

Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

S. Yu. Pirogov, A. S. Yur'ev, D. G. Belyanin, V. V. Тираев, A. V. Filatov, Режимы светодетонационного поглощения мощного лазерного излучения в воздухе, *TVT*, 2010, Volume 48, supplementary issue, 123–130

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<http://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.14.80

March 15, 2025, 10:50:56



УДК 535.34

РЕЖИМЫ СВЕТОДЕТОНАЦИОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВОЗДУХЕ

© 2010 г. С. Ю. Пирогов, А. С. Юрьев, Д. Г. Белянин, В. В. Типаев, А. В. Филатов

Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского, Санкт-Петербург

Поступила в редакцию 15.09.2009 г.

В рамках модели невязкого равновесного излучающего воздуха выполнено численное исследование пространственно-временных газодинамических структур плазменных образований, создаваемых с помощью несфокусированного лазерного луча в неподвижном воздухе при светодетонационном режиме поглощения лазерного излучения. В качестве варьируемых параметров были выбраны длина волны, интенсивность лазерного излучения и плотность воздуха. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными и теоретическими исследованиями других авторов. Обнаружен эффект изменения характера поглощения лазерного излучения в светодетонационной волне при уменьшении плотности воздуха. В работе приводятся зависимости скорости распространения светодетонационной волны от интенсивности лазерного излучения и плотности воздуха.

PACS: 52.38.-г; 52.50.Jm

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, одной из ключевых проблем плазменной аэродинамики является обеспечение строго заданного по мощности и времени локализованного в пространстве энергоподвода. Подобный энергоподвод может быть реализован с помощью электрических, СВЧ- или оптических разрядов. Однако каждый из этих типов разрядов обладает определенными недостатками, не позволяющими в полной мере достичь необходимых условий пространственной, временной и энергетической локализации.

Одним из средств подвода энергии, позволяющих реализовать принцип дальнего действия, сформулированный в работе [1], может быть лазерное излучение (ЛИ). Подвод энергии ЛИ принципиально может быть как распределенным, когда ЛИ поглощается газом на всем протяжении луча, так и сосредоточенным, локализованным с помощью фокусировки луча в определенном месте (например, в режиме разряда). При этом разряд можно зажечь и поддерживать вдали от обтекаемого тела практически как угодно далеко или заставить “бежать” по лучу (“сжигание” луча). Меняя положение фокуса, можно передвигать в потоке место поглощения энергии. Эти уникальные свойства ЛИ определяют преимущества способов снижения аэродинамического сопротивления, использующих его в качестве средства воздействия на невозмущенный поток газа [1, 2]. Среди этих преимуществ особо нужно отметить следующее: открывается возможность использования средств снижения высокого аэродинамического сопротивления, размещенных как на

борту летательного аппарата (ЛА), так и вне борта ЛА, например в космосе, на Земле или на борту других ЛА.

Известно, что ЛИ в атмосферном воздухе поглощается в трех режимах, таких, как медленное горение, светодетонационный режим поглощения ЛИ, оптический пробой.

В большинстве работ, выполненных к настоящему времени в области использования ЛИ для управления обтеканием, предполагалось, что реализация энергоподвода может осуществляться путем оптического пробоя – либо одиночного, либо импульсно-периодического [2–6]. Такой режим подвода энергии позволял создавать в потоке протяженные области пониженной плотности и повышенной температуры. Однако его реализация возможна лишь с помощью использования источников ЛИ высокой мощности и интенсивности.

Одной из попыток снижения требуемых мощностей, необходимых для создания плазменного образования и увеличения времени его существования, является предложенный в работе [7] двухлучевой энергоподвод. В этом случае один луч ЛИ создается твердотельным лазером с модулированной добротностью, выдающим гигантский импульс для инициализации оптического пробоя, а второй, основной, луч ЛИ – в режиме свободной генерации для поддержания плазмы оптического пробоя и увеличения размеров плазменного образования. В этой работе удалось снизить потребные мощности для создания плазменного образования, увеличить размеры и время существования плазменного образования в 5–10 раз.

Другим направлением является использование непрерывного подвода ЛИ в потоки газа [8]. Такой подвод энергии, как правило, инициируется оптическим пробоем газа и поддерживается в дальнейшем светодетонационным режимом поглощения лазерного излучения. Еще в работах, выполненных в середине 60-х годов прошлого века, показано, что с помощью лазерного излучения возможно получение длинной лазерной искры с продольными размерами много больше поперечных ($L \gg d$) [9–11].

Протяженные плазменные образования также можно получать с помощью светодетонационного режима поглощения лазерного излучения. Этот режим характеризуется следующими основными особенностями:

- ЛИ поглощается в тонком слое размером не более радиуса луча;
- при светодетонационном поглощении лазерного излучения в сторону, противоположную направлению распространения ЛИ, движется волна со скоростью порядка 10–100 км/с;
- при светодетонационном поглощении лазерного излучения поглощается около 90% мощности ЛИ.

В работе [12] теоретически анализировалось распространение светодетонационной волны (СДВ) навстречу лазерному излучению благодаря различным механизмам передачи энергии из горячей области. В этой работе Ю.П. Райзером была получена следующая зависимость для скорости СДВ:

$$V_{\text{СДВ}} = [2(k^2 - 1)J/\rho]^{1/3}, \quad (1)$$

где k – эффективный показатель адиабаты для горячего воздуха; J – интенсивность ЛИ, Вт/м²; ρ – начальная плотность воздуха.

По формуле (1) для светодетонационного режима поглощения ЛИ характерно, что скорость распространения СДВ пропорциональна интенсивности ЛИ в степени 0.33:

$$V_W \approx J^{0.33}.$$

Это соответствует теории детонационных волн.

Однако дальнейшие исследования показали, что вместо светодетонационного режима поглощения чаще реализуется так называемый “режим радиационной волны”, когда определяющую роль начинают играть процессы испускания и поглощения излучения сплошного спектра, рождающегося в горячей плазме [13, 14]. В этом случае скорость движения волны, которая из светодетонационной перерождается в радиационную, зависит от интенсивности лазерного излучения в степени 0.72:

$$V_{RW} \approx J^{0.72}.$$

В отличие от светодетонационного режима в режиме радиационной волны основную роль начинают играть процессы прогрева холодных слоев воздуха ультрафиолетовым излучением плазмы, образующейся в следе волны.

В соответствии с формулой (1) скорость распространения СДВ должна быть пропорциональна начальной плотности воздуха в степени 0.33. Однако в работе [14] на основе обобщения экспериментальных и теоретических результатов такая зависимость не была подтверждена. Поэтому была поставлена задача численного исследования влияния плотности на скорость распространения СДВ.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Численное исследование светодетонационного режима поглощения ЛИ в воздухе выполнено в рамках модели невязкого равновесного излучающего воздуха. Математическая модель построена на базе системы уравнений Эйлера, записанных в цилиндрической системе координат

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \frac{\partial a}{\partial x} + \frac{\partial b}{\partial y} = -\frac{1}{y} f_0 + f_1. \quad (2)$$

Система уравнений газовой динамики дополнена уравнениями переноса излучения в квазистационарном диффузионном многогрупповом приближении, которые после обезразмеривания с помощью тех же величин, что и для уравнений (2), сводятся в каждой группе к одному эллиптическому уравнению для плотности энергии излучения U_k

$$-\frac{1}{y^p} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{y^p}{3\chi_k} \frac{\partial U_k}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{3\chi_k} \frac{\partial U_k}{\partial x} \right) + \tau_0^2 \chi_k U_k = \frac{4x_k \tau_0^2}{c} \frac{\sigma_k T^4}{\rho_\infty U_\infty^3}. \quad (3)$$

В уравнениях (2), (3)

$$\sigma = \begin{Bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{Bmatrix}, \quad a = \begin{Bmatrix} \rho u \\ p + \rho u^2 \\ \rho uv \\ (e+p)u \end{Bmatrix},$$

$$b = \begin{Bmatrix} \rho u \\ \rho uv \\ p + \rho v^2 \\ (e+p)v \end{Bmatrix}, \quad f_0 = \begin{Bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e+p)v \end{Bmatrix}, \quad f_1 = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ X \end{Bmatrix},$$

$$e = \rho \left(\varepsilon + \frac{u^2 + v^2}{2} \right), \quad X = \text{div}(\mathbf{W}) + Q_{\text{л}},$$

где x, y – оси декартовой и цилиндрической системы координат в плоском ($p = 0$) и осесимметричном ($p = 1$) случаях соответственно; $\rho, p, \varepsilon, u, v$ – безразмерные плотность, давление, удельная внутренняя энергия газа и проекции скорости на осях x и y соответственно; $c = 2.998 \times 10^8$ м/с – скорость света; ν – частота излучения; k – k -я группа разбиения интервала частот, $k = 1, \dots, N_k$; N_k – число групп; U_k – объемная плотность энергии излучения в k -м диапазоне частот; $Q_{\text{л}}$ – энергия лазерного излучения, поглощаемая в единице объема в единицу времени; W_{xk}, W_{yk} – проекции вектора потока энергии собственного излучения на оси координат соответ-

ственно в k -м диапазоне частот; $W_x = \sum_{k=1}^{N_k} W_{xk}$ – поток энергии собственного излучения в направлении оси x во всем интервале частот; $W_y = \sum_{k=1}^{N_k} W_{yk}$ – поток энергии собственного излучения в направлении оси y во всем интервале частот; W – суммарный поток энергии собственного излучения; χ_k – коэффициент поглощения излучения в k -м диапазоне частот, исправленный на вынужденное испускание (групповой коэффициент поглощения).

В уравнении (3) величина σ_k вычисляется по формулам, полученным В.Я. Гольдиным и Б.Н. Четверушкиным [15]:

$$\sigma_k = \sigma(s_k) - \sigma(s_{k-1}), \quad s_k = \frac{h\nu_k}{kT},$$

$$\sigma_k(s_k) = \begin{cases} 1.58s_k^3(0.333 - 0.125s_k + 0.016s_k^2) & \text{при } s_k \leq 2, \\ 1.58[6.4938 - (s_k^3 + 3s_k^2 + 6s_k + 7.28)\exp(-s_k)] & \text{при } s_k > 2, \end{cases}$$

где ν_k – верхняя граница k частотного интервала.

В уравнениях (2), (3) величины x, y, U_k, χ_k, c отнесены соответственно к $L_0, \rho_\infty, V_\infty^2, \chi_0, V_\infty$, где L_0 – характерный размер задачи, например, радиус пятна фокусировки лазерного излучения или максимальный радиус обтекаемого тела; χ_0 – коэффициент поглощения излучения определенной частоты при определенной температуре, например коэффициент поглощения лазерного излучения при температуре полной однократной ионизации воздуха; ρ_∞ – плотность невозмущенного потока воздуха; V_∞ – скорость невозмущенного потока воздуха; $\tau_0 = \chi_0 L_0$ – характерная оптическая толщина задачи для излучения определенной частоты.

Замыкают систему уравнений (2), (3) соотношения

$$p = p(T, \rho); \quad \varepsilon = \varepsilon(T, \rho) \quad \text{и} \quad \chi_k = \chi_k(T, \rho). \quad (4)$$

Система уравнений газовой динамики (2) решалась методом С.К. Годунова совместно с уравнением диффузии излучения (3) и соотношениями (4). Уравнение (3) рассчитывалось методом “ α - β ”-прогонки [15].

Использовалась девятигрупповая ($N_k = 9$) модель коэффициентов поглощения воздуха $\chi_k = \chi_k(T, \rho)$, составленная на основании таблиц работы [16] и расширенная на область высоких частот ($0.015 \leq h\nu \leq 80$ эВ) в лаборатории РГД Института тепломассообмена им. А.В. Лыкова АН Беларуси. Для модели равновесного газа использовались явные аппроксимации термодинамических функций $p = p(T, \rho), \varepsilon = \varepsilon(T, \rho)$, разработанные С.А. Кутайсовым и А.Н. Щелконоговым [17], до температур 20 000 К и приближенная интерполяционная формула Я.Б. Зельдовича для внутренней энергии [18] при более высоких температурах.

Расчеты проводились в цилиндрической области, в которой задавались параметры неподвижного воздуха. Лазерный луч, интенсивность в котором распределена по закону Гаусса $W_{\text{л}} = G_0 \exp[-(y/r_p)^2]$ (здесь G_0 – интенсивность лазерного излучения на оси симметрии, r_p – радиус пятна фокусировки), направлен против направления оси x (см. рис. 1). Изменение интенсивности лазерного луча при прохождении области происходит по закону Бугера

$$W_{\text{л}} = G_0 \exp[-(y/r_p)^2] \exp \left[- \int_0^x \chi_{\text{л}} dx \right],$$

где $\chi_{\text{л}}$ – коэффициент поглощения лазерного излучения.

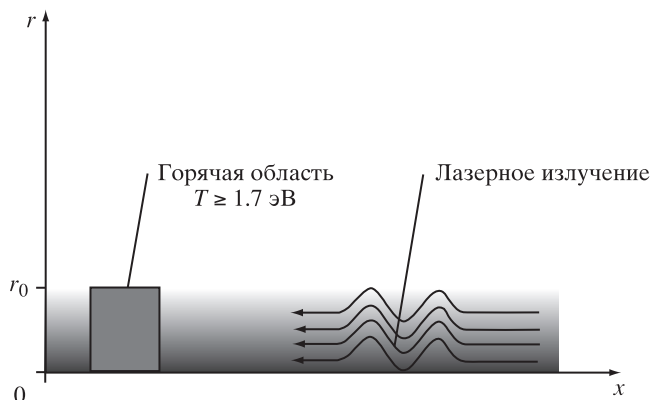


Рис. 1. Схема расчетной области.

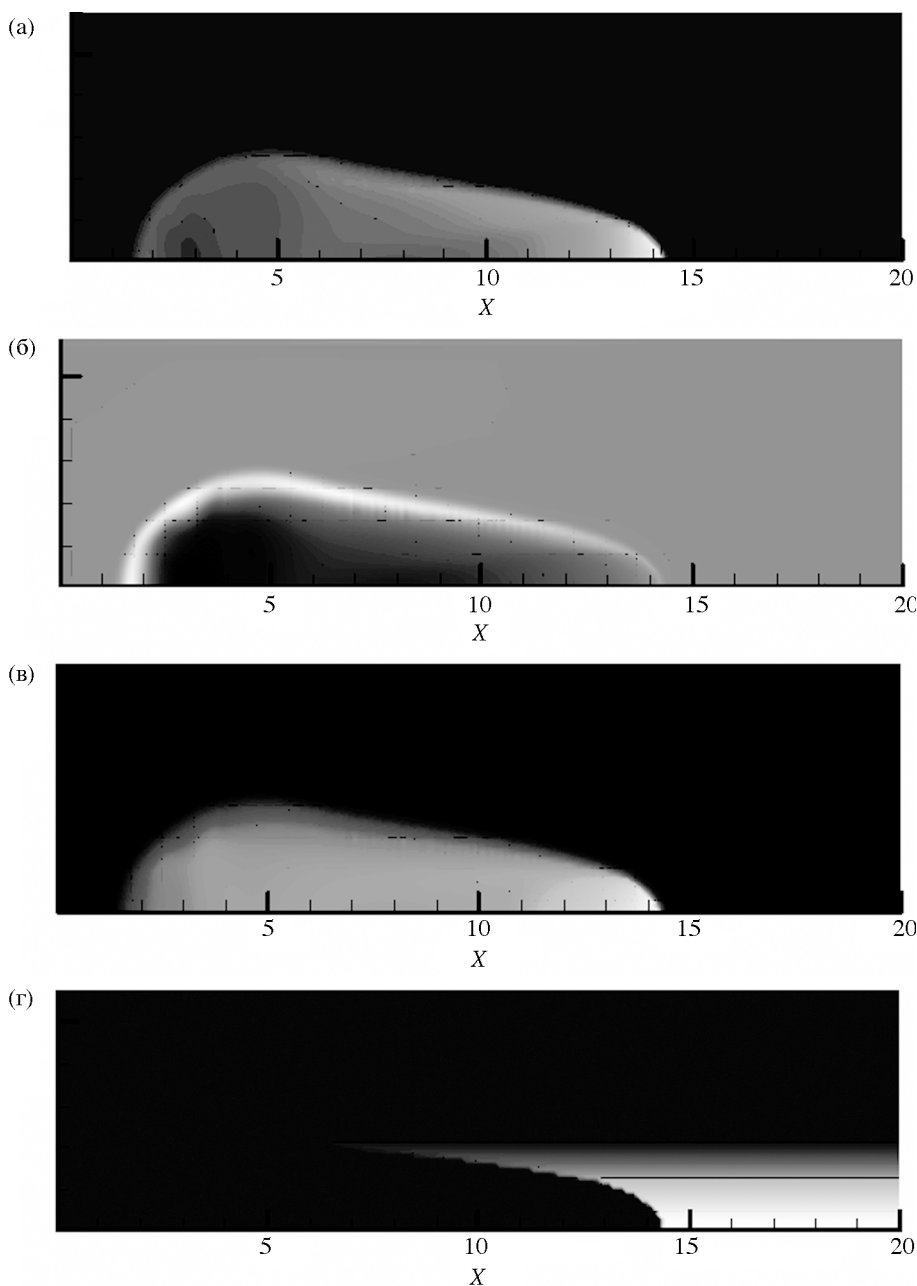


Рис. 2. Пример светодетонационного режима поглощения лазерного излучения при $\lambda = 10.6$ мкм, $p = 1$ атм, $J = 1000$ МВт/см²: распределение давления (а), плотности (б), температуры (в), плотности мощности лазерного излучения (г).

Для инициирования светодетонационного режима в начальный момент времени в воздухе задана горячая область с температурой не менее 1.7 эВ, что соответствует температуре полной однократной ионизации воздуха (рис. 1). Горячая область располагается соосно расчетной области и имеет форму цилиндра с радиусом r_0 , выбранного в качестве масштаба линейных размеров и равного радиусу пятна фокусировки лазерного луча.

Для решения уравнений газовой динамики использовались следующие граничные условия: условия непротекания на оси симметрии и мягкие граничные условия на всех остальных границах. Для уравнений диффузии излучения в каждой группе при задании граничных условий на свободных границах используется предположение об отсутствии падающего извне в расчетную область излучения. Следующие из этого предположения граничные

условия имеют вид [18]:

$$\text{на левой границе} - W_{xk} = -c \frac{U_k}{2},$$

$$\text{на правой границе} - W_{xk} = c \frac{U_k}{2},$$

$$\text{на верхней границе} - W_{yk} = c \frac{U_k}{2},$$

на оси x – условие симметрии (равенство нулю потоков W_{yk}).

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На первом этапе исследования были выполнены расчеты, в которых моделировалось поглощение

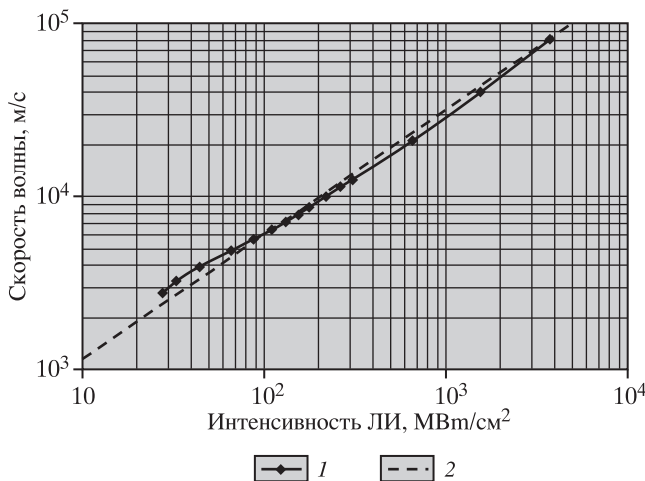


Рис. 3. 1 – зависимость скорости распространения светодетонационной волны для ЛИ с $\lambda = 10.6$ мкм от интенсивности ЛИ ($p = 1$ атм); 2 – теоретическая зависимость пропорциональности скорости светодетонационной волны интенсивности ЛИ в степени 0.72.

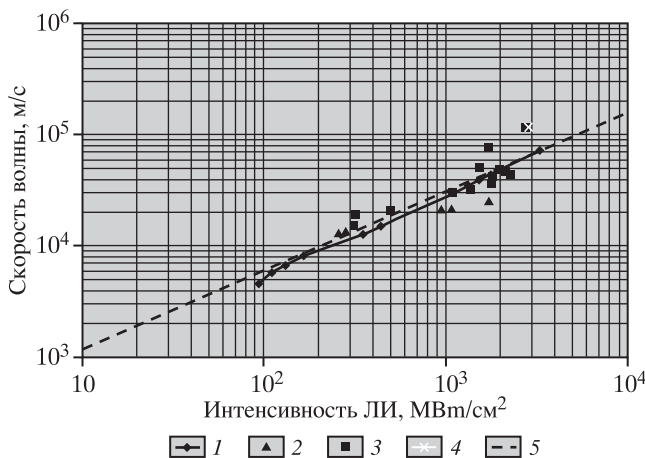


Рис. 4. Зависимость скорости распространения светодетонационной волны для ЛИ с $\lambda = 10.6$ мкм от интенсивности ЛИ ($p = 1$ атм): 1 – расчет; 2–4 – эксперимент; 5 – теоретическая зависимость пропорциональности скорости светодетонационной волны интенсивности ЛИ в степени 0.72.

лазерного излучения в режиме СДВ с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм (CO_2 -лазер) для различных интенсивностей лазерного излучения.

О возникновении светодетонационного режима в процессе выполнения расчета делалось заключение по следующим признакам. Степень поглощения лазерного излучения составляет 80–90%. В сторону, противоположную направлению ЛИ, распространяется волна, структура которой не меняется во времени. В результате этого в следе за светодетонационной волной образуется протяженный канал повышенной температуры и пониженного давления. Пример такой картины представлен на рис. 2.

Для различной интенсивности ЛИ на основе выполненных расчетов был построен график зависимости скорости СДВ от интенсивности ЛИ (рис. 3). Как видно из рисунка, для ЛИ с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм зависимость скорости распространения волны от интенсивности ЛИ в диапазоне 10^2 – 10^4 МВт/см² хорошо удовлетворяет зависимости

$$V_{RW} \approx J^{0.72}.$$

Также были выполнены расчеты для ЛИ с $\lambda = 1.06$ мкм (лазер на неодимовом стекле) для сравнения с результатами экспериментов. Сравнение результатов расчетов с результатами экспериментальных данных [12] позволяет сделать вывод о том, что разработанная модель может использоваться для исследования газодинамической структуры и параметров светодетонационного режима поглощения ЛИ в воздухе (см. рис. 4).

В случае реализации светодетонационного режима в задачах управления обтеканием необходимо, чтобы светодетонационный режим мог использоваться и в других атмосферных условиях, на различных высотах, поэтому на основе разработанной математической модели было исследовано влияние плотности воздуха на характеристики светодетонационного режима и параметры плазменных образований.

Были проведены расчеты, в которых моделировалось светодетонационное поглощение лазерного излучения на различных высотах (при пониженных плотностях воздуха) для длин волн ЛИ 10.6 мкм и 1.06 мкм.

Вначале исследовалась скорость распространения СДВ в зависимости от высоты, при этом плотность, давление и температура воздуха определялись по условиям стандартной атмосферы. На рис. 5 представлен график зависимости скорости распространения СДВ от плотности воз-

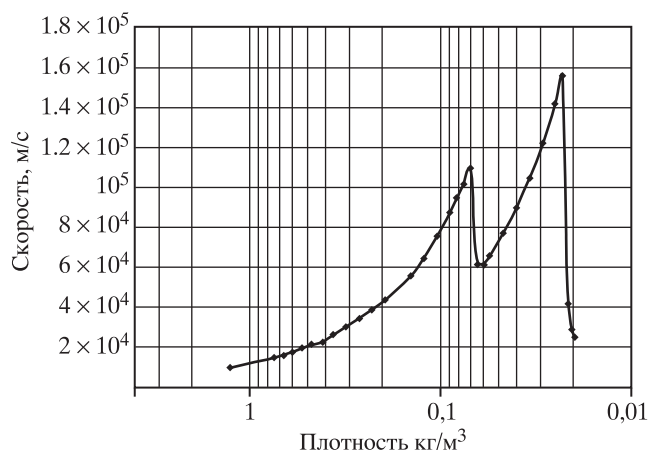


Рис. 5. Зависимость скорости движения светодетонационной волны от плотности воздуха: CO_2 -лазер, $\lambda = 10.6$ мкм, $J = 300$ МВт/см².

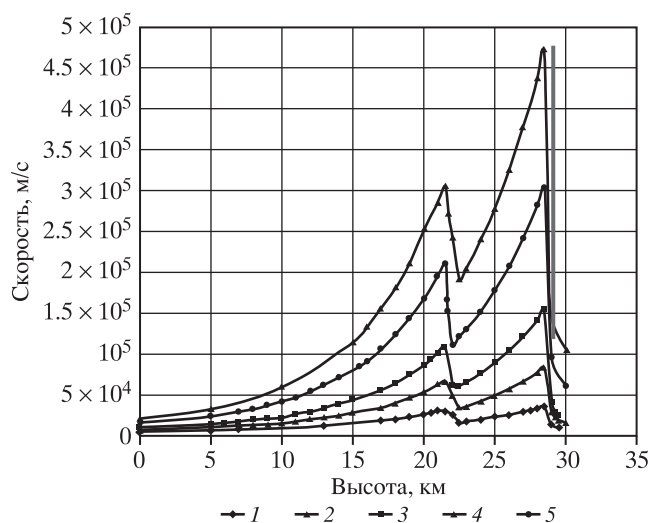


Рис. 6. Зависимость скорости движения светодетонационной волны от высоты при различной интенсивности лазерного излучения; CO_2 -лазер, $\lambda = 10.6$ мкм; 1 – $J = 1000$ МВт/см², 2 – 200, 3 – 300, 4 – 600, 5 – 1000.

духа при интенсивности лазерного излучения 300 МВт/см² с длиной волны 10.6 мкм.

Из графика видно, что со снижением плотности воздуха (увеличением высоты) вначале происходит увеличение скорости распространения СДВ, затем скорость скачкообразно уменьшается, после чего вновь начинает расти. При плотности воздуха около 0.02 кг/м³ происходит срыв режима, т.е. светодетонационный режим не реализуется. Такая зависимость была получена для излучения CO_2 -лазера при различной интенсивности (от 100 до 2000 МВт/см²) (см. рис. 6).

Аналогичная картина была получена и для излучения неодимового лазера (см. рис. 7).

Для исследования причин такой зависимости скорости распространения светодетонационной

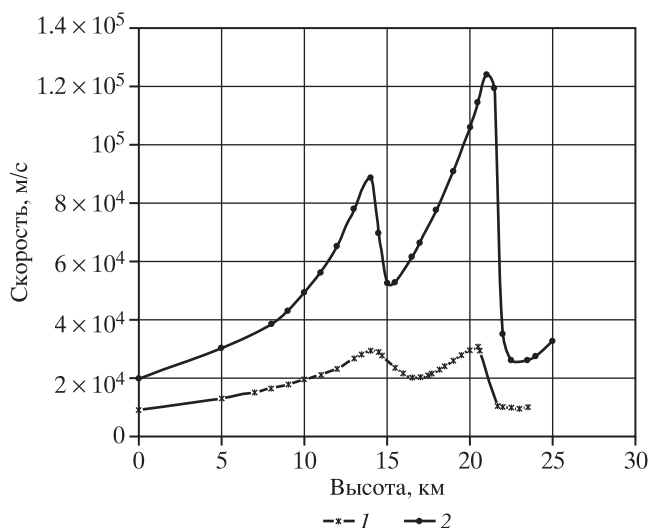


Рис. 7. Зависимость скорости движения светодетонационной волны от высоты при различной интенсивности лазерного излучения; $\lambda = 10.6$ мкм; 1 – $J = 300$ МВт/см², 2 – 1000.

волны от плотности были исследованы поля газодинамических параметров плазменного образования, которое возникает при поглощении лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 10.6$ мкм и интенсивностью 300 МВт/см² для различных плотностей воздуха.

Анализ полей газодинамических параметров показал, что причиной скачкообразного снижения скорости распространения ЛИ является изменение режима поглощения лазерного излучения с первого, когда практически все ЛИ поглощается в тонком слое светодетонационной волны, на второй, когда часть лазерного излучения проскакивает через область светодетонационной волны и поглощается дальше, т.е. реализуется режим объемного поглощения (рис. 8).

Также было установлено, что на высотах свыше 28 км при плотности воздуха 0.02 кг/м³ светодетонационный режим перестает реализовываться.

На рис. 9 представлена зависимость скорости движения светодетонационной волны от плотности воздуха при различной интенсивности лазерного излучения. Данные зависимости были обобщены и на основе методов регрессионного анализа получены следующие зависимости:

для зоны 1 при плотности воздуха $\rho = 1.24 - 0.069$ кг/м³

$$V_{\text{СДВ}} = 253J^{0.668} \rho^{-0.3291J^{0.153}}, \quad (5)$$

для зоны 2 при плотности воздуха $\rho = 0.051 - 0.023$ кг/м³

$$V_{\text{СДВ}} = (3.81J^{1.2} + 250) \times \rho^{-0.8614 - 0.171 \ln J}. \quad (6)$$

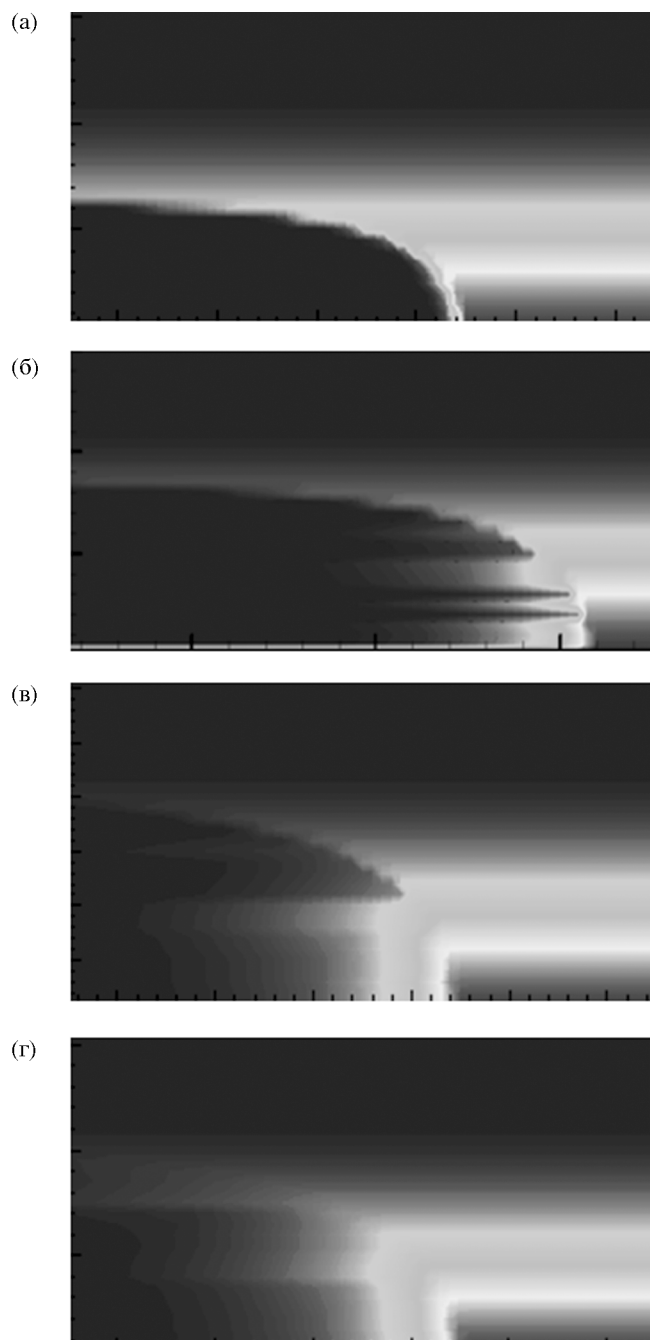


Рис. 8. Распределение интенсивности лазерного излучения; (в) соответствует области переходного режима.

В формулах (5), (6) $V_{\text{СДВ}}$ – скорость светодетонационной волны, м/с; J – интенсивность ЛИ, МВт/см²; ρ – начальная плотность атмосферного воздуха, кг/м³.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполненные численные исследования показали, что минимальная мощность, требуемая для светодетонационного режима поглощения ЛИ,

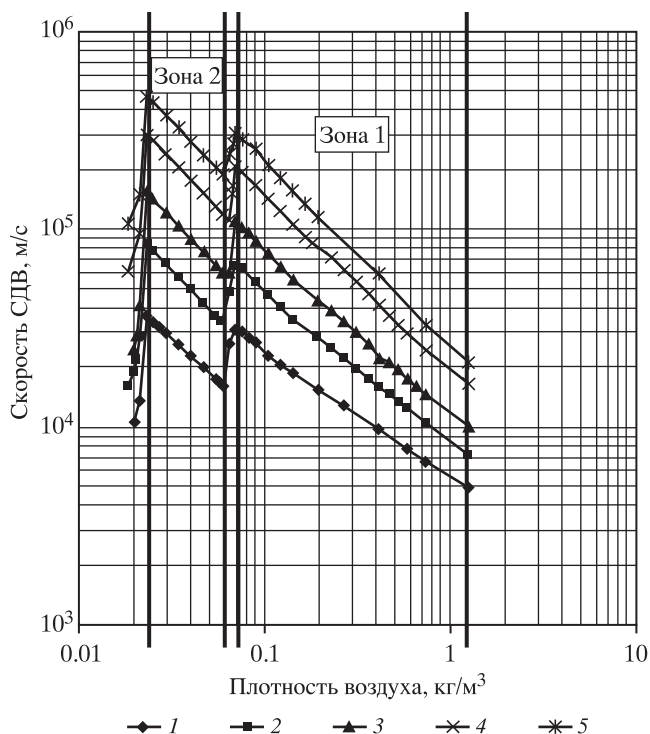


Рис. 9. Зависимость скорости движения светодетонационной волны от плотности воздуха при различной интенсивности лазерного излучения; $\lambda = 10.6$ мкм: 1 – $J = 95$ МВт/см², 2 – 190, 3 – 320, 4 – 640, 5 – 950.

составляет порядка 100 МВт/см² и при уменьшении частоты ЛИ минимальное значение мощности увеличивается.

Показано, что при уменьшении плотности атмосферного воздуха происходит скачкообразное изменение зависимости скорости распространения светодетонационной волны от плотности, что связано с изменением режима поглощения ЛИ.

Установлено, что на высотах свыше 28 км при плотностях атмосферного воздуха ниже 0.02 кг/м³ светодетонационный режим не реализуется.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Юрьев А.С., Пирогов С.Ю., Рыжов Е.В. Управление обтеканием тел с использованием подвода лазерной энергии в высокоскоростные потоки газа. СПб.: НПО "Профессионал", 2006. 146 с.
2. Борзов В.Ю., Михайлов В.М., Рыбка И.В. и др. Экспериментальное исследование сверхзвукового обтекания препятствия при энергоподводе в невозмущенный поток // ИФЖ. 1994. Т. 6. № 5. С. 515.
3. Третьяков П., Тушкин А., Яковлев В. Пространственно-временные масштабы газодинамической структуры сверхзвукового течения с импульсно-периодическим лазерным энергоподводом. Препринт № 9-97. Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 1997. 56 с.

4. *Yuriev A.S., Moskalets G.N., Mikhailov V.M.* Possibilities of Power Expenditure Reduction Under Energy Addition to Approaching Flow // AIAA Paper 99-4895. 1999.
5. *Yuriev A.S., Borzov V.Yu., Ryibka I.V.* Dependence of High-Speed Elements Aerodynamics on Local Heat Source in Approaching Flow // Numerical Simulation and Wing Tunnel Tests. Proc. 2nd WIG Workshop. Norfolk, VA. April 24–25. 1998. P. 232.
6. *Yan H., Adelgren R., Elloit G. et al.* Laser Energy Deposition in Intersecting Shocks // AIAA Paper 2002-2729. 2002.
7. *Pirogov S.Yu., Tiraev V.V., Yuriev A.S. et al.* Combined Mode of Laser Power Deposition in Hypersonic Gas Flow // The 5th Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics for Aerospace Applications. Moscow. April 7–10. 2003. P. 59.
8. *Pirogov S.Yu., Yuriev A.S., Leonov S.B., Ruizhov E.V.* Features of the Bow Shock Wave Strukturye at the Laser Energy Release to the Hypersonic Flow // 6th Int. Workshop on Magnetoplasma Aerodynamics. Moscow. May 24–27. 2005. V. 2. P. 639.
9. *Парфенов В.А., Пахомов Л.П., Петрунькин В.Ю., Подлевский В.А.* Исследование возможности получения весьма протяженного оптического пробоя атмосферного воздуха // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 16. С. 731.
10. *Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н.* Сплошные протяженные лазерные искры в воздухе // Оптика атмосферы. 1988. № 7. С. 86.
11. *Немцев И.З., Мульченко Б.Ф., Райзер Ю.П.* Принудительное поджигание и наблюдение порога световой детонации // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2. Вып. 1. С. 13.
12. *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
13. *Бойко В.А., Владимиров В.В., Данилычев В.А. и др.* Сверхзвуковые радиационные волны в газах под действием излучения CO₂-лазера // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. Вып. 22. С. 1373.
14. *Маркович И.Э., Немчинов И.В., Петрухин А.И. и др.* Сверхдетонационные волны в воздухе, распространяющиеся навстречу лазерному лучу // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. Вып. 3. С. 101.
15. *Четверушкин Б.Н.* Математическое моделирование задач динамики излучающего газа. М.: Наука, 1985. 304 с.
16. Оптические свойства горячего воздуха / Под ред. Бибермана Л.М. М.: Наука, 1970. 320 с.
17. *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука, 1982. 391 с.
18. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 688 с.