

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Ю. П. Райзер, А. Ю. Силантьев, С. Т. Суржи-
ков, Двумерные расчеты непрерывного оптиче-
ского разряда в потоке атмосферного воздуха
(оптического плазмотрона), *ТВТ*, 1987, том 25,
выпуск 3, 454–461

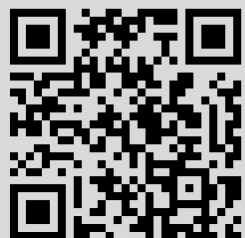
Использование Общероссийского математического портала Math-
Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользова-
тельским соглашением

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

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.88

22 января 2025 г., 13:53:03



УДК 533.9.15:537.52.7

ДВУМЕРНЫЕ РАСЧЕТЫ НЕПРЕРЫВНОГО ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ПОТОКЕ АТМОСФЕРНОГО ВОЗДУХА (ОПТИЧЕСКОГО ПЛАЗМОТРОНА)

Райзер Ю. П., Сулантьев А. Ю., Суржиков С. Т.

Проведено численное моделирование двумерного газодинамического процесса в непрерывном оптическом разряде, горящем в дозвуковом потоке атмосферного воздуха. Учтены искажение светового канала вследствие рефракции лазерного луча в создаваемой им плазме, потери энергии на излучение, лучистый теплообмен. Обнаружено, что в горячей струе за областью энерговыделения возникают неустойчивости и вихревые структуры. Течение здесь является нестационарным, но периодическим. На основную часть разряда, где состояние вполне стабильно, эти эффекты не влияют. Расчеты показали, что при организации оптического плазмотрона в свободной атмосфере набегающий поток в основном обтекает высоконагретую область, проникая в нее лишь в небольшой степени. В зависимости от скорости потока рефракция в плазме может приводить как к дефокусировке, так и к дополнительной фокусировке луча. Получено качественное согласие с имеющимися экспериментальными данными.

В оптическом плазмотроне через непрерывный оптический разряд (НОР), поддерживаемый фокусированным излучением CO_2 -лазера непрерывного действия, в направлении луча продувается холодный газ, который частично превращается в плазменную струю [1]. НОР и оптический плазмотрон привлекают к себе неослабевающее внимание исследователей, по крайней мере по трем причинам. 1. Таким способом можно получить стабильную, живущую неограниченное время и, следовательно, удобную для измерений плотную плазму с исключительно высокой температурой ($\approx 20\,000\text{ К}$). 2. Подобного рода явления возникают при воздействии на поверхность лазерного излучения повышенной мощности, оказывая влияние на эффективность процессов лазерной технологии [2]. 3. Обсуждаются проекты (пока, правда, фантастические) использования эффекта для создания тяги с высоким удельным импульсом; укажем последнюю статью на эту тему [3].

До сих пор процесс НОР в потоке газа, который является двумерным, теоретически рассматривался только в одномерном приближении, когда газовый поток считается прямым, и вводится средняя по сечению светового канала температура. Детальные расчеты на основе одномерной модели [4] дают богатую информацию об этом явлении и, в целом, согласуются с опытом. Но на основе таких данных нельзя сделать никаких заключений о пространственном характере поля течения, в частности, о том, в какой мере поток проникает в область поглощения лазерного луча, как он обтекает плазму, что происходит с горячей струей, затопленной в окружающем потоке холодного газа. Между тем, все эти факторы влияют на теплообмен плазмы и ее характеристики (максимальную температуру, размеры) и, следовательно, представляют интерес как для понимания физики явления, так и для приложений, тем более что аналогичные вопросы возникают при изучении любых плазмотронов.

Первые численные расчеты двумерного поля температур в НОР [5, 6] сделаны для неподвижного газа. Они сразу позволили учесть ряд существенных особенностей процесса: саморефракцию лазерного луча в плазме, искажающую форму светового канала [5, 6], более детально — лучистый теплообмен [6] и дали возможность сопоставления теории с результатами измерений пространственного распределения температуры. Дальней-

шее развитие модели заключается в учете в рамках двумерных расчетов газодинамических процессов, что существенно усложняет задачу. Известно, сколь сложны расчеты затопленных струй даже в отсутствие интенсивного источника тепла в поле течения. Первые, предварительные результаты двумерного расчета оптического плазмотрона кратко описаны в [7]. Они отметили существенную особенность течения, которое в некоторой части может иметь нестабильный и вихревой характер. В этой статье приводятся более подробные данные численного моделирования процесса.

Постановка задачи и уравнения. Пусть лазерный луч диаметра d , имеющий мощность P_0 , фокусируется линзой с фокусным расстоянием f в газовый поток, который, будучи невозмущенным, движется со скоростью u вдоль оптической оси в направлении распространения излучения. Пусть в области фокуса создан начальный очаг плазмы и загорелся НОР. Наличие интенсивного источника тепла, естественно, приведет к искажению первоначально прямолинейного однородного течения. Будем интересоваться установившимся режимом горения НОР в потоке и пространственными распределениями температуры T и скорости газа v . Поскольку распределения симметричны относительно оптической оси, процесс естественно рассматривать в цилиндрических координатах z, r , совместив ось z с оптической осью. Направим ось z в сторону распространения излучения и движения газа, а начало координат $z=0$ поместим в точку невозмущенного плазмой фокуса. Будем ориентироваться на условия экспериментов [8], где поток в области НОР практически не ограничен стенками. Поэтому будем считать, что течение происходит в «свободном» пространстве.

Поля T, v_z, v_r описываются системой уравнений газовой динамики с учетом источников тепла. Обычно в экспериментах скорости набегающего на плазму потока невелики ($u \approx 0,1-10$ м/с), поэтому течение даже в нагретой области является существенно дозвуковым и перепады давления малы. Пренебрегая изменениями плотности энергии газа, вызванными малыми изменениями давления, а также вязкой диссипацией, запишем уравнение энергии относительно температуры

$$\rho c_p (\partial T / \partial t + v \text{ grad } T) = \text{div} (\lambda \text{ grad } T) + W - Q. \quad (1)$$

Здесь c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; λ — коэффициент теплопроводности (последняя играет важную роль); W — энерговыделение в 1 см^3 в 1 с за счет поглощения лазерного излучения; Q — результирующий эффект потерь энергии на излучение и поглощение теплового излучения (лучистого теплообмена). Плотность газа ρ однозначным образом связана с его температурой условием приближенного постоянства давления $p(\rho, T) \approx \text{const} = p_0$. Стационарное решение будем искать методом установления. Поэтому в уравнении (1) сохранен член $\partial T / \partial t$.

Полагаем, что источники W имеют гауссово распределение по сечению светового канала

$$W = \frac{2\mu_0 P}{\pi [R(z)]^2} \exp\left\{-\frac{2r^2}{[R(z)]^2}\right\}, \quad (2)$$

а мощность лазерного излучения ослабляется за счет поглощения по закону

$$dP/dz = -\mu_0 P, \quad (3)$$

где $\mu_0 \equiv \mu_0 [T(z, 0)]$ — коэффициент поглощения на оси. Зависимость эффективного радиуса светового канала R от z определяется из согласованных с (1) уравнений, которые описывают эффект рефракции лазерного излучения в им же созданной плазме [5, 6]. При расчете рефракции по сравнению с [6] сделаны некоторые уточнения, позволяющие учитывать не только расхождение лазерных лучей на плазме разряда (как в [6]), но и возможную дополнительную фокусировку (см. Приложение). Метод расчета величины Q описан в [4, 6].

При численном исследовании двумерных дозвуковых течений, когда изменения давления малы, целесообразно исключить p из уравнений движения путем перекрестного дифференцирования уравнений Навье — Сток-

са для v_z и v_r [9]. Получающееся уравнение с помощью уравнения неразрывности сводится к уравнению для вихря скорости $\omega = \text{rot } v$. В отсутствие закрутки газа вокруг оси, $v_\varphi = 0$, вектор ω имеет единственную компоненту

$$\omega \equiv \omega_\varphi = \partial v_r / \partial z - \partial v_z / \partial r. \quad (4)$$

Уравнению для вихря можно придать характерную для газодинамических уравнений дивергентную форму

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho \frac{\omega}{r} + \text{div } \rho v \frac{\omega}{r} &= -I + S_1 + S_2, \\ I &= \frac{1}{r} \left(\frac{\partial}{\partial z} \rho \frac{\partial}{\partial r} \frac{v_z^2 + v_r^2}{2} - \frac{\partial}{\partial r} \rho \frac{\partial}{\partial z} \frac{v_z^2 + v_r^2}{2} \right), \\ S_1 &= \frac{\partial^2}{\partial z^2} \mu \frac{\omega}{r} + \frac{1}{r^3} \frac{\partial}{\partial r} r^3 \frac{\partial}{\partial r} \mu \frac{\omega}{r}, \\ S_2 &= \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial}{\partial z} \mu \frac{\partial v_z}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \mu \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\frac{\partial}{\partial z} \mu \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial r} \mu \frac{\partial v_r}{\partial z} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь μ — динамическая вязкость. В уравнение неразрывности в стационарном случае можно ввести функцию тока $\psi(z, r)$ по формулам

$$r \rho v_z = \partial \psi / \partial r, \quad r \rho v_r = -\partial \psi / \partial z. \quad (6)$$

Из (4), (6) вытекает непосредственная связь функций вихря и тока

$$\omega = -\frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (7)$$

Следует отметить, что результаты расчета нестационарной стадии при поиске стационарного решения методом установления не описывают истинной эволюции системы, в частности, по той причине, что в уравнении неразрывности опущено слагаемое $\partial \rho / \partial t$. Однако общее представление о характере эволюции и о временных особенностях процесса, в том числе о возможно присущей ему неустойчивости, они дают, что будет видно из дальнейшего.

Уравнения (1)–(7) вместе с уравнением состояния $\rho = \rho(T, p_0)$ и дополнительными соотношениями, которые служат для определения формы светового канала $R(z)$ и результирующих лучистых потерь Q , образуют замкнутую систему уравнений относительно новых функций ψ , ω , T . Входящие в нее скорости v_z , v_r в процессе расчета играют роль вспомогательных переменных, определяемых соотношениями (6). Граничные условия к системе выберем в соответствии с условием струи в «неограниченном» пространстве. Далеко перед разрядом и сбоку от него исходный поток не возмущен, т. е. является прямолинейным и однородным с параметрами T_0 , ρ_0 , $v_z = u$, $v_r = 0$. Далеко за разрядом исчезают осевые градиенты всех величин. При помещении начала координат в точку геометрического фокуса границы счетной области устанавливались на расстояниях $z = -3$ см (перед разрядом), $z = +7$ см (за разрядом), $r = 5$ см (сбоку). Перемещение границ не сказывалось на результатах расчета центральной горячей области.

По определению (6) функция тока $\psi(z, r)$ совпадает с поделенной на 2π величиной массового расхода газа через круг радиуса r в сечении z . С учетом этого обстоятельства граничные условия для новых функций ψ , ω , T выглядят следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{при } z = -3 \text{ см} & \quad \psi = r^2 \rho_0 u / 2, \quad \omega = 0, \quad T = T_0, \\ \text{при } z = 7 \text{ см} & \quad \partial \psi / \partial z = 0, \quad \partial \omega / \partial z = 0, \quad \partial T / \partial z = 0, \\ \text{при } r = 5 \text{ см} & \quad \psi = r^2 \rho_0 u / 2, \quad \omega = -\partial v_z / \partial r, \quad T = T_0, \\ \text{при } r = 0 & \quad \partial(\psi / r^2) / \partial r = 0, \quad \partial(\omega / r) / \partial r = 0, \quad \partial T / \partial r = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

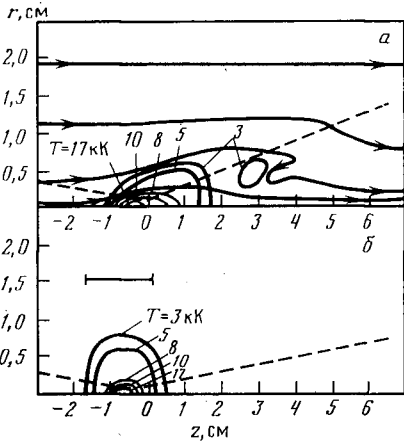


Рис. 1

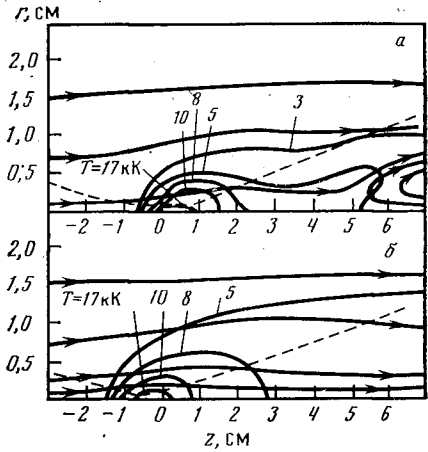


Рис. 2

Рис. 1. *a* – поля изотерм и мгновенных линий тока (штриховой линией показан канал лазерного луча по уровню e^{-1} амплитуды поля; давление воздуха 1 атм; мощность CO_2 -лазера 6 кВт; диаметр луча 4 см; фокусное расстояние линзы 20 см; угол начальной расходимости лазерного луча $\theta=0,003$ рад; скорость холодного потока 1 м/с, его температура 300 К); *б* – разряд без потока при прочих равных условиях. Отрезок соответствует положению светящейся области по фотографиям [8]

Рис. 2. Поля изотерм и линий тока при $u=3$ м/с: *a* – температура газа на входе $T=300$ К, *б* – 3000

Условия при $r=0$ следуют из условий осевой симметрии ($v_r=0$), четности функции $\psi(r)$ и нечетности $\omega(r)$. Помимо (8) при $z=-3$ см задаются лазерная мощность $P=P_0$ и невозмущенный рефракцией сходящийся конус светового канала с углом раствора $\alpha=\text{arctg } d/f$.

Расчеты проведены для воздуха атмосферного давления и параметров экспериментов [8]: $P_0=6$ кВт, $f=20$ см, $d=4$ см, $\alpha \approx 11^\circ$. Расходимость лазерного излучения $\theta=3 \cdot 10^{-3}$ рад; в отсутствие плазмы луч фокусируется в пятно диаметром $f\theta=0,06$ см. Материальные функции воздуха, который считается термодинамически равновесным: $\rho(T)$ при $p_0=1$ атм, $c_p(T)$, $\lambda(T)$, $\mu_\omega(T)$, вязкость $\mu(T)$ берутся из литературы либо рассчитываются, как в [4]. То же относится и к оптическим свойствам воздуха.

Вопросы счета. Разностное представление уравнений первого порядка точности на неравномерных сетках позволило описать течения с числами Рейнольдса $\text{Re} \leq 100$ (число $\text{Re}=vl/\nu$ оценивается с локальными значениями скорости v , кинематической вязкости $\nu=\mu/\rho$ и типичным для рассматриваемых условий масштабом длины $l=1$ см). В не слишком горячей области с $T < 3000$ К, где $\mu < 8 \cdot 10^{-4}$ г/(см·с), $\nu < 6,4$ см²/с, на первый план выступает присущая разностной схеме сеточная вязкость $\nu_c \sim \nu h$, где h – шаг по пространству. Соответствующее сеточное число Рейнольдса $(\text{Re}_c)=vl/\nu_c \sim l/h$ порядка числа счетных точек на характерном масштабе течения. Практическая ограниченность этой величины не позволяет разрешать тонкие пространственно-временные детали течения в низкотемпературной области с $T < 3000$ К. Но это несколько не нарушает правильности результатов расчета представляющей основной интерес высокотемпературной части НОР и струи.

Результаты расчетов. В нижней части потока, в области остывшей струи возникают неустойчивости, колебания и образуются вихри, в которых газ может течь навстречу основному потоку (рис. 1). Устойчивый стационарный режим сменяется колебаниями при $\text{Re} > 50$, вихревые структуры появляются при $\text{Re} > 70$. Такие значения чисел Рейнольдса вообще характерны для начала неустойчивостей в струях. Поскольку вследствие ограниченных возможностей ЭВМ истинно нестационарная задача не решается, невозможно однозначно трактовать появляющиеся в счете неустойчивости. Однако есть основания утверждать, что они отражают физическую реальность, а не являются чисто счетными. Все колебания полностью пропадают и поток становится стационарным, если продувать через

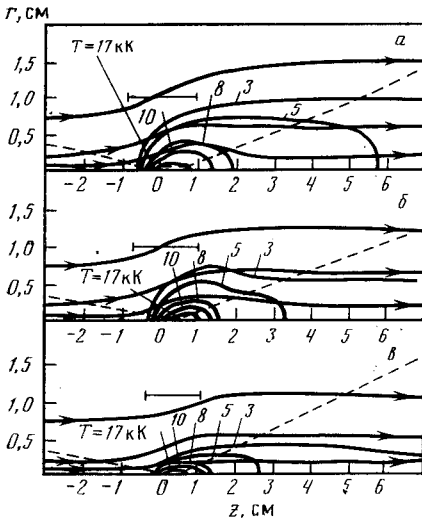


Рис. 3

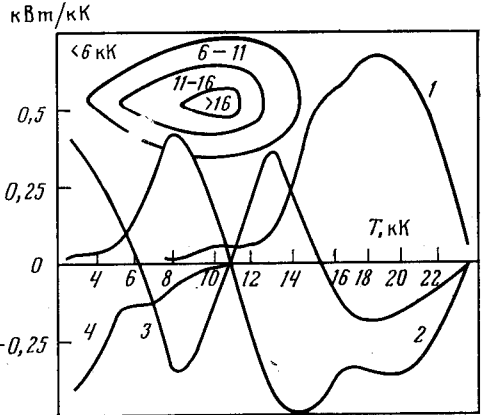


Рис. 4

Рис. 3. Поля изотерм и линий тока: а — $u=3$ м/с, б — 5, в — 10. Неустойчивости в горячей струе подавлены стоком вихря

Рис. 4. Поглощение лазерного излучения (1), полные лучистые (2), теплопроводностные (3) и конвективные (4) потери для слоев с различными температурами

разряд подогретый до 3000 К газ. Это установлено расчетным путем и демонстрируется на рис. 2. Стабилизация неустойчивостей в подогретом потоке происходит по двум причинам: сильно увеличивается вязкость невозмущенного потока (в 40 раз от $\nu=0,15$ см²/с при $T=300$ К до 6,4 см²/с при $T=3000$ К) и существенно сокращаются перепады плотности в струе.

Структуры, представленные на рис. 1, а, 2, а, не являются статическими. Это — как бы моментальные фотографии, отдельно выхваченные кадры. Вихри формируются в задней части струи и сносятся потоком к границе счетной области, снова рождаются и сносятся и т. д. Так происходит десятки раз на протяжении счета во времени с неизменной периодичностью и полным воспроизведением всей динамики цикла. Напомним, что это не есть вполне достоверная картина, ибо она описывается упрощенным уравнением неразрывности, в котором опущено слагаемое $\partial \rho / \partial t$, но общий характер процесса, который не является строго стационарным, она отражает.

Возникновение неустойчивостей и вихрей в струе мало сказывается на поведении основной зоны НОР, где происходит поглощение лазерной энергии и газ нагревается до высокой температуры и где течение стабильно. Результаты расчета головы разряда и высокотемпературной области практически не зависят от того, есть ли неустойчивости и вихревые структуры в удаленной части струи. По этой причине в серийных расчетах, направленных на описание структуры головной части разряда, закономерностей поглощения и рефракции луча, неустойчивости подавлялись путем искусственного введения в правую часть уравнения (5) отрицательного источника вихрей в виде

$$-I' = -\beta(z) \frac{\rho}{r} \omega |\omega|, \quad \beta = \begin{cases} 0, & z < 0 \\ z/\Delta, & z > 0, \end{cases} \quad (9)$$

где масштаб $\Delta \approx 1$ см подбирается так, чтобы источник мало влиял на решение в горячей области. Стабилизации можно достичь и путем введения дополнительной вязкости. Введение отрицательного источника вихрей можно интерпретировать как результат осреднения уравнений Навье — Стокса, при котором игнорируются взаимно уничтожающиеся мелкие завихренности и рассматривается лишь крупномасштабное течение, как при расчетах турбулентности. Формула источника (9) подсказывают структура осредненных уравнений и аналогия с теорией турбулентности, где также

приходится вводить гипотетические связи и пользоваться эмпирическими коэффициентами.

Из рис. 1, а, относящегося к разряду в потоке (без подавления неустойчивостей), и рис. 1, б — без потока видно, как даже слабый поток $u=1$ м/с изменяет распределение температуры, деформирует изотермы. Передний фронт разряда становится гораздо более крутым, ибо здесь газ движется навстречу теплопроводностной волне; задний фронт, где теплопроводностный и газовый потоки направлены в одну сторону, растягивается. Меньшая доля тепла уходит в радиальном направлении, так как сносится потоком. Отрезки на рис. 1, 3 указывают размеры и положение светящейся области в экспериментах [8] при тех же условиях. Концы отрезков совпадают с расчетными границами области с $T > 8000$ К, что примерно и соответствует пределу яркого свечения воздуха. Максимальная скорость осевого потока в горячей области составляет 14 м/с. Перед фронтом разряда холодный поток несколько тормозится, и основная масса газа обтекает горячую область как твердое тело. Например, расход газа через максимальное радиальное сечение изотермы $T = 10\,000$ К составляет $5 \cdot 10^{-3}$ г/с. В холодном же потоке при скорости $u = 1$ м/с через такое сечение протекает $37 \cdot 10^{-3}$ г/с.

Рис. 1, 3 позволяют проследить, как меняются распределение температуры и форма светового канала при увеличении скорости потока в пределах $u=0-10$ м/с. Результаты, приведенные на рис. 3, получены с применением подавления неустойчивостей. С ускорением потока горячая область становится все более вытянутой. Максимальные температуры плазмы растут при увеличении скорости потока¹. Так получалось и в одномерной модели [4]: более быстрый поток «загоняет» переднюю часть разряда в каустику светового канала, где интенсивность излучения и плотность энерговыделения выше.

Слишком быстрый поток «сдувает» разряд, выносит его за пределы каустики луча, где он гаснет. В данных расчетах это происходит при $u > 12$ м/с. В экспериментах [8] разряд сдувался при меньшей скорости $u \approx 10,7$ м/с.

Поток влияет на характер рефракции лазерного луча в создаваемой им плазме и форму светового канала. В разряде без потока $T_{\text{макс}}$ близка к температуре T_1 , соответствующей полной однократной ионизации газа [1] в воздухе при $p=1$ атм $T_1 \approx 18\,000$ К. На оси плотность электронов n_e при этом максимальна и по радиусу падает. Коэффициент преломления имеет на оси минимум, и плазма действует на луч как рассеивающая (дефокусирующая) линза [5, 6]. Из-за сильной дефокусировки наиболее узкое место светового канала (перетяжка) смещается от места геометрического фокуса ближе к линзе, а радиус перетяжки увеличивается до 0,17 см.

Поток сдувает разряд в область более высоких интенсивностей лазерного излучения, $T_{\text{макс}}$ повышается по сравнению с $T_1 \approx 18\,000$ К. Между тем, для начала второй ионизации требуется значительное повышение температуры, до $(22-24) \cdot 10^3$ К. Поэтому возникает область, где температура повышена по сравнению с T_1 , но второй ионизации еще нет. В этой области из-за теплового расширения газа n_e меньше, чем при T_1 , и на оси образуются локальный минимум n_e и локальный максимум коэффициента преломления. Такая область действует на луч как фокусирующая линза. Появляется эффект самофокусировки луча. По расчетам такой самофокусированный канал имеет наибольшую протяженность при $u=3$ м/с. При больших скоростях плазма сильнее сдувается, и канал становится короче. На пределе сдувания разряда самофокусированный канал вообще не образуется. Надо отметить, что здесь предполагалось, что радиальное распределение интенсивности в луче является гауссовым. В реальном луче профиль сложнее, тем более, что рефракция и поглощение искажают про-

¹ Они достигают $T_{\text{макс}} \approx 24\,000$ К, но эти величины недостаточно надежны, так как оптические свойства воздуха, которые сильно влияют на излучательную способность и лучистый теплообмен, надежно рассчитаны только до 20 000 К. Необходимо расширить этот диапазон, включив в него и область второй ионизации.

филь, если даже вначале он и был гауссовым. Поэтому следует решать более точное уравнение распространения лучей в параболическом приближении, как в [5]. Однако это бы сильно усложнило и без того сложную газодинамическую задачу.

Анализ влияния совместного действия рефракции, газового потока и теплообмена излучением на характеристики НОР показал, что по мере увеличения скорости набегающего газа происходит смена определяющих механизмов тепловых потерь. При малых скоростях поглощенная энергия лазера теряется из разряда в основном путем высвечивания, а при скоростях $u \gtrsim 3$ м/с — подавляющая доля энергии выносится потоком. Однако в обоих случаях теплопроводностные потери значительны. По мере сдвигания разряда в область геометрического фокуса (от $u=0$ до 3 м/с) плотность потока лазерного излучения на оси приближается к своему невозмущенному значению (в голове разряда) и заметно падает в его хвосте за счет поглощения, что объясняется увеличением оптической толщины плазмы. Энергетический баланс в плазме разряда с фиксированной скоростью потока $u=1$ м/с демонстрируется на рис. 4. Положительные значения мощности соответствуют поглощаемой энергии, а отрицательные — теряемой. Видно, что лазерная мощность (кривая 1) поглощается при $T \approx 14\,000 - 22\,000$ К. Эта температурная область охлаждается путем высвечивания (2) и теплопроводности (3). Слой с $T \approx 10\,000 - 14\,000$ К нагревается теплопроводностью, но также охлаждаются излучением. Слой с $T \leq 10\,000$ К нагреваются за счет поглощения УФ-излучения горячей зоны и охлаждаются теплопроводностью. Часть тепла выносится набегающим потоком (4).

Таким образом, в работе впервые проведено численное моделирование двумерного процесса в оптическом плазмотроне. Расчет указал на существование неустойчивостей и возникновение вихревых структур, периодически зарождающихся в нагретой струе и сносящихся потоком. Подобные эффекты, по-видимому, свойственные течениям затопленных горячих струй при наличии источников тепла в газе, скорее всего будут возникать и в плазменных факелах, образующихся при воздействии лазерного излучения на материалы, т. е. в процессах лазерной технологии. Существенны эффекты рефракции лазерного луча в плазме разряда, причем возможны, видимо, как режимы расфокусировки, так и фокусировки в зависимости от скорости потока. Расчеты указали на важную роль лучистого теплообмена. Дальнейшие уточнения должны быть направлены, в частности, на расчет истинно нестационарных уравнений газовой динамики, на совершенствование расчета рефракции с привлечением параболического уравнения распространения луча, на более детальное рассмотрение лучистого теплообмена с учетом оптических свойств газа в области второй ионизации.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Расчет рефракции лазерного луча на плазме разряда в параболическом приближении квазигеометрического метода требует определения коэффициента параболическости $\alpha(z)$, описывающего параболический профиль коэффициента преломления около оси [6]. В [6] при вычислении коэффициента считалось, что $n_e=0$ при определенной температуре. Лучше определять коэффициент, пользуясь значением n_e на радиусе луча, ограничивающего определенную долю мощности лазерного излучения (если $R(z)$ — радиус луча по уровню e^{-1} амплитуды поля, то доля мощности, ограниченная этим радиусом, при гауссовом распределении составляет 65%). Такое описание рефракции луча позволяет рассматривать как дефокусировку, так и фокусировку излучения.

Комплексная диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\varepsilon - 1 = -\frac{n_e(0)}{n_{кр}} + i \frac{\mu_\omega(0)\lambda_0}{2\pi} - \frac{r^2}{[R(z)]^2} \left\{ \frac{n_e(R) - n_e(0)}{n_{кр}} + \frac{i\lambda_0}{2\pi} [\mu_\omega(0) - \mu_\omega(R)] \right\}.$$

Коэффициент параболическости определяется как

$$\alpha(z) = \frac{1}{R(z)} \left\{ \frac{n_e(R) - n_e(0)}{n_{кр}} + \frac{i\lambda_0}{2\pi} [\mu_\omega(0) - \mu_\omega(R)] \right\}^{1/2}.$$

Здесь $n_e(0)$, $n_e(R)$ — концентрации электронов на оси и на расстоянии R от оси; $n_{кр}$ — критическая концентрация для лазерного излучения с длиной волны λ_0 ; $\mu_0(0)$, $\mu_0(R)$ — коэффициенты поглощения лазерного излучения на оси и на расстоянии R от оси.

Институт проблем механики
АН СССР

Поступила в редакцию
9.VII.1986

ЛИТЕРАТУРА

1. Райзер Ю. П. Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 195; УФН, 1980, т. 132, № 3, с. 549.
2. Веденов А. А., Гладуш Г. Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. Кифер Д., Петерс К., Кроудер Х. Аэрокосмическая техника, 1986, № 1, с. 150.
4. Райзер Ю. П., Суржиков С. Т. ТВТ, 1985, т. 23, № 1, с. 29; Квант. электроника, 1984, т. 11, № 11, с. 64.
5. Гладуш Г. Г., Мамзер А. Ф., Явохин А. Н. Физика плазмы, 1985, т. 11, № 3, с. 236.
6. Райзер Ю. П., Силангьев А. Ю. Квант. электроника, 1986, т. 13, № 3, с. 593.
7. Райзер Ю. П., Силангьев А. Ю., Суржиков С. Т. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, вып. 3, с. 134.
8. Генералов Н. А., Захаров А. М., Косынкин В. Д., Якимов М. Ю. ФГВ, 1986, т. 22, № 1, с. 91.
9. Госмен А. Д., Пан В. М., Ранчел А. К. и др. Численные методы исследования течений вязкой жидкости. М.: Мир, 1972.