

メタン - 空気拡散火炎の非定常数値シミュレーション

川原秀夫 (大島商船高等専門学校) 西村龍夫 (機械工学科)

Unsteady Dynamic Simulation in Methane/Air Diffusion Flame

Hideo KAWAHARA (Oshima National College of Maritime Technology)

Tatsuo NISHIMURA (Department of Mechanical Engineering)

The numerical study is performed to examine the structure of jet diffusion flame with/without a duct in the transitional flow regime, i.e., $Re=1000-2000$. The flame sheet model of infinite chemical reaction and unit Lewis number are assumed in the simulation. The mechanism of vortex growth is explained by using the streaklines visualized with marker particles, and the interrelation between vortical and thermal structures is clarified for two cases with/without a duct. The presence of a duct leads to suppression of vortex growth in methane jet and therefore the flame spreading is significantly reduced.

Key Words : Numerical flow visualization, Jet diffusion flame, Transitional flow Flow and flame interaction

1. 緒言

燃焼装置を新しく開発する場合、昨今のように限界性能の追究と汚染物質排出量の抑制といった要求を同時に満足するためには、それぞれの影響因子に対する検討範囲も広がってくる。そこで、近年著しい発達を遂げているコンピュータの支援による数値実験が可能になれば、これらの問題に対して大きな寄与を与えることは間違いない。乱流拡散火炎の研究は、主に単一噴流場を中心に行われており、燃焼場では非燃焼場に比べて流れ場が安定化し、温度上昇による粘度の増加、拡散係数の増加による粘性層の形成が、流れ場に重要な影響を与えることが明らかにされている^{1), 2), 3)}。しかし、噴流場ではバーナポートの形状が現象に大きく影響を与える。実用燃焼器では、同軸噴流、ブラフボディといったものが主流であり、これらの燃焼器を数値的に解析する場合、境界条件の与え方が問題になる。我々はこれまでに、後流と噴流の特性を併せ持ったブラフボディ型燃焼器⁴⁾の数値シミュレーションを開発する最初の段階として、幾何学形状として簡単な平行平板間流れを取り上げ、角柱を挿入し不安定化された場合の流れ場に関して2次元数値シミュレーションを行いその結果、従来あまり検討されていなかった計算結果に与える時間ステップ、格子数の影響を明らかにした⁵⁾。

本研究では次の段階として燃焼噴流に着目し、遷移域を中心に拡散燃焼場における数値シミュレーションを火炎面モデルを用いて行う。特に噴流の境界条件に与える影響に着目するため、ダクトの有無について検討する。

2. 記号

$b_{1/2}$: 速度の半値幅
 c_p : 定圧比熱
 D : 濃度拡散係数
 d : 燃料噴射管幅
 f : 渦の放出周波数
 h : エンタルピ
 j : 燃料単位質量を完全燃焼させるのに必要な酸素量
 Le : ルイス数 ($= \lambda / (\rho c_p D)$)
 m_i : 化学種 I の分子量
 p : 圧力
 q : 発熱量
 R : 一般ガス定数
 Re : レイノルズ数 ($= \rho u_o d / \mu$)
 St : ストローハル数 ($= f d / u_o$)
 T : 温度
 t : 時間

Δt : 無次元時間ステップ

u : x 方向速度

u_o : 噴射出口速度

u_∞ : 周囲流体速度

v : y 方向速度

x : 流れ方向座標

y : 幅方向座標

Y_i : 化学種 I の質量分率

z : 混合分率

α : 速度比 ($= u_\infty / u_o$)

θ : 無次元温度 ($= T / T_o$)

λ : 流体の熱伝導率

μ : 流体の粘性係数

ν_i : 化学種 I の量論係数

ρ : 流体の無次元密度

肩字

*: 無次元量, ' : 変動量

添字

F : 燃料, o : 燃料噴射管出口の状態

I : 不活性ガス, ∞ : 周囲空気流の状態

O : 酸素, f : 火炎面位置

P : 生成物

3. 解析モデルと仮定

本研究で用いた平面 2 次元解析モデルの概略および境界条件を図 1 に示す。

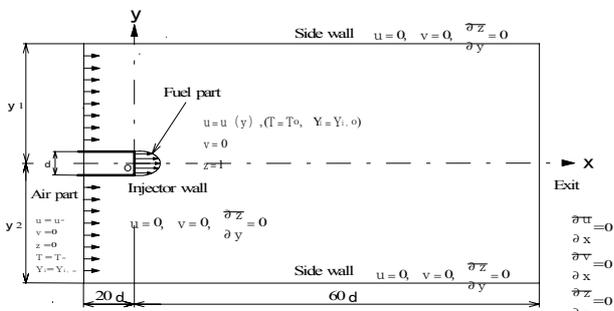
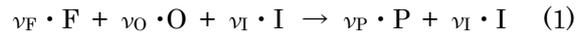


Fig.1 Two-dimensional plane jet and boundary conditions.

噴射出口中央を原点 O とする 2 次元直角座標系を考え、流れ方向に x 、流れに垂直な方向に y 座標をとる。 u および v は流れ方向および流れに垂直な方向の速度成分である。また、 T および Y_i は温度および化学種 I の質量分率であり、 z は Y_i を用いた混合分率である。幅 d の噴射ノズルから平均速度 u_o で十分に発達した層流速度分布と一様温度 T_o および一様濃度 $Y_{i, o}$ を有する燃料が、一様な速度 u_∞ 、温度 T_∞ および濃度 $Y_{i, \infty}$ を有する周囲流中に噴出される。ここで、添字 o および ∞ は噴射出口および周囲流での値を表す。

本研究で用いた仮定を以下に示す。

① 反応は一段の不可逆総括反応を考える。



ここで、 ν_i は化学種の量論係数であり、 F, O, I, P はそれぞれ燃料、酸素、不活性ガス、生成物である。

② 反応速度が無限大の火炎面モデルを用いる。

③ 混合気は理想気体とする。また、輸送係数は窒素の値と等しいものとする。

④ 各化学種の濃度拡散係数 D は等しいとし、ルイス数 $Le = \lambda / (\rho c_p D) = 1$ とする。

⑤ 混合気の定圧比熱 c_p は一定とする。

⑥ Soret および Dufour 効果、また圧力拡散の効果は無視する。

⑦ 粘度 μ および拡散係数 D は、それぞれ次式のように温度に依存する。

$$\mu \propto T^{0.7}, \quad D \propto T^{1.7} \quad (2)$$

⑧ エネルギー方程式において、粘性散逸は無視する。また低マッハ数近似を用い、 Dp/Dt を無視する。

4. 支配方程式

連続の式と運動量保存方程式は次の形で与える。

(連続の式)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) = 0 \quad (3)$$

(x 方向運動量保存方程式)

$$\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \quad (4)$$

(y 方向運動量保存方程式)

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{4}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial v}{\partial y} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \quad (5)$$

密度は状態方程式により、圧力 p 、温度 T 、質量分率 Y_i に関係している。

$$p = \rho R T \sum_{i=1}^4 (Y_i / m_i) \quad (6)$$

ここで、 m_i は化学種の分子量であり、 R は気体定数である。次に混合分率 z ($=0.0 \sim 1.0$) を以下の式で表す。

$$z = \frac{Y_I - Y_{I, \infty}}{Y_{I, 0} - Y_{I, \infty}} = \frac{Y - Y_{\infty}}{Y_0 - Y_{\infty}} = \frac{h - h_{\infty}}{h_0 - h_{\infty}} \quad (7)$$

ここで、 Y は次式で与えられる。

$$Y = (Y_F/m_F \nu_F) - (Y_O/m_O \nu_O) \quad (8)$$

h は熱と化学エンタルピの合計である。したがって、エネルギー - 方程式と各化学種の連続の式は次の混合分率 z に関する方程式一つにまとめられる。

$$\rho \left(\frac{\partial z}{\partial t} + u \frac{\partial z}{\partial x} + v \frac{\partial z}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho D \frac{\partial z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\rho D \frac{\partial z}{\partial y} \right) \quad (9)$$

火炎面は $z = z_f$ に位置し、 z_f は次のように与えられる。

$$z_f = (Y_{O, \infty}/j) / (1 + (Y_{O, \infty}/j)) \quad (10)$$

ここで、 j は $j = m_O \nu_O / m_F \nu_F$ 、すなわち燃料単位質量を完全燃焼させるのに必要な酸素の質量である。火炎面は、全体の流れ場を燃料側と空気側に分けられ、それぞれの領域における質量分率と温度は、 $Y_{I, 0} = 0$ の場合に対して次のように書ける。

・燃料側 ($1 \geq z \geq z_f$)

$$Y_O = 0 \quad (11)$$

$$Y_F = z - j^{-1} Y_{O, \infty} (1 - z) \quad (12)$$

$$Y_P = (m_P \nu_P / m_O \nu_O) Y_{O, \infty} (1 - z) \quad (13)$$

$$Y_I = Y_{I, \infty} (1 - z) \quad (14)$$

$$T = T_{\infty} + (T_0 - T_{\infty}) z + (q_0 / m_F \nu_F c_p) j^{-1} Y_{O, \infty} (1 - z) \quad (15)$$

・空気側 ($z_f \leq z \leq 0$)

$$Y_F = 0 \quad (16)$$

$$Y_O = Y_{O, \infty} - (j + Y_{O, \infty}) z \quad (17)$$

$$Y_P = (m_P \nu_P / m_F \nu_F) z \quad (18)$$

$$Y_I = Y_{I, \infty} (1 - z) \quad (19)$$

$$T = T_{\infty} + (T_0 - T_{\infty}) z + (q_0 / m_F \nu_F c_p) z \quad (20)$$

これらの方程式における $q_0 / m_F \nu_F$ は、燃料単位質量当たりの反応熱である。式 (10) と (20) により、火炎面温度 T_f を次のようになる。

$$T_f = T_{\infty} + (T_0 - T_{\infty}) \frac{(Y_{O, \infty}/j)}{(1 + (Y_{O, \infty}/j))} + (q_0 / m_F \nu_F c_p) \frac{(Y_{O, \infty}/j)}{(1 + (Y_{O, \infty}/j))} \quad (21)$$

以上より u , v , z の 3 変数を計算すれば燃焼場を把握することができる。ダクト有りの場合における u , v , z に関する境界条件を Fig.1 に、さらにダクト無しの場合の $y=y_1$, y_2 の境界条件を次のように与える。

$$u = u_{\infty}, \quad v = 0, \quad z = 0 \quad (22)$$

初期条件として、空気は一様に流れ、燃料は時間 $t=0$ において突然噴射される。なお、実際の計算プログラムでは上式に示した支配方程式を無次元化し離散化を行った。

5. 解析手法

数値シミュレーションには、Patankar の SIMPLE 法⁶⁾を改良した差分法を用いた。対流項には QUICK 法、時間方向には Euler の完全陰解法を適用した。無次元時間刻みは $\Delta t = 0.2$ とした。各時間ステップにおいては、SOR 法による繰り返し計算を行った。格子数は x 方向および y 方向に 201×121 の不等間隔格子とし、計算領域の大きさはダクト無しの場合 $x/d = 20 \sim 60$ 、 $y/d = -13.0 \sim 13.0$ 、ダクト有りの場合 $x/d = 20 \sim 60$ 、 $y/d = -7.0 \sim 7.0$ とした。燃料はメタンを採用し、空気は体積割合で $N_2 = 79 \text{ vol}\%$ 、 $O_2 = 21 \text{ vol}\%$ の構成であり、 $j = 4.000$ 、 $Y_{I, \infty} = 0.7670$ 、 $Y_{O, \infty} = 0.2330$ そして、 $z_f = 0.05504$ で与えられると仮定した。圧力は大気圧とし、燃料および周囲空気流の温度は室温で、 $T_0 = T_{\infty} = 300 \text{ K}$ である。火炎面温度はメタンと空気の化学量論混合 $T_f = 2225.8 \text{ K}$ の理論断熱火炎面温度に等しくなる。計算は、空気流速と燃料噴流速の比 0.1 、 Re 数 ($= \rho_0 u_0 d / \mu_0$) を $1000 \sim 2000$ まで変化させた。なお、ノズル出口の燃料流の速度分布は完全発達した 2 次元層流速度分布とした。

6. 計算結果および考察

6. 1 ダクト無しの非燃焼流と燃焼流

Fig.2 は $Re = 2000$ の反応の無い非燃焼流における時間平均化された速度ベクトルを示す。燃料噴射出口から噴出された燃料の速度分布は、下流 (x/d) へ向

うにつれて減速し、幅方向(y/d)に広がって発達している。

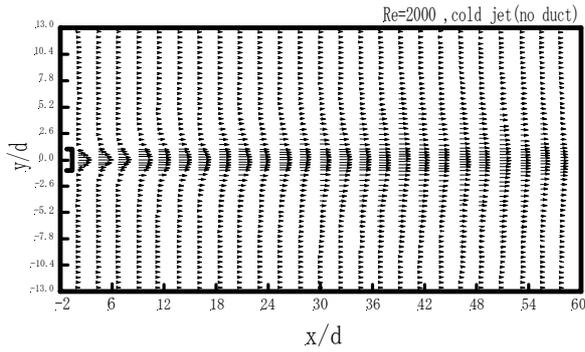


Fig.2 Mean velocity vector of non-combusting flow at Re=2000 (no duct)

Fig. 3は噴流に関する本計算コードを確認するため流れ方向の平均速度分布を Tollmien の2次元解⁷⁾と共に示す。流れ方向位置 $x/d=5$ では、中心線付近と外部領域において Tollmien の解と多少の違いがあるが、 $x/d=30\sim 50$ では Tollmien の解とほぼ一致している。したがって、本結果より噴流の完全発達領域における相似性が確認できたことから、計算によって得られる解は妥当と判断される。

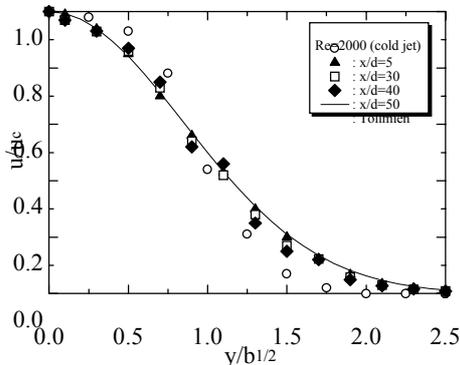


Fig.3 Mean streamwise velocity profiles at different streamwise locations of non-combusting flow at Re=2000 (no duct)

次に燃焼流と非燃焼流の比較を行う。Fig.4(a)は $Re=2000$ の非燃焼流と燃焼流における $y/d=0.0$ の流れ方向速度の流れ方向変化を示す。非燃焼流では $x/d=5$ 付近から大きく減少し、この減衰曲線は燃料噴射出口からの距離 x/d の $1/2$ 乗に逆比例して低減している。一方燃焼流では、燃料噴射出口 $x/d=0\sim 7$ 付近まで熱膨張効果により加速されているのがわかる。その後速度は減少し、非燃焼流と同様に x/d の $1/2$ 乗に逆比例して低減している。Fig.4(b)は $y/d=0$ における流れ方向速度の変動強

度を示す。両者とも燃料噴射出口より変動強度は増大してある位置でピークを有し、その後減少する傾向にある。ただし、燃焼流では非燃焼流に比べてピークはより下流に位置し、値自身も小さい。これは先に述べたように熱膨張効果によるものである。

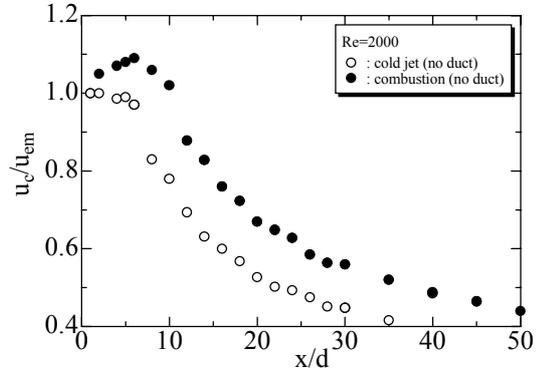


Fig.4(a) Streamwise variations of the mean central velocity for non-combusting and combusting flows (no duct)

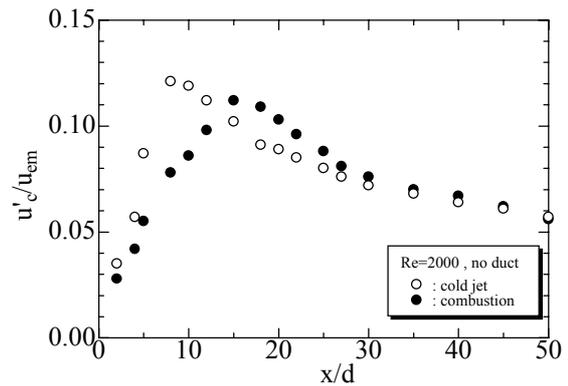


Fig.4(b) Oscillatory intensity for non-combusting and combusting flows (no duct)

Fig.5は $y/d=2.0$ における流れ方向の St 数変化を示す。なお、 St 数は次式のように定義される。

$$St = \frac{f \cdot d}{u} \quad (22)$$

非燃焼流では St 数は $x/d=30$ までは大きく変化せず $0.2\sim 0.22$ の値を有し、Shimizu ら⁸⁾の結果と等しい。しかし下流では急激に減少している。これに対して、燃焼流では St 数は非燃焼流よりも全体的に小さく、下流での St 数の減少も緩やかである。したがって、燃焼流では渦運動が抑制されることがわかる。

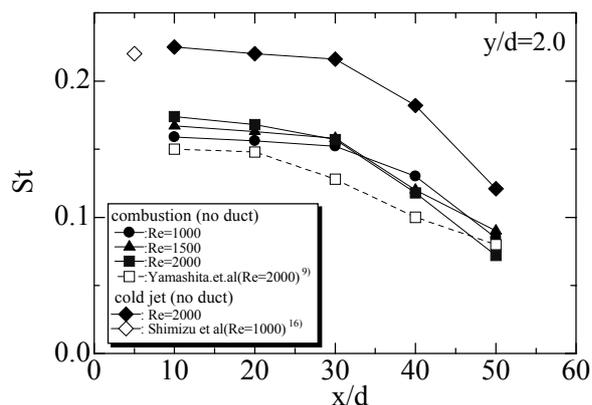


Fig.5 Streamwise variations of the Strouhal number for non-combusting and combusting flows (no duct)

6. 2 ダクトの有無の燃焼流

Fig.6 は燃焼流のダクトの有無における時間平均化された速度ベクトルを示す。なお、図中の実線は火炎面の位置を表している。燃料噴射出口から噴出した燃料は、ダクトの有無に関係なく $x/d=6$ 付近まで熱浮力により加速されていることがわかる。その後下流方向へ行くにつれて幅方向に広がっているが、ダクト有りに比べてダクト無しの方がその広がりの度合いが大きく、壁による境界層厚さの影響によるものと考えられる。また火炎面の位置は、ダクトの有無に関係なく燃焼噴流せん断層の外側に位置しているが、ダクト無しでは火炎面はダクト有りに比べて幅方向に大きく広がっている。この火炎面位置の広がりの形を詳細に見てみると、ダクト有りでは燃料噴射管出口より下流方向へ直線的に広がっているのに対し、ダクト無しでは $x/d=36$ 付近から急に広がりの形が変化しているのがわかる。これはダクト無しの場合において、下流付近で渦の合体が発生していることに影響しているものと考えられる。

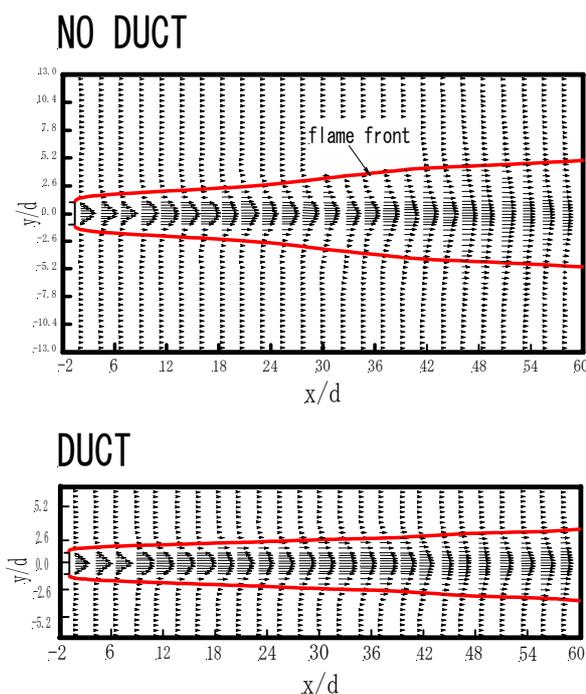


Fig.6 Mean velocity vectors and flames for two cases with and without a duct at $Re=2000$

Fig.7 は Fig.6 の $x/d=10, 30, 50$ の位置における時間平均化された幅方向の温度・濃度分布を示す。本計算は火炎面モデルを用いているため、火炎の最高温度は理論断熱火炎温度になっている。そのため実際の火炎温度は計算値よりも大きくなる。濃度分布について見てみると、火炎の最高温度を示す位置で必ず濃度が 0 になり、濃度分布の形はダクトの有無に関係なく下流方向へ行くにつれて、同じ大きさで広がっている。次に温度分布もまたダクトの有無に関係なく下流方向へ行くにつれて広がっているが、ダクト無しの方がダクト有りに比べ幅方向への広がりが大きく、これは Fig.6 と対応している。燃料側と空気側で温度勾配を比較すると、ダクトの有無に関係なく流れ方向の各位置で燃料側より空気側の方が温度勾配が大きくなっている。これは火炎面に向かって量論比で燃料と酸化剤が拡散によって流入するからである。さらに温度勾配を流れ方向の各位置で詳細に見てみると、空気側の温度勾配は流れ方向に対して大きな変化はないが、燃料側の温度勾配は下流方向へ行くにつれて勾配が小さくなっている。また $x/d=50$ ではダクト有りに比べダクト無しの方が、その小さくなる度合いが大きいことが示されている。これは渦による熱輸送が影響しており、ダクト無しの場合 $x/d=50$ 付近で渦の合体が生じて渦のスケールが大きくなるために生じているものと示唆される。

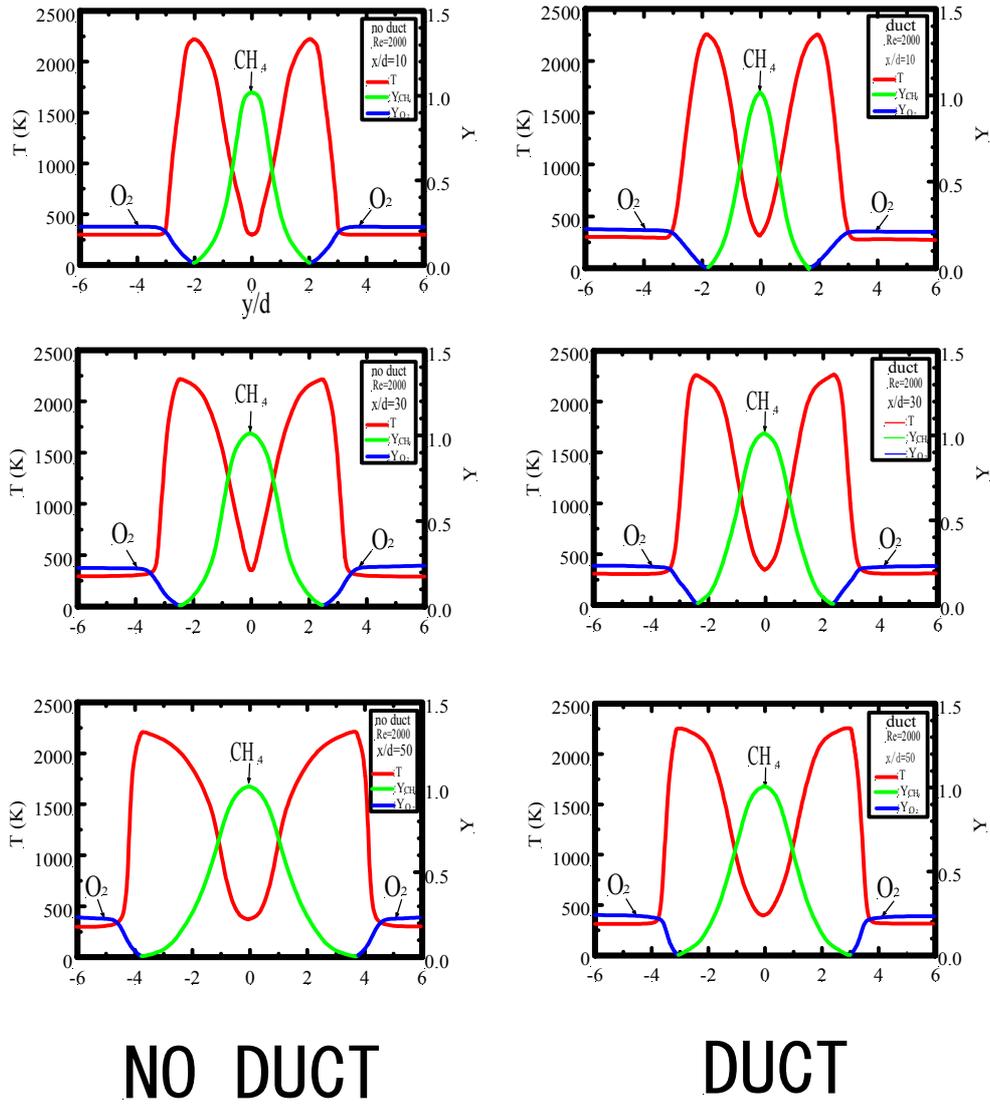


Fig.7 Mean temperature and concentration profile at three-different streamwise locations for two cases with and without a duct at Re=2000

次に燃焼場の動的な挙動を観察するために、先ず Fig.8 に $y/d=2.0$ で $x/d=20, 50$ の位置におけるダクト無しの流れ方向速度の時間変化を示す。 $x/d=20$ における速度は周期的に変動し、正弦波に近い波形になっている。これに対し $x/d=50$ では、周期と振幅が大きくなり変動波形も複雑になる。

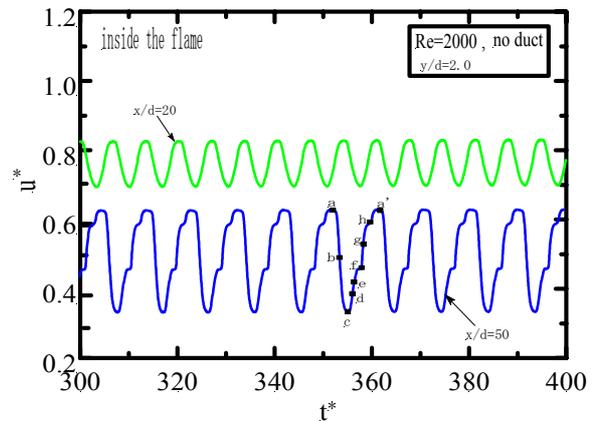


Fig.8 Time histories of two streamwise velocities inside the flame for the case without a duct

せん断渦の空間的発達を捉えるために、Fig.8 に示された 8 分割 (a - a') における粒子軌跡を計算し、その結果を Fig.9 に示す。図中の番号は各々の渦の動きを表し、また赤の実線はその時刻における瞬間の火炎面の位置を表している。図の a - d に現れて

いる渦は下流方向へ移動し、図の e, f で渦 2 と 3 は $x/d=50$ 付近で合体し、その後図の g, h で見られるように下流へ移動していく様子が見られる。また火炎面の位置は、各々の渦の動きに対応して変動していることがわかる。

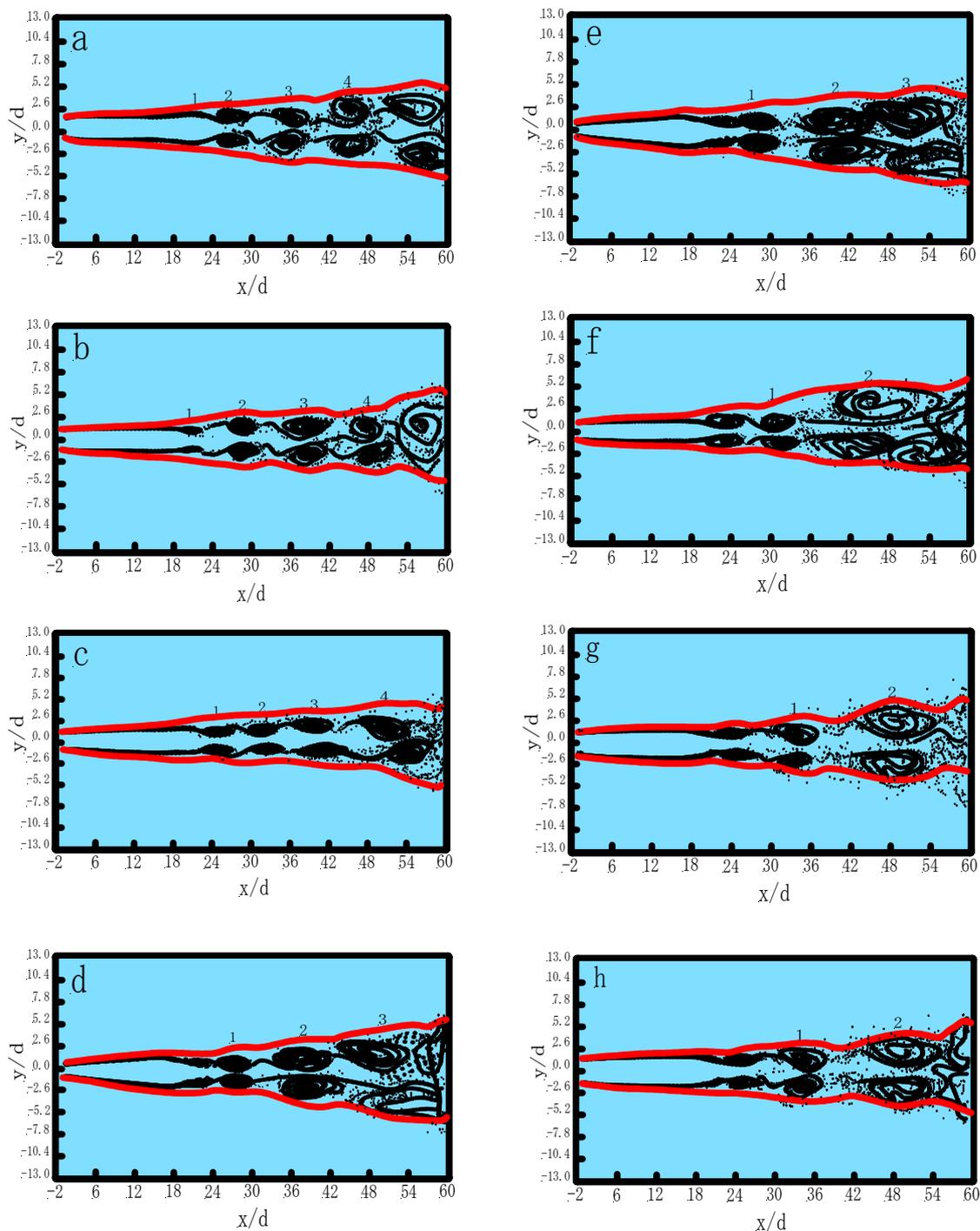


Fig.9 Time sequence of streaklines marking the vortex growth inside the flame during a period of oscillation for the case without a duct

一方、ダクトが有る場合の流れ方向速度の時間変化とそれに対応する粒子軌跡を Fig.10 および 11 に示す。速度変動は、下流まで正弦波に近い波形を保ち、渦の発達も規則的である。したがって、ダクトの存在は粘性の効果により、流れ構造を修正している。

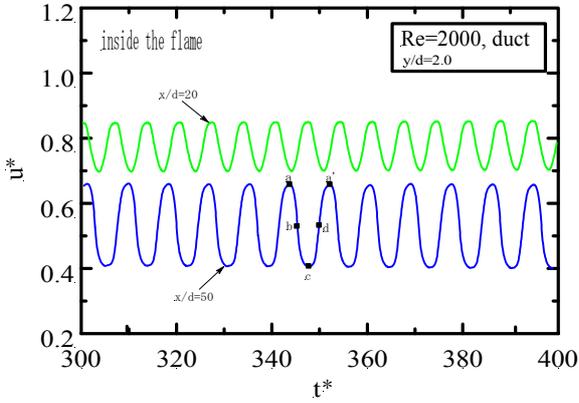


Fig.10 Time histories of two streamwise velocity inside the flame for the case with a duct

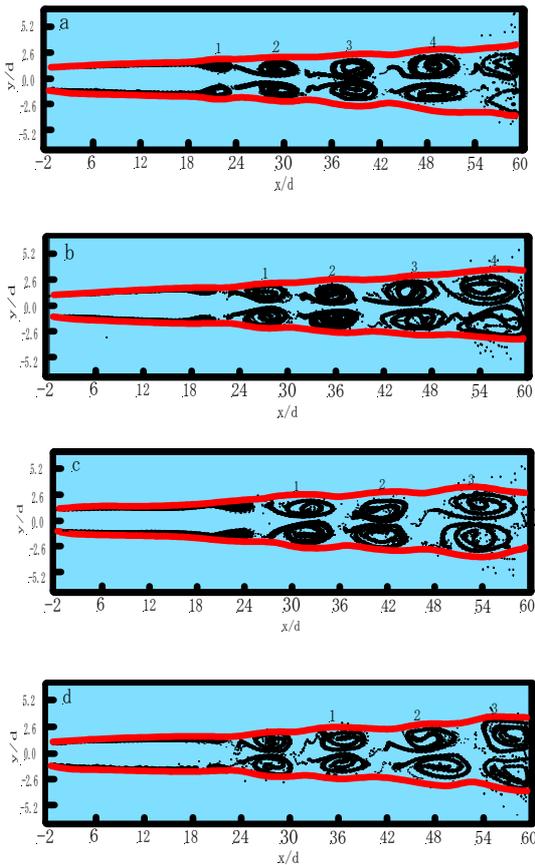


Fig.11 Time sequence of streaklines marking the vortex growth inside the flame during a period of oscillation for the case with a duct

6. 3 運動量輸送と熱輸送

次に燃焼流における運動量輸送と熱輸送に着目する。Fig.12 は渦による熱輸送を議論するため、先ず $Re=2000$ におけるダクトの有無による温度と y 方向の速度変動を示す。いずれも温度と速度の位相がずれており、温度が上昇する領域では速度は燃料側へ向かう負の値を有し、一方、温度が下降する領域では速度は酸素側へ向かう正の値を有している。また波形に着目すると、ダクト無しの方が複雑であり 1 周期で生じる低温領域の時間帯が短いことがわかる。

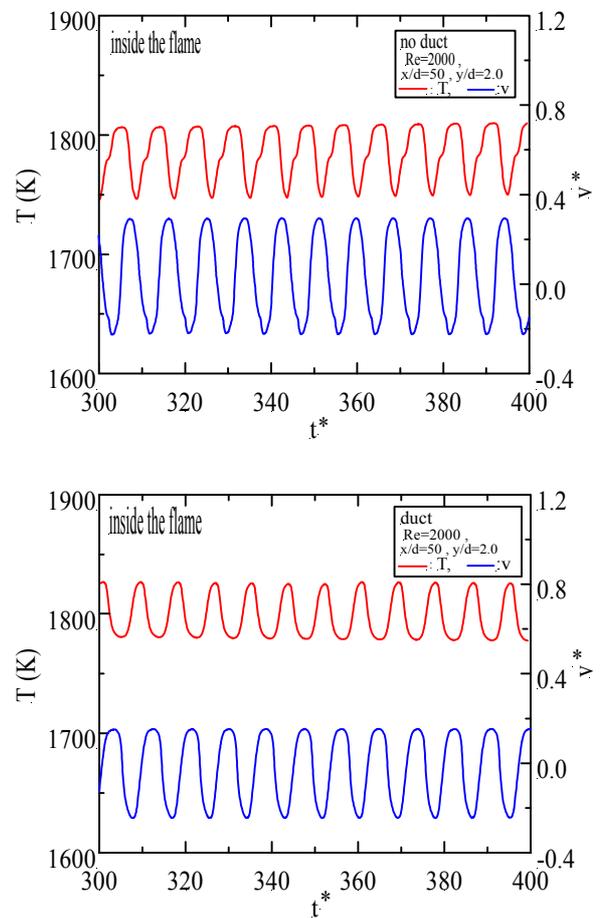


Fig.12 Time histories of temperature and transverse velocity for two cases with and without a duct

Fig.13 は $x/d=20, 50$ の位置における温度と y 方向速度の相図を示す。いずれも閉ループを有し、負の相関を示す。特にダクト無しの場合、下流と上流ではループの形状が大きく異なっている。したがってダクト無しの場合、速度変動による熱輸送は下流に向かって増加することが予想される。 $Re=1000$ における傾向は、 $Re=2000$ と同様であるが、その大きさは全体的に小さくなっている。

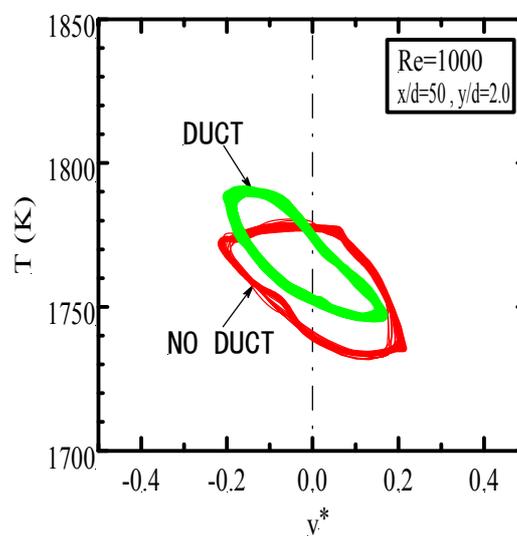
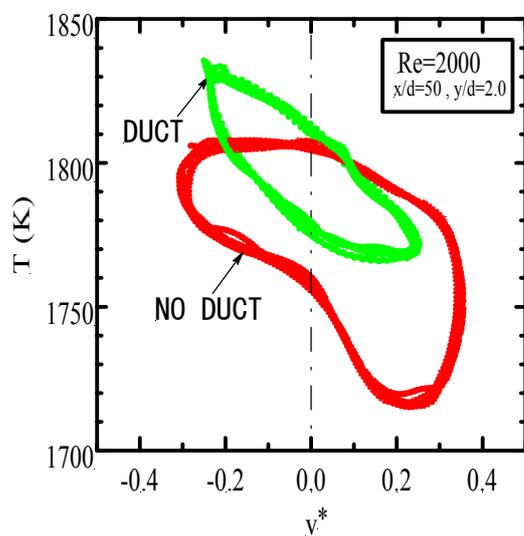
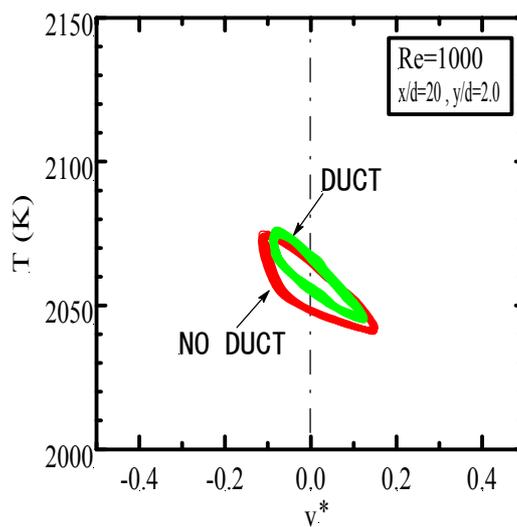
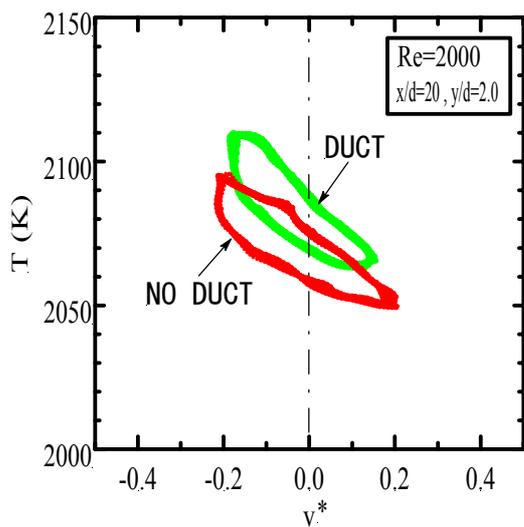


Fig.13 Phase portraits of temperature vs transverse velocity for two cases with and without a du

Fig.14 は火炎内側の温度の変動成分と速度の変動成分の積を 1 周期にわたって時間平均した量の空間分布 (変動による熱流束) と対応する変動による運動量流束分布 (レイノルズ応力) を示す。両者とも、同様な分布を有しており、熱と運動量の相似性が認められる。

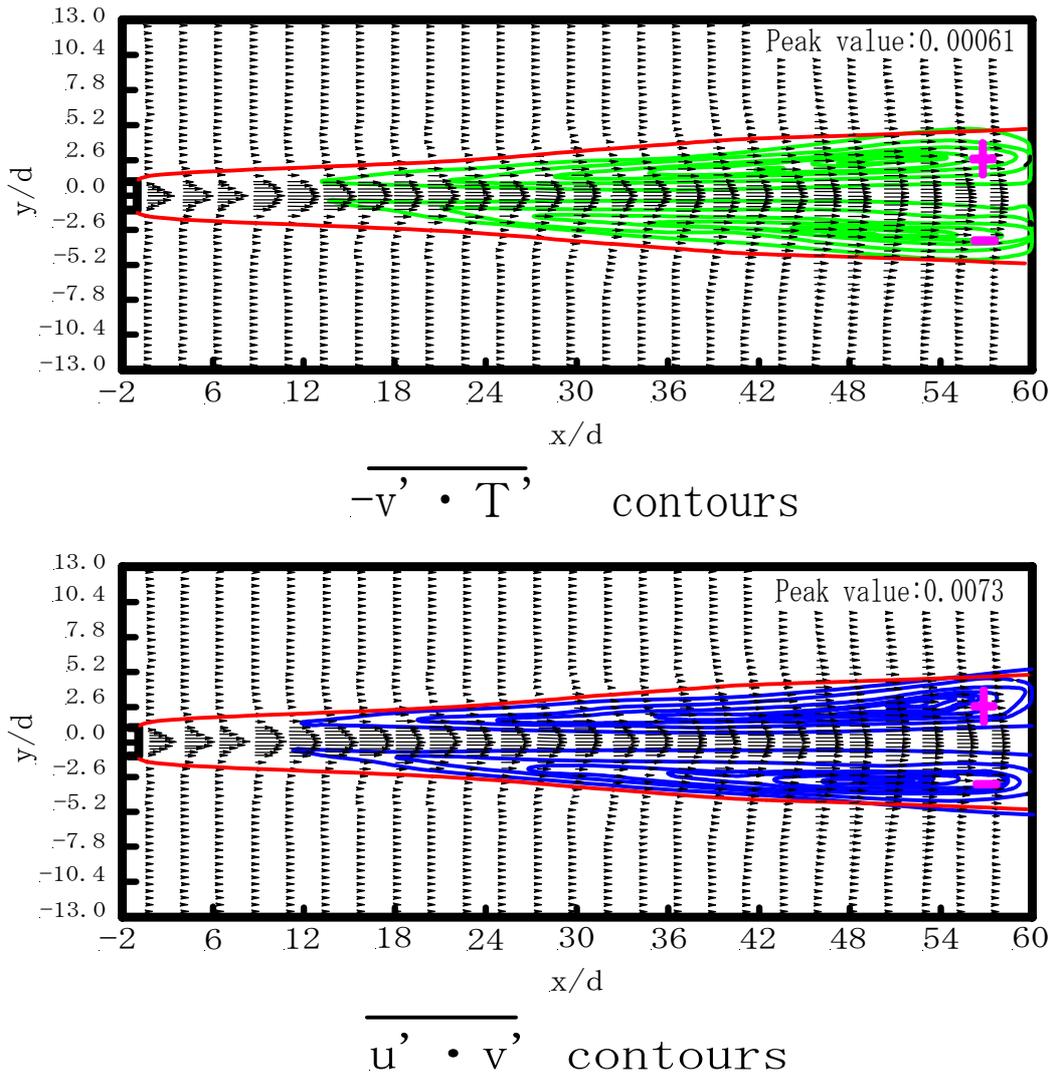


Fig.14 Contours of oscillatory fluxes of momentum and heat transport for two cases with and without a duct

Fig.15 は $x/d=50$ における y 方向の運動量輸送と熱輸送の関係を示す。これらは零近傍を除いて線形性を有し、振動による運動量流束と熱流束の間には相似性があることがわかる。一方、同一の運動量流束でダクト有無で比較した場合、ダクト無しの方がダクト有りに比べ熱流束の値が大きくなっている。

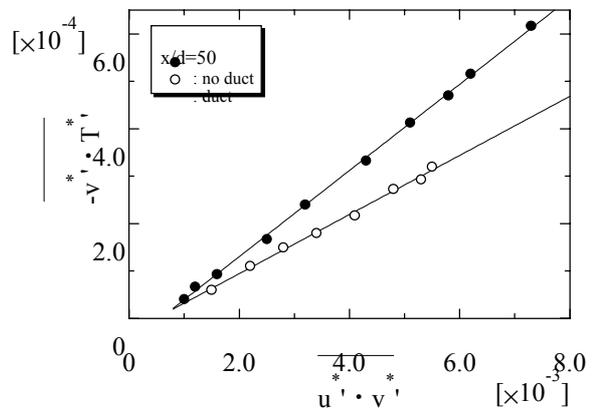


Fig.15 Relationship between oscillatory momentum and heat transport for two cases with and without a duct.

7. 結論

遷移域を中心に拡散燃焼場の境界条件を与える影響を検討するため、ダクトの有無について計算を行った。

- (1) ダクトの有無により、本質的に異なる 2 つの火炎が存在する。ダクトの存在は、燃料噴流せん断層の渦の発達を抑制する。
- (2) 火炎内側の幅方向の温度および濃度勾配は、ダクトの有無に関係なく流れ方向に減少する。その傾向はダクト無しの場合が大きく、燃料噴流せん断層の渦の発達によるものである。
- (3) 渦の発達による運動量輸送と熱輸送は、いずれも火炎内側で発生し、互いに相似性が認められる。また、ダクトの有無ではその大きさが異なる。

謝辞

本研究は、中国技術振興センター平成 10 年度産学 R&D 推進研究の一つとして行われたものである。

参考文献

- 1) Yamashita,H, Kushida,G. and Takeno,T. : A numerical study of the transition of jet diffusion flames, Proc.R.Soc.London,ser:A,Vol.431,pp301 - 314,1990
- 2) 山下博史, 井戸田敏博, 竹野忠夫 : 噴流拡散火炎の遷移に与える燃料の影響, 日本機械学会論文集, B, 62 巻 595 号, pp1226 - 1233, 1996
- 3) Katta,VR, Goss,L.P.and Roquemore,W.M. : Role of Inner and Outer Structures in Transitional Jet Diffusion Flame,Combust.Flame,Vol.96,pp274-282,1994
- 4) Nishimura,T,Kaga,T,Shiroani,Kand Kadowaki,J : Vortex structures and temperature fluctuations in a bluffbody burner,J.Visualizations,Vol.1,pp271-281,1999
- 5) 川原秀夫, 西村龍夫 : 角柱の挿入により非定常化した平行平板間流れの数値計算, 山口大学工学研究報告書, 第 50 巻, 第 1 号, pp1-6, 1999
- 6) .S.V.Patankar, 水谷幸夫, 香月正司訳 : コンピュータによる熱移動と流れの数値解析, 丸善
- 7) 生井武文, 井上雅弘 : 粘性流体の力学, pp208-219, 理工学社
- 8) Shimizu,A. and Wada, T. : ANumericalAnalysis of Vortex Growth in a Two-Dimensional jet,Computer & Fluids, Vol.13,No.1,pp83-97,1985

(平成12年8月31日受理)