

/(см·с·град)); c' — удельная теплоемкость в газовой фазе (0,63 кал/(г·град)); Q — тепловой эффект реакции (715 кал/г); c — удельная теплоемкость жидкого гидразина (0,75 кал/(г·град)); L — теплота испарения (310 кал/г), дает величину 0,20 мм, которая в 5 раз меньше наблюдаемой в опыте.

В заключение можно сделать следующие выводы.

1. сконструирован газоотборник, позволяющий отбирать пробы газа из пламени в вакуум при давлениях до 100 атм, с минимальным циклом отбора 0,08 с. Газоотборник в сочетании с масс-спектрометрическим методом анализа может найти применение при измерении состава конечных продуктов горения и профилей концентраций в пламенах определенного типа.

2. Расчет скорости горения жидкого гидразина по теории Беляева — Зельдовича для легкоиспаряющихся жидкостей с использованием кинетики мономолекулярной реакции $N_2H_4 \rightarrow 2NH_2$ дает хорошее совпадение с экспериментом.

Поступила в редакцию
18/IV 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. Грей, Ли и др. — В сб.: Пламена и химическая кинетика. М., ИЛ, 1961.
2. A. C. Antoine. Eighth Symposium (Intern.) on Combustion, Baltimore, 1962.
3. M. Gerstein. Jet Propulsion, 1959, 29, 514.
4. C. P. Bamford. Trans. Faraday Soc., 1939, 35, 1239.
5. S. Foner, R. Hudson. J. Chem. Phys., 1953, 21, 1374.
6. R. Friedman, Cyphers. J. Chem. Phys., 1955, 23, 1875.
7. Г. И. Ксандопуло, Б. Я. Колесников, В. А. Завадский. I. Всесоюз. конф. по масс-спектрометрии. Тез. и аннот. докл. и сообщ. Л., 1969.
8. А. П. Алексеев. I Всесоюз. конф. по масс-спектрометрии. Тез. и аннот. докл. и сообщ. Л., 1969.
9. Л. Одрит, Б. Огг. Химия гидразина. М., ИЛ, 1954.
10. А. П. Генич, А. А. Жирнов, Г. Б. Манелис. Докл. АН СССР, 1973, 212, 4.
11. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Т. II. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1962.

ВЛИЯНИЕ ПОДМЕШИВАНИЯ ВОЗДУХА К ГОРЮЧЕМУ ГАЗУ НА ОБРАЗОВАНИЕ ОКИСЛОВ АЗОТА В ТУРБУЛЕНТНОМ ДИФФУЗИОННОМ ФАКЕЛЕ

Ю. Я. Бурико, В. Р. Кузнецов

(Москва)

Изучение образования окислов азота при турбулентном диффузионном горении — актуальная задача, решение которой необходимо для разработки мерсприятий, связанных с защитой окружающей среды. В настоящее время механизм образования окислов азота в диффузионном пламени исследован недостаточно подробно. Действительно, исходя из традиционных для теории диффузионного горения представлений, можно ожидать, что в затопленном диффузионном факеле максимально возможная концентрация $NO_x(C_{max})$ должна быть пропорциональна времени пребывания $\tau = d/u_0$ (d — диаметр сопла, u_0 — скорость истечения газа из сопла). Такая зависимость, естественно, справедлива, если значения C_{max} существенно ниже термодинамически равновесных (наблюдаемые в опытах [1, 2] величины C_{max} примерно на два порядка ниже термодинамически равновесных).

Однако экспериментальные данные [2, 3] свидетельствуют о том, что характер влияния величины τ значительно сложнее, чем это можно ожидать из простых соображений. Так, например, при диффузионном горении водорода в случае $Fr = u_0^2/gd = \text{const}$ (g — ускорение свободного падения) наблюдалось уменьшение максимальной концентрации NO_x на оси факела по мере увеличения времени пребывания [1]. Анализ ряда факторов, влияющих на образование NO_x , и некоторые оценки [4] показали, что многие особенности окисления азота при турбулентном диффузионном горении можно объяснить, если учесть влияние излучения на температуру пламени. Аналогичные соображения, основанные на результатах исследования образования NO_x в промышленных топках, высказывались в [5].

Цель настоящей работы — экспериментальная проверка выдвинутой в [4] гипотезы о влиянии излучения на скорость образования NO_x при турбулентном диффузионном горении. Основная идея экспериментов — попытаться воздействовать на излучательную способность факела. При горении пропана большая часть радиационных потерь обусловлена излучением частиц сажи. Известно, что процесс сажеобразования можно подавить добавлением небольших количеств первичного воздуха к горючему. Если излучение сильно влияет на образование NO_x , то подмешивание первичного воздуха должно приводить к увеличению концентрации окислов азота, так как температура пламени возрастает.

Отметим, что при малых значениях коэффициента избытка воздуха исходной смеси ($\alpha_0 \leq 0,2$) влияние подмешивания воздуха к горючему на окисление азота изучено слабо и в литературе данные по этому вопросу практически отсутствуют. В технических устройствах часто используется горючее, содержащее небольшое количество воздуха и поэтому исследование образования NO_x в рассматриваемой схеме представляет также и самостоятельный интерес.

Эксперименты проводились с химически чистым пропаном (C_3H_8 99,9%). Горючее вытекало вертикально вверх в неподвижный воздух из сопла диаметром 3 мм. В ходе опытов с помощью мерных диафрагм измерялись расходы горючего и первичного воздуха, по которым рассчитывалась скорость истечения газа из сопла и коэффициент избытка воздуха исходной смеси α_0 . Для контроля величина α_0 определялась также по данным химического анализа. При подмешивании первичного воздуха условия стабилизации пламени на кромках сопла ухудшались и когда в исходной смеси $\alpha_0 = 0,03$, пламя отрывалось от среза сопла еще до того, как становилось турбулентным. Поэтому для обеспечения устойчивого горения пропано-воздушной смеси в турбулентном режиме использовалось нагреваемое кольцо диаметром 0,3 мм, которое располагалось на расстоянии $2,5 \div 3$ мм от горелки. Описанная конструкция позволила проводить опыты с турбулентным диффузионным пламенем в диапазоне скоростей истечения $20 \div 35$ м/с при $\alpha_0 \leq 0,2$. Конструкция, материал газоотборника, а также метод определения концентрации NO_x подробно описаны в [4].

Плотность потока излучения регистрировалась зеркальным радиометром с углом зрения 180° . Чувствительным элементом радиометра служил медный диск диаметром 3 и толщиной 0,2 мм. Лицевая сторона диска покрывалась тонким слоем сажи. Для измерения температуры к чувствительному элементу припаивалась термобатарея из медноконстантановых термопар с диаметром проводов 0,03 мм. Радиометр калибровался на модели абсолютно черного тела¹.

Для расчета суммарных радиационных потерь тепла при турбулентном диффузионном горении пропана определялись интегральные

¹ Радиометр и модель абсолютно черного тела разработаны С. О. Апельбаумом и Ф. М. Вафиним.

потоки лучистой энергии через контрольную поверхность, представляющую собой круглый цилиндр. Ось цилиндра совпадала с осью факела, нижнее основание располагалось в плоскости среза сопла, а верхнее — на расстоянии x_n , которое превышало видимую длину факела. При $\alpha_0 = 0; 0,05; 0,1 \div 0,2$ радиус цилиндра R и его высота x_n составляли соответственно: $R = 250, 80, 60$ мм; $x_n = 310 d, 210 d, 170 d$. На каждом режиме проводились измерения распределения плотности потока излучения в плоскости среза сопла и в вертикальной плоскости — вдоль образующей контрольного цилиндра. Достаточно точно измерить плотность потока излучения через верхнее основание цилиндра не представляется возможным, так как конвективный поток в этом направлении сравним с радиационным. Поэтому использовалось допущение о равенстве потоков излучения через верхнее и нижнее основания цилиндра. Поскольку форма факела приближенно симметрична относительно плоскости $x = x_n/2$ и суммарный тепловой поток в основании в $10 \div 15$ раз меньше радиационного потока через боковую поверхность, использование такого предположения не должно внести сколько-нибудь заметной ошибки в измеряемую величину Q_n . Аналогичные соображения использованы в [6] для определения тепловых потерь излучением при турбулентном диффузионном горении водорода. Полученные в экспериментах данные позволили вычислить радиационный поток тепла через контрольную поверхность.

Температура пламени определялась методом двух термопар. Использовались платинородиевые (ПР 30/6) термопары с диаметрами спаев $d_i = 0,2$ и $0,5$ мм. Корпус термопар не охлаждаемый. Расстояние от горячего спаев термопары до ее корпуса l_i велико ($l_i/d_i \approx 12$), следовательно, отвод тепла в электроды пренебрежимо мал [7]. Поэтому показания термопар корректировались только на потери тепла от горячего спаев излучением. Поправка вычислялась по формуле

$$\Delta T = T_f - T_{t1} = \frac{T_{t1} - T_{t2}}{\frac{\alpha_1^t}{\epsilon_2^t} T_{t2}^4 - T_{t1}^4} T_{t1}^4,$$

полученной из уравнения теплового баланса. Здесь T_i и α^t — показания термопары и коэффициент теплоотдачи к спаю; T_f — температура факела. Индексы соответствуют: 1 — термопаре с $d_i = 0,2$ мм, 2 — термопаре с $d_i = 0,5$ мм. В условиях проведенных опытов поправка на излучение не превышала $80 \div 90$ К. Ниже приводятся скорректированные значения температуры.

Результаты исследования влияния коэффициента избытка воздуха исходной смеси на относительные лучистые теплопотери Q_n/Q_z (Q_z — энергия, выделяющаяся при полном сгорании горючего) факела пропана представлены на рис. 1. Скорость газа u_0 на срезе сопла поддерживалась постоянной (30 м/с). Приведенные данные свидетельствуют о том, что значительная доля тепла, выделяющегося в факеле, теряется излучением, причем увеличение α_0 вызывает снижение величины радиационных потерь. По мере обеднения исходной смеси цвет пламени изменяется от желтого ($\alpha_0 = 0$) до прозрачно-голубого ($\alpha_0 = 0,15 \div 0,2$). Это обстоятельство скорее всего связано с уменьшением концентрации сажи в факеле. При $\alpha_0 \geq 0,15$ радиационные потери, по-видимому, обусловлены излучением только газообразных продуктов сгорания H_2O и CO_2 и составляют $5 \div 6\%$ от величины Q_z . Температура факела измерялась на тех же режимах, что и радиационные потери. Поэтому путем сопоставления полученных результатов можно выявить, насколько сильно излучение влияет на T_f . На рис. 2 представлены осевые профили температуры для случая горения смесей с различными значениями α_0 . В опытах поддерживалась постоянная скорость истечения газа из сопла

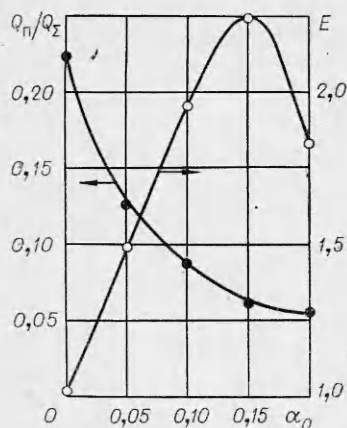


Рис. 1. Влияние α_0 на теплопотери излучением и на индекс эмиссии при диффузионном горении.

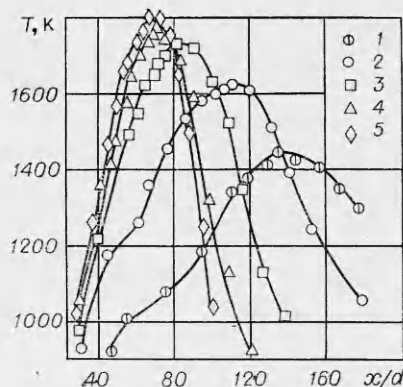


Рис. 2. Осевое распределение температуры в факеле при α_0 , равном 0 (1), 0,005 (2), 0,1 (3), 0,15 (4) и 0,2 (5).

$u_0 = 30$ м/с. Из рис. 2 следует, что увеличение концентрации воздуха в исходной смеси приводит к заметному возрастанию максимальной температуры на оси факела. Наиболее значительный рост температуры от 1450 до 1740 К наблюдается при $\alpha_0 = 0 \div 0,1$; при дальнейшем увеличении α_0 до 0,2 температура повышается еще на 60 К. Однако на всех режимах измеренные значения температуры существенно ниже адиабатической температуры сгорания стехиометрической смеси ($T_s = 2260$ К).

Изучалось также влияние скорости истечения газа из сопла на величину относительных радиационных потерь и на распределение температуры в факеле. В исследованном диапазоне α_0 по мере увеличения скорости истечения горючей смеси из сопла с 20 до 35 м/с излучение немного падает (на 1 ÷ 3%), а максимальная температура на оси факела возрастает (на 50 ÷ 120 К). Увеличение температуры и уменьшение радиационных потерь тем больше, чем меньше коэффициент избытка воздуха исходной смеси.

При $\alpha_0 \leq 0,2$ исходная пропано-воздушная смесь неакционноспособна, нормальный фронт пламени не возникает и реализуется обычное диффузионное горение. В таком случае естественно полагать, что если излучение пренебрежимо мало, то температура зоны горения не зависит от α_0 и равна адиабатической температуре сгорания стехиометрической смеси. Тогда из сопоставления рис. 1 и 2 можно сделать вывод о том, что возрастание максимальной температуры на оси факела обусловлено, в частности, уменьшением теплопотерь излучением. Действительно, величина Q_n/Q_z сильно уменьшается (от 22,5 до 6%) в диапазоне $\alpha_0 = 0 \div 0,15$, а температура заметно повышается от 1450 до 1780 К, в то время как при $\alpha_0 = 0,15 \div 0,2$ теплопотери факела изменяются незначительно и максимальная температура факела при этом остается практически постоянной.

Результаты измерения радиационных потерь и температуры пропанового факела согласуются с экспериментальными данными, имеющимися в литературе. Так, например, в [8, 9] установлено, что величина радиационных потерь Q_n/Q_z уменьшается от 27 до 20% при изменении скорости горючего от 10,2 до 22,8 м/с; в данной работе теплопотери излучением снижаются с 28 до 22% при вариации u_0 от 8,9 до 30 м/с. Максимальная температура факела $T_{max} = 1380$ К по данным [9], а в настоящей работе при той же скорости истечения горючего ($u_0 = 8,9$ м/с) $T_{max} = 1360$ К. Сравнение проведено для случая горения пропана ($\alpha_0 = 0$).

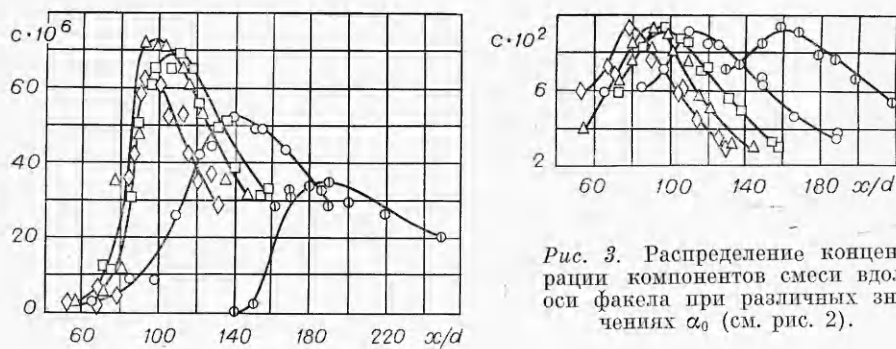


Рис. 3. Распределение концентрации компонентов смеси вдоль оси факела при различных значениях α_0 (см. рис. 2).

Осевые профили объемной концентрации окислов азота c и углекислого газа c_1 для различных значений α_0 и постоянной скорости истечения газа $u_0 = 30$ м/с показаны на рис. 3, а, б соответственно. Из рис. 3 видно, что максимальная концентрация NO_x значительно ниже термодинамически равновесной ($c_{eq} \approx 3 \cdot 10^{-3}$) и возрастает по мере увеличения α_0 от 0 до 0,15, а далее начинает уменьшаться. В то же время максимальная концентрация CO_2 близка к равновесному значению в стехиометрической смеси ($c_{1eq} \approx 0,1$) и практически не зависит от α_0 . Длина пламени, определяемая как расстояние от среза сопла до точки, в которой концентрация продуктов сгорания (CO_2) максимальна, уменьшается более чем в два раза при изменении α_0 от 0 до 0,2.

Эксперименты показали также, что по мере роста скорости истечения газа из сопла от 20 до 35 м/с максимальная объемная концентрация окислов азота на оси факела возрастает от $48 \cdot 10^{-6}$ до $78 \cdot 10^{-6}$. Наиболее заметно — от $48 \cdot 10^{-6}$ до $69 \cdot 10^{-6}$ увеличивается концентрация NO_x при изменении скорости от 20 до 25 м/с. Это, по-видимому, связано с переходом от ламинарного режима к турбулентному, о чем свидетельствует некоторое уменьшение длины факела в диапазоне скорости $20 \div 25$ м/с. Помимо осевых профилей концентрации окислов азота определялось суммарное количество NO_x , образующееся при сгорании одного килограмма горячего — так называемый индекс эмиссии E .

С этой целью измерялись радиальные распределения концентрации окислов азота и восстановленной концентрации горючего на значительном удалении от среза сопла — в области факела, где температура газа настолько мала ($T \leq 1000$ К), что образованием NO_x уже можно пренебречь. Для выбора необходимого сечения, кроме концентрации окислов азота на оси факела, определялось значение восстановленной концентрации горючего и вычислялось отношение этих концентраций c/z . Как показали опыты, осевое значение величины c/z возрастает до тех пор, пока скорость окисления азота существенна, а затем остается неизменным. Постоянство c/z обусловлено тем, что окись азота ведет себя как пассивная примесь, т. е. скорость окисления азота в этой области факела практически равна нулю. При $\alpha_0 = 0,05; 0,1; 0,15; 0,2$ расстояние от среза сопла до сечения (x/d), начиная с которого c/z перестает изменяться, соответственно равно 220, 190, 140, 130, 120. Результаты измерения радиальных профилей концентрации NO_x и z свидетельствуют о том, что величина c/z практически не меняется по радиусу струи. Используя этот факт, можно рассчитать суммарное количество окислов азота, образующееся в пламени, не измеряя профили плотности и скорости в факеле. Действительно, поток окислов азота, отнесенный к потоку горючего,

$$E = \frac{\int_0^{\infty} c' \rho u r dr}{\int_0^{\infty} z \rho u r dr} = \frac{\int_0^{\infty} c'/z \cdot z \rho u r dr}{\int_0^{\infty} z \rho u r dr}$$

Здесь ρ — плотность смеси; u — продольная компонента скорости; c_i — массовая концентрация компонентов смеси; r — координата, перпендикулярная оси струи. Как указывалось выше, величина c'/z меняется слабо по сечению факела, поэтому среднее значение (c'/z) можно вынести за знак интеграла, практически не снижая точность оценки величины E : $E = (c'/z)$.

Влияние коэффициента избытка воздуха на индекс эмиссии диффузионного факела показано на рис. 1. Из графика видно, что подмешивание первичного воздуха к горючему приводит сначала к возрастанию выхода NO_x , который достигает при $\alpha_0 \approx 0,15$ своего максимального значения, а затем начинает убывать, т. е. величина E ведет себя качественно так же, как максимальная концентрация NO_x на оси факела.

Перейдем к анализу полученных данных. Напомним, что увеличение α_0 с 0 до 0,15 обуславливает двукратное уменьшение длины пламени и одновременно возрастание концентрации окислов азота примерно вдвое (см. рис. 3). Укорачивание пламени приводит к уменьшению объема зоны высоких температур и, следовательно, к убыванию характерного времени пребывания смеси τ в этой зоне. При термодинамически равновесном составе продуктов сгорания (за исключением NO_x) концентрация окислов азота пропорциональна времени пребывания τ [4, 10]. Поэтому, согласно приведенным в [4, 10] оценкам концентрации NO_x в диффузионном факеле, не учитывающим влияние теплопотерь излучением на температуру пламени, следовало ожидать, что в рассматриваемых опытах увеличение α_0 при неизменных остальных параметрах вызовет уменьшение концентрации NO_x . Эксперимент свидетельствует об обратной зависимости: концентрация окислов азота возрастает более чем в два раза. Объяснить это на первый взгляд парадоксальное явление можно, приняв во внимание тот факт, что подмешивание первичного воздуха в горючее сопровождается уменьшением радиационных потерь (см. рис. 1) и, следовательно, повышением температуры зоны горения (см. рис. 2), которое и обуславливает увеличение концентрации NO_x .

Таким образом, при увеличении α_0 на образование окислов азота оказывают влияние главным образом два фактора. Во-первых, вследствие укорачивания факела происходит уменьшение объема зоны высоких температур, что должно приводить к убыванию концентрации NO_x . Во-вторых, как видно из рис. 1, 2, уменьшаются потери тепла излучением, возрастает температура пламени и в результате концентрация окислов азота увеличивается.

Рассмотрим количественную сторону вопроса. В работе [4] из анализа процесса окисления азота в диффузионном пламени получена оценка для максимальной концентрации окиси азота в факеле

$$c_{\max} = 13,5 \frac{w^3}{u_0^2 z_s^3}. \quad (1)$$

Здесь z — концентрация пассивной примеси ($z = 1$ на срезе сопла, $z = 0$ в окружающей среде); z_s — значение величины z во фронте пламени;

$w = \int_0^1 W dz$; $W = 2k\rho M_{\text{NO}} M_{\text{O}} M_{\text{N}_2} c'_{\text{O}} c'_{\text{N}_2}$ — скорость образования NO ; $k = 1,1 \cdot 10^{14} \exp(-3,7 \cdot 10^4/T)$ см³/(моль·с) [11]; M_{NO} , M_{O} , M_{N_2} — молекулярные веса NO , O , N_2 соответственно; c'_{O} , c'_{N_2} — массовые концентрации атомарного кислорода и азота соответственно. Физический смысл параметров, входящих в правую часть формулы (1), очевиден. Действительно, величина w характеризует скорость реакции окисления азота, а величина $1/z_s^3$ пропорциональна объему зоны высоких температур.

Если теплотери отсутствуют, то все величины, входящие в выражение для W , определяются из условия термодинамического равновесия, т. е. единственным образом зависят от состава, который характеризуется величиной z . При подмешивании воздуха в горючее

$$z = \frac{1 + \alpha_0 L}{1 + L} (Lc'_2 - c'_3 + 1),$$

где L — стехиометрический коэффициент; c'_2 и c'_3 — массовые концентрации горючего и воздуха.

В рассматриваемом случае необходимо учесть влияние теплотери на w , что легко сделать, проведя термодинамические расчеты. Результаты таких расчетов приведены ниже в виде зависимости w от $Q_{\text{л}}/Q_{\Sigma}$.

$Q_{\text{л}}/Q_{\Sigma}$	0	0,025	0,05	0,075	0,1	0,125	0,15	0,175	0,2	0,225	0,25
$w \cdot 10^{10}, 1/\text{с}$	302	190,5	102	58,8	29,5	16,5	7,58	4,46	1,59	0,794	0,276

Видно, что в диапазоне температур $1800 \div 2300$ К увеличение потерь тепла на 1% приводит к уменьшению скорости окисления азота на 50%, т. е. влияние теплотери очень велико.

Теперь нетрудно оценить изменение относительной максимальной концентрации окислов азота c_{max}/C (C — наибольшее из максимальных значений концентрации NO_x) на оси факела при увеличении α_0 , используя формулы (1), (2) и данные, приведенные выше. Результаты оценки даны на рис. 4 сплошной линией. Видно, что функция $c_{\text{max}}/C = f(\alpha_0)$ имеет максимум. Такой характер зависимости можно объяснить, по-видимому, следующим образом. При изменении α_0 от 0 до 0,1 вследствие резкого уменьшения теплотери излучением величина w возрастает быстрее, чем уменьшается объем зоны высоких температур, и это обуславливает увеличение концентрации NO_x . Дальнейшее подмешивание воздуха в горючее оказывает менее значительное влияние на теплотери, и скорость окисления азота увеличивается медленнее, чем убывает объем высокотемпературной зоны, следовательно, концентрация окислов азота уменьшается.

Таким образом, увеличение α_0 приводит к возникновению двух эффектов, оказывающих противоположно направленное влияние на максимальную концентрацию окислов азота. В области значений α_0 , близких к нулю ($\alpha_0 < 0,1$), преобладает эффект, вызывающий увеличение концентрации NO_x , а при $\alpha_0 \approx 0,2$ превалирует фактор, уменьшающий концентрацию NO_x , поэтому в зависимости c_{max}/C от α_0 имеется максимум. Данные измерений величины c_{max}/C , показанные на рис. 4 штриховой линией, качественно согласуются с результатами оценки. Это свидетельствует о том, что, несмотря на упрощающие предположения, сделанные при выводе (1), удается в основном правильно описать характерные черты явления. Отметим в то же время, что необходимо более детально экспериментально исследовать зависимость концентрации NO_x от α_0 в области максимума для уточнения места его расположения.

Определим численное c_{max} для диффузионного пламени пропана ($\alpha_0 = 0$, $u_0 = 30$ м/с, $d = 0,3$ см, $Q_{\text{л}}/Q_{\Sigma} = 22\%$). Используя приведенные данные и формулу (1), находим $c_{\text{max}} \approx 2 \cdot 10^{-6}$, что заметно ниже значения, полученного в эксперименте ($35 \cdot 10^{-6}$). В настоящее время нельзя однозначно сказать, чем вызвано это различие. Одна из причин может быть вызвана недостаточной точностью оценки (1), полученной в предположении о слабом влиянии сил

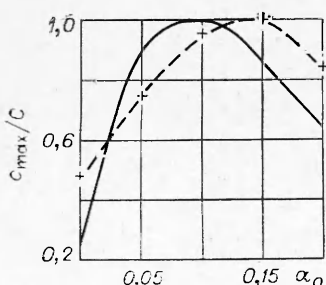


Рис. 4. Влияние подмешивания первичного воздуха к горючему на максимальную концентрацию NO_x в факеле.

плавучести на характеристики факела. Другая состоит в том, что кинетический механизм окисления азота не выяснен полностью. Так, например, еще нет полной уверенности в том, что в пламени отсутствуют области со сверхравновесной концентрацией атомарного кислорода, в которых окисление азота значительно ускоряется. Задача дальнейших исследований — проведение детальных и аккуратных оценок концентрации окислов азота с учетом влияния сил плавучести и пульсаций концентрации на процесс окисления азота, которые смогут выявить степень отличия состава от равновесного.

*Поступила в редакцию
11/V 1979*

ЛИТЕРАТУРА

1. R. W. Bilger, R. E. Beck. Fifteenth Symp. (Internat.) on Combustion. The Combustion Institute, 1975.
2. T. Takagi, M. Ogasawara et al. Fifteenth Symp. (Internat.) on Combustion. The Combustion Institute, 1975.
3. G. A. Lavoie, A. F. Shlager. Combust. Sci. Technol., 1974, 8, 215.
4. Ю. Я. Бурико, В. Р. Кузнецов. ФГВ, 1978, 14, 3.
5. И. Я. Сигал. Защита воздушного бассейна при сжигании топлива. М., Недра, 1977.
6. М. Г. Кталхерман и др. ФГВ, 1974, 10, 5.
7. А. Д. Рекип. Теплоэнергетика, 1977, 2.
8. G. H. Markstein. Combust. and Flame, 1976, 27, 1.
9. S. R. Gollahdli. Combust. Sci. and Technol., 1977, 15, 147.
10. R. W. Bilger. Progr. Energy. Combust. Sci., 1976, 1, 1.
11. Я. Б. Зельдович, П. Я. Садовников, Д. А. Франк-Каменецкий. Окисление азота при горении. М., Изд-во АН СССР, 1947.

ХАРАКТЕРНЫЕ РЕЖИМЫ ЭКЗОТЕРМИЧЕСКОГО РЕАГИРОВАНИЯ В СИСТЕМЕ ПОРИСТОЕ ТЕЛО — ГАЗ

*Н. Е. Коловертных, С. И. Худяев, А. С. Штейнберг
(Ленинград)*

Классическая теория теплового взрыва, изложенная в работах Н. Н. Семенова, Д. А. Франк-Каменецкого, О. М. Тодеса, А. Г. Мержана и других исследователей, позволяет для экзотермических реакций с известной кинетикой вычислять величину периода индукции и положение предела самовоспламенения. Она была применена к решению многочисленных задач, связанных с определением характеристик гомогенных конденсированных и газовых систем. В классической теории предполагается, что система полностью гомогенизирована, т. е. массоперенос продуктов (исходных, промежуточных или конечных) либо отсутствует, либо слабо влияет на макрокинетику процесса.

В процессе исследования и аппаратурно-технологического оформления ряда химических процессов приходится встречаться со склонными к тепловому взрыву объектами, скорость реакции в которых определяется не только уровнем температуры, но и интенсивностью диффузии реагентов. Примером может служить гетерогенная система, в которой газ, проникая в пористую насыпку, взаимодействует с ее материалом, образуя твердый конечный продукт. В [1] проанализированы макрокинетические особенности изотермического реагирования в таких системах: конечная глубина проникновения фронта реакции в пористый слой при