

## Особенности реакций синтеза при столкновениях ускоренных дейтронов в плазме

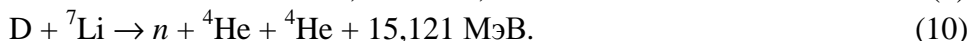
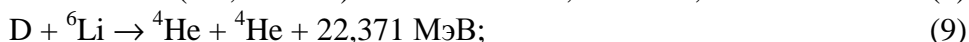
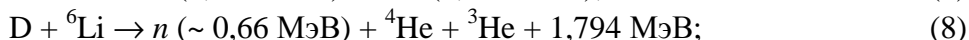
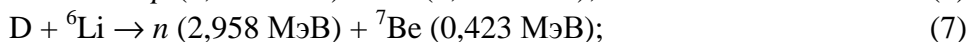
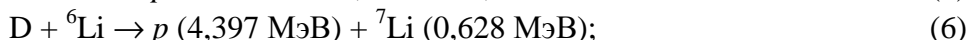
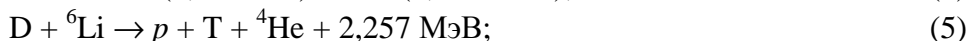
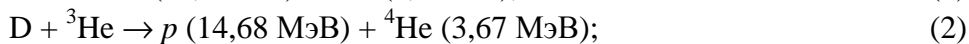
© В.В. Долганов, А.Ю. Чирков

МГТУ им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, Россия

*Рассмотрена возможность получения высокого выхода нейтронов из дейтериевой плазмы при наличии значительной популяции быстрых частиц. Высокую долю быстрых дейтронов предлагается поддерживать мощным пучком нейтральных атомов дейтерия. При этом скорость ядерных реакций синтеза в дейтерии возрастает на порядок по сравнению с максвелловской плазмой и существенно снижаются требования к параметрам системы магнитного удержания такой плазмы. Выполнены оценки скорости реакции с учетом неравновесной функции распределения ядер дейтерия по скоростям. Показано, что для достижения коэффициента усиления мощности в плазме  $Q = 1$  энергия инжектируемых атомов дейтерия должна составлять около 2 МэВ. Такую систему можно рассматривать как источник термоядерных нейтронов для перспективных гибридных энергетических систем типа синтез – деление. Преимущество рассмотренного подхода заключается в отсутствии необходимости воспроизводства трития.*

**Ключевые слова:** дейтерий, быстрые нейтроны, термоядерная плазма, инжекционный нагрев, гибридные системы синтез — деление.

**Введение.** Известно несколько десятков реакций синтеза, протекающих между легкими ядрами с выделением энергии. Наибольший интерес с практической точки зрения представляют реакции, протекающие в плазме, содержащей дейтерий D, тритий T, гелий-3  $^3\text{He}$  и изотопы лития  $^6\text{Li}$  и  $^7\text{Li}$ :



Скорость реакции в плазме характеризуется параметром  $\langle \sigma v \rangle$ , усредненным по функциям распределения сталкивающихся частиц,

где  $\sigma$  — сечение реакции,  $v$  — относительная скорость сталкивающихся частиц. Скорость реакции при немаксвелловском распределении с большой долей быстрых (высокоэнергетических) частиц может быть существенно выше, чем для термически равновесной максвелловской плазмы. Стационарное состояние плазмы с высоким содержанием быстрых частиц можно реализовать, например, при нагреве мощным атомарным пучком атомов. Источник быстрых ионов в этом случае связан с ионизацией атомов пучка, вводимого в плазму.

Энергия, выделяемая при термоядерных реакциях (1)–(10), порядка 1...20 МэВ. Выход энергии термоядерного синтеза характеризуется коэффициентом усиления мощности в плазме:

$$Q = P_{fus} / P_{aux}, \quad (11)$$

где  $P_{fus}$  — термоядерная мощность;  $P_{aux}$  — мощность внешнего нагрева, в рассматриваемом случае – поглощенная мощность инъекции пучка атомов  $P_{aux} = P_{inj}$ .

В соответствии с реакцией (11)  $Q$  тем выше, чем выше скорость выделения термоядерной энергии. Из всех реакций термоядерного синтеза наибольшую скорость при наименьших энергиях (и температурах) имеет реакция дейтерия с тритием. В настоящее время лидирующие позиции в области создания промышленного термоядерного реактора занимают токамаки — тороидальные камеры с магнитными катушками для удержания плазмы. Именно на этой системе базируется проект экспериментального термоядерного реактора ITER. Современные токамаки приблизились к условиям реализации режимов, в которых при работе на D–T-смеси выход энергии примерно равен мощности нагрева, вводимой в плазму, т. е.  $Q \approx 1$ . Однако создание термоядерной электростанции осложняет проблема радиационной стойкости компонентов, обращенных к плазме, при тепловой нагрузке 1...3 МВт/м<sup>2</sup>. Возможно, быстрее будут внедрены менее мощные устройства с  $Q \approx 1$ . Такое устройство не является самостоятельным источником энергии, так как выход энергии не превышает потребления, но оно может быть частью гибридного реактора, служащей источником быстрых нейтронов для подкритичного blankets, содержащего сырьевые изотопы, а также, возможно, и радиоактивные отходы, требующие утилизации (дожигания) [1]. В последнее время такие гибридные системы синтез — деление активно обсуждаются как перспективный путь внедрения управляемого термоядерного синтеза в энергетику.

Условия реализации режима с заданным  $Q$  или зажигания ( $Q \rightarrow \infty$ ) характеризуются параметром Лоусона  $n\tau_E$ , где  $n$  — плотность (концентрация частиц) плазмы,  $\tau_E$  — время удержания энергии плазмы в ловушке. Требуемые значения параметра Лоусона для режимов с

низким усилением ( $Q \approx 1$ ) на порядок ниже, чем для усиления  $Q \approx 10$ , необходимого для реактора.

Наибольший интерес в случае гибридных систем представляют термоядерные нейтроны с энергией около 14 МэВ, образующиеся в D–T-реакции (1). Подавляющее большинство концепций плазменных источников термоядерных нейтронов предполагает использование D–T-смеси. Причем в качестве магнитных ловушек рассматриваются не только токамаки, но и открытые системы, конфигурация с обращенным полем, системы стеллараторного типа и др. [2, 3]. Необходимость получения трития, отсутствующего в природных условиях вследствие небольшого периода полураспада (12 лет), представляет определенные трудности. Поэтому целесообразно рассмотреть возможности получения термоядерных нейтронов в смесях на основе относительно доступного дейтерия.

Энергия нейтронов, образующихся в реакции (3), недостаточна для деления сырьевых изотопов. Однако в реакции (4) образуется тритий, который может эффективно реагировать с дейтерием, в результате также образуются нейтроны с энергией 14 МэВ [4–6]. Если тритий, образующийся в дейтериевой плазме в результате реакции (3), сгорает полностью, а сгорание гелия-3, образующегося в реакции (4), не учитывается, то выход энергии в таких нейтронах составляет примерно 55 % всей термоядерной мощности  $P_{fus}$ .

Кроме того, в реакциях дейтерия с литием также образуется тритий и нейтроны. Анализ таких термоядерных топливных циклов для максвелловской плазмы показал, что с точки зрения максимального усиления оптимальное содержание лития  $x_{Li} = n_{Li}/n_D = 0,3...0,4$  [7]. В этом случае параметр Лоусона  $n\tau_E \approx 2 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$  при  $T \approx 100 \text{ кэВ}$ . Доля энергии в нейтронах с энергией 14 МэВ около 50 % от  $P_{fus}$  для смеси D– $^6\text{Li}$  и около 35 % — для смеси D– $^7\text{Li}$ . Однако вследствие относительно низкой скорости реакций (3)–(10) в максвелловской плазме требования к параметрам магнитной ловушки оказываются весьма жесткими, что обусловлено, в частности, большой долей потерь на излучение [8]. Решение данной проблемы возможно за счет увеличения скорости реакции при наличии значительной популяции надтепловых (быстрых) компонентов. В предлагаемой работе рассмотрены условия реализации режимов с  $Q \approx 1$  в дейтериевой плазме при нагреве мощным пучком нейтральных атомов дейтерия.

**Баланс энергии и частиц.** В основу анализа положена модель [9, 10] баланса энергии и частиц плазмы, нагреваемой инжекцией, с учетом неравновесной функции распределения быстрых частиц по скоростям [11]. Уравнение баланса энергии для единицы объема плазмы имеет вид

$$P_{inj} + P_{fus} = P_n + P_{rad} + \frac{W_{th}}{\tau_E}, \quad (12)$$

где  $W_{th} = \frac{3}{2}(n_{i,th}k_B T_i + n_e k_B T_e)$  — энергия тепловых компонентов;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $n_{i,th}$ ,  $T_i$  — концентрация и температура тепловых ионов;  $n_e$  — концентрация электронов;  $T_e$  — температура электронов (полагаем  $T_e = T_i = T$ );  $P_{inj}$  — поглощенная мощность инжекционного нагрева;  $P_n$  — мощность нейтронов;  $P_{rad}$  — мощность потерь на излучение;  $\tau_E$  — время удержания энергии тепловых компонентов.

Мощность инжекции связана с энергией инжектируемых частиц  $E_0$  соотношением

$$P_{inj} = \frac{n_{i,th} E_0}{\tau_f}, \quad (13)$$

где  $\tau_f$  — время релаксации пучка быстрых частиц.

Термоядерная мощность

$$P_{fus} = \sum_{i,j,k} R_{ij} n_i n_j \langle \sigma v \rangle_k W_k, \quad (14)$$

где  $i, j$  — сорта реагирующих ионов;  $k$  — номер реакции между ними;  $R_{ij} = 1$  при  $i \neq j$ ,  $R_{ij} = 1/2$  при  $i = j$ ;  $\langle \sigma v \rangle_k$  — параметр скорости соответствующей реакции;  $W_k$  — суммарная энергия, выделяющаяся в реакции.

Мощность  $P_n$ , выделяемая с нейтронами, вычисляется аналогично соотношению (14), но вместо  $W_k$  необходимо использовать энергию нейтронов. Нейтроны мгновенно покидают плазму, не передавая ей своей энергии, поэтому в балансе рассматриваются как потери.

При высоком давлении плазмы (отношение давления плазмы к магнитному давлению  $\beta \approx 1$ ) в потерях на излучение учитывается только тормозное излучение, возникающее при столкновениях электронов с ионами и электронами. Тормозное излучение не поглощается термоядерной плазмой и не отражается от окружающих плазму стенок реактора, поэтому так же, как и нейтроны является неизбежным каналом потерь энергии плазмы. Тормозное излучение максвелловской D–D-плазмы может составлять более 50 % термоядерной мощности. Его мощность определяется потерями при взаимодействиях электронов с ионами и электронами при высоких температурах и может быть рассчитана в соответствии с работой [12].

Мощная инжекция нейтральных пучков может поддерживать в плазме значительную популяцию быстрых частиц. Скорость реакции

с участием быстрых компонентов многократно превышает скорости в максвелловской плазме. Баланс тепловых (индекс  $th$ ) и быстрых (индекс  $f$ ) ионов заданного сорта (в рассматриваемом случае дейтронов) можно выразить уравнениями

$$n_{i,th} / \tau_{i,p} = n_{i,f} / \tau_{i,f}; \quad (15)$$

$$n_{i,f} / \tau_{i,f} = P_{inj} / E_0, \quad (16)$$

где  $\tau_p$  — время удержания тепловых ионов,  $\tau_p = 3\tau_e$ .

Время релаксации пучка

$$\tau_f = \frac{1}{3} \tau_s \ln \left[ (E_0 / E_c)^{3/2} + 1 \right], \quad (17)$$

где  $E_0$  — энергия инжекции;  $E_c$  — критическая энергия.

Время замедления,

$$\tau_s = \frac{6\pi\sqrt{2\pi}\epsilon_0^2 m (k_B T_e)^{3/2}}{\Lambda_{ie} Z^2 e^4 n_e \sqrt{m_e}}. \quad (18)$$

Здесь  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная;  $e$ ,  $m_e$  — заряд и масса электрона;  $m$  — масса быстрого иона (в рассматриваемом случае дейтрона),  $Z$  — его зарядовое число;  $\Lambda_{ie}$  — кулоновский логарифм для электрон-ионных столкновений

Критическая энергия  $E_c = \frac{mv_c^2}{2}$  соответствует потерям энергии

при торможении быстрого иона на тепловых ионах и электронах. Критическая скорость

$$v_c = \left( \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \frac{\Lambda_{ii}}{\Lambda_{ie}} \frac{m_e}{n_e} \sum_i \frac{Z_i^2 n_i}{m_i} \right)^{1/3} \left( \frac{2k_B T_e}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (19)$$

где  $\Lambda_{ii}$  — кулоновский логарифм для ион-ионных столкновений.

**Сечения и скорости реакций.** Сечение реакции имеет следующий вид (в барнах):

$$\sigma(E) = S(E) \exp\left(-\frac{B_G}{\sqrt{E}}\right), \quad (20)$$

где  $E$  — энергия сталкивающихся частиц в системе центра масс;  $B_G$  — параметр Гамова.

Астрофизический фактор аппроксимируется зависимостью

$$S(E) = \frac{A_1 + E(A_2 + E(A_3 + E(A_4 + A_5 E)))}{1 + E(B_1 + E(B_2 + E(B_3 + B_4 E)))}. \quad (21)$$

Здесь значения коэффициентов  $A_i$  и  $B_i$  для основных термоядерных реакций, полученные в работе [13] приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры формулы для сечения реакций [13]

Параметр	$T(d, n)^4\text{He}$	$^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$	$D(d, p)T$	$D(d, n)^3\text{He}$
$B_G, \text{кэВ}^{1/2}$	34,3827	68,7508	31,3970	31,3970
$A_1$	$6,927 \cdot 10^4$	$5,7501 \cdot 10^6$	$5,5576 \cdot 10^4$	$5,3701 \cdot 10^4$
$A_2$	$7,454 \cdot 10^8$	$2,5226 \cdot 10^3$	$2,1054 \cdot 10^2$	$3,3027 \cdot 10^2$
$A_3$	$2,050 \cdot 10^6$	$4,5566 \cdot 10^1$	$-3,2638 \cdot 10^{-2}$	$-1,2706 \cdot 10^{-1}$
$A_4$	$5,002 \cdot 10^4$	0	$1,4987 \cdot 10^{-6}$	$2,9327 \cdot 10^{-5}$
$A_5$	0	0	$1,8181 \cdot 10^{-10}$	$-2,5151 \cdot 10^{-9}$
$B_1$	$6,38 \cdot 10^1$	$-3,1995 \cdot 10^{-3}$	0	0
$B_2$	$-9,95 \cdot 10^{-1}$	$-8,5530 \cdot 10^{-6}$	0	0
$B_3$	$6,981 \cdot 10^{-5}$	$5,9014 \cdot 10^{-8}$	0	0
$B_4$	$1,728 \cdot 10^{-4}$	0	0	0
Энергия, кэВ	0,5...500	0,3...900	0,5...5 000	0,5...4 900
Погрешность, %	1,9	2,2	2,0	2,5

Скорость реакции в максвелловской плазме

$$\langle \sigma v \rangle = C_1 \theta \exp(-3\xi) \left( \frac{\xi}{m_r c^2 T^3} \right)^{1/2}, \quad (22)$$

где

$$\theta = T \left[ 1 - \frac{T(C_2 + T(C_4 + C_6 T))}{1 + T(C_3 + T(C_5 + C_7 T))} \right]^{-1}; \quad (23)$$

$$\xi = \left( \frac{B_G^2}{4\theta} \right)^{1/3}. \quad (24)$$

Значения коэффициентов  $C_i$  для основных реакций приведены в табл. 2 [13].

**Реакции с участием быстрых частиц.** При нагреве плазмы мощным пучком нейтральных атомов (*neutral beam injection* — NBI), возникает значительная популяция быстрых частиц, сравнимая по численности или даже превышающая тепловую популяцию.

В предлагаемой работе рассматриваются приближения соответствующие двум предельным случаям. В первом случае функция распределения имеет одно и то же значение для любых частиц, т. е. яв-

ляется однородной в пространстве скоростей, во втором — принимается моноэнергетическое распределение, при котором все частицы имеют энергию, равную начальной энергии инжектируемых атомов.

Таблица 2

**Параметры формулы для скорости реакции в максвелловской плазме [13]**

Параметр	$T(d, n)^4\text{He}$	$^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$	$D(d, p)T$	$D(d, n)^3\text{He}$
$m, c^2, \text{кэВ}$	1 124 656	1 124 572	937 814	937 814
$C_1$	$1,17302 \cdot 10^{-9}$	$5,51036 \cdot 10^{-10}$	$5,65718 \cdot 10^{-12}$	$5,43360 \cdot 10^{-12}$
$C_2$	$1,51361 \cdot 10^{-2}$	$6,41918 \cdot 10^{-3}$	$3,41267 \cdot 10^{-3}$	$5,85778 \cdot 10^{-3}$
$C_3$	$7,51361 \cdot 10^{-2}$	$-2,02896 \cdot 10^{-3}$	$1,99167 \cdot 10^{-3}$	$7,68222 \cdot 10^{-3}$
$C_4$	$4,60643 \cdot 10^{-3}$	$1,91080 \cdot 10^{-5}$	0	0
$C_5$	$1,35000 \cdot 10^{-2}$	$-1,35776 \cdot 10^{-4}$	$1,05060 \cdot 10^{-5}$	$-2,96400 \cdot 10^{-6}$
$C_6$	$-1,0675 \cdot 10^{-4}$	0	0	0
$C_7$	$1,36600 \cdot 10^{-5}$	0	0	0
Температура, кэВ	0,2...100	0,5...190	0,2...100	0,2...100
Погрешность, %	0,25	2,5	0,35	0,3

Для взаимодействия быстрых дейтронов с тепловыми (медленными) последние считаем практически неподвижными. При однородном распределении быстрых частиц по энергиям параметр скорости взаимодействия быстрых частиц с тепловыми вычисляется следующим образом:

$$\langle \sigma v \rangle_f = \frac{3}{v_0^3} \int_0^{v_0} \sigma(v) v^3 dv, \quad (25)$$

где  $v_0 = \sqrt{2E_0/m}$  — начальная скорость быстрых дейтронов;  $E_0$  — энергия инжекции дейтерия (в лабораторной системе отсчета).

Приближение моноэнергетического пучка приемлемо, если время жизни частиц в ловушке меньше времени релаксации пучка быстрых ионов. Параметр скорости реакции быстрых дейтронов с тепловыми

$$\langle \sigma v \rangle = \sigma(v_0) v_0. \quad (26)$$

В случае реакции быстрых дейтронов с быстрыми частицами модуль относительной скорости может принимать значения от 0 до  $2v_0$  в зависимости от взаимной ориентации векторов скоростей сталкивающихся частиц. Приближенно полагаем, что параметр скорости реакции в этом случае определяется выражениями для параметра реакции скорости быстрых частиц с тепловыми.

Отметим, что в рамках однородного и моноэнергетического приближений скорость реакций зависит только от энергии инжекции и не зависит от температуры плазмы.

На рис. 1 представлены параметры скоростей реакций для максвелловской плазмы, на рис. 2 — для реакций с участием быстрых частиц. Видно, что параметры скоростей реакции с участием быстрых частиц примерно на порядок превосходят параметры скоростей реакции в максвелловской плазме. Так, при характерной температуре максвелловской плазмы  $T = 100$  кэВ параметр скорости D–D-реакции  $\langle\sigma v\rangle \approx 0,2 \cdot 10^{-22} \text{ м}^3 \cdot \text{с}$ , при энергии инжекции  $E_0 = 2$  МэВ параметр скорости с участием быстрых частиц  $\langle\sigma v\rangle \approx 1,0 \cdot 10^{-22} \text{ м}^3 \cdot \text{с}$ .

Различие результатов, полученных в рамках однородного и моноэнергетического приближений, составляет около 30 % (см. рис. 2).

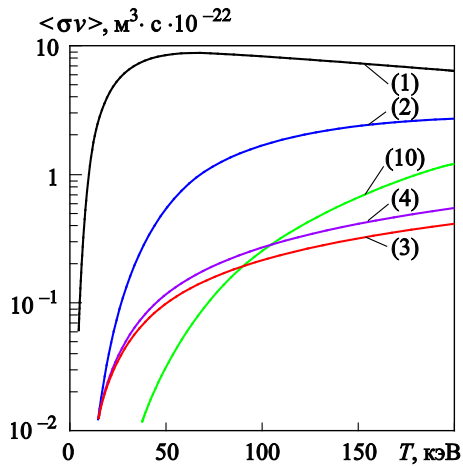


Рис. 1. Зависимость параметра скорости реакции от температуры в максвелловской плазме (нумерация кривых соответствует реакциям (1)–(4), (10))

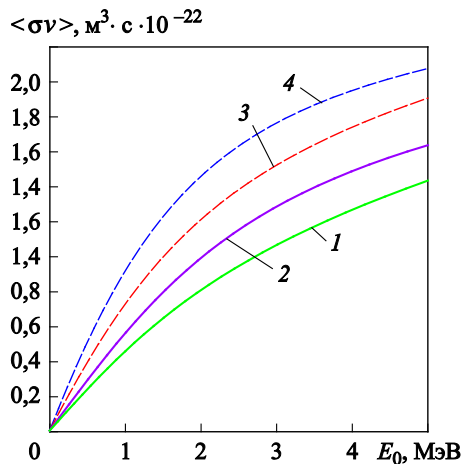


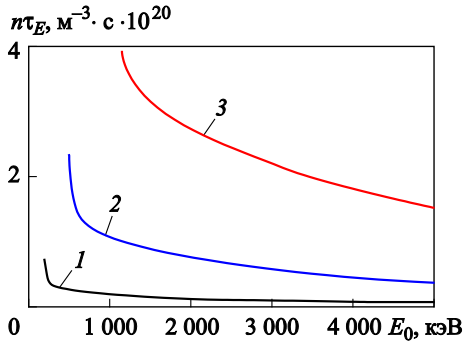
Рис. 2. Зависимость параметра скорости реакции от энергии инжекции:

- 1, 2 — приближение однородного распределения по энергиям;  
 3, 4 — приближение моноэнергетического пучка; 1, 3 —  $D + D \rightarrow p + T$ ; 2, 4 —  $D + D \rightarrow n + {}^3\text{He}$

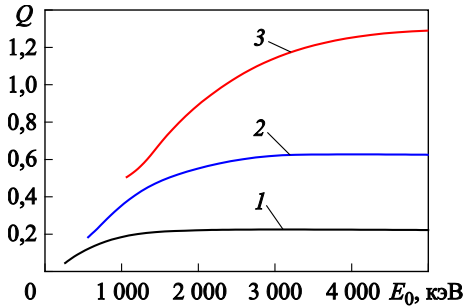


**Результаты расчетов.** При совместном решении системы уравнений (12)–(16) были получены следующие результаты.

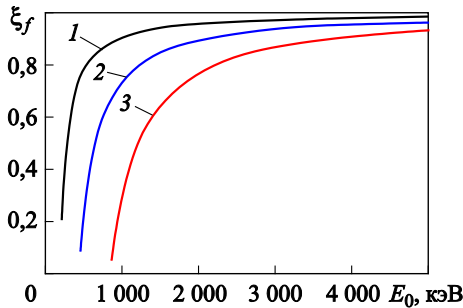
Температура тепловых компонентов определяется временем удержания их энергии и мощностью инжекционного нагрева (рис. 3).



**Рис. 3.** Зависимость температуры тепловых компонентов  $T$  от энергии инжекции  $E_0$  и параметра Лоусона  $n\tau_E$ :  
 $T$  равно 20 (1), 50(2) и 100 (3) кэВ



**Рис. 4.** Зависимость коэффициента усиления мощности в плазме  $Q$  от энергии инжекции  $E_0$  (в соответствии с параметрами рис. 3)



**Рис. 5.** Зависимость доли быстрых частиц  $\xi_f$  от энергии инжекции  $E_0$ :  
 $\xi = n_{i,f}/(n_{i,th} + n_{i,f})$  (1–3 — см. рис. 3)

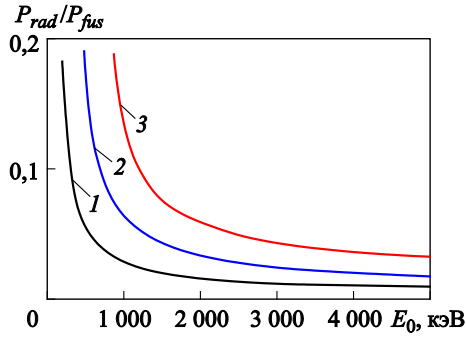


Рис. 6. Доля потерь на тормозное излучение (1–3 — см. рис. 3)

Соответствующие значения коэффициента усиления мощности в плазме приведены на рис. 4. Режим при  $Q = 0,5 \dots 1$  может быть реализован при  $T = 50 \dots 100$  кэВ и энергии инжекции дейтерия  $E_0 = 2 \dots 3$  МэВ. Требуемые для этого значения параметра Лоусона  $n\tau_E$  находятся в диапазоне значений  $(1 \dots 3)10^{20} \text{ м}^{-3} \cdot \text{с}$  (рис. 5). Содержание быстрого компонента (рис. 6) при этом, согласно оценкам, составляет около 70 %. Важно, что доля потерь на тормозное излучение сравнительно невысока: менее 10 %  $P_{fus}$ .

Полученные параметры позволяют проанализировать трудности реализации предложенной концепции. Энергия инжекции, равная 2 МэВ, для применяемых в настоящее время технологий является высокой, но, видимо, не запредельной. Наиболее проблематичным представляется выбор магнитной ловушки для удержания плазмы. Для оценки примем вакуумное значение магнитного поля  $B_{0V} = 10$  Тл, отношение давления плазмы к магнитному давлению  $\beta = 0,6$ . Тогда давление плазмы  $p = \beta B_{0V}^2 / (2\mu_0) \approx 2,5 \cdot 10^7$  Па. Основной вклад в давление плазмы вносят быстрые частицы с энергией  $\langle E \rangle \approx 1$  МэВ. Плотность быстрых ионов оценим как  $n_{i,f} = 3p / (2\langle E \rangle) \approx 3,7 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . Соответствующая плотность электронов  $n_e \approx 5 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ , суммарная плотность плазмы  $n \approx 1 \cdot 10^{21} \text{ м}^{-3}$ . Требуемое время удержания энергии по критерию Лоусона  $\tau_E \approx 0,3$  с, магнитная индукция в плазме (с учетом диамагнетизма)  $B_0 = B_{0V} \sqrt{1 - \beta} \approx 6,3$  Тл. При указанных условиях тепловая мощность, выделяемая в  $1 \text{ м}^3$  плазмы,  $P_{fus} = 60 \text{ МВт/м}^3$ .

Для оценки размеров плазменного шнура рассмотрим длину ослабления пучка [14] (в метрах):

$$l \approx \frac{5,5 \cdot 10^{17} E_0}{n_e A_0}, \quad (27)$$

где  $E_0$  — энергия инжекции, кэВ;  $n_e$  — концентрация электронов,  $\text{м}^{-3}$ ;  $A_0$  — атомный номер инжектируемой частицы.

При данных условиях длина ослабления  $l \approx 0,5$  м. Для того чтобы пучок эффективно нагревал плазму, ее диаметр должен быть сравним с длиной ослабления. Примем радиус плазменного шнура  $a = 0,25$  м, его длину  $L = 2$  м, тогда термоядерная мощность  $P_{fus} \approx 20$  МВт, мощность нейтронов с энергией 14 МэВ  $P_{14} \approx 10$  МВт. При усилении blankets  $M \approx 50$  тепловая мощность гибридной системы может составить около 500 МВт. Это значение может быть увеличено пропорционально длине плазмы.

Циклотронный радиус дейтрона с энергией  $E_0 = 2$  МэВ при этом составляет около 2,5 см, т. е. на порядок меньше радиуса плазменного шнура.

Приведенные оценки показывают, что при выбранных сравнительно высоких параметрах магнитной ловушки ( $B_{0V} = 10$  Тл,  $\beta = 0,6$ ) мощность источника нейтронов получается приемлемой. Уменьшение значений этих величин приведет к снижению мощности до неприемлемо низкого уровня, так как  $P_{fus} \propto \beta^2 B_{0V}^4$ . Поэтому очевидно, что для реализации предложенной концепции токамак не подходит. По мнению авторов, наиболее подходящей является открытая ловушка. Но, так как параметры открытых ловушек в настоящее время весьма далеки от приведенных выше, анализ их потенциальных возможностей требует дальнейшей проработки.

**Заключение.** В рассмотренных режимах при  $Q \approx 1$  время релаксации пучка превосходит время удержания тепловой энергии плазмы, поэтому возможно поддержание значительной популяции быстрых ионов. В таком плазменно-пучковом режиме скорость реакции значительно превосходит скорость реакции в максвелловской плазме. Предлагаемый подход к получению быстрых термоядерных нейтронов в дейтериевой плазме привлекателен прежде всего отсутствием необходимости воспроизводства трития в blankets гибридной системы.

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

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Moir R.W., Manheimer W. Fusion–Fission Hybrid Reactors. *Magnetic Fusion Technology, Series on Lecture Notes in Energy*, 2013, vol. 19, pp. 699–472.
- [2] Чирков А.Ю. Энергетическая эффективность альтернативных термоядерных систем с магнитным удержанием плазмы. *Ядерная физика и инжиниринг*, 2013, т. 4, с. 1050–1059.
- [3] Chirkov A.Yu. Optimal Parameters of Fusion Neutron Sources with Powerful Injection Heating. *Journal of Fusion Energy*, 2015, vol. 34, pp. 528–531.
- [4] Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. Analysis of D–<sup>3</sup>He/catalyzed D–D plasma as a Source of Fusion Power. *Fusion Technology*, 2001, vol. 39, no. 1T, pp. 406–409.

- [5] Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Малорадиоактивный D-<sup>3</sup>He термоядерный топливный цикл с самообеспечением <sup>3</sup>He. *Письма в ЖТФ*, 2001, т. 27, № 16, с. 47–53.
- [6] Чирков А.Ю. О возможности использования D-<sup>3</sup>He-цикла с наработкой <sup>3</sup>He в термоядерном реакторе на основе сферического токамака. *Журнал технической физики*, 2006, т. 76, № 9, с. 51–54.
- [7] Чирков А.Ю., Веснин В.Р., Долганов В.В. Нейтронный выход из дейтериевой плазмы. Сб. науч. тр. *XLIII Междунар. конф. по физике плазмы и УТС*. Москва, ЗАО НТЦ «ПЛАЗМАИОФАН», 2016, с. 76.
- [8] Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Анализ топливных циклов для альтернативных термоядерных реакторов. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез*, 2000, № 3, с. 28–35.
- [9] Chirkov A.Yu. Evaluation of the Operational Parameters for NBI-driven Fusion in Low-gain Tokamak with Two-component Plasma. *Nuclear Fusion*, 2015, vol. 55, 113027 (8 p.).
- [10] Chirkov A.Yu. Low Radioactivity Fusion Reactor Based on the Spherical Tokamak with a Strong Magnetic Field. *Journal of Fusion Energy*, 2013, vol. 32, no. 2, pp. 208–214.
- [11] Чирков А.Ю., Хвесюк В.И. К расчету функций распределения высокоэнергетичных ионов по скоростям. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез*, 2003, вып. 1, с. 55–65.
- [12] Хвесюк 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.
- [13] Bosh H.-S., Hale G.M. Improved Formulas for fusion Cross-sections and Thermal Reactivities. *Nuclear Fusion*, 1992, vol. 32, pp. 611–631.
- [14] Пистуневич В.И. Некоторые задачи токамака с инжекцией быстрых нейтронов. *Физика плазмы*, 1976, вып. 2, № 1. с. 3–29.

Статья поступила в редакцию 05.05.2016

Ссылку на эту статью просим оформлять следующим образом:

Долганов В.В., Чирков А.Ю. Особенности реакций синтеза при столкновениях ускоренных дейтронов в плазме. *Инженерный журнал: наука и инновации*, 2016, вып. 8. <http://dx.doi.org/10.18698/2308-6033-2016-08-1523>

**Долганов Василий Васильевич** — магистрант кафедры «Теплофизика» МГТУ им. Н.Э. Баумана.

**Чирков Алексей Юрьевич** — д-р физ.-мат. наук, профессор кафедры «Теплофизика» МГТУ им. Н.Э. Баумана. Автор более 150 научных работ в области физики высокотемпературной плазмы и термоядерного синтеза. e-mail: [chirkov@bmstu.ru](mailto:chirkov@bmstu.ru)

## Features of fusion reactions at accelerated deuterons collisions in plasma

© V.V. Dolganov, A.Yu. Chirkov

Bauman Moscow State Technical University, Moscow 105005, Russia

*The article considers a possibility of obtaining neutrons high yield from deuterium plasma in the significant fast particles population. We expect to maintain high proportion of fast deuterons with a powerful deuterium neutral atom beam. The nuclear fusion reactions rate in deuterium increases on the order in comparison with Maxwell plasma, and the requirements for such plasma magnetic confinement system parameters are reduced. The reaction rate estimations take into account deuterium nuclei non-equilibrium distribution function in velocity. We show that in order to achieve the gain in the plasma  $Q = 1$  the injected deuterium atoms energy should be about 2 MeV. We can consider the system with  $Q = 1$  on the deuterium as thermonuclear neutrons source for advanced hybrid power systems such as "synthesis-division". The advantage of this approach is in no need of tritium using.*

**Keywords:** deuterium, fast neutrons, plasma fusion, injection heating, hybrid system "synthesis-division".

### REFERENCES

- [1] Moir R.W., Manheimer W. *Fusion–Fission Hybrid Reactors*, vol. 19. Springer Publ., London, 2013, pp. 699–472.
- [2] Chirkov A.Yu. *Yadernaya fizika i inzhiniring — Nuclear Physics and Engineering*, 2013, no. 4, pp. 1050–1059.
- [3] Chirkov A.Yu. *Journal of Fusion Energy*, 2015, vol. 34, pp. 528–531.
- [4] Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. *Journal of Fusion Energy*, 2001, vol. 39, pp. 406–409.
- [5] Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. *Pisma v zhurnal tekhnicheskoy fiziki — Technical Physics Letters*, 2001, vol. 27, no. 16, pp. 47–53.
- [6] Chirkov A.Yu. *Pisma v zhurnal tekhnicheskoy fiziki — Technical Physics Letters*, 2006, vol. 76, no. 9, pp. 51–54.
- [7] Chirkov A.Yu., Vesnin V.R., Dolganov V.V. Neytronny vykhod iz deyerievoy plazmy [The neutron yield of deuterium plasma]. *XLIII Mezhdunarodnaya (Zvenigorodskaya) konferentsiya po fizike plazmy i UTS* [Proc. of the Conference on plasma physics and controlled thermonuclear fusion]. Moscow, Plasmaofan Publ., 76 p.
- [8] Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu. *Voprosy atomnoy nauki i tekhniki — Problems of atomic science and technology*, 2000, no. 3, pp. 28–35.
- [9] Chirkov A.Yu. *Nuclear Fusion*, 2015, vol. 55, 113027 (8 p).
- [10] Chirkov A.Yu. *Journal of Fusion Energy*, 2013, vol. 32, no. 2, pp. 208–214.
- [11] Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. *Voprosy atomnoy nauki i tekhniki — Problems of atomic science and technology*, 2003, issue 1, pp. 55–65.
- [12] Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. *Pisma v zhurnal tekhnicheskoy fiziki — Technical Physics Letters*, 2000, vol. 26, no. 21, pp. 61–66.
- [13] Bosh H.-S., Hale G.M. *Nuclear Fusion*, 1992, vol. 32, pp. 611–631.
- [14] Pistunovich V.I. *Fizika plazmy — Plasma Physics*, 1976, vol. 2, no. 1, pp. 3–29.

**Dolganov V.V.**, Ms. Student, Thermal Physics Department, Bauman Moscow State Technical University.

**Chirkov A.Yu.**, Dr. Sci., Professor of Thermal Physics Department, Bauman Moscow State Technical University. Author of over 150 scientific works in the field of high-temperature plasma and nuclear fusion. e-mail: chirkov@bmstu.ru