

平面衝突噴流の LES (第 1 報)

Large Eddy Simulation of Plane Impinging Jet

坪 倉 誠*・小 林 敏 雄*・谷 口 伸 行*

Makoto TSUBOKURA, Toshio KOBAYASHI and Nobuyuki TANIGUCHI

1. はじめに

乱流噴流を壁面に衝突させる場合、よどみ点近傍において局所的に高い熱、物質伝達率が得られることが知られており、この効果を利用して工業界では物体の冷却、乾燥および加熱など、様々な分野で衝突噴流が利用されている。

このような背景から、過去においてもこの流れ場について、主として実験により壁面近傍よどみ点域における熱、物質伝達率と噴流と衝突板間の距離、噴流の速度や乱れ度などの関係についてのマクロな研究は活発になされている。しかし、この流れ場は特によどみ点近傍において主流速度が小さくなり逆流を含むことから、一般に熱線流速計による計測が困難であり、この結果熱、物質の伝達を本質的に支配している乱流場の研究については十分ではなかった。

一方衝突噴流は、流れ場の形状は単純であるが自由噴流における乱流への遷移発達、衝突領域における流れ場の引き延ばしによる垂直応力の再分配、壁噴流領域における剪断応力の支配領域など様々な様相の乱流を含む複雑乱流場であり、LES における SGS モデルを評価する上でも興味深い場である。また、この流れ場はレイノルズ平均によるモデルの予測が困難な場でもあり、LES により得られた統計量がレイノルズ平均モデルの開発におけるアプリオリテストにおいて有力なデータとなりうる。

そこで、本研究においてはこの壁面衝突噴流の内、平面噴流について LES 解析を行い、流れ場全体の統計量、および衝突壁面近傍における応力の輸送機構について調べることを目的とする。

2. チャネル乱流における SGS モデルの評価

複雑乱流場である衝突噴流の解析の前に、比較的単純な壁剪断乱流であるチャネル乱流において SGS モデルの比

較検討を行う。

2.1 SGS モデル

LES におけるフィルタ操作を施した Navier-Stokes 方程式において、モデル化を必要とするのは以下に示す SGS 応力項である。ただし、フィルタ操作を $(\bar{\quad})$ であらわす。

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (1)$$

この項に対して本節において調査したモデルは以下の 2 種類である。

(1) 局所平衡等方型渦粘性 (スマゴリンスキー) モデル (DS)

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2C\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}$$

(2) 非平衡等方型渦粘性モデル (DI)

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2C\bar{\Delta} \sqrt{(\bar{u}_k - \bar{u}_k)(\bar{u}_k - \bar{u}_k)} \bar{S}_{ij}$$

(1) は LES においてしばしば用いられるスマゴリンスキーモデルである。(2) は Yoshizawa らにより提案された¹⁾ SGS における局所平衡仮定を用いない等方型渦粘性モデルである。モデル中のモデル定数は全て Germano らによるダイナミック SGS モデル²⁾の手法を用いて決定する。この時、求められたモデル定数の負値に起因する数値不安定性についてはチャネル乱流の統計的一様方向、即ち流れ方向とスパン方向における平均操作により回避する。

以降簡単の為、(1) を Dynamic Smagorinsky model として DS モデル、(2) を Dynamic Isotropic model として DI モデルと呼ぶ。

*東京大学生産技術研究所 第 2 部

研究速報
2.2 数値計算法

解析対象はチャンネル乱流とし、流れ方向をxもしくは x_1 、壁方向をyもしくは x_2 とし、スパン方向をzもしくは x_3 とする。解析領域のサイズはチャンネル幅を2Dとして流れ方向に6.4D、スパン方向に3.2Dとしている。解析格子数は流れ方向、スパン方向に対しては等間隔に64、壁に垂直方向に対しては不等間隔に配置して64用いている。ここでは工学的応用を考慮した場合、比較的細かい格子を用いているが、これはモデル誤差に対して差分誤差の影響を小さくし、モデルの評価をより正確に行う為である。

境界条件は流れ方向、スパン方向には周期境界条件、壁面上で滑り無し条件とする。

解析レイノルズ数はKimらによるDNS³⁾と同じ、壁面摩擦速度とチャンネル半幅により無次元化して180である。

初期値には全てダイナミックSGSモデルを用いない通常のスマゴリンスキーモデルの十分発達した結果を用い、壁面摩擦速度とチャンネル半幅で無次元化した無次元時間で20時間、計算を進めた後、10時間分の平均を行って統計量としている。尚、この時の時間ステップは0.0005である。

離散化は空間についてはスタッガード格子による有限体積法を適用し、この時対流項、拡散項、モデル項に対して2次の中心差分を用いている。時間については2次精度のAdams-Bashforth法を用いる。アルゴリズムはSMAC法を用い、修正圧力のポアソン方程式に対してはICCG法を用いている。

陽的なフィルタ操作におけるフィルタ幅と格子幅の比は表1の通りである。ここでは格子幅をhであらわしている。ただし、この時ダイナミックSGSモデルにおけるパラメータであるグリッドフィルタ幅($\bar{\Delta}$)とテストフィルタ幅($\tilde{\Delta}$)の比については $\bar{\Delta}/\tilde{\Delta}=2$ としている。

Table 1 Ratio of a filter width and a grid width

$\bar{\Delta}/h$	$\tilde{\Delta}/h$	$\tilde{\tilde{\Delta}}/h$
$\sqrt{2}$	$\sqrt{6}$	$2\sqrt{2}$

2.3 計算結果

図2に平均流速、図3にGS乱流強度を示す。

図2からDSモデル、およびDIモデルとも対数則領域において流れ方向の平均流速を過大評価を示しているのがわかる。DS、DIモデルとも等方型の渦粘性モデルを用いていることから、この種の傾向はダイナミックSGSモデルにおける等方型渦粘性モデルの特徴であると考えられる。

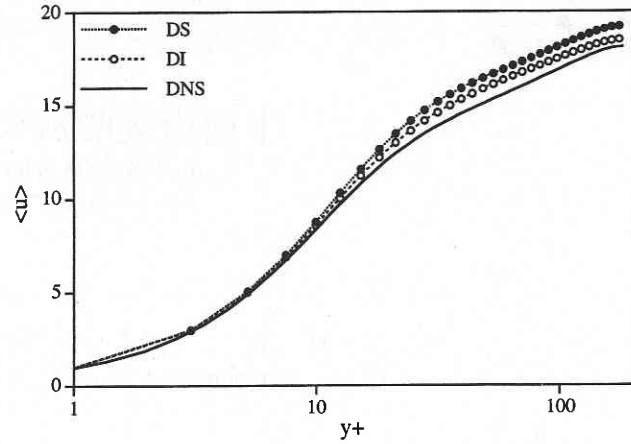


Fig. 2 Mean velocity profiles (channel flow)

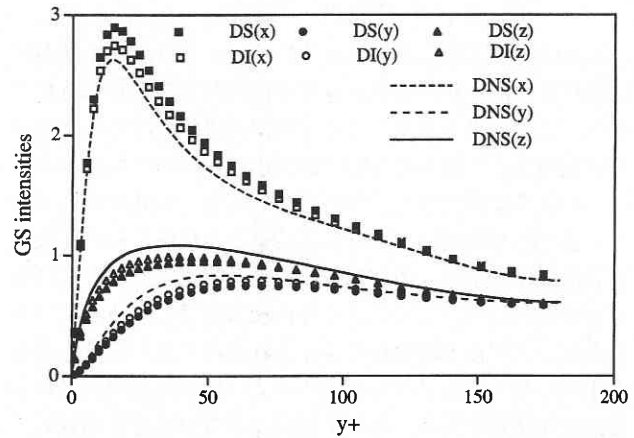


Fig. 3 GS turbulent intensities (channel flow)

図3にGS乱流強度を示す。DS、DIモデルとも流れ方向の乱流強度を過大評価し、スパン方向、壁方向の乱流強度を過小評価している。この傾向は平均流速の過大評価と同様、等方型渦粘性モデルの特徴である散逸の過大評価による影響であると考えられる。ただし、平均流速の対数則域、および流れ方向の乱流強度についてDIモデルがDSモデルと比較して幾分改善された解を予測しているのがわかる。そこで、本研究においてはこのDIモデルをSGSモデルとして採用する。

3. 衝突噴流の解析

本研究においては図4に示す平面衝突噴流を解析対象とする。ノズル幅をB、噴流出口から衝突壁面までの距離Hとすると $H=10B$ で与えられる。解析領域は大きくノズル出口から乱流遷移し発達する自由噴流領域、壁の影響を受ける衝突領域、壁面に沿って発達する壁噴流領域に分けられる。ここで自由噴流の発達を安定させるために主噴流

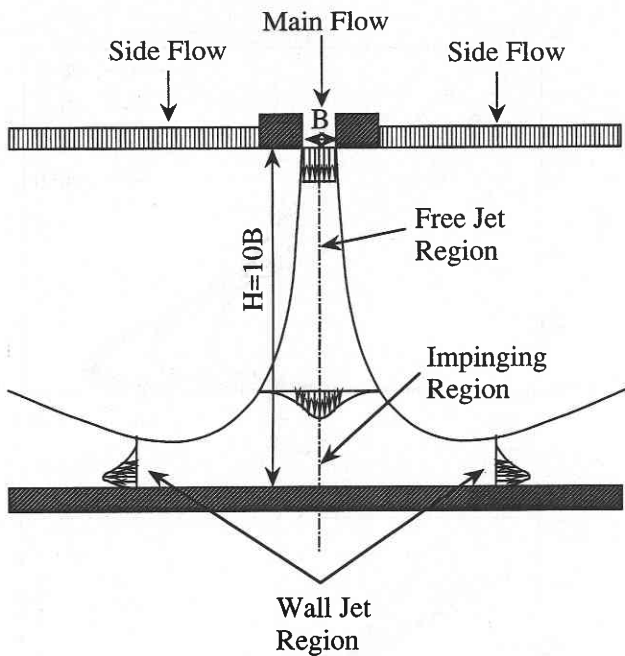


Fig. 4 Plane impinging jet

に対して周囲流を与えて、エントレイメントに対して流体を供給している。また周囲流は境界での流体の逆流を防ぐ効果もある。

以降、自由噴流の流れ方向を y 、壁噴流の流れ方向を x 、噴流のスパン方向を z とする。

上述の通り、衝突噴流は衝突壁面近傍における流れ場の計測が困難であることから、この領域の乱流場の統計的データが少ない。そこで LES 解析に際して、比較のための実験を行った。

3.1 実験条件

実験装置の概略はほぼ図 4 の通りであり、 $B = 19.7$ mm である。この時、噴流のスパン方向に対して 200 mm 与えている。噴流は出口速度が約 29 cm/s となるように流量計を用いて調節されている。また伴流は噴流の出口速度に対しておおよそ 5% となるように調節されている。

計測には 2 次元レーザードップラー流速計 (以下 LDV) を用いて速度場の統計量を得た。計測領域全体の速度の変化が極めて大きい為、データ数、サンプル時間を全体で一定にするのは困難であり、本研究においては各サンプル点において最大サンプル時間を 90 秒に設定し、最大データ数が 20,000 点を超えるとデータサンプルを止めている。この時、自由噴流中心においてはサンプル時間約 40 秒でサンプル点 20,000 点、噴流の外側においてはサンプル時間 90 秒でサンプル点約 10,000 点程度である。

計測は数日に渡り行い、この間の水温は摂氏 23 度～24 度であった。この時、動粘性係数は約 $0.0093 \sim 0.0091$ (cm^2/sec) で変化していることになる。この時、本実験におけるレイノルズ数は出口流速が一定であると仮定するとノズル幅と噴流の出口速度に対して約 $6,100 \sim 6,300$ となる。この時噴流中央のノズル出口における乱流強度はおおよそ 3% 以下である。

3.2 計算条件

LES 解析は実験と比較的条件が一致するよう与えた。入り口速度については 30、ノズル幅は $B = 2$ とする。この時、動粘性係数として 0.01 を与えており、解析レイノルズ数は 6,000 である。尚、流れ場は統計的には 2 次元であるが、LES においては非定常解析を行うので、実験と同様スパン方向の解析も行う必要がある。スパン方向については $3.9B$ となり、周期境界条件を与えている。 x 方向の解析領域については自由噴流中心から両方向に $25B$ ずつとって、出口に対して対流出条件を与えている。また、自由噴流の入り口条件として流れ方向にのみ、0.2% の擾乱を与えている。尚、SGS モデルとしては上述の DI モデルを採用し、ダイナミック SGS モデルにより求められたモデル定数は、ここでは Meneveau らによるラグランジュ平均操作⁴⁾により平均し、計算の安定化を図っている。

4. 計算結果

詳しい統計量の比較は第 2 報に譲るとして、ここでは自由噴流と壁噴流に対する定性的な比較を行う。

図 5 の上下に自由噴流についての流れ方向 (y 方向) の平均流速について、それぞれ順に LES による数値解析値、及び実験値を示す。噴流の出口を $y/B = 0$ としてここから $y/B = 1$, $y/B = 3$, $y/B = 5$, $y/B = 7$, $y/B = 9$, $y/B = 9.5$ の各場所における分布を示している。 $y/B = 5$ 程度まで噴流中央の流速は噴流出口とほぼ同じ値を示しており、この位置までポテンシャルコア領域があることを示しており、 $y/B > 5$ 程度から噴流は急速に周囲の流体を巻き込んで、その幅を広げていくのがわかる。また、実験値と計算値の一致も比較的良好であり、平均流速の予測についての LES の精度は良好である。

図 6 の上下に壁面噴流についての流れ方向 (x 方向) の平均流速について、それぞれ数値解析値、実験値を示す。壁面に衝突した噴流は急速にその主流方向を変化させ、 x 方向に発達するのがわかる。ここでも数値解析と実験値は比較的よく一致している。

また、実験による自由噴流の平均流速分布の対称性は良好であり、実験装置の健全性がうかがわれる。

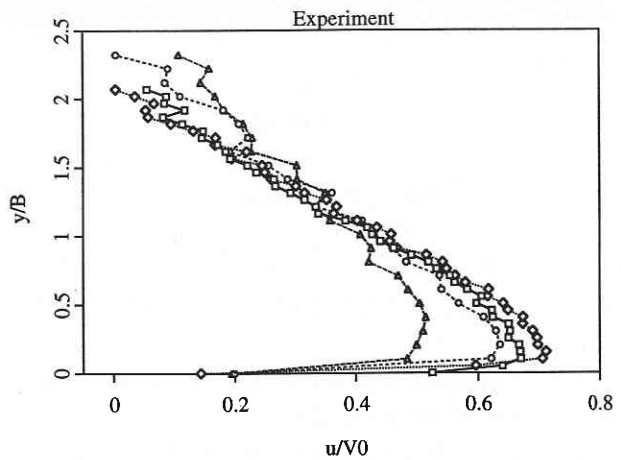
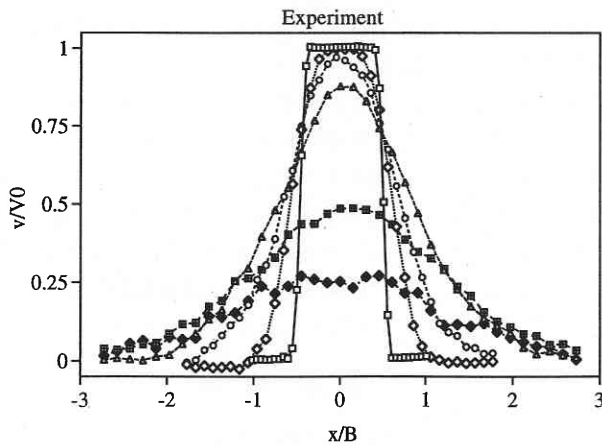
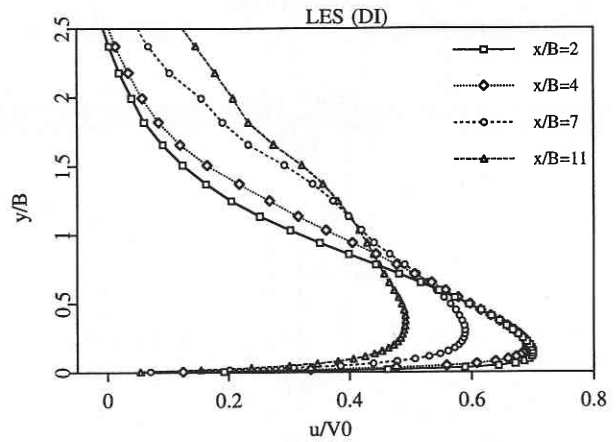
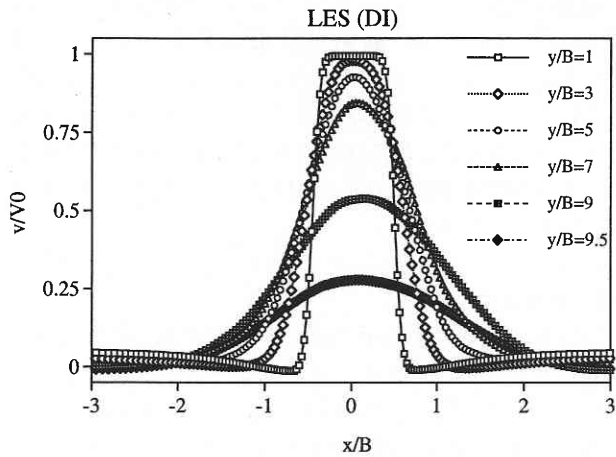


Fig. 5 Mean velocity (Free jet)

Fig. 6 Mean velocity (Wall jet)

5. ま と め

本報においては衝突噴流の数値解析にあたり、SGSスケールの局所平衡を仮定しないSGSモデルをチャンネル乱流においてスマゴリンスキーモデルと比較し、その有用性を確認した。さらにこのモデルを用いて衝突噴流における平均流速について定性的な比較をおこなった。詳細な統計量の比較は次報に譲る。

謝 辞

本研究の一部は東京大学大型計算機センター研究開発プロジェクト「並列処理指向のスーパーコンピューター利

用」のもとに行われました。ここに感謝いたします。

(1996年10月31日受理)

参 考 文 献

- 1) A. Yoshizawa, M. Tsubokura, T. Kobayashi and N. Taniguchi, Phys Fluids 8 (1996), pp. 2254-2256.
- 2) M. Germano, U. Piomelli, P. Moin and W. C. Reynolds, Phys. Fluids A3 (1991), pp. 1760-1765.
- 3) J. Kim, P. Moin and R. Moser, J. Fluid Mech. 177 (1987), pp.133-166.
- 4) C. Meneveau, T. S. Lund and W. Cabot, Proc. of the summer program 1994 (CTR), pp. 1-29.