

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ НОРМАЛЬНОЙ СКОРОСТИ ПЛАМЕНИ  
ПО ЗАПИСИ ДАВЛЕНИЯ В БОМБЕ ПОСТОЯННОГО ОБЪЕМА**

*В. С. Бабкин, А. В. Вьюн, Л. С. Козаченко*

*(Новосибирск)*

Метод бомбы постоянного объема дает возможность определения нормальной скорости пламени в области одновременно высоких давлений и температур, где другие известные методы, по-видимому, неприменимы. При адиабатическом сжатии исследуемой горючей смеси в процессе ее горения в бомбе достигаются высокие давления и температуры с малым временем пребывания смеси в этих условиях, необходимым для предотвращения развития предпламенных реакций. Существенное преимущество метода состоит также в том, что при ограниченном числе опытов можно получить значения нормальных скоростей в широком диапазоне изменения давления и температуры.

Однако недостаточное развитие теории метода, необходимость очень точных измерений давления, радиуса сферического пламени, а также трудоемкость расчета нормальной скорости были основными причинами, по которым метод бомбы постоянного объема не получил широкого распространения не только применительно к высоким давлениям, но и при давлениях, близких к атмосферному.

В последние годы значительно возрос интерес к теории метода бомбы постоянного объема. Разными авторами предложен ряд новых форм уравнений для расчета нормальной скорости. Анализ результатов этих работ, однако, показал, что значения нормальных скоростей, рассчитанных по различным уравнениям, не согласуются между собой [1, 2]. Поэтому необходимы дальнейший анализ сделанных предположений, сравнение результатов разных авторов с привлечением данных по другим методам и, наконец, более широкое практическое апробирование метода.

**1. Основные соотношения.** В методе бомбы постоянного объема измеряемыми величинами обычно являются давление и радиус пламени. При определенных предположениях между ними можно установить связь и рассчитать нормальную скорость по одной из этих величин, используя вторую для проверки точности расчета. Регистрировать только давление особенно удобно при высоких начальных давлениях, когда применение окон для фотографирования пламени затруднено. Такой метод определения нормальной скорости был применен, например, в работах Льюиса и Эльбе [3] Ямпольского и Прайса [4].

Чтобы получить уравнение для определения нормальной скорости пламени  $S_u$  по записи давление — время, необходимо предварительно установить связь между давлением и одной из переменных, относящихся к продуктам сгорания — весовой долей продуктов сгорания  $n$ , сред-

ней относительной плотностью  $\langle \sigma_b \rangle$  средней температурой  $\langle T_b \rangle$  или объемом  $\omega_b$ .

Простое приближенное соотношение между долей продуктов сгорания и давлением, было предложено Льюисом и Эльбе [5]:

$$n = \frac{\sigma^{\gamma_u} - 1}{\sigma_e^{\gamma_u} - 1}, \quad (1)$$

где  $\sigma = \frac{\rho_u}{\rho_i} = \pi^{\frac{1}{\gamma_u}}$ ;  $\rho$  — плотность;  $\pi = \frac{p}{p_i}$  — отношение текущего давления к начальному;  $\gamma$  — отношение теплоемкостей при постоянных давлении и объеме; индексы  $u, b, i, e$  относятся соответственно к свежему газу, продуктам сгорания начальному и конечному состоянию.

На основе соотношения (1) можно получить уравнение для нормальной скорости

$$S_n = \frac{a \gamma_u \sigma^{\gamma_u - 2}}{3 (\sigma_e^{\gamma_u} - 1)} \left[ 1 - \frac{\sigma_e^{\gamma_u} - \sigma^{\gamma_u}}{\sigma (\sigma_e^{\gamma_u} - 1)} \right]^{-\frac{2}{3}} \cdot \frac{d\sigma}{dt}, \quad (2)$$

где  $a$  — радиус бомбы.

Роллис [6], используя соотношение между долей продуктов сгорания и плотностями свежего и сгоревшего газа

$$n = \langle \sigma_b \rangle \frac{\sigma - 1}{\sigma - \langle \sigma_b \rangle} \quad (3)$$

для расчета скорости пламени по записи давления в медленногорящих смесях по сравнению со скоростью звука, получил уравнение

$$S_n = \frac{a \langle \sigma_b \rangle}{3\sigma} \left\{ \left[ (1 - \langle \sigma_b \rangle) + \frac{\gamma_u}{\gamma_b} (\sigma - 1) \right] [(\sigma - \langle \sigma_b \rangle)^{\frac{4}{3}} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times (\sigma - 1)^{\frac{2}{3}} \right]^{-1} \right\} \frac{d\sigma}{dt}, \quad (4)$$

где  $\langle \sigma_b \rangle = \frac{\langle \rho_b \rangle}{\rho_i} = \frac{\langle M_b \rangle T_i}{M_i \langle T_b \rangle}$  — температура;  $M$  — молекулярный вес, скобки  $\langle \rangle$  означают среднее значение величины.

Уравнение (4) получено в предположении, что для продуктов сгорания можно записать уравнение адиабаты в форме

$$p = c \langle \rho_b \rangle^{\gamma_b},$$

где  $c$  — константа. В действительности  $c$  есть функция давления и сделанное предположение нельзя считать обоснованным.

Определение средней температуры продуктов сгорания  $\langle T_b \rangle$  с целью последующего определения  $\langle \sigma_b \rangle$  предполагает сложный термодинамический расчет, включающий расчет температуры пламени при текущих параметрах свежей смеси и распределения температуры в продуктах сгорания. Ввиду этого использование расчетной величины  $\langle T_b \rangle$

может быть оправдано в том случае, если расчет производится с помощью вычислительной машины или с применением приближенных методов.

Роллис с сотрудниками [7, 8] при исследовании нормальной скорости ацетилено-воздушных смесей вместо  $\langle T_b \rangle$  при расчете  $\langle \sigma_b \rangle$  использовал значение температуры на фронте пламени  $T_{bf}$ . Такая замена, однако, должна привести к завышению  $\langle \sigma_b \rangle$ , так как всегда  $\langle T_b \rangle$  больше  $T_{bf}$ .

В работе [9] было показано, что при обычных предположениях для доли продуктов сгорания существуют строгие соотношения, являющиеся различными формами известного соотношения Фламма и Махе. В частности, было получено соотношение для доли

$$1 - n = \frac{\sigma_e^{\gamma_u} - \sigma^{\gamma_u}}{\sigma_e^{\gamma_u} - 1 - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1} (\sigma^{\gamma_u - 1} - 1)} \quad (5)$$

и уравнение для нормальной скорости

$$S_u = \frac{a}{3G\sigma} \left( \frac{\sigma + n - 1}{\sigma} \right)^{\frac{1}{3}} \left( \gamma_u + \gamma_b \frac{1 - n}{\sigma + n - 1} \right) \frac{d\sigma}{dt}, \quad (6)$$

где

$$G = \left( \sigma_e^{\gamma_u} - \frac{\gamma_b - 1}{\gamma_u - 1} \right) \sigma^{1 - \gamma_u} - \frac{\gamma_u - \gamma_b}{\gamma_u - 1}.$$

Уравнение (6) не содержит производных типа  $\frac{dn}{dt}$ , требующих дополнительного определения, и его точность определяется кроме экспериментальной погрешности измерения давления точностью расчета производной от давления, функции  $n$  и теплоемкостей.

Расчет  $\gamma_u$  не представляет трудности и проводится по формуле

$$\gamma_u = \frac{H_u - H_i}{U_u - U_i},$$

где  $H$  и  $U$  — соответственно энтальпия и внутренняя энергия свежего газа.

Расчет  $\gamma_b$  весьма сложен и, кроме того, вследствие упрощающих предположений, сделанных при выводе уравнений (5) и (6), термодинамически вычисленное  $\gamma_b$  не будет соответствовать значению  $\gamma_b$  в уравнении (6), необходимому для получения истинного значения  $S_u$ . Поэтому для вычисления  $\gamma_b$  целесообразно использовать соотношение [9]

$$\gamma_b = \frac{\sigma_e^{\gamma_u} - 1}{E_i - 1},$$

а коэффициент расширения  $E_i$  продуктов сгорания при горении при постоянном давлении  $p_i$  определять независимым путем.

Влияние точности  $n$  на величину нормальной скорости характеризует табл. 1, где приведены результаты вычислений  $S_u$  по уравнению (6) и доли продуктов сгорания, определенной разными способами. Для расчета использовалась запись давления в опыте со стехиометрической смесью н-гептана с воздухом при начальных условиях  $p_i = 8 \text{ атм}$ ,  $T_i = 423^\circ \text{ К}$ .

Таблица 1

$p$ , атм	$n_1$	$n_2$	$n_3$	$n_4$	$S_{u1}$	$S_{u2}$	$S_{u3}$	$S_{u4}$
11,3	0,061	0,064	0,069	0,065	44,4	44,2	43,8	44,0
13,7	0,106	0,110	0,119	0,115	51,5	51,3	50,9	51,1
16,4	0,155	0,164	0,176	0,173	57,3	57,0	56,5	56,6
19,1	0,204	0,219	0,232	0,233	64,7	64,2	63,8	63,7
26,1	0,326	0,363	0,378	0,390	71,0	70,2	69,8	69,6
30,3	0,399	0,451	0,466	0,492	74,1	73,1	72,8	72,3
40,0	0,562	0,657	0,669	0,721	86,1	84,5	84,3	83,5
46,2	0,665	0,791	0,798	0,873	93,4	91,5	91,4	90,3
49,0	0,712	0,851	0,857	0,944	100,5	98,4	98,3	97,1

Кроме значений  $n_2$  и  $n_3$ , рассчитанных по соотношениям (1) и (5), в таблице приведены также крайние возможные значения  $n$ , определенные по плотности продуктов сгорания в центре бомбы  $n_1$  и плотности на фронте пламени  $n_4$ . При этом расчет проводился по формуле (3), где вместо  $\langle \sigma_b \rangle$  подставлялась соответствующая плотность. Относительная плотность продуктов сгорания в центре бомбы  $\sigma_{bc}$  определялась из уравнения адиабаты

$$\pi = (\sigma_{bc} E_i)^{\gamma_b},$$

а относительная плотность на фронте пламени  $\sigma_{bf}$  находилась по формуле

$$\sigma_{bf} = \gamma_b \sigma / (G + \gamma_b),$$

которая следует из соотношения на фронте пламени [9]

$$c_{pb} (T_{bf} - T_{bi}) / M_b = c_{pu} (T_u - T_i) / M_i,$$

где  $c_p$  — теплоемкость при постоянном давлении;  $T_{bf}$  — температура на фронте пламени;  $T_{bi}$  — температура продуктов сгорания при горении при постоянном давлении  $p_i$ .

Из табл. 1 видно, что возможная ошибка в  $n$  слабо влияет на точность величины  $S_u$ , рассчитанной по формуле (6). Например, при крайних значениях  $n$  при  $p=49$  атм, отличающихся от  $n_2$  на 16 и 11%, соответствующее различие в  $S_u$  составляет только 2 и 1%. Таким образом для получения достаточно точных значений  $S_u$  могут быть использованы приближенные соотношения для  $n$ , имеющиеся в литературе.

Соотношение (1), как известно, получено Льюисом и Эльбе на основе одной из форм соотношения (5) для малых  $n$ , но, как видно из рис. 1, при значительных  $n$  нормальные скорости, определенные на основе обоих соотношений для условий представленного опыта, различаются незначительно. Если не рассматривать производные  $\frac{dn}{dt}$ , то это объясняется тем, что при малых  $n$  третий член в знаменателе соотношения (5) мал, так как  $\sigma^{\gamma_u - 1} \approx 1$ , а при больших  $n$  этим членом можно пренебречь ввиду малости числителя.

С другой стороны, значения нормальных скоростей, рассчитанных по уравнению (4), лежат значительно ниже значений, рассчитанных по

уравнению (6), особенно на заключительной стадии процесса. Однако если при расчете плотности  $\langle \sigma_b \rangle$  в уравнении (4) использовать  $T_{bf}$  вместо  $\langle T_b \rangle$ , то указанное расхождение для условий опыта в значительной мере уменьшается.

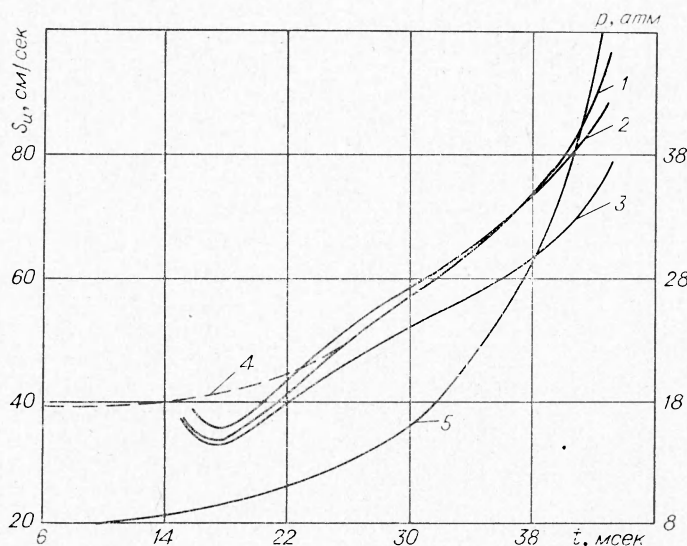


Рис. 1. Нормальные скорости пламени, определенные по различным уравнениям в опыте со стехиометрической смесью н-гептана с воздухом при  $p_i = 8 \text{ атм}$ , и  $T_i = 423^\circ \text{ К}$ .

1 — определено по уравнению (2); 2 — по уравнениям (5) и (6); 3 — по уравнениям (3)—(5); 4 — экстраполяция к значению  $S_u$  при  $p_i$ ; 5 — запись давления.

**2. Экспериментальные результаты.** В работе определены нормальные скорости пламени стехиометрических смесей бензола, н-гептана и изооктана с воздухом по записи давление — время. Опыты проводились в сферической бомбе постоянного объема с внутренним диаметром 183 мм при начальных условиях:  $T_i = 423^\circ \text{ К}$ ,  $p_i = 1, 2, 4, 8$  и  $12 \text{ атм}$ . Датчик давления представлял собой круглую стальную мембрану с наклеенным на нее тензодатчиком сопротивления и монтировался в стенке бомбы. Через два окна диаметром 62 мм, расположенных с противоположных сторон бомбы, тепловым методом производилась кадровая съемка структуры пламени и его распространения на начальном участке [10].

Расчет нормальной скорости проводился по формуле (6), а доли продуктов сгорания — по (5). Коэффициенты расширения  $E_i$  определялись по графикам Хоттеля и др. [11]. Результаты расчета приведены на рис. 2.

Ввиду того, что относительная точность измерения давления при регистрации его одномембранным датчиком невелика на ранних стадиях распространения пламени, для расчета использовалась область заметного повышения давления. В области  $\pi \leq 1,5$  кривая нормальной скорости экстраполировалась к значению  $S_u$ , определенному методом начального участка [10], как показано на рис. 1 (кривая 4). Таким образом, на рис. 2 линия для  $423^\circ \text{ К}$  представляет данные по начальному участку, а линия  $450^\circ \text{ К}$  — данные указанной экстраполяции.

Каждая точка рис. 2 получена в результате осреднения значений скорости в двух-четырех опытах. Разброс этих значений, характеризующий воспроизводимость опытов, не превышает 3% при максимальном

отклонении 7%. Точки удовлетворительно ложатся на прямые линии, описываемые зависимостями:  
для бензола

$$S_u = (594 \lg T - 1496) p^{-0,25 + 0,17 (T/1000)};$$

для н-гептана

$$S_u = (549 \lg T - 1384) p^{-0,34 + 0,32 (T/1000)};$$

для изооктана

$$S_u = (404 \lg T - 1008) p^{-0,39 + 0,40 (T/1000)}.$$

Наклон линий определяет барический показатель степени  $n(S_u \sim p^n)$ . Значения  $n$  в зависимости от температуры и диапазона давлений приве-

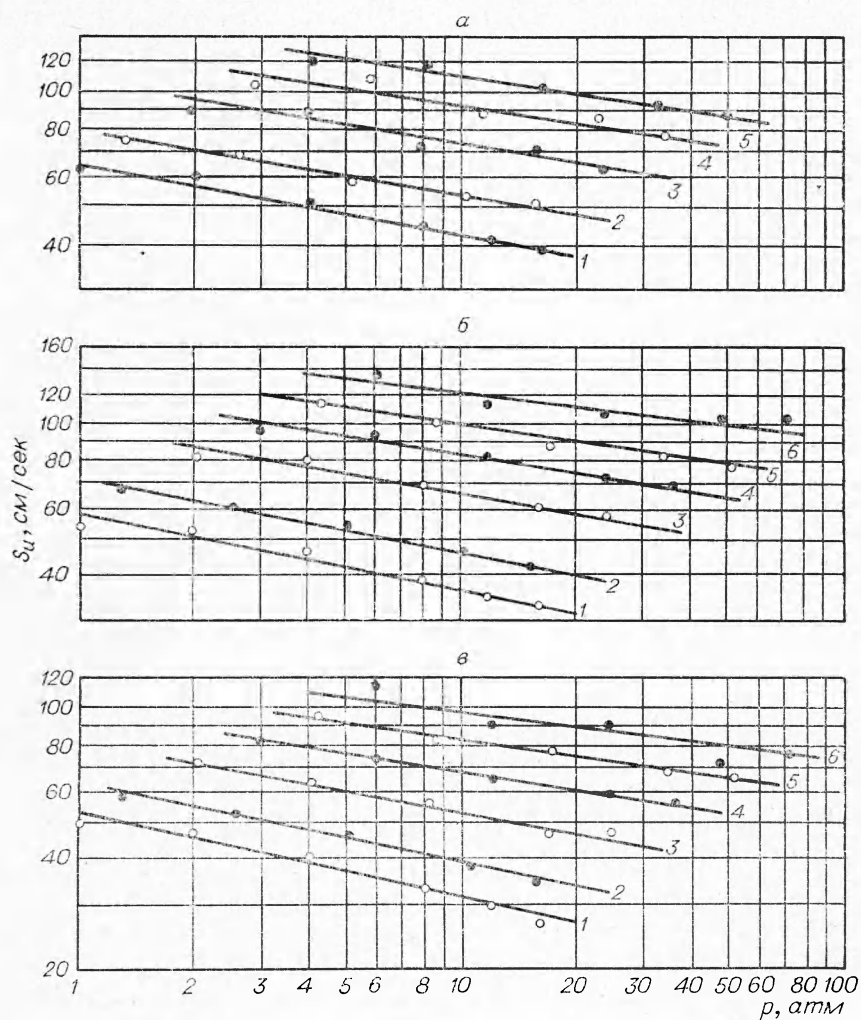


Рис. 2. Зависимость от давления нормальной скорости пламени стехиометрических смесей бензола (*a*), н-гептана (*б*) и изооктана (*в*) с воздухом при температурах:

1 — 423; 2 — 450; 3 — 500; 4 — 550; 5 — 600; 6 — 650°K.

Т а б л и ц а 2

$T^{\circ} \text{K}$	Интервал давлений, атм	$n$		
		бензол	н-гептан	изооктан
423	1—16	—0,18	—0,20	—0,22
450	1,3—16	—0,17	—0,20	—0,21
500	2—25	—0,16	—0,18	—0,19
550	3—36	—0,16	—0,16	—0,17
600	4—50	—0,15	—0,15	—0,15
650	6—73	—	—0,13	—0,13

дены в табл. 2. Из рис. 2 и таблицы видно, что характер зависимости нормальной скорости от давления для исследованных топлив одинаков. С повышением температуры наблюдается некоторое повышение показателя степени  $n$ . В соответствии с этим при повышении давления несколько повышается средний температурный показатель степени  $m$  в зависимости  $S_u \sim T^m$ . Для всех топлив в диапазоне 423—650°K средний показатель степени  $m$  при 5 атм равен 2,6, а при 20 атм — 2,9. Необходимо заметить, что из опытов при 423°K [10] можно было бы ожидать переменного показателя степени при изменении давления. Однако по настоящим результатам ввиду недостаточной точности записей давления такого вывода сделать нельзя.

Хеймель и Вист [12] методом горелки определили нормальные скорости воздушных смесей бензола, н-гептана и изооктана при 1 атм и начальной температуре до 700°K. Экстраполяция линий на рис. 2 к 1 атм приводит к значениям нормальных скоростей, удовлетворительно согласующихся со значениями Хеймеля и Виста.

**3. Ячеистая структура пламени в бомбе постоянного объема.** Как показывают фоторегистрации во всех исследованных стехиометрических смесях при давлении выше 1 атм, наблюдается самопроизвольное развитие ячеистого пламени. После зажигания смеси слабой электрической искрой первоначально гладкая сфера пламени постепенно морщится и становится ячеистой (рис. 3). Ячейки растут вследствие увеличения поверхности пламени и одновременно делятся.

Аналогичная структура пламени развивается и в метано-воздушных смесях. Наблюдения, выполненные в связи с работой [13], показали, что уже при  $p_i > 1$  атм и  $T_i > 323^{\circ}\text{K}$  в богатых, бедных и стехиометрических смесях сферическое пламя становится ячеистым. Можно предположить, что в условиях бомбы постоянного объема ячеистая структура пламени возникает в широком классе углеводородных смесей, особенно при повышенных давлениях и температурах.

Возникает вопрос, характеризуется ли распространение ячеистого пламени фундаментальной величиной, какой для невозмущенного ламинарного пламени является нормальная скорость. На разных участках ячеистого пламени нормальная скорость, по-видимому, непостоянна, а скорость ячеистого пламени не равна скорости невозмущенного ламинарного пламени, если вообще возможно существование обоих режимов при одинаковых начальных условиях. Не ясно также, в какую сторону может влиять ячеистая структура пламени на скорость его распространения.

Льюис и Эльбе [14] высказали, например, мнение, что в богатых и бедных смесях скорость ячеистого пламени больше нормальной скорости невозмущенного ламинарного пламени, а в стехиометрических — меньше. С другой стороны, и в стехиометрических смесях ячеистая струк-

тура, несомненно, предшествует развитию автотурбулизации, когда сильное искривление фронта пламени приводит к общему увеличению скорости сгорания. Для решения этих вопросов требуется постановка специальных опытов.

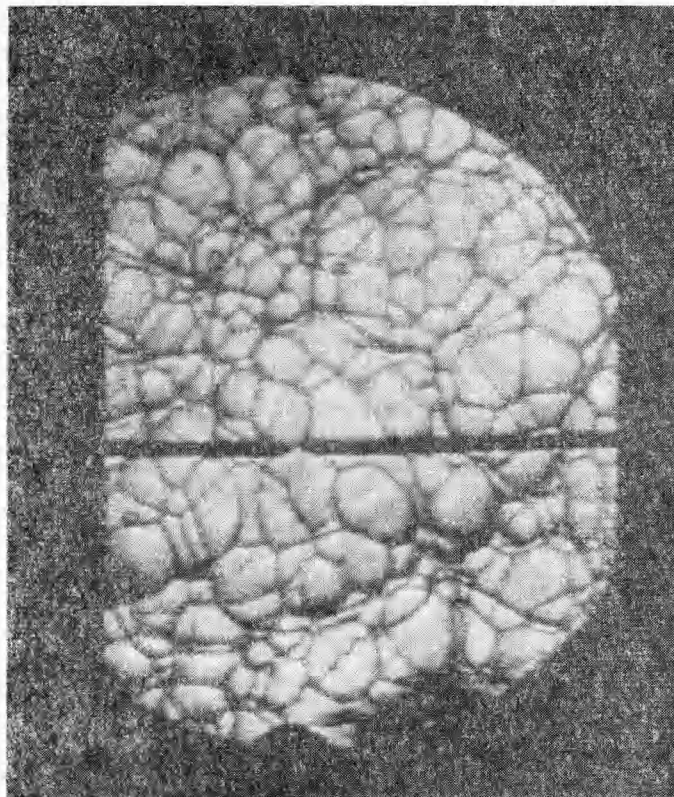


Рис. 3. Характерный вид ячеистой структуры пламени в бомбе постоянного объема.

Другим важным следствием ячеистого пламени является необходимость критического анализа применимости метода бомбы постоянного объема в области повышенных давлений и температур, где возникает ячеистая структура. Ввиду того, что не выполняется требование однородности, не ясно, в каких рамках применима теория метода в данном случае. Кроме того, если скорость ячеистого пламени не является фундаментальной величиной, то в условиях бомбы постоянного объема определяется некоторая произвольная величина.

Данные по скорости распространения пламени, полученные в настоящей работе на ячеистых пламенах, показывают общие с невозмущенным ламинарным пламенем тенденции изменения скорости с давлением и температурой. Поэтому можно предположить, что определенные в работе скорости ячеистого пламени близки к нормальным скоростям невозмущенного ламинарного пламени и с практической точки зрения представляют интерес.

Поступила в редакцию  
8/IV 1967



## ЛИТЕРАТУРА

1. C. J. Rallis and G. E. V. Tremeer. *Combustion and Flame*, 1963, 7, 1.
2. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко, И. Л. Кузнецов. *ПМТФ*, 1963, 6.
3. V. Lewis and G. von Elbe. *J. Chem. Phys.* 1934, 2, 5.
4. Ж. Ямпольский и С. Прайс. IV. Симпозиум (Международный) по вопросам горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958.
5. Б. Льюис, Г. Эльбе. *Горение, пламя и взрывы в газах*. М., ИЛ, 1948.
6. C. J. Rallis. The determination of laminar burning velocity with particular reference to the constant volume method, Part 1 — Theory. University of the Witwatersrand, Johannesburg, Report No. 20, 1964.
7. C. J. Rallis, A. M. Garforth and J. A. Steinz. *Combustion and Flame*, 1965, 9, 4.
8. C. J. Rallis, A. M. Garforth and J. A. Steinz. The determination of laminar burning velocity with particular reference to the constant volume method, Part 3 — Experimental procedure and results. University of the Witwatersrand, Johannesburg, Report No. 26, 1965.
9. В. С. Бабкин, Ю. Г. Кононенко. *ФГВ*, 1967, 3, 2.
10. В. С. Бабкин, А. В. Вьюн, Л. С. Козаченко. *ФГВ*, 1966, 2.
11. H. C. Tottel, G. C. Williams, C. N. Satterfield. *Thermodynamic charts for combustion processes*, N. Y.—Ld., 1956.
12. S. HeimeI and R. Weast. *Sixth Symposium (International) on Combustion*, N. Y., 1957.
13. В. С. Бабкин, Л. С. Козаченко. *ФГВ*, 1966, 3.
14. V. Lewis and G. von Elbe. *Combustion, Flames and Explosions of Gases*. Acad. Press INC, N. Y.—Ld., 1961.