

LESによる水平環状空間内乱流自然対流の数値解析

谷口, 昇

九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻 : 三菱重工業 (株)

三木, 康臣

九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

碓井, 志典

九州大学大学院総合理工学研究科エネルギー変換工学専攻

長谷川, 修

久留米工業高等専門学校

他

<https://doi.org/10.15017/17252>

出版情報 : 九州大学大学院総合理工学報告. 13 (4), pp.387-392, 1992-03-01. 九州大学大学院総合理工学研究科

バージョン :

権利関係 :



LES による水平環状空間内乱流自然対流の数値解析

谷口 昇^{*1}・三木康臣^{*2}・碓井志典^{*3}

長谷川 修^{*4}・福田研二^{*2}

(平成3年11月29日 受理)

Large Eddy Simulation of Turbulent Natural Convection in Horizontal Annulus

N. TANIGUCHI, Y. MIKI, Y. USUI, S. HASEGAWA
and K. FUKUDA

LES (Large Eddy Simulation) is carried out for turbulent natural convection in a horizontal concentric annulus. Numerical results are obtained for the Rayleigh numbers based on the gap width from 2.51×10^6 to 1.18×10^9 . To verify the validity of the present simulation, numerical results are compared with other experimental data. LES proved to be valid for the prediction of turbulent natural convection.

1. 緒 言

近年の大型計算機の急速な発達に伴い、ナビエ・ストークス式を直接解く DNS によって乱流場を予測することが可能となった。しかし、この手法は、流れ場に存在する最小の渦構造を捕らえなければならず、工学的に要求される乱流に対しては計算機の記憶容量及び速度等の制限を受け、十分な結果を得ることは難しく、低レイノルズ数の乱流場に対してしか適応されていないのが現状である。また数値粘性を陰に含めた高精度の風上法や、陽に数値粘性項を導入する事によって、高レイノルズ数の解析を行う方法も提案されているが、低レイノルズ数の流れ場にこの手法を適用するとエネルギードレインを過剰に評価し、そのため乱流量を低く見積る傾向がある。一方、 $k-\epsilon$ モデルに代表されるレイノルズ平均に基づく乱流モデルは、強制対流等に代表される高レイノルズ数の流れに対しては有用であるが、この手法は、全ての渦構造をモデル化することから、必然的に流動様式がモデルに敏感に反応するため、容器内自然対流のように層流と乱流が

混在するような複雑な流動様式に対しては適用することが困難である。LES では、体系に依存するような大規模渦には DNS を適応し、小さな渦のみをモデル化するもので、かなり精度の良い解析が期待できる。従って、複雑な流動様式に対する解析には、LES が有望であると思われる。

本研究は容器内自然対流の基本形状の一つである水平環状空間内の自然対流を対象とし、LES による解析を行ない、その妥当性を検討したものである。

2. 数 値 解 析

数値解析で基礎式を、時間的には Adams-Bashforth 空間的には中心差分で陽的に差分近似した。基礎式を以下に示す。運動量の式については浮力の項のみ温度による密度変化を考慮するブジネ近似を用いている。また、フィルタリングによって生じる Leonard 項および Cross 項は無視した。

$$\frac{\partial U_i}{\partial X_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} = - \frac{\partial U_i U_j}{\partial X_j} - \frac{\partial P}{\partial X_i} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left(R_{ij} + Pr \frac{\partial U_i}{\partial X_j} \right) - Pr Ra_L T \delta_i \quad (2)$$

*1 エネルギー変換工学専攻修士過程 (現在三菱重工業(株))

*2 エネルギー変換工学専攻

*3 エネルギー変換工学専攻修士過程

*4 久留米工業高等専門学校

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{\partial U_j T}{\partial X_j} + \frac{\partial}{\partial X_j} \left(R_{Tj} + \frac{\partial T}{\partial X_j} \right) \quad (3)$$

SGS (Subgrid Scale) レイノルズ応力 R_{ij} , SGS 乱流熱流束 R_{Tj} については, 次のように勾配拡散型の近似を用いる。

$$R_{ij} = K_M \cdot S_{ij} - \frac{2}{3} E_i \delta_{ij} \quad (4)$$

$$R_{Tj} = K_T \frac{\partial T}{\partial X_j} = \frac{K_M}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial X_j} \quad (5)$$

ただし,

$$S_{ij} = \frac{\partial U_i}{\partial X_j} + \frac{\partial U_j}{\partial X_i} \quad (6)$$

Pr_t は SGS 乱流プラントル数で0.833とした。ここで渦粘性係数 K_M については, 浮力を考慮した Smagorinsky モデルを用いる¹⁾

$$K_M = \frac{(C_s \Delta)^2}{2^{\frac{1}{2}}} \left(S_{ij} \cdot S_{ij} - \frac{1}{Pr_t} Pr Ra_L \bar{\theta}_i \frac{\partial T}{\partial X_j} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

解析体系と差分格子の一部を Fig. 1 (a), (b) に示す。差分格子はスタガード格子とし, 半径方向には壁面近傍で密とする不等間隔格子を用いた。格子数は半径方向に36, 円周方向に96, 管軸方向に64とした。また, 壁近傍でモデル定数 C_s に Van-Driest 型の壁減衰関数を乗じた。

境界条件は, 内管加熱, 外管冷却の滑りのない固体

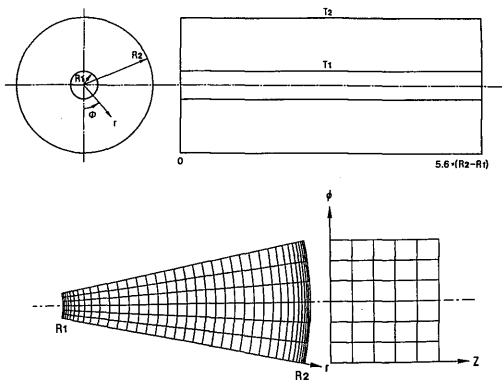


Fig. 1 Analytical model

伝導壁で, 管軸方向には周期的境界とし, 周期的長さとしてギャップ幅の5.6倍とした。

Table 1. Parameters for numerical simulations

	Pr	RaL	R2/R1	Δt	Cs
Case 1	0.731	2.51×10^6	2.60	2.5×10^{-6}	0.0
Case 2	0.731	2.51×10^6	2.60	2.5×10^{-6}	0.1
Case 3	0.688	1.20×10^7	4.85	2.5×10^{-6}	0.1
Case 4	0.688	1.35×10^8	4.85	5.0×10^{-7}	0.1
Case 5	0.688	1.18×10^9	4.85	2.5×10^{-7}	0.1
Case 6	0.688	1.18×10^9	4.85	2.5×10^{-7}	0.2
Case 7	0.688	1.18×10^9	4.85	2.5×10^{-8}	0.0

Table 1 に数値解析のパラメーターを示す。本研究では, 他の研究者の実験との比較のため4つの異なるレイリー数で解析を行った。すなわち Case 1, 2 は Kuehen ら²⁾の加圧窒素を作用流体とした実験, Case 3~7 は MacLeod ら³⁾の加圧ヘリウムを作用流体とした実験を対象としたものである。また, Case 1 と 2, Case 5~7 の解析については, モデル定数の影響を調べるため, モデル定数 C_s のみを変え, 他のパラメーターは統一してある。Case 1 と 7 では $C_s=0.0$ としており, モデルを含まない解析, つまり DNS を意味する。

本解析の一部は日本原子力研究所の大型計算機 FACOM VP2600 を用いて行われ, 1タイムステップを進めるのに Case5 の場合約 0.7s の CPU-time 要した。

3. 結果及び考察

Fig. 2 (a)~(c) に Case 3~5 の温度の瞬間値の $r-\phi$ 断面図を示す。等温線は内外管温度差を20等分したものである。Case 3 では, 層流から乱流への遷移域

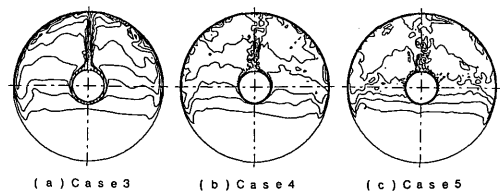


Fig. 2 $r-\phi$ cross sectional view of the temperature isotherms

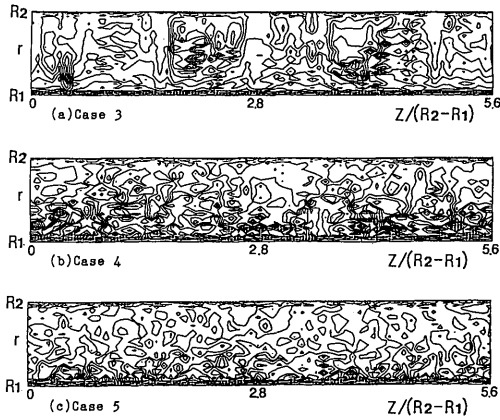


Fig. 3 r-z cross sectional view of the temperature isotherms

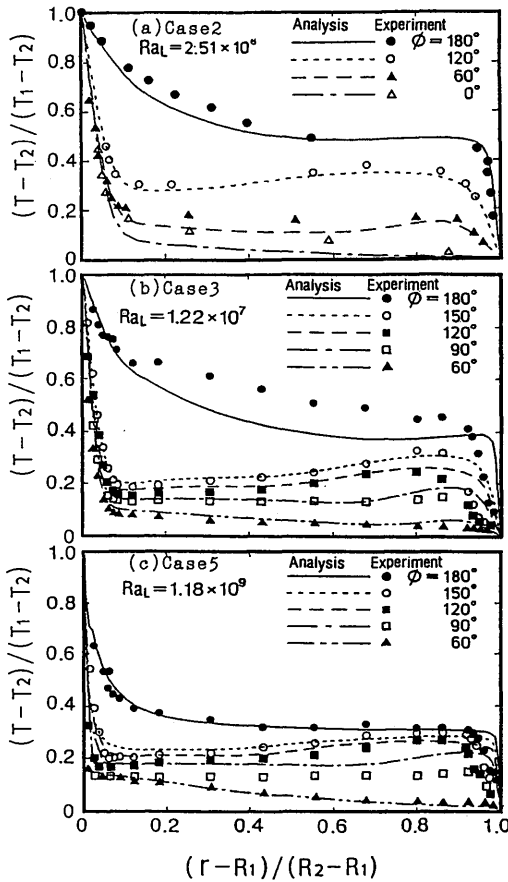


Fig. 4 Mean temperature distributions

を示すような温度分布を示しているが、Case 4, 5とレイリー数が上がるにつれ乱れが激しくなっている様子が分かる。

Fig. 3 (a)~(c)に Case 3~5の温度の瞬間値の環状頂部 ($\phi = 180^\circ$)における r-z 断面図を示す。同じく、内外管温度差を20等分した等高線図である。Case 3では管軸方向にギャップ幅程度の高温流体の大きなスケールの塊が観察されるが、Case 4, 5とレイリー数が上がるにつれ、小さなスケールの塊となって行く傾向がある事が分かる。

Fig. 4 (a)~(c)に平均温度分布に関する実験値⁽¹⁾⁽²⁾との比較を示す。Case 2および Case 5は実験値と比較して良い一致がみられるが、Case 3では本解析結果の方が環状頂部で温度を低く見積っている。

Fig. 5 (a)~(c)に温度変動の R. M. S. 値の分布に関する実験値⁽³⁾との比較を示す。Case 3および Case 4では大きく実験値との違いがみられるものの、Case 5

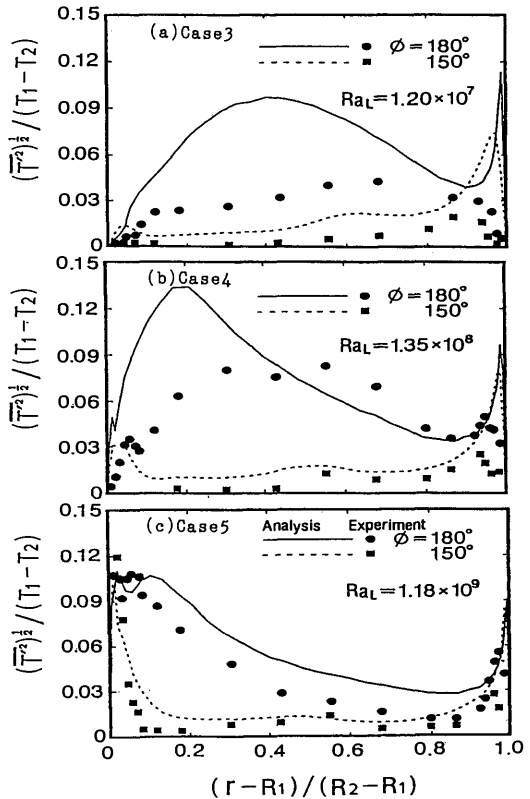
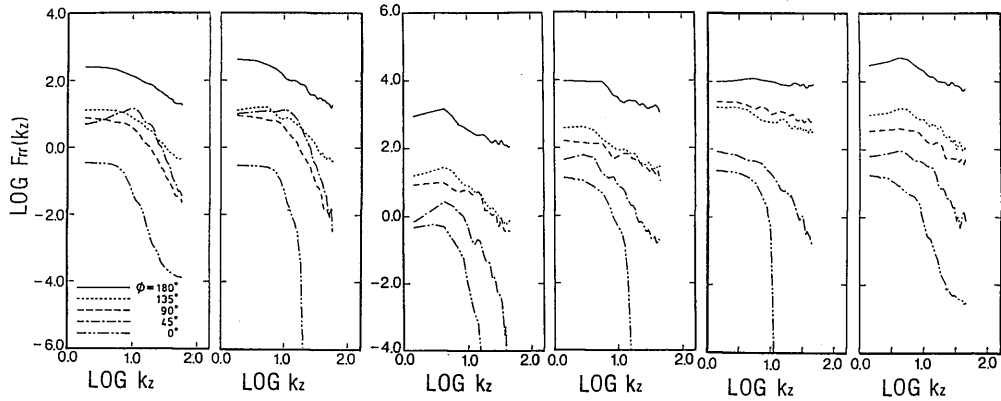


Fig. 5 Distributions of the R. M. S. temperature fluctuations



(a) Case 1 (b) Case 2 (c) Case 3 (d) Case 4 (e) Case 5 (f) Case 6

Fig. 6 One dimensional energy spectrum

は実験値に比べやや大きく R. M. S. 値を見積っているが、定性的には実験と同様な傾向を示している。レイリー数が上がるにつれ、実験値での頂部の変動のピークはコア近傍から内管側への移動が見られる。解析結果も同様な傾向を示しているが、Case 3 の解析結果と Case 4 の実験値がほぼ一致するものと見られる。こと、また Case 3 の平均温度分布で環状頂部における実験値に比べ温度を低く見積る傾向があることなどにより、実験に比べ解析の方が、頂部において一歩早く乱流の分布になっているものと思われる。これは、Case 3~5 の実験⁽³⁾では、内外管の温度差が大きく、本解析が基礎式にブジネ近似を適用しているため、温度による物性値の変化がかなり影響しているものと思われる。

Fig. 6 (a)~(f) に Case 1~Case 6 の解析による速度変動の半径方向成分の 1 次元エネルギースペクトルを示す。 $Ra_L = 2.51 \times 10^6$ の場合、Case 1 ($C_s = 0.0$) ではエネルギーの消散領域に相当と思われる高波数域で一部エネルギーがたまっていることがわかる。一方、Case 2 ($C_s = 0.1$) では、Subgrid scale のモデルによる数値拡散の効果によって高波数領域での急激な負勾配が捕らえられている。また、Case 2~5 とレイリー数が上がるにつれ、全体のエネルギーレベルも大きくなり、特に高波数域でのエネルギーレベルが大きくなっていることが分かる。 $Ra_L = 1.18 \times 10^9$ で C_s を変えた Case 5 ($C_s = 0.1$) と Case 6 ($C_s = 0.2$) では、Case 6 の方が高波数域での勾配が急になっており、

C_s が大きいと高波数でのエネルギー散逸を過大に評価することが分かる。なお、 $C_s = 0.0$ とした Case 7 場合、時間刻みを Case 5 の 10 分の 1 にしても、解は発散した。これは、今回用いた格子数では、このような高レイリー数域で、DNS を行うこと自体無理であり、仮に大型計算機の能力を十分に用いて DNS を行

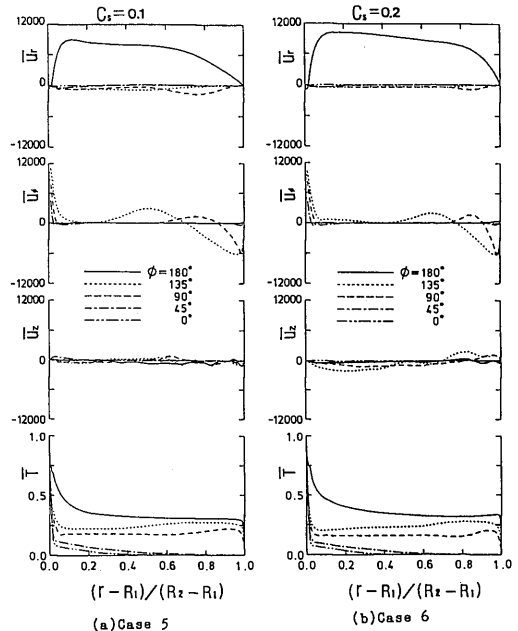


Fig. 7 Mean velocity and temperature distributions

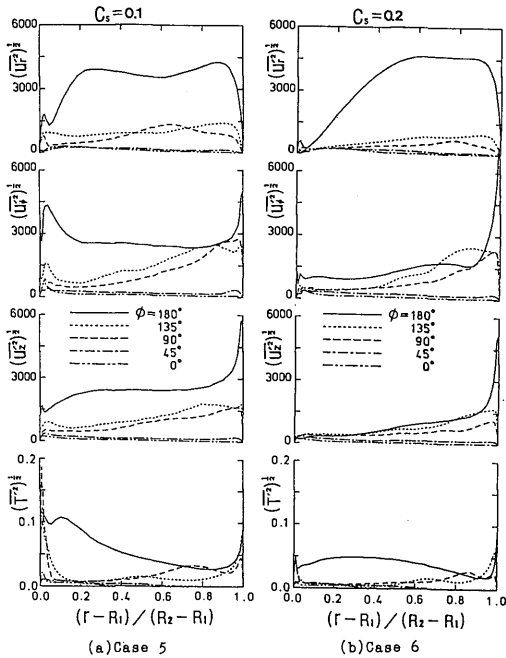


Fig. 8 R. M. S velocity and temperature distributions

ったとしても、実際には存在すると思われる高波数域での渦構造まで捕らえる事は不可能と思われる。このことにより高レイリー数の解析では LES が有望であると思われる。

Fig. 7 (a), (b) に Cas 5, 6 の平均速度および温度分布を示す。モデル定数 C_s による平均速度、温度分布に対する影響については、両者でほとんど違いは見られない。しかし Fig. 8 (a), (b) の速度および温度の RMS 値分布より、モデル定数 C_s の影響が大きく現われており、 C_s が大きいと、乱流量を過小評価することが分かる。

今回の解析だけでは、モデル定数 C_s の値を一概に決定することは難しいが、 $Ra_L = 1.18 \times 10^9$ の解析結果より、現段階では、 $C_s = 0.1$ が適切であると思われる。

4. 結 言

本研究では、水平環状空間内の乱流自然対流を対象とした解析を行い、以下の事が明らかとなった。

- (1) 一次元エネルギースペクトルにより、高レイリー数域での解析に対し、LES の有要性が示された。

- (2) 平均温度分布および温度変動の R. M. S. 値と実験値を比較することにより、平均量に関しては、本解析が実験の熱流動状況を精度良く再現できることが分かった。また変動量に関しては内外管温度差が大きい場合、物性値変化の影響が大きく現われることが分かった。

記 号

- C_s : Smagorinsky 定数
- F_{rr} : 速度変動の半径方向一次元エネルギースペクトル
- K_M : SGS 渦拡散係数
- K_T : SGS 温度拡散係数
- k_z : 管軸方向の波数
- Nu : ヌセルト数
- P : 圧力
- Pr : プラントル数
- Pr_t : SGS 乱流プラントル数
- r : 半径方向座標
- Δr : 半径方向の格子幅
- R : 半径
- Ra_L : ギャップ幅に基づくレイリー数
- R_{ij} : SGS レイノルズ応力
- R_{Tj} : SGS 乱流熱流束
- t : 時間
- Δt : 時間刻み幅
- T : 温度
- U : 速度
- z : 管軸方向座標
- Δz : 管軸方向の格子幅
- ϕ : 円周方向座標
- $\Delta \phi$: 円周方向の格子幅
- Δ : フィルタリング幅 ($= (r \cdot \Delta r \cdot \Delta \phi \cdot \Delta z)^{1/3}$)
- δ_i : 重力方向の単位ベクトル

添 字

- 1 : 内管における量
- 2 : 外管における量
- r : 半径方向成分
- ϕ : 円周方向成分
- z : 管軸方向成分
- : 時間平均量
- ' : 変動量

謝 辞

本研究は平成 2 年度科学研究費補助金 [一般研究 (C), No, 01550181] , および日本原子力研究所との協力研究 (99105) による援助を受けて行われた。ここに謝意を表わす。

文 献

- 1) Eidson, T. M., J. Fluid Mech **158**, 245-268 (1985)
- 2) Kuehn, T. H., et al.: J. Heat Transfer, **100**, 635 (1978)
- 3) McLeod, A. E., et al.: Int J. Heat Mass Transfer, **32**, 1967 (1989)