

3. Kay I. W., Peschke W. T., Guile R. N. Hydrocarbon-fueled scramjet combustor investigation // AIAA Paper 90—2337, 1990.
4. Уолтроп. ГПВРД, работающие на некриогенных жидких топливах // Аэрокосмическая техника.— 1988.— № 8.
5. Мещеряков Е. А. О подводе тепла в сверхзвуковом потоке // Уч. зап. ЦАГИ.— 1987.— XVIII.— № 2.

г. Жуковский

Поступила в редакцию 26/XI 1991

УДК 536.46 : 532.517

Л. А. Клячко

ГОРЕНИЕ КАПЕЛЬ ТОПЛИВА В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ВОЗДУХА

Развита теория полного срыва пламени с капли жидкого топлива. Дано сопоставление предложенной теории с экспериментальными данными. Определена скорость капли по отношению к обтекающему ее турбулентному моллю воздуха в зависимости от времени. Показана возможность горения капель топлива (как индивидуальных образований) на максимальном и крейсерском режимах работы камеры сгорания ГТД.

Горение распыленного топлива в турбулентном потоке воздуха уже давно привлекает внимание исследователей в связи с тем, что этот процесс используется в ряде технических устройств (камеры сгорания газотурбинных двигателей (ГТД), промышленные топки, двигатели Дизеля).

Экспериментальные исследования указанного процесса [1—5] свидетельствуют о существенных отличиях в механизме распространения пламени в двухфазных топливовоздушных смесях по сравнению с однородными. В пламенах, распространяющихся в двухфазных смесях при малом содержании испаренного топлива, отчетливо видны следы горящих капель (или их совокупностей) и коэффициент избытка воздуха на нижнем пределе распространения пламени (рассчитанный по паровой фазе) превышает $\alpha_n = 5,0$, т. е. намного превосходит значение α на нижнем пределе распространения пламени в однородных смесях. Последнее обстоятельство также, несомненно, свидетельствует о горении капель топлива в турбулентном потоке.

Среди упомянутых наибольший интерес представляют работы [4, 5], в которых горение двухфазных смесей исследовалось при достаточно большой скорости турбулентного потока. В [1] опыты проводились при атмосферном давлении, температуре воздуха $T_b = 470 \div 570$ К, скорости потока $v = 20 \div 84$ м/с и диапазоне изменения диаметра капель керосина $50 \leq d_k \leq 108$ мкм. Горение капель в условиях большого избытка воздуха по паровой фазе ($\alpha_n = 2,9 \div 4,03$) наблюдалось при пульсационной скорости потока $v' = 0,8 \div 1,5$ м/с, которой соответствует интенсивность турбулентности $\epsilon = 5 \div 7$ %. Отношение скорости турбулентного распространения пламени u_T к пульсационной скорости потока в этих опытах составило $u_T/v' \approx 3,3$.

В работе [5] исследования проводились при атмосферном давлении, комнатной температуре воздуха, $v = 10,4 \div 33$ м/с в диапазоне изменения диаметра капель тяжелого топлива JP-7 $30 \leq d_k \leq 120$ мкм. Капли горели при суммарном коэффициенте избытка воздуха вплоть до $\alpha_s = 3,4$ и намного большей величине α по паровой фазе. В этих условиях $u_T = 4,0 \div 5,3$ и $1,65 \div 4,15$ м/с при $d_k = 30$ и 60 мкм соответственно.

Если принять, что отношение u_T/v' оставалось тем же, что и в работе [1], то указанным значениям u_T соответствует $v' = 1,2 \div 1,6$ м/с для капель с $d_k = 30$ мкм и $v' = 0,5 \div 1,25$ м/с для $d_k = 60$ мкм, при этом $\epsilon \leq 12$ %¹.

¹ В работе [5] непосредственно степень испарения топлива и интенсивность турбулентности не измерялись.

Теоретический анализ, проведенный в [6], ставит под сомнение возможность горения капель (как индивидуальных образований) в потоках с большой интенсивностью турбулентности, характерных для камер сгорания авиационных газотурбинных двигателей (ГТД). Анализ основан на сопоставлении значений скорости обтекания капли при срыве пламени («срывной» скорости w_c) и пульсационной скорости потока. При этом срыв пламени в передней критической точке капли отождествляется с полным срывом пламени, хотя, как известно [7, 8], полному срыву пламени предшествует его расположение в следе за каплей на значительном удалении от нее.

Чтобы определить условия, при которых возможно горение капель в потоках с большей величиной ε , рассмотрим прежде всего вопрос о полном срыве пламени при его расположении в следе за каплей топлива, обтекаемой потоком воздуха. Обратимся к результатам экспериментальных исследований. Наиболее достоверные данные содержатся в работе [9]. Измерялась скорость газа относительно капли, при которой полностью гасло пламя, в зависимости от начального диаметра капли, температуры газа и содержания в нем кислорода.

В первой серии опытов w_c определялась при падении мелких капель бензина ($0,2 \leq d_k \leq 1$ мм) в полости электропечи, во второй — при обтекании более крупных капель ($d_k \geq 1$ мм) на кварцевой подвеске в потоке нагретого газа. Оказалось, что во втором случае значения w_c намного меньше, чем в первом. При $T_b = 1140$ К и $d_k = 1$ мм «срывная» скорость для подвешенных капель в 2,8 раза меньше, чем для падающих в электропечи.

Уменьшение w_c связано, по мнению авторов [9], с различием в условиях радиационной теплоотдачи от пламени в окружающее пространство: для падающих капель пламя излучает на стенки печи, температура которых близка к температуре воздуха, для подвешенных капель пламя излучает на холодные стены лабораторного помещения.

Для падающих капель бензина ($T_b = 1140$ К, $p_b = 0,1$ МПа)

$$w_c [\text{м/с}] = 3,4 + 5,6 \cdot 10^3 d_k [\text{м}]. \quad (1)$$

Из (1) следует, что для условий камер сгорания ГТД ($d_k \approx 50$ мкм) доминирующую роль в (1) играет первый член. Понижение температуры газа, обтекающего каплю, и уменьшение содержания в нем кислорода приводит к снижению w_c (опыты с подвешенными каплями).

Попробуем теперь обобщить результаты экспериментов. Как отмечено выше, полному срыву пламени предшествует его расположение в следе за каплей на значительном расстоянии от нее. В этом случае между потоком паров топлива, оттекающих от поверхности капли, и потоком воздуха, обтекающим каплю, образуется осесимметричный ламинарный слой смешения, в котором располагается поверхность, соответствующая стехиометрическому составу топливовоздушной смеси. На ней реализуются условия, наиболее благоприятные для распространения пламени. По обе стороны от стехиометрической поверхности скорость распространения пламени уменьшается и, следовательно, в слое смешения образуется искривленный фронт пламени, обращенный своей выпуклостью навстречу потоку воздуха (рис. 1).

Как известно [10], скорость распространения пламени зависит от кривизны фронта: если фронт пламени обращен своей выпуклостью навстречу потоку, то чем меньше кривизна фронта, тем больше скорость распространения пламени.

Так как при расширении слоя смешения, т. е. по мере удаления от капли, кривизна фронта пламени уменьшается, то скорость его распространения возрастает, приближаясь к скорости распространения плоского фронта в смеси стехиометрического состава. Такое положение сохранится до тех пор, пока стехиометрическая поверхность не сожмется на оси следа за каплей. В этом сечении достигается максимальное значение скорости распространения пламени в следе за каплей u_n , которое можно

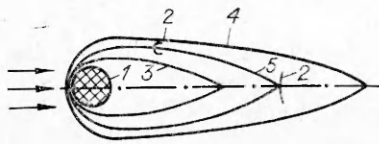


Рис. 1. Схема горения в след за каплей.
1 — капля; 2 — фронт пламени; 3 — внутренняя граница слоя смешения ($\alpha = 0$); 4 — наружная граница слоя смешения ($\alpha = \infty$); 5 — стехиометрическая поверхность.

считать равным скорости распространения плоского фронта пламени в стехиометрической смеси при температуре смешения паров топлива с воздухом.

В любой точке сечения слоя смешения, расположенного на большем удалении от капли, $\alpha > 1$, т. е. происходит дальнейшее обеднение смеси, что приводит к снижению скорости распространения пламени. Отсюда следует, что в качестве критической величины скорости распространения пламени, соответствующей полному срыву пламени с капли, можно принять указанное выше значение $u_{п}$.

Рассмотренная трактовка вопроса о полном срыве пламени при его расположении в след за каплей в значительной степени аналогична развитым в [11, 12] представлениям об устойчивости поднятых диффузионных пламен.

Влияние диаметра капли на величину w_c попытаемся учесть, исходя из нестрогих соображений о том, что срыв пламени определяется не только скоростью его распространения в топливозооудушной смеси, образующейся в след за каплей, но зависит еще и от критерия стабилизации пламени, представляющего собой отношение характерных значений времени пребывания смеси $\tau_{пр} \approx d_k/w_c$ к времени ее горения $\tau_r \approx a/u_{п}^2$ (a — коэффициент температуропроводности), т. е. от критерия Михельсона

$$Mi = \frac{u_{п}^2 d_k}{aw_c}. \quad (2)$$

Таким образом, предполагаем, что выражение для скорости обтекания капли при полном срыве пламени можно записать в виде

$$w_c = u_{п} + K \frac{u_{п}^2 d_k}{a}, \quad (3)$$

где K — безразмерная константа, определяемая по экспериментальным данным.

Для расчета величины $u_{п}$ воспользуемся рекомендованной в [13] зависимостью максимального значения $u_{п}$ от температуры смеси для углеводородов парафинового ряда

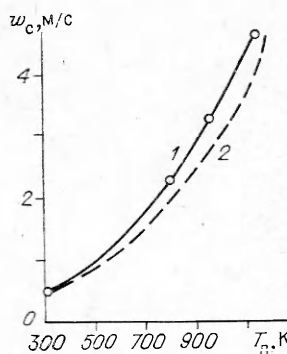
$$u_{п} = \frac{u_{п0}}{100} \left[25 + 8,5 \left(\frac{T_{см}}{100} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где $u_{п0} = 0,4$ м/с — максимальное значение $u_{п}$ при $T_{см} = 298$ К. Температура паров топлива принималась равной температуре равновесного испарения капли. Так как стехиометрический коэффициент углеводородных топлив велик и, следовательно, доля паров топлива в стехиометрической смеси мала, то значение коэффициента температуропроводности определялось как для чистого воздуха.

Применительно к условиям проведения опытов с падающими каплями бензина [9] находим $T_{см} = 1060$ К и $u_{п} = 3,9$ м/с. Расчетная величина $u_{п}$ близка к экспериментальному значению w_c при $d_k \rightarrow 0$ (см. формулу (1)).

Из сопоставления экспериментального (1) и теоретического (3) выражений для w_c (при $u_{п} = 3,9$ м/с, $a = 1,86 \cdot 10^{-4}$ м²/с, $d_k = 0,8$ мм) определяем значение константы в (3): $K = 0,062$. Так как эта величина мала, второй член в уравнении (3) имеет характер полуэмпирической поправки, играющей заметную роль только для крупных капель, с которыми приходится оперировать в лабораторных опытах.

Рис. 2. Зависимость скорости при срыве пламени с капли бензина от температуры воздуха ($d_k = 1,8$ мм).
1 — экспериментальная зависимость [9]; 2 — расчет по формуле (3).



Для проверки общности уравнения (3) воспользуемся приведенными в [9] экспериментальными данными о влиянии температуры воздуха на скорость срыва пламени с капли, подвешенной на кварцевой нити и обдуваемой потоком нагретого воздуха. Как отмечено выше, в опытах с подвешенными каплями при $d_k = 1$ мм и $T_в = 1140$ К значение w_c в 2,8 раза меньше, чем в опытах с падающими каплями. Предполагаем, что такое соотношение сохраняется и при других значениях d_k и $T_в$.

Сравнение экспериментальной [9] и расчетной (по уравнению (3) с учетом указанной поправки) зависимостей скорости при срыве пламени от температуры потока воздуха для капель бензина с $d_k = 1,8$ мм представлено на рис. 2. Расчетная зависимость вполне удовлетворительно согласуется с экспериментальной (максимальное расхождение не превышает 20 %), и, следовательно, уравнение (3) можно использовать для расчета скорости обтекания капли при полном срыве пламени².

По своей структуре выражение (3) формально аналогично уравнению (6) из [6]. Однако они различаются по своему физическому смыслу. Уравнение (3) описывает полный срыв расположенного в следе за каплей пламени. Первый член этого уравнения, вытекающий из теоретических соображений, входит с коэффициентом единица, тогда как второй член, играющий роль полуэмпирической поправки, входит с малым $K = 0,062$.

Выведенное в работе [6] уравнение (6) относится, строго говоря, только к срыву охватывающего каплю пламени, и его сопоставление с экспериментальными данными, описывающими полный срыв пламени, представляется недостаточно корректным. Кроме того, второй член уравнения, полученный из теоретических соображений, входит в уравнение с $K = 0,045$, в то время как первый, поправочный член с $K = 1$. Это обстоятельство, на наш взгляд, свидетельствует о недостаточном физическом обосновании уравнения (6) работы [6].

Перейдем теперь к анализу влияния турбулентных пульсаций воздушного потока на горение капель топлива. Предполагаем, что в среднем капля увлечена потоком и обтекается турбулентными молями воздуха, причем в начальный момент скорость капли относительно турбулентного моля равна нулю. В связи с малой концентрацией капель пренебрежем их влиянием на характеристики турбулентности. Определим, как изменяется скорость капли относительно окружающего ее воздуха. Уравнение движения капли запишем в виде

$$m_k \frac{dv_k}{d\tau} = c_{x/k} \frac{\rho_v (v' - v_k)^2}{2}, \quad (5)$$

где $m_k = \rho_t \pi d_k^2 / 6$ — масса капли; v_k — скорость капли; $f_k = \pi d_k^2 / 4$ — площадь миделевого сечения капли; ρ_t и ρ_v — плотности топлива и воздуха.

Для коэффициента сопротивления запишем формулу

$$c_x = 12,5 / \sqrt{Re}, \quad (6)$$

хорошо аппроксимирующую экспериментальную зависимость $c_{x\phi}(Re)$ в интервале изменения критерия Рейнольдса $5 \leq Re \leq 200$ (ошибка не превышает 30 %).

² Обработать приведенные в [9] данные о влиянии содержания кислорода в окислительном газе на «срывную» скорость не удастся, так как отсутствует зависимость скорости распространения пламени от состава газа при содержании кислорода меньше 21 %.

Поскольку в рассматриваемых ниже случаях температура капли, как правило, существенно ниже температуры обтекающего ее воздуха, для расчета динамической вязкости используем эмпирическое соотношение $\mu_{эф} = \sqrt{\mu_v \mu_n}$ (μ_v и μ_n — вязкости воздуха и паров топлива соответственно при температуре потока и капли), полученное в [14] при определении сопротивления холодных сферических частиц в потоке горячего газа. Тогда уравнение (5) преобразуется к виду

$$\frac{dv_k}{d\tau} = \kappa (v' - v_k)^{3/2}, \quad (7)$$

где $\kappa = 9,4 \frac{\sqrt{\rho_v \mu_{эф}}}{\rho_t d_k^{3/2}}$. Предполагая, что пульсационная скорость газа за время действия турбулентного моля на каплю постоянна, получим при интегрировании уравнения (7) для скорости воздуха относительно капли

$$v' - v_k = \left(\frac{1}{\sqrt{v'}} + \frac{\kappa \tau}{2} \right)^{-2}. \quad (8)$$

В начальный момент относительная скорость равна пульсационной, но затем капля увлекается обтекающим ее воздухом и относительная скорость быстро уменьшается. При интегрировании (7) не учитывались испарение и деформация капли, поэтому формула (8) дает несколько завышенное значение скорости воздуха относительно капли.

Выражения (3) и (8) для определения скорости срыва пламени с капли и скорости ее обтекания турбулентными молями позволяют найти режимы, при которых реализуется горение капель в турбулентном потоке воздуха.

Вернемся к обсуждению результатов лабораторных исследований горения капель топлива в турбулентном потоке воздуха [1, 5]. В экспериментах [1] горение капель диаметром $d_k = 50 \div 108$ мкм наблюдалось при пульсационной скорости потока $v' = 0,8 \div 1,1$ м/с, а расчетное значение w_c по уравнению (3) составляет $1,2 \div 1,25$ м/с, т. е. значение $w_c > v'$ и, следовательно, расчет подтверждает возможность горения капель.

В опытах [5] капли с $d_k = 30$ и 60 мкм горели при $v' = 1,2 \div 1,6$ и $0,5 \div 1,25$ м/с. Расчет дает $w_c = 0,41 \div 0,43$ м/с, что заметно меньше v' . Отсюда следует, что горение капель в [5] при $T_v = 290$ К реализуется уже после того, как капли будут хотя бы частично увлечены турбулентными пульсациями. Так как мелкие капли ($d_k = 30$ мкм) быстрее увлекаются обтекающим их воздухом, то для них значение v' , при котором наблюдается горение капель, выше, чем для капель с $d_k = 60$ мкм.

В камерах сгорания ГТД интенсивность турбулентности значительно больше, чем в лабораторных опытах. Для сопоставимости результатов расчета с данными [6] примем в качестве исходных содержащиеся в этой работе оценки пульсационной скорости $v' = 10$ м/с и масштаба турбулентности $L = 5$ см в камерах сгорания ГТД. Отсюда следует, что характерное время пульсации $\tau_n = 5 \cdot 10^{-3}$ с.

Рассмотрим три режима работы камеры сгорания: максимальный, крейсерский и малого газа. Ниже представлены параметры воздушного потока, поступающего в камеру, для этих режимов:

Режим	T_v , К	p_v , МПа
Максимальный	780	3,0
Крейсерский	700	1,15
Малого газа	450	0,3

В расчетах учитывалось влияние давления на нормальную скорость распространения пламени ($u_n \approx (p_0/p)^{0,2}$), коэффициент температуропроводности ($a \sim p_0/p$, $p_0 = 0,1$ МПа) и на температуру равновесного испарения капли. Расчеты проведены для капель керосина, используемого в камерах сгорания ГТД, и представлены на рис. 3. Горизонтальными

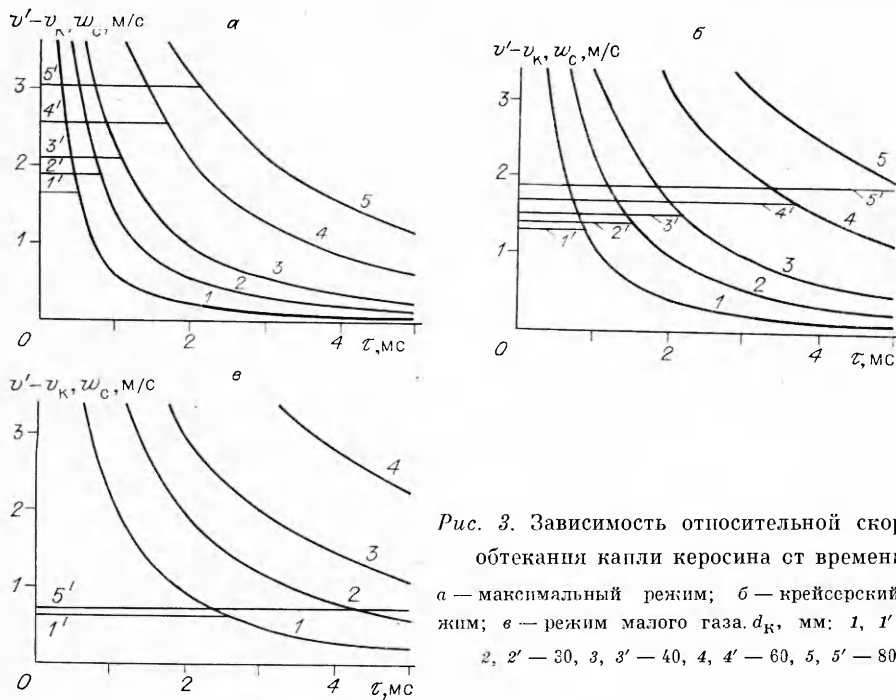


Рис. 3. Зависимость относительной скорости обтекания капли керосина от времени.

а — максимальный режим; б — крейсерский режим; в — режим малого газа. d_k , мм: 1, 1' — 20, 2, 2' — 30, 3, 3' — 40, 4, 4' — 60, 5, 5' — 80.

линиями указаны значения w_c . Точки пересечения кривых $v' - v_k = \psi(\tau)$ с горизонтальными линиями $w = w_c$ определяют время от начала воздействия пульсации на каплю до момента, соответствующего равенству $v' - v_k = w_c$, т. е. до того, когда горение капли становится возможным.

Для максимального и крейсерского режимов типичны капли со средним диаметром $d_k \approx 30 \div 40$ мкм, для режима малого газа $d_k = 60 \div 80$ мкм. Из представленных на рис. 3 зависимостей следует, что условия, благоприятные для горения капель, реализуются на максимальном режиме через 1 мс и на крейсерском — через $\sim 1,5-2$ мс после начала воздействия турбулентной пульсации. Поскольку указанные интервалы времени меньше периода, характерного для турбулентных пульсаций в камере сгорания ГТД, то горение капель на максимальном и крейсерском режимах вполне возможно.

От существующего в камере сгорания источника поджигания (циркуляционная зона) пламя распространяется по фазово-неоднородной смеси с малым содержанием пара, как в [1, 5]. В то же время в режиме малого газа (рис. 3, в) с типичными для него d_k нет условий для горения капель, что согласуется с оценками работы [6] и, в частности, может служить одной из причин ухудшения эффективности процесса горения в камере сгорания ГТД на этом режиме.

Таким образом, вопреки утверждениям, содержащимся в работе [6], приходим к выводу, что горение капель топлива реализуется не только в лабораторных опытах [1-5] при сравнительно низком значении пульсационной скорости потока, но и на основных режимах работы камеры сгорания ГТД при большой интенсивности турбулентности.

В заключение заметим, что горению капель в турбулентных потоках благоприятствуют высокая температура (большие u_n), давление воздуха (быстрое увлечение капель) и малые размеры капель ($d_k = 30 \div 50$ мкм). Такие условия встречаются не только в камерах сгорания ГТД, но и в камерах сгорания ЖРД и газотурбинных установок, в промышленных топках паровых котлов, работающих на жидком топливе, и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихомиров В. Г. Экспериментальное исследование горения распыленного жидкого топлива в турбулентном потоке // Тр. ин-та им. П. И. Баранова.— 1956.— № 283.
2. Mizutani Y., Nishimoto J. Turbulent flame velocities in premixed sprays // Combust. Sci. Technol.— 1972.— 6.— P. 1—10.
3. Mizutani Y., Nakajima A. Combustion of fuel vapor-drop-air systems // Combust. Flame.— 1973.— 21.— P. 343—350.
4. Polymeropoulos C. S., Das S. The effect of droplet size on the burning velocity of kerosene — air sprays // Ibid.— 1975.— 25.— P. 247—258.
5. Myers G. D., Lefebvre A. H. Flame propagation in heterogeneous mixtures of fuel drops and air // Ibid.— 1986.— 66.— P. 193—210.
6. Кузнецов В. Р. Влияние турбулентности на горение распыленного жидкого топлива // ФГВ.— 1988.— 24, № 6.— С. 51—56.
7. Латолина А. П., Федосеев В. Ф., Полищук Д. И. Экспериментальное исследование горения капель некоторых топлив в потоке горячего воздуха // Тр. ОГУ им. И. И. Мечникова. Сер. физ. наук.— 1960.— 150, вып. 7.— С. 85—96.
8. Клячко Л. А., Кудрявцев А. В. Горение капель топлива в потоке нагретого воздуха // ПМТФ.— 1963.— № 6.— С. 80—86.
9. Агафонова Ф. А., Гуревич М. А., Тарасова Е. Ф. Условия устойчивости горения единичных капель жидкого топлива // Третье Всесоюз. совещание по теории горения.— М.: Изд-во АН СССР, 1960.— Т. 2.— С. 29—39.
10. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Лабрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1980.
11. Vanquickenborne L., Van Tiggelen A. The stabilization mechanism of lifted diffusion flames // Combust. Flame.— 1966.— 10.— P. 59—69.
12. Kalghatgi G. J. Blow-out-stability of gaseous jet diffusion flames // Combust. Sci Technol.— 1981.— 26.— P. 233—239.
13. Основы горения углеводородных топлив.— М.: ИЛ, 1960.
14. Кабанов В. В., Клубничкин В. С. Экспериментальное определение сопротивления сферической частицы в потоке аргонной плазмы // ИФЖ.— 1985.— XLVIII, вып. 3.— С. 391—402.

г. Москва

Поступила в редакцию 25/IX 1990

УДК 536.532.517.4

С. И. Барановский, А. С. Надворский, А. И. Турищев

ДВУМЕРНАЯ МОДЕЛЬ ГОРЕНИЯ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ В СВЕРХЗВУКОВОМ ПОТОКЕ

Проведено экспериментальное исследование и математическое моделирование процессов горения распыленного жидкого углеводородного топлива в высокотемпературном сверхзвуковом потоке.

Сравнение результатов расчета с экспериментом показало, что предложенная модель течения может быть использована для определения характеристик горения распыленного керосина в сверхзвуковых камерах сгорания.

В камерах сгорания с малым временем пребывания рабочего тела, таких как сверхзвуковые камеры сгорания ГПВРД, характерные времена протекания химических реакций становятся соизмеримыми с временами диффузии [1, 2], и для адекватного описания рабочего процесса необходимо построение детальной модели химической кинетики. В отмеченных работах такие модели построены для горения газообразного водорода.

При использовании в качестве топлива жидких углеводородов задача усложняется необходимостью учета процессов испарения жидкой фазы и ее влияния на турбулентные характеристики течения. При этом существенное значение имеет эффективность численного метода решения уравнений сохранения, поскольку интегрирование уравнений химической кинетики, так же как и уравнений межфазного взаимодействия, требует значительного машинного времени. По этой же причине при построении математической модели необходим оптимальный выбор принятых допущений, позволяющих из всего спектра сложных физико-химических процессов выделить основные, оказывающие определяющее влияние на эффективность рабочего процесса.