Russian Technological Journal.
2023;11(3):86–103

ISSN 2782-3210 (Print)
ISSN 2500-316X (Online)

Математическое моделирование

Mathematical modeling

УДК 539.3
https://doi.org/10.32362/2500-316X-2023-11-3-86-103

CC BY

ОБЗОР

Численное моделирование экспериментов по взаимодействию мощных ультрафиолетовых лазерных импульсов с конденсированными мишенями

И.Г. Лебо [@]

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454 Россия
[@] *Автор для переписки, e-mail: lebo@mirea.ru*

Резюме

Цели. Цель исследования – обзор и анализ результатов работ, посвященных численному моделированию экспериментов по взаимодействию мощных ультрафиолетовых (УФ) лазерных импульсов с конденсированными мишенями. Натурные эксперименты были выполнены в Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН на мощном криптон-фтор (KrF) лазере «ГАРПУН». Актуальность исследований связана с тем, что эксимерные УФ-лазеры являются одним из основных претендентов на драйвер в термоядерном реакторе. Физика взаимодействия такого излучения с плазмой имеет свою специфику. Обсуждается возможность использования мишеней в виде встречных конусов в таком ядерно-термоядерном реакторе.

Методы. Для моделирования лазер-плазменных процессов используются физико-математические модели, лагранжевы и эйлеровы методики, двумерные программы в цилиндрических и сферических координатах.

Результаты. Представлены результаты численного моделирования трех типов экспериментов: а) прожигание УФ-лазером алюминиевых фольг различной толщины; б) изучение развития гидродинамической неустойчивости при ускорении тонких полимерных пленок мощным УФ-импульсом и особенностей формирования турбулентного слоя; в) взаимодействие мощных УФ-импульсов с двухслойными мишенями (алюминий + оргстекло) и исследование «тонких» структур, формирующихся в веществе. На основании численных расчетов показано, что в гибридном реакторе с УФ-лазерным драйвером могут применяться мишени в виде двухсторонних встречных конусов.

Выводы. Развиты физико-математические модели и апробированы двумерные программы в эйлеровых и лагранжевых координатах на натурных экспериментах, позволяющие описывать физику взаимодействия мощных УФ-лазерных импульсов с мишенями различной конструкции. Это дает возможность прогнозировать эксперименты реакторного масштаба.

Ключевые слова: численное моделирование, взаимодействие мощных УФ-лазеров с плазмой, гибридные реакторы с лазерным инициированием

• **Поступила:** 22.06.2022 • **Доработана:** 07.12.2022 • **Принята к опубликованию:** 12.03.2023

Для цитирования: Лебо И.Г. Численное моделирование экспериментов по взаимодействию мощных ультрафиолетовых лазерных импульсов с конденсированными мишенями. *Russ. Technol. J.* 2023;11(3):86–103. https://doi.org/10.32362/2500-316X-2023-11-3-86-103

Прозрачность финансовой деятельности: Автор не имеет финансовой заинтересованности в представленных материалах или методах.

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

© И.Г. Лебо, 2023

REVIEW ARTICLE

Mathematical modeling of experiments on the interaction of a high-power ultraviolet laser pulse with condensed targets

Ivan G. Lebo @

MIREA – Russian Technological University, Moscow, 119454 Russia
@ *Corresponding author, e-mail: lebo@mirea.ru*

Abstract

Objectives. The paper aimed to review and analyze the results of works devoted to numerical modeling of experiments on the interaction of high-power ultraviolet (UV) laser pulses with condensed targets. The experiments were carried out at GARPUN, the powerful KrF-laser facility at the P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences (Moscow). The relevance of the research is related to the use of excimer UV lasers as a driver for a thermonuclear reactor. Physical aspects of laser–plasma interaction, including those related to the possibility of using two-sided cone target in a fission–fusion reactor, are discussed.

Methods. The research is based on physico-mathematical models, including Euler and Lagrange.

Results. The mathematical modeling of three types of natural experiments is presented: (1) burning through different thicknesses of Al foils by high-power UV laser; (2) studying hydrodynamic instability development at the UV laser acceleration of thin polymer films and features of turbulent zone formation; (3) interaction of high-power UV laser pulses with two-layer targets (Al + Plexiglas) and study of fine structures. Numerical modeling showed that a hybrid reactor with UV laser driver can use targets in the form of two-sided counter cones.

Conclusions. Physico-mathematical models are developed along with 2D codes in Lagrangian and Eulerian coordinates as confirmed in the results of natural experiments. The models can be used to describe the physics of high-power UV laser pulses interacting with various targets and forecast the results of reactor-scale experiments.

Keywords: numerical modeling, high-power UV laser pulse interaction with plasma, hybrid reactor with laser initiation

• **Submitted:** 22.06.2022 • **Revised:** 07.12.2022 • **Accepted:** 12.03.2023

For citation: Lebo I.G. Mathematical modeling of experiments on the interaction of a high-power ultraviolet laser pulse with condensed targets. *Russ. Technol. J.* 2023;11(3):86–103. https://doi.org/10.32362/2500-316X-2023-11-3-86-103

Financial disclosure: The author has no a financial or property interest in any material or method mentioned.

The author declares no conflicts of interest.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования лазерного термоядерного синтеза (ЛТС) ведутся в нашей стране и за рубежом с 60-х годов прошлого века [1]. С помощью мощных лазерных импульсов нагреваются и сжимаются мишени, содержащие дейтерий-тритиевую (ДТ) смесь. В результате в сжатом горючем происходят термоядерные реакции (подробнее о физике лазерного термоядерного синтеза можно прочитать в [2, 3]). На лазер («драйвер») накладывается ряд важных требований: энергия в импульсе должна равняться нескольким мегаджоулям, интенсивность излучения на поверхности мишени – 10^{15}–10^{16} Вт/см^2 в видимом или ультрафиолетовом диапазоне длин волн, длительность лазерного импульса 10–100 нс, причем с заданным временны́м «профилированием» интенсивности, хорошая однородность облучения мишени, чтобы уменьшить влияние развития неустойчивости в процессе сжатия горючего. Для создания термоядерного реактора, наряду с высокой эффективностью термоядерной вспышки (коэффициент усиления $G = E_f/E_{las} >> 1$, где E_f – выделившаяся термоядерная энергия, E_{las} – поглощенная плазмой энергия лазерного импульса), требуется, чтобы драйвер мог работать в частотном режиме (1–10 Гц) с большим ресурсом и высоким КПД ($\eta \approx 1$–10%).

В нашей стране [4] и за рубежом[1] [5–11] строятся мощные лазерные установки для инициирования термоядерных микровзрывов и проведения исследований в этой области знаний. С 2012 г. функционирует лазерная установка NIF (National Ignition Facility, Ливерморская национальная лаборатории им. Э. Лоуренса, США), построенная в целях ЛТС. На этой установке в августе 2021 г. достигнут рекордный выход термоядерных нейтронов $Y_n = (4–5) \cdot 10^{17}$, что соответствует $\approx 0.7G$ [6][2]. Указанные выше строящиеся установки (УФЛ-2М – Российский федеральный ядерный центр – Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики (РФЯЦ-ВНИИЭФ), Россия; Laser Mégajoule[3] – Франция; ShenGuang-II[4] – КНР) и NIF являются твердотельными Nd-лазерами[5]. Они на сегодняшний день представляются наиболее перспективными устройствами с точки зрения демонстрации единичных термоядерных микровзрывов. Однако применительно к созданию драйвера для ядерно-термоядерного реактора у этого типа лазеров имеются серьезные недостатки. Газовый эксимерный лазер имеет ряд преимуществ – функционирование непосредственно в ультрафиолетовом диапазоне длин волн, возможность работы с частотой повторения импульсов более 1 Гц, широкая полоса частоты генерации и, возможно, ряд других достоинств. Естественно, у таких типов лазеров также есть и недостатки.

Для того чтобы сделать правильный выбор при принятии решения о строительстве драйвера для реактора, требуются систематические исследования, поскольку стоимость драйвера будет составлять порядка 10 млрд долл. США. В Физическом институте им. П.Н. Лебедева РАН (ФИАН) функционирует установка «ГАРПУН» для получения горячей плотной плазмы. Это эксимерный KrF-лазер с энергией в импульсе $E_L \approx 100$ Дж, длительностью импульса $\tau = 100$ нс, длиной волны $\lambda = 0.248$ мкм. Для интерпретации данных экспериментов были развиты физико-математические модели и программы, позволяющие решить задачи взаимодействия мощных лазерных импульсов с конденсированными и газовыми мишенями и прогнозировать новые конструкции мишеней для ЛТС.

Ниже приведен обзор работ по математическому моделированию трех серий экспериментов, выполненных на установке «ГАРПУН», и исследованию перспективных для целей ЛТС мишеней в виде встречных конусов.

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ И ДВУМЕРНЫХ ПРОГРАММ *ATLANT* И *NUTCY*

Программный комплекс *Atlant* [12] состоит из программ, моделирующих динамику и перенос энергии в лазерной плазме в сферической (версия *Atlant_Sp*: координаты $\check{r}$ – модуль радиус-вектора; θ, t – время) и цилиндрической (версия *Atlant_C*: координаты *r, z, t* – время) геометриях.

Уравнения, описывающие эволюцию лазерной мишени в двухтемпературном приближении, имеют вид:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div} \bar{\mathbf{u}}, \tag{1}$$

$$\rho \frac{d\bar{\mathbf{u}}}{dt} = -\rho \operatorname{grad} P, \tag{2}$$

$$\left(\frac{\bar{\vartheta}}{|\vartheta|}, \nabla \right) \bar{\vartheta} = K \bar{\vartheta}, \tag{3}$$

$$\rho \frac{d\varepsilon_e}{dt} = -P_e \operatorname{div} \bar{\mathbf{u}} + \operatorname{div} W_e - Q - R_{изл} + \operatorname{div} \bar{\vartheta}, \tag{4}$$

$$\rho \frac{d\varepsilon_i}{dt} = -P_i \operatorname{div} \bar{\mathbf{u}} + \operatorname{div} W_i + Q, \tag{5}$$

$$W_e = æ_e \operatorname{grad} T_e, \tag{6}$$

$$W_i = æ_i \operatorname{grad} T_i, \tag{7}$$

$$Q = Q_0 \frac{T_e - T_i}{T_e^{3/2}} \rho^2, \tag{8}$$

$$P_e = P_e(\rho, T_e), P_i = P_i(\rho, T_i), \tag{9}$$

$$\frac{dZ_i}{dt} = Z_i \cdot (\varphi_i - \varphi_r - \varphi_{fr}), \tag{10}$$

$$\varepsilon_e = \varepsilon_e(\rho, T_e), \varepsilon_i = \varepsilon_i(\rho, T_i),$$
$$R_{изл} = R_{изл}(\rho, T_e), P = P_i + P_e, \tag{11}$$

[1] Kritcher A. and HIBRYD-E ICF team. Initial results from HYBRID-E DT experiment N210808 with >1.3 MJ yield. *IFSA Virtual Meeting*. September 2021. LLNL-PRES-826367. P. 16. https://www.aps.org/units/maspg/meetings/upload/obenschain-11172021.pdf. Дата обращения 07.02.2023. / Accessed February 07, 2023.

[2] В декабре 2022 г. в Интернете появились сообщения, что на установке NIF в США получен $G \approx 1.5$! [In December 2022, reports appeared on the Internet that $G \approx 1.5$ was obtained at the NIF facility in the United States!]

[3] https://www-lmj.cea.fr/. Дата обращения 07.02.2023. / Accessed February 07, 2023.

[4] https://lssf.cas.cn/en/facilities-view.jsp?id=ff8080814ff56599014ff5a31abb004a. Дата обращения 07.02.2023. / Accessed February 07, 2023.

[5] Nd-лазер генерирует излучение в инфракрасном диапазоне $\lambda = 1.06$ мкм, и требуются сложные дорогостоящие устройства для преобразования во 2-ю и 3-ю гармоники. [The Nd-laser generates radiation in the infrared range $\lambda = 1.06$ μm, and expensive complex devices are required to convert to 2nd and 3rd harmonics.]

$$æ_e = æ_e(\rho, T_e),\ æ_i = æ_i(\rho, T_i),\ K = K(\rho, T_e),$$
$$Q_0 = Q_0(\rho, T_e),$$

где P_e , P_i , T_e, T_i – электронное и ионное давления и температуры; ρ – плотность вещества; $\bar{\mathbf{u}}$ – вектор гидродинамической скорости; P – полное давление; P_e, P_i – электронное и ионное давления; ε_e, ε_i – электронная и ионная удельные внутренние энергии; $æ_e$, $æ_i$ – коэффициенты электронной и ионной теплопроводности; $\bar{\mathfrak{I}}$ – поток лазерного излучения; K – коэффициент поглощения; Q – обменный член; $R_{изл}$ – сток энергии за счет собственного излучения плазмы; Z_i – среднее значение заряда ионов в лагранжевой ячейке; φ_i, φ_r, φ_{fr} – скорости тройной ионизации, тройной и фоторекомбинаций.

На внешней границе задается давление и нулевой поток тепла. На оси вращения ($\theta = 0$ в сферической системе координат, $r = 0$ – в цилиндрической) и плоскостях симметрии задаются нулевые потоки тепла и нулевые составляющие скорости в направлении, нормальном к границе. Начальные условия могут быть произвольными.

Решение уравнений (1)–(11) производится численно с помощью схем аддитивного учета физических процессов.

Комплекс программ *Atlant* разрабатывался в течение последних четырех десятилетий и состоит из нескольких программ, имеющих следующие особенности: 1) в основе физической модели лежит плотная высокотемпературная лазерная плазма, 2) используется двумерная лагранжева система координат, 3) модульный принцип написания программы, 4) все программы написаны на языке ФОРТРАН. Более подробную информацию о комплексе программ *Atlant* можно найти в [12, 13].

Программа *NUTCY* [12] позволяет численно решать уравнения газовой динамики в двумерной цилиндрической (r, z, t – время) геометрии в эйлеровых координатах [12]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial r\rho u}{\partial r} + \frac{\partial \rho\omega}{\partial z} = 0,$$
$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial r\rho u^2}{\partial r} + \frac{\partial \rho u\omega}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial r} = 0, \qquad (12)$$
$$\frac{\partial \rho\omega}{\partial t} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial ru\omega}{\partial r} + \frac{\partial \rho u\omega}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0,$$
$$\frac{\partial e}{\partial t} + \frac{1}{r}\cdot\frac{\partial ru(e+p)}{\partial r} + \frac{\partial (e+p)\omega}{\partial z} = -div\ q_T - div\ q_L.$$

Здесь ρ – плотность; p – давление; $V_r = u$, $V_z = \omega$ – компоненты вектора скорости $\mathbf{V}$; $e = \rho\left(\varepsilon + \frac{\mathbf{V}^2}{2}\right)$ – полная энергия; $q_T = -æ_e\ \mathrm{grad}\ T$ – поток электронной теплопроводности; q_L – поток лазерного излучения.

Используется однотемпературное приближение, т.е. полагается, что время релаксации между электронной и ионной компонентами мало́ по сравнению с типичным временем изменения основных термодинамических величин. Система уравнений (12) дополнена уравнением состояния $p = (\gamma - 1)\rho\varepsilon$, где ε – удельная внутренняя энергия, γ – показатель адиабаты, и уравнением непрерывности для каждой компоненты газа (всего n компонент):

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} = \mathrm{div}\ \rho_i \mathbf{V} = 0,\ \text{где}\ i = \overline{1, n-1}. \qquad (13)$$

Если газ содержит две компоненты, то удобно решать уравнение непрерывности для смеси (верхнее уравнение системы (12)) и уравнение для одной из компонент (13). Далее определяется концентрация первого компонента C, а концентрация второго компонента равняется $(1 - C)$.

В этой программе также используются модульный (блоковый) принцип написания программы и язык программирования ФОРТРАН.

Для решения уравнений (12), (13) применяются TVD-разностные[6] схемы повышенного порядка аппроксимации (блок газовой динамики) и неявные схемы для учета электронной теплопроводности [13]. Методы решения таких задач развивались в Институте математического моделирования и Институте прикладной математики им. М.В. Келдыша РАН [12, 14, 15] при непосредственном участии автора.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ПРОЖИГАНИЮ ФОЛЬГ

На установке «ГАРПУН» были выполнены эксперименты по прожиганию алюминиевых фольг [16]. Интенсивность излучения, падающего на мишень, равнялась $I \approx 6 \cdot 10^{12}$ Вт/см^2, а параметр эффективности взаимодействия с плазмой $(I \cdot \lambda^2) \approx$ $\approx 3.4 \cdot 10^{13}$ (Вт/см^2)·мкм^2.

При фиксированных параметрах падающего на алюминиевую фольгу (мишень) лазерного потока варьировались толщины этой фольги. За фольгой помещался экран. Измерялось время задержки между появлением свечения на экране и временем появления свечения плазмы на передней поверхности мишени (рис. 1).

В экспериментах наблюдалось прогорание алюминиевых фольг вплоть до 300 мкм за время действия лазерного импульса.

[6] TVD – total variation diminishing (уменьшение общей вариации).

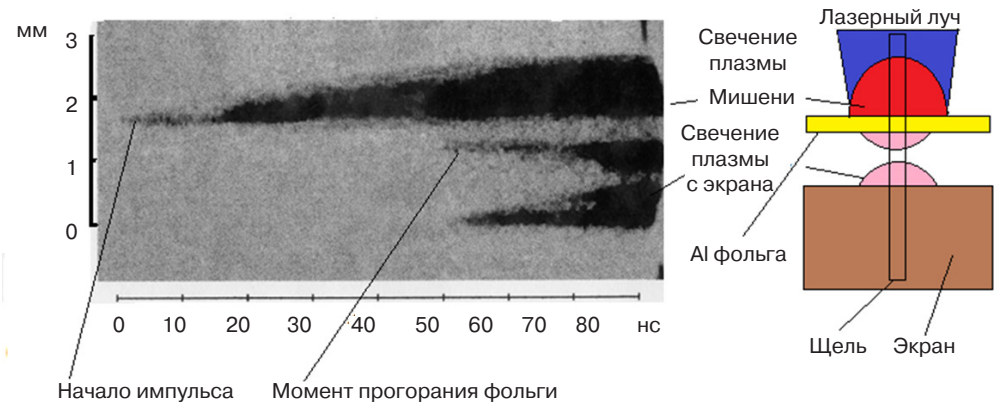
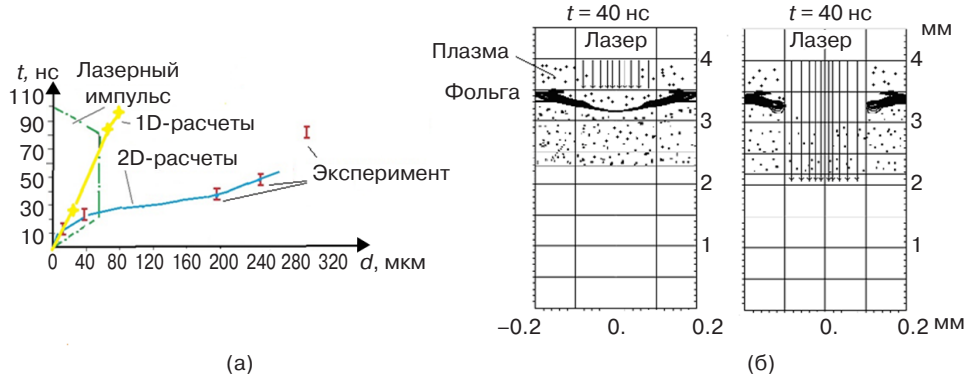


Рис. 1. Свечение плазмы, полученное через щель с помощью фотоэлектронного регистратора в зависимости от времени (слева); схема эксперимента (справа) [12]



(а) (б)

Рис. 2. Временна́я форма лазерного импульса и результаты одномерных (1D) и двумерных (2D) расчетов и данных экспериментов (а); изолинии плотности на моменты времени t = 40 нс (до момента прогорания фольги) и t = 45 нс (момент прогорания) (б) [12]

На рис. 2а показана временна́я форма лазерного импульса и сравнение результатов численных расчетов, выполненных с помощью программы *NUTCY* (сплошные кривые) с данными экспериментов (вертикальные красные засечки). Желтая кривая – квазиодномерные расчеты (когда распределение интенсивности излучения в поперечном направлении задавалось в виде постоянной величины). Синяя линия – результаты полностью двумерных расчетов, где интенсивность задавалась следующим образом: $I(r, t) = I_1(t) \cdot I_r(r)$, причем поперечное распределение интенсивности имело вид $I_r = C_0/\exp(r/R_f)^2$. Здесь C_0 – нормировочная константа, такая, чтобы $2\pi\int_0^{R_0} I_r r dr = 1$, R_0 – поперечный радиус расчетной области, R_f = 49 мкм. В обоих вариантах усредненная по пятну фокусировки интенсивность лазерного излучения была одинаковой. I_1 – временна́я зависимость лазерного импульса. Она имела форму трапеции с моментами времени у вершин t_1 = 0 нс, t_2 = 20 нс, t_3 = 80 нс, t_4 = 100 нс. $\int_0^\infty I_1(t)dt = E_{las}$ – поглощенная лазерная энергия.

На рис. 2б показаны изолинии плотности фольги. Начальная толщина алюминиевой фольги в этом расчете равнялась 200 мкм (начальная плотность ρ = 2.7 г/см^3).

Видно хорошее согласие двумерных расчетов с экспериментальными данными по времени «проникновения» и значительное расхождение с результатами одномерных расчетов (рис. 2а). Причина в том, что наряду с испарением внешних слоев навстречу падающему излучению (непосредственно, процесс прожигания) важную роль в таком «сверлении» фольги играет эффект расходящихся конусообразных ударных волн (УВ), которые формируются вблизи вершины кратера. Они «раздвигают» холодные плотные слои и увеличивают глубину проникновения лазерного излучения [16].

В рассматриваемом случае расстояние L_{SW}, которое проходит ударная волна (shock wave , SW) за время действия лазерного импульса (скорость УВ $V_{SW} \sim 5$ км/с, $t \sim 100$ нс, тогда $L_{SW} \sim 500$ мкм), значительно больше, чем размер пятна фокусировки ($2R_f \approx 100$ мкм).

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО РАЗВИТИЮ ТУРБУЛЕНТНОГО СЛОЯ ПРИ ЛАЗЕРНОМ УСКОРЕНИИ ТОНКИХ ПЛЕНОК

При прохождении ударных волн через контактные поверхности двух газов или плазмы развивается неустойчивость типа Рихтмайера – Мешкова [17, 18]. Такая неустойчивость приводит к быстрой эволюции

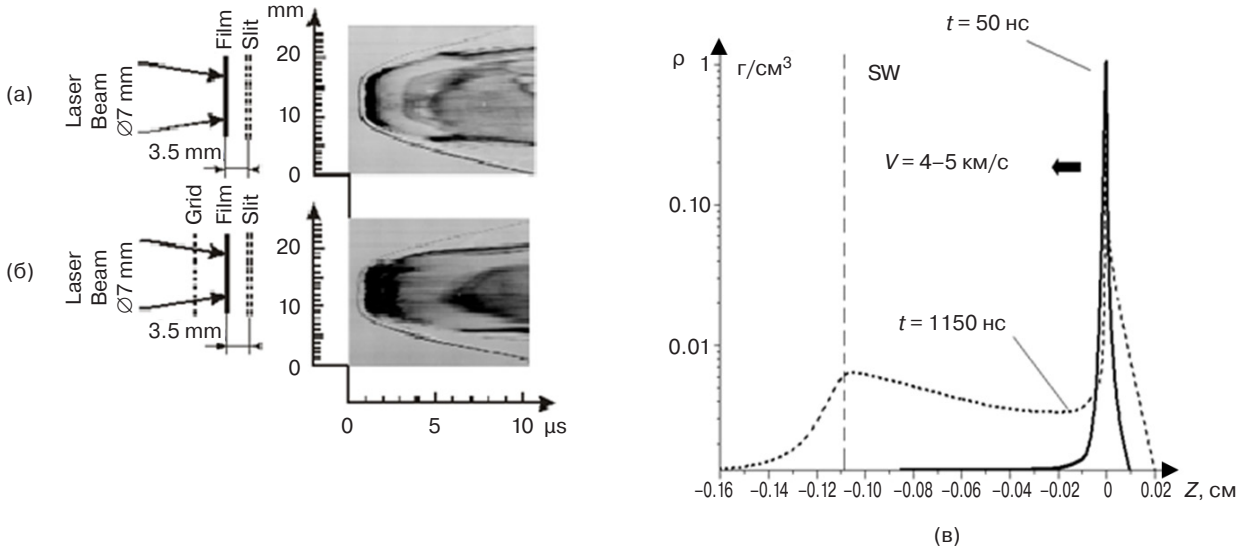


Рис. 3. Схема экспериментов (слева) и изображения ускоренного слоя, полученных при щелевой развертке в случае однородного (а) и неоднородного (б) облучения, ∅ – сторона квадратного сечения лазерного пучка; результаты численных расчетов распределения плотности вдоль оси *OZ* на моменты времени t = 50 нс и t = 1150 нс (в) [20]

первоначально малых возмущений поверхности раздела двух сред к формированию и развитию турбулентного слоя. Исследование закономерностей развития турбулентности является чрезвычайно важной задачей в инерциальном термоядерном синтезе (например, в [2]), в физике экстремального состояния вещества, в космологии и астрофизике.

С помощью мощных лазерных импульсов удается ускорить плотные неиспаренные слои до скоростей ~10–100 км/с. Было предложено ускорять такие слои в специальных прозрачных ячейках, заполненных газом или двумя газами, разделенными тонкой пленкой. В таких «лазерных ударных трубах» [19] можно изучать особенности развития гидродинамических неустойчивостей возмущений контактной границы и перехода в турбулентное состояние.

Во второй серии экспериментов на установке «ГАРПУН» изучалось развитие турбулентного слоя при лазерном ускорении тонких лавсановых пленок толщиной 1–50 мкм. Мишени помещались внутри вакуумной камеры, заполненной воздухом или аргоном с начальным давлением 0.0002–1.0 бар. Лазерное излучение фокусировалось в квадратное пятно размером 7 × 7 мм^2 с помощью призменного растра, что позволило обеспечить однородность облучения не хуже 1–2%. Интенсивность лазерного излучения на поверхности мишени варьировалась I = 0.1–1.0 ГВт/см^2 посредством ослабления мощности падающего светового пучка. Щель электронного фотохронографа была параллельной поверхности пленки и располагалась на различных расстояниях за ней. На рис. 3а, б показаны «регистрограммы» при облучении пленки с начальной толщиной d = 5 мкм лазером с интенсивностью I = 0.55–0.65 ГВт/см^2 в воздухе при атмосферном давлении. Щель располагалась на расстоянии 3.5 мм за начальным положением пленки. На рис. 3а на поверхность мишени падало однородное излучение, на рис. 3б излучение проходило через проволочную сетку с размером ячеек 0.7 × 0.7 мм^2, помещенную перед пленкой на расстоянии ~1 см. Это обеспечивало заданный масштаб неоднородности интенсивности. Во втором случае толщина плотного слоя, пролетавшего мимо щели, была в 3–4 раза больше, чем в первом. Рис. 3в иллюстрирует профили плотности, полученные в численных расчетах на моменты времени t = 50 нс и t = 1150 нс. Максимумы плотности были совмещены в одной точке для удобства сравнения. Вертикальная штриховая линия – фронт ударной волны на момент времени t = 1150 нс.

Процесс лазерного ускорения пленки моделировался с помощью цилиндрической версии программного комплекса *Atlant*. Было показано, что численные расчеты хорошо воспроизводят динамику полета пленки. Скорость составляла ~3–4 км/с к моменту пролета плотного слоя мимо щели[7]. Начальная плотность пленки равнялась 1 г/см^3. Следует отметить, что в процессе полета плотность слоя уменьшалась со временем из-за теплового расширения, а также из-за чисто геометрического фактора увеличения поверхности границы слоя. К моменту времени t = 1150 нс (когда слой достигал расстояния 3.5 мм от начального положения) максимум плотности равнялся 0.1 г/см^3. К этому моменту увеличилась ширина

[7] К моменту t = 50 нс граница слоя «воздух-CH» ускорялась до 4–5 м/с. Затем плотный слой двигался по инерции, постепенно уширяясь и передавая часть энергии окружающей среде. [By the time t = 50 ns, the boundary of the air–CH layer accelerated to 4–5 m/s. Then the dense layer moved by inertia, gradually expanding and transferring part of the energy to the environment.]

плотного слоя по сравнению с начальной (рис. 3в). К дополнительному увеличению толщины пленки приводит развитие турбулентного перемешивания при лазерном ускорении и торможении слоя окружающим воздухом. Так при скорости полета слоя ~3 км/с и времени пролета мимо щели ~0.5 мкс ширина слоя составляла 1.5 мм, в то время как в расчете без учета турбулентного перемешивания она была на порядок меньше (рис. 3в). Следует отметить, что в экспериментах с возмущенным лазерным потоком (рис. 3б) толщина слоя была в 3–5 раз больше.

Для моделирования турбулентности была использована модель турбулентного перемешивания, описанная в [21, 22]. В этой модели предполагается, что турбулентный слой развивается по законам диффузии, но с эмпирическими коэффициентами, полученными из натурных экспериментов. Таким образом, уравнение турбулентной диффузии имеет вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z}\left(D_m \frac{\partial \rho}{\partial z} \right), \qquad (14)$$

где ρ – плотность, D_m – коэффициент турбулентного перемешивания,

$$D_m = l_\rho^2 \omega_t, \; \omega_t = \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial z} \cdot \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial z} \right)^{0.5}. \qquad (15)$$

Здесь ω_t – инкремент развития гидродинамической неустойчивости, выведенный в [22], $L_\rho = 1 \Big/ \frac{\partial \ln \rho}{\partial z}$ – масштаб градиента плотности, $l_\rho(xl)$ – размер турбулентной пульсации и зависит от ширины зоны турбулентности *xl*.

Авторы [21] предположили, что

$$l_\rho = \alpha L_{mix}, \qquad (16)$$

где L_{mix} – текущий размер турбулентной зоны ($L_{mix} \approx xl$ в эксперименте на рис. 3а), а величину α необходимо было задавать *a priori*.

Была написана программа, с помощью которой решалось уравнение (14), (15) с учетом (16). Усредненные значения ускорения слоя $g = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial P}{\partial z}$ и L_ρ были взяты из результатов численных расчетов с помощью программы *Atlant_C*.

Заметим, что для случая контакта двух несжимаемых сред (ρ_1 и ρ_2) в поле постоянного ускорения *g* (ускорение направлено со стороны менее плотной среды в сторону более плотной) в [21] была сделана оценка $L_{mix} \approx \alpha^4 \ln(\rho_1/\rho_2) g t^2$.

Существует две стадии ускорения пленки: 1) при воздействии лазерного импульса слой ускоряется за счет реактивного и теплового давления со стороны испаренной плазмы, $g = +(3{-}4) \cdot 10^{12}$ см/с^2 – на лицевой стороне; 2) торможение слоя в атмосфере, $g = -(1{-}2) \cdot 10^{11}$ см/с^2 – на тыльной стороне слоя. Данные взяты из численных расчетов в программе *Atlant_C*.

В численных расчетах варьировалось значение α (*alfa*) так, чтобы к моменту пролета плотного слоя у щели его ширина Δ*L* (*delta_L*) равнялась значению, измеренному в эксперименте [20].

Рис. 4 иллюстрирует «уширение» за счет турбулентного перемешивания ускоренных лазерным импульсом слоев в случае первого и второго типов облучения пленки. Приведен момент времени *t* = 1150 нс, когда слой «был виден» через щель.

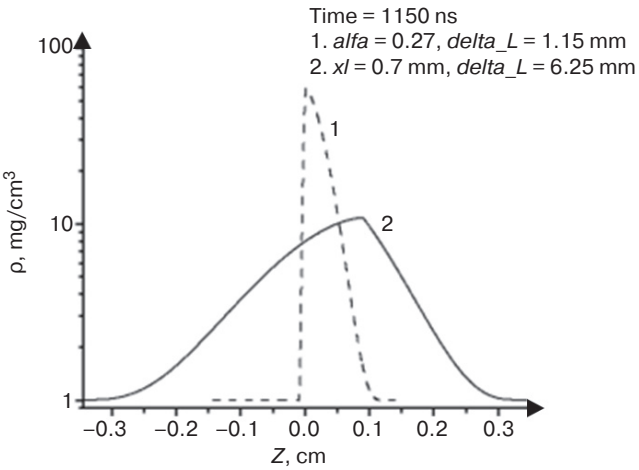


Рис. 4. Плотность ускоренных слоев, полученных в расчетах:
1 – в случае, когда пленка облучалась лазерным потоком без внесения возмущения потока,
2 – в случае внесения возмущения потока с помощью сетки, *xl* – размер ячейки сетки, l_ρ = *xl* [20]

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОБЛУЧЕНИЮ ДВУХСЛОЙНЫХ МИШЕНЕЙ И ФОРМИРОВАНИЮ «ТОНКИХ СТРУКТУР»

В третьей серии экспериментов облучались двухслойные мишени в виде алюминиевого слоя толщиной 100 мкм за которым располагался слой оргстекла толщиной ~5 мм. Лазерный луч падал со стороны алюминия. Радиус пятна фокусировки на поверхности мишени был равен 50–70 мкм. В оргстекле наблюдались протяженные кратеры длиной около 1 мм, а у его вершины формировались один или два узких канала протяженностью более 100–600 мкм (рис. 5) [16, 23].

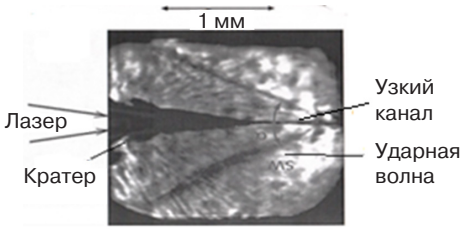


Рис. 5. Изображение двухслойной мишени после облучения лазером. Слева падает лазерный пучок [23]

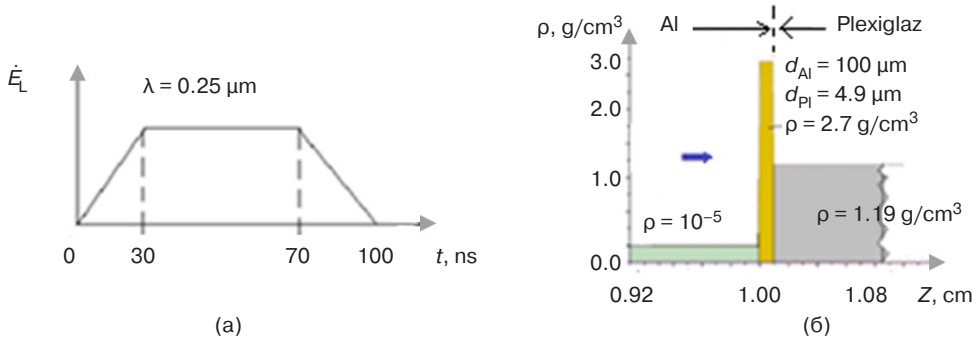


Рис. 6. Постановка задачи: временна́я форма лазерного импульса (а); параметры мишени (б) [23]

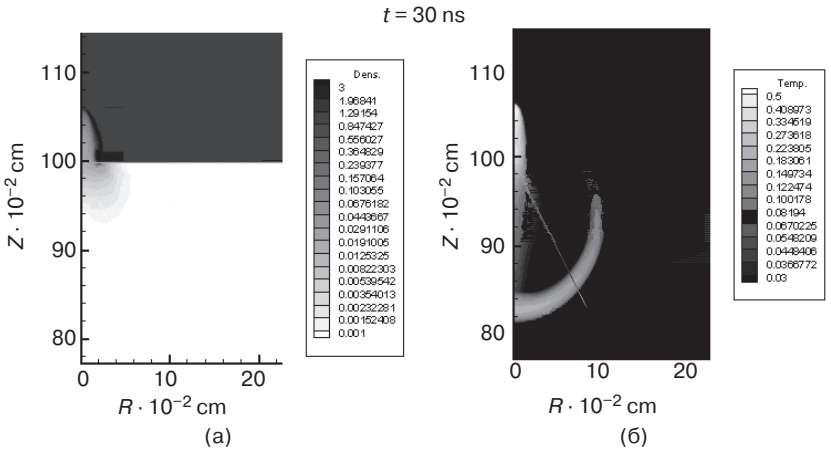


Рис. 7. Поля плотности ρ(*R*, *Z*) в г/см^3 (а) и температуры *T*(*R*, *Z*) в 10^2 эВ (б), полученные в расчете на момент времени *t* = 30 нс [23]

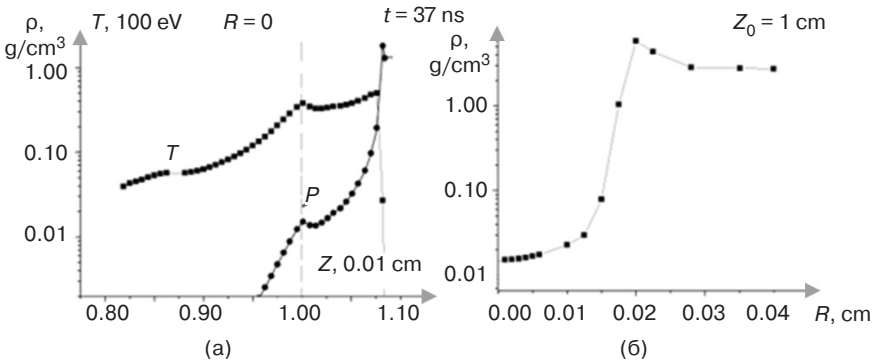


Рис. 8. Распределение плотности ρ и температуры *T* в плазме вдоль оси OO_1 (*R* = 0) в момент времени *t* = 37 нс (а); зависимость плотности ρ от радиуса *R* на этот момент при Z_0 = 1 см (б) [23]

Были проведены расчеты взаимодействия лазерных импульсов с мишенями с помощью программы *NUTCY*. В расчетной области лазерные лучи распространялись строго вдоль оси *OZ*, рефракция и самофокусировка световых пучков не учитывались. На рис. 6 показана постановка задачи для моделирования экспериментов.

Использованы следующие параметры: радиус пятна фокусировки R_f = 50 мкм при гауссовом распределении интенсивности в пятне; поглощенная энергия лазерного импульса 40 Дж; алюминиевая фольга толщиной 100 мкм и начальной плотностью 2.7 г/см^3, а за ней – оргстекло с начальной плотностью 1.19 г/см^3; расчетная область – цилиндр с радиусом R_0 = 0.5 мм и длиной *OZ* = 1.5 см.

На рис. 7 показаны двумерные распределения плотности и температуры вещества, полученные в расчетах в программе *NUTCY*. Масштаб длины (*R* и *Z*) приведен в единицах 10^{-2} см. Масштаб температуры взят в единицах 100 эВ. Соответствующие интервалы плотности и температуры показаны в таблицах справа и отражены в виде тональности на рисунке (белый – серый – черный).

На рис. 8 показаны распределения плотности и температуры плазмы вдоль оси *OZ* и распределение плотности вдоль радиуса при Z_0 = 1 см (начальное

положение границы «конденсированное вещество – плазма»).

Расчеты в программе *NUTCY* позволяют моделировать процессы формирования разлетающейся плазмы и протяженного кратера в конденсированной мишени. Однако для объяснения появления узких каналов в оргстекле требуется привлечь дополнительные соображения и разработать физико-математическую модель.

Первопричиной формирования узких каналов в оргстекле явилось развитие самофокусировки лазерного пучка в плазме за счет теплового механизма. При наличии протяженной плазмы из-за малых возмущений интенсивности лазерного пучка у оси возникает область повышенной температуры, что приводит к «выдавливанию» плазмы в поперечном направлении. Из-за рефракции лучи собираются к оси, что, в свою очередь, приводит к дальнейшему формированию малоплотного канала в плазме. В случае малых возмущений в [24] дана оценка порогового (threshold) значения интенсивности I_{th} для теплового механизма (в единицах 10^{14} Вт/см^2):

$$I_{th} \geq 2 \cdot 10^5 \, (\rho_{cr}/\rho)^3 \frac{T^5 \lambda^2}{Z_i^2 L_{pl}^2}. \qquad (17)$$

Здесь температура T взята в единицах кэВ (~11.6 млн градусов), масштаб продольного канала плазмы L_{pl} и длина волны излучения λ взяты в мкм, Z_i – средний заряд ионов. Для условий обсуждаемых экспериментов типичные параметры плазмы: Z_i = 4–6, L_{pl} = 1000 мкм, T = 0.1 кэВ и λ = 0.25 мкм, откуда $I_{th} \geq 2 \cdot 10^{10}$ Вт/см^2.

Возможен также стрикционный (пондеромоторный) механизм самофокусировки, когда из-за действия пондеромоторной силы в плазме формируется канал пониженной плотности, в который фокусируются лучи. Однако порог возмущения интенсивности в этом случае на два порядка величины больше, чем в случае тепловой самофокусировки.

Для более аккуратного учета упомянутых выше эффектов в неоднородной плазме требуется использование методов математического моделирования и разработка новых программ, позволяющих рассчитывать уравнения плазмодинамики совместно с нелинейными уравнениями Максвелла[8].

[8] В [25] приведены результаты численного моделирования тепловой самофокусировки лазерного пучка в плазме на 3-й гармонике Nd-лазера (λ = 0.35 мкм), где для описания распространения лазерных лучей в слабо неоднородной среде ($\lambda << L_\rho$) была использована модель геометрической оптики, но без параксиального приближения и гипотезы о квазистационарности пучка. [The numerical modeling results of thermal self-focusing of the laser beam in plasma at the 3rd harmonic of Nd-laser (λ = 0.35 μm) are given in [25] where the geometric optics model is used for describing the propagation of laser beams in a weakly heterogeneous medium ($\lambda << L_\rho$), but without paraxial approximation and hypothesis of the beam quasi-stationarity.]

В [26] приведены результаты численного моделирования самофокусировки лазерного пучка по упрощенной модели эволюции лазерного пучка в проводящей среде. Суть этой модели в том, что полагается «гауссово» распределение интенсивности излучения в цилиндрическом пучке $E^2(r,z) = E_0^2 \cdot \exp\left(-\frac{r^2}{a^2(z)}\right)$; E – электрическая напряженность в лазерном пучке; $a(z)$ – эффективный радиус, который меняется по мере распространения излучения вдоль оси OZ.

В предположении, что диэлектрическая проницаемость зависит по закону (параксиальное приближение):

$$\varepsilon(z,r) = \varepsilon_0(z) + \beta(z) \cdot r^2, \quad \beta = \left.\frac{\partial \varepsilon}{\partial (r^2)}\right|_{r=0}, \qquad (18)$$

можно получить уравнение для описания безразмерного радиуса пучка $f = \frac{a(z)}{a_0}$ (подробнее в [27, 28]):

$$\varepsilon_0 \frac{df}{dz^2} + \frac{1}{2}\frac{d\varepsilon_0}{dz}\frac{df}{dz} = \frac{c^2}{\omega^2 a_0^4 f^3} - \beta(z) f. \qquad (19)$$

Первый член справа в уравнении (19) описывает дифракцию пучка, второй – самофокусировку.

В случае стрикционного механизма:

$$\beta(z) = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \frac{\alpha I_0}{f^2 a_0^2} e^{-\alpha I_0}, \quad \alpha = \frac{e^2}{8 m_e \cdot \omega^2 T_e}, \quad I_0 = E_0^2 \sqrt{\frac{\varepsilon_0(0)}{\varepsilon_0(z)}}. \qquad (20)$$

В случае теплового механизма:

$$\beta(z) = \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2 \cdot \frac{\sigma E_0^2}{8 \chi_0 T_e^{3.5}} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_0(0)}{\varepsilon_0(z)}} \cdot \frac{1}{f^2} = \frac{9}{16} \cdot \frac{\nu_{ei}^2}{\omega^2 T_e{}^2} \cdot I_0, \qquad (21)$$

где σ – высокочастотная электропроводность, ν_{ei} – эффективная частота электрон-ионных столкновений.

Уравнения (18)–(21) решались численно на заданных профилях плотности $\rho(z)$ и фиксированного значения электронной температуры $T(z)$.

Параметры лазерного излучения и плазмы взяты из [23]: $I = 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см^2, ρ_{cr} = 0.1354 г/см^3, $T(z)$ = 0.1 кэВ, заряд ионов Z_i = 6, протяженность плазмы $0 \leq z \leq 0.1$ см. Был задан экспоненциальный профиль плотности: $\rho = \rho_{cr} \cdot \exp(-B(0.1 - z))$, B = 40 см$^{-1}$.

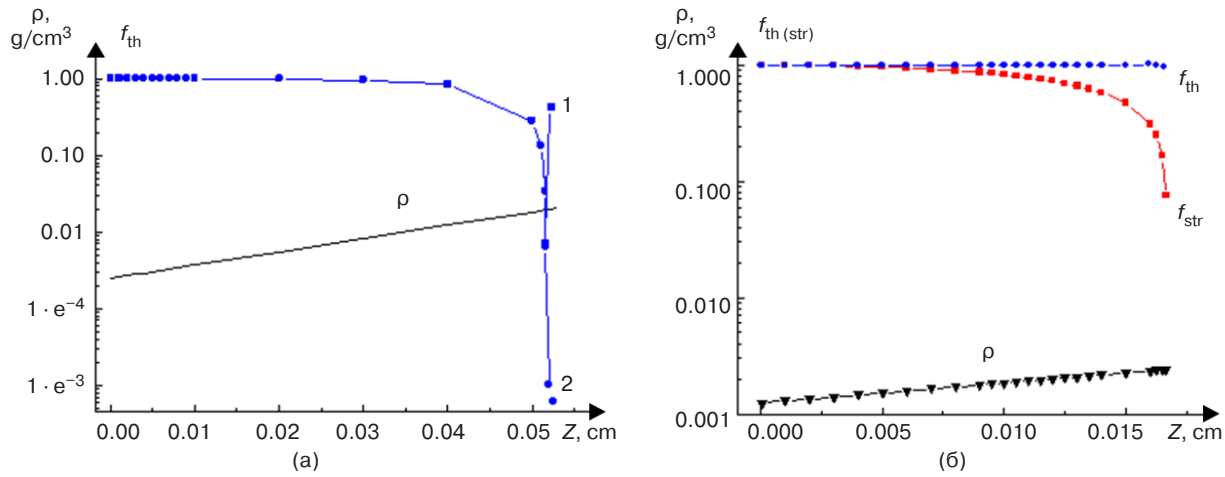


Рис. 9. Изменение безразмерного радиуса пучка на экспоненциальном профиле плотности плазмы: тепловой механизм – синие линии; стрикционный механизм – красная линия; профиль плотности – черная линия. (а) $I = 5 \cdot 10^{12}$ Вт/см^2, (б) $I = 5 \cdot 10^{16}$ Вт/см^2 [26]

На рис. 9а показана эволюция безразмерного радиуса пучка f_{th} вдоль оси OZ для начальных радиусов пучка $a_0 = 35$ (1) и 100 мкм (2). В обоих случаях наблюдается самофокусировка световых пучков за счет теплового механизма. Стрикционный механизм не проявляется ($f_{str} > 1$).

Пучок с начальным радиусом 100 мкм уменьшился до размеров $f < 10^{-3}$. Расчет был прекращен. Пучок с начальным радиусом 35 мкм стал увеличиваться в сечении после того как достиг минимального значения $f = 2 \cdot 10^{-3}$. Первый фокус возникает при плотности плазмы $\rho = 0.00243$ г/см^3, т.е. $\rho/\rho_{cr} \approx 0.2$.

Развитие тепловой самофокусировки лазерного пучка в плазме кратера, образовавшегося при облучении мощным лазером конденсированной мишени, приводит к повышению интенсивности на 2–3 порядка величины. Далее уже может преобладать стрикционный механизм вблизи критической поверхности.

На рис. 9б показана эволюция пучка в случае развития пондеромоторной (стрикционной) самофокусировки. Начальный радиус пучка $a_0 = 10$ мкм, $I = 5 \cdot 10^{16}$ Вт/см^2. В этой серии расчетов: $\rho_{cr} = 0.0677$ г/см^3, $T(z) = 1$ кэВ, заряд ионов $Z_i = 12$. Видно, что самофокусировка за счет стрикционного механизма (красная линия) в этом случае нарастает гораздо быстрее, чем за счет тепловой (синяя линия).

При выполнении условия $I \cdot \lambda^2 > 10^{14}$ (Вт/см^2)·мкм^2 вблизи критической поверхности возникнут «горячие пятна», где формируются потоки надтепловых электронов [2, 3]. Эти электроны проникнут вглубь холодного конденсированного вещества, чей след наблюдается в обсуждаемых экспериментах у вершины кратера (рис. 5).

Описанные выше физико-математические модели и численные программы прошли апробацию в экспериментах, выполненных на мощной KrF-лазерной установке «ГАРПУН», и дают возможность с хорошей степенью точности воспроизвести опытные данные с различными типами мишеней и в различных условиях натурных экспериментов. Эти обстоятельства позволяют относиться с доверием к предсказаниям результатов численного моделирования планируемых крупно масштабных экспериментов (на уровне поглощенной лазерной энергии ~1 МДж).

О ВОЗМОЖНОЙ КОНСТРУКЦИИ МИШЕНИ В ВИДЕ ДВУХСТОРОННЕГО КОНУСА ДЛЯ ЭКСИМЕРНОГО ДРАЙВЕРА

Условно можно выделить четыре основных направления перспективного применения термоядерных микровзрывов, инициируемых лазерными импульсами. Это: 1) моделирование в лабораторных условиях поведения вещества при очень высокой концентрации энергии и последствий ядерных взрывов, тестирование соответствующих численных программ, а также другие прикладные задачи; 2) ядерная энергетика и разработка новых типов реакторов; 3) моделирование астрофизических явлений; 4) разработка ракетных двигателей для межпланетных полетов [2]. Вообще говоря, требования к драйверам для каждого из этих направлений могут существенно отличаться. В настоящей статье обсуждается только второе направление.

Во введении было сказано, что к настоящему моменту не сделан окончательный выбор в пользу типа драйвера для лазерного термоядерного реактора. По-видимому, на первой стадии реакторы будут функционировать по гибридной схеме, когда основная энергия будет получена за счет деления ядер тяжелых элементов (урана), а управление этим процессом будет осуществляться потоками нейтронов от термоядерных

микровзрывов, инициируемых вспышками лазеров [29, 30]. Такой тип реакторов более безопасен, чем реактор, основанный только на реакциях деления ядер, т.к. его «сборки» будут подкритическими, а по мере накопления делящихся элементов в бланкетах, частота лазерных выстрелов может уменьшаться. Горючее таких реакторов не требует предварительного обогащения урана, и его энергетический цикл может стартовать с природного урана U^{238}. Поскольку сам драйвер может размещаться в соседнем здании на расстоянии порядка 10 м от реактора, то цепные реакции деления можно быстро заглушить отключением лазера. Можно организовать режим наработки делящихся элементов таким образом, чтобы их извлечение было чрезвычайно редкой процедурой и осуществлялось бы непосредственно на территории станции либо в другом специально оборудованном месте. Таким образом, вероятность захвата этих запасов террористами была бы сведена к минимуму, а помещения, где хранятся радиоактивные элементы, надежно защищены от бомбовых ударов.

В процессе ядерных реакций будут возникать уникальные элементарные частицы, включая нейтрино и позитроны. Внешние магнитные поля позволят провести селекцию заряженных частиц и их временное хранение [2].

Ранее уже упоминалось, что для достижения больших коэффициентов усиления в единичном термоядерном микровзрыве ($G >> 1$ – «ignition») планируется использовать твердотельный Nd-лазер. Для достижения больших значений G требуется сжимать горючее до плотностей в 1000 раз больше, чем плотность жидкой ДТ смеси, чтобы инициировать волну термоядерного горения. Из-за развития гидродинамической неустойчивости и перемешивания [2] обеспечить такие условия в мишенях инерциального термоядерного синтеза до сих пор не удается. С другой стороны, достижение $G \sim 1$ является самостоятельной целью, имеющей важное практическое значение. Действительно, на рис. 10 показана схема ядерно-термоядерной энергетической станции с лазерным возбуждением термоядерных микровзрывов [30]. Здесь: η – КПД лазера; β – КПД преобразования тепловой энергии в электрическую; ϕ – доля энергии, которая идет на обеспечение работы реактора; f – частота лазерных выстрелов; E_L – энергия в лазерном импульсе; $W_t = fKE_L$ – тепловая мощность, вырабатываемая в реакторе; W_n – мощность, которая идет потребителю (нетто-мощность); $K = (0.2 + 0.8M)G$ – коэффициент усиления энергии в реакторе; M – коэффициент умножения энергии в урановом бланкете реактора; $(1/\eta - 1)fE_L$ – потери энергии при накачке лазера. Чтобы «замкнуть» энергетический цикл требуется выполнение неравенства:

$$(1 - \phi)\beta(0.2 + 0.8M)G > 1/\eta. \qquad (22)$$

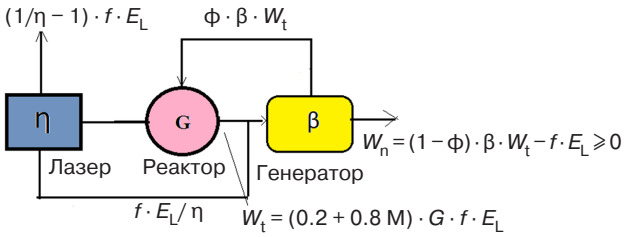


Рис. 10. Структурная схема гибридной ядерно-термоядерной станции [32, 33]

Из (22) следует, что при ϕ = 0.2, β = 0.4, η = 0.05, M = 60 коэффициент усиления должен быть $G \geq 1$. В [31] предложено использовать конические мишени и KrF-лазер в качестве драйвера гибридного реактора. Лазерный импульс состоял бы из двух частей – длинный (ускоряющий) импульс с $\tau_1 \approx 100$ нс и серия коротких импульсов с $\tau_2 \approx 0.01$–0.1 нс. Из-за деформации стенок конуса сильными ударными волнами, формирующимися у его вершины, в такой конструкции мишени практически невозможно достигнуть сжатий горючего до плотностей, которые значительно превышают нормальную плотность стенки (т.е. 10–20 г/см^3), но для выхода на коэффициенты усиления $G \sim 1$ этого и не требуется. Короткие лазерные импульсы, которые вводятся через специальные отверстия вблизи вершины конуса, осуществляли бы локальное удержание и дополнительный нагрев сжатого горючего.

На рис. 11 показана схема двухсторонней конической мишени и ее облучение лазерными лучами, взятая из [32, 33]. В верхней части рис. 11а показан осевой разрез мишени. Ударник (внешний радиус R_0) состоит из полимерного материала *2* и малоплотного вещества (пены, аэрогеля) *3*, которое требуется для «выглаживания» возмущений абляционного давления на начальной стадии ускорения ударника. Малоплотный слой снижает влияние мелкомасштабных возмущений лазерного потока, которые могут развиться в протяженной плазме из-за самофокусировки и вынужденного рассеяния Мандельштама – Брюэллена (ВРМБ) и повлиять на устойчивость полета. Следующий – тонкий слой из золота *4*, далее *5* – вакуум и *6* – слой конденсированного ДТ-горючего. Тонкий золотой слой в ударнике увеличивает степень сжатия горючего (в одномерных расчетах). Использование криогенного ДТ-горючего также позволяет повысить степень сжатия[9].

На рис. 11б показана общая схема мишени в виде встречных конусов, отдельно на рис. 11в – ее центральная часть. У вершины конуса между тонким

[9] Непосредственно в расчетах влияние развития самофокусировочной и гидродинамической неустойчивостей не учитывались. [The impact of the development of self-focusing and hydrodynamic instabilities is not considered directly in calculations.]

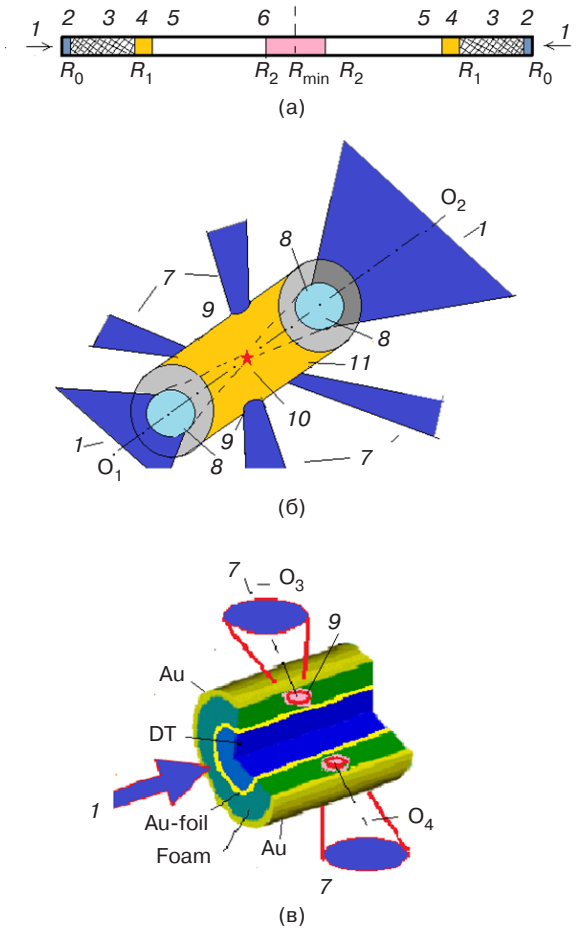


Рис. 11. Схема двухсторонней конической мишени (а) и ее облучения длинными + короткими лазерными импульсами, O_1O_2 – ось симметрии (б); (в) центральная часть мишени.
1 – ускоряющие ударник лазерные лучи (длинные импульсы), *2* – плотный слой ударника, *3* – пенообразный слой, *4* – тонкий золотой слой, *5* – вакуумный промежуток, *6* – слой криогенного ДТ-горючего, *7* – короткие лазерные импульсы, *8* – оболочка-ударник, *9* – отверстия для ввода коротких импульсов, *10* – термоядерный микровзрыв, *11* – золотая камера мишени с конусообразными каналами вдоль оси O_1O_2; O_3O_4 – ось, проходящая через центр мишени в плоскости, перпендикулярной оси симметрии O_1O_2 [32, 33]

внутренним золотым слоем и внешней камерой мишени располагается слой малоплотного вещества (foam – на рис. 11в), который «выглаживает» возмущения абляционного давления коротких импульсов.

Для выхода на уровень $G \sim 1$ достаточно сжимать конденсированное горючее в 30–50 раз по сравнению с плотностью жидкой ДТ смеси. Весь процесс сжатия происходит, в основном, на падающей и отраженной ударной волне, и в этих условиях можно рассчитывать, что перемешивание не приведет к катастрофической ситуации (т.е. к уменьшению нейтронного выхода на порядки величины по сравнению с результатами одномерных расчетов).

В [32] приведены результаты расчетов, выполненные в сферической версии программы *Atlant_Sp*, в [33] – в программе «*СНД*», разработанной в РФЯЦ-ВНИИЭФ [34, 35]. Следует отметить, что сравнительные расчеты, которые были проведены ранее с помощью программ *Atlant_Sp* и «*СНД*», при одинаковых постановках физических задач показали близкие результаты [36].

Численные расчеты показали, что в такой конструкции мишени с использованием импульсов в режиме «длинный + короткие» на уровне поглощенной лазерной энергии ~1 МДж можно достичь термоядерного выхода $G \sim 1$.

В расчетах предполагалось, что стенки конуса являются абсолютно упругими и теплонепроницаемыми. Формирование пограничного слоя «оболочка-стенка» не учитывается в расчетах. В задаче имеется идеальная симметрия относительно вершины усеченного конуса (на рис. 11в показана ось O_3O_4, через которую проходит плоскость симметрии, перпендикулярная оси O_1O_2). Процесс сжатия и инициирования термоядерных реакций в такой мишени можно условно разбить на две стадии. На первой стадии длинный лазерный импульс ускоряет ударник, который движется к вершине конуса и сжимает ДТ-горючее. Когда ударная волна достигла вершины усеченного конуса и отразилась, серия коротких импульсов (суммарная длительность порядка ~0.1 нс, суммарная энергия ~10% от основного греющего импульса) вводится через отверстия в мишень в плоскости, перпендикулярной оси O_1O_2. Цель этих импульсов – обеспечить динамическое удержание сжатого горючего и его дополнительный нагрев (вторая стадия).

Были выполнены две серии расчетов сжатия мишени длинным импульсом KrF-лазера различной временно́й формы: 1) в виде треугольника с моментами времени при вершинах $t_1 = 0$, $t_2 = 100$ нс и $t_3 = 101$ нс; 2) в виде криволинейной трапеции с затянутым передним плавно нарастающим фронтом ($t_2 - t_1 = 12$ нс) и с последующим прямоугольным импульсом ($t_3 - t_2 = 10$ нс). Мишени имели вид усеченных конусов с аспектными отношениями $R_0/R_{min} = 10–20$ (рис. 11а). Коэффициент усиления $G > 1$.

Таким образом, с помощью УФ-лазерных импульсов с энергией ≈2 МДж и мишеней в виде встречных усеченных конусов можно обеспечить «термоядерную вспышку»[10].

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По отдельности основные элементы обсуждаемой в настоящей статье схемы опробованы в маломасштабных натурных и численных экспериментах.

[10] Под «вспышкой» будем понимать $G = 2–3$. [We shall mean $G = 2–3$ by “flash.”]

Эксперименты с коническими лазерными мишенями проводились в Институте общей физики им. А.М. Прохорова РАН на твердотельном инфракрасном лазере и описаны в обзоре работ [37].

Усиление пикосекундных импульсов, которые генерировались Ti:сапфировым лазером совместно с длинным УФ-импульсом, опробовано на установке «ГАРПУН-МТВ» (ФИАН, Россия) [38, 39].

Остается недостаточно изученным вопрос о влиянии гидродинамической неустойчивости и взаимодействия со стенкой при лазерном ускорении ударника в коническом канале, а также развитие самофокусировки и ВРМБ в протяженной плазме. На основе численных расчетов и натурных экспериментов на различных лабораторных стендах разрабатываются полуэмпирические физико-математические модели и комплексы программ для описания этих процессов [40–44]. Прямое математическое моделирование этих явлений требует использования высокопроизводительных суперкомпьютеров и параллельных алгоритмов вычислений. Такие работы ведутся, в частности, в МИРЭА – Российском технологическом университете [45].

В США заявлена программа «ELECTRA» по созданию мощной установки для исследований по ЛТС на основе KrF-лазера, работающей в частотном режиме [46–51].

Физико-математические модели и программы, описанные выше, адекватным образом моделируют данные экспериментов, выполненных на лазерной установке «ГАРПУН». Это обстоятельство позволяет проектировать конструкции мишеней для будущих крупномасштабных экспериментов реакторного масштаба.

На рис. 12 показан предполагаемый сценарий развития исследований лазерного термоядерного синтеза применительно к созданию энергетической станции: первая ступень – научно-исследовательские работы (НИР), вторая ступень – опытно-конструкторские разработки (ОКР), третья ступень – разработка опытного реактора (РОР), четвертая ступень – разработка коммерческого реактора (РКР). По оси абсцисс отложены предполагаемые затраты на преодоление этих ступеней.

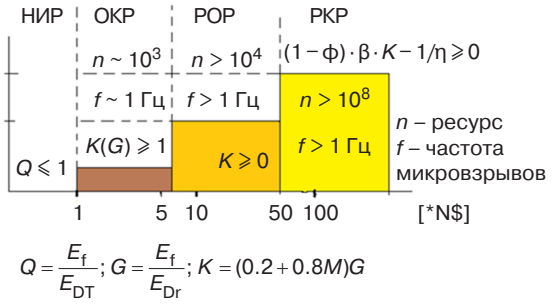


Рис. 12. Предполагаемый сценарий развития исследований инерциального термоядерного синтеза. *N$ – капитальные затраты. Энергия драйвера $E_{Dr} = E_L$ (энергия лазерного импульса) (рисунок автора)

Существует несколько критериев для характеристики эффективности термоядерного синтеза:

1) $Q = E_f/E_{DT} = 1$ – «физический порог термоядерных реакций», когда выделившаяся термоядерная энергия E_f сравняется с энергией, вложенной в ДТ-плазму от стороннего источника E_T;
2) $G = E_f/E_{Dr}$, «gain» – выигрыш или «критерий вспышки». Как правило, этот коэффициент на порядок величины меньше, чем Q при одинаковых E_f, т.к. значительная часть энергии «теряется» с испаренным инертным веществом мишени и не попадает в сжатое горючее.
3) $K = (0.2 + 0.8M)G$ – коэффициент усиления в реакторе, который учитывает также усиление энергии M за счет реакций деления;
4) $C_E = (1 - \phi)\beta K - 1/\eta$ – параметр «энергетической эффективности станции».

На стадии научно-технических исследований (НИР) основная задача – это физический порог термоядерных реакций. Американским ученым на установке NIF удалось достичь этого[11] [7] и приблизиться к значению $G \sim 1$. Можно сказать, что они готовы перейти на вторую ступень – ступень опытно-конструкторских разработок.

Для преодоления этой ступени потребуется обеспечить частоту повторения лазерных импульсов на уровне $f \sim 1$ Гц и, соответственно, с такой же частотой – подачу мишеней в фокус лазерных лучей, а также обеспечить «ресурс n», т.е. бесперебойное функционирование всей системы хотя бы в течение часа.

На этой стадии потребуется обеспечить $K(G) \geq 1$, т.е. проверить возможность функционирования бланкета в частотном режиме нагрузок, а также «некий ресурс» $n \sim 10^3$, т.е. функционирование всего реактора в течении определенного времени без остановки и прерывания операций.

На следующей ступени – разработка опытного реактора – потребуется уже выйти на уровень «замыкания» энергетического цикла реактора ($C_E > 0$) и обеспечения ресурса $n > 10^4$, т.е. возможности работы такого опытного реактора без остановки в течение нескольких часов (возможно и суток).

Верхняя ступень – разработка коммерческого реактора. Такой реактор мог бы работать без остановки на протяжении нескольких десятков лет и был бы экономически выгодным по сравнению с другими источниками энергии.

[11] Kritcher A. and HIBRYD-E ICF team. Initial results from HYBRID-E DT experiment N210808 with >1.3 MJ yield. *IFSA Virtual Meeting*. September 2021. LLNL-PRES-826367. P. 16. https://www.aps.org/units/maspg/meetings/upload/obenschain-11172021.pdf. Дата обращения 07.02.2023. / Accessed February 07, 2023.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках программы Национального центра физики и математики «Газодинамика и физика взрыва», тема «Исследование физических процессов при управляемом термоядерном синтезе и в звездных системах».

ACKNOWLEDGMENTS

The study was performed within the National Center for Physics and Mathematics, Gas Dynamics and Explosion Physics Program on the topic “Investigation of Physical Processes during Controlled Thermonuclear Fusion and in Stellar Systems.”

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басов Н.Г., Крохин О.Н. Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора. *ЖЭТФ.* 1964;46(1):171–175.
2. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Физика лазерного термоядерного синтеза*. М.: Знание; 1988. 176 с.
3. Atzeni S. Laser driven inertial fusion: The physical basis of current and recently proposed ignition experiments. *Plasma Phys. Control Fusion*. 2009;51(12):124029. https://doi.org/10.1088/0741-3335/51/12/124029
4. Гаранин С.Г., Бельков С.В., Бондаренко С.В. Концепция построения лазерной установки УФЛ-2М. В сб.: *Доклады XXXIX Международной* (*Звенигородской*) *конференции по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу.* Звенигород; 2012. С. 17.
5. Moses E.I. and NIC Collaboration. The National Ignition Campaign: status and progress. *Nucl. Fusion.* 2013;53(10):104020. https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/10/104020
6. Ebrardt J., Chapt J.M. LMJ on its way to fusion. *J. Phys: Conf. Ser:* 2010;244(3):032017. https://doi.org/10.1088/1742-6596/244/3/032017
7. Le P.S., Hopkins B.L.F., Divol L., et. al. Fusion energy output greater than the kinetic energy of an imploding shell at the National Ignition Facility. *Phys. Rev. Lett.* 2018;120(24):245003. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.245003
8. Clery D. Laser-powered fusion effort near ‘ignition’. *Science.* 2021;373(6557):841. https://doi.org/10.1126/science.373.6557.841
9. Clark D.S., Casey D.T., Weber C.R., et al. Exploring implosion designs for increased compression on the National Ignition Facility using high density carbon ablation. *Phys. Plasmas*. 2022;29(5):052710. https://doi.org/10.1063/5.0087052
10. He X.T., Zhang W.Y., and Chinese ICF Team. Advances in the national inertial fusion program in China. *EPJ Web of Conference*. 2013;59:001009. https://doi.org/10.1051/epjconf/20135901009
11. Zhen W., Wei X., Zhu Q., Jing F., et al. Laser performance of the SG-III laser facility. *High Power Laser. Sci. Eng*. 2016;4:e21. https://doi.org/10.1017/hpl.2016.20
12. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. *Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза*. М.: Физматлит; 2006. 304 с. ISBN 5-9221-0683-X

REFERENCES

1. Basov N.G., Krokhin O.N. Conditions for heating up of a plasma by the radiation from an optical generator. *Sov. Phys. JETP.* 1964;19(1):123–126. Available from URL: http://www.jetp.ras.ru/cgi-bin/dn/e_019_01_0123.pdf
2. Basov N.G., Lebo I.G., Rozanov V.B. *Fizika lazernogo termoyadernogo sinteza* (*Physics of Laser Thermonuclear Fusion*). Moscow: Znanie; 1988. 172 p. (in Russ.).
3. Atzeni S. Laser driven inertial fusion: The physical basis of current and recently proposed ignition experiments. *Plasma Phys. Control Fusion*. 2009;51(12):124029. https://doi.org/10.1088/0741-3335/51/12/124029
4. Garanin S.G., Bel’kov S.A., Bondarenko C.V. The concept of building a laser installation UFL-2M. In: *Doklady 39 Mezhdunarodnoi* (*Zvenigorodskoi*) *konferentsii po fizike plazmy i upravlyaemomu termoyadernomu sintezu* (*Proc. 39th Intern.* (*Zvenigorod*) *Conf. on Plasma Physics and Control. Thermonuclear Fusion*). Zvenigorod; 2012. P. 17 (in Russ.).
5. Moses E.I. and NIC Collaboration. The National Ignition Campaign: status and progress. *Nucl. Fusion.* 2013;53(10):104020.https://doi.org/10.1088/0029-5515/53/10/104020
6. Ebrardt J., Chapt J.M. LMJ on its way to fusion. *J. Phys: Conf. Ser:* 2010;244(3):032017. https://doi.org/10.1088/1742-6596/244/3/032017
7. Le P.S., Hopkins B.L.F., Divol L., et. al. Fusion energy output greater than the kinetic energy of an imploding shell at the National Ignition Facility. *Phys. Rev. Lett.* 2018;120(24):245003. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.120.245003
8. Clery D. Laser-powered fusion effort near ‘ignition’. *Science.* 2021;373(6557):841. https://doi.org/10.1126/science.373.6557.841
9. Clark D.S., Casey D.T., Weber C.R., et al. Exploring implosion designs for increased compression on the National Ignition Facility using high density carbon ablation. *Phys. Plasmas*. 2022;29(5):052710. https://doi.org/10.1063/5.0087052
10. He X.T., Zhang W.Y., and Chinese ICF Team. Advances in the national inertial fusion program in China. *EPJ Web of Conference*. 2013;59:001009. https://doi.org/10.1051/epjconf/20135901009
11. Zhen W., Wei X., Zhu Q., Jing F., et al. Laser performance of the SG-III laser facility. *High Power Laser. Sci. Eng*. 2016;4:e21. https://doi.org/10.1017/hpl.2016.20

13. Кузенов В.В., Лебо А.И., Лебо И.Г., Рыжков С.В. *Физико-математические модели и методы расчета воздействия мощных лазерных и плазменных импульсов на конденсированные и газовые среды*. М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана; 2015. 327 с. ISBN 978-5-7038-4183-9
14. Самарский А.А. *Теория разностных схем*. М.: Наука; 1990. 616 с. ISBN 5-02-014576-9
15. Самарский А.А., Попов Ю.П. *Разностные методы решения задач газовой динамики.* М.: Наука; 1992. 422 с. ISBN 5-02-014577-7
16. Zvorykin V.D., Lebo I.G. Laser and target experiments on KrF GARPUN laser installation at FIAN. *Laser Part. Beams*. 1999;17(1):69–88. https://doi.org/10.1017/S0263034699171064
17. Richmyer R.D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Commun. Pure Appl. Math.* 1960;13(2):297–319. https://doi.org/10.1002/cpa.3160130207
18. Мешков Е.Е. Неустойчивость границы раздела двух газов, ускоряемой ударной волной. *Известия АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа.* 1969;5:151–158. URL: https://mzg.ipmnet.ru/ru/get/1969/5/151-158
19. Зворыкин В.Д., Лебо И.Г. Применение мощного KrF-лазера для исследования сверхзвуковых течений газа и развития гидродинамических неустойчивостей в слоистых средах. *Квантовая электроника*. 2000;30(6):540–544.
20. Lebo I.G., Zvorykin V.D. The study of turbulent mixing zone development in laser shock tube experiments. *Phys. Scr*. 2008;2008(T132):014018. https://doi.org/10.1088/0031-8949/2008/T132/014018
21. Беленький С.З., Фрадкин Е.С. Теория турбулентного перемешивания. *Труды ФИАН.* 1965;29:207–233.
22. Фрадкин Е.С. Исследование устойчивости произвольного одномерного гидродинамического течения. *Труды ФИАН.* 1965;29:250–256.
23. Zvorykin V., Lebo I., Shutov A., Ustinovskii N. Self-focusing of UV radiation in 1 mm scale plasma in a deep ablative crater produced by 100 ns, 1 GW KrF laser pulse in the context of the ICF. *Matter Radiat. Extremes*. 2020;5(30):03540. https://doi.org/10.1063/1.5142361
24. Craxton R.S., Anderson K.S., Boehly T.R., et al. Direct drive inertial confinement fusion: A review. *Phys. Plasmas*. 2015;22(1):110501. https://doi.org/10.1063/1.4934714
25. Craxton R.S., McCrory R.L. Hydrodynamics of thermal self-focusing in laser plasmas. *J. Appl. Phys*. 1984;56(1):108. https://doi.org/10.1063/1.333742
26. Лебо И.Г. О моделировании самофокусировки светового пучка в плазме при облучении мишеней мощным ультрафиолетовым лазером. *Russ. Technol. J.* 2021;9(1):79–86. https://doi.org/10.32362/2500-316X-2021-9-1-79-86
27. Ахманов С.А., Сухоруков А.П., Хохлов Р.В. Самофокусировка и дифракция света в нелинейной среде. *УФН*. 1967;93(1):19–70. https://doi.org/10.3367/UFNr.0093.196709c.0019
28. Sodha M.S., Tripathi V.K. Nonlinear penetration of an inhomogeneous laser beam in an overdense plasma. *Phys. Rev. A.* 1977;16(5):2101–2104. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.16.2101

12. Lebo I.G., Tishkin V.F. *Issledovanie gidrodinamicheskoi neustoichivosti v zadachakh lazernogo termoyadernogo sinteza* (*Investigation of Hydrodynamic Instability in Problems of Laser Thermonuclear Synthesis*). Moscow: Fizmatlit; 2006. 304 p. (in Russ.). ISBN 5-9221-0683-X
13. Kuzenov V.V., Lebo A.I., Lebo I.G., Ryzhkov S.V. *Fiziko-matematicheskie modeli i metody rascheta vozdeistviya moshchnykh lazernykh i plazmennykh impul'sov na kondensirovannye i gazovye sredy* (*Physical-Mathematical Models and Numerical Methods of Simulation of High Power laser and Plasma Pulses Interaction with Condense and Gas Medias)*. Moscow: BMSTU; 2015. 327 p. (in Russ.). ISBN 978-5-7038-4183-9
14. Samarskii A.A. *Teoriya raznostnykh skhem* (*Difference Scheme Theory*). Moscow: Nauka; 1990. 616 p. (in Russ.). ISBN 5-02-014576-9
15. Samarskii A.A., Popov Yu.P. *Raznostnye metody resheniya zadach gazovoi dinamiki* (*Difference methods for solving problems of gas dynamics*). Moscow: Nauka; 1992. 422 p. (in Russ.). ISBN 5-02-014577-7
16. Zvorykin V.D., Lebo I.G. Laser and target experiments on KrF GARPUN laser installation at FIAN. *Laser Part. Beams*. 1999;17(1):69–88. https://doi.org/10.1017/S0263034699171064
17. Richmyer R.D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Commun. Pure Appl. Math.* 1960;13(2):297–319. https://doi.org/10.1002/cpa.3160130207
18. Meshkov E.E. The instability of two gases surface, which accelerated by shock wave. *Izvestiya AN SSSR. Ser. Mekhanika Zhidkosti i Gaza*. 1969;5:151–158 (in Russ.). Available from URL: https://mzg.ipmnet.ru/ru/get/1969/5/151-158
19. Zvorykin V.D., Lebo I.G. Application of a high power KrF laser for the study of supersonic gas flows and the development of hydrodynamic instability in layered media. *Quantum Electron.* 2000;30(6):540–544. https://doi.org/10.1070/QE2000v030n06ABEH001761
[Original Russian Text: Zvorykin V.D., Lebo I.G. Application of a high power KrF laser for the study of supersonic gas flows and the development of hydrodynamic instability in layered media. *Kvantovaya Elektronika*. 2000;30(6):540–544 (in Russ.).]
20. Lebo I.G., Zvorykin V.D. The study of turbulent mixing zone development in laser shock tube experiments. *Phys. Scr*. 2008;2008(T132):014018. https://doi.org/10.1088/0031-8949/2008/T132/014018
21. Belen'kii S.Z., Fradkin E.S. Theory of turbulent mixing. *Trudy FIAN = Proceedings of the Lebedev Physics Institute*. 1965;29:207–233 (in Russ.).
22. Fradkin E.S. The investigation of the arbitrary 1D hydrodynamic flow stability. *Trudy FIAN = Proceedings of the Lebedev Physics Institute*.1965;29:250–256 (in Russ.).
23. Zvorykin V., Lebo I., Shutov A., Ustinovskii N. Self-focusing of UV radiation in 1 mm scale plasma in a deep ablative crater produced by 100 ns, 1 GW KrF laser pulse in the context of the ICF. *Matter Radiat. Extremes*. 2020;5(30):03540. https://doi.org/10.1063/1.5142361
24. Craxton R.S., Anderson K.S., Boehly T.R., et al. Direct drive inertial confinement fusion: A review. *Phys. Plasmas*. 2015;22(1):110501. https://doi.org/10.1063/1.4934714

29. Басов Н.Г., Субботин В.И., Феоктистов Л.П. Ядерный реактор с лазерным термоядерным источником нейтронов. *Вестник Российской академии наук*. 1993;63(10):787–884.
30. 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. Гибридный реактор на основе лазерного термоядерного синтеза. *Квантовая электроника.* 1987;14(10):2068–2081.
31. Зворыкин В.Д., Лебо И.Г., Розанов В.Б. О возможности создания источника термоядерных нейтронов на основе KrF-лазера. *Краткие сообщения по физике*. 1997;(9–10):20–29.
32. Лебо И.Г., Исаев Е.А., Лебо А.И. Двухсторонняя лазерная коническая мишень для нейтронного источника ядерно-термоядерного реактора. *Квантовая электроника*. 2017;47(2):106–110.
33. Долголева Г.В., Лебо И.Г. К вопросу о разработке нейтронного источника для ядерно-термоядерного реактора с лазерным возбуждением. *Квантовая электроника*. 2019;49(8):796–800.
34. Долголева Г.В. Методы расчета движения двухтемпературного излучающего газа. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики*. 1983;2(13):29–33.
35. Бельков С.А., Долголева Г.В. Модель среднего иона для расчета кинетики ионизации, населенностей возбужденных уровней и спектральных коэффициентов переноса излучения в программе СНДП. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы численного решения задач математической физики.* 1992;1:59–61.
36. Долголева Г.В., Лебо А.И., Лебо И.Г. Моделирование сжатия термоядерных мишеней на уровне энергии лазера порядка 1 МДж. *Матем. моделирование*. 2016;28(1):23–32.
37. Красюк И.К., Семенов А.Ю., Чарахчьян А.А. Использование конических мишеней в исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу. *Квантовая электроника.* 2005;35(9):769–777. URL: https://www.mathnet.ru/links/a64472a2c6918f95785286b47b113907/qe6128.pdf
38. Zvorykin V.D., Didenko N.V., Ionin A.A., et al. GARPUN-MTW: A hybrid Ti:Sapphire/KrF laser facility for simultaneous amplification of subpicosecond/nanosecond pulses relevant to fast-ignition ICF concept. *Laser Part. Beams*. 2007;25(3):435–451. https://doi.org/10.1017/S0263034607000559
39. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н. Усиление субпикосекундных УФ импульсов в многокаскадной лазерной Ti:сапфир–KrF-системе ГАРПУН-МТВ. *Квантовая электроника.* 2010;40(5):381–385.
40. Неуважаев В.Е. *Математическое моделирование турбулентного перемешивания*. Снежинск: РФЯЦ-ВНИИТФ; 2007. 160 с. URL: https://math.csu.ru/new_files/students/lectures/ur_mat_fiz/neyvajaev_mat_model.pdf
41. Невмержицкий Н.В. *Гидродинамические неустойчивости и турбулентное перемешивание веществ. Лабораторное моделирование.* Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ; 2018. 245 с. ISBN 978-5-9515-0377-0
25. Craxton R.S., McCrory R.L. Hydrodynamics of thermal self-focusing in laser plasmas. *J. Appl. Phys*. 1984;56(1):108. https://doi.org/10.1063/1.333742
26. Lebo I.G. About the modeling of light beam self-focusing in plasma at the irradiation of the target by power UV laser. *Russ. Technol. J*. 2021;9(1):79–86 (in Russ.). https://doi.org/10.32362/2500-316X-2021-9-1-79-86
27. Akhmanov S.A., Sukhorukov A.P., Khohlov R.V. Self-focusing and diffraction of light in nonlinear medium. *Sov. Phys. Usp.* 1968;10(3):609–636. https://doi.org/10.1070/PU1968v010n05ABEH005849
[Original Russian Text: Akhmanov S.A., Sukhorukov A.P., Khohlov R.V. Self-focusing and diffraction of light in nonlinear medium. *Uspekhi Fizicheskikh Nauk.* 1967;93(1):19–70 (in Russ.). https://doi.org/10.3367/UFNr.0093.196709c.0019]
28. Sodha M.S., Tripathi V.K. Nonlinear penetration of an inhomogeneous laser beam in an overdense plasma. *Phys. Rev. A.* 1977;16(5):2101–2104. https://doi.org/10.1103/PhysRevA.16.2101
29. Basov N.G., Subbotin V.I., Feoktistov L.P. Nuclear reactor with laser fusion neutron source. *Vestnik Rossiiskoi Akademii Nauk = Bulletin of the Russian Academy of Sciences.* 1993;63(10):787–884 (in Russ.).
30. Basov N.G., Belousov N.I., Grishunin P.A., et al. Hybrid reactor based on laser thermonuclear fusion. *Sov. J. Quantum Electronics*. 1987;17(10):1324–1332. https://doi.org/10.1070/QE1987v017n10ABEH010765
[Original Russian Text: Basov N.G., Belousov N.I., Grishunin P.A., Kalmykov Yu.K., Lebo I.G., Rozanov V.B., Sklizkov G.V., Subbotin V.I., Finkel'shtein K.I., Kharitonov V.V., Sherstnev K.B. Hybrid reactor based on laser thermonuclear fusion. *Kvantovaya Elektronika*. 1987;14(10):2068–2081 (in Russ.).]
31. Zvorykin V.D., Lebo I.G., Rozanov V.B. On the feasibility of the production of a source of the thermonuclear neutrons on the basis of a KrF laser. *Bulletin of the Lebedev Physical Institute*. 1997;9:15–22.
[Original Russian Text: Zvorykin V.D., Lebo I.G., Rozanov V.B. On the feasibility of the production of a source of the thermonuclear neutrons on the basis of a KrF laser. *Kratkie Soobshcheniya po Fizike*. 1997;(9–10):20–29 (in Russ.).]
32. Lebo I.G., Isaev E.A., Lebo A.I. Two-sided conical laser target for a neutron source of a hybrid nuclear-thermonuclear reactor. *Quantum Electronics*. 2017;47(2):106–110. https://doi.org/10.1070/QEL16277
[Original Russian Text: Lebo I.G., Isaev E.A., Lebo A.I. Two-sided conical laser target for a neutron source of a hybrid nuclear-thermonuclear reactor. *Kvantovaya Elektronika.* 2017;47(2):106–110 (in Russ.).]
33. Dolgoleva G.V., Lebo I.G. On the issue of neutron source development for a nuclear-thermonuclear reactor. *Quantum Electronics*. 2019;49(8):796–800. https://doi.org/10.1070/QEL16953
[Original Russian Text: Dolgoleva G.V., Lebo I.G. On the issue of neutron source development for a nuclear-thermonuclear reactor. *Kvantovaya Elektronika.* 2019;49(8):796–800 (in Russ.).]
34. Dolgoleva G.V. Methods of simulation of two temperature irradiated gas. *Voprosy Atomnoi Nauki i Tekhniki*. *Ser. Metodiki i Programmy Chislennogo Resheniya Zadach Matematicheskoi Fiziki*. 1983;2(13):29–33 (in Russ.).

42. Янилкин Ю.В., Стаценко В.П., Козлов В.И. *Математическое моделирование турбулентного перемешивания в сжимаемых средах:* в 2-х т. Т. 1. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ; 2019. 357 с. ISBN 978-5-9515-0421-0
43. Янилкин Ю.В., Стаценко В.П., Козлов В.И. *Математическое моделирование турбулентного перемешивания в сжимаемых средах:* в 2-х т. Т. 2. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ; 2020. 407 с. ISBN 978-5-9515-0458-6
44. Разин А.Н. *Моделирование турбулентного перемешивания в газовых слойках*. Саров: РФЯЦ-ВНИИЭФ; 2020. 290 с. ISBN 978-5-9515-0434-0
45. Лебо И.Г., Обручев И.В. Моделирование двумерных вихревых течений в цилиндрическом канале с помощью параллельных вычислений на суперкомпьютере. *Russ. Technol. J*. 2022;10(1):60–67. https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-1-60-67
46. Obenschain S., Lehmlerg R., Kehne D., et al. High-energy krypton-fluoride laser for inertial fusion. *Appl. Opt.* 2015;54(31):F103–F122. http://dx.doi.org/10.1364/AO.54.00F103
47. Sethian J., Obenschain S. Fusion energy with krypton fluoride lasers and direct drive targets. *Fusion Sci. Technol*. 2012;61(1T):41–46. https://doi.org/10.13182/FST12-A13394
48. Wolford M.F., Sethian J.D., Myers M.C., Hegeler F., Giuliani J.L., Obenschain S.P. Krypton fluoride (KrF) laser for inertial fusion energy. *Fusion Sci. Technol*. 2013;64(2):179–186. https://doi.org/10.13182/FST12-502
49. Bodner S.E. The path to electrical energy using laser fusion. *High Power Laser Science and Engineering.* 2019;7:e63. https://doi.org/10.1017/hpl.2019.51
50. Schmitt A.J., Obenschain S.P. The importance of laser wavelength for driving inertial confinement fusion targets. I. Basic physics. *Phys. Plasmas*. 2023;30(1):012701. https://doi.org/10.1063/5.0118080
51. Schmitt A.J., Obenschain S.P. The importance of laser wavelength for driving inertial confinement fusion targets. II. Target design. *Phys. Plasmas*. 2023;30(1):012702. https://doi.org/10.1063/5.0118093
35. Bel'kov S.A., Dolgoleva G.V. The model of average ion for the simulation of ionization kinetics, excited levels and spectral radiation transfer coefficients in SNDP program. *Voprosy Atomnoi Nauki i Tekhniki*. *Ser. Metodiki i Programmy Chislennogo Resheniya Zadach Matematicheskoi Fiziki*. 1992;1:59–61 (in Russ.).
36. Dolgoleva G.V., Lebo A.I., Lebo I.G. Simulation of a thermonuclear target drive at the 1 MJ laser energy level. *Math. Models Comput. Simul*. 2016;8(4):438–445. https://doi.org/10.1134/S2070048216040062
[Original Russian Text: Dolgoleva G.V., Lebo A.I., Lebo I.G. Simulation of a thermonuclear target drive at the 1 MJ laser energy level. *Matematicheskoe Modelirovanie*. 2016;28(1):23–32 (in Russ.).]
37. Krasyuk I.K., Semenov A.Yu., Charakhch'yan A.A. Use a conic targets in Inertial confinement fusion. *Quantum Electronics*. 2005;35(9):769–777. https://doi.org/10.1070/QE2005v035n09ABEH006128
[Original Russian Text: Krasyuk I.K., Semenov A.Yu., Charakhch'yan A.A. Use a conic targets in Inertial confinement fusion. *Kvantovaya Elektronika.* 2005;35(9):769–777 (in Russ.).]
38. Zvorykin V.D., Didenko N.V., Ionin A.A., et al. GARPUN-MTW: A hybrid Ti:Sapphire/KrF laser facility for simultaneous amplification of subpicosecond/nanosecond pulses relevant to fast-ignition ICF concept. *Laser Part. Beams*. 2007;25(3):435–451. https://doi.org/10.1017/S0263034607000559
39. Zvorykin V.D., Levchenko A.O., Ustinovskii N.N. Amplification of subpico second UV pulses in the multistage GARPUN-MTW Ti:sapphire–KrF-laser system. *Quantum Electronics*. 2010;40(5):381–385. https://doi.org/10.1070/QE2010v040n05ABEH014241
[Original Russian Text: Zvorykin V.D., Levchenko A.O., Ustinovskii N.N. Amplification of subpico second UV pulses in the multistage GARPUN-MTW Ti:sapphire–KrF-laser system. *Kvantovaya Elektronika.* 2010;40(5):381–385 (in Russ.).]
40. Neuvazhaev V.E. *Matematicheskoe modelirovanie turbulentnogo peremeshivaniya* (*The mathematical modeling of turbulent mixing*). Snezhinsk; 2007. 160 p. (in Russ.). Available from URL: https://math.csu.ru/new_files/students/lectures/ur_mat_fiz/neyvajaev_mat_model.pdf
41. Nevmerzhitskii N.V. *Gidrodinamicheskie neustoichivosti i turbulentnoe peremeshivanie veshchestv. Laboratornoe modelirovanie* (*Hydrodynamic instability and turbulent mixing of matters. The laboratory modeling*). Sarov; 2018. 245 p. (in Russ.). ISBN 978-5-9515-0377-0
42. Yanilkin Yu.V., Statsenko V.P., Kozlov V.I. *Matematicheskoe modelirovanie turbulentnogo peremeshivaniya v szhimaemykh sredakh* (*The mathematical modeling of turbulent mixing in compressed matters*): in 2 v. V. 1. Sarov; 2019. 357 p. (in Russ.). ISBN 978-5-9515-0421-0
43. Yanilkin Yu.V., Statsenko V.P., Kozlov V.I. *Matematicheskoe modelirovanie turbulentnogo peremeshivaniya v szhimaemykh sredakh* (*The mathematical modeling of turbulent mixing in compressed matters*): in 2 v. V. 2. Sarov; 2020. 407 p. (in Russ.). ISBN 978-5-9515-0458-6
44. Razin A.N. *Modelirovanie turbulentnogo peremeshivaniya v gazovykh sloikakh* (*The modeling of turbulent mixing in gas layers*). Sarov; 2020. 290 p. (in Russ.). ISBN 978-5-9515-0434-0

45. Lebo I.G., Obruchev I.V. The modeling of two-dimensional vortex flows in a cylindrical channel using parallel calculation on a supercomputer. *Russ. Technol. J.* 2022;10(1):60–67 (in Russ.). https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-1-60-67
46. Obenschain S., Lehmlerg R., Kehne D., et al. High-energy krypton-fluoride laser for inertial fusion. *Appl. Opt.* 2015;54(31):F103–F122. http://dx.doi.org/10.1364/AO.54.00F103
47. Sethian J., Obenschain S. Fusion energy with krypton fluoride lasers and direct drive targets. *Fusion Sci. Technol*. 2012;61(1T):41–46. https://doi.org/10.13182/FST12-A13394
48. Wolford M.F., Sethian J.D., Myers M.C., Hegeler F., Giuliani J.L., Obenschain S.P. Krypton fluoride (KrF) laser for inertial fusion energy. *Fusion Sci. Technol*. 2013;64(2):179–186. https://doi.org/10.13182/FST12-502
49. Bodner S.E. The path to electrical energy using laser fusion. *High Power Laser Science and Engineering.* 2019;7:e63. https://doi.org/10.1017/hpl.2019.51
50. Schmitt A.J., Obenschain S.P. The importance of laser wavelength for driving inertial confinement fusion targets. I. Basic physics. *Phys. Plasmas*. 2023;30(1):012701. https://doi.org/10.1063/5.0118080
51. Schmitt A.J., Obenschain S.P. The importance of laser wavelength for driving inertial confinement fusion targets. II. Target design. *Phys. Plasmas*. 2023;30(1):012702. https://doi.org/10.1063/5.0118093

Об авторе

Лебо Иван Германович, д.ф.-м.н., профессор, кафедра высшей математики Института искусственного интеллекта ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: lebo@mirea.ru. SPIN-код РИНЦ 9416-5542, https://orcid.org/0000-0001-8341-9453

About the author

Ivan G. Lebo, Dr. Sci. (Phys.-Math.), Professor, Department of Higher Mathematics, Institute of Artificial Intelligence, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: lebo@mirea.ru. RSCI SPIN-code 9416-5542, https://orcid.org/0000-0001-8341-9453