

# Физика плазмы и плазменные методы

УДК 533.9, 621.039

## Схемы стандартного и комбинированного воздействия в концепции магнитно-инерциального термоядерного синтеза

В. В. Кузенов, С. В. Рыжков, П. А. Фролко

*Выполнены оценки основных теплофизических параметров плазмы, которая возникает на месте термоядерной мишени при её обжатии и нагреве высокоскоростными импульсными плазменными струями (плазменным лайнером) или излучением многоканального лазера (лазерным драйвером). Обсуждаются инновационные схемы — “стандартный” вариант и “комбинированная” схема для магнитно-инерциального термоядерного синтеза (МИТС).*

PACS: 28.52.-s, 52.25.Xz, 52.35.Tc, 52.55.Pi, 52.65.-y

*Ключевые слова:* замагниченная плазма, магнитно-инерциальное удержание, магнитное поле.

### Введение

В проблеме реализации магнитно-инерциального термоядерного синтеза (МИТС) ключевую роль играют теплофизические параметры плазмы, которая возникает на месте термоядерной мишени при её обжатии и нагреве высокоскоростными импульсными плазменными струями (плазменным лайнером) или излучением многоканального лазера (лазерным драйвером). Возможность достижения требуемых плазменных параметров в решающей степени определяется эффективностью выбранной конструкции термоядерной установки [1—5].

В данной работе предложена и рассмотрена инновационная концепция сжатия и нагрева плазменных мишеней в схемах МИТС.

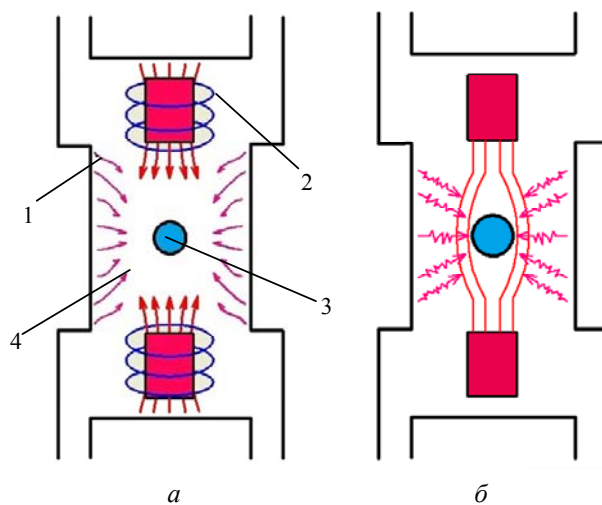
### Комбинированная и стандартная системы МИТС

Как известно, “стандартный” вариант МИТС (см. рис. 1, а) использует обжатие и нагрев плазменного образования (термоядерной мишени) и “вмороженного” в плазму магнитного поля высо-

коскоростными плазменными струями (плазменным лайнером) или/и квазисимметричную имплозию замагниченной мишени лазерными пучками (лазерным драйвером).

Кроме того, с целью более равномерного обжатия термоядерной мишени можно использовать т. н. “комбинированную” схему (рис. 1, б).

При этом в “стандартном” варианте МИТС [1—5] максимум магнитного поля располагается в центре мишени (рис. 1 а), а в “комбинированной” схеме МИТС этот максимум находится вне тела мишени (рис. 1, б).



**Рис. 1.** Варианты сжатия и нагрева мишени с использованием Z-пинча и хольраума: а — “стандартная” схема с вмороженным полем; б — “комбинированная” (магнитное поле не полностью вморожено в мишень)  
1 — хольраум; 2 — Z-пинч; 3 — мишень; 4 — излучение

Кузенов Виктор Витальевич, доцент.  
Рыжков Сергей Витальевич, доцент.  
Фролко Павел Александрович, аспирант.  
Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана.  
Россия, 105005, Москва, ул. 2-я Бауманская, д. 5, стр. 1.  
Тел. 8 (499) 263-65-70. E-mail: ryzhkov@power.bmstu.ru  
Статья поступила в редакцию 3 марта 2015 г.

"Комбинированная" схема состоит из следующих основных узлов.

1) Система облучения мишени, которая находится вне центральной части установки (рис. 1, б). Эта система подразумевает использование хольраума или системы лазеров, либо струй, созданных плазменными ускорителями.

2) "Динамическая магнитная ловушка", сжимающая "затравочный" (специально созданный в начальный момент времени) магнитный поток, направленный вдоль геометрической оси симметрии схемы. При этом магнитная система ловушки располагается вдоль оси симметрии устройства, вне области воздействия системы облучения мишени (см. рис. 1, б). В этом случае максимальные (и возрастающие с течением времени) значения напряженности магнитного поля располагаются снаружи от мишени (магнитная диффузия поля в мишень мала). Это обстоятельство приводит к увеличению времени удержания термоядерной плазмы, дополнительному (за счет вихревых токов) нагреву приграничной плазмы мишени.

В данной схеме можно использовать два варианта создания начального магнитного поля:

1) в начальный момент времени "затравочное" магнитное поле можно создать аналогично "стандартному" варианту МИТС.

2) во втором случае "затравочное" магнитное поле в термоядерной мишени равно нулю (рис. 2).

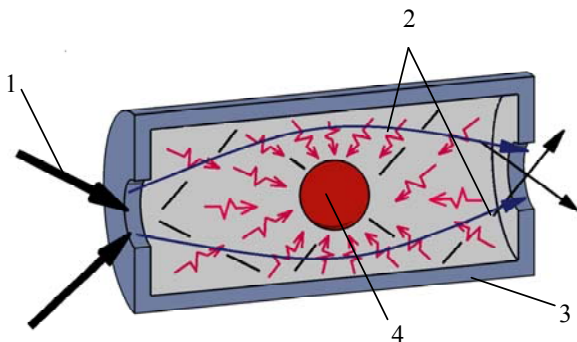


Рис. 2. Система хольраума с внешним магнитным полем (не полностью вморожено в мишень) и широкополосным излучением для обжатия плазменной мишени: 1 — лазерные лучи; 2 — силовые линии магнитного поля; 3 — хольраум; 4 — мишень

При этом "динамическую магнитную ловушку" можно определить следующим образом:

1) это открытая магнитная ловушка с двумя источниками магнитного поля;

2) в отличие от обычной ловушки, применяемые в "динамической магнитной ловушке" источники магнитного поля подвергаются сжатию и, в свою очередь, сжимают "затравочное" магнитное поле;

3) термоядерная мишень находится в центре "динамической магнитной ловушки" и может облучаться системой лазеров (прямое сжатие), на основе непрямого сжатия (хольраум) или ионными пучками/плазменными струями.

Таким образом, "динамическая магнитная ловушка" является мощным источником увеличивающегося во времени магнитного поля и широкополосного (в основном, рентгеновского диапазона спектра) излучения.

Сжатие источника магнитного поля в "динамической магнитной ловушке" может быть осуществлено, например, путем вымораживания магнитного поля в Z-пинч или несимметричный Z-пинч, сжимающиеся к своей геометрической оси симметрии;

В стандартной и комбинированной схемах МИТС используются три способа воздействия на термоядерную мишень:

а) высокоскоростные плазменные струи (плазменный лайнер);

б) система лазерных пучков или широкополосное излучение (лазерный драйвер или хольраум);

в) интенсивное магнитное поле.

### Описание стадий и плазмодинамических процессов в МИТС

Выполним оценки основных теплофизических параметров плазмы, которая возникает на месте термоядерной мишени при её обжатии и нагреве высокоскоростными импульсными плазменными струями (плазменным лайнером) или излучением многоканального лазера (лазерным драйвером).

Отметим, что эти задачи могут быть отнесены к задаче работы [6] о нестационарном наилучшем сжатии мишени, например, газовым или плазменным поршнем, за заданное время до фиксированной плотности и с минимальными энергетическими затратами.

В случае плазменного лайнера процесс обжатия мишени можно представить в виде нескольких стадий.

- На первой стадии  $0 \leq t \leq \frac{L_r - r_m}{V_{nc}}$  (стадии

получения системы струй) формируется система высокоскоростных импульсных плазменных струй, которые фокусируются на термоядерной мишени МИТС. Здесь введены обозначения:  $L_r$  — характерный радиальный размер расположения плазменных пушек и ускорителей, отсчитываемый от центра системы, например, радиус камеры,  $r_m$  — радиус мишени и  $V_{nc}$  — скорость движения плазменных струй. Эта стадия прекращает свое действие в момент времени  $t_1 = \frac{L_r - r_m}{V_{nc}}$ , когда сис-

тема струй вступает во взаимодействие с термоядерной мишенью;

- На второй стадии  $t_1 \leq t \leq t_1 + t_2$  (стадии сжатия мишени) происходит сжатие плазменными струями деформируемой плазменной (термоядерной) мишени. Здесь использованы обозначения  $t_2 = \frac{r_M}{V_{сж}}$  и  $V_{сж}$  — скорость компрессии или сжатия. Эта стадия завершает свое действие в момент времени, когда плазродинамические параметры мишени достигают значений, необходимых для термоядерного поджига, а именно,  $T > 5$  кэВ,  $n = 10^{22}$  см<sup>-3</sup>.

- На третьей стадии (стадии "горения" мишени) осуществляется "зажигание" и термоядерное горение сжатой плазменными струями мишени.

На первой стадии теплофизические параметры вдуваемой струи плазмы находятся с помощью следующих соотношений:

$$\begin{aligned} V_{кз} &= \frac{dz}{dt}, \rho_{nc} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \rho_0, P_{nc} = \frac{\gamma+1}{2} \rho_0 V_{кз}^2, \\ V_{nc} &= \frac{\gamma+1}{2} V_{кз}, T_{nc} = \frac{\gamma-1}{2} \frac{\mu_{nc}}{R_0} \frac{V_{кз}^2}{1+Z}, \\ D_{ув} &= \frac{\gamma+1}{2} V_{кз}, \gamma = \frac{C_p}{C_v}. \end{aligned} \quad (1)$$

где использованы обозначения:  $\rho_0$  — плотность в невозмущенной части мишени;  $\rho$  — плотность вдуваемой струи;  $\rho_1$  — плотность за фронтом падающей на мишень ударной волны (УВ);  $\rho_2$  — плотность за фронтом отраженной от мишени УВ;  $V_{кз}$  — скорость движения фронта контактной границы;  $D_{ув}$  — скорость движения УВ,  $\rho_{nc}$ ,  $P_{nc}$ ,  $V_{nc}$ ,  $T_{nc}$  — плотность, давление, скорость, температура во вдуваемой струе плазмы.

Плазродинамическая структура второй стадии состоит (рис. 3) из двух ударных волн (первая УВ<sub>1</sub> движется внутрь мишени, вторая, т.е. отраженная УВ<sub>2</sub>, движется навстречу плазменной струе). При этом две УВ отделены друг от друга контактной границей (КГ). Плазродинамические параметры этой структуры можно оценить (с учетом присутствия магнитного давления  $H^2/8\pi$ ), если использовать следующее предположение: принимаем, что головная ударная волна струи взаимодействует не с деформируемой плазменной преградой, а отражается от плоской поверхности абсолютно твердого тела [7].

Тогда параметры структуры могут быть оценены с помощью соотношений:

$$\frac{P_{omp}}{P_{nc} + \frac{H^2}{8\pi}} = \frac{3\gamma_{nc} - 1}{\gamma_{nc} - 1}, \frac{\rho_{nc}}{\rho_{omp}} = \frac{\gamma_{nc} - 1}{\gamma_{nc}},$$

$$V_{omp} = V_{nc} - \sqrt{\left| P_{omp} - P_{nc} \pm \frac{H^2}{8\pi} \right| \left| \frac{1}{\rho_{nc}} - \frac{1}{\rho_{omp}} \right|},$$

где знак плюс соответствует "стандартному" варианту МИТС, а знак минус — комбинированному варианту МИТС.

Сказанное выше позволяет дать оценку величине  $f_{эфф}$  — эффективности магнитно-инерциального термоядерного синтеза МИТС (обобщенный вариант критерия Лоусона) [8].

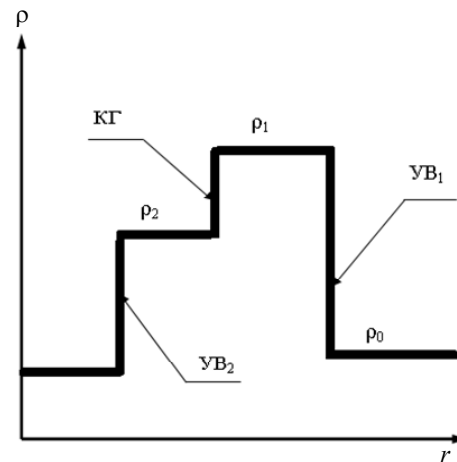


Рис. 3. Схематическое изображение плазродинамической структуры течения соответствующей второй стадии процесса сжатия мишени:

$\rho_0$  — плотность в невозмущенной части мишени;  $\rho_1$  — плотность за фронтом падающей на мишень ударной волны (УВ<sub>1</sub>);  $\rho_2$  — плотность за фронтом отраженной от мишени УВ<sub>2</sub>; КГ — фронт контактной границы.

Введем два характерных времени: время термоядерного горения мишени:

$$t_{реак} = \frac{M_i}{\rho} \cdot \frac{1}{\langle V\sigma \rangle},$$

где  $\rho$  — текущая плотность мишени,  $M_i$  — масса иона участвующего в термоядерной реакции,  $V$  — относительная скорость движения взаимодействующих ядер, принимающих участие в термоядерной реакции,  $\sigma$  — сечение термоядерной реакции;

время магнитогазодинамического разлета мишени:

$$t_{разл} = \frac{r}{C},$$

которое оцениваем как отношение радиуса мишени  $r$  к магнитогазодинамической скорости звука  $C$ ,

т. е. как время, необходимое для распространения градиента плотности  $\nabla\rho$  от поверхности мишени  $r$  к ее центру ( $r = 0$ ), где  $r$  — текущая радиальная граница мишени, при которой начинается термоядерное горение. Здесь использовано выражение

$$C = \sqrt{\gamma_{nc} \left[ P - \frac{3\gamma_{nc} - 1}{\gamma_{nc} - 1} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \rho_0 V_{кз}^2 \mp \frac{H^2}{8\pi} \right) \right]} / \rho$$

для магнитогазодинамической скорости разлета термоядерной мишени, где знак минус соответствует “стандартному” варианту МИТС, а знак плюс — комбинированному варианту МИТС.

Из приведенной оценки времен  $t_{реак}$  и  $t_{разл}$  следует, что время удержания плазмы в “комбинированной” (но не в “стандартной”) схеме МИТС будет значительно больше, чем требуемое время удержания для инерционного термоядерного синтеза. Если ввести стандартным образом газодинамическую скорость звука  $C_{зв} = \sqrt{\gamma_{nc} P / \rho}$ , то выражение для магнитогазодинамической скорости разлета  $C$  будет иметь следующий вид (2):

$$C = C_{зв} F, \quad F = \sqrt{1 - \frac{3\gamma_{nc} - 1}{P(\gamma_{nc} - 1)} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \rho_0 V_{кз}^2 \mp \frac{H^2}{8\pi} \right)}. \quad (2)$$

### Эффективность термоядерной реакции для МИТС

Для описания термоядерного воспламенения D—T-смеси мишени, сжимаемой некоторой оболочкой, ускоряемой импульсным лазерным воздействием (лазерный драйвер), необходимо также выполнение обобщенного варианта критерия Лусона.

В этом случае структура поля течения, возникающая при стационарном лазерном облучении плазмы мишени, условно может быть представлена в виде трех пространственных областей:

- ударно-сжатой УВ плазмы мишени;
- дефлаграционной волны (которая следует за УВ), в пространственной области которой поглощается энергия лазерных пучков;
- замыкает течение на периферийной части мишени центрированная магнитогазодинамическая волна разряда (которая может быть адиабатической или изотермической).

Условие на  $f_{эфф}$  для системы с лазерным драйвером может быть также получено, если ввести понятие о магнитогазодинамической скорости  $C$  разлета термоядерной мишени:

$$C = C_{зв} F, \quad F = \sqrt{1 \pm \frac{1}{P} \frac{H^2}{8\pi}},$$

где  $C_{зв} = \sqrt{\gamma_{nc} P / \rho}$  — газодинамическая скорость звука в мишени, причем знак плюс соответствует “стандартному” варианту МИТС, а знак минус — комбинированному варианту МИТС.

Тогда величина эффективности термоядерной реакции  $f_{эфф}$  (для плазменного и лазерного драйверов) может быть сформулирована в виде отношения двух времен, а именно,  $t_{разл}$  и  $t_{реак}$ :

$$f_{эфф} = \frac{t_{разл}}{t_{реак}} = \frac{\rho \cdot r \langle V\sigma \rangle}{F M_i C_{зв}}.$$

При этом учтем, что для выражения  $\frac{\langle V\sigma \rangle}{M_i C_{зв}}$  выполнено неравенство вида:  $\frac{M_i C_{зв}}{\langle V\sigma \rangle} > 1 \text{ г/см}^2$ . От-

метим, что в случае выполнения данного соотношения продукты термоядерной реакции передают заметную часть своей энергии мишени, и процесс горения происходит при максимальных значениях скорости D—T-реакции.

Другими словами, условие (более слабое по сравнению с ИТС) термоядерного воспламенения D—T-смеси, находящейся в магнитном поле напряженностью  $H$  и сжимаемой плазменным лайнером, имеет вид:

$$T > 5 \text{ кэВ}, \quad \frac{\rho \cdot r}{F} > 1 \text{ г/см}^2.$$

Если наложить дополнительное условие  $r > r_{ц}$ , которое возникает из условия замагниченности  $\alpha$ -частиц (это условие необходимо для распространения волны термоядерного горения в мишени), то можно связать конечный радиус мишени  $r$  и начальную напряженность магнитного поля  $H_n$  (нижний индекс “н” относится к начальным параметрам):

$$r > r_{ц} = \frac{u_{\alpha} M_{\alpha}}{e H_n} \left( \frac{r}{r_n} \right)^2 \quad \text{или} \quad \frac{e H_n r_n^2}{u_{\alpha} M_{\alpha}} > r,$$

где  $r_{ц} = \frac{u_{\alpha} M_{\alpha}}{e H}$ ,  $u_{\alpha}$ ,  $M_{\alpha}$  — циклотронный радиус, скорость и масса  $\alpha$ -частицы, соответственно. Тогда условие термоядерного D—T-воспламенения можно переформулировать следующим образом:

$$\rho \frac{e H_n r_n^2}{u_{\alpha} M_{\alpha}} > \rho \cdot r \quad \text{или} \quad \rho \frac{e H_n r_n^2}{u_{\alpha} M_{\alpha}} > F, \quad T > 5 \text{ кэВ}. \quad (3)$$

Соотношение (3) с учетом закона сохранения массы можно переписать в следующем виде:

$$\rho_n \frac{eH_n r_n^5}{u_\alpha M_\alpha} > Fr^3 \quad \text{— для сферически симметричной мишени,}$$

$$\rho_n \frac{eH_n r_n^4}{u_\alpha M_\alpha} > Fr^2 \quad \text{— для цилиндрически симметричной мишени,}$$

$$T > 5 \text{ кэВ.} \quad (4)$$

Таким образом, соотношения (4) налагают определенные требования на начальные параметры термоядерной мишени, внешнего магнитного поля и плазодинамические параметры системы высокоскоростных импульсных плазменных струй или системы лазерных пучков.

Сопоставим затраты энергии, связанные с необходимостью выполнения работы деформации и работы против электромагнитных сил для цилиндрически симметричного случая мишени.

Магнитное давление  $P_{mag}$  можно найти с помощью формулы (5), которая получена на основе закона сохранения магнитного потока:

$$P_{mag} = \frac{H^2}{8\pi} = H_n^2 \left( \frac{r_n}{r} \right)^4, \left[ \frac{\text{Дин}}{\text{см}^2} \right]. \quad (5)$$

Тогда работа  $L_{mag}$  против силы, связанной с магнитным давлением, определяется следующим соотношением:

$$L_{mag} = \ell_{nl}^z \int_{r_H}^r 2\pi r \frac{H^2}{8\pi} dr = \ell_{nl}^z H_n^2 \pi r_n^2 \left[ \left( \frac{r_n}{r} \right)^2 - 1 \right] =$$

$$= \ell_{nl}^z H_n^2 \pi r_n^2 \left( \frac{r_n}{r} \right)^2 \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_n} \right)^2 \right], [\text{Эрг}] \quad (6)$$

где  $\ell_{nl}^z$  — длина плазменного образования.

Если принять, что на первоначальной стадии “зажигания” вещество термоядерной мишени «адиабатически» медленно сжимается (т. е. справедлива адиабата Пуассона  $P/\rho^\gamma = const$ ), то тогда работа деформации (затраченная на сжатие мишени) определяется выражением (при условии выполнения закона сохранения массы):

$$L = \frac{\rho \pi r^2 \ell_{nl}^z P_n}{(\gamma - 1) \rho_n} \left[ 1 - \left( \frac{\rho}{\rho_n} \right)^{\gamma-1} \right] =$$

$$= P_n \frac{\pi \ell_{nl}^z r_n^2}{(\gamma - 1)} \left[ 1 - \left( \frac{r_n}{r} \right)^{2(\gamma-1)} \right]. \quad (7)$$

Два полученных выше соотношения (6) и (7) позволяют произвести сравнение энергетических затрат, связанных с работой деформации  $L$  и работой магнитного давления  $L_{mag}$ :

$$\eta_{эфф} = \frac{|L_{mag}|}{|L|} =$$

$$= (\gamma - 1) \frac{H_n^2}{P_n} \left( \frac{r_n}{r} \right)^{2(2-\gamma)} \frac{\left[ 1 - \left( \frac{r}{r_n} \right)^2 \right]}{\left[ 1 - \left( \frac{r}{r_n} \right)^{2(\gamma-1)} \right]} \propto$$

$$\propto \frac{8\pi(\gamma - 1)}{\beta} \left( \frac{r_n}{r} \right)^{2(2-\gamma)},$$

$$\beta = \frac{P_n}{(H_n^2/8\pi)}. \quad (8)$$

Явление электромагнитной индукции в схеме МИТС может оказывать заметное влияние на процесс нагрева мишени. Этот нагрев осуществляется вихревым электрическим полем, напряженность которого, согласно закону электромагнитной индукции, прямо пропорциональна скорости изменения магнитного потока:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \oint_{\partial G} \frac{d\vec{B}}{dt} \cdot \vec{n} dS = -E_u, \quad (9)$$

где  $\partial G$  — граница области (торцевая часть цилиндрической мишени), через которую протекает поток вектора  $\vec{B}$ ; величину магнитного потока и напряженности можно оценить по формуле  $\Phi = B \cdot \pi r_n^2$ ,  $\vec{B} = B(\omega) e^{i\omega t}$ .

С ростом эффективной частоты  $\omega$  поля излучения, падающего на мишень, растет и напряженность вихревого электрического поля, возбуждающего плазму мишени:

$$-E_u = \oint_{\partial G} \frac{d\vec{B}}{dt} \cdot \vec{n} dS =$$

$$= \omega \oint_{\partial G} \text{Re} \left[ \vec{B}(\omega) e^{i\omega t} \right] \cdot \vec{n} dS \approx \omega \Phi.$$

Одновременно увеличивается джоулево энерговыделение:

$$Q_{Дж} = \sigma E_u^2 \approx \sigma \omega^2 \Phi^2,$$

передаваемое в плазму.

Тогда энергетические затраты  $\eta_{Дж}$ , вызванные работой вихревых токов и работой магнитного давления  $L_{маг}$ , можно оценить следующим образом:

$$\begin{aligned} \eta_{Дж} &= \frac{Q_{Дж}}{|L|} = \\ &= \frac{\sigma\omega^2 [B \cdot \pi r_n^2]^2}{P_n \frac{\pi \ell_{пл}^z r_n^2}{(\gamma-1) \left[1 - \left(\frac{r_n}{r}\right)^{2(\gamma-1)}\right]}} = \\ &= \frac{8\pi\sigma\omega^2 [\pi r_n^2]^2}{\beta \frac{\pi \ell_{пл}^z r_n^2}{(\gamma-1) \left[1 - \left(\frac{r_n}{r}\right)^{2(\gamma-1)}\right]}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Наличие вихревых токов в плазме мишени указывает на возможность построить мишень для системы МИТС более эффективным способом при выполнении следующих условий.

- Вся мишень может быть помещена в систему цилиндрически-замкнутых витков. Эта система витков в электротехнике носит название объемно-протяженного короткозамкнутого витка (в нем от системы вихревых токов, протекающих в мишени в процессе её сжатия, будет наводиться дополнительный вихревой ток);

- Наличие короткозамкнутого витка приведет к возникновению тэта-пинч-эффекта: сжатие термоядерной плазмы будет обусловлено взаимодействием внешнего, продольного, “сжатого” (в процессе схлопывания) магнитного поля с магнитной индукцией  $B$  с азимутальным током  $J$  в короткозамкнутом витке.

## Заключение

В работе обсуждены различные варианты схемы для магнитно-инерциального термоядерного синтеза (МИТС). В “комбинированной” схеме (в отличие от “стандартного” варианта) максимальные (и возрастающие с течением времени) значения напряженности магнитного поля располагаются снаружи от мишени. Это обстоятельство, как показано, приводит к увеличению времени удержания термоядерной плазмы, к дополнительному за счет вихревых токов нагреву приграничной плазмы мишени, а также к стабилизации её границы.

Исследована эффективность  $f_{эфф}$  (обобщенный вариант критерия Лоусона) для “стандартной” и “комбинированной” схем МИТС.

*Представленные результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России № 13.79.2014/К.*

## ЛИТЕРАТУРА

1. Костюков И. Ю., Рыжков С. В. // Прикладная физика. 2011. № 1. С. 65
2. Chirkov A. Yu., Ryzhkov S. V. // J. Fus. Energy. 2012. V. 31 (1). P. 7.
3. Рыжков С. В. // Известия РАН. Сер. физ. 2014. Т. 78. С. 647; Ryzhkov S. V.
4. Ryzhkov S. V. // Problems of atomic science and technology. 2010. No. 4. P. 105.
5. Kuzenov V. V., Ryzhkov S. V. // Problems of atomic science and technology. 2013. No. 1 (83). P. 12.
6. Крайко А. Н. // ПИММ. 1993. Т. 57. С. 35.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. — М.: Физматлит, 2001..
8. Basko M. M., Kemp A. J., Meyer-ter-Vehn J. // Nuclear Fusion. 2000. V. 40. P. 59.

## Standard and combined effects in the concept of magneto-inertial fusion

V. V. Kuzenov, S. V. Ryzhkov, and P. A. Frolko

Bauman Moscow State Technical University,  
5/1 2-nd Baumanskaya str., Moscow, 105005, Russia  
E-mail: svryzhkov@gmail.com

Received March 3, 2015

*This paper presents a concept of dynamic plasma compression which unites a technique of megagauss magnetic field generation and methods of plasma confinement in a specially formed magnetic configuration. This concept is a determining one for the magneto-inertial (hybrid) approach to the controlled thermonuclear fusion. Comparing to the inertial confinement the main magneto-inertial fusion (MIF) advantages are smaller values of plasma density and temperature, which are nevertheless sufficient for heating the target and thermonuclear reaction ignition. In this case magnetized plasma is*

*initially created inside an axisymmetric magnetic trap and exposed to direct compression by means of laser beams (laser driver) and/or plasma jets (plasma liner). A generalized burn criterion  $f_{eff}$  for magneto-inertial fusion system is presented.*

PACS: 52.55.Lf, 52.38.Fz, 52.25.Xz, 52.65.-y

*Keywords:* magnetized plasma, magneto-inertial confinement, magnetic field.

#### REFERENCES

1. I. Yu. Kostyukov and S. V. Ryzhkov, Plasma Phys. Rep. **37**, 1092 (2011).
2. A. Yu. Chirkov and S. V. Ryzhkov, J. Fus. Energy **31** (1), 7 (2012).
3. S. V. Ryzhkov, Bull. Russ. Acad. Sci. **78**, 456 (2014).
4. S. V. Ryzhkov, Problems of atomic science and technology, No. 4, 105 (2010).
5. V. V. Kuzenov and S. V. Ryzhkov, Problems of atomic science and technology, No. 1, 12 (2013).
6. A. N. Kraiko, Prikl. Matem. Mekhan. **57**, 35 (1993).
7. L. D. Landau and E. M. Lifshits, *Theoretical Physics. Vol. VI. Hydrodynamics* (Fizmatlit, Moscow, 200) [in Russian].
8. M. M. Basko, A. J. Kemp, and J. Meyer-ter-Vehn, Nuclear Fusion **40**, 59 (2000).