

УДК 533.9

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ПЛАЗМЫ В D—³He-РЕАКТОРЕ НА ОСНОВЕ ОБРАЩЕННОЙ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

А.Ю. Чирков (МГТУ им. Н.Э. Баумана)

Анализируется концепция D—³He-термоядерного реактора на основе обращенной магнитной конфигурации (FRC). Обсуждаются возможные скейлинги для времени удержания плазмы в FRC и потенциальные возможности улучшения удержания при воздействии неоднородных шировых течений плазмы. Приведены результаты расчетов параметров реактора.

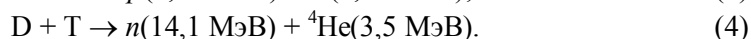
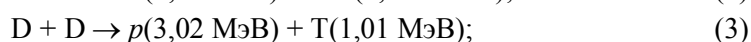
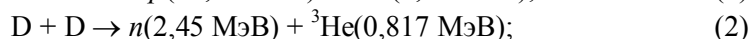
ESTIMATION OF PLASMA PARAMETERS FOR D—³He REACTOR BASED ON FIELD REVERSED MAGNETIC CONFIGURATION. A.Yu. CHIRKOV. The concept of D—³He fusion reactor based on field reversed configuration (FRC) is analysed. Possible FRC plasma confinement time scaling laws and possibility of improved confinement with sheared flow are discussed. Results of the calculation of reactor parameters are presented.

ВВЕДЕНИЕ

Обращенная магнитная конфигурация (FRC — field reversed configuration) [1, 2] является перспективной системой удержания для термоядерного реактора с низкой нейтронной активностью, использующего альтернативное D—³He-топливо. FRC — цилиндрически симметричная магнитная ловушка с высоким отношением давления плазмы к давлению магнитного поля.

Интенсивные исследования проблемы малорадиоактивного термоядерного реактора и D—³He-цикла были начаты в середине 80-х годов XX века в научных коллективах США [3, 4], Японии [5] и нашей страны [6, 7]. Перспективы начальной концепции малорадиоактивной D—³He-термоядерной энергетики ограничивались отсутствием промышленных запасов изотопа ³He на Земле*. Как возможное решение этой проблемы в Висконсинском университете (США) была предложена добыча ³He из лунного грунта [3]. Недавно сразу в нескольких странах были сделаны заявления о планах создания баз на Луне. В числе последующих шагов называется освоение лунных запасов гелия-3. Осуществление этих проектов требует создания и обоснования концепции высокоэффективного термоядерного реактора, использующего гелий-3.

В плазме, содержащей дейтерий и гелий-3, протекают реакции



Следует обратить внимание на то, что реализовать полностью безнейтронный синтез на основе дейтериевых топливных циклов, включая D—³He-цикл, нельзя, так как в D—D-реакциях рождаются нейтроны и тритий, который также может производить нейтроны в реакции с дейтерием. Если основная доля производимой энергии приходится на безнейтронную реакцию (1), то можно говорить о малорадиоактивном термоядерном D—³He-цикле.

Существует ряд безнейтронных протонных реакций, из которых самая перспективная $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3{}^4\text{He} + 8,681 \text{ МэВ}$. Создание полностью безнейтронного p —¹¹B-реактора выглядит крайне привлекательно, но из-за низкой скорости p —¹¹B-реакции потери на тормозное излучение даже в идеальных условиях примерно в 1,3 раза превышают производство энергии в p —¹¹B-реакции [8]. Скорость часто упоминаемой безнейтронной реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow 2p + {}^4\text{He} + 12,86 \text{ МэВ}$ еще ниже, чем скорость p —¹¹B-реакции. Таким образом, перспективы создания термоядерного реактора низкой нейтронной активности связаны прежде всего с D—³He-циклом.

Проблема обеспечения цикла изотопом ³He принципиально может быть решена не только за счет доставки с Луны, а также при наработке в самом цикле. В циклах с самообеспечением изотопом ³He [9, 10] для наработки ³He предполагается ис-

* В журнале «Нефтегазовая вертикаль» № 7, 2007 г. приведены данные о добыче и стоимости («земного») гелия в газовых месторождениях, из которых следует: содержание ³He до 10⁻⁵ объемных %, цена на рынке до 20 000 \$/кг. Для добычи 1 кг на луне нужно переработать 0,5 млн т реголита и доставить на Землю по современным оценкам за 50 000 \$/кг, т.е. только доставка стоит ~2,5 раза дороже.

пользование всех возможных путей: получение ${}^3\text{He}$ в реакции (2); распад получаемого в реакции (3) трития ($\text{T} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + 0,018 \text{ МэВ}$), не успевшего прореагировать с дейтерием; распад трития, нарабатываемого в бланкете реактора в реакциях нейтронов с литием $n + {}^6\text{Li} \rightarrow \text{T} + {}^4\text{He} + 4,8 \text{ МэВ}$ и $n + {}^7\text{Li} \rightarrow \text{T} + {}^4\text{He} + n - 2,47 \text{ МэВ}$. Кроме того, в бланкете с бериллием возможно размножение нейтронов: ${}^9\text{Be} + n \rightarrow 2{}^4\text{He} + 2n - 1,67 \text{ МэВ}$, что позволяет увеличить наработку трития.

Принципиальное отличие упомянутых циклов от так называемых катализированных D—D-циклов заключается в том, что в циклах с наработкой ${}^3\text{He}$ основная доля выделяемой энергии приходится на безнейтронную D— ${}^3\text{He}$ -реакцию, в то время как в катализированных D—D-циклах на D— ${}^3\text{He}$ -реакцию приходится относительно небольшая доля энергии. Соотношение концентраций гелия-3 и дейтерия в циклах с наработкой примерно 1:3, поэтому выход энергии в нейтронах $\xi_n = 15\text{—}20\%$ выше, чем в равнокомпонентном D— ${}^3\text{He}$ -цикле ($\xi_n = 5\text{—}10\%$).

Анализируя возможные параметры D— ${}^3\text{He}$ -реакторов с различными системами магнитного удержания (токамак, сферический токамак, обращенная магнитная конфигурация, амбиполярная ловушка) [11—18], можно обозначить основные трудности, связанные с использованием той или иной системы. Так, в классическом токамаке с аспектным отношением $A = 3$, средним бета $\langle\beta\rangle \approx 0,1$ и индукцией тороидального магнитного поля на магнитной оси $B_0 \approx 10 \text{ Тл}$ высокая эффективность D— ${}^3\text{He}$ -цикла может быть достигнута, если обеспечить высокий коэффициент отражения стенкой циклотронного излучения $\Gamma_s > 0,9$ [16]. В системах с $\langle\beta\rangle = 0,5\text{—}0,7$ требования к отражению циклотронного излучения не такие жесткие: $\Gamma_s = 0,65\text{—}0,7$ [10]. В сферическом токамаке с приемлемой термоядерной мощностью (1000 МВт) магнитное поле должно быть предельно высоким для этой системы ($B_0 \approx 5 \text{ Тл}$) [17]. При $B_0 \approx 2 \text{ Тл}$ термоядерная мощность составляет всего 500 МВт. В амбиполярной ловушке для эффективного продольного удержания необходимо создать высокие потенциальные барьеры на концах системы (до 500 кВ) [13].

Наиболее привлекательно с технической точки зрения выглядит обращенная магнитная конфигурация (FRC). В FRC плазма удерживается в области замкнутых силовых линий магнитного поля, создаваемого как внешними магнитными катушками, так и диамагнитным током в плазме. Давление плазмы максимально в области нейтрального слоя (нейтральной линии), где магнитное поле $B = 0$ и $\beta = 1$. Граница плазмы практически совпадает с сепаратрисой, отделяющей область замкнутых магнитных силовых линий от области открытых линий. FRC относят к классу так называемых компактных тороидов. Говоря в терминах тороидальных систем, FRC обладает высокой вытянутостью, аспектное отношение равно единице, а магнитное поле в ловушке считается практически чисто полоидальным. Линейная схема магнитных катушек позволяет присоединить к ней системы прямого преобразования энергии заряженных частиц в электричество, что может заметно повысить эффективность реактора. В FRC плазма отделена от стенки областью открытых силовых линий, образующей так называемый естественный дивертор, что в значительной мере может защищать плазму от поступления примесей со стенки.

В концептуальном проекте D— ${}^3\text{He}$ -FRC-реактора ARTEMIS [12] технически проработаны конструкция реактора, системы преобразования энергии, а также рас-

считана себестоимость вырабатываемого электричества, показана конкурентоспособность электростанции. С технической точки зрения FRC выглядит почти идеальной кандидатурой для D—³He-реактора, но, к сожалению, на сегодняшний день физические процессы в плазме обращенной магнитной конфигурации исследованы гораздо менее подробно по сравнению с токамаками. Один из серьезных вопросов связан с аномальным переносом в FRC и вызывающими его причинами. В частности, в проекте ARTEMIS запас по аномальному транспорту предполагается таким, что время удержания примерно в 200 раз меньше классического значения.

Данные экспериментов, приведенные в работах [19—25], свидетельствуют о высоком уровне аномального переноса в FRC. Режимы с некоторым улучшением удержания были реализованы в относительно недавних экспериментах. Так, при инъекции быстрых частиц в плазму FRC на установке FIX время удержания было увеличено в несколько раз [26]. В экспериментах по поддержанию тока вращающимся магнитным полем на FRC-установке TCS [27] также есть определенный прогресс [28].

Необходимо отметить, что режим улучшенного удержания (H-режим) был получен в пинче с обращенным полем (RFP — reversed field pinch) [29, 30]. Недавние исследования [31] показали, что аномальный перенос в RFP связан в основном с электростатическими неустойчивостями на периферии плазмы.

Для анализа аномального переноса в FRC в ряде работ [19, 20, 32—35] использовались теории, основанные на низкочастотной дрейфовой неустойчивости [20, 32, 33], либо нижнегибридной неустойчивости [19, 33—35]. Согласно существующим данным измерений флуктуаций [36, 37], уровень амплитуды флуктуаций в нижнегибридном диапазоне слишком низок для объяснения аномального переноса.

Чтобы оценить достижимое время удержания плазмы в FRC реакторных масштабов, в настоящей работе выполнен анализ данных [19—25] и возможных скейлингов, соответствующих указанным данным. Также анализируется возможное увеличение времени удержания, связанное с воздействием неоднородных (широких) течений плазмы [38, 39].

СКЕЙЛИНГИ ДЛЯ ВРЕМЕНИ УДЕРЖАНИЯ ПЛАЗМЫ В FRC

В анализируемых FRC-экспериментах [19—25] время удержания энергии τ_E и магнитного потока τ_ϕ порядка времени удержания частиц τ . Для указанных экспериментов в литературе приведены значения полной температуры $T_t = T_i + T_e$ (T_i — температура ионов, T_e — температура электронов). В тех экспериментах, для которых, помимо T_t , приведено значение T_i или T_e , обычно $T_i \approx 0,7T_t$ ($T_i \approx 2 T_e$). Характерные значения параметров в экспериментах [19—25] следующие: радиус сепаратрисы $a \sim 0,1$ м, внешнее магнитное поле $B_0 \sim 0,1$ Тл, полная температура плазмы $T_t \sim 100$ эВ, время удержания $\tau \sim 10^{-4}$ с. Отметим, что при указанных параметрах время классической диффузии составляет $\tau_{кл} \approx a^2/D_{\perp кл} \geq 10^{-3}$ с, где $D_{\perp кл}$ — классический коэффициент диффузии.

Большинство моделей турбулентности и аномального переноса в установках магнитного удержания плазмы связано с низкочастотными неустойчивостями дрейфового типа, к которым относятся «универсальная» дрейфовая неустойчивость неод-

нородной плазмы, ионно-температурно-градиентная (ITG) неустойчивость плазмы в магнитном поле с широм и другие [38—44]. Экспериментальные исследования в различных магнитных ловушках (токамаках, стеллараторах, открытой ловушке, пинче с обращенным полем) показывают связь аномального переноса с дрейфовыми неустойчивостями [29, 30, 41, 43—46]. Поэтому логично предполагать, что аномальный перенос в FRC также связан с дрейфовыми неустойчивостями.

В [14] было показано хорошее соответствие времени удержания в FRC-экспериментах скейлингу бомовского типа

$$\tau_{\text{Bohm}} = 10a^2 B_0 T_i^{-1}. \quad (5)$$

Бомовская зависимость (5) в [14] соответствует пределу глобальных коротковолновых мод дрейфовой неустойчивости. В противоположном случае локализованных мод время удержания обычно выражается гиробомовской зависимостью $\tau_{\text{gyro-Bohm}} \propto \tau_{\text{Bohm}} a / \rho_{T_i}$, где ρ_{T_i} — ионный циклотронный радиус, вычисленный по тепловой скорости. На рис. 1 представлено сравнение времени удержания в экспериментах [19—25] с гиробомовским скейлингом T_i^{-1}

$$\tau_{\text{gyro-Bohm}} = 4 \cdot 10^3 a^3 B_0^2 T_i^{-3/2} \quad (6)$$

Скейлинги гиробомовского типа характерны для транспортных моделей, основанных на ITG-неустойчивости в плазме с магнитным широм. Магнитное поле FRC обычно считается чисто полоидальным, однако в ряде экспериментов наблюдалась небольшая тороидальная составляющая [47, 48]. Тороидальная компонента также предсказывается в теории равновесия FRC [49].

Гиробомовская зависимость является более оптимистической, чем бомовская, но вполне удовлетворительное соответствие обеих зависимостей экспериментам не дает основания рассматривать ее как наиболее вероятную. Отметим, что коэффициенты переноса в L-режиме на токамаках могут быть представлены в виде комбинации бомовской и гиробомовской зависимостей [50]. Видимо, в различных FRC-экспериментах могли быть реализованы промежуточные закономерности удержания. Как один из промежуточных случаев можно рассмотреть среднегеометрическое значение $\tau_{\text{inter}} = \sqrt{\tau_{\text{Bohm}} \tau_{\text{gyro-Bohm}}}$. Сравнение соответствующего «промежуточного» скейлинга

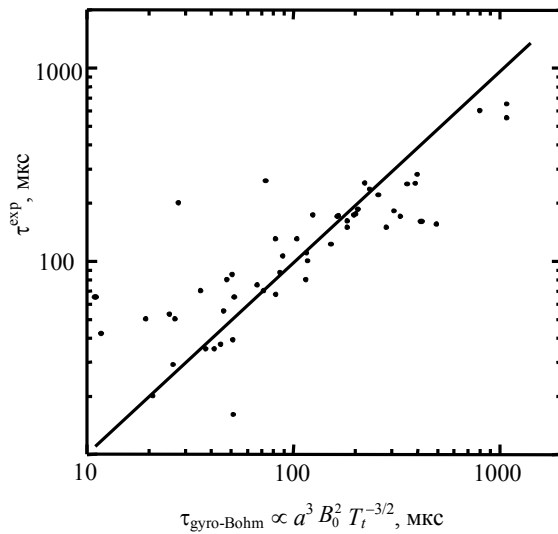


Рис. 1. Сравнение гиробомовского скейлинга с данными экспериментов

Отметим, что коэффициенты переноса в L-режиме на токамаках могут быть представлены в виде комбинации бомовской и гиробомовской зависимостей [50]. Видимо, в различных FRC-экспериментах могли быть реализованы промежуточные закономерности удержания. Как один из промежуточных случаев можно рассмотреть среднегеометрическое значение $\tau_{\text{inter}} = \sqrt{\tau_{\text{Bohm}} \tau_{\text{gyro-Bohm}}}$. Сравнение соответствующего «промежуточного» скейлинга

$$\tau_{\text{inter}} = 200a^{5/2} B_0^{3/2} T_i^{-5/4} \quad (7)$$

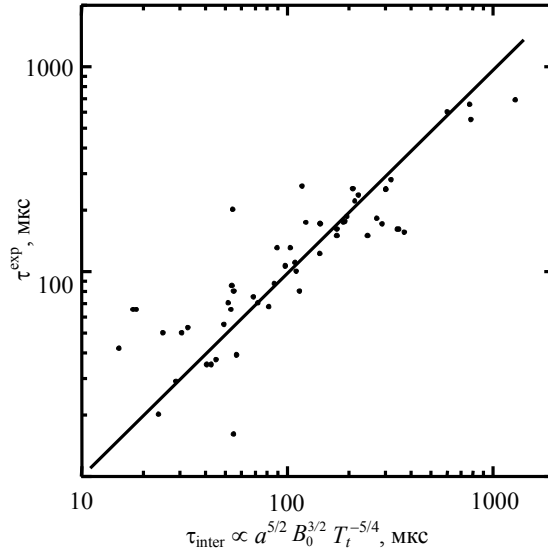


Рис. 2. Сравнение «промежуточного» скейлинга с данными экспериментов

с экспериментами [19—25] представлено на рис. 2.

В экспериментах [23, 51] исследовалась зависимость удержания от параметра

$$s = \int_{r_0}^a \frac{r dr}{a \rho_i}, \quad (8)$$

где ρ_i — циклотронный радиус ионов; r_0 — радиус нейтральной линии.

Параметр s представляет собой среднее число циклотронных радиусов, укладываемых между нулем магнитного поля и сепаратрисой. Чем больше параметр s в экспериментах, тем больше время жизни FRC [23, 51]. Это обстоятельство не учитывается боровским скейлингом. Так как $s \propto a/\rho_i$,

то гиробомовская зависимость получается при $\tau \propto s$. «Промежуточный» скейлинг (7) соответствует случаю $\tau \propto s^{1/2}$. Зависимость $\tau \propto s^{1/2}$ была предложена в [51] на основе экспериментального анализа влияния больших s на удержание плазмы в FRC. Так как для термоядерных условий значение s велико, то при анализе параметров реактора мы используем скейлинг (7).

Отметим, что в экспериментах могут формироваться FRC с различными свойствами периферийной плазмы [25]. В анализируемых экспериментах [19—25] не принималось специальных мер по улучшению удержания. Видимо, можно считать, что указанные эксперименты соответствуют L-режиму удержания.

При отсутствии широких течений плазмы коэффициент диффузии и время удержания частиц обычно определяются следующим образом [38—44]

$$D_{\perp} \approx (\delta^2 \gamma)_{\max}, \quad (9)$$

$$\tau \approx a^2 / D_{\perp}, \quad (10)$$

где δ — пространственный размер мод; γ — инкремент неустойчивости; $(\delta^2 \gamma)_{\max}$ — максимальное значение в спектре.

Улучшение удержания и переход в H-режим обычно связаны с сильно неоднородным радиальным статическим электрическим полем E [38—45]. При наличии широких $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -течений коэффициент диффузии [38, 39]

$$D_{\perp} \approx \frac{D_{\perp L}}{1 + (\gamma_E / \gamma)^2}, \quad (11)$$

где $D_{\perp L}$ — коэффициент диффузии при отсутствии широких течений в L-режиме;

$$\gamma_E = \left| r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{E}{rB} \right) \right|. \quad (12)$$

Используя (9)—(12), получим время удержания при наличии неоднородного электрического поля и широкого $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -течения в виде

$$\tau = \tau_L (1 + \gamma_E^2 \tau_L^2 \delta^4 / a^4), \quad (13)$$

где τ_L — время удержания в L-режиме.

Для расчетов времени удержания плазмы реакторных параметров мы использовали формулу (13), где τ_L вычисляется по «промежуточной» зависимости (7).

ПАРАМЕТРЫ РЕАКТОРА

Для оценок параметров D—³He-реактора мы использовали модель интегрального баланса энергии термоядерной плазмы [9, 10, 14]. В предыдущих оценках параметров FRC-реактора [14] температура считалась постоянной во всем плазменном объеме. В настоящей работе рассматриваются профили температуры T и концентрации N , связанные соотношением

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{N}{N_0} \right)^\eta, \quad (14)$$

где T_0 и N_0 — максимальные значения температуры и концентрации на нейтральной линии; η — постоянная (в расчетах $\eta = 2$).

Баланс энергии выражается уравнением

$$(1 + Q^{-1})P_{\text{fus}} = P_n + P_{br} + P_s + \tau_E^{-1} \int_V \left(\sum_{j=e,i} \frac{3}{2} N_j k_B T_j \right) dV, \quad (15)$$

где Q — коэффициент усиления мощности в плазме; P_{fus} — мощность выделения энергии синтеза; P_n — мощность в нейтронах; P_{br} — мощность тормозного излучения; P_s — мощность циклотронного излучения; τ_E — время удержания энергии ($\tau_E \approx \tau$); j — сорт частиц; k_B — постоянная Больцмана, интегрирование проводится по всему объему плазмы V .

Температуры ионов и электронов считались равными. Рассчитанные параметры FRC-реактора, а также параметры D—³He-реакторов на основе токамаков [16, 17]:

Магнитная система	FRC	Сферический токамак [17]	Токамак [16]
Радиус плазмы a , м . . .	1,6	3	2
Длина плазмы L , м . . .	35	—	—
Аспектное отношение . . .	1	1,5	3
Вытянутость плазмы . . .	—	3,8	2,5
Магнитное поле B_0 , Тл . . .	5	3,2	11,3
Среднее бета $\langle \beta \rangle$. . .	0,46	0,54	0,09
Максимальная/средняя температура плазмы $T_0/\langle T \rangle$, кэВ . . .	60/28	60/48	50/42
Коэффициент отражения стенкой циклотронного излучения Γ_s . . .	0,5	0,65	0,92
Время удержания τ , с . . .	4	16	14
Термоядерная мощность P_{fus} , МВт . . .	1000	1500	2500
Коэффициент усиления Q . . .	20	20	20

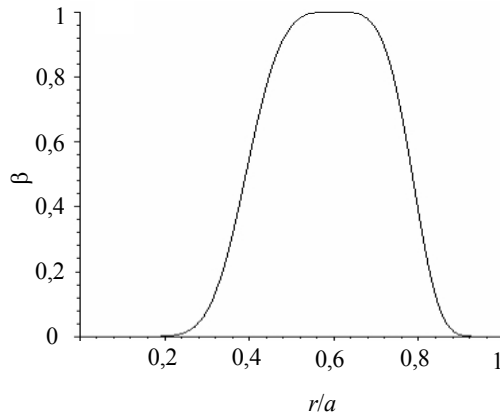


Рис. 3. Распределение параметра β для расчетов

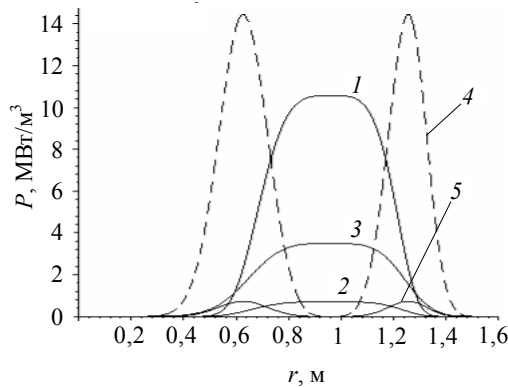


Рис. 4. Распределение мощности выделения энергии и потерь: 1 — мощность синтеза, 2 — нейтронная мощность, 3 — тормозное излучение, 4 — мощность испускания циклотронного излучения, 5 — мощность циклотронного излучения с учетом поглощения

хода циклотронного излучения оценивался по формуле Трубникова [53] для параметров, соответствующих области максимального испускания. Оптическая толщина принималась равной характерной ширине профиля испускаемой мощности циклотронного излучения с учетом отражения стенкой. Коэффициент отражения был принят $\Gamma_s = 0,5$.

Согласно результатам расчетов, относительные потери на тормозное излучение составляют $P_{br}/P_{fus} = 0,53$, циклотронные потери $P_s/P_{fus} = 0,06$. Выход в нейтронах составляет $P_n/P_{fus} = 0,07$, нейтронный поток на стенку $0,15 \text{ МВт/м}^2$ при радиусе первой стенки 2 м. Например, в проекте ARTEMIS величина нейтронного потока около $0,3 \text{ МВт/м}^2$, в ИТЭР — около 1 МВт/м^2 . При параметрах, сходных с ARTEMIS, нейтронные потоки в нашем случае ниже, что в значительной степени связано с разным составом топлива ($D: {}^3\text{He} = 2:1$ в ARTEMIS и $D: {}^3\text{He} = 1:1$ в нашем случае). Средние β и удельная мощность выделения энергии в нашем случае несколько ниже, так как использовалось распределение температуры (14), а в ARTEMIS температура была принята постоянной во всем объеме плазмы.

В качестве примесей, поступающих в плазму, в наших расчетах рассматрива-

Принятое для расчетов радиальное распределение β в центральной плоскости FRC показано на рис. 3. При таком профиле β существует область резких градиентов, отделяющая основную плазму от периферийной. Резкие градиенты обычно возникают в области транспортного барьера, формирование которого связано с неоднородным электрическим полем и широкими течениями [38, 41, 43, 44]. При наличии области резких градиентов с радиальным масштабом порядка δ значение параметра ширины $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -течения может достигать $\gamma_E \sim k_B \langle T \rangle / (eB_0 \delta^2)$, где $\langle T \rangle$ — средняя температура. Согласно расчетам, для указанных параметров реактора при $\gamma_E \approx 0,35 k_B \langle T \rangle / (eB_0 \delta^2)$ время удержания составляет $\tau = 4 \text{ с}$ и $Q = 20$.

Рассчитанные радиальные распределения мощности выделения энергии и потерь приведены на рис. 4. Скорости термоядерных реакций взяты из [52]. Мощность тормозного излучения рассчитывалась согласно [13]. Так как в FRC $\beta \sim 1$, то в большей части плазменного объема магнитное поле невелико, и поэтому циклотронное излучение в [12, 14, 15] считается пренебрежимо малым. Коэффициент вы-

лись ионы Be^{+4} , содержание которых было принято равным 1% от суммарного числа ионов и электронов плазмы. Отметим, что в $D-^3He$ -FRC-реакторе предельно допустимым для ионов Be^{+4} является содержание 3—4% [14]. Предельно допустимое содержание в $D-^3He$ -плазме ионов B^{+5} около 2,5%, O^{+8} — менее 1% [10]. Следовательно, для $D-^3He$ -топлива необходимо обеспечить высокую чистоту плазмы.

По сравнению с токамаками мощность FRC-реактора ниже, что связано с тем, что радиус плазмы в представленном варианте FRC-реактора меньше, чем для реакторов-токамаков. Мощность реактора может быть увеличена при увеличении объема плазмы. При этом увеличение радиуса плазмы приведет к возрастанию нейтронного потока на стенку. В случае геометрии FRC объем и мощность можно увеличить за счет длины системы без увеличения нейтронного потока.

В заключение отметим, что для обеспечения необходимого времени удержания в FRC-реакторе потребуется реализация FRC в режиме улучшенного удержания. На сегодняшний день не видно препятствий для создания транспортного барьера и улучшенного удержания плазмы в магнитном поле FRC теми же методами, что и в других магнитных конфигурациях, т.е. генерацией неоднородных (шировых) течений при нагреве или инжекции быстрых частиц. Возможно, также потребуется создание небольшого магнитного шира, что допускается теорией FRC-равновесия [49] и наблюдалось в экспериментах [47, 48]. Согласно [49], наличие течений в плазме является также дополнительным фактором поддержания равновесия FRC в состоянии с наименьшей энергией.



Алексей Юрьевич Чирков, доцент

Работа выполнена при поддержке Российской президентской программы (грант МК-3755.2005.08).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Куртмуллаев Р.Х., Малютин А.И., Семенов В.Н. Компактный тор. — В сб.: Итоги науки и техники. Физика плазмы. Т. 7. — М.: ВИНТИ, 1985, с. 80—135.
2. Tuszewski M. Field reversed configurations. — Nucl. Fusion, 1988, vol. 28, p. 2033—2092.
3. Wittenberg L.J., Santarius J.F., Kulcinski G.L. Lunar source of 3He for commercial fusion power. — Fusion Technol., 1986, vol. 10, p. 167—178.
4. Santarius J.F. Very high efficiency fusion reactor concept. — Nucl. Fusion, 1987, vol. 27, p. 167—171.
5. Ohinishi M., Ohi S., Okamoto M., Momota H., Wakabayashi J. Self-ignition of an advanced fuel field-reversed configuration reactor by fusion product heating. — Fusion Technol., 1987, vol. 12, p. 249—256.
6. Головин И.Н., Костенко В.В., Хвесюк В.И., Шабров Н.В. К оценке параметров термоядерного реактора на $D-^3He$ -топливе. — Письма в ЖТФ, 1988, т. 14, с. 1860—1863.
7. Golovin I.N., Khvesyuk V.I., Kostenko V.V. et al. Kinetics and an analysis of the $D-^3He$ tandem mirror reactor plasma parameters. — Proc. of Intern Workshop. Varenna, Italy, September 6—15, 1989, p. 673—692.
8. Хвесюк В.И., Чирков А.Ю. Анализ топливных циклов для альтернативных термоядерных реакторов. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2000, вып. 3, с. 28—35.

9. **Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю.** Малорадиоактивный D—³He термоядерный топливный цикл с самообеспечением ³He. — Письма в ЖТФ, 2001, т. 27, № 16, с. 47—53.
10. **Khvesyuk V.I., Chirkov A.Yu.** Low-radioactivity D—³He fusion fuel cycles with ³He production. — Plasma Phys. Control. Fusion, 2002, vol. 44, p. 253—260.
11. **Kulcinski G.L., Emmert G.A., Santarius J.F. et al.** Apollo-L3, an Advanced Fuel Fusion Power Reactor Utilizing Direct and Thermal Energy Conversion. — Fusion Technol., 1991, vol. 19, p. 791—799.
12. **Momota H., Ishida A., Kohzaki Y. et al.** Conceptual design of D—³He FRC reactor ARTEMIS. — Fusion Technol., 1992, vol. 21, p. 2307—2323.
13. **Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю.** Производство энергии в амбиполярных реакторах с D—T, D—³He и D—D топливными циклами. — Письма в ЖТФ, 2000, т. 26, № 21, с. 61—66.
14. **Хвесьюк В.И., Чирков А.Ю.** Параметры реактора с обращенным магнитным полем в режиме низкочастотных аномальных потерь. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2000, вып. 3, с. 17—27.
15. **Khvesyuk V.I., Ryzhkov S.V., Santarius J.F. et al.** D—³He Field Reversed Configuration Fusion Power Plant. — Fusion Technol., 2001, vol. 39, № 1T, p. 410—413.
16. **Чирков А.Ю.** О возможной концепции токамака-реактора с альтернативным термоядерным циклом D—³He. — ВАНТ. Сер. Термоядерный синтез, 2001, вып. 2, с. 37—43.
17. **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.
18. **Stott P.E.** The feasibility of using D—³He and D—D fusion fuels. — Plasma Phys. Control Fusion, 2005, vol. 47, p. 1305—1338.
19. **Hoffman A.L., Slough J.T., Steinhauer L.C. et al.** Field reversed configuration transport. Theory and measurement of flux, energy, and particle lifetimes. — Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (Proc. 11th Intern. Conf.), vol. 2, IAEA, Vienna, 1987, p. 541—549.
20. **Krall N.A.** The effect of low-frequency turbulence on flux, particle, and energy confinement in a field-reversed configuration. — Phys. Fluids, 1989, vol. B1, p. 1811—1817.
21. **Rej D.J., Barnes G.A., Baron M.H. et al.** Flux confinement measurements in large field-reversed configuration equilibria. — Phys. Fluids, 1990, vol. B2, p. 1706—1708.
22. **Rej D.J., Barnes G.A., Baron M.H. et al.** Electron energy confinement in field reversed configuration plasmas. — Nucl. Fusion, 1990, vol. 30, p. 1087—1094.
23. **Hoffman A.L., Slough J.T.** Field reversed configuration lifetime scaling based on measurements from the large s experiment. — Nucl. Fusion, 1993, vol. 33, p. 27—38.
24. **Steinhauer L.** FRC data digest. — In: US-Japan Workshop on FRC, Niigata, 1996.
25. **Kitano K., Matsumoto H., Yamanaka K. et al.** Advanced experiments on Field-Reversed Configuration at Osaka. — In: Proc. of 1998 Intern. Congress on Plasma Physics & 25th EPS Conf. on Contr. Fusion and Plasma Physics. Prague, 1998.
26. **Asai T., Suzuki Y., Yoneda T. et al.** Experimental evidence of improved confinement in a high-beta field-reversed configuration plasma by neutral beam injection. — Phys. Plasmas, 2000, vol. 7, № 6, p. 2294—2297.
27. **Slough J.T., Miller K.E.** Flux generation and sustainment of a field reversed configuration with rotating magnetic field current drive. — Phys. Plasmas, 2000, vol. 7, p. 1945—1950.
28. **Guo H.Y., Hoffman A.L., Steinhauer L.C.** Observations of improved confinement in field reversed configurations sustained by antisymmetric rotating magnetic fields. — Phys. Plasmas, 2005, vol. 12, p. 062507-1—6.
29. **Antoni V. et al.** Improved confinement in RFP with electric field. — Plasma Phys. Control Fusion, 2000, vol. 42, p. 83—87.
30. **Staff J.S., Anderson J.K., Biewer T.M. et al.** Tokamak-like confinement at high beta and low field in reversed field pinch. — Plasma Phys. Control Fusion, 2003, vol. 45, p. A457—A470.
31. **Vianello V., Antoni V., Spada E. et al.** Turbulence, flow and transport: hints from reversed field pinch. — Plasma Phys. Control Fusion, 2006, vol. 48, p. S193—S203.
32. **Krall N.A.** Low-frequency stability for field reversed configuration parameters. — Phys. Fluids, 1987, vol. 30, № 3, p. 878—883.
33. **Krall N.A.** Dumping of lower hybrid waves by low-frequency drift waves. — Phys. Fluids, 1989, vol. B 1, № 11, p. 2213—2216.

34. **Huba J.D., Drake J.F., Gladd N.T.** Lower-hybrid-drift instability in field reversed plasmas. — *Phys. Fluids*, 1980, vol. 23, № 3, p. 552—561.
35. **Chen Y.-J., Birdsall C.K.** Lower-hybrid drift instability saturation mechanisms in one-dimensional simulations. — *Phys. Fluids*, 1983, vol. 26, № 1, p. 180—189.
36. **Carlson A.W.** A search for lower-hybrid-drift fluctuations in a field reversed configuration using CO₂ heterodyne scattering. — *Phys. Fluids*, 1987, vol. 30, № 5, p. 1497—1509.
37. **Okada S., Ueki S., Himura H. et al.** Measurement of magnetic field fluctuation in a field-reversed-configuration plasma. — *Fusion Technol.*, 1995, vol. 27, № 1T, p. 341—344.
38. **Itoh K., Itoh S.-I.** The role of the electric field in confinement. — *Plasma Phys. Control Fusion*, 1996, vol. 38, p. 1—49.
39. **Diamond P.H., Itoh S.-I., Itoh K., Hahn T.S.** Zonal flows in plasma — a review. — *Plasma Phys. Control Fusion*, 2005, vol. 47, p. R35—R161.
40. **Tang W.M.** Microinstabilities theory in tokamak. — *Nucl. Fusion*, 1978, vol. 18, p. 1089—1160.
41. **Burrell K.H.** Effects of $E \times B$ velocity shear and magnetic shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices. — *Phys. Plasmas*, 1997, vol. 4, p. 1499—1518.
42. **Horton W.** Drift waves and transport. — *Rev. Mod. Phys.*, 1999, vol. 71, p. 735—778.
43. **Wolf R.C.** Internal transport barriers in tokamak plasmas. — *Plasma Phys. Control Fusion*, 2003, vol. 45, p. R1—R91.
44. **Connor J.W., Fukuda T., Garbet X. et al.** A review of internal transport barrier physics for steady-state operation of tokamaks. — *Nucl. Fusion*, 2004, vol. 44, p. R1—R49.
45. **Mase A., Jeong J.H., Itakura A. et al.** Ambipolar potential effect on a drift-wave mode in tandem-mirror plasma. — *Phys. Rev. Lett.*, 1990, vol. 64, p. 2281—2284.
46. **Gohil P., Kinsey J., Parail V. et al.** Increased understanding of the dynamics and transport in ITB plasmas from multi-machine comparisons. — *Nucl. Fusion*, 2003, vol. 43, p. 708—715.
47. **Hewlett D.V.** Spontaneous development of toroidal magnetic field during formation of field-reversed theta pinch. — *Nucl. Fusion*, 1984, vol. 24, p. 349—357.
48. **Milroy R.D., Brackbill J.U.** Toroidal magnetic field generation during compact toroid formation in a field-reversed theta pinch and conical theta pinch. — *Phys. Fluids*, 1986, vol. 29, № 4, p. 1184—1195.
49. **Steinhauer L.C., Guo H.Y.** Nearby-fluid equilibria. II. Zonal flows in a high- β , self-organized plasma experiment. — *Phys. Plasmas*, 2006, vol. 13, Paper 052514.
50. **Onjun T., Bateman G., Kritz A.H., Hannum D.** Comparison of low confinement mode transport simulations using the mixed Bohm/gyro-Bohm and the Multi-Mode-95 transport model. — *Phys. Plasmas*, 2001, vol. 8, p. 975—985.
51. **Slough J.T., Hoffman A.L., Milroy L.D., Maqueda R., Steinhauer L.C.** Transport, energy balance, and stability of a large field-reversed configuration. — *Phys. Plasmas*, 1995, vol. 2, p. 2286—2291.
52. **Feldbauer R.** Nuclear Reaction Cross Sections and Reactivity Parameter. IAEA, Vienna, 1987.
53. **Трубников Б.А.** Универсальный коэффициент выхода циклотронного излучения из плазменных конфигураций. — В сб.: Вопросы теории плазмы. Вып. 7. Под ред. Б.Б. Кадомцева. — М.: Энергоатомиздат, 1973, с. 274—299.

Статья поступила в редакцию 9 ноября 2006 г.
 Исправленный вариант получен 27 ноября 2006 г.
 Вопросы атомной науки и техники.
 Сер. Термоядерный синтез, 2006, вып. 4, с. 57—67.