

建物周辺気流解析のための
高精度 LES 適用技術の開発

飯塚 悟



建物周辺気流解析のための
高精度 LES 適用技術の開発

1999 年 12 月

東京大学大学院工学系研究科建築学専攻

飯塚 悟

(ver.1.2 2000 年 2 月 18 日)

目次

第1章 序論	4
第2章 LESの基礎方程式とSGSモデルの概要	7
2.1 はじめに	7
2.2 数値シミュレーションと乱流モデル	7
2.3 フィルタリングとLESの基礎方程式	9
2.3.1 フィルタリング	9
2.3.2 LESの基礎方程式とSGS応力	12
2.4 SGSモデリングにおける留意点	13
2.4.1 ガリレイ不変則に基づくSGSモデルの制約条件	13
2.4.2 GS場からSGS場へのエネルギー輸送構造	14
2.5 代表的なSGSモデル	17
2.5.1 Smagorinskyモデル	17
2.5.2 scale-similarityモデル	22
2.5.3 dynamic SGSモデル	26
2.5.4 dynamic SGSモデルの計算安定化手法	40
2.6 第2章まとめ	47
第3章 建物周辺気流のための数値計算方法	48
3.1 はじめに	48
3.2 基礎方程式の無次元化	48
3.3 離散スキーム	49
3.3.1 空間差分スキーム	49
3.3.2 時間差分スキーム	49
3.4 アルゴリズム	49

3.5 境界条件	50
3.5.1 流入境界条件	50
3.5.2 流出境界条件	51
3.5.3 壁面境界条件	51
3.6 第3章まとめ	52
第4章 建物周辺気流の高精度 LES 解析手法の適用	53
4.1 はじめに	53
4.2 計算対象	53
4.3 計算ケース	54
4.4 数値計算方法	56
4.5 各種 SGS モデルの予測精度の検証	57
4.5.1 標準 Smagorinsky モデルと dynamic SGS モデルの比較	60
4.5.2 dynamic SGS モデルへの Lagrangian 型安定化手法の導入とその効果	65
4.5.3 Lagrangian dynamic mixed SGS モデルの適用	69
4.6 計算格子依存性の検討	71
4.6.1 格子分割の相連の及ぼす影響	72
4.6.2 grid stretching ratio の及ぼす影響	74
4.7 グリッドシステムの相連の及ぼす影響	77
4.8 高精度 LES 解析手法の適用	78
4.9 第4章まとめ	80
第5章 人工的に生成した流入変動風に基づく建物周辺気流の LES 解析	82
5.1 はじめに	82
5.2 計算対象	82
5.3 計算ケース	83
5.4 数値計算方法	85
5.5 流入変動風の生成	85
5.5.1 変動風の生成方法	86
5.5.2 生成される変動風に対する連続条件の課し方	88
5.5.3 生成される変動風の調整	90

5.4.4 生成される変動風の性状	91
5.6 計算結果	91
5.6.1 インテグラルパラメータ	92
5.6.2 平均風速	94
5.7 第5章まとめ	95
第6章 結論	96
Appendix A scale-similarity モデルにおける2重フィルタ操作の定式化上の問題点	98
Appendix B テストフィルタ操作の定式化に基づく dynamic Smagorinsky モデルの係数 C の評価	109
Appendix C Lagrangian 型安定化手法における積分時間スケール T の定式化に関する検討	115
記号表	121
参考文献	124
発表論文	130
謝辞	134
筆者略歴	135

第1章

序論

本研究は、Large Eddy Simulation (LES) と呼ばれる数値解析手法を用いて建物周辺気流を対象とした解析を行い、高精度予測が可能となる LES 解析手法を検討するとともに、この手法が実用的に利用できるための技術を確認することを目的とするものである。このような建物周辺気流の予測・解析技術は、高層建物周辺で発生するビル風、建物の換気・通風、汚染物の拡散等の建築・都市環境工学に関わる諸問題から、建物に作用する風荷重や構造物の風振動等の建築構造工学に関わる問題まで、多くの問題解決の基礎となるものであり、その有用性は極めて大きいものとなる。

本研究で用いる数値解析手法は、計算機能力の向上に伴い近年急速な進歩を遂げてきたものである。この手法はこれまでに専ら用いられてきた風洞実験に比べ、設定条件の任意性が高いことや流れの微細構造の詳細な解析が可能といった利点を有し、風洞実験に代わりうる手法として多くの注目を集め、また実用化への検討も進んできている。

数値解析手法には大きく分けて次の2つがある。1つは流体の運動を記述する Navier-Stokes (N-S) 方程式を何ら特別な操作を施すことなしにそのまま直接的に解く Direct Numerical Simulation (DNS) と呼ばれる方法である。この方法は単純明快かつ理想的なものであるが、実用上は適用困難である場合が多い。もう1つは DNS の困難を克服するための方法として提案されている、乱流モデルを導入した数値解析手法である。この方法では N-S 方程式に平均化操作を導入してある程度スケールの大きい流体の運動のみに着目し、小さいスケールの変動については適当なモデル(乱流モデル)により表現する。この乱流モデルを導入した数値解析手法はさらに、本研究で用いる LES と Reynolds Averaged N-S equation (RANS) モデルと呼ばれる方法の2つに分けられる。

このような数値解析手法を本研究で取り扱う建物周辺気流解析に適用することを考えた場合、解析を困難にする要因として主に次のような問題点と特徴が挙げられる。

- ① 一般に Reynolds 数が大きい
- ② 様々な流れ性状を含む極めて複雑な乱流場である
- ③ 建物の存在が境界条件に大きく影響する

①の Reynolds 数が大きいという問題はあらゆる意味で数値解析を困難にする。この問題は特に DNS の適用を困難とする。DNS で必要とされる計算格子数は概算で Reynolds 数の $9/4$ 乗のオーダーといわれており、例えば、Reynolds 数が 10^6 のオーダーの建物周辺気流を DNS の解析対象とする場合、必要な格子点数は 10^{13} のオーダーとなる。このような DNS を実行することは、現在の計算機資源では到底不可能と言わざるを得ず、将来的にもその実行の見通しは少ない。従って、建物周辺気流のような一般に Reynolds 数の大きい流れ場の解析には、必然的に乱流モデルを用いた数値解析手法の導入が余儀なくされる。

また②に示すように、建物周辺の流れは建物前面における衝突、角部からの剥離、後方の循環流など様々な流れ性状を含む極めて複雑な流れとなる。このような流れの解析が難しいことは経験的にも理論的にもよく知られたところである。建物周辺気流を始めとする複雑乱流場の解析に RANS モデルに基づく数値解析手法を適用した場合、高精度の解が得られないことは数多く報告されており、モデルの構造の欠陥等、様々な問題点が指摘されている。一方、乱流モデルを用いた数値解析手法のもう1つの方法である LES は、RANS モデルに比べてモデル化・近似化の程度が小さく、このような複雑乱流場の解析に有効な方法と考えられている。

また、数値解析は計算機上に仮想的な有限の空間を設けて行うものであるため、建物壁面などの物理的な境界以外にも解析空間を制限するための非物理的な境界が存在する。しかし、一般には計算負荷等の問題から解析空間を広い領域に設けることは困難である。そのため、建物周辺気流解析では③に示すように建物の存在による流れ性状の変化が流出境界まで影響される。従って、平行平板流(チャンネル流)を始めとする単純な流れ場の解析で多く用いられる周期境界条件の適用が難しく、流入、流出境界に対しては特別な取り扱いが必要となる。特に流入境界条件の取り扱いが困難になる。

以上のことを踏まえながら本研究では、LES による数値解析手法を導入し、建物周辺気流解析のための高精度 LES 解析手法、さらに高精度 LES 解析手法を実用的に利用できるための技術を確認する。本研究ではまず始めに、LES 解析で用いられる様々な計算条件を系統的に変化させ、各計算条件が予測精度に及ぼす影響の詳細な検討を行う。最終的にこれらの総合的な判断に基づいて高精度 LES 解析手法が確立される。次に、このような高精度 LES 解析手法を実用的に利用するために、大きな課題の1つとされる流入境界条件としての風速変動(流入変動風)に関する検討を行う。流入変動風を人工的に生成する手法を導入し、生成された変動風を流入条件とする建物周辺気流の LES 解析を行い、流入変動風が流れ場に及ぼす影響について検討する。ここで用いる人工的な流入変動風は様々な流入風性状を模擬することができ、これを用いた高精度 LES 解析手法は実用問題への幅広い適用が可能となると考えられる。

本論文は以下に示す6つの章より構成されている。

第1章では、序論として本研究の目的と概要が述べられる。

第2章では、本研究で用いられる LES の基礎方程式を始めとして、LES で導入される sub-grid scale (SGS) モデルの概要が説明される。SGS モデルに関しては、代表的なモデルを取りあげて導出方法からそのモデルの持つ利点・欠点まで、筆者の解釈を交えながら詳しく述べられる。ここに示される SGS モデルの幾つかは第4章において建物周辺気流の LES 解析に適用され、予測精度の検証が行われる。

第3章では、第2章で説明を行った LES の基礎方程式、SGS モデルを用いて実際に建物周辺気流を解析するために必要な数値計算方法が説明される。

第4章では、第2章、第3章で述べられる数値解析手法を用いて、乱れのない一様流中に置かれた単体建物モデルの周辺流れを対象とした LES 解析が行われる。本章での目的は建物周辺気流解析のための高精度 LES 解析手法を確立することにある。このために、LES の SGS モデル、計算格子、グリッドシステムの計算諸条件を系統的に変化させた LES 解析を行い、各計算条件が予測精度に及ぼす影響が詳しく検討される。最終的にこれらの総合的な判断に基づき、建物周辺気流を高精度に予測することが可能となる LES 解析手法が確立される。

第5章では、第4章で確立される高精度 LES 解析手法を実用的に利用するために大きな課題の1つとなる流入境界条件としての風速変動(流入変動風)に関する検討が行われる。流入変動風を人工的に生成する技術を LES 解析手法に導入し、生成された流入変動風を用いて第4章と同じ建物モデルの周辺流れを対象とした解析を行い、流入変動風が流れ場に及ぼす影響についての検討が行われる。

第6章では、本論文全体のまとめとして、本研究で得られた成果と今後の課題が総括される。

尚、Appendix に示す項目は本論文の本筋からは多少逸れるものであるが、本研究の遂行上、問題とされたことをまとめたものである。

第2章

LES の基礎方程式と SGS モデルの概要

2.1 はじめに

本章では、本研究で行う建物周辺気流解析の解析手法として用いる Large Eddy Simulation (LES) の基礎方程式、並びに LES で用いられる sub-grid scale (SGS) モデルに関して述べる。尚、本研究で取り扱う建物周辺気流は等温・非圧縮の流れを想定しており、この条件を前提として以下に記述を行う。

2.2 数値シミュレーションと乱流モデル

流体現象(流体の力学的変化)においても、物理力学の一般法則である質量・運動量・エネルギーの3つの保存則が成り立つ。但し、流れ場が等温で非圧縮の性質を持つ場合には、質量保存則と運動量保存則の2つにより流体現象を記述することができる。流体力学においては質量保存則を表す方程式のことを連続式と呼び、運動量保存則を表す方程式のことを Navier-Stokes (N-S) 方程式と呼ぶ。これらはそれぞれ(2.1)式と(2.2)式で示される。

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.2)$$

u_i : 速度ベクトルの瞬時値 ($i=1, 2, 3$)

p : 圧力の瞬時値

ρ : 密度

ν_{eff} : 分子動粘性係数

(2.1)式と(2.2)式は流体の種類、また層流・乱流に関わらず成り立つものである。これらの式の導出については流体力学の教科書(例えば、日野 1992)等を参照されたい。

原理的には(2.1)式と(2.2)式は積分すれば厳密解を得られることになるはずであるが、特別な場合を除き、一般にこれらの解析的な積分は実行できない。このため、これらの方程式系を解くためには、通常、数値的な近似法(離散化手法)が導入される。このように離散化された方程式系を数値的に解く方法が数値シミュレーションと呼ばれるものである。

本来、離散化された基礎方程式に対して何ら特別な操作を施さず、そのまま直接解くことが理想的な方法である。この方法を Direct Numerical Simulation (直接数値シミュレーション: DNS) と呼ぶ。しかし、“特別な操作を施さないでそのまま直接解く”ためには、流体に含まれる全てのスケールの渦を分解できるように充分細かい離散点(格子点)を設ける必要がある。そのため、DNS で要求される計算量は必然的に膨大なものとなり、実用上は運用困難な場合が多い。乱流場を解析する場合、DNS で必要な格子点数は概算で $O(Re^{9/4})$ (Re : Reynolds (レイノルズ) 数) である(吉澤 1988)。本研究で取り扱う建物周辺気流を始めとして、工学で興味の対象となる流れ場の多くは高 Re 数の流れであり、例えば、 Re 数が 10^6 のオーダーの建物周辺気流を DNS の解析対象とする場合、必要な格子点数は 10^{13} のオーダーとなる。このような DNS を実行することは、現在の計算機資源では到底不可能と言わざるを得ず、将来的にもその実行の見通しは少ない。

これを克服するための方法として、DNS のように流体に含まれる全てのスケールの渦を解析対象とすることを放棄し、ある程度スケールの大きい渦変動のみに着目し、小さいスケールの渦変動は適当なモデルを導入することにより数値解析する方法が提案されている。これは、比較的大きなスケールの渦により構成される流れが解析対象であるならば変化の仕方はある程度緩やかであるから、多少粗い計算格子を用いても解析可能と考えるものである。この場合、流れの基礎方程式系に対してアンサンブル平均や時間平均に基づく平均化操作、或いは空間的なフィルタ操作(フィルタリング)による粗視化といった方法が導入される。また、この際に小さいスケールの変動を模擬するために用いられるモデルがいわゆる乱流モデルである。

アンサンブル平均或いは時間平均に基づく方法で用いられる乱流モデルは Reynolds Averaged N-S equation モデル(レイノルズ平均モデル: RANS モデル)と呼ばれる。代表的なものに k-ε 型 2 方程式モデルがある。k-ε モデルは理工学における乱流解析の中で最も広く一般的に使われているモデルである。k-ε モデルやその他の RANS モデルの具体的な説明については、本論文の本筋から逸れるのでここでは省略する。詳しくは乱流解析の教科書(例えば、数値流体力学編集委員会 1995)等を参照されたい。k-ε モデルを始めとする RANS モデルは管内流や平板境界層流等の比較的単純な流れ場の解析では多大な成功を

収めてきたが、本研究で対象とする建物周辺気流のような複雑乱流場の解析においては様々な問題が指摘されてきている(例えば、村上ら 1991)。RANS モデルではアンサンブル平均量(或いは時間平均量)からずれた変動成分をモデル化の対象としているため、後述する LES で用いる SGS モデルに比べて相対的にモデル化の程度が大きくなる。そのため、様々な流れ性状が混在する複雑乱流場において普遍的なモデルを構築することはそもそも困難であるといえ、このことが多くの問題を引き起こしていると考えられる。

一方、基礎方程式系に対してフィルタリングを施す方法で用いられる乱流モデルは SGS モデルと呼ばれる。SGS モデルとフィルタリングを施した方程式系に基づいて乱流を解析する方法が LES である。LES の概念は、計算格子で捉えられるスケールの変動成分については直接解析し、計算格子以下の小さなスケールの変動成分を SGS モデルによりモデル化すると考えると分かりやすい(この概念については後述の 2.3.1.2 において再度論じる)。このように LES で用いる SGS モデルは格子スケール以下の変動成分を模擬するものであるから、RANS モデルに比べて相対的にモデル化の度合いが小さくなる。従って、SGS モデルは RANS モデルに比べ、より普遍的なモデルを構築すること可能と考えられ、複雑乱流場の解析に対しても有効に機能することが期待される。次節以降において、LES の基礎方程式及び SGS モデルについて詳しく解説していくこととする。

2.3 フィルタリングと LES の基礎方程式

2.3.1 フィルタリング

LES では流れ場の変数 f に対して空間的なフィルタリングを施し、 f を計算格子で解像できる grid scale (GS) 成分(或いは resolvable scale 成分) \bar{f} と、解像できない SGS 成分(或いは unresolvable scale 成分) f'' に分離して取り扱う。

$$f(x_i, t) = \bar{f}(x_i, t) + f''(x_i, t) \quad (2.3)$$

\bar{f} が LES で解析対象となる“large eddy”であり、 f'' がモデル化が必要となる未知量である。ここで、 \bar{f} はフィルタ関数 $G(x_i - x'_i)$ を用いて次式で定義される (Leonard 1974)。

$$\bar{f}(x_i, t) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \prod_{j=1}^3 G(x_i - x'_j) f(x'_j, t) dx'_j \quad (2.4)$$

尚、(2.4)式は 1 次元フィルタ関数 $G(x_i - x'_i)$ を 3 方向に課したものとなっている。

2.3.1.1 フィルタの種類

LES で用いられるフィルタ関数 $G(x_i - x'_i)$ としては、(1) Gaussian フィルタ、(2) top-hat フィルタ、(3) sharp cut-off フィルタの3つが一般的とされている。これらのフィルタは実空間（物理空間）及び波数空間のそれぞれにおいて以下のように示される。

(1) Gaussian フィルタ

$$\text{(実空間)} \quad G(x_i - x'_i) = \sqrt{\frac{6}{\pi}} \frac{1}{\Delta_i} \exp\left\{-\frac{6(x_i - x'_i)^2}{\Delta_i^2}\right\} \quad (2.5)$$

$$\text{(波数空間)} \quad \hat{G}(k_i) = \exp\left(-\frac{(\Delta_i k_i)^2}{24}\right) \quad (2.6)$$

(2) top-hat フィルタ

$$\text{(実空間)} \quad G(x_i - x'_i) = \begin{cases} 1/\bar{\Delta}_i & (|x_i - x'_i| \leq \bar{\Delta}_i/2) \\ 0 & (|x_i - x'_i| > \bar{\Delta}_i/2) \end{cases} \quad (2.7)$$

$$\text{(波数空間)} \quad \hat{G}(k_i) = \frac{2 \sin\left(\frac{\bar{\Delta}_i k_i}{2}\right)}{\Delta_i k_i} \quad (2.8)$$

(3) sharp cut-off フィルタ

$$\text{(実空間)} \quad G(x_i) = \frac{2 \sin\left(\frac{\pi x_i}{\Delta_i}\right)}{\pi x_i} \quad (2.9)$$

$$\text{(波数空間)} \quad G(x_i - x'_i) = \begin{cases} 1 & (|k_i| \leq \pi/\bar{\Delta}_i) \\ 0 & (|k_i| > \pi/\bar{\Delta}_i) \end{cases} \quad (2.10)$$

ここで、 $\bar{\Delta}_i$ は x_i 方向のフィルタ幅であり、計算格子幅に対応づけられる。 k_i は実空間の x_i 方向成分に対応する波数空間上の成分を示す。また、これらのフィルタは次式を満たすように正規化されている。

$$\iiint_{-\infty}^{\infty} \prod_{i=1}^3 G(x_i - x'_i) dx'_i = 1 \quad (2.11)$$

但し、離散化手法として有限差分法や有限体積法を用いて実空間上で LES を行う場合には、このようなフィルタ関数の定式化についてはあまり重要視されていない（但し、後述する SGS モデルにおいて2重フィルタ操作が現れる場合、2回目のフィルタ操作に対しては陽的な定式化が必要である。これについては2.5.2.4と2.5.3.5で後述する）。これらの場合には、基礎方程式系を離散化することにより空間的なフィルタ効果が現れるとして、陽にはフィルタを定義していない場合が殆どである。2次精度の中心差分を用いて基礎方程式系の微分演算を離散化近似する場合には、微分演算に対して陰的に上記の Top-hat フィルタの効果を持つとされているが（森西 1993）、これとは異なる差分近似を用いた場合のフィルタ効果がどのように定式化されるかということについては特に明確にされていない。

2.3.1.2 フィルタの性質

LES で用いられるフィルタは、一般に以下に示す性質を持つ。

$$\bar{\bar{f}} = \bar{f} \quad (2.12)$$

$$\overline{\bar{f} \cdot f^*} = 0 \quad (2.13)$$

$$\overline{\frac{\partial^n f}{\partial x_i^n}} = \frac{\partial^n \bar{f}}{\partial x_i^n} \quad (n \text{ は微分の階数を表す}) \quad (2.14)$$

(2.12)式と(2.13)式において、 $\bar{\cdot}$ をアンサンブル平均、 \cdot^* をアンサンブル平均からのずれと考えると、(2.12)式と(2.13)式の間は等号となる。これがアンサンブル平均に基づく RANS モデルと LES の大きな違いで、これらの関係が生じる分、LES のモデル化 (SGS モデル) の取り扱いが煩雑となる。但し、フィルタとして sharp cut-off フィルタを適用する場合は特別で、(2.12)式と(2.13)式の間が成り立たず等号となる。尚、(2.14)式はフィルタ操作と微分演算の互換性が成り立つことを示したものである。

図 2.1 は(2.12)式に示す関係と、同式の間が等号である場合 (sharp cut-off フィルタを用いる場合) を適当な速度 u のエネルギースペクトルを用いて概念的に示したものである。前述の 2.2 では LES の概念を分かりやすく認識するために“計算格子で捉えられるスケ-

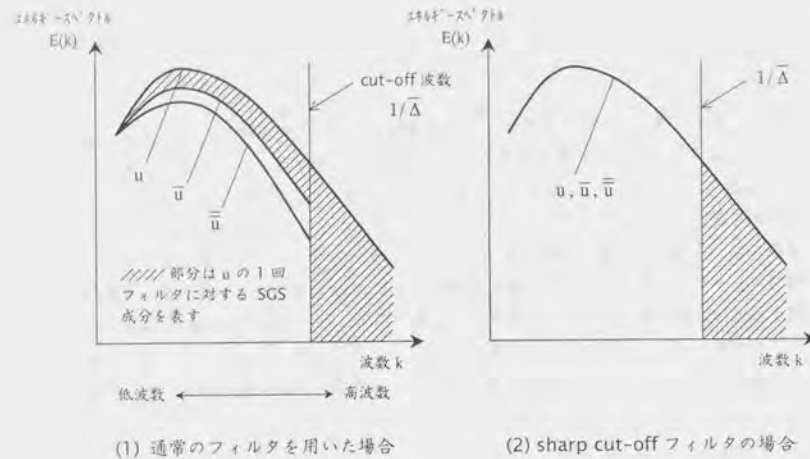


図 2.1 フィルタ操作によるエネルギースペクトルの変化

ルの変動成分については直接解析し、格子以下の小さなスケールの変動成分を SGS モデルによりモデル化する”と述べたが、図 2.1(1)に示すように、通常のフィルタ操作を行った際の SGS 成分は cut-off 波数よりも低波数の領域、即ち、格子スケールよりも大きなスケールの領域においても幾分存在する。従って sharp cut-off フィルタを用いる場合（図 2.1(2)参照）を除き、正確な意味では上述の概念は成り立たない。この概念はあくまで LES を簡易に理解するために用いられているものである。

2.3.2 LES の基礎方程式と SGS 応力

(2.1)式と(2.2)式に示す連続式と N-S 方程式に対し、前節で述べたフィルタリングを施すと、LES で用いる基礎方程式系、即ち、(2.15)式と(2.16)式に示す GS 場の連続式と N-S 方程式が得られる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.16)$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (2.17)$$

(2.16)式に示す GS の N-S 方程式における右辺第 3 項の τ_{ij} はフィルタリングの過程で (2.2)式の N-S 方程式の移流項起源で新たに現れる未知数である。この未知数は SGS 応力と呼ばれる。SGS の乱れによる GS 場への影響は SGS 応力 τ_{ij} を通じて組み込まれる。

また、 τ_{ij} は従来次のように分解して取り扱われてきた。

$$\tau_{ij} = L_{ij} + C_{ij} + R_{ij} \quad (2.18)$$

$$L_{ij} = \overline{u_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (2.19)$$

$$C_{ij} = \overline{u_i u_j'} + \overline{u_i' u_j} \quad (2.20)$$

$$R_{ij} = \overline{u_i' u_j'} \quad (2.21)$$

ここで、 L_{ij} 、 C_{ij} 及び R_{ij} はそれぞれ Leonard (レオナード) 項、cross (クロス) 項及び Reynolds (レイノルズ) 項と呼ばれる SGS 項である。このうち、 L_{ij} は GS 成分 \bar{u}_i のみで構成される量であるから、2重フィルタが陽に施されるならばモデル化なしに評価できる。一方、 C_{ij} と R_{ij} はともに SGS 成分 u_i' を含む量であるため、何らかのモデル化が必要となる。これらの量を GS の量に結びつけ、(2.15)式と(2.16)式を閉じた方程式系にするための工夫が SGS モデリングである。

2.4 SGS モデリングにおける留意点

LES における SGS モデルを構築するにあたってしばしば議論されることに、(1) ガリレイ不変則に基づく制約条件、(2) GS 場から SGS 場へのエネルギー輸送構造の 2 つがある。本節ではまず、これら 2 つに関して説明する。

2.4.1 ガリレイ不変則に基づく SGS モデルの制約条件

(2.18)式に示す SGS 応力 τ_{ij} の分解を行う場合、cross 項 C_{ij} と Reynolds 項 R_{ij} に対するモデル化が最低限必要となるが、その際の制約条件の 1 つとしてガリレイ不変則 (Galilean

invariance)がある。ガリレイ不変則は全ての移動座標系に対して基礎方程式が不変であるという力学上の最も重要な基本原理の一つである。当然のことながら、(2.2)式に示すN-S方程式はガリレイ不変則を満足する。しかし、(2.18)式の分解を施した τ_{ij} を含むGSのN-S方程式ではガリレイ不変則を満たすためには制約条件が生じる(Speziale 1985)。これは、 τ_{ij} を構成する L_{ij} 、 C_{ij} 及び R_{ij} のうち R_{ij} は独立にガリレイ不変則を満たすが、 L_{ij} と C_{ij} はそれぞれ独立にはガリレイ不変則が保たれず、両者の和($L_{ij}+C_{ij}$)として扱うことにより初めてガリレイ不変則が満足されるという制約である。従って、SGSモデルを構築する際には L_{ij} と C_{ij} の両者を同時にモデル化する、或いは同時に無視することが必要で、どちらか一方のみを考慮した場合にはガリレイ不変則は満足されない。

これに対し、GermanoはSGS項の各項が独立にガリレイ不変則を満足する τ_{ij} の分解(Germano decomposition)を提案している(Germano 1986)。Germanoによる τ_{ij} の分解は以下のようになる。

$$\tau_{ij} = L_{ij}^m + C_{ij}^m + R_{ij}^m \quad (2.22)$$

$$L_{ij}^m = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (2.23)$$

$$C_{ij}^m = \overline{u_i u_j^2} + \overline{u_i^2 u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j^2} - \overline{u_i^2} \overline{u_j} \quad (2.24)$$

$$R_{ij}^m = \overline{u_i^3 u_j} - \overline{u_i^2} \overline{u_j^2} \quad (2.25)$$

ここで L_{ij}^m 、 C_{ij}^m 及び R_{ij}^m は、それぞれ修正Leonard項、修正cross項及び修正Reynolds項と呼ばれる。Germano decompositionに基づいた場合、各項はそれぞれ独立にガリレイ不変則を満足するため、通例の τ_{ij} の分解で必要とされたガリレイ不変則に関する制約条件はなくなる。そのため、近年ではこれに基づいてSGSモデルを構築することも多く見られる。但しその一方で、通例の τ_{ij} の分解やGermano decompositionに基づく τ_{ij} の分解を行わず、 τ_{ij} そのものの自体をモデル化の対象とする考え方もある。

2.4.2 GS場からSGS場へのエネルギー輸送構造

GS場からSGS場へのエネルギーの輸送構造は、SGSモデルの構築上、さらにはSGSモデルの性能評価において多く議論されることである。ここで、このエネルギー輸送構造に関して整理しておく。

まず、GSの運動エネルギー $k_{GS} (= (1/2) \cdot \overline{u_i u_i})$ の輸送方程式を考える。 k_{GS} の輸送方程式は、(2.16)式に示すGSのN-S方程式の両辺に $\overline{u_i}$ を乗じて整理することにより、以下の

ように導かれる。

$$\frac{\partial k_{GS}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_i} k_{GS}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{\overline{u_j p}}{\rho} - \overline{u_j} \tau_{ij} + \nu \frac{\partial k_{GS}}{\partial x_j} \right) - \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \tau_{ij} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (2.26)$$

一方、SGSの運動エネルギー $k_{SGS} (= (1/2) \cdot \tau_{ij} = (1/2) \cdot (\overline{u_i u_i} - \overline{u_i} \overline{u_i}))$ の輸送方程式は、 $(1/2) \cdot \overline{u_i u_i}$ (ここでは k_{FS} と表記する)の輸送方程式にフィルタリングを施した $(1/2) \cdot \overline{u_i u_i}$ (ここでは $\overline{k_{FS}}$ と表記する)の輸送方程式から(2.26)式に示す k_{GS} の輸送方程式を差し引くことにより導かれる。

まず、 k_{FS} の輸送方程式は(2.2)式のN-S方程式の両辺に u_i を乗じて整理することにより、以下のように与えられる。

$$\frac{\partial k_{FS}}{\partial t} + \frac{\partial u_j k_{FS}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\frac{u_j p}{\rho} + \nu \frac{\partial k_{FS}}{\partial x_j} \right) - \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.27)$$

(2.27)式に対してフィルタリングを施すと、 $\overline{k_{FS}}$ の輸送方程式が(2.28)式のように導かれる。

$$\frac{\partial \overline{k_{FS}}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j} \overline{k_{FS}}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\frac{\overline{u_j p}}{\rho} - (\overline{u_j k_{FS}} - \overline{u_j} \overline{k_{FS}}) + \nu \frac{\partial \overline{k_{FS}}}{\partial x_j} \right\} - \nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (2.28)$$

従って、 k_{SGS} の輸送方程式は(2.28)式から(2.26)式を差し引くことにより次式のように与えられる。

$$\frac{\partial k_{SGS}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{u_j} k_{SGS}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\frac{\overline{u_j p}}{\rho} + \frac{\overline{u_j p}}{\rho} - (\overline{u_j k_{FS}} - \overline{u_j} \overline{k_{FS}} - \overline{u_j} \tau_{ij}) + \nu \frac{\partial k_{SGS}}{\partial x_j} \right\} - \nu \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} - \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \right) - \tau_{ij} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} \quad (2.29)$$

ここで、(2.26)式に示す k_{GS} の輸送方程式と(2.29)式に示す k_{SGS} の輸送方程式を比較してみると、両式の右辺最終項が同じ形であるが逆符号で現れていることが分かる。これはGSとSGS間のエネルギーの輸送率を表すものであり、この項の存在によりGSとSGS間でエネルギーの授受が行われる。GS場から見たとき、即ち、 k_{GS} の輸送方程式においてはこの項はSGSへ失われるエネルギーの散逸率を示し、 $-E_{SGS}$ と表される。

$$-\epsilon_{SGS} = \tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \tau_{ij} \bar{S}_{ij} \quad (\text{対象性を考慮して, } \tau_{ij} \cdot (\partial \bar{u}_i / \partial x_j) = \tau_{ij} \bar{S}_{ij}) \quad (2.30)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.31)$$

一方、SGS場から見たとき、即ち、 k_{SGS} の輸送方程式においては k_{SGS} を生産する役割を担う項であり、 P_{kSGS} と表される。

$$P_{kSGS} = -\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} \quad (2.32)$$

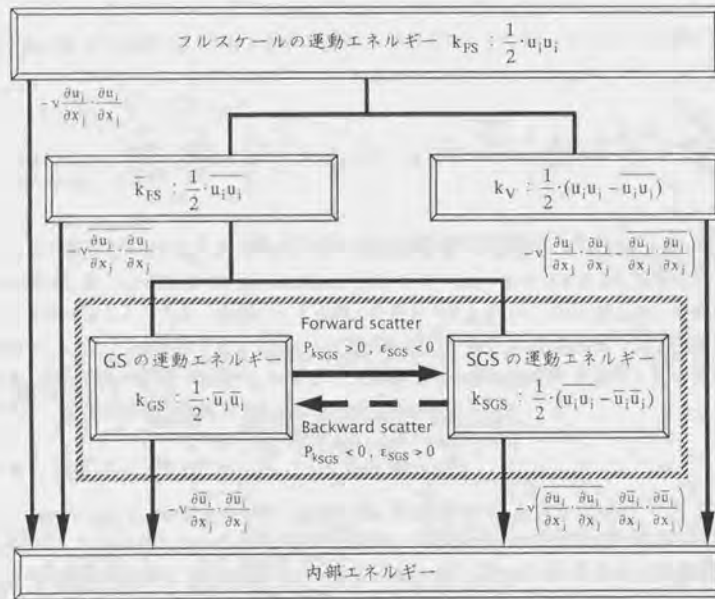


図 2.2 運動エネルギーの輸送機構

P_{kSGS} (k_{SGS} の生産項)が正のときは、 $-\epsilon_{SGS}$ (k_{GS} のSGSへの散逸率)が負となるからGSの運動エネルギーがその分減少する、つまりGSからSGSへエネルギー輸送が行われる。このような状況をforward scatter (エネルギーの順輸送)と呼ぶ。平均的にはforward scatterが生じていることが多いと考えられるが、局所的または瞬時的にSGSからGSへエネルギーが輸送されることもある。この状況はbackward scatter (エネルギーの逆輸送)と呼ばれる。backward scatterは、境界層流の遷移過程、さらには充分発達した場合等においてかなりの領域・時間的な頻度で存在することが確認されてきており(例えば、Horiuti 1989, Piomelli et al. 1991)、これをどのように再現するかということがSGSモデルの構築や性能評価の際の大きな議論と1つとなっている。

尚、図 2.2 はGSとSGS間のエネルギーの授受を中心に運動エネルギーの輸送機構を明示したものである。

2.5 代表的なSGSモデル

LESにおけるSGSモデルとしては1963年にSmagorinskyにより提案されたSmagorinskyモデル(Smagorinsky 1963)に始まり、近年のdynamic SGSモデル(Germano et al. 1991等)に至るまで、数多くのモデルが提案されている。このうちの幾つかをSGSモデルの発展の系譜として表 2.1 に示す。

2.2 で述べたように、RANSモデルではk-ε型“2方程式”モデルが主流であるが、LESにおいては表 2.1 に示した殆どのSGSモデルを含め、これまでに提案されているモデルは通常0方程式型モデル(代数近似型モデル)である。SGSの運動エネルギー k_{SGS} の輸送方程式を解くことによりSGS応力 τ_{ij} を与える1方程式型SGSモデル(Deardorff 1980, Moeng 1984, Nieuwstadt 1990等)や、 $\tau_{ij} (L_{ij} + C_{ij} = 0$ として $\tau_{ij} = R_{ij})$ をその輸送方程式を解くことにより求める応力方程式型SGSモデル(Deardorff 1980, Schmidt et al. 1989等)なども気象分野を中心に検討されてきたが、一般にはそれほど多く利用されていない。これは、0方程式型モデルの代表格であるSmagorinskyモデルが計算安定性も含め、多大な成功を収めてきたことによるところが大きい。以下ではこのSmagorinskyモデルを始めとして、代表的なSGSモデルとして現在多く用いられているscale-similarityモデルやdynamic SGSモデルについて解説し、またこれらのSGSモデルの利点・欠点を整理する。

2.5.1 Smagorinskyモデル

前述のように、Smagorinskyモデルはその名のSmagorinskyにより提案されたLESで最初のSGSモデルである。このモデルはDeardorffのRe数無限大のチャンネル流(平行

表 2.1 SGSモデルの発展の系譜

● 第1世代 (1960年代): Smagorinskyモデルの登場		
1) Smagorinsky	(1963)	Smagorinskyモデル
2) Lilly	(1967)	Smagorinskyモデルの理論的裏付け
... etc.		
● 第2世代 (1970年代~1980年代): Smagorinskyモデルの改良 (staticタイプ)		
1) Schumann	(1975)	1方程式型SGSモデル
2) Deardorff	(1980)	1方程式型SGSモデル、応力方程式型SGSモデル
3) Bardina et al.	(1981)	scale-similarity (スケール相似則) モデル
4) Yakhot et al.	(1986)	Renormalization Group (繰り込み群: RNG) モデル
5) Yoshizawa	(1991)	Two Scale Direct-Interaction Approximation (2スケール直接相互作用近似: TSDIA) モデル
... etc.		
● 第3世代 (1990年代): dynamic SGSモデルの登場・急速な普及		
1) Germano et al.	(1991)	dynamic Smagorinskyモデル
2) Lilly	(1992)	dynamic procedureの改良
3) Zang et al.	(1993)	dynamic mixed SGSモデル
4) Vreman et al.	(1994)	dynamic mixed SGSモデル (Zangらのモデルの改良)
5) Salvetti et al.	(1995)	dynamic two parameter mixed SGSモデル
6) Horiuti	(1997)	dynamic multi parameter mixed SGSモデル
7) Yoshizawa et al.	(1996)	非平衡渦粘性型 dynamic SGSモデル
... etc.		

平板間流)のLES解析(Deardorff 1970)に始まり、様々な乱流場のLES解析において幅広く用いられてきたものであり、SGSモデルの最も基本的なモデルとなっている。

2.5.1.1 Smagorinskyモデルの導出

Smagorinskyモデルではまず、SGS応力 τ_{ij} を構成するLeonard項 L_{ij} 、cross項 C_{ij} 、

Reynolds項 R_{ij} のうち L_{ij} と C_{ij} はお互いに打ち消し合う効果があり、両者を合わせて無視できる($L_{ij}+C_{ij}=0$)とし、 τ_{ij} は R_{ij} のみで代表されると仮定する。さらに R_{ij} は、分子粘性 ν によって生じるせん断応力と速度勾配の関係式とのアナロジーから、SGSの渦動粘性係数 ν_{SGS} を導入し、GSの速度勾配(歪み速度テンソル) \bar{S}_{ij} に比例するものとして次式のようにモデル化する。

$$\tau_{ij} = R_{ij} = \overline{u_i u_j} = -2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} + \frac{1}{3} \delta_{ij} R_{kk} \quad (2.33)$$

(2.29)式の ν_{SGS} は以下のように導かれる。まず、SGSの代表物理量としてSGSの運動エネルギー k_{SGS} の粘性散逸率 ϵ_v ((2.29)式の右辺第2項)とグリットスケール $\bar{\Delta}$ を選ぶと、次元解析から次式の関係が得られる。

$$\nu_{SGS} = \epsilon_v^{1/3} (C_S \bar{\Delta})^{4/3} \quad (2.34)$$

ここで、 C_S はSmagorinsky定数と呼ばれ、Smagorinskyモデルに現れる唯一のモデル定数である。また、 $\bar{\Delta}$ は一般に

$$\bar{\Delta} = (\bar{\Delta}_1 \bar{\Delta}_2 \bar{\Delta}_3)^{1/3} \quad (2.35)$$

$\bar{\Delta}_i$: i方向の格子幅

とすることが多い。 ϵ_v については、(2.29)式に示す k_{SGS} の輸送方程式に対して生産・散逸の局所平衡、即ち、 k_{SGS} の生産項 $P_{k_{SGS}}$ ($= -\tau_{ij} \bar{S}_{ij}$)と ϵ_v の釣り合いを仮定して次式で与える。

$$\epsilon_v = P_{k_{SGS}} = -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} \quad (2.36)$$

(2.36)式を(2.34)式の ϵ_v に代入し、さらに τ_{ij} を(2.33)式で近似すれば ν_{SGS} は(2.37)式で与えられる。

$$\nu_{SGS} = (C_S \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \quad (2.37)$$

$$|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij} \bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (2.38)$$

(2.37)式の v_{SGS} を用いて(2.33)式により τ_{ij} を近似するSGSモデルがSmagorinskyモデルである。尚、(2.33)式に現れる R_{ij} の対角成分 R_{kk} は、 v_{SGS} と $\bar{\Delta}$ を用いて次元解析により代数的に与えることもできるが、通常は(2.16)式の右辺第1項に示す圧力項に含まれるとして陽に取り扱わない場合が多い。

2.5.1.2 Smagorinskyモデルの問題点

Smagorinskyモデルは等方性乱流やチャンネル流等の単純せん断流など、各種の基本的な乱流場に適用され、k-εモデルを始めとするRANSモデルとの比較において多くの成功を収めてきた。また、後述するようにSmagorinskyモデルではエネルギー輸送がGSからSGSへ向かって行われるforward scatterが常に仮定されているため、計算を安定に行うことができるという利点も持っている。しかし、そのモデル化が単純な渦粘性近似(勾配拡散近似)に準拠しているため、本研究で取り扱う建物周辺のような複雑乱流場に適用するには幾つかの問題点がある。主なものを以下に示す。

(1) Smagorinsky定数 C_s の最適化が困難

C_s の値はKolmogoroffの $-5/3$ 乗のスペクトル則($E(k) = \alpha \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$ ($\alpha = 1.5$), Tennekes et al. 1972)に基づき理論値として算出すると0.2程度とされている。一様等方性乱流のLES解析においてはこの値がほぼ最適値と考えられているが、チャンネル流や乱流混合層では大きすぎ、それぞれ0.1、0.15程度の値が良いとされている。これに限らず、流れ場に応じて C_s は0.1から0.25程度まで様々な値が用いられている。既往の研究において各種乱流場解析で用いられている C_s の値を表2.2に示す。

単純な流れ性状の乱流場であれば、 C_s の最適値の決定は比較的容易であると考えられるが、本研究で解析対象とするような工学的に興味のある複雑乱流場においては、通常各種流れ性状が混在しており、 C_s の最適値を決定することは非常に困難な問題となる。

(2) 壁近傍で減衰関数の併用が必要

(2.37)式で評価される v_{SGS} は速度勾配の大きい壁面近傍で値を過大評価し、このままでは壁近傍の v_{SGS} の減衰効果が表現できない。このため、通常はVan Driest型の減衰関数(damping function) f_μ (Van Driest 1956)

$$f_\mu = 1 - \exp(-x_n^+ / 25) \tag{2.39}$$

x_n^+ : 壁座標 ($= u_* \cdot x_n / \nu$, u_* : 壁面摩擦速度, x_n : 壁面からの距離)

をグリッドスケール $\bar{\Delta}$ に乗じて v_{SGS} の補正を行う。

表2.2 既往の研究における各種乱流場に対する C_s 値

流れ場の種類	研究者	C_s 値
(1) チャンネル流	Deardorff (1970)	0.1
	Schumann (1975)	
	Moin-Kim (1982)	
(2) 自由せん断流	Biringen (1981)	0.2
(3) 等方性乱流	Clark et al. (1979)	0.17~0.19
	Mansour et al. (1979)	0.19~0.24
(4) 大気境界層		
中立	Deardorff (1972)	0.13
	Manson (1989)	0.2
不安定	Deardorff (1972)	0.21
	Manson (1989)	0.32
安定	Manson et al. (1989)	0.13

$$v_{SGS} = (C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \Rightarrow v_{SGS} = (C_s f_\mu \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \tag{2.40}$$

しかし、このような減衰関数が複雑乱流場で妥当性を持たないことは数多く指摘されている。例えば、剥離点や再付着点のように $u_* = 0$ となる場合、(2.39)式より $f_\mu = 0$ となるため、(2.40)式から壁から離れたところでも $v_{SGS} = 0$ となる領域が現れ、実現象とは異なる解を与えることになる。

(3) backward scatter効果が表現できない

2.4.2で述べたGSとSGS間の運動エネルギーの輸送構造をSmagorinskyモデルの場合について考えてみると、その輸送率 $-\tau_{ij} \bar{S}_{ij}$ ($P_{kSGS} + \epsilon_{SGS}$)は

$$-\tau_{ij} \bar{S}_{ij} = 2v_{SGS} (\bar{S}_{ij})^2 = (C_s \bar{\Delta})^2 |\bar{S}|^3 (>0) \tag{2.41}$$

により常に正となる。つまり、Smagorinskyモデルでは運動エネルギーが常にGSからSGSへ輸送されるforward scatterが仮定されていることになる。数値解析上ではこの条件は計算安定化条件として機能することになり、このモデルの利点の1つとなっている。しかし2.4.2で述べたように、実際の乱流場では局所的または瞬時的にbackward scatterが生じ

ることが確認されているが、Smagorinskyモデルにおいてはこの状況がモデル化に全く反映されないことになる。またこれに伴い、SmagorinskyモデルではGSからのSGSへのエネルギー輸送をしばしば過大評価する。

上記の3つを主としたSmagorinskyモデルの問題点を克服するために、これまでに幾つかのSGSモデルが提案されてきた。以下に示すSGSモデルもその中に含まれるものである。

2.5.2 scale-similarity モデル

Smagorinskyモデルと同様に、SGSモデルとして多く用いられているモデルの1つにBardinaらにより提案されたscale-similarityモデル(スケール相似則モデルまたはBardinaモデル、Bardina et al. 1981, 1983)がある。scale-similarityモデルではSmagorinskyモデルで用いている渦粘性近似的仮定は用いず、GS成分のうちSGSとの境界の波数(cut-off波数 $1/\Delta$)近傍の成分と、SGS成分のうち同じくcut-off波数近傍の成分はその性状が類似するというscale-similarityの仮定に基づきモデル化を行う。

2.5.2.1 scale-similarity モデルの導出

まず、GS成分 \bar{u}_i のうちcut-off波数近傍の変動成分は、 \bar{u}_i にさらにフィルタリングを施したより緩やかに変動する成分 $\bar{\bar{u}}_i$ と \bar{u}_i との差 $(\bar{u}_i - \bar{\bar{u}}_i)$ により抽出することができる。また、SGS成分 u_i^* のうちcut-off波数に近い波数の変動成分は u_i^* にフィルタリングを施した \bar{u}_i^* で与えられるとする。scale-similarityモデルではこれらが等しいと考え、次式に示す関係が成り立つとする。

$$\bar{u}_i^* = \bar{\bar{u}}_i - \bar{\bar{u}}_i \quad (2.42)$$

このようなフィルタ回数に応じたスケールの変動成分の抽出に関してBardinaらは図2.3のような図解を行っている。

(2.42)式の関係に基づき、cross項 C_{ij} とReynolds項 R_{ij} をモデル化すると以下のようになる。

$$C_{ij} = \overline{u_i^* u_j^*} + \overline{u_i^* \bar{u}_j} \approx C_C (\bar{\bar{u}}_i (\bar{u}_j - \bar{\bar{u}}_j) + (\bar{u}_i - \bar{\bar{u}}_i) \bar{\bar{u}}_j) \quad (2.43)$$

$$R_{ij} = \overline{u_i^* \bar{u}_j} = C_R (\bar{u}_i - \bar{\bar{u}}_i) (\bar{u}_j - \bar{\bar{u}}_j) \quad (2.44)$$

ここで、 C_C と C_R はモデル係数である。このうち、 C_C に関する係数 C_C はガリレイ不変

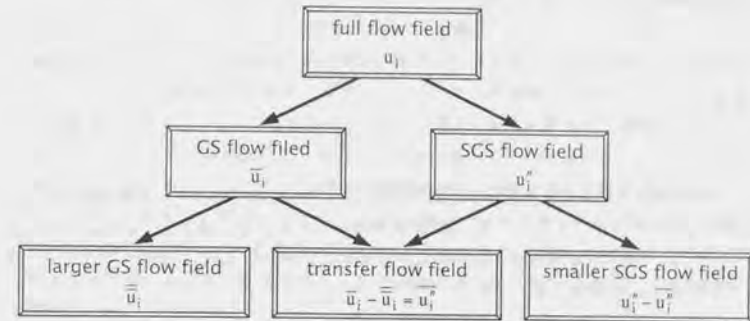


図2.3 フィルタ回数に応じた乱流場の分離 (Bardina et al. 1983 より)

則を考慮すると $C_C=1$ である必要がある。一方、 R_{ij} はガリレイ不変則の条件に制約されることがないので、 R_{ij} に関する係数 C_R の値は自由に決定することができる。但し、scale-similarityモデルでは一般に $C_R=1$ とされる。 $C_C=C_R=1$ とし、(2.43)式と(2.44)式を(2.18)式に代入するとscale-similarityモデルに基づくSGS応力 τ_{ij} は次式で与えられる。

$$\tau_{ij} = \overline{u_i \bar{u}_j} - \overline{u_i} \bar{\bar{u}}_j (= L_{ij}^m) \quad (2.45)$$

2.5.2.2 e モデルの別の解釈

(1) Germano decompositionに基づくscale-similarityモデルの位置づけ

(2.45)式に示すscale-similarityモデルによる τ_{ij} の定式化は、(2.22)式に示す τ_{ij} のGermano decompositionにおける修正Leonard項 L_{ij}^m の形((2.23)式)に対応する。従って、Germano decompositionに基づく、scale-similarityモデルは τ_{ij} を L_{ij}^m のみに代表させ、修正cross項 C_{ij}^m 及び修正Reynolds項 R_{ij}^m はともに0として無視しているモデルと考えることもできる。尚、Germano decompositionでは各項が独立にガリレイ不変則を満足するので、この考え方からもscale-similarityモデルはガリレイ不変則を満足することが分かる。

(2) Shahらによるscale-similarityモデルの解釈とde-filterモデル

Shahらによれば、 τ_{ij} の定義式((2.17)式)におけるトータル(GS+SGS)の速度成分 u_i をGSの速度成分 \bar{u}_i に置き換えているのがscale-similarityモデルであるとしている(Shah

et al. 1995)。

$$u_i = \bar{u}_i \quad (2.46)$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \Rightarrow \tau_{ij} = \overline{u_i^* u_j^*} - \bar{u}_i^* \bar{u}_j^* \quad (2.47)$$

さらに Shah らはこのような解釈に基づき、scale-similarity モデルの高精度拡張モデルを提案している。このモデルでは、(2.46)式の代わりに \bar{u}_i を u_i^* (便宜上、以下 u_i^* と表記する) の Taylor 展開により与え、既知の \bar{u}_i から陰的に求めた u_i^* を τ_{ij} を構成する u_i^* に代入することにより τ_{ij} を算出する。

$$u_i \Rightarrow u_i^* \quad , \quad \tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \Rightarrow \tau_{ij} = \overline{u_i^* u_j^*} - \bar{u}_i^* \bar{u}_j^* \\ \bar{u}_i = u_i^* + C_1 \frac{\partial u_i^*}{\partial x_1} + C_2 \frac{\partial^2 u_i^*}{\partial x_1^2} \quad (2.48)$$

(2.48)式に示す Taylor 展開は2階微分項までを表示している。また、(2.48)式は1次元で考えた場合であり、3次元で考える場合には残りの2方向に対しても同様の操作を施すことになる。 C_1 と C_2 はフィルタ関数に応じて定まる係数である。ここで $C_1 = C_2 = 0$ とすれば scale-similarity モデルになる。この意味から、このモデルでは(2.48)式の右辺第2項と第3項の部分が Germano decomposition の C_{ij}^m と R_{ij}^m のモデル化に対応していると考えられることもできる。

この類のモデルはそのモデル化において、形式上、 \bar{u}_i のフィルタを外す操作が組み込まれることから、de-filter モデルと呼ばれることもある。

2.5.2.3 scale-similarity モデルの利点・欠点と mixed SGS モデル

ここで、scale-similarity モデルにおける GS と SGS 間の運動エネルギーの輸送構造を考えてみる。Smagorinsky モデルの場合には τ_{ij} と歪み速度テンソル \bar{S}_{ij} の主軸の一致が仮定されるので、GS と SGS 間のエネルギー輸送率 $-\tau_{ij} \bar{S}_{ij}$ が正となる forward scatter が常に生じる (2.5.1.2 参照)。これに対し、scale-similarity モデルでは、(2.45)式に示されるように τ_{ij} と \bar{S}_{ij} の主軸の一致は仮定していないので、 $-\tau_{ij} \bar{S}_{ij}$ は正值にも負値にもなり、backward scatter を表現することが可能となる。この点は、このモデルの Smagorinsky モデルからの大きな改善である。

しかし、scale-similarity モデルでは cut-off 波数近傍の領域 (図 2.3 の transfer flow

field) を対象としてモデル化がなされているため、cut-off 波数近傍の SGS 成分に関しては適切なモデルと考えられるが、より高波数の SGS 成分のモデルとしては問題が残る。このことは、図 2.3 に示す smaller SGS flow field に対するモデル化が考慮されていないことや、Germano decomposition に基づいてこのモデルを解釈した場合に、より高波数の成分の寄与を示す R_{ij}^m や C_{ij}^m も無視されているということからも直感的に理解できる。このため、このモデルでは高波数で生じるエネルギー散逸を十分に模擬できないという欠点が指摘されている。またこれに伴い、過剰な backward scatter が生じる問題点も指摘されている。これらの問題点を回避するため、scale-similarity モデルを用いる際には、一般に、(2.49)式のようにエネルギー散逸を保證するモデルとして Smagorinsky モデルを導入し、これを併せて用いることが推奨されている (Bardina et al. 1981, 1983, Piomelli et al. 1988, Horiuti 1989)。

$$\tau_{ij} = \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = L_{ij}^m - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk}^m - 2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (2.49)$$

このモデルは mixed SGS モデルと呼ばれる。尚、mixed SGS モデルは Germano decomposition に従えば、 L_{ij}^m を陽に計算し、 C_{ij}^m と R_{ij}^m を合わせて Smagorinsky モデルで近似したと解釈することもできる。

2.5.2.4 scale-similarity モデルにおける2重フィルタ操作の定式化

τ_{ij} のモデルとして scale-similarity モデルを用いる場合には(2.45)式に示すように2重のフィルタ操作が現れる。2.3.1.1 で述べたように、有限差分法や有限体積法を用いて LES の基礎方程式系を離散化する場合、1回目のフィルタ操作に対しては陰的にその効果が表現されると考えることが多い。しかし、2重フィルタ操作に関しては何らかの方法を用いて陽にその操作を定式化する必要がある。このフィルタ操作の定式化については幾つかの議論があるが、一般には以下に示す Taylor 展開に基づく定式化 (Clark et al. 1979) が用いられる。

まず、1重フィルタ操作値 \bar{u}_i に対し、(2.50)式に示す Taylor 展開を考える。尚、以下では簡単のため1次元で考えるものとする。

$$\bar{u}_i(x'_i) = \bar{u}_i(x_i) + (x_i - x'_i) \cdot \frac{\partial \bar{u}_i(x_i)}{\partial x_1} + \frac{(x_i - x'_i)^2}{2!} \cdot \frac{\partial^2 \bar{u}_i(x_i)}{\partial x_1^2} + O\{(x_i - x'_i)^3\} \quad (2.50)$$

2重フィルタ操作についても、(2.4)式と同様にフィルタ関数 $G(x_i - x'_i)$ と被積分関数 $\bar{u}_i(x'_i)$ の畳み込み積分が定義される。

$$\bar{u}_i(x_i) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x_i - x'_i) \bar{u}_i(x'_i) dx'_i \quad (2.51)$$

(2.51)式右辺の $\bar{u}_i(x'_i)$ に(2.50)式を代入し、 $G(x_i - x'_i)$ として(2.7)式に示される top-hat フィルタを用いて(2.51)式の積分を実行すれば、次式が導かれる。

$$\bar{u}_i(x_i) = \bar{u}_i(x_i) + \frac{\Delta_i^2}{24} \frac{\partial^2 \bar{u}_i(x_i)}{\partial x_i^2} + O(\Delta_i^4) \quad (2.52)$$

(2.52)式がTaylor展開に基づく2重フィルタの定式化である。尚、(2.52)式は $G(x_i - x'_i)$ として(2.5)式に示す Gaussian フィルタを用いた場合でも2階微分の項((2.52)式の右辺第2項)までは同じ形となる。

しかし、(2.52)式の定式化に基づく2重フィルタ操作を平均流が勾配を持った方向に対して施した場合、scale-similarity モデルの評価に対してしばしば無視し得ぬ誤差が含まれると筆者は考えている。これについてはAppendix Aにおいて詳しく述べる。

2.5.3 dynamic SGS モデル

2.5.1.2 で述べた Smagorinsky モデルの欠点を改善するために、2.5.2 に示した scale-similarity モデルを含め、これまでに幾つかの SGS モデルが提案されてきた。この中で最も成功を収めているモデルが Germano らにより提案された dynamic SGS モデル (Germano et al. 1991) である。最近では、このモデルが LES における SGS モデルの主流になりつつある。但し、dynamic SGS モデルは純粋なモデルというよりも、SGS モデルを最適に取り扱うための手法 (procedure) という意味合いが強いものである。詳細は後述するが、dynamic SGS モデルでは SGS モデル中に含まれるモデル係数を流れ場の性状から時間・空間の関数として動的 (dynamic) に同定できることに大きな特徴がある。このモデル係数の決定方法は一般に dynamic procedure と呼ばれる。このようなモデル係数の動的最適化は、モデル係数の事前の設定が特に困難である複雑乱流場の解析において極めて有効で、複雑乱流場解析を主とした LES の工学的応用・実用化は dynamic SGS モデルの登場により急速に進化したといえる。

2.5.3.1 resolved 応力と Germano identity

dynamic SGS モデルでは、通常のフィルタ (グリッドフィルタ、 $\bar{\cdot}$ と表記) に加え、これよりも大きいフィルタ幅を持つテストフィルタ ($\hat{\cdot}$ と表記) を導入する。(2.16)式に示す通常のグリッドフィルタを施した GS の N-S 方程式にさらにテストフィルタを施すと、

次式が得られる。

$$\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \hat{u}_i \hat{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \hat{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} \right) - \hat{\tau}_{ij} \quad (2.53)$$

ここで、(2.35)式の右辺第3項の T_{ij} はSGS応力 τ_{ij} と同様に、フィルタを施すN-S方程式(ここではGSのN-S方程式((2.16)式))の移流項起源で現れる項である。この項は sub-test scale (サブテストスケール: STS) 応力と呼ばれ、次式で定義される。

$$T_{ij} = \widehat{u_i u_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j \quad (2.54)$$

次に、 T_{ij} と τ_{ij} を用いて $\hat{\varepsilon}_{ij}$ を以下のように定義する。

$$\hat{\varepsilon}_{ij} = T_{ij} - \hat{\tau}_{ij} = \widehat{u_i u_j} - \hat{u}_i \hat{u}_j \quad (2.55)$$

$\hat{\varepsilon}_{ij}$ は $1/\Delta$ と $1/\hat{\Delta}$ の間の波数帯の寄与による応力であり、これはテストフィルタが陽に定式化できれば、GS成分の量 \hat{u}_i のみで算出可能となることから、resolved 応力と呼ばれる。また、(2.55)式に示される関係が Germano identity と呼ばれるものである。ここで、 $\hat{\cdot}$ で示されるテストフィルタがグリッドフィルタ $\bar{\cdot}$ と同じ幅のフィルタと考えると、resolved 応力 $\hat{\varepsilon}_{ij}$ は scale-similarity モデル ((2.45)式)と同じ形となる。つまり、Germano identity は一種の scale-similarity モデルと解釈することができる。

dynamic SGS モデルの核心は、LES 計算で得られる各時刻・各点のGS値 \bar{u}_i から \hat{u}_i が既知となることを利用し、 τ_{ij} と T_{ij} を適当なモデル化を行った際に現れるモデル係数を(2.55)式の Germano identity に基づき、時間・空間の関数として動的に同定することにある。Germano らのオリジナルの dynamic SGS モデルでは、 τ_{ij} と T_{ij} のベースモデルとして Smagorinsky モデルを用いているが、これをベースモデルに限定する必要はなく、任意の選択が可能である。以下では Germano らのオリジナルモデルを始めとして、幾つかの代表的な dynamic SGS モデルについて解説する。

2.5.3.2 dynamic Smagorinsky モデル (Germano らのオリジナルモデル) と Lilly による改良

Germano らのオリジナルの dynamic SGS モデルでは、 τ_{ij} と T_{ij} を Smagorinsky モデル ((2.33)式、(2.37)式)に基づいて、それぞれ(2.56)式と(2.57)式のようにモデル化する。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2C\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (2.56)$$

$$T_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{kk} = -2C\bar{\Delta}^2 \hat{S} \hat{S}_{ij} \quad (2.57)$$

$$\hat{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.58)$$

$$|\hat{S}| = \left(2\hat{S}_{ij}\hat{S}_{ij} \right)^{1/2} \quad (2.59)$$

ここでCはモデル係数であり、Smagorinsky定数 C_S の2乗に対応する。この係数Cは τ_{ij} (2.56式)と T_{ij} (2.57式)の双方に対して同じものが用いられているが、これが正しいという明確な根拠はない。これはあくまでもモデル化の簡便さのための仮定と考えるのが妥当であろう。また、 $\bar{\Delta}$ はフィルタ値 \hat{f} に対応するフィルタ幅であり、Germanoらはこのフィルタ幅に関してチャンネル流を対象とした検討により

$$\bar{\Delta} = 2\hat{\Delta} \quad \left((\hat{\Delta}_1 \hat{\Delta}_2 \hat{\Delta}_3)^{1/3} = 2(\bar{\Delta}_1 \bar{\Delta}_2 \bar{\Delta}_3) \Rightarrow \hat{\Delta}_1 = 2\bar{\Delta}_1 \right) \quad (2.60)$$

と最適化しており、通常はこの関係が用いられる。

次に、(2.56式)と(2.57式)を(2.55式)に代入すれば、以下に示す関係が得られる。

$$\mathcal{E}_{ij} = \left(\frac{1}{3} \delta_{ij} \hat{T}_{kk} - 2C\bar{\Delta}^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij} \right) - \left(\frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} - 2C\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \right) \quad (2.61)$$

$$\Rightarrow \mathcal{E}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \mathcal{E}_{kk} = 2CM_{ij} \quad (2.62)$$

$$M_{ij} = \widehat{\Delta^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij}} - \bar{\Delta}^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij} \quad (2.63)$$

但し、(2.61式)から(2.62式)への展開に際しては、テストフィルタ内のモデル係数Cの空間的な変化が小さいものとみなし、Cをテストフィルタの外に出せるものとして

$$\widehat{C\bar{\Delta}^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij}} = C\bar{\Delta}^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij} \quad (2.64)$$

を仮定している。この仮定もモデル化の簡便さのためのものと考えらるべきであるが、Cの空間分布を前提としているdynamic SGSモデルのそもその考え方は矛盾する。これに対し、Ghosalらは(2.64式)の仮定を行わず、(2.61式)の形からCを動的に同定するdynamic SGSモデルを提案している (Ghosal et al. 1995)。このモデルはテストフィルタ内でもCの空間分布を許容するもので、dynamic localizedモデルと呼ばれる。しかし、このモデルは定式化が煩雑であること、また計算量も増大することから適用例は殆どない。

(2.64式)の関係を許容して(2.62式)が成り立つとしても、(2.62式)は9つの独立した方程式 (対称性を考慮すれば6つの方程式) からなるため、このままではCを一意に決定することはできない。そこで、Germanoらは(2.62式)の両辺に \bar{S}_{ij} を乗じてテンソル方程式をスカラー方程式に置き換えることにより、次式からCを導出できている (Germano et al. 1991)。

$$C = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{E}_{ij} \bar{S}_{ij}}{M_{kl} \bar{S}_{kl}} \quad (2.65)$$

これに対し、Lillyは(2.62式)の残差が最小となるCを最小自乗法によって決定する方法を提案している (Lilly 1992)。Lillyの方法を説明すると以下ようになる。

まず、(2.62式)の両辺の差、つまり \mathcal{E}_{ij} の真値とモデル化による誤差を平方したものをEとして以下の式を導く。

$$E = \left(\mathcal{E}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \mathcal{E}_{kk} - 2CM_{ij} \right)^2 \quad (2.66)$$

Eは(2.62式)の残差の平方値であるから、なるべく小さいことが望ましい。あるCにおいて、 $\partial E / \partial C = 0$ つまりEが極値で、さらに $\partial^2 E / \partial C^2 > 0$ つまり下に凸であればEが最小値となり、その際のCが最適値であると考えられる。

ここで、(2.66式)の右辺第1項と第2項を合わせてmとおき、さらに $2M_{ij} = n$ とすれば、(2.66式)は次のように表される。

$$E = m^2 - 2mnC + n^2C^2 \quad (2.67)$$

mとnがCに独立であると仮定し (厳密には独立ではない)、(2.67式)の両辺をCで微分すれば次式が得られる。

$$\frac{\partial E}{\partial C} = -2mn + 2n^2C \quad (2.68)$$

$\partial E / \partial C = 0$ とすれば、(2.68)式より $-2mn + 2n^2C = 0$ であるから

$$C = \frac{mn}{n^2} = \frac{2\bar{\epsilon}_{ij}M_{ij} - \frac{2}{3}\delta_{ij}M_{ij}\bar{\epsilon}_{kk}}{4M_{ij}^2} \quad (2.69)$$

となる。ここで、(2.69)式を再度 C で微分すれば $\partial^2 E / \partial C^2 = 2n^2 > 0$ となり、 E は極値で最小値をとることになる。また、連続式より $\delta_{ij}M_{ij} = 0$ であるから、(2.69)式は次式のようになり、これが C の算出式となる。

$$C = \frac{1}{2} \frac{\bar{\epsilon}_{ij}M_{ij}}{M_{kl}^2} \quad (2.70)$$

ここでは、Lilly によるモデル係数の決定方法を dynamic Smagorinsky モデルの係数 C を同定する方法として説明したが、この方法は、後述する他の dynamic SGS モデルに含まれるモデル係数の同定に対しても適用することが可能で、殆どの場合に Lilly の方法が用いられる。

dynamic Smagorinsky モデルでは、モデル係数 C が(2.70)式により動的に算出されるため、Smagorinsky モデルのようにこれを事前に決定する必要がない。また、壁面近傍では C が 0 に漸近していくため、Smagorinsky モデルで導入される減衰関数が必要とされない。さらに、(2.70)式で与えられる C は正值のみならず負値にもなり、従って、このモデルでは SGS から GS へエネルギーが輸送される backward scatter が表現できることになる。

$$-\tau_{ij}\bar{S}_{ij} = 2\nu_{SGS}(\bar{S}_{ij})^2 = C\bar{\Delta}^2|\bar{S}|^3 \quad (> 0 \text{ or } < 0) \quad (2.71)$$

但し、dynamic Smagorinsky モデルで評価される C はあくまで数学的操作を駆使して与えられるものであり、この際の負の C 、ひいては backward scatter が物理的に正しいものかどうかは議論の分かれるところである。しかしこの議論は別として、負の C が評価されるということは負の渦粘性 (dynamic Smagorinsky モデルの ν_{SGS} は(2.37)式で $C_{25}^2 \rightarrow C$ とすることに対応) が生じることになる。負の渦粘性は数値計算上、計算不安定を招く。この点が dynamic SGS モデルの最も大きな問題点であり、これを回避するために幾つかの方法が提案されている。これに関しては2.5.4において後述する。

2.5.3.3 dynamic mixed SGS モデル

(1) Zang らによるモデルと Vreman らによるモデル

Zang らは Germano らの dynamic Smagorinsky モデルに対し、SGS 応力 τ_{ij} と STS 応力 T_{ij} のベースモデルを Smagorinsky モデルから 2.5.2.3 で述べた mixed SGS モデル ((2.49)式) に変更した dynamic mixed SGS モデルを提案した (Zang et al. 1993)。

このモデルでは、 τ_{ij} と T_{ij} を mixed SGS モデルに基づき、以下のようにモデル化する。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = L_{ij}^m - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk}^m - 2C\bar{\Delta}^2|\bar{S}|^3\bar{S}_{ij} \quad (2.72)$$

$$T_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}T_{kk} = L_{ij}^T - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk}^T - 2C\bar{\Delta}^2|\hat{S}|^3\hat{S}_{ij} \quad (2.73)$$

ここで、(2.73)式の右辺に含まれる L_{ij}^T は T_{ij} に対する scale-similarity モデルであり、Zang らはこれを次式のように与えている。

$$L_{ij}^T = \widehat{\widehat{u_i u_j}} - \widehat{u_i} \widehat{u_j} \quad (2.74)$$

(2.74)式で与えられる L_{ij}^T は最も単純には T_{ij} の定義式 ((2.54)式) 中の u_i を $\widehat{u_i}$ で近似したものと解釈できる。(2.72)式と(2.73)式でそれぞれモデル化される τ_{ij} と T_{ij} を(2.55)式の Germano identity に代入し、Lilly の最小自乗法による dynamic procedure を用いれば(2.72)式及び(2.73)式中の係数 C は次式で与えられることになる。

$$C = \frac{1}{2} \frac{(\bar{\epsilon}_{ij} - H_{ij}^Z)M_{ij}}{M_{kl}^2} \quad (2.75)$$

ここで、 H_{ij}^Z は dynamic procedure の過程で現れる τ_{ij} と T_{ij} の scale-similarity モデルに由来する項である。

$$H_{ij}^Z = L_{ij}^T - \widehat{\widehat{L_{ij}^m}} = \widehat{\widehat{u_i u_j}} - \widehat{u_i} \widehat{u_j} \quad (2.76)$$

(2.72)式に示す τ_{ij} のモデルを用い、モデル係数 C を(2.75)式から動的に同定するモデルが Zang らの dynamic mixed SGS モデルである。Zang らはこのモデルを用いてキャビティ (cavity) 内の流れを解析し、Germano らの dynamic Smagorinsky モデルに比べて係

数 C の変動が抑えられ、 C の負値が現れる領域が減ったと報告している(Zang et al. 1993)。

一方、VremanらはZangらのモデルに対し、 L_{ij}^T の定式化において数学的の矛盾があると指摘した(Vreman et al. 1993)。(2.53)式に示されるように、 T_{ij} は \bar{u}_i のスケールにおける乱流応力であるため、 T_{ij} を構成する L_{ij}^T は \bar{u}_i のスケールで表現されるのが数学的に正しいと考えられる。これに対し、Zangらのモデルでは L_{ij}^T が \bar{u}_i のスケールに基づいて定式化がなされてしまっている。さらに L_{ij}^T の定式化に対し、Smagorinskyモデルの部分は \hat{u}_i のレベルで定式化されていることから両者で整合性がとれていないという問題もある。Vremanらはこれに対して、(2.74)式の代わりに次式のような \bar{u}_i のスケールに基づく L_{ij}^T の定式化を提案している。

$$L_{ij}^T = \frac{\widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\hat{u}_i \hat{u}_j}}{\widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\hat{u}_i \hat{u}_j}} \quad (2.77)$$

(2.77)式に示す L_{ij}^T の定式化に基づき、dynamic procedureにより係数 C を同定すると次式のようなになる。

$$C = \frac{1}{2} \frac{(\hat{\epsilon}_{ij} - H_{ij}^V) M_{ij}}{M_{kl}^2} \quad (2.78)$$

ここで、 H_{ij}^V は次式で与えられる。

$$H_{ij}^V = \frac{\widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\hat{u}_i \hat{u}_j}}{\widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\hat{u}_i \hat{u}_j}} - \frac{\widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\hat{u}_i \hat{u}_j}}{\widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\hat{u}_i \hat{u}_j}} \quad (2.79)$$

Vremanらは(2.77)式の L_{ij}^T の定式化に基づいたdynamic mixed SGSモデルを乱流混合層の解析に適用し、Zangらのモデルに比べ予測精度が改善されたと報告している。Vremanらのdynamic mixed SGSモデルがZangらのモデルに比べて数学的に整合性のとれたモデルであることに異論はないと思われる。しかし一方で、チャンネル流や混合層を対象とした解析において、VremanらのモデルよりもZangらのモデルにより予測されたモデル係数の値の方がDNSデータベースからa prioriに算定した値に近いという報告もある(Horiuti 1997)。

(2) dynamic multi parameter mixed SGSモデル (多係数dynamic mixed SGSモデル)

前述したdynamic mixed SGSモデルでは、 τ_{ij} を構成するSmagorinskyモデルの部分に含まれるモデル係数 C を動的に求めるものであったが、scale-similarityモデルに関連する部分においてもモデル係数を導入し、これについてもdynamic procedureにより動的に算出するモデルも提案されている。ここでは、このようなモデルを総称してdynamic multi

parameter mixed SGSモデルと呼ぶことにする。

dynamic multi parameter mixed SGSモデルの原型の1つは、Liuらのtwo parameter mixed SGSモデル(Liu et al. 1994)である。Liuらはジェット気流を対象とした実験データからSGS応力 τ_{ij} とresolved応力 $\hat{\epsilon}_{ij}$ の相関が高いことを示し、

$$\tau_{ij} = C_L \hat{\epsilon}_{ij} \quad (2.80)$$

と近似し、さらに(2.80)式にエネルギー散逸を保證するモデルとしてSmagorinskyモデルを結合させたtwo parameter mixed SGSモデルを提案している。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = C_L \left(\hat{\epsilon}_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \hat{\epsilon}_{kk} \right) - 2C \bar{\Delta}^2 \left| \hat{S} \right| \hat{S}_{ij} \quad (2.81)$$

Liuらのオリジナルのモデルでは(2.81)式の2つのモデル係数 C_L と C を定数として与えるとしているが、これらの係数をdynamic procedureを用いて動的に算出することも可能である。但し、Liuらのモデルでは τ_{ij} に対して $\bar{\Delta}$ と $\hat{\Delta}$ のスケールに関連する応力 $\hat{\epsilon}_{ij}$ を用いているので、このモデルをdynamic SGSモデルとする場合には $\bar{\Delta}$ や $\hat{\Delta}$ よりも大きな幅を持つフィルタを導入する必要がある。

一方、Salvettiらはチャンネル流のDNSデータベースを基に、2つのモデル係数を含むdynamic two parameter mixed SGSモデルを提案している(Salvetti et al. 1995)。

Salvettiらのモデルでは、 τ_{ij} に対してGermano decomposition ((2.22)式)を考え、チャンネル流のDNSデータベースから修正Leonard項 I_{ij}^m と修正cross項 C_{ij}^m が高い相関を持つことを示し、 L_{ij}^m と C_{ij}^m に対して次式のような近似を行っている。

$$L_{ij}^m \propto C_{ij}^m \Rightarrow I_{ij}^m + C_{ij}^m = C_L L_{ij}^m \quad (2.82)$$

また、修正Reynolds項 R_{ij}^m に対しては(2.25)式の右辺第2項 $(-\bar{u}_i^* \bar{u}_j^*)$ を無視することにより、Smagorinskyモデルを用いてモデル化する。

$$R_{ij}^m - \frac{1}{3} \delta_{ij} R_{kk}^m = R_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} R_{kk} = -2C \bar{\Delta}^2 \left| \hat{S} \right| \hat{S}_{ij} \quad (2.83)$$

(2.82)式と(2.83)式を(2.22)式に代入すれば、次式に示す τ_{ij} のモデル式が得られる。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = C_L \left(L_{ij}^m - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk}^m \right) - 2C \bar{\Delta}^2 \left| \hat{S} \right| \hat{S}_{ij} \quad (2.84)$$

τ_{ij} を(2.84)式でモデル化し、同式に含まれる2つのモデル係数 C_L と C をdynamic procedureにより動的に算出するモデルがSalvettiらによるdynamic two parameter mixed SGSモデルである。

また、HoriutiはGermanoのgeneralized central momentによる表現(Germano 1992)

$$\overline{(\overline{f}g - \overline{f}\overline{g})} = C'(\overline{\overline{f}g} - \overline{\overline{f}}\overline{\overline{g}}) \quad (C' \text{はモデル定数}) \quad (2.85)$$

を用いて修正cross項 C_{ij}^m と修正Reynolds項 R_{ij}^m をモデル化し、(Horiutiの言葉を借りれば)“最も一般的なmixed SGSモデル”として、次式に示すthree parameter mixed SGSモデルを導出している(Horiuti 1997)。尚、Horiutiは(2.85)式をgeneralized scale-similarityモデル(一般化スケール相似則モデル)と呼んでいる。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = C_L \left(L_{ij}^m - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk}^m \right) + C_B \left(L_{ij}^R - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk}^R \right) - 2C\overline{\overline{S}}\overline{S}_{ij} \quad (2.86)$$

ここで、 L_{ij}^R は R_{ij}^m に由来する項であり次式で与えられる。

$$L_{ij}^R = \overline{(\overline{u}_i - \overline{u}_i) \cdot (\overline{u}_j - \overline{u}_j)} - \overline{(\overline{u}_i - \overline{u}_i)} \cdot \overline{(\overline{u}_j - \overline{u}_j)} \quad (2.87)$$

(2.86)式に含まれる3つのモデル係数 C_L 、 C_B 及び C をdynamic procedureにより動的に同定するモデルが、Horiutiが最初に提案したdynamic three parameter mixed SGSモデルである。但し、このモデルに含まれる3つのモデル係数を同時に最適化するように動的に同定するためは、これらに関する巨大な行列演算を行う必要があり、計算負荷は増大する。そのため、Horiutiはこのモデルに対し L_{ij}^m にかかるモデル係数 C_L を $C_L=1$ と固定し、 C_B と C の2つをdynamic procedureにより動的に同定するdynamic two parameter mixed SGSモデルとして提案し直している(Horiuti 1997)。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = L_{ij}^m - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk}^m + C_B \left(L_{ij}^R - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk}^R \right) - 2C\overline{\overline{S}}\overline{S}_{ij} \quad (2.88)$$

尚、(2.86)式と(2.88)式に示すdynamic multi parameter mixed SGSモデルは、フィルタリングによるSGS成分 u_i^s の分解という別の概念からも同様に導出される(堀内 1997)。この概念に基づくSGSモデルの導出というものはこれまでに例を見ないが、非常に興味深

いものと思われるので、ここで簡単に紹介することにする。

2.3.1.2で述べたように、通常のフィルタリングを用いた場合、 u_i^s はcut-off波数よりも高波数の領域(ここではunresolved領域と称する)だけでなく、低波数の領域(ここではresolved領域と称する)にも存在する(図2.1(1)参照)。フィルタリングとしてsharp cut-offフィルタを用いる場合、 u_i^s はunresolved領域のみに存在することになるが(図2.1(2)参照)、sharp cut-offフィルタを用いた場合には、そもそも L_{ij}^m 等の同じフィルタ幅を持つフィルタリングによるscale-similarityモデルが定義できなくなるので、ここではsharp cut-offフィルタについては考慮しない。

ここで、resolved領域に含まれる u_i^s を u_i^{s*} と表記し、unresolved領域に含まれる u_i^s を $u_i^{s\#}$ と表記すれば、 u_i^s は次のように分解できる。

$$u_i^s = u_i^{s*} + u_i^{s\#} \quad (2.89)$$

(2.89)式の関係を用いて $u_i = \overline{u}_i + u_i^s$ のフィルタリングの定義式の u_i^s に代入し、 $u_i^{s\#} \propto u_i^{s*}$ が成り立つと仮定すると、 u_i は次式のように表せる。

$$u_i = \overline{u}_i + (u_i^{s*} + u_i^{s\#}) = \overline{u}_i + \tilde{C} \cdot u_i^{s*} \quad (\tilde{C} \text{はモデル定数}) \quad (2.90)$$

さらに、 u_i^{s*} は $u_i^s (= u_i^{s*} + u_i^{s\#})$ にフィルタリングを施すことにより抽出できる($\overline{u}_i = u_i^{s*}$)と考えれば、(2.90)式は以下のように変形できる。

$$u_i = \overline{u}_i + \tilde{C} \cdot u_i^{s*} = \overline{u}_i + \tilde{C}' \cdot \overline{u}_i = \overline{u}_i + \tilde{C}'(\overline{u}_i - \overline{u}_i) \quad (2.91)$$

(2.91)式で評価される u_i を、 τ_{ij} の定義式((2.17)式)中の u_i に代入すると

$$\tau_{ij} = L_{ij}^m + (\tilde{C}' + \tilde{C}'^2)L_{ij}^R + \tilde{C}'L_{ij}^C \quad (2.92)$$

$$L_{ij}^R = L_{ij}^m - \overline{\overline{u}_i \overline{u}_j} - \overline{\overline{u}_i} \overline{\overline{u}_j} + \overline{\overline{u}_i} \overline{\overline{u}_j} + \overline{\overline{u}_i} \overline{\overline{u}_j} - \overline{\overline{u}_i} \overline{\overline{u}_j} \quad (2.93)$$

$$L_{ij}^C = L_{ij}^m - \overline{\overline{u}_i} \overline{\overline{u}_j} + \overline{\overline{u}_i} \overline{\overline{u}_j} \quad (2.94)$$

が導かれる。尚、(2.93)式で定義される L_{ij}^R は、(2.87)式の L_{ij}^R をさらに展開を進めた形と等しいものである。

(2.94)式で与えられる L_{ij}^C において、同式の右辺第2項と第3項の両者は足し合わせて微量として無視できるとし($L_{ij}^C = L_{ij}^m$)、さらに(2.92)式に対してSmagorinskyモデルを導

入して整理すれば、(2.86)式に示す three parameter mixed SGS モデルが得られる。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = C_L \left(L_{ij}^m - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk}^m \right) + C_B \left(L_{ij}^R - \frac{1}{3}\delta_{ij}L_{kk}^R \right) - 2C\Delta^2 |\overline{S}| \overline{S}_{ij} \quad (2.86) \text{再}$$

但し

$$C_L = 1 + \tilde{C}^1, \quad C_B = \tilde{C}^1 + \tilde{C}^2 \quad (2.95)$$

である。また、 $C_L = 1$ とすれば(2.88)式に示す two parameter mixed SGS モデルとなる。

Horiuti のモデルを始めとして dynamic multi parameter mixed SGS モデルは、そのモデル構築上の論理から単純な dynamic mixed SGS モデルに比べ、高精度に機能することが期待される。しかし、筆者が行ったチャンネル流の解析では、dynamic multi parameter mixed SGS モデルは単純な dynamic mixed SGS モデルよりも予測精度がやや悪化するという結果が得られている。但し、これはモデル構築上の物理的な問題というよりも Appendix A に示す 2 重フィルタ操作の定式化の問題によるものであると筆者は考えている。この結果は Appendix A の最後に補足として示す。

2.5.3.4 非平衡渦粘性型 dynamic SGS モデル

これまでに代表的な SGS モデルとして述べてきたものは、ベースモデル或いはその一部として渦粘性近似に基づく Smagorinsky モデルを用いている (scale-similarity モデルにしても単独ではなく、Smagorinsky モデルとの結合モデルとして用いられることが推奨されている)。つまり、LES の SGS モデルの構築において渦粘性近似の概念は、ある意味、切り離せないものとなっている。

2.5.1.1 で述べたように、Smagorinsky モデルの導出の際には SGS の運動エネルギー k_{SGS} に対して生産・散逸の局所平衡の仮定が用いられている。この仮定に忠実に従うのであれば、その前提として Kolmogoroff の $-5/3$ 乗のスペクトル則が成り立ち、スケールの明確な分離が行える慣性小領域と呼ばれる領域に cut-off 波数が存在できるように格子分割を細かくすることが必要となる。しかし、実用上の LES ではこの前提を満たすことは困難である場合が多い (坪倉 1997)。

この問題に対し、Yoshizawa らは渦粘性近似を導入するもの、Smagorinsky モデルで仮定する局所平衡の仮定に基づかない非平衡型の渦粘性モデルを提案した (Yoshizawa 1996, 坪倉ら 1996)。Yoshizawa らのモデルでは、RANS モデルの一つとして適用例の多い WET モデル (Launder 1988) の考え方を導入し、さらに scale-similarity モデルに

よる近似を駆使してその導出が行われている。また、モデル中に現れるモデル係数については dynamic procedure を適用している。以下に Yoshizawa らのモデルの概要を示す。

渦粘性モデルはその物理的な概念から、SGS 応力 τ_{ij} に対して通例の分解 ((2.21)式) を行った際の Reynolds 項 $R_{ij} (= \overline{u_i u_j})$ に対するモデルとすることが妥当と考えられる (坪倉 1997)。そこでまず、 R_{ij} の輸送方程式を考える。

R_{ij} の輸送方程式は、(2.2)式の N-S 方程式から(2.16)式の GS の N-S 方程式を差し引くことにより得られる u_i^* の輸送方程式の両辺に u_j^* を乗じた方程式と、その方程式に対して i と j の suffix を入れ替えた方程式を足し合わせるにより、(2.96)式のように導かれる。

$$\frac{\partial \overline{u_i^* u_j^*}}{\partial t} + \overline{u_k} \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{u_i^* u_j^*} = P_{ij} + \Phi_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} + F_{ij} \quad (2.96)$$

$$P_{ij} = -\overline{u_j^* u_k^*} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} - \overline{u_i^* u_k^*} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \quad (R_{ij} \text{ の生産項}) \quad (2.97)$$

$$\Phi_{ij} = \frac{p^*}{\rho} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} \right) \quad (R_{ij} \text{ の圧力歪相関項}) \quad (2.98)$$

$$D_{ij} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left[-\overline{u_i u_j u_k} - \frac{u_i^* p^*}{\rho} \delta_{jk} - \frac{u_j^* p^*}{\rho} \delta_{ik} + \nu \frac{\partial \overline{u_i^* u_j^*}}{\partial x_k} \right] \quad (R_{ij} \text{ の散逸項}) \quad (2.99)$$

$$\varepsilon_{ij} = 2\nu \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} \cdot \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \quad (R_{ij} \text{ の散逸項}) \quad (2.100)$$

$$F_{ij} = \overline{u_i^*} \frac{\partial \tau_{jk}}{\partial x_k} + \overline{u_j^*} \frac{\partial \tau_{ik}}{\partial x_k} \quad (\text{その他の項}) \quad (2.101)$$

ここで、(2.96)式に示す $R_{ij} (= \overline{u_i^* u_j^*})$ の輸送方程式に対して WET モデル (Launder 1988) の概念を導入し、同式を Wealth \propto Earnings \times Time の形でモデル化すれば以下のようになる。

$$R_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}R_{kk} \approx T_W \cdot P_{ij} \quad (2.102)$$

(2.102)式の T_W は適当な時間スケールであり、これについては後述する。一方、 P_{ij} は

(2.97)式に示すように陽に算出することができない量が含まれるため、何らかのモデル化が必要となる。これに対し、Yoshizawaらは scale-similarity モデルによる近似を導入し、 P_{ij} を次式のようにモデル化している。

$$P_{ij} = C_1 \left(-\overline{u_j^* u_k^*} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} - \overline{u_i^* u_k^*} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \right) \quad (C_1: \text{モデル係数}) \quad (2.103)$$

Yoshizawaらはさらに、(2.103)式に含まれる $\overline{u_i^* u_j^*}$ ($= R_{ij}$) に対して “シア成分を0とし、ノルマル成分については等方性を仮定する” という近似を用いて、(2.103)式を(2.104)式のように簡略化している (Yoshizawaらは “.” の近似を用いないモデルも提案している (坪倉ら 1996)。これについては後述する)。

$$P_{ij} = -\frac{1}{3} C_1 \overline{u_k^* u_k^*} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \right) = -\frac{2}{3} C_1 \overline{u_k^* u_k^*} \overline{S}_{ij} \quad (2.104)$$

$$\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \right) \quad (2.105)$$

次に、(2.102)式の時間スケール T_W について考える。 T_W の与え方には幾つかの方法が考えられるが、Yoshizawaらは速度スケールとして $\sqrt{\overline{u_k^* u_k^*}}$ と、長さスケールとしてグリッドスケール $\overline{\Delta}$ を用いて、 T_W を以下のように与えている。

$$T_W = C_2 \overline{\Delta} / \sqrt{\overline{u_k^* u_k^*}} \quad (C_2: \text{モデル係数}) \quad (2.106)$$

(2.104)式に示す P_{ij} と(2.106)式に示す T_W を(2.102)式に代入し、さらに $\overline{u_k^* u_k^*}$ を scale-similarity モデルで近似すれば、Yoshizawaらの非平衡 “等方” 渦粘性モデルが(2.107)式のように導かれる。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = R_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} R_{kk} = -2C_{NE} \overline{\Delta} \sqrt{(\overline{u_k} - \overline{u_k})^2} \overline{S}_{ij} \quad (2.107)$$

ここで、 $C_{NE} = C_1 C_2 / 3$ である。尚、 τ_{ij} を構成する Leonard 項 L_{ij} と cross 項 C_{ij} については Smagorinsky モデルと同様に、両者を合わせて微小量として無視している。

また、モデル係数 C_{NE} については最小自乗法を用いた dynamic procedure (Lilly 1992) により動的に同定される。この場合、STS 応力 T_{ij} は(2.108)式のようにモデル化される。

$$T_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} T_{kk} = -2C_{NE} \overline{\Delta} \sqrt{(\overline{u_k} - \overline{u_k})^2} \overline{S}_{ij} \quad (2.108)$$

$$\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} \right) \quad (2.109)$$

(2.107)式の τ_{ij} と(2.109)式の T_{ij} を(2.55)式の Germano identity に代入し、最小自乗法を用いて C_{NE} を決定すれば以下のようなになる。

$$C_{NE} = \frac{1}{2} \frac{\overline{\tau_{ij} M'_{ij}}}{\overline{M_{ij}^2}} \quad (2.110)$$

$$M'_{ij} = \overline{\Delta} \sqrt{(\overline{u_k} - \overline{u_k})^2} \overline{S}_{ij} - \overline{\Delta} \sqrt{(\overline{u_k} - \overline{u_k})^2} \overline{S}_{ij} \quad (2.111)$$

以上がYoshizawaらが提案する非平衡 “等方” 渦粘性型 dynamic SGS モデルの概要であるが、Yoshizawaらはこのモデルに加えて、非平衡 “非等方” 渦粘性型の dynamic SGS モデルを同様な方法により導出している (坪倉ら 1996)。このモデルでは、“等方” 渦粘性型モデルの導出過程で用いた R_{ij} の等方性の仮定 ((2.103)式から(2.104)式への展開で用いた仮定) を行わずに、(2.103)式のまま形で P_{ij} を評価する。その他は “等方” 渦粘性型モデルの導出と同様の方法を用い、最終的に(2.112)式のように τ_{ij} をモデル化する。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = R_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} R_{kk} = -v_{jk} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_k} - v_{ik} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_k} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \left(v_{lk} \frac{\partial \overline{u_l}}{\partial x_k} \right) \quad (2.112)$$

$$v_{ij} = C_{NE} \overline{\Delta} \frac{(\overline{u_i} - \overline{u_i}) \cdot (\overline{u_j} - \overline{u_j})}{\sqrt{(\overline{u_k} - \overline{u_k}) \cdot (\overline{u_k} - \overline{u_k})}} \quad (2.113)$$

(2.113)式に現れるモデル係数 C_{NE} は、非平衡 “等方” 渦粘性型 dynamic SGS モデルと同様に dynamic procedure を用いて動的に同定される。

坪倉は、非平衡 “等方” 渦粘性型 dynamic SGS モデル及び非平衡 “非等方” 渦粘性型 dynamic SGS モデル、さらに比較のために局所平衡を仮定した “等方” 渦粘性型の dynamic SGS モデル (dynamic Smagorinsky モデル) の3つのSGSモデルを用いて $Re_\tau = 180$ のチャンネル流解析を行い、平均速度や乱流強度分布に関して、非平衡 “非等方” 渦粘性型、

非平衡“等方”渦粘性型、dynamic Smagorinsky モデルの順でDNSの結果に対応する良好な結果が得られたと報告している(坪倉 1997)。

2.5.3.5 dynamic SGS モデルにおけるテストフィルタ操作の定式化

これまでに述べてきた各種 dynamic SGS モデルを含め、あらゆる dynamic SGS モデルにおいて、通常のグリッドフィルタに加えて新たにテストフィルタが導入される。従って、どの dynamic SGS モデルを用いる場合にも、2.5.2.4 で述べたグリッドフィルタの2重フィルタ操作と同様に、テストフィルタ操作に対して陽に定式化を行う必要がある。

テストフィルタの定式化については、グリッドフィルタの2重フィルタ操作と同様に幾つかの議論がなされているが、グリッドフィルタの2重フィルタ操作の一般的な定式化((2.52)式)と同様の形式を用いるのが分かりやすく、これが多く用いられている。即ち

$$\hat{u}_i(x_i) = \bar{u}_i(x_i) + \frac{\hat{\Delta}_i^2}{24} \frac{\partial^2 \bar{u}_i(x_i)}{\partial x_i^2} + O(\hat{\Delta}_i^4) \quad (2.114)$$

とするものである。尚、(2.114)式のテストフィルタの定式化を用いる場合には新たな未知数として $\hat{\Delta}_i$ が現れる。ここで、(2.52)式及び(2.114)式と同様の操作をフィルタ幅を $\hat{\Delta}_i$ とするフィルタ操作についても考えてみると、 $\hat{\Delta}_i$ と $\bar{\Delta}_i$ 及び $\hat{\Delta}_i$ の関係式として次式が得られる。

$$\hat{\Delta}_i^2 = \bar{\Delta}_i^2 + \hat{\Delta}_i^2 \quad (2.115)$$

ここで、 $\hat{\Delta}_i$ については Germano らが最適化した $\hat{\Delta} = 2\bar{\Delta}$ の関係から $\hat{\Delta}_i = 2\bar{\Delta}_i$ ((2.60)式参照)。これに従えば、(2.115)式により $\hat{\Delta}_i$ は以下のように与えられる。

$$\hat{\Delta}_i = \sqrt{3} \bar{\Delta}_i \quad (2.116)$$

尚、Appendix A ではグリッドフィルタの2重フィルタ操作の定式化上の問題点に関して述べているが、この定式化と同じ形式を用いたテストフィルタ操作においても同様の問題が含まれると考えられる。これに関しては Appendix B において、dynamic Smagorinsky モデルの係数 C の評価を例として検討を行っている。

2.5.4 dynamic SGS モデルの計算安定化手法

これまでに述べてきたように、dynamic SGS モデルではモデル中に含まれる係数を

dynamic procedure により時間・空間の関数として動的に同定することができる。そのため、通常の Smagorinsky モデルのように流れ場の性状に応じてモデル係数を事前に最適化する必要がなく、これが dynamic SGS モデルの最も大きな利点となっている。しかしその反面、dynamic SGS モデルで動的に同定されるモデル係数は正値にも負値にもなり、これにより計算不安定が生じ、ひいては計算負荷増大につながる。特に、dynamic SGS モデルにおいて Smagorinsky モデルの部分の係数 C が負となることは、負の SGS 渦粘性を生じることになり(2.5.3.2 参照)、数値計算上は絶対不安定条件として働く。この点が dynamic SGS モデルの適用上の最も大きな問題点であり、そのため、モデル係数の評価に際して何らかの安定化対策が必要となる。本節では、この dynamic SGS モデルの計算安定化のための手法に関して詳しく説明する。

尚、本節の内容は dynamic SGS モデルに関するものであるが、本来 2.5.3 に含めるべきであるかもしれないが、後述する Lagrangian 型安定化手法 (Meneveau et al. 1994, 1996) など是一种のモデルと捉えられることもあり、またここで示す内容に関しては詳細な説明が必要であると考えことから、別途の節として記述することとした。

2.5.4.1 代表的な dynamic SGS モデルの計算安定化手法

以下では、dynamic SGS モデルの最も代表的なモデルである dynamic Smagorinsky モデル(2.5.3.2 参照)に含まれる係数 C

$$C = \frac{1}{2} \frac{\mathcal{E}_{ij} M_{ij}}{M_{ij}^2} \quad (\mathcal{E}_{ij} \text{ と } M_{ij} \text{ の定義式については(2.55)式、(2.63)式参照)} \quad (2.70) \text{再}$$

に対する安定化手法について述べる。但し、他の dynamic SGS モデルに含まれる別のモデル係数に対しても同様の考え方を適用できる。

(2.70)式の係数 C に対する安定化手法として最も単純な方法は、C が負の場合に C を 0 に置き換えて係数の正を強制 (clipping 操作) することである(例えば、Zang et al. 1993, 松井ら 1994)。しかし、この方法では本来負の値を 0 で置き換えるため、領域内のトータルの誤差を増大させる要因となり得る。そこで、この方法とは別に係数 C に対して何らかの平均化操作を施し、計算不安定を回避することが必要となってくる。また 2.5.3.2 で述べたように、(2.70)式を導出する際に C はテストフィルタ内で一定と仮定して、テストフィルタの外に出しているため、C に対して何らかの平均化操作を施し、その分布をより平滑なものにすることは、この仮定により忠実になると考えられる。

平均化操作の導入による dynamic SGS モデルの計算安定化手法の代表的なものとしては以下の3つが挙げられる。

- ① 空間平均操作
- ② 時間平均操作
- ③ Lagrangian 型安定化手法

①の方法は、チャンネル流などのように空間に一様な方向を有する場合に、(2.70)式の分子・分母に対して一様な方向に平均化操作を施すことにより、計算の安定化を図るものである (Germano et al. 1991, Akselvoll et al. 1993, Yang et al. 1994 等)。この方法の概要を図 2.4 に示す。空間平均操作は、空間に対して一様な方向が存在する流れ場の解析に対して有効な方法であり、等方性乱流やチャンネル流の解析で広く用いられている。しかし、本研究で取り扱う建物周辺気流を始めとして工学で興味の対象とする複雑乱流場のように、流れの3次元性が強く一様な方向が存在しない場合にはこの方法を適用することはできず、これとは別の安定化手法が必要となる。

一方、②の時間平均操作はある時刻における各点の係数 C の算出において、各点での前時刻の C の値を重みづけて時間平均する Euler 型の計算安定化手法である (Breuer et al. 1994, 松井ら 1994)。しかし、本研究で取り扱う建物周辺気流などのように非定常性の強い流れでは、特定の位置に風上側から移流されてくる渦の性状は流れ場の非定常変化に伴い時々刻々と変化する。従って、このような流れ場において、時間平均された量から評価される C によりその位置における瞬時の乱流特性が表現できるとは考えにくい。

これに対し、③の Meneveau らにより提案された Lagrangian 型安定化手法 (Lagrangian

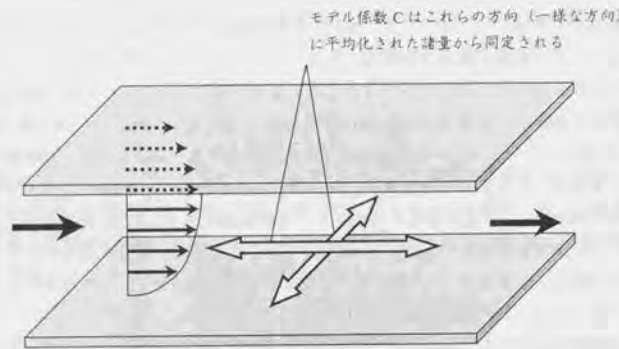


図 2.4 モデル係数 C の空間平均化操作 (チャンネル流の場合)

dynamic SGS モデル, Meneveau et al. 1994, 1996) は、固定位置での時間平均操作の代わりに流跡線を選べて平均化操作を施し、これに基づく諸量からモデル係数を同定するというものである。この方法の概念を図 2.5 に示す。渦は流跡線に沿って移流されるわけであるから、本研究で取り扱う建物周辺気流などのような非定常性の強い複雑乱流場の解析に対しては、この方法の方が前述の時間平均操作よりも妥当性が高いと考えられる。また、この方法では流跡線に沿って平均化操作を行うので空間的に一様な方向も必要としない。

このように Lagrangian 型安定化手法は、複雑乱流場解析を主とした工学で取り扱う乱流場解析への dynamic SGS モデルの適用という見地からは、極めて有効な方法であると考えられる。本研究においても、第 4 章に示す dynamic SGS モデルを用いた建物周辺気流の LES 解析において、この手法を導入している。そこで、以下において dynamic SGS モデルへの同手法の導入について詳しく説明する。

2.5.4.2 dynamic SGS モデルへの Lagrangian 型安定化手法の導入

ここでは、dynamic Smagorinsky モデル (2.5.3.2 参照) 及び dynamic mixed SGS モデル (2.5.3.3 参照) を例として、dynamic SGS モデルに Lagrangian 型安定化手法を適用する場合の定式化について述べる。但し、これらのモデルに限らず、他の dynamic SGS モデルに対しても Lagrangian 型安定化手法を導入することは可能である。例えば、2.5.3.4 で述べた非平衡渦粘性型 dynamic SGS モデルに対して Lagrangian 型安定化手法を導入することも可能で、坪倉はこれを用いてチャンネル流や平面衝突噴流の解析を行っている (坪倉 1997)。

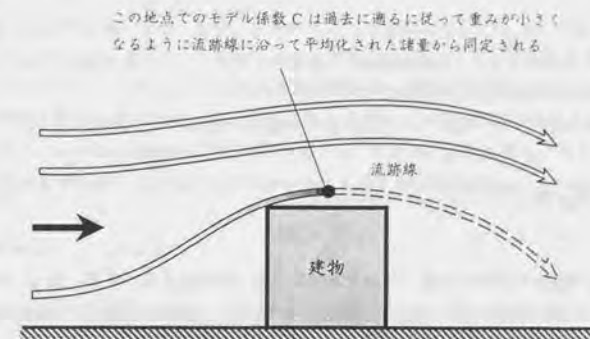


図 2.5 Lagrangian 型安定化手法の概念

(1) Lagrangian dynamic Smagorinsky モデル

通常の dynamic Smagorinsky モデルでは、計算の各時刻・各点において resolved 応力 ε_{ij} の真値と Smagorinsky モデルの予測値の差 e_{ij}

$$e_{ij}(x,t) = 2C(x,t)M_{ij}(x,t) - \left\{ \varepsilon_{ij}(x,t) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\varepsilon_{kk}(x,t) \right\} \quad (2.117)$$

が最小となるように、(2.70)式によりモデル係数 C が動的に同定される (2.5.3.2 参照)。ここで、 t と x はそれぞれ時刻、位置を示す。これに対し、Lagrangian 型安定化手法を用いた dynamic Smagorinsky モデルでは、(2.117)式の e_{ij} を流跡線に沿って積分し、積分された e_{ij} が最小となるように最小自乗法により C を同定する。

まず、時刻 t 、位置 x に存在する流体粒子の流跡とは、その粒子が時刻 t 以前のある時刻 t' に存在した位置 $z(t')$ の集合のことで、 $z(t')$ は次のように定義される。

$$z(t') = x - \int_{t'}^t \bar{u}(z(t''), t'') dt'' \quad (2.118)$$

ここで、 $\bar{u}(z(t''), t'')$ は時刻 t'' 、位置 $z(t'')$ における速度ベクトルを示す。Lagrangian 型安定化手法では、(2.119)式に示すように(2.117)式の e_{ij} の平方値を(2.118)式の流跡線に沿って時刻 $-\infty \sim t$ まで積分し、最小自乗法によって e_{ij} を最小とするように係数 C を決定する。

$$E = \int_{-\infty}^t \left\{ e_{ij}(z(t'), t') \right\}^2 W(t-t') dt' \quad (2.119)$$

(2.119)式中の $W(t-t')$ は重み関数で、 $t-t'$ が大きくなる、即ち、過去に遡るに従って重みが小さくなる関数である。Lagrangian 型安定化手法では、この重み関数の与え方により上流の影響をどれだけ積分に取り入れるかが決まる。

次に、(2.119)式に示す積分された残差 E を係数 C で微分することを考える。

$$\frac{\partial E}{\partial C} = \int_{-\infty}^t 2e_{ij}(z(t'), t') \frac{\partial e_{ij}(z(t'), t')}{\partial C} W(t-t') dt' \quad (2.120)$$

但し、(2.120)式の導出にあたっては重み関数 $W(t-t')$ が値を持つ範囲、即ち、積分が有効な範囲で係数 C が一定であることを仮定している。この(2.120)式中の e_{ij} に対して(2.117)式を代入すると次式が得られる。

$$\frac{\partial E}{\partial C} = 8C \int_{-\infty}^t \left\{ M_{ij}(z(t'), t') \right\}^2 W(t-t') dt' - 4 \int_{-\infty}^t \varepsilon_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (2.121)$$

ここで、(2.121)式で与えられる $\partial E / \partial C$ が 0 となれば、(2.119)式に示す残差 E が極小値をとることになるので、この条件で得られる係数 C が最適値ということになる。従って、(2.121)式=0 から C は(2.122)式のように与えられる。

$$C(x,t) = \frac{1}{2} \frac{I_{LM}(x,t)}{I_{MM}(x,t)} \quad (2.122)$$

$$I_{LM}(x,t) = \int_{-\infty}^t \varepsilon_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (2.123)$$

$$I_{MM}(x,t) = \int_{-\infty}^t M_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (2.124)$$

(2.123)式と(2.124)式に現れる重み関数 $W(t-t')$ については任意の設定が可能であるが、Meneveau らはこれを $(1/T) \cdot e^{-(t-t')/T}$ 型の関数で与えている (Meneveau et al. 1994, 1996)。この型の関数を用いた場合、 I_{LM} と I_{MM} はそれぞれ(2.125)式と(2.126)式に示す輸送方程式の解となり、これらの方程式に基づいて I_{LM} と I_{MM} が算出されることになる。

$$\frac{\partial I_{LM}}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial I_{LM}}{\partial x_i} = \frac{1}{T} (\varepsilon_{ij} M_{ij} - I_{LM}) \quad (2.125)$$

$$\frac{\partial I_{MM}}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial I_{MM}}{\partial x_i} = \frac{1}{T} (M_{ij} M_{ij} - I_{MM}) \quad (2.126)$$

ここで、 T は(2.125)式と(2.126)式の積分時間範囲を支配する時間スケールであり、 T の大小は時間の長短に対応する。そのため、 T の与え方によっては解が大きく変化することも考えられ、これが Lagrangian 型安定化手法を導入する際に最も重要なパラメータとなる。この T の与え方に関しては幾つかの方法が考えられるが、Meneveau らは当初、

$$T = \alpha \bar{\Delta} I_{LM}^{-1/4} \quad (\alpha=2) \quad (2.127)$$

の形を推奨した (Meneveau et al. 1994)。しかしその後、別の定式化として

$$T = \alpha \bar{\Delta} (I_{LM} I_{MM})^{-1/8} \quad (\alpha=1.5) \quad (2.128)$$

を提案している (Meneveau et al. 1996)。但し、このTの定式化、さらにTに含まれる係数 α については多くの議論を呼ぶところであり、これに関しては Appendix C において別途説明を行う。

尚、Meneveau らによれば、実際の計算において I_{LM} と I_{MM} を算出する際には、(2.125)式と(2.126)式の輸送方程式を直接解くのではなく、(2.129)式と(2.130)式に示す簡略化された方程式を解くとしている。そのため、これに係わる計算負荷の増加は無視し得る程度となる。

$$I_{LM}^{n+1}(\mathbf{x}) = \varepsilon [\hat{\varepsilon}_{ij} M_{ij}]^{n+1}(\mathbf{x}) + (1-\varepsilon) I_{LM}(\mathbf{x} - \bar{\mathbf{u}}^n(\mathbf{x})\Delta t) \quad (2.129)$$

$$I_{MM}^{n+1}(\mathbf{x}) = \varepsilon [M_{ij} M_{ij}]^{n+1}(\mathbf{x}) + (1-\varepsilon) I_{MM}(\mathbf{x} - \bar{\mathbf{u}}^n(\mathbf{x})\Delta t) \quad (2.130)$$

$$\varepsilon = (\Delta t / T^n) / (1 + \Delta t / T^n) \quad (2.131)$$

ここで、 n は時点を表す。

以上が Lagrangian 型安定化手法を用いた dynamic Smagorinsky モデル (Lagrangian dynamic Smagorinsky モデル) である。Meneveau らはこのモデルを等方性乱流の解析に適用し、実験との比較からその有効性を示唆している。さらに、Meneveau らはチャンネル流の解析も行い、モデル係数 C に対して空間的に一様な方向への平均化操作を施した dynamic Smagorinsky モデルに比べ、Lagrangian 型安定化手法を用いた同モデルは平均流速に関して実験との対応が向上するという結果を報告している (Meneveau et al. 1994, 1996)。

(2) Lagrangian dynamic mixed SGS モデル

Lagrangian 型安定化手法は 2.5.3.3 で述べた dynamic mixed SGS モデルにも容易に適用できる。(1)で述べた dynamic Smagorinsky モデルの場合と同様に、Lagrangian 型安定化手法を用いて dynamic mixed SGS モデルの係数 C を動的に同定すれば、この場合の C は(2.132)式のように表される。

$$C(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} \frac{I_{LM}(\mathbf{x}, t) - I_{HM}(\mathbf{x}, t)}{I_{MM}(\mathbf{x}, t)} \quad (2.132)$$

$$I_{HM}(\mathbf{x}, t) = \int_{-\infty}^t H_{ij}(z(t'), t') M_{ij}(z(t'), t') W(t-t') dt' \quad (2.133)$$

(2.133)式に含まれる H_{ij} については 2.5.3.3 を参照されたい。尚、実際の計算において I_{HM} を算出する際には(2.129)式と(2.130)式と同様に、次式に示す簡略化された方程式を解くことになる。

$$I_{HM}^{n+1}(\mathbf{x}) = \varepsilon [H_{ij} M_{ij}]^{n+1}(\mathbf{x}) + (1-\varepsilon) I_{HM}(\mathbf{x} - \bar{\mathbf{u}}^n(\mathbf{x})\Delta t) \quad (2.134)$$

以上が Lagrangian 型安定化手法を用いた dynamic mixed SGS モデル (Lagrangian dynamic mixed SGS モデル) である。

2.6 第2章まとめ

第2章では、本研究で取り扱う建物周辺気流の解析手法として用いる LES 及び LES で用いられる代表的な SGS モデルについて解説した。特に SGS モデルの説明においては、導出方法からそのモデルの持つ利点・欠点まで、筆者なりの解釈を交えつつ詳しく述べた。ここで説明した幾つかの SGS モデルは、第4章において建物周辺気流の LES 解析に適用され、予測精度の検証が行われる。

次の第3章では、ここで説明した LES の基礎方程式、SGS モデルを用いて実際に LES 解析を行うために必要な数値計算方法について述べる。

第3章

建物周辺気流解析のための数値計算方法

3.1 はじめに

本章では、第2章で説明を行ったLESの基礎方程式、SGSモデルを用いて実際に建物周辺気流を解析するために必要な数値計算方法について説明する。

3.2 基礎方程式の無次元化

数値解析を行う場合、速度及び長さに関する適当な代表スケールを用いて基礎方程式を無次元化(基準化)することが一般的に行われる。これにより、取り扱うパラメータの数を最小限に絞れ、方程式を簡便に取り扱うことができる。第4章、第5章で行う建物周辺気流のLES解析においても基礎方程式に対しては無次元化が行われる。代表速度に流入平均風速 U_0 、代表長さに建物幅 D を用いて、LESの基礎方程式(第2章(2.16)式、(2.17)式)に対して無次元化を行うと以下ようになる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i^*}{\partial x_j^*} = 0 \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial \bar{u}_j^* \bar{u}_i^*}{\partial x_j^*} = -\frac{\partial \bar{p}^*}{\partial x_i^*} + \frac{\partial}{\partial x_j^*} \left[\frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial \bar{u}_i^*}{\partial x_j^*} \right) \right] - \frac{\partial \tau_{ij}^*}{\partial x_j^*} \quad (3.2)$$

ここで f^* は無次元化された量を表し、それぞれ以下ようになる。

$$\bar{u}_i^* = \frac{\bar{u}_i}{U_0}, \quad x_j^* = \frac{x_j}{D}, \quad t^* = \frac{t}{t_0} = \frac{t}{(D/U_0)}, \quad p^* = \frac{\bar{p}}{P_0} = \frac{\bar{p}}{\rho U_0^2}, \quad \tau_{ij}^* = \frac{\tau_{ij}}{U_0^2} \quad (3.3)$$

$$\text{Re} = \frac{U_0 D}{\nu} \quad (3.4)$$

ここで示される(3.1)式、(3.2)式に基づいて、第4章、第5章の建物周辺気流のLES解析が行われる。尚、便宜上これ以降は無次元化された量でも*は省略するものとする。

3.3 離散スキーム

3.3.1 空間スキーム

空間スキームとしては、有限差分法、有限体積法、有限要素法など、幾つかの方法があるが、本研究では有限差分法の1つである2次精度中心差分を用いる。

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_i = \frac{f_{i+1} - f_{i-1}}{2h} + O(h^2) \quad (h: \text{計算格子幅}) \quad (3.5)$$

3.3.2 時間スキーム

時間スキームとしても様々な方法があるが、本研究では(3.2)式の移流項にAdams-Bashforth法(explicitスキーム、陽解法)、拡散項にCrank-Nicolson法(implicitスキーム、陰解法)を用いたsemi-implicit法(半陰解法)を導入する。

● Adams-Bashforth スキーム (explicit スキーム)

$$\frac{f^{n+1} - f^n}{\Delta t} = \frac{3}{2} F^n - \frac{1}{2} F^{n-1} + O(\Delta t^2) \quad (F = \partial f / \partial t) \quad (3.6)$$

● Crank-Nicolson スキーム (implicit スキーム)

$$\frac{f^{n+1} - f^n}{\Delta t} = \frac{1}{2} F^{n+1} + \frac{1}{2} F^n + O(\Delta t^2) \quad (3.7)$$

3.4 アルゴリズム

MAC (Marker and Cell) 法やSIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure-Linked

Equations) 法、FS (Fractional Step) 法と計算アルゴリズムにも幾つかの方法があるが、本研究では MAC (Marker and Cell) 法から発展した SMAC (Simplified MAC) 法を用いる。SMAC 法を用いる場合、圧力修正量の Poisson 方程式を解く必要があるが、本研究では圧力修正量の Poisson 方程式の解法としては ICCG 法の改良版である MICCG (Modified ICCG) 法を採用している。

3.5 境界条件

3.5.1 流入境界条件

流入境界条件の取り扱い、LES において最も難しい問題の一つである。LES の流入境界条件としては、所定の乱流統計量 (乱れ強さ、乱れの長さスケール等) を満足する非定常の風速変動を与える必要がある。流入条件としての乱れ性状が流れ場全体に大きな影響を及ぼす場合も多く、この状況をどのように再現するかにより予測結果が大きく左右される。

建物周辺気流では建物の存在による流れ性状の変化が流出境界まで影響するため、チャンネル流などの単純流れ場の解析で用いられる周期境界条件が適用できない。従って建物周辺気流の LES 解析においては、流入条件としての風速変動 (流入変動風) を生成するために別途の取り扱いが必要となる。LES における流入変動風の生成方法に関する研究は最近のホットな話題の一つであり、多くの研究事例が見られる (Lee ら 1992, 丸山ら 1994, 近藤ら 1997, 1998, Lund ら 1998, 片岡ら 1999)。

流入変動風を LES で再現する方法としては大別して次の 2 つがある。

- ① 別途の流体計算、或いは流入境界前方にドライバ部を設けてこれを本計算領域と同時に計算することにより変動風を生成する方法 (Lund ら 1998, 片岡ら 1999)
- ② 目標とする乱流統計量を満足するスペクトルを規定し、規定されたスペクトルのフーリエ逆変換により人工的に変動風を生成する方法 (Lee ら 1992, 丸山ら 1994, 近藤ら 1997, 1998)
- ②の方法はさらに、(a) 波数空間の 3次元エネルギースペクトルをターゲットとする方法 (Lee ら 1992) と、(b) 周波数空間のパワースペクトル、クロススペクトルをターゲットとする方法の 2 つに分けられる。

本研究では第 5 章において、②の(a)の方法、即ち、波数空間の 3次元エネルギースペクトルをターゲットとする方法を用いて人工的に流入変動風を生成し、これを流入境界条件として建物周辺気流の LES 解析を行っている。

尚、第 4 章の建物周辺気流の LES 解析においては、流入境界条件は簡易にモデル化し乱れなしの一樣流を用いている。

3.5.2 流出境界条件

流出境界においては、速度の境界条件で与える場合と圧力の境界条件で与える場合があるが、一般に速度の境界条件として与える場合が多い。速度の境界条件としては、従来は法線方向に対して勾配 0 の条件

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (x_i \text{ 方向を流出面に対して法線方向とする}) \quad (3.8)$$

が用いられることが多かったが、近年は(3.9)式に示す移流型境界条件と呼ばれる境界条件の利用が増えている。本研究でもこの条件を用いている。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + U_c \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (U_c : \text{移流速度}) \quad (3.9)$$

移流速度 U_c の値については流入平均速度が用いられていることが多いが、(3.9)式の物理的意味が充分明確でないことから現在のところその与え方に定説はない。この U_c は(3.9)式の左辺第 1 項の時間微分項と第 2 項の移流項の重みづけパラメータと考えることもできる。例えば $U_c \rightarrow 0$ とする場合、(3.9)式は $\partial \bar{u}_i / \partial t = 0$ となり、これは $\bar{u}_i = \text{Const.}$ のディレクレ型の境界条件に対応する。 $U_c \rightarrow \infty$ とする場合には(3.9)式は $\partial \bar{u}_i / \partial x_i = 0$ となり、これは勾配 0 の条件に対応することになる。

3.5.3 壁面境界条件

壁面境界条件としては no-slip 条件 (linear law) を用いることが望ましいが、これを適用するためには粘性底層と呼ばれる領域まで十分な細かさで計算格子を施す必要がある。しかし、建物周辺気流のような高 Re 数の流れでは粘性底層は極めて薄くなり、no-slip 条件が適用できるための計算格子を施すことは困難である。そこで本研究では、壁面境界条件としては Werner らの提案する linear-1/7 power law 型の 2 層モデル (Werner ら 1991) を用いている。Werner らの 2 層モデルを以下に示す。

$$\frac{u(x_n)}{(\tau_w / \rho)^{1/2}} = x_n^+ \quad (x_n^+ \leq 11.81) \quad (3.10)$$

$$\frac{u(x_n)}{(\tau_w / \rho)^{1/2}} = 8.3(x_n^+)^{1/7} \quad (x_n^+ > 11.81) \quad (3.11)$$

この壁面境界条件は格子が細かいときにはno-slip条件と同値になる。

3.6 まとめ

本章では、第4章、第5章の建物周辺気流の解析で用いる数値計算方法について述べた。建物周辺気流のような高Re数の複雑乱流場を解析する場合には、境界条件の取り扱いに特に注意が必要である。

第4章

建物周辺気流の高精度LES解析手法の適用

4.1 はじめに

本章では、第3章で述べた数値計算方法を用いて、実際に建物周辺気流を対象としたLarge Eddy Simulation (LES) を行う。対象とする流れ場は、衝突、剥離、循環、渦放出などの様々な流れ性状を含み、極めて複雑な乱流場である。本章における目的は、このような建物周辺の複雑乱流場を高精度に予測できるLES解析手法を確立することにある。ここで確立される高精度LES解析手法は、本研究で取り扱う建物周辺気流に限らず、理工学分野で取り扱われる様々な複雑乱流場の解析に対しても応用が可能で、極めて有用なものになると考える。

当然のことながら、LESを始めとする数値解析では計算諸条件が予測精度に様々な影響を及ぼす。従って高精度予測可能な数値解析手法を確立するためには、それぞれの計算条件が予測精度に及ぼす影響を系統的に網羅していくことが重要となる。そこで本章では、LESのsub-grid scale (SGS) モデル、計算格子、グリッドシステムの諸条件を系統的に変化させたLES解析を行い、各計算条件が予測精度に及ぼす影響を詳細に検討し、これらの総合的な判断に基づき高精度LES解析手法の検討を行う。

4.2 計算対象

図4.1に示す単体建物をモデル化した正方形断面の角柱周辺流れを計算対象とする。本研究では以後、対象とする建物モデルを2次元角柱と呼ぶことにするが、ここで用いている'2次元'の意味は、時間平均量に対して主流(x_1)方向と主流直角(x_2)方向の水平2方向のみの分布となるというもので、瞬時には3次元的に激しく変動している。計算は当然3次元計算である。

本解析対象は、LynらがLDV (Laser Doppler Velocimetry: レーザ流速計) を用いて精密な模型実験を行っている (Lynら 1994, 1995)。本章で行うLES解析の予測精度の検

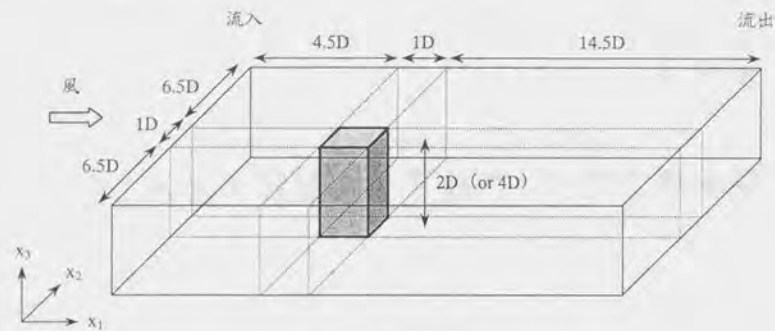


図 4.1 計算対象

証は Lyn らの実験結果との比較に基づいて行う。流入平均風速 U_0 と角柱一辺の長さ D に基づいた Re 数 ($=U_0 D/\nu$) は Lyn らの実験と同じ 2.2×10^4 である。尚、諸量は U_0 と D を用いて無次元化して取り扱うことにする。

図 4.1 に示すように、計算領域は主流 (x_1) 方向に $20D$ (角柱前方領域に $4.5D$ 、角柱後方領域に $14.5D$)、主流直角 (x_2) 方向に $14D$ 、角柱軸 (x_3) 方向に $2D$ (但し、計算ケースによっては $4D$) としている。この計算領域は、本解析対象をテストケースとして行われた LES workshop (LES workshop of Flows past Bluff Bodies (1995), 2nd ERCOFTAC workshop on Direct and Large-Eddy Simulation (1996): Rodi ら 1997, Voke 1997) で指定されたものと同じである。尚、本章で示す研究成果はこれらの LES workshop においても報告を行っている。

4.3 計算ケース

本解析では、① SGS モデル、② 計算格子、③ グリッドシステムの 3 つの計算条件を系統的に変化させて計算ケースを設定している。

①の SGS モデルとしては

- | | |
|--|-----------|
| (1) 標準 Smagorinsky モデル | : S モデル |
| (2) dynamic Smagorinsky モデル | : DS モデル |
| (3) dynamic mixed SGS モデル | : DM モデル |
| (4) Lagrangian dynamic Smagorinsky モデル | : LDS モデル |
| (5) Lagrangian dynamic mixed SGS モデル | : LDM モデル |

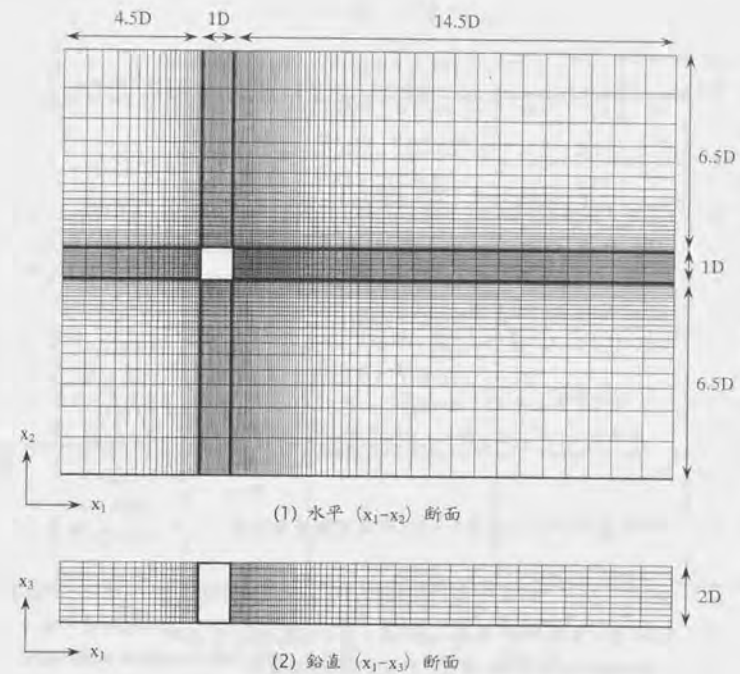


図 4.2 格子分割 (grid A の場合)

の 5 つを用いている。また、②の計算格子としては

- | | |
|------------|---|
| (1) grid A | : $104(x_1) \times 68(x_2) \times 103(x_3) = 70,720$ |
| (2) grid B | : $107(x_1) \times 103(x_2) \times 14(x_3) = 154,294$ |
| (3) grid C | : $140(x_1) \times 103(x_2) \times 32(x_3) = 461,440$ |

の 3 つを設定している。図 4.2 に grid A を例として格子分割図を示す。

③のグリッドシステムには

- | |
|----------------------------------|
| (1) コロケーショングリッド (colocated grid) |
| (2) スタガードグリッド (staggered grid) |

の 2 つを用いている。以上のパラメータを基本的に 1 パラメータずつ系統的に変化させ、表 4.1 に示す計 9 つの計算ケースを設定している。

表 4.1 計算ケース

case	SGS モデル	グリッド	計算領域	計算格子数	h_w^{-1}
1	S (0.13, sf_μ) ^{*2}	コロケーション グリッド	20(x_1)× 14(x_2)× 2(x_3)	104(x_1)× 68(x_2)× 10(x_3) [grid A]	0.022
2	DS				
3	DM				
4	LDS (T=2N) ^{*4}				
5	LDS (T=0.2N) ^{*4}				
6	LDM (T=0.2N) ^{*4}				
7	LDM (T=0.2N) ^{*4}	スタガードグリッド			
8	S (0.1, mf_μ) ^{*2}	コロケーション グリッド	20(x_1)× 14(x_2)× 4(x_3)	107(x_1)× 103(x_2)× 14(x_3) [grid B]	0.02
9	LDM (T=0.2N) ^{*4}	スタガードグリッド		140(x_1)× 103(x_2)× 32(x_3) [grid C]	

- *1 角柱に接する格子幅 (角柱一辺の長さ D で無次元化したもの)
- *2 S (Smagorinsky 定数, 併用される壁面減衰関数³⁾)
- *3 sf_μ : 標準 Van Driest 型減衰関数, $f_\mu = 1 - \exp(-x_n^+ / 25)$
 mf_μ : 修正 Van Driest 型減衰関数, $f_\mu = \{1 - \exp(-x_n^+ / 25)\}^{0.5}$
- *4 LDS or LDM (Lagrangian 型安定化手法で用いられる積分時間スケール⁵⁾)
- *5 T=2N : $T = 2\bar{\Delta}_{LM}^{-1/4}$ (第2章 2.5.4.2 及び Appendix C 参照)
 T=0.2N : $T = 0.2\bar{\Delta}_{LM}^{-1/4}$

4.4 数値計算方法

数値計算方法 (離散スキーム、アルゴリズム、境界条件) については第3章で述べた方法に基づく。表 4.2 に本解析で用いた数値計算方法をまとめて示す。これらは全て表 4.1 に示す case 1~case 9 で共通である。高、本章で示す LES 解析では流入境界条件として簡易にモデル化した乱れなしの一様流を用いている。流入境界条件として変動風を用いた解析については次章で検討を行う。

表 4.2 数値計算方法

① 空間スキーム	2次精度中心差分
② 時間スキーム	移流項: Admas-Bathforth スキーム 拡散項: Crank-Nicolson スキーム
③ アルゴリズム	SMAC 法 圧力修正量の Poisson 方程式の解法に MICCG 法
④ 境界条件	
(a) 流入境界条件	一様流 $\bar{u}_1 = U_0, \bar{u}_2 = \bar{u}_3 = 0$
(b) 流出境界条件	移流型境界条件 $\partial/\partial t + U_0 \cdot \partial/\partial x_1 = 0$
(c) 側面 (x_2 方向) 境界条件	slip 壁条件 $\bar{u}_2 = 0, \partial\bar{u}_1/\partial x_2 = \partial\bar{u}_3/\partial x_2 = 0$
(d) 角柱軸 (x_3 方向) 境界条件	周期境界条件
(e) 壁面境界条件	linear-1/7 power law 型 2層モデル (Werner ら 1991, 第3章 3.5.4 参照)

4.5 各種 SGS モデルの予測精度の検証 (case 1~case 6 の比較)

本節ではまず、以下に示す 5 つの SGS モデル

- (1) 標準 Smagorinsky (S) モデル (case 1)
- (2) dynamic Smagorinsky (DS) モデル (case 2)
- (3) dynamic mixed SGS (DM) モデル (case 3)
- (4) Lagrangian dynamic Smagorinsky (LDS) モデル (case 4, case 5)
- (5) Lagrangian dynamic mixed SGS (LDM) モデル (case 6)

の予測精度の検証を行う。この検証にあたっては比較的粗い計算格子 (grid A) を用いるが、格子が粗いほど SGS モデルの寄与が大きくなるため、SGS モデルの性能をより明確に判断できるという意図が含まれている。

ここで用いる SGS モデルの基礎方程式を以下に示す。各モデルの詳細については第2章 2.5 節を参照されたい。

- (1) S モデル (第2章 2.5.1 参照)

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2(C_S f_\mu \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} = -2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (C_S = 0.13) \quad (4.1)$$

$$f_{\mu} = 1 - \exp(-x_n^+ / 25) \quad (4.2)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad |\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2} \quad (4.3)$$

(2) DS モデル (第2章 2.5.3.2 参照)

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2C\Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} = -2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (C \text{ は } C_S \text{ の 2 乗に対応}) \quad (4.4)$$

$$C(x,t) = \frac{1}{2} \frac{\hat{\varepsilon}_{ij} M_{ij}}{M_{kl}^2} \quad (4.5)$$

$$\hat{\varepsilon}_{ij} = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\hat{u}_i \hat{u}_j} \quad (4.6)$$

$$M_{ij} = \widehat{\Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}} - \Delta^2 \widehat{|\bar{S}| \bar{S}_{ij}} \quad (4.7)$$

(3) DM モデル (Vreman らの定式化に基づく, 第2章 2.5.3.3 参照)

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = L_{ij}^m - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk}^m - 2C\Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} = L_{ij}^m - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk}^m - 2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (4.8)$$

$$L_{ij}^m = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\hat{u}_i \hat{u}_j} \quad (4.9)$$

$$C(x,t) = \frac{1}{2} \frac{(\hat{\varepsilon}_{ij} - H_{ij}^V) M_{ij}}{M_{kl}^2} \quad (4.10)$$

$$H_{ij}^V = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{\hat{u}_i \hat{u}_j} - \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} + \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} \quad (4.11)$$

$\hat{\varepsilon}_{ij}$ と M_{ij} は (4.6) 式、(4.7) 式と同じ。

(4) LDS モデル (第2章 2.5.4.2 参照)

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2C\Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} = -2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (4.4) \text{再}$$

$$C(x,t) = \frac{1}{2} \frac{I_{LM}}{I_{MM}} \quad (4.12)$$

$$I_{LM}^{n+1}(x) = \varepsilon \left[\hat{\varepsilon}_{ij} M_{ij} \right]^{n+1}(x) + (1-\varepsilon) I_{LM}(x - \bar{u}^n(x) \Delta t) \quad (4.13)$$

$$I_{MM}^{n+1}(x) = \varepsilon \left[M_{ij} M_{ij} \right]^{n+1}(x) + (1-\varepsilon) I_{MM}(x - \bar{u}^n(x) \Delta t) \quad (4.14)$$

$$\varepsilon = (\Delta t / T^n) / (1 + \Delta t / T^n) \quad (4.15)$$

$$T = \alpha \bar{\Delta} I_{LM}^{-1/4} \quad (4.16)$$

(5) LDM モデル (第2章 2.5.4.2 参照)

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = L_{ij}^m - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk}^m - 2C\Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} = L_{ij}^m - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk}^m - 2\nu_{SGS} \bar{S}_{ij} \quad (4.8) \text{再}$$

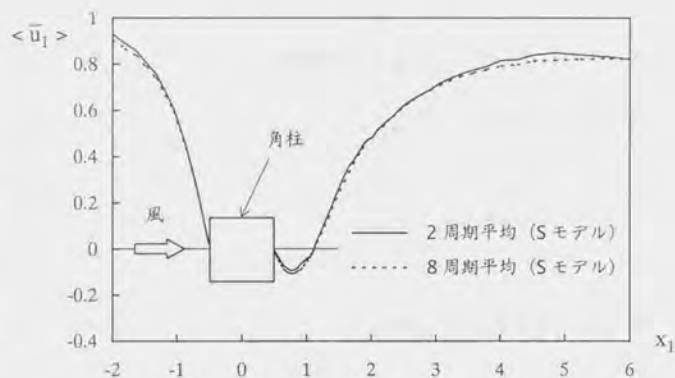
$$C(x,t) = \frac{1}{2} \frac{I_{LM} - I_{HM}}{I_{MM}} \quad (4.17)$$

$$I_{HM}^{n+1}(x) = \varepsilon \left[H_{ij} M_{ij} \right]^{n+1}(x) + (1-\varepsilon) I_{HM}(x - \bar{u}^n(x) \Delta t) \quad (4.18)$$

他は (4.13) 式 ~ (4.16) 式と同じ。

(2) ~ (5) の dynamic SGS モデルの計算安定化としては、DS モデル (case 2) 及び DM モデル (case 3) の場合、 $C < 0 \rightarrow C = 0$ とする clipping 操作を用いている (第2章 2.5.4 参照)。一方、LDS モデル (case 4, case 5) 及び LDM モデル (case 6) では Lagrangian 型安定化手法を用いているため clipping 操作は必要としない。また、角柱前方及び側方における一様流中では、(4.5) 式、(4.10) 式、(4.12) 式及び (4.17) 式の分母の M_{ij} (I_{MM}) が 0 に近づき計算不能となるため、 $M_{ij}^2 < 10^{-5}$ ($I_{MM} < 10^{-5}$) の場合には $C = 0$ としている。

以下に計算結果として示す統計量の平均時間は、無次元時間 ($t \cdot U_0 / D$) で約 15 (角柱後方から放出されるカルマン渦変動の 2 周期分) としている。case 1 の条件で無次元時間で約 61 (カルマン渦変動の 8 周期分) まで計算を行ったが、図 4.3 に示すように平均風速に関しては無次元時間約 15 で平均した結果と殆ど変わらなかった。

図4.3 角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$

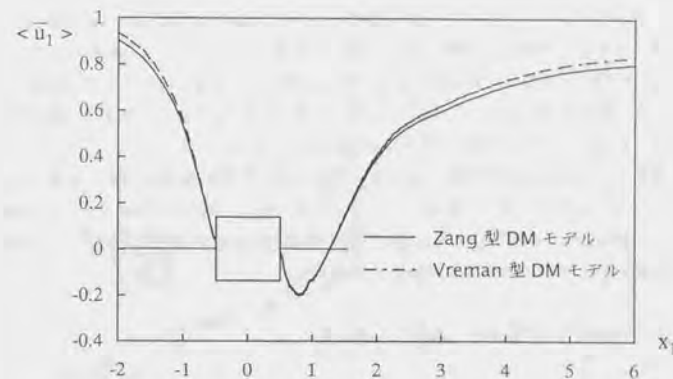
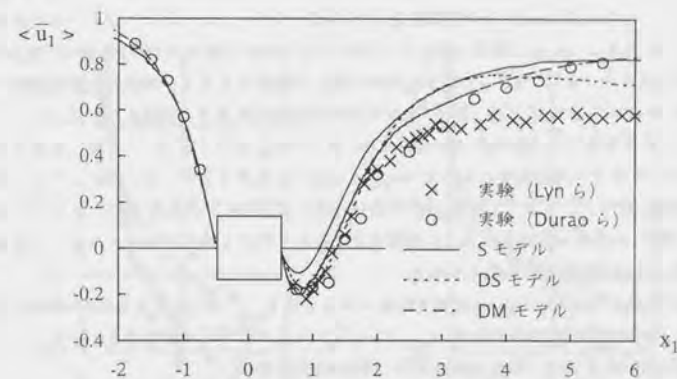
4.5.1 標準 Smagorinsky モデルと dynamic SGS モデルの比較 (case 1~case 3 の比較)

まず始めに、近年 LES の SGS モデルの主流になりつつある dynamic SGS モデルを 2次元角柱周辺気流の解析に適用し、static な通例の Smagorinsky モデル (Sモデル, case 1) との比較から、その有効性を検証する。

dynamic SGS モデルとしては、Smagorinsky モデルに基づく dynamic Smagorinsky モデル (DSモデル, case 2) と、mixed SGS モデルに基づく dynamic mixed SGS モデル (DMモデル, case 3) の二つを用いる。尚、本解析の DM モデルは Vreman らの定式化 (Vreman ら 1994, 第2章 2.5.3.3 参照) に基づいている。case 3 で用いている計算条件に準じて Zang らの定式化による DM モデル (Zang ら 1993, 第2章 2.5.3.3 参照) を用いた解析も行ったが、図 4.4 に示すように平均風速に関しては両 DM モデルの結果の間に大きな差は見られなかった。

4.5.1.1 平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ の分布 (図 4.5)

図4.5に角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ を示す。角柱前方領域においては、Sモデル (case 1)、DSモデル (case 2) 及びDMモデル (case 3) の各モデル間に差は見られないが、角

図4.4 角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$
(Zang らによる DM モデルと Vreman らによる DM モデルの比較)図4.5 角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$
(Sモデル、DSモデル及びDMモデルの比較)

柱後方領域において顕著な差が認められる。Sモデルでは後方循環流域 ($0.5 < x_1 < 1.5$) の大きさを過小評価している。一方、DS、DMモデルのdynamic SGSモデルでは循環流域をSモデルよりも大きく評価し、実験と良く一致した結果となっている。この領域においてDSモデルとDMモデルに大きな差は見られないが、DMモデルの方がそのピークの位置、循環流の広さ等が若干実験に近い。これらの差異は、次の4.5.1.2で述べる角柱側方剥離域における乱流拡散性状の評価の相違に関連しているものと考えられる。

循環流域よりもさらに後方領域 ($x_1 > 2$) では、ここに示す全てのLESの結果はLynらの実験に比べて風速を大きめに評価している。一方、 $Re = 1.4 \times 10^4$ のDuraoらの実験結果 (Duraoら 1988) はLESの結果に近い。この領域では実験間の差異も大きく、実験誤差と予測誤差の両者を含めた検討を今後行う必要がある。

4.5.1.2 剥離域の諸量の分布 (図4.6~図4.9)

図4.6に角柱側方の剥離域 (角柱風上コーナーより0.5後方の位置) の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ を示す。DSモデル (case 2)、DMモデル (case 3) はSモデル (case 1) に比べ、剥離による逆流域が広く、角柱側面のより遠方まで風速が負となる。DMモデルではこの逆流域がDSモデルよりやや小さくなるが実験には一番近い。

この領域でのモデル係数の分布を図4.7に示す。Sモデルの結果はSmagorinsky定数 $C_S (=0.13)$ にVan Driest型の減衰関数 f_μ ((4.2)式) を乗じた値、DS、DMモデルの結果は $\langle C \rangle^{1/2}$ を表示している。角柱近傍においてSモデルとDS、DMモデルのdynamic SGSモデルの間には大きな差異が見られる。Sモデルでは f_μ の効果によりモデル係数は角柱近傍で単調に0に向かっていくが、DS、DMモデルでは角柱近傍でもあまり減衰していない。

このモデル係数の分布形状の違いは図4.8に示す $\langle v_{SGS} \rangle (= C \bar{S}^2)$ に密接に関連する。Sモデルの結果では角柱近傍において $\langle v_{SGS} \rangle$ は大きく減衰するが、DS、DMモデルではあまり減衰しない。このような $\langle v_{SGS} \rangle$ の評価の違いはSGSの乱流拡散性状、さらにはgrid scale (GS) の乱流拡散性状に大きく影響する。これをGSとSGSの運動エネルギーの輸送構造 (第2章2.4.2参照) より考えてみる。

SGSの運動エネルギー k_{SGS} の輸送方程式中の生産項 $P_{k_{SGS}} (= -\tau_{ij} \bar{S}_{ij})$ はGSの運動エネルギー k_{GS} の輸送方程式中の散逸項 $-e_{SGS} (= \tau_{ij} \bar{S}_{ij})$ と逆符号の形で対応する。即ち、 $\tau_{ij} \bar{S}_{ij}$ はGSとSGS間のエネルギーの輸送率を示す (第2章2.4.2参照)。

SモデルとDSモデルでは $-\tau_{ij} \bar{S}_{ij}$ は(4.1)式、(4.4)式から次式のように評価される。

$$P_{k_{SGS}} = -\tau_{ij} \bar{S}_{ij} = 2v_{SGS} (\bar{S}_{ij})^2 \tag{4.19}$$

Sモデルの場合、DSモデルに比べ角柱近傍において $\langle v_{SGS} \rangle$ が小さな値を持つため(図4.8

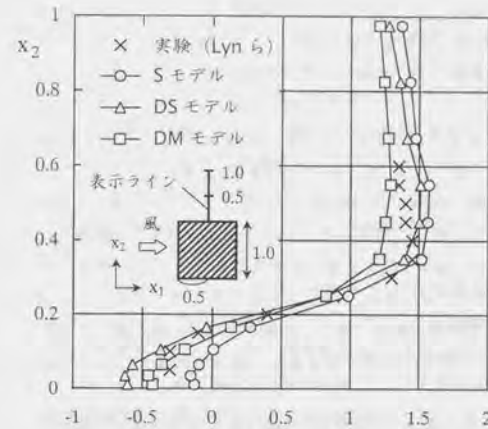


図4.6 角柱側方の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ (Sモデル、DSモデル及びDMモデルの比較)

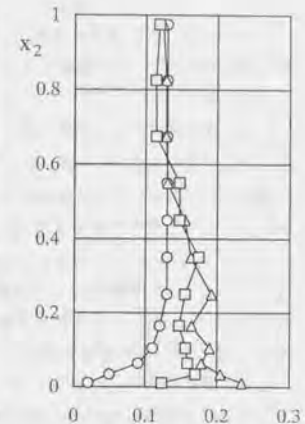


図4.7 $\langle C \rangle^{1/2}$

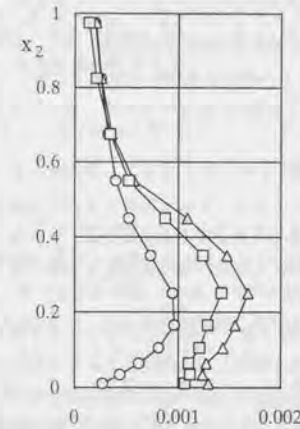


図4.8 $\langle v_{SGS} \rangle$

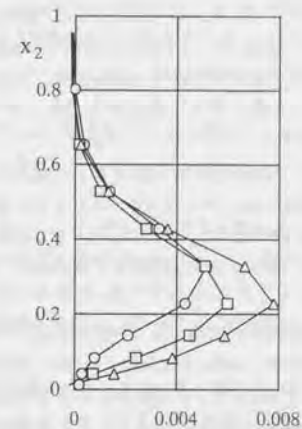


図4.9 $-\langle \tau_{12} \rangle$

参照)。 (4.19)式によりこの領域での P_{kSGS} が小さく評価される。 P_{kSGS} が小さいので ϵ_{SGS} も小さくなる。つまり、SモデルではGSからSGSへ輸送されるエネルギーが小さく評価される。このため、流れ場で支配的なGS成分の運動量拡散が過大となる。これにより、SモデルではDSモデルに比べ剥離域の成長が抑制され、剥離による逆流域が狭くなると考えられる (図4.6参照)。

一方、DMモデルではSGS応力 τ_{ij} は(4.8)式に示すようにscale-similarityモデル $L_{ij}^{(4.9)}$ 式とSmagorinskyモデルの和として表される (第2章2.5.3.3参照)。図4.9に $\langle -\tau_{12} \rangle$ の比較を示す。DMモデルの結果は全体的にDSモデルの結果よりもやや小さくなっている。これは $\langle v_{SGS} \rangle$ がDSモデルよりも小さくなっていることに加え (図4.8参照)、瞬時的にscale-similarityモデルの項がSmagorinskyモデルの項と逆符号に働いたためと推測される。これにより、DMモデルではDSモデルよりも P_{kSGS} ($= -\tau_{ij} \bar{S}_{ij}$) が小さくなる。その結果、DSモデルに比べてGS成分の運動量拡散が過大になり、剥離による逆流域が狭くなると考えられるが、平均風速で比較するとDMモデルが実験と最も一致する結果となっている (図4.6参照)。

以上のような各SGSモデル間における剥離性状の変化が、図4.4に示す角柱後方の循環流の大きさ等に影響を及ぼしていると考えられる。

4.5.1.3 dynamic SGS モデル導入の効果と問題点

4.5.1.1、4.5.1.2 で示したように、dynamic SGS モデル (DS モデル (case 2) 及び DM モデル (case 3)) は static な通例の Smagorinsky モデル (S モデル, case 1) に比べて、角柱側方や後方循環領域の風速分布の予測においてその精度を大幅に改善する。但し、DS モデルと DM モデルの dynamic SGS モデルを比較した場合、両モデルの間に著しい差は見られない。

一方、Appendix A に示すように scale-similarity モデルの 2 重フィルタ操作の定式化上の問題から、このモデルをベースとする DM モデルをチャンネル流解析に適用した場合、DS モデルに比べて、さらには S モデルに比べても予測精度が劣る結果となる。この相違について、また 2 次元角柱周辺気流の解析における DM モデルの導入の意義を以下に考えてみる。

Appendix A で指摘している問題は、平均流が勾配を持った方向に 2 重フィルタ操作を施した場合、scale-similarity モデルの評価にしばしば無視し得ぬ数値誤差が含まれるというものである。しかし渦放出を伴う 2 次元角柱周辺流れの場合、特に角柱近傍において速度勾配の符号が激しく変化する非定常性の強い流れとなり、チャンネル流のように明確な速度勾配が存在しない。そのため、2 次元角柱周辺気流の解析では scale-similarity モデルのフィルタ操作に関わる問題点が予測精度に対して顕著に影響しないものと考えられる。

つまり 2 次元角柱周辺気流の場合、非定常性の強い流れ場の性状により結果的に scale-similarity モデルの問題点が顕在化しないと考えているが、このような流れ性状は dynamic SGS モデルの適用上、別の問題を招く。非定常性が強く、速度勾配の符号も激しく変化する流れ場においては、DS モデルのモデル係数 C は負となることが多く、計算不安定 (負拡散) が生じる。そのため、通常は強制的に正の拡散を保証する clipping 操作が導入される。しかし筆者の経験からは、clipping 操作はあくまで負拡散の増大による計算発散を防止するためのものであり、計算安定化やそれに伴う計算負荷の軽減にはあまり効果がない。実際、clipping 操作を用いた DS モデル (case 2) は S モデル (case 1) に比べ、計算時間が約 4.3 倍増加している。この点は dynamic SGS モデルに基づく LES を汎用的に利用するためには大きな障害となる。

一方、本解析の DM モデル (case 3) の計算時間は DS モデルの 6 割程度となっている。これは DM モデルを構成する 2 つのモデル (Smagorinsky モデル及び scale-similarity モデル, (4.8)式参照) のうち、係数 C を含む Smagorinsky モデルの項が負拡散に寄与する場合でも、もう一方の scale-similarity モデルの項が Smagorinsky 項と逆符号に働いて負拡散を緩和し、計算が安定になるためと考えられる。以上を踏まえると、本解析における DM モデルの導入の意義は、DS モデルに対する予測精度の大幅な改善というよりも、DS モデルの計算安定化のための方策の 1 つと解釈できる。しかし DM モデルにしても、S モデルに比べて約 2.5 倍の計算時間が必要とされる。

そこで次に、建物周辺気流のような複雑乱流場の解析に dynamic SGS モデルを適用する際に計算安定化・高速化に有効と期待される Lagrangian 型安定化手法 (Meneveau ら 1994, 1996) を DS モデルに導入した 2 次元角柱周辺流れの LES 解析を行い、同手法の効果と有効性を検証する。

4.5.2 dynamic SGS モデルへの Lagrangian 型安定化手法の導入とその効果 (case 2, case 4 及び case 5 の比較)

ここでは dynamic SGS モデルの計算安定化手法として、特に建物周辺気流のような複雑乱流場の解析に有効と期待される Lagrangian 型安定化手法 (Meneveau ら 1994, 1996, 第2章2.5.4.2参照) を DS モデルに適用した Lagrangian DS モデル (LDS モデル, case 4 及び case 5) により 2 次元角柱周辺流れの LES 解析を行い、DS モデル (case 2) との比較により、その有効性を検証する。

Lagrangian 型安定化手法を用いる場合、積分時間スケール T がモデル係数 C の平均時間 (Lagrangian 積分時間) を決める最も重要なパラメータとなる (第2章2.5.4.2及びAppendix C参照)。本解析では Lagrangian 型安定化手法の提案者である Meneveau らが推奨する形の 1 つである $T = 2\bar{\Delta}L_M^{-1/4}$ (以降 $T = 2N$ ($N = \bar{\Delta}L_M^{-1/4}$), case 4) と、その T を

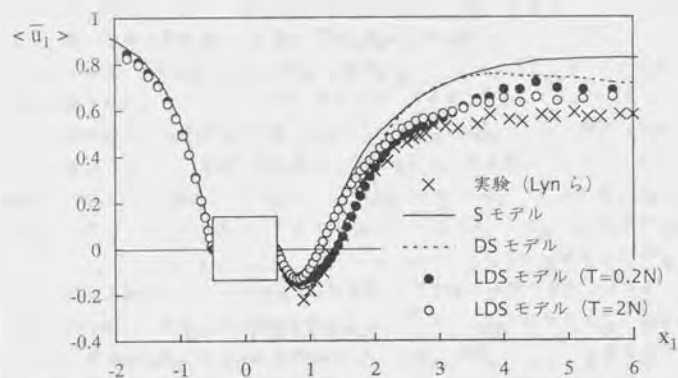


図 4.10 角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$
(DSモデルとLDSモデルの比較)

1/10とした $T=0.2\Delta t_{LM}^{-1/4}$ (以降 $T=0.2N$, case 5) の2種類の積分時間スケールを用いている。

4.5.2.1 平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ の分布 (図 4.10)

図 4.10 に角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ を示す。 $T=2N$ の LDS モデル (case 4) の場合、実験や DS モデル (case 2) に比べて角柱後方循環流域をかなり小さく評価している。一方、 $T=0.2N$ の LDS モデル (case 5) で評価される循環流域の広さは実験と良く一致している。また、循環流域よりさらに後方領域 ($x_1 > 2$) では LDS モデルは両ケースとも DS モデルに比べてやや実験に近い傾向を示すが、依然として風速の回復が早く実験との差異は大きい。

4.5.2.2 剥離域の諸量の分布 (図 4.11~図 4.13)

角柱側方の風上コーナーより 0.5 後方の位置における平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ を図 4.11 に示す。 $T=2N$ (case 4) 及び $T=0.2N$ (case 5) の LDS モデルはともに角柱側方の剥離による逆流域の大きさを実験よりやや小さく予測するが、実験との対応はかなり良い。

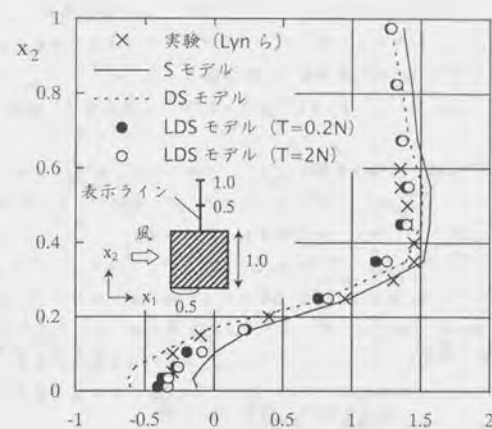


図 4.11 角柱側方の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$
(DSモデルとLDSモデルの比較)

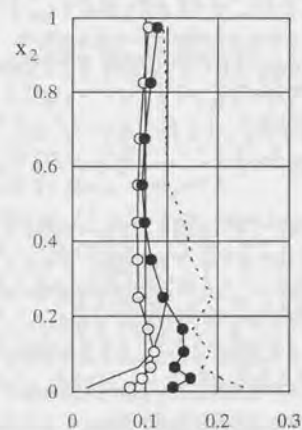


図 4.12 $\langle C \rangle^{1/2}$

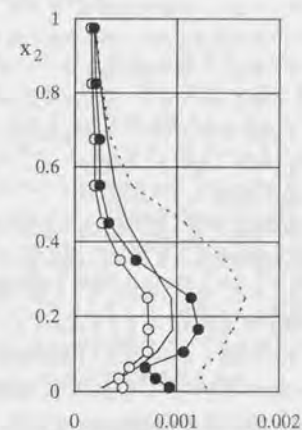


図 4.13 $\langle v_{SGS} \rangle$

図 4.12 はこの領域におけるモデル係数 $\langle C \rangle^{1/2}$ の分布である。LDS モデルの結果は $T=2N$ と $T=0.2N$ とともに DS モデルよりも小さく、特に $T=2N$ は大幅に小さな値を示す。また結果は示さないが、LDS モデルを用いた 2 つのケースでは解析全領域において係数 C の値がほぼ完全に正となり、その空間分布も比較的穏やかなものとなった。これは計算安定化に大きく貢献し、LDS モデル ($T=2N$ 及び $T=0.2N$) の計算時間はともに DS モデルの約半分となった。

図 4.13 にこの領域の SGS 渦粘性係数 $\langle \nu_{SGS} \rangle$ の比較を示す。LDS モデルは角柱壁面から $x_2 = 0.3$ の範囲では $T=0.2N$ が $T=2N$ を大きく上回るが、角柱より $x_2 = 0.35$ 以上離れた場所では両ケースの LDS モデルはよく似た推移を示している。

図 4.12 と図 4.13 における LDS モデルの結果と DS モデルの結果を比べると、いずれの結果も角柱から離れると LDS モデルの方が DS モデルの場合よりも速やかに減少する様子が見られる。これは角柱から離れるに従って一様流の影響を強く取り込むためと考えられる。DS モデルと LDS モデルには、 $\langle C \rangle^{1/2}$ や $\langle \nu_{SGS} \rangle$ 等の分布形状の差異により角柱側方の平均風速分布が変化し、剥離域の大きさにおいては LDS モデルは DS モデルよりも実験に近づいた結果となっている (図 4.11 参照)。

4.5.2.3 モデル係数 C の算出における積分範囲の評価 (図 4.14)

図 4.14 に LDS モデル (case 4, case 5) のモデル係数 C の算出における積分範囲 L^* (流跡線に沿った上流への無次元距離) を示す。図示した値は、 C の算出式に現れる I_{LM} と I_{MM} の簡略化された輸送方程式 ((4.13)式と(4.14)式) を導出する際に用いる重み関数 W (第 2 章 2.5.4.2 参照) の積分値が全重み ($-\infty$ までの積分値) に対して 90% となるような時間に対し、その位置でのスカラー風速値 ($\langle \bar{u}_1 \rangle^2 + \langle \bar{u}_2 \rangle^2$)^{1/2} を乗じたものとして表示している。

図 4.14(2) に示すように、角柱近傍における積分距離 L^* は $T=2N$ の場合、 $T=0.2N$ の 2 ~ 4 倍大きくなっている。例えば、 $x_1 = -1$ の角柱風上位置で $T=2N$ の場合 $L^* = 16$ であり、 $T=0.2N$ の場合 $L^* = 4$ である。

この積分距離の長さは、流れ場の性状があまり変化しない範囲を越えないのが妥当であり、角柱近傍の流れのスケールは角柱幅 1 (角柱一辺の長さ D で無次元化) より小さくなると考えられる。図 4.14(1) より $T=2N$ では角柱側方の $x_2 = 0.2$ (角柱側方剥離渦外縁, 図 4.11 参照) の辺りで L^* が 1 より大きくなっているのに対して、 $T=0.2N$ の場合は $x_2 = 0.2$ の位置で $L^* = 0.6$ となり、図 4.11 等の比較からみて $T=0.2N$ の方が妥当と推測される。抑ら、 $T=2N$ の場合の L^* は過大であり、Meneveau らが等方性乱流などの単純流れ場で最適化した $T=2N$ の関係 (Appendix C 参照) をそのまま建物周辺気流を始めとする複雑乱流場の解析に適用することには問題があるものと考えられる。また、流れの性状があまり変化しない角柱上流や側方遠方の一様流中において積分距離は角柱近傍の 100 倍以上となり

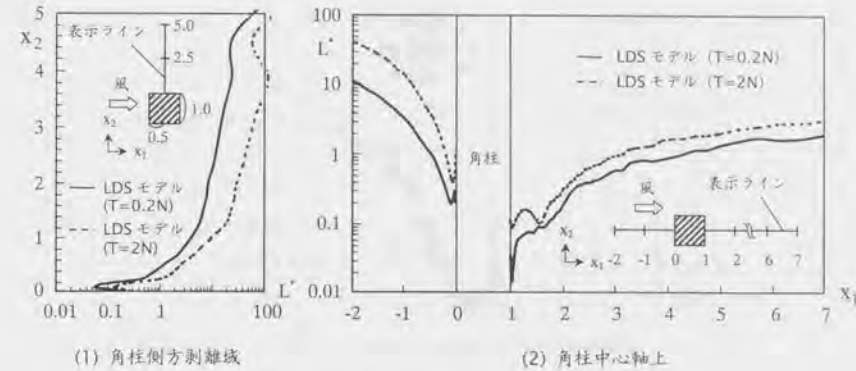


図 4.14 係数 C の積分範囲 L^*

非常に大きくなる。

4.5.2.4 Lagrangian 型安定化手法の導入の効果と問題点

Lagrangian 型安定化手法を導入した DS モデル (LDS モデル, case 4 及び case 5) は、DS モデル (case 2) に比べて約 2 倍計算時間が高速化され、DS モデルの計算安定化の上で有効である。また、LDS モデルの積分時間スケール T を調整・最適化することにより (case 5)、角柱側方の剥離域の大きさ等に関して DS モデルに比べて若干の精度の向上が見られた。予測精度に関連して、積分時間スケール T の値については Meneveau らが推奨する $T=2N$ (case 4) よりも $T=0.2N$ (case 5) が良好な結果を示し、角柱周辺流れ場では $T=2N$ が必ずしも適当でないことが明らかになった。 $T=2N$ という値は等方性乱流などの単純流れ場を対象として最適化されたものであり (Appendix C 参照)、これを 2 次元角柱周辺流れのような各種流れ性状が混在する複雑乱流場に対してそのまま用いることには問題がある。Lagrangian 型安定化手法の積分時間スケール T は流れ場の性状に応じて最適化される必要があり、同手法をより汎用的に利用するためにはこの点が今後の課題される。

4.5.3 Lagrangian dynamic mixed SGS モデルの適用 (case 3 と case 6 の比較)

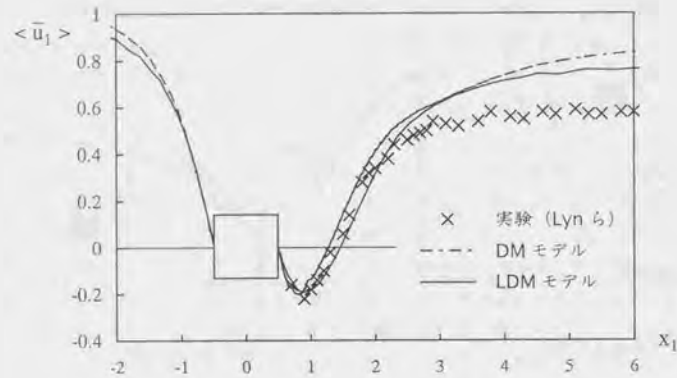


図 4.15 角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$
(DMモデルとLDMモデルの比較)

4.5.2 で示したように、DSモデルに対してLagrangian型安定化手法を導入することは計算安定化や予測精度の面から大変有効と考えられる。一方4.5.1で述べたように、dynamic SGSモデルの1つであるDMモデルも建物周辺気流解析においてはDSモデルの計算安定化対策の1つと考えられる。従って、この両者を組み合わせれば、即ち、DMモデルに対してLagrangian型安定化手法を導入すれば、dynamic SGSモデルの計算安定化上さらに期待ができる。そこで次に、DMモデルにLagrangian型安定化手法を導入したLagrangian dynamic mixed SGSモデル(LDMモデル, case 6)を2次元角柱周辺流れのLES解析に適用し、通常のDMモデル(case 3)との比較によりその有効性を検証する。高、LDMモデルの積分時間スケール T としては4.5.2で有効性が検証された $T=0.2N$ を用いている。

4.5.3.1 平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ の分布 (図4.15)

角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ について、DMモデル(case 3)とLDMモデル(case 6)を比較した結果を図4.15に示す。DMモデルとLDMモデルの結果はともに角柱後方の循環領域の性状が実験と良く一致しているが、LDMモデルの方がさらに実験に近い。LDMモデルの結果はこれまでに比較した4つのSGSモデル(S, DS, DM, LDSモデル)と比べても

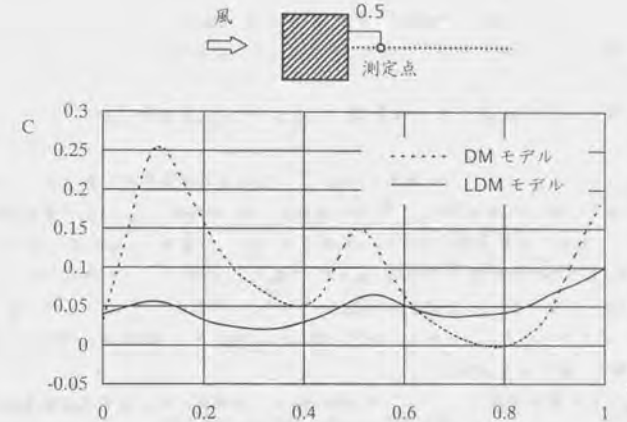


図 4.16 モデル係数Cの時系列変化
(DMモデルとLDMモデルの比較)

実験と最も良い対応を示している。

4.5.3.2 モデル係数Cの時系列変化 (図4.16)

図4.16は角柱後方循環領域内のある1点(角柱中心軸上で角柱後方壁面から0.5離れた位置)でのモデル係数Cの時系列変化を示したものである。LDMモデルはDMモデルに比べて滑らかな変動を示している。これは計算安定化に大きく貢献し、LDMモデルの計算時間はDMモデルのさらに6割程度に短縮された。これまでもちいた5つのSGSモデルの計算時間を比較すると、S:DS:DM:LDS:LDM \approx 1:4.3:2.5:2.2:1.5となる。予測精度も含めて、LDMモデルが本研究で対象とする2次元角柱周辺流れのような複雑乱流場の解析に極めて有効であることが分かる。

4.6 計算格子依存性の検討

本節では、計算条件が予測精度に及ぼす影響の検討の2つめとして、予測精度に対する計算格子依存性の検討を行う。まず始めに、2つの異なる計算格子(grid Aとgrid B)を

用いた5モデルによる解析 (case 1 と case 8) を行い、格子分割の違いが予測精度に及ぼす影響を示す。また、格子分割数だけでなく隣り合う格子の拡大率 (grid stretching ratio) に着目し、これが予測精度に及ぼす影響についても検討する。

4.6.1 格子分割の相違の及ぼす影響 (case 1 と case 8 の比較)

表4.1に示すように、ここで比較する case 1 と case 8 の計算条件の違いは、① 計算格子分割、② Smagorinsky 定数 C_S 、③ 減衰関数 f_μ 、④ 角柱軸 (x_3) 方向の解析領域の広さの4つである。本来は格子分割のみ変更するべきであるが、case 8 は前述の LES workshop (LES workshop of Flows past Bluff Bodies (1995), 2nd ERCOFTAC workshop on Direct and Large-Eddy Simulation (1996)) で標準とされたケースに従っており、これらの相違が生じた。しかし、以下の理由から case 1 と case 8 の計算条件の主要な相違は格子分割であると考えられる。

②の C_S と④の解析領域については、Murakami らが本解析と同じ2次元角柱周辺流れの LES 解析を行い、 $C_S = 0.13$ (case 1 の条件に相当) と $C_S = 0.1$ (case 8 の条件に相当) の違いや、 x_3 方向の解析領域 2D (case 1 の条件に相当) と 4D (case 8 の条件に相当) の違いにより予測結果に殆ど変化は見られないと報告している (Murakami ら 1991)。また③の f_μ については、case 8 の計算条件から f_μ のみを case 1 で用いている標準型の減衰関数 ($f_\mu = 1 - \exp(-x_3^*/25)$) に代えたケース (case 8') を設定し、予備解析を行った。しかし図4.17に示すように、平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ に関する限り case 8 と case 8' の結果に大きな違いは見られなかった。以上のことから case 1 と case 8 の計算条件の主要な相違は格子分割であるとみなし、以下に両ケースの比較結果を述べる。

図4.18は角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ の比較を示す。角柱後方 $x_1 > 1$ の領域において、case 8 では分布に激しい数値振動が生じている。一方、同じ領域で case 1 の結果には振動は見られない。この差は両ケースの計算格子分割の相違によるものである。case 8 の格子分割 (grid B) は $x_1 > 1$ の領域において case 1 (grid A) よりも粗く、また角柱軸 (x_3) 方向も領域全体で case 1 に比べて粗い分割となっている。このため、case 8 の結果では角柱後方領域の風速分布に振動が発生したと思われる。一方、角柱近傍領域 ($-1 < x_1 < 1$, $-1 < x_2 < 1$) では、case 8 (grid B) は case 1 (grid A) よりも細かい格子分割となっており、case 1 に比べて case 8 の方が角柱後方循環領域 ($0.5 < x_1 < 1.5$) において精度の良い結果を与える。このような計算格子の違いにより生じる予測精度の変化については、さらに幾つかの計算格子を設けて詳細に検討する必要がある。この点は今後の課題となるが、この検討の一環として隣り合う格子の拡大率 (grid stretching ratio) に着目し、これが予測精度に及ぼす影響について検討したものを次に示す。

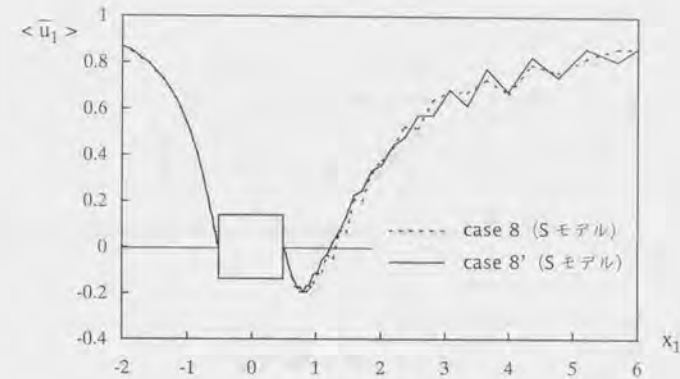


図4.17 角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ (標準型減衰関数と修正型減衰関数の比較)

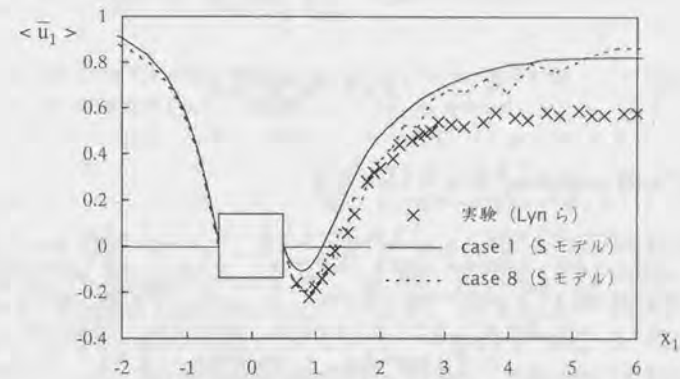


図4.18 角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ (格子分割の違いによる影響)

表 4.3 計算ケース

case	SGS モデル	計算領域	計算格子数	stretching ratio (x_1 方向)
1-A	S モデル ($C_S = 0.13$)	$20(x_1) \times 14(x_2)$ $\times 2(x_3)$	$104(x_1) \times 103(x_2)$ $\times 10(x_3)$	1~1.6
1-B			$121(x_1) \times 103(x_2)$ $\times 10(x_3)$	1.05

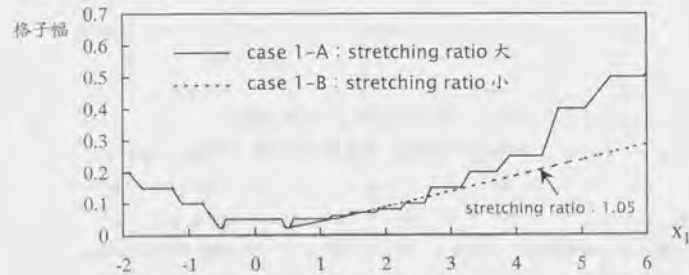


図 4.19 主流方向の格子幅の分布

4.6.2 grid stretching ratio の及ぼす影響

隣り合う格子の拡大率 (grid stretching ratio) に着目し、これが予測精度に及ぼす影響について検討する。この検討では、主流 (x_1) 方向の grid stretching ratio のみを変化させ、2つの計算ケースを設定する。これらのケースは基本的に case 1 の条件に従うものとし、case 1-A と case 1-B と表記することにする。但し、case 1 の場合には主流直角 (x_2) 方向の計算格子が粗いので、この影響が x_1 方向の grid stretching ratio の違いにより予測精度に及ぼされる影響よりも大きくなる恐れがある。そのため、 x_2 方向の格子分割については case 1 よりも細かい格子が施されている case 8 を用いることにした。表 4.3 は case 1-A と case 1-B の主な計算条件を示したものである。また、図 4.19 に case 1-A と case 1-B の主流 (x_1) 方向の格子幅の分布を示す。

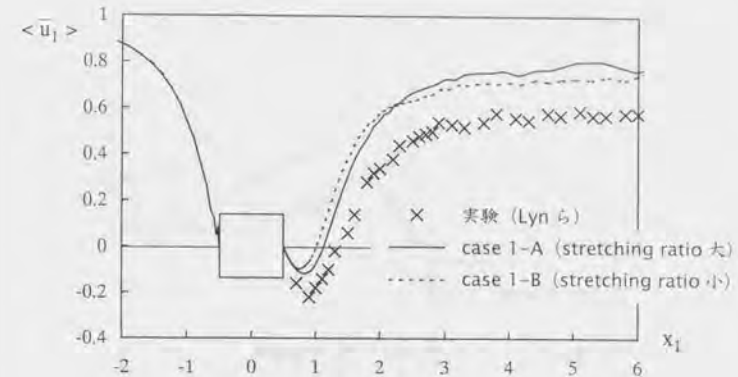
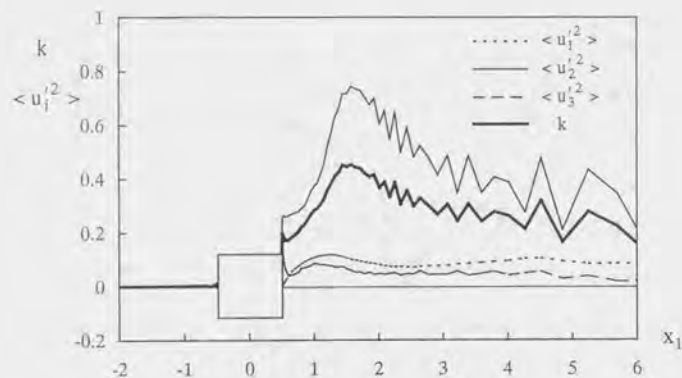
図 4.20 角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$
(grid stretching ratio の違いによる影響)4.6.2.1 平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ の分布 (図 4.20)

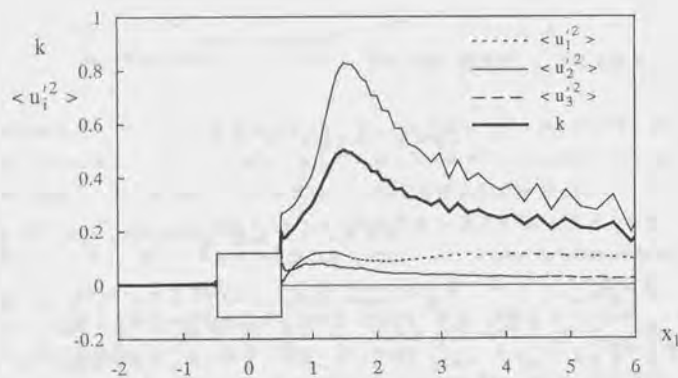
図 4.20 に角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ を示す。角柱後方循環領域においては case 1-A、case 1-B ともに実験に比べて循環領域の大きさを過小評価している。この点は 4.5.1 で示した S モデル (case 1) の結果と同様であり、この誤差は dynamic SGS モデルを用いることにより改善される (4.5.1 参照)。循環領域よりもさらに後方 ($x_1 > 2$) では、case 1-A に比べ grid stretching ratio の小さい case 1-B は速度の回復がやや遅くなり、Lyn の実験に近づいた結果となっている。図 4.21(1) に示すように、case 1-A では $x_1 > 2$ の grid stretching が過大となる領域 (図 4.19 参照) で発生する数値振動が拡散的に働き、この領域での速度の回復が早くなる。一方、case 1-B では同じ領域における数値振動が抑えられ (図 4.21(2) 参照)、速度の回復が case 1-A に比べて遅くなり実験に近づく。しかし、case 1-B においても依然として実験結果よりも速度の回復は早い。

4.6.2.2 角柱後方のノルマルストレス $\langle u_i'^2 \rangle$ と乱流エネルギー k (図 4.21)

図 4.21 に角柱中心軸上のノルマルストレス $\langle u_i'^2 \rangle$ の各成分と乱流エネルギー k (ともに GS 成分のみ) の分布を示す。 $x_1 > 2$ の領域において、case 1-A では $\langle u_2'^2 \rangle$ と k の分布に



(1) case 1 (grid stretching ratio : 1~1.6)



(2) case 2 (grid stretching ratio : 1.05)

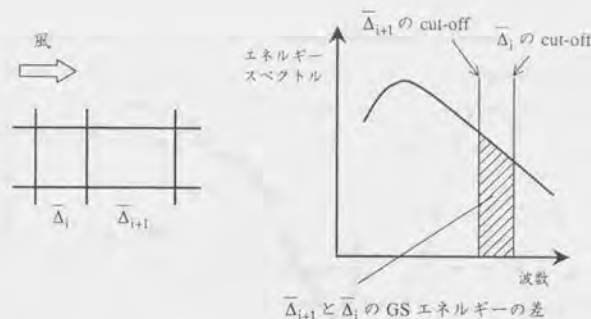
図 4.21 角柱中心軸上のノルマルストレス $\langle u_i'^2 \rangle$ と乱流エネルギー k 

図 4.22 cut-off 波数の変化に伴う GS エネルギーの変化

激しい振動が見られる (図 4.21(1))。一方, case 1-B ではそれらの振動は大幅に抑えられている (図 4.21(2))。case 1-A で見られる振動の大半は $x_1 > 2$ の grid stretching ratio が急増する領域で生じている。これに対し, case 1-B ではこの領域の stretching ratio を小さくすることにより数値振動が抑えられる。本解析のように不等間隔格子を用いる場合, 各格子で解像できる GS 成分が異なるため, この差から生じる余剰エネルギーが数値振動を惹起し, 特に grid stretching ratio が急増する領域において悪影響を及ぼす。

図 4.22 に概念図を示すが, 幅の異なる隣り合う 2 つの格子 ($\bar{\Delta}_i, \bar{\Delta}_{i+1}$) がある場合, $\bar{\Delta}_{i+1}$ の cut-off 波数は $\bar{\Delta}_i$ の cut-off 波数よりも低波数側に移動するため, $\bar{\Delta}_i$ と $\bar{\Delta}_{i+1}$ の間で GS 成分のエネルギーの差が生じる (図 4.22 の斜線部)。 $\bar{\Delta}_i$ から $\bar{\Delta}_{i+1}$ に移るとき, 図 4.22 の斜線部のエネルギーが $\bar{\Delta}_{i+1}$ で直ちにはすべて SGS 成分に変換されず余剰エネルギーとなって行き場を失い, これが数値振動を引き起こすと考えられる。このため, case 1-A では $x_1 > 2$ の grid stretching ratio が急増する領域において激しい数値振動が生じ, これにより速度変動のエネルギーが増加し, 過剰な運動量拡散が起こり case 1-B に比べてこの領域での速度の回復が早くなったものと考えられる (図 4.20 参照)。

4.7 グリッドシステムの相違の及ぼす影響 (case 6 と case 7 の比較)

本節では, コロケーショングリッドとスタガードグリッドの 2 種類のグリッドシステムを用いて 2 次元角柱周辺流れの LES 解析を行い, 予測精度の比較を行う。

速度と圧力の定義点在同一となるコロケーショングリッドは, 速度 3 成分及び圧力の定義点異なるスタガードグリッドに比べ, 一般曲線座標や複合グリッドへの拡張が容易で

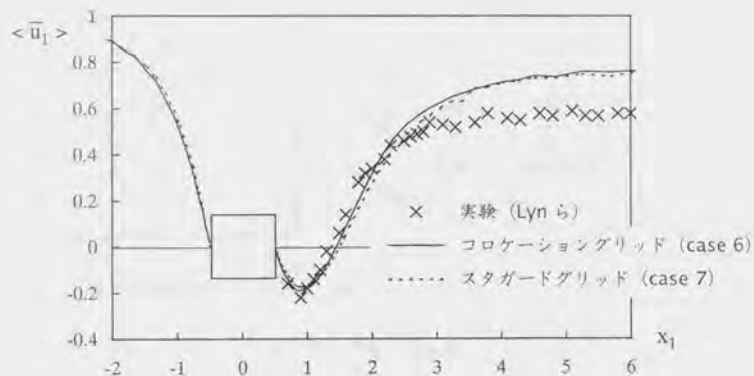


図 4.23 角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$
(コロケーショングリッドとスタガードグリッドの比較)

あることや、解析結果として算出する統計量の取り扱いが簡明であるといった利点を有する。しかし大岡らは、チャンネル流を対象とした LES 解析においてコロケーショングリッドを利用した場合、コントロールボリューム中心で定義する速度に基づく連続条件が高精度で満足されないため、圧力歪み相関項によるエネルギー再分配が不十分となり、スタガードグリッドに比べて予測精度が低下するという報告を行っている (大岡ら 1997)。

そこで本節では 2 次元角柱周辺流れに対し、グリッドシステムにコロケーショングリッド (case 6) とスタガードグリッド (case 7) を用いた場合の LES 解析の予測精度を比較する。ここでは SGS モデルとして LDM モデルを用いる。

図 4.22 に角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ の比較を示す。大岡らが行ったチャンネル流の LES 解析で見られるほどの差は本計算結果においては見られず、スタガードグリッドの結果の方がほんの僅かに良いといえる程度である。2 次元角柱の場合、固体壁の影響が支配的なチャンネル流解析に比べて圧力歪み相関項の影響が小さく、そのため、両グリッドシステムの結果の間に大きな差が生じなかったものと考えられる。

4.8 高精度 LES 解析手法の適用 (case 9)

最後にこれまでの検討を踏まえて、① SGS モデルとしては高精度且つ安定な LDM

表 4.4 インテグラルパラメータ

	計算領域	計算格子数	h_w	S_t	$\langle C_d \rangle$	C'_d	C'_l
LES							
case 9 (LDM モデル)	20 × 14 × 4	140 × 103 × 32	0.02	0.131	2.05	0.12	1.39
group 1		146 × 146 × 20	0.01	0.13	2.23	0.13	1.02
group 2		192 × 160 × 48	0.01	0.13	2.03	0.18	1.29
実験							
Lyn ら (1994, 1995)				0.132	2.1	—	—
Vickey (1966)				—	2.05	—	1.32
Lee (1975)				—	2.05	0.23	—

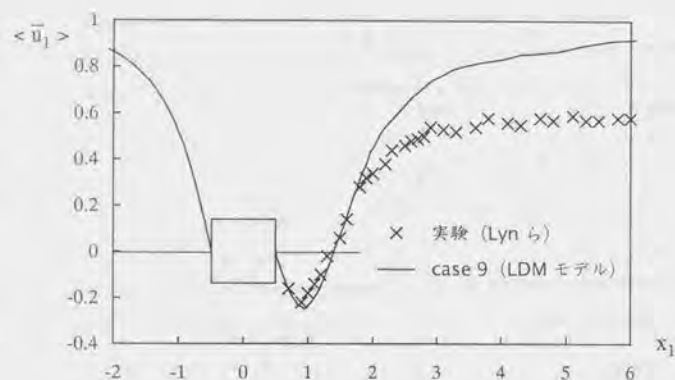
group 1 : Karlsruhe 大学 (Rodi ら) group 2 : Illinois 大学 (Vanka ら)

h_w : 角柱に接する格子幅, S_t : ストローハル数, $\langle C_d \rangle$: 平均抗力係数
 C'_d : 抗力係数の rms 値, C'_l : 揚力係数の rms 値

モデル、② 計算格子分割については 4.6 章における検討を考慮して設計した grid C (表 4.1 参照)、③ グリッドシステムにはスタガードグリッドを用いた LES により 2 次元角柱周辺流れの解析 (case 9) を行う。以下に示すように、case 9 の条件を用いた LES 解析は極めて精度の高い予測が可能となる。

表 4.4 にインテグラルパラメータについて、case 9 の LES 結果の比較、前述の LES workshop (LES workshop of Flows past Bluff Bodies (1995) : Rodi ら 1997) で報告された他の研究グループの結果及び実験結果を示す。尚、本計算 (case 9) では各種統計量を角柱後方で発生するカルマン渦変動の 8 周期分 (無次元時間 tU_0/D の約 61) の時系列データから算出している。他の研究グループの結果と比べても case 9 の結果は実験値との対応が極めて良い結果となっている。

図 4.24 は角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ を示したものである。case 9 の結果は角柱後方循環流域において、実験と極めて良く一致している。しかし、角柱後方循環流域のさらに後方 ($x_1 > 2$) においては、依然として風速の回復が早く実験と異なる分布を示している。

図 4.23 角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$

前述したように、この点に関しては今後実験誤差と予測誤差の両者を含めた検討が必要となる。

4.9 第4章まとめ

本章では、LES の SGS モデル、計算格子、グリッドシステムの計算諸条件を系統的に変化させた 2 次元角柱周辺気流の LES 解析を行い、各条件が予測精度に及ぼす影響を詳細に検討した。

各種 SGS モデルの予測精度の検証においては、高精度 SGS モデルとして多くの期待を集める dynamic SGS モデルを導入し、従来の static な Smagorinsky モデル (S モデル) に比べて予測精度が大幅に改善されることを明らかにした。しかし、dynamic SGS モデルは高精度の予測を可能とする一方で、計算不安定、それに伴う計算負荷の増大という LES の実用化の面からは大きなネックとなる問題点を持つ。本研究ではこの問題に対し、Lagrangian 型安定化手法と呼ばれる dynamic SGS モデルの計算安定化手法を導入し、同手法が予測精度・計算安定性の両面から、建物周辺気流のような複雑乱流場の LES 解析に有効であることを確認した。特に、dynamic SGS モデルの 1 つである dynamic mixed SGS モデル (DM モデル) に Lagrangian 型安定化手法を組み合わせた Lagrangian dynamic mixed SGS モデル (LDM モデル) は予測精度、計算安定性を含めて複雑乱流場の解析に極

めて有効なモデルと期待される。但し、Lagrangian 型安定化手法を用いる場合には積分時間スケールの調整・最適化が必要とされ、同手法の汎用的な利用のためにはこの点が今後の課題とされる。

計算格子に関しては 2 種類の格子を用いて解析を行い、それぞれが予測精度に及ぼす影響を示した。また計算格子依存性に関する検討の一環として、隣り合う格子の拡大率 (grid stretching ratio) に着目し、grid stretching ratio の変化が予測精度に及ぼす影響についても検討した。grid stretching ratio が大きい場合、乱流エネルギー等の分布に激しい数値振動が引き起こされ、これにより速度変動のエネルギーの増加・過剰な運動量拡散が生じ、風速分布等の予測精度に悪影響が及ぼされる。但し、このような予測精度に対する計算格子依存性については、さらに幾つかの計算格子を設けて検討することが必要となる。今後は使用する SGS モデルの違いにより変化すると考えられる格子依存性の検討等も含めて詳細な検討を行いたいと考えている。

グリッドシステムについてはコロケーショングリッドとスタガードグリッドの 2 種類について検討を行った。但し 2 次元角柱周辺気流の解析においては、両グリッドシステムの結果の間に殆ど差は見られなかった。

以上の検討を踏まえて本章では最後に、最も高精度の予測が期待される LES 解析手法を確立し、この手法を用いて 2 次元角柱周辺気流の LES 解析を行い、極めて精度の高い予測が可能となることを示した。

尚、本章で示した LES 解析は全て乱れなしの一様流を流入境界条件として計算を行った。しかし実際の建物周辺気流の流入風は常に乱れており、この状況をどのように再現するかが LES の工学的応用において最大の課題の 1 つとなる。そこで次章では、流入境界条件として人工的に生成される変動風を与え、これに基づいて 2 次元角柱周辺気流の LES 解析を行い、流入風の変動性状の違いが流れ場に及ぼす影響について検討を行う。

第5章

人工的に生成した流入変動風に基づく建物周辺気流のLES解析

5.1 はじめに

建物周辺気流のLES解析を行う場合、流入境界条件の取り扱いが最も難しい問題の一つである。前章に示した解析では流入境界条件として乱れなしの一様流を用いたが、実際の建物周辺気流では流入風は常に乱れている。流入風の乱れ性状(流入変動風)が流れ場に及ぼす影響は大きく、この状況をどのように再現するかにより予測結果が大きく左右される。そこで本章では、流入境界条件として人工的に生成した変動風を用いて建物周辺気流のLES解析を行い、流入変動風が流れ場に及ぼす影響について検討する。

第3章3.5.1で述べたように、流入変動風の生成方法には大きく分けて次の2つがある。

- ① 別途の流体計算、或いは流入境界前方にドライバ部を設けてこれを本計算領域と同時に計算することにより変動風を生成する方法(Lundら1998, 片岡ら1999)
- ② 目標とする乱流統計量を満足するスペクトルを規定し、規定されたスペクトルのフーリエ逆変換により人工的に変動風を生成する方法(Leeら1992, 丸山ら1994, 近藤ら1997, 1998)

本解析では、②の方法のうち波数空間の3次元エネルギースペクトルをターゲットとするLeeらの方法を用いて、乱れ強さが2%と6%の2種類の流入変動風を人工的に生成し、これらを流入境界条件として建物周辺気流のLES解析を行う(図5.1参照)。

5.2 計算対象

第4章と同じ単体建物をモデル化した2次元角柱周辺流れを対象とする。流入平均風速 U_0 と角柱一辺の長さ D に基づいたRe数($=U_0 D/\nu$)も同じ 2.2×10^4 である。計算領域も第4章の解析と同じで、主流(x_1)方向に20D、主流直角(x_2)方向に14D、角柱軸(x_3)

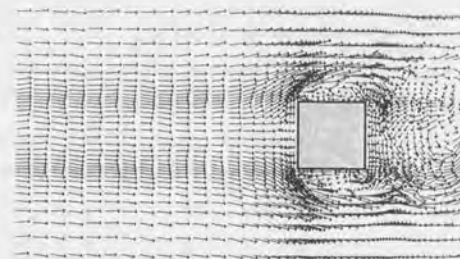


図5.1 瞬時風速ベクトル(case 3: 流入乱れ強さ6%)

方向に2Dとしている(第4章図4.1参照)。また、本章においても諸量は U_0 と D を用いて無次元化した量として取り扱う。

5.3 計算ケース

計算ケースは表5.1に示す3ケースである。これらのケースは計算条件として流入境界条件のみを変化させている。case 1は乱れなしの一様流($\bar{u}_1 = U_0, \bar{u}_2 = \bar{u}_3 = 0$)を流入条件としている。このケースは流入変動風を組み込むcase 2, case 3の比較として補足的に検討するケースである。

case 2の流入条件は、Lynらの実験の流入条件(Lynら1994, 1995)に相当する条件を設定した。但しLynらの実験の流入条件としては、角柱中心から3D上流に遡った位置(図5.2参照)における主流(x_1)方向速度の乱れ強さ($\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle} / U_0 = 2\%$)が計測されているのみである。そこで、本解析対象をテストケースとしたLES workshop (LES workshop of Flows past Bluff Bodies (1995), 2nd ERCOFTAC workshop on Direct and Large-Eddy Simulation (1996): Rodiら1997, Voke 1997)において、Lynらの実験の流入条件に対して以下の仮定が付加された。

$$\frac{\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle}}{U_0} = \frac{\sqrt{\langle u_2'^2 \rangle}}{U_0} = \frac{\sqrt{\langle u_3'^2 \rangle}}{U_0} = 2\% \quad (\text{流入風は等方性乱流を仮定}) \quad (5.1)$$

$$\frac{\Lambda}{D} = 0.2 \quad (5.2)$$

表 5.1 計算ケース

case	実験条件 ($x_1 = -3$)	LES 流入条件 ($x_1 = -5$)
1	—	乱れなし一様流
2	$\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle} / U_0 = 2\%$ $\sqrt{\langle u_2'^2 \rangle} / U_0 = 2\%$ $\sqrt{\langle u_3'^2 \rangle} / U_0 = 2\%$ $\Lambda / D = 0.2$	$\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle} / U_0 = 3.5\%$ $\sqrt{\langle u_2'^2 \rangle} / U_0 = 3.5\%$ $\sqrt{\langle u_3'^2 \rangle} / U_0 = 3.5\%$ $\Lambda / D = 0.19$
3	$\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle} / U_0 = 6\%$ $\sqrt{\langle u_2'^2 \rangle} / U_0 = 6\%$ $\sqrt{\langle u_3'^2 \rangle} / U_0 = 6\%$ $\Lambda / D = 0.2$	$\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle} / U_0 = 11.3\%$ $\sqrt{\langle u_2'^2 \rangle} / U_0 = 11.3\%$ $\sqrt{\langle u_3'^2 \rangle} / U_0 = 11.3\%$ $\Lambda / D = 0.18$

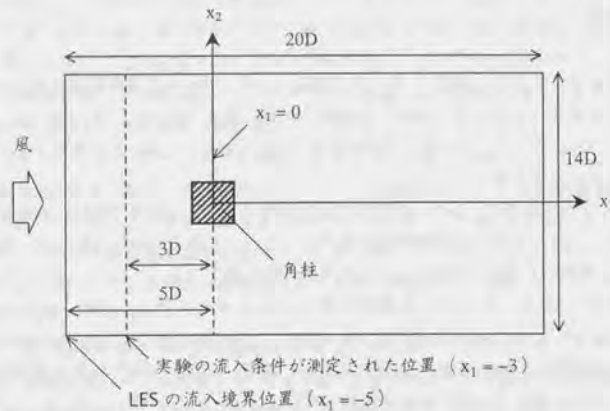


図 5.2 計算領域と流入境界

case 2 では(5.1)式、(5.2)式に示す流入条件に従っている。また前述したように、本章で行う LES 解析では第 4 章で用いた計算領域と同じもの (LES workshop で指定された領域)

を用いるため、LES の流入境界位置 ($x_1 = -5$) と実験の流入条件が測定された位置 ($x_1 = -3$) が異なる (図 5.2 参照)。そのため、 $x_1 = -3$ で目標とする条件を満たすように LES の流入境界位置で生成される変動風を調整して与えている。この調整方法については 5.5.3 で後述する。

case 3 の流入条件は Durao らの実験の流入条件 (Durao ら 1988) に相当する条件を設定した。Durao らの実験も計測されている流入条件は $\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle} / U_0 = 6\%$ の条件のみである。そこで本解析では、case 2 の設定条件に準じて以下の条件を case 3 の流入条件として与えることにした。

$$\frac{\sqrt{\langle u_1'^2 \rangle}}{U_0} = \frac{\sqrt{\langle u_2'^2 \rangle}}{U_0} = \frac{\sqrt{\langle u_3'^2 \rangle}}{U_0} = 6\% \quad (\text{流入風は等方性乱流を仮定}) \quad (5.3)$$

$$\frac{\Lambda}{D} = 0.2 \quad (5.4)$$

(5.3)式、(5.4)式の条件も case 2 と同様に $x_1 = -3$ で与えられるものとし、これを満たすように LES の流入境界位置 ($x_1 = -5$) で生成される変動風を調整する。

5.4 数値計算方法

表 5.2 に本解析で用いた数値計算方法を示す。ここに示す条件は case 1~case 3 で共通である。LES の SGS モデルとしては、標準 Smagorinsky モデル (S モデル、Smagorinsky 定数 C_s は 0.13) を用いる。S モデルに比べ dynamic SGS モデルが予測精度の面で有効であることは第 4 章で述べたとおりである。但し、本章では SGS モデルの予測精度よりも流入条件の違いにより生じる流れ場の変化を調べることを主目的とし、dynamic SGS モデルよりも安定で計算時間が短縮できる S モデルを使用した。

5.5 流入変動風の生成

本解析 (case 2, case 3) で用いる流入変動風は、Lee らが提案する波数空間の 3 次元エネルギーベクトルをターゲットとする人工的な変動風の生成方法 (Lee ら 1992) に基づいて生成する。ここでは目標とする流入条件として設定した条件 ((5.1)式~(5.4)式参照) に従い、等方性乱流の性状を持つ変動風を模擬する。本節ではまず、Lee らの方法に基づく変動風の生成方法について説明する。第 3 章 3.5.1 でも述べたように、この方法では連続条件を満たした変動風を生成できることが大きな特徴となっており、これをその次に述べる。また 5.3 節で述べたように、本解析の場合には目標とする流入条件の位置が LES の流

表 5.2 数値計算方法

① グリッドシステム	スタガードグリッド
② 空間スキーム	2次精度中心差分
③ 時間スキーム	移流項: Admas-Bathforth スキーム 拡散項: Crank-Nicolson スキーム
④ アルゴリズム	SMAC法 圧力修正量の Poisson 方程式の解法に MICCG 法
⑤ 計算領域	$20(x_1) \times 14(x_2) \times 2(x_3)$
⑥ 計算格子数	$154(x_1) \times 103(x_2) \times 16(x_3) = 253,792$
⑦ SGS モデル	標準 Smagorinsky モデル ($C_S = 0.13$)
⑧ 境界条件	
(a) 流入境界条件	表 5.1 参照
(b) 流出境界条件	移流型境界条件 $\partial/\partial t + U_0 \cdot \partial/\partial x_1 = 0$
(c) 側面 (x_2 方向) 境界条件	周期境界条件
(d) 角柱軸 (x_3 方向) 境界条件	周期境界条件
(e) 壁面境界条件	linear-1/7 power law 型 2層モデル (Wernerら 1991, 第3章 3.5.4 参照)

入境界位置よりも下流側にあるため、生成される変動風を調整する必要がある。この調整方法についても本節で説明を行う。

5.5.1 変動風の生成方法

Leeらの方法でターゲットとする3次元エネルギーベクトル $E(k)$ としては幾つかの候補が考えられるが、本解析では(5.5)式に示すKarman型3次元エネルギーベクトルをターゲットスベクトルとして用いる。

$$E(k) = \frac{8}{\pi} u_0^2 \frac{1}{k_0} \frac{(k/k_0)^4}{[1+(k/k_0)^2]^3} \quad (5.5)$$

$$k = \sqrt{k_1^2 + k_2^2 + k_3^2} \quad (5.6)$$

$$u_0 : \text{乱流強度} \quad (= \sqrt{\langle u_1'^2 \rangle} = \sqrt{\langle u_2'^2 \rangle} = \sqrt{\langle u_3'^2 \rangle})$$

k_0 : 代表波数

k_i : 波数ベクトルの*i*成分

ここで、 k_0 はインテグラルスケール(乱れの長さスケール) Λ の逆数に対応する代表波数である。本解析では $k_0\Lambda = 0.318\pi$ (≈ 1)とした。

Leeらの方法では(5.6)式中の k_i については(5.7)式に示すTaylorの凍結乱流の仮定を用いて x_1 (または波数 k_1)方向を時間 t (または角周波数 ω)軸に置き換える(Lee et al. 1992)。即ち、空間3方向に分布を持つ流れ場を x_2 - x_3 面内に分布を有する流れが時間的に変動する状況に置き換え、流入変動成分 u_i' を流入(x_2 - x_3)面内及び時間の関数として与える。

$$x_1 = U_c t \quad (5.7)$$

U_c : 移流速度 (ここでは $U_c = U_0$ とする)

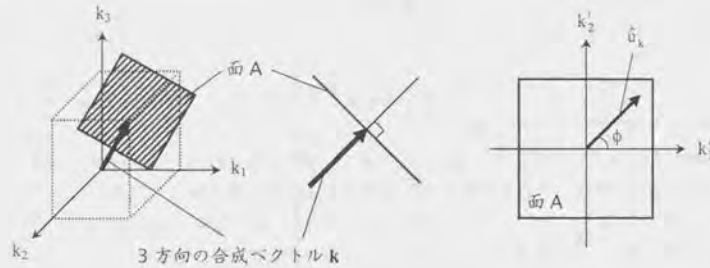
ここで L_1 、 T をそれぞれ波長、周期とし $L_1 = U_c T$ とすると、 $k_1 = 2\pi/L_1$ 、 $\omega = 2\pi/T$ より $k_1 = \omega/U_c$ となる。

複素フーリエ係数 \hat{u}_k は次に示す(5.8)式で与えられる。(5.8)式の $E(k)$ は $k_1 = \omega/U_c$ の関係を用いて ω に対応する k_1 を求めた後に、(5.6)式により波数ベクトルの絶対値 k を求め、これを(5.5)式に代入することにより与えられる。

$$\hat{u}_k = \sqrt{\frac{E(k)}{4\pi k^2}} \exp(i\phi_k) \quad (5.8)$$

(5.8)式において $i = \sqrt{-1}$ で、 ϕ_k はphaseを決めるパラメータである。ここで ϕ_k を一定とすると生成される流入変動風が周期性を持つことになるので、 ϕ_k をある一定時間間隔 Tr の中で一様乱数(0~1)を用いて任意に1回、 $\Delta\phi_k$ だけ変化(phase-shift)させる。このphase-shiftされる幅 $\Delta\phi_k$ もまた乱数によってランダムに与える。 Tr をあまり短くすると変動風の統計的性状がターゲットとする条件からはずれてしまい、逆にあまり長くすると変動が周期的になる(Lee et al. 1992)。ここではLeeら(1992)を参考にして $|\Delta\phi_k| \leq 0.1\pi$ とし、 Tr は無次元時間($\Delta t U_0/D$)で0.031とした。

最後に、フーリエ係数 \hat{u}_k をフーリエ逆変換して流入変動成分 $u_i'(x_2, x_3, t)$ を求める。このとき x_2 、 x_3 方向に対してはFFT(Fast Fourier Transform, 高速フーリエ変換)を用い、 x_1 方向に対しては解析できる全周波数領域での数値積分を実行することによりフーリエ逆変換を行う。またこの際同時に波数空間上で連続条件を課し、これを満足する流入変動成分を生成する。生成される変動風に対する連続条件の課し方については次の5.5.2で説明する。

図 5.3 フーリエ係数 \hat{u}_k の位置関係

本方法による流入変動風を用いて LES 解析を行う場合には、LES 解析の各時刻毎に上記の操作を繰り返す。流入変動風を与える。このため、流入変動風に関するデータの保存は必要とされず、これに関わる計算負荷は小さい。この点も流入変動風生成における本方法の利点の一つである。

5.5.2 生成される変動風に対する連続条件の課し方

Lee らの方法により生成される変動風は連続条件を満足することができる。これを以下に説明する。まず、波数空間上での連続条件は(5.9)式で表される。

$$\hat{u}_k \cdot \mathbf{k} = 0 \quad (5.9)$$

$$\mathbf{k} = |k_1|e_1 + |k_2|e_2 + |k_3|e_3 \quad (5.10)$$

ここで、絶対値記号はベクトルの長さを表し、 e_1, e_2, e_3 はそれぞれ k_1, k_2, k_3 の各方向の単位ベクトルとする。

(5.9)式より、 \hat{u}_k は k_1, k_2, k_3 の各方向ベクトルの合成ベクトル \mathbf{k} に直交する面 (面 A, 図 5.3 参照) 上に位置することになる。ここで面 A 上に任意の直交軸を設定する (図 5.3)。これを k_1', k_2' 軸と表記する。 k_1', k_2' 軸上の単位ベクトルをそれぞれ e_1', e_2' とすると、 \hat{u}_k は(5.11)式のおくことができる。

$$\hat{u}_k = \alpha e_1' + \beta e_2' \quad (\alpha, \beta \text{ は複素フーリエ成分}) \quad (5.11)$$

(5.11)式の α と β は一般に振幅も位相もランダムに与えることができるが、唯一、(5.12)式の制約条件が課される。

$$E(k) = \int (\hat{u}_k \cdot \hat{u}_k^*) dA(k) = \int (\alpha \cdot \alpha^* + \beta \cdot \beta^*) dA(k) \quad (5.12)$$

ここで、 $\int dA(k)$ は半径 k の球面上の表面積分であり、 f^* は f の共役複素数である。

また、 \hat{u}_k と k_1' 軸のなす角を ϕ とし (図 5.3 参照)、(5.12)式を満足するように α と β を定めると次式となる。

$$\alpha = \hat{u}_k \cdot \cos \phi = \sqrt{\frac{E(k)}{4\pi k^2}} \exp(i\theta_1) \cdot \cos \phi \quad (5.13)$$

$$\beta = \hat{u}_k \cdot \sin \phi = \sqrt{\frac{E(k)}{4\pi k^2}} \exp(i\theta_2) \cdot \sin \phi \quad (5.14)$$

(5.12)式、(5.13)式中の θ_1, θ_2, ϕ が phase を決めるパラメータであり、ある一定時間間隔 Δt の中で、一様乱数を用いて任意に一回だけ変化させる。 $k_1'-k_2'$ の座標軸の与え方は任意であるが、ここで k_1' 軸と k_3 軸が直交するように $k_1'-k_2'$ 座標軸を設定する。この場合、次式が成り立つ。

$$e_1' \cdot e_3 = 0 \quad (5.15)$$

(5.9)式、(5.10)式及び(5.15)式から e_1' と e_2' は

$$e_1' = \frac{|k_2|}{\sqrt{|k_1|^2 + |k_2|^2}} e_1 + \frac{|k_1|}{\sqrt{|k_1|^2 + |k_2|^2}} e_2 \quad (5.16)$$

$$e_2' = \frac{|k_1| |k_3|}{|k| \sqrt{|k_1|^2 + |k_2|^2}} e_1 + \frac{|k_2| |k_3|}{|k| \sqrt{|k_1|^2 + |k_2|^2}} e_2 - \frac{\sqrt{|k_1|^2 + |k_2|^2}}{|k|} e_3 \quad (5.17)$$

となり、(5.16)式、(5.17)式を(5.11)式に代入して整理すると次式が得られる。

$$\hat{u}_k = \frac{\alpha |k_2| + \beta |k_1| |k_3|}{|k| \sqrt{|k_1|^2 + |k_2|^2}} e_1 + \frac{\beta |k_2| |k_3| - \alpha |k_1| |k_3|}{|k| \sqrt{|k_1|^2 + |k_2|^2}} e_2 - \frac{\beta \sqrt{|k_1|^2 + |k_2|^2}}{|k|} e_3 \quad (5.18)$$

(5.18)式右辺の各単位ベクトルに係る係数が k_1, k_2, k_3 の各方向のフーリエ係数である。これらに対しフーリエ変換を行えば、連続条件を満たした実空間 (x_1, x_2, x_3) 上の各成分の風速変動 (u'_1, u'_2, u'_3) が求められる。

5.5.3 生成される流入変動風の調整

5.3節で述べたように、本計算で比較対象とするLynらの実験の流入条件は $x_1 = -3$ で測定されたものである。一方、LESにおける流入境界条件は $x_1 = -5$ の位置で与える。そのため、目標とする位置の $x_1 = -3$ で実験条件を満たすためにはLESの流入条件を調整して与える必要がある。この際、流入境界から目標とする位置までの間で生じる乱れの減衰としては以下の2つを考慮する。

- ① 下流への物理的な乱れの減衰
- ② 数値計算上の非物理的な乱れの減衰

①については、流入風が角柱に到達するまでの領域を等方性乱流場と仮定すれば、乱れの減衰割合を理論的に求めることができる。等方性乱流場では乱流エネルギー q とその散逸率 ε の輸送方程式より、 q 及び ε の x_1 方向の減衰は次式で与えられる。

$$q(x_1) = \left[q_m^{1-C_2} - (1-C_2) \frac{\alpha}{U_0} x_1 \right]^{\frac{1}{1-C_2}} \quad (5.19)$$

$$\varepsilon(x_1) = \alpha q^{C_2}(x_1) \quad (5.20)$$

ここで、 q_m は流入境界における $q (= 3/2 < u_i'^2 >, \text{suffixの}i\text{は縮約をとらない})$ の値、 C_2 は1.92である。

また長さスケール Λ の変化は

$$\Lambda(x_1) = Ck^{3/2}(x_1)/\varepsilon(x_1) \quad (5.21)$$

から求められる。(5.21)式右辺の係数 C は $C=0.3$ とする。従って(5.19)式~(5.21)式により $x_1 = -3$ の位置での実験条件を代入すれば、LES計算の流入条件としての $< u_i'^2 >^{1/2}$ 及び Λ が理論的に算出可能となる。

一方、②の非物理的な乱れの減衰は、(a)差分近似に伴う数値的なフィルター効果や、(b)生成される変動風が連続条件は満足しているが運動方程式の満足に対する考慮はなされて

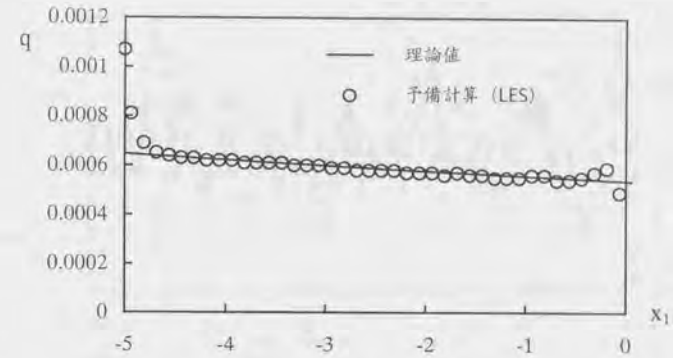


図 5.4 乱流エネルギー q の減衰過程 (case 2, 予備計算)

いないことによる解の変化等から生じると考えられる流入直後の非物理的な乱れの減衰である。これに関しては、角柱計算を行う前に予め角柱前方領域 $(-5 < x_1 < 0, \text{角柱は含めない})$ のみを対象とした予備計算を行い、理論値から求まる割り増し分に加えて必要な乱れ強さの増分量を見積もった。図 5.4 は予備計算における乱流エネルギー q の x_1 方向の減衰過程を示したものである。流入直後で急激なエネルギーの減衰が見られるが、それより下流域では理論値と極めて良く一致している。

以上のようにして見積もられた乱れ強さ、長さスケールを case 2 及び case 3 の LES 計算における流入境界条件として与えた (表 5.1 参照)。

5.5.4 生成される流入変動風の性状

1例として case 2 の条件で生成された変動風各成分の流入断面 $(x_2-x_3 \text{面})$ 中心位置における時系列波形を図 5.5 に示す。

5.6 計算結果

以下では、流入風の乱れ性状の変化により生じる流れ場の変化の傾向の再現性を中心に検討する。

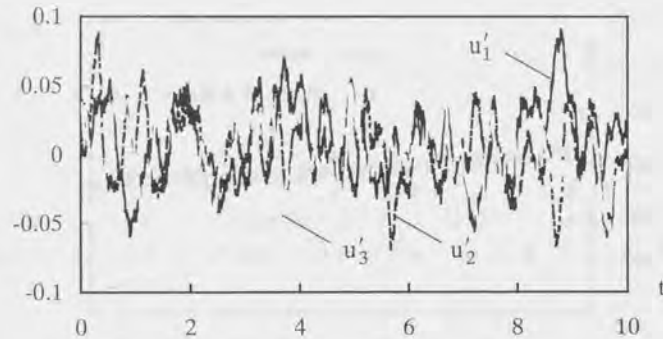


図 5.5 変動風の時系列波形 (流入断面, case 2)

5.6.1 インテグラルパラメータ (表 5.3)

5.6.1.1 揚力係数の rms 値 C_l'

case 3 (流入乱れ強さ 6%) の結果は case 1 (流入乱れなし) に比べて C_l' を小さく評価している。流入風の乱れが増すと減少するという傾向は Vickery の実験結果 (Vickery 1966) と対応している。流入風の乱れが強い場合、角柱からの渦放出運動が抑制され、そのため C_l' が小さくなったと考えられる。これにより、流入風の乱れが増すと渦放出に伴う主流直角 (x_2) 方向の運動量輸送が減少し、角柱背後の wake の回復が遅くなり、逆流域が広がる (図 5.6 参照)。一方、本計算の case 2 (流入乱れ強さ 2%) の場合、case 1 に比べて C_l' が僅かに大きい値を示している。このことは case 2 のように流入風の乱れのレベルが小さい場合 (2%)、今回の計算条件ではこの影響を十分に再現することは難しかったことを示している。従って、計算条件の再検討が今後必要であると考えられる。

5.6.1.2 平均抗力係数の rms 値 $\langle C_d \rangle$

C_l' の結果と同様に、case 3 は case 1 に比べ $\langle C_d \rangle$ を小さく評価し、流入風の乱れが強くなると $\langle C_d \rangle$ が減少する傾向を示す。この傾向は Lee の実験結果 (Lee 1975) の傾向と対応する。この流入風の乱れ性状の違いによる $\langle C_d \rangle$ の変化は C_l' の変化に密接に関連して

表 5.3 インテグラルパラメータ

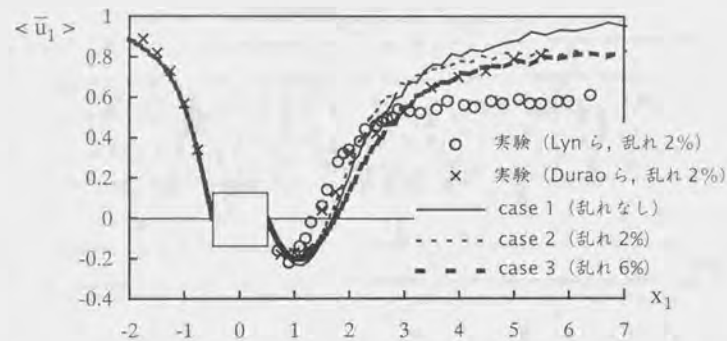
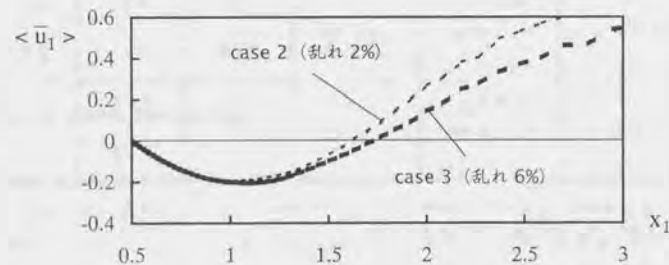
	流入条件	Re 数	C_l'	$\langle C_d \rangle$	S_l
LES					
case 1	乱れなし	2.2×10^4	0.86	1.99	0.135
case 2	t.l.: 2% l.s.: 0.2		0.89	2.01	0.140
case 3	t.l.: 6% l.s.: 0.2		0.79	1.93	0.140
実験					
Lyn et al. (1994, 1995)	t.l.: 2% l.s.: —	2.2×10^4	—	2.1	0.132
Durao et al. (1988)	t.l.: 6% l.s.: —	1.4×10^4	—	—	0.138
Vickery (1966)	乱れなし	1.0×10^5	1.32	2.05	0.118
	t.l.: 10% l.s.: 1.33		0.68	—	0.120
Lee (1975)	乱れなし	1.8×10^5	—	2.05	—
	t.l.: 6.5% l.s.: 1.14		—	1.93	—

t.l.: 乱れ強さ, l.s.: 長さスケール

いる。前述したように、 C_l' の減少に伴い角柱背後の逆流域は広がる。これにより角柱背面の負圧の絶対値が小さくなる。この結果、流入風の乱れが増すと $\langle C_d \rangle$ は小さくなるものと考えられる。

5.6.1.3 ストローハル数 S_l

S_l の計算結果は C_l' 、 $\langle C_d \rangle$ の結果とは逆に、流入風の乱れが増すと値が大きくなる傾向を示す。これは Lyn らの実験 (Lyn et al. 1994, 1995) と Durao らの実験 (Durao et al. 1988) に見られる傾向と同様である。また Vickery の実験結果でも同様の傾向が見られる。この流入風の乱れ性状の違いによる S_l の変化も前述した乱れの増加による渦放出の性状の

(1) $-2 < x_1 < 7$ (2) near wake 領域 ($0.5 < x_1 < 3$, case 2 と case 3)図 5.6 角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$

変化に関連する。即ち、角柱からの渦放出の抑制により渦放出の周期が短くなり、その結果、流入風の乱れが増すと S_1 は大きくなると考えられる。

5.6.2 平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ (図 5.6)

図 5.6 に角柱中心軸上の平均風速 $\langle \bar{u}_1 \rangle$ を示す。near wake 領域 ($0.5 < x_1 < 2$) では、流

入風の乱れが強くなると逆流域を大きく評価する傾向にある(図 5.6(2))。但し、その差は小さい。一方、far wake 領域 ($x_1 > 2$) では、流入風の乱れ性状の違いにより分布に大きな差が見られる。流入風の乱れが強くなるにつれて、far wake での風速の回復は遅くなる。実験結果と比較すると、case 3 の結果は同じ乱れ強さをもつ Durao らの実験と極めて良く一致している。しかし、いずれの計算結果もやはり Lyn らの実験に比べ風速の回復が早い。

5.7 第5章まとめ

Lee らの方法を用いて乱れ強さ 2% と 6% の流入変動風を人工的に生成し、これらを流入条件として 2 次元角柱周辺流れの LES 解析を行い、流入乱れなしの場合及び実験結果と比較した。インテグラルパラメータについては、流入風の乱れの増加に伴い、 C_1^* 、 $\langle C_0 \rangle$ は減少し、 S_1 は逆に増加する傾向が見られた。これらの傾向は実験結果の傾向と良く対応した。平均風速に関しても流入風の乱れ性状の違いにより分布に変化が見られた。特に far wake 領域でその差は大きく、流入風の乱れが強くなるにつれて速度の回復が遅くなる傾向を示した。この領域において、case 3 (流入乱れ強さ 6%) は同じ乱れ強さをもつ Durao らの実験と極めて良く一致した。

本章では 2 種類の流入変動風に関して検討を行ったが、本解析で用いた流入変動風の生成方法は他にも様々な性状の流入風を模擬することができ、この技術と第 4 章で検討した高精度 LES 解析手法を組み合わせることにより、実用問題へ幅広く適用することが可能な LES 解析手法が確立される。

第6章

結論

本研究は「建物周辺気流解析のための高精度 LES 適用技術の開発」をテーマとし、Large Eddy Simulation (LES) と呼ばれる数値解析手法を用いて建物周辺気流を対象とした解析を行い、高精度予測が可能となる LES 解析手法を検討するとともに、この手法が実用的に利用できるための技術を開発したものである。

高精度 LES 解析手法の検討においては、LES 解析で用いられる様々な計算条件を系統的に変化させ、各計算条件が予測精度に及ぼす影響を詳細に検討した。また、このような高精度 LES 解析手法を実用的に利用するために大きな課題の一つとされる流入境界条件の取り扱いに関して、流入条件としての風速変動（流入変動風）を人工的に生成する手法を導入し、生成された流入変動風を用いて建物周辺気流の LES 解析を行い、流入変動風が流れ場に及ぼす影響について詳細に検討した。ここで用いる人工的な流入変動風は様々な流入風性状を模擬することができ、これを用いた高精度 LES 解析手法は実用問題への幅広い適用が可能となると考えられる。

各章を簡単にまとめると、以下のように述べられる。

第2章では、本研究で用いられる LES の基礎方程式を始めとして、LES で導入される sub-grid scale (SGS) モデルの概要を説明した。SGS モデルに関しては、代表的なモデルを取りあげて導出方法からそのモデルの持つ利点・欠点まで、筆者の解釈を交えながら詳しく述べた。また、ここに示された SGS モデルは第4章において建物周辺気流の LES 解析に適用され、予測精度の検証が行われた。

第3章では、第2章で説明を行った LES の基礎方程式、SGS モデルを用いて実際に建物周辺気流を解析するために必要な数値計算方法を説明した。

第4章では、第2章、第3章で述べた数値解析手法を用いて、乱れのない一様流中に置

かれた単体建物モデルの周辺流れを対象とした LES 解析を行った。本章での目的は建物周辺気流解析のための高精度 LES 解析手法を開発することであり、このために LES の SGS モデル、計算格子、グリッドシステムの計算諸条件を系統的に変化させた LES 解析を行い、各計算条件が予測精度に及ぼす影響を詳しく検討した。最終的にこれらの総合的な判断に基づき、建物周辺気流を高精度に予測することが可能な LES 解析手法を確立した。

第5章では、第4章で確立される高精度 LES 解析手法を実用的に利用するために大きな課題の一つとなる流入境界条件としての風速変動（流入変動風）に関する検討を行った。流入変動風を人工的に生成する技術を LES 解析手法に導入し、生成された流入変動風を用いて第4章と同じ建物モデルの周辺流れを対象とした解析を行い、流入変動風が流れ場に及ぼす影響について詳細な検討を行った。

尚、Appendix に示す項目は本論文の本筋からは多少逸れるものであるが、本研究の遂行上、問題とされたことをまとめたものである。

Appendix A

scale-similarity モデルにおける 2重フィルタ操作の定式化上の問題点

Appendix A では、比較的高 Re 数のチャンネル流の LES 解析を通じて、scale-similarity モデルにおける 2重フィルタ操作の定式化上の問題点を数理的に調べ、これが予測精度に及ぼす影響を検討する。尚、ここでは scale-similarity モデル単一のモデルではなく、scale-similarity モデルと Smagorinsky モデルの線形結合モデルである mixed モデルをベースとした dynamic mixed SGS モデル (第 2 章 2.5.3.3 参照) を基に検討を行っている。

A.1 チャンネル流解析の概要

(1) 計算対象 (図 A.1)

図 A.1 に示す主流 (x_1) 方向に $2\pi H$ 、スパン (x_2) 方向に πH 、壁面鉛直 (x_3) 方向に $2H$

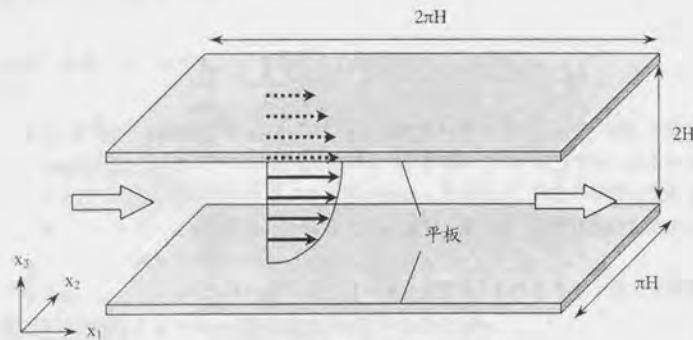


図 A.1 チャンネル流の概要

の計算領域を持つチャンネル流れを計算対象とする。チャンネル半幅 H と壁面摩擦速度 u_* に基づく Re 数 ($Re_\tau = u_* H / \nu$) は 640 (チャンネル中心部速度で定義する Re 数は 1.38×10^4) である。

(2) 計算条件 (表 A.1)

SGS モデルは scale-similarity モデルを含む dynamic mixed SGS モデル (以下 DM モデルと略記、第 2 章 2.5.3.3 参照) と、DM モデルの比較対象として Van Driest 型の減衰関数を併用した $C_S = 0.1$ の標準 Smagorinsky モデル (以下 S モデルと略記、第 2 章 2.5.1 参照) と dynamic Smagorinsky モデル (以下 DS モデルと略記、第 2 章 2.5.3.2 参照) の計 3 つを用いている。

● DM モデル

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = \overbrace{L_{ij}^m - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk}^m}^{\text{scale-similarity 項}} - \underbrace{2C\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}}_{\text{Smagorinsky 項}} \quad (\text{A.1})$$

$$L_{ij}^m = \overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j} \quad (\text{A.2})$$

● S モデル

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2(C_S f_u \bar{\Delta})^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (\text{A.3})$$

$$f_u = 1 - \exp(-x_n^+ / 25) \quad (\text{A.4})$$

● DS モデル

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2C\bar{\Delta}^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (\text{A.5})$$

その他の計算条件は表 A.1 に示す。この中で特に、計算格子は工学的実用計算への応用を考慮して意図的に粗い格子分割 ($24(x_1) \times 24(x_2) \times 20(x_3) = 11,520$) を用いている。尚、諸量は H と u_* を用いて無次元化して取り扱う。

表 A.1 計算条件

① グリッドシステム	スタガードグリッド
② 計算領域	$2\pi H(x_1) \times \pi H(x_2) \times 2H(x_3)$
③ 格子分割	$24(x_1) \times 24(x_2) \times 20(x_3) = 11,520$ $\Delta x_1^+ : 166.4, \Delta x_2^+ : 83.2, \Delta x_3^+ : 38.4 \sim 83.2$
④ アルゴリズム	HSMAC 法
⑤ 空間スキーム	2 次精度中心差分
⑥ 時間スキーム	移流項: Admas-Bathforth スキーム 拡散項: Crank-Nicolson スキーム
⑦ 境界条件	
(a) x_1 方向及び x_2 方向 境界条件	周期境界条件
(b) 壁面境界条件	linear-1/7 power law 型 2 層モデル (Werner ら 1991) ⇒ 実質的には 1/7 power law が適用されている

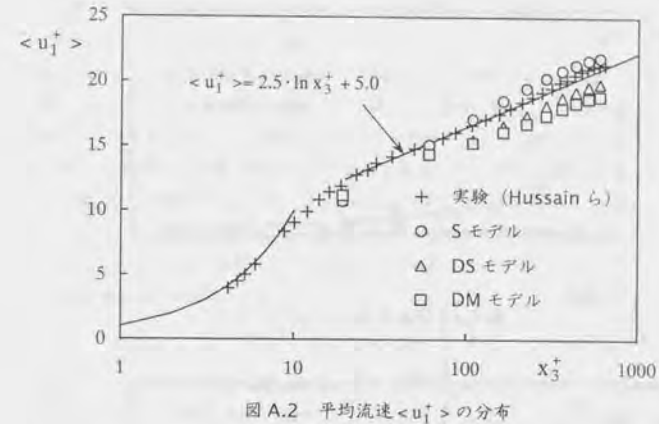
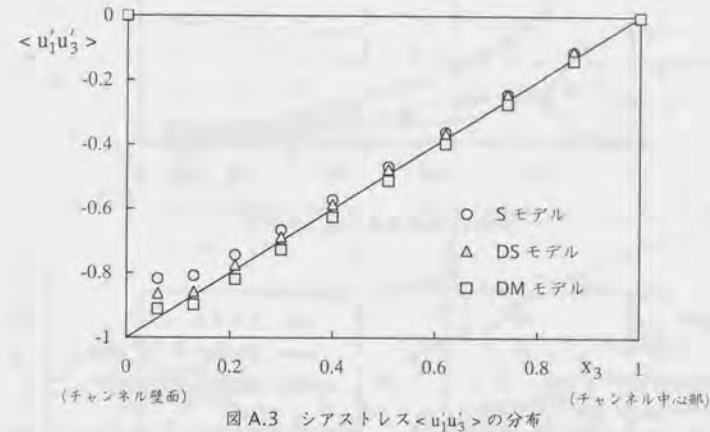
A.2 解析結果

(1) 平均流速 $\langle u_1^+ \rangle$ の分布 (図 A.2)

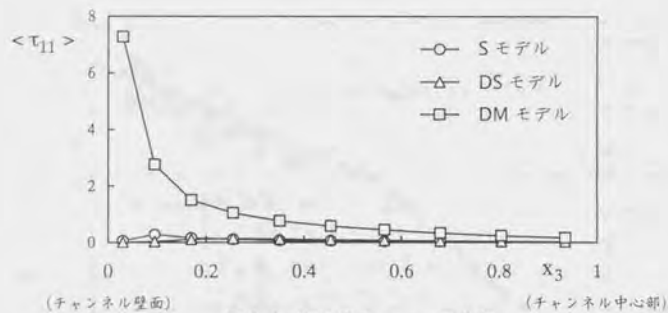
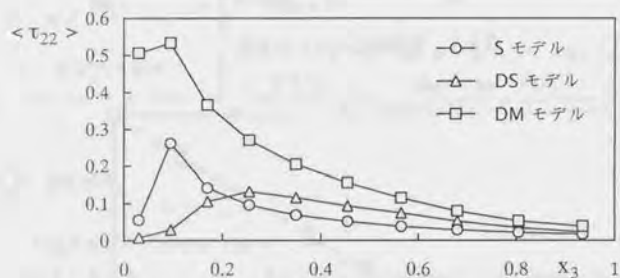
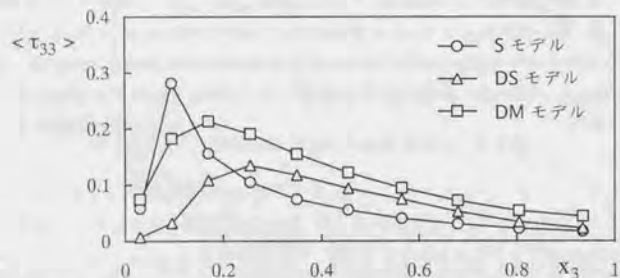
図 A.2 に S モデル、DS モデル、DM モデル及び Hussain らの実験結果 (Hussain ら 1975) の平均流速 $\langle u_1^+ \rangle$ の分布を示す。S モデルの結果は実験に比較的良く対応している。これはチャンネル流に対して最適化されたモデル定数 ($C_S = 0.1$) が用いられているためである。DS モデルの結果は、 $x_3^+ > 60$ の領域において Hussain らの実験値に比べて流速を過小評価している。但し、 $x_3^+ > 160$ の領域では普遍定数を 5.0 とした対数則 ($\langle u_1^+ \rangle = (1/\kappa) \cdot \ln x_3^+ + 5.0$, κ : Karman 定数 ($=0.4$)) からのずれは、S モデルと DS モデルで同程度となっている。一方、DM モデルの結果はチャンネル中心部で DS モデルに比べても実験値からさらに外れ、小さな値を示している。

(2) シアストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の分布 (図 A.3)

図 A.3 にチャンネル壁面 ($x_3 = 0$) から中心部 ($x_3 = 1$) におけるトータル (GS+SGS) のシアストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の分布を示す。DS モデルの結果は S モデルの結果に比べて、壁面近傍における $\langle u_1' u_3' \rangle$ の絶対値が大きく、DM モデルではさらに大きな値を示している。DS モデル及び DM モデルでは壁面近傍でのこの大きな $\langle u_1' u_3' \rangle$ により、乱流拡散が増加し、チャンネル中心部付近での平均流速の減少を引き起こすと考えられる (図 A.2 参照)。

図 A.2 平均流速 $\langle u_1^+ \rangle$ の分布図 A.3 シアストレス $\langle u_1' u_3' \rangle$ の分布(3) SGS 応力のノルマル成分 $\langle \tau_{ij} \rangle$ の分布 (図 A.4~図 A.6)

SGS 応力 $\langle \tau_{ij} \rangle$ のノルマル成分 $\langle \tau_{ij} \rangle$ の分布を図 A.4~図 A.6 に示す。 $\langle \tau_{11} \rangle$ と $\langle \tau_{22} \rangle$ はともに DM モデルの結果が S モデル及び DS モデルの結果よりも大きな値を示す (図 A.4, 図 A.5)。特に、DM モデルの $\langle \tau_{11} \rangle$ は壁面近傍で SGS のノルマルストレスとしては異常に

図 A.4 SGS 応力 $\langle \tau_{11} \rangle$ の分布図 A.5 SGS 応力 $\langle \tau_{22} \rangle$ の分布図 A.6 SGS 応力 $\langle \tau_{33} \rangle$ の分布

大きな値を示している (図 A.4)。また図 A.6 に示すように、 $x_3 = 0.15$ 付近の壁面近傍を除き、全体的に DM モデルの $\langle \tau_{33} \rangle$ は S モデル及び DS モデルの結果よりも大きな値を示す。

(4) DM モデルにおける $\langle \tau_{ij} \rangle$ の scale-similarity 項と Smagorinsky 項の比較 (図 A.7)

DM モデルの $\langle \tau_{ij} \rangle$ の各成分における scale-similarity 項 $\langle L_{ij}^m \rangle$ と Smagorinsky 項の比較を図 A.7 に示す。 $\langle \tau_{ij} \rangle$ の各成分ともにトータル (scale-similarity 項 + Smagorinsky 項) に対して scale-similarity 項が大部分を占めており、Smagorinsky 項の寄与は極めて小さい。従って、図 A.4~図 A.6 で見られる DM モデルと S モデル及び DS モデルの間の

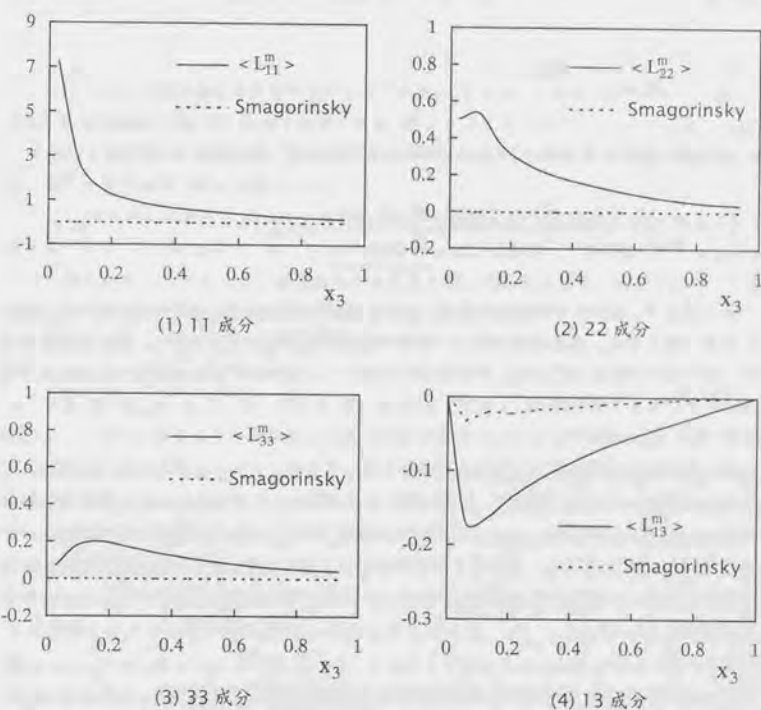


図 A.7 DM モデルにおける scale-similarity 項と Smagorinsky 項の比較

$\langle \tau_{ij} \rangle$ の差異は DM モデルにおける scale-similarity 項の評価に起因する。次にこの scale-similarity 項の評価に関して検討する。

A.3 scale-similarity 項の定式化に係わる問題点及びその予測精度に及ぼす影響・対策に関する検討

(1) scale-similarity 項の 2重フィルタ操作の定式化に係わる問題点

DM モデル中の scale-similarity 項 L_{ij}^m (A.2式) に現れる 2重フィルタ操作を行う場合、フィルタ関数として top-hat フィルタ或いは Gaussian フィルタを与えれば 1重フィルタ操作値 \bar{u}_i を用いて以下のように表される (第 2 章 2.5.2.4 参照)。

$$\bar{u}_i = \bar{u}_i + \frac{\Delta_1^2}{24} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_1^2} + O(\Delta_1^4) \quad (\text{A.6})$$

(A.6) 式の関係 (A.2) 式の $i=j=1$ の場合に代入すれば、(A.7) 式が得られる。

$$L_{11}^m = \frac{\Delta_1^2}{12} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} + \frac{\Delta_2^2}{12} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} + \frac{\Delta_3^2}{12} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_3} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_3} + O(\Delta_1^4) \quad (\text{A.7})$$

(A.7) 式より、scale-similarity 項 L_{11}^m は層流・乱流に関わらず、速度勾配が存在する場合には常に値を有し、速度勾配が大きい場合には無視し得ぬ大きさとなる。特に本解析の場合、平均流の勾配 $\partial \bar{u}_1 / \partial x_3$ が壁面近傍で大きく、また格子も粗いため、(A.7) 式の下線部は非常に大きな値を持つ。これが、 $\langle L_{11}^m \rangle$ (図 A.7(1)) ひいては $\langle \tau_{11} \rangle$ (図 A.4) を、本来 SGS 成分が減少していくべき壁面近傍において過大評価する原因であり、この点が scale-similarity 項における平均流が勾配を持った方向にフィルタ操作を施した場合の定式化上の問題点である。これは、壁面近傍の速度勾配の大きい領域において SGS 渦動粘性係数 ν_{SGS} が過大評価され、 ν_{SGS} の減衰効果が表現できないという標準 Smagorinsky モデルの問題点 (第 2 章 2.5.1 参照) と類似するものと考えられる。この scale-similarity 項の評価の問題点が前述の平均流速やシアストレス等の予測精度に影響を及ぼしていると推察される。

(2) scale-similarity 項の問題点が予測精度に及ぼす影響に関する考察

scale-similarity 項の問題点と平均流速等の予測精度の理論的關係を推察すると以下のようになる。但し、以下の議論は両者の直接的な理論的關係を明確にしたものではなく、今後さらなる検討が必要である。

まず、DM モデルにおける dynamic procedure は、Germano identity に基づいて (A.8) 式のように表される (第 2 章 2.5.3.3 参照)。

$$\mathcal{E}_{ij} - H_{ij}^Z = 2CM_{ij} \quad (\text{A.8})$$

$$\mathcal{E}_{ij} = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (\text{A.9})$$

$$H_{ij}^Z = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j \quad (\text{本解析では Zang ら (1993) の定式化を用いている}) \quad (\text{A.10})$$

$$M_{ij} = \widehat{\Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}} - \Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} \quad (\text{A.11})$$

ここで、 \mathcal{E}_{ij} は resolved 応力と呼ばれる項であり、 H_{ij}^Z と M_{ij} はそれぞれ scale-similarity 項 L_{ij}^m と Smagorinsky 項に由来する項である (第 2 章 2.5.3.3 参照)。このうち、 H_{11}^Z は L_{11}^m に由来する項であり、前述した L_{11}^m の定式化上の問題点は H_{11}^Z においても同様に現れる。即ち、 H_{11}^Z も壁面近傍で過大な値となる。

次に、(A.8) 式に現れる DM モデルにおけるモデル係数 C を dynamic に同定することを考える。(A.8) 式の各 (i,j) 成分に対して Germano identity を仮定するならば、同式は各成分ごとに解かれるべきであるが、通常は最小自乗法を用いて次式のように各成分に対して等方的に同一の値をとるように係数 C が同定される (Lilly 1992)。

$$C = \frac{1}{2} \frac{(\mathcal{E}_{ij} - H_{ij}^Z) M_{ij}}{M_{kl}^2} \quad (\text{A.12})$$

速度勾配の大きい壁面近傍では 2重フィルタ操作の定式化上の問題から $H_{11}^Z \gg H_{22}^Z, H_{33}^Z$ となるので、(A.8) 式によれば、 τ_{11} に対する C は本来小さく評価されるべきところを (A.12) 式により相対的に大きく、逆に τ_{22} と τ_{33} に対する C は (A.8) 式によれば大きく評価されるべきところを (A.12) 式により相対的に小さく評価することになる。このため、壁面近傍で DM モデルの $\langle \tau_{33} \rangle$ を小さく評価していると考えられる (図 A.6 参照)。このように DM モデルでは壁面近傍における $\langle \tau_{33} \rangle$ が過小評価されるために、 $\langle \tau_{13} \rangle$ の主要な生産項である $P_{13} = -\langle \tau_{33} \rangle \partial \bar{u}_1 / \partial x_3$ が小さくなる。これにより $\langle \tau_{13} \rangle$ の絶対値が小さくなり、その分寄与率の大きい GS のシアストレス $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3' \rangle$ の絶対値が大きくなり、結果としてトータル (GS+SGS) のシアストレス $\langle \bar{u}_1 \bar{u}_3' \rangle$ が増加し (図 A.3 参照)、平均流速を過小評価すると考えられる (図 A.2 参照)。但し、格子分割等の違いによっては平均流速結果等が異なる傾向を示す場合もあり、上記の關係については今後さらなる検討が必要となる。

(3) scale-similarity 項の問題点の対策に関する検討

本解析の DM モデルでは空間3方向の全てにフィルタ操作を施しているが、既往のチャンネル流の LES 解析においては、フィルタ操作は平均流が一樣である水平2方向 (x_1 方向と x_2 方向)のみで、平均流が勾配を持つ x_3 方向にはフィルタ操作を施さないことが多い(例えば、堀内 1995)。そこで、水平2方向のみにフィルタ操作を施した場合と3方向全てにフィルタ操作を施した場合の scale-similarity 項 L_{ij}^m を比較してみることにする。この比較を図 A.8 に示す。但し、ここに示す水平2方向のみにフィルタ操作を施した L_{ij}^m とは3方向フィルタを用いて計算した時系列データを抽出し、これに再び水平2方向のみのフィルタ操作を施して L_{ij}^m を得たものであり、いわゆる a priori テストである。

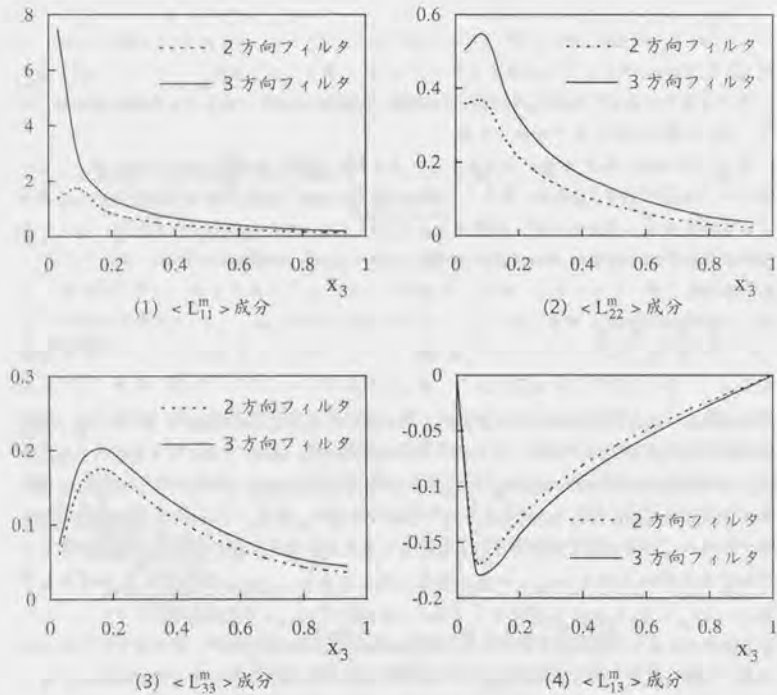
図 A.8 $\langle L_{ij}^m \rangle$ に対する2方向フィルタと3方向フィルタの比較

図 A.8 に示すように、水平2方向のみのフィルタ操作による L_{ij}^m は3方向フィルタ操作による L_{ij}^m に比べ、各成分とも小さい値を示す。特に、3方向フィルタを施した場合の壁面近傍における L_{11}^m の過大評価は2方向のみのフィルタ操作においては格段に改善されている(図 A.8(1))。但し、平均流が一樣な方向のみフィルタ操作を施すという対策は平均流に一樣な方向が存在しない複雑流れ場に対しては適用困難であり、工学的に興味のある複雑乱流場への scale-similarity 項の適用のためには、(a) フィルタ操作において平均流成分を除去する、(b) 減衰関数の導入、などの別途の対策を考えていく必要がある。

補足 DM モデルと dynamic two parameter mixed SGS (DTM) モデルの比較

本解析では、DM モデルの高精度拡張モデルと考えられる dynamic two parameter mixed SGS モデル (以下 DTM モデルと略記、2.5.3.3 参照) を用いた計算も行っている。DTM モデルの種類は幾つかあるが、ここでは Horiuti が提案する DTM モデル (Horiuti 1997) を用いている。

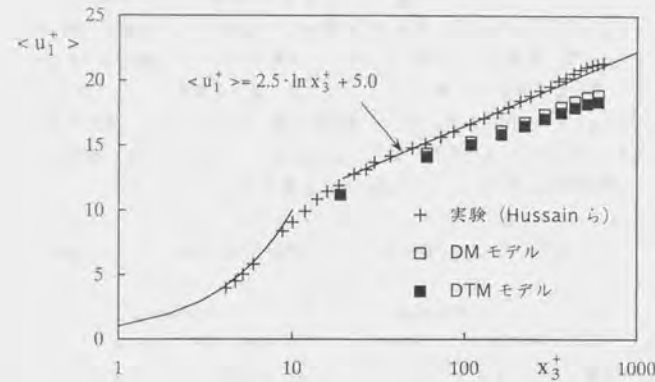
● DTM モデル

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = L_{ij}^m - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk}^m + C_B \left(L_{ij}^R - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk}^R \right) - 2C_A^2 \overline{S_i S_j} \quad (\text{A.13})$$

$$L_{ij}^R = \overline{(\bar{u}_i - \bar{u}_i') \cdot (\bar{u}_j - \bar{u}_j')} - \overline{(\bar{u}_i - \bar{u}_i') \cdot (\bar{u}_j - \bar{u}_j')} \quad (\text{A.14})$$

図 A.9 に DM モデル、DTM モデル及び Hussain らの実験結果 (Hussain ら 1975) の平均流速 $\langle \bar{u}_i^+ \rangle$ の分布を示す。チャンネル中心部において DM モデルの結果が実験値よりも流速を過小評価することは前述したとおりであるが、DTM モデルの結果は DM モデルよりもさらに流速を過小評価している。(A.1)式と(A.13)式を比べると分かるように、DM モデルと DTM モデルの大きな違いは L_{ij}^R の存在の有無である(この項の存在によりモデル係数 C の評価も勿論異なる)。(A.14)式に示すように、 L_{ij}^R には2重、3重のフィルタ操作が含まれ、このフィルタ操作は(A.6)式の定式化に基づいて行われる。従って、DTM モデルでは DM モデルよりも(A.6)式に基づくフィルタ操作を行う回数が多くなるため、前述したフィルタ操作の定式化上の問題が DM モデルよりも大きく影響し、その分数値誤差が増大したものと考える。

DM モデルがチャンネル中心部での流速を過小評価し、DTM モデルがそれよりもさらに流速を小さく評価するという傾向は、坪倉が行った $Re_\tau = 180$ のチャンネル流解析(格子分割は $32(x_1) \times 32(x_2) \times 64(x_3)$)においても同様にみられる(坪倉 1997)。但し、坪倉が用

図 A.9 平均流速 $\langle u_1^+ \rangle$ の分布

いた DTM モデルは本解析で用いた DTM モデルとは異なり、以下に示すモデルを用いている。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = L_{ij}^m - \frac{1}{3} \delta_{ij} L_{kk}^m + C_B \left(R_{ij}^S - \frac{1}{3} \delta_{ij} R_{kk}^S \right) - 2C\Delta^2 |\overline{S}| \overline{S}_{ij} \quad (\text{A.15})$$

$$R_{ij}^S = (\overline{u}_i - \overline{u}_i') \cdot (\overline{u}_j - \overline{u}_j') \quad (\text{A.16})$$

このモデルは、通例の τ_{ij} の分解に基づいて Reynolds 項 R_{ij} を scale-similarity モデルでモデル化する際に現れる係数 C_R (2.5.2.1 参照) を 1 とせず、係数のまま残した形で mixed SGS モデルを構成したものとなっている。尚、 C_B と C_R の関係は $C_B = C_R - 1$ である。

Appendix B

テストフィルタ操作の定式化に基づく dynamic Smagorinsky モデルの係数 C の評価

Appendix B では、dynamic SGS モデルで導入されるテストフィルタ操作の定式化が、scale-similarity モデルにおけるグリッドフィルタの 2重フィルタ操作の定式化の問題点 (Appendix A 参照) と同様に、SGS モデルの評価に対して大きな影響を及ぼすか否かを数理的に検討する。但し、グリッドフィルタの 2重フィルタ操作の定式化の場合と同様に、テストフィルタ操作の定式化が及ぼす影響を厳密に議論にすることは困難である。そこでここでは、グリッドフィルタの 2重フィルタ操作の定式化上の問題点において、平均流が勾配を持つ方向にフィルタ操作を施した場合には層流域においても SGS 応力が 0 とならず有限の値を持ってしまうという点 (Appendix A 参照) に着目し、これに関して検討する。尚、検討する dynamic SGS モデルとしては最も一般的な dynamic Smagorinsky モデル (以下 DS モデルと略記、第 2 章 2.5.3.2 参照) を用いることとする。

B.1 DS モデルの基礎方程式

DS モデルの基礎方程式については第 2 章 2.5.3.2 で記述しているが、説明の都合上、ここで改めて整理しておく。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk} = -2C\Delta^2 |\overline{S}| \overline{S}_{ij} \quad (\text{B.1})$$

$$C = \frac{1}{2} \frac{\widehat{\varepsilon}_{ij} M_{ij}}{M_{kl}^2} \quad (\text{B.2})$$

$$\widehat{\varepsilon}_{ij} = \widehat{u}_i \widehat{u}_j - \widehat{u}_i' \widehat{u}_j' \quad (\text{B.3})$$

$$M_{ij} = \widehat{\Delta^2 |\overline{S}| \overline{S}_{ij}} - \widehat{\Delta^2 |\overline{S}| \overline{S}_{ij}} \quad (\text{B.4})$$

$$\widehat{\Delta^2} = \overline{\Delta^2} + \hat{\Delta}^2, \quad \widehat{\Delta} = 2\overline{\Delta}, \quad \hat{\Delta} = \sqrt{3}\overline{\Delta} \quad (\text{B.5})$$

尚、 ε_{ij} の定義式 ((B.3)式) と M_{ij} の定義式 ((B.4)式) に現れるテストフィルタ操作に対しては、次式に示す定式化が用いられる (第2章 2.5.3.5 参照)。

$$\hat{f}(x_i) = f(x_i) + \frac{\hat{\Delta}_i^2}{24} \frac{\partial^2 f(x_i)}{\partial x_i^2} + O(\hat{\Delta}_i^4) \quad (\text{B.6})$$

DS モデルの場合、平均流が勾配を持つ層流域において SGS 応力 τ_{ij} が 0 になるか否かは (B.1)式によりモデル係数 C が 0 になるか否かを調べればよいことになる。また、係数 C が 0 になるか否かについては (B.2)式により $\varepsilon_{ij} M_{ij}$ が 0 になるか否かを調べればよい。

B.2 層流域における DS モデルの係数 C の評価

ここでは簡単のため、DS モデルの係数 C の評価を検討する流れ場としては (1) せん断流、(2) 回転流、(3) 縮流の 3 つの単純流れ場 (2 次元) を想定する。尚、本研究で取り扱う建物周辺気流を始めとした複雑流れ場は、通常このような単純流れ性状が混在したものと位置づけられるので、ここで述べる議論は複雑流れ場に対しても少なからず有意なものであると考える。

まず、(B.6)式に示すテストフィルタの定式化を用いて ε_{ij} ((B.3)式) と M_{ij} ((B.4)式) を展開することを考える。但し、検討対象とする流れ場は簡単のため 2 次元流を想定するので、 ε_{ij} と M_{ij} の展開についても 2 次元とする。また、各方向のフィルタ幅 (格子幅) はそれぞれ距離に無関係に等しい幅を用いるものとする。これも議論を簡易にするための仮定である。この仮定を用いる場合、(B.4)式の右辺第 1 項に対して以下の関係が成り立つ。

$$\widehat{\Delta^2 |\overline{S}| \overline{S}_{ij}} = \overline{\Delta^2 |\overline{S}| \overline{S}_{ij}} \quad (\text{B.7})$$

以上を踏まえて、 ε_{ij} と M_{ij} を (B.6)式を用いて展開するとそれぞれ (B.8)式と (B.9)式のようになる。

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\hat{\Delta}_i^2}{12} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\hat{\Delta}_j^2}{12} \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} + O(\hat{\Delta}_i^4) \quad (\text{B.8})$$

$$M_{ij} = (\overline{\Delta^2} - \hat{\Delta}^2) \overline{|\overline{S}| \overline{S}_{ij}} + (\overline{\Delta^2} - \hat{\Delta}^2) \frac{\hat{\Delta}_i^2}{24} \frac{\partial^2 |\overline{S}| \overline{S}_{ij}}{\partial x_i^2} + \frac{\overline{\Delta^2} \cdot \hat{\Delta}_i^2}{12} \frac{\partial |\overline{S}|}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \overline{S}_{ij}}{\partial x_i} \\ + (\overline{\Delta^2} - \hat{\Delta}^2) \frac{\hat{\Delta}_j^2}{24} \frac{\partial^2 |\overline{S}| \overline{S}_{ij}}{\partial x_j^2} + \frac{\overline{\Delta^2} \cdot \hat{\Delta}_j^2}{12} \frac{\partial |\overline{S}|}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \overline{S}_{ij}}{\partial x_j} + O(\overline{\Delta}_i^4) \quad (\text{B.9})$$

次に、(B.8)式と (B.9)式に対して (B.5)式に示すフィルタ幅に関する関係式を代入し、さらに $\overline{\Delta}_i^4$ 以上のオーダーとなる項を微小量として無視すると、(B.8)式と (B.9)式は以下のように変形できる。

$$\varepsilon_{ij} = \frac{\hat{\Delta}_i^2}{12} \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} \cdot \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_j} + \frac{\hat{\Delta}_j^2}{12} \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_j} \cdot \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} \quad (\text{B.10})$$

$$M_{ij} = -3\overline{\Delta^2} \overline{|\overline{S}| \overline{S}_{ij}} \quad (\text{B.11})$$

(B.10)式と (B.11)式で評価される ε_{ij} 及び M_{ij} を用いて、各種単純流れ場における DS モデルのモデル係数 C の評価を以下で検討する。

(1) せん断流の場合

せん断流の場合には流れ場の性質として次式が成り立つ (図 B.1(1)参照)。

$$\frac{\partial \overline{u}_1}{\partial x_2} \neq 0, \quad \frac{\partial}{\partial x_1} = 0, \quad \overline{u}_2 = 0 \quad (\text{B.12})$$

(B.12)式の条件を用いて、(B.10)式と (B.11)式で評価される ε_{ij} と M_{ij} の各成分 (2 次元で考えるのでそれぞれ 3 成分) を求めると以下のようになる。

$$\varepsilon_{11} = \frac{\hat{\Delta}_2^2}{4} \left(\frac{\partial \overline{u}_1}{\partial x_2} \right)^2, \quad \varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = 0, \quad \varepsilon_{22} = 0 \quad (\text{B.13})$$

$$M_{11} = 0, \quad M_{12} = M_{21} = -\frac{3}{2} \overline{\Delta^2} \frac{\partial \overline{u}_1}{\partial x_2} \frac{\partial \overline{u}_1}{\partial x_2}, \quad M_{22} = 0 \quad (\text{B.14})$$

従って、 $\varepsilon_{ij} M_{ij}$ は

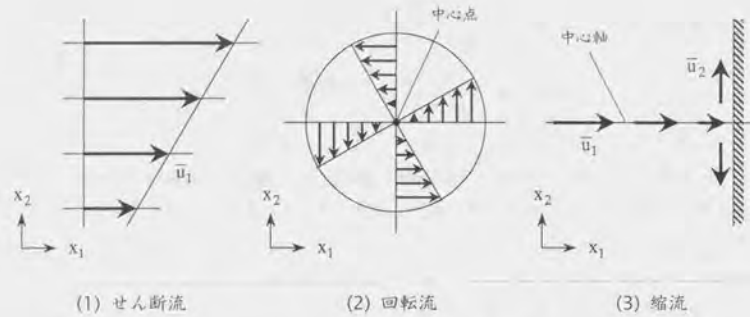


図 B.1 対象流れ場の概要図

$$\varepsilon_{ij} M_{ij} = \varepsilon_{11} M_{11} + \varepsilon_{12} M_{12} + \varepsilon_{21} M_{21} + \varepsilon_{22} M_{22} = 0 \quad (\text{B.15})$$

となり、(B.2)式により $C=0$ となる。つまりこの場合、(B.6)式のテストフィルタの定式化を用いることで係数 C の評価に数値誤差が含まれることはないと考えられる。

(2) 回転流の場合 (回転中心位置で考える)

回転流の中心位置での流れ性状としては以下のような性質が成り立つ (図 B.1(2)参照)。

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} \neq 0, \quad \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_1} \neq 0, \quad \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} = \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2} = 0 \quad (\text{B.16})$$

(B.16)式の条件を用いて、(B.10)式と(B.11)式で評価される ε_{ij} と M_{ij} の各成分を求めると以下のようになる。

$$\varepsilon_{11} = \frac{\Delta_2^2}{4} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} \right)^2, \quad \varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = 0, \quad \varepsilon_{22} = \frac{\Delta_1^2}{4} \left(\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_1} \right)^2 \quad (\text{B.17})$$

$$M_{11} = 0, \quad M_{12} = M_{21} = -\frac{3}{2} \Delta^2 \left[\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} + \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_1} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} + \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_1} \right) \right], \quad M_{22} = 0 \quad (\text{B.18})$$

従って、 $\varepsilon_{ij} M_{ij}$ は

$$\varepsilon_{ij} M_{ij} = \varepsilon_{11} M_{11} + \varepsilon_{12} M_{12} + \varepsilon_{21} M_{21} + \varepsilon_{22} M_{22} = 0 \quad (\text{B.19})$$

となり、(B.2)式により $C=0$ となる。つまりこの場合も、(B.6)式のテストフィルタの定式化を用いることで係数 C の評価に数値誤差が含まれることはないと考えられる。

(3) 縮流の場合 (中心軸上で考える)

縮流の中心軸上における流れ性状としては以下のような性質が成り立つ (図 B.1(3)参照)。

$$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} \neq 0, \quad \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2} \neq 0, \quad \bar{u}_2 = 0 \quad (\text{B.20})$$

(B.20)式の条件を用いて、(B.10)式と(B.11)式で評価される ε_{ij} と M_{ij} の各成分を求めると以下のようになる。

$$\varepsilon_{11} = \frac{\Delta_1^2}{4} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} \right)^2 + \frac{\Delta_2^2}{4} \left(\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2} \right)^2, \quad \varepsilon_{12} = \varepsilon_{21} = \frac{\Delta_2^2}{4} \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} \cdot \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2},$$

$$\varepsilon_{22} = \frac{\Delta_2^2}{4} \left(\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2} \right)^2 \quad (\text{B.21})$$

$$M_{11} = -3\Delta^2 |\bar{S}| \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1}, \quad M_{12} = M_{21} = -\frac{3}{2} \Delta^2 |\bar{S}| \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2}, \quad M_{22} = -3\Delta^2 |\bar{S}| \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2} \quad (\text{B.22})$$

但しこの場合、 $|\bar{S}|$ は以下のように与えられる。

$$|\bar{S}| = \sqrt{2 \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2} \right)^2} \quad (\text{B.23})$$

従って

$$\varepsilon_{ij} M_{ij} = -\frac{3\Delta^2 \Delta_1^2}{4} |\bar{S}| \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} \right)^3 - \frac{3\Delta^2 \Delta_2^2}{4} |\bar{S}| \frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} \right)^2 - \frac{3\Delta^2 \Delta_2^2}{4} |\bar{S}| \frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_2} \right)^2$$

$$- \frac{3\Delta^2 \Delta_2^2}{4} |\bar{S}| \left(\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial x_2} \right)^3 \quad (\text{B.24})$$

また、連続条件より $\partial \bar{u}_1 / \partial x_1 = -\partial \bar{u}_2 / \partial x_2$ であるから (B.23) 式は次式のように整理できる。

$$\varepsilon_{ij} M_{ij} = \frac{3}{4} \bar{\Delta}^2 (\bar{\Delta}_1^2 - \bar{\Delta}_2^2) \bar{S} \left(\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial x_1} \right)^3 \quad (\text{B.25})$$

従ってこの場合、等方格子 $\bar{\Delta}_1 = \bar{\Delta}_2 (= \bar{\Delta})$ を用いるならば、 $\varepsilon_{ij} M_{ij} = 0$ となり $C = 0$ となる。しかし、非等方格子 $\bar{\Delta}_1 \neq \bar{\Delta}_2$ の場合には $\varepsilon_{ij} M_{ij} \neq 0 \rightarrow C \neq 0$ であり、層流でも SGS 応力が値を持ち、注意を要する。これは加速流の場合においても同様である。

B.3 DS モデルと scale-similarity モデルのフィルタ操作の定式化に関わる問題点の比較

scale-similarity モデルのフィルタ操作の定式化に関わる数値誤差は、流れ場の種類に依らずあらゆる場合に生じるものと考えられるが (Appendix A 参照)、DS モデルの係数 C の評価に対してテストフィルタ操作の定式化がもたらす数値誤差は、B.2 で述べた検討に基づけば、特有の流れ場で非等方格子を採用した場合に限られる。従って、DS モデルにおけるテストフィルタ操作の定式化に関わる問題は、scale-similarity モデルにおけるグリッドフィルタの 2 重フィルタ操作の定式化に関わる問題に比べ、1 ランク軽微なものと考えられる。

但し、例えば本研究で取り扱う建物周辺気流における建物前方の衝突域や建物後方の速度回復域等は B.2 で検討した縮流、加速流の性状を有しており、このような流れ場を非等方格子を用いて解析する場合には、DS モデルの係数 C の評価においても数値誤差が含まれることになり、十分な注意を要する。

Appendix C

Lagrangian 型安定化手法における積分時間スケール T の定式化に関する検討

Appendix C では、dynamic SGS モデルの計算安定化手法の 1 つとして、特に本研究で取り扱う建物周辺気流のような複雑乱流場の解析で有効と考えられる Lagrangian 型安定化手法 (第 2 章 2.5.4.2 参照) において、最も重要なパラメータとなる積分時間スケール T に関する検討を行う。ここでは、同手法の提案者である Meneveau らが推奨する T の定式化の妥当性を考えるとともに、建物周辺気流 (角柱周辺流れ) を対象として、定式化の違いによる T の評価に関する予備的な検証を行う。

C.1 積分時間スケール T の定式化

dynamic SGS モデルの計算安定化手法として Lagrangian 型安定化手法を用いる場合、積分時間スケール T が重要なパラメータとなることは第 2 章 2.5.4.2 で述べた通りである。この T に関しては、次元解析により様々な定式化が考えられるが、同手法の提案者である Meneveau らは、まず以下に示す GS の諸量から構成された 6 つのオプションを提案した (Meneveau ら 1994)。

$$T = \alpha \bar{S}^{-1} \quad (\text{C.1})$$

$$T = \alpha \bar{S}^{\frac{2}{3}}^{-1} \quad (\text{C.2})$$

$$T = \alpha \bar{\Delta} (M_{ij} M_{ij})^{-1/4} \quad (\text{C.3})$$

$$T = \alpha \bar{\Delta} (\hat{\epsilon}_{ij} M_{ij})^{-1/4} \quad (C.4)$$

$$T = \alpha \bar{\Delta} I_{LM}^{-1/4} \quad (C.5)$$

$$T = \alpha \bar{\Delta} I_{LM}^{-1/4} \quad (C.6)$$

(C.1)式から(C.6)式に現れる記号については、第2章2.5.3及び2.5.4の中で述べた通りであるが、説明の都合上、ここで改めて記述する。

$$|\bar{S}| = (2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij})^{1/2}, \quad |\hat{S}| = (2\hat{S}_{ij}\hat{S}_{ij})^{1/2} \quad (C.7)$$

$$\bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad \hat{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (C.8)$$

$$M_{ij} = \widehat{\Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij} - \Delta^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij}} \quad (C.9)$$

$$\hat{\epsilon}_{ij} = \widehat{\bar{u}_i \bar{u}_j - \hat{u}_i \hat{u}_j} \quad (C.10)$$

$$I_{LM} = \int_{-\infty}^t \hat{\epsilon}_{ij}(t') M_{ij}(t') W(t-t') dt' \quad (C.11)$$

$$I_{MM} = \int_{-\infty}^t M_{ij}(t') M_{ij}(t') W(t-t') dt' \quad (C.12)$$

$$W(t-t') = \frac{1}{T} \cdot \exp\left\{-\frac{(t-t')}{T}\right\} \quad (C.13)$$

(C.1)式から(C.6)式のうち、MeneveauらがTの定式化として最初に推奨したものは(C.6)式の形である (Meneveauら1994)。(C.6)式の形を選んだ理由として、① I_{LM} というLagrangian平均した量を構成要素としているので((C.11)式参照)、(C.1)式から(C.4)式のようにTの構成要素として $|\bar{S}|$ や M_{ij} などの局所的な量を用いるよりもTの激しい変動が抑えられること、② I_{LM} は応力 $\hat{\epsilon}_{ij}$ と歪み速度テンソル \bar{S}_{ij} に関連する M_{ij} の積で構成されていることから((C.11)式参照)、GSからSGSへのエネルギー輸送率($=\tau_{ij}(\partial \bar{u}_i / \partial x_j)$)、即ち、乱流エネルギーのSGS成分の生産項に対応すると考えられること、③ある時刻、ある点に

において $\hat{\epsilon}_{ij} M_{ij} \leq 0$ となる(通常のdynamic Smagorinskyモデルでは係数Cが負となる)場合、(C.11)式で与えられる I_{LM} ($\hat{\epsilon}_{ij} M_{ij}$ の積分値)が小さくなるので、逆に $T(\propto 1/I_{LM}^{1/4}$, (C.6)式参照)が増加し、より過去に遡って平均化操作を施すことになるのでCの過大な負値を抑制できることを挙げています。

しかしその後、Meneveauらは(C.1)式から(C.6)式に加え

$$T = \alpha \bar{\Delta} (I_{LM} I_{MM})^{-1/8} \quad (C.14)$$

の新しいTの定式化を提案し、(C.6)式に代わりこの形を新たに推奨している (Meneveauら1996)。(C.6)式と(C.14)式のTの定式化を比較すると、(C.6)式では $\hat{\epsilon}_{ij}$ と M_{ij} の重みが1:1であるのに対して、(C.14)式ではその重みが1:3となっている((C.11)式及び(C.12)式参照)。(C.9)式に示すように、 M_{ij} にはグリッドスケール $\bar{\Delta}$ が含まれている。従って、(C.6)式に比べて M_{ij} の重みが大きい(C.14)式の定式化は、Tに対して格子の粗密による影響が大きくなるのが推測される。

次に、Tが満たすべきと考えられる条件について考えてみる。第2章2.5.3.2で述べているように、dynamic SGSモデルではモデル係数Cの算出時にCをテストフィルタの外に出すという仮定を用いている。この仮定に反しないためには、Tをテストフィルタに対応するスケールよりも大きく取り、広い範囲でCの平均化操作を行うことが必要となる。この点に着目すると、Tは格子の粗密に応じて変化すべきであり、この点からは格子分割の影響がより大きいと推測される(C.14)式の定式化の方が、(C.6)式よりも望ましい形であると考えられる。

しかし一方で、Tは各位置での乱流の特徴的時間スケールよりも短くなるべきと考えられ、これよりも長くなれば性状の異なる渦の情報まで取り込んでしまう可能性がある。当然のことながら、乱流の特徴的時間スケールは流れの性状により決まるもので、格子の粗密とは本来無関係な量である。Tの定式化の妥当性については、他にも幾つか検討することがあると考えられるが、いずれにしてもまず、格子の粗密とTの評価の関係をより具体的に把握するための検討が必要である。

C.2 積分時間スケールTに含まれる係数 α の最適化

Lagrangian型安定化手法における積分時間スケールTに関しては、定式化が重要であることは勿論であるが、これに含まれる係数 α の最適化も定式化と同様に重要な問題である。Meneveauらは、DNSによる等方性乱流の解析結果から以下のように α の最適化を行っている (Meneveauら1994, 1996)。

まず、(C.6)式の α に対しては流跡線に沿った $\hat{\epsilon}_{ij} M_{ij}$ の自己相関係数が約0.10となる時間

から $\alpha=2$ と最適化している (Meneveauら 1994)。一方、(C.14)式の α に対しては流跡線に沿った $M_{ij}M_{ij}$ と $M_{ij}M_{ij}$ の自己相関係数が共に $1/e$ (約 0.37) となる時間から $\alpha=1.5$ が最適値であるとしている (Meneveauら 1996)。しかし、この $\alpha=2$ や $\alpha=1.5$ という推奨値が任意の流れ場、特に各種の流れ性状が混在する複雑乱流場に対して最適値であるという保証はない。実際、第4章4.5.2で示しているように、建物周辺気流を対象として、積分時間スケールTを(C.6)式の形としたLagrangian dynamic Smagorinskyモデルを適用した際、Meneveauらが推奨している $\alpha=2$ よりもその1/10である $\alpha=0.2$ 、つまり $T=0.2\bar{\Delta}I_{LM}^{-1/4}$ の積分時間スケールを用いた場合の方が良好な結果を示し、建物周辺気流ではMeneveauらの推奨値 $T=2\bar{\Delta}I_{LM}^{-1/4}$ が必ずしも適当ではないことが明らかとなっている。これは建物周辺気流の場合、Meneveauらの推奨値ではTを不当に大きく評価し、必要以上に過去(上流)の情報が I_{LM} (C.11)式)や I_{MM} (C.12)式)に反映され、モデル係数Cが不正確になったためである。以上のように、積分時間スケールTについては、定式化の検討に加え、Tに含まれる係数 α に関しても、流れ場の性状に合った調整・最適化を行っていくことが必要となる。

C.3 積分時間スケールTの評価に関する予備的検証

図C.1(1)~(3)に建物周辺気流(2次元角柱周辺気流)におけるLagrangian型安定化手法を用いたdynamic mixed SGSモデルの各種積分時間スケールTの瞬時等値線図を示す。計算条件等は第4章4.5.3で用いているLagrangian dynamic mixed SGSモデルと同様であるので、そちらを参照されたい。積分時間スケールTとしては、① Meneveauらが最初に推奨した $T=2\bar{\Delta}I_{LM}^{-1/4}$ ((C.6)式, $\alpha=2$; Meneveauら 1994)、② (C.6)式の係数 α をMeneveauらの推奨値の1/10にした $T=0.2\bar{\Delta}I_{LM}^{-1/4}$ ((C.6)式, $\alpha=0.2$)、③ (C.6)式に代わりMeneveauらが新たに推奨した $T=1.5\bar{\Delta}(I_{LM}I_{MM})^{-1/8}$ ((C.6)式, $\alpha=1.5$; Meneveauら 1996)の3つを用いている。

図C.1(1)の $T=2\bar{\Delta}I_{LM}^{-1/4}$ は図C.1(2)の $T=0.2\bar{\Delta}I_{LM}^{-1/4}$ に比べ、全体を通して8倍程度大きな値を示す。第4章4.5.2で詳しく述べているように、2次元角柱周辺流れのような各種の流れ性状が混在する複雑流れ場において、図C.1(1)のTは過大であり、図C.1(2)のようにTに含まれる係数 α を小さくすることによりTを減じる必要が生じる。次に、図C.1(2)の $T=0.2\bar{\Delta}I_{LM}^{-1/4}$ と図C.1(3)の $T=1.5\bar{\Delta}(I_{LM}I_{MM})^{-1/8}$ を比較すると、図C.1(2)では角柱近傍において0.25程度であるのに対し、図C.1(3)は同じ領域で0.5程度と2倍程度大きな値を示す。2次元角柱周辺流れの解析では $T=0.2\bar{\Delta}I_{LM}^{-1/4}$ を用いた場合に良好な結果を示すことを踏まえ(第4章4.5.2参照)、これを適正值と考えると、Meneveauらが新たに推奨している $T=1.5\bar{\Delta}(I_{LM}I_{MM})^{-1/8}$ においてもTを大きめに評価している可能性があり、この定式化においても係数 α の調整が必要と考えられる。また前述したように、図C.1(3)の



図C.1 2次元角柱周辺のTの瞬時等値線図

$T = 1.5\bar{\Delta}(I_{LM}I_{MM})^{-1/8}$ は図 C.1(1)と図 C.1(2)の $T = \alpha\bar{\Delta}I_{LM}^{-1/4}$ に比べ、格子の粗密の影響が強い分布形状になっており、これについても十分な検討が必要となる。

記号表

C	: dynamic SGS モデルのモデル係数
C_B	: dynamic multi parameter mixed SGS モデルのモデル係数
C_C	: scale-similarity モデルのモデル係数
C_d	: 抗力係数
C_{ij}	: cross 項
C_{ij}^m	: 修正 cross 項
C_l	: 揚力係数
C_L	: dynamic multi parameter mixed SGS モデルのモデル係数
C_{NE}	: 非平衡渦粘性型 dynamic SGS モデルのモデル係数
C_R	: scale-similarity モデルのモデル係数
C_S	: Smagorinsky 定数
D	: 角柱一辺の長さ
$E(k)$: エネルギースペクトル
f	: 変数 f の瞬時値
\bar{f}	: 変数 f にグリッドフィルタを施した値
\hat{f}	: 変数 f にテストフィルタを施した値
$\langle f \rangle$: 変数 f の時間平均値
f'	: 時間平均値 $\langle f \rangle$ からのずれ, $f' = f - \langle f \rangle$
f''	: フィルタリング値 \bar{f} からのずれ, $f'' = f - \bar{f}$
f^*	: 変数 f の無次元値
f_w	: 壁面減衰関数
h_w	: 角柱に接する格子幅
H	: チャンネル半幅
H_{ij}	: C の算出式に含まれる scale-similarity モデルに由来する項
k_0	: 代表波数
k_i	: 波数空間の 3 成分
k_{GS}	: GS の運動エネルギー
k_{SGS}	: SGS の運動エネルギー

- L_{ij} : Leonard 項
 L_{ij}^m : 修正 Leonard 項
 ε_{ij} : resolved ストレス
 M_{ij} : C の算出式に含まれる Smagorinsky モデルに由来する項
 p : 圧力
 P_{kSGS} : SGS の運動エネルギー k_{SGS} の生産項
 q : 乱流エネルギー
 Re : Reynolds 数
 R_{ij} : Reynolds 項
 R_{ij}^m : 修正 Reynolds 項
 \bar{S}_{ij} : GS の歪み速度テンソル
 S_i : ストロークハル数
 t : 時間
 T : Lagrangian 型安定化手法の積分時間スケール
 u_i : 速度の 3 成分
 u_i^+ : u_i で無次元化した速度の 3 成分
 u_w : 壁面摩擦速度
 U_0 : 代表速度
 x_i : 空間座標の 3 成分
 x_n : 壁からの距離
 x_n^+ : 壁座標
 α : 積分時間スケール T に含まれる係数
 δ_{ij} : クロネッカーのデルタ
 $\bar{\Delta}$: グリッドフィルタ
 $\bar{\Delta}_i$: x_i 方向のグリッド幅
 $\bar{\Delta}_i^+$: 壁座標での x_i 方向のグリッド幅
 ε_{SGS} : GS の運動エネルギー k_{GS} の散逸項
 ε_v : SGS の運動エネルギー k_{SGS} の散逸項
 κ : Karman 定数
 Λ : インテグラルスケール (乱れの長さスケール)
 ν : 分子動粘性係数
 ν_{SGS} : SGS 渦動粘性係数

- ρ : 密度
 τ_{ij} : SGS 応力

参考文献

A

Akselvoll, K., Moin, P. (1993) : Large eddy simulation of a backward facing step flow, *Engineering Turbulence Modeling and Experiments 2*, edited by W. Rodi and F. Martelli, pp.303-313

B

Bardina, J., Ferziger, J. H., Reynolds W. C. (1981) : Improved subgrid-scale models for large-eddy simulation, *AIAA paper-80*

Bardina, J., Ferziger, J. H., Reynolds W. C. (1983) : Improved turbulence models based on large eddy simulation of homogeneous, incompressible, turbulent flows, Rept. No.TF-19, Stanford University

Biringen, S., Reynolds, W. C. (1981) : Large eddy simulation of the shear-free turbulent boundary layer, *J. Fluid Mech.*, vol.103, pp.53-63

Breuer, M., Rodi, W. (1994) : Large eddy simulation of turbulent flow through a straight square duct and a 180° bend, *Fluid Mech. and its Appl.*, vol.26 Direct & LES, Sel. papers, the 1st ERCOFTAC workshop on Direct & LES, Guildford, Surrey, U.K., pp.27-30

C

Clark, R. A., Ferziger J. H., Reynolds, W. C. (1979) : Evaluation of subgrid-scale models using an accurately simulated turbulent flow, *J. Fluid Mech.*, vol.91, part1, pp.1-16

D

Deardorff, J. W. (1970) : A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers, *J. Fluid Mech.*, vol.41, pp.453-480

Deardorff, J. W. (1972) : Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers, *J. Atmos. Sci.*, 29, p.91

Durao, D. F. G., Heitor, M. V., Pereira, J. C. F. (1988) : Measurements of turbulent and periodic flows round a square cross-section cylinder, *Exps. Fluids* 6, pp.298-304

Deardorff, J. W. (1980) : Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model, *Boundary-layer Meteor.*, vol.18, pp.495-527

E

F

G

Germano, M. (1986) : A proposal for a redefinition of the turbulent stresses on the filtered Navier-Stokes equations, *Phys. Fluids*, 29, pp.2323-2324

Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W. H. (1991) : A dynamic subgrid scale eddy viscosity model, *Phys. Fluids*, A3(7), pp.1760-1765

Germano, M. (1992) : Turbulence ; the filtering approach, *J. Fluid Mech.*, vol.238, pp.325-336

Ghosal, S., Lund, T. S., Moin, P., Akselvoll, K. (1995) : A dynamic localization model for large-eddy simulation of turbulent flows, *J. Fluid Mech.*, vol.286, pp.229-255

H

日野幹雄 (1992) : 流体力学, 朝倉書店

Horiuti, K. (1989) : The role of the Bardina model in large eddy simulation of turbulent channel flow, *Phys. Fluids*, A1, pp.426-428

堀内潔 (1996) : 一般化スケール相似則モデルによるSGSモデリング, 第12回生研NSTシンポジウム, pp.11-16

Horiuti, K. (1997) : A new dynamic two-parameter mixed model for large-eddy simulation, *Phys. Fluids*, 9(11), pp.3443-3464

堀内潔 (1997) : private communication

Hussain, A. K. M. F., Reynolds, W. C. (1975) : Measurements in fully development turbulent channel flow, *Transaction of ASME, J. of Fluid Eng.*, pp.568-579

I

J

K

片岡浩人, 水野絵 (1991) : 流入変動風を用いた三次元角柱周りの気流解析, 日本建築学会計画系論文集, 第523号, pp.71-78

小垣哲也 (1999) : 複雑乱流場解析に適した一般座標系差分スキームの構成とそのラージエディシミュレーションへの応用, 東京大学博士論文

近藤宏二, 持田灯, 村上周三 (1997) : LESのための流入変動風の生成に関する研究-流入変動風を用いた等方性乱流のLES解析, 日本建築学会構造系論文集, 第501号, pp. 57-62

近藤宏二, 持田灯, 村上周三, 土谷学 (1998) : 乱流境界層を対象とするLESのための流入変動風の生成-風洞実験に基づくクロススペクトルマトリクスのモデル化, 日

本建築学会構造系論文集, 第 509 号, pp.33-40

L

- Launder, B. E. (1988) : On the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows, *J. Heat Transfer*, Vol.110, pp.1112-1128
- Lee, S., Lele, S. K., Moin, P. (1992) : Simulation of spatially evolving turbulence and the applicability of Taylor's hypothesis in compressible flow, *Phys. Fluids*, A4(7), pp.1521-1530
- Lee, B. E. (1975) : The effect of turbulence on the surface pressure field of a square prism, *J. Fluid Mech.*, vol.69, pp.263-282
- Leonard, A. (1974) : Energy cascade in large-eddy simulation of turbulent fluid flow, *Adv. Geophys.*, 18A, pp.238-248
- Lilly, D. K. (1967) : The representation of small scale turbulence in numerical simulation experiments, *Proc. IBM Scientific Computing Symposium on Environmental Sciences*, pp.195-210
- Lilly, D. K. (1992) : A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method, *Phys. Fluids*, A4(3), pp.633-635
- Liu, S., Meneveau, C., Katz, J. (1994) : On the properties of similarity subgrid-scale models as deduced from measurements in a turbulent jet, *J. Fluid Mech.*, vol.275, pp.83-119
- Lund, T. S., Wu, X., Squires, K. D. (1998) : Generation of turbulent inflow data for spatially-developing boundary layer simulations, *J. Comp. Phys.*, vol.140, pp.233-258
- Lyn, D. A., Rodi W. (1994) : The flapping shear layer formed by flow separation from the forward corner of a square cylinder, *J. Fluid Mech.*, vol.267, pp.353-376
- Lyn, D. A., Einav, S., Rodi W., Park, J. H. (1995) : A laser-Doppler velocimetry study of ensemble-averaged characteristics of turbulence near-wake of a square cylinder, *J. Fluid Mech.*, vol.304, pp.285-319

M

- 丸山敬, 盛川仁 (1994) : 乱流境界層の実測データを条件とする風速変動の数値シミュレーション, 第 13 回風工学シンポジウム, pp.227-232
- Mason, P. J. (1989) : Large eddy simulation of the convective atmospheric boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, vol.46, pp.1492-1516
- Mason, P. J., Derbyshire, S. H. (1990) : Large-eddy simulation of the stable-stratified atmospheric boundary layer, *Boundary-Layer Meteor.*, 53,

pp.117-162

- Mansour, N. N., Moin, P., Reynolds, W. C., Ferziger, J. H. (1979) : Improved methods for large eddy simulations of turbulence, *Turbulent Shear Flows* 松井巨光, 村上周三, 持田灯 (1994) : LES による非等温室内気流解析-Smagorinsky モデルにおける標準タイプと Dynamic タイプの比較, 第 8 回数値流体シンポジウム講演論文集, pp.269-272
- Meneveau, C., Lund, T. S., Cabot, W. H. (1994) : A Lagrangian dynamic sub-grid-scale model for turbulence, Center for Turbulence Research, Summer Program 1994, pp.1-29
- Meneveau, C., Lund, T. S., Cabot, W. H. (1996) : A Lagrangian dynamic sub-grid-scale model for turbulence, *J. Fluid Mech.*, vol.319, pp.353-385
- Moeng, C. H. (1984) : A large eddy simulation model for the study of planetary boundary layer turbulence, *J. Atmos. Sci.*, vol.41, pp.2052-2062
- Moin, P., Kim, J. (1982) : Numerical investigation of turbulent channel flow, *J. Fluid Mech.*, vol.118, pp.341-377
- 森西洋平 (1993) : はく離流の LES, 第 36 回生産研講習会テキスト, pp.53-82
- Murakami, S., Rodi, W., Mochida, A., Sakamoto, S. (1991) : Large eddy simulation of turbulent vortex shedding flow past 2D square cylinders, in: *Proc. Symp. on Engineering applications of large eddy simulations (FED-Vol.162)*, ASME, p.113
- 村上周三, 持田灯, 林吉彦 (1991) : 立方体モデル周辺の非等方乱流場に関する k-ε モデルと LES の比較, 日本建築学会計画系論文集, 第 423 号, pp.23-31

N

- Nieuwstadt, F. T. M. (1990) : Direct and large-eddy simulation of free convection, *Proc. 9th Int. Heat Transfer Conference*, vol.1, pp.37-47

O

- 大岡龍三, 村上周三, 持田灯 (1997) : コロケーショングリッドを用いた LES におけるエネルギー非保存性の検討-channel 計算によるコロケーショングリッドとスタガードグリッドの比較, 日本建築学会計画系論文報告集, 第 492 号, pp.47-55

P

- Piomelli, U., Moin, P., Ferziger, J. H. (1988) : Model consistency in large eddy simulation of turbulent channel flow, *Phys. Fluids*, vol.31, pp.1884-1891
- Piomelli, U., Cabot, W. H., Moin, P., Lee, S. (1991) : Subgrid-scale backscatter in turbulent and transitional flows, *Phys. Fluids*, A3(7), pp.1766-1771

Q

R

Rodi, W., Ferziger, J. H., Breuer, M., Pourquie, M. (1997) : Status of large eddy simulation: Results of a workshop, *J. Fluids Eng.*, vol.119, pp.248-262

S

Salvetti, M. V., Banerjee, S. (1995) : A priori tests a new dynamic subgrid-scale model for finite difference large-eddy simulations, *Phys. Fluids*, 7(11), pp.2831-2847

Schmidt, H., Schumann, U. (1989) : Coherent structure of the convective boundary layer derived from large eddy simulation. *J. Fluid Mech.*, vol.200, pp.511-562

Schumann, U. (1975) : Subgrid scale model for finite difference simulation of turbulent flows in plane channels and annuli, *J. Comp. Phys.*, vol.18, pp.376-404

Shah, K. B., Ferziger, J. H. (1995) : A new non-eddy viscosity subgrid-scale model and its application to channel flow, *Center for Turbulence Research, Annual Research Briefs*, pp.73-90

Smagorinsky, J. (1963) : General circulation experiments with the primitive equations ; part 1 The basic experiment, *Monthly weather review*, vol.91, pp.99-164

Speziale, C. G. (1985) : Galilean invariance of subgrid-scale stress models in the large eddy simulation of turbulence, *J. Fluid Mech.*, vol.156, pp.55-62

数値流体力学編集委員会 (1995) : 数値流体力学シリーズ3「乱流解析」, 東大出版会

T

Tennekes, H., Lumley, J. L. (1972) : *A first course in turbulence*, MIT Press, (邦訳) 藤原仁志, 荒川忠一 (1998) : 乱流入門, 東海大出版会

富永稔秀 (1995) : LESによる建物周辺の流れ場・拡散場の高精度予測手法の開発, 東京大学博士論文

坪倉誠, 小林敏雄, 谷口伸行, 吉澤徹 (1996) : 渦粘性型サブグリッドスケールモデルのチャンネル乱流における評価, 日本流体力学学会年会 '96 講演論文集, pp.255-256

坪倉誠 (1997) : 平面衝突噴流のLES数値解析に関する研究, 東京大学博士論文

U

V

Van Driest, E. R. (1956) : On Turbulent Flow near a Wall, *J. Aeronautical Science*, 23, pp.1007-1011

Vickery, B. J. (1966) : Fluctuating lift and drag on a long cylinder of square cross-section in a smooth and in a turbulent stream, *J. Fluid Mech.*, vol.25, pp.481-494

Voke, P.R. (1997) : Flow past a square cylinder-test case LES2, *Direct and Large Eddy Simulation 2, ERCOFTAC SERIES*, pp.355-373

Vreman, B., Geurts, B., Kuerten, H. (1994) : On the formulation of the dynamic mixed subgrid-scale model, *Phys. Fluids*, A6(12), pp.4057-4059

W

Werner, H., Wengle, H. (1991) : Large-eddy simulation of turbulent flow over and around a cube in a plate channel, *Proc. 8th Symposium on Turbulent Shear Flows*, pp.155-168

X

Y

Yakot, V., Orszag, S. A. (1986) : Renormalization group analysis of turbulence, *J. Sci. Comp.*, vol.1(1), pp.3-51

Yang, K. S., Ferziger, J. H. (1993) : Large-eddy simulation of turbulent flow in a channel with a surface-mounted two dimensional obstacle using a dynamic subgrid-scale model, *AIAA 93-0542*

吉澤徹 (1988) : 乱流モデル構成法, 第28回生研講習会テキスト「数値乱流工学」, pp.1-16

Yoshizawa, A. (1991) : Eddy-viscosity-type subgrid-scale model with a variable Smagorinsky coefficient and its relationship with the one-equation model in large eddy simulation, *Phys. Fluids*, A3(8), pp.2007-2009

Yoshizawa, A., Tsubokura, M., Kobayashi, T., Taniguchi, N. (1996) : Modeling of the dynamic subgrid-scale viscosity in large eddy simulation, *Phys. Fluids*, A5(12), pp.2254-2256

Z

Zang, Y., Street, R. L., Koseff, J. R. (1993) : A dynamic mixed subgrid-scale model and its application to turbulent recirculating flows, *Phys. Fluids*, A5(12), pp.3186-3196

発表論文

1. 村上周三, 持田灯, 富永積秀, 飯塚悟: LESにおけるSGSモデリングの最近の動向(その1) Smagorinskyモデルの問題点, 日本建築学会関東支部報告集, 1995年3月, pp.57-60
2. 富永積秀, 村上周三, 持田灯, 飯塚悟: LESにおけるSGSモデリングの最近の動向(その2) 改良型 Smagorinskyモデルと他の代表的なSGSモデル, 日本建築学会関東支部報告集, 1995年3月, pp.61-64
3. 富永積秀, 村上周三, 持田灯, 飯塚悟: LESにおけるSGSモデリングの最近の動向(その3) Dynamic SGSモデルの改良と今後の展開, 日本建築学会関東支部報告集, 1995年3月, pp.65-68
4. 飯塚悟, 村上周三, 持田灯, 富永積秀: Dynamic LESによる2次元角柱周辺流れの解析(第2報) Dynamic Mixed SGS Modelの適用, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1995年8月, pp.581-582
5. 小林光, 村上周三, 持田灯, Squires, K. D., 飯塚悟, 富永積秀: Dynamic LESによる2次元角柱周辺流れの解析(第3報) Lagrangian Dynamic SGS Modelの適用, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1995年8月, pp.583-584
6. 小林光, 村上周三, 持田灯, Squires, K. D., 飯塚悟, 富永積秀: Lagrangian Dynamic SGS Modelに基づくLESを用いた2次元角柱周辺流れの解析, 第27回乱流シンポジウム講演論文集, 1995年9月, pp.37-40
7. Murakami, S., Mochida, A., Iizuka, S.: New trends in turbulence models for prediction of wind effects on structures, International Wind Engineering Forum, Colorado, USA, 1996年8月
8. Murakami, S., Iizuka, S., Mochida, A., Tominaga, Y.: LES analysis on turbulent flow past 2D square cylinder using various dynamic SGS models, ERCOFTAC SERIES Direct and Large-Eddy Simulation II Edited by J. P. Chollet, P. R. Voke & L. Klerker, 1996年9月
9. 富永積秀, 村上周三, 持田灯, 飯塚悟: Dynamic LESによる2次元角柱周辺流れの解析(第4報) Lagrangian Dynamic Mixedモデルの適用, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1996年9月, pp.537-538

10. 飯塚悟, 村上周三, 持田灯, 幸相山: Dynamic LESによる2次元角柱周辺流れの解析(第5報) 波数空間の3次元エネルギースペクトルに基づく流入変動風の作成, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1996年9月, pp.539-540
11. Murakami, S., Mochida, A., Ooka, R., Kato, S., Iizuka, S.: Numerical Prediction of Flow Around a Building with Various Turbulence Models: Comparison of k- ϵ EVM, ASM, DSM and LES with Wind Tunnel Tests, ASHRAE Transactions 1996 part 1, 1996年10月, pp.741-753
12. 飯塚悟, 持田灯, 村上周三, 幸相山, 近藤宏二: 波数空間の3次元エネルギースペクトルに基づくLESのための流入変動風の生成, 第14回風工学シンポジウム論文集, 1996年12月, pp.223-226
13. 富永積秀, 持田灯, 村上周三, 飯塚悟: Lagrangian型の安定化手法を用いたDynamic LESによる2次元角柱周辺流れの解析, 第14回風工学シンポジウム論文集, 1996年12月, pp.233-238
14. 飯塚悟, 持田灯, 村上周三, 幸相山: LESのための流入変動風の作成法に関する研究, 波数空間の3次元エネルギースペクトルに基づく流入変動風を用いた等方性乱流の解析, 第10回数値流体シンポジウム論文集, 1996年12月, pp.170-171
15. 飯塚悟, 持田灯, 村上周三, 幸相山: 波数空間の3次元エネルギースペクトルに基づくLESのための流入変動風の生成, 生産研究, 東京大学生産技術研究所報, 1997年1月, pp.27-30
16. Murakami, S., Iizuka, S., Mochida, A., Tominaga, Y.: LES analysis on turbulent flow past 2D square cylinder using various dynamic SGS models, 生産研究, 東京大学生産技術研究所報, 1997年1月, pp.39-45
17. 富永積秀, 持田灯, 村上周三, 飯塚悟: Dynamic Mixed SGSモデルの適用・Dynamic LESによる2次元角柱周辺流れの解析(第2報), 日本建築学会計画系論文集, 第492号, 1997年2月, pp.57-62
18. 飯塚悟, 村上周三, 持田灯: LESによる2次元角柱周辺流れの解析, Grid Stretching Ratioの予測精度に及ぼす影響について, 日本風工学会誌, 1997年4月, pp.191-192
19. 飯塚悟, 村上周三, 持田灯: LESによる2次元角柱周辺流れの解析, Grid Stretching Ratioの予測精度に及ぼす影響について, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1997年9月, pp.649-650
20. 飯塚悟, 村上周三, 大岡龍三, 小杉茂樹: Dynamic LESによる非等温室内気流解析, 第11回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 1997年12月, pp.171-172
21. 飯塚悟, 村上周三, 大岡龍三, 小杉茂樹: Dynamic LESによる上向き冷風吹出を持つ室内気流解析, 生産研究, 東京大学生産技術研究所報, 1998年1月, pp.37-40

22. 飯塚悟, 村上周三, 持田灯, 富永禎秀, 小杉茂樹: LESにおけるSGSモデリングの最近の動向(その4) Dynamic SGSモデルへのLagrangian型安定化手法の導入, 日本建築学会関東支部報告集, 1998年3月
23. 富永禎秀, 村上周三, 持田灯, 大岡龍三, 飯塚悟, 小杉茂樹: Dynamic LESによる非等温室内気流解析, 標準 Smagorinsky モデル, Dynamic Smagorinsky モデル, Dynamic Mixed モデルの比較, 第30回乱流シンポジウム講演論文集, 1998年7月, pp.191-192
24. 飯塚悟, 大岡龍三, 村上周三, 持田灯, 加藤信介: Dynamic LESによるチャンネル流解析, Dynamic Mixed モデルの scale-similarity 項に係わる問題点, 第30回乱流シンポジウム講演論文集, 1998年7月, pp.193-194
25. 飯塚悟, 村上周三, 持田灯, 富永禎秀, 小林光, K. D. Squires: Dynamic Smagorinsky モデルへの Lagrangian 型安定化手法の導入とその効果・Dynamic LESによる2次元角柱周辺流れの解析(第3報), 日本建築学会計画系論文集, 第511号, 1998年9月, pp.39-43
26. 小杉茂樹, 飯塚悟, 大岡龍三, 村上周三, 加藤信介: Dynamic LESによる非等温室内気流解析(その1)冷風上向き吹出を持つ室内流れ場解析におけるSmagorinskyモデルの標準型とDynamic型の比較, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1998年9月, pp.697-698
27. 飯塚悟, 大岡龍三, 村上周三, 持田灯, 加藤信介: Dynamic LESによるチャンネル流解析, Dynamic Mixed モデルの scale-similarity 項に係わる問題点, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1998年9月, pp.701-702
28. 高橋岳生, 大岡龍三, 新知之, 村上周三, 飯塚悟, 加藤信介: 高層アトリウム空間内の温熱環境に関する実測調査(その1)夏期・冬期における鉛直温度分布, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1998年9月, pp.1123-1124
29. 高田典夫, 高橋岳生, 村上周三, 大岡龍三, 加藤信介, 新知之, 飯塚悟: 高層アトリウム空間内の温熱環境に関する実測調査(その2)風速・温度分布, 温熱環境評価と流れの可視化, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1998年9月, pp.1125-1126
30. 飯塚悟, 村上周三, 加藤信介, 大岡龍三, 小杉茂樹: Dynamic LESによる非等温室内気流解析(その2)内部に発熱体を有する閉鎖空間内流れの検討, 第12回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 1998年12月, pp.169-170
31. 土屋直也, 飯塚悟, 持田灯, 村上周三: LESにおける壁面境界条件に関する検討(その1)速度の壁面境界条件について, 日本建築学会関東支部報告集, 1999年3月
32. 小杉茂樹, 村上周三, 加藤信介, 飯塚悟, 土屋直也: LESにおける壁面境界条件に関する検討(その2)熱の壁面境界条件について, 日本建築学会関東支部報告集, 1999年3月

33. 持田灯, 飯塚悟, 土屋直也, 村上周三: LESによる2次元角柱周辺流れの解析, 流入変動風の及ぼす影響について, 風工学会年次大会, 1999年5月
34. Iizuka, S., Murakami, S., Tsuchiya, N., Mochida, A.: LES of flow past 2D cylinder with imposed inflow turbulence, Proc. 10th International Conference on Wind Engineering, Copenhagen, Denmark, vol.2, 1999年6月, pp.1291-1298
35. Ooka, R., Murakami, S., Uehara, K., Iizuka, S.: Wind Tunnel Test of Gaseous Diffusion in Street Canyon with Thermal Stratification, Proc. 10th International Conference on Wind Engineering, Copenhagen, Denmark, 1999年6月
36. 飯塚悟, 村上周三, 持田灯, 土屋直也: 生成された変動風を流入境界条件とする2次元角柱周辺流れのLES, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1999年9月
37. 土屋直也, 飯塚悟, 村上周三, 加藤信介, 大岡龍三, 李春鉉: Dynamic LESによる非等温室内気流解析(その2)内部に発熱体を有する閉鎖空間内流れの検討, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1999年9月
38. 新知之, 加藤信介, 村上周三, 高橋岳生, 大岡龍三, 飯塚悟: 高層アトリウム空間内の温熱環境に関する実測調査(その3)夏期・冬期における室内熱量収支に関する研究, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1999年9月
39. 橋本学, 加藤信介, 村上周三, 高橋岳生, 張賢在, 飯塚悟: 自然換気されるドーム内部の夏期の温熱環境に関する研究, 頂部・壁面の開口条件と換気回数に関する風洞実験, 日本建築学会大会学術講演梗概集, 1999年9月
40. Murakami, S., Ooka, R., Iizuka, S.: CFD Analysis of Flow past Two-dimensional Square Cylinder using Dynamic LES, Journal of Fluids and Structures, vol.13, 1999年
41. 飯塚悟, 村上周三, 持田灯, 土屋直也: 生成された変動風を流入境界条件とする2次元角柱周辺流れのLES, 第13回数値流体力学シンポジウム講演論文集, 1999年12月

筆者略歴

1911年10月10日武昌起義後、...

1919年5月4日北京學生運動、...

1921年7月23日中国共产党成立、...

