

УДК 533.9

ОБ ОДНОМ СВОЙСТВЕ ДВУХ СИММЕТРИЧНО СХОДЯЩИХСЯ ПЛОСКИХ ВОЛН ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ

К. В. Хищенко, А. А. Чарахчян
(ОИВТ РАН, ВЦ РАН, г. Москва)

Рассматривается одномерная задача об одновременном симметричном воздействии двух одинаковых лазерных импульсов на плоский слой твердого ДТ-горючего. Исследованы два варианта с разной начальной плотностью смеси: нормальной при атмосферном давлении и в 5 раз больше. Задача ставится для уравнений односкоростной двухтемпературной гидродинамики с учетом электронной и ионной теплопроводности, собственного излучения плазмы и нагрева горючего α -частицами первичной ДТ-реакции и лазерным излучением, которое полностью поглощается в окрестности точки с критической плотностью.

Исследована динамика сходящихся к плоскости симметрии волн термоядерного горения, возникающих при некотором выборе толщины слоя и параметров лазерного излучения. Показано, что такие волны способны создавать перед собой сжимающий профиль скорости, модуль угла наклона которого по пространственной координате вблизи фронта волны растет со временем, что приводит к быстрому сжатию относительно холодного горючего перед волной.

Ключевые слова: управляемый инерционный синтез, волна медленного горения, волна термоядерного горения, течения с линейным профилем скорости.

Введение

Известны два подхода к созданию управляемого инерционного синтеза. Первый основан на сжатии мишени одним драйвером, обеспечивающим достаточно высокую плотность и температуру мишени [1]. При этом подходе волна термоядерного горения зарождается внутри мишени. Вторым подходом, получившим название *быстро поджуга* (fast ignition), предполагает использование двух драйверов [2, 3]. Первый драйвер сжимает мишень до плотности $\sim 10^3 \rho_s$, где ρ_s — нормальная плотность твердого горючего, а второй быстро поднимает температуру мишени. При таком подходе волна горения зарождается вблизи границы мишени и распространяется внутрь. В качестве источника нагрева высокоплотного горючего рассматриваются быстрые электроны [3] и протоны [4–6], генерируемые поглощением лазерного излучения в окрестности точки с критической плотностью, а также пучки тяжелых ионов [7, 8]. Как оценки, так и результаты численного моделирования показывают возможность получения идущей вглубь мишени волны горения при определенных параметрах лазерного излучения или пучка ионов.

Целью настоящей работы является демонстрация одного важного, на взгляд авторов, свойства двух плоских симметрично сходящихся волн термоядерного горения в случае сравнительно небольших начальных плотностей $\rho_0 = \rho_s$ и $\rho_0 = 5\rho_s$. Рассматривается одномерная задача об одновременном симметричном воздействии двух одинаковых лазерных импульсов на плоский слой ДТ-горючего [9]. Выбрано достаточно большое значение полуширины слоя $H = 5$ см, для которого $H\rho_s \approx 1$ г/см².

Как показали расчеты, в такой задаче можно получить идущую вглубь мишени волну горения в рамках модели полного поглощения лазерного излучения в точке с критической плотностью, т. е.

без учета нагрева горючего надтепловыми частицами, проникающими в область сверхкритической плотности. Для этого надо выбрать достаточно большие мощность ($5 \cdot 10^{15}$ Вт/см²) и длительность (400 нс) лазерного импульса, чтобы температура ионов в короне достигла значения около двух сотен мегакельвинов (200 МК), и достаточно малую длину волны излучения (0,25 мкм), чтобы плотность в короне была не слишком малой. Отметим также, что во всех расчетах волна горения возникала только после хотя бы одного выхода отраженной от плоскости симметрии ударной волны (УВ) на фронт абляции.

Учет нагрева надтепловыми частицами должен, по-видимому, ослабить ограничения на параметры лазерного излучения, необходимые для возникновения волны горения. Для целей настоящей работы обнаруженная возможность получения волны горения в рамках простейшей модели нагрева лазерным излучением вполне достаточна.

Постановка задачи и численный метод

В начальный момент времени $t = 0$ в области $0 \leq x \leq H = 5$ см имеется неподвижный плоский слой смеси дейтерия и трития, взятых в равных количествах. Однотемпературное уравнение состояния (УРС) смеси, связывающее давление p и удельную внутреннюю энергию ε с плотностью ρ и температурой T , строится на основе широкодиапазонного полуэмпирического УРСа водорода [10] $p = p_H(\rho, T)$, $\varepsilon = \varepsilon_H(\rho, T)$ по формулам

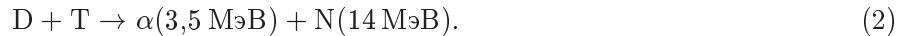
$$p = p(\rho, T) = p_H\left(\frac{\rho}{A}, T\right); \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T) = \frac{1}{A}\varepsilon_H\left(\frac{\rho}{A}, T\right), \quad (1)$$

где $A = 2,5$ — относительная атомная масса смеси.

Исходная плотность задавалась $\rho_0 = \rho_s$ или $\rho_0 = 5\rho_s$, где $\rho_s \approx 0,22$ г/см³ соответствует твердотельному состоянию ДТ-смеси при давлении $p_a = 1$ бар. Если $\rho_0 = \rho_s$, то начальное давление в слое $p_0 = p_a$, а начальная температура $T_0 \approx 4$ К определяется УРСом. Если $\rho_0 = 5\rho_s$, то полагается $T_0 = 300$ К, а давление $p_0 \approx 300$ кбар определяется УРСом.

В точке $x = H$ первоначально находится свободная граница с давлением p_a , на которую в течение 400 нс действует излучение лазера с постоянной интенсивностью $J_0 = 5 \cdot 10^{15}$ Вт/см² и длиной волны $\lambda = 0,25$ мкм. В точке $x = 0$, которая далее для краткости будет называться *стенкой*, ставится условие симметрии, эквивалентное действию такого же лазера на симметрично расположенный слой смеси.

Учитывается только первичная реакция синтеза ядер дейтерия и трития, в результате которой возникают α -частица и нейтрон:



Нейтроны предполагаются вылетающими из горючего без взаимодействия с ним.

Математическая модель основана на уравнениях односкоростной двухтемпературной гидродинамики с учетом электронной и ионной теплопроводности, собственного излучения плазмы и нагрева вещества лазерным излучением и α -частицами [11]:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\rho \frac{\partial u}{\partial x}; \quad (3)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = -\frac{\partial p}{\partial x}; \quad (4)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon_e}{dt} = -p_e \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x} + \frac{3}{2} n_i k_B \frac{T_i - T_e}{\tau_T} + L + R + W_e; \quad (5)$$

$$\rho \frac{d\varepsilon_i}{dt} = -p_i \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial x} + \frac{3}{2} n_i k_B \frac{T_e - T_i}{\tau_T} + W_i. \quad (6)$$

Здесь u — скорость; $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}$ — лагранжева производная по времени; $p = p_e + p_i$ — полное давление в системе, где p_e , p_i — давление электронов и ионов; ε_e , ε_i — удельная внутренняя энергия

электронов и ионов; T_e, T_i — температура электронов и ионов; \varkappa_e, \varkappa_i — коэффициенты электронной [12] и ионной [13] теплопроводности. Третьи слагаемые в правых частях уравнений (5), (6) определяют обмен энергией между электронами и ионами; $n_i = \rho/(Am_u)$ — концентрация ионов, где m_u — атомная единица массы; k_B — постоянная Больцмана; τ_T — время релаксации температур [12]. Остальные слагаемые в (5), (6) определяют обмен энергией между компонентами плазмы и лазерным излучением (L), собственным излучением (R) и α -частицами (W_e и W_i для электронов и ионов соответственно). Степень ионизации плазмы, входящая в выражения для коэффициентов \varkappa_e, \varkappa_i и τ_T , полагается равной заряду ядер смеси $z = 1$. В уравнении движения (4) не учитывается давление излучения и передача импульса при торможении α -частиц. Кроме того, в уравнении неразрывности (3) отсутствуют слагаемые, учитывающие изменение состава плазмы, в которой идет реакция (2).

УРСы, замыкающие систему (3)–(6), имеют вид [14]

$$\begin{aligned} p_e &= \beta p(\rho, T_e), & \varepsilon_e &= \beta \varepsilon(\rho, T_e), & \beta &= \frac{z}{1+z}; \\ p_i &= (1-\beta)p(\rho, T_i), & \varepsilon_i &= (1-\beta)\varepsilon(\rho, T_i), \end{aligned} \quad (7)$$

где $z = 1$ — заряд ионов. В области разреженной плазмы эти уравнения переходят в УРСы идеального газа для электронов и ионов, а в случае равенства температур $T = T_e = T_i$ — в УРС (1):

$$p = p_e + p_i = p(\rho, T); \quad \varepsilon = \varepsilon_e + \varepsilon_i = \varepsilon(\rho, T).$$

Количество актов реакции (2) в единице объема за единицу времени [11] равно

$$F_{DT} = n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT},$$

где n_D и n_T — концентрации ядер дейтерия и трития; $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ — усредненная по максвелловскому распределению ионов скорость реакции, зависящая от температуры T_i согласно [15]. Выгорание ядер дейтерия и трития описывается уравнениями

$$\frac{dn_D}{dt} = -n_D \frac{\partial u}{\partial x} - F_{DT}; \quad \frac{dn_T}{dt} = -n_T \frac{\partial u}{\partial x} - F_{DT}. \quad (8)$$

Пусть известна скорость появления термализованных α -частиц в единице объема $F_\alpha = \left(\frac{dn_\alpha}{dt} \right)_{th}$, где n_α — концентрация α -частиц. Например, в предположении, что α -частица термализуется там же, где и родилась, $F_\alpha = F_{DT}$. Тогда для скорости изменения концентрации α -частиц имеем

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = -n_\alpha \frac{\partial u}{\partial x} + F_\alpha. \quad (9)$$

Теперь можно построить модель, учитывающую изменение плотности и УРСов при изменении состава плазмы. Для рассматриваемой смеси D, T и α -частиц можно найти плотность

$$\rho = (A_D n_D + A_T n_T + A_\alpha n_\alpha) m_u, \quad (10)$$

среднюю относительную атомную массу

$$A = \frac{A_D n_D + A_T n_T + A_\alpha n_\alpha}{n_D + n_T + n_\alpha} \quad (11)$$

и средний заряд

$$z = \frac{z_D n_D + z_T n_T + z_\alpha n_\alpha}{n_D + n_T + n_\alpha}, \quad (12)$$

где $A_D = 2$; $A_T = 3$; $A_\alpha = 4$; $z_D = 1$; $z_T = 1$; $z_\alpha = 2$ — относительные атомные массы и заряды компонентов смеси. Концентрация электронов n_e по-прежнему определяется условием электронейтральности $n_e = z(n_D + n_T + n_\alpha)$. В силу (8)–(10) в правой части уравнения неразрывности (3) появляется дополнительное слагаемое $[A_\alpha F_\alpha - (A_D + A_T) F_{DT}] m_u$.

Однотемпературный УРС возьмем в виде

$$p(\rho, T) = \frac{1+z}{2} p_H \left(\frac{\rho}{A}, T \right); \quad \varepsilon(\rho, T) = \frac{1+z}{2A} \varepsilon_H \left(\frac{\rho}{A}, T \right), \quad (13)$$

где A и z определяются формулами (11), (12).

Двухтемпературные УРСы строятся по формулам (7) и (12). В области разреженной плазмы полученные таким образом уравнения переходят в УРСы идеального газа смеси ионов (со средней относительной атомной массой A и средним зарядом z) и электронов.

Рассматриваются две модели нагрева вещества α -частицами: простейший локальный нагрев в точке, где α -частица родилась, и приближение *вперед–назад* стационарного кинетического уравнения Фоккера–Планка [16]. Скорость торможения (отрицательное ускорение) α -частицы на электронах в полностью ионизованной плазме как функция скорости частицы v , температуры и плотности $a_e(v, T_e, \rho)$ взята из [17], аналогичная функция для скорости торможения на ионах $a_i(v, T_i, \rho)$ — из [18].

Локальный нагрев α -частицами описывается формулами

$$W = \frac{m_\alpha(v_0^2 - v_{th}^2)}{2} F_{DT}; \quad W_e = W \frac{a_{e0}}{a_{e0} + a_{i0}}; \quad W_i = W \frac{a_{i0}}{a_{e0} + a_{i0}},$$

где m_α и $v_0 \approx 1,3 \cdot 10^4$ км/с — масса и начальная скорость α -частицы; $a_{e0} = a_e(v_0, T_e, \rho)$; $a_{i0} = a_i(v_0, T_i, \rho)$; $v_{th} = (3k_B T_i / m_\alpha)^{1/2}$ — скорость, при которой α -частица термализуется. В рамках этой модели расчеты проводились как с учетом зависимости плотности и УРСов от состава плазмы в соответствии с уравнениями (9)–(13), так и без такого учета, когда изменение состава плазмы влияет только на интенсивность реакции синтеза.

Приближение *вперед–назад* уравнения Фоккера–Планка строится следующим образом. Вводятся функции $f^+(x, v)$ и $f^-(x, v)$ распределения α -частиц, летящих соответственно вперед и назад, которые определены на интервале $0 \leq v \leq v_0$ и удовлетворяют уравнениям

$$\frac{v}{2} \frac{\partial f^+}{\partial x} + \frac{\partial a f^+}{\partial v} = 0; \quad \frac{v}{2} \frac{\partial f^-}{\partial x} - \frac{\partial a f^-}{\partial v} = 0; \quad a = a(x, v) = a_e + a_i, \quad (14)$$

для которых ставятся граничные условия при $v = v_0$ и на границах интервала по x :

$$f^+(x, v_0) = f^-(x, v_0) = \frac{F_{DT}}{|a(x, v_0)|}; \quad f^-(x_b, v) = 0; \quad f^+(0, v) = f^-(0, v),$$

где x_b — координата свободной границы. Правые части уравнений (5), (6) имеют вид

$$W_e = - \int_0^{v_0} \frac{f^+ + f^-}{2} m_\alpha v a_e dv; \quad W_i = - \int_0^{v_0} \frac{f^+ + f^-}{2} m_\alpha v a_i dv.$$

В рамках этой модели зависимость плотности и УРСов от состава плазмы не учитывалась.

Для расчета нагрева лазерным излучением используется формула [15] для полностью ионизованной плазмы:

$$L = \frac{\partial J}{\partial x}, \quad J = J_0 \exp \left(\int_{x_b}^x \kappa_{ff} \left[1 - \left(\frac{\nu_{pl}}{\nu_L} \right)^2 \right]^{-1/2} dx \right), \quad x_* \leq x \leq x_b,$$

где $\kappa_{ff}(\rho, T_e, \nu_L)$ — коэффициент тормозного поглощения [19]; $\nu_{pl}(\rho)$ — плазменная частота; ν_L — частота лазера; J_0 — интенсивность падающего лазерного излучения; точка x_* определяется равенством $\nu_{pl}(\rho(x_*)) = \nu_L$.

Собственное излучение плазмы описывается стационарным уравнением переноса в диффузионном приближении по телесному углу [20]. По аналогии с работой [21] учитывается охлаждение

электронов за счет обратного комптоновского эффекта на основе известной приближенной формулы [19, 22]:

$$\frac{\partial q_\nu}{\partial x} = \kappa_a B(\nu, T_e) - \kappa u_\nu; \quad \frac{1}{3} \frac{\partial u_\nu}{\partial x} = -\kappa q_\nu; \quad \kappa = \kappa_a + n_e \sigma_T, \quad (15)$$

где ν — частота; q_ν , u_ν — спектральный поток и плотность лучистой энергии; $B(\nu, T_e)$ — функция Планка; $\kappa_a = \kappa_a(\rho, T_e, \nu)$ — коэффициент поглощения с учетом индуцированного излучения; σ_T — томсоновское сечение рассеяния фотона на свободном электроне. Соответствующее слагаемое в правой части уравнения (5)

$$R = \frac{\partial Q}{\partial x} - \frac{4\sigma_T n_e U}{m_e c^2} k_B (T_e - T_r), \quad Q = \int_0^\infty q_\nu d\nu, \quad U = \int_0^\infty u_\nu d\nu, \quad (16)$$

где m_e — масса электрона; c — скорость света; T_r — температура фотонов, которая определяется равенством

$$\int_0^\infty B(\nu, T_r) d\nu = U.$$

Как будет показано в следующем разделе, высокочастотное излучение плазмы за фронтом головной УВ, генерируемой лазерным импульсом, может существенно нагревать вещество перед УВ. На начальном этапе формирования такого радиационного предвестника высокочастотное излучение поглощается нейтральными атомами изотопов водорода. Поэтому коэффициент поглощения κ_a включает в себя как тормозной механизм поглощения свободными электронами [19], так и механизм связанно-свободного поглощения нейтральными атомами [20]. Для расчета степени ионизации используется модель Саха [20].

Численный метод построен на расщеплении по физическим процессам. Для уравнений гидродинамики используется схема Годунова в переменных Лагранжа первого порядка точности [23]. Для теплопроводности и обмена энергией между электронами и ионами используется неявная по времени схема.

При выполнении расчетов сетка по x содержала от 350 до 1 400 узлов, равномерно расставленных по массовой координате $s = \int_0^x \rho(x') dx'$.

Число узлов сетки по скорости α -частицы v для уравнений (14) менялось от 20 до 40. Минимальное значение скорости соответствует термализации при температуре ионов 5 МК. Для расчета уравнений (14) используется схема бегущего счета.

Сетка по частоте ν , для узлов которой решаются уравнения (15), занимала диапазон от 4 до 8 десятичных порядков. Число узлов на один десятичный порядок менялось от 20 до 5. Интегрирование по частоте в (16) выполняется по формуле трапеций.

Результаты расчетов

Начнем с варианта $\rho_0 = \rho_s$. Давление головной УВ, идущей от фронта абляции внутрь мишени, равно ~ 300 Мбар. Решение задачи о распаде разрыва для уравнений гидродинамики дает температуру в отраженной от стенки волне $\sim 12,5$ МК, что близко к порогу зажигания смеси дейтерия и трития. Поэтому может показаться, что при заданных параметрах проще всего получить волну термоядерного горения вблизи стенки в отраженной УВ. На самом деле это не так.

На рис. 1 показаны распределения температуры и скорости по массовой координате в четыре последовательных момента времени. Отрицательные значения скорости соответствуют движению вещества к стенке, положительные значения — наоборот. Температура в короне, где электронная и ионная температуры отличаются друг от друга и намного превышают температуру в отраженной волне, как и большие положительные скорости в короне, здесь не показаны. В моменты 1 и 2 УВ еще не дошла до стенки. Видно, что за фронтом волны температура уменьшается по мере увеличе-

ния расстояния до фронта, а перед фронтом волны возникает предвестник. Такое поведение температуры обусловлено собственным излучением плазмы, которое охлаждает вещество за фронтом и прогревает перед ним.

Обратим внимание на момент 3 (см. рис. 1), в который хорошо видна отраженная УВ, движущаяся от стенки. Температура за отраженной волной оказывается сильно неоднородной по массовой координате. Скорость за этой волной не равна нулю, как было бы без учета собственного излучения плазмы, а имеет линейный профиль, характерный для известного решения уравнений гидродинамики, полученного и исследованного в свое время Л. И. Седовым [24]. Как следует из уравнения неразрывности (3), такой профиль скорости приводит к экспоненциальному росту плотности во времени.

Это нетрудно показать. Пусть скорость имеет вид

$$u(x, t) = \varphi(t)x, \quad (17)$$

который определяет класс решений уравнений гидродинамики, найденный Л. И. Седовым [24]. В случае сжимающего профиля на рис. 1, б (вблизи стенки в моменты 3 и 4) $\varphi(t) < 0$. Пусть также в некоторый момент времени t_1 плотность $\rho = \rho_1$ не зависит от x . Тогда из уравнения неразрывности (3) получим

$$\rho(t) = \rho_1 \exp\left(-\int_{t_1}^t \varphi(t') dt'\right).$$

На рис. 2 приведены временные зависимости температуры и плотности на стенке. Температура начинает увеличиваться задолго до прихода на стенку УВ, что связано с ростом температуры в предвестнике. Плотность в это время остается примерно равной своему начальному значению, что указывает на сверхзвуковой характер предвестника, вещество в котором остается неподвижным.

Сразу после прихода головной УВ на стенку температура там поднимается примерно до значения температуры в отраженной УВ, полученной из задачи о распаде разрыва для уравнений гидродинамики. Невозможность возникновения волны термоядерного горения здесь связана с последующим быстрым падением температуры, как это видно из рис. 2. Сравнительный анализ значений правых частей в уравнениях (5), (6) показывает, что причиной падения температуры является радиационное охлаждение. Отметим также рост плотности на стенке после прихода на нее УВ вследствие упомянутого выше сжимающего линейного профиля скорости между стенкой и отраженной УВ.

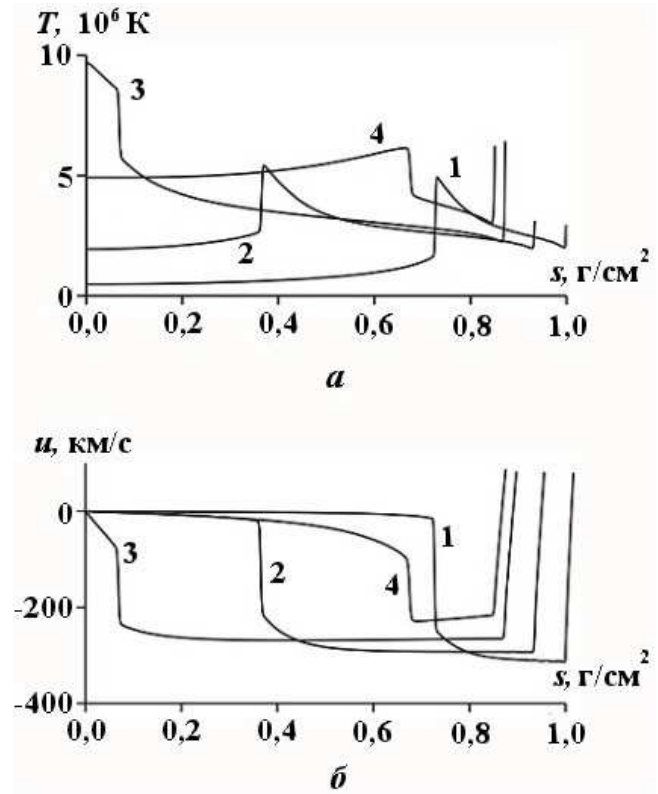


Рис. 1. Профили температуры (а) и скорости (б) по массовой координате в моменты времени 40 (1), 90 (2), 140 (3) и 150 нс (4) при $\rho_0 = \rho_s$: 1, 2 — падающая на стенку УВ; 3, 4 — отраженная УВ

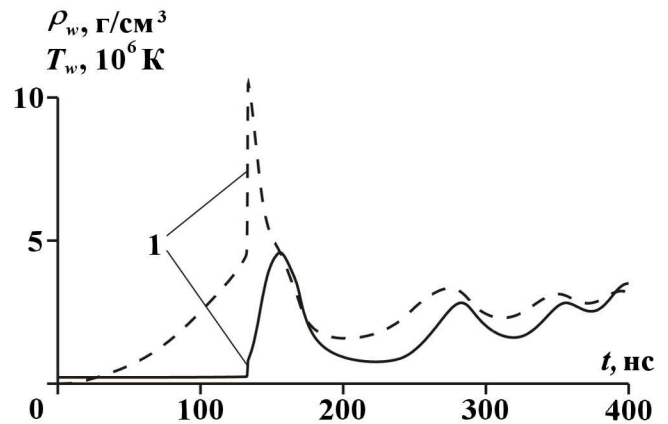


Рис. 2. Плотность (—) и температура (---) на стенке в зависимости от времени при $\rho_0 = \rho_s$: 1 — приход головной УВ на стенку

Волнообразный характер приведенных на рис. 2 зависимостей связан с тем, что отраженная от стенки УВ отражается затем от фронта абляции обратно, давая повторный "всплеск" значений термодинамических функций на стенке, и т. д.

Продолжающийся лазерный импульс постоянно повышает температуру плазмы в короне. В результате возникает волна термоядерного горения, идущая от короны внутрь мишени. Существенную роль в образовании такой волны играет, по-видимому, и взаимодействие УВ с фронтом абляции, порождающее движение фронта абляции навстречу лазерному излучению. На рис. 3 приведены профили плотности, ионной температуры и массовой скорости в шесть последовательных моментов времени. Моменты 1—5 показывают движение волны термоядерного горения к стенке, а момент 6 отвечает состоянию после схождения волны на стенке. Видно, что температура перед волной мала, а плотность примерно постоянна по массовой координате и быстро растет по мере движения волны к стенке.

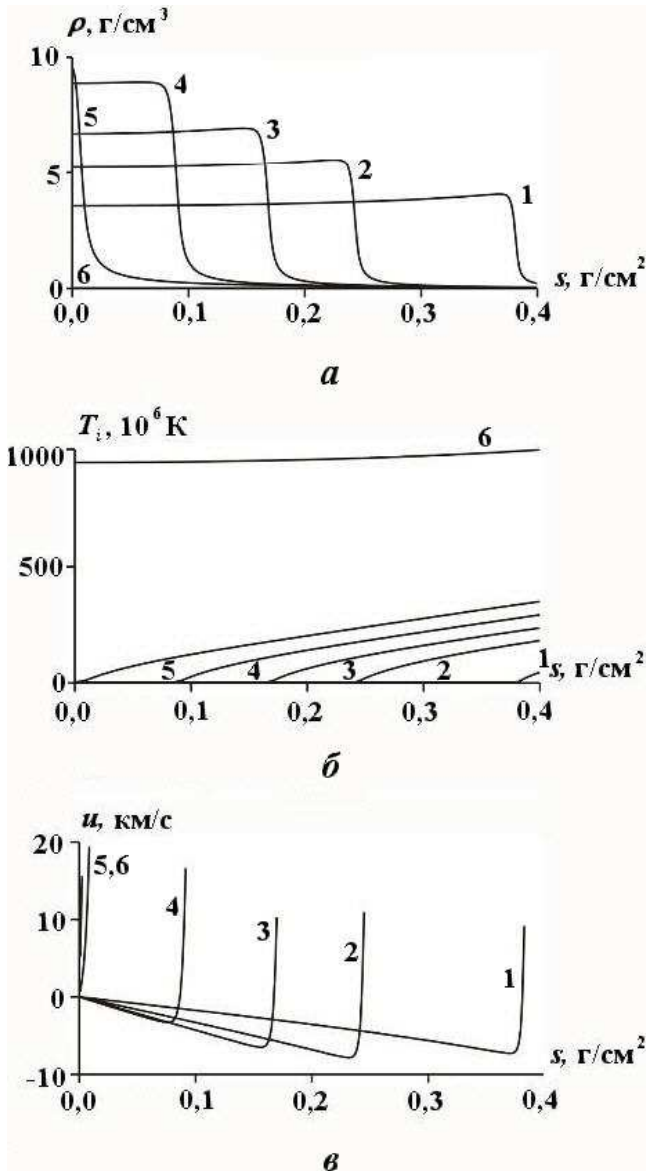


Рис. 3. Профили плотности (а), ионной температуры (б) и скорости (в) по массовой координате в моменты времени 406 (1), 436 (2), 447 (3), 455 (4), 461 (5) и 584 нс (6) при $\rho_0 = \rho_s$: 1—5 — идущая к стенке волна термоядерного горения, 6 — волна горения после отражения от стенки

Видно, что температура перед волной мала, а плотность примерно постоянна по массовой координате и быстро растет по мере движения волны к стенке.

Как видно из рис. 3, в, перед волной возникает течение с линейным по массовой координате s профилем скорости, направленной к стенке. В силу примерного постоянства плотности перед волной (см. рис. 3, а), профиль скорости по координате x также линеен и имеет вид (17), что дает постоянный по пространству рост плотности во времени. В отличие от течения за отраженной УВ на рис. 1, в котором угол $\arctg \left| \frac{\partial u}{\partial s} \right|$ наклона профиля скорости по s уменьшается со временем, этот угол перед волной горения со временем увеличивается. Угол наклона профиля скорости по x также увеличивается по модулю, поскольку выполняются соотношения $\varphi(t) = \frac{\partial u}{\partial x} = \rho \frac{\partial u}{\partial s}$, а плотность перед волной быстро растет со временем.

Вместе с плотностью перед волной быстро растет и давление. В момент времени, отмеченный на рис. 3 цифрой 5, давление на стенке достигает ~ 3 Гбар. После отражения волны горения от стенки (момент 6) возникает плазма со сравнительно небольшой плотностью и высокой ионной температурой (~ 1 ГК).

Представляет интерес вид функций $p(s)$ и $W_e(s)$ в окрестности фронта волны горения, где W_e — скорость изменения энергии электронов из-за нагрева α -частицами в единице объема, используемая в правой части уравнения (5). Эти функции вместе с функцией $\rho(s)$ показаны на рис. 4 для момента времени, обозначенного на рис. 3 цифрой 4. Узкая область наиболее интенсивного горения в окрестности максимума функции $W_e(s)$ и малое изменение давления в области горения являются типичными чертами волны медленного горения [25]. Как известно [25], вследствие дозвуковой скорости распространения такая волна может вызывать движение вещества перед собой. Неудивительно по-

этому, что условие симметрии $u = 0$ на стенке приводит к профилю скорости (17) с $\varphi(t) < 0$ и $\frac{d|\varphi(t)|}{dt} > 0$.

Рис. 5 демонстрирует результаты сравнения расчетов на разных сетках. Показана зависимость максимальной ионной температуры от времени. Видно, что расчеты на сетках с числом узлов $n = 700$ и $n = 1400$ отличаются друг от друга намного меньше, чем расчеты на сетках с $n = 350$ и $n = 700$. Показанные ранее результаты относятся к сетке с $n = 700$.

На рис. 6 приведены зависимости от времени коэффициента выгорания F (отношения числа прореагировавших ядер дейтерия и трития к их первоначальному числу) и коэффициента усиления G (отношения энергии вылетевших нейтронов к энергии, затраченной лазером). Напомним, что лазерный импульс заканчивается в момент $t = 400$ нс. Видно, что в момент $t = 800$ нс $F \approx 0,3$, а $G \approx 45$, причем оба коэффициента продолжают расти, так как температура при $t = 800$ нс остается достаточно большой для того, чтобы термоядерная реакция продолжалась. Модели локального нагрева и приближения *вперед-назад* для кинетического уравнения Фоккера-Планка дают близкие результаты. Показанные ранее расчетные зависимости относятся к последнему приближению.

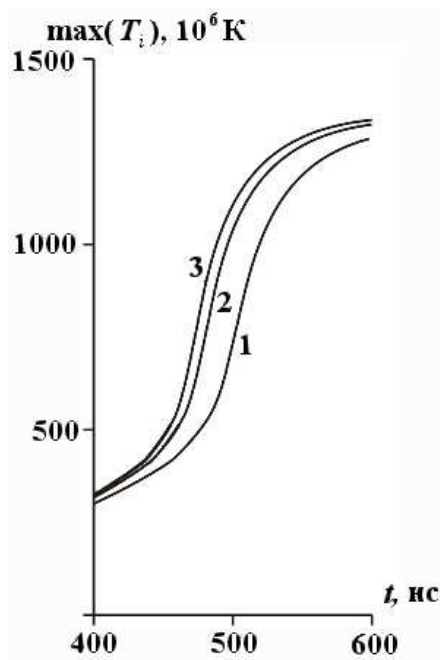


Рис. 5. Максимальная температура ионов в зависимости от времени на сетках с числом узлов 350 (1), 700 (2) и 1400 (3) при $\rho_0 = \rho_s$

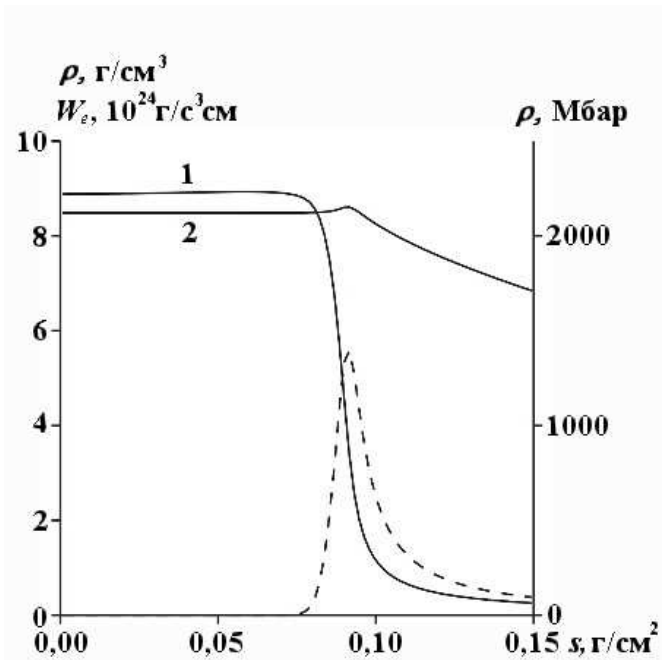


Рис. 4. Плотность ρ (1), давление p (2) и скорость изменения энергии электронов из-за нагрева α -частицами в единице объема W_e (---) в зависимости от массовой координаты в момент времени 455 нс при $\rho_0 = \rho_s$

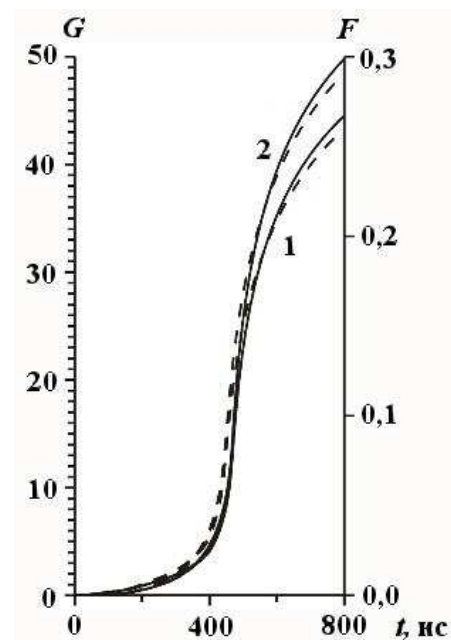


Рис. 6. Коэффициенты усиления G (1) и выгорания F (2) в зависимости от времени для модели локального нагрева α -частицами (---) и приближения *вперед-назад* уравнения Фоккера-Планка (—) при $\rho_0 = \rho_s$

В рамках модели локального нагрева расчеты проводились как с учетом зависимости плотности и УРСов от состава плазмы, так и без такого учета, когда изменение состава плазмы влияет только на интенсивность реакции синтеза. В обоих рассмотренных вариантах $\rho_0 = \rho_s$ и $\rho_0 = 5\rho_s$ различие было незначительным.

Перейдем к варианту $\rho_0 = 5\rho_s$ (расчет выполнен на сетке с $n = 700$). Поскольку абляционное давление слабо зависит от плотности вещества, температура в УВ, идущей от фронта абляции, в этом случае оказывается намного ниже, чем при $\rho_0 = \rho_s$. Поэтому возможность получить волну термоядерного горения в отраженной от стенки УВ здесь отсутствует из-за невысокой температуры в отраженной волне. Кроме того, сравнительно низкая температура в УВ существенно уменьшает температуру плазмы в предвестнике, что делает параметры отраженной УВ близкими к классическим, когда скорость за фронтом отраженной волны равна нулю. Колебательный режим течения,

возникающий в варианте $\rho_0 = \rho_s$ (см. рис. 2), здесь отсутствует, так как волна термоядерного горения возникает сразу после первого выхода отраженной УВ на фронт абляции.

На рис. 7 приведены профили плотности, ионной температуры и скорости по координате x в четыре последовательных момента времени. Первые три момента показывают движение волны термоядерного горения к стенке. В последний момент времени видна отраженная УВ, порожденная сжатием волны горения на стенке. Как и в случае $\rho_0 = \rho_s$, температура перед волной термоядерного горения мала, а сжимающий профиль скорости перед фронтом приводит к быстрому росту плотности по мере движения волны к стенке.

В отличие от случая $\rho_0 = \rho_s$, когда плотность перед волной почти не зависит от пространственной координаты, при $\rho_0 = 5\rho_s$ плотность растет быстро вблизи фронта и медленно вблизи стенки. Причина заключается в том, что из-за большого времени прохождения возмущения от фронта волны до стенки наклон сжимающего профиля скорости вблизи фронта волны растет намного быстрее, чем вблизи стенки. Отметим также, что скорость на фронте волны вблизи стенки примерно на два порядка выше, чем в случае $\rho_0 = \rho_s$. В результате плотность горючего перед волной достигает значения $\rho > 110 \text{ г/см}^3 \approx 500\rho_s$ (см. момент 3 на рис. 7), сравнимого со значением, которое предполагается получать с помощью первого драйвера в рамках концепции быстрого поджига.

Температура за отраженной УВ в последний из приведенных на рис. 7 моментов равна $\sim 4 \text{ ГК}$. Скорость за волной направлена от стенки и имеет линейный профиль, что приводит к быстрому падению плотности за волной.

На рис. 8 показана зависимость от времени коэффициента усиления для разных моделей нагрева α -частицами. Хотя модель локального нагрева дает волну термоядерного горения не-

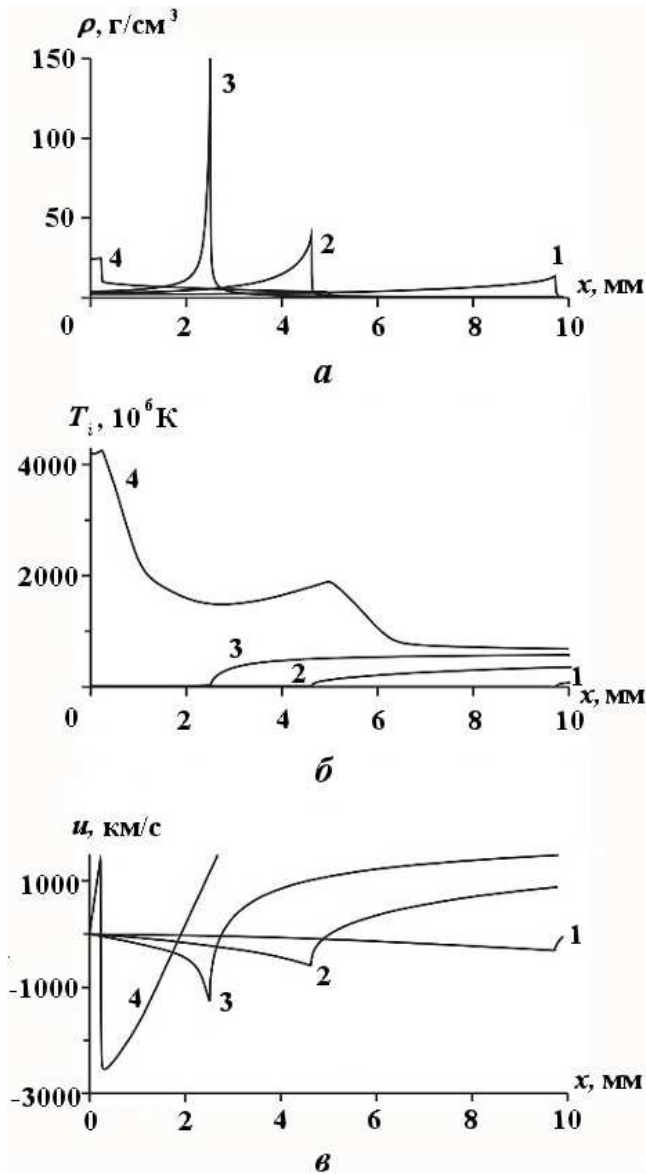


Рис. 7. Профили плотности (а), ионной температуры (б) и скорости (в) по пространственной координате в моменты времени 587 (1), 599 (2), 601 (3) и 602 нс (4) при $\rho_0 = 5\rho_s$: 1–3 — движущаяся к стенке волна термоядерного горения; 4 — отраженная от стенки УВ

сколько раньше, чем приближение *вперед—назад* для кинетического уравнения Фоккера—Планка, коэффициент усиления по обеим моделям отличается незначительно и равен ~ 500 . Коэффициент выгорания по обеим моделям равен $\sim 0,6$. Показанные выше результаты для варианта $\rho_0 = 5\rho_s$ относятся к модели локального нагрева.

Заключение

Набегающая на плоскость симметрии волна (каждая из двух симметрично сходящихся плоских волн) термоядерного горения обладает интересным свойством создавать перед собой сжимающий профиль скорости, модуль угла наклона которого по пространственной координате вблизи фронта волны растет со временем, что приводит к быстрому сжатию относительно холодного горючего перед волной. Можно ожидать, что таким же свойством обладает сходящаяся волна термоядерного горения в цилиндрической и сферической геометриях.

При начальной полуширине слоя ДТ-горючего 5 см и начальной плотности $\rho_0 = 5\rho_s$ горючее перед фронтом волны сжимается до $\rho > 500\rho_s$, что сравнимо со значением плотности, которое предполагается получать с помощью первого драйвера в рамках концепции быстрого поджига.

Для рассмотренной модели лазерного нагрева, не учитывающей нагрев надтепловыми частицами, коэффициент усиления по энергии нейтронов ДТ-реакции равен ~ 45 для варианта $\rho_0 = \rho_s$ и ~ 500 для варианта $\rho_0 = 5\rho_s$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 11-08-01225 и 12-01-00130), Президента РФ (грант № НШ-7241.2012.2) и Российской академии наук (программы № 3 ОМН РАН и № 2П Президиума РАН).

Список литературы

1. Lindl J. D., Amendt P., Berger R. L. et al. The physics basis for ignition using indirect-drive targets on the National Ignition Facility // Phys. Plasmas. 2004. Vol. 11, No. 2. P. 339—491.
2. Basov N. G., Gus'kov S. Yu., Feoktistov L. P. Thermonuclear gain of ICF targets with direct heating of ignitor // J. Sov. Laser Research. 1992. Vol. 13, No. 5. P. 396—399.
3. Tabak M., Hammer J., Glinsky M. E. et al. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers // Phys. Plasmas. 1994. Vol. 1, No. 5. P. 1626—1634.
4. Roth M., Cowan T. E., Key M. H. et al. Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86, No. 3. P. 436—439.
5. Гуськов С. И. Прямое зажигание мишеней инерциального термоядерного синтеза потоком ионов лазерной плазмы // Квантовая электроника. 2001. Т. 31, № 10. С. 885—890.
6. Caruso A., Strangio C. Ignition thresholds for deuterium-tritium mixtures contaminated by high-z material in cone-focused fast ignition // ЖЭТФ. 2003. Т. 124. Вып. 5. С. 1058—1067.
7. Чуразов М. Д., Аксенов А. Г., Забродина Е. А. Воспламенение термоядерных мишеней пучком тяжелых ионов // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов. 2001. Вып. 1. С. 20—28.

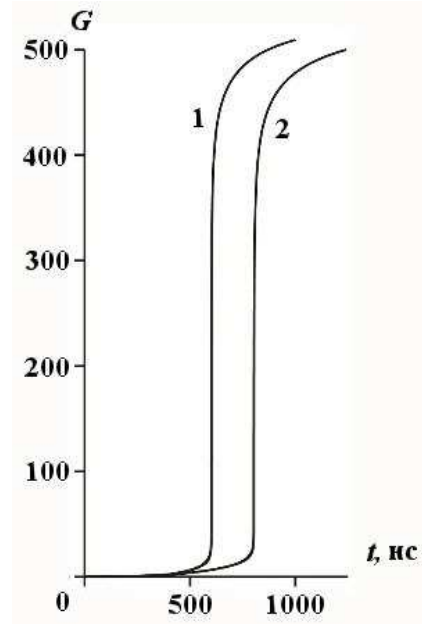


Рис. 8. Коэффициент усиления в зависимости от времени для модели локального нагрева α -частицами (1) и приближения *вперед—назад* уравнения Фоккера—Планка (2) при $\rho_0 = 5\rho_s$

8. *Medin S. A., Churazov M. D., Koshkarev D. G. et al.* Evaluation of a power plant concept for fast ignition heavy ion fusion // *Laser and Particle Beams*. 2002. Vol. 20, No. 3. P. 419–422.
9. *Пашинин П. П., Прохоров А. М.* Получение высокоплотной дейтериевой плазмы при лазерном нагреве специальной газовой мишени // *ЖЭТФ*. 1972. Т. 62. Вып. 1. С. 189–194.
10. *Fortov V. E., Khishchenko K. V., Levashov P. R., Lomonosov I. V.* Wide-range multi-phase equations of state for metals // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A*. 1998. Vol. 415, No. 3. P. 604–608.
11. *Афанасьев Ю. В., Гамалий Е. Г., Розанов В. Б.* Основные уравнения динамики и кинетики лазерной плазмы // *Труды ФИАН*. 1982. Т. 134. С. 10–31.
12. *Калиткин Н. Н., Костомаров Д. П.* Математические модели физики плазмы (обзор) // *Математическое моделирование*. 2006. Т. 18, № 11. С. 67–94.
13. *Силлин В. П.* Введение в кинетическую теорию газов. М.: Наука, 1971.
14. *Чарахчян А. А., Грынъ В. И., Хищенко К. В.* О роли теплопроводности в формировании высокотемпературной плазмы при встречном ударе волн разгрузки твердого дейтерия // *ПМТФ*. 2011. Т. 54, № 4. С. 3–20.
15. *Бракнер К., Джорна С.* Управляемый лазерный синтез. М.: Атомиздат, 1977.
16. *Гуськов С. Ю., Розанов В. Б.* Кинетика термоядерных частиц в лазерной плазме // *Труды ФИАН*. 1982. Т. 134. С. 115–122.
17. *Выговский О. Б., Ильин Д. А., Левковский А. А. и др.* Торможение быстрых заряженных частиц в идеальной плазме с произвольной степенью вырождения: Препринт № 72. М.: ФИАН, 1990.
18. *Сивухин Д. В.* Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме // *Вопросы теории плазмы*. 1964. Вып. 4. С. 81–187.
19. *Баско М. М.* Физические основы инерциального термоядерного синтеза. М.: МИФИ, 2009.
20. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
21. *Марчук Г. И., Имшенник В. С., Баско М. М.* Физика термоядерного взрыва шара из сжиженного дейтерия нормальной плотности // *УФН*. 2009. Т. 179, № 3. С. 289–295.
22. *Зельдович Я. Б.* Взаимодействие свободных электронов с электромагнитным излучением // Там же. 1975. Т. 115, № 2. С. 161–197.
23. *Годунов С. К.* Разностный метод численного расчета разрывных решений уравнений гидродинамики // *Математический сборник*. 1959. Т. 47(89), № 3. С. 271–306.
24. *Седов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1972.
25. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Наука, 1986.

Статья поступила в редакцию 28.11.12.
