

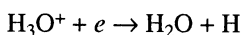
УДК 532.5 : 536.461 : 537.5

© 1998 г. К.Е. УЛЫБЫШЕВ

## ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ФРОНТА ГОРЕНИЯ ОДНОРОДНОЙ МЕТАНОВОЗДУШНОЙ СМЕСИ

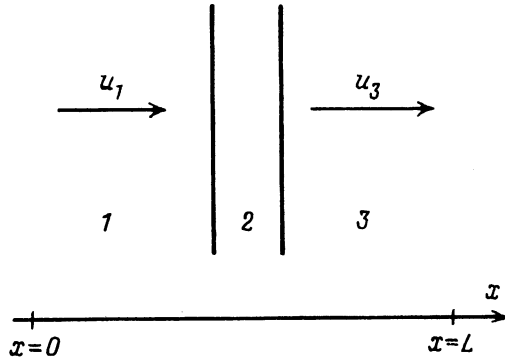
Рассмотрена электрическая структура плоского ламинарного пламени, распространяющегося по однородной метановоздушной смеси при отсутствии внешнего электрического поля, получены распределения концентраций заряженных частиц и собственного электрического поля пламени. Проведены оценки возможности влияния ионно-молекулярных реакций на нормальную скорость распространения пламени.

В связи с проводимыми в последнее время исследованиями влияния электрического поля на эмиссионные характеристики пламен [1] возникает задача о возможно более точном определении суммарной скорости образования заряженных частиц и их концентраций во фронте горения, так как информация об этих величинах необходима для моделирования силового воздействия электрического поля на пламена. Экспериментальным исследованиям по данной теме посвящена обширная литература [2, 3], однако теоретические работы ограничены созданием приближенных полуэмпирических моделей. Так, в [4] рассмотрена электрическая структура ламинарного фронта горения заранее перемешанных газов в предположении, что все хемо-ионизационные реакции сосредоточены в бесконечно тонком слое. Данное предположение приводит к физически не совсем правдоподобному результату о наличии во фронте пламени поверхностного электрического заряда, кроме того, скорость образования заряженных частиц в пламени в работе не находилась из реальной кинетики горения, а считалась величиной известной. В [5] проведено численное моделирование структуры зоны диффузионного горения для сталкивающихся струй топлива и окислителя с учетом реакций образования и рекомбинации заряженных частиц (ионов  $\text{CHO}^+$ ,  $\text{H}_3\text{O}^+$  и электронов)



Полученные в работе максимальные величины концентраций положительно заряженных ионов по порядку величины соответствуют экспериментальным данным. Также обнаружено пренебрежимо малое влияние блока реакций с участием заряженных частиц на распределения температуры и концентраций основных компонентов смеси. Однако в [5] не учитывалось собственное электрическое поле пламени, оказывающее существенное влияние на динамику заряженных компонентов смеси. Это подчеркивает качественный характер полученных результатов. В настоящей работе преследовалась цель определить расчетным путем распределения концентраций заряженных частиц и самосогласованного электрического поля пламени с учетом реальной кинетики горения углеводородных топлив.

**1. Постановка задачи.** Рассматривается распространение плоского фронта пламени по однородной топливовоздушной смеси (фиг. 1). Область 1 слева от зоны горения 2



Фиг. 1. Постановка задачи: 1 – несгоревшая смесь, 2 – зона горения, 3 – продукты сгорания

занята несгоревшей смесью, справа – продуктами сгорания 3, система координат расположена в соответствии с рисунком. В качестве топлива рассматривался метан, взятый в стехиометрическом соотношении с воздухом при атмосферном давлении. Учитывая одномерный характер задачи, рассматриваемый процесс будем описывать следующей системой уравнений.

Уравнения неразрывности и импульса

$$\rho u = \text{const}, \quad p = \text{const} \quad (1.1)$$

Величина  $\rho u$  априори неизвестна и находится в процессе решения задачи. Данная величина зависит от коэффициентов переноса и химической кинетики, задаваемых при расчетах. Условие постоянства давления следует из малости отношения нормальной скорости распространения пламени к скорости звука в продуктах сгорания.

Уравнение энергии и уравнения сохранения для отдельных компонентов смеси

$$\frac{d}{dx}(\rho u h + q) = 0, \quad h = \sum_i h_i c_i \quad (1.2)$$

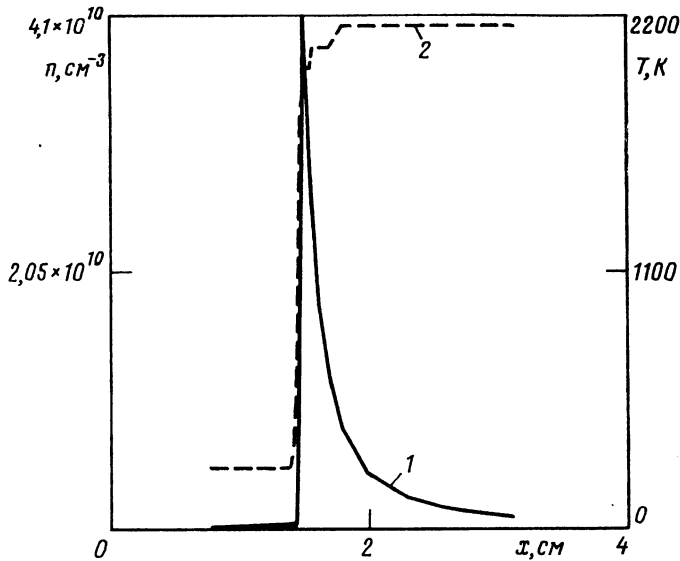
$$q = -\lambda \frac{dT}{dx} + \sum_i h_i (J_i + \rho E b_i c_i)$$

$$\frac{d}{dx}(\rho u c_i + J_i + \rho E b_i c_i) = W_i \quad (1.3)$$

Уравнение Пуассона для самосогласованного электрического поля и уравнение состояния для смеси

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \sum_i \frac{c_i e_i}{\mu_i}, \quad \rho = \frac{p}{RT} \left( \sum_i \frac{c_i}{\mu_i} \right)^{-1} \quad (1.4)$$

Здесь  $c_i, J_i, W_i, b_i, \mu_i, e_i, h_i$  – массовая доля, диффузионный поток, скорость образования, подвижность, молекулярная масса, заряд и энтальпия с учетом энтальпии образования для  $i$ -го компонента,  $\rho, T, p, h, \lambda$  – плотность, температура, давление, энтальпия и коэффициент теплопроводности смеси,  $q, u, E$  – тепловой поток, скорость газа и электрическое поле соответственно. Подвижность отлична от нуля только для заряженных компонентов ( $\text{CHO}^+, \text{H}_3\text{O}^+, e$ ). Скорости  $W_i$  вычислялись с помощью закона Аррениуса, при этом используемая химическая кинетика аппроксимировалась на основании набора реакций, приведенного в [5, 6]. Выражения для  $J_i, \lambda, h_i$ , а также входящие в них константы, характеризующие индивидуальные свойства веществ,



Фиг. 2. Распределение концентрации заряженных частиц и температуры пламени: 1 –  $\text{H}_3\text{O}^+$ , 2 –  $T$

приведены в [7–11]. В частности, для заряженных частиц диффузионные потоки аппроксимировались законом Фика

$$J_i = -\rho D_i \left( \frac{dc_i}{dx} \right), \quad D_i = D_0 \left( \frac{T}{T_0} \right)^\alpha$$

Коэффициенты подвижности и диффузии предполагались связанными соотношением Эйнштейна.

Граничные условия к уравнениям (2.3)–(2.4) имеют вид

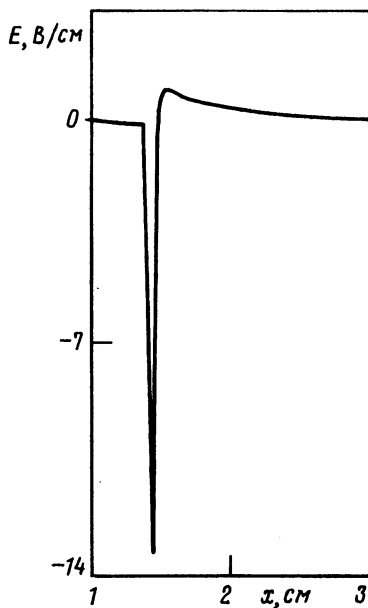
$$x = -\infty: c_i = c_i^0, \quad T = T_0, \quad E = 0$$

$$x = +\infty: \frac{dc_i}{dx} = 0, \quad \frac{dT}{dx} = 0$$

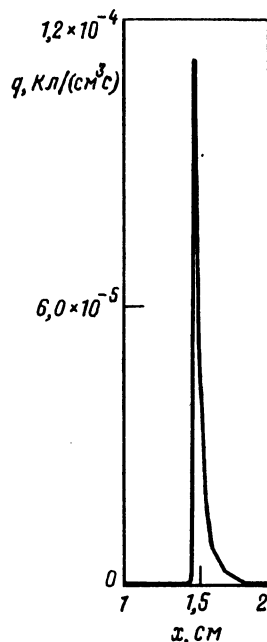
Здесь  $T_0 = 300 \text{ K}$  – температура несгоревшей смеси,  $c_i^0$  отличны от нуля только для  $\text{CH}_4$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{N}_2$ . При расчетах указанные условия задавались при  $x = 0$  и  $L$  соответственно (фиг. 1), где длина расчетной области  $L$  выбиралась много большей характерной толщины зоны горения.

Система уравнений (1.1)–(1.4) нелинейна и для ее решения необходимо применение итерационных методов. Интегрирование данной системы проводилось методом установления. Численный алгоритм был построен таким образом, чтобы при установлении решения фронт пламени, определенный как точка с максимальным значением градиента температуры, занимал заданное положение относительно правой и левой границ расчетной области.

**2. Результаты расчетов.** На фиг. 2 приведены распределения концентрации  $\text{H}_3\text{O}^+$ , а также температуры в пламени. Максимальная концентрация иона  $\text{CHO}^+$  оказывается пренебрежимо малой по сравнению с концентрацией иона  $\text{H}_3\text{O}^+$  и составляет величину  $\sim 10^7 \text{ см}^{-3}$ . Кроме того, концентрация  $\text{CHO}^+$  в первом приближении оказывается равновесной относительно концентраций  $\text{CH}$ ,  $\text{O}$  и  $\text{H}_2\text{O}$  и на данную величину не влияют ни собственное электрическое поле пламени, ни конвективный и диффузионный перенос. Обозначив константу реакции (0.1) через  $k_1$ , а реакции (0.2) через  $k_2$ , имеем



Фиг. 3. Собственное электрическое поле пламени



Фиг. 4. Скорость образования заряженных частиц одного знака

$$[\text{CHO}^+] = \frac{k_1 [\text{CH}][\text{O}]}{k_2 [\text{H}_2\text{O}]}$$

Символом в квадратных скобках здесь обозначена мольная концентрация компонента смеси.

Таким образом, основными заряженными частицами в пламени являются ионы  $\text{H}_3\text{O}^+$  и свободные электроны. Концентрации положительно заряженных ионов и электронов примерно равны, т.е. плазма в зоне горения квазинейтральна и перенос заряженных частиц осуществляется по механизму амбиполярной диффузии. Действительно, величина дебаевского радиуса, определенная по характерным значениям ионной концентрации и температуры пламени, составляет  $\sim 0,01$  мм, что по крайней мере на порядок меньше характерной толщины зоны горения. Полученные значения ионной концентрации в зоне горения подтверждают оценки [1] и показывают возможность значительного влияния объемных электрических сил на гидродинамику пламен при приложении к пламени внешнего электрического поля.

Распределение собственного электрического поля пламени показано на фиг. 3. Область между минимальным и максимальным значениями поля по толщине сравнима с тепловой толщиной фронта пламени, в [5] же данная область является поверхностью разрыва вследствие предположения о том, что все процессы образования заряженных частиц сосредоточены в бесконечно тонком слое.

На фиг. 4 приведено распределение скорости образования заряженных частиц одного знака. Удвоенная площадь под кривой соответствует максимальному электрическому току, который можно извлечь из пламени наложением внешнего электрического поля, перпендикулярного фронту пламени, этот ток составляет  $13 \text{ мкА/см}^2$ , что находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными. Расчеты показывают незначительное влияние блока химических реакций с участием

заряженных частиц на распределения концентраций нейтральных компонентов смеси, в частности СН и О, следовательно, величина суммарной скорости образования заряженных частиц не изменится при наложении электрического поля. Влияние ионно-молекулярных реакций на нормальную скорость распространения пламени, полученное значение которой составляет 31 см/с, также незначительно. Данный результат согласуется с выводами, сделанными в [5].

**Заключение.** Проведенные расчеты показывают, что общая задача о пламени в электрическом поле может быть разделена на "тепловую" и "электрическую". Кроме того, можно считать, что в пламени присутствуют только два сорта заряженных частиц: ионы  $\text{H}_3\text{O}^+$  и свободные электроны, причем их концентрация достаточна для развития ЭГД-течений при приложении к пламени внешнего поля. Данные упрощения могут оказаться полезными при расчетах двухмерных ЭГД-течений с горением, в частности для моделирования описанных в [1] эффектов влияния электрического поля на ламинарный диффузионный факел.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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.
2. Степанов Е.М., Дьячков Б.Г. Ионизация в пламени и электрическое поле. М.: Metallurgy, 1968. 311 с.
3. Лаутон Дж., Вайнберг Ф. Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976. 294 с.
4. 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.
5. Jones Fr.L., Becker Ph.M., Hemsohn R.J. 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.
6. Tsatsaronis G. Prediction of propagating laminar flames in methane, oxygen, nitrogen mixtures // Combust. and Flame. 1978. V. 33. № 3. P. 217–239.
7. Гирифельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностр. лит., 1961. 929 с.
8. Гинзбург И.П. Трение и теплопередача при движении смеси газов. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975. 278 с.
9. Mason E.A., Saxena S.C. Aproximate formula for the thermal conductivity of gas mixtures // Phys. Fluids. 1958. V. 1. № 5. P. 361–369.
10. Гурвич Л.В., Хачкертрузов Г.А., Медведев В.А. и др. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. 2. М.: Наука, 1962. 916 с.
11. Физические величины. Справочник / Ред. Григорьев И.С., Михайлов Е.З. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.

Москва

Поступила в редакцию  
18.VI.1996