

- рии для исследования механического разрушения полимеров // ФТТ.— 1962.— 4, № 9.— С. 2468.
18. Евицолопян Н. С., Вольева В. Б., Хзарджян А. А. и др. Взрывные химические реакции в твердых телах // Докл. АН СССР.— 1987.— 292, № 5.— С. 1165—1169.
 19. Евицолопян Н. С. Сверхбыстрые химические реакции в твердых телах // ЖФХ.— 1989.— 63, № 9.— С. 2283—2298.
 20. Кюо К. К., Moreci J. A. Crack propagation and branching in burning solid propellants/21st Int. Symp. Combust., Munich, Aug. 3—8, 1986, Abstr. Symp. Pap. and Abstr. Poster. Sess. Present. Pittsburg. Pa. JA. 230.
 21. Коваленко Ю. А. Теория стационарного фронта термического разложения, сопровождающегося разрушением твердого тела // Изв. СО АН СССР. Сер. технич. наук.— 1989.— 4.— С. 25—28.
 22. Базаров И. П. Термодинамика.— М., 1961.— 292 с.
 23. Князева А. Г. Зажигание конденсированного вещества горячей пластиной с учетом термонапряжений // ФГВ.— 1992.— 28, № 1.— С. 13—18.
 24. Грибанов В. Ф., Паничкин Н. Г. Связанные и динамические задачи термоупругости.— М.: Машиностроение, 1984.— 182 с.
 25. Буркина Р. С., Вилюнов В. Н. Асимптотика задач теории горения.— Томск: Изд-во Том. ун-та, 1982.— 100 с.

г. Томск

Поступила в редакцию 17/XII 1992

УДК 536.462

О. А. Алексеев

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОБМЕНА ИЗЛУЧЕНИЕМ НА ТЕМПЕРАТУРУ РЕАКЦИОННОЙ ЗОНЫ ДИФФУЗИОННОГО ПЛАМЕНИ

Получено выражение для погрешности расчета температуры реакционной зоны оптически тонкого диффузионного пламени, обусловленной неучетом теплообмена излучением. Показано, что значение этой погрешности максимально для пиротехнических и углеводородных пламен с высокой концентрацией сажи и может достигать нескольких сотен градусов.

Между пламенем и окружающей средой происходит теплообмен излучением. Пламя, излучая фотоны, передает окружающей среде часть своей энергии. Поглощая фотоны, излученные окружающей средой, оно одновременно приобретает энергию.

Отражающее этот факт выражение для температуры наиболее горячей части пламени, его реакционной зоны (РЗ), можно записать в виде

$$T_{\text{РЗ}} = T_{\text{РЗ}}^* - \Delta T.$$

Здесь $T_{\text{РЗ}}^*$ — значение, определяемое расчетом без учета теплообмена излучением; $\Delta T = T_{\text{и}} - T_{\text{п}}$; $T_{\text{и}} = \Phi_{\text{и}} t_{\text{РЗ}} / c_{\text{РЗ}} m_{\text{РЗ}}$ — температурный эквивалент энергии фотонов, излучаемых РЗ пламени; $T_{\text{п}} = \Phi_{\text{п}} t_{\text{РЗ}} / c_{\text{РЗ}} m_{\text{РЗ}}$ — температурный эквивалент энергии фотонов, излучаемых окружающей средой и поглощаемых РЗ пламени; $\Phi_{\text{и}}$, $\Phi_{\text{п}}$ — мощность потока фотонов, излучаемых РЗ пламени и окружающей средой и поглощаемых РЗ пламени соответственно; $m_{\text{РЗ}}$ — масса РЗ; $t_{\text{РЗ}}$ — длительность пребывания в РЗ оптически активных компонентов (излучающих и поглощающих).

Формула для расчета $T_{\text{РЗ}}^*$ приведена в [1, 2]:

$$T_{\text{РЗ}}^* = T_{\text{в}} + \frac{1}{1 + \Pi_{\text{Г}}} \left(T_{\text{Г}} - T_{\text{в}} + \frac{\Delta H_{\text{Г}}}{c_{\text{РЗ}}} \right),$$

где $T_{\text{в}}$, $T_{\text{Г}}$ — температура воздуха и горючего соответственно; $\Pi_{\text{Г}}$ — стехиометрический коэффициент сгорания горючего в воздухе; $\Delta H_{\text{Г}}$ — удельная энергия сгорания горючего в воздухе; $c_{\text{РЗ}}$ — удельная изобарная теплоемкость РЗ.

Исследуем влияние на величину ΔT различных факторов на примере оптически тонкого пламени, выражение для ΔT которого можно получить в простом, удобном для анализа виде. Пренебрегая вкладом в излучение пламени его холодных частей и допуская, что РЗ пламени является однородной и оптически тонкой [3], получим

$$a_{\text{рз}}(\lambda) l_{\text{рз}} \leq 0,1,$$

где λ — длина волны излучения; $a_{\text{рз}}(\lambda)$ — спектральный показатель поглощения РЗ; $l_{\text{рз}}$ — толщина РЗ. Отсюда

$$\Phi_{\text{и}} = 4\pi \int_0^{\infty} I_{\lambda \text{ рз}} d\lambda,$$

$$\Phi_{\text{п}} = 4\pi V_{\text{рз}} \int_0^{\infty} B_{\lambda \infty} \varepsilon_{\infty}(\lambda) a_{\text{рз}}(\lambda) d\lambda,$$

$V_{\text{рз}}$ — объем РЗ; $B_{\lambda \infty}$ — спектральная плотность энергетической яркости черного тела при температуре окружающей среды, описываемая формулой Планка; $\varepsilon_{\infty}(\lambda)$ — спектральный коэффициент излучения окружающей среды.

Спектральная плотность силы излучения РЗ находится из выражения

$$I_{\lambda \text{ рз}} = B_{\lambda \text{ рз}} a_{\text{рз}}(\lambda) V_{\text{рз}}, \quad (1)$$

где $B_{\lambda \text{ рз}}$ — значение B_{λ} при температуре РЗ.

Из приведенных соотношений следует

$$\Delta T_{\text{рз}} = \frac{4\pi t_{\text{рз}}}{c_{\text{рз}}' \rho_{\text{рз}}} \int_0^{\infty} [B_{\lambda \text{ рз}} - B_{\lambda \infty} \varepsilon_{\infty}(\lambda)] a_{\text{рз}}(\lambda) c / \lambda, \quad \rho_{\text{рз}} = m_{\text{рз}} / V_{\text{рз}}.$$

Значение ΔT уменьшается с ростом температуры и коэффициента излучения окружающей среды, т. е. оно минимально для внутрикамерных пламен и максимально для внекамерных. В последнем случае имеем

$$\Delta T \simeq T_{\text{и}} = \frac{4\pi t_{\text{рз}}}{c_{\text{рз}}} \int_0^{\infty} B_{\lambda \text{ рз}} q_{\text{рз}}(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

$$q_{\text{рз}}(\lambda) = \frac{a_{\text{рз}}(\lambda)}{\rho_{\text{рз}}} = \sum_j q_{j \text{ рз}}(\lambda) \psi_{j \text{ рз}}, \quad (3)$$

$\psi_{j \text{ рз}}$ — массовая доля j -го компонента [4].

Основные оптически активные компоненты РЗ углеводородных пламен — CO_2 и H_2O , а также сажа, состоящая из атомов углерода и водорода [5], а более высокотемпературных, пиротехнических пламен — конденсированный оксид магния [6]. Для сажи величина $q(\lambda)$ известна [7]. Для оксидов металлов, поглощательные свойства которых принято характеризовать мнимой частью комплексного показателя преломления ($\kappa(\lambda)$) [8], она определяется выражением

$$q_j(\lambda) = 4\pi \kappa_j(\lambda) / \lambda \rho_j,$$

где ρ_j — плотность вещества j -го компонента. Выражение для $q_j(\lambda)$ газобразных оптически активных компонентов, поглощательные свойства которых принято характеризовать коэффициентом поглощения $K_j(\lambda)$ [7], получим из уравнений: приближение слабого поглощения

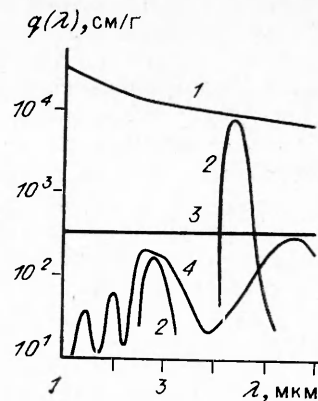
$$a_{\text{рз}}(\lambda) = \sum_j K_{j \text{ рз}}(\lambda) p_{\text{рз}} v_{j \text{ рз}}$$

($p_{\text{рз}}$ — давление в РЗ, $v_{j \text{ рз}}$ — объемная доля в РЗ j -го компонента) состояния

$$\rho_{\text{рз}} = M_{\text{рз}} p_{\text{рз}} / RT_{\text{рз}}$$

Значения спектрального показателя поглощения на единицу массы компонентов реакционной зоны углеводородных и пиротехнических пламен.

1 — сажа; 2 — CO₂; 3 — MgO; 4 — H₂O.



($M_{\text{рз}}$ — молярная масса РЗ, R — универсальная газовая постоянная, $T_{\text{рз}}$ — температура РЗ) и соотношения

$$\Psi_{\text{рз}} = \nu_{\text{рз}} M_{\text{рз}} / M_j$$

(M_j — молярная масса j -го компонента РЗ):

$$q_{j\text{рз}}(\lambda) = K_{j\text{рз}}(\lambda) R T_{\text{рз}} / M_j.$$

Из (2), (3) следует

$$T_{\text{и}} = \sum_j T_{j\text{и}}.$$

Температурный эквивалент энергии фотонов, излучаемых j -м компонентом РЗ, находим по формуле

$$T_{j\text{рз}} = \frac{t_{\text{рз}} \Psi_{j\text{рз}}}{c_{\text{рз}}} A_j, \quad (4)$$

$$A_j = 4\pi \int_0^{\infty} B_{\lambda\text{рз}} q_{j\text{рз}}(\lambda) d\lambda \quad (5)$$

— мощность потока фотонов, излучаемых единичной массой j -го компонента РЗ. При условии, что $q_{j\text{рз}}(\lambda)$ не меняется с длиной волны, уравнение (5) преобразуется:

$$A_j = 4\sigma q_{j\text{рз}} t_{\text{рз}}^4,$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана.

Найденные по данным [6, 7] значения $q_j(\lambda)$ компонентов углеводородных пламен при $T_{\text{рз}} = 2500$ К и пиротехнических ($T_{\text{рз}} = 3000$ К) приведены на рисунке. Для тех же компонентов по данным рисунка $A_{\text{CO}_2} = 9 \cdot 10^4$, $A_{\text{H}_2\text{O}} = 4 \cdot 10^4$, $A_{\text{C}} = 19 \cdot 10^6$, $A_{\text{MgO}} = 6 \cdot 10^5$ Вт/г. Эти цифры показывают, что при прочих равных условиях температурный эквивалент фотонов, излучаемых газообразными компонентами, много меньше, чем для конденсированных компонентов.

Из входящих в (4) величин лишь $t_{\text{рз}}$ не определяется расчетом. При стационарном горении, когда массовый расход горючего $G_{\text{г}}$ не меняется во времени, $t_{\text{рз}}$ можно найти по измеренному значению I_{λ} на длине волны, где пламя оптически тонкое, с помощью соотношения

$$V_{\text{рз}} = \frac{G_{\text{г}} (1 + \Pi_{\text{г}}) t_{\text{рз}}}{c_{\text{рз}}}$$

и формулы (1):

$$t_{\text{рз}} = \frac{I_{\lambda\text{рз}} \rho_{\text{рз}}}{G_{\text{г}} (1 + \Pi_{\text{г}}) B_{\lambda\text{рз}} q_{\text{рз}}(\lambda)}.$$

В экспериментах найдено $t_{\text{рз}} = 15 \div 3$ мс: верхний предел соответствует ламинарному режиму горения, а нижний — турбулентному.

Полученные выражения для ΔT оптически тонкого пламени позволяют оценить наибольшие значения ΔT , так как при увеличении оптической плотности пламени они уменьшаются. Приняв $t_{pz} = 5$ мс и $\psi_{m,0} = 0,1$, для пиротехнического пламени получим $\Delta T \approx 170$ К. Значения ΔT больше для углеводородных пламен с высокой концентрацией сажи, к каким относится, например, пламя продуктов взрывчатого превращения тротила, массовая доля сажи в которых превышает 0,1 [9].

Таким образом, погрешность расчета T_{pz} , обусловленная неучетом теплообмена излучением, максимальна для пиротехнических и углеводородных пламен с высокой концентрацией сажи и может достигать нескольких сотен градусов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сполдинг Д. Б. Горение и массообмен.— М.: Машиностроение, 1985.
2. Вулис Л. А., Ярин Л. П. Аэродинамика факела.— Л.: Энергия, 1978.
3. Шорин С. Н. Теплопередача.— М.: Высш. шк., 1964.
4. Международный светотехнический словарь/Под ред. Д. Н. Лазарева.— М.: Русский язык, 1979.
5. Бакиров Ф. Г. и др. Образование и выгорание сажи при сжигании углеводородных топлив.— М.: Машиностроение, 1989.
6. Льюис Б., Элбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: ИЛ, 1948.
7. Handbook of infrared radiation from combustion gases/C. B. Ludwig, W. Malkmus, B. E. Reardon, A. L. Thomson.— Washington, 1973.
8. Бахир Л. П. и др. Определение мнимой части комплексного показателя преломления жидкой окиси магния // ЖПС.— 1978.— XXIX, вып. 4.— С. 18—24.
9. Баум Ф. А. и др. Физика взрыва.— М.: Физматгиз, 1959.

г. Казань

Поступила в редакцию 21/III 1991,
после доработки — 27/VII 1992

УДК 662.661.938

В. И. Хмыров, В. О. Кроль, А. К. Слямбаева

КОНВЕРСИЯ ОКСИДА АЗОТА В ПЛАМЕНИ УГЛЕВОДОРОДНЫХ ТОПЛИВ ПРИ ДВУХСТУПЕНЧАТОМ СЖИГАНИИ

На основе кинетической модели конверсии оксида азота при горении углеводородного топлива рассчитаны стадии процесса конверсии NO, определена степень конверсии при ступенчатом сжигании. Результаты расчетов сопоставлены с данными промышленных испытаний. Оценены предельные значения степени конверсии, достижимые в условиях промышленных топок.

Оксиды азота (NO), образующиеся при сжигании топлива,— основные токсичные загрязнители, выбрасываемые в атмосферу стационарными и транспортными топками и камерами сгорания. В процессе сгорания топлива они получаются из молекулярного азота воздуха и из азота нитросоединений, содержащихся в топливе. Механизм и закономерности процесса изложены в [1, 2].

Оксиды азота не только образуются, но и разлагаются в процессе сгорания топлива. Установленные закономерности позволяют целенаправленно организовать сжигание так, чтобы, с одной стороны, возможно меньше возникало оксидов, а с другой — как можно полнее происходило их разложение. На основе этих закономерностей разработаны и освоены в промышленных условиях технологии сжигания топлива с низким выходом NO [3, 4].

Важным элементом ряда технологий служит так называемая газовая ступень — зона топки, в которой сжигается углеводородное топливо с не-