

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ ОБЖАТИИ ЛАЗЕРНЫМИ ПУЧКАМИ И ПЛАЗМЕННЫМИ СТРУЯМИ

В.В. Кузенов¹, С.В. Рыжков², А.Ю. Чирков²

¹ *Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва, 119526, проспект Вернадского, 101-1*

² *Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, 105005, 2-ая Бауманская, 5*

Аннотация

Проведено двумерное численное исследование сжатия термоядерной мишени плазменным лайнером и лазерными пучками при наличии затравочного магнитного поля. Особенностью поставленной задачи является наличие начального затравочного поля (наложенного внешнего импульсного магнитного поля), замагниченной плазмы (мишени) и сжатие магнитного потока лазерными пучками (лазерный драйвер) или плазменными струями (плазменный лайнер). Для сферически симметричной конфигурации, равномерно обжимаемой лазерными пучками или плазменными струями приведено сравнение характеристик теплообмена и времен удержания, показаны возможные магнитно-инерциальные режимы. Получены уравнения, описывающие динамику магнитного поля для случая сферической компрессии замагниченной мишени. Обсуждается эффективность мишени с внутренней магнитной оболочкой. При обжатии замагниченной мишени высокоскоростными плазменными струями представлены параметры мишени с внутренней оболочкой и плазменным лайнером.

MODELING OF MAGNETIZED PLASMA COMPRESSED BY THE LASER BEAMS AND PLASMA JETS

V.V. Kuzenov¹, S.V. Ryzhkov², A.Yu. Chirkov²

¹ *Institute for Problems in Mechanics Russian Academy of Sciences, Russia, Moscow, 119526*

² *Bauman Moscow State Technical University, Russia, Moscow, 105005*

The plasma jet/laser driven compression of compact plasmoids to fusion conditions is investigated. The goal of the investigation is complex numerical research and optimization of the pulsed high-temperature processes in a dense magnetized plasma (target). Distinctive feature of this problem is the presence of initial seed fields (the imposed external pulse magnetic field) and compression of a magnetic flux by laser beams (laser driver) or plasma jets (plasma liner). Regimes of quasi-spherical plasma at the final stage of compression are presented. External and spontaneous magnetic fields are taken into account. For MIF, the liner heating by fusion products, especially of the liner's inner layer, called the "afterburner," will be very important for evaluating whether significant fusion energy can be generated in this layer. Parameters of a magnetized afterburner (intermediate liner between outer liner and target) and magnetized target are presented.

1. ВВЕДЕНИЕ

В данной работе теоретически изучаются перспективы использования замагниченной мишени, сжимаемой мощным внешним поршнем (драйвером) для достижения термоядерных температур в так называемом магнитно-инерциальном термоядерном синтезе (МИТС) [1–2]. Драйвер представляет собой систему пушек, формирующих плазменные струи (магнитно-инерциальный синтез с плазменным лайнером) или лазерные пучки с высокой энергией импульса (магнитно-инерциальный синтез с лазерным драйвером). На основе разработанной математической модели [2–4,6], выполнено исследование сжатия термоядерной мишени лазерными пучками при наличии затравочного магнитного поля. Численное решение, разработанное в работе нестационарной двумерной радиационно-магнитогазодинамической модели базируется на методе расщепления по физическим процессам и пространственным направлениям. Для конвективной

части уравнений Рейнольдса использована нелинейная квазимоноотонная разностная схема повышенного порядка точности, позволяющая достигнуть в пространственно гладкой части численного решения 7-ой порядков точности. Численный метод повышенной разрешающей способности, использованный в работе, имеет улучшенные диссипативные и дисперсионные свойства, что существенно для правильного моделирования турбулентного переноса и конвективного перемешивания в облучаемой мишени. Отметим также, что разработанный метод применим при сжатии термоядерной мишени с помощью высокоскоростных плазменных струй. В качестве эффективного магнитного поля рассматривалось значение, соответствующее равенству давления плазмы и магнитного давления. Для определения минимальных требований к величине магнитного поля на конечной стадии сжатия были проведены численные расчеты эволюции во времени баланса частиц и энергии. Как показывают результа-

ты, для наиболее перспективных режимов требуются магнитные поля на уровне $B \approx 1000$ Тл [5].

2. МАГНИТНО-ИНЕРЦИАЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ

Для реализации самоподдерживающейся термоядерной реакции (зажигания) должно выполняться следующее условие: произведение концентрации плазмы, ее температуры и времени удержания энергии должно превысить определенное значение. Произведение концентрации на температуру пропорционально давлению, которое может быть выражено через величину магнитного поля. За эффективное магнитное поле B примем значение, соответствующее равенству давления плазмы p и магнитного давления

$$p = B^2/2\mu_0. \quad (1)$$

Здесь $B^2/2\mu_0$ – давление магнитного поля (магнитное давление); μ_0 – магнитная постоянная.

Таким образом, условие зажигания сводится к определенному значению произведения $B^2\tau$, где τ – время удержания энергии, определяемое процессами теплопроводности и конвекции. В частности для дейтерий-тритиевой плазмы с температурой 10–20 кэВ зажигание реализуется при $B^2\tau \approx 3$ Тл·с.

Примем, что конвективные потери энергии в расчете на один ион (электрон) составляют

$$(3/2)k_B T_i \quad ((3/2)k_B T_e),$$

где k_B – постоянная Больцмана; T_i – температура ионов; T_e – температура электронов. Тогда время удержания внутренней энергии плазмы определяется временем удержания частиц. В рассматриваемой системе конвективный теплообмен по отношению к направлению магнитных силовых линий можно разделить на продольную и поперечную составляющие. Вклад классической поперечной теплопроводности в рассматриваемых условиях пренебрежимо мал.

Продольное истечение носит практически газодинамический характер, так как плотность плазмы велика, а площадь «щелей», через которые вытекает плазма, мала. Скорость продольного истечения порядка тепловой скорости ионов $v_{Ti} = \sqrt{k_B T_i/m_i}$ (m_i – средняя масса иона). Полный поток частиц вдоль магнитных силовых линий равен

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\parallel} = (n_i + n_e)v_{Ti}(S_0 + S_L), \quad (2)$$

где N – полное число частиц в плазменной сфере; S_0 – площадь осевого (точечного) каспа; S_L – площадь кольцевой (иногда называемой линейной) щели каспа.

Размеры областей выхода частиц из каспа следующие: радиус осевой щели $\delta_0 \approx 2\rho_i$, ширина кольцевой щели $\delta_L \approx 2\delta_0^2 r_c$, где ρ_i – средний тепловой циклотронный радиус иона (рассчитывается по эффективному магнитному полю); r_c – радиус каспа. Примем следующее соотношение между радиусами плазменной сферы и каспа: $a \approx 0.6r_c$. Площади равны

$$S_0 = 2\pi\delta_0^2 \approx 8\pi\rho_i^2$$

$$\text{и } S_L = 2\pi r_c \delta_L \approx 4\pi r_c \delta_0^2 r_c \approx 16\pi r_c \rho_i^2 r_c$$

Полное число частиц равно $N = (4/3)\pi a^3 (n_i + n_e)$. Обратное время продольных потерь

$$\tau_{\parallel} = \frac{N}{(dN/dt)_{\parallel}} = \frac{2a^3}{3v_{Ti}(\delta_0^2 + r_c \delta_L)} \quad (3)$$

Аналогично вводится время τ_{\perp} потерь поперек магнитных силовых линий. Это время можно принять равным боровскому времени, соответствующему максимальной интенсивности турбулентного транспорта плазмы поперек магнитного поля. Тогда

$$\tau_{\perp} = \frac{N}{(dN/dt)_{\perp}} = \frac{q_i B a^2}{k_B T_i} \quad (4)$$

Здесь q_i – средний заряд иона, численный множитель в боровской зависимости игнорируется, что соответствует наиболее пессимистическому режиму поперечных потерь.

Результирующее время потерь

$$\tau = (1/\tau_{\parallel} + 1/\tau_{\perp})^{-1} \quad (5)$$

Так как наиболее жесткие требования предъявляются к параметрам плазмы на финальной стадии обжатия, то здесь приведем результаты оценок именно для указанного случая. Для расчетов примем $T_i = T_e$. Результаты расчетов эффективного поля и соответствующих значений времени удержания представлены на рис. 1 и 2. Рассматривалось два предельных случая. В первом случае (линия 1 на рис. 1, 2) учитываются как продольные, так и поперечные потери, во втором (линия 2) поперечными потерями пренебрегается. Очевидно, что второй случай является предпочтительным, но вопрос о том, на сколько турбулентные поперечные потери могут быть подавлены, разумеется, требует подробного исследования. Таким образом, область I на рис. 1, 2, ограниченная указанными пределами, соответствует параметрам магнитно-инерциального (МИ) удержания плазмы.

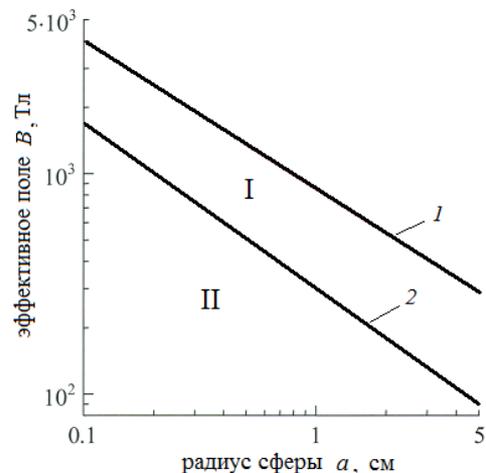


Рис. 1. Режимы конвективного теплообмена горячей квазисферической плазмы в магнитном поле встречных кольцевых токов на финальной стадии компрессии: I – магнитно-инерциальный, II – магнитно-инерциально-электростатический

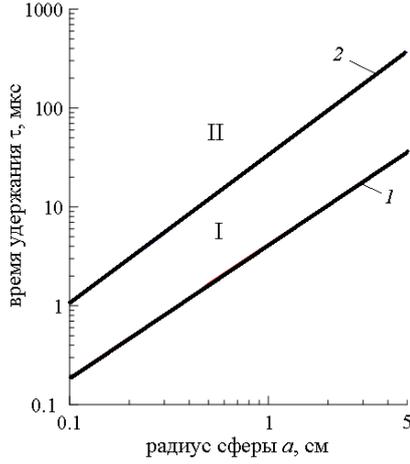


Рис. 2. Времена удержания, соответствующие режимам, указанным на рис. 1

Отметим, что значения эффективного поля в МИ-режиме являются предельно высокими, но теоретически достижимыми в импульсных условиях. Дальнейшее снижение необходимой величины поля возможно при учете амбиполярного электростатического потенциала плазмы, который, видимо, будет формироваться для поддержания квазинейтральности плазмы. Этот режим можно назвать магнитно-инерциально-электростатическим (МИЭ) удержанием. На рис. 1, 2 МИЭ-режиму соответствует область II.

Мощность тормозного излучения зависит от температуры и концентрации электронов и не зависит от формы и размеров плазменного образования в отличие от циклотронных потерь, которые определяются также значениями магнитного поля, что существенно для МИ-режима. Но с учетом современного уровня развития науки и технологий считается, что циклотронное излучение практически полностью возвращается в плазму, т.к. среднее поглощение излучения плазмой при многократных отражениях от стенок ~ 0.9 . Или другими словами коэффициент отражения от стенок ~ 0.9 , т.е. мощностью циклотронных потерь можно пренебречь.

Говоря о потерях, надо иметь в виду, что вблизи центра антипробкотрона нарушается адиабатическая инвариантность и плазма из этой области быстро теряется вдоль силовых линий. Для устранения этих потерь можно использовать систему специальных электродов в осевой и кольцевой щелях, предотвращающих потери электронов. Тогда удержание ионов будет обеспечено собственным амбиполярным потенциалом плазмы.

Вместе с частицами плазмы магнитное поле будет удерживать в ловушке и заряженные продукты реакций. Изучение удержания быстрых альфа-частиц и подогрева плазмы – важный вопрос, который вынесен за рамки данной статьи.

3. УЧЕТ НАЛИЧИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В РАЗРАБАТЫВАЕМОЙ МОДЕЛИ СЖАТИЯ

Уравнение, описывающее динамику магнитного поля \vec{B} в подвижной, адаптивной системе координат ξ, η, ζ имеет вид

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + (\vec{V}_{\xi, \eta, \zeta} \cdot \nabla \vec{B}) = \text{rot}[\vec{V} \times \vec{B}] - \frac{c^2}{4\pi} \text{rot} \left(\frac{\text{rot} \vec{B}}{\sigma} \right) \quad (6)$$

$$\vec{j} = \sigma \left(\vec{E} + \frac{V_*}{c} [\vec{V} \times \vec{B}] \right)$$

$$(\vec{V}_{\xi, \eta, \zeta} \cdot \nabla \vec{B}) = \frac{d\xi}{dt} \frac{\partial \vec{B}}{\partial \xi} + \frac{d\eta}{dt} \frac{\partial \vec{B}}{\partial \eta} + \frac{d\zeta}{dt} \frac{\partial \vec{B}}{\partial \zeta},$$

$$\vec{V}_{\xi, \eta, \zeta} = \left(\frac{d\xi}{dt}, \frac{d\eta}{dt}, \frac{d\zeta}{dt} \right)^T,$$

где $\sigma [1/c]$ – коэффициент электропроводности; \vec{E} – напряженность электрического поля; \vec{V} – скорость плазмы.

В уравнение динамики магнитного поля \vec{B} , как основной элемент, входит оператор “rot”, который в цилиндрической системе координат r, z, φ может быть записан в виде

$$(\text{rot} \vec{B})_r = \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial B_\varphi}{\partial z}, \quad (\text{rot} \vec{B})_\varphi = \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r},$$

$$(\text{rot} \vec{B})_z = \frac{1}{r} \frac{\partial r B_\varphi}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial \varphi}.$$

Так как вектор \vec{B} для рассматриваемого случая имеет отличные от нуля только две компоненты ($B_r \neq 0, B_z \neq 0, B_\varphi \equiv 0$), то оператор “rot” можно записать в более простой форме (с учетом симметрии магнитного поля \vec{B} по координате φ т.е. $\partial/\partial \varphi \equiv 0$):

$$(\text{rot} \vec{B})_r = 0, \quad (\text{rot} \vec{B})_\varphi = \frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r}, \quad (\text{rot} \vec{B})_z = 0,$$

где производные в произвольной криволинейной системе координат в трехмерном варианте записи имеют вид

$$\left(\frac{\partial f}{\partial r} \right)_{z, \varphi} = \xi_r \frac{\partial f}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial f}{\partial \eta} + \zeta_r \frac{\partial f}{\partial \zeta},$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial z} \right)_{r, \varphi} = \xi_z \frac{\partial f}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial f}{\partial \eta} + \zeta_z \frac{\partial f}{\partial \zeta},$$

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \varphi} \right)_{r, z} = \xi_\varphi \frac{\partial f}{\partial \xi} + \eta_\varphi \frac{\partial f}{\partial \eta} + \zeta_\varphi \frac{\partial f}{\partial \zeta}.$$

В результате преобразований уравнение динамики магнитного поля \vec{B} записывается в упрощенной форме с учетом движения сеточного пространства:

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} + \frac{d\xi}{dt} \frac{\partial B_r}{\partial \xi} + \frac{d\eta}{dt} \frac{\partial B_r}{\partial \eta} = \frac{\partial (u B_z)}{\partial z} - \frac{\partial (v B_r)}{\partial z} + \frac{c^2}{4\pi} \frac{t_*}{L_*^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_r}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \right\},$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{d\xi}{dt} \frac{\partial B_z}{\partial \xi} + \frac{d\eta}{dt} \frac{\partial B_z}{\partial \eta} = - \frac{\partial r (u B_z)}{r \partial r} + \frac{\partial r (v B_r)}{r \partial r} + \frac{c^2}{4\pi} \frac{t_*}{L_*^2} \left\{ \frac{\partial}{r \partial r} \left(\frac{r}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{r \partial r} \left(\frac{r}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_r}{\partial z} \right) \right\},$$

$$j_\varphi = \sigma_{\parallel} \left(E_\varphi + \frac{V_*}{c} [\vec{V} \times \vec{B}]_\varphi \right), \quad (7)$$

$$[\vec{V} \times \vec{B}]_{\varphi} = -uB_z + vB_r, \quad j_r \equiv 0, j_z \equiv 0, \quad B_{\varphi} \equiv 0, \quad V_{\varphi} \equiv 0$$

В рассматриваемом двумерном случае, производные $\partial f / \partial r, \partial f / \partial z$ (где f – некоторая функция) в произвольной криволинейной системе координат (ξ, η) упрощаются:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial r}\right)_z = \xi_r \frac{\partial f}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial f}{\partial \eta}, \quad \left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)_r = \xi_z \frac{\partial f}{\partial \xi} + \eta_z \frac{\partial f}{\partial \eta}$$

В системе координат (ξ, η) уравнения динамики магнитного поля выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_r}{\partial t} + \frac{d\xi}{dt} \frac{\partial B_r}{\partial \xi} + \frac{d\eta}{dt} \frac{\partial B_r}{\partial \eta} &= \xi_z \frac{\partial (uB_z - vB_r)}{\partial \xi} + \\ &+ \eta_z \frac{\partial (uB_z - vB_r)}{\partial \eta} + \frac{c^2}{4\pi} \xi_z \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi_z}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_r}{\partial \xi} + \frac{\eta_z}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_r}{\partial \eta} \right) + \\ &+ \frac{c^2}{4\pi} \eta_z \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\xi_z}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_r}{\partial \xi} + \frac{\eta_z}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_r}{\partial \eta} \right) - \\ &- \frac{c^2}{4\pi} \xi_z \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi_r}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_z}{\partial \xi} + \frac{\eta_r}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_z}{\partial \eta} \right) - \\ &- \frac{c^2}{4\pi} \eta_z \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\xi_r}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_z}{\partial \xi} + \frac{\eta_r}{\sigma_{\parallel}} \frac{\partial B_z}{\partial \eta} \right), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{d\xi}{dt} \frac{\partial B_z}{\partial \xi} + \frac{d\eta}{dt} \frac{\partial B_z}{\partial \eta} &= \\ &= \frac{1}{r} \left\{ \xi_r \frac{\partial [r(vB_r - uB_z)]}{\partial \xi} + \eta_r \frac{\partial [r(vB_r - uB_z)]}{\partial \eta} \right\} + \\ &+ \frac{c^2}{4\pi} \frac{\xi_r}{r} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi_r \frac{r \partial B_z}{\sigma_{\parallel} \partial \xi} + \eta_r \frac{r \partial B_z}{\sigma_{\parallel} \partial \eta} \right) + \\ &+ \frac{c^2}{4\pi} \frac{\eta_r}{r} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\xi_r \frac{r \partial B_z}{\sigma_{\parallel} \partial \xi} + \eta_r \frac{r \partial B_z}{\sigma_{\parallel} \partial \eta} \right) - \\ &- \frac{c^2}{4\pi} \frac{\xi_r}{r} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi_z \frac{r \partial B_r}{\sigma_{\parallel} \partial \xi} + \eta_z \frac{r \partial B_r}{\sigma_{\parallel} \partial \eta} \right) - \\ &- \frac{c^2}{4\pi} \frac{\eta_r}{r} \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\xi_z \frac{r \partial B_r}{\sigma_{\parallel} \partial \xi} + \eta_z \frac{r \partial B_r}{\sigma_{\parallel} \partial \eta} \right) \end{aligned}$$

4. ЭФФЕКТИВНОСТЬ МИШЕНИ С ВНУТРЕННЕЙ МАГНИТНОЙ ОБОЛОЧКОЙ

В качестве варианта мишени для МИТС с обжати-ем плазменными струями можно рассмотреть плазму цилиндрической или сферической формы, окруженную магнитным полем. Если давление плазмы высоко, то магнитное поле образует снаружи плазмы своеобразную внутреннюю магнитную оболочку (ВМО, в английском варианте “afterburner” – дословно дожигатель, т.е. внутренний слой лайнера). Таким образом, внутри ВМО находится мишень, снаружи – плазменный лайнер, формируемый сходящимися струями. Магнитное поле сжимается под действием лайнера и сжимает мишень. В идеальном случае при сжатии давление имеет практически одинаковое значение для плазмы мишени, магнитного поля и плазмы лайнера. Диффузией магнитного поля в плазму мишени и лай-

нера можно пренебречь, так как процесс сжатия в режимах МИТС происходит значительно быстрее.

Важная функция ВМО – термоизоляция плазмы мишени от лайнера. Это позволяет получить на конечной стадии температуру мишени T , на несколько порядков превышающую температуру лайнера T_L . В первом приближении можно считать, что после сжатия разлет мишени определяется тепловыми скоростями плазмы лайнера, и поэтому время удержания плазмы в рассматриваемой схеме МИТС будет на несколько порядков превышать время удержания для обычного инерционного синтеза. Следовательно, вопрос о реализации режимов с $T_L \ll T$ в мишени с ВМО является принципиально важным с точки зрения перспектив таких систем. Ограничивающим фактором, видимо, является величина магнитного поля.

Рассмотрим предельную эффективность, которая может достигаться в рассматриваемой мишени в рамках наиболее простых приближений. Эффективность схемы мишень–ВМО–лайнер можно характеризовать плазменным коэффициентом усиления

$$Q_{pl} = \frac{W_{fus}}{W_{pl} + W_M + W_L}, \quad (8)$$

где W_{fus} – выделяемая за время удержания энергия синтеза; W_{pl} – тепловая энергия плазмы; W_M – энергия магнитного поля; W_L – энергия лайнера.

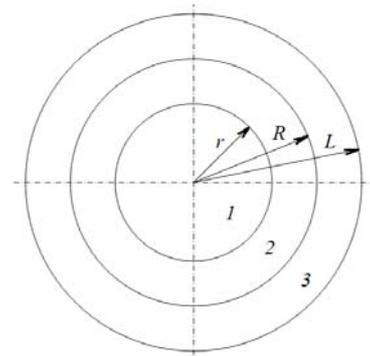


Рис. 3. Структура мишени с внутренней магнитной оболочкой и лайнером (сечение в плоскости, перпендикулярной магнитным силовым линиям): 1 – плазма мишени, 2 – ВМО, 3 – плазменный лайнер

Результаты оценок представлены в Таблице 1. Рассматривается сжатие мишени, состоящей из равных долей дейтерия и трития, имеющих до сжатия температуру T_0 . Схема мишени показана на рис. 3. Мишень радиуса r_0 помещена в магнитное поле с индукцией B_0 , занимающее область радиуса R_0 . В результате воздействия плазменных струй вокруг мишени создается плазменный лайнер с температурой T_L , сжимающий охватываемое им магнитное поле до индукции B . При этом внешний радиус ВМО уменьшается до величины R , радиус мишени уменьшается до r , а ее температура возрастает до термоядерной величины $T \approx 10 \div 15$ кэВ. Сжатие считается адиабатным. Для мишени можно рассматривать как цилиндрический режим (длинная мишень), так и квазисферический режим. При одинаковых степенях сжатия r/r_0 второй режим допускает больший нагрев, поэтому мы рассматривали квазисферическое сжатие мишени с пока-

зателем адиабаты $5/3$. Сжатие магнитного поля является двумерным, и оно рассматривалось с учетом сохранения магнитного потока. Время удержания оценивалось так $\tau = r(k_B T_L / m_L)^{-1}$, где k_B – постоянная Больцмана; m_L – масса ионов лайнера. В таблице помимо энергии W_{fus} , выделившейся в результате реакции в течение времени удержания также приведена

энергия W_{fus0} , которая могла бы выделиться при полном сгорании топлива.

Вещество мишени (термоядерное топливо) состоит из равных долей дейтерия и трития. Вещество мишени – легко ионизирующийся газ с относительно высокой атомной массой, в рассматриваемом случае – аргон или ксенон.

Таблица 1

Параметры мишени с ВМО и плазменным лайнером

	Вар. 1	Вар. 2	Вар. 3
Параметры до сжатия			
Радиус мишени r_0 , см	10	10	10
Внешний радиус ВМ оболочки R_0 , см	17	17	17
Магнитное поле B_0 , Тл	5.5	3.8	5.7
Концентрация дейтерия n_{D0} , м ⁻³	7.5×10^{23}	2.5×10^{23}	5.3×10^{23}
Температура мишени T_0 , эВ	25	37.5	37.5
Вещество лайнера	Ar	Ar	Xe
Температура лайнера T_L , эВ	10	1	10
Плотность потока энергии лайнера на мишень J , Вт/м ²	5.7×10^{18}	9.6×10^{17}	3.5×10^{18}
Параметры после сжатия			
Радиус мишени r , см	0.5	0.5	0.5
Внешний радиус ВМ оболочки R , см	0.6	0.6	0.6
Радиус лайнера L , см	1.2	1.2	1.2
Магнитное поле B , Тл	9824	6950	10155
Концентрация дейтерия n_D , м ⁻³	6×10^{27}	2×10^{27}	4.3×10^{27}
Температура мишени T , кэВ	10	15	15
Энергия плазмы (тепловая) W_{pl} , Дж	2.3×10^7	1.1×10^7	2.4×10^7
Энергия магнитного поля W_M , Дж	6.6×10^6	3.3×10^6	7.1×10^6
Энергия лайнера поля W_L , Дж	5.9×10^7	2.9×10^7	6.2×10^7
Параметры фазы горения			
Энергия синтеза W_{fus} , Дж	1.5×10^8	1.2×10^8	3.2×10^8
Энергия синтеза потенциальная W_{fus0} , Дж	6.6×10^9	2.2×10^9	4.7×10^9
Время удержания плазмы τ , с	3×10^{-8}	1×10^{-7}	5.8×10^{-8}
Плазменный коэффициент усиления Q_{pl}	1.7	2.8	3.5

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрен магнитно-инерциальный (гибридный) подход к управляемому термоядерному синтезу. В качестве мишени выбрана замагниченная плазма (наложенного внешнего импульсного магнитного поля), а также прямое обжатие лазерными пучками с высокой энергией в импульсе (лазерный драйвер) и высокоскоростными плазменными струями (плазменный лайнер).

Разработанная на основе [2] модель, позволяет рассчитывать процессы в сферической и цилиндрической мишени при обжатии ее несколькими лазерными пучками и плазменными струями.

Сделаны оценки по удержанию плазменной конфигурации в затравочном магнитном поле после равно-

мерного обжатия. Выявлены основные режимы и сделаны предварительные оценки для системы мишень-магнитная оболочка-лайнер. Полученные параметры, в частности, плазменный коэффициент усиления, позволяют надеяться на использование подобных систем в качестве источника частиц, термоядерного двигателя, для материаловедческих задач и т.д.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 09-08-00137-а, РФФИ № 07-01-00133 (разработка пространственной модели движения химического реагирующего газа), международным Российско-Итальянским грантом РФФИ № 09-08-92422-КЭа (разработка компьютерных радиационно-столкновительных моделей) и программы сотрудничества РАН и CNR, а также Программой фундаментальных исследований РАН

(создание моделей физико-химической кинетики высокотемпературных газовых потоков) и Программой министерства образования и науки Российской Федерации РНПВШ 2.1.1/4693 (создание гибридных радиационно-столкновительных моделей аэрофизики), грантом Президента РФ МК-1811.2010.8.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Костюков И.Ю., Рыжков С.В. Магнитно-инерциальный термоядерный синтез с лазерным обжатием замагниченной сферической мишени // Прикладная физика. 2011. № 1. С. 65–72.
2. Кузенов В.В., Рыжков С.В. Математическая модель взаимодействия лазерных пучков высокой энергии импульса с плазменной мишенью, находящейся в затравочном магнитном поле // Препринт ИПМех РАН. М.: Институт Проблем Механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, 2010. № 942. 57 с.
3. Кузенов В.В., Рыжков С.В. Разработка математической модели облучения замагниченной плазменной мишени несколькими лазерными пучками // Труды 8 Межд. конф. по неравновесным процессам в соплах и струях (NPNJ'2010). М.: МАИ-ПРИНТ, 2010. С. 254–255.
4. Kuzenov V.V., Ryzhkov S.V. Non-linear aspects in a model of laser-driven implosion // Proc. IV Int. Conf. "Frontiers of Nonlinear Physics", FNP 2010. Pp. 371–372.
5. Рыжков С.В., Чирков А.Ю. Радиационно-конвективный теплообмен квазисферической плазмы в магнитном поле встречных кольцевых токов // РНКТ-5 25–29 октября 2010 г. М.: Издательский дом МЭИ, 2010. Т. 6. С. 264–267.
6. Кузенов В.В. Использование регулярных адаптивных сеток для анализа импульсных сверхзвуковых струй плазмы. Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2008. Т. 7. <http://www.chemphys.edu.ru/pdf/2008-09-01-016.pdf>