

衝突二次元噴流群のラージエディシミュレーション Large Eddy Simulation of Flow and Heat Transfer in Two Planar Impinging Jets

80221305 秋山貴弘 (Takahiro Akiyama) Supervisor 菱田公一 (Koichi Hishida)

1 緒言

衝突噴流はよどみ点近傍において高い熱物質伝達率を有することから物体表面の冷却・加熱・乾燥過程に利用されている。噴流はノズル出口近傍の微小な擾乱によって下流における流動構造が大きく変わることが知られており、音響やアクチュエータによって振動等流れに与えることで流動場や熱伝達の制御を試みた例が数多く存在する。また噴流を複数ならべて群噴流とし、それらの配置や流速比を変化させることによる自由度の増加や、噴流間の相互干渉にも影響して多様な熱物質伝達率分布を実現することが可能になる。Yamamoto et al.(2002)[1] は衝突群噴流の中で幾何学的に最も単純である衝突二次元二噴流をノズル出口に吹き出し吸い込みの励起を行うことで衝突壁面の熱伝達率分布を様々な形状に変化させることを実験的に成功させている。本研究では衝突二次元二噴流の Large-Eddy Simulation(LES)を行い、励起が与える熱伝達への影響を解析し、衝突群噴流による熱伝達制御システムの構築に必要な情報を得る。

2 解析対象

解析する流動場とノズルを Fig.1 に示す。ノズル幅を B とし二噴流の噴流中心間距離 s を $s/B = 3.6$ で与えた。レイノルズ数 Re は噴流中心流速 U_0 を基に 500、衝突距離 H は $H/B = 4$ とし、衝突壁面は等熱流束の加熱平板とする。励起は Fig.1(b) に示すようにノズルの出口に流入面に対し 45 度の角度で吹き出し吸い込みを施した。このときの励起ストローハル数は $St = 0.22$ とした。プラントル数は $Pr = 7.0$ であり 25°C の水を想定している。これらは Yamamoto et al.(2002)[1] の実験と適合させている。計算領域は x, y, z 方向それぞれ $4.0B \times 52B \times 3.0B$ とした。

3 数値解析手法

支配方程式はフィルターで粗視化された非圧縮の連続の式、

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0, \quad (1)$$

Navier-Stokes 方程式、

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}, \quad (2)$$

温度輸送方程式

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\theta} \bar{u}_j}{\partial x_j} = a \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial h_j}{\partial x_j}, \quad (3)$$

でありそれぞれデカルト座標系の構造格子に有限差分法で離散化される。 τ_{ij} は Subgrid-scale(SGS) 応力で h_j は SGS 熱流束でありそれぞれモデル化される。SGS モデルは dynamic Smagorinsky model が用いられ、フィルター操作は Taylor 展開近似により陰的に行われる [2]。格子数は x, y, z 方向それぞれ $64 \times 192 \times 32$ とした。流入条件には $div u = 0$ を満たす一様等方性の乱れが加えられたトップハット型速度分布とし、流出面は対流境界条件を施した。Fig.2 にノズル出口の平均・変動速度分布を示す。平均流速分布はトップハット型が実現しており、流入面では一様な乱れが付加されていることがわかる。流入条件は統計的に $y = 0$ について対称となっている。温度の境界条件は流入面を温度一定とし、衝突壁面では熱流束一定条件、流出面は対流境界条件とした。

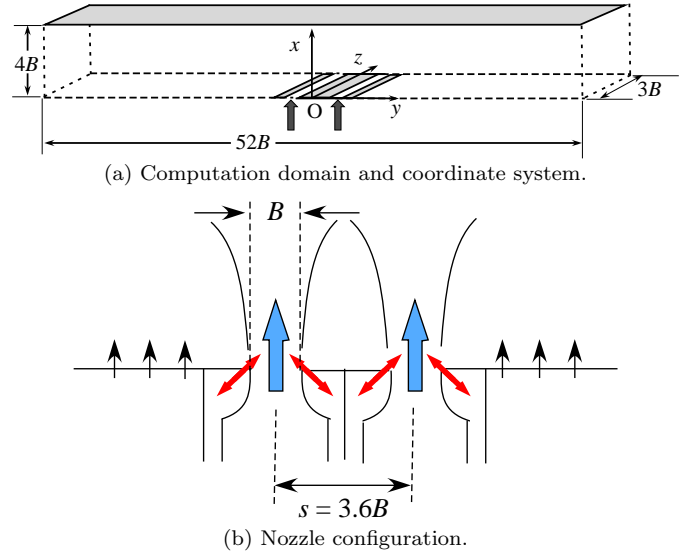


Fig. 1. Flow schematic in two planar impinging jets.

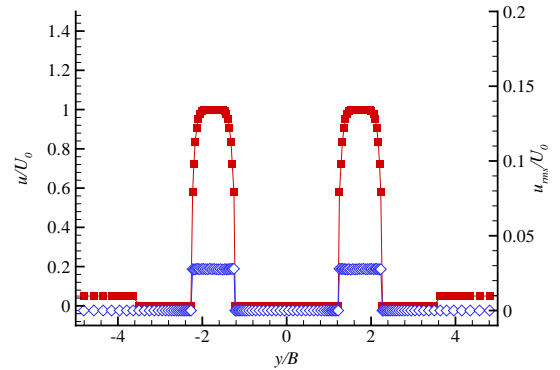


Fig. 2. Averaged inlet conditions; mean velocity: (■), rms: (◇).

4 結果

4.1 流動構造

Fig.3 に非励起時と励起時の瞬時の速度分布と温度分布を示す。温度は衝突壁面の熱流束をもとに無次元化される。励起時には剪断層に顕著な渦構造が見られる。二噴流内側の剪断層では高温の流体と低温の流体が接しており、励起時には混合が盛んにおこなわれ高温の流体を噴流外側の領域に吐き出し、噴流間の温度が低下する。非励起時と励起時の渦度の等値面図を Fig.4 に示す。励起時は非励起時と比較してスパン方向の剪断渦が存在するほか、衝突面近傍においては y 方向渦度 ω_y が多く存在する。この渦の生成はスパン方向の剪断渦によるものである。Fig.5 に渦構造の模式図を示す。剪断渦同士が引っ張り合うことで剪断渦間にリブ構造が生成し、二噴流内側のリブ構造が衝突することにより壁面の縦渦構造となる。さらにこの縦渦構造

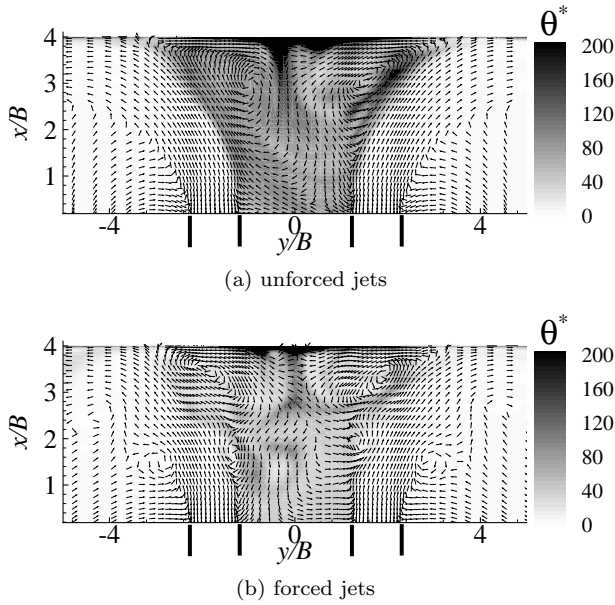


Fig. 3. Instantaneous velocity and temperature.

は衝突後に両側に流れる主流や壁噴流の剪断渦に引っ張られることで渦度が上昇する．壁面近傍には温度境界層が存在し，よどみ領域においてはこの渦構造により壁面近傍の流体の界面更新がおこり，熱が壁面から流体中に輸送される．以上からよどみ領域における熱伝達の促進はこの壁面近傍の渦構造に支配されていると考えられ，また励起時にはこの渦構造が発達し，熱伝達を促進することが考えられる．

4.2 熱伝達率分布

壁面の熱伝達率を表す Nusselt 数分布を Fig.6 に示す．全体的に励起時のほうが熱伝達率が高くなっている．二噴流内側の領域では剪断渦による混合，よどみ点付近では壁面近傍の渦構造，壁噴流領域では剪断渦による壁面からの対流熱輸送により熱伝達が促進され，何れもノズル近傍での励起による影響であるといえる．二噴流間の領域では，壁面で暖められた流体が噴流主流により逃げ場を失うために大きなよどみ域を形成し，熱伝達を抑制することがわかる．Fig.6 の点プロットは熱電対によって計測された実験値であり計算結果とも傾向が一致していることから，本計算は妥当な結果を与え，流れと熱伝達の予測が十分可能であると考えられる．

5 結言

衝突二次元二噴流の温度場と速度場の Large-Eddy Simulation をおこない，励起によって生成する渦構造と熱輸送について以下の知見を得た．

ノズル出口における励起は噴流剪断層に秩序だった渦構造を生成し，その渦構造は衝突領域に縦渦構造を生成する．その壁面近傍の縦渦構造はよどみ点近傍の熱伝達を促進する．噴流剪断渦は剪断層内での混合を促進させ，二噴流間の熱を外側に排出する役割を有する．本計算結果における数値予測は妥当性が高く，様々な入力にたいしての応答結果を予測することで流れと熱伝達の制御系構築に寄与するものである．

参考文献

- [1] Yamamoto, K., Nozaki, A. and Hishida, K., 2002. 12th International Heat Transfer Conference, Grenoble, France, August 18-23, CD-ROM, Elsevier.
- [2] Chester, S., Charlette, F. and Meneveau, C., 2001. *Theoret. Comput. Fluid Dyn.*, 15:165-181.

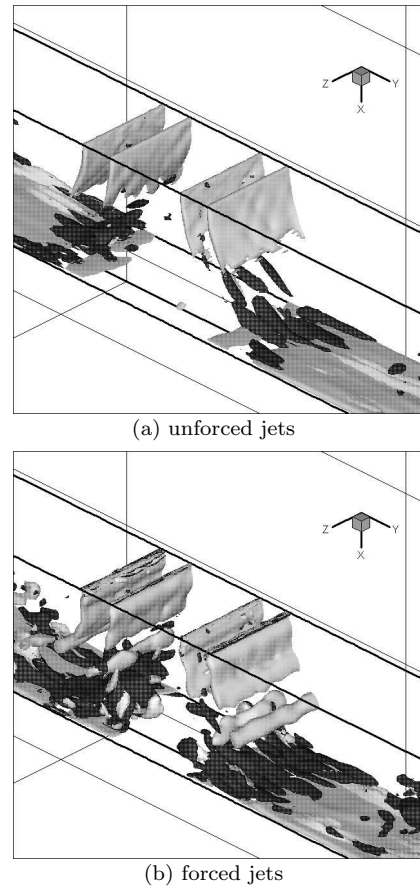


Fig. 4. Instantaneous vortical structure; white: $|\omega_x| = 1.0$, black: $|\omega_y| = 1.0$, gray: $|\omega_z| = 3.0$.

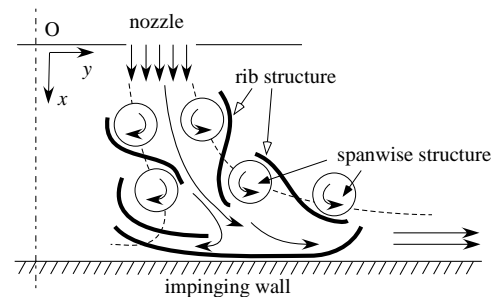


Fig. 5. Schematic of vortical structure in unilateral flow.

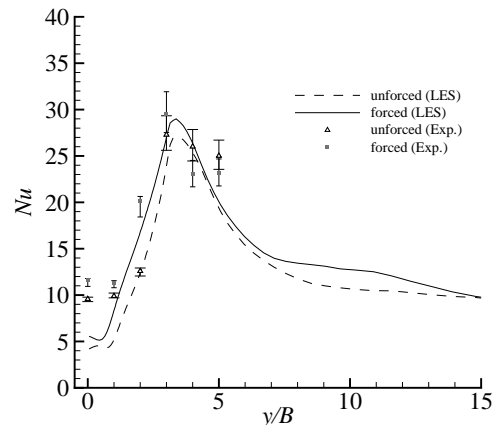


Fig. 6. Local Nusselt number profile on the impinging wall.