

ГОРЕНИЕ КАПЕЛЬ ТОПЛИВА В ПОТОКЕ НАГРЕТОГО ВОЗДУХА

Л. А. Клячко, А. В. Кудрявцев

(Москва)

Теория горения капель топлива, движущихся относительно окружающего воздуха, развита в работах Д. Спидинга [1-3], Г. Эммонса [4], Ф. А. Агафоновой, М. А. Гуревич, И. И. Палеева, Е. Ф. Тарасовой [5,6].

Спидинг и Эммонс для определения скорости горения (испарения) капли топлива использовали решение уравнений пограничного слоя на плоской пластинке в предположении о бесконечно большой скорости химической реакции. Спидингом решение задачи о скорости горения капли получено также и методом «приведенной пленки» при не зависящих от температуры значениях физических констант.

Ф. А. Агафоновой и др. в приближении «приведенной пленки» (при не зависящих от температуры значениях физических констант) изучено влияние кинетики химической реакции на скорость горения капли; при этом установлено, что для квазистационарного режима горения капли влияние химической кинетики пренебрежимо мало.

Экспериментально скорость горения (испарения) капель топлива, обдуваемых потоком воздуха, определялась на увеличенных моделях (полая сферическая горелка, сфера из пористого материала) в работах [1,7] и при использовании капель, подвешенных на нити, в работах [8,9]. Опыты производились в основном при комнатной температуре воздуха (только в работе [9] температура воздуха достигала $t = 310^\circ\text{C}$), тогда как наибольший практический интерес представляет изучение горения движущихся капель при значительно более высоких значениях температуры воздуха, когда обеспечивается самовоспламенение паров топлива.

Ниже в приближении «приведенной пленки» развивается теория горения капель, движущихся относительно газообразного окислителя, с учетом зависимости физических констант (коэффициенты теплопроводности и диффузии, теплоемкость паров топлива) от температуры. Приведены также результаты экспериментального исследования горения капель топлива (керосин, изооктан, этиловый спирт), подвешенных на нити, в потоке высоконагретого воздуха.

Обозначения

c_p — теплоемкость паров топлива;	q_0 — тепловой эффект реакции на единицу веса кислорода;
C_3 — концентрация кислорода в потоке окислителя;	r — радиус;
d — текущий диаметр капли;	r_1 — радиус капли;
d_0 — начальный диаметр капли;	r_2 — радиус зоны горения;
D — коэффициент диффузии;	r_3 — радиус наружной границы «приведенной пленки»;
D_0 — коэффициент диффузии при $T = T_0$;	R — критерий Рейнольдса;
D_{0+} — коэффициент диффузии паров топлива при $T = T_0$,	R_+ — газовая постоянная паров топлива;
D_{0-} — коэффициент диффузии кислорода при $T = T_0$;	T ; t — температура;
l — скрытая теплота испарения топлива;	T_1 — температура капли;
L — стехиометрический коэффициент по кислороду;	x_1 — относительная температура капли;
N — критерий Нуссельта;	x_2 — относительная температура зоны горения;
P_0 — давление в потоке окислителя;	x_3 — относительная температура потока окислителя;
P_+ — парциальное давление паров топлива;	γ — удельный вес топлива;
P_{1+} — парциальное давление паров топлива на поверхности капли;	χ — константа испарения;
P_- — парциальное давление кислорода;	λ — коэффициент теплопроводности;
P_{3-} — парциальное давление кислорода в потоке окислителя;	λ_0 — коэффициент теплопроводности при $T = T_0$;
	ν — коэффициент кинematicкой вязкости;
	$x = T/T_0$ — относительная температура,

1. Рассмотрим скорость горения (испарения) капли топлива, обдуваемой потоком газообразного окислителя, в предположении, что капля окружена неподвижным сферическим слоем (приведенной пленкой), радиус наружной границы которого (фиг. 1) определяется из соотношения

$$r_3 = r_1 \frac{N}{N - 2} \quad (1.1)$$

где r_1 — радиус капли, r_3 — радиус наружной границы сферического слоя, N — критерий Нуссельта.

Такая идеализация процесса, разумеется, применима только в том случае, когда капля целиком охвачена фронтом пламени.

Будем также предполагать, что горение капли происходит квазистационарно; скорость химической реакции бесконечно велика и перенос тепла и вещества в «приведенной пленке» происходит посредством теплопроводности и диффузии.

В указанных предположениях для решения интересующей нас задачи о скорости горения (испарения) капли может быть использована диффузионная теория горения неподвижной капли топлива, разработанная Г. А. Варшавским [10]. Влияние вынужденной конвекции при таком методе решения задачи проявляется через толщину «приведенной пленки».

Зависимость коэффициентов теплопроводности к диффузии от температуры представим в виде

$$\lambda = \lambda_0 \Phi(x), \quad D = D_0 \Psi(x) \quad (x = T / T_0) \quad (1.2)$$

Совместное решение уравнений теплопроводности и диффузии (с учетом Стефановского потока), при условии, что потоки паров топлива и окислителя к зоне горения подходят в стехиометрическом соотношении и выделившееся в результате реакции тепло отводится теплопроводностью в окружающую среду, позволяет, следуя работе [10], найти скорость горения капли. Выражение для количества топлива, испаряющегося в единицу времени с поверхности капли, имеет вид

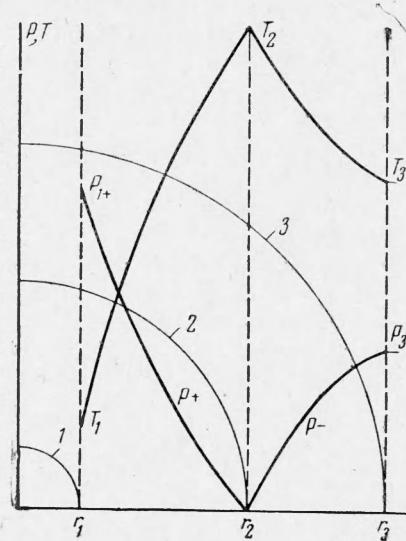
$$G = \frac{4\pi r_1 \lambda_0 T_0}{1 - r_1/r_2} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\Phi(x) dx}{F(x, x_1)} \quad (F(x, x_1) = l + T_0 \int_{x_1}^x c_p dx) \quad (1.3)$$

Здесь x_2 и x_1 — относительная температура зоны горения и капли, $l = l(x_1)$ — скрытая теплота испарения, c_p — теплоемкость паров топлива.

Значения x_1 и x_2 находятся из уравнений

$$\frac{\lambda_0 R_+ T_0^2}{D_{0+} p_0} \int_{x_1}^{x_2} \frac{\Phi(x) x dx}{F(x, x_1) \psi(x)} = \ln \frac{1}{1 - p_{1+}/p_0}, \quad \int_{x_3}^{x_1} \frac{\Phi(x) x dx}{\psi(x)} = q_0 D_{0-} \frac{c_{3-} x_3}{\lambda_0 T_0} \quad (1.4)$$

В этих уравнениях дополнительно введены следующие обозначения: R_+ — газовая постоянная паров топлива; D_{0+} , D_{0-} — коэффициент диффузии паров топлива и кислорода при температуре T_0 и давлении p_0 ;



Фиг. 1. Схема горения капли топлива:
1 — поверхность капли, 2 — зона реакции, 3 — внешняя граница приведенной пленки, p_+ — парциальное давление паров топлива, p_- — парциальное давление кислорода

p_0 — давление в потоке окислителя; p_{1+} — парциальное давление паров топлива на поверхности капли; q_0 — тепловой эффект реакции на единицу веса кислорода; c_{3-} — концентрация кислорода в потоке; x_3 — относительная температура потока окислителя.

Парциальное давление паров топлива на поверхности капли p_{1+} представляет собой известную функцию температуры капли (например, по уравнению Клайперона — Клаузиуса).

Отношение радиуса зоны горения к радиусу капли, как нетрудно показать, в рассматриваемом нами случае определяется (в отличие от выражения, полученного в [10]) формулой

$$\frac{r_2}{r_1} = \frac{1 + \Omega}{1 + \Omega r_1/r_3} \quad \Omega = L q_0 \int_{x_1}^{x_2} \frac{\varphi(x) dx}{F(x, x_1)} \left(\int_{x_3}^{x_2} \varphi(x) dx \right)^{-1} \quad (1.5)$$

L — стехиометрический коэффициент по кислороду.

При $r_3 \rightarrow \infty$ (т. е. при $N = 2$) формула (1.5) переходит в соответствующее выражение работы [10].

Подставляя r_2 / r_1 из (1.5) в (1.3), получим с учетом (1.4)

$$G = \frac{2\pi r_1 \lambda_0 T_0 (1 - \Omega) N}{L q_0} \int_{x_3}^{x_2} \varphi(x) dx \quad (1.6)$$

В рассматриваемой области изменения числа Рейнольдса R (в опытах это число изменялось от $R = 6 \div 8$ до $R = 500 \div 600$) связь между критериями R и N выражается двучленной формулой

$$N = 2(1 + aR^n) \quad (1.7)$$

По Фрёсслингу [11] $a = 0.275$, $n = 0.5$; по Сокольскому [12] $a = 0.08$, $n = \frac{2}{3}$.

Однако при использовании двучленной формулы получается столь сложная зависимость диаметра капли от времени, что ее применение для обработки результатов опытов ненадежно.

В связи с этим была подобрана одночленная формула

$$N = 1.35 R^{1/3} \quad (1.8)$$

достаточно хорошо аппроксимирующая экспериментальную зависимость N от R в диапазоне $5 \leq R \leq 500$. (При $R = 3.3$ из (1.8) имеем $N = 2$ так, что при $R < 3.3$ пользование этой формулой недопустимо.)

Выражение для количества топлива, испаряющегося в единицу времени с поверхности капли, с учетом (1.8) примет вид

$$G = \frac{3.4 \pi \lambda_0 T_0 (1 + \Omega)}{L q_0} \left(\frac{w}{v} \right)^{1/3} r_1^{1/3} \int_{x_3}^{x_2} \varphi(x) dx \quad (1.9)$$

где w — скорость потока воздуха, v — коэффициент кинематической вязкости.

Приравняв G изменению веса капли и проинтегрировав полученное уравнение, найдем искомую зависимость диаметра капли от времени

$$d_0^{5/3} - d^{5/3} = \kappa \tau, \quad \kappa = 4.5 \frac{\lambda_0 T_0 (1 + \Omega)}{L q_0 \gamma} \left(\frac{w}{v} \right)^{1/3} \int_{x_3}^{x_2} \varphi(x) dx \quad (1.10)$$

где γ — удельный вес топлива.

Для расчетов были приняты следующие зависимости коэффициентов теплопроводности и диффузии от температуры

$$\lambda = \lambda_0 \varphi(x) = \lambda_0 x^{0.75}, \quad D = D_0 \psi(x) = D_0 x^{1.75}$$

На основе имеющихся литературных данных по свойствам топлив и индивидуальных углеводородов [13-15] приняты следующие выражения

для зависимости скрытой теплоты испарения $l(x_1)$, теплоемкости паров c_p и давления насыщенных паров p_{1+} от температуры:

$$l(x_1) = a + bx_1, \quad c_p = A + Bx, \quad \lg p_{1+} = \chi - \frac{\theta}{T_1} \quad (1.11)$$

При этом, значения p_{1+} получаем в $\text{кг}/\text{см}^2$. Значения соответствующих констант в формулах (1.11), а также значения коэффициента диффузии паров D_{0+} при $T = T_0 = 273^\circ \text{абс.}$, низшей теплотворной способности на 1 кг кислорода q_0 и стехиометрического коэффициента L , заимствованные из тех же источников, приведены в таблице.

Таблица

Топливо	a $\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$	b $\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$	A $\frac{\text{ккал}}{\text{кг } ^\circ\text{К}}$	B $\frac{\text{ккал}}{\text{кг } ^\circ\text{К}}$	χ	θ $^\circ\text{К}$	$D_{0+} \cdot 10^3$ $\frac{\text{М}^2}{\text{час}}$	q_0 $\frac{\text{ккал}}{\text{кг}}$	L
Керосин	110.3	27.3	0.282	0.111	4.20	1900	1.59	3000	3.39
Изооктан	129.6	40.0	0.240	0.110	5.04	1865	1.89	2980	3.52
Этиловый спирт	315.0	84.0	0.291	0.0806	6.14	2150	3.56	3310	2.09

Коэффициент кинематической вязкости рассчитывался для смеси паров топлива с продуктами горения при среднелогарифмической температуре в «приведенной пленке».

2. Схема экспериментальной установки представлена на фиг. 2. Воздух (азот) нагревается в силитовой электропечи до температуры $600-800^\circ \text{С}$ и далее через профилированное сопло диаметром 40 мм поступает в атмосферу, образуя свободную струю.

Капля подвешивалась на платиновой нити диаметром 0.2 мм (с шариком на конце диаметром $0.5-0.6$ мм) и вводилась в ядро потока на расстоянии $2-5$ мм от среза сопла.

Державка подвеса имела возможность вращаться в плоскости среза сопла, что позволяло подвешивать каплю на нить вне струи и затем быстро вводить ее в ядро потока.

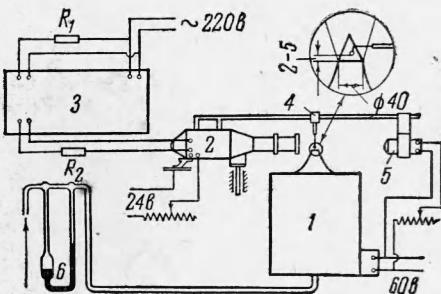
Процесс выгорания (испарения) капли фиксировался при помощи киноаппарата ПАУ-22, который вместе с осветителем жестко крепился к державке подвеса.

Для измерения промежутка времени, прошедшего между съемкой двух последовательных кадров, в киноаппарат вмонтирован прерыватель, который замыкал электрическую цепь вибратора осциллографа перед съемкой каждого кадра. Одновременно на осциллограмму записывалась отметка времени, представляющая собой развертку переменного тока с частотой 50 гц.

Скорость потока определялась по расходу воздуха с точностью 0.1 м/сек; температура измерялась термопарой с точностью $\pm 5^\circ \text{С}$.

Так как форма капли, подвешенной на нити, несколько отличалась от сферической, то диаметр капли принимался равным диаметру сферы с поверхностью, равной поверхности капли (линейные размеры капли измерялись с точностью ± 0.01 мм).

Для того чтобы оценить влияние подвеса на скорость испарения (горения) капли, проведена серия опытов с подвесами диаметром 0.1, 0.2 и 0.3 мм при постоянной температуре потока воздуха 750°С .



Фиг. 2. Схема установки: 1 — электропечь, 2 — киноаппарат, 3 — осциллограф, 4 — подвес, 5 — осветительная лампа, 6 — реометр

В результате этих опытов установлено, что для подвеса диаметром 0.2 мм максимальная ошибка в определении константы испарения не превышает 4—5%.

Эксперименты проводились с каплями керосина, изооктана и этилового спирта.

3. Если поток воздуха имеет достаточно высокую температуру (в наших опытах выше 580—590° С), то, по прошествии некоторого промежутка времени после ввода капли в поток, происходит ее воспламенение.

Первоначальный очаг воспламенения образуется в следе за каплей; затем пламя продвигается к капле и охватывает ее целиком. В дальнейшем капля остается охваченной пламенем до полного выгорания.

Такая картина наблюдается, когда скорость потока меньше некоторой критической, зависящей от температуры воздуха. При повышении скорости потока пламя уже не охватывает каплю целиком, а локализуется в следе за ней. Дальнейшее возрастание скорости потока приводит к увеличению расстояния между каплей и пламенем.

Проследим, как изменяется диаметр капли при ее выгорании (испарении) в условиях вынужденной конвекции.

На фиг. 3 представлены зависимости $d^{1/3} = f(\tau)$ для капель различных топлив как в случае, когда капля целиком охвачена пламенем, так и при чистом испарении. Как видим, в обоих случаях при установившемся процессе горения (испарения) формула (1.11) хорошо отражает связь между d и τ .

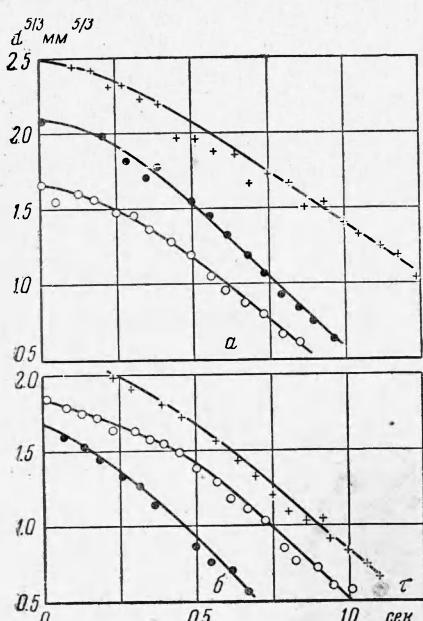
По этим графикам определялась величина константы испарения κ , зависимость которой от скорости потока при различных значениях температуры воздуха представлена на фиг. 4.

Фиг. 3. Изменение $d^{1/3}$ по времени: экспериментальные точки: светлые — керосин, темные — изооктан, крестики — спирт; a — $w = 5.7-5.8 \text{ м/сек}$, $t_3 = 700-710^\circ \text{ С}$ (пламя сорвано); b — $w = 1.5 \text{ м/сек}$, $t_3 = 700-710^\circ \text{ С}$ (пламя полностью охватывает каплю)

Кривые $\kappa = f(w)$ при температуре воздуха, превышающей температуру воспламенения, можно разбить на три участка в зависимости от положения фронта пламени относительно капли.

На первом участке, когда скорость потока меньше некоторой критической скорости w' , капля целиком охвачена пламенем. Константа испарения на этом участке возрастает по мере увеличения скорости потока и в исследованном диапазоне практически не зависит от температуры воздуха. Последняя, однако, оказывает существенное влияние на величину критической скорости потока w' , при которой пламя перестает охватывать каплю целиком; с ростом температуры потока воздуха, набегающего на каплю, значение w' увеличивается.

Когда скорость потока превышает значение w' (для данной температуры воздуха), происходит скачкообразное уменьшение константы испарения. Дело в том, что при самовоспламенении капли пламя или пол-



ностью охватывает каплю или стабилизируется за ней, охватывая только ее тыльную часть. Промежуточные положения фронта пламени относительно капли если и возможны, то крайне неустойчивы (в опытах нам не удалось их зафиксировать).

Увеличение скорости потока относительно w' приводит к дальнейшему постепенному уменьшению константы испарения, вызванному смещением пламени вниз по потоку.

Минимального значения константа испарения достигает при $w = w''$. Участок между w' и w'' соответствует расположению пламени в следе за каплей на таком расстоянии, когда пламя еще оказывает влияние на скорость испарения капли.

Величина скорости w'' (так же как величина скорости w') не зависит от диаметра капли и определяется температурой набегающего на каплю воздуха.

При $w > w''$ увеличение скорости потока вновь приводит к возрастанию константы испарения. Как показали опыты, в которых изучалось испарение капель изооктана в потоке азота (фиг. 4б), при скорости потока, равной или превышающей w'' , значения константы испарения капель в азоте и воздухе совпадают, т. е. наличие пламени в следе за каплей уже не оказывает влияния на скорость ее испарения (участок «чистого испарения»).

На участке «чистого испарения» величина константы α , естественно, зависит от температуры набегающего на каплю воздуха (по мере увеличения температуры воздуха константа испарения возрастает).

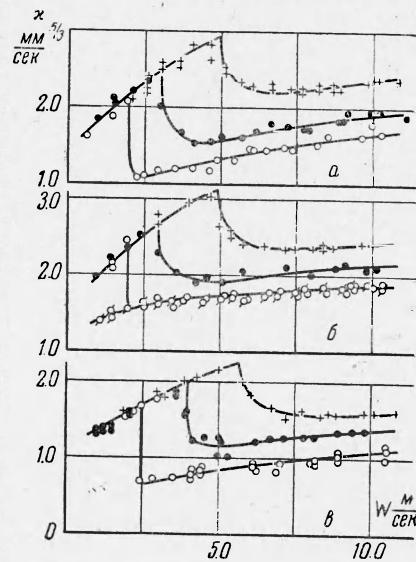
4. Сопоставим теперь экспериментальные значения константы испарения для капель керосина, изооктана и этилового спирта с результатами теоретического расчета. Такое сопоставление, как было отмечено выше, возможно только при $w \leq w'$, т. е. когда капля полностью охвачена пламенем, так как теория разработана именно для этого случая.

Для того чтобы исключить влияние свойств топлив и обобщить полученные результаты, будем сравнивать не значения константы испарения, а величины α/σ , где

$$\sigma = 4.5 \frac{\lambda_0 T_0 (1 + \Omega)}{L g_0 \gamma} \int_{x_3}^{x_2} \Phi(x) dx \quad (4.1)$$

На фиг. 5 представлена зависимость экспериментальных значений этой величины от скорости потока воздуха, отнесенной к коэффициенту кинематической вязкости, для всех испытанных топлив в диапазоне температуры $600 \leq t_3 \leq 800^\circ\text{C}$. На той же фигуре дана и теоретическая зависимость

$$\frac{\alpha}{\sigma} = \left(\frac{w}{v} \right)^{1/t_3} \quad (4.2)$$

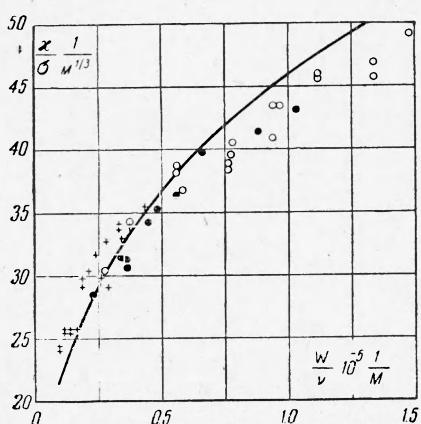


Фиг. 4. Зависимость константы испарения от скорости потока воздуха: *a* — керосин, светлые точки — $t_3 = 610^\circ\text{C}$, темные — $t_3 = 800^\circ\text{C}$; *b* — изооктан, светлые точки — $t_3 = 600^\circ\text{C}$ (горение испарение в потоке воздуха), перечеркнутая — $t_3 = 600^\circ\text{C}$ (испарение в потоке азота), темные — $t_3 = 700^\circ\text{C}$, крестики — $t_3 = 800^\circ\text{C}$, *c* — спирт, светлые точки — $t_3 = 600^\circ\text{C}$, темные — $t_3 = 710^\circ\text{C}$, крестики — $t_3 = 800^\circ\text{C}$

То обстоятельство, что константа испарения в условиях, когда капля полностью охвачена пламенем, практически не зависит от температуры набегающего на нее воздуха, легко объясняется, если учесть, что в этом случае поток тепла к капле определяется не температурой воздуха, а температурой в зоне горения (которая при повышении температуры воздуха на 200° С изменяется всего на 4—5%); одновременно с ростом температуры воздуха (при постоянной скорости потока) снижается критерий Рейнольдса обтекания капли.

Из рассмотрения фиг. 5 следует, что отличие экспериментальных и расчетных значений величин κ/σ сравнительно невелико и не превышает 10%.

Таким образом, развитая в настоящей статье теория горения капли при вынужденной конвекции как по предсказываемому ею характеру зависимости диаметра капли от времени, так и по абсолютной величине



Фиг. 5. Зависимость κ/σ от w/v : светлые точки — керосин, темные — изобутан, крестики — спирт; сплошная линия — теоретическая кривая

константы испарения, находится в удовлетворительном согласии с результатами эксперимента.

Поступила 31 VII 1963

ЛИТЕРАТУРА

1. Spalding D. B. Experiments on the burning and extinction of liquid fuel spheres. Fuel, 1953 vol. 32, No 2, pp. 169—185, (русск. пер. ВРТ № 3, 1954).
2. Spalding D. B. Mass transfer from a laminar stream to a flat plate. Proc. Roy Soc., 1954, A 221, pp. 100—104.
3. Spalding D. B. Some Fundamentals of Combustion. Academic Press, New York, 1955 (русск. пер., Госэнергоиздат, М.—Л., 1959).
4. Emmons H. W. The film Combustion of liquid fuel. Z. angew. Math und Mech., 1956, 36, No 1/3, S. 60—71 (русск. пер. ВРТ, № 6, 1956).
5. Агафонова Ф. А., Гуревич М. А., Палеев И. И. Теория горения одиночной капли топлива. Ж. техн. физ., 1957, т. 27, вып. 8.
6. Агафонова Ф. А., Гуревич М. А., Тарасова Е. Ф. Условия устойчивости горения единичных капель жидкого топлива. Третье Всесоюзн. совещ. по теории горения, т. 2, М., 1960.
7. Agoston G. A., Wise H., Rosser W. A. Dynamic factors affecting the combustion of liquid spheres. Sixth Symp. (Intern.) on Comb., Reinhold, New York, 1957, pp. 708—717.
8. Goldsmith M. Experiments on burning of single droplets of fuel. Jet Propulsion, 1956, Vol. 26, No 3, pp. 172—179.
9. Kumagai S. Combustion of fuel sprays. Sixth Symp. (Intern) on Comb., Reinhold, New York, 1957, pp. 668—674.
10. Баршавский Г. А. Горение капли жидкого топлива. Тр. НИИ, 1945, № 6.
11. Frossling N. Über die Verdunstung fallenden Tropfen. Gerlads Beitr Geophys., 1938, Bd. 52, H. 1/2, S. 170—216.
12. Сокольский А. П., Тимофеева Ф. А. О скорости сгорания пыли. В сб. Исследование процессов горения натурального топлива, Госэнергоиздат, М.—Л., 1948.
13. Рагозин Н. А. Справочник по авиационным и автомобильным топливам. Гостоптехиздат, М.—Л., 1947.
14. Нагиев М. Ф. Термодинамические расчеты процессов переработки нефти и данные по свойствам химических соединений. Гостоптехиздат, Баку — Ленинград, 1950.
15. Mullins B. P. The vaporization of fuels for gas turbines. Pt. II, J. Inst. Petrol. Rev., 1947, vol. 33, No 277.