

04

Малорадиоактивный D—³He термоядерный топливный цикл с самообеспечением ³He

© В.И. Хвесюк, А.Ю. Чирков

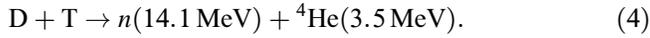
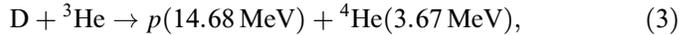
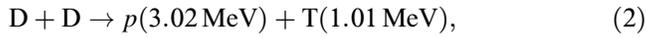
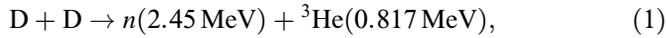
Московский государственный технический университет имени
Н.Э. Баумана
E-mail: khves@power.bmstu.ru

Поступило в Редакцию 26 декабря 2000 г.

Обоснована возможность реализации высокоэффективного малорадиоактивного термоядерного топливного цикла, использующего в качестве сырья (первичного топлива) дейтерий. Основное производство энергии обеспечивается реакцией D—³He, а ³He получается в процессе работы реактора. Показано, что при определенных условиях всего ~ 5% термоядерной мощности приходится на нейтроны, а поток нейтронов на первую стенку $q_n < 0.5 \text{ MW/m}^2$.

Смесь дейтерия D и легкого гелия ³He является одним из наиболее перспективных альтернативных видов термоядерного топлива. Примерно равнокомпонентное D—³He топливо привлекательно прежде всего в связи с возможностью создания малорадиоактивного термоядерного реактора со сроком службы первой стенки > 40 лет благодаря низкой величине потока энергии нейтронов на первую стенку $q_n < 0.5 \text{ MW/m}^2$. Серьезная проблема осуществимости равнокомпонентного D—³He цикла — отсутствие на Земле промышленных запасов изотопа ³He. Одно из возможных решений заключается в доставке ³He с Луны [1]. В настоящей работе рассматриваются варианты, в которых первичным топливом (сырьем) является только сравнительно дешевый и доступный дейтерий, а ³He нарабатывается и используется в одном и том же реакторе. Проведенный ранее кинетический анализ показал, что высокая эффективность может быть достигнута как в D—³He цикле [2–4], так и в катализированных D–D циклах [4]. Цель настоящей работы — проанализировать возможные варианты D—³He цикла с наработкой ³He и оценить для них значения параметров термоядерной плазмы и магнитной системы, при которых выполняются условия низкой радиоактивности и высокой эффективности производства энергии.

В плазме, содержащей дейтерий, одновременно протекают реакции:



Из-за высокой скорости реакции (4) значительная доля трития, рождающегося в реакции (2), успевает прореагировать с дейтерием. Параметры циклов, основанных на дейтериевых реакциях (1)–(4), во многом определяются соотношениями между концентрациями топлива

$$r_j = n_j/n_D, \quad (5)$$

где $j = {}^3\text{He}, T$. На рис. 1 в зависимости от количества ${}^3\text{He}$ представлены значения критерия зажигания $n\tau T$. Оптимальные значения температуры плазмы лежат в диапазоне $T = 50 \dots 70 \text{ keV}$. На рис. 1 $T = T_{\min}$, где T_{\min} — температура, соответствующая минимальному $n\tau T$ при данном $r_{{}^3\text{He}}$. При расчете критерия $n\tau T$ сечения реакций взяты из базы данных [5], а для тормозных потерь использованы формулы из [4], учитывающие квантовые и релятивистские эффекты. Выгорание трития в плазме характеризуется величиной γ_T , равной отношению числа ядер трития, сгорающих в единицу времени, к числу ядер трития, рождающихся в единицу времени. В малорадиоактивном термоядерном реакторе нейтронный выход $\xi_n = P_n/P_{fus}$ (P_{fus} — термоядерная мощность, P_n — мощность в нейтронах) необходимо обеспечить на уровне ~ 0.1 . Для снижения потока нейтронов с энергией 14.1 MeV необходимо принудительное удаление трития из плазмы. Это можно сделать, например, с помощью так называемой селективной откачки [6]. При этом одновременно удаляются и другие продукты реакций (1)–(4): $p, {}^3\text{He}, {}^4\text{He}$. Доля выгорания трития γ_T и нейтронный выход ξ_n представлены на рис. 2 и 3 соответственно. Для того чтобы обеспечить $\xi_n = 0.1 \dots 0.15$, необходимо относительное количество ${}^3\text{He}$ $r_{{}^3\text{He}} \sim 0.2$. В реакторе с наработкой ${}^3\text{He}$, использующем только природное дейтериевое топливо, возможны следующие источники ${}^3\text{He}$: 1) непосредственно реакция (1); 2) реакция $T \rightarrow {}^3\text{He} + e + 0.018 \text{ MeV}$. Во втором случае источником трития может служить либо реакция (2), либо реакции в blankets:

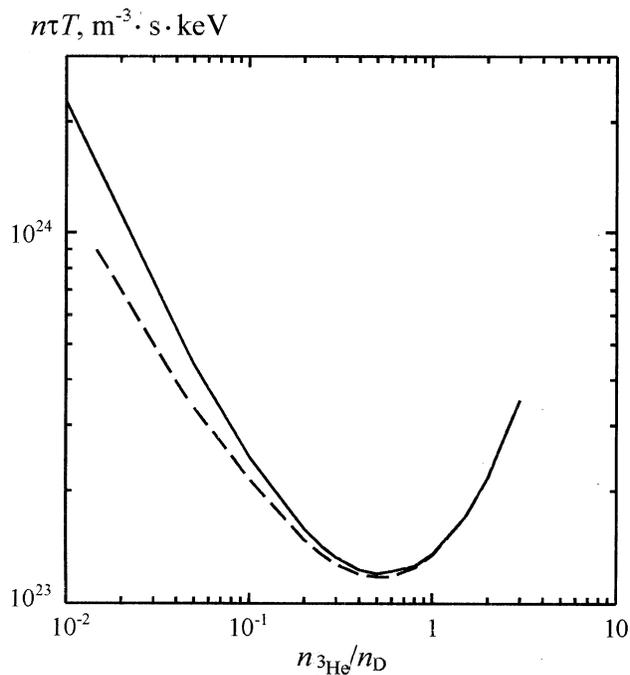


Рис. 1. Критерий зажигания $n\tau T$ в зависимости от количества ^3He в цикле при $T = T_{\min}$. Сплошная кривая — $\gamma_T = 0$, штриховая кривая — $\gamma_T = 1$.

$n + ^6\text{Li} \rightarrow \text{T} + ^4\text{He} + 4.8 \text{ MeV}$, $n + ^7\text{Li} \rightarrow \text{T} + ^4\text{He} + n - 2.47 \text{ MeV}$
с учетом размножения нейтронов $n + ^9\text{Be} \rightarrow 2^4\text{He} + 2n - 1.67 \text{ MeV}$.
Теоретически в случае применения материалов-размножителей нейтронов можно получить $K_{\text{D-D}} \approx K_{\text{D-T}} > 2$, где $K_{\text{D-D}}$ ($K_{\text{D-T}}$) — число ядер трития, нарабатываемых в blankets, приходящееся на один D-D (D-T) нейтрон, рождающийся в плазме. В интересующем нас случае $r_{^3\text{He}} = 0.1 \dots 0.2$, $T_{\min} \approx 70 \text{ keV}$. Так как с увеличением температуры резко возрастают циклотронные потери, то в магнитном поле с низким β минимальное значение требуемого времени удержания энергии τ_E приходится на более низкие температуры. С другой стороны, при $T < 50 \text{ keV}$ резко увеличивается $n\tau T$. Таким образом, рабочий диапазон температур располагается в области $T = 50 \dots 70 \text{ keV}$. Мощ-

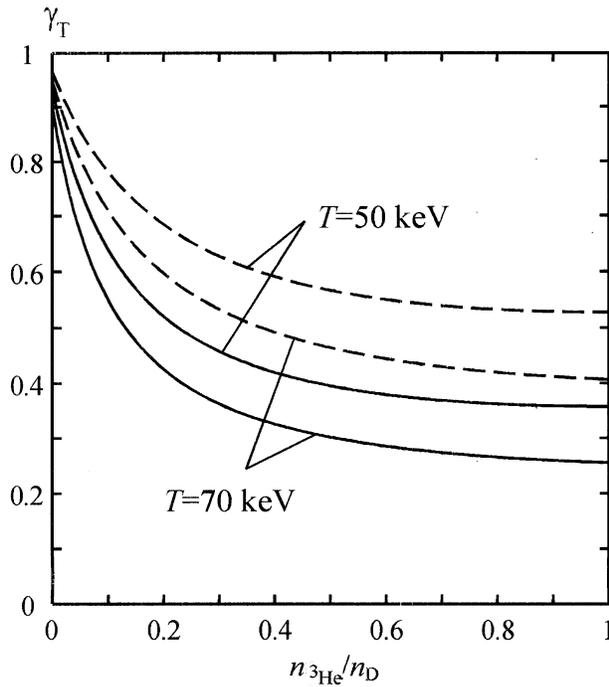


Рис. 2. Доля выгорания трития при $\tau_T = \tau_{ign}$ (сплошные кривые) и $\tau_T = 2\tau_{ign}$ (пунктирные кривые). τ_T — время удержания трития, τ_{ign} — время, соответствующее критерию зажигания $n\tau T$.

ность циклотронных потерь P_s зависит от многих факторов. Оценить P_s можно по формуле Трубникова [7]. Чтобы снизить циклотронные потери и влияние на конечный результат ошибки в их вычислении, параметры магнитного реактора необходимо выбирать так, чтобы $\xi_s = P_s/P_{fus}$ не превышало значения $\xi_s \approx 0.2$. Значения параметров термоядерной плазмы в реакторах с магнитным удержанием представлены в таблице для случаев сравнительно небольших и больших β (β — отношение давления плазмы к давлению магнитного поля). При анализе мы рассматриваем плазму круглого сечения без учета особенностей магнитной конфигурации. Предполагается, что температура плазмы постоянна

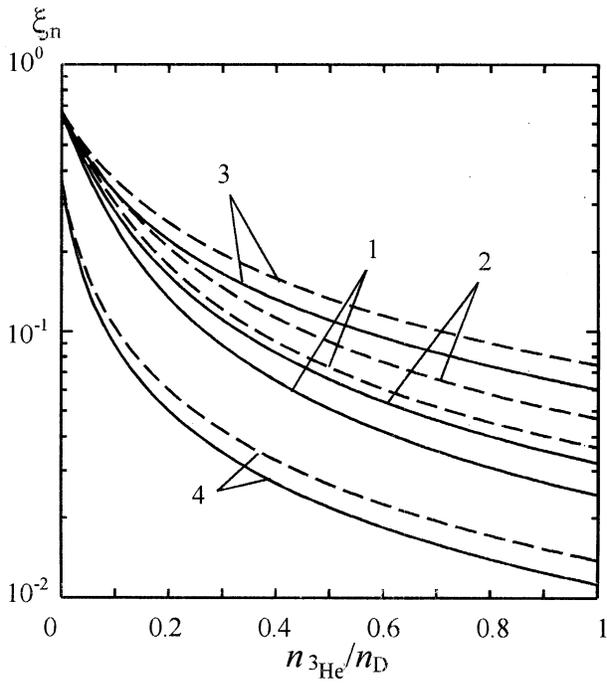


Рис. 3. Нейтронный выход при $T = 70$ keV (сплошные кривые) и $T = 50$ keV (пунктирные кривые): 1 — $\tau_{\Gamma} = \tau_{ign}$, 2 — $\tau_{\Gamma} = 2\tau_{ign}$, 3 — полное сгорание трития, 4 — полная откачка трития.

по сечению плазменного шнура, давление распределено по параболе $p = p_0[1 - (\rho/R)^2]$, где ρ — расстояние, отсчитываемое от магнитной оси, R — радиус плазмы. Заданными считаются термоядерная мощность на оси P_{fus0} , радиус плазмы R , корпускулярное время удержания термоядерных продуктов τ_a , коэффициент усиления мощности в плазме Q , средняя бета $\langle\beta\rangle$, температура электронов и ионов $T_e = T_i = T$, коэффициент отражения стенкой циклотронного излучения Γ_s , коэффициенты наработки трития в плазме K_{D-D} и K_{D-T} . В результате расчетов были определены r_{3He} , r_T , γ_T , τ_E , ξ_n , $\xi_{br} = P_{br}/P_{fus}$ (P_{br} — мощность тормозного излучения), ξ_s , q_n и параметры на магнитной оси: концентрация дейтерия n_{D0} , суммарная концентрация плазмы n_{tot0} ,

Параметры термоядерной $D-^3\text{He}$ плазмы в реакторах с магнитным удержанием.
 $P_{fus0} = 6 \text{ MW/m}^3$, $R = 2 \text{ m}$, $\tau_a = 8 \text{ s}$, $Q = 20$

Вариант	$\langle\beta\rangle = 0.1$, $T = 50 \text{ keV}$, $\Gamma_s = 0.9$		$\langle\beta\rangle = 0.5$, $T = 70 \text{ keV}$, $\Gamma_s = 0.7$			
	1	2	3	4	5	6
$K_{D-D} = K_{D-T}$	—	1	1	0	0	1
$r_{^3\text{He}}$	0.5*	0.305	0.245	0.125	0.158	0.124
r_T	0.00356	0.00381	0.00524	0.00572	$< 10^{-3**}$	$< 10^{-3**}$
γ_T	0.64	0.68	0.64	0.70	—	—
n_{D0} , 10^{20} m^{-3}	2.55	3.11	2.51	3.27	3.26	2.70
n_{tot0} , 10^{20} m^{-3}	9.72	9.87	7.68	8.38	8.06	7.38
B_0 , T	10.7	10.7	5.4	5.4	5.4	5.3
τ_E , s	7.6	7.9	5.3	7.5	4.9	4.2
ξ_n	0.10	0.15	0.15	0.27	0.061	0.042
ξ_{br}	0.36	0.32	0.24	0.25	0.23	0.22
ξ_s	0.21	0.21	0.061	0.065	0.064	0.059
q_n , MW/m^2	0.20	0.30	0.30	0.53	0.12	0.08

* Обеспечивается с привлечением внешних источников ^3He .

** Предполагается откачка, обеспечивающая полное отсутствие трития с энергией $< 350 \text{ keV}$.

вакуумное значение индукции магнитного поля B_0 . В таблице вариант 1 с $r_{^3\text{He}} = 0.5$, соответствующим минимальному потребному времени удержания, — базовый; в вариантах 2–6 величина $r_{^3\text{He}}$ соответствует стационарной работе реактора с равными скоростями сгорания и всех видов наработки ^3He ; в вариантах с откачкой 5 и 6 предполагается, что концентрация термализованного трития равна нулю, а концентрация высокоэнергетичного трития ($\varepsilon > \varepsilon_{pump}$, где ε — кинетическая энергия, ε_{pump} — энергия откачки) вычисляется по высокоэнергетичной функции распределения [8]. Потери энергии из плазмы, связанные с откачкой термоядерных продуктов при $\varepsilon_{pump} \approx 350 \text{ keV}$ составляют около 10% от P_{fus} . Отметим, что $D-^3\text{He}$ цикл довольно чувствителен к загрязнению примесями, попадающими в плазму при распылении покрытия первой стенки. Так, например, при $r_{^3\text{He}} = 0.15 \dots 1$, $T = 50 \dots 70 \text{ keV}$ летальное содержание V^{+5} составляет 1...2%, Be^{+4} — 2...3%.

Представленные в таблице результаты показывают, что по ряду причин (в частности, необходимость обеспечить высокие B_0 и Γ_s

одновременно) системы с низкими β , включая традиционный токамак, видимо, нецелесообразно рассматривать для D–³He реактора. Высокие β , характерные для альтернативных магнитных систем (сферический токамак, обращенная магнитная конфигурация и др.), — принципиальное требование для D–³He реактора, связанное с необходимостью обеспечения достаточно высокой средней удельной термоядерной мощности $\langle P_{fus} \rangle \approx 2 \text{ MW/m}^3$, приемлемых значений напряженности магнитного поля $B_0 \approx 5 \text{ Т}$ и требуемого времени удержания $\tau_E < 10 \text{ с}$. Использование селективной откачки может обеспечить очень низкий нейтронный выход даже при небольшом $r_{3\text{He}}$ в реакторе без blankets ($K_{D-D} = K_{D-T} = 0$).

Список литературы

- [1] Wittenberg L.M., Santarius J.F., Kulcinski G.L. // Fusion Technol. 1986. V. 10. P. 165.
- [2] Головин И.И., Костенко В.В., Хвесьюк В.И., Шабров Н.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 20. С. 1860.
- [3] Хвесьюк В.И., Шабров Н.В., Семенов Д.В., Ляхов А.Н. // ЖТФ. 1998. Т. 68. В. 7. С. 37–43.
- [4] Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 21. С. 61–66.
- [5] Feldbauer R. Nuclear Reaction Cross Sections and Reactivity Parameter. IAEA. 1987.
- [6] Хвесьюк В.И., Шабров Н.В. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 19. № 1.
- [7] Трубников Б.А. // Вопросы теории плазмы. Вып. 7 / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1973. С. 274.
- [8] Путвинский С.В. // Вопросы теории плазмы. Вып. 18 / Под ред. Б.Б. Кадомцева. М.: Энергоатомиздат, 1990. С. 209.