

ЛИТЕРАТУРА

1. Реактивные двигатели. Под ред. О. Е. Ланкастера. М., Оборонгиз, 1962.
2. I. H. Morgenthaler, J. M. Marchello. Int J. Heat Mass Transfer, 1966, 9, pp. 1401—1418.
3. Г. Н. Абрамович. Прикладная газовая динамика. М., ГИТТЛ, 1953.
4. A. Mestre, L. Viandt. Supersonic flow, chemical Prouesses and Radiative Transfer, Pergamon Press, 1964.

УДК 536.46

ТЕПЛОВЫЕ ПОТЕРИ ИЗЛУЧЕНИЕМ ПРИ СГОРАНИИ

А. И. Розловский, В. Г. Хасанов, Р. Х. Гиматдинов
(Казань)

При измерении степени расширения газа в сферическом пламени установлена [1] ошибочность априорного положения о малости тепловых потерь излучением пламени [2, 3]. В определенных условиях степень расширения при сгорании была меньше соответствующей адиабатическому процессу. Различие между термодинамической температурой горения T_b и измеряемой средней температурой продуктов реакции T_e было объяснено тепловыми потерями излучением.

Величина $\varphi = 1 - \frac{T_e}{T_b}$ характеризует долю полного теплового эффекта реакции Q_0 , которая теряется по механизму излучения; φ может достигать нескольких десятков процентов. Было установлено, что по механизму равновесного теплового излучения может быть потеряно менее 1% Q_0 , откуда следовало, что излучение имеет механизм хемилюминесценции. При пересчете известных результатов опытов Фиока [4] было установлено, что им получены аналогичные данные; максимальные потери достигали 23% Q_0 .

Опыты [1] показали, что величина φ наиболее явственно зависит от температуры горения. Для горючих смесей бутана φ монотонно уменьшалась с повышением T_b , при $T_b = 2500 \div 2600^\circ \text{K}$ горение становилось приблизительно адиабатическим. Для смесей водорода φ достигала максимального значения около 20% при $T_b = 2100^\circ \text{K}$, также уменьшаясь до нуля по обе стороны максимума.

Надо полагать, что результаты опытов со смесями бутана могут быть распространены на любую углеродсодержащую систему. Определяющая реакция в пламени протекает в зоне, температура которой близка к T_b , а состав — к продуктам полного сгорания [5]. При сгорании смесей углеродсодержащих горючих в высокотемпературной зоне накапливается промежуточный продукт — окись углерода; определяющая стадия реакции при недостатке или умеренном избытке горючего заключается в догорании промежуточной окиси углерода, независимо от специфики исходного горючего [6].

Установленные для сферического пламени необычные закономерности делали желательными измерения интенсивности излучения другим, независимым методом. Нами непосредственно определялась величина интегрального излучения изученных ранее горючих смесей в стационарном пламени.

Горелка, в которой сжигалась исследуемая смесь при заданном ее расходе, помещалась на оси цилиндрического калориметра с двойными стенками, расположенного вертикально. Внутренняя поверхность калориметра зачернялась для обеспечения полноты поглощения излучения. Разогрев воды, заливаемый между стенками, при сжигании определенного количества исследуемой смеси, определяет интенсивность излучения.

Внутренний диаметр жестяного калориметра был равен 7 см, высота — 35 см, вес воды $m_1=500$ г, водяной эквивалент калориметра $m_2=87$ г, расход сжигаемой смеси, измерявшийся реометром, $w=0,9—2,6$ л/мин, время сжигания $\tau=1—5$ мин, разогрев воды в калориметре $\Delta T=0,5 \div 1,0$. Интенсивность излучения на 1 моль сжигаемой смеси

$$Q_r = \Delta T (m_1 + m_2) RT_0 / \rho w \tau,$$

где p и T_0 — давление и температура (здесь нормальные).

Для предотвращения конвективного разогрева стенок калориметра горячими продуктами сгорания пространство между стенками и горелкой обдувалось дозированным потоком азота, подававшегося через кольцевую гребенку. В пределах изменения расхода азота до 10-кратного по отношению к расходу сжигаемой смеси не наблюдалось закономерного изменения величины ΔT .

Влияние конвективной теплоотдачи проверялось в опытах, в которых изменялось положение горелки на оси калориметра. В серии опытов было установлено, что перемещение среза горелки из среднего сечения калориметра вверх на 0,25 его полной высоты приводит к уменьшению нагревания на $\sim 15\%$. Радиационный нагрев при таком перемещении, как следует из простых геометрических соображений¹, уменьшается на 2%. Конвективный же теплообмен при эквивалентности всех участков нагреваемой поверхности, начиная от сечения, в котором находится горелка, должен уменьшиться вдвое.

Фактическое уменьшение конвективной теплоотдачи должно быть больше, так как нагревание поверхности вдоль высоты калориметра неодинаково. Об этом свидетельствуют опыты, в которых срез горелки находился ниже центрального сечения. Нагревание при этом возрастало сильнее, чем для предположения об эквивалентности. Эти опыты позволяют считать, что доля конвективного нагревания не превосходит 25% в общем балансе тепла.

В другой серии опытов сопоставлялись значения разогрева калориметра при размещении горелки в центре и у верхней кромки калориметра при тождестве остальных условий. В верхнем положении нагревание соответствует половине тепла радиации при полном отсутствии конвективного теплообмена. Возможно и дополнительное уменьшение нагревания за счет радиации, приходящейся на участок стенок калориметра выше уровня воды (2 см от края).

Нагревание в верхнем положении выполнялось в двух режимах: 1 — при совмещении среза горелки с верхней кромкой калориметра и 2 — при совмещении с нею вершины внешнего конуса пламени. Для режима 1 ΔT_1 соответствует менее половины радиации пламени, для режима 2 ΔT_2 — более половины. Для ряда смесей $C_4H_{10} + O_2 + Ar$ были получены средние значения $\Delta T_1/\Delta T_0$ и $\Delta T_2/\Delta T_0$, где ΔT_0 — нагревание для центрального положения, h — высота пламенного конуса (см. таблицу).

¹ В пренебрежение высотой конуса пламени степень черноты стенок калориметра близка к единице.

Эти опыты, несмотря на грубость измерений, подтверждают, что на долю радиации при размещении горелки в центре калориметра приходится не менее 75% полного нагревания.

Калориметрические измерения подтвердили наличие значительного излучения пламен тех же смесей, для которых оно было обнаружено путем измерения степени расширения. Измерения выполнялись для четырех серий смесей: I — $C_4H_{10} + O_2 + Ar$, $\alpha = 1,395$; II — то же, $\alpha = 0,749$; III — то же, $\alpha = 0,500$; IV — $H_2 + O_2 + Ar$, $\alpha = 0,503$. Во всех сериях с увеличением T_b в изученном диапазоне Q_r монотонно возрастало, достигая

α	$T_b, ^\circ K$	$h, мм$	$\Delta T_1/\Delta T_0$	$\Delta T_2/\Delta T_0$
1,395	2460	9	0,34	0,36
0,749	2615	35	0,36	0,44
0,500	2460	100	0,18	0,75

для смесей серии III при $2460^\circ K \sim 6,5$ ккал/моль. Для остальных трех серий значения Q_r при равных температурах горения приблизительно одинаковы, максимальное зафиксированное здесь значение $Q_r = 2,3$ ккал/моль.

Если принять, что полный тепловой эффект реакции Q_0 равен разности энтальпии равновесной смеси продуктов сгорания при температуре горения и тех же недиссоциированных продуктов при комнатной температуре, $\varphi = Q_r/Q_0$. Для стационарных пламен величина φ во всех сериях опытов мало изменялась при увеличении температуры горения от 1600 до $2600^\circ K$ (рис. 1). Для очень богатых смесей III доля тепловых потерь составляла 18—24% Q_0 , для остальных трех серий φ было приблизительно одинаково и равно 6—10% Q_0 .

Были сопоставлены значения Q_r для сферических и стационарных пламен и определена величина Q_0 в соответствии с указанным предположением. На рис. 2 и 3 представлены результаты пересчета для смесей серий II и III. Экспериментальные точки характеризуют значения Q_r сферических пламен, сплошные кривые без точек — то же для стационарных. Вертикальными пунктирными прямыми обозначены границы исследованных диапазонов T_b для стационарных пламен.

Для сферических пламен, в отличие от стационарных, величина Q_r имеет характерный максимум при $T_b = 2200 \div 2300^\circ K$. Максимальное для сферических пламен $Q_r = 25 \div 17$ ккал/моль зафиксировано у очень богатых смесей бутана ($\alpha = 0,400$ и $0,500$). Значения Q_r стационарных пламен в области таких T_b , при которых Q_r сферических пламен имеют максимум, существенно меньше, чем для сферических. Однако за пределами ограниченного температурного интервала величины Q_r этих типов пламени сравниваются или Q_r оказываются даже больше у стационарных. Соотношения Q_r обоих типов пламени и положение максимума для сферических пламен в остальных сериях опытов приблизительно аналогичны описанным.

Высокую излучательную способность очень богатых смесей с $\alpha = 0,5$ и $0,4$ вряд ли можно связывать с сажеобразованием. Известно, что граница начала сажеобразования для кислородных смесей алканов C_1-C_4 при 1 ата соответствует $\alpha = 0,48-0,56$ [7]. В пограничной области составов значения Q_r резко изменялись бы, если бы излучение сажи было основным в излучении продуктов сгорания. Однако переход от $\alpha = 0,5$ к $\alpha = 0,4$ существенно не влияет на величину Q_r .

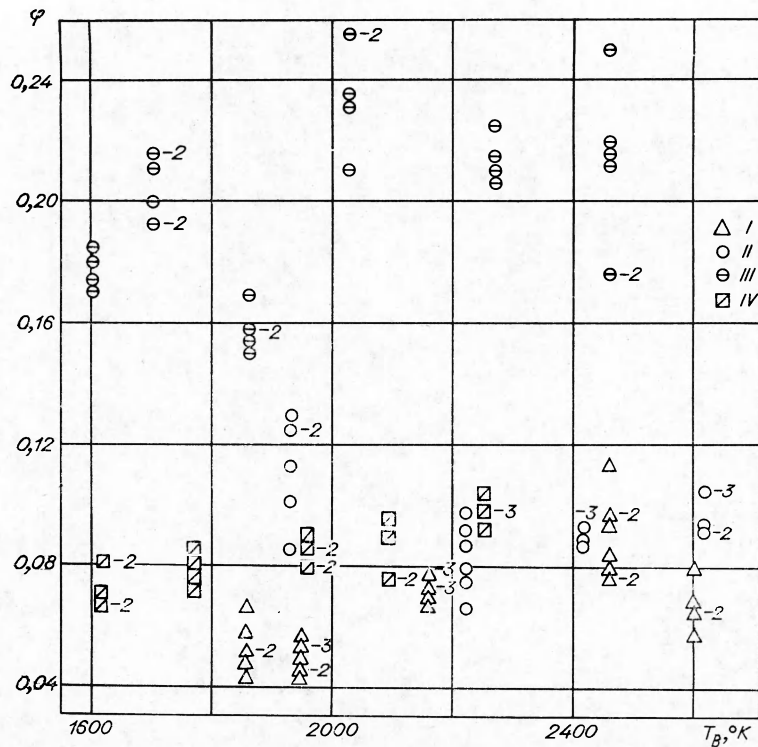


Рис. 1. Относительные величины радиационных потерь стационарных пламен.
Смесь $C_4H_{10}+O_2+Ar$: I — $\alpha=1,395$, II — $\alpha=0,749$, III — $\alpha=0,500$; смесь H_2+O_2+Ar : IV — $\alpha=0,503$. Цифра возле точки здесь и далее — число опытов с тождественными результатами.

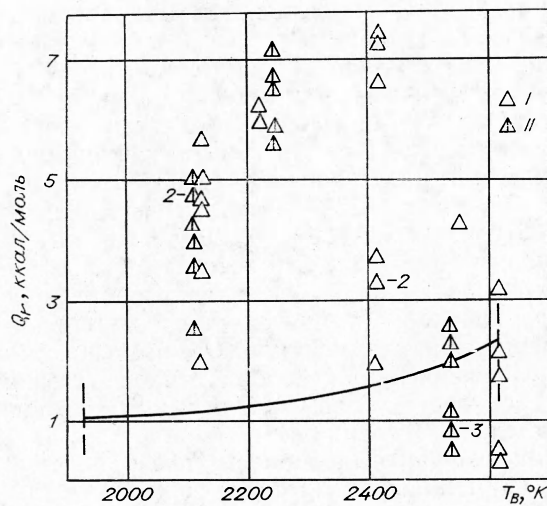


Рис. 2. Сопоставление радиационных потерь сферических и стационарных пламен смесей бутана, $\alpha=0,749$.
I — $C_4H_{10}+O_2+Ar$; II — $C_4H_{10}+H_2+O_2+Ar$.

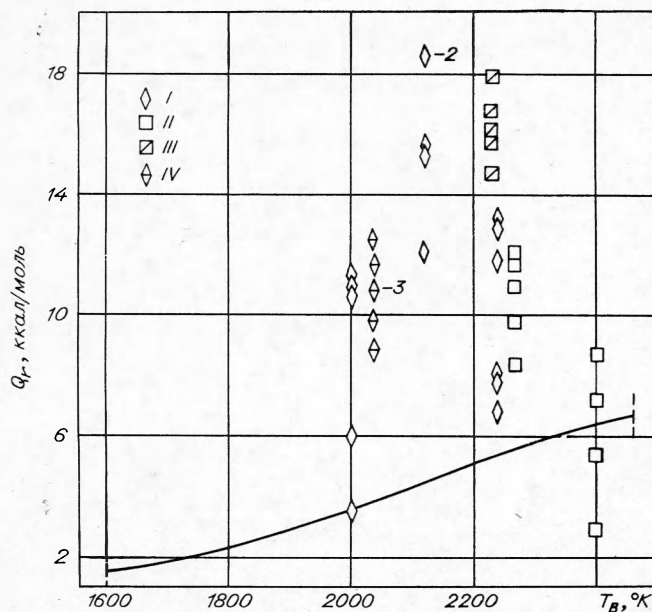


Рис. 3. Сопоставление радиационных потерь сферических и стационарных пламен смесей бутана.
 I — $C_4H_{10} + O_2 + Ar$, $\alpha = 0,400$; II — то же, $\alpha = 0,500$; III — $C_4H_{10} + O_2 + N_2$, $\alpha = 0,500$; IV — $C_4H_{10} + H_2 + O_2 + Ar$, $\alpha = 0,400$.

Измерение T_e пламени распада непредельных углеводородов [8], у которых сажа и водород — единственные конечные продукты реакции, показывает, что только в системах, сравнительно близких к пределам распространения пламени, T_e значительно отличается от T_b . Поэтому на границе начала сажеобразования трудно ожидать заметного влияния этого процесса на интенсивность излучения. Об отсутствии влияния сажеобразования говорит также независимость от начального радиуса оболочки степени расширения в сферических пламенах [1], такой эффект возможен только при излучении по механизму хемилюминесценции.

В связи с высокими значениями Q_r у очень богатых смесей следует напомнить, что для таких пламен температура в зоне реакции достигает максимума, значительно превосходящего T_b [9]. Однако механизм хемилюминесценции пока не ясен, и неизвестно, как сказывается появление максимума температуры на интенсивности излучения. Вопрос о причинах различия интенсивности излучения сферического и стационарного пламени остается открытым. При его решении нужно будет принять во внимание, что непосредственные объекты измерения сферического и стационарного пламен неодинаковы: у первого измеряется только степень расширения, т. е. доля тепловых потерь в общем балансе тепла, у второго — только абсолютная величина интенсивности излучения.

На основании изложенного можно сделать следующие выводы.

1. Прямые калориметрические измерения подтверждают значительные радиационные потери тепла от стационарных и сферических пламен. Максимальные зафиксированные тепловые потери здесь достигают 6,5 ккал/моль для очень богатых смесей $C_4H_{10} + O_2 + Ar$.

2. Доля полного тепла реакции, приходящаяся на излучение стационарных пламен, слабо зависит от температуры горения T_b ; она до-

стигает 18—24% для смесей с $\alpha=0,5$, а в остальных случаях — 6—10%. Интенсивность радиации различных сферических пламен имеет резкий максимум при $T_b=2100—2300^\circ\text{K}$, для них радиационные потери достигают 15—17 ккал/моль. Для излучения всех изученных пламен наиболее вероятен нетепловой механизм.

Поступила в редакцию
20/VII 1971

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Розловский, В. Г. Хасанов, Р. Х. Гиматдинов. Матер. научн. конф. ИОФХ АН СССР. Казань, 1969, стр. 28; 1970, стр. 169.
2. Б. Льюис, Г. Эльбе. Горение, пламя и взрывы в газах. «Мир», 1968.
3. В. Иост. Взрывы и горение в газах. ИЛ, 1952.
4. E. F. Fiesck, C. H. Rosder. Natl. Advisory Comm. Aeronaut., Rept., 1935, 5-32.
5. Я. Б. Зельдович. Теория горения и детонации газов. Изд. АН СССР, 1944.
6. А. И. Розловский, Б. Б. Брандт. Докл. АН СССР, 1962, 145, 1331.
7. С. Р. Fenimore, G. W. Jones, G. E. Moore. VI-th Intern. Symp. Combustion, 1957, p. 242.
8. Ф. Б. Мошковиц, А. Н. Розловский, Р. Я. Муший. Докл. АН СССР, 1968, 182, 626.
9. А. И. Розловский. Докл. АН СССР, 1969, 186, 373.

УДК 536.46+621.43.056

СРАВНЕНИЕ ПРЕДЕЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ СРЫВА ПЛАМЕНИ ДЛЯ РАЗНЫХ ТИПОВ СТАБИЛИЗАТОРОВ

В. Я. Басевич, С. М. Когарко
(Москва)

Пределная скорость срыва пламени является важной практической характеристикой камеры сгорания. Поскольку известные критерии срыва [1] имеют более качественный, нежели количественный характер, сравнение предельных скоростей срыва для разных, в том числе новых, типов стабилизаторов в сопоставимых экспериментальных условиях представляет несомненный интерес и является предметом настоящей работы.

Схема аппаратуры для проведения экспериментов подробно описана в работе [2]. В настоящих опытах использовалась несколько измененная камера сгорания; она имела слегка расширяющуюся форму с начальным проходом сечением 20×60 мм, увеличивающимся на длине 500 мм до сечения 20×90 мм (рис. 1). Применялись стабилизирующие устройства цилиндрической формы: I — в виде плохо обтекаемого тела; II — пилотный стабилизатор однокомпонентный (водород) и двухкомпонентный (водород + кислород).

Каждый из этих двух основных типов был выполнен в двух вариантах: обычном 1 и «активном» 2, с подачей в зону рециркуляции продуктов электрического разряда в воздухе, водороде или кислороде. Для этого полный стабилизатор соединялся или непосредственно с баллоном сжатого газа (через редуктор) и диафрагму для измерения рас-