662.932.3:662.612.3

空気散布式給炭機に関する研究

(第4報, 流動空気中における炭素球の燃焼理論)*

菅原菅雄**, 吉川進三***, 中内康夫****, 造田恵市*****

Research on the Pneumatic Spreader Stoker

(4th Report, On the Combustion of a Carbon Globule in Uniform Stream of Air)

by Sugao SUGAWARA, Sinzo KIKKAWA, Yasuo NAKAUCHI, and Keiichi SODA

In this paper, we theoretically treated the combustion phenomena of carbon globule in uniform air stream on the same assumptions as in 3rd report. The conditions for numerical calculations are as follows ;

temperature of air stream = 800~1 000°C

velocity of air stream = 5~20 m/s

radius of carbon sphere = 2.5~10 mm

From the results of these investigations, it has been concluded that the effect of the temperature of air stream on both the combustion rate and the temperature of carbon globule is hardly conspicuous as compared with the other two factors.

1. 緒 言

第3報においては, 流動空気中における炭素球の着火現象に関する基礎的な解析を試みたが, 本研究においては, 一様な速度分布を有する流動空気中における炭素球の燃焼現象に関する解析を行った。

2. 解 析

問題を簡単にするために, 化学反応としては

のみを考える。900°C 以上の高温においては, 炭素の燃焼によって生ずる第一次生成物の大部分は一酸化炭素であるが, 最初の反応で生成した一酸化炭素は周囲から拡散してくる酸素によって

$\text{CO} + 1/2\text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ という気相反応を行う。しかも高温においては, これらの反応はすべて瞬間的に行われるので, (1)式のように仮定しても大きな誤りはないものと考えられる⁽¹⁾。第1図に示したように, 炭素球に一様な流速 u_0 を有する空気流れがあたり, 球表面上で(1)式の化学反応がおこり, 速度境界層および炭酸ガスの濃度境界層が生ずるものとする。球の前よ

どみ点から角度 θ を測り, 球表面に沿って x 軸, 表面に垂直に y 軸をとる。第1図の斜線部分を拡大して第2図に示す。図において, 曲線 BC は速度境界層で δ はその厚さ, 曲線 $B'C'$ は炭酸ガスの濃度境界層で δ' はその厚さを示す。 u_1 は速度境界層外端における

第 1 図

第 2 図

* 昭和 33 年 4 月 1 日 第 35 期通常総会講演会において講演, 原稿受付 昭和 33 年 10 月 22 日。

** 正員, 京都大学工学部 (京都市左京区吉田本町)。

*** 准員, 京都大学工学部。

**** 准員, 山陽パルプ会社。

***** 学生員, 京都大学工学部。

速度である。濃度境界層内における炭酸ガスの濃度を C で、また速度境界層内における球表面に平行な分速度を u で表わす。第 2 図に参考のために速度境界層内の速度分布および濃度境界層内の濃度分布の想像図を示した。

単位時間に単位表面積に向って拡散する酸素のモル数を K' とすると K' は次式で表わされる。

$$K' = -D(\partial C / \partial y)_{y=0} \dots\dots\dots (2)$$

D = 炭酸ガスと空気との拡散係数

濃度境界層内の炭酸ガスの濃度分布を次のように三次式で近似する。

$$\frac{C}{C_0} = a_0 + a_1 \left(\frac{y}{\delta'} \right) + a_2 \left(\frac{y}{\delta'} \right)^2 + a_3 \left(\frac{y}{\delta'} \right)^3 \dots\dots\dots (3)$$

C_0 = 炭素球表面における炭酸ガスの濃度

$a_0 \sim a_3$ = 定数

(3) 式に、次に示す境界条件を入れると定数 $a_0 \sim a_3$ がきまって (5) 式の結果が得られる。

$$\left. \begin{aligned} y=0 \text{ で } C=C_0 \\ y=\delta' \text{ で } C=0, \partial C / \partial y=0, \partial^2 C / \partial y^2=0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

$$\frac{C}{C_0} = 1 - 3 \left(\frac{y}{\delta'} \right) + 3 \left(\frac{y}{\delta'} \right)^2 - \left(\frac{y}{\delta'} \right)^3 \dots\dots (5)$$

(5) 式を (2) 式に代入し、両境界層の厚さの比 $\delta' / \delta \equiv \chi$ を導入すると次の結果が得られる。

$$K' = 3C_0 D / \delta \chi \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{d}{d\theta} \left\{ \sin \theta \int_0^{\delta} u C dy + u_1 \sin \theta \int_{\delta}^{\delta'} C dy \right\} = \frac{3 r \sin \theta C_0 D}{\delta \chi} \dots\dots\dots (9)$$

速度境界層内の速度分布として、次式で表わされる友近・今井の理論式⁽³⁾を用いる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{u}{u_1} &= 2 \frac{y}{\delta} - 2 \left(\frac{y}{\delta} \right)^3 + \left(\frac{y}{\delta} \right)^4 + \lambda \left\{ \frac{1}{6} \left(\frac{y}{\delta} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{y}{\delta} \right)^3 - \frac{1}{6} \left(\frac{y}{\delta} \right)^4 \right\} \\ \lambda &= \delta^2 u_1' / r \nu, \quad u_1' = du_1 / d\theta \quad \nu = \text{動粘性係数} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (10)$$

(5) および (10) 式を (9) 式に代入して、(11) 式によって定義される変数 z および z' を導入して整理すると (12) 式の結果が得られる⁽⁴⁾。

$$z = u_0 \delta^2 / r \nu, \quad z' = u_0 \delta'^2 / r D \dots\dots\dots (11)$$

$$\frac{dz'}{d\theta} = \frac{6 \frac{u_0}{u_1} - 2z' \left[\left\{ \frac{1}{4} + \frac{1}{\chi} \left(A + C + \frac{u_1}{u_0} B z \right) \right\} \left(\frac{u_1'}{u_1} + \cot \theta \right) + \frac{B}{\chi} \left(\frac{u_1''}{u_0} z + \frac{u_1}{u_0} \frac{dz}{d\theta} \right) \right]}{\frac{1}{4} + \frac{1}{\chi} \left\{ A + C + \frac{u_1'}{u_0} B z \right\}} \dots\dots\dots (12)$$

ただし

$$\begin{aligned} A &= \frac{7}{10} - \frac{13}{10} \frac{1}{\chi} + \frac{13}{14} \frac{1}{\chi^2} - \frac{67}{280} \frac{1}{\chi^3} \\ B &= \frac{1}{120} - \frac{1}{120} \frac{1}{\chi} + \frac{1}{280} \frac{1}{\chi^2} - \frac{1}{1680} \frac{1}{\chi^3} \\ C &= -1 + \frac{3}{2} \frac{1}{\chi} - \frac{1}{\chi^2} + \frac{1}{4} \frac{1}{\chi^3} \end{aligned}$$

(12) 式における u_1 / u_0 , u_1' / u_0 および u_1'' / u_0 等を計算するために、速度境界層外端速度 u_1 として、友近・

先に述べたように、 K' は単位時間に炭素球の単位表面積に向って拡散する酸素のモル数であるが、(1) 式の化学反応のみを考える場合には、当然 K' の値は炭素球の単位表面積から単位時間に拡散する炭素のモル数に等しいことになる。炭素 1 モルは 12 g であるから、 $12 K'$ は局所的燃焼率にはかならない。したがって、平均燃焼率を求めるには $12 K'$ を球の全表面 s にわたって積分して、全表面積 $4 \pi r^2$ で割っておけばよい。求める燃焼率を K とすると、 K は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{4 \pi r^2} \int_s K' ds \\ K' &= 12 K' = 36 C_0 D / \delta \chi \dots\dots\dots (7) \end{aligned}$$

したがって、問題は炭素球表面における炭酸ガスの濃度 C_0 、炭酸ガスと空気との拡散係数 D 、球まわりの速度境界層厚さ δ および濃度境界層と速度境界層厚さの比 χ の 4 変数を求めることに帰着する。これらの変数のうち、 D に関しては、1 気圧のもとでは

$$\begin{aligned} D &= D_0 (T / 273)^2 \\ D_0 &= 273^\circ \text{K における } D \text{ の値} = 0.138 \text{ cm}^2 / \text{s} \end{aligned} \dots\dots\dots (8)$$

と表わされることが知られている⁽²⁾。ゆえに、以下において D 以外の 3 変数の求め方についてべる。

2.1 χ の求め方 χ を求めるために第 2 図における $AB'C'DA$ 内の炭酸ガスの平衡を考えると $\delta' > \delta$ の場合には次式が得られる。

今井の実験式⁽³⁾

$$u_1/u_0 = 1.5\theta - 0.43707\theta^3 + 0.148097\theta^5 - 0.042329\theta^7 \dots\dots\dots (13)$$

を採用する。(12)式に(13)式および境界条件

$$\theta=0 \text{ で } z=3.14401^{(3)} \quad dz'/d\theta=0 \dots\dots\dots (14)$$

を代入して整理すると次の結果が得られる。

$$z'_{\theta=0} = 1 / \left\{ \frac{1}{4} + \frac{1}{\chi} (A+C+4.716015B) \right\} \dots\dots\dots (15)$$

一方, シュミット数 S_e は

$$S_e = \nu/D = (z'/z)(1/\chi^2) \dots\dots\dots (16)$$

と表わされるから χ は θ に無関係であると仮定すると(14), (15)および(16)式の関係から, シュミット数 S_e と χ との関係が次のように求められる。

$$S_e = \frac{1}{3.14401} \frac{1}{\frac{\chi^2}{4} + \chi(A+C+4.716015B)} \dots\dots\dots (17)$$

シュミット数は気体の種類, 圧力および温度のみの関数であるから, χ もこれら3因子のみによって変化する。たとえば1気圧の空気に対しては次式のように表わされることを確かめた。

$$\chi = 0.0002917T + 1.497 \dots\dots\dots (18)$$

このようにして, χ を温度のみの関数として求めることができた。

2.2 δ の求め方 球のまわりの速度境界層厚さ δ に関しては友近・今井の理論的研究⁽³⁾があり, それによると δ は次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \delta u_1/\nu &= F(\theta)(2ru_0/\nu)^{1/2} \\ F(\theta) &= 6\theta/\pi \quad (0 < \theta < \pi/3) \\ F(\theta) &= 2 + \frac{6}{\pi} \left(\theta - \frac{\pi}{3} \right) - 8.09 \left(\theta - \frac{\pi}{3} \right)^2 \\ &\quad + 29.5 \left(\theta - \frac{\pi}{3} \right)^3 \quad (\pi/3 < \theta < 1.4661) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

これから明らかなように δ の値は理論的には $\theta < 1.4661$ (約 84°) までしか求めることができない。これは $\theta = 84^\circ$ 付近で境界層のはく離現象がおこるため

$$K = \frac{2\pi r^2 \eta}{4\pi r^2} \left\{ \int_0^{\pi/3} K_I'' \sin \theta d\theta + \int_{\pi/3}^{1.4661} K_{II}'' \sin \theta d\theta \right\} \dots\dots\dots (23)$$

ただし, K_I'' および K_{II}'' は $0 < \theta < \pi/3$ および $\pi/3 < \theta < 1.4661$ の範囲における K'' の値で(7), (13)および(19)式からそれぞれ次のように表わされる。

$$\left. \begin{aligned} K_I'' &= 3\pi C_0 D R_e^{1/2} (1.5 - 0.43707\theta^2 + 0.148097\theta^4 - 0.042329\theta^6) / r\chi \\ K_{II}'' &= \frac{18C_0 D R_e^{1/2} (1.5\theta - 0.43707\theta^3 + 0.148097\theta^5 - 0.042329\theta^7)}{r\chi \left\{ 2 + \frac{6}{\pi} \left(\theta - \frac{\pi}{3} \right) - 8.09 \left(\theta - \frac{\pi}{3} \right)^2 + 29.5 \left(\theta - \frac{\pi}{3} \right)^3 \right\}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (24)$$

(24)式を(23)式に代入して Gregory の数値積分法⁽⁵⁾を用いて計算すると次の結果が得られる。

$$K = 62.59 \eta C_0 D R_e^{1/2} / 4\pi r \chi \dots\dots\dots (25)$$

である。

2.3 C_0 の求め方

1気圧の空気における酸素の分圧は0.21気圧, すなわち 217 g/cm^2 であり, 残りは窒素その他の不活性ガスによるものである。したがって, 燃焼しつつある炭素球表面においても, これら不活性ガスの分圧は不変であり, 酸素の分圧と炭酸ガスの分圧の和が 217 g/cm^2 になるものと考えられる。式で表わせば次のようになる。

$$(p_{O_2})_0 + (p_{CO_2})_0 = 217$$

$(p_{O_2})_0$ = 炭素球表面における酸素の分圧

$(p_{CO_2})_0$ = 炭素球表面における炭酸ガスの分圧

一方, 空気を完全気体とみなすと, $C = p/RT$ という関係がある。ここに R はガス定数である。したがって, 炭素球表面上における炭酸ガスの濃度 C_0 は次のように表わされる。

$$C_0 = \frac{(p_{CO_2})_0}{RT_s} = \frac{217 - (p_{O_2})_0}{RT_s} \dots\dots\dots (20)$$

T_s = 炭素球表面温度

Arrhenius の反応速度論⁽⁵⁾によれば, $(p_{O_2})_0$ は

$$(p_{O_2})_0 = kK\sqrt{T_s} e^{E/RT_s} \dots\dots\dots (21)$$

k = 定数, E = 活性化エネルギー

のように表わされる。(21)式を(20)式に代入すると C_0 は次のように求められる。

$$C_0 = (217 - kK\sqrt{T_s} e^{E/RT_s}) / RT_s \dots\dots\dots (22)$$

2.4 整理

以上によって, (7)式を計算する上に必要な D , χ , δ および C_0 はすべて求めた。したがって, これらを(7)式に代入して積分を行えば燃焼率 K が求められるはずである。しかし, δ の項で述べたように, δ の値は $0 < \theta < 1.4661$ の範囲のみしかわかっていない。一方, (7)式の積分は球表面全体にわたっての積分である。このことに対する補正として補正係数 η を乗ずる。この補正係数の推定方法については後に述べる。

式で示すと次のようになる。

(25) に (8), (18) および (22) 式を代入して, K について整理すると次の結果が得られる.

$$4\pi r^2 K = \frac{62.59 \times 217 \gamma D_0 (T/273)^{2.5} \left(\frac{2u_0}{\nu} \right)^{1/2}}{RT_s (0.0002917T + 1.497)} \dots\dots\dots (26)$$

$$\left\{ 1 + \frac{15.64 \gamma k D_0 \left(\frac{T}{273} \right)^2 e^{E/RT_s}}{\pi R \sqrt{T_s} r (0.0002917T + 1.497)} \left(\frac{2u_0}{\nu} \right)^{1/2} \right\}$$

$$T = (T_s + T_a)/2 \dots\dots\dots (27)$$

T_a = 空気温度

とおくならば, (26) 式における未知数は球半径 r , 球表面温度 T_s および燃焼率 K の三つである. これらはいずれも当然時間 t の関数であるから, r , T_s , K および t の 4 変数間の関係を決定するためには, (26) 式以外になお式が二つ不足している. 次にこれらの式を求める.

dt 時間に燃焼のために球の半径が dr だけ減少したとすると次の関係式が成立する.

$$K/\gamma = -dr/dt \dots\dots\dots (28)$$

γ = 炭素球の比重量

次にもう一つ関係式を見いだすために熱精算を考える.

Q = 燃焼によって単位時間に発生する熱量

Q_{r_1} = 炉壁との固体ふく射によって, 炭素球表面から単位時間に炉壁に伝わる熱量

Q_{r_2} = 炭素球の周囲に発生した炭酸ガスの境界層からのガスふく射によって単位時間に炭素球に伝わる熱量

Q_{c_1} = 対流によって炭素球から流体に単位時間に伝わる熱量

Q_{c_2} = 伝導によって炭素球自身に単位時間に伝わる熱量

以上のように記号を定めると次の関係が成立する.

$$Q = Q_{r_1} - Q_{r_2} + Q_{c_1} + Q_{c_2} \dots\dots\dots (29)$$

$Q \sim Q_{c_2}$ はそれぞれ次のように表わされる.

$$Q = 8.1 \times 4\pi r^2 K \dots\dots\dots (30)$$

$$Q_{r_1} = 4\pi r^2 \epsilon_s \epsilon_w C \varphi [(T_s/100)^4 - (T_w/100)^4] \dots\dots (31)$$

ϵ_s = 球表面の黒さ度, ϵ_w = 炉壁の黒さ度

C = 黒体ふく射係数

φ = 炉壁と炭素球との角関係

T_w = 炉壁温度

$$Q_{r_2} = 4\pi r^2 \times 8.9 \epsilon_s (\overline{p_{CO_2}} \bar{\delta}')^{0.4} (T/100)^{3.2} / 3.6 \times 10^7 (7) \dots\dots\dots (32)$$

$\overline{p_{CO_2}}$ = 濃度境界層内の炭酸ガスの平均分圧

$\bar{\delta}'$ = 濃度境界層の平均厚さ = $2.27 \sqrt{\nu r / u_0}$ (8)

$$Q_{c_1} = 4\pi r^2 \alpha (T_s - T_a) \left. \alpha = \frac{0.33 \lambda_a}{2r} \left(\frac{2r u_0}{\nu} \right)^{0.6} (8) \right\} \dots\dots\dots (33)$$

λ_a = 空気の熱伝導率

$$Q_{c_2} = \frac{4}{3} \pi r^3 \gamma C_h \frac{dT_s}{dt} \dots\dots\dots (34)$$

C_h = 炭素球の比熱

(29) 式に (30)~(34) 式を代入して整理すると次の結果が得られる.

$$dT_s/dt = [32.4\pi r^2 K - 4\pi r^2 C \varphi \epsilon_s \epsilon_w \{(T_s/100)^4 - (T_w/100)^4\} + 14\pi r^2 \epsilon_s (\overline{p_{CO_2}} \bar{\delta}')^{1/3} (T/100)^{3.5} / (3.6 \times 10^7) - 0.66\pi r^{1.6} \lambda_a (2u_0/\nu)^{0.6} (T_s - T_a)] \times \frac{3}{4 \pi r^3 \gamma C_h} \dots\dots\dots (35)$$

(26), (28) および (35) 式を連立させて解けば, K , r , T_s および t の 4 変数間の関係を知ることができる. しかし, これら 3 式を解析的方法によって解くことは不可能であるから, Runge-Kutta の数値積分法⁽⁶⁾を用いて解いた.

3. 計算結果ならびに考察

計算を行うにあたって, 標準状態を次のように定め,

空気温度 = 800°C, 流速 = 5m/s

炉壁温度 = (空気温度) - 200°C

炭素球半径 = 5 mm

流速, 炭素球半径および空気温度のいずれか一つのみが標準状態の値から変化した場合について計算を行い, その結果を標準状態と比較することによって, これらの因子が燃焼率および炭素球表面温度の時間的变化に与える影響を調べた.

計算を行うために必要な多くの定数は次のように定めた.

$\epsilon_s = \epsilon_w = 0.8$, $\varphi = 1.0$, $C = 4.92 \text{ kcal/m}^2 \text{ h } ^\circ\text{K}^4$

$\gamma = 1.39 \text{ g/cm}^3$, $C_h = 3 \times 10^{-4} \text{ kcal/g } ^\circ\text{C}$

$R = 84782 \text{ g cm/mol } ^\circ\text{K}$

ν および λ_a は機械工学便覧 V-11, 51 ページにある値を用いて, ν および λ_a と温度との関係を図にかき, その図を用いて任意の空気温度に対する ν , λ_a の値を決定した.

k および E の値に関しては多くの研究があるが⁽⁹⁾ ⁽¹⁰⁾, 本研究においては A. S. Parker & H. C. Hottel の研究⁽¹¹⁾による値を採用した. すなわち,

$E = 44000 \text{ cal/mol}$ $k = 7.365 \times 10^{-7} \text{ s/}^\circ\text{K}^{1/2}$

補正係数 η の値は次のようにして推定した。

W. Lorisch は円柱の軸に流れが直角にあたる場合の局所的熱伝達率の分布を測定しているが⁽¹²⁾, その結果によると, $R_0=1000$ 附近では単位長さの円柱全表面 ($-\pi < \theta < \pi$) から伝達される熱量と, $-1.4661 < \theta < 1.4661$ の範囲から伝達される熱量の比は約 1.35 である。熱伝達率と燃焼率との間には相似関係があるから, 本論文においても $\eta=1.35$ と仮定した。

初期条件として, 炭素球は一樣な温度 500°C を有するものと仮定した。

3.1 流速の影響 流速を 5, 10 および 20 m/s の三とおりに変化させて計算を行った。燃焼率の時間的变化を, 流速を助変数にとって示したのが第3図である。この図から次のことがわかる。

燃焼率は着火後 10 秒ないし 20 秒の間できわめて急激に増加する。この範囲においては酸化反応の反応抵抗が支配的である。この範囲をすぎると燃焼率は一度減少し, そこに極大点を作る。その後時間の経過とともに燃焼率は再び増加するが, その増加の割合は化学抵抗が支配的である範囲に比較するときわめてわずかである。この範囲においては化学抵抗の代りに拡散抵抗が支配的である。以上のことは流速に関係なく一般的に言えることであるが, 流速の増加とともに, 化

学抵抗が支配的な期間は短くなる。すなわち, 着火後の燃焼率の増加率は流速の増加とともに著しくなる。また, 拡散抵抗が支配的な範囲においては, 流速の増加とともに燃焼率は増加する。その増加の状態はほぼ流速の平方根に比例している。拡散抵抗が支配的な領域においては, 時間の経過に伴う燃焼率の増加率は流速が大きいほど大きいことがわかる。このことは次のように説明される。次に述べるように燃焼率は炭素球半径の減少とともに増加する。一方, 流速が大きいほど燃焼率は大きい。すなわち, 流速が大きいほど炭素球はすみやかに燃焼して半径が減少する。この二つの事から, 流速が大きいほど燃焼率の増加率が大きいことは容易に理解される。第4図は炭素球温度の時間的变化を第3図と同様に, 三とおりの流速を助変数として表わしたものである。この図から次のことがわかる。

炭素球温度の上昇は着火後 30 秒ないし 1 分の間はきわめて急激であるが, その後ほぼ一定となり, 次に徐々にではあるが再び上昇しはじめる。また, 流速の増加とともに炭素球温度も上昇する。このことは第3図において, 流速が大きいほど燃焼率が大きいこと, すなわち, 単位面積あたりの燃焼による発熱量が大きいことから当然予想されることである。炭素球温度が一度ほぼ一定になってから, その後再び時間とともに増加する割合は流速の大きい方が著しいことがわかる。このことも, 流速が大きいほど, また半径が小さ

第 3 図

第 4 図

第 5 図

いほど燃焼率が大いことから容易に理解される。

3.2 炭素球半径の影響 炭素球半径を 2.5, 5 および 10 mm の三つに变化させて計算を行った。第 3 図および第 4 図からわかるように、燃焼率および炭素球温度は着火後 1 分以内において急激に上昇し、その後はゆるやかな変化をする。したがって、着火直後の急激に変化する領域をすぎて比較的变化がゆるやかになるところまで計算を行うならば、その状態における燃焼状態の大略を知ることができる。ゆえに、以下の計算は着火後 1 分ないし 2 分の範囲についてのみ行って、標準状態と比較検討した。第 5 図に燃焼率の時間的变化を、炭素球半径を助変数にとって示した。

半径が小さくなるほど着火直後の化学抵抗が支配的な期間が短くなる。すなわち、燃焼率はいっそう急激に増加する。また、拡散抵抗が支配的となつてからの燃焼率は球半径の小さいものほど大きい。第 6 図は炭素球温度の時間的变化を、炭素球半径を助変数にとって示したものである。第 6 図についても第 5 図における時間と燃焼率との関係と同様のことが言える。すなわち、半径の小さい球ほど着火後の温度上昇は急激であり、拡散抵抗が支配的となつてからの表面温度も高い。

3.3 空気温度の影響 空気温度 1000°C の場合に対する計算結果を第 5 図および第 6 図に破線であわせて示した。第 5 図からわかるように、空気温度が高く

第 6 図

なると着火直後の燃焼率はいっそう急激になり、したがって、化学抵抗が支配的な期間が短くなる。一方、拡散抵抗が支配的となつてからの燃焼率は空気温度が増加してもあまり増加しない。空気温度が 800°C から 1000°C まで増加しても、燃焼率の増加は約 6 % 程度にすぎない。この理由を考えてみる。炭素球の燃焼が拡散抵抗によって支配されるようになると、空気温度の変化によって燃焼率に影響を及ぼす因子としては、拡散係数 D 、空気の動粘性係数 ν および炭素球温度 T が考えられる。これら 3 因子が燃焼率に与える影響は (26) 式から明らかなように $K \propto D/T_0 \sqrt{\nu}$ である。これらの 3 因子はいずれも空気温度の上昇とともに増加する傾向にあるものである。したがって、これらの因子が互に影響を打消し合つて、結果としては、燃焼率はあまり変化しないものと考えられる。第 6 図を見ると、空気温度が炭素球温度に与える影響は燃焼率に対する影響よりは顕著であることがわかる。

4. 結 語

以上、流動空気中における炭素球の燃焼状態を理論的に研究して次の結論を得た。

1. 燃焼状態は化学抵抗が支配的な領域と拡散抵抗が支配的な領域との二つに分けることができる。前者は着火直後に現われて、10 秒ないし 30 秒続く。その間の燃焼率の増加はきわめて急激である。後者は化学抵抗が支配的な領域の次に現われる。この領域においては燃焼率は時間とともに少しずつ増加する。炭素球温度も燃焼率の経過とほぼ同様な変化をする。

2. 炭素球の燃焼率は, 流速の増加, 炭素球半径の減少および空気温度の上昇とともに増加するが, これら3因子のうち空気温度の影響は, 他の2因子に比べて顕著でない。

3. 炭素球温度は, 流速の増加, 炭素球半径の減少および空気温度の上昇とともに増加する。

文 献

- (1) たとえば矢木, 国井, 工業窯炉, 共立出版(昭28), 166.
- (2) *International Critical Tables*, 5, McGraw-Hill(1929) 62.
- (3) 友近, 今井, 数物学会誌, 20, 4(昭13), 288.

- (4) 弓削, 機械学会論文集, 16, 54(昭25), 9.
- (5) Arrhenius の反応速度理論の量子力学的説明はたとえば, 水島三一郎編「物理化学」(2) 585 ページ以下に詳しい。
- (6) 日高, 数値積分法(上), 岩波書店(昭17), 71.
- (7) A. Schack, *Der Industrielle Wärmeübergang*, Verlag Stahleisen M. B. H (1957), 203.
- (8) 機械工学便覧, V-11(昭26), 37.
- (9) E. Wicke, *5th Symposium (International) on Combustion* (1955), 245.
- (10) D. A. F. Kamenetskii (Translated by N. Thon) *Diffusion and Heat Exchange in Chemical Kinetics*, Princeton Univ. (1955), 58.
- (11) A. S. Parker & H. C. Hottel, *Ind. and Engg. Chem.*, 28, 11 (1936), 1334.
- (12) E. R. G. Eckert, *Introduction to the Transfer of Heat and Mass*, McGraw-Hill (1950), 140.

論文集 24 巻 148 号 (昭 33-12) 正誤表

執筆者名	ページ	欄	行	誤	正
藤 井 哲	958	右	16	η との関数	η の関数
	961	第 2 図		$u_x/H^{\frac{1}{2}} \propto x^{\frac{1}{2}}$	$u_x/M^{\frac{1}{2}} \propto x^{\frac{1}{2}}$
	964	第 1 表		(1) (2) (3)	(2) (3) (4)
	966		下から 8	(3) 考察	(3) 考察 (I)
	968		下から 8	$\frac{(H_m/H)Pr}{(H_m/H)Pr \rightarrow \infty} \sim r$	$\frac{(H_m/H)Pr}{(H_m/H)Pr \rightarrow \infty} \sim r$
平野富士夫 他	969	第 1 図(c)左		$(t_x - t_\infty) \propto 1 + \mathfrak{B}' \frac{x}{H}$	$(t_x - t_\infty) \propto 1 + \mathfrak{B}' \left(\frac{x}{H}\right)^{\frac{1}{2}}$
	970		下から 4	$\frac{f(x)}{\mathfrak{A}} \sim \frac{x}{H}$	$\frac{f(x)}{\mathfrak{A}} \sim \frac{x}{H}$
	982	右	23	少し出てくる。	少く出てくる。
	982	第 7, 8 図		第 7 図を右図にかえ第 8 図は上の第 7 図とかえる。