

=  $\delta(c - \langle c \rangle)P(a)$  и уравнение (8) заменить системой

$$\frac{\partial P(a)}{\partial t} + U_i \frac{\partial P(a)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ D_s \frac{\partial P(a)}{\partial x_i} \right] - \frac{\partial}{\partial a} [SP(a)],$$

$$\frac{\partial \langle c \rangle}{\partial t} + U_i \frac{\partial \langle c \rangle}{\partial x_i} = (D + D_T) \frac{\partial^2 \langle c \rangle}{\partial x_i^2} + \langle k \rangle.$$

Во втором предельном случае  $P(a, c) = P(c) \delta(a - a_m)$ , причем  $a_m$ , подобно плотности и температуре газа, является функцией концентрации  $c$ . Кинетика реакции здесь не имеет значения, так как процесс определяется скоростью турбулентного смешения до молекулярного уровня. Уравнение (8) для ПРВ примет вид

$$\frac{\partial P(c)}{\partial t} + U_i \frac{\partial P(c)}{\partial x_i} = D_T \frac{\partial^2 P(c)}{\partial x_i^2} + \frac{\partial}{\partial c} \left\{ P(c) \left[ \frac{c - \langle c \rangle}{\tau_c} - DV^2 \langle c \rangle - k(c, a_m) \right] \right\},$$

т. е. по виду оно совпадает с уравнением для гомогенных смесей [6]. Важно, что в обоих случаях достигнуто сокращение размерности задачи на единицу.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. М. Cassel, А. К. Das Gupta, S. Guruswamy. Third Symposium on Combustion and Flame and Explosion phenomena. Baltimore, 1949.
2. В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев, А. Н. Золотко и др. ФГВ, 1982, 18, 5.
3. W. A. Strauss. AIAA J., 1968, 6, 9.
4. A. R. Barbin, J. B. Jones. J. Basic Eng., 1963, 85, 29.
5. Е. Е. О'Брайен.— В кн.: Турбулентные течения реагирующих газов. М.: Мир, 1983.
6. М. А. Андреев, А. М. Степанов. ФГВ, 1985, 21, 4.
7. L. M. Pismen, A. Nir. J. Fluid Mech., 1978, 84, 193.
8. М. А. Гуревич, А. М. Степанов. ФГВ, 1968, 4, 2.
9. R. D. Reitz. 18-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburg, 1981.

Поступила в редакцию 15/VIII 1985

### РАСЧЕТ СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЯ ПАСТООБРАЗНОГО ТОПЛИВА, ИСКЛЮЧАЮЩЕГО ПРОРЫВ ПЛАМЕНИ В КАНАЛ

Г. Г. Шелухин, И. Я. Баранов, С. С. Григорьян,  
С. А. Демин, Е. А. Финагин  
(Ленинград)

Использование пастообразного топлива в энергетических установках с вытеснительной системой подачи позволяет регулировать расход топлива, подаваемого в камеру сгорания.

Топливо поступает через фильтрный блок, отделяющий камеру сгорания от топливного бака. При этом к фильтрному блоку предъявляются следующие требования: минимальный перепад давления и отсутствие прорыва пламени. Для удовлетворения этим требованиям скорость в канале фильтрного блока  $\bar{v}_z$  должна быть больше критического значения  $v_*$ . В то же время, с учетом большой вязкости топлива, снижение которой ограничено седиментационной устойчивостью, величина  $\bar{v}_z$  не должна значительно превышать  $v_*$ .

В [1, 2] для определения скорости течения пастообразного топлива, при которой отсутствует прорыв пламени в канал, по аналогии с горением газовых смесей [3] вводится условие:

$$v_z(r) > u_r = \begin{cases} 0 & R_0 - \Delta x < r < R_0, \\ u_r(p) & r < R_0 - \Delta x, \end{cases}$$

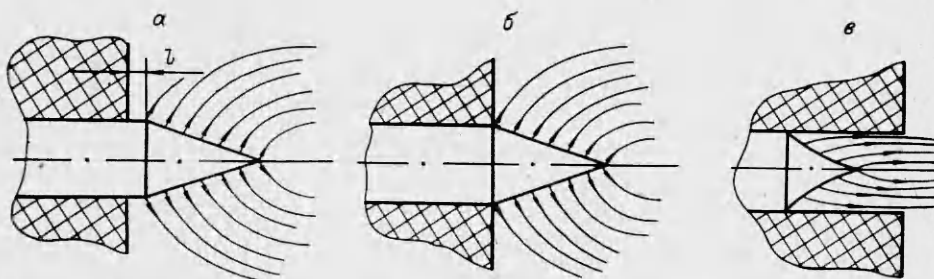


Рис. 1. Схема горения при воспламенении топлива вне канала (а), на выходе (б) и в канале (в).

где  $u_r$  — скорость горения;  $p$  — давление;  $R_0$  — радиус канала;  $r$  — текущий радиус.

Рассматривается слой  $\Delta x$ , в котором горение невозможно из-за теплопотерь в стенку канала, поэтому соотношение скоростей течения и горения проверяется на расстоянии  $\Delta x$  от стенки, при этом считается, что  $u_z$  зависит только от  $p$  и используются значения для неподвижного топлива. В этом случае интенсивность передачи тепла в топливо, определяющая  $u_r$ , зависит лишь от теплопроводности в направлении, нормальном к поверхности горения, и не зависит от переноса, связанного с движением. Считается, что температура стенки фильерного блока в любой момент времени равна начальной, за счет чего все время существуют потери тепла в стенку. Такое условие пригодно лишь для охлаждаемой стенки канала.

Однако известно, что, если стенку нагреть, горение проникает внутрь канала [4]. В связи с этим возникла необходимость в разработке метода расчета скорости течения пастообразного топлива, при которой отсутствует прорыв пламени в канал блока, с учетом влияния теплообмена блока с продуктами сгорания в камере и топлива со стенками канала.

Определим понятие прорыва пламени. Для этого рассмотрим поверхность горения, образующуюся в результате наложения горения топлива на его движение. Горению предшествует процесс воспламенения, для чего необходимо время, за которое топливо перемещается на некоторое расстояние  $l$  (рис. 1, а). Такая же картина отмечается и при горении газовых смесей, для которых стационарный конус пламени всегда располагается на некотором расстоянии от выхода из канала.

На рис. 1, б, в изображены случаи начала горения в выходном сечении канала и в канале фильерного блока, когда горение интенсифицируется за счет изменения условий теплообмена продуктов сгорания с блоком. Воспламенение в выходном сечении канала неустойчиво, поэтому оно и принято за прорыв пламени в канал.

Для рассматриваемого случая (рис. 2) распределение температуры в топливе формируется в результате теплообмена с нагретой стенкой канала, теплового потока из камеры сгорания к поверхности горения и тепловыделения в реакционном слое  $\delta_*$ .

Согласно тепловой теории горения, критерием воспламенения является одновременное выполнение равенства скоростей прихода и потерь тепла и равенство производных этих скоростей по температуре на границе зон реакции и прогрева в топливе. С учетом резкой экспоненциальной зависимости скорости реакции от температуры, рассмотрим задачу нагрева пастообразного топлива, пренебрегая выделением тепла в результате химических реакций до момента воспламенения. Затем, рассмотрев реакционный слой, определим критическое значение скорости течения топлива в канале фильерного блока, при которой выполняется условие теплового режима горения.

Тепловой режим для блока и топлива необходимо рассматривать совместно, т. е. решать сопряженную задачу. Реальный процесс ослож-

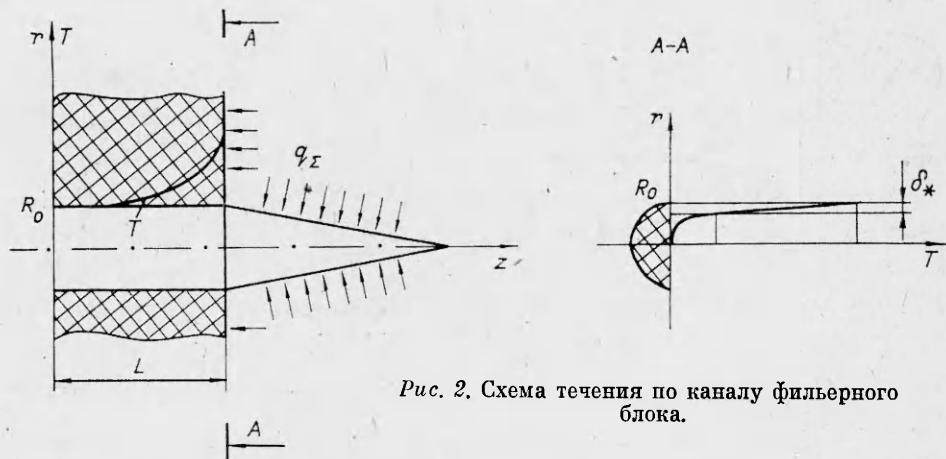


Рис. 2. Схема течения по каналу фильерного блока.

няется еще и тем, что сам блок горит по поверхности, обращенной к камере сгорания, поэтому длина канала уменьшается. Вместе с тем пастообразное топливо, прогреваясь от стенок, изменяет свои реологические свойства. В результате распределение скорости меняется, влияя на распределение температуры в топливе, кроме того, имеет место диссипативный разогрев топлива в канале.

Учтем, что число Рейнольдса для топлива  $Re \ll 1$ , а составляющая скорости  $v_r \ll v_z$ , поэтому положим  $v_r = 0$ , тогда из уравнения неразрывности получим  $\partial v_z / \partial z = 0$ . Используя эти предположения, для сформулированной задачи запишем следующую систему уравнений:

$$\rho \frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial z} = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \eta_0 \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^n \right], \quad (1)$$

$$\rho c \left( \frac{\partial T}{\partial t} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \eta_0 \left( \frac{\partial v_z}{\partial r} \right)^{n+1} \quad (2)$$

$$\rho_{\text{ф.б}} c_{\text{ф.б}} \frac{\partial T_{\text{ф.б}}}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \lambda_{\text{ф.б}} \frac{\partial T_{\text{ф.б}}}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \lambda_{\text{ф.б}} \frac{\partial T_{\text{ф.б}}}{\partial z} \right). \quad (3)$$

Начальные условия:

$$T(z, r, 0) = T_{\text{ф.б}}(z, r, 0) = T_n, \quad v_z(z, R_0, 0) = 0,$$

$$v_z(z, r, 0) = \bar{v}_z \left( \frac{3n+1}{n+1} \right) \left[ 1 - \left( \frac{r}{R_0} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right],$$

$$L(t=0) = L.$$

Граничные условия:

$$- \lambda_{\text{ф.б}} \frac{\partial T_{\text{ф.б}}(L, r, t)}{\partial z} = q_{\Sigma}(L, r, t), \quad L(t) = L - u_p t,$$

$$T(0, r, t) = \bar{T}_{\text{ф.б}}(\bar{v}, r, t) = T_n,$$

$$v_z(0, r, t) = \bar{v}_z \left( \frac{3n+1}{n+1} \right) \left[ 1 - \left( \frac{r}{R_0} \right)^{\frac{n+1}{n}} \right], \quad \frac{\partial T_{\text{ф.б}}(z, \infty, t)}{\partial r} = 0,$$

$$\frac{\partial T(z, 0, t)}{\partial r} = 0, \quad T(z, R_0, t) = T_{\text{ф.б}}(z, R_0, t),$$

$$\lambda \frac{\partial T(z, R_0, t)}{\partial r} = \lambda_{\text{ф.б}} \frac{\partial T_{\text{ф.б}}(z, R_0, t)}{\partial r}, \quad \frac{\partial v_z(z, 0, t)}{\partial r} = \bar{v}_z,$$

$$v_z(z, R_0, t) = f(T), \quad p(L, r, t) = p_{\kappa},$$

$$p(0, r, 0) = p_{\kappa} + \left( \frac{3n+1}{n} \right)^n \frac{2\eta_0 \bar{L} \bar{v}_z^n}{R^{0n+1}}.$$

Здесь величины с индексом ф.б относятся к фильерному блоку, без индекса — к пастообразному топливу; зависимость между напряжением вязкого трения и градиентом скорости принята в виде степенного закона;  $\eta_0, n$  — реологические константы;  $t$  — время;  $r, z$  — оси цилиндрической системы координат;  $T$  — температура;  $T_n$  — начальная температура;  $c$  — теплоемкость;  $\rho$  — плотность;  $\lambda$  — теплопроводность;  $\bar{v}_z$  — средняя скорость течения;  $f(T)$  — эффективная скорость скольжения на стенке канала, связанная с повышением температуры и свойствами топлива;  $u_p$  — скорость разгара фильерного блока вдоль оси  $z$ ;  $q_z$  — суммарный тепловой поток от продуктов сгорания в стенку блока;  $L$  — длина канала;  $R_0$  — радиус канала;  $p_k$  — давление в камере сгорания.

Зададим граничные условия на поверхности горения. Положение поверхности в пространстве связано с распределением скорости в канале и со скоростью горения. Кроме того, для определения теплового потока к поверхности горения необходимо знание температуры поверхности. Эти обстоятельства усложняют расчет, требуют введения допущений, влияющих на точность.

Однако, рассмотрев взаимосвязь процессов теплообмена на участках  $z > L$  и  $z \leq L$  (см. рис. 2), можно показать, что, поскольку для топлива число Пекле  $Pe \rightarrow \infty$ , изменение теплового потока по радиусу  $\Delta q_r$  значительно превосходит изменение теплового потока по оси  $\Delta q_z$ . Это обстоятельство позволяет принять, что теплообмен в канале до выходного сечения не зависит от тепловой обстановки ниже его.

Рассмотрим случай стержневого течения топлива ( $v_z(r) = \text{const}$ ). Тогда  $\Delta q_r \gg \Delta q_z$ , если  $1/Pe \ll z/d$ , что выполняется практически на всей длине участка теплообмена, так как  $Pe \rightarrow \infty$  [5]. В случае  $v_z(r) = \text{var}$  на радиальный тепловой поток влияют радиус, вызывающий изменение поверхности, через которую проходит этот тепловой поток (что имеет место и при стержневом течении), а также скорость течения по радиусу. Поэтому и в этом случае  $\Delta q_r(v_z(r) = \text{var}) > \Delta q_r(v_z(r) = \text{const})$ , тем более,  $\Delta q_r \gg \Delta q_z$  при условии, что число  $Pe$ , определенное по среднему значению скорости  $\bar{v}_z(r)$ , стремится к бесконечности.

Таким образом, распределение температуры в канале фильерного блока при  $z \leq L$  практически не зависит от тепловой обстановки в области  $z > L$  и расчеты можно провести с граничными условиями, замыкающими систему уравнений:

$$\frac{\partial T(z > L, R_0, t)}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T(\infty, r, t)}{\partial z} = 0.$$

При этом принято, что струя не разрушается и не изменяет своего диаметра после выхода из канала.

Система уравнений решена численно с помощью метода конечных элементов. Результаты расчета приведены на рис. 3.

Рассмотрим реакционный слой  $\delta_*$ , примыкающий к стенке канала. С учетом того, что  $\Delta q_r \gg \Delta q_z$ , и пренебрегая движением топлива в реакционном слое в силу того, что  $\delta_* \ll R_0$ , равенство скоростей прихода тепла за счет экзотермических химических реакций и отвода тепла для реакционного слоя в выходном сечении канала (см. рис. 2) запишем в виде

$$\rho Q \int_0^{\delta_*} k e^{-E/RT} d\delta = \lambda \frac{\partial T(L, R_0 - \delta_*, t)}{\partial r},$$

где  $Q$  — тепловой эффект химических реакций;  $k$  — предэкспонент;  $E$  — энергия активации;  $R$  — универсальная газовая постоянная.

Принимаем линейное распределение температуры в слое  $\delta_*$  и вводим коэффициент теплоотдачи  $\alpha_*$ , определяющий тепловой поток из зоны реакции в момент воспламенения. После перехода к новой

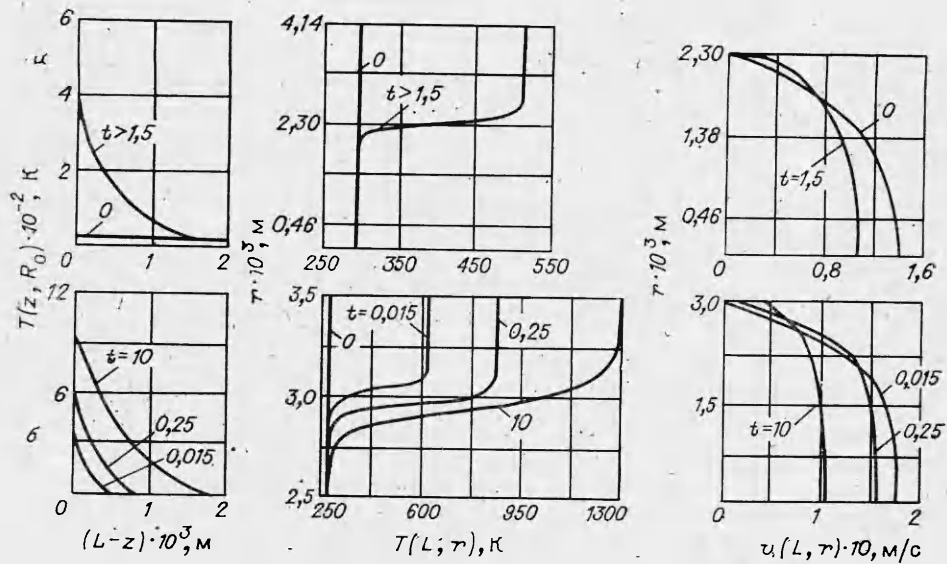


Рис. 3. Расчетное распределение скорости и температуры в топливе и блоке.  
 а) оргстекло,  $T_K = 2000$  К,  $\bar{v}_z = 0,077$  м/с; б) текстолит,  $T_K = 3200$  К,  $\bar{v}_z = 0,85$  м/с.

переменной интегрирования получаем

$$\lambda \rho Q \int_{T_1}^{T_s} k e^{-E/RT} dT = \alpha_*^2 (T_s - T_1)^2,$$

$$T_1 = T(L, R_0 - \delta_*, t), \quad T_s = T(L, R_0, t).$$

Используя для  $e^{E/RT}$  преобразование Франк-Каменецкого, находим

$$\lambda \rho Q k \frac{RT_s^2}{E} e^{-E/RT_s} \left[ 1 - e^{-\frac{E(T_s - T_1)}{RT_s^2}} \right] = \alpha_*^2 (T_s - T_1)^2. \quad (4)$$

Уравнение для производных от скорости прихода и потерь тепла по температуре  $T_1$  с учетом сделанных допущений дает [4]

$$T_s = T_1 + 1,19 \frac{RT_1^2}{E}. \quad (5)$$

Из (4) и (5) получаем

$$\alpha_* = \frac{1}{T_s - T_H} \sqrt{\lambda \rho Q k \frac{RT_s^2}{E} e^{-\frac{E}{RT_s^2}} \left[ 1 - e^{-\frac{1,19 T_1^2}{T_s^2}} \right]},$$

$$T_1 = \frac{\left( \sqrt{1 + \frac{4,76 RT_s}{E}} - 1 \right) E}{2,38 R}.$$

Критическая скорость течения  $\bar{v}_*$  определяется сопоставлением значений  $\alpha_*$  с результатами решения системы (1)–(3). На первом этапе по полученным распределениям температуры для различных значений  $\bar{v}_z$  находится зависимость числа Нуссельта  $Nu$  по длине прогретого слоя канала, затем находится критическое значение  $Nu_* = \alpha_* d / \lambda$ .

Скорость течения, при которой выполняется  $Nu = Nu_*$  для  $z = L$ , дает критическое значение  $\bar{v}_*$ , при которой топливо воспламеняется в канале. Без воспламенения в канале скорость течения должна быть больше  $\bar{v}_*$ .

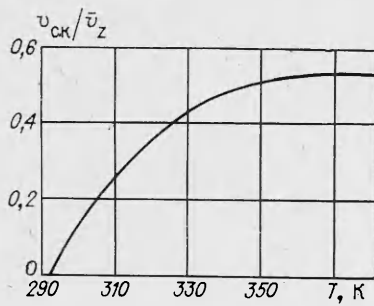


Рис. 4. Зависимость  $v_{ск}/\bar{v}_z = f(T)$ .

Реологические характеристики пастообразного топлива определены экспериментально методами капиллярной вискозиметрии с учетом пристенного эффекта, выражающегося в образовании возле стенки слоя дисперсионной среды. Образованию пристенного слоя с пониженной вязкостью способствуют диссипация тепла и разогрев топлива в результате теплообмена. Согласно численным расчетам, толщина этого слоя мала, что позволяет задать эффективную скорость скольжения на стенке канала  $v_{ск}$  и считать ее функцией температуры.

Измерение температуры на стенке канала различного диаметра с помощью термопар при фиксированных расходах и сопоставление этих данных с рассчитанными значениями  $v_{ск}$  для тех же диаметров и расходов по методу [6] позволили определить вид функции  $v_{ск} = f(T)$  (см. рис. 4), входящей в граничные условия системы. Проверка результатов расчета проведена с помощью визуализации процесса горения. Схема кино съемки приведена на рис. 5. В качестве источника света применена ртутно-дуговая лампа, что позволило убрать влияние излучения продуктов сгорания, так как интенсивность излучения электрической дуги несоизмеримо больше, чем продуктов сгорания в видимом диапазоне длин волн.

Воспламенение фиксировалось по разгару канала, а также непосредственным наблюдением горения в канале (рис. 6, а) из оргстекла. На рис. 6, б приведена фотография конуса горения в случае использования текстолитового фильерного блока. Прорыв пламени в этом случае зафиксирован фотодиодом, сигнал которого поступал на шлейф осциллографа. Киносъемка показала, что струя топлива не разрушается на значительном расстоянии от выходного сечения и диаметр вытекающей струи (в области практически интересных значений скоростей сдвига) не изменяется. Сопоставление результатов экспериментов и расчета приведено на рис. 7, согласование данных удовлетворительное.

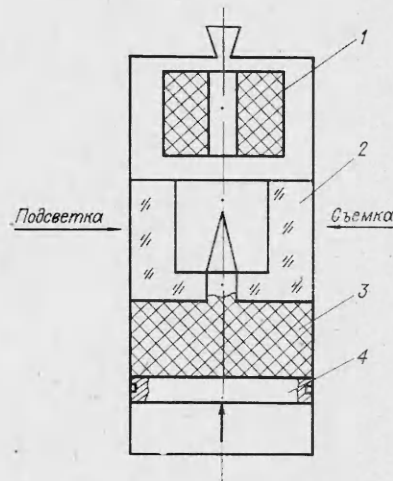
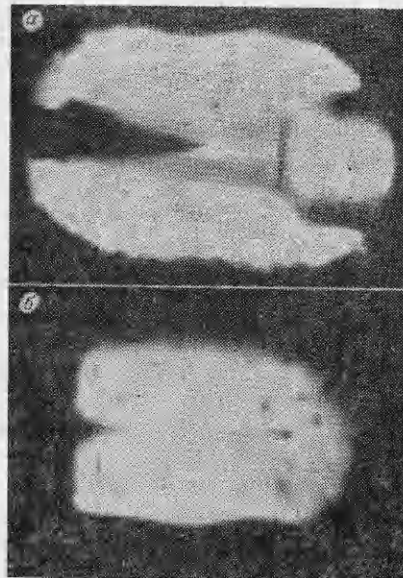


Рис. 5. Принципиальная схема кино съемки.

1 — заряд-сопроводитель; 2 — фильерный блок; 3 — топливо; 4 — поршень.

Рис. 6. Горение топлива в канале фильерного блока из оргстекла (а) и текстолита (б).



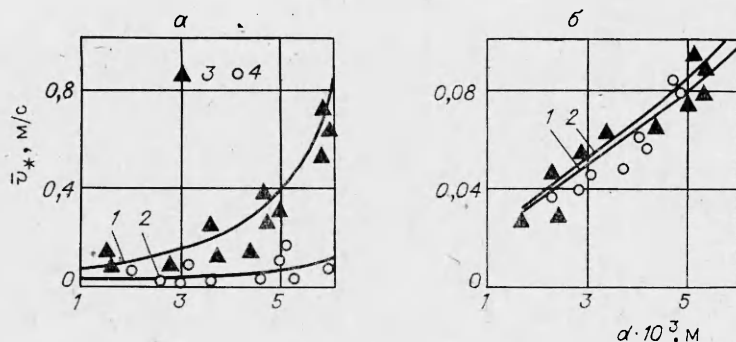


Рис. 7. Зависимость  $\bar{v}_*$  от  $d$ .  
а) текстолит; б) оргстекло. 1, 2 — расчет;  $T_K, K$ : 3 — 3200, 4 — 2000.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. К. Гусаченко, А. Д. Марголин. ФГВ, 1975, 11, 4.
2. Р. А. Зеленин, И. В. Чеснокова, В. Д. Чесноков. ФГВ, 1979, 15, 3.
3. Е. С. Щегинков. Физика горения газов. М.: Наука, 1965.
4. Я. Б. Зельдович, Г. И. Баренблатт, В. Б. Либрович и др. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980.
5. Б. С. Петухов. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. М.: Энергия, 1967.
6. А. Я. Малкин, А. Е. Чалых. Диффузия и вязкость полимеров. Методы измерения. М.: Химия, 1979.

Поступила в редакцию 22/III 1984,  
после доработки — 7/II 1986

### ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ К ВЫНУЖДЕННЫМ ПЕРИОДИЧЕСКИМ ЗВУКОВЫМ КОЛЕБАНИЯМ

В. А. Скляр, В. И. Фурлетов  
(Москва)

Отсутствие естественного (не связанного со звуковыми колебаниями от внешнего источника или автоколебаниями газа в камере) образования крупных вихрей в следе за стабилизаторами при горении установлено в опытах с акустически задемпфированной камерой сгорания [1]. В настоящей работе показано, что такая камера не является каким-то особым устройством, препятствующим образованию крупных вихрей («когерентных структур») в пламени. Под действием звука от внешнего источника и в ней появляются крупные вихри. Более того, они образуются в случае, когда звуковые колебания маскируются внутрикамерными шумами и для их обнаружения приходится применять специальные методы анализа случайных процессов.

Цель работы заключается также в определении отклика начального участка пламени на звуковые колебания. Характеристикой отклика выступает зависимость локальной скорости тепловыделения от местных колебаний давления. Эта величина может быть названа локальным показателем взаимодействия по давлению [2]. Соответствующие данные для горения однородной смеси за стабилизаторами в литературе отсутствуют. Экспериментальное определение интегрального по всему пламени показателя взаимодействия (амплитудно-фазовой частотной характеристики) для другого типа течения при невысоких числах Рейнольдса представлено в [3].

**Объект и методика.** Исследования проводили с акустически задемпфированной прямоугольной камерой сгорания, работающей на однород-