

УДК 533.6.011.3:533.9:532.211

© 1997 г. С.Т. СУРЖИКОВ

РАДИАЦИОННО-КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛОБМЕН ПРИ МЕДЛЕННОМ ДВИЖЕНИИ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ГАЗА В ОБЛАСТИ ЛОКАЛЬНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ

Численным методом решена задача о формировании лазерно-плазменного воздушного факела в условиях тепловой гравитационной конвекции вблизи поверхности при атмосферном давлении. Рассмотрены медленные нестационарные и установившиеся течения излучающего вязкого теплопроводного газа, температура в котором достигает 20000 К.

Расчеты выполнены с применением двух моделей переноса теплового излучения в движущемся газе: модели объемного высвечивания и модели радиационного теплообмена. Показано сильное влияние реабсорбции излучения на термогазодинамическую структуру факела при характерных размерах области энерговыделения более 0,2 см.

Проблема исследования закономерностей тепловой гравитационной конвекции селективно излучающего газа возникает при анализе процессов взаимодействия излучения лазеров непрерывного действия с низкотемпературной плазмой в различных физических экспериментах [1, 2] и технологических приложениях [3]. Отличительной чертой процессов указанного класса является наличие локализованных в пространстве областей энерговыделения, температура газа в которых достигает ~ 15000–20000 К, а давление остается практически неизменным во всей исследуемой области. Чаще всего этот процесс изучают при давлениях, близких к атмосферному, поэтому такие температуры соответствуют условиям почти полной однократной ионизации и началу двукратной ионизации газа. В физике газового разряда явление стационарного существования плазмы в поле лазерного излучения (как правило, CO₂-лазера непрерывного действия) называется непрерывным оптическим разрядом (НОР) [4], на который и будем ориентироваться в дальнейшем, хотя схожие проблемы могут возникать и в разрядах других типов.

Области локального энерговыделения имеют характерные размеры 0,05–0,5 см и чрезвычайно высокие температурные градиенты (~ 10000–20000 К/мм). Непрерывные оптические разряды могут располагаться как в свободном пространстве [5], так и внутри экспериментальных камер [6–8], в соплах [9], вблизи обрабатываемой поверхности [3].

Временные интервалы, на которых в физических экспериментах изучается непрерывный оптический разряд, могут быть также различными: от нескольких миллисекунд до десятков секунд (и более, если это необходимо).

Для целей настоящей статьи особо обратим внимание на следующий факт. В экспериментальных [5, 6] и расчетно-теоретических исследованиях [10] установлено, что при медленном обтекании оптического разряда окружающим его газом возможно существование различных режимов течения: ламинарного, вихревого стационарного, вихревого нестационарного, развитого турбулентного (классификация условная). Подчеркнем, что характер течения может определяться не только скоростью набегающего потока и масштабом области энерговыделения, но также величиной энерговыдела. Непрерывный оптический разряд можно наблюдать также в нестационарном сос-

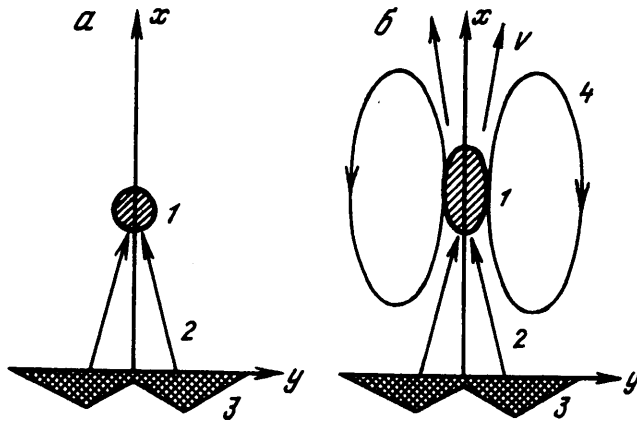
тоянии, когда при неизменных внешних условиях (мощность и другие характеристики лазерного излучения, скорость газа, обдувающего разряд, граничные условия) высокотемпературная область может совершать колебания вблизи некоторого состояния равновесия, образуя вихревые газодинамические структуры.

Представляет интерес еще один нестационарный процесс, связанный с условиями возникновения непрерывного оптического разряда, – процесс его формирования от момента пробоя газа в точке, где будет формироваться разряд, до перехода его в конечное состояние существования или до его погасания. Не вдаваясь в подробности физических способов начального инициирования разряда (пробой газа излучением более мощного импульсного лазера, внесение различных предметов в поле лазерного излучения и т.п.), можно считать, что в начальный момент времени в какой-либо области внутри лазерного луча происходит мгновенное энерговыделение, сопровождающееся возникновением области повышенной ионизации, а в некоторых случаях – отходящей ударной волной. В последующие моменты времени здесь формируется миниатюрный "огневой шар", который начинает двигаться под действием силы Архимеда. Как отмечается в работах [2, 11], указанный процесс имеет много общего с явлением движения крупномасштабных "огневых шаров", возникающих в свободной атмосфере после ядерных или химических взрывов.

В задачах лазерной технологии возникает еще более сложная ситуация, когда после возникновения "огневой шар" начинает двигаться в поле лазерного излучения, взаимодействуя с ним, в результате чего процесс может привести к двум состояниям: в области первоначального инициирования газ остынет (в этом случае говорят о погасании оптического разряда) или в указанной области сформируется непрерывный оптический разряд, который далее будет существовать сколь угодно долго. Очевидно, что для практических нужд понимание этого процесса важно, так как позволяет ответить на вопрос: будет или не будет существовать оптический разряд при взаимодействии лазерного излучения с низкотемпературной плазмой. Именно на этой задаче сосредоточим внимание в данной работе.

Кроме отмеченных физических аспектов изучаемое явление представляет интерес для вычислительной физики, поскольку сочетает в себе большое разнообразие задач, изучаемых в настоящее время методами вычислительного эксперимента. Одной из таких задач является расчет очень медленных движений газа (характерная скорость ~ 10–100 см/с), обтекающего области локального энерговыделения (характерные температуры 15000–20000 К). Легко оценить, что на фоне практически выровненного давления необходимо определить структуру поля течения в области с перепадом плотности более чем в 100 раз. В сочетании с большой ролью селективного теплового излучения в формировании структуры области локального энерговыделения сопряженная задача радиационно-конвективного теплообмена является весьма трудно решаемой и требующей тщательной разработки экономичных численных методов и алгоритмов.

1. Постановка задачи. В данной работе с использованием численной модели рассматривается нестационарный процесс формирования непрерывного оптического разряда (фиг. 1) в поле лазерного излучения и в поле силы тяжести вблизи поверхности после создания очага затравочной плазмы, а также исследуются некоторые стационарные состояния таких разрядов в потоке газа. Задача решается в двумерной цилиндрической геометрии, соответствующей условиям симметрии изучаемого процесса. В качестве газовой среды выбран воздух атмосферного давления. Направление вектора ускорения свободного падения – сверху вниз. Луч CO_2 -лазера непрерывного действия с длиной волны излучения 10,6 мкм падает на плазму снизу, что соответствует условиям экспериментов [6]. Газ в начальный момент считается покоящимся, давление постоянно во всех точках расчетной области, начальное температурное распределение имеет квазигауссову форму с максимальной температурой в центре $T = 18000$ К и температурой $T_\infty = 300$ К на периферии. Целью решения задачи является изучение процесса эволюции начального плазменного образования (фиг. 1, а) в конечное состоя-



Фиг. 1. Расчетная схема: 1 – плазма непрерывного оптического разряда, 2 – лазерный луч, 3 – поверхность, 4 – конвективное движение газа в окрестности оптического разряда

ние (фиг. 1, б), когда вокруг оптического разряда возникает свободноконвективное движение газа, а также исследование роли лучистого теплообмена в формировании устойчивого состояния разряда.

Для описания термодинамического состояния исследуемой низкотемпературной плазмы используется приближение локального термодинамического равновесия. Предполагается, что термодинамическое состояние среды определяется столкновительными процессами частиц газа, которые можно охарактеризовать единой температурой. При этом характеристики поля теплового излучения могут сильно отличаться от своих равновесных значений, отвечающих излучению абсолютно черного тела при заданной температуре. В любой точке непрерывного оптического разряда и лазерно-плазменного факела предполагается наличие локального химического равновесия, определяемого температурой и давлением. Учитывая то, что исследуемый температурный диапазон составляет 300–20000 К, заметим, что используемые в расчетной модели термодинамические, переносные и оптические свойства воздуха рассчитаны с учетом диссоциации и однократной ионизации. Несмотря на то что вопрос о допустимости использования приближения локального химического равновесия требует специального исследования, есть основания предполагать, что влияние физико-химической неравновесности на газовую динамику разряда окажется не принципиальным. По крайней мере в более ранних работах [8, 12], использовавших подобную физическую модель, отмечалось удовлетворительное описание имеющихся экспериментальных данных по динамике разряда.

Для решения задачи о тепловой гравитационной конвекции излучающего газа в поле лазерного излучения используется следующая система уравнений неразрывности, Навье – Стокса, сохранения энергии, переноса селективного теплового и лазерного излучения

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \text{div}(\rho u \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial x} + S_u - g\rho, \quad \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \text{div}(\rho v \mathbf{V}) = -\frac{\partial p}{\partial r} + S_v$$

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \mathbf{V} \text{grad } T = \text{div}(\lambda \text{grad } T) - Q_R + Q_L \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div}\left(\frac{1}{3\kappa_k}\operatorname{grad}U_k\right)=-\kappa_k(U_{b,k}-U_k), \quad k=1,2,\dots,N_k \quad (1.3)$$

$$Q_L=\chi_\omega(x,r=0)P_L\exp\left(-\frac{r^2}{R_L^2}\right)\exp\left[-\int_0^x\chi_\omega(x',r=0)dx'\right]\frac{1}{\pi R_L^2}$$

$$Q_R=\sum_{k=1}^{N_k}\kappa_k(U_{b,k}-U_k)\Delta\omega_k$$

$$S_u=-\frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial x}(\mu\operatorname{div}\mathbf{V})+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[r\mu\left(\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\right]+2\frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right)$$

$$S_v=-\frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial r}(\mu\operatorname{div}\mathbf{V})+\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(\frac{\partial u}{\partial r}+\frac{\partial v}{\partial x}\right)\right]+2\frac{\partial}{\partial r}\left(\mu\frac{\partial v}{\partial r}\right)+2\mu\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{v}{r}\right)$$

Здесь x, r – осевая и радиальные координаты, ρ, c_p, T – плотность, удельная теплоемкость при постоянном давлении и температура, u, v – осевая и радиальная составляющие скорости \mathbf{V} , p – давление, μ, λ – динамический коэффициент вязкости и коэффициент теплопроводности, Q_R, Q_L – объемная мощность энерговыделения, связанная с переносом селективного теплового и лазерного излучения, κ, U, U_b – объемный коэффициент поглощения теплового излучения, объемная плотность излучения среды и абсолютно черного тела, χ_ω – коэффициент поглощения лазерного излучения, P_L – мощность лазера, R_L – условная радиальная граница лазерного излучения, распределение интенсивности которого в поперечном сечении принято гауссовым. Индексы ω, k обозначают спектральные и групповые характеристики, которые определяются осреднением соответствующих спектральных характеристик в каждом из N_k спектральных диапазонов волновых чисел $\Delta\omega_k$ (в настоящей работе расчеты выполнены для $N_k = 10$).

Заметим, что тепловыделение, обусловленное поглощением лазерного излучения низкотемпературной плазмой разряда, определяется в приближении геометрической оптики, а уравнение переноса селективного теплового излучения сформулировано в форме многогруппового P1-приближения метода сферических гармоник. Подчеркнем, что для нахождения мощности энерговыделения, связанного с процессом переноса теплового излучения, необходимо решить систему N_k уравнений (1.3), используя для каждого спектрального диапазона $\Delta\omega_k$ свою функцию $\kappa_k(T, p)$.

Как уже отмечалось выше, изучаемый процесс развивается практически при постоянном давлении, что составляет значительную проблему для численного решения задачи о движении газа (имеющиеся перепады давления в сотни раз меньше фонового давления), но в то же время является сильно упрощающим задачу фактором, позволяющим учитывать только температурную зависимость теплофизических, переносных и оптических свойств, входящих в математическую формулировку задачи (1.1)–(1.3). Другими словами, температурные зависимости указанных функций ($\rho, c_p, \mu, \lambda, \chi, \kappa_k$) можно рассчитать лишь для фонового давления и использовать затем интерполяционную процедуру по температуре. Однако следует учесть, что для решения поставленной задачи необходимо использовать достаточно подробную температурную зависимость свойств, поскольку в исследуемом температурном диапазоне указанные свойства меняются на несколько порядков и на одном шаге конечно-разностной сетки их изменение может быть также значительным.

В соответствии с физической постановкой задачи в начальный момент времени на фоне покоящейся среды задается температурное распределение вида

$$T(x, r) = T_\infty + (T_0 - T_\infty) \exp\left[-\left(\frac{x - x_c}{b_x}\right)^6 - \left(\frac{r}{b_r}\right)^6\right]$$

где x_c – осевая координата центра температурного распределения, b_x, b_r – постоянные, задающие размер горячей области.

Используются следующие граничные условия: охлаждаемая поверхность (с температурой T_∞), условия прилипания на поверхности, условия осевой симметрии для функций T, u, v, U_k . На внешних поверхностях расчетной области ($r \rightarrow \infty$ и $x \rightarrow \infty$) задаются различные типы граничных условий: $\partial f / \partial r|_{r \rightarrow \infty} = 0$ или $\partial^2 f / \partial r^2|_{r \rightarrow \infty} = 0$; $\partial f / \partial x|_{x \rightarrow \infty} = 0$ или $\partial^2 f / \partial x^2|_{x \rightarrow \infty} = 0$, где $f = \{T, u, v, U_k\}$. Расстояния до внешних границ расчетной области задаются такими, чтобы по возможности уменьшить влияние граничных условий на изучаемый процесс.

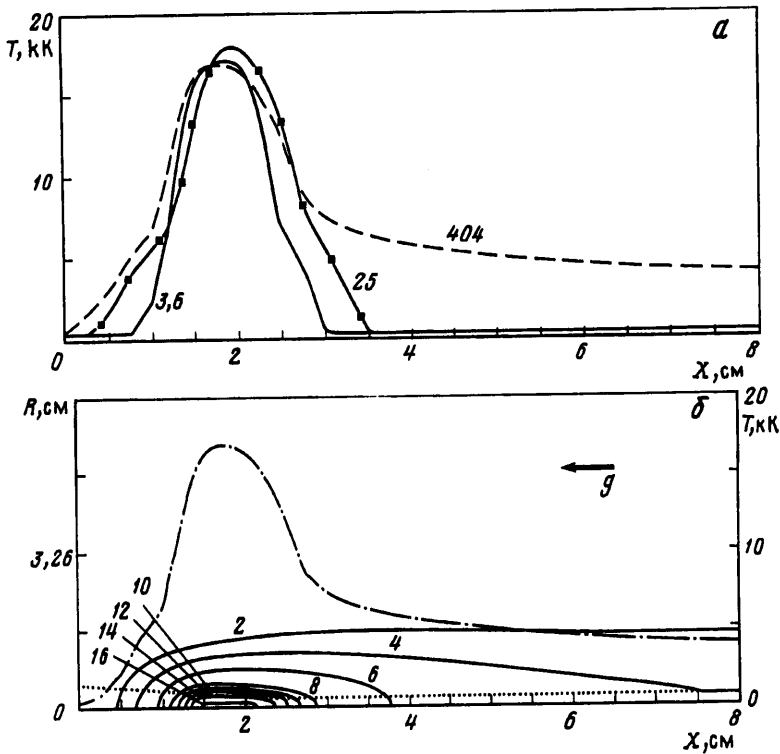
2. Метод численного решения сопряженной задачи радиационно-конвективного теплообмена. При построении вычислительного алгоритма решения системы (1.1)–(1.3) использовался принцип расщепления по физическим процессам с выделением "ведущего" процесса. В зависимости от размеров непрерывного оптического разряда выделяют два режима его существования: теплопроводностный режим, когда нагрев окружающих разряд слоев газа до температуры однократной ионизации (обеспечивающей поглощение лазерного излучения плазмой) осуществляется теплопроводностью (этот режим реализуется для очень маленьких разрядов, поперечный размер которых меньше 0,1 см), и радиационный режим, когда нагрев холодных слоев газа осуществляется тепловым излучением, высвечиваемым из высокотемпературной области разряда и поглощаемым в относительно холодных слоях газа вокруг разряда. Очевидно, что и в том и в другом случае в энергетический баланс внутри разряда может вмешиваться конвективный теплообмен. Особенно сложными для анализа представляются такие режимы горения разряда, когда мощность лазерного излучения лишь незначительно превосходит тот нижний предел, при котором разряд гаснет. В этом случае даже незначительных газодинамических возмущений хватает для нарушения устойчивости горения разряда и его погасания. Если же мощности лазерного излучения хватает для устойчивого горения разряда, то газодинамические возмущения должны быть очень большими, чтобы нарушить его равновесие.

Использованная математическая модель позволяла описывать поведение разряда в любом из указанных режимов при соответствующей коррекции вычислительного алгоритма. Если мощность лазерного излучения оказывается достаточной для обеспечения устойчивого горения разряда, то "ведущим" процессом является радиационно-кондуктивное взаимодействие в нестационарной плазме (система уравнений (1.2), (1.3)). В этом случае две системы уравнений: (1.1) и (1.2), (1.3) могут решаться последовательно (т.е. фактически явным методом).

В противном случае, когда разряд горит вблизи границы своей устойчивости, две указанные системы уравнений предпочтительнее решать неявным методом, т.е. переход к новому временному слою выполнять лишь после итерационного согласования газодинамической и энергетической частей задачи.

Независимо от способа совместного расчета уравнений "газодинамического" (уравнения (1.1) и "энергетического" этапа (уравнения (1.2), (1.3)) в пределах каждого из этапов использовались независимые друг от друга расчетные алгоритмы. Уравнения энергетического этапа решались методом, изложенным в работе [12].

Для решения уравнений газодинамического этапа использовался метод нестационарных динамических переменных [11], суть которого состоит в исключении из уравнений Навье – Стокса давления путем введения переменных вихрь – функция тока. Отличительной особенностью реализации этой задачи является решение нестационарных уравнений Навье – Стокса для сжимаемого газа, что оказывается возможным при введении еще одной функции $\epsilon(x, r)$ [11]. Поэтому фактически вместо уравнений (1.1) решается следующая система уравнений:



Фиг. 2. Температурное поле в непрерывном оптическом разряде: *a* – осевое распределение температуры в разные моменты времени после начала процесса; цифры у кривых – время в мс, *b* – изотермы (сплошные кривые; цифры у кривых – температура в 1000 К) и осевое распределение температуры (штрихпунктир) при $t = 1119$ мс. Пунктиром показана условная граница лазерного луча, направление лазерного излучения слева направо, поверхность расположения при $x = 0$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + \text{div}(\omega \mathbf{V}) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho v \frac{\partial u}{\partial x} - \rho u \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(\rho v \frac{\partial v}{\partial x} - \rho u \frac{\partial v}{\partial r} \right) +$$

$$+ \rho v \frac{\partial(v/r)}{\partial x} - \rho u \frac{\partial(v/r)}{\partial r} = \left(\frac{\partial S_v}{\partial x} - \frac{\partial S_u}{\partial r} \right) + g \frac{\partial \rho}{\partial r}$$

$$\text{div} \left[\frac{\exp(-\epsilon)}{r^2} \text{grad } \Psi \right] = -\frac{\omega}{r}, \quad \rho \mathbf{V} \text{ grad } \epsilon = \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

$$\frac{\partial \Psi}{\partial r} = \exp(\epsilon) r \rho u, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial x} = -\exp(\epsilon) r \rho v, \quad \omega = \frac{\partial \rho v}{\partial x} - \frac{\partial \rho u}{\partial r}$$

Граничные условия для функций ω и Ψ формулируются так же, как и для обычных динамических переменных [13]. Не вызывает также затруднений формулировка граничных условий для функции ϵ

$$x = 0: \epsilon(x = 0, r) = 0; \quad r = R: \epsilon(x, r = R) = 0 \quad (2.1)$$

$$r = 0: \frac{\partial \epsilon}{\partial r} = 0 \quad (2.2)$$

$$x = X: \frac{\partial \epsilon}{\partial x} = 0 \quad (2.3)$$

Условия (2.1) являются следствием неизменности температуры на соответствующих поверхностях. Условие (2.2) задает осевую симметрию, а (2.3) соответствует свободной границе вверх по потоку.

3. Результаты расчетов. В начальный момент времени затравочное плазменное облако радиусом 0,5 см располагалось на высоте $x_c = 2$ см от поверхности. Излучение CO_2 -лазера непрерывного действия мощностью 10 кВт фокусировалось в месте расположения затравочной плазмы. Наименьший радиальный размер лазерного луча в точке геометрического фокуса 0,2 см.

На фиг. 2 показано распределение температуры вдоль оси симметрии в последовательные моменты времени $t = 3,6, 25, 404, 1119$ мс после начала исследуемого процесса, а также распределение изотерм в оптическом разряде и лазерно-плазменном факеле в момент времени $t = 1119$ мс.

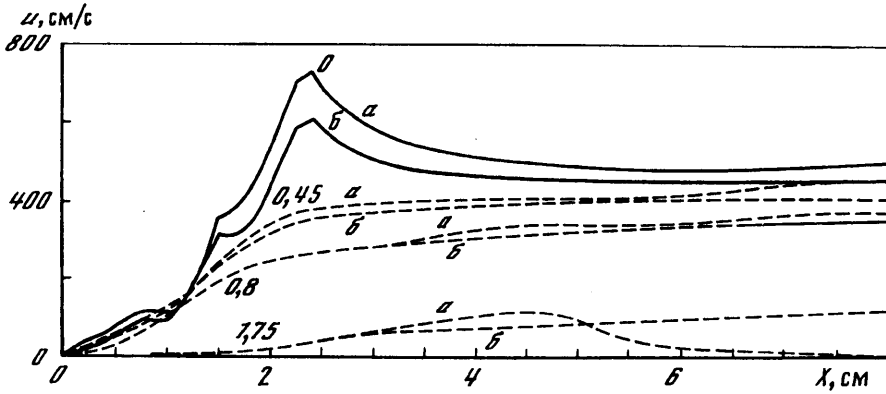
В первой фазе процесса (3–30 мс) происходит тепловое расширение прогретой области и формирование вихревого движения в окрестности области энерговыделения, обусловленного тепловой гравитационной конвекцией. На этом временном отрезке наибольшая скорость (внутри области энерговыделения) возрастает более чем в 3 раза (от 191 см/с при $t = 3,6$ мс до 623 см/с при $t = 25$ мс), а в движение вовлечен газ лишь в непосредственной близости от горячей области. Внутри разряда наблюдаются две подобласти с локальным ускорением газа и одна подобласть с сильным торможением газового потока. Обратим внимание на то, что температурное распределение в центральной части разряда остается практически неизменным, что свидетельствует о сохранении энергетического баланса в разряде: тепловые потери из высокотемпературной области посредством теплопроводности (40%) и теплового излучения (60%) полностью компенсируются энергией, поступающей из лазерного луча (разогрев электронного газа в поле излучения, столкновительный механизм передачи энергии нейтральным частицам и ионам). Со стороны падающего лазерного излучения движущиеся к разряду слои холодного воздуха прогреваются теплопроводностью и тепловым излучением в равной степени. Такой режим горения разряда является смешанным: радиационно-кондуктивным.

В дальнейшем наиболее нагретая часть разряда остается практически на месте, а вокруг нее начинает постепенно формироваться газодинамическая структура потока, напоминающая факел. При $t \approx 404$ мс формируется ярко выраженная факельная структура потока, а центр вихревого движения смещается по потоку до точки $x \approx 4,5$ см на расстоянии от оси $r \approx 2,5$ см. Распределение температуры в центральной части остается неизменным, а следом за ней образуется плазменная струя с температурой 4000–5000 К.

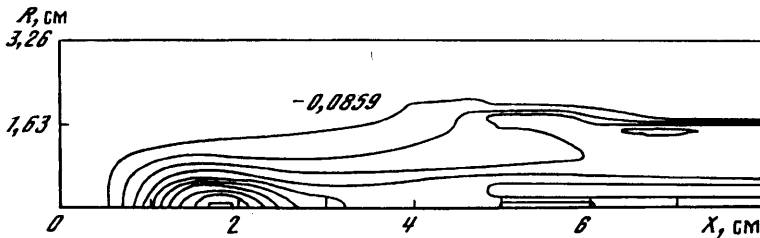
На фиг. 3 показано распределение скорости u на разных расстояниях от оси симметрии при $t = 404$ и 1119 мс. В последний из представленных моментов времени наибольшая скорость (609 см/с) достигается на оси симметрии в центре высокотемпературной области. Затем газ незначительно тормозится, охлаждаясь от 17000 до 5000 К, и образует струю низкотемпературной плазмы. Радиус этой струи в выходном сечении расчетной области ($x = 8$ см) достигает 2 см.

Представляет интерес эволюция распределения функции ϵ от начальных моментов времени до установления стационарного решения. На фиг. 4 показаны изолинии функции ϵ при $t = 404$ мс. Отметим, что при проведении расчетов неустановившегося движения сжимаемой жидкости функция ϵ является хорошим индикатором стационарности процесса. Сравнивая распределения температуры при $t = 404$ и 1119 мс, можно констатировать достаточную близость полученных результатов. Однако при $t = 404$ мс максимальное по модулю значение ϵ еще составляет величину ~ 1 и лишь спустя еще примерно 1 с после начала процесса эта величина становится меньше 0,01, когда с большим основанием процесс можно считать установившимся.

С увеличением размеров высокотемпературной области возрастает роль радиационного теплообмена в формировании термогазодинамической структуры непрерыв-



Фиг. 3. Осевое распределение скорости на разных расстояниях от оси симметрии при $t = 404$ (а) и $t = 1119$ мс (б); цифры у кривых – расстояние от оси симметрии в см

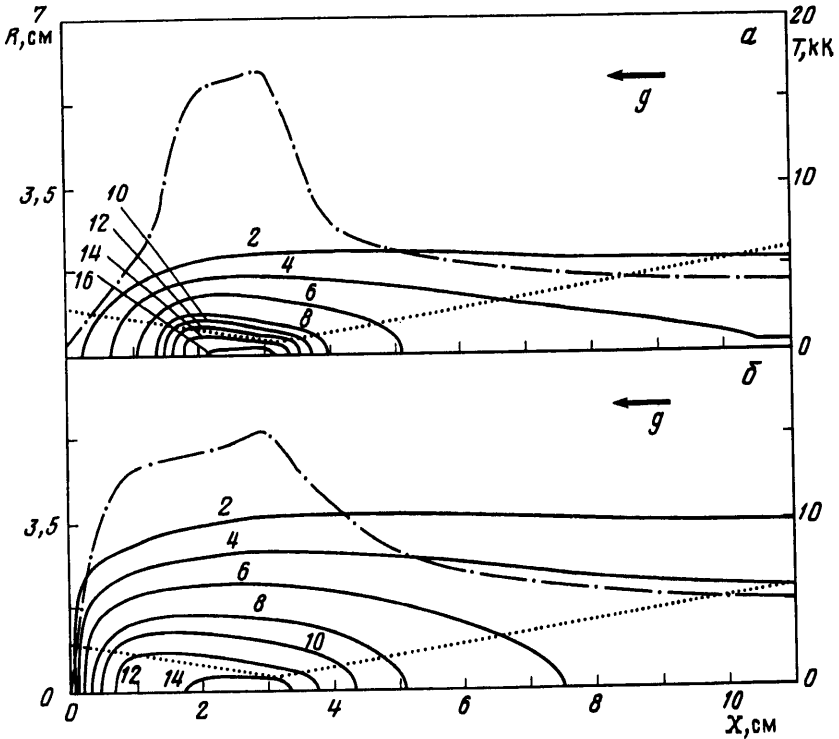


Фиг. 4. Изолинии функции ϵ при $t = 404$ мс с шагом $\epsilon = 0,1018$ от максимального значения $\epsilon = -0,0859$ до минимального значения $\epsilon = -1,0020$

ного оптического разряда. На фиг. 5 показаны результаты расчетов установившейся структуры оптического разряда в луче CO_2 -лазера мощностью 30 кВт, сфокусированного на расстоянии 3 см от поверхности. В данном случае радиус пятна фокусировки 0,3 см. Расчеты выполнены для двух моделей радиационного переноса. В первой из них – модели объемного высвечивания (фиг. 5, а) – предполагается, что низкотемпературная плазма является оптически тонкой средой, так что объемная плотность энергии собственного излучения значительно меньше объемной плотности излучения абсолютно черного тела при соответствующей температуре. Физически это означает, что испускаемое излучение беспрепятственно покидает расчетную область, унося с собой безвозвратно лучистую тепловую энергию.

Во второй модели – модели радиационного теплообмена – учитываются как процессы испускания радиационной тепловой энергии, так и процессы ее поглощения (реабсорбция) самой низкотемпературной плазмой и близлежащими слоями газа, обтекающего разряд (фиг. 5, б). Если характерные размеры высокотемпературной области разряда при атмосферном давлении не превосходят $\sim 0,1$ см, то влиянием реабсорбции излучения на его структуру можно пренебречь. Если же размеры разряда больше 0,2–0,3 см, то пренебрегать реабсорбцией излучения нельзя. Это и иллюстрируется расчетными данными, показанными на фиг. 5.

При учете реабсорбции заметно возрастают размеры непрерывного оптического разряда, однако максимальная температура в нем снижается. На первый взгляд это кажется странным, поскольку при учете реабсорбции меньшая доля поглощаемой энергии лазерного луча теряется разрядом посредством излучения. Объяснением этому служит то, что, во-первых, энергия излучения расходуется на прогрев значительных масс газа, окружающих разряд, а, во-вторых, увеличение объемов разряда приводит к тому, что меньшая часть лазерной энергии достигает точки геометрического фокуса, где ее плотность максимальна.

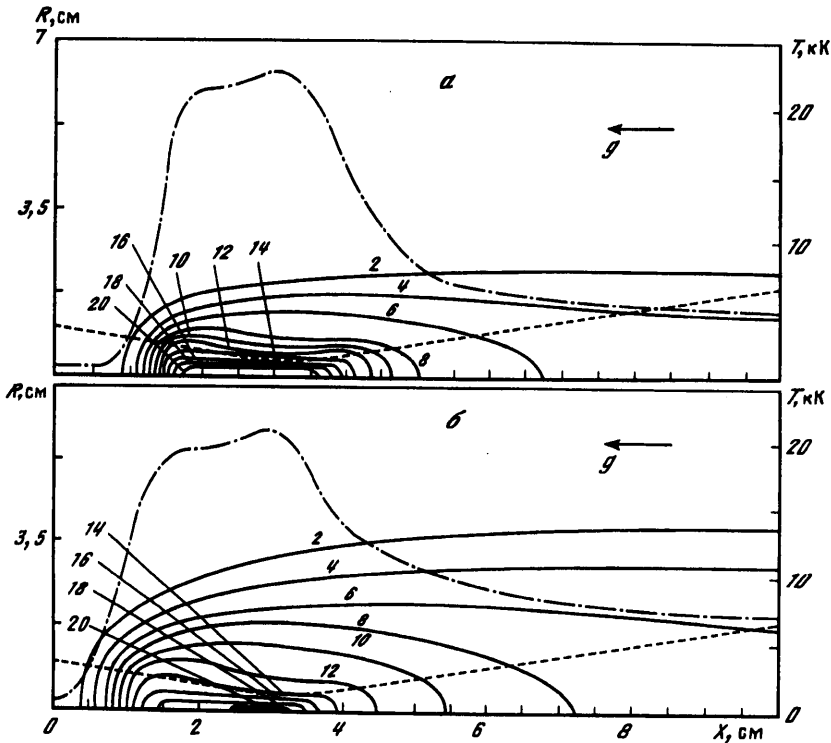


Фиг. 5. Установившееся температурное поле в условиях термогравитационной конвекции в непрерывном оптическом разряде при мощности лазерного излучения 30 кВт: *a* – расчет по модели объемного высвечивания; *б* – расчет по модели радиационного переноса. Сплошные линии – изотермы (цифры у кривых – температура в 1000 К), штрихпунктир – осевое распределение температуры (шкала справа), пунктир – условная граница лазерного луча. Направление лазерного луча слева направо

Отмеченные изменения в тепловой структуре оптического разряда приводят также к заметным изменениям в газодинамической структуре факела лазерной плазмы. Существенно повышается температура в факеле. Температура газа на выходе из расчетной области составляет 5000 К, что примерно на 1000 К превышает температуру факела, получаемую в приближении объемного высвечивания. При этом радиус факела составляет примерно 2 см (по изотерме 4000 К). Скорость горячего газа в выходном сечении равна 508 и 450 см/с соответственно для моделей с реабсорбцией и без реабсорбции. Таким образом, в целом можно сделать вывод о сильном влиянии процессов реабсорбции излучения на термогазодинамическую структуру лазерно-плазменных факелов исследованных размеров. Очевидно, что при дальнейшем увеличении размеров оптического разряда расчеты в приближении объемного высвечивания будут приводить к неверным результатам.

До сих пор рассматривалась только свободная тепловая конвекция излучающего газа в поле лазерного излучения. Однако в процессах лазерной технологии и при исследовании оптических плазмотронов часто встречается ситуация, когда помимо естественной конвекции имеется вынужденная конвекция газа. Рассмотрим один из возможных случаев, когда вдув газа с поверхности может привести к качественным изменениям в поле течения вблизи непрерывного оптического разряда.

На фиг. 6 и 7 представлены результаты расчетов лазерно-плазменного факела, образующегося при вдуве воздуха с поверхности со скоростью 200 см/с. Мощность CO_2 -лазера составляет 60 кВт, радиус пятна фокусировки 0,3 см, луч сфокусирован на расстоянии 3 см от поверхности. Как и в предыдущей серии расчетов, здесь использо-



Фиг. 6. Установившееся температурное поле в условиях вынужденной конвекции в непрерывном оптическом разряде при мощности лазерного излучения 60 кВт. Направление потока – слева направо. Обозначения см. на фиг. 5

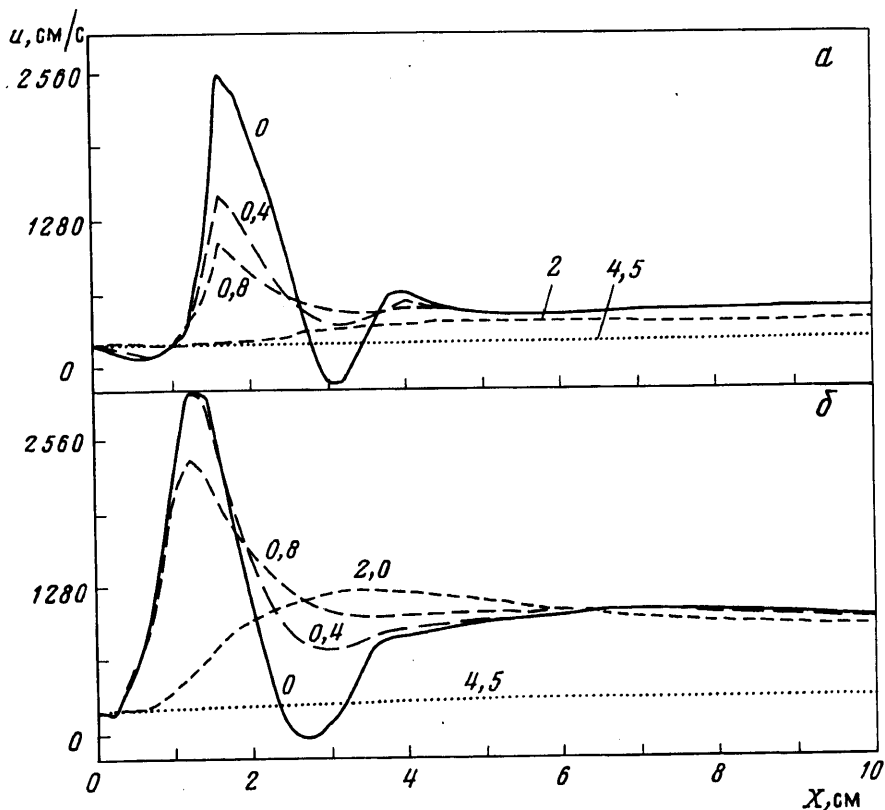
вались обе модели радиационного переноса – объемного высвечивания и радиационного теплообмена.

На фиг. 6, где показаны температурные распределения, отвечающие указанным моделям, отчетливо видны закономерные изменения тепловой структуры непрерывного оптического разряда и факела, которые происходят при переходе от модели объемного высвечивания к модели радиационного теплообмена, – увеличение размеров области, занимаемой нагретым газом, и небольшое снижение максимальной температуры. Однако наибольший интерес эти расчетные данные представляют для анализа газодинамической структуры течения.

На фиг. 7 показаны осевые распределения составляющей скорости потока u на разных расстояниях от оси симметрии. Вблизи оси симметрии существует область с очень сильным торможением потока. Указанное торможение настолько сильное, что вблизи точки геометрического фокуса можно обнаружить область вихревого возвратного движения газа. Максимальные скорости в горячей части разряда составляют 2569 и 3228 см/с, а в выходном сечении расчетной области – 518 и 1020 см/с соответственно для моделей объемного высвечивания и радиационного теплообмена. При этом наибольшие по модулю скорости возвратного движения соответственно равны 133 и 22 см/с.

Итак, при организации вынужденной конвекции через непрерывный оптический разряд в лазерно-плазменном факеле возможно возникновение областей возвратного течения, на параметры которого существенно влияет тепловая структура разряда.

Опыт численных экспериментов, направленных на изучение возвратных вихревых течений в областях локального энерговыделения, показывает, что эта проблема является чрезвычайно сложной и говорить о ее решении пока не приходится. Пока что удалось обнаружить лишь некоторые общие закономерности. Установлено множество



Фиг. 7. Осевое распределение скорости на разных расстояниях от оси симметрии (цифры у кривых – расстояние в см) в условиях вынужденной конвекции: *a* – расчет по модели объемного высвечивания; *б* – расчет по модели радиационного теплообмена

различных физических параметров, которые могут определять возможность возникновения или невозникновения возвратных течений. В частности, для непрерывного оптического разряда в потоке газа к таким параметрам можно отнести мощность и тип лазера, структуру лазерного луча, размеры области фокусировки, сорт газа, давление и скорость продувки газа через оптический разряд, наличие ограничивающих разряд поверхностей, структуру газового потока, предварительный нагрев газа и т.п.

Имеются также вычислительные проблемы. Среди них первостепенной является разработка адекватных изучаемому явлению вычислительных моделей и особенно повышение их экономичности, так как даже на достаточно производительных компьютерах типа Pentium расчетные варианты требуют десятков часов машинного времени. Установлено также, что весьма сильное влияние на получаемые решения оказывают используемые разностные сетки и различные способы сглаживания численных осцилляций. Важным также оказывается учет эффектов, которые могут изменить термогазодинамическую структуру разряда и факела, как в рассмотренном случае радиационного теплообмена.

Заключение. Выполнено численное исследование термогазодинамической структуры непрерывного оптического разряда и воздушного лазерно-плазменного факела, возникающих вблизи поверхности при свободной и вынужденной конвекции.

Рассмотрены процессы нестационарной тепловой гравитационной конвекции вязкого сжимаемого излучающего газа в окрестности области локального энерговыделения, обусловленного поглощением излучения CO_2 -лазера непрерывного действия в первоначально созданной затравочной плазме.

Показано сильное влияние теплообмена излучением на структуру лазерно-плазменного факела при характерных размерах высокотемпературной области локального тепловыделения больше $\sim 0,2$ см.

В вычислительных экспериментах получены режимы существования устойчиво горящего непрерывного оптического разряда, внутри высокотемпературной области которого возникают возвратные вихревые движения.

Автор признателен Л.А. Чудову за многочисленные стимулирующие обсуждения проблем дозвуковой динамики сжимаемого газа.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Буфетов И.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. Медленное горение лазерной плазмы и стационарный оптический разряд в воздухе // Тр. Ин-та общей физики АН СССР. 1988. Т. 10. С. 3–74.
2. Аскарьян Г.А., Рабинович М.С., Савченко М.М., Степанов В.К. "Огненный шар" светового пробоя в фокусе луча лазера // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 5. № 5. С. 150–154.
3. Веденов А.А., Гладуш Г.Г. Физические процессы при лазерной обработке материалов. М.: Энергоатомиздат, 1985. 207 с.
4. Генералов Н.А., Зимаков В.П., Козлов Г.И. и др. Непрерывно горящий оптический разряд // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 11. № 9. С. 447–449.
5. Генералов Н.А., Захаров А.М., Косынкин В.Д., Якимов М.Ю. Устойчивость непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха // Физика горения и взрыва. 1986. Т. 22. № 2. С. 91–94.
6. Барановский А., Муха З., Перадзыньский З. Неустойчивость непрерывного оптического разряда в газах // Успехи механики. 1978. Т. 1. № 3/4. С. 125–147.
7. Козлов Г.И., Кузнецов В.А., Масюков В.А. Непрерывный оптический разряд в молекулярных газах // Журн. техн. физики. 1979. Т. 49. Вып. 11. С. 2304–2310.
8. Райзер Ю.П., Суржиков С.Т. Непрерывный оптический разряд в условиях тепловой гравитационной конвекции // Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 4. С. 124–129.
9. Jones L.W., Keefer D.S. NASA's laser-propulsion project // Astron. and Aeronaut. 1982. V. 20. № 9. P. 66–73.
10. Суржиков С.Т., Ченцов А.А. Численный анализ устойчивости непрерывного оптического разряда в потоке атмосферного воздуха // Физика плазмы. 1996. Т. 22. № 11. С. 1054–1061.
11. Суржиков С.Т. Вычислительная модель излучающего термика в нестационарных динамических переменных // Мат. моделирование. 1995. Т. 7. № 6. С. 3–31.
12. Суржиков С.Т. Численное моделирование медленного установившегося горения в луче CO_2 -лазера // Мат. моделирование. 1990. Т. 2. № 7. С. 85–95.
13. Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984. 285 с.

Москва

Поступила в редакцию
8.И.1996