

УДК 533.9;621.039.6

## ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ИСТОЧНИКА ТЕРМОЯДЕРНЫХ НЕЙТРОНОВ НА ОСНОВЕ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЫ

*В.Р. Веснин, А.Ю. Чирков*

*Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия*

Источники термоядерных нейтронов энергией около 10 МэВ могут выполнять функцию драйверов в гибридных реакторах синтеза—деления, использоваться для утилизации радиоактивных отходов, участвовать в замыкании ядерного топливного цикла. В настоящее время проекты таких систем опираются на использование D—T-реакции и наработку трития в blankets. С точки зрения доступности компонентов топлива привлекательна D—D-реакция. Энергия нейтронов, рождающихся непосредственно в D—D-реакции, недостаточно высока, но быстрые нейтроны энергией 14,1 МэВ рождаются при сгорании трития, производимого в D—D-реакции. Анализируются возможности использования D—D-плазмы, удерживаемой в магнитной ловушке, для генерации быстрых нейтронов. Для увеличения скорости реакции рассматривается мощный нагрев плазмы инжекцией быстрых атомов дейтерия, при котором поддерживается значительная популяция быстрых частиц. Сформулированы требования к параметрам плазмы и магнитной ловушки, позволяющие представить возможную концепцию источника термоядерных нейтронов на основе дейтериевой плазмы.

**Ключевые слова:** термоядерная плазма, дейтерий, быстрые нейтроны, инжекционный нагрев.

## PARAMETERS ESTIMATION FOR FUSION NEUTRON SOURCE BASED ON DEUTERIUM PLASMA

*V.R. Vesnin, A.Yu. Chirkov*

*Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia*

Sources of fusion neutrons with energy of about 10 MeV can be drivers in hybrid fusion–fission reactors. They can be used for the transmutation of radioactive wastes and involved in the closure of the nuclear fuel cycle. Currently, the projects of such systems rely on the use of the D—T reaction and the production of tritium in the blanket. In terms of availability of fuel components, the D—D reaction is attractive. The energy of the neutrons produced in the D—D reaction directly is not high enough, but fast neutrons of 14.1 MeV are produced under the burning of the tritium formed in the D—D reactions. The possibilities of using D—D plasma confined in a magnetic trap to generate fast neutrons are analyzed. To increase the reaction rate a powerful plasma heating by injection of fast deuterium atoms is considered. Under such conditions a significant population of fast deuterons is maintained. The requirements to the parameters of the plasma and the magnetic trap are discussed to present possible concept of fusion neutron source based on the deuterium plasma.

**Key words:** fusion plasma, deuterium, fast neutrons, neutral beam injection heating.

DOI: 10.21517/0202-3822-2018-41-2-34-40

## ВВЕДЕНИЕ

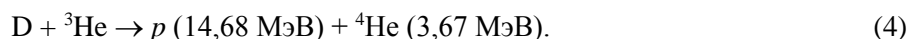
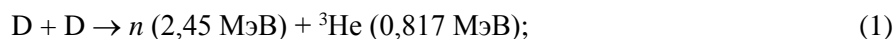
В настоящее время активно обсуждаются концепции термоядерных источников нейтронов для гибридных систем «синтез—деление» с подкритичным blanketом [1—3]. Гибридная система «синтез—деление» — это реактор, в котором термоядерная плазма является источником нейтронов, окружённым blanketом, содержащим сырьевые изотопы ( $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ) или трансурановые элементы. В результате взаимодействия термоядерных нейтронов с наполнением blanketа производится энергия, делящаяся ядерное топливо ( $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{233}\text{U}$ ), а также утилизируются (трансмутуются) радиоактивные отходы. Существующие проекты нейтронных источников с магнитным удержанием плазмы ориентированы на использование D—T-реакции и наработку трития в blanketе [1—3]. В качестве системы удержания, как правило, рассматривается токамак. Анализовались системы на основе открытой ловушки [4, 5] и других магнитных конфигураций [6, 7].

В настоящей работе рассматривается возможность получения нейтронного выхода из дейтериевой плазмы без внешней подпитки тритием.

Дейтерий в качестве энергоресурса привлекателен прежде всего своей доступностью. Однако скорость D—D-реакций более чем на порядок ниже скорости D—T-реакции, поэтому получение положи-

тельного выхода энергии из дейтериевой плазмы, не содержащей тритий, в настоящее время практически не рассматривается.

В дейтериевой плазме возможно протекание следующих реакций:



В реакции (1) рождаются нейтроны относительно небольшой энергией 2,45 МэВ. Для гибридных систем наибольший интерес представляют нейтроны энергией 5 МэВ и выше. Если тритий, рождающийся в реакции (2), успевает прореагировать с дейтерием, то заметным становится выход D—T-нейтронов энергией 14,1 МэВ (реакция (3)). Это возможно, если время удержания трития в ловушке достаточно велико. Если, кроме трития, успевает сгорать и гелий-3, образующийся в реакции (1), то такой термоядерный топливный цикл называют полностью катализированным. Из-за различий в сечениях и скоростях D—T- и D—<sup>3</sup>He-реакций возможна ситуация, когда значительная часть трития успевает сгорать, а гелий-3, напротив, практически полностью успевает покинуть ловушку, не успев прореагировать с дейтерием.

Здесь рассмотрим приближение, соответствующее так называемому полукатализированному D—D-циклу, в котором тритий, получаемый в D—D-реакции, используется полностью, а весь гелий-3 покидает ловушку и не используется. При этом часть быстрых ядер трития, образующихся в реакции (2), успевает прореагировать до того, как покинет плазму. Тритий, не успевший сгореть сразу, возвращается в плазму. В таком термоядерном цикле доля энергии в нейтронах зависит только от энергии продуктов реакций (1)—(3) и составляет  $P_n/P_{\text{fus}} \approx 0,66$ , при этом на D—T-нейтроны приходится доля  $P_{n14}/P_{\text{fus}} \approx 0,57$ . Высокая доля энергии в быстрых нейтронах делает такой термоядерный цикл без внешнего источника трития привлекательным и потенциально интересным с точки зрения нейтронного источника. Отсутствие необходимости воспроизводства трития в blankets — очень существенное преимущество такого нейтронного источника по сравнению с нейтронным источником, нуждающимся в бридинге трития.

Суммарная эффективность гибридной термоядерно-ядерной системы равна [3]

$$\eta_{\text{net}} = P_{\text{net}}/P_{\text{fus}} = \eta_e(\alpha_n M + 1 - \alpha_n + 1/Q) - 1/(\eta_d Q), \quad (5)$$

где  $P_{\text{net}}$  — выходная (электрическая) мощность;  $P_{\text{fus}}$  — термоядерная мощность;  $\alpha_n = P_n/P_{\text{fus}}$  — доля выхода термоядерной энергии в нейтронах;  $Q$  — коэффициент усиления мощности в плазме;  $\eta_e$  — коэффициент полезного действия (КПД) преобразования теплоты в электроэнергию;  $\eta_d$  — КПД системы внешнего нагрева (драйвера);

$$M = \frac{E_{\text{fis}} k_{\text{эф}}}{E_{\text{fus}} \nu (1 - k_{\text{эф}})} \quad (6)$$

— коэффициент усиления blankets;  $E_{\text{fis}} \approx 200$  МэВ — энергия деления;  $E_{\text{fus}}$  — энергия термоядерных нейтронов, используемых в blankets;  $\nu \approx 3$  — число нейтронов деления, приходящихся на один термоядерный нейтрон;  $k_{\text{эф}}$  — эффективный коэффициент размножения нейтронов в blankets.

Прежде всего проанализируем случай энергетического применения термоядерных нейтронов, допускающий высокую эффективность гибридной системы, что, в свою очередь, накладывает требования на величину коэффициента усиления мощности в плазме  $Q$ . Мощность системы определяется её размерами. Например, на токамаке TFTR при работе на D—T-смеси было достигнуто усиление  $Q \approx 0,3$ , термоядерная мощность составляла около 15 МВт при мощности нагрева 50 МВт, из которых 40 МВт приходилось на нагрев инжекцией нейтрального пучка [8]. Соответствующая плотность выделения энергии 0,5 МВт/м<sup>3</sup>.

Для оценок полагаем  $\eta_e \approx 0,35$ . Современные системы инжекционного нагрева нейтральным пучком (NBI) и электронного циклотронного резонансного (ECR) нагрева имеют КПД  $\eta_d \approx 0,4$ . Так, для источника на основе D—T-реакции  $\alpha_n = 0,8$ . При этом источник термоядерных нейтронов с  $Q = 1$  и усилением

в blankets  $M = 25—50$  обеспечивает эффективность  $\eta_{\text{net}} \approx 10$ . Для дейтериевой плазмы без внешнего источника трития считаем, что используются только нейтроны энергией 14,1 МэВ и, следовательно,  $\alpha_n \approx 0,57$ . Такая система при  $Q \approx 0,2$  и  $M \approx 80$  может иметь эффективность  $\eta_{\text{net}} \approx 5$ . Отметим, что нейтронные источники с  $Q < 0,1$  могут использоваться для переработки ядерных отходов и материаловедческих исследований, но вряд ли их можно рассматривать для целей производства энергии.

При  $Q < 1$  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.

### МОДЕЛЬ ДЛЯ РАСЧЁТОВ

Для оценки предельной эффективности термоядерных реакций в дейтериевой плазме, нагреваемой инжекцией быстрых атомов, рассматривается стационарный баланс энергии и частиц. Для единицы объёма плазмы баланс энергии имеет вид

$$P_{\text{inj}} + P_{\text{fus}} - P_n = P_{\text{rad}} + \frac{W_{\text{th}}}{\tau_E}, \quad (7)$$

где  $W_{\text{th}} = \frac{3}{2} \left( \sum_i n_{i, \text{th}} k_B T_i + n_e k_B T_e \right)$  — энергия тепловых компонентов;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $n_{i, \text{th}}$  — концентрация тепловых ионов;  $n_e$  — концентрация электронов;  $T_i$  — температура ионов;  $T_e$  — температура электронов;  $P_{\text{inj}}$  — поглощённая мощность инжекции;  $P_n$  — мощность в нейтронах;  $P_{\text{rad}}$  — мощность потерь на излучение;  $\tau_E$  — время удержания энергии тепловых компонентов.

Отметим, что потерями быстрых дейтронов при замедлении пренебрегаем. Термоядерная мощность для реакций с участием только тепловых компонентов рассчитывается по формулам из [9]. Для реакций с участием быстрых компонентов используются сечения реакций [9], усреднённые по приближенной функции распределения быстрых частиц по скоростям.

Радиационные потери включают тормозное  $P_b$  и циклотронное излучение  $P_s$ . При высоких температурах тормозное излучение рассчитывается согласно [10]. Для циклотронных потерь используется модифицированная формула Трубникова [11]. Коэффициент отражения циклотронного излучения стенкой принят равным  $R_w = 0,85$ . Отметим, что в режимах с мощной инжекцией и повышенной скоростью термоядерной реакции потери, связанные с тормозным излучением, малы. Влияние циклотронных потерь заметно проявляется при высоких температурах.

Рассмотрим баланс частиц. Можно выделить две популяции — тепловую и быструю. Тепловые ионы (обозначены индексом th) могут появляться в плазме при испарении вводимых твёрдых 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 [12, 13]

$$\frac{n_{i, \text{th}}}{\tau_p} = \frac{n_{i, \text{f}}}{\tau_f} + (dn/dt)_0 = \frac{n_{i, \text{f}}}{C_{\text{inj}} \tau_f}; \quad (8)$$

$$\frac{n_{i, \text{f}}}{\tau_f} = \frac{P_{\text{inj}}}{E_0} - \frac{n_{i, \text{f}}}{\tau_L}. \quad (9)$$

Здесь  $(dn/dt)_0$  — источник тепловых ионов, не связанный с инжекцией; источник инжектируемых частиц  $(dn/dt) = P_{\text{inj}}/E_0$ ;  $E_0$  — энергия инжекции;  $\tau_p$  — время удержания тепловых ионов;  $\tau_f$  — время релаксации пучка быстрых частиц;  $\tau_L$  — время потерь быстрых частиц; параметр  $C_{\text{inj}}$  учитывает соотношение источников тепловых ионов

$$C_{\text{inj}} = \left[ 1 + \frac{(dn/dt)_0}{n_{i, \text{f}}/\tau_f} \right]^{-1}. \quad (10)$$

Если тепловая популяция формируется только за счёт термализации быстрых ионов, то  $C_{inj} = 1$ . Так как здесь мы рассматриваем режимы, в которых нагрев осуществляется только инжекцией быстрых частиц, то малые значения  $C_{inj}$  соответствуют пренебрежимо малому их содержанию и низким температурам. Поэтому в рамках принятых приближений  $C_{inj}$  не мало по сравнению с единицей.

Концентрация электронов удовлетворяет условию квазинейтральности

$$n_e = \sum_i Z_i (n_{i,th} + n_{i,f}), \quad (11)$$

где  $Z_i$  — заряд ионов ( $Z_i = 1$  для плазмы, содержащей изотопы водорода).

Коэффициент усиления мощности в плазме

$$Q = P_{fus}/P_{inj}. \quad (12)$$

Время релаксации популяции быстрых ионов, соответствующее функции распределения [14], составляет

$$\tau_f \approx \frac{1}{3} \tau_s \ln[(E_0/E_c)^{3/2} + 1], \quad (13)$$

где  $E_0$  — начальная энергия частиц (энергия инжекции);  $E_c$  — критическая энергия, соответствующая равенству скоростей торможения на электронах и тепловых ионах;  $\tau_s$  — характерное время замедления.

Величина индукции магнитного поля  $B_0$  (вакуумное значение) связана с параметром  $\beta$  и давлением плазмы соотношением

$$\beta \frac{B_0^2}{2\mu_0} = n_{i,th} k_B T_i + \frac{2}{3} n_{i,f} \langle E \rangle + n_e k_B T_e, \quad (14)$$

где  $\mu_0$  — магнитная постоянная;  $\langle E \rangle$  — средняя энергия быстрых дейтронов (для принятого приближения  $\langle E \rangle \approx \frac{3}{5} E_0$ ).

Термализация быстрых ионов происходит в значительной мере в результате столкновений с электронами, поэтому температура образующейся в результате этого популяции тепловых ионов может быть близка к температуре электронов. Потери энергии электронов при этом больше потерь энергии тепловых ионов, в частности, из-за излучения. В расчётах полагаем  $T_i = T_e = T$ .

Размер и плотность плазмы должны соответствовать длине ослабления пучка  $l$ . Для полного захвата пучка в плазме и равномерного прогрева плазменного шнура должно выполняться соотношение

$$a \approx l/2. \quad (15)$$

Длина ослабления пучка составляет [15]

$$l \approx \frac{5,5 \cdot 10^{17} E_0}{n_e A_0}, \quad (16)$$

где  $l$  измеряется в метрах;  $E_0$  — энергия инжекции, кэВ;  $n_e$  — концентрация электронов, м<sup>-3</sup>;  $A_0$  — атомный номер инжектируемой частицы (для дейтерия  $A_0 = 2$ ).

Для расчётов основных параметров используется система уравнений (7)—(16). Также из уравнений (7)—(10) следуют соотношения

$$\frac{\tau_f}{\tau_E} = \frac{2E_0}{3k_B T_e} \left[ 1 + (1 - \alpha_n) Q - \frac{P_{rad}}{P_{inj}} \right] - \frac{2K_\tau}{C_{inj}}, \quad (17)$$

$$\frac{n_{i,f}}{n_{i,th}} = \frac{2E_0}{3k_B T_e} \frac{C_{inj}}{K_\tau} \left[ 1 + (1 - \alpha_n) Q - \frac{P_{rad}}{P_{inj}} \right] - 2, \quad (18)$$

где  $K_\tau = \tau_p/\tau_E$  — отношение времени удержания частиц и энергии для тепловых компонентов.

Здесь мы рассматриваем случай  $C_{inj} = 1$ . Принимаем  $K_\tau = 3$ . Потерями быстрых частиц при их торможении пренебрегаем ( $1/\tau_L = 0$ ).

Анализ показал, что стационарные режимы возможны при значениях температуры, ограниченных максимальной величиной  $T_{\max} \approx \frac{C_{\text{inj}} E_0}{3K_{\tau} k_B}$ . При  $T > T_{\max}$  стационарный режим невозможен при заметном содержании быстрых частиц. Если время удержания тепловых компонентов велико, то накопление тепловой популяции приводит к исчезновению эффекта быстрых частиц.

### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Основными параметрами, задаваемыми в расчётах, были энергия инжектируемых дейтронов  $E_0$ , отношение  $\beta$  давления плазмы к магнитному давлению, радиус плазменного шнура  $a$ . Температура тепловых компонентов  $T$  зависит от времени удержания энергии тепловых компонентов  $\tau_E$ , которое рассматривалось как параметр. В расчётах требуемое значение  $\tau_E$  находилось из баланса энергии для различных значений температуры. В расчётах определялись значения относительного содержания быстрых частиц  $n_{i,f}/n_{i,th}$ , концентрации ионов  $n_i = n_{i,th} + n_{i,f}$  и электронов  $n_e$ , индукции магнитного поля  $B_0$  (вакуумного), соответствующего заданному значению  $\beta$ , коэффициента усиления мощности в плазме  $Q$ , потока энергии нейтронов  $J_n$  из плазмы и других параметров.

Анализ показал, что с увеличением времени удержания энергии тепловых компонентов  $\tau_E$  температура растёт, при этом  $Q$  также растёт, а доля быстрых частиц снижается.

Результаты расчётов представлены в таблице для режимов, в которых концентрация быстрых ионов равна концентрации тепловых ( $n_{i,f} = n_{i,th}$ ). Приведены значения следующих параметров: энергия инжекции  $E_0$ ; радиус плазмы  $a$ ; параметр  $\beta$ ; коэффициент усиления мощности в плазме  $Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{inj}}$ ; требуемое время удержания энергии тепловых компонентов  $\tau_E$  и отношение его к времени ион-ионных столкновений  $\tau_E/\tau_{ii}$ ; произведение  $n\tau_E$  ( $n = n_i + n_e$  — полная концентрация плазмы); температура тепловых компонентов  $T$ ; магнитная индукция  $B_0$ ; термоядерная мощность  $P_{\text{fus}}$ , выделяемая в единице объёма; мощность в нейтронах энергией 14,1 МэВ на единицу длины плазменного шнура  $N_{n14}$ ; выход нейтронов энергией 14,1 МэВ на единицу длины плазменного шнура  $Y_{14}$ ; поток энергии нейтронов из плазмы  $J_n$ ; относительная мощность тормозного излучения  $P_b/P_{\text{fus}}$ ; относительная мощность циклотронного излучения  $P_s/P_{\text{fus}}$ ; доля нейтронной мощности  $P_n/P_n$ , выделяемой в реакциях с участием быстрых частиц.

Результаты расчётов дейтериевого источника термоядерных нейтронов (варианты 1—7 в таблице) не относятся к какой-либо конкретной системе магнитного удержания. Для сравнения в таблице также представлены параметры источника термоядерных нейтронов на основе токамака с D—T-плазмой (варианты 8, 9), рассчитанные ранее в рамках аналогичной модели [13]. Отметим, что в этих вариантах также  $n_{i,f} = n_{i,th}$ , а соотношение дейтерия и трития 50:50.

С ростом энергии инжекции коэффициент усиления возрастает. Принимая во внимание возможности современных и проектируемых систем инжекции, нам представляется, что наиболее приемлемым

**Параметры источников термоядерных нейтронов на основе дейтериевой плазмы и токамака с D—T-топливом**

Параметр	Вариант								
	1	2	3	4	5	6	7	8 (D—T)	9 (D—T)
$E_0$ , кэВ	500	500	1000	1000	2000	2000	2000	100	130
$a$ , м	1	1	2	2	4	4	2	0,5	0,8
$\beta$	0,1	0,5	0,1	0,5	0,1	0,5	0,5	~0,1	~0,1
$Q = P_{\text{fus}}/P_{\text{inj}}$	0,082	0,084	0,20	0,23	0,39	0,53	0,53	0,53	1,0
$\tau_E$ , с	0,20	0,21	0,48	0,58	1,1	1,5	0,74	0,12	0,24
$\tau_E/\tau_{ii}$	3,3	3,3	4,4	3,4	7,1	4,4	4,4	—	—
$n\tau_E$ , $10^{20} \text{ м}^{-3}\cdot\text{с}$	0,55	0,58	1,32	1,60	3,03	4,13	4,13	0,08	0,14
$T$ , кэВ	36	37	55	72	67	113	113	7,8	11,3
$B_0$ , Тл	9,3	4,1	12,7	5,8	16,7	8,0	11,2	3,3	3,6
$P_{\text{fus}}$ , МВт/м <sup>3</sup>	0,75	0,74	1,5	1,5	2,5	2,6	10,4	0,33	0,38
$N_{n14}$ , МВт/м	1,33	1,31	10,7	10,7	71,1	74,0	74,0	0,21	0,61
$Y_{14}$ , $10^{18}$ нейтр./м·с	0,59	0,58	4,74	4,74	31,5	32,8	32,8	0,093	0,27
$J_n$ , МВт/м <sup>2</sup>	0,25	0,25	0,98	0,99	3,4	3,5	10,0	0,08	0,15
$P_b/P_{\text{fus}}$	0,098	0,10	0,068	0,085	0,047	0,076	0,076	—	—
$P_s/P_{\text{fus}}$	0,53	0,037	1,3	0,18	1,83	0,57	0,68	—	—
$P_n/P_n$	0,99	0,92	0,93	0,90	0,95	0,91	0,91	—	—

является вариант 4, в котором энергия инжекции, а также индукция магнитного поля и радиус плазменного шнура имеют приемлемо высокие значения.

Как можно видеть, требования к параметрам источника термоядерных нейтронов на основе дейтерия существенно выше, чем в случае D—T-смеси. Так, величины параметра  $n\tau_E$  и энергии инжекции примерно на порядок выше, размеры плазмы и индукция магнитного поля выше в несколько раз. Если сравнивать с требованиями, предъявляемыми к реактору с катализированным D—D-циклом [16—18], то в случае максвелловской плазмы при  $Q = 20$  температура, магнитная индукция  $\beta$  и размеры примерно того же уровня, а величина  $n\tau_E \approx 5 \cdot 10^{21}$ , что примерно в 30 раз выше, чем для варианта 4 источника нейтронов.

Так как энергия инжекции во много раз превышает среднюю тепловую энергию, то подавляющее большинство нейтронов производится благодаря реакциям с участием быстрых частиц. В силу принятого приближения о полном сгорании трития отношение  $P_{n, f}/P_n$  одинаково для нейтронов в целом, а также и для D—T-нейтронов. Также в рамках этого приближения выход энергии в D—T-нейтронах примерно в 5 раз превышает выход энергии в D—D-нейтронах.

Так как размер плазмы  $a$  связан с энергией инжекции и плотностью плазмы соотношениями (15), (16), то увеличение энергии инжекции влечёт пропорциональное увеличение радиуса плазменного шнура или концентрации плазмы.

Увеличение требуемого времени удержания энергии тепловых компонентов  $\tau_E$  при снижении параметра  $\beta$  объясняется циклотронными потерями. При высоких  $\beta$  они относительно невелики из-за диамагнитного ослабления магнитного поля в плазме. Влияние циклотронных потерь становится существенным при высокой температуре ( $T_e > 50$  кэВ), достигаемой при энергии инжекции  $E_0 > 500$  кэВ. Кроме того, при низких  $\beta$  требуются весьма высокие магнитные поля.

Отметим также, что при  $E_0 > 1$  МэВ нейтронный поток  $J_n > 1$  МВт/м<sup>2</sup>, что может представлять проблемы с точки зрения ресурса первой стенки. Коэффициент усиления при  $E_0 = 1$  МэВ составляет  $Q \approx 0,2$ . Такое усиление в плазме соответствует гибридной системе с усилением blankets  $M \approx 80$  и эффективным коэффициентом размножения нейтронов  $k_{\text{эф}} \approx 0,95$ . Эти параметры весьма высоки, но, в принципе, концепции таких blankets рассматривались [1—3, 19, 20].

При значительном увеличении времени удержания тепловых компонентов  $\tau_E$  коэффициент усиления может даже превысить единицу. Однако при этом доля быстрых дейтронов снижается до уровня менее 10%. В таких режимах влияние быстрых частиц становится малозначительным. Параметры при этом стремятся к случаю максвелловской плазмы, которая может нагреваться не только нейтральной инжекцией, и, следовательно, отпадает требование к размерам плазменного шнура. Режимы с  $n_{i, f} = n_{i, \text{th}}$ , представленные в таблице, видимо, нужно рассматривать как предельные оценки, характеризующие эффект быстрых частиц. Основные приближения, влияющие на представленные предельные оценки, связаны с условным разделением на тепловую и быструю популяции. Более точное моделирование кинетики замедляющихся дейтронов, возможно, приведёт к меньшим значениям энерговыделения и, следовательно, коэффициента усиления  $Q$  при заданном времени удержания  $\tau_E$ .

Главное достоинство режимов с  $n_{i, f} \sim n_{i, \text{th}}$  состоит в существенном снижении требований к времени удержания тепловых компонентов по сравнению со случаем максвелловской плазмы. Для их реализации необходим либо большой размер плазменного шнура, либо высокая плотность плазмы. Поэтому круг подходящих систем удержания ограничен требованиями предельно высоких  $\beta$ , высокой плотности и технически реализуемых высоких магнитных полей.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате анализа были оценены требования к параметрам системы, использующей для получения быстрых нейтронов дейтериевую плазму, нагреваемую мощной инжекцией нейтральных атомов. Можно сказать, что для этих целей не подходит токамак из-за низких  $\beta$ , а требуется система с  $\beta \approx 0,5$  или выше. Потенциально может рассматриваться, например, открытая ловушка, главным достоинством которой является простота конструкции. Требуемое время удержания энергии тепловых компонентов примерно на порядок превосходит время ион-ионных столкновений, что в условиях простой от-

крытой ловушки реализовать не так просто. Среди ловушек с замкнутыми магнитными силовыми линиями можно отметить обращённую магнитную конфигурацию (FRC), в которой  $\beta \sim 1$ .

Представленные результаты расчётов следует рассматривать как предельные оценки режимов, в которых существенно влияние популяции быстрых дейтронов. Сейчас трудно сказать, существуют ли принципиальные физические ограничения для реализации требуемых параметров плазмы в конкретных системах магнитного удержания.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Kotschenreuther M., Mahajan S., Valanju P. et al.** Near term fusion-fission hybrids. — *Fusion Engineering and Design*, 2009, vol. 84, p. 83—88.
2. **Кутеев Б.В., Гончаров П.Р., Сергеев В.Ю., Хрипунов В.И.** Мощные нейтронные источники на основе реакций ядерного синтеза. — *Физика плазмы*, 2010, т. 36, с. 307—346.
3. **Moir R.W., Manheimer W.** The fusion hybrid reactors — magnetic fusion technology. — *Lecture Notes in Energy*, 2013, vol. 19, p. 699—772 (Springer, London).
4. **Bagryansky P.A., Ivanov A.A., Kruglyakov E.P. et al.** Gas dynamic trap as high power 14-MeV neutron source. — *Fusion Engineering and Design*, 2004, vol. 70, p. 13—33.
5. **Chirkov A.Yu., Ryzhkov S.V., Bagryansky P.A., Anikeev A.V.** Plasma kinetics models for fusion systems based on the axially-symmetric mirror devices. — *Fusion Science and Technology*, 2011, vol. 59, № 1T, p. 39—42.
6. **Чирков А.Ю.** Энергетическая эффективность альтернативных термоядерных систем с магнитным удержанием плазмы. — *Ядерная физика и инжиниринг*, 2013, т. 4, с. 1050—1059.
7. **Chirkov A.Yu.** Optimal parameters of fusion neutron sources with powerful injection heating. — *J. Fusion Energy*, 2015, vol. 34, p. 528—531.
8. **Hawryluk R.J., Batha S., Blanchard W. et al.** Fusion plasma experiments on TFTR: a 20 year retrospective. — *Phys. Plasmas*, 1998, vol. 5, p. 1577—1589.
9. **Bosh H.-S., Hale G.M.** Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities. — *Nucl. Fusion*, 1992, vol. 32, p. 611—631.
10. **Chirkov A.Yu.** Plasma bremsstrahlung emission at electron energy from low up to extreme relativistic values. — *ArXiv e-prints*, 2010, arXiv: 1005.3411v1.
11. **Kukushkin A.B., Minashin P.V., Neverov V.S.** Electron cyclotron power losses in fusion reactor-grade tokamaks: scaling laws for spatial profile and power loss. — In: 22nd IAEA Fusion Energy Conf. Geneva, 2008, TH/P3-10.
12. **Chirkov A.Yu.** Evaluation of the operational parameters for NBI-driven fusion in low-gain tokamak with two-component plasma. — *Nucl. Fusion*, 2015, vol. 55, p. 113027 (8 p.).
13. **Almagambetov A.N., Chirkov A.Yu.** Power and sizes of tokamak fusion neutron sources with NBI-enhanced reaction rate. — *J. Fusion Energy*, 2016, vol. 35, p. 845—848.
14. **Чирков А.Ю., Хвесьюк В.И.** К расчету функций распределения высокоэнергетичных ионов по скоростям. — *ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез*, 2003, вып. 1, с. 55—65.
15. **Пистунович В.И.** Некоторые задачи токамака с инжекцией быстрых нейтралов. — *Физика плазмы*, 1976, вып. 2, № 1, с. 3—29.
16. **Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю.** Производство энергии в амбиполярных реакторах с D—T, D—<sup>3</sup>He и D—D топливными циклами. — *Письма в ЖТФ*, 2000, т. 26, № 21, с. 61—66.
17. **Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I.** Analysis of D—<sup>3</sup>He/catalyzed D—D plasma as a source of fusion power. — *Fusion Technol.*, 2001, vol. 39, № 1T, p. 406—409.
18. **Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu.** Low-radioactivity D—<sup>3</sup>He fusion fuel cycles with <sup>3</sup>He production. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2002, vol. 44, № 2, p. 253—260.
19. **Research** needs for fusion-fission hybrid systems. — In: *Workshop Proc., US Department of Energy, Gaithersburg*, 2009.
20. **Wu Y., Jiang J., Wang M. et al.** A fusion-fission reactor concept based on viable fusion and fission technologies. — In: 23rd IAEA Fusion Energy Conf. Daejeon. 2010. FTP/P1-13; [http://www-pub.iaea.org/mtcd/meetings/PDFplus/2010/cn180/cn180\\_papers/ftp\\_p1-13.pdf](http://www-pub.iaea.org/mtcd/meetings/PDFplus/2010/cn180/cn180_papers/ftp_p1-13.pdf).



Владимир Романович Веснин, студент кафедры «Теплофизика»; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул. 5, Россия  
vesnin.volodya@gmail.com



Алексей Юрьевич Чирков, заведующий кафедрой «Теплофизика», д.ф.-м.н.; МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул. 5, Россия  
chirkov@bmstu.ru

Статья поступила в редакцию 23 января 2018 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2018, т. 41, вып. 2, с. 34—40.