

数値流体解析に基づく市街地乱流場の時空間構造に関する研究

池田, 恭彰

<https://hdl.handle.net/2324/2236285>

出版情報 : Kyushu University, 2018, 博士 (工学) , 課程博士
バージョン :
権利関係 :



博士論文

数値流体解析に基づく

市街地乱流場の時空間構造に関する研究

2019 年 1 月

池田 恭彰

目次

第 1 章 序論	1
1-1. 背景・目的	2
1-2. 論文構成	4
参考文献	5
第 2 章 市街地気流に関する先行研究の成果と課題	6
2-1. 諸言	7
2-2. 市街地気流に関する先行研究の成果	9
2-3. 先行研究の課題	11
2-4. 結語	12
参考文献	13
第 3 章 歩道空間平均流の空間構造に関する研究	16
3-1. 諸言	17
3-2. 数値計算モデル概要	18
3-2-1. CFD の概要と LES の特徴	18
3-2-2. 空間フィルタリングと支配方程式	19
3-2-3. 方程式の離散化と数値粘性	20
3-3. 計算コード詳細	20
3-4. 計算領域と粗度条件	25
3-4-1. 計算領域	25
3-4-2. 粗度条件	26
3-5. 統計量算出のために必要な計算時間の検討	29
3-5-1. 助走時間	29
3-5-2. 平均化時間	31
3-6. 風洞実験データとの比較	33
3-7. 平均流の空間分布	35
3-8. 時空間平均流速の鉛直分布	40

3-9. 幾何パラメータによる時空間平均速度比の推定	42
3-10. 歩行者高さ風速の推定	43
3-11. 参照風速の改善	47
3-12. 推定式の比較	50
3-13. 結語	58
参考文献	60
 第4章 歩道空間瞬間流の時間構造に関する研究	63
4-1. 諸言	64
4-2. 数値計算手法	64
4-3. 風洞実験との比較	66
4-3-1. 標準偏差	66
4-3-2. レイノルズ応力	67
4-4. 瞬間的な気流場の空間分布	70
4-5. ガストファクタに関する実測値との比較	74
4-6. 歩行者高さ水平面内における風速の確率密度分布	75
4-7. 時空間平均流速による突風強度の推定	77
4-8. 結語	80
参考文献	82
 第5章 総論	83

第 1 章 序論

1-1. 背景・目的

産業革命以降の急激な都市化は、先進国は勿論、新興国や途上国なども含めた世界的なトレンドである。国際連合が公表している統計^[1]によれば、2018年時点では世界人口の実に55%が都市域に居住しており、2050年には68%に達すると予測されている。こうした状況に鑑みれば、都市域の気温や風速、大気汚染物質濃度などで評価される物理的な環境の質は都市居住者の健康、安全、快適性を左右する極めて重要な問題であると言えよう。

ところで、都市域においては郊外部とは異なる独特の気候が形成される事が知られており「都市気候 (Urban Climate)」と呼ばれる (Oke, 1988^[2])。特に良く知られた都市気候の性状として、都市域の気温が郊外部に比べ高くなる「ヒートアイランド現象」が挙げられる。ヒートアイランドの最初の観測は、19世紀にロンドン塔とその郊外部における気温差を報告した Haward (1833)^[3]に遡るが、それ以降世界各地での多数の観測や数値モデルにより都市空間の温度場や気流場の特性やその形成過程について研究が行われてきた。本博士論文は、この都市空間における気流場を対象とする。

都市空間の気流場を特徴付けるのは、林立した建物や構造物により形成される凹凸面である。この凹凸面は都市キャノピーと呼ばれ、都市一大気間の輸送現象において流体力学的粗面として、地表近傍風速を低下させ、移流による熱輸送や水蒸気輸送を弱める一方で、短波・長波放射のトラップによる地表面熱収支における正味放射量の多寡にも大きな影響を与え、それが引いてはヒートアイランドの形成にも寄与する (近藤, 2000^[4])。

都市キャノピー内外の気流場に注目すると、隣棟空間の幾何形状によって人工排熱や排ガスなどの地表付近での滞留が生じる場合もあるため、適切な上空大気との換気は都市空間の空気質や熱環境を左右する形成要因である。一方、ビル風などの間欠的な強風は歩行者の安全性に大きな影響をもたらす。よって、都市キャノピー内外の気流性状を適切に予測・評価することは都市環境を考えるうえで重要であるといえる。このため、都市キャノピーを構成する構造物の形状や配置、高さばらつきなどの幾何的な条件と気流性状の関係について、これまで多くの研究が為されてきた。

とくに、我々人間に影響を及ぼす地表付近の風環境に着目した研究は盛んに進められてい

る．たとえば，Kubota et al. (2008) ^[5]は，日本の実在都市のスケール模型を用いた風洞実験を行い，地表付近の平均風速をサーミスタ風速計により測定した．この結果，地表付近の時空間平均風速比（同一測定点で，粗度がある場合とない場合の風速比の時空間平均値）は，グロス建蔽率（街区面積と建物の屋根面積の比，水平面上の建物群の密度を表す）の増加に伴って単調減少することを示した．義江ら（2008）^[6]は，香港の建蔽率の高い実在都市の単純化模型を用いた風洞実験によって地表付近の風速比を熱線流速計により測定し，地表付近の時空間風速比は Kubota et al. (2008) ^[5]と同様にグロス建蔽率で推定できることを確認している．一方，Razak et al. (2013) ^[7]は，流体数値計算手法の一つである Large-Eddy Simulation（LES）を用いて単純粗度を想定したシミュレーションを行い，建蔽率と粗度アスペクト比（建物の気流に対する立面積と屋根面積の比，建物のスレンダーさを表す）という 2 つの幾何パラメータを考慮して単純粗度の地表付近風速を推定する方法を提案している．

また，建物高さのばらつきが地表付近の風環境に及ぼす影響についても検討が進められている．Hagishima et al. ^[8]は単純粗度を用いた風洞実験によって，建物高さにばらつきがある場合は，ばらつきが無い場合に比べて，様々な建蔽率において抗力係数が大きくなるという結果を示している．これは，高さばらつきのあるキャノピーはより大きな運動エネルギーを吸収することを意味するので，キャノピー内部にはより多くの気流が誘引されていると推測できる．これは，高さばらつきがある住宅地では，同程度の建蔽率で高さばらつきがない住宅地よりも地表付近の風速が比較的大きく保たれているという Kubota et al. (2008) ^[5]の報告とも整合する．一方，竹林ら（2011）^[9]は，日本の実在都市を想定した Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) という数値計算手法により，歩行者高さの平均風速比と高さばらつきの関係を考察している．その結果彼らは，グロス建蔽率が大きく建物が密集した条件では建物高さばらつきにより歩行者空間風速比が増加するのに対し，オープンスペースが適度に確保されたグロス建蔽率が小さい条件では高さばらつきによる風速比増大が確認されず，却って風速比が小さくなる場合もあることを明らかにしている．

こうした研究により，建物群の密度や高さばらつきなどの幾何形状と地表付近風速の関係は少しずつ明らかにされつつある．ただし，これらは基本的には水平断面内における時空間

平均風速をターゲットとしているため、あくまでマクロな視点でみた風環境評価手法であることに留意する必要がある。Coccal et al. (2006)^[10]が示すように、都市キャノピーの地表付近の風速は水平面内に大きな分布を有していることや、義江ら (2014)^[11]が指摘するように、瞬間的な強風イベントが発生した時の風速は時間平均値の数倍に及ぶことを考慮すると、人間への風の直接的な影響を考えるうえでは先行研究とは別のアプローチが必要になるといえよう。

こうした背景から本研究では、都市キャノピー内の風速の時空間変動及び偏差に着目し、気流場の空間分布や確率変動を物理的解釈を交えて明らかにすることで、風環境評価技術の発展に寄与することを目的とする。

1-2. 論文構成

本論文は全 5 章から成り立つ。

第 1 章では、都市化と都市環境に関するこれまでの研究の概要について説明するとともに、本研究の目的を述べた。

第 2 章では、都市の幾何条件とキャノピー内外の気流場の関係に着目した市街地気流に関する先行研究の概要と成果について述べる。そのうえで、先行研究の課題として、キャノピー内風速の空間分布や風速の確率変動といった局地的・瞬時的な気流性状と街路の幾何的な条件の関係についての十分な理解が進んでいないという現状があることを説明し、本研究の意義を明らかにする。

第 3 章では、Razak et al. (2013)^[7]が行った単純粗度群の規則配列における気流場についての LES で得られた膨大な 3 次元気流の時系列データを活用し、建物外周部に位置する歩道空間の平均流の空間構造に関して行った研究について述べる。

第 4 章では、単純粗度群の規則配列における瞬間流の空間分布や時間変動に着目し、歩道空間で生じる瞬間的な突風現象の強度や確率性状について行った研究について論じる。

第 5 章では本論文の総論を示す。

参考文献

- [1] “2018 Revision of world urbanization prospects”, *United Nations*, 2018
- [2] Oke, T.R., “Boundary layer climates”, *Routledge*, 1988
- [3] Howard L., “The climate of London”, *IAUC*, 1833
- [4] 近藤純正, “地表面に近い大気の科学”, 東京大学出版会, 2000
- [5] Kubota T., Miura M., Tominaga Y., Mochida A., “Wind tunnel tests on the relationship between building density and pedestrian-level wind”, *Building and Environment*, 43, pp.1699-1708, 2008
- [6] 義江龍一郎, 田中英之, 白澤多一, 小林剛, “高層密集市街地における建物群の形態が歩行者レベルの風速・気温分布に与える影響”, *日本建築学会環境系論文集*, 627, pp. 661-667, 2008.
- [7] Razak, A.A., Hagishima, A., Ikegaya, N., Tanimoto, J., “Analysis of airflow over building arrays for assessment of urban wind environment”, *Building and Environment*, 59, pp. 56-65, 2013.
- [8] Hagishima, A., Tanimoto, J., Nagayama, K., Meno, S., “Aerodynamic parameters of regular arrays of rectangular blocks with various geometries”, *Boundary-Layer Meteorology*, 132, pp. 315-337, 2009.
- [9] 竹林英樹, 山田俊明, 森山正和, “街区の空間特性が街路空間の風通し環境に及ぼす影響”, *日本建築学会環境系論文集*, 670, pp. 1087-1092, 2011.
- [10] Coceal, O., Thomas, T.G., Belcher, S.E., “Spatial variability of flow statistics within regular building arrays”, *Boundary-Layer Meteorology*, 125, pp. 537-552, 2007.
- [11] 義江龍一郎, 富永禎秀, 伊藤真二, 岡田創, 片岡浩人, 喜々津仁密, 佐々木澄, 西村宏明, 野田博, 林田宏二, 宮下康一, 山中徹, 吉川優, “日最大瞬間風速の超過確率に基づく風環境評価に用いるガストファクターの提案”, *日本風工学会論文集*, 39, pp.29-39, 2014

第 2 章 市街地気流に関する先行研究の成果と課題

2-1. 諸言

日本国内においては、1990年代頃から建築環境工学、土木工学、地理学などの分野で横断的にヒートアイランド現象に関する様々な研究が増加し、それに伴い社会的関心も高まってきた。都市気温の上昇は夏季には冷房負荷の増加による電力需要の増加や熱中症の増加を招く一方、冬季には暖房によるエネルギー消費削減というメリットも有する。しかし、日本では熱帯夜による睡眠障害や熱中症などの人体への健康影響や生態系への影響、集中豪雨のリスク増加といった社会的デメリットが問題視され、環境省は平成16年にヒートアイランド政策大綱^[1]を策定している。この政策大綱では、ヒートアイランド緩和のため、省エネなどによる人工排熱の低減、水と緑の公的空間確保量の増加による地表面被覆の改善、風の通り道を確保するなどの都市形態の改善といった都市計画や建築設計における具体策を示し、省庁横断で都市高温化を抑制する政策の実施を謳っている。その後9年が経過した平成25年にはこの政策大綱は改正^[2]され、地球温暖化とヒートアイランドの相乗効果による熱中症リスクに焦点を当てた対策を盛り込んでいる。このほか、平成28年には「まちなかの暑さ対策ガイドライン」^[3]を策定し、都市整備における屋外熱環境への配慮を促している。

一方、夏も比較的過ごしやすく冷房依存の低いヨーロッパや北米では、ヒートアイランドなど都市気候研究の多くは素過程の解明などサイエンスの側面に力点を置いた研究が主流であった。しかし、世界気象機関の報告^[4]によると、2003年のヨーロッパ熱波により66,000人の死者が出るなど、近年は世界各地で異常な高温が観測されている。このように地球規模の気候変動に対する関心が高まっていることもあり、高気温と致死率との関係や都市計画や建築設計による都市域の暑熱改善に関する研究が活発になっている。例えば Lee et al. (2016)^[5]は、外気への暴露データを考慮した気温と致死率の感度分析を行い、気温28℃以上、湿度79.8%では、気温が1℃上昇するごとに致死率が2.05%増加することを明らかにしている。Curriero et al. (2002)^[6]は、1973-1994年におけるアメリカの11の都市の温度—致死率の相関を分析し、南部の都市では低温イベントが、北部の都市では高温イベントが死亡リスクへの寄与が大きいことを指摘している。

都市建築環境の分野では、ヒートアイランド現象や排気ガス等の滞留と、市街地の上空およびキャノピー内部の気流性状との関係について様々な先行研究が為されている。

例えば Hu et al. (2013)^[7]は、数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics, CFD) 技術の活用によって街路の換気効率と街路の幾何的な形状の関係について調査している。具体的には、中国の实在都市を簡易的に模した街区についての RANS ($k-\varepsilon$ モデル) による地表付近の風速及び温度データを解析し、建蔽率の増加は地表付近の風速の低下をもたらすことや、地表風速の低下は熱などのスカラーの濃度増加に寄与していることを明らかにしている。Michioka et al. (2010)^[8]は、時空間高解像度のデータが得られる Large-Eddy Simulation (LES)により、街路のスカラーの滞留と上空の大規模乱流構造の関係について調査している。彼らは二次元キャニオンの床面から放出されたスカラーの拡散に関するシミュレーションを行い、キャニオン上空の低速ストリークと呼ばれる大規模組織構造がキャニオン内のスカラーを外部に輸送することを明らかにしている。

一方で、義江ら (2014)^[9]は、東京都内の 152 地点における 1 年分の風観測データを分析し、街路の瞬間的な強風イベントの強度は、時間平均風速の 3 倍以上に及ぶことを明らかにし、地表付近の風速の増加は歩行者の安全性に影響を及ぼす可能性があることを指摘している。

こうした市街地気流に関する先行研究により、市街地の幾何条件と風環境・温熱環境の関係が明らかにされてきているものの、それらの多くは気流場や温度場の時間平均値・空間平均値をターゲットとしたものであり、詳細な空間構造や時間変動などに関する研究結果の蓄積は十分ではない。

以上の背景から本章では、市街地気流に関する先行研究のレビューを行い、研究結果の整理と今後の課題について論じる。

2-2. 市街地気流に関する先行研究の成果

市街地の平均流の空間構造に着目した例として、例えば Oke (1988)^[10]は、Hosker (1979)^[11]などによって示された単純粗度まわりの気流構造の知見をベースに、粗度の密度によって flow regime が図 2-1 に示す Isolated roughness flow から Wake interference flow, Skimming flow に遷移することを指摘している。これは丸山 (1991)^[12]が立方体粗度を用いた風洞実験によって明らかにした、抗力係数が粗度密度の増加に伴いある密度をピークとする上凸の分布を示すことと整合する。すなわち、Isolated roughness flow から Wake interference flow の範囲では、粗度要素の増加に伴って鉛直方向の流れが促進され、粗面がより多くの運動量を吸収するために抗力係数が増加する一方、Skimming flow が形成されると、キャノピー内部の循環渦によって上空風の鉛直方向の流れが生じにくくなり、粗面の運動量吸収が小さくなるために抗力係数が減少するものと考えられる。Hunter et al. (1991)^[13]は RANS ($k-\epsilon$ モデル) によって、キャニオンにおいて flow regime が遷移する条件を H/W (キャニオンの深さ／幅) 及び L/H (粗度の横幅／高さ) で整理している。Coccal et al. (2006)^[14]は単純粗度配列に関する Direct Numerical Simulation (DNS)を行い、キャノピー内外の平均流及び瞬間流の空間構造について論じており、キャノピー内部に滞留するスカラーの拡散等においては、平均流だけでなく瞬間流の空間分布について考慮することが重要であると指摘している。

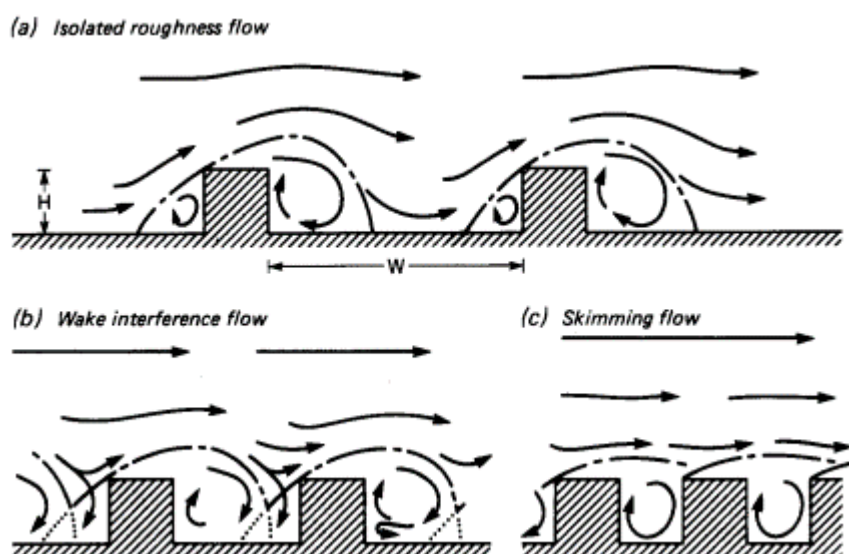


図 2-1. 粗度密度の増加に伴う flow regime の遷移 (Oke, 1988^[10])

街路の風通しの評価を行った例としては、Kubota et al. (2008)^[15]や義江ら (2008)^[16], Razak et al. (2013)^[17], 竹林ら (2011)^[18]などが挙げられる。Kubota et al.^[15]は実在市街地の縮小模型を用いた風洞実験において、歩行者高さ風速をサーミスタ風速計により多点計測し、時空間平均風速比（粗度がある場合の風速をない場合の風速で除した値）がグロス建蔽率の増加に伴い単調減少する事を示している。義江ら (2008)^[16]は Kubota et al. (2008)^[15]が対象とした日本の街区よりグロス建蔽率が大きい香港の实在都市を簡素化した模型を用いた風洞実験において、熱線流速計により歩行者高さのスカラー風速を、抵抗温度計により歩行者高さの気流温度の測定を、それぞれ行っている。彼らは歩行者高さ風速比（歩行者高さ風速を境界層高さ風速で除した値）が、Kubota et al. (2008)^[15]と同じく、グロス建蔽率の増加に対して単調減少することを確認している。一方、Razak et al. (2013)^[17]は、高さばらつきの有無や粗度のスレンダーさ、建蔽率等の条件が異なる単純粗度群の周辺気流場について LES を行い、得られた時空間高解像度の膨大なシミュレーションデータを解析した結果、地上 1.5m の水平断面内における時空間平均風速比（歩行者高さ風速を高さ $2h$ の風速で除した値、 h は建物高さ）は粗度立面積密度を用いた指数関数で推定できる事を示している。竹林ら^[18]は日本の实在都市を想定した RANS により、歩行者高さの平均風速比と高さばらつきの関係を考察している。その結果彼らは、グロス建蔽率が大きく建物が密集した条件では建物高さばらつきにより歩行者空間風速比が増加するのに対し、オープンスペースが適度に確保されたグロス建蔽率が小さい条件では高さばらつきによる風速比増大が確認されず、却って風速比が小さくなる場合もあることを明らかにしている。

このほか、都市キャノピーに滞留するスカラー（熱や排ガスなどを想定）の輸送・拡散についても研究が行われている。Kim and Baik (1999)^[19], 2 次元ストリートキャニオンに関する RANS により、壁面加熱条件によってキャニオン内に生じる循環渦の構造に差異が生じ、それがキャニオン内のスカラー濃度分布に強い影響をもたらしていることを明らかにしている。Boppana et al. (2010)^[20]は、高さばらつきの有無が異なる単純粗度千鳥配列 2 条件についての LES によって、スカラーフラックスのキャノピー内分布や鉛直プロファイルを示し、粗度の風上側では高さばらつきのある場合に鉛直フラックスが大きい一方、風下側では高さばらつ

きのない場合に鉛直フラックスが大きいなど、キャノピー層内でも場所によってスカラー輸送の性質が異なることを指摘している。

歩行者への風の影響を評価した例としては、古くは 1971 年にイギリスの国立研究所（現 Building Research Establishment）が屋外風速の設計指標として 5m/s 程度を推奨値としている^[21]。Hunt et al. (1976)^[22]は、風洞内に被験者を配置しての調査により、風速の大きさだけでなく時間的変動を考慮することの重要性を指摘している。日本では、村上ら（1982）^[23]や本郷ら（2003）^[24]、義江ら（2014）^[9]などによるガストファクタ（ GF ）の提案が挙げられる。一般的には、次式に示すように平均風速に 2.0~2.5 の範囲の定数値の GF を乗じて最大瞬間風速を算出する手法が実務においてよく用いられている。

$$V_{max} = GF \times \bar{V}. \quad (2-1)$$

$$GF = 2.5(const.). \quad (2-2)$$

V_{max} は最大瞬間風速、 $\bar{V}$ は平均風速である。一方で、平均風速の小さい弱風域では、平均風速の大きい強風域に比べ風速の変動比率が大きくなることも明らかになっている。義江ら^[9]は実測の結果から、こうした現象を踏まえ、 GF の値を次のような平均風速の関数として与える方法を提案している。

$$GF = \begin{cases} 1.64R^{-0.32} & (R > 0.1) \\ 3.43 & (R \leq 0.1) \end{cases}. \quad (2-3)$$

$$R = \bar{V}_g / \bar{V}_{ref}. \quad (2-4)$$

R は平均風速比、 $\bar{V}_g$ は観測地点の毎 10 分間平均風速、 $\bar{V}_{ref}$ はそれと同時刻の上空の基準風速である。

2-3. 先行研究の課題

前節で概観したように、都市建築環境や都市気候の分野においては、従来は都市キャノピーの風通しをバルクに捉えた研究や、与えられた風速に対する人体への影響評価といった研究が多かったが、近年は実験技術及び数値計算技術の発展によって非定常な流れ場を詳細に捉えることができるようになるに伴い、より局所的な風環境の評価や、より詳細な物理プロ

セスの解明が望まれるようになってきている。

たとえば風通しについていえば，これまでは時空間平均風速を風通しの指標としてきたが，Coceal et al. (2006)^[14]に示されるように，キャノピー層内の気流場は空間的に偏りがあることを踏まえると，人間の快適性に関わる局所的な気流性状の整理が必要であると考えられる。また，義江ら（2014）^[9]は稀に発生する強風イベントは平均風速の数倍の強度を持つことを明らかにしているが，詳細な気流場の確率性状について言及した例は少ない。一方で，CFD 解析全般について言えば，近年は時空間高解像度の膨大なデータが得られるようになったものの，その活用例はまだ多くなく，今後いかにデータを有効活用するかという課題もある。

2-4. 結語

本研究では，キャノピー内の平均流の空間分布特性と幾何条件の関係を明らかにし，それを考慮して歩道空間の風通しの評価を行うことと，瞬間流の空間分布及び時間変動の確率性状を把握し，街路の幾何条件と関連付けて整理することを目的とする。

参考文献

- [1] 環境省, ”ヒートアイランド政策大綱”, 策定, 2004
- [2] 環境省, ”ヒートアイランド政策大綱”, 改定, 2013
- [3] 環境省, “まちなかの暑さ対策ガイドライン”, 2016
- [4] 世界気象機関, ”The global climate2001-2010 A decade of climate extremes summary report”, 2013
- [5] Lee M., Shi L., Zanobetti A., Schwartz J.D, “Study on the association between ambient temperature and mortality using spatially resolved exposure data”, *Environmental Research*, 151, pp.610–617, 2016
- [6] Curriero F.C., Heiner, K.S., Samet, J.M., Zeger, S.L., Strug, L., Patz, J.A., “Temperature and Mortality in 11 cities of the eastern United States”, *American Journal of epidemiology*, 155, pp.80-87, 2002
- [7] Hu T., Yoshie R., "Indices to evaluate ventilation efficiency in newly built urban area at pedestrian level", *Journal of Wind Engineering and industrial Aerodynamics*, 112, pp.39-51, 2013
- [8] Michioka T., Sato A., Takimoto H., Kanda M., “Large-eddy simulation for the mechanism of pollutant removal from a two-dimensional street canyon”, *Boundary-layer Meteorology*, 138, pp.195-213, 2010
- [9] 義江龍一郎, 富永禎秀, 伊藤真二, 岡田創, 片岡浩人, 喜々津仁密, 佐々木澄, 西村宏明, 野田博, 林田宏二, 宮下康一, 山中徹, 吉川優,” 日最大瞬間風速の超過確率に基づく風環境評価に用いるガストファクターの提案”, *日本風工学会論文集*, 39, pp.29-39, 2014
- [10] Oke T.R., “Street design and urban canopy layer climate”, *Energy and Buildings*, 1-3, pp.103-113, 1988
- [11] Hosker R. P., “Empirical estimation of wake cavity size behind block-type structures”, *Fourth*

Symposium on Turbulence, Diffusion and Air Pollution, pp.

603 - 609, 1979

- [12] 丸山敬, "立方体粗度ブロックの配列形状の違いによる抗力の変化について", 日本風工学会誌, 49, pp.15-24, 1991
- [13] Hunter L.J., Watson I.D., Johnson G.T., "Modelling Air Flow Regimes in Urban Canyons", *Energy and Buildings*, 15-16, pp.315-324, 1990/91
- [14] Coceal O., Thomas T. G., Castro I. P., Belcher S. E., "Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles", *Boundary-Layer Meteorology*, 121, pp.491-519, 2006
- [15] Kubota T., Miura M., Tominaga Y., Mochida A., "Wind tunnel tests on the relationship between building density and pedestrian-level wind velocity: Development of guidelines for realizing acceptable wind environment in residential neighborhoods", *Building and Environment*, 43, pp.1699-1708, 2008
- [16] 義江龍一郎, 田中英之, 白澤多一, 小林剛, "高層密集市街地における建物群の形態が歩行者レベルの風速・気温分布に与える影響", 日本建築学会環境系論文集, 627, pp.661-667, 2008
- [17] Razak, A.A., Hagishima, A., Ikegaya, N., Tanimoto, J., "Analysis of airflow over building arrays for assessment of urban wind environment," *Building and Environment*, 59, pp. 56-65, 2013.
- [18] 竹林英樹, 山田俊明, 森山正和, "街区の空間特性が街路空間の風通し環境に及ぼす影響", 日本建築学会環境系論文集, 670, pp. 1087-1092, 2011.
- [19] Kim J. J., and Baik, J. J., "A numerical study of thermal effects on flow and pollutant dispersion in urban street canyons", *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 38, pp.1249 – 1261, 1999
- [20] Boppana V.B., Xie Z., Castro I. P., "Large-Eddy Simulation of Dispersion from Surface Sources in Arrays of Obstacles", *Boundary-Layer Meteorology*, 135, pp.433-454, 2010

- [21] Wise A.F.E. 1971, "Wind effects due to groups of buildings", *The philosophical transactions of the Royal Society*, 269, pp.469-485, 1971
- [22] Hunt J., Poulton E., Mumford J., "The Effect of wind on people; New criteria based on wind tunnel experiments", *Building and Environment*, 11, pp.15 – 28, 1976
- [23] 村上周三, 丸田栄蔵, 岩谷祥美, 藤井邦雄, 川口彰久, "市街地低層部における風の性状と風環境評価に関する研究-Ⅱ: 強風時における市街地低層部の変動風の性状", *日本建築学会論文報告集*, 314, pp.113-119, 1982
- [24] 本郷剛, 中山かほる, "風環境評価用ガストファクターの提案", *鹿島技術研究所年報*, 51, pp.165-170, 2003

第 3 章 歩道空間平均流の空間構造に関する研究

3-1. 諸言

都市における構造物周辺の気流は熱や物質の輸送・拡散に寄与し、人間の快適性に大きな影響を与える。マクロな視点では、都市キャノピー内部の風速が大きいということはそれだけ街路に風が流入している（すなわちより換気が促進されている）と考えられる。このため、先行研究ではキャノピー内部の時空間平均風速をターゲットとし、これと都市の幾何条件の関係について論じているものが多い。例えば Kubota et al. (2008)^[1]は、建物群の密度と歩行者高さ風速の関係を明らかにするため、日本の 22 の実在都市のスケール模型を用いた風洞実験において、歩行者高さのスカラ風速のサーミスタ風速計による同時多点計測を行っている。その結果彼らは、歩行者高さのスカラ風速比（建物群がある場合の風速を、ない場合の風速で除した値）はグロス建蔽率の増加に対して単調減少の傾向を示し、その傾向は負の比例定数を用いた一次関数で表現できることを明らかにしている。同年、義江ら (2008)^[2]は、Kubota et al. (2008)^[1]が対象とした日本の街区よりグロス建蔽率が高い香港の実在都市を簡素化した模型を用いた風洞実験において、熱線流速計により歩行者高さのスカラ風速を、抵抗温度計により歩行者高さの気流温度の測定を、それぞれ行っている。彼らは歩行者高さ風速比（歩行者高さ風速を境界層高さ風速で除した値）が、Kubota et al. (2008)^[1]と同じく、グロス建蔽率の増加に対して単調減少することを確認している。一方、Razak et al. (2013)^[3]は、高さばらつきの有無や粗度のスレンダーさ、建蔽率等の条件が異なる単純粗度群の周辺気流場について Large-eddy simulation (LES) を行い、得られた時空間高解像度の膨大なシミュレーションデータを解析した結果、地上 1.5m の水平断面内における時空間平均風速比（歩行者高さ風速を高さ $2h$ の風速で除した値、 h は建物高さ）は粗度立面積密度を用いた指数関数で推定できる事を示している。

このように、先行研究ではキャノピー内歩行者高さ風速を対象とし、都市の代表的な幾何パラメータと風速の関係を整理することでマクロな風通しの評価を行う試みが為されているが、より有効な評価のためには、解決すべき課題が 2 つ存在する。ひとつは、キャノピー内風速の空間構造の考慮である。Coceal et al. (2006)^[4]の単純粗度配列に関する Direct Numerical Simulation (DNS) の結果に示されるように、キャノピー内部の風速が空間的に大きな偏りを有

していることを考慮すれば、歩行者への風の影響という意味では時空間平均風速だけで風環境を評価するのではなく、風速分布の空間構造を把握し、これを考慮した局所的な風環境の評価も必要になると考えられる。また、もうひとつの課題は、先行研究における歩行者高さ風速比の推定式の適用可能条件の整理が不十分なことである。上述の先行研究では、それぞれ異なる参照風速が使用されているうえ、検討対象の粗度条件も異なる。このため、それぞれの推定式がどのような条件で適用可能かを整理するとともに、適用可能な条件が複数の推定式で重複している場合、推定値が整合するか否かについて確認する必要がある。

これを受けて本章では、Razak et al. (2013)^[3]による単純建物群の規則配列における気流場についての LES で得られた膨大な 3 次元気流の時系列データを活用し、キャノピー内平均流の空間構造を考慮した歩行者の風環境評価を行うことを目指す。また、先行研究で複数報告されている歩行者高さ風速の推定式についてレビューを行い、それぞれの式の適用可能条件を整理する。

3-2. 数値計算モデル概要

3-2-1. CFD の概要と LES の特徴

近年、計算機性能の向上や計算アルゴリズムの改善、および乱流モデルの発展に伴い、数値流体力学 (Computational Fluid Dynamics, CFD) 技術を応用した都市気流のシミュレーションが盛んに行われている^{[5][6]}。特に、乱流のシミュレーションにおいては、前述の LES, DNS のほかに Reynolds-Averaged Navier-Stokes equation model (RANS) などが挙げられる。

このうち最も精度が高いとされるのは支配方程式をそのまま数値的に解く DNS であるが、DNS では乱流に含まれる最小の渦スケールまで解像する必要があり計算負荷が膨大となるため、高レイノルズ数、大空間を対象とした計算は困難であり、都市気候分野での解析例は多くはない。一方で、RANS は支配方程式に Reynolds 平均操作を加えることで気流場の時間平均値 (平均流) を解く手法であり、計算負荷が比較的小さいことから実務には広く利用されているものの、Reynolds 平均からの差異がすべてモデル化の対象となるため、流れの時系列変化を再現することはできず、非定常現象の解明には使用できない。

これを受けて、現在研究分野で利用が広がっているのが LES であり、本章で解析する Razak et al. (2013)^[3]のデータも LES によるものである。LES は支配方程式に空間フィルタリングを施して粗視化した流れ場を解き、計算格子スケール以下の小さな乱流変動のみをモデル化する手法である（飯塚ほか，2008^[7]）。このため、DNS に比べて小さな計算負荷で流れの時間発展を解くことが可能となる。本節ではこの LES の原理を示したうえで、計算条件の詳細を説明する。

3-2-2. 空間フィルタリングと支配方程式

LES では、流れを計算格子スケールより大きな Grid-scale (GS) 成分とそれ以下の Subgrid-scale (SGS) 成分に分離し、GS 成分は数値的に解き、SGS 成分はモデル化する。この分離操作が空間フィルタリングであり、次式に示すとおり任意の関数 $f(x_1, x_2, x_3)$ とフィルタリング関数 $\prod_{i=1}^3 G(x_i)$ の畳み込みで定義される（Leonard, 1974^[8]）。

$$[f](x_1, x_2, x_3) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{i=1}^3 G(x_i - x'_i) f(x'_1, x'_2, x'_3) dx'_1 dx'_2 dx'_3. \quad (3-1)$$

ここで、 $[f]$ は GS 成分である。いま、 f'' を SGS 成分とすると、以下の式が成り立つ。

$$f = [f] + f''. \quad (3-2)$$

これを用いて、等温非圧縮条件における連続の式、Navier-Stokes 方程式にそれぞれ空間フィルタリングを施すと、LES の基礎方程式が次のとおり得られる。

$$\frac{\partial [u_i]}{\partial x_i} = 0. \quad (3-3)$$

$$\frac{\partial [u_i]}{\partial t} + \frac{\partial [u_i][u_j]}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial [P]}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial [u_i]}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_j}. \quad (3-4)$$

ここで、左下の添字 $i, j, k \in [1, 2, 3]$ に対し、 x_i は座標系 (x_1, x_2, x_3) であり、それぞれの軸方向に対応する風速を (u_1, u_2, u_3) と定義する。また、 ρ は流体密度、 P は圧力、 ν は動粘性係数である。さらに、右辺第三項は次の項をまとめたものであり、SGS 応力項という。

$$\tau_{ij}^{SGS} = [u_i u_j] - [u_i][u_j]. \quad (3-5)$$

ここで、 $[u_i u_j]$ は SGS 成分を含む値の積の形となっているため、変数の数に対して方程式の数が不足することになり、このままでは方程式系が閉じない。そこで、 τ_{ij}^{SGS} は GS 成分を用いてモデル化する必要がある。

3-2-3. 方程式の離散化と数値粘性

方程式を計算機で数値的に解く場合、計算格子点は有限個であるため、微分方程式の離散化を行う必要がある。この操作は数値計算の安定性や解の信頼性に強く影響を及ぼすため、慎重に取り扱う必要がある。たとえば、Navier-Stokes 方程式中の移流項 $u(\partial u / \partial x)$ に 1 次精度風上差分法を適用すると、

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = u_0 \frac{u_1 - u_{-1}}{2\Delta x} - \frac{|u_0|}{2} \frac{u_1 - 2u_0 + u_{-1}}{\Delta x}. \quad (3-6)$$

と書ける（左下の添字は計算格子点の番号を意味する）。ここで、右辺第一項は 2 次精度中心差分の形になっていることがわかる。いま、式（3-6）の右辺各項を Taylor 展開すると、

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = u_0 \frac{\partial u_0}{\partial x} - \frac{|u_0|}{2} (\Delta x) \frac{\partial^2 u_0}{\partial x^2} + \frac{3u_0}{2} (\Delta x)^2 \frac{\partial^3 u_0}{\partial x^3} - \dots. \quad (3-7)$$

と書ける。式（3-7）の辺々を比較すると、右辺は（元の微分項）＋（離散化による誤差項）の形となっていることがわかる。この誤差項のうち、もっとも大きなオーダーである右辺第二項は二階微分の項となっており、Navier-Stokes 方程式においては流れ場の拡散に寄与することになる。よって、この項は数値計算のプロセスに伴う粘性散逸項という意味で数値粘性項と呼ばれる。この数値粘性項は計算の安定性を向上させる働きを持つが、一方でこの項の影響が大きい場合には、解の信頼性そのものが保証されなくなるため注意が必要となる。

3-3. 計算コード詳細

Razak et al. ^[3]が使用した Parallelized Large-Eddy Simulation Model (PALM) は Hannover 大学で開発された LES コードであり、等温非圧縮連続式および Navier-Stokes 方程式を支配方程式

とする（詳しくは Raasch et al., 2001^[9]を参照されたい）．ただし，PALM は気象分野の大規模な流体现象を取り扱うことを前提としているため，粘性項は無視できるものとしている．なお，Razak et al. (2013)^[3]は次のとおり定圧力勾配 u_*^2/L_z を付加項として与えることによって流れを駆動している（ u_* は摩擦速度， L_z は計算領域高さ）．すなわち，

$$\frac{\partial[u_i]}{\partial t} + \frac{\partial[u_i][u_j]}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial[P]}{\partial x_i} - \frac{\partial\tau_{ij}^{SGS}}{\partial x_j} + \frac{u_*^2}{L_z} \delta_{i1}. \quad (3-8)$$

ここで， δ_{ij} は Kronecker のデルタである．

PALM では，SGS 応力項 τ_{ij}^{SGS} に対して，次のような勾配拡散理論に基づく Deardorff^[10]の 1.5 次クロージャーモデルを適用している．

$$\tau_{ij}^{SGS} = -2\nu_t S_{ij} + \frac{2}{3} \delta_{ij} e. \quad (3-9)$$

ここで， ν_t は渦動粘性係数， S_{ij} は歪み速度， e は SGS 乱流運動エネルギーである．渦動粘性係数 ν_t は e を用いた次のような関係式によってモデル化されている．

$$\nu_t = C_m \Lambda \sqrt{e}. \quad (3-10)$$

$$\Lambda = \min(\Delta, 0.7z). \quad (3-11)$$

C_m は Smagorinsky 定数で $C_m = 0.1$ としている． Λ は床面近傍で速度勾配が大きくなることによる影響を考慮するためのパラメータであり，計算格子間隔 Δ と $0.7z$ の小さい方をとる．なお，SGS 乱流運動エネルギー e は次式に示される輸送方程式から算出している．

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j} ([u_j] \cdot e) - \tau_{ij}^{SGS} \frac{\partial[u_i]}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(2\nu_t \frac{\partial e}{\partial x_j} \right) - \varepsilon. \quad (3-12)$$

$$\varepsilon = \left(0.19 + 0.74 \frac{\Lambda}{\Delta} \right) \frac{e^{1.5}}{\Lambda}. \quad (3-13)$$

支配方程式の離散化については，時間差分には 3 次精度の Runge-Kutta 法を適用している．

$$\frac{\partial u_i^t}{\partial t} = F(u_i^t) = \frac{u_i^{t+\Delta t} - u_i^t}{\Delta t}, \quad (3-14a)$$

$$f_1 = F(u_i^t), \quad (3-14b)$$

$$f_2 = F(u_i^t + \frac{1}{3}\Delta t \cdot f_1), \quad (3-14c)$$

$$f_3 = F(u_i^t - \frac{3}{16}\Delta t \cdot f_1 + \frac{15}{16}\Delta t \cdot f_2), \quad (3-14d)$$

$$u_i^{t+\Delta t} = u_i^t + \frac{1}{30}\Delta t(5f_1 + 9f_2 + 16f_3). \quad (3-14e)$$

一方で、空間差分には2次精度の中心差分法（Piacsek and Williams, 1970^[11]）を適用している。

$$\frac{\partial u_i^x}{\partial x} = \frac{u_i^{x+\Delta x} - u_i^{x-\Delta x}}{2\Delta x}. \quad (3-15)$$

このような離散化手法を用いる場合、離散化操作自体が空間フィルタリングと同じ効果を持つ。すなわち、

$$\frac{u_i^{x+\Delta x} - u_i^{x-\Delta x}}{2\Delta x} = \frac{1}{2\Delta x} [u_i]_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} = \frac{1}{2\Delta x} \int_{x-\Delta x}^{x+\Delta x} \frac{\partial u_i}{\partial x'} dx' = \int_{-\infty}^{\infty} G(x-x') \frac{\partial u_i}{\partial x'} dx', \quad (3-16)$$

$$G(x-x') = \begin{cases} 1/(2\Delta x) & (|x-x'| \leq \Delta x) \\ 0 & (|x-x'| > \Delta x) \end{cases} \quad (3-17)$$

に示されるとおり、フィルタリング関数 $G(x-x')$ を式(3-17)の形にすると、微分項を離散化したものと空間フィルタリングしたものは全く同じ形で書けることがわかる。すなわち、実際に Navier-Stokes 方程式を数値的に解く場合には、陽的に空間フィルタを定義せずとも、離散化によって同様の効果を得られることとなる（森西, 1993^[12]）。なお、式(3-17)は Top-hat フィルタと呼ばれ、図 3-1 に示すような関数形となっている。

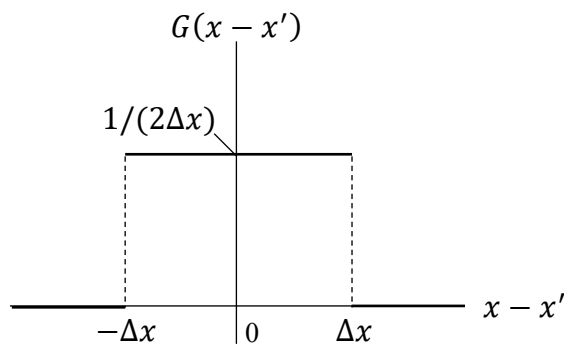


図 3-1 Top-hat filter

時間発展の計算にはフラクショナル・ステップ法を用いている．まず，圧力項を落とした条件での Navier-Stokes 方程式から，仮の速度 $[u_i]_{tmp}^{t+\Delta t}$ を求める．

$$[u_i]_{tmp}^{t+\Delta t} = [u_i]^t + \Delta t \left\{ -\frac{\partial}{\partial x_j} [u_i]^t [u_j]^t - \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij}^{SGS})^t \right\}. \quad (3-18)$$

次に，この仮の速度を用いて，圧力に関する次のようなポアソン方程式を立てる．

$$\frac{\partial^2 [P]^t}{\partial x_i^2} = \frac{\rho}{\Delta t} \frac{\partial [u_i]_{tmp}^{t+\Delta t}}{\partial x_i}. \quad (3-19)$$

これを Fast Fourier Transform (FFT) 法を用いて解くことによって，時間ステップ t に対する圧力 P を得ることが可能となる．また，求めた圧力 P を使って，次の式から時間ステップ $t + \Delta t$ における速度を求めることができる．

$$[u_i]^{t+\Delta t} = [u_i]_{tmp}^{t+\Delta t} + \Delta t \left(-\frac{1}{\rho} \frac{\partial [P]^t}{\partial x_i} \right). \quad (3-20)$$

式 (3-18) から (3-20) の手順を時間発展的に繰り返すことで，初期条件からはじめて各時刻の速度，圧力を計算する（桑原ほか，2005^[13]）．

図 3-2 に示すのは、計算格子の模式図である．PALM では構造格子を採用しており、一辺の長さが Δ である立方体の各面にそれぞれ風速成分 $[u_i](i, j, k)$ を、立方体の中心に圧力 $[P](i, j, k)$ をそれぞれ定義する（ i, j, k および ξ, η, ζ は x, y, z 方向に対する風速および圧力に関する計算格子番号）．なお、解析では任意の速度成分 φ は線形近似によって立方体の中心に再度定義し、それらを用いて速度の相関項を算出している．すなわち、

$$[u]_{\xi, \eta, \zeta} = \frac{[u]_{i, j, k} + [u]_{i+1, j, k}}{2}, \quad (3-21a)$$

$$[v]_{\xi, \eta, \zeta} = \frac{[v]_{i, j, k} + [v]_{i, j+1, k}}{2}, \quad (3-21b)$$

$$[w]_{\xi, \eta, \zeta} = \frac{[w]_{i, j, k} + [w]_{i, j, k+1}}{2}. \quad (3-21c)$$

$$([u_i][u_j])_{\xi, \eta, \zeta} = [u_i]_{\xi, \eta, \zeta} [u_j]_{\xi, \eta, \zeta}. \quad (3-22)$$

なお、流れは定圧力勾配 u_*^2/L_z によって駆動しており、 u_* は Hagishima et al. (2009)^[14]による風洞実験を参考とし、計算領域上端の風速が約 8m/s となるように設定している．

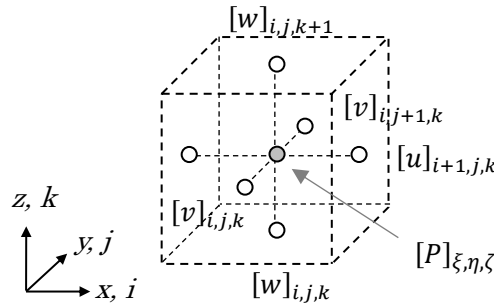


図 3-2 計算格子

3-4. 計算領域と粗度条件

3-4-1. 計算領域

図 3-3 に Razak et al. (2013)^[3]が採用した計算領域の模式図を示す．主流方向，スパン方向，鉛直方向に対する座標軸を x, y, z とし，それぞれに対応する風速成分を u, v, w と定義する．計算領域高さ L_z は粗度高さ h の 4 倍とする．また，水平方向に周期境界条件を適用することにより，無限に一様に広がる粗度群の上空を速度境界層が十分に発達した条件を再現している．計算領域上端は **free-slip** 条件としている．床面および粗度表面については，以下の式に示す対数則を仮定している．

$$\frac{[u]}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right). \quad (3-23)$$

κ はカルマン定数で 0.4 としている． z_0 は固体表面の粗度長で，0.01 としている．

また，数値計算における時間刻み幅は CFL 条件を満足するよう動的に決定しており，その範囲は $\Delta t = 0.025s \sim 0.04s$ となっている．計算時間は Coceal et al. (2006)^[4]の提案する式 (3-24) のような基準時間 T を指標とし，約 $200T$ を助走時間としており，助走時間後のデータをサンプリング周波数 1Hz で取得して解析に用いている．ここで，粗度スケールは $h = 25 \sim 75m$ のオーダーであることから，シミュレーションにおける時間と実時間は概ね対応すると考えられる．

$$T = \frac{h}{u_*}. \quad (3-24)$$

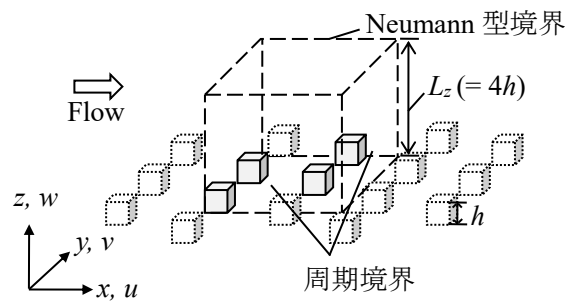


図 3-3 計算領域

3-4-2. 粗度条件

本章では, Razak et al. (2013) ^[3] が採用した単純粗度群の配列パターンのうち, 図 3-4 に示すとおり単純粗度群を千鳥状に配置したものを解析対象とする. 粗度を千鳥状に配置することによって, 街路空間において気流場の 3 次元的な乱れが誘起されるため, 複雑な形状をもつ実在都市を代表するシンプルなモデルのひとつとしての妥当性はあると考えられる.

粗度配列条件は, 図 3-5 に示すように粗度アスペクト比 α_p および建蔽率 λ_p の 2 つのパラメータによって決定づけられる.

$$\alpha_p = \frac{A_f}{A_r}. \quad (3-25)$$

$$\lambda_p = \frac{A_r}{A_d}. \quad (3-26)$$

A_r は粗度の上面の面積, A_f は気流に対する粗度の立面積, A_d は単位街区面積である. すなわち, α_p の大きいものはよりスレンダーな粗度を, λ_p の大きいものはより密な粗度配列を意味する. 直方体ブロックのような単純粗度配列では, 粗度長や抗力係数が粗度や建蔽率 λ_p により比較的統一的に説明できる事が多くの研究により報告されている (Hagishima et al., 2009)^[14], Kanda et al., 2013)^[15]. Razak et al. (2013)^[3]は式 (3-27a) に示すように, 粗度アスペクト比と建蔽率の積からなる粗度立面積密度によってキャノピー内歩行者高さ風速が推定できるとしている.

$$V_p/V_{ref} = 2.5\lambda_f^{-0.8}. \quad (3-27a)$$

$$\lambda_f = \alpha_p \times \lambda_p = \frac{A_f}{A_d} \quad (3-27b)$$

ここで, V_p は歩行者高さ風速, V_{ref} は参照風速である.

図 3-6 に本章で解析対象とする配列の模式図を, 表 3-1 に各配列における幾何パラメータの詳細をそれぞれ示す. なお, 配列の名称は千鳥配列を意味する ST (staggered) に続けて, 粗度アスペクト比と建蔽率が分かるように決定している. たとえば, ST1_25 という配列は千鳥配列, $\alpha_p = 1$, $\lambda_p = 0.25$ を意味する.

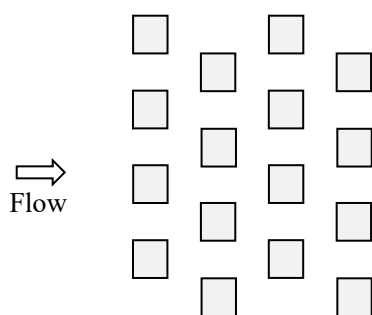


図 3-4 千鳥配列

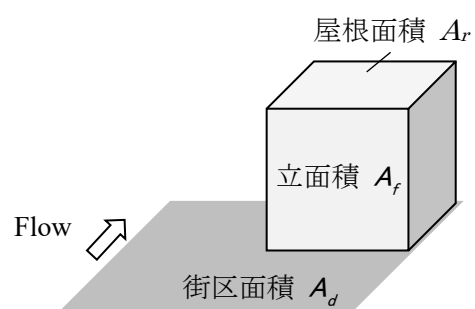
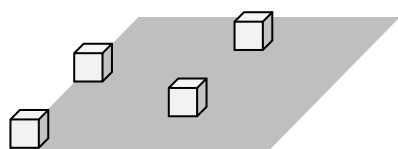
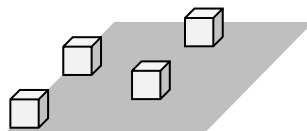


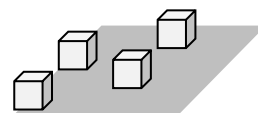
図 3-5 面積の定義



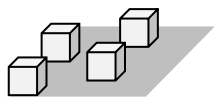
(a) ST1_4



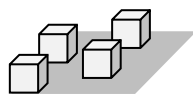
(b) ST1_8



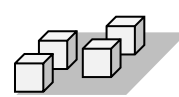
(c) ST1_16



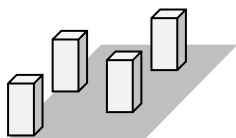
(d) ST1_25



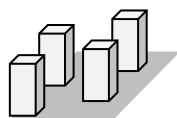
(e) ST1_33



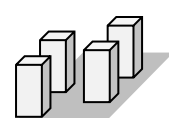
(f) ST1_44



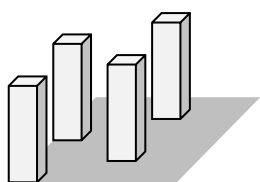
(g) ST1.5_16



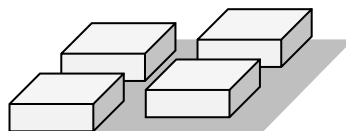
(h) ST1.5_33



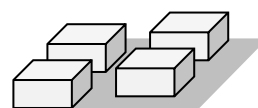
(i) ST1.5_44



(j) ST3_16



(k) ST0.3_44



(l) ST0.5_44

図 3-6 粗度配列模式図

表 3-1 粗度配列一覧

配列名	h [m]	α_p [-]	λ_p [-]	λ_f [-]
ST1_4	25	1	0.04	0.04
ST1_8			0.08	0.08
ST1_16			0.16	0.16
ST1_25			0.25	0.25
ST1_33			0.33	0.33
ST1_44			0.44	0.44
ST1.5_16	37.5	1.5	0.16	0.24
ST1.5_33			0.33	0.49
ST1.5_44			0.44	0.66
ST3_16	75	3	0.16	0.48
ST0.3_44	25	0.33	0.44	0.13
ST0.5_44	25	0.5	0.44	0.22

3-5. 統計量算出のために必要な計算時間の検討

3-5-1. 助走時間

本章では計算領域の水平方向境界に周期境界条件を適用し、定圧力勾配によって流れを駆動しているため、乱れが十分に発達し、定常な状態に到達するまでに助走時間が必要である。Coceal et al. (2006)^[4]によると、助走時間は $200T$ ($T = h/u_*$) 程度であることが望ましいとされ、Razak et al. (2013)^[3]はこれに倣い $200T$ を助走時間としているが、古賀 (2012)^[16]は必要な助走時間は計算領域の大きさに強く依存することを報告している。これを受けて、本章ではあらためて助走時間について検討を行うこととした。図 3-7 に示すのは、ST1_16 において、(a) 約 $0-100 T$, (b) 約 $100-200 T$, (c) 約 $200-300 T$, (d) 約 $300-400 T$, (e) 約 $400-500 T$, (f) 約 $500-600 T$ 間での時間平均主流方向風速の空間分布である ($y-z$ 断面, $x=0.5L$)。キャニオン内部 ($0 \leq z \leq h$) については、時間平均風速はいずれもほぼ同様の空間分布を示していることが分かる。一方、キャニオン上空 ($h < z \leq 4h$) では、(a) と (b) では風速が大きく異なっているものの、(b) - (f) においては風速の差異は比較的小さいことが確認できる。

図 3-8 に示すのは、ST1_16 において、約 $0-100 T$, 約 $100-200 T$, 約 $200-300 T$, 約 $300-400 T$, 約 $400-500 T$, 約 $500-600 T$ 間で計算した時空間平均主流方向風速の鉛直分布である。分布形状を比較すると、約 $0-100T$ の風速のみ、他と比較して小さな値を示していることが分かる。このことから、 $0-100T$ は助走区間であると判断し、解析においては約 $100T$ 以降のデータを用いることとした。

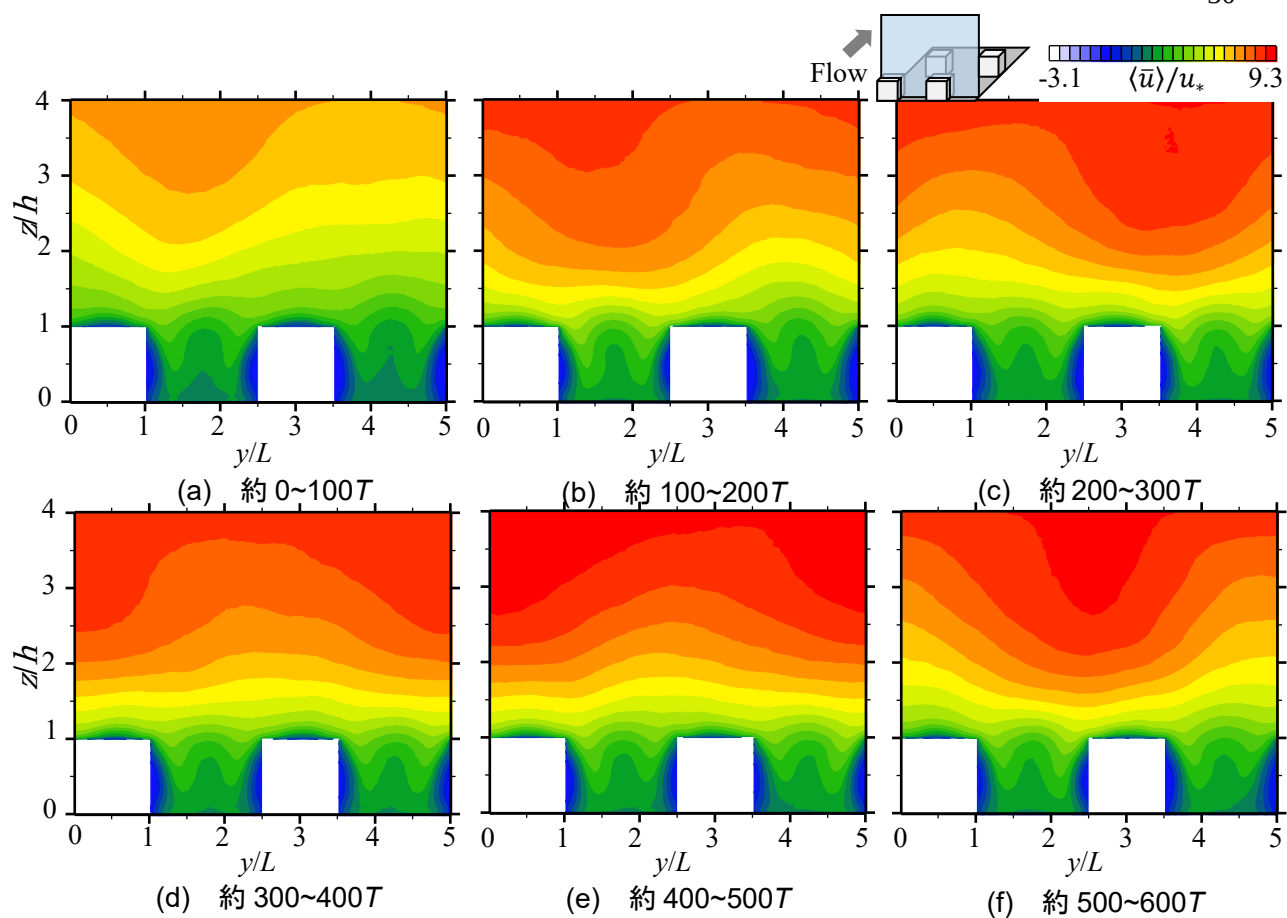


図 3-7 時間平均主流方向風速の空間分布 (ST1_16, $x = 0.5L$)

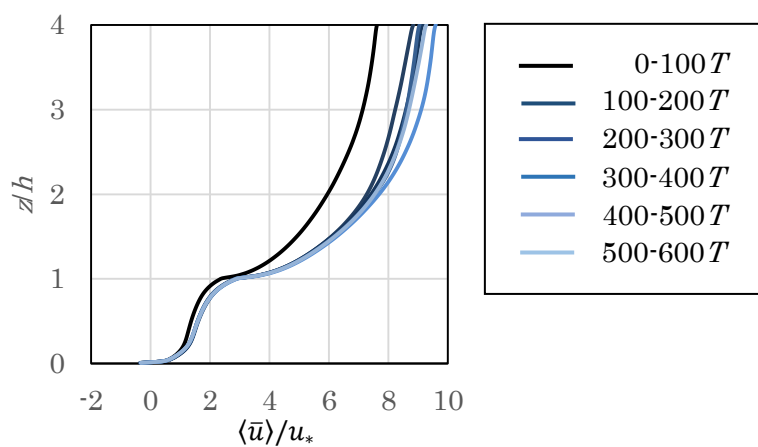


図 3-8 時空間平均主流方向風速の鉛直分布 (ST1_16)

3-5-2. 平均化時間

次に、流れ場の時間平均値を取り扱ううえで必要な平均化時間について検討する．図 3-9 に示すのは、ST1_16 における(a) 約 $100T$ - $200T$, (b) 約 $100T$ - $300T$, (c) 約 $100T$ - $400T$, (d) 約 $100T$ - $500T$, (e) 約 $100T$ - $600T$ 間での平均主流方向風速の空間分布である (y - z 断面, $x=0.5L$)．平均化時間を大きくするほど、粗度高さ上空 ($h \leq z \leq 4h$) における風速の空間的なばらつきは小さくなり、水平方向に一樣な分布になることがわかる．一方で、キャノピー層 ($0 \leq z \leq h$) における平均風速は平均化時間の大きさに依らずほとんど同様の空間分布を示している．このことから、キャノピー層とその上空では必要な平均化時間は異なることが予想される．

そこで、平均化時間と時間平均値の関係をより定量的に考察するため、各平均化時間における時空間平均主流方向風速と dispersive stress の鉛直分布を比較する．dispersive stress は次のように、 uw フラックスの時空間平均値に対して定義される量である．

$$\begin{aligned}\langle \overline{uw} \rangle &= \langle \overline{u} \overline{w} \rangle + \langle \overline{u'w'} \rangle \\ &= \langle \overline{u} \rangle \langle \overline{w} \rangle + \langle \tilde{u} \tilde{w} \rangle + \langle \overline{u'w'} \rangle.\end{aligned}\tag{3-28}$$

右辺第二項が dispersive stress であり、物理的には時間平均 uw フラックスの空間的なばらつきの大きさを意味する．たとえば Cheng and Castro (2002)^[17]によると、この項はキャノピー上空では 0 に収束することが分かっているが、Kanda et al. (2004)^[18]の報告にもあるとおり、平均化時間が十分でない場合には時間平均 uw フラックスに空間的なばらつきが過大に生じるため、キャノピー上空でもこの値が 0 に収束しない場合がある．すなわち、dispersive stress の収束は主流方向および鉛直方向風速の二次相関項の時間平均値の収束に関連するため、これも平均化時間の検討に有効であると考えられる．

図 3-10 に示すのは、ST1_16 における時空間平均主流方向風速と dispersive stress の鉛直分布である．平均風速はキャノピー層 ($0 \leq z \leq h$) では平均化時間に依らずほぼプロファイルが一致している一方で、 $z = 4h$ では平均化時間の大きさによって最大 $\pm 2\%$ ほどの差異がみられる．dispersive stress の鉛直分布を比較すると、キャノピー層では約 $200T$ 以上、上空では約 $300T$ 以上の平均化時間をとる事でプロファイルの差異はほとんど見られなくなっている．これらの結果から、時空間平均風速の算出にあたってはキャノピー層および上空で、それぞれ少な

くとも $200T$, $300T$ 以上の平均化時間が必要であると考えられる。ただし、本章では $100\sim 600T$ までの時間ステップのデータが使用でき、かつ解析に要する時間にも大きな差異はないことから、平均流に関する解析では平均化時間を約 $500T$ としている。

なお、キャノピー層とその上空で必要な平均化時間が異なる理由としては、キャノピー層では流れ場の構造が粗度要素により形成されるキャノピー渦に支配されるのに対し、上空ではよりスケールの大きい計算領域規模の変動が生成されるためと考えられる。

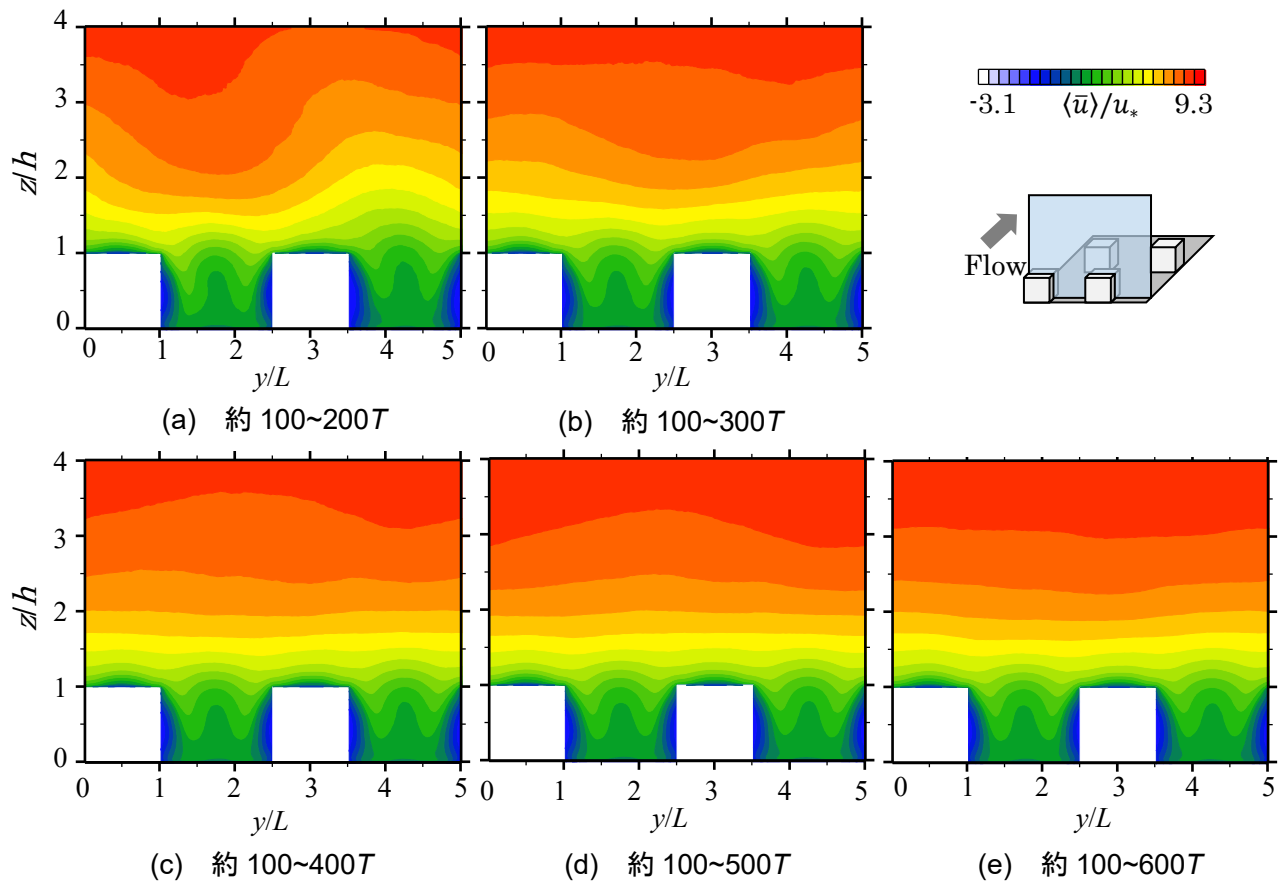


図 3-9 時間平均主流方向風速の空間分布 (ST1_16, $x = 0.5L$)

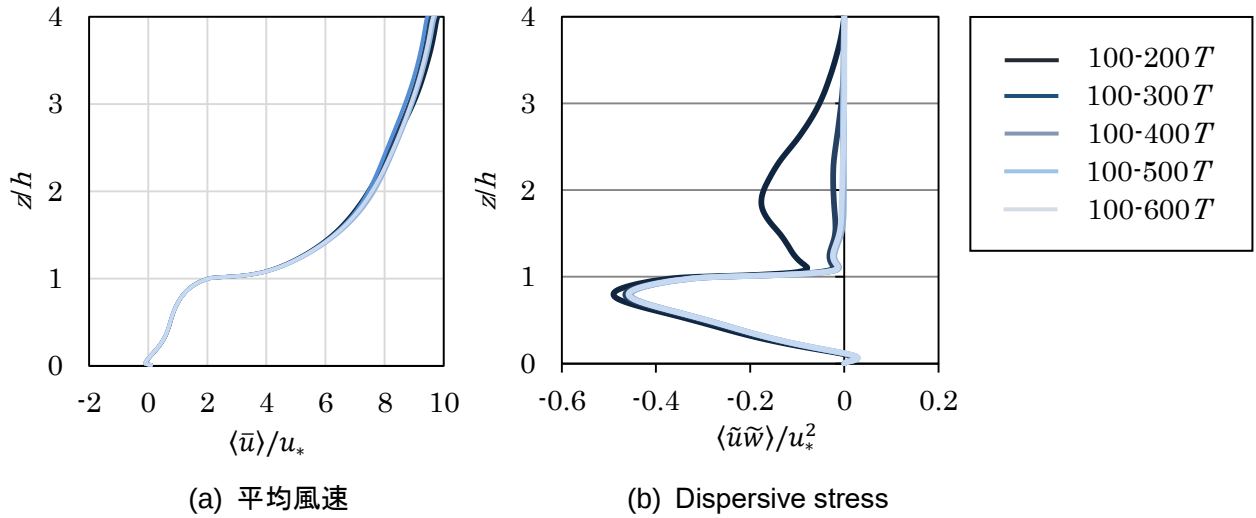


図 3-10 時空間平均主流方向風速と dispersive stress の鉛直分布 (ST1_16)

3-6. 風洞実験データとの比較

Razak et al. (2013)^[3]は、時空間平均主流方向風速の鉛直プロファイルについて、自身の LES データと、Cheng and Castro (2002)^[17]による風洞実験データ（フェッチ長さ約 $150h$ ，熱線流速計により計測）および Kono et al. (2010)^[19]による LES データ（計算領域高さ $7.5h$ ）の比較を行っている．その結果を図 3-11 に引用して示すとともに、その検討の妥当性についてあらためて検証する．図より、いずれの測定点においても、LES の結果と風洞実験の結果は $0 < z \leq 2h$ の範囲で非常によく一致することが分かる．一方で、粗度上空 ($2h \leq z$) については、Razak et al. (2013)^[3]の結果と他の 2 つの結果には差異が見られる．この理由として Razak et al. (2013)^[3]は、自身の計算では計算領域高さが $4h$ と小さいからであると考察している．すなわち、高さ $z = 4h$ の計算領域上端で速度勾配 $\partial u / \partial z = 0$ の条件を課しているため、必然的に $z = 4h$ が速度境界層上端となってしまう．しかし、フェッチ長さ約 $150h$ をとっている Cheng and Castro (2002)^[17]の風洞実験や、計算領域高さを $7.5h$ としている Kono et al. (2010)^[19]の LES では速度境界層厚さは $4h$ よりも大きくなるため、主流方向風速の鉛直分布は上空でこれらと整合しなかったものと考えられる．これを受けて、本章では Razak et al. (2013)^[3]の計算結果のうち、時間平均風速に関する解析においては $0 < z \leq 2h$ までのデータを用いることとした．

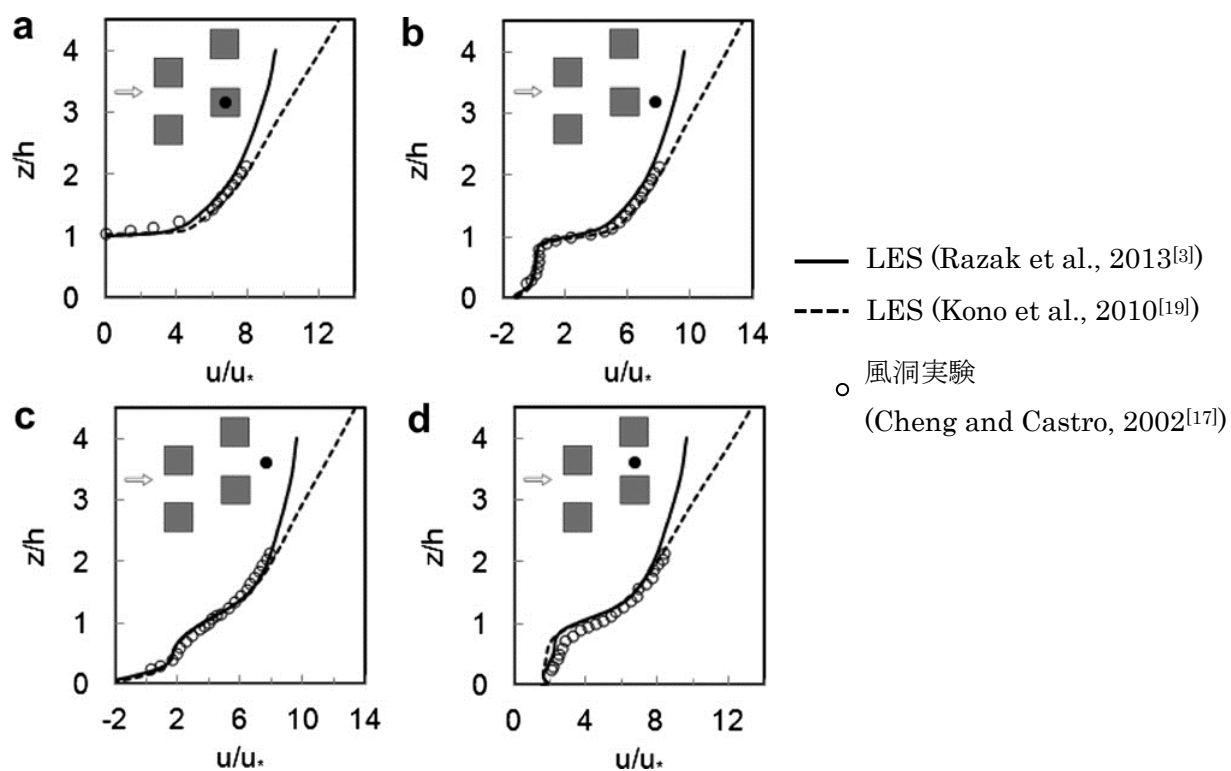


図 3-11 時間平均主流方向風速鉛直分布の比較 ($\alpha_p = 1$, $\lambda_p = 0.25$)
(Razak et al., 2013^[3]より引用)

3-7. 平均流の空間分布

図 3-12 に示すのは、立方体粗度 ($\alpha_p = 1$) で、建蔽率の異なる 6 配列 (ST1_4, 8, 16, 25, 33, 44) における時間平均主流方向風速の歩行者高さ水平断面図 ($z = 0.1h$) である。いずれも $z = 2h$ の時空間平均風速で無次元化を行っている。また、主流方向に対し順方向の風速を赤、逆方向の風速を青色で示し、色の濃淡は速度の大きさを表している。

$\lambda_p = 0.04$ の粗な配列では、歩行者高さに於いても上空風に近いオーダーの風速が多く領域で観測されているのに対し、建蔽率が密になっていくほど風速の大きい領域が少なくなっていく。 $\lambda_p = 0.44$ ではいずれの領域でも非常に小さな値を示している。このように、建蔽率の増加に対して歩行者レベルの風速が減衰することは Kubota et al. (2008)^[1]や義江ら (2008)^[2]にも示されているとおりで、粗度密度の増加によってキャノピー層に上空風が流入しにくくなっていることが原因と考えられる。また、流れの構造そのものも建蔽率の増加に伴って大きく遷移している。すなわち、 $\lambda_p = 0.04, 0.08$ といった粗な配列では、粗度の後方に渦が形成されているが、こうした粗度周辺の構造はそれぞれの粗度で独立していることがわかる。一方で、 $\lambda_p = 0.16$ では、粗度前方の逆流域が僅かに拡大している。加えて、粗度の配置間隔が小さいため、それぞれの粗度周辺に形成される気流場が相互に干渉している様子が確認できる。さらに、 $\lambda_p = 0.25, 0.33, 0.44$ のような高い建蔽率条件では、粗度側方で主流順風領域と、粗度前後の逆風領域が明確に分かれるような気流構造になっている。

こうした気流構造の変化は、図 3-12 に示す Oke (1988)^[20]の提唱した flow regime の遷移に類似したものであると考えられる。すなわち、粗度間隔が十分に大きい場合には、isolated-roughness flow のように個々の粗度で独立した気流場が形成されるのに対し、建蔽率の増加に伴い、wake-interference flow のように粗度周辺の気流場が干渉し合う流れ構造に変化していく。そして最終的に、skimming flow のような、上空風がキャノピー層に流入し難く、キャニオン全体にわたって大きな循環渦が生じるような気流構造に遷移していくものと考えられる。

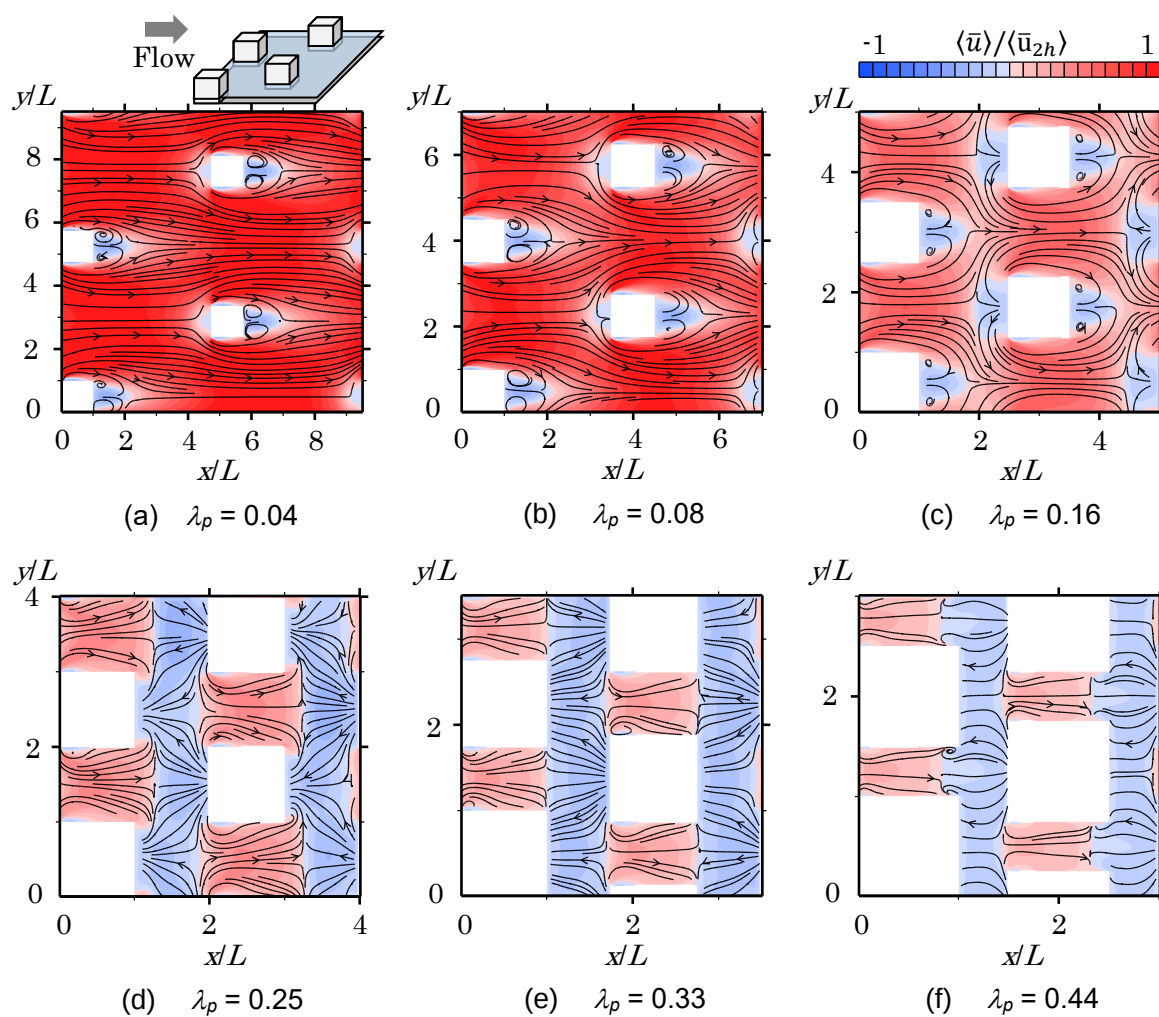


図 3-11 時間平均主流方向風速の空間分布 ($\alpha_p = 1$, $z = 0.1h$)

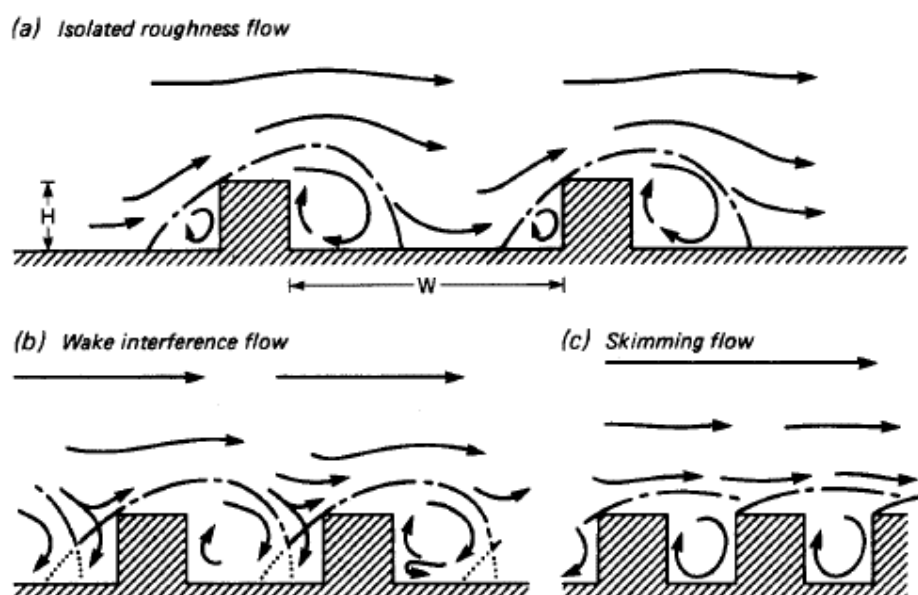


図 3-12 建蔽率の増加に伴う flow regime の遷移
(Oke, 1988^[20]より引用)

次に同じく立方体粗度 ($\alpha_p = 1$) で、建蔽率の異なる 6 配列 (ST1_4, 8, 16, 25, 33, 44) における時間平均主流方向風速の鉛直断面図 (y 方向には粗度の中心を通るような位置をとる) を図 3-13 に示す. $\lambda_p = 0.25, 0.33, 0.44$ のような建蔽率の大きい配列では上空に比べてキャノピー層での風速が低減しており, キャニオン全体にわたる大きな循環渦が生じていることがわかる. このことから, 高建蔽率条件下では *skimming flow* に近い気流場が形成されていることが確認できる. 一方で, $\lambda_p = 0.04, 0.08$ のような建蔽率の小さい配列では, 粗度の風下側に弱風領域が発生していることがわかる. 加えて, これらは個々の粗度で独立しているため, *isolated-roughness flow* のような気流構造になっていると推察される. 同様に, 粗度前方屋根面付近に流れのはく離が確認できるのも, *isolated-roughness flow* に類似した気流構造の特徴である. また, いずれの配列にも共通する構造として, 粗度前方床面付近に逆流域が生じていることがわかる. これは, 粗度前方壁面付近において上方から高速風が下方に誘引され, 地表付近で渦を形成しているためであると考えられる.

以上, 粗度アスペクト比が等しく, 建蔽率が異なる 6 配列 (ST1_4, 8, 16, 25, 33, 44) における時間平均風速の空間分布の比較結果から, 単純粗度周辺気流場が建蔽率の変化に依存して遷移する様子が明らかになった. すなわち, 建蔽率が小さい配列では, *isolated-roughness flow* に近い流れ場が形成され, 個々の粗度に対して粗度前方床面付近の逆流域と粗度後方の弱風域という特徴的な気流場が形成されるが, 建蔽率が大きく粗度が密になるにつれて, *wake-interference flow*, *skimming flow* のように個々の粗度周辺の気流構造が相互に干渉し, キャノピー全体に大きな循環渦が形成されていく様子が示された. また, 建蔽率が小さい場合には粗度前方屋根面付近に流れのはく離が確認できるが, 建蔽率が大きい配列では明確なはく離は確認できない. このことから, 粗度間隔が比較的大きい場合には気流の鉛直方向運動が促進されるが, 粗度間隔が小さくなると気流の鉛直運動が弱くなるものと考えられる.

また, こうした気流場の遷移に伴い, 密な配列では上空風のキャノピー内への流入が妨げられるため, キャニオン内の平均風速は低減するものと考えられる.

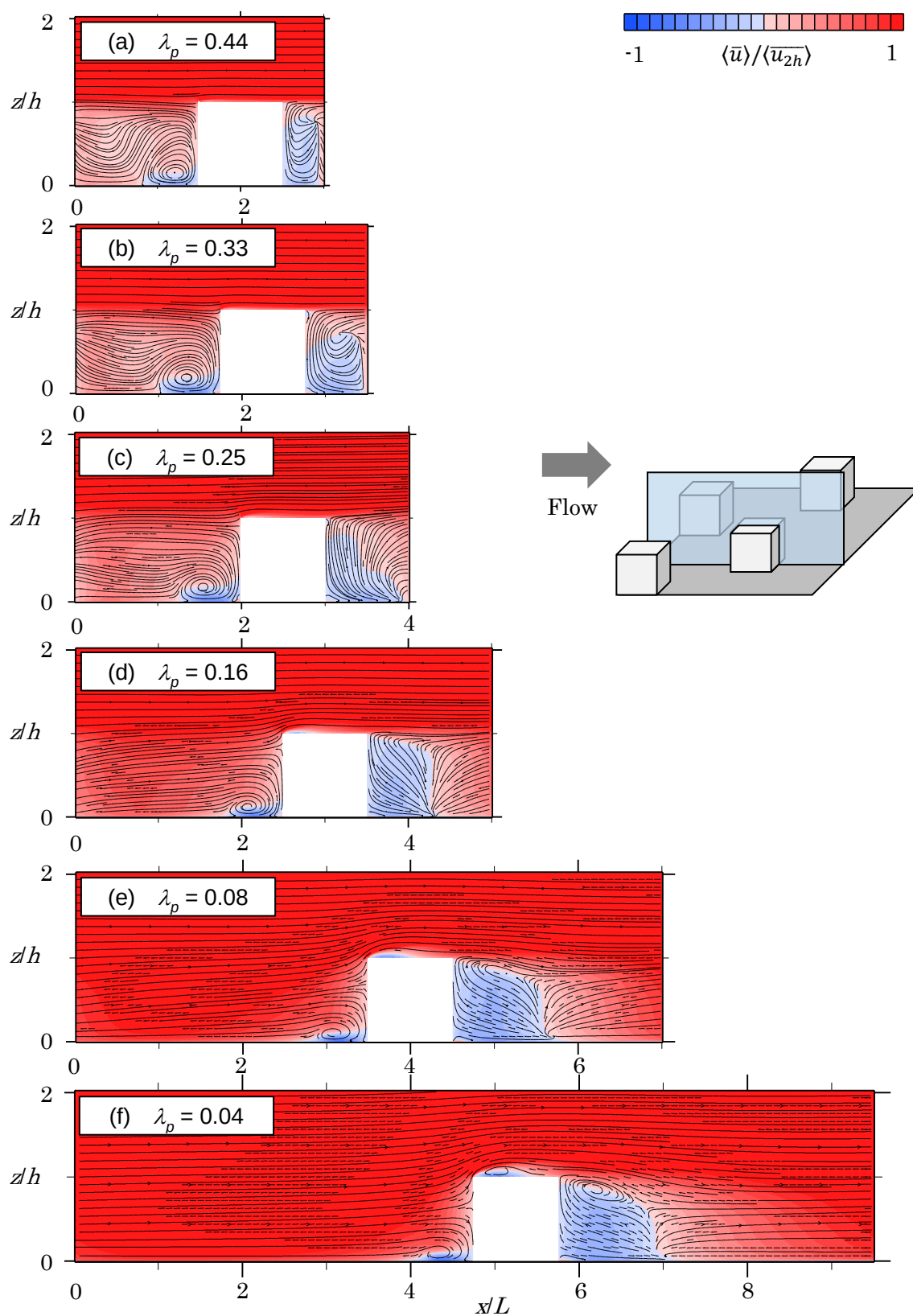


図 3-13 時間平均主流方向風速の空間分布 ($\alpha_p = 1$, y : 粗度中心)

次に、建蔽率が同一の条件で、粗度アスペクト比が異なる複数の配列における時間平均風速の空間分布を確認する．図 3-14 に示すのは、建蔽率 $\lambda_p=0.44$ で、粗度アスペクト比 α_p の異なる 3 配列（ST0.3_44, ST1_44, ST1.5_44）における時間平均主流方向風速の歩行者高さ水平断面図（ $z = 0.1h$ ）である．それぞれを比較すると、流れ場の構造は概ね等しいものの、風速の大きさは粗度アスペクト比の相違によって大きく異なることが分かる．これは、粗度アスペクト比が異なる条件ではキャニオンの深さが異なることが原因であると考えられる．すなわち、 $\alpha_p=0.3$ の場合、街路の幅は約 $1.5h$ であるのに対し、 $\alpha_p=1.5$ の場合には街路幅は約 $0.3h$ と比較的狭くなっているため、気流が地表付近まで到達し難いものと推測される．

次いで、同配列における時間平均主流方向風速の鉛直断面図（ y : 粗度中心を通る位置）を図 3-15 に示す．粗度アスペクト比の小さい扁平な配列では、キャニオン内部まで速度が比較的大きく保たれている一方、粗度アスペクト比の大きいスレンダーな配列では粗度間隔が小さく、キャニオン内部に上空風が流入していない様子が分かる．以上の比較から、建蔽率条件が同一で粗度アスペクト比が異なる場合、歩行者高さ水平断面内の風速の分布パターンは概ね類似しているものの、風速の大きさが異なること分かる．

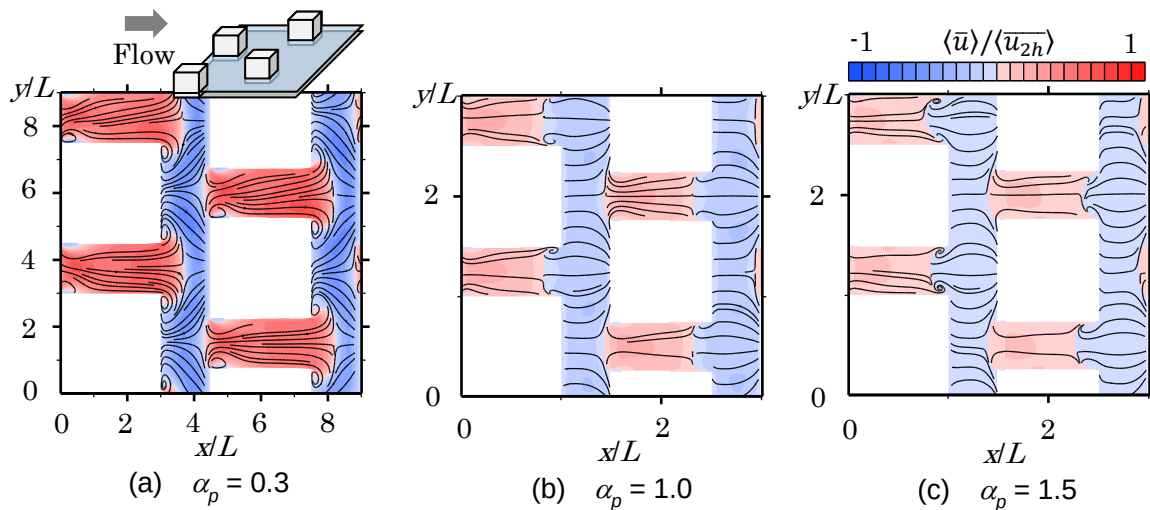


図 3-14 時間平均主流方向風速の空間分布（ $\lambda_p = 0.44, z = 0.1h$ ）

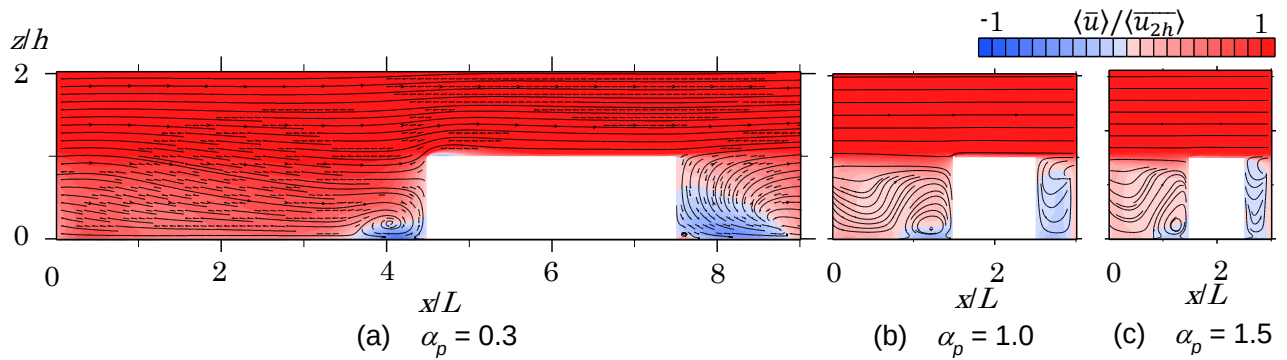


図 3-15 時間平均主流方向風速の空間分布 ($\lambda_p = 0.44, z = 0.1h$)

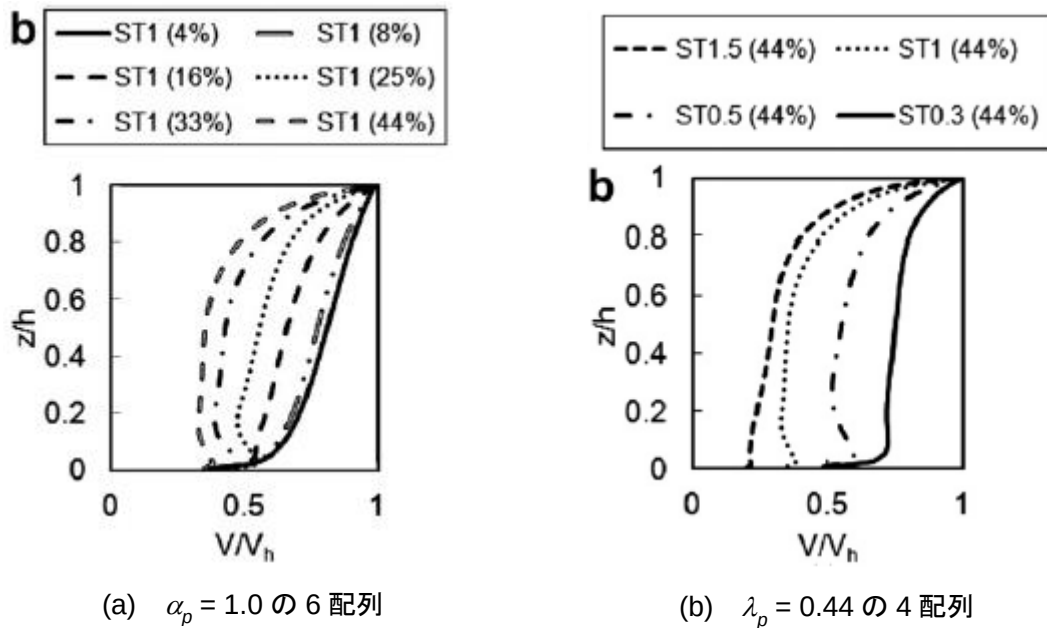
3-8. 時空間平均流速の鉛直分布

Razak et al. (2013)^[3]は前節で概観した”歩行者高さにおける風速は建蔽率の増加，もしくは粗度アスペクト比の増加に伴って減少する”傾向を定量的に評価すべく，流速の時空間平均値の鉛直プロファイルを算出している．ここで，流速は下記のとおり，風速の主流方向・スパン方向・鉛直方向全成分から計算される．

$$V = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}. \quad (3-29)$$

図 3-16 にその結果を再掲する．Razak et al. (2013)^[3]の凡例では ST1 は千鳥配列の粗度アスペクト比 1 を表し，括弧内は建蔽率のパーセント表示である．また，流速は粗度高さ ($z = h$) の値で無次元化している．図より，同一粗度アスペクト比の場合，建蔽率の増加に伴い流速は単調に減少する傾向を示すことがわかる．また，建蔽率が同一条件の場合には，粗度アスペクト比の増加に伴い流速が単調に減少する傾向にあることが確認できる．こうした結果は Kubota et al. (2008)^[1]や義江ら (2008)^[2]の風洞実験による結果とも整合しており，都市キャノピー内外の換気量の推定といったバルクな評価に対しては有用であると言える．

一方で，図 3-11, 3-14 で示したとおり，歩行者高さにおける風速は水平面内に大きな分布を有するため，局所的な強風域や弱風域の存在が歩行者の温熱感や安全性に大きな影響をもたらす可能性に留意する必要がある．

(a) $\alpha_p = 1.0$ の 6 配列(b) $\lambda_p = 0.44$ の 4 配列図 3-16 時空間平均流速の鉛直分布 (Razak et al., 2013^[3]より引用)

なお，歩道空間の風環境に関する解析を行うにあたっては，様々なスケールの建物周囲の歩道空間を想定することが望ましい．そこで，Razak et al. (2013)^[3]は，計算条件として設定した粗度高さが $h = 25\text{--}75$ ，粗度レイノルズ数 $Re^* = 1.1 \times 10^5 \sim 4.0 \times 10^5$ ($Re^* = u_* z_0 / \nu$, z_0 は粗度長で，Grimmond and Oke (1999)^[21]を参考に $z_0 = 0.1h$ と仮定) 程度であり，Snyder and Castro (2002)^[22]によると系のレイノルズ数依存性は十分に小さいと考えられることから，計算結果を複数の幾何スケールに読み替えることを行っている．たとえば，地上から $0.05h, 0.1h, 0.25h$ のデータがそれぞれ 10, 5, 2 階建て建物群(高さ 30m, 15m, 6m)における歩行者高さ (1.5m) のデータに相当すると解釈している．本章においても Razak et al. (2013)^[3]に倣い，地上から $0.05h, 0.1h, 0.25h$ のデータをそれぞれ 10, 5, 2 階建て建物の歩行者高さとして取り扱う．さらに，歩道の幅を 3m と仮定し，建物壁面から $0.1h, 0.2h, 0.5h$ におけるデータが 10, 5, 2 階建て (それぞれ $h = 30\text{m}, 15\text{m}, 6\text{m}$) 建物群の歩道空間に相当すると看做す．図 3-17 に，想定する建物高さ (階数) によって歩道空間の街路幅に対する比率が異なる様子を示す．併せて，10, 5, 2 階建てを想定した場合の歩道幅，および歩行者高さと粗度高さの比率をそれぞれ表 3-2 に示す．なお，歩道空間の中でも気流と粗度の位置関係により速度場は大きく異なるため，歩道空間を図 3-18 に示すように Front, Side, Behind 領域に分割し，それぞれの領域について個別に解析を行う．

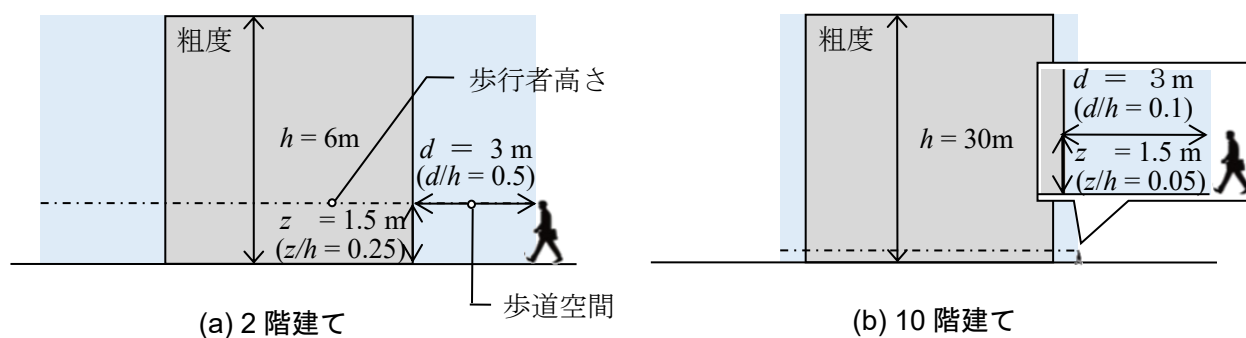


図 3-17 歩道空間の定義

表 3-2 建物高さ歩道空間および歩行者高さの大きさ.

建物高さ	歩道幅	歩行者高さ
10 階建て ($h = 30\text{m}$)	$0.1h$	$0.05h$
5 階建て ($h = 15\text{m}$)	$0.2h$	$0.1h$
2 階建て ($h = 6\text{m}$)	$0.5h$	$0.25h$

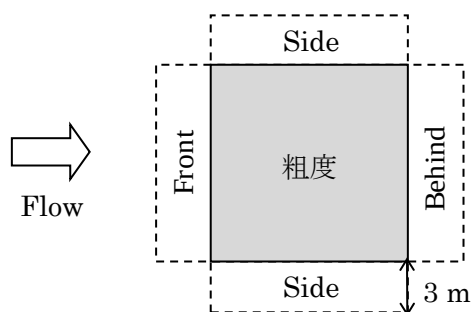


図 3-18 歩道空間の分類

3-9. 幾何パラメータによる時空間平均速度比の推定

図 3-19 に 10 階建を想定した立方体建物 ($\alpha_p = 1.0$) の歩道空間における時空間平均流速の鉛直分布を示す. なお, 風速は粗度高さ h の水平面内平均値で無次元化している. Front, Side, Behind いずれの領域においても, 図 3-16 に示したキャノピー全領域の水平面内平均値の鉛直分布とは全く異なる分布形状が確認できる.

まず, Front 領域では, $\lambda_p = 0.44$ を除くすべての建蔽率条件で S 字型のプロファイルとなっ

ているが、これは粗度前方の地表付近に形成される循環渦が原因であると予想される。一方、Side 領域では、高密度条件 ($\lambda_p = 0.33, 0.44$) では流速が比較的小さいものの、それ以下の低中密度条件では建蔽率に依らず分布形状はほぼ同様となっている。これは、10 階建ての高層建物を想定した場合、歩道空間がキャノピー全領域に占める割合は小さく、その大部分が壁面近傍の弱風領域となるため、配列ごとの差が生じなかったものと考えられる。同様に、Behind 領域でも分布形状に配列ごとの大きな差異は見られないが、Side 領域の場合と異なり、高建蔽率の配列ほど流速が大きいことが分かる。これは、高密度条件では建物の間隔が近く、風下側に存在する建物から吹き返してくる風の影響であると考えられる。

以上より、建物群の粗度アスペクト比が同一である場合、建蔽率、建物高さに加えて、歩道のロケーション (Front, Side, Behind) により速度の鉛直分布形状は多様な傾向を示すことが明らかになった。

次に、建蔽率が高密度で等しい条件 ($\lambda_p = 0.44$) において、粗度アスペクト比が異なる 4 条件 (ST0.3_44, ST0.5_44, ST1_44, ST1.5_44) における歩道空間の時空間平均流速の鉛直分布を図 3-20 に示す。Front 領域では、粗度アスペクト比が小さい扁平な粗度条件では分布が S 字状の屈曲を示すのに対し、粗度アスペクト比が大きくスレンダーな粗度になるに従い、徐々にプロファイルは直線的なものに遷移している。これは、スレンダーな建物が密集する状況では粗度の側面を通過する流れが強くなるため、高密度の立方体粗度配列にみられるような、キャニオン内に大きな循環渦が生じる *skimming flow* とは異なる流れ場が形成されている事が要因の一つだと考えられる。Side 領域および Behind 領域については、キャニオンが浅い低アスペクト比条件において風速が大きい傾向が確認された。

3-10. 歩行者高さ風速の推定

前節までに述べたキャノピー層内の風速の空間分布の特徴を踏まえ、建物高さ、粗度立面積密度、歩道空間と粗度の位置関係という 3 つのパラメータによって歩道風環境の評価を試みる。

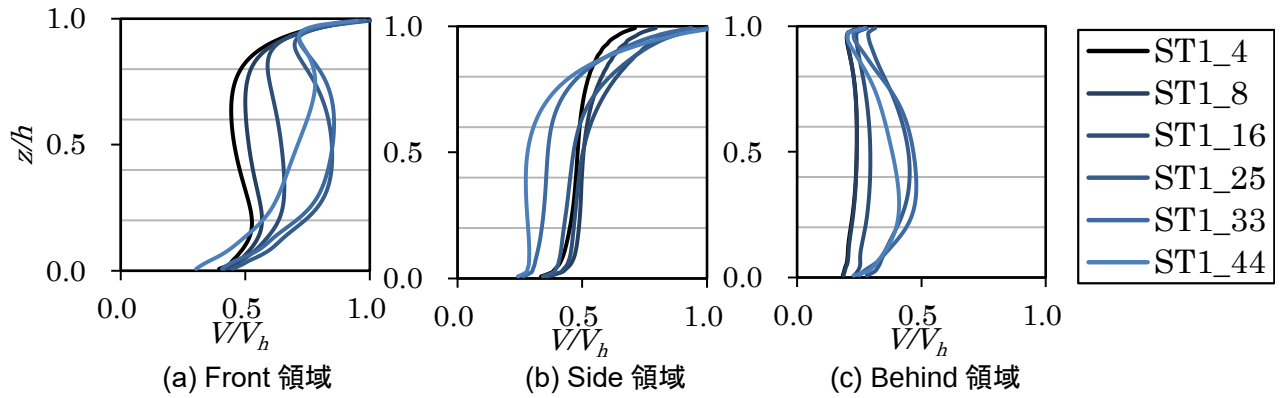


図 3-19 時空間平均流速の鉛直分布 (10 階建て, $\alpha_p = 1$)

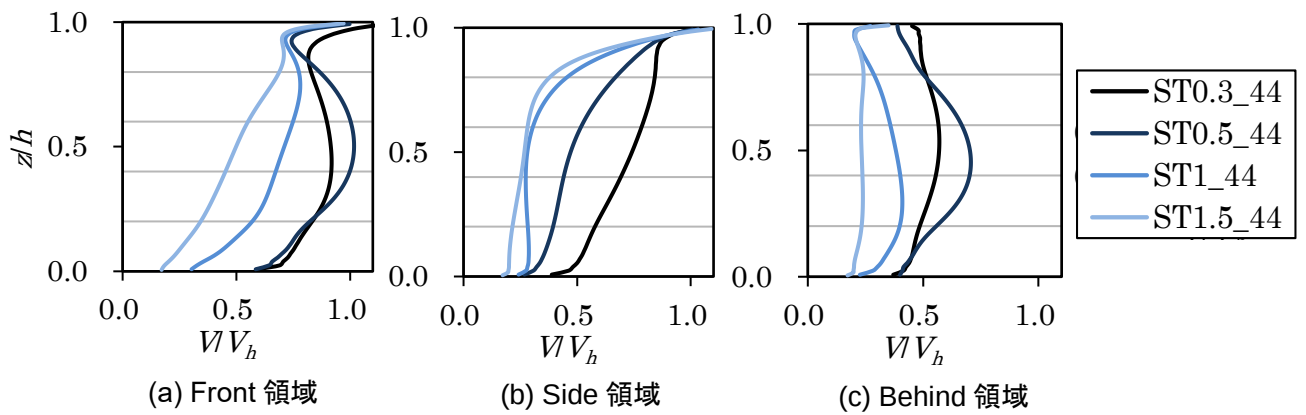


図 3-20 時空間平均流速の鉛直分布 (10 階建て, $\lambda_p = 0.44$)

歩行者高さにおける流速は、歩行者の温熱感に直接的な影響を及ぼすと考えられる。Razak et al. (2013)^[3]はこれに着目し、歩行者高さの時空間平均流速を粗度アスペクト比と建蔽率の積で表現される粗度立面積密度によって包括的に予測する式を提案している。本節ではこの考えを発展させ、歩行者高さにおける流速の空間分布を考慮した予測式の導出を試みる。

図 3-21 に、10 階建を想定した場合の歩道空間内の流速比 V_p/V_{2h} （高さ $2h$ の空間平均速度と歩道高さ速度の比）と粗度立面積密度 λ_f の関係を示す。なお、キャノピー全領域を対象とした Razak et al. (2013)^[3]による $V_p/V_{2h} - \lambda_f$ の関係式 (3-30) を併せて実線で表示している。

$$V_p/V_{2h} = 2.5\lambda_f^{0.8}. \quad (3-30)$$

Front 領域では、式 (3-30) と同様に、粗度立面積密度の増加に伴い速度が指数関数的に減衰しているが、Side および Behind 領域ではその傾向が大きく異なる。加えて、Front, Behind 領域では、 $\lambda_f = 0.15$ 付近において、低アスペクト比条件 (ST0.3_44, ST0.5_44) のプロットが

他の粗度アスペクト比のプロットより大きな値を示している事が確認できる．すなわち，歩道空間内でも気流と粗度の位置関係により速度場の粗度立面積密度への依存性や粗度アスペクト比への依存性はそれぞれ異なっているといえる．

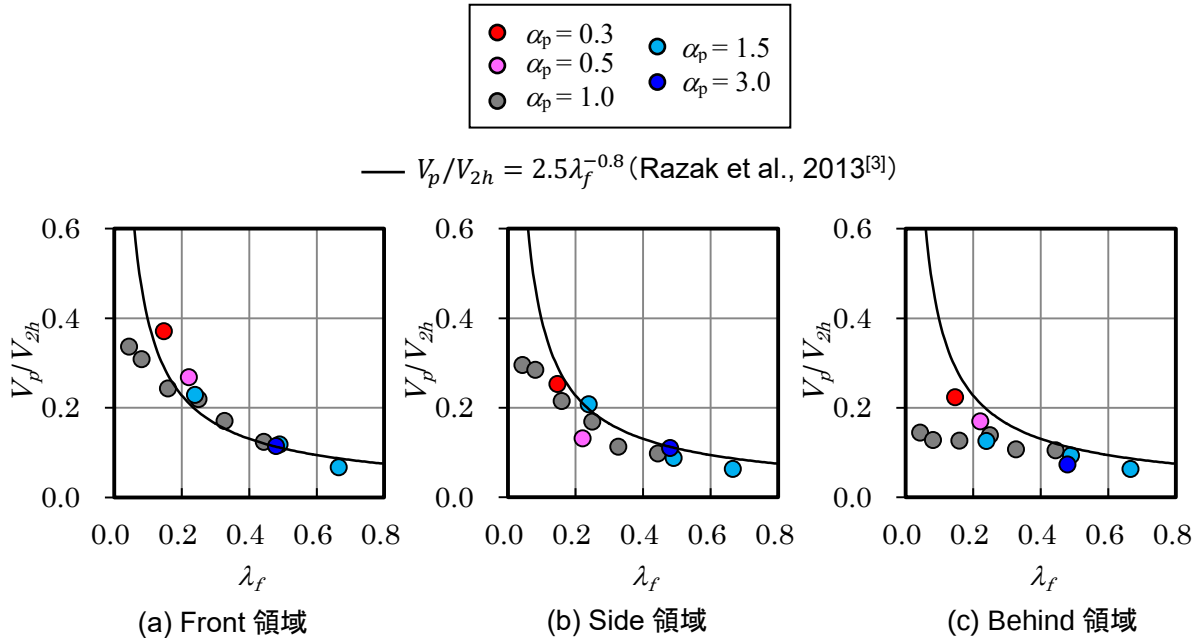


図 3-21 歩道空間内歩行者高さ流速

この結果に鑑み，歩行者レベルの風速予測式(3-30)の説明変数である粗度立面積密度 λ_f は粗度アスペクト比 α_p と建蔽率 λ_p の積であることに着目し，歩道空間内の場所や粗度アスペクト比，建蔽率の速度場への影響を個別に考慮する一般化式として次式を提案する．

$$V_p/V_{2h} = c \lambda_p^a \alpha_p^{-b}. \quad (3-31)$$

式中の a , b , c は定数である．本章の解析結果を用いて最小二乗法により同定した a , b , c の値と自由度調整済みの決定係数を表 3-3 に示す．

また，これらのパラメータを用いた (3-31) 式による風速比の推定値と LES の計算値と比較した結果を図 4-12 に示す．なお，両者の値が等しい場合を一点鎖線，両者の誤差が $\pm 20\%$ となる場合を点線でそれぞれ示している．また，プロットの種類は建物高さ（階数）を意味する．また，今回提案する予測式の精度を式 (3-30) と比較するため，Front, Side, Behind 各領域に加え，流速の歩行者高さ水平面内全体平均値（Whole 領域と定義する）に対する予測の結果も併せて示している．

Whole 領域, および Front 領域では, どの階数を想定するかに関わらず (3-31) 式による推定値と解析結果は良く一致している. しかし, Side, Behind 領域では, 想定する建物高さ (階数) によってプロットにばらつきがあり推定精度が低い. これは, 両領域が, 図 3-23 に示すように, それぞれ風向に平行な街路のチャンネル流, および後列粗度の吹き返しに起因する高速度領域と壁面近傍の弱風領域という対照的な速度場を含んでいることと関連があろう. 即ち, 10 階建てという比較的高い建物を想定した場合においては, 歩道のキャノピー底部全域に対する面積比は小さく, 歩道領域は壁面近傍の弱風領域のみに占められるのに対して, 建物が低層 (2 階) である場合, 壁面から離れた高速度領域も歩道に含まれるため, 粗度アスペクト比と建蔽率の 2 変数のみで建物高さによらず普遍的に歩道領域速度を説明する事にやや無理が生じたと推察される.

表 3-3 式 (3-31) 中の定数 a, b, c の予測結果と決定係数

歩道領域	a	b	c	R^2
Whole	0.84	0.54	0.10	0.93
Front	0.75	0.36	0.13	0.88
Side	0.61	0.53	0.09	0.67
Behind	0.67	0.14	0.11	0.72

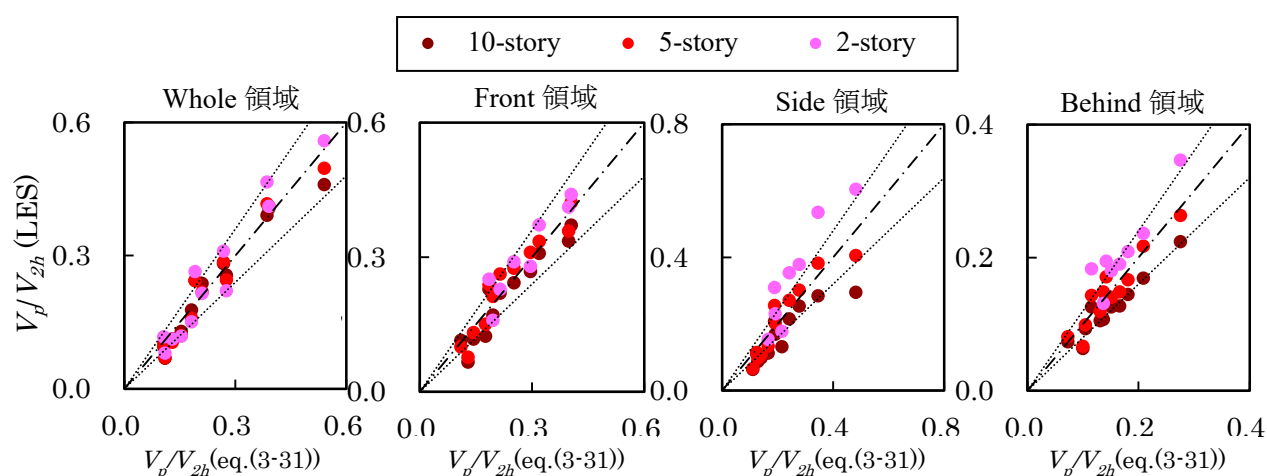


図 3-22 歩行者レベル風速の推定式 (3-31) による推定値と LES による計算結果

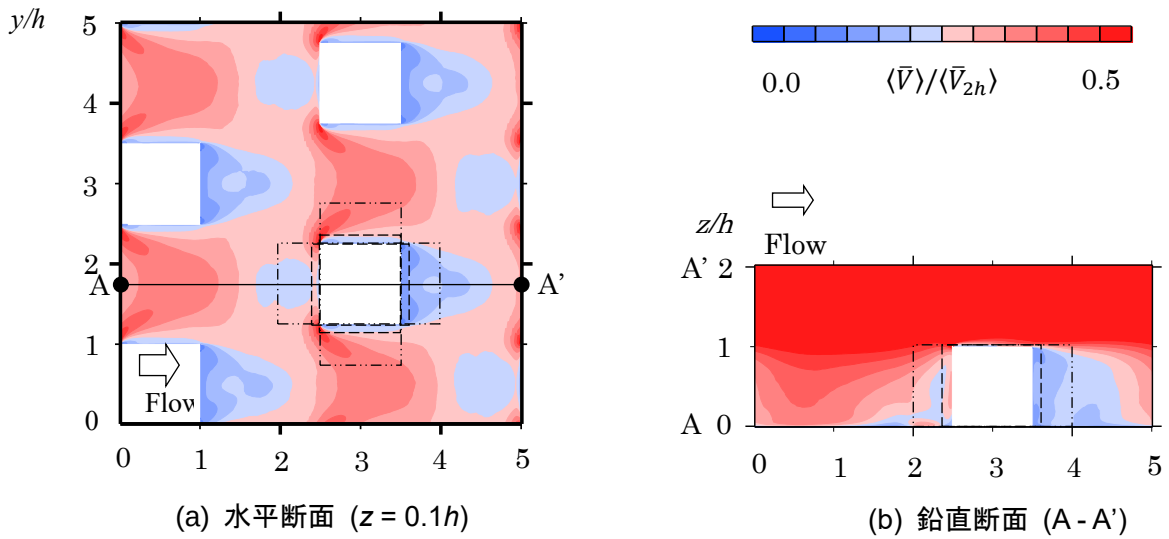


図 3-23 建物高さに対応した歩道空間の相対的な大きさ (ST1_25)

--- 2 階建て --- 10 階建て

3-11. 参照風速の改善

前節では LES の使用可能なデータの制約から，歩行者レベルの流速 V_p と上空 ($z = 2h$) の風速 V_{2h} の速度比に着目したが，本来ならば粗度要素の影響を受けていると考えられる速度境界層内の風速ではなく，境界層外の風速を用いて速度比を算出することが望ましい。

そのため，Razak (2013)^[23]は自身の LES と粗度アスペクト比および建蔽率が概ね等しい粗度配列を対象として行われた風洞実験データより V_{2h}/V_{BLH} を推定した結果を用いて，式 (3-30) を次のように修正している。

$$V_p/V_{BLH} = 1.5\lambda_f^{-0.8}. \quad (3-32)$$

本節では Razak (2013)^[23] による V_{2h}/V_{BLH} の推定結果を用い，式 (3-31) の参照風速を V_{2h} から V_{BLH} にすることを試みる。以下に，Razak(2013)^[23]による V_{2h}/V_{BLH} 推定の概要を説明する。図 3-24 に示すのは，風洞装置の模式図である。また，実験で用いられている配列の種類を表 3-4 に示す。実験では，粗度を測定点の風上 $136h$ から一様に配置しており，速度境界層の発達を促進している。測定点では，熱線流速計により高さ $20h$ までの流速を計測している。Razak (2013)^[23] は測定結果から Hagishima et al. (2009)^[14]の手法に倣い， $z = 7.5h$ の風速を境界層高さ

の風速と見なし、速度比 V_{2h}/V_{BLH} の推定を行っている．図 3-25 にその結果を示す． V_{2h}/V_{BLH} は配列によらず近い値を示すことが分かる．

筆者らはこの値を用いて、LES で計算した歩行者高さ と高さ $2h$ の速度比 V_p/V_{2h} の値を歩行者高さ と境界層高さの速度比 V_p/V_{BLH} に修正し、それに対する予測式を立てる．予測式は次のように定義する．

$$V_p/V_{BLH} = c' \lambda_p^{-a'} \alpha_p^{-b'}. \quad (3-33)$$

a', b', c' は定数である．表 3-5 に示すのは、最小二乗法により同定した a', b', c' の値と自由度調整済みの決定係数である．また、これらのパラメータを用いた (3-33) 式による風速比の推定値と LES の計算値と比較した結果を図 3-26 に示す．決定係数の値を式 (3-32) による予測の場合と比較すると、Whole, Front 領域では推定精度がやや落ちるものの、Side 領域では向上していることが分かる．

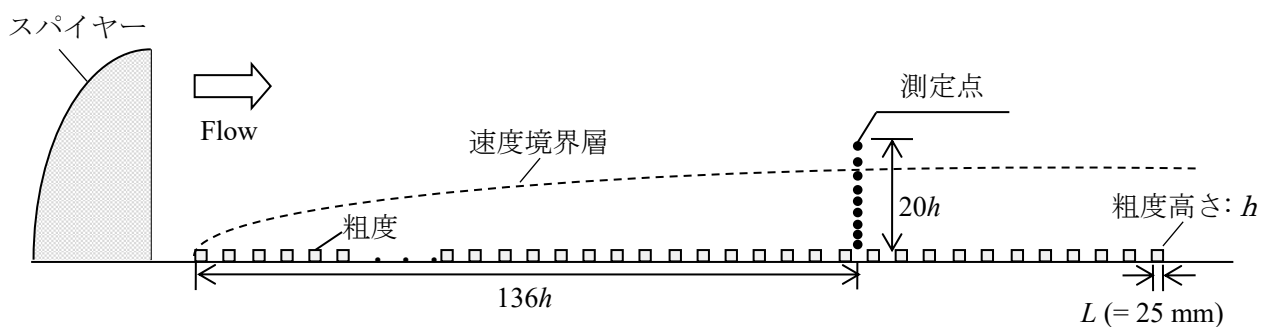


図 3-24 風洞設備模式図 (Razak (2013)^[23])

表 3-4 風洞実験で使用されている粗度配列 (Razak (2013)^[23])

配列名	α_p	λ_p
ST0.3	0.3	0.04, 0.10, 0.17, 0.39, 0.69
ST0.5	0.5	0.04, 0.08, 0.17, 0.39
ST1	1.0	0.08, 0.17, 0.31
ST3	3.0	0.04, 0.16

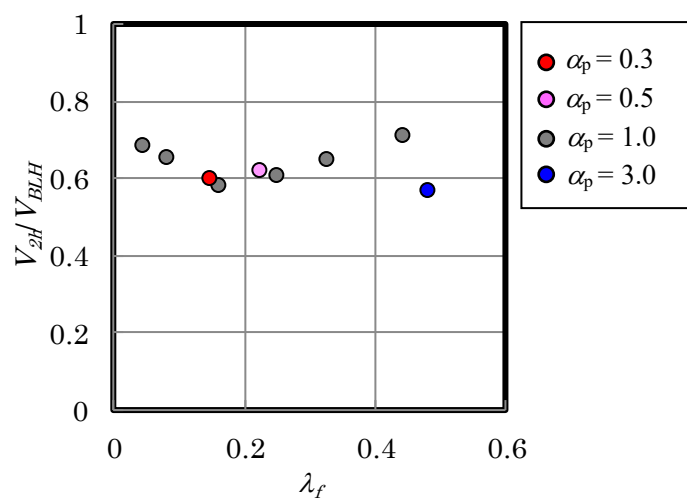


図 3-25 風洞実験の結果より推定した V_{2h}/V_{BLH} (Razak (2013)^[23])

表 3-5 式 (3-33) 中の定数 a' , b' , c' の予測結果と決定係数

歩道領域	a'	b'	c'	R^2
Whole	1.23	0.74	0.04	0.88
Front	1.12	0.54	0.05	0.81
Side	1.07	0.74	0.03	0.73
Behind	1.04	0.32	0.04	0.72

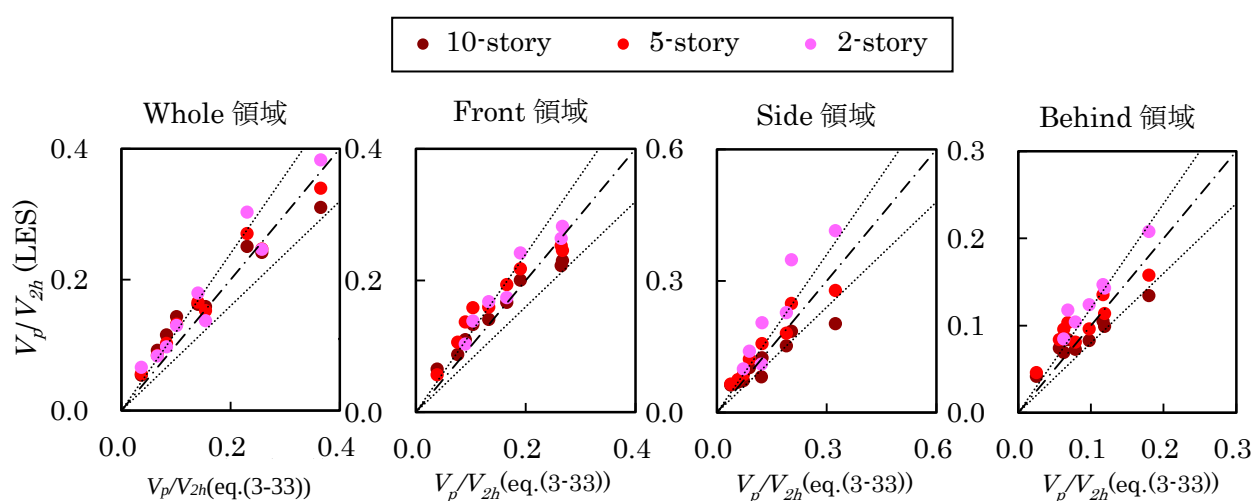


図 3-26 歩行者レベル風速の推定式 (3-33) による推定値と LES による計算結果

3-12. 推定式の比較

3-1 節で述べたとおり、キャノピー内歩行者高さ風速比の幾何パラメータによる推定式は複数報告されているものの、それぞれ異なる参照風速を参照しているうえ、対象とする粗度条件も異なるため、各推定式がそれぞれどのような条件下で適用可能であるかについて整理するとともに、複数の推定式が同じ粗度条件で適用可能なとき、それぞれの推定値が整合するか否かについて確認する必要がある。

Kubota et al. (2008)^[1]は日本の 22 の実在都市のスケール模型を用いた風洞実験において、サーミスタ風速計により地上 1.5m 相当の高さのスカラー風速 (V_p) 及び、同じ地点における模型がない場合の風速 (V_{p0}) を測定し時空間平均風速比 (γ_K) を算出している。すなわち、

$$\gamma_K = \langle \bar{V}_p / \bar{V}_{p0} \rangle. \quad (3-34)$$

図 3-27 に、Kubota et al. (2008)^[1]による風速比の算出結果を引用して示す．図中の縦軸は風速比（すなわち γ_K ），横軸はグロス建蔽率 λ_p （総床面積を総街区面積で除した値）である．上段のプロットは中高層集合住宅が立ち並ぶ街区を，下段のプロットは低層の戸建て住宅が立ち並ぶ街区を，それぞれ表す．なお，表 3-6 に引用して示すとおり，中高層集合住宅が立ち並ぶ街区では，いずれのプロットでも 3 階建て以上の建物が全体の 70%以上を占めているのに対し，戸建て住宅が立ち並ぶ街区では 89%以上の建物が 1～2 階建てとなっている．図 3-28 より，歩行者高さ風速比 γ_K は次のとおり表現できる．

$$\gamma_K = \langle \bar{V}_p / \bar{V}_{p0} \rangle = a\lambda_p + b. \quad (\text{中高層街区}, \lambda_p = 10 \sim 34\%) \quad (3-35a)$$

$$\gamma_K = \langle \bar{V}_p / \bar{V}_{p0} \rangle = a'\lambda_p + b'. \quad (\text{低層街区}, \lambda_p = 10 \sim 30\%) \quad (3-35b)$$

a, b, a', b' は実験定数であり， $-0.01, 0.8, -0.01, 0.56$ である．

表 3-6 測定対象粗度
(Kubota et al.(2008)^[1]より引用)

Table 1
Brief outline of case study areas for wind tunnel tests

Case	Gross building coverage ratio (%)	Gross floor area ratio (%)	Proportion of buildings by height (%)			
			1-2 floor	3-5 floor	6-14 floor	>14 floor
<i>Detached houses</i>						
1	10	19	100	—	—	—
2	17	34	100	—	—	—
3	18	36	100	—	—	—
4	18	36	100	—	—	—
5	18	37	100	—	—	—
6	22	46	96	4	—	—
7	23	45	100	—	—	—
8	25	50	98	2	—	—
9	26	54	93	7	—	—
10	31	62	100	—	—	—
11	31	65	89	11	—	—
12	31	67	92	8	—	—
13	32	68	99	—	1	—
14	34	68	94	6	—	—
15	34	69	100	—	—	—
<i>Apartment houses</i>						
16	10	121	17	—	39	44
17	15	69	13	87	—	—
18	15	121	—	17	83	—
19	19	123	29	21	50	—
20	21	121	9	45	46	—
21	23	95	14	64	22	—
22	30	171	6	2	92	—

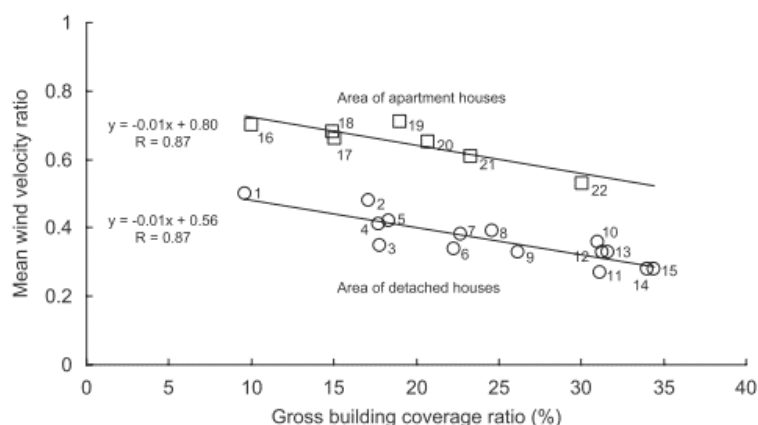


図 3-27 歩行者レベル風速比 (Kubota et al.(2008)^[1]より引用)

義江ら（2008）^[2]は香港の实在都市を簡易化した模型を用いた風洞実験において、熱線流速計により歩行者高さ（地上 1.5m）相当のスカラー風速（ V_p ）及び、境界層高さの風速（ V_{BLH} ）を測定し時空間平均風速比（ γ_Y ）を算出している．すなわち，

$$\gamma_Y = \langle \bar{V}_p \rangle / \bar{V}_{BLH}. \quad (3-36)$$

図 3-28 に，義江ら（2008）^[3]による風速比の算出結果を引用して示す．図中の縦軸は風速比（ γ_Y ），横軸はグロス建蔽率 λ_p である．また，図中には Kubota et al. (2008)^[1]の中高層集合住宅が立ち並ぶ街区の風速比算出結果も併記されている．Kubota et al. (2008)^[1]と義江ら（2008）^[2]では参照風速の定義が異なるが，Kubota et al. (2008)^[1]は別途アプローチフローの風速鉛直分布を明示しているため，義江ら（2008）^[2]はそれを用いて歩行者高さ風速と境界層高さ風速の比を求め，推定値を読み替えていると考えられる．図 3-28 中歩行者高さ風速比 γ_Y 推定式は次のとおりである．

$$\gamma_Y = \langle \bar{V}_p \rangle / \bar{V}_{BLH} = a\lambda_p + b. \quad (\text{中高層街区, } \lambda_p = 10 \sim 63\%) \quad (3-37)$$

a, b は実験定数であり，それぞれ-0.2, 0.27 である．

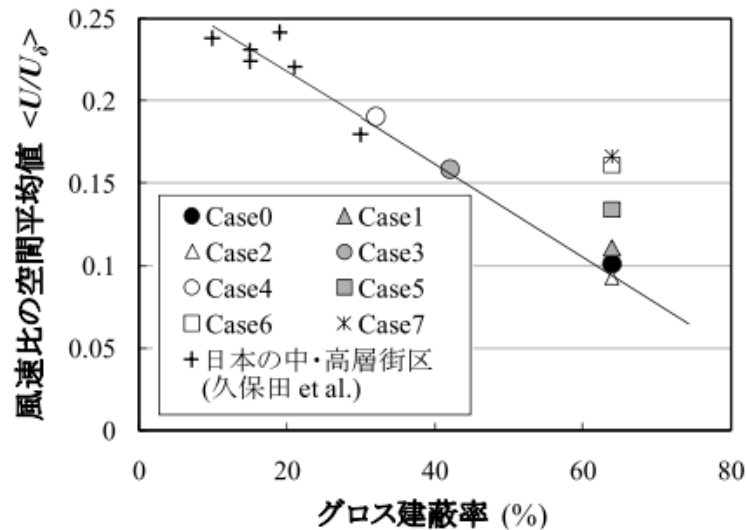


図 3-28 歩行者レベル風速比（義江ら（2008）^[2]より引用）

同様に, Razak (2013)^[23]の LES による風速比推定式 (γ_R) を, 歩行者高さ (地上 1.5m) 相当のスカラー風速 (V_p), 境界層高さのスカラー風速 (V_{BLH}) 及び粗度立面積密度 (λ_f) を用いて表すと,

$$\gamma_R = \langle \bar{V}_p \rangle / \langle \bar{V}_{BLH} \rangle = a \lambda_f^{-b}. \quad (\lambda_f = 4.4 \sim 66\%) \quad (3-38)$$

a, b は実験定数であり, それぞれ 1.5, 0.8 である.

このほか, Macdonald (2000)^[24]は, Cionco (1965)^[25]が提案した森林キャノピーにおける粗度要素による運動量吸収モデルをベースとしたキャノピー内外の風速鉛直プロファイル推定式に倣い, 都市キャノピーの風速鉛直プロファイルの推定式として, 以下を導出している.

$$\gamma_M(z) = \langle \bar{u}(z) \rangle / \langle \bar{u}_h \rangle = \exp(a(z/h - 1)). \quad (3-39)$$

ここで, $\gamma_M(z)$ は高さ z における主流方向風速比, $\langle \bar{u}(z) \rangle$ は高さ z における時空間平均主流方向風速, $\langle \bar{u}_h \rangle$ は高さ h における時空間平均主流方向風速, a は粗度条件により異なる定数を表す. Macdonald (2000)^[24]は粗度立面積密度の異なる複数の単純粗度整形配列及び千鳥配列についての風洞実験により得られた風速プロファイルのデータをもとに定数 a の値を同定した結果, 次の関係を見出している.

$$a = 9.6 \lambda_f. \quad (\lambda_f < 30\%) \quad (3-40)$$

他の推定式との比較のため, 本章では $z/h = 0.05$ (10 階建て建物群からなる街路における歩行者高さ 1.5m 相当) を仮定した際の次式を Macdonald (2000)^[24]の推定式として扱う.

$$\gamma_M = \langle \bar{u}_p \rangle / \langle \bar{u}_h \rangle = \exp(b \lambda_f). \quad (\lambda_f < 30\%) \quad (3-41)$$

b は実験定数であり, -9.12 である.

筆者らが 3-11 節で提案した平均風速比の推定式は,

$$\gamma_I = \langle \bar{V}_p \rangle / \langle \bar{V}_{BLH} \rangle = c' \lambda_p^{-a'} \alpha_p^{-b'}. \quad (\lambda_p = 4.4 \sim 44, \alpha_p = 0.3 \sim 3). \quad (3-42)$$

a', b', c' は実験定数であり, 表 3-5 に示したとおりである.

表 3-7 に、これまでに述べた推定式をまとめる。Kubota et al. (2008)^[1]については、義江ら (2008)^[2]にも取り上げられている中高層街区の場合の推定式のみ記載している。図 3-29 に、Razak et al. (2013)^[3]の LES データベースから算出した風速比のプロットと併せて、上述の各推定式による推定値を示す。なお、Kubota et al. (2008)^[1]の推定式は義江ら (2008)^[2]の推定式との整合性が既に確認されているため、代表として義江ら (2008)^[2]の推定式のみ記載している。各論文中で確認されている推定式の適用範囲に該当する部分を実線で示し、その他の領域は破線で示している。なお、義江ら (2008)^[2]の推定式では幾何パラメータが λ_p であるが、図 3-29 の横軸は λ_f としているため、ここでは α_p を一定と仮定し、義江ら (2008)^[2]の論文中的推定値を参考に、 $\alpha_p=0.7$ とした。図より、義江ら (2008)^[2]の推定式による風速比の値は少なくとも $\lambda_f=0.2\sim0.5$ の範囲で LES データと類似した減少トレンドを示すことが分かる。値のオーダーが異なるのは、LES データで対象としたのが均一高さ粗度群であるのに対し、義江ら (2008)^[2]が対象としたのは高さばらつきのある粗度群であり、義江ら (2008)^[2]が考察しているとおり高さばらつきによって風通しが改善されているためと考えられる。なお、図中の推定式は $\alpha_p=0.7$ で一定と仮定しているが、実際には α_p は様々な値を取りうる。 $\lambda_p=\lambda_f/\alpha_p$ であるから、 $\alpha_p<1$ では推定式の傾きはより急になり、 $\alpha_p>1$ では推定式の傾きはより緩やかになる。また、Macdonald (2000)^[24]による提案式は、 $\lambda_f<0.2$ の範囲における風速比の急変トレンドを捉えていることが分かる。ただし、彼らの推定式では参照風速を V_h としているため、値のオーダーは異なる。Razak (2013)^[23]の推定式は、 $\lambda_f<0.5$ の範囲の風速比を概ね精度よく推定できているが、 $\lambda_f=0$ で風速比の値が ∞ となる式であるため、 $\lambda_f<0.04$ の低密度条件では十分な精度での推定は困難と考えられる。3-11 節で提案した筆者らの推定式も、これと同じ課題を有している。

以上、検討結果から、これまでに提案されている推定式には、以下 2 つの課題があると考えられる。まず、Kubota et al. (2008)^[1]や義江ら (2008)^[2]の推定式は、 λ_p のみを幾何パラメータとしているため、粗度アスペクト比の影響を考慮できておらず、粗度アスペクト比が異なる場合には異なる実験定数が得られると予想されることである。すなわち、粗度アスペクト比の異なる粗度群に対して一律で同じ推定式を適用できないという課題がある。次に、Razak

(2013)^[23]の推定式は、 $\lambda_f = 0$ で風速比の値が ∞ となる式であるため、 $\lambda_f < 0.04$ の低密度条件では十分な精度での推定ができないことである。

表 3-7 歩行者高さ風速比の推定式

	Kubota et al.(2008) ^[1]	義江ら (2008) ^[2]	Razak (2013) ^[23]	Macdonald (2000) ^[24]	式(3-42)
$V_p/V_{ref} =$	$a\lambda_p + b$	$a\lambda_p + b$	$a\lambda_f^{-b}$	$\exp(b\lambda_f)$	$c\lambda_p^{-a}\alpha_p^{-b}$
V_{ref}	V_{p0}	V_{BLH}	V_{BLH}	V_h	V_{BLH}
a	-0.01	-0.2	1.5	-	1.23
b	0.8	0.27	0.8	-9.12	0.74
c	-	-	-	-	0.04
確認範囲	$\lambda_p = 10 \sim 34\%$	$\lambda_p = 10 \sim 63\%$	$\lambda_f = 4.4 \sim 66\%$	$\lambda_f < 30\%$	$\lambda_p = 4.4 \sim 44\%$ $\alpha_p = 1 \sim 3$

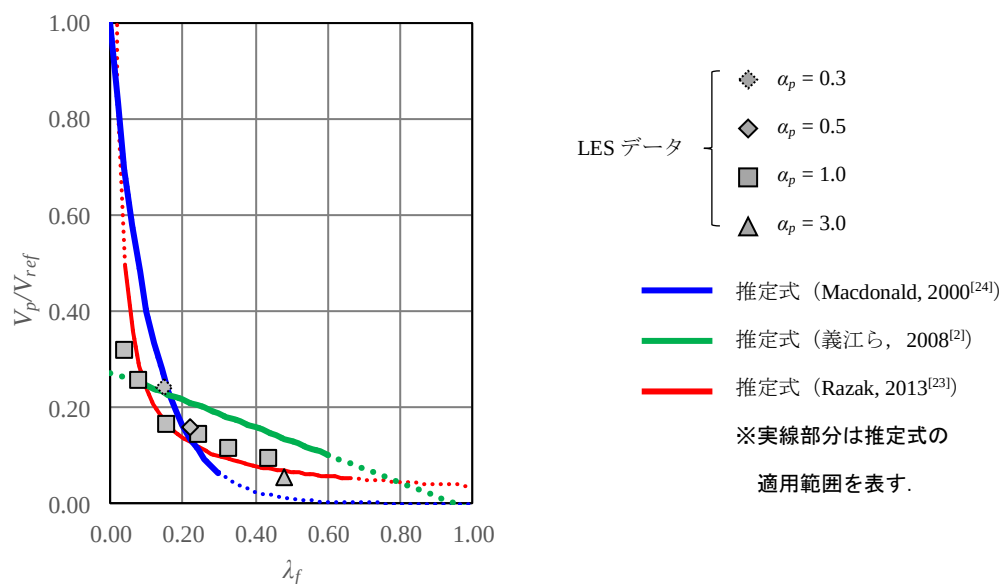


図 3-29 歩行者レベル風速比

そこで、新しい幾何パラメータとして ζ を定義し、風速比の予測式を以下のとおり仮定する。

$$\gamma = \langle \bar{V}_p \rangle / \bar{V}_{BLH} = a(1 - \zeta)^b. \quad (3-43)$$

ここで、 a, b は実験定数である。 ζ は以下 3 つの条件を満たす幾何パラメータとする。まず、 $\lambda_p = 0$ のとき $\zeta = 0$ および $\lambda_p = 1$ のとき $\zeta = 1$ とする。こうすることで、 $\lambda_p = 0$ で風速比の値が ∞ なることを防ぐ。次に、 ζ は λ_p と α_p を用いた関数とする。これは、これまで述べたとおり歩行者高さの風速が粗度の粗密 (λ_p) と形状 (α_p) によって特徴づけられることを考慮したものである。最後に、 α_p の風速比への影響は $\alpha_p \gg 1$ 又は $\alpha_p \ll 1$ のとき大きくなるものとする。これは、図 3-29 において、 $\alpha_p < 1$ の条件では推定式による推定値よりも LES データの方が大きい値を示し、 α_p が小さいほどその傾向が強くなり、 $\alpha_p > 1$ の条件では推定値よりも LES データの方が小さい値を示しているという定性的な考察による。これを満足する ζ の式として、以下が考えられる。

$$\zeta = 1 - (1 - \lambda_p)^{\alpha_p}. \quad (3-44)$$

これを用いて、式 (3-43) は次のように整理できる。

$$\gamma = \langle \bar{V}_p \rangle / \bar{V}_{BLH} = a(1 - \zeta)^b. \quad (3-45)$$

表 3-8 および図 3-30 に、式 (3-45) において a, b を最小二乗法により同定し、歩行者高さ風速比を推定した結果を示す。結果より、Whole, Front, Side, Behind 各領域で推定精度は前節の式 (3-33) より劣る結果となった。このことから、式 (3-45) は $\lambda_p = 0 \sim 1$ の広い建蔽率条件で適用できる推定式である一方、予測精度は式 (3-33) より劣るため、現段階では風速比を推定したい範囲や求める精度に合わせ、推定式を使い分ける必要があると結論付けられる。

表 3-8 式 (3-45) 中の定数 a, b の同定結果と決定係数

歩道領域	a	b	R^2
Whole	0.40	4.22	0.80
Front	0.29	2.90	0.63
Side	0.37	4.68	0.72
Behind	0.13	1.81	0.38

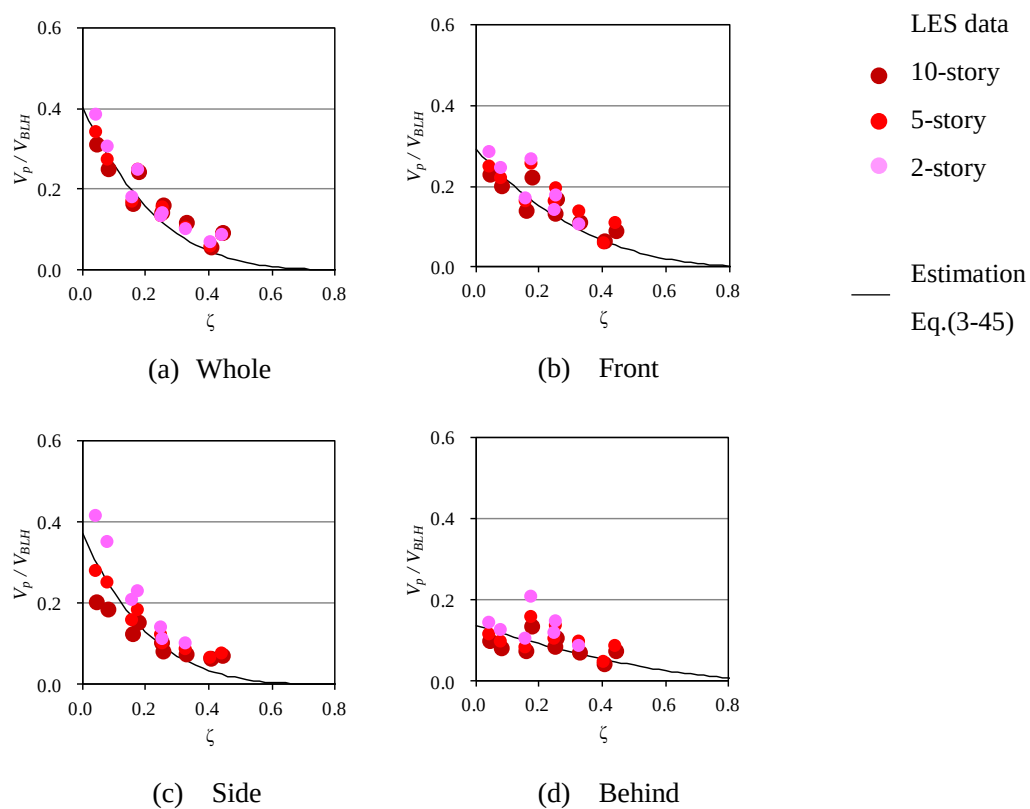


図 3-30 歩行者レベル風速比

3-13. 結語

本章では、歩行者の温熱環境に関する観点から、歩行者高さにおける平均的な流速の大きさに着目し、時間平均した流れ場の幾何依存特性に関する解析を行った。

計算領域の水平方向境界に周期境界条件を適用し、定圧力勾配によって流れを駆動している今回の LES では、粗度によって生成される乱れが十分に発達するまでに助走時間が必要となる。そこで、各時間ステップにおける主流方向風速の空間分布および鉛直分布を算出し、それらを比較した結果から、時間ステップ約 $100T$ 以降のデータであれば乱れが十分に発達しており数値計算上有意であることが明らかになった。また、時間平均操作に伴う統計的有意性の検証を行うため、複数の平均化時間における主流方向風速および dispersive stress の鉛直分布の比較を行った、その結果、平均風速の算出にあたってはキャノピー層 ($0 < z \leq h$) および上空 ($h < z$) で、それぞれ少なくとも $200T$, $300T$ 以上の平均化時間が必要であることを明らかにした。ただし、本章では 100 - $600T$ までの時間ステップのデータが使用でき、かつ解析に要する時間にも大きな差異はないことから、平均流に関する解析では平均化時間を $500T$ とした。さらに、LES で得られた計算結果の有意性を検証するため、LES の結果と同様の粗度条件における風洞実験の結果から主流方向風速の鉛直分布の比較を行った。その結果、 $0 < z \leq 2h$ の範囲で LES と実験結果は概ね整合することを確認した。

本章では、粗度壁面から 3m 以内の範囲を歩道空間と定義し、かつ主流と粗度の位置関係から歩道空間を Front, Side, Behind 各領域に分割し、それぞれの領域で流速と幾何条件の関係を整理した。その結果、歩道空間・歩行者高さとの境界層高さにおける流速比 V_p/V_{BLH} は、粗度アスペクト比 α_p および建蔽率 λ_p を用いて次の式で表現できることが明らかにした。

$$V_p/V_{BLH} = c' \lambda_p^{-a'} \alpha_p^{-b'}. \quad (3-33)$$

式中の定数 a' , b' , c' は最小二乗近似によって同定した。この結果、Front, Side, Behind 領域における決定係数はそれぞれ 0.81 , 0.73 , 0.72 と良好な推定精度を示した。

さらに、複数の先行研究で提示されている歩行者高さ風速比の推定式について、それぞれの式の適用可能範囲と整合性について確認を行った。結果、それぞれの推定式は研究対象とされている粗度条件に対しては良好な推定精度を示すものの、それ以外の粗度条件下

での推定精度は十分でないことが明らかになった．そこで，広い粗度条件 ($\lambda_p = 0 \sim 1$) について適用可能な以下の推定式の提案を行い，その精度を確認した．

$$\zeta = 1 - (1 - \lambda_p)^{\alpha_p}. \quad (3-44)$$

$$\langle \bar{V}_p \rangle / \bar{V}_{BLH} = a(1 - \zeta)^b. \quad (3-45)$$

式中の定数 a, b を最小二乗法によって同定したところ，Whole, Front, Side, Behind 領域における決定係数はそれぞれ 0.80, 0.63, 0.72, 0.38 と式 (3-32) よりも劣る結果となり，推定式の適用範囲と推定精度にはトレードオフが生じる結果となった．現段階では風速比を推定したい範囲や求める精度に合わせて式 (3-33) と式 (3-45) を使い分ける必要があるが，今後はより高い精度で，かつ多様な粗度条件下で適用可能な推定式をさらに追及する必要がある．

参考文献

- [1] Kubota T., Miura M., Tominaga Y., Mochida A., “Wind tunnel tests on the relationship between building density and pedestrian-level wind”, *Building and Environment*, 43, pp.1699-1708, 2008
- [2] 義江龍一郎, 田中英之, 白澤多一, 小林剛, ”高層密集市街地における建物群の形態が歩行者レベルの風速・気温分布に与える影響”, *日本建築学会環境系論文集*, 627, pp.661-667, 2008
- [3] Razak A.A., Hagishima A., Ikegaya N., Tanimoto J., “Analysis of airflow over building arrays for assessment of urban wind environment”, *Building and Environment*, 59, pp.56-65, 2013
- [4] Coceal O., Thomas T.G., Castro I.P., Belcher S.E., “Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles”, *Boundary-Layer Meteorology*, 121, pp.491-519, 2006
- [5] Letzel M.O., Karane M., Raasch S., “High resolution urban large-eddy simulation studies from street canyon to neighbourhood scale”, *Atmospheric Environment*, 42, pp.8770-8784, 2008
- [6] Tominaga Y., Stathopoulos T., “CFD modeling of pollution dispersion in a street canyon: Comparison between LES and RANS”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 99, pp.340-348, 2011
- [7] 飯塚悟, 近藤裕昭, 藤吉康志: ”ラージ・エディ・シミュレーションの気象への応用と検証 第1章 LES の基礎”, *日本気象学会*, pp.1-20, 2008
- [8] Leonard B.P., “A stable and accurate convection modeling procedure based on quadratic upstream interpolation”, *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 19, pp.59-98, 1979
- [9] Raasch S., Schröter M., “A large-eddy simulation model performing on massively parallel computers”, *Meteorology Zeitschrift*, 10, pp.363-372, 2001
- [10] Deardorff J.W., “Stratocumulus-capped mixed layers derived from a three-dimensional model”, *Boundary-Layer Meteorology*, 18, pp.495-527, 1980

- [11] Piacsek S.A., Williams G.P., “Conservation properties of convection difference schemes”, *Journal of Computational Physics*, 6, pp.393-405, 1970
- [12] 森西洋平, ”はく離乱流の LES”, 第 36 回生研講習会テキスト「LES 入門-計算からグラフィックス実習まで-」, 東京大学生産技術研究所, pp.53-82, 1993
- [13] 桑原邦郎, 河村哲也, ”流体計算と差分法”, 朝倉書店, 2005
- [14] Hagishima A., Tanimoto J., Nagayama K., Meno S., “Aerodynamic parameters of regular arrays of rectangular blocks with various geometries”, *Boundary-Layer Meteorology*, 132, pp.315-337, 2009
- [15] Kanda M., Inagaki A., Miyamoto T., Gryschka M., Raasch S., ”A New Aerodynamic Parametrization for Real Urban Surfaces”, *Boundary-Layer Meteorology*, 148, pp.357-377, 2013
- [16] 古賀康彦, 萩島理, 谷本潤, ”都市キャノピー上空の乱流性状に関する Large Eddy Simulation”, 修士論文 (九州大学大学院総合理工学府), 2012
- [17] Cheng H., Castro I.P., “The critical Reynolds number for rough-wall boundary layers”, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 104, 491-519, 2002
- [18] Kanda M., Moriwaki R., Kasamatsu F., “Large-eddy simulations of turbulent organized structures within and above explicitly resolved cube arrays”, *Boundary-Layer Meteorology*, 112, 343-368, 2004
- [19] Kono T., Ashie Y., Tamura T., “Numerical investigations of mean winds within urban canopies using large-eddy simulation”, *Proceedings of the 4th International Conference on Advances in Wind and Structures*, pp.1593-1607, 2010
- [20] Oke T.R., “Street design and urban canopy layer climate”, *Energy and Buildings*, 1-3, pp.103-113, 1988
- [21] Grimmond C.S.B., Oke T.R., “Aerodynamic properties of urban areas derived from analysis of surface form”, *Journal of Applied Meteorology*, 38, pp.1263-1292, 1999

- [22] Snyder W.H., Castro I.P., "The critical Reynolds number for rough-wall boundary layers", *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 90, pp.41-54, 2002
- [23] Razak, A.A., "PEDESTRIAN WIND ENVIRONMENT ASSESSMENT BASED ON NUMERICAL APPROACH", *Doctor thesis of Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu University*, 2013
- [24] Macdonald R.W., "Modelling the mean velocity profile in the urban canopy layer", *Boundary-Layer Meteorology*, 97, pp.25-45, 2000
- [25] Cionco R.M., "Mathematical model for air flow in a vegetative canopy", *Journal of Application Meteorology*, 4, pp.517-522, 1965

第 4 章 歩道空間瞬間流の時間構造に関する研究

4-1. 諸言

第二章で概観した通り従来は都市の平均的な風通しを排熱や排ガスの輸送と関連付けて考えられており、これを用いて人間の住環境の快適性を評価するのが主流であった。一方で、義江ら (2014) ^[1]に示されるとおり、都市気流は時間的にも大きな変動を伴うものであることから、都市の風環境をより正確に評価するうえでは、突風などの強風イベントによる歩行者の安全性への影響についても考慮する必要がある。とくに、幾何条件の相違によって風速イベントの確率性状がどのように影響を受けるかについては体系的な研究は為されていない。

そこで本章では、街路の瞬間的な気流場に着目し、その時間変動の特性を明らかにするとともに、瞬間的な突風イベントの強度を時間平均流速や幾何パラメータによって推定する方法について論じる。

4-2. 数値計算手法

本章においても、3 章と同様に Razak et al. (2013)^[2]の LES データベースを解析する。LES の概要や計算コードの詳細は 3 章を参照されたい。なお、風速の時間平均値を解析対象とした 3 章の場合と異なり、瞬時値の解析においては計算に膨大な時間が必要となる。そのため、本章では 3 章で挙げた 12 の粗度配列のうち、図 4-3、表 4-1 に示す 6 条件をピックアップし、歩行者高さ ($z = 0.1h$) における風速の時空間変動について解析を行うこととした。

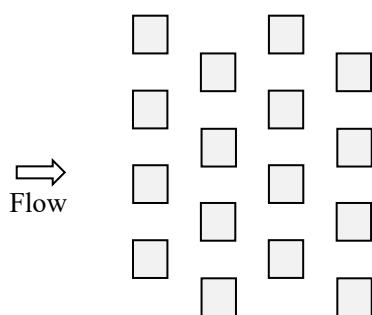


図 4-1 千鳥配列

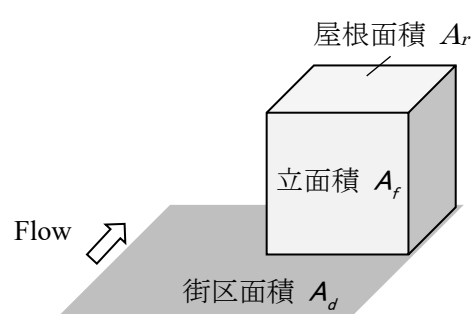
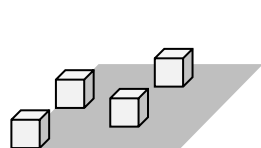
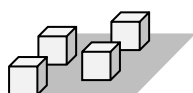


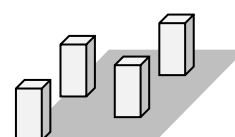
図 4-2 粗度アスペクト比と建蔽率



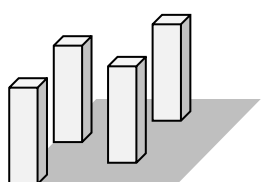
(a) ST1_16



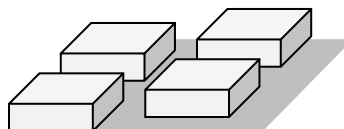
(b) ST1_33



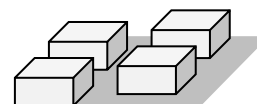
(c) ST1.5_16



(d) ST3_16



(e) ST0.3_44



(f) ST0.5_44

図 4-3 粗度配列模式図

表 4-1 粗度配列一覧

配列名	h [m]	α_p [-]	λ_p [-]	λ_f [-]
ST1_16	25	1	0.16	0.16
ST1_33			0.33	0.33
ST1.5_16	37.5	1.5	0.16	0.24
ST3_16	75	3	0.16	0.48
ST0.3_44	25	0.33	0.44	0.13
ST0.5_44	25	0.5	0.44	0.22

4-3. 風洞実験との比較

4-3-1. 標準偏差

本章では風速の時間変動に関して解析を行う．そのため，気流場の乱れ性状について実験値と比較を行い，シミュレーションデータの妥当性を事前に確認する．ここでは主流方向風速の標準偏差の鉛直分布を比較対象とする．各計算格子点（測定点）で得られた時系列データに対してそれぞれ標準偏差 σ_u を求めたうえで，それを任意の高さの水平断面内で平均する．すなわち，

$$\langle \sigma_u \rangle = \left\langle \sqrt{\sum_{t=1}^N (u_t - \bar{u})^2 / N} \right\rangle. \quad (4-1)$$

$\bar{u}$ は時間平均風速， N は時系列データのサンプル数をそれぞれ意味しており，ブラケット $\langle \rangle$ は水平断面内の空間平均を意味する．

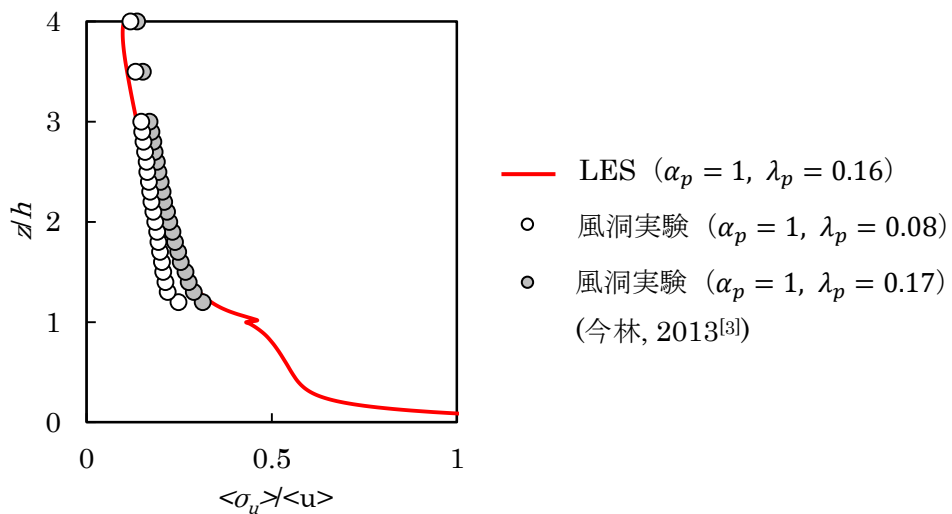


図 4-4 標準偏差鉛直分布の比較

図 4-4 に示すのは，本章における LES データ (ST1_16) と，今林 (2013) ^[3]の風洞実験 ($\alpha_p = 1, \lambda_p = 0.08$ および 0.17 ，フェッチ長さ約 $130h$ ，熱線流速計により計測) における $\langle \sigma_u \rangle$ の鉛直分布である．結果より，LES と風洞実験では，標準偏差の鉛直分布はほぼ同じオーダーを示していることが確認できる．このことから，LES では気流場の乱れに関して，風洞実験で観測される現象を再現できていると判断した．

4-3-2. レイノルズ応力

任意の風速成分に対するレイノルズ分解を次のように定義する.

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i. \quad (4-2)$$

$\bar{u}_i$ は時間平均値, u'_i は時間平均値からの変動成分をそれぞれ意味し, 以下の関係が成り立つ.

$$\bar{u}'_i = 0. \quad (4-3)$$

ここで, 主流方向と鉛直方向風速の相関項である uw フラックスの時間平均値にレイノルズ分解を適用すると, 次のように展開できる.

$$\begin{aligned} \overline{uw} &= \overline{(\bar{u} + u')(\bar{w} + w')}, \\ &= \overline{\bar{u}\bar{w}} + \overline{u'\bar{w}} + \overline{\bar{u}w'} + \overline{u'w'}, \\ &= \bar{u}\bar{w} + \overline{u'w'}. \end{aligned} \quad (4-4)$$

右辺第二項は変動成分の相関項になっており, レイノルズ応力と呼ばれる. このレイノルズ応力は, 乱流の渦変動に起因する運動量輸送量を表している. すなわち, この項は上空の大きな運動量を都市キャニオン内部に輸送する役割を持ち, 街路の瞬間的な突風現象を取り扱ううえで重要な項であると考えられる.

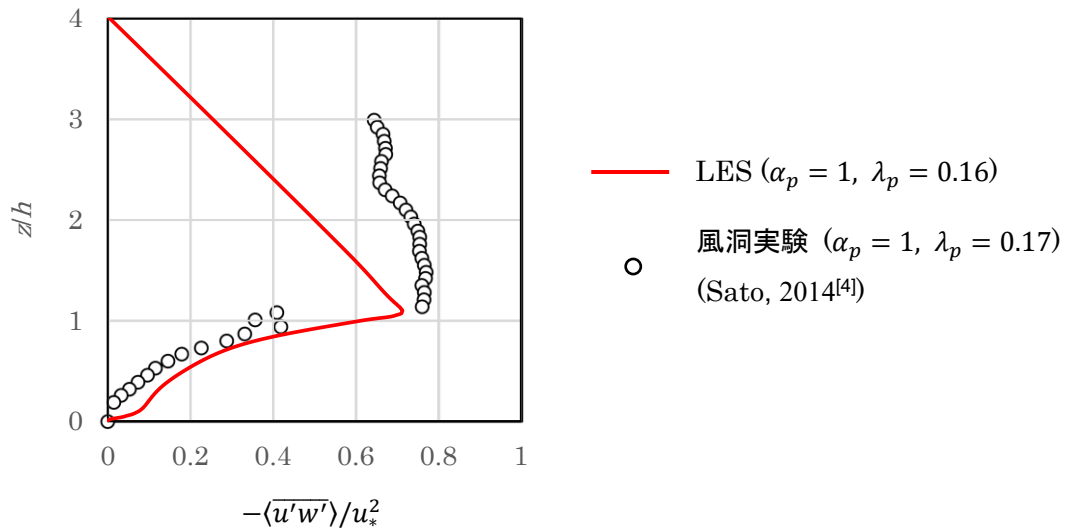


図 4-5 レイノルズ応力の鉛直分布

本章で用いている LES (ST1_16) と Sato (2014)^[4]の風洞実験 ($\alpha_p = 1.0$, $\lambda_p = 0.17$, フェッチ長さ約 $130h$, Particle Image Velocimetry (PIV)により計測) におけるレイノルズ応力の鉛直分布を図 4-5 に示す. なお, レイノルズ応力は摩擦速度 u_* の 2 乗で無次元化している. 結果より, $z = h$ 付近で確認されるレイノルズ応力の最大値はほぼ同じオーダーを示していることが分かる. また, 粗度高さ上空では高度の上昇とともにレイノルズ応力は減少する傾向にあることがわかる. しかし, その傾きは LES と風洞実験で大きく異なる. これは, 以下に示すとおり, LES と風洞実験では境界層の厚さが異なるためであると考えられる.

まず, Navier-Stokes 方程式に時間平均操作を施すと, 次の式を得る.

$$\frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_j}. \quad (4-5)$$

式 (4-5) を $i=1$ について展開すると, 次のように書ける.

$$\frac{\partial \bar{u}\bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}\bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{u}\bar{w}}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{P}}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} \right) - \left(\frac{\partial \overline{u'u'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} \right), \quad (4-6)$$

ここで, 流れ場の水平一様 ($\partial \varphi / \partial x = \partial \varphi / \partial y = 0$, φ は任意の変数) を仮定すると,

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{u}\bar{w} + \overline{u'w'} - \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = 0. \quad (4-7)$$

左辺の括弧内が平均 uw フラックスである. 本章で用いている LES のように, 圧力勾配によ

って流れを駆動している場合には付加項 u_*^2/L_z が存在する．本章においては，計算領域高さ L_z と境界層厚さ δ は等価であるため，

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\bar{u}\bar{w} + \overline{u'w'} - \nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) = \frac{u_*^2}{\delta}. \quad (4-8)$$

Coccal et al. (2006)^[5]は本章の LES と同様の粗度を対象とし，定圧力勾配によって流れを駆動している DNS を行った結果から，キャノピー内外の平均 uw フラックスの内訳を確認している．図 4-6 にその結果を示す．

キャニオン上空 ($h < z$) では，運動量の鉛直方向輸送の大部分はレイノルズ応力によって為されていることがわかる．よって，キャニオン上空に関しては，近似的に以下の式が成り立つことになる．

$$\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} = \frac{u_*^2}{\delta} \quad (h < z). \quad (4-9)$$

すなわち，定圧力勾配で流れを駆動するような数値計算におけるレイノルズ応力の鉛直勾配は，計算領域の高さ（境界層の厚さ）によって決定付けられることが分かる．風洞実験では，密閉した室内においてファンによって圧力勾配を与えることで流れを駆動しているので，レイノルズ応力の鉛直構造は (4-12) 式に近いと推察される．これらの理由から，粗度高さ上空におけるレイノルズ応力の鉛直勾配は境界層厚さによって異なると結論づけられる．

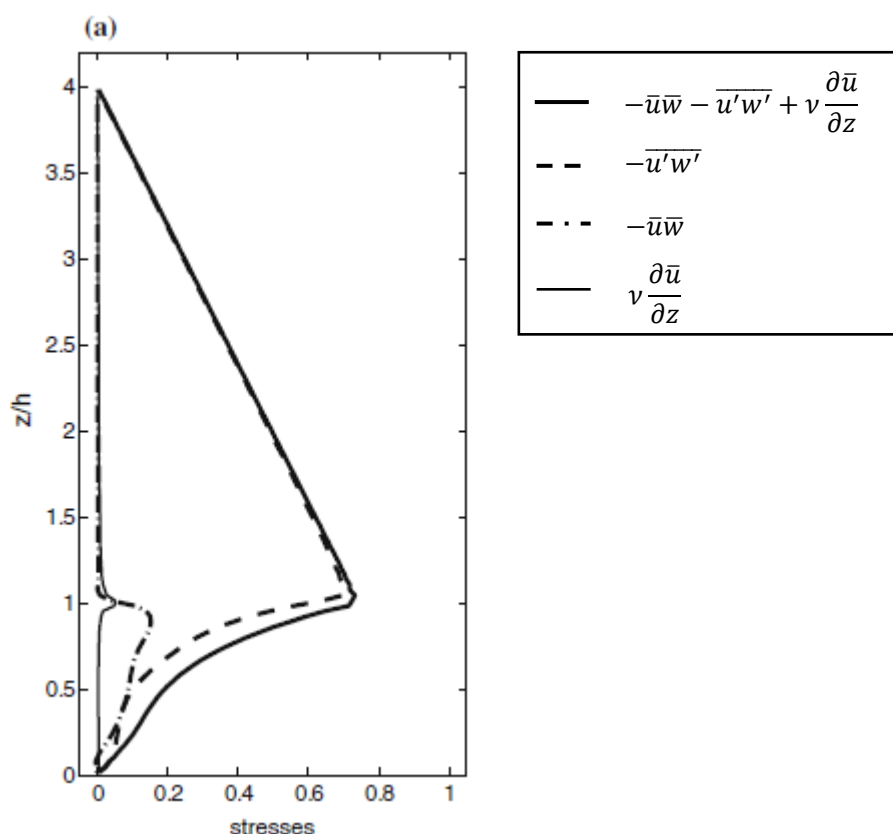


図 4-6 uw フラックスの内訳 ($\alpha_p = 1$, $\lambda_p = 0.25$)
(Coccal et al., 2006^[5]より引用)

4-4. 瞬間的な気流場の空間分布

図 4-7 に示すのは，ST1_16 における水平断面内 ($z=0.1h$) の瞬間的な気流場のスナップショットである．(a) に主流方向風速の空間分布を，(b) に流線をそれぞれ示しており，両者は同一時間ステップにおけるスナップショットである．乱流変動によって，瞬間的には気流場は非対称で複雑な構造をしていることが確認できる．また，図 4-7 (b) 中に示す粗度後方の点 A，粗度間の点 B における流速の時間変動を図 4-8 に示す．併せて，平均値と標準偏差を表 4-2 に記す．平均風速の小さい点 A では標準偏差，すなわち風速の平均的な振幅が大きい一方で，平均風速の大きい点 B では標準偏差が小さく，風速の時間変動幅が比較的小さいことが分かる．

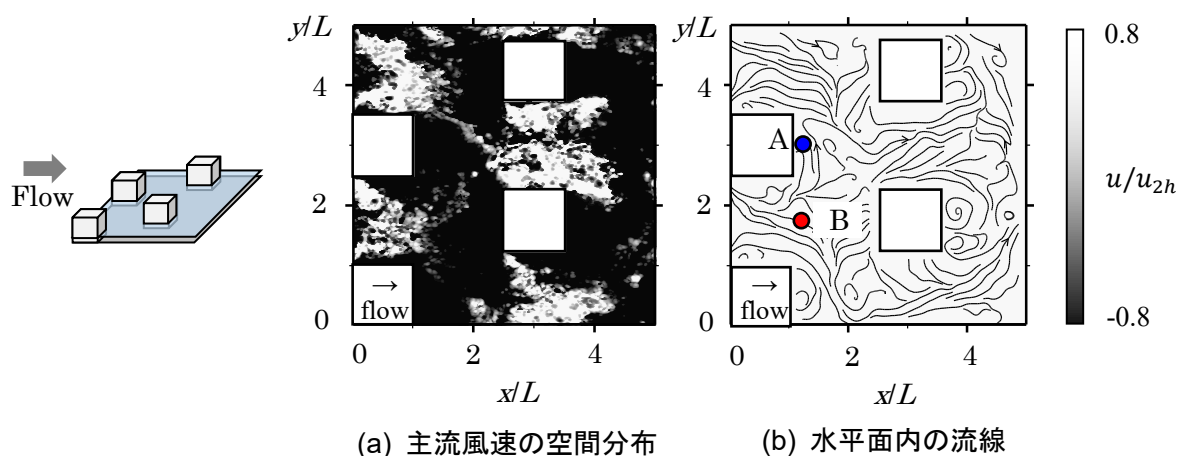


図 4-7 気流場の水平断面内スナップショット (ST1_16, $z = 0.1h$)

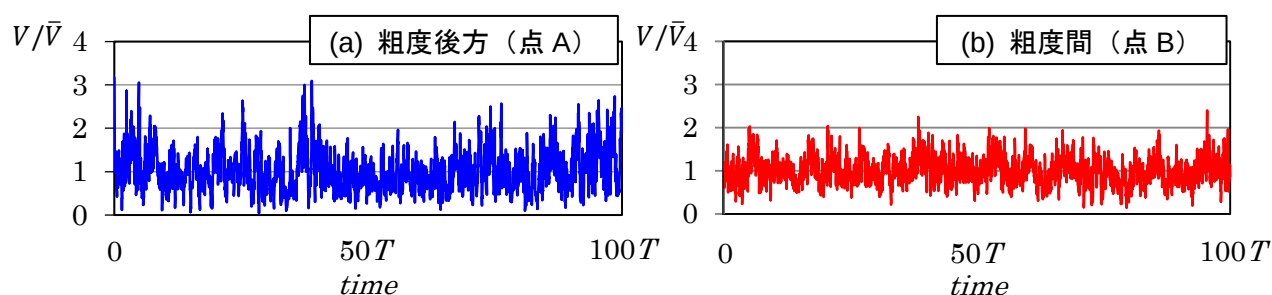


図 4-8 粗度後方および隅角部における流速の時間変化 (ST1_16, $z = 0.1h$)

表 4-2 粗度後方および粗度間における流速に関する統計量

地点	$\bar{V}$ [m/s]	$\sigma/\bar{V}$ [-]	Skewness [-]	Kurtosis [-]
粗度後方 (点 A)	0.64	0.46	0.78	3.78
粗度間 (点 B)	1.89	0.31	0.26	3.18

既往研究の多く（たとえば，Kubota et al. (2008)^[6]，義江ら (2008)^[7]，Razak et al. (2013)^[2]など）は歩行者高さにおける時空間平均流速を街路の換気効率の代表パラメータとしているが，突風に対する安全性や汚染物質拡散など，歩行者に対する風の影響を評価するうえではこうした乱流の時間・空間的な確率変動を定量的に評価することが重要であると考えられる．

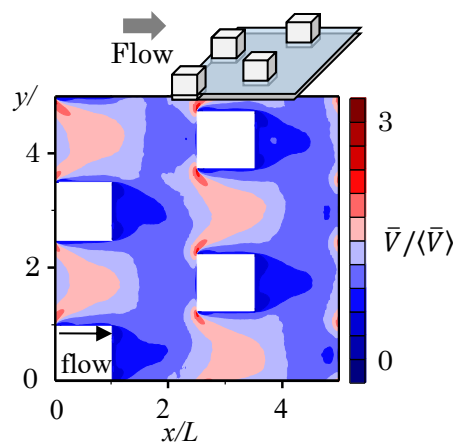
図 4-9 に示すのは，粗度アスペクト比 1，建蔽率 0.16 および 0.33 (ST1_16, ST1_33) の歩行者高さ ($z = 0.1h$) における流速の水平面内分布である．なお，流速は同歩行者高さの水平面内・時間平均風速 $\langle \bar{V} \rangle$ で無次元化している．図 4-9 (a)，(b) に示す平均風速に関しては，ST1_16 では，粗度の後方では防風効果による弱風域が確認できる一方で，粗度の側方は比較的風速の大きい強風域になっていることが分かる．これは，主風向と平行な街路に対しては上空風

が地表付近まで流入しやすいためであると考えられる。また、粗度の隅角部は特に風速が大きく、平均値の約 3 倍に及ぶことが確認できる。この理由としては、粗度風上壁面に主流が衝突することにより縮流が生じていることが考えられる。一方、ST1_33 では、高速度領域は粗度前方全体弱風領域は粗度側方の風下側となっており、ST1_16 とは流れの構造が大きく異なっていることがわかる。これは第 2 章でも述べた **flow regime** の相違に起因するものと考えられる。

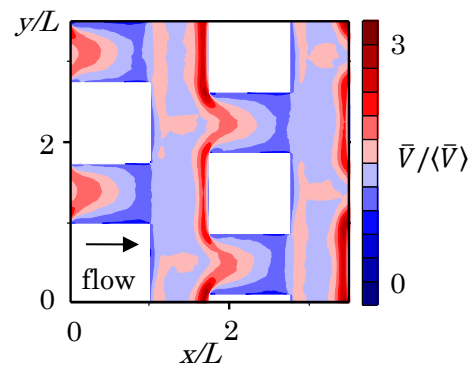
図 4-9 (c) および (d) は、ST1_16, ST1_33 の各計算格子点において解析時間約 $100T$ の間に観測された最大瞬間風速の空間分布を示したものである。いずれの配列でも、最大瞬間風速の分布パターンは時間平均風速のものと概ね対応しているといえる。ただし、とくに ST1_33 に見られる高速度領域においては、最大瞬間風速は時空間平均風速の 10 倍近くに及び、低速度領域でも時空間平均風速の 2~3 倍の風速が観測されていることに注意したい。この結果から、密な配列では疎な配列に比べ、平均風速に対する強風の比率が大きくなることが示唆される。

さらに、突風の評価においては、瞬間的な風速の強度のみならず、その持続時間や発生頻度を把握することも必要と考えられるため、暫定的に突風を平均値の 2 倍 ($V > 2\langle V \rangle$) と定義し、これを超えるイベントの継続時間を計測した。図 4-9 (e), (f) に示すのは、サンプリング時間約 $100T$ の間に観測された最も長い継続時間 T_d をサンプリング時間 T_s で無次元化した量である。最大瞬間風速と同様、突風の継続時間も概ね平均風速の大きい領域と一致していることがわかる。加えて、平均風速の 2 倍を超える突風イベントがサンプリング時間全体に占める割合は 1%程度であることが確認できる。

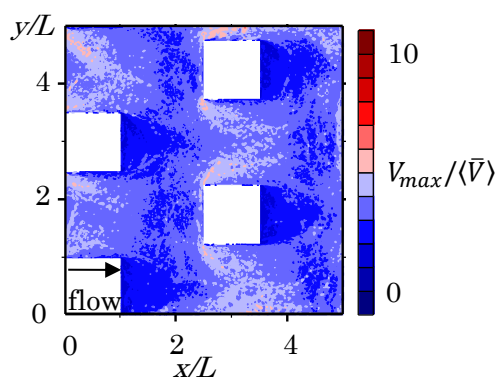
以上より、ブロック粗度群のキャニオン内歩行者高さにおける流速は時間・空間的な変動が非常に大きいものの、突風の強度や持続時間などの大きい領域は時間平均風速の大きい領域と概ね対応していることから、平均風速によって何らかの形で整理可能であることが示唆される。そこで、以降の解析では、歩行者高さにおいて観測される突風の強度や発生頻度といった特徴を、平均値によってスケールする方法について検討を行うこととする。



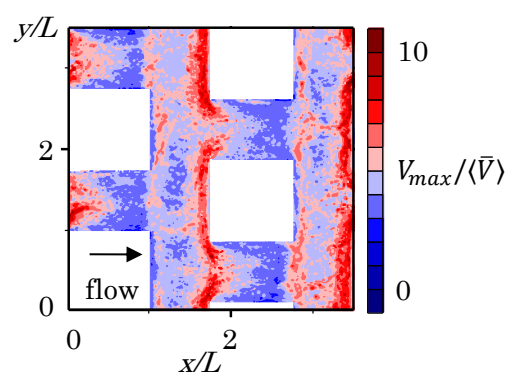
(a) 平均風速 (ST1_16)



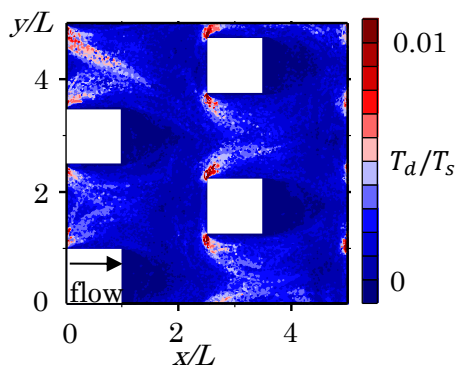
(b) 平均風速 (ST1_33)



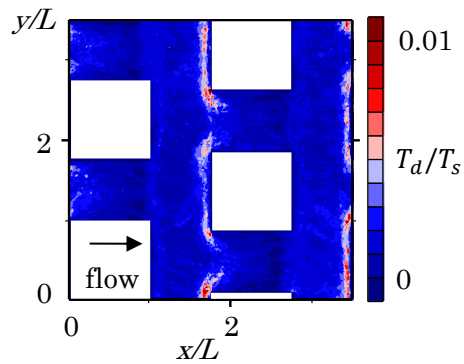
(c) 最大風速 (ST1_16)



(d) 最大風速 (ST1_33)



(e) 突風持続時間 (ST1_16)



(f) 突風持続時間 (ST1_33)

図 4-9 平均流速・最大流速・突風持続時間の空間分布

4-5. ガストファクタに関する実測値との比較

2章で詳細に述べた義江ら(2014)^[1]のガストファクタ推定モデルと本章で使用しているLESデータを比較するため、LES各配列(ST0.3_44, ST0.5_44, ST1_16, ST1_33, ST1.5_16, ST3_16)のデータベースから、600タイムステップ(=600[s])ごとの平均風速と最大瞬間風速の比を算出し、歩行者高さ水平面内($z=0.1h$)からランダムに1000地点ずつ取り出してプロットした結果を図4-10に示す。図には併せて、義江らの近似式(4-10)(4-11)と、LESの計算結果から算出した近似式(4-12)を表示している。

$$GF = \begin{cases} 1.64R^{-0.32} & (R > 0.1) \\ 3.43 & (R \leq 0.1) \end{cases} \quad (4-10)$$

$$R = \bar{V}_g / \bar{V}_{ref}. \quad (4-11)$$

$$GF = 1.67R^{-0.30} \quad (R > 0.1). \quad (4-12)$$

結果より、LESにより計算されたガストファクタの近似式(4-12)と、実測に基づくガストファクタの近似式(4-10)は非常によく整合することがわかる。これによって、LESでは、少なくとも最大瞬間風速の強度は実現象と同程度であることが確認された。

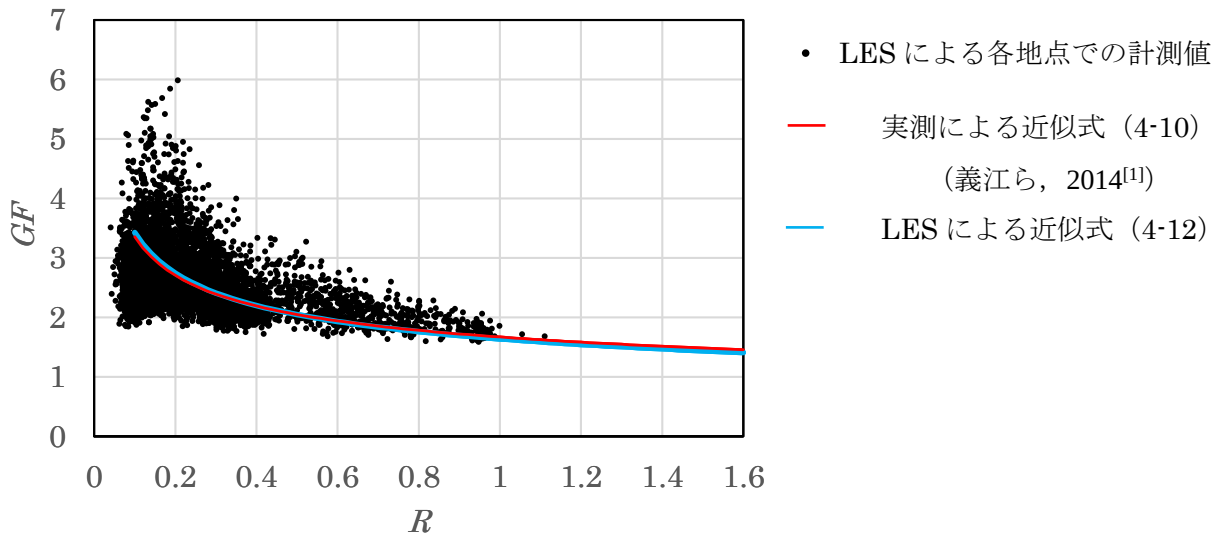


図 4-10 平均風速 R とガストファクタ GF の関係

4-6. 歩行者高さ水平面内における風速の確率密度分布

各配列において歩行者高さ ($z = 0.1h$) の水平面内全域から、4000 時間ステップ (約 100T) の間流速のサンプリングを行い、速度のヒストグラムから確率密度分布を算出した。図 4-11 (a) にその結果を示す。併せて、表 4-3 に各種統計量の計算結果を記す。なお、図中の横軸は水平面・時間平均値($\bar{V}$)と標準偏差 σ_V を用いて規格化を施している。また、線の濃淡は平均風速の大小を反映しており、色の濃いものほど平均風速($\bar{V}$)が小さいことを意味する。結果から、少なくともここで示している粗度条件においては、いずれも確率密度分布は概ね一致するように見える。ただし、平均風速の小さい配列 (ST1_33, ST3_16) において、歪度や尖度が他条件に比べてやや大きいことからわかるように、確率密度分布がわずかに正の方向に歪んでいる。そこで、この傾向をより明らかにするため、グラフの縦軸である確率密度を対数表示にしたものを図 4-11 (b) に示す。結果から、平均風速の小さい配列になるほど、確率密度関数は風速が大きくなる方向に歪んでいることが確認できる。この理由は、瞬間的な気流場の鉛直構造から説明できる。図 4-12 に示すのは、歩行者高さにおける水平面内・時間平均風速が大きい配列 (ST0.3_44) と小さい配列 (ST3_16) における瞬間的な気流場のスナップショット (x - z 断面, y は粗度中心) である。図より、ST3_16 の密な配列ではキャニオンが相対的に深いため、上空風が地表付近まで到達していないことが分かる。このため、歩行者高さの水平面内・時間平均風速が小さくなり、図 4-12 に示されるように速度のばらつきが大きくなるため確率密度分布形状が歪んでいるものと考えられる。反対に、ST0.3_44 の配列では上空風が地表付近まで頻繁に到達しているため、歩行者高さの水平面内・時間平均風速が大きくなり、速度のばらつきが相対的に小さくなっているのだと推察される。こうした傾向をより定量的に評価するため、空間平均風速 3 成分の時系列変化と流速の時系列変化の相関係数を算出した。なお、風速の i ($= 1, 2, 3$) 方向成分 u_i と流速 V の時系列変化における相関係数 r_{iV} は次のように計算される。

$$r_{iV} = \frac{\sum_j (\langle u_i \rangle_j - \langle \bar{u}_i \rangle) (\langle V \rangle_j - \langle \bar{V} \rangle)}{\sqrt{\sum_j (\langle u_i \rangle_j - \langle \bar{u}_i \rangle)^2} \sqrt{\sum_j (\langle V \rangle_j - \langle \bar{V} \rangle)^2}} \quad (4-13)$$

ここで、 j ($= 1 \sim 4000$) は j 番目の時間ステップを意味する。結果を表 4-4 に示す。ST0.3_44

では鉛直方向風速と流速の時系列変化に強い負の相関がみられることから、上空風が地表付近まで吹き下ろしてきた際に高速度イベントが生じていることが分かる。一方で、ST3_16では鉛直方向風速と流速の時系列変化に相関はみられず、主流方向風速と流速の時系列変化に中程度の相関が確認できる。このことから、この配列における流速の変動と上空風の吹き下ろしには直接的な関係が無いことが推察される。

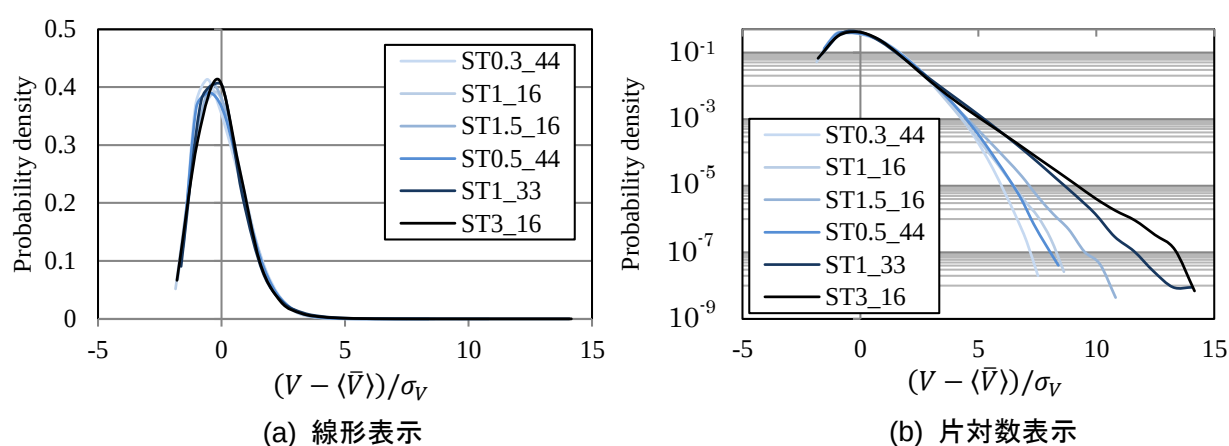


図 4-11 歩行者高さ水平面内における流速の確率密度分布

表 4-3 歩行者高さ水平面内における流速に関する統計量

配列	$\langle \bar{V} \rangle / \langle \bar{V}_{2h} \rangle$	$\sigma_V / \langle \bar{V} \rangle$	<i>Skewness</i>	<i>Kurtosis</i>
ST0.3_44	0.43	0.57	0.79	3.5
ST0.5_44	0.24	0.56	0.80	3.6
ST1_16	0.29	0.47	0.62	3.4
ST1_33	0.16	0.49	1.12	5.5
ST1.5_16	0.25	0.48	0.74	3.8
ST3_16	0.01	0.45	0.94	5.2

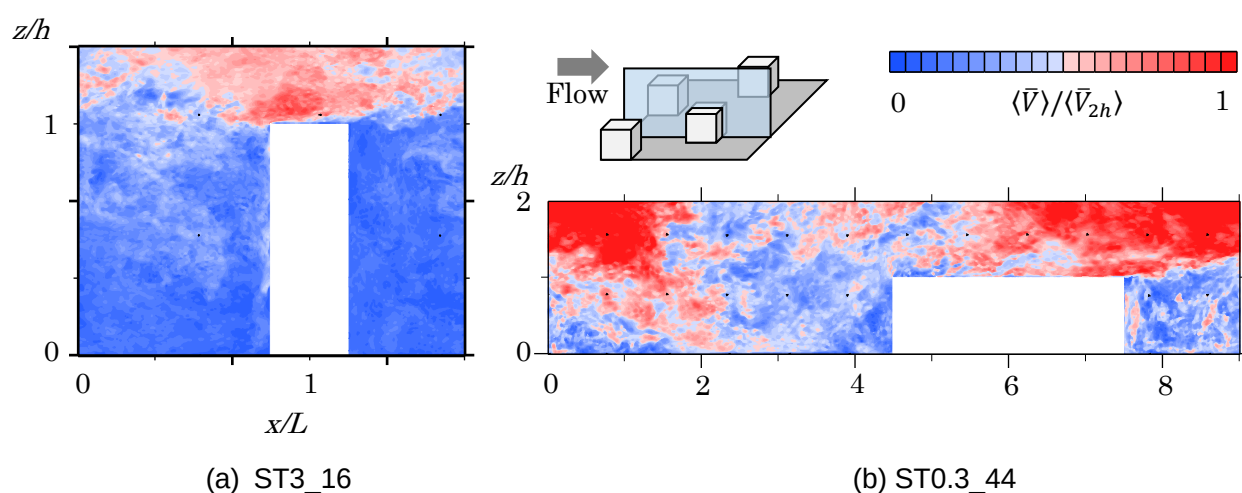


図 4-12 流速瞬時値の鉛直断面内分布 (y : 粗度中心)

表 4-4 風速 3 成分と流速の時間変化の相関係数

配列	r_{uV}	r_{vV}	r_{wV}
ST0.3_44	0.48	-0.12	-0.80
ST3_16	0.63	-0.08	0.06

4-7. 時空間平均流速による突風強度の推定

突風の強度と発生確率を包括的に評価するため、式 (4-14) によって定義される累積度数分布による風速確率表示について考察する。

$$F(\phi) = \int_{\phi}^{\infty} f(\phi) d\phi. \quad (4-14)$$

$F(\phi)$ はある風速値 ϕ を超えるイベントの累積度数、 $f(\phi)$ はある風速値 ϕ の確率密度である。本章では、歩行者高さの水平面全域・解析時間 $100T$ の間の全流速データを用いて累積度数分布を算出した。

累積度数分布と規格化風速の関係を図 4-13 (a) に示す。併せて、配列間の同じ累積度数における規格化風速の偏差を赤線で示す。累積度数が大きい領域ではすべての配列で分布曲線はおね同じ値を示すものの、累積度数が小さい領域では確率密度分布が高速度側に歪んでいる ST1_33, ST3_16 の分布曲線が他の配列より大きな値を示している。また、図中に赤線で示

した配列間のばらつき（すなわち確率変数偏差）は、累積度数が 1%以下で大きな値を示し、0.0001%では 1.8 程度である。このことは、都市域風速の確率密度を粗度条件に依らない普遍関数で表現することにより、発生頻度が数パーセントから数十パーセントを占める突風の下限值は概ね予測することが可能であることを示している一方、累積確率数パーセント以下の非常にまれな突風の大きさを予測することは困難である可能性がある。そこで、各配列の累積度数のばらつきの程度を以下のように理論的に推定する。

この配列条件の差異による累積密度分布のばらつきが、任意の配列条件 i に対する式 (4-18) で定義する n パーセンタイル風速 V_n^i に及ぼす影響について考察する。配列 i に対する n パーセンタイル規格化風速 g_n^i が配列間平均値 g_n とその偏差 e_g^i で書けるとする。

$$\frac{V_n^i - \langle \bar{V} \rangle^i}{\sigma_V^i} = g_n^i = g_n(1 + e_g^i). \quad (4-15)$$

また、配列 i に対する風速の変動係数 α^i についても同様に以下のとおり表記する。

$$\frac{\sigma_V^i}{\langle \bar{V} \rangle^i} = \alpha^i = \alpha(1 + e_\alpha^i). \quad (4-16)$$

この時、式 (4-15) から推定される n パーセンタイル風速は以下の様になる。

$$V_n^i = \langle \bar{V} \rangle^i (g_n \alpha + 1) \left[1 + \frac{g_n \alpha}{g_n \alpha + 1} (e_g^i + e_\alpha^i + e_g^i e_\alpha^i) \right]. \quad (4-17)$$

大括弧内第二項が、配列間差異よって生じる予測値のばらつきである。大きな突風イベントを予測することは、 g_n を大きく取ることに対応するので、係数 $g_n \alpha / (g_n \alpha + 1)$ は 1 に漸近し、結果として累積度数分布と変動係数のばらつきが、 V_n^i の予測に対する誤差要因となる。そこで、図 4-14 に ST0.3_44 および ST3_16 における誤差要因 $(e_g^i + e_\alpha^i + e_g^i e_\alpha^i)$ と累積度数の関係を示す。累積度数分布は、高速度領域に対しては、変動係数 e_α^i と累積度数の配列間偏差 e_g^i はほぼ逆相関になっており、式 (4-20) 中の誤差 e_g^i , e_α^i は相殺されていることがわかる。結果として、平均風速によって規格化した累積度数分布は、図 4-14 (b) に示す通り、配列間偏差が 0.7 程度と、図 4-14 (a) と比較して小さくなっている。以上より、累積度数分布には配列によりある程度のばらつきが見られるものの、結果として、 n パーセンタイル風速のような高速度イベントの強度は水平面内・時間平均風速により推定可能であること分かる。

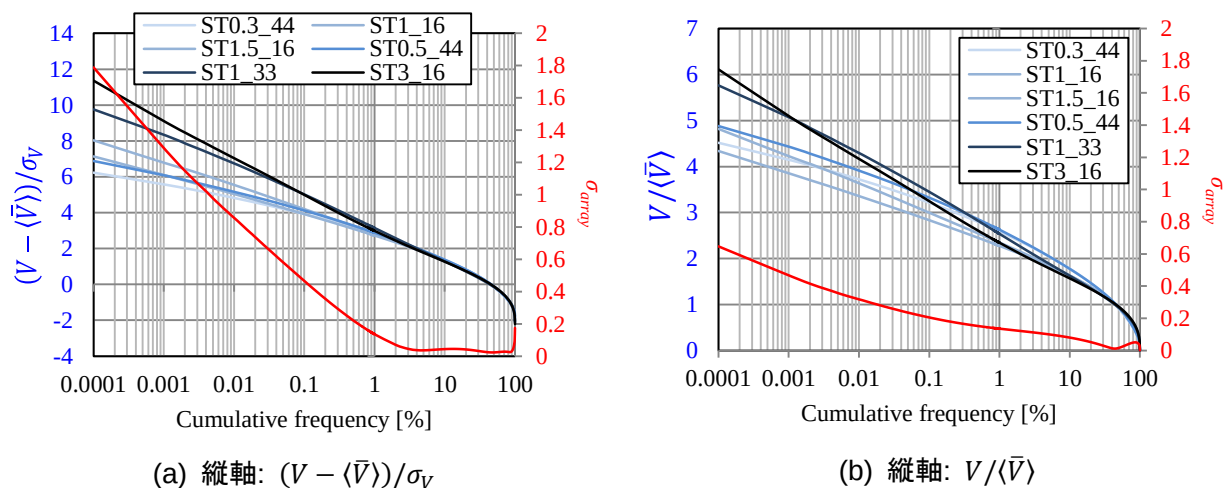


図 4-13 歩行者高さ水平面内流速の累積度数分布

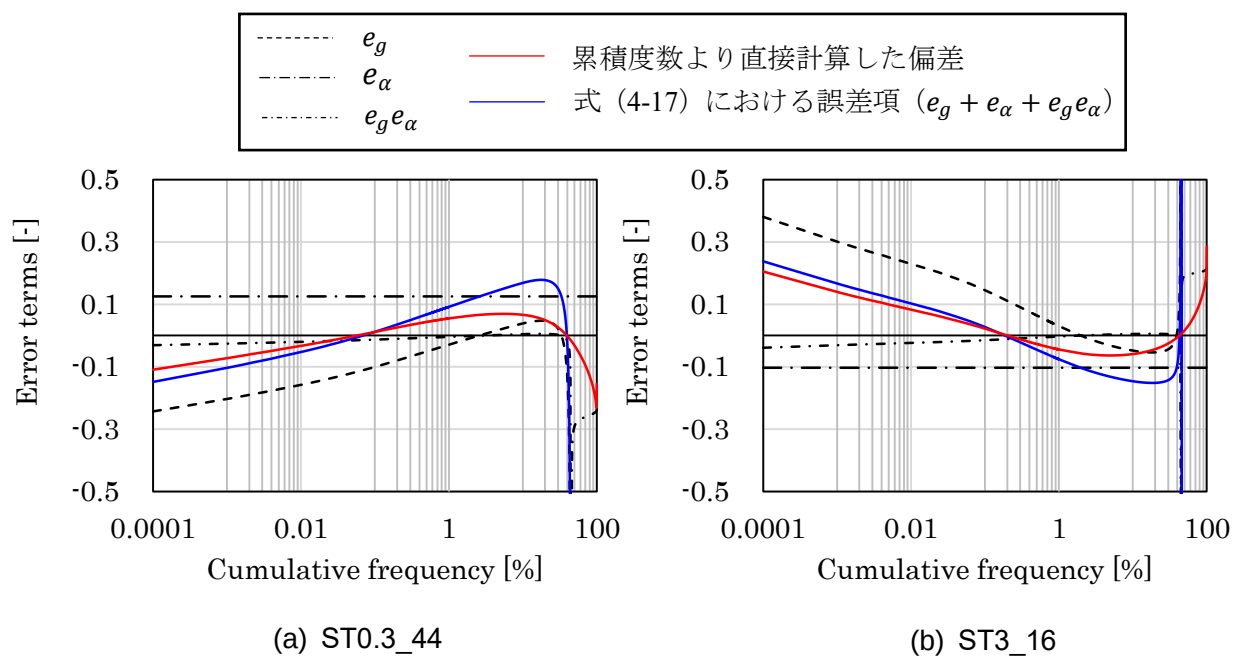


図 4-14 累積度数分布のばらつき要因

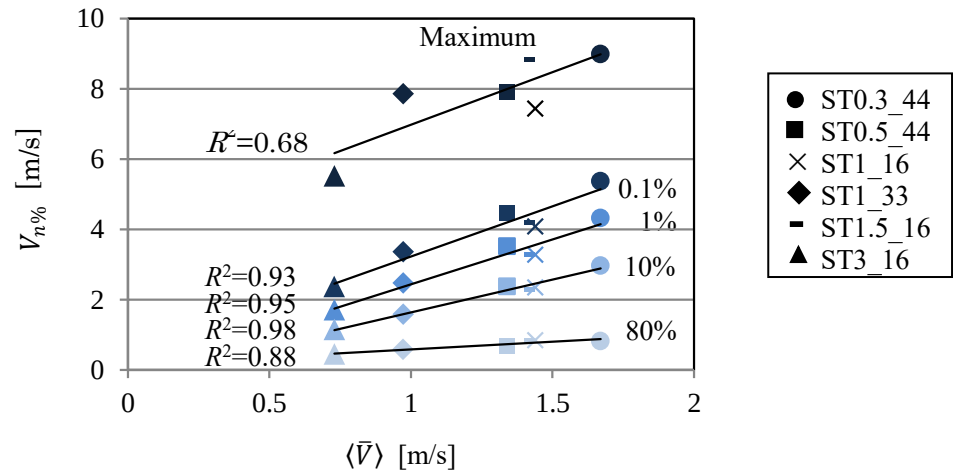


図 4-15 各配列における歩行者高さ ($z = 0.1h$) のパーセンタイル流速

そこで，最大風速および累積度数 0.1%，1%，10%，80%に該当する風速を抽出し平均風速を用いて線形近似を行った結果を図 4-15 に示す．最大風速の近似直線の決定係数は， $R^2 = 0.68$ とやや低い推定精度となったものの，累積度数が大きくなるに従い直線の決定係数が大きくなり，非常に高い推定精度で，水平面内・時間平均風速を用いて n パーセンタイル風速が推定できることが分かる．

4-8. 結語

本章では，歩行者に対する突風の影響を評価するため，瞬間的な流速イベントの確率性状に焦点をあてた．はじめに，歩行者高さの水平断面内における流速の平均値，最大値，突風 ($V > 2\langle \bar{V} \rangle$ と定義) の持続時間の空間分布を比較した結果から，突風の発生しやすい場所は平均風速の大きな場所と概ね対応することが明らかになった．次に，LES の計算結果および実測による平均流速と最大瞬間流速の比を比較した結果，両者は概ね一致したことから，LES では最大瞬間流速のオーダーを再現できていることを確認した．

そこで，歩行者高さ水平面内で約 $100T$ の間に観測される流速の確率密度を各配列において計算した結果，平均風速の小さい密な配列ほど確率密度関数は正の方向に歪む傾向にあることがわかった．また，突風の発生確率と強度を包括的に示す累積度数分布を算出し，配列間で比較を行った結果についても，同様に平均値の小さい配列では低確率で発生する突風の強度

が大きいことが確認された。ただし，こうした確率密度分布・累積度数分布の配列間の差異は概ね 10%程度のオーダーであることから，実用上は配列間平均の確率密度関数によって突風の発生確率および強度の予測が可能であることも明らかにした。

従来，都市の風通しに関する研究の多くは，あたかも暑熱緩和のための平均流速が高い事が望ましい風環境であるかのような前提にたってきた。しかし，本章の結果は，歩行者高さでの平均流速が高い街路は，稀に発生する強風イベントの強度も高くなる事を示唆している。

参考文献

- [1] 義江龍一郎, 富永禎秀, 伊藤真二, 岡田創, 片岡浩人, 喜々津仁密, 佐々木澄, 西村宏明, 野田博, 林田宏二, 宮下康一, 山中徹, 吉川優, ”日最大瞬間風速の超過確率に基づく風環境評価に用いるガストファクターの提案”, *日本風工学会論文集*, 39, pp.29-39, 2014
- [2] Razak A.A., Hagishima A., Ikegaya N., Tanimoto J., “Analysis of airflow over building arrays for assessment of urban wind environment”, *Building and Environment*, 59, pp.56-65, 2013
- [3] 今林悠治, 萩島理, 池谷直樹, 谷本潤, ”都市形状が気流性状に及ぼす影響に関する風洞実験”, *修士論文 (九州大学大学院総合理工学府)*, 2013
- [4] Sato T., Hagishima A., Ikegaya N., Tanimoto J., “Urban climatological and sociopolitical approach for establishment of sustainable society”, *Master thesis (Interdisciplinary Graduate School of Engineering Sciences, Kyushu university)*, 2014
- [5] Coceal O., Thomas T.G., Castro I.P., Belcher S.E., “Mean flow and turbulence statistics over groups of urban-like cubical obstacles”, *Boundary-Layer Meteorology*, 121, pp.491-519, 2006
- [6] Kubota T., Miura M., Tominaga Y., Mochida A., “Wind tunnel tests on the relationship between building density and pedestrian-level wind”, *Building and Environment*, 43, pp.1699-1708, 2008
- [7] 義江龍一郎, 田中英之, 白澤多一, 小林剛, ”高層密集市街地における建物群の形態が歩行者レベルの風速・気温分布に与える影響”, *日本建築学会環境系論文集*, 627, pp.661-667, 2008

第 5 章 総論

本研究では、都市キャノピーの風環境をミクロな視点で捉え、気流場の空間分布や確率変動を、物理的解釈を交えて明らかにすることで、風環境評価技術の発展に寄与することを目的とし、時空間高解像度の風速データが得られる Large-Eddy Simulation という数値計算手法による直方体千鳥配列粗度群周辺の気流場の解析を行った。以下、各章の要約と結論を示す。

第2章 先行研究の成果と課題

都市建築環境や都市気候の分野においては、従来は都市キャノピーの風通しをバルクに捉えた研究や、与えられた風速に対する人体への影響評価といった研究が多かったが、近年は実験技術及び数値計算技術の発展によって非定常な流れ場を詳細に捉えることができるようになるに伴い、より局所的な風環境の評価や、より詳細な物理プロセスの解明が望まれるようになってきている。

たとえば風通しについていえば、これまでは時空間平均風速を風通しの指標としてきたが、キャノピー層内の気流場は空間的に偏りがあることを踏まえると、人間の快適性に関わる局所的な気流性状の整理が必要であると考えられる。また、これまでの研究で、稀に発生する強風イベントは平均風速の数倍の強度を持つことが明らかになっているが、気流変動の詳細な確率性状について言及した例は少ない。

一方で、CFD 解析全般について言えば、近年は時空間高解像度の膨大なデータが得られるようになったものの、その活用例はまだ多くなく、今後いかにデータを有効活用するかという課題もある。本研究の意義は、この課題に解決を試みることである。

第3章 歩道空間の平均的な気流場に関する研究

計算領域の水平方向境界に周期境界条件を適用し、定圧力勾配によって流れを駆動している本章では、粗度によって生成される乱れが十分に発達するまでに助走時間が必要となる。そこで、各時間ステップにおける主流方向風速の空間分布および鉛直分布を算出し、それらを比較した結果から、時間ステップ約 $100T$ 以降のデータであれば乱れが十分に発達しており数値計算上有意であることが明らかになった。また、時間平均操作に伴う統計的有意性の

検証を行うため、複数の平均化時間における主流方向風速および **dispersive stress** の鉛直分布の比較を行った、その結果、平均風速の算出にあたってはキャノピー層 ($0 < z \leq h$) および上空 ($h < z$) で、それぞれ少なくとも $200T$, $300T$ 以上の平均化時間が必要であることを明らかにした。ただし、本章では $100-600T$ までの時間ステップのデータが使用でき、かつ解析に要する時間にも大きな差異はないことから、平均流に関する解析では平均化時間を $500T$ とした。

さらに、LES で得られた計算結果の有意性を検証するため、LES の結果と同様の粗度条件における風洞実験の結果から主流方向風速、乱れ強さ、およびレイノルズ応力の鉛直分布の比較を行った。その結果、 $0 < z \leq 2h$ の範囲で LES と実験結果は概ね整合することが分かり、この範囲で数値計算は風洞実験で生成される気流場を再現できていることを確認した。よって、以降の解析ではこれらのデータを用いることとした。

本章では、粗度壁面から $3m$ 以内の範囲を歩道空間と定義し、かつ主流と粗度の位置関係から歩道空間を **Front**, **Side**, **Behind** 各領域に分割し、それぞれの領域で流速と幾何条件の関係を整理した。その結果、歩道空間・歩行者高さ²と境界層高さにおける流速比 V_p/V_{BLH} は、粗度アスペクト比 α_p および建蔽率 λ_p を用いて次の式で表現できることが明らかになった。

$$V_p/V_{BLH} = c' \lambda_p^{-a'} \alpha_p^{-b'}.$$

式中の定数 a' , b' , c' は最小二乗近似によって同定した。この結果、**Front**, **Side**, **Behind** 領域における決定係数はそれぞれ 0.81 , 0.73 , 0.72 と良好な推定精度を示した。

さらに、複数の先行研究で提示されている歩行者高さ風速比の推定式について、それぞれの式の適用可能範囲と整合性について確認を行った。結果、それぞれの推定式は研究対象とされている粗度条件に対しては良好な推定精度を示すものの、それ以外の粗度条件下での推定精度は十分でないことが明らかになった。そこで、広い粗度条件 ($\lambda_p = 0 \sim 1$) について適用可能な以下の推定式の提案を行い、その精度を確認した。

$$\zeta = 1 - (1 - \lambda_p)^{\alpha_p}.$$

$$\langle \bar{V}_p \rangle / \bar{V}_{BLH} = a(1 - \zeta)^b.$$

式中の定数 a , b を最小二乗法によって同定したところ、**Whole**, **Front**, **Side**, **Behind** 領域における決定係数はそれぞれ 0.80 , 0.63 , 0.72 , 0.38 と式 (3-32) よりも劣る結果となり、推定式の適用

範囲と推定精度にはトレードオフが生じる結果となった。現段階では風速比を推定したい範囲や求める精度に合わせて式 (3-33) と式 (3-45) を使い分ける必要があるが、今後はより高い精度で、かつ多様な粗度条件下で適用可能な推定式をさらに追及する必要がある。

第4章 歩道空間流速の確率変動

本章では、歩行者に対する突風の影響を評価するため、瞬間的な流速イベントの確率性状に焦点をあてた。はじめに、歩行者高さの水平断面内における流速の平均値、最大値、突風 ($V > 2\langle V \rangle$ と定義) の持続時間の空間分布を比較した結果から、突風の発生しやすい場所は平均風速の大きな場所と概ね対応することが明らかになった。次に、LES の計算結果および実測による平均流速と最大瞬間流速の比を比較した結果、両者は概ね一致したことから、LES では最大瞬間流速のオーダーを再現できていることを確認した。

そこで、歩行者高さ水平面内で約 $100T$ の間に観測される流速の確率密度を各配列において計算した結果、平均風速の小さい密な配列ほど確率密度関数は正の方向に歪む傾向にあることがわかった。また、突風の発生確率と強度を包括的に示す累積度数分布を算出し、配列間で比較を行った結果についても、同様に平均値の小さい配列では低確率で発生する突風の強度が大きいことが確認された。ただし、こうした確率密度分布・累積度数分布の配列間の差異は概ね 10% 程度のオーダーであることから、実用上は配列間平均の確率密度関数によって突風の発生確率および強度の予測が可能であることも明らかにした。

以上、本研究は、時空間高解像度の乱流現象をシミュレーションできるものの、容量が膨大で取り扱いが難しい LES データを如何に解析するか、という点において新たな視点を提案することを目指して実施したものであるが、任意に切り取った断面内のデータを解析対象としていることを踏まえると、まだまだ LES データを十分に解析しきれていないとは言えない。また、今回のシミュレーションデータは限られた計算ドメインの境界を *cyclic* 条件とし、圧力勾配によって気流を駆動しており、その統計的性質が風洞実験等と概ね整合することを確認しているものの、実際に市街地を吹走する気流をどの程度精密に再現できているかについて

は非常に大きな議論の余地がある．これらに鑑み，今後も継続的に LES 解析の基礎的理解と応用技術を並行して進める必要がある．

謝辞

本論文を執筆するにあたり，多くの方々よりご指導・ご協力を頂きました．

指導教官である萩島先生，池谷先生，谷本先生にはいつも本質的な助言を頂きました．

秘書の神田さん，皆見さんには様々な場面で手続きをお助け頂きました．

皆様に厚く御礼申し上げます．

最後に，本日まで支えて下さった家族に感謝の意を表し，本論文の結びと致します．

平成 31 年 1 月

池田 恭彰