京都大学防災研究所年報 第 61 号 B 平成 30 年
DPRI Annuals, No. 61 B, 2018

都市気象 LES モデルと境界層レーダーを用いた大気境界層を突破する熱的上昇流の発見

Discovery of Thermals Breaking through Atmospheric Boundary Layer by Urban Meteorological Model Based on Large Eddy Simulation and Boundary Layer Radar

山口弘誠・小西大(1)・土橋知紘(2)・中北英一・山本真之(3)・川村誠治(3)・雨谷純(3)・杉谷茂夫(3)・大東忠保(4)・小川まり子(5)

Kosei YAMAGUCHI, Dai KONISHI(1), Tomohiro TSUCHIHASHI(2), Eiichi NAKAKITA, Masayuki YAMAMOTO(3), Seiji KAWAMURA(3), Jun AMAGAI(3), Shigeo SUGITANI(3), Tadayasu OHIGASHI(4) and Mariko OGAWA(5)

(1) 京都大学工学部地球工学科
(2) 京都大学院工学研究科
(3)情報通信研究機構電磁波研究所
(4)防災科学技術研究所
(5)神戸大学都市安全研究センター

(1) Undergraduate School of Global Engineering, Kyoto University
(2) Faculty of Engineering, Kyoto University
(3) National Institute of Information and Communications Technology, Applied Electromagnetic Research Institute
(4) National Research Institute for Earth Science and Disaster Resilience
(5) Research Center for Urban and Security, Kobe University

Synopsis

It is aimed to analyze under what conditions the thermals generated by the heat and shape effect of the city breaks through the atmospheric boundary layer to generate cumulus clouds. Using the urban meteorological Large Eddy Simulation model, the thermals over Kobe City were targeted. As a result, the validity of the model was also assessed using the boundary layer radar. Two factors were confirmed on the thermals which break through the atmosphere boundary layer. One is strong thermal buoyancy, and the other is elimination of the stabilizing layer by another thermal. In addition, the relationship between the thermal and the vortex tube is also suggested, and further analysis will be carried out in the future.

キーワード：都市気象LES，渦管，大気境界層
Keywords: urban meteorology based on LES model, vortex tube, atomospheric boundary layer

1. 序論

1.1 研究の背景

局地的豪雨（ゲリラ豪雨）はその時間・空間スケールの小ささから予測が困難であり，その結果近年都市に重大な被害をもたらしている．特に数 10 分から 1 時間の間に発生，急激に発達し地上に被害をもたらすという時間スケールの小ささは，避難，対策が間に合わず被害を発生させる大きな要因となっている．2008 年の都賀川豪雨では短時間で河川が急激に増水し，人命が失われる悲惨な事故となった．ゲリラ豪雨をもたらす孤立的に発達する積乱雲は，台風や前線による集中豪雨のものと異なり気象モデルによる予測が難しい．この時間・空間スケールの小さい豪雨の予測に対し，中北ら(2010,2013)は豪雨をもたらす積乱雲の発達過程のうち気象レーダーによって発見できる最早単位を豪雨のタマゴと呼び，XRAIN（X バンド偏波レーダネットワーク網）を用いて豪雨をもたらす積乱雲の早期探知を試みてきた．孤立積乱雲の一生は Fig.1 に示すように，大きく分けて発達期，成熟期，衰退期の 3 つに分類され，発生から 30 分ほどで成熟期となり地上に豪雨をもたらす．

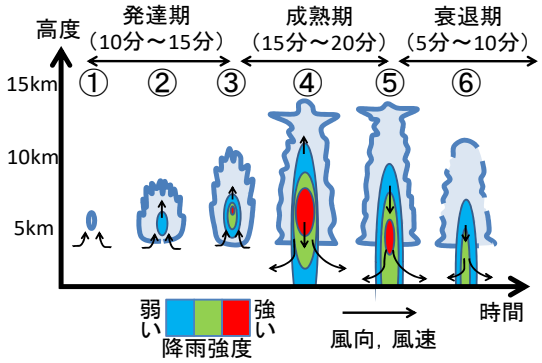


Fig.1 A state of development process of single cumulonimbus cloud (白石ら, 2009)

ゲリラ豪雨の予測に関して，これまで気象レーダーやビデオゾンデなどを用いた積乱雲発生後に雲中の上空で降水粒子が生成される段階である豪雨のタマゴ，またタマゴからの成長時に焦点をあてた研究・観測が行われてきた．その研究の新たな段階として，積乱雲の発生する前の段階が新たな着眼点となっている．雲粒を伴わない水蒸気が上昇流により持ち上げられ，凝結することで雲が発生するが，そのプロセスは未だ未解明である．上昇流を生む大気境界層内の気象に関しても比較的理解が進んでいるのは高々100mの高さまでで，大気境界層全体や自由大気との交換過程についても理解が不十分な点が多い．

この観測，モデルのどちらにおいても知見の少ない豪雨のタマゴの起源に関して，本研究では豪雨の「種」と 呼びその解明の研究が進められている．

この豪雨の「種」に関して都市の影響がしばしば指摘されている．大気が潜在的に不安定な時に何らかのきっかけで上昇気流が生起すると強い浮力が働いて上昇気流の加速が引き起こされる．このきっかけとして都市の影響が大きく寄与するとされている．

大きなスケールでの都市の降水への影響として藤部(2004)は以下の点を挙げている．

（1）地上の高温に伴う静的安定度の減少

（2）局地循環（ヒートアイランド循環）による地上風の収束

（3）大気汚染に伴う凝結核の増加

（4）地表面摩擦の増加による強制上昇

このうち対流性の強い降水に関してはヒートアイランドの影響を重視し，（2）の収束の効果が注目されている．ヒートアイランド循環は，ヒートアイランドによってもたらされる都市内外の気圧差で生じる海陸風に似た局地循環であり，郊外から都市へ収束する風を伴う．この収束風によって都市周囲の水蒸気が集められ，また（1）によって郊外より発達した混合層が下層の水蒸気の多い空気を上空まで持ち上げ積雲発達のトリガーとなることが予想される．一般に都市と郊外の気温差は昼間より夜間のほうが強い傾向があるが、都市化におけるアスファルトやコンクリート等は比熱が大きく熱を溜めやすいので，顕熱フラックスの増加量はむしろ昼間に大きくヒートアイランド循環も昼間に強まる傾向がある．そしてこのことは対流性降水の増加傾向が午後に著しいことと整合する．

また，上に挙げた都市の大きなスケールの効果に加え小さなスケールの効果，都市の建物や熱の分布のムラによる乱れの効果も降水に対する影響として考慮すべき要因である．神田ら(2014)は東京を対象として 4 重ネストグリッドを用いた（最小格子サイズは 300m）メソスケールモデルによる計算に，都市キャノピーモデル，ゼロ面変位，人工排熱を考慮することで都市によるメソ前線の遅延効果を東京湾に流入してくる海風前線を対象にして示している．この遅延効果として，メソ前線の進行が都市域で停滞し，運動量・熱が滞留する滞留効果と，水平流が都市域で分流・迂回し風下で再収束と上昇流を生み出す障壁効果を挙げている．このように通常の数 km 解像度の計算では現れない，高解像度で建物高さを考慮することで初めて示される都市の小スケールの効果も，都市の降水に対する影響を議論する上で欠かすことができないものである．

また，豪雨の「種」となる現象は都市では土地利

用が多岐にわたり、熱、水蒸気の水平分布が一様でなく、かつ建物群によって乱れの影響が高高度まで及ぶため定点観測では事象の解析が困難である．観測では得られない情報を補完できる数値モデル計算からのアプローチが必要となる． 豪雨の「種」となる現象をモデルで捉えるためには都市の建物群の形状をできるだけ陽に解像し，上昇流と渦の関係や建物群から生じる乱れの効果を詳細に解ける乱流モデルを用い，また都市キャノピー内部から積雲が生成する境界層上空までシームレスに扱えることが必要となる．そのため山口・高見ら(2016a)は乱流を格子スケールで陽に解ける LES モデルの開発している．また，この都市気象モデル LES を用いた先行研究として，山口・土橋ら(2017)により，豪雨のタマゴに見られる渦管と都市の関係について解析が行われている．建物のバックステップ流によって風速の鉛直シアが強化されできた水平渦管が立ち上がりの要因となる上昇流は，建物によるもぐりこみ流れや風の水平収束，また熱的な浮力が効いていると結論付けている．都市において高度数百ｍの大気境界層内での事象に関して解析を行い，境界層下層の事象を捉えているが，境界層内や境界層上空や自由大気との繋がり，また積雲や積乱雲へと繋がる部分は未だ未解明の部分が多い．

また，中北らの研究グループは観測によるアプローチとして 2017 年新たに神戸市長田区に住友電設社製の LQ-7 という小型のウインドプロファイラーレーダー(以下 WPR とする)を導入した．WPR は一般的に水平風の観測に用いられており，上昇流を観測するのに用いられることは少ない．また，都市における WPR の観測は開始されたばかりであり，都市域上空の上昇流に対しての研究はほとんど行われていない．都市に設置された境界層レーダーは本研究で使用する都市気象 LES モデル解析と相補的に取り扱うことが期待されている．

1.2 研究の目的

上昇流によって積雲が生成することやそこから積乱雲が発達していくことの具体的なメカニズムは未だ不明瞭な部分が多い．上昇流が境界層を越え，自由対流高度までたどりつき，積乱雲へと繋がるメカニズムの解明ためにはまず上昇流が境界層を突破する原因を探ることが重要である．本研究では，山口・土橋ら(2017)による先行研究から解析対象高度を拡大し，大気境界層内からその上空の自由大気までを取り扱う．都市における熱により発生した熱的上昇流が大気境界層内を通過し突き抜けるまでをモデルによって数値計算を行い，解析を行う事とする．熱的上昇流の一般的な特徴を捉えるとともに，境界層を突破するような上昇流に焦点を当てて，その上昇流の発生から境界層を突破するまでの挙動を追跡していく．境界層を突破する熱的上昇流が都市においてどのような条件の時に突破するのかを，温位や熱的浮力側面から，また上昇流の発生密度や大きさ等の空間的・時間的スケールをもとに解析していくことを目的とする．加えて境界層レーダーを用いることで，現実場での熱的上昇流の振る舞いを観測し，モデルでの妥当性について検証する．また，山口・土橋ら(2017)による先行研究同様，ゲリラ豪雨のタマゴに見られる渦管の解析を行う．

2． 都市気象 LES モデルと境界層レーダーの概説

2.1 都市気象 LES モデル

2.1.1 大気境界層の特徴

地球の大気は大きく分けて，下層から対流圏，成層圏，中間圏，熱圏に分類されるが，対流圏のさらに下層に位置する大気境界層は我々が生活する空間であり，人々の関心も高い．大気境界層は，乱流が卓越することが 1 つの特徴として挙げられる．その要因として，地表面の摩擦の影響を強く受けること，また，太陽放射によって地表が暖められ，地表からの熱により下層の大気は暖められ，上昇流を生むこと，また，風速のシアにより乱流が発生し，それらの要因で大気境界層の中の大気はよく混合されることが主な要因である．そのため，境界層内では温位や水蒸気混合比が鉛直方向に一様になることが多い．

またもう 1 つの特徴として境界層高度の日中変化が挙げられる．Fig.2 は日中の，Fig.3 は夜間の特徴について表している．

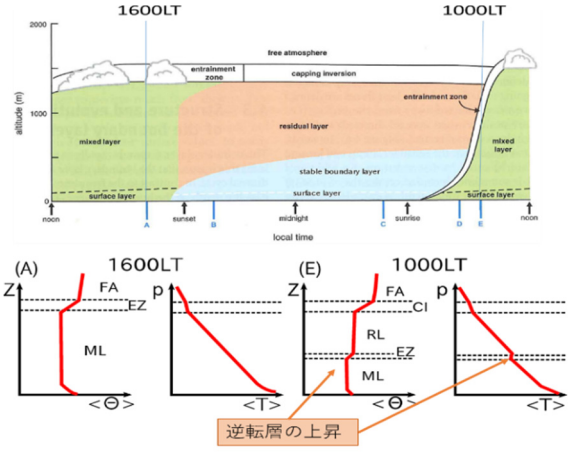


Fig.2 Daytime characteristics of boundary layer (Roland, 1988 ; Markowski et al,2010)

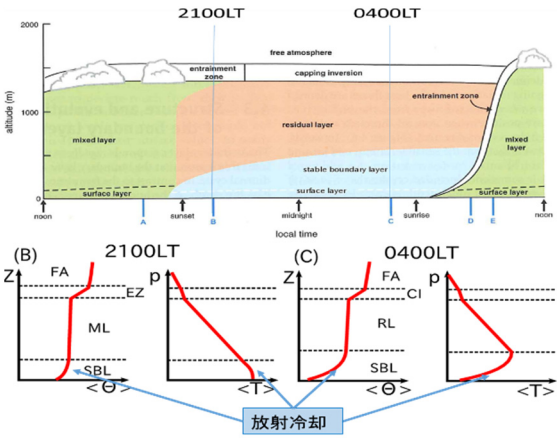


Fig.3 Nocturnal characteristics of boundary layer (Roland, 1988 ; Markowski et al, 2010)

Fig.2 に示すように，10 時では，下層が暖められることによってできた逆転層が上昇していることが分かる．16 時では逆転層が最大にまで達し，日中の混合により境界層内が乱されることにより，温位は境界層内でほとんど変化せず，典型的な日中の鉛直分布を示している．また Fig.3 に示すように，日が落ちると放射冷却により下層は冷やされ，21 時と 4 時では温位が高度とともに上昇する安定層が下層にできて，対流活動は少なくなる．また，日が出ると逆転層の高度が上昇するというそのサイクルが毎日境界層の中で起こっている．

2.1.2 LES モデルによる大気境界層に関する先行研究

田村ら(2004)は滑面上を空間発達する温度成層乱流境界層の Lund の方法に基づく数理モデルを提案し，境界層上部を含めて温度成層乱流境界層全体にわたる乱流性状について解析しており，対流境界層内全体における上昇下降運動の再現性を確認している．また，神田ら(2002)は LES モデルを用いて日中の典型的な大気混合層の 3 次元シミュレーションを行っており，点計測乱流フラックスの空間代表性について検討し，熱収支インバランス問題について解析を行っている．

しかし，先行研究のどちらに関しても大気境界層内の現象であり，境界層とその上空については議論されていない．また，雲微物理モデルが含まれていないことや，水平一様の滑面という理想的な場で計算を行っているため，今回の積雲生成に繋がる部分を対象としていない．

2.1.3 都市気象 LES モデルを用いた先行研究

都市気象 LES モデルによる数値解析として山口・土橋ら(2017)は，神戸市都市域と六甲山を含めた範囲を計算対象として，ゲリラ豪雨に見られる渦管の発生における都市の影響の解析を行った．渦管の立ち上がりには上昇流の発生が効いており，その上昇流の発生要因を下に挙げる．1 つ目は風の収束による強制上昇である．風が建物を回り込むようにして建物の風下側で収束することによって空気が持ち上げられ，上昇流が発生する．2 つ目は熱的浮力である．地表面の熱により，下層の空気は暖められ，上昇していくのである．下層における上昇流の要因は分かったが，山口・土橋ら(2017)による先行研究では都市上空数百 m 程度までしか見ておらず，境界層内の大気の動きや境界層上空から境界層を突破するまでの範囲は解析対象としていなかった．

今回新たに境界層内とその上空を対象とし,都市における熱的な効果がどのように働き，また境界層を突破するような上昇流がどのような特徴を持っているのかを解析する．

2.1.4 都市気象 LES モデルの特徴

一般的に広く使われているRANSモデル同様にLESモデルも近年乱流解析によく使用され始めている．RANSモデルはすべての渦をモデル化してしまうのに対して，LESモデルはグリッドより大きな渦は直接計算し，グリッドより小さな渦だけをモデル化している．これによって，計算時間はかかるものの乱流を上手く表現できることから，LESモデルはRANSモデルよりも現実に近い結果を得る事ができることが期待されるため，今回の計算に使用する．

また，LESモデルの中にも違いがある．例えば，建築・機械などの分野で発達してきた乱流解析によく用いられるCFD(計算流体力学)を用いたLESによる都市キャノピーモデルがあるが，これらは都市境界層内を対象としており，静力学系として扱っている．よって今回の大気の非静力学系の場の計算には不適である．また他にも，室内を対象としたLESモデルでは雲の発生を考えておらず，雲微物理モデルを含まないことから，これもまた不適である．

そこで，山口・高見ら(2016b)は，豪雨の「種」を明らかにすることを目的として都市効果を考慮するLES気象モデルの開発している．以下の条件をすべて満たすことが山口・高見ら(2016b)の都市気象LESモデルの大きな特徴であり，Table1に概要を示す．

- 乱流による熱・水蒸気輸送を表現するため，LESに基づく気象モデルであること
- 都市キャノピー層から境界層より上空までを包括的に取り扱うことができること
- 雲微物理モデルを持つこと
- 建物を解像できること

- 非静力準圧縮系であること

Table 1 Specification of urban meteorological model based on Large Eddy Simulation

基礎方程式系	非静力準圧縮系
予報変数	u v w p θ qv qc qr
座標系	直角直交座標系
計算格子	スタッガード格子
離散化法	有限差分法 (FAVOR法)
時間離散化法	2次精度Adams-Bashforth法
空間離散化法	2次精度中心差分 移流項:3次精度風上差分
音波の扱い	HE-VI法
SGSモデル	Smagorinsky-Lilly(Smagorinsky, 1963;Lilly, 1966)
境界条件	側方:周期, 勾配なし, free-slip, 放射 上空:free-slip
壁面の取り扱い	バルク(Louis,1979)
雲物理モデル	暖かい雨のバルク(Kessler, 1969)

具体的には，Fig.4 に示すように建物によって発生する乱流，道路・建物・車などからの人工排熱，熱プルームによる熱・水蒸気輸送に関して陽にモデルで表現し，熱プルームに対する都市効果を評価できるようになっている．さらに，熱プルームが境界層よりも上空へどのように成長して，積雲・積乱雲の成長に寄与しているのかを評価できるモデルである．

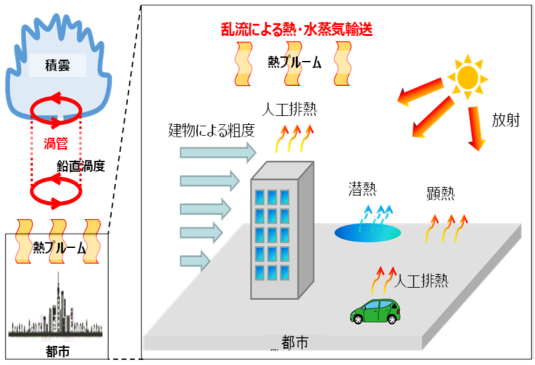


Fig.4 Turbulence and heat / water vapor transport by urban effects, and
Conceptual diagram of vortex tube formation in cumulus generation process (Yamaguchi et al.2016b)

2.1.5 都市の熱的効果の表現

都市の気象に与える影響として最もよく議論されるのがヒートアイランドによる熱的効果である．以下で述べる都市の熱のデータは，相馬ら(2013)が作成したものであり，アスファルトやコンクリートなどによって表面温度が上がる人工土地被覆の効果と，空調や自動車などからの人工排熱の効果が考慮されている．

2.1.5.1 表面温度

前節で述べたように土地利用を山地，都市，海の 3 種類に分類し，都市内は建物と道路を面積率で表現している．そのため被覆ごとの表面温度として，屋根面温度，壁面温度，路面温度，葉面温度，水面温度の 5 つを用いている．将来的には表面温度の計算もモデル内で行われることが望ましいが，本研究では山口・高見ら(2016a)に従って，典型的な夏季晴天日の表面温度を被覆ごとの時系列で与える．Fig.5 は気象庁天気図及び神戸・大阪・姫路の日照時間から選択された夏季晴天日（2012 年 8 月 3 日）について，大気陸面結合モデル CReSiBUC (Souma, 2013)で人工排熱を除いた計算結果より，東経 134～136 度，北緯 34～36 度で被覆ごとの領域平均値をとったものである．さらに，Fig.5 の温度変化に，本研究の計算開始時間の気象庁メソ客観解析データについて地表面付近の値を東経 134～136 度，北緯 34～36 度で平均をとり，CReSiBUC の地表面付近の値の領域平均との差を引くことで修正したものを用いて被覆ごとの表面温度の時間変化を与える．また，都市内部の上向きの表面温度に関してはグリッド内の屋根面と道路面の割合を屋根面，道路面の表面温度にかけることで計算される．

2.1.5.2 人工排熱

人工排熱として部門別（民生家庭部門，業務・産業部門，交通運輸部門）にわけて時系列で推定された人工排熱顕熱量分布(野依, 2013)を用いる．国土数値情報平成 21 年度土地利用メッシュにおいて建物用地あるいは道路が 4 次メッシュ内に存在する場合に推定は行われ，平成 17 年国勢調査に基づく地域メッシュ統計人口に経済産業省資源エネルギー庁による「平成 25 年度エネルギーに関する年次報告」（エネルギー白書 2014）の最終エネルギー消費の構成比（2012 年度）及び総務省統計局による「日本の統計 2015」の総人口（2012 年度）より算出された全国平均一人当たり部門別エネルギー消費量をかけて部門ごとの排熱量が算出されている。民生家庭部門は一ノ瀬ら(1994)による 1 時間ごとの熱負荷（戸建住宅・冷房），業務・産業部門は関西電力による 2012 年について平均した時間帯別電力消費量，交通運輸部門は平成 22 年度道路交通センサスによる神戸市での時間帯別交通量調査結果を用いて 1 時間毎の値にされている．Fig.6 は上記の推定値の空間分布に対し，土地利用において都市と判定される領域で平均をとった人工排熱の日中の分野別時間変化である．

本研究では Fig.6 の時間変化を用いて人工排熱を表現する．都市内は建物と道路の 2 種類で区別されため Fig.6 の民生家庭部門，業務・産業部門の合計を

建物由来の人工排熱，交通運輸部門を道路由来の人工排熱として温位の方程式に対し，

$$\frac{\partial \rho_0 V_f \theta}{\partial t} = F_\theta + \frac{AHS_{build} A_{roof}}{C_p \Pi V} + \frac{AHS_{road} A_{raod}}{C_p \Pi V} \quad (2.1)$$

として人工排熱による加熱項を加えている．ここで，AHS_{build}：建物由来の人工排熱$\left[\mathrm{W/m^2}\right]$，$AHS_{road}$：道路由来の人工排熱$\left[\mathrm{W/m^2}\right]$，$A_{roof}$，$A_{road}$：グリッド内の屋根面，路面の表面面積$[\mathrm{m^2}]$，$V$：グリッド内の流体の体積$[\mathrm{m^3}]$である．

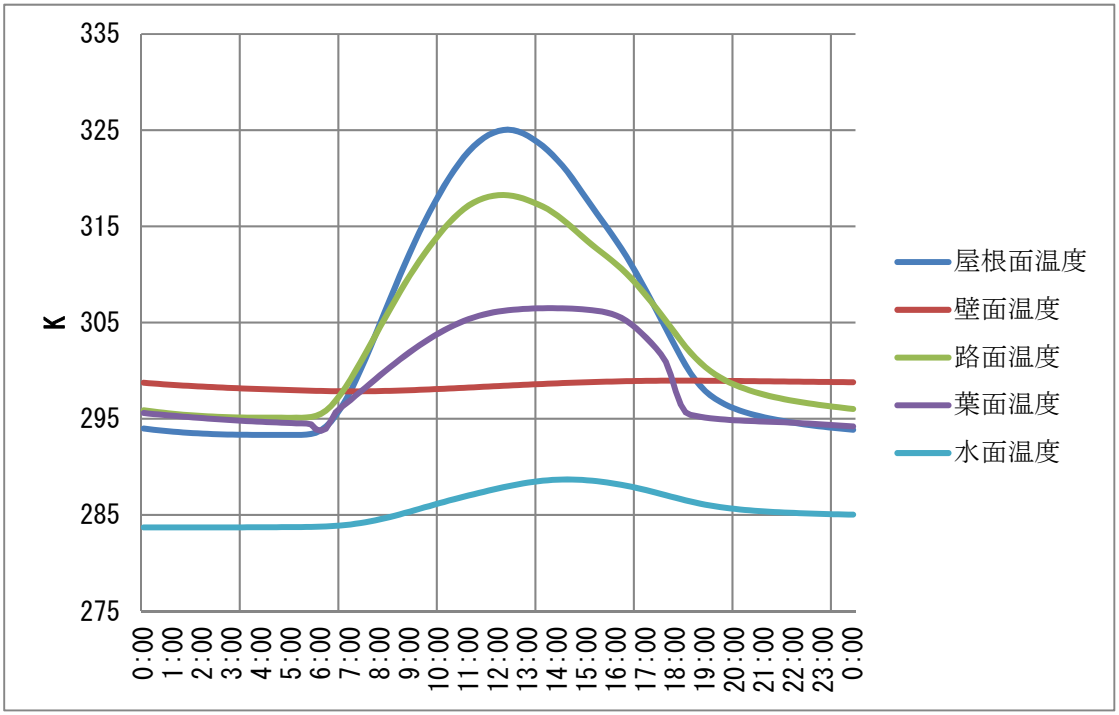


Fig.5 Time series in surface temperature on sunny days in summer (Yamaguchi et al.2016a)

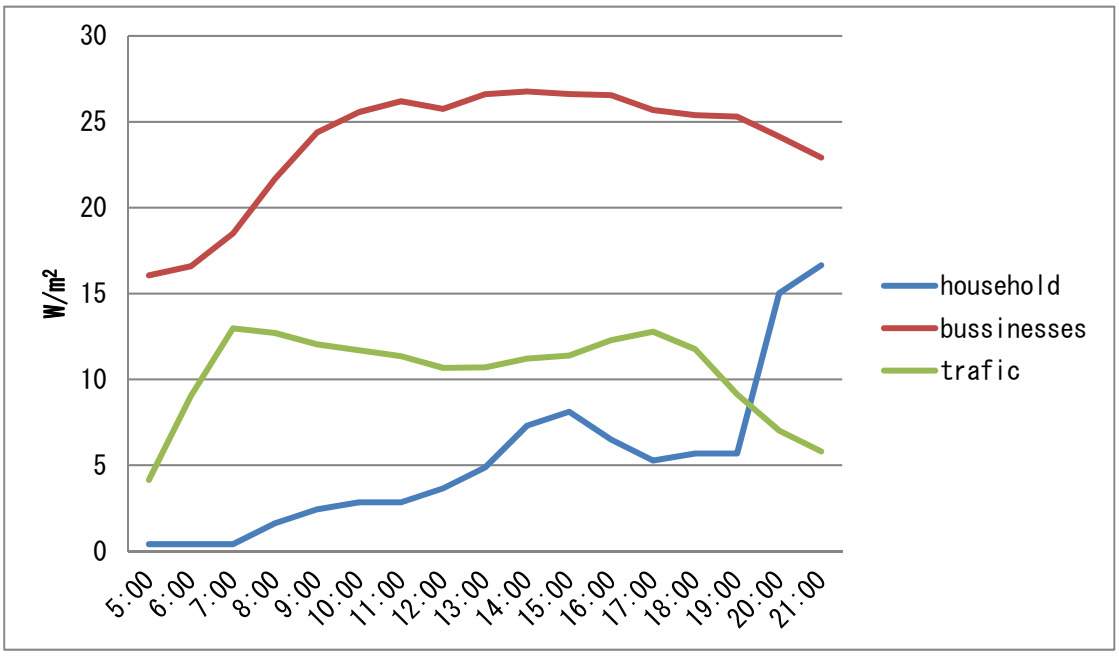


Fig.6　Time series of daytime artificial exhaust heat (Yamaguchi et al.2016a)

2.2 境界層レーダー

近年のリモートセンシング技術の目覚しい躍進により，我々が生活する対流圏内部の大気の運動を高精度，且つ高時間分解能で観測する気象観測機器が欧米・日本を中心に開発され，その中でも風速・風向の鉛直 1 次元プロファイルをリアルタイムに提供できるウィンドプロファイラーレーダー（以下 WPR と称す）は今や世界各国で必要不可欠な存在となっている．今回使用するレーダーは他の大気レーダーとは異なり，対流圏の中でも最下層に位置する境界層内という低い高度まで観測できる．そこで今回使用する WPR　LQ-7 についての概要を述べる．

2.2.1 境界層レーダーの概要

モデルによるシミュレーションと比較を行う境界層レーダーについて概説を説明する．今回使用する境界層レーダーは Photo　1 に示す住友電設社製の LQ-7 という小型の WPR で今年度新たに神戸市長田区に設置した．

Photo 1 Boundary layer radar in Kobe City

また，システムの概要は Table.2 に示す．波長は約 23cm と降水粒子を捉える気象レーダーで使われる波長よりも大きいことが大気レーダーの 1 つの特徴である．

Table 2 Specification of Boundary Layer Radar(今井ら，2007)

周波数 (Operational Frequency)	1.3575GHz / 1.290GHz
アンテナ (Antenna)	アクティブ・フェーズド・アレイ (Active Phased Array)
アンテナ利得 (Antenna Gain)	＞30dBi
ビーム方位 (Beam Directions)	(Az, Ze)＝(0°, 0°), (0°, 14°), (90°, 14°), (180°, 14°), (270°, 14°)
偏　波 (Plarization)	直　線 (Linear)
ピーク電力 (Peak Power)	＞2000W
平均電力 (Average Power)	＞700W
パルス幅 (Pulse Length)	333ns, 666ns, 1000ns, 1333ns, 2000ns, 2666ns, 4000ns
パルス繰り返し周期 (IPP)	50, 80, 100, 120, 150, 200μs
パルス圧縮 (Pulse Compression)	(1), 2, 4, 8, 16 bits (Optimum Complementary codes)
雑音指数 (Noise Figure)	＜2.0dB
ダイナミックレンジ (Dynamic Range)	＞60dB
コヒーレント積分 (Coherent Integration)	可　変 Variable（＜200）
FFT 点数 (FFT Points)	64, 128, 256(default), 512
電　源 (Power Supply)	1ϕ-200V
動作温度 (Operational Temp.)	-30℃～50℃ （屋外装置（Outdoor unit））
耐風性 (Wind Durability)	＞90m/s （瞬間（moment））

また観測の原理も以下に示す．WPR から上空に向けて発射されたパルス状の電波は，大気乱流に伴う屈折率の揺らぎにより，極めて微弱ではあるが散乱される．その散乱波（以下エコーと称す）は，その散乱高度に対応した時間遅延を伴って WPR に戻るため，散乱波強度を時間の関数として測定することにより，高度別のデータを採取することができる．また，乱流は大気の流れに乗って移動するため，エコーはドップラー効果により，散乱点に於ける風速 V に比例した周波数変位を受ける．そこから視線方向風速が求める事ができる．また，ビーム方向を変えることで水平風速も求めることが可能になる．以上の原理に基づき，各高度における風向・風速の高度分布を観測することが可能となる．特に風速の鉛直成分は，他の観測手段では直接観測不可能であり，WPR の特筆すべき特徴の 1 つである．ただし，降雨がある時は，降雨によるエコーが大気によるエコーよりも強く，大気エコーのみを抽出できないため，Fig.7 に示す 10 時 45 分あたりから降り始めた降雨の事例を見ると，降雨前は上昇流と下降流が捉えられているが，10 時 45 分からの下降流が強い部分は実質的には雨滴の落下速度を測っている．

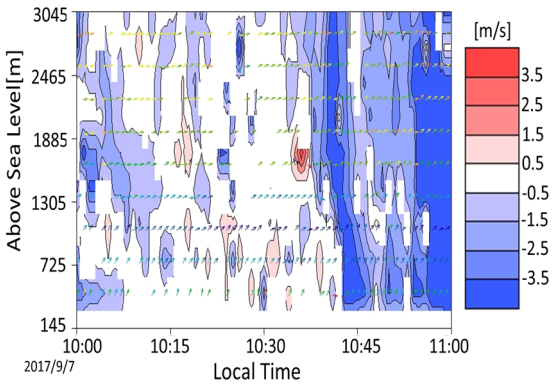


Fig.7 Boundary layer radar data from 10 o'clock to 11 o'clock on September 7, 2017. Red represents upward flow, blue represents downward flow.

３．　都市気象 LES モデルによる解析と境界層レーダーによる検討

3.1 解析の狙い

積雲や積乱雲の発生メカニズムにおいて空気塊の上昇，すなわち上昇流は最も重要な要素の１つである．夏季において太陽の日射や人工排熱の影響により都市部からは上昇流が多く発生する．上昇流に押し上げられて境界層は発達し，日中の境界層の高度は日の出とともに上昇し，それは境界層過程の中でも重要な特徴である．孤立積乱雲やゲリラ豪雨へと繋がる前の，境界層を突破する上昇流について神戸市を対象として解析を進める．また境界層レーダーとの比較のために神戸市の中でも境界層レーダー付近の熱的上昇流にターゲットを絞る．そこで本研究では，大阪湾から流入してきた湿潤な空気が都市の熱の影響によって生まれた上昇流によって持ち上げられ，境界層を突破する時にその上昇流はどんな挙動を示し，どんな特徴を持っているのか，そのメカニズムを解明していく．

3.2 事例の抽出

3.2.1 当初想定していた事例とその経緯

最初に想定していたものの本研究では使われなかった事例に関してその経緯を述べる．現象の対象としている大阪湾から流入する湿潤な水蒸気を捉えるために，神戸大学やその他の大学を含む中北らの研究グループでは 2017 年 9 月上旬に 2 週間体制で淡路島の淡路島市役所の駐車場からラジオゾンデの連続放球を行った．観測ターゲットとしている現象が起こるのを待ち，2 週間のうち，2017 年 9 月 7 日と 9 月 12 日の計 2 回の連続放球を行う事に成功した．2017 年 9 月 7 日では 3 時から 9 時まで 3 時間おきに，また 11 時から 17 時まで 1 時間おきに連続放球を行い，計 10 回の連続的なデータが取れた．また，2017 年 9 月 12 日では，3 時，5 時，6 時の計 3 回のデータが取れた．この 2 つの中では，9 月 7 日の方がより長い時間の大気の状態がデータとして取れたことから，計算の対象として考えていた．しかし，7 日の 11 時過ぎ頃に神戸市に降った降雨はその場で発生したものではなく, Photo2, Fig.8 に示すように，西側から大きなシステムによる移流による影響が大きかった．

Photo 2 Picture of surveillance camera that took boundary layer radar direction from Kobe International University at 11 o'clock September 7, 2017

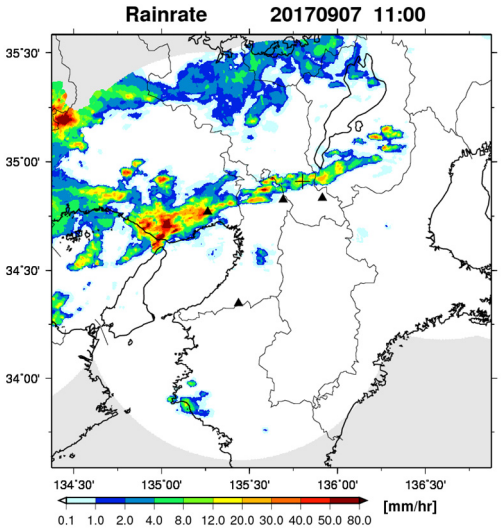


Fig.8 Illustration of XRAIN at 11 o'clock September 7, 2017

また，１日中曇っていたことに加えて，Fig.9 に示す境界層レーダーの観測値をみても，雨の影響により上昇流が上手く捉えられなかった．

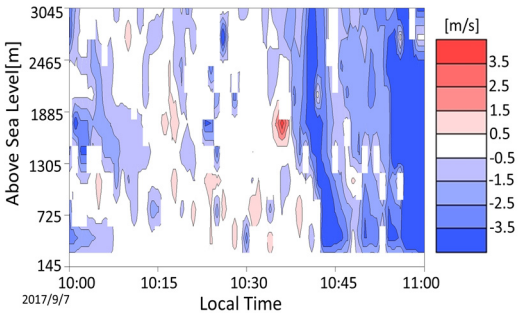


Fig.9 Boundary layer radar data from 10 o'clock to 11 o'clock on September 7, 2017. Red represents upward flow, blue represents downward flow. Because of rainfall, it has not been possible to observe upward flow after 11:45

ゾンデのデータはモデルの検証にも使われることから，初期値として使用してみたかったが，サーマルの観測には不適と判断した．また，本研究の解析には使用しないが，Fig.10 に示すラジオゾンデのデータからは逆転層の存在が確認された．6 時で高度 400m あたりに，では 11 時で 900m あたりにすべての指標について変曲点が表れており，逆転層が存在する．このように逆転層の高度が時間とともに上昇し，境界層高度の発達も見て取れた．また，モデルと現実の場との細かな比較のためにもゾンデ観測の役割は大きい。次の節で説明する本研究の解析対象とした事例ではゾンデのデータがなかったことから用いることはできなかったが，将来的な解析において，ゾンデのデータを使えることを期待する．

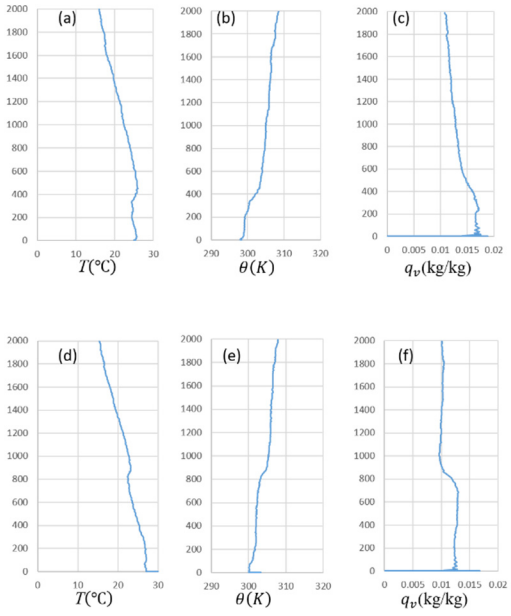


Fig.10 Data of the sonde at 6 o'clock ((a)-(c)) and 11 o'clock ((d)-(f)) on September 7, 2017
Represents temperature, potential temperature and water vapor mixing ratio

3. 2. 2 解析事例の抽出

大きな目的であるゲリラ豪雨や局地的豪雨の発生・発達のメカニズムの解明のために，孤立積乱雲の発生日の降雨前の大気の状態を捉えたく，境界層レーダー上空，ないしはその付近において降雨の伴う事例を XRAIN（国土交通省 X バンド偏波レーダーネットワーク網）によって 7 月，8 月，9 月の中で事例を探した．また大阪湾からの湿潤な空気が神戸市に流入してくる日を対象としたかったので気象庁 MSM－GPV(メソ数値予報モデル)によって神戸市において下層が南風の日を選んだ．その結果，2017 年 8 月 18 日の 10 時頃に神戸市上空に孤立積乱雲が見て取れたことからその時間の手前を計算の候補とした．しかし，朝方はまだ日射の影響が強く現れないのではないかという不安があったことから降雨を伴わない積雲生成にまで範囲を広げて事例を探すことにした．

そこで，六甲アイランドにある神戸国際大学の屋上に設置した time-lapse カメラと監視カメラによる映像により，8 月 2 日から 10 月中旬において，神戸市長田区に設置してある境界層レーダー上空またはその周辺において積雲が立ち上がる様子を確認した．それによって 2017 年 8 月 17，18，19，20 日と 9 月 10 日，10 月 9 日にターゲットを絞った．また，本研究のモデルにおいて，積雲生成がよりはっきり捉えることの出来た 2017 年 8 月 17 日 11 時（Photo3, Fig.11），13 時（Photo4，Fig.12）と 2017 年 8 月 18 日 12 時（Photo5，Fig.13）から 13 時 30 分（Photo6，Fig.14）を解析の候補とした．

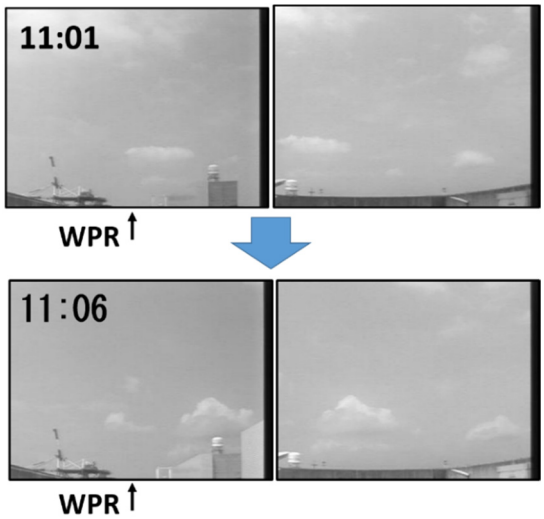


Photo 3 Picture of surveillance camera that took boundary layer radar direction from Kobe International University on August 17, 2017

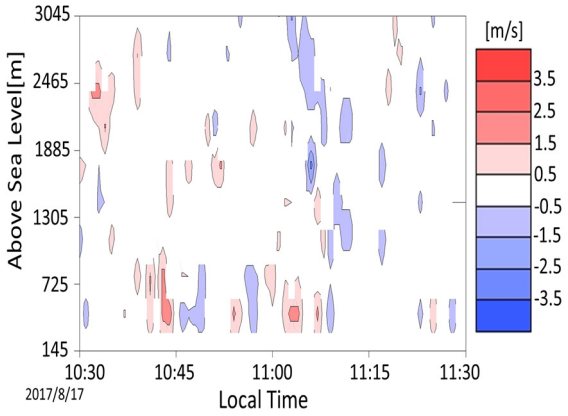


Fig.11 Boundary layer radar data on August 17, 2017
Red represents upward flow, blue represents downward flow

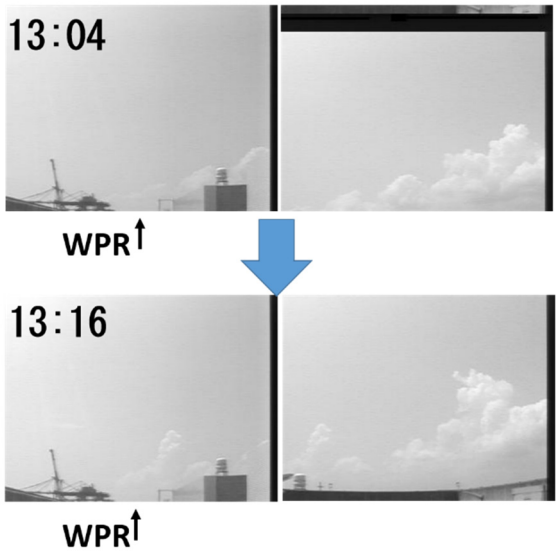


Photo 4 Picture of surveillance camera that took boundary layer radar direction from Kobe International University on August 17, 2017

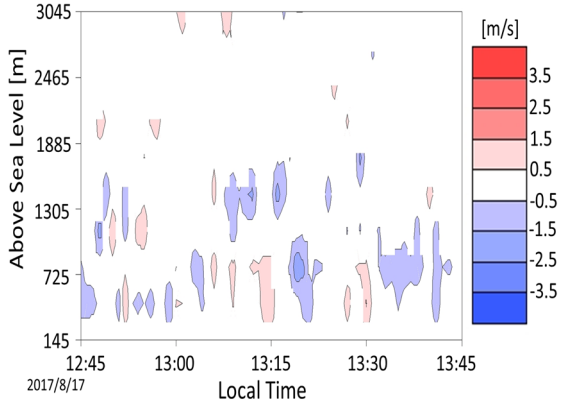


Fig.12 Boundary layer radar data on August 17, 2017
Red represents upward flow, blue represents downward flow

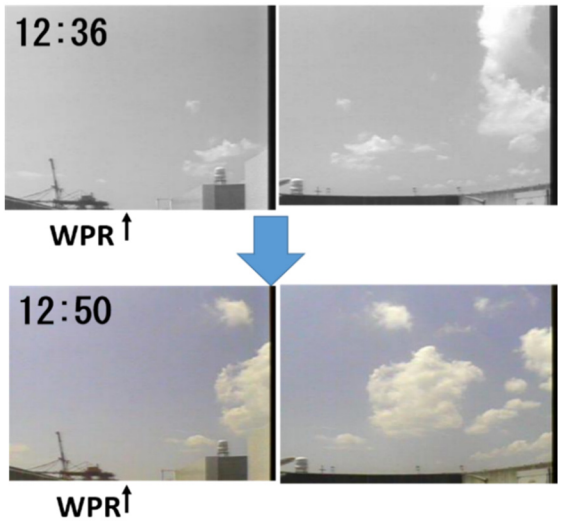


Photo 5 Picture of surveillance camera that took boundary layer radar direction from Kobe International University on August 18, 2017

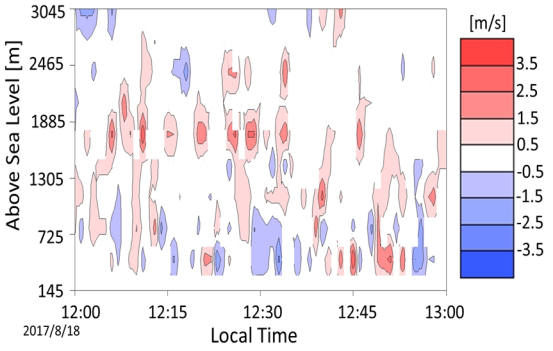


Fig.13 Boundary layer radar data on August 18, 2017
Red represents upward flow, blue represents downward flow

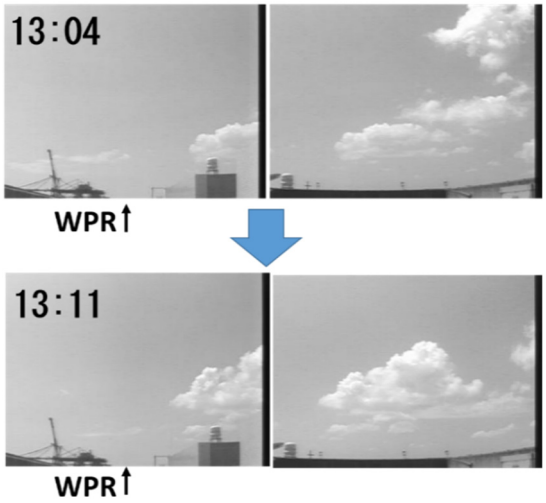


Photo 6 Picture of surveillance camera that took boundary layer radar direction from Kobe International University on August 18, 2017

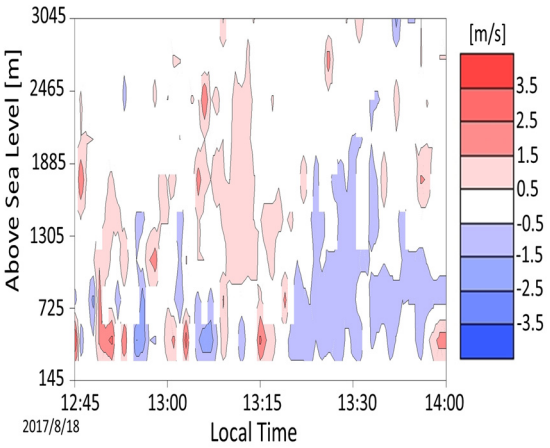


Fig.14 Boundary layer radar data on August 18, 2017
Red represents upward flow, blue represents downward flow

その後，境界層レーダー上空において上空まで上昇流が突き抜けているかどうかを調べた．8 月 17 日，18 日ともに上昇流が見て取れたが，より 8 月 18 日 13 時 15 分の上昇流が上空まで突き抜けていた．そこで，カメラで積雲の生成が見られたことと境界層レーダーで上昇流が上空まで突き抜けていたことから，8 月 18 日 13 時 15 分を解析の対象とする．そのため，今回は 2017 年 8 月 18 日 12 時からを計算の対象とし，解析を行う．

3. 3 LES モデルの計算条件の設定

境界層レーダーが設置されている神戸市長田区を含む神戸市を対象に計算を行う．格子間隔は水平方向に 60m，鉛直方向には地表面ほど細かく、また高度が高くなるにつれて粗くなるようにストレッチさせ，4～60mとする．計算領域は山口・土橋ら(2017)の先行研究とは異なり，範囲を狭くしている．このことによる境界での反射等の影響がないことは確認しており，問題はない．また計算範囲縮小は境界層レーダー付近を詳しく見るとともに計算時間短縮のためである．東西，南北，鉛直の順に X, Y, Z とし格子を 198×298×100 グリッドとり，Fig.15 に示す 11.88×17.88×4.871ｋｍの計算領域とする．

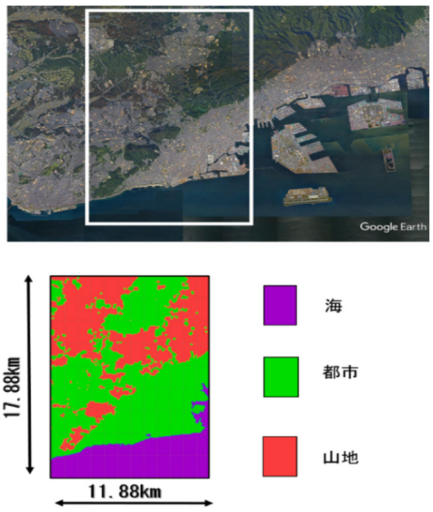


Fig.15　Calculation range and land covering

2017 年 8 月 18 日 12 時を初期値として 3 時間の計算を行った．また，Fig.16 に示すように気象庁 MSM-GPV のデータを用いて，南北風，温位，水蒸気混合比を初期境界値と流入境界値をそれぞれ与えている．

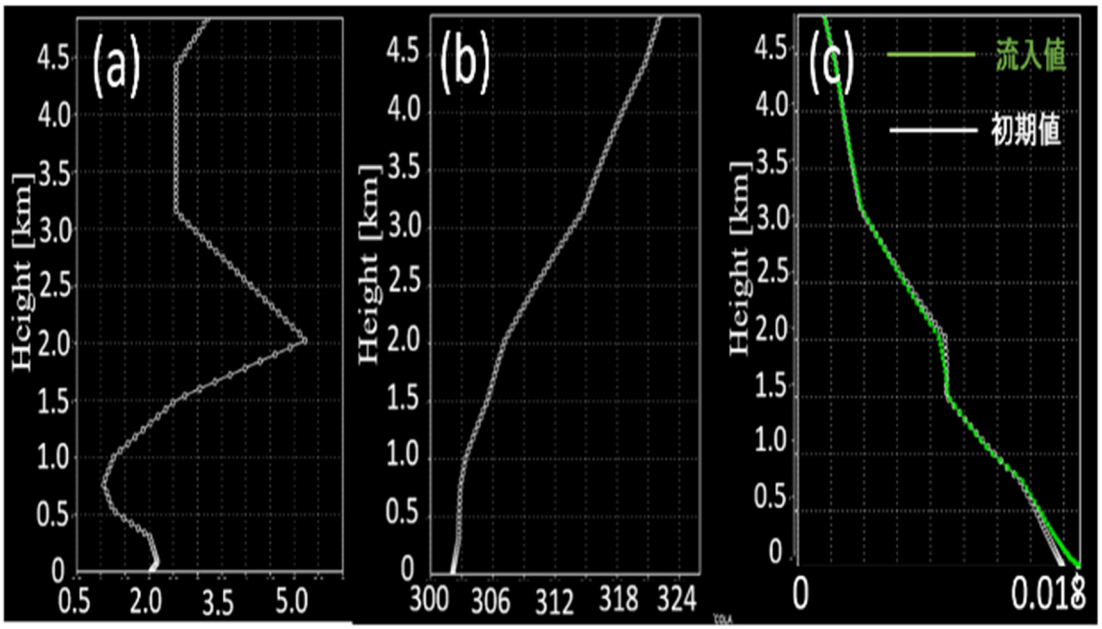


Fig.16 Initial value of model　Wind speed (a), Potential temperature (b), Water vapor mixing ratio (c)

南北風は南側の境界に最も近い MSM の 1 点の値を領域内の初期値と流入境界値に用いている．これは実際の風速を与えてあげることで，より現実場に近い大気状態を作り，風の鉛直シアなどの影響で現実に近い乱流の発生を狙ったものである．温位に関して領域内の初期値と南側の境界の流入境界値には境界内の MSM のデータを水平平均したものを与え，また，乱数でわずかな摂動を与えて流入させている．これはパタベーションを与えることで乱流の発生を狙ったためである．また，水蒸気混合比に関しては領域内の初期値に関しては領域内の MSM のデータを水平平均したものを与え，流入境界値に関しては境界に最も近い 1 点の値をそのまま与えている．その理由は，南側からの湿潤な空気の流入を狙ったためである．建物の形状や，熱の情報等の都市の表現は第 2 章にあるものと同一の設定とした．また，今回は現実の事象と時刻まで厳密に予測をすることを目的としておらず，モデルによって現実場の上昇流の傾向が表れているかを確認する程度とする．

3.4 モデル内の大気場の特徴と熱的上昇流の特徴

本研究における熱的上昇流の発生の特徴を示すために，まず，本研究における大気場の特徴を記す．Fig.17 は計算開始 0 秒後の西端から 5.28 ㎞における南北断面の温位の鉛直勾配である．高度約 600m くらいまでは鉛直勾配がそれほど大きくないが，高度 1 ㎞あたりから 1.5 ㎞あたりにかけて 4K/km を超える強安定層が存在する．また，それより上空でも安定した層が続くという鉛直構造を持つ．

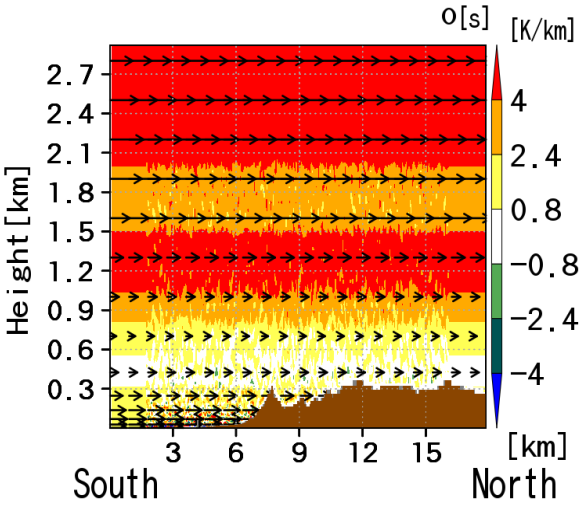


Fig.17 Vertical gradient of potential temperature in north - south vertical section. Vector is a combination of north-south wind and vertical flow. The vertical wind speed is tripled to make it easier to see.

次に，Fig.18 は計算開始 0 秒後の西端から 5.28 ㎞における南北断面の南北風の鉛直勾配を表しており，風速が鉛直方向にどのような変化をしているかを表す．

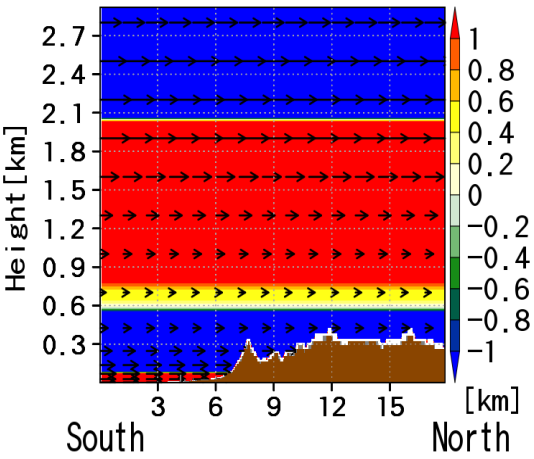


Fig.18 Vertical shear of wind speed in north - south vertical section. Vector is a combination of north-south wind and vertical flow. The vertical wind speed is tripled to make it easier to see.

Fig.16 と合わせて見ると，下層では風速が強く，高度 0.6 ㎞までは高度とともに風速は弱くなる．また，0.6 ㎞より上空では風速は高度 2.1 ㎞まで増加し，そこから上空では風速がまた弱まっていくという複雑な構造をしている．Fig.19 に示した山口・土橋ら(2017)の先行研究における，高度 1 ㎞以下では高度が上がるにつれて風速が増えてそこから上空では一定値をとるような理想的な条件で本研究は計算していない．

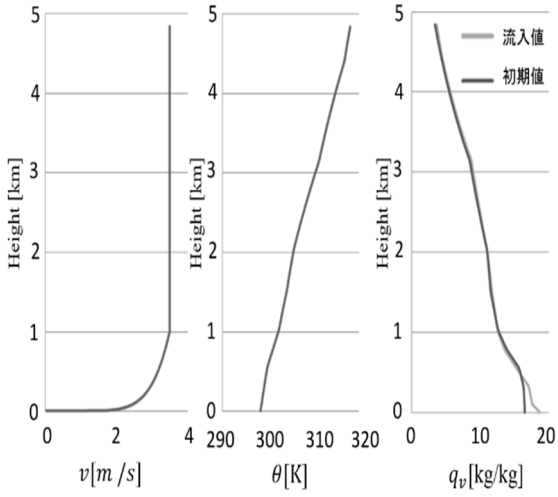


Fig.19 Initial values of wind speed (left), potential temperature (middle) and water vapor mixing ratio (right) of the previous study

さて，このモデルにおいて見られるサーマルの特徴

について説明していく．まず特徴として挙げられるのは，上昇流が存在するところにはその上昇流を取り囲むように下降流が存在することである．Fig.20 に示す上昇流の図ように，x=7km,y=5.8km に上昇流が存在し，その周りに下降流が存在している．

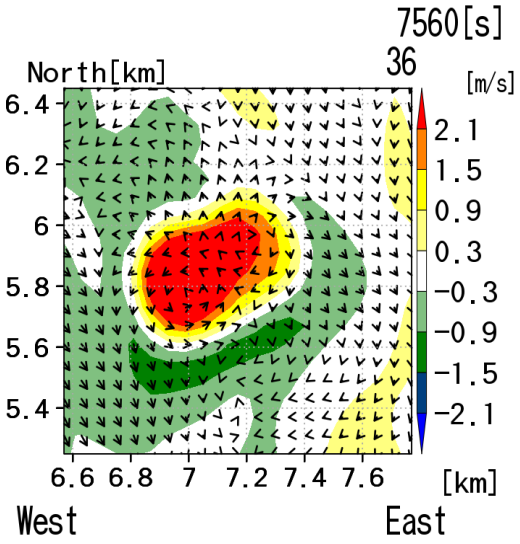


Fig.20 Horizontal cross section of thermal upward flow

これは上昇流によって少なくなった下層の空気を補うための補償流である．次に，上昇流は Fig.17 の高度 1 ㎞から 1.5 ㎞にある強安定層に突入すると，上昇してきた空気塊よりも周りの大気の方が温位が高いので浮力が小さくなり，上昇の速度が小さくなる．これは，周りの空気塊が強安定層のため温位が高く，上昇してきた空気塊の温位の方が低いので，浮力を得る事ができないからである．次に，本計算の主風向は南風であるため，上昇流の気塊は高度が上がっていくとともに風下である北側に移動していく傾向が見られた．また，Fig.21(a)を見ると都市よりも山地の方が，熱的上昇流が高い高度まで上昇していた．この理由を以下説明する．Fig.21(b)に示す熱的浮力に関して，山地の方が熱的浮力が強い事が挙げられる．本研究において地表面からの顕熱，つまり温位のフラックスは山口・土橋ら(2017)よりバルク式をもって与えられている．θ_{sfc} は都市と山間ではほとんど変わらないので温位のフラックスは θ_b の大きさに比例する．山地の方が高度が高く，地表近傍の θ_b も大きいため，山地の方が温位のフラックスは大きくなる．よって，山地の方が熱的浮力も高いので，上昇流も数多く高い高度まで到達していたと考える．

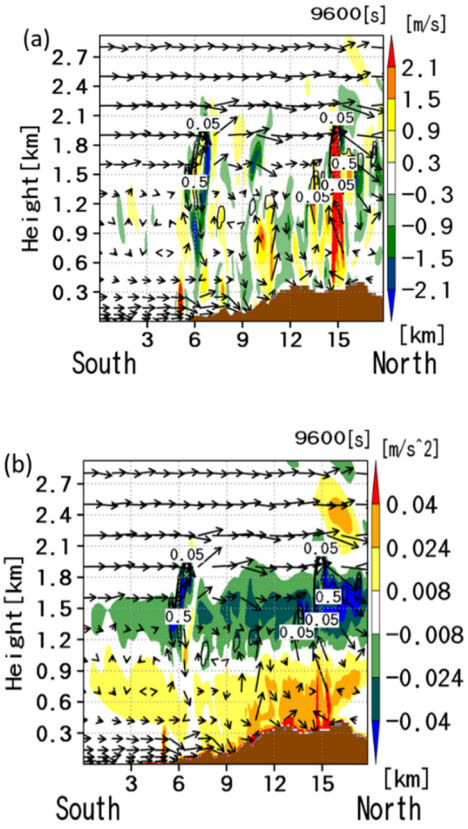


Fig.21 Northern section of vertical velocity(a) and thermal buoyancy(b)

さて，先行研究により土橋ら（2017）は都市における熱的上昇流は建物による水平収束やもぐりこみ流れが起こることと，熱的浮力が起こることによって発生したと結論付けている．Fig.22 は t=5400 秒における x=6.78km, y=4.98km から 5.58km の上昇流を表す．ここでいうもぐりこみ流れとは，y=5km にある建物の風下側に風がもぐりこむことであり，風下側の下層の空気塊を持ち上げ，上昇流が発生する．

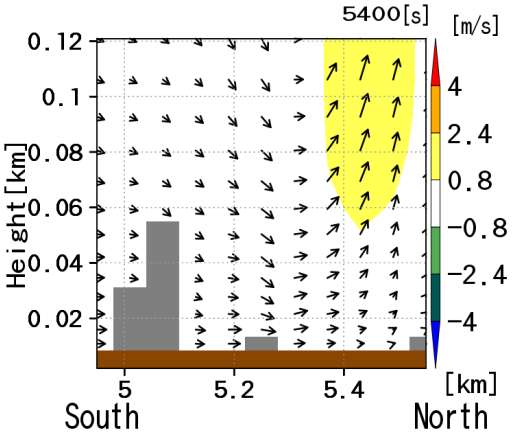


Fig.22 Represents vertical wind speed. The square part of the gray represents the building.

Fig.23 は t=9180 秒の高度 21.6m におけるある範囲の水平断面の上昇流を表している．

X=6.6km,Y=5.1km を見ると，建物により風が水平収束を起こし，上昇流が発生していることが分かる．

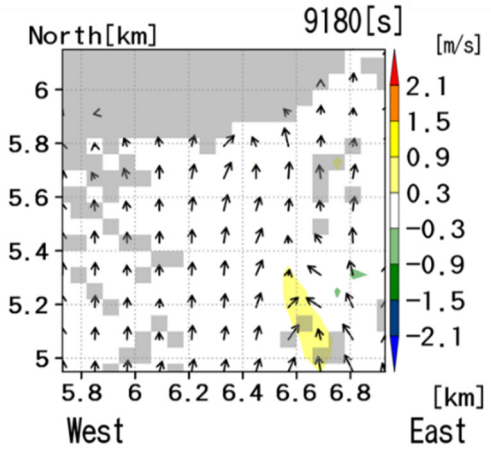


Fig.23 It shows a horizontal sectional view of the upward flow. The square part of the gray represents the building.

次に，Fig.24 では，t=6930 秒の西端から 6.36 ㎞における下層の南北断面であり，熱的浮力を表している． X=5.6km で熱的浮力の立ち上がりが見られ，そこに上昇流が生まれていることが分かる．以上のことから都市部における熱的上昇流の発生要因は先行研究の結果と一致していた．

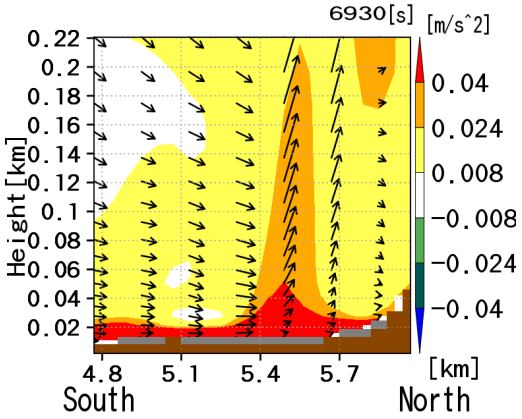


Fig.24 Thermal buoyancy in the north-south section

また，合わせて境界層レーダーによる熱的上昇流の特徴も述べる．Fig.25 は，2017 年 8 月 18 日の 12 時から 13 時の上昇流の図を表す．高度 1.7 ㎞付近に見られる白色の空白の部分はデータ処理の時にはじかれた欠損値である．また，同高度に見られる上昇流の強い部分は，高速道路を走る車の影響を受けており，高度この高度のデータは無視して考えるものとする．さて，725m より下層では上昇流と下降流が交互に発生しており，また高度 1885m 上空まで上昇流が発達していた．このような特徴がモデルでも表現されており，モデルの妥当性を確かめることができる．

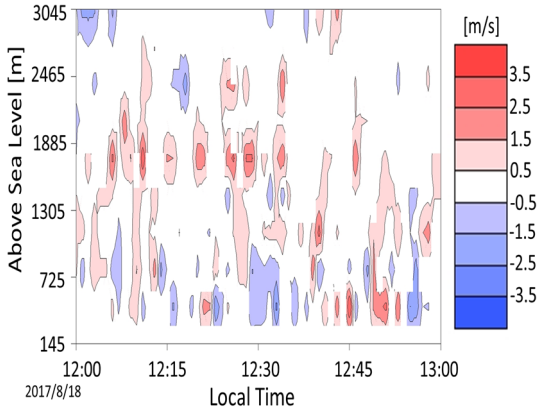


Fig. 25 Boundary layer radar data on August 18, 2017
Red represent upward flow, blue represents downward flow

3.5 境界層度の設定

境界層高度の設定には明確な定義はなく，各論文で様々な設定が行われている．そこで，境界層に関する先行研究の中で境界層高度設定についていくつか紹介し，本研究での境界層高度設定について説明する．

3.5.1 境界層高度推定に関する先行研究

小田ら(2011)はドップラーライダーを用いた都市大気境界層内乱流スケールの推定の中で，雲底より下層の温位の一次導関数が顕著な高度としていた．これは温位の勾配が急に変わる変曲点のある高度を求めている．

また，中西ら(2009)は大気境界層内の気象現象の数値解析で，逆転層の高度を境界層の高さとしている．このように境界層の特徴を用いて境界層高度の推定を行っているが，設定の仕方は様々である．次に述べる境界層高度の推定手法で詳しく述べる．

3.5.2 境界層高度の推定手法

3.5.1 に挙げたように境界層内では乱流が卓越し，大気は乱されることで，温位や水蒸気混合比が一様になる特徴を持つ．また熱フラックスが正から負になることや乱流運動エネルギー(TKE：Turbulent Kinetic Energy）によっても境界層の高度推定は行われている．本研究では，温位と水蒸気混合比と熱フラックスと TKE の計 4 つの指標について検討し，境界層高度推定を行う．ただし，本研究で解析する上昇流が境界層を突破する現象は境界層を大きく突破する現象を見るものであるので，厳密に高度を設定するのではなく，ある程度の推定に留めるものとす

る．

まず１つ目は温位である．温位は大気境界層内では一定に近くなり，境界層上空の自由大気は安定であることから温位は高度とともに上昇していく．よって境界層高度において変曲点が見れることから推定が可能となる．Fig.26 は計算開始から 7200 秒後の都市域上空における温位の鉛直分布である．ただし，全体の傾向を見るために都市上空において水平平均した．ここでいう都市とは，標高が高度 0m から 100m であるグリッドと定義する．これを見ると，高度約 0.15 ㎞までは高度とともに温位が減少しているが，これは地表面からの熱によって地表面近くの空気が温められ，温位が高くなっているからである．これによって下層の空気塊は直上の空気塊よりも温位が高くなり不安定化し，空気塊が浮力をもって上昇していく．また，高度 0.15 ㎞から高度約 1.2km までは上空と比較して温位勾配が緩やかであり高度約 0.15km と高度約 1.2km での温位の差はほとんどない．また高度約 1.2km より上空では温位は高度とともに上昇していく．このことから境界層の高度は計算開始から 7200 秒後は約 1.2km と考えられる．

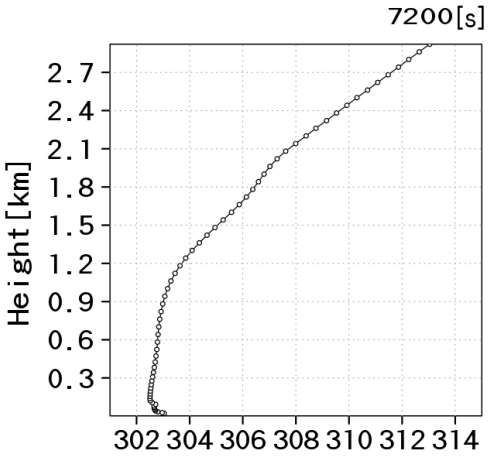


Fig.26 Horizontal average vertical distribution of potential temperature above the urban area

加えて，変曲点が表れるということを分かりやすくするために，温位の鉛直勾配を Fig.27 に示す．計算開始から 7200 秒後の南端境界から 5.58km の東西断面であり，温位の鉛直勾配を表している．ここで注目してほしいのは先ほど同様高度約 1.2km であり，温位の鉛直勾配が 0.8K/km から 4K/km と大きく変化していることが分かる．高度約 1.2km から 強安定層があり，上空は自由大気と思われる．よって温位の鉛直勾配からも，よりわかりやすく境界層高度と設定できる．

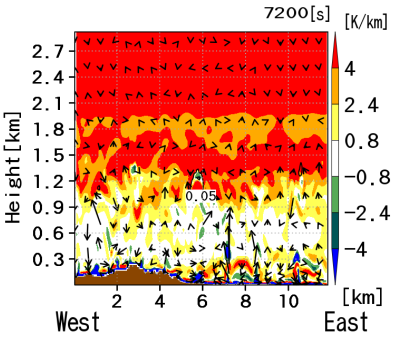


Fig.27 Vertical gradient of potential temperature

2 つ目は水蒸気混合比である．一般的に水蒸気混合比は下層が大きく，上昇流によって上空へ運ばれるが，安定な自由大気によって境界層より上空に運ばれにくく，境界層内に滞留する．このことから境界層内は水蒸気混合比の値が高く，また混合されていることから水蒸気混合比の鉛直勾配は緩やかである．温位と同様に変曲点が境界層高度と考えられる．Fig.33 は計算開始から 7200 秒後の都市域上空における水蒸気混合比の鉛直分布である．平均化処理とその理由は温位と同じである．Fig.28 を見ると高度 0.9km で変曲点を持ち，そこから上空に行くにつれて大きく水蒸気混合比が減ることから，ここが境界層高度と考えられる．

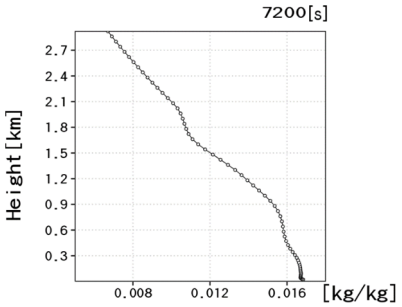


Fig. 28 Horizontal average vertical distribution of water vapor mixing ratio above the urban area

3 つ目は熱フラックスである．鉛直方向の熱フラックス F は以下の式で定義される．

$$F = w'\theta' \qquad (3.1)$$

これは，温位の偏差と上昇流の偏差を掛け合わせたもので平均化処理は温位と同様である．熱フラックスは，境界層上部で安定層の大気の取り込みながら徐々に小さくなり 0 から負になることが知られている．上空の安定な大気では上昇流の勢いは弱まり，w’は小さくなっていく．また，上昇する空気塊は周りよりも温度が高く温位も高いので θ’は正である．しかし，安定な大気に到達すると，上昇する気塊の温位よりも安定な大気の温位の方が高く，θ’が負になる．よって，境界層高度で熱フラックスは 0 または負であることが言われている．また自由大気

では持ち上げられた空気塊よりも周りの大気の方が温位が高く安定しており，θ'は負になるが，安定な大気に入った空気塊が上昇速度が 0 になり下降を始める，よって w'と θ'は負になり熱フラックスは正になる．さて，本計算における計算開始から 7200 秒後の都市域上空における熱フラックスの鉛直分布を Fig.29 に示す．これの平均化処理も理由も温位や水蒸気混合比の時と同様である．高度 0.7 ㎞で熱フラックスが正から負に変わり，高度 1.1 ㎞で負から正に変わっている．また，田村ら[11]は境界層の高度を熱フラックスが負の最小となるものにしていることもあり，高度 0.7 ㎞から 1.1 ㎞の間の間に境界層高度が存在すると考えられる．前述のように本研究では，境界層高度を厳密に決めることが目的ではなく，上昇流が大きく突破している現象を対象としているため，問題はない．最後に TKE である．TKE は以下の式で定義される．

$$TKE = \frac{1}{2}\left(u'^2 + v'^2 + w'^2\right) \qquad (3.2)$$

TKE は南北風，東西風，鉛直風の偏差の 2 乗和を 2 で割ったものである．風速の偏差を求めるための平均を求めるのは温位の時と同じである．ここで余談ではあるが，本事例において東西，南北，鉛直風の 3 成分のどれが卓越しているかを調べてみた．平均化処理をした風速について Fig.30 に示す．

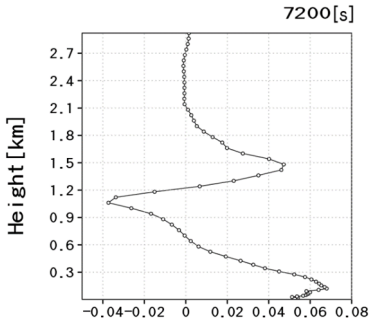


Fig.29 Horizontal average vertical distribution of flux of potential temperature deviation above the urban area

(a)，(b)，(c)はそれぞれ東西風速，南北風速，鉛直風速の鉛直分布である．白線が風速 u, v, w，緑線が都市における風速の平均値 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$，黄線が風速の偏差 u', v', w' である．本研究の計算では南北風のみを与えていることから $\bar{u}, \bar{w}$ は 0 に近くなり，u'，w' は u, w とほとんど同じある．逆に南北風 v に関しては，v' が 0 に近くなる．また，東西風 u と鉛直風 w を比較すると偏差のオーダーが 1 つ鉛直風の方が大きく，(3.2)式から本計算による TKE は鉛直流に依存することが言える．

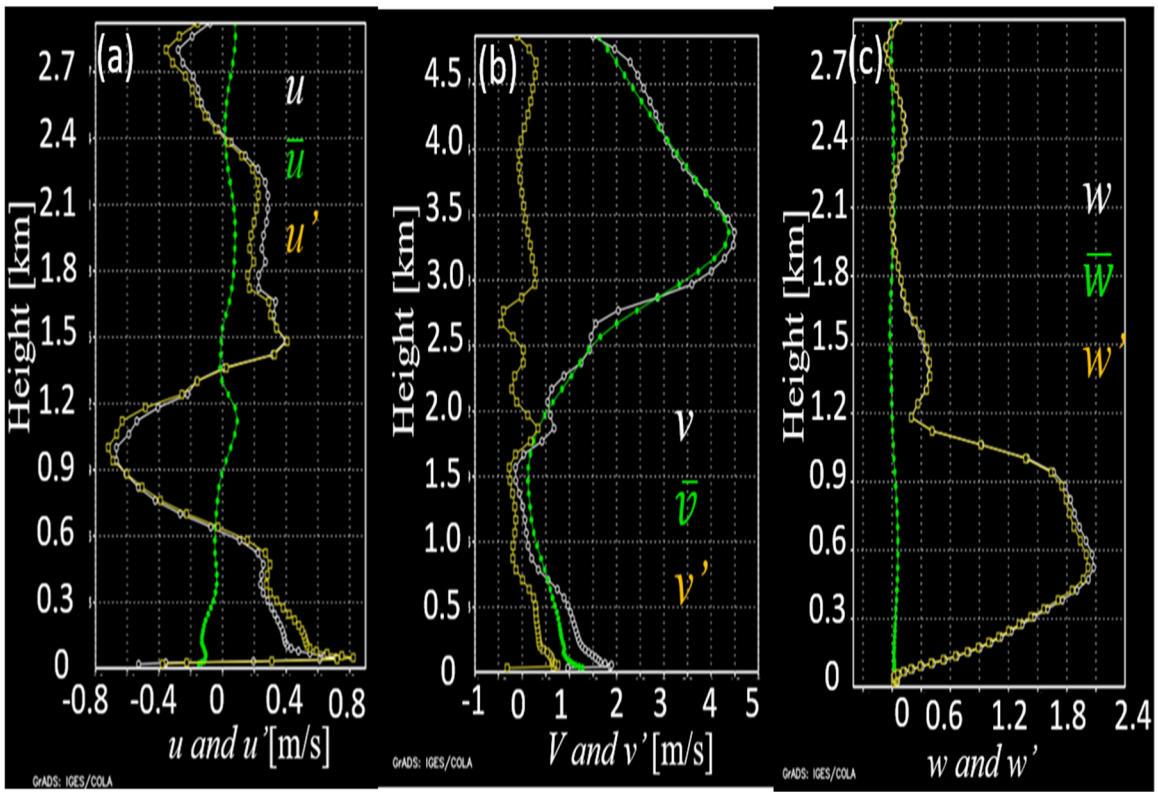


Fig. 30 Vertical distribution of east-west wind speed (a), north-south wind speed (b), vertical wind speed (c)

さて，本題に戻るが，Fig.31 は，計算開始から 7200 秒後の南端境界から 5.58km の東西断面の TKE を表している．おおよそ 1.2km の高度から下は TKE が卓越しており，それより上空では TKE がかなり小さな値となっていて 0 に近い．よって約 1.2km を境界層の高度と考えられる．

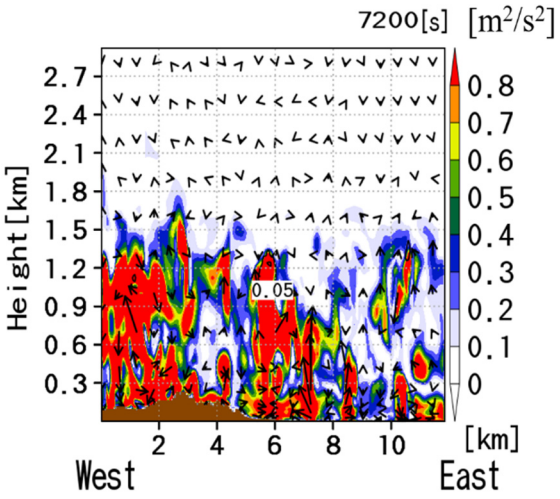


Fig.31 It represents TKE in east-west vertical section

以上ここまで 4 つの指標についてそれぞれ考えてきたが，総合すると t=7200 秒における境界層高度は約 0.7 ㎞から約 1.2 ㎞と推定できた．よってこの時刻において高度 1.2 ㎞を超える熱的上昇流が存在すれば，境界層を突破したということにする．以上のことを踏まえて，本研究では温位勾配と TKE が上昇流の突破に効いてくることに加えて，境界層高度が推定しやすいこともあり，この 2 つの指標から境界層高度の推定を行う．しかし，境界層高度は時間的にまた空間的に変動するものであり，解析を行う上で適宜設定するものとする．

3.5.3 境界層高度の時間変化

また，次に，温位の時間変化を示す．Fig.32 は都市域上空における温位の鉛直分布の時間変化である．ただしこれも都市域上空において水平平均したものであり，理由も 3.5.2 の温位と同じである．初期値 0 時間後，計算開始から 1 時間後，計算開始から 2 時間後，計算開始から 3 時間後の鉛直分布を表している．0 時間後に注目すると変曲点が 0.9km 高度に存在していることが分かる．1 時間後では約 1km，2 時間後，3 時間後では約 1.2km と若干ではあるが境界層高度の日中変化も見る事ができた．

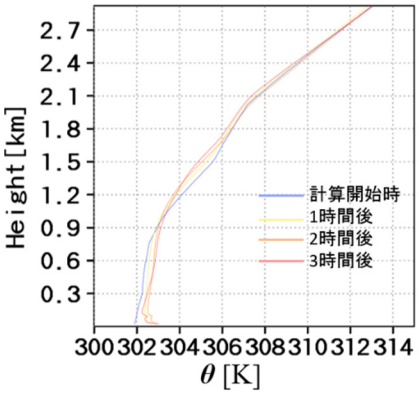


Fig. 32 Time series of horizontal average vertical distribution of potential temperature above the urban area

次に境界層レーダーが設置されている X=5.28km，Y=5.58km の TKE の時間変化を Fig.33 に示す．1.0 [m²/s²]以上の部分が TKE の強い部分を表している．ここで，t=4000 秒から強い対流によるが起きて雲水も発生し，高度 2.7 ㎞まで乱流が発達しているが，境界層の発達とは関係ないが，これには多数の理由が考えられる．

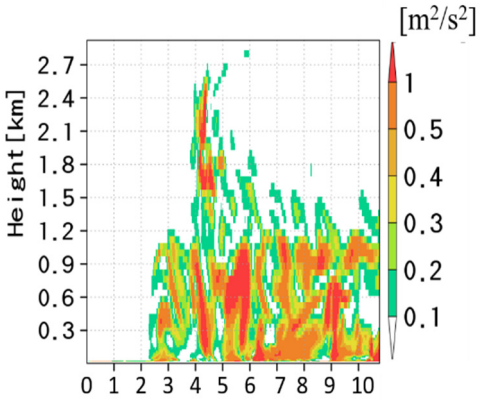


Fig.33 Time series of TKE

Fig.34 に示すように南側から流入させた水蒸気が南側に多く滞留してしまった．

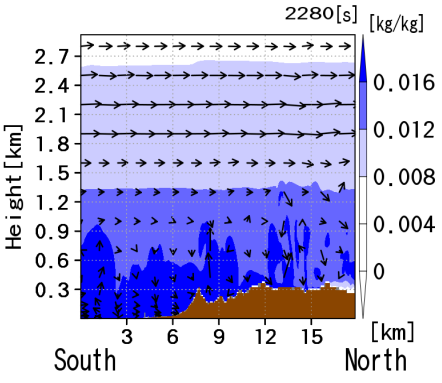


Fig. 34 Water vapor mixing ratio in the north-south section

原因として，Fig.35 に示すように，温位の初期値では，南側から 2km 以北に乱流を起こすためのパタベーションを与えた事が可能性として挙げられる．

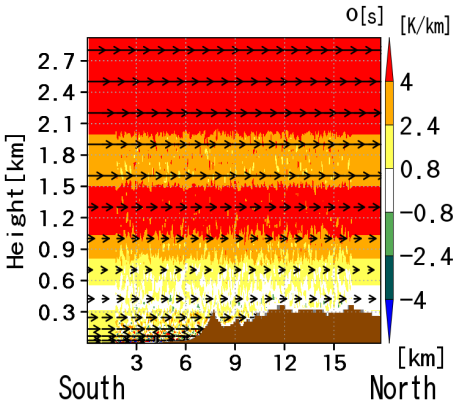


Fig. 35 Vertical gradient of potential temperature in the north-south section

多くの水蒸気が滞留し，上昇流が発生したことによって，大きい凝結熱が発生して，不安定化し，大きな上昇流によって高度 2.7km 上空まで乱流が発達したと思われる．また，その上昇流が起きた要因は，風の鉛直シアと，水蒸気混合比の流入境界値は初期値と異なり，湿潤なものを与えたことによって，流入境界値と南側の 1 グリッド目の値が大きく違う段差ができてしまった事が考えられる．これを解決するにはスポンジ層を入れるか，流入境界値と初期値を連続的な滑らかな値にするかである．また，本研究では，この現象が終わってからの事象を解析対象としており，境界層の発達や解析に影響を与えていない事を踏まえて話を進める．境界層高度は時間変化からも約 1.2km と推定でき，温位の結果と比べても妥当な結果である．境界層高度の日中変化は明瞭には見られないが，高度 1.1 ㎞から 1.2 ㎞くらいの若干の高度の上昇は見て取れる．この原因として，流入境界値に与える温位が 1 つの問題と考えられる．南端境界から与える流入境界値は今回は時間変化しない固定値を使っており，上空に安定な層が存在していた．Fig.35 では，西側の境界から 5.28km の南北断面を表しており，温位の鉛直勾配を示している．ここでいう安定な層とは，Fig.35 の高度 1.05km から 1.5 ㎞の 4K/km 以上の層である．流入によって上空に絶えず安定な層が供給される．そのため，安定な層が蓋の役割をして TKE の発達が抑制され，日中の発達が少なく高度 1.2 ㎞より大きく発達しなかったと思われる．

また以上のことを踏まえても，3.5.2 で示した境界層高度が約 1.2km というのは妥当な値であると言える．また今回の解析では，適宜境界層高度の推定を行うが，都市の境界層高度の傾向として 1.2 ㎞前後で発達が止んでいたこともあり，それより 0.3 ㎞上空の 1.5km を熱的上昇流が超えていれば，完全に境界層を突破したものとする．

3.6 境界層レーダーとの比較

ここで，境界層レーダーとの比較を行い，モデルとの妥当性について検討する．本研究では 2017 年 8 月 18 日 12 時から 3 時間のシミュレーションを行った．その時間帯の中で境界層レーダー上空において境界層を突破したと思われる上昇流が 13 時 15 分に見られるので以下説明をする．Fig.36 は，境界層レーダーで観測された上昇流の時系列の図である．12 時 45 分から 13 時 45 分の計 1 時間の境界層レーダー上空の上昇流の挙動を表している．高度 1305m より下層では，上昇流と下降流が交互に現れている．また，13 時 10 分頃に発生した上昇流は，最高高度 2700m くらいまで到達していて，大きく境界層を突破しているものと考える．今回，RIM や ACS の導入がなく，鉛直分解能が粗いことや，データ処理の際に品質管理のために異常データを取り除いてしまうことから，欠損値が多く，境界層レーダーから境界層高度を推定することは難しいものであったものの，高度 2700m という大きな高度であるため，一般的に境界層高度は 1 ㎞から 2 ㎞と言われていることから，境界層を越えていると考えて妥当である．RIM や ACS の導入により境界層高度の推定が実現できることから，将来的には境界層高度推定も境界層レーダーで行い，モデルの境界層高度の設定の妥当性も検討していく。

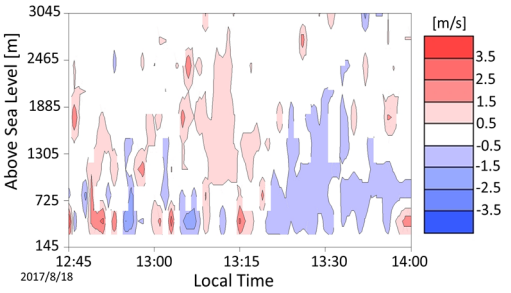


Fig. 36 Time series of upward flow observed by boundary layer radar

さて，Fig.37 は，モデルにおける境界層レーダーが位置するグリッドにおける上昇流の時系列の図である．横軸は時間で，12 時から 15 時の 3 時間である．計算開始から 4000 秒辺りの高度 1.5 ㎞から 2.1 ㎞までの上昇流は熱的上昇流ではなく，3.5.3 節で述べたことが原因であると考えるので，除外して考えることとする．モデルの初期値に鉛直風を与えていないため，計算開始から 2500 秒までスピンアップ時間である．最初鉛直流が現れる 2500 秒から上昇流と

下降流が交互に現れているのは，Fig.36 の境界層レーダーの図と比較しても傾向は捉える事ができており，モデルの妥当性を評価できる．

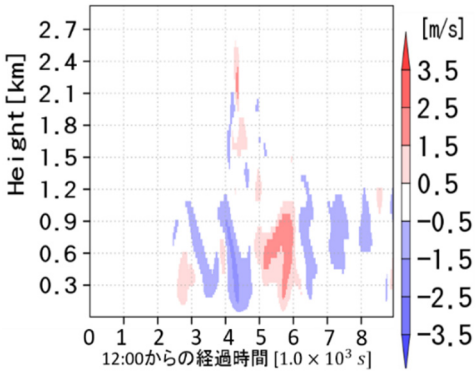


Fig. 37 Time series of upward flow calculated by model

また，境界層レーダーを示すグリッド付近において熱的上昇流が境界層を突破する事例が見て取れたのでその点における上昇流の時系列変化を Fig.38 に示す．T=9000 秒辺りから上昇流が発生し，高度 1.8 ㎞まで熱的上昇流が上昇している．これは，観測された境界層レーダーでの時系列分布と傾向が似ていることが言える．上昇流と下降流が交互に発生していることもそうだが，突破した境界層の高度である．境界層レーダーで観測された高度 2.4 ㎞に届かなかったものの，モデルにおいて高度 1.8 ㎞まで上昇したことはある程度モデルの妥当性が示された．本研究においては，初期値と流入境界値において高度 1.2 ㎞から 1.5 ㎞に Fig.35 に示した安定層が見られており，この安定層の存在も境界層高度が 1.8 ㎞までにしか届かなかった要因として考えられる．

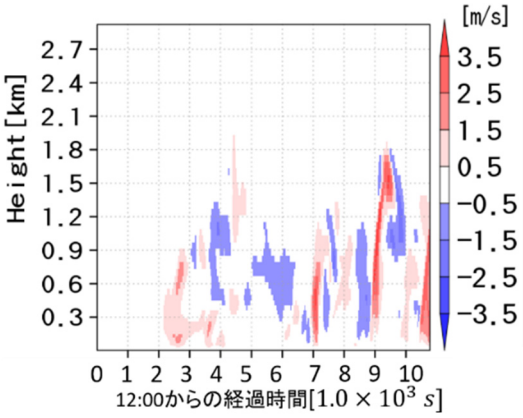


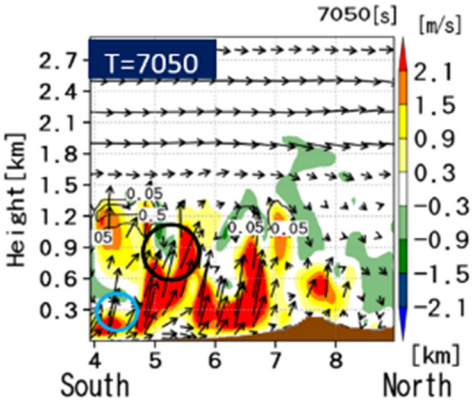
Fig. 38 Time series of rising flow at the point that broke through the boundary layer calculated by the model

3.7 境界層を突破する熱的上昇流

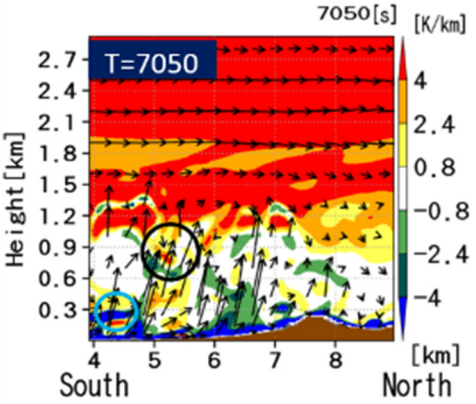
本研究で境界層を熱的上昇流が突破するものは境界層推定高度から 0.3 ㎞以上上空へと突き抜けている場合を指すこととする．これを踏まえて各々別の要因で境界層を突破したと思われる 2 つのケースについて解析を行う．また，ケース 1 については考えられる要因は 2 つあり，各々について述べる．

3.7.1 突破した熱的上昇流ケース 1

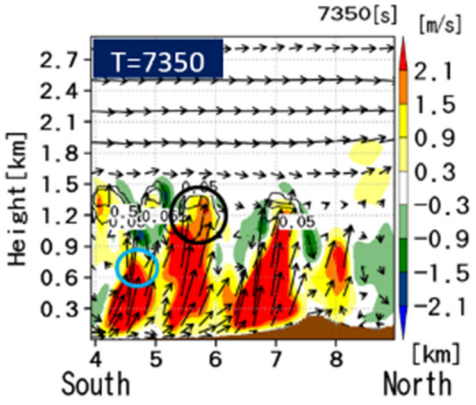
境界層を突破した熱的上昇流のケース 1 として，t=8160 秒に境界層を突き抜けた事例について解析を行う．このケースで考えられる要因の 1 つ目は，ある上昇流が安定層を解消してそこに新たな上昇流が隙間を縫うようにして突破したという事であり，以下で説明する．対象とする境界層を突破する熱的上昇流の時系列変化を Fig.39 に示す．計算開始から 7050 秒後から 8190 秒までであり，発生から境界層を突破するまでを追う．全ての図は X=5.76km の南北断面を表し，(a)~(e)は上昇流，(f)~(j)は鉛直温位勾配を表す．(a)~(j)の青丸で囲った上昇流がケース 1 において境界層を突破する熱的上昇流である．また，(a)~(j)の黒丸で囲った上昇流が，高度 1.2 ㎞から 1.5 ㎞における安定層を解消する上昇流を表す．t=7050 の時点では境界層を突破する上昇流の上端は高度 0.2 ㎞に位置し，安定層を解消する上昇流の上端は y=5.5km で高度 1.2 ㎞に存在していることが分かる．T=7350 秒，7710 秒では安定層を解消する上昇流は安定層に貫入し，安定層を乱し始めている．T=8040 秒では，は境界層を突破する上昇流は安定層を解消する上昇流によって，安定層がバランスを崩して解消されている．そのため境界層を突破する上昇流はもともと安定層の下端であった高度 1.2 ㎞を越えている．その後も上昇流の勢いがあまり抑えられておらず，上昇は続く．T=8190 秒では上昇流の強い部分も高度約 1.8 ㎞まで上昇している．温位の鉛直勾配から，境界層の高度を約 1.2 ㎞に設定したことから，境界層高度を越えていることが分かる．またこの上昇流はこの後高度約 1.9 ㎞まで到達し，さらに高度 1.9km より上空に見られる強安定層にぶつかり，そこから上昇していく様子は見られず，積乱雲へと繋がるものとはならなかった．しかし，高度約 1.9 ㎞まで到達したことから，ケース 1 で対象とした熱的上昇流は境界層を突破したと考える．



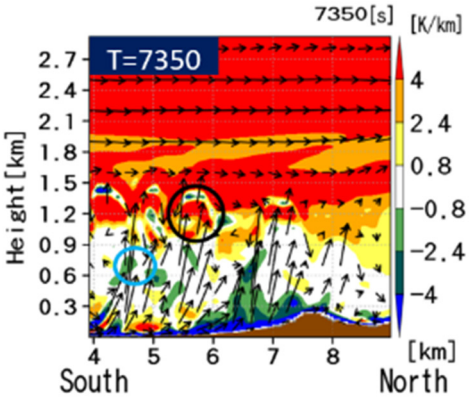
(a) 7050秒後の上昇速度の分布.



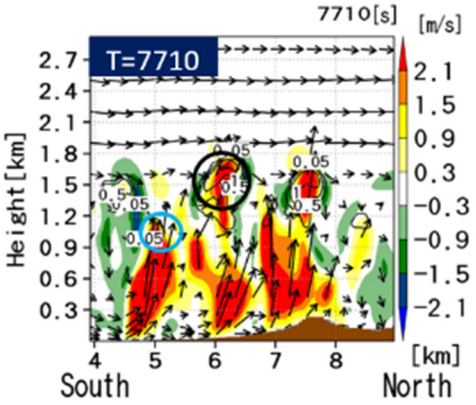
(f) 7050秒後の温位の鉛直勾配.



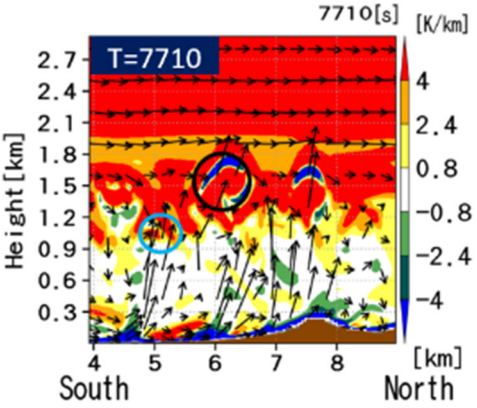
(b) 7350秒後の上昇速度の分布.



(g) 7350秒後の温位の鉛直勾配.



(c) 7710秒後の上昇速度の分布.



(h) 7710秒後の温位の鉛直勾配.

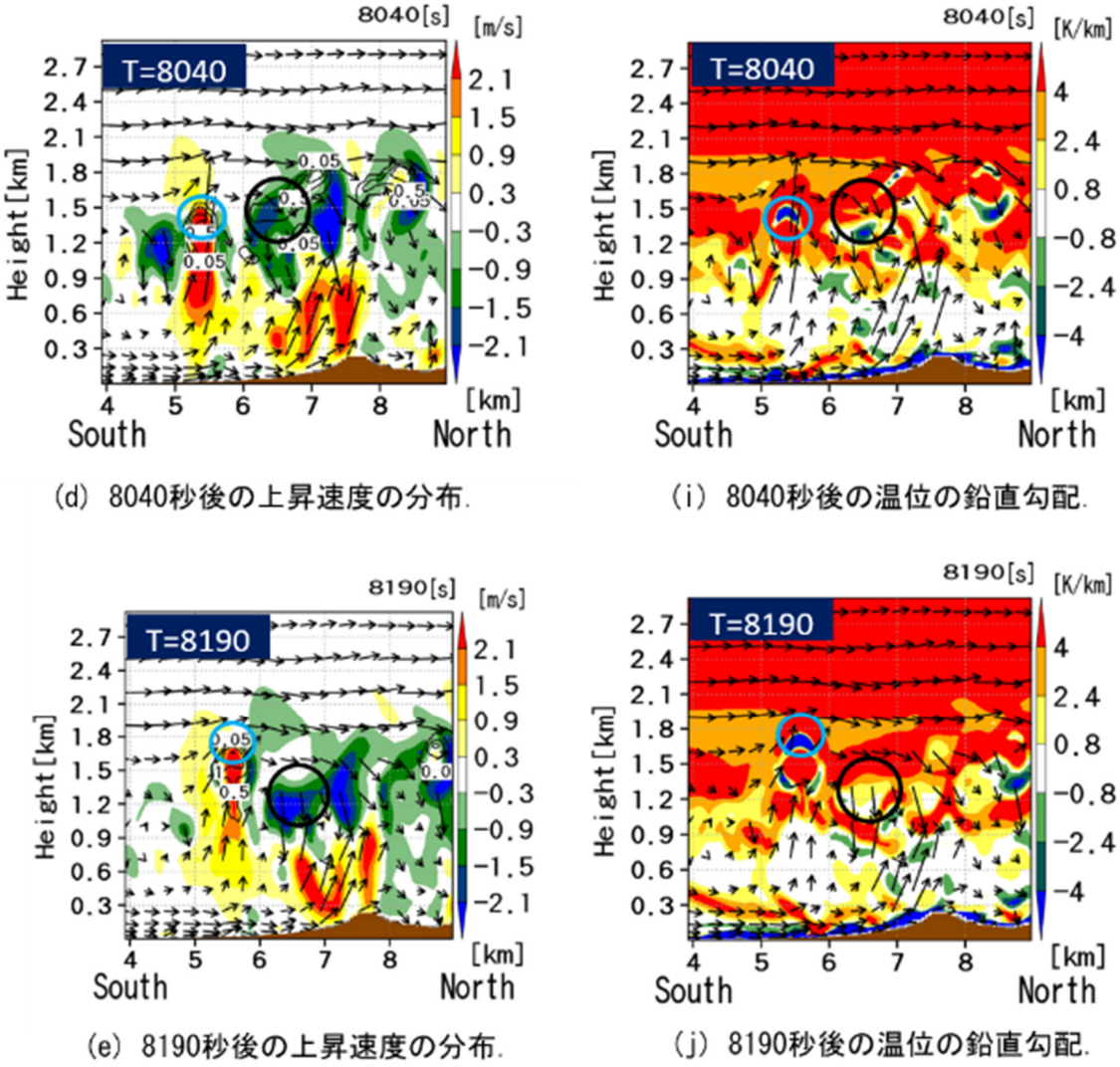


Fig.39 Time series of upward flow to break through the boundary layer ((a)-(e)) and vertical distribution of potential temperature ((f)-(j))

この事例が境界層を突破した理由の 2 つ目として，t=7200 秒に境界層下層で発生直後に別々の異なる熱的上昇流が繋がったことが要因と考える．Fig.40 の(a)から(c)は計算開始から 7200 秒後の都市域の水平断面であり，各々高度 0.069 ㎞，0.093 ㎞，0.121 ㎞の熱的上昇流を表す．また図の(d)から(f)は計算開始から 7560 秒後の都市域の水平断面であり，各々高度 0.121 ㎞，0.221 ㎞，0.382 ㎞の熱的上昇流を表す．(a)-(c)は境界層高度を突破したもの，(d)-(e)は境界層高度を突破しなかったものである．境界層を突破しなかった熱的上昇流は，単独で孤立しているが，境界層を突破する熱的上昇流は，南北に 3 つ並ぶ上昇流が連なり，大きな組織になっていることが分かる．

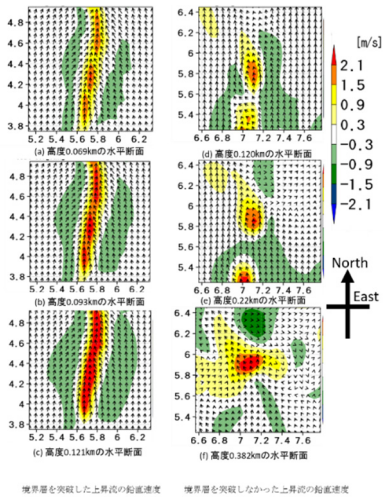


Fig. 40 Time series of horizontal sectional view of thermal upward flow
Upward flow that broke through the boundary layer ((a)-(c)), upward flow that did not break through the boundary layer ((d)-(f))

これらは Fig.41 から見ても明らかである．組織化すると体積が大きくなるが，表面積に関しては個々で上昇していた熱的上昇流の表面積の合計よりも小さくなる．上昇する空気塊は周りの空気を取り込みながら周りと混合されていくことで浮力が小さくなっていくが，組織化することで表面積が小さくなり周りの空気を取り込むエントレインメントの効果が弱まり，熱的浮力が弱まりにくくなる．そのため，組織化によって熱的浮力を保ち，境界層を突破した要因の 1 つと考えられる．ただし，この境界層を突破した熱的上昇流 1 では，3.7.2 節で示す境界層を突破した熱的上昇流 2 よりも熱的浮力は強くなく，要因の 1 つ目の安定層を壊したことが主な要因であると考える．

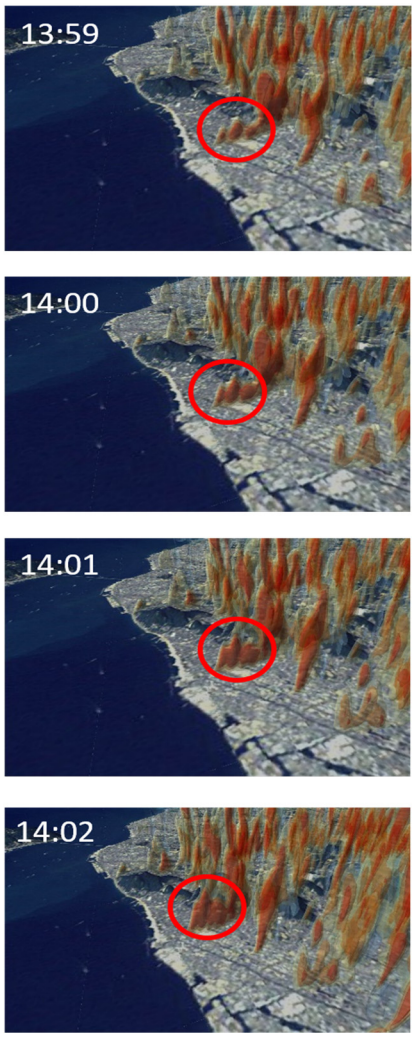


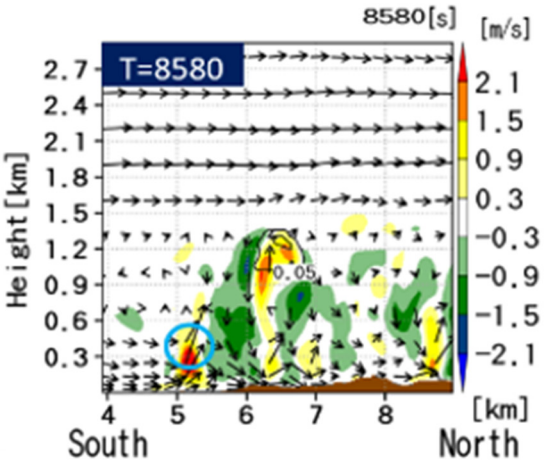
Fig.41 Time series of thermal upward flow organization

3.7.2　突破したケース 2

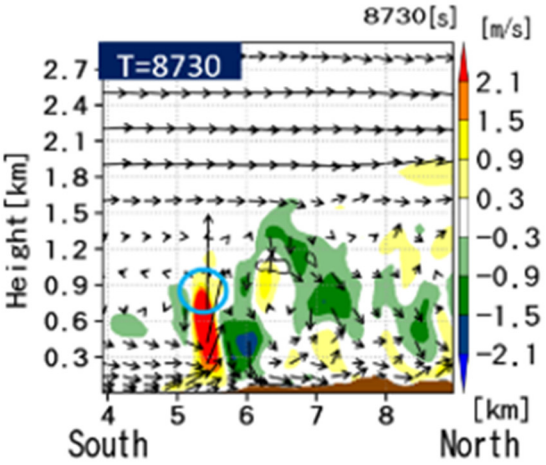
境界層を突破した熱的上昇流のケースの 2 として，t=9180 秒に境界層を突破した事例について解析を行う．このケースで考えられる要因は，熱的な浮力が非常に大きいケースであり，安定層に突入しても浮力が大きいままであったことから，境界層を突破したと考える．また，ケース 1 と違う点は，ケース 2 の上昇流は地表面で発生してから単独で境界層高度を突破した点である．以上を踏まえて，以下で解説していく．

Fig.42 は X=6.36km の南北断面の上昇流と温位の鉛直勾配の時間変化を表す．T=8580 秒で Ý=5.2km にできた上昇流は上昇し，t=8970 秒で高度 1.2 ㎞から 1.5 ㎞に存在する安定な層に到達する．この後，T＝9180 秒で境界層を突破し，上昇は止まず，T＝9480 秒で高度 2 ㎞より上空の強安定な層に到達し，そこで上昇は止まった．ここで注目すべきは，ケース 2 はケース 1 の時のように別の上昇流が安定層を壊したり，別の上昇流と繋がって大きくなったりして境界層を突破したわけではなく，その上昇流単独で境界層を突破したことである．ここで，別の観点から境界層を突破した理由を探るべく，次に熱的浮力を見てみることとする．

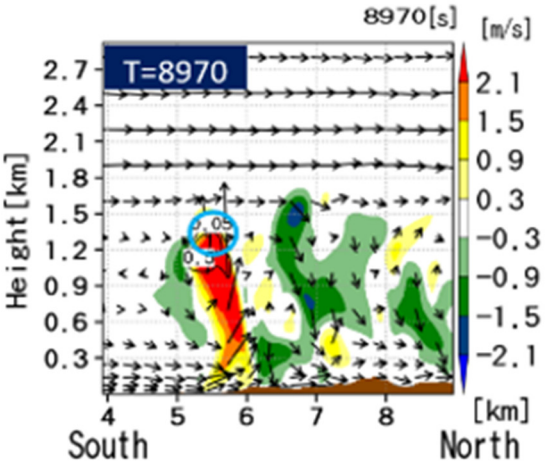
Fig.43 は Fig.42 じ南北断面であり，計算開始から 8580 秒から 9450 秒までの熱的浮力の時間変化を表している．T=8580 秒の 5.5 ㎞付近に見られる強い上昇流が今回のケース 2 で対象としている上昇流である．この時，熱的浮力を見ると，高度 0.4 ㎞における上昇流の先端に強い浮力があることが分かる．T=8640 秒になると，上昇流の先端は高度 0.6 ㎞弱まで上昇し，先端に強い上昇流が見て取れる．T=8880 秒になると，Fig.42 温位の鉛直勾配の断面から安定層が高度 1.2 ㎞から 1.5 ㎞に存在していることが分かり，安定層への突入が始まる．T=8970 秒になって温位勾配が大きい高度 1.2 ㎞から 1.5 ㎞の安定な層でも熱的浮力は衰えずに上昇流は昇っていく．T=9450 秒では温位勾配の大きい安定な層を抜けても熱的浮力は 0.008[m/s^2]以上を保っており，これが原因と考える．これは，同図で y=10km に発生している境界層を突破しなかった上昇流には見られず，強い熱的浮力は境界層を突破するために大きな要因の 1 つであると考える．



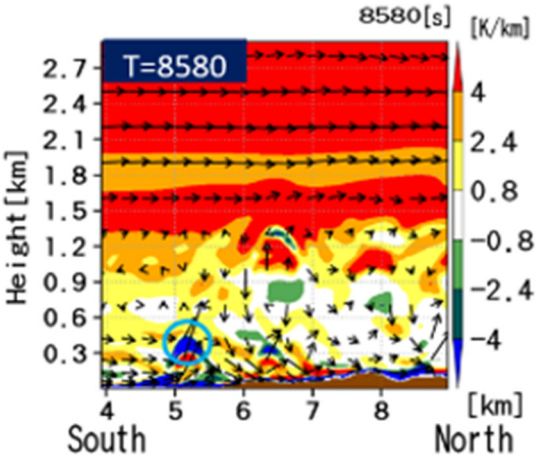
(a) 8580秒後の上昇速度の分布.



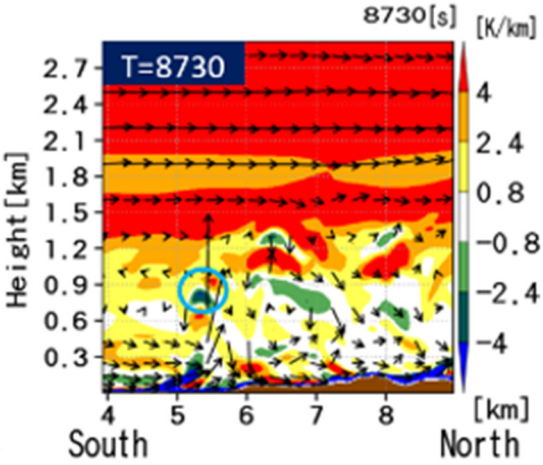
(b) 8730秒後の上昇速度の分布.



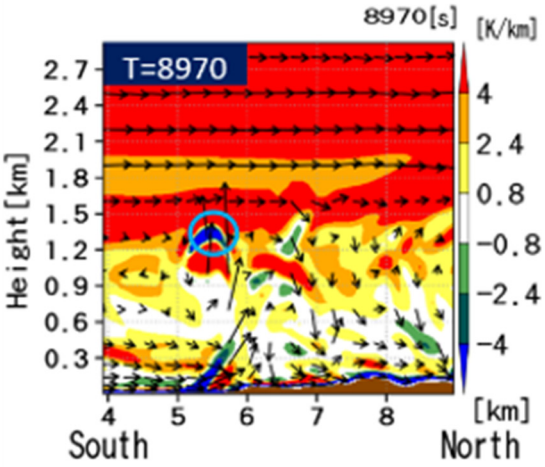
(c) 8970秒後の上昇速度の分布.



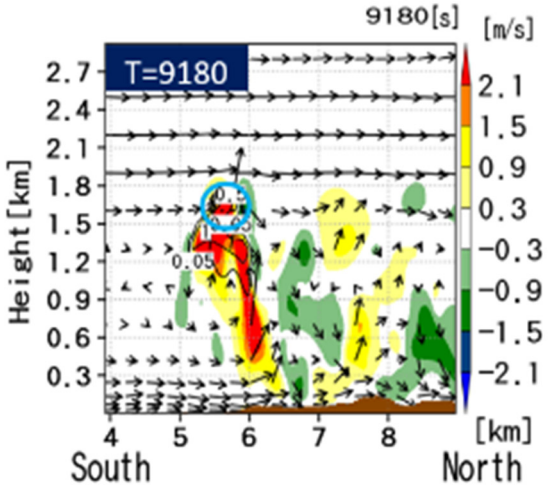
(f) 8580秒後の温位の鉛直勾配.



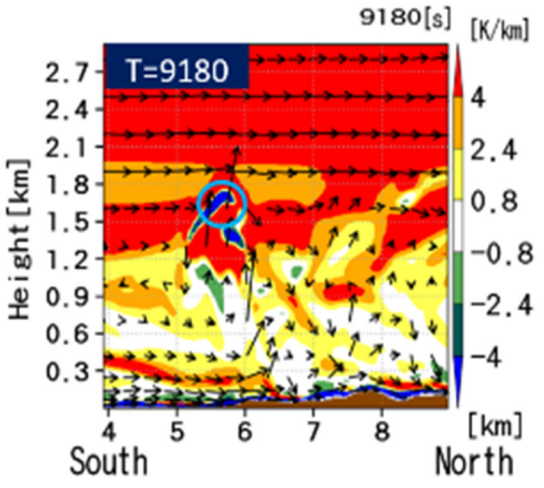
(g) 8730秒後の温位の鉛直勾配.



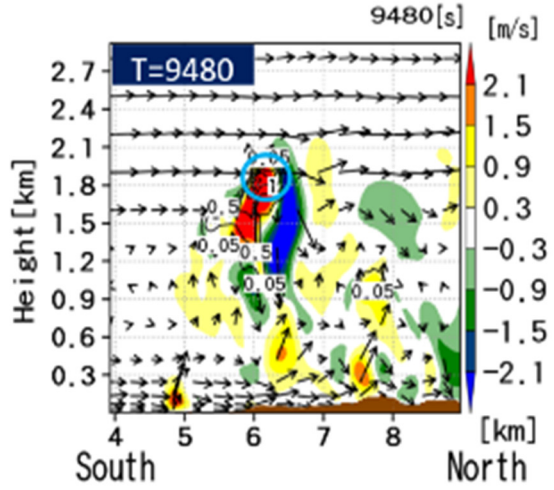
(h) 8970秒後の温位の鉛直勾配.



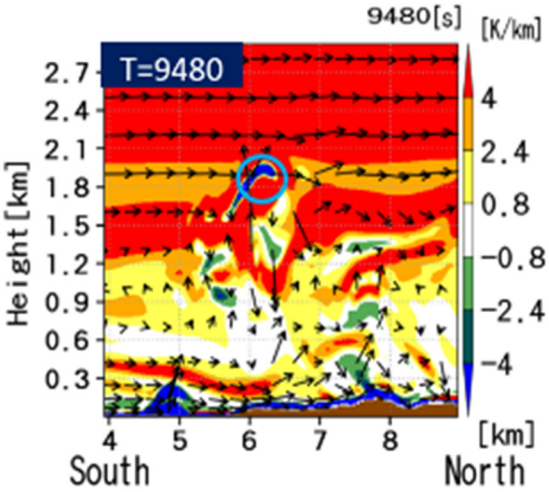
(d) 9180秒後の上昇速度の分布.



(i) 9180秒後の温位の鉛直勾配.

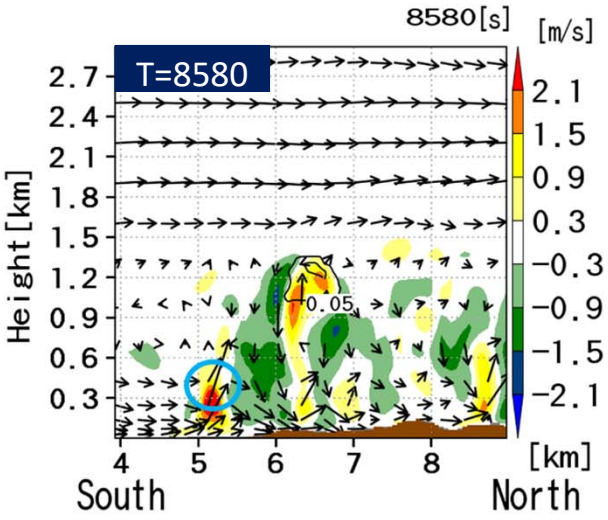


(e) 9480秒後の上昇速度の分布.

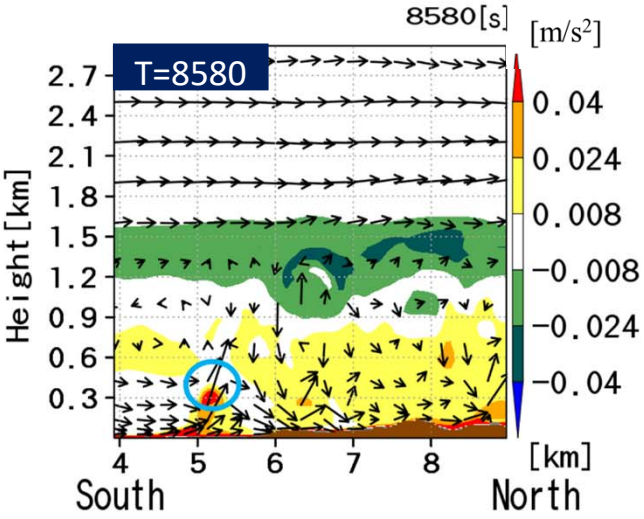


(j) 9480秒後の温位の鉛直勾配.

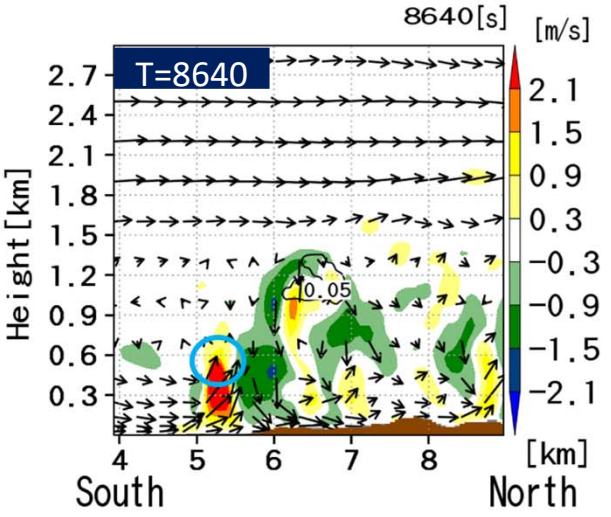
Fig. 42 Time series of rising flows ((a) to (e)) that break through the boundary layer and vertical gradients ((f) to (j)) of the potential temperature



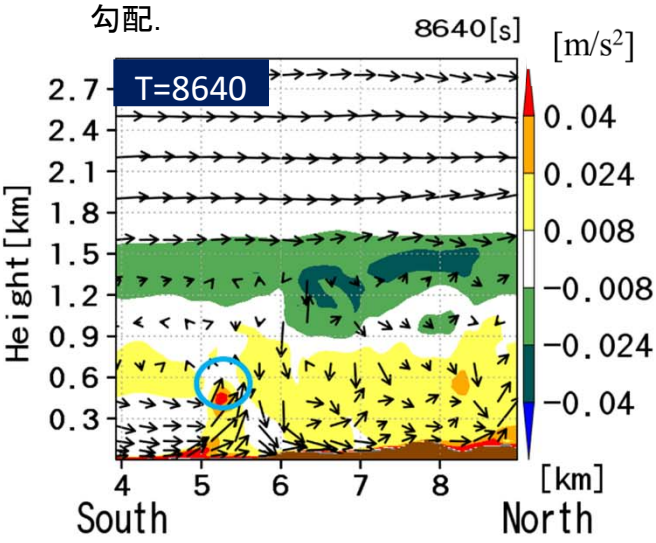
(a) 8580秒後の上昇速度の分布.



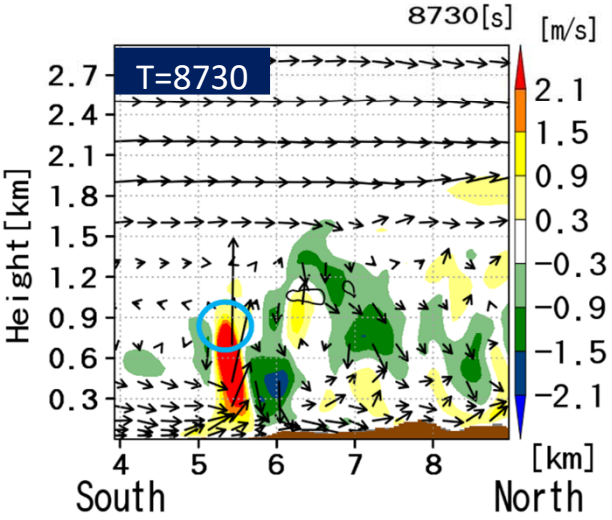
(i) 8580秒後の熱的浮力の鉛直勾配.



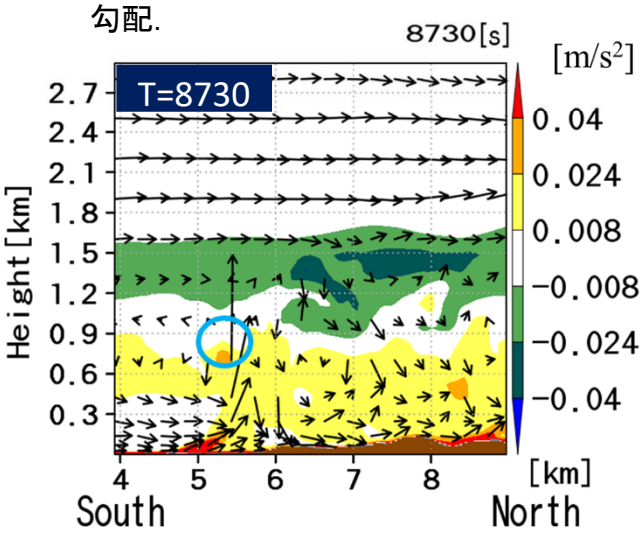
(b) 8640秒後の上昇速度の分布.



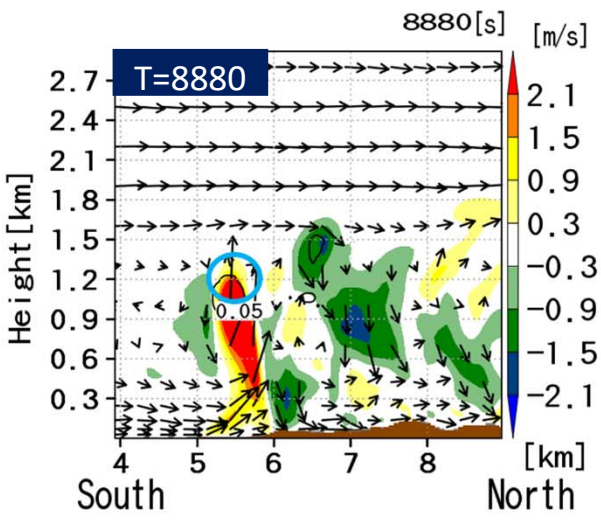
(j) 8640秒後の熱的浮力の鉛直勾配.



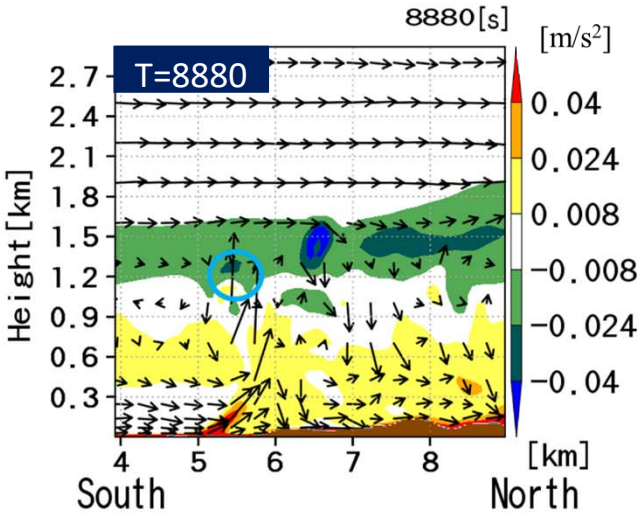
(c) 8730秒後の上昇速度の分布.



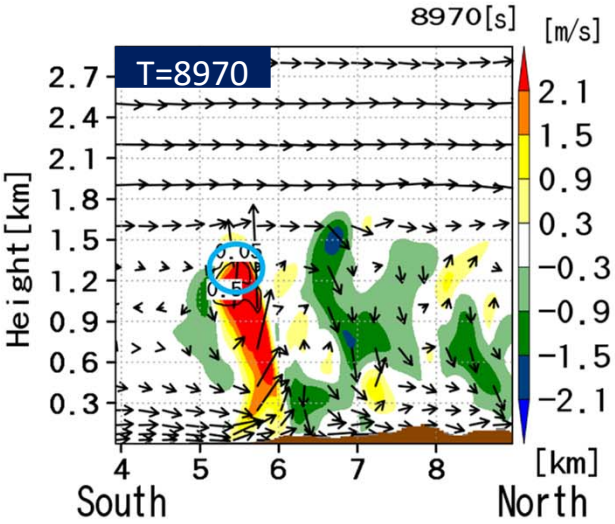
(k) 8730秒後の熱的浮力の鉛直勾配.



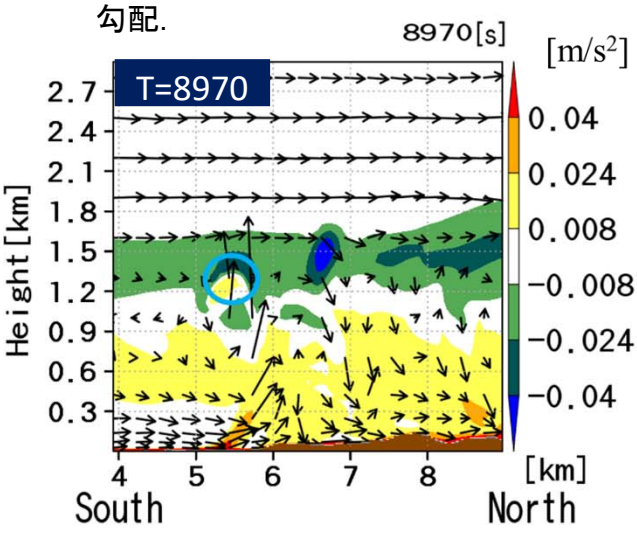
(d) 8880秒後の上昇速度の分布.



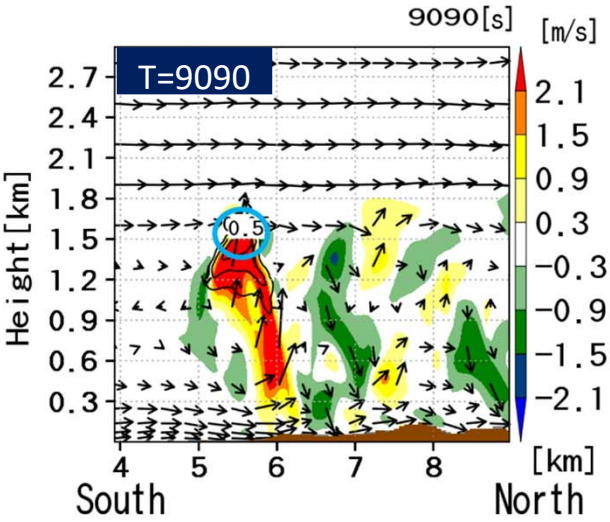
(l) 8880秒後の熱的浮力の鉛直勾配.



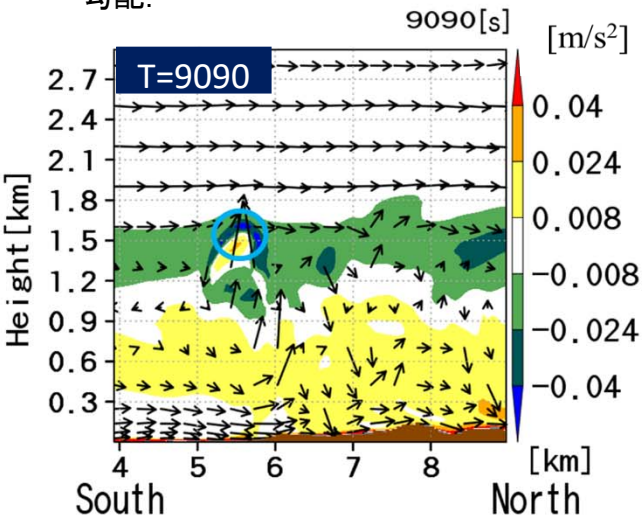
(e) 8970秒後の上昇速度の分布.



(m) 8970秒後の熱的浮力の鉛直勾配.



(f) 8730秒後の上昇速度の分布.



(n) 8730秒後の熱的浮力の鉛直勾配.

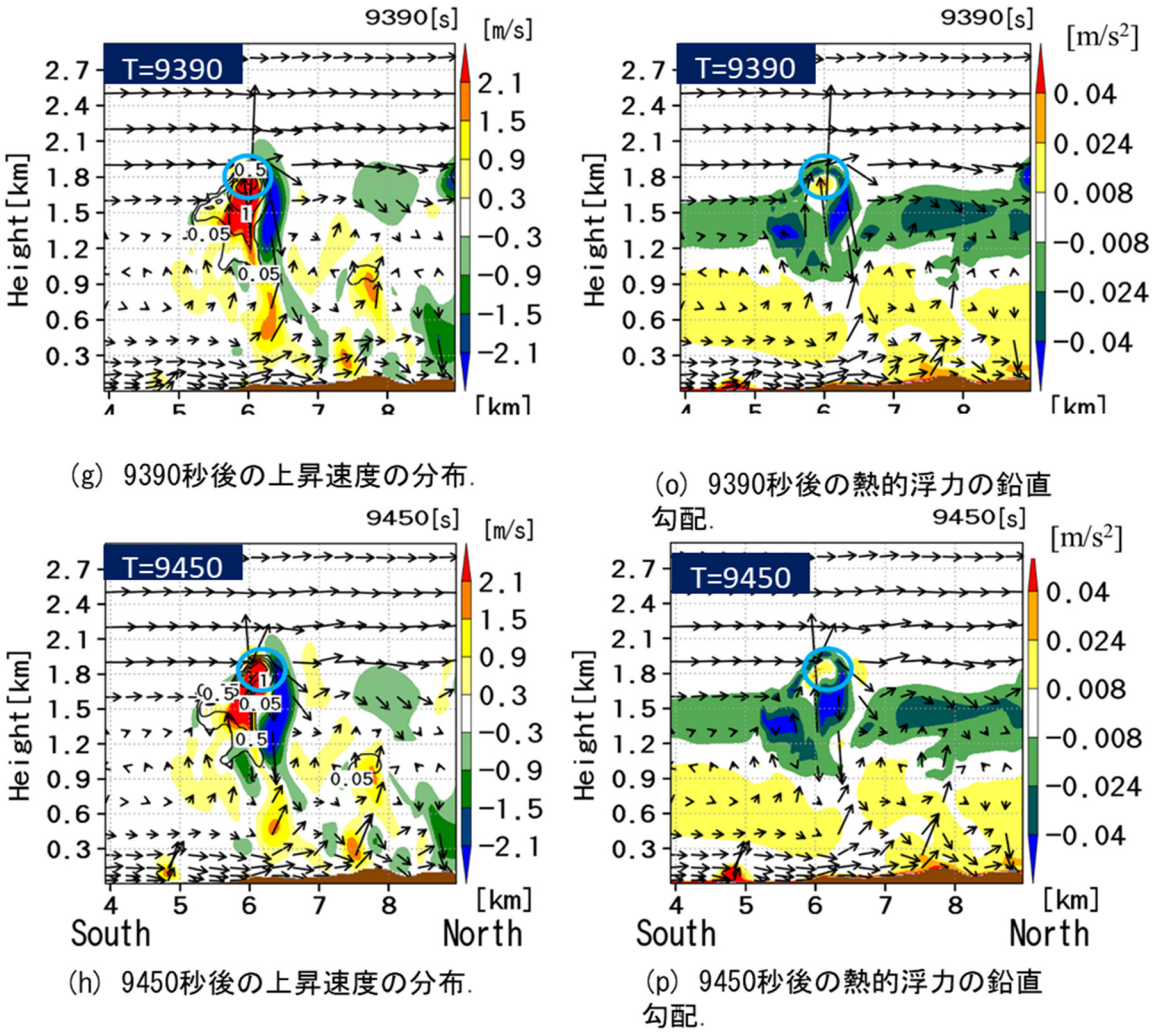


Fig. 43 Time series of the north-south section of the upward flow ((a) to (h)) that break through the boundary layer and the thermal buoyancy ((f) to (j))

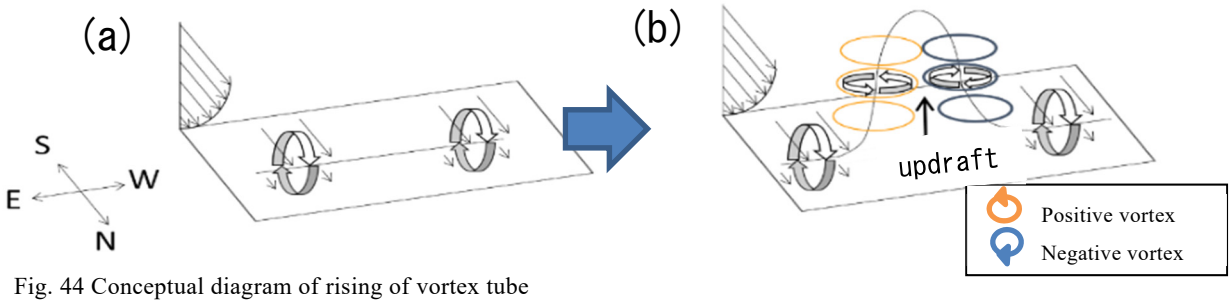


Fig. 44 Conceptual diagram of rising of vortex tube

(a) A horizontal vortex tube having an axis in the horizontal direction is formed by the horizontal wind vertical shear

(b) When there is an upward flow, the horizontal vortex tube is lifted and a pair of vertical vortex tubes with positive and negative vorticity is formed on both sides of the upward flow

3. 7. 3 渦管解析

第 1 章において背景でも述べたが，山口・土橋ら(2017)は都市気象 LES モデルを用いて都市下層における渦管の解析を行っている．ここで示す渦管とは渦度が空間的に連なったものである．Fig.44 示すように，都市において水平風の鉛直シアで形成された水平渦管が立ち上がって鉛直渦管が形成されるには，水平風の収束や熱的浮力による上昇流の発生が効いており，また立ち上がった鉛直渦管は，正負のペアで存在する事も明らかにしている．中北ら [1]は豪雨のタマゴには渦が存在することを示しており，孤立積乱雲の発達と渦管は密接に関わっている．よって本研究においても渦管の解析を行い，境界層を突破した上昇流に関して解析を行う．

3.7.1 節に示した境界層を突破した熱的上昇流 1 について鉛直渦管の解析を行う．Fig.45 は Fig.44 に見られる境界層を突破した熱的上昇流の東西断面の鉛直渦度を表している．なぜこれまで解析を行ってきたように南北断面を見ないで東西断面を見るかというと，今回与えている風は南北風のみなので，南北風の鉛直シアによって形成された水平渦管は東西方向に延びており，それが立ち上がった結果できる鉛直渦管の正負のペアは東西方向に見られるからである．Fig.45 に示すように，X=5.7km に境界層を突破した熱的上昇流が存在するが，そこにあまり強い鉛直渦度は見られなかったが，山口・土橋ら(2017)の先行研究同様，正負の渦管のペアが確認できた．

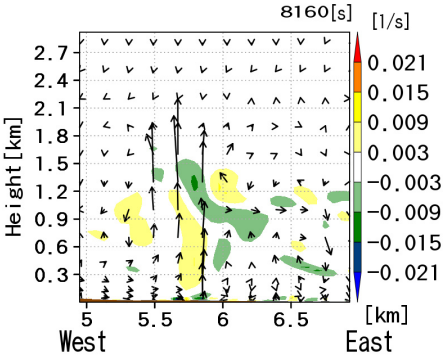


Fig. 45 Vertical vorticity in the east-west section
Upward flow ① that breaks through the boundary layer

次に，3.7.2 節で示した境界層を突破した熱的上昇流 2 について鉛直渦管の解析を行う．Fig.46 は Fig.43 に見られる境界層を突破した熱的上昇流の東西断面の鉛直渦度を表している．X=6.4km に境界層を突破した熱的上昇流 2 が存在し，高い渦度を持っている事が分かる．境界層を突破した熱的上昇流 1 では強い熱的浮力がなく，渦度がそれほど大きくなかったことからも，熱的浮力と鉛直渦度の強さは相関があると示唆された．本研究ではこの相関関係に関してまだ深く追及が出来ていないが，それは今後の課題とする．

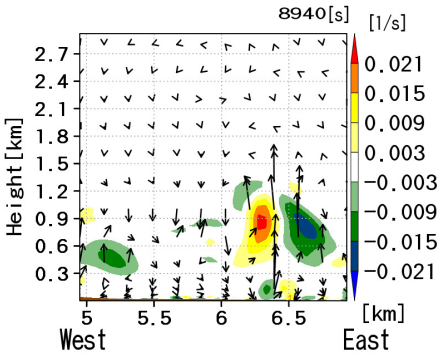


Fig. 46 Vertical vorticity in the east-west section
Upward flow ② that breaks through the boundary layer

ここで，渦管の正負のペアの位置関係について検討を行う．山口・土橋ら(2017)による先行研究では，鉛直渦度の正負のペアは西側に負，東側に正の鉛直渦管が存在していた．それは，Fig.19 に示すように，下層における風速の鉛直シアが高度が上がるにつれて大きくなるという理想的な条件下で計算を行っていたことによる．しかし，本研究による解析では，Fig.21 に示すように，高度 100m 以下では南北風速の鉛直シアが正，高度 100m から約 700m では負，高度 700m から 2.1km では正と複雑な構造をしている．そのため，Fig.47(a)の x=6.4km を見ると，鉛直渦度の正負のペアが，土橋らによる先行研究とは異なり，正の鉛直渦度が西側，負の鉛直渦度が東側になっている．

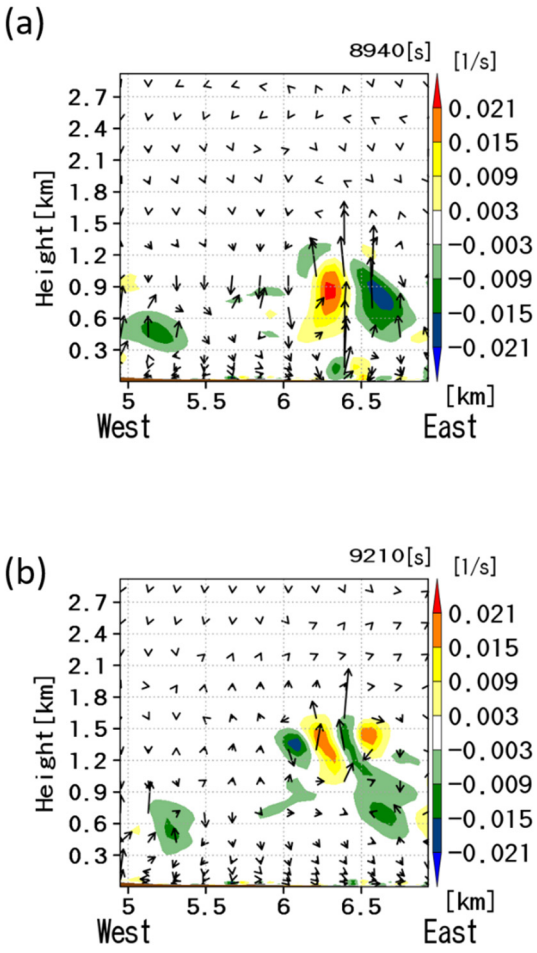


Fig. 47 Time series of vertical vorticity in the east-west section
Upward flow ② that breaks through the boundary layer

高度毎に風速の鉛直シアが異なることから，水平渦管の回転の向き，鉛直渦管の立ち位置が異なることは上記で説明をしたが，山口・土橋ら(2017)による先行研究では見られなかった渦管の立ち振る舞いについて以下説明する．Fig.47 は，境界層を突破する

熱的上昇流 2 の鉛直渦管の時間変化を表す．T=8940 秒における(a)では，x=6.4km において南北風の鉛直シアが負の領域から発生した鉛直渦管の正負のペアが存在し，西側に正，東側に負の鉛直渦管が存在する．また，その上空高度 1.2km 辺りには，南北風の鉛直シアが正の領域で発生しかけている鉛直渦度のペアが見て取れる．つまり，南北風速の鉛直シアが変化することによって，鉛直方向に回転の異なる水平渦管ができており，それぞれの水平渦管は上昇流が上昇するにつれて立ち上がり，立ち位置の異なる鉛直渦管のペアができるのである．その後 T=9210 秒では上昇流が発達するにつれて，上空に発達しかけていた鉛直渦度のペアが分断され，西側から，負，正，負，正の鉛直渦度が並んだ形となった．これら仕組みを模式図として Fig.48 に示すが，これらは土橋ら [8]の先行研究では見られず，複雑な風速の鉛直構造の中では，鉛直渦度がこのような振る舞いをすることが分かった．ただし，これに関してもより深い理解と解析が必要となる事から，今後の課題とする．

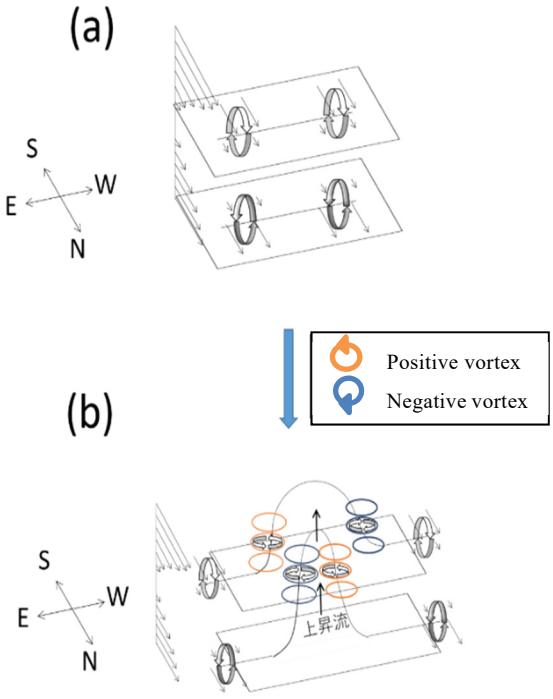


Fig. 48　Rise of the vortex tube when wind speed shear differs in the vertical direction
(A) Horizontal vortex tubes having axes in the horizontal direction by different horizontal wind vertical shears are formed in two reversed directions of rotation
(b) When there is an upward flow, both the upper and lower horizontal vortex tubes are lifted and two pairs of vertical vortex tubes with positive and negative vorticity are formed on both sides of different rising flow positions

4.　結論と今後の展開

本研究では都市気象 LES モデルにおいて熱的上昇流が境界層を突破する事例について考察してきた．熱的上昇流によって積雲が生成することやそこから積乱雲が発達していくことの具体的なメカニズムは未だ不明瞭な部分が多く，上昇流が境界層を越え，自由対流高度までたどりつき，積乱雲へと繋がるメカニズムの解明ためにはまず上昇流が境界層を突破する原因を探ることが重要であることから，その発生要因となる熱的上昇流が境界層を突破する要因を明らかにするために，本研究の解析を行った．

まず，境界層高度の推定を行った．そこで境界層高度推定によく使われる温位, TKE, 熱フラックス，水蒸気混合比の 4 つの指標から境界層高度の推定を始めたが,熱フラックスと水蒸気混合比の指標に比べて境界層高度の推定がしやすい温位と TKE から境界層高度の推定を行うこととした．

境界層を熱的上昇流が突破した 2 つのケースについて解析し，それぞれ下記に示す異なる要因が効いていることがわかった．

ケース 1 の 1 つ目の要因は，先行する熱的上昇流が高度 1.2 ㎞から 1.5 ㎞付近に存在する強安定層を解消した事である．安定層が解消された直後に，新たな熱的上昇流が解消された安定層の間を縫うようにして上昇したということである．そのため，近距離で頻繁に上昇流が発生する場所においては，このような事象が起こりやすいと考える．ケース 1 の 2 つ目の要因は，地表面付近で発生した複数の熱的上昇流が繋がって大きな一つの組織となり，上昇する力が大きくなったことである．境界層を突破していない事例では下層における組織化は見られず，単独の熱的上昇流よりも複数の熱的上昇流が組織化したものが境界層を突破しやすいと考える．ただし，どちらの要因が効いていたかはまだ議論の余地があり，それは今後の課題とする．

一方，ケース 2 では，ケース 1 とはまったく要因の異なる現象であった．ケース 2 では単独の熱的上昇流のみで境界層を突破しており，加えて先行した熱的上昇流も存在していなかったために強安定層も解消されていたわけではなかった．ケース 2 の要因は非常に強い熱的浮力によるものであった．

以上を総合的に解釈すると，まず，複数の熱的上昇流が組織化するしないに関わらず，熱的上昇流が結果的に非常に大きな浮力を持つときには，境界層を突破しうるということである．すなわち熱的上昇流の内的要因と分類できる．一方で，境界層直上にある強安定層が，時間連続的に複数の熱的上昇流によって押し上げようとすることによって強安定層が

解消されており，外的要因と分類できる．

本研究では，都市気象 LES モデルを用いて，境界層を突破する熱的上昇流を表現することに成功した．境界層レーダーの観測値と比較しても熱的上昇流の時間・空間スケールは妥当な結果であった．境界層を突破するためのいくつかの要因をあげることはできたので，今後，より一般化し境界層を突破するための条件を定式化していきたい．

最後に渦管の解析を行った．土橋ら [8]による先行研究同様，鉛直渦管の正負のペアの存在を確認でき，渦管の強さと熱的浮力の相関関係も示唆することができた．また，土橋ら [8]による先行研究では下層において風速の鉛直シアが正，それより上空では風速が一定という理想的な条件で解析を行ったため，鉛直渦管のペアは西側が負，東側が正であったが，本研究では，南北風速の鉛直シアが高度 0m から 100m あたりまでは正，高度 100m から 600m あたりは負，高度 600m あたりから 2.1km あたりは正，それ以上は負という複雑な構造をしていたために，鉛直渦管のペアが高度によって正負の位置が違っていた．加えて下層に存在する鉛直渦管のペアが上昇流に持ち上げられ，上層の鉛直渦管のペアを分断し，4 つの鉛直渦管が並ぶというような構造も確認できた．ただし，まだ解析が十分でないため，今後詳細な解析を行っていきたい．

謝辞

本研究は JSPS 科研費 15H05765（基盤研究 S「ストームジェネシスを捉えるための先端フィールド観測と豪雨災害軽減に向けた総合研究」、研究代表者：中北英一）の助成を受けたものです．

参考文献

一ノ瀬俊明・花木啓祐・松尾友矩(1994) : 細密地理情報にもとづく都市人工排熱の時空間分布の構造解析，環境工学研究論文集，31, pp.263-273.

今井克之・足立アホロ・中里真之・田尻拓也・柴垣佳明，H. Luce (2009) : 大気境界層観測用レンジイメージング・ウィンドプロファイラーの開発，第 5 回 MU レーダーシンポジウム講演集，pp.1-5.

今井克之・中川貴央・橋口浩之(2007) : 電波レンズ搭載型対流圏ウインドプロファイラレーダー(WPR LQ-7)の開発, SEI テクニカルレビュー, 第 170 号，pp.49-53.

小田遼子・岩井宏徳・石井昌憲・関澤信也・水谷耕平・村山泰啓(2011) : ドップラーラーダーの鉛直風観測に基づく都市大気境界層内乱流スケールの推定，土木学会論文集，B1(水工学)，第 67 巻，No.4，pp.I_313-I_318.

神田学・仲吉信人(2014) : 5. 都市の集中豪雨の数値シミュレーションと対策，気象学会 2011 年度秋季大会シンポジウム「理学と工学の融合が切り開く新しい都市環境学」の報告.

神田学・渡辺力・マルコス・オリバー・レッツエル・ジークフリード・ラッシュ(2002) : LES による熱収支インバランス問題に対する検討(第 1 報)大気境界層スケールの対流構造の影響，水文・水資源学会誌，Vol.15，No.3 (2002)，pp.243-252.

白石栄一(2009) : 局地的な降雨観測・予測技術の動向，科学技術動向，文部科学省科学技術政策研究所科学技術動向研究センター，第 95 号，pp.34-45.

田村哲郎・古澤卓士・森厚平(2004) : 空間発達する温度成層乱流境界層の DNS・LES，第 18 回風工学シンポジウム論文集．pp.51-56.

中北英一・西脇隆太・山邊洋之・山口弘誠(2013) : ドップラー風速を用いたゲリラ豪雨のタマゴの危険性予知に関する研究，土木学会論文集，B1(水工学)，第 69 巻，pp.325-330, 2013.

中北英一・山邊洋之・山口弘誠(2010) : ゲリラ豪雨の早期探知に関する研究，水工学論文集，第 54 巻

中西幹郎(2009) : 大気境界層内の気象現象の数値解析，日本風工学会誌，第 34 巻第 4 号，pp.403-409

野依亮介・相馬一義・末次忠司・田中賢治・大石哲・中北英一・市川温(2013) : 観測解析と雲解像モデルを用いた 2011 年大阪における局地的大雨発生の要因分析，水文・水資源学会 2013 年研究発表会要旨集，pp.14-15.

藤部文昭(2004) : 4-1.ヒートアイランドが降水におよぼす影響 : 夏の対流性降雨を中心にして(日本気象学会 2003 年度春季大会シンポジウム「ヒートアイランド-熱帯夜の熱収支」の報告), 天気, vol.51(1), pp.109-115.

山口弘誠・高見和弥・井上実・須崎純一・相馬一義・中北英一(2016a) : 豪雨の「種」を捉えるための都市気象 LES モデルの開発と積雲の生成に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第 59 号 B, pp.256-297.

山口弘誠・高見和弥・井上実・中北英一(2016b) : 豪雨の「種」を捉えるための都市効果を考慮する LES 気象モデルの開発, 土木学会論文集, B1(水工学), 第 72 巻，pp.I_205-I_210.

山口弘誠・土橋知紘・中北英一・高見和弥(2017) : 都市気象 LES モデルを用いたゲリラ豪雨の種の解析，京都大学防災研究所年報，第 60 号 B，pp.584-598.

Nakakita, E., Sato, H., Nishiwaki, R., Yamabe, H. and Yamaguchi, K. (2017): Early detection of baby-rain-cell aloft in a severe storm and risk projection for urban flash flood, Advances in Meteorology, 2017, Article ID 5962356, 15 pp.

P. Markowski and Y. Richardson.(2010): Mesoscale Meteorology in Midlatitudes, Advancing Weather and Climate Science

Roland B. Stull.(1988): An Introduction to Boundary Layer Meteorology, Kluwer Academic Publishers

Souma, K., Tanaka, K., Suetsugi, T., Sunada, K.,Tsuboki, K., Shinoda, T., Wang, Y., Sakakibara, A., Hasegawa, K., Moteki, Q., and Nakakita, E.(2013): A comparison between theeffects of artificial land cover and anthropogenic heat on a localized heavy rain event in 2008 in Zoshigaya, Tokyo, Japan, *Journal of Geophysical Research*, 118, pp.11,600-11,610, doi:10.1002/jgrd.50850.

(論文受理日：2018 年 7 月 25 日)