

Смешение производилось одновременно с растиранием в фарфоровой ступке фарфоровым пестиком в течение 25—30 мин. Влажность готового продукта не больше 0.02%. Заряды укладывались на латунные пластинки и подрывались от КД-8.

Результаты опытов приведены в табл. 3. В этой таблице плюс — полная детонация, минус — отказ.

Как видно из табл. 3,  $7 < d_* < 8$  при плотности  $0.5 \div 0.6$ ,  $d_* < 7$  при плотности  $0.9$  и  $d_* \approx 8$  мм при плотности  $1.0 \div 1.16$ .

Заряды диаметром 7 мм детонируют только при плотности 0.9—0.95 и не детонируют при  $0.6 > \rho_0 > 1.0$ . Таким образом, для испытанного аммонита 80/20 минимальное значение  $d_*$  соответствует плотности 0.9. Факт увеличения  $d_*$  с увеличением плотности был известен и ранее. Новым является экспериментально установленное существование минимума  $d_*$ .

Малое абсолютное значение полученных величин  $d_*$  объясняется хорошим измельчением и перемешиванием продукта.

Поступила 20 XI 1968

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев К. К., Беляев А. Ф. Теория ВВ. Оборонгиз, М., 1960.
2. Соколов Н. А. Курс теории взрывчатых веществ. ОНТИ НКТП СССР, М.—Л., 1937.
3. Беляев А. Ф. Условия устойчивости детонации аммиачно-селитренных ВВ. Сб. Вопросы теории взрывчатых веществ. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1947.
4. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. Н. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
5. Беляев А. Ф., Коротков А. И. и др. О детонационной способности смесей на основе перхлората аммония. Физика горения и взрыва, 1968, № 2.

#### ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫЕ СПОСОБНОСТИ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОГЛОЩЕНИЯ ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ

Ю. А. Пластинин

(Москва)

Работа посвящена определению спектральных коэффициентов поглощения  $K_\omega$  и излучательных способностей  $\varepsilon$  термодинамически равновесной смеси продуктов сгорания, состоящей из молекул  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{HCl}$ ,  $\text{HF}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{NO}$ , в диапазоне температур 2000—5000°K. Предложенная методика расчета, основанная на использовании графика приведенных к атмосферному давлению молекулярных коэффициентов поглощения, позволяет вычислить  $K_\omega$  и  $\varepsilon$  для любой смеси газов, состоящей из перечисленных молекул.

1. Излучательная способность единичной площадки, расположенной на поверхности однородно-нагретого объема газа  $V$ , равна

$$\varepsilon = \frac{1}{\sigma T^4} \int_0^\infty S_\omega(V) d\omega \quad (1.1)$$

Здесь  $S_\omega$  — спектральная плотность потока от объема  $V$  через некоторую площадку,  $\omega$  — волновое число,  $\sigma$  — постоянная Стефана — Больцмана,  $T$  — температура в °K. В технических расчетах часто используется величина  $\varepsilon$  площадки, расположенной в центре основания полусферического объема радиуса  $R$

$$\varepsilon = \frac{\pi}{\sigma T^4} \int_0^\infty [1 - \exp(-K_\omega R)] B_\omega d\omega \quad (1.2)$$

Здесь  $B_\omega$  — функция Планка,  $K_\omega$  — спектральный коэффициент поглощения. Всюду в дальнейшем используются следующие размерности величин  $\omega$  [см<sup>-1</sup>],  $K_\omega$  [см<sup>-1</sup>],  $R$  [см],  $\sigma = 5.66 \cdot 10^{-12}$  вт/см<sup>2</sup>. Очевидно, для объема газа произвольной конфигурации можно найти эффективный радиус, так что  $\varepsilon$ , рассчитанные по (1.1) и (1.2), совпадут. Результаты расчетов эффективных радиусов для различных конфигураций объемов приводятся в [1].

Спектральный коэффициент поглощения  $K_\omega$  зависит от концентрации поглощающих частиц  $N_i$  и молекулярных коэффициентов поглощения  $\sigma'_{\omega i}$ :

$$K_\omega = \sum_i \sigma'_{\omega i} N_i = \sum_i \sigma_{\omega i} p_i \quad (1.3)$$

Здесь  $p_i$  — парциальное давление  $i$ -й компоненты,  $\sigma_{\omega i}$  записано с учетом вынужденного излучения.

В рассматриваемом здесь диапазоне температур  $T = 2000\text{--}5000^\circ\text{K}$  (диапазон  $T$ , характерный для продуктов сгорания) основными процессами поглощения являются колебательно-вращательные дипольные переходы в двухатомных и трехатомных молекулах. Спектр поглощения таких молекул состоит из вращательных линий, группирующихся вблизи центров колебательных полос. Для определения  $\sigma_\omega$  в общем случае необходимо знание интегральных по вращательным линиям коэффициентов поглощения, а также расположение и ширину каждой из них. Точное решение этой задачи с учетом всех факторов является весьма сложным. Решение ее затруднено, в частности, из-за отсутствия в большинстве случаев данных о ширине линий. Однако часто в задачах, связанных с лучистым переносом в продуктах сгорания, спектр поглощения из-за больших температур и давлений состоит из полностью перекрывающихся линий, принадлежащих колебательным полосам, которые частично или полностью перекрывают друг друга. Так, перекрытие линий при температурах  $T \sim 3000^\circ\text{K}$  в полосах молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  наступает при давлении  $\sim 1 \text{ атм}$ ,  $\text{CO}_2 \sim 1 \text{ атм}$ ,  $\text{CO} \sim 10 \text{ атм}$ ,  $\text{HCl} \sim 18 \text{ атм}$ ,  $\text{NO} \sim 13 \text{ атм}$ ,  $\text{OH} \sim 20 \text{ атм}$ ,  $\text{HF} 40 \text{ атм}$ <sup>1</sup>.

Учитывая, что линии полос этих молекул частично перекрываются между собой, указанные границы давлений могут быть сдвинуты в меньшую сторону  $\sim 1.5$  раза. В результате при вычислении  $K_\omega$  определение полуширины линий не является необходимой процедурой, а контуры колебательных полос можно определить приближенным, достаточно простым методом.

Рассмотрим интегральный коэффициент поглощения группы колебательных полос, для которых изменение колебательного квантового числа  $\Delta v = n$

$$\alpha^{(n)} = \sum_{v''=0} \alpha(v'', v'' + n), \quad \alpha(v'', v'' + n) = \sum_{J''} \int \sigma_\omega(v''; v'' + n, J'') d\omega \quad (1.4)$$

Здесь  $J''$  — вращательное квантовое число нижнего состояния молекулы. Значение  $\sigma_\omega(J')$  пропорционально [2]

$$f(J'') = J'' \exp \left[ -\frac{hc}{kT} B_{v''} J'' (J'' + 1) \right] \quad (1.5)$$

$$B_{v''} = B_e - \alpha_e (v'' + 1/2) \quad (1.6)$$

Здесь  $B_{v''}$  — вращательная константа уровня  $v''$ ;  $B_e$  — вращательная константа, соответствующая равновесному межъядерному расстоянию;  $\alpha_e$  — спектроскопическая константа. Данные по  $B_e$  и  $\alpha_e$  можно найти для различных молекул, например, в [3]. Найдем среднее значение  $\langle K_\omega \rangle$  в расчете на единичное давление в  $1 \text{ атм}$  для группы колебательных полос  $\Delta v = n$

$$\langle K_\omega^{(n)} \rangle = \alpha^{(n)} / \Delta\omega^{(n)} \quad (1.7)$$

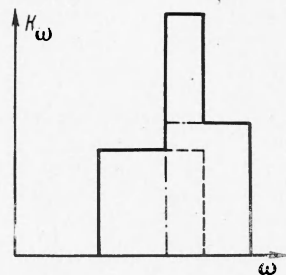
где  $\Delta\omega^{(n)}$  — эквивалентная ширина группы полос.

Тогда излучательная способность  $\varepsilon$  для системы колебательных полос с учетом их перекрытия выразится суммой по  $i$  компонентам смеси газов и по  $j$  интервалам усреднения

$$\varepsilon = \frac{1}{\sigma T^4} \sum_j \sum_i [1 - \exp(-\langle K_{ji} \rangle p_i R)] B_{\omega ji} \Delta\omega_{ji} \quad (1.8)$$

<sup>1</sup> Значения предельных давлений, характерные для рассматриваемого диапазона температур, оценены из условия перекрытия вращательных линий, исходя из экспериментально измеренных значений полуширин линий, газокINETических поперечников соударений и измеренных зависимостей интегрального поглощения колебательных полос от полного давления в смеси газов.

Здесь  $\langle K_{ji} \rangle$  — усредненный по интервалу волновых чисел  $\Delta\omega_{ji}$  коэффициент поглощения  $i$ -й молекулы. Способ определения  $\langle K_{ji} \rangle$  и  $\Delta\omega_{ji}$  иллюстрируется на фиг. 1.



Фиг. 1. Схема определения суммарного коэффициента поглощения (сплошная кривая) при помощи коэффициентов поглощения эффективных полос (прерывистые кривые)

Таким образом, каждой группе колебательных полос приводится в соответствие эффективная ширина, удовлетворяющая условию

$$\int_{\Delta\omega^{(n)}} K_{\omega}^{(n)} d\omega = K_{\omega}^{(n)} \Delta\omega^{(n)} = \sum_{v''=0} \alpha(v'', v'' + n) \quad (1.9)$$

Выбор ширины эффективной полосы может быть достаточно произвольным, так как согласно (1.8) изменение  $K_{\omega}$  компенсируется в значительной степени обратным изменением  $\Delta\omega$ .

2. Один из наиболее простых методов определения эффективной ширины полос состоит в использовании фактора  $f(J)$  из уравнения (1.5), которому пропорциональна интенсивность вращательной линии полосы. Из уравнения вращательного термина

$$E(J) = B_v J(J+1) = [B_e - \alpha_e(v + 1/2)] J(J+1) \quad (2.1)$$

следует, что расстояние между вращательными линиями  $P$  и  $R$  ветвей полосы  $v \rightarrow v'' + n$ , имеющих одно и то же исходное значение  $J$ , равно

$$\Delta\omega_{v''}^{(n)} = \frac{hcB_e}{kT} \left[ 1 - \left( v'' + \frac{n+1}{2} \right) \frac{\alpha_e}{B_e} \right] J(J+1) \quad (2.2)$$

где двумя штрихами обозначены величины, относящиеся к нижнему колебательному состоянию. Здесь и в дальнейшем  $hc/k = 1.438 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha_e$ ,  $B_e$  выражены в  $\text{см}^{-1}$ .

За эффективную ширину полосы принимаем, согласно [2], разность волновых чисел линий  $P$  и  $R$  ветвей, для которых значение функции  $f(J)$  из уравнения (1.5) составляет  $10^{-3}$  от максимального значения  $f(J)$  для данной температуры. Максимум  $J$  достигается при

$$J_{\max} = 2.48T^{1/2} \left\{ B_e \left[ 1 - \left( v + \frac{1}{2} \right) \frac{\alpha_e}{B_e} \right] \right\}^{-1/2} \quad (2.3)$$

Решая уравнение

$$f(J_{\max}) = 10^{-3} f(J) \quad (2.4)$$

можно получить

$$J^* = 2.47T \left\{ 1 - \frac{B_e}{T} \left[ 1 - \left( v + \frac{1}{2} \right) \frac{\alpha_e}{B_e} \right]^{-1} \right\} \quad (2.5)$$

Подставляя (2.5) в (2.2) и вычисля постоянный коэффициент, имеем

$$\Delta\omega_{v''}^{(n)} = 9.93 \left[ 1 - \left( v'' + \frac{n+1}{2} \right) \frac{\alpha_e}{B_e} \right] \left\{ TB_e \left[ 1 - \left( v'' + \frac{1}{2} \right) \frac{\alpha_e}{B_e} \right] \right\}^{1/2}, \quad \text{см}^{-1} \quad (2.6)$$

Из уравнения (2.6) следует, что эффективная ширина полосы уменьшается с ростом колебательного квантового числа. Находя верхний предел эффективной ширины и учитывая, что в большинстве случаев  $\alpha_e/B_e \lesssim 5 \cdot 10^{-2}$ , зависимость (2.6) можно преобразовать к виду

$$\Delta\omega^{(n)} = 9.93 \left[ 1 - \left( \frac{n+1}{2} \right) \frac{\alpha_e}{B_e} \right] (TB_e)^{1/2}, \quad \text{см}^{-1} \quad (2.7)$$

Выражение (2.7) не учитывает кантов полос, которые могут ограничивать эффективную ширину полос с коротковолнового края спектра.

Очевидно, условие того, что полоса ограничена кантом со стороны больших длин волн, дается неравенством

$$J_{\max} > J^* \quad (2.8)$$

Используя уравнения (2.3) и (2.5) в неравенстве (2.8), получаем критерий ограничения полосы кантом

$$Y = 6.15 \alpha_e^2 n^2 B_e^{-3} \left[ 1 - \left( 3v'' + \frac{2n+3}{2} \right) \frac{\alpha_e}{B_e} \right]^{-1} > 1 \quad (2.9)$$

Для иллюстрации ниже приведены значения критериев  $Y = Y_1$  для основной полосы ( $n = 1$ ) и  $Y = Y_2$  для первого обертона ( $n = 2$ )

|             | ОН    |       | HCl   |       | NO    |       | CO    |       | CO <sub>2</sub> |
|-------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-----------------|
| $T^\circ K$ | $Y_1$ | $Y_2$ | $Y_1$ | $Y_2$ | $Y_1$ | $Y_2$ | $Y_1$ | $Y_2$ | $Y_1$           |
| 2000        | 0.94  | 3.7   | 0.94  | 3.8   | 0.76  | 3.1   | 0.52  | 2.1   | 1.9             |
| 3000        | 1.4   | 5.6   | 1.4   | 5.6   | 1.24  | 4.2   | 0.78  | 3.1   | 2.9             |
| 4000        | 1.9   | 7.5   | 1.6   | 7.5   | 1.6   | 5.7   | 1.05  | 4.2   | 3.9             |

Волновое число канта, ограничивающего эффективную ширину полосы с коротковолновой стороны, можно определить из уравнения [4]

$$\omega_k = \omega_0 - \frac{(B_{v'} + B_{v''})^2}{4(B_{v'} - B_{v''})} \quad (2.10)$$

где  $\omega_0$  — волновое число центра полосы.

После подстановки (1.6) в (2.10) и преобразования полученного выражения имеем

$$\Delta\omega_k^{(n)} = \omega_k - \omega_0 = [B_e - \alpha_e (v'' + \frac{1}{2}(n+1))]^2 (\alpha_e n)^{-1} \quad (2.11)$$

Используем краткую запись эффективной ширины полосы, соответствующей переходу с изменением колебательного квантового числа на  $n$

$$\Delta\omega_k^{(n)} = \Delta\omega_k^{(n)} (1 - \delta) + a (1 + \delta) (0.001 T)^{1/2}$$

$$\delta = 0 \text{ при } Y \geq 1; \quad \delta = 1 \text{ при } Y < 1 \quad (2.12)$$

$$a = 1.57 \cdot 10^2 \left[ 1 - 0.5 (n+1) \frac{\alpha_e}{B_e} \right] B_e^{1/2} \quad (2.13)$$

Для двухатомных и линейных трехатомных молекул в качестве  $B_e$  используется вращательная постоянная для равновесного межъядерного расстояния; для нелинейных трехатомных молекул типа асимметричного волчка (например, H<sub>2</sub>O) постоянная  $B_e$  равна  $\sqrt{BC}$ , где  $B$  и  $C$  вращательные константы асимметричного волчка. Результаты определения коэффициентов, необходимых при расчетах эффективной ширины для полос, дающих основной вклад в излучение и поглощение в рассматриваемом диапазоне температур, приведены в табл. 1.

Таблица 1

|                  | CO   |      | HCl  |      | ОН   |      | NO   |      | HF   |      |
|------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| $n$              | 1    | 2    | 1    | 2    | 1    | 2    | 1    | 2    | 1    | 2    |
| $\omega_{on}$    | 2143 | 4258 | 2885 | 5765 | 3569 | 6953 | 1876 | 3700 | 3959 | 7747 |
| $\Delta\omega_k$ | 208  | 105  | 350  | 172  | 461  | 230  | 160  | 80   | 467  | 207  |
| $a$              | 219  | 218  | 510  | 487  | 673  | 570  | 204  | 200  | 713  | 679  |

|                  | H <sub>2</sub> |      | CO <sub>2</sub> |      | H <sub>2</sub> O |      |      |      |      |
|------------------|----------------|------|-----------------|------|------------------|------|------|------|------|
| $n$              | 1              | 1    | 2               | 3    | 1                | 2    | 3    | 4    | 5    |
| $\omega_{on}$    | 4500           | 2349 | 3716            | 5109 | 1594             | 3700 | 5340 | 7240 | 9100 |
| $\Delta\omega_k$ | 0              | 49   | 41              | 36   | 0                | 0    | 0    | 0    | 0    |
| $a$              | 466            | 396  | 407             | 472  | 502              | 502  | 504  | 502  | 502  |

При этом для всех молекул, кроме  $H_2$ , использованы молекулярные константы из [3]. Для молекулы  $H_2$  постоянные для эффективной ширины полосы в инфракрасной области спектра были получены на основе анализа теоретической работы [5].

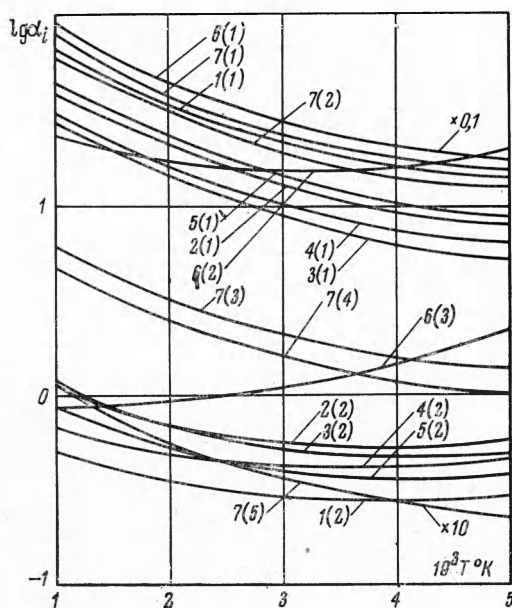
3. Метод определения интегрального коэффициента поглощения (1.4) группы полос  $\Delta\nu = n$  основывается на уравнении, позволяющем выразить зависимость  $\alpha^{(n)}$  от температуры

$$\alpha^{(n)}(T) = \frac{T_0}{T} \alpha^{(n)}(T_0) \Phi^{(n)}(T) \quad (3.1)$$

Здесь  $T_0$  — фиксированное значение температуры, например  $300^\circ K$ ;  $\alpha^{(n)}(T_0)$  — интегральный коэффициент поглощения при этой температуре. Функция  $\Phi(T)$  для двухатомной молекулы имеет вид [6]

$$\Phi^{(n)}(T) = \frac{1 - \exp(-\eta\omega_{0n})}{1 - \exp(-\eta\omega_{01})^n}, \quad \eta = \frac{hc}{kT} \quad (3.2)$$

Фиг. 2. Интегральные коэффициенты поглощения молекул: 1 — CO, 2 — HCl, 3 — OH, 4 — NO, 5 — HF, 6 — CO<sub>2</sub>, 7 — H<sub>2</sub>O. Индексами в скобках на кривых обозначены номера системы полос



Здесь  $\omega_{01}$  — волновое число фундаментальной полосы,  $\omega_{0n}$  — волновое число  $n$ -го обертона.

Для линейной трехатомной молекулы имеем [27]

$$\Phi^{(n)} = \prod_{i=1}^3 \frac{[1 - \exp(-\eta n_i \omega_{0i})]}{[1 - \exp(-\eta \omega_{0i})]^{n_i}} \quad (3.3)$$

Здесь индексом  $n$  обозначен набор переходов  $v_1 \rightarrow v_1 + n_1$ ,  $v_2 \rightarrow v_2 + n_2$ ,  $v_3 \rightarrow v_3 + n_3$ , а  $\omega_{01}$ ,  $\omega_{02}$ ,  $\omega_{03}$  — основные частоты колебаний молекулы.

Таблица 2

Интегральные коэффициенты поглощения<sup>1</sup> ( $\alpha$ )  $cm^{-2} atm^{-1}$  при  $300^\circ K$

| $n$ | H <sub>2</sub> O<br>[6—12] | CO <sub>2</sub><br>[13—20] | CO<br>[2, 21, 22] | OH<br>[2, 21] | HCl<br>[2, 21, 23, 24] | HF<br>[25]       | NO<br>[26] |
|-----|----------------------------|----------------------------|-------------------|---------------|------------------------|------------------|------------|
| 1   | 262                        | 2700                       | 237               | 100           | 150                    | 150 <sup>2</sup> | 111        |
| 2   | 195                        | 195                        | 1.67              | 4.0           | 3.68                   | 3.2              | 2.7        |
| 3   | 21.9                       | 15                         | 0.183             | 0.098         | 0.091                  | —                | 0.0119     |
| 4   | 16.2                       | —                          | —                 | —             | —                      | —                | —          |
| 5   | 0.405                      | —                          | —                 | —             | —                      | —                | —          |

Результаты определения  $\alpha$  при  $300^\circ K$  с учетом современных экспериментальных данных приводятся в табл. 2. Для инфракрасной полосы молекулы  $H_2$  имеем [5]

$$\alpha\{H_2\} = 629 P^2 \{H_2\} T^{-1} cm^{-2} atm^{-1} \quad (3.4)$$

<sup>1</sup> Все результаты для молекул получены усреднением данных работ, на которые даются соответствующие ссылки.

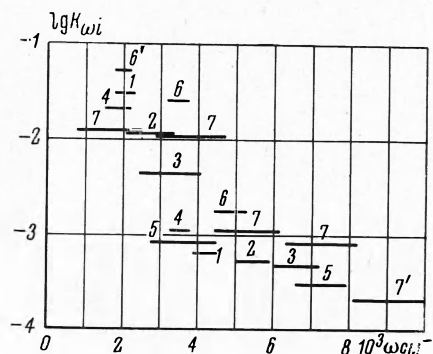
<sup>2</sup> Среднее значение  $\alpha_{01}$ , полученное при обработке данных [25].

Результаты определения интегральных показателей поглощения некоторых молекул, определенные при помощи уравнений (3.2), (3.3), данных табл. 2, а также спектроскопических констант из [3], приведены на фиг. 2.

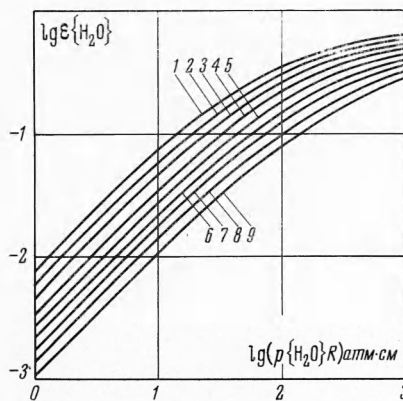
4. Приведенные выше данные по  $\Delta\omega$ ,  $\alpha$  можно использовать для вычислений спектральных коэффициентов поглощения любой смеси газов, состоящей из компонент, наиболее часто встречающихся в практических расчетах:  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{OH}$ ,  $\text{HCl}$ ,  $\text{HF}$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{H}_2$ . Учитывая, что как  $\Delta\omega$ , так и  $\alpha$  изменяются слабо с температурой (см. уравн. (2.7) и фиг. 2), для определения средних значений  $\langle K_\omega \rangle$  предлагается следующий метод. Для вычисления спектральной кривой  $\langle K_\omega \rangle$  смеси газов вначале определим значения  $\langle K_\omega' \rangle$  при помощи данных  $\langle K_\omega' \rangle$  на фиг. 3 для отдельных компонент, парциальное давление которых равно 1 атм. Эти значения получают путем умножения  $\langle K_\omega' \rangle$  на парциальные давления компонент и их последующего сложения. График  $\langle K_\omega' \rangle$  на втором этапе расчетов корректируется с учетом температуры смеси газов по формуле

$$\langle K_\omega \rangle = \langle K_\omega' \rangle 3000 \cdot T^{-1} \quad (3.5)$$

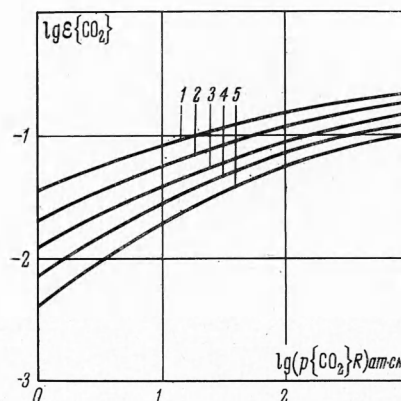
Фиг. 3. График приведенных к 1 атм спектральных коэффициентов поглощения молекул: 1 —  $\text{CO}$ , 2 —  $\text{HCl}$ , 3 —  $\text{OH}$ , 4 —  $\text{NO}$ , 5 —  $\text{HF}$ , 6 —  $\text{CO}_2$ , 7 —  $\text{H}_2\text{O}$ , 6' —  $0.1 \langle K_\omega' \rangle \text{CO}_2$ , 7' —  $10 \langle K_\omega' \rangle \text{H}_2\text{O}$



Во многих практических задачах необходимо определять  $\epsilon$  для продуктов сгорания, состоящих из  $\text{CO}_2$  и  $\text{H}_2\text{O}$ . При температуре  $T \leq 2000^\circ\text{K}$  значения  $\epsilon$  обычно определяются из данных [4], которые получены в результате обобщения известных эксперименталь-



Фиг. 4



Фиг. 5

Фиг. 4. Излучательная способность молекул  $\text{H}_2\text{O}$ : 1 —  $T = 2000^\circ\text{K}$ , 2 —  $2250^\circ\text{K}$ , 3 —  $2500^\circ\text{K}$ , 4 —  $2750^\circ\text{K}$ , 5 —  $3000^\circ\text{K}$ , 6 —  $3250^\circ\text{K}$ , 7 —  $3500^\circ\text{K}$ , 8 —  $3750^\circ\text{K}$ , 9 —  $4000^\circ\text{K}$

Фиг. 5. Излучательная способность молекул  $\text{CO}_2$ .  
1 —  $T = 2000^\circ\text{K}$ , 2 —  $2500^\circ\text{K}$ , 3 —  $3000^\circ\text{K}$ , 4 —  $3500^\circ\text{K}$ , 5 —  $4000^\circ\text{K}$

ных результатов. Используя приведенные данные по  $\alpha$  и  $\Delta\omega$ , можно легко получить значения  $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$  и  $\epsilon_{\text{CO}_2}$  при температурах  $T = 2000\text{--}5000^\circ\text{K}$ .

Результаты подобных расчетов приведены на фиг. 4, 5.

Поступила 13 VI 1968

## ЛИТЕРАТУРА

1. Я ко б М. Вопросы теплопередачи. М., Изд-во иностр. лит., 1960.
2. П е н н е р С. С. Количественная и молекулярная спектроскопия и излучательная способность газов. М., Изд-во иностр. лит., 1963.
3. Г у р в и ч Л. В., Х а ч к у р у з о в Г. А., М е д в е д е в В. М. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Изд-во АН СССР, 1962.
4. Г е р ц б е р г Г. Спектры двухатомных молекул. М., Изд-во иностр. лит., 1949.
5. O l f f D. B. Equilibrium emissivity calculation a hydrogen plasma at temperatures up to 10000° K. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 1961, vol. 1, No. 2.
6. B r e e z e J. C., F e r r i s s o C. C. Infrared Intensity measurement of the 5.3  $\mu$  fundamental and 2.7  $\mu$  overtone bands of NO between 1400 and 2400° K. J. Chem. Phys., 1964, vol. 41, No. 11.
7. F e r r i s s o C. C., L u d w i g C. B. Spectral emissivities and integrated intensities of the 1.87, 1.38, 1.14  $\mu$  H<sub>2</sub>O bands between 1000 and 2200° K. J. Chem. Phys., 1964, vol. 41, No. 6.
8. L u d w i g C. B., F e r r i s s o C. C., A b e y t a C. N. Spectral emissivities and integrated intensities of the 6.3  $\mu$  fundamental band of H<sub>2</sub>O. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 1965, vol. 5, No. 2.
9. G o l d s t e i n R. Measurements in infrared absorption by water vapor at temperatures to 1000° K. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 1964, vol. 4, No. 3.
10. F e r r i s s o C. C., L u d w i g C. B. Spectral emissivities and integrated intensities of 2.7  $\mu$  H<sub>2</sub>O band between 530 and 2200° K. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 1964, vol. 4, No. 1.
11. H o w a r d J. H., B u r c h D. E., W i l l i a m s D. Determined integrated absorptivities of 2.7  $\mu$  H<sub>2</sub>O band. J. Opt. Soc. America, 1956, vol. 46, No. 2.
12. J a f f e J. H., B e n e d i c t W. S. Force  $\nu_3$  of vibration H<sub>2</sub>O. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 1963, vol. 3, No. 1.
13. F e r r i s s o C. C., Spectral absorptivities of 4.3  $\mu$  band CO<sub>2</sub> at high temperature. J. Chem. Phys., 1962, vol. 37, No. 9.
14. B e n e d i c t W. S., P l y l e r E. K. Energy Transfer in Hot Gases. Natl. Bur. Std. Circ., 1954, No. 532, pp. 57—73.
15. O p p e n h e i m U. P., B e n - A r y e h J. Absorptivity measurement of 4.27  $\mu$  band CO<sub>2</sub> at 1200° K. J. Opt. Soc. America, 1963, vol. 53, No. 2.
16. B r e e z e J. C., F e r r i s s o C. C. Integrated emissivity measurements of the 1.9  $\mu$  band of in temperature 1400 to 2500° K. J. Chem. Phys., 1964, vol. 40, No. 5.
17. B r e e z e J. C., F e r r i s s o C. C. Integrated intensities measurements of the 2.7  $\mu$  band of CO<sub>2</sub> in temperature range 1200 to 3000° K [at shock tube. J. Chem. Phys., 1963, vol. 39, No. 10.
18. F e r r i s s o C. C., L u d w i g C. B. Spectral emissivities and integrated intensities of the 2.7  $\mu$  CO<sub>2</sub> band between 1200 and 1800° K. J. Opt. Soc. America, 1964, vol. 54, No. 5.
19. F e r r i s s o C. C., L u d w i g C. B., A c t o n L. Spectral emissivity measurements of the 4.3  $\mu$  CO<sub>2</sub> band between 2650 and 3000° K. J. Opt. Soc. America, 1968, vol. 56, No. 2.
20. W e b e r D., H o l m R. I., P e n n e r S. S. Total absorptivity measurements of the 1.9 and 4.25  $\mu$  bands CO<sub>2</sub>. J. Chem. Phys., 1952, vol. 20, No. 11.
21. W e b e r D., P e n n e r S. S. Emissivity of CO, OH. J. Chem. Phys., 1953, vol. 21, No. 9.
22. B r e e z e J. C., F e r r i s s o C. C. Integrated intensity measurements on the fundamental and first overtone band sistem of CO between 2500 and 5000° K. J. Chem. Phys., 1965, vol. 43, No. 9.
23. B e n e d i c t W. S., H e r m a n R., M o o r e G. E., S i l v e r m a n S. Emissivity fundamental band HCl. J. Chem. Phys., 1957, vol. 26, No. 8.
24. B a r b o v H., A m c e r G., B e n e s h W. Emissivity band HCl. J. Molecular. Spectr., 1959, vol. 185, No. 1.
25. S i m m o n s F. S. Some measurements of the infrared spectral radiances and emissivities of fluoride in combustion gases at 1000° K. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 1964, vol. 4, No. 1.
26. C a r p e n t e r R., F r a n z o s a M. A. Line strengths and spectral emissivities of NO as function of temperature and amout of gas. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 1965, vol. 5, No. 3.
27. P e n n e r S. S., V a r a n a s i P. Approximation band absorption and total emissivity calculation for CO<sub>2</sub>. J. Quant. Spectrosc. Rad. Transfer, 1964, vol. 4, No. 6.