Доклады Академии наук СССР
1972. Том 204, № 2

УДК 541.126 *ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ*

А. И. РОЗЛОВСКИЙ

ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ СТАЦИОНАРНОГО ФАКЕЛА НАД ГОРЯЩЕЙ ЖИДКОСТЬЮ

(Представлено академиком Я. Б. Зельдовичем 21 X 1971)

Закономерности излучения свободно горящего диффузионного факела над поверхностью открытого резервуара с горючей жидкостью представляют существенный интерес для задач противопожарной профилактики. Конвективный нагрев может быть более интенсивным, но лишь в пределах узкой конической области; заметный нагрев радиацией возможен на большем расстоянии от зоны горения. Для оценки излучательной способности таких факелов необходимы сведения о составе и состоянии среды, образующей факел. Некоторые усредненные характеристики могут быть установлены на базе имеющихся экспериментальных данных ([1]). Будем считать факелом цилиндрическую область высотой H, характеризующуюся видимым свечением; эта область включает как зоны с избытком горючего, так и с избытком кислорода. В зоне реакции, на границе между зонами смесей горючего или соответственно кислорода с продуктами сгорания, коэффициент избытка окислителя α в ламинарном диффузионном пламени равен единице ([2]); при турбулентном режиме возможны временные отклонения α от единицы в пограничной зоне.

Судя по приведенным ([1]) результатам измерения, для больших резервуаров с диаметром $2R_0 > 50$—100 см линейная скорость сгорания жидкости u не зависит от диаметра и примерно одинакова для различных горючих, мы можем принять $u \approx 3{,}5$ мм/мин. Для больших резервуаров ($2R_0 > 200$—300 см) диффузионные факелы геометрически приблизительно подобны, их высота $H \approx 3{,}4\,R_0$.

Соотношение расходов горючего и кислорода в диффузионном факеле можно оценить на основании имеющихся экспериментальных данных о распределении скорости организованного потока w вдоль оси факела ([3, 4]):

$$w(z) = 0{,}36\sqrt{2gz\Delta T/T_0}. \qquad (1)$$

Здесь z — расстояние от поверхности жидкого горючего, T_0 — абсолютная температура атмосферного воздуха, $\Delta T = T_g - T_0$, T_g — средняя температура газа в факеле, g — ускорение силы тяжести *. У основания факела скорость организованного потока, определяемая скоростью испарения горючего, невелика — около 5 см/сек. Она возрастает по высоте вследствие подсоса атмосферного воздуха, у вершины факела высотой в 10 м скорость на два порядка больше, чем у основания. Пренебрежение различием скоростей потока в сечении z в пределах факела, судя по данным ([3, 4]), не внесет значительной погрешности.

Средняя скорость образования продуктов сгорания в факеле, имеющем приблизительно цилиндрическую форму, в расчете на единицу поверхности резервуара $N_1 = \overline{w}\,/\,RT_g$, где w — средняя скорость потока. При-

* Логичнее было бы заменить в знаменателе подкоренного выражения (1) T_0 на T_g, соответственно подобрав численный множитель, учитывая, что ускорение газа (a) не должно превысить величину g (из (1) следует, что $a = 0{,}36^2\, g\Delta T\,/\,T_0$). Более общее выражение должно описывать переход скорости на достаточной высоте через максимум (см. ([5])).

нимая в первом приближении в соответствии с оценками ([3], [4]) $T_g = 1600°$ К, $C_g - T_0 \approx T_g$ и усредняя скорость потока по высоте факела, запишем

$$N_1 = \frac{0{,}625}{R} \sqrt{\frac{gR_0}{T_0 T_g}}. \qquad (2)$$

Определим средний состав среды диффузионного факела над большими резервуарами типичных бензина или керосина. Калорийности Q_b бензина, керосина и более тяжелых нефтяных продуктов примерно одинаковы: 11,0 ккал/г (в расчете на жидкую воду в продуктах сгорания) ([6]). Плотности горючего ρ имеют значения 0,73—0,85, мы принимаем $\rho = 0{,}78$ г/см^3. Очевидно, что средний состав зоны факела и его излучение для различных нефтепродуктов так же тождественны, как и скорости выгорания. Для оценки элементарного состава горючего, ввиду отсутствия других данных, можно воспользоваться формулой Менделеева для калорийности

$$10^3 Q_b = 81[\mathrm{C}]_1 + 300[\mathrm{H}]_1 - 26([\mathrm{O}]_1 - [\mathrm{S}]_1), \qquad (3)$$

символом $[\ ]_1$ обозначены содержания соответствующих элементов в вес.%. В данном случае $[\mathrm{S}]_1 \approx [\mathrm{O}]_1 \approx 0$, что дает содержания элементов в грамм-атомах на 1 кг горючего: $[\mathrm{C}]_0 = 72{,}3$; $[\mathrm{H}]_0 = 131{,}9$, т. е. эффективная эмпирическая формула горючего имеет вид $(\mathrm{CH}_{1{,}83})_n$.

Расход углерода и водорода на единицу поверхности резервуара (г-атом/см^2·сек) равен: $\{\mathrm{C}\}_1 = u\rho[\mathrm{C}]_0 \cdot 10^{-3}$, $\{\mathrm{H}\}_1 = u\rho[\mathrm{H}]_0 \cdot 10^{-3}$, стехиометрический расход кислорода $N_{s1} = \{\mathrm{C}\}_1 + \{\mathrm{H}\}_1/4$ ([4]). При стехиометрических соотношениях скорость образования продуктов сгорания (моль/см^2·сек), включая азот воздуха, равна $N_{s2} = \{\mathrm{C}\}_1 + \{\mathrm{H}\}_1/2 + \frac{0{,}790}{0{,}210} N_{s1}$. Разность $N_1 - N_{s2} = N_{\text{изб}}$ определяет количество избыточного воздуха в факеле, среднее для факела $\bar{\alpha} = (0{,}210 N_{\text{изб}} + N_{s1}) / N_{s1}$. При горении нефтепродуктов в резервуаре диаметром 2 м $\bar{\alpha} = 1{,}43$, для принятых условий эта величина слабо зависит от размера резервуара. Таким образом, среда факела над большим резервуаром содержит умеренный избыток окислителя. С ростом размеров факела усиливается турбулентное перемешивание, при этом уменьшаются локальные отличия состава от среднего.

Интенсивность излучения нагретой среды принято характеризовать степенью ее черноты ε. Как известно ([7]), степень черноты газовой смеси (при заданных размерах) определяется концентрациями трехатомных газов, здесь — H_2O и CO_2. В рассматриваемом режиме горения для резервуара диаметром 2 м средние концентрации излучающих газов равны: $[CO_2] = 9{,}55\%$; $[H_2O] = 8{,}72\%$. Заметим, что с повышением температуры степень черноты газа уменьшается $\sim T^{-m}$, где $m = 1{,}5$—$2{,}0$, так что интенсивность излучения здесь $\sim T^{2{,}5}$ или $\sim T^{2{,}0}$.

Экспериментальные данные о степени черноты газовых смесей обычно представляют в виде зависимости ε от произведения толщины слоя l на концентрацию в нем излучающего газа, т. е. в предположении о выполнении законов Бэра и Бугера. Однако для значений ε, соизмеримых с единицей, отклонения от этих законов становятся значительными. Поэтому для больших факелов следует основываться непосредственно на экспериментальных значениях ε.

Интерполируя экспериментальные данные ([8]), которые хорошо согласуются с данными других исследователей, можно получить для стандартного здесь значения $l = l_0 \approx 50$ см при указанных условиях $\varepsilon(CO_2, l_0) = 6{,}1\%$, $\varepsilon(H_2O, l_0) = 4{,}7\%$. Поскольку степени черноты смесей излучающих газов практически аддитивны ([7]), для рассматриваемой смеси $\varepsilon(l_0) = 11\%$. Эффективная длина луча в плоском слое толщиной l равна $1{,}8\ l$ ([6]). Для такого слоя при выполнении закона Бугера полная степень черноты равна около 70%. Хотя здесь возможны значительные отклоне-

ния от закона Бугера, очевидно, что для больших факелов величина ε должна достигать десятков процентов.

Прямые измерения показывают, что даже для сравнительно небольших диффузионных факелов ε достаточно высока. Так, по данным [9], $\varepsilon = 0{,}36-0{,}72$ при сгорании бензина, керосина и бензола в открытом резервуаре диаметром 31 см. Для сгорания бензина в резервуаре диаметром 130 см зафиксированы ε от 0,75 до 0,86, а при вдвое большем диаметре $\varepsilon = 0{,}91-1{,}0$ [1]. Поскольку для больших факелов степень черноты близка к единице, их излучение в первом приближении можно приравнивать излучению абсолютно черного цилиндра с диаметром $2R_0$ и высотой $H = 3{,}4\ R_0$ (боковая поверхность и одно основание) уже при $R_0 \approx 1$ м. На возможность значительных тепловых потерь излучением диффузионных пламени вследствие больших размеров излучающей зоны было указано еще в работе [2].

Высказывались предположения [1], что излучение диффузионных факелов в основном обусловлено образованием сажевых частиц *. Такое утверждение не вполне обосновано. Изучение пламен распада ацетиленовых углеводородов показало, что даже для таких систем, как продукты этих реакций, для которых сажа является основным компонентом ($\alpha = 0$), тепловые потери излучением не всегда велики [10, 11]. Только при достаточно низких давлениях ** путем радиации отводится значительная часть тепла реакции, при высоких давлениях режим горения оказывается близким к адиабатическому.

Важную роль в излучении свободных факелов может играть обнаруженный недавно эффект интенсивной хемилюминесценции пламени [12], существенно отличной от известного видимого свечения. В определенных условиях интенсивность излучения пламени значительно больше равновесного теплового излучения продуктов сгорания. Однако закономерности этого явления изучены пока недостаточно для количественного суждения об интенсивности хемилюминесценции диффузионных факелов.

Поскольку средний состав среды диффузионного факела соответствует избытку кислорода, можно полагать, что тепловой эффект реакции совпадает с теплотой полного сгорания расходуемого горючего. При этом тепловыделение для единицы поверхности резервуара с горящими нефтепродуктами $Q_1 = u\rho Q_0$, где $Q_0 = Q_b - 5{,}26 \cdot 10^{-3}\ [\mathrm{H}]_0 = 10{,}3$ ккал/г — теплотворность топлива в расчете на парообразную воду. Величина $Q_1 = 47$ кал/см^2·сек примерно совпадает с интенсивностью тепловыделения на единицу поверхности нормального пламени стехиометрической воздушной смеси того же горючего (~ 30 кал/см^2·сек). Значительно бо́льшая поверхность горения в диффузионном факеле компенсируется большей интенсивностью реакции в однородной смеси.

Интенсивность радиационного теплоотвода от черного факела с излучающей поверхностью S для единицы поверхности резервуара $E_s = S\sigma T_g^4 / \pi R_0^2$, где σ — константа Стефана — Больцмана. Здесь $E_s = 7{,}8\sigma T_g^2$, доля тепла сгорания, отводимая от факела путем радиации,

$$\varphi = 7{,}8\sigma T_g^4 / u\rho Q_0. \tag{4}$$

Средняя стационарная температура излучающего черного факела T_s существенно меньшая термодинамической температуры горения T_b, определяется условием теплового баланса

$$u\rho Q_0 = 7{,}8\sigma T_s^4 + \sum n_i \Delta H_i (T_s), \tag{5}$$

где n_i — число молей i-го компонента продукта сгорания, образующегося в единицу времени на единицу поверхности резервуара, $\Delta H_i(T_s)$ — раз-

* Следует заметить, что в нашей упрощенной интерпретации не учитывается различие температуры в среде факела. Между тем сажа образуется в низкотемпературных, а значит, слабее излучающих элементах факела, что уменьшает ее вклад в излучение и ослабляет влияние сажеобразования на излучение факела.

** Скорость пламени здесь существенно уменьшается с понижением давления.

ность энтальпий этого компонента между температурами T_s и T_0. Для рассматриваемого факела решение (5) дает $T_s = 1200°$ К, при этом $\varphi = 0{,}47$, радиацией отводится около половины всей теплоты сгорания. Термодинамический расчет дает для $\alpha = 1{,}43$, $T_b = 1900°$ К. Измерения яркостной температуры факела над жидкими нефтепродуктами дали $T_s = 1440 - 1450°$ К ([1]). Различие экспериментального и расчетного T_s, по-видимому, обусловлено тем, что не вся среда факела излучает, как черное тело, т. е. эффективный (для излучения) радиус черного факела меньше R_0. Напомним, что для больших, т. е. черных факелов интенсивность излучения сильнее, чем для малых, зависит от температуры $\sim T^4$.

Для расчетного T_s интенсивность облучения факелом единицы поверхности жидкости равна 2,8 кал/см^2·сек (для экспериментальной $T_s = 1400°$ К — 5,2 кал/см^2·сек). Она много больше теплоты испарения жидкого горючего при наблюдаемой скорости его выгорания ($\sim$0,35 кал/см^2·сек). Однако бóльшая часть теплового потока излучением в сторону жидкости не доходит до поверхности и расходуется, по-видимому, путем радиационной теплопередачи на предварительный разогрев паровоздушной среды; полный разогрев до T_s требует около 25 кал/см^2·сек.

Для практически важной оценки пожароопасности факелов по отношению к окружающим объектам наиболее существенна величина теплового потока радиацией к единице поверхности, нормальной оси r между этой поверхностью и факелом, при условии, что $r \gg R_0$. Для черного факела эта величина

$$q_1 = 1{,}95 T_g^4 / x^2, \tag{6}$$

где $x = r/R_0$. Поскольку $T_g = T_s = 1200°$ К, $q_1 = 5{,}5/x^2$ кал/см^2·сек. Напомним, что величина T_s (как расчетная, так и экспериментальная) для черных факелов слабо зависит от их размеров.

Для безразмерного расстояния от факела $x = 10$ максимальная интенсивность облучения (при $T_s = 1200°$ К) $q_1 = 0{,}05$ кал/см^2·сек. Для сравнения укажем, что облучение интенсивностью 0,03—0,13 кал/см^2·сек, как установлено измерениями, может приводить к обугливанию и воспламенению древесины. Интенсивность полного излучения солнца находящегося в зените, на поверхности земли составляет 0,025 кал/см^2·сек ([13]), т. е. равна стационарной интенсивности излучения черного факела на расстоянии 7,4 его диаметров. Таким образом, опасное для поджигания окружающих предметов расстояние от факела примерно равно 5 его диаметрам; для практических целей следует вводить некоторый коэффициент запаса.

Выражаю благодарность акад. Я. Б. Зельдовичу за ценные дискуссии.

Казанский химико-технологический институт
им. С. М. Кирова

Поступило
5 X 1971

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. И. Блинов, Г. Н. Худяков, Диффузионное горение жидкостей, Изд. АН СССР, 1961. [2] Я. Б. Зельдович, ЖТФ, 19, 1199 (1949). [3] P. H. Thomas et al., IX Intern. Symp. Combustion, 1963, p. 844; X Intern. Symp. Combustion, 1965, p. 983. [4] К. Ф. Комов, Исследования пожаров на моделях, 1969. [5] Я. Б. Зельдович, ЖЭТФ, 7, 1463 (1937). [6] С. С. Наметкин, Собрание тр., 3, Изд. АН СССР, 1955. [7] А. Г. Блох, Основы теплообмена излучением, 1962. [8] H. C. Hottel et al., Trans. Am. Inst. Chem. Eng., 31, 517 (1935); 38, 531 (1942); Trans. Am. Soc. Mech. Eng., 57, 463 (1935); 63, 297 (1941). [9] D. J. Rasbach, Z. W. Rogowski, G. W. Stark, Fuel, 35, 94 (1956). [10] Ф. Б. Мошкович, А. И. Розловский, Р. Я. Муший, ДАН, 182, 626 (1968). [11] А. И. Розловский, Ф. Б. Мошкович, Нефтехимия, 9, 698 (1969). [12] А. И. Розловский, В. Г. Хасанов, Р. Х. Гиматдинов, ДАН, 198, 1135 (1971). [13] А. Б. Северный, Физика солнца, Изд. АН СССР, 1956.