乱流拡散火炎内の流れの特性*

(第2報, 噴流特性とすすが乱れに及ぼす影響)

田中秀憲^{*1}, 斎間 厚^{*2}

Experimental Study on the Flow Characteristics in Turbulent Diffusion Flames (2nd Report, Flow Characteristics in Turbulent Diffusion Flames, and the Effect of Charged Soot on Fluctuation Velocity)

Hidenori TANAKA and Atsushi SAIMA

The flow characteristics of turbulent jets with and without flame were studied at the low Reynolds numbers of 2 000 and 3 000, with fuel-rich mixtures (equivalence ratios of 6, 24, ∞) of propane and air. Axial and radial time mean velocities and fluctuation velocities have been measured by LDV. Temperature and luminosity have been measured by a fine thermocouple and a photomultiplier, respectively. Potential core length was presented by normalized mass flux along the axis, and by radial mean velocities in the flow with and without flames. The potential core length in the flow with flame is about twice that in the flow without flame. The turbulent intensity, measured to study the effect of charged soot, in the highly luminous soot region was smaller than that in the non-luminous region, in spite of the same temperature and the same velocity gradient. The radial displacement of particles caused by the repulsive force between charged soot makes induces an increase in apparent gas viscosity in the flame gas. Order estimation of the viscosity by the movement of soot was carried out using electrical mobility and the equation of motion of particles in the shear region.

Key Words: Jet, Turbulence, Turbulent Mixing, Turbulent Flow, Flame

1. 緒 言

乱流拡散火炎は工業的に最も多く使用されているにもかかわらず、その流れの構造は十分に明らかにされていない。それは、乱流拡散火炎では火炎面で酸化剤と燃料の混合および反応が同時に起こるためであり、それゆえにその構造は複雑なものとなっている。第1報では低いレイノルズ数のプロパンガスをを用いた乱流拡散火炎を作り、その流れの特性を調べた。その結果、噴流の特性量として中心軸上の質量フラックス分布を用いると、中心軸上の最高温度による無次元化距離に対して、その噴流特性はポテンシャルコアおよび自由噴流領域までほぼ相似形であることがわかった。また、それより下流の浮力噴流領域では、局所フルード数を定義して、最高温度による無次元化距離を用いると、局所フルード数はほぼ一定値に近づいている⁽¹⁾。炭化水素を燃料とした拡散火炎のように輝度の高い火炎では同じ種類の電荷（一般に正の電荷と言われている）

を帯びた多量のすすが火炎中にあるため、荷電粒子間で力が働き、これが流れに影響を与えるものと思われる。本研究では、プロパンガスをを用いた低いレイノルズ数の乱流拡散火炎の流れを調べるために、火炎を伴う場合と伴わない場合の乱れの噴流特性の比較を行い、火炎を伴う流れの場合にポテンシャルコア領域が長くなる原因の検討を行った。また、輝炎中の電荷を帯びたすす粒子が流れにどのような影響を及ぼすかについて速度、温度、輝度などの測定結果から検討を行った⁽²⁾。

2. 記 号

x : 軸方向距離
 r : 半径方向距離
 D : ノズル直径
 Ψ : 質量フラックス
 Φ : 当量比
 $\bar{U}$: 軸方向の時間平均速度
 $\bar{V}$: 半径方向の時間平均速度
 u' : 軸方向の変動速度
 v' : 半径方向の変動速度
 $\bar{I}_a$: アーベル変換された火炎の輝度
 q : 電荷量

* 平成2年9月23日 第68期全国大会講演会および平成2年11月27日 第28回燃焼シンポジウムにおいて講演、原稿受付 平成3年7月12日。

^{*1} 正員、防衛大学校 (●239 横須賀市走水 1-10-20)。

^{*2} 正員、日本大学理工学部 (●101 東京都千代田区神田駿河台 1-8-14)。

W : クーロン力による半径方向の速度成分と流れ方向の速度成分の合力

添 字

x : 流れ方向
 r : 半径方向
 c : 中心軸上
 0 : ノズル出口
 a : 空気
 G : 混合ガス
 sp : すず粒子

3. 実験装置および方法

燃料は工業用純プロパンガスを用い、酸化剤としては加圧した空気を用いた。ガスはおののオリフィスマータで流量を測定し、燃料過剰の混合気を作った。輝度と温度の測定装置（速度測定については第1報と同じ）の概略図が図1に示されている。実験は、第1報と同じく、ノズル出口のレイノルズ数が2000および3000で当量比（ ϕ ）は6, 24, ∞ （一次空気=0）とし、火炎を伴った流れ、および伴わない流れに対して、速度、温度、輝度の測定を行った。速度測定には第1報同様レーザドップラー流速計（LDV）を用いて、前方散乱方式により、流れ方向および半径方向の平均値 $\bar{U}$, $\bar{V}$ ならびに変動速度のRMS（実効）値 u' , v' をカウンタタイプの処理器によって測定した。温度測定には50 μm 径の Pt/Pt-13%Rh の熱電対を用い、熱電対からの起電力は低雑音増幅器によって増幅し、マイクロコンピュータによって、その平均値を求めた。輝度測定は、光学系によって作られた火炎の像を光学フィルタによって青色領域を取り除いた後、火炎の局所位置の輝度をピンホールを通して光電子増倍管により測定した。この測定値は光路長全域での積分値であるた

図1 温度・輝度測定用実験装置概略図

め、アーベル変換を行い、これより半径方向の輝度分布を求めた⁽²⁾。

4. 測定結果

4.1 火炎を伴った流れおよび火炎を伴わない流れの噴流特性 本研究では火炎を伴った場合と伴わない場合の噴流の比較を行うために、軸方向の無次元化距離として x/D を用いた。図2に、火炎を伴う流れと、伴わない流れとのレイノルズ数が2000と3000の場合の相対質量フラックス分布を示す。レイノルズ数2000, 3000ともに、火炎を伴わない場合は x/D が5付近までポテンシャルコア領域が存在しており、それから自由噴流領域、浮力噴流領域へと順次移行している。また、全体的に測定点はほぼ一つの曲線上に分布している。このポテンシャルコアの領域は $x/D \sim 5$ の長さの位置まで存在し、そして、自由噴流領域の減衰は $(x/D)^{-1}$ に比例しているが、これらのことは他の研究者たちの常温噴流に対する値と同じ値となっている⁽³⁾。一方、質量フラックスの分布によると、火炎を伴った流れの場合は、ポテンシャルコア領域、自由噴流領域、浮力噴流領域とに区分でき、ポテンシャルコア領域の長さは、火炎を伴わない場合のほぼ2倍で、 x/D が10付近まで長くなっている。ノズル出口速度が小さく、当量比が ∞ の流れの場合は両者とも、自由噴流領域は短くなっており、早く浮力噴流領域へ移行している。図3に、中心軸上における軸方向の変動速度のRMS値 u' の分布を示す。火炎を伴わない流れでは、いずれもポテンシャルコア領域を過ぎた x/D が8付近で変動値 u' は最大となり、下流で変動速度は減少している。これは火炎を伴わない流れでは周囲流との間で生じた乱れが比較的容易に中心軸上まで侵入するためであると思われる。一方、火炎を伴う流れの u' は、上流域の x/D が8付近で火炎を伴わない流れの場合の1/4~1/7と小さい値で、 x/D が10より下流ではいずれの流れにおいても、変動値は大きくなって

図2 火炎を伴う流れと伴わない流れの中心軸上相対質量フラックス分布 ($Re=2000, 3000$)

いる。これは周囲の乱れが中心軸付近まで侵入してきたためと、下流域における火炎の揺らぎのためによるものと思われる。このような中心軸上の変動成分の分布は林ら⁽⁴⁾の測定結果と同様の分布を示している。

4・2 ポテンシャルコア領域 ノズル噴流と周囲空気との間の混合領域に発生した乱れが、ノズルポート周辺から下流の中心軸上に達するまでの領域では、中心軸上付近の流れはノズル出口の運動量が保存されている。図4に、 $Re=2000$, $\phi=\infty$ の場合の半径方向の平均速度 $\bar{V}$ の測定結果を示す。シフト付きのLDVを使用し、半径方向の速度と、その速度の方向を測定した。 $r/D < 0$ の領域で、中心軸の方向に向かう流れが存在した場合に、速度信号が正となるようにシフトを設定した。図4の測定結果では、 $r/D < 0$ の領域におい

図3 火炎を伴う流れと伴わない流れの中心軸上の軸方向の変動速度分布

図4 火炎を伴う流れと伴わない流れの上流断面上の半径方向速度分布 ($Re=2000$, $\phi=\infty$)

て、 $\bar{V} > 0$ の速度分布の領域が存在している。すなわち、ここでは、中心軸の方向に向かう流れが存在している。また、 $r/D > 0$ の領域では、 $\bar{V} < 0$ の速度分布の領域が存在し、 $r/D < 0$ の場合と同様、中心軸方向に向かう流れが存在している。また、中心部に $\bar{V} \sim 0$ の領域がある。火炎を伴わない場合はこの $\bar{V} \sim 0$ の領域は $x/D=5.9$ の断面上でほとんどなくなっている。この $\bar{V} \sim 0$ の領域はポテンシャルコアに相当する領域である。

一方、火炎を伴う流れではこの領域は、 x/D が10付近まで存在している。

図5に火炎ガスの速度が二次空気 $\bar{U}_s$ の速度と同じになる位置、および最高温度 $\bar{T}_p$ の位置が示されている。火炎を伴う流れでは伴わない流れに比べ、流れの領域はほぼ2倍の広さに広がっており、また最高温度はその中間よりいくぶん外側に位置している。また図4の $\bar{V} \sim 0$ の範囲が図5のポテンシャルコアに相当している。この領域は質量フラックス一定、すなわち $\psi_c/\psi_{c0}=1$ となっている領域である。また、図6に半径方向および、軸方向の変動速度の測定結果が示されている。火炎を伴わない噴流では各断面とも総じて u' , v' の値はほぼ等しいが、速度こう配の大きいせん断領域中に強い乱れがあり、また下流になるにつれて中心軸上の乱れは強くなる。一方、火炎を伴う流れでは下流で u' が v' に比して大きな値を示しているが、 x/D が5.9までは各断面とも、断面全域にわたって中心軸上と同程度の小さい変動値になっており、火炎を伴わない流れの変動値と比べて特徴的な相違を示している。

図5 火炎を伴う流れと伴わない流れのポテンシャルコア領域 ($Re=2000$, $\phi=\infty$)

4.3 乱れに対するすすの影響 ノズル噴流の影響がほぼなくなり、かつ、外部からの乱れが大きく侵入してこないところの流れの性質を持つ代表例として、図7に、レイノルズ数が3000で $\phi=24$, $x/D=11.5$ の断面上の平均速度、変動速度、平均温度および平均輝度の分布が示されている。せん断領域に高温の火炎領域があり、温度が高いところでは熱膨張のため平均速度が増加している。また、変動速度は平均速度こう配が大きいところにそのピークが対応している⁽¹⁾。最高温度付近には拡散火炎の火炎帯が存在しており、これより内側の燃料過剰領域では、通常、燃料の熱分解によって濃度の高いすすが発生し、輝度が高い。図7中のこの輝度分布が高いところでは、乱れ強さが小さくなっている。図7において、火炎帯内側の輝度の高いすすが多量に存在するところに対応している温度範囲の中で、半径方向の速度こう配($d\bar{U}/dr$)に対する乱れ強さ($u'/\bar{U}$)の測定結果、また輝度がほとんど観測されていない火炎帯外側の、すすのない領域で同じ温度範囲について、半径方向の速度こう配に対する乱れ強さの測定結果が $Re=2000$ と3000についておのの図8および図9に示されている。図8において、レイノルズ数が2000の場合には火炎帯の内側のすすのあるところではいずれの当量比の火炎に対しても測定値にばらつきはあるものの全体的に乱れ強さは小さい。一方、火炎帯の外側では、火炎帯内側とほぼ同じ程

度の速度こう配にもかかわらず、火炎帯内側に比べて変動成分は大きくなっている。図9には、火炎の測定結果と共に比較のために、燃料のプロパンガスと分子量の等しい常温の炭酸ガス噴流の測定結果を示した。図8の場合と同様にすすのない火炎帯の外側領域ではすすのある内側領域より乱れ強さは大きくなっている。また、常温噴流の炭酸ガスの場合には、乱れ強さが火炎中の乱れ強さよりもさらに大きな値となっている。

5. 検 討

まず、火炎を伴う流れと、伴わない流れに対して質

図6 火炎を伴う流れと伴わない流れの上流断面上の軸方向および半径方向変動速度分布 ($Re=2000$, $\phi=\infty$)

図7 断面上の平均速度、平均温度、速度こう配、変動速度、乱流強度と輝度分布との関係 ($Re=3000$, $\phi=24$, $x/D=11.5$)

図8 輝度の高いすす領域中の半径方向の速度こう配と乱流強度との関係 ($Re=2000$, $\phi=6, 24, \infty$)

量フラックス分布を調べ、ポテンシャルコア、自由噴流領域などの噴流特性と、乱れとの関係について検討を行う。

次に、輝炎中の速度こう配の大きいせん断領域中で電荷を持ったすす粒子が、クーロン力によって移動した時、乱れにどのように影響を及ぼすかについて以下検討する。

第1報において述べたように、乱流拡散火炎では噴流特性の表示方法に質量フラックスを用いると、火炎中の流れはポテンシャルコア、自由噴流、および浮力噴流領域と明確に区分できた。

ポテンシャルコア領域の長さは、ノズル形状、ノズル直径、レイノルズ数、ノズルの流体密度、主流と周囲流との密度比などによって決定されるが、本研究のように、火炎を伴わない低いレイノルズ数の流れでは、その長さを大きく変えるほどの流れとはなっていない。しかし、密度が大きく異なるような流れになっている火炎を伴った流れでは、伴わない流れの場合と比べ、図2に示したようにポテンシャルコアの長さは長くなっている。

図3に示したように中心軸上の変動速度分布は火炎を伴わない流れに比べ、火炎を伴った流れでは x/D が10付近まで小さくなっている。また、上流断面上の変動速度は、図6に示したように、 u' , v' とともに火炎を伴わない流れに比べ小さい。これは高温の火炎帯があるためここではガスの粘性が大きくなる。さらに高温ガスのため火炎を伴わない流れと比べ、ガスの密度が小さくなる。したがって、ガスの動粘性が大きくなり、局所レイノルズ数は小さくなる。これらのことが、火炎中の変動速度を小さくしているものと思われる。このことは、火炎中では温度上昇に伴い粘性が増加する層流化現象があると言われている。これについては、

李⁽⁵⁾、竹野⁽⁶⁾、高城⁽⁷⁾らの論文で詳しく検討されている。拡散火炎の場合は燃料と酸化剤との混合が火炎の特性を決定する大きな要因となっているが、火炎を伴う流れ、および伴わない流れにかかわらず主流の運動量は乱れによって周囲流と運動量の交換を行い拡散するが、火炎の中では u' , v' とともに小さくなっているため、拡散火炎中では主流の運動量は長い時間保存され、減衰しにくい。このことが、火炎を伴う流れでは、ポテンシャルコアが長くなる主な原因と考えられる。火炎のポテンシャルコア内でも多少の乱れは存在し、また中心軸上では部分的に温度も上昇しており、ポテンシャルコア内といえども燃焼生成物の拡散による輸送が存在する。しかし、流れ場を変えるほどの大きな乱れはこの中に侵入せず、ノズル出口の質量フラックス Ψ_{c0} は保持されている。

乱れ強さは、流力的条件および化学的条件すなわち、速度こう配、粘性係数、反応速度 RR 、レイノルズ数、軸方向距離、ノズル出口の乱れ強さ、ガス密度、半径方向の位置、等々の $u'/\bar{U}_c = f(d\bar{U}_c/dr, \mu_c, RR, Re, x/D, u'_0/\bar{U}_0, \rho/\rho_0, r/D, \dots)$ の関数形として表されるが、本研究では、せん断領域中の速度こう配と乱れ強さとの関係について検討した。

図9に示したように、すすのない火炎外側領域中の変動速度は、プロパンガスと同一の分子量を持つ炭酸ガスの流れの中の値と比べて小さくなっている。これは、高温ガスの火炎中のすすのない領域の火炎温度での混合ガス成分を用いた粘性係数の値は常温噴流の炭酸ガスの粘性係数に比べ、約2.5倍と大きくなっているためと思われる。すなわち、火炎ではガスの粘性係数が大きくなり、そのため乱れが小さくなったものと思われる。しかし、火炎帯の外側と内側では、共に同じ温度範囲内での測定にもかかわらず、火炎帯内側のすすのある領域の乱れ強さは外側の値よりも小さくなっている。本研究に用いた低いレイノルズ数の流れでは、いずれの場合も輝度の高いすすのある領域での乱れは全体的に小さい値で分布している。

火炎中の、すすの生成機構については Calcote⁽⁸⁾ の詳しい報告があり、またすすの電荷量や移動度に関しては Weinberg ら⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾ の研究がある。また、すす塊の電荷量やすすの凝集数などについて Ball⁽¹¹⁾ らは詳しく報告している。河野らは、高周波電界中での火炎の輝度とすすの生成などについて調べた。また電圧を高くすると火炎の輝度はいったん上昇したのち、減少するとしている⁽¹²⁾。

半径方向に速度こう配が存在する乱流の中で、粒子が流れの中に存在しない場合の応力は一般に、

図9 輝度の高いすす領域中の半径方向の速度こう配と乱流強度の関係 ($Re=3000$, $\phi=6, 24, \infty$)

$$\sigma_{rr} = -P\delta_{rr} + (\mu_c + \rho\epsilon_m)(\partial\bar{U}_c/\partial r) \dots\dots\dots (1)$$

として表されている。ここで、 δ : Kronecker delta, ϵ_m : Turbulent viscosity, P : 圧力, ρ_c : ガス密度, μ_c : ガスの粘性係数である。

輝度の高い乱流拡散火炎では多量の正電荷を持った同種のすす粒子が存在するために粒子間にクーロン力による電氣的な相互作用 (斥力) が働く。このような荷電粒子を含んだ流れは粒子の質量, 粒子密度 (また粒子間距離), 粒子の荷電量, 電気移動度, ガス流速, また粘性などによって特徴づけられる^{(12)~(15)}。

図 10 の模式図に示したように, 乱流拡散火炎のせん断流中で, 速度こう配 $\partial\bar{U}_c/\partial r$ のガス流中で電荷 q を持つ質量 m_1, m_2 のすす粒子がガスと同一速度で x 方向に流れているとき, 粒子はクーロン力によって互いに反発力を受け r 方向に移動し, 粒子はおのおのの当初の速度より高速および低速側のガス層に移動し, そのため粒子とガス流速とに相対速度が生じ, ガスと粒子との間で運動量の授受が行われる。

流れのなかに荷電粒子 $i, i+1$ が存在する場合は粒子間の応力は, 単位面積当たり次のようになる。

$$\sigma_{i,i+1} = \sum 6\pi d(d\bar{U}_c/dr) \int V_{sp} dt \dots\dots\dots (2)$$

ここで,

$$\mu_{sp} = \sum 6\pi d \int V_{sp} dt = 6\pi d \Delta r N \dots\dots\dots (3)$$

とおくと, 形式的に応力の式は

$$\sigma_{i,i+1} = \mu_{sp}(d\bar{U}_c/dr) \dots\dots\dots (4)$$

となる。

したがって, 全応力の式は次のように表すことができる。

$$\sigma_{rr} = -P\delta_{rr} + (\mu_c + \mu_{sp} + \rho\epsilon_m)(\partial\bar{U}_c/\partial r) \dots\dots\dots (5)$$

ここで粒子による粘性項 μ_{sp} は式 (3) に示したように, 粒子直径 d , クーロン力による粒子の半径方向速度 V_{sp} , すなわち粒子の半径方向の移動距離 Δr , および単位長さ当たりの粒子数 N により決定される。

火炎中の電気移動度 k [(m/s)/(V/m)] は, Mayo⁽⁸⁾によると, $(0.1 \sim 3) \times 10^{-6}$ の値となっており, Bradley⁽¹⁴⁾ また Jagger-Engel⁽¹⁷⁾ などによると, 約 3.33×10^{-6} の値である。よって, ここで輝炎中の移動度を近似的に $k \sim 1.33 \times 10^{-6}$ (m/s)/(V/m) とする。

拡散火炎中のガス組成から求めた火炎ガスの粘性係数を μ_c [$\sim 300 \times 10^{-7}$ Pa·s], すす粒子が凝集して塊となったときの等価直径を d [$\sim 3.5 \times 10^{-7}$ m]⁽¹¹⁾, すすの密度を ρ_{sp} [$\sim 2 \times 10^3$ kg/m³]⁽¹⁰⁾ とする。また, 凝集する粒子の電荷 q [C] は, Stokes の抗力と電気力の関係式から次の式で与えられることから, q の値が試算

できる。

$$q = 3\pi\mu_c dk / C_c \quad [C] \\ \approx 0.9 \times 10^{-16} \quad [C] \dots\dots\dots (6)$$

ここで, C_c はカニンガムの補正係数で近似的に 1.5 と仮定した。他方, 単位電荷を e ($=1.6 \times 10^{-19}$ C), Ball などのデータからすす塊の荷電粒子数 N_e を $200 \sim 14\,000$ 個⁽¹¹⁾ とすると, すす塊の電荷は

$$q = N_e \times e = (200 \sim 14\,000) \times (1.6 \times 10^{-19}) \\ = (0.32 \sim 22.4) \times 10^{-16} \quad [C]$$

となり, 上の式 (6) により求めた電荷は Ball らの文献から得た電荷量の範囲の中にあり, ほぼ妥当な値を示していると思われる。

一方, 本研究に用いた火炎流の平均的な値を用いて, ガス速度が $\bar{U}_c \sim 2$ m/s, 速度こう配が $d\bar{U}_c/dr$ [~ 300 m/s/m] とし, また, 粒子速度が $\bar{U}_{sp}$ の輝炎の流れの中で, せん断領域中のすす粒子が粒子間距離 l だけ離れて流れているとき, 粒子の抗力係数を D_r , また半径方向に運動している粒子の運動方向と, 流れ方向に対する角度を θ とすると, j 方向 (x , および r 方向) に対する粒子の運動方程式は一般に次のように表される。

$$m(d\bar{U}_c/dt)_j = q^2 \sin \theta / l^2 + D_r(\bar{U}_c - \bar{U}_{sp})_j \\ \dots\dots\dots (7)$$

ここで, 単位体積中の粒子密度を $n \sim 10^{16}$ 個/m³⁽¹⁸⁾ とすると, 単位長さ当たりの粒子数 N は約 2.2×10^5 個/m となる。したがって, 粒子が等間隔で配分されているとすると, 粒子間隔 l はほぼ 0.46×10^{-5} m であり, またすす塊の質量は $m = \rho_{sp}\pi d^3/6$ で与えられる。

以上の代表値 (測定値の平均的な値, および文献より求めた概略値) を利用して, 荷電粒子がガス流に沿って x 方向に流れながらクーロン力によって粒子が隣接した半径方向のガス流領域に移動するとき, 式 (7) の運動方程式を x 方向, r 方向について解くと,

図 10 セン断領域中における荷電すす粒子のクーロン力による移動の模式図 (V_{sp} : 粒子の半径方向速度)

半径方向の粒子の移動距離 Δr は

$$\Delta r \approx 0.1 \times 10^{-5} \text{ [m]}$$

となる。よって粒子の存在によって生ずる粘性項の値は式(3)から

$$\begin{aligned} \mu_{sp} &= 6\pi d \Delta r N \\ &= 6\pi \times (3.5 \times 10^{-7}) \times (0.1 \times 10^{-5}) \times (2.2 \times 10^5) \\ &\approx 1.5 \times 10^{-6} \text{ [Pa} \cdot \text{s]} \end{aligned}$$

と見積もることができる。

一方、西田⁽¹⁹⁾(および辻⁽²⁰⁾)のプロパン・空気拡散火炎の組成分析結果、および温度とすす粒子濃度の測定結果をもとに、同一温度(1200°K)のすすの多い位置、および既燃ガス領域中ですすの存在しない位置での組成から火炎ガス(すすを含まない)の粘性係数 μ_G を求めると、すすの存在する位置での粘性係数 μ_G は $44.4 \times 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ 、また、すすの存在しない位置での粘性係数 μ_G は $45.7 \times 10^{-6} \text{ Pa} \cdot \text{s}$ となり、すすの存在する位置での粘性係数は、すすの存在しない位置での粘性係数に比べ、その差は、比較的小さな値となっている。

以上、荷電粒子を含んだ流れでは、すすなしのガス流の粘性 μ_G に荷電粒子による粘性 μ_{sp} が加わり、 $\mu = \mu_G + \mu_{sp}$ となり、見掛け上の粘性が増加したことになる。このことは、図8および図9において、すすを含んだ領域では変動速度が小さくなることの理由の一つと考えられるが、その影響はあまり大きくなかった。

一般に、気体中に粒子が存在する場合は、実効粘性係数は増加する⁽¹⁴⁾と言われているので、粒子が混入している場合の粘性についての検討が必要であろう。

本論に使用した数値はいくつかの文献から引用した代表値であるが、火炎中の粒子は当量比、速度、温度、位置などによってその大きさ、電荷量、密度などが異なり、実際にはもっと詳細な諸条件に対する、すすの局所的物性値の測定が必要となるであろう。

6. 結 言

プロパンガスを燃料とした乱流拡散火炎の速度、温度の測定結果、火炎中の輝度分布と変動速度分布の測定結果およびせん断領域中での荷電粒子の電氣的な運動に対する検討結果から次の知見を得た。

(1) 乱流拡散火炎および予混合火炎において、ポテンシャルコア・自由噴流領域・浮力噴流領域の3つの領域が観測された。

(2) 本実験条件の範囲では、火炎を伴わない流れではポテンシャルコアの長さは直径の5倍程度であ

る。一方、拡散火炎の場合はポテンシャルコアが長くなり、ほぼ直径の10倍の長さを示した。

(3) ポテンシャルコアの長さおよびその直径は、半径方向の平均速度 $\bar{V} \sim 0$ の領域を測定して求めることによって見いだすことが可能である。

(4) 温度範囲と平均速度こう配がともに同程度であるにもかかわらず、すすのない火炎帯の外側の変動速度に比べ、火炎帯の内側のすすの多い輝度の高いところでは変動速度が小さい。また、常温の炭酸ガスの場合は、上述のすすのない火炎帯の外側領域よりさらにその値は大きい。

(5) 輝度の高い火炎帯内側の荷電粒子の多いところでは、粒子間で相互運動を生じ、火炎中で全体的な見掛け上の粘性が大きくなる。すなわち、輝炎の流れの中では高温による粘性の増加に加え、荷電粒子間の相互作用による粘性の増加も考慮する必要があると思われる。

文 献

- (1) 田中・斎間, 第28回燃焼シンポジウム前刷集, (1990), 152.
- (2) 田中・斎間, 機論, No. 900-59(1990-9), 158.
- (3) 木村・斎間, 機論, 54-505, B(1988), 2416.
- (4) 林・李・金田・小沼, 第26回燃焼シンポジウム前刷集, (1988), 263.
- (5) 李・林・小沼, 機論, 56-528, B(1990), 2503.
- (6) Takeno, T. and Kotani, Y., *Acta Astronaut.*, 2-11 (1975), 999.
- (7) 高城・古藤, 機論, 48-436, B(1982), 2609.
- (8) Calcote, H. F., *Proc. 3rd Symp. (Int.) Combust.*, (1949), 245.
- (9) Pandya, T. P. and Weinberg, F. J., *Proc. R. Soc., A*, 279 (1964), 544.
- (10) Mayo, P. J. and Weinberg, F. J., *Proc. R. Soc., London, Ser. A*, 391(1970), 351.
- (11) Ball, R. T. and Howard, J. B., *Proc. 13th Symp. (Int.) Combust.*, (1971), 353.
- (12) Kono, M., Iinuma, K. and Kumagai, S., *Proc. 18th Symp. (Int.) Combust.*, (1981), 1167.
- (13) フォン・エンゲル, 電離気体, (1968), 102, コロナ社.
- (14) ウィリアム・C・ハインズ, エアロゾルテクノロジー, (1985), 275, 井上書院.
- (15) L・A・アルチモビッチ, プラズマ物理学入門, (1970), 11, 共立出版.
- (16) Bradley, J. N., *Flame Combust. Phenomena*, (1972), 116.
- (17) Jagger, H. C. and von Engel, A., *Combust. Flame*, 16 (1971), 275.
- (18) Flower, W. L. and Bowman, C. T., *Proc. 20th Symp. (Int.) Combust.*, (1984), 1035.
- (19) 西田, 燃焼研究, 59(1982), 54.
- (20) Tsuji, H. and Yamaoka, I., *Proc. 12th Symp. (Int.) Combust.*, (1969), 997.