

УДК 539.1

МОДЕЛЬ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ СО СВЯЗАННЫМИ ИОНАМИ И С НЕЙТРОННЫМ КАТАЛИЗОМ РЕАКЦИЙ СИНТЕЗА

© 2023 г. А. Н. Шмелев^а, Н. И. Гераскин^а, В. А. Апсэ^а,
В. Б. Глебов^{а, *}, Г. Г. Куликов^а, Е. Г. Куликов^а

^аНациональный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва, 115409 Россия

*E-mail: vbglebov@mephi.ru

Поступила в редакцию 15.07.2022 г.

После доработки 31.07.2022 г.

Принята к публикации 02.08.2022 г.

В работе рассматривается влияние нейтронов деления, приходящих из бланкета термоядерной установки в плазму, и которые могут усилить реакции синтеза, включая воспроизводство трития через ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ -реакцию.

Ключевые слова: дейтерий-третиевой плазма, бланкет, гелий-3, нейтронный катализ, метод ядерного уширения

DOI: 10.56304/S2079562922050487

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время создание термоядерной установки (ТЯУ) с дейтерий-третиевым топливом является основным направлением программы управляемого термоядерного синтеза как в РФ, так и за рубежом [1]. Поэтому, передовые проекты ТЯУ основаны на использовании двухкомпонентной дейтерий-третиевой плазмы. Например, проект международного токамака ИТЭР [2]. При этом рассматриваются различные способы решения задачи наработки трития для установок этого типа. Например, нейтронное облучение мишеней, содержащих ${}^6\text{Li}$, в ядерных реакторах, либо находящегося в бланкете ТЯУ [3].

Одновременно в ряде публикаций [1, 4–6] обосновываются концепции ТЯУ, использующих альтернативные топливные циклы. В том числе, в работе [1] уделяется большое внимание разработке концепции реактора, использующего в качестве топлива смесь дейтерия и легкого изотопа ${}^3\text{He}$.

Одним из способов наработки трития для термоядерной установки является нейтронное облучение специальных нуклидов, заранее введенных в плазму [7]. Авторы работы предлагают в (D–T)-плазму вводить изотоп ${}^3\text{He}$. Если теперь эту трехкомпонентную (D–T– ${}^3\text{He}$)-плазму облучать нейтронами, например, из бланкета ТЯУ, то в самой плазме будет наблюдаться воспроизводство трития через ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ реакцию. Причем, в силу интенсивного протекания этой реакции для тепловых и эпитепловых нейтронов (для изотопа ${}^3\text{He}$ $\sigma_{n,p} = 5300$ бн при $E_n = 0.025$ эВ) авторы работы [7]

рассчитывают на достижение режима самообеспечения тритием протекания реакции (D–T)-синтеза.

Таким образом, можно говорить о нейтронном катализе реакций термоядерного синтеза. Более конкретно под нейтронным катализом реакций синтеза будем понимать влияние нейтронов деления, приходящих из бланкета ТЯУ в плазму, и которые могут усилить реакции синтеза, включая воспроизводство трития через ${}^3\text{He}(n,p)\text{T}$ -реакцию.

Применение нейтронного катализа позволяет создать условия для самообеспечения трития в плазме, открывает путь к интенсификации термоядерных реакций, к повышению температуры плазмы и, как следствие, к запуску, в добавление к (D–T)-реакции, еще и (D–D) и (D– ${}^3\text{He}$) реакций.

В данной работе кратко рассматривается нейтронный катализ реакций синтеза в рамках двух моделей взаимодействия нейтронов с частицами плазмы. В первой модели приводятся основные соотношения для расчета сечений взаимодействия нейтронов со свободно двигающимися частицами/ионами плазмы. Такая модель достаточно хорошо развита и позволяет, применяя классический подход [8], описывать взаимодействие нейтронов с плазмой. Однако, высокие температуры приводят к наличию большой доли ионов в плазме и, значит, существованию кулоновского взаимодействия между ними. Учет этого взаимодействия может привести к существенной коррекции библиотек данных, формируемых в рамках первой модели. В связи с этим вторая часть работы включает некоторые идеи по учету куло-

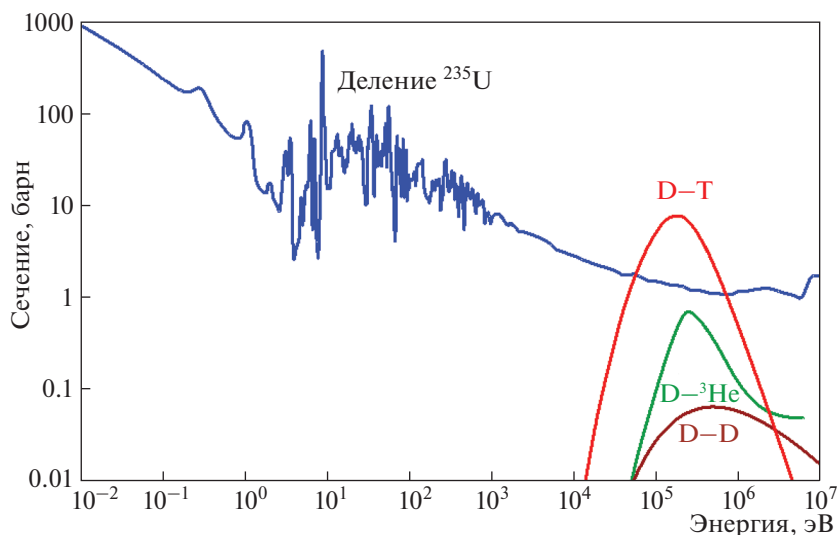


Рис. 1. Сечения реакций синтеза легких ядер и деления ^{235}U нейтронами от энергии их относительного движения.

новского взаимодействия ионов и его значимости по отношению к силам ядерного притяжения. Высказываются соображения по развитию классического представления в описании взаимодействия нейтронов с частицами плазмы (модель 1). Эта тема кратко обсуждается во второй части статьи (модель плазмы со связанными ионами).

1. МОДЕЛЬ СВОБОДНЫХ ИОНОВ В ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЕ И ЕЕ ПРИЛОЖЕНИЕ

1.1. Температурная зависимость сечений взаимодействия нейтронов с частицами плазмы

Специфика моделирования взаимодействия нейтронов с ядрами плазмы определяется ее высокими температурами (10^6 К и более). Поэтому, первым шагом в моделировании взаимодействия нейтронов с ядрами плазмы является задача формирования библиотек непрерывных ядерных данных для изотопов плазмы при таких экстремальных температурах.

То есть, при высоких температурах плазмы скорость частиц среды (и, соответственно, кинетическая энергия) становится сопоставимой или больше скорости нейтронов. В качестве примера на рис. 1 показана зависимость сечений реакции синтеза от энергии относительного движения взаимодействующих частиц плазмы. Для сравнения там же приведено сечение деления ^{235}U . Видим, что энергетический порог для сечений синтеза легких ядер значительно удален от диапазона больших значений сечения деления ^{235}U . Как результат максимум сечений синтеза приходится на температуры плазмы 10^9 – 10^{10} К (относительная энергия взаимодействия частиц плазмы 0.1–1 МэВ).

При отмеченных выше температурах плазмы необходимо учитывать взаимное движение нейтронов и частиц среды. Для учета их взаимного движения вводится понятие эффективного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами среды. Для расчета эффективных сечений используют метод интегрирования по спектру взаимных скоростей нейтронов и ядер среды, часто называемый “метод ядерного уширения” [8]. Этот достаточно точный и универсальный подход, с помощью которого можно делать температурные поправки как для резонансных, так и нерезонансных сечений взаимодействия нейтронов со средой.

В соответствии с “методом ядерного уширения” эффективное сечение взаимодействия нейтрона со средой при некоторой температуре T определяется как такое $\bar{\sigma}(v, T)$, которое дает скорость реакции для неподвижной среды ту же, что и в случае реальных сечений для движущихся ядер среды.

$$\rho v \bar{\sigma}(v, T) = \int d v' \rho |v - v'| \sigma(|v - v'|) P(v', T), \quad (1)$$

где v — скорость нейтрона; v' — скорость частиц среды; ρ — плотность ядер среды; σ — микросечение взаимодействия нейтронов для неподвижной среды; $P(v', T)$ — распределение частиц среды по скоростям в лабораторной системе.

1.2. Модель свободных частиц/ионов

Рассмотрим газообразную среду с электрически нейтральными частицами (идеальный газ). Угловое перемещение частиц такой среды можно рассматривать как изотропное, а для описания их распределения по скоростям подходит функция Максвелла-Больцмана [8]:

$$P(v', T)dv' = \frac{\alpha^{3/2}}{\pi^{3/2}} \exp(-\alpha v'^2) dv', \quad (2)$$

где $\alpha = M/(2kT)$, k – константа Больцмана; M – масса частицы среды.

Тогда уравнение (1) может быть частично проинтегрировано по переменной относительной скорости $V = |v - v'|$. Это интегрирование приводит к выражению для эффективного сечения взаимодействия нейтронов с частицами идеального газа, находящемся при температуре T :

$$\bar{\sigma}(v) = \sigma^{(0)}(v) - \sigma^{(0)}(-v), \quad (3)$$

$$\sigma^{(0)}(v) = \frac{\alpha^{1/2}}{\pi^{1/2} v^2} \int_0^\infty dV \sigma(V) V^2 e^{-\alpha(V-v)^2}. \quad (4)$$

Экспоненциальная функция под интегралом в выражении (4) ограничивает область существенно-го уширения сечений до величины совместной кинетической энергии нейтрон-частица – $16kT/A$, где A – отношение массы частицы к массе нейтрона.

Отметим, что уравнение (1) для эффективного сечения отражает условие сохранения скорости реакции взаимодействия нейтронов в условиях движущихся ядер среды. В результате, можно выделить две характерные зависимости нейтронных сечений, для которых рост температуры среды T сказывается радикальным образом. Если нейтронные сечения не меняются с энергией нейтрона (это, например, сечение упругого рассеяния), то они растут в области низких энергий с повышением температуры среды (рис. 2). В противоположность этому, если нейтронные сечения подчиняются закону “ $1/v$ ”, то они остаются неизменными с повышением температуры среды.

1.3. Использование модели свободных ионов в расчете скоростей процессов взаимодействия нейтронов с плазмой

Подход с оценкой эффективных сечений взаимодействия нейтронов с плазмой реализован, например, в работе [7]. В этой работе для оценки эффективных сечений при разных температурах плазмы использовался программный комплекс NJOY21 [9].

Комплекс NJOY21 – широко используемая система обработки ядерных данных в формы, пригодные для различных приложений. В том числе, для описания нейтронного катализа процессов в термоядерных установках. Исходными данными для обработки в программе NJOY21 являются оцененные ядерные данные в формате ENDF [10]. В комплексе NJOY21 реализована кратко изложенная выше модель свободных ионов (раздел 1.2).

В работе [7] программа NJOY21 применялась для подготовки библиотек ядерных данных взаимодействия нейтронов с изотопами высокотем-

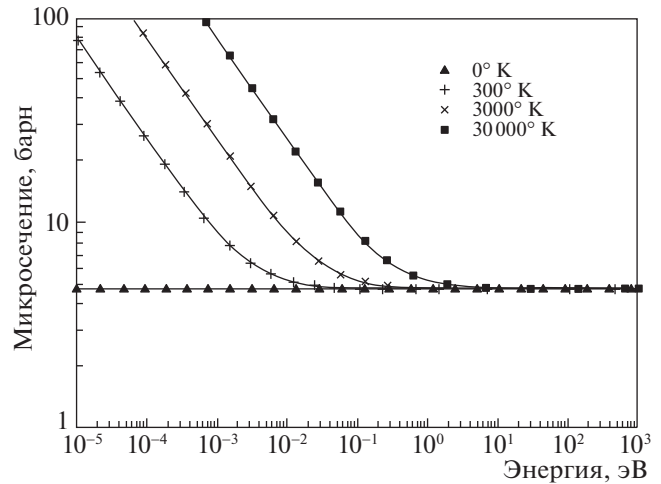


Рис. 2. Пример изменения сечения упругого рассеяния нейтронов на углероде при повышении его температуры [8].

пературной плазмы. В дальнейшем эти библиотеки ядерных данных были использованы в рамках программы SERPENT2 [11] для расчета скоростей процессов взаимодействия нейтронов с изотопами плазмы при ее температурах более 10^6 K.

На рис. 3 показана зависимость сечений реакций синтеза от энергии столкновения частиц, происходящих в трехкомпонентной (D–T– ^3He)-плазме. Видно, что присутствие ^3He в плазме повышает вероятность (D–T)-реакции более чем на порядок по сравнению с двухкомпонентной (D–T)-плазмой, если она протекает на T из реакции $^3\text{He}(n,p)T$.

2. МОДЕЛЬ ТЕРМОЯДЕРНОЙ ПЛАЗМЫ СО СВЯЗАННЫМИ ИОНАМИ

В термоядерной плазме в зависимости от ее температуры значимая доля взаимодействий положительных ионов происходит при их сближении на очень короткое расстояние. Как результат, в дейтерий-тритиевой плазме могут образовываться двух-ионные частицы, связанные силами ядерного притяжения, которые на близком расстоянии способны перевесить силы кулоновского отталкивания двух одноименно заряженных ионов. Такие двух-ионные частицы могут объединять два иона дейтерия, т.е. (D,D)-частицы, или объединять ион дейтерия с ионом трития, т.е. создавать (D,T)-частицы.

При этом следует рассмотреть 3 этапа движения ионов. Первый – это движение свободных ионов, находящихся на большом расстоянии друг от друга со скоростями, соответствующими энергии плазмы. На этом этапе силы кулоновского отталкивания между ними сравнительно малы и в добавок экранируются свободными электрона-

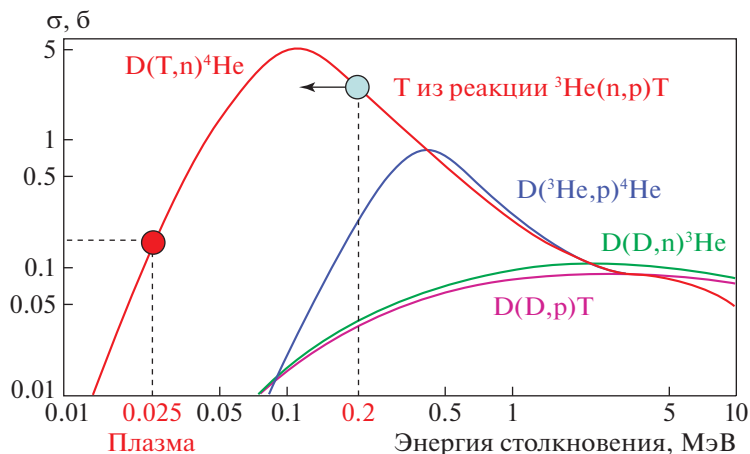


Рис. 3. Сечения реакций синтеза (ENDF/B-VIII.0) в трехкомпонентной (D–T– ^3He)-плазме.

ми, находящимися между ионами. Второй этап – это сближение ионов, когда их скорость уменьшается из-за кулоновского отталкивания. Эта фаза продолжается до тех пор, пока сила кулоновского отталкивания не сравняется с силой ядерного притяжения ионов. После этого начинается третий этап, когда ядерные силы притяжения ионов начинают превосходить их кулоновское отталкивание. На этом этапе в процессе сближения появляется двух-ионная частица (например, (D,D)), в которой дальнейшая рекомбинация нуклонов приводит:

- либо к формированию возбужденного ядра с дальнейшим испусканием гамма-квантов и переходом в основное состояние;
- либо квантово-волновому рассеянию этих ионов;
- либо к реакции синтеза с появлением соответствующих продуктов.

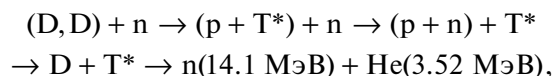
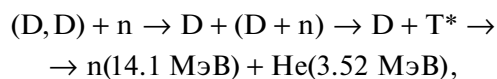
Как следствие, такая плазма будет состоять из двух групп частиц. Первая группа – это одиночные свободно движущиеся ионы на достаточном удалении друг от друга. Вторая группа это двух-ионные частицы, связанные между собой силами ядерного притяжения. Образование таких частиц происходит при сближении ионов. Кулоновское отталкивание положительных ионов приводит к резкому снижению скорости их сближения. Поэтому время жизни связанного состояния двух-ионных частиц может составлять значимую величину. Можно ожидать, что в такой плазме температура двух-ионных (D,D)-частиц будет несильно отличаться от температуры двух-ионных (D,T)-частиц.

2.1. Нейтронный катализ реакций синтеза

Предположим, что рассматривается дейтериевая плазма, состоящая из двух-ионных (D,D)-частиц и одиночных ионов дейтерия.

В условиях сближения ионов появление нейтронов из бланкета на первом и втором этапе приводит к взаимодействию с отдельными ионами. А появление нейтронов на третьем этапе взаимодействия, когда нуклоны находятся в ядерно-связанном парном состоянии, может радикальным образом изменить ход процесса рекомбинации с интенсификацией выхода реакции синтеза.

Если в двухкомпонентной плазме появляется дополнительная нейтронная компонента, то возможно взаимодействие нейтронов с двух-ионными (D,D)-частицами. В результате таких взаимодействий может быть инициированы следующие рекомбинационные процессы, ведущие к определенному благоприятному эффекту, т.е. снижению температуры зажигания (D–D)-плазмы

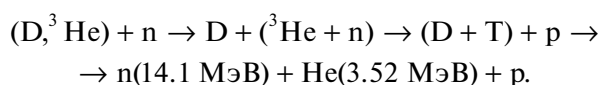


где T^* – возбужденный ион трития. Известно, что температура зажигания (D–T)-плазмы примерно на порядок ниже температуры зажигания (D–D)-плазмы [1, 12]. Поэтому такие цепочки рекомбинационных процессов с большой вероятностью способны существенно снизить температуру зажигания дейтериевой плазмы. Однако, такую ситуацию можно создать лишь в плазме, содержащей значимую долю двух-ионных (D,D)-частиц. Кроме того, необходимо учитывать экранирование электронами сближение одноименно заряженных ионов.

Если же рассматривать (D– ^3He)-плазму [1], то и здесь нейтроны могут инициировать рекомбинационные процессы, ведущие к определенному благоприятному эффекту, т.е. снижению температуры зажигания (D–D)-плазмы

Таблица 1. Сечения взаимодействия [бн] ядер в основном и возбужденном состояниях (осн./возб.) с тепловыми нейтронами (0.0253 эВ)

Состо-е	Осн./возб.	Осн./возб.	Осн./возб.	Осн./возб.	Осн./возб.	Осн./возб.
Ядро	⁵⁸ Co	¹²¹ Te	¹³¹ Te	¹³² I	¹³⁷ Ce	¹⁴⁸ Pm
σ_{el}	72.1/7113	3.43/3.49	3.16/3.16	2.96/2.98	2.46/2.22	3.11/22.8
σ_c	1856/135618	3.22/34.9	0.0038/0.0157	0.257/0.346	6.02/23.1	2001/9852
Ядро	¹⁹⁷ Hg	²³⁶ Np	²⁴² Am	²⁴⁴ Am	²⁵⁴ Es	
σ_{el}	11.2/13.4	9.66/930	7.68/5.27	11.6/11.6	10.2/9.42	
σ_c	6.61/63.8	121/143	219/1231	600/400	28.3/250	
σ_f	—	2808/2442	2095/6400	2300/1600	2129/2000	



Стоит отметить, что авторам настоящей работы, к сожалению, не известна ни одна экспериментальная термоядерная установка с магнитным удержанием плазмы, использующая нейтронный катализ для интенсификации реакций синтеза. Возможным объяснением этого может быть необходимость иметь для этого подкритический бланкет с весьма специфическими нейтронно-физическими свойствами. Некоторые примеры таких бланкетов рассмотрены в работе [7].

Согласно ENDF/B-VIII.0 [10] в табл. 1 приводятся данные, подтверждающие, что в отличие от ядер в основном состоянии, ядра в возбужденном состоянии характеризуются совершенно другими сечениями взаимодействия с нейтронами, которые могут быть значительно больше.

Для оценки эффективности нейтронного катализа важным является величина доли времени, которая приходится на пребывание ионов плазмы в ядерно-связанном парном состоянии. Это связано с тем, что при сближении их скорость замедляется вследствие кулоновского взаимного отталкивания. Поэтому время процесса может быть значительным. Для получения количественных оценок предполагается разработать модель взаимодействий ионов плазмы, учитывающую кинетику процесса их сближения и дальнейших рекомбинационных процессов с участием нейтронов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Высокие температуры плазмы приводят к наличию большой доли ионов и, значит, существованию кулоновского взаимодействия между ними. Учет этого взаимодействия, может привести к существенной коррекции библиотек данных, формируемых в рамках модели “идеального газа”, том числе программой NJOY21 [7].

2. Для получения количественных оценок эффективности нейтронного катализа требуется разработать модель взаимодействий ионов плазмы, учитывающую кинетику процесса их сближения и времени пребывания ионов на разных этапах сближения вплоть до ядерно-связанного парного состояния.

3. Эффективность нейтронного катализа термоядерных реакций определяется следующими четырьмя факторами:

— Нейтроны сами являются продуктами ряда термоядерных реакций.

— Появление нейтронов в плазме инициирует рекомбинационные процессы, ведущие к определенному благоприятному эффекту, т.е. существенному снижению температуры зажигания ($D-{}^3\text{He}$)—плазмы и дейтериевой плазмы.

— Для нейтронного облучения термоядерной плазмы можно использовать все достижения технологии ядерной энергетики, основанной на реакции деления тяжелых ядер.

— Запасы материалов, содержащих дейтерий и гелий-3, достаточно велики (например, на Земле либо на Луне).

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят заведующего научно-исследовательской лабораторией, доцента Гаспаряна Ю.М. и старшего научного сотрудника Крата С.А. за содействие в представлении материала статьи на VIII Конференция “Лазерные, плазменные исследования и технологии” НИЯУ МИФИ (LaPlas2022).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. Рыжков С.В., Чирков А.Ю. Системы альтернативной термоядерной энергетики. 2017. Москва: Физматлит.
2. International Experimental Fusion Reactor ITER. <https://www.iter.org/>.
3. Smith D.L. // Proc. IAEA-TECDOC-373. P. 414–417.

4. Рыжков С.В. // Ядерная физика и инжиниринг. 2020. Т. 11 (1). С. 43–49.
5. Ryzhkov S.V. // Proc. AIP Conf. 2021. P. 090008.
6. Chirkov A.Yu., Khvesyuk V.I. // Fusion Technol. V. 39 (1). P. 406–409.
7. Шмелев А.Н. др. // Известия ВУЗов. Серия: Ядерная энергетика. 2022. № 6. (в печати).
8. MacFarlane R.E. // Understanding NJOY. LNS015013. 2000. Los Alamos: LANL. https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/38/027/38027898.pdf.
9. Conlin J.L., Kahler A.C., McCartney A.P., Rehn D.A. // EPJ Web Conf. 2017. V. 146. P. 09040. <https://doi.org/10.1051/epjconf/201714609040>
10. Janis. Nuclear Energy Agency. https://www.oecd-neo.org/jcms/pl_39910/janis.
11. Leppanen J. et al. // Ann. Nucl. Energy. 2015. V. 82. P. 142.
12. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. 1961. Москва: Издательство физико-математической литературы.

Thermonuclear Plasma Model with Bound Ions and Neutron Catalysis of Fusion Reactions

A. N. Shmelev¹, N. I. Geraskin¹, V. A. Apse¹, V. B. Glebov¹, *, G. G. Kulikov¹, and E. G. Kulikov¹

¹National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute), Moscow, 115409 Russia

*e-mail: vbglebov@mephi.ru

Received July 15, 2022; revised July 31, 2022; accepted August 02, 2022

Abstract—The work examines the influence of fission neutrons coming from the blanket of thermonuclear installation into plasma and which can enhance fusion reactions, including the reproduction of tritium through the $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ reaction.

Keywords: deuterium-tritium plasma, blanket, helium-3, neutron catalysis, nuclear broadening method