

ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ В СХЕМЕ СО СЖАТИЕМ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ТОКОМ ВЗРЫВОМАГНИТНОГО ГЕНЕРАТОРА

С. Г. Гаранин, А. В. Ивановский, С. М. Куликов, В. И. Мамышев, С. Н. Певный, В. Г. Рогачёв

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», г. Саров Нижегородской обл.
телефон (831-30) 43738, факс (831-30) 43738, e-mail ivanovsky@elph.vniief.ru

В 1993 году А. И. Павловским, В. Г. Рогачевым и В. А. Павловским рассмотрено термоядерное устройство, в котором предварительно разогретая лазерным излучением замагниченная плазма сжимается взрывчатым веществом. В [1, 2] предложено сжимать плазму токовым импульсом и оценены требуемые для зажигания параметры. В 2009 году начата разработка концепции зажигания в аналогичной схеме (проект MagLif), в 2014 году на установке Z реализован выход $2 \cdot 10^{12}$ нейтронов в ДД реакции. В работе обсуждаются возможности взрывомагнитных генераторов и взрывных фотодиссоционных лазеров для достижения зажигания. Предложены эксперименты для проверки концепции.

Введение

Наиболее распространенным подходом к зажиганию термоядерного топлива является сжатие его оболочкой ускоренной рентгеновским излучением (РИ).

Легко реализовать температуры РИ 250–300 эВ на лазерных установках. Поэтому лазерный источник РИ широко используется для исследования спектральных коэффициентов поглощения горячей и плотной плазмы, уравнений состояния веществ, динамики сжатия и нагрева оболочечных мишеней с ДТ-топливом, влияния асимметрии на сжатие и генерацию нейтронов в мишенях и т. д. Для проведения таких исследований построена мощная лазерная установка нового поколения NIF в США, строятся «Мегаджоуль» во Франции, мощные лазерные установки в России, Китае.

Эксперименты на установке Z (СНЛ, США), в ходе которых получен импульс РИ длительностью ~5 нс с энергией ~1,8 МДж [1], показали, что электрофизические установки, способные создавать короткий 100–200 нс импульс тока с амплитудой в десятков и более мегаампер, предоставляют альтернативную возможность для генерации мощного РИ. В [2] показано, что для достижения термоядерного зажигания требуются установки на порядок более мощные, чем Z. Другим вариантом реализации зажигания на электрофизических установках могут являться при решении проблемы обострения импульса тока до ~100 нс сверхмощные дисковые взрывомагнитные генераторы (ВМГ) [3].

Другим направлением реализации термоядерного синтеза является дожатие предварительно разогретой замагниченной плазмы ускоренной лайнерной системой. Предварительный нагрев существенно снижает требования по сжатию, а замагниченность уменьшает потери на теплопроводность и обеспечивает дополнительный разогрев α -частицами даже при относительно низкой плотности плазмы. Во ВНИИЭФ получил развитие проект МАГО, в котором предварительный нагрев замагниченной ДТ-плазмы реализуется при торможении сверхзвукового течения, а дожатие – продуктами взрыва или электродинамическим лайнером [4–14]. По первому этапу проведено большое количество опытов, достигнута стабильная генерация высокотемпературной замагниченной плазмы с выходом более 10^{13} нейтронов за импульс [8]. Эксперименты по второму этапу – дожатие плазмы не проводились, в силу малости времени жизни горячей плазмы, связанному, предположительно, с аномальным излучением на примесях тяжелых элементов.

В 1993 году А. И. Павловским, В. Г. Рогачевым и В. А. Павловским предложено термоядерное устройство, в котором предварительный разогрев замагниченной плазмы производится лазерным излучением (ЛИ), а последующее сжатие взрывчатым веществом. Возможно, это устройство лишено недостатка схемы МАГО, связанного с появлением примесей тяжелых элементов на стадии разогрева. В [1, 2] предложено сжимать разогретую ЛИ плазму токовым импульсом (в геометрии Z- Θ пинча) и оценены требуемые для зажига-

ния параметры. В 2009 году начата разработка концепции аналогичной схемы зажигания в США (проект MagLif) [15, 16]. В 2014 году на установке Z реализован выход $2 \cdot 10^{12}$ нейтронов в ДД реакции [17].

В работе обсуждаются возможности ВМГ и взрывных фотодиссоционных лазеров (ВФДЛ) для достижения зажигания в схеме с разогревом замагниченной плазмы ЛИ и сжатием в геометрии Z- Θ пинча. Предложены эксперименты для проверки концепции.

Схема экспериментов

Схема экспериментов по сжатию током ВМГ замагниченной высокотемпературной плазмы, формируемой и разогреваемой ЛИ, представлена на рис. 1.

ДД или ДТ газ помещается в однородное магнитное поле соленоида, ограниченное поверхностью цилиндрического лайнера. Ионизация и разогрев (до ~ 100 эВ) газа производится сфокусированным ЛИ на фронте волны светодетонации, инициируемой на заглушке. Контакт плазмы с поверхностью лайнера исключается в силу меньшего радиуса плазменного столба по сравнению с радиусом лайнера (~ 1 см) и малости плазменного параметра $\beta = 8\pi p / H_z^2 < 1$ (p – гидродинамическое давление разогретой плазмы) в начальный момент времени (а тем более в процессе сжатия). Дальнейший разогрев до термоядерных температур (\sim нескольких кэВ) осуществляется сжатием плазмы в 10–20 раз по радиусу за время ~ 1 мкс цилиндрическим лайнером, ускоряемым током ВМГ.

Высота плазменного столба должна быть, с одной стороны, достаточно большой для избежания существенного выноса плазмы и энергии (механизмом теплопроводности) вдоль силовых линий магнитного поля в процессе сжатия. С другой стороны, она ограничена доступными энергиями ЛИ и магнитного поля ВМГ.

Условие зажигания

Условия термоядерного зажигания в представленной схеме рассмотрены в [18, 19].

Для зажигания термоядерной смеси (50 % T + 50 % D) с массой M необходимо выполнение условия [20]

$$W = \frac{1}{M} \iint_{V_t} \frac{Q_{nf}}{E_T} dV dt = 0,3 - 1, \quad (1)$$

где W – дупль, Q_{nf} – мощность энергии α частиц, поглощаемая плазмой, E_T – удельная энергия сжимаемой плазмы без учета термоядерного энерговыделения.

Отметим, что в представленной схеме можно считать, что поглощается вся энергия рождаемых в ДТ реакциях α частиц, поскольку их ларморовский радиус меньше радиуса плазменного столба.

Зависимость дупля W для бесконечного плазменного шнура от $n_0 \cdot t_m$, где n_0 – концентрации частиц ДТ топлива, t_m – время нарастания тока ВМГ, при допустимых сжатиях [18] $\delta \leq 20$ и начальной температуре плазмы $T_0 = 230$ эВ представлена на рис. 2.

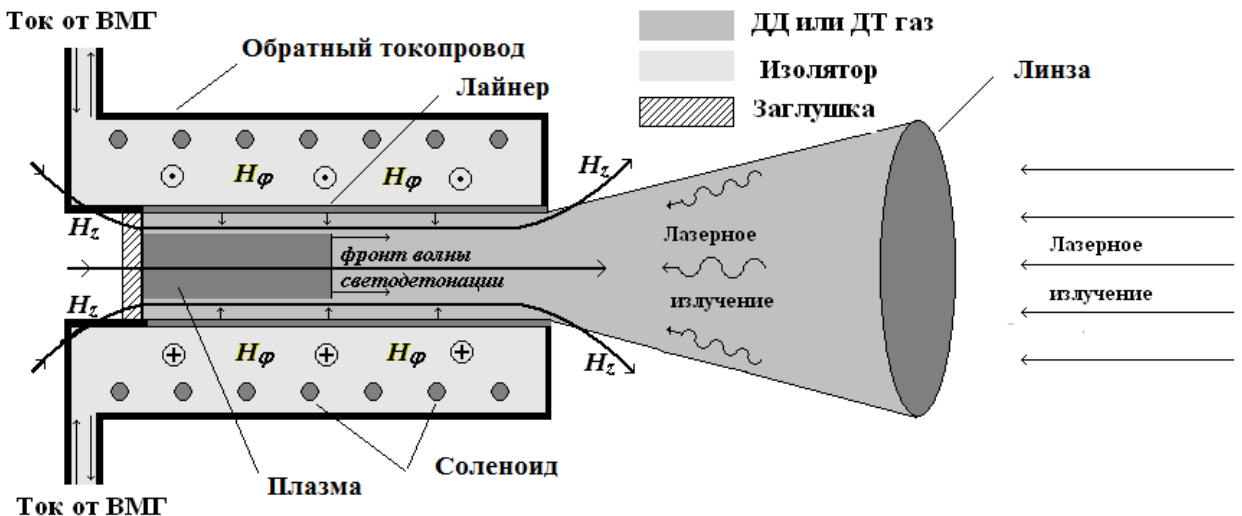


Рис. 1. Схема экспериментов

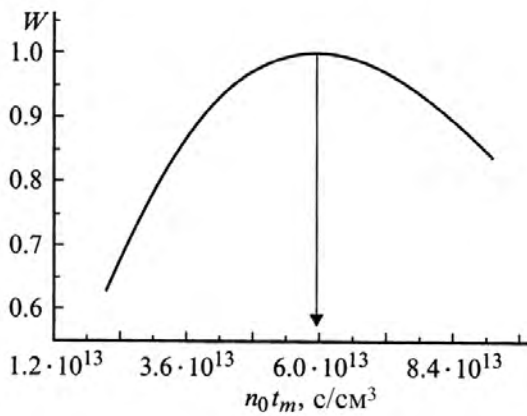


Рис. 2. Зависимость дупля от $n_0 \cdot t_m$ [19]

При длине плазменного шнура $h_0 \geq 10$ см и $t_m \sim 1$ мкс учет теплопроводности и разгрузки плазмы в продольном направлении снижает величину W , но не более, чем в два раза [19].

Таким образом, при начальной температуре плазмы $T_0 \sim 250$ эВ оптимальное значение $n_0 \cdot t_m \sim 6 \cdot 10^{13}$ с/см³. Это условие – аналог критерия Лоусона для рассматриваемой нестационарной системы. Переписанное через начальную плотность ДТ газа оно имеет вид

$$\rho_0 \cdot t_m = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3 \cdot \text{мкс.} \quad (2)$$

Создание замагниченной высокотемпературной плазмы

В случае $\beta \ll 1$ при воздействии ЛИ на ДТ газ возможен его разогрев в режиме плоской волны светодетонации. Этот режим подробно рассмотрен в 1993 году А. И. Павловским, В. Г. Рогачевым

и В. А. Павловским. Зависимости массовой скорости v , плотности ρ , давления p и удельной энергии ε плазмы от координаты z представлены на рис. 3. Скорость фронта волны светодетонации определяется из $v_0 = [Q / (\rho_0 \tau)]^{2/3}$, где Q – флюенс ЛИ, τ – длительность импульса ЛИ.

Из соотношений для волны светодетонации

$$T_0 = 1,69 \cdot 10^{-7} \cdot [Q / (\rho_0 \tau)]^{2/3}, \quad h_0 = v_0 \tau = 80 T_0^{1/2} \tau \quad (3)$$

и условий зажигания (2) для времени сжатия $t_m = 1$ мкс и длине плазменного шнура $h_0 = 10$ см получаем требуемые для зажигания:

$$\begin{aligned} \rho_0 &= 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^3; \quad \tau = 0,25 \text{ мкс}; \\ Q &= 112,5 \text{ кДж/см}^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Условие реализации режима нагрева в режиме светодетонации – пробег ЛИ $l_v \ll h_0$.

В ВФДЛ получена энергия ЛИ 60 кДж за время 25 мкс. В системе на базе ВФДЛ с задающим генератором и предусилителем реализовано ЛИ с энергией 7 кДж и длительностью 5 нс. Пробег ЛИ для ВФДЛ ($\lambda = 1,3$ мкм) – $l_v = 3,26 \cdot 10^{-7} \cdot T_0^{3/2} \rho_0^2 = 0,165$ см $\ll h_0$.

Сжатие высокотемпературной замагниченной плазмы

Схема сжатия представлена на рис. 4. Компрессия замагниченной плазмы производится цилиндрическим лайнером высотой h_0 с погонной массой m , который ускоряется импульсом тока J . Начальные: магнитное поле – $H|_{t=0} = H_0$; радиус лайнера – $R|_{t=0} = R_0$.

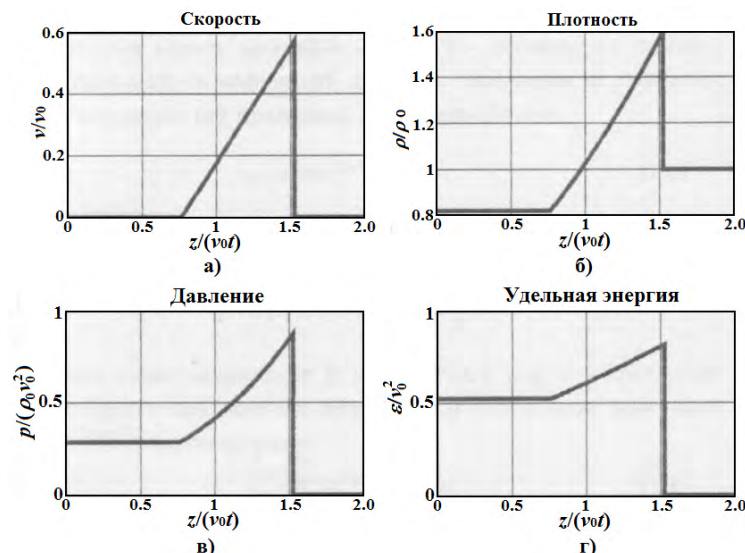


Рис. 3. Зависимости скорости v , плотности ρ , давления p и удельной энергии ε плазмы ($\gamma = 5/3$) от координаты z

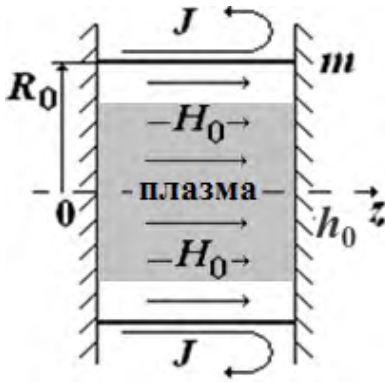


Рис. 4. Схема сжатия

В случае параметра $\beta \ll 1$ торможение лайнера производится магнитным полем и уравнения его движения имеют вид

$$\begin{cases} \frac{dR}{dt} = V, \\ m \frac{dV}{dt} = -\frac{J^2}{100R} + \frac{R}{4}(H^2 - H_0^2), \\ H = \frac{R_0^2}{R} H_0, \quad J = \frac{L_0 J_0}{L_0 + 2h_0 \ln(R_0/R)}, \end{cases} \quad (5)$$

где J_0, L_0 – начальные ток и индуктивность контура сжатия. Размерности величин: $[R] = \text{см}$; $[t] = \text{мкс}$; $[V] = \text{см/мкс}$; $[m] = \text{г/см}$; $[J] = \text{МА}$; $[H] = \text{МГс}$; $[L] = \text{нГн}$.

Для определения предельного сжатия δ умножим первое на второе и проинтегрируем по dt с учетом начальных условий. В результате получим

$$\frac{mV^2}{2} = \frac{L_0 J_0^2}{100} \frac{\ln(R_0/R)}{L_0 + 2h_0 \ln(R_0/R)} + \frac{H_0^2 R_0^2}{8} \left(2 - \frac{R^2}{R_0^2} - \frac{R_0^2}{R^2} \right). \quad (6)$$

В момент времени максимального сжатия $V = 0, R_0/R = \delta$. Исходя из этого

$$0 = \frac{L_0 J_0^2}{100} \frac{\ln(\delta)}{L_0 + 2h_0 \ln(\delta)} + \frac{H_0^2 R_0^2}{8} \left(2 - \frac{1}{\delta^2} - \delta^2 \right). \quad (7)$$

При сжатиях $\delta \gg 1$ получаем

$$\delta = \frac{1}{5} \frac{J_0}{H_0 R_0} \sqrt{\frac{L_0}{h_0}} = \sqrt{\frac{E_s}{E_{soil}}}, \quad (8)$$

где E_s, E_{soil} – энергии магнитного поля в контуре сжатия и соленоиде.

При магнитном поле $H_0 = 1,1$ МГс концентрации $n_0 = 6 \cdot 10^{19}$ $1/\text{см}^3$ (условие зажигания (2) при $t_m = 1$ мкс) и температуре $T_0 = 250$ эВ плазменный

параметр $\beta = 8\pi 2n_0 kT_0/H_0^2 = 1$. Для начального радиуса $R_0 = 1$ см и погонной индуктивности $L_0/h_0 = 2$ нГн/см требуемое для достижения зажигания $\delta = 20$ реализуется при токе $J_0 \sim 150$ МА.

Существующие технологии взрывной импульсной мощности на базе дисковых ВМГ (ДВМГ) позволяют осуществить сжатие лайнерной системы с начальной индуктивностью ~ 25 нГн током ~ 150 МА за время ~ 1 мкс. Действительно, для 30 элементного ДВМГ $\varnothing 1$ м начальные индуктивность ~ 720 нГн, ток ~ 12 МА. При работе на индуктивность ~ 25 нГн с сохранением потока $\sim 0,8$ от начального, ток составит ~ 300 МА за время ~ 10 мкс. При коммутации тока из индуктивного накопителя в нагрузку с равной индуктивностью ток делится пополам, то есть составит ~ 150 МА. Созданные технологии электровзрывных фольговых размыкателей тока позволяют осуществить коммутацию тока за время ~ 1 мкс.

Таким образом, технологии ВМГ и ВФДЛ позволяют реализовать параметры, близкие к требуемым для достижения зажигания, в схеме с обжатием предварительно нагретой замагниченной ДТ плазмы. Необходима экспериментальная проверка работоспособности схемы зажигания.

Возможные эксперименты по проверке схемы зажигания

Возможны два варианта предварительного нагрева плазмы: CO_2 лазером с длиной волны излучения $\lambda = 10,6$ мкм; ВФД лазера с длиной волны излучения $\lambda = 1,3$ мкм.

Если мы хотим создать плазменный шнур с температурой $T_0 = 0,1$ кэВ и высотой $h_0 = 10$ см, то необходима длительность лазерного импульса $\tau = 1/80 h_0/T_0^{1/2} = 0,4$ мкс (3).

Плотность плазмы определяется из соотношения $l_v = 4,9 \cdot 10^{-9} T_0^{3/2}/\rho_0^2 (\lambda/10,6)^2 \ll h_0$: для CO_2 лазера при $\rho_0 = 10^{-5}$ г/см³ – $l_v = 1,6$ см $\ll h_0$; для ВФД лазера при $\rho_0 = 8 \cdot 10^{-5}$ г/см³ – $l_v = 1,6$ см $\ll h_0$.

Требуемую энергию ЛИ – $E = \pi r_0^2 Q$ при радиусе плазменного шнура $r_0 = 0,5$ см определим из $T_0 = 1,69 \cdot 10^{-7} \cdot [Q/(\rho_0 \tau)]^{2/3}$: для CO_2 лазера $E = 1,43$ кДж; для ВФД лазера $E = 11$ кДж.

Начальное магнитное поле $H_0 = 4 \cdot (\pi n_0 k T_0 / \beta)^{1/2}$ при плазменном параметре $\beta = 1$ составляет: для CO_2 лазера $H_0 = 150$ кГс; для ВФД лазера $H_0 = 440$ кГс.

Схема лазерной системы на базе ВФД лазера представлена на рис. 5. В аналогичной схеме реализована энергия ЛИ 7 кДж за время 5 нс.

Из условия (8) получим требования к источникам тока для сжатия плазменного шнура в $\delta = 20$ раз по радиусу за время ~ 1 мкс. Для схемы с CO₂ лазером требуемая амплитуда тока ~ 10 МА может быть обеспечена спиральным ВМГ с взрывным размыкателем тока. Для схемы с ВФД лазером требуемая амплитуда тока ~ 30 МА может быть обеспечена 30 элементным дисковым ВМГ $\varnothing 0,4$ метра с фольговым гофрированным размыкателем тока.

Расчеты сжатия плазмы и выхода нейтронного излучения в опытах

Расчеты проводились в приближении одножидкостной, однотемпературной магнитной гид-

родинамики (МГД) в одномерной (r, t) и двумерной (r, z, t) постановках с учетом потерь на торозное излучение и теплопроводности как вдоль, так и поперек силовых линий магнитного поля. Геометрия представлена на рис. 6. Линейные размеры были выбраны равными: начальный радиус лайнерной системы $R_0 = 1$ см; начальный радиус плазменного столба $r_0 = 0,5$ см; высота плазменного столба $h_0 = 10$ см. Начальная температура плазмы задавалась равной $T_0 = 0,1$ кэВ.

Использованные в расчетах начальные плотности плазмы (газа) ρ_0 , магнитные поля H_z^0 и погонные массы алюминиевых лайнеров m сведены в табл. 1.

Результаты одномерных расчетов для схемы с CO₂ лазером и спиральным ВМГ приведены на рис. 7, а для схемы с ВФД лазером и дисковым ВМГ диаметром 0,4 м на рис. 8.

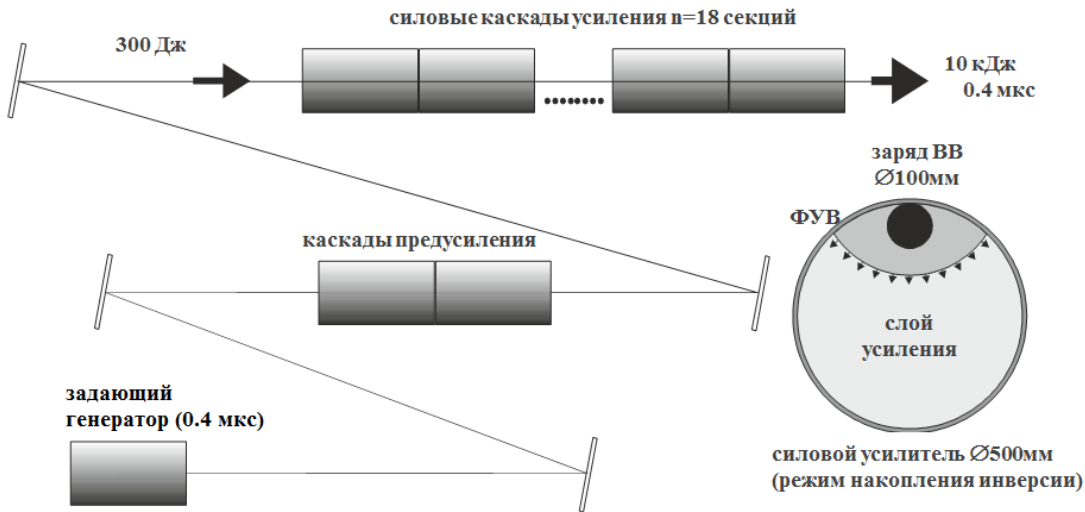


Рис. 5. Лазерная система на базе ВФД лазера с энергией 10 кДж и длительностью $\sim 0,4$ мкс

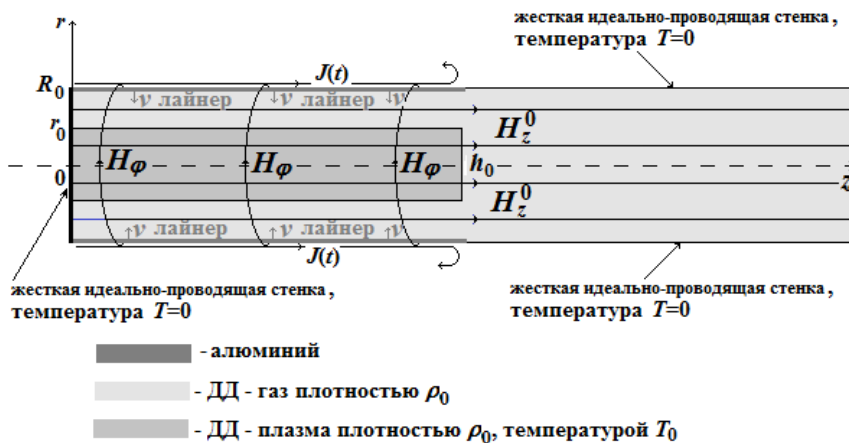


Рис. 6. Расчетная геометрия

Таблица 1

Плотности плазмы ρ_0 , магнитные поля H_z^0 и погонные массы лайнеров m

| | ρ_0 , г/см ³ | H_z^0 , кГс | m , г/см |
|--|------------------------------|---------------|------------|
| Схема с CO ₂ лазером и СВМГ | 10^{-5} | 100 | 0,7 |
| Схема с ВФД лазером и ДВМГ $\varnothing 0,4$ м | $8 \cdot 10^{-5}$ | 180 | 3,7 |

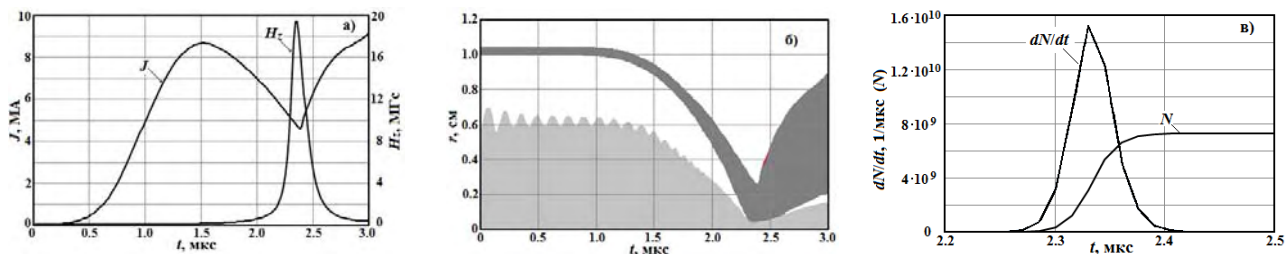


Рис. 7. Зависимости от времени: тока J и продольного магнитного поля H_z – а); радиусов лайнера и плазменного столба – б) и выхода нейтронного излучения – в) в расчетах с CO₂ лазером и СВМГ

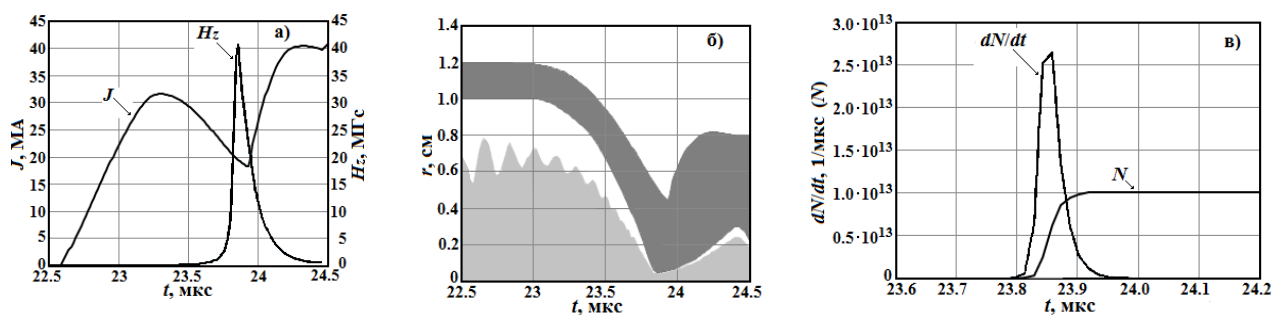


Рис. 8. Зависимости от времени: тока J и продольного магнитного поля H_z – а); радиусов лайнера и плазменного столба – б) и выхода нейтронного излучения – в) в расчетах с ВФД лазером и ДВМГ $\varnothing 0,4$ м

В обоих случаях сжатие плазмы по радиусу не превышает ~ 15 раз. Выход ДД нейтронов составил в схеме с CO₂ лазером и СВМГ $\sim 6 \cdot 10^{11}$, а в схеме с ВФД лазером и ДВМГ $\varnothing 0,4$ м $\sim 10^{14}$ нейтронов за импульс.

Результаты двумерных расчетов показали, что учет продольных разгрузки и теплопроводности привел к снижению выхода нейтронного излучения примерно на два порядка для случая CO₂ лазера и СВМГ – $N \sim 7 \cdot 10^9$ н/имп., а в случае ВФД лазера и ДВМГ $\varnothing 0,4$ м снижение составило примерно порядок – $N \sim 10^{13}$ н/имп.

Заключение

Существующие технологии взрывомангнитных генераторов и взрывных фотодиссоционных лазеров позволяют реализовать параметры, близкие к требуемым для достижения зажигания в схеме с обжатием предварительно нагретой замагниченной ДТ плазмы.

Предложены редакции экспериментов с дейтериевой плазмой, доступными лазерными системами и источниками импульсной мощности на базе ВМГ для проверки работоспособности представленной схемы зажигания.

Список литературы

1. Desjarlais M. P. and Marder B. M. Theory of wire number scaling in wire-array Z pinches // Phys. Plasmas, V. 6, N 5. 1999. P. 2057–2064.
2. Vesey R. A. et al. Target design for high fusion yield with the double Z-pinch-driven hohlraum // Physics of Plasmas 14, 056302 (2007).
3. Garanin S. G., Ivanovsky A. V., Mkhitarian L. S. An ICF system based on Z-pinch radiation produced by an explosive magnetic generator // Nuclear Fusion. 2011. V. 51, N 10. (15 p).
4. Харитон Ю. Б., Мохов В. Н., Чернышев В. К., Якубов В. Б. О работе термоядерных мишеней с магнитным обжатием // УФН. 1976. Т. 120. С. 706.

5. Мохов В. Н., Чернышев В. К., Якубов В. Б. и др. О возможности решения проблемы управляемого термоядерного синтеза на основе магнитогазодинамической кумуляции энергии // ДАН СССР. 1979. Т. 247, № 1. С. 83–86.
6. Буйко А. М., Волков Г. И., Гаранин С. Ф. и др. Исследование возможности получения термоядерной замагниченной плазмы в системе с магнитным обжатием – МАГО // III Забабахинские научные чтения. Кыштым, Россия, январь 1992.
7. Буйко А. М., Волков Г. И., Гаранин С. Ф. и др. Исследование возможности получения термоядерной замагниченной плазмы в системе с магнитным обжатием-МАГО // Доклады АН СССР. 1995. Т. 344, № 3. С. 323–327.
8. Lindemuth I., Reinovsky R. E., Chernychev V. K. et al. Target Plasma Formation for Magnetic Compression / Magnetized Target Fusion (MAGO/MFT) // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75, N 10. P. 1953.
9. Garanin S. F. The MAGO system // IEEE Trans. on Plasma Science. 1998. Vol. 26, N 4. P. 1230–1239.
10. Garanin S. F., Mamyshev V. I., Palagina E. M. Calculations of wall-material washout by plasma in MAGO chamber // IEEE Trans. on Plasma Science. 2006. Vol. 34, N 5. P. 2268–2273.
11. Garanin S. F., Mamyshev V. I., Yakubov V. B. The MAGO system: current status // IEEE Trans. on Plasma Science. 2006. Vol. 34, N 4. P. 2273–2278.
12. Garanin S. F. Physical processes in MAGO-MTF systems, Sarov, 2012. In Russian.
13. Chernychev V. K., Korchagin V. P., Vabich L. P. et al. A review of experimental progress in the VFGO/MTF thermonuclear program // IEEE Trans. on Plasma Science. 2016. Vol. 44, N 3. P. 250–267.
14. Чернышев В. К., Корчагин В. П., Дудин В. И. и др. Эксперимент МАГО-IX // Физика плазмы. 2018. Т. 44, № 2. С. 133–143.
15. Slutz S. A., Herrmann M. C., Vesey R. A. et al. Pulsed-power-driven cylindrical liner implosions of laser preheated fuel magnetized with an axial field // Phys. Plasmas. 2010. V. 17, N 5. P. 056303.
16. Slutz S. A., Vesey R. A. High-gain magnetized inertial fusion // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108, N 2. P. 025003.
17. Gomez M. R., Slutz S. A., Sefkow A. B. et al. Experimental demonstrations of fusion-relevant conditions in magnetized liner inertial // Phys. Rev. Lett. 2014. Vol. 113, N 15. P. 155003.
18. Ермолович В. Ф., Ивановский А. В., Орлов А. П. Об устойчивости квазиadiaбатического сжатия плазмы продольным магнитным полем // ВАНТ. Сер. Теор. и прикл. физика. 1999. Вып. 1. С. 3–11.
19. Ермолович В. Ф., Ивановский А. В., Орлов А. П. и др. К вопросу о квазиadiaбатическом сжатии плазменного шнура продольным магнитным полем // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 10. С. 11–20.
20. Вахрамеев Ю. С., Мохов В. Н., Попов Н. А. // Атомная энергия. 1980. Т. 49. Вып. 2. С. 121–122.