

5. Р. Д. Рихтмайер. Разностные методы решения краевых задач. М., ИЛ, 1960.
 6. А. Э. Аверсон, В. В. Барзыкин, А. Г. Мержанов. Докл. АН СССР, 1968, 1, 178.
 7. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967.
 8. В. И. Розенбанд, А. Э. Аверсон и др. ФГВ, 1968, 4, 4.

УДК 536.46.532.507

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ГАЗОВОГО ФАКЕЛА В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ТЕЧЕНИЯ

Э. А. Мартиросян, Л. П. Ярин
 (Алма-Ата, Ленинград)

Аэродинамике ламинарных и турбулентных пламен посвящено значительное число теоретических и экспериментальных исследований [1—3]. Менее изучены закономерности развития газового факела в переходной области течения, где происходит формирование турбулентного пламени и соизмеримо влияние молекулярного и молярного обмена. Опытные данные, относящиеся к таким пламенам, крайне ограничены и зачастую противоречивы [4—6]. В связи с этим было проведено экспериментальное изучение особенностей развития диффузионного факела в переходной области.

Опыты проводились на специальной горелке, снабженной сменными соплами с диаметром выходного отверстия от 0,4 до 5 мм. Факел стабилизировался с помощью кольцевого дежурного пламени, располагаемого вблизи среза сопла.

На рис. 1 приведены данные по зависимости длины факела от числа Рейнольдса (определяемого по скорости истечения газа из сопла Re_0). Из графика видно, что при малых скоростях истечения длина диффузионного факела прямо пропорциональна

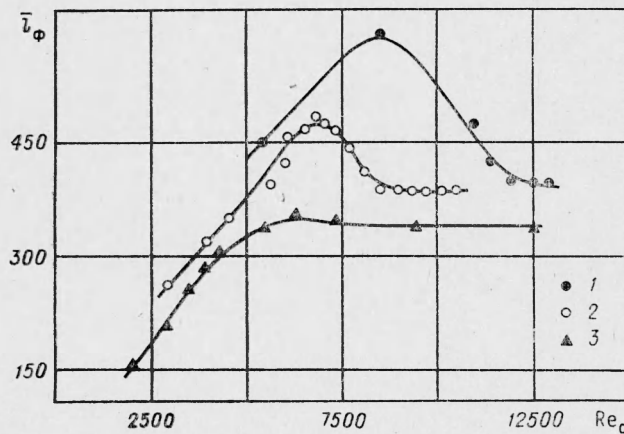


Рис. 1. Зависимость длины диффузионного газового факела от числа Рейнольдса.
 1 — $d_0=0,4$ мм; 2 — $d_0=0,8$ мм; 3 — $d_0=1,5$ мм.

числу Re_0 . Увеличение скорости истечения приводит к менее заметному росту длины факела. При некотором значении Re_0 в вершине пламени появляются пульсации, приводящие к разрушению ламинарного фронта и турбулизации факела. Дальнейшее повышение скорости истечения вызывает смещение точки «турбулизации» вверх по потоку и сокращению длины факела. При развитом турбулентном течении l_ϕ определяется только физико-химическими характеристиками горючих компонентов, коэффициентом турбулентной структуры струи и не зависит от скорости истечения газа. Таким образом, переходной области соответствует характерный экстремум зависимости $l_\phi = f(Re_0)$, обусловленный взаимоналожением молекулярного и молярного переноса [7, 8].

Как известно, из аэродинамической теории факела следует, что безразмерная длина диффузионного факела $\bar{l}_\Phi = \frac{l_\Phi}{a_0}$ не зависит от абсолютной величины d_0 при различных режимах течения [3]. Вместе с тем экспериментальные данные отчетливо свидетельствуют о наличии зависимости $\bar{l}_\Phi = f(d_0)$. При этом с изменением d_0 изменяется не только абсолютное значение l_Φ , но и характер зависимости длины факела от числа Рейнольдса. При относительно больших размерах сопел наблюдается «бескризисный» переход от ламинарного режима к турбулентному.

По мнению авторов, отмеченные выше особенности развития факела в переходной области течения являются следствием заметного влияния сил Архимеда, соизмеримых при умеренных скоростях истечения с силами инерции. Так как абсолютная величина l_Φ пропорциональна d_0 , то при $Re_0 = \text{const}$ вершина факела, истекающего из большего сопла, находится в зоне относительно малых скоростей. Течение в этой области определяется не только начальными параметрами струи, но и конвективным потоком, обусловленным разностью плотности газа в факеле и окружающем пространстве.

Наличие неравномерного поля температуры (плотности) приводит к увеличению градиента скорости во внешней области факела (рис. 2) и потере устойчивости. Турбулизация пламени, возникающая в результате конвективной неустойчивости, предотвращает «затягивание» ламинарного режима в область больших значений Re_0 и является причиной изменения формы перехода от «критической» к «бескризисной»¹.

Для проверки изложенных выше предположений были проведены специальные опыты, в которых искусственно регулировалось соотношение между подъемной силой и силой инерции. С этой целью в топливо (пропан) добавлялась присадка инертного газа. Уменьшение начальной концентрации горючего приводило к сокращению длины факела и смещению его вершины в область больших значений скорости.

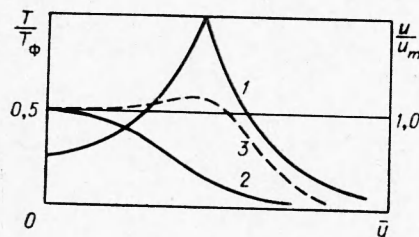


Рис. 2. Распределение скорости и температуры в поперечном сечении факела.

1 — профиль температуры; 2 — профиль скорости при отсутствии объемных сил; 3 — профиль скорости при наличии объемной (Архимедовой) силы.

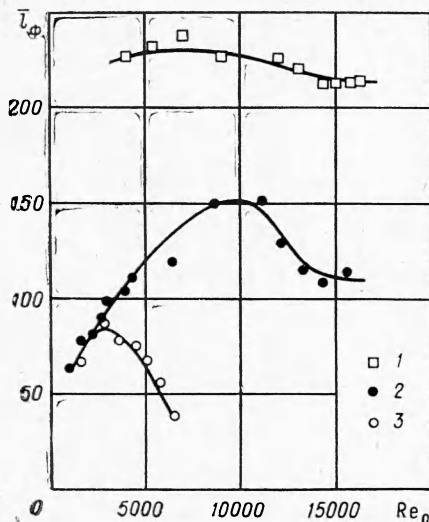


Рис. 3. Зависимость $\bar{l}_\Phi = f(Re_0)$ для длинных и коротких газовых пламен ($m = Q_1/Q_2$; Q_1 — расход пропана; Q_2 — расход инертного газа).

1 — пропан для присадки инертного газа; 2 — $m=0,5$; 3 — $m=0,25$.

Результаты опытов приведены на рис. 3. Из графика видно, что по мере увеличения доли инертного газа в топливе (сокращения факела) происходит заметное изменение характера зависимости $l_\Phi = f(Re_0)$. При горении коротких факелов наблюдается выраженный экстремум; длинным пламенам соответствует монотонный переход от ламинарного режима к турбулентному. Поскольку длина диффузионного факела пропорциональна стехиометрическому числу, то при прочих равных условиях сглаживание экстремума l_Φ должно проявляться наиболее заметно при горении углеводородных топлив и водорода. Последнее находится в качественном соответствии с опытными данными по горению CO и H₂ [10].

В ряде случаев при горении газа могут проявляться факторы, оказывающие стабилизирующее влияние на факел. Для исследования развития горения в таких условиях были поставлены опыты по изучению распространения диффузионного факела

¹ Изменение формы перехода под воздействием объемных сил имеет место и в ряде других задач [9].

вдоль твердой поверхности. Особенностью такого вида струйного движения является наличие свободного и пристенного пограничных слоев.

На рис. 4 приведен ряд фотографий факела, распространяющегося вдоль стержня. Зависимость $l_{\phi} = f(Re_*)^1$ показана на рис. 5. Для сравнения на этом же графике приведены данные по горению свободного диффузионного факела, истекающего из кольцевого сопла с такими же геометрическими размерами. Как видно из графика, в полуграничном факеле наблюдается заметное расширение области ламинарного течения и смещение точки перехода в область более высоких значений Re_* .

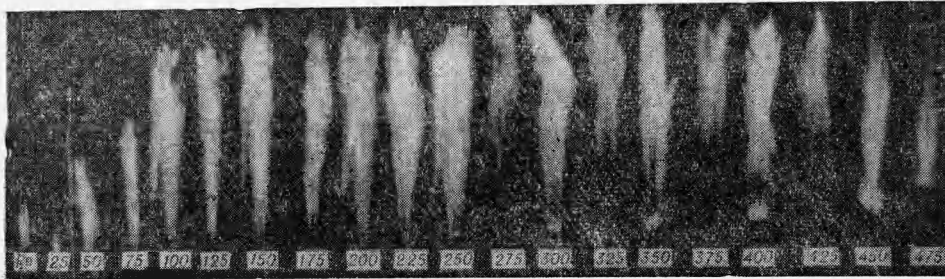


Рис. 4. Фотографии диффузионного факела, распространяющегося вдоль цилиндрического стержня.

Устойчивость факела, определяемая тепловым режимом горения, может характеризоваться значением скорости, при которой происходит отрыв пламени от горелки (при отсутствии искусственной стабилизации), или расстоянием от среза сопла до точки воспламенения при повисании пламени. Экспериментальные данные по отрыву свободного и полуграничного факела приведены на рис. 6. Из графика видно, что в области низких значений Re_* свободный факел оказывается более устойчивым, чем полуграничный. При увеличении скорости истечения факел, распространяющийся вдоль стержня, оказывается более стабильным. Такой характер процесса обусловлен взаимоналожением двух противоположных по влиянию факторов — ламинаризацией потока в пристенном слое и теплоотводом по стержню. При малых скоростях истече-

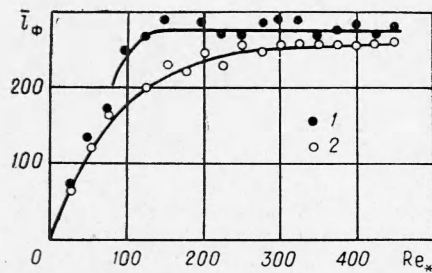


Рис. 5. Зависимость $l_{\phi} = f(Re_*)$ для свободного факела (2), вытекающего из кольцевого сопла, и факела, развивающегося вдоль стержня (1).

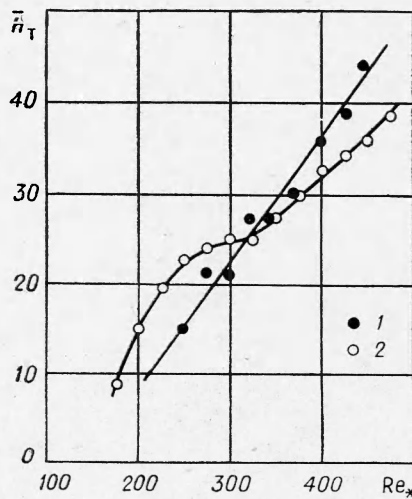


Рис. 6. Зависимость высоты «отрыва» (расстояния от среза сопла до точки воспламенения факела) от Re_* . 1 — свободный кольцевой факел; 2 — факел, развивающийся вдоль стержня.

ния и соответственно малых высот «отрыва» превалирующую роль играет теплоотвод. В результате этого происходит снижение температуры в нижней части факела. Последнее приводит к срыву горения и увеличению расстояния между срезом сопла и нижней

¹ (Re_* — число Рейнольдса, рассчитанное по ширине кольцевой щели).

точкой устойчивого горения в факеле. По мере увеличения скорости истечения высота отрыва возрастает и интенсивность теплоотвода уменьшается. Вследствие этого определяющим оказывается стабилизирующее влияние сил вязкости в пристенном пограничном слое. Это приводит к повышению устойчивости факела. Очевидно, что при распространении горячего факела вдоль адиабатической поверхности его устойчивость будет более высокой, чем свободного при любых скоростях истечения.

Поступила в редакцию
27/XI 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Абрамович. Теория турбулентных струй. Физматгиз, 1960.
2. Г. Ф. Кнорре, И. И. Палеев и др. Теория топочных процессов. «Энергия», 1966.
3. Л. А. Вулис, Ш. А. Ершин, Л. П. Ярин. Основы теории газового факела. Л., «Энергия», 1968.
4. Г. Хотжел, В. Гаусорн. Сб. «Вопросы горения», т. I, ИЛ, 1957.
5. С. Яжи, К. Саджи. IV Симпозиум (международный) по вопросам горения и детонационных волн. Оборонгиз, 1958.
6. К. Воль, К. У. Шипмэн. Сб. «Процессы горения». Физматгиз, 1961.
7. Л. А. Вулис. Тр. ин-та энергетики, т. III. Алма-Ата, Изд-во АН КазССР, 1961.
8. Ш. А. Ершин, Р. П. Рыбалова, Л. П. Ярин. Вестн. АН КазССР, 1966, 9.
9. Л. А. Вулис, Б. А. Фоменко. Магнитная гидродинамика, 1966, 1.
10. А. С. Телегин, Б. И. Китаев. Сб. «Теплообмен и вопросы экономии топлива в металлургических печах». Металлургиздат, 1951.

УДК 536.46

КОЭФФИЦИЕНТ ИЗБЫТКА ОКИСЛИТЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

А. Ф. Дрегалин
(Казань)

Расчетные формулы для определения коэффициента избытка окислительных элементов α_3 представлены в работе [1]. Несмотря на простоту выкладок, приводимые в этой работе методы вычисления α_3 для двухкомпонентных смесей с весовыми долями компонентов m_f , $m_{ок}$ (горючее и окислитель) требуют рассмотрения некоторого набора конечных продуктов сгорания, специфичных для каждого случая.

Более простым является следующее определение коэффициента избытка окислительных элементов в топливе, состав которого задан эквивалентной формулой

$$\alpha_3 = - \frac{\sum_{i \in T}^{(-)} b_{iT} \nu_i}{\sum_{i \in T}^{(+)} b_{iT} \nu_i}, \quad (1)$$

где $\sum_{i \in T}^{(-)}$ — сумма произведений $b_{iT} \nu_i$ для элементов с электроотрицательной валентностью ($\nu_i < 0$); $\sum_{i \in T}^{(+)}$ — сумма произведений $b_{iT} \nu_i$ для элементов с электроположительной валентностью ($\nu_i > 0$); b_{iT} — число атомов i -го вида в эквивалентной формуле.

Для примера укажем валентности некоторых элементов, относящиеся к конечным продуктам сгорания:

| | | | | | |
|---|---|----|----|----|---|
| С | Н | F | O | Cl | N |
| 4 | 1 | -1 | -2 | -1 | 0 |

Формулу (1) можно применить к определению α_3 и отдельных компонентов — горючего и окислителя. Например, значения α_3 для NH_4ClO_4 и $(\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2)_n$ соответственно равны:

$$\alpha_3 = - \frac{-9}{4} = 2,25; \quad \alpha_3 = - \frac{-4}{28} = 0,143.$$