

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТДЕЛЬНЫХ ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНО-ИНЕРЦИАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

С.В. Рыжков, М.М. Симонов

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Москва, 105005, улица 2-я Бауманская, д. 5

Аннотация

В работе предлагается в импульсной термоядерной системе использовать в качестве мишени магнитные конфигурации компактный тороид (ОМАК или FRC) и комбинированный компактный тор (сферомак). Обе системы имеют высокое бета (отношение давления плазмы к давлению магнитного поля), но первая имеет чисто полоидальное магнитное поле, а вторая сопоставимые по величине полоидальное и тороидальное поля. Моделируется физика плазменного ударника или плазменных струй (лайнера), который используется для адиабатического сжатия замагниченной плазмы (мишени) вместо металлического лайнера. Предлагается использовать магнитное поле для генерации тока, протекающего в небольших внешних катушках, окружающих мишень. В течение обжатия магнитный поток вместе с высокотемпературной проводящей плазмой в заморожен внутри горячей области. После того, как плазма сжата, поток сжимается до нескольких тысяч тесла. Это так называемая концепция МИТС с большим выходом энергии (высокий коэффициент усиления), что имеет прикладное значение не только для МТФ/МАГО, но и для освоения космоса. Рассмотрены процессы, протекающие в системе с плазменным лайнером, и представлены расчеты основных параметров, входящих в баланс мощностей и вносящих основной вклад в энергетику и физику плазмы, т.к. характеристики магнитной конфигурации могут существенно влиять на удержание плазменного ядра и соответственно на энергетические данные системы. Начата разработка модели плазменного сжатия сферической термоядерной мишени на основе конфигурации FRC с затравочным магнитным полем

NUMERICAL MODELING OF THE SEPARATE THERMAL-PHYSICAL PARAMETERS FOR MAGNETO-INERTIAL PLASMA

The elaboration of model for compression spherically symmetric magnetized plasma (target) by plasma jets/guns (plasma injectors) for intermediate approach between Magnetically Confined Fusion (MCF) and Inertial Confinement Fusion (ICF) - Magneto-Inertial Fusion (MIF) has begun. Calculation of processes in a target of compact torus using the plasma driver is based on power balance. Field-Reversed Configuration (FRC) compressed by plasma liner is numerically analyzed and some results (the specific power of the compression work, the α -particle deposition power, the electron thermal conduction, and the radiation power) of such modeling are presented.

1. ВВЕДЕНИЕ

Синтез замагниченной мишени (СЗМ или МТФ) [1] или магнитное обжатие (МАГО) [2] – это подвид магнитно-инерциального термоядерного синтеза (МИТС или МИФ) [3, 4], который объединяет все импульсные подходы к термоядерному синтезу, в том числе инерциальное удержание замагниченной плазмы с высоким давлением. Концепция МИТС включает нагреваемую лазерами плазму внутри соленоида [5], криогенные и стабилизирующие Z-пинчи [6], θ -пинчи и веретенообразные антипробочные геометрии и комбинированные системы. Специфика МТФ заключается в том, что в этом подходе требуется ударник (взрывающийся лайнер) для сжатия и нагрева замагниченной плазмы (мишени), например, компактного тора [7], до термоядерных температур. Режимы МТФ ($n \approx 10^{25} \div 10^{26} \text{ м}^{-3}$ и $T \approx 5 \text{ кэВ}$) располагаются посередине между типичными параметрами магнитного синтеза (МТС) и инерциального (ИТС). Ранее были рассмотрены различные материалы, позволяющие сохранять магнитный поток, для взрывного толкателя (пушера), включая металлический лайнер [8], частично испаряющийся лайнер [9], газообразный [10] или плазменный лайнер [11] и сжимаемые жидкие оболочки [12].

Для полноты всей картины и чтобы избежать двусмысленности поясним встречающиеся в зарубежной литературе аббревиатуры и сокращения:

МТФ – общий термин, используемый с 1960-ых г.г. для замагниченной мишени проводящим лайнером [1];

МТС/МИФ – одна из форм МИФ/МТФ. Сферический хольбраум ИТС с дыркой позволяет убегающим электронам генерировать сильное магнитное поле [3];

МАГО/МАГО: Предложено в РФЯЦ-ВНИИЭФ. В США аббревиатура используется для взрывных генераторов и химической взрывчатки [13]. В МАГО осуществляется магнитное подавление теплопроводности при инерционном удержании плазмы;

МИТС (МИФ) – старая идея, получившая развитие в 60-ых и 70-ых годах прошлого века, но новый термин. Применение магнитного поля для подавления теплового потока в инерциально сжатой плазме мишени смягчает требования для источников греющего излучения (драйверов). При этом возможны различные варианты внедрения и реализации, как для мишеней, так и для драйверов (пинч, лазерный, плазменный, тяжелоионный). Заметим, что в МИТС за удержание частиц отвечает инерциальная составляющая, а энергетическое время жизни определяет магнитное удержание.

В качестве мишени наиболее перспективными магнитными конфигурациями являются: 1) Z-пинч (присутствует только тороидальное поле). Наличие цилиндрической формы предполагает несколько равновероятных сценариев обжатия, в зависимости от стабильности пинча. Плазма мишени образуется в камере реактора, невозможно удаленное формирование, т.е. вся нагрузка будет восприниматься стенками реактора; 2) ОМАК или FRC и 3) сферомак принадлежат к классу установок “компактный тор” (КТ) – в экспериментах показывают стабильность, имеется возможность формирования на расстоянии и последующей транспортировки в реакторную камеру, что удешевляет стоимость используемых конструкционных материалов и увеличивает время жизни реактора. Конфигурации могут иметь форму близкую к сферической для достижения равномерного обжатия мишени без непосредственного контакта с первой стенкой. Генерируются высокие параметры начальной замагниченной плазмы.

Внутреннее магнитное поле КТ содержит две составляющие – полоидальную B_p и тороидальную B_t . Соотношение этих компонент определяет свойства конфигурации в отношении магнитогидродинамической (МГД) устойчивости. Наиболее простым с технической точки зрения и интересным частным случаем рассматриваемой конфигурации является структура с чисто полоидальным полем – обращенная магнитная конфигурация. В дальнейшем речь пойдет именно о такой конфигурации. Компактный тор, в котором существенно тороидальное поле, называется комбинированным или сферомак.

Кроме перечисленных выше исследуются теоретически и экспериментально θ -пинч и антипробкотрон (касп) [14], а также схемы МИТС с плазменными струями (с плазменным лайнером) [15] и с лазерными пучками (лазерным драйвером) [16, 17].

Во всех вариантах главной проблемой является передача энергии драйвера плазме, преобразование энергии внешнего источника в кинетическую энергию плазмы. Поэтому в данной работе выбрана замагниченная плазма компактного тора, а также прямое обжатие плазменными струями так называемый плазменный драйвер, т.к. первое дает более высокое значение бета, а второе приводит к упрощению конструкции и удешевлению системы.

2. МАГНИТНО-ИНЕРЦИАЛЬНЫЕ СХЕМЫ И ПАРАМЕТРЫ

MTF обозначает широкий спектр подходов, основанных на общей идеи адиабатного сжатия предварительно сформированной замагниченной ($\beta > 1$) плазмы проводящим лайнером и представляет собой концепцию, которая является подгруппой MIF. В процессе синтеза замагниченной мишени ударник/толкатель (твердотельный, жидкий или плазменный лайнер) используется для сжатия плазмы к условиям синтеза и инерциального удержания горячей плазмы для получения необходимого выхода энергии. При давлении больше 1 Мегабара ($1 \text{ Мбар} = 10^{11} \text{ Па}$) реализуется режим физики высоких плотностей энергий (HEDP).

На рис. 1 показана сформированная плазменная конфигурация с обращенным полем, поступающая в

камеру сгорания с магнитными катушками на торцах системы, для сжатия металлическим лайнером.

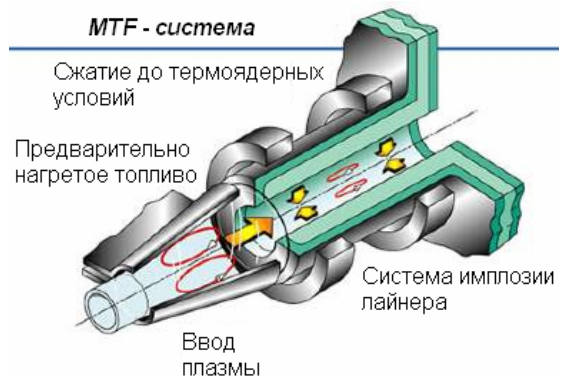


Рис. 1. Вариант системы для синтеза замагниченной мишени (СЗМ или MTF) – магнитное обжатие компактного тора (КТ) металлическим лайнером

В импульсной системе такого типа возможно достижение мегагауссного ($1 \text{ Гаусс} = 10^4 \text{ Т}$) магнитного поля, а вмораживаемость его в плазму осуществляется за меньшее время, чем время действия драйвера.

Для MTF, необходимо сформировать первоначальную плазму (мишень) с вмороженным магнитным полем. Это не просто капсула холодного топлива с добавлением магнитного поля, температура плазменной мишени должна лежать в диапазоне $50 \div 300 \text{ эВ}$.

Режимы:

- Низкое давление ($< 10 \text{ кбар}$), подобно сжатию сферомака, что позволяет минимизировать разрушения на каждый импульс.
- Среднее давление ($0.01 \div 10 \text{ Мбар}$) наиболее подходит для электромагнитного разгона металлических лайнеров. Импульсное горение или сжигание периодического действия (batch burn).
- Высокое давление ($> 10 \text{ Мбар}$) – близко к условиям ИТС в Z-пинче или тяжелоионных драйверах. Преимущество – возможность сжигания “холодного” топлива для большего термоядерного выхода.

Параметры, характеризующие MTF [18]:

- Бета плазмы $\sim 0.8 \div 1$.
- Маленькие размеры.
- Конечная плотность плазмы $\sim 10^{25} \text{ м}^{-3}$.
- Магнитное поле 500 Тл .
- Дополнительный нагрев $\sim 1000 \text{ ГВт}$.
- “Медленное” адиабатное сжатие.
- Большинство из начальных физических исследований может быть проведено с существующими установками и технологиями
- В реакторе при каждом запуске обновляется жидкая стенка

В отличие от твердотельных/ металлических лайнеров, где одной из главных проблем являются примеси, схема МИТС с плазменным/ газовым лайнером (рис. 2) позволяет получить однородные мишень и лайнер [19].

Равномерное обжатие мишени высокоскоростными струями сжимающихся плазменных лайнеров еще до конца нерешенная техническая задача, хотя двумер-

ные эксперименты показывают [20], что и она может быть решена в ближайшее время.

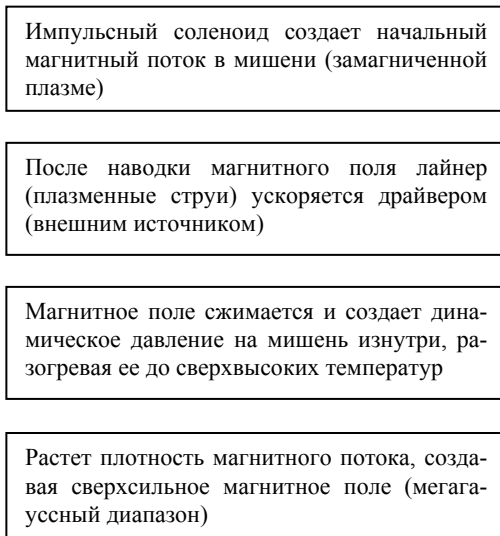


Рис. 2. Схема магнитно-инерциального термоядерного синтеза (МИТС) с плазменным лайнером

В работе [21] показана возможность генерации сильного аксиального магнитного поля сжатием начального поля плазменным лайнером.

3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЛАЗМЕННЫХ КОНФИГУРАЦИЙ

Предлагаемая схема обжатия [11, 22] предполагает использование сформированных мишеней на основе различных магнитных конфигураций. В качестве замгниченной мишени предполагается использовать FRC [2, 23]. Плотная плазма удерживается начальным магнитным полем, затем она сжимается лайнером и приобретает высокую температуру и плотность. Параметры получаемой таким способом термоядерной плазмы должны быть такими, чтобы генерируемая энергия превышала начальную кинетическую энергию лайнера в несколько раз. Это требует соответствующего удержания сжатой высокотемпературной плазмы (которое зависит от магнитной геометрии), а также подходящей временной длительности сильного магнитного поля (которая определяется динамикой движения лайнера и диффузией магнитного поля в материале лайнера).

В зависимости от способа создания начальной плазмы получаются различные магнитные конфигурации. Теоретическое исследование позволяет определить распределения параметров до сжатия [24–26], которые служат начальными условиями для дальнейших вычислений различных стадий обжатия. На рис. 3–5 приведены результаты 2D численного моделирования различных конфигураций FRC. R_s и Z_s – геометрические параметры плазменного образования, соответственно радиус и длина сепаратрисы. Для дальнейшего рассмотрения выбрана сферическая магнитная конфигурация с $R_s = 0.10$ м, который является начальным (максимальным) радиусом мишени.

При обжатии мишени плазменными струями нужно учитывать различные явления, происходящие в системе плазменное ядро – лайнер (рис. 6).

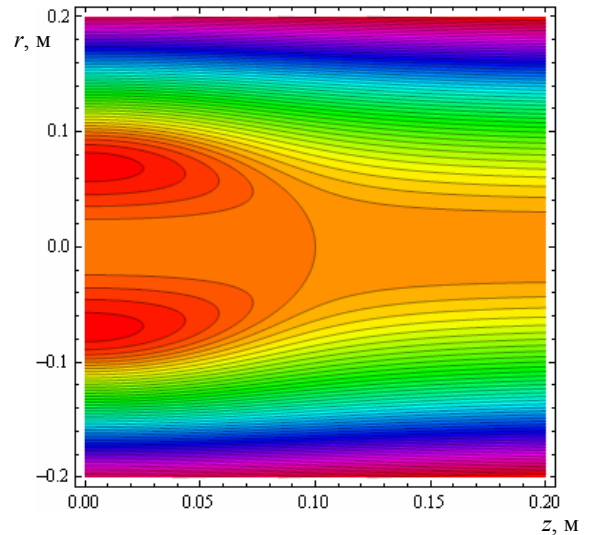


Рис. 3. Функция магнитного потока ψ для компактного тора FRC в координатах (r, z) при $R_s = Z_s = 0.10$ м, $B = 10$ Тл. Конфигурация сфера

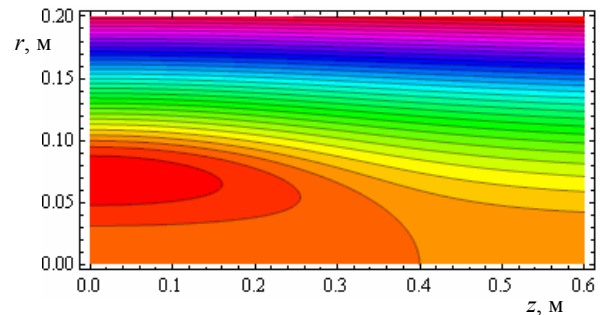


Рис. 4. Функция магнитного потока ψ для компактного тора FRC в координатах (r, z) при $R_s = 0.1$ м, $Z_s = 0.3$ м, $B = 10$ Тл. Конфигурация эллипс

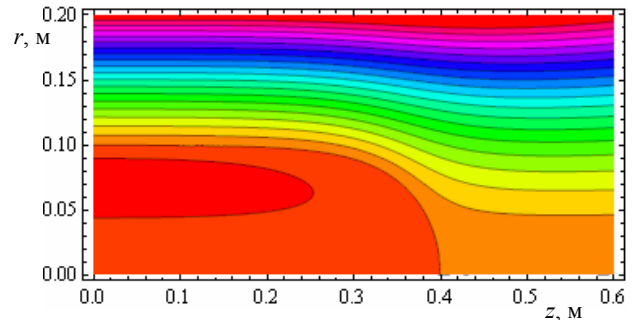


Рис. 5. Функция магнитного потока ψ для компактного тора FRC в координатах (r, z) при $R_s = 0.1$ м, $Z_s = 0.3$ м, $B = 10$ Тл. Конфигурация стадион

Схематично изображена часть замгниченной плазмы, которая находится в непосредственном контакте с плазменным лайнером. Показан момент интенсивного сжатия внешней границы FRC при воздействии мощной плазменной струи на плазму мишени.

Взаимодействие быстрых плазменных лайнеров и мишени или “быстрое адиабатное сжатие” имеет и минусы. Так одним из принципиальных факторов, ограничивающих величину максимального достижимого поля в этом случае является рэлей-тейлоровская неустойчивость. При этом внешнее магнитное поле подавляет другие типы неустойчивостей, например, МГД и вращательные моды.

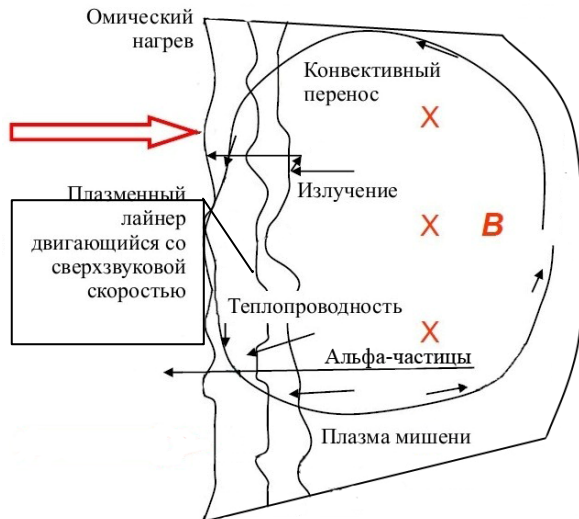


Рис. 6. Основные явления, происходящие при взаимодействии мишени с плазменным лайнером. Красная стрелка показывает направление движения плазменных струй, черные – различные процессы, протекающие в поджигаемом топливе при сжатии

Рассмотрение неустойчивостей не входит в круг вопросов, представленных в данной статье, поэтому ограничимся ссылкой на одну из последних работ в этой области [27].

4. БАЛАНС МОЩНОСТЕЙ СИСТЕМЫ

Точные вычисления по инерциальному обжатию основаны на численных экспериментах, которые учитывают взаимодействие различных физических процессов происходящих в плазме. Однако простейшая модель позволяет нам оценить некоторые принципиальные стадии, происходящие в рассматриваемой схеме, а именно формирование горячего ядра, поддержание и распространение горения, т.е. возникновение самоподдерживающейся термоядерной реакции или преодоление физического порога реакции синтеза (breakeven). В данном случае рассматривается энергетический баланс для сферы равномерно нагретого топлива, окруженного оболочкой из более холодного вещества (лайнер). Скорость изменения плотности внутренней энергии E для горячего ядра записывается в виде:

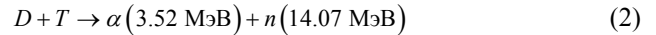
$$\frac{dE}{dt} = P_{dep} - P_m - P_{rad} - P_{cond}, \quad (1)$$

где P_{dep} – мощность, вложенная в мишень продукта реакции термоядерного синтеза ядер легких элементов; P_m – удельные потери мощности за счет механической работы; P_{rad} и P_{cond} – мощности радиационных потерь и потери мощности вследствие теплопроводности.

Уравнение баланса записано для однородной сферы эквивалентного D–T-топлива, имеющего радиус R , плотность ρ и температуру T , одинаковую для ионов и электронов. Удельные величины, входящие в правую часть уравнения (1), являются усредненными по рассматриваемому объему, занимаемому плазмой.

4.1. Вклад в мишень продуктов реакции

Рассматривается реакция дейтерий-тритий (D–T):



Энергия, получаемая в результате реакции, может быть записана в виде:

$$P_{fus} \approx 5P_\alpha \approx 5E_\alpha n^2 \langle \sigma v \rangle, \quad (3)$$

где P_α – мощность, вкладываемая в единицу объема плазмы, (энергетический вклад) альфа-частиц (α -частиц); $\langle \sigma v \rangle$ – усредненная скорость термоядерной реакции. Вклад энергии продуктов синтеза можно записать как

$$P_{dep} = P_{fus} f_{dep} = P_\alpha (f_\alpha + 4f_n), \quad (4)$$

где f_{dep} – доля энергии синтеза, вкладываемой в мишень; f_α и f_n – доли α -частиц и нейтронов соответственно. Рассмотрим подробнее взаимодействие продуктов реакции синтеза с фоновой плазмой.

4.2. Альфа частицы

Для получения количественных оценок процессов, происходящих в D–T-плазме при температурах до 20 кэВ, характерных для МИТС, используются приближенные выражения. В случае отсутствия магнитного поля в мишени самое большое замедление α -частиц будет происходить при столкновениях с электронами под малым углом. Альфа-частицы движутся практически вдоль прямой траектории, и их скорость уменьшается согласно

$$\frac{dv_\alpha}{dt} = -\frac{v_\alpha}{2\tau_{ae}}, \quad (5)$$

где τ_{ae} – характерное время для вклада энергии. Передача термоядерной энергии в реагирующую центральную плазму происходит в два этапа: α -частицы греют электроны, которые в свою очередь взаимодействуют с ионами за время τ_{ei} . Оказывается, что $\tau_{ae} = \tau_{ei}$. Большинство кодов ИТС учитывают разные температуры для электронной и ионной компонент, а также конечное время торможения α -частицы. В наших оценочных расчетах с плазменным лайнером предполагается, что α -частица отдает свою энергию плазме мгновенно за счет упругих столкновений. Электроны и ионы топлива имеют одну и ту же температуру. Это приближение достаточно адекватно, если времена τ_{ae} и τ_{ei} много меньше времени, требуемого для возникновения самоподдерживающейся реакции.

Следует отметить, что α -частицы, уходящие из горячего ядра, очень эффективно останавливаются внешней оболочкой, состоящей из более холодного и часто более плотного топлива. Таким образом, перенос α -частиц ведет к быстрому нагреву тонкого слоя вещества, находящегося снаружи горячего ядра, этот процесс способствует распространению горения топлива.

Расстояние, которое может преодолеть α -частица с энергией 3.52 МэВ в однородной плазме, можно получить как $l_\alpha = \int_0^x v_\alpha dt$, используя выражение (5), приведенное выше, получаем

$$l_\alpha = 2v_{\alpha 0}\tau_{\alpha e}, \quad (6)$$

где $v_{\alpha 0}$ – начальная скорость α -частицы

$$v_{\alpha 0} = (2E_{\alpha 0}/m_\alpha)^{1/2} = 1.3 \times 10^7 \text{ м/с}. \quad (7)$$

Величина l_α не зависит от степени сжатия и определяется только температурой T и плотностью ρ . При параметрах плазмы $\rho \approx 100 \text{ кг/м}^3$, $T \approx 100 \text{ эВ}$ средняя длина свободного пробега продуктов синтеза во много раз превосходит радиус мишени. А произведение плотности на длину свободного пробега для D–T-смеси намного больше, чем оптическая толщина плазмы ρR . Таким образом, средством удержания высокоэнергетических частиц является сильное магнитное поле [28]. Оценим его величину, используя начальный радиус циклотронной окружности:

$$r_c = v_\alpha m_\alpha / eB. \quad (8)$$

Для эффективного нагрева плазмы заряженными частицами, требуется, чтобы эта величина не превосходила характерного размера полости сжатия в конечном состоянии. Типичные размеры конфигураций используемых для обжатия $\sim 0.1 \text{ м}$. Сферические сходящиеся ударные волны способны сжимать мишень с фактором 33 [30, 31], однако наличие неустойчивостей снижает степень сжатия. С учетом реальных процессов, действующих при обжатии мишени, степень сжатия в данной работе принята равной 20, соответственно конечный радиус мишени $\sim 0.005 \text{ м}$. Для удержания α -частицы (рис. 7), исходя из формулы (8), требуется индукция магнитного поля не менее $B \approx 100 \text{ Тл}$. Заметим, что в зависимости от конструкции плазменных пушек, метода разгона лайнера, формирования плазменных струй, их фокусировки и равномерного обжатия магнитное поле величиной $500 \div 1000 \text{ Тл}$ может быть достигнуто в эксперименте.

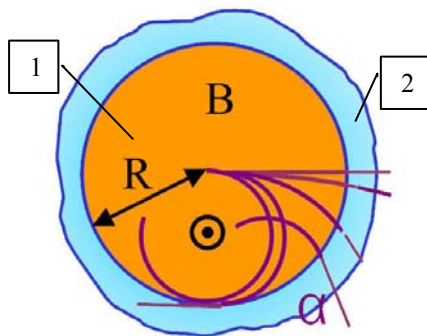


Рис. 7. Схема поведения α -частиц [29] в замагниченной мишени (1) после сжатия плазменным лайнером (2): r – радиус мишени, B – магнитное поле

Следует отметить, что α -частицы, уходящие из горячего ядра, очень эффективно останавливаются внешней оболочкой, состоящей из более холодного и часто более плотного топлива. Таким образом, перенос α -частиц ведет к быстрому нагреву тонкого слоя вещества, находящегося снаружи горячего ядра, этот процесс способствует распространению волны горения топлива.

Прямой нагрев плазмы D–T-реакции зависит от отношения времени торможения к времени удержания α -частицы. Для определения аппроксимационной зависимости вклада энергии α -частиц в мишень от магнитного поля были обобщены результаты численного моделирования [32] для случаев статического азимутального поля, имеющего два сильно различающихся градиента, и однородного азимутального поля:

$$f_\alpha = \frac{\rho [C(BR)^2 + R]}{\rho [C(BR)^2 + R] + D}, \quad (9)$$

где ρ – плотность мишени плазмы; BR – параметр, определяемый на границе плазмы в средней плоскости; C и D – постоянные величины. Константа C зависит от температуры плазмы, градиента магнитного поля и радиуса мишени. Константа D характеризует адсорбцию α -частиц в мишени в нулевом магнитном поле, далее используется $D = 2 \text{ кг/м}^2$. На рис. 8, где показаны доли α -частиц, вносящих свой вклад в нагрев топлива, в зависимости от параметра BR , приняты следующие значения, характерные для МИТС: 1 – $C = 1 \text{ Тл}^{-2}\text{м}^{-1}$ при $\rho R = 0.5 \text{ кг/м}^2$; 2 – $C = 0.117 \text{ Тл}^{-2}\text{м}^{-1}$ при $\rho R = 0.1 \text{ кг/м}^2$; 3 – $C = 0.01 \text{ Тл}^{-2}\text{м}^{-1}$ при $\rho R = 0.01 \text{ кг/м}^2$.

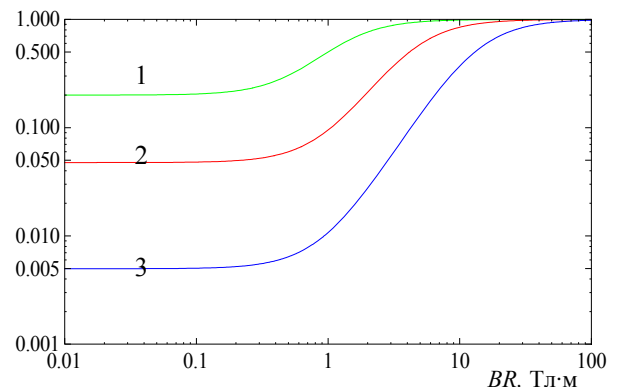


Рис. 8. Доли вклада энергии α -частиц (заряженных продуктов D–T-реакции) в плазму мишени от параметра BR : 1 – $\rho R = 0.5 \text{ кг/м}^2$; 2 – $\rho R = 0.1 \text{ кг/м}^2$; 3 – $\rho R = 0.01 \text{ кг/м}^2$

Зависимость энергетического вклада α -частиц (3) в мишень от параметров плазмы приведена на рис. 9.

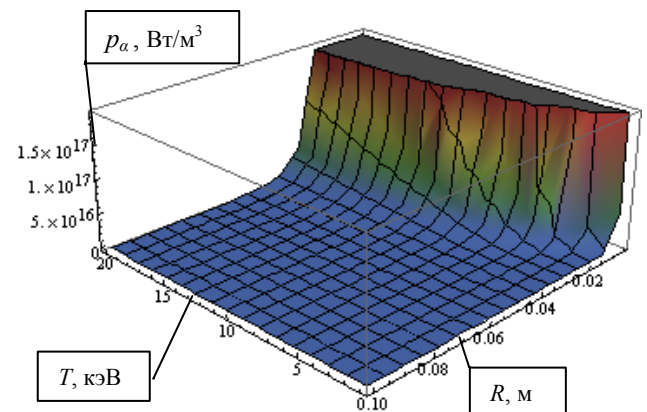


Рис. 9. Удельная мощность α -частиц при горении D–T-смеси в результате обжатия плазменной мишени. Здесь и далее T – средняя температура сжатого горючего и R – радиус замагниченной плазмы

4.3. Излучение

Тормозные потери – мягкий рентген, который не может быть прямо преобразован в электричество, как это возможно в случае энергии заряженных частиц или циклотронного излучения. Тормозное излучение является основным механизмом излучения при температурах несколько кэВ и может быть оценено с хорошей точностью [33, 34].

Рисунок 10 иллюстрирует радиационные потери в зависимости от радиуса сжимающейся замагниченной мишени. Температура и концентрация по мере сжатия мишени возрастают, как показано в [35], согласно $T = T_0 (V_0/V)^{\gamma-1}$ и $n = n_0 (V_0/V)$, где T_0, n_0 и V_0 – начальная температура, концентрация и объем плазменной конфигурации (мишени).

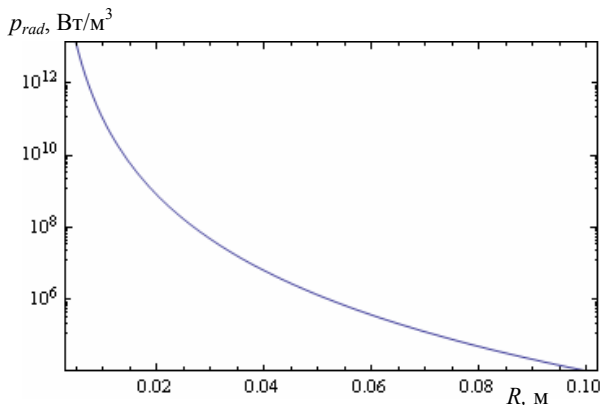


Рис. 10. Радиационные потери в зависимости от радиуса мишени R . Начальные параметры $T_0 = 2$ эВ, $n_0 = 10^{21} \text{ м}^{-3}$

В частном случае отсутствия потерь из плазмы давления газовой и магнитной компонент изменяются по адиабатическому закону с показателями: для газа $\gamma = 5/3$ и поля $\gamma = 4/3$ (случай изотропного сферического сжатия) [36]. Мощность тормозного излучения показана на рис. 11.

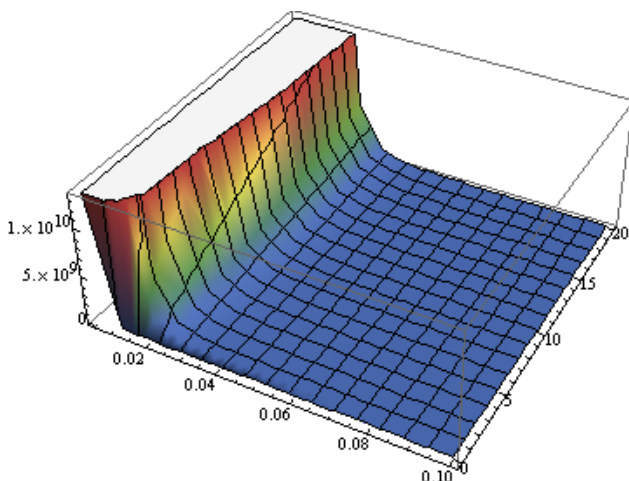


Рис. 11. Объемная мощность тормозного излучения сжимаемой плазмы в зависимости от параметров мишени

Потери на циклотронное излучение пренебрежимо малы по сравнению с остальными, особенно для систем с высоким бета, что характерно для компактных систем, таких как тор или пробкотрон. Поэтому данный вид энергии принят равным 0, т.е. $p_{rad} = p_{br}$.

4.4. Механическая работа

Мишень обменивается энергией с окружающей её плазмой посредством механической работы [4, 31, 37], которая для однородной сферы может быть записана:

$$p_m = \frac{1}{V} \frac{dE}{dt} = \frac{p}{V} \frac{dV}{dt} = p \frac{S}{V} u, \quad (11)$$

где u – скорость перемещения поверхности сферы, т.е. фактически скорость плазменных струй; p – давление; $S/V = 3/R$ – отношение площади к объему поверхности теплообмена. Используя уравнение состояния идеального газа $p = nkT$, где k – постоянная Больцмана, получаем

$$p_m = 3 \frac{pu}{R} = 12 \frac{nkTu}{R}. \quad (12)$$

Удельные потери мощности на сжатие плазменным лайнером при наличии магнитного поля в D-T мишени представлены на рис. 12.

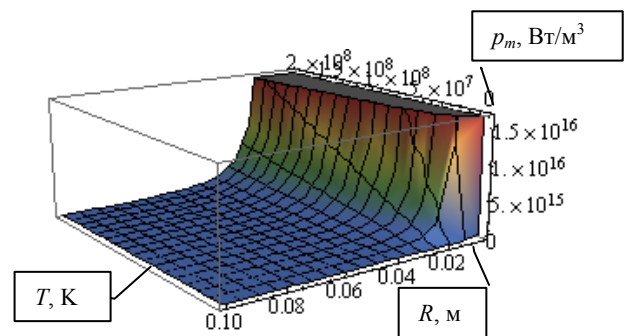


Рис. 12. Мощность механических потерь на единицу объема мишени при скорости ее обжатия $u = 1.25 \times 10^5 \text{ м/с}$

4.5. Теплопроводность

Потери мощности вследствие тепловых потерь в квазисферическом приближении записываются в виде объемного стока энергии:

$$p_{cond} = \frac{\chi T}{3(S/V)^2}, \quad (13)$$

где χ – коэффициент переноса Брагинского [38]. Мощность тепловых потерь при сжатии высокоскоростным лайнером показана на рис. 13. Обжатие сферической мишени считается равномерным при одновременном схождении плазменных струй.

5. ВЫВОДЫ

Рассмотрены процессы, происходящие при обжатии FRC в качестве замагниченной мишени плазменным лайнером. Даны количественные оценки величин вклада и потерь мощности системы. Вклад α -частиц в нагрев мишени может оказаться значительным, что в конечном счете влияет на выделяемую мощность. При мощном сжатии плазменными струями изначально замагниченная мишень разогревается до термоядерных температур, что дает возможность рассматривать концепцию магнитно-инерциального синтеза как один из вариантов УТС.

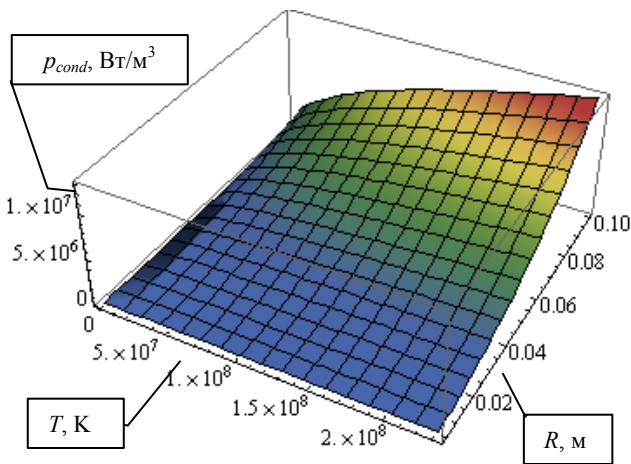


Рис. 13. Удельная мощность тепловых потерь замагниченной плазмы за счет теплопроводности

Определены основные каналы потерь в системе и их удельные мощности. Доминирующим механизмом являются радиационные и механические потери. Нарастающее магнитное поле, сжимающееся вместе с мишенью, уменьшает коэффициенты теплопроводности, что позволяет уменьшить расходы мощности по сравнению с традиционным ИТС, где при обжатии с увеличением температуры вклад продуктов реакции уменьшается [39] и при предельных параметрах плазмы остается на уровне, соответствующему минимуму в конфигурациях с ненулевым магнитным полем. Вклад нейтронов в магнитно-инерциальной схеме незначителен. Полный вклад продуктов реакции является огромным преимуществом МИТС, которое уменьшает требования к мощности драйвера и увеличивает энергетический выход. Продолжается разработка модели плазменного сжатия сферической термоядерной мишени на основе конфигурации FRC с затравочным магнитным полем.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований – грант РФФИ № 09-08-00137-а.

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- FRC – конфигурация с обращением поля (Field-Reversed Configuration), тоже что и ОМАК;
- HEDP – физика высоких плотностей энергии (High Energy Density Physics)
- MIF – магнитно-инерциальный синтез (Magneto-Inertial Fusion);
- MTF – синтез замагниченной мишени (Magnetized Target Fusion);
- MFE – магнитная термоядерная энергия (Magnetic Fusion Energy);
- MCF – магнитно удерживаемый термояд (Magnetically Confined Fusion);
- MICA – магнитно-инерциальный подход к удержанию (Magneto-Inertial Confinement Approach);
- MICF – синтез магнитно-инерциального удержания (Magneto-Inertial Confinement Fusion);
- MIIF – инерциальный термояд с магнитной изоляцией (Magnetically Insulated Inertial Fusion);
- ИТС – инерциальный термоядерный синтез;
- КТ – компактный тор;
- МАГО – МАГнитное Обжатие;
- МТС – магнитный термоядерный синтез;

- МИТС – магнитно-инерциальный термоядерный синтез;
- ОМАК – Обращенная МАГнитная Конфигурация;
- пинч – самосжимаемый разряд;
- РФЯЦ-ВНИИЭФ – Российский Федеральный Ядерный Центр - Всероссийский Научно-Исследовательский Институт Экспериментальной Физики, Саров;
- УТС – управляемый термоядерный синтез.

- p — удельная мощность, Вт/м³;
- E — энергия, Дж;
- ρ — плотность, кг/м³;
- T — температура, кэВ;
- R — радиус мишени, м;
- S — площадь, м²;
- V — объем, м³;
- r_c — радиус циклотронной окружности, м;
- $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм;
- u — скорость обжатия, м/с;
- χ — коэффициент теплопроводности;
- $\langle \sigma v \rangle$ — усредненная по максвелловскому распределению скорость реакции синтеза, м³/с;
- B — магнитное поле, Тл;
- n — концентрация частиц, м⁻³.

Индексы:

- e — электрон;
- i — ион;
- α — альфа-частица;
- dep — энергетический вклад компонент;
- fus — реакция синтеза;
- m — механическая работа;
- rad — излучение;
- br — тормозное излучение;
- $cond$ — теплопроводность.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lindemuth I.R., Kirkpatrick R.C. Parameter Space for Magnetized Fuel Targets in Inertial Confinement Fusion // Nuclear Fusion. — 1983. — V. 23. — P. 263–284.
2. Garanin S.F., Mamyshev V.I., Yakubov V.B. The MAGO system: current status // IEEE Trans. Plasma Sci. — 2006. — V. 26, № 4. — P. 2273–2278.
3. Hasegawa A., Daido H., Fujita M. et al. Magnetically insulated inertial fusion: a new approach to controlled thermonuclear fusion // Phys. Rev. Lett. — 1986. — V. 56, № 2. — P. 139–142.
4. Thio Y.C.F. Magneto-inertial fusion: An emerging concept for inertial fusion and dense plasmas in ultrahigh magnetic fields // Paper presented at the Fifth International Conference in Inertial Fusion Science and Applications, Kobe, Japan, September 2007. http://www.science.doe.gov/ofes/HEDLP-Thio/MIF_and_Dense_Plasmas_in_UHB_Fina_v1.pdf
5. Ryzhkov S.V., Kostyukov I.Yu. Plasma dynamics in laser-driven magneto-inertial fusion // Contributed Papers VI Int. Conf. on Plasma Physics and Plasma Technology (PPPT-6). Minsk. 2009. — V. I. — P. 204–207.
6. Термоядерная система прямой зет-пинч-лайнера / С.Г. Алиханов, В.П. Бахтин, И.С. Глушков и др. // Доклады Всесоюзной конференции по инженерным проблемам термоядерных реакторов. 1977. Л.: НИИЭФА. Т. 2. С. 77–84.
7. Куртмуллаев Р.Х., Малютин А.И., Семенов В.Н. Компактный тор // Итоги науки и техники. Физика плазмы. М.: ВИНТИ, 1985. Т. 7. С. 80–135.
8. Богомолов Г.Д., Великович А.Л., Либерман М.А. О генерации импульсных мегагауссовых полей сжатием цилиндрического лайнера // Письма в ЖТФ. Т. 9. №12. 1983. С. 748–751.

9. Термоядерная электростанция на основе реактора с частично испаряющимся лайнером / И.М. Артюгина, В.А. Желтов, А.В. Комин и др. // ВАНТ. Сер.: Термоядерный синтез. 1979. В. 1(3). С. 62–71.
10. О возможности создания мегагауссных магнитных полей с помощью лайнера, сжимаемого газом высокого давления / Е.П. Велихов, А.А. Веденов, А.Д. Богданец и др. // ЖТФ. 1973. Т. 43. № 2. С. 429–437.
11. Thio Y.C.F., Panarella E., Kirkpatrick R.C. et al. Magnetized target fusion in a spherical geometry with standoff drivers // Current Trends in International Fusion Research: Proceedings of the Second Symposium. 1999. P. 113–134.
12. Turchi P.J., Cooper A.L., Ford R. et al. Rotational stabilization of an imploding liquid cylinder // Physical Review Letters. — 1976. — Vol. 36. — P. 1546–1549.
13. Buyko A.M., Chernyshev V.K., Demidov V.A. et al. // Digest of Technical Papers: Proc. IX IEEE International Pulsed Power Conf. Edited by K. Prestwich and W. Baker, New York: IEEE. — 1993. — V. 1. — P. 156.
14. Тэрки П.Дж. Термоядерные системы на основе θ -пинчей со сжимающимся лайнером // Прикладная механика и техническая физика. 1975. Т. 4. С. 32–44.
15. Thio Y.C.F., Knapp C.E., Kirkpatrick R.C., et al. // Physics exploratory experiment on plasma liner formation. — Journal of Fusion Energy. — 2001. — V. 20. — P. 1–11; <http://wsx.lanl.gov/Plasma-Jet-Workshop-08/workshop-talks.html>.
16. Gotchev O.V., Chang P.Y., Knauer J.P. et al. Laser-driven magnetic-flux compression in high-energy-density plasmas // Phys. Rev. Lett. — 2009. — V. 103. — P. 215004.
17. Костюков И.Ю., Рыжков С.В. Термоядерный реактор, основанный на принципе синтеза замагниченной мишени // Труды Научно-технической конференции «Проблемы термоядерной энергетики и плазменные технологии». МЭИ (ТУ) 17-18 сентября 2009. С. 95–98.
18. Wurden G.A. Status and promise of CT's and magnetized target fusion // Fusion Power Associates. Germantown. Dec. 13, 2004. http://fire.pppl.gov/fpa04_wurden.pdf.
19. Рыжков С.В. Исследование физики нелинейных процессов системы “компактный тор” // Сборник научных трудов 2-й Всероссийской школы-семинара “Аэрофизика и физическая механика классических и квантовых систем”. 2-3 декабря 2008. ИПМех РАН, 2009. С. 134–141; Рыжков С.В. // Исследование физики нелинейных процессов системы “компактный тор”. Физико-химическая кинетика в газовой динамике 2010. Т. 10. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-018.pdf>
20. Witherspoon F.D., Case A., Phillips M.W. Dense hypervelocity plasma jets // 48 Annual APS DPP Meeting. — Philadelphia, Pennsylvania. — October 30–November 3, 2006.
21. Сорокин С.А. Генерация сильного магнитного поля внутри диэлектрической трубки // Журнал технической физики 2009. Т. 79. Вып. 6. С. 43–47.
22. Kirkpatrick R.C., Lindemuth I.R., Ward M.S. Magnetized target fusion: an overview // Fusion Technology. — 1995. — V. 27. — P. 201–214.
23. Ryzhkov S.V., Khvesyuk V.I., Ivanov A.A. Progress in an alternate confinement system called a FRC // Fusion Science and Technology. — 2003. — Vol. 43, № 1T. — P. 304–308.
24. Соловьев Л.С. Гидромагнитная устойчивость замкнутых плазменных конфигураций // Вопросы теории плазмы. Вып. 6. М.: Атомиздат, 1972. С. 210–290.
25. Hill M.J. On a spherical vortex // Philos. Trans. R. Soc. Ser. A. 1894. Pt.1, C/XXXV. P. 213–245.
26. Steinhauer L.C. Improved analytic equilibrium for a field-reversed configuration // Phys. Fluids. — 1990. V. B2, № 12. — P. 3081–3085.
27. Galkin S.A., Bogatu I.N., Kim J.S., Sotnikov V.I. Analysis of instabilities in merging plasma jets // APS 50th Annual Meeting of the DPP. — Dallas, Texas. — November 17–21, 2008.
28. Куртмуллаев Р.Х., Семенов В.Н., Хвесюк В.И., Яминский А.В. Динамика лайнерных систем // Плазменные ускорители и ионные инжекторы. М.: Наука, 1984. С. 250–263.
29. Bruno S. Magneto-inertial fusion and magnetized HED physics // Workshop on Scientific Opportunities in High Energy Density Plasma Physics. Washington DC, 2008. <http://fsc.ile.rochester.edu/pub/HEDLP/presentations/Bauer.pdf>
30. Ponchaut N.F., Hornung H.G., Pullin D.I. and Mouton C.A. On imploding cylindrical and spherical shock waves in a perfect gas // Journal of Fluid Mechanics. — V. 560. — 2006. — P. 103–122.
31. Pfalzner S. An introduction to inertial confinement fusion // CRC Press, 2006. 244 p.
32. Ryutov D.D., Barnes D.C., Bauer B.S. et al. Particle and heat transport in a dense wall-confined MTF plasma (theory and simulations) // Nucl. Fusion — 2003. V. 43. P. 955–960.
33. Svensson R. Electron-positron pair equilibria in relativistic plasmas // Astro. Phys. J. — 1982. — V. 258. — P. 335–348.
34. Ryzhkov S.V. Alternative fusion reactors as commercial power plants // Journal of Plasma and Fusion Science Series. — 2009. — V. 8. — P. 35–38.
35. Intrator T. MTF users perspective: what is needed from a compression scheme // Plasma Jet Workshop. LANL, 2008. <http://wsx.lanl.gov/Plasma-Jet-Workshop-08/intrator.pdf>
36. Франк-Каменецкий Д.А. // Лекции по физике плазмы. М.: Атомиздат, 1968. 287 с.
37. Atzeni S., Meyer-Ter-Vehn J. The physics of inertial fusion // Oxford press, 2004. — 484 p.
38. Брагинский С.И. Явления переноса в плазме // Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 1. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183–272.
39. Крохин О.Н., Розанов В.Б. Уход альфа-частиц из термоядерной реакции, инициированной лазерным импульсом // Квантовая электроника. Т. 2. 1973. С. 393–394.