

выделение в этом случае обусловлено не только растворением газа в металле, но и образованием пленки. Диффузионный перенос азота в металлах протекает значительно быстрее, чем в нитридах¹ и поэтому диффузионное сопротивление пленки может стать лимитирующим фактором.

Полученные кинетические константы, по-видимому, зависят от характерного размера зерна (диаметра нити) и формы симметрии (пластина — нить — сферическая частица), поэтому переносить полученные константы на другие условия азотирования пока нельзя. Это станет возможным лишь после разработки макрокинетической теории процесса. Предложенный в данной работе способ регистрации тепловыделения при азотировании в дальнейшем может лечь в основу метода изучения кинетики быстротекающих реакций высокотемпературного взаимодействия металлов с газами.

Авторы признательны Л. А. Якушевой за проведение металлографического анализа, а Л. Н. Гальперину — за ценные советы при разработке оптического терморегулятора.

Поступила в редакцию
26/IX 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, И. П. Боровинская. Докл. АН СССР, 1972, 204, 2, 366.
2. П. Кофстад. Высокотемпературное окисление металлов. М., «Мир», 1969.
3. Ю. М. Григорьев, Ю. А. Гальченко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1973, 9, 2, 191.
4. Б. И. Хайкин, В. Н. Bloшенко, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1970, 6, 4, 474.
5. А. Г. Мержанов, Ю. А. Гальченко и др. В сб. Горение и взрыв. М. «Наука», 1972, с. 245.
6. С. Л. Харатян, Ю. М. Григорьев, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1975, 11, 1.
7. Окисление металлов. Под ред. Ж. Бенара. Т. 1. М., «Металлургия», 1968.
8. О. Кубашевский, Б. Гопкинс. Окисление металлов и сплавов. М., «Металлургия», 1965.
9. R. F. Donogala, M. Hansen a. o. J. Metals, 1956, 8, 88.
10. Э. Н. Гальбрайт, О. П. Кулик и др. Порошковая металлургия, 1970, 9 (93), 62.
11. С. С. Кипарисов, Ю. В. Левинский. Азотирование тугоплавких металлов. М., «Металлургия», 1972, с. 44.

УДК 66:541.126+532.542

КРИТИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ В ЛАМИНАРНОМ ПОТОКЕ

Э. И. Максимов, Н. И. Перегудов, А. А. Бутаков
(Черноголовка)

Задача о закономерностях протекания экзотермической реакции в потоке ставилась неоднократно. В работах [1, 2] рассматривались особенности протекания экзотермической реакции в адиабатических условиях при полубесконечной длине реактора. В этих работах показано, что температура в конце реакционной зоны близка к адиабатической,

¹ Согласно [11], отношение коэффициентов диффузии D азота в β -Zr и ZrN при температуре 1600 °C равно 500.

но сама зона химической реакции может быть как узкой (режим горения), так и очень широкой (режим самовоспламенения). В ряде работ [3—5] было показано, что при протекании экзотермической реакции в адиабатическом реакторе вытеснения конечной длины возможны как одно, так и три стационарных состояния. В случае трех стационарных состояний одно из них (среднее) неустойчиво. В работах [6, 7] было показано, что при наличии бокового (усредненного) теплообмена в зависимости от значения параметров задачи может быть как одно, так и три (и даже пять) стационарных состояний. В работе [8] указывалось на то, что в некоторой области значений параметров (при $\gamma \ll 1$; $\beta \ll 1$) имеются два тепловых режима в реакторе идеального вытеснения (без учета продольного переноса), которые сильно отличаются по закономерностям, а именно: режим с малым максимальным разогревом (10—15°C) — квазиизотермический — и режим с очень большим максимальным разогревом (близким к адиабатическому) — квазиадиабатический. Глубина превращения в конце реактора сильно зависит от того, в каком из этих двух режимов работает реактор.

Значения параметров, при которых происходит переход из квазиизотермического режима в квазиадиабатический, соответствуют критическим условиям самовоспламенения. Следует отметить, что резкий переход из квазиизотермического режима в квазиадиабатический имеет смысл физического скачка, а не математического, так как существует очень узкая переходная область значений параметров, в которой происходит переход одного режима в другой. В работе [9] экспериментально было показано для реакции полимеризации существование в реакторе вытеснения (трубчатом) двух устойчивых стационарных тепловых режимов (квазиизотермического и квазиадиабатического); установлено, что критические условия воспламенения и потухания (обратного перехода) могут не совпадать в связи с наличием продольного переноса. В работе [10] авторы также отмечают наличие двух различных режимов в реакторе вытеснения, но это различие связывают с переходом от невырожденных режимов к вырожденным [11, 12], т. е. с изменением

$$\text{параметра } \gamma, \quad \gamma \equiv (\Delta\theta_{\text{ад}})^{-1} = \frac{RT_0^2 c_p \rho}{E Q C_0}.$$

В данной работе была предпринята попытка рассмотреть критические условия воспламенения и найти границу, разделяющую два устойчивых стационарных тепловых режима в трубчатом реакторе при ламинарном течении реагентов, а также оценить область значений параметров, при которых можно различать эти два режима (т. е. область, в которой критические условия перехода из квазиизотермического режима в квазиадиабатический не вырождены). При этом учитывались: параболический профиль скоростей, конечность времени пребывания вещества в реакторе, наличие осевого и радиального тепло- и массопереноса. Кроме того, было проведено исследование влияния параболического профиля скоростей на температурные и концентрационные поля трубчатого реактора, работающего в квазиизотермическом режиме.

Система уравнений в предположении постоянства теплофизических коэффициентов в безразмерных переменных имеет следующий вид: уравнение теплопроводности

$$\frac{1}{\delta} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) + \frac{\text{Da}}{\text{Pe}} \frac{\partial^2 \theta}{\partial \zeta^2} + (1 - \eta)^m \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} - (1 - y^2) \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = 0, \quad (1)$$

уравнение химической кинетики

$$\frac{\text{Le}}{\delta} \left(\frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) + \frac{\text{DaLe}}{\text{Pe}} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \zeta^2} + \gamma (1 - \eta)^m \exp \frac{\theta}{1 + \beta \theta} - (1 - y^2) \frac{\partial \eta}{\partial \zeta} = 0. \quad (2)$$

Здесь

$$\eta = \frac{C_0 - c}{C_0}, \quad \theta = \frac{E}{RT_0^2}(T - T_0), \quad \theta_{\text{вх}} = \frac{E}{RT_0^2}(T_1 - T_0);$$

$$y = \frac{r}{R_0}, \quad \gamma = \frac{RT_0^2 c_p \rho^0}{EQC_0}; \quad \zeta = \frac{k_0 C_0^{m-1} \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right)}{v_{\text{ср}} \gamma} \cdot x;$$

$$\beta = \frac{RT_0}{E}; \quad \delta = \frac{R_0^2 EQ k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right) C_0^m}{\lambda RT_0^2},$$

$$\text{Le} = \frac{c_p \rho^0 D}{\lambda}, \quad \text{Pe} = \frac{v_{\text{ср}} L c_p \rho^0}{\lambda},$$

$$\text{Da} = \frac{k_0 C_0^{m-1} \exp\left(-\frac{E}{RT_0}\right) L}{v_{\text{ср}} \gamma},$$

T — температура в реакционном объеме, T_0 — температура теплоносителя в рубашке реактора, T_1 — температура реагирующего вещества на вход в реактор, Q — тепловой эффект реакции, k_0 — предэкспонент, E — энергия активации, λ — коэффициент теплопроводности, D — коэффициент диффузии, C_p — удельная теплоемкость, R — универсальная газовая постоянная, R_0 — радиус реактора, C_0 — начальная концентрация вещества, L — длина реактора, $v_{\text{ср}}$ — средняя скорость движения реагирующего вещества.

Необходимо отметить, что в данном случае параметр Da несколько отличается от общепринятого и характеризует меру отношения среднего времени пребывания ко времени протекания химической реакции в адиабатических условиях.

Данная задача по постановке близка к задаче теплового взрыва, рассмотренной в работе [13]. Отличие заключается в том, что в уравнениях (1), (2) вошли дополнительные члены, учитывающие продольный конвективный перенос и параболическое распределение времени пребывания по радиусу реактора.

Система уравнений (1), (2) решалась при следующих граничных условиях (граничные условия Данквертса)

$$\left. \begin{aligned} \text{Da} \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} &= \text{Pe} (1 - y^2) (\theta - \theta_{\text{вх}}) \\ \text{Da} \frac{\partial \eta}{\partial \zeta} &= \frac{\text{Pe}}{\text{Le}} (1 - y^2) \eta \end{aligned} \right\} \text{при } \zeta = 0; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \zeta} = 0, \quad \frac{\partial \eta}{\partial \zeta} = 0 \quad \text{при } \zeta = \text{Da}; \quad (4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 0; \quad (5)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial y} = \text{Bi} \theta, \quad \frac{\partial \eta}{\partial y} = 0 \quad \text{при } y = 1. \quad (6)$$

Рассматривались случаи, соответствующие $\text{Pr} \gg 1$. Поэтому оправдано задание на входе потока, стабилизированного в гидродинамическом и нестабилизированного в тепловом отношении. Решение проводилось на электронно-вычислительной машине. Находились функции $\theta(\zeta, y)$ и $\eta(\zeta, y)$ при различных значениях параметров δ , Bi , γ , β , Da , Pe , Le , $\theta_{\text{вх}}$. Основная цель расчетов заключалась в определении критиче-

ского условия (условие перехода из одного режима в другой); $\sigma_{кр} = \sigma_{кр} \times \times (Bi, \gamma, \beta, Da, Pe, Le, \theta_{вх})$.

Значения параметров менялись в диапазонах, охватывающих большинство реальных химических процессов, осуществляемых в трубчатых реакторах: $Bi = 0,01 \div 10^{11}$; $\gamma = 0,01 \div 0,15$; $\beta = 0,01 \div 0,1$; $Da = 0,8 \div 10^8$; $Pe = 30 \div 310^{11}$; $Le = 0,01 \div 1$; $\theta_{вх} = 0 \div (-5)$.

Все приведенные ниже результаты получены при $m=1$ (m — порядок реакции). Расчеты при $m \neq 1$ ($m=5$; $m=2$) показали, что результаты решения принципиально не меняются. Для решения данной стационарной задачи был осуществлен переход к нестационарной, что приводит к значительному упрощению нахождения решения при стационарных условиях. При этом уравнения (1), (2) с соответствующими граничными условиями, аппроксимировались системой явных разностных уравнений

$$\begin{aligned} \bar{\theta}_{ij} - \theta_{ij} = & \frac{\Delta\tau}{2\Delta y^2 \delta} \left[\left(2 + \frac{\Delta y}{y_i} \right) (\theta_{ij+1} - \theta_{ij}) - \left(2 - \frac{\Delta y}{y_i} \right) (\theta_{ij} - \theta_{ij-1}) \right] + \\ & + \frac{Da \Delta\tau}{Pe \Delta \xi^2} (\theta_{i+1j} - 2\theta_{ij} + \theta_{i-1j}) - \frac{\Delta\tau}{\Delta \xi} (1 - \frac{2}{j}) (\theta_{ij} - \theta_{i-1j}) + \\ & + \Delta\tau (1 - \eta_{ij}) \exp \left(\frac{\theta_{ij}}{1 + \beta \theta_{ij}} \right); \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \bar{\eta}_{ij} - \eta_{ij} = & \frac{Le \Delta\tau}{2\Delta y^2 \delta} \left[\left(2 + \frac{\Delta y}{y_i} \right) (\eta_{ij+1} - \eta_{ij}) - \left(2 - \frac{\Delta y}{y_i} \right) (\eta_{ij} - \eta_{ij-1}) \right] + \\ & + \frac{Da Le \Delta\tau}{Pe \Delta \xi^2} (\eta_{i+1j} - 2\eta_{ij} + \eta_{i-1j}) - \frac{\Delta\tau}{\Delta \xi} (1 - y_j^2) (\eta_{ij} - \eta_{i-1j}) + \\ & + \Delta\tau \gamma (1 - \eta_{ij}) \exp \left(\frac{\theta_{ij}}{1 + \beta \theta_{ij}} \right), \end{aligned}$$

где Δy , $\Delta \xi$ — шаги разностной сетки; $\bar{\theta}_{ij}$, $\bar{\eta}_{ij}$ — температура и глубина превращения на слое по времени в узлах разностной сетки; θ_{ij} , η_{ij} — температура и глубина превращения на слое.

Значение $\Delta\tau$ — шага интегрирования по времени — выбиралось из условия устойчивости решения системы (7) и степени роста температуры за один временной шаг $\Delta\tau$. Для оценки точности предложенной схемы расчета были выполнены два примера, являющиеся предельными случаями, для которых известны точные решения:

$$1) Bi = 0, Da = \infty, Pe = \infty, \frac{Da}{Pe} \rightarrow 0, Le = 1; \theta_{вх} = 0.$$

В этом случае путем простых преобразований уравнений (1), (2) можно получить $\theta_{max} = \frac{1}{\gamma}$;

$$2) Bi = \infty, Da = \infty, Pe = \infty, \frac{Da}{Pe} \rightarrow 0; Le = 0; \beta = 0; \theta_{вх} = 0.$$

Для этих условий в [14] показано, что $\delta_{кр} = 2$.

Численное решение системы уравнений (1), (2) при $Bi = 0,01$; $Da = 10^8$; $Le = 1$; $Pe = 3 \cdot 10^{11}$; $\gamma = 0,04$; $\theta_{вх} = 0$ дало значение $\theta_{max} = 24,9$. При $Bi = 10^{11}$; $Da = 10^8$; $Pe = 3 \cdot 10^{11}$; $Le = 0,01$; $\beta = 0,02$; $\delta_{кр} = 2,01$.

Программа решения уравнений (1), (2) с целью нахождения $\delta_{кр}$ как функции остальных параметров была построена так, что искомые значения $\delta_{кр}$ находились всегда внутри интервала значений $\delta_{ад}$, $\delta_{из}$ ($\delta_{ад}$ — соответствует квазиadiaбатический режим, $\delta_{из}$ — квазиизотермический). Счет прекращался при $(\delta_{ад} - \delta_{из}) \leq 0,05$. За $\delta_{кр}$ принимали среднее значение из этого интервала, т. е. $\delta_{кр} = \frac{\delta_{ад} + \delta_{из}}{2}$.

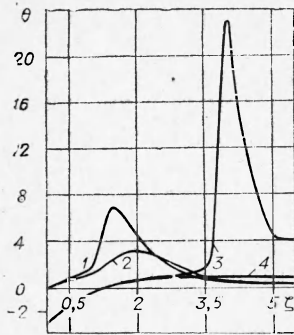


Рис. 1.

Анализ полученных результатов показал, что вплоть до $\gamma=0,07$ или $\beta=0,05$ можно провести четкую границу значений $\delta_{кр}$ (Da , Vi , γ , β , Le , Pe , $\theta_{вх}$), ниже которой всем δ соответствует квазиизотермический режим, а выше — квазиadiaбатический. Характерные профили температуры, соответствующие этим режимам для различных значений γ , приведены на рис. 1, где $Da=5$; $Pe=0,016 \cdot 10^5$; $Vi=3$; $Le=0,01$; $\beta=0,04$; 1 — $\delta=2,45$; 2 — $\delta=2,4$ при $\gamma=0,07$; $\theta_{вх}=0$; 3 — $\delta=1,42$; 4 — $\delta=1,37$ при $\gamma=0,01$; $\theta_{вх}=(-5)$. Как видно из рисунка, при $\gamma > 0,07$ наступает «вырождение» критических условий, т. е. любой паре значений δ , взятых с интервалом 0,05, соответствуют близкие в качественном и количественном отношении профили температуры и глубины превращения. Аналогично происходит «вырождение» критических условий с увеличением параметра β . Несмотря на то, что в теории теплового взрыва вопрос о «вырождении» критических условий подробно исследовался [11, 12] область значений γ и β , в которой наступает «вырождение» критических условий в трубчатом реакторе, требует дополнительного изучения.

На рис. 2 показана граница, разделяющая два режима протекания процесса для различных Vi , где кривая 1 — $Vi=0,9 \cdot 10^{12}$; 2 — $Vi=10$; 3 — $Vi=5$; 4 — $Vi=3$; 5 — $Vi=1$; 6 — $Vi=0,1$ при $\gamma=0,04$; $\theta_{вх}=0$, $\beta=0,04$, $Pe=0,16 \cdot 10^5$, $Le=0,01$. При изменении γ и β происходит из-

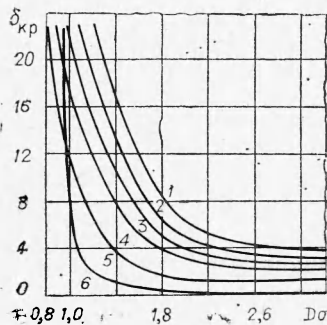


Рис. 2.

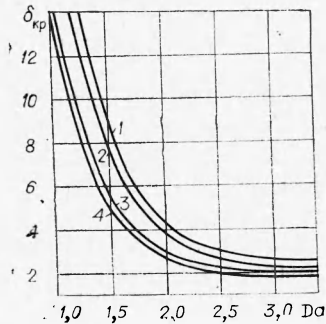


Рис. 3.

менение области существования квазиизотермического режима показанное на рис. 3, где кривая 2 — $\gamma=0,07$; 4 — $\gamma=0,01$, при $\beta=0,04$; кривая 1 соответствует $\beta=0,05$; 3 — $\beta=0,02$, при $\gamma=0,04$. $Vi=3$, $\theta_{вх}=0$; $Pe=0,16 \cdot 10^5$; $Le=0,01$; $Vi=3$.

На рис. 4 показано смещение границы, разделяющей два режима в зависимости от температуры реагирующего вещества на входе в реактор, где кривая 1 — $\theta_{вх}=0$; 2 — $\theta_{вх}=(-0,5)$; 3 — $\theta_{вх}=(-3)$; 4 — $\theta_{вх}=(-5)$, при $\gamma=0,01$; $\beta=0,04$; $Pe=0,16 \cdot 10^5$; $Le=0,01$, $Vi=3$.

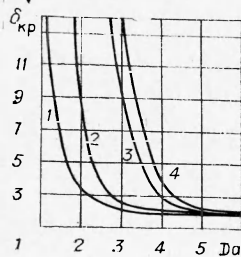


Рис. 4.

Решение системы уравнений (1), (2) для нахождения температурных и концентрационных полей в трубчатом реакторе, работающем в квазиизотермическом режиме, показало, что распределение температуры и глубины превращения по R_0 и L реактора сильно зависит как от степени удаленности значений δ от $\delta_{кр}$, так и от значений критерия Da (рис. 5), где $\gamma=0,01$; $\theta=0,04$; $Pe=0,16 \cdot 10^5$, $Le=0,01$; $\theta_{вх}=0$; $Vi=3$.

Анализ результатов решения системы (1), (2) при различных Re и Le показывает, что в квазиизотермическом режиме, характеризуемом малыми градиентами температуры и концентрации, влияние продольного переноса на критические условия и поля температуры и концентрации ничтожно во всем исследуемом диапазоне значений Da .

С целью выяснения параболического профиля скоростей течения на критические условия было проведено сравнение полученных результатов с результатами работы [13], в которой на основании численного решения уравнений теплового взрыва для полубесконечного цилиндрического стержня, предложена приближенная эмпирическая зависимость для нахождения критических условий:

$$\delta_{кр} = Bi (\sqrt{Bi + 4} - Bi) \exp \times \\ \times \frac{\sqrt{Bi^2 + 4} - Bi - 2}{Bi} (1 + 2,4\gamma^{3/2})(1 + \beta). \quad (8)$$

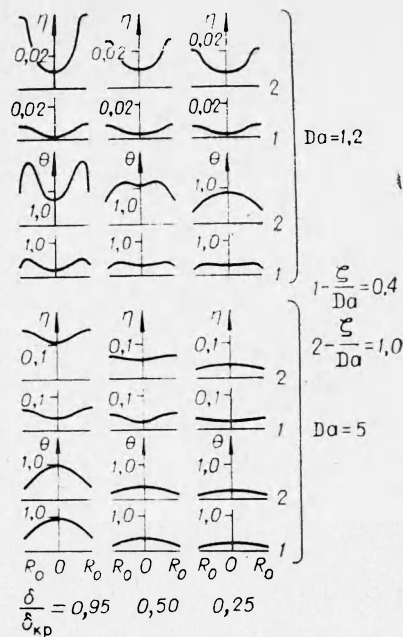


Рис. 5.

Сравнение показало, что для значений $Da \geq 5$ и $\theta_{вх} = 0$ $\delta_{кр}$, найденные в результате решения данной задачи, близки к рассчитанным по формуле (8). (Максимальное расхождение при $Da = 5$ не превышает 10%). При меньших значениях Da имеется сильная зависимость $\delta_{кр}(Da)$.

Более наглядное объяснение этого результата можно провести следующим образом. Поскольку критерий Da — среднее время пребывания, записанное в безразмерной форме, то $\delta_{кр}(Da)$ можно рассматривать как зависимость критического времени пребывания от параметра δ . Критическое время пребывания вещества в реакторе является аналогом периода индукции теплового взрыва $\tau_{инд}$. Сравнение зависимости $Da_{кр}(\delta)$ с $\tau_{инд}(\delta)$, полученной в работе [13], показывает, что в случае плоского скоростного профиля кривые практически совпадают (рис. 6, 2, 3). В случае параболического распределения скоростей (кривая 1) наблюдается значительное расхождение. Из рис. 6 также видно, что параболический профиль скоростей движения обуславливает существование двух режимов даже при $Da < 1$ (т. е. когда среднее время пребывания меньше периода индукции адиабатического теплового взрыва смеси), поскольку время пребывания слоев вещества вблизи стенки много больше среднего времени пребывания. Анализ результатов решения данной задачи показал, что влияние параболического профиля скоростей приводит к более резкой зависимости $\delta_{кр}(Bi)$ при $Da \approx 1$ в отличие от плоского гидродинамического профиля, где такой зависимости практически нет.

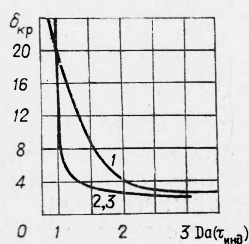


Рис. 6.

Седлообразная форма радиальных профилей температуры и глубины превращения, изображенных на рис. 5, также обусловлена параболическим профилем скоростей. Путем качественных рассуждений подобный вид стационарных радиальных профилей температуры, как следствие влияния параболического распределения скоростей потока, был предсказан в работе [15].

Как видно из рис. 5, при уменьшении величины отношения $\frac{\delta}{\delta_{кр}}$ седлообразная форма радиаль-

ных профилей сменяется на параболическую, при этом всегда можно найти такое значение δ , для которого температурный профиль становится почти плоским за исключением узкой области вблизи стенки, где сосредоточен основной перепад температур. Аналогично происходит изменение радиальных профилей по мере возрастания значений критерия Да (при условии, что $\frac{\delta}{\delta_{кр}} = \text{const}$).

Поступила в редакцию
31/VIII 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Р. М. Зайдель, Я. Б. Зельдович. ПМТФ, 1962, 4.
2. А. Г. Мержанов, А. К. Филоненко. Докл. АН СССР, 1963, 152, 1.
3. Е. А. Иванов, В. С. Бесков, М. Г. Слинько. ТОХТ, 1967, 1, 4.
4. V. Hlavacek, H. Hofmann. Chem. Engng. Sci, 1970, 25, 1.
5. V. Hlavacek, H. Hofmann. Chem. Engng. Sci, 1970, 25, 8.
6. V. Hlavacek, H. Hofmann, M. Kubicek. Chem. Engng. Sci, 1971, 26, 10.
7. A. Varma, N. Amundson. Canad. J. Chem. Engng, 1973, 51, 2.
8. А. Г. Мержанов, Э. И. Максимов и др., Макрокинетическое исследование полимеризации этилена при высоком давлении. Отчет ИХФ АН СССР, М., 1970.
9. А. А. Бутаков, Э. И. Максимов. Докл. АН СССР, 1973, 209, 3.
10. В. С. Бесков, В. П. Кузин, М. Г. Слинько. Химич. пром., 1965, 1.
11. А. Г. Мержанов, Е. Г. Зеликман, В. Г. Абрамов. Докл. АН СССР, 1968 180, 3.
12. А. Г. Мержанов, Е. Г. Зеликман, Е. Д. Александровская. ЖФХ, 1971, 45, 2.
13. В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская и др. ПМТФ, 1964, 3.
14. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М., «Наука», 1967.
15. К. Г. Денбиг. Теория химических реакторов. М., «Наука», 1968.

УДК 662.611+532.517.45

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДВИЖЕНИЯ ФРОНТА ПЛАМЕНИ В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОТОКЕ ОДНОРОДНОЙ ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ

В. Р. Кузнецов

(Москва)

Современные представления о турбулентном горении однородных горючих смесей зачастую основываются на предположении о том, что в турбулентном потоке увеличение скорости горения обусловлено искривлением тонкого ламинарного фронта пламени. При этом считается, что фронт пламени есть поверхность, каждая точка которой движется со скоростью, равной сумме скоростей среды $u_j (j=1, 2, 3)$ и произведения нормальной скорости распространения пламени u_n на вектор нормали к поверхности фронта n_j . Отсюда из соображений размерности следует, что скорость распространения турбулентного фронта пламени u_T описывается зависимостью вида

$$u_T = u_n f(\sigma/u_n), \quad \sigma^2 = \langle (u_j - \langle u_j \rangle)^2 \rangle. \quad (1)$$

Ряд экспериментальных данных свидетельствует о том, что формула (1) носит достаточно приближенный характер и с ее помощью нельзя объяснить некоторые наблюдаемые в опыте закономерности. Напри-