

УДК 541.126

МОДЕЛЬ ЛАМИНАРНОГО ПЛАМЕНИ В КАПЕЛЬНОЙ ГАЗОВЗВЕСИ

© 2007 г. В. Я. Басевич, А. А. Беляев, В. С. Посвянский,
С. М. Фролов, И. В. Семенов**Институт химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук, Москва***Институт автоматизации проектирования Российской академии наук, Москва*

Поступила в редакцию 23.10.2006

Предложена математическая модель и проведены численные расчеты скорости распространения и структуры стационарного ламинарного пламени в капельной газозвеси. Модель основана на одномерных дифференциальных уравнениях теории ламинарного пламени в гомогенных газовых смесях и теории горения капель в однородной монодисперсной газозвеси. Для описания химического процесса использовали многоступенчатый глобальный кинетический механизм. Проведено сравнение расчетных и экспериментальных данных и получено удовлетворительное согласие результатов.

ВВЕДЕНИЕ

Горение капельных газозвесей и струй – сложное физико-химическое явление, которое используется во многих практических областях, включая энергетику и транспорт [1, 2]. Понимание этого явления и умение управлять им позволят решить проблемы повышения эффективности сжигания жидких топлив и снижения токсичности продуктов горения. В отличие от горения одиночной капли в неограниченной атмосфере [3–5] режим горения капель в газозвеси зависит от расстояния между частицами и может существенно изменяться в зависимости от этого параметра. Например, в капельной газозвеси возможны режимы горения с локальными вспышками и погасанием пламени вокруг капель, с индивидуальными и групповыми пламенами и т.д. [6–8]. Например, на рис. 1 показаны фотографии пламени в газозвеси капель *n*-декана (рис. 1а) и

n-октана (рис. 1б), распространяющегося в условиях микрогравитации [9]. Если учесть, что в условиях двухфазного течения расстояние между каплями изменяется, при математическом моделировании распространения пламени в капельной газозвеси необходимо, вообще говоря, включать в рассмотрение мельчайшие пространственные масштабы течения, по крайней мере соизмеримые с размерами капель [10]. Разумеется, такой подход неприменим для моделирования рабочего процесса в реальных энергопреобразующих устройствах.

Из-за сложности проблемы горения распыленного жидкого топлива и практической невозможности получения в настоящее время точного решения такого рода задач возникает необходимость поиска и использования приближенных методов. Одним из важнейших вопросов теории горения капельных газозвесей является вопрос о моделировании ламинарного пламени.

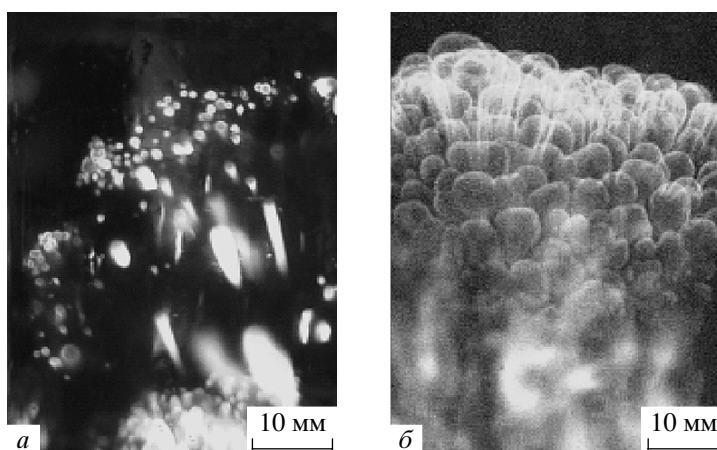


Рис. 1. Фотографии пламени в газозвеси капель *n*-декана (а) и *n*-октана (б) в условиях микрогравитации [9].

Ранее нами был предложен простой метод расчета распространения ламинарных двухфазных пламен с монодисперсным [11] и полидисперсным [12] распределением диаметров капель по размерам на основе известного квадратичного закона горения. В [13] для определения скорости горения в двухфазной системе привлекали детальный химический механизм с эмпирическими поправками, учитывающими диффузионное торможение реакции. В данной работе сделана попытка решения вопроса о ламинарном распространении пламени в двухфазной системе на основе соединения теории распространения пламени по гомогенным смесям и неэмпирической теории горения капель [14, 15]. При описании химического процесса использовали глобальный кинетический механизм, но, как это будет видно из дальнейшего, нет никаких принципиальных затруднений для привлечения неэмпирических детальных кинетических механизмов.

1. МОДЕЛЬ

Новая модель стационарного ламинарного пламени в капельной газозвеси основана на одномерных дифференциальных уравнениях теории ламинарного пламени в гомогенных газовых смесях и теории горения капель в однородных монодисперсных газозвезях. Рассмотрим по отдельности каждую составляющую модели.

1.1. Модель ламинарного пламени в газе

Рассмотрим задачу о распространении плоско-го стационарного ламинарного пламени в гомогенной газовой смеси в области $-\infty < x < +\infty$, где x – пространственная координата. Структуру такого пламени описывают системой нелинейных дифференциальных уравнений теплопроводности и диффузии:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) - c \rho_0 u_n \frac{\partial T}{\partial x} + \Phi = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon D_j \frac{\partial Y_j}{\partial x} \right) - \rho_0 u_n \frac{\partial Y_j}{\partial x} + w_j = 0, \quad j = 1, 2, \dots, N, \quad (2)$$

где T – температура; Y_j – массовая доля j -го компонента; N – число компонентов, участвующих в химической реакции; u_n – нормальная скорость распространения ламинарного пламени; ρ – плотность (индекс “0” здесь и далее относится к исходной смеси); c – удельная теплоемкость при постоянном давлении; λ – коэффициент теплопроводности; D_j – коэффициент бинарной диффузии j -го компонента в газе-разбавителе; Φ – скорость тепловыделения вследствие химических реакций; w_j – суммарная скорость изменения концентрации j -го

компонента, участвующего в M стадиях химической реакции:

$$w_j = G_j \sum_{i=1}^M (v_{ij}' - v_{ij}) A_i T^{n_i} \times \exp(-E_i/R^0 T) \prod_{k=1}^N \left(\frac{\rho Y_k}{G_k} \right)^{v_{ik}}, \quad j = 1, 2, \dots, N. \quad (3)$$

В (3) M – количество химических реакций; R^0 – универсальная газовая постоянная; G_j – молекулярная масса j -го компонента, A_i , E_i и n_i – предэкспоненциальный множитель, энергия активации и показатель степени при температуре для i -й реакции соответственно; v_{ij} – стехиометрический коэффициент j -го компонента, играющего роль исходного вещества в i -й реакции, v_{ij}' – стехиометрический коэффициент j -го компонента, играющего роль продукта в i -й реакции.

Для замыкания задачи систему уравнений (1), (2) дополняют кинетическим механизмом химического превращения и уравнением состояния:

$$p = \rho R^0 T \sum_{j=1}^M \frac{Y_j}{G_j}, \quad (4)$$

где p – давление (постоянное). Кроме того, для уравнений (1) и (2) формулируют граничные условия:

$$\text{при } x \rightarrow -\infty, \quad T = T_0, \quad Y_j = Y_{j0} \quad j = 1, 2, \dots, N; \quad (5)$$

$$\text{при } x \rightarrow \infty, \quad \frac{dT}{dx} = 0, \quad \frac{dY_j}{dx} = 0 \quad j = 1, 2, \dots, N. \quad (6)$$

Задачу (1)–(6) можно решить численно методом установления по программе [16] и определить нормальную скорость u_n , а также зависимости температуры T , концентраций Y_j , скоростей реакций w_j и скорости тепловыделения Φ от координаты x .

Отметим одну важную особенность рассматриваемой задачи. Если полученная функция $T(x)$ монотонна, то, решив задачу (1)–(6), можно получить зависимости $\Phi(T)$ и $w_j(T)$. Такие зависимости можно представить в виде таблиц или полиномов. Очевидно, что при известной функции $\Phi(T)$ для приближенного определения u_n можно ограничиться решением одного лишь уравнения (1). В общем случае, используя функции $\Phi(T)$ и $w_j(T)$ и не прибегая к трудоемким вычислениям w_j по формулам (3), повторным решением задачи можно получить то же самое значение u_n и те же распределения $T(x)$ и $Y_j(x)$, что и при прямом решении

Механизм горения изооктана

Номер реакции	Реакция	h_{ij} , ккал/моль	A , л, моль, с	m	E , ккал/моль
1	$C_8H_{18} + 8.5O_2 = 8CO + 9H_2O$	696	$7.0 + 14^*$	0	50
2	$H_2 + H_2 + O_2 = H_2O + H_2O$	114	$7.0 + 13$	0	21
3	$CO + CO + O_2 = CO_2 + CO_2$	134	$8.5 + 12$	0	21
4	$CO + H_2O = CO_2 + H_2$	10	$1.0 + 12$	0	41.5
-4	$CO_2 + H_2 = CO + H_2O$	-10	$3.1 + 13$	0	49.1
5	$H_2O + M = R + R + M$	-118	$2.8 + 17$	-2	120
-5	$R + R + M = H_2O + M$	118	$9.5 + 12$	-1	0
6	$R + H_2 + O_2 = 3R + 0.5O_2$	118	$4.5 + 14$	0	16.4
7	$O_2 + N_2 + C_8H_{18} = NO + NO + C_8H_{18}$	43	$2.58 + 14$	0	50
8	$O_2 + N_2 = NO + NO$	-43	$1.7 + 17$	-0.5	136
-8	$NO + NO = O_2 + N_2$	43	$4.1 + 15$	-0.5	93.3
9	$C_8H_{18} + C_8H_{18} = 16C + 18H_2$	-2772	$6.4 + 14$	0	50
10	$C + C + O_2 = CO + CO$	394	$2.6 + 14$	0	0

* $w_1 = k_1 [C_8H_{18}][O_2]$.

задачи (1)–(6). Формально функции $\Phi(T)$ и $w_j(T)$ можно представить в виде

$$w_j = \int_{T_0}^{T_c} (w_{1j} - w_{2j}) P(T, \bar{T}) dT, \quad j = 1, 2, \dots, N, \quad (7)$$

$$\Phi = \sum_{j=1}^M \int_{T_0}^{T_c} H_j w_j P(T, \bar{T}) dT, \quad (8)$$

где T_c – температура горения, H_j – теплота атомизации или энтальпия образования j -го компонента смеси, w_{1j} и w_{2j} – значения суммарных скоростей образования и убыли j -го компонента во всех химических реакциях (чтобы обеспечить положительную определенность Y_j , скорость убыли j -го компонента следует записывать в виде $w_{2j} = W_{2j} Y_j \rho_g / G_j$), а $P(T, \bar{T})$ – функция плотности распределения вероятности (ФПРВ) температуры, представляющая собой вероятность появления локальной температуры в диапазоне от T до $T + dT$ при средней температуре \bar{T} . Для ламинарного пламени в гомогенной газовой смеси $T \equiv \bar{T}$, а ФПРВ есть нормированная дельта-функция:

$$\int_{T_0}^{T_c} P(T, \bar{T}) dT = \begin{cases} 1 & \text{при } T = \bar{T}, \\ 0 & \text{при } T \neq \bar{T}. \end{cases}$$

Таким образом, при известной функции $w_j(T)$ можно по уравнениям (1) и (2) рассчитать u_n и распределения $T(x)$ и $Y_j(x)$, используя формализм дельта-функций и соотношение (8).

1.2. Модель горения капель в однородной монодисперсной газозвеси

Математическая модель горения капель в однородной монодисперсной газозвеси была предложена нами в [11]. Эту модель можно применить и к задаче о распространении ламинарного пламени в капельной газозвеси. При этом следует иметь в виду, что очень мелкие капли успевают испариться за время, меньшее характерного времени реакции в ламинарном пламени. В соответствии с оценками [11] при нормальных условиях такие капли имеют начальный диаметр меньше 7–10 мкм. В данной работе рассматриваются лишь капли, имеющие начальный диаметр, превышающий 20 мкм. Попадая в пламя, такие капли воспламеняются и горят в диффузионном режиме.

Задачу о воспламенении и горении капли в приближении сферической симметрии можно решить численно методом, описанным в [14, 15]. Модель, предложенная в [14, 15], основана на нестационарных дифференциальных уравнениях сохранения вещества и энергии в жидкой и газовой фазах при переменных физических свойствах. В постановке задачи использована концепция многокомпонентной диффузии в смеси, содержащей пары горючего, кислород, азот и продукты горения, и учтено влияние силы поверхностного натяжения жидкости. Модель построена для условий постоянного давления, т.е. $p = p_0 = \text{const}$. Решив такую задачу, можно определить зависимость радиуса капли r_s от времени t , время жизни капли, а также мгновенные радиальные распределения температуры T , плотности ρ , концентраций Y_j , скоростей реакций w_j и скорости тепловыделения Φ . Ввиду того, что в задаче из

[14, 15] рассматривается капля в газозвеси с коэффициентом избытка горючего ψ , решение задачи ищется в области $0 < r < R$, где r – радиальная координата, отсчитываемая от центра капли, а R – радиус эквивалентной сферы вокруг капли, т.е. такое значение координаты r , при котором отношение массы горючего к массе воздуха в сфере равно ψ :

$$R = r_{s0} \left(\frac{\rho_l}{\rho \psi \phi_{st}} \right)^{1/3}, \quad (9)$$

где r_{s0} – начальный радиус капли, ρ_l – плотность жидкого горючего и ϕ_{st} – стехиометрическое соотношение между горючим и воздухом (для углеводородных горючих $\phi_{st} \approx 0.06$).

1.3. Модель ламинарного пламени в газозвеси

Располагая результатами расчета горения капли, можно для каждого момента времени t получить среднюю температуру \bar{T} в газе вокруг капли, используя среднюю тепловую энтальпию \bar{h} и среднюю удельную теплоемкость \bar{c} :

$$\bar{T} = \frac{\bar{h}}{\bar{c}}, \quad (10)$$

где

$$\bar{c} = \frac{3}{R^3} \int_{r_s}^R c r^2 dr, \quad \bar{h} = \frac{3}{R^3} \int_{r_s}^R c T r^2 dr.$$

Аналогично можно рассчитать и средние скорости образования или убыли j -го компонента смеси, \bar{w}_j , и среднюю скорость тепловыделения, $\bar{\Phi}$:

$$\bar{w}_j = \frac{3}{R^3} \int_{r_s}^R w_j r^2 dr, \quad (11)$$

$$\bar{\Phi} = \frac{3}{R^3} \int_{r_s}^r \Delta r^2 dr. \quad (12)$$

Если предположить, что существует взаимно однозначное соответствие между средними скоростями (11) и (12) и средней температурой (10), то задачу о распространении ламинарного пламени в капельной газозвеси можно свести к уравнениям (1)–(6), принимая, что $w_j = w_j(T) = \bar{w}_j(\bar{T})$ и $\Phi = \Phi(T) = \bar{\Phi}(\bar{T})$. В такой постановке задача (1)–(6) решается для средней температуры газа \bar{T} и средних концентраций \bar{Y}_j компонентов газовой фазы в пространстве между каплями, т.е. в (1)–(6) $T = \bar{T}$

и $Y_j = \bar{Y}_j$ и вместо соотношений (7), (8) применяются соотношения (11), (12).

Сделаем несколько замечаний о пределах применимости такой модели ламинарного пламени в капельной газозвеси.

Во-первых, отметим, что в (1)–(6) входит плотность газа, а не плотность капельной смеси. Такая постановка задачи приемлема лишь для малых массовых долей жидкости в реагирующей смеси. Если учесть, что массовая доля горючего в стехиометрических воздушных смесях жидких углеводородов достигает 6–6.5%, можно приближенно считать, что предложенный подход применим к бедным и стехиометрическим капельным смесям углеводородных горючих в воздухе.

Во-вторых, в предложенной модели определяющую роль играет кондуктивный механизм распространения пламени, а радиационный механизм не учитывается. Такое приближение, по-видимому, допустимо лишь для мелкодисперсных капельных газозвесей [2].

В-третьих, предложенная модель не учитывает в явном виде динамические и тепловые релаксационные процессы в двухфазной смеси, а именно: вовлечение капель в движение, их столкновения, слияние, деформацию и дробление, а также затраты энергии газа на прогрев и зажигание капели. Ввиду того, что при ламинарном горении характерные значения массовой скорости газа невелики (не более 3–5 м/с), влиянием таких процессов, как дробление, деформация и слияние капели, можно, по-видимому, пренебречь [17]. Что касается затрат тепловой энергии газа на прогрев и зажигание, то они учитываются неявно при расчете средней скорости энерговыделения в окрестности капли. Различие же скоростей газа и капели – важный фактор, который может быть одной из причин некоторых явлений, наблюдаемых экспериментально и не нашедших до сих пор рационального объяснения. Например, в газозвесах капели жидкости с низкой летучестью паров бедный предел горения расширяется с увеличением размера капели [18]. Другой пример – наблюдаемое при некоторых условиях превышение скорости пламени в капельной газозвеси над скоростью пламени в гомогенной смеси с тем же коэффициентом избытка горючего [19].

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Расчеты скорости распространения и структуры ламинарного пламени проводили для стехиометрических ($\psi = 1$) капельных газозвесей изооктана (C_8H_{18}) в воздухе при нормальных условиях ($p = 0.1$ МПа, $T_0 = 293$ К), имея в виду эксперименты работы [20]. Рассматривали газо-

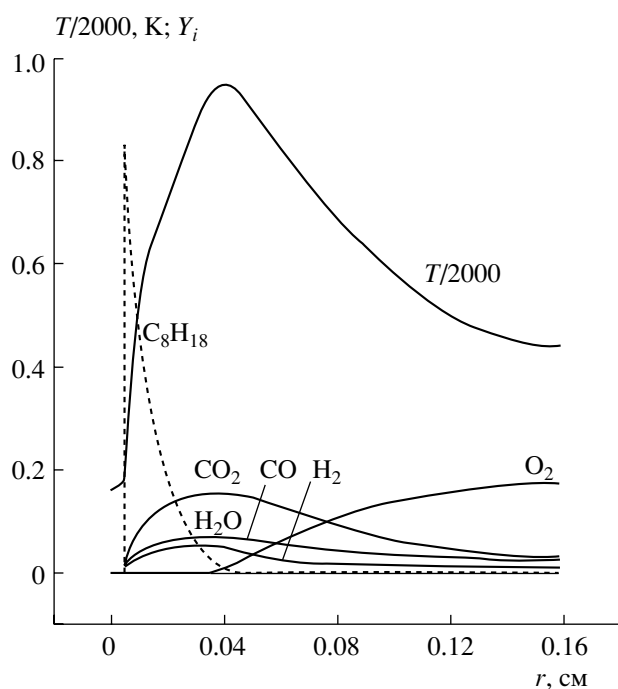


Рис. 2. Расчетные распределения температуры T и концентраций основных компонентов смеси (в массовых долях) по радиусу в зоне реакции капли изооктана с начальным диаметром 100 мкм через 4 мс после зажигания ($\bar{T} = 1044$ К). Коэффициент избытка горючего в газозвеси – $\phi = 1$, начальная температура – 293 К, давление – 1 атм.

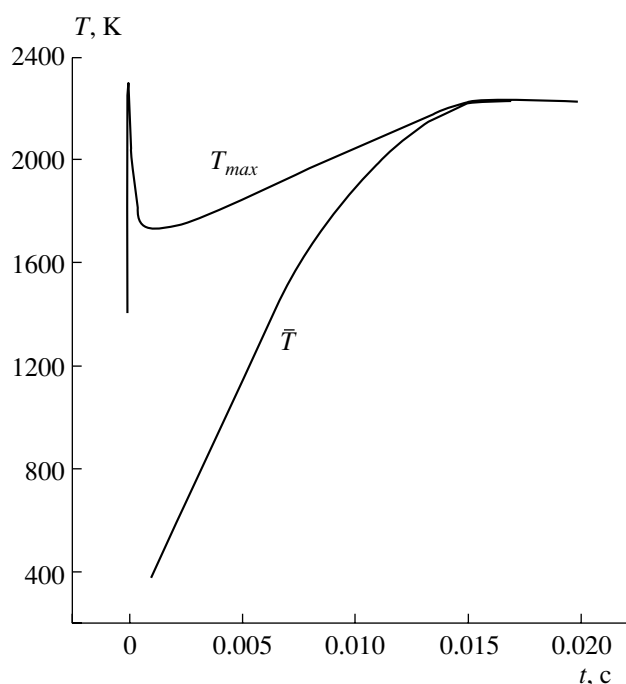


Рис. 3. Зависимость максимальной, T_{max} , и средней, \bar{T} , температур от времени в окрестности капли изооктана с начальным диаметром 100 мкм при горении в воздухе. Коэффициент избытка горючего в газозвеси – $\phi = 1$, начальная температура – 293 К, давление – 1 атм.

взвеси каплю изооктана с начальным диаметром $d_{s0} = 2r_{s0}$, равным 60, 100 и 150 мкм.

Предварительно провели расчеты динамики горения каплей изооктана по методике из [14, 15] и определили зависимости $\bar{\Phi}(\bar{T})$ и $\bar{w}_j(\bar{T})$ с помощью соотношений (10)–(12). В расчетах использовали многостадийную кинетическую схему окисления октана [21] (см. таблицу), содержащую 13 реакций ($M = 13$) с участием 10 компонентов ($N = 10$): C_8H_{18} , O_2 , H_2O , CO , H_2 , CO_2 , N_2 , NO , обобщенного радикала R и сажи So . Для зажигания капли использовали следующий прием: в начальном распределении температуры газа задавали тонкий шаровой слой с высокой температурой (1500 К) вблизи границы раздела газ–жидкость, оставляя неизменной (293 К) температуру газа за пределами этого слоя. Радиус эквивалентной сферы вокруг капли рассчитывали по формуле (9) при $\psi = 1$. Отметим, что методика, описанная в [14, 15], позволяет проводить расчеты горения каплей при любой степени предварительного испарения жидкости: $0 \leq E_v < 100\%$, которая определяется как отношение массы пара горючего к полной массе горючего в капельной газозвеси в начальный момент времени. При $E_v \neq 0$ для определенности предполагали, что пар горючего

распределен равномерно внутри эквивалентной сферы.

Для примера на рис. 2 показаны расчетные радиальные распределения температуры T и массовых концентраций основных компонентов Y_j в окрестности капли изооктана с начальным диаметром 100 мкм в момент времени $t = 4$ мс, когда $\bar{T} = 1044$ К. Видно, что максимальная температура в пламени (около 1900 К) достигается при $r \approx 0.4$ мм. На этом же расстоянии концентрации C_8H_{18} и O_2 уменьшаются до нуля. На рис. 3 представлены расчетные зависимости максимальной температуры T_{max} и средней температуры \bar{T} в окрестности той же капли от времени. В конце процесса горения температуры T_{max} и \bar{T} совпадают.

Зависимости $\bar{\Phi}(\bar{T})$ и $\bar{w}_j(\bar{T})$ представляли в табличной форме и использовали при решении уравнений (1) и (2), применяя линейную интерполяцию. В результате решения получали значения скорости распространения ламинарного пламени, u_n , а также распределения температуры газа и концентраций всех компонентов по пространственной координате x . На рис. 4 проведено сравнение расчетных значений u_n (кривая) с экспериментальными данными [20] (точки) для однородных монодис-

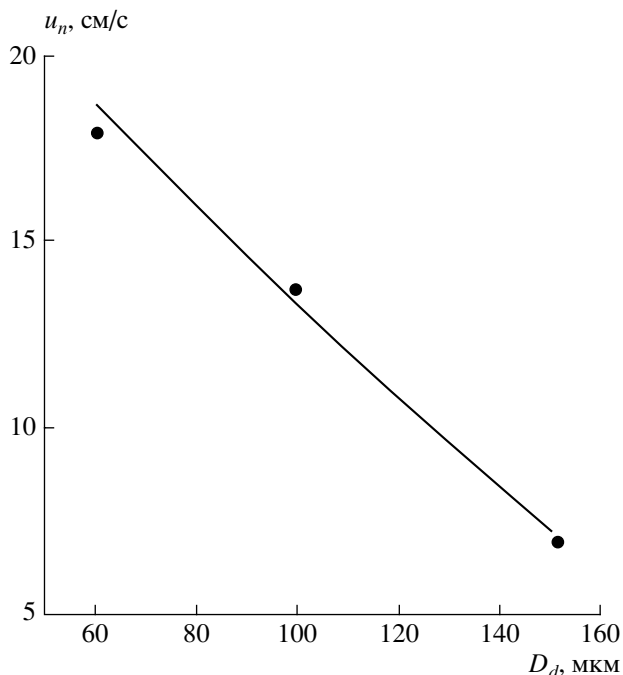


Рис. 4. Сравнение расчетной зависимости (кривая) скорости ламинарного пламени от диаметра капле́й изооктана с экспериментальными данными [20]. Коэффициент избытка горючего в газозвеси – $\phi = 1$, начальная температура – 293 К, давление – 1 атм.

персных газозвесей капле́й изооктана разного начального диаметра. Можно отметить хорошее согласие результатов. На рис. 5 показаны расчетные распределения температуры \bar{T} и мольных долей основных компонентов X_j по ширине зоны горения при распространении ламинарного пламени по газозвеси капле́й изооктана с начальным диаметром 100 мкм. Толщина пламени в газозвеси (~1 см) значительно превышает толщину ламинарного пламени в гомогенной газовой смеси того же состава (~0.15 см). Кроме того, расчетное значение u_n для такой газозвесей (~14 см/с) значительно ниже значения скорости ламинарного пламени в гомогенной газовой смеси того же состава ($u_n = 36.4$ см/с).

На рис. 6 показано сравнение расчетной (кривая) и измеренной (точки [20]) зависимостей скорости ламинарного пламени в капле́йной газозвеси от степени предварительного испарения капле́й изооктана с начальным диаметром 100 мкм. Видно, что при $E_v < 50\%$ скорость ламинарного пламени в газозвеси практически не зависит от E_v . При $E_v > 75\%$ скорость ламинарного пламени в газозвеси возрастает с ростом E_v , достигая при $E_v \rightarrow 100\%$ значения, характерного для гомогенной газовой смеси. Напомним, что при $E_v \neq 0$ расчеты проводились только для капле́й с диамет-

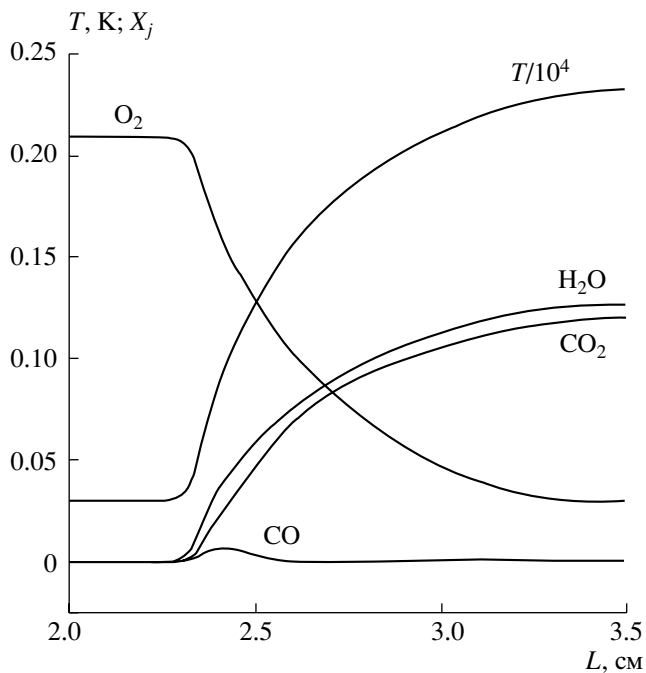


Рис. 5. Расчетные распределения средней температуры \bar{T} и концентраций основных компонентов смеси (в объемных долях) по ширине зоны горения при распространении пламени по газозвеси капле́й изооктана с начальным диаметром 100 мкм. Коэффициент избытка горючего в газозвеси – $\phi = 1$, начальная температура – 293 К, давление – 1 атм.

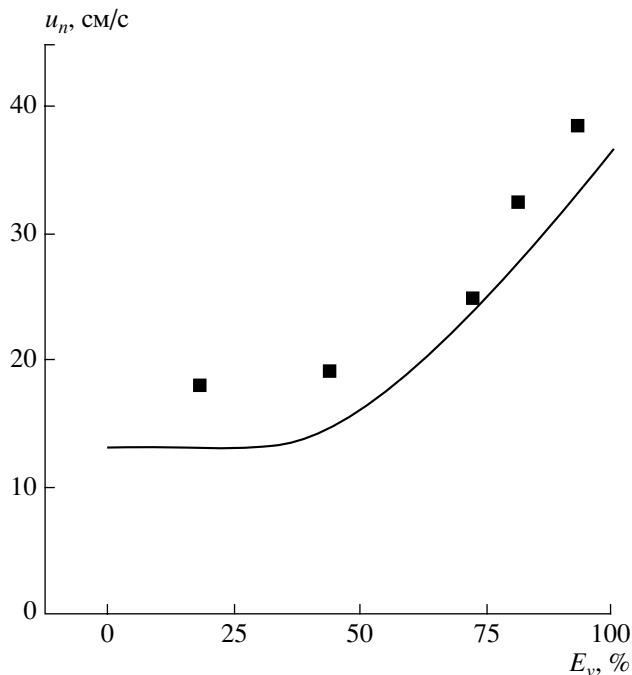


Рис. 6. Сравнение расчетной зависимости (кривая) скорости ламинарного пламени от степени предварительного испарения капле́й изооктана с экспериментальными данными [20]. Коэффициент избытка горючего в газозвеси – $\phi = 1$, начальная температура – 293 К, давление – 1 атм.

ром, превышающим 20 мкм. Из рис. 6 следует, что расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными [20].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена новая модель стационарного ламинарного пламени в капельной газозвеси. Модель основана на одномерных дифференциальных уравнениях теории ламинарного пламени в гомогенных газовых смесях и теории горения капель в однородных монодисперсных газозвесах и не содержит подгоночных параметров. Основное допущение модели – наличие взаимно однозначного соответствия между мгновенной средней температурой и мгновенными средними скоростями реакций в пространстве между каплями при горении капель в газозвеси. Модель позволяет рассчитать скорость распространения ламинарного пламени по однородной монодисперсной капельной газозвеси и структуру зоны горения. Проведены расчеты скорости и структуры ламинарного пламени для газозвесей капель изооктана в воздухе при нормальных начальных условиях и разных степенях предварительного испарения жидкости. В расчетах использовали многостадийную кинетическую схему окисления изооктана, содержащую 13 реакций с участием 10 компонентов. Проведено сравнение результатов расчетов с известными экспериментальными данными. Показано, что модель обеспечивает удовлетворительное качественное и количественное согласие с экспериментом по зависимостям скорости распространения ламинарного пламени от начального размера капель и степени предварительного испарения жидкости.

Предложенную модель планируется обобщить на полидисперсные капельные газозвеси, а также на турбулентное пламя. В модели турбулентного пламени в капельной газозвеси вместо дельта-функций будут использованы ФПРВ некоторой априорной формы.

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 05-08-18200а, № 05-08-50115а и № 05-08-33411а) и Международным научно-техническим центром (проект № 2740).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Хитрин Л.Н. Физика горения и взрыва. М.: Изд-во МГУ, 1957.
2. Ярин Л.П., Сухов Г.С. Основы горения двухфазных сред. Л.: Энергоатомиздат, 1987.
3. Варшавский Г.А. // Тр. НИИ-1. 1945. № 6.
4. Godsave G.A.E. // Proc. 4th Sympos. (Intern.) on Combust. Baltimore, MD: Williams and Wilkins Co., 1953. P. 818.
5. Блошенко В.Н., Мержанов А.Г., Перегудов Н.И., Хайкин Б.И. Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
6. Chigier N.A. // Progress Energy Combust. Sci. 1976. № 2. P. 97.
7. Law C.K. // Progress Energy Combust. Sci. 1982. № 8. P. 171.
8. Sirignano W.A. // Progress Energy Combust. Sci. 1983. № 9. P. 291.
9. Nunome Y., Suzuki M., Hanai H., Kobayashi H., Niio T. // Proc. 19th ICDERS. Hakone, Japan, 2003. Paper #113.
10. Reveillon J., Vervisch L. // Combust. and Flame. 2000. V. 121. P. 75.
11. Басевич В.Я., Беляев А.А., Фролов С.М. // Хим. физика. 2000. Т. 19. № 10. С. 89.
12. Басевич В.Я., Беляев А.А., Фролов С.М. // Хим. физика. 2003. Т. 22. № 7. С. 51.
13. Басевич В.Я., Беляев А.А., Фролов С.М. // Хим. физика. 2001. Т. 20. № 12. С. 37.
14. Frolov S.M., Basevich V.Ya., Belyaev A.A., Posvyanskii V.S., Smetanyuk V.A. // Combust. and pollution: environmental impact / Ed. Roy G., Frolov S., Starik A. Moscow: Torus Press, 2005. P. 117.
15. Фролов С.М., Басевич В.Я. // Законы горения / Под ред. Полежаева Ю.В. М.: УНПЦ “Энергомаш”, 2006. С. 130–159.
16. Беляев А.А., Посвянский В.С. // Алгоритмы и программы: Информ. бюл. гос. фонда алгоритмов и программ СССР. 1985. № 3. С. 35.
17. Фролов С.М., Сметанюк В.А. // Хим. физика. 2006. Т. 25. № 4. С. 42.
18. Hayashi S., Ohtani T., Inuma K., Kumagai S. // Proc. Combust. Instit. 1981. V. 18. P. 361.
19. Mizutani Y., Nakajima A. // Combust. and Flame. 1973. V. 20. P. 343.
20. Ballal D.R., Lefebvre A.H. // Proc. Combust. Instit. 1982. V. 18. P. 312.
21. Басевич В.Я., Беляев А.А., Фролов С.М. // Хим. физика. 1998. Т. 17. № 9. С. 112.