

数値計算パラメータによって変化する塵旋風の構造の感度実験

大野洋・竹見哲也

要 旨

Weather Research and Forecasting (WRF) を用いて発達した対流混合層の Large Eddy Simulation (LES) を行った。複数の解像度を用いて計算し、解像度ごとに再現される対流混合層・対流セル・下層に発生する微細渦がどのように変わってくるかを調べた。その結果、再現された対流混合層の統計的性質は解像度にはあまり依存しなかったが、形成される対流セルは解像度が上がるにつれてより小さくなった。また、対流セルの境界で発生している微細渦を全て抽出してコンポジット解析を行ったところ、解像度が上がるにつれて発生する渦は小さく、強くなることが分かった。特に強くなった渦についてその発生過程を調べてみると、複数の渦が融合することでより強い渦が形成され、その後もtiltingやstretchingの効果により強化されていた。

キーワード: LES, 対流混合層, 対流セル, 微細渦, 融合

1. はじめに

塵旋風 (英名: dust devil) はアメリカ中南部やオーストラリアにてよく観測されてきた(Sinclair, 1969, 1973, Kaimal and Businger, 1970, Bluestein, 2004, Hess and Spillane, 1990)。この渦は



Photo 1 Dust devil (from Gu et al. (2008))

乾燥地域においてよく発生し、地表から大量のダストを空气中に放出していることで知られている。大気中ダストの空間分布は全球規模での放射収支にも関わっているため、ダストを巻き上げる塵旋風の発生機構を調べることは重要である。

上述の観測から、次に挙げられる点が塵旋風の発生に重要な役割をしていることが分かっている。1)

比較的平らな地形、2) 日射が強い、3) 平均流が弱い。夏季の上記の地域では、これらの条件が満たされて対流混合層がよく発達しているため数多くの塵旋風が観測されるものと思われる。

最近では、計算機の発達に伴って塵旋風そのものを再現しようという試みがなされてきている。Kanak et al. (2000), Fiedler and Kanak (2001), Kanak (2005) に代表されるように、平均流が無い状態で平坦な地表面に一定の熱フラックスを与えるとセル状対流が形成され、その頂点の上昇流の部分に鉛直旋回流が形成され、この渦が塵旋風に対応していると考えられている。

Kanak et al. (2000) は水平格子幅35m・鉛直格子幅10mを用いて主に対流混合層中に発生するセル状対流の再現を目的とした計算を行い、あまり現実的な大きさではない(直径約300m)が、下層に鉛直渦が生じることを示した。一方、Kanak (2005) では水平格子幅2m・鉛直格子幅約4mの高解像度にて計算を行い、より現実的な大きさ(30m)の微細渦を再現することに成功している。塵旋風自体が数m~数十mの大きさなので、シミュレーションで再現される鉛直渦の構造は、この範囲の解像度に大きく依存しそうである。

Toigo et al. (2003) は、火星における数値シミュレーションで四種類の大きさの平均流を用いて発生する渦を再現した。その結果として、平均流が無い場合と一番強い場合にとっても強い渦が発生しているその中間の強度の風速では渦はあまり強くなっていなかった。観測研究では平均流が弱いほど塵旋風は

よく発生すると言われているが、Toigo et al. (2003)の結果はこれに反するものである。

このように、今まで塵旋風の発生とその環境場の関係を調べた研究は数多くなされているが、塵旋風そのものの発生過程に関する研究は少ない。つまり塵旋風の発生過程がまだ解明されていないので、理論と観測・シミュレーションの結果の不一致が起こっていると思われる。この研究の目的は、再現される微細渦が数値計算の解像度による依存性、また強い渦の発生・強化・維持メカニズムを明らかにすることである。

2. 計算設定

数値計算にはThe National Center for Atmospheric Research (NCAR) にて開発されたWeather Research and Forecasting (WRF)-version3.0を用いた。WRFは世界各地で多くのユーザーがおり、また現在も続々と改良が行われている数値モデルである。本研究で用いたversion3.0は2008年になってリリースされたもので、最新かつ信頼性の高いモデルと言える。

このWRF-version3.0のオプションの一つとして、理想的な気象場を設定してLESを行うことが出来るものがある。用いる物理過程は乱流パラメタリゼーションと下端の境界条件をバルク法で与えるスキームが用いられている。放射過程や雲物理も導入することは出来るが、今回は用いなかった。計算領域は水平方向に1 km四方で鉛直方向に1.5 km。水平方向には周期境界条件を用いた。水平解像度は3 m, 5 m, 10 m, 15 m, 20 mで、鉛直解像度は下層では水平解像度と同程度で上層になるにつれて粗くなるストレッチグリッドを使用した。初期場として、高度800 mまでは300 Kでそれ以降は0.01 Km^{-1} で上昇させて、安定層で蓋をされた混合層を想定した。また、一般流はゼロであり、地表面に一定の熱フラックスを与えて、強い日射により地面付近が強く温められている状況を仮想的に作り出した。計算初期にはモデル下部から5層にわたって、乱数を用いた微小な擾乱を温位に与えて対流が励起されるようにした。

3. 結果

計算開始から5 t. 程経過すると、場は完全に乱れた乱流場となり対流セルが形成される (Fig. 1)。 $t_* = hw_*^{-1} \approx 500 \text{ s}$ であり、 $h \approx 1 \text{ km}$ は対流混合層の深さで $w_* \equiv (gH_0h\theta_0^{-1})^{1/3} \approx 2 \text{ ms}^{-1}$ である。ここでgは重力加速度で、 $H_0 = 0.24 \text{ Kms}^{-1}$ は地表に与える熱フラックスである。これらの図を見ると、対流セルは下層ほど細かい構造をしており、上層になるに従って大きな構造をしていることが分かる。図に示

した二つの解像度では、モデル最下層の高度が違うために見られる対流セルの大きさも顕著に異なっている。しかし、高度を約50 mに揃えてみると、大まかには同じスケールの対流セルが形成されていることが分かる。そして図中の実線で囲まれた領域に注目すると、これらの領域が上昇流の位置と一致し、また解像度が上がるにつれて渦が多く形成されていることが分かる。

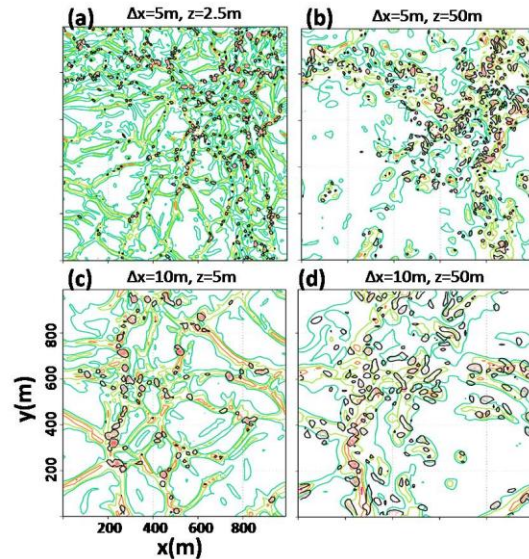


Fig. 1 Horizontal sections of updraft and vertical vorticity. The area framed by light green line denotes updraft. Solid contour denotes vertical vorticity magnitude more than 0.15 s^{-1} . (a) and (c) [(b) and (d)] are of at the bottom layer [50 m], and (a) and (b) [(c) and (d)] are of 5m [10m] resolution.

計算開始から60分 ($\approx 7 t_*$) ~90分 ($\approx 11 t_*$) の乱流統計量をとったものがFig. 2 (b), (c)である。上述した対流混合層の代表的なパラメータを用いて無次元化を行っている。これらが示す鉛直構造は対流混合層に特有の分布を表している、先行研究 (Kanak et al., 2000) とも一致している。一方で、統計量には解像度ごとの有意な差はあまり見られないことが分かる。これらのことから、解像度によらず統計的には同じ性質を持った対流混合層が形成されたと判断した。

3.1 コンポジット解析

Fig. 1 で示した様に、再現されたセル状対流の境界付近には多数の鉛直渦が形成されている。ここで、発生している渦の特徴を調べるために、強い渦を全て抽出してコンポジット解析を行った。渦の抽出の際には圧力偏差が5 Pa、渦度の絶対値が 0.15 s^{-1} という閾値を決定し、これらを上回る強度を持った強い渦を7 t. ~11 t. にわたって抽出した。

再現された対流混合層内には様々な大きさ・強度を持った渦が多数形成されている。圧力分布 (Fig. 4)

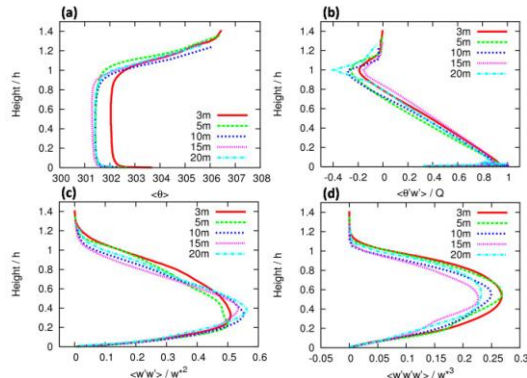


Fig. 2 Vertical profile of horizontally averaged ; (a) potential temperature ; (b) heat flux ; (c) variance ; (d) skewness normalized by the representative parameters.

を見ると、解像度が20 m、15 mの場合には中心圧力偏差が5-10 Paの渦が多数を占めるが、解像度10 m、5 m、3 m の場合では稀に20 Paを超える強力な渦が形成されていることが分かる。どのようにしてこれらの渦が生成されていたかを調べたところ、複数の渦が融合する過程を経ていることが分かった。（これに関しては後程議論する。）

また、渦のスケールも解像度に大きく依存しそうである。Fig. 5を見ると、解像度を上げるにつれて最大風速半径を表現する格子数が増えている。これは、徐々に渦が解像されつつあるとみなせることではあるが、これを有次元に直してみると、解像度が上がるにつれて再現される渦のスケールが小さくなっていくことが分かる。つまり、3 mという超高解像

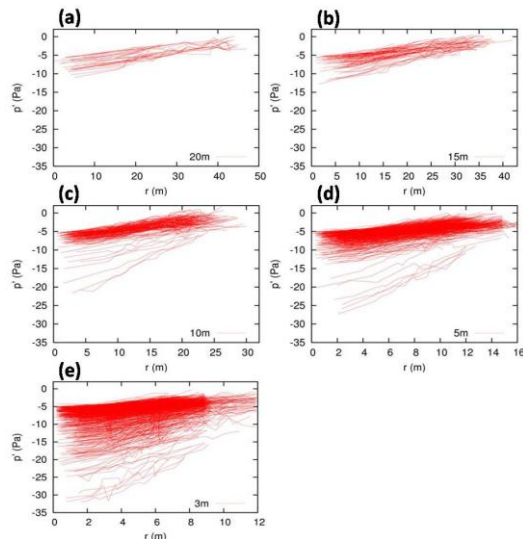


Fig. 3 Pressure deviation profiles of all vortices at a height of 50m. Longitudinal axis is distance from the center. (a), (b), (c), (d), and (e) are of 20 m, 15 m, 10 m, 5 m, and 3 m resolution, respectively.

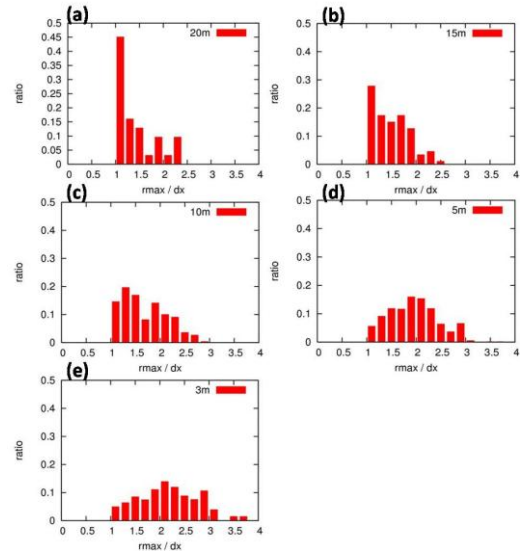


Fig. 4 Frequency distributions of radius of maximum wind (RMW). Longitudinal axis is RMW normalized by grid scale and latitudinal axis is ratio among all the vortices.

度のLESをもってしても、今だ現実的な塵旋風を解像するには至っていないことを示している。とはいっても、その発生機構になんらかの示唆を与えることは出来ると思われるので、解像度3 mにおいて強い渦がどのように発生していたかを追っていくことにする。

3.3 再現された渦の構造

解像度3 mの実験では、中心部の圧力偏差が40 Paを超える程強い渦が発生していた。Fig. 6にこの強い渦の発生過程を示す。Fig. 6において、5050 sには中央下付近にはっきりとした渦が認められる。また、渦とは言い切れないが水平シアにより渦度が大きい領域が $(x,y)=(550, 325)$ 付近に存在している。5060 sにはこの領域で大きな渦度を形成し、5070 sには更に二つの渦が融合する様子が見られた。5080 sでは、渦の中心部が下降流であり、また渦の周辺部に渦度の極大値を持つtwo-cell構造を持つ程までに発達している。このような構造を持つ渦の存在はBluestein et al. (2004) によって実際に観測で実証されている。

この強い渦がこの後、tiltingやstretchingによって強化されていく様子を見てみる。Fig. 7 (a) は渦度方程式

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \zeta \approx \xi \frac{\partial w}{\partial x} + \eta \frac{\partial w}{\partial y} - \zeta \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (1)$$

の傾斜項 (右辺1, 2項目) と上昇流の関係について描いたものである。この時、 (u, v, w) と (ξ, η, ζ) はそれぞれの (x, y, z) 方向の成分の速度ベクトルと渦度ベクトルを表している。Fig. 7 (a) を見ると、上

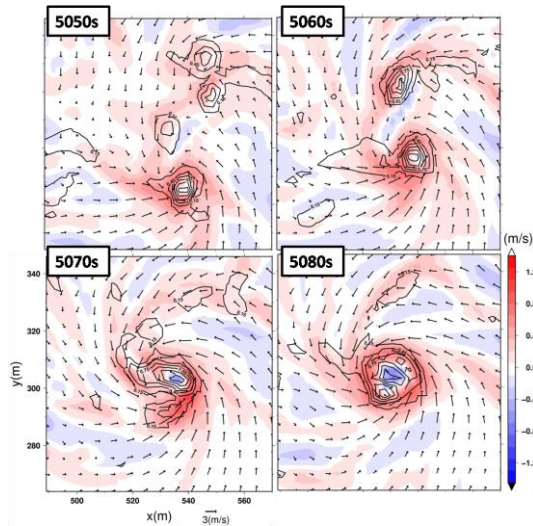


Fig. 5 Horizontal sections of vertical velocity (shaded), vorticity (contoured) with interval 0.3 s^{-1} from 0.15 s^{-1} , and vectors at every second grids through 5050 s – 5080 s.

昇流のすぐ近くである $(x, y)=(515, 310) \sim (540, 345)$ に渡って傾斜項が大きい領域がある。これは、セル状対流の境界付近に存在している水平渦がこの強い渦に取り込まれ、上昇流の水平勾配によって渦度の鉛直成分が発生して渦が更に強化されていることを示唆している。このことは、Maxworthy (1973) が示した維持メカニズムとは違う維持メカニズムが存在していることを示している。とは言っても本研究では平均流は考慮していないので、平均流によって渦度のソースが造られると主張したMaxworthy (1973) の理論の是非を検討することは出来ない。

この強い渦の鉛直構造についても特徴的な点が多くつか認められる。Fig. 7 (b) は、Fig. 7 (a) において $y=303 \text{ m}$ に固定した時の鉛直断面である。下層では渦の周囲で強い水平収束がみられ、そのすぐ上方で水平発散が見られる。これらは強い渦に共通して見られる特徴 (Gu et al., 2008) なので、かなり詳細に渦が再現されていることが分かる。また図には示していないが、渦度が 0.15 s^{-1} 以上の領域が高度約300 m 程まで伸びていることが分かった。

4. 結論

地表に一定の熱フラックスを与え、無風状態の対流混合層のLESを複数の解像度を用いて行い、再現された対流混合層と微細渦への解像度依存性を調べ、また再現された強い渦の発生・強化過程にも注目した。その結果、対流混合層自体は解像度ごとの有意な差は見られなかったが、その下層に再現される渦のスケール・強度は解像度に大きく依存しているこ

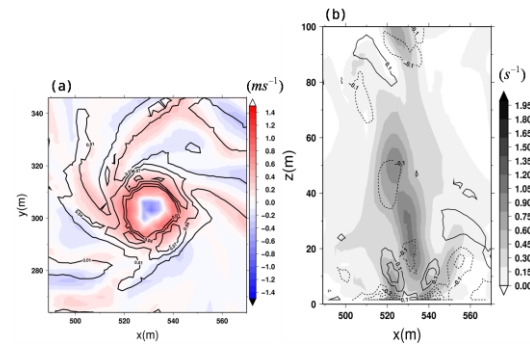


Fig. 6 (a) Horizontal section of vertical velocity (shaded) and tilting term (contour) with interval 0.03 s^{-2} from 0.01 s^{-2} at $z=1.5 \text{ m}$ and $t=5080 \text{ s}$. (b) Vertical section of vertical vorticity (shaded) and horizontal divergence (contoured) with interval 0.1 s^{-1} (the zeroline is omitted).

とが分かった。また、高解像度において強い渦の発生過程を詳細に追ったところ、複数の渦の融合がきっかけとなって渦が強くなり、その後もtiltingやstretchingによって渦が強められていることが分かった。

一方で、渦中心の圧力偏差は最も強い渦でも40 Pa強であったが、実際に観測されているものは2.5 hPa ~ 4.5 hPaと言われている (Kanak, 2006) ので、今だ現実的な塵旋風が再現できたと言いは難しいのが現状である。今後、下層付近を更に詳細に表わすことでより現実的な強い渦が再現されることが期待される。

謝辞

本研究は日本学術振興会科学研究費の支援を受けて行われました。また、京都大学防災研究所暴風雨気象環境研究分野の石川裕彦教授、堀口光章助教、奥勇一郎特任助教らには的確な助言を頂きました。

参考文献

- Bluestein, H. B., Weiss, C. C., and Pazmany, A. L. (2004), Doppler radar observations of dust devils in Texas, *Mon. Wea. Rev.*, 132, 209–224.
- Fiedler, B. H., and Kanak, K. M. (2001), Rayleigh-benard convection as a tool for studying dust devils, *Atmos. Sci. Lett.*, 2, 104–113, doi:10.1006/asle.2001.0043.
- Gu, Z., Qiu, J., Zhao, Y., and Li, Y. (2008), Simulation of terrestrial dust devil patterns, *Adv. Atmos. Sci.*, 25 (1), 31–42, doi:10.1007/s00376-008-0031-7.
- Hess, G. D., and Spillane, K. T. (1990), Characteristics of dust devils in Australia, *J. Appl. Meteor.*, 29, 498–507.
- Kaimal, J. C., and Businger, J. A. (1970), Case studies of

- a convective plume and a dust devil, *J. Appl. Meteor.*, 9, 612–620.
- Kanak, K. M., Lilly, D. K., and Snow, J. T. (2000), The formation of vertical vortices in the convective boundary layer, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, 126, 2789–2810.
- Kanak, K. M. (2005), Numerical simulation of dust devil-scale vortices, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, 131, 1271–1292, doi:10.1256/qj.03.172.
- Kanak, K. M. (2006), On the numerical simulation of dust devil-like vortices in terrestrial and Martian convective boundary layers, *Geophys. Res. Lett.*, 33 (L19S05), doi: 10.1029/2006GL026207.
- Maxworthy, T. (1973), A vorticity source for large-scale dust devils and other comments on naturally occurring columnar vortices, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1717–1722.
- Sinclair, P. C. (1969), General characteristics of dust devils, *J. Appl. Meteor.*, 8, 32–45.
- Sinclair, P. C. (1973), The lower structure of dust devils, *J. Atmos. Sci.*, 30, 1599–1619.
- Toigo, A. D., Richardson, M. I., and Ewald, S. P. (2003), Numerical simulation of Martian dust devils, *J. Geophys. Res.*, 108 (E6, 5047).

The Sensitivity of the Structure of Dust Devil-Like Vortices to Computational Parameters

Hiroshi OHNO and Tetsuya TAKEMI

Synopsis

Dust devils often occur in arid area. In order to elucidate their structure, we conducted Large Eddy Simulation (LES) of well developed convective boundary layer (CBL) using Weather Research and Forecasting (WRF) model with constant heat flux at the surface under no mean winds conditions. The sensitivity experiments to model resolution are also conducted.

The results indicated that CBL and convective cells were not sensitive to resolution. However, it was found by composite analyses that vertical vortices generated at the boundaries of the convective cells got smaller and more intense as the resolution was finer. Besides, it was also found that intense vortex was generated by the merger of vortices and intensified by the effects of tilting and stretching.

Keywords: LES, CBL, convective cells, vertical vortices, merger