ブンゼンバーナーの吹き飛びおよび逆火限界の理論的評価*

稲毛 真一^{*1}, 大塚 雅哉^{*1}Theoretical Evaluation of Blow-Off and Flash Back Limits
on a Bunsen Burner

Shin-ichi INAGE and Masaya OHTSUKA

The quenching effect due to flame stretch and heat loss was evaluated based on a HTA (Hyperbolic Tangent Approximation) theory for a counter premixed flame. The main results are as follows: (1) Reaction progress variable c at the stagnation point of the counter flow decreases with flame stretch and heat loss. The flame quench occurs under the condition of $c=0.7$ at the stagnation point. (2) Blow-off of a Bunsen burner occurs under the condition of $g > (1.62 - Nu(\delta/d)^2)(Su/\delta)$ (g : velocity gradient, δ : thickness of laminar flame, Su : laminar flame speed, Nu : Nusselt number, d : diameter of burner). This condition was in good agreement with experimental data. (3) Flash back occurs under the condition of $g < 0.697 (Su/\delta)$.

Key Words: Blow-Off, Flash Back, Combustion Model, Flame Speed

1. 緒言

著者らは、新たな予混合燃焼の理論的評価手法であるHTA(Hyperbolic Tangent Approximation)理論を開発し、その応用として層流及び乱流場に適用可能な燃焼モデルの提案及び火炎伸長による消炎効果の評価等を行ってきた^{(1)~(3)}。本報は、さらにHTA理論をブンゼンバーナー火炎の吹き飛びの評価に適用したものである。ブンゼンバーナー火炎の吹き飛びの評価は、古くはLewis及びvon Elbeの実験的評価に遡ることができる⁽⁴⁾。バーナー出口では、予混合気流速と燃焼速度がバランスする位置で火炎が形成される。予混合気流速が増大すると火炎の形成位置はバーナーリムに接近する。バーナーリム近傍では、熱及び化学活性種の吸収があるため燃焼速度が減少する。リム付近における予混合気流速が燃焼速度よりも大きくなる場合に吹き飛びが生じると彼らは考えた。しかし、その後Reedにより、火炎伸長理論により、火炎吹き飛びにおける限界速度勾配と当量比との関係が明らかにされた⁽⁵⁾。

Reedは火炎吹き飛び限界速度勾配 g が、ほぼ $g=(Su/\delta)$

(δ :層流火炎帯の厚み、 Su :層流燃焼速度)と表せることを吹き飛びの実験データと火炎伸長を示す無次元数であるKarlovitz数との関係を調べることにより示した。しかし、上記の結果を、前報⁽²⁾⁽³⁾で求めた対向予混合火炎における限界速度勾配 $g=1.62(Su/\delta)$ と比較すると、 g の値が小さいことがわかる。このことから、バーナー火炎の吹き飛び限界は火炎伸長効果だけでは説明しきれず、むしろLewis及びvon Elbeの考えも導入し、火炎伸長と同時にバーナーリムへの熱損失をも考慮しなければならないと考える。本研究は、周囲への熱損失を考慮した対向予混合燃焼場を解析し、熱損失がある場合の火炎伸長による消炎効果の評価を行ったものである。さらに、その結果をブンゼンバーナー火炎に適用し、Lewis及びvon Elbeの実験結果との比較を行い、その妥当性を検討した。さらに、その応用としてブンゼンバーナー火炎の逆火限界速度勾配も合わせて評価し、Lewis及びvon Elbeの実験結果⁽⁶⁾との比較を行った。

2. 主な記号

* 原稿受付 1997年5月28日。

^{*1} 正員, (株)日立製作所電力・電機開発本部(〒312-0034 ひたちなか市堀口832-2)。

A_{O_2} : 空気中の酸素質量分率(-)
 c : 反応進行度 (-)
 C_p : 定圧比熱 ($J/(kgK)$)
 d : バーナー径、消炎直径(m)
 D : 拡散係数 ($Pa \cdot s$)
 E : 活性化エネルギー (J/mol)
 f : 予混合度 (-)
 g : 速度勾配 ($1/s$)
 h : 平均熱伝達率 ($J/(Km^2s)$)
 Ka : カーロビッツ数(-)
 L : 消炎距離(m)
 Nu : ヌッセルト数(-)
 R : 気体定数 ($J/(K \cdot mol)$)
 Su : 層流燃焼速度 (m/s)
 T : 温度 (K)
 U : 管内流速(m/s)
 x : 流れ方向の距離 (m)
 Y : 化学種の質量分率 (-)

α : 頻度因子 ($(mol/m^3)^{-1}/s$)
 δ : 層流火炎帯の厚み (m)
 λ : 熱伝導率 ($W/(m \cdot K)$)
 ρ : 密度 (kg/m^3)
 τ : 発熱パラメータ (-)
 ω : 反応速度 ($kg/(s \cdot m^3)$)

添 字

0 : 火炎伸長が無い場合の物理量を示す。
 b : 既燃焼気体の物理量を示す。
 u : 未燃焼気体の物理量を示す。

3. HTA理論の概要

詳細は参考文献^{(1)~(3)}に譲るが、以下にモデル導出過程の概略を示す。

3.1 基本モデルの導出 まず、層流燃焼速度を導出する。その際、以下の仮定を設ける。(1)定常、一次元層流火炎を考える。(2)輻射熱伝達を無視する。(3)ディフォ、ソレ効果を無視する。(4)ルイス数を1とする。(5)圧力勾配による拡散を無視する。(6)定圧比熱は、全化

学種において同一値とする。(7) 気体は理想気体とする。

まず、一次元火炎帯内の反応進行度分布を以下の関数で近似する。

$$c = \frac{1}{2} \left(1 + \tanh \left(\frac{2x}{\delta} \right) \right) \quad \dots \dots (1)$$

ここに、 δ は層流火炎帯の厚みである。反応進行度分布が与えられると、火炎帯内の温度及び化学種の分布は一義的に決定される。式(1)より、温度、燃料及び酸素の分布を求め、それらを反応速度として以下のアレニウス型モデルに代入する。

$$\omega = \alpha \frac{M_{Fu}}{f} \left(\frac{\rho Y_{Fu}}{M_{Fu}} \right) \left(\frac{\rho Y_O}{M_O} \right) \exp \left(-\frac{E}{RT} \right) \quad \dots \dots (2)$$

上式に式(1)を考慮して、区間 $(-\infty, \infty)$ で x に関する積分を行うと層流燃焼速度を計算できる。

$$\rho_u Su = \int_{-\infty}^{\infty} \omega dx \quad \dots \dots (3)$$

$$= \bar{\omega} \delta \quad \dots \dots (4)$$

ただし、

$f < f_{st}$ の場合、

$$\bar{\omega} = \frac{\alpha \rho_u^2 A_O}{4 M_O} \left\{ (1-f) \frac{1}{\tau^2} \left(\frac{T_b}{E_0} \right)^2 + \left(1 - \frac{f}{f_{st}} \right) \frac{1}{\tau} \left(\frac{T_u}{E_0} \right) \right\} \times \exp \left(-\frac{E}{RT_b} \right)$$

$f \geq f_{st}$ の場合、

$$\bar{\omega} = \frac{\alpha \rho_u^2}{2 M_{Fu}} \left\{ \frac{f}{\tau^2} \left(\frac{T_b}{E_0} \right)^2 + \left(1 - \frac{1-f}{1-f_{st}} \right) \frac{1}{\tau} \left(\frac{T_u}{E_0} \right) \right\} \times \exp \left(-\frac{E}{RT_b} \right) \quad \dots \dots (5)$$

ここに、 τ : 発熱パラメータ $(= (T_b - T_u)/T_u)$ 、 T_b : 断熱火炎温度、 $E_0 = E/R$ 、 f_{st} : 理論当量比の混合分率である。

また、火炎帯中の反応進行度の輸送式中の各項のバランスより以下の層流燃焼速度と火炎帯の厚みの関係式を得る⁽¹⁾。

$$S_u = \frac{4\lambda_i}{C_p \rho_u \delta} \quad \dots \dots (6)$$

ここに、添字 i は未燃焼予混合気温度と断熱火炎温度の平均温度での値を示す。式(4)、(6)より層流燃焼速度 Su 及び火炎帯の厚み δ を求めることができる。メタン-空気予混合気の層流燃焼速度の理論値と測定値⁽⁷⁾のとの

比較を図1に示す。なお、各当量比に対する断熱火炎温度は解離を考慮した熱平衡計算により求めた⁽¹²⁾。また、 E 及び α は、それぞれ 2.66×10^5 (J/mol)、 4.45×10^{12} ((mol/m³)/s)と与えた⁽¹⁾。図より、層流燃焼速度の理論式は実験値を良く再現することがわかる。また、厚み δ の理論式及び式(1)により求めたメタン-空気の層流予混合火炎帯中の物理量分布を実験⁽⁸⁾と比較した結果を図2に示す。なお、当量比は0.5、予混合気体温度は100(°C)である。図より、理論値と実験値とは実験値のバラツキ範囲内で一致していることがわかる。以上より、式(1)は火炎帯中の反応進行度分布を良好に近似できるとすると、それを解と見なして反応進行度の一次元輸送式に代入し、式(6)を用いて整理すると以下の新たな燃焼反応速度モデルを得ることができる。

$$\omega = 8\rho_u \frac{Su}{\delta} c^2(1-c) \quad \dots \dots (7)$$

これは、式(2)のアレニウス型モデルに比べ単純な関数形であると同時に、反応速度が実験的にも測定が容易な燃焼速度 Su 及び火炎帯の厚み δ のみに依存するという利点を持つ。さらに、式(7)中には反応進行度 c のみがパラメータとして含まれ、座標値や c の勾配等の座標系や次元に由来する量は含まれない。それ故、導出時には一次元火炎の仮定を考えたが、式(7)をそのまま二次元、三次元燃焼場にも拡張して良いと考える。以下の議論では、燃焼反応速度モデルとして式(7)を用いる。

3.2 火炎伸長による消炎効果の評価 火炎伸長の効果を評価するために、対向した二つのノズルから互いに同流速で予混合気体を供給する対向層流予混合火炎を考える。対向予混合火炎は火炎伸長がある場合の典型的な燃焼場である。対向流における流れ場をポテンシャル流れとみなすと、淀み点を通る流れ方向に対する反応進行度の輸送式は次のように与えられる。

$$-gx \frac{dc}{dx} = D \frac{d^2c}{dx^2} + \frac{\omega}{\rho} \quad \dots \dots (8)$$

ここに、 g ：速度勾配である。式(8)をノズル～淀み点間の区間で積分する。但し、 ρ は火炎帯内で一定とする。

$$-\int_{-L}^0 g x \frac{dc}{dx} dx = D \int_{-L}^0 \frac{d^2c}{dx^2} dx + Su \quad \dots \dots (9)$$

ここに、 L ：ノズルの位置、 0 ：淀み点の位置、 Su は火炎伸長が有る場合の層流燃焼速度である。境界条件を

Fig. 1 Comparison of flame speed

Fig. 2 Comparison of mole fraction and temperature distribution

考えて、上節同様に対向予混合火炎の反応進行度分布に対しても式(1)の近似関数を適用すると、 $(dc/dx) = (4/\delta)c(1-c)$ が成立するので、次式を得る。

$$Su = -\frac{g\delta}{4} \ln(1-c_1) \quad \dots \dots (10)$$

ここに、 c_1 ：淀み点における反応進行度の値、 δ ：火炎伸長がある場合の火炎帯の厚みである。上式は変形して以下のようにも書ける。

$$\frac{1}{Ka} = -\frac{1}{4} \ln(1-c_1) \quad \dots \dots (11)$$

ここに、 $Ka (=g\delta/Su)$ はカーロビッツ数であり、火炎伸長の強さを表わす無次元数である。また、対向予混合火炎の層流燃焼速度は、式(7)の反応速度を用いて以下のようにも書ける。

$$Su = \frac{8Su_0}{\delta_0} \int_{-L}^0 c^2(1-c) dx = \frac{\delta}{\delta_0} Su_0 c_1^2 \quad \dots \dots (12)$$

ここに、添字0は火炎伸長が無い場合の物理量を表わす。式(11)、(12)より、最終的に淀み点の反応進行度の値 c_1

Fig. 3 Theoretical upper branch of Fendell curve

Fig. 4 Comparison of temperature distributions

とカーロピッツ数の関係として次式を得る。

$$\frac{1}{Ka_0} = -\frac{1}{4c_1^2} \ln(1-c_1) \quad \dots \dots (13)$$

式(13)より得られる関係を図3に示す。これは、良く知られたフェンドル曲線のUpper Branchに相当する。図より、 $1/Ka_0$ を小さく(火炎伸長を大きく)すると、淀み点

Fig. 5 Premixed opposed flame with heat loss

での反応進行度が徐々に1より小さくなり、不完全燃焼になる。やがて、 $c_f=0.7$ になると解が存在できず、消炎に至ることがわかる。よって、式(13)に $c_f=0.7$ を与えると、消炎限界カーロピッツ数として $Ka_0=1.627$ を得る。また、式(1)により評価した対向火炎内温度分布を伴らの測定結果⁽¹¹⁾と比較した結果を図4に示す。なお、 $x=-(Su/g)$ の位置での反応進行度の値を0.01となるように分布を決めている。式(1)は、厳密には淀み点での境界条件を満足しないため、火炎伸長効果が大きい場合、図4b)のように淀み点付近で差異が大きくなる。しかし、全体的な分布の近似は良好である。このことから、式(1)は対向予混合火炎に対しても、十分な精度で火炎帯内の反応進行度分布を近似できることが判る。以上のことから、式(12)より予混合燃焼モデルに火炎伸長による消炎効果を考慮して、以下のモデルを得ることができる。

$$\omega = \begin{cases} 8\rho_u \frac{Su_0}{\delta_0} I^2 c^2 (1-c) & (I > 0.7) \\ 0 & (I \leq 0.7) \end{cases} \quad \dots \dots (14)$$

ここに、 I は以下の超越方程式の解として得られる。

$$\frac{1}{Ka_0} = -\frac{1}{4I^2} \ln(1-I) \quad \dots \dots (15)$$

4. 周囲への熱伝達が燃焼に与える影響の評価

4.1 バーナー火炎の吹き飛びの評価 図5の対向予混合火炎を対象とする。予混合気の周囲には、仮想的な固体壁が存在し、周囲への熱損失があるものとする。対向流における流れ場をポテンシャル流れと見なすと、

各流速成分は前記同様に以下のように書ける。

$$U = -gx \quad \dots \dots (16)$$

$$V = gy$$

すると、x軸に添った反応進行度cの輸送方程式は周囲への熱伝達がある場合、次式で与えられる。

$$-gx \frac{\partial c}{\partial x} = D \frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{\omega}{\rho_u} - \frac{hP}{\rho_u C_p S} c \quad \dots \dots (17)$$

ここに、P：流体の濡れ縁長さ、S：流体の濡れ縁面積、h：熱伝達係数である。式(17)を $x=[-L, 0]$ の区間で積分する。ただし、密度 ρ は火炎帯内で一定とする。

$$-\int_{-L}^0 gx \frac{dc}{dx} dx = D \int_{-L}^0 \frac{d^2 c}{dx^2} dx + Su - \frac{hP}{\rho_u C_p S} \int_{-L}^0 c dx \quad \dots \dots (18)$$

境界条件は、以下の通りである。

$$x = -L : c = 0, \frac{dc}{dx} = 0 \quad \dots \dots (19)$$

$$x = 0 : c = c_1, \frac{dc}{dx} = 0$$

よって、次式を得る。

$$Su = \left(g + \frac{hP}{\rho_u C_p S} \right) \int_{-L}^0 c dx \quad \dots \dots (20)$$

ここでも、cの分布として式(1)を仮定する。この仮定は火炎伸長及び熱損失がある場合、境界条件より淀み点近傍においては厳密には成立しない。しかし、式(20)中の積分全体に対する淀み点近傍での差による影響は小さいと考えると、式(20)は以下ようになる。

$$\begin{aligned} Su &= \frac{1}{4} \left(g\delta + \frac{hP\delta}{\rho_u C_p S} \right) \int_0^{c_1} \frac{1}{1-c} dc \\ &= \frac{1}{4} \left(g\delta + \frac{hP\delta}{\rho_u C_p S} \right) \ln(1-c_1) \quad \dots \dots (21) \end{aligned}$$

また、対向予混合火炎の燃焼速度は以下のようにも書ける。

$$\begin{aligned} Su &= \frac{8Su_0}{\delta_0} \int_{-L}^0 c^2(1-c) dx \\ &= \frac{Su_0}{\delta_0} 2 \int_0^{c_1} c dc \\ &= \frac{\delta}{\delta_0} Su_0 c_1^2 \quad \dots \dots (22) \end{aligned}$$

(21)へ代入して、次式を得ることができる。

$$\frac{1}{Ka_0} = -\frac{1}{4c_1^2} \left(1 + \frac{hP}{\rho_u C_p gS} \right) \ln(1-c_1) \quad \dots (23)$$

Fig. 6 Theoretical upper branch with heat loss

Fig. 7 Comparison of quenching diameter

Fig. 8 Comparison of blow-off limit

上式を層流の円管バーナーに適用する。円管の直径を d とすると $S = \pi d$ 、 $P = \pi d^2/4$ であるから、式(6)を用いて、式(23)は以下のように変形される。

$$\frac{1}{Ka_0} = -\frac{1}{4c_1^2} \left(1 + Nu \left(\frac{\delta_0}{d} \right)^2 \frac{1}{Ka_0} \right) \ln(1-c_1) \quad \dots \dots (24)$$

ここに、 Nu ：ヌッセルト数($=hd/\lambda_i$)である。式(24)より、次式を得る。

$$Ka_0 = -\frac{4c_1^2}{\ln(1-c_1)} - Nu\left(\frac{\delta_0}{d}\right)^2$$

$$= -\frac{4c_1^2}{\ln(1-c_1)} - q \quad \dots \dots (25)$$

ここに、 $q=Nu(\delta_0/d)^2$ である。上式から、図6のような q をパラメータとした Ka_0 と c_1 の関係を得る。これは、熱損失の効果を考慮した一種のフェンドル曲線のUpper Branchである。図より、熱損失の程度を示すパラメータ q が大きくなるに従い、消炎限界のKarlovitz数が小さくなることがわかる。また、消炎が起こるのはパラメータ q に依らず $c_1=0.7$ であることがわかる。故に、式(25)に $c_1=0.7$ を代入して、以下の関係式を得る。

$$Ka_0 = 1.62 - q = 1.62 - Nu\left(\frac{\delta}{d}\right)^2 \quad \dots \dots (26)$$

式(26)の妥当性を検討するために、 Nu を算出する。そのために、 $Ka_0=0$ の場合を考える。これは流れが無い場合に相当し、その時に得られる関係式 $d=\sqrt{Nu/1.62}\delta$ は、消炎直径を表すと考えるのが自然である。消炎直径はある径の管に予混合気体を充填し着火した際に、周囲への熱損失があるにも係わらず、燃焼が継続できる最小の直径として定義される。今、メタン、空気混合気の場合、当量比0.6の消炎直径は約10 (mm)、火炎厚み δ は1.65 (mm)である。これより、 $Nu \approx 59$ を得る。この値を用いて求めた各当量比の消炎直径と実験値との比較を図7に示す。当量比1.0近傍では、多少の差異が見られるものの全体的な一致度は良い。 $Nu \approx 59$ を用いると、限界速度勾配 g は以下の式で評価できる。

$$g = \frac{Su_0}{\delta_0} \left\{ 1.62 - Nu\left(\frac{\delta_0}{d}\right)^2 \right\} \quad \dots \dots (27)$$

$d=10(\text{mm})$ 、当量比 $=0.7$ の場合、火炎厚み δ は凡そ1.0 (mm)であるから $(1.62 - Nu(\delta_0/d)^2) \approx 1.0$ となり、これは測定により決定される限界Karlovitz数に等しい。上式の結果をvon Elbeらによるブンゼンバーナーを用いた実験値と比較した結果を図8に示す。実験はバーナー径が10(mm)の場合である。層流の場合、バーナー出口流速は以下の式で与えられる。

$$U = \frac{g}{d} \left(\frac{d^2}{4} - r^2 \right) \quad \dots \dots (28)$$

ここに、 g ：バーナー壁面における速度勾配、 r ：バーナー中心からの距離である。式(28)を r で積分すると、壁面速度勾配と平均流速との関係求めることができる。実験では流速を増大させ、火炎が吹き飛ば際の平均流速より限界速度勾配を求めている。バーナーリムより離れて火炎が形成される浮き上がり火炎の場合、限界速度勾配は本来火炎位置における流速勾配により決定されるべきと考える。しかし、実験では便宜上浮き上がり火炎に対しても、出口壁面での速度勾配による限界速度勾配を定義している。図より当量比が0.8程度までは、限界速度勾配の理論値と実験値とは良く一致する。当量比0.8~1.0の範囲で、実験値と差異が生じる理由として、実験ではバーナーリムより離れた位置に火炎が形成される浮き上がり火炎を経た後に、消炎が起るためと考える。本研究は、リムで火炎が形成できなくなり、消炎した状態を吹き飛びとみなしている。そのため、当量比0.8以上の評価には、直接は適用できない。比較には、実験での火炎位置での噴流の速度勾配が必要となる。

- 4.2 バーナー内への逆火の評価 逆火の発生する条件として、以下を二つを考える。
- (a)バーナー出口において、軸方向流速 U が層流燃焼速度 Su よりも小さい領域が存在すること。
- (b)条件(a)を満足し、かつ $U=Su$ となる位置とバーナーリムとの距離 L が火炎の消炎距離よりも大きいこと。
- ここで、消炎距離 L は二つの平板間に予混合気体を充

Fig. 9 Comparison of flash back limit

填し着火した際に、燃焼が継続できる最小の距離として定義され、消炎直径 d とは $L=0.61 d$ で結ばれる。層流の場合、出口の半径方向の軸方向流速分布は式(28)で与えられるから、条件(a)、(b)を考えると以下の関係を得る。

$$U = Su = \frac{g}{d} \left\{ \frac{d^2}{4} - \left(\frac{d}{2} - L \right)^2 \right\} \quad \dots \dots (29)$$

変形して、最終的に次式を得る。

$$g \leq 0.697 \frac{Su}{\delta} \quad \dots \dots (30)$$

図9に、Lewisらにより測定された半径10(mm)のブンゼンバーナー火炎における逆火を予測した結果を示す。図より、予測値と実験値とは全当量比に渡り比較的良い一致を示すことがわかる。以上より、ブンゼンバーナー火炎における逆火条件(a)、(b)の妥当性を得られたと考える。

5. 結 言

HTA理論を基に周囲への熱損失がある場合の火炎伸長による消炎効果を評価した。その結果として以下の知見を得た。

- (1) HTA理論を熱損失のある対向予混合火炎に適用することにより、熱損失がある場合のフェンドル曲線を導出した。熱損失が大きくなるほど、速く消炎が起こる。その際、淀み点の反応進行度は熱損失の大きさに無関係に0.7である。
- (2) 火炎の消炎直径 d はリムで定義されるヌッセルト数を用いて、 $d = \sqrt{Nu/1.62} \cdot \delta$ で与えられる。
- (3) 本モデルによるバーナーの火炎吹き飛び限界は、当量比が0.8程度までは実験値と良く一致する。0.8程度から実験値とずれるのは、バーナーリムより離れた位置に火炎が形成されて燃焼しているためと考える。本研究は、当量比が小さい場合のようにリムで火炎が形成できなくなり消炎した状態を吹き飛びとみなしているため、当量比0.8以上の評価

には、実験での火炎位置での噴流の速度勾配が必要となる。

- (4) バーナー内への逆火条件は、バーナー出口において、軸方向流速 V が層流燃焼速度 Su よりも小さい領域が存在すること及び $V=Su$ となる位置とバーナーリムとの距離 L が火炎の消炎距離よりも大きいことである。

参考文献

- (1) 稲毛、大塚、機論B編、61巻586号、p.324.
- (2) 稲毛、大塚、機論B編、63巻609号、p.318.
- (3) 稲毛、大塚、第27回乱流シンポジウム講演論文集 p.243 (1995)
- (4) Lewis, B. and von Elbe, G., Combustion, Flames and Explosions of Gases, Academic Press, New York, 1951
- (5) Reed, S. B., Combustion & Flame 1967, 11, p.177
- (6) M. E. Harris, J. Grumer, G. von Elbe, and B. Lewis, 3rd Symp. (Int.) on Combustion and Flame and Explosion Phenomena, 9.80. Williams & Winkins, Baltimore, 1949.
- (7) Andrews, G. E and Bradley, D., Combustion & Flame 1972, 19, p.133
- (8) Dixon-Lewis, G. E. and Williams, F. A, 11th Symp. (Int.) on Combustion, The Comb. Inst. 1967, p.951
- (9) Karloviz, B., Denniston, D. W., Knapschaffer, D. H. and Wells, F. E., 4th Symp. on Comb. p.613(1953)
- (10) Edmondson, H. and Heap, M. P., Combustion & Flame. 14. p.191(1971)
- (11) 伴、安里、河村、第24回燃焼シンポジウム前刷り集、昭61-12、p.82.
- (12) 水谷 幸夫著、「燃焼工学」第2版、森北出版 (1989), p.73.