

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ГОРЕНИЯ И ВЗРЫВА

№ 2

1965

УДК 532.507

E. C. Семенов
(Москва)

ИЗМЕРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В УСЛОВИЯХ ЗАМКНУТОГО ОБЪЕМА С ИСКУССТВЕННОЙ ТУРБУЛИЗАЦИЕЙ

Настоящая работа поставлена по двум причинам:

1. Для определения зависимости лагранжева масштаба турбулентности L_1 и ее интенсивности v' от различных факторов в специфических условиях замкнутого объема, в которых исследуется новая модель турбулентного горения [1].
2. Для оценки турбулентной диффузии

$$D_T = L_1 v' \quad (1)$$

в условиях химической аппаратуры, использующей различного рода перемешивающие устройства.

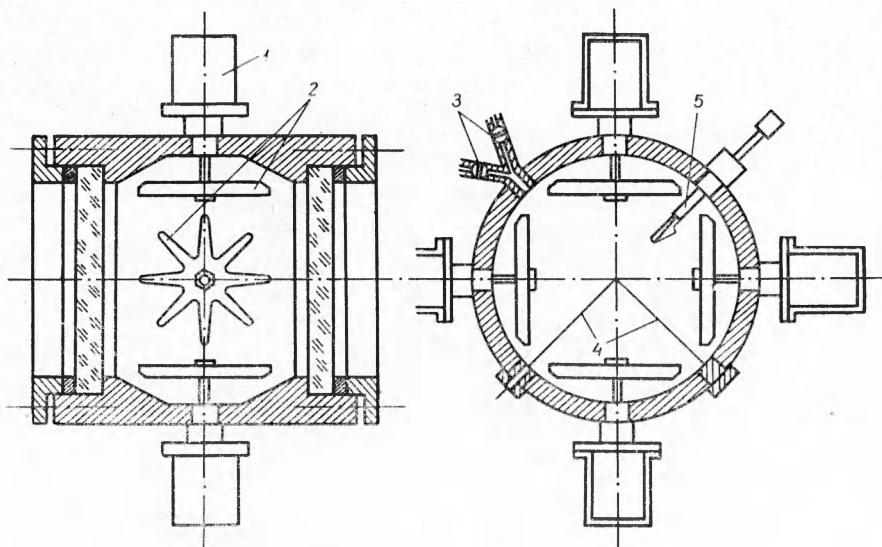
Величину L_1 можно определять двумя способами: 1) измерением D_T и v' и подстановкой их в выражение (1); 2) измерением эйлерова масштаба турбулентности L_2 методами электротермоанемометрии, исходя из эмпирического соотношения $L_2/L_1 \approx 2$, найденного в условиях потока [2]. Поэтому необходимо найти методы измерения D_T и v' для условий замкнутого объема, а также проверить применимость метода измерения L_2 через спектр пульсаций.

Условия замкнутого объема выгодно отличаются от условий потока удобствами исследований в широких пределах изменения давлений и свойств газов. С другой стороны, для направленного потока разработаны и широко используются различные методы измерений v' , L_1 , L_2 и D_T . Для замкнутого же объема имеются только исследования интенсивности турбулентности с помощью специальной электротермоанемометрической аппаратуры [3]. Измерения коэффициента турбулентной диффузии и связанных с ним величин в таких условиях до сих пор не производились.

В настоящей работе изложены результаты измерений интенсивности турбулентности, коэффициента турбулентной диффузии, масштабов L_1 и L_2 и зависимости перечисленных величин от давления и плотности газа при движении воздуха в замкнутом объеме с искусственной турбулизацией.

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ СКОРОСТЕЙ ГАЗА В УСЛОВИЯХ ЗАМКНУТОГО ОБЪЕМА

Измерения производились в почти сферической камере, аналогичной описанной в [4] (рис. 1). По сечению средней части камеры были симметрично расположены четыре восьмилопастных мешалки, приводившиеся во вращение от индивидуальных моторов с параллельным питанием их выпрямленным напряжением, регулируемым от 0 до 24 в. В том же сечении камеры имелось четыре симметрично расположенных отверстия, одно из которых использовалось для откачки и наполнения, а три других — для введения электродов зажигания и измерительных элементов.



Rис. 1. Тurbулентная камера сгорания.
1 — моторы мешалок; 2 — мешалки; 3 — вентили; 4 — электроды зажигания; 5 — измерительный насадок.

Турбулентное движение газа в замкнутом объеме, когда турбулизация создается искусственно, отличается от движения в направленном потоке. В последнем пульсационные скорости накладываются на среднюю скорость, и интенсивность турбулентности определяется числом Кармана $K = \sqrt{\frac{v'^2}{v^2}}$. В условиях замкнутого объема с искусственной турбулизацией направленная скорость заведомо не играет той роли, которую она имеет в трубной турбулентности или турбулентности за решеткой, и выражение интенсивности турбулентности через число Кармана утрачивает смысл. Здесь может идти речь лишь об абсолютной интенсивности турбулентности ($\sqrt{\frac{v'^2}{v^2}}$). Она измерялась в центральной части камеры на расстоянии 10—40 мм от центра с помощью электротермоанемометра [5], специально предназначенного для измерений в нестационарных потоках. Чувствительным его элементом была вольфрамовая нить длиной около 3,5 мм, диаметром 11 мк.

Обозначим через v скорости в замкнутом объеме, а через u — их регистраций электротермоанемометром. Штрихом отметим скорости пульсаций, а чертой сверху — усредненные величины. Тогда \bar{v}_x , \bar{v}_y , \bar{v}_z будут пульсационные составляющие; \bar{v}_x , \bar{v}_y , \bar{v}_z — проекции средней

скорости на оси координат, а \bar{u}_x и u'_x — постоянная и переменная составляющие сигнала электротермоанемометра (ЭТА) при ориентировке нити по оси x , после линеаризации зависимости $u=f(v)$.

Показания ЭТА пропорциональны проекциям скоростей на плоскость, перпендикулярную оси нити, поскольку проекции скоростей определяют теплоотдачу нагретой нити. Вследствие этого в замкнутом объеме, когда пульсации преобладают над направленной скоростью, нить, ориентированная по оси x , воспринимает составляющие скорости по осям y и z , т. е. v_y и v_z [6]. В сигнале ЭТА, даже при отсутствии средней скорости, регистрируется постоянная составляющая u , так как однонитевой насадок не различает отрицательных (т. е. противоположно направленных) значений скорости. Величину u можно рассматривать поэтому как фиктивную среднюю скорость. Энергия E постоянной составляющей и пульсаций по двум осям, перпендикулярным нити, равна энергии некоторой скорости V , которая может быть выражена через регистрируемые величины «средней» u и пульсационной u' скоростей. При ориентировках нити вдоль осей x , y и z имеем:

$$\begin{aligned} E_x \sim V_x^2 &= (\bar{u}^2 + \bar{u}'^2)_x \approx \bar{v}_y^2 + \bar{v}_z^2 + \bar{v}'_y^2 + \bar{v}'_z^2; \\ E_y \sim V_y^2 &= (\bar{u}^2 + \bar{u}'^2)_y \approx \bar{v}_z^2 + \bar{v}_x^2 + \bar{v}'_z^2 + \bar{v}'_x^2; \\ E_z \sim V_z^2 &= (\bar{u}^2 + \bar{u}'^2)_z \approx \bar{v}_x^2 + \bar{v}_y^2 + \bar{v}'_x^2 + \bar{v}'_y^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Равенство показаний ЭТА по трем осям координат говорит лишь о равенстве почленно постоянных и переменных составляющих $v_x = v_y = v_z$ и $\bar{v}'_x = \bar{v}'_y = \bar{v}'_z$. Если показания равны при любой ориентировке нити, то $v_x = v_y = v_z = 0$, т. е. в данной точке камеры существует изотропная турбулентность при отсутствии постоянных составляющих.

В общем случае показания V^2 по трем осям могут быть различны. Тогда имеем три уравнения и шесть неизвестных, стоящих в правой части. Ориентировка нити под углами, не совпадающими с осями координат, не дает независимых уравнений. Для уменьшения числа неизвестных ориентируем нить так, чтобы показания стали минимальны, и примем это направление за ось x . Тогда направление постоянной составляющей скорости совпадает с ox , а $\bar{v}_y = \bar{v}_z = 0$; $\bar{v}_x = \bar{v}$. Рассмотрим три случая движения газа.

1. Турбулентность изотропна, есть постоянная скорость. Тогда $\bar{v}'_x = \bar{v}'_y = \bar{v}'_z$; $\bar{v} \neq 0$; $V_y = V_z$; остается два неизвестных \bar{v} и $\sqrt{\bar{v}'^2}$, и система (2) решается. Обозначив $\sqrt{\bar{v}'^2} = V'$, получим:

$$\begin{aligned} V' &\approx 0,7V_x; \\ \bar{v} &= \sqrt{V_y^2 - V_x^2}; \\ \bar{v}/V' &= \sqrt{2[(V_y/V_x)^2 - 1]}. \end{aligned} \quad (3)$$

2. Турбулентность неизотропна, направленных потоков нет. Имеем три неизвестных, и система решается:

$$\begin{aligned}\bar{v}_x^2 &= \frac{1}{2}(V_y^2 + V_z^2 - V_x^2); \\ \bar{v}_y^2 &= \frac{1}{2}(V_x^2 + V_z^2 - V_y^2); \\ \bar{v}_z^2 &= \frac{1}{2}(V_x^2 + V_y^2 - V_z^2).\end{aligned}\quad (4)$$

При $\bar{v}_x^2 > \bar{v}_y^2 > \bar{v}_z^2$ имеем $V_z > V_y > V_x$. В этом случае отношение максимального показания ЭТА, при любых ориентировках нити, к минимальному (назовем его коэффициентом ориентировки K_0) будет

$$K_0 = V_z/V_x \sqrt{\frac{\bar{v}_x^2 + \bar{v}_y^2}{\bar{v}_y^2 + \bar{v}_z^2}}. \quad (5)$$

3. При неизотропной турбулентности в присутствии постоянной составляющей скорости система (2) имеет четыре неизвестных — \bar{v} , v_x, v_y, v_z и однозначно не решается. Для этого случая получим соотношения;

$$V_y/V_x = \sqrt{\frac{\bar{v}^2 + \bar{v}_x^2 + \bar{v}_z^2}{\bar{v}_y^2 + \bar{v}_z^2}}; \quad (6)$$

$$K_0 = V_z/V_x = \sqrt{\frac{\bar{v}^2 + \bar{v}_x^2 + \bar{v}_y^2}{\bar{v}_y^2 + \bar{v}_z^2}}. \quad (6a)$$

Соотношения между \bar{v} и v' в зависимости от K_0 , рассчитанные по выражениям (3) — (6) для трех рассмотренных случаев, приведены в табл. 1, из которой видно что K_0 имеет наибольшую величину при сочетании неизотропности турбулентности с постоянной скоростью в направлении наибольших пульсаций.

Т а б л и ц а 1

	$\sqrt{\frac{\bar{v}_x^2}{\bar{v}_z^2}}$	$\sqrt{\frac{\bar{v}_y^2}{\bar{v}_z^2}}$	$\frac{\bar{v}}{\sqrt{\bar{v}_z^2}}$	K_0	$\sqrt{\frac{\bar{v}_x^2}{\bar{v}_z^2}}$	$\sqrt{\frac{\bar{v}_y^2}{\bar{v}_z^2}}$	$\frac{\bar{v}}{\sqrt{\bar{v}_z^2}}$	K_0
$v \neq 0$								
—								
1.	1	1	0,5	1,06	1,4	1,6	0	1,22
	1	1	0,65	1,1	1,6	1,6	0	1,20
	1	1	0,94	1,2	1,6	1	0	1,33
	1	1	1,18	1,3	3.	$\bar{v} \neq 0$		
	1	1	1,39	1,4				
$\bar{v} = 0$								
2.					1,2	1	0,5	1,16
	1,2	1	0	1,1	1,2	1	1	1,32
	1,4	1,4	0	1,15	1,3	1	1	1,36
					1,2	1	1,2	1,39
					1,3	1	1,3	1,48

Первые два случая являются крайними, поэтому наиболее вероятен третий случай — неизотропность в сочетании с направленной скоростью. Однако необходимо отметить, что в условиях потока в трубах отношение $\bar{v}/\sqrt{\bar{v}^2}$ составляет величину 25—30, т. е. примерно в 20 раз превышает ту же величину для условий замкнутого объема.

Результаты измерений V при ориентировке нити по трем осям координат, когда насадок перемещался по оси y , приведены на рис. 2.

В описываемой камере было возможно ориентировать нить в трех взаимно перпендикулярных плоскостях (рис. 3). Поэтому результаты измерений лишь приближенно выражаются уравнениями (3)–(6). Однако данные табл. 1 позволяют оценить возможные соотношения между

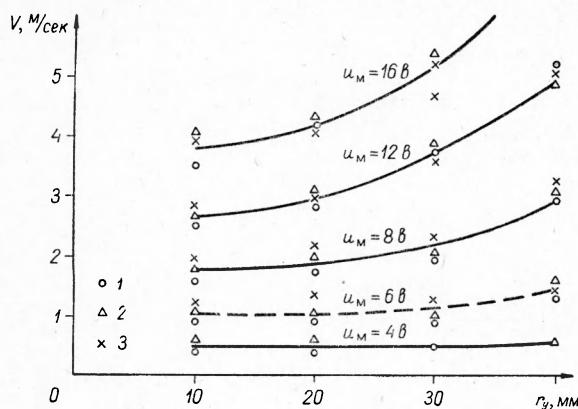


Рис. 2. Зависимость интенсивности турбулентности от расстояния по оси y до центра камеры. U_m — напряжения на моторах мешалок ($p=1$ атм. воздух).

1 — V_x ; 2 — V_y ; 3 — V_z .

составляющими скорости на основании измерений V_x , V_y и V_z . Из 64 измерений, проведенных в разных точках камеры по осям x и y при различных напряжениях на моторах мешалок, максимальная величина K_0 не превышала 1,36 и в 80% случаев была ниже 1,23.

Из наблюдаемой сферической симметрии распространения в данной камере турбулентных пропано-воздушных пламен следует, что возможная неизотропность турбулентности не превышает величины 1,1—1,2. Следовательно, \bar{v} не превышает $(1 \div 1,2) \sqrt{\bar{v}_z^2}$. Отсюда для $\bar{v} / \sqrt{\bar{v}_z^2}$, лежащей в пределах 0—1,2, получим $\sqrt{\bar{v}_z^2} \approx (0,6 - 0,7) \frac{V_x + V_y}{2}$. Все это позволяет отнести результаты измерений к «абсолютной» интенсивности турбулентности, принимаемой равной $V' \approx 0,7V$ (где V' и V — усредненные по двум осям значения пульсаций и показания скорости соответственно). Кривые $V=f(r)$ (см. рис. 2) показывают, что в пределах $r=10—35$ мм, V' меняется не более чем на 25%.

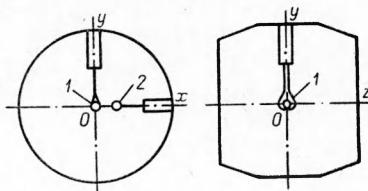


Рис. 3. Расположение осей камеры и насадков при измерении V' и D_T .

1 — никромовая спираль; 2 — термо-сопротивление.

ИЗМЕРЕНИЯ ЭЙЛЕРОВА МАСШТАБА ТУРБУЛЕНТНОСТИ

Были также измерены спектры пульсационной составляющей сигнала u' с помощью анализатора спектра АСЧХ. Сигналы ЭТА-5А, нелинейно зависящие от скорости, предварительно преобразовывались линеа-

ризующим устройством [3] в сигналы, пропорциональные скорости. Образец спектра u' в одной из точек камеры приведен на рис. 4.

В соответствии с Тейлором [9] и Френкилем [7] из спектра пульсаций можно определить временной коэффициент корреляции в эйлеровом смысле как

$$R_t = \int_0^{\infty} F(n) \cos 2\pi n \tau dn, \quad (7)$$

где $F(n)$ — спектр пульсаций в точке измерения в нормированном виде; n — частота пульсаций; τ — интервал времени, в котором определяется корреляция. Эйлеров временной масштаб турбулентности будет

$$L_t = \int_0^{\infty} R_t dt \quad (8)$$

и пространственный эйлеров масштаб

$$L_2 = V' L_t. \quad (9)$$

Величины L_2 , вычисленные по выражениям (7) — (9) из спектров, снятых в различных точках камеры при различных интенсивностях турбулентности, показаны на рис. 5.

Если принять, по аналогии с турбулентностью в потоке [2], $L_2/L_1=2$, то из L_2 и u' можно найти ту часть турбулентной диффузии $D_T = \frac{L_2 u'}{2}$, которая определяется из регистрируемых пульсаций. Как уже говорилось, наиболее крупные пульсации записываются аппаратурой ЭТА в основном в виде постоянной составляющей. Согласно экспериментам, в условиях нашей камеры лишь около 10% энергии движения газа попадает в спектр переменной составляющей сигнала и в силу этого измеренный масштаб получается в несколько раз меньше истинного. Таким образом, измерения спектра позволяют определить вклад пульсаций различных частот (масштабов), за исключением наиболее крупных в общий коэффициент

Rис. 4. Образец спектра пульсаций скорости в камере. Воздух, $p=1$ атм. $U_m = 12$ м/сек, $V' = 225$ см/сек, $u' = 120$ см/сек.

турбулентной диффузии. При этом $D'_T = \sum_1^n (l_1 u'_k)$, где $l \approx l_2/2$ — лагранжев, а l_2 — эйлеров масштаб пульсаций, лежащих в полосе частот k ; u'_k — среднеквадратичное значение скорости этих пульсаций.

Зависимости $(l_1 u')_k$ от l_1 приведены на рис. 6 для трех интенсивностей турбулентности. Там же нанесены значения коэффициентов молекуллярной диффузии воздуха для температур 293 (D_{M_0}) и 2100°К (D_{M_T}). Из этих данных можно заключить, что перенос тепла и вещества в турбулентном пламени, когда L_1 превышает ширину зоны реакции ламинарных пламен δ_L , обычно составляющую доли миллиметра, осуществляется в основном пульсациями с масштабами, значительно большими δ_L .

В условиях нашей камеры масштабы $l_1 = 0,25\text{--}4 \text{мм}$ дают перенос, сравнимый с молекулярным переносом в продуктах реакции. Как видно из кривых, вклад пульсаций в турбулентную диффузию пропорционален их масштабу в степени $4/3$.

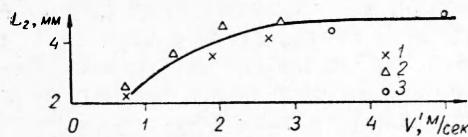


Рис. 5. Зависимость эйлерова масштаба L_2 в трех точках на оси y от интенсивности турбулентности.

1 — $r = 10 \text{ мм}$; 2 — $r = 20 \text{ мм}$; 3 — $r = 40 \text{ мм}$.

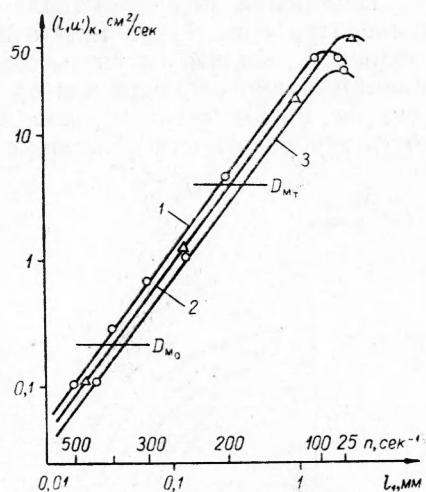


Рис. 6. Вклад пульсаций различных масштабов l_1 в общий коэффициент турбулентной диффузии (n — частота пульсаций, соответствующая масштабам l_1 при $V' = 300 \text{ см/сек}$).

1 — $V' = 300 \text{ см/сек}$; 2 — $V' = 225 \text{ см/сек}$; 3 — $V' = 140 \text{ см/сек}$.

ИЗМЕРЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ И МАСШТАБА ПО ПЕРЕНОСУ ТЕПЛА

Коэффициент турбулентной диффузии определялся измерением потока тепла I в турбулизованном газе от нагреветого тела и градиента температуры dT/dr в точке измерения

$$D_T = - \frac{I}{\rho C_p dT/dr} (\text{см}^2/\text{сек}), \quad (10)$$

где ρ — плотность, C_p — теплоемкость газа при постоянном давлении. Источником тепла служила никромовая спираль диаметром 5,5 мм, длиной около 7 мм (диаметр проволоки 0,3 мм), установленная в центре камеры и нагреваемая электрическим током i при напряжении u . Поток тепла в стационарном режиме через 1 см^2 сферической поверхности радиуса r равен

$$I = \frac{0,24iu}{4\pi r^2} (\text{кал}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}). \quad (11)$$

Когда турбулентность неизотропна или присутствует постоянная составляющая скорости, I можно приблизенно определить через эллипсоидальные изотермические поверхности, приблизительно равные $4\pi \left(\frac{x_1 + x_2 + y_1 + y_2 + z_1 + z_2}{6} \right)^2$, где $x_1, x_2, y_1, y_2, z_1, z_2$ — точки пересечения поверхностей с осями координат.

С помощью термосопротивления ММТ-1, включенного в одно из плеч моста, измерялись температуры в разных точках камеры по осям x и y с точностью около $0,1^\circ \text{C}$. При этом оси термосопротивления и спирали — источника тепла — устанавливались перпендикулярно оси измерений (см. рис. 3).

Значения D_T при различных V' определялись в воздухе при атмосферном давлении на расстояниях от 15 до 35 мм от центра по осям x и y . Такие же измерения проделаны по оси y в водороде и при давлениях 250 и 450 мм рт. ст. в воздухе.

Измерения диффузии тепла показали, что на малых радиусах поле температур (рис. 7) растянуто по оси x . В соответствии с этим, как и следовало ожидать из выражения (6а), наблюдаются несколько большие показания скорости при ориентировке нити по оси y , чем по оси x (см. рис. 2). Отмеченное выше присутствие v и некоторая неизотропность турбулентности делают расчет D_T приближенным.

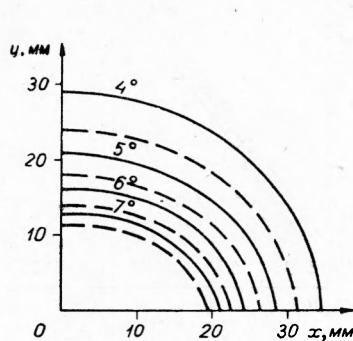


Рис. 7. Поле температур в плоскости xy при турбулентной диффузии с центральным источником тепла.

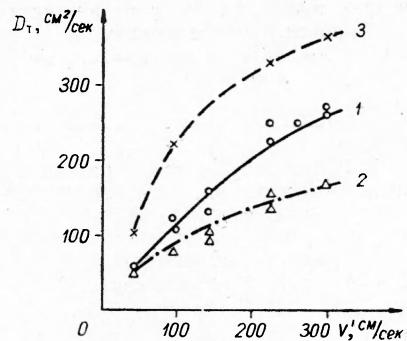


Рис. 8. Зависимость коэффициента турбулентной диффузии D_T от интенсивности турбулентности, $p = 1$ атм.
1 — по оси y в воздухе; 2 — по оси x в воздухе; 3 — по оси y в водороде.

Отметим, что на радиусах более 35 мм невозможно достоверно измерять при больших V' по ряду причин: а) на больших расстояниях от центрального источника тепла получаются малые градиенты температуры, использование же мощных источников затруднительно ввиду нагрева не только среды, но и самой камеры; б) вращение мешалок также нагревает среду и создает, таким образом, второй источник тепла в зоне четырех мешалок; в) неоднородность турбулентности на $r > 35-40$ мм становится весьма заметной. Все это не позволяет сравнивать результаты измерений, представленных рис. 2 и 4 на больших r .

Результаты измерений D_T на рис. 8 даны в предположении $v = 0$, ввиду недостаточности данных для определения v . Поэтому заключения о причинах особенностей хода кривых можно высказать лишь в виде предположений. Так, замедление роста D_T с V' может быть связано с ростом в пульсациях доли высоких частот и соответственно мелких масштабов, а расхождение кривых D_T по осям x и y — с неучтеными в расчете значениями v и неизотропностью турбулентности. Можно ожидать, что действительные величины D_T для обеих осей камеры лежат между кривыми 1 и 2.

Что касается различия D_T у водорода и воздуха (80% на малых V' и 40% на больших), его можно отнести к тому, что у газов с различными молекулярными свойствами отличаются масштабы пульсаций при одинаковых V' .

Особый интерес в связи с исследованиями зависимости турбулентной скорости горения от давления представляют измерения D_T и L_1 при разных p . Для определения связи между D_T и p при $V' = \text{const}$ необходимо знать зависимость V' от p . Такие измерения были проделаны при

давлениях от 0,13 до 1 ата и показали слабую зависимость V' от p при постоянном напряжении на моторах мешалок: $V' \sim \bar{p}^{-0,07}$.

Результаты измерений D_T и L_1 при различных p приведены в табл. 2. Они дают зависимость $L_1 \sim p^{-0.4}$, значительно отличающуюся от единственных в литературе данных В. А. Храмцова [8], констатировавшего неизвестность L_1 от p , которая оказалась, по словам автора, неожиданной. Такое расхождение требует дальнейшей опытной проверки $L_1 = f(p)$ в условиях потока.

Обнаруженная неизотропность турбулентности в камере не позволяет точно знать пульсационные скорости по трем ее осям и получить правильные значения L_1 из выражения (1) во всем диапазоне оборотов мешалок. Если условно полагать $V_x' = V_y' = V_z'$, то получим значения $L_1 = D_T/V'$, которые равны для воздуха при $V' = 300-100$ см/сек около 9—12 мм. по оси y и около 5,5—8 мм по оси x , а для водорода по оси y около 12—23 мм. Эти данные являются приближенными, поэтому нельзя привести количественной зависимости L_1 от V' для воздуха или водорода.

Измерения по оси y эйлерова масштаба через спектр турбулентности показывают снижение L_2 с уменьшением V' ниже 2 м/сек (см. рис. 5). В основном это может быть отнесено за счет характеристики регистрирующей аппаратуры, имеющей спад в области низких частот, которые преобладают при слабой турбулентности.

Сопоставляя ориентировочные величины $L_1 \approx 9-12$ мм и $L_2 \approx 4,5-5$ мм, заметим, что $L_2 < L_1$, тогда как в направленном потоке $L_2 \approx 2L_1$. Такой результат может быть объяснен тем, что измеренные по спектру пульсаций в замкнутом объеме величины L_2 занижены в несколько раз по сравнению с истинными вследствие специфических искажений частотного спектра пульсаций. Эти искажения состоят в том, что крупные пульсации при изменении направления полной скорости на обратное регистрируются в виде постоянной составляющей и некоторой переменной, уменьшенной по амплитуде и удвоенной по частоте (2). По результатам наших измерений постоянная составляющая сигнала соответствует примерно втрое большей скорости пульсаций, чем это показывает переменная составляющая. Таким образом, измеренный в замкнутом объеме через спектр пульсаций масштаб L_2 есть не истинный эйлеров масштаб всех пульсаций, а лишь часть его, в которую не входят пульсации самых низких частот.

ВЫВОДЫ

1. Особенности движения газа в замкнутом объеме не позволяют определить электротермоанемометром с одной рабочей нитью все три пульсационных составляющих скорости по осям координат в общем случае неизотропной турбулентности при наличии постоянной составляющей. Приближенное значение V' , если турбулентность почти изотропна, составляет 0,6—0,7 от регистрируемого значения скорости V .

2. Количественное определение L_2 остается приближенным, поскольку приближенной является величина V' . L_1 с возрастанием V' уменьшается и составляет для воздуха в данной камере величину 6—10 мм.

Таблица 2

$n_{\text{м}}, \text{в}$	$p, \text{мм}$	$V', \text{м/сек}$	$D_T, \text{см}^2/\text{сек}$	$L_1, \text{мм}$
12	760	224	251	1,12
12	450	216	283	1,31
12	250	207	348	1,68

L_1 зависит от давления как $p^{-0.4}$ и слабо зависит от молекулярных свойств газа.

3. Эйлеров масштаб турбулентности, определяемый через спектр энергии пульсаций, оказывается заниженным в 3—4 раза вследствие специфических для замкнутого объема искажений спектра: если в направленном потоке $L_2 \approx 2L_1$, то в замкнутом объеме регистрация через спектр дает $L_{2\text{per}} \approx (0,5 \div 0,8)L_1$.

4. Перенос тепла и вещества при турбулентном горении в условиях, когда L_1 превышает ширину зоны ламинарного горения, осуществляется в основном пульсациями, значительно превышающими эту ширину. Величина переноса в условиях замкнутого объема пропорциональна масштабу пульсаций в степени 4/3.

Поступила в редакцию
2/XI 1964

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. A. C. Соколик, B. P. Карпов. Докл. АН СССР, 1959, 129, 1, 168; 1960, 132, 6, 1341; 1961, 141, 2, 393.
2. G. Y. Taylor. Proc. Roy. Soc. of London, Ser. A., 1935, 151, 421.
3. E. C. Семенов. Приборы и техника эксперимента, 1958, 1, 93.
4. B. P. Карпов, E. C. Семенов, A. C. Соколик. Докл. АН СССР, 1959, 128, 6, 1220.
5. П. В. Чебышев — Тр. совещ. по прикладной газовой динамике, 23—26/X 1956 г., Алма-Ата, Изд. АН КазССР, 1959.
6. E. C. Семенов, A. C. Соколик.— Сб. «Сгорание и смесеобразование в дизелях». Изд-во АН СССР, 1960.
7. Френкиль.— Сб. «Проблемы механики». Под ред. Р. Мизеса и Т. Кармана, 1955.
8. V. A. Khrantsov. Seventh Symposium (International) on Combustion. London Butterworths scientific Publications. 1959, p. 609.
9. G. Y. Taylor. Proc. Roy. Soc. of London, Ser. A., 1938, 164, 476.