励起された二次元衝突噴流のよどみ域の熱伝達*

榊 原 潤*¹, 菱 田 公 一*²Heat Transfer in the Stagnation Region of
an Excited Plane Impinging Jet

Jun SAKAKIBARA and Koichi HISHIDA

Heat transfer and turbulence characteristics in the stagnation of an excited plane impinging jet have been investigated experimentally. Jet excitation was utilized to lock the phase of vortex motion and temperature variation of both fluid and wall. The velocity and temperature field were measured by digital particle image velocimetry (DPIV) and laser induced fluorescence (LIF). In the mean flow field, the excitation makes closer the location of the impinging plate which has a maximum heat transfer coefficient. The local Nusselt number with excitation along the stagnation line is larger than that without excitation for an impinging plate set at a distance of 5.6 times the nozzle width, where the intensity of the fluctuating velocity normal to the wall and turbulent heat flux component normal to the wall are also increased. The turbulent heat flux and Reynold's stress that are mainly generated by counter rotating vortex pairs contribute to reduce velocity and thermal boundary layer thickness. When the spanwise vortices arrive in the stagnation region, vorticity of the counter rotating vortex pairs is intensified, and this enhances the intensity of the turbulent heat flux and Reynold's stress which causes high heat transfer instantaneously.

Key Words: Jet, Heat Transfer, Forced Convection, Turbulent Flow, Vortex, Plane Impinging Jet, PIV, LIF

1. 緒 言

噴流を壁面に衝突させると、そのよどみ域で高い熱伝達率が得られることはよく知られており、物体の冷却や加熱、乾燥など工業的用途は数多い。Gardonら^①によれば、ノズル衝突板間距離がノズル幅の6~8倍程度のときに層流解を80%程度上回る熱伝達率が得られる。この高い熱伝達率が得られる流動機構として、横堀ら^②は壁面近傍に発生する壁面流れ方向に平行な軸をもつ渦対群がよどみ域の熱輸送に貢献していることを示した。著者らは、DPIVとLIFによる温度と速度の同時計測結果^③から、その渦対が壁面近傍で伸張して渦度を増幅し、乱流熱流束の発生に大きく寄与することを明らかにした。また、一様流中に置かれた鈍頭物体のよどみ域においても同様な渦対構造が存在し、熱輸送が増進することが知られている^④。一方、片岡ら^⑤は衝突面に接近するせん断渦によって誘起された噴流中心のコア変動によって温度境界層が非定常的に掃引され、境界層界面が更新されること

によって高い熱伝達率が得られるとしている。流れが非定常化して周期変動を伴うと伝熱特性が向上することは以前から知られているが、その機構についての明確な知見は少ない^⑥。この様に、衝突噴流の高い熱伝達には壁面近傍の渦対による熱輸送効果に注目する考え方と、せん断渦がもたらす噴流コアの変動による界面更新効果を強調する考え方があるが、それらを統一する見解には至っていない。

ところで、噴流に周期的擾乱を加えて初期せん断層を励起すると、噴流のせん断層の発達が進められて噴流半値幅や噴流中央における乱れの増加率が非励起噴流に比べて増大することは良く知られている^{⑦⑧}。著者らは前報^⑨で渦対構造の生成過程を知るために、励起された二次元衝突噴流のよどみ域の渦度3成分をDPIVによって計測し、位相平均渦度の3次元構造を明らかにした。それによれば、渦対と同成分の渦度が噴流の発達に伴ってせん断渦の局所的な高変形速度領域で生成され、渦度の3成分のうち壁面流れ方向の渦度成分のみが平均変形によって選択的に増幅される。また、渦対の渦度強度はせん断渦の壁面到達に伴い最大となり、せん断渦が壁面上を流下するに従って高渦度領域も下流へ移動することが明らかとなった。

* 原稿受付 1995年10月31日。

*¹ 正員、慶應義塾大学大学院 (〒223 横浜市港北区日吉3-14-1)。*² 正員、慶應義塾大学理工学部。

本研究では、二次元衝突噴流の励起に伴う乱流構造と熱伝達の変化を詳細に測定し、噴流の励起を利用して位相平均された速度場および温度場から、渦構造と熱伝達の時間的空間的な関係を調べて非定常的な界面更新現象の詳細を明らかにする。

2. 主な記号

- a : 熱拡散係数
- B : ノズル幅
- f_1, f_2 : 励起周波数
- h : 熱伝達率 $= q_w / (T_w - T_0)$
- H : ノズル・衝突板間距離
- Nu_B : 局所ヌセルト数 $= Bh/\lambda$
- q_w : 壁面平均熱流束
- Re_B : ノズル出口レイノルズ数 $= BV_0/\nu$
- S : 噴流特性せん断率 $= V_0/B$
- St : 噴流ストローハル数 $= Bf_1/V_0$
- T, t : 平均温度と瞬時温度
- T_0 : ノズル出口温度
- T_w : 壁面温度
- U, V : 平均速度のX, Y方向成分
- u, v : 瞬時速度のX, Y, Z方向成分
- V_0 : ノズル出口流速
- X, Y, Z : 座標 (図1参照)
- λ : 熱伝導率
- λ_N : 正弦波ノズルの波長
- ν : 動粘性係数
- ϕ : 位相角度
- $\Delta\phi$: 位相差
- ω_x, ω_z : 瞬時渦度のX, Y, Z方向成分
- $()_{rms}$: RMS値
- $()$: 時間平均値
- $()'$: 変動成分
- $\langle \rangle$: 位相平均値

3. 実験方法

実験装置および実験条件は衝突板を加熱させたこととノズル・衝突板間距離 H を変化させたことを除いて既報⁽⁹⁾と同一である。噴流は矩形ノズル(ノズル幅 $B=14.5\text{mm}$)から一様な速度分布を有する水の二次元噴流として流出し、加熱衝突板に衝突する。座標原点は衝突板と噴流中心軸の交点に位置し、壁面流れ方向を X 、壁面と垂直方向を Y 、スパン方向を Z とした。既報⁽⁹⁾⁽¹⁰⁾と同様に噴流レイノルズ数 $Re_B=2000$ (出口流速 $V_0=122\text{mm/s}$)とした。加熱衝突板は発泡ポリスチレン板に厚さ $30\mu\text{m}$ のステンレス箔を短冊状に貼り付け、直流通電加熱によって等熱流束 q_w を有する伝熱面とした。ステンレス箔と発泡ポリスチレン板の間には、 X 方向、 Z 方向へそれぞれ 8×4 個の熱電対をマトリックス状に設置した。熱電対の設置間隔は X 方向へ $B/2$ 、 Z 方向へ約 $\lambda_N/4$ とした。ノ

Fig.1 Experimental apparatus

ズル上流のダクト側壁にはオーディオ用スピーカの振動板が金属棒を介して直結しており、左右スピーカに同位相の電圧変動を加えることでノズル出口速度に流れ方向の速度変動を与え、噴流を励起した。電圧変動 $s(t)$ は、

$$s(t) = A_1 \sin 2\pi f_1 t + A_2 \sin(2\pi f_2 t + \Delta\phi) \cdots \cdots (1)$$

で表される。励起周波数 f_1 と f_2 、位相差 $\Delta\phi$ 、振幅比 A_1/A_2 は既報⁽⁹⁾と同様に $f_1=3.02\text{Hz}$ 、 $f_2=f_1/2$ 、 $A_1/A_2=1$ 、 $\Delta\phi=135^\circ$ とし、振幅値はよどみ域の位相を固定するのに必要な最小の値とした。この条件下でノズル出口における変動速度は $V_{rms}=0.009V_0$ であった。速度変動の Z 方向の波数はノズル出口あるいはその上流における微小な擾乱によって決定されるため、その波数と位相は偶然的な要素に大きく左右されるが、ノズルの先端を波長 $\lambda_N=15\text{mm}$ 、振幅 2mm の正弦波状に加工することで(図1)、 Z 方向に周期的な擾乱を噴流初期せん断層に与えて、 Z 方向の波数と位相を固定した⁽⁹⁾。

流体の速度はDPIVを用いて計測すると共に、壁面温度を前述の熱電対を用いて計測した。速度計測に伴う不確かさは瞬時値に対して95%包括度で $\pm 5\text{mm/s}$ であった。乱流熱流束はDPIVにLIF⁽¹⁾を併用して温度・速度の同時計測結果から求めた。このときの温度計測に伴う不確かさは95%包括度で $\pm 1.2^\circ\text{C}$ 程度であった。速度の計測にあたっては、壁面近傍における温度勾配に起因する光の屈折の影響を抑えるために、CCDカメラを壁面に対して ϕ 度傾斜させた。座標系を ϕ 度回転させたときに Y 軸に対応する方向を Y^* 、速度の壁面垂直成分の実測値を v_m 、速度の Y^* 成分を v^* とすれば v^* は

$$v^* = v_m \cos(\phi) \cdots \cdots (2)$$

で表される⁽¹⁰⁾。本論文で示す速度の壁面垂直成分はすべて v^* に基づく。 ϕ は乱流熱流束計測時に $\phi=16.7^\circ$ 、それ以外では $\phi=4^\circ$ とした。壁面への供給熱流束は速度および壁面温度計測時には $q_w=35\text{kW/m}^2$ 、乱流熱流束計測時には流体をより高温に加熱して流体側の温度測定誤差を軽減するために $q_w=61\text{kW/m}^2$ とした。よどみ線上壁面温度と主流温度との差は前者および後者の条件下で $T_w - T_0=10\text{K}$ および 20K 程度であった。

Fig.2 Counter rotating vortex pairs on the stagnation line for (a) $H/B=4$ and (b) $H/B=8$. From the top, instantaneous velocity vectors, instantaneous vorticity contours, time averaged vorticity contours, and time averaged Nusselt number along the stagnation line.

速度計測の時間分解能はレーザ照射間隔として4ミリ秒、温度計測の時間分解能はレーザ照射時間として1ミリ秒であり、乱流強度と噴流幅から推定される噴流領域のコルモゴロフ時間スケール(20m秒程度)に比べて十分に短いといえる。時間平均値は50秒間(1000時刻分)のデータのアンサンブル平均として求めた。この時間は噴流の特性周期 $B/V_0=0.12$ 秒より十分に長いといえる。せん断渦はよどみ域の上流で1回ベアリングすることが確認されたので、位相平均値を求めるに当たっては基本周期 $1/f_2$ の倍周期である $1/f_2$ を1周期(360°)とした。このとき位相角度は $\phi=2\pi f_2 t + \Delta\phi$ で定義され、1周期を 22.5° ずつ16領域に分割し、速度や温度の測定時に同時に記録された位相角度を基にして1000時刻分のデータを各領域に振り分け、各領域の平均を位相平均値とした。

4. 結果および考察

4.1 よどみ線上の渦構造と壁面温度分布 よどみ線上に発生する渦対構造の幾何学的特徴を知るために、図2に噴流励起条件下における壁面近傍の噴流中心面内($X/B=0$)の瞬時の速度ベクトル、対応する瞬時渦度分布、時間平均渦度分布および時間平均ヌセルト数 Nu_b 分布を無次元ノズル-衝突板間距離 $H/B=4$ および $H/B=8$ について示す。図2(a)の $H/B=4$ において瞬時速度は Z 方向にほぼ一様で、瞬時渦度および時間平均渦度分布においても特徴的な渦構造は存在せず、対応する Nu_b 分布も Z 方

向に平坦な分布となっている。一方、図2(b)の $H/B=8$ では瞬時速度ベクトル分布に明瞭な渦対構造が観察され、 $Z/\lambda_N=\pm 0.5$ 付近で壁面向き速度(ダウンウォッシュ)、 $Z/\lambda_N=0.0, \pm 1.0$ 付近では主流向き速度(アップウォッシュ)が発生している。時間平均渦度分布における同符号の渦度ピークの間隔は正弦波型ノズルの波長 λ_N とほぼ等しく、正弦波型ノズルによって渦対の Z 方向位置が固定されていることが判る。局所 Nu_b は既報⁹⁾と同様に、流体が壁面に向かうダウンウォッシュ領域($Z/\lambda_N \approx 0.5$)で高く、壁面から離れる方向に向かうアップウォッシュ領域($Z/\lambda_N \approx 0.0$)では低い。以上述べた事柄は非励起条件下においても同様であり、渦対が二次元衝突噴流よどみ線上の組織的構造を特徴づけるものであることが理解される。

4.2 速度場に関する時間平均量 次に、噴流の励起に伴う乱流構造の変化を知るために、励起の有無および H/B の違いによる噴流中心面の速度場および渦度場の変化を調べる。本項において速度および渦度の平均値とRMS値は Z 方向の空間的な速度変動も統計量に含むためにそれぞれ式(3)および(4)に基づいて算出した。

$$\bar{\Psi} = \frac{1}{\lambda_N T} \int_{-Z_N/2}^{Z_N/2} \int_0^T \Psi dt dz \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\Psi_{rms} = \sqrt{\frac{1}{\lambda_N T} \int_{-Z_N/2}^{Z_N/2} \int_0^T (\Psi - \bar{\Psi})^2 dt dz} \quad \dots\dots\dots (4)$$

 Fig.3 Mean velocity $-V/V_0$ profile on the center plane.

 Fig.4 Mean velocity gradient at $Y/B=0.07$.

 Fig.5 RMS velocity $-V_{rms}/V_0$ profile on the center plane.

 Fig.7 Evolution of the peak value of RMS velocity $-V_{rms}/V_0$ profile indicated in Fig.5.

 Fig.6 RMS vorticity ω_x profile on the center plane.

 Fig.8 Evolution of the peak value of RMS vorticity $\omega_{x,rms}$ profile indicated in Fig.5.

ここで、 ψ は速度や渦度などの瞬時の値とする。図3に平均速度の壁面垂直成分 $-V/V_0$ の噴流中心面における分布を示す。平均速度は $Y/B=0.5$ 程度から壁面にかけてほぼ直線的に速度が減少する典型的なよどみ流の分布を成している。励起および非励起条件下共に、 H/B の増加に伴って $-V/V_0$ は低下する。壁面にごく近い $Y/B=0.07$ 付近ではわずかに速度勾配が緩く速度ゼロに漸近する境界層が形成されている。速度勾配が一定となる壁面からの距離を境界層厚さ δ_v とすれば、層流解では

$$\delta_v = 2.5\sqrt{\nu/\alpha} \quad \dots\dots\dots (5)$$

で与えられる。ここで α は境界層外縁の速度勾配であり、図3の各速度分布の直線部分の傾きを式(5)に代入して求めた層流境界層厚さは $\delta_v/B=0.08\sim 0.1$ 程度である。平均速度分布を2次の最小二乗法で近似して求めた境界層外縁($Y/B=0.13 > \delta_v/B$)における平均速度勾配 $\partial V/\partial Y$ を図4に示す。噴流の流れ方向中心速度は下流にいくに従って噴流の発達と共に減少するため、壁面近傍における平均速度勾配は H/B の増大と共に減少する。励起条件下の速

度勾配は非励起のそれを若干下回る。これは、励起噴流においてノズル出口からポテンシャルコア終端付近にかけてせん断渦が急激に成長し、運動量交換が盛んになるため噴流幅が非励起時に比べて増加することにより噴流中央の平均速度が減少するためである。

図5には壁面垂直成分RMS速度 v_{rms}/V_0 の分布を示す。励起および非励起条件下ともに $H/B=4$ ではRMS速度が壁面に近づくにつれて単調に減少するが、 H/B の増加に伴って $Y/B=0.2\sim 0.3$ 付近で極大をもつ分布となる。 $H/B=4$ では図2(a)で示したように渦対構造が存在しないために、壁面近傍の速度変動が小さく極大はないが、コア変動、すなわちせん断渦の発達による噴流中心速度の変動が存在するため、自由噴流領域に近い領域($Y/B>1.0$)では v_{rms} が $0.1V_0$ を越す大きな値となっている。一方、 $H/B>4$ ではコア変動の存在に加えて図2(b)で示した様に渦対構造が壁面近傍に発生するため、ダウンウォッシュやアップウォッシュによる変動速度が v_{rms} の極大をもたらす。これにより、 v_{rms} にはコア変動と渦対による速度変動の両方が

Fig.9 Momentum budget on the center plane.

寄与していると考えられる。 v_{rms} の極大は図6に示す渦対の主たる渦度成分である ω_x のRMS値分布にも同様に現れている。図6において H/B の増加にともなってRMS渦度の極大値が増大しており、渦対の強度が増すことが判る。これは渦対がせん断渦間の高変形速度領域で伸張されながら流下し、噴流発達段階においてはノズル-衝突板間距離が大きく、渦対構造の流下時間が長いほど伸張による渦度の上昇が継続するためである。 $H/B=4$ では渦対が存在しないため v_{rms} と同様に極大は存在しない上、 v_{rms} 分布に見られた壁面から離れた領域における大きな変動強度は $\omega_{x_{rms}}$ には見られない。これにより、 v_{rms} にはコア変動と渦対による変動速度の両方が関連しているのに対して $\omega_{x_{rms}}$ には渦対の変動のみが貢献していることが判る。

図5における v_{rms} の極大値を H/B に対して表示したものを図7に示す。 $H/B=4$ ではピーク値は存在しないため $H/B=5$ におけるピーク位置である $Y/B=0.2$ における値を代表値として示した。 $H/B=5\sim6$ では励起条件下の値が非励起条件下に比べて大きく、特に $H/B=5$ においては非励起条件下の約2倍の値を持つ。図8は図6における $\omega_{x_{rms}}$ の極大値を H/B に対して示したものであるが、図7と定性的によく似た分布となっており、壁面近傍の渦対の渦度変動と速度変動の関係がきわめて強い。 $H/B=5\sim6$ では励起条件下の $\omega_{x_{rms}}$ が非励起条件下に比べて大きい。横堀らの結果²⁾は渦対構造が左右せん断層の干渉によって発生することを示唆しており、噴流の励起によってせん断層が急激に広がり、両せん断層の干渉がより上流で起きるために渦対の渦度が非励起条件下に比べて上流で成長すると考えられる。一方、衝突板がより下流の $H/B=7\sim9$ に置かれた場合には非励起条件下の値が励起条件下のそれを上回っている。これは、図4で示したように励起条件下では非励起条件下に比べて $\partial V/\partial Y$ が小さいために、連続の条件を満たすべく平均変形 $\partial U/\partial X$ も小さく、伸張による渦度の増幅が小さいためと考えられる。以上のように、壁面近傍の v_{rms} には渦対の存在が強く関係している。

つぎに、この速度変動の壁面近傍における運動量輸送に対する寄与を運動量輸送方程式の収支から考察を加える。二次元衝突噴流の噴流中心($X=0$)の平均運動量輸送方程式は $U=0$ として次式で表される。

Fig.10 Local Nusselt number Nu_B of the stagnation line.

$$V \frac{\partial V}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} - \frac{\partial}{\partial X} \overline{u'v'} - \frac{\partial}{\partial Y} \overline{v'v'} \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで、粘性応力項は測定領域内($Y/B>0.07$)で他の項に比較して十分に小さいことが実験的に確認されたので省略した。励起条件下 $H/B=8$ における実測値から算出された上式の各項を図9に示す。なお、圧力項は残差として求め、各値は U^2/B で無次元化されている。壁面から離れた位置($Y/B=1$ 付近)では、主に対流項と圧力項が釣り合い自由噴流としての特性を備えているが、壁面近傍($Y/B=0.1$ 付近)では乱流垂直応力項と圧力項が主につり合う形となる。せん断応力項はごく小さく、壁面近傍では乱流垂直応力項が大きく負に転じており、 $-V$ の増加に貢献する。すなわち速度境界層を薄くすることを意味する。図5に示される v_{rms} から明らかのように、 $\partial \overline{v'v'}/\partial Y$ は v_{rms} の極大値が壁面近傍に存在することで大きな値となり、その v_{rms} の極大をもたらし渦対の存在が速度境界層厚さの減少に寄与すると結論づけられる。

4.3 温度場に関する時間平均量 図10にノズル-衝突板間距離とよどみ線上の局所 Nu_B との関係を励起および非励起条件について示す。よどみ線上局所 Nu_B は $X/B=0$ に設置された4個の熱電対により計測された壁面温度の平均値から算出した。破線は二次元岐点層流流れに対する解に基づくよどみ線熱伝達率の層流解であり、次式で与えられる⁽¹¹⁾。

$$Nu_B = 0.570 B (\alpha/\nu)^{0.5} Pr^{0.4} \quad \dots\dots\dots (7)$$

α は前項で示した壁面近傍($Y/B=0.13$)の速度勾配 $\partial V/\partial Y$ を用いて評価した。励起および非励起時ともにポテンシャルコア終端の $H/B=4$ 程度まではほぼ一定で、それより下流に行くにしたがって徐々に上昇し、層流解との差も大きくなる。非励起時では従来の報告⁽¹⁰⁾と同様に $H/B=7$ において Nu_B が最大であるが、励起時ではより上流側の $H/B=5\sim6$ 付近に衝突板を置いたときに Nu_B が最大となる。励起時の Nu_B は非励起時に比較して $H/B=4$ から $H/B=5$ にかけて上昇した後、徐々に減少する。非励起時における Nu_B の上昇は緩やかではあるが、その最大値は励起時におけるそれと同程度である。このことから、噴流の励起によって最大熱伝達率を得る衝突板間距離を短縮することが可能であることが示された。

Fig.11 Normal component of turbulent heat flux $\overline{v'v'}$ on the center plane.

図11は噴流中心面($X/B=0$)における乱流熱流束の壁面垂直成分を供給熱流束で無次元化したものである。乱流熱流束の分布は $Y/B=0.1$ 程度にピークをもち、その値は H/B の増加に伴って増大する。励起条件下 $H/B=8,9$ のピーク値は非励起条件下のそれに比べて小さい。このピーク値を H/B に対してプロットすると図12のようになる。全体的な傾向は v_{rms} や ω_{xms} と同様に $H/B=5$ で励起条件下の値が非励起条件下のそれを上回るが、 $H/B=7$ 以降ではその関係が逆転する。この傾向は図7と図8に示した v_{rms} および ω_{xms} のピーク値の H/B に対する変化と定性的に一致するものであり、渦対による乱流熱流束が発生することと整合性のある結果である。

4.4 よどみ線上の熱伝達機構 本項では前項までに得られた知見をもとに、よどみ線上で層流解を上回る高い熱伝達率が得られる機構を平均熱輸送方程式に基づいて考察する。壁面熱流束が一定で加熱壁面の熱容量効果を見ればよどみ線上の熱伝達率は次式の平均熱輸送方程式の解によって決定される。平均熱輸送方程式は噴流中心($X=0$)で $U=0$ とし、図9に示されるように壁面近傍で $-\partial \overline{u'v'}/\partial X$ は他の項に比べて小さいことを考慮して、境界層近似を適用すれば

$$V \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{\partial}{\partial Y} \left(a \frac{\partial T}{\partial Y} - \overline{v't'} \right) \quad \dots\dots\dots (8)$$

である。この式の解は境界条件及び a が与えられれば、 V 、 $\overline{v't'}$ によって決定され、これら V 、 $\overline{v't'}$ が層流と乱流で異なることで、層流解を上回るよどみ線上の高い熱伝達が実現される。

V は図3で示したように H/B や励起条件に依存し、境界層外縁の速度勾配 α は熱伝達率を決定する。図10で見られる熱伝達率の $H/B=6 \sim 7$ 付近を境にした減少傾向は図4で示した速度勾配の減少に起因する。図3で述べたように壁面近傍には境界層が存在し、噴流が乱流である場合には境界層外縁速度勾配 α が層流のそれと等しくとも、式(6)におけるレイノルズ応力項によって壁面への運動量輸送が活発になり速度境界層厚さ δ_v が薄くなる。図9で示

Fig.12 Evolution of peak value of normal component of turbulent heat flux $\overline{v'v'}$ on the center plane.

したように、よどみ域の運動量輸送方程式中では垂直成分レイノルズ応力項 $-\partial \overline{v'v'}/\partial Y$ が支配的であり、せん断応力成分の寄与は無視しうることから、垂直成分レイノルズ応力項 $-\partial \overline{v'v'}/\partial Y$ が速度境界層厚さを減少させる。(8)式左辺の $-\partial \overline{v't'}/\partial Y$ は壁面近傍で負であり壁面近傍の温度の減少、すなわち温度境界層厚さの低減に寄与する。

図6において $H/B=5 \sim 6$ にかけて励起条件下の Nu_b が非励起時のそれを1割程度上回る。これは、図7および図12で示したように壁面近傍において励起条件下の v_{rms} および $\overline{v't'}$ が $H/B=5 \sim 6$ で非励起条件下のそれを上回り、 $-\partial \overline{v'v'}/\partial Y$ および $-\partial \overline{v't'}/\partial Y$ が壁面近傍で負となるために速度境界層および温度境界層が薄くなる事に起因する。

4.5 温度場と速度場の時空間的位相関係 前項では渦対およびコア変動の時間平均的熱輸送に関する役割について論じたが、本項では噴流励起時のそれら渦構造と壁面温度の間の時間的空間的な関係について調べ、コア変動と渦対構造による界面更新現象の詳細を明らかにする。速度と壁面温度の時間的空間的な対応を知るために、図13に $Z/B=0$ における位相平均速度ベクトル、壁面位相平均変動温度 $\langle t_w' \rangle$ 、位相平均変動速度の壁面垂直成分 $\langle v' \rangle$ 、および位相平均変動速度勾配 $\partial \langle u' \rangle / \partial X$ を位相角度 45° ごとに(a)~(h)に示す。位相平均速度ベクトル図の中でダークグレーおよびライトグレーはそれぞれ位相平均渦度が $\langle \omega_z \rangle > 10[1/s]$ (半時計回り)と $\langle \omega_z \rangle < -10[1/s]$ (時計回り)の領域を表す。 $\langle t_w' \rangle$ はスパン方向に約 λ_N の区間で平均された瞬時温度の変動成分を位相平均したものである。 $\langle v' \rangle$ は $Z/B=0$ 、 $Y/B=0.07$ における値であり、渦対のアップウォッシュ領域が $Z/B=0$ に位置することから渦対の渦度を代表するものである。 $\partial \langle u' \rangle / \partial X$ は $Y/B=0.07$ における値であり噴流コアの変動を表す。

図13(a)では、 $Y/B=2.5$ 付近に大規模なせん断渦(図中A)が噴流中心線($X/B=0$)に対して線対称の位置に存在しており、せん断渦間で大きな壁面向き速度を有してい

Fig.13 Phase averaged spanwise vorticity and corresponding phase averaged wall temperature subtracted mean temperature, velocity component normal to the wall, and strain rate.

Fig.14 Phase averaged variation on the stagnation line ($X/B=0$). (a) wall temperature subtracted by mean temperature, (b) strain rate, (c) X component of vorticity, (d) turbulent heat flux, (e) Reynolds stress.

る。せん断渦によって誘起された壁面向きの速度がせん断渦の移流によって変動することで、噴流中心では大きなコア変動が生じる。壁面噴流領域下流の $X/B=1.0\sim 2.0$ 付近には、先行する大規模せん断渦(図中B)が存在する。このせん断渦と壁面の間ではせん断渦による X 方向の誘起速度によって流体の速度が加速されるため、せん断渦の上流側($X/B<1.5$)で $\partial u/\partial X>0$ であり、また下流側($X/B>1.5$)で $\partial u/\partial X<0$ となる。このため、せん断渦直下では常に温度境界層の界面更新が行われる。 $\langle v \rangle$ はせん断渦の直下($X/B=1.5$)ではほぼ極大をとり、この位置において渦対の強度が局所的に大きくなる。すなわち、せん断渦の直下ではせん断渦による界面更新と渦対による熱・運動量輸送が活発になる。そのため、壁面変動温度はせん断渦が通過して間もないよどみ点から $X/B=1$ 付近に至る領域で低く、そこから下流へ急激に上昇する。

図13(b)(c)(d)と位相が進むと、上流側せん断渦(図中A)は壁面に近づくと共に、下流側せん断渦(図中B)は下流へ移流していく。せん断渦(図中B)の移流に伴って $\langle u \rangle$ 、 $\langle v \rangle$ の最大位置および $\partial u/\partial X>0$ である位置も下流へ移動することがわかる。さらに位相が進んだ図13(e)(f)(g)では上流側せん断渦(図中A)が壁面に近づき、噴流中心上の大きな壁面向き速度を有する領域が壁面に衝突するため、 $X/B=0$ 付近で $\partial u/\partial X>0$ となる。これと同時に、 $\langle v \rangle$ も正に大きな値となりアップウォッシュが強くなる。このことは、著者らが既報⁷⁾で明らかにした、渦対構造がせん断渦と共に壁面へ接近することと合致する。この後、図13(h)へ位相が進むと壁面温度は下がり始めることから、噴流のコア変動による界面更新と渦対の渦度の増加による速度・温度境界層厚さの低下がよどみ域において瞬間的な壁面温度の主要因であることが分かる。

よどみ線上の壁面温度とコア変動、渦対の渦度、乱流熱流束およびレイノルズ応力の時間的な相互関係を知るために、図14には、(a)よどみ線の壁面位相平均変動温度 $\langle u \rangle$ 、(b)壁面近傍 $Y/B=0.07$ における壁面と平行な方向の位相平均速度勾配 $\partial u/\partial X$ 、(c) $Y/B=0.07$ における渦対強度として位相平均された二乗渦度の X 方向成分の平方根 $\sqrt{\langle \omega_x^2 \rangle}$ 、および(d) $Y/B=0.07$ における位相平均乱流熱流束の壁面垂直成分 $\rho C_p \langle \overline{v'v'} \rangle / q_w$ と(e)位相平均レイノルズ応力の垂直成分 $\langle \overline{v'v'} \rangle$ の位相角度に対する変化を示す。なお、各グラフの横軸は結果の見易さを考慮して2周期(720°)とした。図13(g)に示したように、せん断渦(A)のよどみ域への到達に伴って速度勾配 $\partial u/\partial X$ は $\phi=270^\circ$ で極大をとる。このせん断渦の到達に45°遅れて渦対強度 $\sqrt{\langle \omega_x^2 \rangle}$ も極大値をとる。これは渦対がせん断渦の流下に伴って壁面に到達した後、平均変形によって伸張されて渦度を増加させる⁽³⁾ためである。乱流熱流束 $\rho C_p \langle \overline{v'v'} \rangle / q_w$ およびレイノルズ応力 $\langle \overline{v'v'} \rangle$ は渦対強度の

増加に伴って上昇しており、4.4項で示した渦対が乱流熱流束とレイノルズ応力の発生に寄与していることと整合性を持つ結果が得られている。よどみ線壁面温度 $\langle u \rangle$ は速度勾配 $\partial u/\partial X$ が最大となる $\phi=270^\circ$ 付近から徐々に減少していき、レイノルズ応力 $\langle \overline{v'v'} \rangle$ が最大となる $\phi=300^\circ$ 付近、乱流熱流束 $\rho C_p \langle \overline{v'v'} \rangle / q_w$ が最大となる $\phi=360^\circ$ 付近を経て、 $\phi=405^\circ$ で極小となる。このことから、噴流コアによる界面更新($\partial u/\partial X$)と渦対による運動量輸送($\langle \overline{v'v'} \rangle$)と熱輸送($\rho C_p \langle \overline{v'v'} \rangle / q_w$)によって壁面温度が瞬間的に下がり、瞬間的に大きな熱移動が起こることが判る。

5. 結 言

励起された二次元衝突噴流の速度と温度場をDPIVとLIFによって計測し、以下の知見を得た。

(1)励起条件下ではせん断層が急速に広がるためによどみ域における壁面垂直方向の平均速度勾配は非励起条件下に比べて小さい。しかし、 $H/B=5\sim 6$ では励起条件下の壁面近傍における v_{rms} 、 ω_{rms} および $\overline{v'v'}$ が非励起条件下を上回り、 Nu_B が最大となる衝突板位置が上流側へ移動する。

(2)噴流中心における運動量輸送方程式の各項の収支を求め、レイノルズ応力の垂直応力成分が運動量輸送に大きく貢献していることが示された。また、熱輸送方程式における乱流熱流束の壁面垂直成分項も壁面近傍で負であることから、これらの項が壁面における速度境界層および温度境界層厚さを減少させることで層流解を上回る高い熱伝達率が得られる。

(3)よどみ域の渦構造と熱輸送の位相関係を調べたところ、せん断渦のよどみ域への到達に伴って壁面と平行な方向の速度勾配が上昇して温度境界層の界面更新がおこなわれ、それと若干の位相差を伴って渦対の渦度が増加するため乱流熱流束およびレイノルズ応力が増加し、壁面温度が減少し、瞬間的に大きな熱移動が起きることが明らかとなった。

文 献

- (1) Gardon, R., Akfirat, J.C., Int. J. Heat Mass Transfer, 8 (1965), pp.1261-1272.
- (2) 横堀・笠木・平田, 機論 49-441, B(1983), pp.1029-1039.
- (3) 榊原・菱田・前田, 機論 60-573, B(1994), pp.1538-1545.
- (4) VanFossen, Jr., G.J., Simoneau, R.J., Trans. ASME, 109 (1987), pp.10-15.
- (5) Kataoka, K., Suguro, M., Degawa, H., Maruo, K., Mihata, I., Int. J. Heat Mass Transfer, 30 (1987), pp.559-567.
- (6) 鈴木, 伝熱研究, 32-124 (1993), pp.51-64.
- (7) Ho, C.M., Huerre, P., Ann. Rev. Fluid Mech., 16 (1984), pp.365-424.
- (8) 蒔田・大谷・石角, 機論 54-504, B(1987), pp.1938-1945.
- (9) 榊原・菱田・前田, 機論に投稿中(95-1074)
- (10) Sakakibara, J., Hishida, K., Maeda, M., JSME Int. J. に投稿中(93-1680)
- (11) 甲藤, 伝熱概論, 養賢堂, (1974)