

04.1

Особенности формирования собственного электрического поля низкотемпературной кислород-метановой плазмы

© А.В. Рудинский, Д.А. Ягодников, С.В. Рыжков, В.В. Онуфриев

Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия
E-mail: ravman@bmstu.ru

Поступило в Редакцию 27 ноября 2020 г.

В окончательной редакции 9 февраля 2021 г.

Принято к публикации 25 февраля 2021 г.

Разработана математическая модель горения кислород-метановой плазмы при давлениях 0.2–1.6 МПа с учетом ионизации продуктов сгорания и рекомбинации заряженных компонентов. Определены концентрации положительных ионов для характерных зон реагирующей кислород-метановой смеси в предположении амбиполярной диффузии. Получены распределения напряженности самосогласованного электрического поля и генерируемого электрического заряда по длине канала. Результаты моделирования по уровню концентраций электронов и ионов в пламени верифицированы известными экспериментальными данными, полученными зондовыми методами в условиях работы модельного жидкостного ракетного двигателя.

Ключевые слова: низкотемпературная плазма, кислород, метан, горение, амбиполярная диффузия, собственное электрическое поле.

DOI: 10.21883/PJTF.2021.10.50973.18638

Преобразование химической энергии в тепловую в камере жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) происходит в процессе горения топлива и характеризуется первичной генерацией заряженных компонентов (ионов и электронов) и экзотермическими реакциями рекомбинации, протекающими преимущественно за фронтом пламени. Продукты сгорания топлива находятся в камере сгорания (КС) при высоких давлениях (более 25 МПа) и температурах (более 3500 К), характерных для ЖРД, и могут рассматриваться как квазинейтральная плазма. При этом для плазмы продуктов сгорания углеводородного топлива характерны зоны с распределением заряженных компонентов (ионов и электронов) с преобладающим механизмом амбиполярной диффузии над тепловым [1]. Такое разделение зарядов разных знаков обеспечивается самосогласованным электрическим полем, напряженность которого достигает значений 1350 В/м и может обеспечивать скорость образования заряженных частиц одного знака $\sim 1.1 \cdot 10^{-4}$ С/(см³ · с) во фронте горения метановоздушной смеси согласно [2]. Существенные отличия значений теоретических концентраций заряженных компонентов, полученных по данным термодинамического равновесного расчета, от результатов экспериментов, проводимых с помощью электростатических зондов [3,4], обуславливают необходимость учета при моделировании электрофизических процессов диффузионных потоков ионов и электронов в плазме продуктов сгорания для характерных областей камеры сгорания ЖРД, создающих собственное электрическое поле, напряженность которого может быть зарегистрирована специальными датчиками [5].

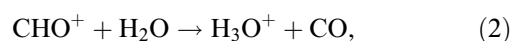
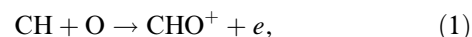
Моделирование собственного электрического поля в прифронтной области горения в КС необходимо для определения механизмов электризации твердых частиц

сажи [6,7] или металлов [8,9] (последние могут образовываться в потоке в результате начала разрушения стенок проточного тракта ЖРД из-за тепловой эрозии), что положено в основу создания бесконтактных методов технической диагностики. Цель настоящей работы заключается в расчетно-теоретическом исследовании разделения носителей электрических зарядов и определении характеристик собственного электрического поля углеводородных продуктов сгорания применительно к условиям, реализуемым в камере жидкостного ракетного двигателя.

Математическое моделирование включало в себя три основные стадии.

1. В результате осесимметричного расчета в программе Ansys Fluent определялись химический состав реагирующей смеси кислород–метан и распределение температуры по цилиндрической КС.

2. По найденным распределениям концентраций электронейтральных компонентов смеси H₂O, CH, O, CO₂ определялись концентрации заряженных компонентов (положительных ионов H₃O⁺ и электронов) в соответствии с реакциями ионизации

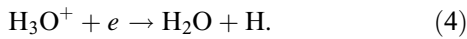


$$[\text{CHO}^+] = \frac{k_1[\text{CH}] \cdot [\text{O}]}{k_2[\text{H}_2\text{O}]}, \quad (3)$$

где [CHO⁺], [CH], [O], [H₂O] — мольные концентрации соответствующих компонентов продуктов сгорания, k₁ — константа химической реакции (1), k₂ — константа химической реакции (2).

В качестве заряженных компонентов смеси продуктов сгорания кислород–метан были выбраны положительные ионы H_3O^+ и электронный газ, так как данные компоненты обладают наибольшими концентрациями по результатам предварительных равновесных термодинамических расчетов.

3. Определялась напряженность электрического поля по длине камеры сгорания в соответствии с найденными распределениями химического состава, температуры и характерными зонами: I — зона предварительного подогрева исходной смеси кислород–метан; II — зона ионизации продуктов сгорания в области максимальной температуры и ее окрестности; III — зона рекомбинации электронов и ионов в продуктах сгорания в соответствии с химической реакцией



Система уравнений, определяющая концентрации заряженных компонентов (ионов и электронов) в плазме продуктов сгорания, состояла из уравнений сохранения диффузионных потоков положительных ионов и электронов. Напряженность самосогласованного электрического поля описывалась уравнением Пуассона

$$\frac{d}{dx} \left(un_i - D_i \frac{dn_i}{dx} + b_i n_i E \right) = \frac{dj_i}{dx} = W_i - k_r n_i n_e, \quad (5)$$

$$\frac{d}{dx} \left(un_e - D_e \frac{dn_e}{dx} - b_e n_e E \right) = \frac{dj_e}{dx} = W_i - k_r n_i n_e, \quad (6)$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e), \quad (7)$$

где u — скорость [м/с], n_i — объемная концентрация положительных ионов [m^{-3}], b_i — подвижность ионов [$m^2/(V \cdot s)$], E — напряженность самосогласованного электрического поля [В/с], j_i — диффузионный поток ионов [$(m^2 \cdot s)^{-1}$], W_i — скорость образования ионов, k_r — константа реакции рекомбинации [m^3/s], n_e — объемная концентрация электронов [m^{-3}], b_e — подвижность электронов [$m^2/(V \cdot s)$], j_e — диффузионный поток электронов [$(m^2 \cdot s)^{-1}$], e — заряд электрона [С], ϵ_0 — электрическая постоянная [$m^{-3} \cdot kg^{-1} \cdot s^2 \cdot C^2$], x — осевая координата [м], D_e, D_i — коэффициенты диффузии электронов и ионов [m^2/s].

Распределение напряженности самосогласованного поля по осевой координате КС определялось интегрированием системы (5)–(7) с граничными условиями в соответствии с характерными зонами горения плазмы с учетом химических реакций (1)–(4).

Механизм образования собственного электрического поля в рассматриваемой модели заключается в разделении зарядов вследствие разной подвижности и коэффициентов диффузии положительных ионов D_i и электронов D_e (режим амбиполярной диффузии). В этом случае для плазмы в зоне горения величина радиуса Дебая

должна быть меньше характерного размера прогретого слоя, т. е.

$$R_D \ll D/u,$$

где D — коэффициент диффузии [m^2/s], R_D — радиус Дебая [м], определяемый исходя из зависимости

$$R_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k T}{e^2 n_e}}.$$

В результате предварительных оценок для кислород–метановой плазмы радиус Дебая составил $R_D = (20.2–5.4) \cdot 10^{-6}$ м, что на несколько порядков меньше ширины фронта горения указанных компонентов топлива. Оценки радиуса Дебая проводились в предположении равновесных концентраций электронов для температур $T_0 = 3098–3366$ К и давлений $p_0 = 0.2–1.6$ МПа, характерных для режимов горения в камере сгорания ЖРД малой тяги [4]. Равновесные объемные концентрации электронов определялись в программе Terra [10] в зависимости от коэффициента избытка окислителя (кислорода) и давления в КС (см. таблицу). Проведенные оценки показали, что распределения положительных ионов и электронов в окрестности фронта горения могут быть найдены в предположении амбиполярной диффузии (с учетом равенства диффузионных потоков).

С целью определения особенностей структуры течения (распределение температуры и скорости) с учетом смешения метана с кислородом проведено предварительное численное моделирование. Моделирование газовой динамики и тепломассообмена при течении и взаимодействии двух заранее не перемешанных газовых потоков основано на решении системы уравнений сохранения массы, импульса и энергии, а также уравнений переноса компонентов потока в осесимметричной постановке. Система уравнений после осреднения по Фавру произвольных параметров потока (температура, скорость и т.д.) дополнялась уравнениями состояния идеального газа и модели турбулентности $k-\epsilon$. Процессы горения моделировались с помощью редуцированного кинетического механизма, основанного на детальном механизме GRI-MECH 3.0 [11].

Объектом моделирования являлась цилиндрическая КС модельного кислород–метанового ЖРД малой тяги [4] диаметром 35 мм и длиной 120 мм. Распределения теплофизических параметров на рис. 1 получены при стехиометрическом соотношении и давлении

Параметры плазмы жидкий кислород + жидкий метан при стехиометрическом соотношении

p_0 , МПа	$n_e, 10^{18} m^{-3}$	T_0 , К	$R_D, 10^{-6}$ м
0.2	0.0363	3098	20.16
0.4	0.0925	3185	12.81
0.8	0.2290	3274	8.25
1.6	0.5489	3366	5.40

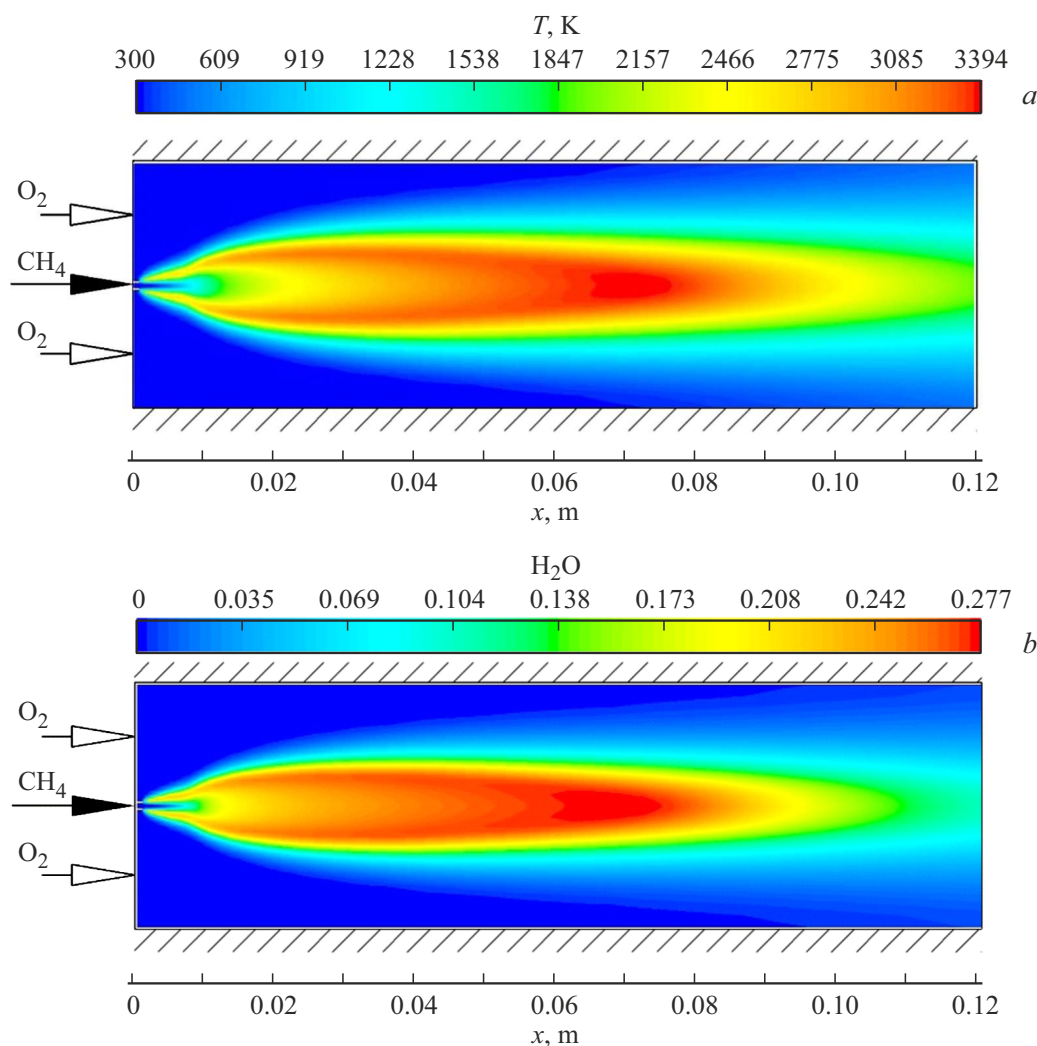


Рис. 1. Распределение теплофизических параметров по КС. *a* — температура, *b* — массовая доля H_2O .

0.8 МПа. Конечно-элементная модель КС [4] представляла собой структурированную сетку с $\sim 10\,000$ ячеек. Подача метана осуществлялась через центральную форсунку диаметром 4 мм, кислорода — через две внешние кольцевые щели (рис.1, *a*).

Из рис. 2 видно, что напряженность собственного электрического поля (НСЭП) пламени убывает и достигает минимального значения. Убывание НСЭП до отрицательных значений происходит в зоне предварительного подогрева топливной смеси, характеризующейся шириной $x_l = D_i/u$ ($x_l \approx 0.1$ мм при $u = 10$ м/с). Концентрации электронов и ионов в области предварительного подогрева равны, и перенос заряженных компонентов осуществляется за счет механизма амбиполярной диффузии, т.е. $R_{Du}/D_i \ll 1$. Достижимое минимальное значение напряженности электрического поля $E_{\min} = -u/(2b_i) \approx -1000$ В/м обеспечивает равные диффузионные потоки и, следовательно, концентрации электронов и положительных ионов (рис. 3), при том что подвижности и коэффициенты диффузии соотносятся как

$D_i/D_e = b_i/b_e \approx 10^{-3}$ при $D_i = (1.2-1.6) \cdot 10^{-3}$ м²/с. По длине фронта горения НСЭП увеличивается и становится положительной, достигая максимального значения (рис. 2). Это объясняется уменьшением влияния собственного самосогласованного электрического поля на

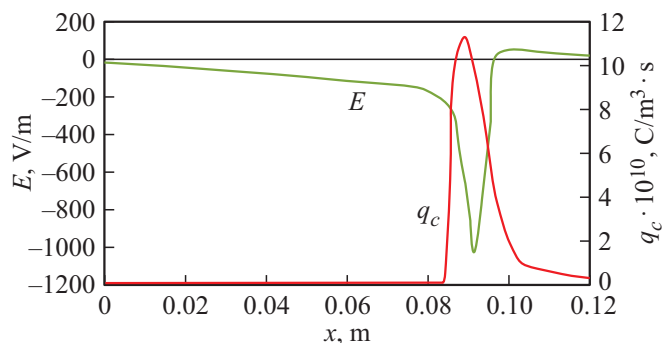


Рис. 2. Распределение по длине КС в осевом сечении напряженности собственного электрического поля E и скорости образования заряженных компонентов одного знака q_c .

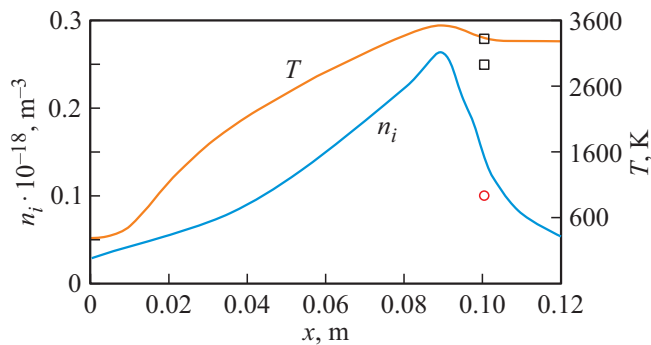


Рис. 3. Распределение положительных ионов H_3O^+ и температуры по длине КС в сечении по оси симметрии. Кружок — равновесное значение, квадраты — экспериментальные результаты [4].

механизм диффузии, что сопровождается увеличением радиуса Дебая вследствие роста температуры из-за протекания химических реакций горения, и переход в режим свободной диффузии электронов и ионов. Максимальное значение НСЭП в этой области соответствует положительной величине $E_{\max} = D_i k_T n_{e\infty} / u \approx 50 \text{ V/m}$ при константе скорости $k_T \approx 10^{-6} \text{ m}^3/\text{s}$. В области, характеризующейся продуктами сгорания (за фронтом горения), НСЭП уменьшается, стремясь к нулю, что объясняется уменьшением концентрации заряженных компонентов из-за реакций рекомбинации ионов и электронов. Радиус Дебая в рекомбинационной области увеличивается пропорционально $n_e^{-0.5}$, и влияние амбиполярной диффузии на формирование собственного электрического поля пропадает по мере удаления от фронта горения.

Проведенные таким образом фундаментальные исследования позволили выявить области кислород-метанового пламени, в которых реализуются максимальные значения концентраций положительно заряженных ионов, суммарного электрического заряда и напряженности электрического поля, которые обуславливаются пространственным распределением температуры и концентраций положительных и отрицательных заряженных ионов.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Госпрограммы № 0705-2020-0044 фундаментальных исследований лаборатории „Внутрикамерные процессы ракетных и реактивных двигателей“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Н.И. Кидин, Г.М. Махвиладзе, Физика горения и взрыва, № 6, 865 (1976).
- [2] К.Е. Улыбышев, Изв. РАН, Механика жидкости и газа, № 1, 3 (1998).
- [3] G. Maise, A.J. Sabadell, in *AIAA 5th Propulsion Joint Specialist Conf.* (Colorado Springs, CO, USA, 1969). <https://doi.org/10.2514/6.1969-573>
- [4] J. Nichol, V. Siminski, H.G. Wolfhard, Symposium (International) on Combustion, **8** (1), 235 (1961).
- [5] С.А. Гришин, Г.А. Пашкевич, В.А. Селянтьев, Н.С. Недвеккий, А.А. Бунчук, К.Ю. Желудевич, В.В. Климентовский, Д.А. Ягодников, В сб. науч. тр. *V Конгресс физиков Беларуси* (Ковчег, Минск, 2015), с. 241.
- [6] A. Sorokin, X. Vancassel, P. Mirabel, *Atmos. Chem. Phys.*, **3**, 325 (2003).
- [7] А.М. Савельев, А.М. Старик, *ЖТФ*, **76** (4), 53 (2006).
- [8] Я.А. Лялин, К.И. Семенов, Н.Х. Копыт, в сб. *Физика аэродисперсных систем* (Одесса, 2012), № 49, с. 112.
- [9] А.В. Рудинский, Д.А. Ягодников, *ТВТ*, **57** (5), 777 (2019). DOI: 10.1134/S0040364419050132
- [10] B.G. Trusov, A.G. Malanichev, in *3rd Int. Conf. on chemical kinetics* (Washington, 1993), p. 56–57.
- [11] G.P. Smith, D.M. Golden, M. Frenklach, N.W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C.T. Bowman, R.K. Hanson, S. Song, W.C. Gardiner, Jr., V.V. Lissianski, Z. Qin, *GRI-MECH 3.0* [Электронный ресурс]. Режим доступа: <http://combustion.berkeley.edu/gri-mech/version30/text30.html>