

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ХАРАКТЕРИСТИК ТУРБУЛЕНТНОГО ПОЛЯ И ДИФфуЗИОННОГО ПЛАМЕНИ ВОДОРОДА В ЗАКРЫТОМ КАНАЛЕ

В. Ф. Соколенко, Р. С. Тюльпанов, О. В. Морин, Ю. В. Игнатенко
(Новосибирск)

Теоретический анализ [1] показывает, что пренебрегать взаимодействием поля турбулентности и химической реакции можно только в частном случае при отсутствии заметной экзотермической реакции. Во всех остальных случаях детального теоретического анализа этой проблемы провести не удастся и требуются весьма подробные экспериментальные исследования. Это особенно очевидно при исследовании диффузионного горения газов, когда одновременно идут процессы перемешивания и горения с быстрым и неоднородным в пространстве тепловыделением. В настоящее время известно значительное число работ по исследованию в различных каналах турбулентных характеристик [2], которые дают возможность описать течения в эйлеровом представлении. Однако для описания процесса обмена в случае диффузионного горения газов необходимо знать коэффициент турбулентной диффузии D_t , который по порядку величины равен произведению среднеквадратичной пульсационной скорости v' на лагранжев масштаб турбулентности Λ_L . Последнюю величину экспериментально определить довольно сложно, поэтому, в общем случае, важно ее рассчитывать по эйлеровым характеристикам турбулентности.

Применительно к закрытым каналам, в которых осуществляется процесс диффузионного горения водорода, задачу можно решить в следующей последовательности. Отыскать связь между эйлеровыми и лагранжевыми характеристиками турбулентности для изотермических потоков, и затем найти изменение эйлеровых характеристик при организации процесса горения. Естественно, что для этой цели требуется проведение весьма тщательных измерений турбулентных характеристик в изотермических потоках и пламенах. Возможность проведения таких измерений появилась в последнее время в связи с совершенствованием и развитием ряда методов и некоторых общих представлений о характере взаимодействия диффузионного пламени и турбулентного потока [3—7].

В настоящей работе проводились измерения на участке установившегося течения в канале прямоугольного сечения длиной 900 мм при атмосферном давлении. Верхняя и нижняя стенки канала имели регулярную шероховатость в виде поперечных ребер с различной относительной высотой $\delta/H=0; 0,05; 0,1$, где H — полуширина канала, δ — высота шероховатости. При $\delta/H=0; 0,05$ канал имел сечение 35×45 мм, при $\delta/H=0,1$ — 40×45 мм. Горение в этих каналах организовывалось при подаче струи водорода по оси канала через плоское сопло и снизу через щель в стенке. Более подробно конструкция установки описана в работе [7].

Наличие шероховатых стенок обеспечивало проведение исследований в поле установившейся турбулентности с высокими значениями пульсаций скорости. Изменение шероховатости давало возможность менять степень турбулентности потока без изменения геометрии системы и позволило проводить исследование горения струи водорода в ядре потока при малом изменении характеристик турбулентности по сечению, но при заметном изменении общего уровня турбулентности.

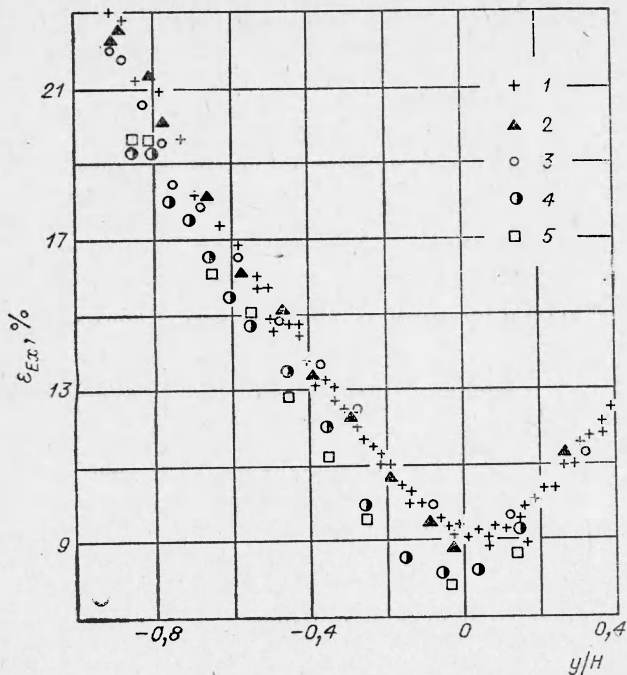


Рис. 1. Изменение ε_{Ex} по сечению канала с $\delta/H=0,1$ для различных скоростей (v , м/с): канал с углублением: 1—20; 2—50; 3—100; канал без углублений: 4—20; 5—50.

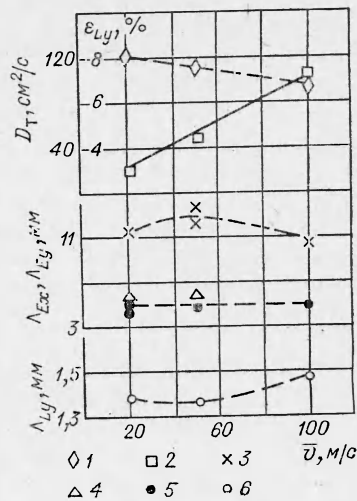


Рис. 2. Изменение ε_{Ly} (1) D_T (2), Λ_{Ex} (3) от скорости для канала с $\delta/H=0,1$, Λ_{Ey} (6) и Λ_{Ly} (5) для канала без углублений и Λ_{Ey} (4) для канала с углублением.

Для измерения эйлеровых и лагранжевых характеристик турбулентности применялись термоанемометр и анализирующая аппаратура фирмы «Дизаэлектроник», время-пролетный [4] и диффузионный методы [6]. В канале с относительной шероховатостью $\delta/H=0,1$ в изотермических потоках измерения проводились при средних скоростях $\bar{v}=20; 50; 100$ м/с, во всех других случаях при начальной средней скорости потока 40 м/с.

На рис. 1 приведен профиль турбулентности $\varepsilon_{Ex} = \frac{\sqrt{\overline{v_x'^2}}}{\bar{v}_x}$, где v_x' — пульсационная составляющая скорости, \bar{v}_x — средняя местная скорость. Как видно из графика, при одинаковой геометрии канала распределение величины ε_{Ex} автомодельно. Наличие дополнительно возмущающих поток углублений до 3 мм, имитирующих геометрию канала в опытах с горячей струей водорода, приводило к небольшому увеличению турбулентности.

На рис. 2 приведены рассчитанные значения продольного и поперечного эйлеровых масштабов турбулентности Λ_{Ex} и Λ_{Ey} вблизи плоскости симметрии в зависимости от средней скорости \bar{v}_x . Эти масштабы определялись по соответствующим опытным кривым продольной и поперечной двухточечных корреляций пульсаций скорости. Из графика видно, что продольный масштаб в 2—2,5 раза больше поперечного. Наблюдается некоторая тенденция к увеличению продольного масштаба при смещении от плоскости симметрии к стенке.

Измерение лагранжевых характеристик турбулентности производилось диффузионным методом [6]. Плоская пелена инородного газа (водорода) подавалась в поток воздуха по оси канала и измерялись профили концентраций этого газа путем отбора проб и анализа их на хроматографе «Хром-3». При введении водорода выполнялись условия равенства скоростей потока и струи и обеспечивалась малая толщина вводимой

струи — 0,4 мм. Типичные профили концентраций на различных расстояниях от ввода струи с достаточной точностью могли быть аппроксимированы нормальным законом распределения.

Для определения характеристик турбулентности потока по изменению дисперсии струи D_1^2 применены известные предельные соотношения Тейлора [6, 8]. Дисперсия конвективного смешения за счет турбулентности Y^2 связана с общей дисперсией пелены D^2 , которая определяется из опыта. Величина Y^2 была найдена по экспериментальным соотношениям, полученным в работе Микельсена [9]. Оценки, сделанные в соответствии с указанными соотношениями, показали, что в условиях наших экспериментов значения $\left| \frac{D^2 - Y^2}{D^2} \right| < 0,05$ и поэтому с достаточной точностью можно использовать D^2 вместо Y^2 .

На рис. 2 приведены кривые изменения относительной среднеквадратичной поперечной составляющей пульсации скорости ε_{Ly} , поперечного лагранжевого масштаба Λ_{Ly} и коэффициента турбулентной диффузии D_T для центральной части канала в зависимости от средней скорости. Из опытов видна слабая зависимость от средней скорости таких величин, как ε_{Ex} , ε_{Ly} , Λ_{Ex} , Λ_{Ey} , Λ_{Ly} , в исследованном диапазоне. Поэтому измерения характеристик турбулентности в потоках и пламенах при разной относительной шероховатости проводились на одной скорости. Данные по измерениям характеристик турбулентности в осевой плоскости для каналов с различной шероховатостью стенок в случае изотермических потоков приведены в таблице. Поскольку все измерения проводились на участке установившегося течения, поле турбулентности принято однородным и $\varepsilon_{Ly} \simeq \varepsilon_{Ey}$ [10]. Теперь можно оценить степень изотропности поля турбулентности вблизи плоскости канала по отношению $\frac{\varepsilon_{Ly}}{\varepsilon_{Ex}}$, которое, как следует из таблицы, для всех каналов колеблется в пределах 0,92—1,12. Наблюдается уменьшение степени изотропности при приближении к стенкам канала [11].

Метод измерения	Измеряемый параметр	δ/H		
		0	0,05	0,1
Термоанемометр .	ε_{Ex} , %	—	—	8,5
» . .	Λ_{Ex} , мм	—	—	13
» . .	Λ_{Ey} , мм	—	—	5
Время-пролетный	ε_{Ex} , %	5	7	8,0
Диффузионный .	ε_{Ly} , %	5,6	6,4	7,5
» . .	Λ_{Ly} , мм	0,7	1,4	1,4

Интересно отметить, что для гладкого канала прямоугольного сечения сохраняется отношение между лагранжевым масштабом и характерным размером канала $\Lambda_{Ly}/2H \simeq 0,02$, которое установлено в [6] для круглой трубы. Для прямоугольных каналов с шероховатыми стенками это отношение получается значительно больше (0,03).

В работах ряда исследователей предполагается наличие определенной связи эйлеровых и лагранжевых характеристик [12, 13]. В случае поля однородной турбулентности эта связь может быть записана выражением

$$R_{ij}^L(\tau) = \int_{\mathcal{S}} R_{ij}^E(\bar{r}, \tau) P(\bar{r}, \tau) d\bar{r}, \quad (1)$$

где R_{ij}^L и R_{ij}^E — лагранжева и эйлерова корреляционные функции; $P(\bar{r}, \tau)$ — плотность вероятности нахождения жидкой частицы в окрест-

ности точки $r(x, y)$ в момент времени t , вышедшей из точки $r(x, 0)$ в момент времени t_0 .

Если рассматривать только диффузию вдоль координаты y , что при условии однородности течения и малых градиентов концентрации по продольной координате по сравнению с поперечной представляется допустимым, то уравнение (1) упрощается. Далее, аппроксимируя функции $P(y, \tau)$ и корреляционную функцию $R^E(y, \tau)$ нормальным законом распределения, получили определенную зависимость между параметром T_{Ly}/T_{Ey} — отношением времен лагранжевой и эйлеровой корреляции — и величиной $\frac{1}{\varepsilon_{Ey}}$, как это сделал Филип [14] в теоретическом исследовании, подтвер-

жденном экспериментально [15]. В нашем случае $\frac{T_{Ly}}{T_{Ey}} = \frac{1}{\varepsilon_{Ey}} \cdot \frac{\Lambda_{Ly}}{\Lambda_{Ey}} = \frac{1 \cdot 1,4}{0,075 \cdot 5} = 3,8$. Этот результат совпадает с результатами [14] и экспериментальными данными [15], где он ≈ 4 . Это свидетельствует о том, что и для не вполне изотропных турбулентных течений справедливо уравнение (1). Оно может быть использовано при нахождении лагранжевой корреляционной функции и соответственно других лагранжевых характеристик потока по измеренной двухточечной эйлеровой корреляционной функции.

В некоторых работах исследовалось влияние диффузионного пламени на турбулентные характеристики потока, но общих закономерностей к настоящему времени не выявлено. В частности отмечено, что при диффузионном горении струи топлива спектр масштабов флуктуаций мало меняется [17]. Измеренные значения турбулентности в диффузионных пламенах водорода как в закрытом, так и в открытом факеле оказались ниже, чем в изотермическом случае [16, 17]. Из графиков, приведенных в этих работах, можно видеть, что турбулентность по оси факела все время увеличивается и в конце факела достигает величин, полученных для изотермического случая.

Было проведено исследование полей турбулентности по длине факела водорода в каналах с различной шероховатостью с использованием время-пролетного метода [4]. Установлено, что введение сопла и подача из него изотермической струи водорода не меняли уровня турбулентности в каналах, и профиль турбулентности в сечении, проходящем через срез сопла, оставался неизменным как в изотермической струе, так и в случае горячей струи водорода. Типичные профили ε_{Ex} в различных сечениях канала приведены на рис. 3.

По оси факела происходили наибольшие изменения турбулентности по сравнению с периферийными областями. На рис. 4 приведены кривые изменения ε_{Ex} по длине факела водорода в ядре потока ($y \approx 0$) при различных значениях начального уровня турбулентности. Как видно из этого графика, ε_{Ex} увеличивается, и при выгорании $\phi = 1,0$ наблюдался максимум этой величины, значение которого в 1,5—2 раза было выше уровня начальной турбулентности. Наблюдается качественное совпадение в поведении турбулентности по данным работ [16, 17] и нашим экспериментам.

В начальный период развития факела, когда он представляет сплошную зону реагирования, ориентированную по потоку, диссипативные потери энергии турбулентных

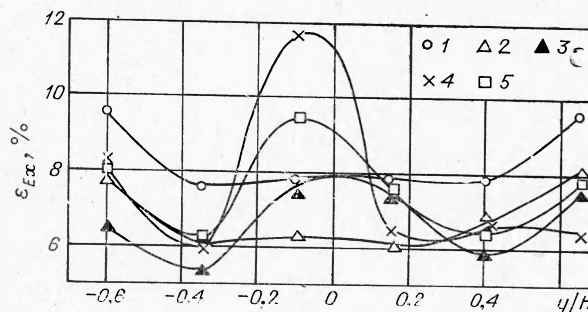


Рис. 3. Профили ε_{Ex} при горении водородной струи в канале с относительной шероховатостью $\delta/H = 0,1$ для различных сечений x/L (x — расстояние от среза водородного сопла, L — длина факела).

1 — 0; 2 — 0,5; 3 — 0,73; 4 — 0,96; 5 — 1,2.

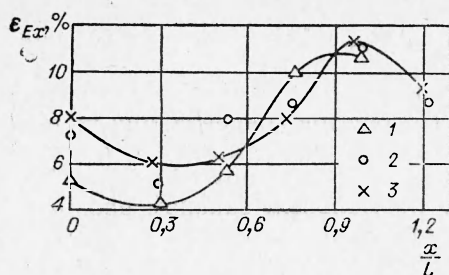


Рис. 4. Изменение ϵ_{Ex} по оси факела при различных значениях начального уровня турбулентности.
 δ/H : 1 — 0; 2 — 0,05; 3 — 0,1.

пульсаций существенно возрастают в зоне пламени. Это происходит за счет увеличения температуры и соответствующего увеличения коэффициента вязкости. Процессы, связанные с генерацией пульсаций скорости потока, осуществляются в направлении y , перпендикулярном направлению движения потока, и связаны с обменом количества движения между зоной пламени и остальным потоком. Поэтому абсолютные значения средне-квадратичных пульсаций скорости по оси x будут падать.

Первоначальное понижение уровня по оси факела обуславливается также увеличением средней скорости потока. С переходом процесса горения в область очаговой структуры обмен количеством движения между этими зонами и окружающим потоком происходит во все стороны, что приводит к существенному возрастанию интенсивности турбулентности (см. рис. 4). Сам же переход к очаговой структуре зависит как от уровня начальной турбулентности, так и от способа подачи струи в поток. Соответствующие фотографии перехода горения водородной струи на режим очаговой структуры приведены в работе [7]. Переход осуществлялся при степени выгорания 60—70%; соответствующая длина $x/L=0,5$. Начиная с этой длины наблюдается заметное возрастание турбулентности. Приведенные в работе количественные оценки показывают, что параметры турбулентности в диффузионном факеле существенно зависят от взаимодействия начального поля турбулентности с развивающимися в нем экзотермическими реакциями.

Авторы выражают благодарность П. Ф. Екимову и Л. С. Мироновой, принимавшим участие в эксперименте.

Поступила в редакцию
23/X 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Corrsin. A, IAAJ., 1968, 6, 9.
2. Турбулентные течения. Тр. симпозиума по проблемам турбулентных течений. М., «Наука», 1970.
3. Е. С. Щетинков. Физика горения газов. М., «Наука», 1965.
4. И. Л. Кузнецов, А. М. Трохан и др. Докл. АН СССР, 1966, 171, 2.
5. В. П. Красицкий, М. Л. Филимонов, В. А. Фрост. Сб. «Вопросы теории горения». М., «Наука», 1970.
6. А. Г. Прудников. Сб. «Горение в турбулентном потоке». М., 1959.
7. В. Ф. Соколенко, Р. С. Тюльпанов, Ю. В. Игнатенко. ФГВ, 1971, 7, 4.
8. G. I. Taylor. Proc. London Math. Soc., 1921, A, 20.
9. W. R. Mickelsen. J. Fluid Mechanics, 1960, 7, 3.
10. И. О. Хинце. Турбулентность. М., ГИФМЛ, 1963.
11. Р. С. Тюльпанов. ИФЖ, 1964, 7, 6.
12. P. G. Saffman. Appl. Scient. Res., 1963, A, 11, 3.
13. А. С. Монин. Докл. АН СССР, 1960, 134, 2.
14. I. P. Philip. The Physics of Fluid, Supplement, 1967, II, 10, 9.
15. Д. С. Хей, С. Пасквил. Сб. «Атмосферная диффузия и загрязнение воздуха». М., ИЛ., 1962, стр. 382.
16. Н. А. Веcker, А. Р. G. Brown. XII-th Symposium (International) on Combustion, 1969, p. 1059.
17. R. Guenther, H. Simon. XII-th Symposium (International) on Combustion, 1969, p. 1069.