

стого материала, к режиму, тогда поверхность фазового перехода располагается внутри слоя пористого вещества

$$\Delta p_{\text{пр}} = \frac{h}{g_{\text{п}} \rho_2 k_{\text{ф}} m} \left( \lambda_1 \frac{T_{\text{ф}}}{\xi_{\text{ф}}} - \lambda_2 \frac{T_{\text{к2}} - T_{2*}}{h} \right). \quad (31)$$

Считая слой пористого вещества достаточно толстым, тепловой эффект химической реакции большим ( $T_{\text{ф}}/T_{1*} \approx \bar{v}/\bar{\Omega}$ , а  $T_{\text{к2}} \approx T_{2*}$ ), получим следующую оценку:

$$\Delta p_{\text{пр}} = a_1 h / m k_{\text{ф}} \xi_{\text{ф}} \cdot \rho_{12} / \bar{\Omega} \cdot \bar{v} / \bar{v}_{\text{п}}, \quad (32)$$

где  $\rho_{12} = \rho_1 / \rho_2$ ;  $a_1 = \lambda_1 / c_{\text{р1}} \rho_1$ . Из (32) видно, что при прочих равных условиях предельный перепад определяется отношением теплоты реакции к теплоте парообразования.

Используя данные [6], можно приближенно оценить величину  $k_{\text{ф}} \Delta p_{\text{пр}}$ , соответствующую выходу фронта кипения на наружную поверхность пористого слоя. Например, для керосина в засыпке из хлористого натрия ( $h = 120$  мм,  $d = 16$  мм,  $m = 0,4$ ) переход от фильтрационного режима горения (фронт кипения в глубине слоя) к свободному горению (испарение с поверхности слоя) происходит при изменении поперечника гранул от 10 до 340 мкм. Соответствующие этим режимам величины  $k_{\text{ф}} \Delta p = 0,15 \cdot 10^{-5}$  и  $2,16 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с и определяют диапазон возможных значений предельной величины  $k_{\text{ф}} \Delta p_{\text{пр}}$ . Расчет по формуле (32) с привлечением данных [3] по длине факела дает  $k_{\text{ф}} \Delta p_{\text{пр}} = 0,09 \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>/с, что близко к нижнему пределу указанного диапазона.

Поступила в редакцию 5/X 1983,  
после доработки — 22/V 1984

#### ЛИТЕРАТУРА

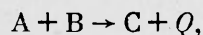
1. С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1985, 21, 1.
2. С. Н. Мильков, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1985, 21, 2.
3. В. И. Блинов, Г. Н. Худяков. Диффузионное горение жидкостей. М.: Изд-во АН СССР, 1961.
4. Л. А. Вулис. Тепловой режим горения. М.: Госэнергоиздат, 1954.
5. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л.: Энергия, 1968.
6. Н. Я. Вахман, Л. Н. Алдабаев, Н. Д. Сатинский.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.

#### ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ДИФфуЗИОННОГО ГОРЕНИЯ НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Л. Ю. Артюх, В. П. Кашкаров, И. В. Локтионова  
(Алма-Ата)

В настоящей работе рассматривается развитие турбулентного диффузионного факела, образующегося при вдуве горючего с постоянной скоростью через поверхность пористой вертикальной пластины в неподвижную окружающую среду окислителя. Теоретическое решение такой задачи встречает многочисленные трудности, связанные с сильной нелинейностью системы дифференциальных уравнений. В связи с этим возникает необходимость ряда допущений:

1. Экзотермическая окислительно-восстановительная реакция, протекающая при горении, одностадийная типа



где А — инжектируемое топливо; В — окислитель; С — продукты реакции; Q — количество тепла, выделяющееся в результате реакции.

2. Коэффициенты турбулентного переноса — диффузии и теплопроводности — одинаковы, т. е.  $Pr_T = Sc_T = const$ .

3. Термодиффузией и излучением можно пренебречь.

4. Рассматривается установившийся режим горения, температура поверхности считается постоянной.

5. Турбулентность в пограничном слое является развитой.

В такой постановке описанная задача может приближенно моделировать стационарное горение продуктов газификации испаряющегося твердого топлива.

Развитие турбулентного пограничного слоя в условиях свободной конвекции на нагретой непроницаемой плоской пластине без горения исследовалось в работах [1, 2] экспериментально, а в [3—5] теоретически. В [3, 4] для численного интегрирования уравнений турбулентного пограничного слоя использована идея локального подобия, в качестве автомодельной координаты выбрана переменная  $\eta = y \sqrt{Gr_x}/x$ , характерная для ламинарного течения, где  $Gr_x = g\beta(T_w - T_\infty)x^3/\nu_\infty^2$ . Моделирование турбулентности осуществлялось с помощью различных модификаций модели Прандтля. В [5] аналогичная задача решена в размерных переменных с применением  $k - \varepsilon - \overline{T'^2}$ -модели турбулентности. Попытка использовать подход работы [4] для задач с горением предпринята в [6]. В настоящем исследовании реагирующего турбулентного пограничного слоя в условиях свободной конвекции использована трехпараметрическая модель турбулентности.

#### Математическая постановка

Система уравнений свободноконвективного турбулентного реагирующего пограничного слоя с учетом приведенных выше допущений имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} &= 0, \\ \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu_{эф} \frac{\partial u}{\partial y} \right) + g(\rho - \rho_\infty), \\ \rho u \frac{\partial h}{\partial x} + \rho v \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\lambda_{эф}}{c_p} \frac{\partial h}{\partial y} \right) &+ \frac{1}{\rho u} \frac{\partial}{\partial y} \left[ \lambda_{эф} (Pr_T - 1) \frac{\partial (u^2/2)}{\partial y} \right], \\ \rho u \frac{\partial c_T}{\partial x} + \rho v \frac{\partial c_T}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_{эф} \frac{\partial c_T}{\partial y} \right) - k_0 p^2 c_T \tau_{ок} e^{-E/RT}, \\ \rho u \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \tilde{c}}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D_{эф} \frac{\partial \tilde{c}}{\partial y} \right), \\ \rho u \frac{\partial k}{\partial x} + \rho v \frac{\partial k}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu_T}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) &+ \mu_T \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \rho \varepsilon + C_3 \rho g \beta \sqrt{k T'^2}, \\ \rho u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_T \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - \\ &- C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon}{k} \rho \varepsilon + C_4 \frac{\varepsilon}{k} \rho g \beta \sqrt{k T'^2}, \\ \rho u \frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu_T}{\sigma_T} \frac{\partial \overline{T'^2}}{\partial y} \right) &+ C_{T1} \frac{\varepsilon}{k} \mu_T \left( \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 - C_{T2} \frac{\varepsilon}{k} \rho \overline{T'^2}, \\ p_i &= \rho_i / m_i \cdot RT_i, \\ \mu_{эф} &= \mu + C_\mu \rho \cdot k^2 / \varepsilon. \end{aligned}$$

Здесь  $h = c_p T + Q c_T$  — энтальпия газа; Q — тепловой эффект сгорания

топлива;  $c_T$  — массовая концентрация топлива;  $c_{ок}$  — массовая концентрация окислителя;  $\tilde{c} = c_{ок} - \sigma c_T$  — переменная Шваба — Зельдовича;  $\sigma$  — коэффициент стехиометрии;  $k = \frac{3}{2} \overline{u'^2}$  — кинетическая энергия турбулентности;  $\varepsilon = 2\nu \frac{\partial u'}{\partial y} \frac{\partial u'}{\partial y}$  — скорость диссипации турбулентной кинетической энергии;  $\overline{T'^2}$  — средний квадрат пульсаций температуры;  $\beta$  — коэффициент теплового расширения;  $m_i$  — молекулярная масса  $i$ -го компонента.

Константы в модели турбулентности взяты без изменений из [5]:  $\sigma_k = 1,0$ ,  $\sigma_\varepsilon = 1,3$ ,  $\sigma_T = 0,9$ ,  $C_\mu = 0,09$ ,  $C_{\varepsilon 1} = 1,44$ ,  $C_{\varepsilon 2} = 1,92$ ,  $C_\beta = 1,44$ ,  $C_1 = 0,5$ ,  $C_{T1} = 2,8$ ,  $C_{T2} = 1,4$ .

Приведенная система уравнений проинтегрирована численно с помощью известного пакета программ Сполдинга [7], модифицированного для задач со вдувом, а также дополненного  $k$  —  $\varepsilon$ -моделью турбулентности [8] с учетом подъемных сил. При этом уравнения записываются в си-

стеме координат  $x, \omega$ , где  $\omega = \frac{\psi - \psi_w}{\psi_\infty - \psi_w}$ ,  $\psi = \int_0^y \rho u dy$  — функция тока;  $\psi_w$ ,  $\psi_\infty$  — значения функции тока на внутренней и внешней границах течения соответственно. Расчет проведен по неявной конечно-разностной схеме с прогонкой.

**Краевые условия.** В качестве начальных условий для искомых функций приняты следующие значения:

$$x = 0: u = u_0, \quad T = T_0 = T_\infty, \quad c_T = 0, \quad c_{ок} = c_{ок0} = c_{ок\infty},$$

$$k = \alpha_1 u_0^2, \quad \varepsilon = \alpha_2 k_0^{3/2} / l_0, \quad \overline{T'^2} = \alpha_3 (T_w - T_\infty)^2.$$

Здесь  $l_0$  — масштаб турбулентности;  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$  — коэффициенты, много меньшие единицы. В частности, коэффициент пропорциональности турбулентной кинетической энергии  $\alpha_1$  связан с принятым в литературе параметром начального уровня турбулентности  $Tu_0 = \sqrt{\overline{u'^2}} / u_0$  следующим образом:

$$\alpha_1 = \frac{3}{2} Tu_0^2.$$

В турбулентном пограничном слое скорость быстро изменяется в очень узкой области вблизи поверхности, и даже сгущенная возле стенки неравномерная сетка, принятая в работе, не обеспечивает достаточного количества точек в указанной области. Поэтому предполагается, как и в [7], что вблизи поверхности существует «область закона стенки», в которой выполняется логарифмический закон скорости. Значения кинетической энергии турбулентности и скорости ее диссипации определяются выражениями

$$k = \tau_w / \rho \sqrt{C_\mu}, \quad \varepsilon = (\tau_w / \rho)^{3/2} / \kappa y,$$

где  $\kappa$  — постоянная Кармана. На самой поверхности  $y = 0$  граничные условия имеют вид

$$u = 0, \quad k = 0, \quad \varepsilon = 0, \quad T = T_w = \text{const}, \quad \overline{T'^2} = 0.$$

Концентрации на стенке определялись из уравнений баланса потока массы

$$(\rho v)_w (c_i^0 - c_{iw}) = \left( \rho D \frac{\partial c_i}{\partial y} \right)_w,$$

$$c_T^0 = 1, \quad \tilde{c}^0 = -\sigma, \quad (\rho v)_w = \text{const}.$$

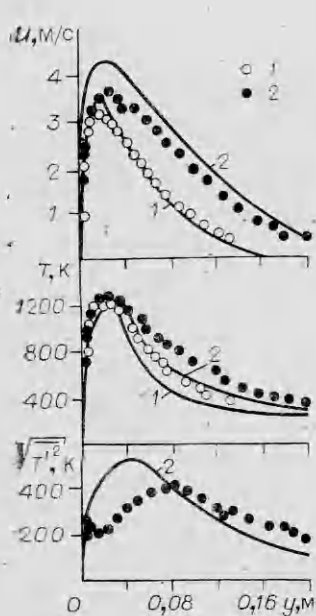


Рис. 1. Рассчитанные и экспериментальные профили средних и пульсационных скоростей и температур.  
Линии — расчет, точки — эксперимент.  $x$ , м: 1 — 0,76, 2 — 1,24.

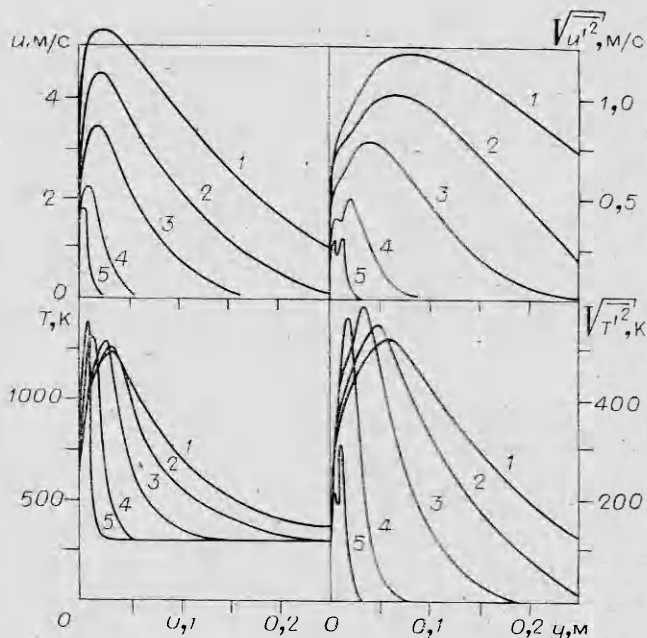


Рис. 2. Развитие полей средней скорости, температуры и их пульсаций вдоль по течению.  
 $x$ , м: 1 — 1,82, 2 — 1,24, 3 — 0,76, 4 — 0,33, 5 — 0,17.

На внешней границе  $y \rightarrow \infty$  выполняются следующие условия:  $u \rightarrow 0$ ,  $k \rightarrow 0$ ,  $\varepsilon \rightarrow 0$ ,  $T \rightarrow T_\infty$ ,  $T'^2 \rightarrow \alpha_3 (T_w - T_\infty)^2$ ,  $c_T \rightarrow 0$ ,  $\bar{c} \rightarrow c_{ок\infty}$ .

### Обсуждение результатов

Достоверность полученного решения системы уравнений обеспечивается удовлетворительным согласием рассчитанных профилей средней и пульсационной температур, а также средней скорости с данными работы [9], в которой экспериментально исследовалось горение этана, вдуваемого с постоянной скоростью через поверхность вертикальной пористой металлической пластины. Сравнение проведено на рис. 1 при следующих конкретных параметрах:  $T_w = 185$  К,  $T_\infty = 300$  К,  $c_{ок\infty} = 0,232$ ,  $(\rho v)_w = 4,75 \cdot 10^{-3}$  кг/(м<sup>2</sup> · с).

Расчет хорошо моделирует расширение профилей средней скорости, но значение максимальной скорости в эксперименте ниже. Рассчитанная максимальная скорость увеличивается по закону  $x^{1/2}$ , а приведенные в эксперименте [9] две точки удовлетворяют закону  $x^{1/3}$ . Различием в темпах нарастания максимальной скорости объясняется расхождение рассчитанных и экспериментальных значений  $u_{max}$ . Профили средней температуры обнаруживают хорошее согласие с экспериментом в области максимальных значений и большее расхождение во внешней части факела. Это можно объяснить тем, что в расчете окислительно-восстановительная реакция считалась одностадийной с образованием углекислого газа и паров воды, тогда как на практике при окислении углеводородов кроме конечных продуктов реакции на промежуточных стадиях образуется окись углерода, последующее сгорание которой расширяет фронт пламени.

Профиль пульсаций температуры в эксперименте имеет два максимума, а в расчете для соответствующего значения  $x$  — только один. Это свидетельствует о том, что в эксперименте, по-видимому, наблюдался

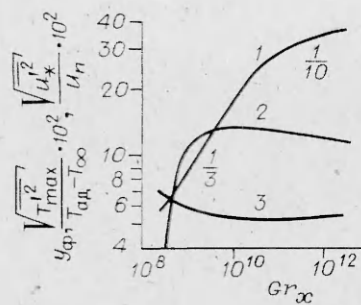


Рис. 3. Изменение по высоте пластины координаты фронта (1), относительных максимальных пульсаций температуры (2) и относительных пульсаций скорости вблизи стенки (3).

достаточно длинный начальный неавтомодельный температурный участок, а при численном решении он оказался намного короче.

Развитие профилей средних и пульсационных скоростей и температуры вдоль поверхности представлено на рис. 2. Профили пульсаций скорости и температуры в начале течения имеют два максимума, соответствующих наибольшему градиенту средней скорости и температуры. Затем первый максимум сглаживается, а второй смещается в область максимальных значений средней скорости и температуры. Эта перестройка турбулентной структуры течения приводит к установлению автомодельного режима. Более того, и другие характерные величины качественно изменяют свое поведение при переходе в автомодельную область. Как видно из рис. 3, значение пульсационной скорости  $\sqrt{u_*^2}$  вблизи стенки, отнесенное к характерной скорости свободной конвекции  $u_n$ , сначала падает, а в автомодельной области выходит на постоянное значение. Здесь звездочка — значение на границе «области закона стенки»;  $u_n = [g\beta(T_{ад} - T_{\infty})x]^{1/2}$ ;  $T_{ад}$  — адиабатическая температура горения. Если сначала фронт пламени удаляется от стенки по закону  $1/3$ , то в автомодельном режиме показатель степени становится равным  $1/10$  (число Грасгофа определяется по разности адиабатической температуры горения и окружающей среды). Максимум пульсаций температуры вообще изменяется немонотонно: в начальной области быстро растет, а затем медленно понижается.

Профили средней и пульсационной скоростей, отнесенные к характерной скорости свободной конвекции, обнаруживают хорошую автомодельность, если в качестве безразмерной координаты вместо переменной

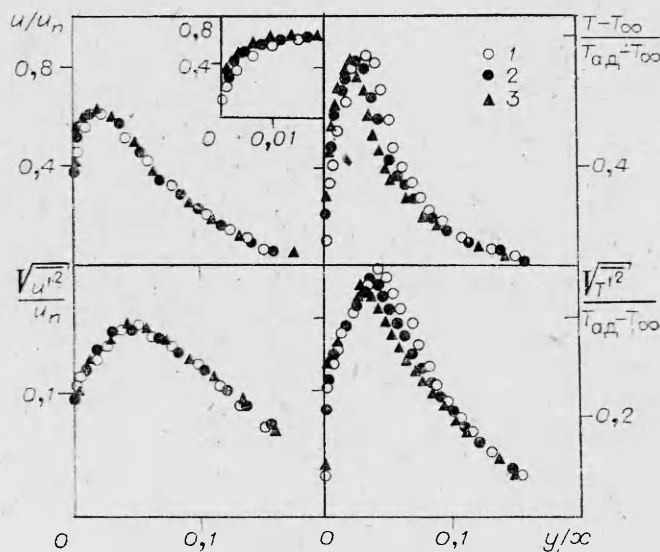


Рис. 4. Профили средних и пульсационных скоростей и температур в автомодельных переменных.  
 $x$ , м: 1 — 0,76, 2 — 1,24, 3 — 1,82.

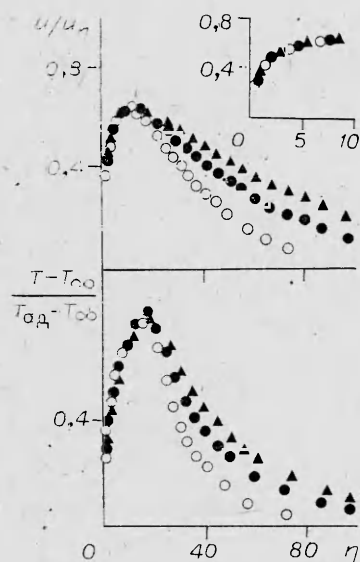


Рис. 5. Профили средней скорости и температуры в зависимости от переменной подобия  $\eta$  (обозначения см. на рис. 4).

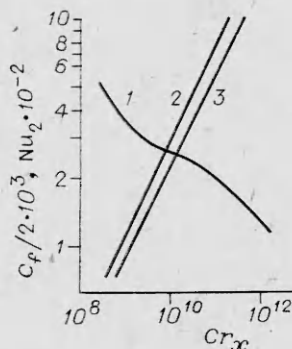


Рис. 6. Изменение по высоте пластины коэффициентов поверхностного трения (1) и теплоотдачи (2, 3).

2 —  $Nu_x = 0,028 Gr_x^{2/5}$ , настоящий расчет; 3 —  $Nu_x = 0,022 Gr_x^{2/5}$  [5].

подобия  $\eta = y \sqrt[4]{Gr_x}/x$  выбрать безразмерную длину  $y/x$  (рис. 4). Автоподобность профилей средней и пульсационной температуры в целом хуже, кроме пристеночной области профиля  $T'^2$ . Отметим, что в пристеночной области имеется лучшее подобие профилей средней скорости и температуры в автоподобной переменной  $\eta$  (рис. 5). Однако при этом существенно увеличивается различие кривых во внешней области течения. Проведенный анализ позволяет сделать вывод, что подобие по одной переменной в том смысле, в каком оно относится к ламинарному пограничному слою, не может быть использовано для описания всего турбулентного пограничного слоя. Такое же заключение сделано в отношении турбулентного не реагирующего свободноконвективного течения [4].

На рис. 6 представлены данные по трению и теплоотдаче на поверхности. Безразмерный коэффициент поверхностного трения  $C_f/2 = \tau_w/\rho u_\infty^2$  отражает картину перестройки течения, иллюстрируемой также рис. 2, тогда как закономерность для локального числа Нуссельта  $Nu_x = - \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w x / [\lambda (T_w - T_{ад})]$  вдоль течения не меняется, вероятно, потому, что  $T_w$  и  $T_{ад}$ , входящие в выражение для  $Nu_x$ , постоянны. Увеличение  $Nu_x$  при удалении от нижней кромки пластины аппроксимируется степенной зависимостью  $Nu_x = 0,028 Gr_x^{2/5}$ , отличающейся лишь коэффициентом от аналогичной формулы для случая свободной конвекции у нагретой стенки в отсутствие вдува и горения [5].

В результате проведенного решения можно полагать, что трехпараметрическая  $k - \varepsilon - T'^2$ -модель турбулентности, разработанная для инертных течений, удовлетворительно описывает развитие реагирующего турбулентного пограничного слоя. со вдувом химически активных газов без дополнительного изменения эмпирических констант модели. Численным экспериментом установлен факт выхода течения в автоподобный режим, причем наилучшее подобие профилей наблюдается при использовании разных переменных подобия в области до и после максимума. Получены данные по изменению поверхностного трения и локального коэффициента теплоотдачи вдоль потока.

Поступила в редакцию 12/III — 1984,  
после доработки — 14/VIII 1984

## ЛИТЕРАТУРА

1. Чизрайт. Теплопередача, 1968, 1, 1.
2. Влит, Лайю. Теплопередача, 1969, 1, 73.
3. Себеси, Кхаттаб. Теплопередача, 1975, 3, 161.
4. Ното, Мацумото. Теплопередача, 1975, 4, 139.
5. Плам, Кеннеди. Теплопередача, 1977, 1, 83.
6. Ю. С. Чумаков. ТВТ, 1983, 21, 4, 807.
7. D. V. Spalding. GENMIX: A General Computer Program for Two-dimensional Parabolic Phenomena. Pergamon Press, 1977.
8. В. К. Баев, В. И. Головичев, В. А. Ясаков. Двумерные турбулентные течения реагирующих газов. Новосибирск: Наука, 1976.
9. F. Tamanini, T. Ahmadi. — In: Pap. 7-th Int. Colloq. Gasdyn. Explos. and React. Syst. Gottingen, Aug. 1970. N. Y., 1981.

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА В ПРОДУКТАХ СГОРАНИЯ ВОДОРОДОКИСЛОРОДНЫХ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННЫХ И ДИФфуЗИОННЫХ ПЛАМЕН

*Н. В. Тарасенко, А. А. Сагиндыков, Г. И. Ксандопуло  
(Алма-Ата)*

Одна из актуальных проблем химической технологии состоит в нахождении новых методов переработки углеводородного сырья. Одновременно с совершенствованием классических способов проведения пиролиза идут поиски принципиально иных путей ведения процесса с применением катализаторов, активных теплоносителей, новых источников энергии и т. п. Анализ литературных данных показывает, что для этих целей можно использовать процесс горения — проведение реакций пиролиза непосредственно в пламенах [1, 2]. Такой подход по сравнению с другими способами пиролиза обладает рядом преимуществ. Во-первых, высок коэффициент использования энергии топлива (до 98%). Во-вторых, при проведении пиролиза в режиме горения довольно эффективно используются активные частицы (атомы и радикалы), генерируемые во фронте пламени, так как имеет место прямой контакт крекируемого топлива с факелом пламени, а пламя является не только источником тепла, но и генератором активных частиц, играющих большую роль в инициировании и развитии процессов пиролиза.

В этом направлении представляется перспективным использование метода погружного горения [3, 4], сочетающего достоинства проведения пиролиза в режиме горения с наличием эффективной закалки продуктов реакции. Такой метод переработки углеводородного сырья обладает большими технологическими возможностями. Как технологический прием, погружное горение находит применение при концентрировании растворов солей и кислот, очистке промышленных сточных вод, опреснении морской воды [3], получении непредельных углеводородов [4]. В качестве метода внутрискважинной газификации углеводородного сырья оно может найти применение при воздействии на нефтяные пласты с целью увеличения нефтеотдачи.

В настоящее время очевидно, что для успешного применения погружного горения при решении технологических задач необходима разработка научно-технических основ метода. Для этой цели важно определение оптимальных условий формирования так называемой зоны «химической активности» факела, т. е. проведение исследований по распределению атомов и радикалов в продуктах сгорания различных топлив. Эти исследования представляют также интерес для факельного зажигания горючих смесей и инициирования внутрисластового горения нефтей.

Имеющиеся в литературе данные по распределению активных час-