fluktuacijah // *ZhTF*. 2004. – T. 74. – Vyp. 4. – S. 18–26.
- 9 Chirkov A.Ju. O vlijanii slabyh jelektrostaticeskikh vozmushhenij na traektorii proletryh chastic v magnitnom pole tokamaka // *ZhTF*. – 2004. – T. 74. – Vyp. 12. – S. 47–51.
- 10 Chirkov A.Ju., Hvesjuk V.I. K raschetu funkcij raspredelenija vysokojenergetichnyh ionov po skorostjam // *VANT. Ser. Termojadernyj sintez*. – 2003. – Vyp. 1. – S. 55–65.
- 11 Bosh H.-S., Hale G.M. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities // *Nucl. Fusion*. – 1992. – V. 32. – P. 611–631.
- 12 Chirkov A.Ju. Jenergeticheskaja jeffektivnost' al'ternativnyh termojadernyh sistem s magnitnym uderzhanijem plazmy // *Jadernaja fizika i inzhiniring*. – 2013. – T. 4. – S. 1050–1059.
- 13 Gormezano C., et al. Progress in ITER Physics Basis: Chapter 6: Steady state operation // *Nucl. Fusion*. – 2007. – V. 47. – P. S285–S336.
- 14 Mirnov S.V. From pure fusion to fusion–fission Demo tokamaks // *Plasma Phys. Control. Fusion*. – 2013. – V. 55. – 045003 (9 p.).
- 15 Chirkov A.Yu. Low radioactivity fusion reactor based on the spherical tokamak with a strong magnetic field // *Journal of Fusion Energy*. – 2013. – V. 32. – P. 208–214.