

十分に発達した都市境界層を再現する数値流体解析 手法と乱流性状に関する研究

真光, 俊樹

<https://hdl.handle.net/2324/7363866>

出版情報 : Kyushu University, 2024, 博士 (工学), 課程博士
バージョン :
権利関係 :



令和 6 年 度

博 士 論 文

十分に発達した都市境界層を再現する
数値流体解析手法と乱流性状に関する研究

九州大学大学院 総合理工学府 総合理工学専攻

真 光 俊 樹

| | |
|---|-----------|
| 第1章 序論 | 7 |
| 1.1. 研究目的..... | 7 |
| 1.2. 論文構成..... | 11 |
| 第2章 単純街区を対象とした周期境界条件を用いた数値流体解析 | 15 |
| 2.1. 緒言 | 15 |
| 2.2. 数理的検討 | 17 |
| 2.2.1. 鉛直運動量フラックスの収支方程式..... | 17 |
| 2.2.2. バルク運動量バランス..... | 19 |
| 2.3. 数値流体解析概要 | 20 |
| 2.3.1. Large-eddy Simulation と基礎方程式 | 20 |
| 2.3.2. 計算条件 | 21 |
| 2.3.3. 比較ケース | 22 |
| 2.4. 妥当性検証..... | 23 |
| 2.5. 乱流統計量の鉛直プロファイルに対する駆動力による影響 | 25 |
| 2.5.1 時間平均風速に対する駆動力の影響..... | 25 |
| 2.5.2. Reynolds 応力 および Dispersive 応力に対する駆動力の影響..... | 26 |
| 2.5.3. 乱流エネルギーおよび風速の分散に対する駆動力の影響 | 27 |
| 2.6. 乱流イベントに対する駆動方法による影響 | 27 |
| 2.6.1. 四象限解析 | 27 |
| 2.6.2. 乱流イベントの強度と発生頻度に対する影響..... | 28 |
| 2.6.3. 乱流イベントにおける確率密度分布..... | 30 |
| 2.7. 結言 | 32 |
| 第3章 十分発達した境界層における運動量供給機構に関する研究 | 36 |
| 3.1. 諸言 | 36 |
| 3.2. 数理的検討 | 36 |
| 3.2.1. 鉛直運動量フラックスの収支方程式..... | 36 |
| 3.2.2. 検査体積における運動量供給機構..... | 37 |

| | | |
|--------|------------------------------|----|
| 3.3.3. | 運動量供給項を導入した流れ場の支配方程式の構築..... | 38 |
| 3.3. | 結言..... | 42 |

第4章 都市乱流境界層の乱流構造に対する駆動手法による影響.....44

| | | |
|--------|--------------------------------|----|
| 4.1. | 緒言..... | 44 |
| 4.2. | 数値流体解析概要..... | 45 |
| 4.2.1. | 十分発達した境界層を再現する駆動手法..... | 45 |
| 4.2.2. | 計算条件..... | 47 |
| 4.2.3. | 計算妥当性検証..... | 48 |
| 4.3. | 境界層内での乱流統計量分布に対する駆動力による影響..... | 50 |
| 4.3.1. | 平均風速・乱流統計量の鉛直プロファイル..... | 50 |
| 4.3.2. | 乱流エネルギー収支方程式..... | 53 |
| 4.3.3. | 風速の分散における収支方程式..... | 58 |
| 4.4. | 結言..... | 64 |

第5章 歩行者空間の風環境予測に対する駆動手法による影響.....67

| | | |
|--------|--|----|
| 5.1. | 緒言..... | 67 |
| 5.2. | 歩行者高さにおける統計量の水平分布に対する分布..... | 69 |
| 5.2.1. | 平均風速の水平断面分布における駆動力依存性..... | 69 |
| 5.2.2. | 風速標準偏差の水平断面分布における駆動力依存性..... | 69 |
| 5.2.3. | 平均風速と標準偏差に対する Scaling 速度の検討..... | 70 |
| 5.3. | 歩行者高さの確率統計量の水平分布に対する水平分布..... | 72 |
| 5.3.1. | Gust factor および Peak factor の水平分布における駆動力依存性..... | 72 |
| 5.3.2. | 超過風速の水平分布における駆動力依存性..... | 74 |
| 5.4. | 数理モデルを用いた突風評価手法の検討..... | 76 |
| 5.4.1. | Weibull 分布に基づいた風速の確率密度予測手法..... | 76 |
| 5.4.2. | 高次統計量と Peal factor の関係性..... | 78 |
| 5.4.3. | 高次統計量を用いた Weibull Method による超過風速予測..... | 81 |
| 5.5. | 結言..... | 83 |

| | |
|--|------------|
| 第 6 章 特異値分解に基づく歩行者風環境の支配的流れパターンに対する検討 | 86 |
| 6.1. 緒言 | 86 |
| 6.2. 特異値分解 | 87 |
| 6.2.1. 概要 | 87 |
| 6.2.2. 低ランク近似..... | 88 |
| 6.3. 支配的流れパターンに対する駆動力による影響 | 88 |
| 6.3.1. 特異値行列に対する影響..... | 88 |
| 6.3.2. 特異モードの時間的特徴に対する検討..... | 90 |
| 6.3.3. 特異モードの空間的特徴に対する検討..... | 91 |
| 6.3.4. 低ランク近似に基づいたデータ再構成に対する検討..... | 95 |
| 6.4. 結言 | 100 |
| 第 7 章 総論 | 102 |

第1章 序論

1.1. 研究目的

都市域の風とそれに伴う物質拡散等の物理的プロセスは、高層建物群によるビル風、ヒートアイランド現象の顕在化など様々な現象の原因となり、居住空間の人々の安全性・快適性へ大きな影響を及ぼす。都市乱流境界層内で形成される乱流組織構造は、都市内外における運動量輸送やスカラー輸送に大きな影響を与える要素の一つであるため、単純粗度群によって形成された都市周辺における都市乱流境界層の乱流構造の統計的性質や幾何形状による気流性状への影響を把握することで、風環境問題の解決策が探られてきた。このような単純街区を対象とした研究方法としては、風洞模型実験 (Wind tunnel Experiment, WTE) や屋外観測、数値流体力学解析 (Computational Fluid Dynamics, CFD) などが用いられる。屋外計測や風洞模型実験など実測における実施例として、Hagishima et al. (2009)¹⁾ は、建物群の配列条件と密度が異なる様々な都市幾何形状に生成された乱流境界層を対象として、建物高さの 100 倍以上風下の領域における抗力係数、速度プロファイル、壁面圧力分布等を計測し、境界層発達の影響によらない純粋な都市幾何形状の影響評価を行なった。さらに、Inagaki and Kanda (2006)²⁾ は、主風方向に模型高さの 50 倍以上の単純建物群による屋外観測サイト COSMO (Comprehensive Outdoor Scale Model) を構築し、都市乱流境界層を模擬した屋外の縮小実験において、上空の乱流統計量のスケージングや乱流構造の分析を行った。このように、都市境界層におけるキャノピー層の乱流性状を議論する際、風洞模型実験や屋外計測の場合、水平一様を仮定できる程度に十分発達した境界層を対象とすることが一般的である。

数値流体解析を用いてこうした都市境界層を再現する際には、風洞全域を忠実に再現する方法 (Okaze et al.³⁾, Michioka et al.⁴⁾, Nakajima et al.⁵⁾) や、風洞内の粗度群の一部を抽出し、水平方向に周期境界条件を課すことで完全に水平一様な境界層を再現する方法 (Coceal et al.⁶⁾, Ikegaya et al.⁷⁾) がとられている。前者の場合では、風洞模型実験の条件を正確に再現する必要があるが、実験結果と解析結果の比較が容易である。しかし、風洞サイズの大きな計算領域に対して、街区に対応した空間解像度を課す必要があり、大規模な計算が必要となり計算コストが増す。それに対し、後者の場合、計算領域を縮小することができ、計算コストの削減が可能である。その一方で、周期境界条件を採用する場合、自然に発達する都市乱流境界層における運動量供給機構に代わり、抗力と平衡する流れの駆動力を設定する必要がある。

この駆動力として、Couette flow のように計算領域の上面に主流方向の一定流速や一定の運動量供給を課す方法と、Hagen–Poiseuille flow のように計算領域内部に体積力として主流方向の一定圧力勾配を課す方法の 2 つがよく用いられる。表 1.1 は周期境界条件を用いた既往研究における駆動力設定手法をまとめている。これらの流れ場において、Reynolds 応力の鉛直プロファイルは、運動量供給機構に基づき運動量収支式から唯一決定される。したが

って、Watanabe (2004)²⁸⁾ や Ishida et al. (2018)²⁷⁾ が示した異なる駆動方法による CFD 解析結果は、この事実と整合している。しかしながら、こうした CFD における駆動力による運動量供給は、十分に長い吹走距離を有する都市乱流境界層であっても、風洞模型実験のように、十分発達しているが僅かながらも徐々に主流方向に発達する境界層の運動量供給機構とは異なると考えられる。結果として、平均風速や乱流エネルギー、および、Reynolds 応力などの乱流統計量において差異が見られることが予想される。したがって、実測条件を再現するという観点から言えば、風洞模型実験や屋外計測で見られる十分発達した境界層における運動量供給メカニズムを再現する必要がある。

また、近年の風環境評価の動向では、都市乱流場の確率性状に着目して、強風の発生頻度や強度、及び風速の確率密度を用いた評価が用いられるようになりつつある。例えば、Tominaga et al.²⁹⁾は高層ビルを中央に設けた粗度群を対象に風洞模型実験を実施し、風速及び建物面風圧を測定し、乱流統計量や風速の確率密度分布を算出することで、高層ビルが建物周辺の歩行者空間風速の確率性状に与える影響を調査している。H'ng et al.³⁰⁾は、実街区を対象とした風洞模型実験を実施し、キャノピー高さの風速確率密度を計算し、平均風速と確率密度、及び超過風速の特性を調査している。それによれば、平均風速の大きな領域において、Gauss 分布から推定した Peak factor により超過風速を精度よく推定できるという。また、数値解析を用いた風環境評価も実施されており、特に都市計画等の実務的な目的では、一般的に Reynolds Averaged Navier–Stokes simulation (RANS) を用いた定常 CFD 解析によって風環境予測が行われている。例えば、Takebayashi et al.³¹⁾は、大阪の中心市街地を対象とした RANS による風環境予測・評価を行い、都市内における道路方向や幅、周辺建物高さ、グロス建蔽率等による都市域風環境に及ぼす影響を調査している。また、Misu and Ishihara³²⁾は強風による鉄道転覆事故対策を目的とし、RANS を用いた鉄道沿線での強風発生の予測および評価を実施し、線路周辺の風環境に即した速度規制等の車両運行手法や防風柵の設置による列車転覆リスクに対する効果を調査している。また、近年では、計算機技術の発達に伴い、最大瞬間風速を評価可能な Large-Eddy Simulation (LES) による非定常 CFD 解析も重要性が増しており、単純粗度群などを対象にその周辺気流場における風環境の評価に関して研究が行われている。例えば、Ikegaya et al.¹⁹⁾は、突風や弱風などの低頻度速度イベントに対する都市形状への影響を明らかにするため、単純都市キャノピーを対象に LES を実施し、風速確率密度を求め、歩行者空間での風速の統計的特徴を調査し、平均風速と超過風速における相関関係を示している。さらに、Kawaminami et al.²⁰⁾は、LES を用いた都市キャノピー内の風速及びスカラー濃度の統計的解析から、速度増加がスカラー濃度低下に寄与することを示している。以上の既往研究からわかるように、都市域歩行者空間における風速の確率密度分布や超過風速分布などの風環境指標は、都市建物群の幾何形状、および、それに伴う都市周辺流れ場の乱流性状と密接な関係を持っていることが予想される。都市周辺の乱流統計量に大きな影響を与える駆動力は、都市空間内の風速の確率性状、ひいては、風環境評価指標に影響を及ぼす可能性がある。

以上に示したように、風洞内の単純都市キャノピーの一部を切り抜き、水平方向に周期境界条件を課し再現された無限に続くブロック群を対象とした数値流体解析において、与えられる駆動条件は、都市内外問わず、風環境に多大な影響を与える可能性がある。このような影響は、都市の幾何形状が与える都市内の居住空間における人々の住快適性や安全性への影響を考える際、その結果に寄与する可能性がある。例えば、Ikegaya et al. (2017)³³⁾は、様々なアスペクト比を持つ立方体及び直方体ブロックを用いた単純都市キャノピーを導入した LES を実施し、歩行者空間における風速の累積度数分布や超過風速を始めとした風環境の統計的性質に対して建物形状が及ぼす影響を調査している。Yoshida et al. (2000)³⁴⁾は、単純都市キャノピーに対して樹木モデルや草地モデルを導入し、流体の基礎方程式と熱伝達方程式の連成解析を実施し、樹木の屋外温熱環境に対する緩和効果について検討をしており、樹木設置による大幅な気温低下や、それに伴う過度な風速低下を報告している。また、Adachi et al. (2020)³⁵⁾は、通風建物を採用した単純都市キャノピーを対象とした LES を実施し、通風建物の設置条件やブロック配列による通風建物内の換気に与える影響を調査している。これらの研究を始め、周期境界条件が課された数値流体解析を通じて居住空間の風環境評価が行われてきたが、前述のように、万が一、採用する駆動条件による結果への影響が得られるのであれば、想定する実条件を適切に模擬する計算条件の設定が不可欠となるだろう。Watanabe (2004)²⁸⁾のように、駆動条件に伴う統計量の鉛直プロファイルの変化を報告した研究例は、過去行われているが、歩行者空間の突風現象を始めとしたより詳細な乱流性状への影響については調査されていない。加えて、その影響が詳細に評価されていないため、対象とする境界層を再現する駆動条件についても未だ検討されていない。

以上の背景に基づき、本研究では、風洞模型実験を対象とし、それを再現する流れ場の駆動条件を構築し、駆動条件に伴う都市キャノピー内外における風環境への影響を調査する。想定される風洞模型実験は、十分長い吹走部に複数種類の粗度を設置することで発達した境界層が生成されると想定される。しかし、十分に発達したとしても主流方向にわずかな発達が生じるため、境界層内において水平一様な流れ場とは異なる運動量供給機構が存在する。本研究では、そのような都市乱流境界層における運動量供給メカニズムを数理的に分析し、再現する流れの駆動条件の構築を行う。その後、提案した駆動手法を用いた単純都市キャノピーを対象とする LES を実施し、結果の分析を通じて、駆動手法が及ぼす境界層流れ中の乱流性状や、歩行者空間風環境における突風現象に代表される統計的性質などに対する影響を調査する。最終的に、本研究を通じて、都市風環境分析において対象となる、実験場や観測場の物理的特徴を精査し、それを数値的に再現する必要性を示す。

Table 1.1 Driving method in previous studies.

| Authors (Year) | Momentum Source | Canopy Type | Calculation Method |
|---|---|-------------------|--------------------|
| Dwyer et al. (1997) ⁸⁾ | • Constant pressure gradient | Vegetation | LES |
| Kanda et al. (2004) ⁹⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | LES |
| Xie et al. (2004) ¹⁰⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | LES |
| Kanda (2006) ¹¹⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | LES |
| Coceal et al. (2006) ¹²⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | DNS |
| Xie and Castro (2006) ¹³⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | LES DNS |
| Santiago et al. (2008) ¹⁴⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | RANS DNS |
| Leonardi and Castro (2010) ¹⁵⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | DNS |
| Branford et al. (2011) ¹⁶⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | DNS |
| Okaze et al. (2015) ¹⁷⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | LES |
| Castro (2017) ¹⁸⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | LES DNS |
| Ikegaya et al. (2017) ¹⁹⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | LES |
| Kawaminami et al. (2018) ²⁰⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | LES |
| Kuwata and Nagura (2020) ²¹⁾ | • Constant pressure gradient | Roughness surface | DNS |
| Liu et al. (2021) ²²⁾ | • Constant pressure gradient | Cubical Array | LES |
| Su et al. (1998) ²³⁾ | • Shear stress at upper surface | Vegetation | LES |
| Su et al. (2000) ²⁴⁾ | • Shear stress at upper surface | Vegetation | LES |
| Yang et al. (2006) ²⁵⁾ | • Shear stress at upper surface * Apply constant-pressure gradient in only the upper one-sixth of the domain | Vegetation | LES |
| Boudreault et al. (2017) ²⁶⁾ | • Mean velocity at upper surface | Vegetation | LES |
| Ishida et al. (2018) ²⁷⁾ | • Constant pressure gradient • Shear stress at upper surface | Cubical Array | LES |
| Watanabe (2004) ²⁸⁾ | • Constant pressure gradient • Mean velocity at upper surface | Vegetation | LES |

LES: Large-eddy simulation, DNS: Direct numerical simulation, RANS: Reynolds averaged Navier-Stokes simulation

1.2. 論文構成

本論の構成について概念図を図 1-1 に示す。本論は、全 7 章から成り立つ。

第 1 章では、近年の都市風環境にまつわる研究の動向に触れ、その上で数値流体解析を用いた風環境予測における問題点や研究課題を論じた。

第 2 章では、単純都市を対象に、従来用いられてきた主流方向の一定圧力勾配で駆動する手法と上面の一定流速を用いて駆動する手法を用いた周期境界条件を課す数値流体解析を実施する。その後、平均風速や乱流エネルギーなどの乱流統計量の鉛直プロファイルや、四象限解析に基づく乱流イベントを比較し、都市境界層の乱流性状に対する駆動力による影響を評価する。

第 3 章では、流れ場の基礎方程式に基づき、風洞模型実験や屋外観測で見られる十分発達した境界層下での運動量供給機構について数理的考察を行い、それに基づいた周期境界条件下での流れの駆動条件を提案する。

第 4 章では、第 3 章にて提案された駆動条件を導入した数値流体解析を実施する。その後、既往手法との乱流統計量の鉛直分布を比較し、境界層全体における風環境の乱流構造に対する運動量供給の影響を調査する。

第 5 章では、建物の影響により複雑化する歩行者風環境に対する駆動手法の影響を詳細に調査する。さらに、歩行者風環境における突風予測モデルのロバスト性を評価し、統計量と突風発生との関係が駆動手法に依存せず普遍性を持つことを示すと共に、予測モデルの精度についても検証する。

第 6 章では、歩行者風環境における乱流場の詳細な特性を解明するため、特異値分解を用いて支配的なフローパターンの抽出を行い、駆動手法間に見られる差異を分析する。また、低ランク近似を適用した風速データの再構成を通じ、歩行者空間における突風現象に寄与する主要な流れのパターンを抽出することを目指す。さらに、得られた結果に基づき、異なる駆動手法が突風現象に与える影響について定量的評価を行い、其の差異を明らかにする。

第 7 章では、本論で得られた分析について総括する。



Fig.1.1 Outline of this Dissertation

参考文献

- 1) Hagishima, A., Tanimoto, J., Nagayama, K., Meno, S. (2009) Aerodynamic parameters of regular arrays of rectangular blocks with various geometries. *Boundary-Layer Meteorology*, 132, pp. 315-337
- 2) Inagaki, A., Kanda, M. (2006) Turbulent flow similarity over an array of cubes in near-neutrally stratified atmospheric flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 615, pp. 101-120
- 3) Okaze, T., Kikumoto, H., Ono, H., Imano, M., Ikegaya, N., Hasama, T., Nakao, K., Kishida, T., Tabata, Y., Nakajima, K., Yoshie, R., Tominaga, Y. (2021) Large-eddy simulation of flow around an isolated building: A step-by-step analysis of influencing factors on turbulent statistics, *Building and Environment*, 202, 108021, 2021, <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2021.108021>
- 4) Michioka, T., Takimoto, H., Ono, H., Sato, A. (2019) Large-eddy simulation of the effects of wind-direction fluctuation on turbulent flow and gas dispersion within a cubical canopy, *Boundary-Layer Meteorology*, 173, pp. 243-262, <https://doi.org/10.1007/s10546-019-00467-y>
- 5) Nakajima, K., Ooka, R., Kikumoto, H., (2018) Evaluation of k- ϵ Reynolds stress modeling in an idealized urban canyon using LES, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 175, pp. 213-228, <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2018.01.034>
- 6) Coceal, O., Thomas, T.G., Castro, I.P., Belcher, S.E. (2006) Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles, *Boundary-Layer Meteorology*, 121, pp. 491-519, <https://doi.org/10.1007/s10546-006-9076-2>
- 7) Ikegaya, N., Ikeda, Y., Hagishima, A., Tanimoto, J. (2017) Evaluation of rare velocity at a pedestrian level due to turbulence in a neutrally stable shear flow over simplified urban arrays, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 171, pp. 137-147, <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2017.10.002>
- 8) Dwyer, M.J., Patton, E.G., Shaw, R.H. (1997) Turbulent kinetic energy budgets from a large-eddy simulation of airflow above and within a forest canopy. *Boundary-Layer Meteorology* 84:23-43. <https://doi.org/10.1023/A:1000301303543>
- 9) Kanda, M., Moriwaki, R., Kasamatsu, F. (2004) Large-eddy simulation of turbulent organized structures within and above explicitly resolved cube arrays. *Boundary-Layer Meteorology* 112:343-368. <https://doi.org/10.1023/B:BOUN.0000027909.40439.7c>
- 10) Xie, Z., Voke, P.R., Hayden, P., Robins, A.G. (2004) Large-eddy simulation of turbulent flow over a rough surface. *Boundary-Layer Meteorology* 111:417-440. <https://doi.org/10.1023/B:BOUN.0000016599.75196.17>
- 11) Kanda, M. (2006) Large-eddy simulations on the effects of surface geometry of building arrays on turbulent organized structures. *Boundary-Layer Meteorology* 118:151-168. <https://doi.org/10.1007/s10546-005-5294-2>
- 12) Coceal, O., Thomas, T.G., Castro, I.P., Belcher, S.E. (2006) Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles. *Boundary-Layer Meteorology* 121:491-519. <https://doi.org/10.1007/s10546-006-9076-2>
- 13) Xie, Z., Castro, I.P. (2006) LES and RANS for turbulent flow over arrays of wall-mounted obstacles. *Flow, Turbul Combust* 76:291-312. <https://doi.org/10.1007/s10494-006-9018-6>
- 14) Santiago, J.L., Coceal, O., Martilli, A., Belcher, S.E. (2008) Variation of the sectional drag coefficient of a group of buildings with packing density. *Boundary-Layer Meteorology* 128:445-457. <https://doi.org/10.1007/s10546-008-9294-x>
- 15) Leonardi, S., Castro, I.P. (2010) Channel flow over large cube roughness: A direct numerical simulation study. *Journal of Fluid Mechanics* 651:519-539. <https://doi.org/10.1017/S002211200999423X>
- 16) Branford, S., Coceal, O., Thomas, T.G., Belcher, S.E. (2011) Dispersion of a point-source release of a passive scalar through an urban-like array for different wind directions. *Boundary-Layer Meteorology* 139:367-394. <https://doi.org/10.1007/s10546-011-9589-1>
- 17) Okaze, T., Ono, A., Mochida, A., et al (2015) Evaluation of turbulent length scale within urban canopy layer based on LES data. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 144:79-83. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2014.11.016>
- 18) Castro, I.P. (2017) Are urban-canopy velocity profiles exponential? *Boundary-Layer Meteorology* 164:337-351. <https://doi.org/10.1007/s10546-017-0258-x>

- 19) Ikegaya, N., Hirose, C., Hagishima, A., Tanimoto, J. (2016) Effect of turbulent flow on wall pressure coefficients of block arrays within urban boundary layer. *Building and Environment* 100:28-39. <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2016.02.005>
- 20) Kawaminami, T., Ikegaya, N., Hagishima, A., Tanimoto, J. (2018) Velocity and scalar concentrations with low occurrence frequencies within urban canopy regions in a neutrally stable shear flow over simplified urban arrays. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 182:286-294. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2018.09.024>
- 21) Kuwata, Y., Nagura, R. (2020) Direct numerical simulation on the effects of surface slope and skewness on rough-wall turbulence. *Phys Fluids* 32. <https://doi.org/10.1063/5.0024038>
- 22) Liu, W., Lau, G.E., Ngan, K. (2021) Elucidating inhomogeneous scale-dependent flow statistics within regular obstacle arrays. *Phys Fluids* 33:1ENG. <https://doi.org/10.1063/5.0062682>
- 23) Su, H.B., Shaw, R.H., Paw, K.T., et al (1998) Turbulent statistics of neutrally stratified flow within and above a sparse forest from large-eddy simulation and field observations. *Boundary-Layer Meteorology* 88:363-397. <https://doi.org/10.1023/A:1001108411184>
- 24) Su, H.B., Shaw, R.H., Paw, K.T. (2000) Two-point correlation analysis of neutrally stratified flow within and above a forest from large-eddy simulation. *Boundary-Layer Meteorology* 94:423-460. <https://doi.org/10.1023/A:1002430213742>
- 25) Yang, B., Morse, A.P., Shaw, R.H., Paw, K.T. (2006) Large-eddy simulation of turbulent flow across a forest edge. Part II: Momentum and turbulent kinetic energy budgets. *Boundary-Layer Meteorology* 121:433-457. <https://doi.org/10.1007/s10546-006-9083-3>
- 26) Boudreault, L.É., Dupont, S., Bechmann, A., Dellwik, E. (2017) How forest inhomogeneities affect the edge flow. *Boundary-Layer Meteorology* 162:375-400. <https://doi.org/10.1007/s10546-016-0202-5>
- 27) Ishida, Y., Okaze, T., Mochida, A. (2018) Influence of urban configuration on the structure of kinetic energy transport and the energy dissipation rate. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics* 183:198-213. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2018.10.016>
- 28) Watanabe, T. (2004) Large-eddy simulation of coherent turbulence structures associated with scalar ramps over plant canopies. *Boundary-Layer Meteorology* 112:307-341. <https://doi.org/10.1023/B:BOUN.0000027912.84492.54>
- 29) Tominaga, Y., Shirzadi, M. (2021) Wind tunnel measurement of three-dimensional turbulent flow structures around a building group: Impact of high-rise buildings on pedestrian wind environment, *Building and Environment*, 206, 108389, <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2021.108389>
- 30) H'ng, Y.M., Ikegaya, N., Zaki, S.A., Hagishima, A., Mohammad, A.F. (2022) Wind-tunnel estimation of mean and turbulent wind speeds within canopy layer for urban campus, *Urban Climate*, 41, 101064, <https://doi.org/10.1016/j.uclim.2021.101064>
- 31) Takebayashi, H., Yamada, T., Moriyama, M. (2011) Effects of characteristics of urban block on wind environment in the street canyon: Analysis on the relationship between properties of urban block and wind path in the street canyon for the use of the wind as the climate resources Part 2, *Journal of Environmental Engineering (Transactions of AIJ)*, Vol. 76, No. 670, pp.1087-1092, <https://doi.org/10.3130/aije.76.1087>
- 32) Misu, Y., Ishihara, T. (2012) Prediction of strong gust frequency in a control section for train operations base on onsite measurement and CFD, *Journal of Wind Engineering*, Vol. 37, No. 1, pp. 11-24, <https://doi.org/10.5359/jwe.37.11>
- 33) 池谷直樹, 池田恭彰, 萩島理, 谷本潤, (2017) 単純形状粗度が形成する地表面近傍乱流場に関する統計的解析, *日本風工学会論文集* Vol. 42, No. 170
- 34) 吉田伸治, 大岡龍三, 持田灯, 村上周三, (2000) 樹木モデルを組み込んだ対流・放射・湿気輸送連成解析による樹木の屋外温熱環境緩和効果の検討, *日本建築学会計画系論文集*, Vol. 536, pp.87-94
- 35) Adachi, Y., Ikegaya, N., Satonaka, H., Hagishima, A., (2020) Numerical simulation for cross-ventilation flow of generic block sheltered by urban-like block array, *Building and Environment*, Vol. 185, 107174, <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2020.107174>

第 2 章 単純街区を対象とした周期境界条件を用いた数値流体解析

2.1. 緒言

都市表面が上空大気に与える Forcing の幾何形状依存性や、立方体建物で構成されるブロック群が形成する都市乱流境界層の乱流構造を対象とした研究においては、しばしば単純化された都市モデルが採用される。具体的には、粗度ブロックを規則的に繰り返し配置した単純都市キャンピーを用いて、これにより形成される都市乱流境界層を対象とした解析や実験が行われる。以上の結果を通じて、複雑な都市形状が乱流構造やフロー特性に及ぼす影響を解明する上での基礎的な知見を得ることが可能だ (Hagishima et al. (2009)¹⁾, Hirose et al. (2020)²⁾). 例えば, Cheng and Castro (2002)³⁾は, 立方体ブロック群より形成される乱流境界層を対象として, ブロック高さの 200 倍から 300 倍風下における十分発達した粗面乱流境界層の風速と乱流統計量の Scaling 則について議論した. Hagishima et al. (2009)¹⁾や Hirose et al. (2020)²⁾, Cheng and Castro (2002)³⁾, Inagaki and Kanda (2006)⁴⁾などの風洞模型実験や屋外観測による風環境に関する研究では, その計測サイトにおいて同じ配列条件の単純建物群による吹走距離を十分に確保して, 近似的に水平一様な気流場を達成し, 境界層の過渡的な発達による影響を極力小さくすることで, 都市幾何形状による都市内の風環境への影響力の把握に注力する分析方法が執られてきた.

こうした繰り返し配置された建物群による乱流境界層を CFD により再現する場合, Okaze et al. (2021)⁵⁾, Michioka et al. (2019)⁶⁾, Nakajima et al. (2018)⁷⁾ のように, LES を用いて Spire や Roughness などを含めた風洞全体を再現した計算領域を対象に CFD を行う方法も散見される。しかし, 風上の障害物により人工的に乱れを作るという本来風洞実験を対象とした乱流生成手法をそのまま CFD に適用することに加え, 測定部の流入条件だけを再現するために大規模な乱流生成の高負荷計算を行うことに, 非効率さを感じざるを得ない。風洞模型実験との比較が容易であるという最大の利点がある一方で, 十分な吹走距離を設けるような風洞模型実験を再現する CFD 解析として最善であるかに関しては, 議論の余地がある。十分に発達した都市乱流境界層を CFD で簡易的に再現する場合, Kanda (2006)⁸⁾, Coceal et al. (2006)⁹⁾, Ikegaya et al. (2017)¹⁰⁾, Ishida et al. (2018)¹¹⁾ など, 多くの既往研究に見られるように, 風洞内の模型群の一部を切り抜き, 主流方向とスパン方向に周期境界条件を課すことで, 完全に水平一様を達成できる系を構築する方法が効果的である場合がある。例えば, Kanda (2006)⁸⁾ は, 建物密度の異なる単純模型群上空の乱流境界層を LES により解析し, 四象限解析などの統計的手法により, 立方体建物群による乱流構造に見られる幾何形状依存性を議論した。また, Coceal et al. (2006)⁹⁾ は風洞スケールの立方体ブロック群周辺気流の Direct Numerical Simulation を実施し, 条件付き平均速度場を求めることで, 都市乱流境界層内に形成される乱流構造を可視化した。こうした CFD 解析の活用により, 実験では困難な多点同時観測によって, 都市乱流境界層内の気流場の空間構造の理解が進んでいると

言えよう。

その一方で、周期境界条件を課すことによる CFD 解析の制限もある。例えば、Coceal et al. (2006)⁹⁾ は、立方体建物群上空の流れ方向風速の 2 点相関係数分布を算出し、相関が十分に小さくなるためには、流れ方向に模型高さの 5 倍程度の距離が必要であることを示し、小さな計算領域における周期境界条件の適用の問題点を指摘している。また、Watanabe (2004)¹²⁾ は、周期境界条件を適用した LES における上端駆動と圧力勾配駆動の比較を行い、流れ方向風速や Reynolds 応力に違いが見られることを示している。こうした周期境界条件における駆動力には、一般的に、高さに依らない流れ方向の圧力勾配を課す方法 (Kanda (2006)⁸⁾, Ikegaya et al. (2017)¹⁰⁾) と、上端境界に一定速度 (Watanabe (2004)¹²⁾) や運動量 (Ishida et al. (2018)¹¹⁾) を与える方法が用いられている。これらの方法は、古典的な円管流れにおける Hagen–Poiseuille flow や Couette flow に相当し、その Reynolds 応力プロファイルは、運動量収支式から唯一に決定される。Watanabe (2004)¹²⁾ や Ishida et al. (2018)¹¹⁾ が示した異なる駆動方法による CFD 解析結果は、この事実と整合している。しかしながら、こうした人工的な数値計算のための駆動力による運動量供給は、十分に長いフェッチを有する都市乱流境界層であっても、風洞実験のように徐々に主流方向に発達する境界層の運動量供給機構とは大きく異なると考えられる。結果として、両者による風速、乱れ強さ、および、Reynolds 応力などの乱流統計量には、違いが見られることが予想される。実際に、十分に長い距離を吹走した滑面境界層の風洞模型実験 (Harun et al. (2013)¹³⁾) や実在都市街区を対象とした CFD の結果 (Inagaki et al (2017)¹⁴⁾) では、形成される Reynolds 応力プロファイルは、円管流れや Couette flow のどちらの応力プロファイルとも異なる。

以上に述べたように、実際に想定される十分に発達した流れと簡略化された駆動条件下における CFD の間では、応力プロファイルを始め、流れ場の物理的、ならびに、統計的な性質において差異が生じる可能性がある。しかし、そのような駆動力に起因する問題が認識されていながらも、周期境界条件を課した数値流体解析の駆動条件が、具体的に上空の乱流統計量や乱流生成、さらには、四象限解析に基づいた Sweep や Ejection の乱流イベントにどのように影響するかは十分に議論されていない。以上のことから、本章では、都市乱流境界層を想定した CFD において、圧力勾配駆動と上端駆動の駆動力の違いが、都市キャノピー上空の乱流場に与える影響について分析することを目的とする。

2.2. 数理的検討

2.2.1. 鉛直運動量フラックスの収支方程式

駆動力による運動量供給機構への影響を考察するため、図 2.1 に示すようキャノピー層 (Canopy Layer; CL), ラフネス層 (Roughness Sub-layer; RSL), ならびに、外層 (Outer Layer; OL) からなる都市乱流境界層を想定する. 主流, スパン, 鉛直方向をそれぞれ x, y, z と定義し, それぞれの速度成分を u, v, w とする. また, 座標および, 速度成分は $i = 1, 2, 3$ に対してそれぞれ x_i, u_i と表記する. CL, RSL, 境界層 (Boundary layer; BL) の高さをそれぞれ, H, δ_r, δ と表す. 水平方向に一樣な粗さ要素が無限に続く場合, H は x, y 方向に対して一定値とみなされる. 一方, δ_r, δ は x 方向に変化する可能性があり, すなわち, $\delta_r \equiv \delta_r(x)$ および $\delta \equiv \delta(x)$ と解釈される.

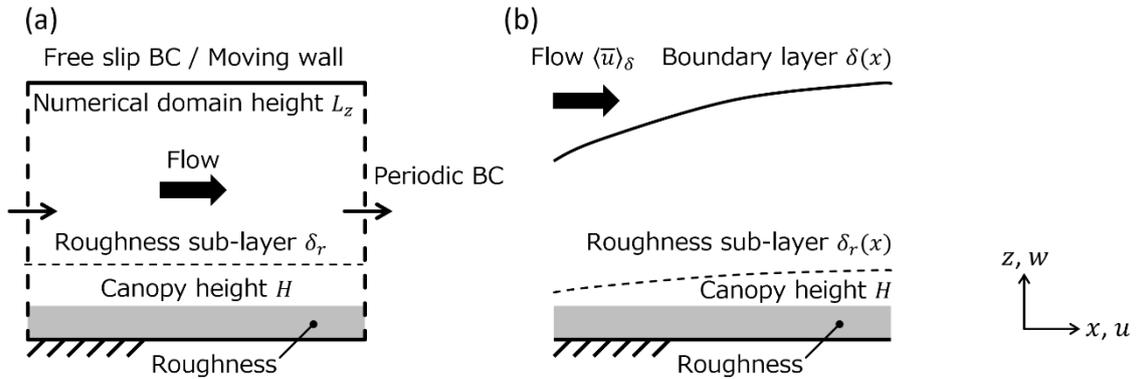


Fig.2.1 Schematics of (a) a numerical domain with periodic boundary conditions and (b) a developing boundary layer. The quantities of H, δ_r , and δ are canopy layer, roughness sublayer, and boundary-layer depths, respectively. L_z is the numerical domain height for the situation when the periodic boundary conditions are imposed, and $\langle \bar{u} \rangle_\delta$ is the temporally and spatially averaged freestream streamwise velocity component.

時間および空間方向に平均された風速の支配方程式を導出するため, 任意の変数 ϕ に対し時間平均を以下のように定義する.

$$\bar{\phi} = \frac{1}{T} \int_0^T \phi(t) dt \quad (2-1)$$

ここで, T は平均時間を示し, T を十分長い時間取った場合 (i.e. $T \rightarrow \infty$), $\bar{\phi}$ は時間 t に対して一定値となる. また, 時間変動成分 $\phi' (= \phi - \bar{\phi})$ を定義する. 同様に, ϕ の空間平均を次式で定義する.

$$\langle \phi \rangle(x_i) = \frac{1}{V} \int_V \phi(x_i) dv \quad (2-2)$$

本ケースでは, 水平方向に十分大きな領域 $L_x L_y$ をもち, なおかつ鉛直方向に微小距離 Δz である検査体積 (Control Volume; CV) $V = L_x L_y \Delta z$ を採用し, その領域に対して空間平均を行う. また, 式(2-2)における積分体積 V_F は CL 以下を考慮する際, 全体体積 V 内における

流体の占有体積として定義される。また、CL 上空においては、 $V_F = V$ である。式(2-2)のような V によって除する平均手法は **Extrinsic Average** と呼ばれる (Böhm et al. (2013)¹⁵), Kono et al. (2010 a,b)^{16,17} は本手法を **Type-2 Exclusive Average** と, Schmid et al. (2019)¹⁸ は, **Superficial Average** と呼称している)。それに対して, 次式で定義される流体の占有体積に限定された平均手法は, **Intrinsic Average** と呼ばれる (Hiraoka (1993)¹⁹, Finnigan (2000)²⁰, Kono et al. (2010 a,b)^{16,17}, Böhm et al. (2013)¹⁵) は **Type-1 Exclusive Average** と呼称している)。

$$\langle \phi \rangle_{Int}(x_i) = \frac{1}{V_f} \int_{V_f} \phi(x_i) dv \quad (2-3)$$

キャノピー流の支配方程式を導出する際に, **Intrinsic Average** を用いる場合, CL 内では流体対固体比 V_F/V を含める必要があるが, **Extrinsic Average** を用いる際, その必要がない。いずれの手法でも支配方程式の導出が可能であり, 同じ形式に帰着する。本研究では, 空間平均として **Extrinsic Average** を用いる。また, 時間平均値に対する空間変動成分を $\overline{\phi''} = \overline{\phi} - \langle \overline{\phi} \rangle$ と定義する。

式(2-1), (2-2)で定義された平均操作を用いて, 非圧縮粘性流体に対する連続式および Navier-Stokes 方程式を次式で定義する。

$$\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \langle \overline{u}_i \rangle}{\partial x_i} = \frac{\partial \overline{u}_i''}{\partial x_i} = 0 \quad (2-4)$$

$$\frac{\partial \langle \overline{u}_i \rangle}{\partial t} + \langle \overline{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \overline{u}_i \rangle}{\partial x_j} = - \frac{\partial \langle \overline{p} \rangle}{\partial x_i} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - f_i \quad (2-5)$$

ここで, p は空気密度で除された全圧力である。運動量フラックス τ_{ij} は以下に定義する。

$$\tau_{ij} = \underbrace{\langle u'_i u'_j \rangle}_{\text{Reynolds}} + \underbrace{\langle \overline{u}_i'' \overline{u}_j'' \rangle}_{\text{Dispersive}} - \underbrace{\nu \frac{\partial \langle \overline{u}_i \rangle}{\partial x_j}}_{\text{Viscous}} \quad (2-6)$$

右辺 1, 2, 3 項はそれぞれ, **Reynolds 応力**, **Dispersive 応力**, **Molecular viscous 応力** を表す。**Dispersive 応力** は時間平均風速の空間偏差によって生じる応力であり, 水平一様な流れ場では, その値は 0 となる。**Molecular viscous 応力** は本研究で対象とする乱流都市境界層では **Reynolds 応力** や **Dispersive 応力** に対して大変小さく, その影響は無視できる。

式(2-5)における f_i は, キャノピー要素に作用する総抗力と粘性力を表す。本抗力は **Navier-Stokes 方程式** に対する **Pressure gradient term** および **Viscous term** に対して式(2-2)で定義される空間平均を適用する際, 積分と微分の順序を入れ替えることで生じる誤差によって算出され, 次式で定式化される。

$$f_i(x_i) = \underbrace{\frac{1}{V} \int_{S_i} \overline{p} dS_i}_{\text{Form drag}} - \underbrace{\frac{1}{V} \int_{S_j} \nu \frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} dS_j}_{\text{Viscous drag}} \quad (2-7)$$

ここで, S_i は V_F 内におけるキャノピー要素の i 方向表面ベクトルである。表面ベクトル S_i は流体からキャノピー壁面方向を正と定義する。ただし, キャノピー底面においては S_i は

定義されない。したがって、キャノピー層が浅い場合、床面の総抗力、すなわち、 $\tau_{13}(0)$ において f_i の影響は無視できるほど小さい。その結果、総摩擦速度 u_τ で表される総抗力 u_τ^2 は次式で定義される。

$$u_\tau^2 = \int_0^H f_1(z) dz - \tau_{13}(0) = \int_0^H f_1(z) dz + \nu \left. \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle}{\partial z} \right|_z \quad (2-8)$$

また、Scaling 摩擦速度 u_* を $u_*^2 = -\tau_{13}(z_p)$ によって定義する。なお、 z_p は τ_{13} のピーク値をとる高さである。

次に、圧力を主流方向の一定勾配である γx と空間偏差 \bar{p} に分解する。

$$\bar{p}(x_i) = \bar{p}(x_i) - \gamma x \quad (2-9)$$

式(2-5)、(2-9)、ならびに、統計的定常性により、 τ_{ij} の座標方向勾配は次式で示される。

$$\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = -\frac{\partial \langle \bar{u}_i \rangle \langle \bar{u}_j \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle \bar{p} \rangle}{\partial x_i} + \gamma \delta_{1i} - f_i \quad (2-10)$$

式(2-10)は時間・空間平均された Navier-Stokes 方程式と同義であるが、本表現により垂直方向運動量フラックス τ_{13} の決定が容易となる。

ここで、本研究でターゲットとなる、周期境界条件を課す計算ケースを考える。本条件においては水平一様な流れ場が仮定される。つまり、空間、時間平均された物理量 $\langle \bar{\phi} \rangle$ は、主流方向、スパン方向勾配 $\partial \langle \bar{\phi} \rangle / \partial x$ 、 $\partial \langle \bar{\phi} \rangle / \partial y$ は 0 となる。またその結果、 $\langle \bar{w} \rangle = 0$ となる。本条件下では、 $L_x, L_y \rightarrow \infty$ を仮定するため、結果的に任意の平均値が鉛直座標の関数となること ($\langle \bar{\phi} \rangle \equiv \langle \bar{\phi} \rangle(z)$) を意味している。その結果、 τ_{13} の収支式は以下のように定義される。

$$\frac{\partial \tau_{13}}{\partial z} = \gamma - f_1 \quad (2-11)$$

2.2.2. バルク運動量バランス

既往研究手法における計算領域全体での運動量バランスを理解するため、式(2-11)を床面から境界層上端までの境界間で鉛直方向に積分し、総運動量の全体バランスを検討する。式(2-11)から得られた運動量バランスは次式で表現される。

$$\tau_{13}(\delta) - \tau_{13}(0) = \gamma \delta - \int_0^H f_1 dz \quad (2-12)$$

流れが主流方向の一定圧力勾配によって駆動され、なおかつ、計算領域上面に Free slip 境界条件を課す場合 (Kanda et al. (2004)²¹, Kanda et al. (2006)⁸, Coceal et al. (2006, 2007ab)⁹ ²²²³, Xie and Castro (2006)²⁴, Kono et al. (2010ab)¹⁶¹⁷), $\tau_{13}(\delta) = 0$ となる。したがって、 u_τ^2 で定義される総抗力は、圧力勾配に起因する外力項と次のように関係づけられる。

$$\int_0^H f_1 dz - \tau_{13}(0) = u_\tau^2 = \gamma \delta \quad (2-13)$$

一方で、計算領域上面における一定流速で駆動される lid-driven flow の場合 (Su et al. (1998,

2000)^{25) 26)}, Watanabe (2004)¹²⁾, $\gamma = 0$ かつドメイン高さ L_z において $\tau_{13}(L_z) \neq 0$ であるため, Constant flux layer (CFL) が形成される. よって, 以下の関係が導出される.

$$\int_0^H f_1 dz - \tau_{13}(0) = u_\tau^2 = \tau_{13}(L_z) \quad (2-14)$$

式(2-13)においては, 床面で吸収される総運動量, すなわち総抗力が外力として計算領域に課された圧力勾配 (γz) によって与えられる総運動量と釣り合うことを示す. つまり, 本条件は主流方向の圧力損失で駆動されるパイプ流れと同様である. 一方, 式(2-14)は, 駆動力として移動する上蓋 (Moving lib) が与えられる場合であり, 運動量は領域の上端境界から表面摩擦を介して供給していることを示している. 本ケースの場合, 追加の運動量源項が存在しないため, 上端境界から供給される総運動量は, 鉛直方向で増減せず, 床面で抗力度して吸収される運動量と釣り合う. これらのケースは極端なシナリオであり, 実際の実験でのシミュレーションを想定するならば, その中間に位置する条件を考慮する必要がある. しかし, 既往研究においては, どちらの条件も一般的に表面上の乱流を再現するために使用されており (Kanda et al. (2004)²¹⁾, Watanabe (2004)¹²⁾, Coceal et al. (2006)⁹⁾, 十分な吹走部を持つ実験結果 (Cheng and Castro (2002)³⁾) と比較されている.

2.3. 数値流体解析概要

2.3.1. Large-eddy Simulation と基礎方程式

LES では, 流れを計算格子サイズより大きな Grid-scale (GS) 成分とそれ以下の Subgrid-scale (SGS) 成分に分離し, GS 成分は直接的に, SGS 成分はモデル化を通じて数値求解する. この分離過程は空間フィルタリングを通じて行われ, 次式に示すように任意の関数 $F(t, x_1, x_2, x_3)$ とフィルタリング関数 $G(t, x_1 - x'_1, x_2 - x'_2, x_3 - x'_3)$ の畳み込み積分によって定義される.

$$f(x_1, x_2, x_3) = \int_V F(t, x_1, x_2, x_3) G(t, x_1 - x'_1, x_2 - x'_2, x_3 - x'_3) dV \quad (2-15)$$

ここで f は F の GS 成分である. 一方, f の SGS 成分である f^{SGS} は以下のような関係性を持つ

$$F = f + f^{SGS} \quad (2-16)$$

以上の関係に基づき, 等温非圧縮条件における連続の式, Navier-Stokes 方程式に対して空間フィルタリングを施すと, LES の基礎方程式は以下のように導かれる.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2-17)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} - \frac{\partial \tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_j} + s_i \delta_{1j} \quad (2-18)$$

s_i は駆動力項であり, クロネッカーのデルタ δ_{ij} により主流方向風速の Filtering Navier-

Stokes 方程式にのみ採用される。 τ_{ij}^{SGS} は SGS 応力項を示す。 τ_{ij}^{SGS} はフィルタ値ではない変数同士の相関を含むため、直接的に数値解を求めることができず、Filtering された支配方程式は閉じた方程式系とはなっていない。そのため、SGS モデル化の必要がある。

SGS 応力 τ_{ij}^{SGS} は分子粘性とのアナロジーに基づく勾配拡散近似によって、歪み速度テンソル (SGS 速度勾配) S_{ij} に比例すると仮定し、以下のようにモデル化することができる。

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\tau_{kk} = -2\nu_{SGS}S_{ij} \quad (2-19)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (2-20)$$

ここで、 ν_{SGS} は SGS 渦動粘性係数である。本研究においては、渦動粘性係数 ν_{SGS} のモデル化に際し、標準 Smagorinsky モデルを使用した。SGS における基本物理量として SGS 運動エネルギー k_{SGS} の散逸率 ε_{SGS} とグリッドスケール Δ を選び、次元解析より以下の関係式が導かれる。

$$\nu_{SGS} = \varepsilon_{SGS}^{\frac{1}{3}}(C_s\Delta)^{\frac{4}{3}} \quad (2-21)$$

ここで、 C_s は Smagorinsky 定数である。一方、 k_{SGS} の輸送方程式を考えた場合、その生成項 $P_{k_{SGS}}$ は以下のように表現される。

$$P_{k_{SGS}} = -\tau_{ij}S_{ij} \quad (2-22)$$

k_{SGS} の収支方程式において、局所平衡 ($P_{k_{SGS}} = \varepsilon_{SGS}$) を仮定し、式(2-21)に対して式(2-22)を代入し、式(2-19)によるモデル化を導入することで、 ν_{SGS} は以下のように表すことができる。

$$\nu_{SGS} = (C_s\Delta)^2|S| \quad (2-23)$$

$$|S| = \sqrt{2S_{ij}S_{ij}} \quad (2-24)$$

以上により、式(2-23)中の ν_{SGS} を用いて、 τ_{ij}^{SGS} を近似することで SGS 成分を求解する。

2.3.2. 計算条件

有限体積法に基づいた CFD 解析ソフトウェアである OpenFOAM v1912 を用い、単純建物群周辺気流を対象とした LES を実施した。支配方程式は前述のとおりである。乱流モデルとして Standard Smagorinsky model を採用し、Smagorinsky 定数 C_s は 0.12 に設定した。壁面近傍では、van Driest 関数を導入し、 ν_{SGS} を減少させる。数値計算においては、時間項は 2 次精度後退差分、空間勾配項は線形補間により離散化した。計算アルゴリズムには、非定常の SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) 法を用い、時間刻み幅は 10^{-3} 秒とした。また、計算格子には、すべての変数が格子中心で定義されるコロケート格子を採用し、風速 u_i 、圧力 p 共に格子中心で定義される。

図 2.2 に示すように、一辺 $H = 0.1$ m の立方体ブロック 4 つを千鳥配列に配置した計算領域を対象に LES を実施する。計算領域を $4H \times 4H \times 4H$ とし、建蔽率 λ_p を 25% に設定した。また、既往研究¹⁷⁾を参考にし、空間解像度を $H/20$ とする。床面およびブロック壁面には No Slip 境界条件を、解析領域上面には Free slip 境界条件を課す。また、水平方向の境界面には周期境界条件を課すことで、水平方向に無限に続くブロック群を再現する。

助走計算を 200 秒間実施した後、300 秒間の観測時間を設け、 x 、 y 、 z の各方向に対して $40 \times 40 \times 40$ 点 の測定点において気流場データおよび圧力データを測定する。その際、サンプリング周波数は 1000 Hz で設定する。なお、本計算で採用した助走時間、観測時間は、Coccal et al.⁹⁾により提案された基準値である $200T$ と $400T$ ($T = H/u_\tau$ は基準時間、 $u_\tau = \sqrt{\gamma\delta}$ は摩擦速度) を満たす。解析結果は、摩擦速度 u_τ に加え、総応力 \overline{uw} のピーク値で定義したスケーリング摩擦速度 u^* により規格化する。

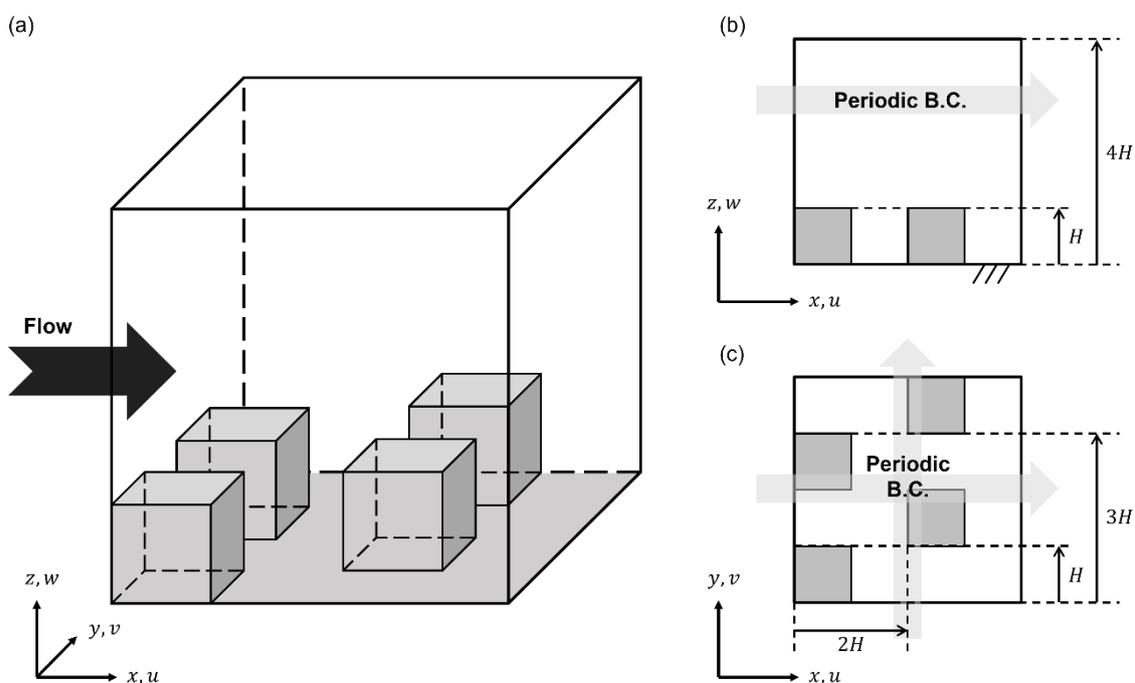


Fig.2.2 Calculation domain in (a) overview, (b) side view, and (c) plan view.

2.3.3. 比較ケース

本章では、2種類の駆動力モデルにおいて乱流統計量の比較を行う。

【Case1】 Moving wall model (MW model)

上空境界に一定の主流方向風速 U_b を課し粘性により流れを駆動するモデルである。計算領域上端には一定の主流方向風速条件を、床面およびブロック壁面に No-Slip 条件を、また、十分に発達した境界層を再現する目的から主流、スパン方向の境界面に周期境界条件を適用する。

【Case2】 Favorable pressure gradient model (FPG model)

主流方向の圧力勾配を外力項として課すモデルである。計算領域上端には Free-Slip 条件を、床面およびブロック壁面に No-Slip 条件を、また、十分に発達した境界層を再現する目的から主流方向、スパン方向の境界面に周期境界条件を適用する。主流方向のバルク流速 U_b を設定し、これを満たす流入、流出境界間に圧力勾配 $\partial p / \partial x$ を外力項として設定し、系を駆動する。

2.4. 妥当性検証

先行研究に基づき計算条件を決定したが、本計算結果の信頼性確認のため、LES の結果を過去の WTE²⁸⁾の結果と比較し妥当性を確認した。図 2.3 に水平 4 点における時間平均主流方向風速を、図 2.4 にブロック正面における主流、スパン、鉛直方向風速の標準偏差の鉛直プロファイルを示す。

本研究の結果では、キャノピー内においてすべての Case で同様の傾向が示され、3 つの水平位置での平均流れの特性がシミュレーションで十分に再現されていることが確認された。一方で、キャノピー上部では、 \bar{u}/u_* のプロファイルにおいてわずかな違いが観察された。この偏差は、Scaling パラメータによって生じていると考えられる。

Cocceal et al. (2006)⁹⁾ は、単純街区を対象として一定の圧力勾配を用いて駆動される CFD を実施し、Reynolds 応力が鉛直方向に対して線形であることにより、Scaling に用いられる摩擦速度において変化が生じると説明している。また、逆勾配輸送理論と混合長理論 $l_m = z - d$ を組み合わせることで、主流方向風速の対数式から Effective Scaling 摩擦速度 u_*^{Eff} を導出した。ここで、 d はゼロ面変位を示し、以下のような関係性を持つ。

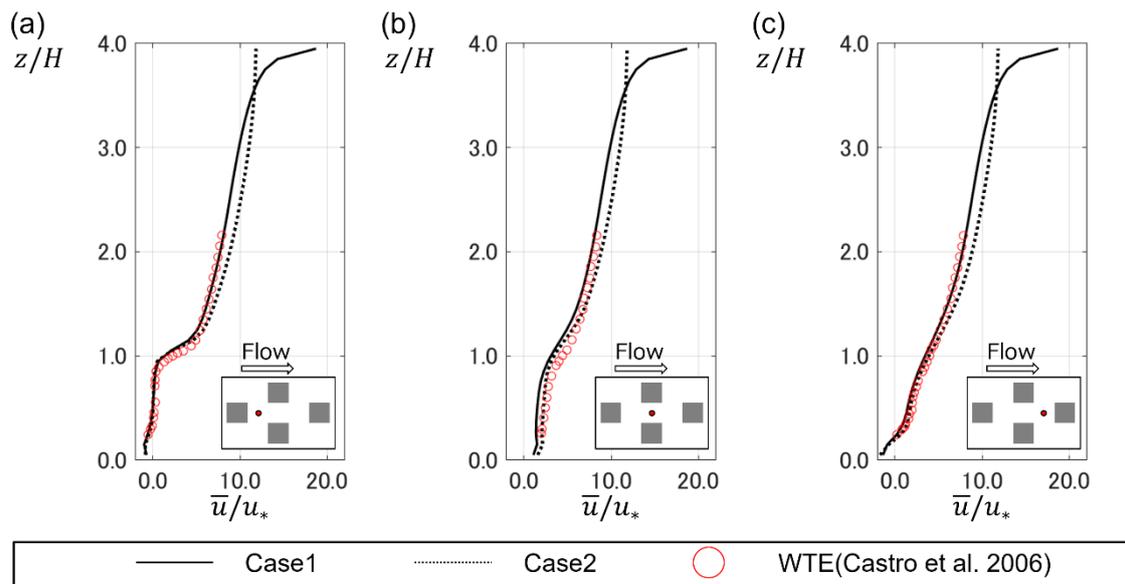


Fig.2.3 Vertical profiles of (a, b, c) temporally averaged streamwise velocity component \bar{u} at three horizontal positions. u_* is the scaling friction velocity. The black line represents LESs, and the red open circle indicates the WTE results (Castro et a. (2006)²⁸⁾).

$$\frac{d\langle\bar{u}\rangle}{dz} = \frac{1}{l_m} \sqrt{-\langle u'w' \rangle} = \frac{1}{\kappa(z-d)} \sqrt{-\langle u'w' \rangle} \quad (2-25)$$

ここで、 κ は von Kármán 定数を意味する。

Case1 においては Reynolds 応力の鉛直プロファイルが一定値 u_τ^2 をとるため、式(2-25)を鉛直方向に積分することで、主流方向平均風速の対数的特徴を導出できる。

$$\frac{\langle\bar{u}\rangle}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) \quad (2-26)$$

ここで、 z_0 は粗度高さを示す。

対称的に、一定の圧力勾配で駆動される Case2 のような場合、主流方向風速の鉛直プロファイルは以下のように導出される (Coceal et al. (2006)) .

$$\frac{\langle\bar{u}\rangle}{u_\tau \sqrt{1-\frac{d}{\delta}}} = \frac{1}{\kappa} \left[\ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) - \frac{1}{2} \left(\frac{z-d}{\delta-d}\right) + o\left(\left(\frac{z-d}{z_0-d}\right)^2\right) \right] \quad (2-27)$$

右辺第 2, 3 項が第 1 項に対し大変小さく無視できると考えると以下の方程式が導出される。

$$\frac{\langle\bar{u}\rangle}{u_\tau \sqrt{1-\frac{d}{\delta}}} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z-d}{z_0}\right) \quad (2-28)$$

以上の結果から、 u_*^{Eff} は次式の通り定義される。

$$u_*^{Eff} = \begin{cases} u_\tau & (Case1) \\ u_\tau \sqrt{1-\frac{d}{\delta}} & (Case2) \end{cases} \quad (2-29)$$

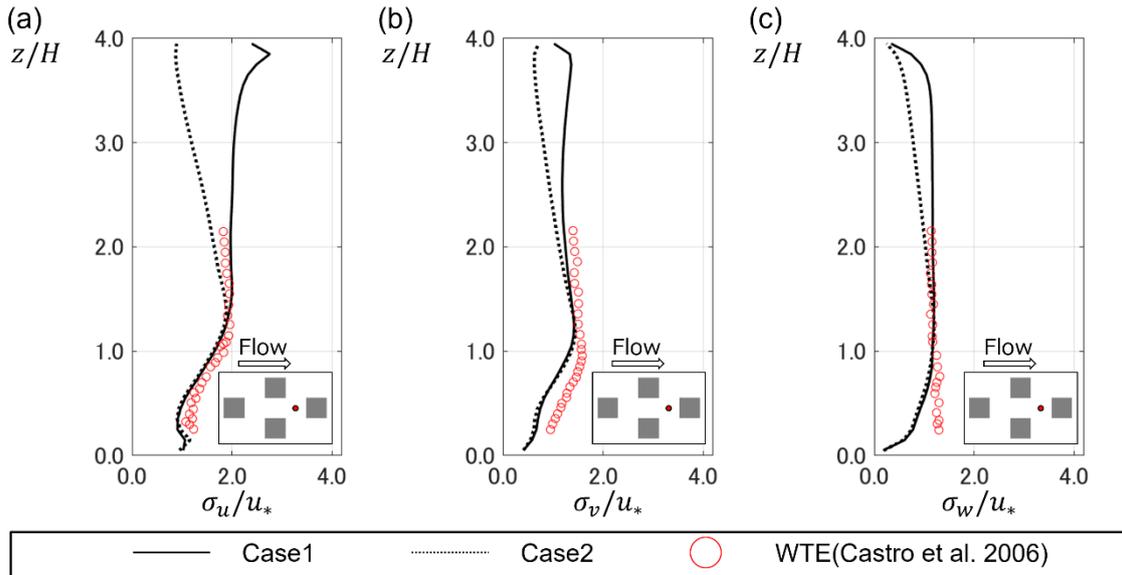


Fig.2.4 Vertical profiles of standard deviations of (d) streamwise, (e) spanwise, and (f) vertical velocity components at front of the cube. u_* is the scaling friction velocity. The black line represents LESs, and the red open circle indicates the WTE results (Castro et al. (2006)²⁸).

Case1 においては、 u_* と u_*^{Eff} が同一の値を取る一方、Case2 においては u_* は u_*^{Eff} に対して値が小さい。よって、WTE 結果と CFD 結果の間に差異が生じたと考えられる。

標準偏差の鉛直プロファイルについては、主流、スパン方向風速については、LES と WTE において一致が見られた。一方、鉛直方向風速については、キャノピー高さ以下において乖離が見られた。この差異は、風洞模型実験が熱線風速計を用いて行われたことに起因しており、ラフネスブロック前方におけるダウンウォッシュがプローブによって妨害されたことが原因であると考えられる。

2.5. 乱流統計量の鉛直プロファイルに対する駆動力による影響

2.5.1 時間平均風速に対する駆動力の影響

図 2.5 は時間および水平断面で平均された主流方向風速 $\langle \bar{u} \rangle$ の鉛直プロファイルを示す。なお、当プロファイルは高さ $2H$ での時間・水平断面平均主流方向風速 $\langle \bar{u} \rangle_{2H}$ によって正規化される。 $3H$ 以下の高さでは、両ケースでプロファイルが概ね一致する。一方、それ以上の高さでは、計算領域の上端の境界条件の違いにより乖離が見られる。以上から、今後の分析において、上面境界条件の影響がほとんどない $z < 3H$ の高さに対して統計値を比較する。

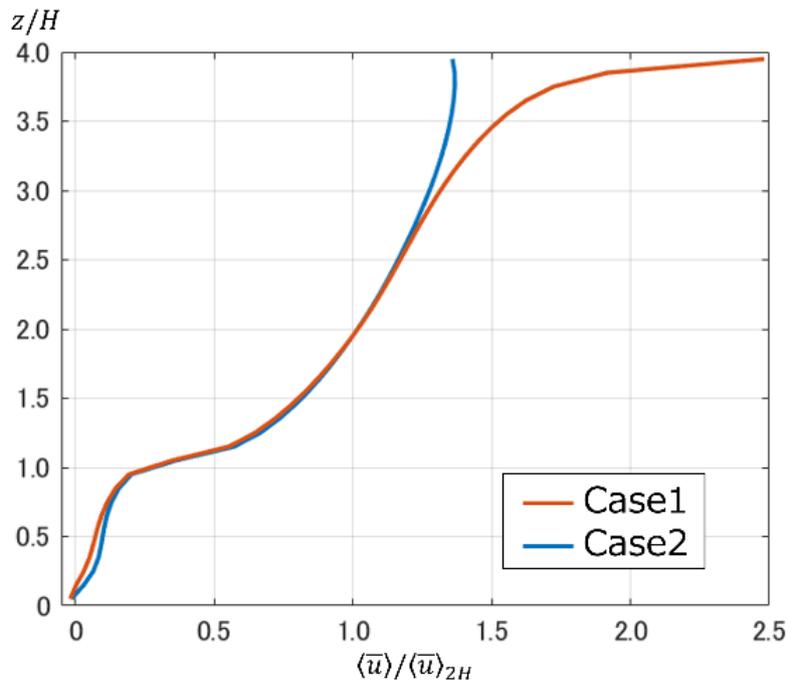


Fig.2.5 Vertical profiles of horizontally and temporally averaged streamwise velocity component.

2.5.2. Reynolds 応力 および Dispersive 応力に対する駆動力の影響

図 2.6 は水平断面で平均された Reynolds 応力 $-\langle u'w' \rangle$ ならびに Dispersive 応力 $-\langle \bar{u}''\bar{w}'' \rangle$ の鉛直プロファイルを示す。これらの値は総摩擦速度 u_τ で正規化された。図中の点線は、式(2-11)に従う τ_{13} の鉛直プロファイルである。

Dispersive 応力が、 $z = 1.2H$ 上空においてその値が 0 となることがわかる。つまり、 $z < 1.2H$ の領域は、ラフネスブロックの影響により空間偏差が生じており、RSL に相当する。RSL 内においては、Reynolds 応力、Dispersive 応力共に鉛直方向に大きく変化する。また、RSL 上端にて Reynolds 応力は最大値をとり、これらの傾向は Case1,2 に共通してみられる特徴である。本結果に基づき、以後、図中では RSL 上端を中点線で示す。

一方、RSL 上空においては、両ケースで Reynolds 応力の鉛直プロファイルが大きく異なる。これは、式(2-13)、(2-14)にて説明した通り、両ケースで設定された駆動力によって運動力供給項に値する圧力勾配の設定が異なるためである。 τ_{13} は式(2-6)で示されるように、3項に分解できる。RSL 上空では空間偏差が大変小さいため Dispersive 応力は無視することができる。また、Viscos 応力についても、上空では平均風速の鉛直勾配が大変小さいため、同様に無視できる。また、キャノピー抗力 f_i については、当然 CL 以外では 0 となる。以上より、外力項として圧力勾配が作用する Case2 では Reynolds 応力が線形に減少するのに対し、 $\gamma = 0$ である Case1 では、計算領域上端を除いて運動力供給がないため、Reynolds 応力は高さ方向に一定値を示す。

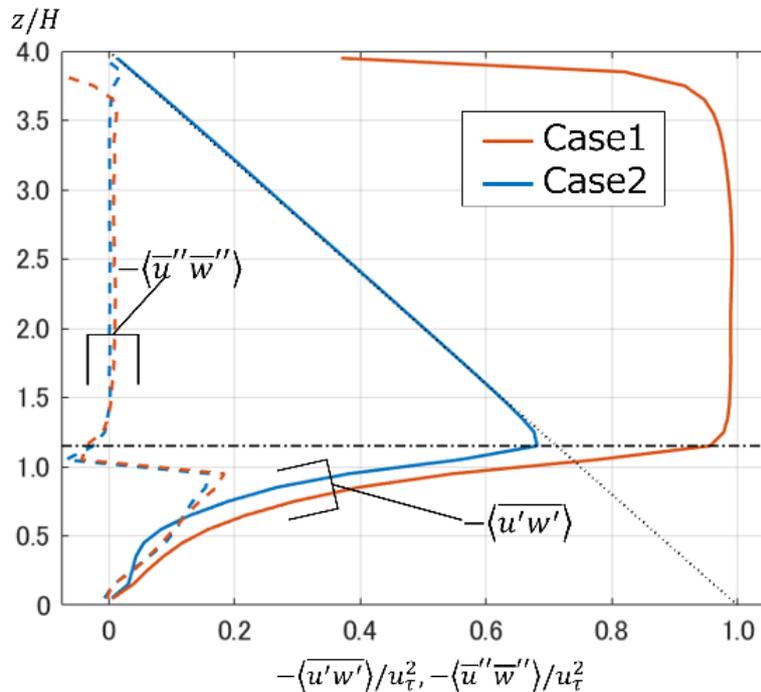


Fig.2.6 Vertical profiles of horizontally averaged Reynolds and dispersive stress.

2.5.3. 乱流エネルギーおよび風速の分散に対する駆動力の影響

図 2.7 に水平断面で平均された乱流エネルギー (Turbulent kinetic energy; TKE) $\langle e_t \rangle$ および、3 速度成分の分散 $\langle u_i'^2 \rangle$ の鉛直プロファイルを示す (以後、 α は縮約を取らない添え字とする). なお、 $e_t = 0.5(u'^2 + v'^2 + w'^2)$ で定義される. これらの値は u_* を用いて正規化する. RSL 内においては、いずれの統計量においてもケース間で一致したプロファイルが得られた. その一方、RSL 上空では駆動力の違いによって、得られるプロファイルが異なる. 本結果はエネルギーの生成や速度成分間のエネルギーの受け渡しに対して駆動力が作用した結果だと考えられる. 詳細は第 4 章にて示す.

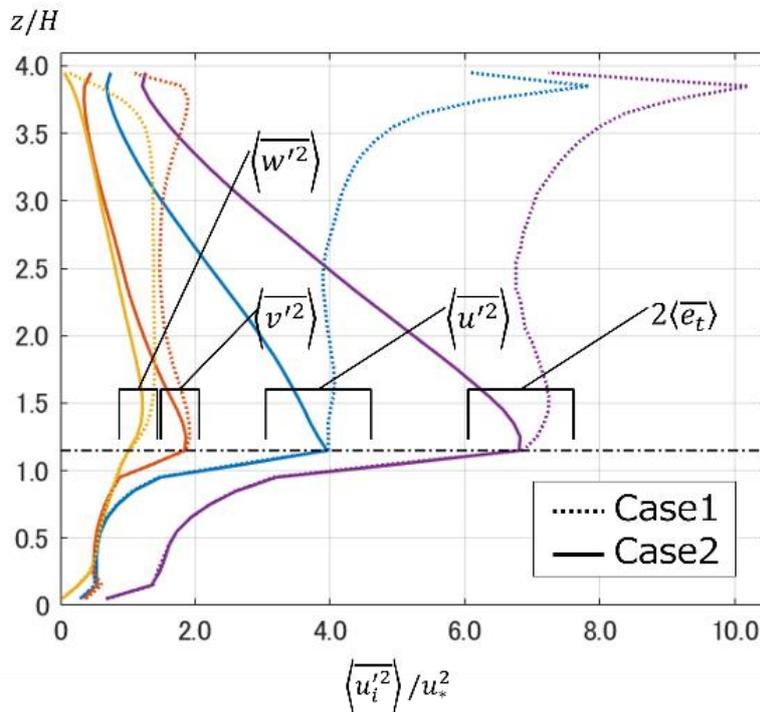


Fig.2.7 Vertical profiles of horizontally averaged turbulent kinetic energy and variances of three velocity components.

2.6. 乱流イベントに対する駆動方法による影響

2.6.1. 四象限解析

各観測点における瞬時風速データについて四象限解析を行い、駆動力による乱流イベントへの影響を分析する. 四象限解析は、主流方向および鉛直方向風速の変動風速 u' と w' の正負によって、 $u'w'$ を 4 つの象限に分類する方法である (Raupach (1981)²⁹). 境界層流れでは、正味運動量輸送は下向きとなることから、低速上昇流である第 2 象限の Ejection ($u' < 0, w' > 0$)、および、高速化後流である第 4 象限の Sweep ($u' > 0, w' < 0$) の運動量寄与率と発生頻度を調査することで、Reynolds 応力に対する支配的な乱流イベントを考察する

ことが可能である.

第*i* 象限における Reynolds 応力の寄与 $-\langle u'w' \rangle_{Q_i}$ とその乱流イベントの発生頻度 N_{Q_i} を以下のように定義する.

$$-\langle u'w' \rangle_{Q_i} = \frac{1}{T} \int_T \{(-u'w') \times I_i(u', w')\} dt \quad (2-29)$$

$$N_{Q_i} = \frac{1}{T} \int_T I_i(u', w') dt \quad (2-30)$$

ここで, T は観測時間, I_i は*i* 象限の抽出関数を示し, 以下に定義する

$$I_i = \begin{cases} 1 & ((u', w') \in Q_i) \\ 0 & (otherwise) \end{cases} \quad (2-31)$$

2.6.2. 乱流イベントの強度と発生頻度に対する影響

図 2.8 に, Reynolds 応力および発生頻度に対する Ejection-Sweep 比の鉛直プロファイルを示す. RSL 内においては, 両 Case 共に, Reynolds 応力の寄与については Sweep が卓越し, 発生頻度に関しては Ejection が卓越となる. つまり, 大きな運動量輸送を担う稀な Sweep と, 運動量輸送は小さいものの高頻度の Ejection が発生していると推察される. これらの RSL や CL における Ejection と Sweep の傾向は, 比較的密度の小さい都市キャノピーや植生キャノピーを対象とした既往研究^{20) 29)}にて見られる傾向と一致している. 加えて, 駆動力に依存せず概ね類似した傾向が見られた.

その一方, RSL 上空においては両モデルで乱流イベントの寄与や発生頻度が大きく異なる. Case2 では, Reynolds 応力と発生頻度のいずれも, どの高さにおいてもほぼ Ejection と Sweep でバランスする傾向が得られた. その一方で, Case1 においては上空になるにつれて Reynolds 応力は Ejection が卓越, 発生頻度は Sweep が卓越となる. つまり, 大きな運動量輸

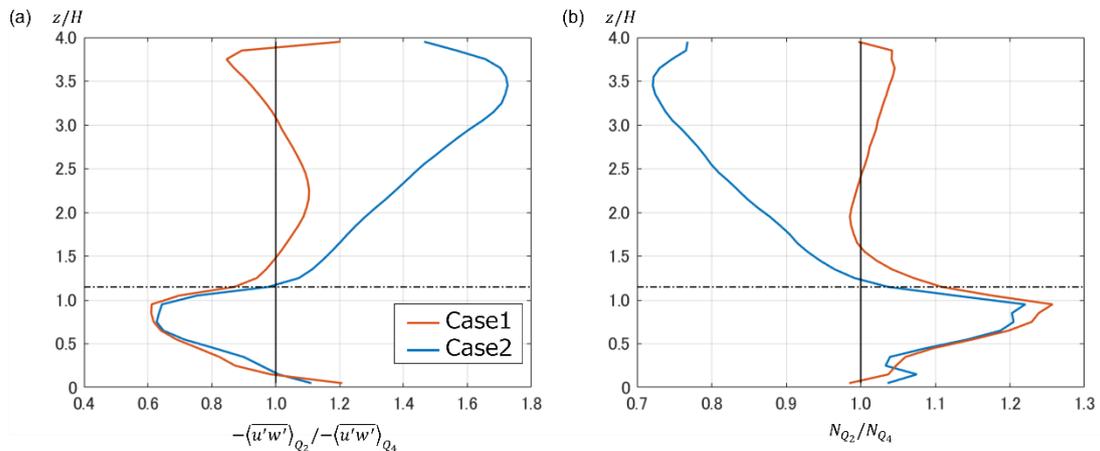


Fig.2.8 Vertical profiles of ratios of (a) Reynolds stress and (b) occurrence frequency between ejection (Q2) and sweep (Q4) events.

送を持つ稀な Ejection と運動量の輸送量は小さいが高頻度に発生する Sweep の存在が示唆される。一方で, Finnigan et al. (2000)²⁰⁾ による植生キャノピー周囲における LES や, 屋外観測データ, Coceal et al. (2006) による都市キャノピー流れの LES, さらには, 古典的な滑面・粗面境界層の四象限解析などの既往研究 (Raupach (1981)²⁹⁾) によれば, キャノピー近傍での傾向はキャノピーの粗密により異なるものの, 境界層上空に近づくほど運動量輸送量では Ejection が, 発生頻度では Sweep が卓越することが知られている。Case2 の結果は, 定性的にはこうした既往研究と整合していると言えよう。一方で, 非常に分厚い境界層では, ラフネス層近傍ではほぼ CFL となる領域が確認されており, Case1 による駆動が不適切とも言い難い。いずれにしても, キャノピー層上空における乱流イベントは設定する駆動力に大きく影響される点には注意が必要である。

次に, 各乱流イベントの大きさとその発生頻度を分析するため, ホールサイズ h を導入し四象限解析を行う。ホールサイズにて定義される各象限の Reynolds 応力 $-\overline{u'w'}$ $_{Q_{i,h}}$ を次式で定義する。

$$-\overline{u'w'}_{Q_{i,h}} = \frac{1}{T} \int_T \{(-u'w') \times I_{i,h}(u', w')\} dt \quad (2-32)$$

ここで, $I_{i,h}$ は, ホールサイズを加味した抽出関数であり, 次式で定義する。

$$I_i = \begin{cases} 1 & ((u', w') \in Q_i, |u'w'| \geq h|u'w'|) \\ 0 & (\text{otherwise}) \end{cases} \quad (2-33)$$

ホールサイズは, 空間平均した Reynolds 応力の絶対値に対する h 倍以上のイベントを抽出する基準値を意味しており, 抽出関数を用いて, その絶対値ごとに各乱流イベントの寄与を分析することができる。

図 2.9 は Ejection と Sweep における各高さでのホールサイズ h と Reynolds 応力 $-\overline{u'w'}$ $_{Q_{i,h}}$ の関係を示す。Ejection に関しては (図 2.9(a,b)) , RSL 内部ではケース間の差異がほとんどなく, h の増加に対して寄与率が減少する傾向が見られる。一方, RSL 上空においては, 駆動力によって傾向が異なり, Case1 は観測高さに対して概ね不変であるのに対し, Case2 においては, 観測高さが上昇すると共に, Reynolds 応力に寄与は全体的に減少する。Sweep については, Ejection と同様, RSL 内部では両ケースで類似した結果が得られ, その上空では異なる傾向が得られる。特に, Case1 では鉛直方向に類似した傾向が見られるのに対して, Case2 では Reynolds 応力の寄与が減少する。つまり, 一定圧力勾配で駆動する場合, 運動量輸送量の小さい下降流を伴う乱流イベントが多く生じることが推察される。一方, 上面駆動の場合は鉛直方向に変化せず同様の気流性状が得られる。

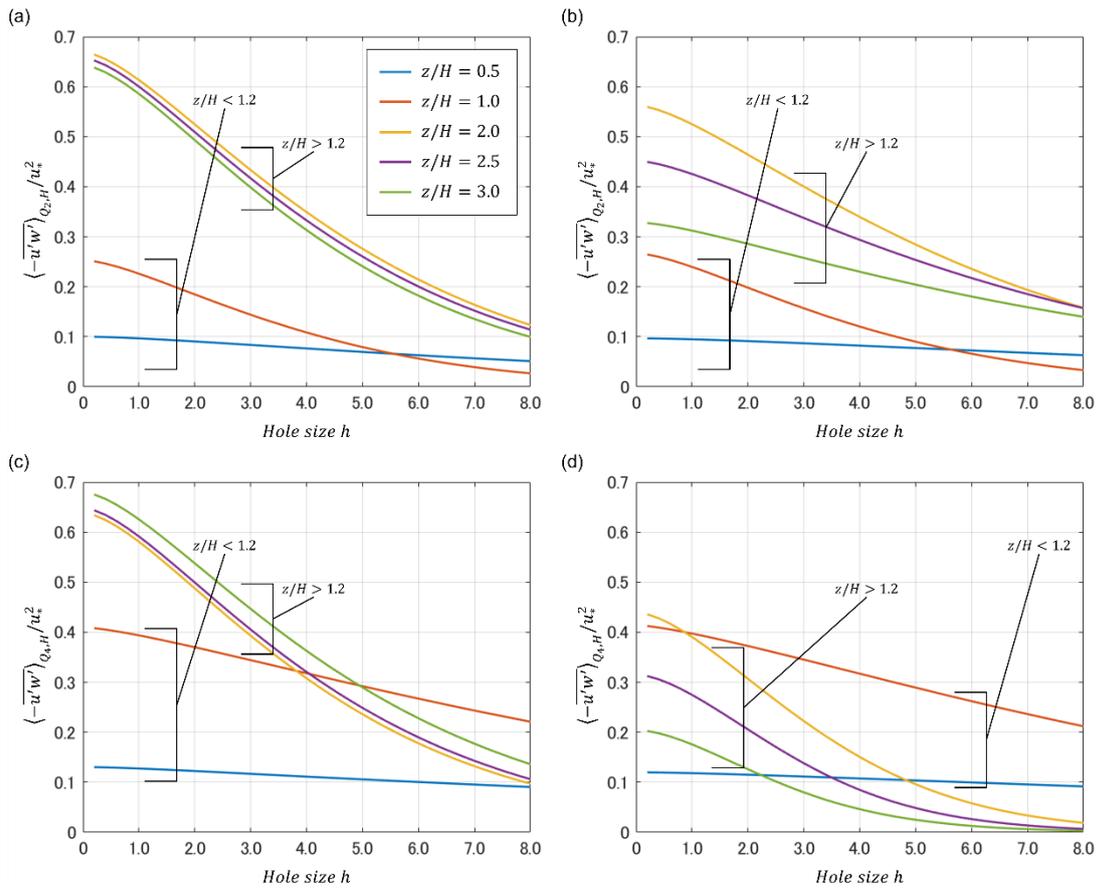


Fig.2.9 Vertical profiles of horizontally averaged turbulent kinetic energy and variances of three velocity components.

2.6.3. 乱流イベントにおける確率密度分布

四象限解析で見られた駆動力による Ejection と Sweep の乱流イベントの差異をより詳細に分析するため、それぞれの乱流イベントにおける u' と w' の確率密度分布を算出する。図 2.10 は RSL 内における乱流イベント別の確率密度分布を示す。両ケース共に、観測高さ上昇と共に、袖の広い確率密度分布となる。また、Sweep が卓越する RSL 内においては、 $u' > 0$, $w' < 0$ において、大きな確率密度が見られた。また、両ケース共に、駆動力の影響力はほとんど見られず、第 2, 4 象限における確率密度分布が概ね一致している。図 2.8 で水平断面平均された乱流イベントの寄与・発生頻度の傾向が両ケース間で概ね類似した結果が得られたが、積算値のみならず瞬間的な変動風速の発生頻度の観点からも同様の乱流場が形成されていることが推察された。

図 2.11 は RSL 上空における両 Case における乱流イベント別確率密度分布を示す。Case1 については、鉛直方向に確率密度分布は変化しない。その一方で、Case2 では、高度上昇と共に、Ejection と Sweep の両者において、 u' と w' の確率密度の取りうる範囲が狭まり、より尖った分布へと推移する。また、大きな変動風速を持つ乱流イベントは発生しづらく、 $0 <$

$u'/u_\tau < 1$, および, $0 < w'/u_\tau < 1$ の変動速度成分を持つ乱流イベントの発生頻度が大きくなる傾向が見られた. この傾向は Ejection と Sweep 共に確認されるが, 特に Sweep において顕著にみられた. 以上の結果から, RSL 上空において, 瞬発的な乱流発生についても駆動力の影響が極めて大きいことがわかる.

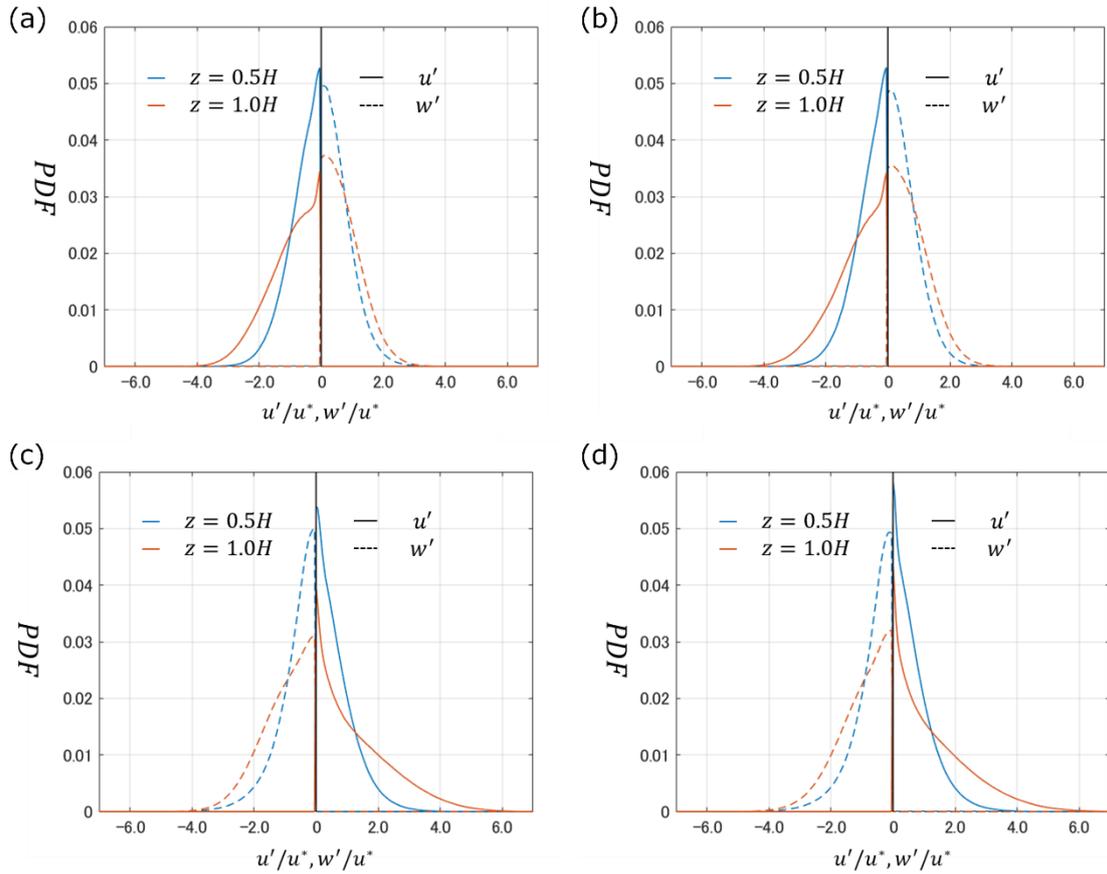


Fig.2.10 Probabilistic density function of streamwise and vertical velocity components in (a, b) ejection or (c,d) sweep events within RSL. (a, c) and (b, d) show results in Case1 and Case2, respectively.

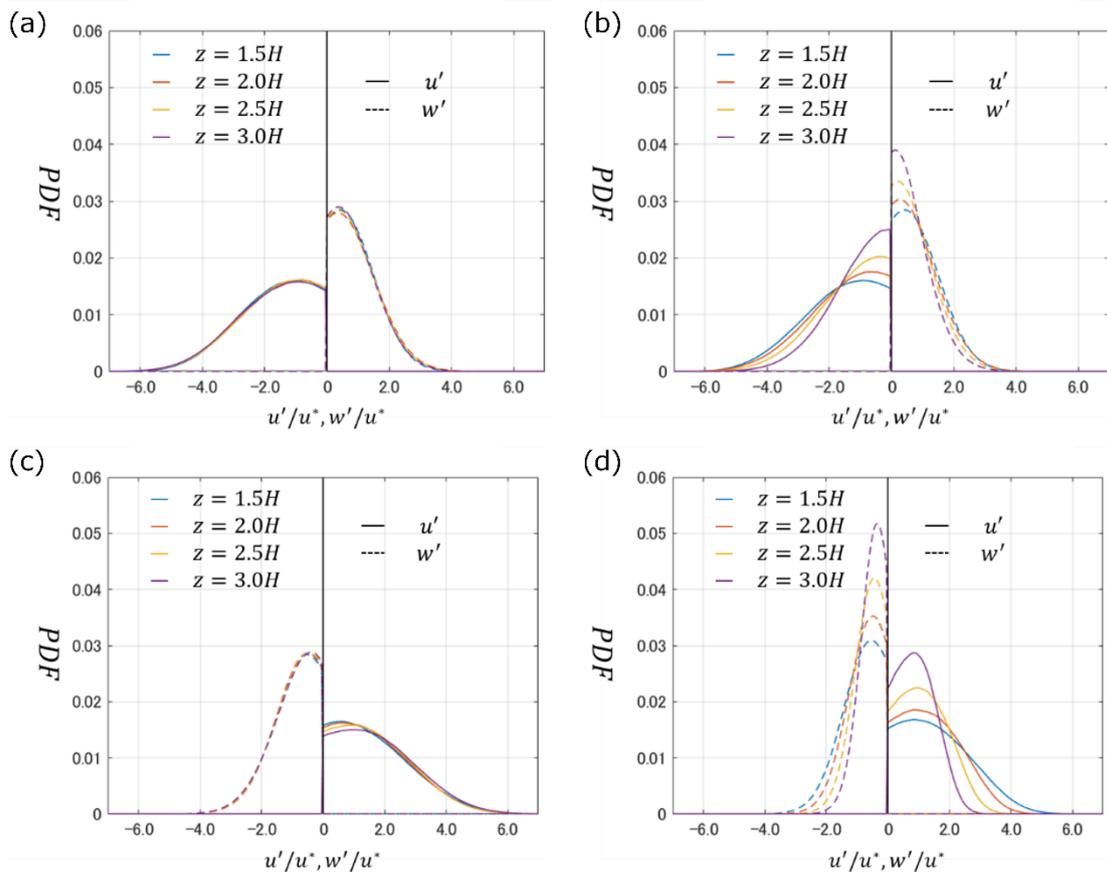


Fig.2.11 Probabilistic density function of streamwise and vertical velocity components in (a, b) ejection or (c,d) sweep events above RSL. (a, c) and (b, d) show results in Case1 and Case2, respectively.

2.7. 結言

本研究では、周期境界条件を用いた単純都市キャノピーの CFD 解析における駆動力が流れ場の乱流統計量の鉛直分布に与える影響を評価した。既往研究にて用いられてきた駆動手法について運動量供給機構を考察した後、乱流統計量、および、四象限解析に基づく乱流発生イベントを分析することで、都市乱流境界層再現における周期境界条件の設定の問題点について考察した。分析の結果、駆動力の設定方法によって、境界層内の運動量供給機構が異なるため生じる Reynolds 応力のプロファイルの差異が、それを介して、乱流エネルギーや風速分散の鉛直プロファイルに影響を及ぼすことを明らかにした。加えて、四象限解析を実施することで、運動量輸送に対して大きな寄与を持つ Ejection と Sweep の乱流イベントにおいても、ラフネス層上空では顕著に駆動力の影響が現れることを明らかにした。また、四象限解析による統計値に加えて、Ejection と Sweep の乱流イベント別の確率密度分布を算出し、上面の一定風速で駆動する Case においては高さや乱流イベントに依存しない変動風速場となっていることを示した。

以上より, CFD における駆動力の設定方法に応じて, 統計値のプロファイルのみならず, 結生成される境界層の乱流場の特性が大きく異なり影響を与えることが明らかとなった. 計算負荷の低減を念頭に周期境界条件を適用した上で, 風洞実験での乱流場の正確な再現を目標とするのであれば, 風洞実験における Reynolds 応力を適切に再現できる駆動力の設定方法の検討が必要であることが明確化された.

参考文献

- 1) Hagishima, A., Tanimoto, J., Nagayama, K., Meno, S. (2009) Aerodynamic parameters of regular arrays of rectangular blocks with various geometries. *Boundary-Layer Meteorology*, 132, pp. 315-337
- 2) Hirose, C., Ikegaya, N., Hagishima, A. (2020) Outdoor measurements of relationship between canopy flow and wall pressure distributions of a block within urban-like block array. *Building and Environment*, 176, 106881
- 3) Cheng, H., Castro, I.P. (2002) Near wall flow over urban-like roughness. *Boundary-Layer Meteorology*, 104, pp. 229-259
- 4) Inagaki, A., Kanda, M. (2006) Turbulent flow similarity over an array of cubes in near-neutrally stratified atmospheric flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 615, pp. 101-120
- 5) Okaze, T., Kikumoto, H., Ono, H., Imano, M., Ikegaya, N., Hasama, T., Nakao, K., Kishida, T., Tabata, Y., Nakajima, K., Yoshie, R., Tominaga, Y. (2021) Large-eddy simulation of flow around an isolated building: A step-by-step analysis of influencing factors on turbulent statistics. *Building and Environment*, 202, 108021
- 6) Michioka, T., Takimoto, H., Ono, H., Sato, A. (2019) Large-eddy simulation of the effects of wind-direction fluctuation on turbulent flow and gas dispersion within a cubical canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, 173, pp. 243-262, 2019
- 7) Nakajima, K., Ooka, R., Kikumoto, H. (2018) Evaluation of k- ϵ Reynolds stress modeling in an idealized urban canyon using LES. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 175, pp. 213-228
- 8) Kanda, M. (2006) Large-eddy simulations on the effects of surface geometry of building arrays on turbulent organized structures. *Boundary-Layer Meteorology*, 118, pp. 151-168
- 9) Coceal, O., Thomas, T.G., Castro, I.P., Belcher, S.E. (2006) Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles. *Boundary-Layer Meteorology*, 121, pp. 491-519
- 10) Ikegaya, N., Ikeda, Y., Hagishima, A., Tanimoto, J. (2017) Evaluation of rare velocity at a pedestrian level due to turbulence in a neutrally stable shear flow over simplified urban arrays. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 171, pp. 137-147
- 11) Ishida, Y., Okaze, T., Mochida, A. (2018) Influence of urban configuration on the structure of kinetic energy transport and the energy dissipation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 183, pp. 198-213
- 12) Watanabe, T.: Large-eddy simulation of coherent turbulence structures associated with scalar ramps over plant canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, 112, pp. 307-341, 2004
- 13) Harun, Z., Monty, J.P., Mathis, R., Marusic, I. (2013) Pressure gradient effects on the large-scale structure of turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 715, pp. 477-498
- 14) Inagaki, A., Kanda, M., Ahmad, N.H., Yagi, A., Onodera, N., Aoki, T. (2017) A numerical study of turbulence statistics and the structure of spatially-developing boundary layer over realistic urban geometry. *Boundary-Layer Meteorology*, 164, pp. 161-181
- 15) Böhm, M., Finnigan, J.J., Raupach, M.R., Hughes, D. (2013) Turbulence structure within and above a canopy of bluff Elements. *Boundary-Layer Meteorology*, 146, pp. 393-419. <https://doi.org/10.1007/s10546-012-9770-1>
- 16) Kono, T., Ashie, Y., Tamura, T. (2010a) Mathematical derivation of spatially-averaged momentum equations for an urban canopy model using underlying concepts of the immersed boundary method. *Boundary-Layer Meteorology*, 135, pp. 185-207. <https://doi.org/10.1007/s10546-010-9475-2>
- 17) Kono, T., Tamura, T., Ashie, Y. (2010b) Numerical investigations of mean winds within canopies of regularly arrayed cubical buildings under neutral stability conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, 134, pp. 131-155. <https://doi.org/10.1007/s10546-009-9434-y>
- 18) Schmid, M.F., Lawrence, G.A., Parlange, M.B., Giometto, M.G. (2019) Volume averaging for urban canopies. *Boundary-Layer Meteorology* 173:349-372. <https://doi.org/10.1007/s10546-019-00470-3>
- 19) Hiraoka, H. (1993) Modelling of turbulent flows within plant/urban canopies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 46-47, pp. 173-182. [https://doi.org/10.1016/0167-6105\(93\)90127-A](https://doi.org/10.1016/0167-6105(93)90127-A)
- 20) Finnigan, J. (2000) Turbulence in plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 32, pp. 519-571. <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.32.1.519>

- 21) Kanda, M., Moriwaki, R., Kasamatsu, F. (2004) Large-eddy simulation of turbulent organized structures within and above explicitly resolved cube arrays. *Boundary-Layer Meteorology* 112, pp. 343-368. <https://doi.org/10.1023/B:BOUN.0000027909.40439.7c>
- 22) Coceal, O., Dobre, A., Thomas, T.G., Belcher, S.E. (2007a) Structure of turbulent flow over regular arrays of cubical roughness. *Journal of Fluid Mechanics*, 589, pp. 375-409. <https://doi.org/10.1017/S002211200700794X>
- 23) Coceal, O., Thomas, T.G., Belcher, S.E. (2007b) Spatial variability of flow statistics within regular building arrays. *Boundary-Layer Meteorology*, 125, pp. 537-552. <https://doi.org/10.1007/s10546-007-9206-5>
- 24) Xie, Z., Castro, I.P. (2006) LES and RANS for turbulent flow over arrays of wall-mounted obstacles. *Flow, Turbul Combust*, 76, pp. 291-312. <https://doi.org/10.1007/s10494-006-9018-6>
- 25) Su, H.B., Shaw, R.H., Paw, K.T. (2000) Two-point correlation analysis of neutrally stratified flow within and above a forest from large-eddy simulation. *Boundary-Layer Meteorology*, 94, pp. 423-460. <https://doi.org/10.1023/A:1002430213742>
- 26) Su, H.B., Shaw, R.H., Paw, K.T., et al (1998) Turbulent statistics of neutrally stratified flow within and above a sparse forest from large-eddy simulation and field observations. *Boundary-Layer Meteorology*, pp. 88:363-397. <https://doi.org/10.1023/A:1001108411184>
- 27) OpenFOAM CFD Ltd (ESI Group) (2016) OpenFOAM user guide 2016, <http://www.openfoam.com>.
- 28) Castro, I.P., Cheng, H., Reynolds, R. (2006) Turbulence over urban-type roughness: Deductions from wind-tunnel measurements. *Boundary-Layer Meteorology*., 118, pp. 109-131. <https://doi.org/10.1007/s10546-005-5747-7>
- 29) Raupach, M.R. (1981) Conditional statistics of Reynolds stress in rough-wall and smooth wall turbulent boundary layers, *Journal of Fluid Mechanics*, 108, pp. 363-382

第3章 十分発達した境界層における運動量供給機構に関する研究

3.1. 諸言

都市形状が乱流生成や輸送現象，風環境，そして歩行者への影響に及ぼす影響を調べるために，簡略化された粗さ要素，すなわち水平方向に十分に伸長したブロック配列を用いた都市乱流境界層の研究が多数行われてきた．これらの研究は，屋外観測，風洞模型実験，および数値流体解析によって実施されている．数値流体解析で，長い吹走距離をもつ実験条件を模擬する際，実験場の一部を抽出し，周期境界条件を用いることで無限に続く粗度を再現する手法がよく用いられる．第2章の結果や Watanabe (2004)¹⁾ や Ishida et al. (2018)²⁾ の結果より，本手法を用いる際，課される流れの駆動手法によって境界層内の乱流性状は変化することが示された．また，そもそも既往研究で用いられるような主流方向一定圧力勾配駆動や上面流速駆動は，そもそも主流方向に様な流れ場を仮定しており，長い吹走距離間を発達しながら吹く境界層流れとは異なる特性を持つ可能性がある．つまり，既往研究手法では，都市境界層を再現するためには十分でなく，その結果，対象とすべき都市風環境を正確に分析できていない可能性がある．本章では，主流方向への発達を加味した境界層中の運動量収支に関して数理的検討を行い，境界層内の運動量供給機構について既往研究手法との比較を行う．また，それらの分析に基づき，風環境評価で対象となる十分発達した境界層における運動量供給機構を模擬した新たな駆動手法を提案する．

3.2. 数理的検討

3.2.1. 鉛直運動量フラックスの収支方程式

本論では，WTE などで見られる長い吹走距離により十分発達し，水平一様とみなされるが，実際は僅かに主流方向の発達性が残る流れ場を十分発達した境界層を称し，その運動量供給機構を再現する駆動手法の構築を行う．式(2-10)に対して，十分発達した境界層の場合における鉛直運動量フラックス τ_{13} の収支方程式を考える．この場合，式(2-2)で定義された空間平均操作は，有限の長さ L_z を持つ焦点位置 (x, z) での空間フィルタリング操作として考慮する必要がある．しかし，スパン方向の空間平均操作では $L_y \rightarrow \infty$ に対して不変であるため， $\langle \psi \rangle \equiv \langle \psi \rangle(x, z)$ となる．以上から， τ_{13} の収支式は以下の通り再構成される．

$$\frac{\partial \tau_{13}}{\partial z} = -\frac{\partial \tau_{11}}{\partial x} - \frac{\partial \langle \tilde{p} \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle^2}{\partial x} - \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle \langle \bar{w} \rangle}{\partial z} + \gamma - f_1 \quad (3-1)$$

他方で，Navier-Stokes方程式の鉛直方向風速成分に対して，式(3-1)と同様に平均操作を行うことで以下の関係式が導出される．

$$\frac{\partial \langle \tilde{p} \rangle}{\partial z} = -\frac{\partial \tau_{33}}{\partial z} - \frac{\partial \tau_{31}}{\partial x} - \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle \langle \bar{w} \rangle}{\partial x} - \frac{\partial \langle \bar{w} \rangle \langle \bar{w} \rangle}{\partial z} - f_3 \quad (3-2)$$

式(3-2)を鉛直方向に積分することで $\langle \tilde{p} \rangle$ は次式の関係が導かれる．

$$\langle \tilde{p} \rangle(z_{out}) - \langle \tilde{p} \rangle(z) = -\tau_{33} + \langle \bar{w} \rangle^2 - \int_{\delta(x)} \left(\frac{\partial \tau_{31}}{\partial x} + \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle \langle \bar{w} \rangle}{\partial x} \right) dz \quad (3-3)$$

ここで、 z_{out} および $\langle \tilde{p} \rangle(z_{out})$ は境界層上空における高さおよび静圧を示しており、 $\langle \tilde{p} \rangle(z_{out})$ は主流方向に一定値をとる。式(3-3)に対してオーダー評価をすることで Townsend の仮定 (1976)³⁾が導出される。

$$\langle \tilde{p} \rangle(z) = \tau_{33} + \langle \tilde{p} \rangle(z_{out}) \quad (3-4)$$

式(3-4)を式(3-1)に代入することで、十分発達した境界層における τ_{13} の収支式は以下のよう書き換えられる。

$$\frac{\partial \tau_{13}}{\partial z} = -\frac{\partial \langle \bar{u} \rangle^2}{\partial x} - \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle \langle \bar{w} \rangle}{\partial z} - \frac{\partial (\tau_{11} - \tau_{33})}{\partial x} + \gamma - f_1 \quad (3-5)$$

本結果から、十分発達した境界層において τ_{13} の収支は、式(2-11) で示された諸項に加え、式(3-5)の右辺第 1,2 項で表される平均流の主流・鉛直方向の変化に伴う運動量供給、右辺第 3 項で示される乱流に基づく運動量供給が存在することがわかる。

3.2.2. 検査体積における運動量供給機構

十分発達した境界層においても、境界層全体における運動量バランスを考察する。前述の通り、十分発達した境界層の場合、流れ場の水平一様性を正確に仮定することはできない。そのため、式(3-5) を境界層全体 ($z = 0 \sim \delta$) において積分することで、運動量収支を考察する。

$$\begin{aligned} \int_0^H f_1 dz - \tau_{13}(0) &= u_\tau^2 \\ &= \underbrace{\gamma \delta - \langle \bar{u} \rangle_\delta \langle \bar{w} \rangle_\delta}_{\text{I}} - \underbrace{\int_0^\delta \frac{\partial \langle \bar{u} \rangle^2}{\partial x} dz}_{\text{II}} - \underbrace{\int_0^\delta \frac{\partial (\tau_{13} - \tau_{33})}{\partial x} dz}_{\text{III}} \end{aligned} \quad (3-6)$$

ここで、 δ は境界層の上端値を示しており、 $z = \delta$ における総運動量フラックス $\tau_{13}(\delta)$ は 0 である。また、底面での No-slip 境界条件により、 $\langle \bar{u} \rangle \langle \bar{w} \rangle$ について表面値は表れない。式(3-6)によれば、十分発達した境界層における粗い底面での総運動量吸収は、右辺の 3 つの運動量源項とバランスしている。Term I は Freestream 流速 $\langle \bar{u} \rangle_\delta$ の加速によって与えられる主流方向の圧力勾配に起因する運動量の供給を示している ($\langle \bar{u} \rangle_\delta d\langle \bar{u} \rangle_\delta / dx = \gamma$)。Term II は境界層上端における $\langle \bar{w} \rangle_\delta > 0$ に起因する運動量損失と、 $\langle \bar{u} \rangle$ の主流方向減速に起因する運動量供給の総和を意味する。Term III は u と w の乱流強度の主流方向変化に伴う運動量の供給または損失を表している。Ikegaya (2022)⁴⁾によると、オーダー近似により Term III の寄与は Term II に比べて無視できる程度である。

Term II の物理的解釈を詳細に検討する。境界層外における主流方向平均風速は、 $\langle \bar{u} \rangle_\delta$ は主流方向に一定とみなされる。また、式(2-5) で示される連続の式に対して床面から境界層

上端にかけて鉛直方向に積分することによって、 $\langle \bar{w} \rangle$ を $\langle \bar{u} \rangle$ の関数として表現することができる。以上により、Term II に対応する S_{II} は以下で表される。

$$S_{II} = \langle \bar{u} \rangle_\delta^2 \frac{d}{dx} \int_0^\delta \frac{\langle \bar{u} \rangle}{\langle \bar{u} \rangle_\delta} \left(1 - \frac{\langle \bar{u} \rangle}{\langle \bar{u} \rangle_\delta} \right) dz = \langle \bar{u} \rangle_\delta^2 \frac{d\theta}{dx} \quad (3-7)$$

ここで、 θ は運動量厚さを示しており、 $\theta = \int_0^\delta \frac{\langle \bar{u} \rangle}{\langle \bar{u} \rangle_\delta} \left(1 - \frac{\langle \bar{u} \rangle}{\langle \bar{u} \rangle_\delta} \right) dz$ で定義される。式(3-7)から、 S_{II} が von Kármán の積分方程式で説明される運動量供給項と一致していることがわかる。この積分方程式は、運動量厚さが主流方向の変化に伴って決定されることを示している。von Kármán の積分方程式は抗力係数 $C_d = u_\tau^2 / \langle \bar{u} \rangle_\delta^2$ や運動量厚さなどの境界層全体の巨視的な物理量の関係を、境界層内の運動量バランスに基づいて明確に説明しており、本方程式は境界層の運動量バランスを直感的に理解するために有用である。加えて、式(3-6)、(3-7)による定式化は、運動量厚さ θ の主流方向の変化に伴う運動量供給が生じる。つまり、運動量厚さの主流方向の増加は、境界層からの運動量供給が主流方向速度成分の積分的な減衰に起因することを示している。

実験において十分な長さの粗面が使用される場合、主流方向平均風速における主流方向の減衰は大変小さい。しかし、式(2-13)、(2-14)、(3-6)の定式化によって、実験条件下での運動量供給メカニズムが、周期的境界条件の下で外力や上部境界によって駆動される数値流体解析下におけるメカニズムとは異なることが示唆された。その一方で、実験下で形成される境界層では、主流方向平均風速と乱流フラックスの減衰が、底面で吸収される運動量の真の供給源であることが重要である。

3.3.3. 運動量供給項を導入した流れ場の支配方程式の構築

前述の通り、境界層全体における運動量供給メカニズムが、鉛直運動量フラックスの鉛直プロファイルに影響を及ぼす。この変化は、全体のみならず、局所的な運動量バランスにおいても影響を与えることが示唆される。本事項を明確化するため、本節では、運動量フラックスと運動量供給の関係性について論ずる。

鉛直方向フラックス τ_{13} の収支方程式に運動量源項 $s_1(z)$ を導入し再構成する。

$$\frac{\partial \tau_{13}}{\partial z} = s_1(x, z) - f_1(x, z) \quad (3-8)$$

s_1 は境界層に対する運動量供給量に依存する。例えば、主流方向の圧力勾配で駆動する場合、 $s_1 = \gamma$ となり、上面駆動の場合、 $s_1 = 0$ となる。式(3-8)を床面 ($z = 0$) から任意の高さ z にかけて鉛直方向に積分することによって、 τ_{13} は以下のように表現される。

$$\tau_{13}(x, z) = S_1(x, z) - F_1(x, z) \quad (3-9)$$

ここで、 S_1 、 F_1 は以下の積分系で定義される。

$$S_1(x, z) = \int_0^z s_1(x, \zeta) d\zeta \quad (3-10)$$

$$F_1(x, z) = \int_0^z f_1(x, \zeta) d\zeta - \tau_{13}(x, 0) \quad (3-11)$$

定義より、 S_1 は高さ $0 \sim z$ における運動量源の累積量、 F_1 は高さ $0 \sim z$ における総抗力を示す。 F_1 は高さ $z \leq H$ においてのみ値を持ち、その上空では一定値となる。運動量供給方法に関わらず、 F_1 の鉛直プロファイルが同一であると仮定すると、式(3-9)は τ_{13} が S_1 によって決定づけられる。つまり、運動量供給手法が τ_{13} を決定づけるための支配的な条件である。

ただし、 δ/H が大きい、つまり厚い境界層の場合、 S_1 または s_1 が τ_{13} に及ぼす影響がCL付近では微小となることに注意する必要がある。これは、 $\int_0^z s_1(x, \zeta) d\zeta$ 項の影響が F_1 に対して小さいためであり、図 3.1 に示すようにわずかな差異に表れている。例えば、圧力勾配で駆動された流れと上面駆動の流れの 2 ケースを考える。鉛直運動量フラックスは前者の場合、 $\tau_{13}(H) = -F_1(H) + u_t^2 H/\delta$ となるのに対し、後者は $\tau_{13}(H) = -F_1(H)$ となる。前述のような深い境界層の場合、 $H/\delta \sim 0$ と近似できるため、CL 上端における τ_{13} は両ケース共にほぼ $-F_1(H)$ となる。例えば、 δ/H が 10, 20, 30 の場合、運動量源 $u_t^2 H/\delta$ の寄与は、それぞれ 10%, 5%, 3%程度となる。

s_1 , f_1 , S_1 , F_1 , τ_{13} の関係性を明確にするため、図 3.1 に上面駆動、圧力勾配駆動、十分発達した境界層における流れ場の模式図を示している。最初に 2 ケースは、Couette flow や Hagen-Poiseuille flow として知られる古典的な流れ条件であり、前述の通り、単純街区を対象とした数値流体解析において基本的な条件として導入されてきた。本節では、十分発達した境界層との違いを明確化するため取り上げる。キャノピー内の鉛直プロファイルは本議論の主要要素ではないが、Macdonald (2000)⁵⁾によって提案された単純キャノピーにおけるプロファイルモデルに基づき、 $f_1 = C_{d0} (\bar{u})^2$ と $u = u_H \exp(a(z/H - 1))$ を仮定し、 f_1 の模式図は決定されている。なお、抗力係数は、 $C_{d0} = u_t^2/u_H^2$ で定義され、 $a = 9.6\lambda_f$ 、 λ_f はキャノピーにおける減衰係数、および正面投影面積率を示す。また、 u_H は高さ H における風速である。図 3.1 中については、主目的である運動量供給項と運動量フラックスの模式的な関係性を示すため、 $\lambda_f = 0.2$ が任意に選ばれている。

図 3.1(a) では、上面駆動の場合、運動量は計算領域の上部からのみ供給され、他の運動量源は存在しない。このことは、 $s_1 = 0$ および、 $S_1 = 0$ を意味しており、その結果として $\tau_{13} = u_t^2$ となる CFL が形成される。一方、図 3.1(b) において、その流れは、任意の高さにおいて $s_1 = \gamma = \text{const.}$ であつ一定の圧力勾配によって駆動される。したがって、 $S_1 = \gamma z$ となり、 $\tau_{13}(z)$ は任意高さ z に比例する。

図 3.1(c) に示すような十分発達した境界層の場合、主流方向に沿った速度成分や乱流強度の変化に起因して、局所的な運動量供給項 s_1 は如何に表現できるかは明確ではない。しかし、多くの先行研究では、典型的な Reynolds 応力 $\overline{u'w'}$ の鉛直プロファイルについて示さ

れている。なお、分子拡散の影響は Reynolds 応力に対して無視できる程度であるため、完全な乱流境界層では、RSL の上部において τ_{13} は Reynolds 応力に近似される。例えば、Raupach (1981)⁶⁾ は、風洞模型実験に基づき、滑面や粗面を含む様々な床面上における気流場を対象として、Reynolds 応力の鉛直プロファイルにおける OL の類似性を報告している。これらの鉛直プロファイルは、高度上昇に伴い凸から凹へと変化する曲線を示している。都市乱流境界層に関しては、Inagaki et al. (2017)⁷⁾ が実街区の Full-scale での気流を対象とし数値流体解析を実施し、Reynolds 応力が高さ z に対して凸型のプロファイル形状を持ち、境界層の頂部に近づくにつれ徐々に 0 に漸近し、凹型の曲線に変化することが示されている。これらの分析に基づき、図 3.1(c) に示すように、境界層の下部から上部にかけて τ_{13} の模式的なプロファイルは凸型から凹型の曲線として描写することが可能だ。したがって、 $S_1 = \tau_{13} + F_1$ および $s_1 = dS_1/dz$ は τ_{13} から決定される。具体的に、 s_1 は S_1 の勾配によって決定されるため、 τ_{13} の変曲点で最大値を持つ曲線が得られる (図 3.1(c))。これらのプロファイルは表面条件や Reynolds 数依存性を持つ可能性もあるが、Raupach (1981)⁶⁾ は、滑面や粗面両者において、 $\overline{u'w'}$ において変曲点が普遍的に表れることを示している。これは、平均速度の減衰や進行方向の乱流強度の変化による運動量供給項が、境界層内でピーク値を持つことを意味しており、図 3.1(c) に模式的に示されている。

図 3.1 に示される s_1 、 S_1 、 τ_{13} の模式的な関係性は、十分発達した境界層内で観測される τ_{13} を再現するためには、鉛直座標に依存した運動量供給が必要であることを証明している。これらは Couette 型または Hagen-Poiseuille 型の駆動力ではシミュレーションできない。底面付近および境界層上部での供給項が小さくなることが考えられる。これは、十分発達した境界層の運動量供給源が式(3-6)の右辺項によって決まるためであり、これらの領域では統計量の主流方向の変化が、境界層の中間部分に比べて穏やかになることを示唆している。さらに、3つの条件を比較することで、Couette 型および Hagen-Poiseuille 型の駆動力が、運動量供給項が 0 または一定の場合に、極端な条件として境界層を形成することが推測される。しかし、このような条件は境界層全体の形成過程では観測されない。境界層の一部でそのような条件が実現される場合、局所的な運動量供給が 0 となる CFL や、一定の運動量供給によって駆動され運動量フラックスの線形減少が見られる。

本議論を要約すると、運動量供給項とそれによって生じる運動量フラックスの鉛直プロファイルの関係の導出は、周期境界条件を用いて十分発達した境界層を模倣する手法を構築する手立てとなる。言い換えれば、数値流体解析では、運動量の供給手法という与えられた条件をベースに τ_{13} の鉛直プロファイルが自動的に決定される。したがって、実験データや屋外計測データから算出された目標条件を基に決定された運動量供給項 s_1 を Navier-Stokes 方程式の外力項として与えれば、 τ_{13} の鉛直プロファイルは理論的には境界層全体で任意の形状に再現可能である。なお、本手法は、一定体積力や一定の主流方向風速で駆動される CFD (Xie et al. (2004, 2006)⁸⁾, Coccal et al (2007ab)⁹⁾¹⁰⁾) によって再現されたブロック群周辺の流れ場を否定するものではない。つまり、境界層が深い場合や、境界層全体の下部を

考慮する場合, s_1 や S_1 の決定が相対的に与える影響が小さいことを示している.

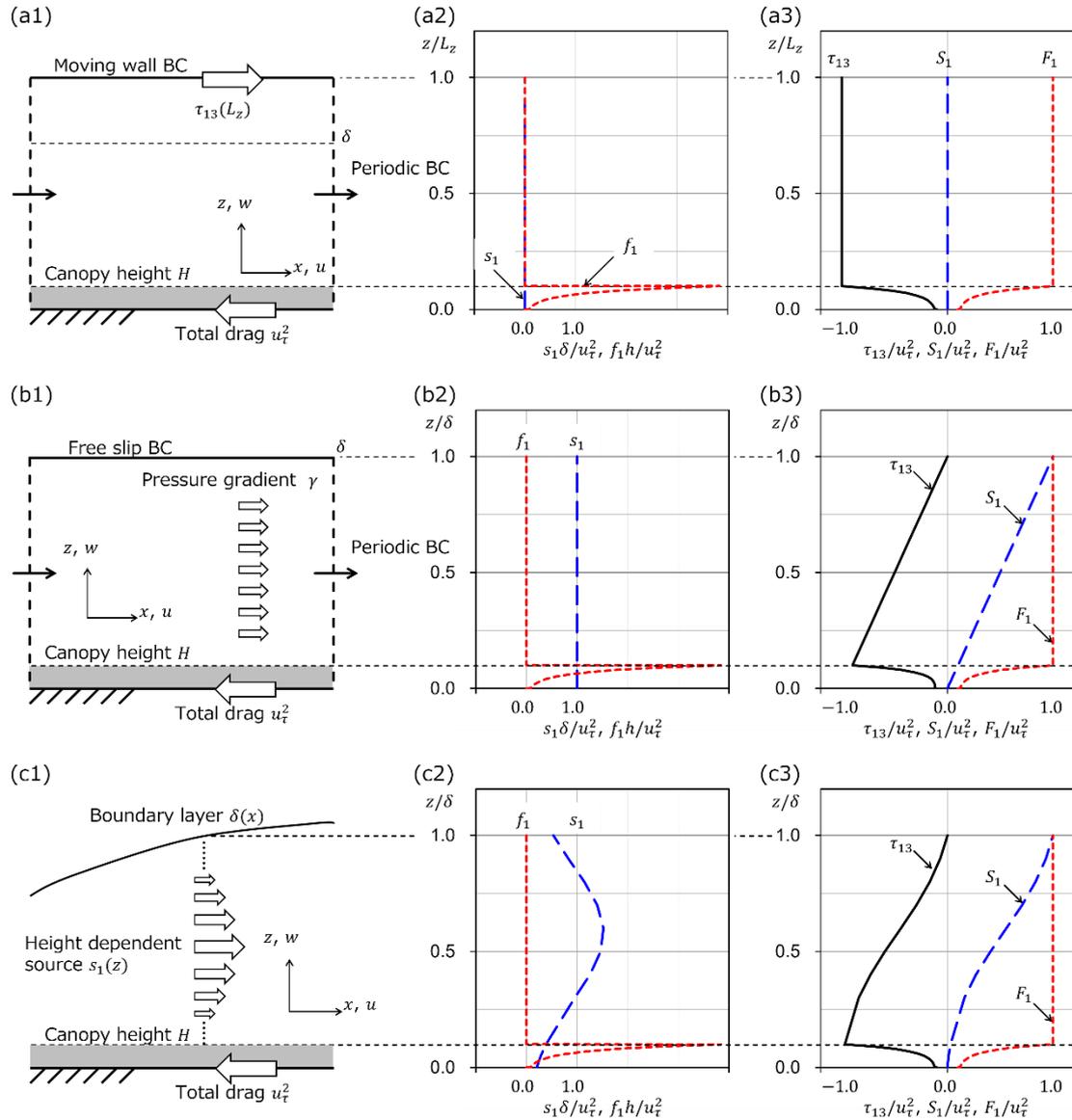


Fig.3.1 Schematics of difference in driving force and source term in the momentum equation, and resultant momentum flux (a1, b1, c1). Schematics of boundary layer (a2, b2, c2), vertical profiles of source and drag terms (a3, b3, c3), vertical profiles of integrated source and drag terms, and resultant vertical momentum flux.

3.3. 結言

本章では、十分発達した境界層中における運動量供給機構について数理的検討を行った。既往研究における手法を用いた場合、鉛直方向に一定値の運動量供給が行われるため、運動量フラックスの鉛直プロファイルは、一定値もしくは負の線形の特徴を持つ。その一方で、十分発達した境界層中では、その主流方向の発達性に基づき、平均流の主流・鉛直方向の変化に伴う運動量供給と乱流に基づく運動量供給が存在することが示された。それにより、床面に作用する全抗力が、従来考えられてきた圧力勾配だけではなく、平均流や乱流の主流方向変化とバランスすることが示された。本結果は境界層中の運動量供給を模擬する駆動手法の構築の重要性が示唆するものである。数理的な評価において得られた運動量供給項とそれによって生じる運動量フラックスの鉛直プロファイルの関係の導出は、周期境界条件を用いて十分発達した境界層を模倣する手法を構築する際、重要な知見となる。言い換えれば、数値流体解析では、運動量の供給手法という与えられた条件をベースに τ_{13} の鉛直プロファイルが自動的に決定される。したがって、実験データや屋外計測データから算出された目標条件を基に決定された運動量供給項 s_1 をNavier-Stokes方程式の外力項として与えれば、 τ_{13} の鉛直プロファイルは理論的には境界層全体で任意の形状に再現可能であると言える。

参考文献

- 1) Watanabe, T. Large-eddy simulation of coherent turbulence structures associated with scalar ramps over plant canopy. *Boundary-Layer Meteorology*, 112, pp. 307-341, 2004
- 2) Ishida, Y., Okaze, T., Mochida, A. (2018) Influence of urban configuration on the structure of kinetic energy transport and the energy dissipation. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 183, pp. 198-213
- 3) Townsend, A.A. (1976) *The structure of turbulent shear flow*. 2nd edn. Cambridge University Press, Cambridge, UK
- 4) Ikegaya, N. (2022) Momentum-Flux Determination for Boundary Layers with Sufficient Fetch Based on Integral Equations. *Boundary-Layer Meteorology*, 182, pp. 225-250. <https://doi.org/10.1007/s10546-021-00651-z>
- 5) Macdonald, R.W., (2000) Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer. *Boundary-Layer Meteorology*, 97, pp. 25-45. <https://doi.org/10.1023/A:1002785830512>
- 6) Raupach, M.R. (1981) Conditional statistics of Reynolds stress in rough-wall and smooth-wall turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 108, pp. 363-382. <https://doi.org/10.1017/S0022112081002164>
- 7) Inagaki, A., Kanda, M., Ahmad, N.H., et al (2017) A Numerical study of turbulence statistics and the structure of a spatially-developing boundary layer over a realistic urban geometry. *Boundary-Layer Meteorology*, 164, pp. 161-181. <https://doi.org/10.1007/s10546-017-0249-y>
- 8) Xie, Z., Voke, P.R., Hayden, P., Robins, A.G. (2004) Large-eddy simulation of turbulent flow over a rough surface. *Boundary-Layer Meteorology*, 111, pp. 417-440. <https://doi.org/10.1023/B:BOUN.0000016599.75196.17>
- 9) Coceal, O., Dobre, A., Thomas, T.G., Belcher, S.E. (2007a) Structure of turbulent flow over regular arrays of cubical roughness. *Journal of Fluid Mechanics*, 589, pp. 375-409. <https://doi.org/10.1017/S002211200700794X>
- 10) Coceal, O., Thomas, T.G., Belcher, S.E. (2007b) Spatial variability of flow statistics within regular building arrays. *Boundary-Layer Meteorology*, 125, pp. 537-552. <https://doi.org/10.1007/s10546-007-9206-5>

第4章 都市乱流境界層の乱流構造に対する駆動手法による影響

4.1. 緒言

風環境や空気環境, 温熱環境の向上などを目的に, 様々な都市を対象に数値流体解析を用いた分析・評価が行われてきた. 特に都市の幾何的な特徴と環境の関係を計るため, 立方体などのブロックを周期的に設置する単純都市キャノピーを用いた解析が行われる. このように周期的に水平方向に無限に続くブロック群や植生を対象として数値流体解析を行う場合, 先述した通り, 計算コスト低減の観点からその一部を抽出し, 周期境界条件を課す条件がよく用いられる. その際, 流入条件が設定できないため, 流れを起す駆動力の設定が求められる. これらの研究は, 支配方程式中に一定の主流方向圧力勾配を課す Hagen-Poiseuille flow に準ずる駆動手法と, 計算領域上端に主流方向風速や運動量供給を課す Couette flow に準ずる駆動手法の2つに大別できる. しかし, 第3章で述べた通り, これらの駆動手法は, 十分発達した境界層中の主流方向の変化に基づく運動量源を模擬できておらず, それらで駆動された流れ場に対する風環境は完全な実現象の再現には至らない可能性が示唆された. 例えば, 滑面境界層を対象とした Harun et al. (2013)¹⁾ の研究においては, ゼロ圧勾配下における Reynolds 応力の鉛直プロファイルが示されているが, 理論上は CFL が達成される鉛直方向に一定値を取るはずであるが, 結果は異なる. Okaze et al. (2022)²⁾ にて測定された Spire や Barrier, Block などの障害物で構成される東京工芸大のエッフェル型環境風洞において, 吹走距離直後の流入面での Reynolds 応力は, 鉛直方向に線形傾向や一定値を取らず, 湾曲したプロファイル形状をもつ. また, Inagaki et al. (2017)³⁾ は格子ボルツマン法 (Lattice Boltzmann method; BLM) を用いて東京周辺における風環境を予測しているが, 十分発達した境界層における Reynolds 応力は既往手法のような単純なプロファイルとは異なる.

その本章では, 4章で実施された十分発達した境界層を模擬した運動量供給手法に基づき, WTE や実街区を対象とした CFD の結果を参照し, 境界層中の運動量供給をモデル化した支配方程式の外力項に当たる運動量源項の構築を行う. また, 運動量源項を採用した CFD を実施し, 既往研究手法の結果との比較を通じて, その流れ場に対する寄与を調査する.

4.2. 数値流体解析概要

4.2.1. 十分発達した境界層を再現する駆動手法

第2章にて実施した Case1 および Case2 に加え、十分発達した境界層を対象とした研究 (CFD および WTE) において得られた Reynolds 応力の鉛直プロファイルを再現するように運動量源を設計し、それによって駆動される2つのケースについて LES を実施した。

第3章で述べた通り、十分発達した境界層における Reynolds 応力の鉛直分布は、境界層底面から頂部にかけて凸から凹に変化する特徴を持つ。これらの形状を表現するモデル関数の一つとして、運動量源項 s_1 は Gauss 関数と Error 関数の組み合わせを選択し、累積運動量供給項 S_1 を以下のように定義した。

$$s_1(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{u_\tau^2}{\sigma E} \exp\left(-\frac{(z/L_z - \mu)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4-1)$$

$$E = \int_{-\frac{\mu}{\sqrt{2\sigma}}}^{\frac{1-\mu}{\sqrt{2\sigma}}} \exp(-\xi^2) d\xi \quad (4-2)$$

ここで、 μ 、 σ はそれぞれ運動量源項のピーク位置、標準偏差を表すフィッティングパラメータである。また、 E は累積パラメータである。本ケースにおいては以下の関係性を満たすように総摩擦速度 u_τ を決定する。

$$u_\tau^2 = \int_0^\delta s_1(z) dz \quad (4-3)$$

上記の運動量供給項を用いた駆動手法を用いて、以下に示す2ケースの LES を実施した。

【Case3】 Momentum source reproducing the developing boundary layer in Inagaki et al. (2017)³⁾

本ケースでは、Inagaki et al. (2017)³⁾ にて示された十分発達した境界層における Reynolds 応力分布を再現する運動量源項を用いて流れ場を駆動した。Inagaki et al. (2017)³⁾ は東京における実街区 ($5 \times 20 \text{ km}^2$) 周辺気流を対象に Lattice-Boltzmann LES を用いて数値流体解析を行った。その結果、境界層高さ、運動量厚さ、平均風速や乱流統計量などの鉛直プロファイルなどの気流場の特徴量が風下方向に沿った変化する傾向を示した。本研究では、実在スケールの粗面を対象とした研究結果の一例として、主流方向風下部でのスパン方向 16-19km 範囲にて平均された Reynolds 応力分布を Reference として採用した。なお、境界層高さに基づく Reynolds 数 ($Re_\delta = u_\delta \delta / \nu$) は約 3.0×10^8 である。

【Case4】 Momentum source reproducing the developing boundary layer in Harun et al. (2013)¹⁾

本ケースでは、Harun et al. (2013)¹⁾ にて示された十分発達した境界層における Reynolds 応力分布を再現する運動量源項を用いて流れ場を駆動した。Harun et al. (2013)¹⁾ は滑面を対象とし3つの圧力勾配条件下における平均風速、乱流統計量の鉛直プロファイルを調査した。なお、境界層高さに基づく Reynolds 数 Re_δ は 8.3×10^4 である。なお、Reynolds 応力は3ケースのうちから選択された。

両ケースにおいて論文中には Reynolds 応力のみが示されており，総運動量フラックスは示されていない．しかし，これらの研究で対象とする Reynolds 数の流れ場においては，分子拡散に伴う粘性応力の寄与が無視できる程度であるため，総運動量フラックスと Reynolds 応力は同程度と考え，参照データとして用いた．

図 4.1 に式(4-1), (4-2)から決定される運動量源項，運動量フラックスと参照データの比較を示す．図 4.1(a), (c)は運動量源項を比較しており，参照データについては中央差分法を用いて Reynolds 応力 $-\overline{u'w'}$ の鉛直勾配を算出した．また，Case1 および Case2 の理論値について併記する．図 4.1(b), (d)のフィッティング結果は，床面付近を除いて算出データと一致している．床面付近では，総運動量フラックスに対して Dispersive 応力やキャノピー抗力，粘性応力の寄与が大きくなるため，本結果において差異が生じたと考える．また，図 4.1(a), (c) に示される式(4-1) で算出されたフィッティング運動量源項は，参照データと一致して

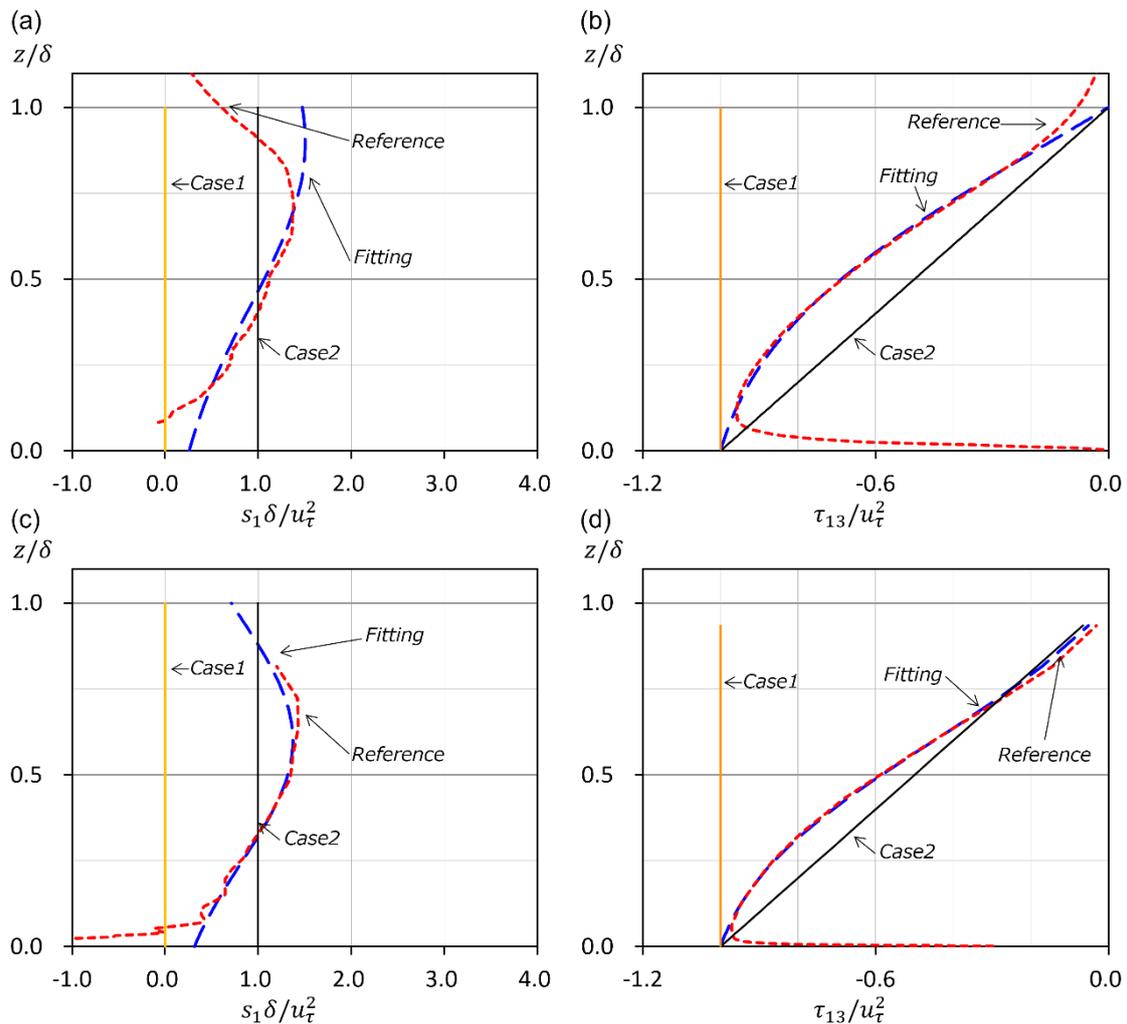


Fig.4.1 Vertical profiles of (a, c) for the source term s_1 , (b, d) the total vertical total momentum flux τ_{13} . (a, b) and (c, d) are compared with reference data of Inagaki et al. (2017)³⁾ and Harun et al. (2013)¹⁾, respectively. The parameters of μ and σ in Eq. 23 were regressed with τ_{13} for (c) Case3 and (d) Case4. The vertical total momentum fluxes and source terms of Cases 1 and 2 are drawn for the comparison.

いる。床面付近では、累積運動量源項 S_1 の値が u_τ^2 に近づく一方、 $-\overline{u'w'}$ はゼロに近づく。そのため、直接的に実験値から $d(-\overline{u'w'})/dz$ の値を決定するのではなく、式(4-1) に基づく外挿を用いることが妥当と考える。

4.2.2. 計算条件

2章で述べた計算設定と同様、単純街区を対象とした LES を実施した。表 4.1 に本研究で対象とする 4 ケースにおける計算条件をまとめる。Case3, Case4 の諸境界条件は、圧力勾配で駆動される Case2 の条件に従う。

Table 4.1 Simulation conditions

| | Case1 | Case2 | Case3 | Case4 |
|---|--|--|--|--|
| Packing density | 25% | 25% | 25% | 25% |
| Block Height | 100 mm | 100 mm | 100 mm | 100 mm |
| Domain size | $4H \times 4H \times 4H$ | $4H \times 4H \times 4H$ | $4H \times 4H \times 4H$ | $4H \times 4H \times 4H$ |
| Spatial resolution | $H/20$ | $H/20$ | $H/20$ | $H/20$ |
| Boundary condition | | | | |
| Lateral boundary | Periodic | Periodic | Periodic | Periodic |
| Solid wall boundary | No-slip | No-slip | No-slip | No-slip |
| Top boundary | Fixed streamwise velocity U_{Lz} | Free-slip | Free-slip | Free-slip |
| External force $s(z)$ (Pressure gradient) | 0 | $-\gamma$ | Eq. 23 Fitted to Inagaki et al. (2017) ³⁾ | Eq. 23 Fitted to Harun et al. (2013) ¹⁾ |
| Initial duration | 200 s | 200 s | 200 s | 200 s |
| Average period | 275 s | 100 s | 100 s | 100 s |
| Friction velocity u_τ^2 | $-\langle \overline{uw} \rangle _{z=2.5H}$ | $\int_0^\delta s_1(z) dz$ | $\int_0^\delta s_1(z) dz$ | $\int_0^\delta s_1(z) dz$ |
| Scaling friction velocity u_*^2 | $-\langle \overline{uw} \rangle _{peak}$ | $-\langle \overline{uw} \rangle _{peak}$ | $-\langle \overline{uw} \rangle _{peak}$ | $-\langle \overline{uw} \rangle _{peak}$ |

$L_z = 4H$: numerical domain height.

$-\langle \overline{uw} \rangle|_{peak}$ indicates the peak values of $-\langle \overline{uw} \rangle$ in the vertical direction.

4.2.3. 計算妥当性検証

まず、Case3 および Case4 で与えられた運動量源項を用いた運動量フラックスの再現性について述べる。図 4.2 は Case3, Case4, 参照データ (Inagaki et al. (2017)³⁾, Harun et al. (2013)³⁾ および、式(4-1) で決定されたモデル関数に基づく水平断面平均 Reynolds 応力の比較を示す。これらの値は、総摩擦速度 u_τ で正規化されており、計算領域に与えられた総運動量に対する各項の比率を示す。図から明らかな通り、Case3 および Case4 の解析結果は、参照データおよびモデル関数と良好な一致を示しており、本駆動手法の正当性が示された。また、正規化によって u_τ が全体の運動量供給項に対して如何に影響を与えるか示され、境界層内の運動量フラックスの分布が与えられた運動量供給項に応じて適切に再現されていることが確認できる。

図 4.2 では、Reynolds 応力と積分された運動量源項の両方が CL 上部において類似した傾向を示しており、緩やかに鉛直方向に凸な曲線を形成している。また、Case3 および Case4 の Reynolds 応力の鉛直プロファイルにおけるわずかな違いは、異なる運動量源項を与えることで再現されている。また、これらのプロファイルは Case1 および Case2 で示されるような一定値や線形減少など理論的に決定されたものとは大きく異なる。これらの結果によって、十分発達した境界層内での速度減衰による運動量供給を再現し与えられた運動量源項は、参照された Reynolds 応力の鉛直プロファイルを正確に再現できることが示されている。本結果は、境界層の運動量フラックスの物理的特徴を捉える上で、運動量供給項を適切に設定することが極めて重要であることを示唆している。

対称的に CL 内では、積分された運動量源項、参照データ、フィッティング結果は一致している (図 4.1) 。しかし、数値流体解析結果は、両ケース共に差異が生じた。本差異は、ブロックに作用する抗力や粘性応力、Dispersive 応力が、CL 内の総運動量の構成要素として

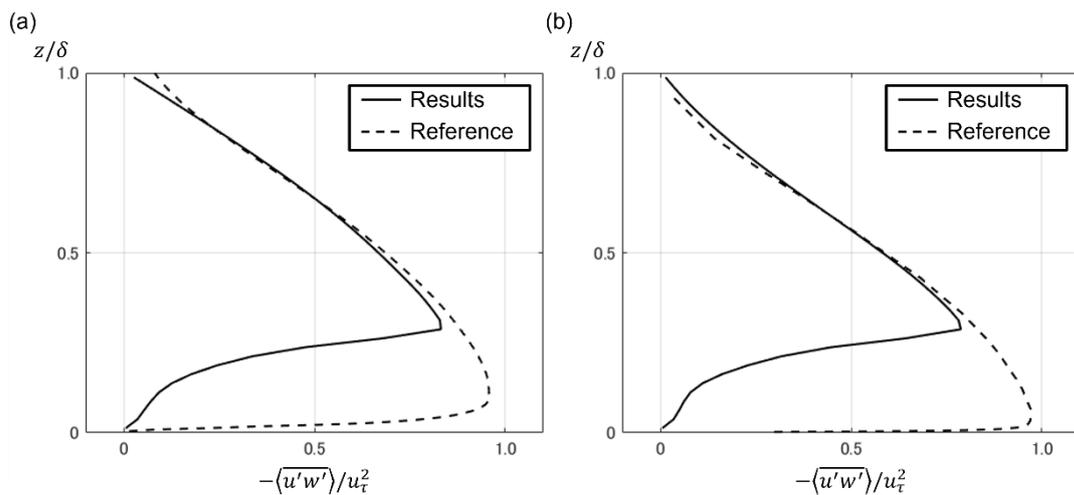


Fig.4.2 Vertical profiles of the horizontally averaged Reynolds stress calculated in computational fluid dynamics (CFD), reference data (Inagaki et al. 2017³⁾, Harun et al. 2013¹⁾), and source term S_1 . The values are normalized by the total friction velocity u_τ . (a) Case3 and (b) Case4. The red dot dashed line indicates the roughness height in LES.

大きな影響を及ぼすためである。提案手法は、任意の運動量源を課すことによって目標とする総運動量フラックスの鉛直プロファイル形状を再現することが可能だ。しかし、CL内において、Reynolds 応力は、総運動量フラックスのみならずキャノピー抗力やキャノピー周辺の気流場によって決定される。そのため、その妥当性を図るためには、同一の都市幾何条件下で行われた実験データに対して、比較を行う必要がある。そのため、CL内におけるCFD結果と参照データ間の誤差は、CL内の建物高さの違いによるものと考えられ、その値を直接的に比較することはできない。

図 4.3 は、実施された LES と同じブロック配列を対象とした WTE 結果における主流方向平均風速と 3 速度成分の標準偏差の鉛直プロファイルを示す。速度成分は Scaling 摩擦速度

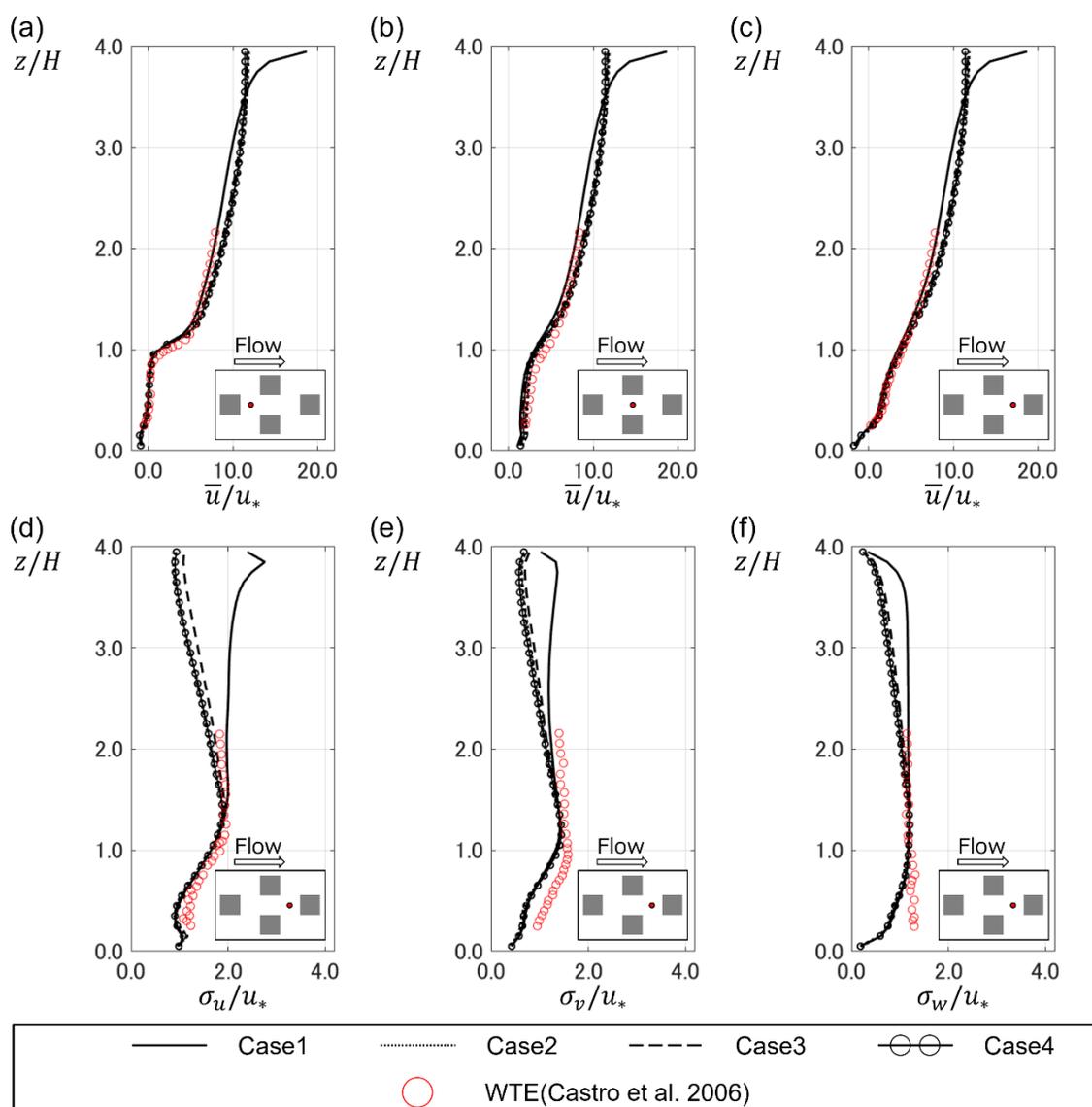


Fig.4.3 Vertical profiles of (a, b, c) temporally averaged streamwise velocity component \bar{u} at three horizontal positions and standard deviations of (d) streamwise, (e) spanwise, and (f) vertical velocity components at front of the cube. u_* is the scaling friction velocity. The black line represents LESs, and the red open circle indicates the WTE results (Castro et al. (2006))⁴⁾.

を用いて正規化されている。プロファイルの位置は Castro et al. (2006)⁴⁾ を参照した。CL 内においては、LES は高精度で WTE の平均風速分布を再現している。一方で、CL 上空においては、軽微な差異が見られた。第 2 章に示した通り、この差異は Scaling 速度に起因する。

一方で、主流、スパン方向風速の標準偏差の鉛直プロファイルは、すべての LES と WTE の間で良い一致を示している。対して、鉛直方向風速においては WTE と LES 間で CL 内において差異が生じた。この差異は、WTE で熱線風速計を用いて測定が行われたため、立方体の前方で発生した Downwash 流れに対する計測器の影響によるものと考えられる (Castro et al. (2006)⁴⁾)。本研究の範囲内では、LES はキャノピー内での一貫した傾向が確認されており、歩行者風環境を含め流れ場に対する駆動力の影響を理解するためには適切である。

4.3. 境界層内での乱流統計量分布に対する駆動力による影響

4.3.1. 平均風速・乱流統計量の鉛直プロファイル

4.3.1.1. 平均風速の鉛直プロファイル

図 4.4 は、水平断面で平均された主流方向時間平均風速(\bar{u})の鉛直プロファイルを示す。なお、当プロファイルは高さ $2H$ での時間・水平断面平均主流方向風速($\bar{u})_{2H}$ によって正規化される。図 2.5 と同様、高さ $3H$ 以下においては両 Case でプロファイルがおおむね一致する。一方、それ以上の高さでは、計算領域の上端の境界条件の違いにより乖離が見られる。以上から、本章においても、上面境界条件の影響がほとんどない $z < 3H$ の高さを主として比較する。

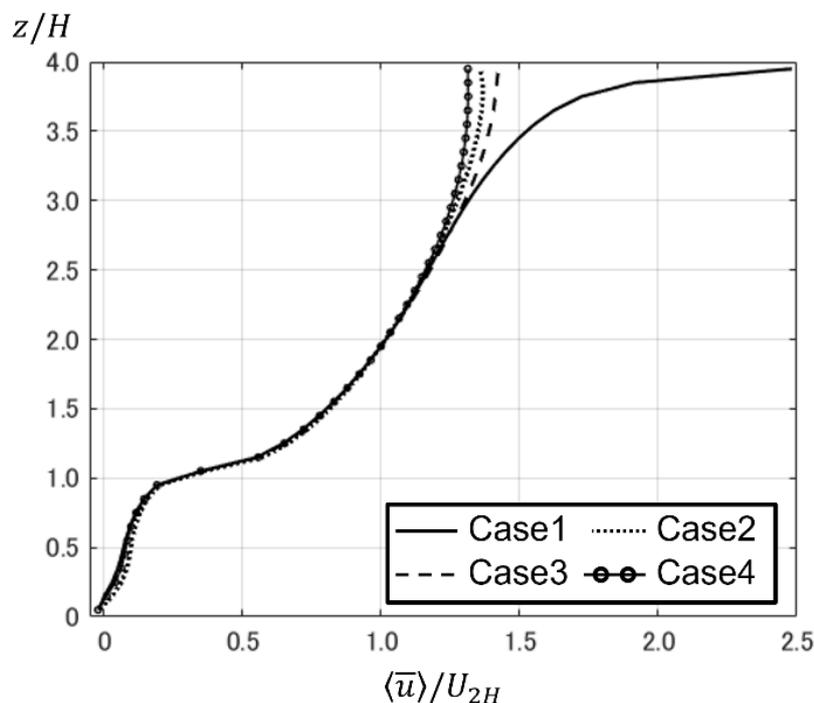


Fig.4.4 Vertical profiles of horizontally and temporally averaged streamwise velocity component $\langle \bar{u} \rangle$ for Cases 1 to 4. U_{2H} is the horizontally and temporally averaged wind speed at $z = 2H$.

4.3.1.2. Reynolds 応力・Dispersive 応力の鉛直プロファイル

図 4.5 は水平断面平均された Reynolds 応力 $-\langle u'w' \rangle$ 、Dispersive 応力 $-\langle \bar{u}''\bar{w}'' \rangle$ の鉛直プロファイルを示す。本図は、総摩擦速度および Scaling 摩擦速度を用いて正規化された。LES においては、式(2-6) に Subgrid-scale 粘性応力 $\langle v_{SGS} \partial u / \partial z \rangle$ が加えられるが、適切な Grid 解像度を採用し、なおかつ、大変大きい Reynolds 数の流れ場であるため、その寄与は著しく小さい。そのため、当節では、 $-\langle u'w' \rangle$ 、 $-\langle \bar{u}''\bar{w}'' \rangle$ のみ示した。なお、2 章と同様、Reynolds 応力が最大値を取り、なおかつ Dispersive 応力が 0 となる高さを RSL 上端とした。

図 4.5(a)より、Case1~4 の鉛直プロファイルが RSL 上空において顕著に異なる傾向が示された。Case1 においては、Reynolds 応力は高さ 1.2H~3.5H の間でほぼ一定となる。一方、Case2~4 においては鉛直方向に減少傾向が見られる。なお、Case2 はその傾向が線形であるのに対して、Case3、Case4 では、鉛直方向に傾きがわずかに湾曲する。また、図 4.5(b)においては、水平一様性により Dispersive 応力は、RSL 直上において僅かに値を持つが、基本的にはほぼゼロである。この差異は、単純に $-\partial \langle \bar{u}'w' \rangle / \partial z = s_1(z)$ に起因する。つまり、 $s_1(z)$ に

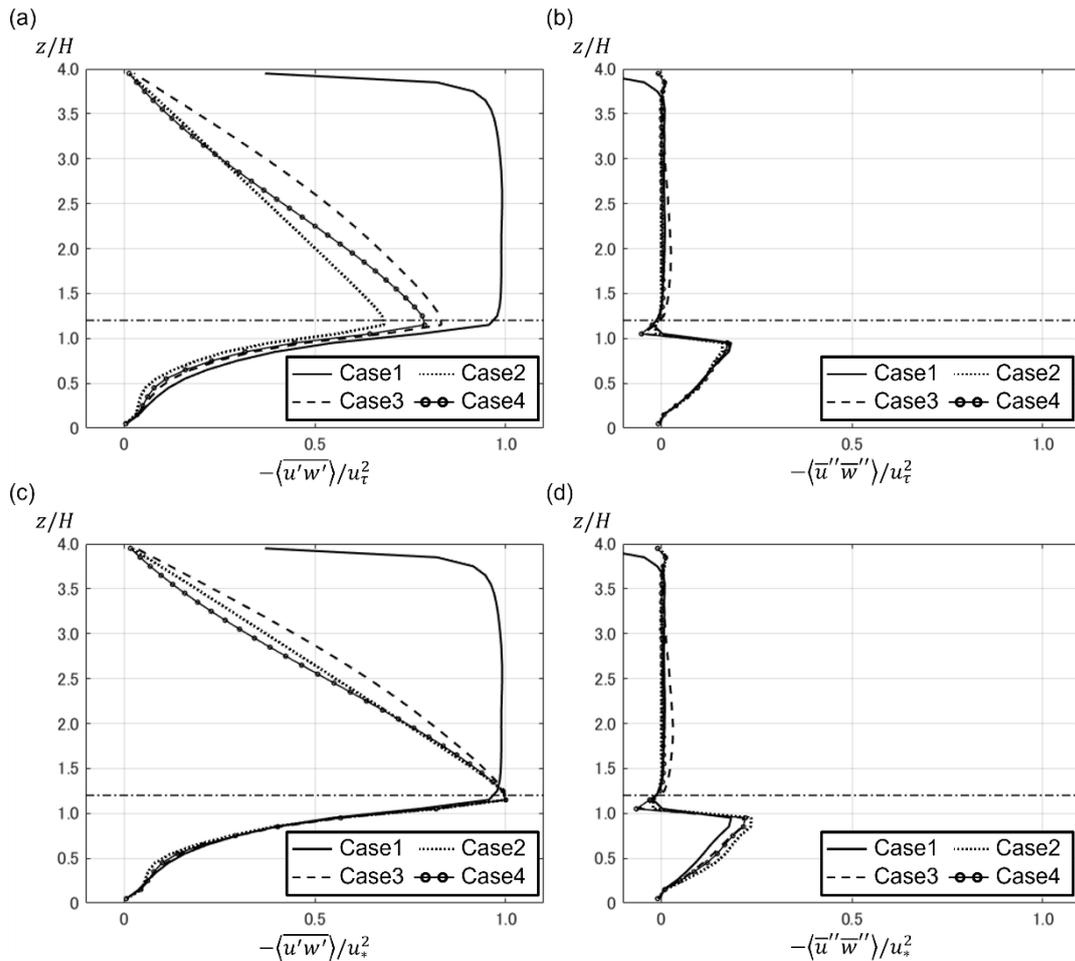


Fig.4.5 Vertical profiles of horizontally averaged (a, c) Reynolds stress and (b, d) dispersive stress. (a, b) and (c, d) are normalized by friction velocity and scaling friction velocity, respectively. The dot dashed line indicates the roughness sublayer height.

よって定義される駆動力は、図 4.5(a) に示されるように、Reynolds 応力の鉛直勾配に直接的に影響を及ぼすことがわかる。

また、Reynolds 応力の鉛直プロファイルの差異に加えて、図 4.5 において Reynolds 応力と Dispersive 応力の Scaling に関して知見を示している。RSL 内では、 u_τ で正規化した場合、全ケース下で異なる Reynolds 応力プロファイルが確認できる。また、Dispersive 応力は、駆動力に関係なく良く一致している (図 4.5(b))。それに対して、 u_τ の代わりに u_* を用いて正規化すると、RSL 内における Reynolds 応力はすべてのケースで一致するが、Dispersive 応力については軽微な差異が見られる (図 4.5(c))。この結果は、Dispersive 応力が床面にかかる総抗力によって特徴づけられる u_τ を用いて普遍的に Scaling できることを示している。Dispersive 応力は平均風速の空間分散によって定義されるため、CL 内の平均風速の空間的特性を示すものである。その一方で、Reynolds 応力は、速度成分の時間的変動を表す代表的な変数である u'_i によって定義されるため、RSL 内においては総運動量フラックスのピーク値 $\tau_{13}(z_p)$ によって特徴づけられる。これは、Reynolds 応力のピーク値を基に摩擦速度を定義する方法が、WTE、CFD、屋外観測にとって妥当であることを意味しており、なおかつ、 u_* を用いることで駆動力の差異を考慮して分析可能である。

4.3.1.3. 乱流エネルギー、風速の分散における鉛直プロファイル

図 4.6 は水平断面平均された TKE $\langle \overline{e}_t \rangle$ と 3 風速成分の分散 $\langle \overline{u_i'^2} \rangle$ の鉛直プロファイルを示している。なお、TKE と分散は Scaling 摩擦速度によって正規化される。いずれの鉛直プロファイルにおいて、RSL 内において一致し、鉛直方向に凹型の形状を示している。これは、駆動力に関わらず u_*^2 に対する TKE や分散の比率が同一であることを意味しており、RSL 内における乱流性状は駆動力の影響を受けていないことを示唆している。

一方、RSL 上空での TKE および風速分散の鉛直プロファイルは、駆動力によって異なる傾向を示した。Case1 においては、これらの鉛直プロファイルが高さ $3H$ 以下でほぼ一定の傾向を示したのに対し、他のケースでは、高さに伴って減少する傾向が見られた。ただし、Case2~Case4 間ではプロファイル形状にわずかな違いが見られたものの、いずれのケースでも鉛直方向に非常に類似した傾向を示した。また、これらのケースの場合、TKE や u' と v' の風速分散の値は、RSL の頂部でピークを迎え、 $2H$ 以下では上向きの凸型プロファイルを示す。その上空では凹型のプロファイルを示す。また、 w' の分散は、RSL の頂部の少し上空でピークを示し、それ以降は高さに沿って線形的かつ類似した傾向を持ちながら減少する。

これらの TKE および分散の鉛直プロファイルにおける差異は、駆動力により生ずる運動量フラックス τ_{13} の変化を介して、駆動力がこれらのエネルギーの生成や受け渡しに間接的に影響を与えることが原因である。次節で詳細を分析する。

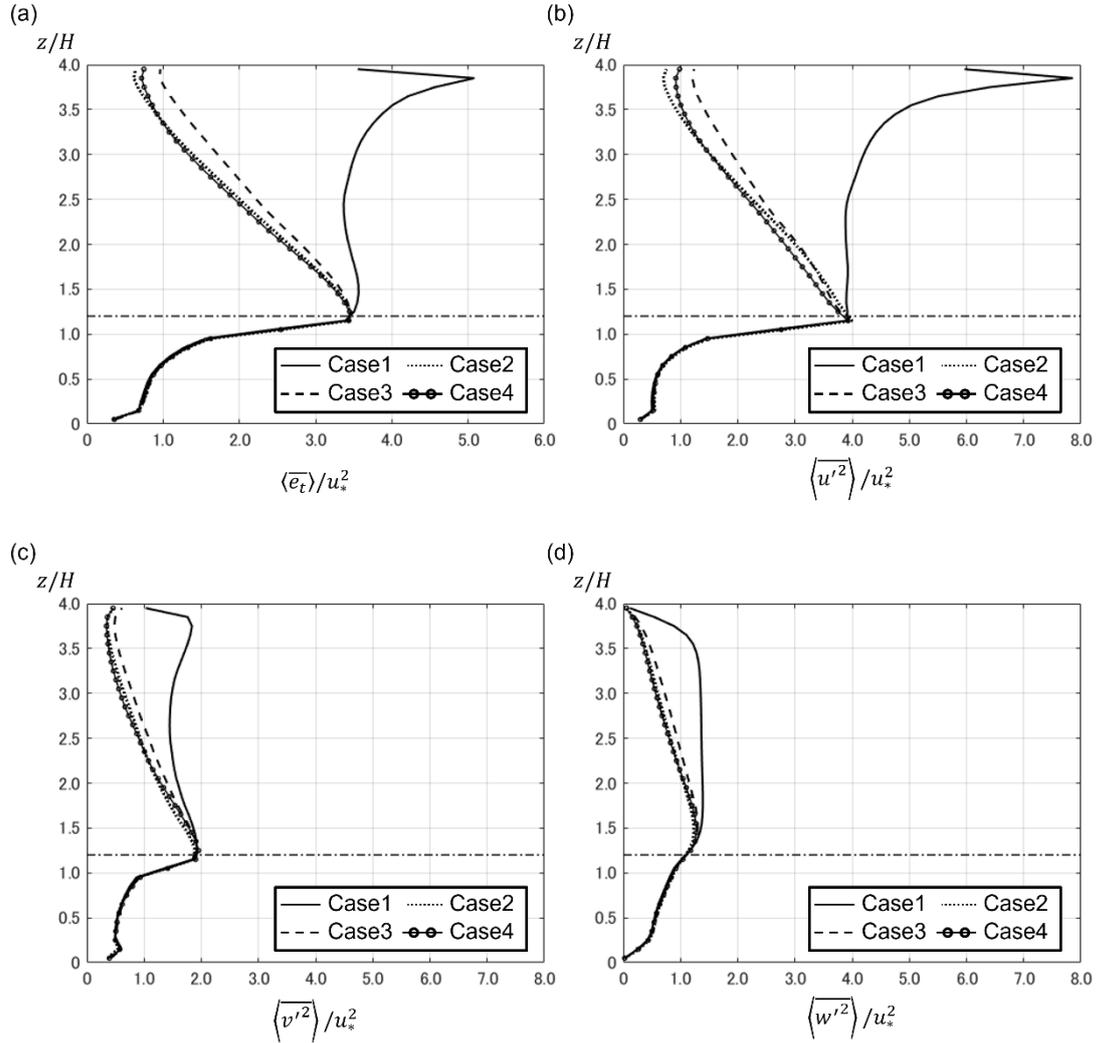


Fig.4.6 Vertical profiles of horizontally averaged (a) turbulent kinetic energy (TKE) $\langle \bar{e}_t \rangle$, variance of (b) streamwise, (c) spanwise, and (d) vertical velocity components. The horizontal dot dashed line indicates the roughness sublayer height.

4.3.2. 乱流エネルギー収支方程式

4.3.1.で示した TKE および風速の分散に関して、収支方程式に基づくそのエネルギー授受を評価することで、得られた鉛直プロファイルにおける駆動力間の差異の原因を明らかにする。

TKE の収支方程式は以下で表現される。

$$\frac{\partial \langle \bar{e}_t \rangle}{\partial t} + \langle \bar{u}_j \rangle \frac{\partial \langle \bar{e}_t \rangle}{\partial x_j} = P_t + T_t^k + T_t^p + D_t^v - \varepsilon_t^v + T_t^{SGS} - P_t^{SGS} \quad (4-4)$$

ここで、 $P_t = -\langle \bar{u}_i' \bar{u}_j' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \rangle$, $T_t^k = -\frac{\partial \langle \bar{u}_j' \bar{e}_t \rangle}{\partial x_j}$, $T_t^p = -\frac{\partial \langle \bar{u}_i' \bar{p}' \rangle}{\partial x_i}$, $D_t^v = \nu \frac{\partial^2 \langle \bar{e}_t \rangle}{\partial x_j^2}$, and $\varepsilon_t^v = \nu \left\langle \frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{u}_i'}{\partial x_j} \right\rangle$

Grid-scale における TKE に対する生成項，乱流拡散項，圧力拡散項，粘性拡散項，散逸項を

示す。また、SGS 乱流の寄与は、SGS 乱流拡散項 $T_t^{SGS} = \frac{\overline{\partial(u'_i \tau'_{ij})}}{\partial x_i}$ 、SGS 生成項 $P_t^{SGS} = \left\langle \tau'_{ij} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right\rangle$ によって表される。

図 4.7 は式(4-4) で示された TKE 収支方程式における各項の鉛直プロファイルを示しており、その値は u_*^3/H によって正規化されている。残差には、解像スケール風速における散逸項、SGS 乱流拡散項、および SGS 生成項が含まれる。本計算では、SGS 乱流拡散項の寄与は極めて小さいと考えられるため、残差は他の 2 項 (散逸項および SGS 生成項) の総和と見なすことができる。また、LES において TKE の総散逸率を正確に評価することは困難であるため、残差の物理的意味は、SGS 乱流スケール以下への乱流エネルギー全体の輸送として解釈されるべきである。このため、本収支分析は、解像スケールの TKE が駆動力によってどのように影響を受けるかを議論するための基盤となる。

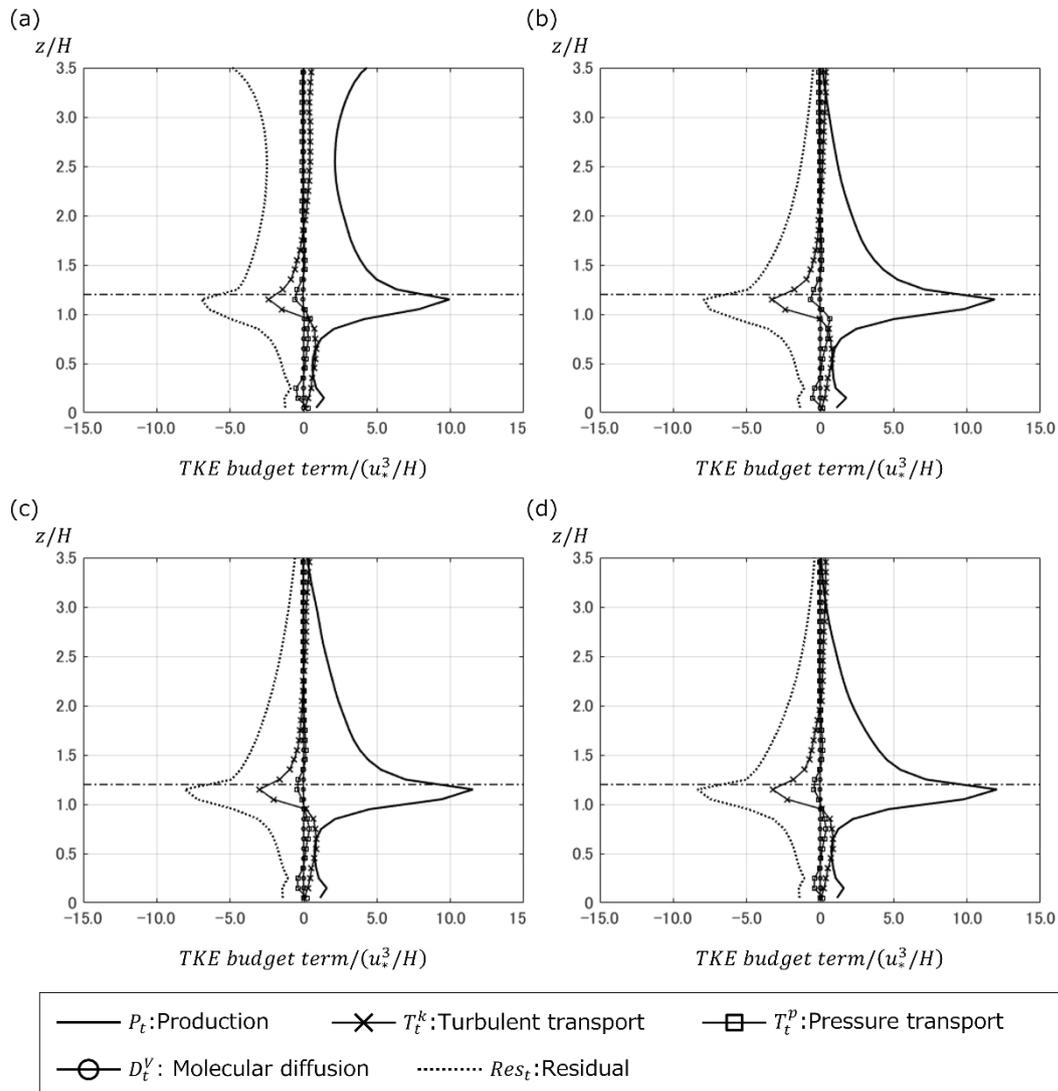


Fig.4.7 Vertical profiles of horizontally averaged terms in TKE budget equation for (a) Case1, (b) Case2, (c) Case3, and (d) Case4. The dot dashed line indicates the roughness sublayer height.

2つの輸送項 T_t^k と T_t^p は、全てのケースで類似した鉛直プロファイルを示した。具体的には、これらの輸送項はCL内で正の値を取り、凸型のプロファイル形状を示し、その後、高さ約 $1.0H$ 付近で負のピークに達し、さらにRSLの頂部を超えると0に漸近する。この結果は、CL内の乱流輸送において広く知られた特徴を反映しており、特に強い速度シアが生じる $1.0H$ 付近で生成されたエネルギーがCL内へ輸送される現象を示している。したがって、駆動力が鉛直方向上下のエネルギー輸送に与える影響は、極めて限定的であることが示唆された。

同様に、 D_t^v についてはケース間の差異が無視できる程度であり、乱流エネルギーの空間的な生成ならびに散逸に対する寄与は非常に小さいことが確認された。その一方で、 P_t や残差に関しては、駆動力による顕著な差異が見られた。特に、Case1では生成項および残差が他のケースと比較して、鉛直方向のプロファイルにおいて明確な違いを示した。残差項については、TKE収支方程式の観点から散逸項の影響が支配的であることが分かる。さらに、他の輸送項や拡散項については、駆動力の影響をほとんど受けない。これらの結果を踏まえると、駆動力の主な影響は生成項に現れ、その影響が残差項(または、SGS乱流エネルギーへのエネルギー輸送)の変化を引き起こすと結論付けられる。

駆動力によるTKE生成項に与える影響を調査するため、図4.8に各ケースにおける u_*^3/H によって正規化された生成項の鉛直プロファイルを示し、4ケースで比較を行った。RSL内では、各ケースの鉛直プロファイルは類似した傾向を示しており、下に凸の形状を持ち、RSL頂部付近でピークに到達することが確認された。一方で、4ケース間の比較では類似し

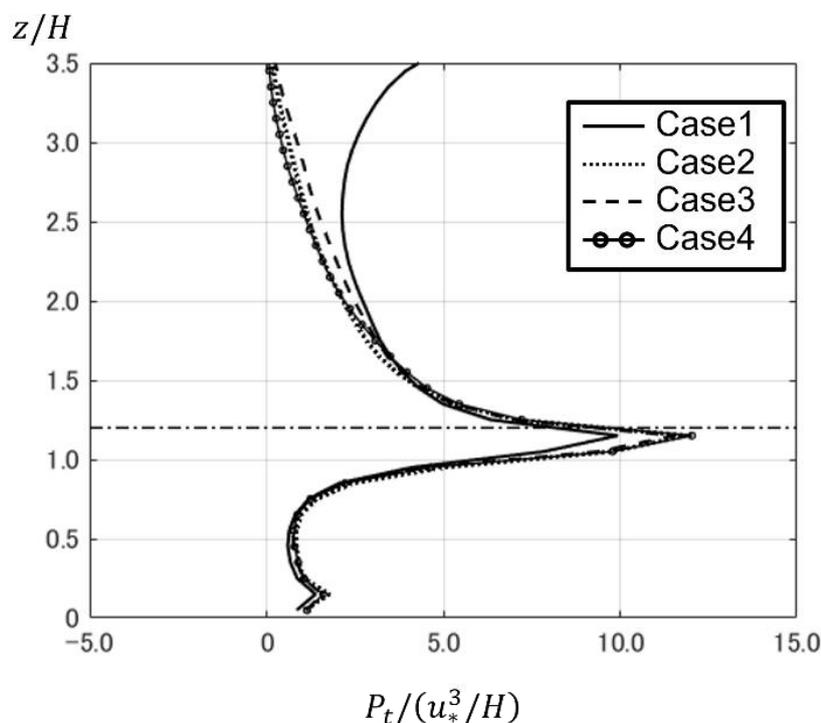


Fig.4.8 Vertical profiles of horizontally averaged (a) total TKE production term P_t . The horizontal dot dashed line indicates the roughness sublayer height.

た傾向が見られるものの、Case1 では他の 3 ケース (Case2~Case4) に比べてピークの強度が緩やかである。

RSL 上空においては、 $1.2H < z < 1.6$ の高さにおいて、ケース間で類似した減少傾向が見られる一方、その上空ではケース間で異なる傾向が確認された。Case1 では、ドメイン上端に近づくにつれて減少傾向から増加傾向に転じる。対して、Case2~Case4 では、高度上昇に伴って減少し、0 に漸近する挙動を示した。この鉛直方向の減少傾向は全体的に類似しているものの、その減少トレンドにおいてわずかな違いが見られ、これが駆動力による TKE 生成過程の変化を反映していると考えられる。

P_t は水平断面平均によって 2 つの項に分解することが可能である。周期境界条件を仮定する今回の解析においては、生成項は以下のように示される。

$$P_t = - \left\langle \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right\rangle = P^S + P^W \quad (4-5)$$

ここで、 $P^S = - \langle \overline{u'w'} \rangle \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ 、 $P^W = - \left\langle \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right\rangle$ はそれぞれ Shear production と Wake production を意味する (Finnigan (2000)⁵)。Shear production は、時間平均運動エネルギー (Mean kinetic energy; MKE) から乱流運動エネルギー (Turbulent kinetic energy; TKE) へのエネルギー移動量を示し、水平平均された Reynolds 応力と主流方向風速の鉛直勾配の積として定義される。一方で、Wake production は平均風速の空間的变化に起因し、Dispersive 運動エネルギー (Dispersive kinetic energy; DKE) から TKE へのエネルギー移動量を示す。Finnigan (2000)⁵ は、植生キャノピーを対象に、Wake production が流れ場の空間分布における粗さスケールに起因していることを示した。また、同様に、Coceal et al. (2006)⁶ は、立方体ブロックを配置した単純都市キャノピーにおいて、速度成分の空間的不均一性が Wake production に影響を与えることが示されている。さらに、水平方向に均一な流れ場では、DKE および Wake production は均一性のため無視できるとされている。

図 4.9 は Shear production および Wake production の鉛直プロファイルを示しており、その値は、 u_*^3/H で正規化されている。RSL 内では、 P^S と P^W の両方が値を持ち、各ケースで類似した傾向が得られた。また、高さ $0.8H$ 以下においては、 P^W は P^S よりも大きく支配的である。この結果は、CL の下層において、建物が及ぼす流れ場の空間偏差が生じる一方で、建物に作用するキャノピー抗力の寄与が大きくなる影響で Reynolds 応力の及ぼす影響が小さくなることが原因だと考えられる。また、高さ $0.8H < z < 1.2H$ では、Wake production が負の値をとり、Shear production は高さと共に急激に増加する。この P^S の急増は、建物頂部における強いせん断流れによるものである。また、 P^W の負値はせん断層で生成されたエネルギーが Wake production を介して CL の下層に輸送されたことを示している。これらの結果は、RSL 内におけるエネルギー生成メカニズムの違いが、流れの駆動方式に関係なく一貫していることを示唆している。

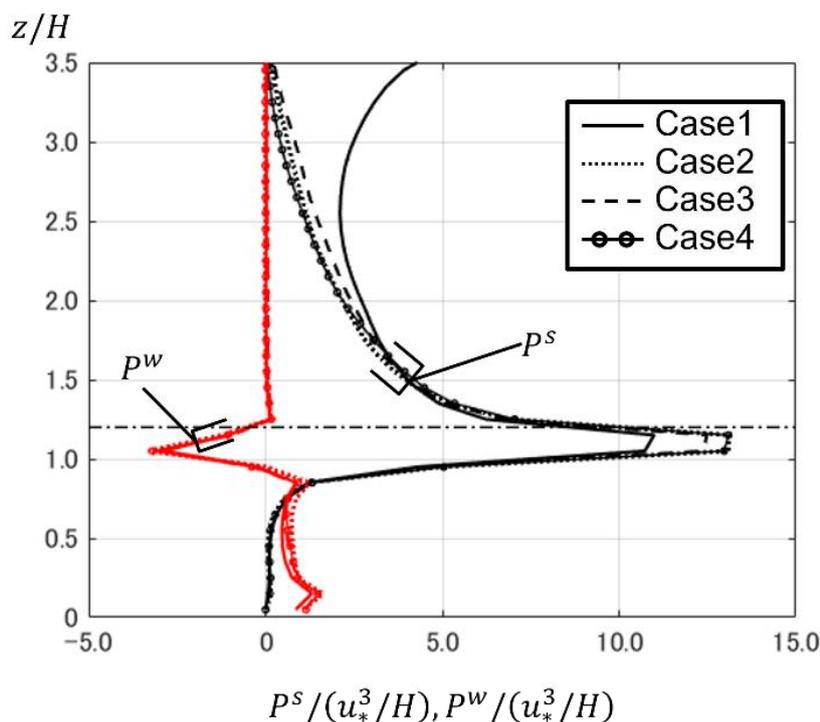


Fig.4.9 Vertical profiles of horizontally averaged the breakdowns of the shear and wake production terms, P_s and P_w , respectively. The horizontal dot dashed line indicates the roughness sublayer height.

RSL 上空では、駆動力による生成項への影響が顕著に表れた。この領域では、流れ場の水平一様性により Reynolds 応力や平均風速の空間偏差が無視できるほど小さくなるため、 P^w の値はほぼ 0 となる。その結果、 P_t の駆動力間の差異は、主に駆動力による Shear production の変化による影響が大きいと考えられる。

これらの結果は、Reynolds 応力を介した TKE 生成に対する駆動力の影響を明確化するものである。 P^s は Reynolds 応力と主流方向平均風速の鉛直勾配の積で構成される。主流方向平均風速については、図 4.4 にて駆動力による直接的な影響は軽微であることが確認された。したがって、主流平均風速の鉛直勾配に関しても、駆動手法間で類似した結果が得られるだろう。その一方で、Reynolds 応力に関しては、図 4.5 においてケース間で明確な差異が見られる。Case1 では、Reynolds 応力はほぼ一定であり、主流方向平均風速は計算領域上端付近で境界条件の影響により急激に増加する特徴を持つ。また、Case2~4 においては、Reynolds 応力は高さとともに単調に減少し、領域上端付近でゼロに漸近する（ただし、その減少トレンドには各ケース間で違いがある）。これらの違いにより、2 項の積で表される Shear production は駆動力の違いによって敏感に変化する。この結果として、TKE 生成メカニズムの変化が引き起こされ、異なる TKE の鉛直プロファイルが現れたと推察される。

4.3.3. 風速の分散における収支方程式

TKE と同様に，風速 3 成分の分散 $\langle \overline{u'_\alpha{}^2} \rangle$ について，収支方程式から駆動力による影響を調査する． $\langle \overline{u'_\alpha{}^2} \rangle$ の収支方程式は以下の通りである．

$$\frac{\partial \langle \overline{u'_\alpha{}^2} \rangle}{\partial t} + \langle \overline{u_j} \rangle \frac{\partial \langle \overline{u'_\alpha{}^2} \rangle}{\partial x_j} = P_{u_\alpha} + R_{u_\alpha} + T_{u_\alpha}^k + T_{u_\alpha}^p + D_{u_\alpha}^V - \varepsilon_{u_\alpha}^V + T_{u_\alpha}^{SGS} - P_{u_\alpha}^{SGS} \quad (4-6)$$

ここで， $P_{u_\alpha} = -2 \langle \overline{u'_\alpha u'_j \frac{\partial u_\alpha}{\partial x_j}} \rangle$ ， $R_{u_\alpha} = 2 \langle \overline{p' \frac{\partial u'_\alpha}{\partial x_\alpha}} \rangle$ ， $T_{u_\alpha}^k = -\frac{\partial \langle \overline{u'_\alpha{}^2 u'_j} \rangle}{\partial x_j}$ ， $T_{u_\alpha}^p = -2 \frac{\partial \langle \overline{u'_\alpha p'} \rangle}{\partial x_\alpha}$ ， $D_{u_\alpha}^V = v \frac{\partial^2 \langle \overline{u'_\alpha{}^2} \rangle}{\partial x_j^2}$ ， $\varepsilon_{u_\alpha}^V = 2v \langle \overline{\frac{\partial u'_\alpha}{\partial x_j} \frac{\partial u'_\alpha}{\partial x_j}} \rangle$ はそれぞれ，解像スケールにおける生成項，再分配項，乱流拡散項，圧力拡散項，粘性拡散項，散逸項を示す．なお，SGS スケールの乱流寄与は，SGS 乱流拡散項 $T_{u_\alpha}^{SGS} = 2 \frac{\partial \langle \overline{u'_\alpha \tau_{\alpha j}^{SGS'}} \rangle}{\partial x_j}$ ，SGS 生成項 $P_{u_\alpha}^{SGS} = 2 \langle \overline{\tau_{\alpha j}^{SGS'} \frac{\partial u'_\alpha}{\partial x_j}} \rangle$ によって構成される．

図 4.10~12 は，4 つの駆動ケースにおける主流，スパン，鉛直方向の風速分散に対する収支方程式の各項の鉛直プロファイルを示しており，その値は u_*^3/H で正規化されている．TKE 収支方程式と同様，残差は SGS 乱流エネルギーへのエネルギー輸送と解釈できる．乱流拡散項 $T_{u_\alpha}^k$ は水平一様性により鉛直方向風速でのみ値を持つ．すべての速度成分において，拡散項に当たる $T_{u_\alpha}^k$ ， $T_{u_\alpha}^p$ ， $D_{u_\alpha}^V$ の鉛直プロファイルは駆動力による変化は見られず，影響がないことが確認された．一方，生成項や再分配項においては，駆動力間に顕著な差異が確認された．これにより，供給される運動量が，エネルギー生成から散逸に至るまでの乱流メカニズムに影響を与えていることが示唆される．

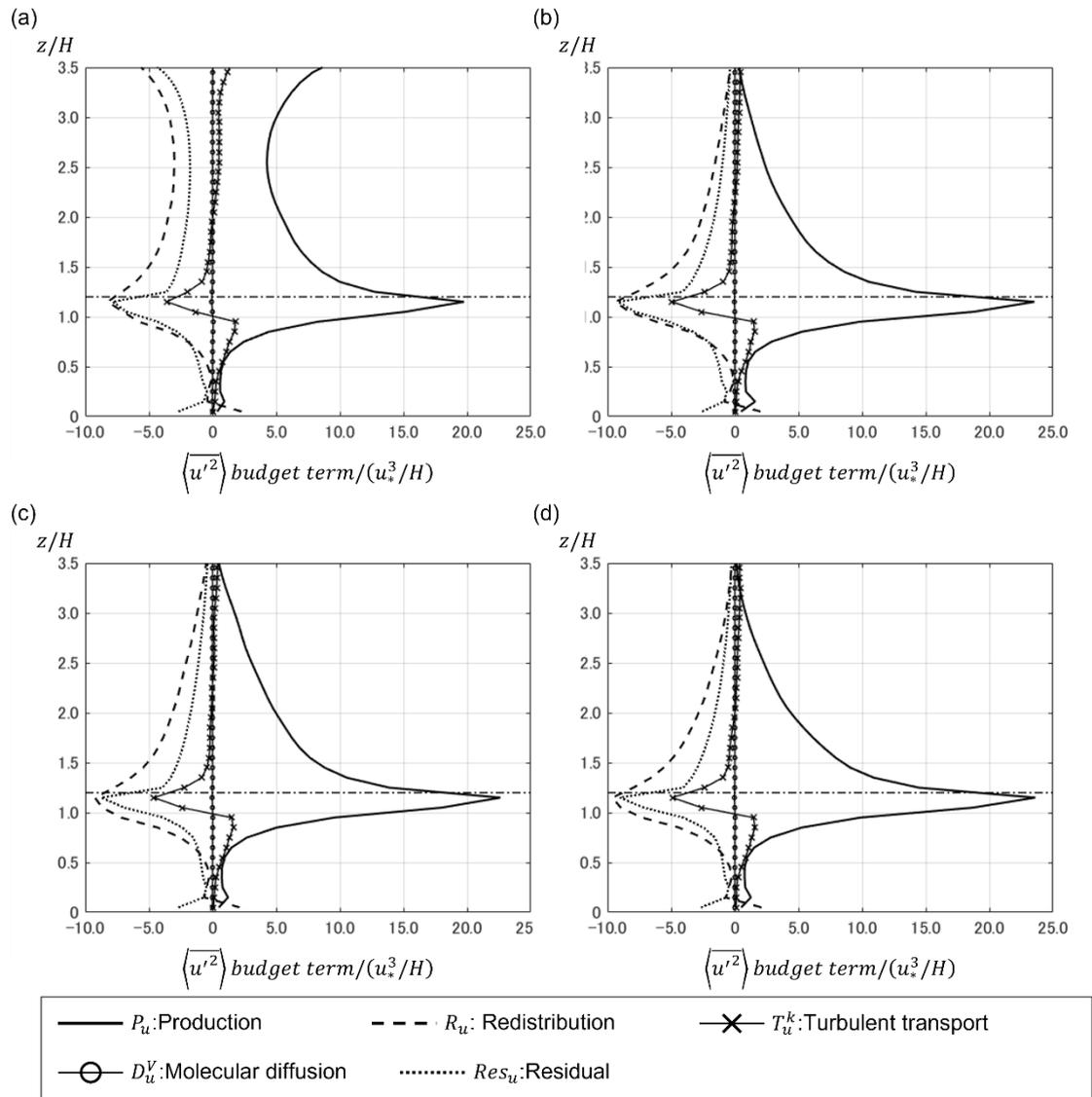


Fig.4.10 Vertical profiles of horizontally averaged terms in variance budget equation of streamwise velocity component $\langle u'^2 \rangle$ (a) Case1, (b) Case2, (c) Case3, and (d) Case4. The horizontal dot dashed line indicates the roughness sublayer height.

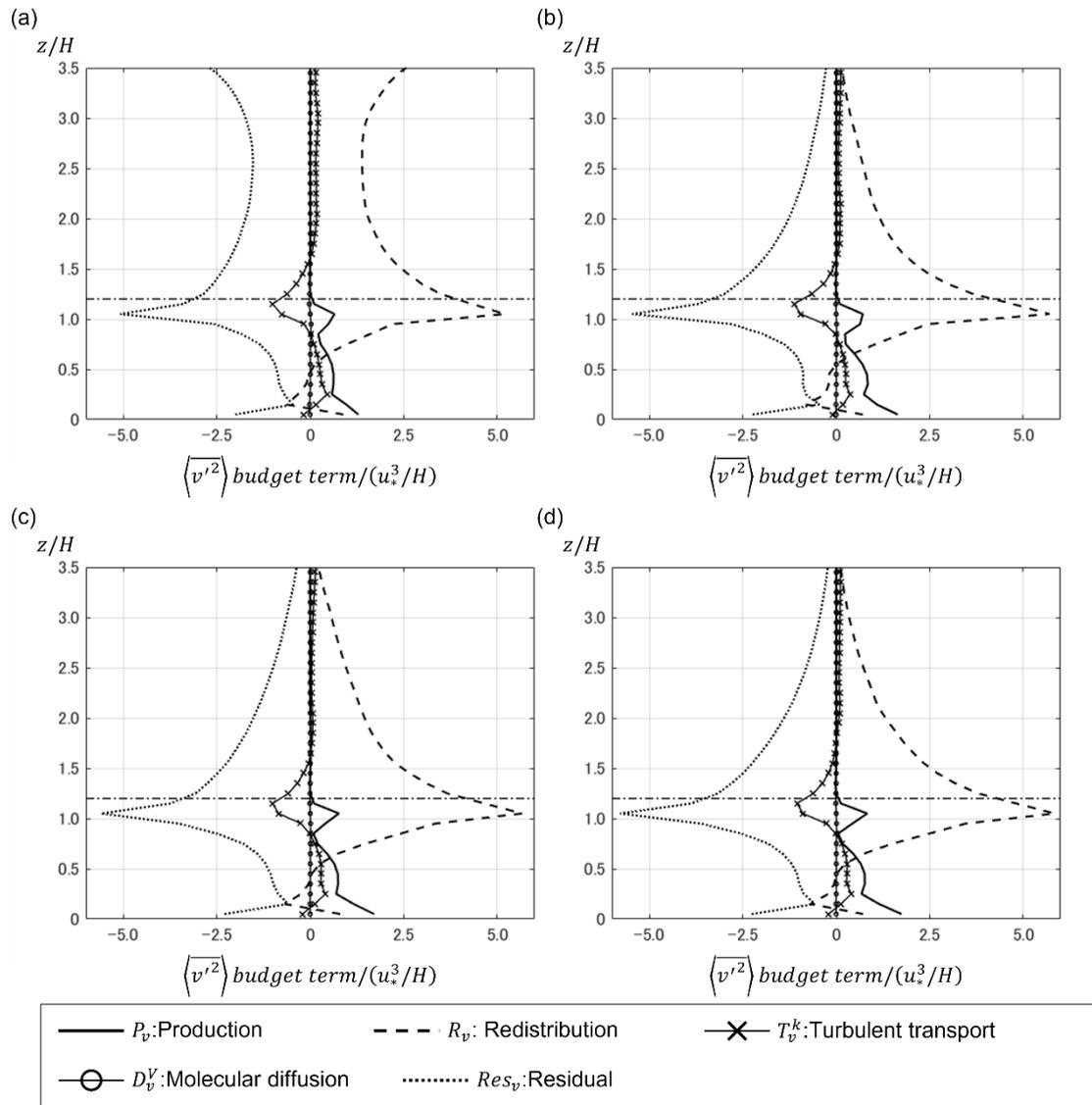


Fig.4.11 Vertical profiles of horizontally averaged terms in variance budget equation of spanwise velocity component $\langle v'^2 \rangle$ (a) Case1, (b) Case2, (c) Case3, and (d) Case4. The horizontal dot dashed line indicates the roughness sublayer height.

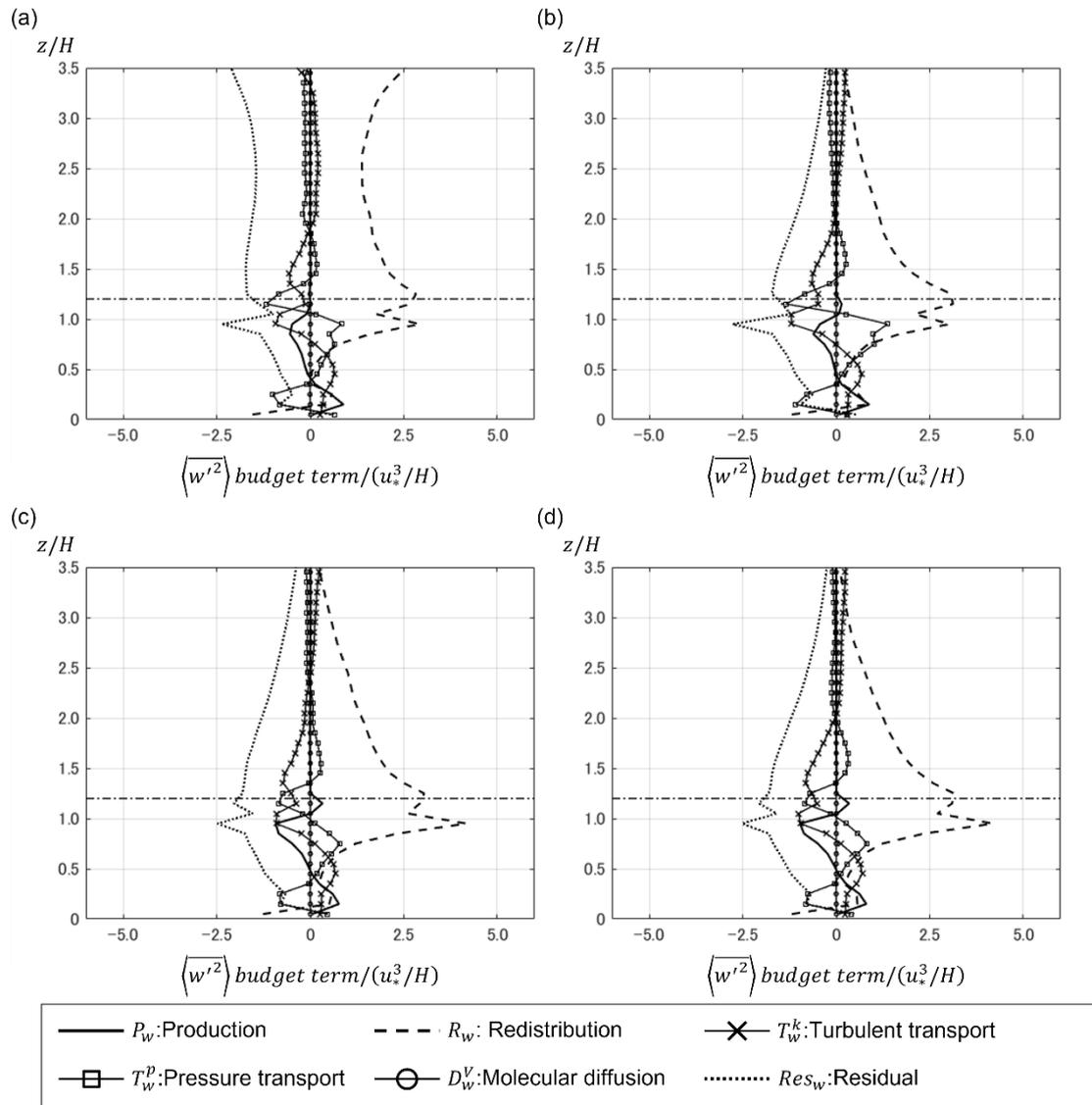


Fig.4.12 Vertical profiles of horizontally averaged terms in variance budget equation of vertical velocity component $\langle w'^2 \rangle$ (a) Case1, (b) Case2, (c) Case3, and (d) Case4. The horizontal dot dashed line indicates the roughness sublayer height.

TKE の生成項と同様に、速度分散における生成項に対しても、水平断面平均を通じて分解を行う。

$$P_{u_\alpha} = -2 \overline{u'_\alpha u'_j} \frac{\partial \overline{u_\alpha}}{\partial x_j} = P_{u_\alpha}^s + P_{u_\alpha}^w \quad (4-7)$$

ここで、 $P_{u_\alpha}^s = -2 \overline{u'_\alpha u'_j} \frac{\partial \overline{u_\alpha}}{\partial x_j}$ と $P_{u_\alpha}^w = -2 \overline{u'_\alpha u'_j} \frac{\partial \overline{u_\alpha}''}{\partial x_j}$ は分散の Shear production と Wake production を表す。周期境界条件下において、スパンおよび鉛直方向風速の分散に関する Shear production は 0 となる ($\langle \overline{v} \rangle = \langle \overline{w} \rangle = 0$ かつ $\partial \langle \overline{\phi} \rangle / \partial x = \partial \langle \overline{\phi} \rangle / \partial y = 0$ であるため)。図 4.13(a) は $P_{u_\alpha}^s$, $P_{u_\alpha}^w$ の鉛直プロファイルを示している。主流方向風速の Shear production に当たる $P_{u_\alpha}^s$ は、Reynolds 応力と主流方向平均風速の鉛直勾配の積で表され、この値は TKE の Shear production P^s の 2 倍の値となる。そのため、鉛直方向の傾向は TKE の Shear production と同じになる。一方、Wake production は駆動力に関わらず類似した結果となる。RSL 上空では水平一様性に基づき、その値は 0 となり、RSL 内でのみ有意である。この結果から、主流方向風速の分散については、Shear production によって生成されるエネルギー量が駆動力によって影響を受け、全ケースで異なるプロファイルが得られることが示唆された。一方、他の速度成分に関しては、エネルギー生成における駆動力の影響は軽微であり、分散の鉛直プロファイルの差異は生成項から説明されない。

RSL 上空でのスパン、鉛直方向風速分散における差異の原因を調査するため、図 4.13(b) に $P_{u_\alpha}^s$ と各風速成分の再分配項 R_{u_α} の鉛直プロファイルを示す。再分配項は、スパンおよび鉛直方向風速の分散における主なエネルギー授受源と考えられ、Wake production が機能しない RSL 上空においてはその影響が支配的となる。プロファイルから明らかなように、 $P_{u_\alpha}^s$ と同様に、RSL 上空では駆動力の影響が R_{u_α} においても観察される。

再分配項における Reynolds 応力との関係性を議論するため、図 4.13(c) に生成項に対する再分配項の割合を示す。RSL 内では、再分配項の比率はケースごとに異なり、鉛直方向に変化している。この結果は、RSL 内でのエネルギー分配メカニズムが、駆動力によって直接的に影響を受ける Shear production と、ブロックによって影響を受けた Wake production の両方に依存している可能性があることを示唆しており、Shear production に対する割合のみで評価することはできないと推察される。

その一方で、RSL 上空である $1.2H < z < 3.0H$ の高さにおいては、どの速度成分に対する再分配項 R_{u_α} であっても、 $P_{u_\alpha}^s$ に対して一定値を取ることがわかる。また、主流方向成分の比率は $-2/3$ であり、スパン、鉛直方向成分では $1/3$ となり、その総和は 0 となる

本結果は、TKE (乱流運動エネルギー) がどのように生成され、各速度成分に分配され、最終的に散逸するかを説明している。RSL 上空では、水平一様性のため、主流方向風速の分散における Shear production が TKE の唯一の供給源となる。 $R_{u_\alpha} / P_{u_\alpha}^s \approx -2/3$ である本結果は、 $P_{u_\alpha}^s$ のうち 3 分の 2 が R_v および R_w を介してスパンおよび鉛直方向風速の分散に移動し、残りである $P_{u_\alpha}^s$ の 3 分の 1 が主流方向風速の分散に残ることを示している。また、その後、

各速度成分に残留した同量のエネルギー $P_u^s/3$ が散逸する。したがって、スパンおよび鉛直方向風速の分散には直接的な生成は存在しないが、主流方向風速分散からのエネルギー共有によってエネルギーを獲得し、散逸することが理解できる。これらの結果より、小規模乱流の等方的特徴により、各方向風速の分散における散逸によるエネルギー損失の量はほぼ同じであると結論付けられる。また、この再分配とエネルギー散逸からなる割合は、駆動力に関わらず同一である。駆動力の変化は任意の Reynolds 応力の鉛直プロファイルを再現可能であり、結果として、駆動力は Reynolds 応力を介して主流方向風速分散の Shear production を間接的に変化させ、その生成項を通じてスパンおよび鉛直方向風速分散の再分配項を変化させ、最終的に TKE とその分散の鉛直プロファイルの変化を引き起こすと考えられる。

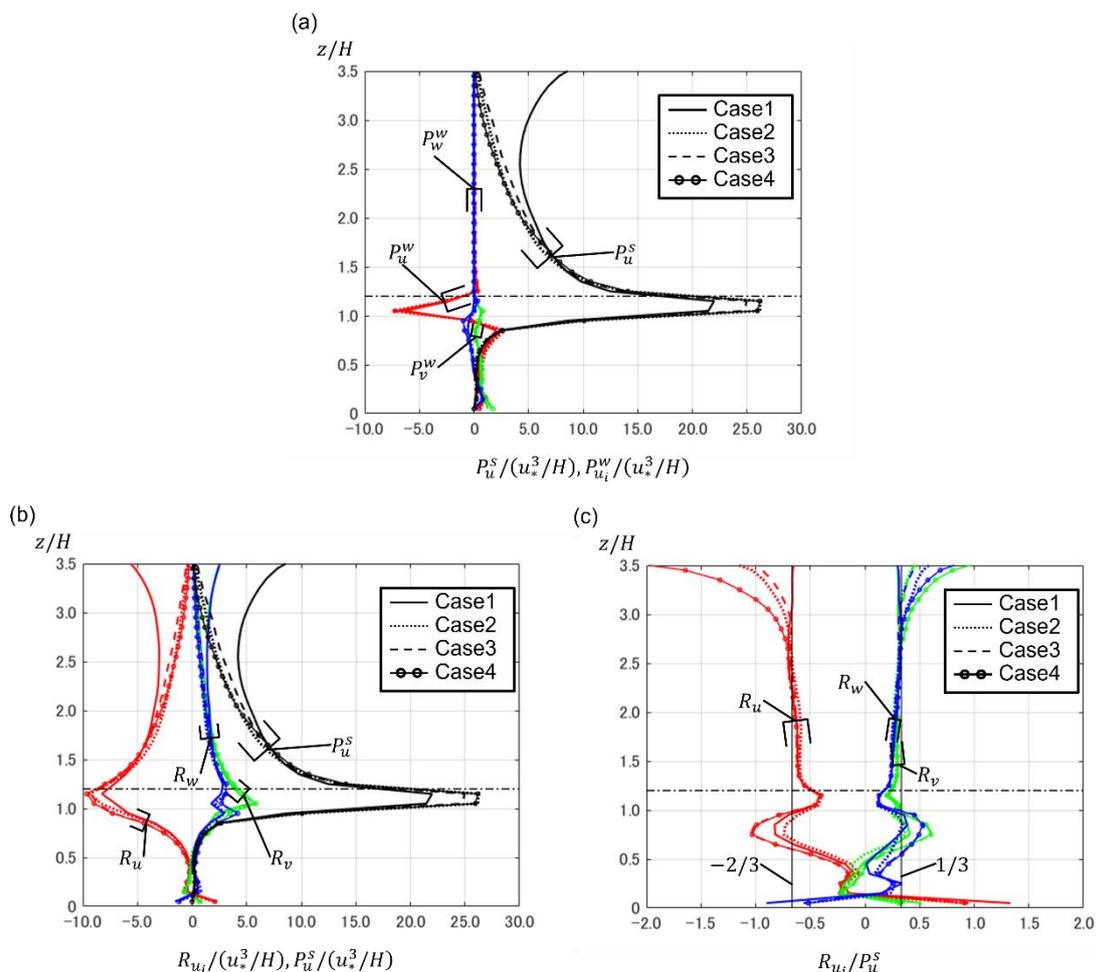


Fig.4.13 Vertical profiles of (a) production terms, (b) production and redistribution terms, and (c) the ratio of the redistribution to the shear production of the streamwise variance. The production and redistribution terms are normalized by u_*^3/H . The horizontal dot dashed line indicates the roughness sublayer height.

4.4. 結言

本章では、CFD²²⁾ や WTE²³⁾ の参照データを使用に基づき、第3章で提言された十分発達した境界層中における運動量供給を再現する流れ場の駆動手法を導入し、単純都市キャノピーを対象とした CFD を実施した。その後、既往研究で用いられる一定圧力勾配や上面流速によって駆動された計算結果と、統計量の鉛直プロファイルと比較し、駆動手法が及ぼす境界層内の乱流性状への影響を調査した。

平均主流方向風速 $\langle \bar{u} \rangle$ については、計算領域上端の境界条件の影響が無視できる高さ $z < 3.0H$ において、類似した鉛直プロファイルが確認され、平均風速分布に対する駆動力の寄与は無視できる程度であることが示された。

総運動量フラックスを構成する Reynolds 応力や Dispersive 応力に関しては、RSL 内では類似したプロファイルが確認された。これは、各計算にて同じ都市模型を対象として CFD を実施したため、RSL 内で支配的なキャノピー抗力が不変である点が要因と考えられる。一方、RSL 上空では、水平一様により Dispersive 応力はどのケースにおいても 0 となるが、Reynolds 応力は運動量供給の影響が顕著に観察された。これは運動量収支から明らかであり、異なる駆動手法による影響が正確に反映されていることが示された。

乱流エネルギーや風速分散の鉛直プロファイルに関しては、RSL 内では類似した傾向が得られるが、その上空では駆動手法の影響を受け、鉛直方向に異なるトレンドが見られた。上面駆動を用いた Case1 では、おおよそ一定値を取るのに対し、他のケースでは減少トレンドが観察された。

この結果を説明するため、各エネルギーの収支方程式を導出し、生成メカニズムを調査した。乱流エネルギーについては、生成項である Shear production の影響が確認された。Shear production は、Reynolds 応力と平均主流方向風速の鉛直勾配の積で構成されるため、駆動力により変化した Reynolds 応力の鉛直トレンドに基づいて、乱流エネルギーの生成が影響され、結果として駆動手法によって異なる乱流エネルギーの鉛直プロファイルが得られたと考えられる。

同様に、風速分散についても収支方程式を導出し、生成メカニズムを調査した。風速分散に関しては、主流方向風速成分における Shear production と各風速成分における再分配項の影響が大きい。主流方向風速成分における Shear production については、乱流エネルギーの Shear production と同様に、Reynolds 応力と平均風速の鉛直勾配の積で構成される。そのため、駆動力による影響が明確に示された。また、再分配項について鉛直プロファイルも駆動手法によって異なるトレンドを示した。Shear production に対する再分配項の割合を算出すると、RSL 上空でのすべてのケースにおいて、主流方向風速の再分配項は $-2/3$ 、スパン方向、鉛直方向風速の再分配項は $1/3$ の一定値を取ることが示された。つまり、主流方向風速の分散から Shear production の $1/3$ ずつ、他の風速成分の分散へエネルギーが受け渡され、結果として各速度成分の分散で Shear production の $1/3$ と同量のエネルギーが散逸する

と考えられる。最終的な総授エネルギー量は Shear production に対して一定割合となることから明らかなように、駆動力によって変化した Reynolds 応力を介して各速度成分分散に供給されるエネルギー量が変化し、結果として異なる風速分散の鉛直プロファイルが得られたと推察される。

以上の結果は、駆動力による境界層内全体の運動量供給機構の変化が、Reynolds 応力や乱流エネルギー、風速分散といった乱流統計量に対して変化をもたらすことを示唆している。また、言い換えれば、求められる運動量供給機構が既知であれば、その境界層の乱流性状を再現することが可能であると考えられる。さらに、対象とする風洞における流入面での運動量フラックス分布を保存することで、数値流体解析を用いて、実際の条件をより精緻に再現した流入風条件を生成することも可能であると期待される。

参考文献

- 1) Harun, Z., Monty, J.P., Mathis, R., Marusic, I. (2013) Pressure gradient effects on the large-scale structure of turbulent boundary layers. *Journal of Fluid Mechanics* 715:477-498. <https://doi.org/10.1017/jfm.2012.531>
- 2) Okaze, T., Kikumoto, H., Ono, H., Imano, M., Ikegaya, N., Hasama, T., Nakao, K., Kishida, T., Tabata, Y., Nakajima, K., Yoshie, R., Tominaga, Y. (2021) Large-eddy simulation of flow around an isolated building: A step-by-step analysis of influencing factors on turbulent statistics, *Building and Environment*, 202, 108021, 2021, <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2021.108021>
- 3) Inagaki, A., Kanda, M., Ahmad, N.H., et al (2017) A Numerical Study of Turbulence Statistics and the Structure of a Spatially-Developing Boundary Layer Over a Realistic Urban Geometry. *Boundary-Layer Meteorology* 164:161-181. <https://doi.org/10.1007/s10546-017-0249-y>
- 4) Castro, I.P., Cheng, H., Reynolds, R. (2006) Turbulence over urban-type roughness: Deductions from wind-tunnel measurements. *Boundary-Layer Meteorology*. 118, 109-131. <https://doi.org/10.1007/s10546-005-5747-7>
- 5) Finnigan, J. (2000) Turbulence in plant canopies. *Annual Review of Fluid Mechanics* 32:519-571. <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.32.1.519>
- 6) Castro, I.P., Cheng, H., Reynolds, R. (2006) Turbulence over urban-type roughness: Deductions from wind-tunnel measurements. *Boundary-Layer Meteorology*. 118, 109-131. <https://doi.org/10.1007/s10546-005-5747-7>

第5章 歩行者空間の風環境予測に対する駆動手法による影響

5.1. 緒言

都市部の屋外環境は、人々の日常生活に多大な影響を及ぼす。その評価対象は強風、快適な温度感、汚染物質の拡散など多岐にわたり、これらに関する研究が進められている (Lim et al. (2022)¹⁾, Stathopoulos (2006)²⁾, Zhao et al. (2019, 2014, 2018)³⁾⁴⁾⁵⁾。特に、強風は怪我や死亡を引き起こす可能性があるため (BBC (2011)⁶⁾; Lawson (1986)⁷⁾, Murakami et al. (1978)⁸⁾, Soligo et al. (1998)⁹⁾), 歩行者高さにおける低発生頻度、かつ強力な突風イベントに対する注目が高まっており、都市風環境のリスク評価やアセスメントが行われてきた (Ikegaya et al. (2017)¹⁰⁾, Wang and Okaze (2022ab)¹¹⁾¹²⁾。既往研究では、屋外観測 (Hirose et al. (2022)¹³⁾), WTE (Hirose et al. (2023)¹⁴⁾), CFD (Wang and Okaze (2022ab)¹¹⁾¹²⁾) を使用し、歩行者高さでの強風イベントが正確に評価されてきた。特に、都市の幾何形状に基づいて歩行者空間の風環境へ及ぼす影響を調査する際、周期境界条件を課したドメインを駆動力によって加速する CFD 手法が広く用いられており、単純街区周辺の流れ場が対象とされることが多い。その際、目標とされる充分発達する乱流境界層について、Reynolds 応力の鉛直プロファイルは、水平一様性の仮定を完全に満たすことが難しく、その結果として、鉛直方向に凹型や凸型の特性を示す場合が多い (Cheng and Castro (2002)¹⁵⁾, Hagishima et al. (2009)¹⁶⁾, Hirose et al. (2022)¹⁴⁾)。このような特性のため、既往研究で用いられてきた一定圧力勾配駆動や上面流速駆動を基盤とした解析手法では、十分に発達した境界層の完全な再現には至らないという課題がある。本研究では、第3章および第4章を通じて、充分発達した境界層中における Reynolds 応力の分布を再現する運動量供給手法を構築し、支配方程式に運動量源項としてこれを導入した。その結果、平均風速や、風速の分散といった低次の統計量に対して、駆動手法の影響が明確に確認された。しかしながら、稀な風イベントや高次モーメントに対する再現性については依然として課題が残されている。特に、周期的境界条件を用いた LES を用いて強風評価を行うためには、異なる駆動手法を適用した場合の流れ場における強風イベントの統計的特徴 (Peak factor や Gust factor) を明確にし、その発生特性をより詳細に評価する必要がある。

他方、LES は瞬時風速データを提供する能力に優れ、膨大なデータ量を取得できる。この特性により、細やかな流体力学的挙動の把握が可能となる一方で、その膨大なデータ量は分析や保存において重大な課題をもたらす。特に、データ処理の効率が低下し、解析の進行が鈍化する可能性が懸念される。その一方で、発生頻度の低い稀な風現象の解析を行うためには、十分な解像度を持つ時系列データが不可欠である。したがって、データの取り扱いや分析手法の工夫が求められ、効率的な解析を実現するための新たなアプローチの検討が必要である。このデータ量の問題を解決し、風環境評価の効率を向上させるため、Beta 分布 (Efthimiou et al. (2017)¹⁷⁾), Weibull 分布 (Wang and Okaze (2022ab, 2023)¹¹⁾¹²⁾¹⁸⁾), および

Gauss 分布 (Seta et al. (2023)¹⁹⁾, Wang et al. (2022)²⁰⁾)を用いた様々統計モデルが開発されてきた。これらのモデルは、一般的に超過風速を統計的に推定する。具体的には、1 および 2 次統計量が Beta 分布ベースのモデル (Efthimiou et al. (2017,2019)^{17) 21)}), KB (Wang and Okaze (2022a)¹¹⁾), 2W 法 (Wang and Okaze (2022b,2023)^{12) 18)})に適用されている。3W 法は、Weibull 分布の形状パラメータを用いて Peak factor を計算し、3 次統計量 (すなわち歪度) から求め、その精度は 2W 法を上回る (Wang and Okaze (2022b,2023)^{12) 18)})。つまり、歪度は平均や標準偏差よりも、極端な値の確率的特徴の形状をより良く反映できる。しかし、歪度がより稀で極端な風イベントを予測する際に適切な入力パラメータであるかどうかは明確ではなく、より高次の統計量 (すなわち、尖度やさらなる高次中心モーメント) を用いることによってより高精度な風イベント予測が行われうる可能性は捨てきれない。さらに、Seta et al. (2023)¹⁹⁾は、Gauss 分布も高次統計量を導入する Gram-Charlier 級数 (GCS) に基づいた予測手法を用いることで、Gauss 分布をより柔軟に修正できることを提案した。この研究では、特定の点で統計量の外れ値が存在するにもかかわらず、GCS 法による超過風速の推定精度は、統計量の次数が増すごとに向上する傾向を示した。GCS 法における高次統計量の適用は、3W 法 (Wang and Okaze (2022b,2023)^{12) 18)})の枠組みを基に高次統計量を導入し超過風速を推定する、新しいアプローチの実用可能性を示唆していると言えよう。

本章では、前章で比較した LES のうち、Case1, Case2, Case4 の 3 ケースを対象に歩行者高さにおける統計量の水平断面分布を比較し、運動量供給による歩行者風環境における物理的ならびに統計的特徴への影響を評価する。また、Weibull 分布に基づく高次統計量から超過風速を決定する手法を提案すると共に、その評価に対する駆動力の影響を調査する。

5.2. 歩行者高さにおける統計量の水平分布に対する分布

5.2.1. 平均風速の水平断面分布における駆動力依存性

図 5.1 に歩行者高さに該当する $z = 0.1H$ における時間平均スカラー風速 \overline{v}_a の水平断面分布を示す。なお、スカラー風は $v_a = 0.5\sqrt{u_i^2}$ で定義される。スカラー風速は u_τ または u_* で正規化された。 u_τ で正規化した場合、ケース間で類似した水平分布が確認された。ブロック表面付近では弱い平均流れが確認でき、建物角部や建物間においては強い平均流れが観察された。その一方で、 u_* で正規化した場合、風速分布においてケース間で全体的に類似した特徴が確認された。しかし、その大きさについては顕著な差異が見られた。Case1 では全体的な平均風速が小さく、Case2 では大きな平均風速が得られる。さらに、弱風領域のサイズがケースごとに異なっており、水平断面において小さな差異が存在することを示している。

5.2.2. 風速標準偏差の水平断面分布における駆動力依存性

図 5.2 は $z = 0.1H$ におけるスカラー風速の標準偏差 σ_{v_a} の水平断面分布を示しており、

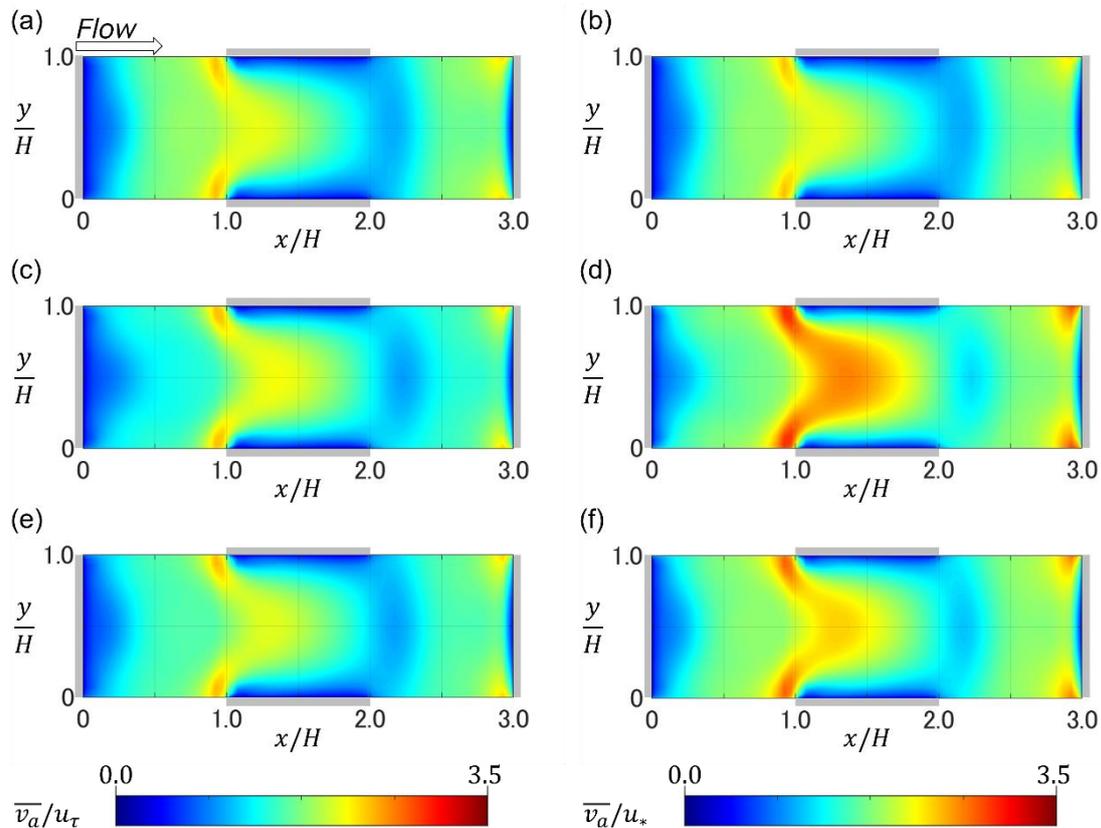


Fig.5.1 Horizontal distribution of the temporally averaged wind speed \overline{v}_a for (a, b) Case1, (c, d) Case2, and (e, f) Case4 at $z/H = 0.1$. The values are normalized by (a, c, e) the total friction velocity u_τ and (b, d, f) the scaling friction velocity u_* .

図 5.1 と同様、 u_τ または u_* で正規化した、 $\overline{v_a}$ とは異なり、 u_* で正規化した場合、ケース間で差異はわずかであり、建物角部や正面において標準偏差は大きくなる。これは、角部での剥離流による乱流生成が原因である。建物角部から建物間に向けてケース間でわずかな差異が見られるが、これは建物間に入り込むスパン方向正負方向の気流の合流が原因である。また、Case1 では、建物全面 ($x = 2.3H \sim 2.6H$) において他ケースに比べて高い値が確認された。一方、 u_τ で正規化された場合、標準偏差の水平断面分布はケース間で顕著で異なる。

5.2.3. 平均風速と標準偏差に対する Scaling 速度の検討

図 5.1, 5.2 に示されるように適切な Scaling 速度を選択した場合、歩行者高さにおける平均スカラー風速と標準偏差の水平断面分布は駆動力に関わらず同一であった。また、平均風速は u_τ で Scaling できるのに対して、標準偏差は u_* で適切に Scaling された。本結果を定量的に分析するために、図 5.3 に $z = 0.1H$ における Case2 と他ケース間の平均風速 $\overline{v_a}$ の相関を Scaling 速度として u_τ と u_* を用いて示す。Case2 は一定圧力勾配で駆動されており、既往研究においてよく用いられる手法であるため、基準として採用した。 u_τ で正規化した場

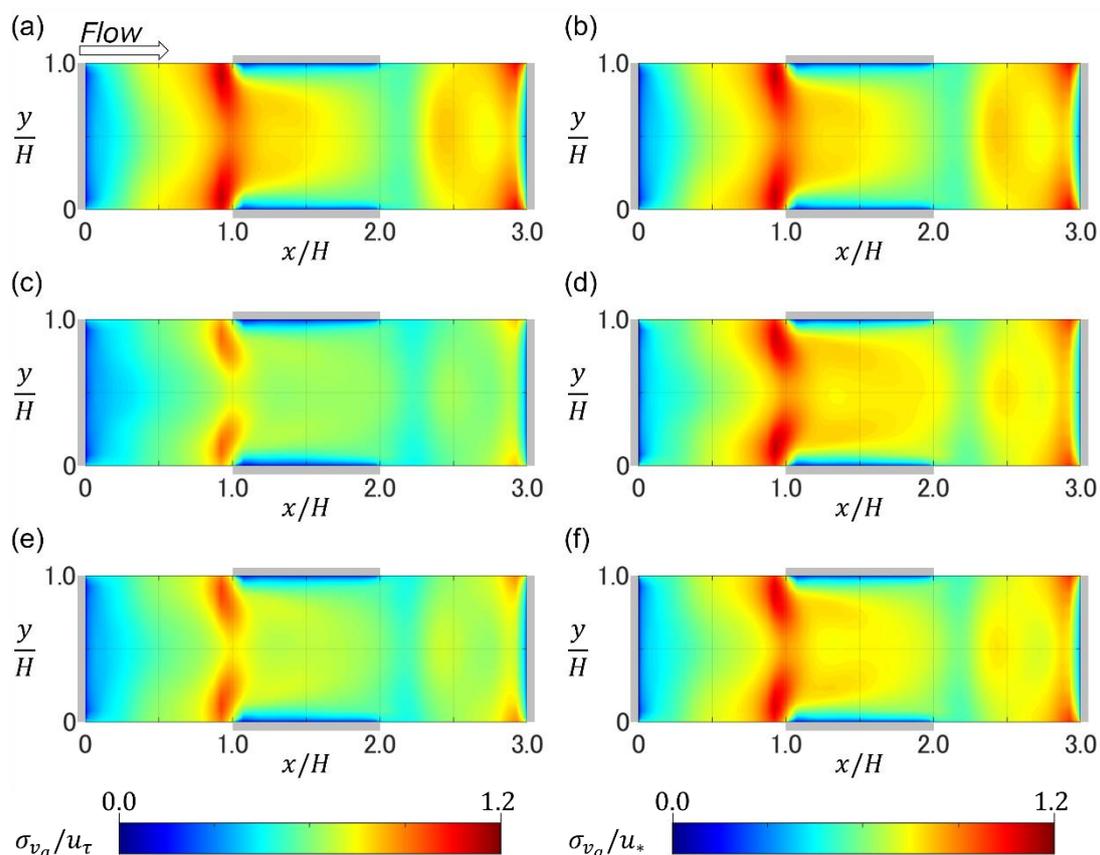


Fig.5.2 Horizontal distribution of the standard deviation of wind speed, σ_{v_a} , for (a, b) Case1, (c, d) Case2, and (e, f) Case4 at $z/H = 0.1$. The values are normalized by (a, c, e) the total friction velocity u_τ and (b, d, f) the scaling friction velocity u_* .

合, Case2 と Case1 の偏差は-10%から 35%, Case2 と Case4 の偏差は-10%から 20%の範囲である. 一方, u_* で正規化した場合, Case2 と Case1 の偏差は-30%から 10%, Case2 と Case3 の偏差は-10%から 10%の範囲だった. Case2 と Case4 の間には強い相関が観察されたが, Case1 と Case2 の間には顕著な相関は見られなかった. これらの結果は, 運動量源による外部力で駆動される Case2 と Case4 が類似した平均風速場を示す一方で, 上部表面での定常流によって駆動される Case1 は Case2 と大きく異なることを示している.

同様に, 図 5.4 に $z = 0.1H$ における Case2 と他ケース間のスカラー風速の標準偏差 σ_{v_a} の相関を Scaling 速度として u_τ と u_* を用いて示す. u_τ で正規化した場合, Case1 と Case4 の最大の差異は, それぞれ約 30%および 20%だった. 一方で, u_* で正規化した場合, Case1 と Case4 の最大の差異は, それぞれ約 20%および 10%だった. これらの結果は, u_* で正規化することで差異が極めて小さくなることを示している. 4.3 節で説明した通り, u_* を Scaling 速度として使用した場合, CL 内の風速の分散や Reynolds 応力の鉛直プロファイルが, 駆動手法に関わらず一致する. つまり, 風速の標準偏差においても Reynolds 応力の最大値によ

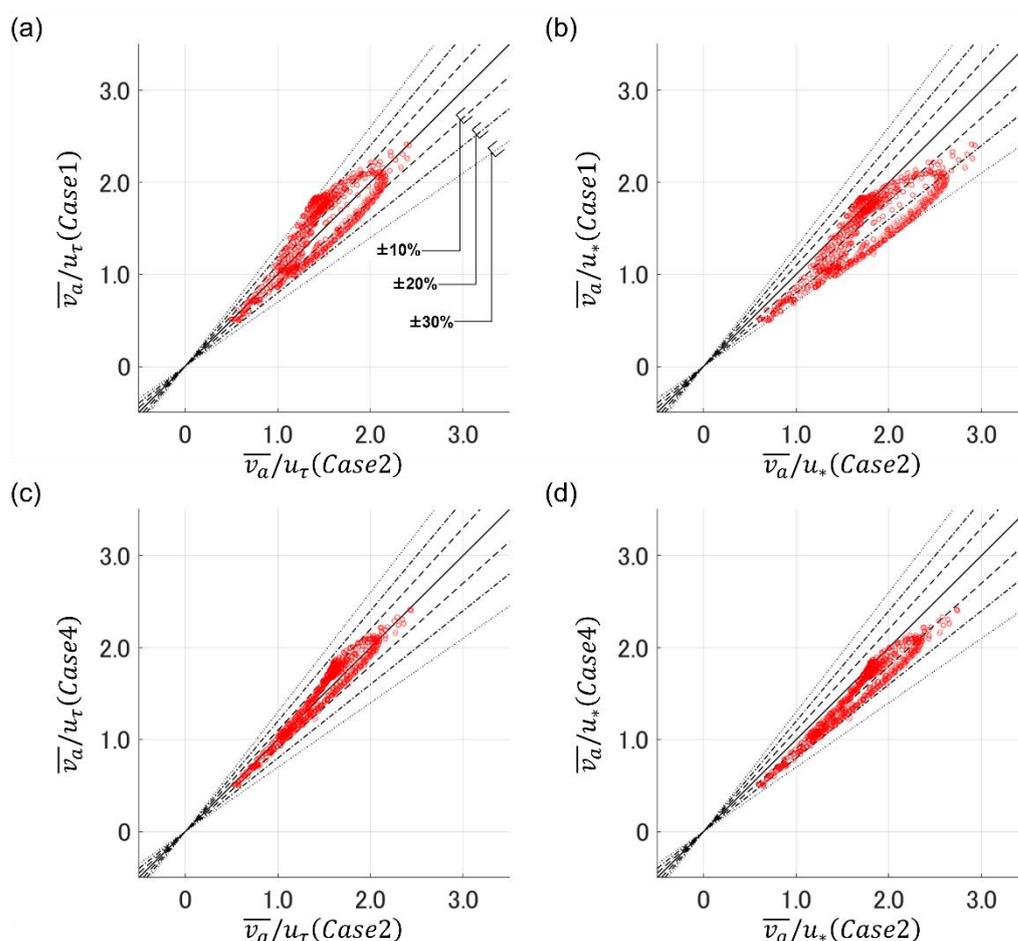


Fig. 5.3 Correlation of the temporally averaged wind speed between Case2 and (a, b) Case1 and (c, d) Case4 at $z/H = 0.1$ used as the pedestrian level. The values in (a, c) and (b, d) are normalized by the total friction velocity u_τ and the scaling friction velocity u_* , respectively.

って表される気流の乱流性状と密接に関連しており、 u_* による Scaling によって良い一致が見られたと推察される。この結果は、歩行者高さにおける気流の乱流特性は、RSL 上空から輸送される運動量によって決定づけられることを示唆している。

5.3. 歩行者高さの確率統計量の水平分布に対する水平分布

5.3.1. Gust factor および Peak factor の水平分布における駆動力依存性

歩行者空間における風環境の統計的、確率論的特徴に対する駆動手法の影響を調査するため、歩行者高さにおける Gust factor や Peak factor の水平断面分布を比較する。

N %Gust Factor GF_N は次式で定義される。

$$GF_N = \frac{v'_{a,N} + \bar{v}_a}{\bar{v}_a} \quad (5-1)$$

ここで、 $v'_{a,N} (= v_{a,N} - \bar{v}_a)$ は N %超過変動風速を意味し、超過風速の平均風速からの変動成分を示す。Gust factor は従来、最大風速を平均風速で割った値で定義される。本研究では、

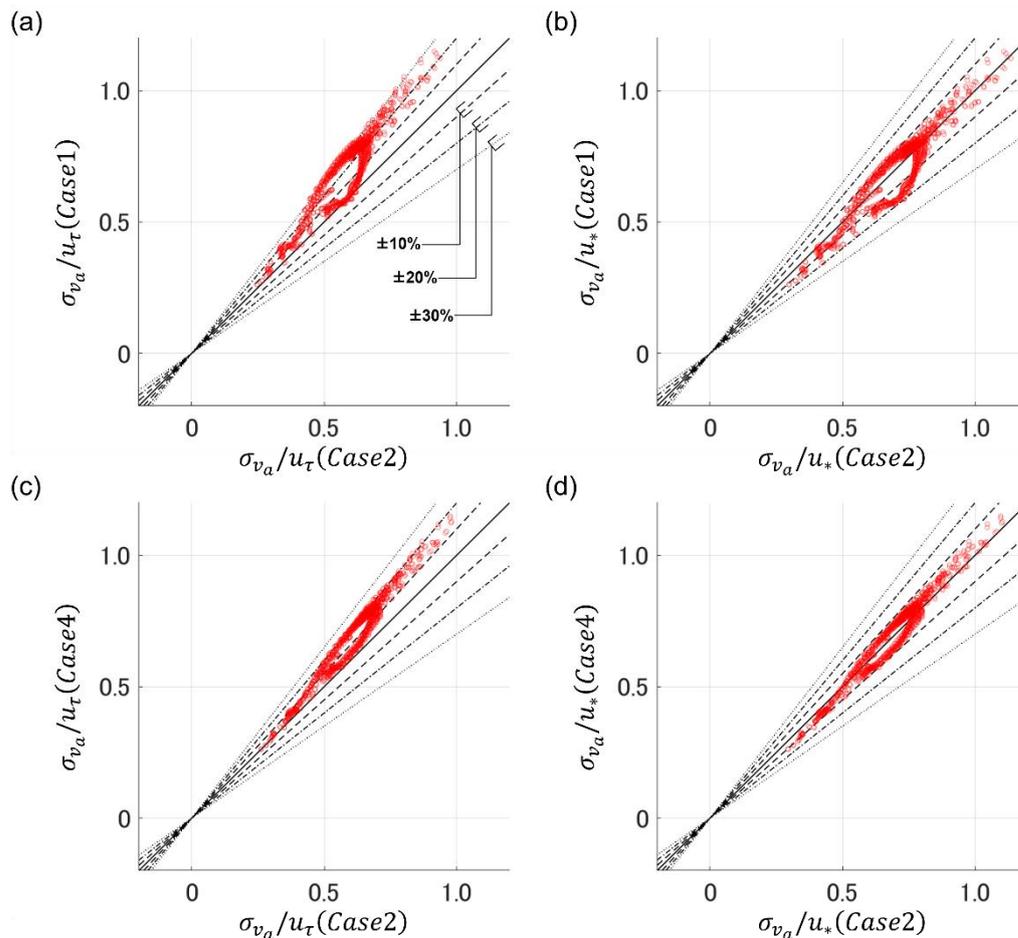


Fig.5.4 Correlation of the standard deviation of wind speed between Case2 and (a, c) Case1 and (b, d) Case4 at $z/H = 0.1$ as the pedestrian level. The values in (a, b) and (c, d) are normalized by the total friction velocity u_τ and the scaling friction velocity u_* , respectively.

低頻度かつ強力な風事象がどのように発生し、平均風速に対して如何ほど増幅されるか分析するため、超過風速を用いて Gust factor を定義する。

図 5.5 は $z = 0.1H$ における 99.9 %Gust factor $GF_{99.9}$ の水平断面分布を示す。本結果は全ケースで類似した分布が得られた。 $GF_{99.9}$ は建物間や建物前後において低い値が得られた。その一方で、建物表面付近では強い Gust factor が見られる。水平断面分布の傾向は各ケース非常に類似していたものの、その取りうる値の大小については顕著な差異が確認された。Case1 は他ケースに対して最大値を示し、それに次いで Case4, Case2 となった。Gust factor の分母に当たる $\overline{v_a}$ は、図 5.1 からわかる通り、乱流性状を Scaling する u_* で正規化した場合、その分布の大きさに顕著な差異が生じる。詳細は後述するが、乱流性状を示す $v'_{a,N}$ と平均流れ場を示す $\overline{v_a}$ の Scaling の違いが本結果に結びついたと考えられる。

同様に N %Peak factor PF_N を以下のように定義する。

$$PF_N = \frac{v'_{a,N}}{\sigma_{v_a}}. \quad (5-2)$$

Peak factor についても Gust factor と同様に超過風速を用いて定義された。図 5.6 は $z = 0.1H$ における 99.9 %Peak factor $PF_{99.9}$ の水平断面分布を示す。 $GF_{99.9}$ と同様に、 $PF_{99.9}$ の空間分布はケース間で類似していたが、その大きさには駆動力の違いによる差が見られた。Case1 は全体的に $PF_{99.9}$ の値が大きく、一方で Case2 と Case4 は類似した値を示した。また、Peak

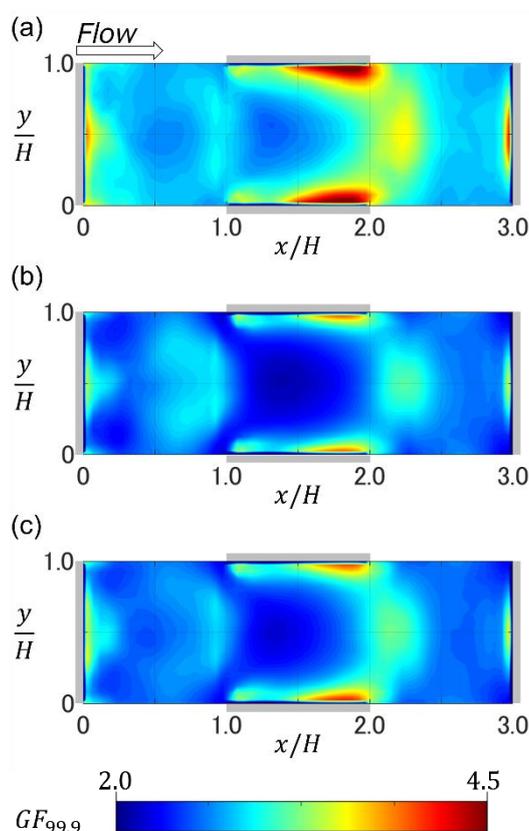


Fig.5.5 Horizontal distribution of the gust factor, $GF_{99.9}$, for (a) Case1, (b) Case2, and (c) Case4 at $z/H = 0.1$.

factor の分母に当たる σ_{v_a} は Case2 に対して Case1, Case4 において最大でそれぞれ 20% および 10% 異なっていたことを考慮すると, $PF_{99.9}$ の分布はケース間で概ね一致していたといえる.

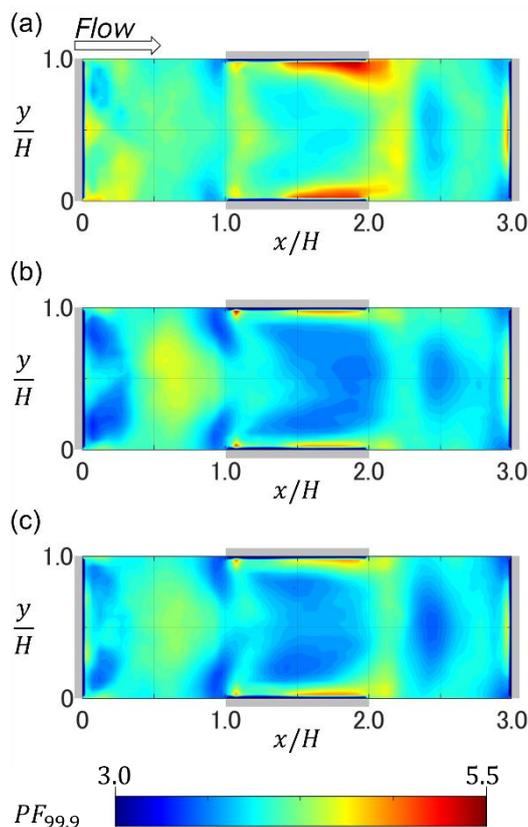


Fig.5.6 Horizontal distribution of the peak factor, $PF_{99.9}$ for (a) Case1, (b) Case2, and (c) Case4 at $z/H = 0.1$.

5.3.2. 超過風速の水平分布における駆動力依存性

$GF_{99.9}$ と $PF_{99.9}$ に対するケース間の差異を評価するため, $z = 0.1H$ における u_* で正規化された 99.9% 超過風速について Case2 と Case1 および Case4 を比較する (図 5.7). 図 5.7(a) より, Case2 に対する Case1 の $v'_{a,99.9}$ の最大偏差は約 30% であった. 本結果は, CFL を形成する上面駆動条件では, 建物上部での乱流生成を示す u_* で正規化したとしても低頻度で発生する強風の特徴が異なることを意味している. 一方, Case4 についてはその偏差は 10% 以内となり, Case2 に対して類似した流れ場が構成される. Case4 は Case2 と異なる運動量供給項を持つ十分発達した境界層を再現する流れ場であるが, 歩行者空間の風環境については類似した結果が得られる. 逆に言えば, 都市乱流境界層を対象とした一般の WTE では観測されない理論上の条件ともいえる一定圧力勾配によって駆動をしたとしても, 歩行者空間の突風現象を予測する分には問題がないと考えられる. これらの超過風速の差異によって Case1 と Case2 の $GF_{99.9}$ および $PF_{99.9}$ の水平分布には顕著な違いが見られた. 一方で, Case2

と Case4 の $GF_{99.9}$ および $PF_{99.9}$ には、ごくわずかな差異しか見られなかった。これは、両ケース間で超過風速が良く一致していたことに基づくと考えられる。

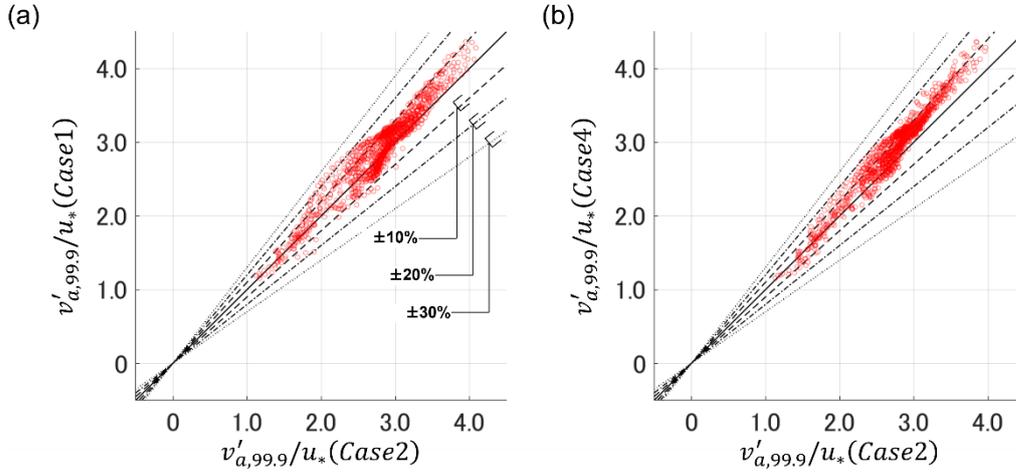


Fig.5.7 Correlation of the 99.9 percentile wind speed between Case2 and (a) Case1 and (b) Case4 at $z/H = 0.1$. The values are normalized by the scaling friction velocity u_* .

また、各変数の差異を定量的に評価するため、Case2 と他ケースの差異を示す指標として、2乗平均平方根誤差 (Root mean square error; RMSE) を次式で定義する。

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{N_{xy}} \sum \frac{(A_{Case J} - A_{Case 2})^2}{A_{Case 2}^2}} \quad (5-3)$$

ここで、 N_{xy} は総測定点数を示し、 $A_{Case J}$ は CaseJ における変数A を意味する。

表 5.1 に各統計量の RMSE を示す。Case1 の各変数の RMSE は Case4 の 2~3 倍の高い値を示しており、上面駆動の場合、圧力勾配駆動に対して 10%以上の大きな統計的な差異を生じることがわかった。また、いずれのケースにおいても $GF_{99.9}$ の RMSE は $PF_{99.9}$ の RMSE の約 2 倍の値を取る。本結果は、適切な Scaling パラメータによる影響で説明される。 $PF_{99.9}$ は $v'_{99.9}$ と σ_{v_a} によって定義されており、両者ともに u_* にて Scaling される。その一方で、 $GF_{99.9}$ の場合、 u_* で Scaling される $v'_{99.9}$ と u_τ で Scaling される \bar{v}_a で構成される。Case1 の場合、両 Scaling パラメータの取りうる値は一致するが、Case2, Case4 の場合、 $u_* < u_\tau$ である。その結果として、 $GF_{99.9}$ においてケース間の顕著な差異が見られたと考えられる。

最後に、図 5.8 に $N\%$ Gust factor および Peak factor について Case2 と他のケース間で比較を示す。Gust factor については、99.9 %などの高パーセンタイルは低パーセンタイルに対して偏差が大きい。Case2 と Case1 間では $GF_{99.9}$ が約 30%~10%程度の、Case2 と Case4 間で

Table 5.1. Root mean square error of each variable

| | \bar{v}_a/u_* | σ_{v_a}/u_* | $v'_{99.9}/u_*$ | $GF_{99.9}$ | $PF_{99.9}$ |
|-------|-----------------|--------------------|-----------------|-------------|-------------|
| Case1 | 0.182 | 0.082 | 0.070 | 0.162 | 0.086 |
| Case4 | 0.083 | 0.046 | 0.038 | 0.051 | 0.036 |

は $GF_{99.9}$ が約 30% ~ -10%程度の差異が生じた。この結果は、弱風イベントに対して強風イベントは駆動手法によってより効果的に影響を受けることを示している。一方、発生頻度の低い $N = 99.9$ または 0.1 %における Peak factor はケース間で差異が生じた。特に、Case1 は最大 30%程度の差異であり過大評価となった。その一方で、Case2 と Case4 においては、+20%~1-10%程度の差異が見られたが、概ね傾向は類似した。

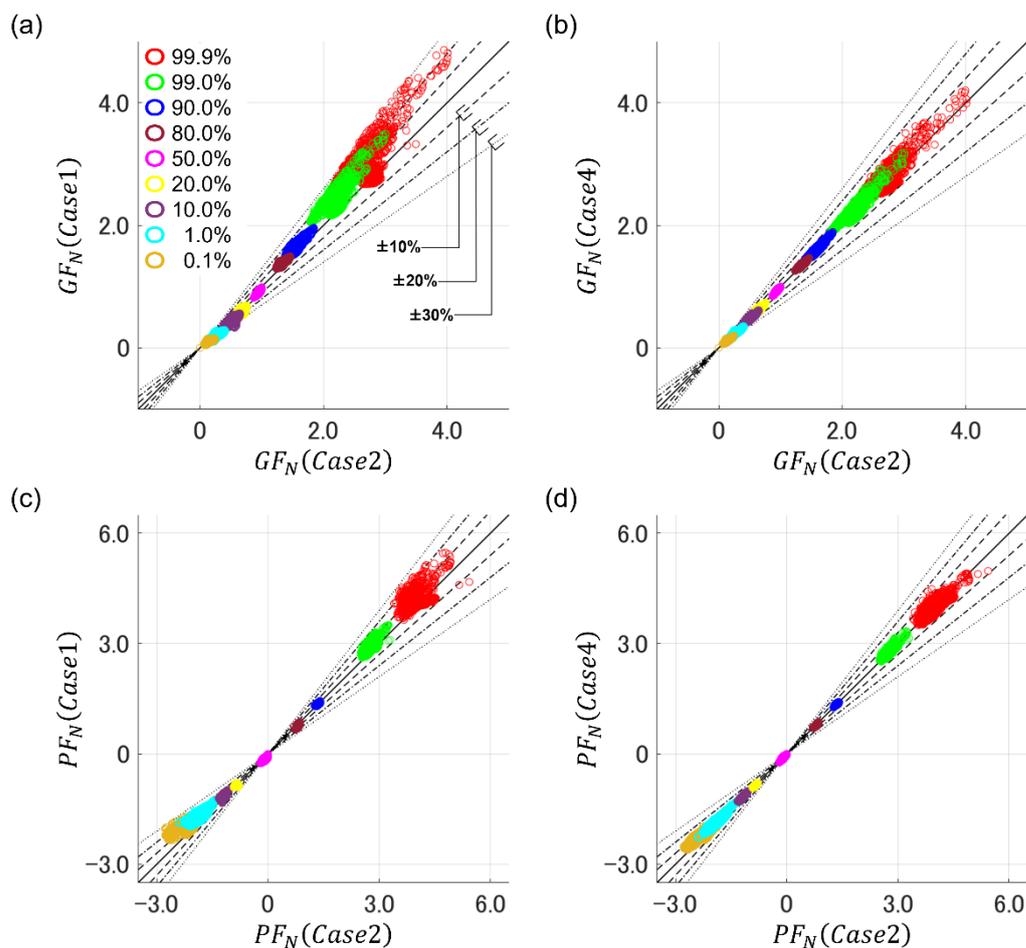


Fig.5.8 Correlation of (a, b) the gust factor and (c, d) peak factor between (a, c) Case2 and Case1, (b, d) Case2 and Case3 at $z/H = 0.1$.

5.4. 数理モデルを用いた突風評価手法の検討

5.4.1. Weibull 分布に基づいた風速の確率密度予測手法

前節において、低発生頻度な強風イベントへの直接的な駆動力の影響を調査した。本節では、これらの風イベントに対する統計的予測手法に対して駆動力の変化による予測精度への影響を調査する。緒言で述べた通り、LES を用いて突風予測を行なう際、高時間解像度かつ長時間の時系列が要求される。しかし、データ保存や時系列データに対するポスト処理の計算負荷の観点から、精密な突風予測を実施するためには限界が存在する。そのため突風現

象を表す流れ場と確率論的特徴を予測する手法が数多く提案されている。本節では、良好な予測精度を持つ Wang and Okaze (2022b)¹²⁾にて提案された 2W method および 3W method に対して、駆動力に対するロバスト性を検証した。また、加えて 3W model に対して高次統計量を導入する 3W- m_i method を提案する。

2W method, 3W method は 2 パラメータ, 3 パラメータを用いた Weibull 分布²²⁾を基に低発生頻度かつ強い風事象を予測する統計モデルである。2W method は、予測パラメータとして風速の平均と標準偏差を用いる。他方, 3W method は、2つのパラメータに加えて歪度 S_k が用いられる。この予測手法は Weibull パラメータと統計値間における関係性にに基づき構成される。Weibull 分布における風速の確率密度関数 $f(v_a)$ および累積密度関数 $F(v_a)$ は次式で定義される。

$$f(v_a) = \begin{cases} \frac{\beta}{\alpha} \left(\frac{v_a - \zeta}{\alpha} \right)^{\beta-1} \exp \left[- \left(\frac{v_a - \zeta}{\alpha} \right)^\beta \right] & v_a \geq \zeta \\ 0 & v_a < \zeta \end{cases} \quad (5-4)$$

$$F(v_a) = \begin{cases} 1 - \exp \left[- \left(\frac{v_a - \zeta}{\alpha} \right)^\beta \right] & v_a \geq \zeta \\ 0 & v_a < \zeta \end{cases} \quad (5-5)$$

ここで, $\alpha > 0$, $\beta > 0$, ζ はそれぞれ, Weibull 分布における Scale パラメータ, Shape パラメータ, Location パラメータである。なお, Wang and Okaze (2022b)¹²⁾ はこれらのパラメータと確率密度関数の関係性について論じている。 α については, その変化に伴い, 確率密度分布が伸び縮みする。また, β については歪みや尖りなどの確率密度分布の形状的な特性に寄与する。 ζ については, その形状を保持したまま, x 軸 (本ケースの場合 v_a 軸) に対して確率密度関数を移動させる効果を持つ。例えば, $\zeta = 0$ である 2W method における Weibull 分布は一意に決定される。

確率密度関数が Weibull 分布に従う場合, その数学的特徴に基づき, 平均, 標準偏差, i 次モーメント次式のように表される。

$$\overline{v_a} = \zeta + \alpha \Gamma \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) \quad (5-6)$$

$$\sigma_{v_a} = \alpha \left(\Gamma \left(1 + \frac{2}{\beta} \right) - \Gamma^2 \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) \right)^{1/2} \quad (5-7)$$

$$m_i = \frac{\sum_{k=0}^i (-1)^{i-k} \binom{i}{k} \Gamma \left(1 + \frac{k}{\beta} \right) \Gamma^{i-k} \left(1 + \frac{1}{\beta} \right)}{\left(\Gamma \left(1 + \frac{2}{\beta} \right) - \Gamma^2 \left(1 + \frac{1}{\beta} \right) \right)^{i/2}} \quad (5-8)$$

ここで, $\Gamma(z) = \int_0^\infty v_a^{z-1} e^{-v_a} dv_a$ が Gamma 関数を示しており, (i, k) は 2 項係数を表す。また, その一方で, 前節で導入した N %Peak factor PF_N は次式で表される。

$$PF_N = \frac{[-\ln(1 - 0.01N)]^{1/\beta} - \Gamma\left(1 + \frac{1}{\beta}\right)}{\left(\Gamma\left(1 + \frac{2}{\beta}\right) - \Gamma^2\left(1 + \frac{1}{\beta}\right)\right)^{1/2}} \quad (5-9)$$

これらの定式化により、変動係数 σ_{v_a}/\bar{v}_a , i 次モーメント m_i , N %Peak factor PF_N は全て β の陽的な関数となっていることがわかる。それゆえ、2W または 3W method において、 σ_{v_a}/\bar{v}_a や S_k によって PF_N が決定づけられることとなる。

これらの Wang and Okaze (2022b)¹²⁾ にて提案された手法に加えて、高次モーメント m_i と β の関係性に基づき PF_N を予測する 3W method を拡張した 3W- m_i method を提案する。既往研究 (Wang and Okaze (2022b)¹²⁾) において、予測に対して、パラメータとして S_k を導入することによって突風現象が効率的に予測できることが示されている。しかし、 S_k によって決定づけられる β が著しく大きくなる場合、Weibull 分布は分布を持たず大変尖った分布となってしまう、適切な風環境評価に基づかない可能性が示唆されている。このような結果に対し、尖度 K_t を始めとした高次モーメントを予測パラメータとして導入することにより、この問題を解決する糸口になるのではないかと考えられる。本節では、2W method および 3W method による予測結果と提案する 3W- m_i method の予測結果を比較し、妥当な予測パラメータの選定を合わせて行う。

5.4.2. 高次統計量と Peak factor の関係性

図 5.9 は、 $z = 0.1H$ における PF_N ($N = 99.9, 99.0, 90.0$) と 5 つの統計量 (変動係数 σ_{v_a}/\bar{v}_a , 歪度 S_k , 尖度 K_t , 5 次モーメント m_5 , 6 次モーメント m_6) の関係性を示す。マーカーは LES の結果を、線は Weibull 分布に基づいた関係性を意味している。 PF_N とモーメントの相関に関して、すべてのケースにおいてよく一致しており、なおかつ、Weibull 分布に基づく予測と概ね一致している。つまり、ピーク値と統計値の関係は駆動力に依存せず安定することを示している。

図 5.9(a) の場合、Weibull 分布に従う予測値と LES 間の差は、低パーセンタイルであるほど小さくよく一致している。その一方、高パーセントになるほど広い分散が見られた。一方、図 5.9(b)~(e) に示すように高次統計量と Peak factor の関係性においては、LES の結果と Weibull 分布に基づく予測値はより良好な一致が見られ、なおかつ、駆動力間の差異も小さい。以上の結果より、高次モーメントを用いることで、より高精度に PF_N を予測できる可能性を示唆している。

また、偶数次モーメントを用いて PF_N を予測する際、その関数が高次モーメントに対して複数の値を持つことを注意すべきである (図 5.9(c,e))。これは、偶数次モーメントにおいて統計値が特定の範囲にある場合、予測する PF_N が 2 つあることを意味している。3W- m_i method において、 β が増加するにつれて奇数次モーメントは単調に減少する。その一方で、

偶数次モーメントは、 β に関して最小点 β_i が存在し、 $0 < \beta < \beta_i$ の範囲において減少し、 $\beta_i < \beta$ の範囲で増加する。また、 PF_N は β の増加に伴って減少する。したがって、偶数次モーメントを用いて予測を行う場合、その多値性の問題が生じる可能性について留意する必要がある。

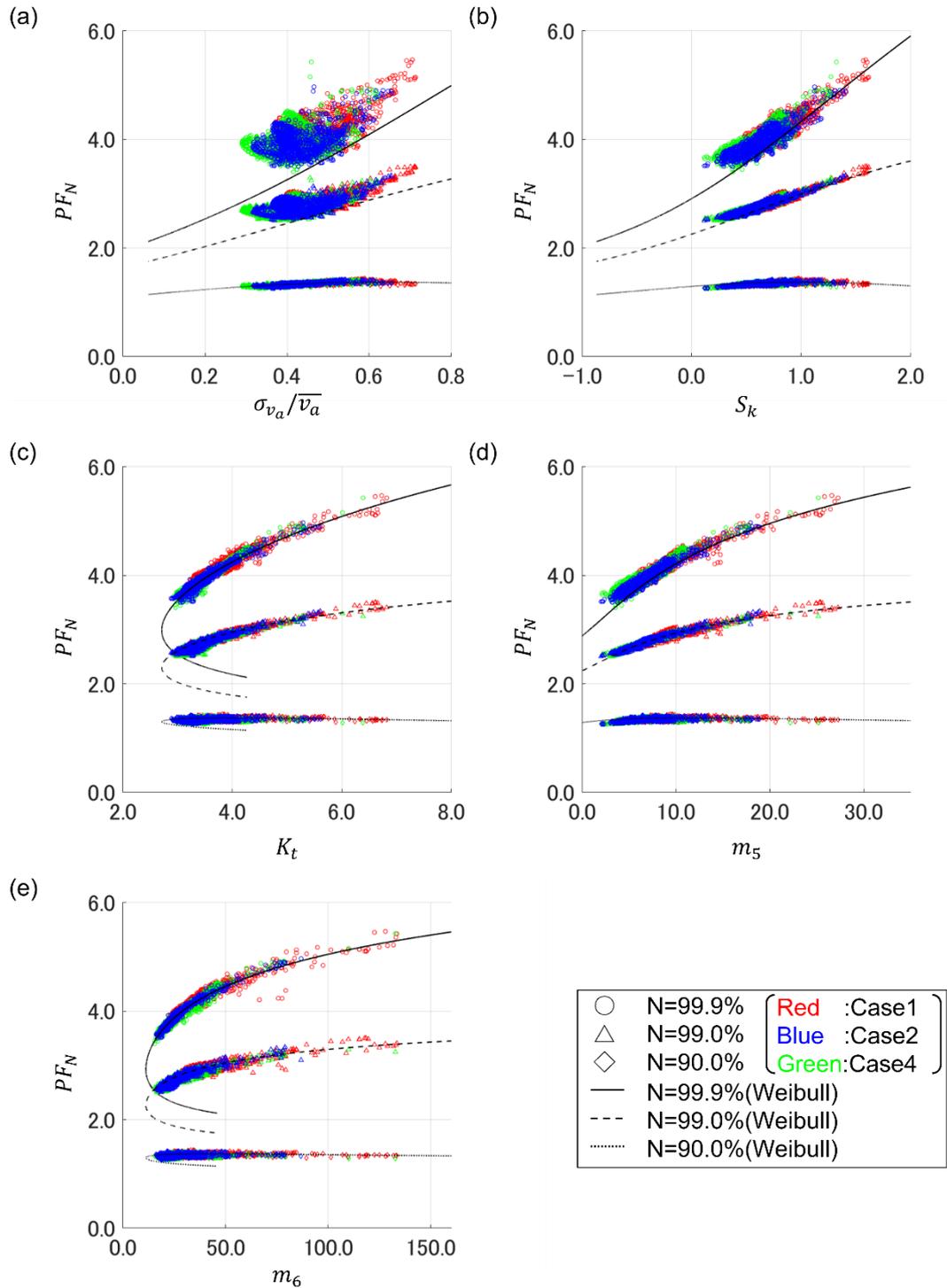


Fig.5.9 Correlation between the peak factor and (a) coefficient of variation σ_{v_a}/\bar{v}_a , (b) skewness S_k , (c) kurtosis K_t , (d) 5th-order moment m_5 , and (e) 6th-order moment m_6 at $z/H = 0.1$. The open circle, triangle, and square indicate the peak factor of the 99.9%, 99.0%, and 90.0% percentile wind speed, respectively. The red, blue, and green symbols denote the values of Case 1, Case 2, and Case 4, respectively. The black lines represent the relationships described by the Weibull distribution.

5.4.3. 高次統計量を用いた Weibull Method による超過風速予測

図 5.10 は、 $z = 0.1H$ での 99.9 %、99.0 %、90.0 % Peak factor PF_N における Case4 の時系列データから算出された結果と 2W method もしくは 3W- m_i method による予測値の相関を示している。図 5.9(a) の分析からもわかるように、2W method では、 $PF_{99.9}$ や $PF_{99.0}$ などの高パーセント Peak factor を適切に予測できない。特に $PF_{99.9}$ については、推定値は最大 30% 程度過小評価となる。一方で、3W- m_i method は高精度で PF_N を予測した。本手法による予測値は LES に対して最大 10% 程度の偏差となる。さらに、より高次のモーメントを追加パラメータとして組み込むことにより、偏差がさらに小さくなった。当結果より、より高次の統計量を予測パラメータとして用いることによって高精度に超過風速を予測できることが示された。

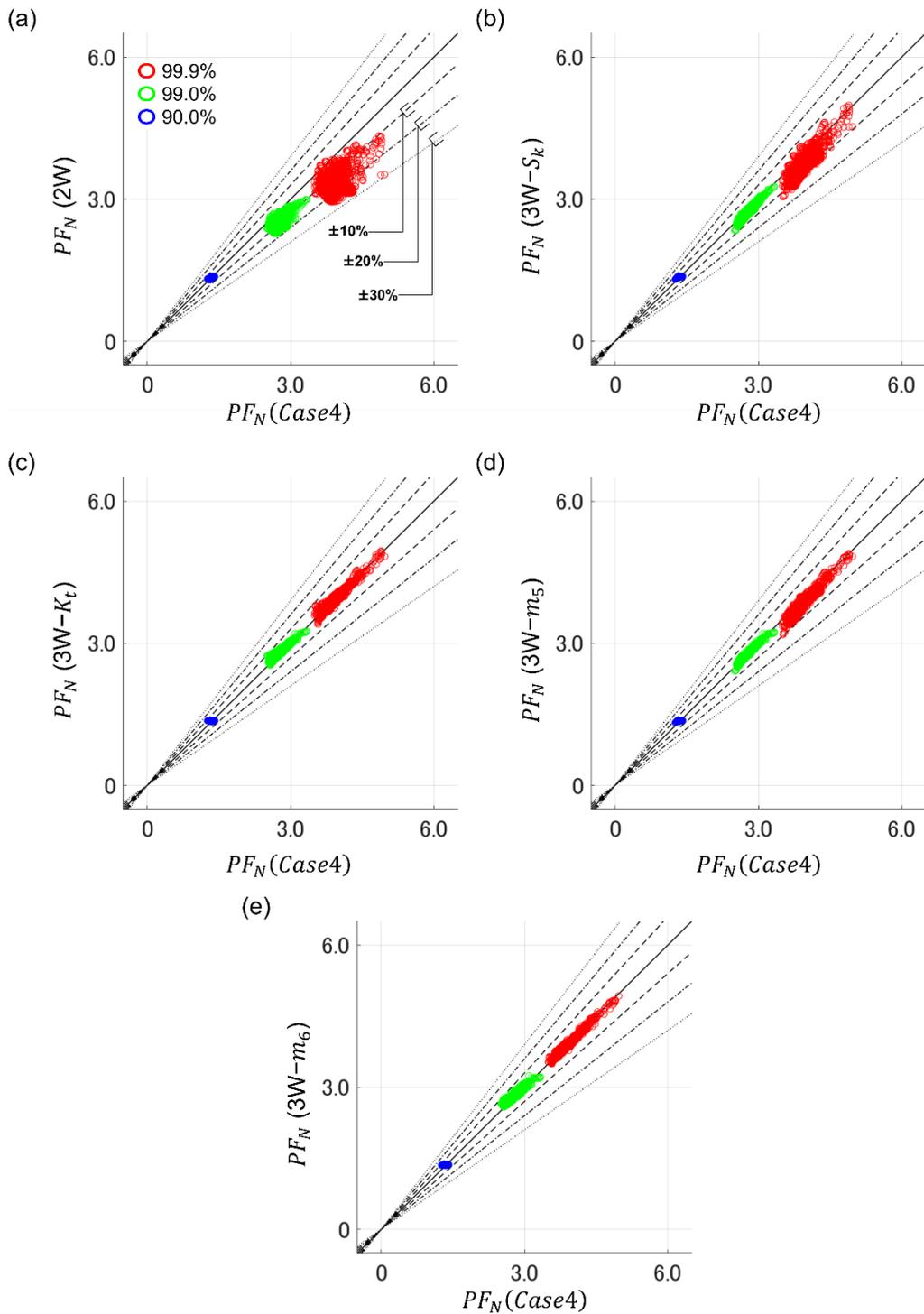


Fig.5.10 Correlation of the peak factor between Case 3 and (a) 2W model, (b) 3W- S_k , (c) 3W- K_t , (d) 3W- m_5 , and (e) 3W- m_6 at $z/H = 0.1$.

5.5. 結言

本章では、単純都市キャノピーにおける歩行者高さの風環境に対する流れの駆動手法による影響を調査した。また、加えて、Weibull 分布に基づく高次統計量を使用した突風予測手法を構築し、駆動手法に対するロバスト性やその性能について評価した。

まず、歩行者高さにおける平均風速と標準偏差の水平断面分布に対する駆動手法の影響を評価し、適切な Scaling 風速を分析した。平均風速については、総摩擦速度を用いて正規化することによって駆動力間で類似した水平断面分布が得られた。一方、標準偏差は、Reynolds 応力のピーク値に基づく Scaling 摩擦速度を用いて正規化することにより類似した水平断面分布が得られた。これらの結果は、歩行者空間の平均風速は床面に作用する総抗力によって特徴づけられるのに対して、乱流性状を表す標準偏差は RSL 上空から内部に供給される Reynolds 応力のピーク値によって決定されることを示唆している。

次に、歩行者空間の流れの確率論的特徴について、駆動力の影響を評価した。Gust factor や Peak factor の水平断面分布は、空間的なトレンドにおいて駆動手法間で類似した結果が得られた。一方で、これらの値が取りうる範囲は駆動手法によって異なった。特に、上面流速駆動の Case1 では、大きな 99.9%超過風速が得られた。運動量供給による駆動が行われる Case2 および Case4 では、それらの値は Case1 より小さく、両者間で類似した分布が確認された。これらの結果は、運動量供給による駆動手法が、発達した境界層内の歩行者空間における乱流特性の再現に有用であることを示唆している。

最後に、高次統計量を用いた Weibull 分布に基づく突風推定手法を提案した。複数の駆動手法を用いた LES 結果において推定値を比較し、そのロバスト性と再現性を評価した。提案手法は、高次統計量を使用して Weibull 分布の Shape パラメータを推定し、それを Weibull 方程式に代入することで Peak factor を予測するものである。高次統計量と Peak factor の関係性は、駆動手法に依存せず概ね類似しており、Weibull 分布に基づく関係とも良好に一致する結果が得られた。さらに、高次統計量を推定パラメータとして採用することで、Peak factor の予測精度向上が示された。本研究の結果は単純都市キャノピーに基づくものであり、提案する Peak factor 推定手法の適用範囲を広げるためには、さらなる条件下での調査が必要である。

以上の結果から、歩行者空間の風環境における駆動手法の影響は軽微であることが示された。特に、一定値の運動量源項を設定した Case2 と運動量供給機構を再現した Case4 において、歩行者空間の平均風速、標準偏差、突風空間分布において概ね類似した結果が得られた。Case2 と Case3 では、床面にかかる総抗力が等しく、また同じ都市模型を使用しているためキャノピー抗力も一致する。そのため、RSL 上空から内部へ供給される運動量は、運動量供給によって軽微な差はあるものの、概ね等しいと考えられる。この結果から、歩行者空間を含む RSL 内では、類似した風環境が得られた。ただし、境界層内の運動量供給が著しく理想状態から逸脱する条件下では、この限りではないことを注意する必要がある。

参考文献

- 1) Lim, H.D., Hertwig, D., Grylls, T., Gough, H., Reeuwijk, M. van, Grimmond, S., Vanderwel, C. (2022) Pollutant dispersion by tall buildings: laboratory experiments and Large-Eddy Simulation. *Exp. Fluids* 63, 1-20. <https://doi.org/10.1007/s00348-022-03439-0>
- 2) Stathopoulos, T. (2006) Pedestrian level winds and outdoor human comfort. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 94, 769-780. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2006.06.011>
- 3) Zhao, H., Grigoriu, M., Gurley, K.R. (2019) Translation processes for wind pressures on low-rise buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 184, 405-416. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2018.12.007>
- 4) Zhao, L., Lee, X., Smith, R.B., Oleson, K. (2014) Strong contributions of local background climate to urban heat islands. *Nature* 511, 216-219. <https://doi.org/10.1038/nature13462>
- 5) Zhao, L., Oppenheimer, M., Zhu, Q., Baldwin, J.W., Ebi, K.L., Bou-Zeid, E., Guan, K., Liu, X. (2018) Interactions between urban heat islands and heat waves. *Environ. Res. Lett.* 13. <https://doi.org/10.1088/1748-9326/aa9f73>
- 6) BBC (2011) Wind death in leeds prompts tower safety fears, <https://www.bbc.com/news/uk-england-leeds-12717762> (accessed 22 April 2024).
- 7) Murakami, S., Iwasa, Y., Morikawa, Y. (1986) Study on acceptable criteria for assessing wind environment at ground level based on residents' diaries. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 24. [https://doi.org/10.1016/0167-6105\(86\)90069-3](https://doi.org/10.1016/0167-6105(86)90069-3)
- 8) Lawson, T. V. (1978) The wind content of the built environment. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 3, 93-105. [https://doi.org/10.1016/0167-6105\(78\)90002-8](https://doi.org/10.1016/0167-6105(78)90002-8)
- 9) Soligo, M.J., Irwin, P.A., Williams, C.J., Schuyler, G.D. (1998) A comprehensive assessment of pedestrian comfort including thermal effects. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 77-78, 753-766. [https://doi.org/10.1016/S0167-6105\(98\)00189-5](https://doi.org/10.1016/S0167-6105(98)00189-5)
- 10) Ikegaya, N., Ikeda, Y., Hagishima, A., Tanimoto, J. (2017) Evaluation of rare velocity at a pedestrian level due to turbulence in a neutrally stable shear flow over simplified urban arrays. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 171, 137-147. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2017.10.002>
- 11) Wang, W., Okaze, T. (2022a) Statistical analysis of low-occurrence strong wind speeds at the pedestrian level around a simplified building based on the Weibull distribution. *Building and Environment*. 209. <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2021.108644>
- 12) Wang, W., Okaze, T. (2022b) Estimating low-occurrence wind speeds from mean velocity and turbulent kinetic energy: Development of statistical method and validation with idealized cases. *Building and Environment*. 224, 109499. <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2022.109499>
- 13) Hirose, C., Ikegaya, N., Hagishima, A. (2020) Outdoor measurements of relationship between canopy flow and wall pressure distributions of a block within urban-like block array. *Building and Environment*. 176. <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2020.106881>
- 14) Hirose, C., Nomichi, T., Ikegaya, N. (2022) Distributions of gust and peak factors at a pedestrian level in a simplified urban canopy obtained by particle image velocimetry. *Building and Environment*. 222. <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2022.109350>
- 15) Cheng, H., Castro, I.P. (2002) Near wall flow over urban-like roughness. *Boundary-Layer Meteorology*. 104, 229-259. <https://doi.org/10.1023/A:1016060103448>
- 16) Hagishima, A., Tanimoto, J., Nagayama, K., Meno, S. (2009) Aerodynamic parameters of regular arrays of rectangular blocks with various geometries. *Boundary-Layer Meteorology*. 132, 315-337. <https://doi.org/10.1007/s10546-009-9403-5>
- 17) Efthimiou, G.C., Hertwig, D., Andronopoulos, S., Bartzis, J.G., Coceal, O. (2017) A statistical model for the prediction of wind-speed probabilities in the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorology*. 163, 179-201. <https://doi.org/10.1007/s10546-016-0221-2>
- 18) Wang, W., Okaze, T. (2023) Statistical analysis for predicting low-occurrence strong wind speeds at the pedestrian level in an actual urban case. *Building and Environment*. 244, 110781. <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2023.110781>
- 19) Seta, K., Wang, W., Ikegaya, N. (2023) Modeling probability density functions of instantaneous velocity components at the pedestrian levels of a building array by Gram - Charlier series. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 239, 105427.

- <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2023.105427>
- 20) Wang, W., Seta, K., Ikegaya, N. (2022) Modelling probability density functions based on the Gram - Charlier series with higher-order statistics : Theoretical derivation and application. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*. 231, 105227. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2022.105227>
 - 21) Efthimiou, G.C., Kumar, P., Giannisi, S.G., Feiz, A.A., Andronopoulos, S. (2019) Prediction of the wind speed probabilities in the atmospheric surface layer. *Renew. Energy* 132, 921-930. <https://doi.org/10.1016/j.renene.2018.08.060>
 - 22) Weibull, W. (1951) A statistical distribution function of wide applicability. *J. Appl. Mech.* 18, 293-297. <https://doi.org/10.1115/1.4010337>

第6章 特異値分解に基づく歩行者風環境の支配的流れパターンに対する検討

6.1. 緒言

都市周辺の流れ場の中でも、歩行者空間は、平均流れ場の複雑さに加え、構造物による乱流生成の影響を受け、都市内で大きささまざまな長さスケールの渦が生じる、時空間的に非常に複雑な流れ場である。居住空間の安全性が脅かす一因である突風現象は、このような複雑な乱流場に起因して発生する。また、突風問題解決の観点では、最大風速を抑えることが重要であり、言い換えれば、風環境の低速化が求められると言えよう。一方で、ヒートアイランド現象や汚染物質の滞留といったスカラー輸送に起因する環境問題において、過度な低速化による都市内の無風状態は居住空間の空気環境を悪化させ、快適性を低下させる恐れがある。そのため、都市内の換気機能を向上させるために、一定程度の定常的な流れ場が求められる。以上の関係はトレードオフ関係とも言え、人々の生活空間においては、突風を抑制しつつ、適度な通風環境を確保することが求められる。

前述のような複雑な風環境において、平均場と乱流場を同時に分析し、建物周辺の特徴的に複雑な変動特性を持つ流れ場を評価するための有用な分析手法として、多変量解析の一つである主成分分析 (Principal Component Analysis; PCA) が用いられてきた。特に、固有値直交関数展開 (Proper Orthogonal Decomposition; POD) ¹⁾²⁾分析が広く利用されており、変動場を持つ組織的な構造を抽出し、詳細な分析が行われている。Tamura (1995)³⁾は、時間変動風速・圧力の共分散行列に対して固有値分解を行う実 POD 解析について、その具体的な方法論や特徴を述べ、POD を用いた分析例を要約している。また、Taniguchi and Taniike (2006)⁴⁾は、変動成分の時系列データに対してフーリエ変換を行い、各点のクロススペクトルを積分して得られた共分散行列に対する固有値分解を行う複素 POD 解析を提案し、移流型の変動場に関する分析における優位性を示している。さらに、Takadate et al. (2023)⁵⁾は、粗度ブロック周辺の変動風速場に対して実 POD および複素 POD 解析を実施し、その固有モードを分析した。また、変動風速の再構成データから Gust factor を算出し、POD 手法に対する支配的フローパターンの抽出精度を評価した。これらの研究を通じて、様々な POD 手法が提案され、変動風速場の移流現象や乱流性状の理解が深まっている。他方、異なるアプローチとして、Hu et al. (2022,2023ab)⁶⁾⁷⁾⁸⁾は、POD に Linear Stochastic Estimation (LSE) を組み合わせた LSE-POD を用い、数値流体解析中に観測された情報から市街地内の気流分布を推定する手法を提案している。また、Wang et al. (2024)⁹⁾はアメダスで測定された関東地方の局地気象データに LSE-POD を適用し、空間的な気象データの復元について検討した。他方、特異値分解 (Singular Value Decomposition; SVD) 分析 ¹⁰⁾¹¹⁾は、観測されたデータセットに基づいて構成されたデータ行列を、時間的および空間的特徴を示す2つの右・左特異ベクトル行列と、各特異モードの強さを示す特異値行列の3つの行列に分解する手法である。この手法は、POD 分析と同様に、支配的なフローパターンの時空間的特徴を理解することで流れ

場の乱流特性を把握することが可能である。また、低ランク近似 (Low-Rank Approximation; LRA) を用いることで、寄与率の低い特異モードを削減し、特徴的な流れパターンを抽出して時空間データを得ることができる。本手法を使用することで、発生頻度は低いが強いエネルギーを持つ突風現象に対する特異モードの寄与を確認し、空間的な乱流構造と突風発生との関係を明らかにすることが期待される。

既往研究を通じて、POD や SVD を用いて流れ場に対して寄与の大きいフローパターンの抽出が行われてきたが、駆動手法による抽出結果への影響について評価されたことはない。本章では、歩行者風環境に対して SVD 分析を実施し、支配モードを抽出して、その駆動力による影響を評価する。また、本章の結果を通じて、5 章で示した風環境の確率論的特徴に対する駆動力の影響について定性的に評価することを目標の一つに置く。

6.2. 特異値分解

6.2.1. 概要

SVD 解析は、主成分分析の一種であり、 M 行 N 列のデータ行列 \mathbf{X} に対して、左特異行列 Φ 、右特異行列 Ψ 、特異値行列 Σ に分解し、 \mathbf{X} における特徴的かつ支配的な成分を抽出する手法である。なお、以後、ベクトル量を小文字 Bold 体、行列量を太文字 Bold 体で示す。 \mathbf{X} と分解された 3 つの行列は以下の関係性を持つ。

$$\mathbf{X} = \Phi \Sigma \Psi^T \quad (6-1)$$

なお、 $\Phi = [\boldsymbol{\varphi}_1, \boldsymbol{\varphi}_2, \dots, \boldsymbol{\varphi}_N]$ 、 $\Psi^T = [\boldsymbol{\psi}_1^T, \boldsymbol{\psi}_2^T, \dots, \boldsymbol{\psi}_N^T]$ はそれぞれ、 M 行 N 列、 N 行 N 列のユニタリ行列であり、 n 次特異ベクトルに当たる $\boldsymbol{\varphi}_n$ および $\boldsymbol{\psi}_n$ は正規直交基底である。 Σ は N 行 N 列の非負の実数が並んだ対角行列であり、 n 次の対角成分が特異値 σ_n に対応する。また、 Ψ の転置行列を Ψ^T と示す。

n 次特異値モード行列 \mathbf{Y}_n は $\boldsymbol{\varphi}_n$ 、 $\boldsymbol{\psi}_n$ 、 σ_n を用いて以下のように示され、特異モード行列を足し合わせることでデータ行列を再構成する。

$$\mathbf{X} = \sum_{n=1}^N \mathbf{Y}_n = \sum_{n=1}^N \boldsymbol{\varphi}_n \sigma_n \boldsymbol{\psi}_n^T \quad (6-2)$$

ここで、 N は \mathbf{X} の階数である。

本研究では、LES にて出力された歩行者高さにおける時間変動風速の 3 成分の時系列データによって構成されたデータ行列 $\mathbf{X} = [\mathbf{U}' \ \mathbf{V}' \ \mathbf{W}']$ に対して SVD 分析を実施した。 \mathbf{U}' 、 \mathbf{V}' 、 \mathbf{W}' はそれぞれ主流、スパン、鉛直方向の時間変動風速の時空間データによって構成された M 行 $N/3$ 列データ行列である。

6.2.2. 低ランク近似

低ランク近似 (Low-Rank Approximation; LRA) は、寄与率の低い特異モードを削減し、支配的な流れパターンのみを用いて時系列データを再構成する手法である。LRA 定数 L に対して、 $n = L + 1 \sim N$ 次の特異モードを除去し再構成された LRA 行列 \mathbf{X}_L を以下のように定義する。

$$\mathbf{X}_L = \sum_{n=1}^L \mathbf{Y}_n = \sum_{n=1}^L \boldsymbol{\varphi}_n \sigma_n \boldsymbol{\psi}_n^T \quad (6-3)$$

6.3. 支配的な流れパターンに対する駆動力による影響

6.3.1. 特異値行列に対する影響

図 6.1 に n 次特異モードの寄与率 CR と累積寄与率 CCR に対する駆動力による影響を示す。なお、 CR および CCR は次式で定義する。

$$CR = \frac{\sigma_n^2}{\sum_{i=1}^N \sigma_i^2} \quad (6-4)$$

$$CCR = \frac{\sum_{i=1}^n \sigma_i^2}{\sum_{i=1}^N \sigma_i^2} \quad (6-5)$$

なお、特異値の二乗の総和は、データ行列として定義された測定全点における TKE の総和に等しい。

図より、 CR 、 CCR 共に運動量供給によって駆動された Case2、Case4 は類似した寄与率分布が得られた。それに対して、Case1 は他のケースと異なる分布が見られた。特に、1 次、2 次モードは、Case2、4 に対して Case1 で大きな寄与率が確認され、より支配的なフローパターンであると推察される。その一方で、3 次以降のモードについてはケース間の差異は微小であり、各モードがもともとの時系列データに対して類似した寄与を与えていると推察される。

表 6.1 に CR および CCR が一定の値を持つ代表的な次数を示す。 CR が 1.0% を上回る次数に関しては、Case1 については 1 次数小さい 16 となるが、各ケース差異は軽微である。但し、 CR が 0.1% を上回る次数に関しては、Case1 は他のケースに比べて 9 次数少ない。他方、 CCR が 80.0%、90.0%、99.0% となる代表次数に関しては、図 6.1 から得られたトレンドと同様 Case2、Case4 においては軽微な差はあるものの類似した傾向が得られた。その一方で、Case1 においては、90% 到達において 50 程度、99% 到達において 250 程度他ケースより小さな次数において累積寄与が一定値に到達する。本結果は、前述の通り 1 次、2 次モードの寄与の影響が大きいことを示している。なお、1 次モードの CR は、0.170 (Case1)、0.133 (Case2)、0.133 (Case4) であり、2 次モードの CR は、0.142 (Case1)、0.114 (Case2)、0.126 (Case4) であり、1、2 次の CCR は 0.312 (Case1)、0.247 (Case2)、0.259 (Case4) となる。つまり、Case1 の 1、2 次モードは他ケースよりも全乱流分に対して 5% 程度大きなエネルギーを持つこと

がわかる.

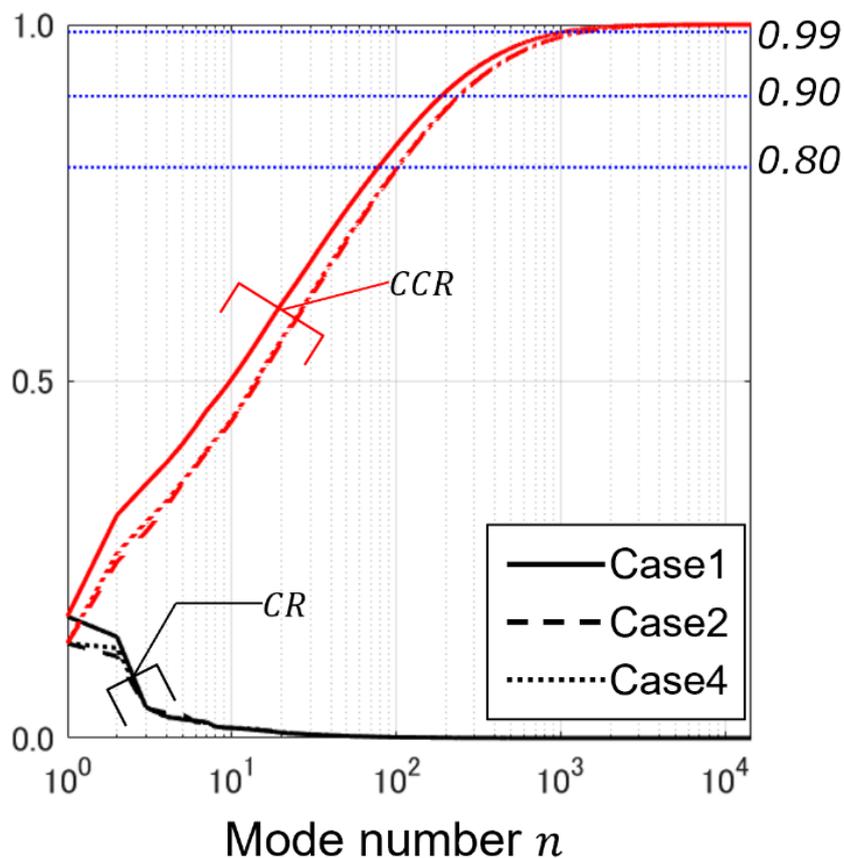


Fig.6.1 Contribution rates of singular value

Table 6.1. Mode numbers with contribution rate

| | | Driving method | | |
|------------|---------|----------------|-------|-------|
| | | Case1 | Case2 | Case4 |
| <i>CR</i> | > 1.0% | 16 | 17 | 17 |
| | > 0.1% | 116 | 127 | 127 |
| | > 99.0% | 1051 | 1382 | 1385 |
| <i>CCR</i> | > 90.0% | 188 | 242 | 239 |
| | > 80.0% | 78 | 103 | 102 |

6.3.2. 特異モードの時間的特徴に対する検討

時間的特徴を示す φ_n について、その特徴と駆動力による影響を調査する。図 6.2 は、次数に対する φ_n の統計量(平均 $\overline{\varphi_n}$, 標準偏差 $\varphi_{rms,n}$, 歪度 Sk_{φ_n} , 尖度 Kt_{φ_n})を示す。図 6.2(a, b)より明らかな通り、駆動力に関わらず、 φ_i の平均は0, 標準偏差は $\sqrt{1/M}$ となる。これは、データ行列 \mathbf{X} が時間変動風速で構成されており、なおかつ、ユニタリ行列 Φ を構成する φ_n が正規直交基底であることから自明である。歪度は、駆動力によって異なるトレンドが確認された。特に低次モードにおいて、その差異は顕著であり、歪み方向が異なる時系列データも散見される。一方、次数が大きくなるにつれ、 Sk_{φ_n} は0に漸近する傾向も見られる。尖度についても、特にCase1において低次で異なる傾向が見られた。また、次数の増加に伴いいずれの特異モードにおいても3.0程度で一定値を取る。また、最大次数に近づくと歪度は急激に増加する。最大次数近傍は、高寄与率な低次モードからの残差の意味合いが強いため、低次モードと等しい標準偏差を持つが、 $\varphi_n = 0$ 近傍で変動幅の小さい時系列となる。そのため、尖度の急激な増大が生じたと考えられる。以上の結果より、低次のモードは特徴的な歪み、尖りを持つ確率密度分布を持つ一方、高次においては正規分布に従う確率密度分布が得られると推察できる。

次に、 φ_n の確率性状を確認するため、1~10次の左特異ベクトル φ_n の確率密度分布 $f(\varphi_n/\varphi_{rms,n})$ を示す(図 6.3)。また、比較のため、平均が0, 標準偏差が $\sqrt{1/M}$ であるGauss分布を併せて示す。いずれの駆動力によっても類似した確率密度分布が確認された。また、確率密度分布は、1次モードにおいてケース間に乖離が見られる。特にCase1において二峰性を持つ傾向が得られる。その一方でより高次のモードではいずれの駆動力においても類似した分布を持ち、なおかつ、概ね正規分布に類似した結果となった。以上の結果より、各モードの確率論的特徴は駆動力に依存せず、なおかつ、確率密度関数はGaussian的特徴を持つ分布関数となることがわかる。POD分解において、Gaussian的特徴を持つデータ行列を仮定し分解がされる¹⁾²⁾。本結果は、その仮定に基づき生じた特徴ではないかと予測す

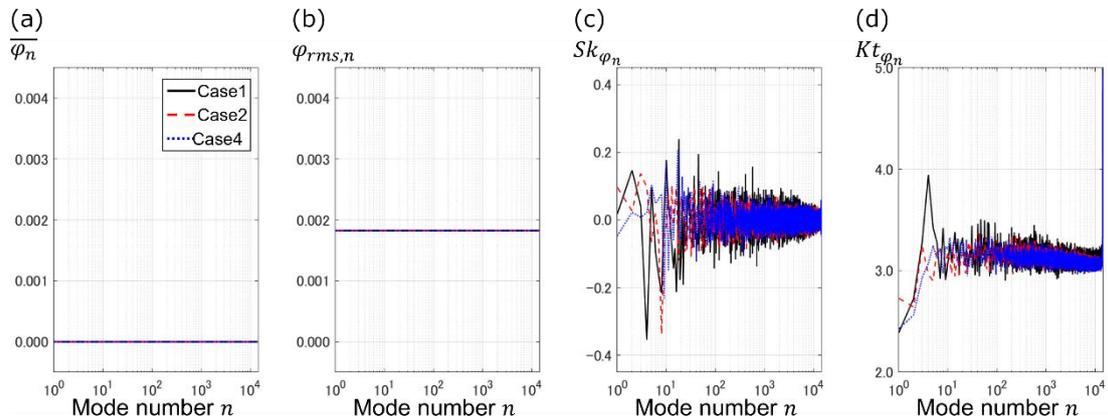


Fig.6.2 Statistics such as (a) mean and standard deviation, (b) skewness, and (c) kurtosis of the left singular vectors.

る。

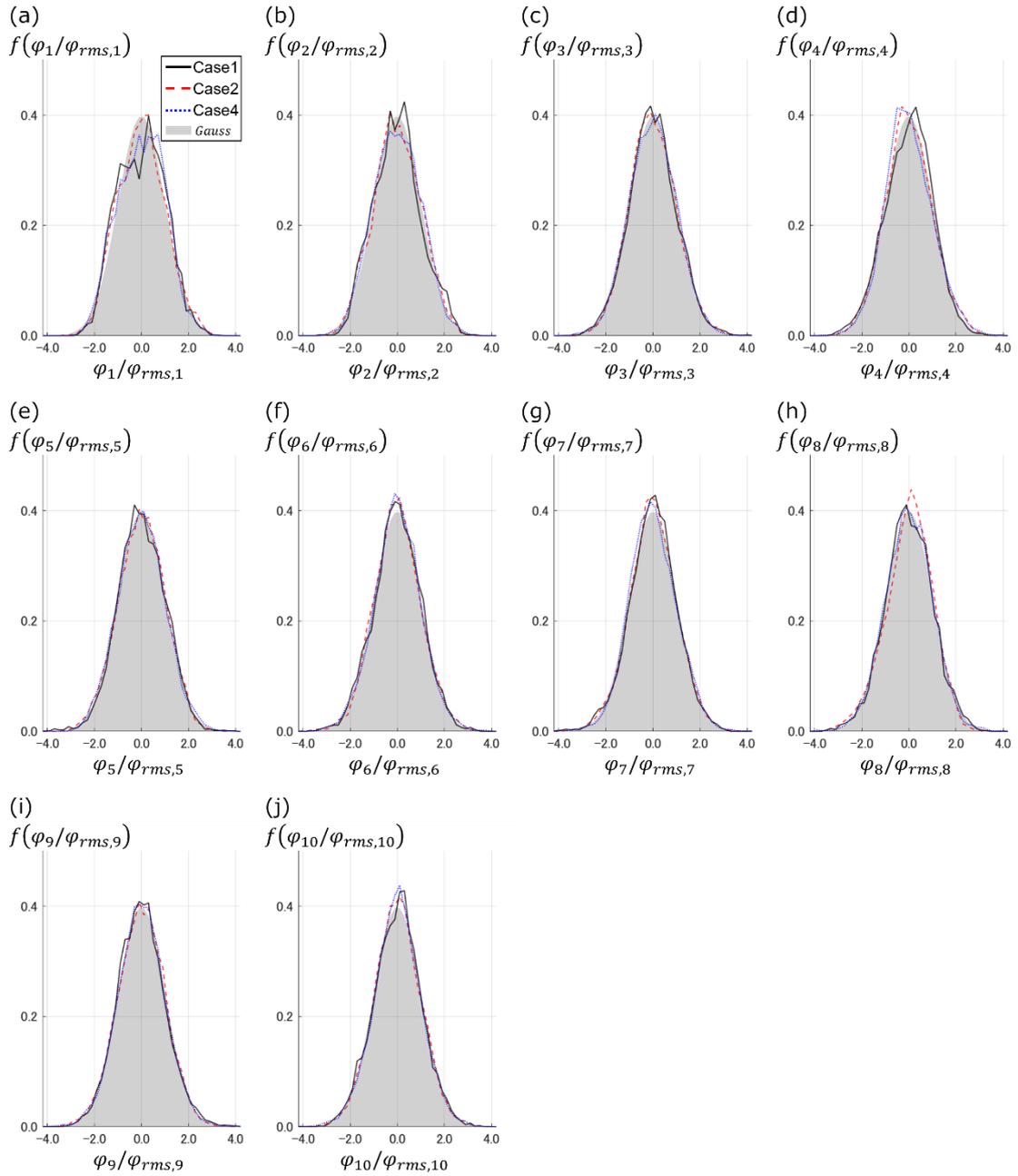


Fig.6.3 Probabilistic density function of the (a) 1st, (b) 2nd, (c) 3rd, (d) 4th, (e) 5th, (f) 6th, (g) 7th, (h) 8th, (i) 9th, and (j) 10th left singular vectors.

6.3.3. 特異モードの空間的特徴に対する検討

n 次特異モードの空間的特徴を示す右特異ベクトル $\boldsymbol{\psi}_n$ に対する駆動力による影響を評価する. 図 6.4~6.6 は 1, 2, 3 次右特異ベクトル $\boldsymbol{\psi}_n^T = [\boldsymbol{\psi}_{n,u}^T, \boldsymbol{\psi}_{n,v}^T, \boldsymbol{\psi}_{n,w}^T]$ の空間分布を示す. $\boldsymbol{\psi}_{n,u_i}$ は $\boldsymbol{\psi}_n$ 内の u_i 成分である. 異なる駆動条件を採用した LES 結果に対して SVD 分析を行ったとしても, 支配的なフローパターンの空間分布は, 類似した傾向を示した. なお, Case2 において他のケースに対して正負が逆転した空間分布が見られるが, その場合, $\boldsymbol{\varphi}_n$

においてその時系列も正負が逆転となり、結果として、それらの積である特異モードは同符号となるため、同様の空間分布として評価可能である。以上の結果より、駆動手法によらず、歩行者空間において時間的にもしくは空間的に類似した傾向を持つ支配的なフローパターンが抽出できることが示された。したがって、駆動手法に基づく変化は、乱流におけるそれぞれのフローパターンの寄与割合のみであることが示された。

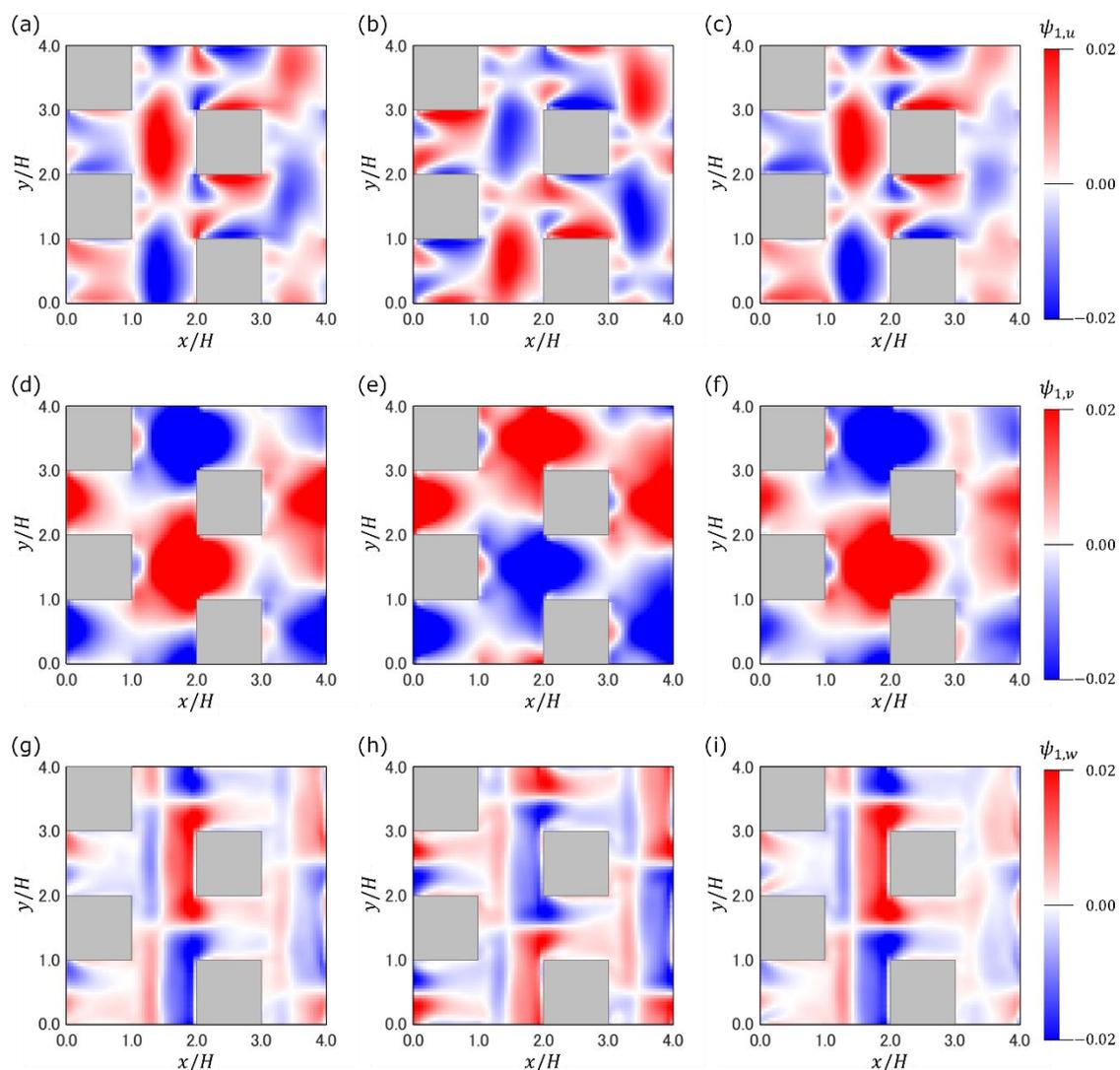


Fig.6.4 Horizontal distribution of the 1st right singular vector of (a,b,c) streamwise, (d,e,f) spanwise, and (g,h,i) vertical velocity components. (a,d,g), (b,e,h), and (c,f,i) show Case1, Case2, and Case4 respectively.

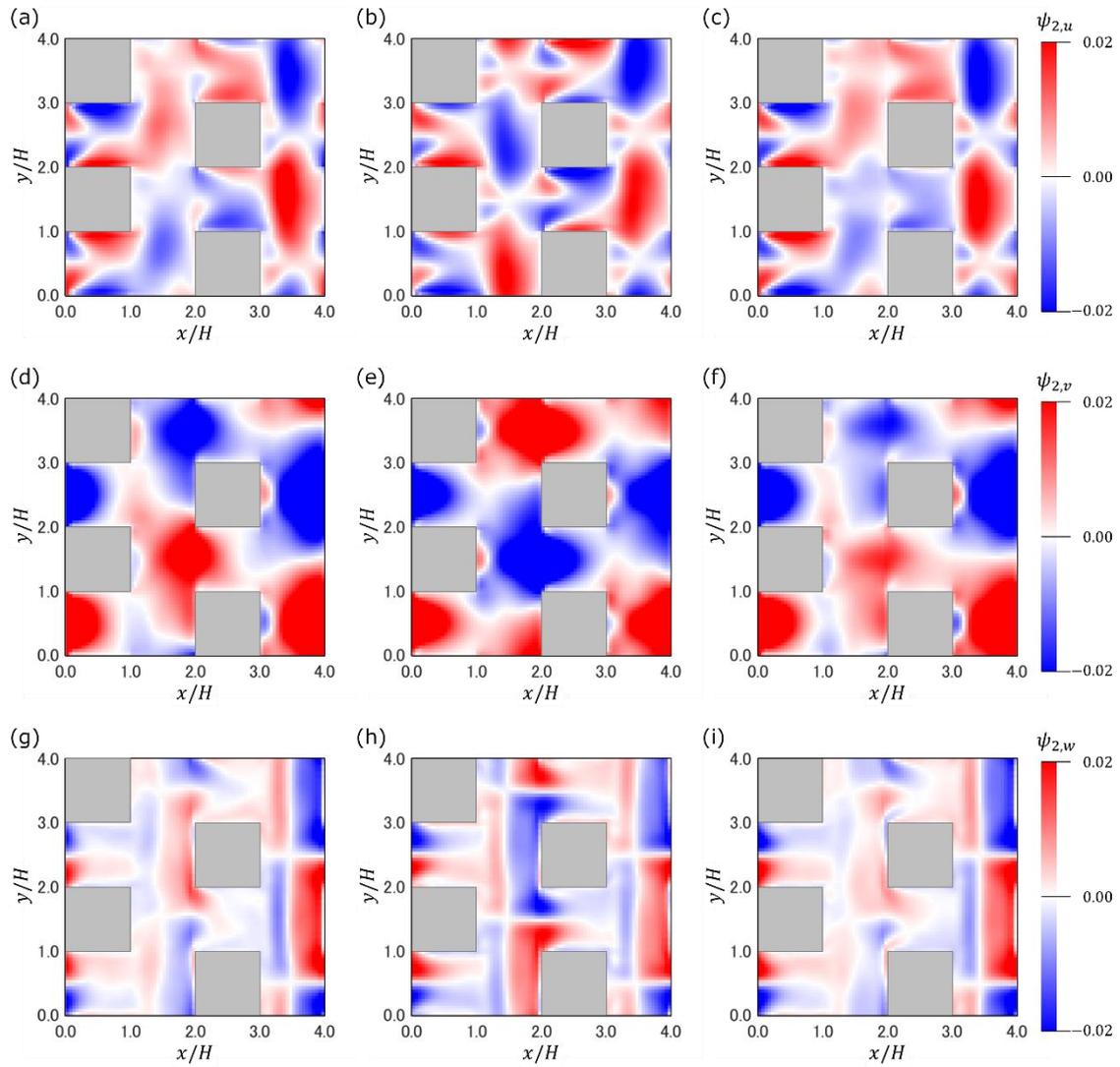


Fig.6.5 Horizontal distribution of the 2nd right singular vector of (a,b,c) streamwise, (d,e,f) spanwise, and (g,h,i) vertical velocity components. (a,d,g), (b,e,h), and (c,f,i) show Case1, Case2, and Case4 respectively.

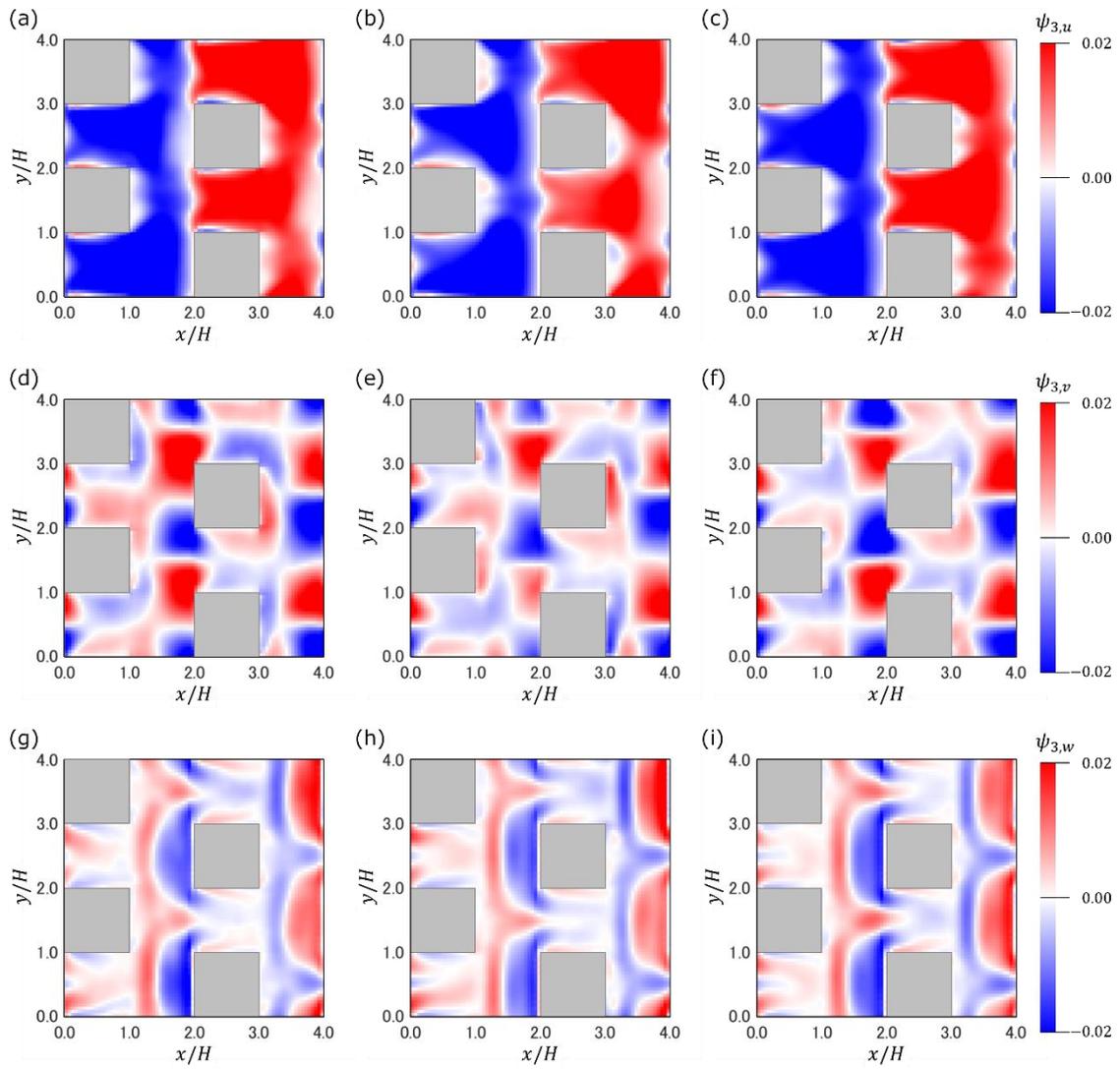


Fig.6.6 Horizontal distribution of the 3rd right singular vector of (a,b,c) streamwise, (d,e,f) spanwise, and (g,h,i) vertical velocity components. (a,d,g), (b,e,h), and (c,f,i) show Case1, Case2, and Case4 respectively.

6.3.4. 低ランク近似に基づいたデータ再構成に対する検討

歩行者空間で発生する突風現象に対する特異モードの寄与を調査するため、Case2 のデータ行列を対象に実施された SVD 分析の結果を用いて LRA に基づく再構成を実施した。その後、再構成データから超過風速を算出し、LES の結果に対する再現性を調査した。

図 6.7 は LES 結果 \mathbf{X} と LRA 結果 \mathbf{X}_L から算出された $p = 99.9\%$ 超過風速 $v'_{a,p}$, $v'_{a,p,L}$ の空間分布を示す。LRA 定数 L は 1 次に加え、特異値の CR と CCR が特徴的である表 6.1 に示した代表次数を採用した。 L が大きくなるにつれ、変動成分の重ね合わせにより、再構成データから算出された超過風速分布が元データの超過風速分布に近づくことがわかる。また、1 次や 1~17 次など低次特異モードを用いて再構成する場合、LES の結果と空間的な傾向は類似しているが、LES に対して著しく小さい超過風速分布が算出される。高次特異モードを用いて再構成する場合、元データの再現性が向上するものの、採用次数の増加に伴う再現性向上への寄与は緩やかになる。

図 6.8 は LES 結果 \mathbf{X} と LRA 結果 \mathbf{X}_L から算出された $p = 99.9, 99.0, 90.0\%$ 超過風速 $v'_{a,p}$, $v'_{a,p,L}$ の相関を示す。高寄与である 1 次特異モードおよび 1~17 次特異モードを用いて再構成した場合、図 6.7 の結果と同様、LRA により再構成された時系列から算出された $p\%$ 超過風速は、LES 結果から算出された結果に対して著しく過小評価となる (図 6.7 (a,b))。この傾向は高超過風速で特に顕著である。一方、図 6.7 (c,d,e) のように、高次特異モードを用いて再構成した場合、高精度で LES の結果を再現することができる。LES 結果に対して、 $L = 103$ の場合は $\pm 20\%$ 、 $L = 242$ および 1382 の場合は $\pm 10\%$ 誤差となり、 L が大きくなる

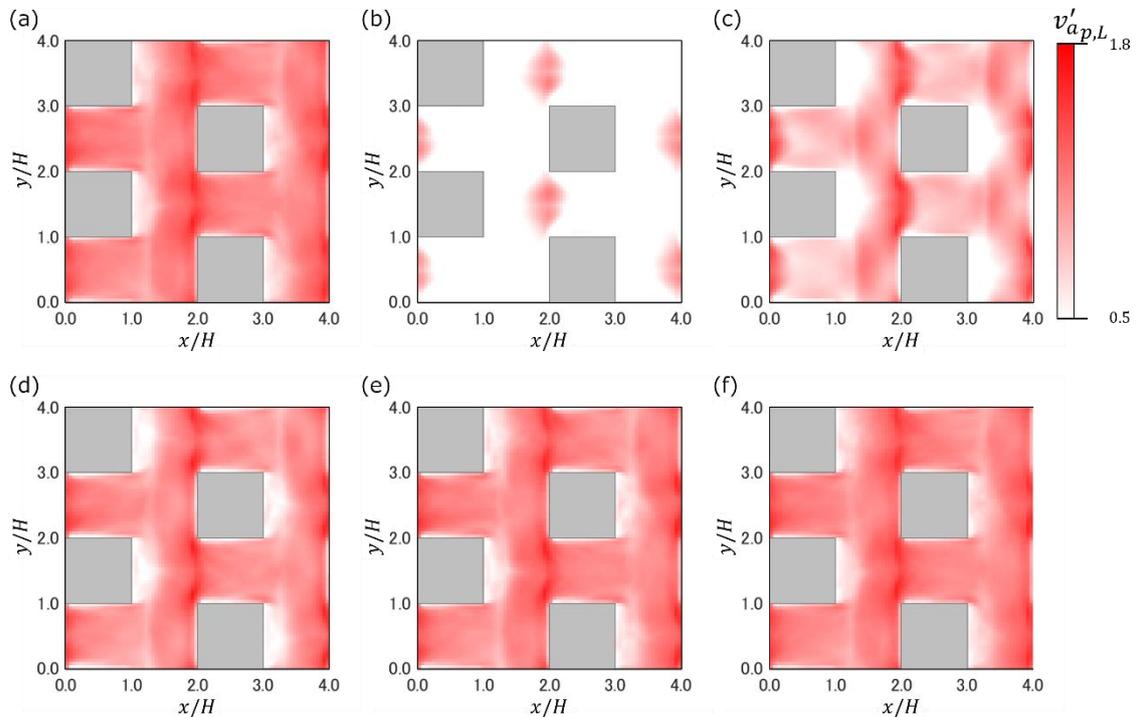


Fig.6.7 Horizontal distributions of the 99.9 percentile wind speed of (a) LES and (b,c,d,e,f) LRA results for the case with $H/20$. L is equal to (b) 1, (c) 17, (d) 103, (e) 242, and (f) 1382.

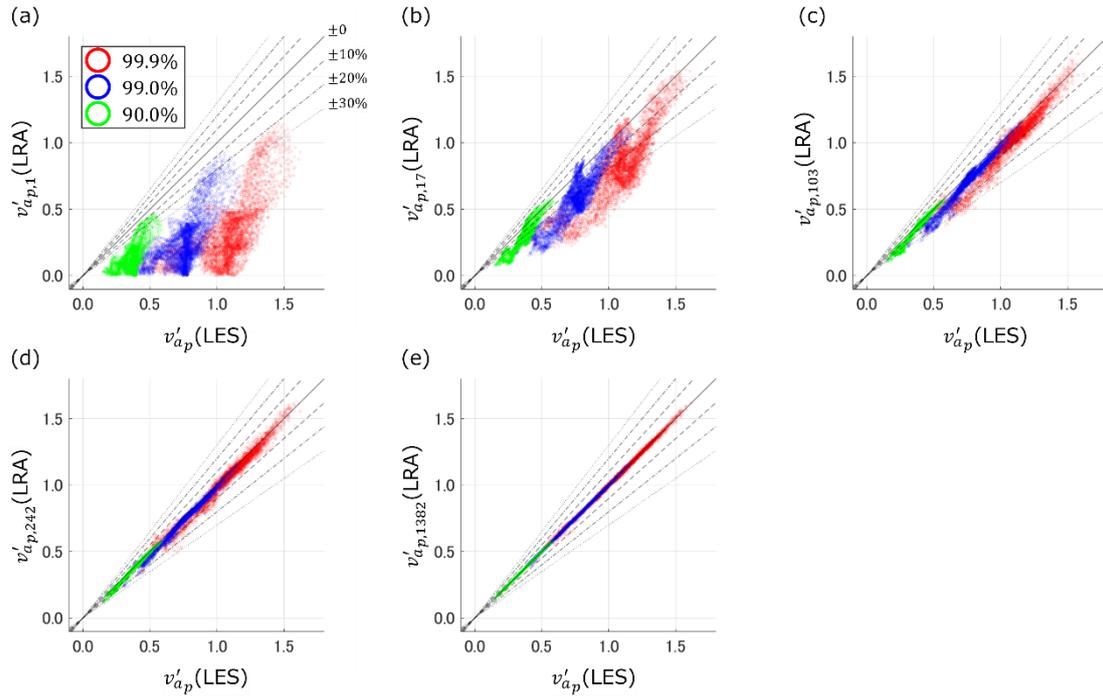


Fig.6.8 Correlation of the percentile wind speed between the LES and LRA data when L is equal to (a) 1, (b) 17, (c) 103, (d) 242, and (e) 1382.

につれ再現性が向上する。

最後に、水平断面全体における LRA の精度を評価するため、99.9, 99.0, 90.0 %超過風速に対して二乗平均平方根誤差 Er_p を以下に定義し、図 6.9 に L に対する Er_p の推移を示す。

$$Er_p = \sqrt{\frac{1}{N_x N_y} \sum \sum \left(\frac{v'_{a_p} - v'_{a_p,L}}{v'_{a_p}} \right)^2} \quad (6-3)$$

どのパーセント超過風速においても、一貫して10 %誤差の範囲で再現するためには100~200次程度の高次特異モードを用いて再構成をする必要がある。また、高パーセント超過風速になるにつれて、 Er_p が大きくなることから、最大風速に対し高次特異モードが影響しうると推察できる。

図 6.10 及び 6.11 は、歩行者空間における代表点での LRA 次数に対する再構成データから算出された確率密度分布 PDF 、累積度数分布 CDF の推移を示す。また、参照データとして、LES 結果から算出された PDF 、 CDF を併記し、再現性を評価する。図 6.10(a)から明らかとなっており、 CV が1%以上である17次までのモードを再構成に使用しても、取りうる v'_a の範囲が小さく、元データの確率密度分布を再現できていない。一方、より高次のモードまで再構成に取り入れた場合、図 6.10(b,c,d)に示されるように、確率密度分布の裾野が広がり、LES の結果を忠実に再現できていることがわかる。累積度数分布についても、同様の傾向が認められ、高次モードを取り入れるほど元データの再現性が向上する。また、累積度数が90.0%, 99.0%, 99.9%となる高パーセント超過風速を再現する観点で分析を行うと、 CCV が90.0%

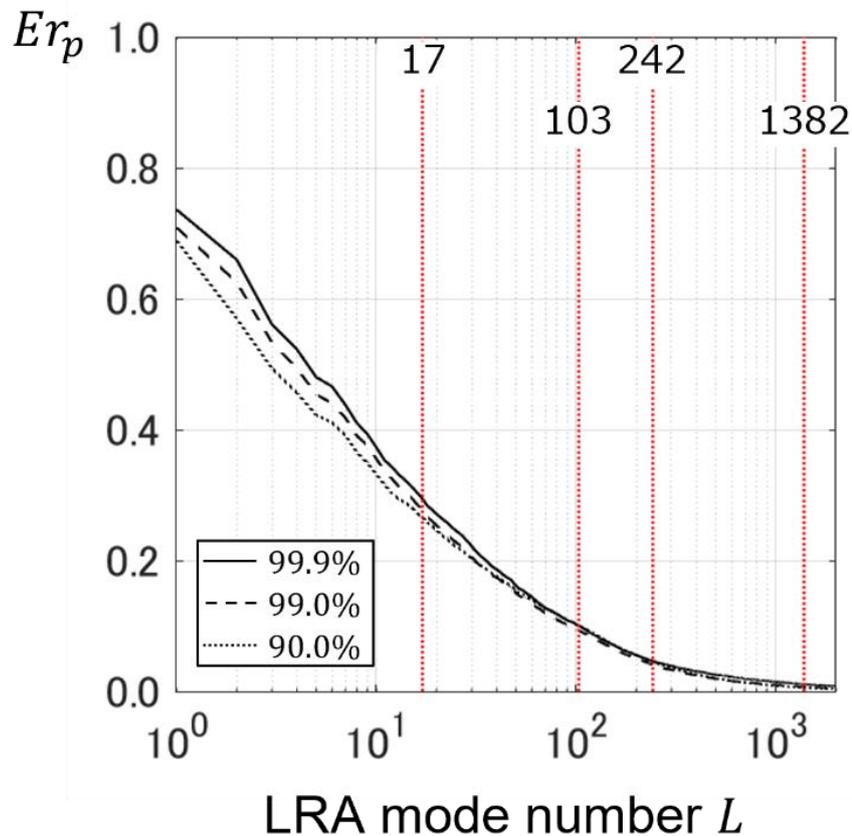


Fig.6.9 Root mean square percentage errors of the percentile wind speed between the LES and LRA data.

以上となる 242 次までの再構成では、元データとの間に軽微ながら差異が見られ、完全な再現には至っていない。一方、 CCV が 99.0%となる 1382 次までのモードを再構成に用いた場合、元データを高精度に再現することが可能である。この結果は、突風現象を形成する上で、有意なフローパターンが低次モードのみならず高次モードにも存在することを示している。図 6.1 で示すように、高次の特異モードは、エネルギー寄与が非常に小さく、図 6.2 の統計量から推察できるように強いランダム性を有している。そのため、単一の高次特異モードが流れ場へ及ぼす直接的な影響は限定的であると推察される。しかしながら、突風現象のような低発生頻度かつ強力な風事象は、低次モードのみに支配されず、多数のモードが重なり合って生じたものと解釈できる。したがって、歩行者空間における突風現象を正確に把握するためには、低次から高次に至る幅広いモード間における位相情報を含む相互関係を明らかにすることが不可欠であろう。

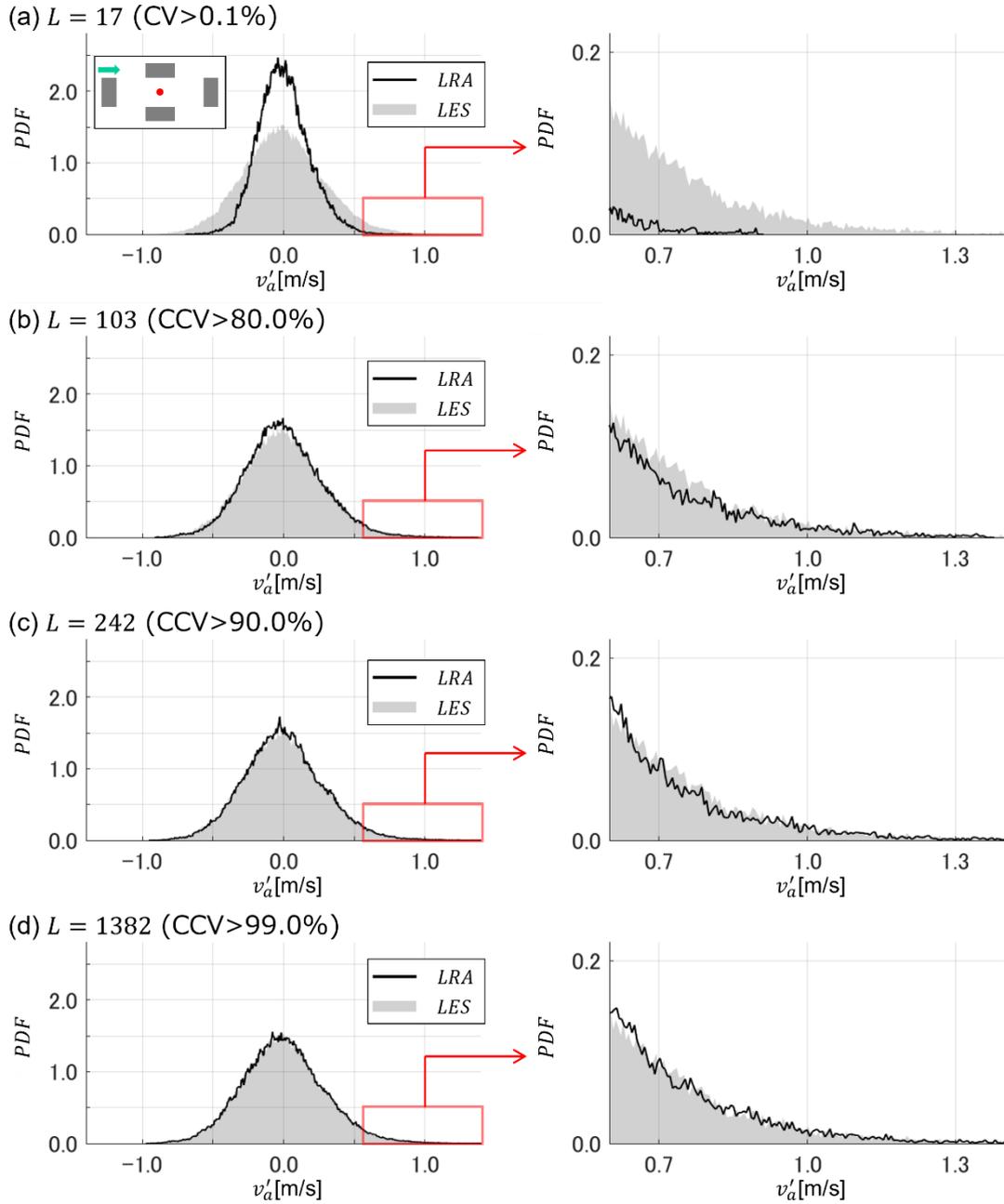


Fig.6.10 Comparison of probabilistic density functions between the LES and LRA data when L is equal to (a) 17, (b) 103, (c) 242, and (d) 1382.

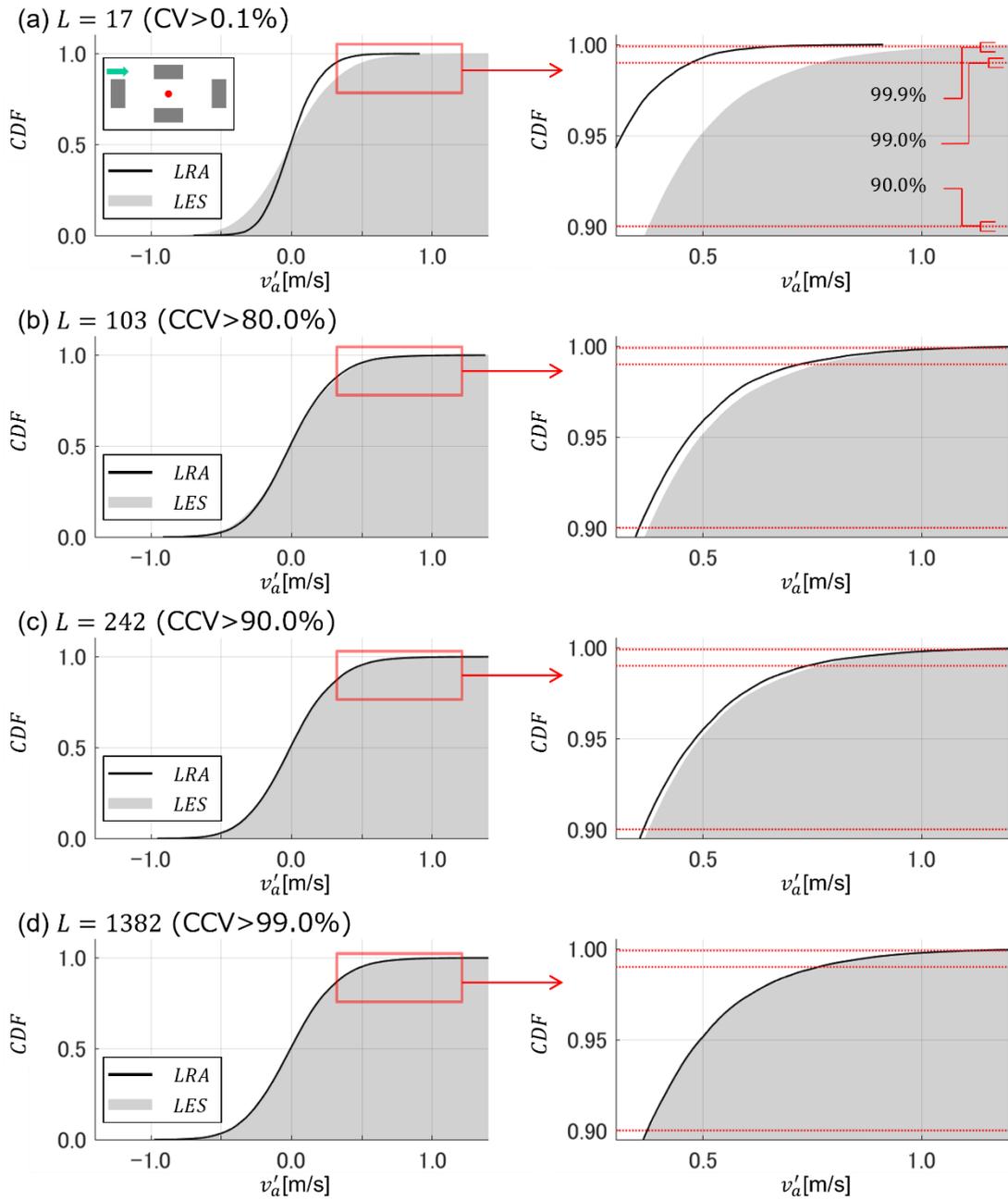


Fig.6.11 Comparison of cumulative density functions CDF between the LES and LRA data when L is equal to (a) 17, (b) 103, (c) 242, and (d) 1382. The red dot lines denote CDF corresponding to 99.9, 99.0, and 90.0%.

6.4. 結言

本章では、単純都市キャノピーにおける歩行者高さの風環境に対して SVD 分析を用いて支配的なフローパターンを算出し、それらに対する流れの駆動手法の影響を調査した。また、LRA を適用することにより、歩行者空間の突風現象に対する特異モードの寄与を調べ、突風現象への理解を深めた。

各特異モードのエネルギー寄与を示す特異値の寄与率および累積寄与率には、駆動力間で差異が見られた。特に、上面流速駆動である Case1 では 1 次および 2 次モードの寄与が非常に大きく、その累積寄与率は他のケースと比較して約 5%高かった。一方、Case2 および Case3 では軽微な差異はあったものの、ほとんど一致した。各特異モードの時間的および空間的特徴を示す左および右特異ベクトルについては、駆動力にかかわらず良好な一致が見られた。これにより、駆動手法に関係なく、歩行者空間で支配的なフローパターンは同様であり、駆動手法はそれらのフローパターンの強弱にのみ影響を与えることが示唆された。この差異が、結果として第 5 章で示された駆動力間の突風の違いを引き起こしたと考えられる。

さらに、LRA を用いて風速データの再構成を行い、LRA 採用回数による突風の再現性を分析し、突風現象に寄与するフローパターンを抽出した。結果として、突風現象を誤差 10% 以内で高精度に再現するためには、全回数の 10%程度を用いて再構成する必要があることがわかった。各特異モードのエネルギー寄与が 0.1%以上である回数は全回数の約 1%であり、本結果に対応する。これにより、高次の低寄与かつランダム性の強いフローパターンが突風に影響を与えることが示唆された。つまり、突風現象のような低頻度かつ強力な風事象は、低次モードのみならず、多数のモードの重なり合いを通じて生じるものであると解釈できる。以上の結果は、歩行者空間における突風の把握において、低次から高次にかけて幅広いモード間の相互関係を理解する必要性を示している。

参考文献

- 1) 平邦彦 (2011) 固有値直交分解による流体解析: 1.基礎, ながれ, vol.30, pp.115-123
- 2) 平邦彦 (2011) 固有値直交分解による流体解析: 2.応用, ながれ, vol.30, pp. 263-271
- 3) 田村幸雄 (1995) 固有直交関数展開のランダム変動場への応用のすすめ, 日本風工学会誌, vol.65, pp.33-41
- 4) 谷口徹郎, 谷池義人 (2006) 変動場の組織的な構造を評価するための複素POD解析に関する研究, 日本風工学会論文集, vol.31, pp.123-130
- 5) 高館祐貴, 喜々津仁密, 奥田泰雄 (2023) 粗度ブロック内部の変動風速場における実POD解析と複素POD解析について, 日本風工学会年次研究発表会・梗概集, p95-96
- 6) Hu, C., Jia, H., Kikumoto, H. (2022) Estimation of airflow distribution in cubic building group model using POD-SE and limited sensors, Building and Environment, 221, 109324, <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2022.109324>
- 7) Hu, C., Jia, H., Kikumoto, H. (2022) Estimation of instantaneous airflow distribution in cubic building group model using multi-time-delay LES-POD, Building and Environment, 243, 109324, <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2022.109324>
- 8) Hu, C., Kikumoto, H., Zhang, B., Jia, H. (2023b) Fast estimation of airflow distribution in an urban model using generative adversarial networks with limited sensing data, Building and Environment, 249, 111120, <https://doi.org/10.1016/j.buildenv.2023.111120>
- 9) Wang, X., Jia, H., Nakao, K., Kikumoto, H. (2024) Study on utilization of local objective analysis data for microclimate prediction (Part 3) High-resolution analysis of long-term thermal environmental changes in Tokyo Bay region, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (関東), 40905
- 10) Blaise, N., Denoël, V. (2013) Principal static wind loads, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 113, pp. 29-39, <http://dx.doi.org/10.1016/j.jweia.2012.12.009>
- 11) Blaise, N., Canor, T., Denoël, V. (2016) Reconstruction of the envelope of non-Gaussian structural response with principal static wind loads, Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics, 149, pp. 59-76, <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2015.12.001>

第7章 総論

「十分に発達した都市境界層を再現する数値流体解析手法と乱流性状に関する研究」と題した本研究は、都市乱流境界層における運動量供給メカニズムを数理的に分析し、その結果を基に風洞模型実験で再現される十分に発達した境界層を精緻に模倣するための数値解析手法を提案するものである。さらに、提案した手法を適用した数値解析を通じて、都市乱流境界層における乱流性状や歩行者空間の流れ場への影響を詳細に分析した。特に、発生頻度は低いものの高いエネルギーを伴う突風現象について、その再現性を検証するとともに、その発生メカニズムを解明することを目指した一連の研究により構成されている。本研究の成果は、都市空間の風環境評価および設計に資する科学的知見を提供するものである。

第2章では、既往研究において使用されてきた「上面一定流速駆動法」と「一定主流方向圧力勾配駆動法」の二つの手法を対象に、単純都市キャノピー周辺気流に対する数値流体解析を実施し、境界層内の乱流統計量分布に及ぼす駆動手法の影響を体系的に調査した。その結果、平均風速に代表される定常的な流れ場については、計算領域上端部の境界条件が顕著に影響する領域を除き、駆動手法による影響は極めて小さいことが確認された。一方、乱流エネルギーや風速分散、Reynolds 応力など乱流特性を示す統計量に対しては、特に RSL 上空で駆動手法の違いが顕著な影響を及ぼすことが明らかになった。さらに、四象限解析を適用した結果、乱流イベントの発生傾向が統計量の鉛直分布に強く依存し、駆動手法の違いによって変化する様相が確認された。これらの知見に基づき、都市風環境の評価において既往駆動手法の持つ課題が明確化され、十分に発達した境界層を正確に再現するためには、境界層の特性を適切に模倣する駆動手法の採用が不可欠であることが示唆された。

第3章では、既往駆動手法に代わる新しい解析手法を提案した。流れの支配方程式である Navier-Stokes 方程式に基づき、風洞模型実験でよく見られる十分に発達した境界層において、主流方向のわずかな境界層発達が残るために、主流方向の圧力差に加え、平均流や乱流の主流方向変化が運動量供給に寄与することが明らかになった。それにより、床面に作用する全抗力は、従来考えられてきた圧力勾配と平均流や乱流の主流方向変化の総和に対する床面から境界層高さまでの鉛直積分値とバランスする。これらの結果は、十分に発達した境界層を対象とした研究を実施する上で、既往研究で用いられてきた駆動手法では不十分であり、提案手法を導入する必要があることが示すものである。

第4章では、第3章で提案された新たな駆動手法を実装し、従来手法との比較を通じて、単純都市キャノピー周辺の流れ場における乱流統計量への影響を定量的に評価した。数値解析の結果、定常流れ場を特徴づける平均風速については、駆動手法による影響が極めて小さいことが確認された。一方で、乱流場を特徴づける乱流エネルギーや風速分散といった統計量においては、特に RSL 上空で顕著な差異が見られた。さらに、乱流統計量の収支分析により、エネルギー収支式の各項におけるエネルギー生成・授受・散逸の挙動が、駆動力に

起因する Reynolds 応力の鉛直分布の変化を介して大きな影響を受けることが明らかとなった。これらの結果は、境界層内の乱流特性が駆動手法に基づく運動量供給メカニズムによって左右されることを示しており、十分に発達した境界層を正確に再現するためには、適切な計算条件を採用することの重要性を強く示唆している。

第 5 章では、従来手法と提案手法を用いて得られた単純都市キャノピー内部の歩行者高さにおける風環境の統計量を比較し、低頻度ながら高エネルギーな風事象である突風現象に対する駆動手法の影響を詳細に検討した。さらに、高次統計量に基づく突風予測手法の適用可能性についても評価した。平均風速や標準偏差といった統計量に関しては、適切な **Scaling** パラメータを用いることで、駆動手法の違いによる影響をほぼ排除し、類似した分布を得ることが可能であった。一方、突風率や超過風速といった突風現象を特徴づける統計値については、駆動手法が影響を与えることが確認された。また、高次統計量と突風率の関係性については、全ての駆動手法において類似した傾向が示され、**Weibull** 分布に基づく突風予測手法を用いることで、その関係性を高い精度で再現できることが明らかとなった。これらの結果は、歩行者空間における風環境を正確に評価するためには、提案手法によって再現される十分に発達した境界層における緩やかな主流方向の発達を適切に考慮する必要があることを示唆している。

第 6 章では、第 5 章で示された駆動手法が歩行者風環境における突風現象に与える影響の原因を究明するため、特異値分解を用いて支配的なフローパターンを抽出し、駆動手法が歩行者空間内の特徴的な乱流構造に及ぼす影響を詳細に調査した。特異モードの時間的または空間的な特性を示す特異ベクトルについては、駆動手法の違いによる影響は軽微であり、どの駆動手法を用いた場合でも、類似したフローパターンに分解されることが確認された。一方、乱流エネルギーへの寄与を示す特異値については、特に高寄与を示す低次モードにおいて、駆動手法に起因する顕著な影響が認められた。この結果は、歩行者空間における支配的な低次モードのエネルギー強度が駆動力に大きく依存し、これを介して流れ場の統計学的特性が変化することを明確に示している。これらの結果を通じて、運動量収支において粘性応力やキャノピー抗力が主として支配的とされる床面近傍の歩行者高さにおいても、運動量供給メカニズムが流れ場に有意な影響を及ぼしていることが明らかとなった。本結果は、単純街区を対象とした数値流体解析に基づき風環境評価を行う際に、実験や観測で得られる流れ場条件を忠実に再現するための駆動手法として提案手法を適切に導入する重要性を示唆している。

本研究を通じて、対象とする実験や観測で得られる流れ場の物理的特徴を精査し、それを数値的に再現する必要性が明確に示された。特に、都市空間を内包する完全に発達した境界層を精緻に模擬するために提案された駆動手法は、その適用意義と重要性を明示するものとなった。この成果は、研究目的を十分に達成したのみならず、都市風環境の解析手法に対して新たな指針を与えるものと評価される。さらに体系的に考察すれば、本研究で検討された駆動手法は、多スケール間の相互作用を再現しつつ計算負荷を適切に管理する条件構築

の一例と位置付けることができる。このような多スケール問題の取り組みは、風環境分野にとどまらず、様々な環境場の解析においても重要性を持つ課題である。将来的な展望として、本研究を基盤とし、都市風環境解析に限らず、他のスケールにおける物理現象をより緻密かつ精確に再現するための計算条件設定の提案を目指していきたい。その過程において、複雑な環境現象に対応可能な数値解析技術の発展にも寄与することを期する。