

абсолютная устойчивость приподнятого пламени при любых скоростях.

3. Предложена модель устойчивости и расчетные соотношения, позволяющие определить область неустойчивости пламени при дозвуковом и сверхзвуковом истечениях топлива, истекающего в неподвижное пространство окружающего воздуха.

Авторы признательны В. Р. Кузнецову за советы при обсуждении работы.

Поступила в редакцию  
15/VI 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Прудников, М. С. Вольтский, В. Н. Сагалович. Процессы смесеобразования и горения в воздушно-реактивных двигателях. М., Машиностроение, 1971.
2. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л., «Энергия», 1968.
3. В. Хауторн, Д. Уиделл, Г. Хоттел.— В сб.: Вопросы горения. Т. 1. М., ИЛ, 1953.
4. Ю. М. Аннушкин, В. А. Сосунов. ФГВ, 1970, 6, 4.
5. Л. А. Вулис, Л. П. Ярин. ЖТФ, 1970, 5, 5.
6. Lipan. Tech. Rep. FM632, Madrid, 1963.
7. Я. Б. Зельдович. ЖТФ, 1949, 19, 10, 1199.
8. К. Воль, Н. Капп.— В кн.: Вопросы горения. М., ИЛ, 1956.
9. А. Г. Гейдон, Х. Г. Вольфгард. Пламя, его структура, излучение и температуры. М., Metallurgizdat, 1959.
10. Д. Шолфильд, Дж. Гарсайд.— В сб.: Вопросы горения. Т. 1. М., ИЛ, 1953.
11. В. К. Баев, В. А. Ясаков. Изв. СО АН СССР, 1969, 3, 1.
12. В. К. Баев, В. А. Ясаков. ФГВ, 1975, 11, 2.
13. Г. Н. Абрамович. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
14. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
15. Е. С. Шетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
16. Д. М. Хзмалян, Я. А. Каган. Теория горения и топочные устройства. М., «Энергия», 1976.
17. Ю. Д. Иров и др. Газодинамические функции. М., «Машиностроение», 1975.
18. L. Vanguiskenbohn, A. Tiggelen. Combustion and Flame, 1966, 10, 1.
19. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М., «Наука», 1972.
20. Справочник машиностроителя. Под ред. Н. С. Ачеркана. Т. 2. М., 1956.

#### ЗВУКОВОЙ ШУМ ТУРБУЛЕНТНОГО ПЛАМЕНИ

*Д. И. Абугов, О. И. Обрезков*

*(Москва)*

Турбулентное течение холодных струй сопровождается звуковым шумом, интенсивность которого зависит от характеристик турбулентности потока. Процесс горения в этих условиях существенно увеличивает интенсивность звука струи на 20÷40 дБ, что указывает на непосредственную связь процессов излучения звука и горения. Существование пространственно-временных неоднородностей состояния исходной топливной смеси в турбулентной зоне горения вызывает в конечном итоге флуктуации местной скорости образования продуктов сгорания, хотя средняя скорость горения остается неизменной и определяется подачей топлива. Поскольку при сгорании объем, занимаемый газом, увеличивается в  $\varepsilon$  раз ( $\varepsilon = \rho_1/\rho_2$  — степень расширения газа при сгорании; индексы 1, 2 относятся к исходному газу и продуктам сгорания соответственно), то существующие флуктуации местной скорости горения

обуславливают пульсации объема образующихся продуктов сгорания, последние, расширяясь, генерируют волны давления.

Описанная схема излучения звука в открытом пламени включает в себя звуковые источники, близкие по своим свойствам к монополям, хорошо известным в классической акустике [1]. В [2] разработана теория шума дозвуковых турбулентных струй (без горения), где монополи, образующиеся вследствие сдвиговых деформаций в движущемся газе, также использованы в виде звуковых источников. На основе теории Лайтхилла для турбулентных пламен в [3] качественно описана генерация звука монополями, а в [4] расширены и углублены эти подходы. Однако результаты этих работ трудно применить для анализа экспериментальных данных, полученных, например, в [5], а также для количественных оценок.

Рассмотрим генерацию звука монополями источниками в открытом турбулентном пламени заранее перемешанной газовой смеси. Выделим в зоне горения малый объем, в котором сохраняется корреляция флуктуаций местной скорости горения. Если  $M'$  — среднее возмущение массовой скорости горения в рассматриваемом объеме, то среднее возмущение скорости расширения этого объема  $\dot{V}' = (\epsilon - 1)M'/\rho_1$ . Согласно классической акустике, звуковая мощность монополя

$$P_a = \rho (dV'/dt)^2 / (8\pi c),$$

где  $V'$  — скорость расширения монополя;  $\rho$ ,  $c$  — плотность и скорость звука в среде, окружающей звуковой источник. При горении газообразного горючего с воздухом или кислородом акустическое сопротивление  $\rho c \approx (\rho c)_1$ , тогда

$$P_a = (\epsilon - 1)^2 / 8\pi (\rho c)_1 \cdot (dM'/dt)^2, \quad (1)$$

где  $dM'/dt$  — среднее ускорение горения в монополе. Дальнейшие преобразования выражения (1) возможны на основе рассмотрения конкретной модели турбулентного горения.

В данной работе рассматривается поверхностная модель турбулентного горения Дамкелера, Щелкина, Карловица [6], которая реализуется при крупномасштабной турбулентности умеренной интенсивности. В соответствии с принятой моделью горение происходит в пульсирующих ламинарных фронтах, при этом монополи будут ограничены локальными искривлениями ламинарной поверхности горения. Для такой схемы возмущение местной скорости горения будет происходить вследствие изменений поверхности монополя  $A_m$  ( $M' = \rho_1 u_n A_m$ ;  $u_n$  — нормальная скорость горения), поэтому

$$dM'/dt = \rho_1 u_n dA_m/dt.$$

С учетом приведенных соотношений получим для акустической мощности монополя

$$P_a = (\epsilon - 1)^2 / 8\pi \cdot M_n \rho_1 u_n (dA_m/dt)^2, \quad (2)$$

где  $M_n = u_n/c_1$  — число Маха для нормального распространения пламени.

Введем коэффициент преобразования тепловой мощности горения в монополе ( $P_\tau$ ) в акустическую мощность  $\eta_{га} = P_a/P_\tau$ , где  $P_\tau = H \rho_1 u_n A_m$ ,  $H$  — теплотворность топлива. Получаем  $\eta_{га} = (\epsilon - 1)^2 M_n^2 (dA_m/dt)^2 : (8\pi H A_m)$ .

Эти соотношения справедливы для любого монополя турбулентного пламени. В пламени доминируют звуковые источники с наиболее вероятными поверхностью  $\langle A_m \rangle$  и скоростью ее изменения  $\langle dA_m/dt \rangle$ . Они и будут определять эффективность теплоакустического преобразования пламени

$$\eta_{га} = (\epsilon - 1)^2 M_n^2 / 8\pi H \langle A_m \rangle \cdot \langle (dM_m/dt)^2 \rangle. \quad (3)$$

Оценим наиболее вероятные поверхностные характеристики монополя. Предположим, что поверхность любого выброса ламинарного пламени пропорциональна квадрату его отклонения в поле турбулентных пульсаций  $Y^2$ , тогда вероятная поверхность монополя  $\langle A_M \rangle \approx k_1 \langle Y_{KB}^2 \rangle$ , где  $\langle Y_{KB}^2 \rangle^{1/2}$  — среднеквадратичное отклонение;  $k_1$  — коэффициент формы искривления. Если искривление имеет форму конуса, то  $k_1 = \pi \sqrt{2}$ , для сферического искривления  $k_1 = 2\pi$ . Поскольку возмущение поверхности горения — волнообразного типа, т. е. выбросу поверхности пламени в продукты сгорания соответствует такой же выброс в топливную смесь,  $k_1$  необходимо удвоить, при этом  $k_1 = k\pi$ , где  $k = 2\sqrt{2} \div 4$ .

Для описания турбулентных пульсаций можно использовать теорию турбулентной диффузии Тейлора [7], как это сделано, например, в [8,

9]. По [7]  $d\langle Y_{KB}^2 \rangle / dt = 2 \langle \tilde{u}_{KB}^2 \rangle \int_0^t r(t_1) dt_1$ , где  $\langle \tilde{u}_{KB}^2 \rangle^{1/2}$  — среднеквадратичная скорость турбулентных пульсаций;  $r(t_1)$  — автокорреляционная функция, причем для одномерного течения  $r(t_1) = \exp(-t_1/t_L)$  [7], где  $t_L$  — период турбулентных пульсаций по Лагранжу. После интегрирования уравнения Тейлора в пределах  $0 \div t_{np}$  ( $t_{np}$  — время пребывания газа в пламени) получим выражения, аналогичные зависимостям, выведенным Ланжевенем при исследовании броуновского движения [10],

$$\langle dA_M/dt \rangle = 2k_1 \langle \tilde{u}_{KB}^2 \rangle t_L (1 - e^{-t_{np}/t_L}), \quad (4)$$

$$\langle A_M \rangle = 2k_1 \langle \tilde{u}_{KB}^2 \rangle t_{np} t_L [1 - (1 - e^{-t_{np}/t_L}) t_L/t_{np}]. \quad (5)$$

Подставляя (4) и (5) в (3) и учитывая, что  $H \approx (\varepsilon - 1) c_1^2 / (\kappa - 1)$ ,  $\kappa = c_p/c_v$ , получим

$$\eta_{га} = \frac{k}{4} (\varepsilon - 1) (\kappa - 1) \frac{u_n \langle \tilde{u}_{KB}^2 \rangle t_L}{c_1^3 t_{np}} \cdot \frac{1 - \exp(-t_{np}/t_L)}{1 - [1 - \exp(-t_{np}/t_L)] t_L/t_{np}}. \quad (6)$$

Оценим соотношение между характерными временами турбулентного горения  $t_{np}$  и  $t_L$ . Если предположить, что  $t_{np} \approx V_n/Q'$  ( $V_n$  — объем турбулентного пламени,  $Q'$  — объемная скорость горения), то для определения  $t_{np}$  можно воспользоваться эмпирической зависимостью, полученной для бунзеновских турбулентных пламен [11]

$$t_{np} = d/(Bu_n), \quad (7)$$

где  $d$  — диаметр горелки;  $B$  — константа, зависящая от рода топлива (для углеводородов  $B \approx 6$ ). Лагранжев период турбулентности  $t_L = l_L / \langle \tilde{u}_{KB}^2 \rangle^{1/2}$  или поскольку  $l_L \langle \tilde{u}_{KB}^2 \rangle^{1/2} \approx D_T$ , то  $t_L \approx D_T / \langle \tilde{u}_{KB}^2 \rangle = D_T / (\varepsilon_T u_1)^2$ , где  $D_T$  — коэффициент турбулентной диффузии;  $\varepsilon_T$  — интенсивность турбулентности. Исследования турбулентных характеристик газовой струи, истекающей из трубы, показали, что в широком диапазоне чисел Рейнольдса интенсивность турбулентности на оси потока составляет 5% [12], а коэффициент турбулентной диффузии [13]

$$D_T \approx 9 \cdot 10^{-3} u_1 d / \text{Re}^{0,16}, \quad \text{Re} < 10^5. \quad (8)$$

Тогда  $t_L/t_{np} \approx 21,6 (u_n/u_1) / \text{Re}^{0,16}$ , что для режимов горения  $u_n/u_1 = 0,1$  и  $\text{Re} > 2300$  дает  $t_L/t_{np} < 1$ . В этом случае последний множитель в правой части (6) обращается в единицу и выражение (6) с учетом (7) и (8) примет следующий вид (считая  $k=4$ ):

$$\eta_{га} \approx 5,4 \cdot 10^{-2} (\varepsilon - 1) (\kappa - 1) M_n^2 M_1 / \text{Re}^{0,16}, \quad \text{Re} < 10^5. \quad (9)$$

Оценки по этой зависимости для смеси пропана с кислородом и азотом приведены в таблице (использовались данные [14, 15],  $M_1 = 0,1$ ,  $d = 0,02$  м,  $\alpha = 1$ ). Расчеты показывают, что коэффициент

$O_2/(O_2+N_2)$	$\eta_{та} \cdot 10^8$	$L$ , дБ	$f_{ц}$ , Гц
0,20	0,4	47,0	120
0,25	0,9	51,0	180
0,30	1,7	54,0	250
0,35	2,9	57,0	330
0,40	4,4	59,0	410
0,60	10,0	61,8	620
0,80	16,0	63,5	770
1,00	22,0	65,0	900

преобразования тепловой мощности горения в акустическую мощность — величина малая и лежит в пределах  $10^{-9} \div 10^{-7}$  в зависимости от рода топлива и режимов горения.

Суммарную звуковую мощность турбулентного пламени можно определить, умножив  $\eta_{та}$  на тепловую мощность горения  $Hm'$  ( $m'$  — суммарный расход сжигаемого газа), что дает

$$P_a = 4,2 \cdot 10^{-2} (\varepsilon - 1)^2 \rho_1 u_1^3 d^2 (u_n/u_1)^2 M_1 / Re^{0,16}, \text{ Вт.} \quad (10)$$

Среднее звуковое давление в сферической волне на расстоянии  $r$  от пламени может быть оценено на основании известных акустических соотношений [1]

$$\langle \tilde{p}^2 \rangle^{1/2} = 5,8 \cdot 10^{-2} (\varepsilon - 1) (d/r) \rho_1 u_1^2 (u_n/u_1) / Re^{0,08}, \text{ Па.} \quad (11)$$

В таблице приведены расчетные значения интенсивности звука пламени  $L$  на расстоянии  $r/d=10^2$ . Принято, что  $\langle \tilde{p}_0^2 \rangle^{1/2}$  — нижний звуковой предел — равен 20 мкПа.

Сделанные выкладки относились к анализу суммарных характеристик шума пламени. Частотный спектр звукового шума пламени будет определяться в основном распределением монополей по размерам. Период генерируемой моноподем акустической волны  $T$  будет пропорционален времени изменения объема монополя или его поверхности, т. е.  $T \sim (d \ln A_m / dt)^{-1}$ . Осредняя это выражение по времени и подставляя в него зависимости (4) и (5), получим выражение для центральной частоты спектра звукового шума

$$f_{ц} \sim \frac{1}{t_{пр}} \cdot \frac{1 - \exp(-t_{пр}/t_L)}{1 - [1 - \exp(-t_{пр}/t_L)]^{t_L/t_{пр}}}. \quad (12)$$

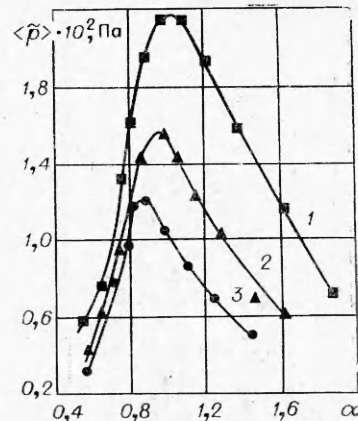
Для бунзеновского турбулентного пламени ( $t_L \leq t_{пр}$ ) приближенно получаем

$$f_{ц} \sim 1/t_{пр} = Bu_n/d. \quad (13)$$

Более точное соотношение для  $f_{ц}$  в рамках предлагаемой теории получить не удастся, поэтому зависимость (13) следует рассматривать как качественную, позволяющую определить центральную частоту с точностью до постоянного множителя. Оценки  $f_{ц}$  по зависимости (13) приведены в таблице.

Экспериментальное исследование шума турбулентного пламени проводилось на открытой горелке, в которой сжигалась смесь пропана с кислородом и азотом. Горелка представляла собой трубку диаметром 4 мм, заканчивающуюся съемным стабилизатором пламени диаметром 20 и высотой 22 мм, в котором устанавливались конусы или сетки с различным размером ячейки ( $l_c$ ). При использовании конусных стабилизаторов возникало тороидальное турбулентное пламя, при использовании сеток — бунзеновский конус.

Рис. 1. Зависимость уровня звукового шума пламени от  $\alpha$ ;  $C_3H_8 + \text{воздух}$ .  
1 —  $Re=5800$ ; 2 —  $Re=3860$ ; 3 —  $Re=2770$ .



Микрофоном МК-13 регистрировался звуковой шум; с помощью анализатора гармоник С5-3 исследовался частотный спектр флуктуаций; запись уровня флуктуаций проводилась самописцем Н-110. Исследовались также флуктуации излучения пламени в инфракрасной области спектра (0,8 ÷ 3,2 мкм) с помощью фоторезистора ФСА-1. В этой области наиболее сильно излучают световую энергию конечные продукты горения  $CO_2$  и  $H_2O$  [16], поэтому регистрируемое излучение приближенно считалось пропорциональным концентрации продуктов сгорания в пламени. При анализе частотных спектров в диапазоне  $f + \Delta f$  (17) ( $\Delta f = 6$  Гц — ширина полосы спектроанализатора) определялась спектральная плотность:

а) флуктуаций давления  $S_p = (\langle \tilde{p}^2 \rangle / \bar{p}^2) / (2\pi \Delta f)$ , где  $\bar{p}$  — среднее давление;  $\tilde{p}$  — пульсация звукового давления;

б) флуктуаций излучения  $S_\Phi = (\langle \tilde{U}_\Phi^2 \rangle / \bar{U}_\Phi^2) / (2\pi \Delta f)$ , где  $U_\Phi$ ,  $\bar{U}_\Phi$  — среднее и пульсационное напряжение соответственно, пропорциональное излучению пламени.

На рис. 1 представлены результаты экспериментов по определению зависимости звукового давления от коэффициента избытка окислителя  $\alpha$ , при этом скорости подачи свежей смеси  $u_1$  и число  $Re$  в горелке выдерживались постоянными с точностью  $\pm 5\%$ . Имеется характерный максимум в области стехиометрического соотношения компонентов. Некоторое смещение максимума в сторону богатых смесей при малых скоростях подачи можно объяснить подсосом окружающего воздуха в зону горения, которого при таких расходах не удалось избежать.

Использование данных по зависимости  $u_n$  от  $\alpha$  могло бы позволить проанализировать влияние нормальной скорости горения на интенсивность шума. Однако анализ справочных данных, приведенных в [14, 15, 18], показал значительный разброс значений  $u_n$  в области богатых смесей (до 30 ÷ 40%); для бедных и стехиометрических смесей разброс значительно меньше.

Обработка результатов, представленных на рис. 1, показала, что при  $\alpha \geq 1 \langle \tilde{p}^2 \rangle^{1/2} \sim u_n^m$ , причем показатель степени  $m$  лежит в пределах 0,9 ÷ 1,5 и с увеличением скорости подачи стремится к единице; среднеквадратичное давление в звуковом шуме  $\langle \tilde{p}^2 \rangle^{1/2}$  прямо пропорционально скорости подачи свежей смеси  $u_1$ . Таким образом, проведенные эксперименты удовлетворительно подтвердили полученную выше теоретическую зависимость звукового давления, излучаемого пламенем, от  $u_1$  и  $u_n$ . Аналогичные результаты получены и в работе [5].

Спектральный состав мощности шумов проиллюстрирован на рис. 2. Звуковой шум имеет максимум мощности на центральной частоте. Увеличение концентрации кислорода в смеси кислорода с азотом увеличивает мощность шума на всех частотах. В высокочастотной области ( $f > f_n$ ) мощность пульсаций давления  $S_p \sim f^{-5/2}$ . Мощность пульсаций излучения  $S_\Phi$  (см. рис. 2, б) с увеличением частоты уменьшается, при  $f < f_n$   $S_\Phi \sim f^{-1}$ , при  $f \approx f_n$   $S_\Phi \sim f^{-2}$ , при  $f \gg f_n$   $S_\Phi \sim f^{-7}$ . Увеличение содержания кислорода в смеси повышает мощность пульсаций излучения в высокочастотной области ( $f > f_n$ ).

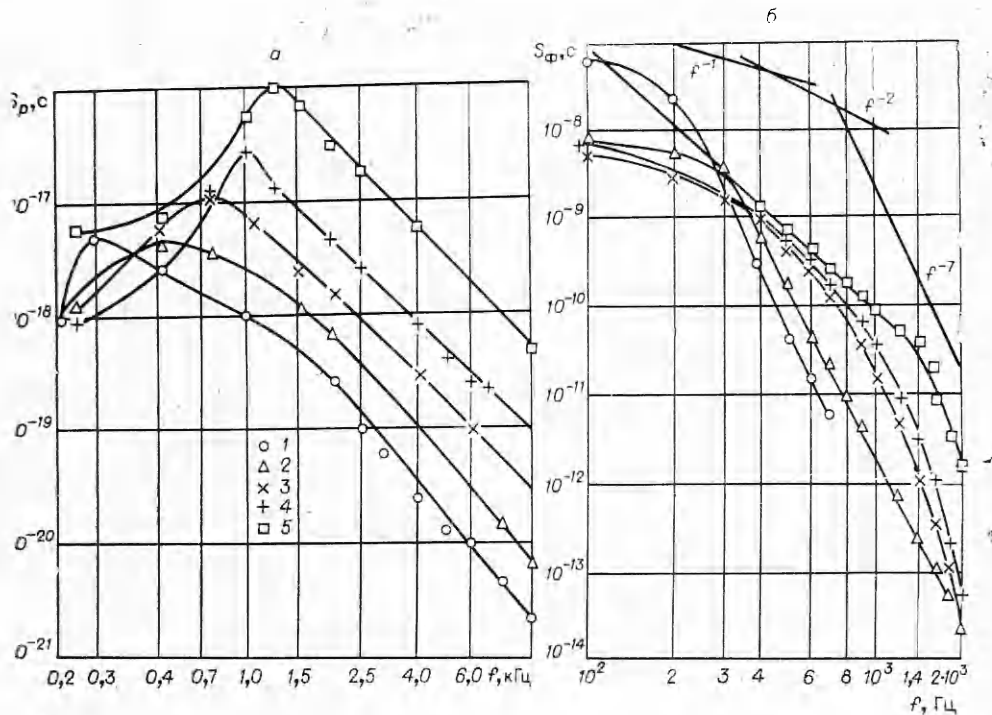


Рис. 2. Спектральная плотность мощности звукового шума пламени (а) и флуктуаций излучения (б)  $C_3H_8+O_2+N_2$ ; стабилизатор — сетка,  $l_c=0,15$  мм,  $Re=4200$ ,  $\alpha=1$ .  $O_2/(O_2+N_2)$ , %: 1 — 21; 2 — 26; 3 — 28; 4 — 31,4; 5 — 37.

На рис. 3 показаны зависимости  $S_p(f_n)$  и  $f_n$  от  $\alpha$ . В области стехиометрии наблюдается максимум  $S_p(f_n)$  и  $f_n$ , что согласуется с теоретическими соотношениями. Для всех исследуемых смесей получено, что  $f_n \sim u_n$ , но в 3÷4 раза больше расчетных значений (см. таблицу).

Проведены эксперименты по нахождению корреляции между пульсациями давления и излучения пламени. Для этого выделялись узкие частотные области шириной  $\Delta f=6$  Гц в спектрах исследуемых шумов и определялась корреляция между огибающими флуктуаций в частотном диапазоне  $f \div f + \Delta f$ . Хорошая корреляция между флуктуациями (коэффициент взаимной корреляции  $r_{\phi p}=0,7 \div 0,8$ ) существует вплоть до высоких частот. Уменьшение  $r_{\phi p}$  до  $0,6 \div 0,5$  при частотах  $> 800$  Гц можно объяснить влиянием теплового шума фоторезистора.

Существование корреляции между флуктуациями инфракрасного излучения и звукового шума пламени подтверждает сделанное выше предположение о механизме генерации звука в турбулентной зоне горения. Если считать в пламени процесс преобразования пульсаций горения в волны давления линейным, что справедливо для малых амплитуд флуктуаций, то можно определить коэффициент преобразования  $E(f)$ , модуль которого, согласно теории прохождения шума через линейную систему [17],  $|E(f)| = [S_p(f)/S_\phi(f)]^{1/2}$ .

Зависимость  $E(f)$  представлена на рис. 4. Заметного влияния содержания кислорода или нормальной скорости горения на  $E(f)$  не обнаружено, а разброс экспериментальных данных обусловлен погрешностью измерений спектральной плотности шумов. Частотная зависимость коэффициента  $E(f)$  коррелируется квадратичной зависимостью  $E(f) \sim f^2$ , что подтверждает монополярную природу звукового шума исследуемых турбулентных пламен. Действительно, если флуктуации инфракрасного излучения пропорциональны концентрации продуктов сгорания в пла-



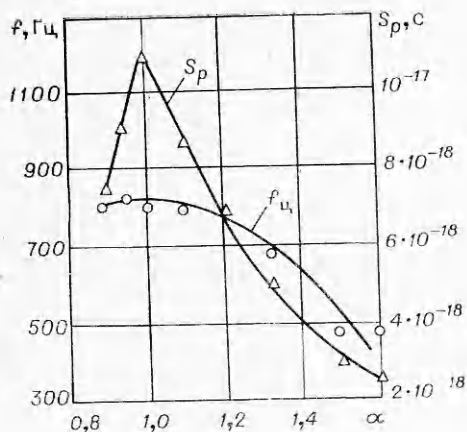


Рис. 3. Центральная частота и мощность акустических флуктуаций на этой частоте в функции от коэффициента избытка окислителя;  $C_3H_8 + O_2 + N_2$ , стабилизатор — сетка,  $l_c = 0,15$  мм,  $Re = 4200$ ,  $\alpha = 1$ ,  $O_2 / (O_2 + N_2) = 31\%$ .

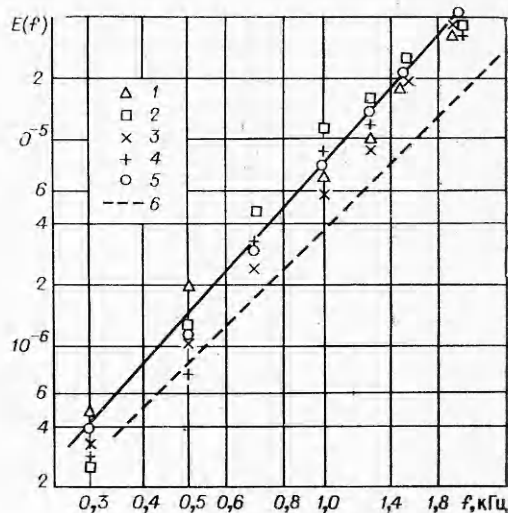


Рис. 4. Коэффициент преобразования в пламени тепловых флуктуаций в волны давления в функции от частоты;  $C_3H_8 + O_2 + N_2$ , стабилизатор — сетка,  $l_c = 0,15$  мм,  $Re = 4200$ ,  $\alpha = 1$ .  $O_2 / (O_2 + N_2)$ , %: 1 — 21, 2 — 26, 3 — 28, 4 — 31,4, 5 — 37; 6 — квадратичная зависимость.

мени, спектральная плотность ускорения горения будет пропорциональна  $S_{\phi} \cdot f^4$ . Это и определит квадратичную зависимость  $E(f)$  от частоты для monopольной схемы генерации звука пламенем. Таким образом, эта серия экспериментов подтвердила правильность monopольной модели генерации звука турбулентным пламенем, принятой при теоретическом анализе.

В проведенных экспериментах обнаружено, что при увеличенном содержании кислорода в топливной смеси на центральной частоте  $f_{ц}$  в частотном спектре флуктуаций излучения появляется характерный излом, который перерождается в «пик» при дальнейшем повышении содержания кислорода. Появление такого излома можно объяснить возникновением взаимодействия между генерируемыми волнами давления и процессом горения. Волны давления, распространяясь по объему пламени, воздействуют на чувствительные к ним физико-химические процессы и непрерывно изменяют скорость горения. На центральной частоте мощность звукового шума максимальна, что и определяет появление излома в частотном спектре флуктуаций излучения.

Если на частоте  $f = f_{ц}$  наиболее сильно проявляется взаимодействие волн давления с пламенем, то при помещении такого пламени в акустический резонатор это взаимодействие должно усилиться. Для проверки пламя помещалось в кварцевую трубку длиной 250 и диаметром 20 мм, открытую с одного конца. Такая трубка являлась четвертьволновым акустическим резонатором с частотами, кратными  $\sim 0,8$  кГц. Измерения в дальнем поле и анализ частотного спектра звукового шума, излучаемого открытым концом трубы, показали, что пламена с малым содержанием кислорода (26% ÷ 31,2%) излучали интенсивный звук на резонансной частоте трубы  $\sim 0,8$  кГц. Однако по мере увеличения концентрации кислорода частота максимума увеличивалась до 1,3 кГц (37,2%  $O_2$ ), а мощность флуктуаций падала. Это можно объяснить соотношением между резонансной частотой трубки  $f_p$  и центральной частотой спектра звукового шума. При малых содержаниях  $O_2$  в топливе  $f_{ц} < f_p$  и мощность звукового шума на этой частоте мала. По мере

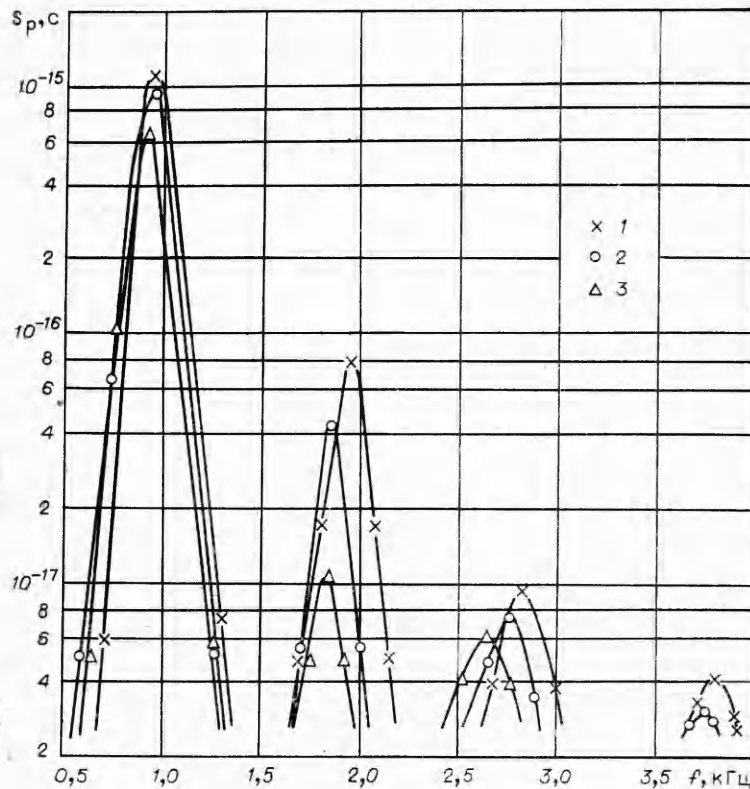


Рис. 5. Спектральная плотность звукового шума пламени в трубке;  $C_3H_8 + O_2 + N_2$ , стабилизатор — сетка,  $l_c = 0,15$  мм,  $O_2 / (O_2 + N_2) = 37\%$ ,  $Re = 4200$ .  
1 —  $\alpha = 0,935$ ; 2 —  $\alpha = 1$ ; 3 —  $\alpha = 1,11$ .

увеличения содержания  $O_2$  пульсации на резонансной частоте возрастают и при  $f_{\pi} \approx f_p$  они максимальны. Дальнейшее увеличение содержания  $O_2$ , несмотря на увеличение мощности пульсаций давления, приводит к сдвигу резонанса в высокочастотную область и уменьшению его уровня, что можно объяснить существенной разницей между  $f_{\pi}$  и  $f_p$ . Чтобы получить совпадение этих величин при достаточно высоком содержании кислорода в топливе, проведены эксперименты на пламенах, турбулизуемых мелкой сеткой, при этом  $f_{\pi}$  на  $200 \div 300$  Гц меньше, чем при горении на крупной сетке. Результаты экспериментов показаны на рис. 5. В трубке возникло вибрационное горение и наблюдались четыре продольные моды колебаний, кратные  $\sim 0,9$  кГц.

Подведем итоги исследования шума турбулентного пламени заранее перемешанных газовых смесей.

1. Из теоретического анализа монопольной схемы генерации звука в пламени получены приближенные зависимости для расчета мощности звукового шума пламени, коэффициента преобразования тепловой мощности горения в акустическую мощность и центральной частоты спектра мощности звукового шума.

2. Результаты экспериментального исследования шума турбулентного пламени, проведенного на смесях  $C_3H_8 + O_2 + N_2$ , с регистрацией частотного спектра пульсаций давления и излучения с последующим корреляционным анализом последних, удовлетворительно согласуются с полученными теоретическими зависимостями, что можно рассматривать как подтверждение монопольной природы звукового шума турбулентного пламени.



3. В проведенных экспериментах обнаружено, что при увеличении содержания кислорода в горючей смеси возникало взаимодействие между генерируемыми волнами давления, соответствующими центральной частоте спектра мощности звукового шума, и процессом горения; при этом помещение пламени в трубки приводило к вибрационному горению, если резонансные частоты акустического резонатора (трубки) были близки к центральной частоте спектра мощности звукового шума.

Поступила в редакцию 25/IV 1977,  
после доработки — 22/VII 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Исакович. Общая акустика. М., «Наука», 1973.
2. M. J. Lighthill. Proc. Roy. Soc., 1954, A222.
3. S. L. Bragg. J. Inst. Fuel., 1963, 36, 12.
4. W. C. Strahle. J. Sound and Vibration, 1972, 23, 1, 113.
5. J. K. Kilham, T. J. Smith. J. Acoust. Soc. Am., 1963, 35, 5, 715.
6. Гернстейн, Даггер.— В сб.: Основы горения углеводородных топлив. Под ред. Л. Н. Хитрина. М., ИЛ, 1960.
7. И. О. Хинце. Турбулентность, ее механизм и теория. М., Физматгиз, 1963.
8. V. Karlovitz, D. W. Denniston, F. E. Wells. J. Chem. Phys., 1951, 19, 541.
9. А. Скарлок, Д. Гровер.— В сб.: Вопросы горения и детонационных волн. М., Оборонгиз, 1958.
10. Мак-Дональд. Введение в физику шумов и флуктуаций. М., «Мир», 1964.
11. D. W. Simon, P. Wagner. Ind. Engng. Chem., 1956, 48, 1, 121.
12. Б. В. Раушенбах, С. А. Белый и др. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1964.
13. С. А. Гольденберг. Изв. АН СССР, ОТИ, 1950, 4.
14. Н. Ф. Дубовкин. Справочник по углеводородным топливам и их продуктам сгорания. М.—Л., ГЭИ, 1962.
15. Даггер, Симон, Герстейн.— В сб.: Основы горения углеводородных топлив. Под ред. Л. Н. Хитрина, М., ИЛ, 1960.
16. А. Гейдон. Спектроскопия пламени. М., ИЛ, 1959.
17. Дж. Бендат, А. Пирсол. Измерения и анализ случайных процессов. М., «Мир», 1974.
18. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ В РЕАКТОРАХ

Э. И. Максимов

(Черноголовка)

Механические системы, в которых протекает реакция и существен направленный поток реагентов (протяженные ракетные камеры сгорания, топочные устройства, химические реакторы), при математическом описании рассматриваются с единых позиций. Соответствующая математическая модель называется реактором вытеснения. Стационарные закономерности в адиабатическом реакторе вытеснения описываются следующими безразмерными уравнениями:

$$\text{Pe}^{-1}\theta'' - \theta' + \text{Da}\gamma^{-1}(1-\eta)^n \exp[\theta(1+\beta\theta)^{-1}] = 0, \quad (1)$$

$$\text{LePe}^{-1}\eta'' - \eta' + \text{Da}(1-\eta)^n \exp[\theta(1+\beta\theta)^{-1}] = 0. \quad (2)$$

Граничные условия:

$$\begin{aligned} \xi = 0, \quad \text{Pe}^{-1}\theta' = \theta, \quad \text{LePe}^{-1}\eta' = \eta; \\ \xi = 1, \quad \theta' = \eta' = 0, \end{aligned} \quad (3)$$