乱流平板境界層内に形成される拡散火炎の乱れ構造* (乱れエネルギーの生成, 輸送過程に関する考察)

植田 利久**, 並木 繁和***, 溝本 雅彦**

Turbulent Structure of a Flat Plate Turbulent Boundary Layer Diffusion Flame (Production and Transfer Mechanism of a Turbulent Kinetic Energy)

Toshihisa UEDA, Shigekazu NAMIKI, and Masahiko MIZOMOTO

Turbulent properties of a diffusion flame formed in a flat plate boundary layer have been investigated experimentally. The flame is formed in the boundary layer with 10 m/s free stream velocity, when a fuel (Hydrogen/Nitrogen mixture) is uniformly injected through a porous wall. Statistical properties of turbulence up to third order cross correlations, mean temperature and mean values of stable species have been measured. The profiles of production, advection and turbulent diffusion of the turbulent kinetic energy and the cross correlation of two velocity components were calculated from measured data. These profiles show that the turbulent structure can be essentially treated as that of an isothermal shear flow even around the flame zone.

Key Words: Boundary Layer, Diffusion Flame, Turbulence, Turbulent Kinetic Energy

1. ま え が き

固体推進剤の燃焼, 液体燃料の液面燃焼あるいは各種の火災問題に関連して, 壁面に沿う境界層内の燃焼に関する研究が, 実験, 理論の両面から進められてきた⁽¹⁾⁻⁽¹⁵⁾. とくに, 境界層の乱れと火災との関係は, 実用上重要であるということだけでなく, 壁乱流が代表的な乱流のひとつであることから, 乱れと火災の関係を検討する基礎的問題として重要であると考えられる。

著者らは, 壁面に沿う境界層内の燃焼の最も基本的な場合として, 乱流平板境界層内に形成される拡散火炎を対象に, その乱れ構造を実験的に検討してきた⁽¹²⁾⁻⁽¹⁵⁾. その結果, レイノルズ応力と平均速度こう配の関係から, 火炎帯近傍を除く領域では, 乱れは基本的には未燃の場合と同様であることを見出したが, 火炎帯近傍については, 乱れ構造に対してより詳細な検討が必要であることを示した⁽¹²⁾⁽¹⁴⁾⁽¹⁵⁾.

近年, 燃焼を伴う流れ場に対して, 乱れエネルギーの生成および輸送に関する議論がおこなわれている⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾. 乱れエネルギーは, 平均流速と同様, 乱流を統計値として取扱う際に重要であり, また, それゆえに乱流をモデル化する際には, 乱れエネルギーのモデル化が重要となる. 火炎を伴う流れ場においては, 現在の段階では, 乱れエネルギーを支配する項すべてを実験より算出することは不可能ではあるが, その代表的な項を見積もることにより, 見積もられた項の特徴が明らかにされるだけでなく, 見積もりが不可能であった項についてもその特徴が示唆され, 乱れ構造全体について多くの知見が得られてきた⁽¹⁷⁾⁽¹⁸⁾. 乱流拡散火炎に関しては, このような乱れエネルギーの生成や輸送過程に関する検討は, 噴流拡散火炎については詳細に行われてきたが⁽¹⁸⁾, 乱流平板境界層内に形成される拡散火炎については十分行われていない. 一方, 未燃の乱流平板境界層に関しては, このような乱れエネルギーの生成や輸送過程に関する検討は詳細に行われてきており, そのもっとも単純な場合が単純せん断乱流の場合の乱れ構造として明らかにされている⁽²⁰⁾⁽²¹⁾. したがって, 乱流平板境界層内に形成される拡散火炎の乱れ構造は, 乱れエネルギーの生成, 輸送過程を明らかにし, それを単純せん断乱流の場合と

* 昭和61年11月23日 関西支部第246回講演会において講演, 原稿受付 昭和61年4月30日.

** 正員, 慶応義塾大学理工学部 (〒223 横浜市港北区日吉3-14-1).

*** 正員, 石川島播磨重工業(株) (〒100 東京都千代田区大手町2-2-1).

比較検討し、相違を明らかにしてゆくことにより、より詳細に解明されるものと思われる。特に、従来の検討では明らかにされなかった火炎帯近傍の乱れ構造について、新たな知見が得られるものと思われる。

そこで、本報では、測定値をもとに、直接見積もりが可能な乱れエネルギーの生成、輸送過程の代表的な項の値を算出し、乱れエネルギーの生成および輸送過程に対して検討を加え、乱れ構造、特に火炎帯近傍の乱れ構造の一端を明らかにすることを目的とする。

2. 実験装置および方法

2.1 流れ場 図1に流れ場の概略を示す。用いた風洞実験装置は、従来の研究^{(12)~(15)}で用いたものと同様である。風洞(100×200 mm²)の底面を多孔質板とし、その多孔質板より、燃料(水素窒素混合気、水素質量濃度4%)をふきだし比 β (燃料ふきだし質量流量/主流空気質量流量)=0.010で吹出すと、火炎が境界層内に形成される。ただし、主流空気流速($\bar{U}_\infty$)は10 m/sとした。測定は、 $x=180$ mmの位置で行った。従来の研究⁽¹³⁾⁽¹⁴⁾より、 $x=180$ mmでは、 x 方向の変化は、 y 方向の変化に比べて著しく小さいことが明らかにされている。

2.2 流速測定 流速測定には、15 mW ヘリウムネオンレーザを光源とした偏光型2方向4ビームレーザドップラー流速計(LDV)を用い、 x 方向流速(U)および y 方向流速(V)の瞬間値を同時に測定した。一測定点について約4000組の瞬間値を測定し、マイクロコンピュータで処理し種々の乱流統計値を算出した。また、測定の際には、散乱粒子は燃料側と主流空気側に別個に添加した。測定法、データ処理法および散乱粒子添加法の詳細は、他の文献⁽¹³⁾⁽¹⁵⁾に詳細に示してあるのでここでは省略する。

2.3 温度測定 直径0.050 mmの白金・白金13%ロジウム熱電対を用いて、平均温度の測定を行った。素線には、触媒反応を防止するための被覆は行っていない。また、測定値に対して、ふく射、伝導、触媒

作用に関する補正は行っていない。

2.4 安定化学種濃度測定 安定化学種の平均濃度の測定を、ガスクロマトグラフを用いて行った。測定は、安定化学種3種(水素、酸素、窒素)を対象に行い、その結果を用いて、計算により水の量を求めた。

3. 結果および検討

3.1 $x=180$ mmにおける流体力学的構造 図2に、 $x=180$ mmにおける流体力学的構造を示す。 L は境界層厚さを示し、斜線は目視による火炎位置を示す。図2(a)~(g)には、測定された U, V から算出

図1 流れ場の概略

図2 $x=180$ mmの流体力学的構造 ($L=52$ mm)

した三重相関までの乱流統計値を示す。 $\bar{U}$, $\bar{V}$ および u, v は U, V の平均値および変動成分を示し, ' は変動成分の乱れ強さを示す。また, 図2中黒印はLDV用添加粒子を燃料側に添加した際に測定された値を示し, 白印は主流空気側に添加した場合を示す。実線は, 実験値より求めた妥当と思われる分布を示す。図2(h)には平均温度と安定化学種濃度の測定値を, また, 図2(i)には理想気体を仮定して求められた平均密度分布を示す。

従来の研究より⁽¹⁴⁾, 火炎帯近傍では, u' の最大値の位置が $-\overline{uv}$ の最大値の位置に対応しておらず, また $-\overline{uv}$ の最大値と $\partial\bar{U}/\partial y$ の最大値の位置も対応せず $-\overline{uv}$ を $\partial\bar{U}/\partial y$ と単純に関係づけられないことが指摘されている。図2(a)および図2(b)より, $\bar{U}$ に対して $\bar{V}$, u' , v' の大きさが約1/10~1/20であることがわかる。このような $\bar{U}$ と $\bar{V}$, u' , v' の大きさの違いは等温流の乱流平板境界層の場合⁽¹⁵⁾ とほぼ同程度となっている。このことは, 火炎が形成された場合においても, 速度の大きさについては, 境界層としての特徴を有していることを示している。また, 図3(c)に示すように, u と v の相互関係値である $-\overline{uv}$ は, u' および v' よりさらに小さくなり, 図2(d)~(g)に示すように三重相関値はまたさらに小さい値となっていることがわかる。三重相関値分布で特徴的なことは, どの分布も火炎帯近傍で極値を有し, 変化が火炎帯近傍に限られている点である。これは各方向の乱れ強さ (u', v') が, 図2(b)に示すように火炎帯近傍で大きな値を有しているため, その相関値である三重相関値も火炎帯近傍で大きな値をとるものと思われる。 $\bar{U}_\infty$ の大きさを1とすると, $\bar{U}$ は同程度の1と考えられ, $\bar{V}$, u' , v' の大きさは, 先に述べたように, $\bar{U}_\infty$ の1/10~1/20である。この値を微小な量の代表値として δ で表すと, $\overline{uv}$ は δ^2 , 三重相関は δ^3 のオーダーと考えられ, 表1のように見積もることができる。表1には, また, 実験結果(図2)より求めた各相関値の大きさを同時に示した。両者を比較すると, $\bar{U}_\infty$ に対して $\bar{V}$, u' , v' の大きさを δ とすることは, 高次の相関値も含め妥当であることがわかる。

図2(h)に示す温度および安定化学種濃度の測定結果は, 火炎帯で温度が最大となり, また, 燃料(H_2)と酸化剤(O_2)が消費され燃焼生成物(H_2O)が生成されるという拡散火炎の特徴を良く示している。また, 図2(i)に示す平均密度分布は, 火炎帯で極小値を示し火炎の影響を顕著に示している。

3.2 乱れエネルギー方程式からの, せん断による生成, 対流輸送, 乱流拡散の各代表項の見積もり

3.1節に述べたように, 火炎が形成された場合においても, それぞれの速度の大きさは境界層としての特徴を有している。したがって, 燃焼がある場合に対しても, 未燃の場合の境界層近似と同様に, 各項の大きさを比較することにより, 支配方程式の中から特に重要な項を見積もることができると考えられる。乱れエネルギーの支配方程式について同様の検討を行うことにより, 乱れエネルギーの輸送過程を検討するうえで重要な項を明確にすることができる。

本研究では, 乱れエネルギーの生成, 輸送過程に関する考察の第1段階として, 平均密度に関する項について検討を加える。変動密度との相関項もある程度の大きさがあると考えられ, 今後検討する必要はあるものと思われるが, 変動密度との相関項は, 対応する平均密度と速度相関の積の項に比べてより高次の項となり, その値は一般的に平均密度と速度相関の積の項に比べて小さくなると考えられるため, 本報では, 各成分の最も支配的な項として, 平均密度に関する項に着目する。

各項の見積もりに関連して, 本報が対象とする流れ場の持つ特徴を以下のように要約することができる。

(a) 3.1節に述べたように,

$$\bar{U}/\bar{U}_\infty \sim 1, \quad \bar{V}/\bar{U}_\infty \sim \delta,$$

$$u'/\bar{U}_\infty \sim \delta, \quad v'/\bar{U}_\infty \sim \delta$$

(b) $x=180\text{ mm}$ においては, 文献(13), (14)に示したように x 方向の変化は著しく小さい。すなわち, x 方向微分は, y 方向微分に比べて著しく小さい。したがって,

$$\partial/\partial x \sim 0$$

本研究で対象とする流れ場は, 基本的に二次元であるため, 二次元の方程式について検討を行う。乱れエネルギーの各成分の二次元の方程式は, 以下のように示すことができる。また, 式(4)は, 乱れエネルギーの生成に関係の深い $\bar{\rho}\overline{uv}$ の支配方程式である。

表1 高次の相関値の大きさ

	低次の相関からの推定	実験値
$\overline{uv}$	$\delta^2 = (0.01 \sim 0.0025)$	0.002
$\overline{uuu}$		0.0006
$\overline{vvv}$	$\delta^3 = (0.001 \sim 0.000125)$	0.0001
$\overline{uuv}$		0.0001
$\overline{uvv}$		0.0001

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho u u} \bar{U} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{\rho u u} \bar{V} \right) \\
 & \quad \text{a} \\
 & + \underbrace{\overline{\rho u u} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \overline{\rho u v} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}}_{\text{b}} + \overline{\rho u} \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \overline{\rho u} \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \\
 & + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho u u u} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \overline{\rho u u v}}_{\text{c}} + \underbrace{u \frac{\partial \bar{P}}{\partial x}}_{\text{d}} + \underbrace{\varepsilon_u}_{\text{e}} = 0 \\
 & \dots\dots\dots (1)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho v v} \bar{U} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{\rho v v} \bar{V} \right) \\
 & \quad \text{a} \\
 & + \underbrace{\overline{\rho u v} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} + \overline{\rho v v} \frac{\partial \bar{V}}{\partial y}}_{\text{b}} + \overline{\rho v} \bar{U} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} + \overline{\rho v} \bar{V} \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} \\
 & + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho u v v} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \overline{\rho v v v}}_{\text{c}} + \underbrace{v \frac{\partial \bar{P}}{\partial y}}_{\text{d}} + \underbrace{\varepsilon_v}_{\text{e}} = 0 \\
 & \dots\dots\dots (2)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho w w} \bar{U} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{\rho w w} \bar{V} \right) \\
 & \quad \text{a} \\
 & + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho u w w} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \overline{\rho v w w}}_{\text{c}} + \underbrace{v \frac{\partial \bar{P}}{\partial z}}_{\text{d}} + \underbrace{\varepsilon_w}_{\text{e}} = 0 \\
 & \dots\dots\dots (3)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho u v} \bar{U} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{\rho u v} \bar{V} \\
 & \quad \text{a} \\
 & + \underbrace{\overline{\rho u u} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} + \overline{\rho u v} \frac{\partial \bar{V}}{\partial y}}_{\text{b}} + \overline{\rho u} \bar{U} \frac{\partial \bar{V}}{\partial x} + \overline{\rho u} \bar{V} \frac{\partial \bar{V}}{\partial y} \\
 & + \underbrace{\overline{\rho u v} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \overline{\rho v v} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}}_{\text{b}} + \overline{\rho v} \bar{U} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} + \overline{\rho v} \bar{V} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y} \\
 & + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x} \overline{\rho u u v} + \frac{\partial}{\partial y} \overline{\rho u v v}}_{\text{c}} + \underbrace{v \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + u \frac{\partial \bar{P}}{\partial y}}_{\text{d}} + \underbrace{\varepsilon_{uv}}_{\text{e}} = 0 \\
 & \dots\dots\dots (4)
 \end{aligned}$$

ただし、a：対流輸送項、b：せん断による生成項、

図3 $\overline{\rho u^2}$ の生成、輸送過程

図4 $\overline{\rho v^2}$ の生成、輸送過程

図5 $\overline{\rho uv}$ の生成、輸送過程

c : 乱流拡散項, d : 速度・圧力相関項, e : 粘性散逸項, を示す。

式(1)～(4)に, (a)および(b)を適用することにより, 乱れエネルギーの生成項, 対流輸送項, 乱流拡散項の代表的な項を以下のように見積もることができる。

$$\begin{aligned} E_{Ad,u^2} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \bar{\rho} \overline{uu} \bar{V}, \quad E_{Pr,u^2} = -\bar{\rho} \overline{uv} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}, \\ E_{Di,u^2} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \bar{\rho} \overline{uuv}, \quad E_{Ad,v^2} = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \bar{\rho} \overline{vv} \bar{V}, \\ E_{Pr,v^2} &= -\bar{\rho} \overline{vw} \frac{\partial \bar{V}}{\partial y}, \quad E_{Di,v^2} = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \bar{\rho} \overline{vvv}, \\ E_{Ad,w^2} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \bar{\rho} \overline{ww} \bar{V}, \quad E_{Pr,w^2} = \text{---}, \\ E_{Di,w^2} &= -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \bar{\rho} \overline{vww}, \quad E_{Ad,uv} = \frac{\partial}{\partial y} \bar{\rho} \overline{uv} \bar{V}, \\ E_{Pr,uv} &= \bar{\rho} \overline{vw} \frac{\partial \bar{U}}{\partial y}, \quad E_{Di,uv} = \frac{\partial}{\partial y} \bar{\rho} \overline{uvw} \end{aligned}$$

ここで, E_{Ad} は対流輸送項, E_{Pr} はせん断による生成項, E_{Di} は乱流拡散項を示す。

3.3 乱れエネルギーの生成, 輸送過程に関する検討
3.2節で示された代表的な項のうち, 見積もり可能な乱れエネルギーの成分, $\bar{\rho} \overline{u^2}$, $\bar{\rho} \overline{v^2}$ および $\bar{\rho} \overline{uv}$ の, それぞれの分布とその生成項, 対流輸送項, 乱流拡散項の分布を図3, 4および図5に示した。なお, それぞれの微分値は, 測定値を三次スプライン関数に近似することによって求めた。

図3(a)および図3(b)に $\bar{\rho} \overline{u^2}$ の分布とその生成, 対流輸送および乱流拡散項を示す。 $\bar{\rho} \overline{u^2}$ は, 火炎帯より壁面側で顕著な極大値を示し, 火炎帯に近づくにしたがって徐々に減少するが, 火炎帯までは比較的大きな値を示している。火炎帯を通過すると, $\bar{\rho} \overline{u^2}$ は急激に減少している。一方, $\bar{\rho} \overline{u^2}$ の生成項は, 火炎帯より壁面側で顕著な極大値を示し, 火炎帯に近づくにつれて減少し主流空気側ではほぼ零となる。この生成項がせん断による乱流生成を表していることを考えると, $\bar{\rho} \overline{u^2}$ の生成には, せん断による生成が重要な役割を演じていると考えることができる。また, 対流輸送項は, 火炎帯より壁面側では負の値となっているが, 火炎帯に近づくにつれて急激に上昇し正の極大値となるが, 火炎帯を過ぎると, ほぼ零にまで急激に減少する。乱流拡散項は全体に値が小さいが, 火炎帯より壁面側では負の値をとり, 火炎帯付近で正の値となり, 火炎帯をすぎるとほぼ零になるという, 対流輸送項と同様な傾向を示している。以上のことは, $\bar{\rho} \overline{u^2}$ に関しては, 生成項によって生成された乱れエネルギーの一部が, 対流輸送および乱流拡散により火炎帯近傍まで運ばれ

たことを示している。この機構により, 火炎帯より壁面側では, 比較的大きな値の $\bar{\rho} \overline{u^2}$ が維持されたものと思われる。火炎帯においては, 温度上昇による動粘性係数の増大により大きな粘性散逸が生ずることが予想されるにもかかわらず, $\bar{\rho} \overline{u^2}$ が比較的大きな値に維持されたのは, この対流輸送および乱流拡散によるものであると考えることができる。火炎帯より主流側では, 顕著な生成, 対流輸送, 乱流拡散がみられず, 火炎帯近傍の比較的温度が高く大きな粘性散逸が予想される付近では, $\bar{\rho} \overline{u^2}$ は著しく減少し極小値となり, また, 火炎帯から離れた主流に近い領域では, 文献(13)に示したように, 上流からの分布が維持されてきた分布がほぼそのまま残っている。

図4(a)および図4(b)に, $\bar{\rho} \overline{v^2}$ の分布とその生成, 対流輸送, 乱流拡散項を示す。図3(b)および図4(b)の生成項を比較すると $\bar{\rho} \overline{u^2}$ は, 火炎より壁面側に顕著な生成が見られるが, $\bar{\rho} \overline{v^2}$ は, 境界層全域に顕著な生成は見られない。すなわち $\bar{\rho} \overline{v^2}$ は, せん断による生成によりほとんど生成されないことがわかる。それにもかかわらず, 図4(a)の $\bar{\rho} \overline{v^2}$ は図3(a)の $\bar{\rho} \overline{u^2}$ の1/2～1/3程度の値を有している。すなわち, $\bar{\rho} \overline{v^2}$ は, せん断による生成とは異なった機構により発生するものと思われる。この生成機構については, のちに再び述べる。 $\bar{\rho} \overline{v^2}$ の分布形状を $\bar{\rho} \overline{u^2}$ の分布と比較すると, 分布形状は全体として似かよっており, さきにも述べたように, その値は, $\bar{\rho} \overline{u^2}$ の1/2～1/3程度となっている。このような分布形状の特徴は, 等温流の乱流平板境界層の特徴⁽²⁰⁾と類似している。図5(a)および図5(b)に, $-\bar{\rho} \overline{uv}$ の分布およびその生成項, 対流輸送項および乱流拡散項を示す。生成項は, 火炎帯より壁面側で正の大きな値を示し, 火炎帯より主流

図6 等温単純せん断乱流の乱れエネルギーの生成, 輸送過程

側になったところで負の値となり、さらに主流側では再び正の値となるがその値は極めて小さい。対流輸送項および乱流拡散項は、測定範囲全域で極めて小さい。すなわち、壁面側の $-\bar{\rho} \overline{uv}$ は主にせん断による生成により維持されていると考えることができ、主流側の分布は、 $\bar{\rho} \overline{u^2}$ と同様上流の値が維持されてきているものと考えることができる。

以上のような生成、輸送過程を未燃の場合の単純せん断乱流と比較する。単純せん断乱流の乱れエネルギーの生成、輸送過程は、今日までの研究⁽²⁰⁾⁽²¹⁾から図6のようにまとめることができる。図6に示すように、単純せん断乱流では乱れエネルギーは、せん断によりすべて u' として生成される。それが、圧力を介して v', w' に分散しそれぞれが最終的には散逸する。また、 v' と $\partial \bar{U} / \partial y$ より、 u' の生成に必要な $\overline{uv}$ が生成される。以上のような機構のために、一般に、 u' は v' や w' よりも大きな値を有している。

この未燃の単純せん断乱流の乱れ構造と、本報の結果を比較すると、火炎が存在する場合であっても、上記の単純せん断乱流の特徴をよく示していることがわかる。すなわち、せん断により生成される乱れエネルギーは、ほぼすべて $\bar{\rho} \overline{u^2}$ であること、 $\bar{\rho} \overline{v^2}$ はせん断による生成項によってほとんど生成されないこと、 $\bar{\rho} \overline{v^2}$ の値が $\bar{\rho} \overline{u^2}$ の $1/2 \sim 1/3$ であること、 $\bar{\rho} \overline{uv}$ が $\bar{\rho} \overline{v^2}$ $\partial \bar{U} / \partial y$ により生成されること、などである。

以上のことより、乱れエネルギーの生成、輸送に関しては、基本的には等温流の単純せん断乱流と同様の乱れ構造であると考えることができる。このことは、また、圧力速度相関が、 $\bar{\rho} \overline{u^2}$ から $\bar{\rho} \overline{v^2}$ および $\bar{\rho} \overline{w^2}$ への変換に重要な役割を演じていることを示唆している。

以上の検討より、従来、レイノルズ応力と速度こう配の関係だけでは十分な説明がなされなかった火炎帯近傍の乱れ構造が、乱れエネルギーの生成、対流輸送、乱流拡散の効果を考慮することにより、基本的には、等温流のせん断乱流の乱れ構造と同様の構造として取扱うことができることが示された。

4. 結 論

乱流平板境界層内に形成される拡散火炎の乱れ構造について、乱れエネルギーの生成、対流輸送、乱流拡散の効果を考慮して、実験的に検討を加えた結果、以下の結論を得た。

(1) 乱れエネルギーは、おもに $\bar{\rho} \overline{u^2}$ として、火炎帯の壁面側でそのせん断による生成により生成される。生成された $\bar{\rho} \overline{u^2}$ の一部は、対流および乱流拡散により火炎帯に輸送される。この結果、火炎帯近傍では乱れの生成が減少し粘性散逸が増大するにもかかわらず、大きな乱れが維持される。一方、 $\bar{\rho} \overline{v^2}$ は、そのせん断による生成によりほとんど生成されない。また、 $\bar{\rho} \overline{u^2}$ の生成に必要な $\bar{\rho} \overline{uv}$ は、 $\bar{\rho} \overline{v^2}$ と速度こう配の積としてそのせん断による生成により生成される。

(2) 以上の乱れ機構を等温流のせん断乱流の乱れ構造と比較すると、両者の基本的な機構は良い一致を示した。すなわち、火炎を伴った場合であっても、乱れ構造は、基本的には等温流のせん断乱流と同様の乱れ構造と考えることができる。

本研究は、文部省科学研究補助金特定研究 A の補助を受けた。ここに、謝意を表す。

文 献

- (1) Hirano, T. and Kanno, Y., *Proc. 14th Symp. (Int.) Combust.*, (1973), 391.
- (2) Lavid, M. and Berlad, A. L., *Proc. 16th Symp. (Int.) Combust.*, (1977), 1557.
- (3) Liu, V. K., ほか 2 名, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 25-6 (1982), 863.
- (4) 森・ほか 3 名, 機論, 48-430, B (昭 57), 1174.
- (5) Ramachandra, A. and Raghunandan, B. N., *Combust. Flame*, 58-2 (1984), 191.
- (6) Raju, M. S. and Law, C. K., *AIAA J.*, 23-4 (1985), 612.
- (7) Trevino C. and Fernandez-Pello, A. C., *Combust. Sci. Technol.*, 38-5/6 (1984), 293.
- (8) Wooldridge, C. E. and Muzzy, R. J., *AIAA J.*, 4-11 (1966), 2009.
- (9) Jones, W. J., ほか 2 名, *AIAA J.*, 9-9 (1971), 1762.
- (10) Senda, M., ほか 2 名, *Memoirs Fac. Eng. Kyoto Univ.*, 38-1 (1976), 21.
- (11) Cherng, D. L. and Tao, C. C., *Acta Astronaut.*, 7 (1980), 619.
- (12) 植田・ほか 2 名, 機論, 48-431, B (昭 57), 1366.
- (13) Ueda, T., ほか 3 名, *Combust. Sci. Technol.*, 27-3/4 (1982), 133.
- (14) Ueda, T., ほか 3 名, *AIAA J.*, 22-5 (1984), 664.
- (15) Ueda, T., ほか 2 名, *Heat Transfer in Fire and Combustion Systems*, HTD-45 (1985), 107, ASME.
- (16) Bilger, B. W. (Libby, P. A. and Williams, F. A., ed.) *Turbulent Reacting Flows, Topics in Applied Physics*, 44 (1980), 106, Springer-Verlag.
- (17) 野田・ほか 4 名, 機論, 50-453, B (昭 59), 1372.
- (18) Takagi, T., ほか 3 名, *Proc. 20th Symp. (Int.) Combust.*, (1984), 251.
- (19) Klebanoff, P. S., *NACA 1247*, (1956).
- (20) Tennekes, H. and Lumley, J. L., *A First Course in Turbulence*, (1974), 74.
- (21) Rotta, J. C., (大路訳), 乱流, (昭 50), 131, 岩波書店.

討 論

〔質問〕 小 沼 義 昭〔豊橋技術科学大学〕

貴研究においては、拡散火炎を伴う乱流境界層内の乱れが等温流の場合と類似の挙動を示すことを強調されているが、この流れ場に対して火炎の存在がどのような影響を与えているのかが明確でないように思う。この点につきご説明いただきたい。

〔回答〕 論文中の図2をご参照いただければ明らかなように火炎形成により、境界層内では、速度分布などの流れ場の挙動は未燃焼の場合に比べて大きく変化し、火炎が流れ場に与える影響がきわめて大きいことがわかる。ご指摘のように、本論文は、火炎形成により流れ場が大きく変化したにもかかわらず、乱れの発生、輸送、拡散などの機構自身は、基本的には、未燃焼の場合と同様であることを明らかにしたものである。

そこで、流れ場に対して、火炎の存在が与えた具体的な影響について考えてみると、火炎形成による平均流速分布の変化が最も重要であると考えられる。

境界層燃焼では、火炎が形成されると、火炎帯付近の温度上昇(密度低下)や重力などが影響しあい、火炎近傍にわずかな圧力分布を生じ、局所加速を生じさせる。そして速度こう配が逆転する領域が形成される。このような速度分布の変化は、境界層が層流の場合にもみられるものであり⁽¹⁾、火炎の存在による流れ場に対する最も強い影響であると考えられる。この火炎による平均流速分布の変化が乱れ分布に変化を与え、乱れの機構自身は未燃焼状態と基本的に変わらないにもかかわらず、乱れ強さやレイノルズ応力の分布等が大きく変化したものと考えられる。