

論文 / 著書情報
Article / Book Information

題目(和文)	ドップラーライダーを用いた都市大気境界層の乱流構造に関する研究
Title(English)	
著者(和文)	八木綾子
Author(English)	Ayako Yagi
出典(和文)	学位:博士(工学), 学位授与機関:東京工業大学, 報告番号:甲第10162号, 授与年月日:2016年3月26日, 学位の種別:課程博士, 審査員:神田 学,高木 泰士,秋田 大輔,木内 豪,中村 恭志
Citation(English)	Degree:Doctor (Engineering), Conferring organization: Tokyo Institute of Technology, Report number:甲第10162号, Conferred date:2016/3/26, Degree Type:Course doctor, Examiner:,,,,,
学位種別(和文)	博士論文
Type(English)	Doctoral Thesis

ドップラーライダーを用いた 都市大気境界層の乱流構造に関する研究

東京工業大学 理工学研究科
国際開発工学専攻 神田研究室
平成 28 年 2 月 19 日

八木綾子

指導教官 神田学

目次

1 章	はじめに	4
1.1	大気環境と大気乱流	4
1.2	背景	4
1.3	目的	5
1.4	本論文の構成	6
2 章	観測概要	8
2.1	観測サイト	8
2.1	走査型ドップラーライダー	8
2.2.1	観測原理および諸元	8
2.2.2	観測可能領域の月変化	9
2.2.3	ハードターゲットのシグナル特性	10
2.2.4	視線風速のバイアス同定	10
2.3	可搬型ドップラーライダー	11
2.4	超音波風速計	11
2.5	ウェザートランスミッター	11
3 章	大気パラメーターの算出	17
3.1	走査型ドップラーライダー	17
3.1.1	観測高度の水平風速の推定	17
3.1.2	水平風速の鉛直分布の推定	17
3.1.3	境界層高度および雲底高度の推定	18
3.2	超音波風速計	20
3.2.1	前処理	20
3.2.2	渦相関法によるフラックスの算出	21
3.2.3	4 象限解析	22
4 章	水平風速の鉛直分布	29
4.1	背景	29
4.2	低層ジェットを伴う風速・風向プロファイルの時系列変化	30
4.3	風向の日変化に基づいた分類	31
4.4	風速・風向プロファイルの平均像	32
4.5	まとめ	32
5 章	乱流構造の出現特性	47

5.1	背景	47
5.2	流れ場の分類	48
5.2.1	目視による分類	48
5.2.2	統計量による分類	48
5.3	各流れ場の出現頻度	49
5.4	各流れ場の出現環境場	50
5.5	各流れ場の運動量フラックス	51
5.6	各流れ場の乱流強度	52
5.7	まとめ	52
6 章	筋状乱流構造の間隔 (λ) の特性	65
6.1	背景	65
6.2	λ の同定	66
6.2.1	フーリエ変換による λ の同定	66
6.2.2	二点相関により同定された長さスケールと λ の対応	67
6.3	結果	68
6.3.1	λ の日変化	68
6.3.2	λ と大気パラメーターの関係	68
6.3.3	λ のスケーリング	69
6.4	議論	70
6.4.1	無次元風速勾配の解釈	70
6.4.2	λ/z_i のモデル式の提案	70
6.5	まとめ	71
付録 6.1	擬似相関の検証	72
7 章	まとめ	83
付録 1	変数の一覧	
付録 2	図の一覧	
付録 3	表の一覧	
	謝辞	

1 章 はじめに

1.1 大気環境と大気乱流

大気境界層は地表面の摩擦応力および浮力の影響を受ける大気層である（図 1.1）。日中の大気境界層はさらに以下の 2 層に分けられる。下層は摩擦応力が卓越する接地層（およそ 100-200m），その上層は浮力が卓越する混合層（およそ 1000-2000 m）である。これらの層では，運動量・熱・水蒸気・汚染物質などは，摩擦応力および浮力の作用によって発達する乱流によって輸送される。つまり，乱流は私達の生活圏で生じる大気環境問題（突風被害・暑熱障害・大気汚染問題など）のメカニズムを握る物理現象である。また，乱流による風速の変動は風力発電にも影響を与える。風力発電の発電量は，風速の変動が大きい（乱流強度が大きい）時，最大 20 %も減少する（Wharton S & Lundquist JK 2010）。また，風力発電のタービンの負荷も風速の変動によって強く影響を受けるため，国際的な基準は乱流強度によって定められている（International Electrotechnical Commission 2005）。この様に，大気乱流は大気環境問題および風力発電と密接に関わる現象である。大気乱流の予測・制御が実現すれば，大気環境および風力発電量の予測・大気環境を考慮した都市計画・風力発電の敷設計画などへの寄与が期待されるが，現業の気象モデルの水平解像度は 2 km 以上であり数百メートルスケールの乱流を予測することはできない。故に，大気乱流の予測・制御に資する知見を構築することは，大気境界層分野における重要な課題である。

1.2 背景

大気境界層では，大小様々なスケールの乱流渦が混在するが，その中には一定の時間および空間で維持される組織化された乱流（組織的乱流構造）が存在する（図 1.1）。既往研究により，様々な組織的乱流構造の特性が明らかになっている。

混合層で発達するベナール対流・水平ロール渦は 1950 年代から研究が進められてきた。ベナール対流は，浮力のみが作用する場で発達する熱対流であり，水平風速分布の水平断面はパッチ状のパターンとなる。混合層における組織的乱流構造の理解が進む一方，接地層における組織的乱流構造の理解は遅れていた。

流体力学分野における風洞実験・数値実験により，平板上の中立境界層ではストリーク構造が普遍的に存在することが知られている（Adrian et al. 2001, Tomkins and Adrian 2003, Hutchins and Marusic 2007）。しかしながら，粗度・熱・外部擾乱・空間スケール等において，人工的に制御された風洞と大きく異なる自然界の接地層においても同様のストリーク構造が出現するか否かは未解明であった（Raupach et al. 1996, Roth 2000）。これは，接地層において組織的乱流構造を空間的に観測する手法が確立していなかったためである。

しかしながら、近年、走査型ドップラーライダー（走査型ライダー）が実用化され、接地層における風速分布の瞬間像を空間的に観測することが可能となった。これにより、都市の非一様な凹凸面上においても、風洞のストリーク構造と同様の筋状乱流構造の出現が確認され、その特性解明が進んでいる（Drobinski and Foster 2003; Drobinski et al. 2004, Newsom et al. 2008, Fujiyoshi et al. 2009）。Drobinski et al. (2004) の観測では、およそ 300 m の間隔を有する筋状乱流構造が捉えられた。さらに、彼らは筋状乱流構造が数分のサイクルで生成・消滅を繰り返すことを示した。また、Newsom et al. (2008) は筋状乱流構造の間隔が安定度に伴って変化することを明らかにした。これらは接地層の組織的乱流構造の理解に大きく貢献した先駆的な研究である。しかしながら、解析事例が限定的であるため、筋状乱流構造の体系的な理解には至っていない。例えば、筋状乱流構造がどのような環境場で発生するのか、様々な環境場（安定度・粗度等）で発生するとすれば、筋状乱流構造の形態や乱流統計量が環境場によってどう変化するのか等は未解明である。また、接地層における筋状乱流構造と風洞におけるストリーク構造の相似性の検証も課題である。

組織的乱流構造の個々の特性理解が進む一方、それぞれの組織的乱流構造の横断的な理解も進んでいる。Grossman (1982) は混合層における組織的乱流構造（ベナール対流と水平ロール渦）の発生環境場を定量的に安定度 (z_i/L) で整理した。これは、組織的乱流の発生環境場と乱流統計量を関連付けた点で画期的な研究である。しかしながら、接地層における流れ場については、個々の組織的乱流構造の観測事例はあるものの事例数が少ないため、その全体像は未解明である。大気境界層で発生する流れ場の全てが既往研究で指摘される組織的乱流構造が卓越する流れ場だけで構成されているのか、それとも組織的乱流構造が卓越しない流れ場やその他の流れ場が一定の割合で出現するのかは明らかになっていない。

1.3 目的

本研究では、都市上空の接地層における乱流構造の特性解明を行うことを目的とし、走査型ライダーの長期観測データを用いて、以下の 2 つの課題に取り組む。(1) 乱流の出現特性を明らかにする。これは、出現特性という視点で、既往研究において別々に扱われてきた様々な乱流構造に対して横断的な理解を与える点で新しい。(2) 筋状乱流構造の間隔の特性を解明する。これは、以下の 2 点において意義がある。まず、工学分野における筋状乱流構造の特性解明への学術的な寄与である。先でも触れたが、筋状乱流構造の特性解明は気象学だけでなく流体力学の幅広い分野の課題である。特に、大気境界層における筋状乱流構造は、高レイノルズ数である点・大きな粗度上の流れ場である点で他に例を見ない貴重な流れ場である。このため、風洞実験で再現することができない高レイノルズ数・大粗度の流れ場の理解に貢献できる。次に、大気境界層乱流の予測・制御への寄与である。先で触れたように現業の気象モデルでは乱流を予測することはできないが、予報可能な大気環境変数と筋状乱流構造の乱流統計量の関係を解明しモデル化することで、乱流の影響を統計的に評価することが可能となる。本研究で着目する筋状乱流構造の間隔は、弱風域

と強風域の空間的な周期に相当する。

1.4 本論文の構成

本論文の構成を図 1.2 に示す。2 章では観測概要を示し、3 章では観測データを用いた大気パラメーターの推定方法・その精度検証を行う。本論文の本題は 5 章および 6 章で議論される都市境界層における乱流構造の特性解明であるが、本題に入る前に 4 章では水平風速の鉛直分布は乱流構造の駆動力である風速シアを決める重要なパラメーターである水平風速の鉛直分布について議論する。5 章では大気乱流の出現特性の解明、6 章で筋状乱流構造の形態の特性を議論する。

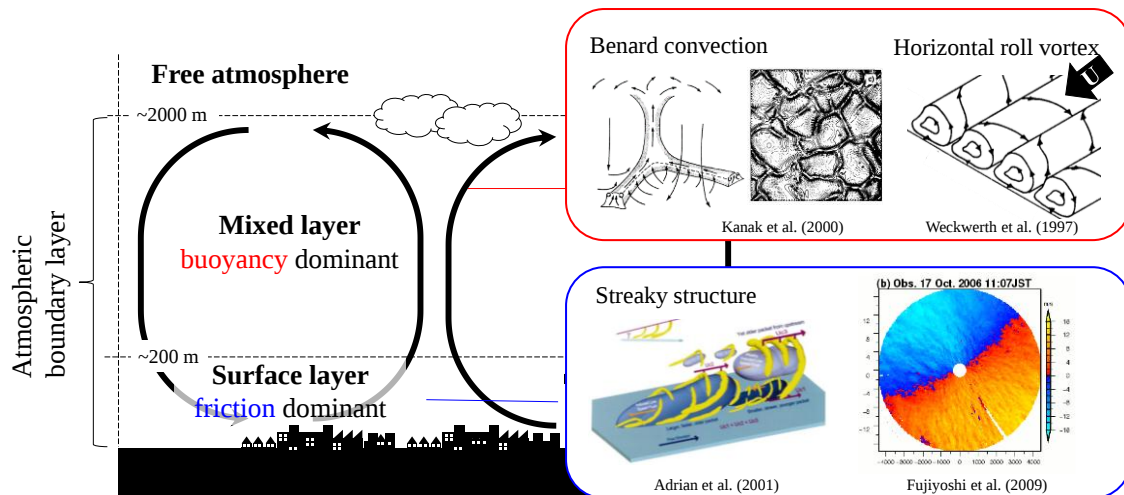


図 1.1 大気境界層および組織的乱流構造の概念図

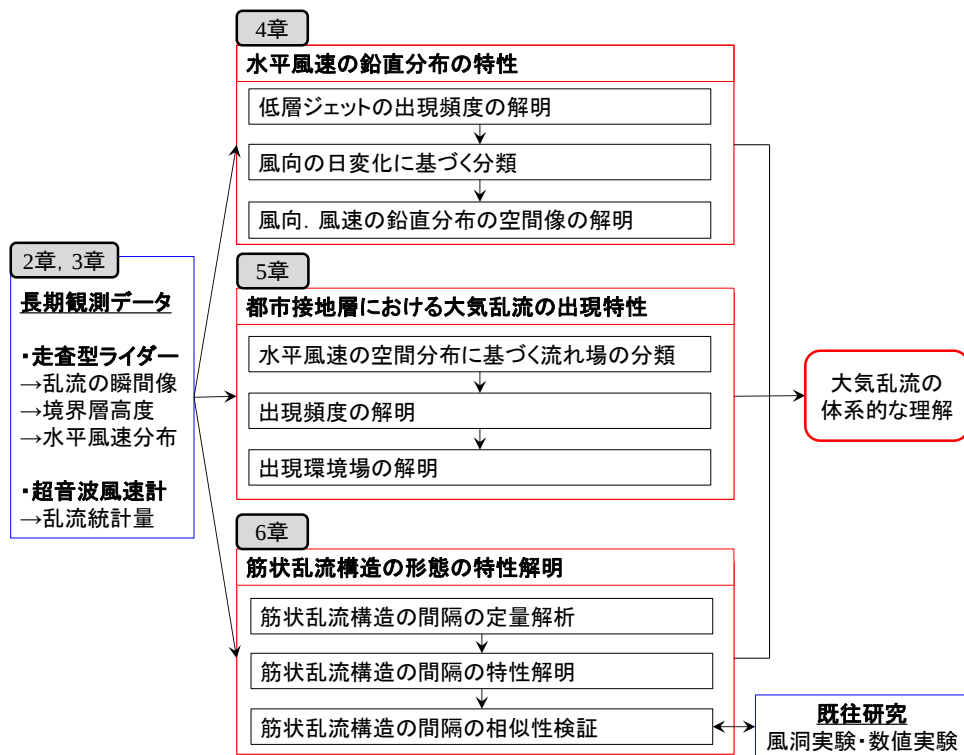


図 1.2 本論文の構成

2 章 観測概要

2.1 観測サイト

3次元走査型ドップラーライダーを始めとし、複数の観測機器（可搬型ドップラーライダー・超音波風速計・ウェザートランスミッター）を併用して長期連続観測を行った。走査型ライダーおよびウェザートランスミッターは東京都目黒区東京工業大学西 8 号館屋上（N:35°36'17.84", E:139°40'55.97" 地上高 55 m）に設置した（図 2.1）。西 8 号館の凡そ 500 m 北西に位置する緑ヶ丘 1 号館屋上（地上高 25 m）に超音波風速計、西 8 号館から凡そ 500 m 南東に位置する石川台 4 号館屋上（地上高 58 m）に可搬型ドップラーライダーを設置した。観測サイト周辺は低層住宅街が広がる都市域であり（図 2.1a）、地形は北西象限で高く、南東象限（東京湾方面）に向かって低くなっており、北西と南東の最大高低差は凡そ 30 m である（図 2.1b）。

2.2 走査型ドップラーライダー

2.2.1 観測原理および諸元

三菱電機 3 次元走査型コヒーレントドップラーライダー（以下、走査型ライダー）を用いた（図 2.2）。諸元を表 2.1 に示す。走査型ライダーは、視線風速および信号対雑音比を 3 次元的に観測可能な大気レーダーである。近赤外（1.54 μm ）のパルスレーザーを発射し、大気中に浮遊するエアロゾルの後方散乱のドップラーシフトから視線風速（ビーム方向の風速成分）および信号対雑音比（Signal to Noise Ratio, SNR）を取得する。使用されるレーザーはアイセーフであるため、都市域の地表付近でも安全に観測できる。パルス半値幅は 213 ± 10 ns であり、光速で距離に換算すると 63.8 m である。パルスは 4000 Hz の周波数で出力され、パルス毎にエアロゾルからの後方散乱を受信する。観測点に近い位置からの受信信号は送信パルスと重なるため、視線風速が取得できないブライド領域となる。本研究で用いた走査型ライダーのブライド領域は凡そ 350 m である。また、レンジ数は 80 bin であり、視線方向の空間分解能は 50 m または 100 m を選択できる。

次に、受信信号の処理について述べる。視線風速の検出精度を改善する信号処理テクニックとしてコヒーレント積分・インコヒーレント積分が挙げられる。コヒーレント積分は、高速フーリエ変換（以後、FFT）を行う前に時間領域で積分を行うが、インコヒーレント積分は FFT 後に周波数領域で積分を行う。本研究で用いた走査型ライダーは、インコヒーレント積分を行う仕様となっており、以下の流れで視線風速および信号対雑音比を算出する。

パルス毎に受信された信号は、距離分解能に応じた窓関数でレンジ単位の信号に分離され、FFT によってパワースペクトルが算出される。次に、インコヒーレント積分されたパワースペクトルのピークから各レンジの卓越周波数を取得し、送信信号との周波数差から視線風速が推定される。視線風速の分解能はサンプリング周波数と FFT、サンプル数、波長で決まる（式 2.1）。

$$\Delta v_r = \frac{\lambda (f_s / N_{fft})}{2} \quad (2.1)$$

ここで、 Δv_r は視線風速の分解能、 λ は波長、 f_s はサンプリング周波数、 N_{fft} は FFT の点数である。本観測では、 $\lambda = 213 \text{ ns}$ 、 $f_s = 4000 \text{ Hz}$ 、 $N_{fft} = 128$ であるため、 $\Delta v_r = 0.4 \text{ m s}^{-1}$ となる。また、信号対雑音比は式 2.2 に示した信号の検出能で算出される。

$$SNR = \log \left(\frac{N_{prf} \sqrt{N_{inc}} S}{\delta f N} \right) \quad (2.2)$$

ここで、 N_{prf} はパルス繰り返し周波数、 N_{inc} は積分回数、 δf は信号のスペクトル幅、 S は信号電力、 N は雑音電力である。受信信号に有意なシグナルがなくノイズのみだった場合 $\delta f = 1$ 、 $S/N = 1$ となり、本観測では $N_{prf} = 4000$ 、 $N_{prf} = 1000$ であるため、SNR は 5.1 dB となる。SNR を用いて視線風速の異常値と正常値の判定を行うことができる。

データ取得の時間分解能は、パルス繰り返し周波数と積分回数で決まる。本研究では、4000Hz のパルス繰り返し周波数に対し、積分回数を 1000 回と設定したため、4Hz の頻度で 1 視線の観測データが得られる。スキャンデータの方位角分解能は、データ取得の時間分解能とスキャンスピードで決まる。例えば、本研究では Plan Position Indicator (PPI) においてスキャンスピードが $4.5 \text{ degree s}^{-1}$ 、データ取得の時間分解能が 4 Hz であるため、方位角分解能は約 1.1 degree である。

走査型ドップラーライダーは 3 次的に大気をスキャンすることが可能である。スキャンモードの例を図 2.3 に示す。特定仰角の全周データを取得するスキャンは Plan Position Indicator (PPI)、特定方位の鉛直断面データを取得するスキャンは Range height Indicator (RHI) である（深尾ら 2005）。これらを組み合わせることで水平風速の鉛直分布および大気境界層高度を推定することができる。本観測では PPI および Range Height Indicator (RHI) を交互に実施し、3 次的に大気境界層をモニタリングした（表 2.2）。

2.2.2 観測可能領域の月変化

大気レーダーはエアロゾルの後方散乱をターゲットとするため、エアロゾル濃度が低い時・降水時には後方散乱が弱くなり観測可能領域が狭くなる。図 2.4 に観測可能領域の月変化を示す。解析期間は 2012 年 1 月 1 日から 12 月 31 日の 1 年間である。最大観測領域の設定は 1 月 1 日・7 月 10 日、9 月 25 日・12 月 31 日は 4275 m、7 月 11 日から 9 月 24 日は 8250 m である。図 2.4a は季節変化を示している。最も観測可能領域が長いのは 8 月であり、冬期になると観測可能領域が短くなる。また、図 2.4b から、最も遠方まで観測可能な

夏期でも 5 km 以上観測可能な割合は 10 %以下であることがわかる。尚、走査型ライダーの観測技術は進展しているため、最新の機種では、より広い範囲で観測が可能になっていることが期待される。

2.2.3 ハードターゲットのシグナル特性

ドップラーライダーの視線風速に含まれるバイアスを検証するために、高層ビル（ハードターゲット）の視線風速の値を検証した。この検証により、ハードターゲット近傍のレンジにおける視線風速・SNR は人工的なバイアスを有することが明らかになった。

図 2.5 にハードターゲットの視線風速および信号対雑音比を示す。2012 年 1 月 7 日 05:03 に行った仰角 1° の PPI スキャンから高層ビルの方角（ $\theta = 200^\circ$ ）のシグナルを取り出し、全観測領域（図 2.5a）・高層ビル近傍（図 2.5b）に分けて示す。該当時刻、全領域で信号対雑音比は 5 ± 3 dB 程度と低い。高層ビル付近では、信号対雑音比は急激に大きくなり視線風速は 0 m s^{-1} 付近に収束しており、予測通りの結果となった（図 2.5a）。しかし、高層ビル近傍の信号対雑音比および視線風速は不自然な特性が見られる。信号対雑音比が高い領域が該当する建物の幅（約 100 m）よりも長い領域（約 350 m）で持続している。これは、高層ビルによって、半値以下の弱い送信パルス部分も強く反射されたためである。送信パルスはエネルギーのピークを持ち、パルスの立ち上がりおよび立下りではエネルギーが低い。反射強度が空間的に一様な大気では、エネルギーが弱いパルスの立ち上がりおよび立下り部分の影響は、半値幅内の高いエネルギーのパルス部によって相殺されるが、ハードターゲットからは大気よりも強いシグナルがパルス全体（立ち上がりから立下りまで）で返ってくる。つまり、信号対雑音比がピークとなるレンジ（図 2.5 b の $\text{range}=3825 \text{ m}$ ）はハードターゲットからの真のシグナルを示しているが、その前後レンジのシグナルは送信パルスとハードターゲットの特性に起因する人工的なシグナルであり、大気からのシグナルではない。このため、ハードターゲットの扱いには注意が必要である。例えば、雲底から上層凡そ 300 m に渡って信号対雑音比が高い領域が存在していたとしても、現実の雲を反映しているのは信号対雑音比がピークとなるレンジのシグナルのみである可能性が高い。また、ハードターゲット付近の視線風速は系統的な誤差を示している。 $\text{range}=3825\text{-}4025 \text{ m}$ で視線風速は 0.4 m s^{-1} から 0.0 m s^{-1} へ減少しており、同じ傾向は他の建物においても見られた（図 2.5b）。これは、パルスの立ち上がりおよび立下りでは、パルスの切出しの際に周波数が変調するためであると考えられる（安藤ら 2004）。

2.2.4 視線風速のバイアス同定

本節では、前述したハードターゲットの系統的な誤差を考慮して視線風速のバイアスを同定する。図 2.5b では 1 時刻におけるハードターゲットの視線風速および信号対雑音比を示したが、シグナルの大気環境に対する依存性を検証するため、2012 年 1 月 1 日から 6 月

30 日に実施した 925 事例の平均値を図 2.6 に示す。図 2.5b で示した瞬間値と図 2.6 の平均値は凡そ同じ値となっている。このことから、ハードターゲット付近のシグナルは大気環境に因らないことがわかる。SNR がピークを持つ range=3825 m はハードターゲットの視線風速に対応するため、本来 0 m s^{-1} となるはずだが、平均値は 0.45 m s^{-1} となっている。このことから、ライダーの視線風速は 0.45 m s^{-1} のバイアスを含んでいると考えられる。尚、以下の解析では上記バイアスを差し引いた視線風速を用いる。

2.3 可搬型ドップラーライダー

本観測では、Leosphere 社の windcube WLS7（以下、可搬型ライダー）を用いた。諸元を表 2.3 に示す。1.54 μm のパルスレーザーを用いる点およびエアロゾルの後方散乱から視線風速を推定する観測原理は 2.1.1 節で示した走査型ライダーと同様である。走査型ライダーと異なる点は、スキャナの可動性・観測範囲・可搬性である。走査型ライダーは 3 次元的にスキャナを走査することが可能だが、可搬型ライダーは固定仰角のコンカルスキャンのみを行う。4 方位のコンカルスキャンで観測された視線風速を合成し、風速 3 成分のプロファイルを取得する。観測領域は高度 20 m から 200 m であり、距離分解能は 20 m である。可搬型ライダーの観測領域は、走査型ライダーのブラインド領域に相当しており、両者を併用することで地表付近から境界層上端までの風速分布をモニタリングすることができる。さらに、可搬型ドップラーライダーは凡そ 1 m 四方の箱型で 50 kg 程度であり、装置が大型な走査型ライダーに比べて軽量なため容易に移動させることができる点が利点である。

2.4 超音波風速計

クリマテック CYG81000, 3 成分超音波風速計を用いた（図 2.7）。諸元を表 2.4 に示す。超音波風速計は音波の伝搬速度差から風速 3 成分および気温を測定する。高精度かつ高周波数で観測可能なため、乱流統計量・フラックスの計測にしばしば用いられる。設置場所は東京工業大学緑ヶ丘 1 号館屋上（地上高 25 m, 屋上からの高さ 1.4 m）であり、サンプリング周波数 10Hz で観測値を出力した。

2.5 ウェザートランスミッター

Visala 社の WXT520 ウェザートランスミッター（以下、WXT）を用いた。諸元を表 2.5 に示す。ウェザートランスミッターは諸物理量を複合的に観測可能である。観測パラメーターは、水平風速・風向・気温・気圧・相対湿度・降水強度である。風速・風向は超音波風速計と同様の原理で観測される。超音波風速計は 6 つの超音波送受信器を有するため風

速 3 成分および気温が計測可能であるのに対し、WXT の超音波送受信器は 3 つであるため水平風速の 2 成分のみが計測可能である。降水強度は、降水センサで検知された雨滴の衝撃から降水量が見積もられる。他の観測パラメーター（気温・湿度・気圧）は、各パラメーター専用の内蔵センサによって計測される。設置場所は、東京工業大学西 8 号館屋上であり、サンプリング周波数 4 Hz で計測し、1 分間隔で観測値を出力した。

表 2.1 走査型ドップラーライダーの諸元

Output valuables	Radial velocity, Signal to noise ratio, Velocity width
Wavelength	1.54 μm
Leaser pulse energy	0.5 mJ pulse ⁻¹
Leaser pulse width	213 $\pm$ 10 ns
Pulse repetition frequency	4000 Hz
Range resolution	50 m / 100 m
Minimum range	325 m / 350 m
Maximum range	4275 m / 8250 m
Resolution of scanner	0.01 °

表 2.2 走査型ライダーのスキャンシーケンス

No	scan mode	number of scan	elevation [°]	azimuth [°]	time [min]
1	PPI	2	0	0~360	4
2	RHI	2	-1~181	135	2.3
3	RHI	2	-1~181	45	2.3
4	PPI	2	0	0~360	4
5	RHI	2	-1~181	135	3
6	PPI	2	0	0~360	4
7	RHI	2	-1~181	135	3
8	PPI	1	0	0~360	3
9	RHI	1	-1~181	135	2.6
total time					28.2

表 2.3 可搬型ドップラーライダーの諸元

Output valuables	Wind velocity (u, v, w), Wind direction, Carrier to noise ratio
Wavelength	1.54 μm
Leaser pulse energy	10 μJ pulse ⁻¹
Pulse repetition frequency	1 Hz
Range resolution	20 m
Minimum range	40 m
Maximum range	200 m
Elevation of conical scan	14-15 ° / 27-28 °
Accuracy of wind speed	0.2 m s ⁻¹
Accuracy of wind direction	2.0 °

表 2.4 超音波風速計の諸元

Output valuables	Wind velocity (u, v, w), Temperature
Wavelength	1.38 mm
Sampling rate	160 Hz
Output rate	4-32 Hz
Resolution of wind speed	0.01 m s ⁻¹
Resolution of wind direction	0.1 °
Resolution of temperature	0.01 °
Accuracy of wind speed	±0.05 m s ⁻¹
Accuracy of wind direction	±2.0 °
Accuracy of temperature	±2.0 °C

表 2.5 ウェザートランスミッターの諸元

Output valuables	Horizontal wind velocity, Wind direction, Rain intensity, Pressure, Temperature, Relative humidity
Sampling rate	1, 2, 4 Hz
Resolution of wind speed	0.1 m s ⁻¹
Resolution of wind direction	1 °
Resolution of rain intensity	0.1 mm hour ⁻¹
Resolution of pressure	0.1 hPa
Resolution of temperature	0.1 °C
Resolution of relative humidity	0.1 %
Accuracy of wind speed	±3 %
Accuracy of wind direction	±3 °
Accuracy of pressure	±0.5 hPa
Accuracy of temperature	±0.3 °C
Accuracy of relative humidity	±3 % (0-90 % RH), ±5 % (90-100 % RH)

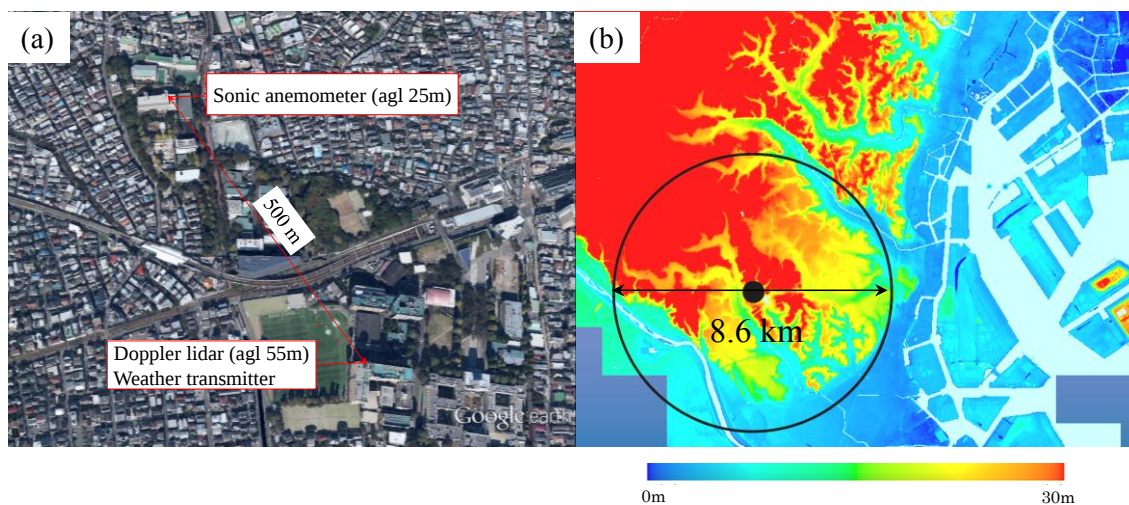


図 2.1 観測サイト. (a)観測機器の配置, (b)ライダー観測範囲の地形

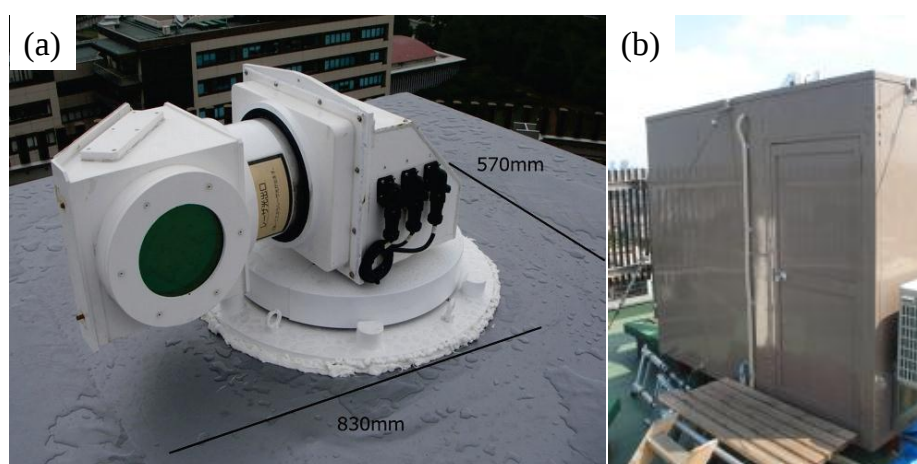


図 2.2 ドップラーライダー. (a)スキャナ部, (b)シェルター. 図 3.1(a)は中坪 俊一, 藤田 和之, 森 章一, 池田 正幸:ドップラーライダーシェルターの製作と設置より引用

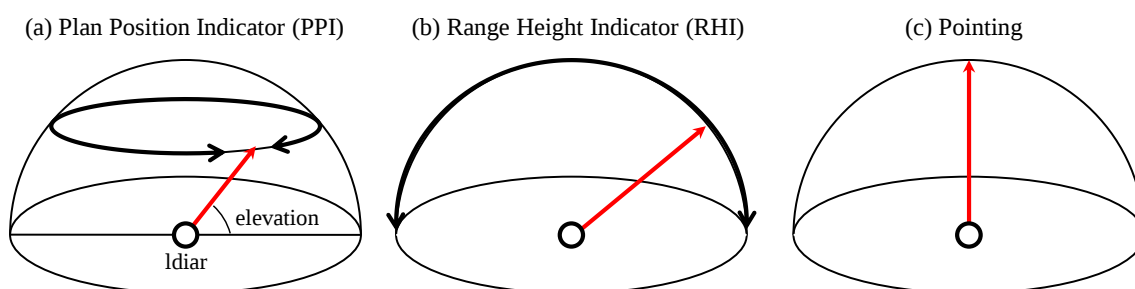


図 2.3 走査型ライダーのスキャンモード

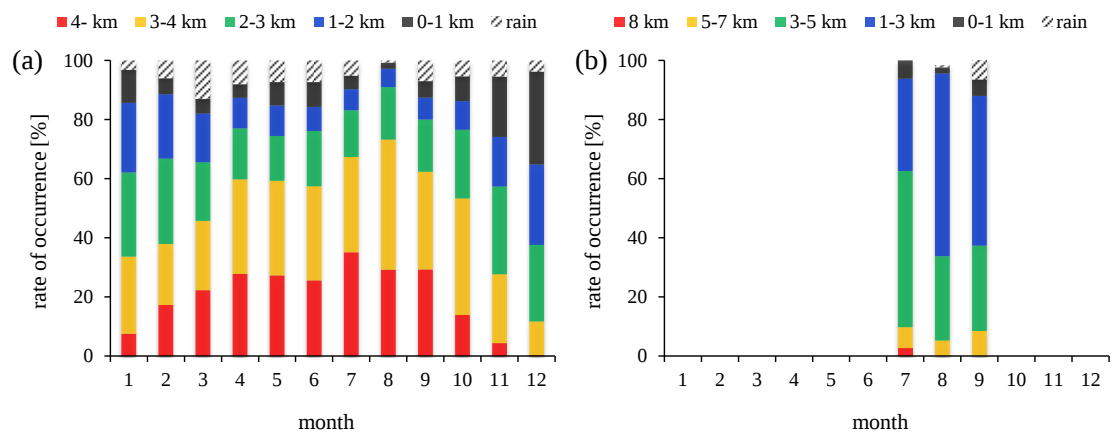


図 2.4 データ取得可能領域の月変化. (a) 2012 年 1 月 1 日から 12 月 31 日, (b) 最大観測レンジ 8250 m で観測した 7 月 11 日から 9 月 24 日. 水平スキャンにおいて信号対雑音比が 6 dB 以下となる視線距離の割合を示す

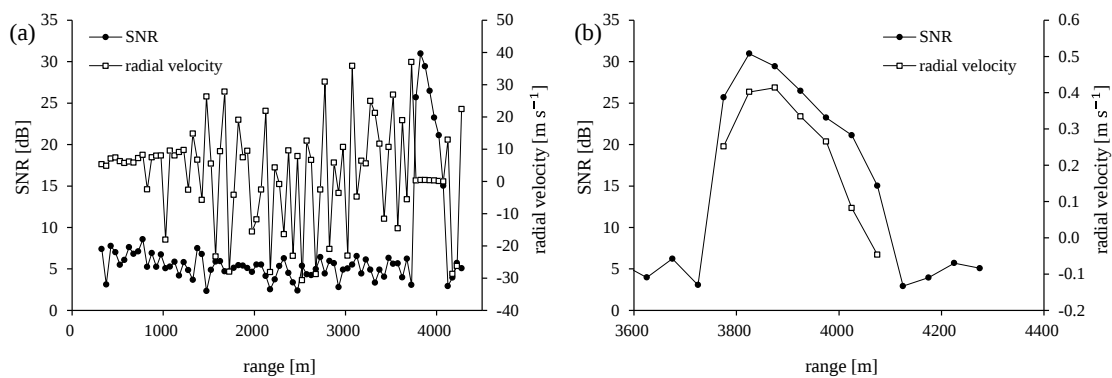


図 2.5 ハードターゲットの視線風速と信号対雑音比. 2012 年 1 月 7 日 05:03 に行った仰角 -1° の PPI スキャンから高層ビルの方角($\theta = 200^\circ$)のシグナルの(a) 全観測領域, (b) ハードターゲット付近

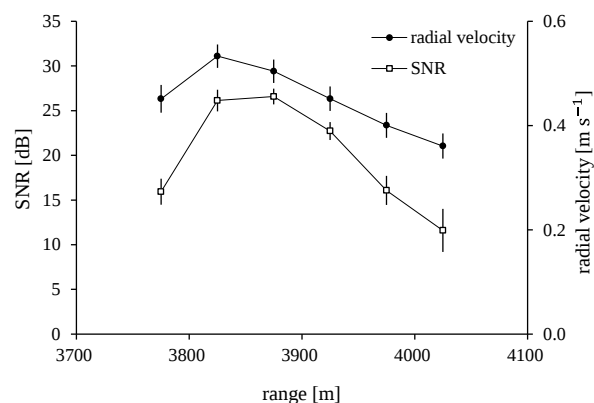


図 2.6 ハードターゲットの視線風速と信号対雑音比の平均値. 仰角 -1° の PPI スキャンから高層ビルの方角($\theta = 200^\circ$)を抽出し, 925 事例(2012 年 1 月 1 日から 6 月 30 日)を平均した値



図 2.7 超音波風速計. 東京工業大学緑ヶ丘 1 号館屋上に設置. 超音波風速計は, 地上高 25.0 m, 屋上の屋根面からの高さ 1.4 m

3 章 大気パラメーターの推定

3.1 走査型ドップラーライダー

3.1.1 観測高度の水平風速の推定

2 つの異なる手法により水平風速を算出した。まず、Browning and Wexler (1968) によって提案された Velocity Azimuth Display (VAD) 法により、水平風速および風向を推定する。観測円内で水平風速および風向が一様であると仮定すると、視線風速成分は方位角に伴って 2π の周期を持つ正弦波を示す (図 3.1)。正弦波の振幅は水平風速、位相のずれは風向に対応する。本解析では、最小二乗法を用いて実測値に最も整合する正弦波を求め U_{VAD} および θ_{VAD} を推定した (坪木ら 1988)。推定値の精度検証のために、図 3.2 に超音波風速計で観測された 30 分平均風速・風向 (U_{ane} , θ_{ane}) および VAD 法で算出した水平風速および風向 (U_{VAD} , θ_{VAD}) の散布図を示す。超音波風速計は地上高 25 m、VAD 法では仰角 0° (地上高 55 m) の PPI スキャンの観測半径 2025 m での水平風速および風向を算出した。 U_{VAD} , θ_{VAD} は各 PPI スキャンに対する推定値を 30 分間のスキャン分 (7 スキャン) 平均した値となっている。 U_{ane} と U_{VAD} および θ_{ane} と θ_{VAD} は共に直線上に分布しており、VAD 法が概ね精度良く水平風速および風向を推定できていることが分かる。 θ_{ane} と θ_{VAD} の直線分布から外れたプロットは弱風時に対応している。

3.1.2 水平風速の鉛直分布の推定

直交する 2 方位の RHI スキャンを用いて水平風速のプロファイルを算出する。2 方位の鉛直断面で得られた視線風速を 3.1 式および 3.2 式で高度毎に平均した後に合成し、水平風速および風向 (U_{RHI} , θ_{RHI}) を推定する。

$$U_{RHI} = \sqrt{\overline{v_{r1}/\cos(\theta_{el})}^2 + \overline{v_{r2}/\cos(\theta_{el})}^2} \quad (3.1)$$

$$\theta_{RHI} = \tan^{-1}(\overline{v_{r1}/\cos(\theta_{el})}/\overline{v_{r2}/\cos(\theta_{el})}) \quad (3.2)$$

ここで、 v_{r1} および v_{r2} は各方位の視線風速、 θ_{el} はスキャン仰角、 $\overline{}$ は各高度の平均である。尚、本解析では高度 50 m 毎に平均した。鉛直風速の寄与は水平風速に対して小さいため無視しているが、仰角が高くなる程鉛直風速の寄与が増え、適切に水平風速を推定できない。このため、本解析では高仰角 (仰角 60° から 120°) のデータは解析から除外した。まず、鉛直風速の影響がない最下層における推定値の精度を検証する。図 3.3 に VAD 法で算出した水平風速および風向 (U_{VAD} , θ_{VAD}) と RHI スキャンから算出した水平風速および風向 (U_{RHI} , θ_{RHI}) の散布図を示す。 U_{VAD} と U_{RHI} および θ_{VAD} と θ_{RHI} は共に直線上に分布しており、

鉛直スキャンでも VAD 法と同程度の精度で水平風速および風向を推定できていることが分かる．さらに，風速プロファイルの精度を可搬型ドップラーライダー（以下，windcube）の観測値を用いて検証する．図 3.4 に RHI スキャンによる推定値と windcube による観測値の風速プロファイルを示す．プロファイルは 2012 年 8 月 30 日 20:00-20:30 の 30 分間平均値である．該當時刻において，鉛直スキャンによる推定値と windcube の水平風速・風向は概ね一致している．さらに，該当日以外の精度を網羅的に確認する．図 3.5 に windcube の観測期間（2012 年 8 月 17 日から 9 月 20 日）において精度の良い観測値が得られた 133 時間における RHI スキャンの推定値と windcube の観測値を高度毎に示す．いずれの高度においても，プロットは 1 対 1 の直線付近に分布しており，RHI スキャンによる推定風速・風向は windcube と同程度の精度であることが分かる．この様に，2 つの異なる手法で得られた風速および風向は概ね一致するが，一致しない事例の特性を考察するため，図 3.6 に RHI スキャンによる推定値と windcube 観測値の比 ($U_{windcube}/U_{RHI}$) および水平風速の関係を示す．弱風時， $U_{windcube}/U_{RHI} = 1$ から外れたプロットが多いが，強風時 ($U_{windcube} > 5 \text{ m s}^{-1}$)， $U_{windcube}/U_{RHI}$ は 1 に収束する．この原因として以下の 2 点が考えられる．まず，水平風速の空間一様性である．都市の様な幾何形状を有する地表面では，粗度および熱の非一様性により水平風速が空間的に乱されていると考えられる．弱風時は，地表面性状がもたらす水平風速の非一様性がより顕著になり，1 点を代表する windcube の水平風速とおおよそ半径 4 km を代表する鉛直スキャンの水平風速の差が大きくなると考えられる．次に，鉛直風速成分の寄与である．強風時は視線風速に含まれる鉛直風速成分が水平風速成分に比べて小さく無視できるが，弱風時は鉛直風速の寄与が大きくなり， U_{RHI} の推定精度が低くなると考えられる．

3.1.3 境界層高度および雲底高度の推定

陸上の境界層高度は，風速シアおよび浮力の作用により大きく日変化する．日中，地表から熱が供給され混合層が形成される．浮力駆動の鉛直対流が自由大気の下端を巻き込みことによって混合層は発達する．日没後，日射による熱供給が無くなると共に地表面の放射冷却により大気が冷やされ，地表付近から安定層が形成される．日中の混合層はすぐに消えず，日没後も残余層として安定層の上に残存する．

境界層高度の推定には，ドップラーライダーがしばしば用いられる．既往研究では，SNR (Melfi et al. 1985, Hayden et al. 1997, Cohn and Angevine 2000) や鉛直風速の分散 (Barlow et al. 2011) によって境界層の発達が明瞭に捉えられている．SNR を用いた境界層高度の検出手法として以下が挙げられる．絶対値から境界層高度を検出する方法 (Melfi et al. 1985)，鉛直勾配を用いて検出する方法 (Hayden et al. 1997) などがある．2000 年頃から，ウェーブレット変換を用いた境界層高度の検出が行われている (Cohn and Angevine 2000)．本研究では，SNR の鉛直プロファイルにウェーブレット変換を適用して境界層高度および雲底高度を推定した．さらに，本研究では水平風速プロファイルを用いて風速シアの境界も推

定した．

境界層高度および雲底高度の推定方法の詳細について述べる．図 3.7a, d に SNR の鉛直空間分布の瞬間値を示す．図 3.7a は境界層上端に雲がない事例で， $Z=2$ km より上層で SNR が急激に小さくなっており，境界層と自由大気境界が明瞭に捉えられている．一方，図 3.7 d は境界層上端に雲が発生している事例で，雲底で SNR が急激に高くなっている．これらの境界はハールウェーブレットによって抽出可能である（Cohn and Angevine 2000, Comerón et al. 2013）．抽出に用いたハール係数とハール関数は式 3.3 および式 3.4 を示す．

$$c_h(z) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \overline{SNR}(z') h\left(\frac{z-z'}{a}\right) dz' \quad (3.3)$$

$$h\left(\frac{z}{a}\right) = \begin{cases} -\frac{1}{a} & \text{for } -\frac{a}{2} \leq z < 0 \\ \frac{1}{a} & \text{for } 0 \leq z < \frac{a}{2} \\ 0 & \text{for elsewhere} \end{cases} \quad (3.4)$$

ここで， c_h はハール係数， h はハール関数， a は伸張因子であり h の幅と大きさを決めるパラメーターである．本解析では， $a = 100$ m とした． $\overline{SNR}$ は 30 分間の RHI スキャンデータで高度 50 m 毎に平均した信号対雑音比である．SNR を時空間的に平均する利点は，レーザー出力や乱流によって生じる細かい変動が相殺され境界層高度の誤検出が改善されることである．SNR の平均において，解析領域の選択および解析データのフィルタリングを行った．レーザー光の距離減衰の影響を考慮し，解析領域は $-2.5 < x < 2.5$ km に限定した．また，レーザーの出力が異常に弱い視線方向のデータは除外してアンサンブル平均を行った．図 3.7b, e に $\overline{SNR}$ および c_h の鉛直プロファイルを示す．図 3.7b では $\overline{SNR}$ が急激に減少している境界層上端 ($Z=1.9$ km) で c_h が最も高くなり，図 3.7e では $\overline{SNR}$ が急激に増加している雲底 ($Z=0.9$ km) で c_h が最も低くなっていることが確認できる．これら c_h のピークを境界層高度および雲底高度とした．さらに，推定された境界層高度および雲底高度以下に風速の明瞭なピークがある場合，そのピークを境界層高度として再定義した．例えば，図 3.7c では，SNR から推定した境界層高度 ($z = 1.9$ km) より下層 ($z = 0.4$ km) の水平風速のピークを境界層高度としている．

図 3.8 に 2012 年 10 月 11 日の境界層高度および大気パラメーターの日変化を示す．推定された境界層高度はその他の大気パラメーターと整合的な日変化を示している．気温は日の出頃から上昇し 14 時頃でピークを迎えるが，この気温上昇に伴い境界層高度も上昇している（図 3.8a, b）．さらに，境界層高度は 14 時までは連続的な変化を示しているが，15 時で急激に境界層高度が下がっている．該当時刻において，風向が南から東に変化し，風速が強くなっていることから，前線が観測領域を通過したことが分かる（図 3.8c, d）．前線通過により，混合層が壊され境界層高度が不連続な変化を示したと考えられる．さらに，地上付近の 3 高度 ($Z=25$ m, 55 m 175 m) の水平風速および運動量フラックス (u_*) も境界

層の発達と整合した変化を示している．3 高度の水平風速は，朝方において高度間の差が大きい，日中の混合層発達時には高度間の水平風速差が小さくなる（図 3.8c）．これと共に運動量フラックス（ u_* ）も小さくなっている（図 3.8e）．

3.2 超音波風速計

超音波風速計によって計測された風速 3 成分および気温から運動量・熱フラックス等の統計量が得られる．本節では，超音波風速計による観測データの前処理および乱流統計量の算出方法について述べる．

3.2.1 前処理

乱流統計量を算出にあたり，座標変換を行った後，トレンドの除去を行う（Kaimal et al. 1994）．境界層の乱流統計量は一般的に 30 分間で算出される．これは，マイクロスケールの乱流は 30 分間以下のスケールであるためである（Stull 1988）．本解析でも 30 分毎に統計量を算出した．まず，風速 3 成分（ u, v, w ）を超音波風速計の機械軸から主流風向に沿った座標系に変換する．変換は以下の式(3.5)-(3.8)で行われる．

$$u_2 = u_1 \cos \theta + v_1 \sin \theta, \quad (3.5)$$

$$v_2 = -u_1 \sin \theta + v_1 \cos \theta, \quad (3.6)$$

$$w_2 = w_1, \quad (3.7)$$

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\overline{v_1}}{\overline{u_1}} \right). \quad (3.8)$$

ここで， u_1, v_1, w_1 は超音波風速計の風速 3 成分の観測値， u_2, v_2, w_2 は座標変換後の風速 3 成分， θ は風向， $\overline{}$ は平均値を示す．主流風向に沿った座標に風速成分を変換した後，鉛直風速成分が 0 m s^{-1} となる様に式 3.9-3.12 の吹き上げ補正を行う．

$$u_3 = u_2 \cos \phi + w_2 \sin \phi, \quad (3.9)$$

$$v_3 = v_2, \quad (3.10)$$

$$w_3 = -u_2 \sin \phi + w_2 \cos \phi, \quad (3.11)$$

$$\phi = \tan^{-1} \left(\frac{\overline{w_2}}{\overline{u_2}} \right). \quad (3.12)$$

ここで， u_3, v_3, w_3 は吹き上げ補正後の風速 3 成分， ϕ は補正角度である．

次に，トレンドを除去する．平均時間（本解析では 30 分間）内に，対象の観測パラメーターが低周波変動を有する場合，乱流統計量を適切に算出するために，低周波成分を取り除く必要がある．そこで，本解析では 1 次関数のフィッティングによりトレンドの除去を行った．

3.2.2 渦相関法によるフラックスの算出

渦相関法によってフラックスおよび安定度を算出した．渦相関法は一点の風速および気

温の変動からフラックスを推定する方法である．各パラメーターの算出式を式

$$u_* = (-\overline{u'w'})^{1/2}, \quad (3.13)$$

$$T_* = -\overline{w'T'}/u_*, \quad (3.14)$$

$$L = (k(g/T)T_*)/u_*^2, \quad (3.15)$$

ここで、 u 、 w は主流風速、鉛直風速、 T は気温、 u_* は摩擦速度、 T_* は摩擦温度、 k はカルマン定数、 g は重力加速度、 L はオブコフ長である． $\overline{\quad}$ および $'$ は 30 分間の平均値および変動成分を意味する． L は摩擦応力と浮力の比であり、高度 (z) や境界層高度 (z_i) 等の長さスケールで無次元化された形 (z/L , z_i/L) で安定度の指標として用いられる．

3.2.3 4 象限解析

4 象限解析は、運動量フラックスの瞬間値を u' および w' の符号によって以下の 4 成分に分解し各成分の寄与を定量的に評価する解析手法である (Shaw et al. 1983)．

Quadrant1: $u' > 0$, $w' > 0$ outerward interaction

Quadrant2: $u' < 0$, $w' > 0$ burst, ejection

Quadrant3: $u' < 0$, $w' < 0$ inward interaction

Quadrant4: $u' > 0$, $w' < 0$ gust, snoop

Quadrant2 および 4 は下向きの運動量輸送、Quadrant1 および 3 は上向きの運動量輸送である．Quadrant2 および 4 は組織的乱流構造に伴い発生するイベントである．

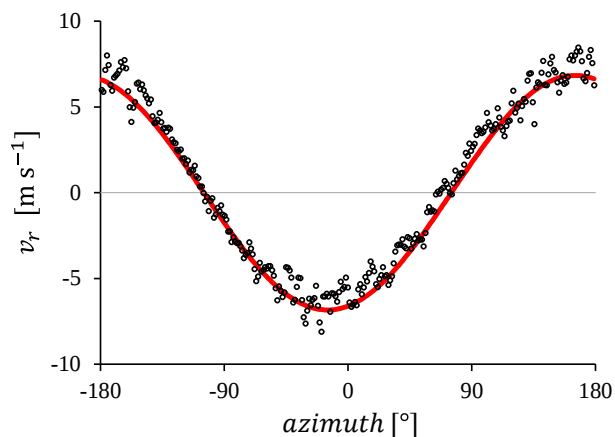


図 3.1 視線風速の方位角分布. プロットは実測値, 赤線は VAD 法によってフィッティングされた正弦曲線

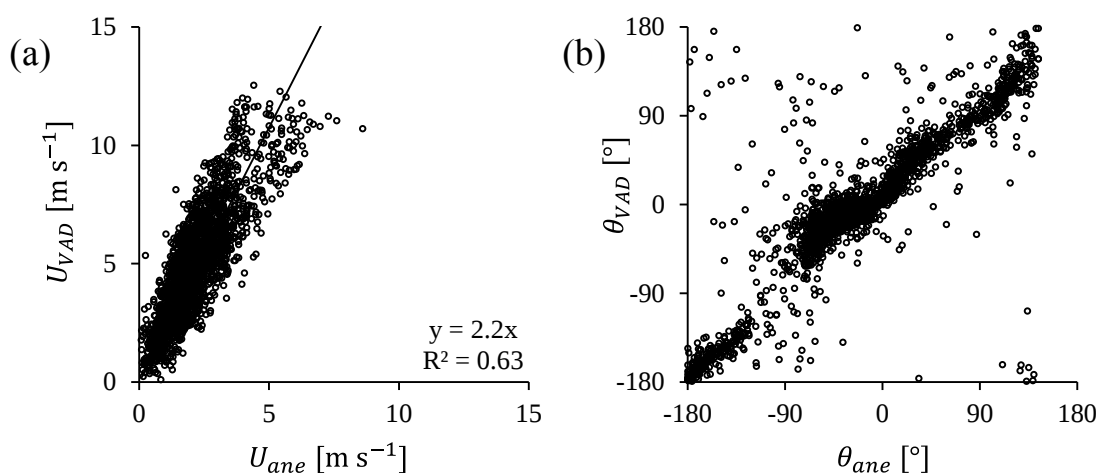


図 3.2 超音波風速計と VAD 法による水平風速および風向の比較. 超音波風速計の 30 分平均水平風速および風向は U_{ane} , θ_{ane} , VAD 法によって算出した水平風速および風向は U_{VAD} , θ_{VAD} . 超音波風速計は地上高 25 m, VAD 法には仰角 0° 地上高 55 m の水平スキャンの観測半径 2025 m の視線風速分布を用いた. 解析期間は 2012 年 9 月 25 日から 2012 年 12 月 31 日の 5602 時間. 1 プロットは 30 分の平均値

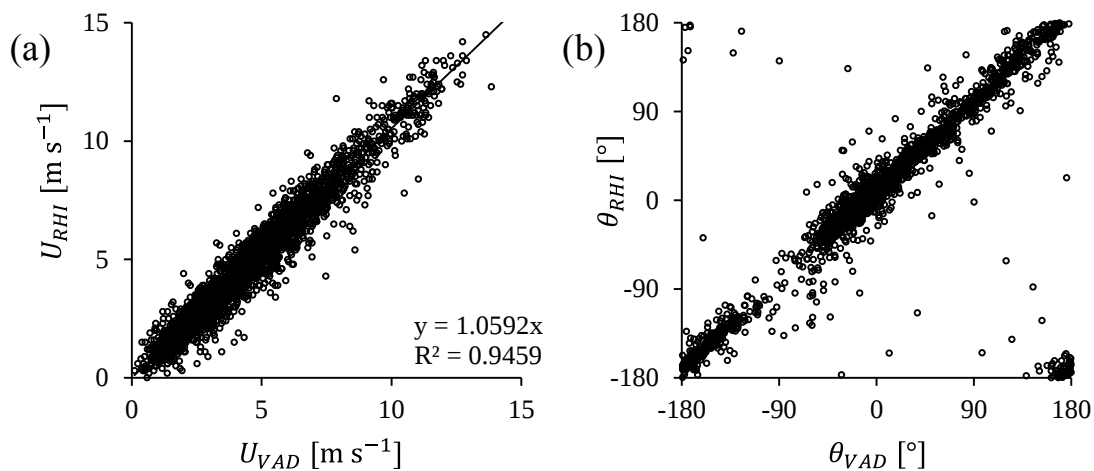


図 3.3 VAD 法および 2 方向の鉛直スキャンによる水平風速および風向の比較. VAD 法によって算出した水平風速および風向は U_{VAD} , θ_{VAD} , 鉛直スキャンによって算出した水平風速および風向は U_{RHI} , θ_{RHI} . VAD 法には仰角 0°地上高 55 m の水平スキャンの観測半径 2025 m の視線風速分布を, U_{RHI} , θ_{RHI} の推定には地上高 50-100 m の視線風速を用いた. 解析期間は 2012 年 9 月 25 日から 2012 年 12 月 31 日(5602 時間). 1 プロットはを 30 分の代表値

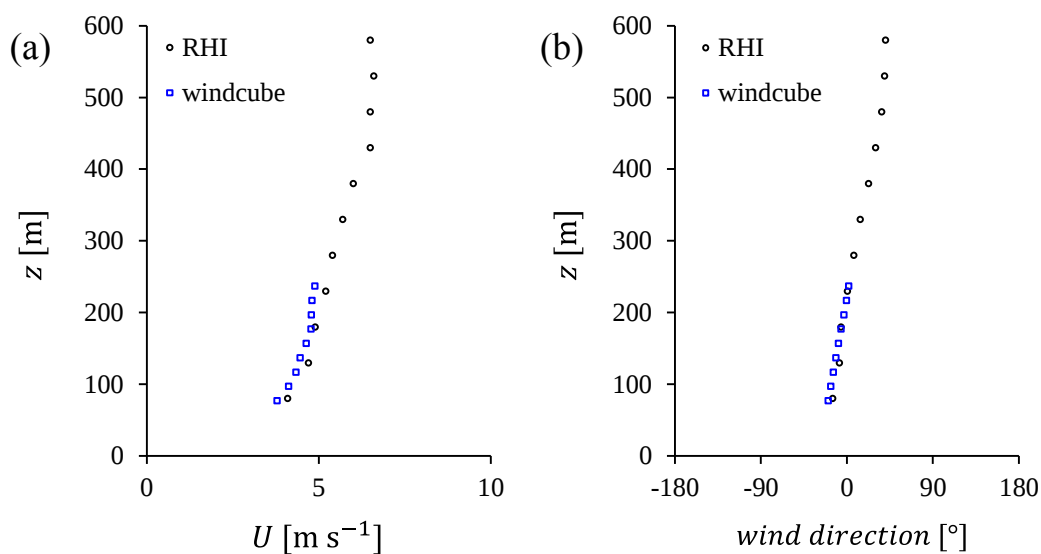


図 3.4 風速プロファイルの比較. 2012 年 8 月 30 日 20:00-20:30 の(a) 水平風速および(b) 風向を示す RHI は 2 方向の鉛直スキャンによって推定された風速プロファイル, windcube は可搬型ライダーの観測値

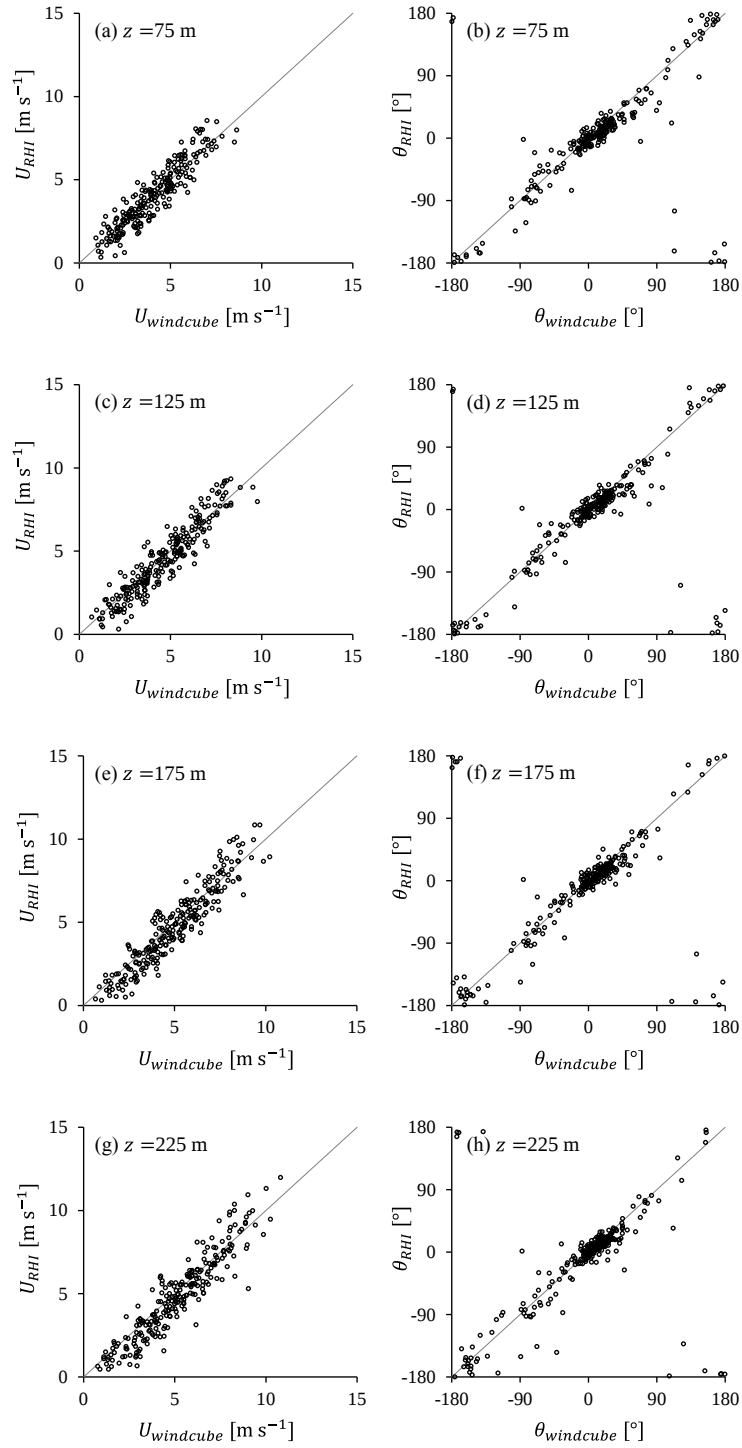


図 3.5 高度別の水平風速および風向の比較. (a)(c)(e)(g) 水平風速および(b)(d)(f)(h) 風向. 1 プロットは 30 分間の平均値. 解析期間は 2012 年 8 月 17 日から 9 月 20 日. U_{RHI} , θ_{RHI} は 2 方向の鉛直スキャンによって推定された水平風速および風向, $U_{windcube}$, $\theta_{windcube}$ は可搬型ライダーの観測値

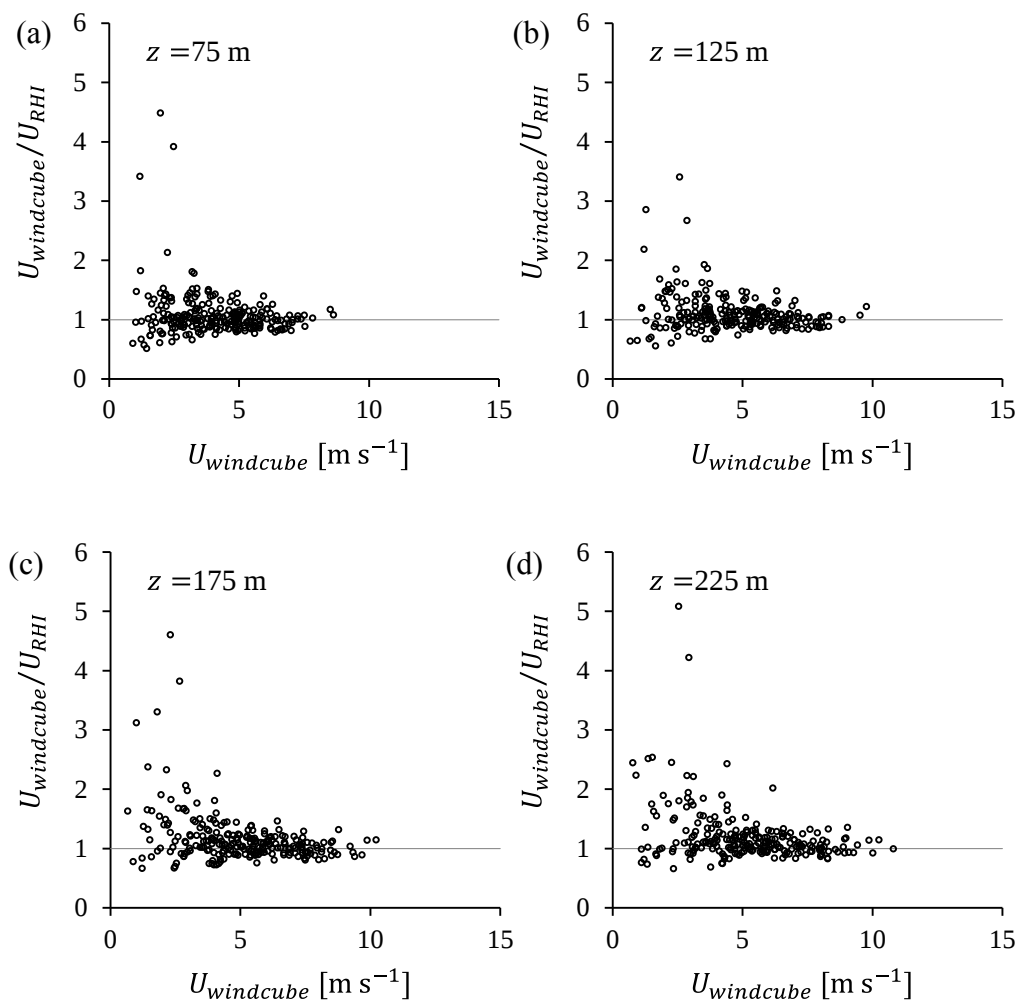


図 3.6 RHI スキャンによる推定値と windcube 観測値の比 ($U_{windcube}/U_{RHI}$) および水平風速の関係

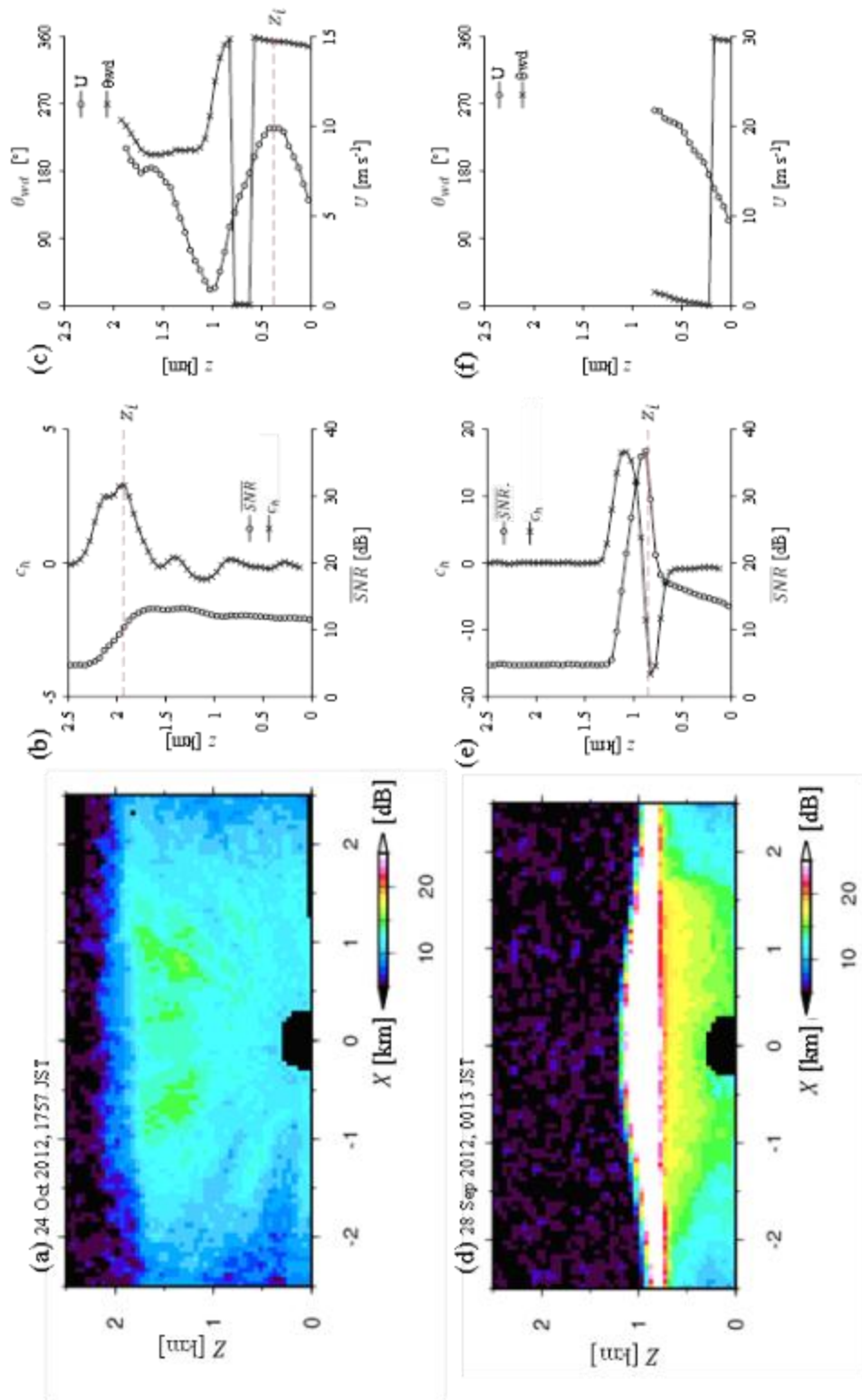


図 3.7 境界層高度推定に用いた変数. (a)(d)信号対雑音比の鉛直空間分布, (b)(e)信号対雑音比の平均値・ハール係数の鉛直分布, (c)(f)水平風速・風向の鉛直分布

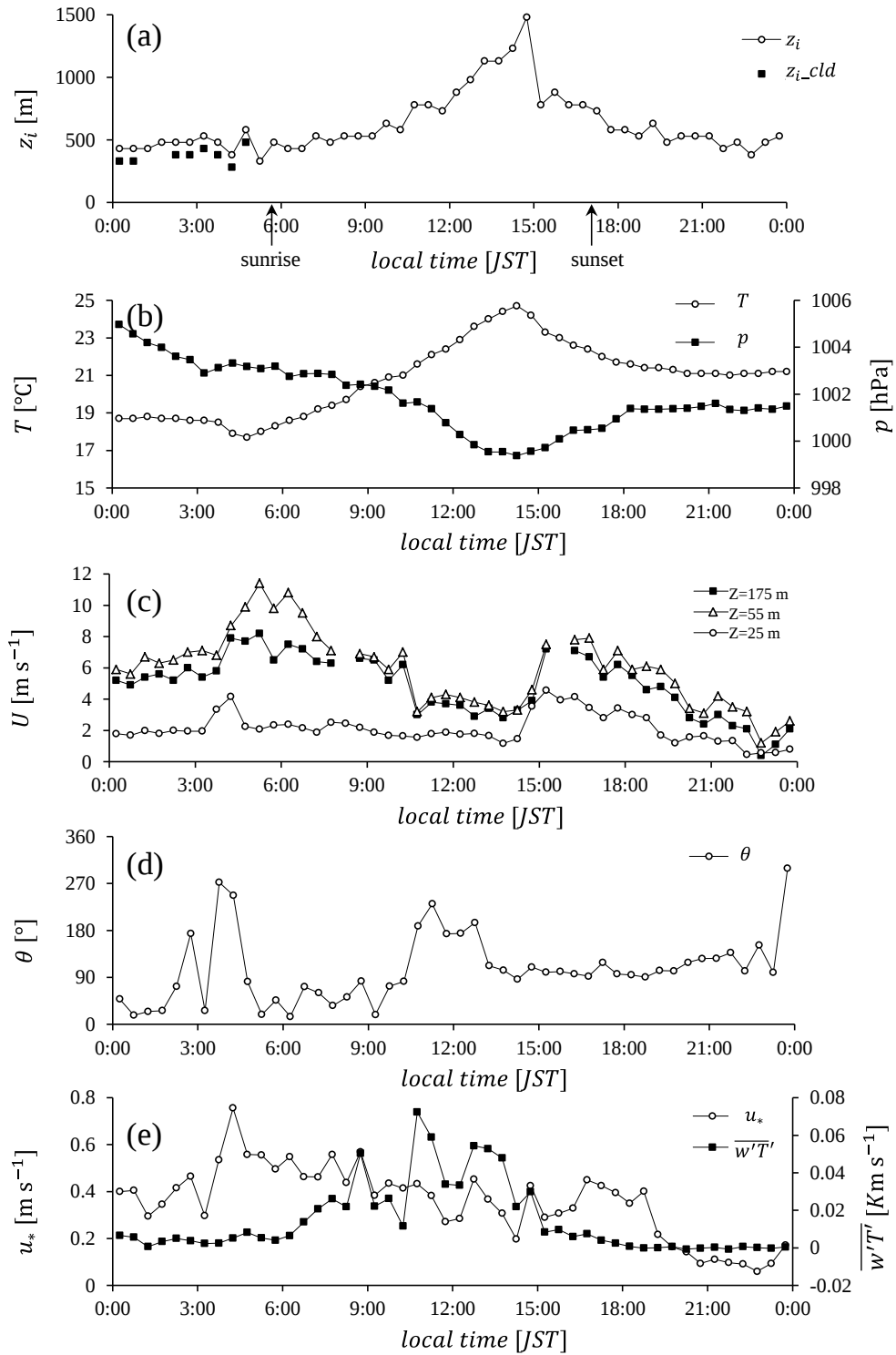


図 3.8 境界層高度と大気パラメーターの日変化. 2012 年 10 月 11 日の(a)境界層高度, (b)気温および気圧, (c)3 高度の水平風速, (d)風向, (e)摩擦速度および摩擦温度

4 章 水平風速の鉛直分布

本論文の本題は、5 章および 6 章で議論される都市境界層における乱流構造の特性解明である。本題に入る前に、本章では水平風速の鉛直分布を議論する。水平風速の鉛直分布は乱流構造の駆動力である風速シアを決める重要なパラメーターである。境界層の理論では、中立化の水平風速の鉛直分布は対数則で表される。しかしながら、局地循環や総観スケールの影響を受ける実大気の流れ場で従来の理論通りの風速プロファイルが得られるとは限らない。このため、まず本章で対象期間の風速プロファイルの特徴を明らかにした後、次章以降で乱流構造の議論に移る。

4.1 背景

中立下の境界層における水平風速のプロファイルは、図 4.1(a)に示される様な対数則で記述される。地表面の幾何形状や浮力により水平風速のプロファイルは変化するが、この変化は安定度や粗度等のパラメーターを対数則の基本式に組み込むことにより表現される（近藤 1994）。一方、低層ジェットは対数則とは大きく異なった風速プロファイルである。対数則の水平風速は高度に伴い単調に減少するが、低層ジェットの水平風速は高度数百メートルにピークを有する（図 4.1）。境界層の分野では、流れ場を支配する力は地表面から供給される摩擦力および浮力であるというコンセプトの元、対数則等を含む相似則が構築されてきた。一方、低層ジェットを伴う流れ場では、従来の境界層のコンセプトおよび相似則はもはや有効ではない（Mahrt 1999）。境界層分野において、低層ジェットの存在は知られているが、まだ、その影響は境界層理論の枠組みに体系的に組み込まれていない。しかしながら、低層ジェットは様々な側面において境界層における重要な現象である。

低層ジェットは、世界中（イギリス：Barlow et al. 2011, Barlow et al. 2014, アメリカ：Whiteman et al. 1997, Banta et al. 2006, Lundquist and Mirocha 2008, オーストラリア：Malcher and Kraus 1983）で観測されている。長期間の観測データを用いて統計的に出現頻度を明らかにした先駆的な研究として、Whiteman et al. (1997) が挙げられる。彼らはアメリカのグレートプレーンズにおける 2 年間のレーウィンズンデの観測データから、全観測事例の 40 %以上で低層ジェットが発生していることを示した。また、Lundquist and Mirocha (2007) らは、アメリカのオクラホマで実施した 27 日の集中観測の間、23 日で低層ジェットが観測されたと報告している。これらの既往研究から、低層ジェットの発生場所の広汎性および出現頻度の高さが伺える。

さらに、低層ジェットの乱流統計量のプロファイルは対数則のそれと大きく異なる（図 4.1）。例えば、従来の対数則において鉛直風速の歪度 ($\overline{w'^3}$) は正であり、その値は地表で

最も大きい。つまり、地表付近で強い上昇流が間欠的に生じる。一方、低層ジェットにおいて $\overline{w'^3}$ は負であり、その値は水平風速のピーク高度付近で最も大きい。つまり、上層で強い下降流が間欠的に生じる。このような違いから、低層ジェットを伴う境界層は、従来の対数則に従う境界層 (Traditional boundary-layer) に対して、Upside-down boundary layer と呼ばれる (Mahrt 2006, Banta et al. 2006, Barlow et al. 2015)。低層ジェットの乱流統計量に関する理解が進展する一方、乱流の瞬間像についての知見も深まっている。Ohya et al. (2008) は、風洞を用いて安定下の低層ジェットとバースティングの関係を解析した (バースティングは組織的な乱流構造によって地表付近の低速な気塊と上層の高速な気塊が入れ替わる現象であり、乱流エネルギーを生成する役割を担う)。彼らは、バースティングが局所的な水平風速勾配および温度勾配の従属変数であるローカルリチャードソン数が小さい時に発生することを示した。この成果から、水平風速のプロファイルが乱流の瞬間像および乱流統計量に大きく影響することが分かる。

前述の様に、低層ジェットは、出現場所の広汎性・出現頻度・乱流統計量および瞬間像への影響等の観点から、境界層をモデル化するにあたって重要な現象である。これまでに、ゾンデ・ウインドプロファイラー・ライダー等を用いた様々な観測が行われてきた。ゾンデは、地表面から上空十数 km まで観測することができるが、時間分解能は粗い。日本におけるゾンデ観測は 12 時間に 1 回であり、風速プロファイルの時間変化を捉えるには十分ではない。ゾンデのデータを用いた既往研究で最も時間分解能が高いのは、Whiteman et al. (1997) の 3 時間であり、彼らの解析は低層ジェットの理解に大きく貢献した。また、近年では、ウインドプロファイラーやライダーも活用されている。これらのリモートセンサーは、高い時間分解能で境界層内の風速プロファイルを取得することができる。Lundquist and Mirocha (2007) はウインドプロファイラーを用いて Barlow et al. (2015) は走査型ライダーを用いて 1 時間毎の低層ジェットの変化を捉えることに成功した。しかしながら、解析事例は数日間であり限定的である。

そこで、本研究では走査型ライダーを用いて、3 か月間の風速プロファイルを 30 分毎に算出し、その特徴を調べた。解析により、東京でも低層ジェットが夜間に頻繁に出現することが示された。また、その発生要因についても考察を行った。

4.2 低層ジェットを伴う風速・風向プロファイルの時系列変化

本節では低層ジェットを伴う風速・風向プロファイルを 2 事例紹介する。まず、海陸風循環を伴った事例について述べる。図 4.2 および図 4.3 に 2012 年 10 月 21 日の 14:00 から翌日 6:00 までの風速・風向プロファイルおよび大気パラメーターを示す。14:00 において、大気は不安定であり (図 4.3 (a))、風速・風向プロファイルは不安定場で見られる典型的な (高度方向に一樣な) プロファイルである。14:00 の風向は地上から 2000 m まで北風であったが、16:00 では下層 (高度 600 m 以下) の風向は南風に変化し、風速は速くなってい

る (図 4.2 (c)(d)). 下層の南風は東京湾海風, 上層の北風はその反流であると考えられる. さらに, 夜間の風向プロファイルは日中のそれと逆転する. 日中の風向プロファイル (下層で南風, 上層で北風) は, 夜間において, まず下層で北風に変化し, さらに時間の経過と共に上層も南風に変化する (図 4.2 (e)(f)). また, 下層における風速はピークを有するプロファイルとなり, ピークの風速は時間の経過と共に早くなっている.

次に風向が一定で低層ジェットを伴う事例について述べる. 図 4.4 および図 4.5 に 2012 年 11 月 2 日の 14:00 から翌日 6:30 までの風速・風向プロファイルおよび大気パラメータを示す. 14:00 の風速・風向プロファイルは, 前述した事例同様, 不安定下の高度方向に一様な分布となっている. その後, 16:00 までは 14:00 の風速・風向プロファイルが保たれているが, 16:30 から凡そ 700 m の高度にピークを持つ風速プロファイルへと変化する. 風速のピークは 20:00 で最大になるが, その後も $10\text{--}15\text{ m s}^{-1}$ の風速ピークを持つプロファイルが 6:30 まで継続する.

このような低層ジェットを伴うプロファイルは他の日もしばしば見られた. 図 4.6 に 2012 年 10 月 8 日から 10 月 15 日の大気パラメータの日変化を示す. 尚, 解析期間中に観測点で降水はなかった. 10 月 8 日から 10 月 12 日において, 風向が 1 日周期で変化する様子が明瞭に見られる (図 4.6a). 正午前後から東よりの海風が卓越し, 夜間に北よりの陸風が卓越する. 一方, 10 月 12 日から 10 月 14 日では, 北風から北西風が続き, 前述した様な海風と陸風を伴う日変化は見られないが夜間に低層ジェットが見られる. そこで, 次節以降では, 3 か月分の風向の日変化に基づいて分類し, それぞれの風速プロファイルの平均像を議論する.

4.3 風向の日変化に基づいた分類

2012 年 10 月から 12 月のプロファイルを降水の海および風向の日変化を指標として以下の 3 種類に分類した. 分類は, (1) 降水日 (以下, rain), (2) 地表付近の風向が午前中北寄り午後東もしくは南寄りに変化する事例 (以下, N-S と記す), (3) rain および N-S に該当しない事例 (以下, others) である. さらに, N-S および N については, 低層ジェットの出現日数も併せて算出した. 低層ジェットの抽出には Whiteman et al. (1997) および Song et al. (2005) における LLJ-0 の指標を用いた. LLJ-0 は最大風速が 10 m s^{-1} 以上かつ最大風速の高度より上層で水平風速が 5 m s^{-1} 以上小さくなるプロファイルに該当する.

出現頻度を表 4.1 に示す. いずれの月も N-S が出現するが, その出現頻度は異なる. N-S の出現数が最も多いのは 10 月であり, 12 月で最も出現数が減少する. 出現数の違いの要因としては以下が考えられる. まず, 12 月は 10 月に比べ気温が低いいため, 海陸風の駆動力となる陸と海の気温におけるコントラストが弱い点である. また, 12 月は北風を駆動する気圧傾度力が強い点も海風の発生を抑制すると考えられる. 低層ジェットの出現頻度は, 解

析期間の無降水日 (N-S および N) 54 日中 38 日であり高い。図 4.7 に低層ジェットの出現頻度を時系列で示す。日中の出現率は低く、低層ジェットは主に夜間に出現することが分かる。この傾向は、Whiteman et al. (1997)の結果と整合する。次節では各月の N-S 事例および N 事例の風速・風向プロファイルの平均像を議論する。

4.4 風速・風向プロファイルの平均像

図 4.8-4.13 に月別および分類別の風速・風向プロファイルおよび大気パラメーターの平均値を示す。まず、N-S 事例について述べる (図 4.8-4.10)。いずれの月も 12-14 時頃から風向が東もしくは南寄りに変化するが、風向変化の厚みや継続時間が異なる。10 月の方が 11 月および 12 月よりも高い高度まで風向が変化し、その継続時間も長い。10 月は凡そ 1000 m まで風向が変化するが、11 月および 12 月では凡そ 500 m である。また、風向プロファイルの日変化が最も明瞭な 10 月では 24:00 頃まで東または南風が持続するが、11 月および 12 月は 19:00 頃に北寄りの風に変化する。また、海陸風の侵入と大気パラメーターは関連している。海風侵入前 (11 時頃まで)、大気は不安定であり熱フラックスも上昇しているが、海風侵入後、熱フラックスは減少に転じ大気は中立に近づく (図 4.8 (f)(g))。また、10 月の気圧は半日周期のパターンを示しており、海風の侵入時刻 (14 時頃) と気圧の負のピークおよび陸風の侵入時刻 (21 時頃) と気圧の正のピークが重なっている (図 4.8 (d))。この特徴から、日中に陸と海の間で生じる局地的な気圧差が海陸風による大気塊の水平方向の移流によって解消される様子が伺える。

次に、N 事例について述べる (図 4.11-4.13)。10 月および 11 月では夕方から早朝 (18:00 から 8:00 頃) に低層ジェットが見られる。11 月では特に明瞭な低層ジェットが見られ、風速がピークとなる高度は凡そ 300-800 m である。気圧は N-S 事例の様な半日周期ではなく、右肩上がりに上昇する傾向を示す。この気圧変化の傾向から、N 事例の発生は低気圧の通過後あり、低気圧の南西象限に伸びる寒冷前線の通過時であると考えられる。総観スケールの寒冷前線に伴う寒気流入が低層ジェットを発生させることは、Whiteman et al. 1997 によって指摘されている。

最後に、風速プロファイルの形状を示す。図 4.14 および図 4.15 に N-S 事例 (10 月) および N 事例 (11 月) の風速・風向プロファイルのアンサンブル平均を 2 時間毎に示す。夕方から早朝 (18:00 から 8:00) では、風速ピークを持つ低層ジェットが見られるが、日中 (10:00 から 16:00) の風速プロファイルには明瞭なピークは無い。これは、日中の境界層では浮力によって鉛直混合が盛んになるためであると考えられる (Barlow et al. 2015)。

4.5 まとめ

3 か月間 (10 月-12 月) における風速・風向の鉛直プロファイルについて解析を行い、以

下が明らかになった.

- (1) 54 日中 38 日で低層ジェットが出現した
- (2) 低層ジェットは主に夜間に出現する
- (3) 風向の日変化を伴う低層ジェット (N-S) および風向一定の低層ジェット (N) が見られた
- (4) N-S では, 海陸風循環に伴い低層ジェットが発生し気圧も日変化を示す
- (5) N では, 気圧は単調増加する
- (6) N 事例では, 寒冷前線の通過に伴う寒気流入が低層ジェットを発生させていることが示唆される

これらの結果から, 風速プロファイルを決定する要因として, 日中は境界層起因の浮力や摩擦応力が, 夜間は局地循環や総観スケールの影響が強く作用すると考えられる. つまり, 風速プロファイルのモデル構築において, 境界層スケールの物理過程だけでなく, 局地循環や総観スケールとの相互作用を考慮する必要性が示唆される.

表 4.1 地表面風向の日変化の分類結果. rain は降水があった事例, N-S は午前中に北寄りの風で午後に東もしくは南寄りの風に変化する事例, N は 1 日中北寄りの風である事例, LLJ は低層ジェットを意味する. LLJ の抽出には Whiteman et al. (1997) および Song et al. (2005) の基準 LLJ-0 を用いた

classification	rain	N-S		N		total
occurrence of LLJ	-	LLJ	no-LLJ	LLJ	no-LLJ	-
Oct 2012	12 days	10 days	5 days	3 days	1 days	31 days
Nov 2012	11 days	8 days	2 days	9 days	0 days	30 days
Dec 2012	13 days	3 days	5 days	5 days	3 days	29 days
total	36 days	21 days	12 days	17 days	4 days	90 days

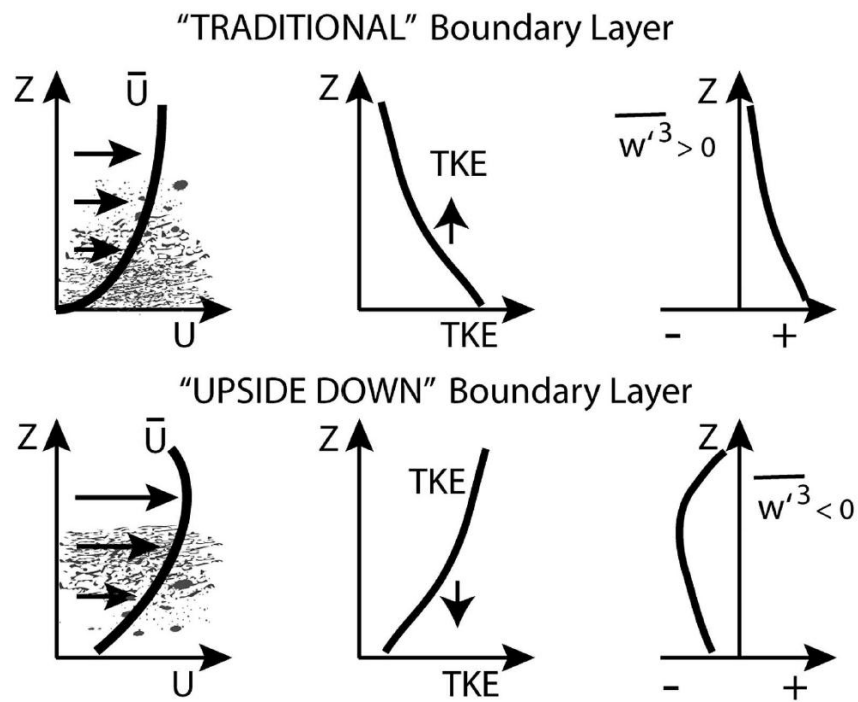


図 4.1 低層ジェットの水平風速と乱流エネルギープロファイルの概念図. Banta et al.(2006)から引用. TKE は乱流エネルギー, $\overline{w'^3}$ は鉛直風速の歪度. 上段が対数則, 下段が低層ジェットにおけるプロファイル

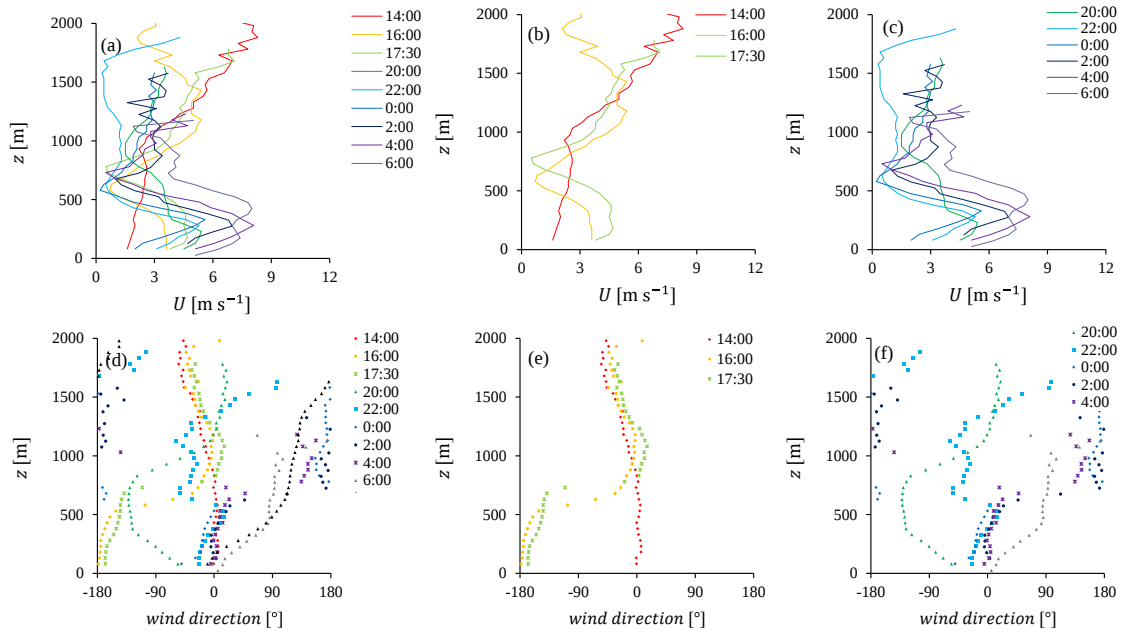


図 4.2 海陸風を伴う低層ジェットの時間変化. 2012 年 10 月 21 日の 14:00 から翌日の 6:30 を示す.
(a)(d) 全時刻, (b)(e) 日中から日の入り, (c)(f) 夜間から早朝

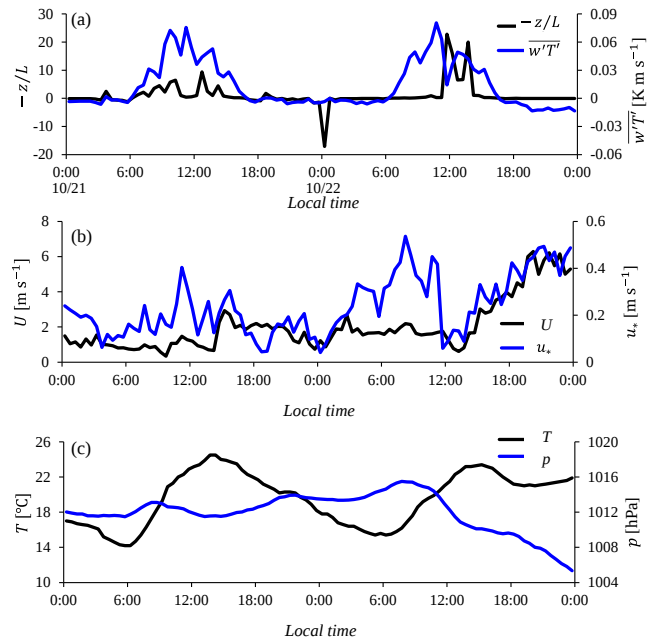


図 4.3 図 4.2 の解析期間における大気パラメータの時間変化. (a) 安定度および熱フラックス, (b) 水平風速および摩擦速度, (c) 気温および気圧. 気圧は地上高 55 m に設置した WXT の観測値, 気圧以外のパラメータは地上高 25 m に設置した超音波風速計の観測値から算出

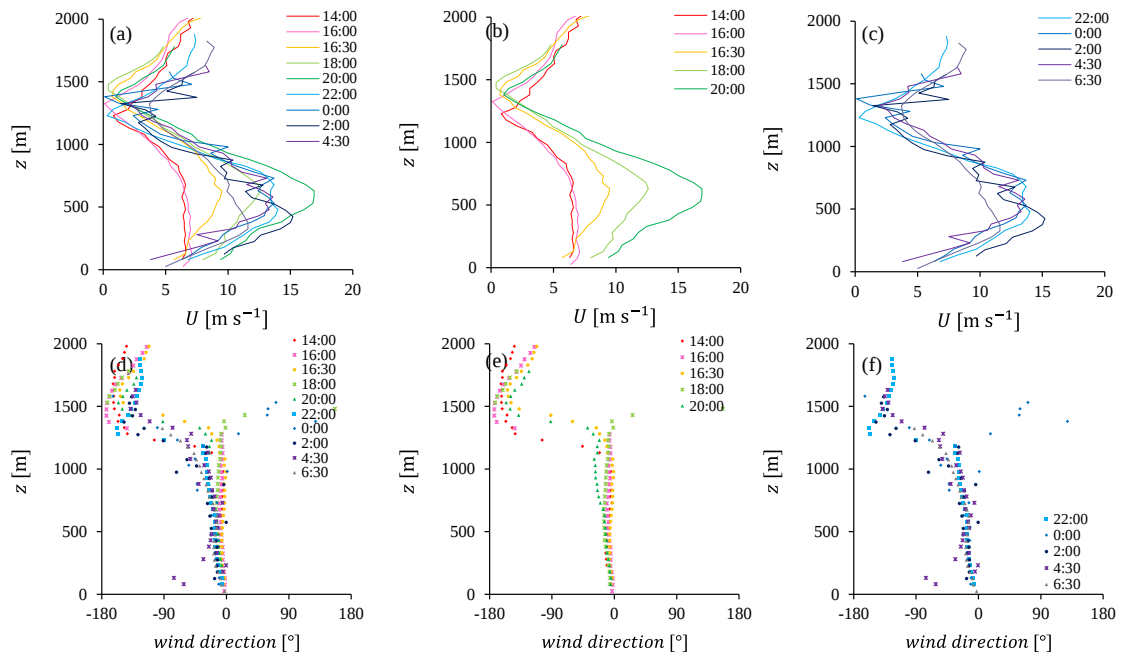


図 4.4 海陸風を伴わない低層ジェット的时间変化. 2012 年 11 月 2 日の 14:00 から翌日の 6:30 を示す. (a)(d)全時刻, (b)(e)日中から日の入り, (c)(f)夜間から早朝

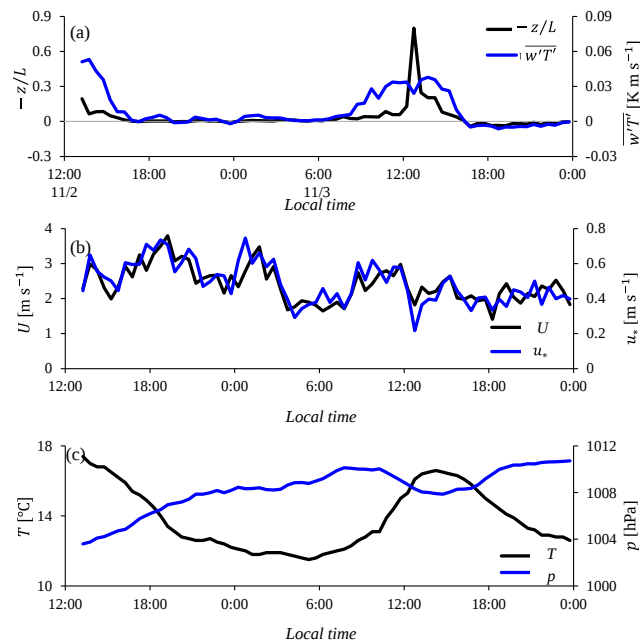


図 4.5 図 4.4 の解析期間における大気パラメーターの時間変化. (a) 安定度および熱フラックス, (b) 水平風速および摩擦速度, (c) 気温および気圧. 気圧は地上高 55 m に設置した WXT の観測値, 気圧以外のパラメーターは地上高 25 m に設置した超音波風速計の観測値から算出

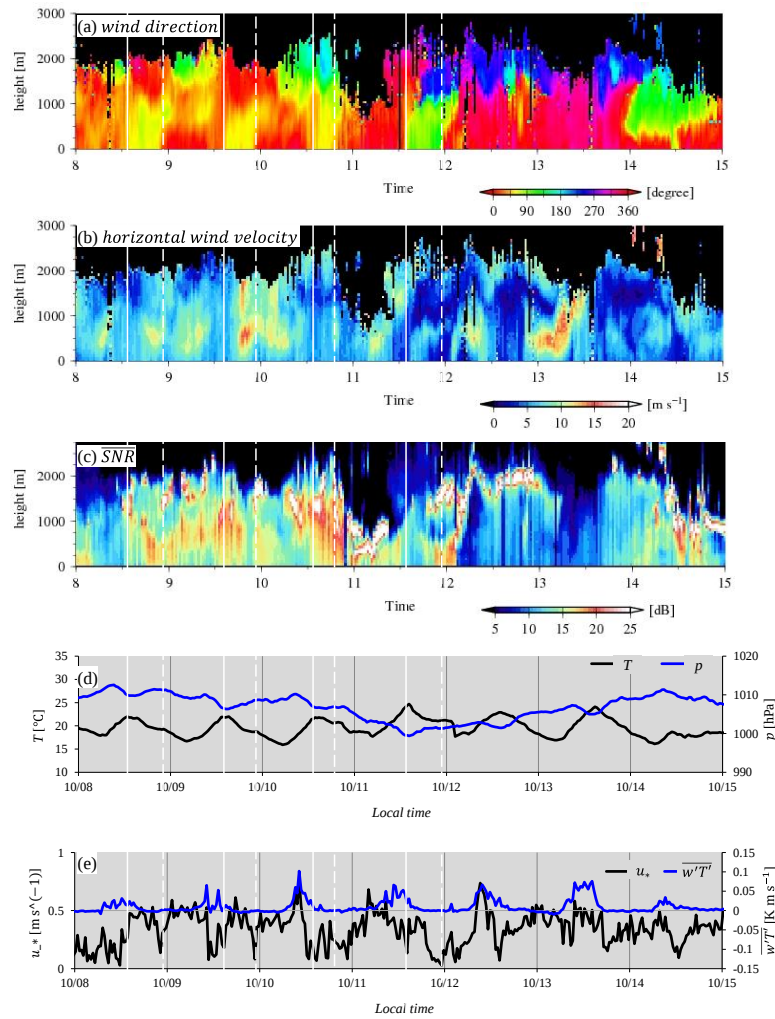


図 4.6 風速および風向プロファイルおよび大気パラメータの日変化. (a) 水平風速, (b) 風向, (c) 信号対雑音比, (d) 気温および気圧, (e) 摩擦速度および熱フラックス. 水平風速および風向は2方位の RHI スキャンから, 気温および気圧は WXT (地上高 55 m), 摩擦速度および熱フラックスは超音波風速計 (地上高 25 m) から取得. 白実線は海風進入時刻, 白点線は陸風進入時刻. 解析期間は 2012 年 10 月 8 日から 10 月 15 日

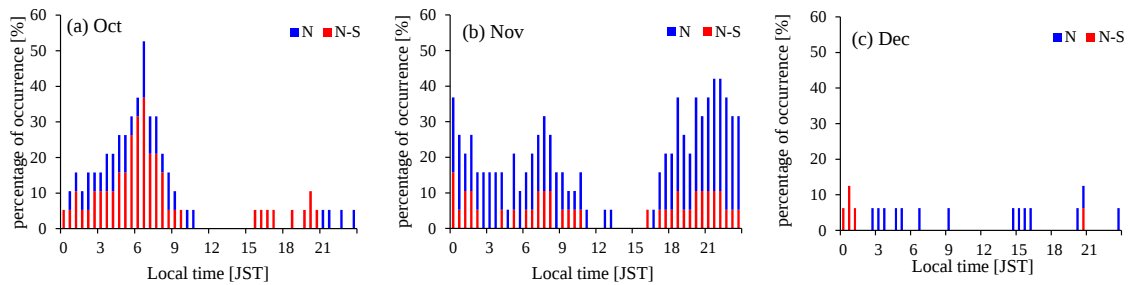


図 4.7 低層ジェットの出現頻度. (a) 10 月, (b) 11 月, (c) 12 月

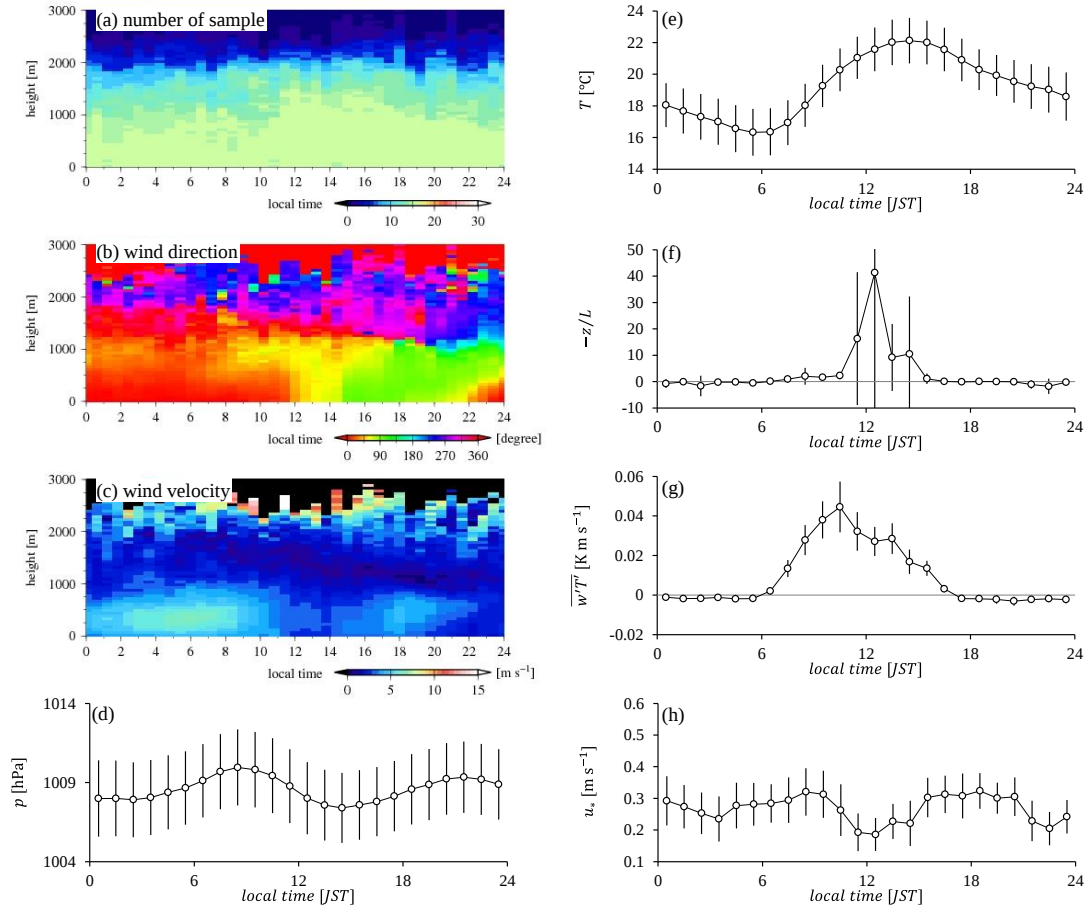


図 4.8 10 月の N-S 事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. (a) サンプル日数, (b) 風向, (c) 水平風速, (d) 気圧, (e) 気温, (f) 安定度, (g) 熱フラックス, (h) 摩擦速度. 気圧は地上高 55 m に設置した WXT, 気温・安定度・摩擦速度は地上高 25 m に設置した超音波風速計の観測値から算出

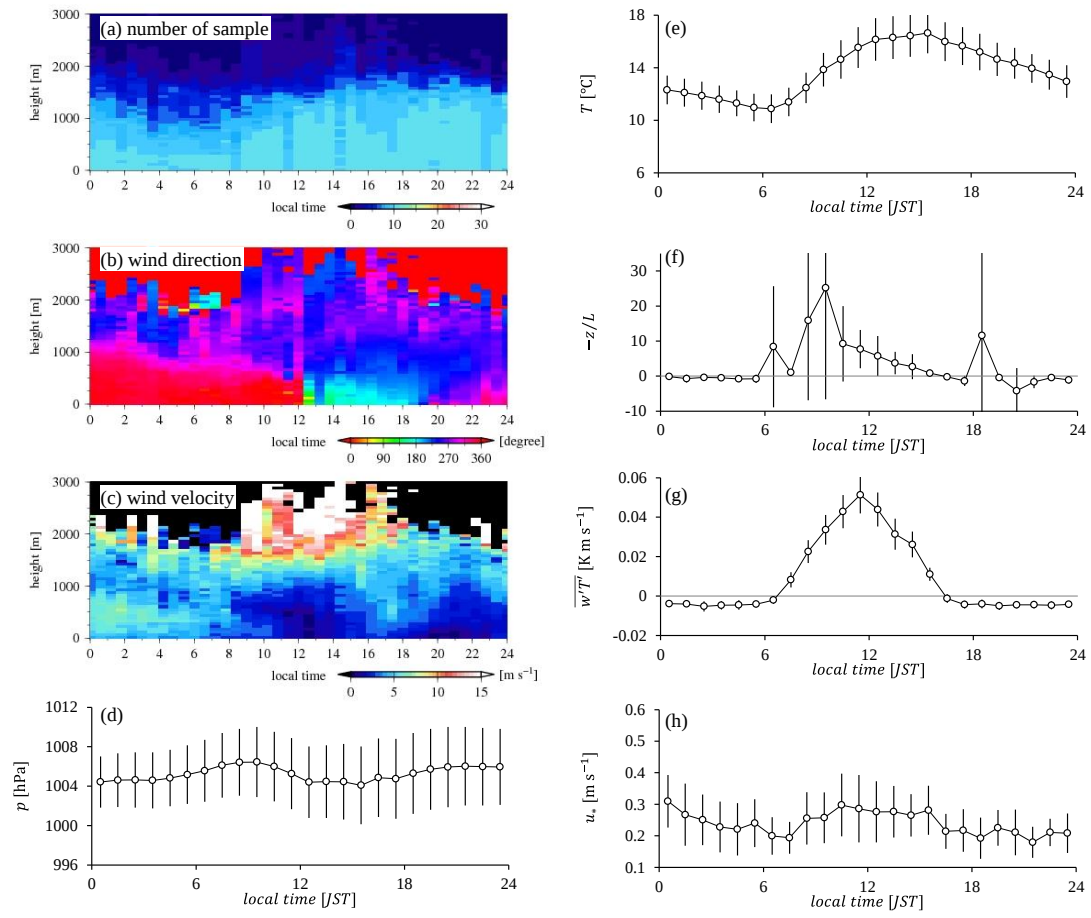


図 4.9 11 月の N-S 事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. 図 4.8 と同様

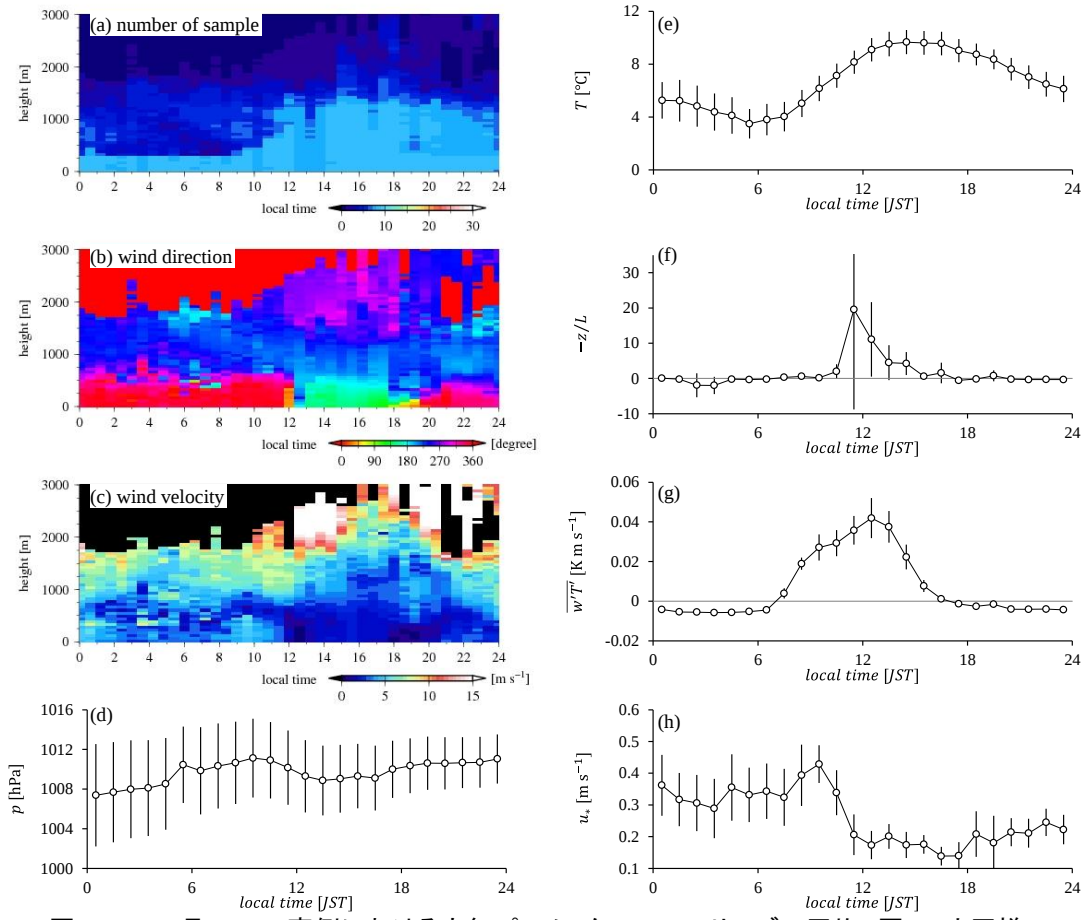


図 4.10 12 月の N-S 事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. 図 4.8 と同様

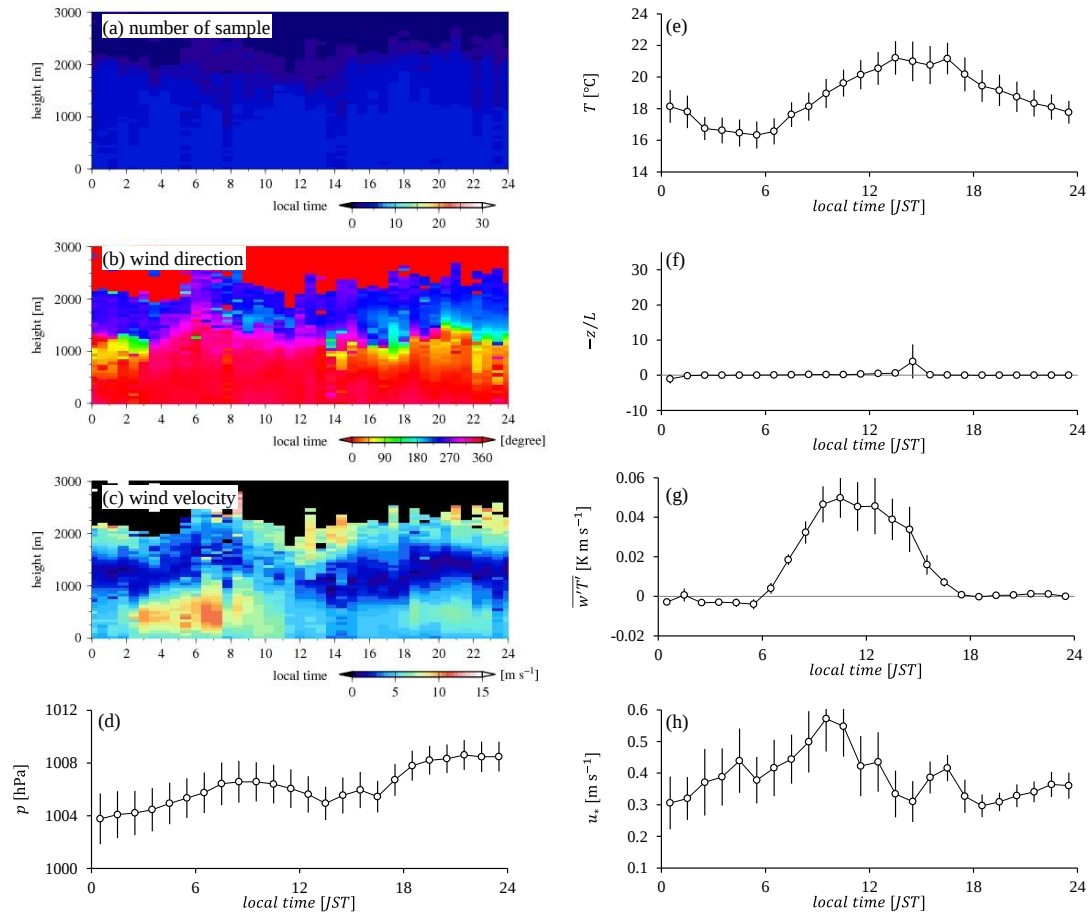


図 4.11 10 月の N 事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. 図 4.8 と同様

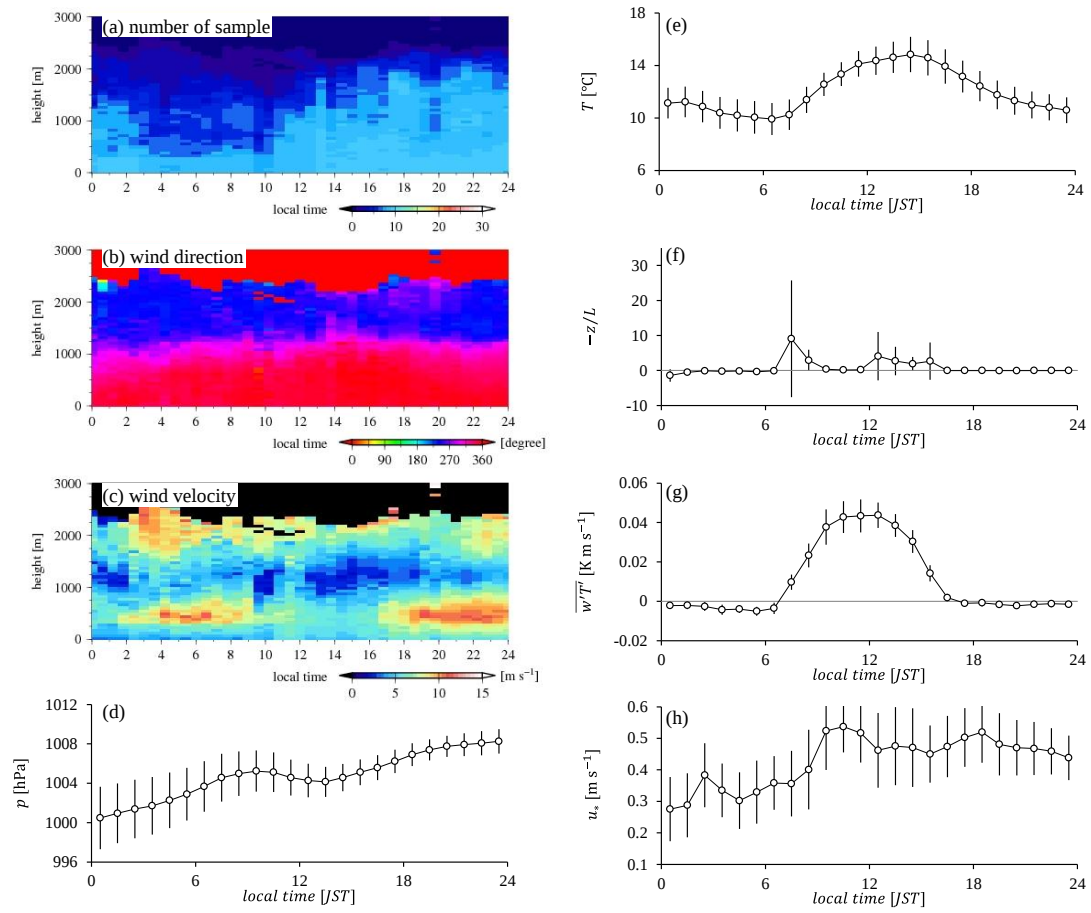


図 4.12 11 月の N 事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. 図 4.8 と同様

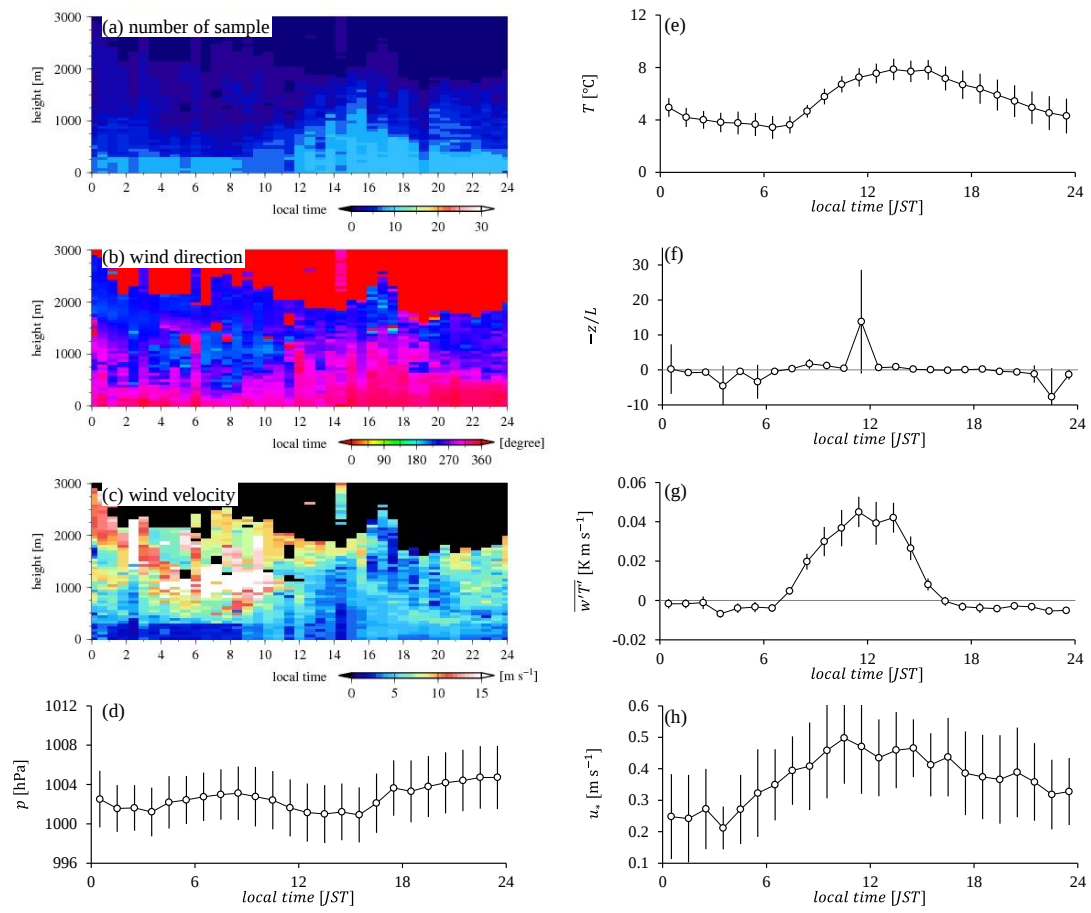


図 4.13 12 月の N 事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. 図 4.8 と同様

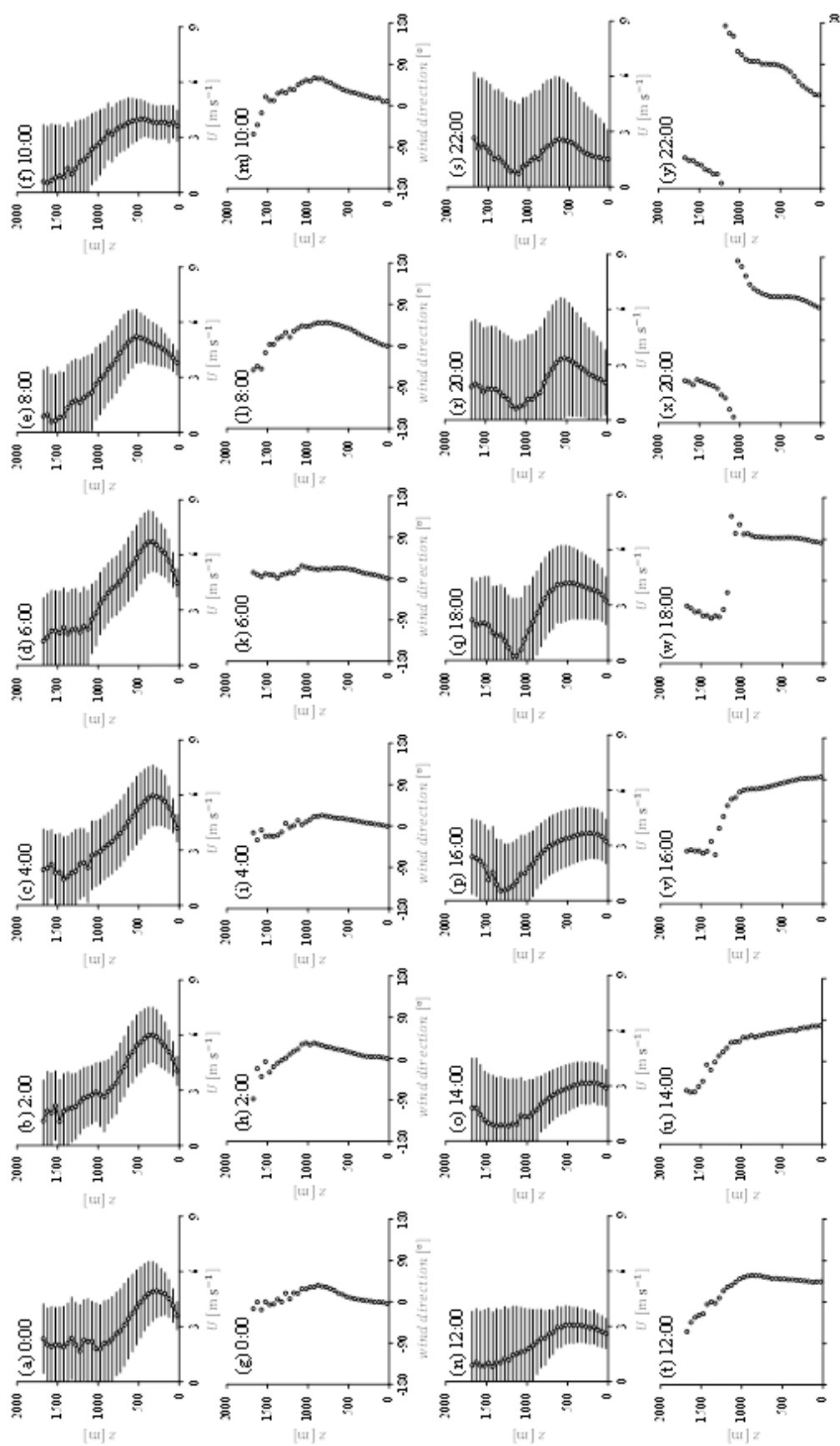


図 4.14 10 月の N-S 事例における風速・風向プロファイルのアンサンブル平均、風速プロファイルのバーは標準偏差を示す

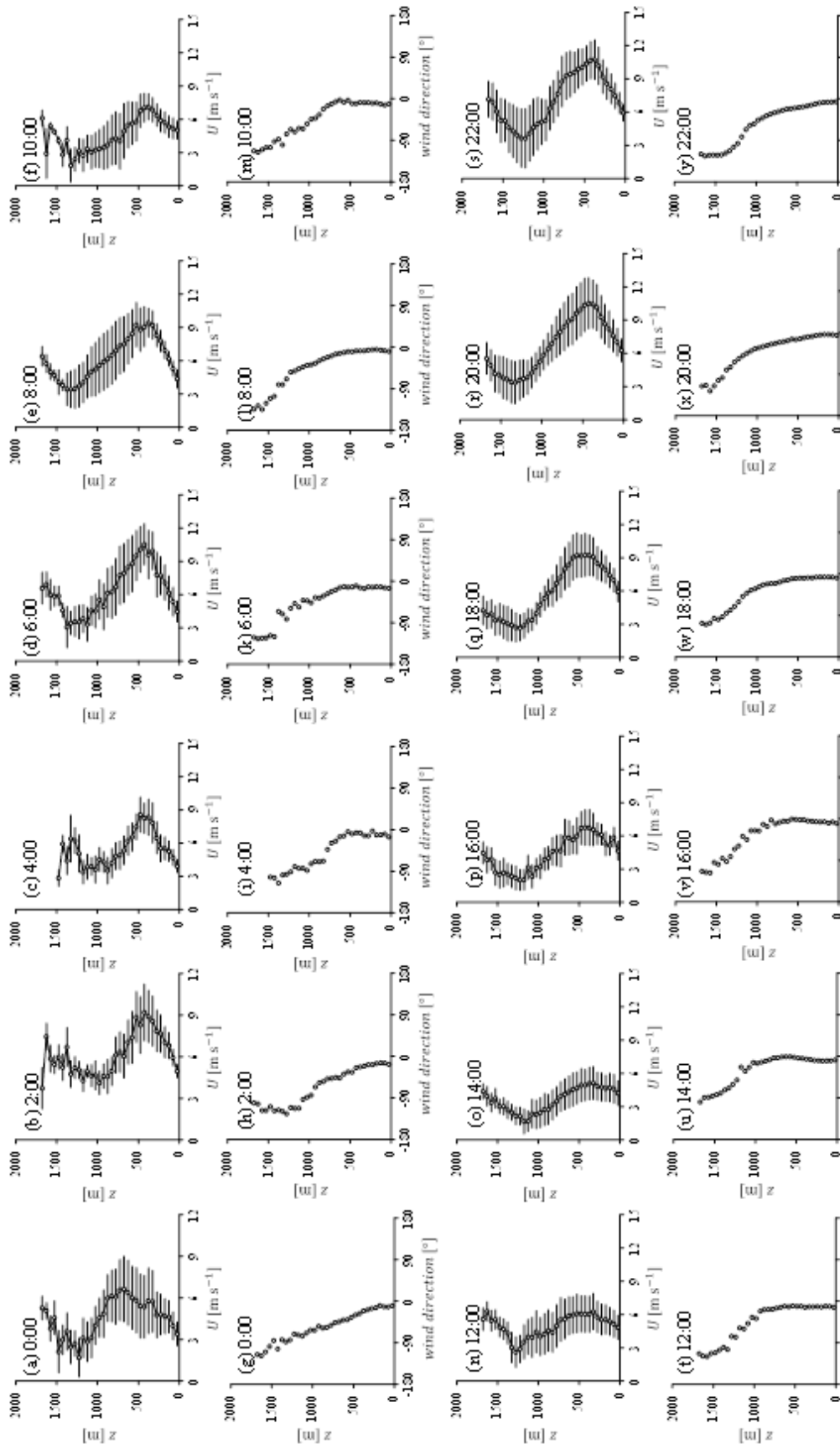


図 4.15 11 月の N 事例における風速・風向プロファイルのアンサンブル平均. 風速プロファイルのバーは標準偏差を示す

5 章 乱流構造の出現特性

5.1 背景

大気境界層では摩擦応力と浮力の作用により組織化された乱流が生じる．その出現特性（どのような乱流構造がどのような環境場で発生するか）の把握は，大気境界層の理解およびそのモデル構築において重要であり，多くの研究が行われてきた．

気象分野で早期から研究が進められてきた組織的乱流構造はベナール対流と水平ロール渦である．両者は共に混合層内で生じる熱対流である．ベナール対流は浮力駆動の鉛直対流であり，水平断面はパッチ状（細胞状）の風速分布となる．一方，水平ロール渦は浮力および摩擦応力を駆動力とする主流方向の筋状対流渦である．

混合層における熱対流の発生環境場については多くの研究が行われてきた（表 5.1）．観測の始まりは Woodcock (1940) であると言われている．Woodcock は，海上におけるカモメの飛行パターンから熱対流の有無を分類し，その発生環境場を海面と大気の気温差および水平風速と関連付けた．この成果をさらに発展させた研究として Grossman (1982) が挙げられる．Grossman は海上で航空機観測を行い，熱対流をベナール対流・水平ロール渦に基づいて分類し，それらの発生条件を安定度 ($-z_i/L$) で整理した．Weckwerth et al. (1997) は，フロリダで行ったレーダー観測結果に基づき，熱対流が発生しない流れ場も含めて流れ場を 4 つに分類し（表 5.1），各流れ場の発生環境場を水平風速と顕熱フラックスで整理した．混合層の組織的乱流構造についての理解が進む一方，接地層においては乱流構造を空間的に観測する手法が確立しておらず理解が遅れていた．

走査型ライダーの実用化に伴い，1990 年代頃から接地層における乱流構造を空間的に観測することが可能となり，これを用いた既往研究（Drobinski et al. 1998, Drobinski et al. 2004, Newsom et al. 2008, Fujiyoshi et al. 2009, Fujiwara et al. 2011）により，大気境界層内で生じる乱流の空間像が明らかになりつつある．しかしながら，既往研究の多くは観測期間が限定的であるか，もしくは特徴的な流れの構造のみに着目したものである．このため，接地層における流れ場は体系的に理解されていない．

接地層の流れ場を網羅的に分類した唯一の研究は，Träumner et al. (2015) である．彼らは 300 時間以上の水平風速を空間分布に基づき目視で 4 つ（表 5.1）に分類した．さらに，各流れ場の出現頻度・日変化を示した．これらの結果は，接地層の流れ場の体系的な理解に大きく貢献したと言える．しかしながら，流れ場の発生環境場については議論されておらず，その特性は未解明である．また，農地での観測に基づいた彼らの結果を都市域に適用可能か否かについては検討が必要である．

そこで，本研究では走査型ライダーによって都市上空で観測された流れ場の分類と出現

特性の解明を試みた。本解析の新規性は以下の 3 点である。まず、(1) 都市域での長期観測である点。都市域における長期間のライダー観測は他に例をみない。(2) 既往研究より詳細な枠組みによる分類である点。観測された風速分布には、既往研究で着目されるストリーク構造やセル状対流とは異なる流れ場が度々見られた。これらの再現性を伴う流れ場は、大気境界層の流れ場を体系的に理解する上で重要であるため分類枠組みに加えた。(3) 視線風速分布の統計量を用いた客観的な流れ場の分類方法を提案した点。まず、視線風速の空間パターンを目視で分類し、その目視分類結果を再現可能な客観的指標を提案した。

5.2 流れ場の分類

本研究では、流れ場の出現特性の理解を目的とし、走査型ライダーの仰角 0° の PPI スキャンで観測された視線風速の空間分布をその空間パターンに基づいて分類した。まず、目視によって分類枠組みの設定およびその枠組みに基づいて流れ場の分類を行う。さらに、目視による分類の客観性の評価、および分類作業の簡素化を目的とし、統計量を用いて分類結果を再現する。解析期間は 2012 年 9 月 25 日から 2012 年 12 月 31 日であり、その期間の卓越風向は北風であった (図 5.1)。PPI スキャンの頻度は 1 時間あたり 18 回である。

5.2.1 目視による分類

図 5.2 に目視による分類の流れを示す。視線風速の空間分布は 4 つの指標で 6 つに分類した。分類の指標は、(1) 収束線の有無、(2) 視線風速の変動の大きさ、(3) 視線風速が 0 m s^{-1} となる境界線の形状である。(2) は瞬間風速の平均風速からの変動の大きさ、(3) は風向の空間一様性を示している。分類の流れを各流れ場の特徴を以下で述べる。*Streak*, *Mixed*, *Benard* は組織的乱流構造が発達する流れ場である。*Streak* は主流方向に沿った筋状のパターンが明瞭で (筋状の乱流が発達している)、正負の境界線が真直ぐな (空間的に一様な風向) 流れ場である。*Benard* は正の領域と負の領域が交じり合っているパターンであり、これはベナール対流発達時に見られる (Fujiwara et al. 2011)。*Mixed* は、*Streak* と同様に筋状のパターンが見られるが、正負の境界が直線ではなく波形状である。これらの組織的乱流構造を伴う流れ場に対し、*No streak*, *Front*, *Others* は明瞭な組織的乱流構造を伴わない流れ場である。*Front* は前線の通過などにより観測領域内で強い収束が発生する事例である。*No streak* は *Streak* の様に正負の境界が真直ぐであるが、明瞭な風速パターンが見られない。*Others* は、非一様な風向分布を伴うが、視線風速の明瞭な変動パターンが見られない事例である。

5.2.2 統計量による分類

本節では、目視による分類における 3 つの指標を定量的に表す 3 つの統計量を提案し、それらを用いた客観的な流れ場の分類を試みる。尚、統計量は半径 2025 m 内のデータを用

いて算出した。用いる統計量は、 cnv/U 、 σ_θ 、 σ_{v_r} である。それぞれの変数の算出方法と目視による分類指標との対応を以下で述べる。 cnv/U は、解析領域内の収束 (cnv) を水平風速 (U) で規格化した変数であり、目視分類では指標 (1) と対応する。 cnv は半径 2025 m の円周上における視線風速の和を円周で除した値とした。 σ_{v_r} は、視線風速と VAD 法によって推定した水平風速の差の標準偏差であり、風速の変動成分の大きさを表す。目視分類では指標 (2) に該当する。 σ_θ は、各円周において Velocity Azimuth Display 法 (VAD 法) によって推定した風向の分散であり、風向の空間一様性を表す。風向の標準偏差は、風向の単位ベクトルを合成したベクトルの長さである。0 から 1 の値を取り、風向のばらつきが大きいほど大きい値となる。目視分類では指標 (3) に対応する。

目視による分類結果と cnv/U 、 σ_θ 、 σ_{v_r} を検証する。図 5.3 に目視で分類された流れ場毎の cnv/U 、 σ_θ 、 σ_{v_r} を示す。まず、 cnv/U について述べる。図 5.3a から、*Front* は cnv/U が 0.5 m^{-1} 以上となっていることから、 cnv/U を用いることで *Front* 事例を抽出可能であることがわかる。 cnv/U が 0.5 m^{-1} 以上の大きな事例は *Front* だけでなく *Others* および *Benard* を含む。これらの事例は明瞭な収束線が見られないため目視では *Front* に分類されなかったが、観測領域内で収束は生じている。この様に、目視による判断が難しい事例も、統計量を用いることで適切に分類が可能となる。次に、図 5.3b に各流れ場の σ_θ および σ_{v_r} を示す。目視で分類された各流れ場の特徴は、 σ_θ および σ_{v_r} の値で良く表現されている。目視によって視線風速の変動が大きいと分類された *Streak*、*Mixed*、*Benard* の σ_{v_r} は大きく、視線風速の変動が小さいと分類された *No streak*、*Others* の σ_{v_r} は小さい。また、目視によって視線風速が 0 m s^{-1} となる線の形状が直線状であると分類された *Streak*、*No streak* は σ_θ が小さく、視線風速が 0 m s^{-1} となる線の形状が非直線状であると分類された *Mixed*、*Benard*、*Others* は σ_θ が小さい。これらの結果から、視線風速分布は、3 つの統計量 cnv/U 、 σ_θ 、 σ_{v_r} で分類可能であることが期待できる。そこで、各変数を用い、図 5.4 に示した手順で流れ場の分類を行った。尚、各変数の閾値は、図 5.3 の目視による分類と統計量の関係から決定した。図 5.5 に目視分類と統計量分類による流れ場の分類結果のヒストグラムを示す。統計量分類の方が、*No streak*・*Benard* が多く、*Mixed* が少ない傾向はあるものの、各流れ場の事例数の大小関係は一致している。さらに細かく分類結果の違いを見るために、目視分類と統計分類の事例数を表 5.2 に示す。列が目視分類、行が統計分類に対応しており、数値は全事例数に対する割合 (%) である。目視分類と統計分類の結果は良く整合している。分類両手法で同じ分類結果となったのは全体の 66 %である。異なる分類結果となった事例は 35 %であるが、その多くは、そもそも目視では分類に個人差が伴う組み合わせである。例えば、異なる分類結果となった組み合わせで最も多い *Streak* と *No streak* (10 %)、*Streak* と *Mixed* (9 %) の判定は個人によって異なると考えられる。このような目視分類の結果が含む判定誤差を考慮すれば目視分類と統計分類の結果は良く整合していると言える。

5.3 流れ場の出現頻度

表 5.3 に目視分類，表 5.4 に統計分類による各流れ場の出現頻度を示す．両分類で出現頻度の傾向は類似している．まず，最も出現頻度が高いのは *Streak* であり，全体の 50 %以上を占める点である．筋状の乱流構造は，運動量フラックスへの高い寄与（Lemone 1973, Inagaki and Kanda 2010）のみならず，出現頻度という観点でも，大気境界層において主要な流れ場であることがわかる．さらに，組織的乱流構造を伴わない *No streak* および *Others* の出現頻度が合計 20 %以上に及んでおり，その出現頻度は秋期より冬期において多い点である．また，*Benard* の出現頻度は 4%ほどと少ないものの，秋期だけでなく冬期も出現している．

図 5.6 に目視分類，図 5.7 に統計量分類による各流れ場の出現頻度の日変化を示す．出現頻度は明瞭な日変化を示している．両方の分類結果が共通して示す特徴としては以下があげられる．*Mixed* および *Benard* は主に日中に出現し，夜間は出現頻度が減少する．一方，*No streak* および *Others* は主に夜間に出現し，日中は出現頻度が減少する．これらの流れ場は出現する時間帯に特徴があるが，*Streak* は昼夜を問わず一日中出現する．次節では各流れ場の出現環境場を乱流統計量を用いて議論する．

5.4 流れ場の出現環境場

Grossman (1982) は混合層の熱対流の出現環境場を安定度 (z_i/L) で整理した．ここでは，混合層を対象としているため，境界層高度 (z_i) で無次元化された安定度が用いられる．一方，本解析では接地層を対象としている．一般的に，接地層では観測高度 (z) で無次元化された安定度 (z/L) が用いられる（Kaimal and Finnigan 1994）．そこで本研究では，出現環境場の説明変数として，両方の変数 (z_i/L および z/L) について検証を行った．さらに，本研究では慣性力も大気境界層の流れ場に影響を与えていると考え，安定度に加えてレイノルズ数依存も検討した．これについても，安定度と同様に境界層高度 (z_i) を長さスケールとしたレイノルズ数 ($Re_{cbl} = z_i U / \nu$, ν は動粘性係数) および観測高度を長さスケールとしたレイノルズ数 ($Re_{sl} = z U / \nu$) を用いて議論する．

図 5.8 に z_i/L と Re_{cbl} の関係，図 5.9 に z/L と Re_{sl} の関係を示す．尚，目視による分類と統計量による分類結果が一致した事例のみを図示した．図 5.8 から，本研究の分類結果は Grossman (1982) の結果と整合していることがわかる．不安定の *Benard* および *Streak* は，Grossman の枠組みでベナール対流および水平ロール渦と分類される領域に分布している．海上での観測に基づいた Grossman (1982) と都市での観測結果である本研究で地表面性状が大きく異なるにもかかわらず，同一の分類枠組みで整理可能であることから，その分類枠組みの普遍性が示唆される．さらに，図 5.8 と図 5.9 の比較から， z/L と Re_{sl} の方が流れ場の発生環境場の説明変数として適切であることがわかる． z_i/L と Re_{cbl} では，*Streak* と *No*

streak のプロットが重なっており、発生環境場の違いを表現できていない (図 5.8). 一方, z/L と Re_{sl} では, *Streak* と *No streak* の違いが表れている. *Streak* は Re_{sl} がより大きく, *No streak* は Re_{sl} がより小さい領域に分類している. z/L と Re_{sl} では, *Streak* と *No streak* だけでなく, 他の流れ場の発生環境場の違いも良く表現されている. 不安定場 (図 5.8a) では, 既往研究でも指摘される様に強い不安定場では *Benard* が生じ, 中立に近づくほど流れ場は *Mixed* から *Streak* に変化する. また, これらの組織的乱流構造を伴う流れ場の発生環境場より慣性力 (Re_{sl}) が小さい場では, *Others* および *No streak* が発生する. 安定場 (図 5.8b) では, 慣性力 (Re_{sl}) が小さくより安定な場では *Others* が発生し, 慣性力が大きくより中立に近くなると *No streak*, *Streak* が発生する. *Others* は, 様々な流れ場が含まれるが, 以下が挙げられる. まず, 前線通過後における過渡的な流れ場である. 前線通過により風向が変化した非定常な流れ場において, 組織的乱流構造の様な周期的な乱れではなく不規則な乱れとなる. また, 浮力および摩擦応力の作用で駆動される一般的な境界層内の乱流とは異なるメカニズムで生じる乱れが卓越する流れ場 (山岳波など) である.

以上の結果から, 接地層における流れ場の発生環境場は, 安定度だけでなくレイノルズ数にも依存することが示された. 本節では, 各流れ場の発生環境場と乱流統計量を関連付けた. 次節以降では, 各流れ場の理解をさらに深めるため, 運動量フラックス・乱流強度の特徴について議論する.

5.5 各流れ場の運動量フラックス

4 象限解析により, 各流れ場の運動量フラックスの特性を考察する (4 象限解析の詳細については 3 章 3.2.3 参照). 4 象限解析の第 2 象限 (S_2) および第 4 象限 (S_4) は共に乱流によって生じる運動量交換であるが, 下降流を伴う S_2 はスウィープ, 一方, 上昇流を伴う S_4 はイジェクションと呼ばれる. 運動量交換における S_2 および S_4 の寄与・運動量交換の効率は境界層の流れ場を特徴づける重要な物理量である.

Christen et al. (2007) は都市で長期間のタワー観測を行い, 安定度別に運動量フラックスの鉛直プロファイルの特性を解明した. 彼らの結果を抜粋して以下に記す. (1) いずれの安定度においても, キャノピー上端 ($z/z_h = 1.0$, z : 地上高, z_h : 平均建物高さ) でスウィープの寄与が最大になり, その上 ($z/z_h > 1.0$) では高度と共にイジェクションの寄与が増加する, (2) 不安定になる程イジェクションの寄与が大きくなる, (3) 運動量の交換効率は中立の時に最大で, 安定時・不安定時に小さくなる. これらの成果により都市大気境界層における運動量フラックスの特性の理解は大きく進展した. 本研究のフラックス観測は建物屋上の 1 高度のみであるため鉛直プロファイルについての議論はできないが, ライダー観測に基づいて分類された流れ場と運動量フラックスの関係という既往研究にはない新たな視点で, 運動量の交換効率について議論する.

図 5.10 に運動量フラックスにおけるイジェクション・スウィープ比 (S_2/S_4) と安定度 (z_i/L) を示す. 中立から不安定において, S_2/S_4 は不安定になる程イジェクションの寄与が大きく

なる傾向を示し、Christen et al. (2007) の結果と整合する。組織的乱流構造を伴う流れ場に注目すると、*Streak*・*Mixed* はスウィープの寄与が支配的であるが、強不安定下で生じる *Benard* はイジェクションの寄与が支配的であることがわかる。図 5.11 に、運動量の交換効率 $-(S_1 + S_3)/(S_2 + S_4)$ と安定度 (z_i/L) の関係を示す。交換効率は中立で最大になり安定・不安定場で小さくなる傾向を示し、Christen et al. (2007) の結果と整合する。不安定場の流れ場に注目すると、*Streak* が最も交換効率が高い流れ場であり、*Mixed*, *Benard* の順に交換効率が下がる。Michioka et al. (2011)は、混合層が発達するほど Inactive eddy の寄与が大きくなり、交換効率が下がることを指摘している。混合層で活発な対流が発生していると推測される *Mixed*, *Benard* で交換効率が低いことは、Michioka et al. (2011)の指摘を支持する。

5.6 各流れ場の乱流強度

乱流強度 (σ_u/U , ここで σ_u は主流風速の標準偏差, U は主流風速の平均値) は、乱流による流体抵抗を表す指標として工学分野で用いられる。例えば、風力発電タービンの国際的な設計基準に用いられている。

図 5.12 に水平風速と乱流強度の関係、図 5.13 に乱流強度と安定度を示す。図 5.12 から、 $0 < U < 4$ では複数の流れ場が出現するが、*Others*・*No streak* より *Benard*・*Mixed* の方が高い乱流強度となっている。これは、*Others*・*No streak* は安定場で、*Benard*・*Mixed* は不安定場で出現することを考慮すると、乱流強度が安定度に依存していると考えられる。図 5.13 に安定度と乱流強度の関係を示す。強不安定では乱流強度が大きく、より安定になるほど乱流強度が小さくなる傾向が見られる。

5.7 まとめ

走査型ライダーによって観測された視線風速の水平断面における空間パターンから、接地境界層における流れ場の出現特性について解析を行った。既往研究に比べ、より詳細な枠組みで 3 か月間の連続観測で捉えられた全ての流れ場を網羅的に分類した。さらに、各流れ場の運動量の交換効率の特性についても議論した。

- (1) 目視による流れ場の分類結果と統計量による流れ場の分類は、出現頻度・出現環境場において同様の傾向を示した。
- (2) *Streak* は全流れ場の 50 % 以上を占める大気境界層における代表的な流れ場である。
- (3) *No streak* 等の組織的乱流構造を含まない流れ場も全流れ場の 20 % 程に寄与する。
- (4) 各流れ場の発生環境場は安定度およびレイノルズ数に依存する。
- (5) 安定度およびレイノルズ数の長さスケールとして、混合層スケールの境界層高度 (z_i) および接地層スケールの高度 (z) を検証した。*Benard*, *Mixed* の分布は、用いる長さスケールによって大きな違いはないが、*Streak*, *No streak*, *Others* は接地層スケールの z

を用いた方が各流れ場の特徴の差をより明瞭に表すことができる.

- (6) 不安定下で発達する *Benard* は運動量輸送におけるイジェクションの寄与が大きい, *Streak*, *Mixed* はスウィープの寄与が大きい.
- (7) 中立で発達する *Streak* が最も運動量の交換効率が高い.

本章では, 明瞭な筋状の風速パターンを有する全ての流れ場を *Streak* に分類したが, 筋の間隔は事例によって様々である. そこで, 次章では, *Streak* の筋の間隔を定量的に推定し, その特性を議論する.

表 5.1 大気境界層の流れ分類に関する観測

reference	approach	observation site	framework of flow classification
Woodcock (1940)	gull flight behavior	sea	1. sustained free soaring 2. no sustained free soaring
Woodcock (1975)	gull flight behavior	sea	1. sustained free soaring 2. no sustained free soaring
Grossman (1982)	aircraft	sea	1. random cells only (shear unimportant to cell structure and morphology) 2. random cells only but shear important to cell structure and morphology 3. rolls coexist with random cells but are not necessary for their maintenance (random cells dominate) 4. rolls coexist with convective cells and are necessary for their maintenance (rolls dominant) 5. only roll vortex motion
Weckwerth et al. (1997)	radar	east-central Florida	1. roll convection 2. cellular convection 3. unorganized convection 4. no convective features
Träumner et al. (2015)	Dual-doppler lidar	agricultural field	1. homogeneous wind fields without considerable features 2. wind fields with large-scale structures 3. wind fields that contain irregular structures with an extent of several tenths of meters 4. wind fields that contain periodic structures with an extent of several tenths of meters

表 5.2 流れ場の目視分類と統計分類結果の比較。数値は全事例数に対する割合 (%)

		目視分類					
		<i>Others</i>	<i>Front</i>	<i>No streak</i>	<i>Benard</i>	<i>Mixed</i>	<i>Streak</i>
統計分類	<i>Others</i>	3.4	0.7	2.1	0.5	0.2	0.3
	<i>Convergence</i>	0.0	0.4	0.0	0.3	0.1	0.2
	<i>No streak</i>	2.6	0.0	10.4	0.0	0.3	4.4
	<i>Benard</i>	0.3	0.4	0.1	1.6	0.4	0.0
	<i>Mixed</i>	0.6	0.0	1.9	2.0	4.3	5.3
	<i>Streak</i>	0.5	0.0	8.4	0.1	1.7	46.4

表 5.3 目視分類による流れ場の出現頻度. autumn は 2012 年 9 月 25 日から 10 月 31 日, winter は 2012 年 11 月 1 日から 12 月 31 日, 1 回は 30 分の代表値に相当する

	<i>Streak</i>	<i>No streak</i>	<i>Mixed</i>	<i>Benard</i>	<i>Front</i>	<i>Others</i>	number of sample
autumn	58.4%	15.2%	17.2%	3.0%	0.6%	5.6%	1,335
winter	49.9%	24.8%	13.9%	4.0%	0.2%	7.1%	1,210
total	55.0%	18.8%	15.3%	3.4%	0.4%	7.2%	2,545

表 5.4 統計量による流れ場の出現頻度. autumn は 2012 年 9 月 25 日から 10 月 31 日, winter は 2012 年 11 月 1 日から 12 月 31 日, 1 回は 30 分の代表値に相当する

	<i>Streak</i>	<i>No streak</i>	<i>Mixed</i>	<i>Benard</i>	<i>Front</i>	<i>Others</i>	number of sample
autumn	65.5%	17.3%	6.7%	4.9%	1.1%	3.1%	1,335
winter	46.2%	29.5%	6.8%	3.7%	1.5%	12.3%	1,210
total	56.9%	23.2%	6.8%	4.4%	1.3%	7.5%	2,545

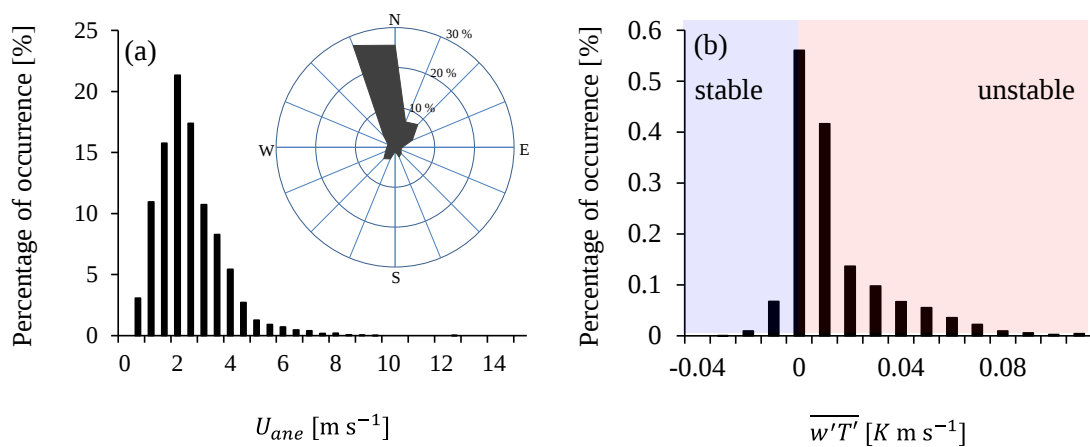


図 5.1 解析期間の風速・風向および顕熱フラックスの頻度分布. 超音波風速計(地上高 25 m)によって観測された(a) 風速・風向, (b) 顕熱フラックス. 解析期間は 2012 年 9 月 25 日から 2012 年 12 月 31 日

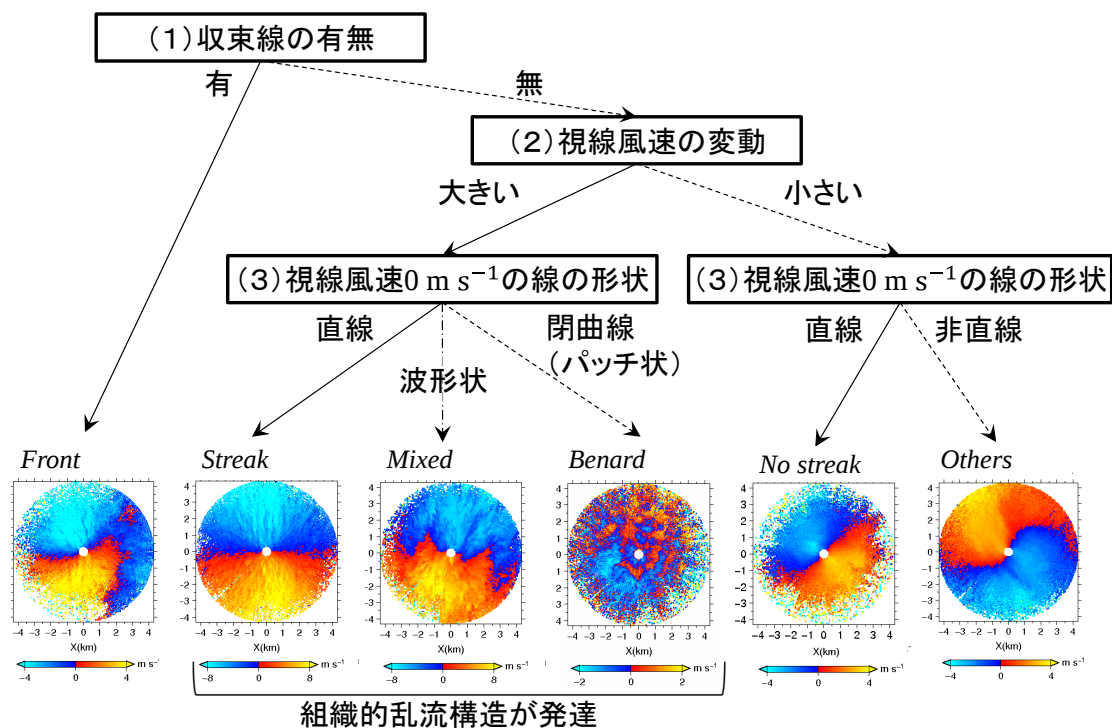


図 5.2 目視による分類の流れと各流れ場の代表的な視線風速分布

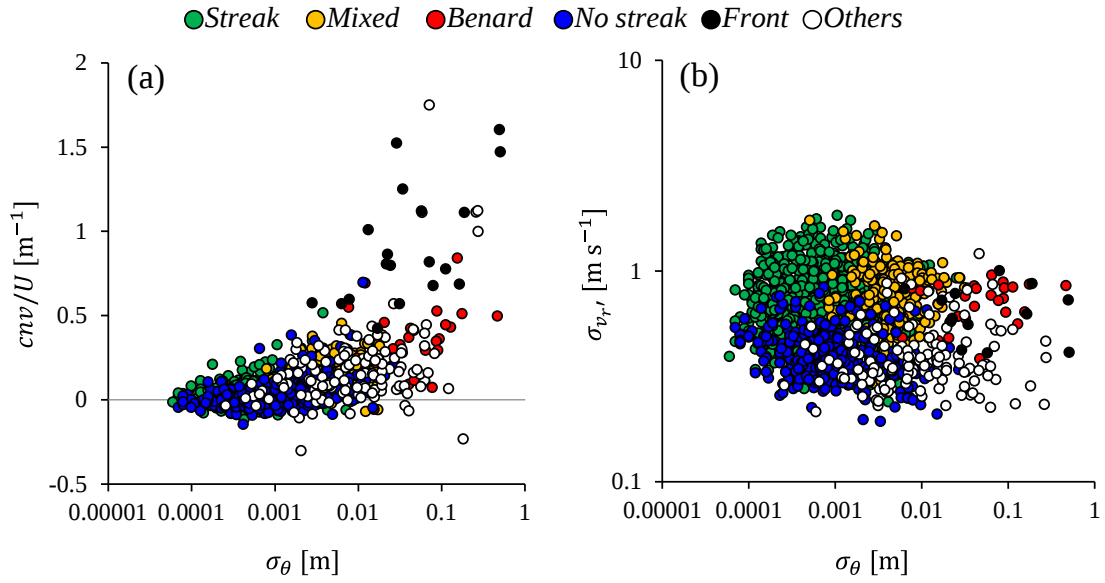


図 5.3 目視による分類ごとの視線風速の統計量. σ_θ は風向の標準偏差, cnv/U は水平風速で無次元化した収束, $\sigma_{v_r'}$ は視線風速の変動成分の標準偏差

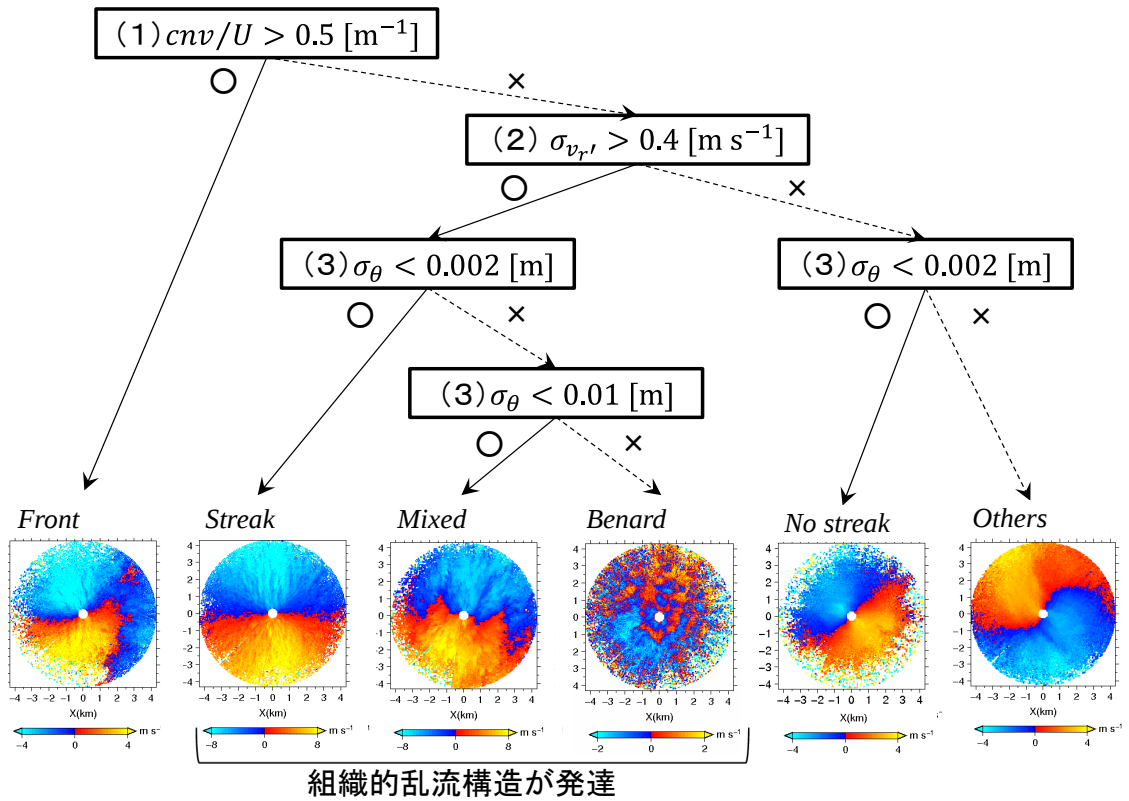


図 5.4 統計量による分類の流れと各流れ場の代表的な視線風速分布

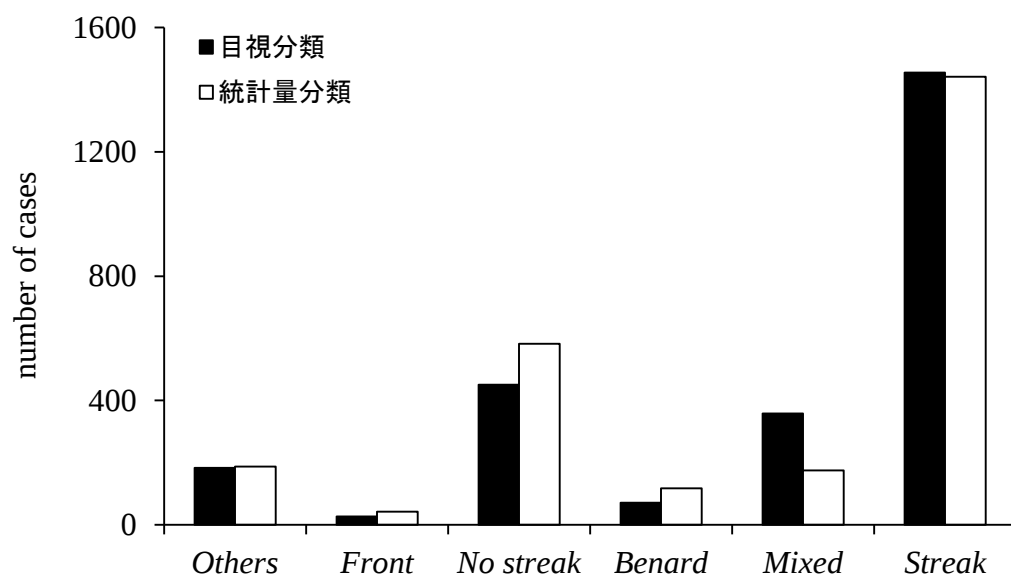


図 5.5 目視分類および統計量分類による各流れ場の数. 解析期間は 2012 年 9 月 25 日-12 月 31 日

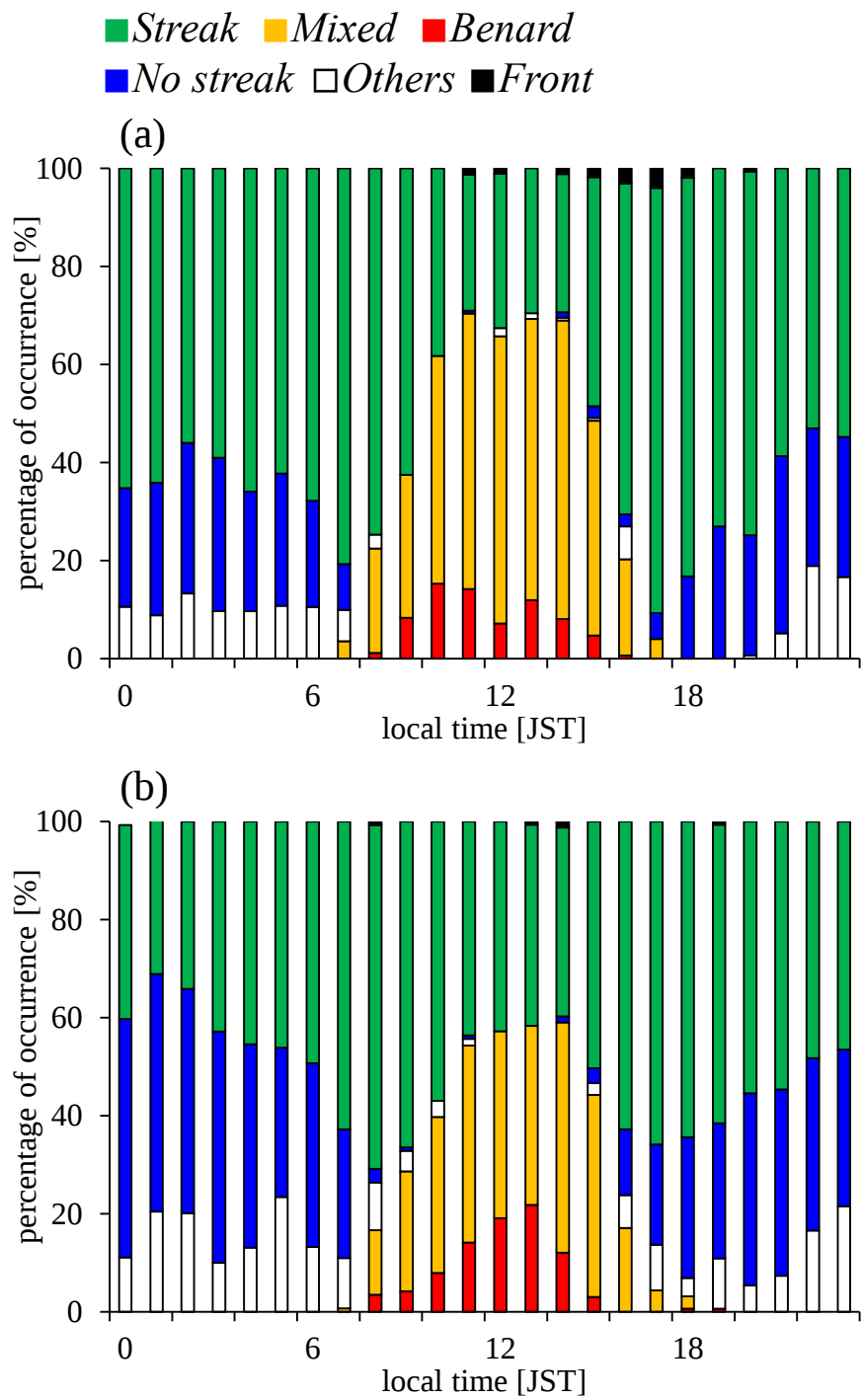


図 5.6 目視分類による各流れ場の出現頻度の日変化. (a) 秋期 2012 年 9 月 25 日－10 月 31 日, (b) 冬期 2012 年 11 月 1 日－12 月 31 日

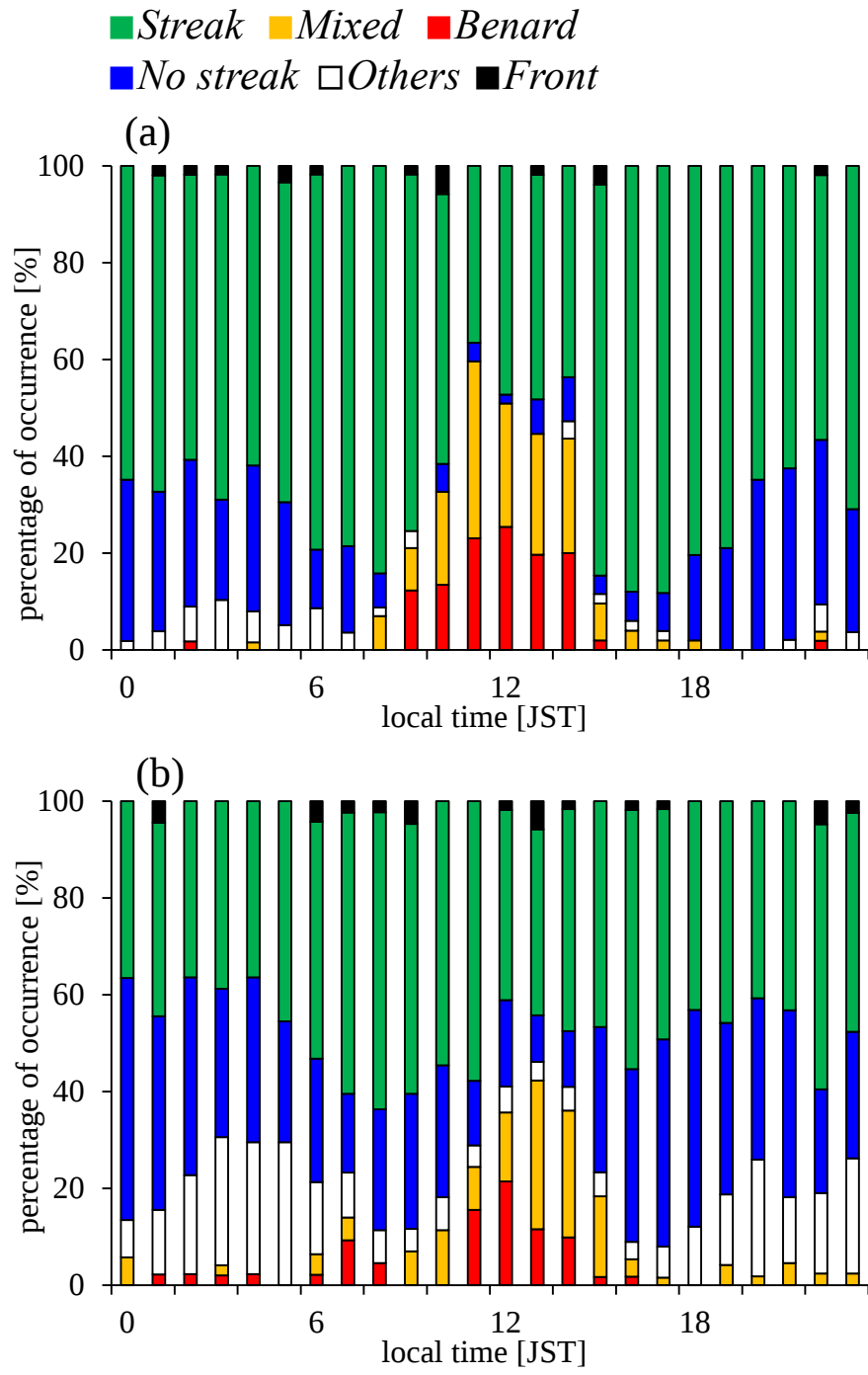


図 5.7 統計量分類による各流れ場の出現頻度の日変化. 図 5.5 と同様

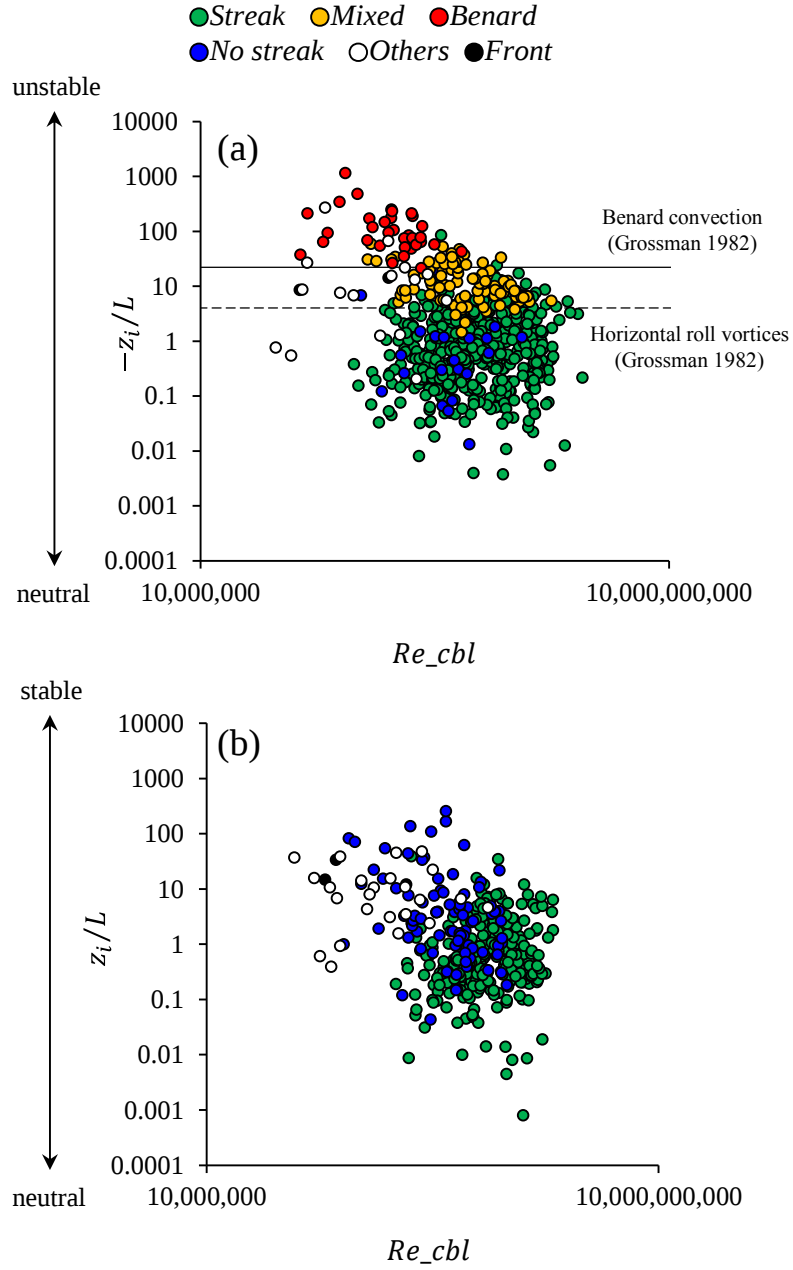


図 5.8 各流れ場の安定度およびレイノルズ数の関係. (a) 安定時, (b) 不安定時. 破線はベナール対流の発生条件, 実線は水平ロール渦の発生条件 (Grossman 1982). 目視による分類と統計量による分類が一致した事例のみを示す. 安定度とレイノルズ数の長さスケールには境界層高度 (z_i) を用いた

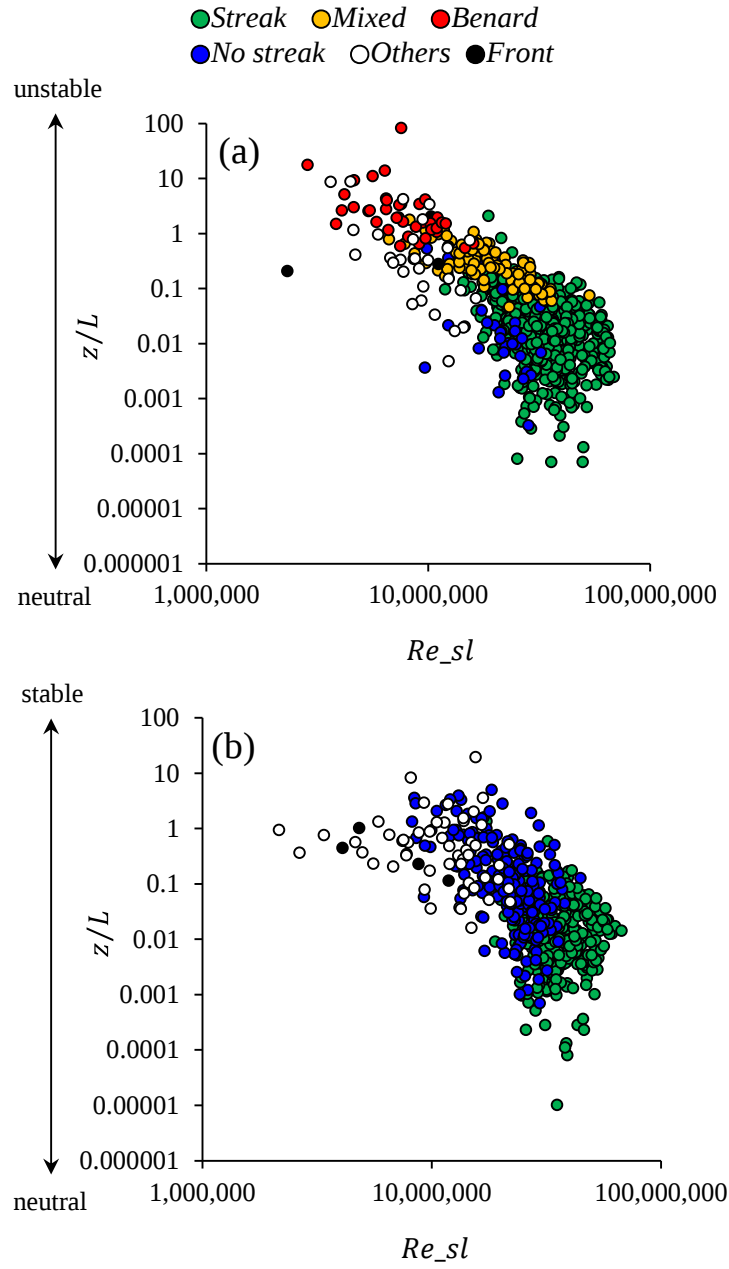


図 5.9 安定度およびレイノルズ数の関係. 書式は図 5.7 と同様だが, 安定度とレイノルズ数の長さスケールに高度(z)を用いた点異なる

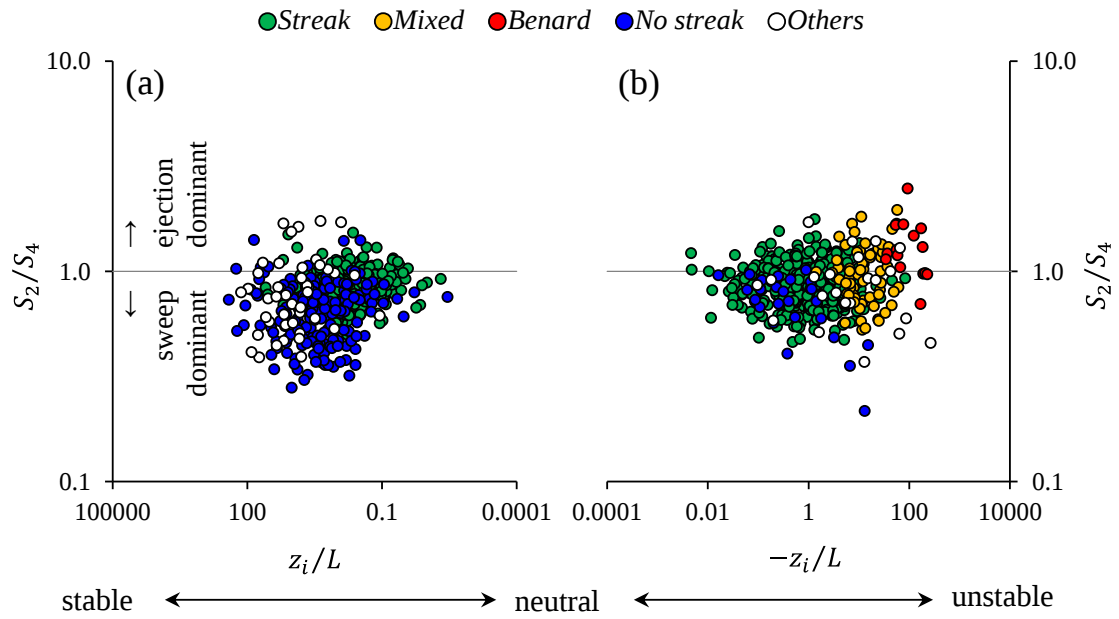


図 5.10 運動量フラックスにおけるイジェクション・スweep比と安定度の関係

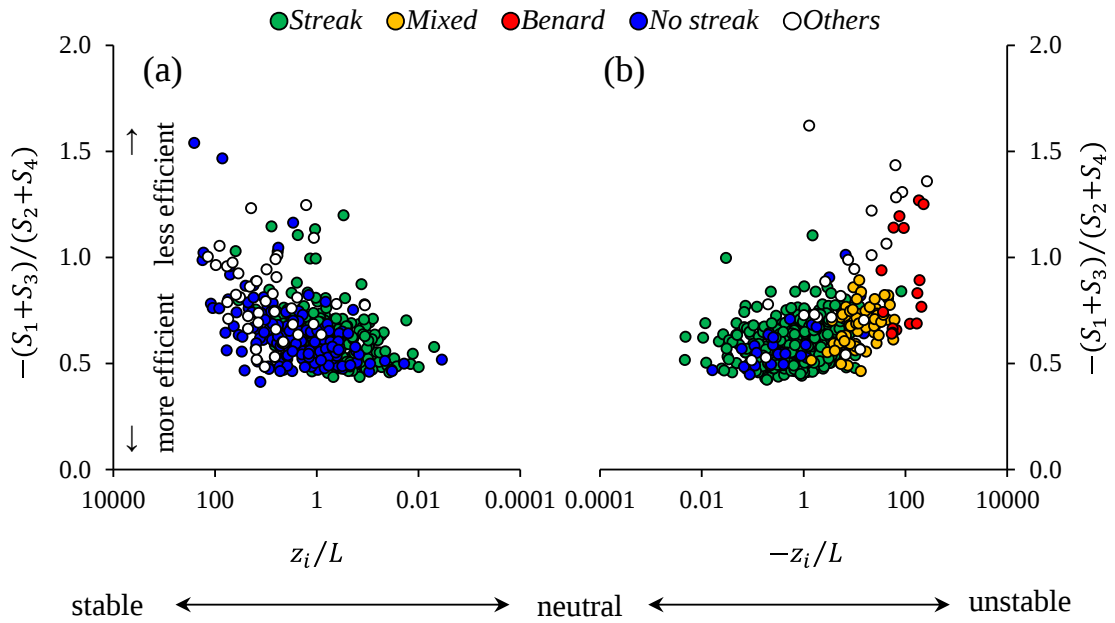


図 5.11 運動量の交換効率と安定度の関係

●Streak ●Mixed ●Benard ●No streak ○Others

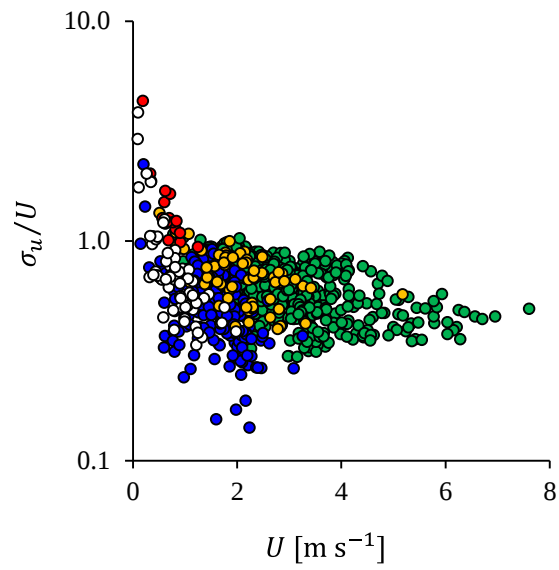


図 5.12 乱流強度と水平風速の関係

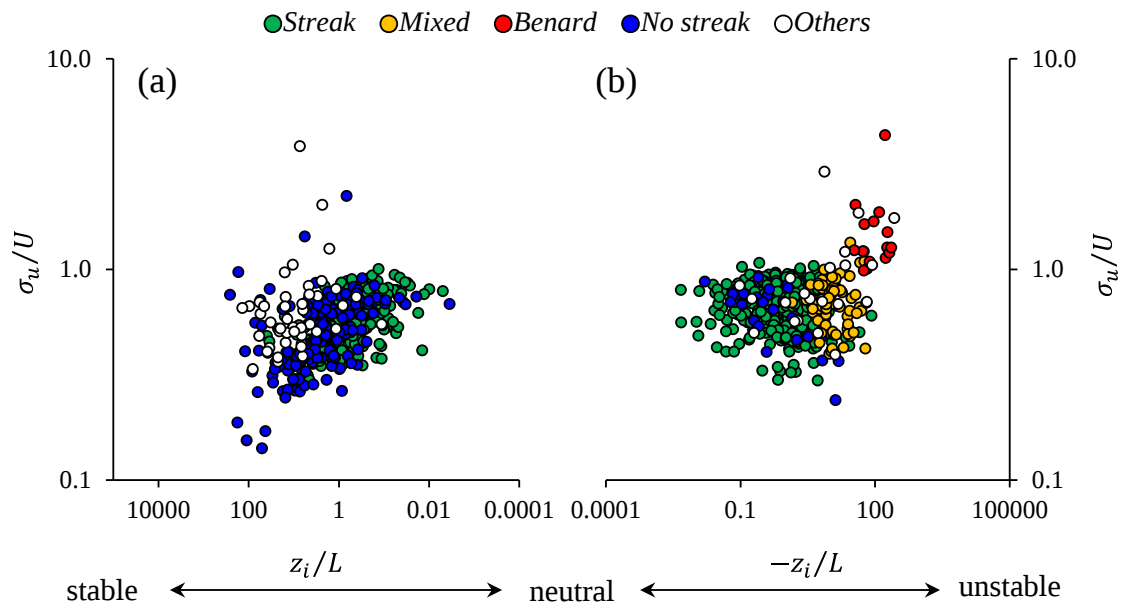


図 5.13 乱流強度と安定度の関係

6 章 筋状乱流構造の間隔の特性

6.1 背景

ストリーク構造は、中立の壁面近傍で普遍的に発生する組織的乱流構造であり、流体力学の様々な工学分野において境界層における主要な乱流構造として位置付けられている。ストリーク構造はヘアピン渦の束であり、ヘアピン渦は壁面で生じた渦管が上空に持ち上げられることにより形成される (Adrian et al. 2001, 図 6.1)。風洞実験・数値実験の成果により、平板上の中立境界層における筋状乱流構造の間隔 (λ) の特性が明らかになっている。図 6.2 に平板上の中立境界層の概念図および λ に関する既往研究の結果を示す。粘性および摩擦の影響を受けるバッファー層において、 λ は粘性長さスケール (ν/u_* , ν : 動粘性係数, u_* : 摩擦速度) の 100 倍というシンプルな形で表される (Adrian et al. 2000)。その上層の対数層では、 λ は壁面からの距離に伴い大きくなる (Kim and Adrian 1999)。Lin et al. (1997) は LES を用いて平板上の中立境界層を再現し、地表面粗度に因らず λ/z_i と z/z_i が線形の式で表せることを示した。粘性および摩擦応力が殆ど作用しない外層では、 λ はレイノルズ数と共に大きくなる (Kim and Adrian 1999)。

風洞実験・数値実験の結果に基づいて構築されたこれらの知見を大気境界層における筋状乱流構造にも適用できるか否かについては検証が必要である。自然界における大気境界層の環境は様々な側面 (空間スケール・熱・地形・建物・境界層外の擾乱の影響) で人工的に制御された風洞実験・数値実験とは大きく異なるためである。

工学分野では一般的に平板上の中立境界層を対象とすることが多いが、気象分野では、安定度・地表面性状の影響に着目した組織的乱流構造の研究が進められている。図 6.3 に弱不安定時の境界層の概念図を示す。LES 数値実験で再現された弱不安定下の大気境界層は、混合層で境界層スケールの水平ロール渦が発達し、その下の接地層でより小さなスケールのストリーク構造が発達する階層構造となっている (Moeng and Sullivan 1994, Khanna and Brasseur 1998, Castillo et al. 2011)。

さらに興味深いことに、各階層の渦は独立して存在しているのではなく、上位の階層の渦 (より大きい渦) はその下の階層の渦 (より小さい渦) に作用する。Castillo et al. (2011) は、ストリーク構造の位置が上層の水平ロール渦に影響されることを示した。さらに、ストリーク構造はその下の乱流に影響する。Hutchins and Marusic (2007) は、平板の中立境界層において、ストリーク構造の弱風域 (強風域) の下では乱流変動が小さく (大きく) なることを示した。Takimoto et al. (2011) および Inagaki et al. (2012) は、直方体の配列上の中立境界層において、ストリーク構造の低速域の下でキャノピーから吹き出す強い上昇流 (フラッシング) が高い頻度で発生することを示した。これらは、規則性がないと考えられてい

た壁面近傍の乱流に秩序立った特性を見出した画期的な研究であると言える．さらに，Marusic et al. (2010) および Mathis et al. (2011) は上層のストリーク構造から壁面近傍の乱流変動を予測するモデルを提案し，そのモデルは中立平板上で成功を収めている．この成果は筋状乱流構造が大気境界層内の乱流予測の鍵を握る存在であることを示唆している．

ストリーク構造は乱流境界層における重要な物理現象であるにもかかわらず，その構造を大気境界層で空間的に観測することは困難であった．このため，筋状乱流構造研究の多くは風洞実験もしくは数値実験によるものだったが，走査型ライダーの実用化に伴い大気境界層の風速分布を空間的に観測することが可能となった．これにより，接地層においても平板上の中立境界層で見られるストリーク構造と同様の筋状乱流構造の存在が確認され (Drobninski et al. 2004, Fujiyoshi et al. 2009)，その空間的な特性の理解も進んできた．基本的な空間特性である筋状乱流構造の間隔 (λ) の特性が明らかになりつつある．Newsom et al. (2008) はオクラホマでライダー観測を行い，安定になるほど λ が小さくなることを示した．都市における貴重な観測結果であるが，統計的に λ を議論するには事例数（解析対象：8 時間，事例数：4 事例）が不足している．Träumner et al. (2015) は 300 時間の豊富な観測データを用い，不安定場では風速が速くなるほど λ が小さくなることを示した．しかしながら，安定場における λ の傾向は結論が得られていない．これらの既往研究の成果により，接地層における λ の特性解明が進展したが，幅広い安定度下で発生する筋状乱流構造を統一的に整理可能なパラメーターは提案されていない．また，大気境界層および風洞で観測される筋状構造のスケールの相似性の検証も課題である．

そこで，本章では，3 か月間の長期観測によって捉えられた様々な安定度における λ を定量的に算出し，それらを統一的に整理可能なパラメーターを提案する．さらに，本観測の結果だけではなく，風洞実験・数値実験の結果を引用し，多様な環境で発生する筋状乱流構造を包括的に議論する．

6.2 λ の同定

6.2.1 フーリエ変換による λ の同定

図 6.4 に筋状乱流構造の視線風速および主流風速の変動成分の空間分布例を示す．主流方向風速の変動成分 (u') から λ を同定する (図 6.4c)．まず，視線風速成分から u' を推定する．視線風速の変動成分を求め (式 6.1)，方位角の補正を行う (式 6.2)．

$$v_r'(r, \theta) = v_r(r, \theta) - \overline{v_r(r, \theta)}, \quad (6.1)$$

$$u'(r, \theta) = v_r'(r, \theta) / \cos \theta, \quad (6.2)$$

ここで， r は視線距離， θ は風下方向からの方位角， v_r は水平スキャンで観測された視線風速， v_r' は視線風速の変動成分， $\overline{v_r}$ は空間平均水平風速の視線風速成分である． $\overline{v_r}$ は，velocity Azimuth Display 法 (VAD 法, Browning and Wexler 1968) を用いて推定した． v_r は $30 \text{ m} \times 1.1^\circ$

の極座標で得られるが、スパン方向に沿った変動にするために、 u' は主流方向・スパン方向に沿った軸を有する $50 \text{ m} \times 50 \text{ m}$ の直交座標系に変換した。

次に、フーリエ変換で主流直交方向のパワースペクトル密度を算出するが、解析領域は図 6.4 に示した $3.2 \text{ km} \times 1.0 \text{ km}$ の長方形領域である。解析領域の選択は以下の 2 つの検証に基づいて決定した。まず、方位角方向の分解能である。視線方向の分解能は一定値 (50 m) であるが、方位角方向の距離分解能は走査型ライダーからの距離 (d) が大きくなる程粗くなり (図 6.5)、細かい乱流構造が解像できなくなる。このため、 λ の d に対する依存性を調べた。図 6.6 に d と λ/λ_{ave} の関係を示す。 λ/λ_{ave} は各レンジにおいて算出した λ を全レンジの平均値 (λ_{ave}) で規格化した値である。 λ ライダーからの距離が 2000 m を超えると λ/λ_{ave} が増加し、 λ_{ave} が小さい程その傾向が激しい。この結果により、 2000 m より遠方では方位角方向の空間分解能が十分ではないため λ が過大に推定されていることが分かる。そこで、本研究ではライダーからの距離が 2000 m 以内の領域を解析対象とした。次に考慮した点は、視線風速における主流風速成分の寄与である。PPI スキャンによって観測される視線風速は主流方向風速 (u) および主流直交方向風速 (v) の合成であり、その比率は走査型ライダーのビーム方向に依存する。ビーム方向が主流に平行な場合は視線風速は u と等しく、主流方向に直交する場合は視線風速は v と等しくなる。本解析では v の寄与は無視して u を推定 (式 6.1, 6.2) いるため、 v の寄与が小さい領域を解析領域として選択する必要がある。そこで、Huda et al. (2015) の LES 数値実験結果を用い、 v の寄与が u' の推定値に与える影響を検証した。図 6.7a に真値の u' 、図 6.7b に本解析と同じ方法で求めた u' を示す。X および Y は主流直交方向および主流方向であり、(X,Y)=(0,0) は極座標の中心 (走査型ライダーの設置場所) である。Y $\leq 1.0 \text{ km}$ では、図 6.7ab で分布が大きく異なっており、この領域では v の寄与が大きいので、視線風速から u' を正しく推定できないことが分かる。以上 2 点の検証結果を考慮し、解析領域は走査型ライダーからの距離が $1\text{-}2 \text{ km}$ の範囲とした。

6.2.2 二点相関により同定された長さスケールと λ の対応

本研究ではフーリエ変換により λ を推定したが、次節で λ の値を引用する既往研究では長さスケールの算出には二点相関が用いられる (表 6.2)。また、二点相関を指標に用いても、長さスケールを抽出する際の閾値は研究によって様々である。例えば、Tomkins and Adrian (1997) および Takimoto et al. (2013) は相関係数が 0.4 となる点で長さスケールを決めているが、Lin et al. (1997) は相関係数が負のピークを取る点で長さスケールを決めている。これらの長さスケールを λ に変換して同一の指標で比較するために、 λ と二点相関により算出した長さスケールの対応を調べた。図 6.8a に λ と相関係数が 0.4 となる点で抽出した長さスケール ($l_{0.4}$)、図 6.8b に λ と相関係数が 0.0 となる点で抽出した長さスケール (c 、図 6.8c に λ と相関係数が負のピークとなる点で抽出した長さスケール ($l_{minpeak}$) の関係を示す。其々のプロットは直線上に分布しており、 λ と二点相関によって算出された長さスケール ($l_{0.4}$, $l_{0.0}$, $l_{minpeak}$) は線形の関係となっていることがわかる。本節以降で引用する既往

研究の結果は、二点相関によって算出された長さスケールを図 6.8 で示した直線の傾きによって変換した λ を用いる。

6.3 結果

6.3.1 λ の日変化

図 6.9a に λ の日変化 (2012 年 9 月 27 日) を示す。 λ は連続的な日変化を示している。3:00 に最も小さく、日の出後の 5:30 以降に大きくなり、16:00 頃から小さくなる。図 6.9b の λ と大気安定度の関係を見ると、3:00-10:00 までは不安定になるほど λ が大きくなる。これは、浮力による境界層の発達と共に、筋状の熱対流 (水平ロール渦) がより太い構造に発達しているためであると考えられる。一方、16:00 以降は安定度と λ の間に強い相関は見られない。これは、安定度を観測している地表付近では日の入り後に地表からの熱供給がなくなり安定になるが、混合層で日中に発達した水平ロール渦はすぐに消えずしばらく残存しているためであると考えられる。この様に大気安定度と λ の相関関係は時間帯によって異なるが、水平風速および水平風速勾配は、時間帯に因らない相関関係を示している。 λ は風速と共に大きくなり、Träumner et al. (2015) の結果と逆の傾向を示す。また、 λ は風速勾配が大きくなる程小さくなる。次節では、より多くの事例で λ と大気パラメーターの関係を議論する。

6.3.2 λ と大気パラメーターの関係

まず、既往研究に習って λ と大気安定度 ($-z/L$)・水平風速 (U) の関係について検証する。図 6.10 に Newsom et al. (2008) が指摘する λ と $-z/L$ の関係を示す。 λ は不安定になる程が大きくなる傾向を示しており、Newsom et al. (2008) の結果と同様の傾向を示す。しかしながら、中立下 ($-z/L = 0$) において、プロットがばらついており $-z/L$ では λ を説明できないことが分かる。特に、LES 数値実験から引用した異なる高度の λ におけるばらつきは、流体力学の分野で指摘される中立境界層における λ の高度変化が $-z/L$ で表現できないこと表している。

次に、Träumner et al. (2015) が指摘する λ と U の関係について議論する。図 6.11 に U と λ の関係を示す。不安定・中立事例において、 U と λ は負の相関があり Träumner et al. (2015) の結果と整合する。しかしながら、以下の事例は異なる傾向を示す。安定事例では U と λ の間に相関は見られない。さらに、台風事例は他の事例から大きく外れている。また、LES 数値実験の事例において λ は正の相関を示し、Träumner et al. (2015) の結果と逆の傾向を示す。これは、 λ の高度変化 (高度と共に大きくなる) と U の高度変化 (高度と共に大きくなる) が正の相関を有するためである。これらの結果から、 U でも様々な安定度・様々な高度にお

ける λ を整理できないことがわかる。

そこで、既往研究 (Adrian et al. 2001, Zhou et al. 1999) によって組織的乱流構造を引き延ばす効果があると指摘される風速勾配 ($\Delta U/\Delta z$) と λ の関係を検証した。 $\Delta U/\Delta z$ は局所的な風速勾配であり、観測高度 (地上高 55 m) と観測高度の 50 m 上層の水平風速差から算出した。ストリーク構造の形態と局所的風速勾配の関係を示した先駆的な研究として Takimoto et al. (2013) があげれるが、これは風洞実験に基づいた解析であり、大気境界層のストリークについての議論は行われていない。図 6.12 から、 $\Delta U/\Delta z$ と λ が強い相関を有することがわかる。 $\Delta U/\Delta z$ が大きくなるほど λ が小さくなる傾向は、既往研究で指摘される風速勾配により筋状乱流構造が引き延ばされるというコンセプトと定性的に整合する。本結果における興味深い点は、プロットには様々な安定度 (安定・中立・不安定)・地表面性状 (平板, 直方体の配列, 実都市)・風速・高度の事例が含まれているにもかかわらず、一つのパラメーター $\Delta U/\Delta z$ で λ を統一的に整理することができる点である。このことから、筋状乱流構造の形態は $\Delta U/\Delta z$ によって支配され、 $\Delta U/\Delta z$ 以外の条件 (安定度・境界条件・高度など) は $\Delta U/\Delta z$ を変化させる要因として間接的に作用していると考えられる。

次に、大気境界層スケールで得られた本結果を風洞スケールにおいても議論する。図 6.13 に風洞実験結果を加えた $\Delta U/\Delta z$ と λ の関係を対数軸で示す。風洞実験においても、大気境界層スケールと同様の傾向 ($\Delta U/\Delta z$ が小さくなる程 λ が小さくなる) がある。しかしながら、 $\Delta U/\Delta z$ と λ は次元数であるため、大気境界層スケールと風洞スケールで値が大きく異なる。そこで、次節ではこれらのパラメーターのスケージングを試みる。

6.3.3 λ のスケージング

前節で強い相関関係が確認された λ および $\Delta U/\Delta z$ をスケージングする。長さスケールには z_i 、速度スケールには u_* を用い、 λ および $\Delta U/\Delta z$ を λ/z_i および $(\Delta U/\Delta z)/(u_*/z_i)$ に無次元化した。 z_i は λ の上限を規定する変数であると解釈できる。 z_i を用いた同様のスケージングは Lin et al. (1997) でも行われている。一方、 u_*/z_i は境界層上端の風速勾配が無視できるほど小さいとすれば、境界層内のバルクな風速勾配を与える。図 6.14 に $(\Delta U/\Delta z)/(u_*/z_i)$ と λ/z_i の関係を示す。 $\Delta U/\Delta z$ と λ (図 6.13) では離れていた大気境界層スケールのプロットと風洞スケールのプロットは一つの曲線上に沿って分布しており、本スケージングが適切であることを示している。風洞から大気境界層の幅広いスケールが一つの変数で包括的に整理され、両者は $\Delta U/\Delta z$ と λ の関係において相似であることが明らかになった。次章では、無次元風速勾配の物理的な意味について議論する。尚、図 6.14 の λ/z_i と $(\Delta U/\Delta z)/(u_*/z_i)$ 相関が分母に同じ変数 z_i を有することによる擬似相関でないことは確認済みである。詳細については付録 6.1 を確認されたい。

6.4 議論

6.4.1 無次元風速勾配の解釈

本節では無次元風速勾配 $(\Delta U/\Delta z)/(u_*/z_i)$ の物理的な意味を解釈する．背景でも前述したが， λ の高度依存性は LES 数値実験（Khanna and Brasseur 1998, Lin et al. 1997）・風洞実験（Tomkins and Adrian 2003）等によって明らかになっている．Lin et al. (1997) は LES 数値実験の結果から，平板上の中立境界層の λ/z_i を z/z_i の線形式（ $z/z_i = -0.24 + 0.564 \lambda/z_i$ ）で表した．興味深いことに，本研究で提案した $(\Delta U/\Delta z)/(u_*/z_i)$ はカルマン定数 k を乗じ逆数を取ることで，Lin et al. (1997) が λ/z_i のモデル式で用いた z/z_i を含む以下の形になる．

$$\left(k \left(\frac{\Delta U}{\Delta z}\right) / \left(\frac{u_*}{z_i}\right)\right)^{-1} = \left(\frac{z}{z_i}\right) \left(\left(\frac{\Delta U}{\Delta z}\right) / \left(\frac{u_*}{kz}\right)\right)^{-1} = z/z_i \phi_m^{-1}, \quad (6.3)$$

ϕ_m はモニンオブコフ相似則（MOS）において定義される無次元風速勾配であり， z/L を説明変数とする普遍的な関数で表される（Foken 2006）．図 6.15a に λ/z_i と z/z_i の関係，図 6.15b に λ/z_i と $z/z_i \phi_m^{-1}$ の関係を示す．図 6.15a では，いずれのプロット群（DL：走査型ライダー，LES：LES 数値実験，WT：風洞実験）も z/z_i が大きくなる程 λ/z_i も増加する傾向を示しているが，各々のプロット分布は離れており， z/z_i では様々な安定度・粗度の λ を統一的に説明できない．これは，スケーリングパラメーターに局所的な風速勾配の影響が含まれていないためであると考えられる．一方，図 6.15b（ λ/z_i と $z/z_i \phi_m^{-1}$ ）では，全てのプロットが一本の線上に分布している．図 6.15a および図 6.15b の差は， ϕ_m^{-1} による補正効果を明瞭に示している． ϕ_m^{-1} の補正項としての物理的な意味は以下の 2 点である．一つは，モニンオブコフ相似則において意図される様な風速プロファイルの安定度補正としての役割である．もう一つは，局所的な風速シアの高度変化を補正する役割である．理想的なコンスタントフラックス層を除いて， ϕ_m^{-1} は中立境界層であっても高度に伴って変化する（e.g., Rao et al. 1974, Moriwaki and Kanda 2006）が，これは，図 6.15a に比べて図 6.15b で中立下のプロットがより一本の線上に集約される点からも示唆される．

6.4.2 λ/z_i のモデル式の提案

図 6.15b において， λ/z_i と $z/z_i \phi_m^{-1}$ の近似曲線を示したが，この近似式に含まれる ϕ_m の特性を検証し，安定度および水平風速を用いる形でモデル式の提案を行う． ϕ_m はモニンオブコフ相似則において，安定度を説明変数とする普遍関数で記述され，観測に基づいたモデル式が提案されている（Foken 2006, 表 6.3）．そこで，既往研究のモデル式と本研究の観測値との整合性を検証した．図 5.16 に z/L と ϕ_m の関係を示す．本研究の結果と既往のモデル式は良く一致している．このことから，安定度を用いて λ/z_i のモデル式をまとめることが可能となる．これらの結果に基づき， λ/z_i のモデル式を以下の様に提案する．

$$\lambda/z_i = \frac{1}{2.6} \ln \left(\frac{z/z_i}{0.19 \phi_m} \right) \quad (6.4)$$

$$\phi_m = 1 + 4.5 z/L \quad (-0.5 < z/L < 0.5) \quad (6.6)$$

本モデル式によって、安定度と水平風速という基本的な大気パラメーターによって乱流の形態が予測可能となった。

6.5 まとめ

走査型ライダーによる長期連続観測により、都市接地層における筋状乱流構造の間隔 (λ) を定量的に推定し、その特性を解析した結果、以下が明らかとなった。

- (1) 安定になる程、 λ は小さくなるが、日の入り直後および中立における λ は z/L で説明できない。
- (2) 中立から不安定において U が大きくなる程、 λ は小さくなるが、安定の事例・台風の事例・異なる高度の λ は U で説明できない。
- (3) 全ての事例において、 λ は $\Delta U/\Delta z$ と関連し、 $\Delta U/\Delta z$ が大きくなるほど λ は小さくなる。
- (4) λ および $\Delta U/\Delta z$ を z_i および u_* で無次元した λ/z_i および $(\Delta U/\Delta z)/(u_*/z_i)$ を用いることで、風洞スケールおよび境界層スケールの λ を整理することに成功した。これにより、 λ において風洞スケールと境界層スケールは相似であることが示唆された。
- (5) $(\Delta U/\Delta z)/(u_*/z_i)$ を $z/z_i \phi_m^{-1}$ の形に変形し、 ϕ_m の特性を解析した。中立付近 ($-0.5 < z/L < 0.5$) では安定度を説明変数とする既往のモデル式で ϕ_m が表現できることを示した。この結果を用い、 λ/z_i のモデル式を安定度と水平風速を用いた形で提案した。

本解析で提案したスケーリングは、最も基本的な乱流統計量である風速シアと筋状乱流構造の形態を関連付けた点で新しい。加えて、 $(\Delta U/\Delta z)/(u_*/z_i)$ は内層および外層のスケーリングパラメーターの組み合わせである点も特徴である。これは、**top-down** メカニズム (Hunt and Morrison 2000) を支持する。中立下の筋状乱流構造の生成においては、2つの異なるメカニズムが提唱されている。**bottom-up** および **top-down** メカニズムである。**bottom-up** メカニズムでは、壁面近傍における粘性力と慣性力の不安定により筋状乱流構造が形成されるが (Jiménez and Pinelli 1999), **top-down** メカニズムでは外層の **detached eddy** が壁面にぶつかる (**impinging**) ことによって筋状乱流構造が形成される (Hunt and Morrison 2000)。近年の研究により、低レイノルズ数では **bottom-up** メカニズムが卓越するが、高レイノルズ数になる程 **top-down** メカニズムの作用が強くなることが明らかになっている (Hutchins and Marusic 2007)。レイノルズ数が高い大気境界層の観測から得られた本研究の結果が、**top-down** メカニズムを支持したことは既往研究に矛盾しない。さらに、風洞実験や数値実験等の理想的な空間で検証されてきた **top-down** メカニズムが大気境界層における筋状乱流構造の形態に作用することが示唆された。

detached eddy の起源はまだ明らかになっていないが、外層のスケーリングに従うと考えられている (Hunt and Morrison 2000, Hattori et al. 2010, Inagaki et al. 2010)。外層における組織的乱流構造として挙げられるのは以下である。平板上の中立境界層においては、the very

large-scale motion (Kim and Adrian 1999) および the superstructure (Marusic et al. 2001) , 不安定場の大気境界層においては, 水平ロール渦(Khanna and Brasseur 1998) が発生する. 本解析において, 内層で観測された筋状乱流構造の間隔は実験の環境場や外層における組織的乱流構造によらず $z/z_i \phi^{-1}$ によってスケールされる. この結果は, 内層における筋状乱流構造の形態は外層の組織的乱流構造の形態よりも局所的な風速勾配で規定されることを示唆する. 今後, 内層と外層の相互作用を明らかにするためには, 複数高度で観測を行う必要がある.

付録 6.1 擬似相関の検証

図 6.17 に, 図 6.14 と同様のプロットを z_i の値で色分けして示す. 擬似相関であれば, 原点と各プロットの距離は z_i の値に完全に反比例するが, 図 6.17 のプロットはこの傾向に該当しない. 特に, 風洞実験スケールの z_i は他のプロットに比べて非常に小さいにも関わらず, 他のプロット群に重なっている. このことから, 図 6.14 の相関は擬似相関ではない.

表 6.1 図 6.1 で示した筋状乱流構造の大気パラメーター. U はライダーの観測高度の水平風速, u_* は摩擦速度, T_* は摩擦速度, z/L は大気安定度, $\Delta U/\Delta z$ は水平風速シア, λ は筋状乱流構造の間隔

	U [m s^{-1}]	u_* [m s^{-1}]	T_* [K s^{-1}]	z/L	$\Delta U/\Delta z$ [s^{-1}]	λ [m]
2012 27 Sep, 0930-1000 JST	8.4	0.68	-0.027	-0.047	0.009	567
2012 10 Nov, 0200-0230 JST	10.6	0.64	0.065	0.022	0.041	326

表 6.2 λ の値を引用した既往研究

reference	approach	methodology to estimate length scale	stability	surface	z [m]
Newsom et al. (2008)	Doppler lidar	length scale determined by the point where the value of two point correlation is 0.0	unstable neutral stable	urban geometry	32
Lin et al. (1997)	LES	length scale between positive and negative peak of two-point correlation	neutral	flat surface	23, 46, 92
Huda et al. (in preparation)	LES	wavelength at the peak of the power spectrum density (the dataset was given to us personally and λ was calculated in the same way as in this paper)	neutral	urban geometry	54, 98, 198, 298
Tomkins and Adrian (2003)	wind tunnel	length scale determined by the point where the value of two point correlation is 0.4	neutral	flat surface	0.004, 0.008, 0.124, 0.165
Takimoto et al. (2013)	wind tunnel	length scale determined by the point where the value of two point correlation is 0.4	neutral	a square array	0.063
				height varying elements	0.061
				two-dimensional street canyon	0.056
				flat surface	0.036

表 6.3 図 6.16 で示したシア関数のモデル式

Webb (1970)	$\phi_m = 1 + 4.5 z/L,$	$-0.03 < z/L < 1$
Businger et al. (1971)	$\phi_m = 1 + 5 z/L,$	$0 < z/L < 1$
	$\phi_m = (1 - 16 z/L)^{-1/4},$	$-2 < z/L < 0$
Högström (1988)	$\phi_m = 1 + 6 z/L,$	$0 < z/L < 1$
	$\phi_m = (1 - 19.3 z/L)^{-1/4},$	$-2 < z/L < 0$
Handorf et al. (1999)	$\phi_m = 1 + 4.5 z/L,$	$0 < z/L < 0.6$
	$\phi_m = 4,$	$0.6 < z/L < 1$

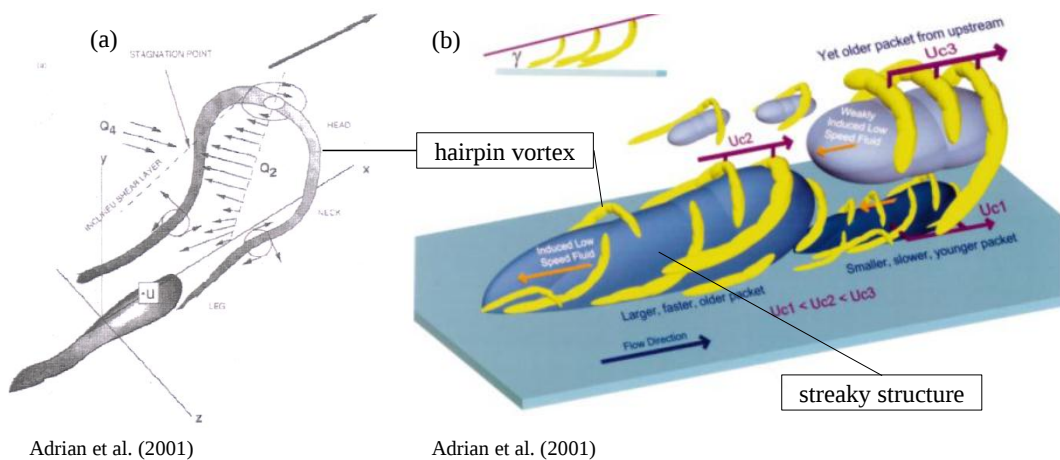


図 6.1 ストリーク構造の概念図. (a) ヘアピン渦, (b) ストリーク構造. Adrian et al. (2001)を引用

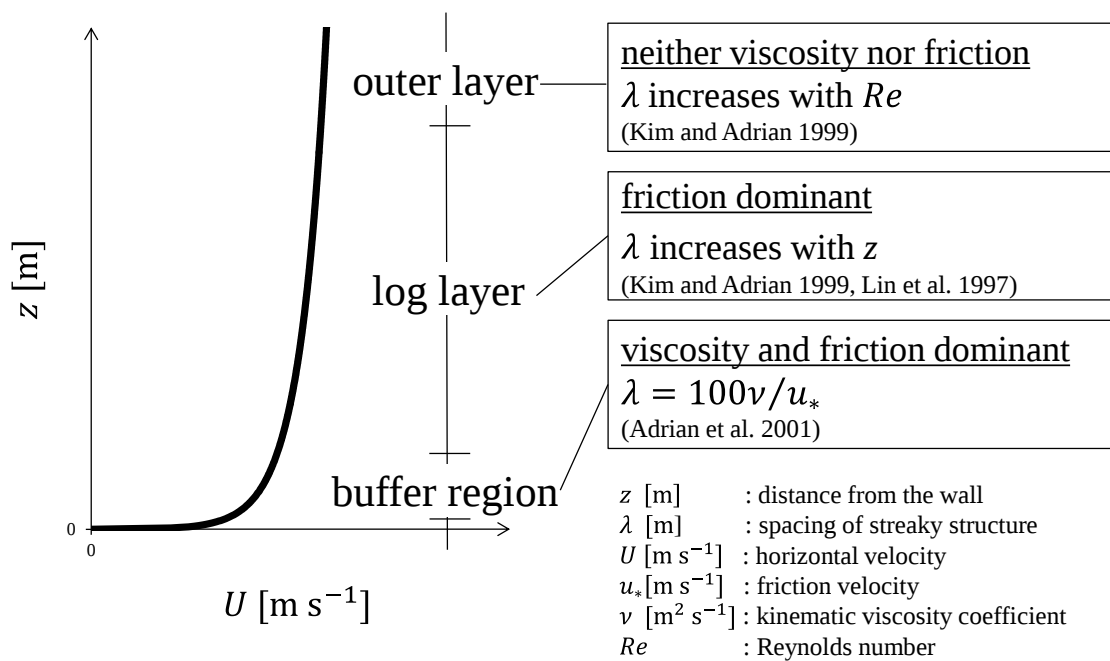


図 6.2 中立境界層の概念図およびストリーク構造の間隔に関する既往研究

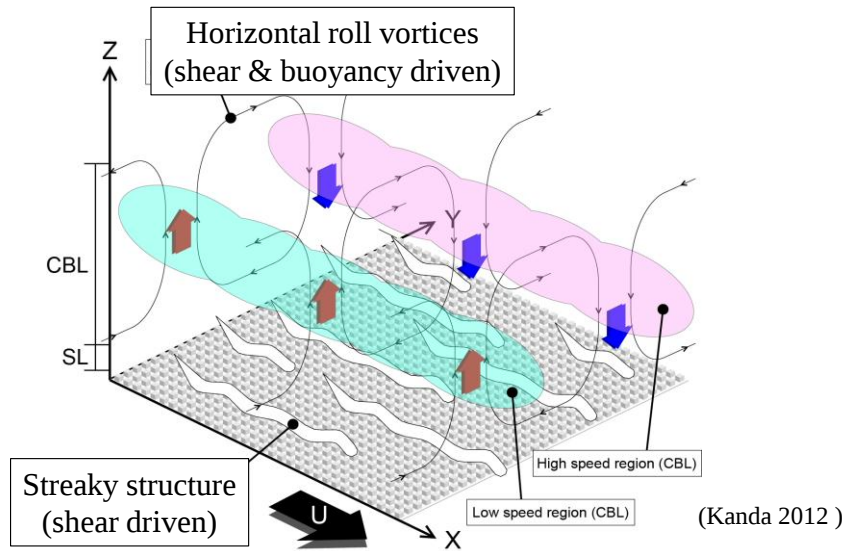


図 6.3 弱不安定時の大気境界層の概念図. Kanda (2012)を引用

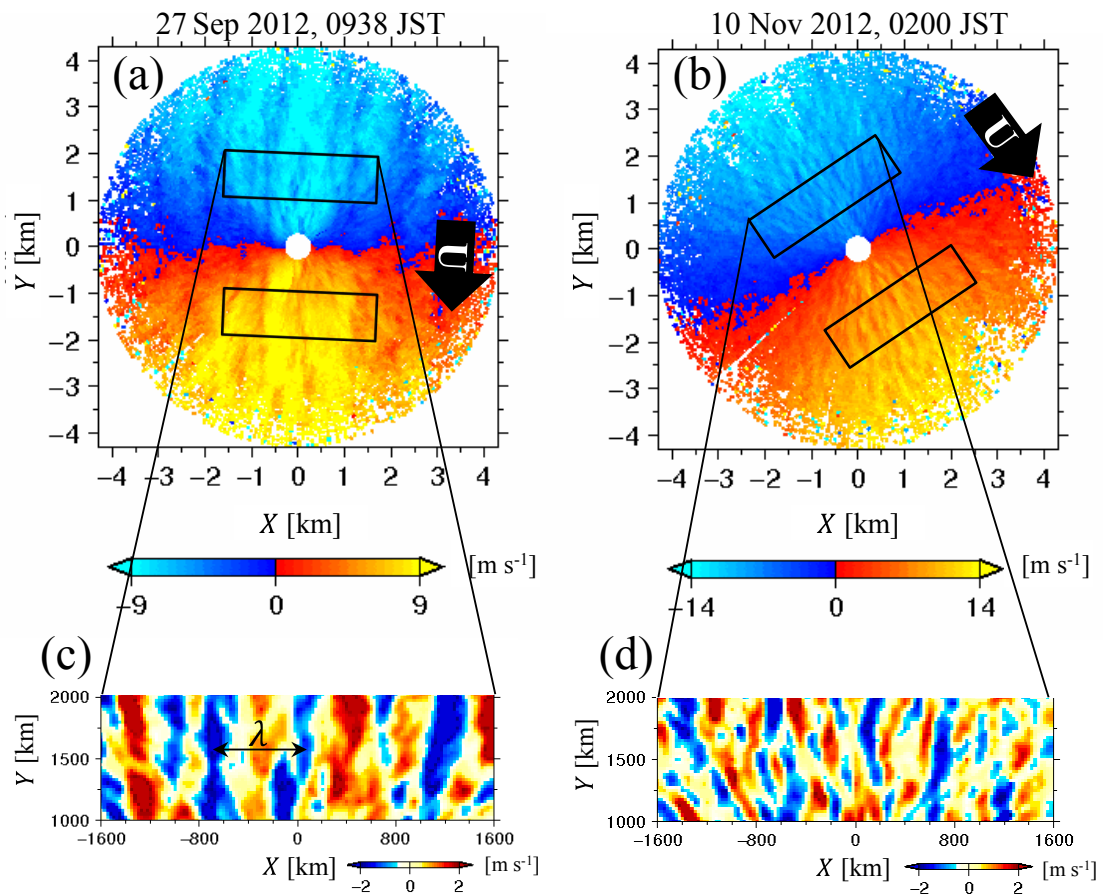


図 6.4 筋状乱流構造の視線風速および主流風速の変動成分の空間分布例. (a)(b)の長方形は λ の同定に用いた領域, 黒矢印で主流風向. (a)2012 年 9 月 27 日 9:38, (b)2012 年 11 月 10 日 2:00

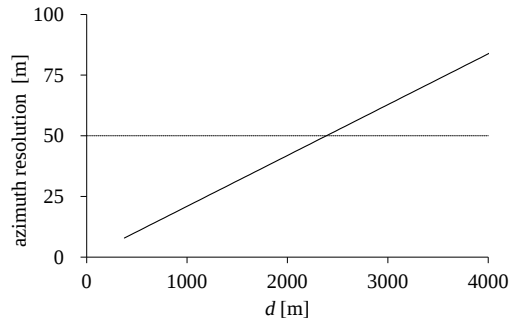


図 6.5 走査型ライダーからの距離と方位角方向の空間分解能. d は走査型ライダーからの距離. 繰り返し周波数 4000 Hz, 積分回数 1000 回, スキャンスピード 1.2° の場合

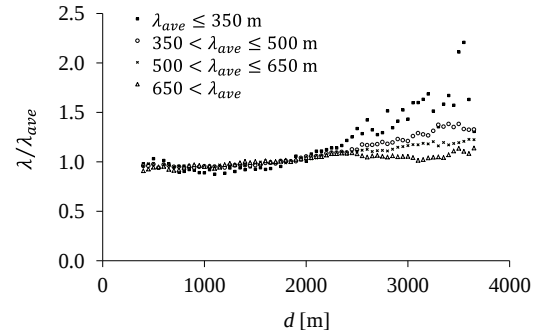


図 6.6 走査型ライダーからの距離と筋状乱流構造の間隔の推定値との関係. d は走査型ライダーからの距離, λ/λ_{ave} は各レンジにおいて算出した λ を全レンジの平均値 (λ_{ave}) で規格化した値

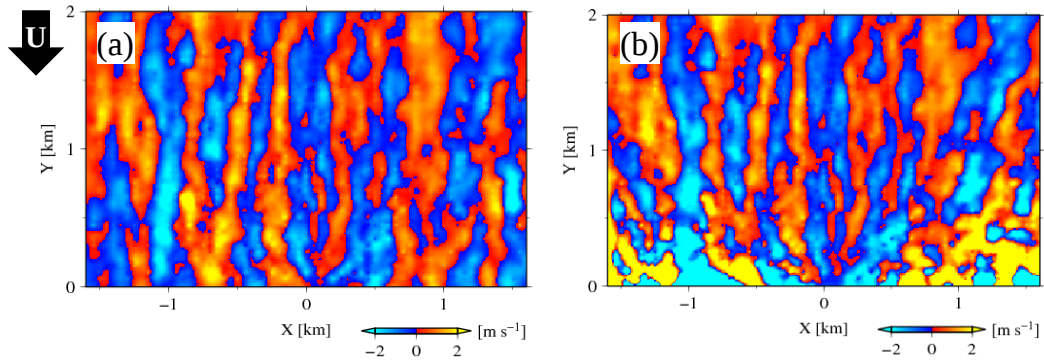


図 6.7 主流風速の変動成分の水平分布. a は真値, b は視線風速成分から推定した主流風速の変動成分. X が主流直交方向, Y が主流方向. b の視線風速成分は $(X, Y) = (0, 0)$ を極座標の原点として算出

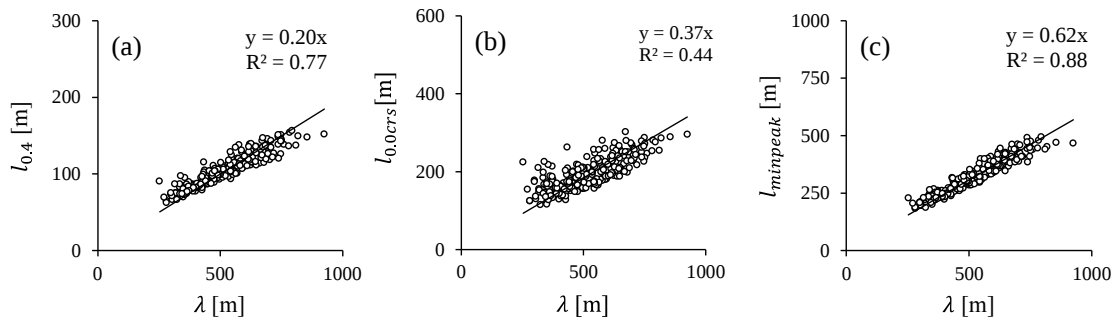


図 6.8 パワースペクトル密度および二点相関から算出した筋状乱流構造の間隔の関係. λ はパワースペクトル密度から算出した筋状乱流構造の間隔, $l_{0.4}$ は二点相関が 0.4 となる点で抽出した長さスケール, $l_{0.0}$ は二点相関が 0.0 となる点で抽出した長さスケール, $l_{minpeak}$ は二点相関が負のピークを有する点で抽出した長さスケール

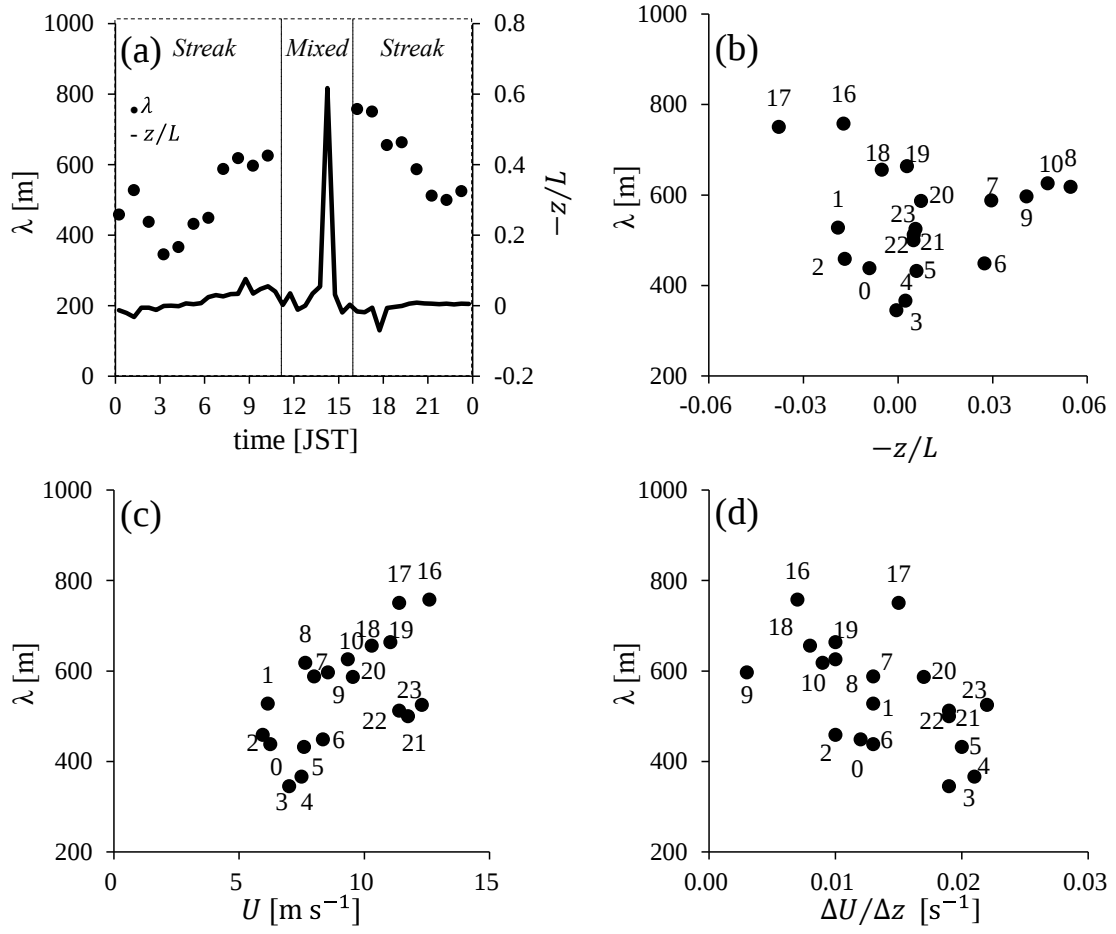


図 6.9 筋状乱流構造の間隔と大気パラメーターの日変化. 2012 年 9 月 27 日における(a)筋状乱流構造の間隔および大気安定度の日変化, (b)は筋状乱流構造の間隔と安定度, (c)はライダーの観測高度の水平風速, (d)はライダーの観測高度の風速シア. (b)(c)(d)のプロット横の数字は時刻を示す

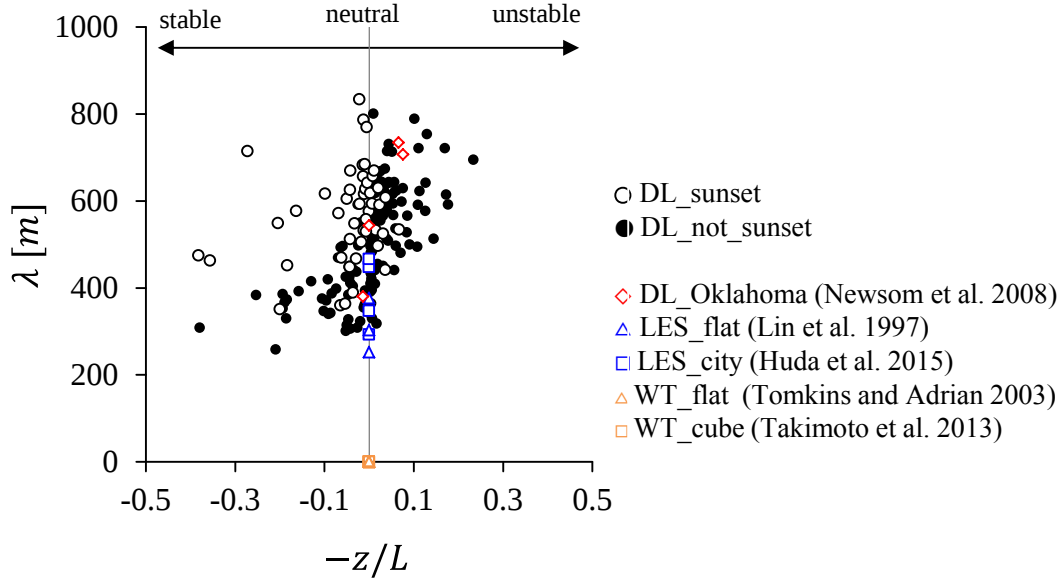


図 6.10 安定度と筋状乱流構造の間隔の関係. ○DL_sunset: 走査型ライダーの日の入り直後 (16:00-18:00) の事例, ●DL_not_sunset: 走査型ライダーの日の入り直後以外の事例, ◇DL_Oklahoma: オクラホマでのライダー観測 (Newsom et al. 2008), △LES_flat: 平板の LES 数値実験 (Lin et al. 1997), □LES_city: 実都市地表面の LES 数値実験 (Huda et al. 2015). 走査型ライダーの結果は超音波風速計によって観測された水平風速の 30 分平均値が 3.0 m s^{-1} 以上の事例のみをプロット. 引用した既往研究の詳細は表 6.2

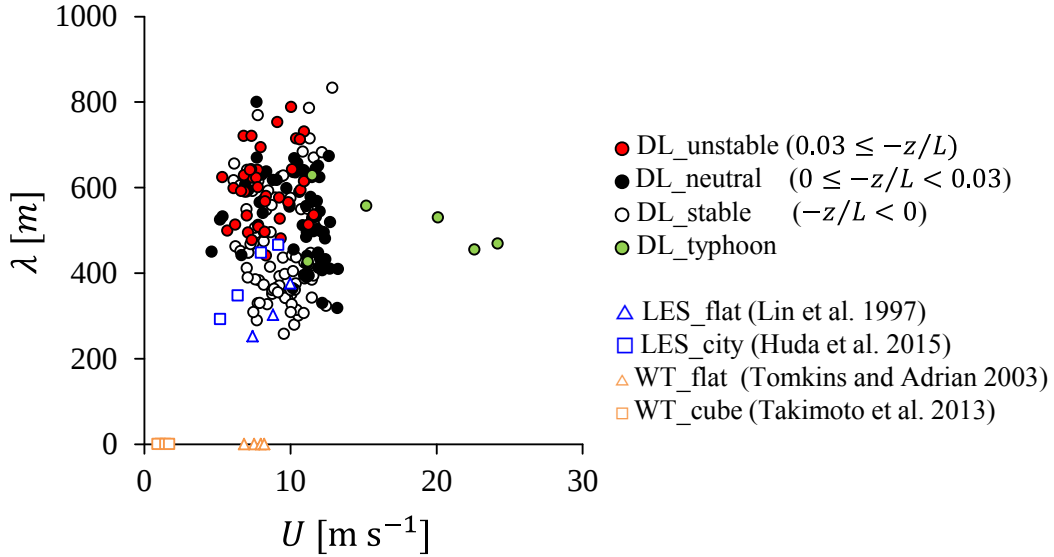


図 6.11 水平風速と筋状乱流構造の間隔の関係. ●DL_sunset: 走査型ライダーの不安定事例, ●DL_sunset: 走査型ライダーの中立事例, ○DL_sunset: 走査型ライダーの安定事例, ●DL_sunset: 走査型ライダーの台風事例, △LES_flat: 平板の LES 数値実験 (Lin et al. 1997), □LES_city: 実都市地表面の LES 数値実験 (Huda et al. 2015). 走査型ライダーの結果は超音波風速計によって観測された水平風速の 30 分平均値が 3.0 m s^{-1} 以上の事例のみをプロット. 引用した既往研究の詳細は表 6.2

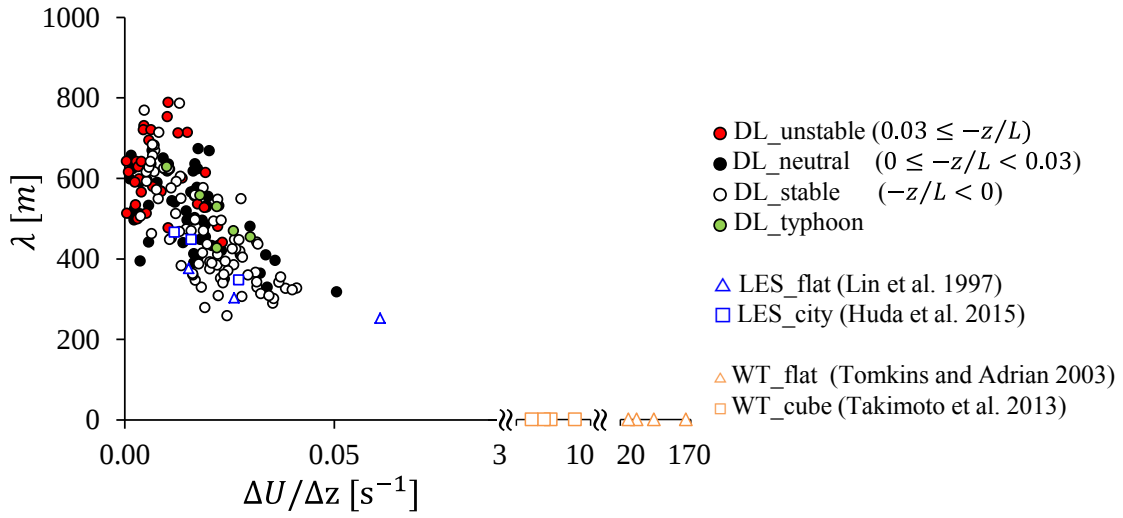


図 6.12 風速勾配と筋状乱流構造の間隔の関係. 図 6.11 と同様

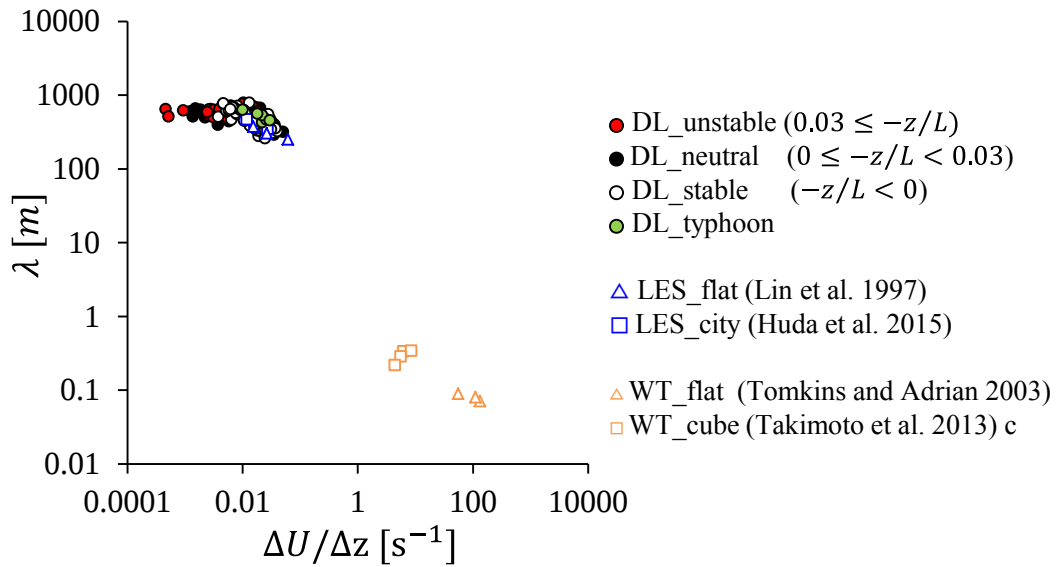


図 6.13 風速勾配と筋状乱流構造の間隔の関係. 両軸対数表示. $\triangle$ WT_flat: 平板の風洞実験 (Tomkins and Adrian 2003), $\square$ WT_cube: 直方体配列上の風洞数値実験 (Takimoto et al. 2013). その他は図 6.11 と同様

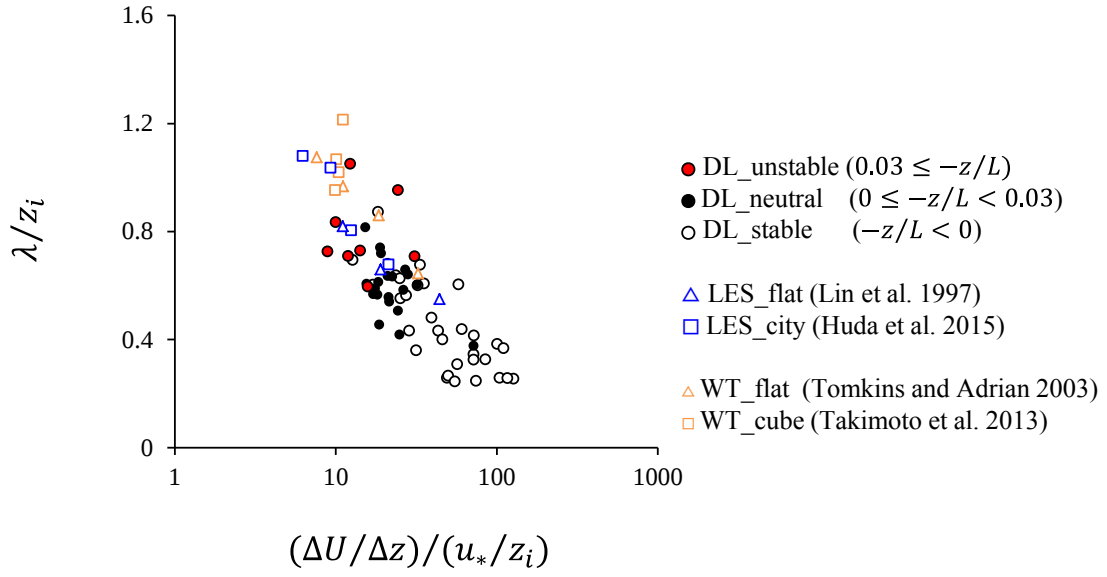


図 6.14 無次元風速勾配と筋状乱流構造の間隔の関係. 無次元風速勾配のみ対数表示. 図 6.11 と同様

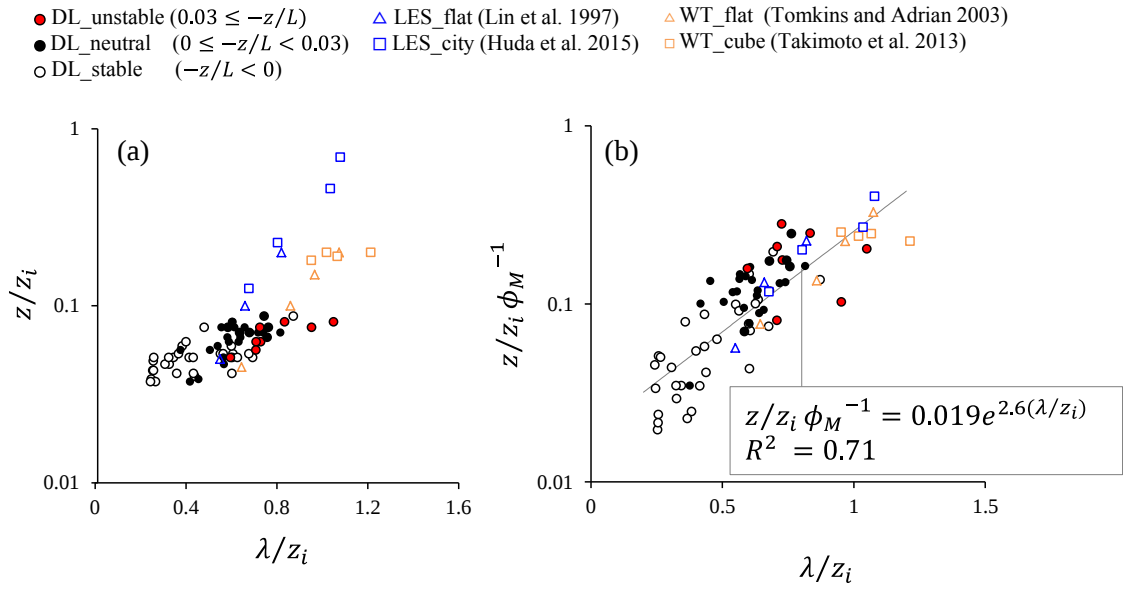


図 6.15 無次元パラメーターと筋状乱流構造の間隔の関係. 縦軸のみ対数表示. 凡例等は図 6.14 と同様だが, (b)の実線で近似曲線を示す

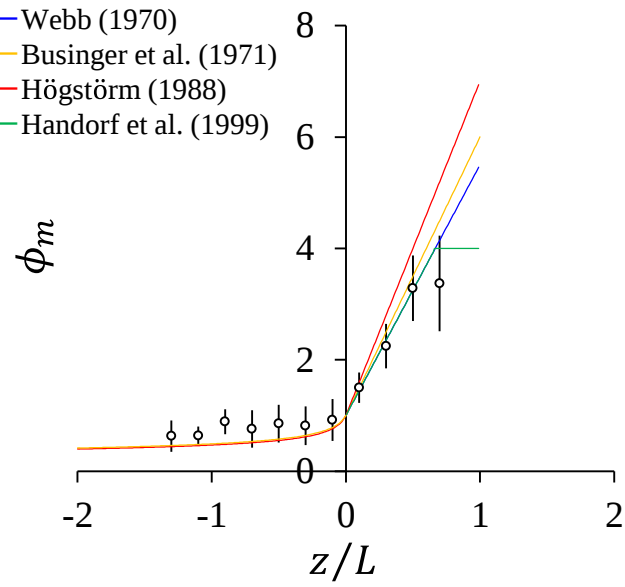


図 6.16 安定度とシア関数の関係. 実線で既往研究のモデル式を示す(表 6.3). 解析事例数は 2276 事例. 1 事例は 30 分の統計量. *Streak* の事例のみ

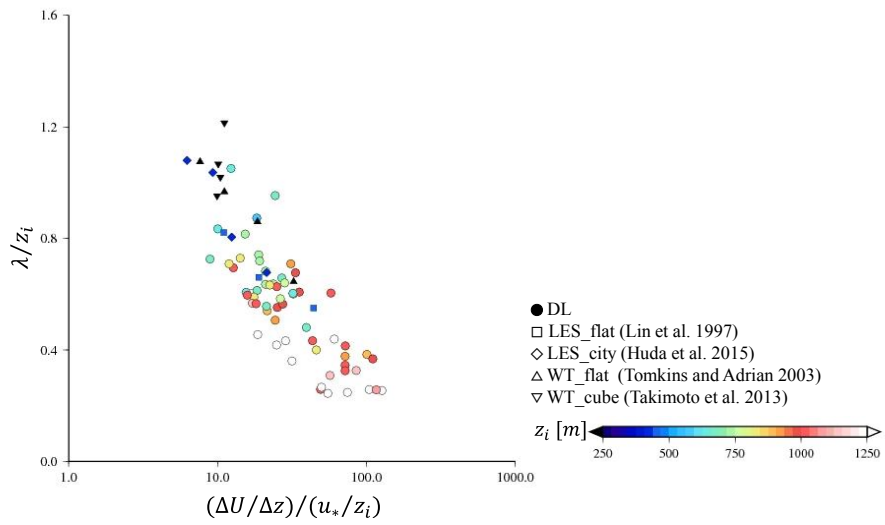


図 6.17 図 6.14 と同様. プロットの色は境界層高度(z_i)を示す

7 章 まとめ

本研究では、都市上空の接地層における乱流構造の特性解明を行うことを目的とし、走査型ライダーの長期観測データを用いて、以下の2つの課題に取り組んだ。(1) 乱流の出現特性(発生頻度・出現環境場)の解明、(2) 筋状乱流構造の間隔の特性の解明である。解析の結果、以下が明らかとなった。

- (1) 全ての流れ場を水平風速の空間分布に基づき6つに分類した結果、各流れ場の出現頻度は規則性を伴った日変化を示すことが明らかになった。
- (2) 最も出現頻度が高い流れ場は *Streak* (筋状乱流構造) であり、全流れ場の50%以上を占める。また、組織的乱流構造を伴わない流れ場が全流れ場の凡そ20%に寄与する。
- (3) 各流れ場の発生環境場は安定度だけでなくレイノルズ数にも依存する。
- (4) 安定度およびレイノルズ数の長さスケールとして、混合層スケールの境界層高度 (z_i) および接地層スケールの高度 (z) を検証した。 *Benard*, *Mixed* の分布は、用いる長さスケールによって大きな違いはないが、 *Streak*, *No streak*, *Others* は接地層スケールの z を用いた方が各流れ場の特徴の差をより明瞭に表すことができる。
- (5) 最も出現頻度が高い筋状乱流構造 (*Streak*) の間隔を定量的に同定し、その特性を解析した。その結果、 λ は既往研究で指摘される安定度および水平風速と相関を示したが、その相関関係は限定的な事例のみ有効で、全ての事例を整理することはできなかった。一方、水平風速勾配を用いることで全ての事例を統一的に整理可能であることが明らかになった。
- (6) λ および $\Delta U/\Delta z$ を z_i および u_* で無次元した λ/z_i および $(\Delta U/\Delta z)/(u_*/z_i)$ を用いることで、風洞スケールおよび境界層スケールの λ を整理することに成功した。これにより、 λ において風洞スケールと境界層スケールは相似であることが示唆された。
- (7) $(\Delta U/\Delta z)/(u_*/z_i)$ を $z/z_i \phi_m^{-1}$ の形に変形し、 ϕ_m の特性を解析した。中立付近 ($-0.5 < z/L < 0.5$) では安定度を説明変数とする既往のモデル式で ϕ_m が表現できることを示した。この結果を用い、 λ/z_i のモデル式を安定度と水平風速を用いた形で提案した。

参考文献

- Adrian RJ, Balachandar S, Lin ZC (2001) Spanwise growth of vortex structure in wall turbulence. *KSME Int J* 15:1741–1749
- Banta RM, Pichugina YL, Brewer WA (2006) Turbulent velocity-variance profiles in the stable boundary layer generated by a nocturnal low-level jet. *Journal of the atmospheric sciences*: 63(11) 2700–2719
- Barlow JF, Dunbar TM, Nemitz EG, Wood CR, Gallagher MW, Davies F, O'Connor E, Harrison RM (2011) Boundary layer dynamics over London, UK, as observed using Doppler lidar during REPARTEE-II. *Atmos Chem Phys* 11: 2111–2125
- Barlow JF, Halios CH, Lane SE, Wood CR (2014) Observations of urban boundary layer structure during a strong urban heat island event. *Environmental Fluid Mechanics* 15(2): 373–398
- Bowne NE, Ball JT (1970) Observational comparison of rural and urban boundary layer turbulence. *J Appl Meteorol* 9:862–873
- Browning KA, Wexler R (1968) The determination of kinematic properties of a wind field using Doppler radar. *J Appl Meteorol* 7:105–113
- Castillo MC, Inagaki A, Kanda M (2011) The effects of inner- and outer-layer turbulence in a convective boundary layer on the near-neutral inertial sublayer over an urban-like surface. *Boundary-Layer Meteorol* 140:453–469
- Cohn SA, Angevine WM (2000) Boundary layer height and entrainment zone thickness measured by lidars and wind-profiling radars. *J Appl Meteorol* 39:1233–1247
- Comerón A, Sicard M, Rocadenbosch F (2013) Wavelet correlation transform method and gradient method to determine aerosol layering from lidar returns some comments. *J Atmos Oceanic Technol* 30(6):1189–1193
- Clarke JF, (1969) Nocturnal urban boundary layer over Cincinnati, Ohio. *Mon Weather Rev* 97: 582–589
- Deardorff JW (1972) Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *J Atmos Sci* 29:91–115
- Drobinski P, Brown RA, Flamant PH, Pelon J (1998) Evidence of organized large eddies by ground-based Doppler lidar, sonic anemometer and sodar. *Boundary-Layer Meteorol* 88:343–361
- Drobinski P, Foster RC (2003) On the origin of near-surface streaks in the neutrally-stratified planetary boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol* 108:247–256
- Drobinski P, Carlotti P, Newsom RK, Banta RM, Foster RC, Redelsperger JL (2004) The structure of the near-neutral atmospheric surface layer. *J Atmos Sci* 61:699–714
- Fujiyoshi Y, Yamashita K, Fujiwara C (2009) Detection of organized airflow in the atmospheric boundary layer and the free atmosphere using a 3D-scanning coherent Doppler lidar. *International Symposium on Photoelectronic Detection and Imaging* 17–19 June 2009, Beijing China, pp 738204–738204
- Fujiwara C, Yamashita K, Nakanishi M, Fujiyoshi Y (2011) Dust devil-like vortices in an urban area detected by a 3D scanning Doppler lidar. *J Appl Meteorol Clim* 50:534–547
- Grossman RL (1982) An analysis of vertical velocity spectra obtained in the BOMEX fair-weather, trade-wind boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol* 23:323–357

- Hayden KL, Anlauf KG, Hoff RM, Strapp JW, Bottenheim JW, Wiebe HA, McKendry IG (1997) The vertical chemical and meteorological structure of the boundary layer in the Lower Fraser Valley during Pacific'93. *Atmospheric Environment* 31(14): 2089-2105
- Hattori Y, Moeng CH, Suto H, Tanaka N, Hirakuchi H (2010) Wind-tunnel experiment on logarithmic-layer turbulence under the influence of overlying detached eddies. *Boundary-Layer Meteorol* 134:269–283
- Huda NA, Inagaki A, Kanda M, Onodera N, Aoki T, Large-eddy simulation of gust index in an urban area using lattice boltzmann method (in preparation)
- Hunt JC, Morrison JF (2000) Eddy structure in turbulent boundary layers. *Eur J Mech B-Fluid* 19:673–694
- Hutchins N, Marusic I (2007) Evidence of very long meandering features in the logarithmic region of turbulent boundary layers. *J Fluid Mech* 579:1–28
- Inagaki A, Kanda M (2010) Organized structure of active turbulence over an array of cubes within the logarithmic layer of atmospheric flow. *Boundary-Layer Meteorol* 135:209–228
- Inagaki A, Castillo MCL, Yamashita Y, Kanda M, Takimoto H (2012) Large-eddy simulation of coherent flow structures within a cubical canopy. *Boundary-Layer Meteorol* 142:207–222
- International Electrotechnical Commission (2005) IEC 61400-1: Wind turbines part 1: Design requirements. International Electrotechnical Commission
- Iwai H, Ishii S, Tsunematsu N, Mizutani K, Murayama Y, Itabe T, Yamada I, Matayoshi N, Matsushima D, Weiming S, Yamazaki T, Iwasaki T (2008) Dual-Doppler lidar observation of horizontal convective rolls and near-surface streaks. *Geophys Res Lett* 35:14
- Kaimal JC, Finnigan JJ (1994) Atmospheric boundary layer flows: their structure and measurement
- Khanna S, Brasseur JG (1998) Three-dimensional buoyancy- and shear-induced local structure of the atmospheric boundary layer. *J Atmos Sci* 55:710–743
- Kim KC, Adrian RJ (1999) Very large-scale motion in the outer layer. *Phys Fluids* 11: 417–422
- Lin CL, Moeng CH, Sullivan PP, McWilliams JC (1997) The effect of surface roughness on flow structures in a neutrally stratified planetary boundary layer flow. *Physics of Fluids* 9:3235–3249
- Lundquist JK, Mirocha JD (2008) Interaction of nocturnal low-level jets with urban geometries as seen in Joint Urban 2003 data. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*: 47(1) 44-58
- Mahrt L (1999) Stratified atmospheric boundary layers. *Boundary-Layer Meteorology* 90(3): 375-396
- Malcher J, Kraus H (1983) Low-level jet phenomena described by an integrated dynamical PBL model. *Boundary-Layer Meteorology*: 27(4) 327-343
- Marusic I (2001) On the role of large-scale structures in wall turbulence. *Phys Fluids* 13:735–743
- Marusic I, Mathis R, Hutchins N (2010) Predictive model for wall-bounded turbulent flow. *Science* 329:193–196
- Mathis R, Hutchins N, Marusic I (2011) A predictive inner–outer model for streamwise turbulence statistics in wall-bounded flows. *J Fluid Mech* 681:537–566
- Melfi SH, Spinhirne JD, Chou SH, Palm SP (1985) Lidar observations of vertically organized convection

- in the planetary boundary layer over the ocean. *J. Climate Appl. Meteor.*, 24(8):806-821
- Moeng CH, Sullivan PP (1994) A comparison of shear- and buoyancy-driven planetary boundary layer flows *J Atmos Sci* 51:999–1022
- Moriwaki R, Kanda M (2006) Flux-gradient profiles for momentum and heat over an urban surface. *Theor Appl Climatol* 84:127–135
- Müller G, Brümmer B, Alpers W (1999) Roll convection within an arctic cold-air outbreak: interpretation of in situ aircraft measurements and spaceborne SAR imagery by a three-dimensional atmospheric model. *Mon Weather Rev* 127:363–380
- Newsom R, Calhoun R, Ligon D, Allwine J (2008) Linearly organized turbulence structures observed over a suburban area by dual-Doppler lidar. *Boundary-Layer Meteorol* 127:111–130
- Ohya Y, Nakamura R, Uchida T (2008). Intermittent bursting of turbulence in a stable boundary layer with low-level jet. *Boundary-layer meteorology* 126(3): 349-363
- Pearson K (1896) Mathematical contributions to the theory of evolution.--On a form of spurious correlation which may arise when indices are used in the measurement of organs. *P Roy Soc Lond* 60:489–498
- Raupach, M, Finnigan, JJ, Brunei Y (1996) Coherent eddies and turbulence in vegetation canopies the mixing-layer analogy. *Boundary-Layer Meteorology* 78(3-4): 351
- Rao KS, Wyngaard JC, Côté OR (1974) The structure of the two-dimensional internal boundary layer over a sudden change of surface roughness. *J Atmos Sci* 31:738–746
- Roth M (2000) Review of atmospheric turbulence over cities. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*: 126(564) 941-990
- Shaw RH, Tavangar J, Ward DP (1983) Structure of the Reynolds stress in a canopy layer. *J Climate Appl Meteor* 22(11):1922-1931
- Stull RB (1988) *An introduction to boundary layer meteorology*, Springer Science & Business Media
- Sykes RI, Henn DS (1989) Large-eddy simulation of turbulent sheared convection. *J Atmos Sci* 46:1106–1118
- Takimoto H, Sato A, Barlow JF, Moriwaki R, Inagaki A, Onomura S, Kanda M (2011) Particle image velocimetry measurements of turbulent flow within outdoor and indoor urban scale models and flushing motions in urban canopy layers. *Boundary-Layer Meteorol* 140:295–314
- Takimoto H, Inagaki A, Kanda M, Sato A, Michioka T (2013) Length-scale similarity of turbulent organized structures over surfaces with different roughness types. *Boundary-Layer Meteorol* 147:217–236
- Tomkins CD, Adrian RJ (2003) Spanwise structure and scale growth in turbulent boundary layers. *J Fluid Mech* 490:37–74
- Träumner K, Damian T, Stawiarski C, Wieser A (2015) Turbulent structures and coherence in the atmospheric surface layer. *Boundary-Layer Meteorol* 154:1–25
- Walter BA (1980) Wintertime observations of roll clouds over the Bering sea. *Mon Weather Rev* 108:2024–2031

- Weckwerth TM, Wilson JW, Wakimoto RM, Crook NA (1997) Horizontal convective rolls: Determining the environmental conditions supporting their existence and characteristics. *Mon Weather Rev* 125:505–526
- Wharton S, Lundquist JK (2010) Atmospheric Stability Impacts on Power Curves of Tall Wind Turbines-An Analysis of a West Coast North American Wind Farm. Lawrence Livermore National Lab, Livermore.
- Whiteman CD, Bian X, Zhong S (1997) Low-level jet climatology from enhanced rawinsonde observations at a site in the southern Great Plains. *Journal of Applied Meteorology*: 36(10) 1363-1376
- Woodcock AH (1975) Thermals over the sea and gull flight behavior. *Boundary-Layer Meteorol* 9: 63–68
- Zhou J, Adrian RJ, Balachandar S, Kendall TM (1999) Mechanisms for generating coherent packets of hairpin vortices in channel flow. *J Fluid Mech* 387:353–396
- 深尾昌一郎, 浜津享助 (2005) 気象と大気のレーダーリモートセンシング. 京都大学学術出版会
- 坪木和久, 若濱五郎 (1988) 1 台のドップラーレーダーを用いた風速場の測定法: 最小二乗法を用いた VAD 解析. *低温科学 物理篇*, Vol.47:73 – 88

付録 1

変数の一覧

z_i	境界層高度
z	地上高
L	オブコフ長
z/L	地上高を用いた安定度
z_i/L	境界層高度を用いた安定度
u	主流風速
v	主流直交風速
w	鉛直風速
U	水平風速
θ	風向
$\Delta U/\Delta z$	局所風速勾配
T	気温
u_*	摩擦速度
T_*	摩擦温度
λ	スペクトルによって推定された筋状乱流構造の間隔
l	二点相関によって推定された筋状乱流構造の長さスケール

DL	Doppler Lidar
SNR	Signal to Noise Ratio
PPI	Plan Position Indicator
RHI	Range Height Indicator
VAD	Velocity Azimuth Display
LES	Large Eddy Simulation
WT	Wind Tunnel

付録 2

図の一覧

- 図1.1 大気境界層および組織的乱流構造の概念図
- 図1.2 本論文の構成
- 図2.1 観測サイト. (a) 観測機器の配置, (b) ライダー観測範囲の地形
- 図2.2 ドップラーライダー. (a) スキャナ部, (b) シェルター. 図 3.1(a) は中坪 俊一, 藤田 和之, 森 章一, 池田 正幸:ドップラーライダーシェルターの製作と設置より引用
- 図2.3 走査型ライダーのパルス波形. 三菱電機原田様から提供
- 図2.4 データ取得可能領域の月変化. (a) 2012 年 1 月 1 日から 12 月 31 日, (b) 最大観測レンジ 8250 m で観測した 7 月 11 日から 9 月 24 日. 水平スキャンにおいて信号対雑音比が 6 dB 以下となる視線距離の割合を示す
- 図2.5 ハードターゲットの視線風速と信号対雑音比. 2012 年 1 月 7 日 05:03 に行った仰角-1° の PPI スキャンから高層ビルの方角 ($\theta = 200^\circ$) のシグナルの(a) 全観測領域, (b) ハードターゲット付近
- 図2.6 ハードターゲットの視線風速と信号対雑音比の平均値. 仰角-1° の PPI スキャンから高層ビルの方角 ($\theta = 200^\circ$) を抽出し, 925 事例(2012 年 1 月 1 日から 6 月 30 日)を平均した値
- 図2.7 超音波風速計. 東京工業大学緑ヶ丘 1 号館屋上に設置. 超音波風速計は, 地上高 25.0 m, 屋上の屋根面からの高さ 1.4 m
- 図3.1 走査型ライダーのスキャンモード
- 図3.2 視線風速の方角角分布. プロットは実測値, 赤線は VAD 法によってフィッティングされた正弦曲線
- 図3.3 超音波風速計と VAD 法による水平風速および風向の比較. 超音波風速計の 30 分平均水平風速および風向は U_{ane} , θ_{ane} , VAD 法によって算出した水平風速および風向は U_{VAD} , θ_{VAD} . 超音波風速計は地上高 25 m, VAD 法には仰角 0°地上高 55 m の水平スキャンの観測半径 2025 m の視線風速分布を用いた. 解析期間は 2012 年 9 月 25 日から 2012 年 12 月 31 日の 5602 時間. 1 プロットは 30 分の平均値
- 図3.4 VAD 法および 2 方向の鉛直スキャンによる水平風速および風向の比較. VAD 法によって算出した水平風速および風向は U_{VAD} , θ_{VAD} , 鉛直スキャンによって算出した水平風速および風向は U_{RHI} , θ_{RHI} . VAD 法には仰角 0°地上高 55 m の水平スキャンの観測半径 2025 m の視線風速分布を, U_{RHI} , θ_{RHI} の推定には地上高 50-100 m の視線風速を用いた. 解析期間は 2012 年 9 月 25 日から 2012 年 12 月 31 日(5602 時間). 1 プロットはを 30 分の代表値
- 図3.5 風速プロファイルの比較. 2012 年 8 月 30 日 20:00-20:30 の(a) 水平風速および(b) 風向を示す. RHI は 2 方向の鉛直スキャンによって推定された風速プロファイル, windcube は可搬型ライダーの観測値
- 図3.6 高度別の水平風速および風向の比較. (a)(c)(e)(g) 水平風速および(b)(d)(f)(h) 風向. 1 プロットは 30 分間の平均値. 解析期間は 2012 年 8 月 17 日から 9 月 20 日. U_{RHI} , θ_{RHI} は 2 方向の鉛直スキャンによって推定された水平風速および風向, $U_{windcube}$, $\theta_{windcube}$ は可搬型ライダーの観測値

- 図3.7 境界層高度推定に用いた変数. (a)(d)信号対雑音比の鉛直空間分布, (b)(e)信号対雑音比の平均値・ハール係数の鉛直分布, (c)(f)水平風速・風向の鉛直分布
- 図3.8 境界層高度と大気パラメーターの日変化. 2012年10月11日の(a)境界層高度, (b)気温および気圧, (c)3高度の水平風速, (d)風向, (e)摩擦速度および摩擦温度
- 表1.1 低層ジェットの水平風速と乱流エネルギープロファイルの概念図. Banta et al.(2006)から引用. TKE は乱流エネルギー, w'^3 は鉛直風速の歪度. 上段が対数則, 下段が低層ジェットにおけるプロファイル
- 表1.2 海陸風を伴う低層ジェットの時間変化. 2012年10月21日の14:00から翌日の6:30を示す. (a)(d)全時刻, (b)(e)日中から日の入り, (c)(d)夜間から早朝
- 表1.3 図4.2の解析期間における大気パラメーターの時間変化. (a)安定度および熱フラックス, (b)水平風速および摩擦速度, (c)気温および気圧. 気圧は地上高55mに設置したWXTの観測値, 気圧以外のパラメーターは地上高25mに設置した超音波風速計の観測値から算出
- 表1.4 海陸風を伴わない低層ジェットの時間変化. 2012年11月2日の14:00から翌日の6:30を示す. (a)(d)全時刻, (b)(e)日中から日の入り, (c)(d)夜間から早朝
- 表1.5 図4.4の解析期間における大気パラメーターの時間変化. (a)安定度および熱フラックス, (b)水平風速および摩擦速度, (c)気温および気圧. 気圧は地上高55mに設置したWXTの観測値, 気圧以外のパラメーターは地上高25mに設置した超音波風速計の観測値から算出
- 表1.6 風速および風向プロファイルおよび大気パラメータの日変化. (a)水平風速, (b)風向, (c)信号対雑音比, (d)気温および気圧, (e)摩擦速度および熱フラックス. 水平風速および風向は2方位のRHIスキャンから, 気温および気圧はWXT(地上高55m), 摩擦速度および熱フラックスは超音波風速計(地上高25m)から取得. 白実線は海風進入時刻, 白点線は陸風進入時刻. 解析期間は2012年10月8日から10月15日
- 表1.7 低層ジェットの出現頻度. (a)10月, (b)11月, (c)12月
- 表1.8 10月のN-S事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. (a)サンプル日数, (b)風向, (c)水平風速, (d)気圧, (e)気温, (f)安定度, (g)熱フラックス, (h)摩擦速度. 気圧は地上高55mに設置したWXT, 気温・安定度・摩擦速度は地上高25mに設置した超音波風速計の観測値から算出
- 表1.9 11月のN-S事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. 図4.8と同様
- 表1.10 12月のN-S事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. 図4.8と同様
- 表1.11 10月のN事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. 図4.8と同様
- 表1.12 11月のN事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. 図4.8と同様
- 表1.13 12月のN事例における大気パラメーターのアンサンブル平均. 図4.8と同様
- 表1.14 10月のN-S事例における風速・風向プロファイルのアンサンブル平均. 風速プロファイルのバーは標準偏差を示す
- 表1.15 11月のN事例における風速・風向プロファイルのアンサンブル平均. 風速プロファイルのバーは標準偏差を示す

- 表1.16 解析期間の風速・風向および顕熱フラックスの頻度分布. 超音波風速計(地上高 25 m)によって観測された(a) 風速・風向, (b) 顕熱フラックス. 解析期間は 2012 年 9 月 25 日から 2012 年 12 月 31 日
- 図5.1 解析期間の風速・風向および顕熱フラックスの頻度分布. 超音波風速計(地上高 25 m)によって観測された(a) 風速・風向, (b) 顕熱フラックス. 解析期間は 2012 年 9 月 25 日から 2012 年 12 月 31 日
- 図5.2 視線風速の水平分布. (a) *Streak*, (b) *Mixed*, (c) *Benard*, (d) *No streak*, (e) *Front*, (f) *Others*
- 図5.3 各流れ場の出現頻度および顕熱フラックスの日変化
- 図5.4 各流れ場の安定度および水平風速の関係. (a) 安定時, (b) 不安定時. 破線はセル状対流の発生条件, 実線は水平ロール渦の発生条件 (Grossman 1982)
- 図5.5 運動量フラックスにおけるエジェクション・スウィープ比と安定度の関係
- 図5.6 運動量の交換効率と安定度の関係
- 図6.1 ストリーク構造の概念図. (a) ヘアピン渦, (b) ストリーク構造. Adrian et al. (2001)を引用
- 図6.2 中立境界層の概念図およびストリーク構造の間隔に関する既往研究
- 図6.3 弱不安定時の大気境界層の概念図. Kanda (2012)を引用
- 図6.4 筋状乱流構造の視線風速および主流風速の変動成分の空間分布例. (a) (b)の長方形は λ の同定に用いた領域, 黒矢印で主流風向. (a)2012 年 9 月 27 日 9:38, (b)2012 年 11 月 10 日 2:00
- 図6.5 走査型ライダーからの距離と方位角方向の空間分解能. d は走査型ライダーからの距離. 繰り返し周波数 4000 Hz, 積分回数 1000 回, スキャンスピード 1.2° の場合
- 図6.6 走査型ライダーからの距離と筋状乱流構造の間隔の推定値との関係. d は走査型ライダーからの距離, λ/λ_{ave} は各レンジにおいて算出した λ を全レンジの平均値 (λ_{ave}) で規格化した値
- 図6.7 主流風速の変動成分の水平分布. a は真値, b は視線風速成分から推定した主流風速の変動成分. X が主流直交方向, Y が主流方向. b の視線風速成分は (X,Y)=(0,0) を極座標の原点として算出
- 図6.8 パワースペクトル密度および二点相関から算出した筋状乱流構造の間隔の関係. λ はパワースペクトル密度から算出した筋状乱流構造の間隔, $l_{0.4}$ は二点相関が 0.4 となる点で抽出した長さスケール, $l_{minpeak}$ は二点相関が負のピークを有する点で抽出した長さスケール
- 図6.9 筋状乱流構造の間隔と大気パラメーターの日変化. 2012 年 9 月 27 日における(a)筋状乱流構造の間隔および大気安定度の日変化, (b)は筋状乱流構造の間隔と安定度, (c)はライダーの観測高度の水平風速, (d)はライダーの観測高度の風速シア. (b)(c)(d)のプロット横の数字は時刻を示す
- 図6.10 安定度と筋状乱流構造の間隔の関係. ○DL_sunset: 走査型ライダーの日の入り直後 (16:00-18:00) の事例, ●DL_others: 走査型ライダーのその他の事例, ▲LES_flat: 平板

の LES 数値実験 (Lin et al. 1997), $\square$ LES_city: 実都市地表面の LES 数値実験 (Huda et al. 2015). 走査型ライダーの結果は超音波風速計によって観測された水平風速の 30 分平均値が 3.0 m s^{-1} 以上の事例のみをプロット. 引用した既往研究の詳細は表 6.2

図6.11 水平風速と筋状乱流構造の間隔の関係. $\bullet$ DL_sunset: 走査型ライダーの不安定事例, $\bullet$ DL_sunset: 走査型ライダーの中立事例, $\circ$ DL_sunset: 走査型ライダーの安定事例, $\bullet$ DL_sunset: 走査型ライダーの台風事例, $\triangle$ LES_flat: 平板の LES 数値実験 (Lin et al. 1997), $\square$ LES_city: 実都市地表面の LES 数値実験 (Huda et al. 2015). 走査型ライダーの結果は超音波風速計によって観測された水平風速の 30 分平均値が 3.0 m s^{-1} 以上の事例のみをプロット. 引用した既往研究の詳細は表 6.2

図6.12 風速勾配と筋状乱流構造の間隔の関係. 図 6.11 と同様

図6.13 風速勾配と筋状乱流構造の間隔の関係. 両軸対数表示. $\triangle$ WT_flat: 平板の風洞実験 (Tomkins and Adrian 2003), $\square$ WT_cube: 直方体配列上の風洞数値実験 (Takimoto et al. 2013). その他は図 6.11 と同様

図6.14 無次元風速勾配と筋状乱流構造の間隔の関係. 無次元風速勾配のみ対数表示. 図 6.11 と同様

図6.15 無次元パラメーターと筋状乱流構造の間隔の関係. 縦軸のみ対数表示. 図 6.14 と同様

図6.16 図 6.14 と同様. プロットの色は境界層高度 (z_i) を示す

付録 3

表の一覧

表1.1 走査型ドップラーライダーの諸元

表1.2 可搬型ドップラーライダーの諸元

表1.3 超音波風速計の諸元

表1.4 ウェザートランスミッターの諸元

表4.1 地表面風向の日変化の分類結果. rain は降水があった事例, N-S は午前中に北寄りの風で午後に東もしくは南寄りの風に変化する事例, N は 1 日中北寄りの風である事例, LLJ は低層ジェットを意味する. LLJ の抽出には Whiteman et al. (1997) および Song et al. (2005)の基準 LLJ-0 を用いた

表5.1 大気境界層の流れ分類に関する観測

表5.2 各流れ場の出現頻度. 解析期間は 2012 年 9 月 25 日から 2012 年 12 月 31 日, 1 回の出現は 10 分の代表値

表6.1 図 6.1 で示した筋状乱流構造の大気パラメーター. U はライダーの観測高度の水平風速, u_* は摩擦速度, T_* は摩擦速度, z/L は大気安定度, $\Delta U/\Delta z$ は水平風速シア, λ は筋状乱流構造の間隔

表6.2 λ の値を引用した既往研究

謝辞

本研究を進めるにあたり、素晴らしい研究環境を与えて頂くとともに、多大なるご指導・ご助言を賜りました神田学教授に厚く御礼申し上げます。観測においてご支援して頂くとともに、解析を進めていくにあたり、日ごろから丁寧なご指導を頂きました稲垣厚至助教に深く感謝いたします。観測データのご提供および研究への貴重なご意見を頂いた北海道大学の藤吉康志教授に厚く御礼申し上げます。観測機器の扱い・データ処理等の基礎をご教授頂くと共に、解析への貴重なご意見を頂いた JR 防災研究所の藤原忠誠博士に深く感謝致します。ライダーデータの管理・処理などにおいて、大変お世話になった北海道大学の渡邊様に深く感謝致します。ライダーのトラブルや技術面での疑問に親切にご対応頂いた三菱電機株式会社の原田大治さんおよび池田満久さんに深く感謝致します。

AGL の活動を熱心に指導して下さいました佐藤教育院長、古井特任教授、山田特任教授に厚く御礼申し上げます。多くの刺激と楽しい時間を頂いた木村彰宏さん、川崎博之さん、渡邊真由さんに感謝の意を表します。

事務的手続きだけでなく、様々な面でサポートして下さいました秘書の岡本祐子さん、5 年間の研究室生活においていつも支えて下さった Alvin Varquez 博士、励ましや刺激を頂いた同期の Nurul Huda Binti Ahmad 博士、楽しい会話と可愛い笑顔で癒しをくれた Meral Yucel さん、董玥さんに感謝致します。ライダーの観測・解析をサポートして下さいました、有場次郎さんおよび李安琪さんに感謝の意を表します。ゼミ等で貴重な意見を下さった神田研究室の皆様に感謝の意を表します。気分転換に付き合って下さった同専攻の友人に感謝の意を表します。

最後に、今日に至るまでの学生生活を支えて頂いた父母に心から感謝の意を表します。