

熱帯大気中の二次元積雲対流の数値計算
-初期の大気湿度に対する感度-

神戸大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻
地球および惑星大気科学研究室
博士課程前期課程2年 今関 翔

2011/02/16

要旨

地球の大気中では水の相変化を伴う対流が生じ、このような対流は積雲対流と呼ばれている。また、地球大気の鉛直構造を維持するものの一つとして対流活動が知られており、この過程では地表付近のエネルギーが対流圏へと輸送される。また、熱帯収束帯ではその豊富な水蒸気量によって海面近くの熱エネルギーが高く、湿潤静的エネルギーの鉛直分布は約 600 mb の高度に最小値を持つ (Riehl and Malkus, 1958)。Riehl and Malkus (1958) では、このような熱エネルギーの鉛直分布が維持される機構が、熱帯収束帯でのエネルギー収支解析によって研究された。この研究から、熱帯大気の対流圏下層と上層との熱収支のバランスにおいて、積雲対流による下層の熱輸送の役割が非常に大きいことが示された。そのため、少なくとも熱帯域では、積雲対流は地球大気の鉛直構造を決定する上で重要なものの一つであると言える。

Derbyshire (2004) では自由対流圏の湿度を変化させる数値実験が行われ、低高度～中高度の湿度が低い場合に、深い対流の形成が抑制されるという結果が得られた。また、Takemi (2007) では、複数の温度場、湿度場、風速場を与えた数値実験が行われた。この数値実験における湿度場は、その基本場の値を大気境界層内と自由対流圏で変化させたものが用いられた。これにより、大気境界層の湿度は冷氣プールの形成と関連し、環境の風とのバランス具合が対流系の強度に影響することが示された。このように、積雲対流の強度は大気湿度に大きく影響されることが示され、積雲対流の構造を決定する上で大気湿度が重要な要素であることがわかっている。しかし、Derbyshire (2004) については、湿度変化を与える高度の下限が 2 km に固定されており、その変化の幅は 25 %～90 % であった。また、Takemi (2007) では境界層の湿度は 50 %～90 % の範囲に限られ、自由対流圏の湿度は 25 % よりも低下させることはしなかった。そこで、本研究では湿度を 0 % にした大気層を様々な高度に与えた数値実験を行った。このように極端な値を用いることで、乾燥した層に対する積雲対流の応答がより明確に現れることを期待する。また、水平領域の半分だけを乾燥させるという極端に水平非一様な湿度場を与えた数値計算も行っている。これは、現実大気には水平方向に種々の非一様性が存在し、その内の一つである湿度に注目したためである。この設定は、湿度の水平非一様な分布の下で形成される積雲対流の特徴が明確に現れることを目的としている。

本研究においては、積雲対流の数値実験を行う目的がもう一つある。それは、対流現象の包括的理解に貢献するための数値モデル開発である。開発した数値モデルでは支配方程式に Klemp and Wilhelmson (1978) の二次元準圧縮方程式系に基づいて定式化された杉山他 (2009) の方程式系を地球用に一部修正して用いている。乱流パラメタリゼーションについては、乱流拡散過程を 1.5 次のクロージャーモデル (Klemp and Wilhelmson, 1978 および CReSS (坪木と榊原, 2001)) で表現している。雲物理パラメタリゼーションは Kessler (1969) の暖かい雨のバルクパラメタリゼーションを用いており、運動量、熱、水蒸気の地表面フラックスは簡略化されたバルク法 (中島, 1994) を採用した。また、Takemi (2007) の基本場を用いた再現計算を部分的に行うことで、開発したモデルの正当性を確かめた。

本論文で行った実験の設定は次の二つである。(I) 一定の高度以上の湿度の基本場の値を全てゼロに設定する。この湿度をゼロにする高度の下限は 7 km から 1 km ずつ下げて行く。この高度を便宜上、 H_d と呼んだ。また、初期擾乱の振幅 0.3 K を基準とし、その他に 0.03 K, 0.09 K, 0.9 K, 0.3 K にも設定する。(II) 一定の高度以上の水平領域の半分の初期の大気湿度をゼロに設定する。計算 (I) と同様にこの湿度をゼロにする高度の下限 H_d は 7 km から 1 km ずつ下げて行く。便宜上、乾燥した層を高高度側に持つ領域を「乾燥領域」、そうでない領域を「非乾燥領域」と呼ぶことにした。

計算 (I) からは、 H_d が低高度に設定されるときには、高度 10 km 以上に到達するような強い雲対流の発生が抑制されるという結果が得られた。

計算 (II) では、計算 (I) よりも強く雲対流の発達抑制が抑制されることが示された。これは、乾燥領域の H_d 以下の大気層の水蒸気が非乾燥領域に流れ込むことで、乾燥した層が低高度に拡大することが原因であった。また、乾燥領域の水蒸気を取り込んだことで、非乾燥領域で生じる雲対流の強度は著しく増すということも見られた。

よって、本研究では大気湿度に対する積雲対流の発達の感度として次のようなことが示された。(1) 自由対流圏下部に乾燥した層が存在すると強い雲対流の発達が抑制される。(2) 初期の大気湿度の分布を水平非一様にすると、初期に乾燥した層が与えられなかった領域において、雲対流の強度が著しく増す。

目次

第1章 序章	3
1.1 はじめに	3
第2章 モデルの説明	9
2.1 基礎方程式系	9
2.2 地表面フラックス	11
2.3 放射冷却	12
2.4 雲微物理過程のパラメタリゼーション	12
2.5 乱流混合のパラメタリゼーション	15
2.6 温度・湿度・気圧の基本場	16
2.7 離散化の概要	17
第3章 モデルのテスト計算	19
3.1 Takemi (2007) の概要	19
3.1.1 要旨	19
3.1.2 Takemi (2007) の背景	19
3.2 Takemi (2007) の数値計算の設定	20

熱帯大気中の二次元積雲対流	2
3.3 Takemi (2007) の基本場の説明	21
3.4 テスト計算結果と議論	22
第4章 実験設定	27
4.1 計算設定	27
4.2 実験設定	27
4.2.1 一定の高度以上の全領域を乾燥させた計算	28
4.2.2 一定の高度以上の水平領域の半分を乾燥させた計算	29
第5章 実験結果とその議論	30
5.1 一定の高度以上の全領域を乾燥させた計算	30
5.2 一定の高度以上の水平領域の半分を乾燥させた計算	45
第6章 結論	62
謝辞	65
Appendix	66
Appendix A: 変数リスト	66
Appendix B: 基礎方程式系の導出	67
Appendix C: 基本場について	82
参考文献	85

第1章 序章

1.1 はじめに

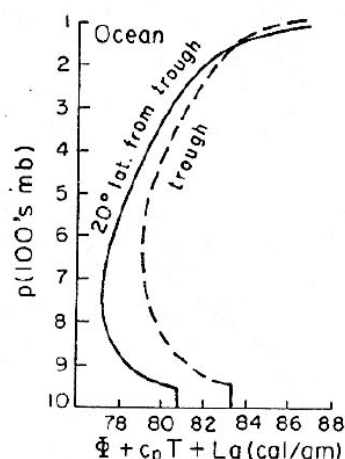


図 1.1: 熱帯収束帯 (破線) とそこから緯度 20 度離れた場所 (実線) における湿潤静的エネルギーの鉛直分布 (Riehl and Malkus, 1958).

積雲対流とは水の相変化を伴う鉛直対流である。そして、顕著な上昇運動が生じている領域においては、その空間スケールのオーダーは 1 ~ 10 km であり、寿命は 1 時間程度である。地球大気の鉛直構造は、放射過程や対流過程によって維持されていることが知られており、前者は地表でのエネルギーの増加と対流圏における減少を生じさせ、後者は地表付近のエネルギーを対流圏へと輸送する役割を果たす。また、図 1.1 に示されるように、熱帯収束帯ではその豊富な水蒸気量によって海面近くの熱エネルギーが高く、湿潤静的エネルギーの鉛直分布は約 600 mb の高度に最小値を持つ。Riehl and Malkus (1958) では、このような熱エネルギーの鉛直分布が維持される機構が、熱帯収束帯でのエネルギー収支解析によって研究された。この研究から、熱帯大気の対流圏下層と上層との熱収支のバランスにおいて、積雲対流による下層の熱輸送の役割が非常に大きいことが示された。そのため、少なくとも熱帯域では、積雲対流は地球大気の鉛直構造を決定する上で重要なものの一つであると言える。

積雲対流には大きな特徴がある。それは、個々の積乱雲はそれぞれが独立して存在することはあるが、多くの場合には複数個の積乱雲が大規模に組織化し、大きな積乱雲の集団を形成するという特徴である。組織化した積乱雲の集団はしばしばメソスケールの対流系を構成し、これをメソ対流系と総称する。さらに、メソ対流系はその形状から団塊状メソ対流系と線状メソ対流系に分けられる(小倉, 1984)。前者は大きさが10 km から数十 km の塊であり、後者は活発な積乱雲が100 km 以上に渡って線状に並んだものである。

積乱雲の組織化の一つの例として、図 1.2 では Houze et al (1989) による線状メソ対流系の一つであるスコールラインの模式図を示している。この図は、Newton (1950), Fujita (1955), Pedgley (1962), Zipser (1969, 1977), Houze (1977), Gamache and Houze (1982), Smull and Houze (1985, 1987a) の、中緯度と熱帯の両方の系における概念図に基づき、Rutledge et al., (1988) と Johnson and Hamilton (1988) で示された、1985年6月10-11日に観測されたスコールラインも参考にしている。この模式図に表されるスコールラインの特徴を以下に挙げる。(1) スコールラインは線状に形成された積乱雲の列に対して、全体的に垂直な方向へ移動する。図ではスコールラインは左から右に移動している。(2) スコールラインの対流域では、強く、冷たい下降流が生じる。この下降流は、0 高度での氷粒子の融解による大気の冷却の効果や、降水粒子による大気の引き下ろし及び、低高度での蒸発による大気の冷却などによって発達する。この下降流で運ばれた冷たい空気は雲底にたまり、このたまりを冷氣プールと呼ぶ。(3) 冷氣プールがある地表面の気圧は周囲よりも高く、冷氣がまわりに流れ出す。これを冷氣外出流と呼ぶ。この冷氣外出流の先端が小型の寒冷前線のようになり、これをガストフロントと呼ぶ。ガストフロント付近では新たな対流セルが生じる。(4) 高高度で形成された氷粒は前方から後方への流れによって水平方向に拡散しながら運ばれ、0 高度において融解し、ブライトバンドと呼ばれる強いレーダー反射を示す領域を形成する。

積雲対流の数値計算に関する先行研究を以下に挙げる。Yamasaki (1983) では、軸対象性の台風に関する数値実験が行われ、積雲対流をパラメタリゼーションせずに陽に計算している。このモデルでは、地球の回転の効果を考慮することで、大規模地衡流運動と雲対流の相互作用の研究がされた。これによって地表面摩擦がなくても組織的な積雲対流が発達することが示された。これは、大規模な低気圧と地表面摩擦との相互作用が、積乱雲の組織化に不可欠であるという従来の CISK の考えとは異なるものであった。Nakajima and Matsuno (1988) では、大規模に組織化した積乱雲の集団中で個々の積雲対流が生じるという二重スケール構造に関する研究がされた。ここでは、雲の自然な性質を見るために場の回転をなくし、大規模地衡流運動がないものとしている。雲微物理過程には Kessler (1969) のバルクパラメタリゼーション用い、使用する雲微物理過程の組み合わせを変えた数値実験が行われた。結果として、大規模な流れ場がなくても雲物理過程の導入のみで積乱雲は

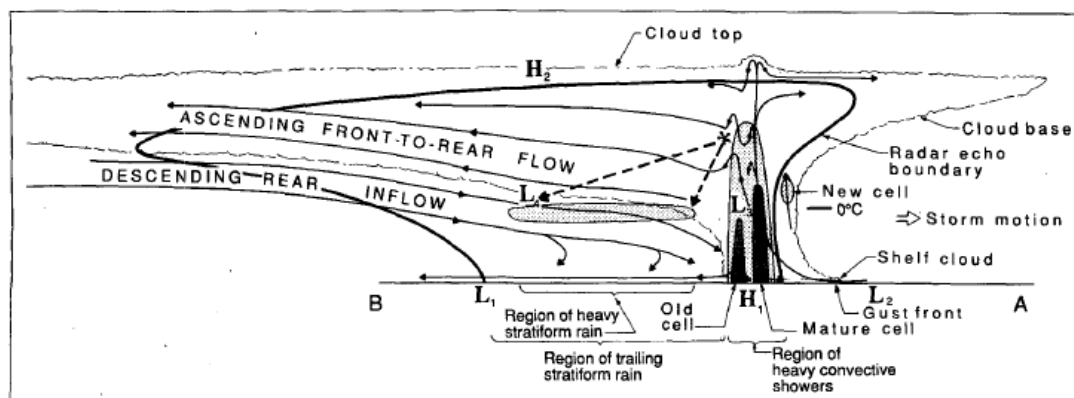


図 1.2: 層状雲領域を伴うスクールラインの鉛直断面の模式図. スクールラインは図の左から右の方向に移動しており, 対流雲は紙面に垂直な方向に線状に並んでいる. ここで, 太い実線は気象レーダーが表す雲の外形である. 最も外側のぎざぎざの線は, 航空機や人工衛星の観測によって定義される雲の輪郭である. 影を付けた領域と黒塗りの領域は, レーダー反射強度が強い領域を示す. また, 対流域左上の* は氷粒を意味し, その軌跡が破線で記されている. H および L はそれぞれ相対的に気圧が高い領域と低い領域である. 矢印は大気の流れを示している. (Houze et al, 1989)

組織化し, 個々の積乱雲も組織化した対流系も熱帯大気中の降水性雲対流に内在する性質であると結論付けている. さらに, 中島 (1994) では, 水平方向に 4096 ~ 16384 km という極めて大きな計算領域を備えた二次元積雲対流モデルによって, 個々の積乱雲から総観規模に至るまでの積乱対流の階層的組織化が直接計算された. この研究では, 多種のパラメタ軸による数値実験において, 個々の積乱雲や, メソ対流系, クラウドクラスターが現れ, 積雲対流の階層構造のうち, これらのものが積雲対流自身の属性であることが示された. Derbyshire (2004) では, 大気の温度, 湿度, 風速に対して

$$(\partial\phi/\partial t)_{nudging} = \{\phi_t(z) - \bar{\phi}(z)\}/t_n$$

で表されるような形式的な強制を与えた数値実験が行われた. この強制をナッジング (nudging) と呼ぶ. ここで, ϕ は変数の全量, $\bar{\phi}(z)$ は変数の平均値, $\phi_t(z)$ は図 1.3 に表されるような, 平均値との差による強制を与えるためのプロファイル (対象プロファイルと呼ぶ), t_n はナッジングの時間スケール, z は高さの座標軸, t は時間の座標軸である. 湿度の対象プロファイルは, 自由対流圏の湿度に強制を与えて 25%, 50%, 70%, 90% にするためのものであり, 図 1.3 の右図が表している. 結果として, 相対湿度 25% の対象プロファイルを用いると浅い対流のみが現れ, より湿った相対湿度の対象プロファイルを用いるほどより深い対流が現れることが示された. Takemi (2007) では, 複数の温度場, 湿度場, 風速場を与えた数値実験が行われた. この数値実験における湿度場は, その基本場の値を大気境界層内と自由

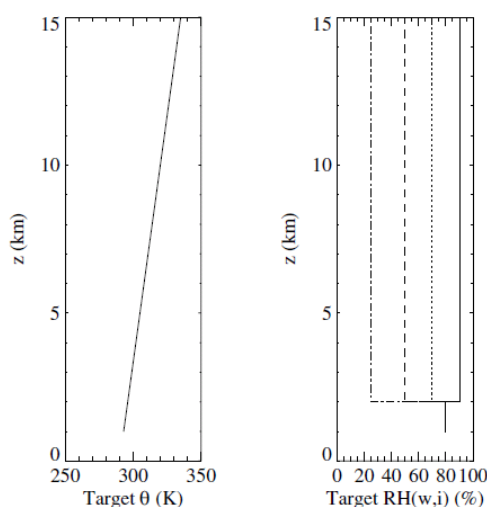


図 1.3: Derbyshire (2004) で用いられたナッジングによって基本場をダンプさせる対象プロファイルの図. 左図は温位 θ , 右図は相対湿度 RH の対象プロファイルを示す. 温位の対象プロファイルは高度 1 km で 293 K であり, そこから一定の比率 3 K km^{-1} で高度とともに増加させる. 高度 2 km より上では, 湿度の対象プロファイルを複数用意してあり, 以下のように与えている. $RH_t = 90\%$ (実線), $RH_t = 70\%$ (点線), $RH_t = 50\%$ (破線), $RH_t = 25\%$ (点破線). なお, これらの図は高度 1 km まではナッジングを与えないときの対象プロファイルである.

対流圏で変化させたものが用いられた. これにより, 大気境界層の湿度は冷氣プールの形成と関連し, 環境の風とのバランス具合が対流系の強度に影響することが示された.

先行研究から, 積雲対流の強度は大気湿度に大きく影響されることが示され, 積雲対流の構造を決定する上で大気湿度が重要な要素であることがわかっている. しかし, Derbyshire (2004) については, 湿度変化を与える高度の下限が 2 km に固定されており, その変化の幅は 25% ~ 90% であった. また, Takemi (2007) では境界層の湿度は 50% ~ 90% の範囲に限られ, 自由対流圏の湿度は 25% よりも低下させることはしなかった. そこで, 本研究では湿度を 0% にした大気層を様々な高度に与えた数値実験を行った. このように極端な値を用いることで, 乾燥した層に対する積雲対流の応答がより明確に現れることを期待する. また, 水平領域の半分だけを乾燥させるという極端に水平非一様な湿度場を与えた数値計算も行っている. これは, 現実大気には水平方向に種々の非一様性が存在し, その内の一つである湿度に注目したためである. 例えば, 図 1.4 にあるような熱帯収束帯に注目すると, 雲の水平方向に形成域と非形成域があることがわかる. このように, 積雲活動が活発な熱帯収束帯においても, 雲の分布には水平方向に不均一が存在する. そして, このような水平方向の雲の有無が, 湿度の大小と関連しているのではないかと推測される. そこで, 相当に制御された系ではあるが, 水平領域の半分を乾燥させるという湿度の水平非一様から, 現実の複雑な条件化での雲の発達を構造を理解することに繋がることを期待する.

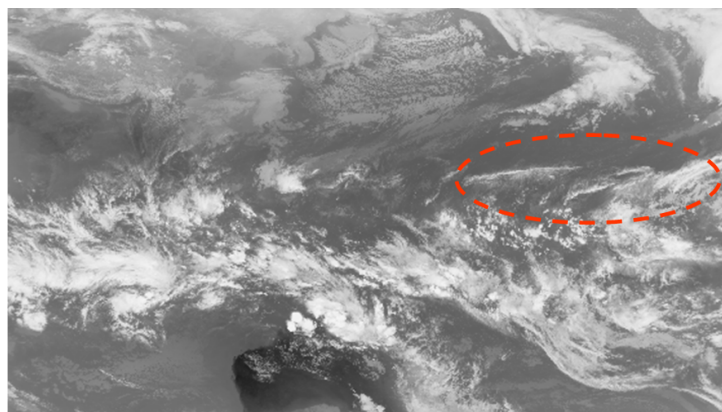


図 1.4: 東経 70 度 ~ 西経 150 度, 北緯 17 度 ~ 南緯 17 度の領域の雲画像. 図中の破線は熱帯収束帯の辺りを示す.

また, 本研究において積雲対流の数値実験を行う目的がもう一つある. それは, 対流現象の包括的理解に貢献するための数値モデル開発である. 今回開発した数値モデルは, プロセスの付け外しやパラメータの変更を行った計算によって物理の本質を理解することを目的とするものである. ところが, 現在, 天気予報や気候予測においては現実世界に近づける方向に進み, 物理の本質の理解が置き去りにになっているのではないだろうか. そのため, 最低限のプロセスで対流現象の本質を理解しようとするために, 地球大気を想定した基礎的な数値モデルを開発した. 対流現象は惑星大気中の熱や物質の輸送に関する役割が非常に大きく, 様々な惑星系で生じている. そのため惑星流体力学の分野において, 対流を包括的かつ相互比較的に理解することは重要な課題として位置付けられている. 特に本紙で扱うような湿潤対流に注目してみると, 地球では単一の微量成分である H_2O が凝結し, 火星では大気主成分の CO_2 が凝結する. さらに木星では H_2O, NH_3, NH_4SH の三種類の分子の凝結が起こる. 今までも惑星の湿潤対流の研究において地球には重きが置かれ, 数多くの数値実験がされてきた. しかし, 依然として問題が残っているため, 本紙でも地球大気を想定した数値モデル開発を行った. この問題点については, 例えば Takemi (2007) でも語られおり, ここで簡単にまとめておく. 線状メソ対流系の一つであるスコールラインは熱力学的観点からあらゆる温度環境を設定した数値実験が行われてきた (熱帯を仮定: LeMone et al., 1988, 亜熱帯を仮定: Wang et al., 1990, 中緯度アメリカを仮定: Bluestein and Jain, 1985, 日本を仮定: Chuda and Niino, 2005). しかし, 積雲対流の静的な環境を定義するには, 擾乱を完全に除去する必要があり, さらに対流の発達に大きくかわる安定度の議論をする際には温度環境だけでなく湿度環境も不可欠であるために, より複雑さが増すと言われている. 上記のように様々な場を想定して数値計算が行われたのは, スコールラインが様々な気候域で発達するためである. 現実的な場の間にあるパラメータの違いに対するス

コールライン強度の感度を調べることも、スコールラインの構造の研究において重要である。実際、Takemi (2007) のける数値計算では熱帯と中緯度の温度場を仮定されていた。以上を背景として、雲対流モデル開発と、大気環境場のパラメータを変えた数値実験は、積雲対流対流の構造の研究において不可欠である。

以上のように、本論文では大きく分けて二つのことを行った。一つ目は、地球を想定した計算を行うことができる二次元非静力学モデル `deepconv arere4` の開発である。二つ目は、積雲対流の構造理解のための、大気湿度場に対する積雲対流の発達感度実験である。よって本文の構成は以下のようにになっている。第二章では数値モデルの概要を示し、第三章ではモデルの正当性を確かめるために行った、Takemi (2007) の部分的な再現計算によるモデルのテスト計算結果を示した。そして、第四章で本論文で行った数値実験の設定を説明し、第五章では数値実験結果を示し、議論を行った。最後に第六章で結論を示した。

第2章 モデルの説明

2.1 基礎方程式系

今回開発した数値モデルは、水平・鉛直の二次元モデルである。以下では水平方向の座標変数を x 、鉛直方向の座標変数を z 、時間方向の座標変数を t とする。変数の定義については、Appendix A の変数リストも参照されたい。

力学的な枠組みは準圧縮方程式系 (Klemp and Wilhemson, 1978, 杉山他, 2009) を用いている。この方程式系では予報変数を水平一様な基本場とそこからのずれに分け、方程式の線形化を行っており、以下のように表す。

$$\begin{aligned}u &= u'(x, z, t), \\w &= w'(x, z, t), \\ \pi &= \bar{\pi}(z) + \pi'(x, z, t), \\T &= \bar{T}(z) + T'(x, z, t), \\ \theta &= \bar{\theta}(z) + \theta'(x, z, t), \\ \rho &= \bar{\rho}(z) + \rho'(x, z, t), \\q_v &= \bar{q}_v(z) + q'_v(x, z, t), \\q_c &= q'_c(x, z, t), \\q_r &= q'_r(x, z, t).\end{aligned}$$

ここで、 u は x 方向の速度、 w は z 方向の速度、 π はエクスナー関数、 T は温度、 θ は温位、 ρ は密度、 q_v は水蒸気の混合比、 q_c は雲水の混合比、 q_r は雨水の混合比である。また、 $\bar{\quad}$ を付した変数は基本場を、 $'$ を付した変数は基本場からのずれを表している。なお、密度の式では乾燥成分と湿潤成分の分子量の差を考慮するが、熱の式では考慮しない。圧力方程式では非断熱加熱による大気の膨張と、凝縮に伴う圧力変化を無視している。また、地球の回転も無視している。

運動方程式

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial x} + Turb.u' + F_u, \quad (2.1.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} \\ & + \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{q'_v/M_v}{1/M_d + \bar{q}_v/M_d} - \frac{q'_v + q'_c + q'_r}{1 + \bar{q}_v} \right) g + Turb.w'. \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

圧力方程式

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} = - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho} (\bar{\theta}/f)^2} \nabla \cdot \{ \bar{\rho} (\bar{\theta}/f) \mathbf{u}' \}. \quad (2.1.3)$$

熱の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\pi}} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) \\ & + Turb.\bar{\theta} + Turb.\theta' + F_\theta. \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

混合比の保存式

$$\frac{\partial q'_v}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_v}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_v}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} + Src.q'_v + Turb.\bar{q}_v + Turb.q'_v + F_{q_v}, \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial q'_c}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_c}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_c}{\partial z} \right) + Src.q'_c + Turb.q'_c, \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial q'_r}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_r}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_r}{\partial z} \right) + Src.q'_r + Fall.q'_r + Turb.q'_r. \quad (2.1.7)$$

水蒸気の分子量を考慮した静水圧平衡の式

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -g \frac{\bar{p}}{T [R^* / (M_d + r_v (M_v - M_d))]} \quad (2.1.8)$$

エクスター関数 π

$$\pi \equiv \left(\frac{p}{p_0} \right)^{R_d/C_{pd}}. \quad (2.1.9)$$

温位 θ

$$\theta \equiv T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/C_{pd}} = \frac{T}{\pi}. \quad (2.1.10)$$

密度 ρ

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{p}{R_d T} \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q'_c + q'_r) \\ &= \frac{p}{R_d T_v} = \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d \theta_v}.\end{aligned}\quad (2.1.11)$$

仮温位 θ_v

$$\theta_v = \frac{\theta}{\left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q'_c + q'_r)}.\quad (2.1.12)$$

音波速度 C_s^2

$$C_s^2 = \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \pi \theta_v.\quad (2.1.13)$$

ここで, C_{pd} は乾燥大気の定圧比熱, F_u, F_θ, F_q はそれぞれ地表面からの運動量・熱・水蒸気のフラックス, g は重力加速度, M_d, M_v はそれぞれ乾燥大気と湿潤大気の分子量, p_0 は標準気圧, Q_{cnd} は凝縮による加熱項, Q_{dis} は散逸加熱項, Q_{rad} は放射冷却項, R^* は普遍気体定数, R_d は乾燥大気の気体定数, $r_v = (M_d/M_v)q_v$ は水蒸気の実量比, θ_v は仮温位, T_v は仮温度, $Turb.$ は乱流拡散項, $F_{all.}$ は雨水の落下項, $Src.$ は凝縮成分の生成項である. また, 上記の方程式中で用いられている f は, $\theta_v \equiv \theta/f$ で表される.

2.2 地表面フラックス

地表面からの運動量, 熱, 水蒸気のフラックスは中島 (1994) のように単純なバルク法によって定式化している.

$$F_u = -C_D V_{sfc} \rho u_{z=0},\quad (2.2.14)$$

$$F_\theta = -C_D V_{sfc} \rho (T_{z=0} - T_{sfc}),\quad (2.2.15)$$

$$\begin{aligned}F_{q_v} &= -C_D V_{sfc} \rho (q_{vz=0} - q_{sfc}) \\ &= -C_D V_{sfc} \rho \left(q_{vz=0} - \frac{M_v e_{sfc}}{M_d p_{sfc}} \right)\end{aligned}\quad (2.2.16)$$

ここで, $C_D = 0.0015$ はバルク係数, e は飽和蒸気圧であり, 下付き添え字 “ $_{z=0}$ ” は大気最下層の値を意味し, 下付き添え字 “ $_{sfc}$ ” で地表面の値を表す. また, 地表面風速 V_{sfc} は

$$V_{sfc} = \sqrt{u^2 + v_0^2}$$

で表される. ここで $v_0 = 3$ [m/s] は風速の最低値であり, 風が吹いていなくても日射による加熱や蒸発といった現実的な現象が起きることを保証する.

2.3 放射冷却

放射冷却に関しては, 中島 (1994) に従い, 計算時間の節約と簡単化のため, 放射過程の計算を行わない代わりに, 放射冷却の効果 Q_{rad} を熱の式 (2.1.4) の右辺に body cooling として導入した. 具体的な表式を以下に示す.

$$Q_{rad} \text{ は,} \quad Q_{rad} \equiv \frac{1}{\pi} Q_R + Q_N \quad (2.3.17)$$

である. ここで Q_R は,

$$Q_R(z) = \begin{cases} 0 & [\text{K/day}] \quad z > 15000 \text{ [m]} \\ 2(15000 - z)/5000 & [\text{K/day}] \quad 10000 \text{ [m]} < z < 15000 \text{ [m]} \\ 2 & [\text{K/day}] \quad z < 10000 \text{ [m]} \end{cases} \quad (2.3.18)$$

であり, 高度によって変化する水平一様な冷却を表している. また, Q_N はニュートン冷却であり,

$$Q_N = \frac{\theta'_{MeanX}}{D_N} \quad (2.3.19)$$

である. ここで θ'_{MeanX} は温位の擾乱成分を x 方向に平均した値で, $D_N = 1/5$ [1/day] は Q_N の強度である. この項は, モデル全体の温度が基本場から大きく離れないようにする項である.

2.4 雲微物理過程のパラメタリゼーション

雲物理過程のパラメタリゼーションは杉山他 (2009) と同じものを採用した.

方程式系に含まれる凝縮による加熱項 Q_{cnd} , 生成項 $Src.$, 落下項 $Fall.$ の評価は Kessler (1969) のパラメタリゼーションに従って行っている.

暖かい雨のパラメタリゼーションでは, 気相と凝縮相を以下の3つのカテゴリーに分ける.

記号	意味	内容
q_v	水蒸気混合比	気体の状態で大気中に存在する水
q_c	雲水混合比	落下速度がゼロな流体の粒子で、実際の大気中の雲粒に対応する。通常 $100 \mu\text{m}$ 以下の微小な流体粒子である。
q_r	雨水混合比	有意な落下速度を持つ流体粒子で、実際の大気中の雨粒に対応する。

考慮する微物理過程は以下の通りである。ただし、これらの量は全て正の値として定義され、水蒸気が直接雨水に凝結する過程は無視されている。

記号	内容
CN_{vc}	凝結による水蒸気から雲水への変換 (condensation).
EV_{cv}	蒸発による雲水から水蒸気への変換 (evaporation).
EV_{rv}	蒸発による雨水から水蒸気への変換 (evaporation).
CN_{cr}	併合成長による雲水から雨水への変換。併合や水蒸気拡散により、雲粒子が雨粒の大きさにまで成長する (autocondensation).
CL_{cr}	衝突併合による雲水から雨水への変換。大水滴が小水滴を衝突併合する (collection).
PR_r	雨水の重力落下に伴う雨水混合比の変化率 (Precipitation).

この微物理過程を用いて、(2.1.4) – (2.1.7) を書き直すと以下のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{L}{C_{pd} \bar{\pi}} (CN_{vc} - EV_{cv} - EV_{rv}) \\ & + \frac{1}{\bar{\pi}} (Q_{rad} + Q_{dis}) + Turb. \bar{\theta} + Turb. \theta' + F_{\theta}, \end{aligned} \quad (2.4.20)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial q'_v}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial q'_v}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_v}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} - (CN_{vc} - EV_{cv} - EV_{rv}) \\ & + Turb. \bar{q}_v + Turb. q'_v, \end{aligned} \quad (2.4.21)$$

$$\frac{\partial q'_c}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_c}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_c}{\partial z} \right) + (CN_{vc} - EV_{cv} - CN_{cr} - CL_{cr}) + Turb. q'_c, \quad (2.4.22)$$

$$\frac{\partial q'_r}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_r}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_r}{\partial z} \right) + (CN_{cr} + CL_{cr} - EV_{rv}) + PR_r + Turb. q'_r. \quad (2.4.23)$$

ここで、 L は水の蒸発の潜熱 [$\text{J K}^{-1} \text{kg}^{-1}$], C_{pd} は乾燥大気の定圧比熱 [J K kg^{-1}] である。各微物理過程は以下のように定式化する。

水蒸気と雲水の間の変換: $-CN_{vc} + EV_{cv}$

雲水は粒が小さく、水蒸気との間で瞬間的に飽和調節が起こるものとする。すなわち、移流などの項を計算した後の温度と水蒸気量が過飽和状態となっている場合には、ちょうど飽和になる量の水蒸気を凝結させる。一方、移流などの項を計算した後に、雲水が存在するにもかかわらず未飽和になっている場所ではちょうど飽和になる量の雲水を蒸発させる。

雲水の併合成長: CN_{cr}

Kessler (1969) に従って、以下のように与える。

$$CN_{cr} = (q_c - q_{c0})/\tau_{ac}. \quad (2.4.24)$$

ここで、 $q_{c0} = 1 \times 10^{-3}$ kg/kg は併合成長を生じる臨界混合比、 $\tau_{ac} = 1000$ sec は併合成長の時間である。

雲水の衝突併合: CL_{cr}

$$CL_{cr} = 2.2q_c(\bar{\rho}q_r)^{0.875}. \quad (2.4.25)$$

ここで、 $\bar{\rho}$ は平均の大気密度である。

雨水の蒸発: EV_{rv}

$$EV_{rv} = 4.85 \times 10^{-2}(q_{vs_w} - q_v)(\bar{\rho}q_r)^{0.65}. \quad (2.4.26)$$

ここで、 q_{vs_w} は水蒸気の飽和混合比である。

雨水のフラックス: PR_r

雨水の重力落下による混合比の変化率は、

$$PR_r = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho}U_r q_r) \quad (2.4.27)$$

であり、雨水の終端落下速度 U_r [m s⁻¹] は

$$U_r = 12.2(q_r)^{0.125} \quad (2.4.28)$$

で与える。

2.5 乱流混合のパラメタリゼーション

乱流混合のパラメタリゼーションは杉山他 (2009) と同じものを採用した。

(1) 運動方程式中の拡散項

Klemp and Wilhemson (1978) および, CReSS (坪木と榊原, 2001) と同様に, 1.5 次のクロージャーを用いることで運動量の粘性拡散項は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} Turb.u_i &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{(u'_i u'_j)} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left[-K_m \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} E \right]. \end{aligned} \quad (2.5.29)$$

ここで K_m は運動量に対する乱流拡散係数であり, E はサブグリッドスケールの乱流エネルギー

$$E = \frac{1}{2} \overline{(u')^2 + (w')^2} = \frac{K_m^2}{C_m^2 l^2} \quad (2.5.30)$$

である。ここで, $C_m = 0.2$, 混合距離 $l = (\Delta x \Delta z)^{1/2}$ とする。また, $\Delta x, \Delta z$ はそれぞれ水平および鉛直格子間隔である。

(2) 熱の式の拡散項

Klemp and Wilhemson (1978) および, CReSS (坪木と榊原, 2001) と同様に, 1.5 次のクロージャーを用いることで温位の粘性拡散項は以下のように書ける。

$$\begin{aligned} Turb.\theta &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{(u'_j \theta')} \\ &= -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(K_h \frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right). \end{aligned} \quad (2.5.31)$$

ここで K_h は温位に対する乱流拡散係数である。

(3) 乱流エネルギーの式

Klemp and Wilhemson (1978) および, CReSS (坪木と榊原, 2001) と同様に, 1.5 次のクロージャーを用いることで, 乱流エネルギーの時間発展方程式は以下のように

書ける.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial K_m}{\partial t} = & - \left(u \frac{\partial K_m}{\partial x} + w \frac{\partial K_m}{\partial z} \right) - \frac{3gC_m^2 l^2}{2\bar{\theta}_v} \left(\frac{\partial \theta_{el}}{\partial z} \right) \\
& + (C_m^2 l^2) \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] \\
& + \frac{C_m^2 l^2}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 - \frac{K_m}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \\
& \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 K_m^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 K_m^2}{\partial z^2} \right) + \left(\frac{\partial K_m}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial K_m}{\partial z} \right)^2 \\
& - \frac{1}{2l^2} K_m^2. \tag{2.5.32}
\end{aligned}$$

θ_{el} は以下のように定義する.

$$\theta_{el} = \bar{\theta}_v + \theta'_v \quad (\text{for } q_c = 0), \tag{2.5.33}$$

$$\theta_{el} = \bar{\theta}_v + \theta'_v + \frac{\Sigma L q_v}{C_{pd} \bar{\pi}} \quad (\text{for } q_c > 0). \tag{2.5.34}$$

ただし,

$$\bar{\theta}_v + \theta'_v = \bar{\theta}_v \left\{ 1 + \frac{\theta}{\bar{\theta}} + \frac{\Sigma q_v / M_v}{1/M_d + \Sigma \bar{q}_v / M_v} - \frac{\Sigma q_v + \Sigma q_c + \Sigma q_r}{1 + \Sigma \bar{q}_v} \right\} \tag{2.5.35}$$

である.

(4) 散逸加熱項の表現

散逸加熱項 Q_{dis} は, 乱流エネルギーの散逸項をもとに, 以下のように与える.

$$Q_{dis} = \frac{1}{C_p} \frac{C_\varepsilon}{l} \frac{K_m^3}{(C_m l)^3} \tag{2.5.36}$$

ここで, $C_\varepsilon = 0.2$, $l = (\Delta x \Delta z)^{1/2}$ である.

2.6 温度・湿度・気圧の基本場

本実験で設定した温度・湿度・気圧の基本場は以下のようにして与えた.

- (1) 温度と相対湿度の鉛直分布は, Yamasaki (1983) でも用いられた GATE による観測値を使用する. なお, 具体的な値は Appendix C に記した.

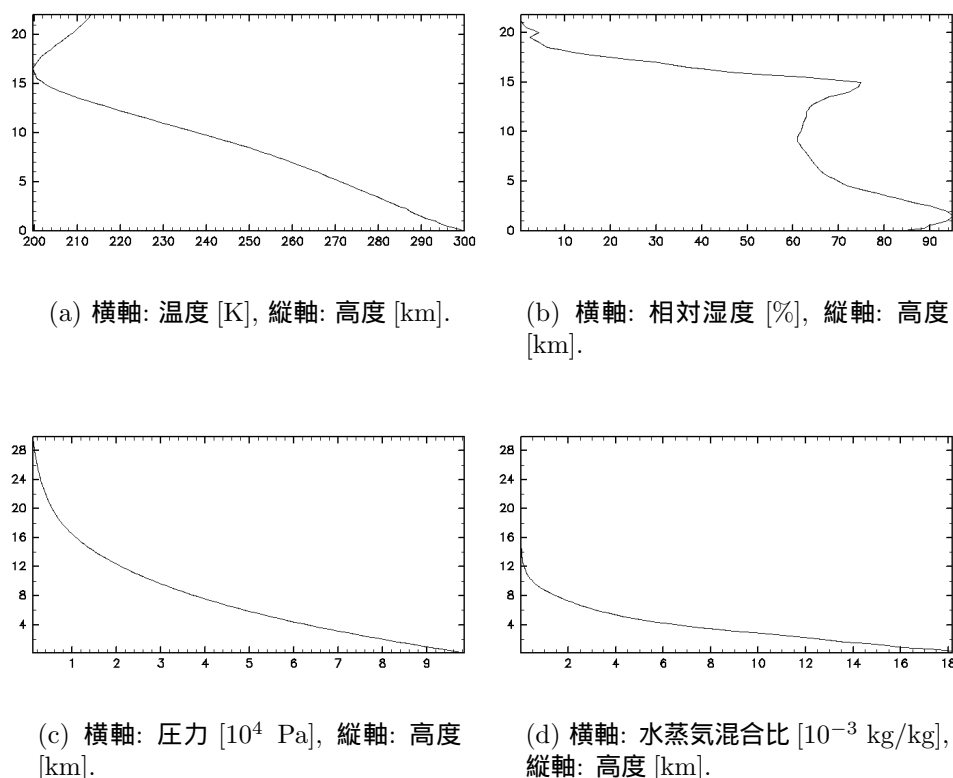


図 2.1: (a): 温度の基本場, (b): 湿度の基本場, (c): 気圧の基本場, (d): 水蒸気混合比の基本場.

- (2) 上記の温度と相対湿度の鉛直分布と、水蒸気の分子量を考慮した静水圧平衡の式 (2.1.8) から気圧の基本場を求める。また、モデル内では相対湿度は混合比に変換して用いている。

図 2.1 は上記のようにして得られた温度・湿度・気圧の初期場を表す。

2.7 離散化の概要

離散化は杉山 (2006) と同じ方法を採用しており、ここではその概要を簡単に説明する。本モデルにおける格子点の配置方法は、水平方向に Arakawa C グリッド、鉛直方向には Lorenz グリッドを用いており、図 2.2 に示す。図にあるように全てのスカラー量は格子点の中心に配置する。ベクトル量については、 x 方向のベクトル量は水平方向に半格子ずらし、鉛直方向にはスカラー量と同じとしている。また、 z 方向のベクトル量は鉛直方向に半格子ずらし、水平方向にはスカラー量と同じとして

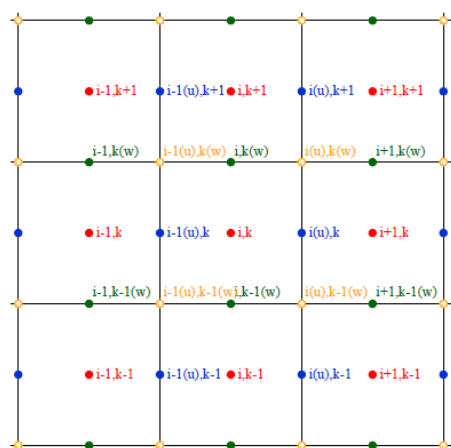


図 2.2: 格子点の配置 (杉山他, 2006).

いる.

空間の離散化は, 2 次精度または 4 次精度の中心差分を用いて行う. 時間積分にはモード別時間分割法を用い, 音波と凝結に関する項は短い時間ステップで評価し, その他の項は長い時間ステップで評価している. そして時間方向の離散化については次のような方法をとっている. 音波関連項の離散化には HE-VI 法を用い, 水平方向の運動方程式は前進差分, 鉛直方向の運動方程式および圧力方程式は後退差分 (クランク・ニコルソン法) で評価する.

第3章 モデルのテスト計算

本章では、本研究で開発した数値モデルの正当性を確かめるために行ったテスト計算結果を示す。テスト計算では、Takemi (2007) の再現計算を部分的に行った。

3.1 Takemi (2007) の概要

3.1.1 要旨

Takemi (2007) では、環境場が様々である気候域で発達するスコールラインについて、温度・湿度・風速のシアアの鉛直プロファイルに対するスコールライン強度の感度実験が行われた。Takemi (2007) で行われた感度実験では、中緯度の陸域と熱帯の海域を仮定した温度の二つの鉛直プロファイルに対して、様々な湿度の鉛直プロファイルと風速のシアアが与えられている。

3.1.2 Takemi (2007) の背景

スコールラインの発達機構に関しては次のような先行研究がある。まず、Rotunno et al. (1988), Weisman et al. (1988), Fovell and Ogura (1989), Robe and Emanuel (2001), Weisman and Rotunno (2004) では、鉛直シアアのある風と、メソ降水系の発達に伴い形成される冷氣プールの相互作用によるスコールラインの発達機構の研究がされた。この研究によって、冷氣プールの厚さなどの強度と鉛直シアアのある風のバランス具合が、スコールライン強度に影響することが示された。また、序章でも説明したが、熱力学的観点からスコールラインの発達について数々の研究がされた。(熱帯を仮定: LeMone et al., 1988, 亜熱帯を仮定: Wang et al., 1990, 中緯度アメリカを仮定: Bluestein and Jain, 1985, 日本を仮定: Chuda and Niino, 2005)。また Takemi (2006) では中緯度を仮定した温度場で、様々な湿度場と鉛直シアアのあ

る風を設定したスコールライン強度の感度実験が行われた。以上の先行研究を通して、Takemi (2007) では異なる温度場でのスコールライン強度に関する数値実験と結果の比較が残っているとし、二つの温度場と様々な湿度場、鉛直シアのある風を用いたスコールライン強度の感度実験が行われた。

3.2 Takemi (2007) の数値計算の設定

Takemi (2007) で行われた数値計算の設定を以下に記す。

- 数値モデル: Weather Research and Forecasting (WRF) モデルのバージョン 1.3 (Skamarock et al., 2001). これは 3 次元の完全圧縮方程式系を用いている.
- 境界条件: 水平方向は開いた境界で、鉛直方向は固定境界 (上端) とすべりなし条件 (下端).
- 雲物理過程: Kessler, (1969) の暖かい雨のバルクパラメタリゼーションと、Lin et al. (1983) の氷相スキーム.
- 物理過程: コリオリ力, 地表面過程, 放射過程は無視.
- 乱流過程: Klemp and Wilhelmson (1978) の 1.5 次のサブグリッドスケールの乱流モデル.
- 計算領域 (中緯度場): 水平 (x) 450 km, 水平 (y) 160 km, 鉛直 (z) 18 km.
- 計算領域 (熱帯場): 水平 (x) 450 km, 水平 (y) 40 km, 鉛直 (z) 18 km.
- 格子間隔: 水平 (x, y): 1 km, 鉛直 (z): 500 m (熱帯場の下層は 125 m).
- 積分時間: 6 時間.
- 初期条件: x 方向 20 km, z 軸方向 3 km の大きさで、 y 軸に平行なラインサーマルを高度 300 m に置く. サーマルの中心は 1.5 K とし、正規分布させている. また、ラインサーマルに加えて振幅 0.1 K のランダムな擾乱も分布させる.

3.3 Takemi (2007) の基本場の説明

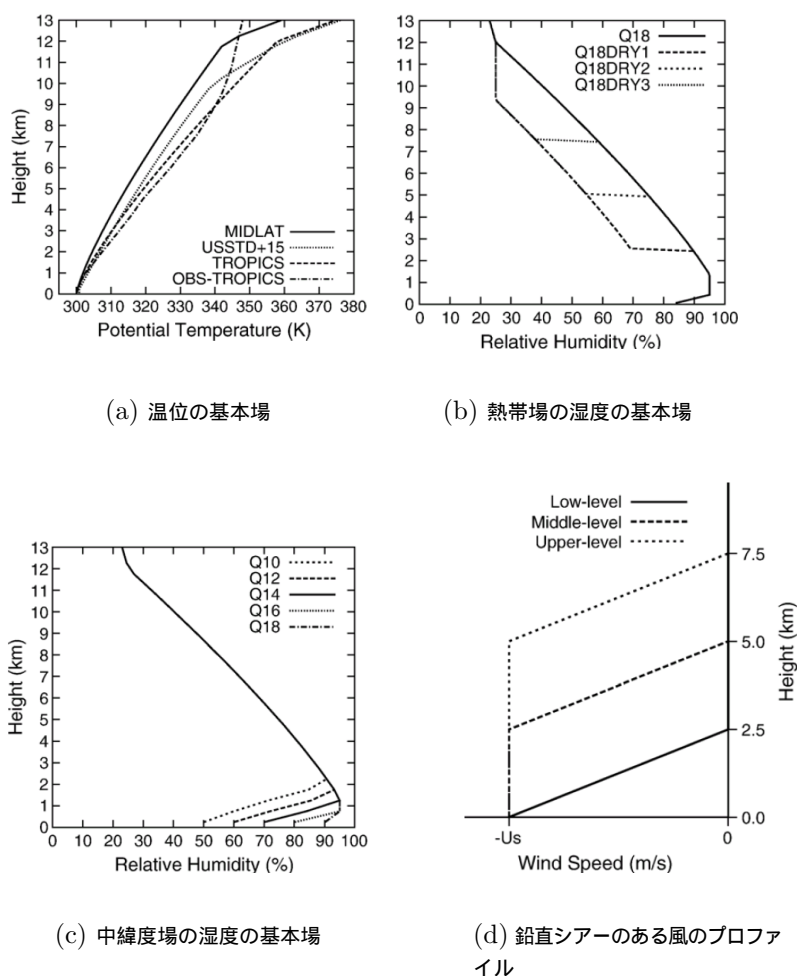


図 3.1: Takemi (2007) で用いられた基本場の温位と湿度の鉛直プロファイルと鉛直シアアのある風のプロファイル. (a) 基本場の温位の鉛直プロファイル. 計算に用いられたのは実線の中緯度場 (MIDLAT) と破線の熱帯場 (TROPICS) である. USSTD+15 はアメリカ標準大気, OBS-TROPICS は熱帯で観測された温度の鉛直プロファイルを意味する. (b) 熱帯場に与える基本場の湿度の鉛直プロファイル. (c) 中緯度場に与える基本場の湿度の鉛直プロファイル. (d) 鉛直シアアのある風のプロファイル. シアアを与える高度には 3 パターンあり, 高度 0 ~ 2.5 km, 高度 2.5 ~ 5.0 km, 高度 5.0 ~ 7.5 km である. U_s はシアアのある風の最大風速である.

ここで, Takemi (2007) の基本場について説明する. なお, これ以降は中緯度の温度場を仮定した場合を中緯度場, 熱帯の温度場を仮定した場合を熱帯場と呼ぶことにする. 図 3.1(a) は Takemi (2007) で用いられた温位の基本場の鉛直プロファイル $\bar{\theta}(z)$ を示しており, 実線で描かれた MIDLAT は中緯度場を意味し, 破線で描かれ

た TROPICS が熱帯場を意味する. このプロファイルは,

$$\bar{\theta}(z) = \begin{cases} \theta_0 + (\theta_{tr} - \theta_0) \left(\frac{z}{z_{tr}} \right)^{5/4} & z \leq z_{tr}, \\ \theta_0 \exp \left[\frac{g}{C_p T_{tr}} (z - z_{tr}) \right] & z > z_{tr} \end{cases} \quad (3.3.1)$$

で表される (Weisman and Klemp, 1982). ここで, $\theta_0 = 300$ K は地表面の温位, θ_{tr} は対流圏界面での温位, C_p は定圧比熱, $z_{tr} = 12$ km は対流圏界面高度, T_{tr} は対流圏界面での温度である. 中緯度場と熱帯場は, それぞれ $\theta_{tr} = 343$ K, $\theta_{tr} = 358$ K とすることで区別される. 一方で図 3.1(b),(c) で示される, 湿度の基本場の鉛直プロファイル $RH(z)$ は, 地表面から高度 1.5 km までは一定の水蒸気混合比が与えられ, 10, 12, 14, 16, 18 g/kg という値を与えている. なおこの数字は, 図 3.1(b),(c) 中のラベルに書かれた数字に対応しており, これ以降はラベルの表記に従う (例えば下層の湿度が 10 g/kg ならば Q10 と表す). そして, 高度 1.5 km 以上では,

$$RH(z) = \begin{cases} 1 - 0.75 \left(\frac{z}{z_{tr}} \right)^{5/4} & z \leq z_{tr}, \\ 0.25 & z > z_{tr} \end{cases} \quad (3.3.2)$$

で与えられる (Weisman and Klemp, 1982). 図 3.1 (d) では鉛直シアーのある風の形が示されている. 図中の U_s は中緯度場と熱帯場で異なる値を与えており, 中緯度場では $U_s = 0, 10, 20$ m/s, 熱帯場では $U_s = 0, 5, 15$ m/s である.

3.4 テスト計算結果と議論

テスト計算では, Takemi (2007) で雲の外形, 降水域, 冷気プールを示した際の計算の再現を行った. 行った計算設定を以下に示す.

- I 中緯度場, 湿度 Q14, $U_s = 0, 10, 20$ m/s で高度 0 km ~ 2.5 km にシアーを与える.
- II 熱帯場, 湿度 Q18, $U_s = 0, 5, 15$ m/s で高度 0 km ~ 2.5 km にシアーを与える.
- III 中緯度場, 湿度 Q14, $U_s = 10, 20$ m/s で高度 2.5 km ~ 5.0 km にシアーを与える.
- IV 熱帯場, 湿度 Q18, $U_s = 5, 15$ m/s で高度 2.5 km ~ 5.0 km にシアーを与える.

また, テスト計算時の本モデルの計算設定は以下のようにした.

- 数値モデル: deepconv arare4. 2次元の準圧縮方程式系を使用.
- 境界条件: 水平方向は周期境界条件で, 鉛直方向は対称境界条件を用いている.
- 雲物理過程: Kessler (1969) の暖かい雨のバルクパラメタリゼーション.
- 物理過程: コリオリ力, 地表面過程, 放射過程は無視.
- 乱流過程: Klemp and Wilhelmson (1978) の 1.5 次のサブグリッドスケールの乱流モデル.
- 計算領域: 中緯度場と熱帯場でともに水平 (x) 450 km, 鉛直 (z) 18 km.
- 格子間隔: 水平 (x, y): 1 km, 鉛直 (z): 500 m.
- 積分時間: 6 時間.
- 初期条件: 中心が 1.5 K で x 方向 20 km, z 軸方向 3 km の大きさで正規分布させたサーマル.

図 3.2(a),(b), 図 3.3(a),(b) では各図の上段と下段にそれぞれ Takemi (2007) と deepconv で計算された, 計算開始から 4 時間後の雲の外形, 降水域, 冷氣プールを示している. ここで, 雲の外形は雲水と雨水の総量が 0.1 g/kg 以上存在する領域の輪郭, 降水域は雨水が 0.1 g/kg 以上存在する領域, 冷氣プールは-1 K 以上の温位擾乱がある地表付近の領域と定義している. 図 3.2, 図 3.3 で用いられているコンター等について説明する. まず, Takemi (2007) の図では, 雲の外形を実線で表す. 降水域は影付の領域で表しており, 濃い影は 1 g/kg 以上の雨水が存在する領域を, 薄い影は 0.1 g/kg 以上の雨水が存在する領域を示す. また, 破線が冷氣プールを示す. 次に deepconv による図では, 雲の外形を白い領域で表す. 降水域は黄色およびオレンジ色の領域で表しており, オレンジの領域は 1 g/kg 以上の雨水が存在する領域を, 黄色い領域は 0.1 g/kg 以上の雨水が存在する領域を示す. また, 水色の領域が冷氣プールを表している. なお, deepconv の図は, 雲の外形, 降水域, 冷氣プールをそれぞれ描画した画像を重ねたものであるため, 絵が重なっている部分の裏には別の絵があることに注意されたい. 例えば, 下層の雲の外形は, 上に重ねられた降水域が表している.

図 3.2, 図 3.3 の上段に表されている Takemi (2007) の図は y 方向に平均したものであり, 次のようなことが示された. (a) 中緯度場は熱帯場よりも対流不安定であるため, 雲頂高度は中緯度の対流系のほうが高い. (b) 中緯度場での計算をした図 3.2(a), 図 3.3(a) のほうが厚い冷氣プールが形成された. (c) 中緯度場では U_s が大きくなるほど雲系が直立していく傾向があり, 雲系が発達していく. (d) 熱帯場

では $U_s = 5$ m/s の時に最も雲系が発達し、図 3.2(b) の $U_s = 0$ m/s での計算と、図 3.3(b) の計算ではスコールラインは形成されなかった。

以上を踏まえて deepconv によるテスト計算結果を見ると次のようなことが見られる。(a) 全体として、中緯度場の方が雲頂高度が高くなる傾向が見られ、大気の安定度を反映できていることを示唆すると思われる。(b) 中緯度場での計算をした図 3.2(a)、図 3.3(a) では 1~2 km の厚い冷気プールが見られ、熱帯場での計算をした図 3.2(b)、図 3.3(b) では 1 km 未満の薄い冷気プールが見られた。これは下層がより乾燥しているため、雨の蒸発による冷却効果が強まったことを反映したと思われる。(c) 中緯度場において U_s が大きくなるほど雲系が直立していく傾向と、強降水域の拡大といった雲系の発達が見られたが、この傾向は熱帯場でも見られた。(d) Takemi (2007) とは異なり、 U_s の値およびシアーを与える高度に関わらず、熱帯場での雲系の発達が見られた。

このように、Takemi (2007) と大筋で結果は一致していると思われる。Takemi (2007) と deepconv で相違点が生じた理由としては、両者の計算設定を見ればわかるように、扱う雲物理過程や方程式系および次元の違いなどがあるからだと思われる。特に、雲の形成に大きく関わる雲物理過程の違いによるところが大きいのではないだろうか。また、Takemi (2007) では熱帯場においてスコールラインが発達しにくいことが見られたが、図 3.2、図 3.3 の Takemi (2007) による図は y 方向に平均したものであり、線状に積雲対流が生じにくかったことを示すが、個々の積雲対流はそれなりに生じていた可能性はある。よって、結果を完全に再現したわけではないが、妥当な違いであり、地球を仮定した計算をするための数値モデルのとしては十分であると言えるであろう。

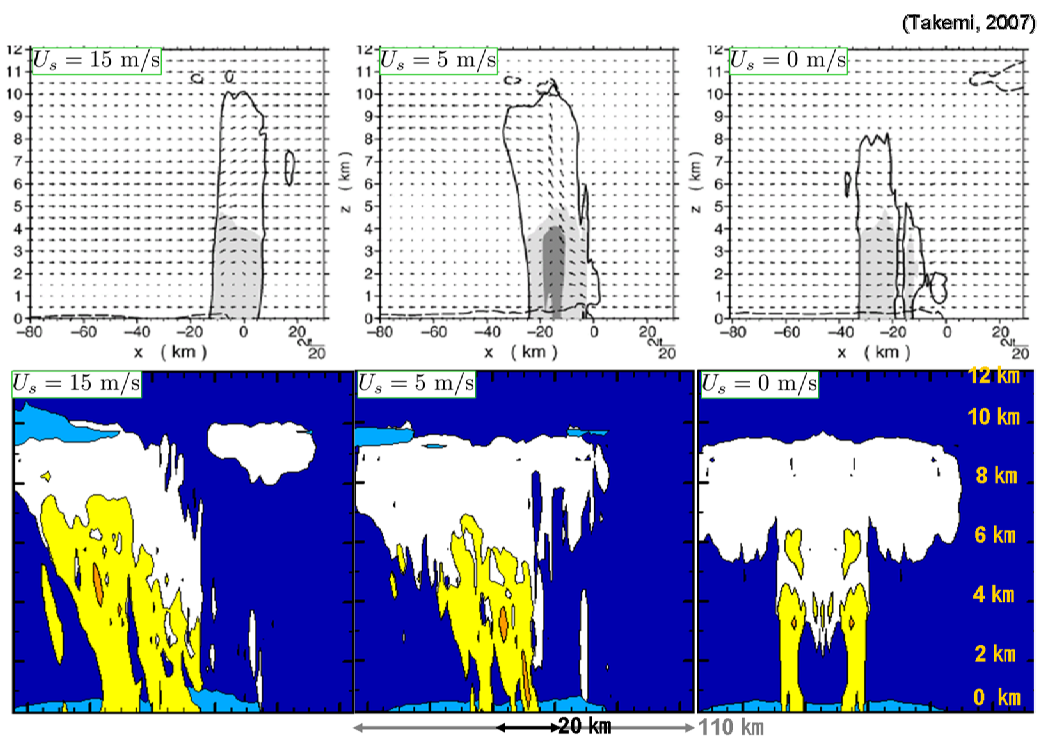
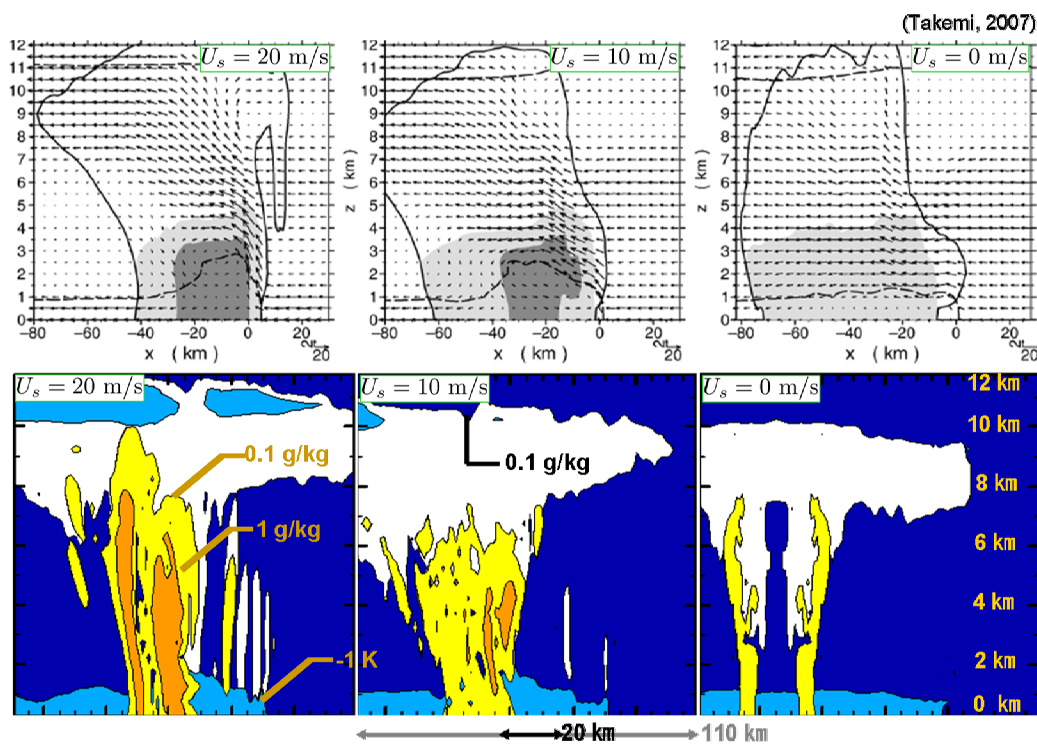
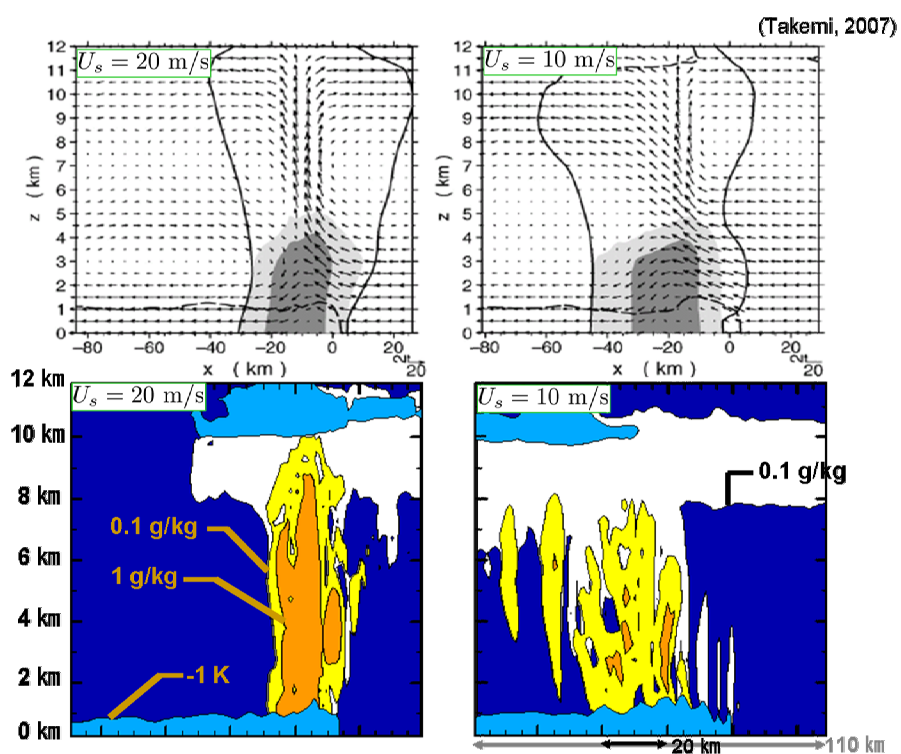
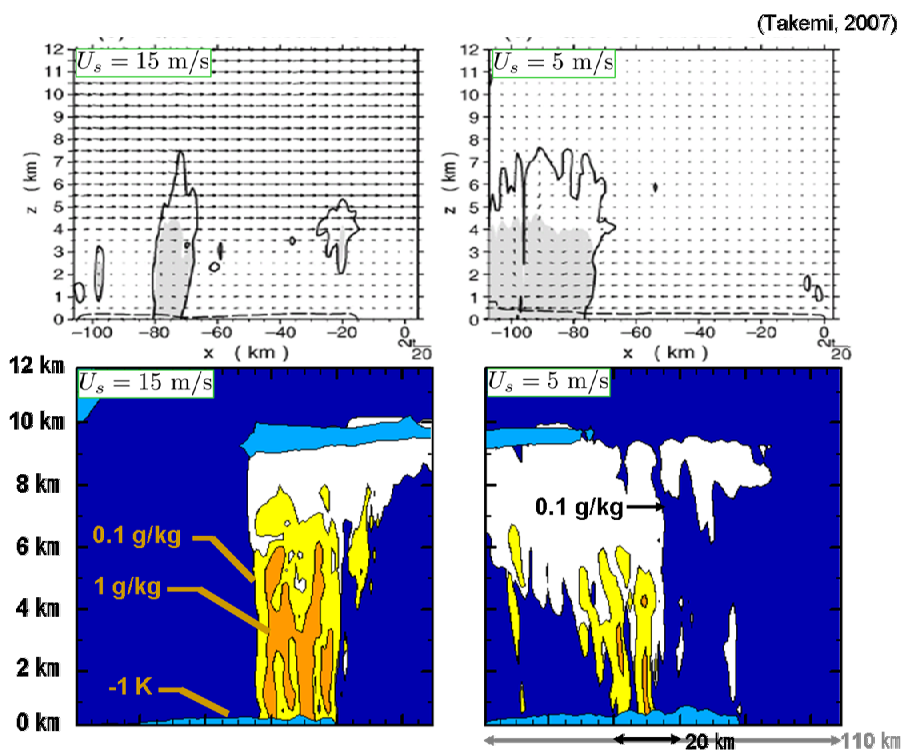


図 3.2: (a),(b) はそれぞれ計算設定 I,II の下で描かれた雲の外形, 降水域, 冷気プールの図. 右から順に (a) では $U_s = 0, 10, 20$ m/s, (b) では $U_s = 0, 5, 15$ m/s である. deepconv による図の下側にある矢印は水平領域のスケールを表す. なお Takemi (2007) の図は y 方向に平均している.



(a) 中緯度場, 湿度 Q14. 上段: Takemi (2007). 下段: deepconv.



(b) 熱帯場, 湿度 Q18. 上段: Takemi (2007). 下段: deepconv.

図 3.3: (c),(d) はそれぞれ計算設定 III,IV の下で描かれた雲の外形, 降水域, 冷気プールの図. 右から順に (a) では $U_s = 10, 20$ m/s, (b) では $U_s = 5, 15$ m/s である. deepconv による図の下側にある矢印は水平領域のスケールを表す. なお Takemi (2007) の図は y 方向に平均している.

第4章 実験設定

4.1 計算設定

本論文における計算設定は以下のようにした.

- 計算領域: $(x, z) = (512 \text{ km}, 30 \text{ km})$.
- 格子間隔: $(\Delta x, \Delta z) = (500 \text{ m}, 250 \text{ m})$.
- 時間ステップ: $(\Delta t, \Delta \tau) = (5 \text{ sec}, 0.5 \text{ sec})$
- 積分時間: 216000 sec (60 hour).
- 初期条件: 高度 300 m にランダムな擾乱を与える. 本実験では, 初期擾乱の振幅 0.3 K を標準実験としている.
- 雲物理過程: Kessler (1969) の暖かい雨のバルクパラメタリゼーション.
- 物理過程 I: 地表面からの運動量・熱・水蒸気フラックスを与える.
- 物理過程 II: 水平一様な放射冷却とニュートン冷却を与える.
- 境界条件: 水平方向に周期境界条件, 鉛直方向に対称境界条件を与える.

ここで, $\Delta t, \Delta \tau$ はそれぞれ 2.7 節で説明した長い時間ステップと短い時間ステップである.

4.2 実験設定

実験設定について説明する. 先に述べたように, 本論文では大気湿度に対する対流の発達感度を調べる. そこで, 様々な高度に湿度ゼロの乾燥した層を与える

実験を行った. 乾燥の与え方は以下の二通りである.

- 一定の高度以上の全領域の大気湿度の基本場をゼロにする.
- 一定の高度以上の水平領域の半分 ($x = 0 \text{ km} \sim 256 \text{ km}$) の大気湿度の初期場をゼロにする.

このように水平領域の全体と半分の湿度をゼロにする極端な実験設定によって, 大気湿度場における乾燥した層の存在に対する, 雲対流の応答が明確に現れることを期待する. 乾燥した層がない場合と, 上記のような設定を与えた場合の大気湿度の基本場及び初期場を図 4.1 に示す.

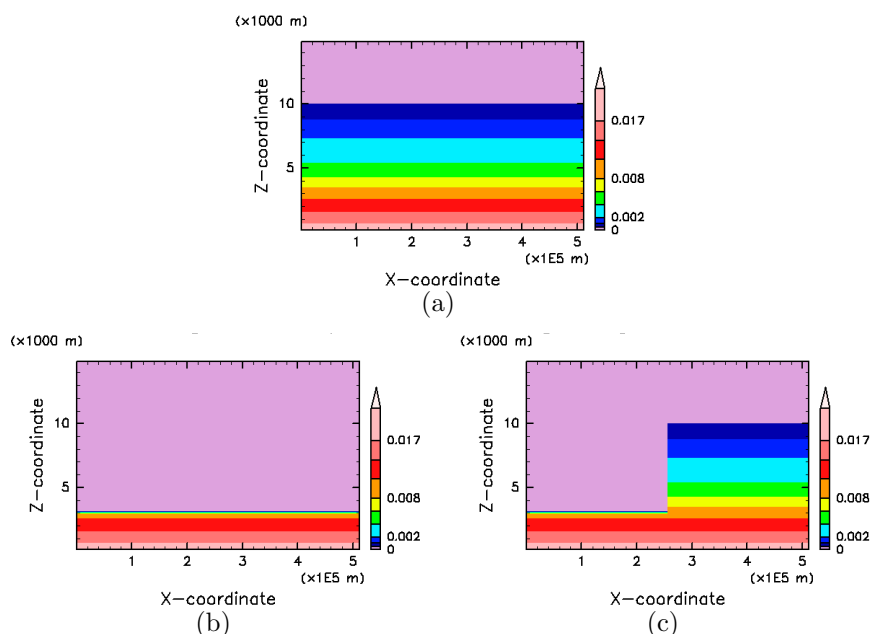


図 4.1: (a) 乾燥を与えていない場合の水蒸気混合比の基本場と初期場. (b) 高度 3 km 以上の全領域の大気湿度の基本場をゼロにした実験での水蒸気混合比分布. これは初期場でもある. (c) 高度 3 km 以上の水平領域の半分の大気湿度の初期場をゼロにした場合の水蒸気混合比分布. 基本場は (a) と同じである. 各図の水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 縦軸は $z [\times 10^3 \text{ m}]$, 横軸は $x [\times 10^5 \text{ m}]$ である.

4.2.1 一定の高度以上の全領域を乾燥させた計算

一定の高度以上の全領域を乾燥させた計算の実験パラメータの組を表 4.1 に示す. 表に書かれたように, これ以降は湿度をゼロにする高度の下限を H_d と呼び, A_0

表 4.1: 一定の高度以上の全領域を乾燥させた計算の実験設定.

H_d \ 振幅	$0.1A_0 = 0.03$ [K]	$0.3A_0 = 0.09$ [K]	$A_0 = 0.3$ [K]	$3A_0 = 0.9$ [K]	$10A_0 = 3.0$ [K]
8 [km]					H_d8A30
7 [km]	H_d7A003	H_d7A009	H_d7A03	H_d7A09	H_d7A30
6 [km]	H_d6A003	H_d6A009	H_d6A03	H_d6A09	H_d6A30
5 [km]	H_d5A003	H_d5A009	H_d5A03	H_d5A09	H_d5A30
4 [km]	H_d4A003	H_d4A009	H_d4A03	H_d4A09	H_d4A30
3 [km]	H_d3A003	H_d3A009	H_d3A03	H_d3A09	H_d3A30
2 [km]	H_d2A003	H_d2A009	H_d2A03	H_d2A09	H_d2A30
1 [km]	H_d1A003	H_d1A009	H_d1A03	H_d1A09	H_d1A30

は初期擾乱の振幅の基準値で 0.3 K とする. また, 表中に書かれた $H_d \times A_x$ は各実験名を示す. なお, 実験名の書かれていない計算については興味のないものとして行っていない.

4.2.2 一定の高度以上の水平領域の半分を乾燥させた計算

一定の高度以上の水平領域の半分を乾燥させた計算の実験パラメータの組を表 4.2 に示す. ここで乾燥を与える水平領域は $x = 0$ km ~ 256 km である. また, この実験では初期擾乱の振幅は 0.3 K のみで行った.

表 4.2: 一定の高度以上の水平領域の半分を乾燥させた計算の実験設定.

H_d	7 [km]	6 [km]	5 [km]	4 [km]	3 [km]	2 [km]	1 [km]
実験名	H_d7	H_d6	H_d5	H_d4	H_d3	H_d2	H_d1

第5章 実験結果とその議論

5.1 一定の高度以上の全領域を乾燥させた計算

表 5.1: 各実験において強い雲対流が初めて生じた時間 t_0 をまとめた表.

振幅 H_d	$0.1A_0 = 0.03$ [K]	$0.3A_0 = 0.09$ [K]	$A_0 = 0.3$ [K]	$3A_0 = 0.9$ [K]	$10A_0 = 3.0$ [K]
乾燥した層なし			7800 sec		
8 [km]					4800 sec
7 [km]	11400 sec	10200 sec	7800 sec	4800 sec	4800 sec
6 [km]	11400 sec	10200 sec	7800 sec	4800 sec	6600 sec
5 [km]	11400 sec	10200 sec	7800 sec	4800 sec	12000 sec
4 [km]	37200 sec	37200 sec	30000 sec	34200 sec	19200 sec
3 [km]	62400 sec	58200 sec	60600 sec	54600 sec	54600 sec
2 [km]	115000 sec	67200 sec	67200 sec	69600 sec	49800 sec
1 [km]					

一定の高度以上の全領域を乾燥させた計算では、初期擾乱の振幅を 0.3 K にした計算から始めた。すると、乾燥した層を低高度に与えると、強い雲対流が生じ始める時間に著しい差ができることがわかった。ここで、「強い雲対流」とは高度 10 km 以上に到達するような雲対流として定義している。この強い雲対流の発達過程は H_d6A03 実験を例として図 5.1 に示す。また、強い雲対流の発生する時間を t_0 と定義し、表 5.1 の $A_0 = 0.3$ K の列にまとめた。表 5.1 より、 $H_d = 5$ km と $H_d = 4$ km を境に t_0 が約 8 時間ずれていることがわかる。このずれは高度 9875 m における雲水混合比擾乱の $x-t$ 断面を表した図 5.2 で確認できる。図 5.1 (j) に代表されるように、本実験では強い雲対流によって生じた雲は高度約 10 km ~ 12 km に溜まるようになる。しかし、雲対流が発生し始める大気境界層から自由対流圏下部を見ても、どの雲対流が高度 10 km まで到達したのかは判断しにくい。そのため図 5.2 では、高度 10 km 以上に溜まる雲の雲底高度付近、すなわち高度 9875 m での $x-t$

断面図によって t_0 のずれを見ることを目的としている。これらの結果から、湿度ゼロの乾燥した層を自由対流圏下部に与えると強い雲対流が生じにくくなることがわかった。

このように乾燥した層が存在すると、モデル内で強い雲対流が発達しにくくなるという応答が見られた。しかし、この実験だけでは、自由対流圏下部に乾燥した層を与えることが、第一に強い雲対流の発生に影響を与えると決定するには不十分である。なぜならば、初期擾乱の強度も雲対流の発達に寄与し得るからである。そのため、 A_0 を 0.03 K, 0.09 K, 3 K にした計算を行った。その結果も表 5.1 にまとめている。初期擾乱の振幅を変えた計算結果も含めることで次のようなことが示唆される。

- 初期擾乱の振幅の大きさによって t_0 は変化するが、 t_0 のずれがかなり大きくなり、強い雲対流が相対的に生じにくくなるのは、振幅を 3 K にしたときを除いて、 $H_d = 4$ km 以下にしたときであった。
- 振幅 3 K の計算では、 t_0 に大きな差が出たのは $H_d = 3$ km 以下の実験であった。なお、他の振幅を用いた計算で t_0 に生じた差の平均約 7 時間を基準に、 t_0 がかなり遅くなる境を $H_d = 3$ km 以下と判断した。

次に、 $H_d = 4$ km 以下の実験で t_0 が遅れた原因について考える。図 5.3(a),(b) はそれぞれ H_d7A03 実験の $t = 5400$ sec における水蒸気混合比擾乱と、水平平均した移流拡散と乱流拡散による水蒸気擾乱を足し合わせた値を表した図である。また図 5.3(c) は $t = 5400$ sec における雲水混合比擾乱である。図 5.3(a) から、水蒸気が高度 1 km ~ 2 km で減少し、高度 2.5 km ~ 3.5 km で増加していることがわかる。これと同様な分布が、図 5.3(b) でも見られ、その増減の量も矛盾していない。ゆえに、移流拡散と乱流拡散によって水蒸気量の変化が生じていることがわかる。このような移流拡散と乱流拡散が生じたのは、図 5.3(c) からわかるように、境界層から生じた最大到達高度 3.5 km の雲対流が元になっていると考えられる。よって、図 5.3 から、計算初期に境界層で生じた雲対流が到達できるのは高度 3.5 km までであり、高度約 2.5 km ~ 3.5 km の層に水蒸気が供給されていることが示された。このような水蒸気量の変化は、乾燥を与えていない実験と、 $H_d3A03 \sim H_d6A03$ でも同様に見られたため、初期に生じた雲対流に共通する性質である。

ここで、図 5.4 に注目する。図 5.4(a) は H_d4A03 実験から得られた、 $t = 8400$ sec の水蒸気混合比擾乱の図である。表 5.1 からわかるように $t = 8400$ sec とは $H_d5A03 \sim H_d7A03$ 実験では既に強い雲対流が生じている時間である。図 5.4(a) を見ると高度 3.7 km ~ 4 km で水蒸気が約 0.001 kg/kg 減少し、高度 4 km ~ 4.5 km で水蒸気が約 0.001 kg/kg 増加していることがわかる。ここで、図 5.4(b) を見る。この図

では、水平平均した移流拡散と乱流拡散による水蒸気擾乱を足し合わせた値が示されている。すると、高度 3.7 km ~ 4.5 km の水蒸気量の変化は、 $t = 6000 \text{ sec} \sim 8000 \text{ sec}$ の間に生じた水蒸気の移流拡散と乱流拡散によるものであることがわかる。これらは高度 4 km 以上の湿度ゼロの層とその直下の層の湿度差が相当に大きいことや、高度 2.5 km ~ 3 km が湿ったことで境界層から生じた雲対流が水蒸気を凝結させて浮力を獲得して上昇してきたことに起因すると思われる。このように、高度 4 km の低高度側に乾燥した層が拡大してきたことがわかる。この影響は図 5.4(c) から示される。図 5.4(c) では、水平平均した潜熱放出による温位擾乱を表している。図から、約 7800 sec 以降に、高度 3 km ~ 3.5 km で水蒸気の凝結があるが、すぐ上の高度 3.5 km ~ 4 km で蒸発していることがわかる。

以上をまとめると、計算初期に高度約 2.5 km ~ 3.5 km の境界層の上の層が湿ったことで、境界層から上昇してきた雲対流がこの層内で水蒸気を凝結させて得られる浮力によって強化されるが、高度 4 km の直下が乾燥しており、上昇後すぐに蒸発してしまうという構造が見られたことになる。このように、乾燥した層の直下が乾燥するという特徴は H_d2A03 , H_d3A03 でも同様に見られた。

次に、 H_d7A03 実験から得られ、図 5.4 と同様な図を描いた図 5.5 に注目する。図 5.5(a) では、湿度ゼロの層は高度 7 km 以上に存在するために、 H_d4A03 実験のように高度 4 km での水蒸気の減少は見られなかったと考えられる。そのため、図 5.5(b),(c) からわかるように、境界層の上で強められた雲対流は消滅することなく高度 4 km 以上に上昇し、その後も潜熱放出によって高度 10 km まで到達するようになったのであろう。

以上より、次のことが示唆される。計算初期に境界層で生じた雲対流は最大で高度約 3.5 km まで上昇できる。この雲活動によって境界層の真上がかなり湿った状態になる。この湿った層ができると、境界層の湿った空気を含んでいる上昇流はこの層内で潜熱放出により強化される。そして乾燥した層を与えない実験や $H_d5A03 \sim H_d7A03$ 実験では、境界層の上の層で強化された雲対流が高度 4 km を通過し、その上の高度でも潜熱放出を続けることで浮力を獲得し、高度 10 km 以上に到達することができる。一方で、 H_d3A03 , H_d4A03 実験では、湿った層の真上までに乾燥した層が拡大しており、強化された雲対流がすぐに雲水の蒸発によって冷却され、高高度に上昇できなくなる。また、 H_d2A03 では、低高度に拡大する乾燥した層が境界層の真上に位置するために、境界層内で生じた雲対流が、上昇後すぐに雲水の蒸発によって冷却され、高高度に上昇できなくなる。 H_d1A03 については、初期擾乱によって上昇した水蒸気が凝結するのが高度 1 km ~ 1.5 km であるため、計算開始直後にかなり雲対流が生じにくい環境になっていたことが考えられる。このようにして、 $H_d1A03 \sim H_d4A03$ 実験では強い雲対流の発達が遅れたのであろう。

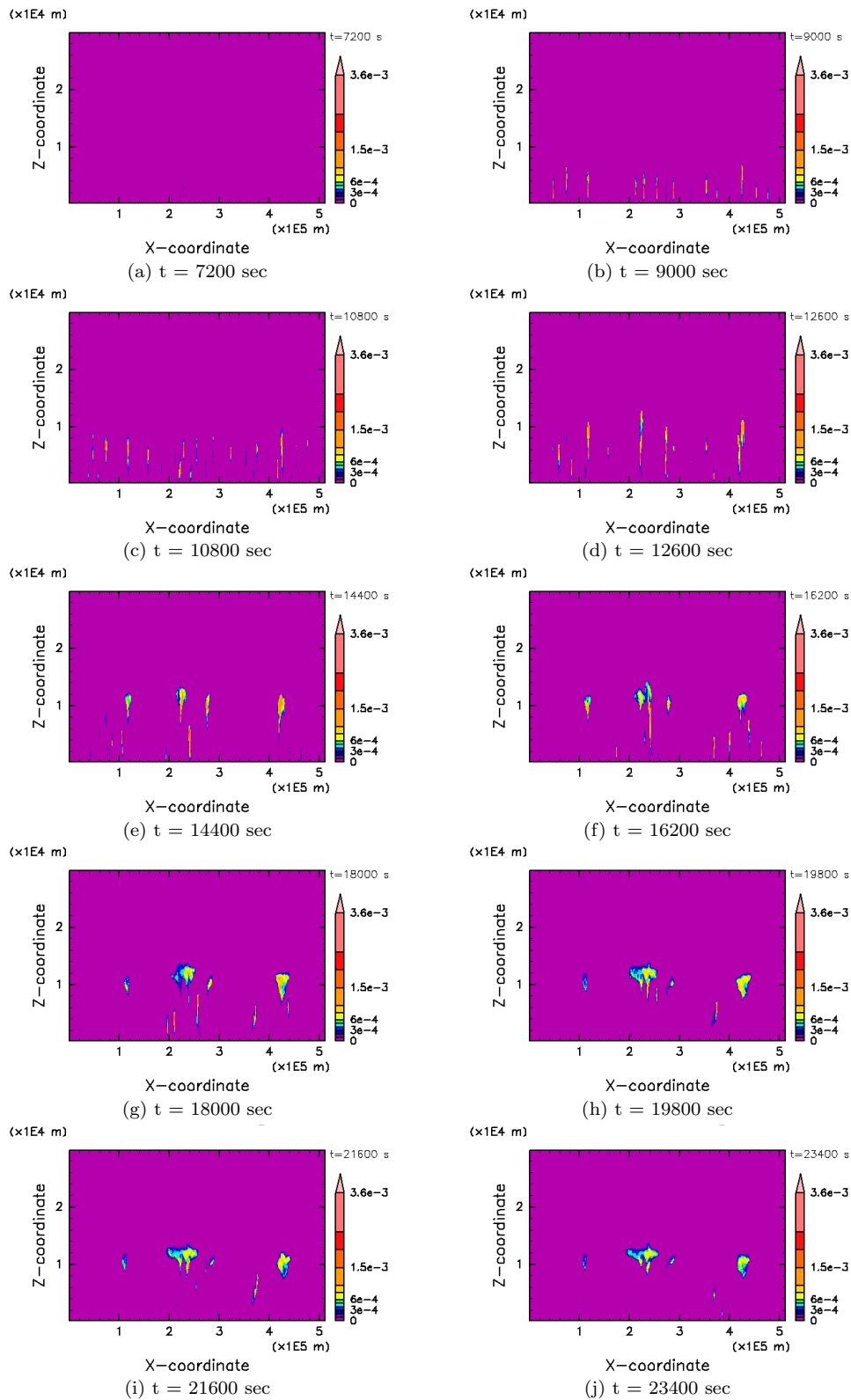


図 5.1: H_d6A03 実験において、初めに生じた強い雲対流の発達過程。図では $t = 7200$ sec ~ 23400 sec の雲水混合比擾乱の時間変化を表している。雲水混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$ 、縦軸は $z [\times 10^4 \text{ m}]$ 、横軸は $x [\times 10^5 \text{ m}]$ である。

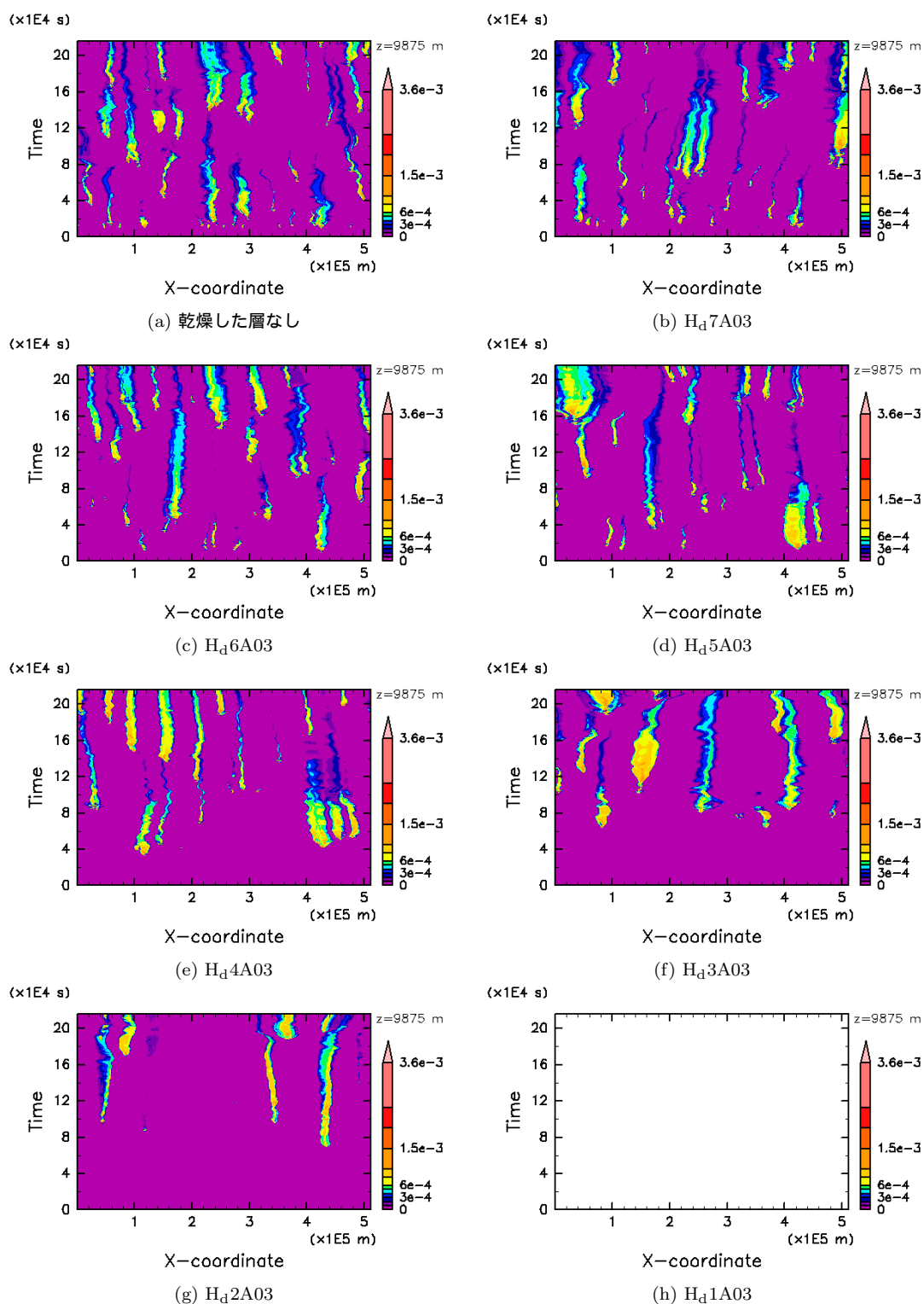


図 5.2: $H_d1A03 \sim H_d7A03$ 実験における, 雲水混合比擾乱の高度 9875 m での $x-t$ 断面図. 雲水混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 横軸は $x [\times 10^5 \text{ m}]$, 縦軸は $t [\times 10^4 \text{ sec}]$ である.

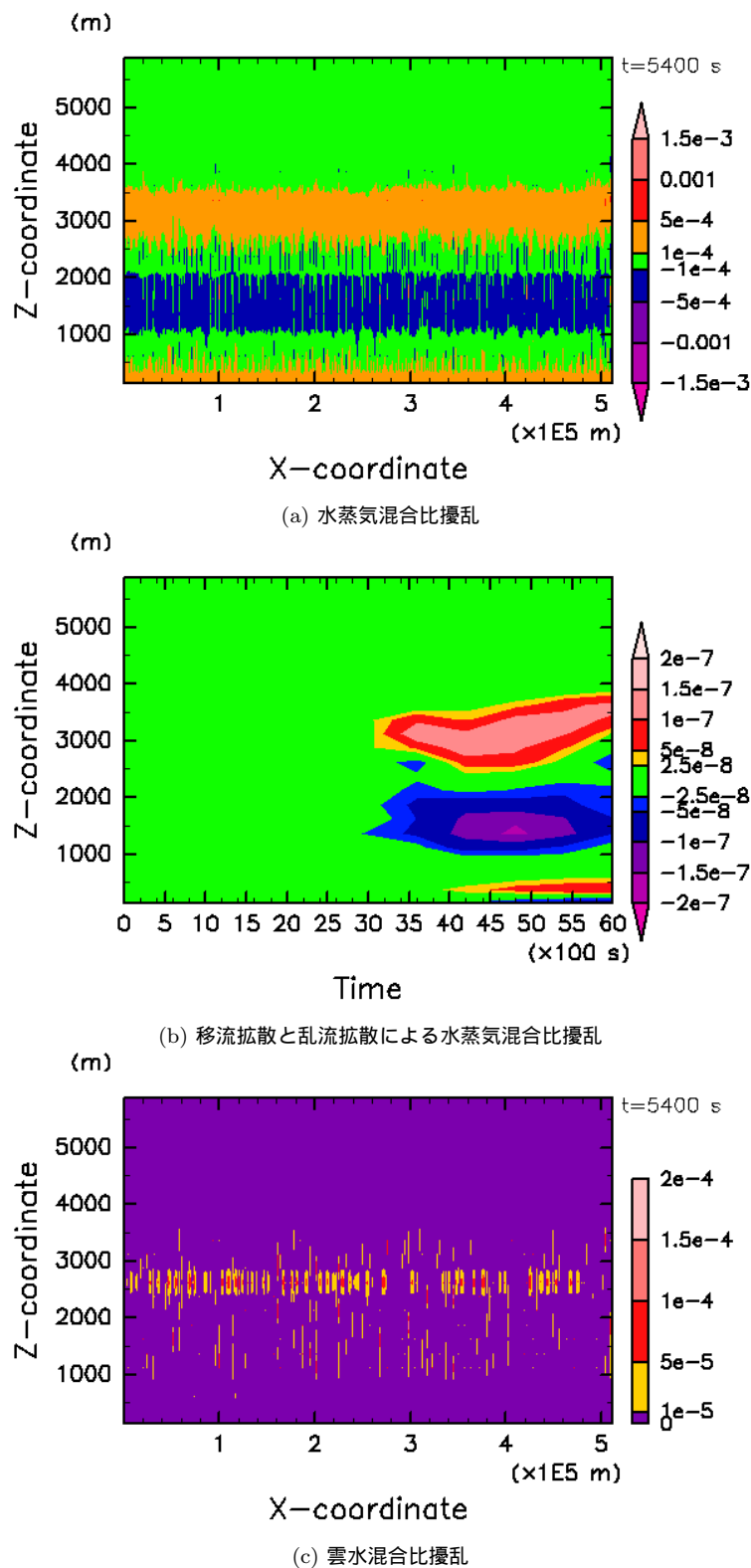
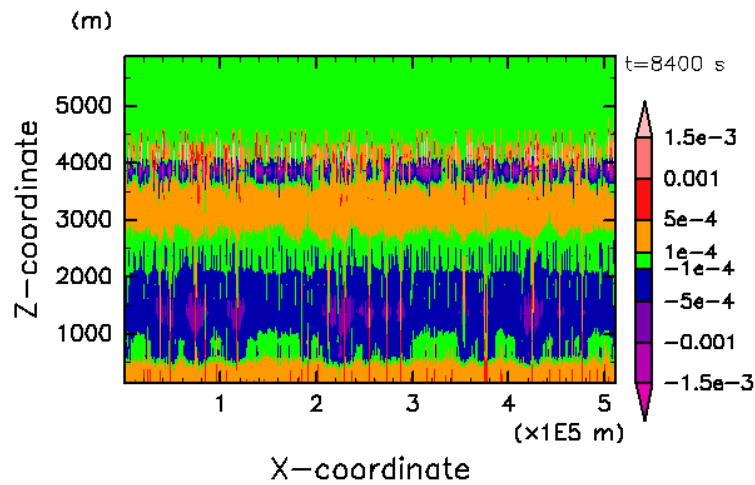
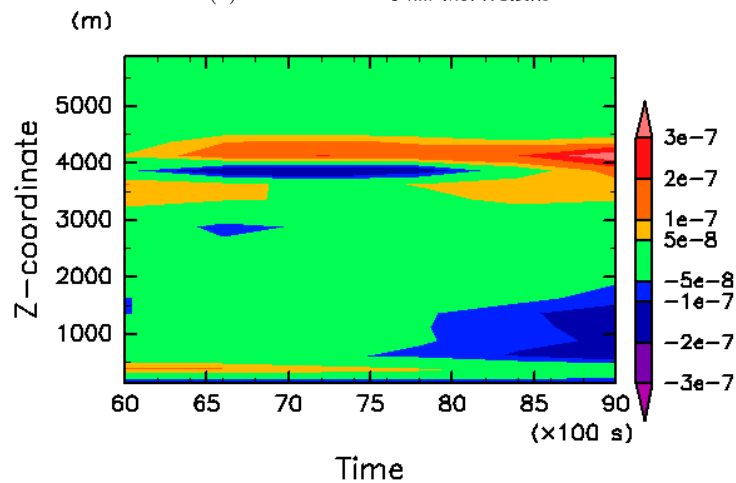
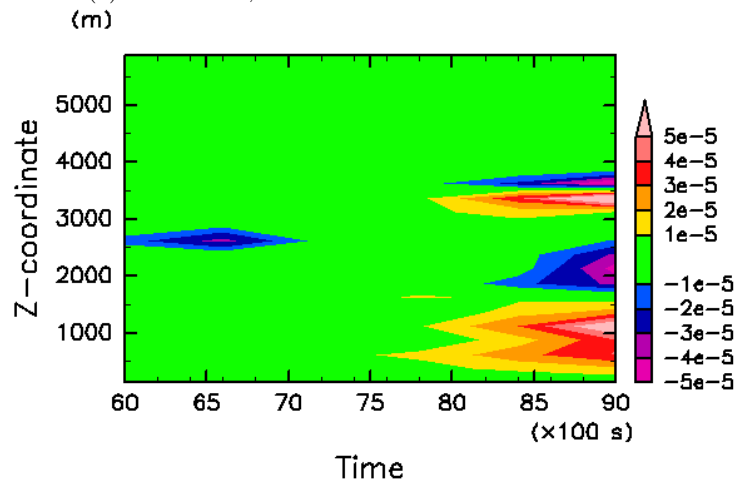


図 5.3: (a)~(c) は H_d7A03 実験から得られた図である. (a), (c) はそれぞれ $t = 5400$ sec の水蒸気擾乱と雲水擾乱のスナップショットである. (b) は水平平均した移流拡散と乱流拡散による水蒸気擾乱を足し合わせた図. 水蒸気混合比の単位は $[kg/kg]$, (a), (c) の横軸は x $[\times 10^5 \text{ m}]$, 縦軸は z $[\text{m}]$ であり, (b) の横軸は t $[\text{sec}]$, 縦軸は z $[\text{m}]$ である.

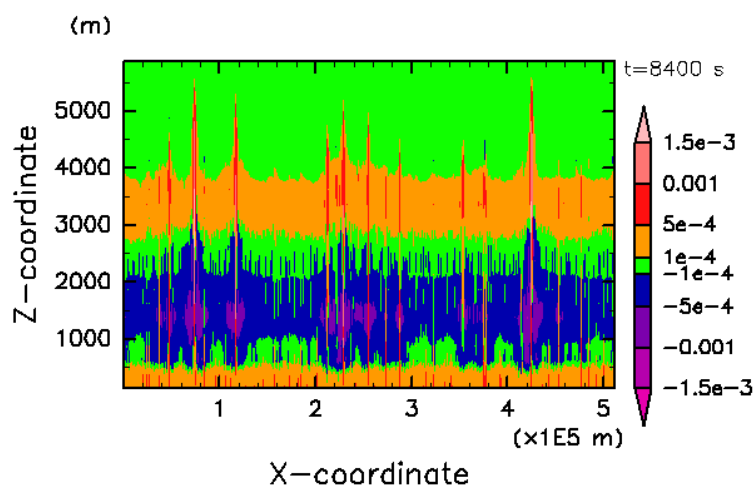
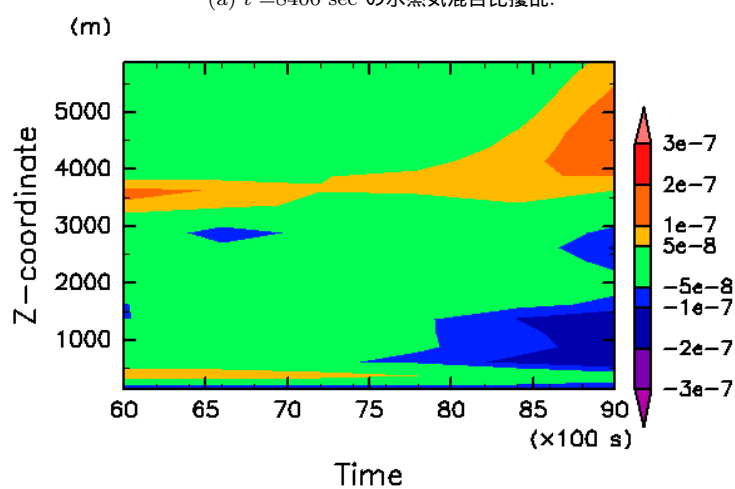
(a) $t = 8400$ sec の水蒸気混合比擾乱.

(b) 水平平均した, 移流拡散と乱流拡散による水蒸気混合比擾乱.

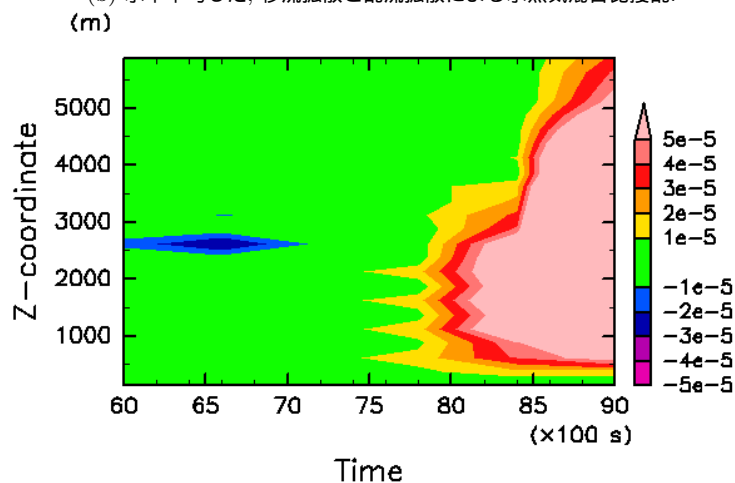


(c) 水平平均した, 潜熱放出による温位擾乱.

図 5.4: これらは H_d4A03 実験から得られた図である. (a) は $t = 8400$ sec の水蒸気混合比擾乱の図であり, 横軸は $x [\times 10^5 \text{ m}]$, 縦軸は $z [\text{m}]$ である. (b), (c) は, それぞれ水平平均した, 移流拡散と乱流拡散による水蒸気混合比擾乱と潜熱放出による温位擾乱の図であり, 横軸は $t [\times 10^2 \text{ sec}]$, 縦軸は $z [\text{m}]$ である. なお, 水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 温位擾乱の単位は $[\text{K}]$ である.

(a) $t=8400$ sec の水蒸気混合比擾乱.

(b) 水平平均した, 移流拡散と乱流拡散による水蒸気混合比擾乱.



(c) 水平平均した, 潜熱放出による温位擾乱.

図 5.5: これらは H_d7A03 実験から得られた図であり, 図 5.4 と同様な図を描いている.

図 5.6 では $H_d2A03 \sim H_d7A03$ 実験から得られた、計算時間の最後である $t = 216000$ sec の雲の分布を表している。なお、 H_d1A03 実験では強い雲対流が生じなかったため、ここでは描画していない。図 5.6(a) ~ (d) は $H_d7A03 \sim H_d4A03$ 実験から得られ、高度 10 km 以上の水平領域全体に広がる雲の分布が見られる。ここで、 $H_d = 4$ km である図 5.6(d) については、全体として幅 40 km 程度のばらついた雲が分布し、雲と雲の間に隙間ができ始めているようにも見える。一方で図 5.6(e),(f) は H_d3A03 , H_d2A03 実験から得られた図であり、高度 10 km 以上に雲があるものの、雲が存在しない空間が目立つ。図 5.6(e),(f) に見られる雲の減少は、一見すると乾燥した層がかなり低高度に与えられたことで、水蒸気量が不足していたことを反映していると解釈できそうである。しかし、 H_d3A03 実験の結果である図 5.6(e) において、水平方向に 100 km を超える大きさの雲が形成されているため、単純に雲を形成するのに十分な水蒸気量が少ないことが要因であるとは考えにくい。そこで、図 5.7 のように、水蒸気の基本場の値と擾乱成分を合わせたトータル水蒸気量の時間変化を調べることにした。

図 5.7 は計算時間の真ん中 ($t = 108000$ sec) と最後 ($t = 216000$ sec) のトータル水蒸気量の分布を表している。図 5.7 では高度 H_d よりも高高度側に水蒸気が湧き上がっているような様子が見られる。これは雲活動によって湿った部分である。 $t = 108000$ sec の図を見ると、全体として高度 H_d 以上で水蒸気混合比がゼロの部分 (薄紫色) と雲対流が通過して湿った部分 (水色と紺色) がはっきりと分かれており、水平方向に水蒸気が不均一に分布していることがわかる。しかし、 $t = 216000$ sec では、高度 H_d が上がっていくほどに計算時間の中頃までは水蒸気混合比がゼロであった部分にも水蒸気が供給され、水平方向の水蒸気分布の不均一さの度合いが小さくなっていくことがわかる。特に、 H_d6A03 , H_d7A03 実験では高度 H_d 以上の大部分が湿った状態にあると言えるだろう。対照的に、 H_d2A03 , H_d3A03 実験では、時間が経っても水蒸気混合比がゼロのままの領域が広く残っている。

ここで、 H_d2A03 , H_d3A03 実験における、湿度の水平方向の不均一と計算時間最後の高度 10 km 以上に溜まる雲の分布との関係性を考える。図 5.8 ~ 図 5.10 は H_d3A03 実験から得られた図である。ここで、図 5.8(a) は $t = 108000$ sec でのトータル水蒸気混合比分布であり、図 5.8(b),(c) はそれぞれ $t = 108000$ sec, 216000 sec での雲水混合比擾乱分布である。図 5.8(a) の $x = 80$ km, 490 km 付近を見ると、高度約 10 km まで到達している湿った「柱」がある。しかし図 5.8(b) において、これらの湿った柱がある場所を見ると、 $x = 80$ km ではこの湿った柱を作った雲活動の名残りである雲がわずかに存在し、 $x = 490$ km には雲は存在しない。これらの湿った柱は $t = 108000$ sec 以降も存在し続けたが、目立った雲対流が生じない時間が 10 時間以上続いた。しかし、図 5.8(c) を見ると、高度約 10 km で、 $x = 30$ km ~ 140 km および 120 km ~ 510 km に広がる雲が見られる。前者の形成過程は図 5.9(a) ~ (f) に、後者の形成過程は図 5.10(a) ~ (f) に示してある。これらの図を

見ると、計算時間の後半に生じる強い雲対流の発生場所は $x = 80 \text{ km}, 490 \text{ km}$ 付近にあり、図 5.8(a) に見られる計算時間中ごろまでに生じた雲活動で大気が湿った部分と一致する。

よって図 5.6 ~ 図 5.10 から次のような推測ができる。高度 H_d がより低高度にあるほど、水平方向に不均一な湿度分布が見られる。そして湿度分布が水平方向に不均一であると、新たに生じる雲活動はそれ以前の雲活動によって湿った部分に集中し、結果として雲の分布の偏りが大きくなる。しかし、この推測を立証できるような結果はこの実験では得られなかった。また、 H_d2A03 , H_d3A03 実験に比べれば水平方向の不均一な湿度分布の度合いが小さいとしても、 H_d4A03 , H_d5A03 実験でもそれなりに不均一が見られ、その影響が出ていてもよいはずである。この疑問に対する答えが、次節の一定の高度以上の水平領域の半分の初期の大気湿度をゼロにした数値実験から明らかになることを期待する。

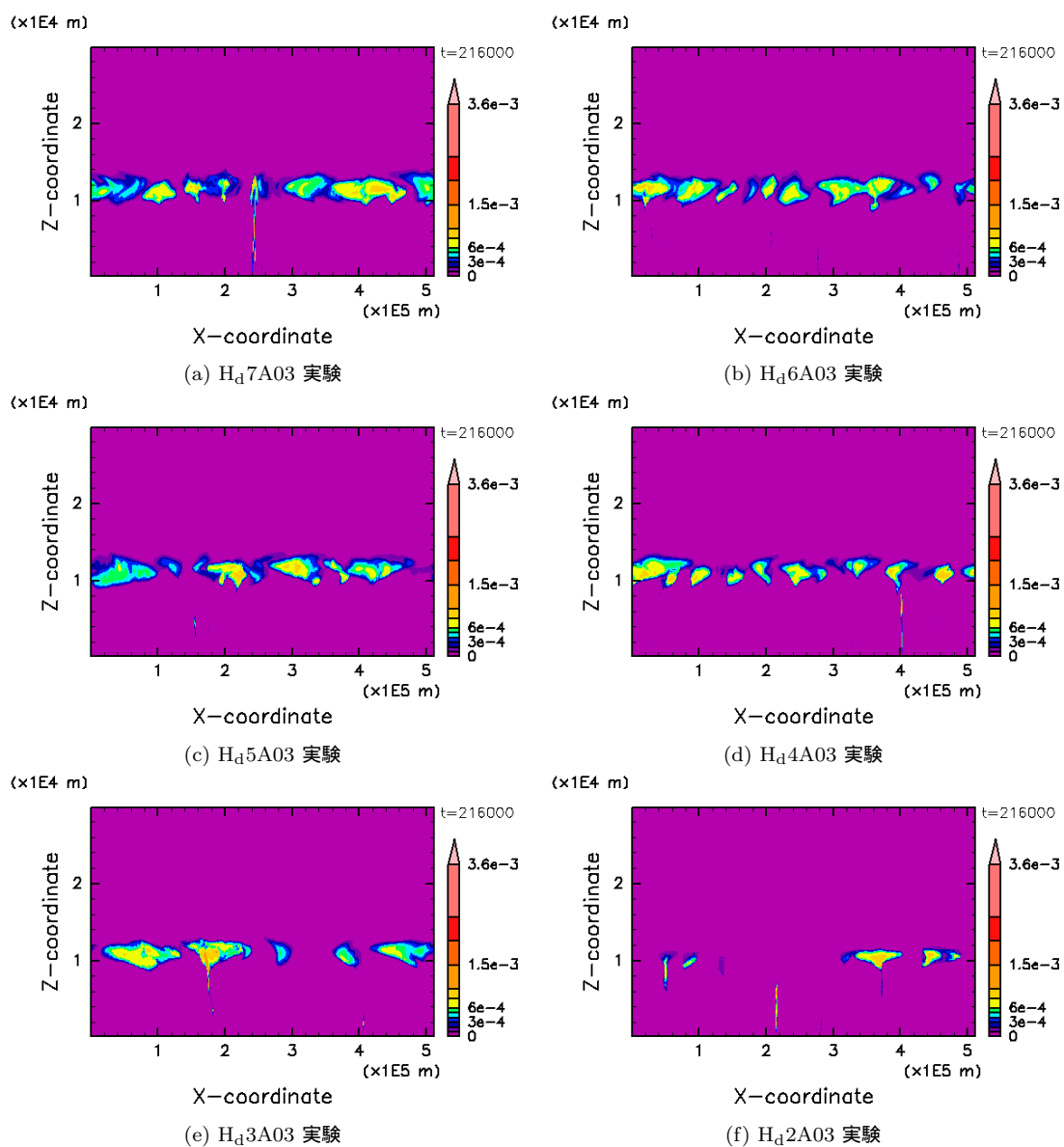


図 5.6: 計算時間の最後である $t = 216000$ sec の雲水混合比擾乱の分布図. ここで, 雲水混合比擾乱の単位は $[kg/kg]$, 横軸は $x [\times 10^5 m]$, 縦軸は $z [\times 10^4 m]$ である.

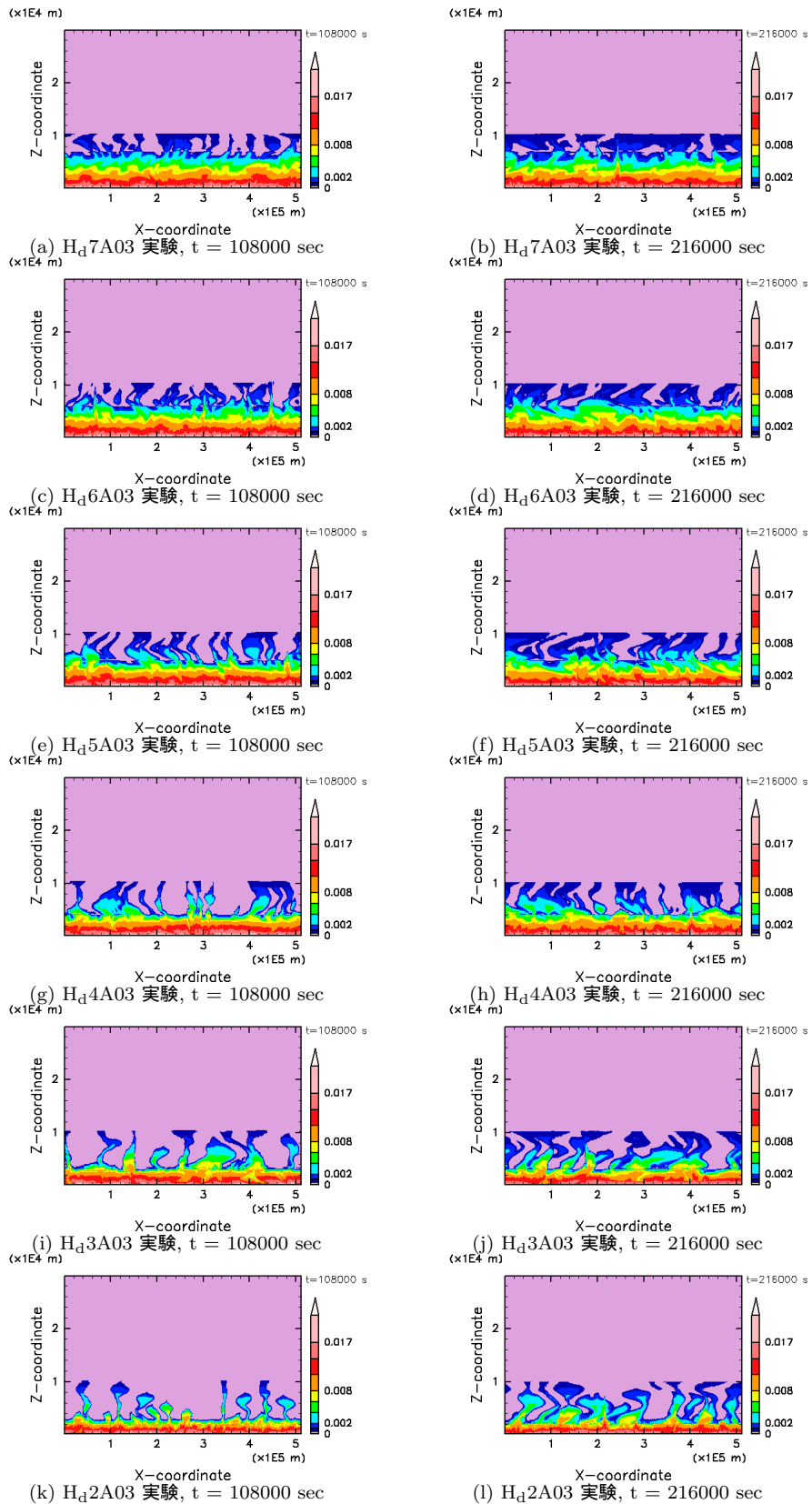


図 5.7: 計算時間の真ん中 ($t = 108000$ sec) と最後 ($t = 216000$ sec) のトータルの水蒸気混合比の分布図。ここで、水蒸気混合比の単位は $[kg/kg]$, 横軸は $x [\times 10^5 m]$, 縦軸は $z [\times 10^4 m]$ である。

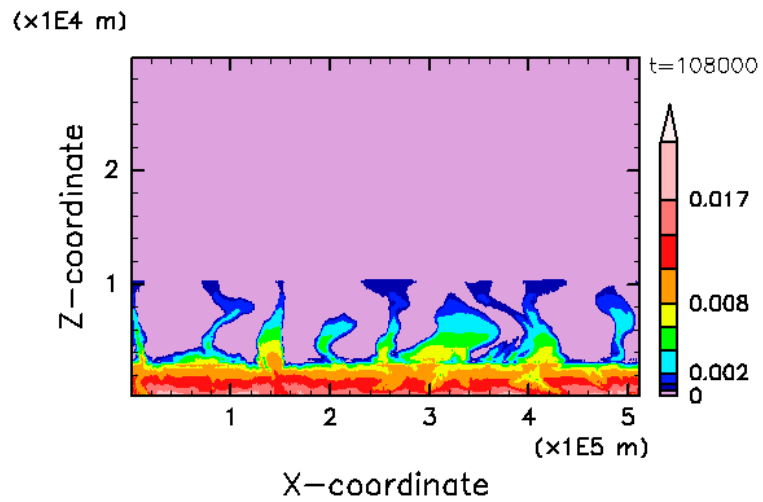
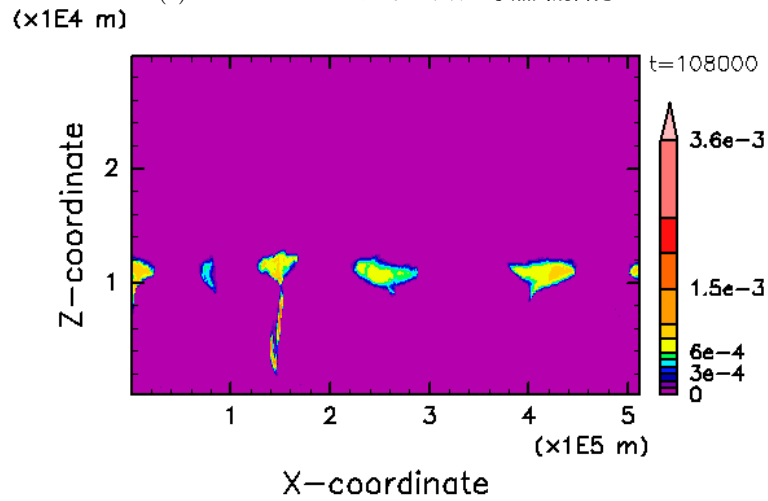
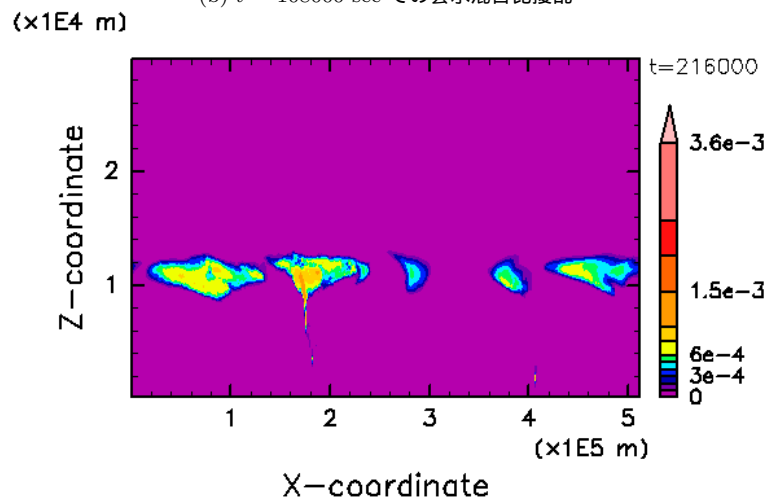
(a) $t = 108000$ sec でのトータルの水蒸気混合比(b) $t = 108000$ sec での雲水混合比擾乱(c) $t = 216000$ sec での雲水混合比擾乱

図 5.8: これらの図は H_d3A03 実験から得られた. (a) は $t = 108000$ sec でのトータルの水蒸気混合比の分布であり, (b), (c) はそれぞれ $t = 108000$ sec, 216000 sec の雲水混合比擾乱分布である. ここで, 水蒸気混合比と雲水混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 横軸は $x [\times 10^5 \text{ m}]$ である.

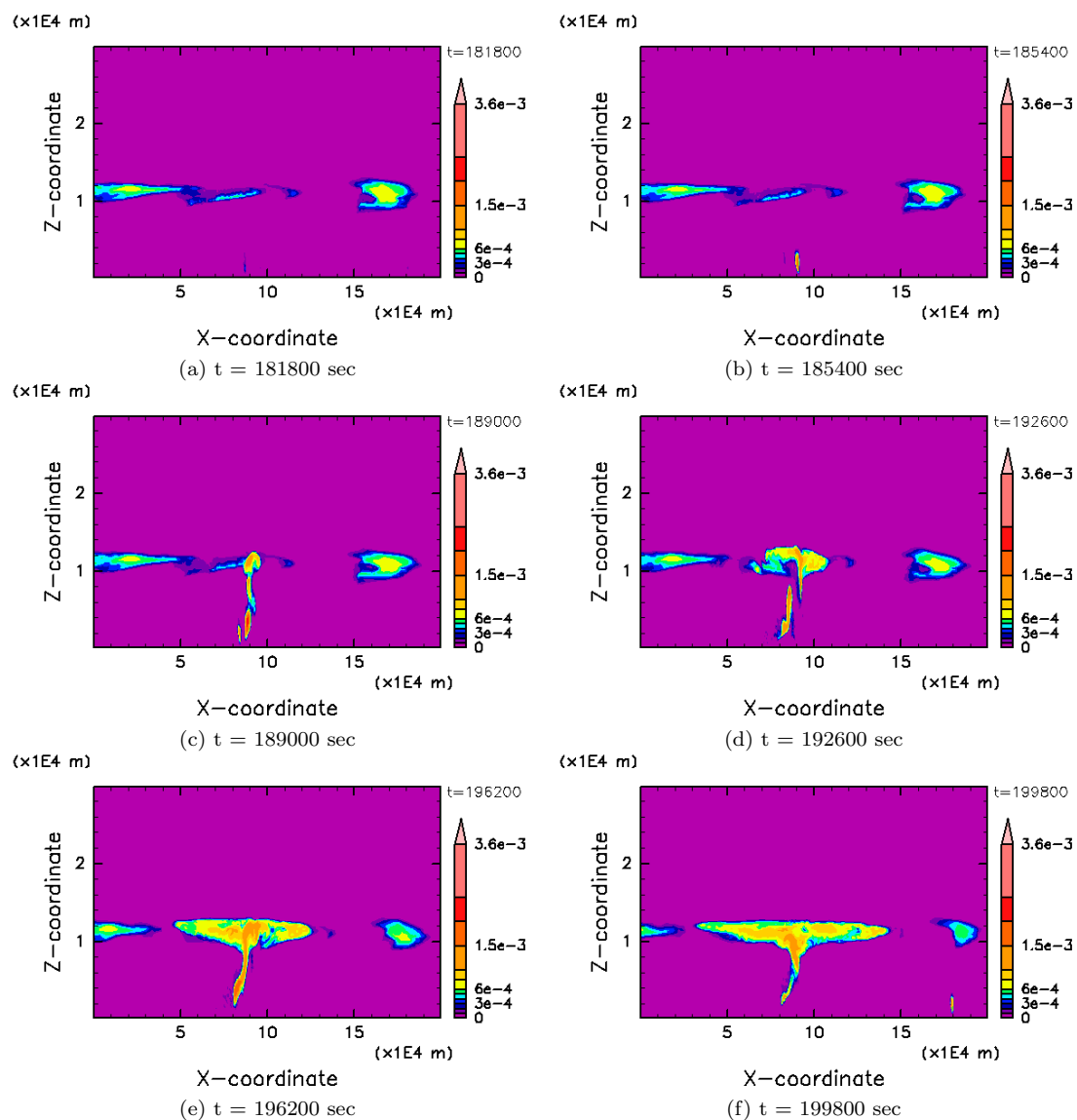


図 5.9: H_d3A03 実験から得られた各時間の雲水混合比擾乱分布. 図は $x = 0$ km ~ 200 km を描画し, $x = 80$ km 辺りから発達する強い雲対流が見られる. ここで, 雲水混合比の単位は [kg/kg], 横軸は x [$\times 10^4$ m], 縦軸は z [$\times 10^4$ m] である.

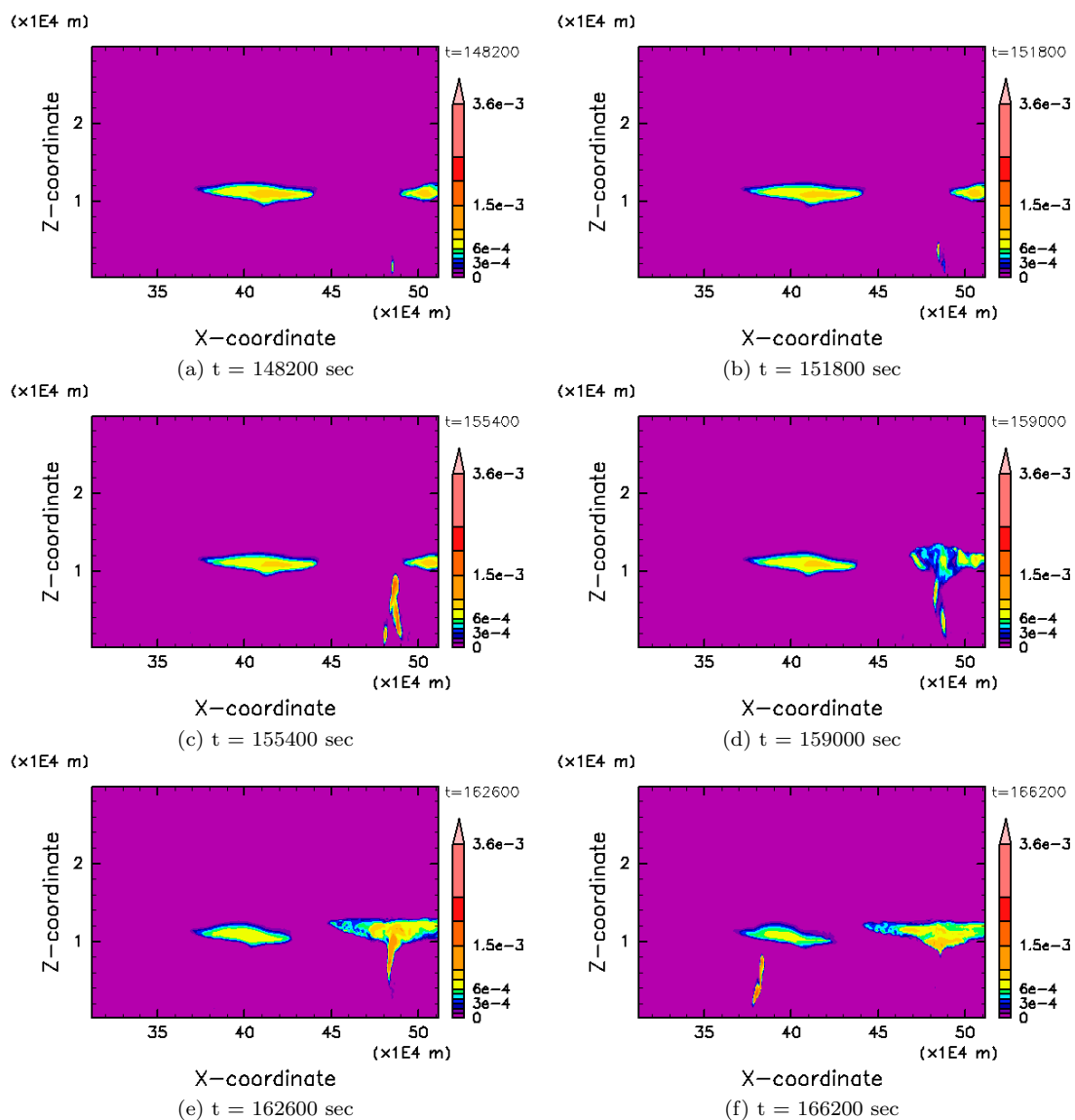


図 5.10: H_43A03 実験から得られた各時間の雲水混合比擾乱分布. 図は $x = 312$ km ~ 512 km を描画し, $x = 490$ km 辺りから発達する強い雲対流が見られる. ここで, 雲水混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 横軸は x $[\times 10^4 \text{ m}]$, 縦軸は z $[\times 10^4 \text{ m}]$ である.

5.2 一定の高度以上の水平領域の半分を乾燥させた計算

一定の高度以上の水平領域の半分を乾燥させた計算においても、乾燥を与える高度の下限を H_d と呼ぶ。この実験では初期擾乱の振幅は 0.3 K で、 $x = 0\text{ km} \sim 256\text{ km}$ の湿度の初期場をゼロにするような水蒸気混合比の擾乱を与えている。また、これ以降は湿度の初期場をゼロにした層が存在する $x = 0\text{ km} \sim 256\text{ km}$ 領域を「乾燥領域」、湿度の初期場に変化を与えていない $x = 256\text{ km} \sim 512\text{ km}$ の領域を「非乾燥領域」と呼ぶことにする。また、前節の初期擾乱の振幅 0.3 K で一定の高度以上の湿度をゼロにした計算を全域乾燥計算と呼び、本節での計算を半域乾燥計算と呼ぶことにする。

半域乾燥計算からは以下のような特徴が見られた。なお、詳細とその議論はこれ以降に行う。

- A: 高度 H_d を変化させていった際に、乾燥領域において最初に強い雲対流が発生する時間 t_0 が著しく遅れるのは、 $H_d = 4\text{ km}$ 以下の実験であった。この 4 km という高度は、全域乾燥計算での結果と同じである。しかし、 $H_d = 4\text{ km}$ 以下の実験において、全域乾燥計算と半域乾燥計算とで t_0 に大きなずれが生じる。
- B: 乾燥した層を与えない計算よりも、雲対流の強度が相当に強くなる。特に、強い雲対流の生じにくさが現れる $H_d = 4\text{ km}$ 以下での雲対流の強化が著しい。

特徴 A については、高度 9875 m での雲の分布の $x-t$ 断面を描いた図 5.11、図 5.12 を比較するとわかる。ここで、図 5.11、図 5.12 の左側の列が全域乾燥計算での結果であり、右側の列が半域乾燥計算での結果である。図 5.11 より、 $H_d = 5\text{ km}$ 以上では t_0 に変化は無いようである。一方で、 $H_d = 4\text{ km}$ の結果である図 5.12(a),(b) に注目すると、乾燥領域で初めに高度 9875 m に強い雲対流が到達した時間は、全域乾燥計算では約 30000 sec であり、半域乾燥計算では約 70000 sec であるため、後者のほうが約 40000 sec 遅いことがわかる。また、同様な時間を $H_d = 3\text{ km}$ の結果である図 5.12(c),(d) について見ると、全域乾燥計算では約 60000 sec であり、半域乾燥計算では約 120000 sec であるため、後者のほうが約 60000 sec 遅れている。さらに、 $H_d = 2\text{ km}$ の結果である図 5.12(e),(f) においては、全域乾燥計算では約 70000 sec に強い雲対流が到達しているのに対し、半域乾燥計算では約 100000 sec であるため、後者のほうが約 30000 sec 遅れている。なお、 $H_d = 1\text{ km}$ と 2 km の実験において、計算初期の $x = 0\text{ km}$ 、 250 km の乾燥領域に雲が見られるが、これらは非乾燥領域から流れてきた雲である。よって、半域乾燥計算では全域乾燥計算と比べて強い雲対流がより発生しにくくなっていると考えられるため、その原因を考える。

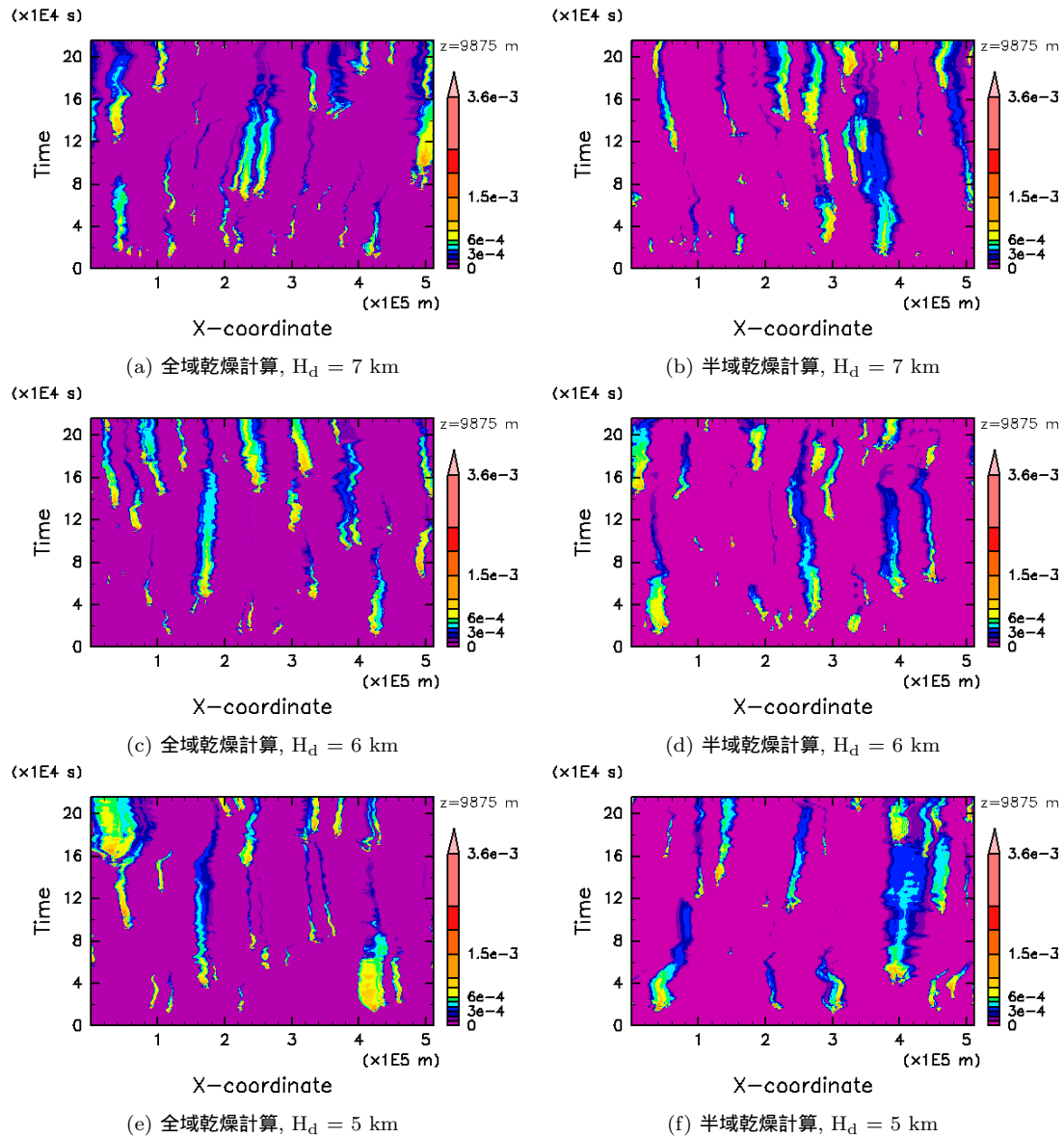


図 5.11: 高度 9875 m での雲水混合比擾乱の $x-t$ 断面. 左側の列が初期擾乱の振幅 0.3 K で高度 H_d 以上の全領域を乾燥させた計算であり, 右側の列が高度 H_d 以上の水平領域の半分だけを乾燥させた計算である. また, それぞれ全域乾燥計算と半域乾燥計算と表記している. 雲水混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 縦軸は $t [\times 10^4 \text{sec}]$, 横軸は $x [\times 10^5 \text{m}]$ である.

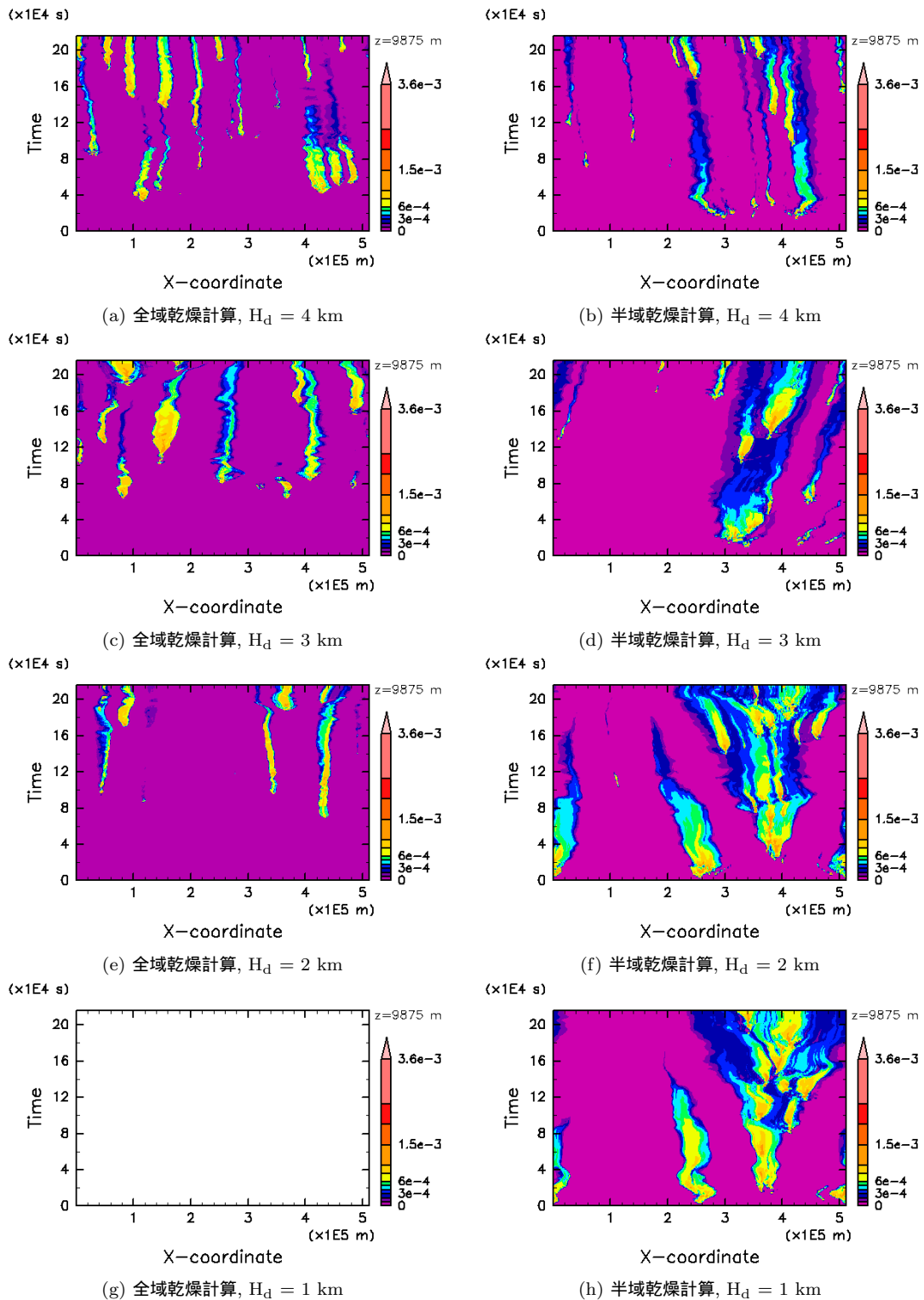


図 5.12: 図 5.11 と同様の図. ただし, $H_d = 1$ km ~ 4 km の実験結果である.

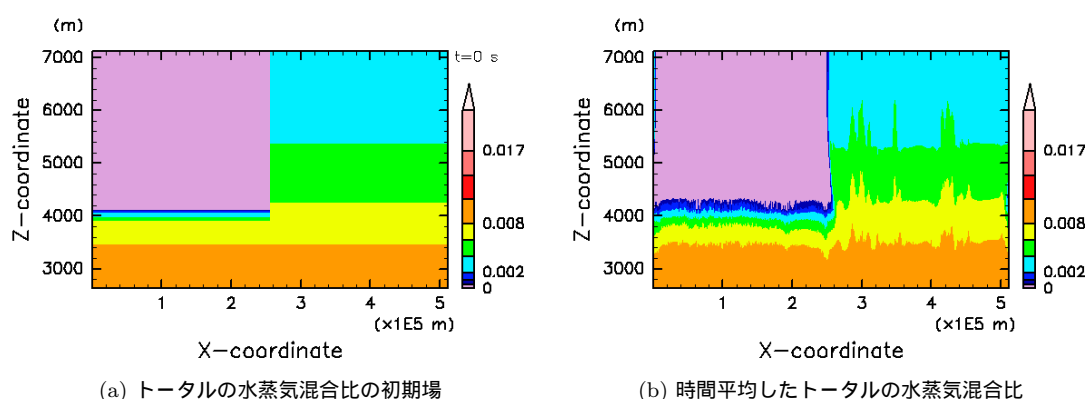


図 5.13: $H_d = 4$ km の半域乾燥計算から得られた, (a) 湿度の初期場と (b) 時間平均したトータルの水蒸気混合比の図. (a) の湿度の初期場はトータルの水蒸気混合比で表されている. (b) は $t = 12600$ sec \sim 18000 sec の間で時間平均している. ここで, トータルの水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 縦軸は z $[\text{m}]$, 横軸は x $[\times 10^5 \text{ m}]$ である.

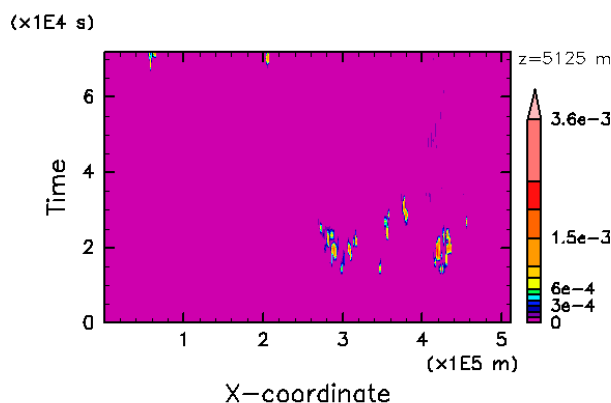


図 5.14: $H_d = 4$ km の半域乾燥計算における, $z = 5125$ m での雲水混合比擾乱の $x-t$ 断面. 雲水混合比擾乱の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$, 縦軸は t $[\times 10^4 \text{ sec}]$, 横軸は x $[\times 10^5 \text{ m}]$ である.

ここからは $H_d = 4$ km の実験を中心に考える. 図 5.13(a),(b) はそれぞれ $H_d = 4$ km の実験から得られた, 大気の初期湿度と $t = 12600$ sec \sim 18000 sec で時間平均したトータルの水蒸気混合比の分布を示した図である. 図 5.13(a),(b) を比較すると図 5.13(b) において, 乾燥領域では高度 4 km から鉛直方向上側の 400 m 未満の層内で, 水蒸気が初期場よりも 0.001 kg/kg \sim 0.002 kg/kg 増加し, 一方で非乾燥領域では, 高度 3.5 km 以上で水蒸気が初期場よりも 0.002 kg/kg ほど増加している部分が見られる. この乾燥領域での水蒸気量の増加は, 前節の図 5.4(a) の高度 4 km \sim 4.5 km 以上に見られた水蒸気量の増加と同様のものと考えられる. つまり, 計算を開始直後に乾燥領域で活発な雲対流の発生を抑制していたのは, 高度 $H_d = 4$ km 以上に広がる乾燥した層の影響によるものであろう.

次に図 5.14 に注目する. 図 5.14 は, $t = 0$ sec \sim 70000 sec までの $z = 5125$ m にお

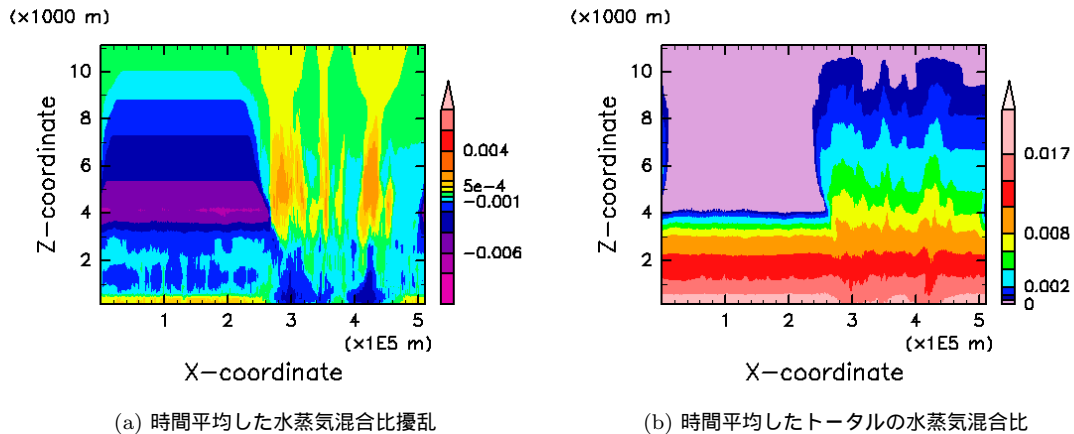


図 5.15: $H_d = 4$ km での半域乾燥計算から得られた, 時間平均した (a) 水蒸気混合比擾乱と (b) トータルの水蒸気混合比の図. ここでは $t = 16200$ sec \sim 30600 sec の間で時間平均している. 水蒸気混合比の単位は [kg/kg] であり, 縦軸は z [m], 横軸は x [$\times 10^5$ m] である.

ける雲水擾乱の $x-t$ 断面である. 図 5.14 から, $t = 15000$ sec \sim 30000 sec に, 非乾燥領域では雲対流が活発に生じていることがわかる. この非乾燥領域での雲活動が活発な時間帯に注目する. 図 5.15(a),(b) は, それぞれ $t = 16200$ sec \sim 30600 sec の間で時間平均した, 水蒸気混合比擾乱とトータルの水蒸気混合比を表す. 図 5.15(a) を見ると, 乾燥領域では高度 3 km \sim 4 km で 0.001 kg/kg \sim 0.008 kg/kg の水蒸気量の減少が見られる. また, 図 5.15(b) では, 図 5.13(b) では存在した高度 4 km 以上の水蒸気がなくなっていることがわかる. 一方で, 非乾燥領域では高度 3 km \sim 7 km, 水平領域 270 km \sim 320 km と 400 km \sim 440 km において, 0.0005 kg/kg \sim 0.002 kg/kg の水蒸気量の増加が見られる. この非乾燥領域に見られる水蒸気量が増加している領域は, 図 5.14 の雲活動が集中している領域と一致している. さらに, 乾燥領域では目立った水蒸気の凝結はなかったため, 失われた水蒸気は非乾燥領域での活発な雲活動に取り込まれたのではないかと推測される.

この推測を確かめるために, 図 5.15(a) の $x = 140$ km \sim 340 km の乾燥領域と非乾燥領域との境界付近の領域に注目し, 図 5.16 に示す. この図では $t = 16200$ sec \sim 30600 sec の間で時間平均した水蒸気混合比擾乱だけでなくベクトルで表した風速場も表している. 図 5.16 を見ると, $x = 260$ km \sim 320 km, 高度約 3 km 以上に存在する上昇流域と, $x = 140$ km \sim 260 km に広がる下降流域, 高度 2 km \sim 4 km に図の右方向へ向かい上昇流域に入っていく流れが見られる. 図 5.16 と同様に, 図 5.17(b),(c) では図 5.15(a) の乾燥領域と非乾燥領域とのもう一方の境界付近を拡大した図を示している. ここで図 5.17(b),(c) はそれぞれ, $x = 410$ km \sim 512 km, $z = 0$ km \sim 11 km の領域と, $x = 0$ km \sim 100 km, $z = 0$ km \sim 11 km の領域を表している. また, 図 5.16 と同様に風速場も示している. ここで, 図 5.17(b),(c) は周期境界条件によって $x = 0$ km と 512 km で繋がっていることに注意されたい. 図

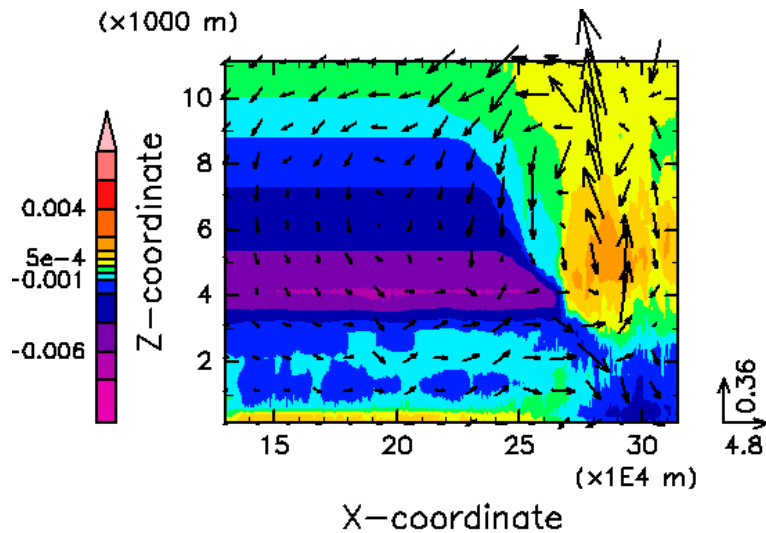
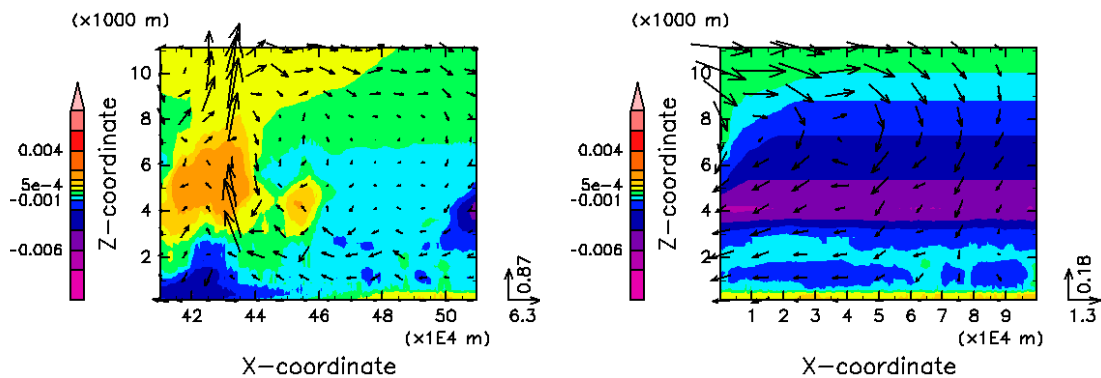


図 5.16: 図 5.15(a) の $x = 140 \text{ km} \sim 340 \text{ km}$ を拡大した図. この図には $t = 16200 \text{ sec} \sim 30600 \text{ sec}$ の間で時間平均した風速場も描いている. 水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$ であり, 図中の矢印は風速のベクトルを意味し, 図の右下に単位ベクトル $[\text{m}/\text{sec}]$ の大きさを表している. ここで, 縦軸は z $[\times 10^3 \text{ m}]$, 横軸は x $[\times 10^4 \text{ m}]$ である.



(a) $x = 410 \text{ km} \sim 512 \text{ km}$ の水蒸気混合比擾乱の分布と風速場.

(b) $x = 0 \text{ km} \sim 100 \text{ km}$ の水蒸気混合比擾乱の分布と風速場.

図 5.17: 図 5.15(a) の $x = 410 \text{ km} \sim 512 \text{ km}$ と $0 \text{ km} \sim 100 \text{ km}$ の領域を拡大した図であり, 図 5.16 と同様な物理量を表す. 水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$ であり, 図の右下に単位ベクトル $[\text{m}/\text{sec}]$ の大きさを表している. ここで, 縦軸は z $[\times 10^3 \text{ m}]$, 横軸は x $[\times 10^4 \text{ m}]$ である.

5.17(b),(c) からは $x = 430 \text{ km}$ 付近で, 高度約 3 km 以上に存在する上昇流域と, $x = 440 \text{ km} \sim 512 \text{ km}$, $0 \text{ km} \sim 100 \text{ km}$ に広がる下降流域, 高度 $2 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ に図の左方向へ向かい上昇流域に入っていく流れが見られる.

図 5.16, 図 5.17 から, 乾燥した領域の高度 H_d 以下の厚さ 2 km の大気層の水蒸気が, 非乾燥領域に流れ込み, 非乾燥領域における雲活動に取り込まれていたことが示された. ここで, 図 5.14 で示された, 非乾燥領域における活発な雲活動が終わっ

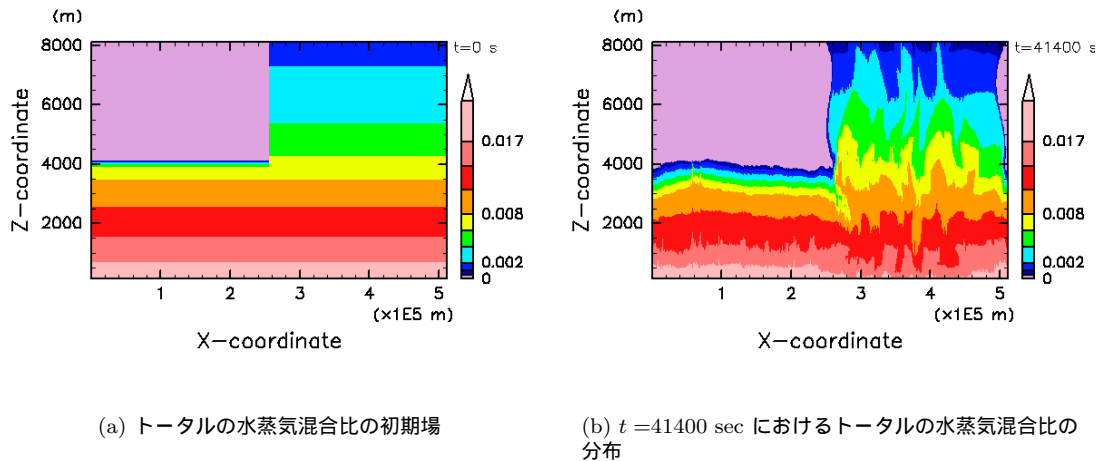


図 5.18: $H_d = 4$ km での半域乾燥計算における、トータルの水蒸気混合比の初期場と $t = 41400$ sec におけるトータルの水蒸気混合比の分布. 水蒸気混合比の単位は $[\text{kg}/\text{kg}]$ であり、縦軸は z $[\text{m}]$, 横軸は x $[\times 10^5 \text{ m}]$ である.

た時間である, $t = 30000$ sec から 3 時間後の $t = 41400$ sec の湿度に着目する. 図 5.18(a) はトータルの水蒸気混合比の初期場を表し, 図 5.18(b) は $t = 41400$ sec におけるトータルの水蒸気混合比を表す. 図 5.18(a),(b) を比較すると, 高度 3 km ~ 4 km の大気層で最大で約 $0.006 \text{ kg}/\text{kg}$ の水蒸気が減少しており, 全体では湿度が初期場の 1/2 以下になっている. これは相対湿度では初期に約 80 % であった領域が約 40 % 以下になったことになる. ゆえに, 乾燥領域において, 乾燥した層が初期場よりも低高度側に拡大したことで, 全域乾燥計算よりも強い雲対流の発生を抑制する効果が強まったのであろう.

$H_d = 4$ km 以下の実験では, 非乾燥領域の活発な雲活動によって低高度側に乾燥した層が拡大するが, 結局のところ時間が経過すれば強い雲対流が生じていることが図 5.12(b),(d),(f) からわかる. このように, 上層の湿度をかなり失った状態でも強い雲対流が生じた要因を考える. ここでも $H_d = 4$ km の実験を中心に考えていく. まず, 図 5.15 の下層 500 m に注目すると, 乾燥領域では約 $0.0005 \text{ kg}/\text{kg}$ の水蒸気の増加が見られ, 非乾燥領域では約 $0.001 \text{ kg}/\text{kg}$ の水蒸気の減少が見られる. このような乾燥領域と非乾燥領域の下層の水蒸気量の変化の違いは図 5.18(b) でも確認できる. よって下層の湿度に関してさらに詳しく見ることにする.

図 5.19(a) は, $t = 16200$ sec ~ 70200 sec で時間平均した温位擾乱を表し, 地表から高度 675 m までの大気層に注目している. ここで, $t = 16200$ sec ~ 70200 sec とは, 非乾燥領域で雲活動が活発化した時間から乾燥した領域でも強い雲対流が生じ始めた時間帯を意味している. 図 5.19(a) から, 非乾燥領域では大気境界層内に厚さ約 500 m で $-0.5 \text{ K} \sim -1.5 \text{ K}$ の冷気の塊があることがわかる. 次に, 図 5.19(a) と同じ時間で時間平均した地表面降水量を表す図 5.19(b) を見る. ここで, 降水量は

雨粒の重力落下による雨水混合比の変化量で表される。よって降水は雨水の落下による減少を意味するため、負の値で示される。図 5.19(b) から、地表面降水のほとんど全てが、非乾燥領域内である $x = 260 \text{ km} \sim 470 \text{ km}$ に集中しており、乾いた領域における地表面降水量は非常に小さいことがわかる。 $t = 16200 \text{ sec} \sim 70200 \text{ sec}$ の間に計算領域に降った地表面降水の総量を計算すると、 $x = 0 \text{ km} \sim 256 \text{ km}$ の乾燥領域では約 0.0083 kg/kg であり、 $x = 256 \text{ km} \sim 512 \text{ km}$ の非乾燥領域では 0.15 kg/kg であるため、約 20 倍の差があることがわかる。よって、非乾燥領域における冷気の塊と降水過程が関連していることが示唆される。さらに、水平平均した水の相変化に伴う潜熱放出による温位擾乱を表す図 5.19(c) を見る。すると、非乾燥領域で雲活動が活発であった $t = 15000 \text{ sec} \sim 30000 \text{ sec}$ は下層が潜熱によって冷却されていることがわかる。加えて、水平平均した雨水の生成 (正) と蒸発 (負) による雨水混合比擾乱を表した図 5.19(d) と、水平平均した液体の水の凝結 (負) と蒸発 (正) による水蒸気混合比擾乱を表した図 5.19(e) に注目する。図 5.19(d),(e) から、 $t = 15000 \text{ sec} \sim 30000 \text{ sec}$ に蒸発した雨水とほぼ同量の水蒸気が増加していることが明らかである。これらの一致から、非乾燥領域では激しい雨が降り、その雨が地表付近で蒸発したことによって、大気を冷却していたことがわかる。これは積雲対流が発達したときに積乱雲の雲底直下の地表面に見られる冷気プールに相当すると思われる。一方で、乾燥領域では雨を降らすような雲活動はほとんどなく、大気を著しく冷却する要因がなかったと考えられる。そして、図 5.19(a) の乾燥領域の下層 200 m に見られる 0.5 K 以下の温位擾乱は地表面からの熱フラックスなどによって供給された熱であると思われる。

図 5.20(a) は $t = 16200 \text{ sec} \sim 70200 \text{ sec}$ の間で時間平均した水蒸気混合比擾乱、地表から高度 675 m までの分布を表している。この図では非乾燥領域で $0.001 \text{ kg/kg} \sim 0.004 \text{ kg/kg}$ の水蒸気混合比の減少と、乾燥領域での $5 \times 10^{-4} \text{ kg/kg} \sim 0.001 \text{ kg/kg}$ の水蒸気混合比の増加が見られる。ここで、水平平均した移流による水蒸気混合比擾乱の図 5.20(b) に注目すると、非乾燥領域では $t = 15000 \text{ sec} \sim 30000 \text{ sec}$ の間に、水蒸気混合比が $1 \times 10^{-7} \text{ kg/kg} \sim 2 \times 10^{-7} \text{ kg/kg}$ 減少していることがわかる。これは活発な雲活動によって大気境界層の水蒸気が失われたことを意味しているであろう。なお、図 5.19(e) から雨の蒸発によって水蒸気が $2.5 \times 10^{-8} \text{ kg/kg} \sim 7.5 \times 10^{-8} \text{ kg/kg}$ 増加しているが、水蒸気の減少の方が十分に大きい。一方で乾燥領域では、雲活動が活発には生じなかったために、大気境界層を著しく乾燥させる作用がなく、地表面からの水蒸気フラックスなどによって約 $5 \times 10^{-4} \text{ kg/kg}$ の水蒸気が増加したのである。

以上のように、乾燥領域では、地表付近を冷却したり乾燥させたりする効果が非常に弱く、主に地表面過程によって水蒸気と熱が供給され、乾燥した層が低高度まで拡大してきて、結局は強い雲対流を生じさせることができたのであろう。また、 $H_d = 3 \text{ km}$ についても同様な結果が得られている。

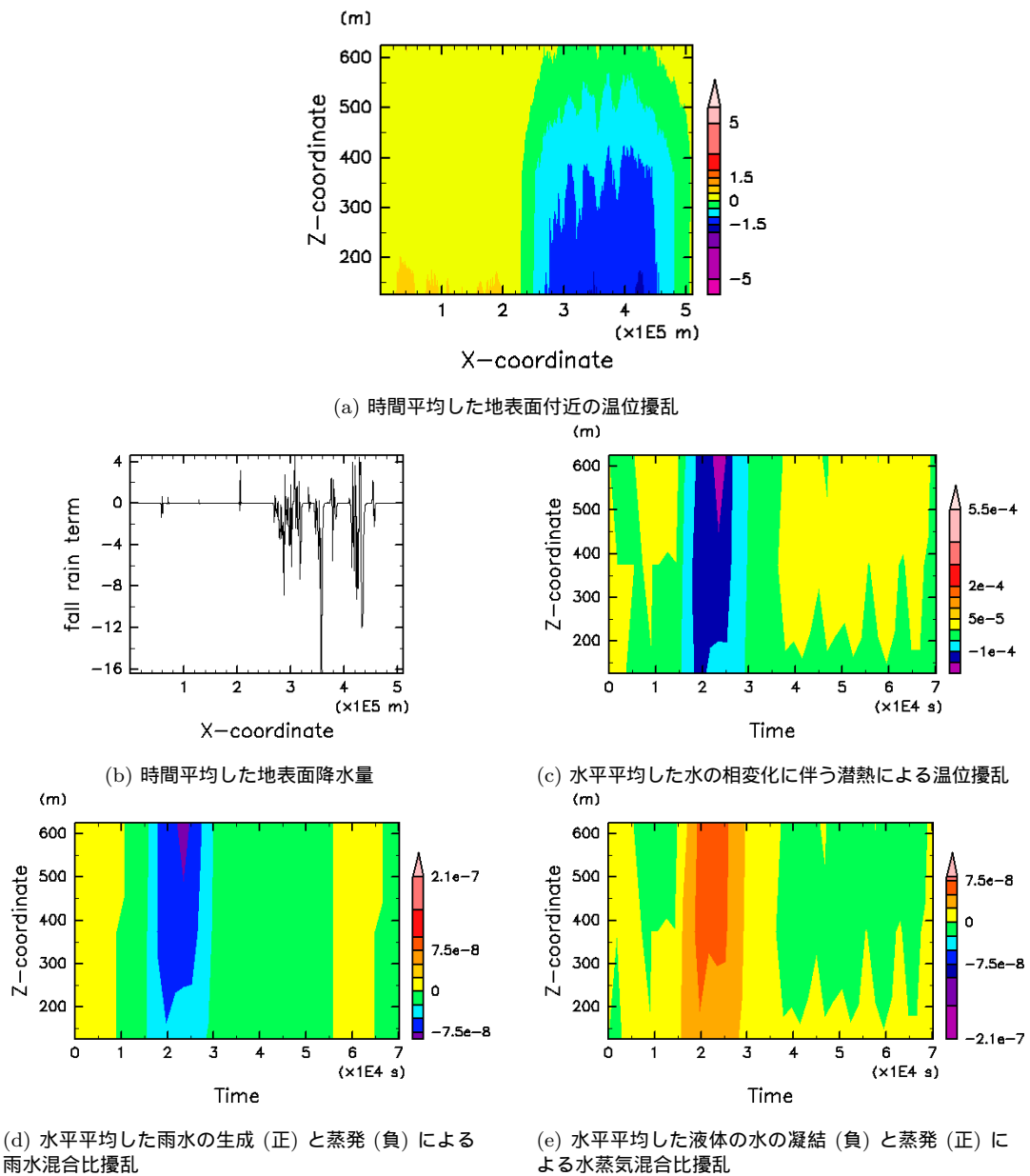


図 5.19: これらは $H_d = 4 \text{ km}$ での半域乾燥計算から得られた図であり, 地表付近に注目している. (a) 時間平均した温位擾乱 [K]. 縦軸は z [m], 横軸は x [$\times 10^5 \text{ m}$] である. (b) 時間平均した地表面降水量. 縦軸は地表面降水量 [$\times 10^{-5} \text{ kg/kg}$], 横軸は x [$\times 10^5 \text{ m}$] である. (a),(b) は $t = 16200 \text{ sec} \sim 70200 \text{ sec}$ の間で時間平均している. (c) 水の相変化に伴う潜熱放出による温位擾乱 [K/sec]. (d) 雨水の生成 (正) と蒸発 (負) による雨水混合比擾乱 [$\text{kg}/(\text{kg sec})$]. (e) 液体の水の凝結 (負) と蒸発 (正) による水蒸気混合比擾乱 [$\text{kg}/(\text{kg sec})$]. (c), (d), (e) は水平平均した値であり, 縦軸は z [m], 横軸は t [$\times 10^4 \text{ s}$] である.

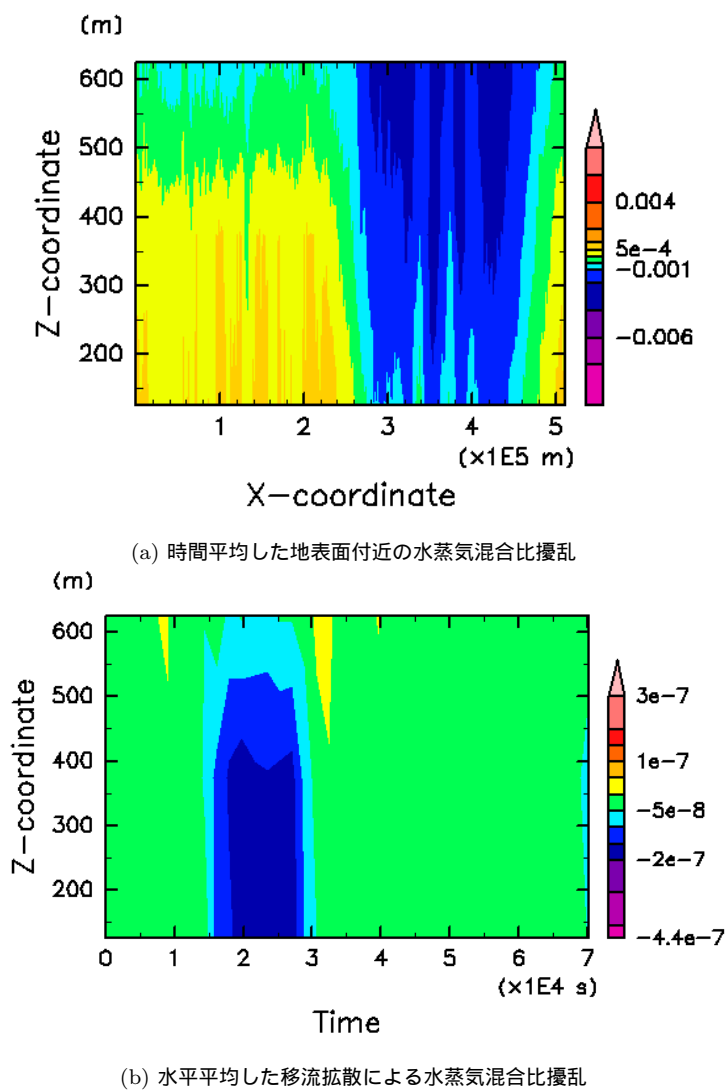


図 5.20: これらは $H_d = 4 \text{ km}$ での半域乾燥計算から得られた図であり、地表付近に注目している. (a) $t = 16200 \text{ sec} \sim 70200 \text{ sec}$ の間で時間平均した水蒸気混合比擾乱 $[\text{kg}/\text{kg}]$. 縦軸は z $[\text{m}]$, 横軸は x $[\times 10^5 \text{ m}]$ である. (b) 水平平均した移流拡散による水蒸気混合比擾乱 $[\text{kg}/(\text{kg sec})]$. 縦軸は z $[\times 10^3 \text{ m}]$, 横軸は t $[\times 10^4 \text{ m}]$ である.

以上をまとめると次のようなことが言えるのではないだろうか。計算開始から約 10000 sec が経過した頃は、乾燥領域では初期の大気湿度がゼロとなっている大気層の影響によって雲対流が発達できない状態が続く。一方で、非乾燥領域では強い雲対流が発達する。この非乾燥領域の強い雲対流によって、乾燥領域の高度 H_d 以下の水蒸気が非乾燥領域に流れ込むようになる。すると、初期状態よりも乾燥した層が低高度側に拡大してしまう。そのため、水平一様に乾燥した層が存在した全域乾燥計算よりも、強い雲対流が発達しにくくなる構造が形成される。ただし、乾燥領域では強い雲対流の発生が抑制されているために、地表面を冷却したり乾燥させたりする効果が非常に弱く、地表面フラックスによって徐々に熱と水蒸気が供給される。そのため、乾燥領域でも時間はかかるが最終的には強い雲対流が発達することができる。ただし、このときの境界層内における湿潤静的エネルギーと、深い対流の発生との関係性は確かめられていない。

B の特徴については、温位擾乱を水平平均した $z-t$ 分布を表す図 5.21、図 5.22 に見られる。図 5.21(a) は乾燥した層を与えていない計算結果であり、後の図については左側の列に全域乾燥計算、右側の列に半域乾燥計算の結果を表している。図 5.22(c),(e),(g) は全域乾燥計算の $H_d = 1 \text{ km} \sim 3 \text{ km}$ の実験から得られた図である。これを見ると、自由対流圏で $-1 \text{ K} \sim -5 \text{ K}$ の温位擾乱が生じていることがわかる。これは強い雲対流の発生が抑制され、水蒸気が凝結することで得られる潜熱放出による加熱の効果が非常に小さく、高度 10 km 以下に -2 [K/day] で与えられる水平一様な放射冷却の影響を主に受けているものと思われる。これは $H_d = 1 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ での半域乾燥計算の乾燥領域においても同様なはずである。それにも関わらず、それらの計算において水平平均した温位擾乱を見ると、自由対流圏で $1 \text{ K} \sim 4 \text{ K}$ の温位上昇が見られる。特に、非乾燥領域で雲活動が活発になる $t = 15000 \text{ sec} \sim 30000 \text{ sec}$ の間の温位上昇が著しい。一方で、 $H_d = 5 \text{ km} \sim 7 \text{ km}$ の全域乾燥計算や半域乾燥計算における自由対流圏での温位上昇は $1 \text{ K} \sim 3 \text{ K}$ であり、 $H_d = 1 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ の実験と同程度であることがわかる。ゆえに、 $H_d = 1 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ での半域乾燥計算において、非乾燥領域での雲対流の強度が相当に強く持続的であることが示唆される。そして、この雲対流の強化は、乾燥領域の H_d 以下の水蒸気が非乾燥領域の雲対流に取り込まれることと関連すると考えられる。

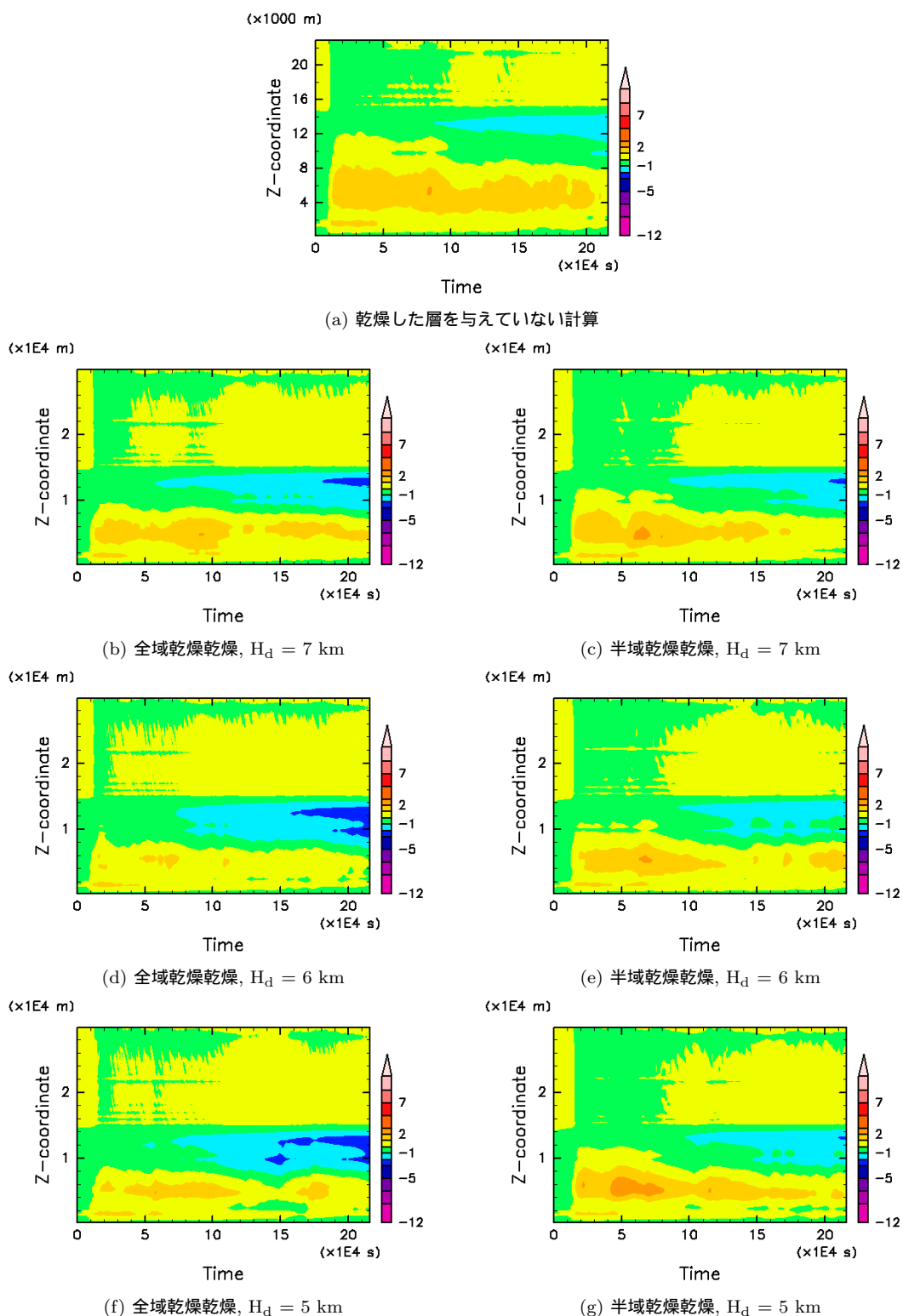


図 5.21: 温位擾乱の水平平均の図. ここでは乾燥した層を与えていない計算, 全域乾燥計算, 半域乾燥計算から得られた結果を表している. 温位擾乱の単位は [K], 横軸は z [$\times 10^4$ m], 横軸は t [$\times 10^4$ sec] である.

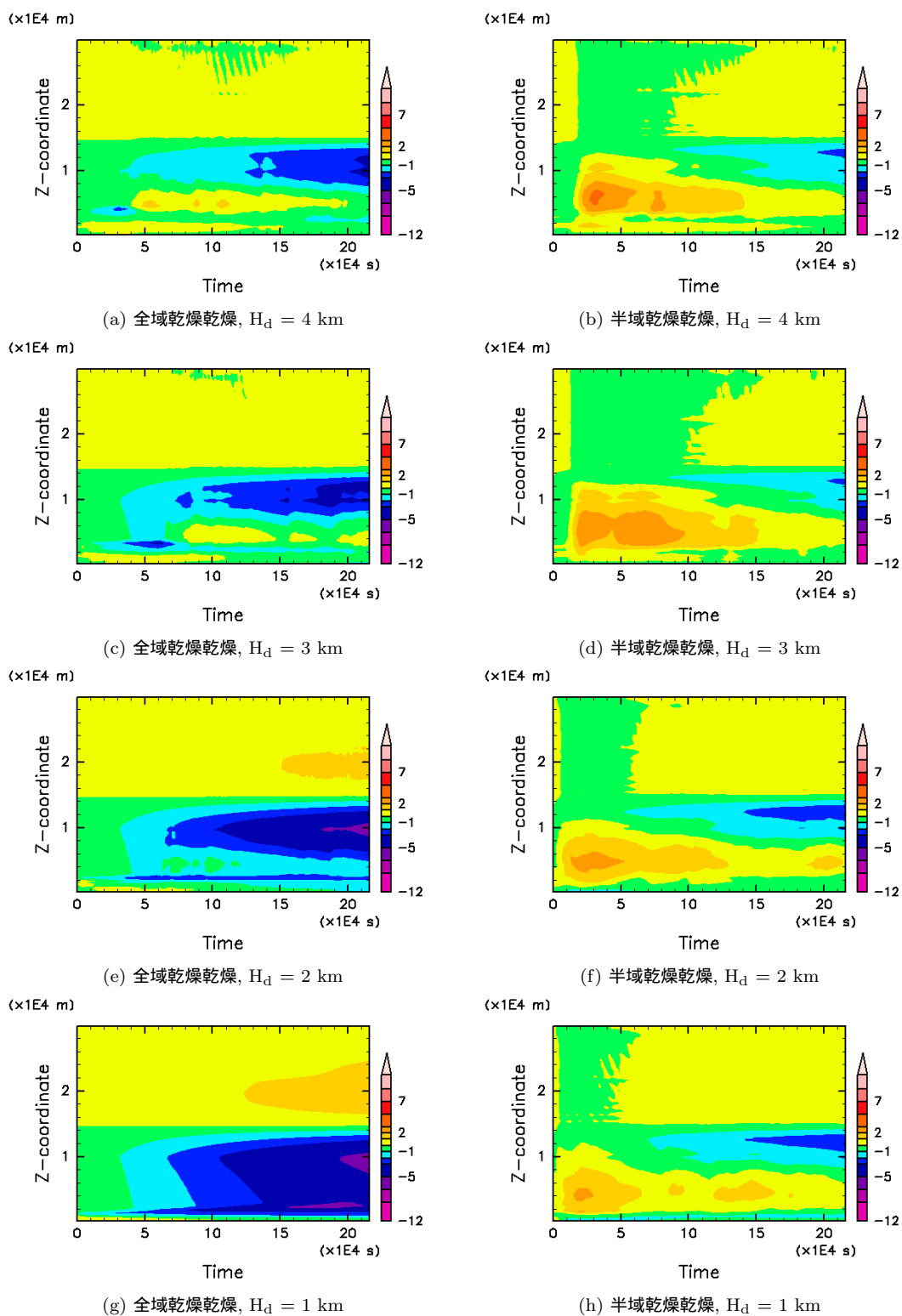


図 5.22: 温位擾乱の水平平均の図. ここでは全域乾燥計算と半域乾燥計算から得られた結果を表している. 温位擾乱の単位は [K], 横軸は $z [\times 10^4 \text{ m}]$, 横軸は $t [\times 10^4 \text{ sec}]$ である.

非乾燥領域での雲対流の強化は、地表面降水量からもわかる。図 5.23, 図 5.24 はそれぞれ全時間と $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ で時間平均した地表面降水量であり、乾燥した層を与えない計算と半域乾燥計算から得られたものである。この $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ という時間は、図 5.22 で見られたように、 $H_d = 1 \text{ km} \sim 4 \text{ km}$ の半域乾燥計算全てにおいて、自由対流圏における 1 K 以上の持続的な温位上昇が見られる時間である。まず、図 5.23 と図 5.24 を比較すると、 $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ の間は降水量が多く雲活動が活発であったことが示唆される。次に図 5.23 と図 5.24 において、乾燥を与えた高度による地表面降水量の違いを比較する。これにより、乾燥を与えていない計算と $H_d = 5 \text{ km}$ 以上の実験では領域全体に平均的に降水が見られるのに対して、 $H_d = 4 \text{ km}$ 以下の実験では、非乾燥領域に降水が集中しその強度も強い。特に $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ での時間平均ではこの特徴が明確に現れていることがわかる。最後に、全時間で平均した地表面降水量と、 $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ で時間平均した地表面降水量を、さらに水平平均した平均降水量をまとめた表 5.2 に注目する。計算時間全体での平均降水量は、 $H_d = 5 \text{ km}$ 以上の実験と $H_d = 4 \text{ km}, 3 \text{ km}$ の実験とが同程度で、 $H_d = 1 \text{ km}, 2 \text{ km}$ では $1/5$ 程度である。しかし、 $t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ での平均降水量は、 $H_d = 4 \text{ km}$ の実験が最も高い値を示し、 $H_d = 1 \text{ km} \sim 3 \text{ km}$ の実験の値ですら、 $H_d = 5 \text{ km}$ 以上の実験と同程度である。さらに、この時間帯では、乾燥した層を与えていない計算の値が最も小さいこともわかる。よって、地表面降水から、乾燥した層を低高度に与えた場合は著しく雲対流の強度が増すが、比較的高高度に乾燥した層を与えた場合でも、雲対流の強化が見られることが示された。

表 5.2: 時間平均と領域平均した地表面降水量。乾燥を与えていない計算と半域乾燥計算の結果をまとめている。

H_d	全時間平均を領域平均	$t = 0 \text{ sec} \sim 50000 \text{ sec}$ の平均を領域平均
乾燥した層なし	$6.6 \times 10^{-7} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$1.2 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$H_d = 7 \text{ [km]}$	$2.3 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$4.6 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$H_d = 6 \text{ [km]}$	$3.0 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$4.4 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$H_d = 5 \text{ [km]}$	$2.5 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$3.8 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$H_d = 4 \text{ [km]}$	$2.5 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$5.2 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$H_d = 3 \text{ [km]}$	$1.8 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$4.1 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$H_d = 2 \text{ [km]}$	$4.7 \times 10^{-7} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$4.0 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$
$H_d = 1 \text{ [km]}$	$4.0 \times 10^{-7} \text{ [kg/(kg sec)]}$	$3.2 \times 10^{-6} \text{ [kg/(kg sec)]}$

このように、水平方向に不均一な大気の初期湿度を与える実験から、湿った部分での雲活動の強化が見られた。さらに、前節の最後に残っていた疑問についての答えも得られた。その疑問とは、 $H_d = 5 \text{ km}$ の実験でもそれなりに水平方向の不均一が生じていたにも関わらず、その影響が特に見られなかったが、本当に影響はないのかという疑問である。これは先述のように、平均の地表面降水量を、乾燥した層を与えていない計算と $H_d = 5 \text{ km}$ 以上の実験との比較から、半域乾燥計算の方が約 4 倍大きいとわかり、明らかになった。つまり、 $H_d = 5 \text{ km}$ 以上の実験でも雲対流の強化という、湿度の不均一に対する積雲対流の応答が見られるということである。

以上のように、湿度の水平非一様な初期場を与えると、湿度の水平方向の不均一な分布が雲対流の発達に及ぼす効果が明確になったと言える。つまり、その効果とは非乾燥領域への雲活動の集中と、強度が著しく増した持続的な雲対流の発達である。この影響は、乾燥した層厚が厚い方が顕著に現れるのみならず、 $H_d = 5 \text{ km}$ 以上の実験のように水平方向の湿度の不均一を与える層が比較的浅い場合にも、雲対流の強化は見られることがわかった。

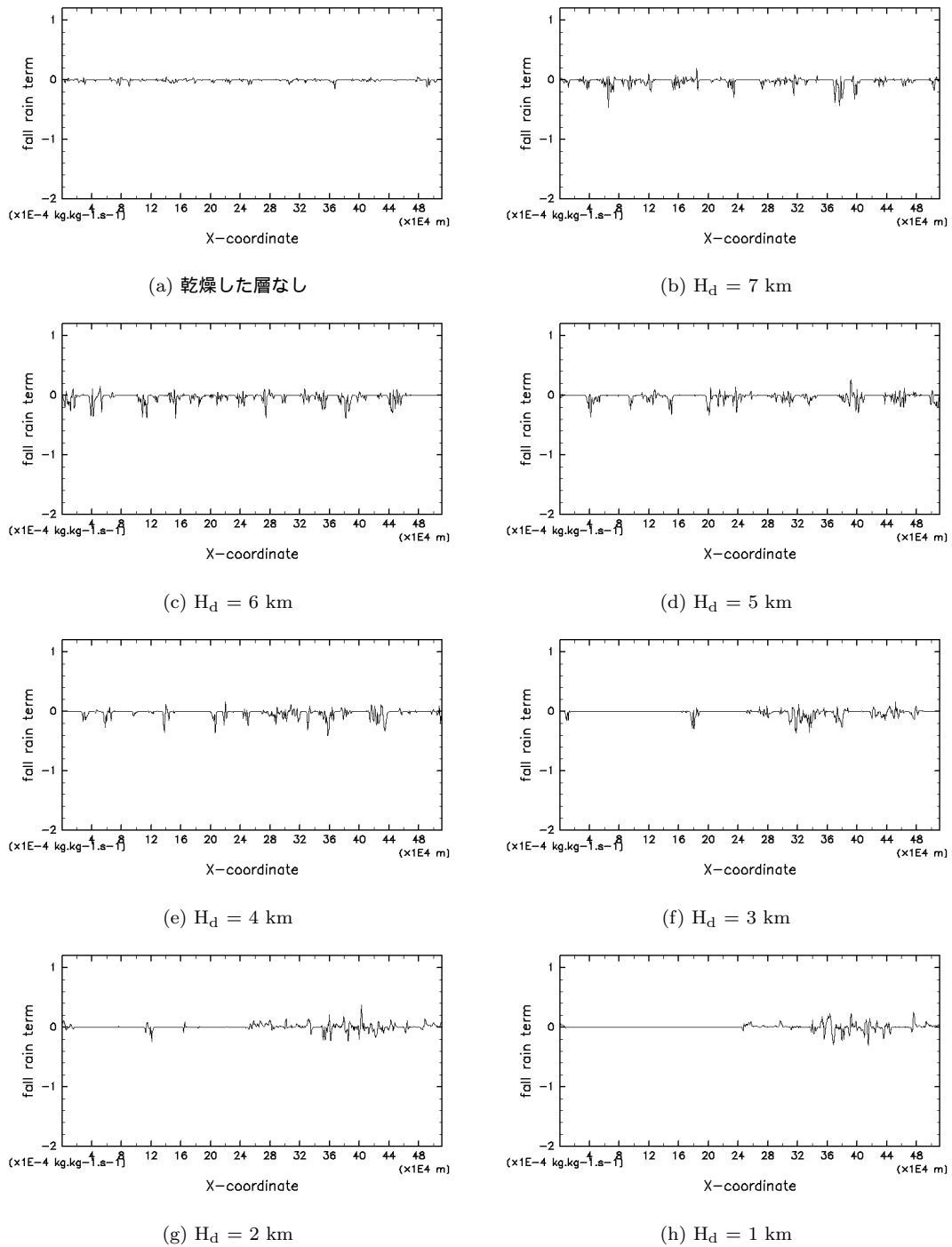


図 5.23: 全時間で平均した地表面降水量. (a) は乾燥した層を与えていない実験から得られ, (b) ~ (h) は半域乾燥計算から得られたものである. 縦軸は降水量 [$\times 10^{-4}$ kg/(kg sec)], 横軸は x [$\times 10^4$ m] である.

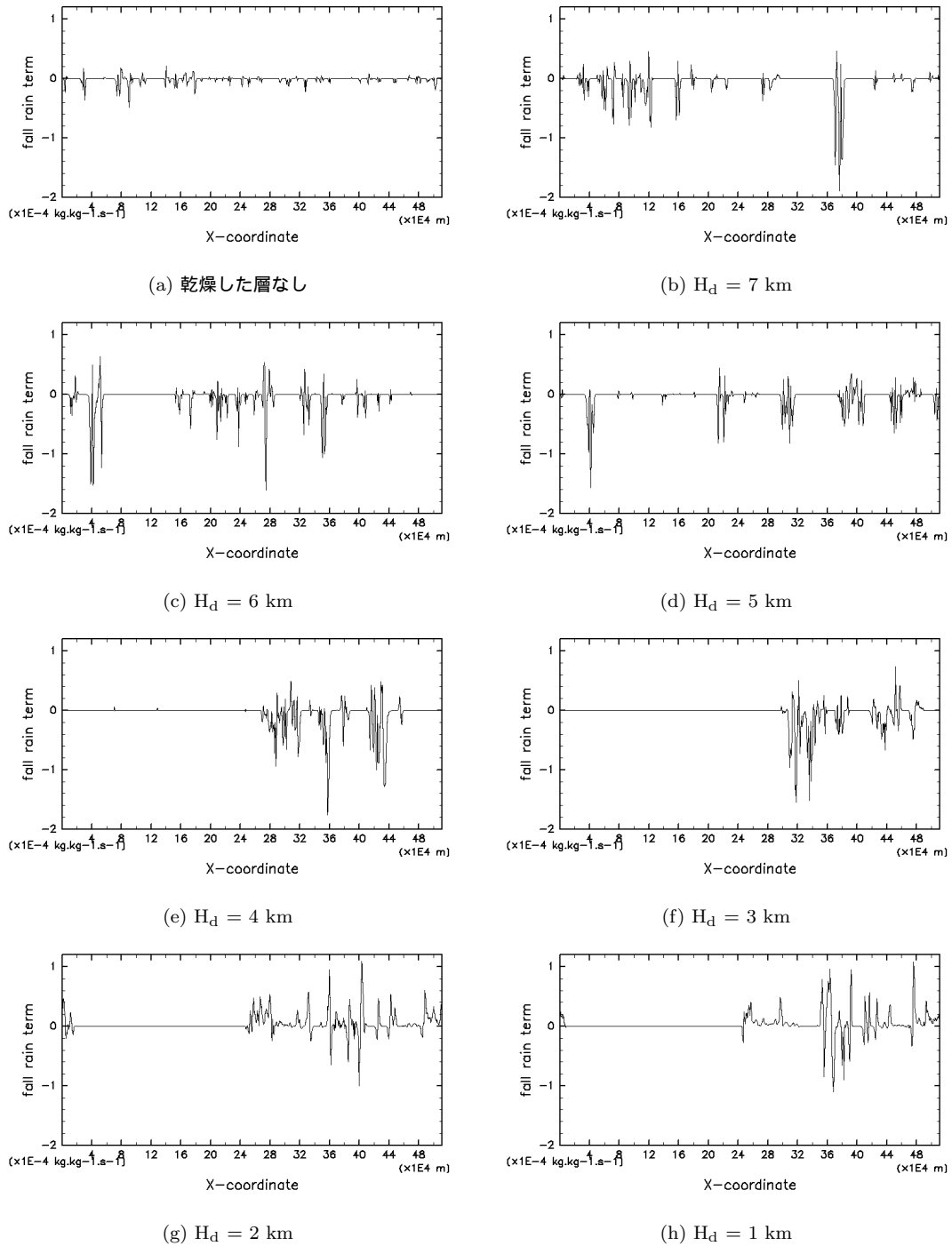


図 5.24: 図 5.23 と同様な図. ただし $t = 0$ sec ~ 50000 sec で平均した地表面降水量である. 縦軸は降水量 $[\times 10^{-4} \text{ kg}/(\text{kg sec})]$, 横軸は $x [\times 10^4 \text{ m}]$ である.

第6章 結論

本論文には二つの目的があった。一つは地球の湿潤対流を扱える数値シミュレーションモデルの開発であり、もう一つは、積雲対流の発達構造を理解するために、大気の初期湿度に対する対流の発達の感度実験を行うことであった。

開発した数値モデルの正当性の確認は、Takemi (2007) の部分的な再現計算によって行われた。この再現計算では Takemi (2007) と同様な冷氣プールや雲頂高度を持つ雲の形成が見られ、強度が異なる鉛直シアのある風を与えた際に、雲系が直立傾向を示すという、環境場の風に対する応答が見られた。雲物理過程や方程式系の違いがある上で、上記のような一致が見られたことからモデルの正当性は十分であると言える。

大気の初期湿度に対する対流の発達の感度実験では、大きく分けて二パターンの数値計算によって行われた。どちらの計算も基本的には湿度がゼロである乾燥した層を与えるというものである。まず一つ目の実験では、一定の高度以上で領域全体の大気湿度の基本場をゼロにして乾燥した層を与えた。なお、本研究では全域乾燥計算と呼んだ。もう一つの実験では、一定の高度以上で水平領域の半分の初期の大気湿度をゼロにするような水蒸気混合比の擾乱を与えた。これにより、初期の湿度場を水平方向に不均一なものにした。なお、この実験は前者の実験に対し、半域乾燥計算と呼び、高高度に乾燥した層を持つ領域を「乾燥領域」、そうでない領域は対比として「非乾燥領域」と呼んだ。また、両実験において乾燥を与える高度の下限を H_d と呼んだ。

全域乾燥計算からは、乾燥を与える高度の下限 H_d を下げていくと、 $H_d = 4$ km 以下では高度 10 km 以上に到達する強い雲対流が発生しにくくなるという感度が見られた。これは強い雲対流が初めて発生する時刻の違いから判断された。この強い雲対流を抑制が現れ始める $H_d = 4$ km は初期擾乱の振幅の大きさを変えた実験でもほぼ変わらなかった。この理由は以下のように考えられた。計算初期には高度 1.5 km 付近、すなわち境界層から雲対流が生じ、環境の温度や湿度の関係から、最大到達高度は高度約 3.5 km である。そして、この雲対流によって境界層の上 (高度 2.5 km ~ 3.5 km) に水蒸気が供給される。この水蒸気の輸送によって形成され

た境界層の上の湿った層内では, $t = 7500$ sec 頃に境界層から上昇してきた雲対流が潜熱放出によって強化される. これによって雲対流はより高高度へ上昇するための浮力を獲得する. ここで, 乾燥した層が高度 5 km 以上に与えられた実験では, 雲対流が高度 4 km を超え, その上でも潜熱放出による浮力を得ながら高度 10 km 以上に到達する. 一方で, 高度 4 km に乾燥した層が与えられた実験では, 高度 4 km 直下の層が乾燥しており, 境界層の上で強化され上昇しようとする雲対流中の雲水が蒸発し, 冷却されて高高度へは上昇できなくなる. この初期よりも低高度に拡大した乾燥した層は, 高度 4 km 以上の乾燥した層にその直下の水蒸気が輸送されることで形成される. $H_d = 3$ km についても同様である. また, $H_d = 2$ km については境界層の真上にまで乾燥した層が拡大してきており, 境界層内で生じた雲対流は上昇したとたんに乾燥した層に入ってしまう, 雲水の蒸発熱によって, 雲対流の発達を抑制される. $H_d = 1$ km については境界層内が乾燥しているために初期の雲対流すら発達できない状態にある.

また, 全域乾燥計算では高度 H_d 以上で水平方向に非一様となることがわかった. 計算時間の後半になるとこの湿度の非一様性は, $H_d = 4$ km 以上の実験ではある程度解消され, $H_d = 1$ km ~ 3 km の実験ではそれなりに残った. この湿度の非一様と雲対流の発達に関係性があるように見えたが, かなり曖昧なものであったため明確には示されなかった.

半域乾燥計算では, 全域乾燥計算と同様に, $H_d = 4$ km 以下になると強い雲対流が生じにくくなることがわかった. しかし, 全域乾燥計算よりも強い雲対流の発生時間はさらに遅くなり, 強い雲対流の発達を抑制する効果が強くなっていることが示唆された. 計算開始から 10000 sec を過ぎた頃は, 高度 H_d の上側で水蒸気が増加し, 下側では減少していた. よって, この時間帯に強い雲対流を抑制したのは, 全域乾燥計算と同様に, 乾燥した層が高高度に存在するためであると考えられた. 次に, $H_d = 4$ km の実験において, $t = 15000$ sec ~ 30000 sec の時間帯の湿度場と風速場に注目した. すると, 乾燥領域の高度 2 km ~ 4 km の水蒸気が, 非乾燥領域に流れ込んでいることがわかった. この水蒸気が流れ込む領域は, 活発な雲活動が見られる場所であった. これは $H_d = 3$ km についても同様であった. ゆえに次のことが示唆された. 乾燥領域では乾燥した層の影響で強い雲対流が発達しにくい状態が続く. その一方で非乾燥領域では強い雲対流が生じる. そして, 乾燥領域と非乾燥領域の境界付近において, 非乾燥領域で生じる雲対流による収束が起きる. このため, 乾燥領域の水蒸気が非乾燥領域に流れ込むようになり, 初期に与えられた乾燥した層が低高度側に拡大し, 乾燥領域において強い雲対流の発達がより抑制される.

さらに, 半域乾燥計算から得られた温位擾乱の時間平均から次のことが示された. 自由対流圏において, $H_d = 4$ km 以下の実験では 1 K ~ 4 K の温位擾乱が分布し,

$H_d = 5$ km 以上の実験では $1\text{ K} \sim 2\text{ K}$ の温位擾乱が分布した。これは、 $H_d = 4$ km 以下の実験において非乾燥領域の雲活動が相当に強化されたことを意味すると考えられた。この雲活動の強化は地表面降水量からも示された。このとき、半域乾燥計算の $H_d = 5$ km 以上の実験における平均降水量は乾燥を与えていない計算の約 4 倍の値を示し、乾燥した層が比較的浅い場合にも雲対流の強化は現れることが示された。

以上をまとめると、本研究における感度実験では次の二つの感度が見られた。(I) 低高度の乾燥した層は、その層を貫くような深い対流の形成を抑制する。(II) 水平非一様な初期の大気湿度を与えると、非乾燥領域の雲活動が著しく強化される。ここで、(I) のように乾燥した層による深い対流の発達への抑制は先行研究である Derbyshire (2004) でも示されていた。しかし、乾燥した層を与える高度を自由対流圏下部～中部の各高度に与えたことで、高度 3 km, 4 km に乾燥した層の下限を設定した場合にも深い対流の抑制が見られた。これらは先行研究では調べられていない高度である。また、(II) は水平方向に湿度の不均一を与えたことで見られた結果である。

以上のような初期の大気湿度に対する積雲対流の発達への感度が、湿度ゼロの乾燥した層を高度を変えて水平方向に不均一に与える実験から見られた。

謝辞

本論文を作成するに当たり、多くの方々にご協力頂きました。指導教官である神戸大学の林祥介教授、岩山隆寛准教授にはご多忙にもかかわらず多くの時間を割いていただき、日常や研究発表の場で研究方針などに様々なコメントを頂きました。九州大学の中島健介助教や北海道大学の杉山耕一朗特任助教、山下達也氏にはネットワーク会議を通じてモデルのテスト段階から今に至るまで細部に渡るチェックをして頂きました。さらに、山下達也氏には遠く離れた大学にいながら論文のチェックをして頂き、非常に貴重な意見を頂きました。北海道大学の石渡正樹准教授には、ネットワーク越しの研究発表の際に様々なご指摘を頂きました。また、神戸大学地球および惑星大気科学研究室関係者の皆様にも非常にお世話になりました。高橋芳幸特任助教には非常に多くの時間を割いて頂きました。修士1年の9月の初めにFORTRANの知識が全くなかった私にFORTRANの基礎から教えて頂けたからこそ、deepconvを扱えるようになりました。西澤誠也助教には、研究発表の際に的確なご指摘や、発表が行き詰った場合にヒントを頂き、幾度となく救って頂きました。また、村上真也氏、納多哲史氏には研究に関する相談をさせていただけただけでなく、息抜きの日常会話にも付き合ってもらい、楽しい時間を過ごさせて頂きました。私が修士1の時に京都大学大学院理学研究科数学教室へ所属することとなった佐々木洋平氏にはdeepconvだけでなく計算機の扱いにおいて助けて頂きました。また、学部時代から付き合いが始まった地球惑星科学専攻の皆様とは非常に楽しい思い出を作ることができ、いつでも心の支えとなりました。特に同じ研究室に所属していた、北野太郎氏はわからないことを互いに教えたり教えられたりし、何気なく話したことが後で非常に役立つことが多々ありました。また島津通氏には計算機の扱い方について何度も相談し、おかげで計算機を故障させずに今日まで使ってこれました。さらに須賀友也氏はコーヒブレイクを通して休息を取りつつも研究の話ができました。

本論文の計算には神戸大学のITPASSで管理している情報実験機joho09,06,12を使わせて頂きました。

皆様に心より感謝申し上げます。

Appendix

Appendix A: 変数リスト

- C_D : バルク係数.
- C_{pd} : 乾燥大気の定圧比熱.
- C_{vd} : 乾燥大気の定積比熱.
- C_s^2 : 音波速度.
- e : 飽和蒸気圧.
- $F_{all.}$: 雨水の落下項.
- F_{qv} : 地表面からの水蒸気フラックス.
- F_θ : 地表面からの熱フラックス.
- F_u : 地表面からの運動量フラックス.
- g : 重力加速度.
- M_d : 乾燥大気の分子量.
- M_v : 湿潤大気の分子量.
- p : 気圧.
- p_0 : 標準気圧.
- π : エクスナー関数.
- q_c : 雲水混合比.
- q_r : 雨水混合比.

- q_v : 水蒸気混合比.
- Q_{cnd} : 凝縮による加熱項.
- Q_{dis} : 散逸加熱項.
- Q_{rad} : 放射冷却項.
- R^* : 普遍気体定数.
- R_d : 乾燥大気の気体定数.
- ρ : 大気の密度.
- ρ_d : 乾燥大気の密度.
- r_v : 水蒸気モル比.
- $Src.$: 凝縮成分の生成項.
- θ : 温位.
- θ_v : 仮温位.
- $Turb.$: 乱流拡散項.
- T_v : 仮温度.
- \mathbf{u} : 速度. $\mathbf{u} = (u, w)$.
- u : x 方向の速度.
- w : z 方向の速度.
- V_{sfc} : 地表面風速.
- v_0 : 風速の最低値.

Appendix B: 基礎方程式系の導出

ここでは基礎方程式系の導出を行う.

基礎方程式系

基礎方程式系を再掲する.

運動方程式

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial x} + Turb.u' + F_u, \quad (2.1.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} \\ & + \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{q'_v/M_v}{1/M_d + \bar{q}_v/M_d} - \frac{q'_v + q'_c + q'_r}{1 + \bar{q}_v} \right) g + Turb.w'. \end{aligned} \quad (2.1.2)$$

圧力方程式

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} = - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho} (\bar{\theta}/\bar{f})^2} \nabla \cdot \{ \bar{\rho} (\bar{\theta}/\bar{f}) \mathbf{u}' \}. \quad (2.1.3)$$

熱の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta'}{\partial t} = & - \left(u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\pi}} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) \\ & + Turb.\bar{\theta} + Turb.\theta' + F_\theta. \end{aligned} \quad (2.1.4)$$

混合比の保存式

$$\frac{\partial q'_v}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_v}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_v}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} + Src.q'_v + Turb.\bar{q}_v + Turb.q'_v + F_{q_v}, \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial q'_c}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_c}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_c}{\partial z} \right) + Src.q'_c + Turb.q'_c, \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial q'_r}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_r}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_r}{\partial z} \right) + Src.q'_r + Fall.q'_r + Turb.q'_r. \quad (2.1.7)$$

エクスター関数 π

$$\pi \equiv \left(\frac{p}{p_0} \right)^{R_d/C_{pd}}. \quad (2.1.9)$$

温位 θ

$$\theta \equiv T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/C_{pd}} = \frac{T}{\pi}. \quad (2.1.10)$$

密度 ρ

$$\begin{aligned}\rho &= \frac{p}{R_d T} \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + \Sigma q_v/M_v} \right) (1 + \Sigma q_v + \Sigma q_c + \Sigma q_r) \\ &= \frac{p}{R_d T_v} = \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d \theta_v}.\end{aligned}\quad (2.1.11)$$

仮温度 θ_v

$$\theta_v = \frac{\theta}{\left(\frac{1/M_d}{1/M_d + \Sigma q_v/M_v} \right) (1 + \Sigma q_v + \Sigma q_c + \Sigma q_r)}.\quad (2.1.12)$$

音波速度 C_s^2

$$C_s^2 = \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \pi \theta_v.\quad (2.1.13)$$

基礎方程式系の導出

(1) 密度の式の導出

凝縮成分を考慮した大気の密度 ρ は、

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_d + \rho_v + \rho_c + \rho_r \\ &= \rho_d (1 + q_v + q_c + q_r)\end{aligned}\quad (B1)$$

ここで、 $q_v = \rho_v/\rho_d$, $q_c = \rho_c/\rho_d$, $q_r = \rho_r/\rho_d$ はそれぞれ、水蒸気・雲水・雨水の混合比である。次に、乾燥気体の分圧を p_d , 水蒸気分圧を p_v とおくと、

$$\begin{aligned}p_d &= p \left(1 - \frac{p_v}{p} \right) \\ &= p \left(1 - \frac{p_v}{p_d + p_v} \right) \\ &= p \left(1 - \frac{\rho_v R_v T}{\rho_d R_d T + \rho_v R_v T} \right) \\ &= p \left(1 - \frac{\rho_v \frac{R}{M_v} T}{\rho_d \frac{R}{M_d} T + \rho_v \frac{R}{M_v} T} \right) \\ &= p \left(1 - \frac{q_v/M_v}{1/M_d + q_v/M_v} \right)\end{aligned}\quad (B2)$$

となる. ここで状態方程式 $p = \rho_i R_i T$ (i は各分子を意味する) を用いている. ゆえに, 乾燥気体の密度は,

$$\rho_d = \frac{p_d}{R_d T} = \frac{p}{R_d T} \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) \quad (\text{B3})$$

となる. ここで, 水蒸気の体積は無視できるものとした. 以上から (B1) は

$$\rho = \frac{p}{R_d T} \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q_c + q_r) \quad (\text{B4})$$

となる. ここで,

$$f \equiv \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q_c + q_r) \quad (\text{B5})$$

と定義すると (B4) は

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{p}{R_d (T/f)} \\ &= \frac{p}{R_d \pi (\theta/f)} \\ &= \frac{1}{R_d (\theta/f)} \left(\frac{p_0}{p} \right)^{R_d/C_{pd}} \frac{p}{p_0} p_0 \\ &= \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d (\theta/f)} \end{aligned} \quad (\text{B6})$$

となり, $\theta_v \equiv \theta/f$, $T_v \equiv T/f$ と定義すると,

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{p}{R_d T} \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_v} \right) (1 + q_v + q_c + q_r) \\ &= \frac{p}{R_d T_v} = \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d \theta_v} \end{aligned} \quad (\text{2.1.11})$$

を得る.

(2) 運動方程式の導出

ナビエ = ストークスの運動方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + Turb.u + F_u, \quad (\text{B7})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + Turb.w - g \quad (\text{B8})$$

を気圧 p の代わりにエクスナー関数 π を用いて表す. (2.1.9) より, $\pi^{C_{pd}/R_d} = p/p_0$ であり, これと (2.1.11) を用いると,

$$\begin{aligned}
\frac{1}{\rho} dp &= \frac{R_d \pi \theta_v}{p} d(p_0 \pi^{C_{pd}/R_d}) \\
&= \frac{R_d \pi \theta_v}{p} \left(p_0 \frac{C_{pd}}{R_d} \pi^{C_{pd}/R_d - 1} \right) d\pi \\
&= \pi \theta_v \left(C_{pd} \frac{p_0}{p} \pi^{C_{pd}/R_d - 1} \right) d\pi \\
&= \pi \theta_v \left[C_{pd} \frac{p_0}{p} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{C_{pd}/R_d} \right] d\pi \\
&= \pi \theta_v \left[C_{pd} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-R/C_{pd}} \right] d\pi \\
&= \pi \theta_v \left[C_{pd} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-R/C_{pd}} \right] d\pi \\
&= \pi \theta_v \left(C_{pd} \frac{1}{\pi} \right) d\pi \\
&= C_{pd} \theta_v d\pi
\end{aligned} \tag{B9}$$

となる. よって (B7), (B8) の右辺第二項に上式を代入して,

$$\frac{\partial u}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right) - C_{pd} \theta_v \frac{\partial \pi}{\partial x} + Turb.u + F_u, \tag{B10}$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} \right) - C_{pd} \theta_v \frac{\partial \pi}{\partial z} + Turb.w - g \tag{B11}$$

を得る.

(3) 圧力方程式の導出

(2.1.11) より,

$$\begin{aligned}
d\rho &= d \left[\frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d(\theta/f)} \right] \\
&= \frac{p_0}{R_d(\theta/f)} \frac{C_{vd}}{R_d} \pi^{C_{vd}/R_d-1} d\pi - \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d} f}{R_d} \frac{d\theta}{\theta^2} \\
&\quad + \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d \theta} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} dq_v + \frac{\partial f}{\partial q_c} dq_c + \frac{\partial f}{\partial q_r} dq_r \right) \\
&= C_{pd}(\theta/f) \frac{1}{C_{pd}(\theta/f)} \frac{p_0}{R_d(\theta/f)} \frac{C_{vd}}{R_d} \frac{1}{\pi} \pi^{C_{vd}/R_d} d\pi \\
&\quad - \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d} f}{R_d} \frac{d\theta}{\theta^2} + \frac{1}{f} \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d(\theta/f)} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} dq_v + \frac{\partial f}{\partial q_c} dq_c + \frac{\partial f}{\partial q_r} dq_r \right) \\
&= C_{pd}(\theta/f) \left(\frac{C_{vd}}{C_{pd}} R_d \pi \frac{\theta}{f} \right) \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d(\theta/f)} d\pi - \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d(\theta/f)} \frac{d\theta}{\theta} \\
&\quad + \frac{1}{f} \frac{p_0 \pi^{C_{vd}/R_d}}{R_d(\theta/f)} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} dq_v + \frac{\partial f}{\partial q_c} dq_c + \frac{\partial f}{\partial q_r} dq_r \right) \\
&= \frac{C_{pd} \rho \theta_v}{C_s^2} d\pi - \frac{\rho}{\theta_v} d\theta + \rho \frac{1}{f} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} dq_v + \frac{\partial f}{\partial q_c} dq_c + \frac{\partial f}{\partial q_r} dq_r \right) \tag{B12}
\end{aligned}$$

となる. ここで, 音速 $C_s^2 = \frac{C_{pd}}{C_{pv}} R \pi \frac{\theta}{f}$ を用いた. (B12) より,

$$\frac{d\pi}{dt} = \frac{C_s^2}{C_{pd} \rho \theta_v} \left[\frac{d\rho}{dt} + \frac{\rho}{\theta} \frac{d\theta}{dt} - \frac{\rho}{f} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} \frac{dq_v}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_c} \frac{dq_c}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_r} \frac{dq_r}{dt} \right) \right] \tag{B13}$$

である. さらに連続の式

$$\frac{d\rho}{dt} = \rho \nabla \cdot \mathbf{u} \tag{B14}$$

を用いて,

$$\frac{d\pi}{dt} = \frac{C_s^2}{C_{pd} \rho \theta_v} \left[-\nabla \cdot \mathbf{u} + \frac{1}{\theta} \frac{d\theta}{dt} - \frac{1}{f} \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} \frac{dq_v}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_c} \frac{dq_c}{dt} + \frac{\partial f}{\partial q_r} \frac{dq_r}{dt} \right) \right] \tag{B15}$$

を得る.

(4) 熱の式の導出

以下では, 湿潤成分の分圧・体積・密度は考慮しないものとする. 熱力学第一法則は

$$U = -W + Q$$

である. ここで U は内部エネルギー, W は系が外界にする仕事, Q は外界から系に入った熱量である. 熱力学第一法則において, 単位質量あたりの内部エネルギー

を i とすると上式は

$$\begin{aligned}\frac{di}{dt} &= -p_v \frac{dV}{dt} + Q \\ &= -p_v \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho_d} \right) + Q\end{aligned}\quad (\text{B16})$$

となる. ここで V , ρ_d , p_v はそれぞれ乾燥大気の, 体積, 密度, 分圧であり, Q は内部熱源による単位質量当りの加熱率である. 次にエントロピー S の定義

$$S \equiv \int \frac{dQ}{T}$$

より, $dS \equiv \frac{dQ}{T}$ を用いて,

$$T \frac{dS}{dt} = \frac{de}{dt} + p_d \frac{dV}{dt} = \frac{de}{dt} + p_v \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{\rho_d} \right) \quad (\text{B17})$$

となる. よって (B16), (B17) より

$$T \frac{dS}{dt} = Q \quad (\text{B18})$$

を得る.

次に,

$$\rho_d = \rho_d(p_d, T)$$

または

$$S = S(p_d, T)$$

のように S を p_d と T の二つの独立変数のみに依存すると

$$dS = \left(\frac{\partial S}{\partial p_d} \right)_T dp_d + \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{p_d} dT \quad (\text{B19})$$

となる. ここで, ギブスの自由エネルギー $G(p_d, T)$ について,

$$G = U - TS + pV$$

より,

$$\begin{aligned}dG &= dU - TdS - SdT + p_d dV + V dp_d \\ &= (dU + p_d dV - TdS) - SdT + V dp_d \\ &= (dU + dW - dQ) - SdT + V dp_d \\ &= -SdT + \frac{1}{\rho_d} dp_d\end{aligned}\quad (\text{B20})$$

である。ここで熱力学第一法則を用いている。また G は p_d と T の二つの独立変数のみに依存し、

$$dG = \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{p_d} dT + \left(\frac{\partial G}{\partial p_d} \right)_T dp_d \quad (\text{B21})$$

であるから、(B20)、(B21) を辺々比較して

$$\left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{p_d} = -S, \quad (\text{B22})$$

$$\left(\frac{\partial G}{\partial p_d} \right)_T = \frac{1}{\rho_d} \quad (\text{B23})$$

を得る。上式について

$$\left(\frac{\partial}{\partial p_d} \left(\frac{\partial G}{\partial T} \right)_{p_d} \right)_T = \left(\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{\partial G}{\partial p_d} \right)_T \right)_{p_d}$$

を用いると、

$$-\left(\frac{\partial S}{\partial p_d} \right)_T = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{1}{\rho_d} \right)_{p_d} = -\frac{1}{\rho_d^2} \left(\frac{\partial \rho_d}{\partial T} \right)_{p_d},$$

であるので、

$$\left(\frac{\partial S}{\partial p_d} \right)_T = \frac{1}{\rho_d^2} \left(\frac{\partial \rho_d}{\partial T} \right)_{p_d} \quad (\text{B24})$$

となる。また、定圧比熱 C_{pd} の定義より、

$$C_{pd} = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{p_d} \quad (\text{B25})$$

であるから、(B19) は (B24)、(B25) を用いて、

$$dS = \frac{1}{\rho_d^2} \left(\frac{\partial \rho_d}{\partial T} \right)_{p_d} dp_d + \frac{C_{pd}}{T} dT \quad (\text{B26})$$

となる。さらに乾燥大気に対する状態方程式

$$\rho_d = \frac{p_d}{R_d T}$$

より、(B26) はさらに変形でき、

$$\begin{aligned} dS &= \left(\frac{RT}{p} \right)^2 \left(-\frac{p}{RT^2} \right) dp + \frac{C_p}{T} dT \\ &= -R \frac{dp}{p} + C_p \frac{dT}{T} \end{aligned} \quad (\text{B27})$$

となる. (B27) を両辺積分し, 積分定数を S_0 とすると,

$$\begin{aligned} S &= C_{pd} \ln T - R_d \ln p_d + S_0 \\ &= C_{pd} \left(\ln T - \frac{R_d}{C_{pd}} \ln p_d \right) + S_0 \\ &= C_{pd} \ln T \left(\frac{1}{p_d} \right)^{R_d/C_{pd}} + S_0, \end{aligned} \quad (\text{B28})$$

であり, 上式を整理して

$$\begin{aligned} \frac{S - S_0}{C_{pd}} &= \ln T \left(\frac{1}{p_d} \right)^{R_d/C_{pd}} \\ e^{\frac{S - S_0}{C_{pd}}} &= T \left(\frac{1}{p_d} \right)^{R_d/C_{pd}} \end{aligned} \quad (\text{B29})$$

となる. ここで, 標準気圧 $p_0 = \text{const.}$ を用いて, (B29) の両辺に $p_0^{R_d/C_{pd}}$ をかけると,

$$p_0^{R_d/C_{pd}} e^{\frac{S - S_0}{C_{pd}}} = T \left(\frac{p_0}{p_d} \right)^{R_d/C_{pd}} \equiv \theta \quad (\text{B30})$$

である. 両辺を t で微分して

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \frac{1}{C_p} p_0^{R_d/C_p} e^{\frac{S - S_0}{C_p}} \frac{dS}{dt} \\ &= \frac{\theta}{C_p} \frac{dS}{dt} \end{aligned} \quad (\text{B31})$$

を得る. (B18) を (B31) に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \frac{\theta}{C_{pd} T} Q \\ &= \frac{Q}{C_{pd} \pi} \end{aligned} \quad (\text{B32})$$

となる. ここで

$$\frac{Q}{C_{pd}} \equiv Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}$$

と定義し, 乱流拡散項 (2.5.31) を用いると, 熱の式は

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{dt} &= \frac{1}{\pi} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) + Turb.\theta, \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} &= - \left(u \frac{\partial \theta}{\partial x} + w \frac{\partial \theta}{\partial z} \right) + \frac{1}{\pi} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) + Turb.\theta \end{aligned} \quad (\text{B33})$$

と表される.

(5) エクスナー関数を用いた静水圧平衡の式

(B9) より,

$$\frac{dp}{dz} = \rho C_{pd} \theta_v \frac{d\pi}{dz}$$

であり, 静水圧平衡の式 $dp/dz = -\rho g$ より,

$$\rho C_{pd} \theta_v \frac{d\pi}{dz} = -\rho g,$$

$$\frac{d\pi}{dz} = -\frac{g}{C_{pd} \theta_v} = -\frac{g}{C_{pd}(\theta/f)} \quad (\text{B34})$$

となり, 静水圧平衡をエクスナー関数を用いて表すことができた.

基礎方程式系の線形化

ここでは基礎方程式系の線形化を行う. 変数は基本場と擾乱場に分け, 基本場は静水圧平衡にあるものと仮定する. このとき, 変数は以下のように書ける.

$$\begin{aligned} u &= u'(x, z, t), \\ w &= w'(x, z, t), \\ \pi &= \bar{\pi}(z) + \pi'(x, z, t), \\ \theta &= \bar{\theta}(z) + \theta'(x, z, t), \\ \rho &= \bar{\rho}(z) + \rho'(x, z, t), \\ q_v &= \bar{q}_v(z) + q'_v(x, z, t), \\ q_c &= q'_c(x, z, t), \\ q_r &= q'_r(x, z, t). \end{aligned}$$

ただし, 風速 u, w と, 雲水 q_c , 雨水 q_r の基本場はゼロと見なした. また, (B34) より, 基本場には静水圧平衡の式

$$\frac{\partial \bar{\pi}}{\partial z} = -\frac{g}{C_{pd} \bar{\theta}_v} = -\frac{g}{C_{pd}(\bar{\theta}/\bar{f})} \quad (\text{B35})$$

が成り立つものとする.

(1) 水平方向の運動方程式の線形化

水平方向の運動方程式 (B10) を基本場と擾乱場に分離すると,

$$\frac{\partial u'}{\partial t} = -\left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z}\right) - C_{pd} \left(\bar{\theta}_v \frac{\partial \bar{\pi}}{\partial x} + \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial x} + \theta'_v \frac{\partial \bar{\pi}}{\partial x} + \theta'_v \frac{\partial \pi'}{\partial x}\right) + Turb.u' + F_u$$

となる. 上式において, 2 次の微小項を消去し, 今, 基本場は水平方向には一様であるとしたため, 水平方向の運動方程式

$$\begin{aligned}\frac{\partial u'}{\partial t} &= - \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial x} + Turb.u' + F_u \\ &= - \left(u' \frac{\partial u'}{\partial x} + w' \frac{\partial u'}{\partial z} \right) - C_{pd} \frac{\bar{\theta}}{\bar{f}} \frac{\partial \pi'}{\partial x} + Turb.u' + F_u\end{aligned}\quad (2.1.1)$$

を得る. ここで q_v について, 擾乱場の値は基本場の値に比べて非常に小さいものとして基本場周りで (B5) を線形化すると,

$$\bar{f} = \left(\frac{1/M_d}{1/M_d + \bar{q}_v/M_v} \right) (1 + \bar{q}_v) \quad (B36)$$

である.

(2) 鉛直方向の運動方程式

水平方向の運動方程式と同様に (B11) を基本場と擾乱場に分離すると,

$$\frac{\partial w'}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - C_{pd} \left(\bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} + \theta'_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} \right) - g + Turb.w'$$

となる. 上式に静水圧平衡の式 (B35) を用いると,

$$\begin{aligned}\frac{\partial w'}{\partial t} &= - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) + C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{g}{C_{pd} \bar{\theta}_v} - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} + C_{pd} \theta'_v \frac{g}{C_{pd} \bar{\theta}_v} - g + Turb.w' \\ &= - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} + \frac{\theta'_v}{\bar{\theta}_v} g + Turb.w'\end{aligned}$$

を得る. ここで θ'_v は,

$$\begin{aligned}\theta'_v &= \left(\frac{\theta}{f} \right) \\ &= \frac{\theta'}{f} - \frac{1}{f^2} \theta \left(\frac{\partial f}{\partial q_v} dq_v + \frac{\partial f}{\partial q_c} dq_c + \frac{\partial f}{\partial q_r} dq_r \right) \\ &= \frac{\theta}{f} \left(\frac{\theta'}{\theta} - \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_v} q'_v - \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_c} q'_c - \frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_r} q'_r \right)\end{aligned}\quad (B37)$$

である. (B37) の右辺第二項は,

$$\begin{aligned}
\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_v} q'_v &= \frac{1}{\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} (1 + q_v + q_c + q_r)} \frac{\partial \frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} (1 + q_v + q_c + q_r)}{\partial q_v} q'_v \\
&= \frac{1}{\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} (1 + q_v + q_c + q_r)} \\
&\quad \left\{ \frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} - \frac{1/(M_d M_v)}{(1/M_d + q_v/M_v)^2} (1 + q_v + q_c + q_r) \right\} q'_v \\
&= \frac{q'_v}{1 + q_v + q_c + q_r} - \frac{1/M_v}{1/M_d + q_v/M_d} q'_v \tag{B38}
\end{aligned}$$

となる. (B37) の右辺第三項は,

$$\begin{aligned}
\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_c} q'_c &= \frac{1}{\frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} (1 + q_v + q_c + q_r)} \frac{\partial \frac{1/M_d}{1/M_d + q_v/M_d} (1 + q_v + q_c + q_r)}{\partial q_c} q'_c \\
&= \frac{q'_c}{(1 + q_v + q_c + q_r)} \tag{B39}
\end{aligned}$$

となり, 同様にして (B37) の右辺第四項は,

$$\frac{1}{f} \frac{\partial f}{\partial q_r} q'_r = \frac{q'_r}{(1 + q_v + q_c + q_r)} \tag{B40}$$

となる. よって, (B38) ~ (B40) を用いると (B37) は,

$$\theta'_v = \frac{\theta}{f} \left(\frac{\theta'}{\theta} + \frac{q'_v/M_v}{1/M_d + q_v/M_d} - \frac{q'_v + q'_c + q'_r}{1 + q_v + q_c + q_r} \right) \tag{B41}$$

となる. ここで擾乱成分は基本場成分に比べて十分に小さいため, 温位と凝縮成分の全量を基本場成分に置き換え, また, $\bar{q}_v \gg q'_c + q'_r$ として,

$$\theta'_v = \frac{\bar{\theta}}{f} \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{q'_v/M_v}{1/M_d + \bar{q}_v/M_d} - \frac{q'_v + q'_c + q'_r}{1 + \bar{q}_v} \right) \tag{B42}$$

を得る. 上式を用いると, 鉛直方向の運動方程式

$$\begin{aligned}
\frac{\partial w'}{\partial t} &= - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} + \frac{\theta'_v}{\bar{\theta}_v} g + Turb.w' \\
&= - \left(u' \frac{\partial w'}{\partial x} + w' \frac{\partial w'}{\partial z} \right) - C_{pd} \bar{\theta}_v \frac{\partial \pi'}{\partial z} \\
&\quad + \left(\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{q'_v/M_v}{1/M_d + \bar{q}_v/M_d} - \frac{q'_v + q'_c + q'_r}{1 + \bar{q}_v} \right) g + Turb.w' \tag{2.1.2}
\end{aligned}$$

が導出される.

(3) 圧力方程式の線形化

Klemp and Wilhelmson (1978) では, 非断熱的な加熱による熱膨張と凝縮に伴う圧力変化を無視している. すなわち (B15) の大括弧内の第二項, 第三項を無視して,

$$\frac{d\pi}{dt} = -\frac{C_s^2}{C_{pd}\theta_v} \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (\text{B43})$$

が用いられた. 本モデルで考える系は, 凝縮成分が十分に小さいため, この近似を用いている. 上記の圧力方程式を基本場と擾乱場に分離する. ただし, 擾乱成分は基本場成分よりも十分小さいという仮定を用いて, $1/\theta \sim 1/\bar{\theta}$, $1/f \sim 1/\bar{f}$ とする. 音波速度 (2.1.13) は,

$$\begin{aligned} C_s^2 &= \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \pi \theta_v \\ &\sim \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d (\bar{\pi} + \pi') \left(\frac{\bar{\theta} + \theta'}{\bar{f}} \right) \\ &\sim \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \left(\bar{\pi} \frac{\bar{\theta}}{\bar{f}} + \bar{\pi} \frac{\theta'}{\bar{f}} + \pi' \frac{\bar{\theta}}{\bar{f}} \right) \\ &= \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \bar{\pi} \frac{\bar{\theta}}{\bar{f}} \left(1 + \frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{\pi'}{\bar{\pi}} \right) \\ &\sim \frac{C_{pd}}{C_{vd}} R_d \bar{\pi} \frac{\bar{\theta}}{\bar{f}} \equiv \bar{C}_s^2 \end{aligned} \quad (\text{B44})$$

である. ここで, $\theta'/\bar{\theta} \ll 1$, $\pi'/\bar{\pi} \ll 1$ を用いた. (B44) を用いると (B43) は

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\bar{\pi} + \pi')}{\partial t} + u' \frac{\partial(\bar{\pi} + \pi')}{\partial x} + w' \frac{\partial(\bar{\pi} + \pi')}{\partial z} &= -\frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/\bar{f})} \nabla \cdot \mathbf{u}', \\ \frac{\partial \pi'}{\partial t} &= -w' \frac{\partial \bar{\pi}}{\partial z} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/\bar{f})} \nabla \cdot \mathbf{u}' \end{aligned} \quad (\text{B45})$$

となる. さらに状態方程式 (2.1.11) を π について書き換え, 基本場まわりで線形化すると

$$\begin{aligned} \pi &= \left(\frac{\rho R_d (\theta/f)}{p_0} \right)^{R_d/C_{vd}}, \\ \bar{\pi} &= \left(\frac{\bar{\rho} R_d (\bar{\theta}/\bar{f})}{p_0} \right)^{R_d/C_{vd}} \end{aligned} \quad (\text{B46})$$

であるので、上式を (B45) に用いて、

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \pi'}{\partial t} &= -w' \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\bar{\rho} R_d (\bar{\theta}/f)}{p_0} \right)^{R_d/C_{vd}} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/f)} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \\
&= -w' \frac{R_d}{C_{vd}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\bar{\rho} R_d (\bar{\theta}/f)}{p_0} \right)^{R_d/C_{vd}-1} \frac{R_d \partial \bar{\rho}(\bar{\theta}/f)}{p_0 \partial z} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/f)} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \\
&= -w' \frac{R_d}{C_{vd}} \frac{1}{\bar{\rho} R_d (\bar{\theta}/f)} \frac{R_d \partial \bar{\rho}(\bar{\theta}/f)}{p_0 \partial z} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/f)} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \\
&= -w' \frac{R_d}{C_{vd}} \frac{1}{\bar{\rho}(\bar{\theta}/f)} \frac{\partial \bar{\rho}(\bar{\theta}/f)}{\partial z} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/f)} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \\
&= -\bar{C}_s^2 \frac{1}{C_{pd} \bar{\rho}(\bar{\theta}/f)^2} w' \frac{\partial \bar{\rho}(\bar{\theta}/f)}{\partial z} - \frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd}(\bar{\theta}/f)} \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \\
&= -\frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho}(\bar{\theta}/f)^2} \left\{ w' \frac{\partial \bar{\rho}(\bar{\theta}/f)}{\partial z} + \bar{\rho}(\bar{\theta}/f) \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z} \right) \right\} \\
&= -\frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho}(\bar{\theta}/f)^2} \mathbf{u}' \cdot \nabla \cdot [\bar{\rho}(\bar{\theta}/f)] + \bar{\rho}(\bar{\theta}/f) \nabla \cdot \mathbf{u}' \\
&= -\frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho}(\bar{\theta}/f)^2} \nabla \cdot \{ \bar{\rho}(\bar{\theta}/f) \mathbf{u}' \}
\end{aligned}$$

を得る。よって、圧力方程式

$$\frac{\partial \pi'}{\partial t} = -\frac{\bar{C}_s^2}{C_{pd} \bar{\rho}(\bar{\theta}/f)^2} \nabla \cdot \{ \bar{\rho}(\bar{\theta}/f) \mathbf{u}' \} \quad (2.1.3)$$

が得られた。

(4) 熱の式の線形化

熱の式 (B33) を基本場と擾乱場に分離すると

$$\begin{aligned}
\frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial t} &= -u' \frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial x} - w' \frac{\partial (\bar{\theta} + \theta')}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\pi} + \pi'} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) \\
&\quad + Turb.\bar{\theta} + Turb.\theta' + F_\theta
\end{aligned} \quad (B47)$$

となる。ここで、擾乱成分は基本場成分よりも十分に小さいと仮定して、 $1/\bar{\pi} \sim 1/\pi'$ であることを利用すると、上式から熱の式

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \theta'}{\partial t} &= -\left(u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + w' \frac{\partial \theta'}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{1}{\bar{\pi}} (Q_{cnd} + Q_{rad} + Q_{dis}) \\
&\quad + Turb.\bar{\theta} + Turb.\theta' + F_\theta
\end{aligned} \quad (2.1.4)$$

が得られる.

(5) 混合比の保存式の線形化

凝縮成分の混合比の保存式についても, 変数を基本場と擾乱場に分離する.

混合比の保存式

$$\frac{\partial q_v}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial q_v}{\partial x} + w \frac{\partial q_v}{\partial z} \right) + Src.q_v + Turb.q_v + Turb.q_v + F_{q_v}, \quad (B48)$$

$$\frac{\partial q_c}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial q_c}{\partial x} + w \frac{\partial q_c}{\partial z} \right) + Src.q_c + Turb.q_c, \quad (B49)$$

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} = - \left(u \frac{\partial q_r}{\partial x} + w \frac{\partial q_r}{\partial z} \right) + Src.q_r + Fall.q_r + Turb.q_r. \quad (B50)$$

について, 生成項, 落下項は擾乱成分のみ存在すると仮定し, 熱の式と同様に基本場と擾乱場に分離すると, 凝縮成分の混合比の保存式

$$\frac{\partial q'_v}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_v}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_v}{\partial z} \right) - w' \frac{\partial \bar{q}_v}{\partial z} + Src.q'_v + Turb.\bar{q}_v + Turb.q'_v + F_{q_v}, \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial q'_c}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_c}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_c}{\partial z} \right) + Src.q'_c + Turb.q'_c, \quad (2.1.6)$$

$$\frac{\partial q'_r}{\partial t} = - \left(u' \frac{\partial q'_r}{\partial x} + w' \frac{\partial q'_r}{\partial z} \right) + Src.q'_r + Fall.q'_r + Turb.q'_r \quad (2.1.7)$$

を得る.

Appendix C: 基本場について

温度と相対湿度の鉛直分布

各実験の温度と相対湿度の基本場の値は、以下の表の分布を線形補間して与えた (Yamasaki, 1983 を参照).

(1) 温度の鉛直分布

高度 [km]	温度 [K]	高度 [km]	温度 [K]
0.05	299.60	7.50	256.55
0.16	298.72	8.10	252.50
0.29	297.68	8.70	248.15
0.44	296.48	9.30	243.50
0.61	295.13	9.90	238.70
0.80	293.90	10.50	233.90
1.02	292.47	11.10	229.10
1.28	290.90	11.70	224.30
1.58	289.40	12.35	219.25
1.95	287.55	13.05	213.85
2.37	285.45	13.80	208.50
2.82	283.13	14.65	203.70
3.33	280.38	15.50	200.55
3.90	277.25	16.55	199.60
4.50	273.95	17.70	201.40
5.10	270.65	18.95	205.15
5.70	267.35	20.30	209.20
6.30	263.90	21.80	212.90
6.90	260.30		

(2) 相対湿度の鉛直分布

高度 [km]	相対湿度 [%]	高度 [km]	相対湿度 [%]
0.00	83	9.60	61
0.60	91	10.20	62
1.20	95	10.80	62
1.80	95	11.40	63
2.40	91	12.00	63
3.00	85	12.70	64
3.60	80	13.40	67
4.20	75	14.20	74
4.80	71	15.10	75
5.40	68	16.00	46
6.00	66	17.10	26
6.60	65	18.30	7
7.20	64	19.60	1
7.80	63	21.00	0.5
8.40	62	22.60	0.2
9.00	61		

静水圧平衡の式

静水圧平衡の式を、水の混合比変化による圧力変化を考慮する形に変形した。

静水圧平衡の式は、

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -g\bar{\rho} \quad (\text{A1})$$

で定義される。ここで、 \bar{p} は基本場の圧力、 $\bar{\rho}$ は基本場の密度、 g は重力加速度、 z は高度である。次に、状態方程式

$$pV = nR^*T \quad (\text{A2})$$

は,

$$\begin{aligned}\bar{p} &= \frac{nR^*\bar{T}}{V} \\ &= \frac{mR^*\bar{T}}{MV} \\ &= \bar{\rho}RT,\end{aligned}\tag{A3}$$

$$R = \frac{R^*}{M}\tag{A4}$$

となる. ここで, V 大気の体積, n は大気のコル数, R^* は普通気体定数, $R = R^*/M$ は乾燥大気と湿潤大気を合わせた大気のコ体定数, M は大気のコ平均分子重, \bar{T} は基本場の温度である. (A1) より, (A3) は

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -g \frac{\bar{p}}{\bar{T}(R^*/M)}\tag{A5}$$

となる. さらに, 乾燥大気のコ分子重とコル比をそれぞれ M_d, r_d , 湿潤大気のコ分子重とコル比をそれぞれを M_v, r_v , 飽和蒸気圧を e , 相対湿度を $RH(z)$ と置くと, 水蒸気のコル比のコ式

$$\bar{r}_v = \frac{eRH(z)}{\bar{p}}\tag{A6}$$

から,

$$\begin{aligned}M &= \bar{r}_d M_d + \bar{r}_v M_v, \\ &= (1 - \bar{r}_v) M_d + \bar{r}_v M_v, \\ &= M_d + \bar{r}_v (M_v - M_d)\end{aligned}\tag{A7}$$

を得る. 以上から, 水蒸気を含む大気における静水圧のコ式は

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -g \frac{\bar{p}}{\bar{T}[R^*/(M_d + \bar{r}_v(M_v - M_d))]} \tag{2.1.8}$$

となる.

参考文献

- Bluestein, H.B., Jain, M.H., 1985: Formation of mesoscale lines of precipitation: severe squall lines in Oklahoma during the spring. *Mon. Wea. Rev.*, **42**, 1711-1732.
- Chuda, T., Niino, H., 2005: Climatology of environmental parameters for mesoscale convections in Japan. *J. Meteorol. Soc. Jpn.*, **83**, 391-408.
- Derbyshire, S.H., 2004: Sensitivity of moist convection to environmental humidity. *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **130**, 3055-3079.
- Fujita, T. T., 1955: Results of detailed synoptic studies of squall lines. *Tellus*, **7**, 405-436.
- Fovell, R.G., Ogura, Y., 1989: Effects of vertical wind shear on numerically simulated multicell storm structure. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3144-3176.
- Gamache, J.F., and R.A. Houze, Jr., 1982: Mesoscale air motions associated with a tropical squall line. *Mon. Wea. Rev.*, **110**, 118-135.
- Houze, R.A., Jr., 1977: Structure and dynamics of a tropic squall-line system. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1540-1567.
- Houze et al., 1989: Interpretation of Doppler Weather Radar Displays of Midlatitude Mesoscale Convective Systems. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **70**, 608-619.
- Johnson, R.H., and P.J. Hamilton, 1988: The relationship of surface pressure features to the precipitation and air flow structure of an intense midlatitude squall line. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 1444-1472.
- Kessler, E., 1969: On the Distribution and Continuity of Water Substance in Atmospheric Circulation. *Meteor. Monogr.*, **32**, Amer. Meteor. Soc., 84pp.

- Klemp, J. B., Wilhelmson, R. B., 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1070-1096.
- LeMone, M.A., Zipser, E.J., Trier, S.B., 1998: The role of environmental shear and thermodynamic conditions in determining the structure and evolution of mesoscale convective systems during TOGA COARE. *J. Atmos. Sci.*, **55**, 3493-3518.
- Nakajima, K. and Matsuno, T., 1988: Numerical Experiments concerning the Origin of Cloud Clusters in the Tropical Atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2341-2348.
- Newton, C.W., 1950: Structure and mechanism of the prefrontal squall line. *J. Meteor.*, **7**, 210-222.
- Pedgley, D.E., 1962: A meso-synoptic analysis of the thunderstorms on 28 August 1958. *Brit. Meteor. Off., Geophys. Mem.*, No. 106. London: Her Majesty's Stationery Office.
- Riehl, H., and Malkus, J.S., 1958: On the heat balance of the equatorial trough zone. *Geophysica*, **6**(3), 503-538.
- Robe, F.R., Emanuel, K.A., 2001: The effects of vertical wind shear on radiative-convective equilibrium states. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 1427-1445.
- Rotunno, R., Klemp, J.B., Weisman, M.L., 1988: A theory for strong, long-lived squall lines. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 463-485.
- Rutledge, S.A., and D. R., MacGorman, 1988: Cloud-to ground lightning in the 10-11 June 1985 mesoscale convective system observed during O. K. PRE-STORM. *Mon. Wea. Rev.*, **116**, 1393-1408.
- Smull, B.F., and R.A. Houze, Jr., 1985: A midlatitude squall line with a trailing region of stratiform rain : radar and satellite observations. *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 117-133.
- Smull, B.F., and R.A. Houze, Jr., 1987a: Dual-Doppler radar analysis of a mid latitude squall line with a trailing region of stratiform rain. *J. Atmos. Sci.*, **44**, 2128-2148.
- Takemi, T., 2006: A sensitivity of squall-line intensity to environmental static stability under various shear and moisture conditions. *Atmospheric Research*, **84**, 374-389.

- Wang, T.-C.C., Lin, Y.-J., Pasken, R.W., Shen, H., 1990: Characteristics of a sub-tropical squall line determined from TAMEX dual-388 Doppler data. Part I: Kinematic structure. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2357-2381.
- Weisman, M.L., Klemp, J.B., Rotunno, R., 1988: Structure and evolution of numerically simulated squall lines. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 1990-2013.
- Weisman, M.L., Rotunno, R., 2004: "A theory for strong long-lived squall lines" revisited. *J. Atmos. Sci.*, **61**, 361-382.
- Yamsaki, M., 1983: A further study of the tropical cyclone without parameterizing the effects of cumulus convection. *Papers Meteor. Geophys.*, **34**, 221-260.
- Zipser, E.J., 1969: The role of organized unsaturated convective downdrafts in the structure and rapid decay of an equatorial disturbance. *J. Appl. Meteor.*, **8**, 799-814.
- Zipser, E.J., 1977: Mesoscale and convective-scale downdrafts as distinct components of squall-line circulation. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 1568-1589.
- 小倉義光, 1984: 一般気象学, 東京大学出版会, 308pp.
- 杉山耕一郎, 小高正嗣, 山下達也, 中島健介, 林祥介, deepconv 開発グループ, 2008: 非静力学モデル deepconv, <http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/>, 地球流体電脳倶楽部.
- 杉山耕一郎, 北守太一, 小高正嗣, 2006: 2次元非静力学モデルの離散化, 40 pp. http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/arare/arare4_current/doc/dai2bu/pub/main.pdf
- 杉山耕一郎, 北守太一, 小高正嗣, 2007: 湿潤大気における2次元非静力学モデルの定式化. arare/deepconv 定式化マニュアル, 39 pp. http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/arare/arare4_current/doc/dai1bu/pub/teishiki.pdf
- 中島健介, 1994: 積雲対流の大規模組織化の直接数値計算. 東京大学理学研究科博士論文.
- 山下達也, 2009: 大気主成分の凝結を考慮した2次元湿潤対流-火星大気中のCO₂氷雲を伴う対流に関する基礎的数値実験-. 北海道大学理学院修士論文.