

壁面モデルを適用した LES による円形衝突噴流の熱流動解析

Wall model in LES of an impinging jet with heat transfer

○小林克年 (日立機械研), 谷口伸行 (東大情報基盤), 小林敏雄(東大生研)

Katsutoshi KOBAYASHI*, Nobuyuki TANIGUCHI** and Toshio KOBAYASHI**

*MERL Hitachi Ltd., Ibaraki 300-0013, Japan

**IIS., University of Tokyo, Tokyo 106-8558, Japan

In this paper we calculate the impinging jet with heat transfer by LES with algebraic wall model (AWM) and differential equation wall model (DEWM). We have developed the wall models which calculate the wall shear stress needed in the wall boundary condition of velocity. Now we are developing the wall temperature model to calculate the thermal wall boundary condition such as a wall heat flux or a wall temperature. We investigate how accurately LES with the wall models can predict the impinging jet and the heat transfer on the wall.

1. 緒言

著者らは低計算負荷で高精度の数値予測を行うことを目的として、壁面モデルを適用した LES 乱流数値解析手法の構築を行ってきた¹⁾。壁面モデルには森西により提案された代数式を用いる代数式型壁面モデル(AWM)²⁾および Cabot により提案された境界層方程式を用いる微分式型壁面モデル(DEWM)³⁾の2つを取りあげ検証を行った。AWMは圧力勾配の影響を考慮していないなどの要因から逆圧力勾配平板境界層などの複雑乱流場では予測精度が DEWM に比べ劣ることがわかった¹⁾。また旋回乱流場においては DEWM に適用されているゼロ方程式乱流モデルを勾配リチャードソン数により修正することにより、更に予測精度が向上することを確認した。本論文では AWM, DEWM を壁面境界条件に適用した LES により円形衝突噴流の熱伝達数値解析を行う。これまで速度の壁面境界条件として必要な壁面剪断応力を算出する方法を考えてきたが、今回は更に温度の壁面境界条件に必要な物理量(壁面熱流束または壁面温度)の壁面モデルによる算出方法を考えなければならない。本論文では温度の壁面境界条件に対応した壁面温度モデルを提案しその検証をおこなう。

2. 支配方程式

速度場の支配方程式は円筒座標系に変換された瞬時場の Navier-Stokes 方程式と連続の式に格子平滑化操作を施した式である。温度場についても同様に温度の輸送方程式に対して格子平滑化操作を施した式である。SGS 渦粘性係数及び温度の SGS 拡散係数のモデル化には固定パラメータ型 Smagorinsky モデルおよび Dynamic model を適用する。速度場の壁面モデルにはこれまで検証を行ってきた代数式型壁面モデルおよび微分式型壁面モデルを適用する¹⁾。温度の壁面モデルについて説明する。温度の壁面境界条件が①壁温一定の場合は壁面熱流束、②壁面熱流束一定の場合は壁面温度を算出する必要がある。代数式型壁面温度モデルを用いる場合は、例えば以下に示す温度の対数速度分布則を用いて壁面熱流束または壁面温度を算出する⁶⁾。

$$T_M^* = \left(\frac{Pr}{\kappa}\right) \ln y^* + B \quad 11.635 \leq y^* \quad (1)$$

$$T_M^* = Pr y^* \quad y^* < 11.635$$

ここで $T_M^* = (T_{M,w} - T_M)/t_r$, $y^* = u_r y / \nu$ (壁からの無次元距離),

$u_r = \sqrt{\tau_w / \rho}$, $t_r = q_w / (\rho C_p u_r)$, である。 $T_{M,w}$ は壁面温度である。

Pr は乱流プラントル数で Kader は

$$Pr = 0.85 \quad (2)$$

$Pr = (2.95 Pr^{1/3} - 1.3) + 1.7 \ln Pr$ を広範囲のプラントル数(Pr)に対する実験値を整理して推奨し

ている。本論文で数値解析する円形衝突噴流の壁面での熱境界条件は壁面熱流束一定である。よって代数式(1)から壁面温度が

$$T_{M,w} = \frac{q_w}{\rho C_p u_r} \left(\frac{Pr}{\kappa} \ln y^* + B\right) + T_M \text{ or } T_{M,w} = \frac{q_w}{\rho C_p u_r} (Pr y^*) + T_M \quad (3)$$

で表され、左辺の T_M に LES の壁面第 1 格子点での温度および壁面摩擦速度 u_r を代入することにより壁面温度を算出することができる。微分式型壁面温度モデルを用いる場合は、速度場の場合と同様に壁面近傍において以下の温度境界層方程式を解く。

$$\frac{\partial T_R}{\partial t} + \frac{\partial (UT_R)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rV_r T_R)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (WT_R)}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial x} \left((\alpha_T + \alpha) \frac{\partial T_R}{\partial x} \right) \quad (4)$$

α_T は熱の渦拡散係数であり、速度場境界層方程式の渦粘性係数を用いて以下の様に求める。

$$\alpha_T = C_K \nu_T \quad (5)$$

モデル係数 C_K は 0.1 とした。LES の壁面第 1 格子点での温度値を境界条件として用い、壁面では壁面熱流束一定の境界条件で式(4)を解くことにより、LES の壁面第 1 格子点から壁面までの温度分布を算出する。ここで求めた温度分布を用いて

$$q_w = -\lambda \left. \frac{\partial T_R}{\partial x} \right|_w \quad (6)$$

から壁面温度を算出する。 λ は熱伝導係数である。今回適用した SGS モデルおよび壁面モデルを表1に示す。Case2のモデル定数は土屋らの室内気流解析において適用された値である。Case1,2,3 では壁面モデルを DEWM とし、SGS モデル間の比較を行い、Case3,4 では SGS モデルを Dynamic model とし壁面モデル間の比較を行う。

	SGS model	Wall model Velocity	Wall model Temperature
Case1	$C_s = 0.1$ $Pr_s = 1.0$	DEWM	DEWM
Case2	$C_s = 0.16$ $Pr_s = 0.5$	DEWM	DEWM
Case3	Dynamic model	DEWM	DEWM
Case4	Dynamic model	AWM	AWM

表1 SGS モデル, 壁面モデル

3. 計算結果

図1によどみ点から $r/D=0.5, 1.0, 2.5$ での Case1,2,3 の平均速度を示す。 $r/D=0.5$ から 2.5 の領域での Case3 の格子解像度は

壁座標値に換算した値で壁垂直方向が41~24, 半径方向が70~163, 周方向が55~165であり, 過去の滑りなし境界条件によるLESの計算例に比べ非常に粗い格子解像度である。Case1,2,3の間に計算結果の違いはほとんど見られず, 壁面噴流がエントレインメント領域での剪断によって拡散していく様子を十分に予測している。2次の乱流統計量について, 全ケースが壁面垂直方向GS乱流強度を過大評価する。特によどみ領域での過大評価が顕著である。壁面に対して垂直方向の速度勾配および乱流応力が大きい場合, 渦粘性型乱流モデルに特有の問題である乱流エネルギーが過大評価されるという結果がLESにおいても見られる。また壁面噴流の主流方向GS乱流強度に関しても同様に過大評価されている。図2に局所ヌセルト数の分布を示す。横軸はよどみ点からの距離である。固定パラメータ型SmagorinskyモデルであるCase1,2はよどみ領域において局所ヌセルト数を大幅に過大評価する。特にCase1はよどみ領域において壁面垂直方向GS乱流強度を大幅に過大評価しており, これがよどみ領域での局所ヌセルト数の過大評価に起因している。Dynamic modelにより局所ヌセルト数の過大評価は大幅に低減できるがその場合においても約30%の過大評価は残されている。

次にSGSモデルはDynamic modelとし, 壁面モデルにDEWMを用いたCase3とAWMを用いたCase4の比較について説明する。DEWMとAWMの間で平均速度や2次の乱流統計量の予測結果はほぼ同じであった。即ちAWMも平均速度に関しては十分に予測できているが, 乱流強度は特によどみ領域においてCase3と同様, 顕著に過大評価される。図3に局所ヌセルト数の分布を示す。実験では局所ヌセルト数がよどみ領域から $r/D=1$ 付近まで単調に減少するのに対して, AWMはよどみ点において局所ヌセルト数が極小値になり単調に増加する分布になっている。即ち局所ヌセルト数の分布を定性的に予測できていない。よどみ領域においては壁面摩擦速度が小さいため, AWMは代数式(1)の粘性底層において成り立つ式から壁面温度を算出するが, よどみ領域においてこの代数式が不適切であるため局所ヌセルト数を定性的に予測できなくなっている。またよどみ領域において代数式(1)の対数速度分布則において成り立つ式から壁面温度を算出した場合, 局所ヌセルト数はさらに過小評価される。

4. 結論

SGSモデルに固定パラメータ型SmagorinskyモデルとDynamic model, 壁面モデルにDEWMとAWMを適用して円形衝突噴流の数値解析を行った。壁面モデルをDEWMとしSGSモデルの比較を行ったケースに関して, 平均速度には予測結果の差異は殆どなく両モデルとも壁面噴流の拡散を十分に捉えている。しかし固定パラメータ型Smagorinskyモデルはよどみ領域においてGS乱流強度を過大評価しており, それが起因して局所ヌセルト数を過大評価する。Dynamic modelはよどみ領域での局所ヌセルト数の過大評価を約30%まで改善することができる。SGSモデルをDynamic modelとし壁面モデルの比較を行ったケースに関して, DEWM, AWMともに速度場の予測結果は殆ど同じである。また粗い計算格子ではあるが平均速度場に関しては十分な予測精度を得ている。しかしGS乱流強度に関しては両モデルとも過大評価しており, 2次の乱流統計量の予測精度を改善するには, これまでの報告と同様, 格子解像度を上げる必要がある。局所ヌセルト数の予測に関して, AWMで適用される代数式がよどみ領域において不適切であるため, AWMは実験値を定性的に予測することができない。以上のことをまとめると, 円形衝突噴流における乱流熱伝達の数値予測には, SGSモデルに関してはDynamic model, 壁面モデルに関してはDEWMを適用することが推奨される。

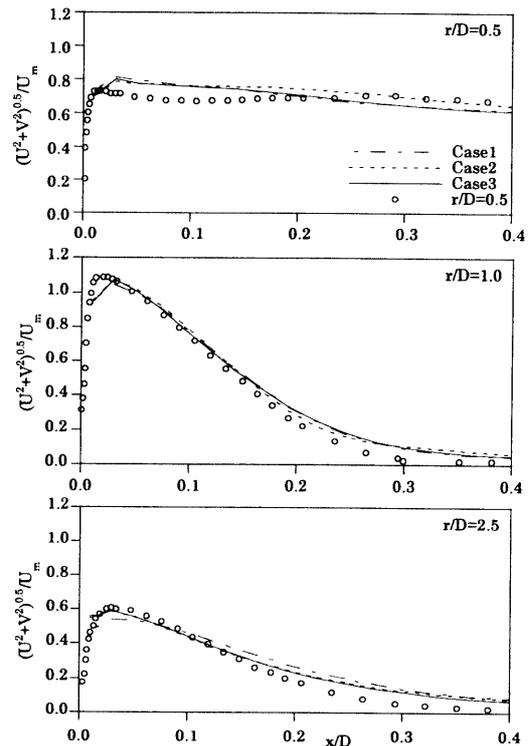


図1 平均速度 Case1,2,3

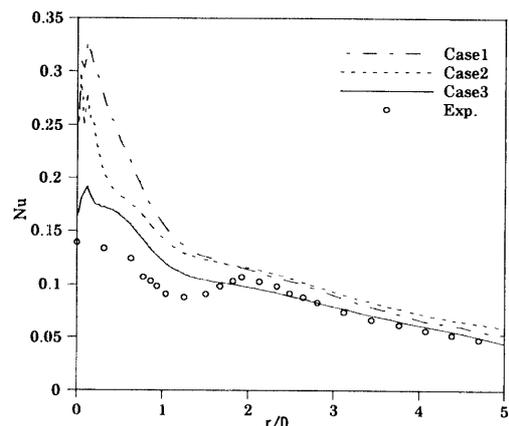


図2 局所ヌセルト数の半径方向分布 Case1,2,3

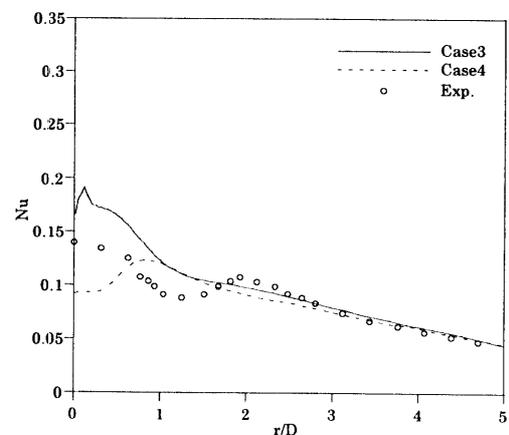


図3 局所ヌセルト数の半径方向分布 Case3,4

参考文献

- 1) 小林, 谷口, 小林, 機論, B 66-651, (2000), 2780-2787
- 2) 森西, 機論, B 57-540, (1991), 2595-2605
- 3) W. CABOT, Flow, Turb. and Comb., 63, (1991), 269-291