

#10, октябрь 2015

УДК 621.039.6

Исследование эффекта профилей плотности и температуры на рабочие режимы термоядерного реактора

Волков А.С., студент

*Россия, 105005, г. Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана,
кафедра «Теплофизика»*

*Научный руководитель: Чирков А.Ю., д.ф.-м.н., профессор
Россия, 105005, г. Москва, МГТУ им. Н.Э. Баумана,
кафедра «Теплофизика»*

chirkov@bmstu.ru

1. Введение

Наиболее близко к условиям, требуемым для положительного выхода энергии в термоядерном реакторе, продвинулись установки магнитного удержания плазмы типа токамак. Сегодня токамак считается наиболее перспективным устройством для управляемого термоядерного синтеза в реакции дейтерия (D) и трития (T). Проект экспериментального термоядерного реактора ITER [1] основан именно на системе токамак. Одна из главных задач ITER состоит в демонстрации возможности режима термоядерного горения с коэффициентом усиления мощности в плазме

$$Q = P_{fus} / P_{ext} \approx 10,$$

где P_{fus} – мощность, выделяемая в результате термоядерной реакции, P_{ext} – мощность внешнего нагрева, вводимая в плазму.

Современные крупные токамаки близки к реализации режимов с $Q \approx 1$ при работе на D–T-топливе. Значение $Q \approx 1$ достаточно в случае источника термоядерных нейтронов для гибридного термоядерно-ядерного реактора. Поэтому в качестве прототипов такого источника нейтронов могут рассматриваться уже существующие экспериментальные установки типа токамак.

В подкритичном blankets гибридного реактора быстрые термоядерные нейтроны могут вызывать деление сырьевых изотопов ^{238}U или ^{232}Th с образованием делящихся изотопов ^{239}Pu или ^{233}U , которые можно использовать как топливо ядерных реакторов на

тепловых нейтронах. Кроме того, в blankets выделяется значительное количество энергии, превосходящее в десятки раз энергию, выделяющуюся в источнике нейтронов.

Если для нагрева использовать инжекцию пучка быстрых атомов, то возможно поддержание значительной популяции быстрых ионов в плазме. Наличие быстрых ионов позволяет увеличить скорость термоядерной реакции по сравнению с максвелловской плазмой, и, следовательно, снизить требования к размерам реактора, параметрам плазмы и времени удержания тепловых компонентов. Таким требованиям удовлетворяют не только токамаки, но и другие, более простые с инженерной точки зрения, магнитные ловушки (обращенная магнитная конфигурация, пробкотрон и др.) [2, 3].

Инжекция пучков вводит в плазму как энергию, так и частицы, восполняя тем самым потери, связанные с утечкой плазмы из ловушки. При инжекционном нагреве плазменного шнура сравнительно небольших размеров температура и плотность могут быть практически постоянными по сечению плазменного шнура. Пространственные распределения температуры и плотности в ITER предполагают убывание этих величин от центра плазменного шнура к периферии.

Задачей настоящей работы является анализ эффекта профилей с точки зрения оценки коэффициента усиления Q . Для этого рассмотрены условия, близкие к ITER, но с постоянными температурой и плотностью. Использован интегральный код расчета параметров плазмы реактора-токамака, показавший достаточно точное воспроизведение параметров ITER [4]. На его основе выполнен расчет нуль-мерного аналога "ITER-0D" с постоянными температурой и плотностью. Также выполнены оценки параметров нейтронного источника с мощным инжекционным нагревом.

2. Энергобаланс термоядерной плазмы при инжекционном нагреве

Протекающий через плазму токамака ток выполняет две задачи: нагревает плазму (омический нагрев) и создает полоидальное магнитное поле (направленное вдоль линий, проходящих через полюсы сферической системы координат). Тороидальная компонента магнитного поля создается магнитными катушками.

В результате образуется конфигурация, в которой винтовые магнитные силовые линии обвивают плазменный шнур. При этом шаг при вращении в тороидальном направлении не совпадает с шагом в полоидальном направлении. Магнитные линии оказываются незамкнутыми, они бесконечно много раз закручиваются вокруг тора, образуя так называемые магнитные поверхности тороидальной формы. Наличие полоидального поля необходимо для стабильного удержания плазмы в такой системе. Так

как оно создается за счет увеличения тока в индукторе в течение ограниченного промежутка времени, то время индуктивного разряда в токамаке также ограничено. Для преодоления этого ограничения разработаны дополнительные способы поддержания тока. Может быть использована инжекция в плазму ускоренных нейтральных атомов дейтерия или трития или микроволновое излучение.

Одного только нагрева за счет протекания тока недостаточно для нагрева плазмы до температуры, необходимой для осуществления термоядерной реакции. В настоящей работе в качестве дополнительного нагрева рассматривается инжекция быстрых нейтральных атомов. Инжекция дейтерия и трития создает стационарную популяцию быстрых ионов в плазме, что позволяет увеличить скорость реакции.

При использовании термоядерной реакции дейтерия с тритием (D–T) энергия выделяется с быстрыми нейтронами и альфа-частицами:



Расчет баланса энергии и параметров плазмы в токамаке основан на методике, разработанной в [5–7] и протестированной на параметрах ITER [4]. В основу указанной методики положен баланс энергии термоядерной плазмы. Ниже более подробно рассмотрим особенности энергобаланса и расчета скорости термоядерной реакции с учетом быстрых частиц.

Баланс энергии в плазме с инжекционным нагревом выражается уравнением

$$(1 - f_{fast})(P_{fus} - P_n + P_{inj}) = P_{rad} + \frac{E_{th}}{\tau_E}, \quad (1)$$

где P_{fus} – термоядерная мощность, P_n – мощность в нейтронах, P_{inj} – поглощенная мощность инжекции, P_{rad} – мощность излучения, E_{th} – тепловая энергия плазмы, τ_E – время удержания энергии, f_{fast} – доля потерь энергии быстрых частиц (принято $f_{fast} = 0.05$).

Эффективность системы определяется величиной коэффициента усиления мощности в плазме $Q = P_{fus} / P_{inj}$.

Расчетный алгоритм построен таким образом, что требуемое время удержания τ_E тепловых компонентов определяется из уравнения баланса (1). Полученная величина сравнивается с расчетным значением по скейлингу IPB98y2 из ITER Physics Basis (IPB, Физические основы ITER) [1]. При итерациях варьируются параметры (размеры плазменного шнура, индукция магнитного поля, температура и др.), в результате достигается равенства указанных значений времени удержания.

Скорость реакции (число реакций, происходящих в единице объема плазмы за

единицу времени) рассчитывается по формуле

$$\gamma = n_D n_T \langle \sigma v \rangle, \quad (2)$$

где n_D и n_T – концентрации ядер дейтерия и трития, $\langle \sigma v \rangle$ – параметр скорости реакции, угловые скобки означают усреднение по функциям распределения по скоростям частиц.

Параметр скорости реакции $\langle \sigma v \rangle$ зависит от температуры реагирующих компонентов. В рассматриваемом случае реагирующие компоненты – ионы дейтерия и трития, температуру ионов обозначим T_i . Температура электронов T_e в плазме может заметно отличаться от температуры ионов (в большую или меньшую сторону – зависит от условий нагрева и определяется из баланса энергии). Примем $T_e = T_i = T$.

Вероятность того, что сталкивающиеся частицы могут испытать ядерное превращение, характеризуется сечением реакции σ , имеющей размерность площади. Физический смысл сечения – площадь круга, попадая в который частицы вступают в реакцию. В ядерной физике в качестве единицы измерения сечений принят барн, равный 10^{-28} м². Для сечения реакции можно использовать формулы из работы [8] или открытые ядерно-физические базы данных. Сечение D–T-реакции достигает максимума примерно при энергии сталкивающихся ядер $E = 100\text{--}200$ кэВ. При уменьшении энергии сечение резко падает.

Энергия сталкивающихся ядер в системе центра масс равна $E = \frac{Mv^2}{2}$, где $M = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ – приведенная масса, m_1 и m_2 – массы первой и второй сталкивающихся частиц (ядер дейтерия и трития), v – относительная скорость частиц.

В большинстве случаев функции распределения ионов с хорошей точностью можно считать максвелловскими. Для этого случая параметр скорости $\langle \sigma v \rangle$ можно рассчитать по зависимостям из [8].

Функция распределения быстрых частиц по скоростям может быть найдена в результате численного решения уравнения Фоккера–Планка [9, 10]. При этом также находится время удержания быстрых частиц, что необходимо при наличии областей потерь в фазовом пространстве или аномальных механизмов потерь быстрых частиц. Как правило, замедление быстрых частиц хорошо описывается классической теорией кулоновских столкновений. В этом случае можно воспользоваться приближенным решением [3, 9]. Уход частиц из области высоких энергий при этом характеризуется временем релаксации пучка примерно равным времени замедления τ_s .

Здесь для расчета скорости реакции рассмотрим приближение сдвинутых

максвелловских распределений [3].

Если компоненты плазмы движутся друг относительно друга с большой скоростью V , то параметр реакции может сильно превысить значение, соответствующее максвелловской плазме с макроскопически неподвижными компонентами. В среднем скорость сталкивающихся частиц становится выше на величину относительной скорости движения компонентов. Скорость реакции в этом случае также вычисляется по формуле (2), но величину $\langle \sigma v \rangle$ необходимо рассчитывать с учетом скорости V относительного движения как целого одного компонента относительно другого. Параметр реакции в этом случае вычисляется следующим образом:

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{2}{V} \sqrt{\frac{M}{2\pi kT_i}} \int_0^{\infty} \sinh\left(\frac{MVv}{kT_i}\right) \exp\left(-\frac{M(v^2 + V^2)}{2kT_i}\right) v^2 \sigma(v) dv,$$

где k – постоянная Больцмана.

В расчетах рассматривались зависимости от температуры параметра скорости реакции при различных значениях энергии $E_0 = \frac{MV^2}{2}$ относительного движения как целого компонентов друг относительно друга.

3. Результаты расчетов

Ниже в таблице приведены результаты расчетов. Представлены следующие параметры токамака: малый радиус тора (радиус плазменного шнура) a , большой радиус тора R , аспектное отношение $A = R/a$, коэффициент вытянутости (эллиптичности) сечения k , коэффициент треугольности сечения δ , объем плазмы V , индукция магнитного поля на оси B_0 , ток в плазме I_p , коэффициент запаса устойчивости на границе плазмы q_a , среднее бета $\langle \beta \rangle$ (β – отношение давления плазмы к давлению внешнего магнитного поля), нормализованное бета (число Тройона) β_N , число Гринвальда N_G , средняя концентрация электронов $\langle n_e \rangle$, температура плазмы T , энергия инжекции E_0 , термоядерная мощность P_{fus} , коэффициент усиления мощности в плазме $Q = P_{fus}/P_{inj}$, время удержания энергии τ_E , время замедления инжектируемых частиц τ_s .

	ITER [1]	“ITER-0D”	Нейтронный источник
Малый радиус плазмы a , м	2.0	2.0	0.85
Большой радиус R , м	6.2	6.2	4.3
Аспектное отношение $A = R/a$	3.1	3.1	5.1
Вытянутость сечения k	1.7	1.7	1.7
Треугольность сечения δ	0.35	0.35	0.35
Объем плазмы V , м ³	828	828	104
Индукция на оси B_0 , Тл	5.3	5.3	4.5
Ток в плазме I_p , МА	15	15	3.1
Запас устойчивости на границе q_a	3.0	3.0	3.0
Среднее бета $\langle\beta\rangle$	0.025	0.025	0.015
Нормализованное бета β_N	1.77	1.77	1.83
Число Гринвальда N_G	0.85	0.78	0.27
Средняя плотность электронов $\langle n_e \rangle$, 10^{20} м ⁻³	1.01	0.85	0.37
Средняя температура плазмы $\langle T \rangle$, кэВ	10	10	10
Энергия инжекции E_0 , кэВ	–	80	80
Термоядерная мощность P_{fus} , МВт	410	310	100
Коэффициент усиления $Q = P_{fus}/P_{inj}$	10	5	1
Время удержания тепловой энергии τ_E , с	3.7	2.6	0.16
Время замедления τ_s , с	–	1.2	2.9

В первом столбце таблицы приведены параметры ITER. Во втором столбце содержатся результаты расчета нуль-мерного аналога “ITER-0D”. Во втором случае предполагается, что концентрация и температура постоянны во всем объеме плазмы, что соответствует пространственно нуль-мерному приближению. В результате показано, что по сравнению с ITER (в котором пространственные распределения концентрации неоднородны по объему) в нуль-мерном аналоге коэффициент усиления снижается до $Q = 5$. Это связано с тем, что в нуль-мерном аналоге при такой же величине $\langle\beta\rangle$ средняя плотность плазмы и термоядерная мощность ниже, чем в случае пространственно неоднородных профилей температуры и плотности.

Время торможения пучка в режимах, близких к ITER, значительно меньше времени удержания. При таком быстром торможении инжекция практически не может давать

увеличения скорости реакции, так как быстрые частицы замедляются до того, как успеют вступить в реакцию.

Расчеты нейтронного источника с инжекцией (третий столбец в таблице) также выполнены в нуль-мерном приближении. Такое приближение оправдано тем, что пучки быстрых частиц могут достаточно однородно прогревать плазму. По крайней мере, использование каких-либо других пространственных зависимостей не представляется более обоснованным. Кроме того, как показал расчет “ITER-0D”, указанное приближение не приводит к излишне оптимистическим результатам, то есть остается возможность улучшения характеристик за счет формирования оптимальных профилей температуры и плотности плазмы.

4. Заключение

Анализ показал, что использование пространственно нуль-мерного приближения не приводит к завышению коэффициента усиления мощности Q . Данный вывод важен для дальнейшего анализа рабочих режимов нейтронного источника с мощной инжекцией, так указанное приближение может соответствовать условиям, характерным для плазменного шнура относительно небольшого радиуса.

Нейтронный источник с $Q = 1$, по нашему мнению, имеет вполне определенные перспективы. В условиях нейтронного источника время релаксации пучка значительно превосходит время удержания энергии плазмы, что позволяет рассчитывать на значительный эффект увеличения скорости реакции.

Список литературы

1. Миямото К. Основы физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза. М.: Физматлит, 2007. 424 с.
2. Chirkov A.Yu. Optimal Parameters of Fusion Neutron Sources with a Powerful Injection Heating // Journal of Fusion Energy. 2015. Режим доступа: <http://link.springer.com/article/10.1007/s10894-014-9835-x> (дата обращения: 05.04.2015).
3. Чирков А.Ю. Энергетическая эффективность альтернативных термоядерных систем с магнитным удержанием плазмы // Ядерная физика и инжиниринг. 2013. Т. 4, № 11–12. С. 1050–1059.
4. Chirkov A.Yu. Low radioactivity fusion reactor based on the spherical tokamak with a strong magnetic field // Journal of Fusion Energy. 2013. V. 32, No. 2. P. 208–214.
5. Чирков А.Ю. О возможной концепции токамака-реактора с альтернативным

- термоядерным циклом D-³He // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2001. Вып. 2. С. 37–43.
6. Чирков А.Ю. О возможности использования D-³He-цикла с наработкой ³He в термоядерном реакторе на основе сферического токамака // ЖТФ. 2006. Т. 76, № 9. С. 51–54.
 7. Чирков А.Ю. Малорадиоактивный термоядерный реактор на основе сферического токамака с сильным магнитным полем // Наука и образование МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. журн. 2011. № 3. Режим доступа: <http://technomag.edu.ru/doc/167577.html> (дата обращения: 05.04.2015).
 8. Bosh H.-S., Hale G.M. Improved formulas for fusion cross-sections and thermal reactivities // Nucl. Fusion. 1992. V. 32. P. 611–631.
 9. Чирков А.Ю., Хвесьюк В.И. К расчету функций распределения высокоэнергетичных ионов по скоростям // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 2003. Вып. 1. С. 55–65.
 10. Чирков А.Ю. Численное решение уравнения Фоккера–Планка для моделирования модифицированных газодинамических режимов плазмы в магнитной ловушке с нагревом интенсивными атомарными пучками // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2011. Т. 11. Режим доступа: http://chemphys.edu.ru/media/files/2011-02-01-029_Chirkov.pdf (дата обращения: 05.04.2015).