

SCALE-LES を用いて得られた 火星境界層に発生する対流

北海道大学理学部地球惑星科学科
惑星宇宙グループ地球流体力学研究室 4 年

和氣光一

指導教員：石渡正樹

要旨

火星大気中に存在するダストは太陽・赤外放射を吸収することで大気を加熱し、火星大気に大きな影響を与えている。ダストは地表面応力により巻き上げられ、強い地表面応力が発生する要因の1つとしてダストデビルの存在が重要であると考えられている。(例：Rafkin et al.,2013)。これまで火星大気の数値シミュレーションでは、ダストデビルの巻き上げダスト量は、ダストデビルを熱機関として見立てたスキーム (例：Renno et al.,1998) で推算されており、ダストデビルに伴う地表面応力からは推算されていない。そこで、ダストを巻き上げる鉛直渦の構造を調べることを目指すことにした。本論文では、その足掛かりとして火星 PBL (火星境界層) の数値計算を行いダストデビルを発生させている研究である Nishizawa et al.(2016) のレビューを行った。

Nishizawa et al.(2016) は、SCALE-LES を用いて火星 PBL の高解像度 (5m) かつ広領域 (19.2km × 19.2km) LES(Large eddy simulation) 計算を行い、対流が最も活発である時刻の 14:30LT(Odaka et al.,2001) に解析を行った。約 3000 個のダストデビルが計算領域内で発生しており、これまで困難であったダストデビルの統計的調査が可能となった。その結果、ダストデビルの最大鉛直渦度は指数分布に、半径と循環はべき乗分布に、最大接線速度と圧力降下はワイブル分布に従うような分布をもっていることが分かった。また、ダストデビルの半径の最頻値が 5m よりも小さいことが示唆された。

Nishizawa et al.(2016) では、14:30LT における解析のみしか示されておらず、彼らの結果の一般性に関する検討は行われていない。そこで今回は Nishizawa et al.(2016) では示されていない時刻・高度における鉛直速度と鉛直渦度の水平断面図を作成し、火星 PBL に発生する対流とそれに伴う渦の時刻・高度依存性について確認した。その結果最も対流が活発である時刻が、Nishizawa et al.(2016) の解析が行われた 14:30LT から後ろの時刻に少しずつ

ている可能性が示唆された。しかし、どの時刻で対流が最も活発になるかを明らかにするには、それぞれの時刻における対流の高さを調べる必要があり、これは今後の課題である。また、Nishizawa et al.(2016) の計算で発生した対流渦の構造の調査に向けて、各渦に着目するため同論文で行われた孤立渦の抽出についても今後取り組むつもりである。

目次

第 1 章	はじめに	5
第 2 章	Nishizawa et al.(2016) のレビュー	9
2.1	背景	9
2.2	計算設定と解析方法	11
2.2.1	モデルの概要と計算設定	11
2.2.2	解析方法	16
2.3	結果と考察	18
2.3.1	シミュレーション結果	18
2.3.2	解析結果	21
第 3 章	火星 PBL における対流および渦の時間・高度依存性	25
3.1	目的	25
3.2	解析方法	25
3.3	Nishizawa et al.(2016) で掲載されている水平断面図の再現	28
3.3.1	結果	28
3.4	時刻を変えた水平断面図	31

3.4.1	解析結果	31
3.5	高度を変えた水平断面図	35
3.5.1	解析結果	35
第 4 章	まとめ	39
4.1	本研究の結果	39
4.1.1	Nishizawa et al.(2016) のまとめ	39
4.1.2	データ解析の結果	40
4.2	現状と今後の展望	40
付録 A	高度 62.5m における 水平断面図の時間変化	42
付録 B	Nishizawa et al.(2016) 全訳	47

第 1 章

はじめに

火星の大気中にはダストが多く存在している。図 1.1 はバイキング着陸船によって観測されたダストの光学的厚さのデータであり、火星大気的光学的厚さが常に 0.3 以上の値を示していることから、光を遮る存在つまりダストが定常的に存在していることがわかる。ここで、ダストとは地表面から大気中に巻き上げられた砂のことを指している。

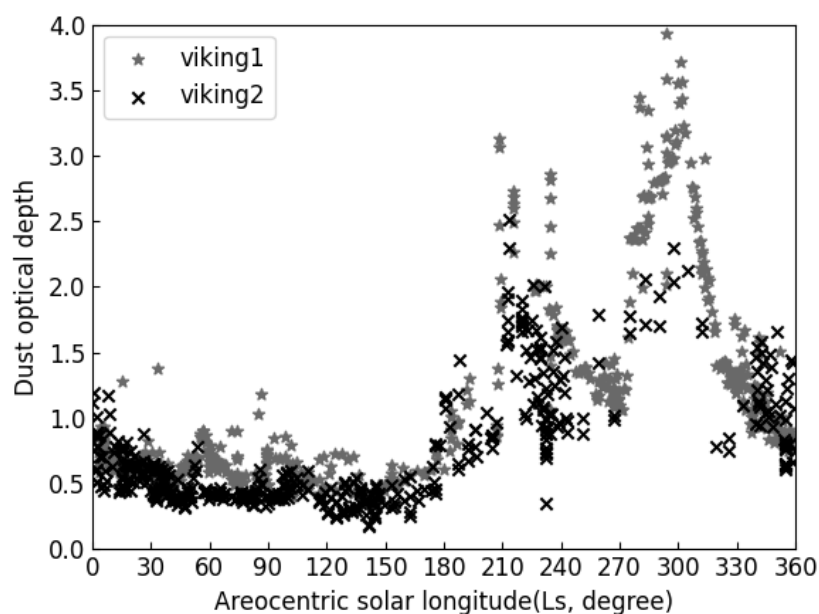


図 1.1: バイキング着陸船 (1 号, 2 号) によって観測された可視光に対するダストの光学的厚さの季節変化。横軸は火星から見た太陽の黄経 (度), 縦軸は光学的厚さを表す。
観測データ (NASA Planetary Data System:http://atmos.nmus.edu/PDS/data/vl_1001/) を使って作成。

ダストは太陽・赤外放射を吸収することで大気を加熱すること知られている。図 1.2 はダストの有無を想定した火星大気の数値計算で得られた鉛直温度分布を比較したものである。図からわかるように (A) ダストなしの場合に比べて, (B) ダストありの方が全体的に温度が高くなっている。このようにダストが火星大気に及ぼす影響は大きく, 火星大気を考える上で重要な存在である。

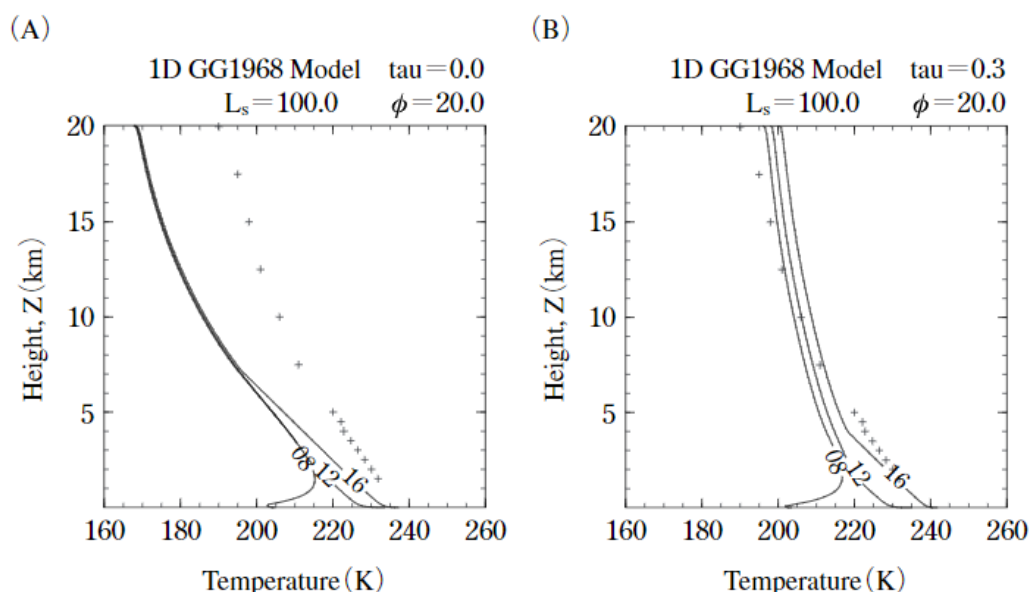


図 1.2 : 火星の夏季における, 観測で得られた鉛直温度分布 (十字プロット) (Seiff and Kirk,1997) と 1次元計算で得られたダストの有無を想定した鉛直温度分布 (実線) (Odaka et al.,2001) の比較。

観測によるデータは (A), (B) とともに同じデータがプロットされている。計算によるデータは (A) ダストなし, (B) ダストあり (光学的厚さ 0.3) を想定して得られたものである。また, 実線に書かれている数字は火星の現地時刻を表している。

(Odaka, M.2007, Fig4 より引用)

ダストは地表面付近の水平風に伴う応力 (摩擦) によって巻き上げられると考えられている。ダストを想定した数値計算を行う際, ダストの巻き上げのモデル表現は大きく二つに分けられている。一つは, GCM (大気大循環モデル) の格子 (例: 気象庁で気象予報に使用されている全球モデルで約 20km) で計算される大規模循環に伴う風応力による巻き上げ (例: Greeley et al.,1993 ; Wilson and Hamilton, 1996) である。もう一つは, GCM の格子点よりも小さいスケールの現象に伴う風応力による巻き上げである。現在では, 小さいスケールの現象としてダストデビルの存在が重要と考えられている (例: Rafkin et al., 2013)。火星の PBL (大気境界層) には六角形や四角形の構造を持つ対流セルが存在することが知ら

られていて (例 : Michaels and Rafkin., 2004), ダストデビルはこの対流セルが要因となって発生すると考えられている.



図 1.3 : NASA の無人火星探査機の「スピリット」によって撮影された火星のダストデビル (動画のスナップショット).

(NASA/JPL ; <https://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA07253>)

これまでの数値的研究において, ダストデビルによるダスト巻き上げ量は, ダストデビルを熱機関として見立ててモデル化を図ったスキームにより推算されている (例 : Rennó et al., 1998 ; Newman et al., 2002). つまり火星大気の数値シミュレーション内で直接解像したダストデビルに伴う地表面応力からダスト巻き上げ量を推算しているわけではない. また, そのような地表面応力による巻き上げられるダスト量推算のためのパラメタリゼーションも確立されていないのが現状である. そこで, ダストを巻き上げる鉛直渦の構造を調べることを目指すことにした. そのため, 数値計算でダストデビルを表現している研究について理解を深めるため, 本論文では Nishizawa et al.(2016) のレビューを行う. Nishizawa et al.(2016) は高解像度かつ広領域で火星 PBL のラージエディシミュレーションを行い, 大量のダストデビルを発生させている研究である. 実際には, Nishizawa et al.(2016) はダストなしを想定した計算を行っており, 対流に伴って発生した鉛直渦のことをダストデビルとして仮定し渦の統計に着目した論文である. レビューの詳細は第 2 章に示す.

レビューの結果, Nishizawa et al.(2016) では時刻・高度を 1 つに絞った解析を行っており, 彼らの解析結果について一般性の検討が必要であることがわかった. まずは, 火星 PBL における対流と渦の振る舞いやシミュレーションデータの解析の理解を深めるためにも, Nishizawa et al.(2016) で作成された高度 62.5m における鉛直速度と鉛直渦度の水平断面図の再現を行う. また, Nishizawa et al.(2016) で示されていない時刻・高度の水平断面図も作成し, 火星 PBL の対流と渦の時間・高度依存性を観察し Nishizawa et al.(2016) の解析

結果の一般性について考察する. これらの詳細は第 3 章に記述する.

第 2 章

Nishizawa et al.(2016) のレビュー

ここでは, ダストデビルの巻き上げダスト量の推算に向けて行った Nishizawa et al.(2016) のレビューについて記述する. また, 付録 B にて Nishizawa et al.(2016) の全訳を掲載する.

2.1 背景

Nishizawa et al.(2016) の以前より, 火星ダストデビルに関する研究は様々行われてきた. 観測による研究は行われていて, 火星ダストデビルのいくつかの特徴もわかってきてはいるが, サンプル数が不十分であることから精度の高い統計を得ることは困難であった. したがって, 数値計算を用いた研究では, その不確実性を減らしダストデビルの特徴の詳細な分析が可能になる. 火星ダストデビルの数値計算による研究は火星の PBL (大気境界層) の対流の研究から始まり, PBL には六角形や四角形の構造を持つ対流セルが存在することがわかった (例: Michaels and Rafkin., 2004). また, この対流セルがダストデビルを発生させる要因であると考えられている. 複数のダストデビルを同時に着目して統計的な調査をするためには, 同じ対流セルで発生するダストデビルだけではなく, 他の対流セルで発生するダストデビルにも目を向けなくてはならず, 対流セルのスケールを十分に満たした上でダストデビルを表現しなくてはならない. しかし, ダストデビルは小さいもので数 m (水平) であることに対し, 対流セルは最大で約 10km (水平) ものスケールであり, ダストデビルとその発生要因である対流セルのスケールには大きな差がある. よって, 数値計算で両者のスケールを十分に満たすためには莫大な計算が必要になるが, 従来の計算機では性能

不足であり, これまでの火星ダストデビルの数値研究では個々のダストデビルに着目することがほとんどであった.

これらを踏まえて, Nishizawa et al.(2016) では, 複数のダストデビルに着目してその統計的調査を行うために, 火星境界層における高解像度 (5km) かつ広領域 ($19.2\text{km} \times 19.2\text{km} \times 21\text{km}$) のラージエディシミュレーションを行った.

2.2 計算設定と解析方法

ここでは, Nishizawa et al.(2016) で使用された計算モデル及びその設定 (詳細は Nishizawa et al.,2015 で掲載されている) と計算結果の解析方法について記述する.

2.2.1 モデルの概要と計算設定

Nishizawa et al.(2016) で使用されたモデルは SCALE-LES である. これは, 理研計算科学研究機構が開発した次世代気象気候科学における基盤ライブラリである SCALE のうち, 地球用の気象学的 LES (ラージエディシミュレーション) モデルとして開発されたものであり, 同論文ではパラメータを火星用に変えて使用している.

LES (ラージエディシミュレーション) とは, 物理量に対して計算格子で捉えられる成分 (GS ; グリッドスケール) と計算格子以下の成分 (SGS ; サブグリッドスケール) に分けるフィルターをかけて計算を行う手法である. GS 成分はそのまま解像することができるため, 時間発展方程式を解いて求める. それに対して, SGS 成分は格子点の値から直接求めることができないため, モデル化することで求められる.

また, Nishizawa et al.(2016) ではダストなしを想定した計算が行われており, 対流に伴って発生する孤立渦のことをダストデビルとしてみなしている.

座標系

座標系は, 直行座標系で水平方向に x, y , 鉛直方向に z をとっている.

支配方程式

支配方程式は 3 次元完全圧縮非静力学方程式系で以下のように記述される.

・連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) + \frac{\partial(\rho q_l w_l)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho q_s w_s)}{\partial z} = 0. \quad (2.1)$$

・運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) + \left(\frac{\partial(\rho q_l w_l)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho q_s w_s)}{\partial z} \right) \mathbf{u} \\ = -\nabla p - \rho g \mathbf{e}_z + \text{DIFF}[\mathbf{u}]. \end{aligned} \quad (2.2)$$

ここで, \otimes はテンソル積を表している.

・熱力学方程式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho e \mathbf{u}) + \frac{\partial(\rho q_l e_l w_l)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho q_s e_s w_s)}{\partial z} + p \nabla \cdot \mathbf{u} \\ = Q + \text{DIFF}[T^*]. \end{aligned} \quad (2.3)$$

ここで, $\text{DIFF}[\phi]$ (ϕ は任意の変数) は SGS 乱流による拡散項である. また,

$$e = \rho_d e_d + \rho_v e_v + \rho_l e_l + \rho_s e_s \quad (2.4)$$

$$Q = Q_d + Q_v + Q_l + Q_s \quad (2.5)$$

とする.

ここで, 使用した変数の詳細は表 2.1 に記述している.

変数名	詳細	単位
ρ	全密度	kg m^{-3}
ρ_l	液体水分率	–
ρ_s	個体水分率	–
t	時間	s
\mathbf{u}	気流の速度ベクトル	m s^{-1}
w_l	気体に対する液体水の相対速度	m s^{-1}
w_s	気体に対する個体水の相対速度	m s^{-1}
p	圧力	N m^{-2}
g	重力加速度	m s^{-2}
\mathbf{e}_z	鉛直単位ベクトル(上向き)	–
T^*	温位	K
Q_d	乾燥空気に対する非断熱加熱	$\text{J m}^{-3} \text{s}^{-1}$
Q_v	水蒸気に対する非断熱加熱	$\text{J m}^{-3} \text{s}^{-1}$
Q_l	液体水に対する非断熱加熱	$\text{J m}^{-3} \text{s}^{-1}$
Q_s	個体水に対する非断熱加熱	$\text{J m}^{-3} \text{s}^{-1}$
e_d	乾燥空気の内部エネルギー	J kg^{-1}
e_v	水蒸気の内部エネルギー	J kg^{-1}
e_l	液体水の内部エネルギー	J kg^{-1}
e_s	個体水の内部エネルギー	J kg^{-1}

表 2.1 : 支配方程式で使用した変数の詳細.

SGS モデル

Nishizawa et al.(2016) で行われた LES 計算では, SGS 乱流のモデルとして Smagorinsky-Lilly モデル (Smagorinsky, 1962 ; Lilly, 1962) を採用している. 先述の支配方程式における SGS 乱流の影響は, 運動方程式では $\frac{\partial \rho \tau_{ij}}{\partial x_j}$, 熱力学方程式では $\frac{\partial \rho \tau_i^*}{\partial x_i}$ と書くことができる. ここで τ_{ij}, τ_i^* は以下のように書きかえられる.

$$\tau_{ij} = -2\nu_{\text{SGS}} \left(S_{ij} - \frac{1}{3} S_{kk} \delta_{ij} \right) + \frac{2}{3} \text{TKE}_{\text{SGS}} \delta_{ij}, \quad (2.6)$$

$$\tau_i^* = -\nu_{\text{SGS}}^* \frac{\partial \phi}{\partial x_i}. \quad (2.7)$$

$\nu_{\text{SGS}}, \nu_{\text{SGS}}^*$ はそれぞれ SGS 渦粘性係数, SGS 渦拡散係数であり, ϕ は温位などのスカラー量を表している. δ_{ij} はクロネッカーのデルタである.

また, $S_{ij}, \text{TKE}_{\text{SGS}}$ はそれぞれひずみテンソル, SGS 乱流の運動エネルギーを表しており, 以下のように記述される.

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (2.8)$$

$$\text{TKE}_{\text{SGS}} = \frac{1}{2} \tau_{ij}. \quad (2.9)$$

計算設定

Nishizawa et al.(2016) では, 外部から与える鉛直温度分布はダストの光学的厚さ 0.2 を想定して得られたものを使用している. しかし, 先述のように計算自体はダストなしを想定したものである. また, 大まかな計算設定は以下のようである.

- 計算領域
 - 水平方向に 19.2km × 19.2km
 - 鉛直方向に 21km
 - 空間解像度
 - 5m, 10m, 25m, 50m, 100m の 5 種類
 - 初期条件
 - 熱強制として, Odaka et al.(2001) の 1 次元シミュレーションで得られた鉛直温度分布及び地表面温度を与える.
 - 鉛直温度分布に小さなランダム摂動を与える.
 - 地形
 - 平坦
 - 領域側面
 - 2 重周期境界条件
 - 計算時間
 - 00:00LT から 24:00LT まで
 - 但し, 解像度 5m の時は 14:00LT から 15:00LT までとする
(初期値には 14:00LT における解像度 10m での結果を用いる)
 - 解析時刻
 - 14:30LT で解析
(Odaka et al.,2001 で得られた結果で対流が最も活発であった時刻)
-

2.2.2 解析方法

Nishizawa et al.(2016) では, 得られたシミュレーションデータから孤立渦を取り出し, それぞれの鉛直渦がもつパラメータを調べることによって, 鉛直渦の統計的な調査を行っている. 鉛直渦度が閾値を超える連続領域を孤立渦として考え, その閾値は 3σ (σ は水平方向の鉛直渦度の標準偏差) である. それぞれの解像度に対する σ の値は表 2.2 に示している. また, Nishizawa et al.(2016) では, 孤立渦の持つパラメータ (半径, 接線速度など) を 3 つの推定方法を用いて調べている. 3 つの推定方法とは, ランキン渦 (例: Rankine, 1882) フィッティング (RK), バーガース・ロット渦 (例: Burgers, 1948 ; Rott, 1958) フィッティング (BR), 最大接線速度抽出法 (TV) である. この 3 つの違いは, 想定する渦の種類によるものであり, Nishizawa et al.(2016) 本文に書かれている図 3 のヒストグラムは, ランキン渦フィッティングによって得られたパラメータを使用している. 3 つの推定方法に関する情報は, Nishizawa et al.(2016) の Supporting Text S1 (本論文 p61~p63 にてその全訳を記述) で記載されていたが, 今回 Nishizawa et a.(2016) に記載されている情報だけでは実際の解析においてどのような扱い方をしているか理解することができなかった. しかし, 今後 Nishizawa et al.(2016) の計算で発生したダストを巻き上げる渦の構造を調べていくためには, 強い地表面応力を伴う孤立渦を選択的に抽出しその渦パラメータを推定する必要がある. そのため, 3 つの渦パラメータの推定方法の理解については, 今後の課題として取り組んでいきたい.

Nishizawa et al.(2016) では, このようにして得られた渦パラメータの頻度分布を調べ, 分布フィッティングを行うことでその分布が従う統計分布を提案している. 分布フィッティングとは, 得られた頻度分布に近くなるように様々な統計分布のパラメータを調整することであり, この論文で使われている統計分布は, 指数分布, 対数正規分布, ベキ乗分布, ワイブル分布である. 各統計分布が従う関数のパラメータは最尤法によって求める. ここで, 得られた渦パラメータの頻度分布がどの統計分布に従うかを調べるために, AD (アンダーソン・ダーリング) 統計量 D^* を導入する. AD 統計量 D^* は以下のような式で表され, この D^* が最も小さくなる統計分布が一番適合している分布となる.

$$D^* = \max_{x_0 < x} \frac{|S_N(x) - P(x)|}{\sqrt{P(x)\{1 - P(x)\}}}. \quad (2.10)$$

ここで, $S_N(x)$ は経験分布関数, $P(x)$ は累積分布関数を表しており, x_0 は切り捨てられた分布の下限である.

2.3 結果と考察

ここでは, Nishizawa et al.(2016) で得られた 14:30LT におけるシミュレーション結果と, そこから得られた火星ダストデビルの統計的特徴をまとめ, その考察を行う.

2.3.1 シミュレーション結果

Nishizawa et al.(2016) で得られた異なる解像度におけるシミュレーションの結果を表 2.2 に示す.

解像度	100m	50m	25m	10m	5m
高度 62.5m 付近の鉛直レベル [m]	50	75	62.5	65	62.5
14:30LT における上のレベルの σ [s^{-1}]	0.0087	0.017	0.032	0.066	0.11
14:30LT における渦の数 (数密度 [km^{-2}])	17 (0.046)	89 (0.24)	260 (0.71)	997 (2.7)	3046 (8.3)
14:30LT における渦の面積分率	0.0060	0.0085	0.0098	0.0099	0.011

表 2.2 : 異なる解像度におけるダストデビルシミュレーションデータ
(Nishizawa et al.,2016・表 1 より引用)

表 2.2 からわかるように, 最高解像度の 5m による実験の時の 14:30LT での発生した渦の数は約 3000 個であった. この約 3000 という数はこれまでにないほどの多大な数であり, 統計的な調査を可能とさせるような数である. なぜなら, Nishizawa et al.(2016) 以前の惑星境界層の数値シミュレーションにおいて, 地球を対象としたものでも発生した渦の数は多くて 100 個程度 (Ohno and Takemi, 2010 ; Gheynani and Taylor, 2011) であったからである.

図 2.1(a) は解像度 5m・高度 62.5m における全領域での鉛直速度の水平断面図を表している. 図中において, 赤色の部分は上昇流, 青色は下降流を表しており, 拡大してみると独立した細かい鉛直流が連なっており, それがつながっているように見えている. 赤色の上昇流に着目すると, 大きいものだと東西方向に約 10km~20km, 南北方向に約 3km~11km の範囲に, 約 10km ほどの最大水平スケールをもつセルが存在しており, その領域内部では全体的に下降流が存在する. これは, Nishizawa et al.(2016) 以前の火星 PBL の数値シミュ

レーションにおいても発生が確認されていた六角形や四角形の水平構造をした対流セルと同様のものである考えられる。

図 2.1(c), (d) は図 2.1(a) 中に示された 1km~1km の四角形で囲まれた領域の拡大図とその領域における鉛直渦度の水平断面図である。図 2.1(d) に着目すると、図 2.1(c) 中で対流セルの境界と考えられる上昇流領域に沿うような位置に、大きいものと約 100m ほどの水平スケールの渦が発生していることが確認できる。このように、対流に沿うような位置に多くの鉛直渦が発生していることから、数値計算でダストデビルを表現する際、ダストデビルかつ対流セルの両者のスケールを満たすことが必要であり、この論文ではその重要性を再確認することができた。

Nishizawa et al.(2016) の本文中には、計算結果として 14:30LT における PBL の高さは約 6km であったと記述されていたが、それを示す図などは論文内に掲載されていなかった。そのため、本論文第 3 章にて高度 6km 付近での鉛直速度の水平断面図を用いてその確認を行う。

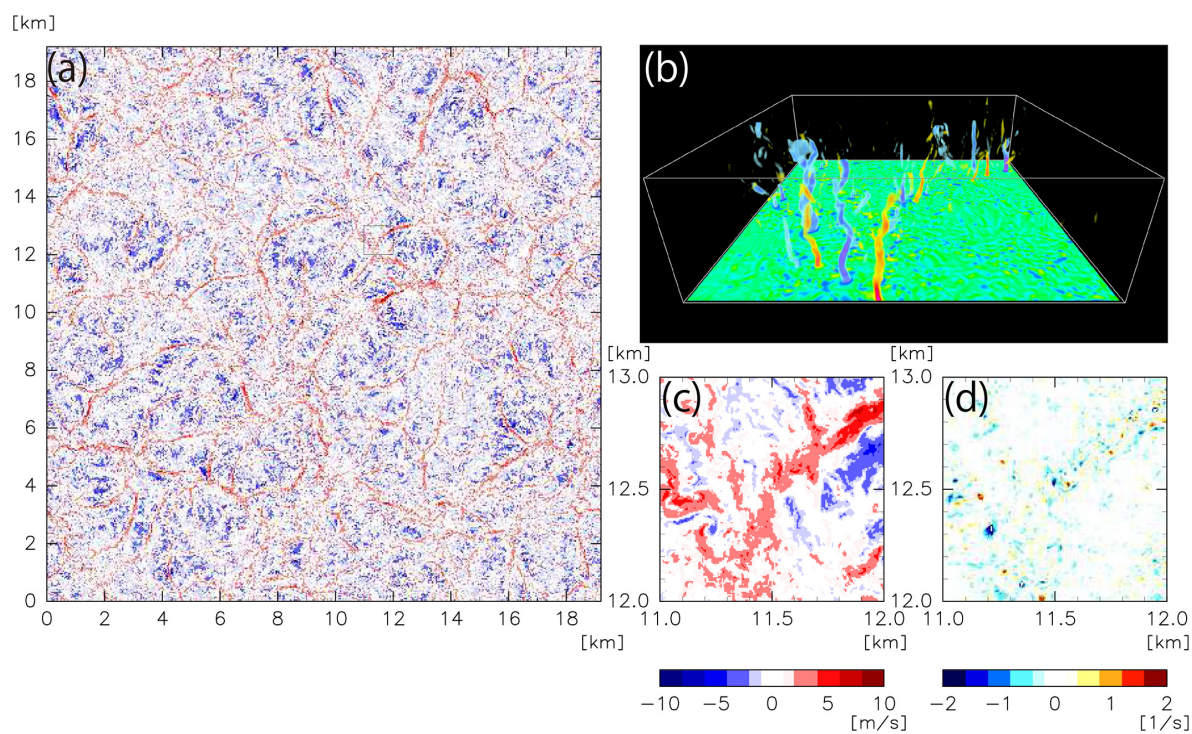


図 2.1： 高度 62.5m での水平断面における鉛直速度 (a, c), 鉛直渦度 (d), および鉛直渦度の 3 次元構造 (b). すべて解像度 5m で 14:30LT での実行結果である.

図 1a はシミュレーションを行った全領域を示している. 一方で, 図 1b - d は図 1a 中に示された四角で囲まれた 1km×1km の領域を表している. 図 1b の鉛直方向の高さは地表面から 300m である. 左右のカラーバーはそれぞれ鉛直速度と鉛直渦度に対応している.

(Nishizawa et al.,2016・図 1 より引用)

2.3.2 解析結果

ここでは、シミュレーションから得られたデータから抽出されたダストデビルの統計を調べた Nishizawa et al.(2016) の解析結果をまとめ、そこから得られたダストデビルの統計的特徴について考察していく。

図 2.2 は解像度 5m でのダストデビルの鉛直渦度のヒストグラムであり、色はいくつかの高度を表している。色の違いから分かるように、鉛直渦の数密度は高度に依存しており、その数は高度が高くなるにつれて減少している。また、図中の点線は、各高度に対するヒストグラムの近似線を表しており、片対数グラフで直線になっていることから、鉛直渦度は指数分布に近い分布をもつことがわかる。

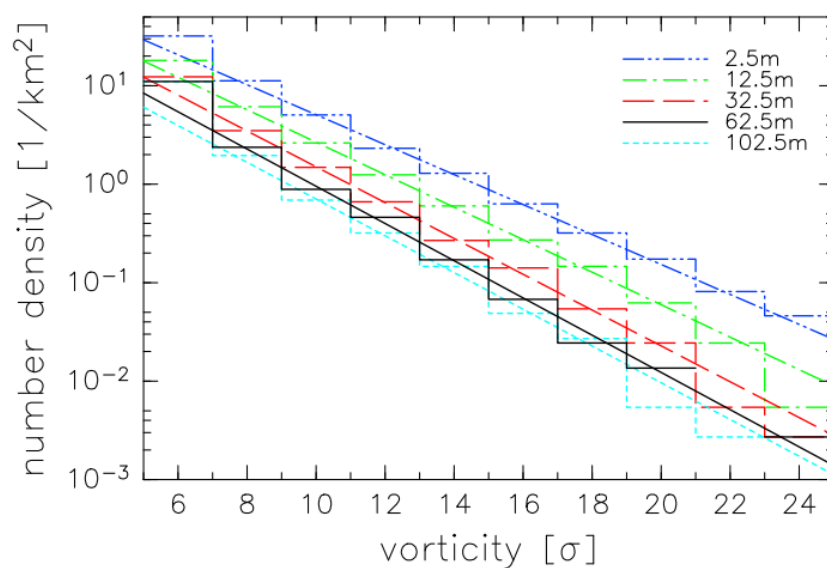


図 2.2 : 解像度 5m での最大鉛直渦度のヒストグラムの高度依存性。

縦軸は 1km^2 あたりの鉛直渦の数密度、横軸は標準偏差で正規化された鉛直渦度を表している。

(Nishizawa et al.,2016・図 2(a) より引用)

図 2.3 は 14:30LT・高度 62.5m においてランキン渦フィッティングによって取り出された渦パラメータのヒストグラムを示している。図 2.3(a) は渦の半径のヒストグラムであり、解像度の違いに着目すると、より粗い解像度で大きな渦の数が多くなる傾向が見られる。これは両対数グラフであり、ヒストグラムの勾配が線形となっていることから、べき乗分布に従うような分布であることがわかる。また、表 2.3 からわかるように半径の分布に対する AD 統計量 D^* はべき乗分布の時に最も小さい値を示しており、べき乗分布が半径の分布を説明するのに適した分布であることがわかる。一方で、解像度別にヒストグラムの最頻値に着目すると、解像度に依存していることは明確であり、解像度 5m の時でさえも依存しているように見える。これは、最頻値が 5m よりも小さいことを示唆しており、より精度の高い統計を取るためには 5m という解像度は十分ではなかった可能性が挙げられる。

最大速度と圧力降下の分布は、ワイブル分布が適しているという結果が得られた。また、それぞれのヒストグラムの最頻値に着目すると、解像度による差はあまりないように見える。データの範囲に関しても、解像度に対する依存性はあまりないように見える。これら 2 つの分布は似た形状をしているが、これはランキン渦フィッティングにおいて圧力降下 Δp は、以下のように最大速度のみに依存した形で表されるからである。

$$\Delta p = \rho U^2 \quad (2.11)$$

ここで、 ρ は渦領域の平均密度、 U は渦の最大速度を表している。

図 2.3(e) は、渦の循環のヒストグラムを表しており、両対数グラフで線形関係を示していることから、べき乗分布に似ている分布をもつことがわかる。これは、表 2.3 の AD 統計量 D^* から判断してもべき乗分布が渦の循環の分布に良い一致を示すと言える。また、渦の循環について考える際に渦の合流の存在が重要であり、渦の循環の分布の理解には渦の合流のダイナミクスを考える必要がある。

このように、得られた鉛直渦の各パラメータの頻度分布が様々な統計分布に従うような分布であるということが、Nishizawa et al.(2016) の高解像度 LES 計算により明らかになった。

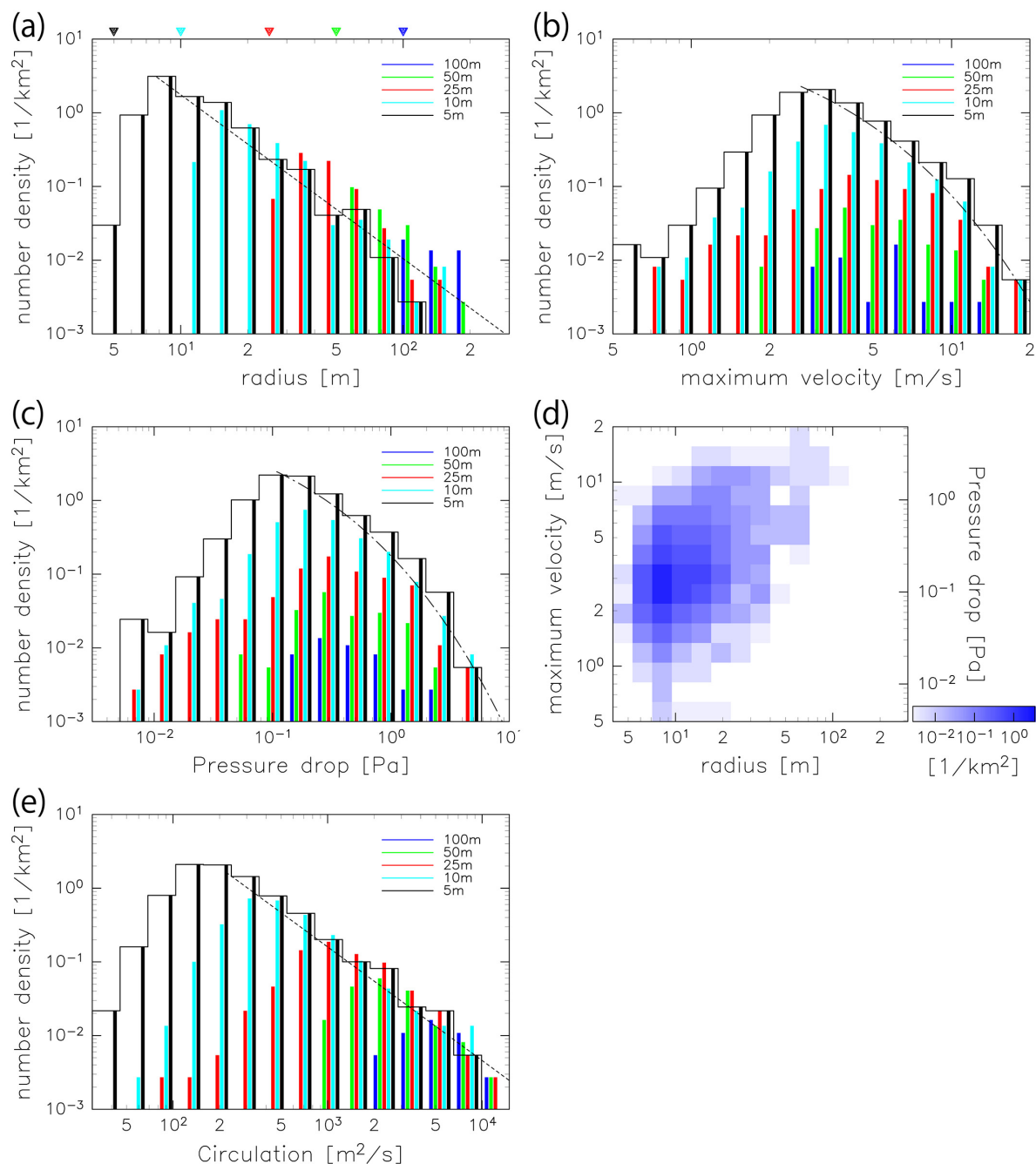


図 2.3 : 高度 62.5m 付近で 14:30LT に RK によって得られた, 渦の (a) 半径, (b) 最大速度, (c) 圧力降下, (e) 循環のヒストグラムと (d) 解像度 5m・高度 62.5m での渦の半径と最大速度の 2 次元合同ヒストグラム.

図 3a-3c と 3e では, 細い線は解像度 5m のヒストグラムを示しており, 各ピンのカウントの解像度に対する依存性がバーで示されている. 色は解像度を表している. 図 3a と 3e の点線はフィットしたべき乗分布を表し, 図 3b と 3c のダッシュ点線はフィットしたワイブル分布を表している. 図 3a の三角形は格子点間隔を表している.

(Nishizawa et al.,2016・図 3 より引用)

解像度		100m	50m	25m	10m	5m
半径	べき乗	0.26–0.46	0.15–0.27	0.12–0.17	0.08–0.13	0.11–0.13
	指数	0.24–0.84	0.16–0.45	0.15–0.35	0.99–1.14	0.51–35.5
	対数正規	0.76–3e4	0.71–1.19	0.22–3.31	0.23–0.45	0.48–3.43
最大 速度	べき乗	0.35–0.53	0.21–0.30	0.15–0.22	0.11–0.15	0.09–0.12
	指数	0.33–0.54	0.13–0.26	0.07–0.11	0.07–0.10	0.06–0.13
	対数正規	0.33–3.12	0.19–0.55	0.11–0.37	0.10–0.29	0.08–0.28
	ワイブル	0.00–0.52	0.00–0.22	0.00–0.11	0.07–0.12	0.03–0.05
圧力 降下	べき乗	0.28–0.53	0.21–0.30	0.15–0.22	0.11–0.15	0.07–0.12
	指数	0.29–0.60	0.15–0.54	0.16–0.32	0.19–0.27	0.19–0.38
	対数正規	0.00–3.12	0.00–0.55	0.00–0.21	0.00–0.13	0.00–0.19
	ワイブル	0.00–0.52	0.00–0.14	0.00–0.13	0.00–0.09	0.00–0.05
循環	べき乗	0.30–0.35	0.17–0.24	0.08–0.15	0.08–0.09	0.05–0.07
	指数	0.29–1.49	0.22–0.31	0.41–0.72	0.53–0.65	0.88–77.3
	対数正規	0.43–86.0	0.17–0.31	0.15–1.07	0.25–0.59	0.39–0.93

表 2.3 : 14:30LT と 15:00LT で RK, BR, TV によって得られた経験分布の Anderson-Daring 統計 D^* の各分布に対する範囲.

(Nishizawa et al.,2016・表 S1 より引用)

第 3 章

火星 PBL における対流および渦の 時間・高度依存性

3.1 目的

Nishizawa et al.(2016) では, シミュレーション結果におけるダスト巻き上げに関する考察は行われていなかった. また, 14:30LT・高度 62.5m に絞った解析が行われており, 他の時刻・高度における対流と渦の水平断面図は示されていなかった. しかし, Nishizawa et al.(2016) の数値シミュレーションにおいて発生したダストを巻き上げる鉛直渦の構造を調べていくためには, 彼らの結果の時刻・高度に対する一般性の検討を行う必要があるため, 本章では Nishizawa et al.(2016) で示されていない時刻・高度における対流と渦の調査を行う. そのため, まずは Nishizawa et al.(2016) と同じ 14:30LT・高度 62.5m における鉛直速度と鉛直渦度の水平断面図の再現を行い解析方法の理解を深める. そのあと, 同論文で示されていない時刻・高度における鉛直速度と鉛直渦度の水平断面図の作成し, 火星 PBL における対流とそれに伴う渦の時刻・高度依存性について調べる.

3.2 解析方法

ここでは, 今回行った水平断面図の描画方法および使用したスクリプトについて説明する.

今回使用した元データは NetCDF 形式のデータであり、各時刻ごとで分けられている。またデータ容量が莫大なため、それぞれの時刻のデータは、さらに 7200 個に分けられている。その 7200 個に分けられた各データファイルには $320\text{m} \times 160\text{m} \times 21\text{km}$ の範囲の領域のデータが格納されている。第 2 章で説明したように、座標系は水平方向に x, y 、鉛直方向に z をとった直行座標系である。

描画は、以下の 4 つのスクリプトを上から順番に用いて行う (ただし、鉛直速度の場合は 2 つめのスクリプトは不要)。

また描画ツールとして、地球流体電脳倶楽部で開発されている GPhys (<http://ruby.gfd-dennou.org/products/gphys/>) を用いた。

- 7200 個のデータファイルを順番に読み込み、任意の高度におけるそれぞれの格子点での変数 (東西速度, 南北速度, 鉛直速度) の値を取り出し、一つの NetCDF 形式のデータファイルに書き出すスクリプト
- 一つ目のスクリプトで取り出した東西速度と南北速度のデータを使用して、それぞれの格子点での鉛直渦度を計算し、計算結果を別の NetCDF ファイルに書き出すスクリプト
(鉛直渦度の描画時のみに使用)
- 上記二つのスクリプトから得られた鉛直速度と鉛直渦度のデータから、それぞれ $600\text{m} \times 600\text{m}$ の範囲を順番に描画していくスクリプト
(計算機のメモリの関係上、計 1048 枚の画像に分けて描画を行う)
- 1048 枚の画像を一枚の画像に結合するスクリプト

鉛直渦度の計算

鉛直渦度の計算は、任意の高度で取り出した東西速度と南北速度を用いて以下のように行う。

鉛直渦度 ζ の定義を式 (3.1) に示す. 今回は, 式 (3.1) を中心差分により離散化した式 (3.2) を用いて計算を行う.

$$\zeta = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \quad (3.1)$$

$$\zeta_{i,j} = \frac{V_{i+1,j} - V_{i-1,j}}{2dx} - \frac{U_{i,j+1} - U_{i,j-1}}{2dy} \quad (3.2)$$

ここで, V は南北速度, U は東西速度を表しており, また添え字の i, j は, x 方向に i 番目, y 方向に j 番目の格子点の値であることを意味している. dx, dy はそれぞれ x, y 方向の格子点間隔を表しており, どちらも 5m である. 今回のデータでは, 領域の水平スケールは x, y 方向ともに 19200m であるので, それぞれの方向の格子点数は 3840 (= 19200m/5m) である.

このようにして隣り合う格子点の値から鉛直渦度を計算する.

3.3 Nishizawa et al.(2016) で掲載されている水平断面図の再現

ここでは, Nishizawa et al.(2016) に記載されている解像度 5m・高度 62.5m での 14:30LT における鉛直速度および鉛直渦度の水平断面図の再現を行う. Nishizawa et al.(2016) のシミュレーションで得られた 14:30LT・解像度 5m でのデータを使用して, 高度 62.5m における変数を取り出し描画を行う. 鉛直渦度の水平断面図に関して, Nishizawa et al.(2016) ではとある 1km × 1km の範囲を部分的に切り出したものであったが, ここでは全領域の図を作成することにする.

3.3.1 結果

作成した水平断面図を図 3.1, 図 3.2 に示す. 図 3.1 に着目すると, だいたい x が 10km~20km, y が 4km~10km の範囲に Nishizawa et al.(2016) の結果と同様の対流セルを見ることができる. 他の部分についても同様に Nishizawa et al.(2016) と同じような位置に上昇流および下降流の分布を見ることができる. 図 3.2 より, 鉛直渦度は, 鉛直速度の断面図上の上昇流の位置に多く分布していることが確認できる. また, Nishizawa et al.(2016) では, 同論文以前の数値シミュレーション (例: Kanak et al., 2000 ; Rafkin et al., 2001) の結果を支持するように, 4 角形や 6 角形の形をした対流セルの頂点付近に強い渦が確認されたとあったが, 今回作成した図でも同じように強い渦を確認することができた. 以上より, Nishizawa et al.(2016) で記載されている高度 62.5m での水平断面図の再現はできた.

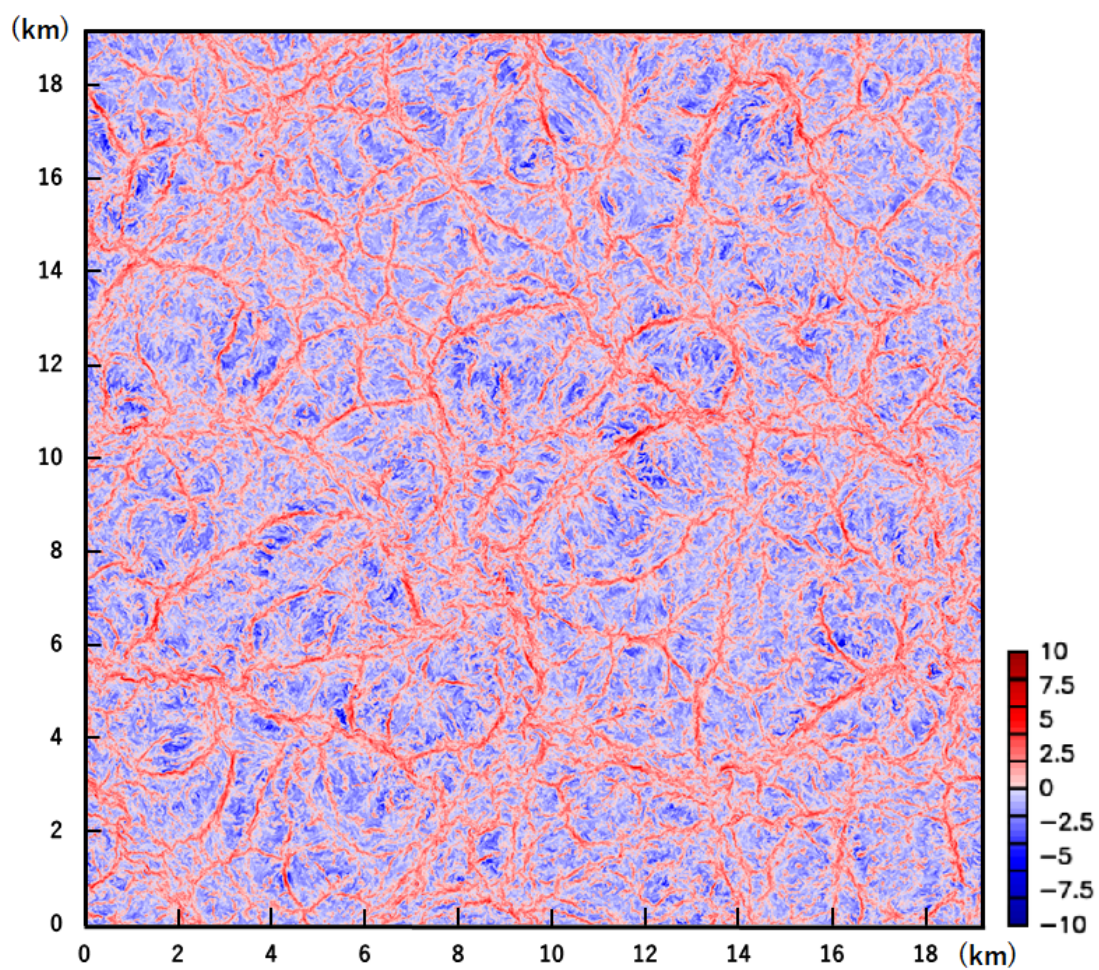


図 3.1 : 高度 62.5m での水平断面における鉛直速度 (m/s).

14:30LT・解像度 5m でのシミュレーション結果で、赤色が上昇流、青色が下降流を表している。
(Nishizawa et al., 2016 のシミュレーションデータを使用して作成.)

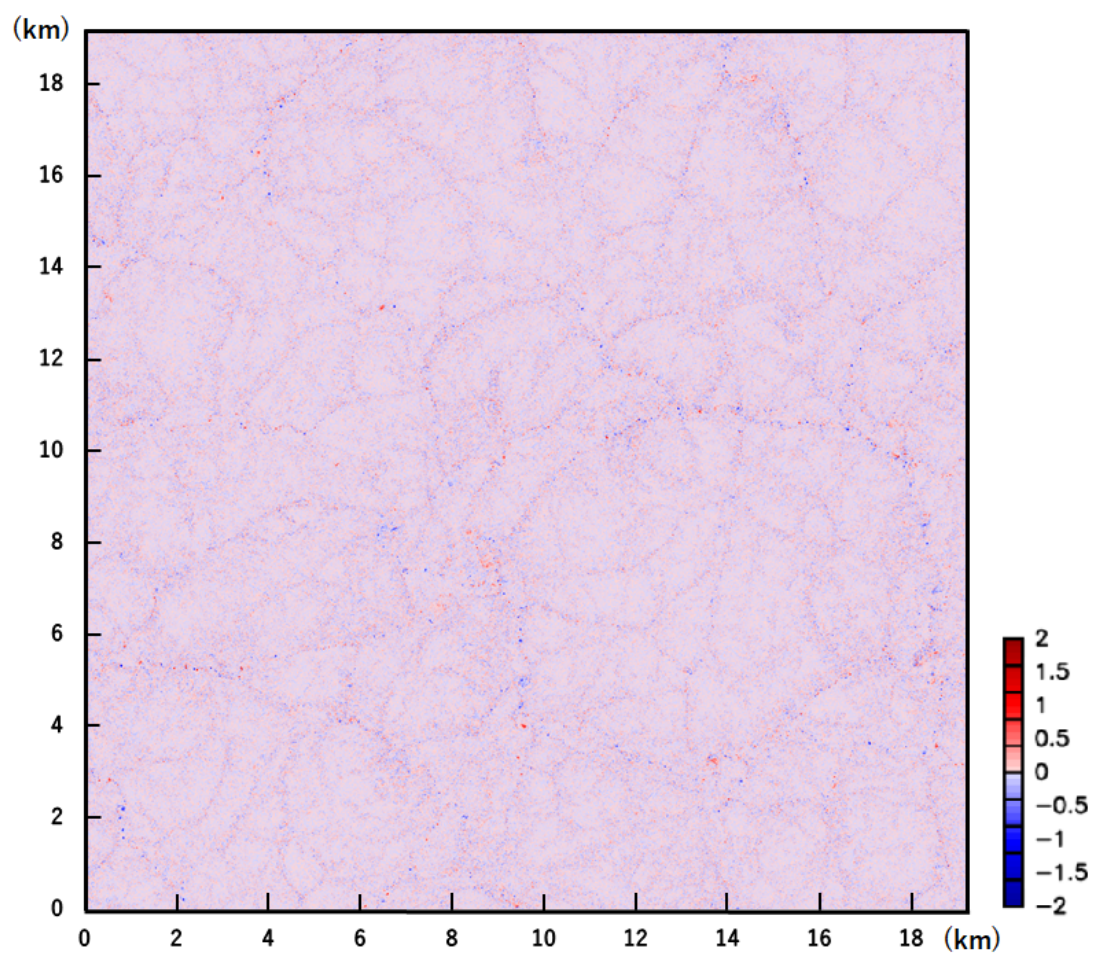


図 3.2 : 高度 62.5m での水平断面における鉛直渦度 (1/s).

14:30LT・解像度 5m でのシミュレーション結果で、赤色が正向き (半時計周り)、青色が不向き (時計周り) の渦度を表している。

(Nishizawa et al.,2016 のシミュレーションデータを使用して作成.)

3.4 時刻を変えた水平断面図

Nishizawa et al.(2016) では, Odaka et al.(2001) で得られた対流の最も強い時刻である 14:30LT における解析を行っていた. ここでは, 解像度 5m での実験が行われた時間帯 (14:00LT ~ 15:00LT) の 14:30LT 以外の時刻において, 鉛直速度と鉛直渦度の分布がどのように時間とも変わっていくのかを確認する. 作図には, 解像度 5m での実験が行われた 14:00LT ~ 15:00LT におけるデータの中から, 計 12 個の 5 分刻みのデータ (14:00LT のデータは解像度 10m における結果なので含まない) を使用する. また, ここで作成したすべての画像は付録 A にて掲載する.

3.4.1 解析結果

図 3.3 は, 今回作成したはじめ (14:05LT) と終わり (15:00LT) の時刻における高度 62.5m での鉛直速度の水平断面図である. これからわかるように, 領域全体に渡って鉛直流の強さや対流セルの水平境界の厚みに大きな変化はなく, 14:00LT~15:00LT の時間帯において対流は活発な状態が維持されていることがわかる. また, 図 3.4 より対流に伴って発生する渦の数に着目すると, 視覚的にはあまり大きな変化はないように見えた. これに関しては, Nishizawa et al.(2016) で行われたように孤立渦の抽出を行い解析的にその数は求めることができるが, 今回その解析までできなく確認することができなかった.

図 3.5 に 14:25LT~14:40LT における高度 62.5m での鉛直速度の水平断面図を示す. 図中右半分の領域に着目すると, 14:30LT に見られた大きな対流セルと同程度の水平スケールを持つセルが, 14:30LT 前後の時間帯, 特に 14:30LT~14:40LT の時間帯でも確認できる. このように対流セルの水平スケールの大きさのみに着目して結果を観察すると, Nishizawa et al.(2016) で得られたシミュレーションにおいて, 最も対流が活発であった時刻が Nishizawa et al.(2016) で解析が行われた 14:30LT から後ろ側に少しずれている可能性が示唆される. しかし, Odaka et al.(2001) で得られた 1 次元シミュレーションの結果では, 最も対流の高さが高い時刻を対流が最も活発な時刻であると結論付けていた. そのため, ここで示唆されたことを詳しく調べるためには, 鉛直方向の断面図を調べる必要があり, 今後の課題として行いたい.

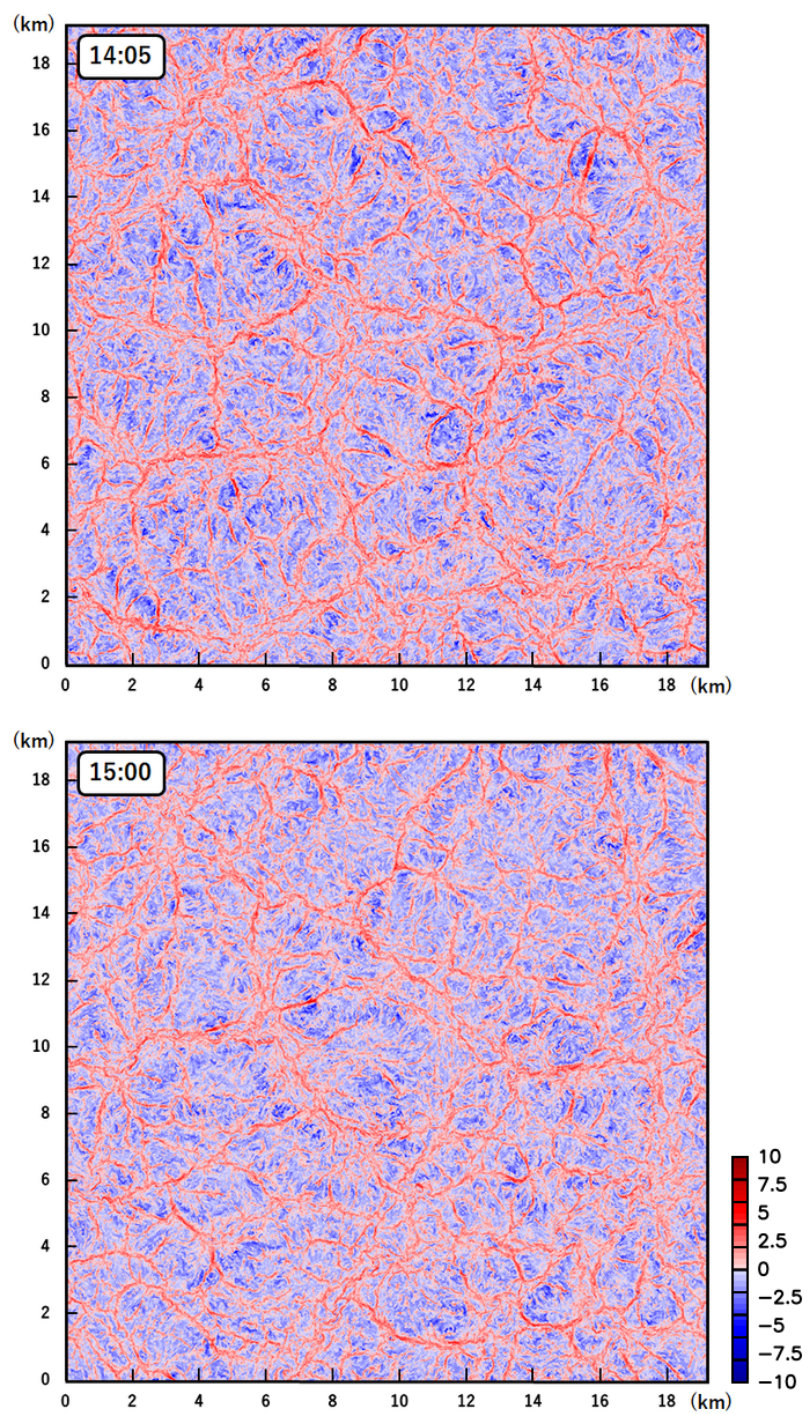


図 3.3 : 14:05LT と 15:00LT における高度 62.5m での鉛直速度 (m/s) の水平断面図.

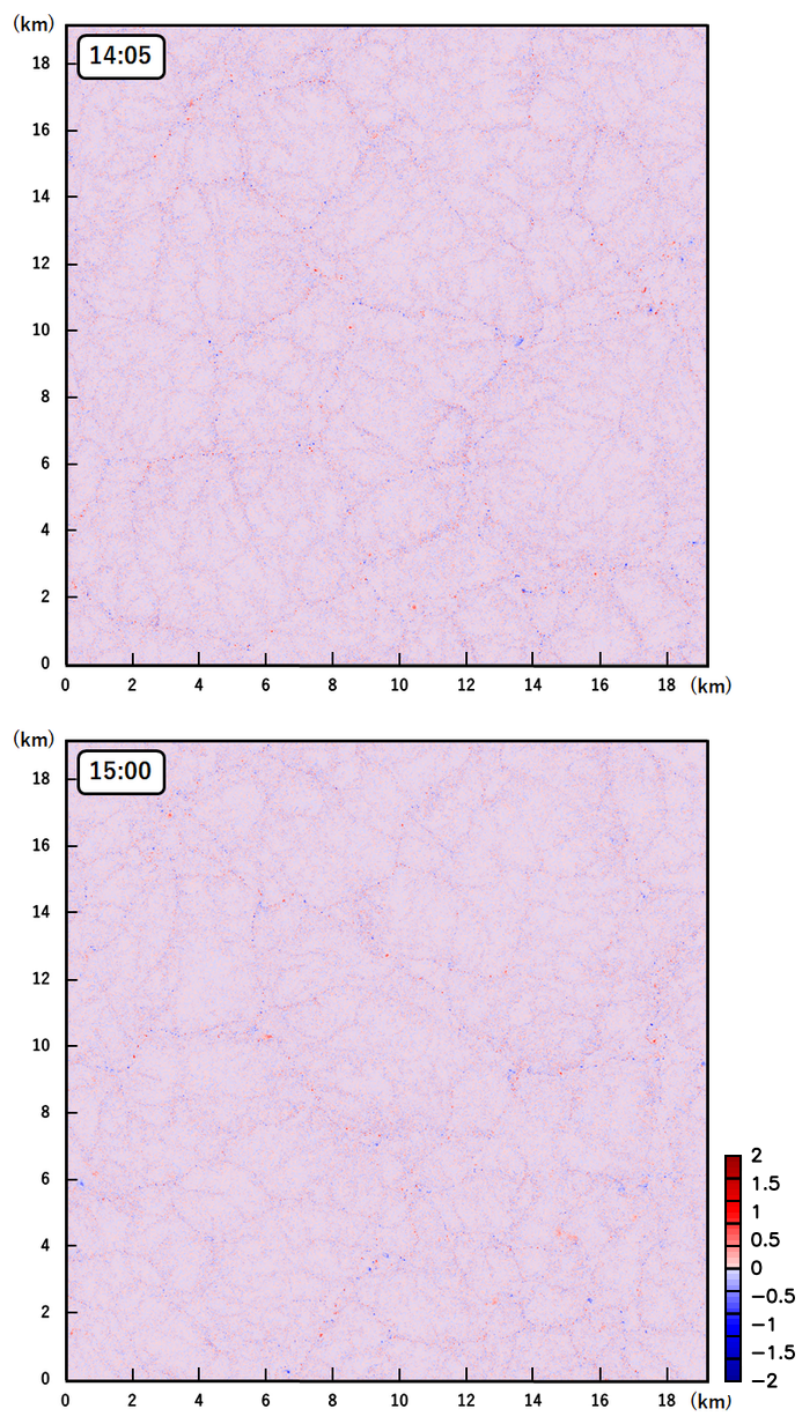


図 3.4 : 14:05LT と 15:00LT における高度 62.5m での鉛直渦度 (1/s) の水平断面図.

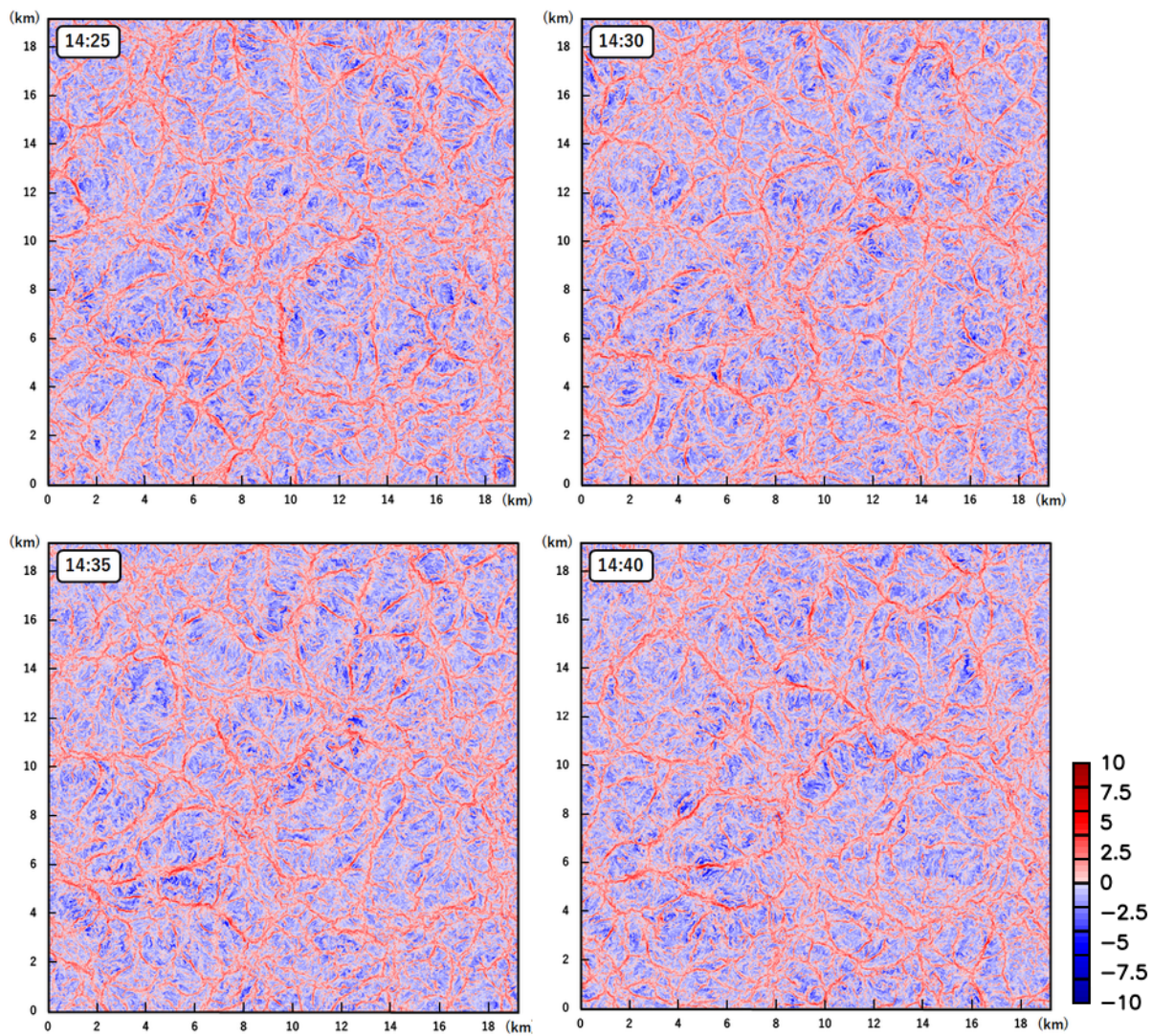


図 3.5 : 14:25LT~14:40LT における高度 62.5m での鉛直速度 (m/s) の水平断面図.

3.5 高度を変えた水平断面図

Nishizawa et al.(2016) で作成された水平断面図は高度 62.5m におけるものであったが、ここではそれ以外の高度における鉛直速度と鉛直渦度の水平断面図を確認し、PBL における対流の構造およびそれに伴う渦の特徴について理解を深める。また、Nishizawa et al.(2016) 本文中で言及されていた 14:30LT における PBL の高さについても確認することとする。使用したデータは解像度 5m・14:30LT のデータで、そこからいくつかの高度での変数を取り出して描画を行う。また、格子点の座標は格子の中心位置とされるため、このモデルの最下層は高度 2.5m ということになる。

3.5.1 解析結果

図 3.6 は最下層 (高度 2.5m) から高度 1000m までの鉛直速度の高度変化を表している。この図からわかるように、最下層や高度 100m の地表面付近の高度では、上昇流が領域全体にわたって細かくはりめぐられている、高度が上がるにつれて細かい構造が少なくなっているように見える。また図中赤色で示されている上昇流に着目すると、高度 1000m あたりまでは高度が上がっていくにつれて、対流セルの水平境界の厚みは増していた。Nishizawa et al.(2016) の本文中には 14:30LT における PBL の高さは約 6km であったという記載があったが、それに関する図などのデータは掲載されていなかったため、図 3.7 にてその確認を試みた。図 3.7 は高度 5000m~ 高度 7000m における鉛直速度の水平断面図である。どの高度においても地表付近にて見られていたような構造した対流セルは見られない。しかし、高度 6000m までは全体的に濃い色が全体的に見られるが、それ以上の高度では徐々に色が淡くなっていき対流運動が弱くなっていく様子が見ることができ、Nishizawa et al.(2016) の確認はできたと考えられる。しかしこれに関しても対流の高さを見るためには水平断面だけでなく鉛直断面についても調べる必要があるが、今回することはできなかった。

図 3.8 は最下層から高度 2000m までの鉛直渦度の高度変化を表している。図からわかるように、Nishizawa et al.(2016) のレビューでも触れていたが、高度が高くなるにつれて渦の数が減っているのが、すこしわかりづらいかもしれないがこの図からも確認することができ、Nishizawa et al.(2016) で発生した鉛直渦がダストデビルと考えられるような構造

をしていることがわかる。また, Nishizawa et al.(2016) にて高度 62.5m において確認されていた $x=10\sim 20\text{km}$, $y=4\sim 10\text{km}$ あたりの範囲に存在していた対流セルの頂点に発生していた強い渦は高度 1000m においても同じものだと考えられる渦が発生しており, 地球では見られないような大きいスケールの鉛直渦も確認することができた。

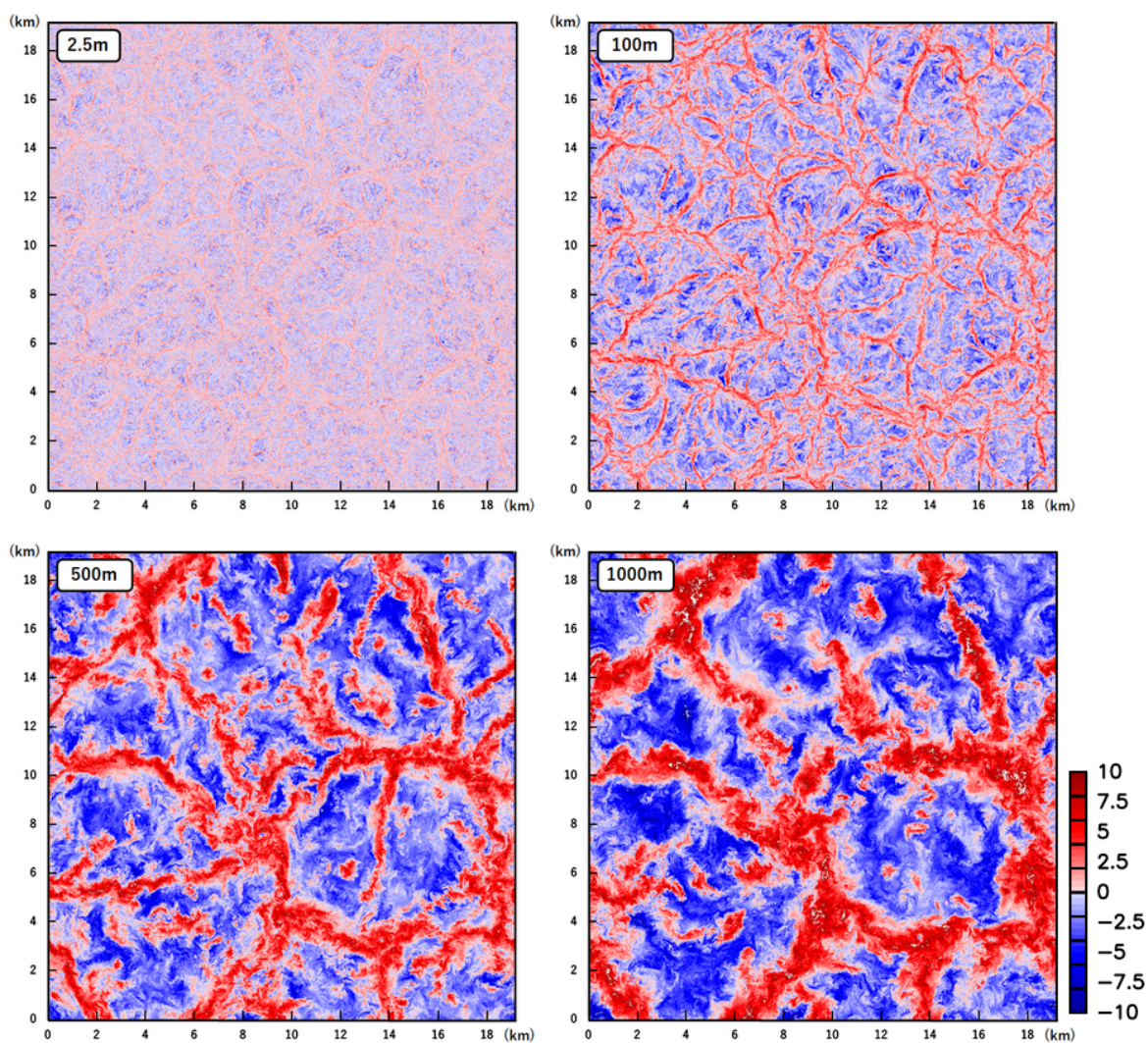


図 3.6: 解像度 5m・14:30LT における最下層 (高度 2.5) から高度 1000m までの鉛直速度 (m/s) の水平断面図.

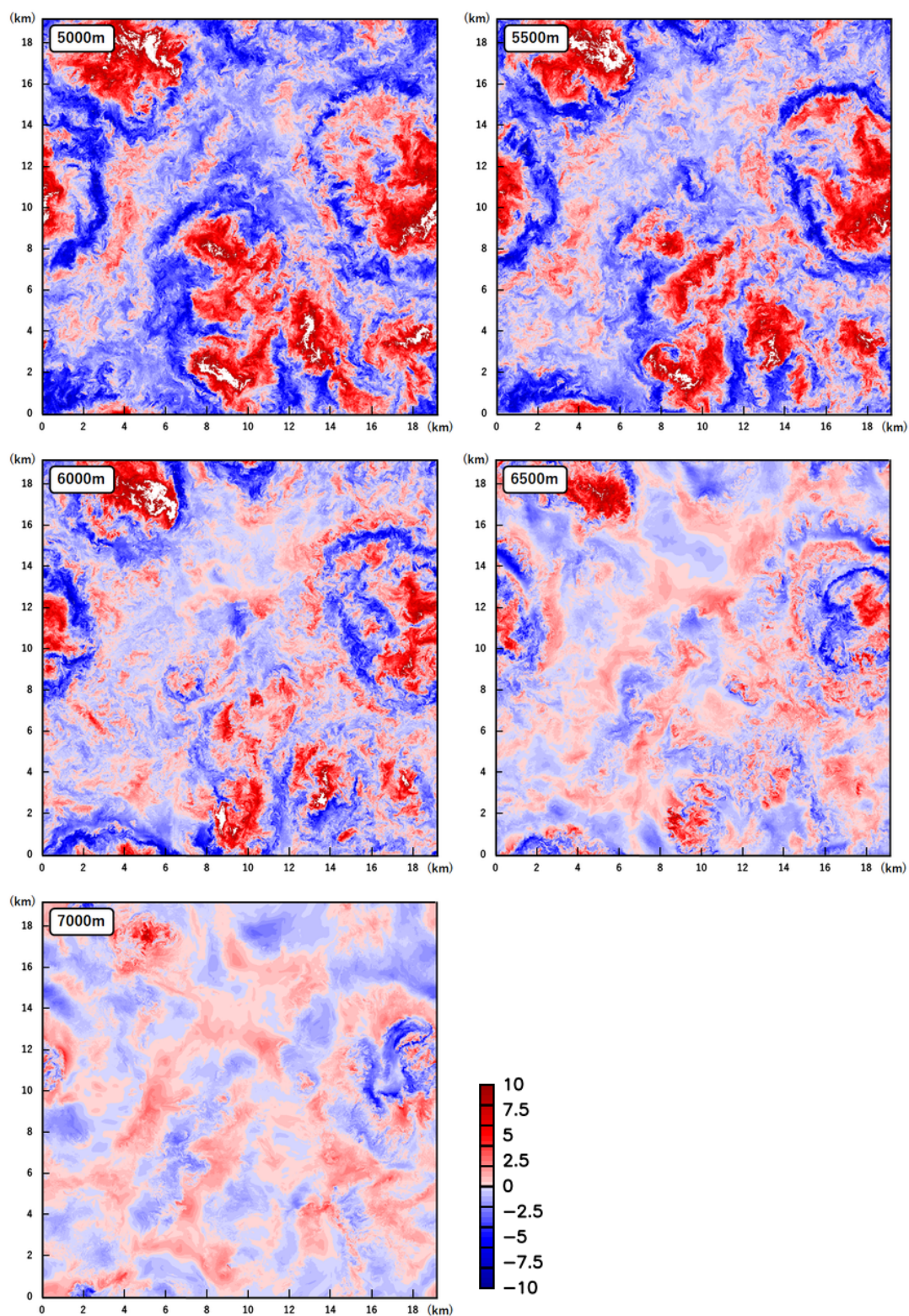


図 3.7 : 解像度 5m・14:30LT における高度 5000m から高度 7000m の鉛直速度 (m/s) の水平断面図.

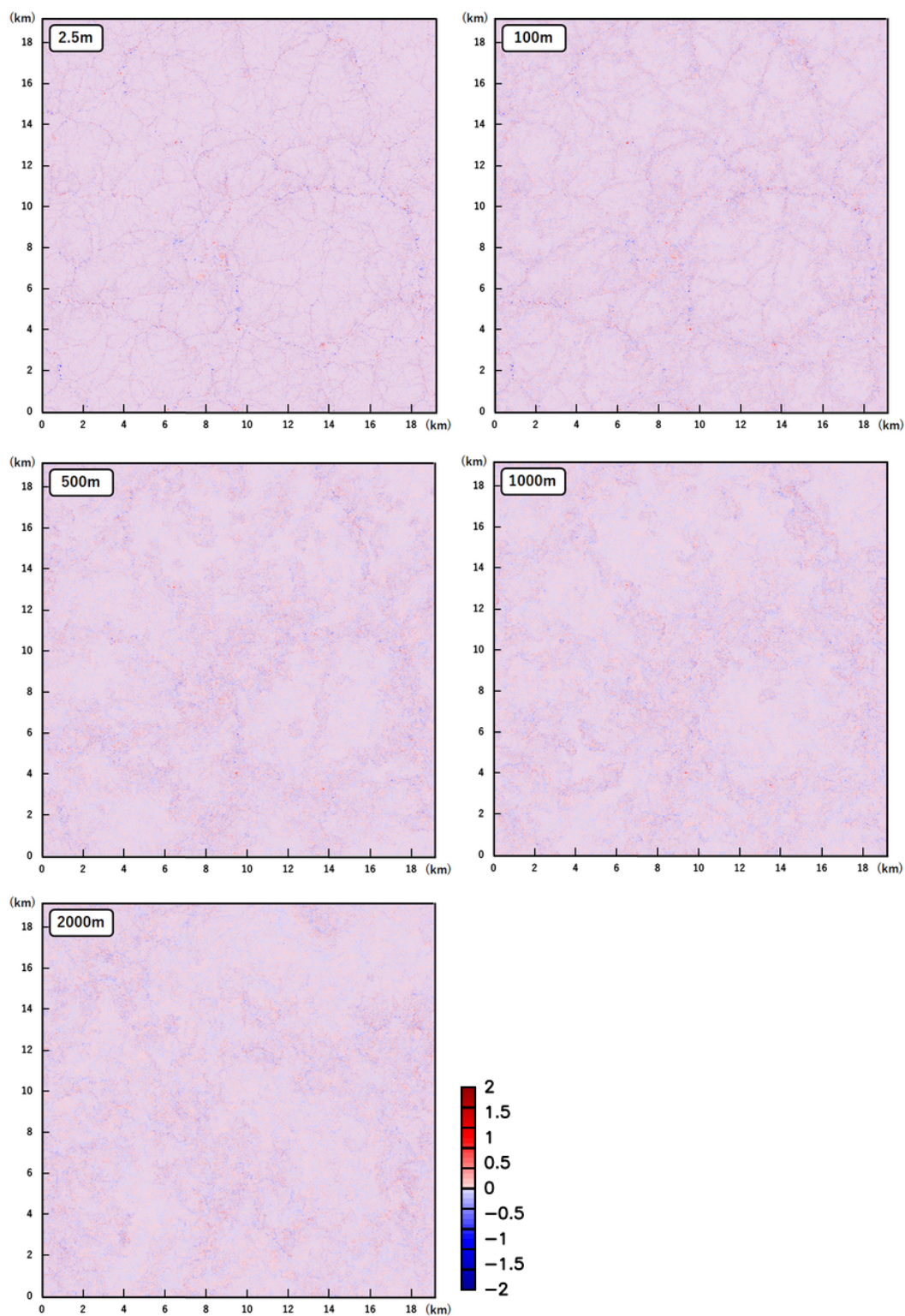


図 3.8 : 解像度 5m・14:30LT における最下層 (高度 2.5m) から高度 2000m までの鉛直渦度 (1/s) の水平断面図.

第 4 章

まとめ

4.1 本研究の結果

4.1.1 Nishizawa et al.(2016) のまとめ

Nishizawa et al.(2016) では, SCALE-LES モデルを用いた火星 PBL の LES 計算を行った. また, これまで行われた火星 PBL の LES 計算において最も高い実験解像度 (5m) かつ火星 PBL の対流のスケールを十分に満たす広領域 (19.2km×19.2km×21km) の計算設定で計算することで, 約 3000 個ものダストデビルを発生させることができた. これにより, これまでわからなかったダストデビルの統計的特徴がいくつかわかってきた. 発生したダストデビルの鉛直渦度は指数分布に従うような分布を持っており, どの解像度においても同様の結果が得られた. また, 渦の半径と循環はべき乗分布のような分布であり, 半径の頻度分布の最頻値は最も高い解像度においても解像度に依存しており, 最頻値は 5m よりも小さいことが示唆された. 渦の循環の分布は, 渦の合流の影響が大きく, 小さい渦の存在が重要になってくるため解像度が分布の決定に大きく関わってくる. 渦の最大速度と圧力降下のヒストグラムは似ており, どちらもワイブル分布に従うような分布を持っていた. また, どの解像度においても同様の一致を示しており, 解像度に対する依存性は見られなかった.

4.1.2 データ解析の結果

まず, Nishizawa et al.(2016) の計算結果を用いて, 同論文で示されていたものと同じ 14:30LT・高度 62.5m における鉛直速度と鉛直渦度の水平断面図の再現を行うことができた. また, Nishizawa et al.(2016) では示されていない別の時刻・高度に関する鉛直渦度と鉛直渦度の水平断面図を作成した. 時刻を変えた結果, 14:30LT~14:40LT において 14:30LT で見られたものと同スケールの大きい対流セルが確認され, 対流が最も活発な時刻は 14:30LT から少しずれている可能性が示唆された. また高度を変えた解析では, 対流セルの頂点付近に派生した強い渦に関して 1000m にも渡って同じものであると考えられる渦も発生しており, Nishizawa et al.(2016) の計算結果において火星ダストデビルの特徴を表すようなスケールの大きな鉛直渦が発生していたことが確認できた.

4.2 現状と今後の展望

今回, 対流が最も活発であった時刻がずれている可能性が示唆された. しかし, どの時刻で対流が最も活発になるかを明らかにするには対流の高さを調べる必要があるので, 鉛直断面の調査をまずは今後の課題としたい. また, Nishizawa et al.(2016) の計算で発生したダストを巻き上げる対流渦の構造の調査に向けて, 個々のダストデビルに着目するために Nishizawa et al.(2016) でされた孤立渦の抽出の再現についても取り組んでいきたい.

謝辞

本論文の執筆にあたり, 多くの方々にお世話になりました. 指導教員である石渡正樹教授には, 流体力学の基礎から研究の進め方や解析方法など様々なことを 1 から教えていただきました. および地球流体力学研究室の先輩方には, 発表資料に関するご助言や TEX の使い方などを教えていただき大変お世話になりました. また, 本論文の作図には地球流体電脳倶楽部の GPhys を使用させていただきました. 本論文執筆にあたり, 関わってくださった皆様にこの場を借りて感謝お礼申し上げます.

付録 A

高度 62.5m における 水平断面図の時間変化

Nishizawa et al.(2016) では, 対流が最も活発である時刻である 14:30LT におけるデータが使われていた. 本論文第 3 章で記述したように, 今回, それ以外の時刻ではどのように変化するのかを見るために, 別の時刻における高度 62.5 での鉛直速度と鉛直渦度の水平断面図を作成した. ここでは, 今回作成した 14:05LT~15:00LT における 5 分ごとの解像度 5m・高度 62.5m の鉛直速度と鉛直渦度の水平断面図を掲載する. 色の度合いは第 3 章のものと同じとする.

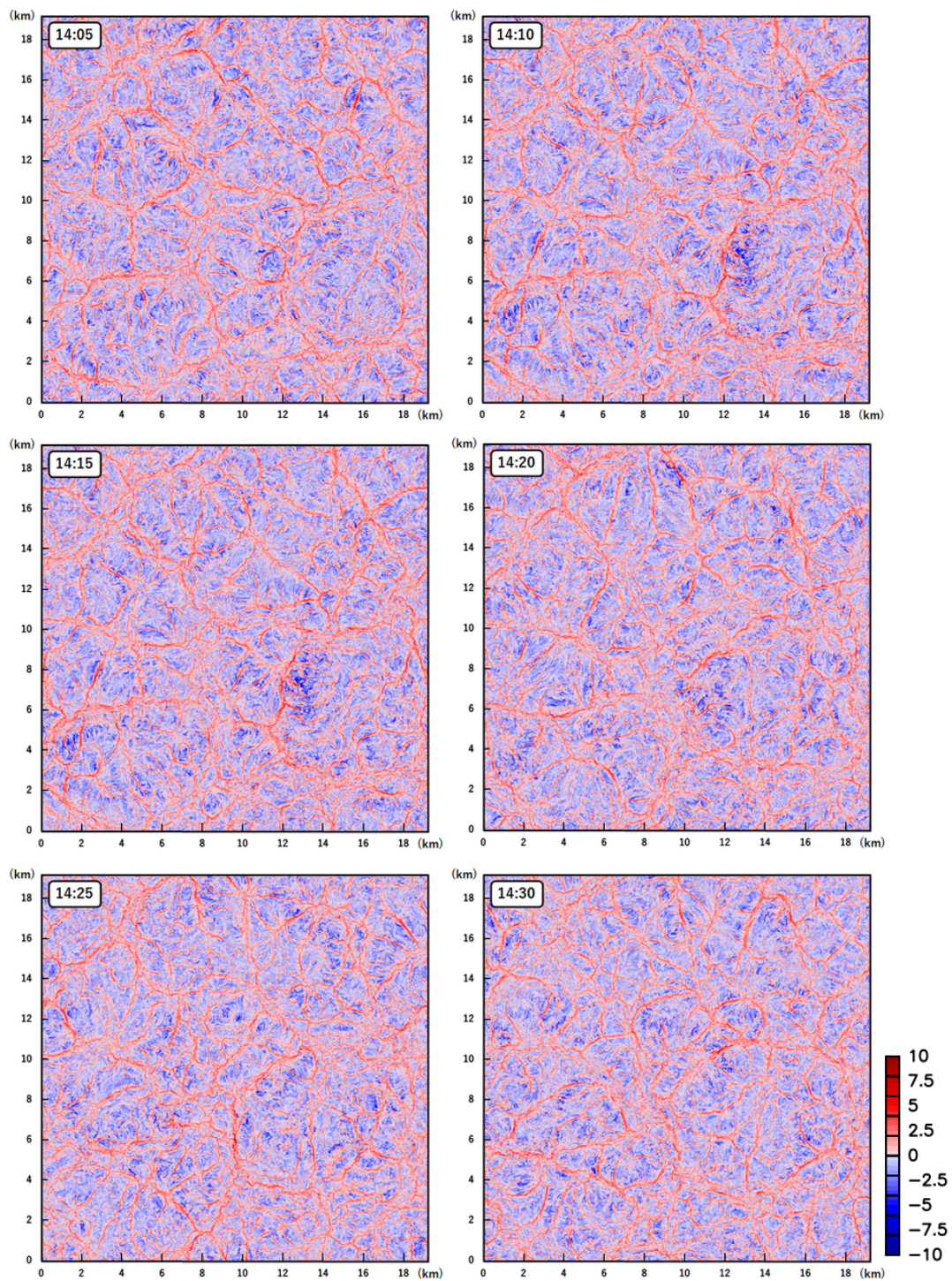


図 A.1 : 解像度 5m ・ 高度 62.5 における鉛直速度 (m/s) の時間変化 (14:05LT~14:30LT)

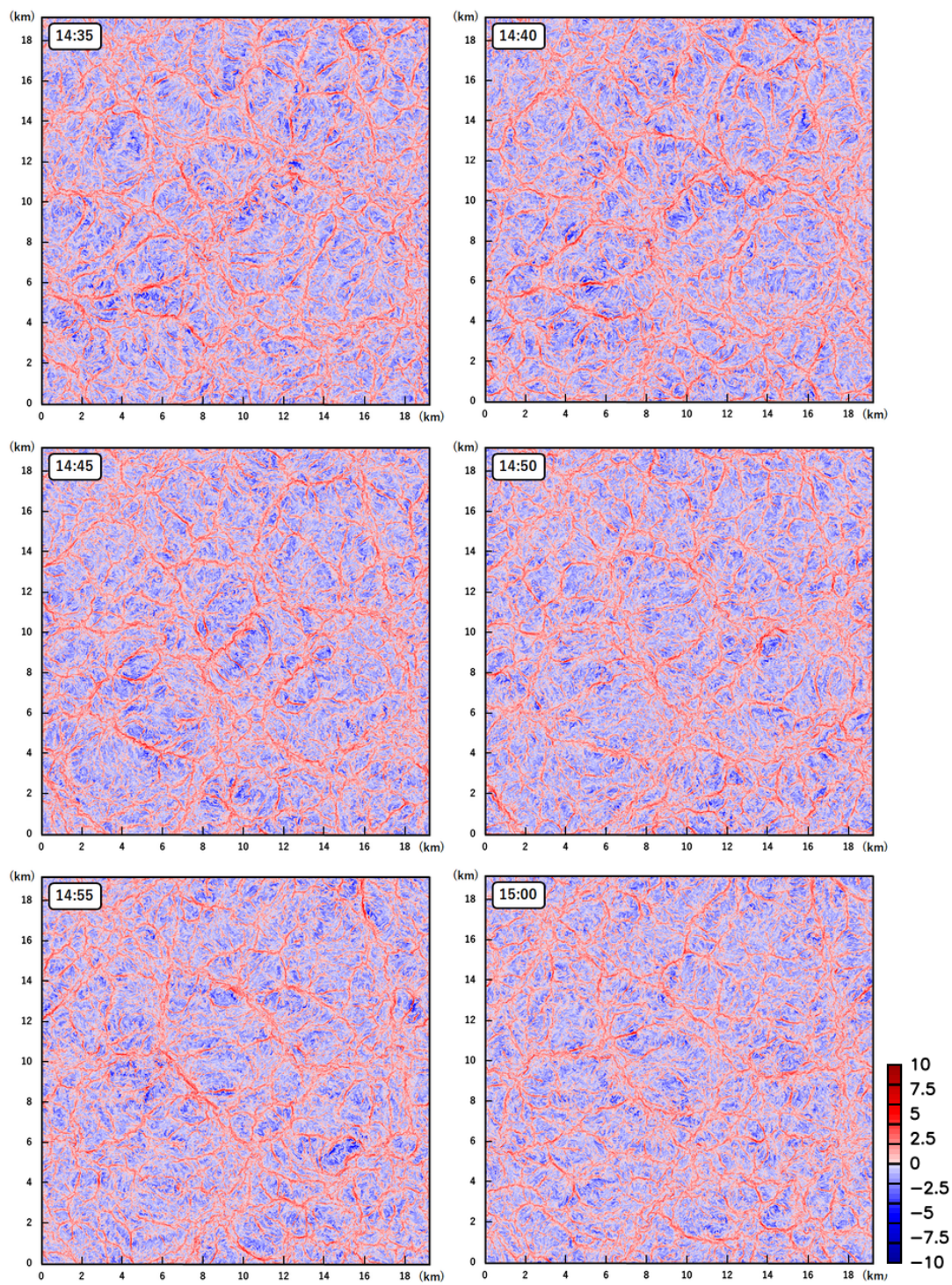


図 A.2 : 解像度 5m・高度 62.5m における鉛直速度 (m/s) の時間変化 (14:35LT~15:00LT).

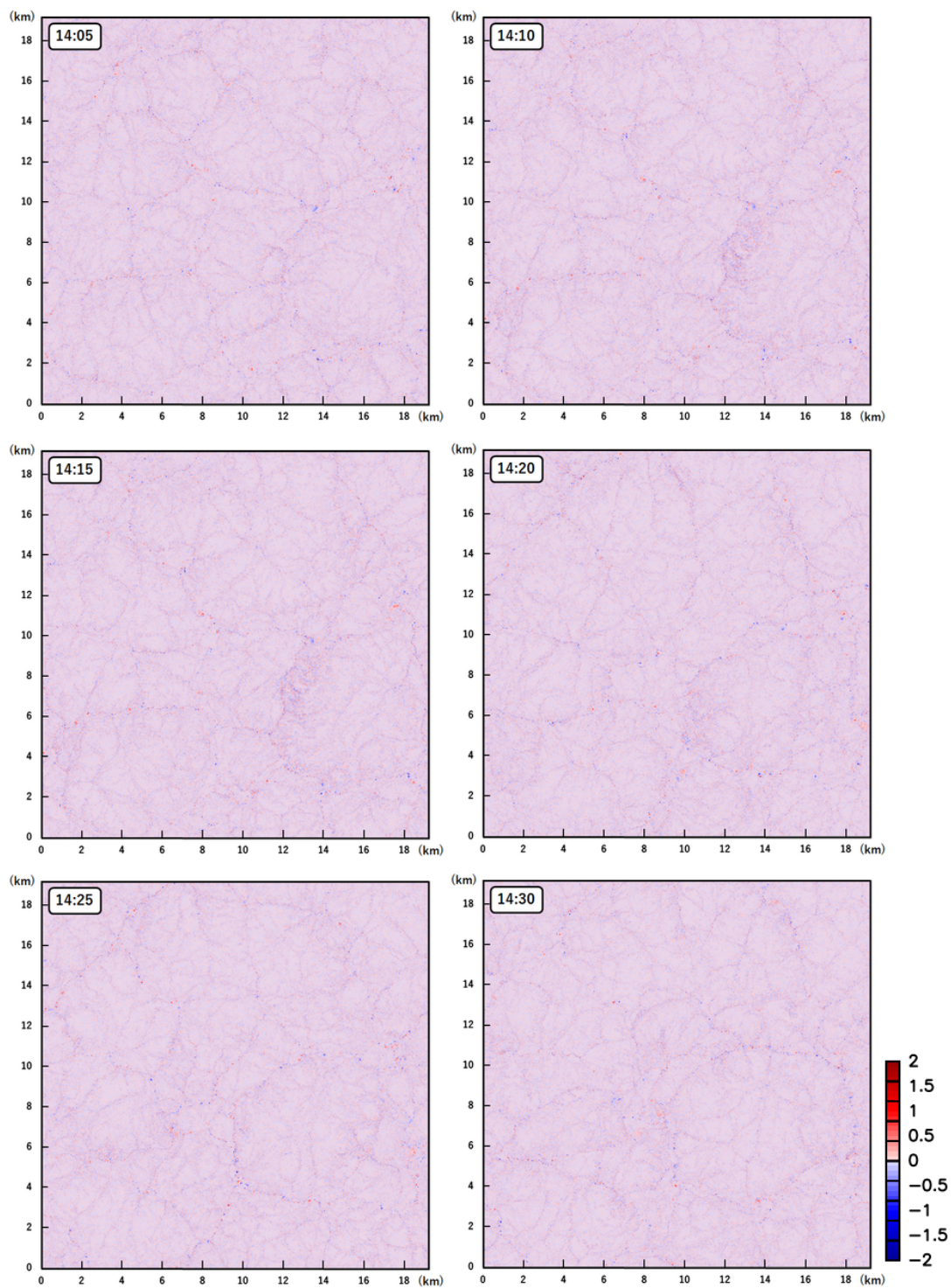


図 A.3 : 解像度 5m ・ 高度 62.5m における鉛直渦度 (1/s) の時間変化 (14:05LT~14:30LT).

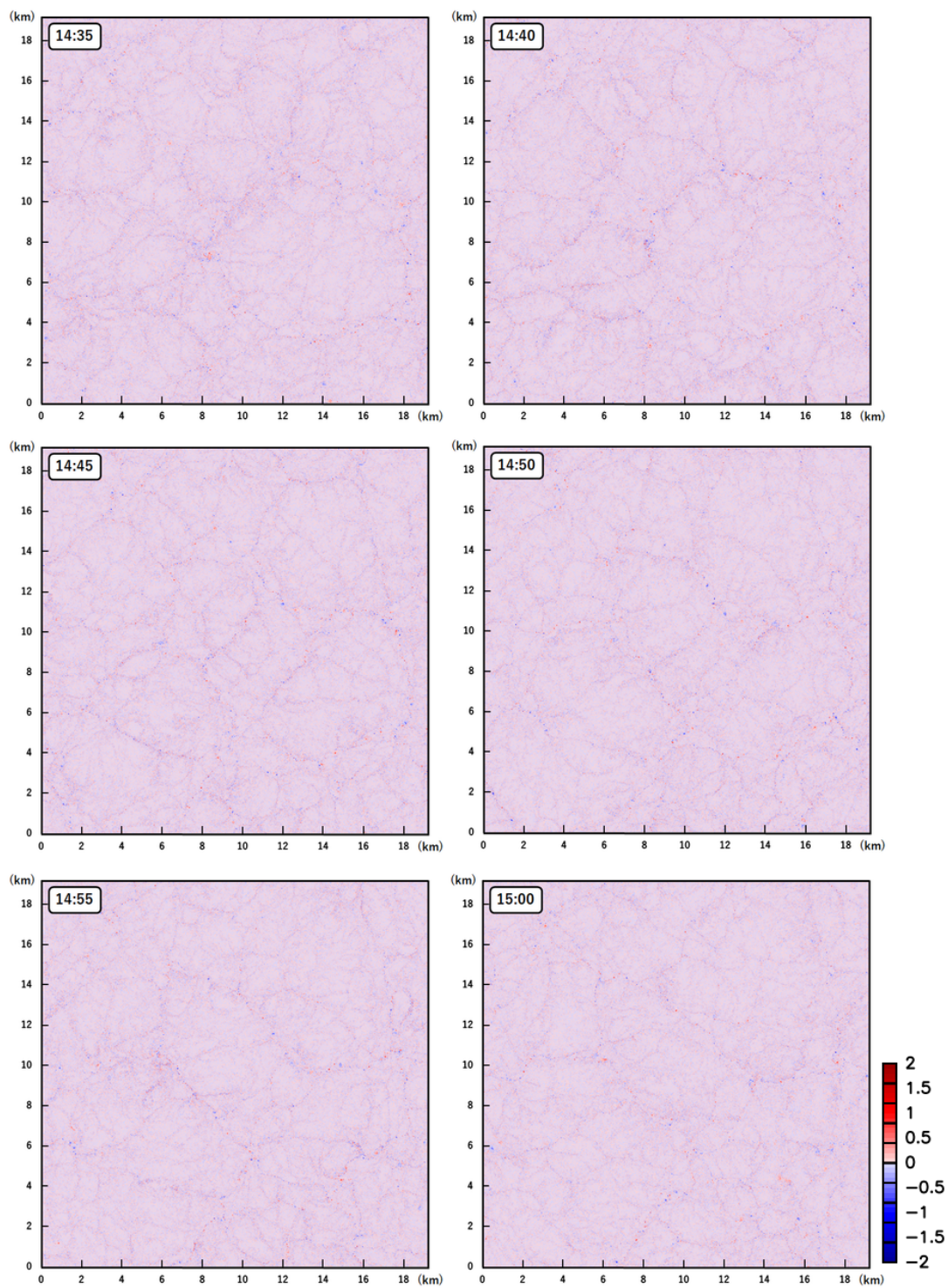


図 A.4 : 解像度 5m ・ 高度 62.5m における鉛直渦度 (1/s) の時間変化 (14:35LT~15:00LT).

付録 B

Nishizawa et al.(2016) 全訳

ここでは, 第 2 章でレビューを行った Nishizawa et al.(2016) の全訳を掲載する.

要旨

ダストデビルは火星の大気循環の重要な要素の一つである. これらの統計を調べるために, 高解像度 (最大 5m) かつ広領域 (約 $20 \times 20\text{km}^2$) で火星の昼間の対流層のラージエディシミュレーションを行った. その結果, 自発的に多大な数のダストデビルが発生した. これにより, 火星のダストデビルの頻度分布の定量的考察が可能になり, 議論のテーマであるサイズと強度の分布が明らかになった. また, 個々のダストデビルの最大鉛直渦度は指数分布に従っており, 一方で半径と循環はべき分布に従うという結論が得られた. 高解像度実験により渦度分布のレートパラメータと循環分布の指数はロバストであることが確認された. サイズ分布の最頻値は解像度に依存し, 5m 以下であることが示唆された.

1. イントロダクション

火星の大気では、ダストは大循環と中規模の嵐の両方に大きな影響を与える。地表面から大気に巻き上げられるダストの量を正確に推定することは、火星の大気循環を理解するために重要である。その巻き上げは主に地表面の風に依存する(例: Iversen and White, 1982; これは実験による調査である)。一般的に大気大循環モデル GCM において、ダストの巻き上げは格子点を使って計算された大規模な風によってのみ推算される地表面応力から簡易的に推算される。しかし、大規模な風によるダストの巻き上げだけでは火星大気の平均的なダスト量を維持するのに不十分であり、小規模の擾乱からの寄与(特にダストデビル)が重要であることが認識されている(例: Greeley et al., 1993; Wilson and Hamilton, 1996)。Thomas and Gierasch (1985) や Cantor et al. (2001) による火星軌道衛星のカメラ画像を使った解析や、他の火星探査(例: Lemmon et al., 2004; ダストデビルは火星の至るところに存在することが明らかになった。)によって火星のダストデビルの存在は示された。Rennó et al. (1998) は境界条件からダストデビルの潜在的な強度と発生を計算する惑星境界層(PBL)の熱機関枠組みに基づいたダストデビルのスケーリング理論を提案した。Newman et al. (2002) はこの理論を使ってダストデビルによるダストの巻き上げの量を推定し、GCMのためのダスト巻き上げのパラメーター化を行った。これらの功績とGCM研究を通して、火星大気でのダストの平均量を維持するためにはダストデビルが必要であるということがわかった(例: Rafkin et al., 2013)。

最近では、火星と地球のダストデビルの特徴は観測データを用いて調査されている(例: Lorenz, 2011; Fenton and Lorenz, 2015)。これらのデータはダストデビルの分布の可能性をいくつか示唆している。しかし、そのサンプルの数ではその分布を明らかにするには統計的に不十分なものになっている。さらに、ダストデビルのサイズに依存する検出効率には観測上のバイアスがあるかもしれない。また、観測可能な量のみを使って表すのが難しいダストデビルの特徴がいくつかある。ダストデビルの数値研究では、観測的研究での統計的な不確実性を減らし、ダストデビルの統計的特徴を理解するためのさらに細かい分析を行うことが必要である。火星のダストデビルの数値調査は火星の惑星境界層(PBL)の対流の研究から始まった(例: Odaka et al., 2001; Rafkin et al., 2001)。

ラージエディシミュレーション (LESs) により孤立した鉛直渦が昼間の PBL で自発的に発達することが示されている (例: Toigo et al., 2003; Michaels and Rafkin, 2004). LES 計算は多数行われている (例: Petrosyan et al., 2011). しかし, 計算リソースの有効性に限りがある. それゆえに, これまでの火星ダストデビルの LES 研究のほとんどは個々のダストデビルの構造に着目してきた. 複数のダストデビルの統計的特徴は考え始められているものの, そのほとんどは地球設定でのシミュレーションである (例: Ohno and Takemi, 2010; Gheynani and Taylor, 2011). また, 発生する渦の数は約 100 であり, 多種多様な特徴で渦の統計を議論するには不十分である. 計算リソースの制約は火星のダストデビルの統計を議論するのに深刻な制限を与える. 地球の PBL の高さは約 1 キロ程度であるが, 火星のそれは約 10 キロである (例: Hinson et al., 2008; Odaka, 2001). そして, PBL 内の対流セルは PBL の垂直スケールと同様の水平スケールを持っている. それゆえに, このように深い PBL の対流セルを表現した上で, セルの横方向のモデル境界の人為的影響を無視できるようにするために, 領域のサイズは 10km 以上である必要がある. 一方で, 一桁を超える (10m から 100m) 範囲ですべての渦を表すために数十メートルの解像度が必要である.

この研究では, ダストデビルの頻度分布を明らかにするために, 様々な水平サイズをもつダストデビルを十分な数を発生可能な高解像度かつ広領域の LESs を実行する. 様々な空間解像度を用いて解像度を上げていく実験を行い, 得られたダストデビルの統計の解像度に対する依存性を調べる. この結果は火星ダストデビルの統計の定量的記述を与えるものとなる. 結果のロバスト性は解像度依存性に基づいて検討する.

2. 実験設定

火星の大気パラメータを使用した LES モデル (SCALE-LES ; Nishizawa et al., 2015 ; Sato et al., 2015) を使って火星ダストデビルの実験を行った。領域サイズは水平方向に 19.2km × 19.2km の正方形で、鉛直方向は約 21km となっている。横方向の境界条件として 2 重周期条件が適用されている。空間解像度は 100, 50, 25, 10, 5m の格子間隔を用いる。また、全ての解像度で同一の領域サイズを用いる。鉛直格子間隔については 高度 15km 未満では等間隔とし、高度 15km では徐々に広げた。

完全圧縮方程式を完全に陽的な時間積分スキームで数値的に解く。格子点間隔よりも小スケールの乱流は Smagorinsky タイプの渦粘性モデルによってパラメータ化する (例 : Brown et al., 1994 ; Scotti et al., 1993)。地表面のフラックスは Louis タイプのモデルを使って計算する (例 : Louis, 1979; Uno et al., 1995)。それらの詳細は Nishizawa et al.(2015) で記述されている。Odaka et al.(2001) で行われた 1 次元シミュレーションで計算された外部熱放射を、ここでは放射プロセスのオンライン計算の代わりに使用する。この 1 次元シミュレーションは、北緯 20° で $L_s=100^\circ$ (L_s は太陽経度) の条件で行われている。また、ダストの光学的深さは 0.2, 表面での昼間の正味の短波フラックスは 485Wm^{-2} とする。地表面の温度もまた 1 次元シミュレーションから外部的に与えられる。5m の解像度を除いて、現地時間 (LT)00:00 から水平方向に均一な定常条件を初期条件とし 1 日の積分を行う。初期場には、1 次元シミュレーションで得られた鉛直温度分布に小さなランダム摂動を与えたものとする。5m 解像度の場合には、10m の解像度実験で得られる 14:00LT の結果から 1 時間積分する。解析は PBL がほとんど最深部にある時間、14:30 と 15:00 に行う。PBL での乱流はすべての解像度で適切にあらわされる。PBL でのエネルギースペクトルは $-5/3$ スペクトルであり、解像度に依存するエネルギー散逸範囲を除く慣性領域範囲においてはすべての解像度で良い一致を示す。

ダストデビルはダストを取り巻く渦であり、地表からダストを巻き上げる条件を満たしている。つまり、十分に大きい地表面摩擦速度と適切な量の地表面ダストが存在すればダストが巻き上がる。しかし本研究では、ダストの有無に関係なく、渦の頻度分布について着目して対流渦について調べた。この論文では対流渦のことをダストデビルと呼ぶことにする。

鉛直渦度が 3σ より大きい連続領域を孤立渦として定義する。また、強い渦を最大鉛直渦度が 5σ を超えるものとして定義する。ここで σ は水平方向の鉛直渦度の標準偏差である。これらの閾値の大きさは解像度や高度に依存する。例えば、解像度 5m・高度 62.5m での 3σ の閾値の大きさは $0.33s^{-1}$ である。各解像度に対する σ の値を表 B.1 に示す。 3σ と 5σ の閾値はこの研究の結論には影響を与えないが、得られるダストデビルの絶対数は閾値に依存する。半径 R 、最大渦度 U 、圧力降下 Δp 、循環 Γ などの渦に関する特性は、Supporting Information text S1 で記述されている 3 つの方法を用いて推定した。その 3 つの方法は、ランキン渦 (例 : Rankine, 1882) フィッティング (RK) とバーガーズロット渦 (例 : Burgers, 1948 ; Rott, 1958) フィッティング (BR) と最大接線速度抽出法 (TV) である。これら 3 つの方法で推定された R と U が大きく乖離している渦の多くは非軸対称形状をしているため、ここでは取り除いて考える。ここで、大きく乖離しているというのは、最大値が最小値の 2 倍以上になることである。

解像度	100m	50m	25m	10m	5m
高度 62.5m 付近の鉛直レベル [m]	50	75	62.5	65	62.5
14:30LT における上のレベルの σ [s^{-1}]	0.0087	0.017	0.032	0.066	0.11
14:30LT における渦の数 (数密度 [km^{-2}])	17 (0.046)	89 (0.24)	260 (0.71)	997 (2.7)	3046 (8.3)
14:30LT における渦の面積分率	0.0060	0.0085	0.0098	0.0099	0.011

表 B.1 : 異なる解像度におけるダストデビルシミュレーションデータ

各渦パラメータがどのような分布に最も従っているかを決定するために、分布フィッティングを行う (詳細は Supporting Information Text S2)。アンダーソン・ダーリング (AD または加重された Kolmogorov-Smirnov) 統計量 D^* (例 : Press et al., 2007) が最小となる分布が最適な分布であると仮定する。独立した合計 6 つのデータセットから最適な分布とそのパラメータを導出する。そのデータセットとは 2 つの異なる時間 (14:30 と 15:00LT) で 3 つの渦抽出方法によって与えられるものである。ここで、異なる時刻の 2 つのデータセットを 1 つのデータセットに結合するのではなく、14:30 と 15:00 で個別に解析を行う。Lorenz (2013) は渦の平均寿命が数分であるのにも関わらず、大きな渦は 30 分以上存続できることを示した。したがって、1 つに結合されたデータセットにおける 2 つの異なったサンプルは同じ渦でありうる。2 回の結果の違いは、3 つの抽出方法の違いに比べて大きくはなく、それらが同一分布のサンプルであると仮定する。

3. 結果と考察

図 B.1 は 5m の解像度の実験で得られた高度 62.5m の鉛直速度と鉛直渦度の水平分布を示している。以前の研究より、PBL には 6 角形または 4 角形の構造を持つ対流セルが存在することがわかっている (例 : Michaels and Rafkin, 2004)。狭いセル境界では上昇流が強く、セル全体では比較的弱い下向きの運動が見られる。セルの水平方向のサイズはこの高度では約 2km であるが、これより低い高度では小さくなる傾向がある。この時間の PBL の深さはすべての解像度で約 6km である。

$2 s^{-1}$ を超える強い渦度が観測されている。渦度の強さは実験の解像度に依存し、より高い解像度で強い渦になる。強い渦度は明らかに上昇流の領域に存在しており、特にセルの頂点付近に非常に強い渦度が見られ、これはこれまでの数値シミュレーションの結果 (例 : Kanak et al., 2000 ; Rafkin et al., 2001 ; Raasch and Franke, 2011) を支持するものである。

孤立した渦の総数は高度に依存し、高度が低いほどその数は増加している。図 B.2(a) は 5m の解像度での孤立した渦の最大渦度のヒストグラムを示している。横軸 (σ) は各レベルでの渦度の標準偏差を示している。異なるレベルと解像度の間で比較できるように、横軸として σ を渦度自体の代わりに選んでいる。得られたヒストグラムは単調であり、そのデータは対数線形プロットで線形関係を示す (つまり指数分布)。実際、AD 統計は指数分布がべき乗分布と対数分布よりも渦度分布をよりよく表すことがわかる。ヒストグラムの勾配に対応する指数分布のレートパラメータは最尤法によって推定される。図 B.2(b) に示すように、レートパラメータは高度に依存し、高度 50m 未満では高度が高くなるほどその傾きはより急である。急な分布は、より強い渦度を持つ渦の割合が低いことを示している。これは、高さが高くなるほどの渦の減少率が大きくなることを示唆している。一方で、レートパラメータは高度 50m 以上で一定である。それは約 $0.19/\log 10$ であり、頻度が 5σ あたり 1 桁の大きさを減少することを意味する。高度に伴う渦の減少率は、その高度以上の渦度の強さに依存しないように見える。

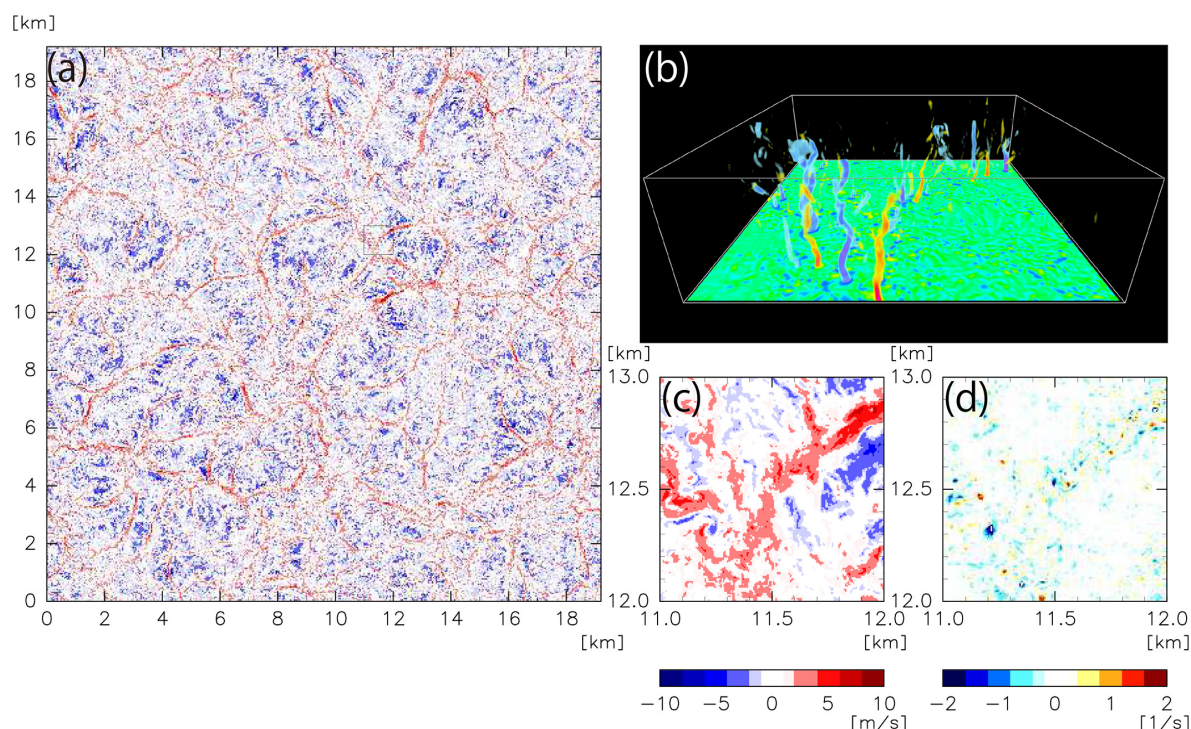


図 B.1 : 高度 62.5m での水平断面における鉛直速度 (a, c), 鉛直渦度 (d), および鉛直渦度の 3 次元構造 (b). すべて解像度 5m・14:30LT における実行結果である.

図 1a はシミュレーションを行った全領域を示している. 一方で, 図 1b - d は図 1a 中に示された四角で囲まれた 1km×1km の領域を表している. 図 1b の鉛直方向の高さは地表面から 300m である. 左右のカラーバーはそれぞれ鉛直速度と鉛直渦度に対応している.

異なる解像度でのヒストグラムを比較するために, 可能な限り同じような高度でのデータを使用する. 図 B.1(b) に示すように, いくつかの渦は傾いており, データの鉛直補間を行うとそのような傾いた渦の偏差を小さくしてしまう. それゆえに, 同じ高度に補間されたデータを使用する代わりに, 高度 62.5m に最も近いレベルのデータ (表 B.1) を比較する. 高度 62.5m 付近での様々な解像度におけるヒストグラムを図 B.2(c) で示す. 全てのヒストグラムはほとんど単調であり, 線形関係がみられる. より強い渦度における線形勾配からの偏差は, サンプル数の不足が起因しているとみられる. 25m 以上の各解像度で推定されるレートパラメータはほとんど同じである. これはレートパラメータの大きさが定量的にロバストであることを示唆している.

渦の半径 R と最大水平速度 U は 3 つの方法 (RK, BR, TV) を用いて軸対称の渦を抽出することによって推定される. 抽出された渦の数を表 B.1 に示す. 他の地球の LES の結果 (Lorenz, 2014) でも得られている 4 時間の活動時間と 100 秒の平均寿命の仮定のもとで 5m の解像度の結果について, 1 日の数密度をおおよそ見積もると, $1300\text{km}^{-2}\text{d}^{-1}$ という数値を得る.

図 B.3 は RK を用いて得られた半径, 最大渦度, 渦の圧力降下のヒストグラムを示している. 半径のヒストグラムは対数-対数プロット上で線形関係を示す. 図 B.4 に示すように, 3 つの方法 (RK, BR, TV) を使って得られるヒストグラム間に大きな違いはない. Lorenz (2011) で提案された, べき分布, 指数分布, 対数分布への分布フィッティングを行う. 表 B.2 からわかるように, 半径の分布においてべき乗分布 D^* が一番小さい値を示している. 従って, べき乗分布が半径を表すのに適していると結論付けられる. 対数-対数プロットにおいて対数軸上で等間隔にピンを切ったヒストグラムの勾配は $k+1$ に一致する. ここで k はべき乗分布の指数を表す. その指数は 5 m の解像度でおおよそ $-3 \sim -4$ である (表 B.3). この指数は, より粗い解像度で負に大きくなる傾向がある. より大きい渦の数は, より粗い解像度で大きくなる傾向がある. 渦の面積率は $\Sigma 2\pi R^2 / (19.2^2 \text{km}^2)$ と定義され, より粗い解像度で大きい渦の数が多いにも関わらず小さくなる (表 B.1). これは, 小さな渦の面積が重要であることを示唆している. べき分布に最頻値がないにも関わらず, 実際の大気の渦は粘性によるモードサイズを持っていると考えるのは自然なことである. 本研究で得られたヒストグラムの最頻値は, 最も高い解像度の 5m でも, 明らかに解像度に依存している. これは, 最頻値が 5m よりも小さいことを示唆している.

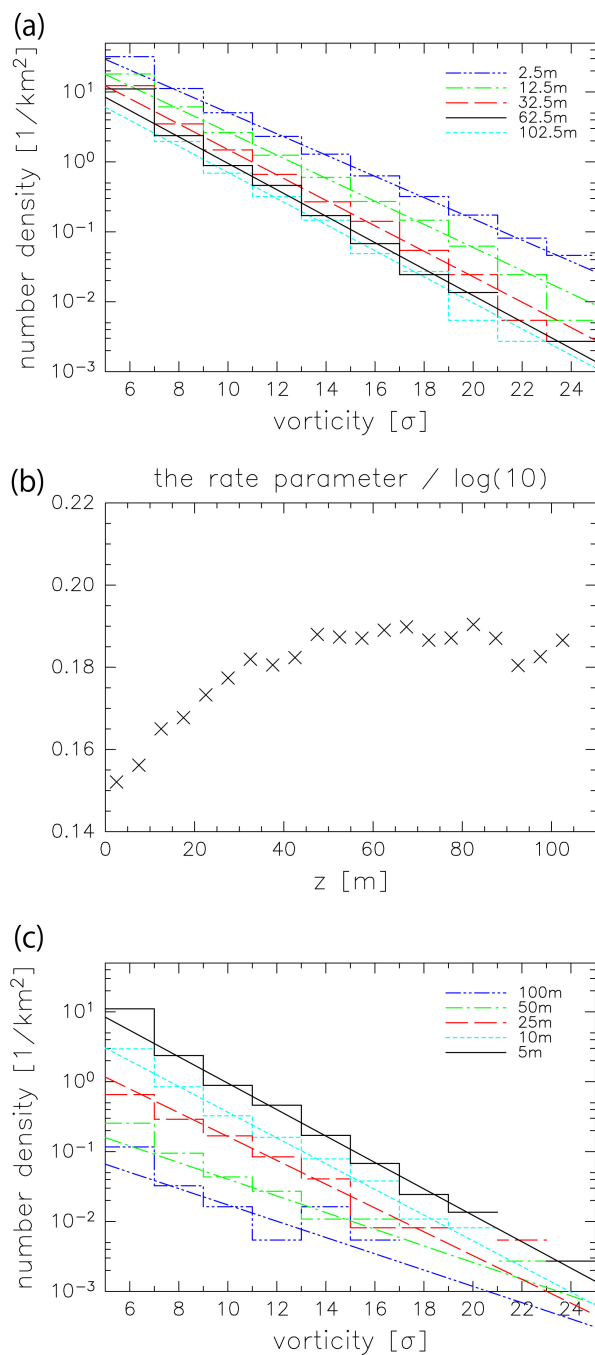


図 B.2 : (a) 解像度 5m での最大鉛直渦度ヒストグラムの高度依存性, (b) 各高度で推定された指数関数的な渦度分布のレートパラメータ, (c) 解像度 5m・高度 62.5m 付近での最大鉛直渦度ヒストグラムの解像度に対する依存性.

図 2a と図 2c の横軸は標準偏差で正規化されたものであり, 色は図 2a では高度を, 図 2c では解像度をそれぞれ表している. 標準偏差は, 100, 50, 25, 10, 5m の解像度でそれぞれ, $0.0087, 0.017, 0.032, 0.066, 0.11\text{s}^{-1}$ である. 図 2b の値は \log_{10} で割ったものである.

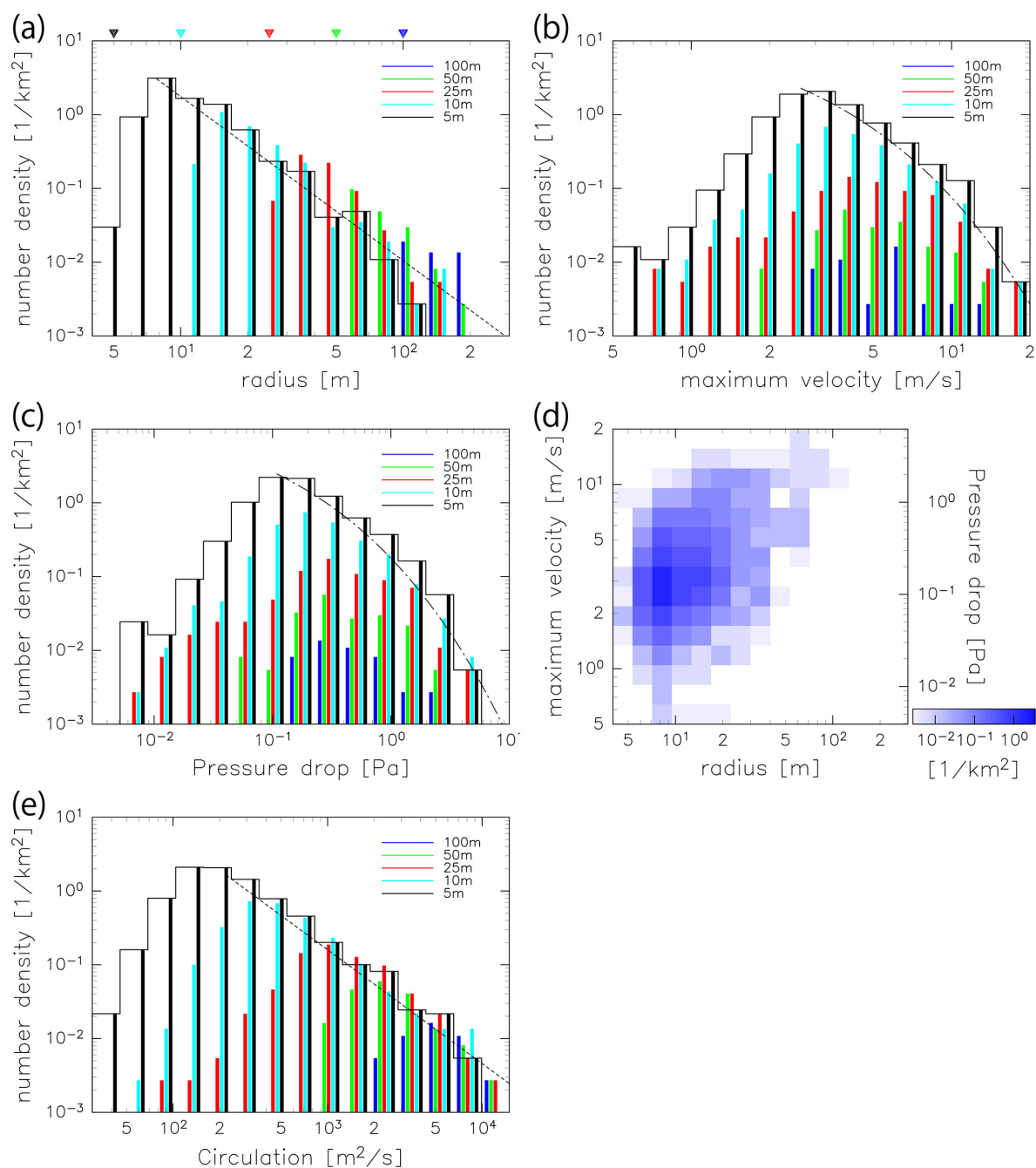


図 B.3: 高度 62.5m 付近で 14:30LT に RK によって得られた, 渦の (a) 半径, (b) 最大速度, (c) 圧力降下, (e) 循環のヒストグラムと (d) 解像度 5m・高度 62.5m での渦の半径と最大速度の 2 次元合同ヒストグラム.

図 3a-3c と 3e では, 細い線は解像度 5m のヒストグラムを示しており, 各ビンにおける値の解像度依存性がカラーバーで示されている. 色は解像度を表している. 図 3a と 3e の点線はフィットしたべき乗分布を表し, 図 3b と 3c のダッシュ点線はフィットしたワイブル分布を表している. 図 3a の三角形は格子点間隔を表している.

対して、最大渦度のヒストグラムはべき分布も指数分布も示さない。さらに、他の3つの分布よりAD統計に関して高い適合度を示すワイブル分布(例: Fenton and Michaels, 2010)を導入する。ワイブル分布の形状パラメータは約0.4~0.9である(表B.3)。速度の最頻値と範囲は全ての解像度において類似しており、最頻値は約2~4m/sである(粗い解像度ではわずかに大きくなる)。最頻値は高度20m以上でほぼ独立しており、高度20m未満では小さくなる傾向がある。図B.2で示すように、RKによって推定された最大速度はBRやTVによるものと比べて大きくなる傾向がある。おそらくそれは、速度分布がくさび型であるためRKによって過大評価されていることを示唆している。

図B.3(d)は半径と最大速度の2次元結合ヒストグラムを示している。半径と速度の間に線形関係を見ることができ、それらの対数間の相関係数は約0.47である。しかし、このデータは、小さい渦ではその関係が明確でないことを示唆している。半径が10m未満の渦の場合、その相関係数は約0.1である。

渦の中心での圧力降下 Δp は最大速度のヒストグラムに似た分布を持つ。これは、ランキン渦とバーガーズ・ロット渦の場合、 U の2乗に比例する。最大速度と同様にワイブル分布が最も適している。解像度5mにおいて、圧力降下の最頻値は約0.1Paであり、最大値は約4.2Paである。渦の中心下の地表面での圧力降下は同様の分布を示し、最頻値と最大値はそれぞれ約0.3Paと4.8Paで高度62.5mのものよりわずかに大きい。

図B.3(e)に示すように、渦の循環 Γ のヒストグラムは対数-対数プロットでほとんど線形になり、べき分布が最も適している。興味深いことに、ヒストグラムのビンの形だけでなく絶対数までも各解像度で良い一致を示す。プロット上での-1.5~-2の勾配に対応する約-2.5~-3の指数はシミュレーションの解像度とは無関係であり、ロバストである。

分布のロバスト性は分布を決定するためのメカニズムを示唆する。渦の合流が渦循環の強化に重要な役割を果たすとすれば、合流のダイナミクスが分布を決定する可能性がある。理論的には、循環はラグランジュ的に伸びても変化しないが、渦度は増加する。これには、循環の強化における渦度の源または渦の合流の存在が必要である。一般的に、同じ符号の渦度をもつ渦同士は、その距離が渦の大きさに匹敵するようになると、渦間の非線形相互作用、すなわちベータドリフト効果(例: Fujiwara, 1923; DeMaria and Chan, 1984; Chan and Williams, 1987)によって、互いに引き付けあう傾向があり、またその逆もある。同じ符号の渦度をもつ渦が合流することで循環は強まる。数人の研究者が、減衰する2次元乱流

での渦の合流を研究してきた (例 : McWilliams, 1990 ; Bartello and Warn, 1996 ; LaCasce, 2008). また, 渦の数はべき乗数として減衰することが分かった. 渦の数の減衰は渦の合流と強く関連しており, 研究で得られたべき乗分布は, 2次元乱流の場合での数の減衰のべき分布に関係していることが示唆される. また, PBL 乱流の場合, 渦はより小さな対流収束領域に集められ, 非発散の2次元の場合よりも渦の合流が強化される可能性がある. 渦の合流のダイナミクスと頻度分布の関係は, 今後の研究課題である.

4. おわりに

高解像度かつ広領域の火星 LES 実験で得られた大量のサンプルを用いて、ダストデビルの頻度分布を調べた。結果のロバスト性を見るために、100m から 5m の 5 つの空間解像度を用いて実験した。解像度 5m の実験で 14:30LT および 15:00LT において、 8km^{-2} の数密度に相当する 3000 個以上のダストデビルを確認することができ、ヒストグラムのロバストな統計分析が可能となった。ダストデビルの最大鉛直渦度は指数分布をもっており、高度 50m 以上で 5σ あたり 10 のレートパラメータをもっている。ここで、 σ は渦度の大きさの標準偏差である。この分布のタイプとパラメータは、解像度に依存しないという意味でロバストである。14:30LT および 15:00LT において、3 つの手法を用いてダストデビルの半径と最大速度を推定した。この結果はべき乗分布を強く支持するものであり、ダストデビルの半径の分布のタイプはこれまでの研究でも検討されており、いくつかの分布が検討されている。べき乗分布の指数は解像度に依存する。解像度 5m では-3~-4 の範囲にあり、粗い解像度ではより負の値になる。最大速度の最頻値は 3~4 m/s であり、高い解像度ではわずかに小さくなる。解像度 5m での最大圧力降下は約 4.2Pa である。最大の速度と圧力降下のヒストグラムは似た形状をしており、ワイブル分布をもっているようである。最大圧力降下は約 4.2Pa である。最大の速度と圧力降下のヒストグラムは似た形状をしており、ワイブル分布をもっているようである。

渦は-2.5~-3 の指数をもつ、べき乗分布をもつことがわかった。この分布は渦の合流のダイナミクスによって決定されると推測される。渦の合流によって渦循環が強まると、シミュレーションにおいて弱い渦の表現が強い渦の表現に影響する。これはシミュレーションにおいて、解像度がサイズの大きなダストデビルにさえ影響を与える可能性があることを意味する。

ダストデビルの頻度分布の知識と理解は、火星大気の大規模数値シミュレーションでのダスト巻き上げの表現を向上につなげる。火星大気大循環モデルやメソスケールモデルでは、ダスト巻き上げに関する 2 つのパラメータ化が存在する。1 つは Monin-Obukov 相似理論 (風応力パラメータ化) に基づいた大規模な風の応力によるダストの巻き上げであり、もう一方は小規模な対流運動 (対流パラメータ化) によるダストの巻き上げである (例: Newman et al., 2002 ; Basu et al., 2004 ; Kahre et al., 2006)。ダストデビルの影響は対流パ

ラメータ化で考慮されている。しかし、このアプローチでは、その効果はダストデビルの統計から明示的に推定されずに、熱機関の定理に基づいて絶対的に推定される (例 : Rennó et al., 1998)。私たちの結果はダストデビルの頻度分布に基づくより洗練されたパラメータ化の開発の最初のステップとなるものである。

Nishizawa et al.(2016)

Supporting Information

イントロダクション

ここでは, 渦パラメータ (テキスト S1) と分布パラメータ (テキスト S2) の推定方法の簡単な説明, 渦パラメータのヒストグラムの推定方法の依存性を示す図 (図 B.4), 得られた分布の Anderson - Dariling 統計両 (表 B.2) と渦の半径のべき乗分布 (表 B.3), 最大速度のワイブル分布の形状パラメータ (表 B.4) を掲載する.

テキスト S1

渦の半径, 最大速度, 圧力降下, 循環などのパラメータを推定するために, ランキン渦フィッティング (RK), バーガーズ・ロット渦フィッティング (BR), 最大接線速度抽出法 (TV) の3つの手法を用いた.

1. ランキン渦フィッティング

ランキン渦は以下のように定義される.

$$u(r) = \begin{cases} Ur/R & r < R, \\ UR/r & r > R \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

ここで, u, r, U はそれぞれ, 接線速度, 半径, 最大接線速度, R は $u = U$ となるときの半径を表している. その圧力降下は, ρ を密度とすると,

$$\Delta p = \rho \int_0^{\infty} u(r)^2 / r dr = \rho U^2, \quad (\text{B.2})$$

となる. ここで ρ は領域平均密度である. 例えば, 5m の解像度における高度 62.5m では $\rho = 0.00156 \text{ kg m}^{-3}$ である. ランキン渦の循環 Γ は半径と速度の積に比例していて, $\Gamma = 2\pi UR$ (循環の符号は無視した) となる. 中心位置, U, R はマルカールの方法で推定される. フィットしたパラメータが第一推定値に依存するため, フィッティングでは異なる第一推定値から数回の反復が行われる.

2. バーガーズ・ロット渦フィッティング

バーガーズ・ロット渦は以下のように示される.

$$u(r) = \frac{UR}{\{1 - \exp(-K)\}r} \left\{ 1 - \exp\left(-K\left[\frac{r}{R}\right]^2\right) \right\}, \quad (\text{B.3})$$

ここで, $K = 1.2564$ (例: Wood and White, 2001) である. 圧力降下は,

$$\Delta p = K\rho \left(\frac{U}{1 - \exp(-K)} \right)^2 \int_0^{\infty} \frac{1}{t^3} \{1 - \exp(-t^2)\}^2 dt, \quad (\text{B.4})$$

であり, その循環は $2\pi UR/\{1 - \exp(-K)\}$ である. ここで, $\int_0^\infty \frac{1}{t^3} \{1 - \exp(-t^2)\}^2 dt$ は数値的に求められ, 約 0.69 である. ランキン渦フィッティングと同様に, 中心位置, U, R はマルカールの方法で推定される.

3. 最大接線速度抽出

格子は, RK で得られた中心からの距離に応じてビンにグループ化されている. ここで, ビンサイズは格子サイズの半分である. ビンサイズは基本的に結果には影響しない. 接線速度は, 同じビンにグループ化された格子の平均化を行い, 接線速度の半径方向のプロファイルを得る. 分散が平均よりも大きいビンは無視される. U はプロファイルの最大速度, R はプロファイルが U と等しくなる半径である. R の分布は結果的に離散的である. 圧力降下は, ここで領域平均からの $r < R$ の最小圧力の偏差であり, 循環は $2\pi UR$ と仮定される.

テキスト S2

Clauset et al.(2009) に従い, 最尤法とアンダーソン・ダーリング (AD) 統計量に基づいて分布のフィッティングを行う. 分布のパラメータは最尤法によって推定される. 切り捨てられた分布 x_0 の下限は最小 AD 統計量 D^* と決定される. ここで,

$$D^* = \max_{x_0 < x} \frac{|S_N(x) - P(x)|}{\sqrt{P(x)\{1 - P(x)\}}}, \quad (\text{B.5})$$

であり, $S_N(x)$ と $P(x)$ はそれぞれ, 経験分布関数と与えられた累積分布関数で, x_0 は切り捨てられた分布の下限である.

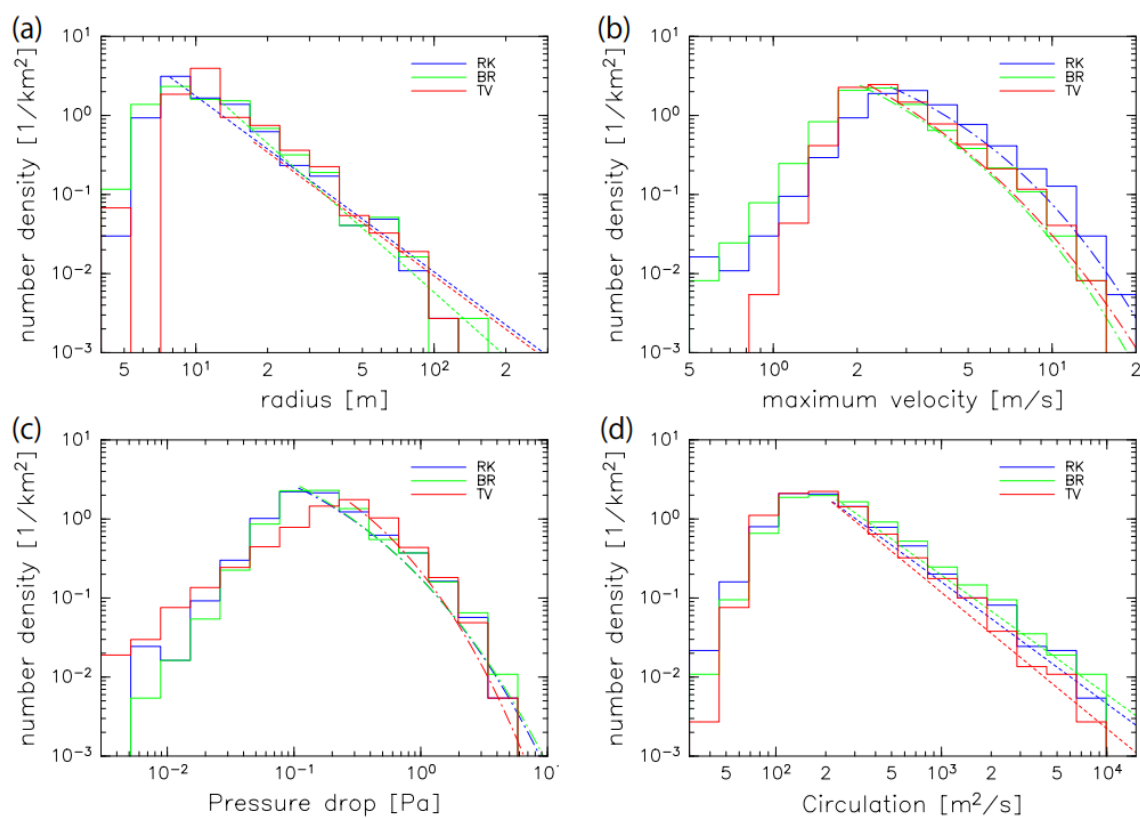


図 B.4: 解像度 5m・高度 62.5m 付近・14:30LT での渦の, (a) 半径, (b) 最大速度, (c) 圧力降下, (d) 循環, のヒストグラム.

色は推定方法を表している. 青はランキン渦フィッティング, 緑はバーガーズ・ロット渦フィッティング, 赤は最大接線速度抽出法である. (a), (d) における点線はフィットしたべき乗分布を示す. (b), (c) におけるダッシュ点線はフィットしたワイブル分布をそれぞれ示す.

解像度		100m	50m	25m	10m	5m
半径	べき乗	0.26–0.46	0.15–0.27	0.12–0.17	0.08–0.13	0.11–0.13
	指数	0.24–0.84	0.16–0.45	0.15–0.35	0.99–1.14	0.51–35.5
	対数正規	0.76–3e4	0.71–1.19	0.22–3.31	0.23–0.45	0.48–3.43
最大速度	べき乗	0.35–0.53	0.21–0.30	0.15–0.22	0.11–0.15	0.09–0.12
	指数	0.33–0.54	0.13–0.26	0.07–0.11	0.07–0.10	0.06–0.13
	対数正規	0.33–3.12	0.19–0.55	0.11–0.37	0.10–0.29	0.08–0.28
	ワイブル	0.00–0.52	0.00–0.22	0.00–0.11	0.07–0.12	0.03–0.05
圧力降下	べき乗	0.28–0.53	0.21–0.30	0.15–0.22	0.11–0.15	0.07–0.12
	指数	0.29–0.60	0.15–0.54	0.16–0.32	0.19–0.27	0.19–0.38
	対数正規	0.00–3.12	0.00–0.55	0.00–0.21	0.00–0.13	0.00–0.19
	ワイブル	0.00–0.52	0.00–0.14	0.00–0.13	0.00–0.09	0.00–0.05
循環	べき乗	0.30–0.35	0.17–0.24	0.08–0.15	0.08–0.09	0.05–0.07
	指数	0.29–1.49	0.22–0.31	0.41–0.72	0.53–0.65	0.88–77.3
	対数正規	0.43–86.0	0.17–0.31	0.15–1.07	0.25–0.59	0.39–0.93

表 B.2 : 14:30LT と 15:00LT で RK, BR, TV によって得られた経験分布の Anderson-Daring 統計 D^* の各分布に対する範囲.

解像度	100m	50m	25m	10m	5m
半径	-6.1–(-3.2)	-4.8–(-3.4)	-4.4–(-3.4)	-4.0–(-3.4)	-3.8–(-3.1)
循環	-3.7–(-2.8)	-4.2–(-2.7)	-3.2–(-2.4)	-2.9–(-2.8)	-2.7–(-2.5)

表 B.3 : 14:30LT と 15:00LT で RK, BR, TV によってフィットしたべき乗分布の指数の範囲.

解像度	100m	50m	25m	10m	5m
最大速度	0.0–5.3	0.0–2.2	0.0–1.3	0.7–0.9	0.4–0.7
圧力降下	0.0–2.7	0.0–0.9	0.0–0.6	0.0–0.5	0.0–0.4

表 B.4 : 14:30LT と 15:00LT で RK, BR, TV によってフィットしたワイブル分布の形状パラメータの範囲.

参考文献

Burgers, J. M. (1948), A mathematical model illustrating the theory of turbulence, *Adv. Appl. Mech.*, 1, 171–199.

Gheynani, B. T., and P. A. Taylor (2011), Large eddy simulation of typical dust devil like vortices in highly convective Martian boundary layers at the Phoenix lander site, *Planet. Space Sci.*, 59, 43–50, doi:10.1016/j.pss.2010.10.011.

Greeley, R., A. Skyeck, and J. B. Pollack (1993), Martian aeolian features and deposits: Comparisons with general circulation model results, *J. Geophys. Res.*, 98, 3183–3196, doi:10.1029/92JE02580.

Michaels, T. I., and S. C. R. Rafkin (2004), Large eddy simulation of atmospheric convection on Mars, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 130, 1251–1274, doi:10.1256/qj.02.169.

Newman, C. E., S. R. Lewis, and P. L. Read (2002), Modeling the Martian dust cycle 1. Representations of dust transport processes, *J. Geophys. Res.*, 107(E12), 5123, doi:10.1029/2002JE001910.

Nishizawa, S., H. Yashiro, Y. Sato, Y. Miyamoto, and H. Tomita (2015), Influence of grid aspect ratio on planetary boundary layer turbulence in large eddy simulations, *Geosci. Model Dev.*, 8, 3393–3419, doi:10.5194/gmd-8-3393-2015.

Nishizawa, S., M. Odaka, Y. O. Takahashi, K. Sugiyama, K. Nakajima, M. Ishiwatari, S. Takehiro, H. Yashiro, Y. Sato, H. Tomita, and Y.-Y. Hayashi (2016): Martian dust devil statistic from high-resolution large-eddy, *Geophys. Res. Lett.*,

Odaka, M., K. Nakajima, M. Ishiwatari, and Y. Y. Hayashi (2001), A numerical simulation of thermal convection in the Martian lower atmosphere with a two dimensional anelastic model, *Nagare Multimedia*, <http://www2.nagare.or.jp/mm/2001/odaka/index.htm>

Ohno, H., and T. Takemi (2010), Mechanisms for intensification and maintenance of numerically simulated dust devils, *Atmos. Sci. Lett.*, 11, 27– 32, doi:10.1002/asl.249.

Rafkin, S. C. R., J. L. Hollingsworth, M. A. Mischna, C. E. Newman, and M. I. Richardson (2013), Mars: Atmosphere and climate overview, in *Comparative Climatology of Terrestrial Planets*, edited by S. J. Mackwell et al., pp. 55– 89, Univ. of Arizona Press, Tucson, Tex.

Rankine, W. J. M. (1882), *A Manual of Applied Physics*, 10th ed., 663 pp., Charles Griff and Co., London.

Rennó, N. O., M. L. Burkett, and M. P. Larkin (1998), A simple thermodynamical theory for dust devils, *J. Atmos. Sci.*, 55, 3244– 3252.

Rott, N. (1958), On the viscous core of a line vortex, *Z. Math. Phys.*, 9b, 543– 553.

Sato, Y., S. Nishizawa, H. Yashiro, Y. Miyamoto, Y. Kajikawa, and H. Tomita (2015), Impacts of cloud microphysics on trade wind cumulus: Which cloud microphysics processes contribute to the diversity in a large eddy simulation?, *Prog. Earth Planet. Sci.*, 2, 23, doi:10.1186/s40645-015-0053-6.

Toigo, A. D., M. I. Richardson, S. P. Ewald, and P. J. Gierasch (2003), Numerical simulation of Martian dust devils, *J. Geophys. Res.*, 108, 5047, doi:10.1029/2002JE002002.

Wilson, R. J., and K. Hamilton (1996), Comprehensive model simulation of thermal tides in the Martian atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, 53, 1290– 1326.

地球流体電脳倶楽部, <http://www.gfd-dennou.org/>
