

ИНЕРЦИОННЫЙ ТЕРМОЯДЕРНЫЙ СИНТЕЗ
С ПРИМЕНЕНИЕМ ВЗРЫВОМАГНИТНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ© 2022 г. С. Г. Гаранин^а, А. В. Ивановский^{а, б, *}, С. М. Куликов^а, В. И. Мамышев^а,
С. Н. Певный^а, В. Г. Рогачев^а^а Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ), Саров, Россия^б Саровский физико-технический институт НИЯУ МИФИ, Саров, Россия

*e-mail: ivanovsky@elph.vniief.ru

Поступила в редакцию 10.06.2021 г.

После доработки 12.09.2021 г.

Принята к публикации 25.09.2021 г.

Известно два направления работ по реализации инерционного термоядерного синтеза с применением Z-пинчей. В первом для достижения термоядерного зажигания предлагается сжать мишень путем прямого облучения рентгеновским излучением Z-пинча. Другим направлением является сжатие предварительно разогретой замагниченной плазмы лайнером. Предварительный нагрев снижает требования по сжатию, а замагниченность уменьшает потери на теплопроводность и обеспечивает дополнительный разогрев α -частицами даже при низкой плотности плазмы. Данная концепция развивается в США на установке Z (проект MagLIF). По существующим представлениям, для достижения термоядерного зажигания в этих схемах необходимы установки, способные создавать импульс тока амплитудой ~ 60 МА. Самая мощная установка на основе конденсаторных батарей — установка Z реализует ток до 25 МА. Создание установок на порядок более мощных, чем Z дело будущего. Наряду с этим взрывомагнитные генераторы (ВМГ) уже сегодня реализуют требуемую энергетику, хотя и с гораздо более длительным временем нарастания импульса тока. В работе обсуждаются возможности применения ВМГ для достижения зажигания, возникающие проблемы и пути их решения.

Ключевые слова: инерционный термоядерный синтез, дисковые взрывомагнитные генераторы, фольговый электровзрывной размыкатель тока, взрывные фотодиссоционные лазеры, формирование и разогрев плазмы лазерным излучением, сжатие плазмы лайнером

DOI: 10.31857/S036729212202007X

1. ВВЕДЕНИЕ

Для достижения термоядерного зажигания в схемах с инерционным удержанием необходимо создание высокой плотности энергии.

Наиболее подходящим инструментом для этого являются лазерные установки, обладающие уникальными характеристиками по создаваемой ими концентрации энергии. На лазерных установках сравнительно легко реализуются температуры рентгеновского излучения (РИ) $T_r \sim 300$ эВ. Поэтому они давно используются для исследования широкого круга вопросов таких, как спектральные коэффициенты поглощения горячей и плотной плазмы, уравнения состояния, динамика сжатия и нагрева оболочечных мишеней с ДТ-топливом, влияние асимметрии на сжатие и генерацию нейтронов в таких мишенях и пр. Достигнутые успехи позволили начать строительство лазерных установок следующего поколения: построен NIF в США ($E_L \sim 2$ МДж), строятся установки во Франции, России и Китае. В экс-

периментах на NIF при имплозии мишеней с ДТ-топливом получен значимый результат — выделившаяся термоядерная энергия превысила энергию, вложенную в топливо [1]. Однако, достичь термоядерного зажигания не удалось.

Эксперименты в Сандийских национальных лабораториях США, в ходе которых на установке Z получен импульс РИ длительностью ~ 5 нс с энергией ~ 1.8 МДж [2], показали, что электрофизические установки, способные создавать короткий ~ 100 нс импульс тока с амплитудой в десятках и более мегаампер, предоставляют альтернативную возможность для генерации мощного РИ. Из-за большей, по сравнению с лазерами, эффективности использования электрической энергии конденсаторной батареи (КБ) они производят большее количество РИ. Так, импульс РИ установки Z, близок по энергии импульсу лазерной установки NIF. Однако, плотность энергии РИ на лазерной установке NIF более чем на порядок выше плотности энергии РИ на установке Z. Поэтому для термоядерного зажигания необходимы

установки на порядок более мощные, чем Z. По существующим представлениям, для достижения порога зажигания требуется создание двумя Z-пинчами РИ с уровнем энергетики не менее $2E_0 = 20$ МДж (по $E_0 \sim 10$ МДж в каждом) за время $\tau \leq 5$ нс [3]. После модернизации Z, в процессе которой запасаемая энергия в КБ была увеличена вдвое, исследования с генерацией РИ на Z были в основном завершены, для экспериментов с большей плотностью энергии при непрямом рентгеновском облучении стали использовать лазерную установку NIF. Фокус термоядерных исследований на установке Z сместился с непрямого рентгеновского привода на прямой магнитный привод – проект MagLIF [4, 5].

Другим направлением инерционного термоядерного синтеза, развивающимся на электрофизических установках, является сжатие предварительно разогретой замагниченной плазмы лайнером. Предварительный нагрев снижает требования по величине сжатия, а замагниченность уменьшает потери на теплопроводность и обеспечивает дополнительный разогрев α -частицами даже при низкой плотности плазмы. Как в России, так и в США развивается концепция магнитного обжатия (МАГО)/magnetized target fusion (MTF), в которой предварительный нагрев плазмы производится токовым импульсом, а последующее – сжатие лайнерной системой [6–15]. К сожалению, из-за появления в предварительно нагретой плазме примесей тяжелых элементов достичь ее времени жизни ≥ 10 мкс, требуемого для реализации стадии сжатия, так и не удалось. Наряду с этим, в США на установке Z развивается проект MagLIF [4, 5] с предварительным нагревом плазмы лазерным излучением (ЛИ). В процессе сжатия реализован выход 2×10^{12} нейтронов в ДД-реакции [16]. Из-за более короткого времени имплозии плазмы проект MagLIF не так сильно восприимчив к примесям тяжелых элементов, как МАГО/MTF [17, 18]. Возможно, влияние примесей не столь существенно и при имплозии плазмы за время ~ 1 мкс, поскольку при лазерном разогреве, можно избежать прямого контакта разогретой плазмы с тяжелой сжимающей оболочкой.

Реализация термоядерного зажигания требует создания электрофизических установок с импульсами тока ~ 60 МА [3, 5, 19]. Самая мощная установка на основе конденсаторных батарей – установка Z реализует ток до 25 МА. Создание установок на порядок более мощных, чем Z – дело будущего.

Возможно, наиболее быстрый и дешевый ответ на вопрос о возможности зажигания можно получить с использованием дисковых взрывоманитных генераторов (ДВМГ).

Идею магнитной кумуляции впервые высказал А.Д. Сахаров в 1951 г. Он указал, что при со-

хранении магнитного потока путем быстрого уменьшения индуктивности с током, сближая с помощью взрыва прямой и обратный проводники, энергию взрывчатого вещества (ВВ) можно перевести в энергию магнитного поля. Идея была экспериментально подтверждена в опыте, проведенном Р.З. Людаевым, Е.А. Феоктистовой, Г.А. Цырковым и А.А. Чвилевой в 1952 году. Первые публикации об этих работах появились в 1965–1966 гг. [20, 21]. Примерно в те же годы, что и в СССР, в Лос-Аламосской лаборатории (США) проводились аналогичные эксперименты. Это стало известно из работы Фаулера, Гарна и Кайрда 1960 г. [22].

Прорыв в развитии ВМГ сделан в начале 1970-х годов, когда были проведены первые испытания многомодульных ДВМГ и начались исследования быстроходных спиральных ВМГ (СВМГ) с высокой начальной индуктивностью, предназначенных для запитки ДВМГ и других нагрузок [23]. Наряду с этим, развитые методы формирования импульсов тока на базе взрывных (ВРТ) и фольговых электровзрывных размыкателей тока (ФЭРТ) позволили сократить время подвода магнитной энергии к нагрузке до ~ 1 мкс [24, 25].

Обзор развития технологий ВМГ, а также их применения в научных исследованиях сделан в работе [26].

Ниже обсуждаются перспективы реализации термоядерного зажигания с применением ДВМГ как в схеме непрямого облучения рентгеновским излучением Z-пинча, так и сжатия предварительно нагретой замагниченной плазмы.

2. СХЕМА С НЕПРЯМЫМ ОБЛУЧЕНИЕМ МИШЕНИ РИ

Современные ДВМГ, оснащенные фольговыми электровзрывными размыкателями тока (ФЭРТ), создают в индуктивной нагрузке в десятки наногенри токи с амплитудой до сотни мегаампер с микросекундным временем нарастания [27]. В работе [28] предложен проект взрывной электрофизической установки на базе сверхмощного ДВМГ для достижения зажигания при непрямом облучении мишени РИ, генерируемом Z-пинчем. Ключевым вопросом реализации проекта является формирование импульса тока ДВМГ с временем нарастания ~ 100 нс. Для его решения предлагается использовать двухкаскадную систему обострения тока на базе ФЭРТ, выполненных в виде “змейки” [29].

Основные принципы преобразования микросекундных импульсов тока в токи с временем нарастания ~ 100 нс, которые вошли в проект взрывной установки [28] изложены в работе [30].

Схемы ФЭРТ, классическая и в виде “змейки”, приведены на рис. 1. Для получения в на-

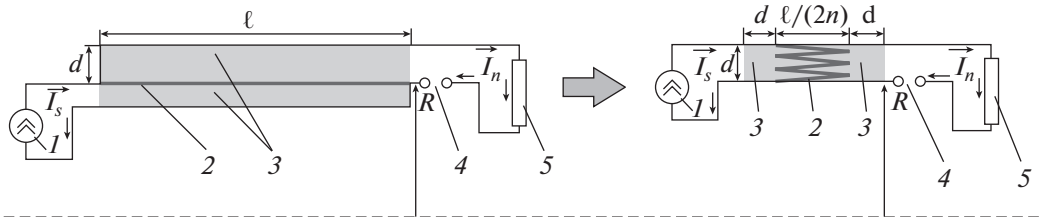


Рис. 1. Схемы ФЭРТ, классическая (слева) и в виде “змейки” (справа): источник тока – I ; медная фольга – 2; диэлектрик – 3; разрядник или взрывной ключ – 4; нагрузка – 5.



Рис. 2. Внешний вид экспериментального устройства (размеры: максимальный диаметр $\varnothing 0.63$ м; длина – 3.5 м) и ФЭРТ в виде “змейки”.

грузке ~ 10 нГн тока с амплитудой $I_n \sim 100$ МА за время ~ 100 нс, требуемого для реализации зажигания, необходимо напряжение $V_n \sim 10$ МВ. ФЭРТ эффективно работают при напряженности электрического поля вдоль фольги 5–10 кВ/см. То есть, длина фольги должна быть не менее $\ell = 10$ м.

Существующие технологии обеспечивают прочность изоляции над фольгой ~ 100 кВ/мм. То есть, необходима толщина диэлектрика не менее $d = 10$ см.

Отсюда следует, что индуктивность подвода энергии к нагрузке в случае классического ФЭРТ, оцениваемая по формуле $L = \mu_0/2\pi\ell \ln [(R + d)/R]$ (см. рис. 1) при радиусе размещения фольги, например, $R = 2$ м и напряжении $V_n \sim 10$ МВ, не менее $L = 100$ нГн.

Начальная энергия в контуре ДВМГ определяется из $E_0 = \Phi_0^2/(2L_0)$, конечная энергия из $E_f = \Phi_f^2/(2L_f)$, где $\Phi_0 = L_0 I_0$, $\Phi_f = L_f I_f$ – начальный и конечный потоки в контуре генератора, L_0 , L_f – начальная и конечная индуктивности контура генератора. Начальная индуктивность 15-элементного сверхмощного ДВМГ $L_0 = 360$ нГн. При усилении энергии $K_E = E_f/E_0$ в ~ 15 раз с сохранением потока $\eta = \Phi_f/\Phi_0 \sim 73\%$ от начального [31], конечная индуктивность оценивается $L_k \sim \eta^2 L_0/K_E \sim 13$ нГн.

В силу низкой индуктивности L_k контура источника тока – ДВМГ по сравнению с оцененной индуктивностью подвода энергии к нагрузке L в классической схеме ФЭРТ ($L \gg L_k$), эффективный подвод энергии от источника к нагрузке невозможен. Поэтому применение классической

схемы ФЭРТ малоэффективно и, фактически, бессмысленно.

В случае ФЭРТ в виде “змейки” индуктивность над фольгой $L = \mu_0/2\pi\ell' \ln [(R + d)/R]$ ($\ell' = \ell/(2n)$), см. рис. 1) при тех же параметрах $\ell = 10$ м, $d = 10$ см, $R = 2$ м и числе звеньев “змейки” $n = 20$ составит $L = 2.5$ нГн.

Для проверки работоспособности схемы было проведено два эксперимента, в которых обострялся ток источника на основе спирального ВМГ и взрывного размыкателя тока [27], нарастающий за время ~ 1 мкс до амплитуды ~ 10 МА. Внешний вид экспериментального устройства и ФЭРТ в виде “змейки” представлены на рис. 2.

Целью первого эксперимента являлось определение максимального напряжения, возникающего при электровзрыве фольги. Для этого индуктивность нагрузки была выбрана большой $L_n = 50$ нГн, разрядник был замкнут накоротко (см. рис. 1). На рис. 3 представлены расчетный прогноз напряжения на ФЭРТ и зависимость напряжения $V = L_n dI_n/dt$ от времени зарегистрированная в опыте. Амплитуда напряжения достигла величины ~ 600 кВ.

Во втором эксперименте нагрузка с индуктивностью $L_n \sim 10$ нГн была связана с ФЭРТ разрядником, напряжение пробоя которого было выставлено равным $V_{br} \sim 300$ кВ. На рис. 4 представлены прогнозируемые в расчетах зависимости токов от времени в цепи источника и нагрузки. Там же приведены зарегистрированные в опыте зависимости. Ток в нагрузке величиной ~ 5 МА реализован за время ~ 110 нс.

Результаты представленной серии экспериментов изложены в работе [32].

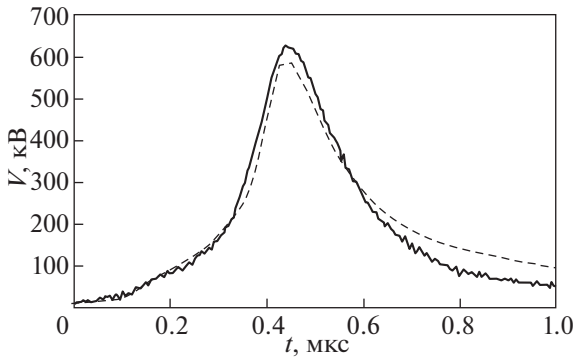


Рис. 3. Зависимости от времени напряжения на ФЭРТ: расчетный прогноз – пунктирная кривая; эксперимент – сплошная кривая.

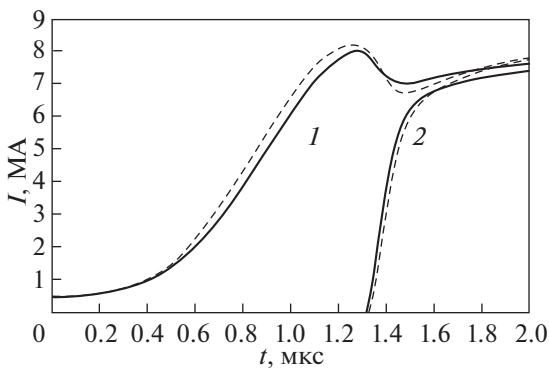


Рис. 4. Зависимости от времени токов в цепи источника – 1 и нагрузки – 2: расчетный прогноз – пунктирная кривая; эксперимент – сплошная кривая.

Подтверждение в опыте работоспособности ФЭРТ в виде “змейки” позволяет приступить к реализации взрывных аналогов установок с временем нарастания тока ~ 100 нс:

- на базе дискового ВМГ малого класса – установки PTS (ток ~ 10 МА);

- на базе дискового ВМГ среднего класса – установки Z (ток ~ 25 МА), и в перспективе установки на базе сверхмощного дискового ВМГ.

Расчеты показывают [28], что установка на базе сверхмощного дискового ВМГ способна осуществить имплозию Z-пинча током ~ 80 МА за время ~ 100 нс, с генерацией за время ≤ 5 нс энергии РИ ~ 20 МДж. Это позволяет создать в хольрауме температуру излучения ~ 0.22 кэВ и достичь порога зажигания термоядерной мишени.

Одним из сложных вопросов реализации установки на базе сверхмощного дискового ВМГ является организация перехода от диэлектрика “змейки” к вакуумной линии с магнитной самоизоляции. В проведенных экспериментах напряжение 600 кВ было получено при высоте “змейки” 6 см (общая длина фольги 60 см). Для получения напряжения 10 МВ необходима длина фольги 10 м. При использовании такой же техно-

логии укладки фольги высота “змейки” составит 1 м, напряженность поля вдоль вакуумного изолятора 0.1 МВ/см. Практика работы на мощных электрофизических установках показывает возможность организации перехода диэлектрик–вакуум при таких напряжениях поля вдоль изолятора. По-видимому, при использованной ширине “змейки” – 4 см конструкцию размыкатель типа “змейки” – вакуумный переход можно реализовать на длине ~ 10 см вдоль оси. При нижнем радиусе $R = 2$ м (внешний диаметр 6 м) индуктивность конструкции составит ~ 8 нГн. Эта величина может быть уменьшена за счет увеличения диаметра конструкции и, возможно, ее оптимизации.

3. СХЕМА СО СЖАТИЕМ НАГРЕТОЙ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЫ

Схема экспериментов представлена на рис. 5.

Лазерное излучение (ЛИ), проходя через ДД или ДТ газ, инициирует на заглушке 3 волну светодетонации [33], фронт которой распространяется со скоростью v_0 навстречу излучению. Энергия ЛИ поглощается на фронте волны светодетонации, формируя столб разогретой плазмы 2. Если магнитное поле H_0 соленоида 6 достаточно большое, то плазменный параметр $\beta = 4n_0kT_0/(\mu_0H_0^2) \leq 1$, где n_0 , T_0 – концентрация атомов газа и температура плазмы, а радиус плазменного столба r_0 меньше радиуса R_0 лайнера 5, то плазма не касается поверхности лайнера.

После формирования нагретой замагниченной плазмы начинается процесс сжатия ее лайнером, ускоряемым током дискового ВМГ, за время ~ 1 мкс. Возникает вопрос о пределе возможного сжатия лайнера и плазмы в указанной геометрии. По изображениям в собственном излучении сжимаемой током пустотелой газовой-плазменной оболочки с продольным магнитным полем, полученным в экспериментах на установке SATURN (СНЛ, США) [34], можно оценить достигнутые по радиусу сжатия значением $\delta \sim 20$. При этом теоретический предел устойчивых сжатий $\delta \sim 30$ [35]. В работе [36] теоретически исследована устойчивость плазменного шнура при сжатии в геометрии Z-пинча. Показано, что предел устойчивого сжатия плазмы составляет ~ 30 по радиусу, то есть совпадает с пределом устойчивого сжатия лайнера. С учетом уменьшения плазменного параметра β в процессе сжатия это дает надежду на сжатие плазмы в $\delta = 20\text{--}30$ раз по радиусу без касания поверхности лайнера, а следовательно, без примесей тяжелых элементов, увеличивающих потери энергии на излучение.

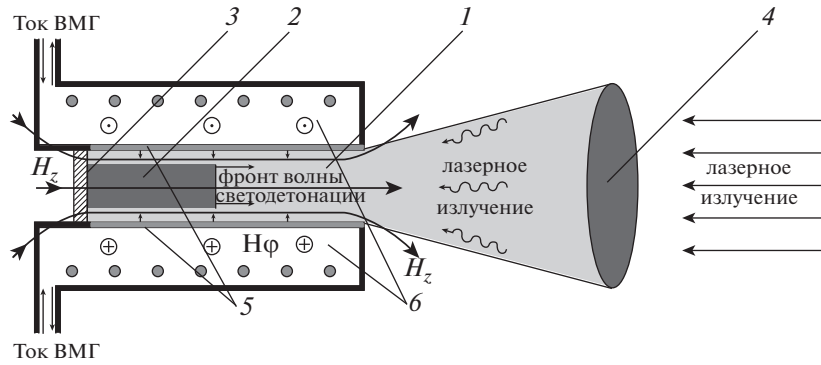


Рис. 5. Схема экспериментов: ДД или ДТ газ – 1; плазма – 2; заглушка – 3; линза – 4; лайнер – 5; соленоид – 6.

3.1. Условие зажигания

Анализ возможности и условий достижения зажигания с применением дисковых ВМГ и формулировка требований к параметрам микросекундного токового импульса предполагают определение условий зажигания плазмы при сжатии ускоряемой током лайнерной системой.

Для термоядерного зажигания 50% T –50% D плазмы массой M необходимо выполнение условия работы [37], которое в случае неоднородного по объему разогрева можно записать в виде

$$W = \frac{1}{M} \int \int \frac{Q_{nf}}{E_T} dV dt = 0.3-1, \quad (1)$$

где W – аналог критерия Лоусона для импульсных систем, Q_{nf} – плотность мощности энерговыделения α -частиц, поглощаемая плазмой, E_T – удельная энергия сжимаемой плазмы без учета термоядерного энерговыделения.

В работе [38] показано, что в зависимости W от $n_0 t_m$, где n_0 – концентрация частиц ДТ-топлива, t_m – время нарастания тока, имеется максимум. Расчеты в модели одномерной одножидкостной однотемпературной магнитной гидродинамики с учетом электронной и ионной теплопроводностей поперек магнитного поля и объемных потерь на тормозное излучение [39] показывают, что при сжатии $\delta \leq 20$ раз по радиусу и начальной температуре $T_0 = 0.25$ кэВ максимум достигается при $n_0 t_m \sim 6 \times 10^{13}$ с/см³ ($\rho_0 t_m \sim 2.5 \times 10^{-4}$ г · мкс/см³) и его величина составляет $W_{\max} = 1$ [38]. Следует отметить, что при высоте плазменного шнура $h_0 \geq 10$ см и $t_m \sim 1$ мкс теплопроводность и разгрузка в продольном направлении снижает величину W , но не более, чем в 2 раза [38].

3.2. Создание плазмы

Зависимости массовой скорости v , плотности ρ , давления p , удельной энергии ϵ плазмы ($\gamma = 5/3$) от координаты z в волне светодетонации [33] представлены на рис. 6.

За фронтом волны светодетонации массовая скорость плазмы обнуляется, все величины выходят на стационарные значения. Для реализации такого режима плотность плазмы должна быть много меньше критической $\rho_0 \ll \rho_{cr} \sim 4.8 \times 10^{-3}/\lambda^2$, а пробег излучения

$$\ell_v \sim 5.5 \times 10^{-7} T_0^{3/2} / (\rho_0^2 \lambda^2) \ll h_0, \quad (2)$$

где размерности величин $[\rho] = \text{г/см}^3$; $[\lambda] = \text{мкм}$; $[T_0] = \text{кэВ}$; $[h_0] = \text{см}$; $[\ell_v] = \text{см}$.

Если известны флюенс Q и длительность τ ЛИ, то скорость фронта v_0 и температура плазмы T_0 за фронтом волны светодетонации определяются из [33]

$$\begin{aligned} v_0 &= 0.33 [Q / (\rho_0 \tau)]^{1/3}, \\ T_0 &= 1.69 \times 10^{-5} [Q / (\rho_0 \tau)]^{2/3}, \end{aligned} \quad (3)$$

где размерности величин $[Q] = \text{кДж/см}^2$; $[\rho_0] = \text{г/см}^3$; $[\tau] = \text{мкс}$; $[v_0] = \text{см/мкс}$; $[T_0] = \text{кэВ}$.

Из (3) и условия зажигания $\rho_0 t_m \sim 2.5 \times 10^{-4}$ г · мкс/см³ при $T_0 = 0.25$ кэВ для времени нарастания тока $t_m = 1$ мкс и высоты плазменного столба $h_0 = 10$ см получаем требуемые для зажигания

- плотность $\rho_0 = 2.5 \times 10^{-4}$ г/см³;
- длительность ЛИ $\tau = h_0/v_0 = 0.25$ мкс;
- флюенс ЛИ $Q = 110$ кДж/см².

Во взрывных фотодиссоционных лазерах (ВФДЛ) реализованы [40]

- энергия ЛИ до сотни кДж при длительности импульса ~ 25 мкс;
- в системе с задающим генератором и предусилителем – энергия ЛИ ~ 7 кДж при длительности импульса ~ 5 нс.

Для длины волны ВФДЛ $\lambda \sim 1.3$ мкм критическая плотность $\rho_{cr} \sim 2.8 \times 10^{-3}$ г/см³ $\gg \rho_0$, пробег излучения $\ell_v(T_0, \rho_0) \ll h_0$.

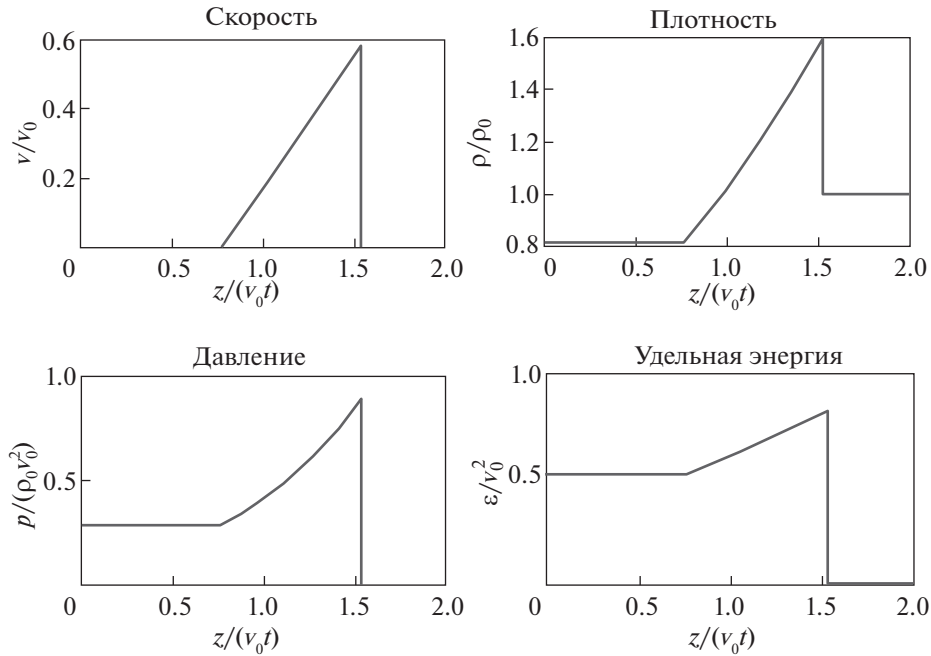


Рис. 6. Зависимости массовой скорости v , плотности ρ , давления p , удельной энергии ϵ плазмы ($\gamma = 5/3$) от координаты z .

Основные физические принципы работы ВФДЛ, спектроскопические характеристики лазерного перехода, формирование инверсной населенности при взрывной накачке изложены в работах [41–43]. Результаты по лазерной генерации на основе взрывной фотодиссоциации приведены в работах [44].

3.3. Сжатие плазмы

Схема сжатия представлена на рис. 7. В начальный момент времени координата лайнера $R = R_0$, граница нагретой замагниченной плазмы r_0 , ток в лайнере I_0 .

Поскольку плазменный параметр $\beta \ll 1$ для оценок динамики сжатия лайнера током I можно пренебречь давлением плазмы. В 0-мерном приближении уравнения для радиуса R и скорости v лайнера имеют вид

$$\begin{cases} v = \frac{dR}{dt}, \\ m \cdot \frac{dv}{dt} = -\frac{\mu_0 I^2}{4\pi R} + \pi R \mu_0 (H^2 - H_0^2), \\ H = \frac{R_0^2}{R^2} H_0, \quad I = \frac{L_0}{L_0 + \frac{\mu_0}{2\pi} h \ln(R_0/R)} I_0, \end{cases} \quad (4)$$

где m – погонная масса лайнера; h – высота лайнера; L_0 – индуктивность подвода энергии.

Умножим первое уравнение на второе и проинтегрируем по dt . С учетом начальных условий $v|_{t=0} = 0$, $R|_{t=0} = R_0$ получаем

$$\begin{aligned} \frac{mv^2}{2} = & \frac{\mu_0}{4\pi} L_0 I_0^2 \frac{\ln(R_0/R)}{L_0 + \frac{\mu_0}{2\pi} h \ln(R_0/R)} + \\ & + \pi \mu_0 \frac{R_0^2 H_0^2}{2} \left(2 - \frac{R^2}{R_0^2} - \frac{R_0^2}{R^2} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

В момент максимального сжатия $v = 0$, $R_0/R = \delta$ из (4) имеем

$$\begin{aligned} 0 = & \frac{\mu_0}{4\pi} L_0 I_0^2 \frac{\ln(\delta)}{L_0 + \frac{\mu_0}{2\pi} h \ln(\delta)} + \\ & + \pi \mu_0 \frac{R_0^2 H_0^2}{2} \left(2 - \frac{1}{\delta^2} - \delta^2 \right). \end{aligned} \quad (6)$$

В случае глубоких сжатий $\delta \gg 1$

$$\delta \sim \frac{1}{\sqrt{\pi \mu_0}} \frac{I_0}{R_0 H_0} \sqrt{\frac{L_0}{h}} = \sqrt{\frac{E_{emg}}{E_{soil}}}, \quad (7)$$

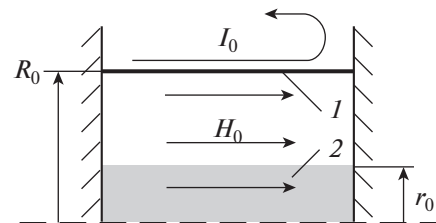


Рис. 7. Схема сжатия: лайнер – 1; плазма – 2.

где $E_{emg} = 1/2 L_0 I_0^2$ – энергия токового импульса дискового ВМГ, $E_{soil} = \pi R_0^2 h H_0^2$ – начальная энергия магнитного поля соленоида.

Для условий зажигания: $\rho_0 t_m \sim 2.5 \times 10^{-4}$ г · мкс/см³; $T_0 = 0.25$ кэВ равенство $\beta = 1$ обеспечивается при $H_0 = 1.1$ МГц. При начальном радиусе $R_0 = 1$ см и погонной индуктивности $L_0/h = 2$ нГн/см требуемое для достижения порога зажигания сжатие $\delta = 20$ реализуется при токе $I_0 \sim 80$ МА.

Для 15 элементного сверхмощного дискового ВМГ (Ø1 м) начальная индуктивность составляет ~360 нГн, ток ~14 МА. При работе на индуктивность $L_{emg} \sim 20$ нГн с сохранением потока ~0.8 от начального, ток составит $I_{emg} \sim 200$ МА при времени нарастания ~10 мкс. При коммутации тока из контура дискового ВМГ в нагрузку (см. рис. 8) с равной индуктивностью $L_0 = L_{emg}$ ток делится пополам $I_0 = I_{emg}/2$, энергия уменьшается в четыре раза. Существующие технологии ФЭРТ способны коммутировать ток за время ~1 мкс.

В работе [38] при оценке условий зажигания по формуле (1) считалось, что вся энергия α -частиц, выделяемая в реакциях синтеза поглощается в плазме. Обычно это имеет место при высоких плотностях плазмы ρ и больших радиусах плазменного шнура R ($\rho R \geq 0.2-0.3$ г/см²). В случае низких плотностей плазмы основанием для такого допущения может являться малость отношения ларморовского радиуса α -частиц r_α к радиусу плазмы $r_\alpha/R = 0.54/(H_0 R_0) 1/\delta$ [38], где H_0 измеряется в МГц, R (R_0) в см. Более подробно вопрос рассмотрен в работе [45], где получен близкий критерий $BR \geq 6 \times 10^5$ Г · см ($B = H_0 R_0^2/R^2$, $R = R_0/\delta$). В нашем случае этот критерий выполняется на протяжении всего процесса сжатия (даже при $\delta = 1$).

Таким образом, технологии взрывной импульсной мощности на базе дисковых ВМГ позволяют сжать плазму током ~100 МА за время ~1 мкс и достичь порога зажигания.

3.4. Экспериментальная проверка устойчивости сжатия

Для проверки изложенной концепции, идей и отработки методологии проведения опытов на зажигание со сверхмощным дисковым ВМГ диаметром 1 м при токе ~100 МА целесообразны эксперименты с менее мощными генератором и лазером.

Мы планируем проверить эту концепцию экспериментально с использованием дискового ВМГ среднего класса (Ø0.4 м). При этом целесообразно использовать в качестве рабочего ДД газ и для снижения требований к энергии ЛИ умень-

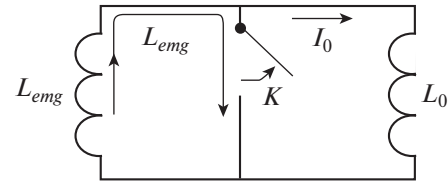


Рис. 8. Схема коммутации тока.

шить как начальную температуру, так и плотность газа.

Из (3) следует, что для создания плазменного шнура с температурой $T_0 = 0.1$ кэВ и высотой $h = 10$ см необходим импульс ЛИ длительностью $\tau = 0.4$ мкс. При плотности плазмы $\rho_0 = 8 \times 10^{-5}$ г/см³ и температуре $T_0 = 0.1$ кэВ пробег излучения $l_v \sim 1.6$ см, то есть $l_v \ll h$. Требуемая энергия ЛИ – $E = \pi r_0^2 Q$, где флюенс ЛИ – Q определяется из (3). При радиусе плазменного шнура $r_0 = 0.5$ см энергия ЛИ составляет $E = 11$ кДж.

Схема лазерной установки на основе ВФДЛ с энергией $E \sim 10$ кДж и длительностью ЛИ $\tau \sim 0.4$ мкс представлена на рис. 9.

Силовой усилитель представляет собой металлический цилиндр Ø500 мм, заполненный рабочим газом. Инверсия создается на фронте ударной волны, создаваемой цилиндрическим зарядом ВВ Ø100 мм. Задающий генератор формирует импульс ЛИ длительностью 0.4 мкс, который усиливается предусилителем энергии до 300 Дж. После прохождения каскадов силового усиления на выходе формируется импульс ЛИ с энергией ~10 кДж и длительностью ~0.4 мкс.

Основные принципы построения и обоснования предлагаемой схемы лазерной установки изложены в работах [46–50].

Плазменный параметр $\beta = 1$ для описанных характеристик плазмы реализуется при напряженности магнитного поля $H_0 = 440$ кГц. Из условия (7) получаем, что для сжатия плазменного шнура лайнером с начальным радиусом $r_0 = 1$ см в $\delta = 20$ раз по радиусу необходим ток с амплитудой $I_0 \sim 30$ МА.

Ток амплитудой ~30 МА с временем нарастания ~1 мкс можно реализовать с применением источника импульсной мощности на базе 30 элементного дискового ВМГ среднего класса (Ø0.4 м).

Расчетное моделирование проводилось в приближении одножидкостной, однотемпературной МГД в одномерной (r, t) и двумерной (r, z, t) постановках. При проведении расчетов учитывались электронная и ионная теплопроводности как вдоль, так и поперек силовых линий магнитного поля, объемные потери на тормозное излучение [39]. Погонная масса лайнера составляла

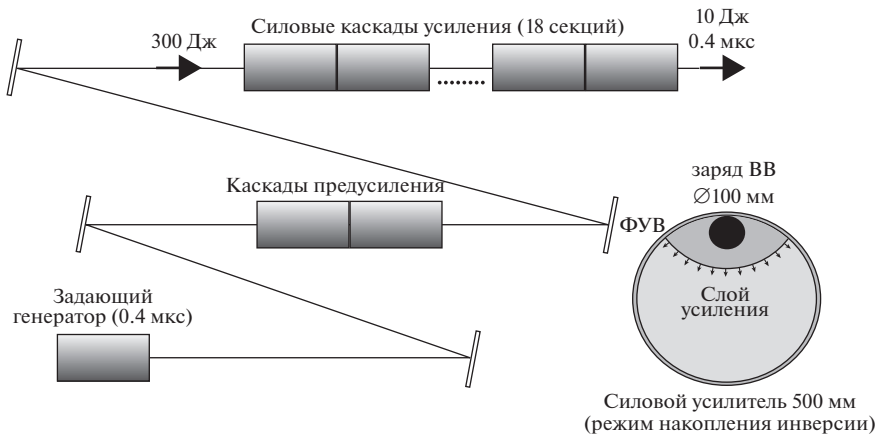


Рис. 9. Схема лазерной установки.

$m = 3.7$ г/см, начальное магнитное поле $H_0 = 180$ кГс. В расчетах учитывались потери на тормозное излучение и теплопроводность плазмы как вдоль, так и поперек силовых линий магнитного поля.

Результаты одномерных расчетов представлены на рис. 10, 11.

Ток дискового ВМГ амплитудой ~ 30 МА реализовал сжатие плазменного столба в $\delta \sim 15$ раз за время ~ 1.4 мкс. Амплитуда магнитного поля в момент максимального сжатия составила $H_z \sim 40$ МГс. Наблюдаемые осцилляции поверхности плазмы (см. рис. 11) связаны с генерацией магнитозвуковых волн.

На рис. 12 представлены зависимости интенсивности dN/dt и выхода нейтронного излучения N от времени. Видно, что полный выход составил $\sim 10^{14}$ ДД нейтронов за импульс. На рис. 13 представлены аналогичные зависимости, полученные в двумерном расчете. Учет продольной газодинамической разгрузки и теплопроводности вдоль

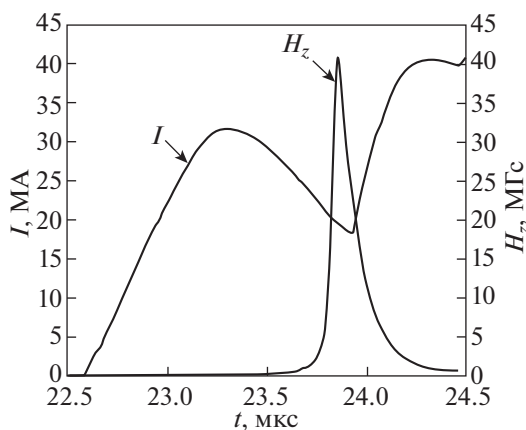
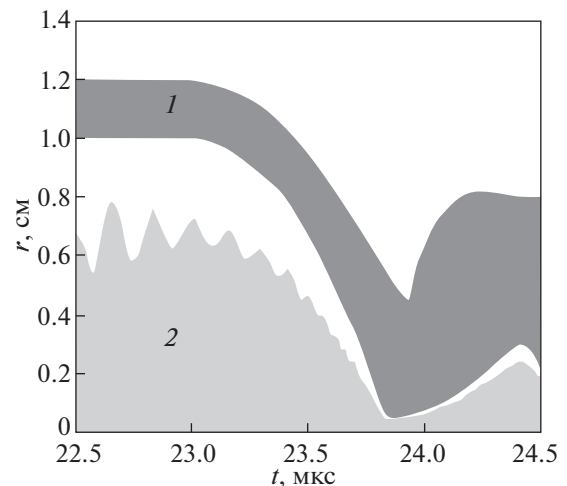
силовых линий магнитного поля снижает выход нейтронов примерно на порядок.

По степени совпадения расчетных кривых с зарегистрированными в будущих экспериментах, можно будет судить об устойчивости сжатия, наличии примесей тяжелых элементов, о влиянии продольных разгрузки и теплопроводности на параметры сжимаемой плазмы, то есть о работоспособности предлагаемой схемы сжатия.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможности современных дисковых ВМГ позволяют достичь порога зажигания мишени как в схеме с непрямым облучением РИ Z-пинча, так и в схеме со сжатием замагниченной горячей плазмы.

В схеме с непрямым облучением РИ необходимо реализовать систему формирования тока амплитудой ~ 100 МА с временем нарастания ~ 100 нс. Схема такого формирователя тока име-

Рис. 10. Расчетные зависимости тока дискового ВМГ — I и напряженности магнитного поля — H_z на оси системы от времени.Рис. 11. Расчетные зависимости от времени координат поверхностей лайнера — I и плазмы — 2 .

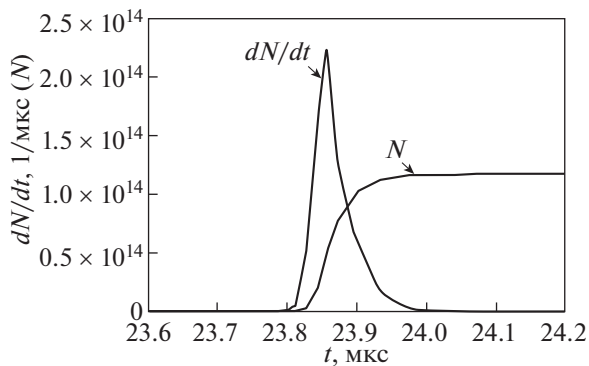


Рис. 12. Зависимости интенсивности dN/dt и выхода нейтронного излучения N от времени, полученные в одномерном расчете.

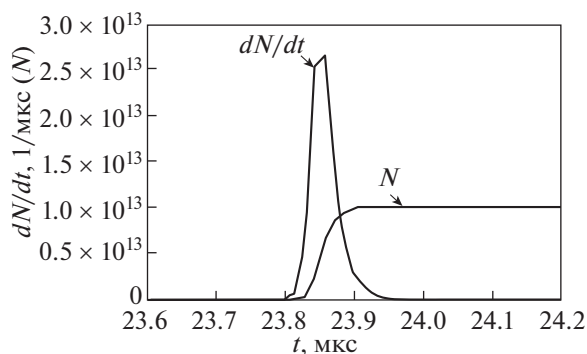


Рис. 13. Зависимости интенсивности dN/dt и выхода нейтронного излучения N от времени, полученные в двумерном расчете.

ется. Ее принципиальная работоспособность проверена в экспериментах с формированием тока амплитудой ~ 5 МА.

Схема сжатия замагниченной плазмы требует экспериментального подтверждения работоспособности. Предложена редакция таких модельных экспериментов с уровнем энергетики источника импульсной мощности на порядок меньше требуемой для достижения порога зажигания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Hurricane O.A., Callahan D.A., Caseey D.T., Celliers P.M., Cerjan C., Dewald E.L., Dittrich T.R., Dopner T., Hinkel D.E., Berzak Hopkins L.E., Kline J.L., LePape S., Ma T., MacPhee A.G., Milovich J.L., Pak A., Park H.-S., Patel P.K., Remington B.A., Salmonson J.D., Springer P.T., Tommasini R. // *Nature*. 2014. V. 510. P. 432. <https://doi.org/10.1038/nature13533>
- Desjarlais M.P., Marder B.M. // *Phys. Plasmas*. 1999. V.6. № 5. P. 2057. <https://doi.org/10.1063/1.873460>
- Vesey R.A., Herrmann M.C., Lemke R.M., Desjarlais M.P., Cuneo M.E., Stygar W.A., Bennett G.R., Campbell R.B., Christenson P.J., Mehlhorn N.A., Porter J.L., Slutz S.A. // *Phys. Plasmas*. 2007. V. 14. C. 056302. <https://doi.org/10.1063/1.2472364>
- Slutz S.A., Herrmann M.C., Vesey R.A., Sefkow A.B., Sinars D.B., Rovang D.C., Peterson K.J., Cuneo V.E. // *Phys. Plasmas*. 2010. V. 17. № 5. P. 056303. <https://doi.org/10.1063/1.3333505>
- Slutz S.A., Vesey R.A. // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. № 2. C. 025003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.025003>
- Харитон Ю.Б., Мохов В.Н., Чернышев В.К., Якубов В.Б. // УФН. 1976. Т. 120. Вып. 4. С. 706.
- Мохов В.Н., Чернышев В.К., Якубов В.Б., Протасов М.С., Данов В.М., Жаринов Е.И. // ДАН. 1979. Т. 247. Вып. 1. С. 83.
- Буйко А.М., Волков Г.И., Гаранин С.Ф., Демидов В.А., Долин Ю.Н., Змушко В.В., Иванов В.А., Корчагин В.П., Ларцев М.В., Мамышев В.И., Мочалов А.П., Мохов В.Н., Морозов И.В., Москвичев Н.Н., Пак С.В., Павловский Е.С., Чернышев В.К., Якубов В.Б. // ДАН. 1995. Т. 344. Вып. 3. С. 323–327.
- Lindemuth I., Reinovsky R.E., Christian R.E., Ekdahl C.F., Goforth J.H., Haight R.C., Idzorek G., King N.S., Kirpatrick R.C., Larson R.E., Morgan G.L., Olinger B.W., Oona H., Sheehey P.T., Shlaster J.S., Smith R.C., Veeser L.R., Warthen B.J., Younger S.M., Chernychev V.K., Mokhov V.N., Demin A.N., Dolin Y.N., Garanin S.F., Ivanov V.A., Korchagin V.P., Pak S.V., Pavlovskii E.S., Sileznev N.Y., Skobelev A.N., Volkov G.I., Yakubov V.B. // *Phys. Rev. Lett.* 1995. V. 75. № 10. P. 1953–1956. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.75.1953>
- Garanin S.F. // *IEEE Trans. Plasma Science*. 1998. V. 26. № 4. P. 1230. <https://doi.org/10.1109/27.7225155>
- Garanin S.F., Mamyshev V.I., Palagina E.M. // *IEEE Trans. Plasma Science*. 2006. V. 34. № 5. P. 2268. <https://doi.org/10.1109/TPS.2006.878370>
- Garanin S.F., Mamyshev V.I., Yakubov V.B. // *IEEE Trans. Plasma Science*. 2006. V. 34. № 4. P. 2273. <https://doi.org/10.1109/TPS.2006.878368>
- Garanin S.F. Physical processes in MAGO-MTF systems, (in Russian), Sarov, 2012.
- Chernychev V.K., Korchagin V.P., Babich L.P., Burenkov O.M., Dolin Yu.N., Duday P.V., Dudin V.I., Ivanov V.A., Karpov G.V., Kraev A.I., Kudel'kin V.B., Kutysk I.M., Mamyshev V.I., Morozov I.V., Pak S.V., Pollyushko S.M., Shaidullin V.Sh., Skobelev A.N., Tokarev V.A., Volkov A.A., Volkov G.I. // *IEEE Trans. Plasma Science*. 2016. V. 44. № 3. P. 250. <https://doi.org/10.1109/TPS.2016.2524211>
- Чернышев В.К., Корчагин В.П., Бабич Л.П., Буренков О.М., Волков Г.И., Долин Ю.Н., Дудин В.И., Иванов В.А., Карпов Г.В., Краев А.И., Куделькин В.Б., Морозов И.В., Пак С.В., Полошко С.М., Скобелев А.Н., Токарев В.А., Зубаерова Р.Р. // *Физика плазмы*. 2018. Т. 44. № 2. С. 133. <https://doi.org/10.7868/S0367292118020026>
- Gomez M.R., Slutz S.A., Sefkow A.B., Sinars D.B., Hahn K.D., Hansen S.B., Harding E.C., Knapp P.F., Schmit P.F., Jennings C.A., Awe T.J., Geissel M., Rovang D.C., Chandler G.A., Cooper G.W., Cuneo M.E., Harvey-Thompson A.J., Herrmann M.C., Hess M.N., Johns O., Lamppa D.C., Martin M.R., McBride R.D., Peterson K.J., Porter J.L., Robertson G.K., Rochau G.A., Ruiz C.L., Savage M.E., Smith I.C., Stygar W.A., Vesey R.A. // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. № 15. P. 155003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.155003>

17. Gomez M.R., Slutz S.A., Knapp P.F., Hank R.D., Weis M.R., Harding E.C., Geissel M., Fein J.R., Glin-sky V.E., Hansen S.B., Harvey-Thompson A.J., Jen-nings C.A., Smith I.C., Woodbury D., Ampleford D.J., Awe T.J., Chandler G.A., Hess M.N., Lamppa D.C., My-ers C.E., Ruiz C.L., Sefkow A.B., Schwarz J., Yager-Elorriaga D.A., Jones B., Porter J.L., Peterson K.J., Mc-bridge R.D., Rochau G.A., Sinars D.B. // *IEEE Trans. Plasma Science*. 2019. V. 47. № 5. P. 2081.
<https://doi.org/10.1109/TRS.2019.2893517>
18. Knapp P.F., Gomez M.R., Hansen S.B., Glin-sky M.E., Jennings C.A., Sluts S.A., Harding E.C., Hahn K.D., Weis M.R., Evans M. // *Phys. Plasmas*. 2019. V. 26. № 1. С. 012704.
19. Gomez M.R., Slutz S.A., Sefkow A.B., Hahn K.D., Han-sen S.B., Knapp P.F., Schmit P.F., Ruiz C.L., Sinars D.B., Harding E.C., Jennings C.A., Awe T.J., Geissel M., Ro-ryang D.C., Smith I.C., Chandler G.A., Cooper G.W., Cu-neo M.E., Harvey-Thompson A.J., Hess M.N., Lamp-ра D.C., Martin M.R., Mcbride R.D., Peterson K.J., Por-ter J.L., Rochau G.A., Savage M.E., Stygar W.A., Ve-sey R.A., Herrmann M.C., Schroen D.G. // *Phys. Plas-mas*. 2015. V. 22. № 5. P. 056306.
<https://doi.org/10.1063/4919394>
20. Сахаров А.Д., Людаев Р.З, Смирнов В.Н., Плю-щев Ю.И., Павловский А.И., Чернышев В.К., Феок-тистова Е.Ф. // ДАН. 1965. Т. 165. С. 65.
21. Сахаров А.Д. // УФН. 1966. Т. 88. Вып. 4. С. 725.
22. Fowler C.M., Garn W.B., Caird R.S. // *J. Appl. Phys*. 1960. V. 31. № 3. P. 588–594.
23. Chernyshev V.K., Demidov V.A., Kazakov S.A., Fet-ISOV I.K., Shevtsov V.A. // *Proc. VI th Int. Conf. Me-gagauss Magnetic Field Generation and Pulsed Power Applications 1994* / Ed. V. Cowan and R. B. Spielman. N.Y.: Nova Science Publishers. P. 519.
24. Chernyshev V.K., Volkov G.I., Vakhrushev V.V. // *Proc. 2th Int. Conf. Megagauss Physics and Technology, Washington, 1980* / Ed. by P.J. Turchi. N.Y.–L.: Ple-num Press. P. 663.
25. Петрухин А.А., Голубев В.В., Данов В.М., Мамы-шев В.И., Павловский Е.С., Прокопов В.А., Прото-сов М.С., Чернышев В.К., Шевцов В.А., Якубов В.Б. // Сб. тр. 3-й междуна. конф. Сверхсильные магнит-ные поля. Физика. Техника. Применение, Ново-сибирск, 1984 / под ред. В.М. Титова, Г.А. Швецо-ва. М.: Наука. С. 384–387.
26. Гриневич Б.Е., Демидов В.А., Ивановский А.В., Селе-мир В.Д. // УФН. 2011. Т. 181, № 41. С. 422–427.
<https://doi.org/10.3367/UFN.0181.201104k.0422>
27. Чернышев В.К. // Сб. докл. VII Межд. конф. Мега-гауссная и мегаамперная импульсная технология и применение, Саров, 1996 / Под ред. В.К. Черны-шева, В.Д. Селемира, Л.Н. Пляшкевича, Саров: ВНИИЭФ. С. 41–58.
28. Garanin S.G., Ivanovsky A.V., Mkhitarayan L.S. // *Nucl. Fusion*. 2011. V. 51. № 10. С. 103010.
<https://doi.org/10.1088/0029-5515/51/10/103010>
29. Chernyshev V.K., Kucherov A.I., Mezhevov A.I., Vakhru-shev V.V. // In: *Proc. 11th IEEE Int. Pulsed Power Conf., Baltimore, Maryland USA, 1997* / Ed. G. Co-op-erstein, I. Vitkovitsky Omnipress. P. 1208–1212.
30. Ivanovsky A.V. // *Proc. XIII Int. Conf. on Megagauss Magnetic Fields Generation and Relation Topics, Suzhou, China, 2010* / Ed. Sun Chengwei and Liu Cangli P. 32–43.
31. Demidov V.A., Kraev F.I., Mamyshev V.I., Petru-khin A.A., Pogorelov V.P., Chernyshev V.K., Sytv-tsov V.A., Shpagin V.I. // *Proc. 5 th Int. Conf. Me-gagauss Field and Pulsed Power Systems, Novosibirsk, USSR, 1989* / Ed. V. M. Titov and G. A. Shvetsov N.Y.: Nova Science Publishers. 1990. P. 351.
32. Базанов А.А., Бочков Е.И., Гаранин С.Г., Дудай П.В., Зименков А.А., Ивановский А.В., Климущин К.Н., Комаров В.М., Краев А.И., Куделькин В.Б., Мамы-шев В.И., Полюшко С.М., Цибилов З.С., Шаповалов Е.В. // ДАН. 2019. Т. 48. № 4. С. 355.
<https://doi.org/10.31857/S0869-56524894355-357>
33. Райзер Ю.П. Основы современной физики газо-разрядных процессов. М. Наука, 1980.
34. Felber F.S., Malley M.M., Wessel F.J., Matzen M.K., Palmer M.A., Spielman R.B., Liberman M.A., Veliko-vich A.L. // *Phys. Fluids*. 1988. V. 31. № 7. P. 2053.
<https://doi.org/10.1063/1.866657>
35. Golberg S.M., Liberman M.A., Velikovich A.L. // *Plas-ma Phys Contr. Fusion*. 1990. V. 32. № 5. P. 319.
<https://doi.org/10.1088/0741-3335/32/5/002>
36. Ермолович В.Ф., Ивановский А.В., Орлов А.П. // ВАНТ. Сер. Теор. и прикл. физика. 1999. Вып. 1. С. 3.
37. Вахрамеев Ю.С., Мохов В.Н., Попов Н.А. // Атомная энергия. 1980. Т. 49. Вып. 2. С. 121.
38. Ермолович В.Ф., Ивановский А.В., Орлов А.П., Селе-мир В.Д. // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 10. С. 11.
39. Брагинский С.И. Вопросы теории плазмы / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. Вып. 1. С. 183.
40. Гаранин С.Г. // Атом. 1997. № 68. Саров. С. 29.
41. Зуев В.С., Катулин В.А., Носач В.Ю., Носач О.Ю. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 5. С. 1673.
42. Зуев В.С. // Труды ФИАН. 1992. Т. 225.
43. Зуев В.С. // Квантовая электроника. 1992. Т. 24. № 12. С. 1105.
44. Аржанов В.П., Борович Б.П., Зуев В.С., Казан-ский В.М., Катулин В.А., Кириллов Г.А., Кормер С.Б., Куратов Ю.В., Куряпин А.И., Носач О.Ю., Сину-цын М.В., Стойлов Ю.Ю. // Квантовая электрони-ка. 1992. Т. 19. № 2. С. 135.
45. Vasko M.M., Kemp A.J., Meyer-ter-Vehn J. // *Nucl. F-sion*. 2000. V. 40. № 1. С. 59.
46. Бессараб А.В., Долгополов Ю.В., Жидков Н.В., Ки-риллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Куликов С.М., Муру-гов В.М., Николаев В.Д., Певный С.Н., Рядов А.В., Смирнов А.Б., Смышляев С.П., Сухарев С.А. // Изв. АН СССР. Сер. Физическая. 1988. Т. 52. № 2. С. 333.
47. Pevny S.N., Eroshenko V.A., Kulikov S.M., Kirillov G.A., Kochemasov G.G., Smyshlyayev S.P., Sucharev S.A. // *Proc. SPIE* 1980. 1993. P. 18.
48. Eroshenko V.A., Kirillov G.A., Kochemasov G.G., Kuli-kov S.M., Pevny S.N., Smyshlyayev S.P., Sucharev S.A. // *Proc. SPIE* 2095. 1993 / Ed. Arthur A. Mak. P. 134.
49. П'каев Р.И., Kirillov G.A., Kochemasov G.G., Kuli-kov S.M., Pevny S.N., Ryabev L.D., Sukharev S.A., George E.V., Kuzubov A.S., Storm E. // *Proc. IAEA Technical Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion, Paris (France), 1994*. P. 191.
50. Kirillov G.A., Kochemasov G.G., Kulikov S.M., Pevny S.N., Sukharev S.A. // *Proc. 12th Int. Conf. on Laser Interac-tion and Related Plasma Phenomena, Osaka (Japan), 1995*. V. II. P. 866.