ХИМИЧЕСКАЯ ФИЗИКА, 2023, том 42, № 8, с. 45–55

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 533.1

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТА ОБТЕКАНИЯ ЗОНЫ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛНЫ СВЕТОВОГО ГОРЕНИЯ

© 2023 г. М. А. Котов[1]*, С. Ю. Лаврентьев[1], Н. Г. Соловьев[1], А. Н. Шемякин[1], М. Ю. Якимов[1]

[1]*Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского Российской академии наук, Москва, Россия*

******E-mail: kotov@ipmnet.ru*

Поступила в редакцию 29.12.2022;
после доработки 09.02.2023;
принята в печать 20.02.2023

Рассмотрены причины превышения наблюдаемых скоростей распространения волн светового горения в лазерном плазмотроне в аргоне и воздухе над расчетными в предположении теплопроводностного механизма распространения плазменного фронта. Для интерпретации экспериментальных результатов используется ранее полученное аналитическое решение гидродинамической задачи обтекания объема нагретого газа, моделируемого однородной областью низкой плотности со сферической границей. Установлено, что при мощности лазера в 2–3 раза выше пороговой мощности поддержания волн светового горения теплопроводностный механизм с поправочным коэффициентом, предсказанным моделью, дает удовлетворительное описание наблюдаемых скоростей распространения этих волн. При более высокой мощности лазера соответствие расчетных и наблюдаемых скоростей распространения требует учета фактора радиационной теплопроводности. Показано, что аналитическая модель обтекания сферической области горячего газа может быть также применена для описания на порядок более медленного течения газа вокруг непрерывного оптического разряда при термогравитационной конвекции. На основе рассматриваемой модели получена оценка зависимости частоты пульсаций конвективного факела вокруг непрерывного оптического разряда от его радиуса, представляющая собой соотношение подобия, характерное как для оптических разрядов, так и для мерцающих пламен.

Ключевые слова: непрерывный оптический разряд, волны светового горения, лазерная плазма, вынужденная конвекция, термогравитационная конвекция, конвективная неустойчивость.

DOI: 10.31857/S0207401X23080071, **EDN:** IGRDDN

ВВЕДЕНИЕ

Процессы поддержания плазмы лазерным излучением, такие как волны светового горения (ВСГ) и непрерывный или квазинепрерывный (импульсно-периодический) оптический разряд (НОР/ИПОР), в отличие от лазерного пробоя, требуют импульсно-периодического или непрерывного лазерного излучения высокой средней мощности. Поэтому исследования в этих областях начались только в 1969 г., намного позже исследований лазерного пробоя. Исторически первыми были открыты ВСГ в воздухе, поддерживаемые излучением миллисекундного импульса неодимового лазера с энергией в несколько кДж [1]. Затем был теоретически предсказан и экспериментально получен НОР, поддерживаемый излучением непрерывного CO_2-лазера с выходной мощностью в 150 Вт в ксеноне высокого давления [2, 3].

Фактически оба рассмотренных газоразрядных процесса являются сторонами одного и того же явления. Непрерывный оптический разряд можно представить как ВСГ, стабилизированную в сфокусированном лазерном луче. С другой стороны, ВСГ может рассматриваться как процесс распространения НОР, например, в набегающем потоке газа в лазерном плазмотроне. Когда вокруг НОР создается принудительный поток газа, возникает ситуация распространения плазмы навстречу набегающему потоку газа со скоростью потока. При этом плазма сохраняет неподвижное положение в сфокусированном лазерном луче, т.е. стационарная ВСГ представляет собой простейший лазерный плазмотрон [4]. Аналогично, когда НОР поддерживается в гравитационном поле, даже в неподвижном окружающем газе, вокруг зоны энерговыделения возникает естественный поток за счет тепловой гравитационной конвекции [5–7]. То есть, НОР и ВСГ представляют собой родственные явления [8].

Распространение плазмы в лазерном луче допробойной интенсивности происходит, в первую очередь, за счет теплопроводности аналогично распространению ламинарного пламени. Поэтому движение фронта поддерживаемой лазером плазмы связывают с распространением пламени и называют лазерным горением. Однако, в отличие от химического горения [9–11], процесс распространения оптического разряда имеет важные особенности, которые не были сразу осознаны и, следовательно, некоторое время не имели должного объяснения [12]. Требование высокой интенсивности лазерного излучения для поддержания плазмы естественным образом ограничивает диаметр канала, по которому может распространяться разряд. Таким образом, в отличие от пламени, поток газа в области фронта оптического разряда нельзя рассматривать как одномерный. По этой причине, а также из-за более высоких температур газа, наблюдаемые скорости распространения ВСГ оказываются на порядок выше тех, которые предсказываются теплопроводностной теорией, построенной аналогично теории распространения пламени [12, 13]. Более высокая температура плазмы по сравнению с температурой обычного пламени предполагает, что радиационная теплопередача также может вносить вклад в ускорение распространения при определенных условиях [14–16]. На практике полезно представлять реальный вклад всех упомянутых механизмов в результирующую скорость ВСГ. Пульсация конвективного факела НОР, похожая на явление мерцания ламинарного пламени, может рассматриваться как еще один пункт, продолжающий аналогию процессов поддержания плазмы лазерным излучением с пламенем [5–7].

Во всех указанных случаях физика явлений может быть понята на основе решения гидродинамической задачи о течении газа вокруг области горячего газа, поддерживаемой за счет выделения энергии компактной плазмой НОР или ВСГ. Результаты аналитического решения гидродинамической задачи течения газа вокруг и внутри сферической области горячего газа [12] применяются в данной работе как для случая распространения плазмы с относительно большой скоростью (до 15 м/с) при высокой интенсивности в перетяжке сфокусированного лазерного луча большой мощности, так и для случая термогравитационной конвекции, когда скорость потока не превышает 1 м/с. Если в первом случае применимость такого подхода правомерна (аналитическое решение [12] получено как раз для описания предельных скоростей распространения ВСГ в режиме лазерного плазмотрона), применимость теории для случая малых скоростей требует дополнительного обоснования. Основным допущением теории является наличие резкой, почти сферической границы между набегающим потоком холодного газа и областью горячего газа вокруг зоны энерговыделения. В нвастоящей работе наличие такой границы показано на примере прямотеневых изображений фронта ВСГ при малых скоростях набегающего потока. Определяющим является также выбор температуры и плотности горячего газа за фронтом ВСГ. При численных оценках предельных скоростей распространения плазмы в лазерном плазмотроне авторы работы [12] под температурой ВСГ понимали температуру плазмы, при которой происходит поглощение лазерного излучения, T_k = 10–20 кК. При меньших скоростях набегающего потока резкая граница между холодным и горячим газом также имеет квазисферическую форму, но в этом случае T_k следует выбирать на порядок меньше, принимая за T_k среднюю температуру, до которой разогревается проникающий через температурный фронт газ. Вопросы выбора T_k при малых скоростях распространения ВСГ подробно обсуждаются также в работе [7]. В данной работе анализируются примеры применения аналитической гидродинамической теории [12] для понимания как новых оригинальных, так и ранее опубликованных экспериментальных результатов.

НАБЛЮДАЕМАЯ СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВСГ В ВОЗДУХЕ И АРГОНЕ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТЕЧЕНИЯ ВОКРУГ СФЕРИЧЕСКОЙ ЗОНЫ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Волны светового горения были обнаружены в экспериментах Ф.В. Бункина, В.И. Конова, А.М. Прохорова, В.Б. Федорова [1], а теория явления была дана в работах Ю.П. Райзера и С.Т. Суржикова с сотрудниками. Основные положения в обобщенном виде и необходимые ссылки можно найти в книгах, обзорах и оригинальных работах [12, 14–17]. Предложенные механизмы распространения оптических разрядов ответственны, в частности, за нагрев газа в лазерном плазмотроне [4, 18], а также за формирование и динамику конвективного факела при термогравитационной конвекции [5–7].

В случае теплопроводностного механизма распространения скорость волны светового горения, u_l, в зависимости от радиуса луча R и мощности лазерного излучения P может быть получена в рамках модельного аналитического рассмотре-

ния, представленного в обзорах [5–7], приводящего к соотношению

$$u_t = \sqrt{2A}\,\frac{\lambda}{\rho_0 C_p R}\,\frac{1 - P_t/P}{\sqrt{1 - P_t/2P}}\sqrt{\frac{P}{P_t}}, \qquad (1)$$

где P – мощность лазерного излучения, P_t – минимальная (пороговая) мощность для распространения ВСГ, R – радиус луча, ρ_0 – плотность холодного газа, C_p/λ – отношение теплопроводности к теплоемкости газа, не зависящее от температуры, величина A – модельный коэффициент, описывающий радиальный отвод тепла из канала в зависимости от радиального профиля температуры. Для ВСГ в фокальной перетяжке луча мощного непрерывного CO_2-лазера (параметр фокусировки от $f/5$ до $f/10$, R = 0.2–0.4 мм [19]) коэффициент A = 1.5, при $R \geq 1$ мм A = 2.

Движение газа в районе фронта волны при выводе формулы (1) считается строго одномерным. Коэффициент поглощения лазерного излучения моделируется ступенчатой зависимостью от температуры (ноль при температуре меньше некоторой критической и постоянное значение – при высоких температурах). Из-за небольшой толщины фронта ВСГ не учитывается снижение мощности лазерного излучения в плазме за счет поглощения. В общем случае формула (1) представляет собой аналог формулы для скорости распространения ламинарного пламени с учетом специфики нагрева плазмы лазерным излучением.

Как показано в работах [4, 16, 18], учет влияния поглощения лазерного излучения приводит к тому, что значение минимальной скорости волны ВСГ $u_t(P_t)$ становится не равным нулю, в отличие от полученного в расчете по формуле (1). Анализ распространения ВСГ в этом случае проведен в работе [16]. Показано, что в реальном случае величина $u_t(P_t)$ мала, а при $u_t > u_t(P_t)$ зависимость $u_t = u_t(P)$ совпадает с расчетной по формуле (1). Несмотря на простоту, формула (1), как показано в экспериментах [8, 13], численных расчетах [12, 17, 20–22] и данной работе, позволяет получить верную оценку для теплопроводностной скорости распространения ВСГ в одномерном случае.

Для сопоставления с данными эксперимента на рис. 1 приведены результаты расчета предельных скоростей распространения ВСГ в воздухе и аргоне в сфокусированном луче непрерывного CO_2-лазера в режиме лазерного плазмотрона в зависимости от мощности лазерного излучения. На рис. 1*а* в координатах (v, P) точками нанесены данные эксперимента из работы [8] по определению пороговых скоростей v погасания непрерывного оптического разряда при данной мощности лазерного излучения P в потоке воздуха атмосферного давления, направленного по оси лазерного луча. Результаты расчета $u_t(P)$ по формуле (1) показаны штриховой линией. Для расчета были выбраны следующие параметры, отвечавшие условиям эксперимента в работе [8]: C_p/λ = 500 см · с/г; $\rho_0 = 1.2 \cdot 10^{-3}$ г/см^3; R = 0.2 мм; P_t = 1.9 кВт; A = 1.5. График показывает, что экспериментальные и расчетные значения $u_t(P)$ различаются более чем на порядок.

В случае аргона (рис. 1*б*) наблюдается аналогичное расхождение результатов расчета и данных эксперимента. Расчет по формуле (1) для условий, типичных для экспериментов в работе [18] (R = 0.2 мм, $P/P_t \leq 2$, газ – аргон при p = 1 атм), дает величину $u \sim 40$ см/с, что на порядок меньше скоростей, наблюдавшихся в экспериментах [18]. Для сравнения на рис. 1*б* приведены экспериментальные данные из работы [18] (точки) и результаты расчета по формуле (1) (штриховая линия). В расчете были приняты следующие значения параметров: C_p/λ = 410 см · с/г, $\rho_0 = 1.6 \cdot 10^{-3}$ г/см^3; A = 1.5; P_t = 0.8 кВт.

В экспериментах с ВСГ в режиме лазерного плазмотрона набегающий холодный газ обтекает горячие области ВСГ, и до конечной температуры разогревается не весь набегающий газ, как считается для модели, приводящей к формуле (1), а только небольшая его доля, проникающая в горячие области ВСГ. Учет фактора обтекания также приводит к ускорению распространения ВСГ по сравнению с расчетом по формуле (1). Гидродинамическая задача обтекания плазмы набегающим газом при распространении ВСГ в условиях, близких к реальной схеме лазерного плазмотрона, решена численно в работе [17] и приближенно аналитически в работе [12]. Было показано, что расширение набегающего потока газа в стороны при его частичном протекании в нагретые области вокруг плазмы увеличивает скорость распространения фронта плазмы относительно набегающего холодного газа приблизительно в $(\rho_0/\rho_k)^{1/2}$ раз, где ρ_k – характерная плотность горячего газа в зоне разряда. Следовательно, наблюдаемая скорость распространения фронта ВСГ превышает теплопроводностную скорость, вычисленную по формуле (1), в $(\rho_0/\rho_k)^{1/2}$ раз. Соотношение плотностей холодного и горячего газов было оценено как ≈100 для аргона и ≈140 для воздуха с учетом диссоциации и ионизации при температурах до 15 кК, характерных для плазмы НОР.

Действительный характер течения газа в области фронта ВСГ может быть найден путем чис-

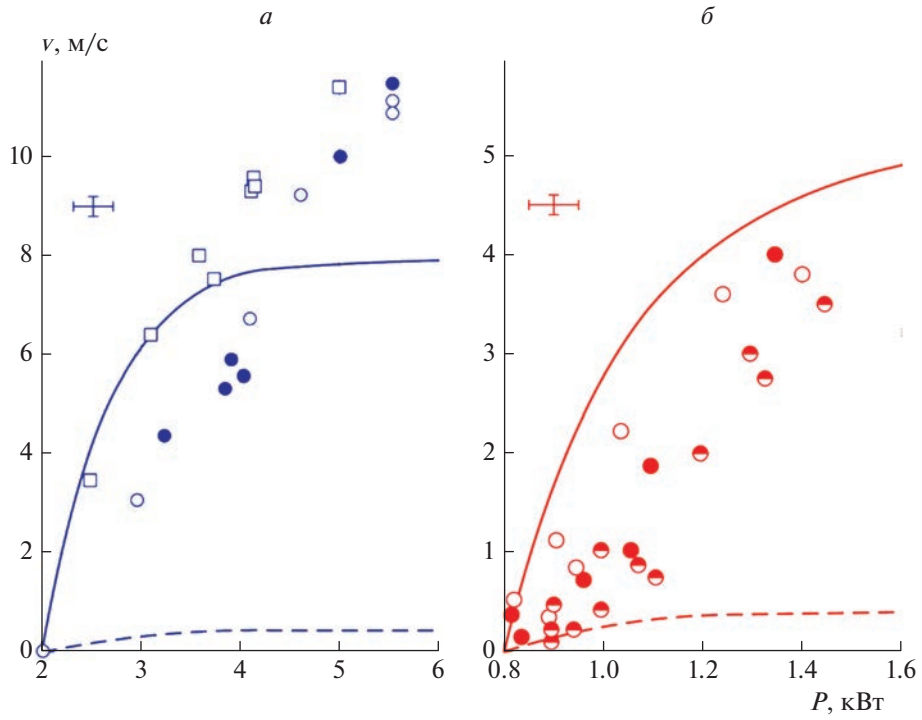

Рис. 1. Сравнение экспериментально наблюдаемых предельных скоростей распространения волн светового горения, v, при заданной мощности лазерного излучения P с рассчитанными, $u_t(P)$, (штриховая линия) в модели теплопроводностного распространения и с учетом поправочного множителя $u_t(P)(\rho_0/\rho_k)^{1/2}$ (сплошная линия) в случаях: *а* – воздух, 1 бар [8] и *б* – Ar, 1 бар [18]. Различная форма точек соответствует разным условиям фокусировки, не оказывающим существенного влияния на скорость распространения ВСГ.

ленных расчетов в полной двумерной постановке. Такие расчеты в работах [12, 17, 20] показывают хорошее согласие с экспериментальными данными. Картина течения газа, полученная в таких расчетах, также свидетельствует в пользу представлений об обтекании набегающим газом горячих областей ВСГ. В работе [12] аналитически решена задача ламинарного обтекания набегающим потоком холодного газа сферической области горячего газа пониженной плотности. Показано, что доля набегающего потока газа, проникающая в "горячую" сферическую область и нагревающаяся до температуры T_k, составляет величину $\delta \approx 0.6(\rho_k/\rho_0)^{1/2}$. Остальной газ обтекает горячую область почти как твердую сферу, не нагреваясь, что позволяет плазменному фронту распространяться с большей скоростью, не нарушая при этом законов сохранения энергии. В модели предполагается, что энергия, необходимая для нагрева газа, выделяется непосредственно на сферической поверхности.

Следует отдельно обсудить наблюдаемое в экспериментах с воздухом расхождение теоретической и экспериментальной зависимостей при $P/P_t > 2$, $v > 8$ м/с (рис. 1*а*). Аналогичное расхождение для аргона также имеет место при $P/P_t > 2$ и скорости потока $v > 5$ м/с.

Авторы данной работы провели эксперимент по определению предельных скоростей распространения ВСГ в потоке аргона в режиме лазерного плазмотрона при атмосферном давлении в широком диапазоне отношений P/P_t = 1–4 на установке, рассмотренной в следующем разделе. Описание CO_2-лазера, используемого для поддержания ВСГ, приведено в работе [19].

Результаты этих экспериментов представлены на рис. 2 вместе с данными по предельным скоростям распространения ВСГ в воздухе при атмосферном давлении (см. также рис. 1*а*) и аналогичными данными для аргона при атмосферном давлении (частично представленными на рис. 1*б*), полученными в экспериментах авторов других работ [18, 23]. Результаты настоящей работы получены для аргона в более широких диапазонах мощности лазерного излучения и скорости потока газа. В пределах точности измерений результаты данной работы по предельным скоростям распространения ВСГ в аргоне согласуются с данными других авторов. В исследованном диапазоне

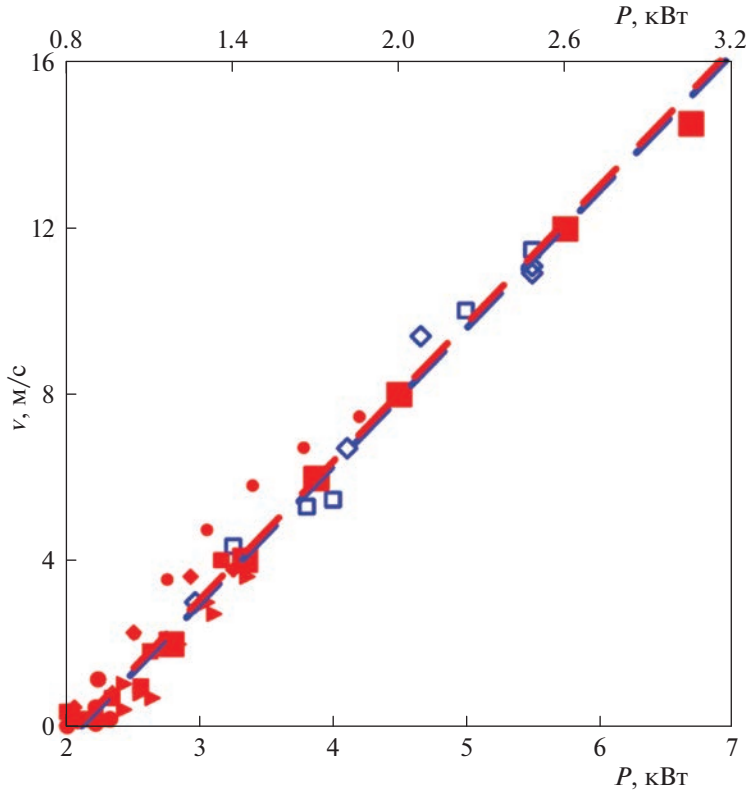

Рис. 2. Предельные значения скоростей распространения ВСГ, v, в потоке воздуха и аргона при атмосферном давлении и в зависимости от мощности лазерного излучения P. На нижней оси абсцисс отложены данные для *воздуха* из работы [8] – голубые незакрашенные квадраты и ромбы. На верхней оси абсцисс отложены данные для *аргона*: крупные красные квадраты – результаты данной работы, красные точки разной формы – данные из работ [18, 23]. Усредненные зависимости показаны штриховыми линиями соответствующих цветов.

мощности излучения зависимость предельной скорости от мощности имеет линейный характер и может быть представлена в виде

$$v_{\mathrm{Ar}}(P) = (5.3 \pm 0.5)(P - P_{t\mathrm{Ar}})/P_{t\mathrm{Ar}}, \qquad (2)$$

где v_{Ar} – предельная скорость распространения ВСГ в аргоне, м/с; P – мощность лазерного излучения, кВт; $P_{t\mathrm{Ar}} = 0.8$ кВт – пороговая мощность излучения для поддержания ВСГ в аргоне.

Аналогичное соотношение для распространения ВСГ в воздухе имеет вид

$$v_{air}(P) = (6.4 \pm 0.5)(P - P_{tair})/P_{tair}, \qquad (3)$$

где v_{air} – предельная скорость распространения ВСГ в воздухе, м/с; P – мощность лазерного излучения, кВт; $P_{tair} = 1.9$ кВт – пороговая мощность поддержания ВСГ в воздухе.

Соотношение численных коэффициентов в формулах (2) и (3) примерно соответствует соотношению коэффициентов, вычисленных для аргона и воздуха в формуле (1), что указывает на соответствие между результатами расчетов по формуле (1) (с учетом множителя $(\rho_0/\rho_k)^{1/2}$) и расчетом по эмпирическим формулам (2), (3) при $(P - P_t)/P_t < 1$. Соотношение (3) в пределах точности соответствует аналогичному, также эмпирическому соотношению, найденному в работе [24].

На основании имеющихся в литературе данных [8, 18–20, 23–25] можно заключить, что размер сильно излучающей плазменной области ВСГ при атмосферном давлении в диапазоне мощности лазерного излучения $(P - P_t)/P_t < 1$ мал, т.е. мал и вклад собственного излучения в баланс энергии на фронте ВСГ. При $(P - P_t)/P_t > 1$ поперечный размер плазмы при атмосферном давлении приближается к нескольким миллиметрам. В этом случае вклад поглощения собственного коротковолнового излучения плазмы в нагрев газа перед фронтом ВСГ (лучистой теплопроводности) становится существенным, а при дальнейшем росте мощности лазерного излучения – определяющим [12, 21–23]. Таким образом, наблюдаемое превышение скорости распространения ВСГ в режиме лазерного плазмотрона при $(P - P_t)/P_t > 2$ над зна-

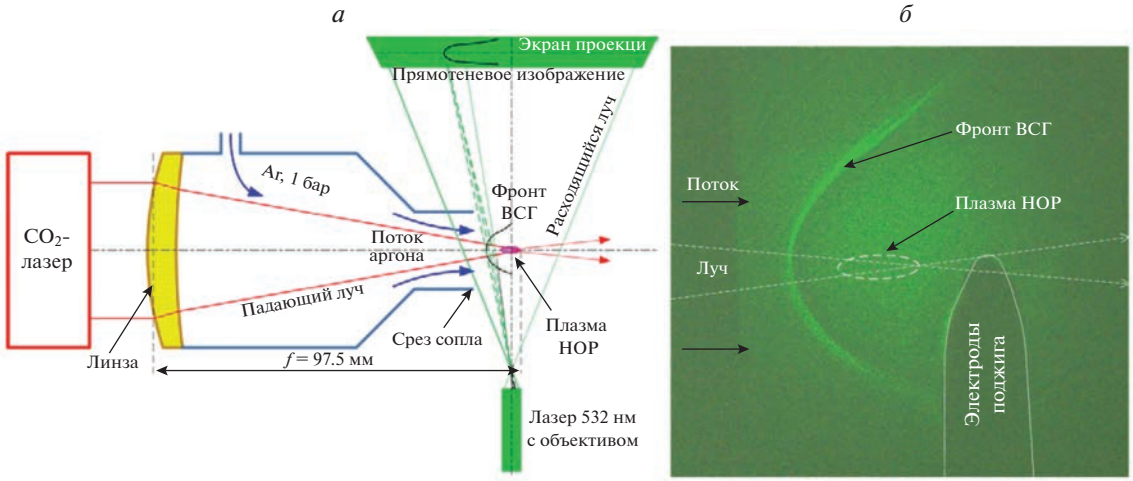

Рис. 3. Схема образования теневой картины при прямотеневом методе съемки ВСГ, стабилизированной в режиме лазерного плазмотрона (*а*) и теневое изображение фронта ВСГ в потоке аргона атмосферного давления (*б*). Яркая линия – скачок плотности газа вокруг фронта ВСГ. Темный силуэт справа – тень от графитовых электродов, используемых для инициирования оптического разряда. Плазма, поглощающая лазерное излучение, находится на центральной оси немного левее электродов, как показано на рис. 3*а*. Размер кадра – 6 × 6 см^2.

чением, вычисленным по теплопроводностной модели с учетом множителя $(\rho_0/\rho_k)^{1/2}$, обусловленного эффектом обтекания, можно объяснить вкладом лучистой теплопроводности.

НАБЛЮДЕНИЕ СТАБИЛИЗИРОВАННОЙ ПОТОКОМ КВАЗИСФЕРИЧЕСКОЙ ГРАНИЦЫ ВСГ ПРЯМОТЕНЕВЫМ МЕТОДОМ

При максимальных скоростях распространения фронта ВСГ в фокальной перетяжке лазерного пучка скачок температуры и плотности между набегающим потоком холодного газа и плазмой, ответственной за выделение лазерной энергии, становится максимально резким. В этих условиях модель холодного газа, текущего вокруг области сферического горячего газа со ступенчатой границей, выглядит корректной. Тем не менее эта модель, дающая содержательное физическое объяснение эффекта превышения наблюдаемых скоростей ВСГ по сравнению с теплопроводностными – не только удобный метод нахождения аналитического решения гидродинамической задачи. Границы области горячего газа на фронте ВСГ действительно имеют форму, близкую к полусферической, и при гораздо меньших скоростях распространения. При этом сохраняется достаточно резкое уменьшение плотности газа, чтобы квазисферический фронт волны можно было наблюдать прямотеневым методом. В этом разделе приводится пример наблюдения волнового фронта ВСГ с характеристиками, которые предполагают возможность корректного использования аналитической модели обтекания горячей сферы [12] также в случае малых скоростей обтекания, далеких от пороговых, при данной мощности лазерного излучения.

Шлирен-метод, как и прямотеневой метод [26], успешно применялись для изучения фазовых неоднородностей в условиях, близких к условиям распространения ВСГ, как в специально созданном потоке газа, так и в потоке, вызванном естественной конвекцией [4, 7, 13, 23]. Опыты по теневым исследованиям ВСГ были проведены с использованием одномодового лазера небольшой мощности с диодной накачкой, работающего на длине волны 0.532 мкм. Использовалась простейшая схема прямого теневого метода [26], дающая картину распределения второй производной коэффициента преломления среды, в которой градиенты показателя преломления наблюдались в расходящемся лазерном пучке, созданном с помощью короткофокусного линзового микрообъектива.

Схема наблюдения прямотеневым методом и общий вид установки приведены на рис. 3*а*. Область вокруг фронта ВСГ (НОР в принудительном потоке аргона) освещалась видимым лазерным излучением в направлении, перпендикулярном направлению потока. Аргон подавался через цилиндрическое сопло со скоростью до 15 м/с соосно сфокусированному лучу мощного непрерывного CO_2-лазера, используемого для поддержания оптического разряда [19]. Мощность излучения CO_2-лазера в экспериментах достигала 3 кВт.

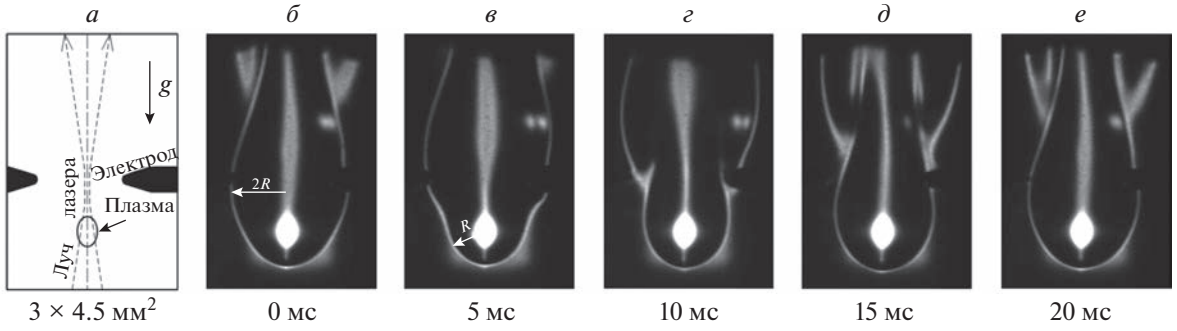

Рис. 4. Прямотеневые изображения, показывающие последовательные стадии ВСГ в конвективном факеле во время трансформации волны в течение одного периода пульсации нагретого газа воздуха НОР – (0–22.5 мс): *а* – размеры кадра, положение плазмы, ход лазерного луча и положение инициирующих электродов; *б* – 0/22.5 мс, диаметр конвективного факела увеличился до 2.4 мм перед началом движения вверх (всплывания); *в* – 5 мс, диаметр головки факела уменьшился до 1.2 мм в потоке газа за всплывающей широкой частью факела; *г* – 10 мс, тороидальный вихрь формируется в расширенной части факела; *д*, *е* – 15–20 мс, движение вихря вверх и отделение его от факела.

Плазма инициировалась в области фокуса от дугового разряда между угольными электродами, которые после зажигания НОР отодвигались от точки инициирования вниз по потоку на 10 мм вдоль оптической оси. Тени от электродов видны на теневой картине справа от центра (рис. 3*б*). Теневая картина получена при мощности лазерного излучения $P = 1.4$ кВт и скорости газового потока $v = 1$ м/с, размер кадра – 6×6 см^2.

На прямотеневом изображении, создаваемом непрерывным оптическим разрядом в потоке аргона при атмосферном давлении, в виде яркой линии наблюдается граница резкого изменения показателя преломления, а значит, температуры и плотности газа, представляющая собой границу высокотемпературной области вокруг НОР (рис. 3*б*). Наблюдаемая светлая линия создается лучами, сконцентрированными в результате преломления в области отрицательных значений второй производной коэффициента преломления по радиусу. Внутри менее плотной области горячего газа, ограниченного яркой полосой, чуть хуже видно темную полосу, прилегающую к светлой, из которой излучение “перешло” на светлую полосу в результате преломления. В области наиболее горячей плазмы, схематически показанной на рис. 3*а* сиреневым контуром (Плазма НОР), отсутствуют какие-либо особенности на теневой картине, что говорит о малости градиентов коэффициента преломления в горячей области для сколько-нибудь заметного отклонения лучей на длине волны лазера, равной 532 нм.

Условия для образования достаточно контрастной теневой картины реализуются только на границе области нагретого газа вокруг плазмы, где происходит заметное снижение плотности и коэффициента преломления, а также расположена область отрицательных значений второй производной коэффициента преломления. Форма поверхности определяется условиями взаимодействия теплового потока от плазмы НОР и набегающего потока газа, т.е. на теневой картине мы видим визуализированную форму тепловой волны, стабилизированную в набегающем потоке газа. Наиболее горячие (ярко светящиеся) области НОР на теневой картине не видны из-за малой плотности горячего газа и малой оптической толщины.

Таким образом, прямой теневой метод визуализирует границу скачка плотности, которую, с учетом особенностей преломления зондирующего луча, можно использовать как границу горячего и холодного газа при приближенном расчете поля течения вокруг оптического разряда в стационарной ВСГ по аналитическому методу, подробно описанному в работе [12]. Следовательно, описанная в работе [12] методика расчета, как и представленная в этом разделе методика наблюдения ВСГ, актуальны не только для описания критических параметров течения газа в лазерном плазмотроне, но и для представления и анализа динамики более медленного потока при естественной конвекции вокруг НОР. В следующем разделе показано, как расчет по методике, аналогичной разработанной в [12], может быть использован для оценки характерной частоты колебаний, возникающих в результате неустойчивости конвективного потока вокруг НОР.

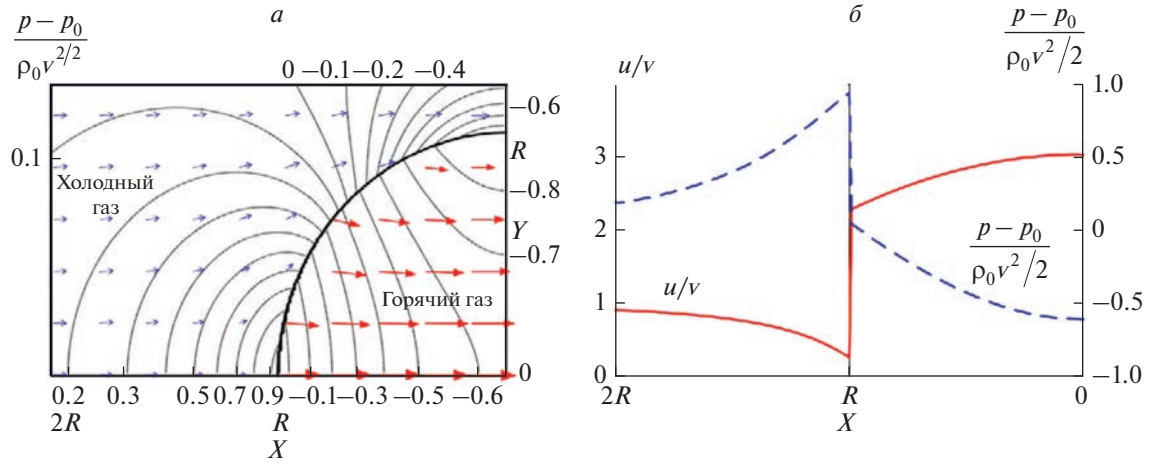

Рис. 5. Картина ламинарного обтекания сферической области горячего газа набегающим потоком холодного газа: *а* – жирная линия показывает четвертую часть сферической границы области горячего газа со средней температурой 3 кК; сплошные тонкие линии – изобары давления p в результате торможения встречного потока на сферической границе горячей области, значения давления приведены в безразмерных единицах $2(p - p_0)/\rho_0 v^2$; стрелками показано векторизованное поле скоростей потока – голубые (слева от жирной линии) для холодного набегающего потока и красные (справа) для области горячего газа; *б* – профили скорости (сплошная красная линия – в единицах u/v) и давления (синяя штриховая линия) вдоль оси симметрии $Y = 0$.

СООТНОШЕНИЕ ПОДОБИЯ ДЛЯ ЧАСТОТЫ ПУЛЬСАЦИЙ НОР В УСЛОВИЯХ СВОБОДНОЙ ГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

Примером нестационарного потока, который можно рассматривать по аналогии с задачей обтекания фронта ВСГ, служит эффект пульсаций естественного конвективного факела от непрерывного оптического разряда. В этом случае граница между набегающим потоком холодного газа и горячим газом, окружающим зону энерговыделения неподвижной плазмы НОР, также имеет сферическую форму, которую можно наблюдать теневыми методами. Фронт ВСГ в этом случае распространяется в создаваемом ею конвективном потоке.

В работах [6, 7] плазму НОР поддерживали в ксеноне высокого давления двумя диодными лазерами с длиной волны $\lambda = 0.97$ мкм и выходной мощностью $P = 2 \cdot 26$ Вт. Сфокусированные лазерные лучи пересекались под углом 60° вблизи фокальных перетяжек внутри кварцевой колбы с ксеноном под рабочим давлением около 30 бар при температуре колбы более 500 K. Было обнаружено, что зона нагретого газа вокруг НОР осциллирует с определенной частотой. Частота колебаний увеличивалась с ростом давления одновременно с уменьшением радиуса конвективного факела. Основным результатом исследования стало соотношение подобия, связывающее частоту плазменных колебаний с радиусом конвективного факела.

В экспериментах [6, 7] радиус конвективного факела определяли по положению ярких линий на прямых теневых изображениях, как показано на рис. 3*б*. Яркие линии – результат проекции виртуальных источников, образующихся рядом с плоскостью изображения вследствие преломления зондирующего луча, проходящего через область градиентов коэффициента преломления конвективного факела. На теневых изображениях конвективного факела, как, например, на рис. 4, яркие линии отмечают границы градиента коэффициента преломления. Можно установить соответствие между положением этих линий и изолиниями показателя преломления, или изотермами. Положение виртуальной линии, образованной преломлением, почти точно соответствует радиусу R градиентной среды, который, в свою очередь, соответствует изотерме, начиная с которой температура растет, а показатель преломления снижается, достигая минимума в центре. Поскольку, при распространении светового потока через слой ($n(r)'' < 0$) толщиной около 0.1 мм, излучение лазера подвергается значительному преломлению, радиус R градиентной среды будет отображаться также и на шлирен-изображениях в виде границы темной области.

Для теоретической оценки частоты пульсаций по кадрам, представленным на рис. 4, полезно

рассчитать гидродинамику потока вокруг конвективной головки факела на основе аналитической теории, описанной в работе [12]. На рис. 5 приведены результаты расчетов полей давления и скорости вокруг сферической области горячего газа (ксенона). Расчеты выполнены по аналитическим формулам и параметрам, взятым из работы [12]: скорость набегающего потока холодного газа $v = 0.3$ м/с, температура холодного газа – 0.5 кК, температура горячего газа – 3 кК, сферический радиус области горячего газа $R = 1$ мм, давление Xe – 30 бар. Условия близки к условиям эксперимента, описанного в работах [6, 7], а полученные в этих работах теневые картины представлены на рис. 4.

Результаты расчета, приведенные на рис. 5, показывают, как трансформируются поля давления и скорости встречного потока при взаимодействии со сферической областью горячего газа. В верхней части сферической границы радиуса R, обращенной к потоку, имеется точка торможения, от которой поток в основном растекается в стороны под действием динамического напора. Несмотря на то, что большая часть газа растекается в стороны от точки торможения, относительно небольшая часть потока проникает в горячую область и ускоряется. Это приводит к значительной разнице давлений между точкой торможения во внешней области и центром горячей области внутри сферической границы.

Рассмотрим обратную задачу, когда движение газа со скоростью v происходит под действием выталкивающей силы, создаваемой гидростатическим давлением холодного газа, окружающего горячую сферу. Для того чтобы газ вокруг горячей сферы двигался со скоростью v, необходимо компенсировать потерю давления, возникающую при обтекании сферы и ускорении газа внутри нее, за счет выталкивающей силы, что приводит к уравнению

$$p_1 - p_c = (\rho_0 - \rho_k)gR, \qquad (4)$$

где p_1 – давление в точке торможения прямо перед границей горячего газа, p_c – давление в центре сферической области горячего газа, ρ_0 и ρ_k – соответственно плотности холодного и горячего газа, g – гравитационное ускорение, R – радиус сферической области горячего газа. Согласно данным работы [12], если $\rho_0 \gg \rho_k$, то $(p_1 - p_c) = \rho_0 v^2$. В случае относительно небольшой разницы ρ_0 и ρ_k (как видно из рис. 5, где $\rho_k > 0.1\rho_0$) разность $(p_1 - p_c)$ становится меньше, но и множитель $(\rho_0 - \rho_k)$ в правой части уравнения (4) также уменьшается. Следовательно, можно считать $\rho_0 v^2 \approx \rho_0 gR$, и для скорости конвекции получаем

$$v(R) \approx (gR)^{1/2}. \qquad (5)$$

Теперь характерный период пульсации можно оценить как $\tau(R) \approx R/v$, приняв во внимание (см. рис. 4), что радиус головки факела за период пульсации увеличивается примерно в два раза, возвращаясь к исходному значению к концу периода: $R \to 2R \to R$. Из этого следует, что горячая область радиуса $2R$ за один период пульсаций перемещается со скоростью конвекции на высоту своего диаметра, равного $4R$. Таким образом, получаем выражение для характерного периода пульсаций в виде $\tau(2R) \approx 2(2R/g)^{1/2}$, а для частоты

$$f \approx \frac{1}{2}\left(\frac{g}{2R}\right)^{1/2}. \qquad (6)$$

Последняя формула совпадает с аналогичным законом подобия для мерцающего пламени, а также с законом подобия для пульсации конвективного факела оптического разряда, который, как было экспериментально доказано в работе [7], выполняется в широком диапазоне давлений плазмообразующего газа. Из полученного соотношения следует, что под R следует понимать не средний или максимальный радиус головки конвективного факела, а минимальный радиус. Этот факт (не вполне очевидный) вытекает, как показано выше, из простого применения аналитической теории течения газа вокруг сферы горячего газа, разработанной в работе [12], к задаче конвективного течения вокруг НОР. Разумеется, для определения закона подобия для частоты пульсаций можно было бы взять и максимальный радиус. Но в этом случае формула выглядела бы иначе, и аналогия с мерцающим пламенем не была бы столь очевидной. Стоит отметить, что в случае пламени радиус горелки, используемый в соотношении подобия, естественно играет роль минимального радиуса пламени и физически ему соответствует.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования показали, что в случае стационарной волны светового горения, стабилизированной в схеме лазерного плазмотрона, три фактора вносят вклад в результирующую скорость распространения ВСГ в практически важных случаях НОР, поддерживаемого в сфокусированном пучке мощного CO_2-лазера, в потоке аргона и воздуха при атмосферном давлении. Первый из них связан с теплопроводност-

ным механизмом распространения и представляет собой прямой аналог механизма распространения ламинарного пламени. Второй обусловлен одинаковым масштабом диаметра поперечного сечения лазерного луча и толщины температурного фронта ВСГ. В этом случае набегающий газ в основном обтекает центральные высокотемпературные области плазмы, нагреваясь в среднем до температуры в несколько раз ниже максимальной. Действие этого механизма приводит к значительному увеличению наблюдаемой скорости распространения ВСГ по сравнению со скоростью распространения одномерной ВСГ, обусловленной теплопроводностным механизмом. Роль механизма обтекания наглядно показана в теоретической работе [12] на примере простой модели обтекания набегающим потоком холодного газа высокотемпературного газового объема с резкой границей сферической формы. Эта модель достаточно полно отвечает реальной физической картине и позволяет получить аналитическое решение гидродинамических уравнений. Наконец, при высокой мощности лазерного излучения наблюдаемый характер зависимости скорости распространения ВСГ от мощности лазерного излучения позволяет сделать предположение о том, что двух указанных выше механизмов недостаточно и необходимо учитывать также вклад механизма радиационного теплопереноса.

Модель течения вокруг высокотемпературного сферического объема [12] была предложена непосредственно для объяснения движения газа в лазерном плазмотроне при критических скоростях распространения фронта ВСГ на пределе погасания при высокой интенсивности лазерного излучения. Тем не менее физически при значительно меньших скоростях распространения ВСГ также имеет место картина обтекания набегающим потоком холодного газа достаточно резкой квазисферической границы горячего газа, поддерживаемой потоком тепла и излучения от оптического разряда. Прямое экспериментальное наблюдение резкой квазисферической границы между набегающим потоком холодного газа и областью горячего газа вокруг НОР при скоростях до 1 м/с прямотеневым методом показывает, что модель, предложенная в работе [12] может служить хорошим приближением и для этого случая.

В частности, используя прямотеневой метод, можно наблюдать пульсации границы конвективного факела вокруг НОР. Головка конвективного факела в этом случае представляет собой границу почти сферической формы, радиус которой меняется приблизительно в два раза за период пульсаций. Если в качестве параметра взять минимальный радиус головки факела R, то, используя решение задачи об обтекании сферы горячего газа потоком холодного газа, можно получить оценку для характерной частоты пульсаций как функции R.

Полученная формула совпадает с соотношением подобия для частоты конвективных пульсаций НОР, известным из предыдущих работ авторов данной статьи [6, 7], и которое имеет общий вид с аналогичным соотношением для мерцающего пламени. Здесь следует подчеркнуть, что полученное соотношение принимает такой вид благодаря тому, что в качестве параметра взят минимальный радиус головки конвективного факела R. В случае пламени радиус горелки или свободной поверхности жидкого топлива, над которыми находится пламя, также имеет физический смысл минимального радиуса пламени.

Авторы считают своим долгом выразить глубочайшее уважение памяти Юрия Петровича Райзера, внесшего неоценимый вклад в физику и механику экстремальных состояний вещества, в частности, в физику оптических разрядов и волн светового горения.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № АААА-А20-120011690135-5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бункин Ф.В., Конов В.И., Прохоров А.М., Федоров В.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1969. Т. 9. С. 609.
2. *Райзер Ю.П.* // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. С. 195.
3. *Генералов Н.А., Зимаков В.П., Козлов Г.И., Масюков В.А., Райзер Ю.П.* // Там же. С. 447.
4. *Козлов Г.И.* // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4. Выпуск 10. С. 586.
5. *Baranowski A., Mucha Z., Peradzynski Z.* // Bull. Acad. Pol. Sci., Sci. Tech. 1977. V. 25. № 4. P. 361.
6. *Lavrentyev S.Yu., Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Yakimov M.Yu.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2019. V. 1394. Article 012012.
7. *Kotov M.A., Lavrentyev S.Yu., Solovyov N.G., Shemyakin A.N., Yakimov M.Yu.* // Plasma Sources Sci. Technol. 2022. V. 31. P. 124002; https://doi.org/10.1088/1361-6595/aca42f
8. *Генералов Н.А., Захаров А.М., Косынкин В.Д., Якимов М.Ю.* // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22. № 2. С. 91.
9. *Котов М.А., Козлов П.В., Герасимов Г.Я., Левашов В.Ю. и др.* // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 8. С. 31.
10. *Герасимов Г.Я., Козлов П.В., Забелинский И.Е., Быкова Н.Г., Левашов В.Ю.* // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 8. С. 17.

11. *Тереза А.М., Агафонов Г.Л., Андержанов Э.К., Бетев А.С., Медведев С.П. и др.* // Хим. физика. 2022. Т. 41. № 8. С. 66.
12. *Гуськов К.Г., Райзер Ю.П., Суржиков С.Т.* // Квантовая электрон. 1990. Т. 17. № 7. С. 937.
13. *Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К.* // Там же. 1983. Т. 10. № 9. С. 1817; https://doi.org/10.1070/QE1983v013n09ABEH004612
14. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.
15. *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
16. *Райзер Ю.П.* // УФН. 1980. Т. 132. № 3. С. 549; https://doi.org/10.1070/PU1980v023n11ABEH005064
17. *Райзер Ю.П., Силантьев А.Ю., Суржиков С.Т.* // Теплофизика высоких температур. 1987. Т. 25. № 3. С. 454.
18. *Герасименко М.В., Козлов Г.И., Кузнецов В.А.* // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. № 4. С. 709.
19. *Зимаков В.П., Кузнецов В.А., Кедров А.Ю., Соловьев Н.Г., Шемякин А.Н., Якимов М.Ю.* // Квантовая электрон. 2009. Т. 39. № 9. С. 797.
20. *Jeng S.-M., Keefer D.R., Welle R., Peters C.E.* // AIAA Journal. 1987. V. 25. № 9. P. 1224.
21. *Суржиков С.Т.* // Квантовая электрон. 2000. Т. 30. № 5. С. 416; https://doi.org/10.1070/QE2000v030n05ABEH001720
22. *Raizer Yu. P., Surzhikov S.T.* // AIAA–95–1999; https://doi.org/10.2514/6.1995–1999
23. *Szymanski Z., Peradzynski Z., Kurzyna J.* // J. Phys. D: Appl. Phys. 1994. V. 27. P. 2074.
24. *Fowler M.C., Smith D.C.* // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. P. 138.
25. *Jackson J.P., Nielsen P.E.* // AIAA J. 1974. V. 12. P. 1498.
26. *Holder D.W., North R.J.* Schlieren Methods. London: H.M. Stationery Off., 1963.