

03

Модель струйного течения плазмы с поглощением импульса CO₂-лазера

© В.И. Яковлев, Т.А. Коротаева

Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН,
630090 Новосибирск, Россия
e-mail: yakovlvi@itam.nsc.ru

Поступило в Редакцию 22 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 2 ноября 2025 г.

Принято к публикации 6 февраля 2025 г.

Разработан подход и осуществлено численное моделирование динамики плазмы оптического разряда в масштабе времени поглощения импульса CO₂-лазера. Учитываются особенности режимов распространения оптических разрядов — светодетонационной волны и быстрой волны ионизации. Использована система гидродинамических уравнений с источниками энергии, дополненная расчетной величиной интегрального параметра — количества движения, обусловленного микроструйным течением плазмы светодетонационной волны. Сравнение результатов численного моделирования и визуализации свечения плазмы показало их близкое соответствие при учете микроструйного течения. Определены характерные тенденции в динамике структуры и параметров плазмы в микросекундном диапазоне лазерного импульса.

Ключевые слова: оптический разряд, светодетонационная волна, микроструйное течение, численное моделирование, свечение плазмы.

DOI: 10.61011/JTF.2025.06.60456.141-24

Введение

Исследование эффектов энергетического воздействия на газовый поток является развивающимся направлением в области плазменной аэродинамики [1]. Подвод энергии осуществляется плазмой электрических разрядов различного типа; также используется (импульсная, пульсирующая) плазма оптических разрядов в условиях, когда требуется бесконтактный способ подвода и локализации энергии в газовом потоке [2].

Во многих численных исследованиях эффект взаимодействия лазерная плазма/поток осуществлялся в рамках газодинамической модели с учетом пространственно-временного распределения поглощенной в потоке энергии — энергоисточника [3,4]. Соответствие результатов расчета и эксперимента наблюдалось при превышении пространственно-временных масштабов лазерной плазмы вследствие относительно быстрой диссипации поглощенной энергии в среде. В условиях „точечной“ и протяженной фокусировки при малом диаметре лазерного пучка имелось хорошее соответствие с моделью точечного (сферического, цилиндрического) взрыва [5]. Однако в характерных пространственно-временных масштабах лазерного импульса требуется учет особенностей динамики плазмы оптических разрядов.

Лазерная плазма формируется в различных режимах распространения оптического разряда [6]; каждому соответствует доминирующий механизм переноса фронта плазмы. Процессы, происходящие во фронте — нагревание, сжатие и расширение газа, поглощение лазерного излучения, ионизационная релаксация, электронная теплопроводность — определяют его структуру и законо-

мерности распространения в зависимости от параметров среды и интенсивности лазерного излучения. Из сверхзвуковых режимов наибольшей сложностью отличается светодетонационный (СДВ) режим, так как фронт плазмы содержит ударный разрыв [7], но вместе с тем этот режим является наиболее распространенным. В [7] представлен расчетно-теоретический анализ структуры и закономерности перестройки плоского фронта СДВ в водороде, гелии и аргоне при различной интенсивности (q) лазерного излучения. При высокой интенсивности могут формироваться более скоростные режимы [8], в частности, радиационный (волна излучения) и быстрая волна ионизации (БВИ), обусловленные переносом излучения плазмы. В первом режиме ионизация среды осуществляется УФ плазменным излучением; отличие второго состоит в том, что БВИ только „запускает“ лавину, а необходимая для ионизации газа энергия поступает от лазерного излучения [9]. Режимы, связанные с переносом излучения плазмы, требуют заметной оптической толщины плазменного слоя в лазерном пучке, поэтому область их существования зависит, кроме прочего, от радиуса пучка r , который должен превышать критическую величину (не менее ~ 0.1 mm). По этой причине в [8] отмечается, что в случае острой фокусировки (малые r) возможен только СДВ режим. Полученные в [7–9] результаты анализа физических моделей режимов распространения оптических разрядов показывают, как и в экспериментах, высокую скорость плазменного фронта ($V \sim 10\text{--}100$ km/s). Обнаруживается степенная аппроксимация в виде $V \propto q^a$, где q — интенсивность, $[W/cm^2]$, и a — слабо изменяющаяся от начальных

параметров и интенсивности величина, определяемая экспериментально. БВИ характеризуется показателем $a > 1(2-3.5)$, в то время как для остальных режимов распространения плазменного фронта $1/3 < a < 1$ [10]. В частности, параметр $a = 1/3$ соответствует режиму СДВ [6].

Таким образом, реализация того или иного режима существенно зависит от энергетических параметров лазерного пучка и условий его фокусировки, также параметров среды. В результате возможным является трансформирование режима в течение длительности импульса, с быстрым ростом интенсивности и последующим его снижением с меньшей скоростью. Например, в исследовании [11,12] лазерной плазмы в пределах пространственно-временных масштабов процесса поглощения пучка CO_2 -лазера выявлено, что режим БВИ при пиковой мощности импульса переходит в более медленный ($\leq 10 \text{ km/s}$) СДВ режим при ее снижении. В экспериментах [13,14] режим СДВ наблюдался даже в условиях короткой фокусировки, затем прекращался за счет сильного расширения плазмы. В отличие от [11,12] в работе [15] при пиковой мощности лазерного импульса наблюдался режим СДВ, переходящий в БВИ при еще достаточно высокой интенсивности „плато“ излучения. Такая нехарактерная по интенсивности последовательность режимов распространения разряда обусловлена малым диаметром первичной плазмы, последующим ее расширением и поглощением еще достаточно высокой для БВИ интенсивности „плато“ излучения. Здесь проявляется зависимость режима БВИ от условий фокусировки.

В последнее время возрастает количество работ с детальным анализом процессов образования первичной лазерной плазмы в стадии формирования фронта разряда. Например, в [16] моделируется гидродинамика разряда в коротковолновом лазерном пучке (532 nm) в наносекундном масштабе времени. Используются уравнения Навье–Стокса с учетом химической кинетики; также уравнения переноса излучения, включая многофотонную ионизацию и обратное тормозное излучение. Поглощение энергии происходит через механизм, обратный тормозному излучению, который компенсирует потери энергии свободных электронов в процессе каскадной ионизации. Результаты моделирования показали формирование плазменных волн как в прямом, так и в обратном по отношению к пучку направлениях. Лазерная плазма приобретает двулепестковую структуру, с хорошим соответствием осевых и радиальных размеров плазмы, наблюдавшихся в экспериментах. По существу, в указанной работе расчетным путем определена роль механизмов пробоя в начальной стадии формирования плазменного фронта в одном из режимов распространения разряда в характерном для коротковолновых лазеров наносекундном масштабе времени. Однако изучение более поздней стадии режима распространения разряда не было задачей данного исследования. В этой стадии масштаб плазмодинамических процессов существенно (на

порядки) превышает наносекундный масштаб времени кинетических процессов в плазме, что требует иных методов моделирования.

Определение динамики лазерной плазмы в пространственно-временных масштабах поглощения энергии является актуальной для плазменной аэродинамики задач, решение которой позволяет определять способы управления аэродинамическими характеристиками высокоскоростных тел [2]. Например, в [17] в рамках модели невязкого, совершенного, равновесного, излучающего воздуха выполнено численное исследование газодинамических структур плазменных образований, возникающих при светодетонационном поглощении лазерного излучения вблизи тела. Кроме системы уравнений газовой динамики использовалось уравнение переноса излучения в диффузионном приближении с применением коэффициента поглощения воздуха, включающего девять спектральных интервалов. Интенсивность и длина волны лазерного излучения были варьируемыми параметрами. Показано, что при атмосферном давлении для лазерных излучателей различного спектра зависимость между их интенсивностью и скоростью распространения волн лазерного поглощения сохраняется одинаковой ($V \propto q^a$, $a = 0.72$). Также показано, что при снижении плотности воздуха степень сжатия газа в СДВ уменьшается, и она вырождается в радиационную волну.

В работе [18] методом численного моделирования определены пространственные распределения параметров осесимметричной плазмы за фронтом стационарной СДВ ($a = 1/3$) в лазерном пучке постоянного диаметра в приближении бесконечно тонкого фронта поглощения. Выявлена существенная особенность СДВ режима: за фронтом формируется микроструйное течение плазмы с высокой скоростью, составляющей до 0.5 скорости фронта V , в направлении лазерного пучка и сечением до нескольких его диаметров. Взаимодействие высокоскоростной микроструи с внешней средой может определять особенности динамики разрядной плазмы в пространственно-временных масштабах лазерного импульса, отличающиеся от локализованного энерговыделения без учета ее формирования. Поэтому обнаруженная в экспериментах [15,19] повышенная скорость плазмы за фронтом СДВ при CO_2 -лазерном поглощении может получить объяснение, если учесть взаимодействие микроструйного плазменного течения с внешней средой. В работе [20] впервые делается предположение о том, что плазма за фронтом СДВ приобретает в направлении лазерного пучка количество движения — СДВ импульс, т.е. дополнительную силу воздействия на поток. Кратко изложен метод оценки величины импульса микроструи с использованием аналитического метода расчета ее параметров [18]. Результат использован для определения структуры сверхзвукового течения с пульсирующей лазерной плазмой. Показано существенное различие структуры потока при наличии микроструйного плазменного течения и его отсутствии. Однако используемая в [20] расчетная величина количества движения СДВ плазмы

не имеет достаточного обоснования, основанного на комплексном анализе экспериментальных и расчетных данных.

Целями настоящей работы являются разработка подхода и численное моделирование динамики лазерной плазмы с учетом установленных в эксперименте [15] режимов распространения разрядов. Сравнительный анализ результатов численного моделирования и визуализации свечения лазерной плазмы в характерном масштабе времени поглощения импульса CO₂-лазера позволит осуществить апробацию расчетной величины импульса СДВ плазмы в рамках используемой численной модели.

С учетом значимости величины СДВ импульса плазмы, в разд. 1 приводится более полное по сравнению с [20] описание метода расчета этого параметра, дополненное оценками используемых приближений.

1. Струйное течение в режиме СДВ

1.1. Расчет импульса плазмы

Для определения величины импульса струйного плазменного течения используются данные о распределении газодинамических параметров за фронтом СДВ, движущимся со скоростью V в лазерном пучке диаметром $d_0 = 2r_0$ во встречном направлении. Предполагая, как установлено в [18], достаточно однородное по сечению плазменной струи распределение параметров, получаем, что импульс P^* равен величине определенного в пределах $x = 0 - x_0$ интеграла:

$$P^* = \int \rho(x)u(x)\pi(r(x))^2 dx. \quad (1)$$

Здесь x_0 — протяженность СДВ плазмы вдоль оси ОХ; $\rho(x)$, $u(x)$ и $r(x)$ — осевые распределения плотности, относительной скорости и радиуса струйного течения; площадь сечения струи — $\pi[r(x)]^2$.

Используя относительные величины плотности ρ/ρ_∞ , скорости u/V , радиуса $r(x)/r_0$ и расстояния $z = x/d_0$, получаем, что выражение для импульса (1) приобретает вид

$$\begin{aligned} P^* &= \int \rho(x)u(x)\pi(r(x))^2 dx \\ &= \rho_\infty V(\pi r_0^2) d_0 \int \rho(z)u(z)(r(z)/r_0)^2 dz. \end{aligned} \quad (2)$$

Соответственно величина удельного (на единицу объема) импульса P определяется выражением

$$P = KP_0, \quad K = \int \rho(z)u(z)(r(z)/r_0)^2 dz, \quad P_0 = \rho_\infty V. \quad (3)$$

Расчет величины коэффициента K в зависимости от протяженности плазмы упрощается с использованием вывода [18] о том, что результаты численного моделирования осевых распределений параметров близки

к результатам их аналитического расчета с использованием теории цилиндрического взрыва [21], течение лазерной плазмы за фронтом СДВ является изоэнтропийным в асимптотической области. Результаты аналитических расчетов параметров струйного течения при относительно небольшом, кроме $z < 0.1$, расстоянии от фронта СДВ сближаются с численным решением; в асимптотической области погрешность не превышает 10%. В результате осевые распределения параметров течения — энтальпии, плотности, скорости — можно определить из соотношений

$$\begin{aligned} h/h_w &= (p/p_w)^{(\gamma-1)/\gamma}, \quad \rho/\rho_w = (p/p_w)^{1/\gamma}, \\ u^2 + 2h &= u_w^2 + 2h_w. \end{aligned} \quad (4)$$

Скорость течения u определяется в системе координат, движущейся со скоростью V фронта СДВ; используемый нижний индекс w соответствует условиям в плазме непосредственно за фронтом, которые для детонационной волны определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \frac{\rho_w}{\rho_\infty} &= \frac{\gamma+1}{\gamma}, \quad \frac{\rho_w}{\rho_\infty V^2} = \frac{1}{1+\gamma}, \\ \frac{u_w}{V} &= \frac{c_w}{V} = \frac{\gamma}{1+\gamma}, \quad \frac{h_w}{V^2} = \frac{\gamma^2}{(\gamma+1)^2(\gamma-1)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Скорость фронта при движении навстречу лучу определяется выражением [6]:

$$V = [2(\gamma^2 - 1)q/\rho_\infty]^{1/3}, \quad (6)$$

где интенсивность лазерного пучка $q = W/s$, W — поглощенная мощность и $s = \pi r_0^2$. Эффективное значение отношения удельных теплоемкостей в сильно ионизованной плазме γ составляет $\sim (1.2 \pm 0.05)$.

Величина радиуса r струйного течения оценивается из уравнения неразрывности для достаточно однородного потока в виде

$$\rho u r^2 = \rho_w u_w r_0^2 = \rho_\infty V r_0^2. \quad (7)$$

Относительная скорость струйного течения в окружающей среде составляет величину $u_x = (u - V) > 0$, возрастающую до $u_x \approx 1/2V$ по мере увеличения расстояния от фронта [18].

В рамках аналитического подхода для определения параметров струи используются нестационарные решения модели точечного цилиндрического взрыва [21]:

$$\begin{aligned} r(t) &= \left(\frac{E_0}{\alpha \rho} \right)^{1/4} t^{1/2}, \\ p_2 &= \frac{2}{(\gamma+1)} \rho \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 = \frac{\rho}{2(\gamma+1)} \left(\frac{E_0}{\alpha \rho} \right)^{1/2} t^{-1}. \end{aligned} \quad (8)$$

Величина $p_2(t)$ определяет давление на скачке — фронте СДВ, а радиус $r(t)$ — границу контактной

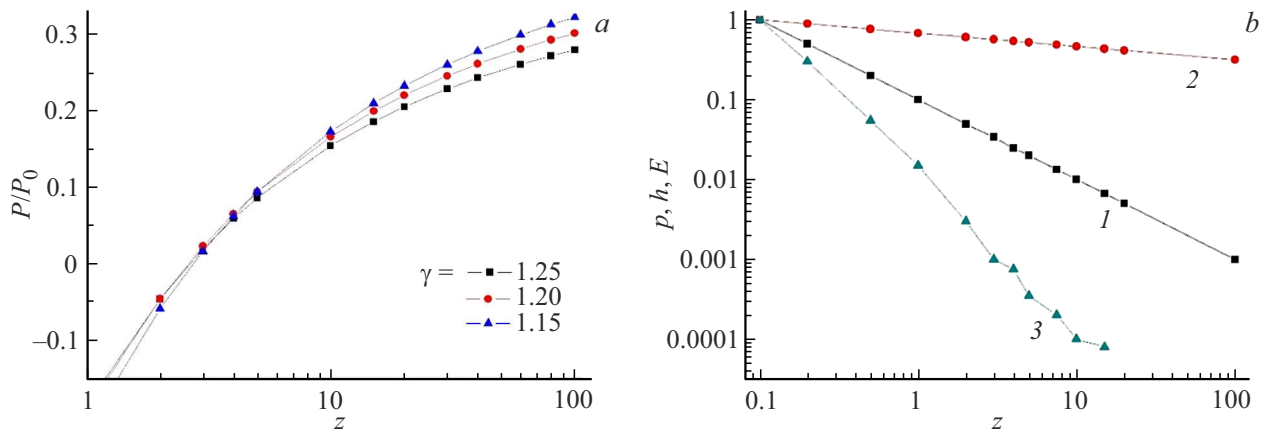


Рис. 1. Относительная величина импульса P/P_0 в зависимости от расстояния z (a); параметры плазмы: 1 — давление, 2 — энтальпия, 3 — излучение за фронтом СДВ (b).

поверхности за фронтом. В теории сильного взрыва давление p в центральной области взрыва в течение короткого времени стабилизируется по величине и составляет определенную долю β давления на скачке, т.е. $p = \beta p_2$. Степень понижения давления зависит от свойств газа и, например, составляет значения $\beta = 0.442, 0.426$ и 0.441 при $\gamma = 1.15, 1.2$ и 1.25 соответственно. Используемый в модели сильного взрыва безразмерный параметр $\alpha = E_0/E$ определяет взаимосвязь между энергетическим параметром E и количеством энергии E_0 , выделенной на единице длины цилиндрического взрыва, так что $E_0 = \alpha E$. Этот параметр зависит от свойств газа и увеличивается при понижении γ . В соответствии с данными [21] параметр $\alpha = 2$ при $\gamma = 1.2$, при варьировании величины γ в пределах ± 0.05 изменения α близки к величине 0.5. В дальнейшем для проведения оценок использованы значения $\alpha = 2.5$ при $\gamma = 1.15$ и $\alpha = 1.5$ при $\gamma = 1.25$.

Далее, используя выражения (6) и (8), а также взаимосвязь энергетических параметров обеих моделей $E_0 = qs/V = q\pi d^2/(4V)$, получаем

$$\left(\frac{E_0}{\alpha\rho}\right)^{1/2} = \left[\frac{\pi}{8\alpha(\gamma^2 - 1)}\right]^{1/2} Vd. \quad (9)$$

В результате с учетом (5), (8) и (9) определяем осевое распределение давления, которое приобретает следующий вид:

$$p(z)/p_w = K_p(\gamma + 1)z^{-1},$$

$$K_p = \left[\frac{\beta}{2(\gamma + 1)}\right] \left[\frac{8\alpha(\gamma^2 - 1)}{\pi}\right]^{-1/2}. \quad (10)$$

Как отмечено выше, в (10) учитывается понижение давления в центре взрыва использованием коэффициента $\beta = p/p_2$, который гораздо слабее параметра α зависит от свойств среды. Затем из (4), (10) определяются другие параметры струйного течения за фронтом СДВ:

$$\frac{\rho}{\rho_\infty} = K_\rho z^{-1/\gamma}, \quad K_\rho = [K_p(\gamma + 1)]^{1/\gamma} \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma}\right) \quad (11)$$

$$\frac{u}{V} = \gamma \left[\frac{(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)}\right]^{1/2} [1 - K_u z^{(1-\gamma)/\gamma}]^{1/2} - 1,$$

$$K_u = [K_p(\gamma + 1)]^{(\gamma-1)/\gamma} \left(\frac{2}{\gamma + 1}\right) \quad (12)$$

$$\frac{r}{d} = 0.5 \left[\frac{(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)}\right]^{1/4} [K_p(\gamma + 1)]^{-1/4\gamma} [1 - K_u z^{(1-\gamma)/\gamma}]^{-1/4} z^{1/4\gamma}. \quad (13)$$

Величина относительной скорости $u(x)/V$ плазменного потока в неподвижной системе координат учитывается в (12) вторым слагаемым в отличие от (5), (7), где этот параметр определен в движущейся со скоростью фронта СДВ системе отсчета. Отметим, что вблизи фронта ($z = 0-0.2$) происходит сильное отклонение этих решений от монотонного характера изменения и их значений (5) на фронте СДВ. В этом узком диапазоне использовалась линейная аппроксимация решений до этих значений.

Полученные решения (10)–(13) использованы в (3) для расчета относительной величины количества движения или импульса плазмы $K = P/P_0$ с величиной $P_0 = \rho_\infty V$. Зависимость этого параметра от относительного расстояния z представлена на рис. 1, a. Использован характерный для плазмы диапазон величин отношения удельных теплоемкостей $\gamma = 1.15-1.25$ с соответствующими изменениями коэффициентов $\alpha(\gamma)$ и $\beta(\gamma)$ в теории сильного цилиндрического взрыва. Искомый параметр достаточно слабо зависит от величины отношения удельных теплоемкостей плазмы и интенсивно растет при малых z . При $z < 1$ скорость потока в соответствии с (12) еще меньше скорости фронта СДВ ($u/V < 1$), и искомый параметр имеет отрицательное значение. Однако эта область невелика, и ее вклад в результат расчета незначителен; при относительных расстояниях $z > 10$ приобретаемый плазмой импульс приближается к значению $P/P_0 \approx 0.3$.

На рис. 1, b также представлены осевые распределения энтальпии и давления за СДВ фронтом, полученные из

соответствующих решений (4), (10). В эксперименте при пиковой мощности поглощения $W = 40.2 \text{ kW}$ и диаметре пучка $d_0 \approx 0.15 \text{ mm}$ плотность мощности оценивается величиной $q = W/s \approx 2.0 \cdot 10^{12} \text{ W/m}^2$. Скорость распространения фронта СДВ составляет величину $V \approx 9 \text{ km/s}$. Соответственно давление и удельная энтальпия за его фронтом повышаются до значений $p_w \approx 770 \cdot 10^5 \text{ Pa}$ и $h_w \approx 120 \text{ MJ/kg}$ при исходном начальном давлении в дозвуковом потоке аргона $p_\infty = 10^5 \text{ Pa}$. Давление (1) сильно снижается уже на небольшом расстоянии от фронта, в то время как энтальпия (2) уменьшается существенно слабее, не более 50% при больших расстояниях. Соответственно снижается температура плазмы — от $T = 42 \text{ kK}$ вблизи фронта до $T = 21 \text{ kK}$ на расстоянии $x = 10d$ ($z = 10$). При дальнейшем увеличении расстояния температура плазмы изменяется слабее, например, $T = 19 \text{ kK}$ ($z = 20$) из-за слабого изменения энтальпии.

Достоверность полученных результатов зависит от степени выполнения используемых предположений: однородное распределение плотности мощности по сечению пучка постоянного диаметра, постоянный уровень мощности лазерного импульса. Использование стационарных ($V = \text{const}$) решений (10)–(13) предполагает также быстрое по сравнению с длительностью лазерного импульса установление этих параметров. В реальных условиях эти условия в полной мере не выполняются, что может привести к заметному изменению параметров, соответственно, величины количества движения плазмы. Кроме того, на распределение параметров могут повлиять потери энергии плазмы за счет выхода излучения. Для начала следует установить качественную роль излучения — сильное или слабое его влияние на параметры плазмы за СДВ фронтом.

1.2. Энергобаланс плазмы и роль излучения

Роль излучения оценивается соотношением удельных энергетических параметров, $[\text{W/m}^3]$, — интегральных по спектру радиационных потерь плазмы относительно поглощаемой плазмой мощности. Величину первого параметра $E_{rad} = 4\pi\epsilon$ можно оценить с использованием приведенного в [22] соотношения для расчета интегрального по спектру радиационного потока оптически тонкой плазмы, полученного на основе принципа спектроскопической устойчивости и с учетом результатов экспериментов с аргоновой плазмой непрерывного оптического разряда:

$$\epsilon = C_R \left[\frac{T}{10^4} \right]^{\frac{1}{2}} \exp^{-\Delta I/kT} N_e [N_+ \exp(h\nu_g/kT) + 2^2 N_{++} \exp(h\nu_g^+/kT)]. \quad (14)$$

Здесь константа $C_R = 1.14 \cdot 10^{-39} \text{ W/(m}^3 \cdot \text{sr)}$, T — температура, N_e , N_+ , N_{++} — концентрации, $[\text{m}^{-3}]$, электронов, ионов одно- и двукратной ионизации, ΔI — снижение потенциала ионизации, $h\nu_g$ и $h\nu_g^+$ — снижение

энергетических границ непрерывного спектра для атомов и ионов — 2.85 и 8.2 eV соответственно. С использованием новых энергетических границ непрерывного спектра множителем вида $\exp h\nu_g/kT$ учитывается вклад линейчатого излучения, или псевдоконтинуум. Таким образом, в расчете по соотношению (14) учитываются интегральные по спектру рекомбинационное, тормозное, а также, приближенно, излучение в линиях. Кроме того, необходимые для расчета величины концентраций заряженных частиц получены с использованием систематизированных данных таблиц термодинамических параметров аргона [23].

Кривая 3 на рис. 1, *b* показывает, что локальный поток излучения $E_{rad} = 4\pi\epsilon$ претерпевает еще более сильное, чем давление, снижение — на 4 порядка при удалении от фронта в диапазоне $z = 0.1$ –10. Интегрирование распределения $E_{rad}(z)$ по объему микроструи в пределах $z = 0.1$ –15 с учетом изменения ее сечения показывает, что слой толщиной $5d$ излучает более 90% общего потока. Следовательно, основная часть общего потока излучения СДВ плазмы выходит из узкого слоя за фронтом, где поддерживается высокая температура. Затем этот параметр снижается до значений в диапазоне $T = 21$ –19 kK; его снижение будет продолжаться при прекращении энергоподвода.

В используемой модели условием существования режима СДВ является поглощение доминирующей части лазерной мощности W в узком, толщиной $\delta \ll d_0$, слое, т.е. в его объеме $v = s\delta$. Для определения удельной — на единицу объема — поглощаемой в плазме мощности используем указанную выше оценку плотности мощности $q = W/s \approx 2.0 \cdot 10^{12} \text{ W/m}^2$. Соответственно удельная величина, $[\text{W/m}^3]$, поглощаемой плазмой мощности $E_{absorp} = W/v = q/\delta$. Из необходимого условия существования режима СДВ следует, что толщина слоя $\delta \leq 0.1d_0$. Даже при завышенном значении $\delta = 0.5d_0$ ($d_0 = 0.15 \text{ mm}$) получается, что при пиковом поглощении величина $E_{absorp} \approx 26.7 \cdot 10^{15} \text{ W/m}^3$, что более чем в 12 раз превышает максимум потока излучения из плазмы $E_{rad} = 2 \cdot 10^{15} \text{ W/m}^3$. Доля потерь излучением в общем энергобалансе плазмы даже при завышенной оценке составляет $E_{rad}/E_{absorp} \leq 0.08$, что указывает на слабое влияние потерь энергии излучением на параметры плазмы пробоя за фронтом СДВ при стартовых условиях.

При снижении скорости до прекращения СДВ режима ($V \leq 4 \text{ km/s}$) роль излучения оценивается аналогичным образом. Давление и энтальпия на фронте уменьшаются пропорционально V^2 соответственно $p_w \approx 152 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, $h_w \approx 23.7 \text{ kJ/g}$, также $T \approx 18 \text{ kK}$. Мощность излучения плазмы уменьшается более чем на два порядка, в то время как мощность поглощения E_{absorp} уменьшается не более чем в 5 раз, как следует из результатов измерений импульса поглощения. Следовательно, доля потерь излучением в общем энергобалансе плазмы E_{rad}/E_{absorp} существенно уменьшается в сравнении с ее начальной

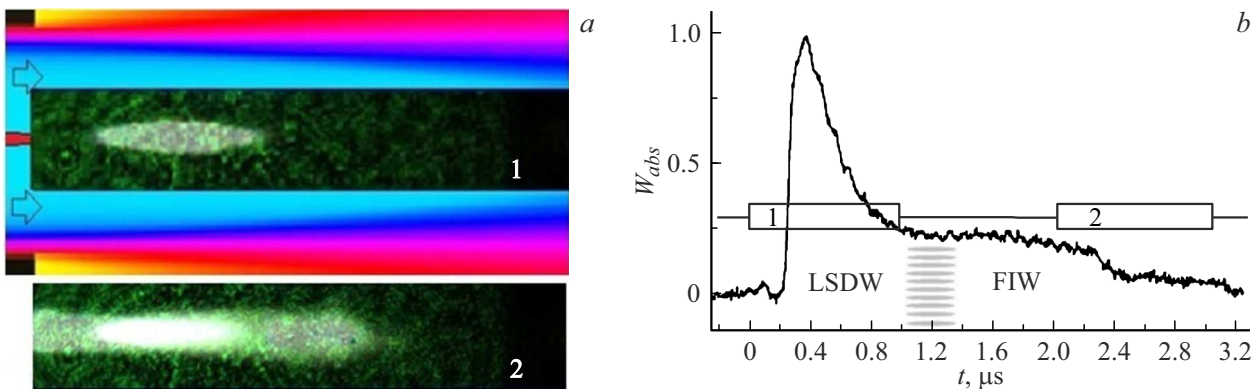


Рис. 2. Свечения плазмы на первом (вверху) и втором (внизу) кадрах (*a*); профиль поглощения лазерного импульса (*b*). Размер кадра — 11.5×2 mm, фокусировка — 5 mm.

($< 8\%$) величиной. Аналогичный вывод о слабом влиянии потерь энергии излучением на параметры плазмы за фронтом СДВ также указывается в работах [19,24], в которых оценка роли излучения плазмы осуществлялась в близких условиях.

Таким образом, предложенный метод оценки количества движения или импульса лазерной СДВ плазмы является универсальным из-за отсутствия зависимости параметров потока от диаметра пучка и его мощности в явном виде. Это обусловлено определенной взаимосвязью параметров: $V \propto q^{1/3}$ и $q \propto d^2$. Величина количества движения плазмы пропорциональна произведению двух параметров: $P = K\rho_\infty V$ с коэффициентом K , который зависит от протяженности плазмы и интенсивно растет при малых z , слабо увеличивается до $K \approx 0.2\text{--}0.3$ в диапазоне $z \approx 10\text{--}100$. Также искомый параметр достаточно слабо зависит от величины отношения удельных теплоемкостей плазмы. В реальных условиях, особенно при короткой фокусировке, величина коэффициента K может измениться, возможно, даже в сторону увеличения при нестационарных процессах расширения плазмы с ее повышенной температурой в начальной стадии. Тем не менее в настоящей работе используется величина $K = 0.2$ для учета импульса СДВ плазмы. Сравнительный анализ данных численного моделирования и эксперимента [15] позволит выяснить возможность ее использования при реализации используемого подхода.

2. Условия и результаты эксперимента

В работе [15] оптический разряд инициировался сфокусированным пучком CO_2 -лазера в дозвуковом (скорость 250 m/s, $M = 0.88$) изобарическом потоке аргона, истекающего из канала диаметром 5 mm. Место фокусировки лазерного пучка $x = (5 \pm 0.5)$ mm от среза канала, диаметр пучка до фокусировки $D \approx 25\text{--}27$ mm, фокусное расстояние линзы $F = 254$ mm, что определяет условие протяженной фокусировки с параметром $f = F/D \approx 10$. При частоте следования лазерных им-

пульсов 40 kHz (период $25 \mu\text{s}$) визуализировался каждый разряд, пропусков не наблюдалось. Каждому разряду соответствовало до 6 кадров со свечением, затем оно сильно ослабевало и не наблюдалось до следующего разряда, который регистрировался в последующем двенадцатом (480 K/40 K) кадре.

На рис. 2, *a* вверху представлен первый кадр свечения плазмы, размещенный в границах дозвукового потока, ниже — следующий второй кадр. Свечение плазмы регистрировалось скоростной камерой Photron SA-Z в спектральном диапазоне 400–1000 nm, максимум — в области 700 nm, размеры кадра — 384×64 пикселя. Параметры регистрации: время экспозиции $1.0 \mu\text{s}$, частота съемки 480 kHz, т.е. интервал времени между кадрами — $2.08 \mu\text{s}$. Соответственно интервалы времени регистрации первых двух кадров составляют 0–1.0 и $2.083\text{--}3.083 \mu\text{s}$. При скорости фронта разряда, например, 10 km/s, его смещение в кадре составляет 10 mm, в то время как смещение потоком существенно меньше — 0.25 mm. Следовательно, высокоскоростной фронт разряда регистрируется в кадре как светящийся протяженный „след“, значительно превышающий смещение объекта потоком. На рис. 2, *b* изображен измеренный профиль поглощенной мощности $W_{abs}(t)$ лазерного импульса на фоне последовательности первых двух (1,2) кадров. Профиль получен вычитанием амплитуды прошедшего через плазму сигнала из амплитуды падающего (как представлено в работе [15]). При каждом разряде импульс поглощения мог смещаться в пределах не более $1 \mu\text{s}$ относительно кадров вследствие неконтролируемого варьирования параметров модулятора добротности в лазерной установке [15]. В результате в части данных ($\sim 20\%$) в первом кадре регистрировалась двулепестковая структура свечения плазмы — предвестник, когда короткий фронт поглощения находился в конце времени экспозиции первого кадра. Появление предвестника обусловлено прохождением небольшой части мощности пучка далее места фокусировки, причем из-за варьирования амплитуды лазерных импульсов интенсивность свечения также варьировалась. В другой части данных

указанное условие не соблюдалось, предвестник не наблюдался. Но во всех случаях последующая динамика свечения плазмы была идентичной, что позволило не учитывать предвестник в расчетной модели на первом этапе исследования.

При длительности лазерного импульса по основанию до 3.0–3.5 μs пробой осуществляется на его фронте существенно меньшей, не более 0.1 μs , длительности. Поэтому в используемой модели стадия пробоя с его комплексом столкновительно-радиационных процессов формирования плазмы оптического разряда не рассматривается. Поглощение мощности достигает максимума $W_{\text{abs}} = 40.2 \text{ kW}$. Область пика поглощения длительностью 0.4–0.45 μs сменяется „плато“ протяженностью до $\sim 1.5 \mu\text{s}$, с амплитудой ~ 0.20 от его максимума. В каждой области содержится $\sim 1/2$ часть энергии лазерного импульса.

Пик интенсивности поглощения оценивается величиной $q \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ W/m}^2$ в пучке диаметром 0.15 mm, как уже отмечено в разд. 1. Этот параметр значительно выше порога, необходимого для реализации режима быстрой волны ионизации БВИ со скоростью фронта в аргоне 80–90 km/s [11,12], что существенно выше скорости фронта СДВ — 9 km/s. Тем не менее при пиковой мощности реализуется режим СДВ из-за малого размера пятна фокусировки, т.е. первичной плазмы. Режим СДВ прекращается после пиковой мощности вследствие снижения скорости фронта до „пороговых“ значений, исключающих существование этого режима [15].

Во втором кадре на рис. 2, *a* всегда наблюдается появление протяженной области свечения навстречу лучу. Это указывает на действие УФ излучения плазмы, возбуждающего окружающий холодный газ с последующей его ионизацией в ИК лазерном пучке, аналогично механизму быстрой волны ионизации. Значительная протяженность области свечения, достигающая кромок сопла и далее, соответствует уже отмеченному факту высокой скорости волны ионизации. Задержка ($\sim 1 \mu\text{s}$) приоритетного по интенсивности режима БВИ обусловлена существенной зависимостью этого режима от поперечного размера первичной плазмы, недостаточного в начальной стадии разряда. Однако этот параметр увеличивается в процессе радиального расширения плазмы с поглощением энергии в области „плато“ мощности, что поддерживает высокую температуру. Область смены режимов обозначена на рис. 2, *b* в интервале $t = (1.2 \pm 0.2) \mu\text{s}$. Точная граница не определяется вследствие неполной идентичности начальных условий эксперимента, обусловленных варьированием амплитуды и профиля интенсивности лазерного импульса.

Таким образом, полученные в исследовании [15] данные свидетельствуют о реализации СДВ режима распространения разряда в области пика поглощения лазерного импульса, переходящего через $\sim 1 \mu\text{s}$ в режим БВИ в области „плато“ лазерного импульса протяженностью $\sim 1.5 \mu\text{s}$. При этом объем СДВ-плазмы дополнительно к

энергии приобретает количество движения в направлении лазерного пучка, а плазма БВИ поглощает оставшуюся $\sim 1/2$ часть энергии лазерного импульса без формирования плазменных потоков в осевом направлении.

3. Результаты численного моделирования и их обсуждение

3.1. Расчетная модель энергоисточника с учетом СДВ и БВИ режимов

В используемом подходе учитываются установленная последовательность и выявленные особенности режимов распространения CO₂-лазерного разряда:

1) длительность ранней стадии появления первичных электронов значительно меньше общей длительности лазерного импульса;

2) скорость распространения разрядов существенно выше характерного масштаба скорости газодинамических возмущений. Кроме того, учитывая данные эксперимента о заметном ослаблении свечения лазерной плазмы гораздо позднее времени поглощения лазерного импульса, потери энергии не учитывались в исследуемом характерном масштабе времени 0–10 μs . Тем не менее это позволило определить влияние струйного течения на структуру плазмы.

В расчетной модели используется система гидродинамических уравнений, в которых плазменные области являются энерго(тепло)источниками, имеющими определенный набор пространственно-временных параметров, как это использовалось в многочисленных расчетных исследованиях [3,4]. Параметры такого источника определяются с использованием экспериментальных данных о динамике поглощаемой мощности лазерного импульса, пространственно-временных масштабах плазмы в СДВ и БВИ режимах. В отличие от общепринятого подхода дополнительно используется величина интегрального параметра — количества движения (импульса), приобретаемого СДВ плазмой. В режиме БВИ направленный плазменный поток не формируется.

Модель энергоисточника в осесимметричном дозвуковом потоке аргона содержит две (1,2) области поглощения лазерной энергии; схема представлена на рис. 3; пространственно-временные и энергетические параметры — в таблице. Используются результаты измерений протяженности плазмы, поглощенной энергии в данных характерных интервалах времени импульса. В начальной стадии 0–1 μs осуществляется режим СДВ в интервале $x = 2–5 \text{ mm}$ (область 1). Импульс плазмы $P = KP_0$, где $P_0 = \rho_\infty V$, $K = 0.2$, скорость фронта $V = 9 \text{ km/s}$. В последующей стадии 1–2.5 μs область теплоисточника увеличена, включая 1, в пределах от $x = -2 \text{ mm}$ до $x = 5 \text{ mm}$, без формирования направленных потоков, аналог режима быстрой волны ионизации. Точка „0“ координатной системы находится на оси потока 0*x*,

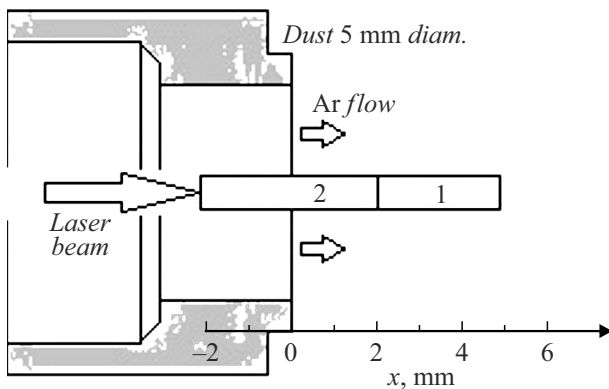


Рис. 3. Схема энергисточника.

начало отсчета — от кромки канала. Начальный поперечный размер источника $d = 0.15 \text{ mm}$ выбран равным диаметру сфокусированного пучка. Его увеличение по мере удаления от точки фокуса не учитывалось, поскольку слабо влияет на результат расчета процесса радиального расширения. Энергия источника в 1-й области $E_1 = 13 \text{ mJ}$, что составляет половину полной энергии импульса. В области 2 поглощение оставшейся части энергии $E_2 = 13 \text{ mJ}$ осуществляется в интервале времени $1\text{--}2.5 \mu\text{s}$ („плато“) как в ранее образовавшейся за фронтом СДВ плазме, так и в газе перед ней, т.е. в пределах $x = (-2)\text{--}(+5) \text{ mm}$. При этом возникает вопрос об осевом, вдоль луча, распределении энергии. Исходя из того, что наблюдаемое дополнительное свечение (2-й кадр) достаточно однородное вдоль оси, предполагается такое же распределение энергии во второй области источника. Протяженность вверх по потоку точно не определяется, так как передний фронт свечения перекрывается каналом. По данным последующих кадров с учетом скорости потока увеличение границы области вверх по потоку не превышает 2 mm . Поэтому в расчетной модели эта граница навстречу лазерному пучку увеличена на 2 mm и находится внутри канала. Результаты контрольного расчета с сокращением границы поглощения от $x = -2 \text{ mm}$ до $x = 0 \text{ mm}$ показали отсутствие заметных отличий в динамике плазмы.

Второй вариант (b) расчетной модели отличается только тем, что режим СДВ не учитывается, $P/P_0 = 0$. Сравнение результатов численного моделирования структуры течения при наличии источника энергии и импульса (вариант a) с аналогичными данными без учета импульса (b) позволит сделать определенные выводы относительно возможности использования предлагаемого подхода к моделированию лазерной плазмы.

3.2. Численное моделирование лазерного энергоподвода и представление данных

Численное моделирование лазерного энергоподвода с указанными параметрами в дозвуковой поток аргона

проведено для нестационарной задачи в осесимметричной постановке с использованием пакета программ ANSYS FLUENT. Область решения определялась геометрией используемого в экспериментах канала; включала в себя верхнюю границу — стенки канала, нижнюю границу — ось симметрии. Левая граница соответствовала входу, правая граница — выходу из канала. Расчетная сетка насчитывала примерно 200 тыс. четырехугольных ячеек.

Задача решалась в рамках осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье–Стокса, дополненных моделью турбулентности $k\text{--}\omega$ SST. Использовался решатель FLUENT с алгоритмом определения давления из уравнения состояния совершенного газа с неявной схемой Роу второго порядка точности аппроксимации. В качестве граничных условий на верхней границе расчетной области использовалось условие твердой стенки. На входной границе задавались условия аргона в форкамере: статическое давление $p = 1.8 \cdot 10^5 \text{ Pa}$, температура 290 K . На оси симметрии и выходной границе использовались соответствующие типы условий. Границы изобарического потока за кромкой канала изображены на рис. 2, а сверху, его параметры на оси: плотность $\rho_\infty = 2.1 \text{ kg/m}^3$, температура $T = 240 \text{ K}$, скорость — 250 m/s .

Полученные из данных эксперимента величины энергии и импульса СДВ плазмы задавались дополнительными членами в уравнениях сохранения энергии и количества движения. Для этой цели на языке программирования Си была написана функция, которая задавала пространственно-временные параметры области моделируемой лазерной плазмы с учетом особенностей режимов СДВ и БВИ. Источник энергии в каждой области определялся в виде удельной величины, полученной делением энергии (E_1, E_2) на объем области подвода энергии. Объем определялся, исходя из протяженности плазмы и ее диаметра. В уравнении сохранения количества движения использовалось расчетное значение удельной силы в виде: P_0/τ , $[\text{N/m}^3]$, где величина количества движения СДВ плазмы $P_0 = 0.2\rho_\infty V$ ($K = 0.2$) и длительность пиковой мощности $\tau = 0.4 \mu\text{s}$, при которой реализуется этот режим.

В расчетном методе использованы приемлемые для апробирования данного подхода допущения: уравнение совершенного газа с энтальпией вида $h = C_p T$, отношение удельных теплоемкостей $\gamma = 1.67$. Также введено ограничение температуры сверху: $T \leq 15 \text{ kK}$, поскольку высокая температура плазмы реализуется только в узком слое в короткий период СДВ режима, как показано в разд. 1.2. Для сравнения проведен контрольный расчет с величиной $\gamma = 1.3$, характерной для аргоновой плазмы в диапазоне $T = 10\text{--}15 \text{ kK}$. Результат показал незначительное, не более нескольких процентов, изменение значений параметров лазерной плазмы при полном сохранении характерных тенденций в их динамике.

Расчетные данные о распределении температуры (T -поле) преобразовывались в соответствующее распределение свечения S с целью сравнения с результатами

Параметры энергоисточника

Вариант модели	Область	Интервал времени, μs	Координаты, $x_1 - x_2$ mm	Диаметр d , mm	Энергия E , mJ	P/P_0
<i>a</i>	1	0–1	2–5	0.15	13	0.2
	2	1–2.5	(–2)–(+5)	0.15	13	0
<i>b</i>	1	0–1	2–5	0.15	13	0
	2	1–2.5	(–2)–(+5)	0.15	13	0

регистрации распределения свечения плазмы в эксперименте. Для определения свечения используется приведенное в [22] соотношение для спектральной мощности излучения плазмы:

$$\varepsilon(\nu) = A N_e^2 \xi(\nu) T^{-1/2} \exp[h(\nu_g - \nu - \Delta I)/kT], \quad (15)$$

где $A = \text{const}$, $\xi(\nu)$ — множитель порядка единицы, слабо зависящий от температуры и учитывающий конкретную структуру термов атома [22].

Амплитуда сигнала излучения или светимость S определяется интегрированием (15) в рабочем диапазоне частот $\nu_1 - \nu_2$ чувствительности камеры FASTCAM в области максимума 500–800 nm:

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} \varepsilon(\nu) d\nu = C_F T^{1/2} N_e^2 \xi(\nu) \exp[(h\nu_g - \Delta I)/kT]. \quad (16)$$

Коэффициент C_F зависит от формы кривой чувствительности в рабочем диапазоне частот. Воспользовавшись уравнением ионизационного равновесия (Саха), получаем величину S в зависимости от параметров плазмы:

$$\begin{aligned} S &= C_2 \rho (1 - \alpha) T^2 \exp\left[\frac{(h\nu_g - E_i)}{kT}\right] \\ &= C_2 \rho (1 - \alpha) T^2 \exp\left[\frac{-149.6}{T(\text{kK})}\right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Коэффициент C_F трансформируется в C_2 с учетом используемых в уравнении Саха соответствующих физических констант, размерность T в kK. Как уже отмечалось, высокая температура плазмы реализуется только за узким фронтом СДВ в короткий период его движения, затем параметр снижается. В расчетном температурном диапазоне $T = 15 - 10 \text{ kK}$ степень ионизации плазмы α изменяется не более чем на порядок величины при реализуемых давлениях, в то время как температурная функция вида $\exp[-149.6/T]$ изменяется в существенно большей степени. Поэтому полученные в расчете пространственные распределения относительной температуры $T(x, y)/T_{\max}$ преобразуются в поле относительной светимости $S/S_{\max}$ в следующем виде:

$$\begin{aligned} S/S_{\max} &= (T/T_{\max})^2 (\rho/\rho_{\min}) \\ &\times [\exp(-149.6/T)/\exp(-149.6/T_{\max})], \end{aligned} \quad (18)$$

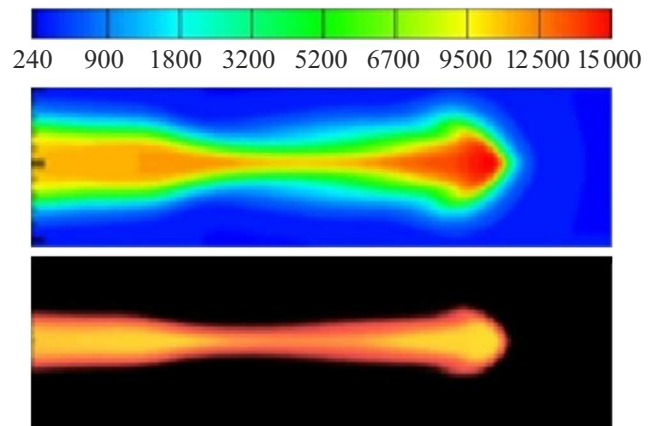


Рис. 4. T — распределение (вверху) и $S/S_{\max}$ (внизу); $t = 6 \mu\text{s}$.

где предельные параметры $T_{\max}$ и $\rho_{\min}$ реализуются при завершении поглощения энергии ($t = 3 \mu\text{s}$). Для сравнения первичных распределений температуры и преобразованных указанным способом данных по светимости на рис. 4 представлены результаты расчета температурного поля (вверху — температурная шкала) и относительной светимости $S/S_{\max}$ в момент времени $t = 6 \mu\text{s}$ с учетом импульса плазмы ($K = 0.2$). Представление светимости в шкале FLAME показывает области повышенной (8–15 kK) температуры плазменной среды ввиду сильной T -зависимости параметра (18).

3.3. Сравнительный анализ данных

На рис. 5 слева представлены результаты расчета ($t = 1, 2, 4, 6, 8$ и $10 \mu\text{s}$) температурного поля при энергоподводе без учета импульса плазмы ($b, P/P_0 = 0$). Справа — расчетные данные с учетом импульса плазмы ($a, P/P_0 = 0.2$). Ниже расчетных данных представлены кадры визуализации свечения в указанных интервалах времени регистрации (0–1 μs , 2.08–3.08 μs , и т.д.) каждого кадра. Справа имеется свечение предвестника, слева — отсутствует. Последующая практически идентичная динамика свечения плазмы свидетельствует о слабом влиянии предвестника, как уже отмечалось в разд. 2. Сравнение результатов моделирования и эксперимента показывает, что влияние импульса плазмы проявляется

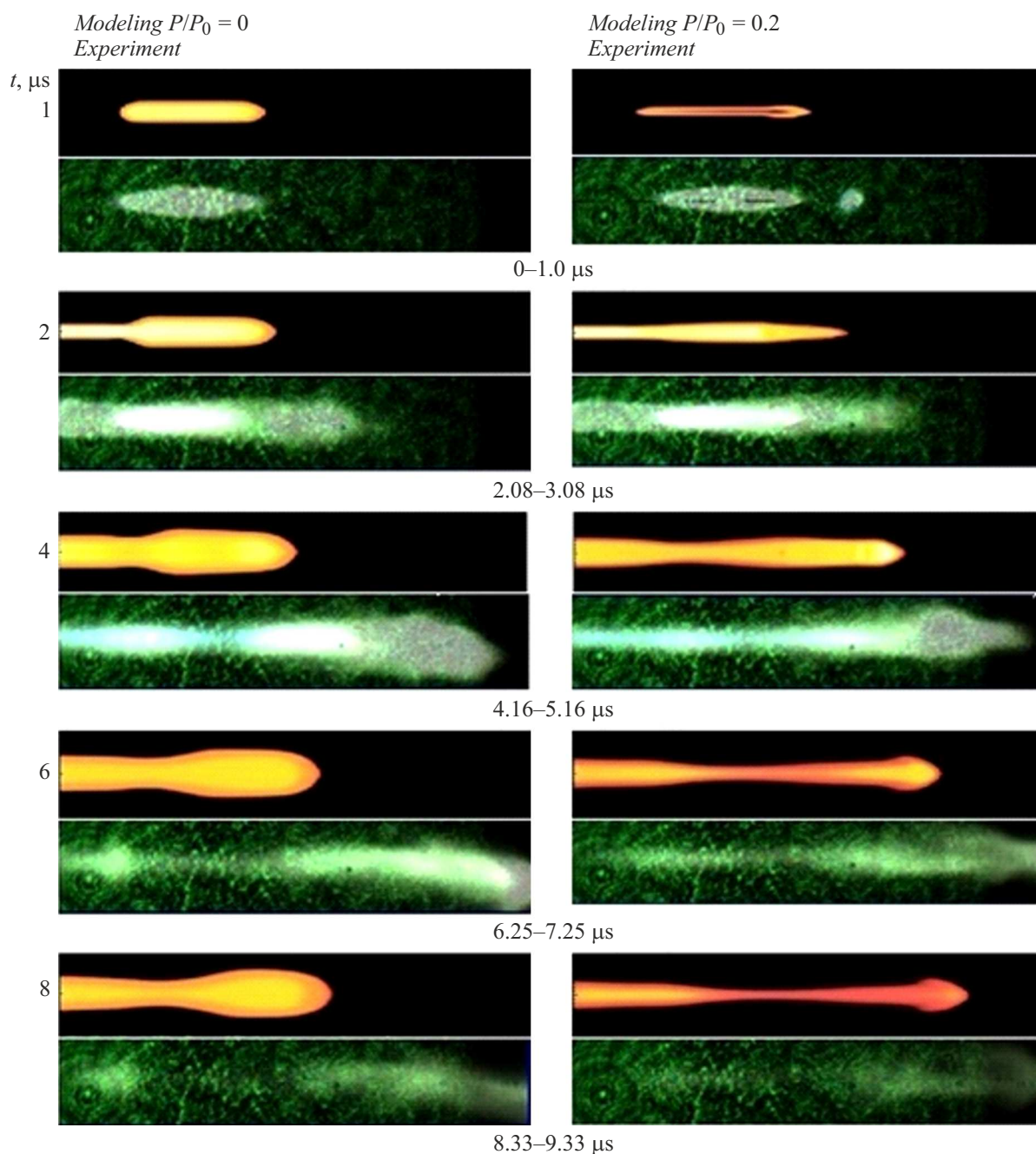


Рис. 5. Динамика свечения плазмы: моделирование, эксперимент. Кадр $11.5 \times 2 \text{ mm}$.

в формировании более протяженной плазменной структуры. Головная часть или ядро — плазма СДВ, а след за ней обусловлен поглощением энергии в режиме БВИ, поступление энергии прекращается после $3 \mu\text{s}$ (после второго кадра). Головная часть приобретает более высокую скорость (рис. 6); при ее „отрыве“ уменьшается поперечный размер перетяжки. Влияние предвестника на снимке справа не проявляется заметным образом. Таким образом, полученные данные показывают формирование течения с повышенной скоростью первичной СДВ плазмы по завершению поглощения энергии ла-

зерного импульса, после второго кадра. Отметим, что в отличие от результатов моделирования в эксперименте наблюдается заметное снижение интенсивности свечения плазмы через $\sim 9 \mu\text{s}$ из-за возрастающих потерь энергии. Тем не менее представленные на рис. 5, а также на последующих рисунках, данные позволили однозначно установить влияние микроструйного течения на общую плазменную структуру.

На рис. 6 представлены результаты расчета осевого распределения температуры и скорости плазмы в различные моменты времени ($1, 3, 5, 7, 9 \mu\text{s}$) в

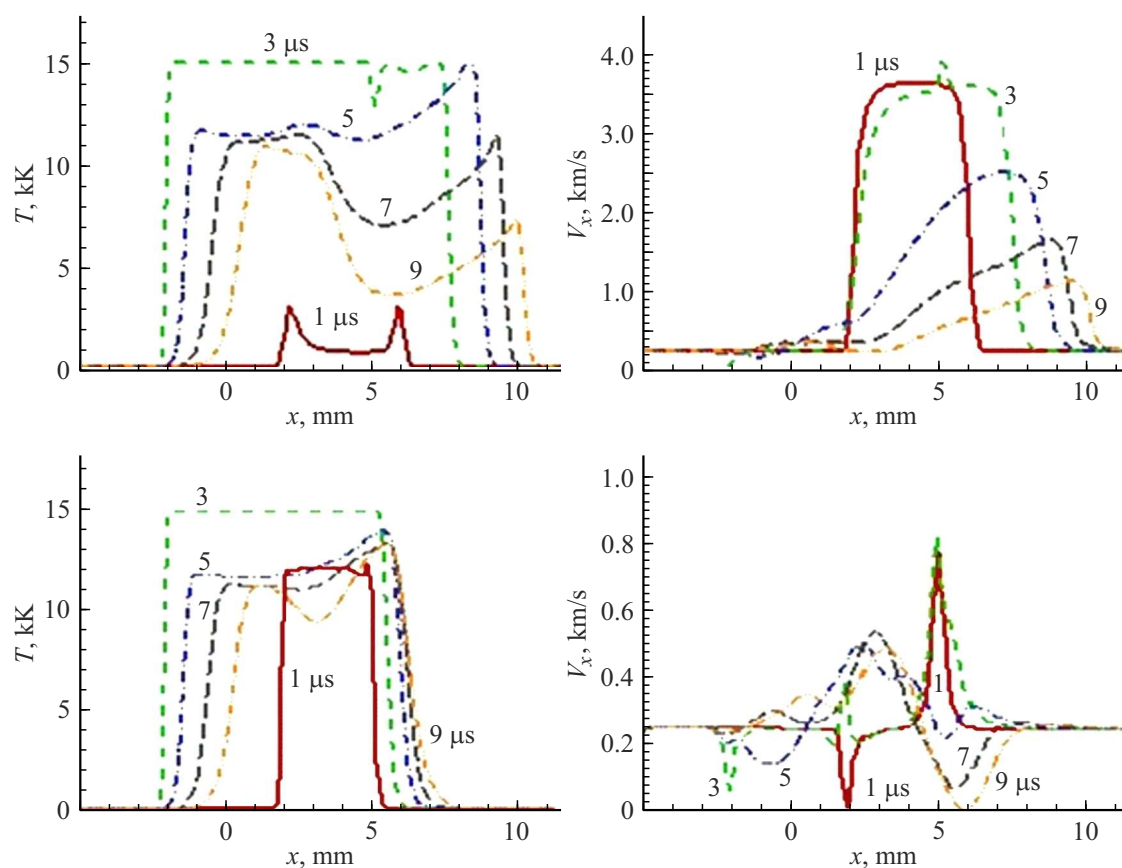


Рис. 6. Осевые распределения температуры T и продольной компоненты скорости V_x лазерной плазмы. $P/P_0 = 0.2$ (вверху), $P/P_0 = 0$ (внизу).

потоке с дозвуковой скоростью 0.25 km/s . На рис. 6 вверху — при формировании СДВ плазмы, внизу — при отсутствии этого режима. Микроструйное течение проявляется наличием высокой (до 3.6 km/s) осевой скорости в протяженной области в период $(0-3 \mu\text{s})$. В последующем высокоскоростная область расширяется, а скорость уменьшается до 1.1 km/s при времени $9 \mu\text{s}$. В обоих вариантах температура достигает максимального значения к концу лазерного импульса ($3 \mu\text{s}$), но ее величина не определена выше „плато“ 15000 K из-за используемого в расчетном методе ограничения. В последующем температура снижается, сильнее — при реализации СДВ режима. При этом протяженность высокотемпературной области увеличивается, также усиливается тенденция к формированию двух максимумов, причем в начале процесса вниз по потоку он выше, но позднее ($\sim 7 \mu\text{s}$) происходит его сильное понижение, более высокая температура остается в области другого максимума с координатами, близкими к позиции области подвода энергии в пике лазерного импульса. Аналогичная тенденция формирования двух максимумов свечения наблюдается в эксперименте.

Существенные отличия процесса формирования волновой структуры можно видеть при отсутствии СДВ режима (рис. 6, внизу). В области (1) формируются

две расходящиеся волны короткой, не более 1 mm , протяженности, более скоростная — до 800 m/s — в направлении потока и обратная, которая замедляется внешним потоком. При завершении последующей стадии подвода энергии (область 2, интервал $1-2.5 \mu\text{s}$) также формируются волны разной интенсивности в прямом и обратном направлениях. Скорость границы плазмы вниз по потоку уменьшается, и при $t < 9 \mu\text{s}$ выравнивается со скоростью потока.

Также полученные радиальные распределения рассматриваемых параметров показали, что диаметр высокотемпературной области по основанию составляет не более 1.4 mm , а высокоскоростной области — не превышает 1.0 mm . Для сравнения оценки максимального радиуса области высокой температуры и низкой плотности в рамках теории точечного взрыва дают следующие результаты: 0.65 и 0.85 mm через $5 \mu\text{s}$ для цилиндрической и сферической геометрии энергоисточника.

Результаты расчета светимости S показывают, что при отсутствии СДВ режима область повышенной температуры вниз по потоку ограничивается координатой $x < 5-6 \text{ mm}$ ($t = 9 \mu\text{s}$), в то время как при его реализации происходит заметное, почти двукратное, увеличение смещения этой границы — до $\sim 10 \text{ mm}$. Проявляется

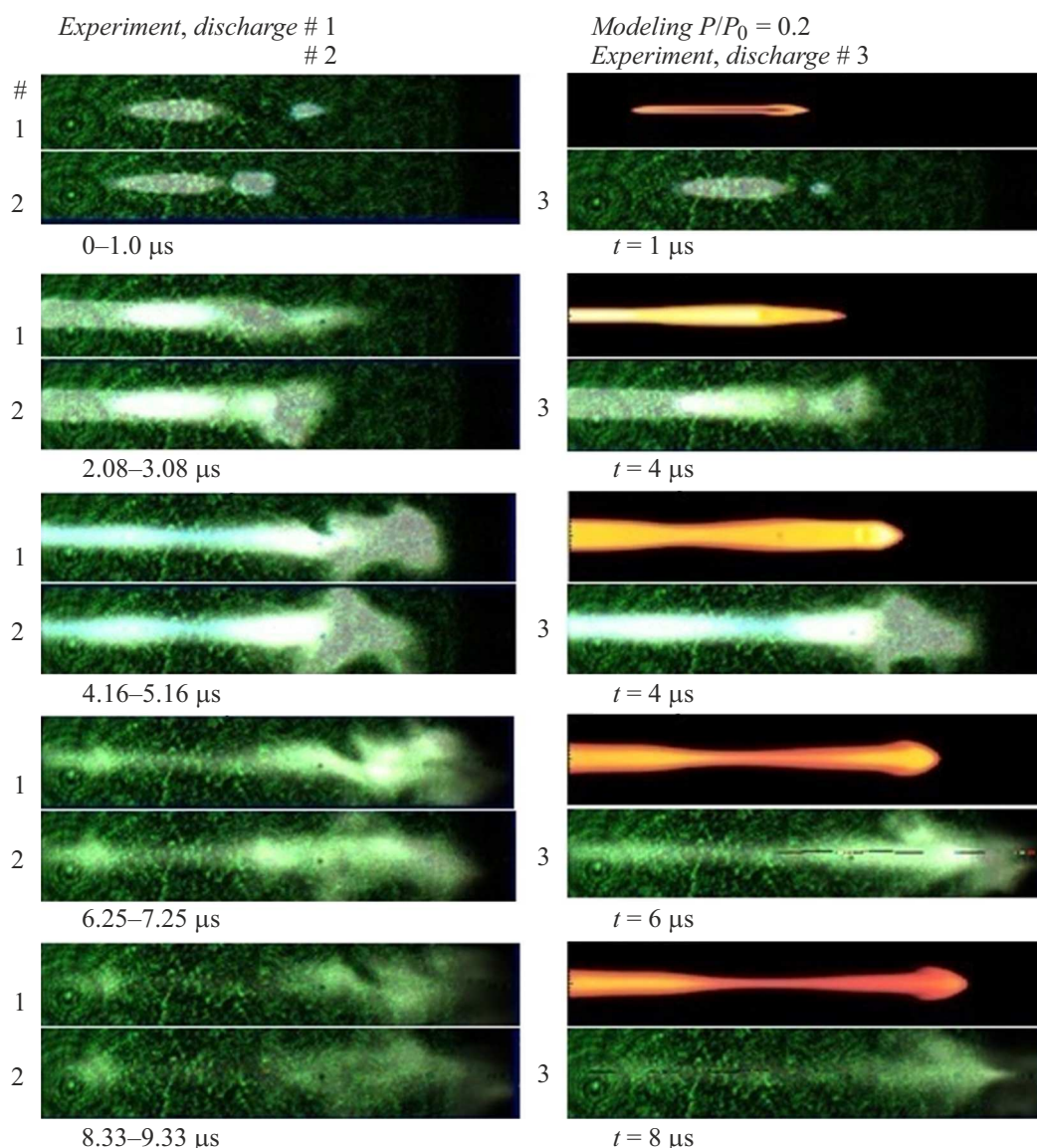


Рис. 7. Свечение плазмы с предвестником.

влияние повышенной приосевой скорости СДВ плазмы. Результаты визуализации светимости также свидетельствуют о заметном, близком к расчету, смещении границы плазмы вниз по потоку.

Как было указано выше (разд. 3), в эксперименте [15] регистрировалась также структура свечения первичной плазмы с предвестником. Это обусловлено прохождением лазерного пучка далее точки фокусировки, аналогично данным исследования [16] с использованием коротковолновых лазеров. Представленные на рис. 7 снимки свечения плазмы трех различных разрядов 1, 2 и 3 демонстрируют роль предвестника в динамике CO_2 -лазерной плазмы. Экспериментальные данные представлены в левом (1, 2) и в правом (3) столбцах, для сравнения, в правом столбце выше снимков разряда (3), также представлены ранее показанные на рис. 5 расчетные распределения свечения с учетом импульса

плазмы. Одинаковые для всех снимков интервалы времени регистрации ($0-1\ \mu\text{s}$, $2.08-3.08\ \mu\text{s}$ и т.д.) указаны ниже слева, а время расчетного распределения свечения $t = 1, 2, 4, 6$ и $8\ \mu\text{s}$ — справа.

Экспериментальные данные на рис. 7 демонстрируют характер возмущения структуры плазменного течения при поглощении части энергии в предвестнике с различной интенсивностью свечения и его позицией перед основной плазмой. Выявляется характерная тенденция: усиление радиального расширения плазмы с увеличением хаотичной неоднородности свечения за предвестником, через $2-3\ \mu\text{s}$ (второй кадр). Можно предположить, что это обусловлено взаимодействием микроструи с областью пониженной плотности в предвестнике. Тем не менее плазменная структура сохраняет такой же общий, как и при малых возмущениях, вид, например как на рис. 5. Это позволяет также предположить, что

в предвестнике поглощается относительно небольшая часть энергии пика лазерного импульса. Для получения количественных данных с применением метода численного моделирования требуется провести параметрический анализ с использованием дополнительных параметров предвестника: энергии, протяженности, позиции, в сравнении с результатами эксперимента. Кроме того, учитывая усиление возмущений, требуется трехмерное моделирование с применением соответствующих моделей турбулентности. Проведение такого анализа является задачей отдельного исследования, которая не входила в рамки настоящей работы.

Заключение

Разработан подход и осуществлено численное моделирование динамики плазмы оптического разряда при поглощении импульса CO₂-лазера. В разработанном подходе используется система гидродинамических уравнений, в которой формализуются режимы распространения оптических разрядов применительно к условиям эксперимента [15]. Плазменные области являются энерго(тепло)источниками с параметрами, которые определяются с использованием экспериментальных данных о динамике поглощения энергии лазерного импульса, пространственных масштабах плазмы в СДВ и БВИ режимах. В отличие от общепринятого подхода в уравнении сохранения количества движения используется расчетная величина интегрального параметра — количества движения, приобретаемого СДВ плазмой. В расчете использованы не имеющие принципиального значения допущения в рабочем температурном диапазоне, что позволило относительно простым способом использовать версию пакета программ ANSYS FLUENT для нестационарной задачи в осесимметричной постановке.

Результаты численного моделирования показывают формирование более протяженной плазменной структуры при учете микроструйного течения плазмы в СДВ режиме распространения оптического разряда. Визуализация свечения показывает близкое к численным результатам смещение границы плазмы вниз по потоку. Это указывает на возможность использования полученной расчетной величины интегрального параметра — количества движения СДВ плазмы. Численное моделирование позволило также определить характерные тенденции в динамике структуры и параметров плазмы. Скорость и температура достигают максимальных значений при завершении поглощения лазерного импульса. В последующем происходит разделение плазмы с опережением ее головной части вниз по потоку вследствие повышенной скорости плазменного течения за СДВ фронтом. Таким образом, впервые в сравнительном анализе результатов численного моделирования и экспериментальных данных подтверждается формирование скоростного микроструйного течения плазмы в СДВ режиме распространения оптического разряда.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИТПМ СО РАН, номер гос. регистрации: 124021400036-7, 124021500012-0.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В.А. Битюрин, В.Е. Фортон (ред.). *Энциклопедия низкотемпературной плазмы. Серия Б. Тематический том IX—4. Плазменная аэродинамика* (Янус-К, М., 2014)
- [2] А.С. Юрьев, С.Ю. Пирогов, Е.В. Рыжов. *Управление обтеканием тел с использованием подвода лазерной энергии в высокоскоростные потоки газа* (Профессионал, СПб, 2005)
- [3] П.Ю. Георгиевский, В.А. Левин. Письма в ЖТФ, **14** (8), 684 (1988).
- [4] В.Н. Зудов, П.К. Третьяков, А.В. Тупикин, В.И. Яковлев. МЖГ, **5**, 140 (2003).
- [5] В.М. Фомин, В.И. Яковлев. *Энергообмен в сверхзвуковых газоплазменных течениях с ударными волнами* (Физматлит, М., 2017)
- [6] Ю.П. Райзер. ЖЭТФ, **48** (5), 1508 (1965).
- [7] В.И. Фишер. ЖТФ, **53** (11), 2148 (1983).
- [8] В.И. Фишер. ЖТФ, **53** (11), 2143 (1983).
- [9] V.I. Fisher, V.M. Kharash. JETP, **55** (3), 439 (1982).
- [10] V.I. Fisher, V.M. Kharash. JETP, **56** (5), 1004 (1982).
- [11] K. Shimamura, K. Matsui, J.A. Ofosu, I. Yokota, K. Komurasaki. Appl. Phys. Lett., **110**, 134104 (2017). <https://doi.org/10.1063/1.4979646>
- [12] K. Shimamura, I. Yokota, Sh. Yokota. J. Appl. Phys., **126**, 243304 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5115815>
- [13] K. Mori, K. Komurasaki, Y. Arakawa. J. Appl. Phys., **92**, 5663 (2002). <https://doi.org/10.1063/1.1513869>
- [14] K. Mori, K. Komurasaki, Y. Arakawa. Appl. Phys. Lett., **88**, 121502 (2006). <https://doi.org/10.1063/1.2183812>
- [15] В.И. Яковлев, В.Б. Шулятьев, М.А. Ядренкин, Т.А. Гимон. Квант. электрон., **53** (6), 475 (2023). [V.I. Yakovlev, V.B. Shulyat'ev, M.A. Yadrenkin, T.A. Gimon. Bull. Lebedev Phys. Institute, **50** (10), S1108 (2023). <https://doi.org/10.3103/S106833562322013X>]
- [16] A. Alberti, A. Munafo, M. Koll, M. Nishihara, C. Pantano, J.B. Freund, G.S. Elliott, M. Panesi. J. Phys. D: Appl. Phys., **53**, 025201 (2020). <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab492a>
- [17] S.Y. Pirogov, D.G. Belyanin, A.S. Yuriev, S.V. Leonov, E.V. Ryzhov. Proc. of the 7th Int. Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. Ed. V.A. Bityurin (Moscow, 122-127, 2007)
- [18] P.D. Thomas. AIAA J., **15** (10), 1405 (1977).
- [19] В.Н. Анисимов, В.А. Воробьев, В.Г. Гришина, О.Н. Деркач, М.Ф. Каневский, А.Ю. Себрант, М.А. Степанова, С.Ю. Чернов. Quant. Electron., **25** (8), 831 (1995). DOI: 10.1070/QE1995v025n08ABEH000481

- [20] Т.А. Киселева, Т.А. Коротаева, В.И. Яковлев. Письма в ЖТФ, **45** (7), 29 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.07.47533.17592 [Т.А. Kiseleva, Т.А. Korotaeva, V.I. Yakovlev. Tech. Phys. Lett., **45** (4), 335 (2019). DOI: 10.1134/S1063785019040059]
- [21] Л.И. Седов. *Методы подобия и размерности в механике* (Наука, М., 1987)
- [22] Г.И. Козлов, В.А. Кузнецов, В.А. Масюков. ЖЭТФ, **66** (3), 954 (1974).
- [23] Г.И. Козлов, Е.П. Ступицкий. *Таблицы термодинамических параметров аргона и ксенона за падающей и отраженной ударной волной* (ИПМ АН СССР, М., 1969).
- [24] В.И. Яковлев. Письма в ЖТФ, **27** (9), 13 (2001).