

УДК 532.517.4

К СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ДИФФУЗИОННОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ФАКЕЛА

Ю. В. Нужнов, Б. П. Устименко

*Казахский НИИ энергетики,
480012 Алма-Ата*

Предлагается способ статистического описания диффузионного турбулентного факела горения на основе использования условной функции плотности распределения вероятностей концентрации химически инертной примеси, учитывающей перемежающийся характер фронта пламени в турбулентной среде. На его основе проведен расчет основных условно осредненных концентрационных характеристик факела в случае горения пропана, а также расчет значений относительной интенсивности пульсаций концентрации инертной примеси во всем поле турбулентного течения. Проведенное сопоставление расчетов с имеющимися опытными данными показало вполне удовлетворительное соответствие.

Современные подходы к статистическому описанию диффузионного турбулентного факела горения заранее не перемешанных газов основываются на известных представлениях фронтального химического реагирования [1–6]. Отличительная особенность таких подходов состоит в возможности более точного учета реальной кинетики горения в пульсационном поле турбулентного течения, а их преимущество — в устранении проблемы осреднения нелинейных источниковых членов в уравнениях диффузии горючего и окислителя. Основную роль в расчете равновесных среднестатистических характеристик при этом играют функции плотности распределения вероятностей (ФПРВ), в частности — условная ФПРВ концентрации химически инертной примеси в турбулентной среде $P_t(z)$ [1–3].

В работе [2] предложен способ расчета такой функции на основе использования уравнения обратного параболического типа. Трудности решения такого уравнения в совокупности с проблемами его замыкания общеизвестны. Полученное в [2] решение для края равновесного турбулентного факела горения заранее не перемешанных реагентов с последующим расчетом условно осредненных концентрационных характеристик дало вполне удовлетворительные результаты. Фактором, упрощающим отыскание такого решения, было то обстоятельство, что на краю факела значение относительной интенсивности пульсаций концентрации химически инертной примеси $S \cong \text{const}$. (Здесь принимается, что в химически инертной и реагирующей струях соответствующие значения S отличаются слабо, $S = \sigma_{z,t}/\langle z \rangle_t$, $\sigma_{z,t} = \langle (z - \langle z \rangle_t)^2 \rangle_t^{0,5}$, $\langle \cdot \rangle_t$ — общепринятое обозначение условного осреднения мгновенной характеристики только по турбулентной среде, идентифицированной полем концентрации химически инертной примеси с условием $0 \leq z \leq 1$, $\langle \cdot \rangle$ — безусловное осреднение во всей области течения.)

Представляет интерес разработка более простого способа определения функции $P_t(z)$ и, что наиболее важно, распространение его на всю область струйного факела при переменном значении S . (Согласно опытными данным [7], $S \cong \text{const}$ только на краю струи.) Учет изменения величины S в факеле горения необходим в связи с отклонением фронта пламени в направлении внутренней области факела по мере образования продуктов сгорания и их смешения в окрестности фронта с реагентами горючего [3].

В случае горения газов, энергия активации которых велика, расчет основных (равновесных) концентрационных характеристик факела диффузионного турбулентного горения может быть проведен в предположении локального химического равновесия с последующим использованием так называемого метода консервативной скалярной величины (аналог восстановленной концентрации горючего или химически инертной примеси; обзор проблемы с обоснованием метода см., например, в [2, 3]). Метод базируется на представлениях большой скорости основных экзотермических реакций во фронте пламени ($z = z_s$) по сравнению со скоростью турбулентного смещения. Причем вне фронта он позволяет связать мгновенные значения концентраций горючего c_f или окислителя c_o с концентрацией химически инертной примеси z . После определения таких связей соответствующие среднестатистические характеристики турбулентного факела могут быть рассчитаны с помощью $P_t(z)$. Параметры этой функции — осредненные характеристики поля концентрации примеси $\langle z \rangle_t$ и $\sigma_{z,t}$.

Локальные условия быстрого химического реагирования приводят к тому, что вне фронта пламени (см., например, [1, 2]) $c_f c_o = 0$, т. е.

$$c_f \geq 0, \quad c_o = 0; \quad c_f = 0, \quad c_o \geq 0. \quad (1)$$

С другой стороны, согласно [3],

$$Stc_f - c_o = St \frac{z - z_s}{1 - z_s}, \quad St = \frac{z_s - 1}{z_s}. \quad (2)$$

Полученное соотношение является общим в том смысле, что в соответствии с (1) позволяет выразить искомые концентрации реагирующих веществ через значения концентрации инертной примеси во всем поле течения. Так, во фронте пламени $z = z_s$, и на основании (2) получаем условие стехиометрического реагирования $Stc_f - c_o = 0$. Вне фронта значения c_f и c_o определяются из (1) и (2) с учетом $z_s \leq 1$:

$$c_f = \frac{z - z_s}{1 - z_s}, \quad c_o = 0 \quad \text{при } z \geq z_s, \quad (3)$$

$$c_f = 0, \quad c_o = \frac{z_s - z}{z_s} \quad \text{при } z \leq z_s.$$

Для определения среднестатистических значений $\langle c_f \rangle$ и $\langle c_o \rangle$ выражения (3) надо осреднить. Как видно, операция безусловного осреднения по правилам Рейнольдса (см., например, [8]) в данном случае теряет смысл. Она может быть проведена только статистически через посредство ФПРВ, учитывающей перемежающийся характер фронта пламени внутри турбулентной среды, и, собственно, самой турбулентной среды факела в целом:

$$\langle c_f \rangle = \int_{z_s}^1 \frac{z - z_s}{1 - z_s} P(z) dz, \quad \langle c_o \rangle = \int_0^{z_s} \frac{z_s - z}{z_s} P(z) dz. \quad (4)$$

Аналогичная операция проводится и для условного осреднения. В этом случае вместо $\langle \rangle$ и $P(z)$ надо подставить $\langle \rangle_t$ и $P_t(z)$.

Расчет термодинамически равновесного факела турбулентного горения при известной $P(z)$ не представляет особых трудностей. Все упирается в определение такой ФПРВ, поскольку в данном случае она носит негауссовый характер за счет перемежаемости турбулентной области течения [2]

$$P(z) = \gamma P_t(z) + \gamma_1 \delta(z - 1) + \gamma_0 \delta(z). \quad (5)$$

Здесь $\gamma, \gamma_1, \gamma_0$ — вероятности существования турбулентной ($0 \leq z \leq 1$, величину γ принято еще называть коэффициентом перемежаемости) и не-турбулентной ($z = 1$ и $z = 0$) среды; $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака.

Необходимость определения функции $P(z)$ отсюда становится очевидной. При этом в ядре струйного факела $\gamma \cong 1$, т. е. $\gamma_1 \cong \gamma_0 \cong 0$, $P(z) = P_t(z)$, и распределение плотности вероятностей концентрации инертной примеси может быть представлено нормальным законом

$$P(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} \exp[-(z - \langle z \rangle)^2 / 2\sigma_z^2]. \quad (6)$$

Однако вне ядра и особенно на периферии факела такое распределение неприемлемо (см. [2]). Физически это означает, что относительный вклад пульсаций концентраций из-за перемежаемости турбулентной среды ($\gamma \ll 1$) становится преобладающим. В этой связи основная задача состоит в определении коэффициента перемежаемости γ и функции $P_t(z)$ в выражении (5). Более того, часто вместо безусловно осредненных значений искомых концентраций достаточно найти только их условно осредненные величины. В этом случае требуется определить только $P_t(z)$ и, привлекая соотношение (3), найти $\langle c_f \rangle_t$ и $\langle c_o \rangle_t$ по аналогии с (4).

Для решения сформулированной задачи представим $P_t(z)$ в виде зависимости (6) с необходимым усечением с помощью коэффициента K

$$P_t(z) = \frac{K}{\sqrt{2\pi}S(z)_t} \exp[-(z/\langle z \rangle_t - 1)^2 / 2S^2], \quad (7)$$

и потребуем выполнение условия интегральной нормировки функции $P_t(z)$ при $K = \text{const}$:

$$\int_0^1 P_t(z) dz = 1. \quad (8)$$

При этом будем учитывать изменение параметра S в турбулентном поле течения. В то же время значение K определим из сопоставления расчетных профилей $P_t(z)$ с имеющимися опытными данными для края струи [2, 7], когда $S = \text{const}$.

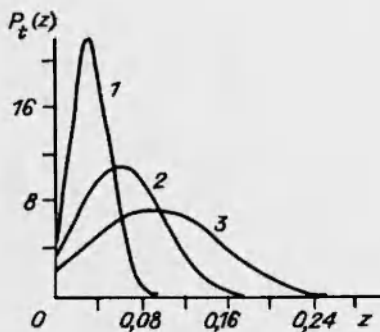


Рис. 1. Расчет ФПРВ $P_t(z)$ для края турбулентной струи при $S = 0,65, K = 1,065$:
1-3 — $\langle z \rangle_t = 0,03, 0,06$ и $0,08$.

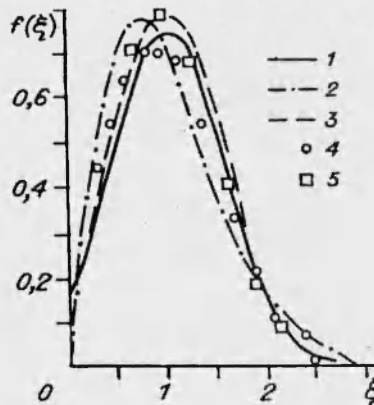


Рис. 2. Распределение $f(\xi)$ для края турбулентной струи:
1, 3 — расчеты по (9) при $S = 0,555, K = 1,04$ и $1,1$; 2 — расчет [2] при $S = 0,555$; опытные данные: 4 — [9], 5 — данные Эбрахими, Гюнтер и Хаберда в пересчете [2].

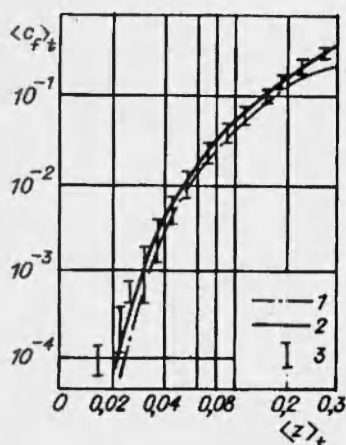


Рис. 3. Распределение условно осредненных значений концентрации пропана на краю турбулентного факела:

1 — расчет по предлагаемому способу, $S = 0,65$, $K = 1,065$; 2 — расчет [2]; 3 — интервал разброса опытных данных [2].

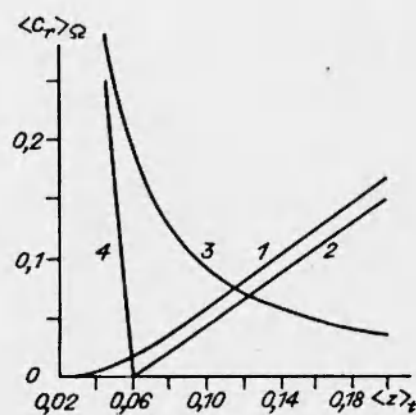


Рис. 4. Распределение условно осредненных значений концентрации горючего и окислителя для турбулентного ($\Omega = t$) и квазиламинарного ($\Omega = k$) факела.

Расчеты соответствуют рис. 3: 1, 2 — $\langle c_f \rangle_t$ и $\langle c_f \rangle_k$; 3, 4 — $\langle c_o \rangle_f$ и $\langle c_o \rangle_k$ — с учетом и без учета перемежаемости фронта пламени.

Результаты проведенного расчета усеченных функций $P_t(z)$ в виде (7) для края турбулентной струи представлены на рис. 1. Сопоставление настоящих расчетов в виде функции

$$f(\xi) = \frac{K}{\sqrt{2\pi}S} \exp[-(\xi - 1)^2/2S^2], \quad \xi = z/\langle z \rangle_t \quad (9)$$

с известными расчетами и опытными данными других авторов для края осесимметричной струи показало приемлемое соответствие (рис. 2).

На рис. 3 и 4 представлен расчет основных условно осредненных по турбулентной среде характеристик горения пропана (эквивалентной концентрации пропана и окислителя) в зависимости от соответствующих значений концентрации инертной примеси. Кривые 2 и 4 на рис. 4 относятся к расчету осредненных по правилам Рейнольдса концентраций горючего и окислителя (3): $\langle c_f \rangle_k = (\langle z \rangle_t - z_s)/(1 - z_s)$ и $\langle c_o \rangle_k = (z_s - \langle z \rangle_t)/z_s$, т. е. к случаю так называемого квазиламинарного факела горения, когда перемежаемость фронта пламени внутри турбулентной среды считается несущественной. Для турбулентного факела, как видим, такой учет необходим.

Отметим, что при $\langle z \rangle_t \geq 0,3$ расчетные значения $\langle c_f \rangle_t$ заметно отклоняются от опытных данных (см. рис. 3). Это связано с нарушением условия нормировки (8) для усеченной функции $P_t(z)$ по мере «продвижения» в центральную область факела. Как отмечалось выше, в этом случае необходимо учитывать изменение значений S . В этой связи появляется возможность найти необходимую для дальнейших расчетов зависимость $S(\langle z \rangle_t)$ на основании предлагаемого способа и одновременно показать его достоверность применительно ко всей области течения. Действительно, расчеты такой зависимости с условием, что требование нормировки (8) выполняется при $K = 1,065$, показали хорошее соответствие с опытными данными [9] (рис. 5). Разработанная для этого программа расчета обеспечивала выполнение условия (8) в интервале 1–1,002. Далее на основании предложенного способа рассчитаны концентрационные харак-

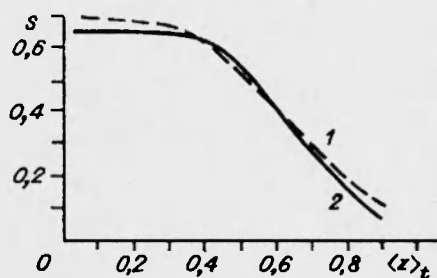


Рис. 5. Зависимость интенсивности пульсаций концентрации инертной примеси S в турбулентной среде:

1 — расчет по предлагаемому способу; 2 — опытные данные [7].

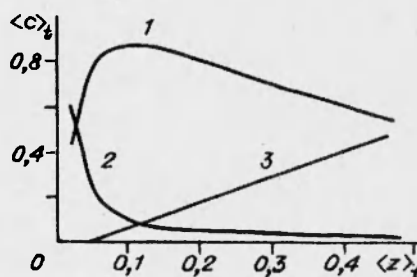


Рис. 6. Зависимость условно осредненных концентраций продуктов сгорания (1), окислителя (2) и горючего (3) от $\langle z \rangle_t$.

теристики горения пропана в широком диапазоне изменения значений $\langle z \rangle_t$ (рис. 6). Определенные в процессе расчетов диапазоны изменения параметров, обеспечивающих вполне приемлемую точность расчетов, составили: $K = 1,04 \div 1,10$ и $S = 0,555 \div 0,7$.

Предложенный способ статистического описания диффузионного турбулентного факела горения с помощью условных ФПРВ концентрации химически инертной примеси позволяет учесть перемежающийся характер фронта пламени внутри турбулентной среды и провести расчет основных (равновесных) концентрационных характеристик горения. Одним из основных результатов при этом является разработка способа применительно ко всей области турбулентного течения, включая расчет относительной интенсивности пульсаций концентрации примеси. Метод прост и надежен.

В заключение отметим, что полученные результаты могут быть использованы как первый этап в описании неравновесного факела горения (к примеру, с образованием окислов азота и др.). В этом случае привлекается теория детерминированного описания [2]. Необходимые для этого условно осредненные характеристики, включая скалярную диссипацию инертной примеси, могут быть рассчитаны в соответствии со статистической теорией [3]. Такой путь, как известно [1–3], приводит к учету реальной кинетики химического реагирования в пульсационном поле течения и, как следствие, более точному описанию диффузионного горения турбулентных потоков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Билджер Р. В. Турбулентные течения предварительно не перемешанных реагентов // Турбулентные течения реагирующих газов. М.: Мир, 1983.
2. Кузнецов В. Р., Сабельников В. А. Турбулентность и горение. М.: Наука, 1986.
3. Нужнов Ю. В., Устименко Б. П. Диффузионное горение турбулентных потоков. Алма-Ата.
4. Burke S. P., Schumann T. E. W. Diffusion flames // Industr. Eng. Chem. 1928. V. 20, N 10. P. 988–1006.
5. Hawthorne W. R., Wedell D. S., Hottel H. S. Mixing and combustion in turbulent gas jets // Third Intern. Symp. on combustion, flame and explosion phenomena. Baltimore: The Williams and Wilkins Co., 1949. P. 267–300. (См. рус. пер. в кн.: Вопросы горения. М.: Изд-во иностр. лит., 1953. С. 146–193.)
6. Зельдович Я. Б. К теории горения неперемешанных газов // Журн. техн. физики. 1949. Т. 19, № 10. С. 1199–1210.

7. **Becker H., A., Hottel H. S., Williams G. S.** The nozzle-fluid concentration field of the round turbulent free jet // *J. Fluid Mech.* 1967. V. 30, pt 2. P. 285-303.
8. **Монин А. С., Яглом А. М.** Статистическая гидромеханика. М.: Наука, 1965. Ч. 1.
9. **Birch A. D., Brown D. R., Dodson M. G., et al.** The turbulent concentration field of a methan jet // *J. Fluid Mech.* 1978. V. 88, pt 3. P. 431-450.

Поступила в редакцию 21/II 1994 г.
