

Двусторонняя лазерная коническая мишень для нейтронного источника гибридного ядерно-термоядерного реактора*

И.Г.Лебо, Е.А.Исаев, А.И.Лебо

Методами математического моделирования показано, что источник термоядерных нейтронов с высокой частотой следования импульсов и числом нейтронов $\sim 10^{17}$ за выстрел, необходимый для развития ядерно-термоядерных реакторов, может быть создан при облучении двусторонней конической мишени одновременно длинным и коротким лазерными импульсами с энергиями ~ 1 МДж и 50 кДж и длительностями 100–250 нс и 0.1–1 нс. Рассмотрена возможность проверки отдельных положений предложенной концепции на существующих лазерных установках.

Ключевые слова: ядерно-термоядерный реактор, лазерный источник термоядерных нейтронов, коническая мишень.

1. Введение

В Российской Федерации [1] и в ряде развитых стран мира (США, Франция и КНР) ведутся исследования по созданию мощных лазеров (драйверов) для инициирования термоядерных микровзрывов. Крупнейшая многоканальная лазерная установка на неодимовом стекле (Nd-лазер) – NIF (National Ignition Facility) функционирует в США с 2012 года [2]. В таких установках в результате термоядерных микровзрывов возникают мощные потоки термоядерных нейтронов (с энергией $\epsilon_n \approx 14$ МэВ), заряженных частиц (в частности, α -частиц с энергией $\epsilon_\alpha \approx 3.5$ МэВ) и жесткого электромагнитного излучения. Данный источник представляет существенный интерес для исследований в астрофизике, материаловедении и для других прикладных задач.

Вместе с тем создание на основе Nd-лазера драйвера для ядерно-термоядерного реактора, оперирующего с высокой частотой повторения микровзрывов и большим ресурсом, представляется весьма спорным. Последовательно-параллельные схемы усиления импульсов в стеклянных каскадах с разной апертурой (стержнях, плитах или дисках), преобразование ИК излучения во вторую и третью гармоники приводят к дополнительным потерям энергии и усложняют однородное облучение сферической мишени, необходимое для сверхсжатия дейтерий-тритиевого (DT) горючего.

Мощные газовые лазеры, в частности эксимерные KrF-лазеры, имеют ряд преимуществ [3], которые позволяют рассматривать их в качестве драйверов для гибридных ядерно-термоядерных реакторов [4, 5].

На рис.1 показана схема энергетического цикла термоядерной электростанции [6]. Здесь η – КПД лазера; G –

коэффициент усиления по энергии в термоядерной мишени; β – КПД преобразования тепловой энергии в электрическую; ϕ – доля энергии, которая идет на обеспечение работы реактора; f – частота следования лазерных импульсов; E_L – их энергия; $W_t = fKE_L$ – тепловая мощность, вырабатываемая в реакторе; $K = (0.2 + 0.8M)G$ – коэффициент усиления по энергии в реакторе; M – коэффициент умножения энергии в урановом бланкете реактора; $(1/\eta - 1) \times fE_L$ – потери энергии при накачке лазера, которые частично могут быть использованы для практических целей.

Чтобы замкнуть энергетический цикл, нужно удовлетворить неравенству

$$(1 - \phi)\beta(0.2 + 0.8M)G - 1/\eta > 0. \quad (1)$$

Из (1) видно, что при малом η сделать это крайне сложно. Для KrF-лазера с импульсом длительностью ~ 100 нс можно достичь $\eta \geq 0.05$, что в принципе позволяет надеяться замкнуть энергетический цикл уже при $G = 1$ (если использовать обогащенный уран в бланкете с $M > 60$).

В работах [6, 7] было предложено использовать конические мишени и KrF-лазер в качестве драйвера гибридного реактора. Однако вплоть до настоящего времени основное внимание уделяется развитию лазерных систем на неодиме, т.к. планируется получать большие коэффициенты усиления в термоядерной мишени ($G \gg 1$). Для достижения больших значений G и инициирования волны термоядерного горения требуется сжимать горючее до плотностей, в 1000 раз больших плотности жидкой DT смеси. Из-за развития гидродинамической неустойчивости и перемешивания (подробнее см. в [8, 9]) обеспечить такие условия в мишенях инерциального термоядерного синтеза до сих пор не удается. С другой стороны, дости-

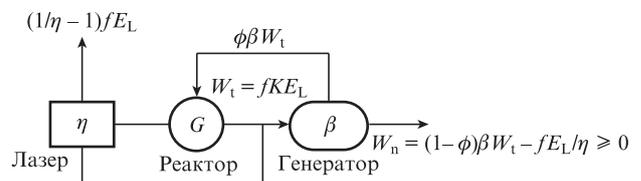


Рис. 1. Схема энергетического цикла термоядерной электростанции.

* Доложена на конф. ECLIM 2016 (Москва, 18–23 сентября 2016 г.).

И.Г.Лебо. Московский технологический университет МИРЭА, Россия, 119454 Москва, просп. Вернадского, 78; e-mail: lebo@mail.ru
Е.А.Исаев. Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Россия, 101000 Москва, ул. Мясницкая, 20
А.И.Лебо. Школа № 1329, Россия, 119602 Москва, ул. Никулинская, 10

жение $G \approx 1$ является самостоятельной целью, имеющей важное практическое значение [10].

В настоящей работе рассматривается возможность получения коэффициентов усиления в термоядерной двусторонней конической мишени $G \approx 1$ и замыкания энергетического цикла гибридной станции при использовании КгF-лазера, оперирующего в режиме генерации длинного и короткого лазерных импульсов [11]. На основе численных расчетов показано, что для этого требуются УФ лазеры с энергией импульса ~ 1 МДж, причем достаточно сжимать конденсированное горючее (жидкую DT смесь) в 30–50 раз. Весь процесс сжатия происходит под действием падающей и отраженной ударных волн, и в этих условиях можно рассчитывать на то, что перемешивание не приведет к катастрофической ситуации, т.е. к уменьшению нейтронного выхода на несколько порядков по сравнению с выходом, полученным в результате одномерных расчетов.

2. Постановка задачи

Нагрев и сжатие мишеней моделировались с помощью двумерной программы *Atlant_Sp* в сферических лагранжевых координатах (r, θ) [8, 9]. Ниже приведена система двумерных уравнений плазмодинамики, на которой была основана эта программа:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= -\rho \operatorname{div} V, \\ \rho \frac{dV}{dt} &= -\operatorname{grad} p, \quad p = p_i + p_e, \\ \rho \frac{d\varepsilon_i}{dt} &= -p_i \operatorname{div} V + \operatorname{div}(\kappa_i \operatorname{grad} T_i) + C_i \rho \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} + \Delta E_{fi}, \\ \rho \frac{d\varepsilon_e}{dt} &= -p_e \operatorname{div} V + \operatorname{div}(\kappa_e \operatorname{grad} T_e) - C_i \rho \frac{T_e - T_i}{\tau_{ei}} + \operatorname{div} q_L + \Delta E_{fe}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь ρ – плотность; V – скорость; $p_e, p_i, T_e, T_i, \varepsilon_e, \varepsilon_i$ и κ_e, κ_i – давления, температуры, удельные внутренние энергии и коэффициенты нелинейной теплопроводности электронной и ионной компонент плазмы соответственно; C_i – теплоемкость ионной компоненты; τ_{ei} – время электронно-ионной релаксации; q_L – поток лазерного излучения. В расчетах полагалось, что лазерное излучение распространяется строго вдоль радиального направления (образующей конической мишени), поглощается за счет обратного тормозного механизма и, достигнув критической поверхности, поглощается в соответствующей лагранжевой ячейке. В физико-математической модели предполагалось, что уравнение состояния отвечает идеальной, полностью ионизованной плазме, а коэффициенты переноса являются классическими [12].

В расчетах по программе *Atlant_Sp* учитывалась также локальная передача энергий ΔE_{fe} и ΔE_{fi} от заряженных термоядерных частиц (в основном α -частиц) в электронную и ионную компоненты плазмы соответственно*.

* Более подробное описание физико-математической модели и методов решения уравнений (2) можно найти в работах [8, 9, 13].

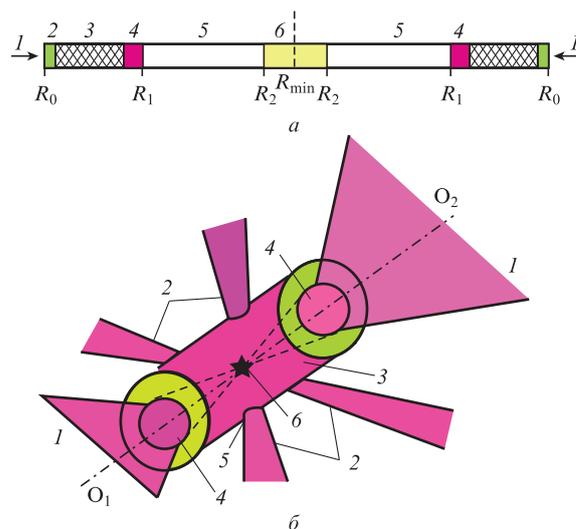


Рис.2. Схема двусторонней конической мишени в разрезе (l – длинные воздействующие лазерные импульсы; 2 – тонкий полимерный слой; 3 – малоплотный аэрогель-поглотитель; 4 – рабочий полимерный слой толщиной Δ_{CH} ; 5 – пары горючего; 6 – криогенный слой DT смеси; вертикальная штриховая линия – плоскость симметрии) (а), а также общий вид этой мишени (l – длинные импульсы; 2 – короткие лазерные импульсы, распространяющиеся в плоскости, перпендикулярной оси конического канала O_1O_2 ; 3 – цилиндр из золота; 4 – конические каналы; 5 – отверстия для ввода коротких импульсов; 6 – термоядерный микровзрыв) (б).

На рис.2 показана конструкция двусторонней конической мишени. В разрезе каналы мишени являются усеченными конусами (R_{min} – радиус у вершины, R_0 – у основания). Вблизи вершин канала находится DT смесь в виде замороженного слоя радиусом R_2 , далее расположены слой малоплотного DT пара толщиной $R_1 - R_2$, тонкий плотный слой «ударника» из полимерного материала толщиной Δ_{CH} , слой поглотителя из малоплотного вещества и, на внешней стороне, тонкая пленка толщиной 0.5 мкм. Суммарная толщина поглотителя равна $R_0 - R_1$. Усредненная плотность поглотителя $\rho_3 = 10$ мг/см³, плотность полиэтилена $\rho_{2(4)} = 1$ г/см³, плотность замороженной DT смеси $\rho_6 = 0.25$ г/см³, плотность DT пара $\rho_5 = 5$ мкг/см³. Внешние стенки должны быть сделаны из тяжелого материала (например, золота). Угол раствора конуса α_0 , а также радиусы R_0, R_1, R_2 и R_{min} являлись параметрами задачи и варьировались. В расчетах полагалось, что стенки каналов абсолютно упругие и теплоизолированные.

Моделировалось сжатие термоядерного горючего длинным лазерным импульсом. Были проведены две серии расчетов. В первой серии использовались длительность лазерного импульса $\tau_L = 101$ нс, энергия импульса $E_L = 1$ МДж, угол раствора конуса $\alpha_0 = \pi/10$ (временная форма импульса показана на рис.3,а), а во второй – $\tau_L = 251$ нс, $E_L = 1$ МДж, $\alpha_0 = \pi/12$ (временная форма импульса показана на рис.3,б).

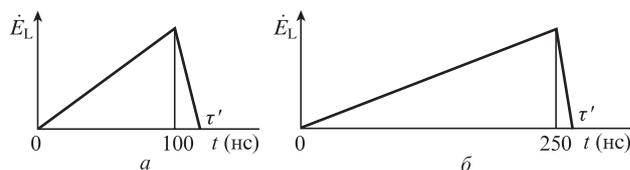


Рис.3. Временные формы лазерного импульса, используемые в первой (а) и второй (б) сериях расчетов.

В расчетах поглощение лазерного излучения полагалось равным 100%.

Для описания переноса энергии в плазме, образованной при взаимодействии мощного лазерного импульса с пористой средой, была использована модель, развитая в работах [14–16]. В основу этой модели была положена следующая гипотеза. На первой стадии облучения мишени лазерным излучением вещество остается почти прозрачным, т.к. объем, занятый стенками пор, составляет лишь 10^{-2} – 10^{-3} от всего объема материала. Продолжительность этой стадии соответствует времени формирования плазмы $t_1 \approx d/V_s$ (d – размер поры, V_s – скорость звука в плазме), т.е. $t_1 \approx 0.1$ – 0.2 нс. Для того чтобы на начальной стадии процесса не создавать возмущения давления непосредственно на поверхности ударника, на внешней стороне пористого слоя помещался тонкий слой плотного полиэтилена (толщиной ~ 0.5 мкм). Проходя через пористый материал, малая часть потока лазерной энергии (не более 1%) поглощается в стенках пор и взрывает их. При испарении и соударении стенок пор формируется турбулентная плазма с типичным размером вихрей порядка размера пор. Далее происходит распространение излучения через такую турбулентную плазму. По аналогии с моделью турбулентности Беленького–Фрадкина [17] вводится частота турбулентных пульсаций ν_t . В выражениях для коэффициентов переноса энергии, если турбулентная частота превышает частоту парных соударений, следует использовать именно ее. Заметим, что масштаб турбулентной пульсации определяется как $l_p = c/\nu_t$ (c – скорость света), причем $l_p \approx d$ – типичный размер поры.

3. Результаты расчетов

Параметры задачи подбирались так, чтобы время максимального сжатия ДТ горючего совпадало с длительностью лазерного импульса τ_L или немного превышало ее, а выход нейтронов $Y_n \geq 10^{17}$. При этом отношение радиусов $R_1/R_{\min} \approx 20$.

На рис.4 показаны результаты расчета сжатия мишени в момент времени $t_{\text{col}} = 100$ нс (момент коллапса). Начальные параметры мишени были следующими: $R_{\min} = 0.1$ см, $R_2 = 0.25$ см, $R_1 = 2$ см, $R_0 = 2.1$ см, $\Delta_{\text{CH}} = 55$ мкм (первая серия расчетов). В этот момент нейтронный выход Y_n составил 9×10^{16} . Плотность сжатого горючего $\rho \approx 4$ – 5 г/см³, температура ионов $T_i \approx 7$ кэВ. Далее нейтронный выход возрастал до 1.4×10^{17} .

На рис.5 показаны результаты расчета сжатия мишени в момент времени $t_{\text{col}} = 253$ нс. Начальные параметры

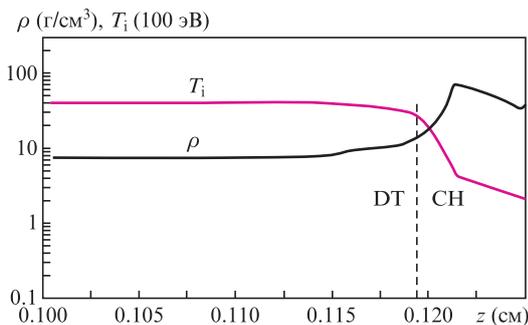


Рис.4. Распределения плотности ρ и ионной температуры T_i вдоль оси канала O_1O_2 в момент коллапса $t_{\text{col}} = 100$ нс. Вертикальная штриховая линия – граница между ДТ горючим и ударником.

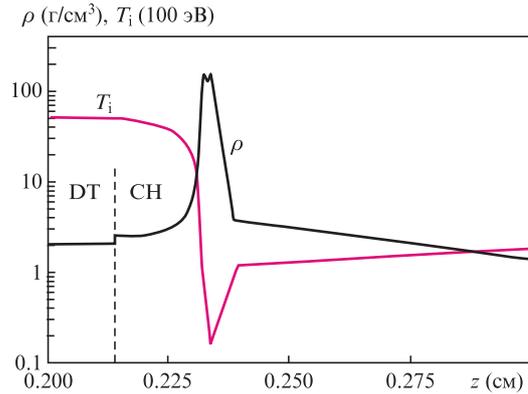


Рис.5. Распределения плотности ρ и ионной температуры T_i вдоль оси канала O_1O_2 в момент коллапса $t_{\text{col}} = 253$ нс. Вертикальная штриховая линия – граница между ДТ горючим и ударником.

мишени были следующими: $R_{\min} = 0.2$ см, $R_2 = 0.28$ см, $R_1 = 4.0025$ см, $R_0 = 4.25$ см, $\Delta_{\text{CH}} = 55$ мкм (вторая серия расчетов). В этом варианте момент максимального сжатия ($t_{\text{col}} = 253$ нс) наступил несколько позже окончания импульса ($\tau_L = 251$ нс). Нейтронный выход Y_n при этом составил 5×10^{16} , плотность сжатого горючего $\rho \approx 2$ г/см³, температура ионов $T_i \approx 5$ кэВ*. Суммарный нейтронный выход $Y_{\infty} = 1.05 \times 10^{17}$.

Таким образом, достичь выхода нейтронов $Y_n \approx 10^{17}$ в одномерном приближении в принципе можно с помощью только одного длинного лазерного импульса. Однако реальная ситуация является более сложной. На стадии торможения ударника и распространения отраженной ударной волны, давления в горючем возрастают на несколько порядков (рис.6). Любой материал (включая золото и уран) придет в движение под действием таких давлений.

На рис.6 показаны распределения давлений в ДТ горючем на стадии торможения ударника и распространения отраженной ударной волны в разные моменты времени. Для удобства представления результатов на одном рисунке по оси абсцисс отложена массовая координата в условных единицах. Внутренняя энергия в горючем в этот период достигает 50–60 кДж, а давление равно 1–10 Гбар.

Последовательность коротких импульсов с суммарной энергией 50–60 кДж и длительностью 0.1–1 нс, которые вводятся в мишень через отверстия, расположенные вблизи вершин конусов, должна выполнять две функции: обеспечивать противодействие на границе горючее–стенка в течение ~ 1 нс и дополнительно нагревать термоядерное горючее.

Следует отметить, что, по-видимому впервые, схема дополнительного подогрева сжатого термоядерного горючего коротким лазерным импульсом обсуждалась в популярной статье Л.П.Феокистова [18]. В дальнейшем с развитием сверхкоротких лазерных импульсов сформировалось новое направление в лазерном термоядерном синтезе, получившее название fast ignition [19].

Для создания противодействия вблизи стенок и удержания горючего предлагается конструкция мишени у вершин конусов, показанная на рис.7. У вершины мишени с коническими встречными каналами сделаны отвер-

* Уменьшая R_{\min} , можно увеличить степень сжатия и температуру T_i , однако при этом возрастает вероятность перемешивания с материалом ударника и стенками мишени.

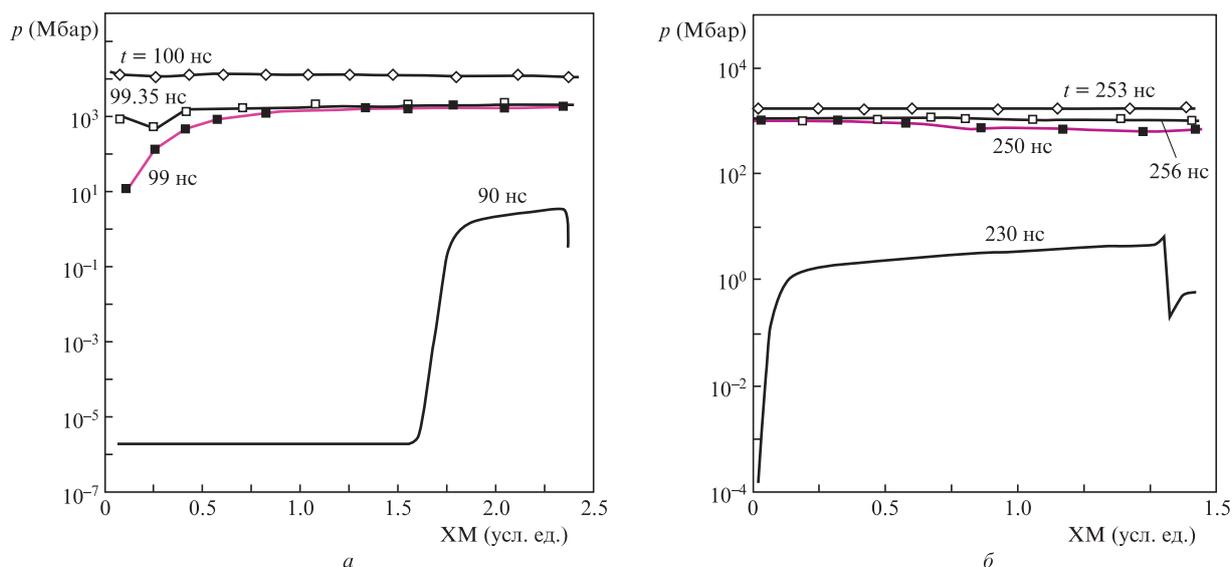


Рис.6. Распределения давления в DT горячем вдоль оси в разные моменты времени, полученные в первой (а) и второй (б) сериях расчетов. По оси абсцисс отложены массовые координаты (XM).

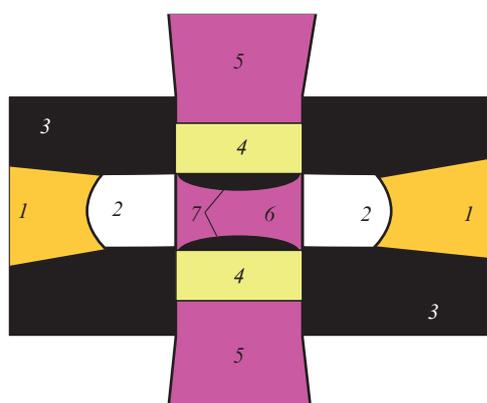


Рис.7. Конструкция мишени вблизи вершин конусов: 1 – пучки длинных лазерных импульсов, ускоряющих ударники 2 к вершине конусов; 3 – стенки мишени с коническими каналами; 4 – малоплотный аэрогель, помещенный в отверстия для ввода коротких импульсов 5; 6 – конденсированная DT смесь; 7 – тонкая пленка «с рельефом» из золота или урана.

ствия для ввода коротких импульсов. Аэрогель и фольга «с рельефом» позволяют компенсировать неоднородность давления на границе с горючим. В работе [20] случай использования малоплотного вещества и оболочек с рельефом численно моделировался для открытых мишеней, а в [21] – для мишеней типа «лазерный парник». Аэрогель имеет еще одну функцию. Ранее отмечалось [15, 22, 23], что в плазме, образованной при воздействии мощных лазерных импульсов на пористую среду, могут генерироваться спонтанные магнитные поля $\sim 10\text{--}100$ МГс. Такие поля приводят к замагничиванию электронного теплового потока к стенкам мишени и, частично, к увеличению доли энергии, которую передают α -частицы в плазму.

Рассматриваемая в настоящей работе задача является существенно трехмерной и разномасштабной по времени (ускорение ударника происходит за 100–250 нс, а его торможение – за ~ 1 нс). Поэтому вопрос о формировании противодавления и об удержании сжатого горючего будет рассмотрен в отдельной публикации.

4. Обсуждение результатов расчетов и возможности экспериментальной проверки отдельных положений предложенной концепции

Из представленных расчетов видно, что существует возможность с помощью импульса УФ лазера с энергией ~ 1 МДж и длительностью 100–250 нс ускорить тонкий плотный слой до ~ 300 км/с внутри конического канала. При столкновении достигаются плотности 2–8 г/см³ и температуры $\sim 5\text{--}7$ кэВ. Это позволяет, в принципе, рассматривать возможность создания мощного источника термоядерных нейтронов. Однако ряд вопросов остается нерешенным:

- устойчивость полета ударника внутри канала и физика взаимодействия плотной ускоренной плазмы со стенкой канала;
- влияние неидеальности плазмы и переизлучения;
- генерация спонтанных магнитных полей в плазме;
- описание физических процессов удержания сжатой плазмы;
- развитие гидродинамической неустойчивости и перемешивания на границе горючее–стенка канала.

Перечисленные выше задачи являются весьма сложными с точки зрения их компьютерного моделирования и требуют серьезной проверки отдельных положений предложенной концепции на существующих лазерных установках. В нашей стране имеется КгF-лазер «Гарпун» с энергией импульса около 100 Дж и длительностью 100 нс. Сравнение результатов численных расчетов и экспериментальных данных [24–26] показало, что с помощью лазерного ускорения тонких фольг можно достичь скоростей порядка первой космической скорости (5–8 км/с); обсуждалась также возможность создания лазерной ударной трубы на базе этой установки. После модернизации установки и разработки дополнительного канала с коротким импульсом длительностью ~ 1 пс и энергией импульса ~ 1 Дж (установка получила название Garpun-MTW [27]) появилась возможность исследовать ввод коротких лазерных импульсов в отверстия, перенос энергии и формирование больших давлений в аэрогеле.

В работе [23] были предложены два подхода к экспериментальному исследованию магнитных полей в лазерной плазме, образованной при нагреве малоплотных пористых мишеней. Такие эксперименты можно поставить на установке Garpun-MTW.

Существует возможность проведения полномасштабного эксперимента на установке NIF (США), поскольку там используется соответствующая экспериментальная схема облучения мишеней (двусторонняя, с синхронизацией импульсов) и, наряду с длинным импульсом ($\tau_L = 10-20$ нс), имеется короткий импульс с достаточно большой энергией. По нашим оценкам, нейтронный выход для таких мишеней мог бы составить $\sim 10^{16}$ за импульс, т.е. быть сравнимым с наблюдаемым в экспериментах в режиме непрямого сжатия.

5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе получены следующие результаты:

1. Методами математического моделирования проведено исследование нагрева и сжатия двусторонних конических мишеней импульсами KrF-лазера длительностью 100–250 нс.

2. Показано, что с помощью данных мишеней на лазерных установках с энергией импульса ~ 1 МДж можно создать мощный источник с выходом термоядерных нейтронов $\sim 10^{17}$ за вспышку.

3. Установлено, что такие источники нейтронов являются перспективными для гибридного ядерно-термоядерного реактора.

1. Гаранин С.Г., Бельков С.А., Бондаренко С.В. *Тез. докл. XXXIX Международной (Звенигородской) конф. по физике плазмы и УТС* (Звенигород, 2012, с. 17); Belkov S.G., Garanin S.G., Shagalkin Yu.V. https://plasma.mephi.ru/ru/ru/ECLIM2016en_Mo8_Pl.
2. Moses E.I. *Nucl. Fusion*, **53**, 104020 (2013).
3. Obenschain S., Lehmburg R., Kehne D., Hegeler F., Wolford M., Sethian J., Wever J., Karasik M. *Appl. Opt.*, **54** (31), 103 (2015).
4. Басов Н.Г., Белоусов Н.И., Гришунин П.А., Калмыков Ю.К., Лебо И.Г., Розанов В.Б., Склизков Г.В., Субботин В.И.,

- Финкельштейн К.И., Харитонов В.В., Шерстнев К.Б. *Квантовая электроника*, **14** (10), 2068 (1987).
5. Басов Н.Г., Субботин В.И., Феоктистов Л.П. *Вестник РАН*, **63**, 878 (1993).
 6. Лебо И.Г. *Квантовая электроника*, **30** (5), 409 (2000).
 7. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф., Феоктистов Л.П. *Квантовая электроника*, **25** (4), 327 (1998).
 8. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. *Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза методами математического моделирования* (М.: Физматлит, 2006).
 9. Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. *Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов* (М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э.Баумана, 2015).
 10. Долголева Г.В., Лебо А.И., Лебо И.Г. *Математическое моделирование*, **28** (1), 23 (2016).
 11. Zvorykin V.D., Lebo I.G. *Laser Part. Beams*, **17**, 69 (1999).
 12. Брагинский С.И. В кн.: *Вопросы теории плазмы. Вып.1* (М.: Атомиздат, 1963).
 13. Конаш П.В., Лебо И.Г. *Квантовая электроника*, **23** (9), 148 (2011).
 14. Лебо А.И., Лебо И.Г. *Математическое моделирование*, **21** (1), 75 (2009).
 15. Лебо А.И., Лебо И.Г. *Математическое моделирование*, **21** (11), 16 (2009).
 16. Lebo I.G., Lebo A.I. *Phys. Scripta*, **T142**, 014024 (2010).
 17. Беленький С.З., Фрадкин Е.С. *Труды ФИАН*, **29**, 207 (1965).
 18. Феоктистов Л.П. В сб.: *Будущее науки* (М.: Знание, 1985, с. 168–182).
 19. Tabak M., Hammer J., Glynsky M.E., Krueer W.L., et al. *Phys. Plasmas*, **1**, 1636 (1994).
 20. Lebo I.G., Rozanov V.B., Tishkin V.F. *Laser Part. Beams*, **12** (3), 361 (1994).
 21. Лебо И.Г., Попов И.В., Розанов В.Б., Тишкин В.Ф. *Квантовая электроника*, **22** (12), 1257 (1995).
 22. Конаш П.В., Лебо А.И., Лебо И.Г. *Математическое моделирование*, **25** (6), 3 (2013).
 23. Лебо И.Г., Лебо А.И. *Вестник МГТУ МИРЭА (MSTU MIREA Herald), электронный сетевой научно-методический журнал*, **3** (4), 215 (2014) (<https://www.mirea.ru/science/vestnik-mirea>).
 24. Bakaev V.G., Batani D., Krasnyuk I.A., Lebo I.G., Levchenko A.O., Sychugov G.V., Tishkin V.F., Zayarnyi D.A., Zvorykin V.D. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **38**, 2031 (2005).
 25. Lebo I.G., Zvorykin V.D. *Phys. Scripta*, **T132**, 016018 (2008).
 26. Зворыкин В.Д., Лебо И.Г. *Квантовая электроника*, **30** (6), 540 (2000).
 27. Zvorykin V.D., Didenko N.V., Ionin A.A., Kholin I.V., et al. *Laser Part. Beams*, **25**, 435 (2007).