

PACS: 52.55.Hc, 52.55.Rk, 52.55.Dj

О ПАРАМЕТРАХ РЕАКТОРА СТЕЛЛАТОРА В УСЛОВИЯХ АМБИПОЛЯРНОСТИ НЕОКЛАССИЧЕСКИХ ТРАНСПОРТНЫХ ПОТОКОВ

В.А. Рудаков

*Институт физики плазмы ННЦ ХФТИ,
 Украина, 61108, Харьков, ул. Академическая, 1
 E-mail: rudakov@kipt.kharkov.ua
 Received 16 April 2012, accepted 19 May 2012*

С использованием одномерного пространственно-временного численного кода рассчитаны параметры реакторов-стеллараторов в условиях амбиполярности неоклассических транспортных потоков. Получены устойчивые режимы самоподдерживающейся термоядерной реакции при пеллет-инъекции DT топлива. Рассмотрены варианты магнитной системы с различными величинами винтовых гофров. Технические параметры реакторов представляются выполнимыми и имеют тепловую мощность, сравнимую с мощностью уже действующих ядерных реакторов.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: реактор-стелларатор, амбиполярное электрическое поле, неоклассический перенос, баланс энергии и частиц.

ABOUT PARAMETERS OF REACTOR-STELLATOR IN THE CONDITIONS OF AMBIPOLARITY OF NEOCLASSICAL TRANSPORT FLUXES

V.A. Rudakov

*Institute of Plasma Physics, NSC KIPT,
 Ukraine, 61108, Kharkiv, Akademichna st. 1*

Parameters of reactor-stellarator with the use of one-dimensional spatio-temporal numerical code are calculated in the conditions of ambipolarity of neoclassical transport fluxes. The steady-state modes of the self supported thermonuclear reaction are got at the pellet-injection of DT-fuel. The variants of the magnetic system with the different sizes of helical field's ripples are considered. The technical parameters of reactors appear executable and have fusion power, comparable with the power of already operating nuclear reactors.

KEYWORDS: reactor-stellarator, ambipolar electric field, neoclassic transport, power and plasma density balance

ПРО ПАРАМЕТРИ РЕАКТОРА СТЕЛАТОРА В УМОВАХ АМБИПОЛЯРНОСТІ НЕОКЛАСИЧНИХ ТРАНСПОРТНИХ ПОТОКІВ

В.А. Рудаков

*Інститут фізики плазми ННЦ ХФТІ,
 Україна, 61108, Харків, вул. Академічна, 1*

З використанням одновимірного просторово-часового чисельного коду розраховані параметри реакторів-стеллараторів в умовах амбіполярності неокласичних транспортних потоків. Отримані стійкі режими термоядерної реакції, що самопідтримується, в умовах пеллет-інжекції DT палива. Розглянуто кілька варіантів магнітної системи – з малими і великими гвинтовими гофрами. Технічні параметри реакторів представляються здійсними і мають теплову потужність, порівнянню з потужністю ядерних реакторів, що вже діють.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: реактор-стелларатор, амбіполярне електричне поле, неокласичний перенос, баланс енергії і частинок.

До последнего времени магнитные ловушки стеллараторного типа остаются перспективной альтернативой тороидальным ловушкам типа токамак. Важным достоинством стеллараторов является их возможность обеспечить стационарное горение термоядерной плазмы. Кроме того, у стеллараторов оказывается меньше проблем с МГД неустойчивостями, которым больше подвержен токамак. К числу недостатков этих ловушек относят сложность магнитной системы и предсказанные теорией высокие плазменные потери. Возможно, поэтому экспериментальные исследования плазмы на стеллараторах не достигли такого прогресса, как исследования на токамаках. Дополнительным стимулом для более интенсивных исследований на токамаках стал международный проект экспериментального реактора ITER.

Действительно, высокий «горб» на кривой зависимости коэффициентов переноса от частоты в стеллараторе выглядит пугающе, если оценивать плазменные потери исходя из максимально возможных коэффициентов переноса, предсказываемых неоклассической теорией. На самом деле значения коэффициентов переноса у электронов и ионов плазмы одновременно максимальными не бывают, а потери плазмы, в силу ее квазинейтральности, определяются наиболее медленным компонентом. Диффузионные потоки выравниваются амбиполярным электрическим полем.

В задаче определения величины амбиполярного электрического поля и его влияния на удерживающие свойства ловушки было показано существование трех корней, один из которых неустойчив, а два другие соответствуют положительному и отрицательному знаку радиального электрического поля [1]. При этом, в зависимости от параметров плазмы, может реализоваться один корень. Возможность изменения знака поля на разных радиусах одного сечения тора также была показана в работе [1].

Было выполнено много исследований по развитию теории неоклассического переноса в стеллараторах и сравнению ее результатов с экспериментом. В работе [2] проведено сравнение экспериментально измеренных профилей электрического поля в стеллараторе W7-AS и рассчитанных для случая реализации ионного (отрицательного) корня. В расчетах E_r использовались экспериментально измеренные профили плотности и температуры плазмы. Получено удовлетворительное согласие между теорией и экспериментом.

В работе [3] выполнено сравнение экспериментальных результатов, полученных на трех стеллараторах LHD, W7-AS и TJ-II с неоклассической теорией. Величины электрического поля рассчитывались с использованием DKES кода. Показано хорошее согласие результатов расчетов с экспериментом для установок LHD и TJ-II по крайней мере для основной части плазмы. В измерениях и расчетах электрического поля в условиях ЭЦП нагрева плазмы была показана реализация электронного корня при малой плотности плазмы ($n < 3 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$) и ионного корня при $n > 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ [4].

Определенное согласие эксперимента и неоклассической теории для центральной области плазменного шнура получено в установках LHD и TJ-II [5,6]. На периферии плазмы наблюдались аномальные потери, которые авторы исследований объясняют влиянием дрейфовых неустойчивостей.

Высокий уровень плазменных потерь в традиционных стеллараторах стимулировал поиск магнитных конфигураций, обеспечивающих близкие к токамакам удерживающие свойства. Эти свойства достигаются специальным выбором гармонического состава магнитного поля, когда эффективный гофр винтового поля существенно уменьшается. Такие конфигурации называют квазисимметричными. Строительство новых термоядерных установок стеллараторного типа, таких как: W7-X и CHS ведется с учетом идеи квазисимметрии. В работе [7] проведен анализ особенностей влияния радиального электрического поля на процессы переноса в квазисимметричных системах.

Опубликовано достаточно много работ по оценке возможных параметров термоядерных реакторов, основанных на стеллараторной конструкции. В первых проектах использовалось предположение о средних значениях параметров плазмы, (см., например, [8,9] и цитируемую там литературу) и выглядели они достаточно громоздкими [10].

Более современные проекты реакторов, как правило, учитывают особенности пространственного распределения параметров плазмы и радиальное электрическое поле. Такие проекты прорабатываются в Японии (серия FFHR [8]), в которых за основу принимается конструкция LHD. В развитие проекта установки с квазисимметричными свойствами W7-X в Германии прорабатывается проект реактора Helias [8,11]. В Окриджской национальной лаборатории (США) разрабатывается проект компактного реактора стелларатора ARIES [12]. Все названные проекты для прогнозирования параметров плазмы используют численные коды, учитывающие неоклассический перенос (иногда в сочетании с аномальным в области периферии плазмы) и амбиполярное электрическое поле. В качестве альтернативного варианта используются скэлинги, полученные в результате анализа многочисленных экспериментов на термоядерных установках. Отметим, что при малом радиусе плазмы размером около двух метров и при магнитном поле масштаба 5 Тл большой радиус тора в реакторах Helias и FFHR оказывается больше 15 м. Исключение составляет реактор с квазисимметричным магнитным полем ARIES, где R примерно равен 7 м.

Следует отметить существование определенных сложностей в получении самосогласованных решений системы уравнений, описывающих стационарное устойчивое горение термоядерной плазмы в реакторе. Во-первых, сама система уравнений оказывается достаточно сложной даже для численного решения, так как коэффициенты переноса в уравнениях диффузии и теплопроводности являются нелинейными функциями параметров плазмы и поэтому возникает проблема устойчивости численных решений. Во-вторых, обеспечение стационарности горения требует включения каким-то образом распределенных источников частиц и энергии. В отсутствие таковых плазма распадется со временем жизни частиц в течении нескольких секунд. Поэтому численные коды, например код DKES (Drift kinetic equation solver)[13], вычисляют амбиполярное электрическое поле при заданных профилях плотности и температуры плазмы, что может далеко не соответствовать реальному состоянию параметров плазмы в реакторе. Так, в работе [14] исследуются параметры реактора с тремя различными распределениями плотности плазмы по радиусу: остро пикированного, плоского и с провалом в центре плазмы. Получены решения для распределений электрического поля при реализации как электронного, так и ионного корней. Остается открытым вопрос о том, как организовать заданные распределения плотности плазмы.

Радиальные распределения параметров плазмы при выполнении условия амбиполярности потоков получены в [15]. При этом сделана попытка учесть влияние как неоклассических, так и не связанных с неоклассикой потерь. В результате для получения самоподдерживающегося горения в реакторе с пропорциями стелларатора LHD и при большом радиусе тора $R=15\text{м}$ необходимо сделать предположение о некотором коэффициенте улучшения удержания.

Заметим, что при подобных расчетах имеет место большая доля неопределенности в прогнозируемых результатах. В частности, аномальные потери, связанные с дрейфовыми неустойчивостями могут быть незначительными в условиях термоядерной плазмы и высокого шира. Кроме того, многочисленные исследования неоклассических потерь в стеллараторных системах не дают однозначного заключения о

величине транспортных потоков в одних и тех же условиях. Так, если в работах [16] и [17] (при приведении выражений для потоков к одним единицам) имеет место совпадение не только по виду функциональных зависимостей, но и по численным коэффициентам у потоков электронного компонента, то различие в величине потоков ионного компонента составляет почти целый порядок. Следует также учитывать большой разброс в возможных параметрах конкретной реализации реактора, таких как: шир, величина магнитного винтового гофра, способы инжекции топлива и нагрева плазмы.

Целью данной работы было изучить возможности создания реактора на основе стеллараторной системы, в котором осуществляется самоподдерживающаяся реакция синтеза дейтериево-тритиевой плазмы при неоклассических потерях с обеспечением равенства диффузионных потоков электронного и ионного компонентов за счет амбиполярного электрического поля. В цели работы входила также задача выбрать параметры реактора, которые были бы интересны с точки зрения технической реализации предлагаемых вариантов.

В работе использовался пространственно-одномерный численный код, разработанный автором настоящей публикации. В отличие от DKES кода здесь решается система уравнений с заданными начальными и граничными условиями, в результате чего система самосогласованно эволюционирует к стационарному состоянию, которое поддерживается моделью инжекции топливных таблеток. Для расчетов были приняты транспортные потоки, полученные в работе [16]. В последующих разделах описаны: система уравнений и численная модель, результаты расчетов и представлено обсуждение полученных результатов.

СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ И ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ

Решалась система, в которой первые два уравнения представляют собой пространственно одномерные уравнения теплопроводности для электронов (1) и ионов (2) плазмы

$$\frac{3}{2}N \frac{\partial T_e}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \Pi_e + \frac{K_f N^2 \langle \sigma v \rangle}{4} E_\alpha + P_h - Q_{ei} - Q_b - Q_c, \quad (1)$$

$$\frac{3}{2}N \frac{\partial T_i}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \Pi_i + Q_{ei}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r S_i + S_\delta. \quad (3)$$

Третье уравнение является уравнением диффузии. Первый член в правой части уравнений (1) и (2) выражен через потоки тепла, которые были получены в работе [16]. В уравнении (1) второй член справа описывает нагрев электронов за счет диссипации энергии рождаемых при синтезе α -частиц. Предполагается равновеликое содержание дейтерия и трития в плазме реактора. Коэффициент K_f определяет долю энергии, передаваемую электронам. Считается, что 5% энергии α -частиц безвозвратно теряется, а потоком тепла от них в ионы пренебрегается вследствие его малости, поэтому в расчетах принимался $K_f = 0,95$. Следующие члены в правой части уравнения (1) означают, соответственно: P_h - нагрев от внешних источников, Q_{ei} - теплообмен с ионами, Q_b - тормозное излучение и Q_c - циклотронное. Заметим, что циклотронное излучение хорошо отражается от стенок, поэтому в расчетах коэффициент отражения принят равным 0.95. Таким образом, только 5% мощности циклотронного излучения поглощается стенками реактора, а остальная часть диссипирует в плазме. Предполагается, что нагрев ионов происходит за счет теплообмена с электронами, поэтому в уравнении для теплопроводности ионов присутствует только Q_{ei} со знаком плюс. В уравнениях (1,2) отсутствует член, учитывающий энергообмен между электронами и ионами плазмы, вызываемый радиальным электрическим полем. При небольших величинах градиента потенциала влияние этого члена оказывается меньше теплообмена за счет кулоновских столкновений. Результаты расчетов показали, что в районе половины радиуса плазменного шнура такое предположение нарушается за счет относительно больших величин E_r . Некоторым оправданием результатов работы может служить то, что в периферийной достаточно широкой области плазмы величина электрического поля существенно уменьшается. В работе пренебрегается также присутствием примесей, уровень которых будет достаточно малым в реакторе с действующим дивертором. В данной задаче выход системы в режим самоподдерживающегося горения обеспечивается начальными условиями, поэтому источники внешнего нагрева были исключены $P_h = 0$.

Уравнение для плотности (3) содержит в правой части, кроме диффузионного члена, член с источником S_δ , с помощью которого в расчетах поддерживалась плотность плазмы постоянной. Точнее, восполнение плотности, уменьшающейся вследствие диффузионных потерь, поддерживается инжекцией топливных таблеток.

Потоки тепла и частиц [16] определяются уравнениями (4)-(7).

$$\Pi_i = -1,910^{20} \frac{N^{3/2} r T_i^{3/4}}{B^{1/2} A^2} \left(\frac{T_i}{re|\Phi' + \varepsilon_0|} \right)^{3/2} (A_i + 3,78B_i), \text{ кВ см}^{-2}\text{сек}^{-1}, \quad (4)$$

$$\Pi_e = -2,2810^{22} \frac{I_\alpha \varepsilon_h^{3/2} T_e^{9/2}}{R_0^2 B^2} (A_e + 5,98B_e), \quad (5)$$

$$S_i = -6,710^{18} \frac{rN^{3/2}}{T_i^{1/4} B^{1/2} A^2} \left(\frac{T_i}{re|\Phi' + \varepsilon_0|} \right)^{3/2} (A_i + 2,83B_i), \quad (6)$$

$$S_e = -4,5610^{20} \frac{\varepsilon_h^{3/2} T_e^{7/2} I_\alpha}{R_0^2 B^2} (A_e + 4,97B_e), \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}, \quad (7)$$

в которых градиентные члены параметров имеют вид:

$$A_e = \frac{N'}{N} - \frac{e\Phi'}{T_e} - \frac{3}{2} \frac{T_e'}{T_e}, \quad B_e = \frac{T_e'}{T_e}, \quad (8)$$

$$A_i = \frac{N'}{N} + \frac{e\Phi'}{T_i} - \frac{3}{2} \frac{T_i'}{T_i}, \quad B_i = \frac{T_i'}{T_i}. \quad (9)$$

Заметим, что ионные потоки имеют резонансный характер в области нуля градиента электрического потенциала Φ' . Здесь также аспектовое отношение, величина винтового магнитного гофра, плотность плазмы, магнитное поле, температуры, большой и малый (текущий) радиусы плазмы соответственно представлены в традиционных обозначениях: $A, \varepsilon_h, N, B, T, R, r$. Величина I_α определена в [16] и учитывает особенности винтовой структуры стеллараторного магнитного поля. В настоящей работе предполагалась структура магнитного поля, подобная LHD с $I_\alpha = 0,7$. Согласно [16] величина ε_0 в выражении (6) определяет конвективный поток плазмы при равном нулю E_r . Система уравнений (1 – 3) дополнялась граничными (10) и начальными (11) условиями:

$$A_{j,x=0} = 0, B_{j,x=0} = 0, T_{j,x=l} = \delta_T, N_{j,x=l} = \delta_n, \quad (10)$$

$$T_{j,t=0} = T_{j,0}(1-x^n) + \delta_T, N_{j,t=0} = N_{j,0}(1-x^n) + \delta_n, \quad (11)$$

где индекс j обозначает сорт частиц, x – нормированный на единицу текущий радиус плазмы. В большинстве расчетов показатель степени n при x в начальных условиях принимался равным 2. Величины δ_n и δ_T – определяют значения плотности плазмы и температуры на границе плазменного шнура. В данных расчетах они принимались равными нулю.

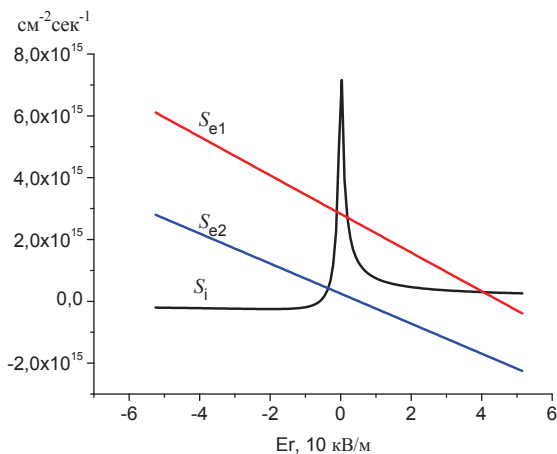


Рис. 1. Зависимости диффузионных потоков ионов S_i и электронов S_e от радиального электрического поля для двух значений радиуса плазмы.

дающему его отрицательные значения (рис. 1). Радиус плазмы разбивался на сто узлов, на каждом из которых вычислялось электрическое поле, величины плотности и температуры компонентов плазмы. Шаг интегрирования по времени выбирался обычно порядка 10^{-5} секунды.

В численном коде решение системы уравнений (1-3) начиналось с поиска величины электрического поля из уравнения равенства ионного и электронного потоков: $S_e = S_i$. При этом область поиска корней разбивалась на 130 частей. В общем случае решение имеет три корня [1] (рис. 1), однако при относительно малых величинах диффузионного потока электронов может реализоваться только один корень, соответствующий отрицательному значению электрического поля. Рис. 1 имеет иллюстративный характер, поэтому вторая кривая для потока ионов не показана. Расчеты показали, что на разных участках радиуса плазмы имеют место решения с одним и с тремя корнями одновременно. Это обстоятельство затрудняет выбор решения, которое может реализоваться в реакторе. В данной работе предполагалось, что электрическое поле во всех случаях соответствует левому (ионному) корню,

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

В принятой модели переноса тепловые и диффузионные потоки электронного компонента плазмы зависят от величины эффективного винтового гофра ε_h . Ее значение в различных экспериментальных установках колеблется в широких пределах [18]. Даже в условиях одной установки ε_h может существенно меняться в зависимости от величины вертикального магнитного поля и давления плазмы β [15]. Анализ поведения модуля магнитного поля вдоль силовой линии в стеллараторе Ураган-2М позволил установить следующую зависимость ε_h от радиуса плазмы:

$$\varepsilon_h = \varepsilon_{h0} + 0,22r^{0,87}, \quad (12)$$

где $\varepsilon_{h0} \approx 0,03$, что на границе плазмы дает $\varepsilon_{h\max} = 0,25$. В стеллараторе LHD при смещении магнитной оси на радиус $R = 3,53$ м эффективный гофр на границе плазмы равен 0,05 [18]. В настоящей работе в разных расчетах используется выражение (12) так, чтобы получить на границе плазмы максимальные величины эффективного гофра: 0,25 и 0,13. Для случая $\varepsilon_{h\max} = 0,06$ использовалась величина $\varepsilon_{h0} = 0,01$.

Принятая в численном коде модель инъекции топливных таблеток позволяет осуществлять инъекцию в любую область плазменного шнура с заданным пространственным распределением. В работе применялась треугольная модель абляции: $\delta n = n_p(1 - |a_2 - x|/\Delta)$, где a_2 - радиус центра инъекции, а Δ - полуширина области инъекции. Заметим, что в данном случае для плотности плазмы используется обозначение n . Величина таблетки составляла 1% от полного числа частиц в плазме реактора. Таким образом, при уменьшении числа частиц в плазме ниже 0,99 в плазму вбрасывается очередная таблетка. При этом учитываются затраты энергии на нагрев инжектируемых частиц, а потерями энергии на испарение таблетки пренебрегается вследствие их малости.

Во всех расчетах основное магнитное поле принималось равным 5 Тл и малый радиус плазмы – 2 м. Задача сводилась к выбору среднего значения плотности плазмы и нахождению большого радиуса тора, при котором осуществляется самоподдерживающаяся реакция. Начальные условия принимались такими, чтобы внутри плазмы вследствие синтеза выделялась достаточная для поддержания стационарного горения мощность. В таком случае отсутствует необходимость в дополнительном нагреве плазмы внешними источниками.

После начала счета с течением времени формы пространственных распределений плотности, температур и амбиополярного электрического поля перестраиваются к стационарным состояниям. При заданных начальных размерах реактора, магнитном поле, винтовом гофре и среднем значении плотности плазмы независимо от начальных распределений остальных параметров, реактор выходит в режим зажигания на одну и ту же форму пространственных распределений параметров и на одну и ту же мощность синтеза. Такой результат являлся дополнительным аргументом в доказательство верности численного решения.

В процессе расчетов выяснилось, что при инъекции топлива в периферийные области плазменного шнура образуются плоские распределения плотности с большим градиентом вблизи края плазмы. Такая перестройка сопровождается высокими потерями плазмы и для осуществления самоподдерживающегося горения необходимы большие величины главного радиуса тора или удерживающего магнитного поля. На рисунках 2 и 3 показано одно из таких решений при инъекции топлива с максимумом в области 0,7 малого радиуса плазмы.

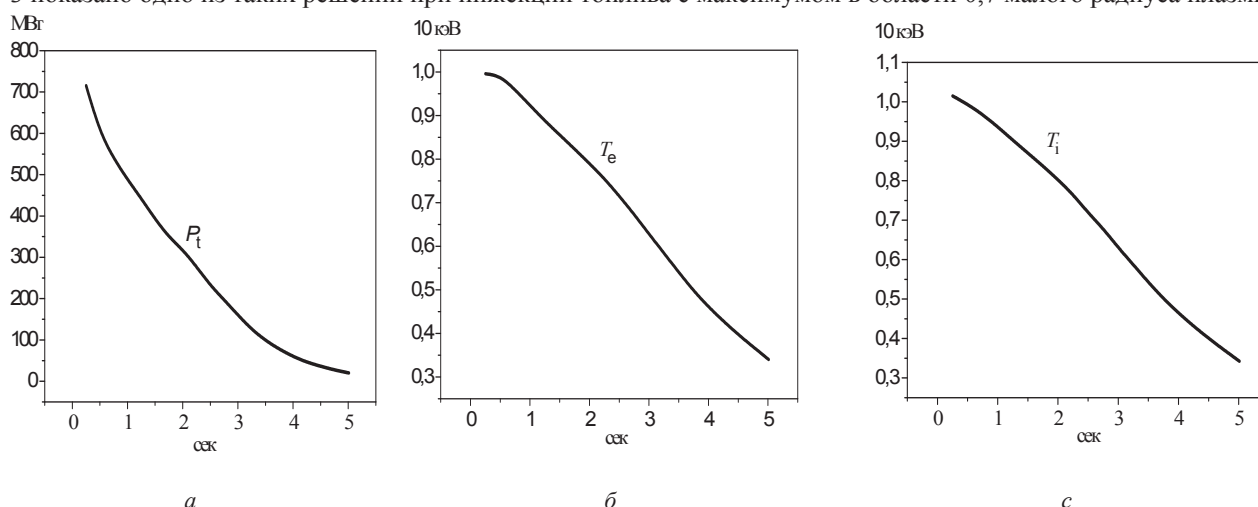


Рис 2. Поведение во времени средних значений параметров реактора в режиме затухания: a – тепловой мощности реактора, b – температуры электронов, c – температуры ионов. $B=5$ Тл, $R=20$ м, $a=2$ м, $T_{i,0}=20$,

$$T_{e,0}=14 \text{ кэВ}, N_0=1,310^{20} \text{ м}^{-3}, \varepsilon_{h\max}=0,06.$$

В данном случае в качестве начальных условий были приняты $R=20\text{м}$, $\varepsilon_{h\text{max}}=0,06$ и средние значения $\langle T_i \rangle = 8,5\text{кэВ}$, $\langle T_e \rangle = 6,5\text{кэВ}$, $\langle N \rangle = 6,510^{19} / \text{м}^3$. При таких условиях полная тепловая мощность DT – синтеза составляет 700 МВт. Пятая часть этой мощности приходится на α -частицы, энергия которых идет на нагрев плазмы. Однако в этом случае режим самоподдерживающегося горения не устанавливается, и плазма быстро остывает с одновременным спаданием мощности синтеза.

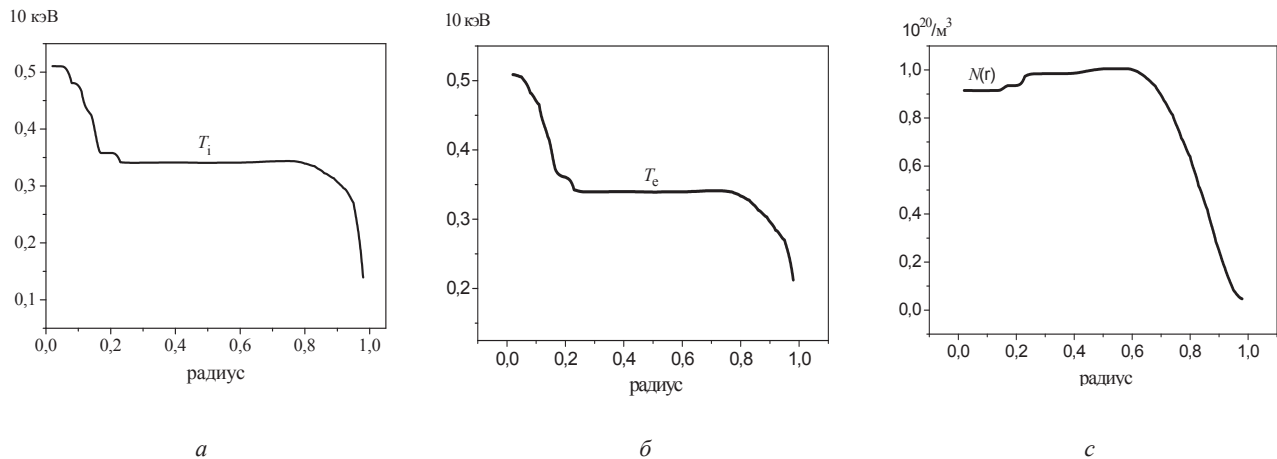


Рис 3. Пространственные распределения параметров плазмы при инъекции топлива на радиус $r=0,7a$.

Температура ионов – a , температура электронов – b , плотность плазмы – c . $B=5$ Тл, $a=2\text{м}$, $R=20\text{м}$, $T_{i,0}=17$, $T_{e,0}=14$ кэВ,

$$N_0=1,310^{20} \text{ м}^{-3}, \varepsilon_{h\text{max}} = 0,06, t=5,63 \text{ сек.}$$

Более интересным оказался режим, при котором инъекция топлива осуществлялась в область центра плазменного шнура, где распределение плотности в результате инъекции таблетки задавалось выражением: $\delta n = n_p(l - r/\Delta)$. При таких расчетах максимум испарения частиц приходился на центр плазмы, а ширина области испарения варьировалась между полным размером малого радиуса и его половиной. Было установлено, что с уменьшением размера области испарения таблетки образуются обостренные профили плотности плазмы и реактор переходит в режим самоподдерживающейся реакции при существенно меньших величинах главного радиуса тора. Если при инъекции топлива в периферийную область плазмы режим горения не устанавливался даже при $R=20$ метров, то инъекция таблеток в центр плазмы с шириной области испарения в половину радиуса плазмы позволяет осуществить горение при $R=10$ м. На рисунках 4 – 6 показаны результаты таких расчетов.

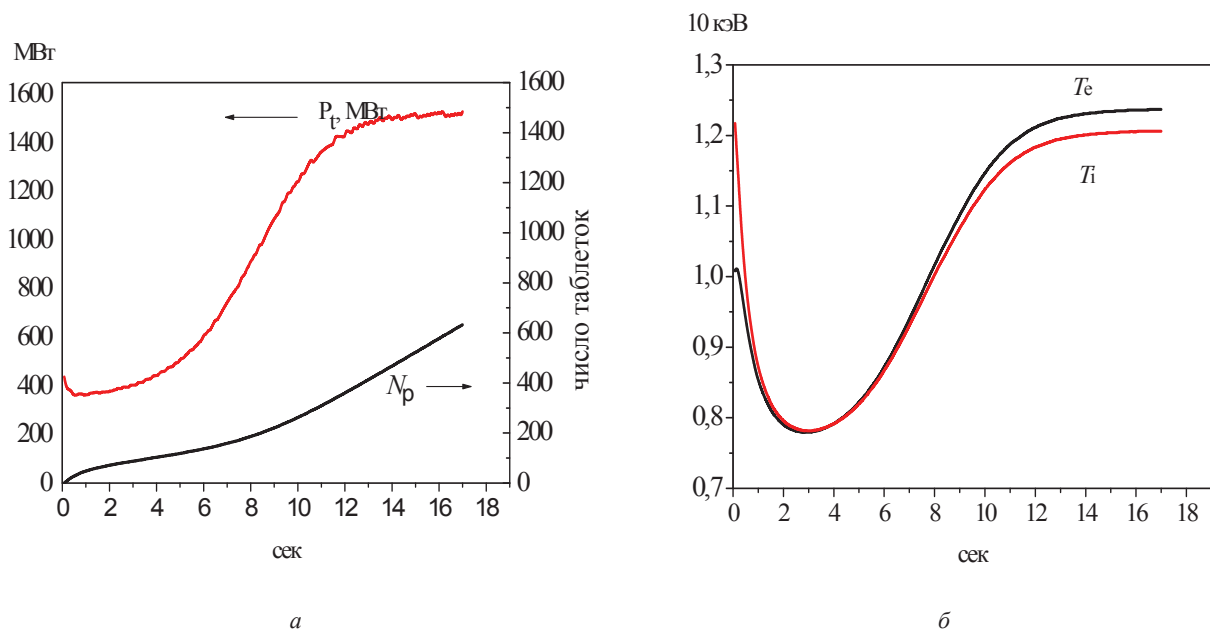


Рис. 4. Поведение во времени параметров реактора в процессе перехода к стационарному горению:

a – тепловой мощности реактора P_t и числа топливных таблеток N_p , b – средних значений температуры электронов T_e и ионов плазмы T_i . $B=5$ Тл, $R=10\text{м}$, $a=2\text{м}$, $T_{i,0}=20$, $T_{e,0}=14$ кэВ, $N_0=1,310^{20} \text{ м}^{-3}$.

Тепловая мощность реактора и температуры электронов и ионов плазмы выходят на максимальные постоянные значения примерно к пятнадцатой секунде после начала счета. При этом полная тепловая мощность реактора оказывается около полутора ГВт, а средние значения температур имеют величину около 12 кэВ с небольшим превышением T_e над T_i (рис.4). Заметим, что в процессе перестройки профилей параметров плазмы тепловая мощность реактора оказывается меньше 400 МВт. В это время плазма поглощает менее 80 МВт мощности ДТ-синтеза и этого оказывается достаточно для последующего перехода в режим горения. На рисунке 4 показана также зависимость числа инжектированных топливных таблеток от времени, что позволяет оценить диффузионное время удержания частиц плазмы.

На рисунке 5 представлены пространственные распределения плотности плазмы, электрического поля и температур компонентов плазмы. В центре плазмы ее плотность достигает величины $N=6 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$, а за пределами области инжекции топлива величины концентрации плазмы и электрического поля существенно уменьшаются. Уменьшение концентрации плазмы можно объяснить отсутствием источников частиц в этой области. С уменьшением плотности плазмы растет коэффициент диффузии электронов вследствие обратной зависимости от частоты столкновений. В результате увеличивается поток Se и точка равенства потоков на их зависимости от электрического поля смещается в сторону малых величин электрического поля (рис.1). Это обстоятельство объясняет одновременное уменьшение плотности плазмы и электрического поля.

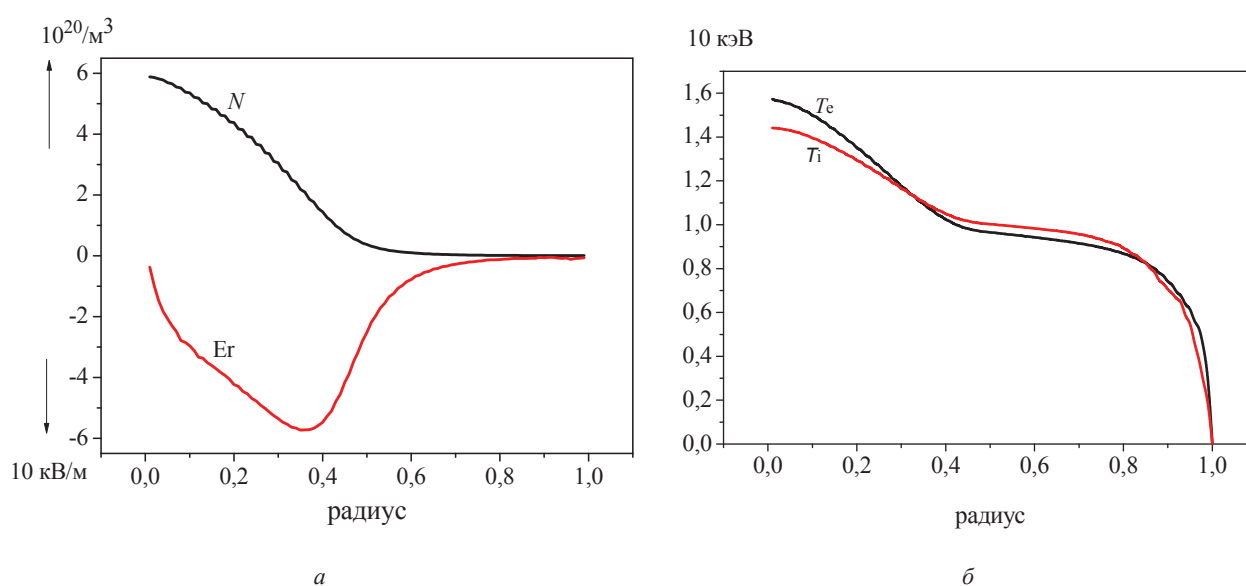


Рис.5. Пространственные распределения плазменных характеристик в процессе стационарного горения:

a - плотности плазмы N и электрического поля E_r , b - температуры ионов T_i и электронов T_e . $R=10 \text{ м}$, $T_{i,0}=20$,

$$T_{e,0}=14 \text{ кэВ}, N_0=1,310^{20} \text{ м}^{-3}, \mathcal{E}_{h\text{max}}=0,06.$$

Заметим также, что значительное уменьшение плотности плазмы не приводит к выходу электронов из режима обратной зависимости коэффициента диффузии от частоты столкновений. Одновременно с уменьшением частоты столкновений и электрического поля в область более низких частот смещается супербанановый максимум на кривой зависимости коэффициентов переноса от частоты столкновений вследствие того, что его положение находится в пропорциональной связи с частотой электрического дрейфа.

Профили температур оказываются не такими острыми, как профиль плотности. В связи с тем, что основная часть энергии α -частиц передается электронам, они имеют более высокую температуру в центре плазмы по сравнению с ионами. В периферийной области радиуса плазмы температуры обоих компонентов почти не отличаются, что, по-видимому, является следствием более высокого коэффициента теплопроводности у ионов по сравнению с электронным.

В результате высоких значений плотности и температуры ионов в центре плазмы удельная мощность синтеза там достигает величины $P_f \approx 40 \text{ МВт/м}^3$ (рис. 6).

В той же области локальная величина β оказывается вблизи 30%, хотя ее среднее значение не превышает 3%. Обеспечить удержание плазмы и сохранение магнитной конфигурации с таким локальным значением β может оказаться сложной проблемой. Как и следовало ожидать, диффузионные потоки плазмы во внешней половине плазменного шнура убывают пропорционально $1/r$, обеспечивая постоянство полного суммарного потока в отсутствие источников плазмы в этой области. Энергетическое время жизни в рассмотренных вариантах реактора колеблется в пределах между 0,8 и 1 секунды. Время жизни частиц оказывается примерно в два раза больше. При принятом в расчетах объеме топливной таблетки (1% от полного числа частиц в плазме) в условиях стационарного горения потребуются вбрасывать 50-60 таблеток в секунду.

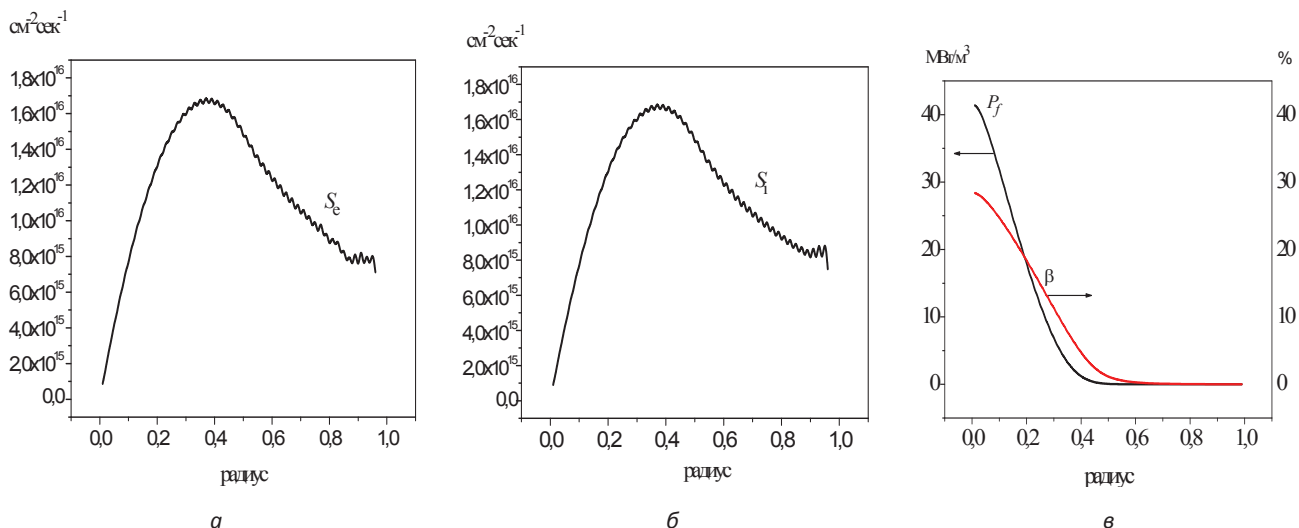


Рис.6. Зависимости от радиуса плазменных потоков и локального энерговыделения в режиме стационарного горения: а - диффузионного потока электронов, б - потока ионов; в - локального энерговыделения и величины β . $R=10$ м, $\Delta=0,5$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты расчетов параметров реакторов при различных значениях величины винтовых магнитных гофров сведены в таблицу. Приведенные в таблице варианты, для которых использовались обозначения: RSt-1, RSt-2..., рассчитывались при одних и тех же величинах плотности плазмы, магнитного поля и малого радиуса плазмы. Во всех случаях инжекция топлива осуществлялась в центр плазмы с шириной области испарения таблетки, равной половине радиуса. Размеры реактора (большой радиус тора) существенно зависят от величины $\varepsilon_{h\max}$. Однако и при максимальных величинах винтового гофра энергетические параметры реактора не выходят за рамки разумных, т.е., допускают возможность реализации. Максимальная тепловая мощность реактора 7,2 ГВт, которая получена при промежуточном значении $\varepsilon_{h\max}=0,13$ и при $R=30$ м, может быть понижена уменьшением плотности плазмы, если кажется слишком великой. Это же относится и к случаю с $R=20$ м. Условия для удержания плазмы здесь обеспечены с большим запасом и поэтому средние значения температуры выходят на уровень 20 кэВ. Учитывая то, что уже сегодня в мире работают АЭС с тепловой мощностью, превышающей 4 ГВт, приведенные в таблице варианты с максимальными мощностями не кажутся фантастическими. Что же касается варианта с $R=10$ м, то он конкурентно способен проектам реакторов на основе системы токамак. При этом за стелларатором сохраняется его основное преимущество: возможность стационарного самоподдерживающегося горения.

Таблица

Параметры реакторов

	RSt-1	RSt-2	RSt-3	RSt-4	RSt-5	RSt-6	RSt-7
Удерживающее магнитное поле $-B$, Тл	5	5	5	5	5	5	5
Главный радиус тора $-R$, м	30	30	25	20	15	12	10
Малый радиус плазмы $-a$, м	2	2	2	2	2	2	2
Средняя плотность $-<N>, 10^{20}/\text{м}^3$	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64	0,64
Температура электронов $-T_e$, кэВ	13,5	17,6	15,7	20,8	17,4	14,7	12,37
Температура ионов $-T_i$, кэВ	13	16,4	14,9	18,7	16,2	14,1	12,06
Винтовой гофр на границе плазмы $- \varepsilon_{h\max}$	0,25	0,13	0,13	0,06	0,06	0,06	0,06
Полная тепловая мощность $-P_t$, МВт	4800	7200	5250	6200	3900	2500	1500
Нагрузка на стенку $-Q_w$, МВт/м ²	2	3	2,62	3,87	3,25	2,6	1,87
Давление плазмы $-<\beta>$, %	2,7	3,5	3,1	4	3,45	2,95	2,49
Энергетическое время жизни $- \tau_E$, сек	1,01	0,87	0,9	0,78	0,8	0,85	0,97
Время удержания частиц $- \tau_n$, сек	1,85	1,5	1,6	1,35	1,6	1,5	1,7

Отметим также, что во всех рассмотренных вариантах полная тепловая нагрузка на первую стенку реактора ($Q_w=Pt/S$, где S – площадь поверхности первой стенки) не превышает 4 МВт/м². При DT синтезе 80% несут нейтроны и 20% – α -частицы. Поэтому только пятая часть тепловой энергии реактора может выделяться на поверхности первой стенки. Остальная энергия несется нейтронами и поглощается в глубине blankets. В

результате энерговыделение на первой стенке не превысит $0,8 \text{ МВт/м}^2$, что примерно соответствует величине тепловой нагрузки на поверхность твэла в современных атомных реакторах типа ВВЭР.

Обратим внимание еще на одну особенность рассмотренных вариантов реактора – это очень низкие плотности плазмы в периферийной области плазменного шнура. Такое возможно, если вся вышедшая за пределы объема удержания плазма удаляется в дивертор. В ныне действующих стеллараторных установках потерянные из объема удержания частицы остаются в камере и возвращаются в плазму, создавая условия, подобные случаю инжекции топлива в область периферии плазменного шнура. Возможно, поэтому на стеллараторах пока не удастся установить соответствие между предсказаниями теории переноса и экспериментом в приграничной области плазмы.

В проведенном исследовании в качестве основного механизма потерь плазмы приняты результаты неоклассической теории переноса. Может возникнуть сомнение в справедливости такого подхода, так как экспериментальные исследования далеко не всегда подтверждают выводы этой теории. Как правило, в области периферии плазменного шнура преобладают иные механизмы переноса. Оправданием данной работы может служить то обстоятельство, что уровень параметров плазмы в современных стеллараторах еще далек от термоядерных. Для достижения реакторных режимов потребуется увеличить температуру плазмы в несколько раз. Заметим, что величины тепловых и диффузионных потоков в неоклассической теории существенно зависят от температуры. Например, двукратное увеличение температуры электронов при равных прочих параметрах вызовет более чем двадцатикратное увеличение потока тепла вследствие зависимости от температуры $\sim T_e^{9/2}$. В таком случае иные механизмы потерь могут потерять свое значение.

В результате работы показано, что даже в отсутствие квазисимметрии путем инжекции топлива в центральную область плазменного шнура можно достичь режима поджига в реакторе-стеллараторе с размерами, сравнимыми с размерами реакторов, проектируемых на основе системы токамак. По мнению автора работы этот результат является существенно новым.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Mynick H.E., Hitchon W.N.G. Effect of the ambipolar potential on stellarator confinement // Nucl. Fusion. – 1983. - Vol.23. – P.1053.
2. Ehmler H., et. al. Experimental check of neoclassical predictions for the radial electric field in a stellarator // Nucl. Fusion. – 2003. – Vol. 43. – P.L11-L13.
3. Turkin Y., Beider C.D., Maasberg H. et al. Neoclassical transport simulations for stellarators // Physics of Plasmas. – 2011. – Vol.18. – 022505.
4. Baldzuhn J., et. al. Measurements and calculation of the radial electric field in the stellarator W7-AS // Plasma Phys. Control. Fusion. – 1998. – Vol. 40. – P. 967.
5. Olaya J.G. Study of electron heat transport in LHD and TJ-II // PhD thesis presented for degree of doctor, Universitat Politechnica de Catalunya, 188 p.
6. Wakasa A., Murakami S., Oikawa S. Study of Neoclassical Transport in LHD Plasmas by Applying the DCOM/NNW Neoclassical Transport Database // Plasma and Fusion Research. - 2008. – Vol. 3. - P.1030.
7. Landreman M. and Catto P. Effects of the radial electric field in a quasisymmetric stellarator // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2011. – Vol. 53. – P.015004.
8. Beidler C.D., Harmeyer E., Hernegger F. et. al. Stellarator Fusion Reactors - an Overview // J. Plasma Fusion Res. SERIES.– 2002. – Vol. 5. – P.149-155.
9. Volkov E.D., Georgievskij A.V., Kuznetsov Y.K. et. al. Fundamental conceptions of a reactor-torsatron with an additional longitudinal field // Proceedings of the Fourth technical committee meeting and workshop on fusion reactor design and technology, Yalta, 26 May-6 June 1986, VIENNA, IAEA. – 1987. – Vol.1. – P. 393.
10. Bykov V.E., Volkov E.D., Georgievskiy A.V. i dr. Vybór fizicheskikh parametrov reaktora-torsatrona // Voprosy atomnoy nauki i tekhniki. Ser. Termoyadernyy sintez.– 1980. – Vyp.2(6). – С. 21-28.
11. Wobig H., Andreeva T., Beidler C.D. et. al. Development of Wendelstein Line towards a Helias Reactor // 36-th EPS Conference on Plasma Phys., Sofia, June 29 – July 3. – 2009. – ECA. – Vol. 33E. – P.4.192.
12. Najmabadi F., Rafray A.R., Long-Poe Ku, Lyon J. ARIES team Optimization of compact stellarator configuration as fusion devices // Physics of Plasmas. –2006. – Vol. 13. – 056123.
13. Hirshman S.P., Shaing K.C., Van Rij W.I., Beasley C.O., Crume E.C. Plasma transport coefficients for nonsymmetric toroidal confinement systems// Phys Fluids. –1986. – Vol. 29. –P. 2951.
14. Painter S.L. and Lyon J.F. Transport analysis of stellarator reactors // Nucl. Fusion. – 1991. –Vol.31. – P. 2271.
15. Yamazaki K., Mikhailov M., Sakakibarac S., Okamura S., Garsia J., Dies J., Funaba H., Amano T. Neoclassical and Anomalous Transport Analysis of Helical Reactor Plasmas // J. Plasma Fusion Research. – 2004. – Series 6. – P. 357-361.
16. Kovrizhnykh L.M., The Energy Confinement Time in Stellarators // Nucl. Fusion. – 1984. – Vol. 24. – P. 435.
17. Ho D.D.-M., Kulsrud R.M. Neoclassical Transport in Stellarators // Preprint PPPL. – Sept.1985. –№ 2253.
18. Murakami S., Wakasa A., Maaßberg H., Beidler C.D., Yamada H., Watanabe K.Y. and LHD Experimental Group Neoclassical Transport Optimization of LHD // Nucl. Fusion. –2002. – Vol. 42. – P. L19-L22.