

Влияние пространственного распределения параметров плазмы на работу термоядерного реактора

© Ю.В. Готт, Э.И. Юрченко

НИЦ „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия
e-mail: Gott_YV@nrcki.ru

Поступило в Редакцию 15 мая 2022 г.
В окончательной редакции 1 августа 2022 г.
Принято к публикации 27 августа 2022 г.

Работа термоядерного реактора на альтернативном по отношению к D–T-топливу (D–D, Cat–DD, D–³He, p–¹¹B, p–⁶Li) требует более высокой температуры топливной смеси и повышенного времени удержания энергии в плазме. Показано, что при фиксированной мощности термоядерной реакции увеличение пикированности параметров плазмы приводит к уменьшению мощности, необходимой для ее дополнительного нагрева. Кроме того, пикированность параметров плазмы приводит к уменьшению ее радиационных потерь. Все это снижает требования к условиям работы термоядерного реактора.

Ключевые слова: термоядерный реактор, альтернативное топливо, пикированность.

DOI: 10.21883/JTF.2022.12.53746.135-22

Введение

Одной из альтернатив к существующей в настоящее время энергетике является энергетика термоядерная.

Долгое время считалось, что наиболее перспективными являются термоядерные реакторы, работающие на D–T-смеси.

Однако D–T-топливо обладает двумя существенными недостатками:

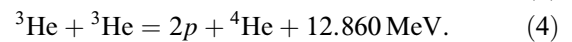
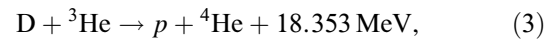
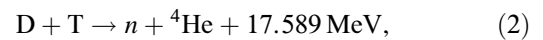
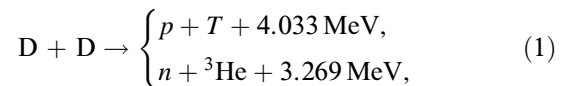
1) В D–T-реакции выделяется большое количество нейтронов с энергиями около 14 MeV, потоки которых приводят к радиоактивной активации и разрушению окружающих конструкций [1].

2) Трития в природе нет и его нужно производить тем или иным способом. Так как тритий радиоактивный, его применение создает серьезные экологические и технологические проблемы. Кроме того, возможность производства необходимого количества трития вызывает серьезные сомнения.

Эти и другие недостатки ставят под сомнение реализацию экономически выгодного термоядерного реактора [2–4].

Поэтому возникает необходимость создания реактора, в результате работы которого образуется минимальное количество нейтронов. Для этой цели могут быть использованы альтернативные к D–T термоядерные реакции: D–D, Cat–DD, D–³He, p–¹¹B, p–⁶Li и реакция ³He–³He, в которой нейтроны и тритий вообще не образуются. Ниже перечислены основные термоядерные реакции, которые могут представлять практический интерес. Там же указаны энергии, выделяющиеся при протекании этих реак-

ций:



Видно, что D–D-реакция протекает по двум каналам. Вероятность реализации этих каналов примерно одинаковая.

Удельная мощность энергии, выделяемой в термоядерной реакции, имеет вид

$$W = \left(\frac{1}{2}\right) \frac{n_e^2}{4} E \langle \sigma v \rangle. \quad (5)$$

Здесь принимаем, что плотность реагирующих элементов одинакова и эффективный заряд плазмы $Z_{\text{eff}} = 1$. В формуле (5) n_e — плотность электронов, $\langle \sigma v \rangle$ — скоростной коэффициент реакции, E — энергия, выделяющаяся во время термоядерной реакции. Коэффициент (1/2) перед формулой появляется в том случае, когда в реакции участвуют одинаковые изотопы. Значения величин $\langle \sigma v \rangle$ и W для рассматриваемых реакций приведены в Приложении.

Для удобства сравнения расчетных данных введем понятие пикированности профилей

$$\sigma_z = \frac{Z(0)}{\langle Z \rangle}, \quad (6)$$

где $Z(r)$ — любая функция, задающая профиль температуры, концентрации или давления плазмы, $Z(0)$ — максимальное значение параметра, $\langle Z \rangle$ — величина параметра, усредненного по объему плазмы.

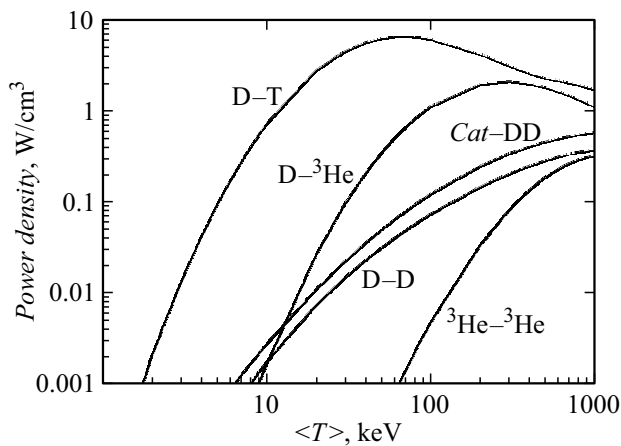


Рис. 1. Зависимость удельной мощности, выделяющейся при протекании различных типов термоядерных реакций, от средней температуры плазмы.

Зависимости удельных мощностей, выделяющихся в различных реакциях от усредненной по объему температуры плазмы $\langle T \rangle$, приведены на рис. 1. Расчеты выполнены для плазмы, плотность которой равна $n_e = 1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Из рисунка видно, что во всех реакциях выделяющаяся мощность намного меньше, чем в D–T-реакции. Следовательно, для получения от термоядерного реактора мощности, сравнимой с мощностью D–T-реактора, необходимо нагревать плазму до больших температур. Увеличение рабочей температуры требует увеличения мощности дополнительного нагрева.

Расчеты показывают, что оптимальная температура плазмы в центре для альтернативного топлива D–D, Cat–DD, D– ^3He составляет 70–80 keV [5]. При уменьшении температуры возрастают потери энергии за счет тормозного излучения, а при увеличении температуры — за счет циклотронного излучения.

Последний эффект можно компенсировать увеличением β_T — отношения газокINETического давления плазмы к давлению тороидального поля до величины $\beta_T \sim 0.5$ для сферического токамака и даже до $\beta_T \sim 1$ для тандемной ловушки или ловушки с обращенным магнитным полем FRC [1,5–10].

Для реакций $^3\text{He}-^3\text{He}$, $p-^{11}\text{B}$, $p-^6\text{Li}$ оптимальная температура составляет несколько сот килоэлектрон-вольт.

Обычно для определения характеристик термоядерного реактора проводится оптимизация по различным параметрам плазмы и установки, таким как плотность и температура плазмы, состав топлива, величина магнитного поля и др. Но среди этих параметров практически нет такого параметра, как пикированность давления плазмы.

Обычно считалось, что для получения максимального производства термоядерной энергии необходимо в реакторе поддерживать наиболее равномерное пространственное распределение температуры и плотности плазмы

[11]. В действительности это не так. Использование более крутых профилей температуры и плотности плазмы приводит к увеличению времени удержания энергии в плазме [12–20], уменьшению величины критерия Лоусона [19] и уменьшению температуры зажигания и горения [20]. Например, в [18] экспериментально показано, что при увеличении пикированности плотности в 3 раза по сравнению с „плоским“ распределением в L-режиме „тройное“ распределение увеличилось в 20 раз, при этом время удержания плазмы увеличилось в 3 раза. Теоретические расчеты, выполненные в [12] для параметров установки T-10 показали, что при увеличении пикированности плотности плазмы энергетическое время жизни плазмы увеличивается примерно в 3.4 раза. Кроме того, отмечается, что в сильно пикированной плазме зажигание может быть достигнуто при меньшем разрядном токе или при меньшей мощности дополнительного нагрева [13]. При увеличении пикированности давления плазмы увеличиваются величина бутстреп-тока, выделяемая термоядерная мощность, производимая в токамаке, уменьшается мощность, необходимая для поддержания тока в плазме [14].

Оценки величины фактора зажигания $n\tau_E$ для реактора, работающего на альтернативном топливе, приведены в [5]. Следует заметить, что увеличение энергетического времени жизни плазмы при увеличении пикированности ее параметров может приводить к ослаблению требований к мощности ее дополнительного нагрева.

В настоящей работе рассмотрена возможность снижения необходимого энергосодержания и, следовательно, мощности дополнительного нагрева плазмы реактора, работающего на альтернативном топливе, за счет модельного профилирования ее температуры и давления.

Для дальнейших оценок примем, что рабочая температура для реакций D–D, Cat–DD, D– ^3He равна 80 keV. Кроме того, расчеты выполнены в предположении, что число частиц во всем объеме плазмы не изменяется, т. е. не изменяется средняя плотность $\langle n \rangle$.

Рассматривается цилиндрическая плазма с круговым сечением плазменного шнура.

1. Реактор, использующий D–D-реакцию

При работе D–D-реактора уменьшаются проблемы, связанные с тритием. Повреждение конструкционных материалов в нем также намного меньше, чем в D–T-реакторе.

В разд. 1 будем принимать во внимание только энергию, выделяющуюся в реакции (1).

Будем полагать, что профили температуры и концентрации D–D-плазмы создаются внешними источниками (ВЧ методами нагрева, инжекцией нейтральных пучков, пеллет- или газонапуском), а генерируемую энергию при разных профилях будем сравнивать со случаем равномерных распределений.

Для простоты расчетов зададим профили температуры и концентрации, зависящие только от одного параметра:

$$T = T_0(1 - \rho^2)^{\mu_T} = \langle T \rangle (1 + \mu_T)(1 - \rho^2)^{\mu_T}, \quad (7)$$

$$n = n_0(1 - \rho^2)^{\mu_n} = \langle n \rangle (1 + \mu_n)(1 - \rho^2)^{\mu_n}. \quad (8)$$

Из (7), (8) следует, что пикированности профилей температуры (σ_T) и концентрации (σ_n) соответственно равны: $\sigma_T = 1 + \mu_T$, $\sigma_n = 1 + \mu_n$.

Величина пикированности давления описывается простым соотношением

$$\sigma_p = 1 + \mu_T + \mu_n. \quad (9)$$

Эта величина нам потребуется в дальнейшем. Пикированность равномерного распределения параметров равна единице. Будем считать, что температура и плотность ионов равны температуре и плотности электронов, т.е. $Z_{\text{eff}} = 1$. В этом случае энергосодержание всей плазмы Θ равно

$$\begin{aligned} \Theta &= 3 \langle n(\rho)T(\rho) \rangle V = 3 \frac{n(0)T(0)}{\sigma_p} V \\ &= 3 \frac{\langle n(\rho) \rangle \langle T(\rho) \rangle \sigma_n \sigma_T}{\sigma_p} V, \end{aligned} \quad (10)$$

где V — объем плазмы. Из формул (7), (8) видно, что если распределение параметров известно, то для анализа можно использовать как значения параметров на магнитной оси плазмы, так и значения, усредненные по объему.

В дальнейшем все величины будем сравнивать с величинами для равномерного распределения параметров плазмы со средней температурой $\langle T \rangle_0 = 80 \text{ keV}$. Нижний индекс 0 будем применять для плазмы с равномерным распределением, а p — с пикированным. Термоядерная энергия, выделяемая во всем объеме плазмы, рассчитанная по формуле (5) при профилях температуры и концентрации, задаваемых (7)–(9), равна

$$W = A \int n^2 E \langle \sigma v \rangle \rho d\rho = A \langle n \rangle^2 \sigma_n^2 E \int (1 - \rho^2)^{2\mu_n} \langle \sigma v \rangle \rho d\rho. \quad (11)$$

Здесь A — нормировочный коэффициент.

Для равномерного распределения плазмы эта энергия равна

$$W_0 = A \int n^2 E \langle \sigma v \rangle \rho d\rho = A n^2(0) E \int \langle \sigma v \rangle \rho d\rho, \quad (12)$$

где нормировочный коэффициент A выбирается таким образом, чтобы $W_0(80 \text{ keV}) = 1$. Заметим, что для равномерного распределения $\sigma(0) = \langle \sigma \rangle_0$ и $T(0) = 80 \text{ keV} = \langle T \rangle_0$.

Таким образом, нормированная мощность термоядерной энергии $\Omega = W/W_0$, равна

$$\Omega = \sigma_n^2 \int (1 - \rho^2)^{2\mu_n} \langle \sigma v \rangle \rho d\rho / \int \langle \sigma v \rangle \rho d\rho. \quad (13)$$

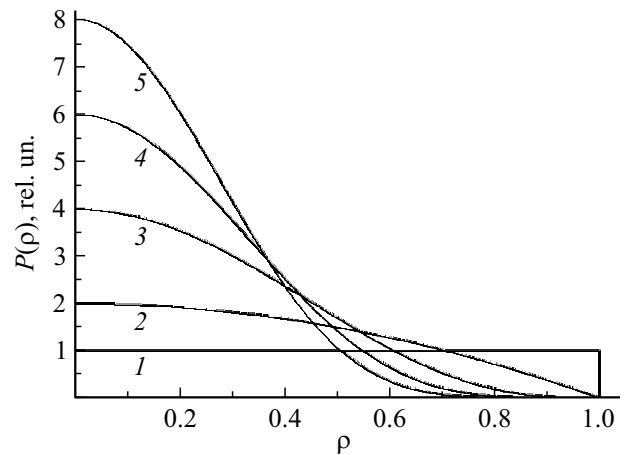


Рис. 2. Радиальные зависимости давления плазмы от величины пикированности σ_p . Кривая 1 — равномерное распределение давления плазмы ($\sigma_p = 1$), кривая 2 — $\sigma_p = 2$, кривая 3 — $\sigma_p = 4$, кривая 4 — $\sigma_p = 6$, кривая 5 — $\sigma_p = 8$.

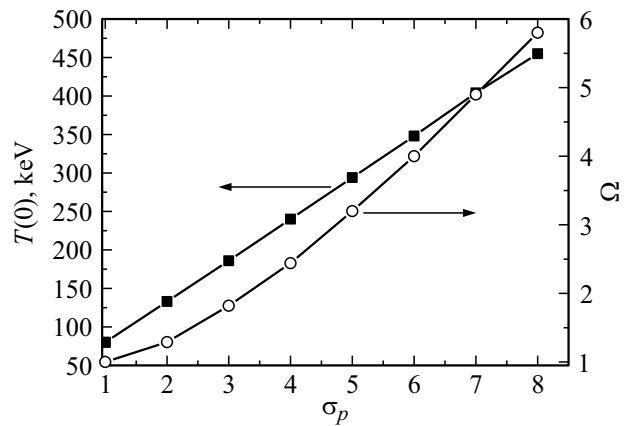


Рис. 3. Зависимости величин температуры в центре плазмы $T_p(0)$ и величины Ω от σ_p при сохранении полного энергосодержания в D–D-плазме.

На рис. 2 представлены радиальные зависимости давления плазмы для различных величин пикированности σ_p . Кривая 1 на рисунке описывает равномерное распределение давления плазмы ($\sigma_p = 1$), кривая 2 соответствует $\sigma_p = 2$, кривая 3 — $\sigma_p = 4$, кривая 4 — $\sigma_p = 6$, кривая 5 — $\sigma_p = 8$. Из рисунка видно, что при увеличении пикированности давление плазмы около магнитной оси существенно увеличивается.

Рассмотрим два случая:

а) При изменении пикированности сохраняется полное энергосодержание плазмы, т.е. сохраняются величины $\langle n \rangle$ и $\langle T \rangle$.

Зависимости нормированной мощности термоядерной энергии Ω и ионной температуры в центре плазменного шнура $T(0)$ от величины пикированности давления плазмы σ_p представлены на рис. 3. Из рисунка видно, что при увеличении пикированности возрастает как нормированная мощность, так и ионная температура в

центре плазмы. При $\sigma_p = 9$ эти величины равны $\Omega = 5.8$ и $T(0) = 455 \text{ keV}$ соответственно.

б) При изменении пикированности сохраняется нормированная мощность $\Omega = 1$.

На рис. 4 приведены результаты расчетов зависимости величины Ω от средней температуры плазмы $\langle T \rangle_p$ для тех же значений пикированности давления, которые указаны на рис. 2. Горизонтальная линия отмечает уровень выделяемой энергии при однородном распределении по сечению шнура $\Omega_0(\langle T \rangle_0 = 80 \text{ keV}) = 1$.

Температура плазмы $\langle T \rangle_p$ при данной пикированности давления σ_p определяется точкой пересечения кривой зависимости энерговыделения Ω от $\langle T \rangle_p$ с прямой, определяемой $\Omega_0(\langle T \rangle_0 = 80 \text{ keV}) = 1$.

Зависимость температуры $\langle T \rangle_p$ плазмы и температуры в центре плазменного шнура $T(0)$ представлены на рис. 5. Из рисунка видно, что при увеличении пикированности рабочая температура снижается и до-

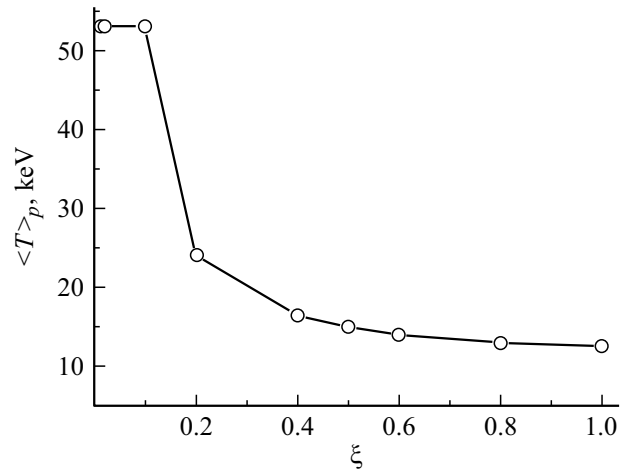


Рис. 6. Зависимость температуры D–D-плазмы $\langle T \rangle_p$ от величины ξ .

стигает 15 keV при $\sigma_p = 8$. Температура в центре плазмы изменяется немонотонно, достигая $T_p(0) \approx 110 \text{ keV}$ при $\sigma_p = 3$ и снижаясь до 83 keV при $\sigma_p = 9$. Энергосодержание плазмы при этом снижается в 2.3 раза. Таким образом, если для нагрева плазмы промышленного реактора мощностью 3 GW требуется мощность в 300 MW [7], то при пикированности давления эта мощность снижается примерно до 130 MW. Для простоты считаем, что расчеты параметров реактора [7] выполнены для равномерного распределения плотности плазмы.

На рис. 6 изображена зависимость температуры плазмы при $\sigma_p = 8$ от величины ξ , где $\xi = \mu_n/\mu_T$. Из рисунка следует, что при фиксированной величине пикированности увеличение ξ до $\xi \sim 0.5$ приводит к сильному уменьшению $\langle T \rangle_p$, а при дальнейшем увеличении $\xi \langle T \rangle_p$ изменяется незначительно. Поэтому в настоящей работе расчеты проводились при $\xi = 0.5$.

2. Реактор, использующий Cat – DD-реакцию

Реакция (1) обычно называется основной D–D-реакцией, а реакции (2)–(4) — вторичными. Энергия, выделяющаяся во вторичных реакциях, вносит вклад в полную термоядерную энергию реактора. Совокупность реакций (1)–(4) называется катализированной Cat – DD-реакцией.

Для того чтобы на практике реализовать повышенную, по отношению к D–D-реакции, удельную термоядерную мощность Cat – DD-реакции, необходимо или ликвидировать потери T и ^3He , образующиеся в реакциях (1) или инжектировать в плазму дополнительное количество этих изотопов. Для устранения нейтронов, генерируемых в реакторе, из него можно удалять тритий, а потерю мощности компенсировать дополнительной инъекцией ^3He . Различные варианты Cat – DD-реакций подробно рассмотрены в работе [5].

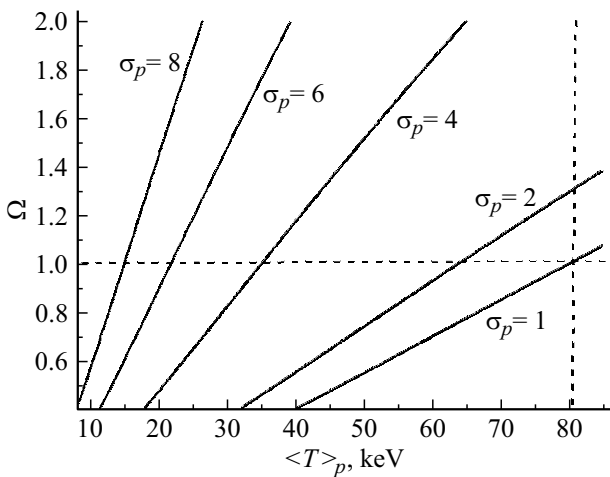


Рис. 4. Зависимости относительных удельных мощностей реакции от средней температуры D–D-плазмы для различных значений σ_p .

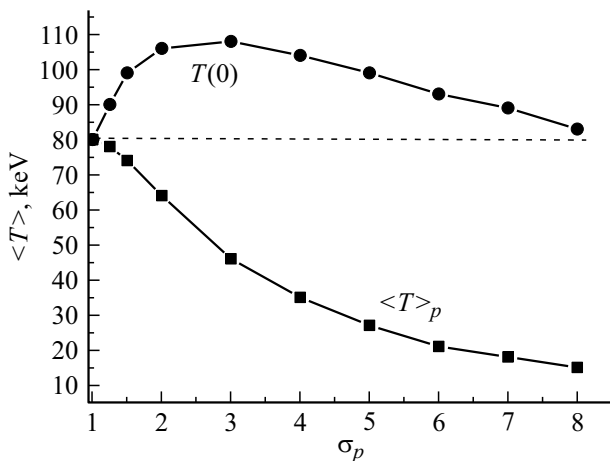


Рис. 5. Зависимости температуры $\langle T \rangle_p$ и величины температуры в центре плазмы $T_p(0)$ от величины пикированности давления D–D-плазмы σ_p .

Рассмотрим случай, когда при протекании D–D-реакции T и ^3He остаются в плазме. Тогда такая Cat–DD-реакция описывается формулами (1)–(4) и при $\sigma_p = 8$ энергия, равная энергии, производимой при равномерном распределении с температурой $\langle T \rangle_0 = 80 \text{ keV}$, генерируется при $\langle T \rangle_p = 11 \text{ keV}$. Температура на оси установки при этом составляет около 60 keV , а необходимая мощность нагрева уменьшается примерно в 2.9 раз.

3. Реактор, использующий D– ^3He -реакцию

Для реакции D– ^3He (3) все остальные перечисленные реакции являются вторичными, но их влиянием обычно пренебрегают.

Нейтронный поток из D– ^3He -реактора приблизительно на два порядка меньше, чем из D–T-реактора такой же мощности [1]. Следует отметить, что такой реактор, производящий 1 GW электрической мощности в год, сжигает $100 \text{ kg } ^3\text{He}$ и 67 kg дейтерия [21]. Однако сложность его работы заключается в том, что на Земле очень мало ^3He . Небольшое количество этого изотопа содержится в природном газообразном гелии. Некоторое количество ^3He растворено в водах океана и содержится в земной атмосфере. Этот изотоп также образуется при распаде трития. По-видимому, много его содержится в земной мантии, т. е. на расстояниях от 30 до 2900 km от поверхности Земли, но в настоящее время этот источник недоступен. Ожидалось [21], что в 2010 г. на Земле будет произведено только $235 \text{ kg } ^3\text{He}$. Если предположить, что в год сгорает 5% топлива, то в этом случае через реактор с электрической мощностью в 1 GW в год должно пройти около $2 \text{ t } ^3\text{He}$. Отсюда видно, что земные возможности недостаточны для обеспечения работы даже одного энергетического реактора. Большое количество ^3He содержится в лунном реголите. Его добыча и транспортировка на Землю на 2–3 тысячелетия обеспечит ее энергетические потребности [21–24], причем стоимость этого процесса в энергетическом эквиваленте может быть сравнима со стоимостью нефти [1,21].

Возможность осуществления D– ^3He -реакции уже была продемонстрирована в лабораторных условиях [23].

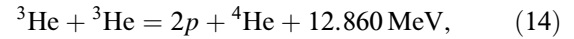
Однако создание такого реактора встречает большие трудности как технического, так и экономического характера. Тем не менее эта проблема может оказаться достойной задачей для будущего развития термоядерных исследований, так как эффективность производства термоядерной энергии в D– ^3He -реакции заметно больше, чем в D–D-реакции. Например, при $\langle T \rangle_p = 80 \text{ keV}$ эта величина примерно равна 12.

Расчеты показывают, что при $\sigma_p = 8$ и $\langle T \rangle_p = 5.4 \text{ keV}$ $T_0 \approx 31 \text{ keV}$. Энергия, необходимая для нагрева плазмы, уменьшается примерно в 6.3 раза.

Остальные данные качественно совпадают с теми, которые получены для D–D-реактора.

4. Реактор, использующий ^3He – ^3He -реакцию

Термоядерная реакция ^3He – ^3He замечательна тем, что в ней не возникают ни нейтроны, ни тритий т. е. она абсолютно безопасна с радиационной точки зрения [1,25]

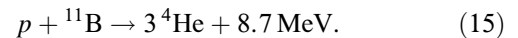


Сечение этой реакции мало, и поэтому такие реакторы смогут работать только при очень высокой температуре плазмы и большой напряженности магнитного поля.

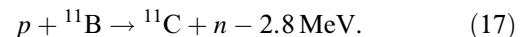
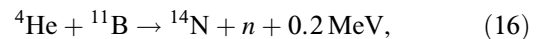
Из рис. 1 видно, что мощность, равная мощности D–D-реактора, работающего при $\langle T \rangle = 80 \text{ keV}$, может быть получена при $\langle T \rangle = 250 \text{ keV}$, однако пикированность параметров плазмы позволяет существенно снизить рабочую температуру. Так, при $\sigma_p = 8$ она составляет $\langle T \rangle_p = 53 \text{ keV}$ ($T(0) \approx 300 \text{ keV}$), а при $\sigma_p = 16$ она достигает $\langle T \rangle_0 = 23 \text{ keV}$ ($T(0) \approx 130 \text{ keV}$).

5. Реактор, использующий p– ^{11}B -реакцию

Кроме рассмотренных выше, есть еще две практически безнейтронные реакции, одна из которых [26]



Эта реакция (15) не является полностью безнейтронной, так как она сопровождается реакцией



Нейтроны, выделяющиеся в реакциях (16) и (17), уносят примерно 0.1% от термоядерной мощности, что почти в 800 раз меньше, чем в D–T-реакторе.

Зависимость удельной мощности, выделяющейся в реакции (15) от температуры плазмы, приведена на рис. 7. Там же указана это зависимость для D– ^3He -реакции. Из рисунка видно, что при температурах, превышающих $\langle T \rangle = 300$ – 400 keV , эти мощности мало отличаются друг от друга. В [26] указывается, что оптимальная температура для работы p– ^{11}B составляет 300–400 keV. Уменьшение этой температуры за счет пикирования плотности плазмы может привести к двум взаимоположенным эффектам. Один из них — увеличение степени ионизации бора и тем самым увеличение Z_{eff} , следовательно, увеличение потерь на тормозное излучение. Другой эффект — уменьшение температуры плазмы за счет увеличения пикированности ее давления, что уменьшает потери на тормозное излучение (см. ниже). Окончательный эффект от увеличения пикированности давления может быть определен только в результате дополнительного анализа.

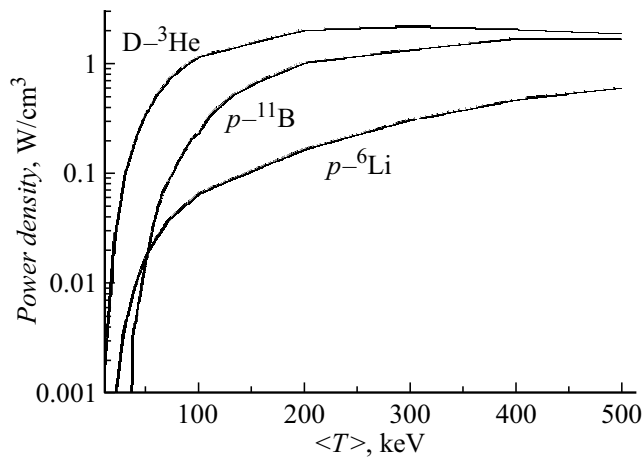
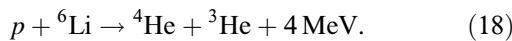


Рис. 7. Зависимость удельной мощности, выделяющейся при протекании $D-^3\text{He}$, $p-^{11}\text{B}$ - и $p-^6\text{Li}$ -реакций от средней температуры плазмы.

6. Реактор, использующий $p-^6\text{Li}$ -реакцию

Еще одна безнейтронная реакция — это реакция [27]:



Зависимость удельной мощности, выделяющейся в реакции (18) от температуры плазмы, приведена на рис. 7. Из рисунка видно, что при указанных на нем температурах мощность заметно меньше, чем мощность $D-^3\text{He}$ - и $p-^{11}\text{B}$ -реакторов. Поэтому температура плазмы в таком реакторе должна быть 0.8–1 MeV [27]. Авторы этой работы утверждают, что основными препятствиями для осуществления такого реактора может быть тормозное и циклотронное излучение.

7. Радиационные потери энергии

Радиационные потери — это потери энергии из плазмы за счет циклотронного, тормозного и линейчатого излучения. В настоящей работе влиянием линейчатого излучения будем пренебрегать, а рассмотрение циклотронных и тормозных потерь будем проводить на основе $D-D$ -реакции.

7.1. Циклотронное излучение

Для оценки потерь энергии за счет циклотронного излучения будем использовать выражения, полученные в работах [5,28–30].

Концентрация плазмы около магнитной оси при увеличении пикированности, с одной стороны, приводит к увеличению потерь за счет циклотронного излучения. С другой стороны, увеличение давления плазмы из-за диамагнитного эффекта уменьшает напряженность магнитного поля и тем самым приводит к уменьшению циклотронных потерь. Приближенный учет диамагнитного

эффекта заключается в замене напряженности магнитного поля B на $B = B_0 \sqrt{1 - \langle \beta \rangle}$, где $\langle \beta \rangle$ — средняя величина отношения газокINETического давления плазмы к давлению магнитного поля.

Для оценки зависимости величины β от радиуса воспользуемся соотношением

$$\beta(\rho) \approx \beta_0(1 - \rho^2)^{\sigma_p - 1}, \quad (19)$$

где $\beta_0 = \langle \beta \rangle_0$, $\langle \beta \rangle_0$ — значение при равномерном распределении давления.

Зависимость модельной величины магнитного поля от радиуса с учетом диамагнитного эффекта имеет вид

$$B(\rho) = B_0 \sqrt{1 - \beta(\rho)}. \quad (20)$$

Используя соответствующие формулы из работ [5,28–30] для оценки отношения радиальной зависимости интенсивности циклотронного излучения к средней величине интенсивности излучения, имеем

$$\Psi = \frac{W_{\text{cycl}}(\rho)}{W_{\text{cycl}0}} \approx [T(0)(1 - \rho^2)^{\mu_r} / \langle T \rangle_0]^{2.5} \frac{(1 - \beta(\rho))^{1.25}}{(1 - \langle \beta \rangle_0)^{1.25}}. \quad (21)$$

Как видно, изменения этих потерь определяются пикированностями плотности и температуры.

На рис. 8 представлены расчеты радиальной зависимости относительной мощности циклотронного излучения при $\sigma_p = 8$. Кривая 1 на рисунке описывает мощность циклотронного излучения для $\sigma_p = 8$ без учета влияния диамагнетизма ($\langle \beta \rangle = 0$). Остальные кривые построены для различных значений $\langle \beta \rangle$, т.е. с учетом влияния диамагнитного эффекта. Кривая 2 — для $\langle \beta \rangle = 0.2$, кривая 3 — для $\langle \beta \rangle = 0.4$, кривая 4 — для $\langle \beta \rangle = 0.6$ и кривая 5 — для $\langle \beta \rangle = 0.8$, кривая 6 — для $\langle \beta \rangle = 1$.

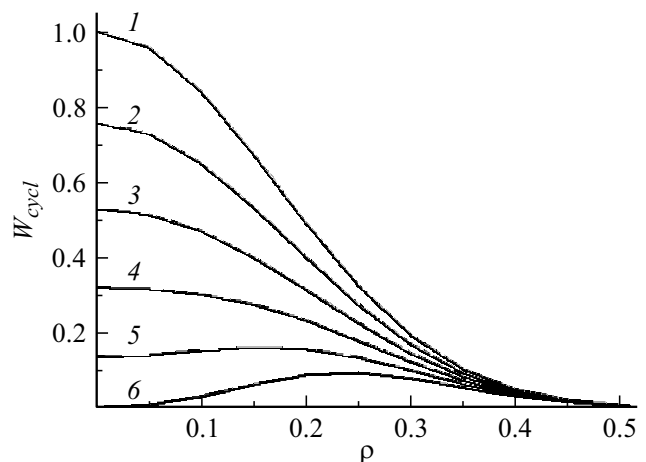


Рис. 8. Радиальная зависимость относительной мощности циклотронного излучения при $\sigma_p = 9$. Кривая 1 — без учета влияния диамагнетизма ($\langle \beta \rangle = 0$), кривая 2 — для $\langle \beta \rangle = 0.2$, кривая 3 — для $\langle \beta \rangle = 0.4$, кривая 4 — для $\langle \beta \rangle = 0.6$, кривая 5 — для $\langle \beta \rangle = 0.8$, кривая 6 — для $\langle \beta \rangle = 1$.

Из рисунка видно, что пикированность плазмы приводит к существенному уменьшению потерь энергии из плазмы за счет циклотронного излучения. Из данных рис. 8 видно, что при $\langle\beta\rangle = 1$ около оси плазмы появляется область, из которой магнитное поле вытеснено полностью и, следовательно, из нее нет циклотронного излучения.

Вычисления по формуле (21) показывают, что в установке, работающей на DD-топливе, при пикированности давления $\sigma_p = 8$ потери на циклотронное излучение уменьшаются в 16 раз по сравнению с потерями из плазмы с равномерным распределением.

В реакторе, рассмотренном в [5], при $\beta_0 = 50\%$ и $T(0) = 80$ keV циклотронные потери составляют 30% от генерируемой термоядерной мощности, т.е. пикированность $\sigma_p = 8$ позволяет уменьшить эти потери до 2%.

7.2. Тормозное излучение

Мощность тормозного излучения с учетом релятивистского эффекта может быть представлена в виде [5]:

$$W_{br} = 5.35 \cdot 10^{-3} n_e^2(0) Z_{eff} \sqrt{T(0)} X_{rel} K_b \frac{W}{\text{cm}^3}. \quad (22)$$

Здесь плотность электронов n_e выражена в единицах 10^{14} cm^{-3} , а температура электронов T_e — в keV, X_{rel} — релятивистская поправка:

$$X_{rel} = \left(1 + \frac{2T_e(0)}{510}\right) \left[1 + \left(\frac{2}{Z_{eff}}\right) \left(1 - \left(1 + \frac{T_e(0)}{51}\right)^{-1}\right)\right], \quad (23)$$

где K_b — множитель, зависящий от радиального распределения параметров:

$$K_b = \int n_e(r) T_e(r) X_{rel}(\rho) dS / \left(n_e(0) T_e(0) X_{rel}(0) \int dS\right). \quad (24)$$

Здесь интегрирование проводится по полоидальному сечению плазмы.

Так как мощность термоядерной энергии (11) зависит от плотности таким же образом, как и мощность тормозного излучения (19), их отношение от плотности не зависит [6].

Из (22) следует, что отношение потерь энергии за счет тормозного излучения из плазмы с некоторым распределением параметров к потерям с однородным распределением определяется только параметром K_b . При $Z_{eff} = 1.5$ и $\sigma_p = 8$ $K_b = 0.17$. Таким образом, видно, что в плазме с пикированностью $\sigma_p = 8$ потери на тормозное излучение уменьшаются почти в 6 раз по сравнению с потерями из плазмы с равномерным распределением.

В DD-реакторе при $T(0) = 80$ keV и равномерном распределении давления плазмы мощность тормозного излучения в 3 раза больше мощности генерируемой термоядерной энергии. Учет пикированности уменьшает эту величину до 50%. Для реакторов с Cat-DD-и D-³He-топливом отношение потерь энергии за счет

тормозного излучения к термоядерной энергии становятся еще меньше. Дальнейшее уменьшение потерь за счет тормозного излучения может быть достигнуто за счет оптимизации основных параметров плазмы.

Более экзотические варианты, такие как ³He-³He, p -⁶Li, p -¹¹B требуют отдельного рассмотрения.

Из проведенного выше анализа следует, что в плазме с $\sigma_p = 8$ потерями за счет циклотронного излучения можно пренебречь, а тормозные потери тоже не представляют большой проблемы.

Заключение

1. В работе показано, что пикированность параметров плазмы существенно влияет на работу термоядерного реактора.

2. Увеличение пикированности для генерации одной и той же термоядерной энергии приводит к уменьшению рабочей температуры плазмы во всех рассмотренных типов реакторах, работающих на альтернативном топливе.

3. Увеличение пикированности приводит к уменьшению необходимой мощности нагрева плазмы.

4. Увеличение пикированности приводит к тому, что условия зажигания термоядерной реакции заметно упрощаются.

5. Поскольку при оценке параметров реактора обычно проводится их оптимизация по составу топлива, величине магнитного поля и др. [5], результаты настоящей работы показывают, что пикированность давления плазмы должна быть включена в состав тех величин, по которым проводится оптимизация.

Благодарности

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А.Б. Кукушкину, П.В. Минашину, В.П. Пастухову и А.Ю. Чиркову за полезные советы.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Приложение

Для основных пяти термоядерных реакций (D-T, D-D, Cat-DD, D-³He, ³He-³He) скоростной коэффициент реакции с ошибкой, как правило, не превышающей 10% для температур $0.086 < T < 862$ keV, может быть представлен в виде

$$\langle\sigma v\rangle 10^{18} = 10^u \text{ cm}^3/\text{s}, \quad (P1)$$

где

$$u = \sum_{i=1}^3 a_i \theta^i, \quad (P2)$$

$\theta = \log_{10} T$, температура T выражена в keV, \log_{10} — десятичный логарифм. Угловые скобки обозначают усред-

нение по максвелловскому распределению. Для D–T-реакции формула П1 справедлива до энергии 500 keV.

Значения коэффициентов a_i представлены в табл. П1.

Таблица П1. Значения коэффициентов a_i для формулы (П2)

a_i	D–T	D–D	Cat–DD	D– ³ He	³ He– ³ He
a_0	–2.18297	–3.66139	–2.56458	–7.5241	–16.4943
a_1	6.20989	5.63857	3.10577	9.85941	17.94931
a_2	–2.36908	–2.46064	–0.48586	–3.8538	–8.6199
a_3	0.54067	0.63664	0	1.16414	2.69639
a_4	–0.22326	–0.07268	0	–0.32031	–0.46411
a_5	0.0448	0	0	0.03845	0.02804

Аппроксимация была выполнена по данным работы [31].

Удельная мощность энергии, выделяемой в перечисленных реакциях, может быть записана в следующем виде:

$$W = \alpha n_e^2 \langle \sigma v \rangle W / \text{cm}^3. \quad (\text{П3})$$

Здесь электронная плотность n_e выражена в единицах 10^{14} cm^{-3} , а скоростной коэффициент — в единицах $10^{18} \text{ cm}^3/\text{s}$. Значения коэффициентов α приведены в табл. П2.

Таблица П2. Значение коэффициента α для формулы (П3)

Реакции	D–T	D–D	Cat–DD	D– ³ He	³ He– ³ He
α	0.00704	0.00146	~ 0.00243	0.00736	0.00516

Список литературы

- [1] И.Н. Головин, Б.Б. Кадомцев. Атомная энергия, **81** (5), 364 (1996).
- [2] M. Ni, Y. Wang, B. Yuan, J. Jiang, Y. Wu. Fusion Engineering and Design, **88**, 2422 (2013). DOI: 10.1016/j.fusengdes.2013.05.043
- [3] M. Kovari, M. Coleman, I. Cristescu, R. Smith. Nuclear Fusion, **58**, 026010 (2018). DOI: 10.1088/1741-4326/aa9d25
- [4] Ю.В. Готт. Физика плазмы, **47**, 693 (2021). [Yu.V. Gott. Plasma Phys. Reports, **47**, 781 (2021). DOI: 10.1134/S1063780X21080043]
- [5] P.E. Stott. Plasma Phys. Control Fusion, **47**, 1305 (2005). DOI: 10.1088/0741-3335/47/8/011
- [6] A.Yu. Chirkov. J. Fusion Energy, **32**, 208 (2013). DOI: 10.1007/s10894-012-9554-0
- [7] D.C. Baxter, A.E. Dabiri, D. Dobrott, J.E. Glancy, H. Gurol, W.K. Hagan, J.B. McBride, S. Tamor, R.N. Cherdack. Nucl. Technol.—Fusion, **4**, 246 (1983). DOI: 10.13182/FST83-A22876
- [8] K.Jr. Evans, C.C. Baker, J.N. Brooks, R.G. Clemmer, D.A. Ehst, P.A. Finn, H. Herman, J. Jung, R.F. Mattas, B. Misra, D.L. Smith, H.C. Stevens, L.R. Turner, R.B. Wehrle, K.M. Barry, A.E. Bolon, T. Robert, R.T. McGrath, L.M. Waganer. Nucl. Technol.—Fusion, **4**, 226 (1983). DOI: 10.13182/FST4-2P1-226
- [9] A.Yu. Chirkov, V.I. Khvesyuk. V.I. Fusion Technol., **39**, 406 (20012). DOI: 10.13182/FST01-A11963491
- [10] S.V. Ryzhkov. Fusion Sci. Technol., **55**, 157 (2009). DOI: 10.13182/FST09-A7004
- [11] M.H. Redi, S.J. Zweben, G. Bateman. Fusion Technol., **13**, 57 (1988). DOI: 10.13182/FST88-A25085
- [12] В.П. Пастухов, Д.В. Смирнов. Письма в ЖЭТФ, **114**, 242 (2021). [V.P. Pastukhov, D.V. Smirnov. JETP Lett., **114**, 208 (2021). DOI: 10.1134/S0021364021160086]
- [13] J.D. Tubbing, B. Balrt, D.V. Bartlett, C.D. Challis, S. Corti, R.D. Gill, C. Gormezano, C.W. Gowers, M. Von Hellermann, M. Hugon, J.J. Jacquinot, H. Jaeckel, P. Kupschus, K. Lawson, H. Morsi, J. O'Rourke, D. Pasini, F. Rimini, G. Sadler, G.L. Schmidt, D.F.H. Start, P.M. Stubberfield, A. Tanga, F. Tibone. Nucl. Fusion, **31** (5), 839 (1991). DOI: 10.1088/0029-5515/31/5/003
- [14] D.R. Mikkelsen, K.M. McGuire, G.L. Schmidt, S.J. Zweben. Nucl. Fusion, **35**, 521 (1995). DOI: 10.1088/0029-5515/35/5/103
- [15] K. Ida, S.-I. Itoh, K. Itoh, S. Hidekuma, Y. Miura, H. Kawashima, M. Mori, T. Matsuda, N. Suzyki, H. Tamai, T. Yamauchi, JFT-2M Group. Phys. Rev. Lett., **68**, 182 (1992). DOI: 10.1103/PhysRevLett.68.182
- [16] Yu.D. Pavlov, Yu.N. Dnestrovskij, A.A. Borshegovskij, V.V. Chistyakov, A.Yu. Dnestrovskij, M.M. Dremin, Yu.V. Gott, S.A. Grashin, E.P. Gorbunov, V.A. Zhuravlev, L.N. Khimchenko, A.V. Khramenkov, A.Ya. Kislov, S.V. Krylov, V.A. Krupin, S.E. Lysenko, V.V. Matveev, T.B. Mialton, V.V. Prut, I.N. Roy, D.A. Shelukhin, V.A. Vershkov, V.S. Zaveriaev. 28th EPS Conf. Controlled Fusion and Plasma Physics (Portugal, Madeira, Funchal, 18–22 June, 2001, P4-020. ECA V.25A, 1409)
- [17] F. Wising, D. Anderson, M. Lisak, M. Benda. Fusion Technol., **25**, 290 (1994). DOI:10.13182/FST94-A3
- [18] K.M. McGuire, H. Adler, P. Alling, C. Ancher, H. Anderson, J.L. Anderson, J.W. Anderson, V. Arunasalam, G. Ascione, D. Ashcroft, C.W. Barnes, G. Barnes, S. Batha, G. Bateman, M. Beer, M.G. Bell, R. Bell, M. Bitter, W. Blanchard, N.L. Bretz, C. Brunkhorst, R. Budny, C.E. Bush, R. Camp, M. Caorlin, H. Carnevale, S. Cauffman, Z. Chang, C.S. Chang, C.Z. Cheng, J. Chrzanowski, J. Collins, G. Coward, M. Cropper, D.S. Darrow, R. Daugert, J. DeLooper, R. Dendy, W. Dorland, L. Dudek, H. Duong, R. Durst, P.C. Efthimion, D. Ernst, H. Evenson, N. Fisch, R. Fisher, R.J. Fonck, E. Fredd, E. Fredrickson, N. Fromm, G.Y. Fu, T. Fujita, H.P. Furth, V. Garzotto, C. Gentile, J. Gilbert, J. Gioia, N. Gorelenkov, B. Grek, L.R. Grisham, G. Hammett, G.R. Hanson, R.J. Hawryluk, W. Heidbrink, H.W. Herrmann, K.W. Hill, J. Hosea, H. Hsuan, M.W. Hughes, R. Hulse, A. Janos, D.L. Jassby, F.C. Jobs, D.W. Johnson, L.C. Johnson, M. Kalish, J. Kamperschroer, J. Kesner, H. Kugel, G. Labik, N.T. Lam, P.H. LaMarche, E. Lawson, B. LeBlanc, J. Levine, F.M. Levinton, D. Loesser, D. Long, M.J. Loughlin, J. Machuzak, R. Majeski, D.K. Mansfield, E.S. Marmor, R. Marsala, A. Martin, G. Martin, E. Mazzucato, M. Mauel, M.P. McCarthy, J. McChesney, B. McCormack, D.C. McCune, G. McKee, D.M. Meade, S.S. Medley, D.R. Mikkelsen, S.V. Mirnov, D. Mueller, M. Murakami, J.A. Murphy, A. Nagy, G.A. Navratil, R. Nazikian, R. Newman, M. Norris, T. O'Connor, M. Oldaker, J. Ongena, M. Osakabe, D.K. Owens, H. Park, W. Park, P. Parks, S.F. Paul, G. Pearson, E. Perry, R. Persing, M. Petrov, C.K. Phillips,

- M. Phillips, S. Pitcher, R. Pysker, A.L. Qualls, S. Raftopoulos, S. Ramakrishnan, A. Ramsey, D.A. Rasmussen, M.H. Redi, G. Renda, G. Rewoldt, D. Roberts, J. Rogers, R. Rossmassler, A.L. Roquemore, E. Ruskov, S.A. Sabbagh, M. Sasao, G. Schilling, J. Schivell, G.L. Schmidt, R. Scillia, S.D. Scott, I. Semenov, T. Senko, S. Sesnic, R. Sissingh, C.H. Skinner, J. Snipes, J. Stencel, J. Stevens, T. Stevenson, B.C. Stratton, J.D. Strachan, W. Stodiek, J. Swanson, E. Synakowski, H. Takahashi, W. Tang, G. Taylor, J. Terry, M.E. Thompson, W. Tighe, J.R. Timberlake, K. Tobita, H.H. Towner, M. Tuszewski, A. von Halle, C. Vannoy, M. Viola, S. von Goeler, D. Voorhees, R.T. Walters, R. Wester, R. White, R. Wieland, J.B. Wilgen, M. Williams, J.R. Wilson, J. Winston, K. Wright, K.L. Wong, P. Woskov, G.A. Wurden, M. Yamada, S. Yoshikawa, K.M. Young, M.C. Zarnstorff, V. Zaverceev, S.J. Zweben. *Phys. Plasmas*, **2**, 2176 (1995). DOI: 10.1063/1.871303
- [19] J. Kesner, R.W. Conn. *Nucl. Fusion*, **16**, 397 (1976). DOI: 10.1088/0029-5515/16/3/002
- [20] B. Khosrowpour, N. Nassiri-Mofakhan. *J. Fusion Energy*, **35**, 513 (2016). DOI: 10.1007/s10894-016-0084-z
- [21] T. Simko, M. Gray. *World Future Review*, **6**, 158 (2014). DOI: 10.1177/1946756714536142
- [22] L.J. Wittenberg, E.N. Cameron, G.L. Kulcinski, S.H. Ott, J.F. Santarius, G.I. Sviatoslavsky, I.N. Sviatoslavsky, H.E. Thompson. *Fusion Technol.*, **12**, 2230 (1992). DOI: 10.13182/FST92-A29718
- [23] G.L. Kulcinski, H.Y. Schmitt. *Second Annual Lunar Development Conference „Return to the Moon IF“* (Las Vegas, 20–21 July 2000)
- [24] G.L. Kulcinski, R.P. Ashley, J.F. Santarius, G. Piefer, K. Murali. *ICEUM-4 Proc. Fowth Int Conf. on the Exploration and Utilisation of the Moon* (10–14 July 2000 ESA SP-462, Sept. 2000)
- [25] J. Bahmani. *Int. J. Hydrogen Energy*, **45**, 16672 (2020). DOI: 10.1016/j.ijhydene.2020.04.107
- [26] S.V. Putvinski, D.D. Ryutov, P.N. Yushmanov. *Nucl. Fusion*, **59**, 076018 (2019). DOI: 10.1088/1741-4326/ab1a60
- [27] J. Bahmani, B. Eslami, F.M. Jafari. *Int. J. Phys. Sci.*, **12**, 194 (2017). DOI: 10.5897/IJPS2017.4639
- [28] A.B. Kukushkin, P.V. Minashin, V.S. Neverov. 22nd IAEA Fusion Energy Conf. Geneva. 2008. TH/P3-10.
- [29] M. Mahdavi, T. Koohrokhi. *Pramana*, **74**, 377 (2010). DOI: 10.1007/s12043-010-0034-7
- [30] F. Albajar, M. Bornatici, F. Engelmann. *Nucl. Fusion*, **49**, 115017 (2009). DOI: 10.1088/0029-5515/49/11/116017
- [31] Y. Xu, K. Takahashi, S. Goriely, M. Arnould, M. Ohta, H. Utsunomiya. *Nucl. Phys. A*, **918**, 61 (2013). DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2013.09.007.