

рения, оценка членов в уравнении (29) дает

$$v = Gr^{1/2} / g_T Re_\delta \cdot v_{30}, \quad (30)$$

где  $Gr = g\delta^3(T_0 - T_{1*}) / T_{1*} v_0^2$  — число Грасгофа;  $v_{30}$  — скорость оттока газа от свободной поверхности без учета действия архимедовых сил. Согласно (30),  $v$  практически не меняется в продольном направлении. Оценки ее величины для принятых в работе характерных условий горения углеводородов дают  $v = 0,01 v_{30}$  при  $c_{a*} = 1$  и  $v = 0,1 \cdot v_{30}$  при  $c_{a*} = 0,3$ .

Для области турбулентного течения над поверхностью факела из (29) следует

$$v = \frac{\left( Gr \frac{\delta_T}{\delta} \frac{T_\phi - T_{1*}}{T_0 - T_{1*}} \right)^{1/2}}{g_T Re_\delta T_\phi / T_0} v_\phi, \quad (31)$$

где  $\delta_T$  — толщина турбулентного пограничного слоя ( $\delta_T / \delta \approx 10^2$ );  $v_\phi$  — скорость поперечного переноса над фронтом факела без учета гравитационной конвекции. Вычисления по формуле (31) независимо от величины  $c_{a*}$  дают  $v = 0,1 v_\phi$ .

Таким образом, оценки, выполненные для ламинарной и турбулентной областей течения, указывают на относительно малый вклад свободной конвекции в интенсивность поперечного переноса в настильном турбулентном факеле.

*Поступила в редакцию 28/III 1983,  
после доработки — 6/XII 1983*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1980, 16, 6.
2. А. В. Гужиев, Г. С. Сухов, Л. П. Ярин. ФГВ, 1982, 18, 3.
3. Е. У. Репик, Ю. П. Соседко. Изв. СО АН СССР. Серия техн. наук, 1982, 2, 8.
4. К. К. Федяевский, А. С. Гиневский, А. В. Колесников. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Л.: Судостроение, 1973.
5. Ф. Клаузер. — В кн.: Проблемы механики. М.: ИЛ, 1959.
6. И. О. Хинце. Турбулентность. М.: Физматгиз, 1963.
7. У. Д. Хейз, Р. Ф. Пробстин. Теория гиперзвуковых течений. М.: ИЛ, 1962.
8. К. Е. Джаугаштин, З. Б. Сакипов, А. Л. Ярин. — В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение газов и натуральных топлив. Черноголовка, 1980.
9. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1937, 12.

#### О ЛАМИНАРНОМ ДИФфуЗИОННОМ ГОРЕНИИ ГАЗА В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ У ВЕРТИКАЛЬНОЙ ПОРИСТОЙ ПЛАСТИНЫ

*Л. Ю. Аргюх, Е. Г. Богвина, В. П. Кашкаров*

*(Алма-Ата)*

Горение газов у пористых или пиролизирующих поверхностей встречается на практике при сжигании твердых или жидких топлив, воспламенении полимерных покрытий, вдуве реагента через пористую стенку в различных химико-технологических процессах. Теоретический анализ подобных явлений чаще всего проводится в предположении об автономности процесса и бесконечности скорости реакции [1—6]. Тот факт, что при горении возникает существенная неоднородность плотности, приводящая к появлению подъемных сил, часто не принимается во внимание или учитывается в приближении Обербека — Буссинеска.

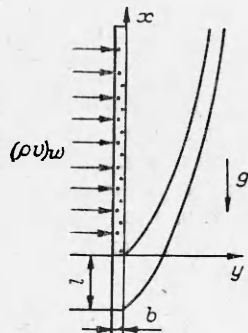


Рис. 1. Схема течения.

Ниже излагаются некоторые результаты исследования стационарного тепло- и массообмена в пламени, образующемся у вертикальной пористой поверхности в условиях естественной и смешанной конвекции. Считается, что пористая пластина толщиной  $b$  имеет предвключенный непроницаемый участок длиной  $l$ , на котором свободная конвекция возникает вследствие неравенства температур на стенке и в окружающей среде (рис. 1). Вдуваемый горючий газ, встречаясь в пограничном слое с окислителем, воспламеняется и образует диффузионный фронт горения, который служит дополнительным источником свободной конвективного течения. Для его анализа воспользуемся уравнениями установившегося пограничного слоя с одноступенчатой химической реакцией

$$\frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0,$$

$$\rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial u}{\partial y} \right) + g (\rho_\infty - \rho), \quad (1)$$

$$\rho u \frac{\partial H}{\partial x} + \rho v \frac{\partial H}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho a \frac{\partial H}{\partial y} \right),$$

$$\rho u \frac{\partial Y_i}{\partial x} + \rho v \frac{\partial Y_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial y} \right) - k p^2 Y_1 Y_2 \exp(-E/RT),$$

$$p = RT \sum_{i=1}^3 \frac{\rho_i}{M_i}, \quad Y_1 + \sigma Y_2 = (1 - c) Y_3,$$

$$H = c_p T + Q Y_1, \quad i = 1, 2, 3,$$

где  $u, v$  — компоненты скорости по осям;  $T$  — температура;  $p$  — давление;  $c_p$  — теплоемкость;  $a, D, \mu$  — коэффициенты температуропроводности, диффузии и динамической вязкости соответственно;  $Y_i, \rho_i$  и  $M_i$  — концентрация, плотность и молекулярная масса  $i$ -го компонента;  $\sigma$  — стехиометрический коэффициент.

Рассмотрим вначале течение у вертикальной пористой пластины в отсутствие внешнего потока под действием только подъемных сил. Граничные условия в этом случае имеют вид

$$-l < x < 0, \quad y = 0: \quad u = 0, \quad v = 0, \quad T = T_{w1}, \quad \frac{\partial Y_i}{\partial y} = 0,$$

$$x \geq 0, \quad y = 0: \quad u = 0, \quad v = v_w, \quad T = T_{w2}, \quad \rho D \frac{\partial Y_i}{\partial y} +$$

$$+ (Y_i^0 - Y_{iw}) (\rho v)_w = 0, \quad (2)$$

$$y \rightarrow \infty: \quad u = 0 \quad T = T_\infty, \quad Y_2 = Y_{2\infty}.$$

Индекс 0 относится к величинам, соответствующим значениям параметров вдуваемого газа.

Для решения уравнения (1) с граничными условиями (2) использован метод Патанкара — Сполдинга [7]. Расчеты выполнялись при следующих значениях величин:  $Y_1^0 = 1, Y_2^0 = 0, T_{w1} = 470$  К,  $T_{w2} = 750$  К,  $v_w = 5 \cdot 10^{-3}$  м/с,  $Y_3^0 = 0$ . Теплофизические константы принимались соответствующими смеси метана и воздуха. Сопоставление численных результатов с экспериментальными данными [1] показало их хорошее согласие. Из приведенных на рис. 2 расчетных профилей массовых концентраций топлива и окислителя видно, что горение происходит в узкой зоне реакции, называемой фронтом пламени. Сравнение профилей температуры, полученных при решении системы (1) с учетом конечной

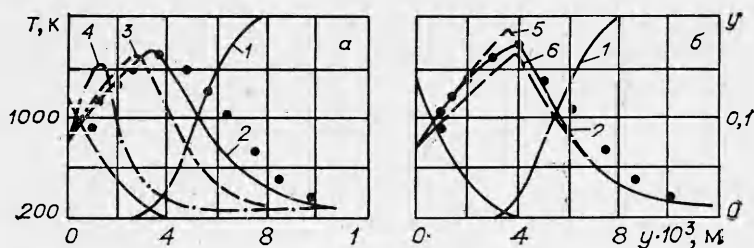


Рис. 2. Профили концентрации (1) и температуры (2-6) в сечениях:  $x = 0,024$  (а) и  $0,032$  м (б).

Точки — эксперимент [1]; линии — расчет.

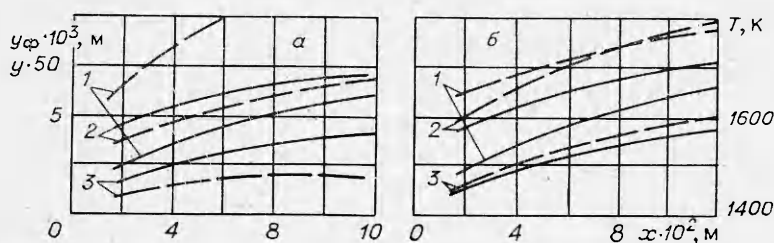


Рис. 3. Изменение положения концентрации топлива на стенке (1), максимальной температуры (2) и положения фронта пламени (3) в зависимости от концентрации кислорода в окружающей среде (а) и от скорости вдуваемого газа (б).

а) —  $Y_{2\infty} = 0,23$ , — — — —  $Y_{2\infty} = 0,32$ ; б) — — —  $v_{вд} = 4 \cdot 10^{-3}$  м/с, — — — —  $v_{вд} = 5 \cdot 10^{-3}$  м/с.

(кривая 2) и бесконечно большой скорости реакции (5) с автомодельным решением [1] (6), показывает, что использование двух последних приближений вполне оправдано при исследовании диффузионного горения в свободно-конвективном течении.

Из рис. 2, а, на котором кривой 3 показан температурный профиль, рассчитанный в приближении Обербека — Буссинеска, следует, что этот метод приводит к более низкой температуре пламени и существенному отличию от опытных данных во внешней части фронта горения. Профиль температуры, полученный в предположении о несжимаемости среды (кривая 4) лишь качественно отвечает экспериментальным данным. Как видно из рис. 3, при удалении от передней кромки пластины фронт пламени отодвигается от поверхности, его температура повышается и концентрация топлива растет.

Скорость естественного конвективного течения и интенсивность горения в пристенном факеле определяются градиентами температуры в пограничном слое. При неизменных температурах поверхности и газа в окружающей среде скорость подъемного течения зависит от температуры фронта пламени. Последнюю можно повысить, увеличив количество топлива, вступающего в реакцию, например, путем повышения концентрации недостающего реагента. Справедливость сказанного подтверждается кривыми рис. 3, а, полученными для различных концентраций кислорода при избытке топлива. Фронт пламени при этом организуется ближе к поверхности пластины, а концентрация вдуваемого газа на ней уменьшается из-за большего его выгорания.

На рис. 3, б показано изменение концентрации топлива на стенке, положения фронта пламени и его максимальной температуры для различных скоростей вдуваемого газа. Увеличение скорости вдува приводит к повышению температуры во фронте, удалению его от поверхности и росту концентрации топлива на ней.

Для практических целей важно знать интенсивность теплоотдачи и сопротивление трения на стенке. Первая из этих величин характеризуется критерием Нуссельта, который определяется по разности температур на стенке и в окружающей среде. При наличии горения эта разность уже не будет определяющей. В качестве характерного темпера-

турного напора в этом случае логичнее использовать разность адиабатической температуры горения и температуры на поверхности. Таким образом, критерий Нуссельта будет иметь вид

$$\text{Nu}_x = -\lambda \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w \cdot x / (T_w - T_{\text{ад}}), \quad (3)$$

где  $T_{\text{ад}} = T_{\infty} + Q \cdot Y_{2\infty} / c_p \cdot \sigma$ .

Трение на обтекаемой поверхности определяется коэффициентом сопротивления

$$c_f/2 = \tau_w / \rho u_*^2. \quad (4)$$

Здесь  $u_*$  — характерная скорость, в качестве которой для естественно-конвективного течения логично использовать величину

$$u_* = \sqrt{\overline{\text{Gr}_x} \cdot \nu_{\text{ад}} / x}, \quad (5)$$

выраженную через локальное число Грасгофа

$$\text{Gr}_x = \frac{g (T_w - T_{\text{ад}}) x^3}{T_{\text{ад}} \nu_{\text{ад}}}. \quad (6)$$

При таком выборе определяющей скорости  $\text{Nu}_x$  и  $c_f$  при различных значениях скорости вдуваемого газа и концентрации окислителя представляются в логарифмических координатах линейными функциями  $\text{Gr}_x$ . Расчет приводит к следующим результатам:

$$\text{Nu}_x = 0,8 \text{Gr}_x^{1/4}, \quad (7)$$

$$\frac{c_f}{2} = \text{Gr}_x^{-1/4}. \quad (8)$$

Отметим, что среднее значение числа Нуссельта определяется соотношением

$$\langle \text{Nu} \rangle = 0,457 \text{Gr}_e^{1/4},$$

практически совпадающим с аналогичной формулой для свободной конвекции в отсутствие горения, соответствующей разности температур  $(T_w - T_{\infty})$  [8].

Рассмотрим другой случай, когда температура обтекаемой поверхности не задается заранее, а определяется из условия теплового баланса на стенке:

$$q_s = - \left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho D Q \frac{\partial Y_1}{\partial y} \right)_w + (\rho v)_w (H_w - H^0) \quad (9)$$

( $q_s$  — поток тепла, нагревающий пластину). В такой постановке задача должна решаться как сопряженная. Однако для упрощения будем считать пластину очень тонкой, чтобы можно было принять линейным изменение температуры по толщине, и пренебрежем переносом тепла вдоль нее. В этом случае уравнение (9) примет вид

$$\left( \lambda \frac{\partial T}{\partial y} + \rho D Q \frac{\partial Y_1}{\partial y} \right)_w - (\rho v)_w (H_w - H^0) + \frac{\lambda_s}{b} (T_w - T^0) = 0,$$

где  $\lambda_s$  — теплопроводность материала пластины.

Изменение температуры вдуваемого газа влияет на профили скорости, температуры и концентрации в пограничном слое. Из рис. 4 видно, что вдув нагретого топлива приводит к некоторому понижению температуры пламени и к заметному повышению температуры поверхности. Вследствие этого концентрация на стенке существенно уменьшается, а фронт пламени приближается к пластине.

Примечательно, что изменение температуры вдуваемого газа не сказывается на условиях теплоотдачи и поверхностном трении. Зависимости чисел Нуссельта и коэффициента сопротивления от локального числа Грасгофа описываются теми же критериальными формулами (7) и (8),

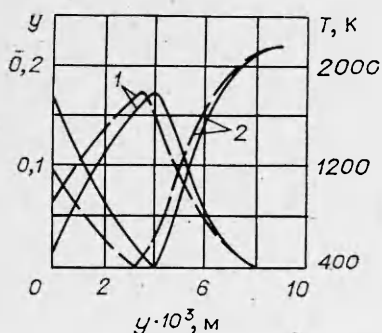


Рис. 4. Профили температуры (1) и концентрации (2) при различных температурах вдуваемого газа.  
 —  $T^0 = 300$  К; - - -  $T^0 = 750$  К.

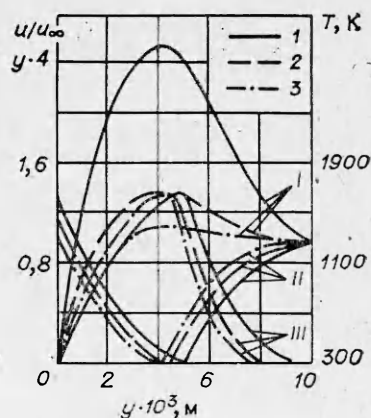


Рис. 5. Распределения скорости (I), концентрации (II) и температуры (III) в пограничном слое в сечении  $x = 0,043$  м при различных значениях параметра вдува.  
 $(\rho v)_w/(\rho u)_\infty$ : 1 —  $7,2 \cdot 10^{-3}$ , 2 —  $3,6 \cdot 10^{-3}$ , 3 —  $2,4 \cdot 10^{-3}$ .

что и в случае изотермической стенки. Это служит дополнительным подтверждением справедливости выбора масштабов в формулах (3)—(6) для задач с горением в пристенной области в условиях естественной конвекции:

Анализ тепло- и массообмена в факеле усложняется, когда на свободное течение налагается вынужденное. Рассмотрим обтекание вертикальной пористой пластины потоком окислителя. Процессы в диффузионном факеле, возникающем при воспламенении вдуваемого топлива, будут существенно зависеть от величины параметра вдува  $(\rho v)_w/(\rho u)_\infty$ . Последний косвенно характеризует соотношение интенсивности естественной и вынужденной конвекции. При равенстве его нулю подъемное течение возникает в силу тех же причин, что и в инертном потоке. В случае  $T_{w1} = T_{w2} = T_\infty$  течение будет чисто вынужденным.

Увеличение отношения  $(\rho v)_w/(\rho u)_\infty$  приводит к усилению влияния естественной конвекции. Возрастание параметра вдува в 3 раза, а следовательно, сжигание большего количества топлива влечет за собой повышение относительной скорости  $u/u_\infty$  в 2—2,5 раза. Зона горения при этом немного отодвигается от пластины, а температура в ней практически не меняется (рис. 5). Теплоотдача и трение на стенке в этом случае будут зависеть не только от  $Gr_x$  и  $Re_x$ , но и от параметра вдува. Получить здесь простую критериальную зависимость не удается. На рис. 6, а приведены графики изменения  $Nu_x$  от  $Re_x$  для различных значений  $(\rho v)_w/(\rho u)_\infty$ . Их анализ показывает, что при одинаковых числах Рейнольдса критерий Нуссельта выше для большего параметра вдува. Такая же картина наблюдается и для зависимости коэффициента трения, определенного по формуле  $c_f/2 = \tau_w/\rho u_\infty^2$ , от  $Re_x$  (рис. 6, б).

При вынужденном течении коэффициент сопротивления трения на стенке падает пропорционально корню квадратному от локального числа Рейнольдса [8]. Вследствие действия подъемной силы эта закономерность нарушается. Для небольших значений параметра вдува еще наблюдается падение поверхностного трения вдоль пластины. При увеличении отношения  $(\rho v)_w/(\rho u)_\infty$  участок, на котором трение падает, укорачивается и смещается к переднему краю пластины, коэффициент трения вдоль пластины растет, так как естественная конвекция становится определяющим фактором при движении.

Проведенное исследование позволяет сделать следующие выводы.

1. Поскольку в диффузионных пламенах горение происходит в узкой реакционной зоне, использование модели бесконечной скорости реакции

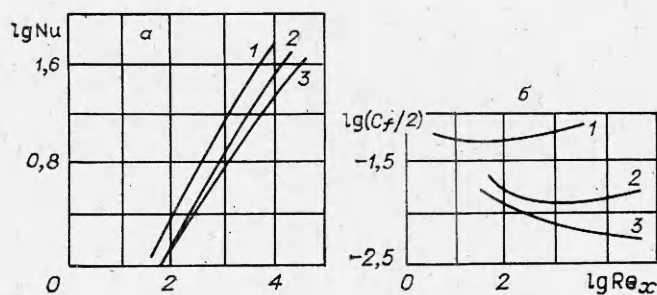


Рис. 6. Изменение теплоотдачи (а) и поверхностного трения (б) вдоль пластины при различных значениях параметра вдува.

$$(\rho v)_w/(\rho v)_\infty: 1 - 7,2 \cdot 10^{-3}, 2 - 3,6 \cdot 10^{-2}, 3 - 2,4 \cdot 10^{-3},$$

дает достаточно хорошие результаты при анализе процессов свободной и смешанной конвекции.

2. Применение приближения Обербека — Буссинеска для решения задач с горением является неоправданным.

3. Возникающие в пристенном факеле подъемные силы приводят к интенсификации процесса горения, а также увеличению теплоотдачи к поверхности.

Поступила в редакцию 20/VII 1983

#### ЛИТЕРАТУРА

1. K. V. Liu, J. R. Lloyd, K. T. Yang. Int. J. Heat and Mass Transfer, 1981, 24, 12.
2. C. N. Liu, T. M. Shih. Trans. ASME. J. Heat Transf., 1980, 102, 4.
3. T. M. Shih, P. G. Pagni. Trans. ASME. J. Heat Transf., 1978, 100, 2.
4. H. Krier, H. Kerzner. AIAA J., 1973, 11, 12.
5. Н. Н. Смирнов. ФГВ, 1982, 18, 5.
6. T. Ahwad, G. M. Faeth. Trans. ASME. J. Heat. Transf., 1978, 100, 4.
7. S. V. Patankar, D. B. Spalding. Heat and Mass Transfer in Boundary Layers. London: Intertext Books, 1970.
8. Г. А. Шлихтинг. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1969.

### ВЗРЫВНЫЕ ВОЛНЫ, ГЕНЕРИРОВАННЫЕ ДЕФЛАГРАЦИОННЫМ ГОРЕНИЕМ

В. А. Горев, С. А. Быстров

(Москва)

При аварийных взрывах горючих газов и паров в открытой воздушной атмосфере реализуются такие режимы горения, когда скорость выделения энергии в зоне химической реакции лежит в широком диапазоне значений, причем минимальная величина соответствует ламинарной скорости распространения пламени, а максимальная — детонации. Случаи прямого возникновения детонации маловероятны, и в существующих обзорах по случайным газовым взрывам в неограниченном пространстве нет достоверных сведений о том, чтобы горение переходило в детонацию [1]. Таким образом, дефлаграция — наиболее вероятная, а скорее, единственная форма выделения энергии при аварийных взрывах неограниченных облаков горючих газов.

В последние годы значительное внимание уделено изучению волн давления от расширяющихся с постоянной скоростью сферических пламен [2—6]. Решение задачи, полученное в [2, 3], неудобно тем, что весь диапазон возможных скоростей горения разбит на несколько частей и каждая часть решается различными способами. В [4, 5] численные решения не перекрывают весь диапазон возможных скоростей. В работе [6] получены асимптотические решения, справедливые для малых ско-