

Математическое моделирование
Mathematical modeling

УДК 004.9:539.17

<https://doi.org/10.32362/2500-316X-2026-14-2-113-123>

EDN CZALAC



НАУЧНАЯ СТАТЬЯ

Влияние неоднородностей поршня и облучения на формирование гиперзвуковой ударной волны в лазерной ударной трубе

И.Г. Лебо[®], В.А. Комарова, М.А. Рыжков

МИРЭА – Российский технологический университет, Москва, 119454 Россия

[®] Автор для переписки, e-mail: lebo@mirea.ru

• Поступила: 12.09.2025 • Доработана: 24.11.2025 • Принята к опубликованию: 05.02.2026

Резюме

Цели. Цель исследования – изучение влияния неоднородностей интенсивности лазерного излучения и толщины поршня (лавсановой пленки) на формирование гиперзвуковых потоков в лазерной ударной трубе (ЛУТ), сравнение условий формирования и динамики распространения ударных волн (УВ) в ЛУТ в случаях «открытой» и «закрытой» плазменной короны.

Методы. Методы математического моделирования, анализ результатов вычислительных экспериментов, выполненных с помощью двумерной лагранжевой программы *Atlant_C* в цилиндрических координатах.

Результаты. Представлены результаты четырех серий расчетов динамики гиперзвуковых УВ в ЛУТ: 1) формирование и распространение УВ в профилированной мишени; 2) формирование и распространение УВ при сильной неоднородности падающего лазерного потока; 3) сравнение динамики УВ при различных значениях поглощенной энергии лазерного импульса и толщинах мишени (поршня); 4) сравнение динамики гиперзвуковых УВ с данными экспериментов в случаях «открытой» и «закрытой» плазменной короны.

Выводы. На основании данных вычислительных экспериментов можно сделать следующие выводы: 1) по мере распространения сильной УВ в профилированном поршне происходит выравнивание давления и плотности в поперечном направлении. Если длительность лазерного импульса заметно больше, чем время прохождения поперечных УВ в мишени (поршне), то в газе внутри ячейки ЛУТ происходит вылаживание фронта УВ; 2) в том случае, когда в падающем лазерном импульсе имеются значительные выбросы интенсивностей излучения – спеклы (~10% от энергии импульса), в ускоренном поршне формируются струи, которые в газе могут обгонять фронт УВ; 3) при лазерном нагреве мишени в режиме «закрытой» короны скорость поршня в ЛУТ возрастает примерно на 40%; 4) при разрушении поршня из-за сильной неоднородности облучения или развития гидродинамической неустойчивости и фрагментации полимерной СН-пленки, может формироваться плотный турбулентный слой, который будет также создавать УВ в газе.

Ключевые слова: математическое моделирование, вычислительный эксперимент, лазерная ударная труба, двумерная лагранжевая программа *Atlant_C*

Для цитирования: Лебо И.Г., Комарова В.А., Рыжков М.А. Влияние неоднородностей поршня и облучения на формирование гиперзвуковой ударной волны в лазерной ударной трубе. *Russian Technological Journal*. 2026;14(2):113–123. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2026-14-2-113-123>, <https://www.elibrary.ru/CZALAC>

Прозрачность финансовой деятельности: Авторы не имеют финансовой заинтересованности в представленных материалах или методах.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

RESEARCH ARTICLE

Influence of piston nonuniformity and illumination on the formation of a hypersonic shock wave in a laser-driven shock wave

Ivan G. Lebo[®], Victoria A. Komarova, Maxim A. Ryzhkov

MIREA – Russian Technological University, Moscow, 119454 Russia

[®] Corresponding author, e-mail: lebo@mirea.ru

• Submitted: 12.09.2025 • Revised: 24.11.2025 • Accepted: 05.02.2026

Abstract

Objectives. The study investigates the influence of inhomogeneities of laser flux intensity and piston (mylar film) thickness in a laser shock tube by comparing the conditions for the formation and dynamics of shock wave propagation in a laser shock tube in the case of an open and closed plasma corona.

Methods. Along with mathematical modeling methods, analysis of the results of computational experiments was carried out using the two-dimensional Lagrangian program *Atlant_C* in cylindrical coordinates were used.

Results. The results of four series of calculations of the dynamics of hypersonic shock waves in a laser shock tube are presented: (1) formation and propagation of a shock wave in a profiled target; (2) formation and propagation of a shock wave with strong inhomogeneity of the incident laser flux; (3) comparison of the dynamics of shock waves for different values of the absorbed laser pulse energy and target (piston) thicknesses; (4) comparison of shock wave dynamics in the cases of open and closed plasma coronas.

Conclusions. Based on the results of the computational experiments, the following conclusions can be drawn: (1) as a strong shock wave propagates in the profiled piston, the pressure and density equalize in the transverse direction. If the duration of the laser pulse is noticeably longer than the transit time of the transverse shock waves in the target (piston), the shock wave front flattens out in the gas inside the LUT cell; (2) in cases when the incident laser pulse contains significant emission intensities or speckles (more than 10% of the pulse energy), jets are formed in the accelerated piston, which can overtake the shock wave front in the gas; (3) during laser heating of the target in the closed corona mode, the propagation velocity of the shock wave front increases by ~40%; (4) when the piston is destroyed due to strong nonuniformity of irradiation or development of hydrodynamic instability and fragmentation of the polymer CH film, a dense turbulent layer can form, which will also create a shock wave in the gas. This case requires separate consideration.

Keywords: mathematical modeling, computational experiment, laser shock tube, two-dimensional Lagrangian code *Atlant_C*

For citation: Lebo I.G., Komarova V.A., Ryzhkov M.A. Influence of piston nonuniformity and illumination on the formation of a hypersonic shock wave in a laser-driven shock wave. *Russian Technological Journal*. 2026;14(2):113–123. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2026-14-2-113-123>, <https://www.elibrary.ru/CZALAC>

Financial disclosure: The authors have no financial or proprietary interest in any material or method mentioned.

The authors declare no conflicts of interest.

ВВЕДЕНИЕ

Одной из важных и пока нерешенных проблем в лазерном термоядерном синтезе является развитие гидродинамической неустойчивости в процессе ускорения и сжатия термоядерных мишеней. Подобные задачи возникают также в астрофизике и в ряде прикладных задач, связанных с высокой концентрацией энергии [1, 2]. Построение физико-математической модели перехода от эволюционной стадии развития гидродинамической неустойчивости к турбулентному состоянию имеет фундаментальное значение в современной теоретической физике.

Уравнения газовой динамики, описывающие развитие гидродинамической неустойчивости, являются нелинейными дифференциальными уравнениями в частных производных (ДУЧП) в двумерной и трехмерной геометриях. Они, как правило, не имеют аналитических решений и требуют применения методов математического моделирования для анализа развития этих процессов. Для этих целей разрабатываются сложные программные комплексы, которые необходимо тестировать на упрощенных задачах (в частности, на автомодельных решениях [3] и линеаризованных уравнениях, описывающих поведение малых возмущений газодинамических величин [4]), сравнения с данными натурных экспериментов [2, 5–8].

Для решения таких задач разрабатываются алгоритмы и математические коды [2, 5], позволяющие решать численно систему ДУЧП. Используется, как правило, метод конечных разностей [9–12]. Поскольку исследуемые объекты имеют сложную конфигурацию, требующую использования разностных сеток с большим количеством узлов и, соответственно, большую оперативную память и быстродействие компьютера, то для моделирования физических процессов часто приходится прибегать к разработке параллельных алгоритмов и проведению расчетов на многопроцессорных комплексах [13]¹.

В представленной статье с помощью методов математического моделирования исследуется ускорение тонких пленок в лазерной ударной трубе (ЛУТ) [14]. Достоинствами такого устройства являются: 1) формирование гиперзвуковых

ударных волн (УВ) с числами Маха $M_x = V_{sw}/V_s \geq 10$ (здесь V_{sw} – скорость распространения фронта УВ (shock wave), V_s – скорость звука (sound) в газе перед фронтом такой волны) и скоростей течения газов за фронтом УВ порядка первой космической скорости; 2) миниатюрность ячейки ЛУТ и возможность быстрой ее замены; 3) возможность создания сложных конфигураций препятствий для обтекания газа; 4) сравнительно малый расход материалов (например, инертных газов или дорогостоящих смесей).

1. ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Расчеты сделаны с помощью двумерной лагранжевой программы *Atlant_C* в цилиндрической геометрии (r – радиус, z – координата вдоль оси, t – время) [5]. Эта программа разработана коллективом авторов и позволяет решать численно нелинейные уравнения плазменной динамики в лагранжевых координатах в двумерной геометрии [5]. Достоинство лагранжевых координат в том, что они «вморожены» в вещество. Поэтому при сублимации и сжатии этого вещества (т.е. при изменении объемов на несколько порядков величины) удастся сохранить удовлетворительную точность аппроксимации². Ниже представлены основные уравнения плазменной динамики в двухтемпературном приближении, которые решаются в программе *Atlant_C*.

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \nabla \vec{v},$$

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla(Z_i P_e + P_i),$$

$$Z_i \rho \frac{dE_e}{dt} = -Z_i P_e \nabla \vec{v} + \nabla(\kappa_e \nabla T_e) - Q_{ei} - R_{rad}(\rho, T_e) + \nabla \vec{q},$$

$$\rho \frac{dE_i}{dt} = -P_i \nabla \vec{v} + \nabla(\kappa_i \nabla T_i) + Q_{ei},$$

$$\left(\frac{\vec{q}}{|\vec{q}|}, \nabla \right) \vec{q} = \kappa(\rho, T_e) \vec{q},$$

$$P_e = P_e(\rho, T_e), P_i = P_i(\rho, T_i),$$

$$E_e = E_e(\rho, T_e), E_i = E_i(\rho, T_i),$$

$$Q_{ei} = Q_0(\rho, T_e) \frac{T_e - T_i}{T_e^{1.5}} \rho^2.$$

¹ В [13] имеется опечатка в формуле (2) на с. 10: перед оператором div должен стоять знак «+». [In [13], there is a typo in formula (2) on p. 10: the operator div should be preceded by a “+” sign.]

² Лебо И.Г., Лебо А.И. *Современные проблемы математического моделирования*. М.: РТУ МИРЭА; 2025, 208 с. [Lebo I.G., Lebo A.I. *Contemporary Issues in Mathematical Modeling*. M.: RTU MIREA; 2025, 208 p. (In Russ.).]

Здесь ρ , P_e , P_i , T_e , T_i , E_e , E_i – плотность, давление температура и удельная внутренняя энергия электронной (индекс e) и ионной (индекс i) компонент; Q_{ei} – обмен тепловой мощности между компонентами; κ_e , κ_i – коэффициенты электронной и ионной теплопроводностей; \vec{q} – интенсивность лазерного излучения; \vec{v} – вектор скорости; Z_i – усредненный по лагранжевой ячейке заряд ионов плазмы; $R_{\text{rad}}(\rho, T_e)$ – мощность переизлучения из плазмы; Q_0 – масштабный множитель.

Лазерный поток падает на внешнюю сторону пленки. На этой границе задаются условия: давление на границе равно давлению в крайней лагранжевой ячейке, а потоки теплопроводности равны нулю. На оси симметрии, на боковой поверхности и на противоположной стороне цилиндрической области задаются нормальный компонент скорости и тепловые потоки, равные нулю.

Исследования формирования и распространения УВ в ячейке ЛУТ проводились на основании анализа данных вычислительных экспериментов [15]. Размер цилиндрической области: $0 < z < (1 + d_0)$ см, $0 < r < R_{\text{max}} = 0.282$ см, d_0 – толщина пленки. Лазерный (laser) импульс имел временную форму в виде трапеции с вершинами $t_1 = 0$ нс, $t_2 = 30$ нс, $t_3 = 60$ нс, $t_4 = 100$ нс с энергией E_{las} . В представленных расчетах предполагалось 100%-е поглощение энергии. Параметры импульса КгF-лазера (длина волны излучения в ультрафиолетовом диапазоне $\lambda = 0.248$ мкм) соответствуют установке «GARPUN» (Москва, ФИАН³ [16]).

Ячейка ЛУТ была заполнена воздухом (Air) с начальной плотностью $\rho = 1.29 \cdot 10^{-3}$ г/см³ и давлением $P = 1$ атм.

2. ДВУМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО УСКОРЕНИЯ НЕОДНОРОДНОГО ПОРШНЯ И ФОРМИРОВАНИЯ УВ В ГАЗЕ

Проведены расчеты формирования и распространения УВ в воздухе внутри ЛУТ. Мишень (поршень) состояла из полимерной пленки (СН), которая располагалась на верхнем торце цилиндрической ячейки ЛУТ, заполненной воздухом (Air). Размеры ячейки ЛУТ соответствовали размерам расчетной области. Форма пленки, ее толщина d_0 , энергия лазерного импульса E_{las} и распределение интенсивности излучения вдоль радиуса r варьировались.

В первой серии расчетов моделировалось формирование УВ в воздухе в том случае, если поршень имел ступенчатую или профилированную форму (рис. 1а). Были сделаны 2 расчета: 1) «подошва» $d_1 = 1.5$ мкм, «ступенька» $d = 1.5$ мкм, $d_0 = d_1 + d = 3.0$ мкм (вариант Zvor6); 2) «подошва» $d_1 = 2.0$ мкм, «ступенька» $d = 3.0$ мкм, $d_0 = d_1 + d = 5.0$ мкм (вариант Zvor8).

Лазерное излучение падает на верхнюю поверхность слоя из СН. Навстречу лазерному пучку разлетается сублимированная часть пленки – «корона», а по неиспаренному веществу распространяется УВ, которая выходит на тыльную

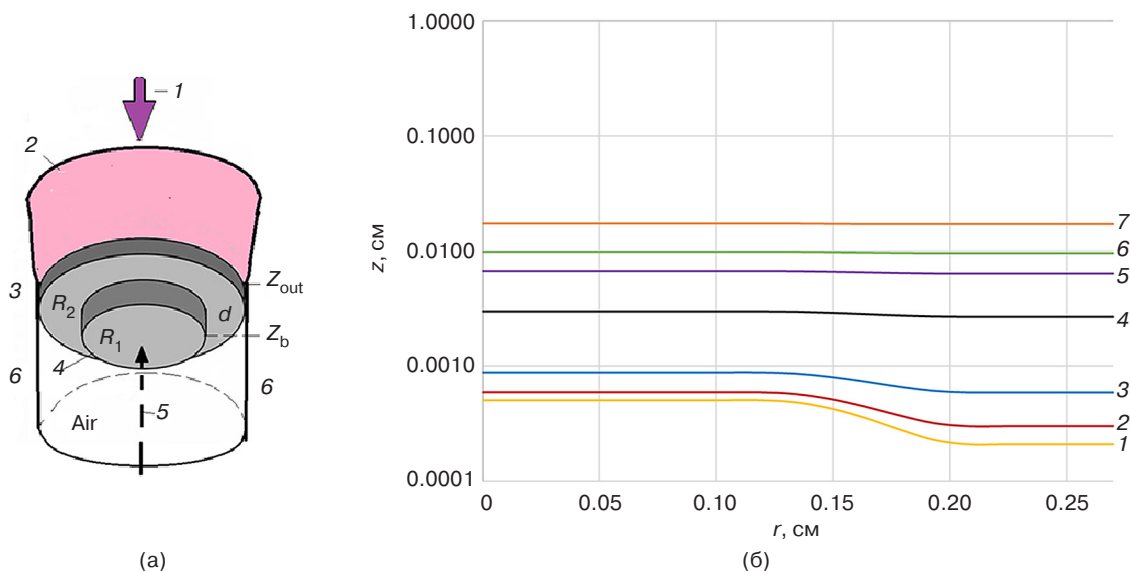


Рис. 1. Постановка вычислительного эксперимента:

1 – лазерный пучок, 2 – плазменная корона, 3 – полимерная «подошва» профилированной мишени толщины d_2 и радиуса R_2 , 4 – «ступенька» толщиной d и радиусом R_1 , 5 – направление оси Oz , 6 – стенки ячейки ЛУТ (а). Эволюция толщины слоя $d_0(r) = Z_{\text{out}}(r) - Z_{\text{b}}(r)$ на моменты времени t , нс: (1) 0, (2) 1, (3) 2, (4) 5, (5) 8, (6) 10, (7) 14; $Z_{\text{out}}(r)$, $Z_{\text{b}}(r)$ – контактные границы «вакуум–пленка» и «пленка–внутренний газ (Air)» (б)

³ Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук. <https://lebedev.ru/>. Дата обращения 12.09.2025. [Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences. <https://lebedev.ru/>. Accessed September 12, 2025. (In Russ.)]

поверхность «подшвы», где происходит разгрузка и разлет вещества по направлению падения лазерного пучка (рис. 1а). В это же время по слою СН распространяются поперечные волны, которые стремятся выровнять давление и границы слоя (рис. 1б). Лазерный импульс заканчивается к моменту $t = 100$ нс. На начальной стадии толщина поршня больше у оси, но уже к моменту $t = 14$ нс плотный слой выравнивает свою внутреннюю $Z_b(r)$ и внешнюю $Z_{out}(r)$ границы, и толщина слоя СН практически не зависит от радиуса (рис. 1б и таблица).

В таблице в четвертом столбце приведена зависимость относительного отклонения толщины слоя

$$\beta = \frac{(d_0(R_{\max}) - d_0(0)) \cdot 100\%}{d_0(R_{\max}) + d_0(0)}$$

Таблица. Значения толщины поршня на оси, $d_0(0)$ вблизи стенки канала, $d_0(R_{\max})$ и β в различные моменты времени t

t , нс	$d_0(0)$, см	$d_0(R_{\max})$, см	β , %
0	$5.04 \cdot 10^{-4}$	$2.11 \cdot 10^{-4}$	41.0
1	$5.92 \cdot 10^{-4}$	$2.99 \cdot 10^{-4}$	32.8
2	$8.83 \cdot 10^{-4}$	$5.92 \cdot 10^{-4}$	19.8
5	$2.69 \cdot 10^{-3}$	$2.97 \cdot 10^{-3}$	5.1
8	$6.67 \cdot 10^{-3}$	$6.40 \cdot 10^{-3}$	2.1
10	$9.83 \cdot 10^{-3}$	$9.57 \cdot 10^{-3}$	1.34
14	$1.74 \cdot 10^{-2}$	$1.73 \cdot 10^{-2}$	0.32

Плотный слой неиспаренной пленки (поршень) с переменной плотностью $\rho \approx 0.05\text{--}1$ г/см³ двигается внутри ЛУТ со сверхзвуковой скоростью и формирует УВ в воздухе с практически плоским фронтом, хотя мелкомасштабные возмущения плотности и давления внутри этого слоя, а также фрагменты частиц пленки, могут существовать еще продолжительное время. Более того, из-за развития неустойчивости Рихтмайера – Мешкова [17, 18] вблизи контактной

границы Z эти мелкомасштабные возмущения могут развиваться и формировать турбулентный слой [19]. Моделирование этих процессов требует иных подходов и в настоящей работе не рассматривается.

К концу лазерного импульса $t = 100$ нс скорость контактной границы достигает $V_b \approx 4$ км/с. На рис. 2 показано распространение фронта УВ $Z_{sw}(t)$ в различные моменты времени.

В следующей серии расчетов моделировалось неоднородное облучение плоской мишени из СН (поршня) и формирование УВ в ЛУТ. Интенсивность лазерного потока имела следующий вид: $q(t, r) = I_{r1}(t)I_{r1}(r) + I_{r2}(t)I_{r2}(r)$.

Здесь функции $I_{r1}(t), I_{r2}(t)$ имеют вид трапеций,

$$\int_0^{t_4} I_{r1}(t) dt = E_{\text{las1}}, \int_0^{R_0} I_{r1}(r) r dr = 1, \int_0^{t_4} I_{r2}(t) dt = E_{\text{las2}}, \int_0^{R_0} I_{r2}(r) r dr = 1,$$

R_0 – поперечная граница области счета.

Если фронт первого импульса плоский, то второй импульс имеет гауссову форму: $I_{r2}(r) = \frac{C_2}{e^{r/R_f}}$, C_2 – нормировочная константа, R_f – радиус фокального пятна. Таким образом, моделировалось воздействие суперпозиции однородного импульса и спекла, имеющего эффективный радиус $R_f < R_0$.

Была проведена серия из пяти расчетов, моделирующих неоднородность облучения плоской мишени (варианты Zvor9): во всех вариантах $I_{r1}(r) = \text{const}$ при значениях $0 \leq r \leq R_0$, а временная форма в четырех вариантах – трапеция со значениями $t_1 = 0, t_2 = 30$ нс, $t_3 = 60$ нс, $t_4 = 100$ нс в вершинах трапеции. $E_{\text{las1}}, E_{\text{las2}}$ менялись следующим образом: 1) $E_{\text{las1}} = 9.9$ Дж, $E_{\text{las2}} = 0.1$ Дж; 2) $E_{\text{las1}} = 9.7$ Дж, $E_{\text{las2}} = 0.3$ Дж; 3) $E_{\text{las1}} = 9.5$ Дж, $E_{\text{las2}} = 0.5$ Дж; 4) $E_{\text{las1}} = 9.0$ Дж, $E_{\text{las2}} = 1.0$ Дж. В варианте 5 использовались значения $E_{\text{las1}} = 9.0$ Дж, $E_{\text{las2}} = 1.0$ Дж, но была изменена временная форма импульса: длительность второго импульса была уменьшена в 2 раза: $t_2 = 15$ нс, $t_3 = 30$ нс, $t_4 = 50$ нс, что привело к увеличению в 2 раза пиковой интенсивности

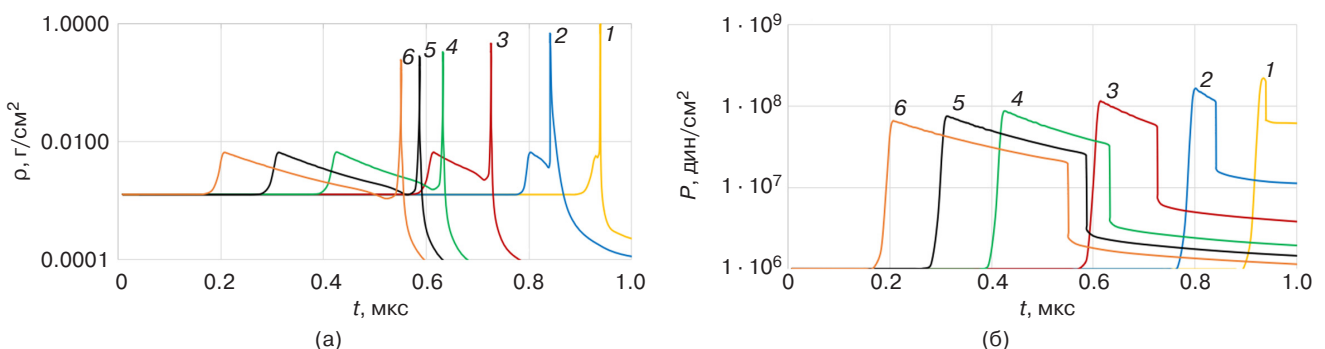


Рис. 2. Распределения: (а) плотности $\rho(z)$, (б) давления $P(z)$ при $r = 0$ на моменты времени t , мкс (1) 0.2, (2) 0.5, (3) 1.0, (4) 1.6, (5) 2.0, (6) 2.4

спекла. Суммарная поглощенная лазерная энергия во всех пяти вариантах равнялась 10 Дж, а $R_0 = R_{\max} = 0.282$ см, $R_f = 0.0705$ см. Расчеты были сделаны на разностных сетках (22×212), где 22 узла расположены вдоль оси $0r$ и 212 узлов – вдоль оси $0z$.

Наряду с общим ускорением пленки наблюдается ее деформация из-за неоднородности облучения. Поскольку вблизи оси существовала повышенная интенсивность излучения, то и скорость полета мишени в этой подобласти выше. Как и в первой серии расчетов, поперечные УВ частично выравнивают границу слоя $Z_b(r)$. Поэтому фронт УВ в газе имеет более пологую форму, чем поршень. В том случае, когда энергия второго

импульса составляла 10% от суммарного (т.е. варианты 4 и 5) к концу лазерного импульса ($t \geq 90$ нс) лагранжевая сетка «ломалась», и счет прекращался. Этот факт можно интерпретировать, как разрыв поршня. На рис. 3 и 4 показаны двумерные распределения плотности (ρ) и давления (P) на моменты времени $t = 100$ нс (конец действия лазерного импульса) и $t = 1500$ нс для варианта 3. К моменту $t = 1500$ нс поршень сильно деформирован. Вблизи оси ($r < 0.02$ см) формируется струя, которая создает вторую расходящуюся от оси УВ. К периферии расчетной области общий фронт УВ частично выполаживается, и большая часть поверхности, за исключением окрестности оси $0z$, приобретает почти плоскую форму.

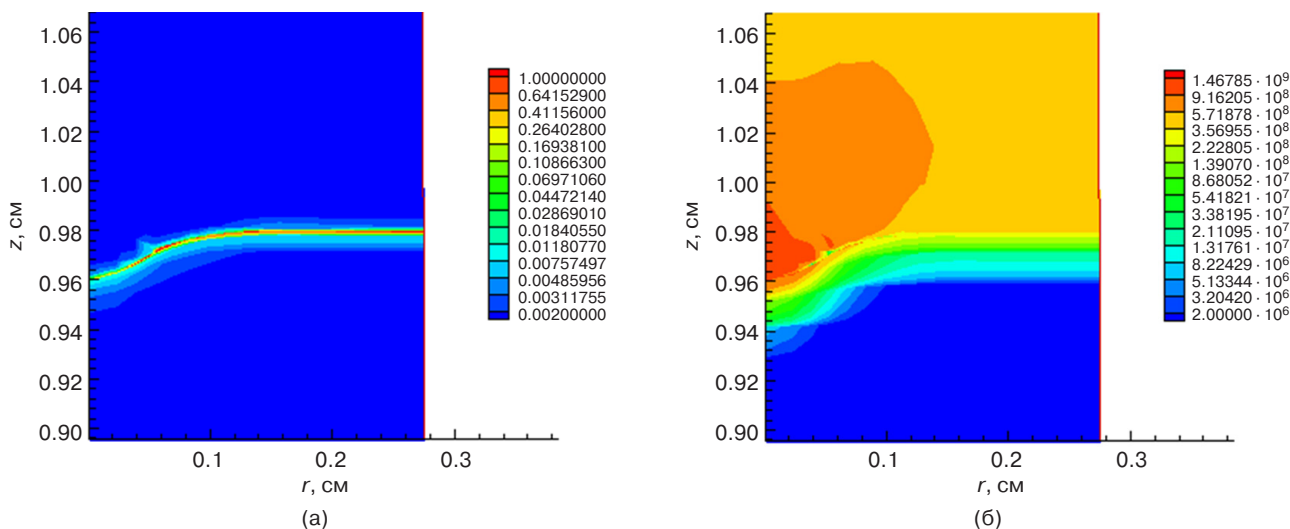


Рис. 3. Поля плотности (а) и давления (б) на момент времени $t = 100$ нс

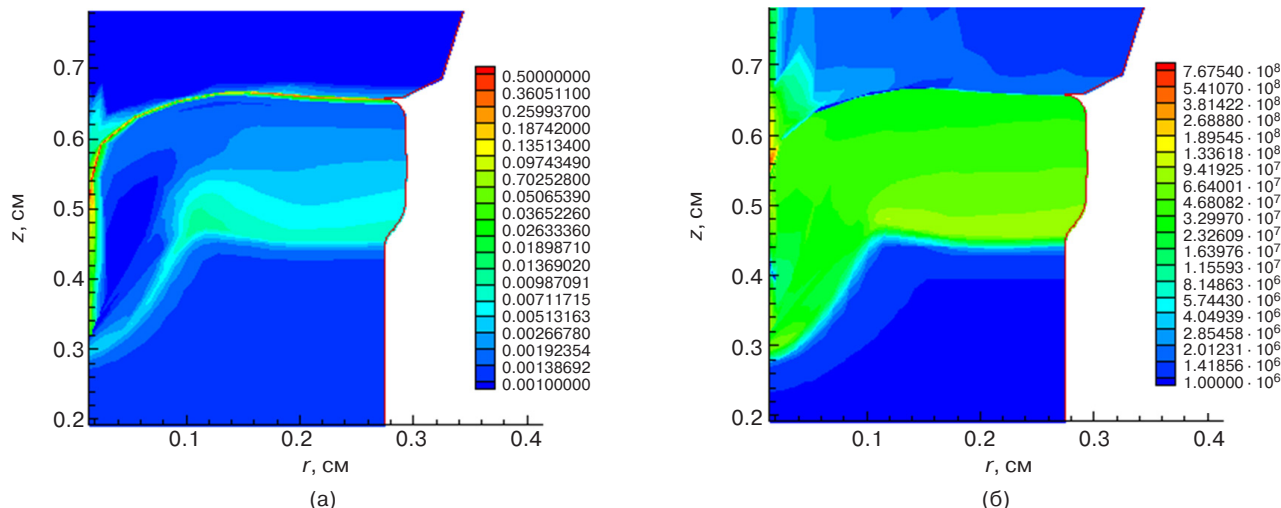


Рис. 4. Поля плотности (а) и давления (б) на момент времени $t = 1500$ нс

3. ДИНАМИКА УВ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ РЕЖИМАХ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМЕННОЙ КОРОНЫ И ЗНАЧЕНИЙ ЭНЕРГИИ В ЛАЗЕРНОМ ИМПУЛЬСЕ

Была выполнена серия квазиодномерных расчетов для пленок с постоянной толщиной и однородной интенсивностью лазерных потоков. В этом случае использовались разностные сетки с заметно меньшим числом узлов в поперечном направлении (всего 5–7 узлов). Это позволило существенно сократить процессорное время расчетов. Рассмотрены два типа задач:

- 1) в вариантах Zvor1 разлет испаренного вещества полимерной пленки не был ограничен («открытая» корона). Суть в том, что на границе «вакуум–поршень» стоит условие $P_{out} = P_0$, где P_0 – начальное давление в поршне и газе внутри ЛУТ. В этом случае при поглощении лазерного потока давление резко возрастает, внешние слои поршня сублимируются и разлетаются со сверхзвуковой скоростью. В расчетах учитывалось отражение лазерных лучей от критической поверхности. Таким образом, каждый лазерный луч, распространяющийся строго вдоль оси Oz , дважды проходил плазменную корону.
- 2) в вариантах Zvor7 разлет вещества был ограничен прозрачной пластиной, расположенной с верхней стороны ЛУТ – откуда падает лазерный луч. Лазерный луч проходит через прозрачный слой и поглощается во внешних слоях полимерной пленки. В этом случае импульс, который передается в неиспаренные слои мишени, больше, чем в первом. Такой режим облучения будем называть «закрытой» короной.

На рис. 5а показано распространение фронта УВ $Z_{sw}(t)$ для пленки $d_0 = 5$ мкм и трех значений поглощенной лазерной энергии $E_{las} = 5$ Дж (Zvor1a), 10 Дж (Zvor1b) и 17.5 Дж (Zvor1c). На рис. 5б

для тех же условий показано движение контактной границы «Air–CH» $Z_b(t)$. Если кривая $Z_{sw}(t)$ на интервале времени $0.2 < t < 0.2$ выходит практически на постоянный наклон (т.е. скорость $V_{sw}(t) = const$), то кривая $Z_b(t)$ асимптотически стремится к постоянной величине, т.е. скорость $V_b(t) \rightarrow 0$. «Крестиками» отмечены значения пройденного УВ от времени $Z_{sw}(t)$, полученные в экспериментах на ЛУТ.

Замечание 1. На рис. 5 показаны значения $Z_{sw}(t)$, полученные в расчетах и в экспериментах на ЛУТ в ФИАН (отмечено «крестиками» на графике, подробнее в [20]). В экспериментах измерялась энергия лазерного пучка, которая вводится в мишенную камеру. Доля энергии, которая отражается и рассеивается в плазме, не измерялись. В расчетах закладывалась энергия лазерного импульса, которая распространяется в плазме и отражается от критической поверхности строго назад (рефракция лучей не учитывалась). Доля отраженной (reflected) лазерной энергии, вышедшей из плазмы (в процентах) $\varepsilon = (E_{ref}/E_{las}) \cdot 100\%$, составляла 50.7% (для варианта Zvor1a), $\varepsilon = 43.8$ (для варианта Zvor1b), $\varepsilon = 33\%$ (для варианта Zvor1c).

При плотности энергии лазерного излучения $\sim 10^9$ Вт/см² и площади фокуса ~ 0.5 см² формируется сравнительно короткая плазменная струя (т.е. ее протяженность меньше, чем поперечный размер фокусного пятна). Чем меньше поглощенная энергия, тем меньше протяженность плазменной короны и тем больше доля отраженной лазерной энергии.

Замечание 2. Физико-математическая модель программы *Atlant_C* не учитывает молекулярную диффузию и турбулентное перемешивание. Физико-математические модели турбулентного перемешивания и численные коды описаны в [2]. Учет этих процессов мог бы привести к размытию контактной границы и увеличению доли рассеянного лазерного потока.

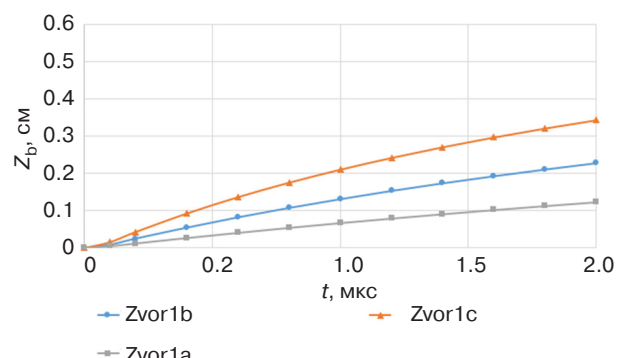
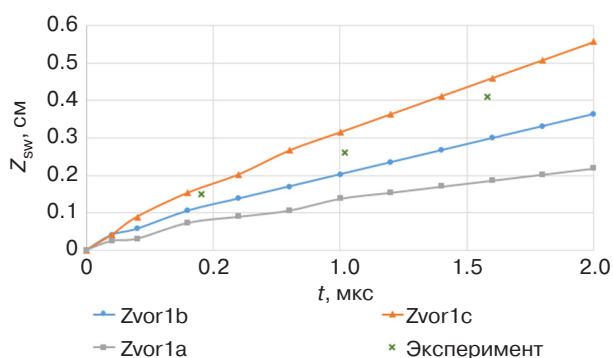


Рис. 5. Зависимость пути, пройденного УВ от времени $Z_{sw}(t)$:

(а) зависимость пути, пройденного контактной границей от времени $Z_b(t)$,

(б) вариант Zvor1a: $E_{las} = 5$ Дж, вариант Zvor1b: $E_{las} = 10$ Дж, вариант Zvor1c: $E_{las} = 17.5$ Дж

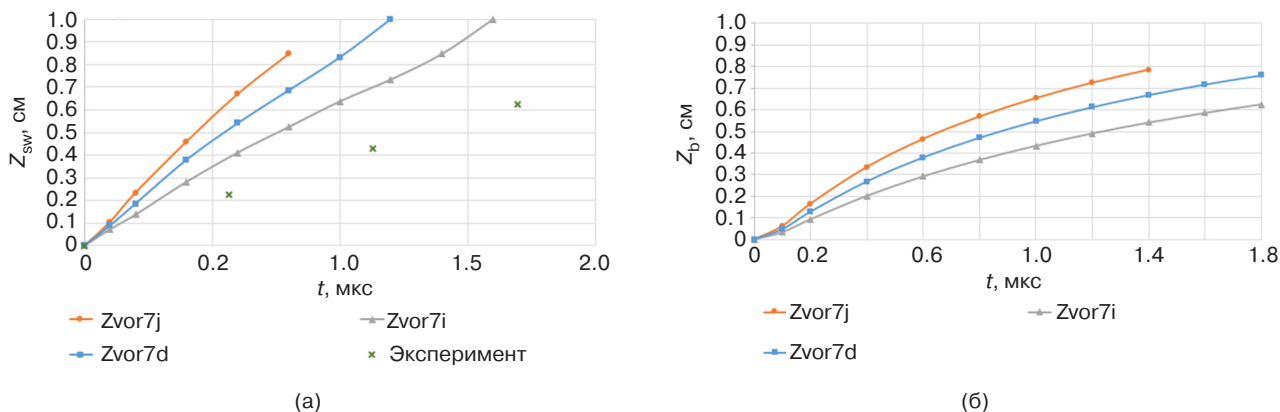


Рис. 6. Сравнения расстояний, пройденных УВ, $Z_{sw}(t)$ (а) и контактной границей $Z_b(t)$ (б) в случае «закрытой» короны для различных значений поглощенной лазерной энергии: вариант Zvor7i: $E_{las} = 5$ Дж, вариант Zvor7d: $E_{las} = 10$ Дж, вариант Zvor7j: $E_{las} = 17.5$ Дж

На рис. 6 представлены результаты сравнений расчетов пути, пройденного УВ $Z_{sw}(t)$ (рис. 6а) и контактной границы «пленка–воздух» $Z_b(t)$ (рис. 6б) в случае «закрытой» короны для пленок (поршня) с начальной толщиной $d_0 = 5$ мкм. «Крестиками» отмечены данные экспериментов из [20]. В этой серии расчетов («закрытая» корона) полагалось, что вся лазерная энергия, которая прошла прозрачную пластину, поглощается вблизи границы «внешний прозрачный слой–СН-пленка (поршень)».

Замечание 3. Физико-математическая постановка задачи в четвертой серии расчетов не учитывает отражение лазерного излучения из плазмы. Дело в том, что масса и толщина прозрачного слоя велики по сравнению с этими параметрами в пленке. Требуется разработка новой физико-математической модели, учитывающей прохождение мощного лазерного потока, диссоциацию и ионизацию атомов, рассеяние излучения на дефектах и трещинах, которые могли возникнуть при прохождении УВ в оргстекле. В расчетах, фактически, был использован дельтаобразный механизм поглощения вблизи контактной поверхности «пленка–оргстекло». Поэтому экспериментальные точки лежат ниже, чем расчетные.

Размер расчетной области $0 < z < 1$ см. В интервале времени $0 < t < 0.2$ мкс в газе вблизи контактной границы ($z \approx 1$ см) формируется УВ, причем в случае «закрытой» короны ускорение и скорость поршня после окончания лазерного импульса существенно больше, чем в случае «открытой». Когда УВ достигает нижнего торца расчетной области ($z = 0$), то она отражается. Поток воздуха за фронтом УВ тормозится у нижнего торца. Расчеты были сделаны до этого момента, поэтому в случае «закрытой» короны интервал времени $t \in [0, 2.0]$ мкс.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ И ВЫВОДЫ

В статье представлены результаты четырех серий расчетов, моделирующих распространение УВ в ЛУТ, где драйвером является мощный KrF-лазер с энергией до 100 Дж и длительностью импульса 100 нс.

В первой серии расчетов моделировалось распространение УВ в профилированной (в виде «ступеньки») мишени. Показано, что УВ, распространяющиеся в плотном слое в период действия лазерного импульса, приводят к выполаживанию контактной границы поршня и формированию плоского фронта УВ в газе.

Во второй серии расчетов изучалось влияние неоднородности облучения мишени на формирование УВ. Показано, что при наличии в лазерном импульсе спекла с интенсивностью, в несколько раз превосходящей среднюю плотность излучения, падающего на мишень, и энергией ~ 5 –10% от основного, формируется струя, которая может обгонять усредненный по фокальному пятну фронт УВ в газе и формировать поперечные УВ.

В третьей и четвертой сериях расчетов изучалась динамика УВ в газе в условиях «открытой» и «закрытой» короны (рис. 5 и 6). Полученные результаты сравнивались с данными экспериментов на ЛУТ. Проведены расчеты распространения УВ в ЛУТ при поглощенных энергиях лазерного импульса 5, 10 и 17.5 Дж и толщинах поршня 5 мкм. Скорость УВ в газе согласуется с данными натуральных экспериментов на ЛУТ [18] в режиме «открытой» плазменной короны. Для сравнения с данными экспериментов с «закрытой» короной требуется дальнейшее развитие физико-математической модели.

На основании изложенных результатов можно сделать следующие выводы:

1. С помощью ЛУТ в лабораторных условиях можно исследовать распространение гиперзвуковых УВ (с числами Маха ≥ 10 и скоростями потоков газа порядка первой (а в перспективе, возможно, второй и третьей) космических скоростей).
2. С помощью вычислительных экспериментов показано, что при использовании профилированной в виде «ступеньки» мишени-поршня происходит выполаживание контактной поверхности «поршень–газ», и далее распространяется УВ с почти плоским фронтом. Такая ситуация возникает в том случае, когда первая продольная волна проходит мишень за время много меньшее, чем длительность лазерного импульса.
3. Рассмотрен случай неоднородного нагрева мишени лазерным импульсом. В том случае, когда энергия спеклов мала по сравнению с энергией основного импульса ($\sim 1\%$) пленка СН ускоряется, как целое, и формирует почти плоский фронт УВ в газе.
4. В случае, когда энергия спекла составляет $\geq 5\text{--}10\%$ от энергии лазерного импульса, а его интенсивность заметно превосходит усредненное значение плотности потока в пятне, возможно разрушение слоя и формирование струй.
5. При лазерном нагреве мишени в режиме «закрытой» короны скорость распространения фронта УВ возрастает приблизительно на $40\text{--}50\%$ (в рассмотренном случае).
6. В случае, когда пленка разрушается и фрагментируется, формируется турбулентный слой (с плотностью на $1\text{--}2$ порядка величины больше, чем плотность газа в ЛУТ). Этот поршень формирует УВ в газе. Моделирование поглощения лазерного излучения и развития турбулентного слоя в процессе ускорения требует разработки новых физико-математических моделей и программ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение особенностей развития гидродинамических неустойчивостей является важной актуальной задачей фундаментальной физики, а также в исследованиях по лазерному термоядерному синтезу и в астрофизике. Эти исследования требуют развития сложных физико-математических моделей и программ, проведения дорогостоящих уникальных по точности измерений, сравнения данных натуральных и вычислительных экспериментов. Лазерная ударная труба является перспективным инструментом таких исследований. В статье были представлены результаты вычислительных экспериментов на ЛУТ, сравнение с опубликованными данными экспериментов на ЛУТ, рассмотрены перспективы дальнейших исследований.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках программы Национального центра физики и математики (НЦФМ) «Газодинамика и физика взрыва», тема «Исследование физических процессов при УТС и в звездных системах».

ACKNOWLEDGMENTS

The work was conducted as part of the National Center for Physics and Mathematics (NCPM) program “Gas Dynamics and Explosion Physics,” topic “Investigation of Physical Processes at Fusion Power and in the Star Systems.”

Вклад авторов

И.Г. Лебо – развитие физико-математической модели и численного кода, постановка задач и проведение расчетов. Совместно с соавторами: анализ результатов расчетов, подготовка статьи к публикации.

В.А. Комарова, М.А. Рыжков – построение графиков, анализ результатов расчетов, подготовка статьи к публикации.

Authors' contributions

I.G. Lebo – design of the physicomathematical model and numerical code, problem statement and calculations.

V.A. Komarova, M.A. Ryzhkov – plotting, analyzing calculation results, and preparing the article for publication.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Физика лазерного термоядерного синтеза*. М.: Знание; 1988, 176 с.
2. Невмержицкий Н.В., Разин А.Н., Козлов В.И. *Гидродинамические неустойчивости в мишенях инерциального термоядерного синтеза*: монография. Саров: РФЯЦ ВНИИЭФ; 2024, 416 с. ISBN 978-5-9515-0558-3
3. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. М.: Физматлит; 2008, 652 с. ISBN 978-5-9291-0938-3
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е. *Гидродинамика*. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит.; 1986, 736 с.
5. Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. *Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза*. М.: Физматлит; 2006, 304 с. ISBN 5-9221-0683-X

6. Брагин М.Д., Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Кучугов П.А., Лебо И.Г., Левкина Е.В., Невмержицкий Н.В., Синькова О.Г., Стаценко В.П., Тишкин В.Ф., Фарин И.Р., Янилкин Ю.В., Яхин Р.А. Экспериментальное и численное исследование динамики развития неустойчивости Рэлея – Тейлора при числах Атвуда близких к единице. *Математическое моделирование*. 2023;35(1):59–82. <https://doi.org/10.20948/mm-2023-01-05>, <https://elibrary.ru/qfskuw>
7. 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>
8. Лебо И.Г. Численное моделирование экспериментов по взаимодействию мощных ультрафиолетовых импульсов с конденсированными мишенями. *Russian Technological Journal*. 2023;11(3):86–103. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2023-11-3-86-103>
9. Самарский А.А., Попов Ю.П. *Разностные методы решения задач газовой динамики*. М.: Наука; 1992, 422 с. ISBN 5-02-014577-7
10. Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М. *Метод крупных частиц в газовой динамике*. М.: Наука; 1982, 391 с. <https://elibrary.ru/xqocjj>
11. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. *Численное решение многомерных задач газовой динамики*. М.: Наука; 1976, 400 с.
12. Самарский А.А. *Теория разностных схем*. М.: Наука; 1990, 616 с. ISBN 5-02-014576-9
13. Лебо И.Г., Обручев И.В. Моделирование двумерных вихревых течений в цилиндрическом канале с помощью параллельных вычислений на суперкомпьютере. *Russian Technological Journal*. 2022;10(1):60–67. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-1-60-67>
14. 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.
15. Самарский А.А., Михайлов А.П. *Математическое моделирование: Идеи. Методы. Примеры*. М.: Физматлит; 2005, 316 с. ISBN 5-9221-0120-X
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. Richtmyer 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>. Дата обращения 12.09.2025.
19. Алешин А.Н., Зайцев С.Г., Лазарева Е.В., Гамалий Е.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. Исследование линейной, нелинейной и переходной стадий развития неустойчивости Рихтмайера – Мешкова. *Докл. АН СССР*. 1990;310(5):1105–1108.
20. Зворыкин В.Д. Динамика гиперзвуковых ударных волн, генерируемых при лазерном ускорении тонкопленочных мишеней в лазерной ударной трубе и в свободном пространстве. *Письма в ЖЭТФ*. 2025;122(5-6):344–350. <https://www.elibrary.ru/xuqtzo>

REFERENCES

1. 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.).
2. Nevmerzhtskii N.V., Razin A.N., Kozlov V.I. *Gidrodinamicheskie neustoichivosti v mishenyakh inertsiyal'nogo termoyadernogo sinteza (Hydrodynamic Instabilities in Inertial Thermonuclear Fusion Targets)*: Monograph. Sarov; 2024, 416 p. (In Russ.). ISBN 978-5-9515-0558-3
3. Zel'dovich Ya.B., Raizer Yu.P. *Fizika udarnykh voln i vysokotemperaturnykh gidrodinamicheskikh yavlenii (Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Effects)*. Moscow: Fizmatlit; 2008, 652 p. (In Russ.). ISBN 978-5-9291-0938-3
4. Landau L.D., Lifshits E. *Gidrodinamika (Hydrodynamics)*. Moscow: Nauka; 1986, 736 p. (In Russ.).
5. Lebo I.G., Tishkin V.F. *Issledovanie gidrodinamicheskoi neustoichivosti v zadachakh lazernogo termoyadernogo sinteza (Study of Hydrodynamic Instability in Laser Thermonuclear Fusion Problems)*. Moscow: Fizmatlit; 2006, 304 p. (In Russ.). ISBN 5-9221-0683-X
6. Bragin M.D., Gus'kov S.Y., Zmitrenko N.V., et al. Experimental and Numerical Investigation of the Dynamics of Development of Rayleigh–Taylor Instability at Atwood Numbers Close to Unity. *Math. Models Comput. Simul.* 2023;15(4):660–676. <https://doi.org/10.1134/S2070048223040038>
[Original Russian Text: Bragin M.D., Gus'kov S.Yu., Zmitrenko N.V., Kuchugov P.A., Lebo I.G., Levkina E.V., Nevmerzhtskii N.V., Sin'kova O.G., Statsenko V.P., Tishkin V.F., Farin I.R., Yanilkin Yu.V., Yakhin R.A. Experimental and Numerical Investigation of the Dynamics of Development of Rayleigh–Taylor Instability at Atwood Numbers Close to Unity. *Matematicheskoe modelirovanie*. 2023;35(1):59–82 (in Russ.). <https://doi.org/10.20948/mm-2023-01-05>, <https://elibrary.ru/qfskuw>
7. 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>
8. Lebo I.G. Mathematical modeling of experiments on the interaction of a high-power ultraviolet laser pulse with condensed targets. *Russian Technological Journal*. 2023;11(3):86–103. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2023-11-3-86-103>
9. 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

10. Belotserkovskii O.M., Davydov Yu.M. *Metod krupnykh chastits v gazovoi dinamike (Large Particle Method in Gas Dynamics)*. Moscow: Nauka; 1982, 391 p. (In Russ.). <https://elibrary.ru/xqocjj>
11. Godunov S.K., Zabrodin A.V., Ivanov M.Ya., Kraiko A.N., Prokopov G.P. *Chislennoe reshenie mnogomernykh zadach gazovoi dinamiki (Numerical Solution of Multidimensional Gas Dynamics Problems)*. Moscow: Nauka; 1976, 400 p. (In Russ.).
12. Samarskii A.A. *Teoriya raznostnykh skhem (Theory of Difference Schemes)*. Moscow: Nauka; 1990, 616 p. (In Russ.). ISBN 5-02-014576-9
13. Lebo I.G., Obruchev I.V. The modeling of two-dimensional vortex flows in a cylindrical channel using parallel calculations on a supercomputer. *Russian Technological Journal*. 2022;10(1):60–67. <https://doi.org/10.32362/2500-316X-2022-10-1-60-67>
14. 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.).]
15. Samarskii A.A., Mikhailov A.P. *Matematicheskoe modelirovanie: Idei. Metody. Primery (Mathematical Modeling: Ideas. Methods. Examples)*. Moscow: Fizmatlit; 2005, 316 p. (In Russ.). ISBN 5-9221-0120-X
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. Richtmyer 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. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Fluid Dyn*. 1969;4(5):101–104. <https://doi.org/10.1007/BF01015969>
[Original Russian Text: Meshkov E.E. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Izvestiya AN SSSR. Seriya Mekhanika zhidkosti i gaza*. 1969;5:151–158 (in Russ.). Available from URL: <https://mzg.ipmnet.ru/ru/get/1969/5/151-158>. Accessed September 12, 2025]
19. Aleshin A.N., Zaitsev C.G., Lazareva E.V., Gamalii E.G., Lebo I.G., Rozanov V.B. A study of linear, non-linear and transition stages of Richtmyer–Meshkov instability. *Dokl. Math*. 1990;35(2):177–180.
[Original Russian Text: Aleshin A.N., Zaitsev S.G., Lazareva E.V., Gamalii E.G., Lebo I.G., Rozanov V.B. A study of linear, non-linear and transition stages of Richtmyer–Meshkov instability. *Doklady Akademii Nauk SSSR*. 1990;310(5):1105–1108 (in Russ.).]
20. Zvorykin V.D. Dynamics of Hypersonic Shock Waves Generated by Laser Acceleration of Thin-Film Targets in a Laser-Driven Shock Tube and Free Space. *JETP Lett*. 2025;122(6):354–360. <https://doi.org/10.1134/S002136402560805X>
[Original Russian Text: Zvorykin V.D. Dynamics of Hypersonic Shock Waves Generated by Laser Acceleration of Thin-Film Targets in a Laser-Driven Shock Tube and Free Space. *Pis'ma v Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*. 2025;122(5-6):344–350 (in Russ.). <https://www.elibrary.ru/xuqtzo>]

Об авторах

Лебо Иван Германович, д.ф.-м.н., профессор, кафедра высшей математики, Институт искусственного интеллекта, ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: lebo@mirea.ru. Scopus Author ID 7003412908, SPIN-код РИНЦ 9416-5542, <https://orcid.org/0000-0001-8341-9453>

Комарова Виктория Александровна, студент, ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: viki.kom@mail.ru. <https://orcid.org/0009-0001-3342-6636>

Рыжков Максим Анатольевич, аспирант, кафедра радиоэлектронных систем и комплексов, Институт радиоэлектроники и информатики, ФГБОУ ВО «МИРЭА – Российский технологический университет» (119454, Россия, Москва, пр-т Вернадского, д. 78). E-mail: ryzhkov@mirea.ru. SPIN-код РИНЦ 5476-3273, <https://orcid.org/0009-0000-4475-0039>

About the Authors

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. Scopus Author ID 7003412908, RSCI SPIN-code 9416-5542, <https://orcid.org/0000-0001-8341-9453>

Victoria A. Komarova, Student, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: viki.kom@mail.ru. <https://orcid.org/0009-0001-3342-6636>

Maxim A. Ryzhkov, Postgraduate Student, Department of Radio Electronic Systems and Complexes, Institute of Radio Electronics and Informatics, MIREA – Russian Technological University (78, Vernadskogo pr., Moscow, 119454 Russia). E-mail: ryzhkov@mirea.ru. RSCI SPIN-code 5476-3273, <https://orcid.org/0009-0000-4475-0039>