

ному окислению жидкого металла (явления саморазогрева на участке III). По мере увеличения скорости нагрева степень нарушения сплошности оксидного слоя на участках II и III возрастает (см. рис. 3, 4), что приводит к истечению металла из разрушающихся оболочек. Условия, наблюдаемые при $T_r = 1223 \div 1273$ К и $q \approx 6000$ К/мин, по-видимому, наиболее благоприятны для воспламенения металла. При $T_r \geq 1373$ К, несмотря на сильно возрастающие термические нагрузки на оксидные оболочки частиц ($q = 5000 \div 15\,500$ К/мин), скорость реакции окисления достаточно велика для «залечивания» даже крупных дефектов в оксидном слое. Поэтому наблюдается лишь образование крупных агломератов с хорошо видимыми перемычками между частицами (см. рис. 5).

Заслуживает внимания образование во всем изученном диапазоне температур нитевидных кристаллов, состоящих, по данным микродифракции, из $\gamma\text{-Al}_2\text{O}_3$. Можно предположить, что нитевидные кристаллы, возникающие на стадии, предшествующей образованию крупных трещин, могут в определенной степени облегчать процесс агломерации, направляя вытекающие из трещин струи металла. Факторы, обуславливающие возникновение и рост нитевидных кристаллов особенно в области низких температур, требуют отдельного обсуждения. Следует еще раз подчеркнуть, что исходное состояние оксидной оболочки имеет очень важное значение в явлениях агломерации частиц порошков алюминия.

В заключение выражаем признательность Ю. В. Фролову за интерес к работе и полезные замечания при обсуждении статьи.

Поступила в редакцию 9/XI 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Гладун, Ю. В. Фролов и др. ФГВ, 1976, 12, 2, 191.
2. В. Д. Гладун, Ю. В. Фролов, Л. Я. Кашпоров. ФГВ, 1977, 13, 5, 705.
3. В. Г. Григорьев, К. П. Кузнецов, В. Е. Зарко. ФГВ, 1981, 17, 4, 9.
4. А. А. Раздобрев, А. И. Скорик и др. ФГВ, 1981, 17, 6, 63.
5. Справочник металлурга по цветным металлам. М.: Металлургия, 1971.
6. Справочник металлурга по цветным металлам. М.: Металлургия, 1955.
7. Физико-химические свойства окислов. Справочник/Под ред. Г. В. Самсонова. М.: Металлургия, 1978.
8. Ю. И. Петров. ФТТ, 1963, 5, 9, 2461.
9. J. E. Crump, J. L. Prentice, K. J. Kraeutle. Comb. Sci. Techn., 1969, I, 3, 205.
10. В. А. Ермаков, А. А. Раздобрев и др. ФГВ, 1982, 18, 2, 141.
11. М. Я. Ген, Ю. В. Фролов и др. — В кн.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1973.
12. А. К. Локенбах, В. В. Строд и др. Изв. АН Латв. ССР. Сер. хим., 1981, 1, 50.
13. W. C. Sleppy. J. Electrochem. Soc., 1964, III, 8, 903.
14. Б. С. Митин, В. В. Самотейкин. ЖФХ, 1971, 45, 3, 730.
15. E. Sturm, H. Winterhagen. Aluminium, 1978, 54, 6, 380.
16. П. Ф. Похил, А. Ф. Беляев и др. Горение порошкообразных металлов в активных средах. М.: Наука, 1972.
17. L. Brewer, A. W. Searcy. J. Amer. Chem. Soc., 1951, 73, 11, 5308.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ НЕРАВНОВЕСНОСТИ В ДИФФУЗИОННОМ ТУРБУЛЕНТНОМ ФАКЕЛЕ

Л. Ю. Аргюх, М. Б. Тышканбаева
(Алма-Ата)

Использование полуэмпирических неравновесных моделей турбулентности достаточно простого типа, какими являются $k - \epsilon$ -модели, позволяет описать некоторые, наблюдаемые в опытах явления нелинейного изменения интенсивности турбулентности. В работе [1] для диффузионного факела экспериментально обнаружено снижение уровня пульсаций по сравнению с инертной струей. В настоящей работе этот факт подтвержден при численном решении задачи.

Как известно, при сгорании предварительно неперемешанных компонентов реагирование и смешение протекают одновременно и лимитирующую роль, как правило, играет смешение. Поэтому следует ожидать, что факторы, влияющие на аэродинамику струи, будут определяющими и в формировании диффузионного факела, что подтверждается аэродинамической теорией факела Л. А. Вулиса [2]. Известны теоретические работы, например [3], и эксперименты по исследованию влияния активных воздействий на аэродинамику струи: звукового, механического, из которых следует, что с ростом начального уровня турбулентности наблюдается существенное уменьшение начального участка струи, сокращается и длина факела. Аэродинамический характер диффузионного факела позволяет пренебречь влиянием пульсаций температуры и концентраций.

Математическая модель исследуемой задачи основывается на системе уравнений, описывающей стационарный осесимметричный пограничный слой реагирующей смеси при следующих упрощениях:

- 1) течение в струе дозвуковое и развитое турбулентное;
 - 2) между компонентами протекает необратимая одноступенчатая химическая реакция по схеме:
1 кг/кг топливо + σ кг/кг окислитель = $(1 + \sigma)$ кг/кг продукт;
 - 3) пульсации плотности и давления предполагаются несущественными;
 - 4) составляющие компонентов смеси имеют одинаковые и постоянные теплоемкости $c_{pi} = c_p = \text{const}$;
 - 5) число Льюиса для всех компонентов равно единице.
- Тогда исходная система уравнений запишется в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x}(\rho u y) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v y) &= 1, \\ \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= y^{-1} \frac{\partial}{\partial y} \left[y (\mu_{\pi} + \mu_{\tau}) \frac{\partial u}{\partial y} \right], \\ \rho u \frac{\partial C_1}{\partial x} + \rho v \frac{\partial C_1}{\partial y} &= \langle \dot{W}_1 \rangle + y^{-1} \frac{\partial}{\partial y} \left[y \left(\frac{\mu_{\pi}}{S_{m_{\pi}}} + \frac{\mu_{\tau}}{S_{m_{\tau}}} \right) \frac{\partial C_1}{\partial y} \right], \\ \rho u \frac{\partial P}{\partial x} + \rho v \frac{\partial P}{\partial y} &= y^{-1} \frac{\partial}{\partial y} \left[y \left(\frac{\mu_{\pi}}{S_{m_{\pi}}} + \frac{\mu_{\tau}}{S_{m_{\tau}}} \right) \frac{\partial P}{\partial y} \right], \\ \rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} &= y^{-1} \frac{\partial}{\partial y} \left[y \left(\frac{\mu_{\pi}}{Pr_{\pi}} + \frac{\mu_{\tau}}{Pr_{\tau}} \right) \frac{\partial H}{\partial y} \right]. \end{aligned} \quad (1)$$

Полная энтальпия H , композиционный параметр P и ламинарная вязкость μ_{π} определяются формулами

$$H = C_p T + Q C_1, \quad P = C_2 - \sigma C_1, \quad \mu_{\pi} = \nu_2 T^{1/2}. \quad (2)$$

Неравновесная динамика развития турбулентности описывается в рамках полуэмпирической двухпараметрической модели Давыдова — Хорлоу — Накаяма, в которой μ_{τ} определяется из параметров осредненных характеристик турбулентности $k - \varepsilon$

$$\mu_{\tau} = C_{\mu} \rho k^2 / \varepsilon. \quad (3)$$

Кинетическая энергия турбулентности k и ее диссипация ε определяются из уравнений переноса

$$\rho u \frac{\partial k}{\partial x} + \rho v \frac{\partial k}{\partial y} = y^{-1} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu_{\tau}}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \mu_{\tau} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \rho \varepsilon, \quad (4)$$

$$\rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = y^{-1} \frac{\partial}{\partial y} \left(y \frac{\mu_{\tau}}{\sigma_{\varepsilon}} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_{\tau} \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - C_{\varepsilon 2} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (5)$$

Константы модели турбулентности в (3)–(5) заимствованы из работы [3].

Как отмечалось выше, скорость химической реакции аппроксимиру-

ется в квазиламинарном приближении без учета пульсаций температуры и концентраций в следующем виде:

$$\langle \dot{W}_i \rangle = -kP^2 \langle C_1 \rangle \langle C_2 \rangle \exp(-E/R\langle T \rangle).$$

Задача (1)–(5) решается при следующих граничных условиях:

$$a) \ x = 0; \text{ при } 0 < y < \frac{d}{2} \quad \Phi_i = \Phi_{i0}; \text{ при } y > \frac{d}{2} \quad \Phi_i = \Phi_{i\infty}.$$

Для начального значения энергии турбулентности хорошо зарекомендовало себя соотношение $k_0 = \alpha_k u_0^2$, где α_k — некоторая постоянная, которую можно интерпретировать как начальный уровень турбулентности;
б) $x > 0$; при $y \rightarrow \infty$ $\Phi_i \rightarrow \Phi_{i\infty}$ — асимптотические условия на краю струи.

На осн — условия симметрии: при $y = 0$ $\frac{\partial \Phi_i}{\partial y} = 0$. Здесь $\Phi_i = u, H, P, C_1, C_2, k, \varepsilon$ — любая из искомых переменных.

В качестве эффективного, экономного и хорошо апробированного численного метода решения выбран метод Патанкара — Сполдинга. Решение реализуется с помощью ФОРТРАН-программы TURBUL, базирующейся на программе GENMIX [4].

Рассчитаны три диффузионных факела: 1 — стабилизирован основной струей, подогретой горячими продуктами сгорания, для него данные взяты из [5]: $u_0 = 61$ м/с, $T_0 = 1210$ К, $C_{1_0} = 0,12$, $d = 0,02$ м, вид топлива пропан + бутан; 2 и 3 стабилизированы дежурной горелкой у кромки сопла, исходные данные взяты из работ [1, 6]. Для факела 2: $u_0 = 70$ м/с, $T_0 = 300$ К, $C_{1_0} = 1$, $d = 0,008$ м, вид топлива — городской газ [6]. Факел 3: $u_0 = 26$ м/с, $T_0 = 300$ К, $C_{1_0} = 0,4$, $d = 0,005$ м, вид топлива — водород [1]. Условия для всех случаев в окружающем пространстве (воздух) были одинаковыми: $u_0 = 0$, $T_0 = 300$ К, $C_{2_0} = 0,232$. Также рассчитаны инертные струи, подобные каждому варианту факела (1а–3а). Как видно из сравнения результатов расчета с экспериментом, в основном наблюдается их хорошее согласие (рис. 1, 2).

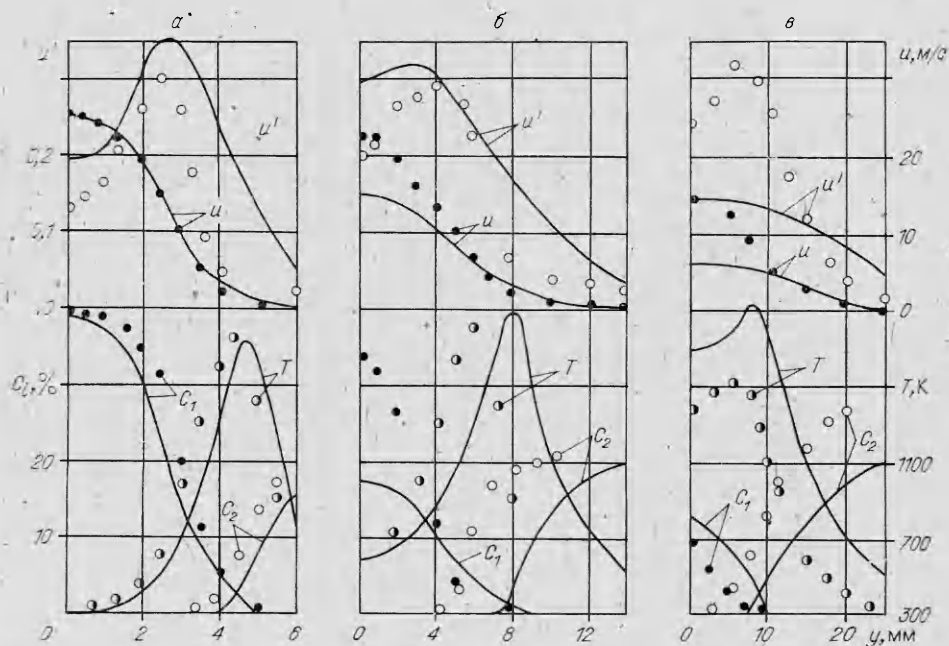


Рис. 1. Сравнение решений с экспериментом для осредненных и пульсационных характеристик в поперечных сечениях факела 3.

Точки — эксперимент [1], линии — расчет, x, мм: а) 10, б) 50, в) 130.

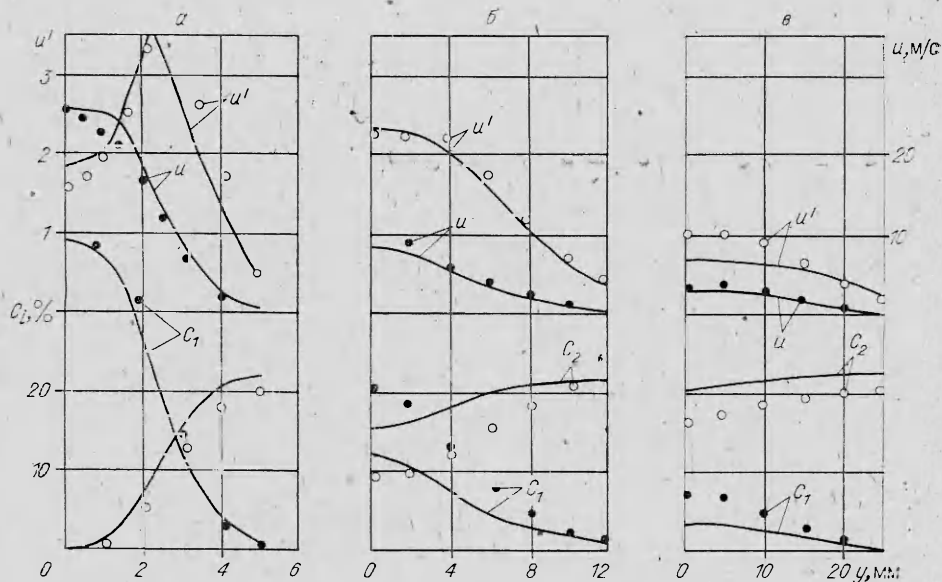


Рис. 2. Сравнение с экспериментом осредненных и пульсационных характеристик в поперечных сечениях инертной струи 3а (обозначения аналогичны рис. 1).

Проводился расчет факелов и инертных струй при различных значениях начального уровня турбулентности ($0,01 \leq \alpha_k \leq 0,03$). Длина струи l_c (в качестве l_c условно принималось значение x , где $u_m = 0,1 \cdot u_0$) нелинейно сокращается с ростом α_k , при этом дальность струи возрастает с ростом числа Re (рис. 3, 3–5) независимо от ее начальной температуры. Из сравнений распределения интенсивности пульсаций скорости \sqrt{k}/u_m на оси факела 2 и в инертной струе 2а (рис. 4) можно прийти к заключению, что и в факельной, и в инертной струе наблюдаются два характерных участка: на первом вблизи сопла ($x/d < 50$) влияние α_k существенно. Если факел укладывается на этом участке, то он сильно сокращается с повышением α_k (см. рис. 3, 2). В противном случае зависимость длины факела от α_k незначительна (см. рис. 3, 1).

Второй участок — развитая турбулентность ($50 < x/d < 125$ для факельной, $x/d > 50$ для инертной струи). Здесь течение «не помнит» значение α_k и в нем поддерживается уровень турбулентности $\approx 30\%$. В факеле на участке $x/d > 125$ происходит локальное повышение уровня турбулентности на несколько процентов, что связано, видимо, с турбулентным перемешиванием горячего потока с холодной окружающей средой. Рис. 4 также иллюстрирует «ламинаризацию» течения в начальном участке

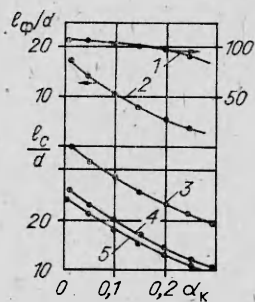


Рис. 3. Зависимости длин факелов 1, 2 (кривые 2, 1) и инертных струй 1а—3а (кривые 5—3) от начального уровня турбулентности.

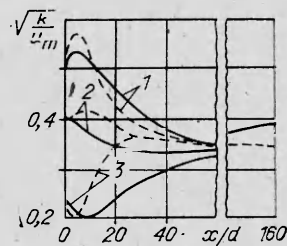


Рис. 4. Сравнение уровня турбулентности вдоль оси факела 2 (сплошные линии) и инертной струи 2а (штриховые) при различных α_k . α_k равны: 1 — 0,25, 2 — 0,15, 3 — 0,05.

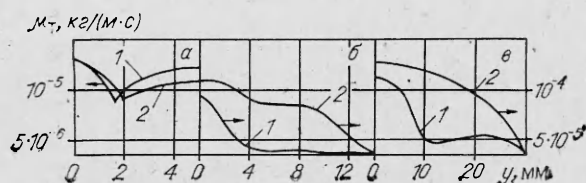


Рис. 5. Распределение эффективной турбулентной вязкости в поперечных сечениях факела 3 (кривые 1) и инертной струи 3а (кривые 2).
 x , мм: а) 10, б) 50, в) 130.

факела. Такой эффект наблюдался экспериментально в работе [1] и объясняется уменьшением эффективной турбулентной вязкости (см. формулу (3) и рис. 5), вызванным повышением температуры во фронте пламени и ускорением течения, т. е. в конечном итоге — переходом тепловой (химической) энергии в кинетическую. Сравнение распределения μ_e в трех характерных сечениях в факеле (см. рис. 5, 1) и в инертной струе (см. рис. 5, 2) наглядно показывает «ламинаризацию» течения, т. е. уменьшение турбулентной вязкости в реагирующей струе, вследствие чего такая струя становится дальнобойнее инертной.

Поступила в редакцию 29/IX 1983,
 после доработки — 7/II 1984

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Takagi etc. Comb. Flame, 1980, 37, 163.
2. Л. А. Вулис, В. П. Камаров. Теория струй вязкой жидкости. М.: Наука, 1965.
3. В. И. Головичев, Г. В. Клиничик. — В кн.: Исследование горения газообразных топлив. Новосибирск, 1977.
4. V. E. Launder, D. B. Spalding. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 1974, 3.
5. D. B. Spalding. GENMIX — a general computer program for twodimensional parabolic phenomena. Pergamon Press, 1977.
6. Л. А. Вулис и др. Основы теории газового факела. Л.: Энергия, 1968.
7. W. Lenz, B. Cünther. Comb. Flame, 1980, 37, 63.

АНАЛИЗ МОДЕЛИ ХИМИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА С ФАЗОВЫМ ПРЕВРАЩЕНИЕМ

Т. А. Акрамов, В. А. Кириллов
 (Новосибирск)

В последнее время проявляется значительный интерес к исследованию сильноэзотермических реакций гидрирования или окисления органических веществ в неподвижном слое катализатора [1—5], а также в двухфазных реагирующих потоках [6]. Установлено, что при протекании таких реакций происходит интенсивный фазовый переход, вследствие которого повышается концентрация испаряющегося реагирующего вещества и становится существенным вклад гетерогенно-каталитической реакции в паровой фазе в общий тепловой баланс реактора. Экспериментальные исследования, проведенные на реакциях гидрирования циклооктана в циклооктан [1], α -метилстирола [2], кротонового альдегида [3], бензила [4], позволили установить существование нескольких стационарных состояний на пористом зерне и в слое катализатора, а также колебательные режимы, связанные с изменением доли смоченной поверхности [5].

Возникает задача разработки довольно простой математической модели, на основании которой можно было бы провести численный анализ и выявить области возникновения множественности стационарных режимов и колебаний применительно к реакциям с фазовыми превращениями.