

УДК 532.517.2:536.461:537.5

© 2000 г. К.Е. УЛЫБЫШЕВ

## РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ГАЗОДИНАМИКУ И ЭМИССИЮ ОКИСЛОВ АЗОТА В ЛАМИНАРНОМ ДИФФУЗИОННОМ ПЛАМЕНИ

Рассматривается ламинарный диффузионный метановый факел в постоянном электрическом поле, направленном противоположно скорости истечения газа из сопла горелки. Используемая при рассмотрении математическая модель включает в себя полную систему уравнений Навье–Стокса для полей скоростей и концентрации пассивной примеси, уравнение переноса заряда совместно с уравнением Пуассона для самосогласованного электрического поля, уравнения химической кинетики для тонкой зоны горения. Расчеты показывают сокращение длины и увеличение в корневой области толщины факела при наложении электрического поля, сопровождающееся снижением выхода окислов азота, что находится в соответствии с экспериментальными данными.

Исследование влияния электрического поля на характеристики углеводородных пламен изучается в течение длительного времени. обстоятельный обзор полученных результатов приведен, например, в [1, 2]. Гораздо меньшее число работ посвящено изучению влияния электрического поля непосредственно на эмиссионные характеристики пламен. Из работ такого плана укажем исследование горения заранее перемешанной углеводородной смеси [3], где определялось изменение распределения концентрации  $\text{CN}$  при наложении электрического поля.

В первых экспериментах по влиянию постоянного электрического поля на эмиссию окислов азота в пропановом факеле [4] было обнаружено, что подача на горелку отрицательного потенциала приводит к снижению индекса эмиссии окислов азота на 30%. При этом наблюдается сильная деформация факела, выражающаяся в сокращении его длины и увеличении толщины в корневой области.

Однако причины наблюдаемого в эксперименте снижения индекса эмиссии окислов азота в работе остались невыясненными. В качестве одного из возможных механизмов была выдвинута гипотеза о снижении температуры пламени вследствие увеличения доли сажистой фракции в пламени и возрастания потерь тепла излучением. Проведенные впоследствии эксперименты с использованием в качестве топлива метана, дающего при горении на порядок меньше сажи, дали сходные результаты [5]. Вследствие этого возникает вопрос, возможно ли объяснение упомянутого явления без учета эффектов, связанных с излучением сажи? Проведенные в настоящей работе исследования дают на данный вопрос положительный ответ.

**1. Качественное описание процессов и общая характеристика модели.** Основными заряженными частицами в пламенах являются положительные ионы и электроны, так как отрицательные ионы при наблюдаемых в пламени температурах нестабильны и быстро распадаются на электрон и нейтральную молекулу [1]. Данные частицы образуются в результате хемоионизационных реакций в узкой зоне вблизи максимальной температуры пламени, форма которой с хорошей точностью совпадает с видимой формой факела. В ней происходит также основная часть всех остальных химических реакций окисления топлива и атмосферного азота.

В отсутствие внешнего поля плазма в зоне горения квазинейтральна, а суммарная скорость образования заряженных частиц равна суммарной скорости их рекомбинации. При наложении внешнего поля возникают разделение заряда и действующая на газ объемная

электрогазодинамическая (ЭГД) сила, а также электрический ток в разрядном промежутке. Вследствие равенства суммарных ионного и электронного токов и большой подвижности электронов их концентрация в основной области пламени вне узкой зоны горения намного меньше ионной и пламя в целом приобретает положительный заряд, "притягиваясь" к отрицательному электроду. Изменение гидродинамики течения в пламени и его деформация приводят к изменению скорости диффузионного смещения топлива и окислителя, что напрямую связано с интенсивностью процесса горения и, следовательно, может влиять на образование окислов азота.

Для анализа указанных эффектов необходима физико-математическая модель ламинарного диффузионного пламени во внешнем электрическом поле. Данная модель должна включать в себя гидродинамические уравнения для описания поля течения при наличии объемных электрических сил, уравнения переноса для компонентов смеси с учетом химических реакций и уравнения для ионных концентраций и электрических полей.

Задача о течении многокомпонентной реагирующей смеси, описывающая ламинарный диффузионный факел, достаточно сложна и без учета электрических эффектов. На сегодняшний день имеется лишь небольшое количество работ (например, [6]), в которых данная задача решена в общей постановке, что требует больших вычислительных затрат. В настоящей работе предлагается следующая упрощенная модель, позволяющая разделить задачу на две части – "гидродинамическую" и "горельную". В ламинарных диффузионных пламенах в отличие от пламен заранее перемешанной смеси скорость выгорания топлива лимитируется процессом смещения топлива и окислителя и состав смеси в первом приближении определяется из условия химического равновесия. Так как при температуре горения равновесие смещено в сторону продуктов сгорания, то процесс горения можно аппроксимировать одностадийной необратимой реакцией топливо ( $f$ ) + окислитель ( $o$ ) = продукты, а условие химического равновесия запишется в виде  $c_o c_f = 0$ , где  $c$  – массовые доли компонентов. Данное приближение отвечает бесконечно тонкой зоне горения, с одной стороны которой находятся только топливо и продукты сгорания, с другой – только окислитель и продукты сгорания. На указанной поверхности горения концентрации топлива и окислителя обращаются в ноль одновременно, а их нормальные производные, терпящие разрыв, находятся в стехиометрическом соотношении и определяют поверхностную скорость выгорания топлива [7]. Форма поверхности горения, с хорошей точностью совпадающая с видимой формой факела, априорно неизвестна и должна находиться в процессе решения задачи.

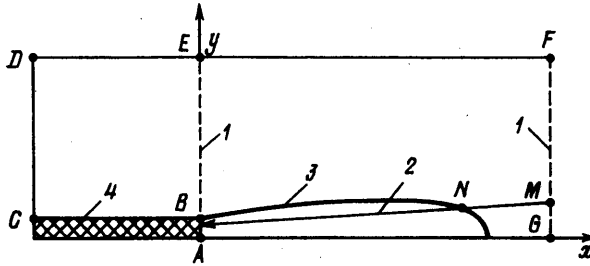
При ряде упрощающих предположений основные параметры смеси: температура, концентрации топлива, окислителя и продуктов сгорания, являются функциями одной скалярной переменной  $z$ , называемой обычно концентрацией пассивной примеси и удовлетворяющей уравнению переноса компонента, не участвующего в химических реакциях, и граничным условиям для концентрации топлива (модель Бурке – Шумана). При этом указанная поверхность горения является изоскалярной поверхностью  $z = z_s = \text{const}$ . Используя данный подход, можно найти поля скоростей и форму пламени.

После нахождения формы пламени для учета конечной толщины и рассмотрения структуры тонкой зоны ламинарного горения применяется используемая в [8] модель, что дает скорости образования компонент с малой концентрацией, каковыми являются окислы азота и положительные ионы.

Таким образом, предлагаемая модель допускает раздельное решение уравнений гидродинамики и химической кинетики.

Находимая из решения задачи о структуре зоны ламинарного горения скорость образования ионов используется для нахождения распределения объемного заряда и электрических полей, что позволяет найти действующие на газ объемные электрические силы, включенные в используемые для нахождения формы факела уравнения гидродинамики. Это замыкает рассматриваемую задачу.

**2. Постановка задачи.** Рассмотрим ламинарный диффузионный метановый факел, истекающий из сопла горелки радиусом  $R_0$  вертикально вверх. Предполагая задачу осесимметричной, расчетную область и направление осей координат выберем, как показано на фиг. 1. Ось  $x$  (осевая координата) здесь направлена вертикально вверх, начало координат помещено в центре сопла горелки, топливо истекает из сопла горелки в направлении оси  $x$ , радиус подводящей трубки которой равен радиусу выходного отверстия  $R_0$ . При  $x = 0$  (отрезок  $AE$ ) и на правой границе (отрезок  $FG$ ) предполагаются металлические сетки для фиксации электрических граничных условий.



Фиг. 1. Расчетная область: 1 – электроды-сетки, 2 – траектория положительного иона, 3 – поверхность горения, 4 – подводящая трубка

Необходимость рассмотрения решения вниз по потоку от плоскости среза сопла горелки диктуется возможностью возникновения зон обратных токов при воздействии ЭГД-сил, направленных противоположно скорости истечения газа. Скорости потока и форма пламени находятся из осесимметричной системы уравнений Навье – Стокса, записанной в переменных функция тока – завихренность  $(\psi, \omega)$  [6] с учетом воздействия на газ объемных сил со стороны электрического поля. Основные уравнения системы имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{1}{\rho r} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + 2\omega = 0$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (\rho u \omega) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho v \omega) - \frac{1}{y^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left( y^3 \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mu}{y} \omega \right) \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( y^3 \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{y} \omega \right) \right) \right\} - g \frac{\partial \rho}{\partial y} - e \left( \frac{\partial n E_y}{\partial x} - \frac{\partial n E_x}{\partial y} \right) - \frac{1}{2} \left\{ \frac{\partial (u^2 + v^2)}{\partial x} \frac{\partial \rho}{\partial y} - \frac{\partial (u^2 + v^2)}{\partial y} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right\} = 0$$

$$\rho u \frac{\partial z}{\partial x} + \rho v \frac{\partial z}{\partial y} - \frac{1}{y} \frac{\partial}{\partial y} \left( y \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial z}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{\mu}{Sc} \frac{\partial z}{\partial x} \right) = 0$$

$$\text{div}(n(\mathbf{u} + b\mathbf{E})) = 0, \quad \Delta \phi = -\frac{e}{\epsilon_0} n \quad (2.1)$$

$$2\rho u = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad 2\rho v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad E_x = -\frac{\partial \phi}{\partial x}; \quad E_y = -\frac{\partial \phi}{\partial y}; \quad \omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$$

Здесь  $\psi, \omega$  – функция тока и завихренность,  $\mu$  и  $\rho$  – динамическая вязкость и плотность смеси ( $\mu = \mu(z); \rho = \rho(z)$ );  $u$  и  $v$  – компоненты скорости потока,  $n$  и  $b$  – концентрация и подвижность ионов,  $E$  и  $\phi$  – напряженность электрического поля и электрический потенциал,  $g$  – ускорение свободного падения,  $Sc$  – ламинарное число Шмидта.

Данная система должна быть дополнена соответствующими граничными условиями. Для уравнений гидродинамики и переноса  $z$  условия ставятся традиционно. На срезе сопла (отрезок  $AB$ ) задаются распределение скорости  $u$ , равенство нулю  $v$  и условие  $z = 1$ , на отрезке  $BC$  – условия прилипания и равенство нулю нормальной производной от  $z$ , на отрезке  $AG$  – условие симметрии, на отрезках  $CD$  и  $FG$  – равенство нулю нормальных производных от величин  $\psi, \omega, z$  (мягкие граничные условия), на отрезке  $DF$  – равенство нулю нормальных производных от величин  $\psi, \omega$  и равенство нулю  $z$ . Уравнения (2.1) решаются только при положительных  $x$  (в области, ограниченной сетками). Для электрического потенциала на отрезках  $AE$  и  $FG$  задаются значения, отвечающие заданной разности потенциалов между сетками, на отрезке  $EF$  – линейное распределение потенциала, на  $AG$  – условие симметрии.

Уравнение переноса заряда является гиперболическим уравнением первого порядка, характеристики которого совпадают с траекториями положительных ионов в электри-

ческом поле. Данные характеристики выходят с границы области и могут пересекать поверхность горения, что показано на фиг. 1. В силу условия отсутствия потока частиц с границы области вдоль характеристики сохраняется нулевое значение концентрации ионов от точки выхода с границы (точка М) до пересечения с поверхностью горения (точка N). На самой поверхности уравнение не выполняется вследствие образования на ней заряда. Для получения соотношения между концентрациями заряженных частиц по разные стороны поверхности горения рассмотрим закон сохранения заряда для тонкого объема, окружающего элемент поверхности. Пренебрегая потоком частиц через боковую поверхность рассматриваемого объема, площадь которой пропорциональна толщине объема, можно записать

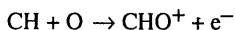
$$en_2(u_n + bE_{n2}) - en_1(u_n + bE_{n1}) = q_e$$

Символами с индексом  $n$  здесь обозначены нормальные к поверхности горения компоненты соответствующих величин, индексами 1 и 2 – значения величин по разные стороны поверхности,  $q_e$  – поверхностная скорость образования заряда. Здесь предполагается, что газодинамическая скорость на данной поверхности не терпит разрыва. Анализ структуры зоны хемоионизации показывает отсутствие на поверхности горения поверхностной плотности заряда, т.е.  $E_{n1} = E_{n2} = E_n$ . Отсюда получаем

$$\Delta n = n_2 - n_1 = \frac{q_e}{be |E_n + u_n / b|}$$

Значение  $n_2$  является граничным условием для участка характеристики от точки N до пресечения характеристики с границей области, как изображено на фиг. 1, или до пересечения характеристики с другой точкой поверхности горения.

Величина  $q_e$  находится из решения задачи о структуре зоны горения с учетом ионообразования в предположении, что реакции образования ионов из нейтральных компонентов необратимы и отсутствует рекомбинация заряженных частиц. В соответствии с выводами [9] объемная скорость образования заряда в пламени считается пропорциональной скорости следующей химической реакции:

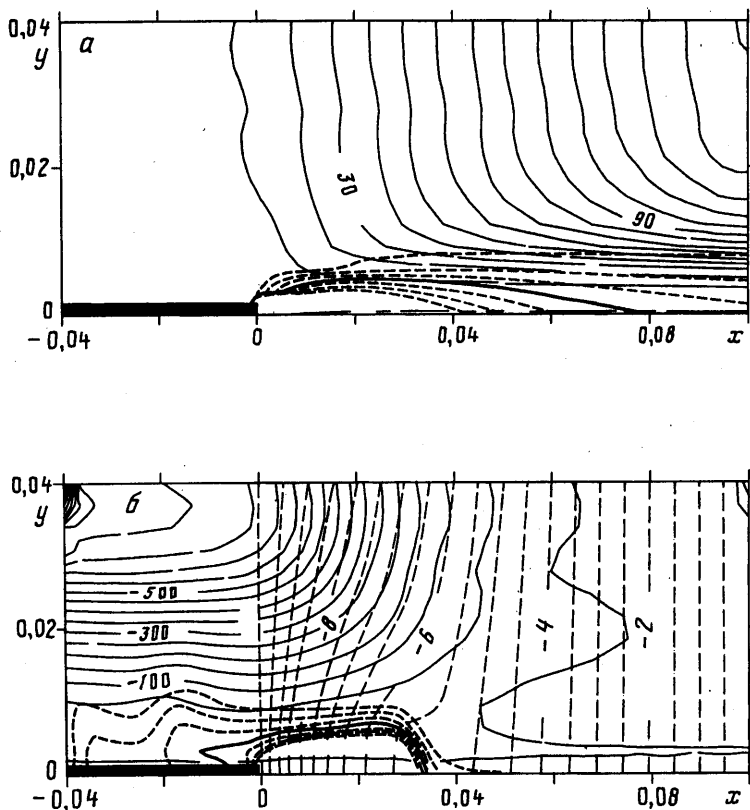


Первичный ион  $\text{CHO}^+$  в результате ионно-молекулярных реакций трансформируется в другие положительные ионы, что не сказывается на суммарной объемной плотности положительного заряда. При расчетах использовалась химическая кинетика из [10, 11].

**3. Результаты расчетов.** Было проведено численное моделирование метанового факела при массовом расходе газа  $Q = 2$  мг/с, радиусе горелки  $R_0 = 0,4$  мм и разности потенциалов между нижней и верхней сетками  $\Delta\phi = 0$  и  $-10$  кВ. Средняя скорость истечения топлива из сопла горелки 6,6 м/с, что отвечает числам Рейнольдса  $Re = 98$  и Фруда  $Fr = 10^4$ . Ионная подвижность была выбрана постоянной и равной  $10 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Возможность выбора расчетных условий ограничена, во-первых, длиной факела, которая, как показывают многочисленные исследования, пропорциональна массовому расходу топлива, во-вторых, тем, что при больших диаметрах горелки и соответственно более низких скоростях истечения топлива при подаче на горелку отрицательного потенциала наблюдаемая картина нестационарна и при численном счете также не удастся добиться установления решения.

Проведенные расчеты при отсутствии внешнего электрического поля дают совпадения с экспериментом с точностью  $\sim 10\%$  как по длине факела, так и по эмиссии окислов азота при любых диаметрах горелки. При указанных же выше значениях  $Q$  и  $R_0$  удастся получить устойчивую стационарную картину течения при отрицательном потенциале горелки как в эксперименте, так и в расчете.

На фиг. 2 приведены результаты расчета. На фигуре видна деформация факела и образование зоны обратных токов, расчет эмиссионных характеристик дает снижение выхода окислов азота на 29% относительно величины при нулевой полярности для метанового факела при заданных параметрах. Расчет преувеличивает деформацию факела и снижение выхода  $\text{NO}_x$ , но тем не менее дает качественно верный результат. Неточности расчета объясняются неточным знанием ионной подвижности и возможным образованием отрицательных ионов в относительно холодных областях струи. Расчетная величина тока в



Фиг. 2. Ламинарный диффузионный факел при нулевой (а) и отрицательной (б) полярности горелки. Тонкой сплошной линией показаны линии тока, пунктирной – изоскалярные линии  $z = \text{const}$ , тонкой штриховой – линии  $\phi = \text{const}$ , жирной сплошной – форма факела  $z = z_s = 0,055$ . Линии равного значения концентрации пассивной примеси проведены через интервал  $\Delta z = 0,015$ . Функция тока обезразмерена на величину массового расхода топлива, геометрические размеры области указаны в метрах, потенциал – в киловольтах, отрезок черной толстой линии в левом нижнем углу расчетной области схематически изображает подводящую топливо трубку

межэлектродном промежутке, равная интегральной скорости образования заряда в рассматриваемом объеме, составляет величину 11,7 мкА, что с точностью до 10% согласуется с экспериментальными данными.

Из фиг. 2 видно, что густота изоскалярных линий  $z = \text{const}$  вблизи линии  $z = z_s$ , отвечающей поверхности горения, при отрицательном потенциале горелки заметно больше, чему соответствует увеличение градиентов концентраций топлива и окислителя и их скорости смешения. Увеличению скорости диффузионного смешения топлива с окислителем сопутствуют уменьшение толщины зоны горения и соответственно объема, в котором происходит наработка окислов азота, а также снижение максимальной температуры в зоне горения. Оба фактора работают в направлении уменьшения выхода  $\text{NO}_x$ .

**Заключение.** Предложенная в работе физическая и математическая модели ламинарного диффузионного факела во внешнем электрическом поле позволяет объяснить описанное в [4] явление снижения выхода окислов азота в пламени при подаче на горелку отрицательного потенциала за счет изменения гидродинамики пламени и обусловленного им изменения скорости диффузионного смешения топлива и окислителя.

Автор выражает благодарность А.Б. Ватажину за помощь в осуществлении работы.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 96-01-014-50).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Лаутон Дж., Вайнберг Ф.* Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976. 294 с.
2. *Кидин Н.И., Махвиладзе Г.М.* Электрическое поле ламинарного пламени с большой степенью ионизации // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12. № 6. С. 865–871.
3. *Sridhar Iya K.* Effect of an electric field on a one-dimensional flame // *Canad. J. Chem. Eng.* 1971. № 1. V. 52. P. 117–120.
4. *Ватажин А.Б., Лихтер В.А., Сепп В.А., Шульгин В.И.* Влияние электрического поля на эмиссию окислов азота и структуру диффузионного ламинарного пропанового пламени // Изв. РАН. МЖГ. 1995. № 2. С. 13–23.
5. *Сепп В.А., Улыбышев К.Е.* Экспериментальные исследования эмиссионных характеристик ламинарных диффузионных пламен в постоянном электрическом поле различной полярности // Теплофизика высоких температур. 1997. Т. 35. № 5. С. 826–829.
6. *Smooke M.D., Mitchell R.E., Keys D.E.* Numerical solution of two-dimensional axisymmetric laminar diffusion flames // *Combust. Sci. and Technol.* 1989. V. 67. № 4–6. P. 85–122.
7. *Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М.* Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. 478 с.
8. *Кузнецов В.Р., Сабельников В.А.* Турбулентность и горение. М.: Наука, 1987. 287 с.
9. *Улыбышев К.Е.* Электрическая структура фронта горения однородной метановоздушной смеси // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 1. С. 3–7.
10. *Tsatsaronis G.* Prediction of propagating laminar flames in methane, oxygen, nitrogen mixtures // *Combust. and Flame.* 1978. V. 33 P. 217–239.
11. *Jones F.L., Becker Ph. M., Heinson R.J.* A mathematical model of the opposed-jet diffusion flame: effect of an electric field on concentration and temperature profiles // *Combust. and Flame.* 1972. V. 19. № 3. P. 351–362.

Москва

Поступила в редакцию  
18.V.1998