

ли авторы работы [9], объясняя отличие вычисленных значений времен горения от экспериментально измеренных.

Выделение водорода при горении магния позволяет объяснить некоторые результаты исследования горения магниевых лент [10]. Авторы этой работы затруднялись объяснить появление в продуктах горения магниевой ленты полых тонкостенных оболочек окиси «с гладкой внутренней поверхностью и шероховатой внешней поверхностью». При этом отмечалось, что самые большие оболочки с тончайшими стенками образовывались при самых низких давлениях. По нашему мнению, образование полых оболочек может происходить в результате раздувания водородом капелек магния, образующихся при разрушении магниевой ленты.

Содержанием водорода в магниевых лентах также можно объяснить и наиболее сильную систему полос в ультрафиолетовой области спектра, которая, как полагают, связана с присутствием в пламени MgOH. Авторы [10] не могли дать объяснение этому эффекту ввиду явного отсутствия водорода в окислительной атмосфере.

*Отделение ИХФ АН СССР,
Черноголовка*

*Поступила в редакцию
10/VII 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Гусаченко, Л. Н. Стесики др. ФГВ, 1974, 10, 4, 548.
2. Е. И. Гусаченко, Л. Н. Стесики др. ФГВ, 1974, 10, 5, 669.
3. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1962.
4. Легкие сплавы. Вып. 1. М., Изд-во АН СССР, 1958, с. 366.
5. Н. М. Cassel, J. Liebman. Combustion and Flame, 1959, 3, 4.
6. В. П. Грачухо, Е. С. Озеров, А. А. Юринов. ФГВ, 1971, 7, 2.
7. Н. М. Cassel, J. Liebman. Combustion and Flame, 1962, 6, 153.
8. Е. С. Озеров, И. И. Скворцов. ФГВ, 1971, 7, 2.
9. С. К. Law, F. A. Williams. Combustion and Flame, 1974, 22, 383.
10. Т. Бржустовский, И. Глассен. Гетерогенное горение. М., «Мир», 1967.

ЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ПОЛЕ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ С БОЛЬШОЙ СТЕПЕНЬЮ ИОНИЗАЦИИ

Н. И. Кидин, Г. М. Махвиладзе

Химические реакции горения в газовых горючих смесях, сосредоточенные в узкой зоне вблизи максимальной температуры пламени и протекающие с участием активных молекул и радикалов, являются источником заряженных частиц. Результаты экспериментов на различных пламенах [1—4] показывают, что в зависимости от рода и состава горючей смеси плотность заряженных частиц в зоне высокой температуры принимает значение от равновесных величин ($10^7 \div 10^8 \text{ см}^{-3}$) до сверхравновесных ($10^{12} \div 10^{13} \text{ см}^{-3}$), обусловленных химиоинициацией.

Механизм образования собственного электрического поля пламени, возникающего в результате разделения зарядов из-за различия в коэффициентах диффузии и подвижности заряженных частиц, рассматривался в работе [5], где изучались пламена с большим отношением дебаевского радиуса образующейся в пламени плазмы к ширине зоны прогрева, которое реализуется для пламен с малой концентрацией ионов и электронов (например, при термической ионизации) или в системах с большим давлением. При этом кулоновское взаимодействие слабо вли-

яет на диффузию ионов. В случае больших сверхравновесных концентраций заряженных частиц в зоне горения существует сильное кулоновское взаимодействие, так что электроны и ионы диффундируют совместно, а распределения их концентраций примерно одинаковы. Лишь на значительном удалении от фронта пламени, где концентрации заряженных частиц становятся малыми, электрические силы не оказывают существенного влияния на процессы переноса, и можно рассматривать свободную диффузию электронов и ионов.

Ниже исследуются собственные электрические свойства высокоионизованного ламинарного пламени, распространяющегося в смеси заранее перемешанных газов. Для расчета распределений заряженных частиц и напряженности электрического поля используется замкнутая система уравнений диффузий заряженных частиц и уравнение Пуассона.

В работе [5] отмечалось, что ионно-электронная задача может быть решена отдельно от обычно рассматриваемой в теории горения задачи о диффузионно-тепловой структуре пламени. Полученные в [5] распределения концентраций заряженных частиц и напряженности электрического поля справедливы лишь в случае пламен с достаточно низкой степенью ионизации, когда дебаевский радиус образующейся в зоне горения плазмы больше характерной ширины прогретого слоя.

В пламенах с высокой степенью ионизации характерный электрический размер существенно меньше диффузионного, поэтому необходимо рассматривать режим амбиполярной диффузии. Система уравнений, определяющая распределение концентраций ионов и электронов и напряженности электрического поля в системе координат, связанной с фронтом пламени, имеет вид

$$d/dx(\rho u n_i - \rho D_i dn_i/dx + \rho \mu_i n_i E) = dj_i/dx = W_i + W_T - k_r \rho^2 n_i n_e, \quad (1)$$

$$d/dx(\rho u n_e - \rho D_e \cdot dn_e/dx - \rho \mu_e n_e E) = dj_e/dx = W_i + W_T - k_r \rho^2 n_i n_e, \quad (2)$$

$$dE/dx = 4\pi \rho e^- (n_i - n_e). \quad (3)$$

Здесь n и j — относительные концентрации и потоки заряженных частиц; ρ и u — плотность и скорость газа; D и μ — коэффициенты диффузии и подвижности; E — напряженность электрического поля; k_r — константа скорости рекомбинации ионов и электронов; W_i и W_T — скорости образования ионов по химическому (хемиионизация) и тепловому (термоионизация) механизмам соответственно; e^- — заряд электрона. Индексы i и e внизу относятся соответственно к ионам и электронам.

Скорость термической ионизации зависит от температуры газа и концентрации частиц, поэтому W_T можно считать постоянной в области продуктов сгорания ($x > 0$); в зоне подогрева ($x < 0$) W_T в силу резкой зависимости от температуры пренебрежимо мала.

Граничные условия для системы уравнений (1) — (3) имеют вид

$$\begin{aligned} x = -\infty, n_i = n_e = 0, dn_i/dx = dn_e/dx = 0, E = 0; \\ x = \infty, n_i = n_e = n_\infty, E = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где n_∞ — термодинамически равновесная концентрация ионов и электронов в продуктах горения, вычисляемая по формуле Саха.

Из уравнений (1) и (2) получим интеграл сохранения токов, из которого с учетом граничных условий (4) следует

$$E = -\frac{m}{\rho \mu_e} \frac{n_i - n_e}{n_e + (\mu_i/\mu_e) n_i} - \frac{D_e}{\mu_e} \cdot \frac{dn_e/dx - (D_i/D_e) dn_i/dx}{n_e + (\mu_i/\mu_e) n_i}, \quad (5)$$

где $m = \rho u = \text{const}$ в силу уравнения неразрывности. В дальнейшем будем считать величины $\rho \mu$, ρD и D/μ постоянными из-за их слабой зависимости от температуры газа T ($\sim T^{1/2}$).

В области интегрирования задачи можно выделить следующие зоны: диффузионную или зону предварительного подогрева исходной смеси ($x < 0$), химионизации вблизи области максимальной температуры ($x = 0$), которую будем считать узкой по сравнению с размерами всех других зон, и рекомбинации ионов и электронов в продуктах горения ($x > 0$), в которой на значительном удалении от зоны химионизации устанавливаются термодинамически равновесные концентрации ионов и электронов, так что $W_T = k_r \rho^2 n_\infty$.

В пламенах с высокой степенью ионизации плотность заряженных частиц достаточно велика, и плазма остается квазинейтральной как в зоне химионизации, так и на значительном удалении от нее, пока концентрация частиц не уменьшится на несколько порядков. Для расчета потоков заряженных частиц и напряженности электрического поля используем методы, разработанные в теории слабоионизованной плазмы [6—8].

В режиме амбиполярной диффузии плотности заряженных частиц и их потоки совпадают, т. е. $n_i \approx n_e = n$, $j_i \approx j_e = j$. Используя эти соотношения, получим из (1), (2) $j = \rho u n - \rho D_a dn/dx$, где $D_a = (\mu_i D_e + \mu_e D_i) / (\mu_e + \mu_i) \approx 2D_i$ — коэффициент амбиполярной диффузии.

Математически приближение амбиполярной диффузии можно обосновать, выделив в уравнениях (1), (2) малый параметр $\gamma = (m\bar{d}/\rho D_i)^2$. Для этого следует сделать безразмерной исходную систему уравнений, выбрав в качестве характерного масштаба длины толщину прогретого слоя $\rho D_i m$ (\bar{d} — дебаевский радиус образующейся в зоне горения плазмы). Пренебрегая в уравнениях членами порядка γ , получим равенство $n_i = n_e$, откуда с необходимостью вытекает и равенство диффузионных потоков заряженных частиц.

Рассмотрим сначала область $x < 0$, в которой можно положить $W_i = W_T = 0$. Пренебрегая также процессами рекомбинации (влияние рекомбинации на величину напряженности электрического поля проанализировано ниже) и используя приближение амбиполярной диффузии, получим

$$n = n(0) \exp(mx/\rho D_a) \quad (6)$$

(индекс a соответствует амбиполярному приближению).

Напряженность самосогласованного электрического поля E_s , обеспечивающего примерно равные концентрации и потоки заряженных частиц, можно определить из формулы (5), подставив в нее $n(x)$ из (6). Пренебрегая членами порядка $D_i/D_e = \mu_i/\mu_e \sim 10^{-2} \div 10^{-3}$, получим постоянное по зоне амбиполярной диффузии электрическое поле

$$E_s = -(D_e/\mu_e n) dn/dx = -m/(2\rho\mu_i). \quad (7)$$

Последнее выражение совпадает с асимптотическим значением напряженности электрического поля, полученным в приближении амбиполярной диффузии в другой гидродинамической ситуации [9].

При нормальной скорости распространения пламени $u_n \sim 10^2$ см/с и подвижности ионов $\mu_i \sim 1 \div 5$ см²/(В·с) получим $E_s \sim 10 \div 50$ В/см. При более точном вычислении напряженности самосогласованного электрического поля следует, как показано в [7], в правой части уравнения (5) заменить разность $n_i - n_e$, воспользовавшись уравнением Пуассона (3)

$$E_s = -[m/(2\rho\mu_i)] \{1 - \exp[-(\rho^2 D_e D_a / m^2 \bar{d}^2) \exp(mx/\rho D_a)]\}. \quad (8)$$

Выражение (8) совпадает с (7) с большой точностью, так как для пламени с высокой степенью ионизации параметры $\rho D_e a / m \bar{d} \gg 1$.

Решения (6), (7), соответствующие приближению амбиполярной диффузии, справедливы в области достаточно больших концентраций

ионов и электронов при $x_0 \leq x \leq 0$, в которой текущий дебаевский радиус существенно меньше характерных размеров образующейся квазинейтральной плазмы. При удалении от фронта пламени концентрации заряженных частиц убывают, а дебаевский радиус увеличивается пропорционально $n^{-1/2}$ и при достаточно больших $|x|$ приближение амбиполярной диффузии становится неприменимым. Однако, решения (6) — (8) описывают область существенного изменения концентраций ионов и электронов, так как в области свободной диффузии концентрации заряженных частиц намного (примерно на 5—6 порядков) меньше $n(0)$. Критерий применимости приближения амбиполярной диффузии можно записать как

$$n_i - n_e \ll n$$

или в виде эквивалентного условия

$$\bar{d} \ll l,$$

где l — размер области, занимаемой квазинейтральной плазмой ($l \sim \sim \rho D_a/m$); \bar{d} — текущий дебаевский радиус. Из этих условий можно оценить величину x_* , которая оказывается порядка нескольких размеров $\rho D_a/m$. При $|x| > |x_0| \gg |x_*|$ можно пренебречь влиянием электрического поля на процессы переноса и пользоваться решениями, описывающими свободную диффузию ионов и электронов

$$n_{i,e} = n_{i,e}(x_0) \exp[m(x-x_0)/\rho D_{i,e}], \quad -\infty < x < x_0. \quad (9)$$

Подставив эти распределения в уравнение Пуассона (3), найдем профиль напряженности электрического поля в зоне свободной диффузии

$$E = 4\pi\rho e^{-\left\{(\rho D_i/m) n_i(x_0) \exp[m(x-x_0)/\rho D_i] - (\rho D_e/m) n_e(x_0) \exp[m(x-x_0)/\rho D_e]\right\}}. \quad (10)$$

Между областями амбиполярной и свободной диффузии при $x_0 < x < x_*$ находится переходная зона.

Поскольку параметры $D_i/D_e \ll 1$ и $n_i(x_0) < n_e(x_0)$, распределение ионов не вносит существенного вклада в максимальную величину и распределение напряженности электрического поля в зоне свободной диффузии. Это позволяет более точно вычислить напряженность электрического поля и концентрацию электронов. Решая совместно уравнение диффузии электронов с учетом электрической составляющей потока и уравнение Пуассона, в котором в силу сказанного выше можно положить $n_i = 0$, при $|x| > |x_*|$ получим

$$n_e = \frac{1}{2\pi\rho e} \frac{m^2}{\rho^2 \mu_e D_e} \frac{c \exp[m(x-x_*)/\rho D_e]}{\{\exp[m(x-x_*)/\rho D_e] - c\}^2}, \quad (11)$$

$$E = (2m/\rho\mu_e) \{\exp[m(x-x_*)/\rho D_e]/\exp[m(x-x_*)/\rho D_e] - c\}. \quad (12)$$

Константу интегрирования c найдем, сшивая эти решения с решениями (6), (7), что дает $c = 1 + 4\mu_i/\mu_e$. Распределения (11), (12) соответствуют более резкому затуханию концентрации электронов и напряженности электрического поля при $x < x_*$, чем (10), (11), и при $x \rightarrow -\infty$ переходят в решение свободной диффузии электронов. Однако производная напряженности поля в точке x_* терпит разрыв вследствие обреза ионного профиля.

Система уравнений (1), (2) с нулевой правой частью имеет интеграл

$$n_i n_e = \text{const} \cdot \exp[(m/\rho D_i)(1 + \mu_i/\mu_e)x]. \quad (13)$$

которому удовлетворяют и решения (6), полученные в приближении амбиполярной диффузии, и решения (10), соответствующие свободной диффузии электронов и ионов. Используя (13), можно осуществить процедуру последовательных приближений для более точного описания процессов в переходной области, сглаживающую скачок dE/dx и подправляющую распределения $E(x)$, $n_e(x)$, $n_i(x)$ в области, близкой к x . Приняв за нулевое приближение решение (11), получим из (13) новое значение n_i , по которому из формулы (5) вычислим напряженность поля. Далее из уравнения Пуассона найдем поправку к n_e , после чего для определения вновь появившихся констант интегрирования следует сшить полученные решения с решениями (6), (7). Затем можно провести дальнейшие итерации.

Найдем решение системы уравнений (1) — (3) в рекомбинационной области $x > 0$ в приближении амбиполярной диффузии. Основную роль в этой зоне играют процессы рекомбинации ионов и электронов и их унос конвективными потоками. Пренебрегая диффузией заряженных частиц в (1), (2), получим следующие профили электронов и ионов

$$n_i \simeq n_e = n = V \sqrt{W_T/k_r \rho^2} \frac{c_1 \exp(\sqrt{W_T k_r \rho^2} \cdot x/m) + 1}{c_1 \exp(\sqrt{W_T k_r \rho^2} \cdot x/m) - 1},$$

$$c_1 = [n(0) \sqrt{k_r \rho^2 / W_T} + 1] / [n(0) \sqrt{k_r \rho^2 / W_T} - 1]. \quad (14)$$

Напряженность самосогласованного электрического поля вычисляется из (5) в приближении амбиполярной диффузии:

$$E_s = - (D_e / \mu_e n) dn/dx = (D_i / \mu_i) [k_r \rho^2 n(x) / m - W_T / mn(x)].$$

Отсюда следует, что максимальное значение напряженности поля достигается при $x=0$. Так как $W_T = k_r \rho^2 h_\infty^2 \ll k_r \rho^2 n^2(0)$, то

$$E_{s \max} = E_s(+0) \simeq D_i k_r \rho^2 n(0) / \mu_i m. \quad (15)$$

Выясним теперь, при каких условиях можно пренебречь рекомбинацией в зоне подогрева и диффузией в зоне продуктов реакции. Влияние этих процессов на распределение концентраций заряженных частиц в соответствующих зонах несущественно, если

$$k_r \rho^2 n^2 \ll m dn/dx, \quad x < 0$$

и

$$\rho D_a |dn/dx| \ll mn, \quad x > 0.$$

Подставляя в эти условия n из (6) и (14) убедимся, что они эквивалентны и выполняются при

$$\tau_a / \tau_r = \rho D_a k_r \rho^2 n(x) / m^2 \ll 1. \quad (16)$$

Здесь $\tau_a = D_a / u^2$ и $\tau_r = 1 / k_r \rho n$ — характерные времена диффузии и рекомбинации.

Неравенство (16) выполняется при всех x , если оно верно при $x=0$, так как в этой точке максимальна его левая часть. При $k_r = 10^{-7} \div 10^{-9} \text{ см}^3/\text{с}$ [1—3], $\rho n(0) \sim 10^{11} \div 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $\tau_a \sim 10^{-4} \text{ с}$ отношение τ_a / τ_r при $x=0$ меняется от 0,01 до 10. Таким образом, при использовании полученных выше результатов нужно убедиться в выполнении неравенства (16).

Если неравенство (16) не выполняется, можно получить распределение ионов и электронов и напряженность электрического поля при малых значениях x , линеаризовав рекомбинационный член в уравнениях

(1), (2), т. е. положив $k_r n_e n_i \approx k_r n(0) n(x)$. Тогда в приближении амби-полярной диффузии

$$n = n(0) \exp(\lambda_1 x), \quad x < 0,$$

$$n = n(0) \left\{ \frac{W_T}{k_r \rho^2 n^2(0)} [1 - \exp(\lambda_2 x)] + \exp(\lambda_2 x) \right\}, \quad x > 0,$$

$$\lambda_{1,2} = (m/\rho D_a) (1 \pm \sqrt{1 + 4\tau_d/\tau_r}).$$

Напряженность самосогласованного электрического поля при малых x постоянна

$$E_s = -(D_i/\mu_i)\lambda_1, \quad x < 0 \quad (17)$$

$$(W_T/k_r \rho^2 n^2(0) \ll 1),$$

$$E_s = -(D_i/\mu_i)\lambda_2, \quad x > 0. \quad (18)$$

Если $\tau_d/\tau_r \ll 1$, то выражения (17) и (18) совпадают с (7) и (15).

Отношение максимальной напряженности электрического поля в рекомбинационной зоне к соответствующей величине в прогретом слое равно

$$E_s(+0)/|E_s(-0)| = |\lambda_2/\lambda_1| = (\sqrt{1+4\tau_d/\tau_r}-1)/(\sqrt{1+4\tau_d/\tau_r}+1).$$

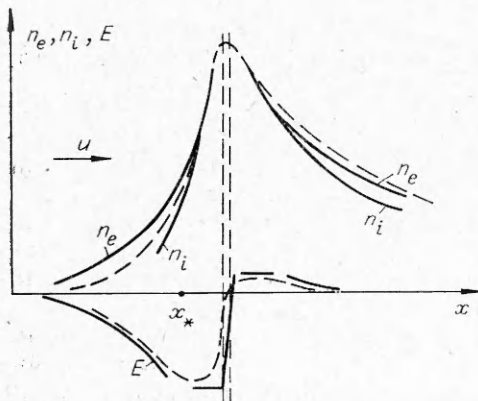
При $\tau_d/\tau_r \ll 1$ максимальная напряженность поля в рекомбинационной зоне $E_s(+0) = (\tau_d/\tau_r) |E_s(-0)|$ намного меньше модуля максимальной напряженности в зоне подогрева; при $\tau_d/\tau_r \gg 1$ $E_s(+0) \rightarrow |E_s(-0)|$; при любых τ_d/τ_r $E_s(+0) < |E_s(-0)|$.

Полученные распределения концентраций электронов и ионов и напряженности электрического поля качественно показаны на рисунке сплошной линией, штриховые кривые показывают истинные гладкие распределения. Между вертикальными штриховыми линиями вблизи $x=0$ находится зона химических реакций.

Использование предположения о бесконечно узкой зоне реакций химионизации приводит к образованию скачка напряженности самосогласованного электрического поля $E_s \sim dn/dx$ на поверхности $x=0$. Непрерывное изменение напряженности поля можно получить при детальном рассмотрении структуры зоны химионизации.

Таким образом, напряженность электрического поля во фронте высокоионизованного пламени, распространяющегося в газовой горючей смеси, меняет знак при переходе от зоны подогрева к области продуктов реакции. Максимум модуля напряженности электрического поля находится в прогретом слое.

Отметим в заключение, что для экспериментального подтверждения полученных выше результатов необходимы измерения распределений напряженности электрического поля и концентраций заряженных частиц во фронте пламени. Такого рода измерения для сферического фронта пламени, распространяющегося по смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 6\text{N}_2 + 0,005\text{CH}_4$ проведены в работе [10]. Исследование собственных электрических свойств пламени оказывается необходимым этапом при решении вопросов, связанных с воздействием внешних электрических полей на пламена. Это воздействие проявляется наиболее сильно в угле-



угле-

водородных и других пламенах с высокой сверхравновесной степенью ионизации, характеризующихся амбиполярной диффузией заряженных частиц вблизи зоны максимальной температуры пламени.

В заключение авторы выражают признательность В. Б. Либровичу, В. И. Мышенкову и Г. И. Шапиро за полезные обсуждения и замечания.

*Институт проблем механики АН СССР,
Москва*

*Поступила в редакцию
8/IX 1975*

ЛИТЕРАТУРА

1. W. J. Miller. Oxidation and Combustion Reviews. Elsevier, 1968, 3, 2, 97.
2. J. Peters, C. Vinckier, A. van Tiggelen. Oxidation and Combustion Reviews. Elsevier, 1969, 4, 1, 93.
3. H. F. Calkote. Combustion and Flame. 1957, 1, 4, 385.
4. J. Lawton, F. J. Weinberg. Electrical Aspects of Combustion. Clarendon Press, Oxford, 1969.
5. Н. И. Кидин, В. Б. Либрович, ФГВ, 1974, 10, 5, 696; Archiwum procesow spalania, 1974, 5, 3, 261.
6. С. Браун. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., Госатомиздат, 1961.
7. R. G. Fowler. Proc. Phys. Soc., 1962, 80, 3, 620.
8. Б. М. Смирнов. Физика слабоионизованного газа. М., «Наука», 1972.
9. Н. И. Кидин, В. Б. Либрович, Г. М. Махвиладзе. Электрические свойства ламинарных пламен. Препринт ИПМ АН СССР, № 51, 1975.
10. Л. А. Гуссак, Е. С. Семенов. ФГВ, 1975, 11, 6, 830.

РАСЧЕТ УСЛОВИЙ СРЫВА ГОРЕНИЯ ЗА ПЛОСКИМ УСТУПОМ И В ВЫЕМКЕ, ОБТЕКАЕМЫХ СВЕРХЗВУКОВЫМ ПОТОКОМ ВОДОРОДНО-ВОЗДУШНОЙ ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ

Е. А. Мещеряков, О. В. Макашева

Стабилизация на срывных зонах, образующихся при обтекании уступа или выемки потоком горючей смеси [1—3], — один из эффективных способов стабилизации горения в дозвуковом потоке. Все больший интерес к стабилизаторам подобного типа проявляется в связи с возможностью использования их при сверхзвуковом течении [4—5]. Работа [5] единственная, где сделана попытка теоретически оценить область устойчивой работы стабилизирующих устройств указанного типа применительно к углеводородным топливам. В ней срыв горения за стабилизаторами в форме плоского уступа и выемки рассматривался с позиций теории проточных изотермических реакторов.

В настоящей работе исследуется горение водородного топлива на основе принципов [5]. В отличие от работы [5], где используется суммарная кинетика горения углеводородов, привлекается полная кинетика горения водорода в воздухе, включающая восемь реакций для семи компонент.

Модель явления, основные допущения и метод расчета

При обтекании уступа или выемки не реагирующим сверхзвуковым потоком горючей смеси в образующейся застойной зоне возможно устойчивое горение, характеризующееся определенными критическими пара-