

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 —

**Two dimensional moist convection including
condensation of major atmospheric component**
— Basic numerical experiments on CO₂ ice cloud convection in
Martian atmosphere —

山下 達也

YAMASHITA Tatsuya

北海道大学理学院宇宙理学専攻
惑星物理学研究室修士課程 2 年

Planetary Physics Laboratory, Department of CosmoSciences,
Faculty of Science, Hokkaido University

2009 年 2 月 2 日

要旨

火星の大気は主成分である CO_2 が凝結する系である。火星の極域付近では放射特性が対流性の雲に類似する CO_2 の氷雲が存在することから、火星では主成分の凝結を伴う対流が発生しうることが示唆される (Colaprete et al., 2003)。また火星の大気では高い過飽和状態が実現されうることが知られている (Glandorf et al., 2002)。高い過飽和が実現される環境下での主成分凝結を伴う対流を扱った先行研究としては Colaprete et al. (2003)、北守 (2006) が挙げられる。しかしこれらの研究では対流が次々と発生する場合の流れの平均状態を調べるには至っていない。そこで本研究では北守 (2006) の大気主成分の凝結を考慮した 2 次元非静力学モデルを拡張し、大気主成分の凝結を伴う対流が次々と生じる際の流れ場や雲構造について調べた。

モデルでは支配方程式として準圧縮方程式 (Klemp and Wilhelmson, 1978) に大気主成分の凝結の効果を検討したもの (Odaka et al., 2005) を採用した。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 次のクロージャモデル (Klemp and Wilhelmson, 1978) で表現し、地表面フラックスを簡略化されたバルク法 (中島, 1994) で表現した。雲物理パラメタリゼーションについては、雲粒の拡散成長を考慮して凝結量を表現し、雲粒の重力落下過程を雲粒の終端速度での移流として表現した。

空間方向の離散化には 2 次又は 4 次の中心差分を用い、時間方向の離散化にはオイラー法及びクランク・ニコルソン法を用いた。時間積分にはモード別時間分割法を用い、音波と凝結に関連する項は短い時間ステップで評価し、それ以外の項は長い時間ステップで評価した。

本研究では先ず北守 (2006) のモデルで用いられていた凝結過程の改良を行なった。過飽和を許容する計算において、北守 (2006) のモデルの凝結過程を用いると非物理的な凝結が生じることが判明した。そこで雲密度の計算で閾値を導入することにより非物理的な凝結を抑制するようにした。

次に改良した凝結過程を用いて、北守 (2006) で行なったサーマル上昇実験の再計算を実施した。その結果、臨界飽和比が 1.35 の場合、北守 (2006) の計算結果よりも雲の生成量が少なく、サーマルの浮力のみによる上昇では雲を生成しにくいことが判明した。

更に改良した凝結過程を用いて、放射強制のもとで次々と湿潤対流を生じさせる計算を 10 日間行なった。この実験では臨界飽和比が 1.0 の場合 (S100) と 1.35 の場合 (S135) について考え、また雲粒の重力落下効果が存在しない場合 (F0) と存在する場合 (F1) について考えた。

いずれの実験においても対流は雲内部に侵入しにくいことが分かった。S135 実験では S100 実験に比べて一度に急激な潜熱解放が生じやすく、雲内部で鉛直流が強くなった。

S100F0 実験, S135F0 実験では対流が急成長する時間帯が存在するのに対し, S100F1 実験, S135F1 実験ではほぼ定常的に対流が成長した。また S100F0 実験, S100F1 実験, S135F1 実験では常に雲底高度が上昇し, S135F0 実験では雲底高度が上昇した後には低下に転じた。以上の結果は全て雲の蒸発で形成される重力流によって説明可能であることが分かった。

本研究で行なった主成分凝結対流実験の結果から以下のことが示唆される。臨界飽和比が変化すると、雲や対流の構造は大きく変化しうる。また雲粒の重力落下の効果は雲や対流の構造に無視できないほどの変化を及ぼしうる。

目次

第1章 序論	15
第2章 支配方程式	19
2.1 大気主成分の凝結を考慮した2次元準圧縮方程式系	19
2.2 乱流パラメタリゼーション	22
2.2.1 乱流拡散	22
2.2.2 地表面フラックス	23
2.3 雲物理パラメタリゼーション	24
第3章 離散化	28
3.1 離散化の概要	28
3.2 格子の配置	28
3.3 空間方向の離散化	30
3.3.1 平均操作	30
3.3.2 空間微分の離散化	30
3.3.3 準圧縮方程式系の空間方向の離散化	32
3.4 時間方向の離散化	32
3.4.1 モード別時間分割法	33
3.4.2 音波減衰項	34
3.4.3 数値粘性項	34

2	大気主成分凝結対流	目次
	3.4.4 準圧縮方程式系の時間方向の離散化	35
	3.4.5 Robert, Asselin の時間フィルター	39
第4章	2次元大気主成分凝結対流実験	40
4.1	北守(2006)の凝結過程の取り扱いの再検討	40
4.1.1	非物理的な凝結領域の発生	40
4.1.2	雲密度の計算に閾値を導入したテスト計算	47
4.2	改良した凝結過程を用いた北守(2006)のサーマル上昇実験の再計算	54
4.2.1	臨界飽和比が 1.0 の場合	54
4.2.2	臨界飽和比が 1.35 の場合	63
4.3	雲粒落下を無視した場合の大気主成分凝結対流実験	72
4.3.1	臨界飽和比が 1.0 の場合	72
4.3.2	臨界飽和比が 1.35 の場合	95
4.4	雲粒落下を考慮した場合の大気主成分凝結対流実験	122
4.4.1	臨界飽和比が 1.0 の場合	122
4.4.2	臨界飽和比が 1.35 の場合	136
第5章	まとめ	148
付録A	準圧縮方程式におけるエネルギー方程式の導出	151
付録B	Sutherland の公式の導出	154
付録C	微量成分の凝結を考慮した Boussinesq 方程式系の分散関係式	158
付録D	微量成分の凝結を考慮した弾性方程式系の分散関係式	161
付録E	主成分凝結対流実験の水平平均量の図集	163

大気主成分凝結対流	目次	3
付録 F 変数リスト		168
謝辞		171
参考文献		173

図目次

- 1.1 MOLA が捉えた火星極域での線状エコーの一例. エコーの下部に途切れ途切れに見られる曲線が地表面を表している. Pettengill and Ford (2000) より引用した. 15
- 1.2 火星極域での電波掩蔽観測によって得られた温度分布の一例. 横軸には絶対温度 (単位は [K]), 縦軸には高度の代わりに圧力 (単位は [mbar]) がとってある. 実線, 点線は温度分布の観測例を示し, 破線は CO₂ の飽和温度を示す. Colaprete et al.(2003) より引用した. 16
- 2.1 雲粒半径を雲密度の関数としてプロットしたもの. 火星極冠周縁の凝結高度付近の特徴的な温度圧力条件 ($T = 150$ [K], $p = 400$ [Pa]) を想定し, また凝結核数濃度を 5.0×10^8 [kg⁻¹] とした. 27
- 2.2 火星極冠周縁の凝結高度付近の特徴的な温度圧力条件 ($T = 150$ [K], $p = 400$ [Pa]) での雲粒の終端速度. 27
- 3.1 格子点の配置. 杉山他 (2006) より引用した. 29
- 3.2 モード別時間分割法 の概念図. 北守 (2006) より引用した. 33
- 4.1 火星極冠周縁で観測される鉛直温度分布. 実線は CO₂ の飽和温度, 点線は電波掩蔽観測と GCM のシミュレーションの結果から得られた温度分布, 破線は火星極冠周縁で観測される代表的な温度分布を表す. Colaprete and Toon(2002) より引用した. 41
- 4.2 主成分凝結対流実験で与えた基本場の温度分布. 地表面から高度約 4 [km] までは 165 [K] の等温位線, 高度約 4 [km] から約 15 [km] までは CO₂ の飽和温度曲線, 高度約 15 [km] より上では 135 [K] の等温線に沿うような温度分布を与える. 42
- 4.3 $t = 25916$ (上), 26016 (中), 26116 (下)[s] における雲密度の分布. 44
- 4.4 $t = 25916$ (上), 26016 (中), 26116 (下)[s] における $x = 17900$ での雲密度 (左) 及び飽和比 (右) の鉛直分布. 45
- 4.5 $t = 26016$ [s] における水平流速 (上) 及び鉛直流速 (下) の分布. 46

4.6 $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] の場合の $t = 1401$ (上), 1901 (中), 2401 (下)[s] における雲密度の分布. 50

4.7 $\rho_s^T = 5.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] の場合の $t = 2001$ (上), 2501 (中), 3001 (下)[s] における雲密度の分布. 51

4.8 $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-4}$ [kg/m³] の場合の $t = 3401$ (上), 3901 (中), 4401 (下)[s] における雲密度の分布. 52

4.9 $x = 17900$ [m] での雲密度 (左) 及び鉛直流速 (右) の時間変化. 横軸に時間, 縦軸に鉛直座標をとっている. 上段は $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-5}$ [kg / m³] の場合 ($t = 1401 - 2401$ [s]), 中段は $\rho_s^T = 5.0 \times 10^{-5}$ [kg / m³] の場合 ($t = 2001 - 3001$ [s]), 下段は $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-4}$ [kg / m³] の場合 ($t = 3401 - 4401$ [s]) である. 53

4.10 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 600$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である. 57

4.11 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 600$ [s] におけるエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である. 58

4.12 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1500$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である. 59

4.13 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1500$ [s] におけるエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である. 60

4.14 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 2400$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である. 61

- 4.15 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 2400$ [s] におけるエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である. . . 62
- 4.16 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 600$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である. 64
- 4.17 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 600$ [s] におけるエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である. . . 65
- 4.18 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1000$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である. 66
- 4.19 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1000$ [s] におけるエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である. . 67
- 4.20 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1500$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である. 68
- 4.21 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1500$ [s] におけるエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である. . 69
- 4.22 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 2700$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である. 70

4.23	臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 2700$ [s] におけるエクスナー関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である. . .	71
4.24	S100F0 実験での雲密度の水平平均の時間変化.	74
4.25	S100F0 実験での全雲質量の時間変化.	74
4.26	S100F0 実験での全運動エネルギーの時間変化.	74
4.27	S100F0 実験での各時刻における温位の水平平均の鉛直分布. 赤色は $t = 0$ [s], 青色は $t = 200000$ [s], 緑色は $t = 400000$ [s], 紫色は $t = 600000$ [s], 黒色は $t = 800000$ [s] における分布をそれぞれ表す. . .	75
4.28	S100F0 実験での各高度における温位擾乱の水平平均の時間変化. 赤色は $z = 1000$ [m], 紫色は $z = 5000$ [m], 緑色は $z = 10000$ [m], 青色は $z = 15000$ [m] における温位擾乱の時間変化をそれぞれ表す. . . .	75
4.29	S100F0 実験の $t = 3000$ [s] での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.	80
4.30	S100F0 実験の $t = 3000$ [s] でのエクスナー関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布.	81
4.31	S100F0 実験の $t = 3000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.	82
4.32	S100F0 実験の $t = 3000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	82
4.33	S100F0 実験の $t = 123000$ [s] での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.	83
4.34	S100F0 実験の $t = 123000$ [s] でのエクスナー関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布.	84
4.35	S100F0 実験の $t = 123000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与.	85
4.36	S100F0 実験の $t = 123000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	85

4.37 S100F0 実験の $t = 192000$ [s] での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.	86
4.38 S100F0 実験の $t = 192000$ [s] でのエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布.	87
4.39 S100F0 実験の $t = 192000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与.	88
4.40 S100F0 実験の $t = 192000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	88
4.41 S100F0 実験の $t = 259200$ [s] での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.	89
4.42 S100F0 実験の $t = 259200$ [s] でのエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布.	90
4.43 S100F0 実験の $t = 259200$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与.	91
4.44 S100F0 実験の $t = 259200$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	91
4.45 S100F0 実験の $t = 217800 - 222600$ [s] における u (左段), w (右段) の空間分布を 600 [s] 毎に出力したもの. 時刻の新しいものが下に来るように並べてある. u については高度 0 - 5 [km], w については高度 0 - 10 [km] での分布を示している.	92
4.46 S100F0 実験の $t = 223200 - 228000$ [s] における u (左段), w (右段) の空間分布を 600 [s] 毎に出力したもの. 時刻の新しいものが下に来るように並べてある. u については高度 0 - 5 [km], w については高度 0 - 10 [km] での分布を示している.	93
4.47 S100F0 実験の $t = 217800 - 228000$ [s] における $z = 300$ [m] での温位擾乱の水平平均からの偏差.	94
4.48 S100F0 実験の $t = 217800 - 228000$ [s] における $z = 300$ [m] での水平流速.	94
4.49 S100F0 実験の $t = 217800 - 228000$ [s] における $z = 4900$ [m] での鉛直流速.	94
4.50 S135F0 実験での雲密度の水平平均の時間変化.	97

4.51	S135F0 実験での全雲質量の時間変化.	97
4.52	S135F0 実験での全運動エネルギーの時間変化.	97
4.53	S135F0 実験での各時刻における温位の水平平均の鉛直分布. 赤色は $t = 0[s]$, 青色は $t = 150000[s]$, 緑色は $t = 300000[s]$, 紫色は $t = 450000[s]$, 黒色は $t = 600000[s]$ における分布をそれぞれ表す.	98
4.54	S135F0 実験での各高度における温位擾乱の水平平均の時間変化. 赤色は $z = 1000[m]$, 紫色は $z = 5000[m]$, 緑色は $z = 10000[m]$, 青色は $z = 15000[m]$ における温位擾乱の時間変化をそれぞれ表す.	98
4.55	S135F0 実験の $t = 3000[s]$ での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.	104
4.56	S135F0 実験の $t = 3000[s]$ でのエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布.	105
4.57	S135F0 実験の $t = 3000 [s]$ での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.	106
4.58	S135F0 実験の $t = 3000 [s]$ での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	106
4.59	S135F0 実験の $t = 12000[s]$ での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.	107
4.60	S135F0 実験の $t = 12000[s]$ でのエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布.	108
4.61	S135F0 実験の $t = 12000 [s]$ での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.	109
4.62	S135F0 実験の $t = 12000 [s]$ での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	109
4.63	S135F0 実験の $t = 27600[s]$ での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.	110

4.64	S135F0 実験の $t = 27600$ [s] でのエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布.	111
4.65	S135F0 実験の $t = 27600$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.	112
4.66	S135F0 実験の $t = 27600$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	112
4.67	S135F0 実験の $t = 189000$ [s] での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.	113
4.68	S135F0 実験の $t = 189000$ [s] でのエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布.	114
4.69	S135F0 実験の $t = 189000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.	115
4.70	S135F0 実験の $t = 189000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	115
4.71	S135F0 実験の $t = 540000$ [s] での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.	116
4.72	S135F0 実験の $t = 540000$ [s] でのエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布.	117
4.73	S135F0 実験の $t = 540000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.	118
4.74	S135F0 実験の $t = 540000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	118
4.75	S135F0 実験の $t = 182400 - 185400$ [s] における u (左段), w (右段) の空間分布を 600 [s] 毎に出力したもの. 時刻の新しいものが下に来るように並べてある. u については高度 0 - 5 [km], w については高度 0 - 15 [km] での分布を示している.	119

4.76 S135F0 実験の $t = 186000 - 189000$ [s] における u (左段), w (右段)の空間分布を 600 [s] 毎に出力したもの. 時刻の新しいものが下に来るように並べてある. u については高度 0 - 5 [km], w については高度 0 - 15 [km] での分布を示している.	120
4.77 S135F0 実験の $t = 182400 - 189000$ [s] における $z = 300$ [m] での温位擾乱の水平平均からの偏差.	121
4.78 S135F0 実験の $t = 182400 - 189000$ [s] における $z = 300$ [m] での水平流速.	121
4.79 S135F0 実験の $t = 182400 - 189000$ [s] における $z = 4900$ [m] での鉛直流速.	121
4.80 S100F1 実験での雲密度の水平平均の時間変化.	124
4.81 S100F1 実験での全雲質量の時間変化.	124
4.82 S100F1 実験での全運動エネルギーの時間変化.	124
4.83 S100F1 実験での各時刻における温位の水平平均の鉛直分布. 赤色は $t = 0$ [s], 青色は $t = 200000$ [s], 緑色は $t = 400000$ [s], 紫色は $t = 600000$ [s], 黒色は $t = 800000$ [s] における分布をそれぞれ表す.	125
4.84 S100F1 実験での各高度における温位擾乱の水平平均の時間変化. 赤色は $z = 1000$ [m], 紫色は $z = 5000$ [m], 緑色は $z = 10000$ [m], 青色は $z = 15000$ [m] における温位擾乱の時間変化をそれぞれ表す.	125
4.85 S100F1 実験の $t = 3000$ [s] での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下)の空間分布.	128
4.86 S100F1 実験の $t = 3000$ [s] でのエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下)の空間分布.	129
4.87 S100F1 実験の $t = 3000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.	130
4.88 S100F1 実験の $t = 3000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	130
4.89 S100F1 実験の $t = 231000$ [s] での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下)の空間分布.	131

- 4.90 S100F1 実験の $t = 231000$ [s] でのエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布. 132
- 4.91 S100F1 実験の $t = 231000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す. 133
- 4.92 S100F1 実験の $t = 231000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布. 133
- 4.93 S100F0 実験の $t = 477000 - 482400$ [s] における ρ_s の高度 $0 - 15$ [km] での空間分布を 600 [s] 毎に出力したもの. 左段に $t = 477000 - 479400$ [s], 右段に $t = 480000 - 482400$ [s] における分布を示す. . . 134
- 4.94 S100F0 実験の $t = 477000 - 482400$ [s] における u, w の空間分布を 600 [s] 毎に出力したもの. u については高度 $0 - 5$ [km], w については高度 $0 - 10$ [km] での分布を示している. 135
- 4.95 S135F1 実験での雲密度の水平平均の時間変化. 138
- 4.96 S135F1 実験での全雲質量の時間変化. 138
- 4.97 S135F1 実験での全運動エネルギーの時間変化. 138
- 4.98 S135F1 実験での各時刻における温位の水平平均の鉛直分布. 赤色は $t = 0$ [s], 青色は $t = 200000$ [s], 緑色は $t = 400000$ [s], 紫色は $t = 600000$ [s], 黒色は $t = 800000$ [s] における分布をそれぞれ表す. . . 139
- 4.99 S135F1 実験での各高度における温位擾乱の水平平均の時間変化. 赤色は $z = 1000$ [m], 紫色は $z = 5000$ [m], 緑色は $z = 10000$ [m], 青色は $z = 15000$ [m] における温位擾乱の時間変化をそれぞれ表す. . . . 139
- 4.100 S135F1 実験の $t = 12000$ [s] での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布. 142
- 4.101 S135F1 実験の $t = 12000$ [s] でのエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布. 143
- 4.102 S135F1 実験の $t = 12000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す. 144

4.103S135F1 実験の $t = 12000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	144
4.104S135F1 実験の $t = 336600$ [s] での雲密度(上), 飽和比(中), 温位擾乱(下)の空間分布.	145
4.105S135F1 実験の $t = 336600$ [s] でのエクスター関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.	146
4.106S135F1 実験の $t = 336600$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.	147
4.107S135F1 実験の $t = 336600$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.	147
B.1 Sutherland の公式を導く為の補助図. Loeb(2004) より引用した.	155
E.1 S100F0 実験(左上), S135F0 実験(左下), S100F1 実験(右上), S135F1 実験(右下)での雲密度の水平平均の時間変化.	163
E.2 S100F0 実験(左上), S135F0 実験(左下), S100F1 実験(右上), S135F1 実験(右下)での全雲質量の時間変化.	164
E.3 S100F0 実験(左上), S135F0 実験(左下), S100F1 実験(右上), S135F1 実験(右下)での全運動エネルギーの時間変化.	165
E.4 S100F0 実験(左上), S135F0 実験(左下), S100F1 実験(右上), S135F1 実験(右下)での各時刻における温位の水平平均の鉛直分布. S135F0 実験の場合, 赤色は $t = 0$ [s], 青色は $t = 150000$ [s], 緑色は $t = 300000$ [s], 紫色は $t = 450000$ [s], 黒色は $t = 600000$ [s] における分布をそれぞれ表す. それ以外の実験については赤色は $t = 0$ [s], 青色は $t = 200000$ [s], 緑色は $t = 400000$ [s], 紫色は $t = 600000$ [s], 黒色は $t = 800000$ [s] における分布をそれぞれ表す.	166
E.5 S100F0 実験(左上), S135F0 実験(左下), S100F1 実験(右上), S135F1 実験(右下)での各高度における温位擾乱の水平平均の時間変化. 赤色は $z = 1000$ [m], 紫色は $z = 5000$ [m], 緑色は $z = 10000$ [m], 青色は $z = 15000$ [m] における温位擾乱の時間変化をそれぞれ表す.	167

第1章 序論

現在の火星は CO_2 を主成分とする希薄な大気を有する。また火星の大気では主成分である CO_2 が凝結し、氷雲が形成される。1998年、MGS(Mars Global Surveyor) の orbiter に搭載されていた MOLA(Mars Orbiter Laser Altimeter) は火星極域の地形の調査中に地表面のエコーとは異なる線状のエコーを検出した(図 1.1)。この線状のエコーは雲頂によって反射されたエコーであると考えられる。エコーの検出時期は火星の冬季に当たり、温度・圧力条件から雲は CO_2 氷によって構成されていると考えられている (Pettengill and Ford, 2000)。また近年の電波掩蔽観測により火星の赤道付近の高度 80 – 100 km 付近にも CO_2 氷雲が存在することが示唆されている (Montmessin et al., 2006)。

特に極域付近の CO_2 雲の中にはその放射特性が地球の対流性雲と類似するものが存在することから、火星の CO_2 氷雲は対流によっても生じうると考えられている (Colaprete et al., 2003)。主成分凝結を伴う対流が発生しうるとは火星大気を特徴付ける重要な事実の 1 つであると言える。

また電波掩蔽観測によって得られた極域の鉛直温度分布の中には過飽和の状態が実現されているものも存在している (Colaprete et al., 2003)。図 1.2 に極域の鉛直温度

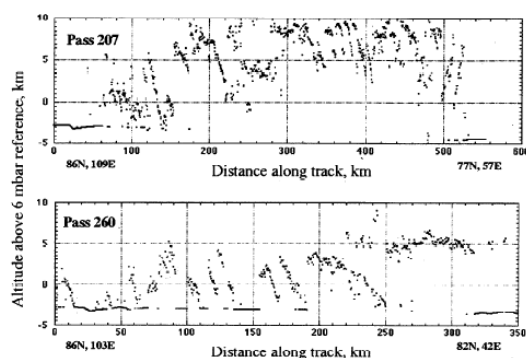


図 1.1: MOLA が捉えた火星極域での線状エコーの一例。エコーの下部に途切れ途切れに見られる曲線が地表面を表している。Pettengill and Ford (2000) より引用した。

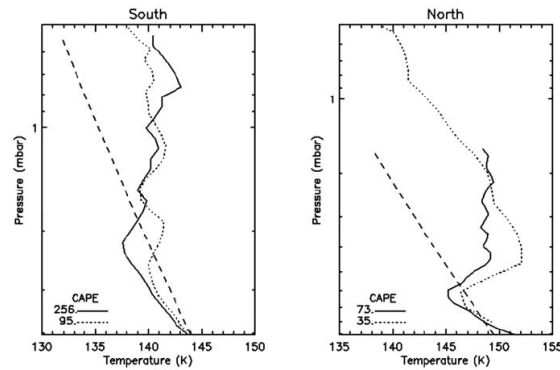


図 1.2: 火星極域での電波掩蔽観測によって得られた温度分布の一例. 横軸には絶対温度 (単位は [K]), 縦軸には高度の代わりに圧力 (単位は [mbar]) がとってある. 実線, 点線は温度分布の観測例を示し, 破線は CO_2 の飽和温度を示す. Colaprete et al.(2003) より引用した.

分布の観測例を示す. 実線及び点線は観測された温度分布を示し, 破線は CO_2 の飽和温度を示している. いずれの温度分布も飽和温度を下回る高度, 即ち過飽和状態にある高度が存在している. 以上の観測事実から火星では過飽和の状態が長い時間持続されることが示唆される. 凝結核として H_2O 氷に覆われたダストを想定した場合, CO_2 は火星極域の温度環境下において飽和比が 1.35 程度にならなければ凝結しないことが実験により示唆されている (Glandorf et al., 2002). 地球大気の場合, 観測される飽和比の最大値は 1.01 – 1.02 程度であるので (例えば Gerber(1991)), Glandorf et al.(2002) の実験で得られた飽和比は極めて大きい値であると言える. 高い過飽和状態が実現されることは火星大気を特徴付けるもう 1 つの重要な事実であると言える.

高い過飽和状態が実現され, 大気主成分の凝結を伴う火星の対流についての先行研究としては Colaprete et al.(2003), 北守 (2006) が挙げられる. Colaprete et al.(2003) は鉛直流, エントレインメントを考慮した鉛直 1 次元放射雲解像モデルを用いて鉛直上昇流, 雲粒半径に関するシミュレーションを行なった. しかし Colaprete et al.(2003) のモデルは鉛直 1 次元モデルである為, 本来 2 次元又は 3 次元的な構造を持つ対流をうまく表現できない可能性がある. また Colaprete et al.(2003) のモデルでは鉛直流の時間変化を考慮しているが, 運動方程式そのものではなく, いくつかのパラメータを導入した方程式を解いている. 従って Colaprete et al.(2003) の研究により, 主成分凝結対流が生じる際の流れ場の性質が理解されたとは言い難い. 一方, 北守 (2006) は大気主成分凝結を考慮した火星大気非静力学モデルを開発し, サーマル上昇実験などのいくつかのテスト計算を行なった. 北守 (2006) の研究により主成分凝結対流に関して一定の知見は得られたものの, 対流が次々と生じる状況での長時間計算は行なわれず, 流れの平均的な状態が調べられることはなかった.

そこで本研究では北守(2006)で用いられた非静力学モデルを改良・拡張し,主成分凝結対流に関する理解をより深めるべく数値計算を行なった.具体的には現在の火星極冠周縁で観測される典型的な温度分布のもとでランダムな温位擾乱を与え,放射強制で対流を励起させたときにどのような雲構造や流れ場が生じるのかを調べた.

大気主成分凝結対流を研究する意義は少なくとも2つ存在する.

第1に対流現象の包括的理解に資することが挙げられる.惑星流体力学の観点で見ると,対流は惑星大気中において熱や物質を輸送する重要な現象の一つである.様々な系で生じる対流を包括的・相互比較的に理解することは流体力学分野における重要な課題として位置付けられている.特に湿潤対流に着目すると,現在は単一の微量成分である H_2O が凝結する系である地球大気の研究に現在は重きが置かれていると言える.しかし湿潤対流を考える上で,単一の微量成分が凝結する系が唯一無二の系ではない.例えば木星は H_2O , NH_3 , NH_4SH の3種類の分子が凝結することが知られており,また火星は先に述べた通り主成分である CO_2 が凝結する系である.様々な系での湿潤対流を理解しなければ,対流現象を統一的に理解することは難しいと思われる.

第2に惑星科学分野の重大な問題の1つである過去の火星大気の温暖気候問題の解決に資する可能性があることが挙げられる.約38億年前までの火星は液体の H_2O が存在するほど温暖であったことが地形学的証拠によって示唆されている.当時の太陽高度が現在の約75%程度であったこと(Gough, 1981)を考慮すると,上述の温暖な気候を説明する為には約75[K]もの強い温室効果がいかにしてもたらされたのかを解明しなければならない(光田, 2007).Kasting(1991)により,厚い CO_2 の大気による温室効果(Pollack et al., 1987)だけでは十分な温室効果が得られないことが指摘され,その後別の温暖化メカニズムとして CO_2 の氷雲による散乱温室効果が提案された(Forget and Pierrehumbert, 1997).散乱温室効果とは惑星放射が雲によって選択的に反射されることでもたらされる温室効果のことであり,雲粒半径などの雲の光学特性に強く依存することが知られている(Pierrehumbert and Erlick, 1998).光田(2007)は CO_2 氷雲の凝結及び光学特性を考慮した鉛直1次元放射対流凝結平衡モデルを開発し,厚い大気の温室効果と CO_2 氷雲の散乱温室効果を考慮すると初期の火星の温暖気候を説明することが出来ると主張した.しかし光田(2007)では雲は対流により動的に生成されず,放射冷却と凝結潜熱のバランスのもとで層状に生成されると仮定している.この仮定が妥当かどうか推論する有力な方法の1つとして,主成分凝結を考慮した雲対流モデルを用いた数値実験が考えられる.主成分凝結を考慮した雲対流モデルを用いて,散乱温室効果を生じる光学特性を持った雲が生成されるのか,或いは雲が静的に生成されるのかどうかを推論することにより初期火星の温暖気候問題の解決の糸口を見出せる可能性があるかもしれない.

本論文の構成は以下の通りである。第2章では本研究で用いたモデルで用いられている支配方程式について説明する。第3章では本モデルにおける離散化について説明する。第4章では大気主成分の凝結を伴う対流の数値実験の結果を示し、考察を行なう。第5章では本論文に関するまとめを行なう。

第2章 支配方程式

第2章では雲対流モデル deepconv/arare4 で用いられている支配方程式について説明する。

2.1 大気主成分の凝結を考慮した2次元準圧縮方程式系

本モデルでは支配方程式系として準圧縮方程式系 (Klemp and Wilhelmson, 1978) に大気主成分の凝結効果を考慮したもの (Odaka et al., 2005) を用いる。準圧縮方程式系とは弾性方程式系のうち、基本場を導入して線形近似を行うものを指す。弾性方程式系とは大気の圧縮性を考慮する方程式系を指す。準圧縮方程式は更に線形近似の適用の有無により、準圧縮方程式系と完全圧縮方程式系に分類される。準圧縮方程式では時間積分にモード別時間分割法 (Klemp and Wilhelmson, 1978) を用いることが出来、計算のコストを下げる事が出来る¹⁾。一方、完全圧縮方程式は準圧縮方程式よりも精度の点で優れているものの、モード別時間分割法を適用すると安定に計算することが出来ないことが指摘されている (MacDonald et al., 2000)。そこで計算の効率性を重視して準圧縮方程式系を採用することとする。

また本モデルでは水平1次元、鉛直1次元の2次元直線直交座標系を採用した。本研究では主成分凝結を考慮した対流の性質を理解することを目的としている為、一般に3次元よりも現象の解析を行いやすい2次元で議論を行うこととする。

以下、主成分凝結を考慮した準圧縮方程式系について説明する。各変数は基本場成分と擾乱成分の和で表現できると仮定する。擾乱成分は基本場成分に比べて十分小さいと仮定し、各物理量の時間発展の方程式における2次の微小項を無視する。但し本研究では対流に着目した計算を行なうので、移流項については2次の微小量を無視しない。線形化を行なっている準圧縮方程式系では質量保存及びエネルギー保存が成立しないことに注意しなければならない²⁾。準圧縮方程式系では水平流速 u 、鉛直流速 w 、温位 θ 、エクスター関数 Π 、雲密度 ρ_s を予報し、圧力 p 、密度 ρ 、温度

¹⁾モード別時間分割法の詳細については第3章で述べる。

²⁾主成分凝結を考慮した準圧縮方程式系でのエネルギー方程式の導出及びエネルギー非保存の議論については付録Aを参照されたい。

T などの他の物理量については予報変数を用いて診断的に算出する. 温位, エクスター関数は以下のように定義される.

$$\theta \equiv T \left(\frac{p_0}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}}, \quad (2.1)$$

$$\Pi \equiv \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\frac{R}{c_p}} = \frac{T}{\theta}. \quad (2.2)$$

ここで p_0, R, c_p はそれぞれ基準圧力, 単位質量あたりの気体定数, 定圧比熱を表し, $R \simeq 188.9 \text{ [J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}\text{]}$, $c_p \simeq 734.1 \text{ [J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}\text{]}$ である. 本研究では地表面圧力を基準圧力にとることにし, $p_0 = 700 \text{ [Pa]}$ とする.

本研究においては静止状態にある乾燥した水平一様な基本場を与える. 物理量 ϕ の基本場成分を $\bar{\phi}$, 擾乱成分を ϕ' と表すことにすると, 各予報変数は以下のように表される.

$$u(x, z, t) = u'(x, z, t), \quad (2.3)$$

$$w(x, z, t) = w'(x, z, t), \quad (2.4)$$

$$\theta(x, z, t) = \theta'(x, z, t) + \bar{\theta}(z), \quad (2.5)$$

$$\Pi(x, z, t) = \Pi'(x, z, t) + \bar{\Pi}(z), \quad (2.6)$$

$$\rho_s(x, z, t) = \rho_s'(x, z, t). \quad (2.7)$$

流速及び雲密度の基本場成分はゼロであるので, 以後流速及び雲密度の擾乱成分については簡単の為にプライム記号 “'” を省略する. 基本場は静止状態にあるので, 静水圧平衡の式

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial z} = -\bar{\rho}g \quad (2.8)$$

が成り立つ. 但し g は重力加速度である. (2.8) を $\bar{\Pi}, \bar{\theta}$ で表現すると

$$\frac{\partial \bar{\Pi}}{\partial z} = -\frac{g}{c_p \bar{\theta}} \quad (2.9)$$

となる.

簡単の為に大気は CO_2 のみから成るものとし, 理想気体とみなせるものとする. また惑星の回転効果を無視する. このとき主成分凝結を考慮した準圧縮方程式は以下のように記述される.

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -u \frac{\partial u}{\partial x} - w \frac{\partial u}{\partial z} - c_p \bar{\theta} \frac{\partial \Pi'}{\partial x} + D_u, \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -u \frac{\partial w}{\partial x} - w \frac{\partial w}{\partial z} - c_p \bar{\theta} \frac{\partial \Pi'}{\partial z} + D_w + g \frac{\theta'}{\bar{\theta}}, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = -u \frac{\partial \theta'}{\partial x} - w \frac{\partial \theta'}{\partial z} - w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{\bar{\theta}}{T} (Q_{cond} + Q_{rad} + Q_{dis}) + D_\theta, \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial \Pi'}{\partial t} = -\frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \left[\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{\theta} u)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{\theta} w)}{\partial z} \right] + \frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\theta}^2} \frac{d\theta'}{dt} - \frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} M_{cond}, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial \rho_s}{\partial t} = -\frac{\partial(\rho_s u)}{\partial x} - \frac{\partial(\rho_s w)}{\partial z} + M_{cond} + M_{fall} + D_{\rho_s}. \quad (2.14)$$

ここで \bar{c} は音速の基本場成分を表し、以下の関係式により定められる。

$$\bar{c}^2 = \frac{c_p}{c_v} R \bar{T} = \frac{c_p}{c_v} R \bar{\theta} \bar{\Pi}. \quad (2.15)$$

但し c_v は定積比熱を表し、 $c_v \simeq 545.2 \text{ [J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}]$ である。 $D_u, D_w, D_\theta, D_{\rho_s}$ はそれぞれ水平流速、鉛直流速、温位、雲密度に関する乱流拡散項である。 $Q_{cond}, Q_{rad}, Q_{dis}$ はそれぞれ温度に対する潜熱加熱項、放射加熱項、散逸加熱項である。また M_{cond}, M_{fall} はそれぞれ単位時間単位体積当たりの凝結量、単位時間単位体積当たりの雲粒の落下量である。 $D_u, D_w, D_\theta, D_{\rho_s}$ の具体的な表式については2.2節で述べる。また M_{cond}, M_{fall} の具体的な表式については2.3節で述べる。

熱力学の式 (2.12) の中の非断熱加熱項 $Q_{cond}, Q_{rad}, Q_{dis}$ について述べる。潜熱加熱項については

$$Q_{cond} = \frac{L M_{cond}}{c_p \bar{\rho}} \quad (2.16)$$

と表す。ここで L は単位質量当たりの CO_2 の潜熱であり、本モデルでは一定とみなして $L \simeq 5.86 \times 10^5 \text{ [J kg}^{-1}]$ とする。 Q_{dis} の具体的な表式については2.2節で述べる。 Q_{rad} は陽に時間発展を解くことはせずに、実験設定に応じて高度と時間に依存するパラメータとして与える。

圧力方程式 (2.13) について注意すべき点をいくつか述べる。2.2節の冒頭で大気主成分の凝結の効果を考慮すると述べたが、具体的には (2.13) の右辺第2項及び第3項に相当する。(2.13) の右辺第2項は凝結に伴う熱膨張の効果を表している。熱膨張項は潜熱による効果のみを考慮して

$$\frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\theta}^2} \frac{d\theta'}{dt} = \frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\theta}^2} \frac{\bar{\theta}}{\bar{T}} Q_{cond} \quad (2.17)$$

と表現する。(2.13) の右辺第3項は凝結による大気質量の減少に伴う圧力低下の効果を表している。地球大気の場合、凝結する H_2O が微量成分であることから、(2.13) の右辺第2項及び第3項を無視して計算を行う場合が多い。(2.17) を用いると、(2.13) は以下のように書き換えられる。

$$\frac{\partial \Pi'}{\partial t} = -\frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \left[\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{\theta} u)}{\partial x} + \frac{\partial(\bar{\rho} \bar{\theta} w)}{\partial z} \right] + \frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}} \left(\frac{L}{c_p \bar{T}} - 1 \right) M_{cond}. \quad (2.18)$$

火星極域の場合 $O(\bar{T}) \sim 150 \text{ [K]}$ であるので、 $c_p \simeq 734.1 \text{ [J K}^{-1} \text{ kg}^{-1}]$, $L \simeq 5.86 \times 10^5 \text{ [J kg}^{-1}]$ より $L/(c_p \bar{T}) > 1$ が成り立つ。即ち火星極域で CO_2 の凝結が生じた場合、圧力は増加することになる。

以下, 境界条件について述べる. 水平方向の境界では周期境界条件を適用し, 鉛直方向の境界では応力無し条件を適用する. 計算領域の水平方向の長さを L とすると, 任意の物理量 ϕ に対して課されるべき水平方向の境界条件は

$$\phi(x, z, t) = \phi(x + L, z, t) \quad (2.19)$$

と表される. また計算領域の鉛直方向の長さを D , w 以外の予報変数を ψ とすると, 鉛直方向の境界条件は

$$w = 0, \quad (z = 0, D) \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \quad (z = 0, D) \quad (2.21)$$

と表される.

2.2 乱流パラメタリゼーション

一般に大気の運動を記述する場合, 乱流運動 (小規模運動) も考慮する必要がある. しかし数値モデルの場合有限個の格子点を配置して計算を行う為, 格子点間隔よりも小さなスケール (サブグリッドスケール) の現象を取り扱うことが出来ない. そこでサブグリッドスケールの乱流運動に関する物理量を格子点上の物理量と結びつけて表現する (乱流パラメタリゼーション).

2.2.1 乱流拡散

本モデルでは Klemp and Wilhelmson(1978), 坪木・榊原 (2001) に従って乱流拡散項, 乱流拡散係数, 散逸加熱項を表現するのに 1.5 次のクロージャモデルを用いる. 1.5 次のクロージャモデルを用いると $D_u, D_w, D_\theta, D_{\rho_s}$ は以下のように表現される.

$$D_u = -\frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{2}{3} K_m \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{2}{3} E \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[-K_m \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \right], \quad (2.22)$$

$$D_w = -\frac{\partial}{\partial x} \left[-K_m \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[-\frac{2}{3} K_m \frac{\partial w}{\partial x} + \frac{2}{3} E \right], \quad (2.23)$$

$$D_\theta = -\frac{\partial}{\partial x} \left[K_h \frac{\partial \theta'}{\partial x} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[K_h \frac{\partial (\theta' + \bar{\theta})}{\partial z} \right], \quad (2.24)$$

$$D_{\rho_s} = -\frac{\partial}{\partial x} \left[K_h \frac{\partial \rho_s}{\partial x} \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[K_h \frac{\partial \rho_s}{\partial z} \right] \quad (2.25)$$

但し K_m, K_h はそれぞれ運動量, 熱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運動エネルギーである. 次元解析に基づき, E を K_m で表現す

ると

$$E = \left(\frac{K_m}{C_m l} \right)^2 \quad (2.26)$$

となる. ここで l は混合距離であり, 水平方向の格子間隔 Δx 及び鉛直方向の格子間隔 Δz を用いて $l = (\Delta x \Delta z)^{1/2}$ と表現する. また C_m は無次元定数である. K_h については Deardorff(1972) に従って

$$K_h = 3K_m \quad (2.27)$$

と与える. 1.5 次のクロージャモデルでは以下に示す K_m の時間発展を解き, 各乱流拡散項を定める.

$$\begin{aligned} \frac{\partial K_m}{\partial t} = & - \left(u \frac{\partial K_m}{\partial x} + w \frac{\partial K_m}{\partial z} \right) - \frac{3gC_m^2 l^2}{2\theta} \frac{\partial \theta'}{\partial z} \\ & + C_m^2 l^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right] + \frac{C_m^2 l^2}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \\ & - \frac{K_m}{3} \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 K_m^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 K_m^2}{\partial z^2} \right) \\ & + \left(\frac{\partial K_m}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial K_m}{\partial z} \right)^2 - \frac{C_\varepsilon}{2C_m l^2} K_m^2. \end{aligned} \quad (2.28)$$

ここで C_ε は無次元定数である. 無次元定数の値については Deardorff(1975) に従って $C_m = C_\varepsilon = 0.2$ とする.

散逸加熱項 Q_{dis} については

$$Q_{dis} = \frac{C_\varepsilon}{c_p l} E^{3/2} = \frac{C_\varepsilon}{c_p l} \left(\frac{K_m}{C_m l} \right)^3 \quad (2.29)$$

と与える.

2.2.2 地表面フラックス

地表面からの熱フラックス F_h については簡略化されたバルク法 (中島, 1994) を用いて

$$F_h = c_D V_{lowest} (T_{gnd} - T_{lowest}) / \Delta z \quad (2.30)$$

と表現する. ここで $c_D, V_{lowest}, T_{gnd}, T_{lowest}$ はそれぞれバルク係数, 気層下端での水平風, 地表面温度, 気層下端での温度を表す. バルク係数は一定値であり, $c_D = 1.5 \times 10^{-3}$ とする. 気層下端での水平風は

$$V_{sfc} = \sqrt{u_{lowest}^2 + u_0^2} \quad (2.31)$$

と与える。ここで u_{lowest} は予報して得られた気層下端の水平風であり、 u_0 は定数である。 u_0 は u_{lowest} が非常に弱くなった場合でもある程度の大きさの地表面フラックスが保証されるようにする為の定数であり、 $u_0 = 3.0$ [m/s] とする。 T_{gnd} は陽に解かずに、パラメータとして一定値を与える。

2.3 雲物理パラメタリゼーション

2.3 節では単位時間単位体積当たりの凝結量 M_{cond} 及び単位時間単位体積当たりの雲粒の落下量 M_{fall} の表し方について述べる。

地球大気の雲対流モデルでは、過飽和状態は瞬時に解消されるものとみなし、飽和状態となるように凝結量を調整している (例えば Soong and Ogura(1973))。しかし第 1 章で述べたように火星大気の場合、過飽和状態が実現しうると考えられている。そこで本モデルでは雲粒が有限の時間をかけて成長するものと仮定する。

火星大気での温度・圧力環境下では、 CO_2 は気相或いは固相のいずれかの状態で存在する。従って本モデルで考えるべき雲物理過程は CO_2 大気と CO_2 氷雲の変換のみである。地球大気の場合、氷晶核の形成のメカニズムは大気中に存在する微粒子の影響を受ける不均一核形成と、その影響を受けない均一核形成の 2 種類に分類されることが知られている (例えば水野 (2000))。地球上の雲や霧などの大部分は不均一核形成によって生じると考えられている。火星大気中にはダスト粒子や H_2O 氷でコーティングされたダストが浮遊しており、不均一核形成が生じると考えられる (Gooding, 1986)。そこで本モデルでは核形成として不均一核形成のみを考える。

雲粒の成長過程は拡散成長と併合成長の 2 種類に分類される。拡散成長とは気相中の分子が拡散によって雲粒表面に移動・凝結することによって雲粒が成長することを指す。併合成長とは雲粒同士が衝突し、合体することによって雲粒が成長することを指す。Tobie et al.(2003) によると、凝結核となるダストの平均半径が約 0.5 [μm] であり (Ockert-Bell et al., 1997)、可視光に対する典型的な光学的厚さがおおよそ 0.1 となる火星大気の場合、半径 50 [μm] 程度の雲粒が併合成長で出来るのに要する時間は拡散成長で出来るのに要する時間よりも十分長い。北守 (2006) は流れの存在しない火星大気での拡散成長についての数値計算を行ない、拡散成長の時間スケールが $1 - 20$ [s] 程度であること、雲粒半径が $5 - 25$ [μm] となることを見出した。雲粒半径が小さいほど拡散成長は併合成長に比べて優勢となるので、火星大気環境では拡散成長が優勢となると考えられる。そこで本モデルでは併合成長による雲粒成長は無視できると仮定し、拡散成長のみを考える。

以下、単位時間体積当たりの凝結量 M_{cond} の取り扱いについて述べる。本モデルでは単位質量の気相に含まれる凝結核の個数及び半径は空間的・時間的に一様と仮

定する. また雲粒の半径は各格子内において空間的に一定であると仮定する. 更に雲粒は球形の凝結核を核として形成され, 雲粒自身も球形となると仮定する. このとき

$$\frac{4}{3}\rho_I\pi(r_d^3 - r_{aero}^3)N = \rho_s \quad (2.32)$$

という関係式が成り立つ. ここで ρ_I は CO_2 氷の密度, r_d は雲粒半径, r_{aero} は凝結核の半径, N は単位体積当たりの凝結核の数密度である. 本モデルでは $\rho_I = 1.565 \times 10^3$ [kg/m^3] と与え, r_{aero} , N は実験に応じて与える. 図 2.1 に雲密度の関数として雲粒半径をプロットしたものを示す. 雲粒の雲粒が拡散によって成長する場合の単位時間単位体積当たりの凝結量 M_{cond} は以下のように表される³⁾.

$$M_{cond} = \frac{4\pi r_d N}{R_h + R_m}(S - 1). \quad (2.33)$$

ここで R_h , R_m , S はそれぞれ熱輸送に関する定数, 質量輸送に関する定数, 飽和比であり

$$R_h = \frac{L^2}{kRT^2} = \frac{L^2}{kR\theta^2\Pi^2}, \quad (2.34)$$

$$R_m = \frac{RT}{Dp_*} = \frac{R\theta\Pi}{Dp_*}, \quad (2.35)$$

$$S = \frac{p}{p_*} = \frac{p_0 \frac{c_p}{R} \Pi}{p_*} \quad (2.36)$$

と表される. 但し k , D , p_* はそれぞれ熱拡散係数, 分子拡散係数, CO_2 の飽和蒸気圧である. 本モデルでは Tobie et al. (2003) 同様に主成分凝結系では $R_h \gg R_m$ として

$$M_{cond} = \frac{4\pi r_d N}{R_h}(S - 1). \quad (2.37)$$

と表す. CO_2 の飽和蒸気圧については半経験式である Antoine の式

$$\ln p_* = A - \frac{B}{T - C} \quad (2.38)$$

を用いて定める (Antoine, 1888). ここで A , B , C は実験により定まる係数であり, CO_2 の場合 $A = 27.4$, $B = 3103$, $C = -0.16$ である (化学工学会, 1999). 火星大気環境における凝結を想定すると $O(T) \sim 150[\text{K}]$ であるので, $T \gg C$ と近似して

$$\ln p_* = A - \frac{B}{T} \quad (2.39)$$

とする.

³⁾(2.33) の導出については北守 (2006) の付録 A を参照されたい.

以下, 単位時間体積当たりの雲粒落下量 M_{fall} の取り扱いについて述べる. M_{fall} は Kessler(1969) と同様に, 雲粒の終端速度 V_{term} での移流として表現する. 即ち

$$M_{fall} = \frac{\partial}{\partial z} (\rho_s V_{term}) \quad (2.40)$$

と表す. 終端速度 V_{term} については球形粒子に関する Stokes 則を適用して

$$V_{term} = C_{sc} \frac{2r_d^2 g \rho_I}{9\eta} \quad (2.41)$$

と表す. ここで C_{sc} は微小な粒子における Stokes 則からのずれを補正する係数 (Cunningham 補正係数) であり,

$$C_{sc} = 1 + 1.255 \frac{\lambda}{r_d} \quad (2.42)$$

と表される (Cunningham, 1910). λ は CO_2 の平均自由行程であり,

$$\lambda = \frac{k_B T}{\sqrt{2} \pi \sigma^2 p} \quad (2.43)$$

と表される. k_B は Boltzmann 定数, σ は CO_2 分子の直径であり, $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ [$\text{m}^2 \text{kg s}^{-2} \text{K}^{-1}$], $\sigma = 3.3 \times 10^{-10}$ [m] である (Golden and Sircar, 1994). η は粘性係数であり, Sutherland の公式

$$\eta = \eta_{ref} \left(\frac{T_{ref} + C_{CO_2}}{T + C_{CO_2}} \right) \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2} \quad (2.44)$$

で表現する (Sutherland, 1893). η_{ref} , T_{ref} , C_{CO_2} はそれぞれ粘性係数の基準値, 温度の基準値, CO_2 に関する Sutherland 定数であり, $\eta_{ref} = 1.47 \times 10^{-5}$ [$\text{Pa} \cdot \text{s}$], $T_{ref} = 293$ [K], $C_{CO_2} = 240$ [K] と与える (理科年表, 2004)⁴. 図 2.2 に火星極冠周縁の凝結高度付近の特徴的な温度圧力条件 ($T = 150$ [K], $p = 400$ [Pa]) での雲粒の終端速度を示す.

⁴Sutherland 係数は実験によってのみ定められるが, 公式の理論的導出は可能である. Sutherland の公式の理論的導出については付録 B を参照されたい.

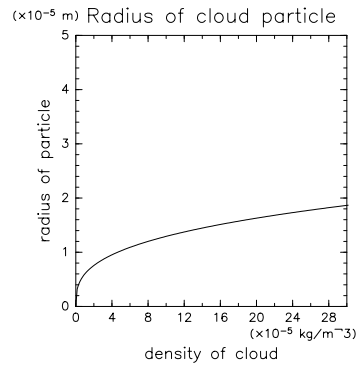


図 2.1: 雲粒半径を雲密度の関数としてプロットしたもの. 火星極冠周縁の凝結高度付近の特徴的な温度圧力条件 ($T = 150[\text{K}]$, $p = 400[\text{Pa}]$) を想定し, また凝結核数濃度を $5.0 \times 10^8[\text{kg}^{-1}]$ とした.

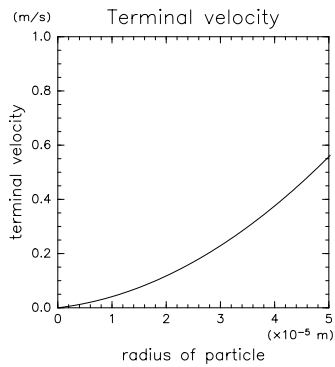


図 2.2: 火星極冠周縁の凝結高度付近の特徴的な温度圧力条件 ($T = 150[\text{K}]$, $p = 400[\text{Pa}]$) での雲粒の終端速度.

第3章 離散化

第3章では主成分凝結を考慮した2次元準圧縮方程式系の離散化について述べる。

3.1 離散化の概要

第3.1節では離散化の概要について述べ、詳細の説明は次節以降で行なうものとする。

本モデルにおける格子点の配置方法として、水平方向には Arakawa C グリッド (Arakawa and Lamb, 1977), 鉛直方向には Lorenz グリッド (Lorenz, 1960) を採用する。空間方向の離散化は2次精度又は4次精度の中心差分を用いて行ない、時間方向の離散化はモード別時間分割法を用いて行なう。運動方程式, 圧力方程式, 熱力学の式, 雲密度の式についてはオイラー法を用いて短い時間ステップ $\Delta\tau$ で時間積分し, 乱流エネルギーの式についてはリーブフログ法を用いて長い時間ステップ Δt で時間積分する。音波に関連する項の離散化には 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及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。

3.2 格子の配置

本モデルでは水平方向, 鉛直方向の格子点配置方法として Arakawa C グリッド, Lorenz グリッドをそれぞれ採用している。Arakawa C グリッドとは水平方向のベクトル量とスカラー量を半格子ずらして配置する格子点配置方法のことを言う。Arakawa C グリッドは重力波を表現するのに適しているとされている (Arakawa and Lamb, 1977)。Lorenz グリッドとは鉛直方向のベクトル量とスカラー量を半格子ずらして配置する格子点配置方法のことを言う。スカラー量の格子点を (i, k) , ベクトル量の水平成分に対する格子点を $(i(u), k)$, ベクトル量の鉛直成分に対する格子点を $(i, k(w))$, 格子の角に相当する点を $(i(u), k(w))$ のように表すことにすると, 格子点の配置は図3.1のように表される。

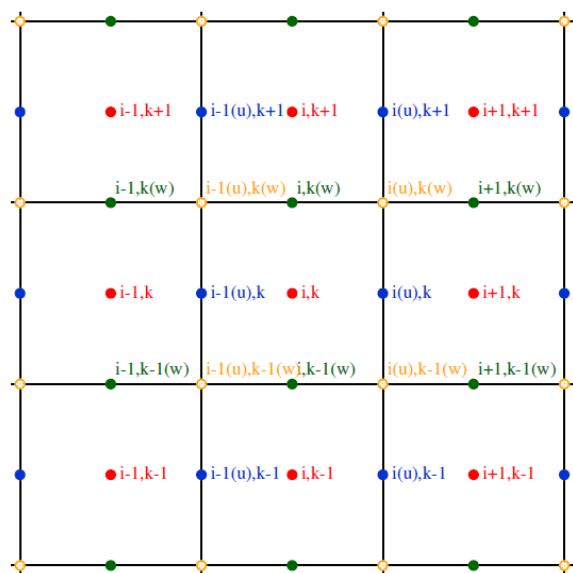


図 3.1: 格子点の配置. 杉山他 (2006) より引用した.

3.3 空間方向の離散化

第 3.3 節では空間微分の離散化方法とその為に必要な平均操作について説明した上で、準圧縮方程式系の空間方向の離散化について述べる。

3.3.1 平均操作

第 3.2 節で述べたようにスカラー量の格子点とベクトル量の格子点は互いに半格子ずつずれている。数値計算を行なう上でベクトル量をスカラー量の格子点で評価したり、或いはスカラー量をベクトル量の格子点で評価する必要がある。その際、平均操作を行なうことによって半格子ずれた点での値を評価することとする。

以下、計算に必要な平均操作を示す。但し ϕ, H, V はそれぞれスカラー量、ベクトル量の水平成分、ベクトル量の鉛直成分を表す。また下付き添字は格子点位置を表している。

$$\phi_{i(u),k} = \frac{\phi_{i+1,k} + \phi_{i,k}}{2}, \quad (3.1)$$

$$\phi_{i,k(w)} = \frac{\phi_{i,k+1} + \phi_{i,k}}{2}, \quad (3.2)$$

$$\phi_{i(u),k(w)} = \frac{\phi_{i,k} + \phi_{i+1,k} + \phi_{i,k+1} + \phi_{i+1,k+1}}{4}, \quad (3.3)$$

$$H_{i,k} = \frac{H_{i(u),k} + H_{i-1(u),k}}{2}, \quad (3.4)$$

$$H_{i,k(w)} = \frac{H_{i(u),k+1} + H_{i-1(u),k+1} + H_{i(u),k} + u_{i-1(u),k}}{4}, \quad (3.5)$$

$$H_{i(u),k(w)} = \frac{H_{i(u),k+1} + H_{i(u),k}}{2}, \quad (3.6)$$

$$V_{i,k} = \frac{V_{i,k(w)} + V_{i,k-1(w)}}{2}, \quad (3.7)$$

$$V_{i(u),k} = \frac{V_{i+1,k(w)} + V_{i,k(w)} + V_{i+1,k-1(w)} + V_{i,k-1(w)}}{4}, \quad (3.8)$$

$$V_{i(u),k(w)} = \frac{V_{i+1,k(w)} + V_{i,k(w)}}{2}. \quad (3.9)$$

3.3.2 空間微分の離散化

空間微分の離散化について述べる。音波に関連する項の空間微分については 2 次精度の中心差分を用い、その他の項の空間微分については 4 次精度の中心差分を用いる。

以下に 2 次精度の中心差分を用いた微分操作に示す. 但し ψ は格子の角に相当する点で評価している変数を表す.

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_{i(u),k} = \frac{\phi_{i+1,k} - \phi_{i,k}}{\Delta x}, \quad (3.10)$$

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)_{i,k(w)} = \frac{\phi_{i,k+1} - \phi_{i,k}}{\Delta z}, \quad (3.11)$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_{i,k} = \frac{H_{i(u),k} - H_{i-1(u),k}}{\Delta x}, \quad (3.12)$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial z}\right)_{i(u),k(w)} = \frac{H_{i(u),k+1} - H_{i(u),k}}{\Delta z}, \quad (3.13)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)_{i(u),k(w)} = \frac{V_{i+1,k(w)} - V_{i,k(w)}}{\Delta x}, \quad (3.14)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)_{i,k} = \frac{V_{i,k(w)} - V_{i,k-1(w)}}{\Delta z}, \quad (3.15)$$

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)_{i,k(w)} = \frac{\psi_{i(u),k(w)} - \psi_{i-1(u),k(w)}}{\Delta x}, \quad (3.16)$$

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial z}\right)_{i(u),k} = \frac{\psi_{i(u),k(w)} - \psi_{i(u),k-1(w)}}{\Delta z}. \quad (3.17)$$

以下, 4 次精度の中心差分を用いた微分操作を示す.

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial x}\right)_{i(u),k} = \frac{9}{8} \frac{\phi_{i+1,k} - \phi_{i,k}}{\Delta x} - \frac{1}{24} \frac{\phi_{i+2,k} - \phi_{i-1,k}}{\Delta z}, \quad (3.18)$$

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)_{i,k(w)} = \frac{9}{8} \frac{\phi_{i,k+1} - \phi_{i,k}}{\Delta x} - \frac{1}{24} \frac{\phi_{i,k+2} - \phi_{i,k-1}}{\Delta z}, \quad (3.19)$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right)_{i,k} = \frac{9}{8} \frac{H_{i(u),k} - H_{i-1(u),k}}{\Delta x} - \frac{1}{24} \frac{H_{i+1(u),k} - H_{i-2(u),k}}{\Delta z}, \quad (3.20)$$

$$\left(\frac{\partial H}{\partial z}\right)_{i(u),k(w)} = \frac{9}{8} \frac{H_{i(u),k+1} - H_{i(u),k}}{\Delta x} - \frac{1}{24} \frac{H_{i(u),k+2} - H_{i(u),k-1}}{\Delta z}, \quad (3.21)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)_{i(u),k(w)} = \frac{9}{8} \frac{V_{i+1,k(w)} - V_{i,k(w)}}{\Delta x} - \frac{1}{24} \frac{V_{i+2,k(w)} - V_{i-1,k(w)}}{\Delta z}, \quad (3.22)$$

$$\left(\frac{\partial V}{\partial z}\right)_{i,k} = \frac{9}{8} \frac{V_{i,k(w)} - V_{i,k-1(w)}}{\Delta x} - \frac{1}{24} \frac{V_{i,k+1(w)} - V_{i,k-2(w)}}{\Delta z}, \quad (3.23)$$

$$\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)_{i,k(w)} = \frac{9}{8} \frac{\psi_{i(u),k(w)} - \psi_{i-1(u),k(w)}}{\Delta x} - \frac{1}{24} \frac{\psi_{i+1(u),k(w)} - \psi_{i-2(u),k(w)}}{\Delta z}, \quad (3.24)$$

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial z}\right)_{i(u),k} = \frac{9}{8} \frac{\psi_{i(u),k(w)} - \psi_{i(u),k-1(w)}}{\Delta x} - \frac{1}{24} \frac{\psi_{i(u),k+1(w)} - \psi_{i(u),k-2(w)}}{\Delta z}. \quad (3.25)$$

3.3.3 準圧縮方程式系の空間方向の離散化

第 3.1 節, 第 3.2 節の結果を用いて準圧縮方程式系を空間方向に離散化すると, 以下のように書ける.

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_{i(u),k}}{\partial t} &= -u_{i(u),k} \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{i(u),k} - w_{i(u),k} \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)_{i(u),k} \\ &\quad - c_p \bar{\theta}_{i(u),k} \left(\frac{\partial \Pi}{\partial x}\right)_{i(u),k} + [D_u]_{i(u),k}, \end{aligned} \quad (3.26)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial w_{i,k(w)}}{\partial t} &= -u_{i,k(w)} \left(\frac{\partial w}{\partial x}\right)_{i,k(w)} - w_{i,k(w)} \left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)_{i,k(w)} \\ &\quad - c_p \bar{\theta}_{i,k(w)} \left(\frac{\partial \Pi}{\partial z}\right)_{i,k(w)} + [D_w]_{i,k(w)}, \end{aligned} \quad (3.27)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta_{i,k}}{\partial t} &= -u_{i,k} \left(\frac{\partial \theta}{\partial x}\right)_{i,k} - w_{i,k} \left(\frac{\partial \theta}{\partial z}\right)_{i,k} \\ &\quad + \frac{\bar{\theta}_{i,k}}{T_{i,k}} \frac{L[M_{cond}]_{i,k}}{\bar{\rho}_{i,k} c_p} + \frac{\bar{\theta}_{i,k}}{T_{i,k}} ([Q_{rad}]_{i,k} + [Q_{dis}]_{i,k}) + [D_\theta]_{i,k}, \end{aligned} \quad (3.28)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Pi_{i,k}}{\partial t} &= -\frac{\bar{c}_{i,k}^2}{c_p \bar{\rho}_{i,k} \bar{\theta}_{i,k}^2} \left[\left(\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho} \bar{\theta} u)\right)_{i,k} + \left(\frac{\partial}{\partial z}(\bar{\rho} \bar{\theta} w)\right)_{i,k} \right] \\ &\quad + \frac{\bar{c}_{i,k}^2}{c_p \bar{\rho}_{i,k} \bar{\theta}_{i,k}} \left(\frac{L}{c_p T_{i,k}} - 1 \right) [M_{cond}]_{i,k}, \end{aligned} \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial \rho_{s i,k}}{\partial t} = -(\rho_s u)_{i,k} - (\rho_s w)_{i,k} + [M_{cond}]_{i,k} + [M_{fall}]_{i,k} + [D_{\rho_s}]_{i,k}. \quad (3.30)$$

3.4 時間方向の離散化

第 3.4 節では準圧縮方程式の時間方向の離散化について述べる.

3.4.1 モード別時間分割法

一般に安定に計算を進める為には少なくとも CFL 条件を満たしている必要がある。例えば簡単な例として 1 次元移流方程式

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + U \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \tag{3.31}$$

を考えると, CFL 条件は

$$\frac{U \Delta t}{\Delta x} \leq 1 \tag{3.32}$$

と表される。但し $U, \Delta t$ はそれぞれ移流の速さ, 時間ステップである。系において様々な速度スケールの現象が生じている場合, 最も速い速度スケールを持つ現象が CFL 条件に制約を加えることになる。

準圧縮方程式は音波を解に含んでいる。本研究では対流に着目しているため、音波自体はあまり重要ではない。しかし音波の位相速度は対流の速度スケールに比べて 10 倍程度大きい。従ってたとえ対流のみに着目しようとしても、計算を安定に進めるために時間ステップを小さくとらなければならない、計算のコストが高くなってしまふ。そこで計算の効率化を図るためにモード別時間分割法を採用する。モード別時間分割法とは時間ステップを 2 種類用意し、短い方の時間ステップで音波に関連する項を解き、長い時間ステップで音波に関連しない移流項や拡散項を解くという方法である。短い時間ステップで時間積分を行なっている間は長い時間ステップで評価する項の値は一定とみなして計算を行なう。モード別時間分割法の概念図を図 3.2 に示す。

凝結に関連する項は音波にも移流にも直接関連しないので、解くべき時間ステップは凝結の時間スケールによって決まると考えられる。北守 (2006) は Odaka et al.(1998) の火星乾燥対流の実験結果をもとに CFL 条件を満たす長い時間ステップと短い時間ステップの最大値をそれぞれ 5.0 [s], 0.5 [s] と見積もった。また北守 (2006) は流れの存在しない火星大気での拡散成長についての数値計算を行ない、凝結の時間ス

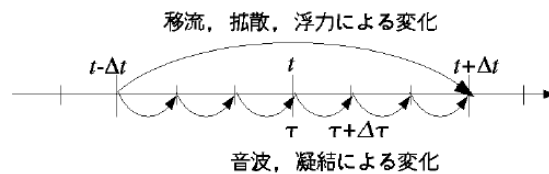


図 3.2: モード別時間分割法の概念図。北守 (2006) より引用した。

ケールが 1 – 20 [s] 程度となることを見出した。そこで北守 (2006) 同様, 凝結に関連する項を短い時間ステップで解くこととする。

また本論文では長い時間ステップを Δt , 短い時間ステップを $\Delta \tau$ と書くことにする。

3.4.2 音波減衰項

モード別時間分割法を用いると音波についての CFL 条件を満たしているにもかかわらず計算不安定を起こすことがある (Skamarock and Klemp, 1992)。この計算不安定を抑制する為に, 運動方程式 (2.10), (2.11) の Π' を

$$\Pi' - \alpha \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) \quad (3.33)$$

で置き換える。音波を選択的に減衰させる為には, 係数 α を適切な値に設定する必要がある。本モデルでは北守 (2006) に従い

$$\alpha = 5.0 \times 10^{-7} \times \frac{\min[(\Delta x)^2, (\Delta z)^2]}{\Delta \tau} \quad (3.34)$$

とする。

3.4.3 数値粘性項

移流項の空間微分を中心差分を用いて離散化すると計算不安定が生じることがある。この計算不安定を抑制する為に運動方程式, 熱力学の式, 雲密度の式の移流項に人工的な数値粘性項を加える。即ち任意の予報変数 ϕ に関する方程式に数値粘性項

$$\nu_H \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \nu_V \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \quad (3.35)$$

を付加する。係数 ν_H, ν_V については

$$\nu_H = \nu_V = 5.0 \times 10^{-4} \times \frac{\min[(\Delta x)^2, (\Delta z)^2]}{\Delta t} \quad (3.36)$$

とする¹⁾。

¹⁾北守 (2006) には $\nu_H = \nu_V = 1.0 \times 10^{-4} \times \min[(\Delta x)^2, (\Delta z)^2]/\Delta t$ とすると記述されているが, 北守 (2006) の計算設定並びに結果をまとめたサイト http://www.gfd-dennou.org/arch/deepconv/arare/sample/2006-02-09_kitamo/ によると (3.36) の値を用いたようである。

3.4.4 準圧縮方程式系の時間方向の離散化

音波及び凝結に関する項は短い時間ステップ $\Delta\tau$ で、それ以外の項は長い時間ステップ Δt で離散化する。音波に関連する項の離散化には HE-VI (horizontally explicit - vertically implicit) 法を用いる。即ち u の式は前進差分, w, Π' の式は後退差分(クラック・ニコルソン法)で離散化する。音波に関連しない項の項はリーブフログ法で離散化する。

以下, 時間積分により求まる量を $\phi^{t+\Delta t}, \phi^{\tau+\Delta\tau}$, 時間積分によって得られている最新の物理量を ϕ^t, ϕ^τ , 最新の物理量の 1 ステップ前の時刻での物理量を $\phi^{t-\Delta t}, \phi^{\tau-\Delta\tau}$ と表すこととする。

水平方向の運動方程式の離散化

(2.10) を離散化すると

$$u_{i(u),k}^{\tau+\Delta\tau} = u_{i(u),k}^\tau - \left(c_p \bar{\theta} \frac{\partial [\Pi']^\tau}{\partial x} \right)_{i,u(k)} \Delta\tau + F_{u_{i(u),k}}^t \Delta\tau \quad (3.37)$$

となる。 F_u は音波, 凝結に関連しない項で

$$F_{u_{i(u),k}}^t = - \left(u^t \frac{\partial u^t}{\partial x} \right)_{i(u),k} - \left(w^t \frac{\partial u^t}{\partial z} \right)_{i(u),k} + [D_u]_{i(u),k}^{t-\Delta t} \quad (3.38)$$

である。乱流拡散項は坪木・榊原(2001)と同様に全て時刻 $t - \Delta t$ での値で評価する。

鉛直方向の運動方程式と圧力方程式の離散化

本モデルでは HE-VI 法を用いるので, 鉛直方向の運動方程式と圧力方程式を連立させて解く。(2.11) において音波減衰項, 圧力勾配項はそれぞれ前進差分, 後退差分で離散化する。(2.18) において水平方向のフラックス項, 鉛直方向のフラックス項はそれぞれ前進差分, 後退差分で離散化する。(2.11) 及び (2.18) を離散化すると

$$\begin{aligned} w_{i,k(w)}^{\tau+\Delta\tau} &= w_{i,k(w)}^\tau - c_p \bar{\theta}_{i,k(w)} \left[\beta \frac{\partial [\Pi']^{\tau+\Delta\tau}}{\partial z} + (1 - \beta) \frac{\partial [\Pi']^\tau}{\partial z} \right]_{i,k(w)} \Delta\tau \\ &\quad + F_{w_{i,k(w)}}^t \Delta\tau, \quad (3.39) \\ [\Pi']_{i,k}^{\tau+\Delta\tau} &= [\Pi']_{i,k}^\tau - \left[\frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \bar{\theta} u^{\tau+\Delta\tau}) \right]_{i,k} \Delta\tau \\ &\quad - \beta \left[\frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{\theta} w^{\tau+\Delta\tau}) \right]_{i,k} \Delta\tau - (1 - \beta) \left[\frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \frac{\partial}{\partial z} (\bar{\rho} \bar{\theta} w^\tau) \right]_{i,k} \Delta\tau \\ &\quad + \left[\frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\theta}} \left(\frac{L}{c_p \bar{T}} - 1 \right) \frac{M_{cond}^\tau}{\bar{\rho}} \right]_{i,k} \Delta\tau \quad (3.40) \end{aligned}$$

となる. 但し β は後退差分における重み係数を表し, クランク・ニコルソン法の場合 $\beta = 0.5$ とする. また F_w は音波, 凝結に関連しない項で

$$F_{w_{i,k(w)}}^t = - \left(u^t \frac{\partial w^t}{\partial x} \right)_{i,k(w)} - \left(w^t \frac{\partial w^t}{\partial z} \right)_{i,k(w)} + g \frac{[\theta']_{i,k(w)}^t}{\bar{\theta}_{i,k(w)}} + [D_w]_{i,k(w)}^{t-\Delta t} \quad (3.41)$$

である. (3.40) に (3.37), (3.39) を代入して $u^{\tau+\Delta\tau}$, $w^{\tau+\Delta\tau}$ を消去し, 式を整理すると以下のような行列で表記出来る²⁾.

$$\begin{pmatrix} A_1 & B_2 & \cdots & 0 & 0 \\ C_1 & A_2 & \cdots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & \cdots & A_{km-1} & B_{km} \\ 0 & 0 & \cdots & C_{km-1} & A_{km} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Pi'_{1,1} & \Pi'_{2,1} & \cdots & \Pi'_{km-1,1} & \Pi'_{km,1} \\ \Pi'_{1,2} & \Pi'_{2,2} & \cdots & \Pi'_{km-1,2} & \Pi'_{km,2} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ \Pi'_{1,km-1} & \Pi'_{2,km-1} & \cdots & \Pi'_{km-1,km-1} & \Pi'_{km,km-1} \\ \Pi'_{1,km} & \Pi'_{2,km} & \cdots & \Pi'_{km-1,km} & \Pi'_{km,km} \end{pmatrix}^{\tau+\Delta\tau} \\ = \begin{pmatrix} D_{1,1} & D_{2,1} & \cdots & D_{km-1,1} & D_{km,1} \\ D_{1,2} & D_{2,2} & \cdots & D_{km-1,2} & D_{km,2} \\ \vdots & \vdots & & \vdots & \vdots \\ D_{1,km-1} & D_{2,km-1} & \cdots & D_{km-1,km-1} & D_{km,km-1} \\ D_{1,km} & D_{2,km} & \cdots & D_{km-1,km} & D_{km,km} \end{pmatrix} \quad (3.42)$$

ここで km は鉛直方向の格子点の総数である. (3.42) の左辺の係数行列の各成分は以下のように表される.

$$A_1 = 1 + \beta^2 \left[\frac{\bar{c}^2 (\Delta\tau)^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \right]_1 \frac{1}{(\Delta z)^2} (c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2)_{i,1(w)}, \quad (3.43)$$

$$A_k = 1 + \beta^2 \left[\frac{\bar{c}^2 (\Delta\tau)^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \right]_k \frac{1}{(\Delta z)^2} [(c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2)_{i,k(w)} + (c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2)_{i,k-1(w)}], \\ (k = 2, 3, \dots, km-1) \quad (3.44)$$

$$A_{km} = 1 + \beta^2 \left[\frac{\bar{c}^2 (\Delta\tau)^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \right]_{km} \frac{1}{(\Delta z)^2} (c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2)_{i,km-1(w)}, \quad (3.45)$$

$$B_k = -\beta^2 \left[\frac{\bar{c}^2 (\Delta\tau)^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \right]_{k-1} \frac{1}{(\Delta z)^2} (c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2)_{i,k-1(w)}, \quad (3.46)$$

$$C_k = -\beta^2 \left[\frac{\bar{c}^2 (\Delta\tau)^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \right]_{k+1} \frac{1}{(\Delta z)^2} (c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2)_{i,k(w)}, \quad (3.47)$$

$$D_{i,1} = [\Pi']_{i,1}^\tau - (1 - \beta) \left[\frac{\bar{c}^2 \Delta\tau}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \right]_1 \left[\frac{\partial (\bar{\rho} \bar{\theta} w^\tau)}{\partial z} \right]_{i,1} - \left[\frac{\bar{c}^2 \Delta\tau}{c_p \bar{\rho}} \right]_1 \left[\frac{\partial u^{\tau+\Delta\tau}}{\partial x} \right]_{i,1} + F_{i,1} \\ - \beta \left[\frac{\bar{c}^2 (\Delta\tau)^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \right]_1 \frac{1}{\Delta z} (c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2)_{i,0(w)} E_{i,0(w)}, \quad (3.48)$$

²⁾(3.42) の導出については北守 (2006) の付録 B を参照されたい.

$$D_{i,k} = [\Pi']_{i,k}^\tau - (1 - \beta) \left[\frac{\bar{c}^2 \Delta\tau}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \right]_k \left[\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{\theta} w^\tau)}{\partial z} \right]_{i,k} - \left[\frac{\bar{c}^2 \Delta\tau}{c_p \bar{\rho}} \right]_k \left[\frac{\partial u^{\tau+\Delta\tau}}{\partial x} \right]_{i,k} + F_{i,k},$$

$$(k = 2, 3, \dots, km - 1) \quad (3.49)$$

$$D_{i,km} = [\Pi']_{i,km}^\tau - (1 - \beta) \left[\frac{\bar{c}^2 \Delta\tau}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \right]_{km} \left[\frac{\partial(\bar{\rho} \bar{\theta} w^\tau)}{\partial z} \right]_{i,km} - \left[\frac{\bar{c}^2 \Delta\tau}{c_p \bar{\rho}} \right]_{km} \left[\frac{\partial u^{\tau+\Delta\tau}}{\partial x} \right]_{i,km}$$

$$+ F_{i,km} + \beta \left[\frac{\bar{c}^2 (\Delta\tau)^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2} \right]_{km} \frac{1}{\Delta z} (c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2)_{i,km(w)} E_{i,km(w)}. \quad (3.50)$$

但し

$$E_{i,k(w)} = -(1 - \beta) \left[\frac{\partial[\Pi']^\tau}{\partial z} \right]_{i,k(w)} + \left[\frac{F_w^t}{c_p \bar{\theta}} \right]_{i,k(w)}, \quad (3.51)$$

$$F_{i,k} = \left[-\Delta\tau \beta \frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}} \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \bar{\rho} \bar{\theta} \left(w^\tau - \Delta\tau (1 - \beta) c_p \bar{\theta} \frac{\partial[\Pi']^\tau}{\partial z} + F_w^t \Delta\tau \right) \right\} \right. \\ \left. + \frac{\bar{c}^2}{c_p \bar{\theta}} \left(\frac{L}{c_p \bar{T}} - 1 \right) \frac{M_{cond}^\tau}{\bar{\rho}} \Delta\tau \right] \quad (3.52)$$

である。(3.42)の左辺の係数行列は3重対角行列となっているので、Thomas法を用いて時刻 $\tau + \Delta\tau$ での Π' の値を求めることができる(Thomas, 1949)。本モデルでは計算ライブラリLAPACKを用いて(3.42)を求めている。

熱力学の式の離散化

(2.12)を離散化すると

$$\theta'_{i,k}^{\tau+\Delta\tau} = \theta'_{i,k}^\tau + F_{\theta_{i,k}}^t \Delta\tau + \frac{\bar{\theta}'_{i,k}}{\bar{T}_{i,k}} \frac{LM_{cond_{i,k}}^\tau}{c_p \bar{\rho}_{i,k}} \Delta\tau \quad (3.53)$$

となる。ここで F_θ は音波・凝結に関連しない項であり

$$F_{\theta_{i,k}}^t = -u_{i,k}^t \left(\frac{\partial \theta^{t'}}{\partial x} \right)_{i,k} - w_{i,k}^t \left(\frac{\partial \theta^{t'}}{\partial z} \right)_{i,k} - w_{i,k}^t \left(\frac{\partial \bar{\theta}^t}{\partial z} \right)_{i,k}$$

$$+ \frac{\bar{\theta}'_{i,k}}{\bar{T}_{i,k}} (Q_{rad} + Q_{dis})_{i,k}^t + D_{\theta_{i,k}}^{t-\Delta t} \quad (3.54)$$

と表される。

雲密度の式の離散化

(2.14)を離散化すると

$$\rho_{s_{i,k}}^{\tau+\Delta\tau} = \rho_{s_{i,k}}^\tau + M_{cond_{i,k}}^\tau \Delta\tau + F_{\rho_{s_{i,k}}}^t \Delta\tau \quad (3.55)$$

となる。ここで F_{ρ_s} は音波・凝結に関連しない項であり、

$$F_{\rho_s i,k}^t = - \left[\frac{\partial}{\partial x} (\rho_s^t u^t) \right]_{i,k} - \left[\frac{\partial}{\partial z} (\rho_s^t w^t) \right]_{i,k} + M_{fall i,k}^t + D_{\rho_s i,k}^t \quad (3.56)$$

と表される。

乱流拡散係数の式の離散化

(2.28) をリーブフログ法を用いて離散化すると

$$K_{m i,k}^{t+\Delta t} = K_{m i,k}^{t+\Delta t} + 2\Delta [F_{K_m}]_{i,k}^t \quad (3.57)$$

となる。ここで

$$\begin{aligned} [F_{K_m}]_{i,k}^t &= - \left[u_{i(u),k} \left(\frac{\partial K_m}{\partial x} \right)_{i(u),k} \right]_{i,k}^t - \left[w_{i,k(w)} \left(\frac{\partial K_m}{\partial z} \right)_{i,k(w)} \right]_{i,k}^t \\ &\quad - \left[\frac{3gC_m^2 l^2}{2\bar{\theta}} \left(\frac{\partial \theta'}{\partial z} \right)_{i,k(w)} \right]_{i,k}^{t-\Delta t} \\ &\quad + C_m^2 l^2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k}^2 \right]_{i,k}^{t-\Delta t} + C_m^2 l^2 \left[\left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k}^2 \right]_{i,k}^{t-\Delta t} \\ &\quad + \frac{C_m^2 l^2}{2} \left[\left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)_{i(u),k(w)} \right\}_{i,k}^{t-\Delta t} + \left\{ \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)_{i(u),k(w)} \right\}_{i,k}^{t-\Delta t} \right]^2 \\ &\quad - \frac{1}{3} [K_m]_{i,k}^{t-\Delta t} \left[\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)_{i,k}^{t-\Delta t} + \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)_{i,k}^{t-\Delta t} \right] \\ &\quad + \frac{1}{2} \left[\left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial K_m^2}{\partial x} \right)_{i(u),k} \right\}_{i,k}^{t-\Delta t} + \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial K_m^2}{\partial z} \right)_{i,k(w)} \right\}_{i,k}^{t-\Delta t} \right] \\ &\quad + \left[\left\{ \left(\frac{\partial K_m}{\partial x} \right)_{i(u),k}^2 \right\}_{i,k}^{t-\Delta t} + \left\{ \left(\frac{\partial K_m}{\partial z} \right)_{i,k(w)}^2 \right\}_{i,k}^{t-\Delta t} \right] \\ &\quad - \frac{C_\varepsilon}{2C_m l^2} [K_m^2]_{i,k}^{t-\Delta t} \end{aligned} \quad (3.58)$$

である。坪木・榊原 (2001) と同様に移流項を時刻 t で、それ以外の項を時刻 $t - \Delta t$ で評価した。

3.4.5 Robert, Asselin の時間フィルター

3.4 節で述べた通り, 長い時間ステップの計算ではリープフロッグ法を用いている. リープフロッグ法では時刻 $t - \Delta t$ の値を用いて時刻 $t + \Delta t$ の値を求める為, 隣接する時間ステップ間で物理量の値に大きな食い違いや振動が生じる恐れがある. この問題を回避する為, 長い時間ステップの計算を 1 回行なう度に Robert(1966), Asselin(1972) が考案した時間フィルターを適用する. 本モデルでは u, w, θ', Π', K_m の時間積分に対してフィルターをかける.

時間フィルター適用前の変数を ϕ , 時間フィルター適用後の変数を $\bar{\phi}$ とすると

$$\bar{\phi}^t = \phi^t + \mu_a(\bar{\phi}^{t-\Delta t} - 2\phi^t + \phi^{t+\Delta t}) \quad (3.59)$$

と表される. ここで μ_a はフィルターの強さを表す係数であり, 本モデルでは Klemp and Wilhelmson(1978), 坪木・榊原(2001) と同様に $\mu_a = 0.1$ とした.

第4章 2次元大気主成分凝結対流実験

第4章では大気主成分の凝結を伴う対流の数値実験の結果を示し、考察を行なう。

4.1 北守(2006)の凝結過程の取り扱いの再検討

4.1.1 非物理的な凝結領域の発生

当初、本モデルでは凝結過程を北守(2006)と同様に取り扱いしていた。しかし北守(2006)と同様の凝結過程を用いると、過飽和を許容する場合において物理的に意味の無い解が得られることが判明した。

以下、北守(2006)で用いていた凝結過程について説明する。雲密度の時間発展の式(2.14)において雲粒落下項、乱流拡散項は考慮しない。また数値粘性も考慮しない。雲が存在する領域での凝結量は(2.37)で評価する。一方、雲が存在しない領域での凝結量は飽和比 S が臨界飽和比 S_{scr} を超えたときに(2.37)で評価し、 $S < S_{scr}$ の場合には $M_{cond} = 0$ とする。上記で述べた凝結量の条件判定を表4.1にまとめた。

以下、計算設定について説明する。計算領域は水平 50 [km]、鉛直 20 [km] の矩形領域とし、格子点間隔は $\Delta x = \Delta z = 200$ [m] とする。計算時間はモデル時間で 43200 [s] (半日) とする。放射強制 Q_{rad} については高度 0 – 15 [km] において 5.0 [K/day] の一様な冷却を与える。地表面フラックスについては初期時刻において一様冷却とほぼ釣り合うように $T_{gnd} = 410$ [K] とした。基本場の温度分布は Colaprete and Toon(2002) で示されている火星極冠周縁で典型的に見られる温度分布(図4.1)を参考にし、図4.2のように与える。具体的には、地表面から高度約 4 [km] までは 165

	$S \leq 1$	$1 < S \leq S_{scr}$	$S > S_{scr}$
$\rho_s > 0$	蒸発	凝結	凝結
$\rho_s = 0$	何も生じない	何も生じない	凝結

表 4.1: 北守(2006)における凝結量 M_{cond} の条件判定.

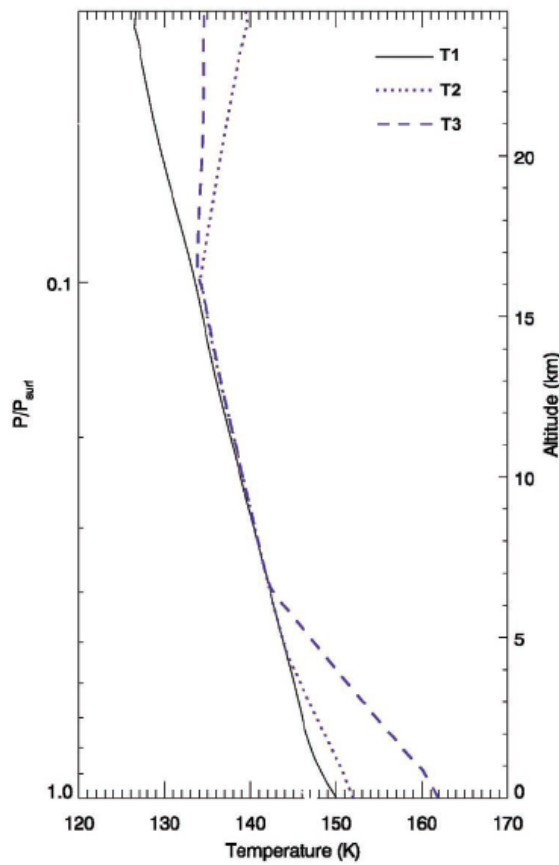


図 4.1: 火星極冠周縁で観測される鉛直温度分布. 実線は CO₂ の飽和温度, 点線は電波掩蔽観測と GCM のシミュレーションの結果から得られた温度分布, 破線は火星極冠周縁で観測される代表的な温度分布を表す. Colaprete and Toon(2002) より引用した.

[K] の等温位線に沿うように, 高度約 4 [km] から約 15 [km] までは CO₂ の飽和温度曲線に沿うように, 高度約 15 [km] より上では 135 [K] の等温線に沿うように基本場の温度分布を与える. 初期擾乱として気層下端に最大振幅 1.0 [K] のランダムな温位擾乱を与える. また臨界飽和比 S_{cr} は Glandorf et al.(2002) に従って 1.35 とする. 凝結核数濃度は一定であるとし, Tobie et al.(2003) に従って 5.0×10^8 [kg⁻¹] とする. 凝結核半径 r_{aero} については Toon et al.(1977), Ockert-Bell et al.(1997) のダスト粒径の最尤値を参考に 1.0×10^{-7} [m] とする. 熱拡散係数は一定とし, 4.8×10^{-3} [W K⁻¹ m⁻¹] とする. 上記で述べた計算設定を表 4.2 にまとめた.

以下, 計算結果について説明する. 図 4.3 に時刻 $t = 25916$ (上), 26016 (中), 26116 (下)[s] における雲密度の分布を示す. $t = 25916$ [s] において $x = 18000$ [m], $z = 4000$ [m] 付近で凝結が生じ始め, その後三角形の凝結領域が約 100 [m/s] で拡大している. このような三角形の凝結領域を内部重力波及び音波の構造によって

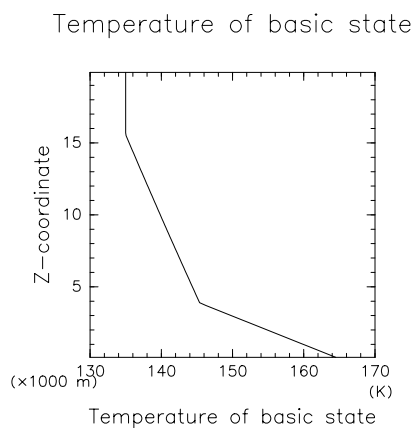


図 4.2: 主成分凝結対流実験で与えた基本場の温度分布. 地表面から高度約 4 [km] までは 165 [K] の等温位線, 高度約 4 [km] から約 15 [km] までは CO_2 の飽和温度曲線, 高度約 15 [km] より上では 135 [K] の等温線に沿うような温度分布を与える.

計算領域	水平 50 [km], 鉛直 20 [km]
格子点間隔	$\Delta x = 200$ [m], $\Delta z = 200$ [m]
計算時間	43200 [s]
時間ステップ	$\Delta t = 2.0$ [s], $\Delta \tau = 0.25$ [s]
基本場の温度	図 4.2 参照
放射強制	高度 0 – 15 [km] で 5 [K/day] の冷却
臨界飽和比	1.35
地表面フラックス	あり
凝結核数濃度	5.0×10^8 [kg^{-1}]
凝結核半径	1.0×10^{-7} [m]
熱拡散係数	4.8×10^{-3} [$\text{W K}^{-1} \text{m}^{-1}$]
雲密度計算での乱流拡散項	なし
雲密度計算での数値粘性項	なし
雲密度計算での雲粒落下項	なし
初期擾乱	気層下端に最大振幅 1 [K] のランダムな温位擾乱

表 4.2: 三角形の凝結領域が発生した計算での各種設定.

説明することは難しいと考えられる。しかし線形化した Boussinesq 方程式に凝結を考慮して分散関係を求めたところ、凝結によって変形を受けた内部重力波以外の波動解は見出されなかった¹⁾。また線形化した弾性方程式に凝結を考慮して分散関係を求めたところ、凝結によって変形を受けた音波以外の波動解は見出されなかった²⁾。従って時間とともに拡大する三角形の凝結領域は新たな波動の存在を示唆するものではないと結論付けられる。図 4.4 に時刻 $t = 25916$ (上), 26016 (中), 26116 (下)[s] における $x = 17900$ [m] での雲密度及び飽和比の鉛直分布を示す。凝結領域の拡大とともに細かい振動が拡大していくのが分かる。この振動的な構造は数値的不安定によって生じた人工的な振動と解釈される。従って三角形の凝結領域の拡大は数値計算によって生じた非物理的な現象であると考えられる。非物理的な凝結領域の拡大の発生原因は以下のように説明される。

図 4.5 より水平流速及び鉛直流速の最大値は $1 - 2$ [m/s] である。従って $x = 18000$ [m], $z = 4000$ [m] 付近で発生した雲は最大で $1 - 2$ [m/s] 程度の流速によって移流される筈である。しかし本計算での格子間隔は 200 [m] であるので、雲密度の差分誤差が 1 時間ステップで 200 [m] 離れた隣の格子点に移流されることになる。図 4.4 より、凝結開始時において高度 $4 - 15$ [km] では過飽和状態が実現されていることが分かる。表 4.1 で示したように、北守 (2006) で用いられている凝結過程では過飽和領域において少しでも雲が存在すると凝結が生じる。それ故 1 時間ステップで雲が移流された後、隣の格子点では次の時間ステップにおいて凝結が生じてしまうことになる。その後雲密度の差分誤差の過飽和領域への移流及び非物理的な凝結が連鎖的に生じ、三角形の凝結領域の拡大を招いてしまったと考えられる。この計算での長い時間ステップ及び格子点間隔はそれぞれ 2.0 [s], 200 [m] であるので、以上のような連鎖的な凝結が生じたとすると、凝結領域拡大の速さは $200/2.0 = 100$ [m/s] と見積もられる。見積もられた拡大速度は計算結果と極めて整合的であると言える。また差分誤差が 1 時間ステップの間に隣接する格子点に伝播することに着目すると、凝結領域が三角形となっていることもうまく説明することが出来る。

第 1 章で述べた通り、火星大気での主成分凝結を考察する上で過飽和状態が許容される状況について議論することは不可避である。従ってこの非物理的な凝結領域を抑制しながら計算を行なわなければならない。

¹⁾凝結を考慮した Boussinesq 方程式の分散関係式の導出については付録 C を参照されたい。

²⁾凝結を考慮した弾性方程式の分散関係式の導出については付録 D を参照されたい。

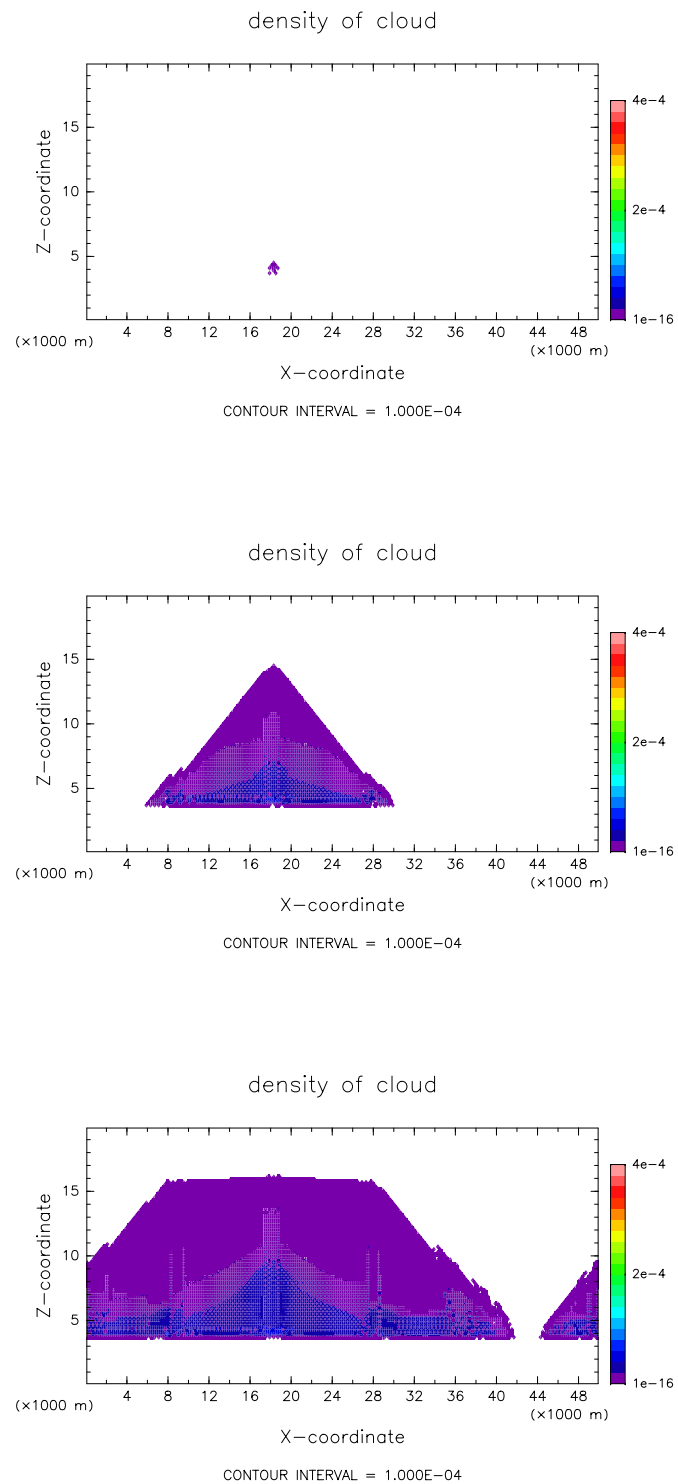


図 4.3: $t = 25916$ (上), 26016 (中), 26116 (下)[s] における雲密度の分布.

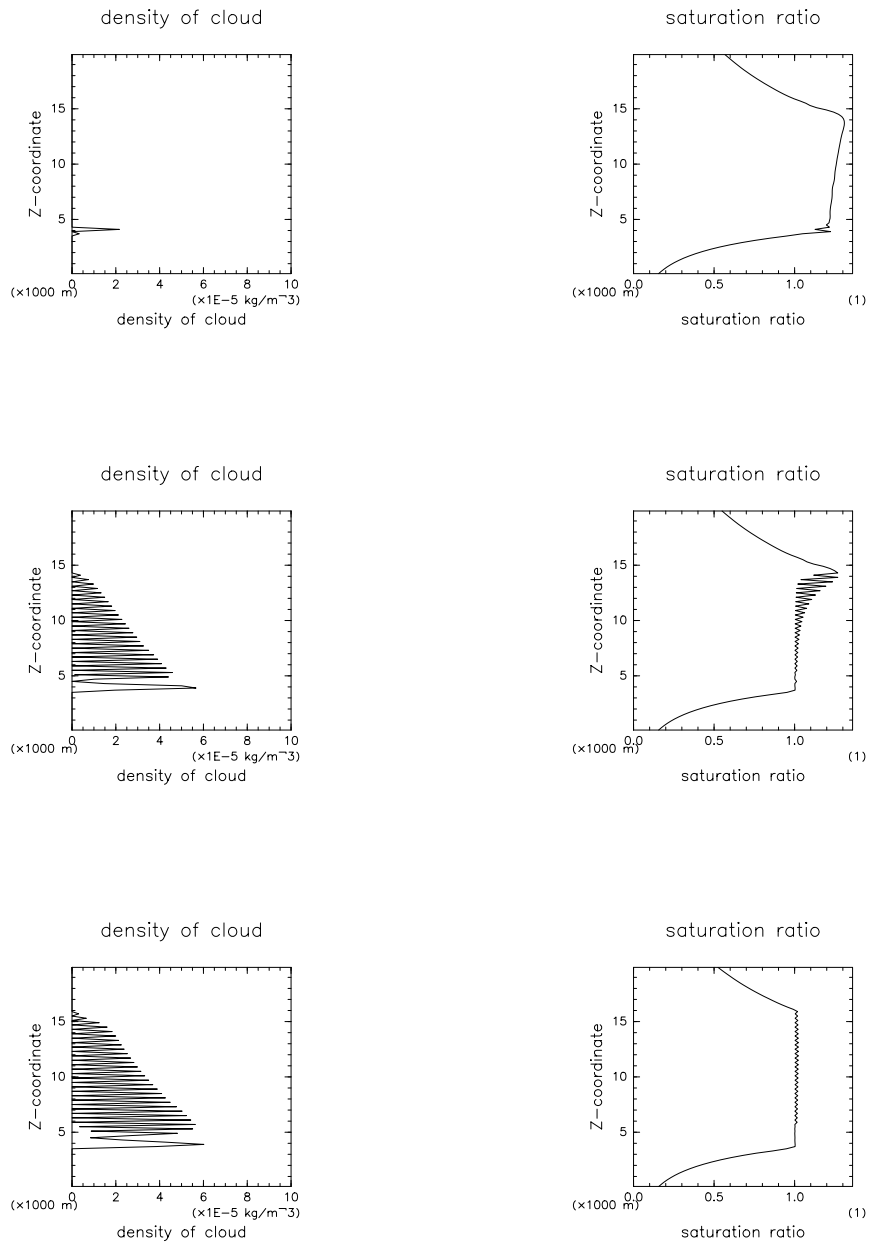


図 4.4: $t = 25916$ (上), 26016 (中), 26116 (下)[s] における $x = 17900$ での雲密度 (左) 及び飽和比 (右) の鉛直分布.

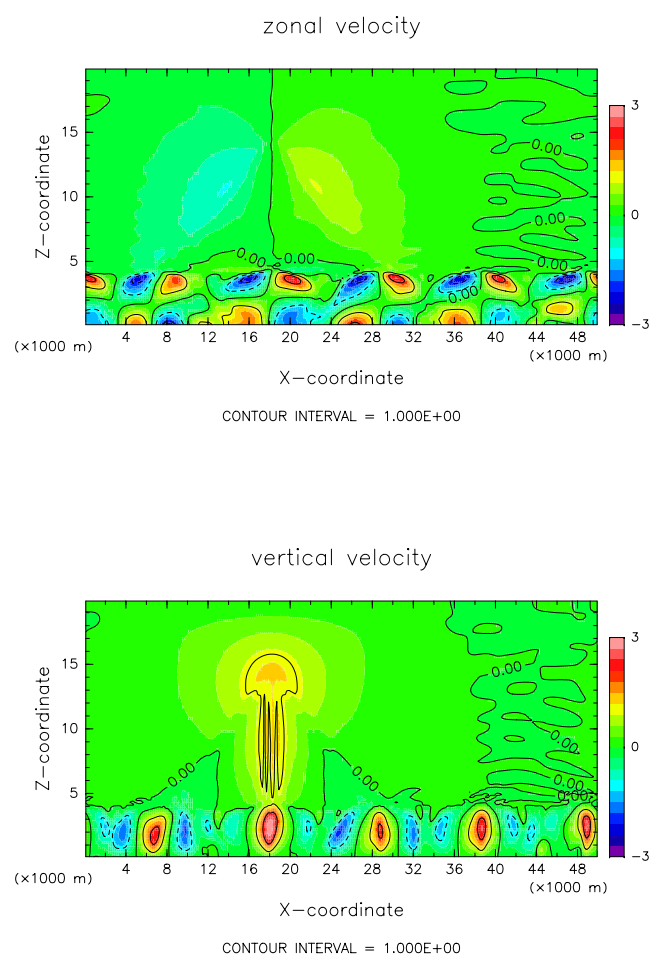


図 4.5: $t = 26016$ [s] における水平流速 (上) 及び鉛直流速 (下) の分布.

4.1.2 雲密度の計算に閾値を導入したテスト計算

4.1.1 節で述べた非物理的な凝結領域の発生要因は差分誤差にある。しかし差分法で計算する以上、差分誤差をゼロにすることは不可能である。そこで差分誤差によって連鎖的に非物理的な凝結が生じないように凝結の判定条件を調節する。即ち雲密度 ρ_s に対する閾値 ρ_s^T を導入し、 ρ_s が ρ_s^T を超えない場合には差分誤差であるとみなして、凝結が生じないようにする。新たに導入した凝結量の条件判定を表 4.3 にまとめた。

閾値の導入において問題となるのは、閾値の大きさの決定である。雲密度の差分誤差を理論的に予測することは難しいと思われる。従って閾値は各々の計算で個別に調整する必要がある。そこで適切な閾値の大きさを決める為に、4.1.1 節の計算において凝結が生じる直前の時刻に相当する $t = 25900$ [s] のときを初期値として、いくつかの閾値を与えて計算を行なう。本計算では以下の3つの条件を満たしたものを閾値として採用することとする。

- 三角形の凝結領域が生じていないこと。
- 雲密度の移流の速さと流速が整合的であること。
- 以上の2条件を満たす閾値のうち、最小のものであること。

今回の計算では地表面フラックスを考慮せず、初期時刻において高度 $0 - 1$ [km] で 37.3 [K/day] の加熱、高度 $1 - 15$ [km] で 5.0 [K/day] の冷却を与え、その後は放射強制が全体として常にゼロとなるように加熱と冷却の振幅を時々刻々変化させるようにした。即ち ρ' の水平平均を ρ'_{xmean} 、時刻 t での加熱の振幅を $q_{heat}(t)$ [K/day]、時刻 t での冷却の振幅を $q_{cool}(t)$ [K/day] として

$$Q_{rad} = \begin{cases} q_{heat}(t), & (0 \leq z < 1000) \\ q_{cool}(t), & (1000 \leq z < 15000) \end{cases} \quad (4.1)$$

$$\int_0^{1000} 37.3 c_p \bar{\rho} dz = \int_0^{1000} q_{heat}(t) c_p (\bar{\rho} + \rho'_{xmean}) dz, \quad (4.2)$$

$$- \int_{1000}^{15000} 5.0 c_p \bar{\rho} dz = \int_0^{1000} q_{cool}(t) c_p (\bar{\rho} + \rho'_{xmean}) dz, \quad (4.3)$$

となるように q_{heat} , q_{cool} を定める。地表面熱フラックスと一様放射冷却をバランスさせるよりも、一様放射加熱と一様放射冷却をバランスさせる方が容易であると考えられる為、地表面フラックスを考慮しないこととした。また図 4.4 に示した高波数の数値振動を緩和する為、雲密度の計算で乱流拡散項及び数値粘性項を考慮する。閾値については 1.0×10^{-5} , 5.0×10^{-5} , 1.0×10^{-4} [kg/m³] の3通りを試行した。この場合の計算設定をまとめたものを表 4.4 に示す。

	$S \leq 1$	$1 < S \leq S_{cr}$	$S > S_{cr}$
$\rho_s > \rho_s^T$	蒸発	凝結	凝結
$0 < \rho \leq \rho_s^T$	蒸発	何も生じない	凝結
$\rho_s = 0$	何も生じない	何も生じない	凝結

表 4.3: 差分誤差による連鎖的な凝結を抑制する為の凝結量 M_{cond} の条件判定.

計算領域	水平 50 [km], 鉛直 20 [km]
格子点間隔	$\Delta x = 200$ [m], $\Delta z = 200$ [m]
計算時間	10000 [s]
時間ステップ	$\Delta t = 2.0$ [s], $\Delta \tau = 0.25$ [s]
基本場の温度	図 4.2 参照
放射強制	初期において高度 1 – 15 [km] で 5 [K/day] の冷却, 高度 0 – 1 [km] で 37.3 [K] の加熱. 加熱と冷却が常に釣り合うように振幅を調整. (4.1), (4.2), (4.3) 参照.
臨界飽和比	1.35
地表面フラックス	なし
凝結核数濃度	5.0×10^8 [kg ⁻¹]
凝結核半径	1.0×10^{-7} [m]
熱拡散係数	4.8×10^{-3} [W K ⁻¹ m ⁻¹]
雲密度計算での乱流拡散項	あり
雲密度計算での数値粘性項	あり
雲密度計算での雲粒落下項	なし
初期状態	4.1.1 節の計算の $t = 25900$ [s] の状態
雲密度の閾値	1.0×10^{-5} , 5.0×10^{-5} , 1.0×10^{-4} [kg/m ³]

表 4.4: 雲密度の閾値を決める為の計算での各種設定.

以下、計算結果について説明する。 $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] の場合の $t = 1401, 1901, 2401$ [s] における雲密度の分布を図 4.6 に示す。 $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] の場合、 $t = 1401$ [s] において高度 5 [km] 付近に小さな三角形の構造が存在している。 $\rho_s^T = 5.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] の場合の $t = 2001, 2501, 3001$ [s] における雲密度の分布を図 4.7 に示す。 $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] の場合、拡大する三角形の凝結領域は存在していない。 $\rho_s^T = 5.0 \times 10^{-4}$ [kg/m³] の場合の $t = 3401, 3901, 4401$ [s] における雲密度の分布を図 4.8 に示す。 $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-4}$ [kg/m³] の場合も拡大する三角形の凝結領域は存在していない。以上より $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] は閾値としては不適切であると言える。

次に雲密度の移流速度と鉛直流速の整合性について調べる。図 4.9 に $x = 17900$ [m] での雲密度と鉛直流速の時間変化を示す。雲密度の移流速度は雲密度がある程度の大きさを持つ領域 ($\rho_s \sim 1.0 \times 10^{-4}$ [kg/m³], 図 4.9 の水色のトーンの領域) の境界面上昇速度に基づいて判断する。 $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] の場合、雲密度は 7–8 [m/s] の速さで移動しているの見積もられる一方、境界面付近での鉛直流速は 4–6 [m/s] である。従って $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] の場合は雲密度の移流速度をやや過大評価していると言える。 $\rho_s^T = 5.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] の場合、雲密度は約 4 [m/s] の速さで移動しているの見積もられ、境界面付近での鉛直流速も約 4 [m/s] である。 $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-4}$ [kg/m³] の場合、雲密度は約 5 [m/s] の速さで移動しているの見積もられ、境界面付近での鉛直流速も約 2.5–6.0 [m/s] である。従って $\rho_s^T = 5.0 \times 10^{-5}, 1.0 \times 10^{-4}$ [kg/m³] の場合については、雲の移動速度と鉛直流速がほぼ一致していると言える。

以上より $\rho_s^T = 5.0 \times 10^{-5}, 1.0 \times 10^{-4}$ [kg/m³] の 2 つの閾値は三角形の凝結領域を生じないこと、そして雲の移流速度と流速が整合的であることの 2 条件を満たしていると言える。出来るだけ小さな閾値を導入するという制約条件から、本計算では閾値として $\rho_s^T = 5.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] を採用することとする。以下の全ての実験では雲密度に閾値を導入した凝結過程を用いて計算を行なうものとする。

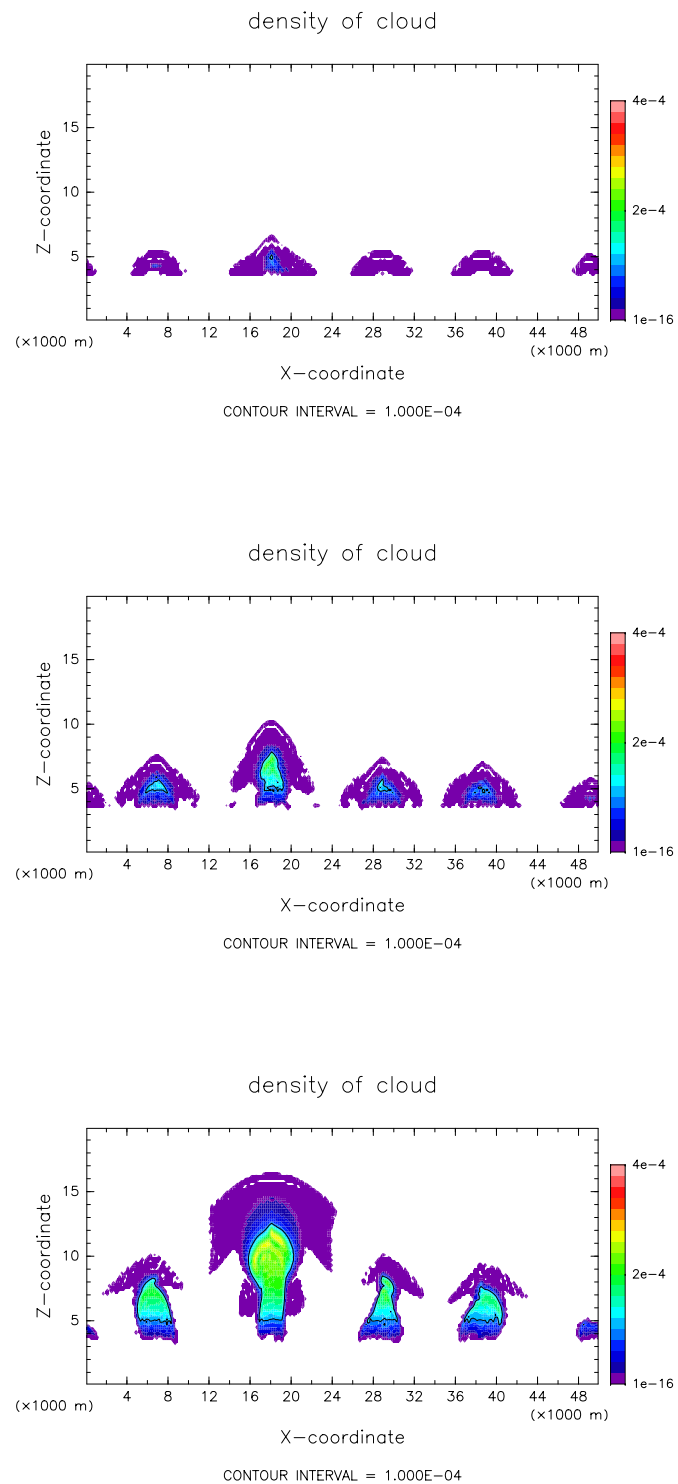


図 4.6: $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] の場合の $t = 1401$ (上), 1901 (中), 2401 (下)[s] における雲密度の分布.

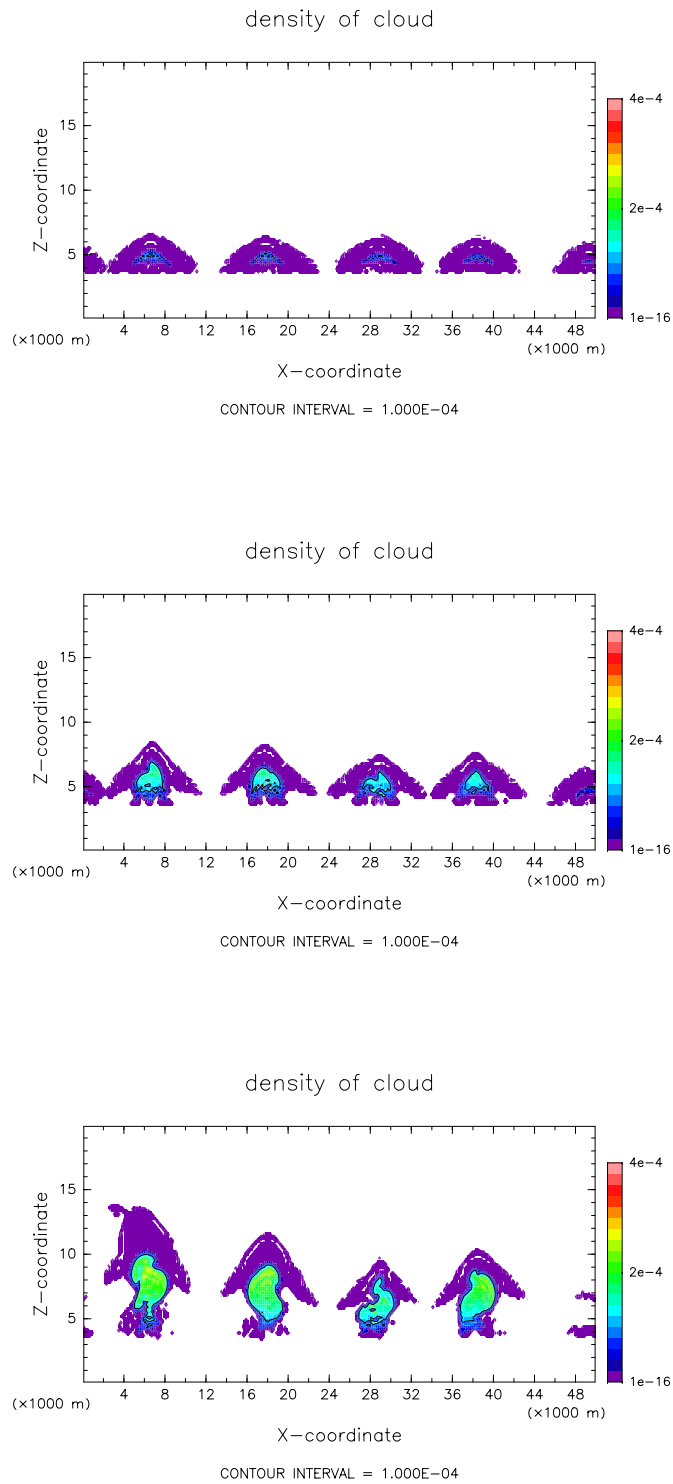


図 4.7: $\rho_s^T = 5.0 \times 10^{-5}$ [kg/m³] の場合の $t = 2001$ (上), 2501 (中), 3001 (下)[s] における雲密度の分布.

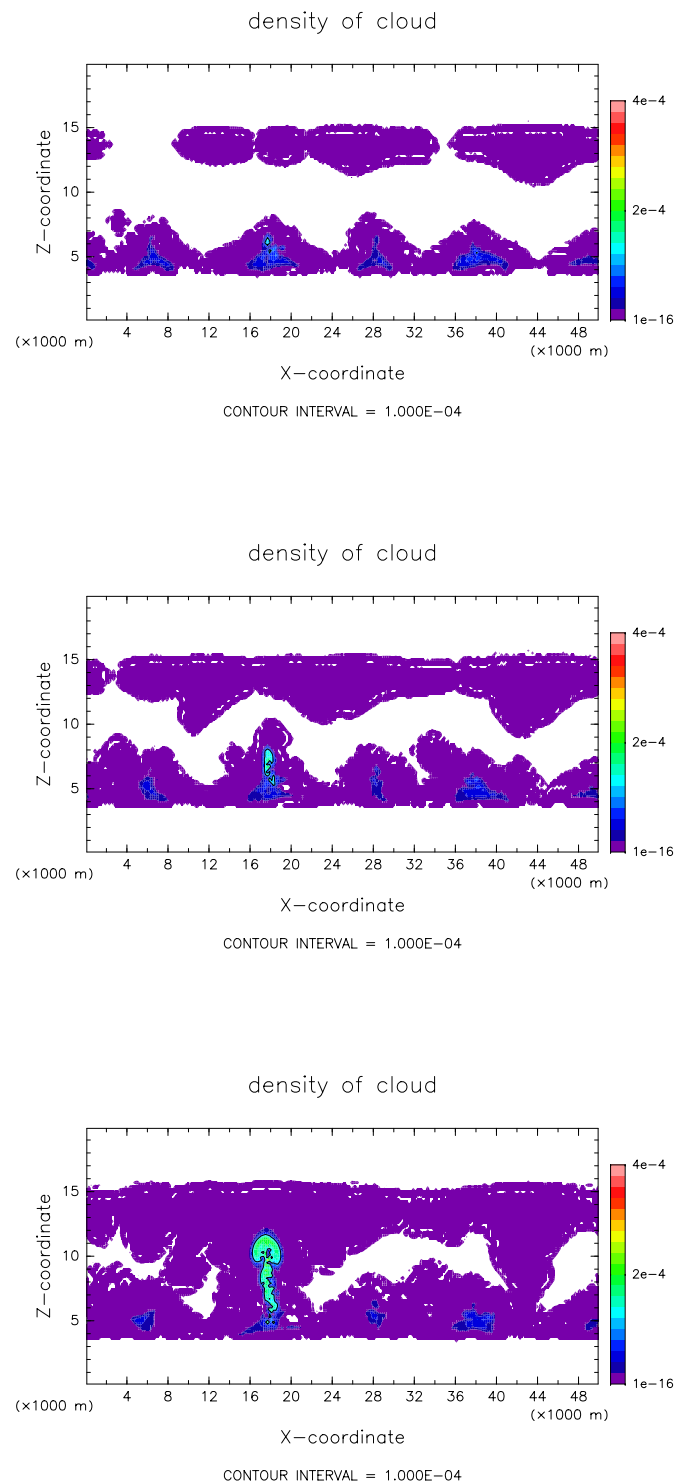


図 4.8: $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-4}$ [kg/m³] の場合の $t = 3401$ (上), 3901 (中), 4401 (下)[s] における雲密度の分布.

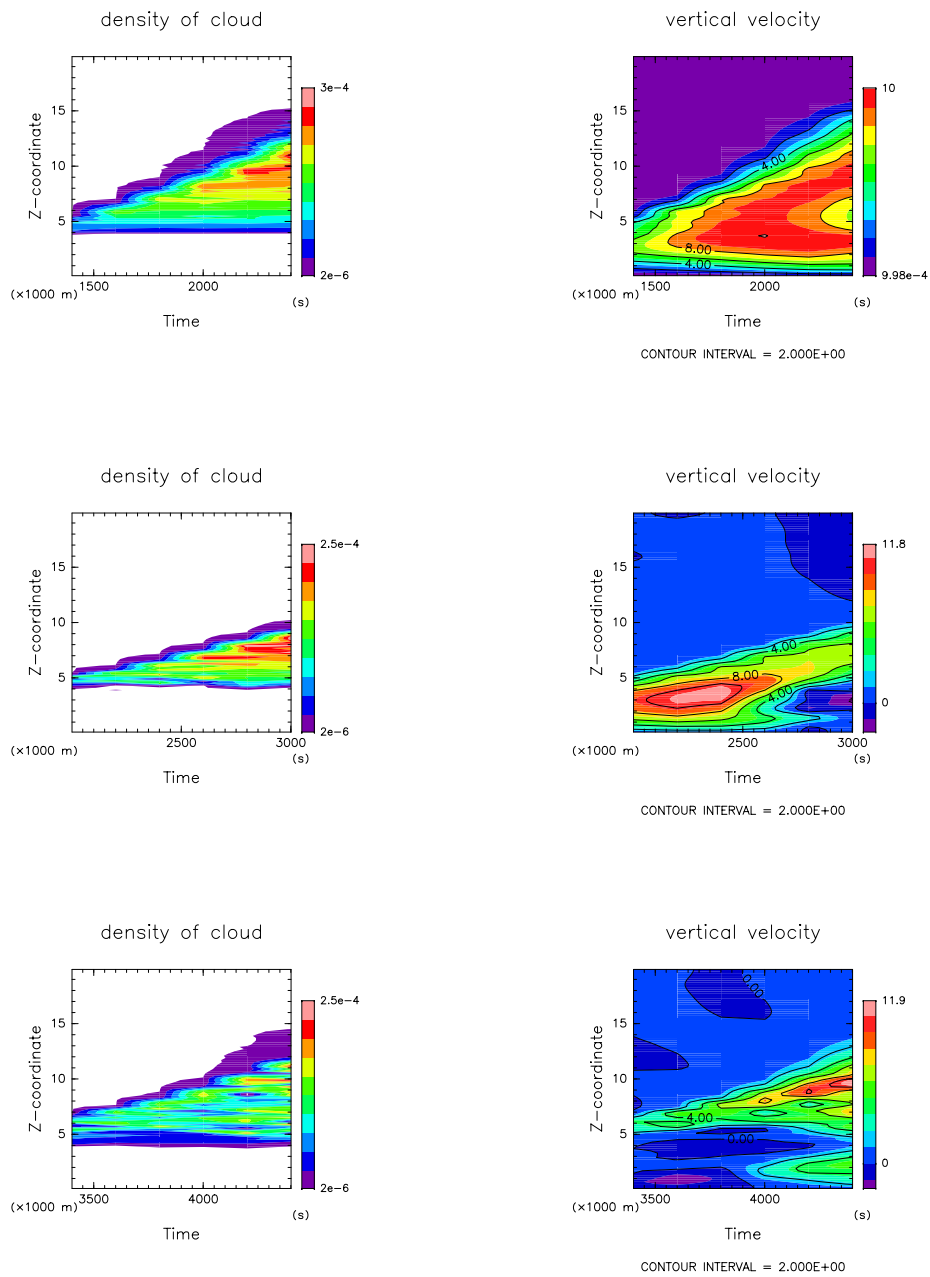


図 4.9: $x = 17900 \text{ [m]}$ での雲密度(左)及び鉛直流速(右)の時間変化. 横軸に時間, 縦軸に鉛直座標をとっている. 上段は $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-5} \text{ [kg/m}^3\text{]}$ の場合 ($t = 1401 - 2401 \text{ [s]}$), 中段は $\rho_s^T = 5.0 \times 10^{-5} \text{ [kg/m}^3\text{]}$ の場合 ($t = 2001 - 3001 \text{ [s]}$), 下段は $\rho_s^T = 1.0 \times 10^{-4} \text{ [kg/m}^3\text{]}$ の場合 ($t = 3401 - 4401 \text{ [s]}$) である.

4.2 改良した凝結過程を用いた北守(2006)のサーマル上昇実験の再計算

4.2節では4.1節で改良を行なった凝結過程を用いて、北守(2006)で行なったのサーマル上昇実験の再計算を行なう。本実験の目的は凝結過程を変更したときと変更しないときのサーマル上昇実験の計算結果がどのように異なるかについて調べることである。サーマル上昇実験における各物理量の時間発展の詳細については北守(2006)を参照されたい。

表 4.5 に凝結過程を改良する前のサーマル上昇実験の計算設定を示す。また表 4.6 に改良した凝結過程を用いたサーマル上昇実験の計算設定を示す。

4.2.1 臨界飽和比が 1.0 の場合

図 4.10, 図 4.11 に臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の $t = 600$ [s] における各物理量の分布を示す。 $t = 600$ [s] はサーマルの上部が安定層(高度約 4 [km] 以上)に侵入し、 10^{-5} [kg/m³] オーダーの厚さの雲が形成され始める時刻に当たる。

計算領域	水平 20 [km], 鉛直 20 [km]
格子点間隔	$\Delta x = 200$ [m], $\Delta z = 200$ [m]
計算時間	3600 [s]
時間ステップ	$\Delta t = 2.0$ [s], $\Delta \tau = 0.25$ [s]
基本場の温度	図 4.2 参照
放射強制	なし
臨界飽和比	1.0 / 1.35
地表面フラックス	なし
凝結核数濃度	5.0×10^8 [kg ⁻¹]
凝結核半径	1.0×10^{-7} [m]
熱拡散係数	4.8×10^{-3} [W K ⁻¹ m ⁻¹]
雲密度計算での乱流拡散項	なし
雲密度計算での数値粘性項	なし
雲密度計算での雲粒落下項	なし
初期擾乱	$x = 10000$ [m], $z = 0$ [m] を中心とする振幅 2.0 [K], 半値幅 1.0 [km] のガウシアン型の温位擾乱
雲密度の閾値	なし

表 4.5: 凝結過程を改良する前のサーマル上昇実験の計算設定.

計算領域	水平 20 [km], 鉛直 20 [km]
格子点間隔	$\Delta x = 200$ [m], $\Delta z = 200$ [m]
計算時間	3600 [s]
時間ステップ	$\Delta t = 2.0$ [s], $\Delta \tau = 0.25$ [s]
基本場の温度	図 4.2 参照
放射強制	なし,
臨界飽和比	1.0 / 1.35
地表面フラックス	なし
凝結核数濃度	5.0×10^8 [kg ⁻¹]
凝結核半径	1.0×10^{-7} [m]
熱拡散係数	4.8×10^{-3} [W K ⁻¹ m ⁻¹]
雲密度計算での乱流拡散項	あり
雲密度計算での数値粘性項	あり
雲密度計算での雲粒落下項	なし
初期擾乱	$x = 10000$ [m], $z = 0$ [m] を中心とする振幅 2.0 [K], 半値幅 1.0 [km] のガウシアン型の温位擾乱
雲密度の閾値	5.0×10^{-5} [kg/m ³]

表 4.6: 改良した凝結過程を用いたサーマル上昇実験の計算設定.

$t = 600$ [s] においては、凝結過程の改良前後で各物理量の分布に大きな差は見られない。

図 4.12, 図 4.13 に臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の $t = 1500$ [s] における各物理量の分布を示す。 $t = 1500$ [s] はサーマルが周囲の空気と同じ温度となり、上昇する為の浮力が得られなくなった時刻に当たる。 $t = 1500$ [s] においては、雲密度、飽和比、温位擾乱、エクスター関数の分布に若干相違が見られるものの、流速分布にはほとんど差は見出されない。

図 4.14, 図 4.15 に臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の $t = 2400$ [s] における各物理量の分布を示す。 $t = 2400$ [s] はサーマルによって形成された雲が衰弱し、サーマル起源の水平流の収束で新たに雲が作られる時刻に当たる。 $t = 2400$ [s] においては、雲密度、飽和比、温位擾乱、エクスター関数の分布に若干相違が見られ、流速分布にも微細な構造の相違が見られる。

以上より臨界飽和比 1.0 の場合では、凝結に直接関連する雲密度、飽和比、温位擾乱、エクスター関数において若干の分布の相違が現れることが分かる。しかし流れや雲の構造に著しい相違が生じることはない。

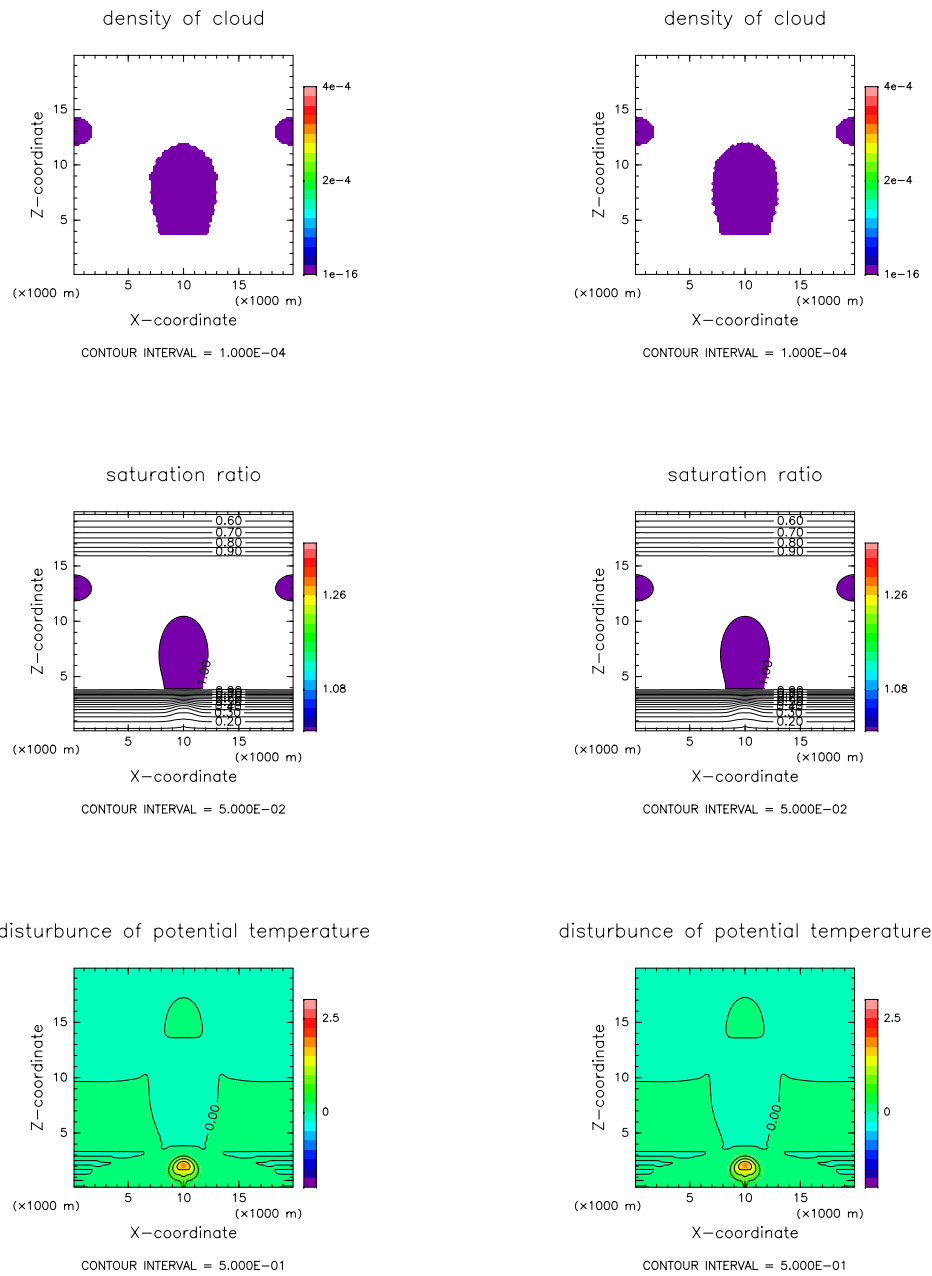


図 4.10: 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 600$ [s] における雲密度(上), 飽和比(中), 温位擾乱(下)の分布である.

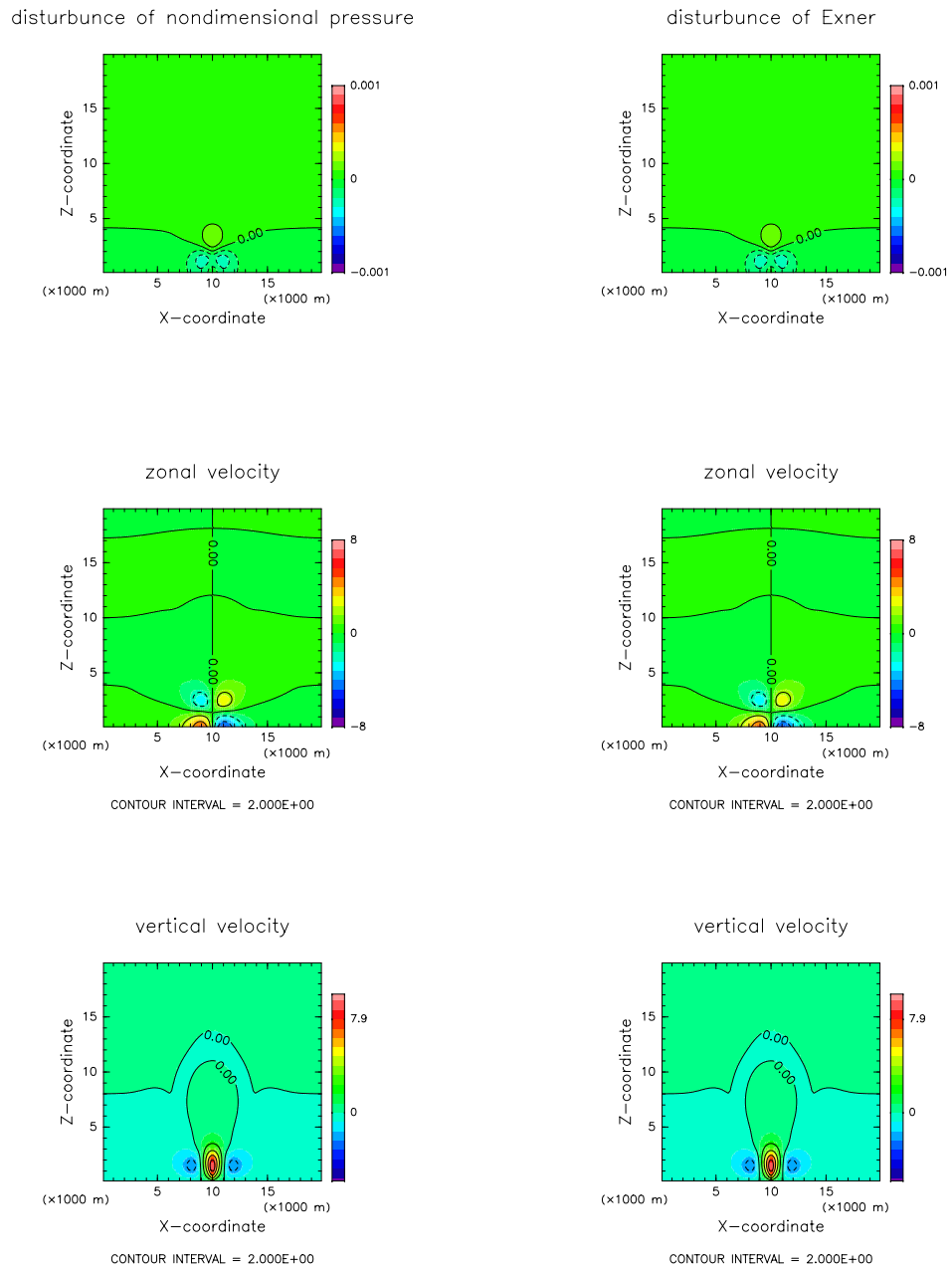


図 4.11: 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 600$ [s] におけるエクスナー関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である.

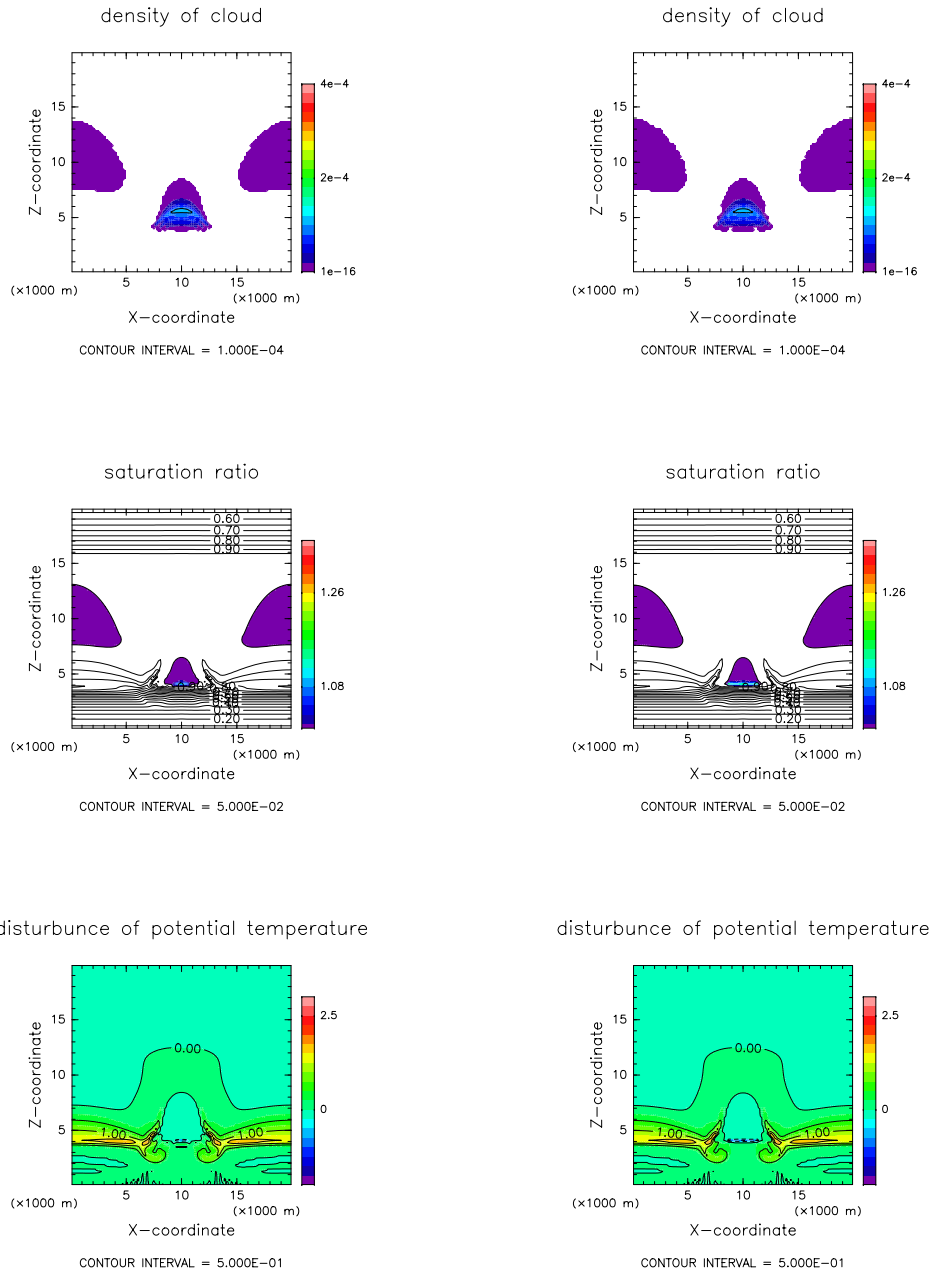


図 4.12: 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1500$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である.

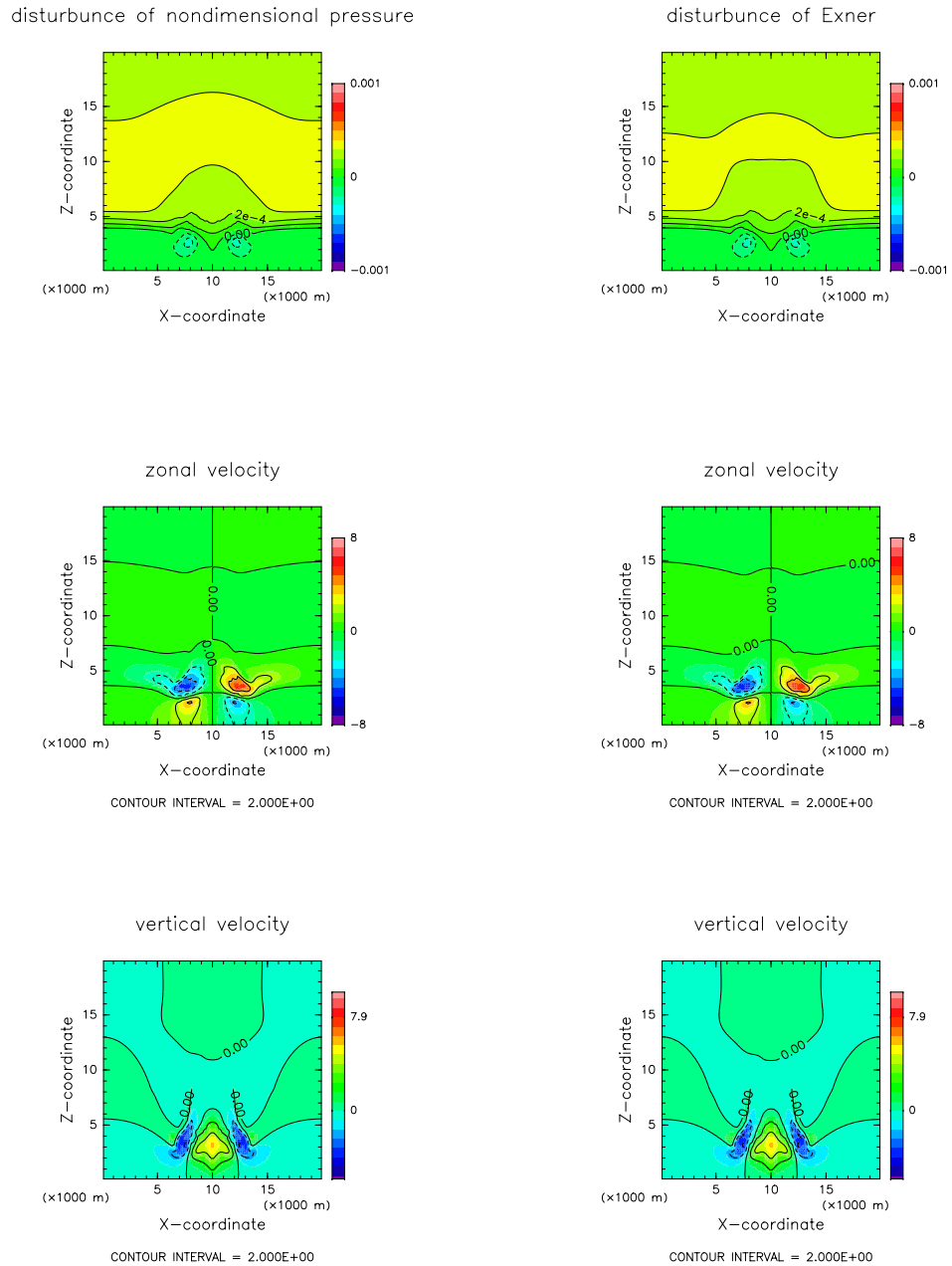


図 4.13: 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1500$ [s] におけるエクスナー関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である.

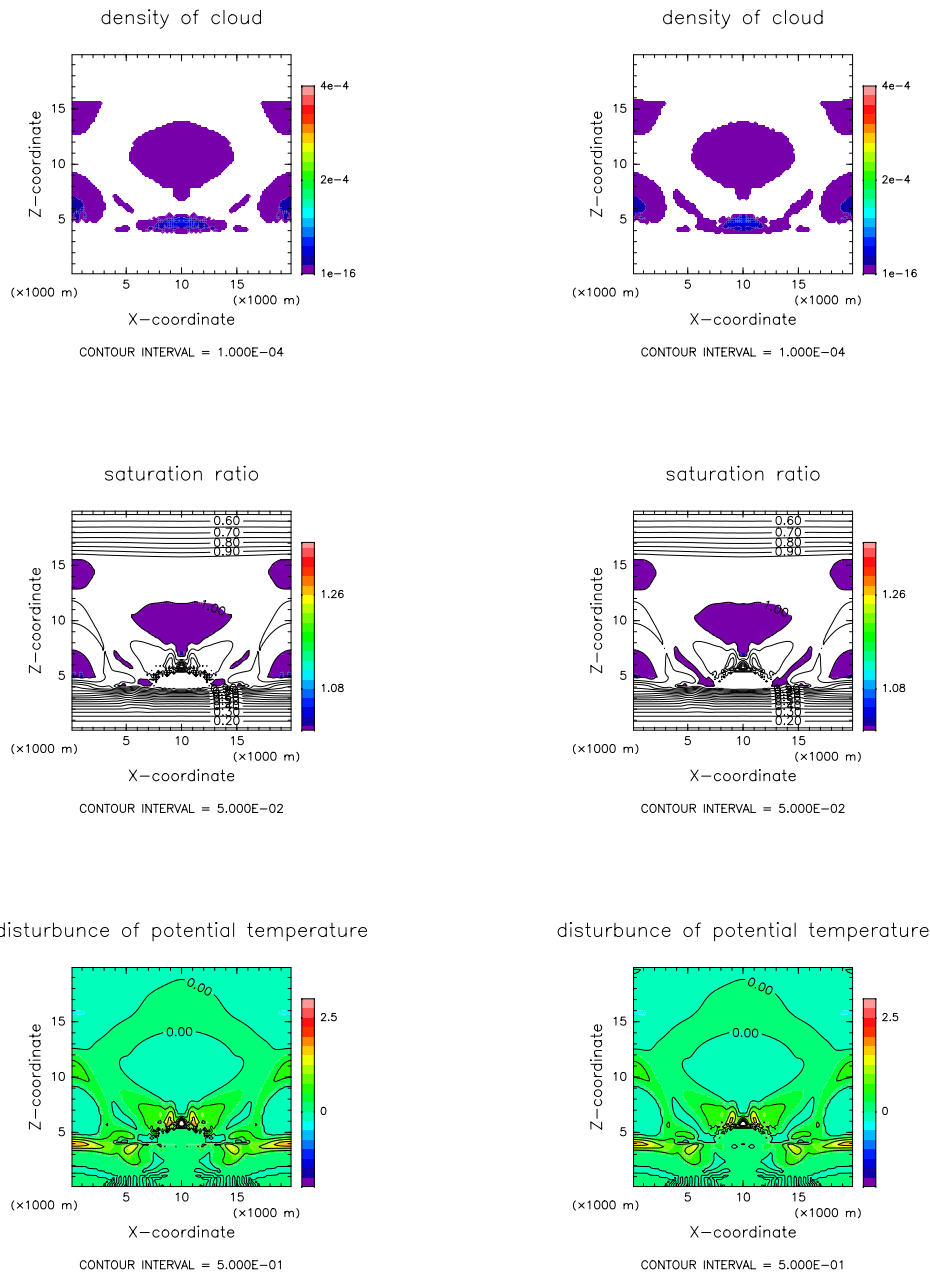


図 4.14: 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 2400$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である.

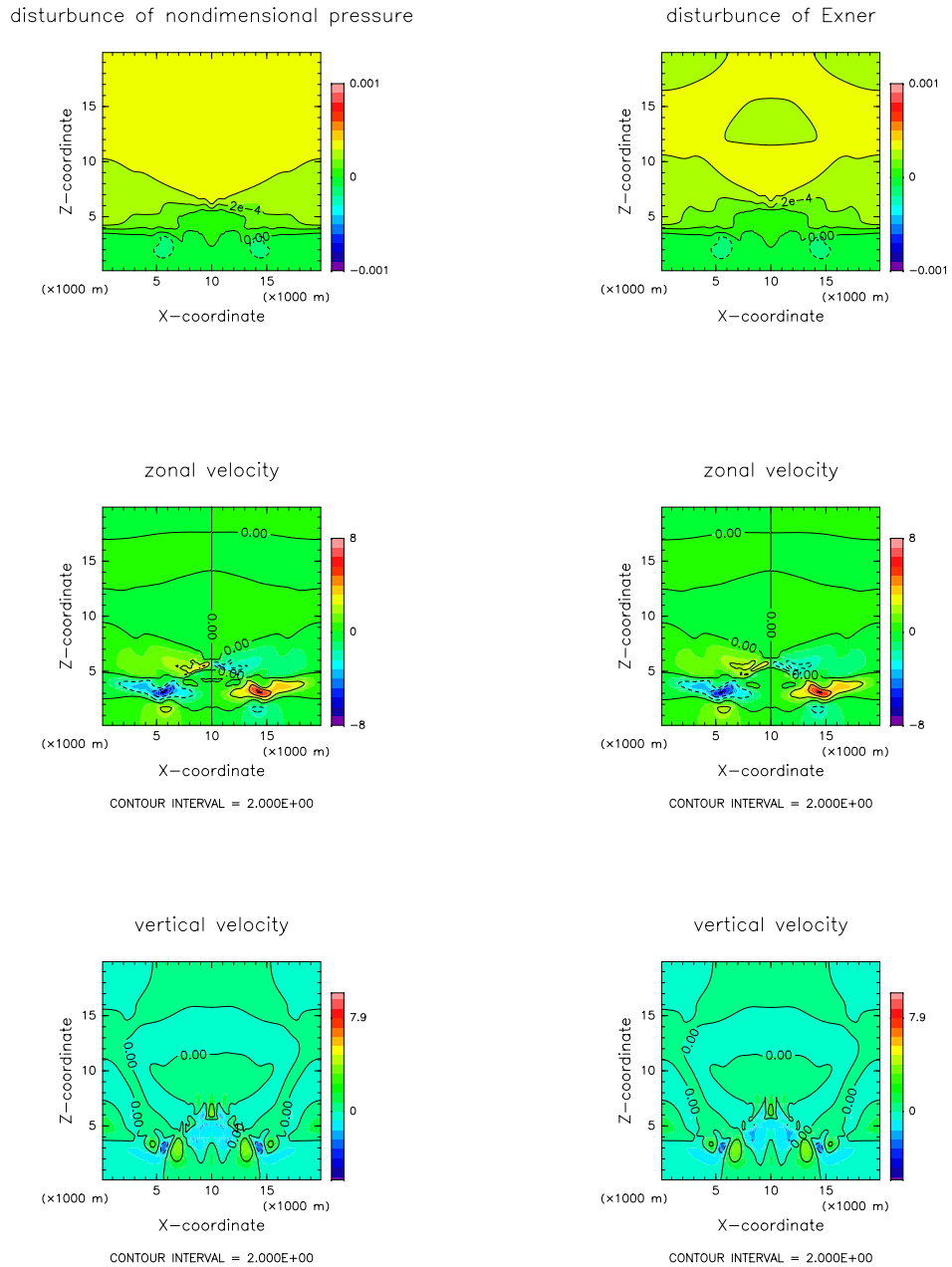


図 4.15: 臨界飽和比が 1.0 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 2400$ [s] におけるエクスナー関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である.

4.2.2 臨界飽和比が 1.35 の場合

図 4.16, 図 4.17 に臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の $t = 600$ [s] における各物理量の分布を示す. $t = 600$ [s] では凝結過程の改良前後ともにサーマル上部で過飽和が実現されているものの, 飽和比は臨界飽和比に達しておらず, 凝結が生じていない. $t = 600$ [s] においては凝結過程の改良前後で各物理量の分布に大きな差は見られない.

図 4.18, 図 4.19 に臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の $t = 1000$ [s] における各物理量の分布を示す. $t = 1000$ [s] ではサーマル上部において飽和比が臨界飽和比に達し, 凝結が開始される. 凝結過程改良前の計算では三角形の凝結領域が生じ, 更に短時間での急激な凝結により音波が発生している. 一方凝結過程改良後の計算では非物理的な凝結は生じず, 高度 4–5 [km] 付近に薄い雲が広がっている. また凝結過程改良後の計算では音波の発生は確認できない.

図 4.20, 図 4.21 に臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の $t = 1500$ [s] における各物理量の分布を示す. 凝結過程改良前の計算では多量の凝結による加熱によりサーマルは浮力を得て上昇を続けている. 一方凝結過程改良後の計算では非物理的な凝結が抑制された結果, サーマルは浮力を得ることが出来ず, 雲は水平方向に拡大している.

図 4.22, 図 4.23 に臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の $t = 2400$ [s] における各物理量の分布を示す. 凝結過程改良前の計算ではサーマルが上昇できなくなり, サーマル起源の水平流速の収束により新たな雲が生成し始める. 一方凝結過程改良後の計算においても水平流速の収束が生じるものの, 凝結が生じるほどの飽和比に達するには至っていない.

以上より臨界飽和比が 1.35 の場合, 凝結前の計算結果は凝結過程改良前と後でほぼ変わらないものの, 凝結後の計算結果は大きく異なることが分かる.

温位の振幅 2 [K] のサーマルの上昇によって生成される雲は臨界飽和比が 1.0 の場合よりも臨界飽和比が 1.35 の場合の方が薄くなることが再計算により示される.

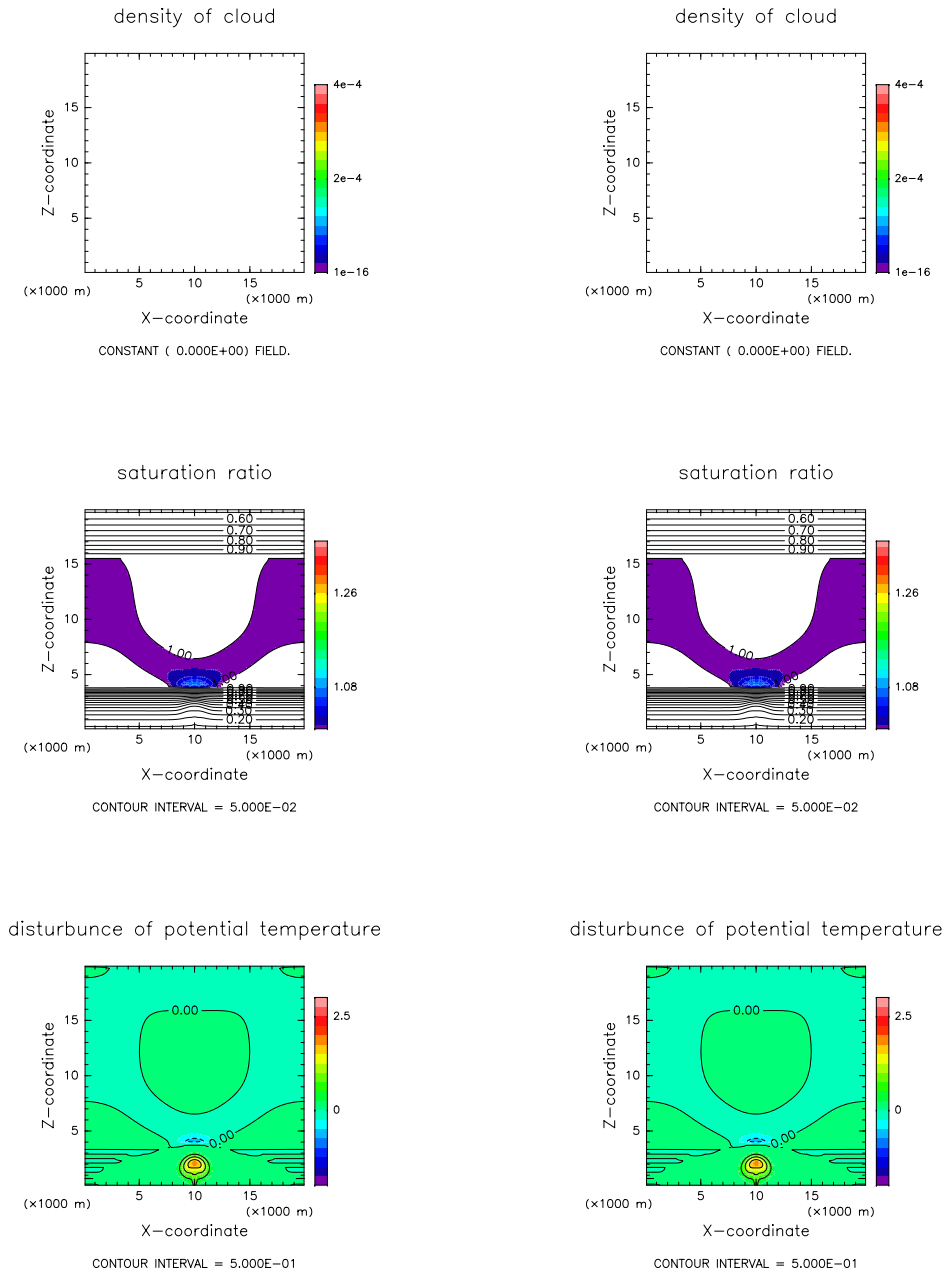


図 4.16: 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 600$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である.

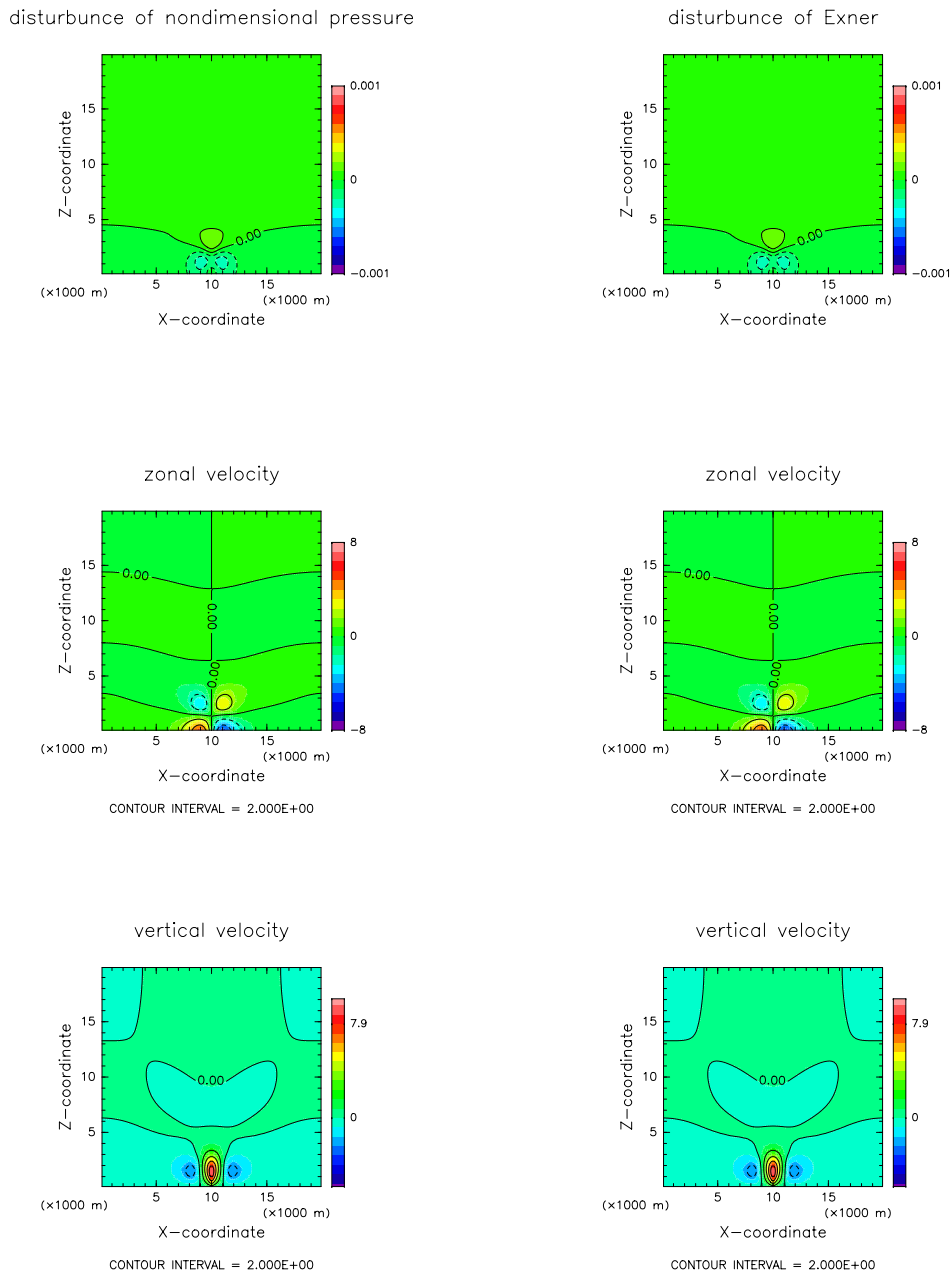


図 4.17: 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 600$ [s] におけるエクスター関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である.

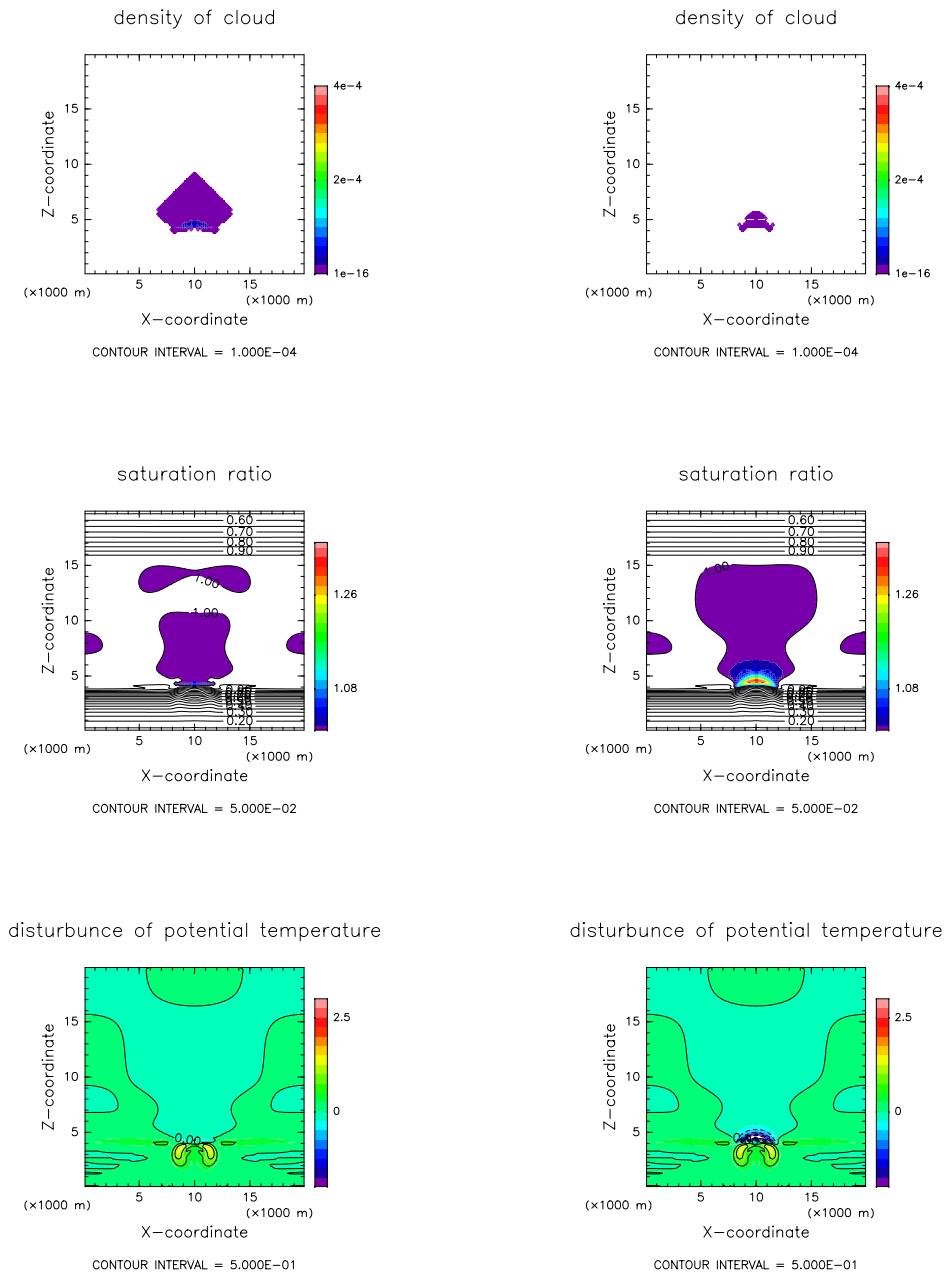


図 4.18: 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1000$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である.

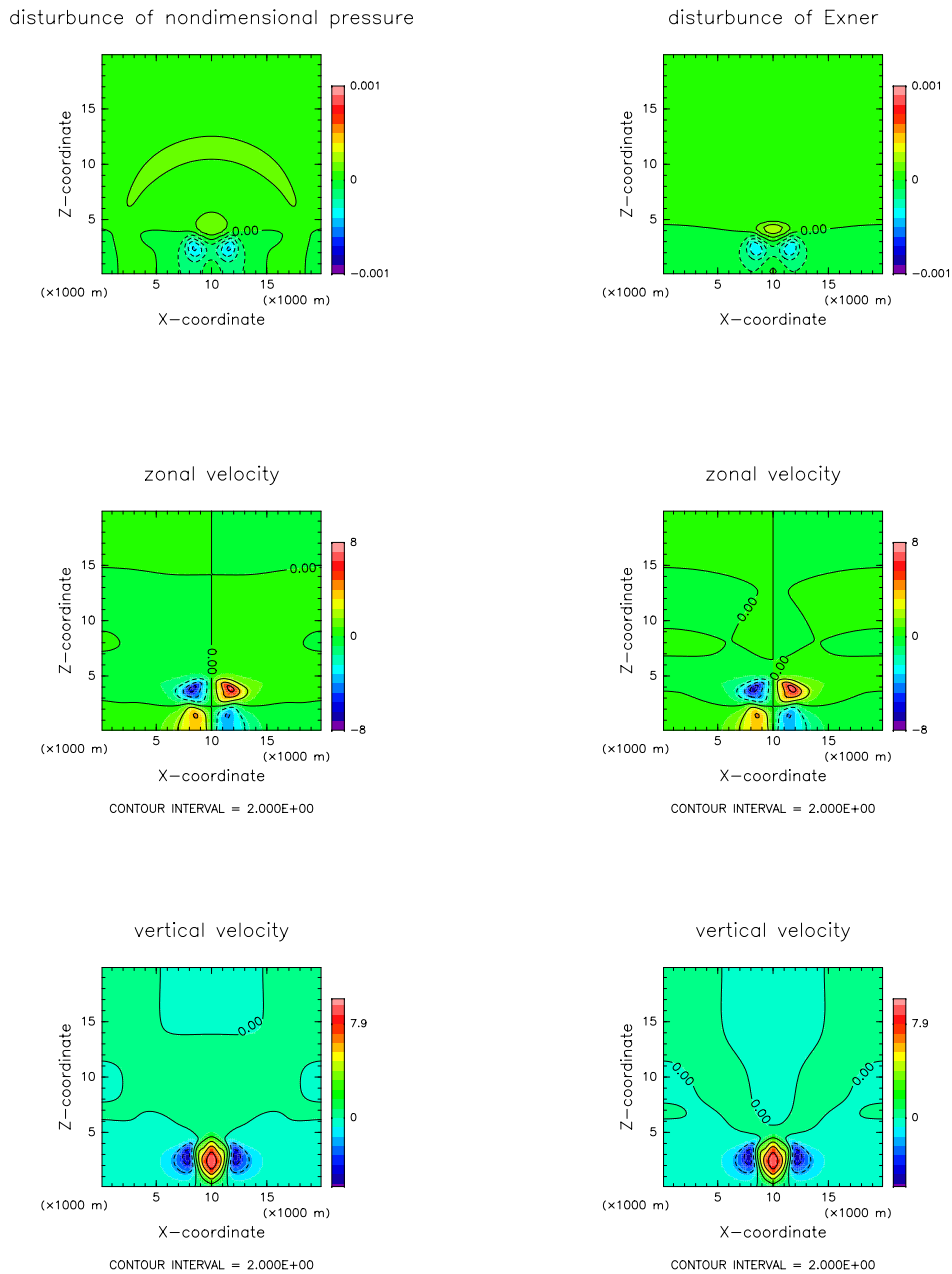


図 4.19: 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1000$ [s] におけるエクスナー関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である.

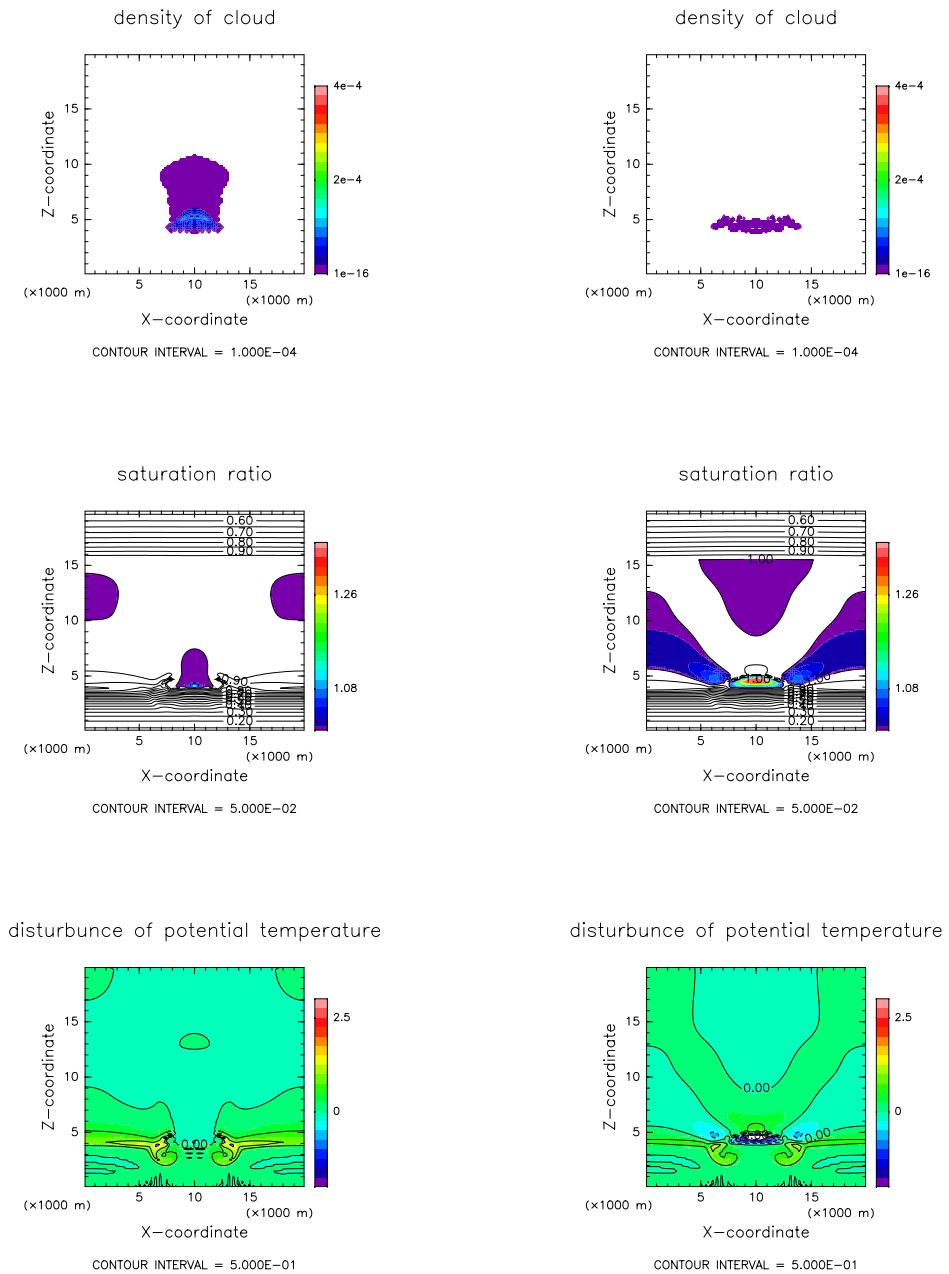


図 4.20: 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1500$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である.

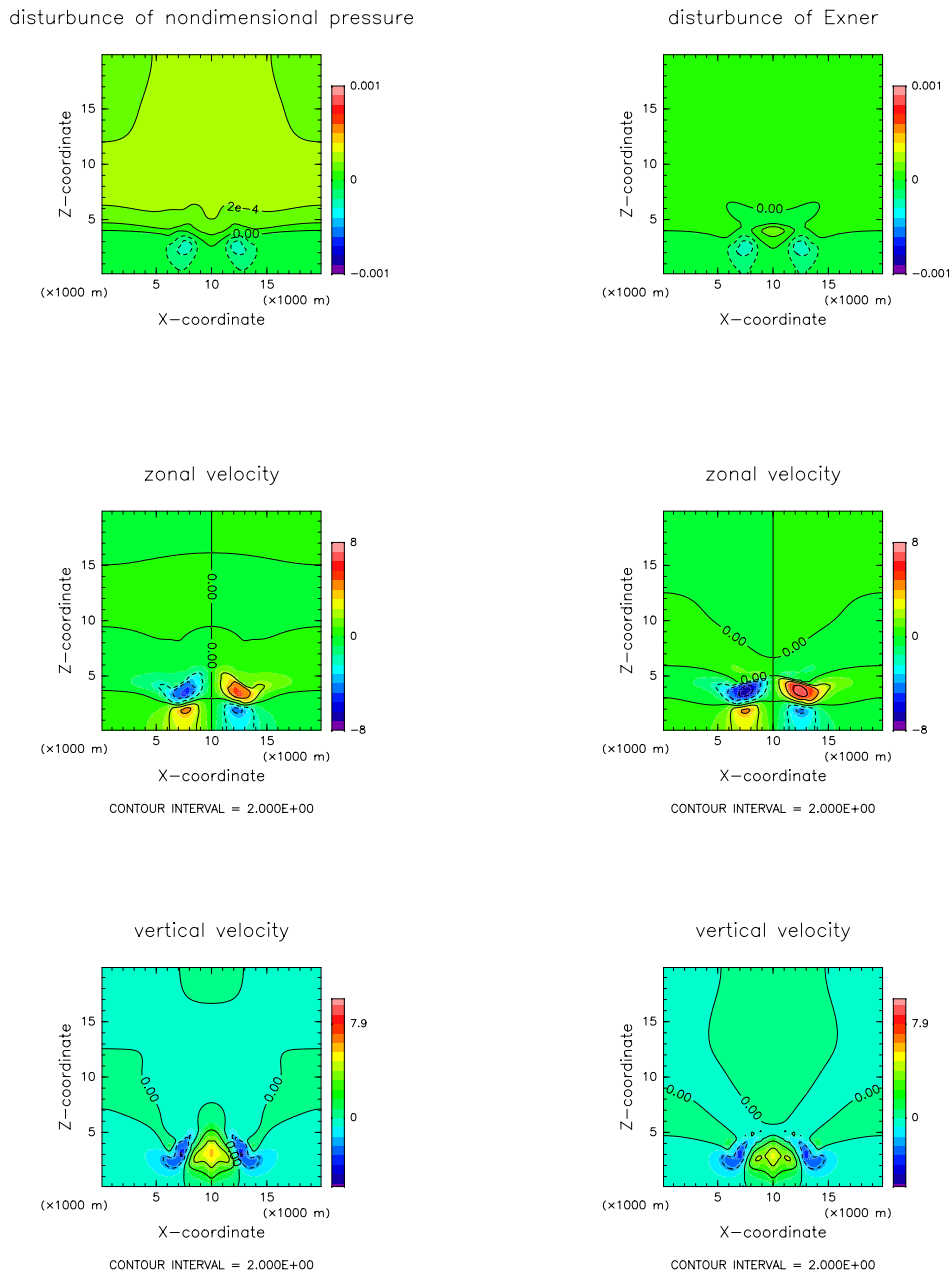


図 4.21: 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 1500$ [s] におけるエクスナー関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である.

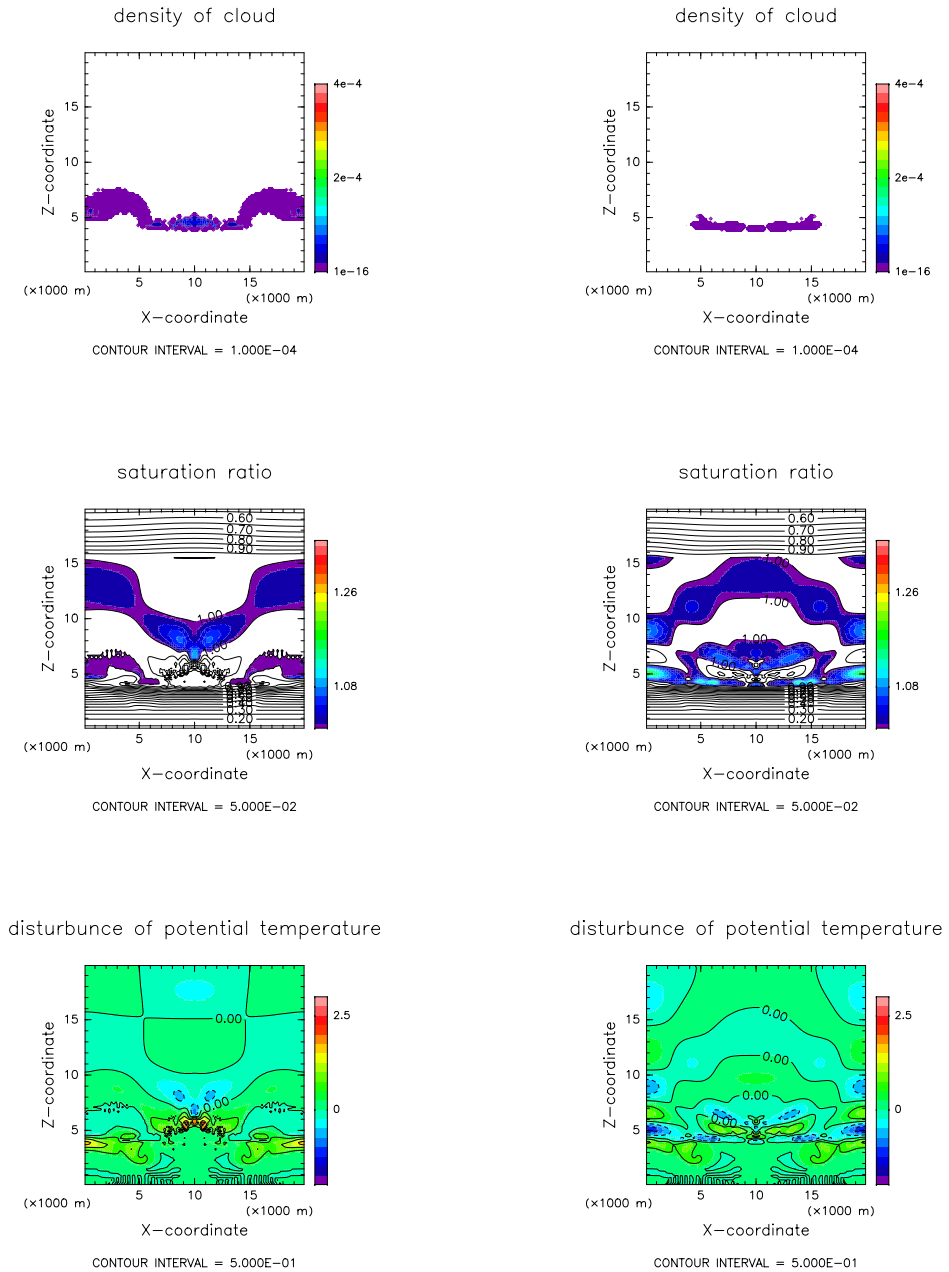


図 4.22: 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 2700$ [s] における雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の分布である.

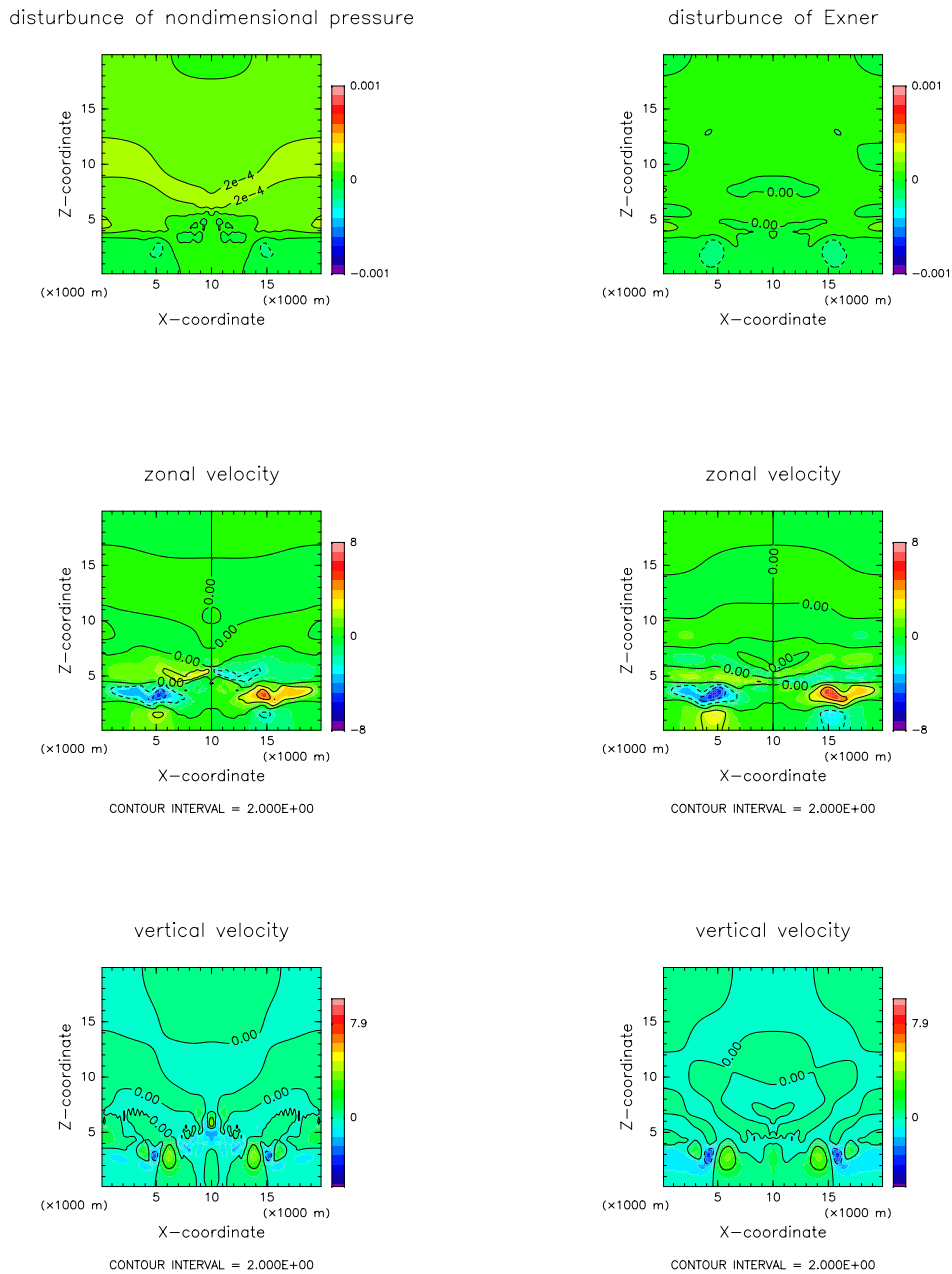


図 4.23: 臨界飽和比が 1.35 の場合のサーマル上昇実験の計算結果. 左側が凝結過程を改良する前の計算結果, 右側が凝結過程を改良した後の計算結果である. 上段, 中段, 下段はそれぞれ時刻 $t = 2700$ [s] におけるエクスナー関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の分布である.

4.3 雲粒落下を無視した場合の大気主成分凝結対流実験

4.3.1 臨界飽和比が 1.0 の場合

4.3.1 節では臨界飽和比が 1.0, 雲粒落下を無視した場合の大気主成分凝結対流実験 (以後, S100F0 実験と呼ぶ) の計算結果の説明とその考察を行なう. S100F0 実験での計算設定を表 4.7 に示す.

先ず各物理量の水平平均量の時間変化を示す. 図 4.24 に水平平均した雲密度の時間変化を示す. 今後, 水平平均した雲密度の時間変化の図において, 赤紫色の領域と青紫色の領域の境界 (8.0×10^{-6} [kg/m³]) のうち下方のものを雲底, 上方のものを雲頂と呼ぶこととする. 雲底高度は時間とともに上昇し, その上昇の速さは $t = 0 - 200000$ [s] で約 2.0×10^{-2} [m/s], $t = 200000$ [s] 以降で約 4.5×10^{-3} [m/s] となっている. 雲頂高度も時間とともに上昇し, おおよそ $t = 190000$ [s] で上部境界に達する. 図 4.25 に全雲質量の時間変化を示す. $t = 0 - 220000$ [s] で増加し, $t = 220000$ [s] 以降減少に転じている. 全雲質量の最大値はおおよそ 5.7×10^4 [kg] となっている. 図 4.26 に全運動エネルギーの時間変化を示す. 全運動エネルギーは単調増加する傾向にあり, $t = 200000 - 240000$ [s] において急激に増加している. 全運動エネルギーが急増する時間帯は全雲質量が増加から減少に転じる時間帯とほぼ一致している. 従って全雲質量の増加から減少への転換は対流と強く関連していることが示唆される. 図 4.27 に $t = 0, 200000, 400000, 600000, 800000$ [s] での温位の水平平均の鉛直分布を示す. 時間の経過とともに下層での温位は上昇し, 上層での温位は低下している. $t = 200000$ [s] 以降高度 15 - 20[km] の温位勾配が緩やかになっており, この領域の温度分布は CO₂ の飽和温度に従っていると考えられる. また乾燥領域, 即ち等温位の領域は時間とともに拡大している. 図 4.27 より乾燥領域の拡大速度を見積もると, $t = 0 - 200000$ [s] で 2.0×10^{-2} [m/s], $t = 200000$ [s] 以降で 4.0×10^{-3} [m/s] であり, 雲底高度の上昇速度とほぼ一致する. 図 4.28 に $z = 1000, 5000, 10000, 15000$ [m] での温位の水平平均の時間変化を示す. $z = 1000, 5000$ [m] における温位上昇率は $t = 220000$ [s] で急激に緩やかになっている. 一方 $z = 10000, 15000$ [m] における温位減少率も $t = 220000$ [s] で低下している. 全気層での温位変化率の低減は全雲質量が減少に生じたことと密接に関連していると考えられる.

計算領域	水平 50 [km], 鉛直 20 [km]
格子点間隔	$\Delta x = 200$ [m], $\Delta z = 200$ [m]
計算時間	864000 [s] (10 [day])
時間ステップ	$\Delta t = 2.0$ [s], $\Delta \tau = 0.25$ [s]
基本場の温度	図 4.2 参照
放射強制	初期において高度 1 – 15 [km] で 5 [K/day] の冷却, 高度 0 – 1 [km] で 37.3 [K] の加熱. 加熱と冷却が常に釣り合うように振幅を調整. (4.1), (4.2), (4.3) 参照.
臨界飽和比	1.0
地表面フラックス	なし
凝結核数濃度	5.0×10^8 [kg ⁻¹]
凝結核半径	1.0×10^{-7} [m]
熱拡散係数	4.8×10^{-3} [W K ⁻¹ m ⁻¹]
雲密度計算での乱流拡散項	あり
雲密度計算での数値粘性項	あり
雲密度計算での雲粒落下項	なし
初期擾乱	気相下端に最大振幅 1 [K] のランダムな擾乱
雲密度の閾値	5.0×10^{-5} [kg/m ³]

表 4.7: S100F0 実験の計算設定.

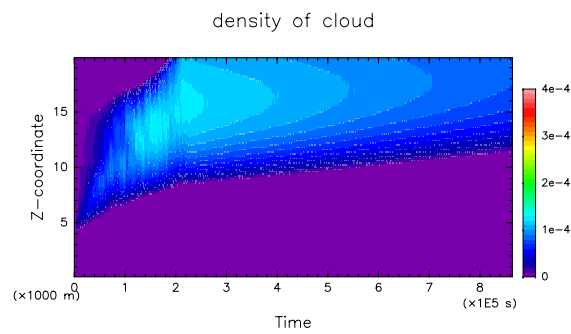


図 4.24: S100F0 実験での雲密度の水平平均の時間変化.

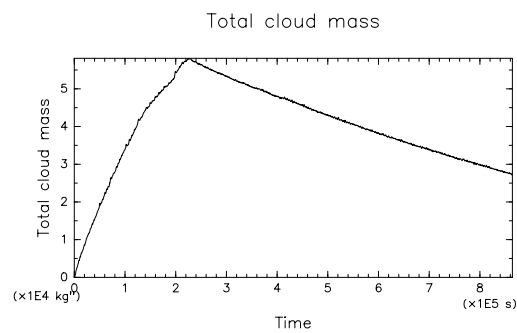
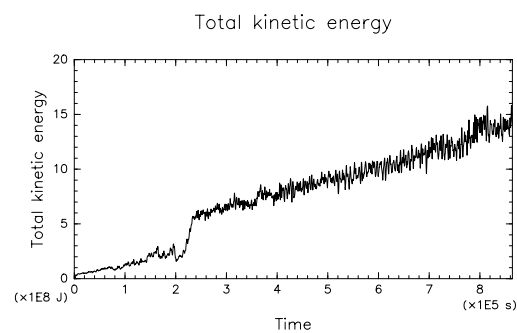


図 4.25: S100F0 実験での全雲質量の時間変化.



/usr/bin/gnuplot 2009-01-15

MarsCond_Zprof.nc#KineticEnergyTotal.t=0.864000

図 4.26: S100F0 実験での全運動エネルギーの時間変化.

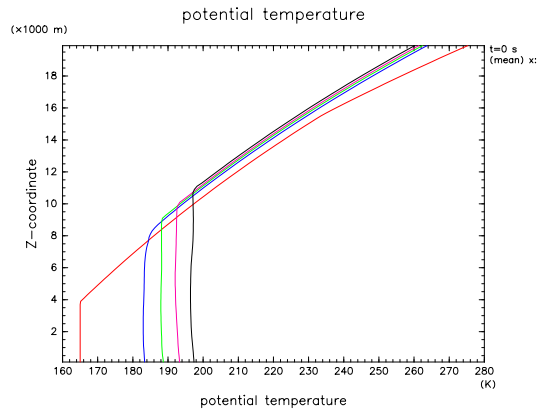


図 4.27: S100F0 実験での各時刻における温位の水平平均の鉛直分布. 赤色は $t = 0[s]$, 青色は $t = 200000[s]$, 緑色は $t = 400000[s]$, 紫色は $t = 600000[s]$, 黒色は $t = 800000[s]$ における分布をそれぞれ表す.

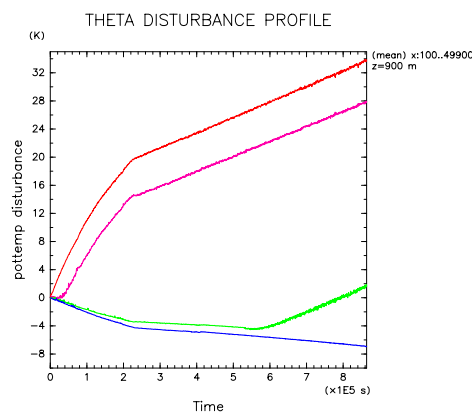


図 4.28: S100F0 実験での各高度における温位擾乱の水平平均の時間変化. 赤色は $z = 1000[m]$, 紫色は $z = 5000[m]$, 緑色は $z = 10000[m]$, 青色は $z = 15000[m]$ における温位擾乱の時間変化をそれぞれ表す.

次に各時刻での各物理量の分布を示す。

図 4.29, 図 4.30 に $t = 3000$ [s] の各予報変数の空間分布を示す。初期温度が CO_2 の飽和温度となっている高度 4 – 15 [km] では一様な放射冷却が働いているので、凝結が即座に生じて薄い層状雲が形成される。気層下端の正の温位擾乱は放射強制によって正の浮力を獲得して上昇し、下層に乾燥対流が形成される。水平流速及び鉛直流速から $t = 3000$ [s] における対流セルの数は 11 – 12 程度で、水平スケール及び鉛直スケールはそれぞれ 4 – 5 [km] 程度であることが分かる。対流セルの上端では圧力上昇によって飽和比が上昇し、高度 4 [km] 付近で凝結が生じる。上昇流で形成された雲の密度は放射冷却で形成された層状雲の密度に比べて大きい。

図 4.31 に $t = 3000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す。雲底高度 (約 4 [km]) より下では放射加熱層から放射冷却層へ温位が移流されており、高度 1 – 4 [km] での温位の時間変化率は正となっている。図 4.32 に示した w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布より、上昇流は雲内部で弱まっていることが分かる。主成分が凝結する系では上昇気塊内で凝結が生じるとき、周囲の環境においても凝結が生じている。従って気塊が湿潤断熱的に上昇する際、周囲の環境の鉛直温度勾配も湿潤断熱的になっている為、気塊と環境の間に温度差が生じず、気塊は浮力を得にくい。以上のことから対流は雲領域に侵入しにくいと考えられる。その結果、雲底高度より上の気層での移流項は小さくなっている。雲底高度直下では対流で乾燥領域に輸送された雲が蒸発し、凝結加熱項は負の値を示している。一方雲底高度直上では上昇流による気塊の持ち上げにより雲が形成され、凝結加熱項及び温位上昇率は大きな正の値を示している。高度 5 – 15 [km] では放射冷却項と凝結加熱項がおおよそ釣り合っている。即ち高度 5 – 15 [km] では放射によって冷却されたのを凝結による潜熱で打ち消すだけの量の雲が生成されていると換言できる。

図 4.33, 図 4.34 に $t = 123000$ [s] の各予報変数の空間分布を示す。雲密度の図より雲底高度、雲頂高度がそれぞれ約 7 [km], 約 18 [km] に達しており、上昇していることが分かる。水平流速及び鉛直流速から $t = 123000$ [s] における対流セルの数は 4 – 5 程度で、水平スケール、鉛直スケールはそれぞれ 10 – 12 [km], 7 – 8 [km] 程度であることが分かる。温位擾乱の図から、雲底高度より下層での温位擾乱が上昇していることが分かる。図 4.36 より対流のコアは雲層内の下部までしか侵入出来ないことが分かる。従って対流による効率的な熱輸送が為されない為下層は全体的に暖められていると考えられる。また雲頂高度付近で温位擾乱が大きな負値をとっている。初期において等温であった領域は未飽和である為、雲が等温領域に移流すると雲の蒸発に伴う冷却が生じる。その結果、雲頂高度付近には大きな負の温位擾乱が生じたと考えられる。

図 4.35 に $t = 123000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す。雲底高度より下では温位上昇率が正となっている。雲底高度付近での移流項と凝結加熱

項の大きさが $t = 3000$ [s] の場合に比べて大きくなっている。対流が強まったことにより、上昇流による雲の凝結量及び下降流による雲の蒸発量が大きくなったと考えられる。雲底高度付近では温位の上昇率が負となっており、雲底高度直下では温位の上昇率が正となっている。従って雲底高度付近では温位の鉛直勾配は緩められ、乾燥中立状態に向かう。その結果、雲底高度は上昇することとなる。高度 18 [km] 付近では凝結加熱項が負となっている。未飽和領域への雲の移流及び蒸発によって冷却が生じている為と考えられる。高度約 9 – 15 [km] までは放射冷却及び上昇流によって雲が生成されている。放射冷却と凝結加熱項はほぼ釣り合っているが、負の移流により全体として温位上昇率は負となっている。 $t = 123000$ [s] においては上昇流及び放射冷却による雲の生成量が雲の上下での蒸発量に比べて多い為、雲の全質量は増大する。

図 4.37, 図 4.38 に $t = 192000$ [s] の各予報変数の空間分布を示す。雲密度の図より雲頂高度が上部境界に達し、上部境界付近が雲で満たされていることが分かる。水平流速及び鉛直流速から $t = 192000$ [s] における対流セルの数は 3 – 4 程度で、水平スケール、鉛直スケールはそれぞれ 4 – 15 [km], 5 – 15 [km] 程度であることが分かる。また雲密度の濃い領域及び飽和比の大きい領域はそれぞれ最もスケールの大きい対流の直上及び内部に存在しており、対流の強い上昇コアが雲生成において重要な役割を果たしていることが見てとれる。

図 4.39 に $t = 192000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す。対流の成長により雲底高度付近での移流項と凝結加熱項の大きさは $t = 123000$ [s] の場合に比べて更に大きくなっている。雲底高度直上での凝結の加熱の大きさは雲底高度直下での蒸発の冷却の大きさに比べて大きい。雲頂高度が上部境界に到達し、初期に等温だった領域での雲の蒸発に伴う冷却は生じなくなった為、凝結加熱項は高度 15 [km] の上の領域ではほとんどゼロとなり、全体として収支がほぼ釣り合っている。

図 4.40 に $t = 192000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布を示す。 $t = 192000$ [s] のときの w^2 の最大値は約 40 [m²/s²] であり、 $t = 123000$ [s] のときの w^2 の最大値とあまり変わらない。一方、雲内部での w^2 の値は $t = 123000$ [s] のときと比べると $t = 192000$ [s] のときの方が大きい。以上より対流は時間の経過とともに徐々に雲層領域に侵入し、 $t = 192000$ [s] 頃に乾燥領域と雲層領域の間に横たわるように存在するようになる。

図 4.41, 図 4.42 に $t = 259200$ [s] の各予報変数の空間分布を示す。水平流速及び鉛直流速から $t = 259200$ [s] における対流セルの数は 2 となり、水平スケール、鉛直スケールはそれぞれ 25 [km], 16 – 17 [km] 程度であることが分かる。このことから $t = 259200$ [s] には対流の循環構造が計算領域のほぼ全体にわたって存在していると言える。過飽和領域は対流の上昇域と一致しており、雲の生成・蒸発において

対流が支配的であると言える。

図 4.43 に $t = 259200$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す。雲底高度直上での凝結の加熱の大きさは $t = 192000$ [s] のときとほぼ変わらない。一方、雲底高度直下での蒸発の冷却の大きさは $t = 192000$ [s] のときの約 4 倍となっている。その結果、全体の雲生成率は負となり、全雲質量は減少している。乾燥領域における温位上昇率への各項の和の寄与は $t = 192000$ [s] のときよりも小さくなっている。

図 4.44 に $t = 259200$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布を示す。 $t = 192000$ [s] のときの w^2 の最大値は約 140 [m^2/s^2] であり、 $t = 123000$ [s] のときと比べて大きく増大している。また雲内部での w^2 も $t = 123000$ [s] のときの w^2 よりも大きくなっている。全雲質量の減少は下降流が強まったことにより雲の蒸発量が大きくなった為に生じた結果と解釈できる。また乾燥領域での温位上昇率の低減も雲の蒸発による冷却が効率的に働くようになった結果と考えることができる。

以下、 $t = 200000 - 240000$ [s] での全運動エネルギーの急増の原因について考察を行なう。

図 4.45, 図 4.46 に $t = 217800 - 228000$ [s] での u, w の空間分布を示す。 $t = 217800$ [s](図 4.45 の 1 番上)において $x = 30000$ [m] 付近は下降領域となっており、 $|w|$ の最大値は約 12 [m/s] となっている。図 4.47 より $t = 217800$ [s] の $x = 30000$ [m] 付近、 $z = 300$ [m] では温位擾乱の水平平均からの偏差は負となっている。以上より $t = 217800$ [s] の $x = 30000$ [m] 付近の下降流は雲の蒸発に伴う気塊の冷却によって形成されたものと考えられる。下降流が地表面に達した後、地表面付近には右向きの水平風領域と左向きの水平風領域が形成される。図 4.47, 図 4.48 より右向きの水平風領域及び左向きの水平風領域での温位擾乱の水平平均からの偏差は負となっている。即ち、右向きの水平風領域及び左向きの水平風領域は冷気塊の流れ出しを表しており、重力流(密度流)に相当すると考えられる³⁾。図 4.47, 図 4.49 より 2 つの互いに逆向きに進む重力流は冷たい下降流から運動量を得つつ成長を続け、下層の気塊を押しやりながら下層の循環構造を併合してゆく。 $t = 217800 - 228000$ [s] の約 10000 [s] の間に対流セルの数は 3 - 4 つから 2 つに減っている。 $t = 228000$ [s](図 4.45 の 1 番下)において、2 つの重力流は $x = 44000$ [m] 付近で遭遇する。このとき $x = 44000$ [m] 付近で強い収束が生じ、上昇流が形成される。上昇流内での $|w|$ の最大値は約 20 [m/s] であり、重力流を生み出した下降流での $|w|$ の最大値の約 1.7 倍となっている。重力流によって強化された対流は上層のより多くの雲を下層に運び出し、更に強い下降流及び重力流を作り出すという正のフィードバックのもとで成長を続けるものと考えられる。 $t = 200000 - 240000$ [s] において

³⁾冷たい気塊と暖かい気塊が隣り合うとき、冷たい気塊が暖かい気塊の下に潜り込みながら進行する現象のことを重力流又は密度流と言う(日本気象学会, 1998)。

は以上に示した正のフィードバックが働き、全運動エネルギーが急増しているものと考えられる。また以上の議論から、 $t = 240000$ [s]以降全運動エネルギーの上昇率が小さくなるのは、対流セルの数が2つとなったことで頻繁な対流セルの併合が生じなくなった為であることが示唆される。

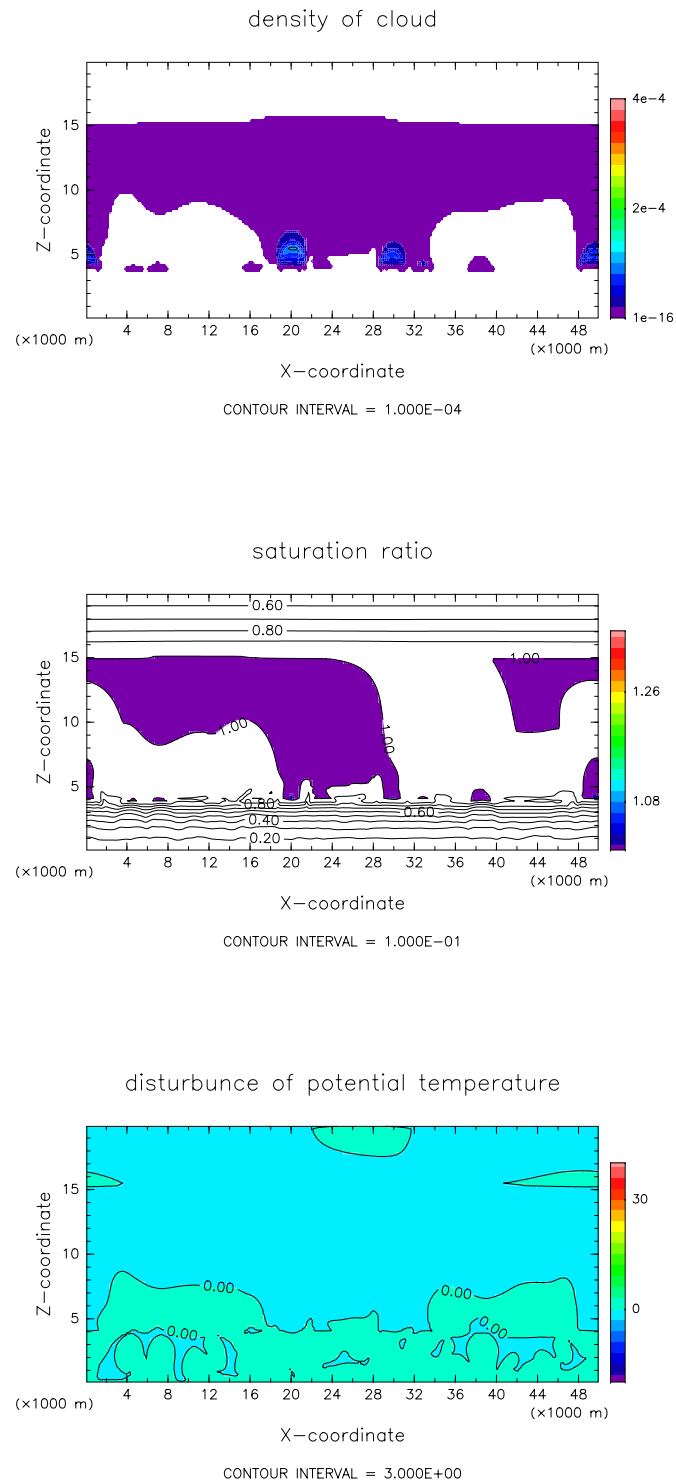


図 4.29: S100F0 実験の $t = 3000[s]$ での雲密度(上), 飽和比(中), 温位擾乱(下)の空間分布.

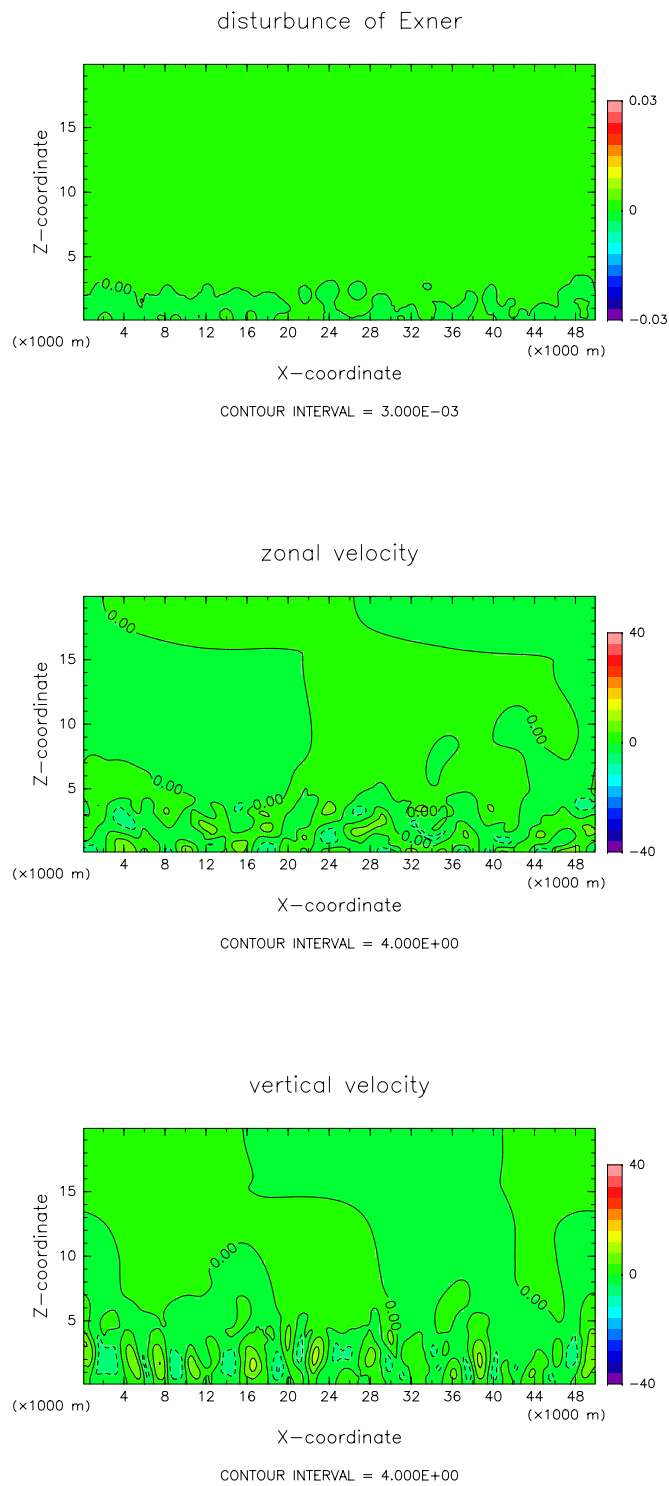


図 4.30: S100F0 実験の $t = 3000[s]$ でのエクスナー関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.

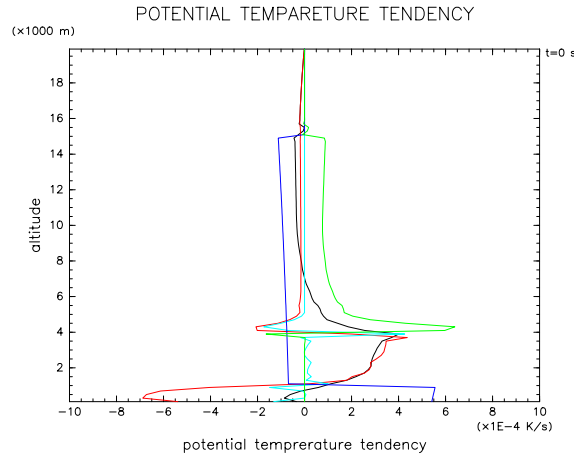


図 4.31: S100F0 実験の $t = 3000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.

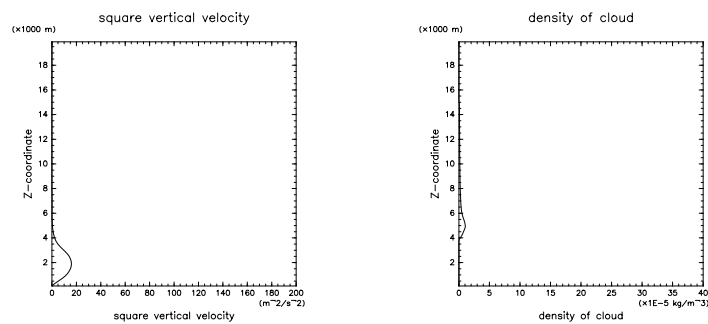


図 4.32: S100F0 実験の $t = 3000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

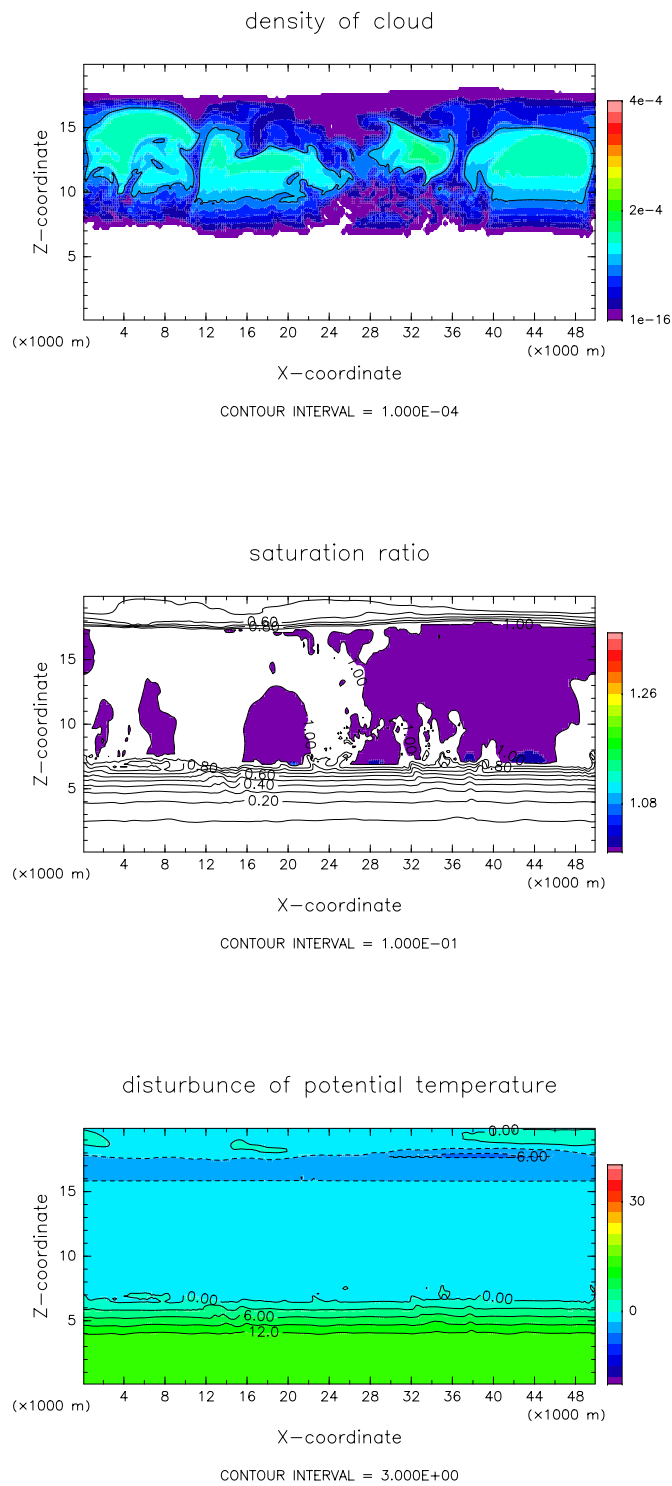


図 4.33: S100F0 実験の $t = 123000[s]$ での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.

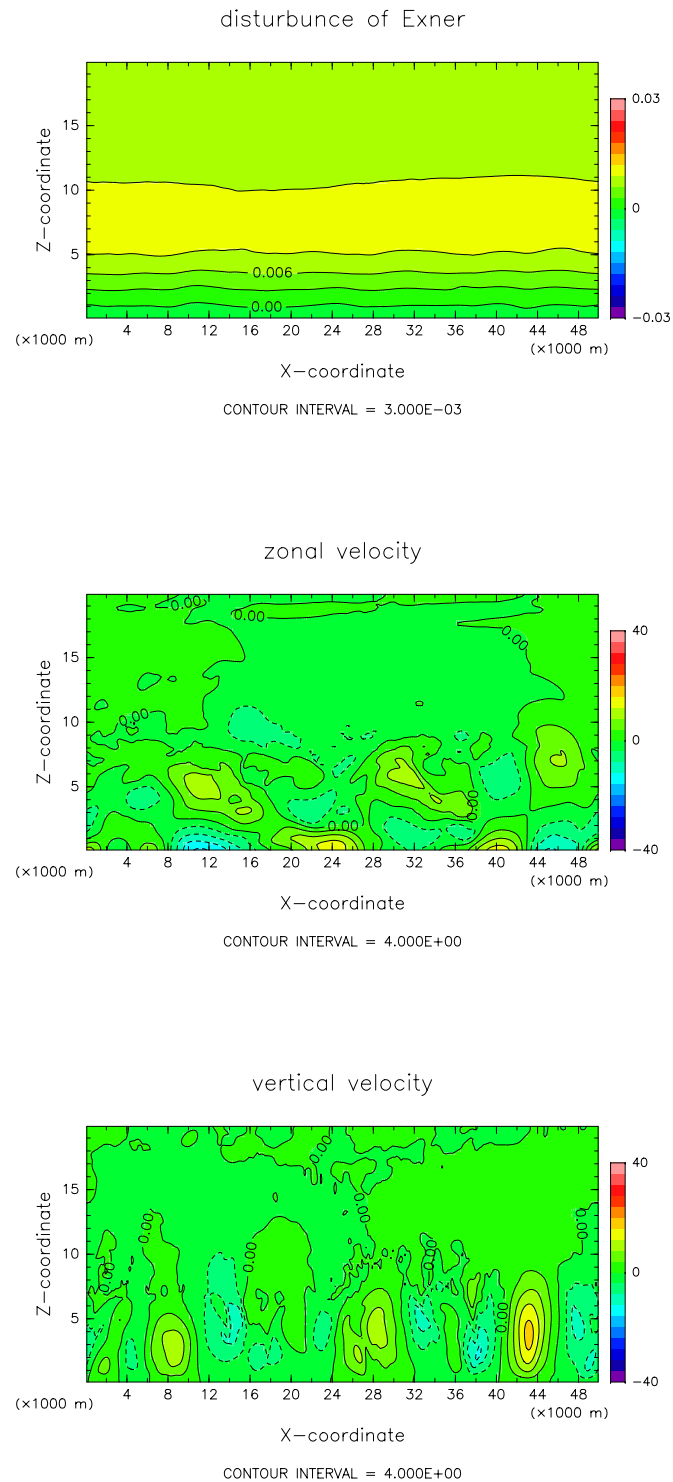


図 4.34: S100F0 実験の $t = 123000[s]$ でのエクスナー関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.

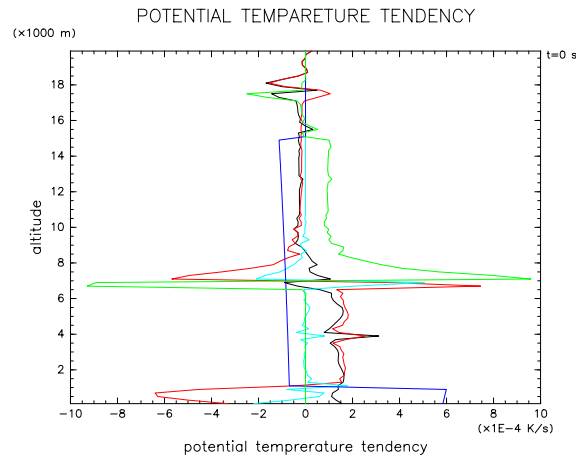


図 4.35: S100F0 実験の $t = 123000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与.

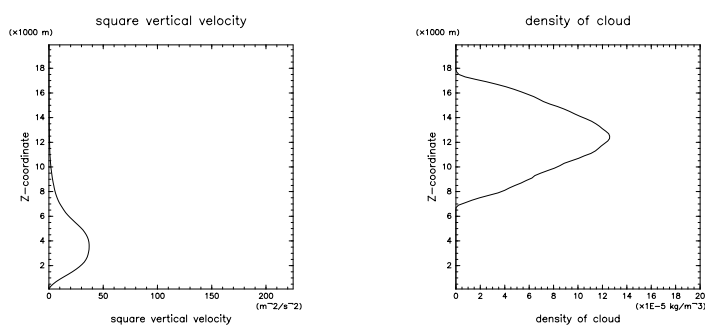


図 4.36: S100F0 実験の $t = 123000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

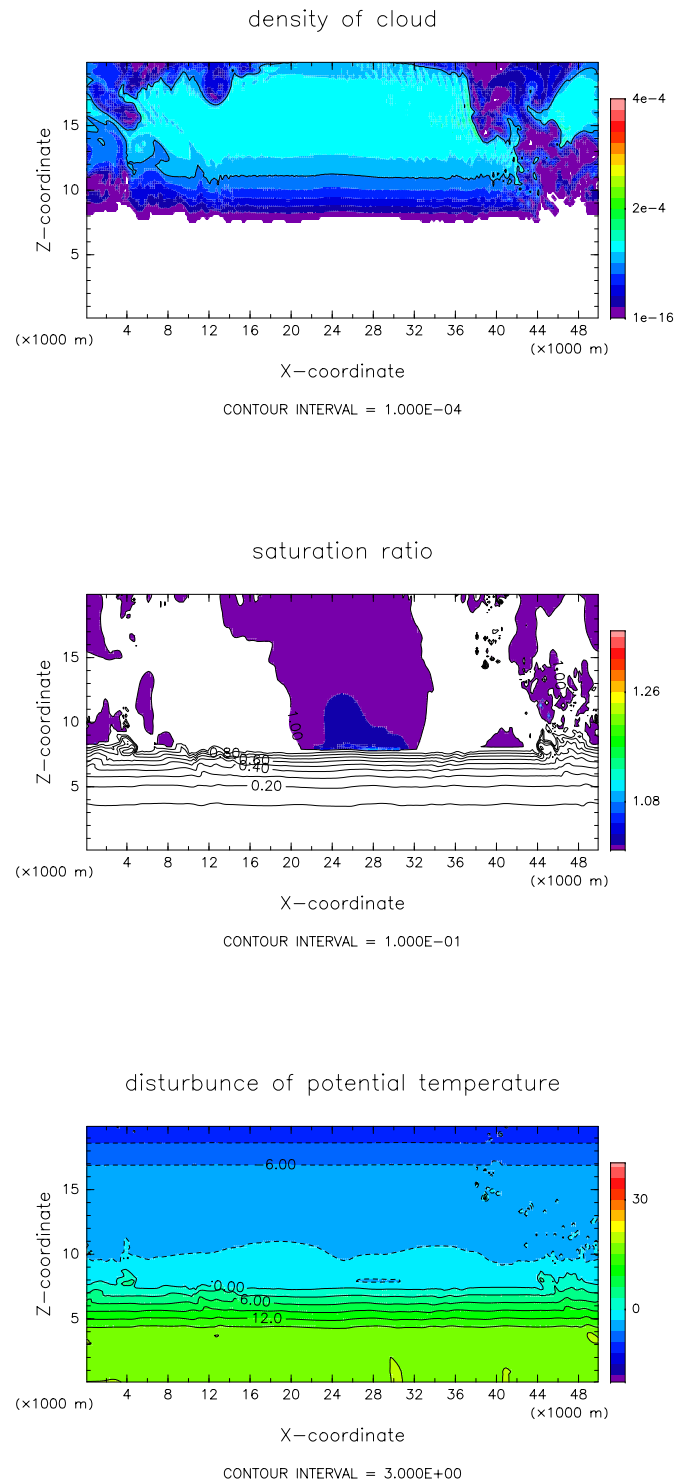


図 4.37: S100F0 実験の $t = 192000[s]$ での雲密度(上), 飽和比(中), 温位擾乱(下)の空間分布.

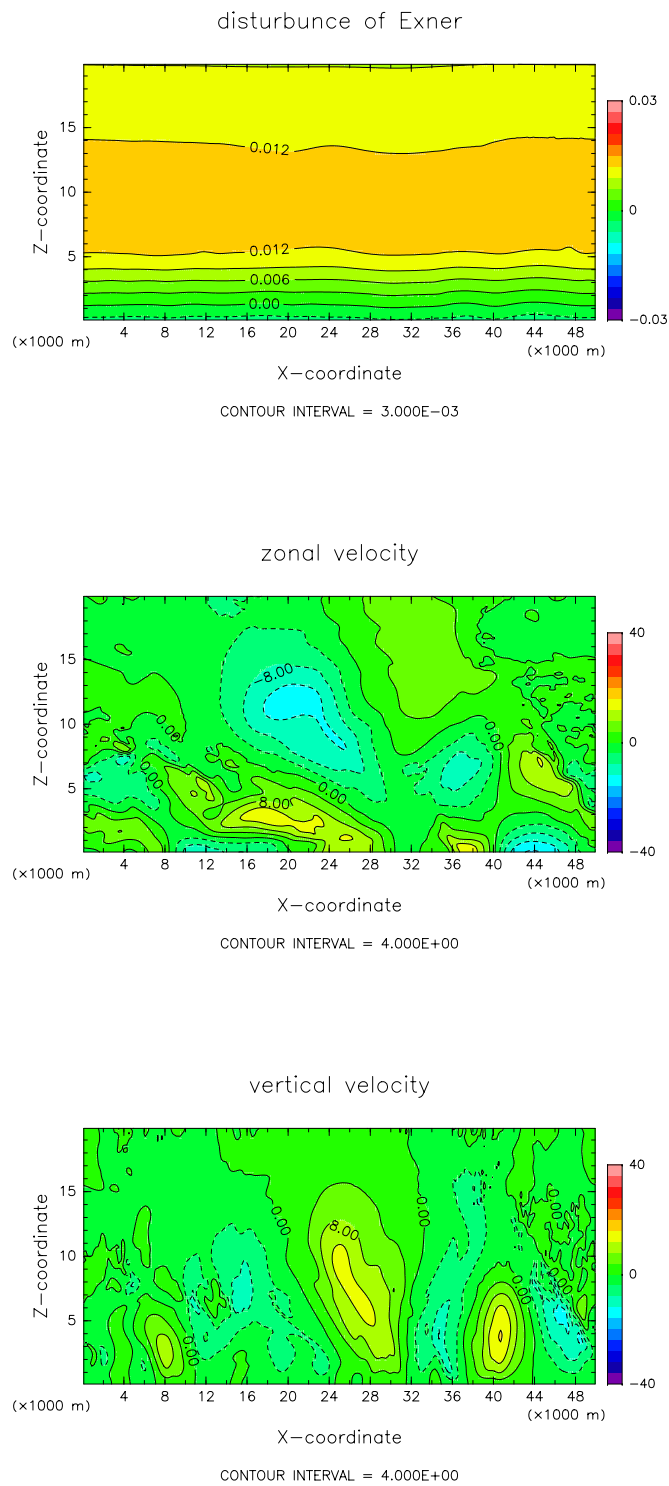


図 4.38: S100F0 実験の $t = 192000[s]$ でのエクスナー関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.

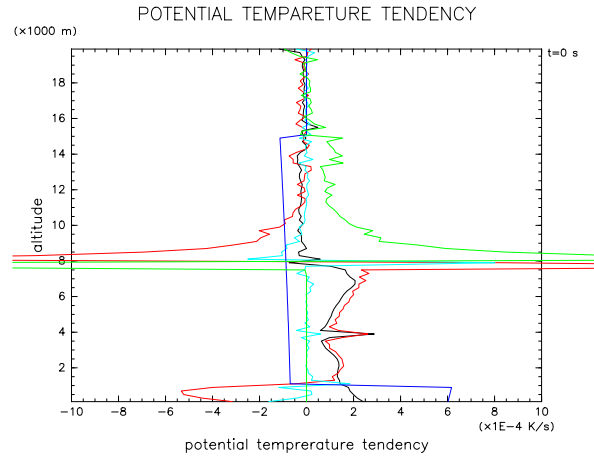


図 4.39: S100F0 実験の $t = 192000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与.

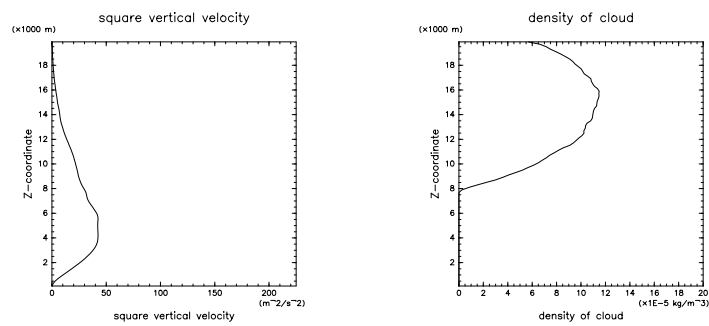


図 4.40: S100F0 実験の $t = 192000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

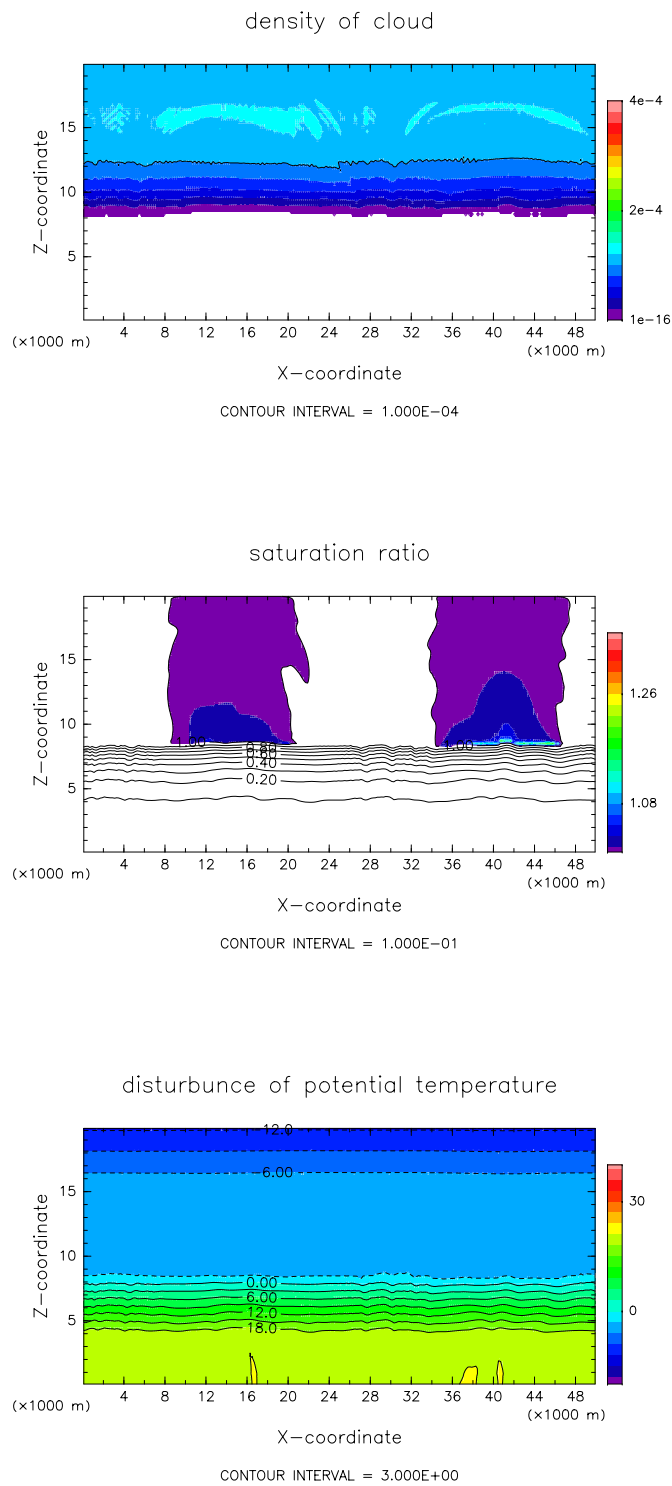


図 4.41: S100F0 実験の $t = 259200[s]$ での雲密度(上), 飽和比(中), 温位擾乱(下)の空間分布.

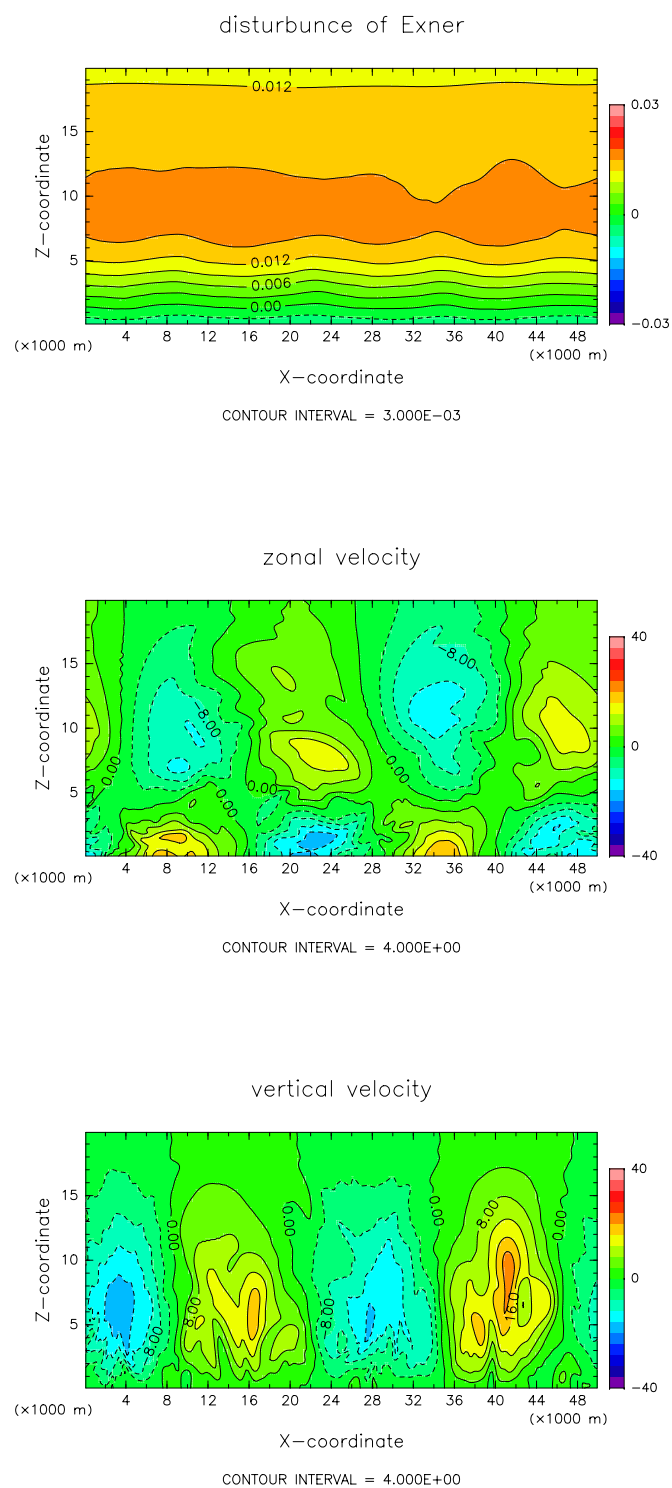


図 4.42: S100F0 実験の $t = 259200$ [s] でのエクスナー関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.

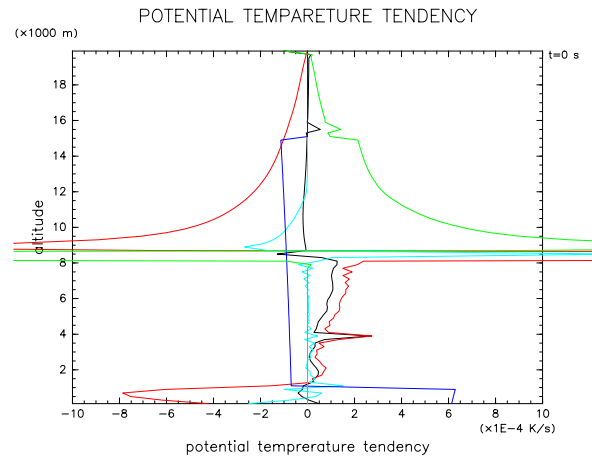


図 4.43: S100F0 実験の $t = 259200$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与.

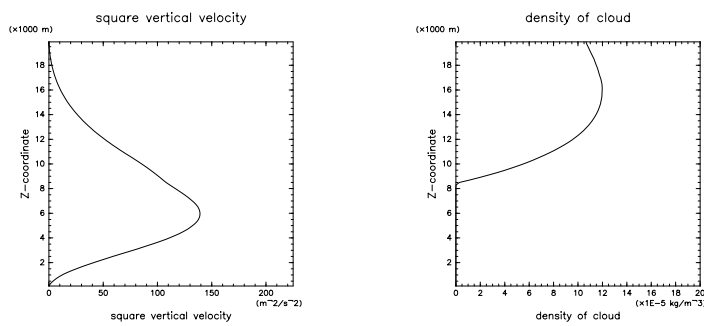


図 4.44: S100F0 実験の $t = 259200$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

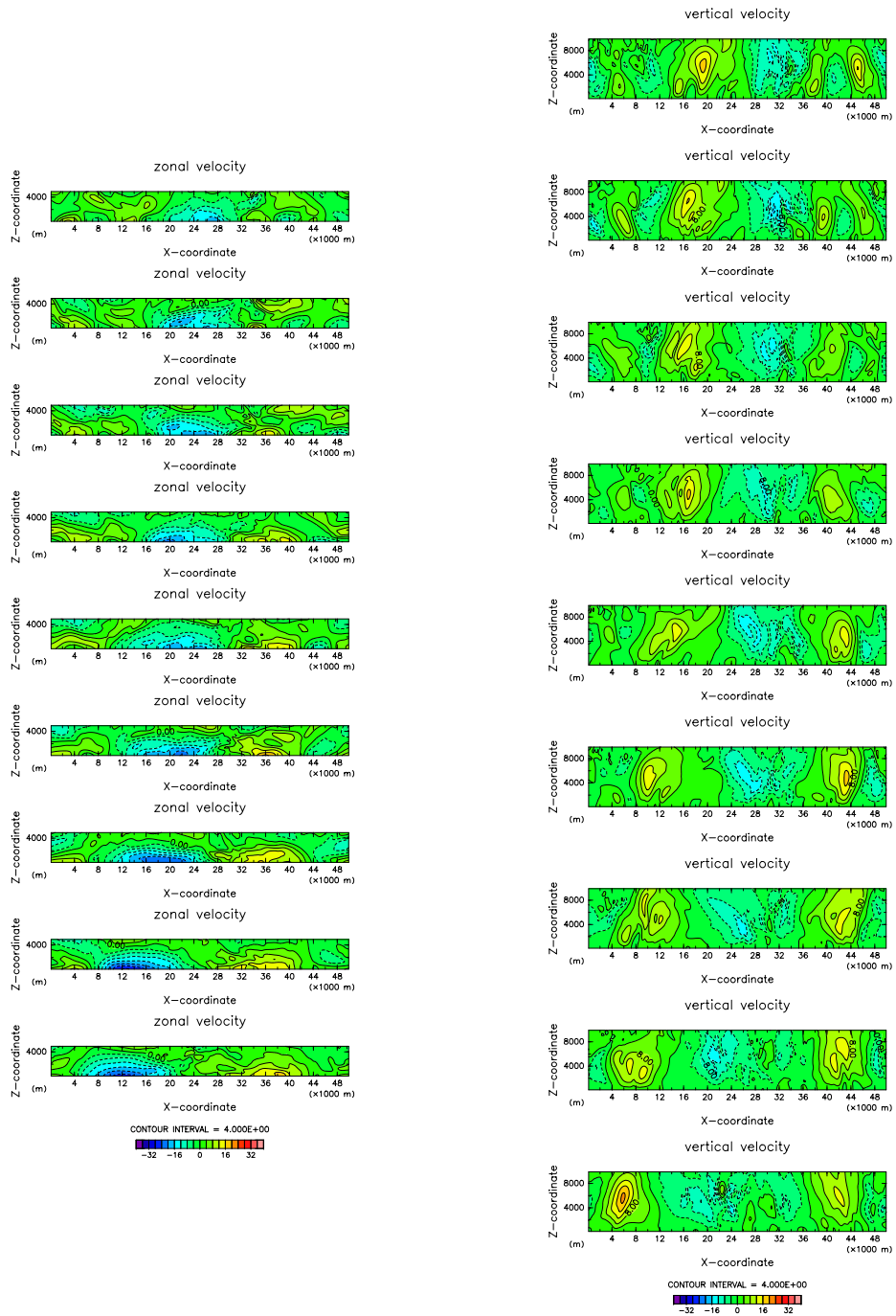


図 4.45: S100F0 実験の $t = 217800 - 222600$ [s] における u (左段), w (右段) の空間分布を 600 [s] 毎に出力したものを、時刻の新しいものが下に来るように並べてある。 u については高度 0 - 5 [km], w については高度 0 - 10 [km] での分布を示している。

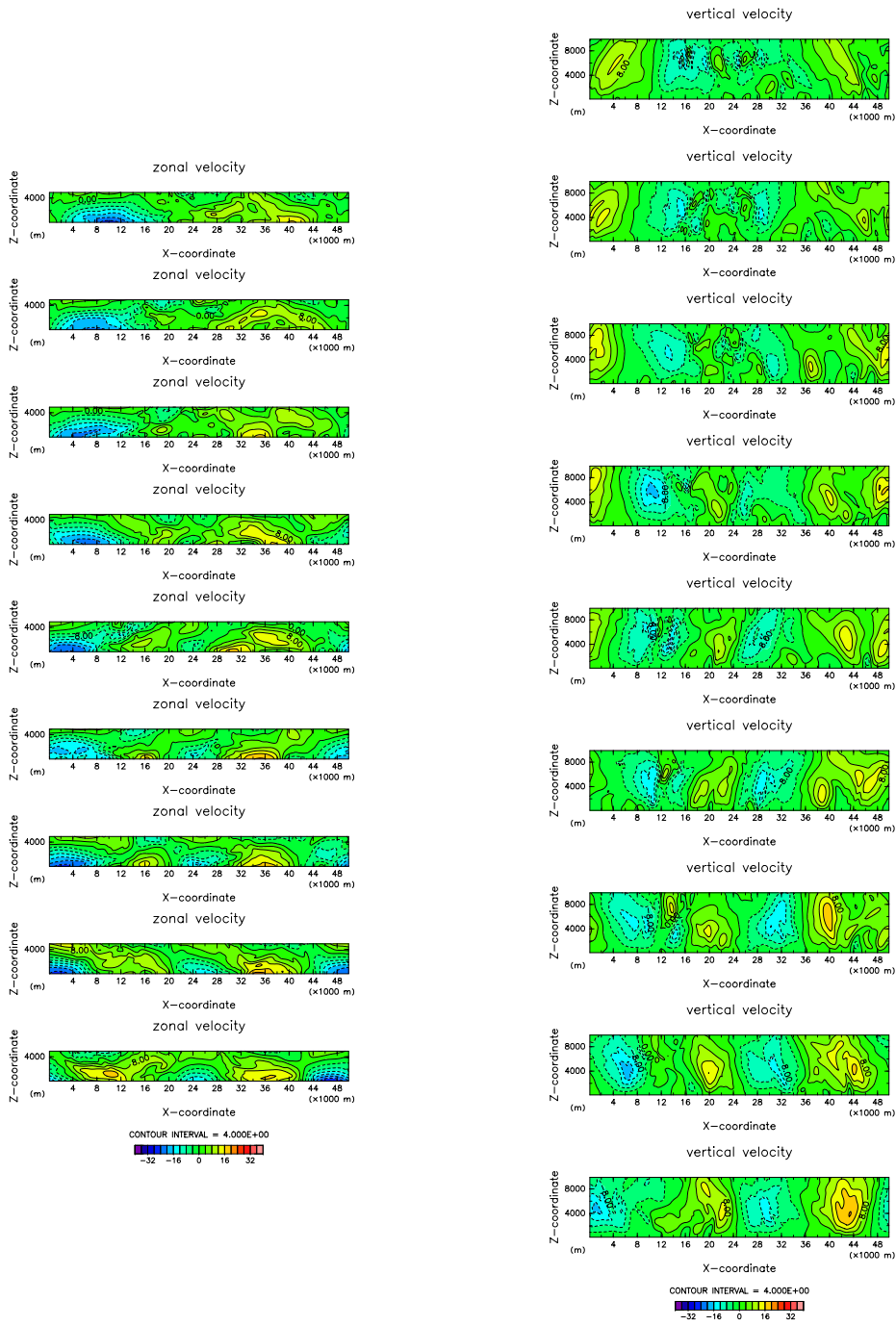


図 4.46: S100F0 実験の $t = 223200 - 228000$ [s] における u (左段), w (右段) の空間分布を 600 [s] 毎に出力したものを. 時刻の新しいものが下に来るように並べてある. u については高度 0 - 5 [km], w については高度 0 - 10 [km] での分布を示している.

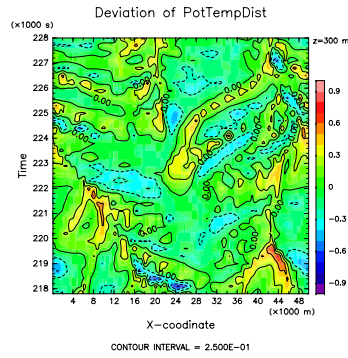


図 4.47: S100F0 実験の $t = 217800 - 228000$ [s] における $z = 300$ [m] での温位擾乱の水平平均からの偏差.

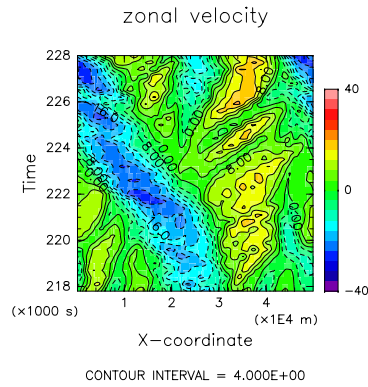


図 4.48: S100F0 実験の $t = 217800 - 228000$ [s] における $z = 300$ [m] での水平流速.

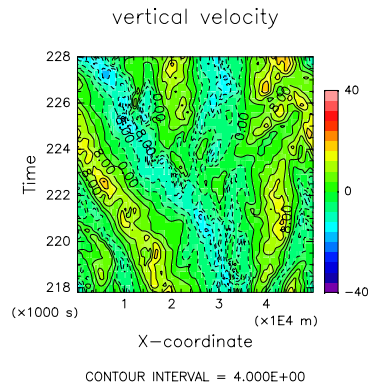


図 4.49: S100F0 実験の $t = 217800 - 228000$ [s] における $z = 4900$ [m] での鉛直流速.

4.3.2 臨界飽和比が 1.35 の場合

4.3.2 節では臨界飽和比が 1.35, 雲粒落下を無視した場合の大気主成分凝結対流実験 (以後, S135F0 実験と呼ぶ) の計算結果の説明とその考察を行なう. S135F0 実験での計算設定を表 4.8 に示す.

先ず各物理量の水平平均量の時間変化を示す. 図 4.50 に水平平均した雲密度の時間変化を示す. 雲は $t = 10000$ [s] 頃から生じ始めている. 雲底高度は $t = 10000 - 180000$ [s] 頃まで時間とともに上昇し, $t = 180000 - 500000$ [s] 頃まで時間とともに下降し, $t = 500000$ [s] 以降では高度約 1 [km] で一定となっている. 雲頂高度は時間とともに上昇し, おおよそ $t = 90000$ [s] で上部境界に達する. 図 4.51 に全雲質量の時間変化を示す. 全雲質量は単調増加する傾向にあり, その最大値はおおよそ 2.7×10^5 [kg] となっており, S100F0 実験での全雲質量の最大値の約 4.7 倍に及ぶ. 図 4.52 に全運動エネルギーの時間変化を示す. 全運動エネルギーは $t = 240000$ [s] 頃まで増加し, $t = 240000 - 500000$ [s] では減少の傾向, $t = 500000$ [s] 以降ではほぼ一定となっている. 特に $t = 180000 - 220000$ [s] において全運動エネルギーが急増している. 全運動エネルギーが急増する時間帯は雲底高度が上昇から下降へと転じる時間帯とほぼ一致している. 図 4.53 に $t = 0, 150000, 300000, 450000, 600000$ [s] での温位の水平平均の鉛直分布を示す. $t = 0$ [s] から $t = 150000$ [s] にかけては下層での温位は上昇し, 上層での温位は低下している. $t = 150000$ [s] 以降では下層での温位が低下し, 上層での温位が上昇している. 図 4.31 に $z = 1000, 5000, 10000, 15000$ [m] での温位擾乱の水平平均の時間変化を示す. $z = 1000$ [m] における温位擾乱は $t = 0 - 190000$ [s] で上昇, $t = 190000 - 500000$ [s] で減少, $t = 500000$ [s] 以降ほぼ一定となっている. $z = 5000$ [m] における温位擾乱は $t = 0 - 60000$ [s] で減少, $t = 60000 - 190000$ [s] で上昇, $t = 190000 - 240000$ [s] で減少, $t = 240000$ [s] 以降上昇となっている. $z = 10000, 15000$ [m] における温位擾乱は $t = 0 - 190000$ [s] で減少, $t = 190000$ [s] 以降上昇している. $t = 190000$ [s] において各高度における温位の上昇・減少は逆転しており, この時刻は雲底高度が上昇から下降に転じる時刻とほぼ一致する. 従って全気層での温位変化率の逆転は雲底高度の上昇から下降への転換と密接に関連していると考えられる.

計算領域	水平 50 [km], 鉛直 20 [km]
格子点間隔	$\Delta x = 200$ [m], $\Delta z = 200$ [m]
計算時間	864000 [s] (10 [day])
時間ステップ	$\Delta t = 2.0$ [s], $\Delta \tau = 0.25$ [s]
基本場の温度	図 4.2 参照
放射強制	初期において高度 1 – 15 [km] で 5 [K/day] の冷却, 高度 0 – 1 [km] で 37.3 [K] の加熱. 加熱と冷却が常に釣り合うように振幅を調整. (4.1), (4.2), (4.3) 参照.
臨界飽和比	1.35
地表面フラックス	なし
凝結核数濃度	5.0×10^8 [kg ⁻¹]
凝結核半径	1.0×10^{-7} [m]
熱拡散係数	4.8×10^{-3} [W K ⁻¹ m ⁻¹]
雲密度計算での乱流拡散項	あり
雲密度計算での数値粘性項	あり
雲密度計算での雲粒落下項	なし
初期擾乱	気相下端に最大振幅 1 [K] のランダムな擾乱
雲密度の閾値	5.0×10^{-5} [kg/m ³]

表 4.8: S135F0 実験の計算設定.

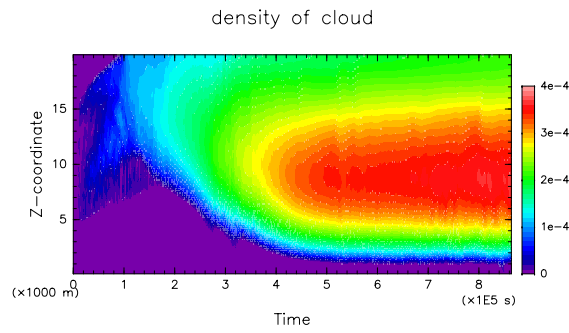
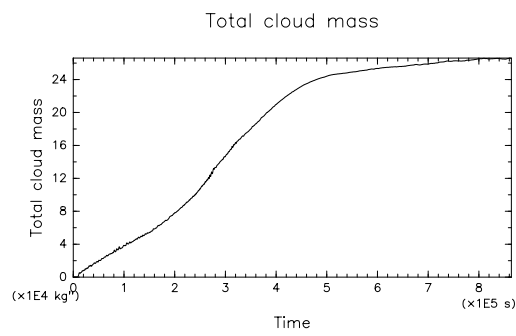


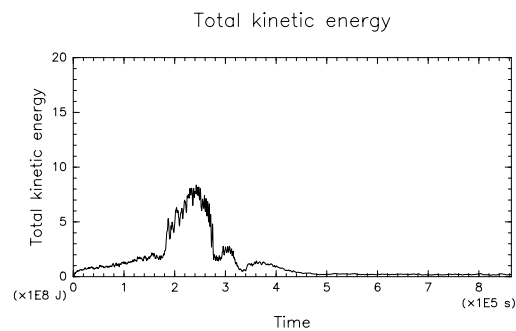
図 4.50: S135F0 実験での雲密度の水平平均の時間変化.



/usr/25/gvlee 2009-01-18

MassCond_Zprof.nc@CloudMassTotal_I=0864000

図 4.51: S135F0 実験での全雲質量の時間変化.



/usr/25/gvlee 2009-01-18

MassCond_Zprof.nc@KineticEnergyTotal_I=0864000

図 4.52: S135F0 実験での全運動エネルギーの時間変化.

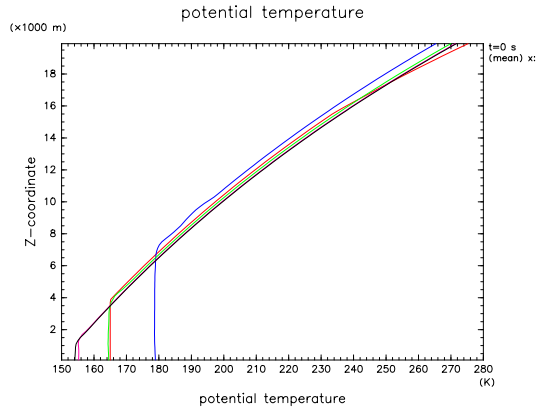


図 4.53: S135F0 実験での各時刻における温位の水平平均の鉛直分布. 赤色は $t = 0$ [s], 青色は $t = 150000$ [s], 緑色は $t = 300000$ [s], 紫色は $t = 450000$ [s], 黒色は $t = 600000$ [s] における分布をそれぞれ表す.

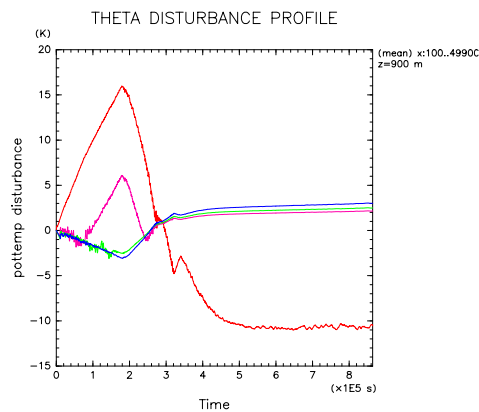


図 4.54: S135F0 実験での各高度における温位擾乱の水平平均の時間変化. 赤色は $z = 1000$ [m], 紫色は $z = 5000$ [m], 緑色は $z = 10000$ [m], 青色は $z = 15000$ [m] における温位擾乱の時間変化をそれぞれ表す.

次に各時刻での各物理量の分布を示す.

図 4.55, 図 4.56 に $t = 3000$ [s] の各予報変数の空間分布を示す. S135F0 実験では層状雲が即座に形成されることはなく, 飽和比が 1.35 に達した $x = 20000$ [m], $z = 4000$ [m] 付近及び $x = 49000$ [m], $z = 4000$ [m] 付近で凝結が始まる. $t = 3000$ [s] における対流セルの数は S100F0 実験での同時刻でのセルの数と同様に 11 – 12 程度で, 水平スケール及び鉛直スケールはそれぞれ 4 – 5 [km] 程度である.

図 4.57 に $t = 3000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す. 高度 0 – 1 [km] では移流項が放射加熱項に打ち勝って温位上昇率が負となっている. 高度 1 – 4 [km] では移流による加熱が放射冷却に打ち勝って温位上昇率は正となっている. 高度 4 [km] では正の寄与として凝結加熱項, 負の寄与として移流項, 放射冷却項が存在するが, 凝結項は他の項に比べて小さく, 全体の温位変化率は負となっている. 高度 4 – 15 [km] では放射冷却項が支配的であり, 温位上昇率は負となっている. 高度 15 – 20 [km] では流れがほとんど存在せず, 放射加熱も凝結加熱も働いていない為, 温位の時間変化率はほぼゼロとなっている.

図 4.58 に $t = 3000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布を示す. w^2 の水平平均分布は S100F0 実験の同時刻における w^2 の水平平均分布とほとんど変わらない. 凝結開始直後であるので雲は極めて希薄であり, ρ_s の水平平均の値はどの高度においてもゼロとなっている.

図 4.59, 図 4.60 に $t = 12000$ [s] の各予報変数の空間分布を示す. $x = 49000$ [m] 付近には高さ 12 [km] に及ぶ塔状の厚い雲が形成されており, 雲の内部には最大 5.0 [m/s] 程度の上昇流が存在している. $t = 3000$ [s] において凝結が始まった後, $x = 49000$ [m], $z = 4000$ [m] 付近では飽和比が 1.35 を超える状態が実現され, 急激な凝結が発生する. 急激な凝結の発生により局所的に多量の潜熱が生じ, $x = 49000$ [m], $z = 4000$ [m] 付近の気塊は正の浮力を得るようになる. 高度 4 – 15 [km] では放射冷却により過飽和状態となっているので, $x = 49000$ [m], $z = 4000$ [m] 付近の湿潤気塊は凝結による浮力の供給を受けながら上昇し, 等温領域まで突き抜ける. 臨界飽和比が 1.0 の場合には上で述べた局所での爆発的な凝結は生じにくいと考えられ, S100F0 実験においてもこれに類する現象は確認されなかった. 従って塔状の雲の生成は過飽和が許容される環境に固有の現象であると考えられる. 一方, 高度 4 [km] の $x = 49000$ [m] 近傍以外での領域ではいくつかの上昇域によって厚さ 1 [km] 程度の薄い層状雲が形成されている. $t = 12000$ [s] における対流セルの数は 5 – 6 程度で, 水平スケール, 鉛直スケールはそれぞれ 6 – 8 [km], 4 – 6 [km] 程度である.

図 4.61 に $t = 12000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す. 高度 0 – 1 [km] では放射加熱が負の移流に勝り, 温位上昇率は正となっている. 高度 1 – 4 [km] では正の移流が放射冷却に勝り, 温位上昇率は正となっている. 雲底高

度付近 (高度 4 [km]) での移流項の最大値及び最小値はそれぞれ 5.8×10^{-4} [K/s], -6.5×10^{-4} [K/s] となっている. また雲底高度付近での凝結加熱項の最大値及び最小値はそれぞれ 8.9×10^{-4} [K/s], -4.6×10^{-4} [K/s] となっている. 雲底高度付近では各項が温位勾配を小さくするように働いており, 後の時間において雲底高度が上昇することを示唆している. 高度 8–16 [km] では凝結加熱項が最も優勢であり, 温位上昇率は正となっている.

図 4.62 に $t = 12000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布を示す. 雲が存在する領域における雲密度の水平平均は高度にほぼ依存していないことが分かる. また高度 11–15 [km] に弱い上昇流が存在しており, これは雲内部での湿潤気塊の上昇を表している.

図 4.63, 図 4.64 に $t = 27600$ [s] の各予報変数の空間分布を示す. $t = 12000$ [s] で $x = 49000$ [m] 付近に形成された塔状の雲の上端では鉛直方向及び水平方向への雲の移流が生じている. 高度 17 [km] 付近に存在する負の温位領域は塔状雲上部の雲が移流する際に蒸発を伴っていることを示している. $t = 12000$ [s] の結果でも述べた通り塔状雲の上端においても雲密度は大きいので, 雲は直ちに消えずに広がる事が出来る. S135F0 実験において S100F0 実験よりも早く雲頂高度が上部境界に到達することは上空に厚い雲が形成されることと関連していると言える. 一方 $x = 22000$ [m], $z = 5000 - 10000$ [m] 付近及び $x = 44000$ [m], $z = 5000 - 7000$ [m] 付近に厚い雲が新たに形成されている. 上昇流によって生み出された高度 5 [km] 付近に存在する複数の過飽和領域が新たな厚い雲を作り出したと考えられる. 新たな厚い雲は上昇流とともに上層へ輸送され, 等温領域の冷却において大きな役割を果たすと考えられる.

図 4.65 に $t = 27600$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す. 高度 0–4 [km] では $t = 12000$ [s] のときと同様に温位上昇率が正となっている. 雲底高度付近 (高度 5 [km]) での移流項の最大値及び最小値はそれぞれ 1.1×10^{-3} [K/s], -1.2×10^{-3} [K/s] となっている. また雲底高度付近での凝結加熱項の最大値及び最小値はそれぞれ 1.6×10^{-3} [K/s], -9.8×10^{-4} [K/s] となっている. 雲底高度付近での移流項及び凝結加熱項の大きさは $t = 12000$ [s] のときと比べて大きくなっている. 高度 7–14 [km] では放射冷却と凝結加熱・蒸発冷却が支配的であり, 蒸発冷却が生じている高度では負の温位上昇率となっている. 高度 17 [km] 付近では蒸発冷却が支配的であり, 温位上昇率は負となっている.

図 4.66 に $t = 27600$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布を示す. 初期に等温であった領域のうち, 高度 15–17 [km] の部分は厚い雲で覆われていることが分かる. また $t = 27600$ [s] では対流の循環構造は乾燥領域でほぼ閉じていて, 雲層内に侵入できていないことが分かる.

図 4.67, 図 4.68 に $t = 189000$ [s] の各予報変数の空間分布を示す. 高度 8–20 [km]

は完全に雲で満たされている。対流セルは $x = 24000$ [m] を中心とするセルのみとなっている。対流は雲層内に深く侵入しており、上昇流及び下降流の最大値は約 20 [m/s] にも及んでいる。雲底高度付近の上昇域で高い過飽和が実現されており、多量の雲が生成されている。対流の下降域では雲の蒸発が生じ、下層へ冷気を輸送する役割を果たしている。 $x = 38000$ [m] 付近の乾燥領域において温位擾乱の等値線が V の字型となっているのは冷気の輸送を示唆するものである。

図 4.69 に $t = 189000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す。雲底高度付近 (高度 8 [km]) での移流項の最大値及び最小値はそれぞれ 1.0×10^{-2} [K/s], -8.8×10^{-3} [K/s] となっている。また雲底高度付近での凝結加熱項の最大値及び最小値はそれぞれ 9.3×10^{-3} [K/s], -1.1×10^{-2} [K/s] となっている。高度 5 [km] 付近では温位上昇率が負となっている一方、雲底高度付近での温位上昇率は正となっている。従って乾燥領域上端での温位勾配は急となり、雲底高度は下降する。高度 9 – 20 [km] においては移流項、放射冷却項、凝結加熱項が釣り合って温移上昇率はほぼゼロとなっている。

図 4.70 に $t = 189000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布を示す。高度 15 [km] においても $w^2 \sim 10$ [m²/s²] 程度の上昇流が存在しており、対流が雲内部に侵入していることが分かる。

図 4.71, 図 4.72 に $t = 540000$ [s] の各予報変数の空間分布を示す。高度 1 – 20 [km] は雲に覆われていて、特に高度 6 – 13 [km] では雲密度が 4.0×10^{-4} [kg/m³] と厚くなっている。雲の厚い部分では温位擾乱が正となっている一方、乾燥領域は最も温位擾乱が低い領域となっている。流速は全体的に弱まっており、水平流速、鉛直流速の大きさの最大値はそれぞれ約 10.3[m/s], 5.2[m/s] となっている。

図 4.73 に $t = 540000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す。高度 0 – 1 [km] 付近では放射加熱項が負の移流及び蒸発冷却項に打ち勝っており、温位上昇率は正となっている。雲底高度付近 (高度 1 [km]) では蒸発冷却が正の移流に打ち勝っており、温位上昇率は負となっている。雲底高度付近での移流項の最大値及び最小値はそれぞれ 1.1×10^{-3} [K/s], -5.0×10^{-4} [K/s] となっている。また雲底高度付近での凝結加熱項の最大値及び最小値はそれぞれ 6.0×10^{-4} [K/s], -1.2×10^{-3} [K/s] となっている。高度 4 – 15 [km] では放射冷却と凝結加熱がほぼ釣り合っており、温位上昇率はほぼゼロとなっている。高度 15 – 20 [km] ではどの項の寄与もほぼゼロとなっており、温位上昇率はほぼゼロとなっている。

図 4.74 に $t = 540000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布を示す。 ρ_s の水平平均は高度 8 [km] で最大となっている。一方 w^2 の水平平均は高度 8 [km] より上でほぼゼロとなっている。

以下、 $t = 180000 - 220000$ [s] での全運動エネルギーの急増の原因について考察を

行なう。S100F0 実験と同様, S135F0 実験においても下降流によって生じた重力流の収束が対流の強化に寄与することにより, 全運動エネルギーが急激に増加している。図 4.75, 図 4.76 に $t = 182400 - 189000$ [s] での u, w の分布を示す。 $t = 182400$ [s] (図 4.75 の上から 1 段目) において $x = 36000$ [m] 付近の下降流は地面に達し, 地表面付近には右向きの水平風領域と左向きの水平風領域が形成される。図 4.77, 図 4.78, 図 4.79 より $x = 36000$ [m] 付近の下降域及び右向きの水平風領域と左向きの水平風領域において温位擾乱の水平平均からの偏差が負となっており, 互いに逆向きに進む 1 対の重力流が形成されたことが分かる。このとき生み出された右向き及び左向きに進む重力流をそれぞれ重力流 A, 重力流 B と呼ぶことにする。また $t = 183000$ [s] (図 4.75 の上から 2 段目) において $x = 20000$ [m] 付近の下降流は地面に達し, 互いに逆向きに進む重力流を生み出す。このとき生み出された右向き及び左向きに進む重力流をそれぞれ重力流 C, 重力流 D と呼ぶことにする。 $t = 184200$ [s] (図 4.75 の上から 4 段目) において重力流 B と重力流 C が $x = 26000$ [m] 付近で収束し, 上昇流を形成する。重力流 B の移動速度は重力流 C の移動速度よりも大きい為, 重力流 B は重力流 C を左向きに押しやる。重力流の左方向への移動に伴い, 上昇域も左方向へ移動する。 $t = 184800$ [s] (図 4.75 の上から 5 段目) において重力流 A と重力流 D が $x = 8000$ [m] 付近で収束し, 上昇流を形成する。重力流 A の移動速度は重力流 D の移動速度よりも大きい為, 重力流 A は重力流 D を右向きに押しやる。重力流の右方向への移動に伴い, 上昇域も右方向へ移動する。 $t = 187200$ [s] (図 4.76 の上から 3 段目) において重力流 C 及び重力流 D は $x = 20000$ [m] 付近で接触し, とともに消滅する。 $t = 187800$ [s] (図 4.76 の上から 4 段目) において重力流 A と重力流 B は $x = 22000$ [m] 付近で収束し, 2 つの上昇流は合体してより強い上昇流を生み出す。重力流を生み出した下降流の大きさの最大値が約 16 [m/s] であったのに対し, 4 つの重力流から生み出された上昇流の大きさの最大値は約 20 [m/s] であり, 重力流を生み出した下降流よりも大きい。以上より S135F0 実験においても下降流がもたらす重力流の収束による対流の強化が生じていることが分かる。

以下, 全運動エネルギー急増後に雲底高度が下降する為の必要条件について考察する。S100F0 実験の $t = 259200$ [s] と S135F0 実験の $t = 189000$ [s] に着目する。先ず雲層内の鉛直流の強さに着目する。S100F0 実験 (図 4.44), S135F0 実験 (図 4.70) を比較すると, 全運動エネルギー急増後では S135F0 実験の場合よりも S100F0 実験の方が雲層内での鉛直流が強い。従って雲層内部での鉛直流が強いことが雲底高度の下降をもたらす決定的な要因ではないとすることが出来る。次に雲底高度付近での雲の生成・蒸発に着目する。図 4.43, 図 4.69 で述べた通り, 第一標準実験及び S135F0 実験における雲底高度付近での凝結加熱項の最大値はそれぞれ 2.5×10^{-3} [K/s], 9.3×10^{-3} [K/s] となっている。このことから S135F0 実験では雲底高度付近においてより多くの雲が生成されていることが分かる。また S100F0 実験及び S135F0 実験における雲底高度付近での凝結加熱項の最大値はそれぞれ -8.0×10^{-3} [K/s], -1.1×10^{-2} [K/s] となっている。このことから S135F0 実験では

雲底高度の下端においてより多くの雲が蒸発していることが分かる。従って S135F0 実験では雲底付近でより多くの雲が生成され、より多くの雲が蒸発していることが分かる。S135F0 実験では S100F0 実験よりも臨界飽和比が大きく、雲底高度付近でより高い飽和比が実現されやすい。S135F0 実験において雲底付近でより多くの雲が生成されるのは臨界飽和比が大きいことによるものと考えられる。以上より強い対流が生じるときに雲底高度の上昇・下降を決める要因は臨界飽和比が大きいか否かにあると考えられる。

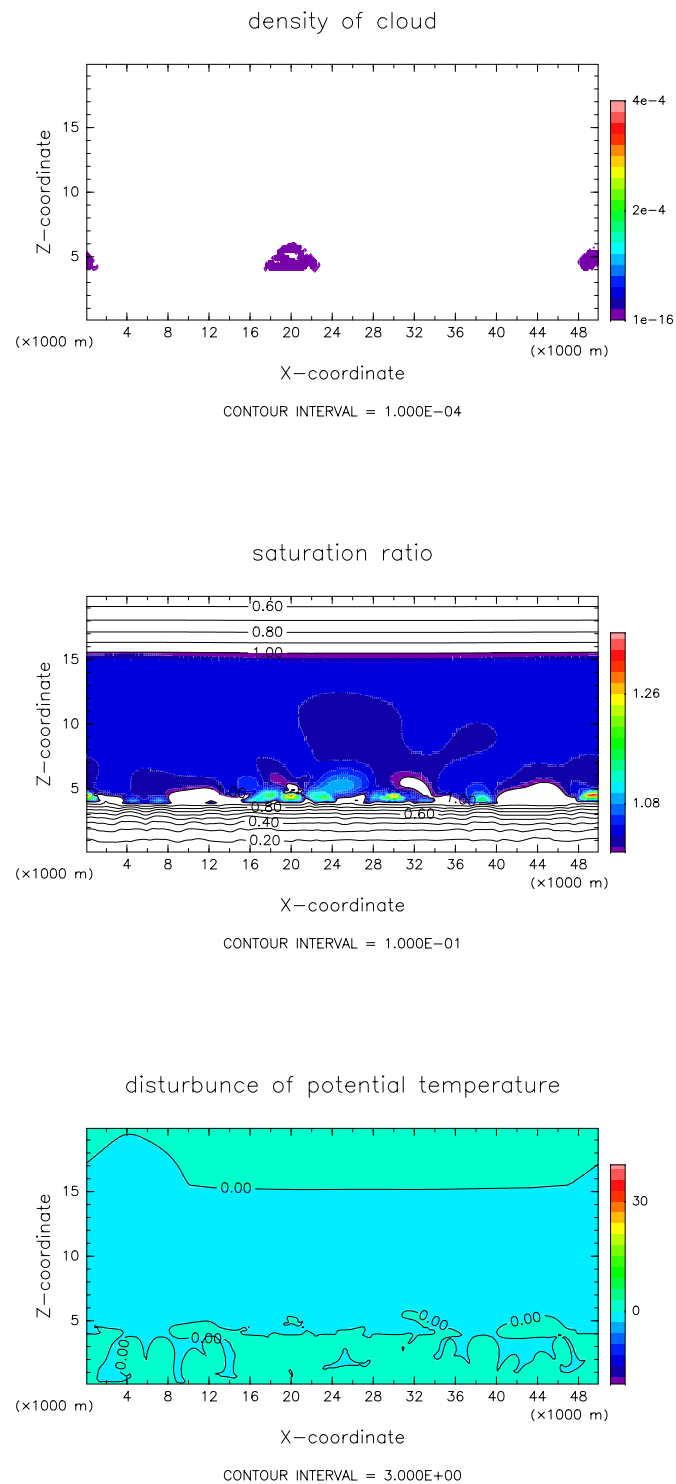


図 4.55: S135F0 実験の $t = 3000[s]$ での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.

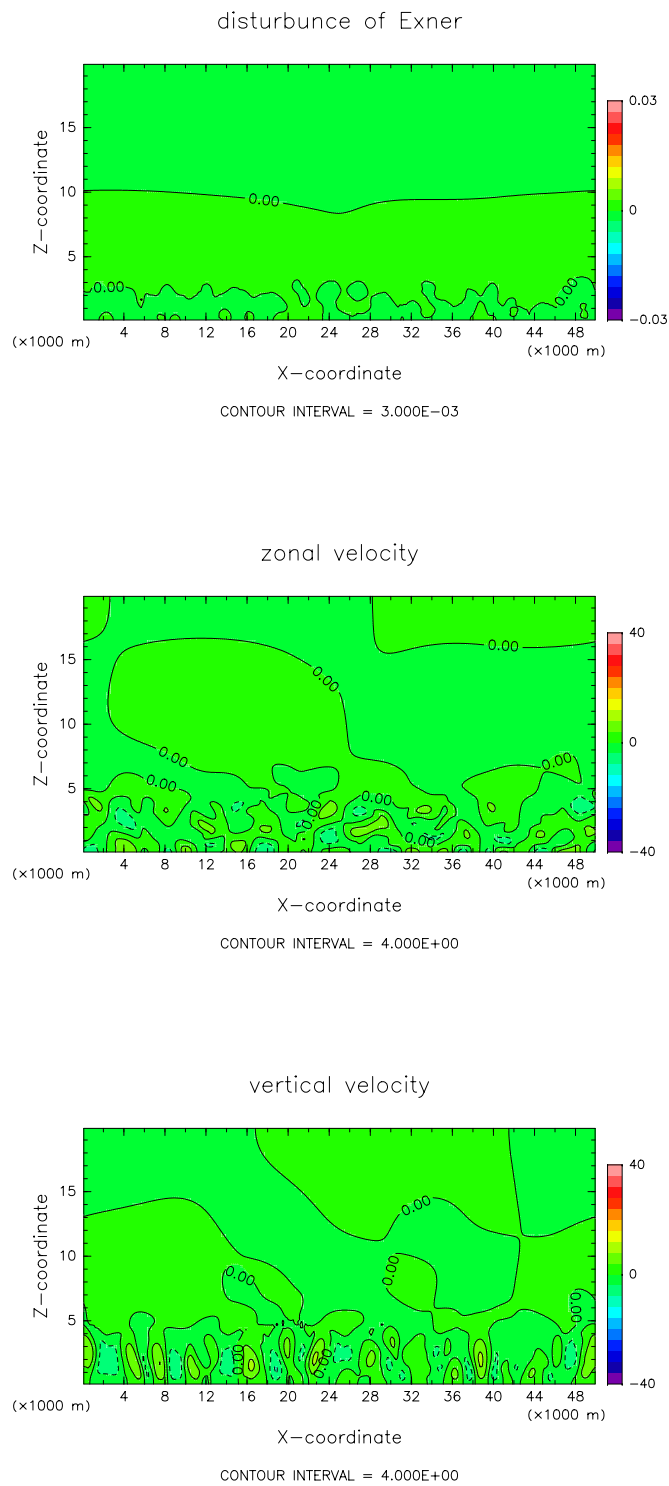


図 4.56: S135F0 実験の $t = 3000[s]$ でのエクスナー関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.

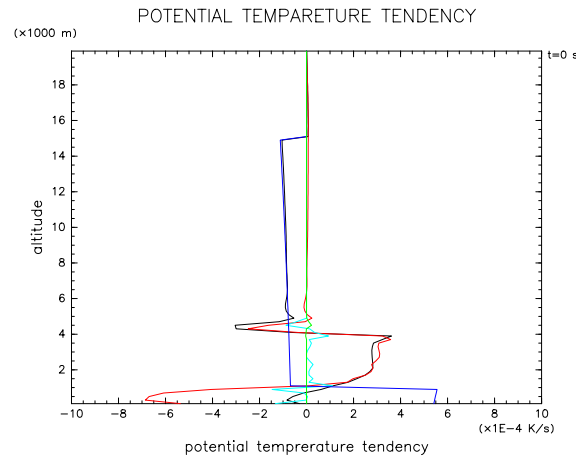


図 4.57: S135F0 実験の $t = 3000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.

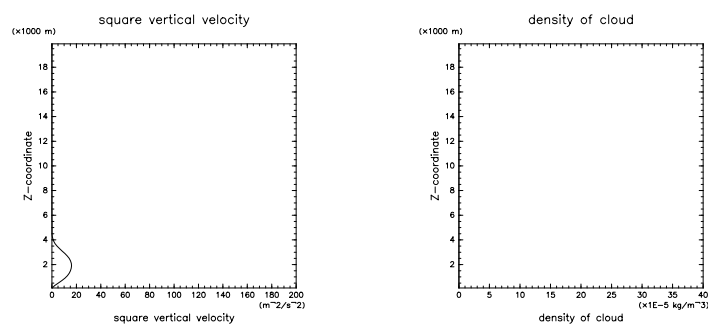


図 4.58: S135F0 実験の $t = 3000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

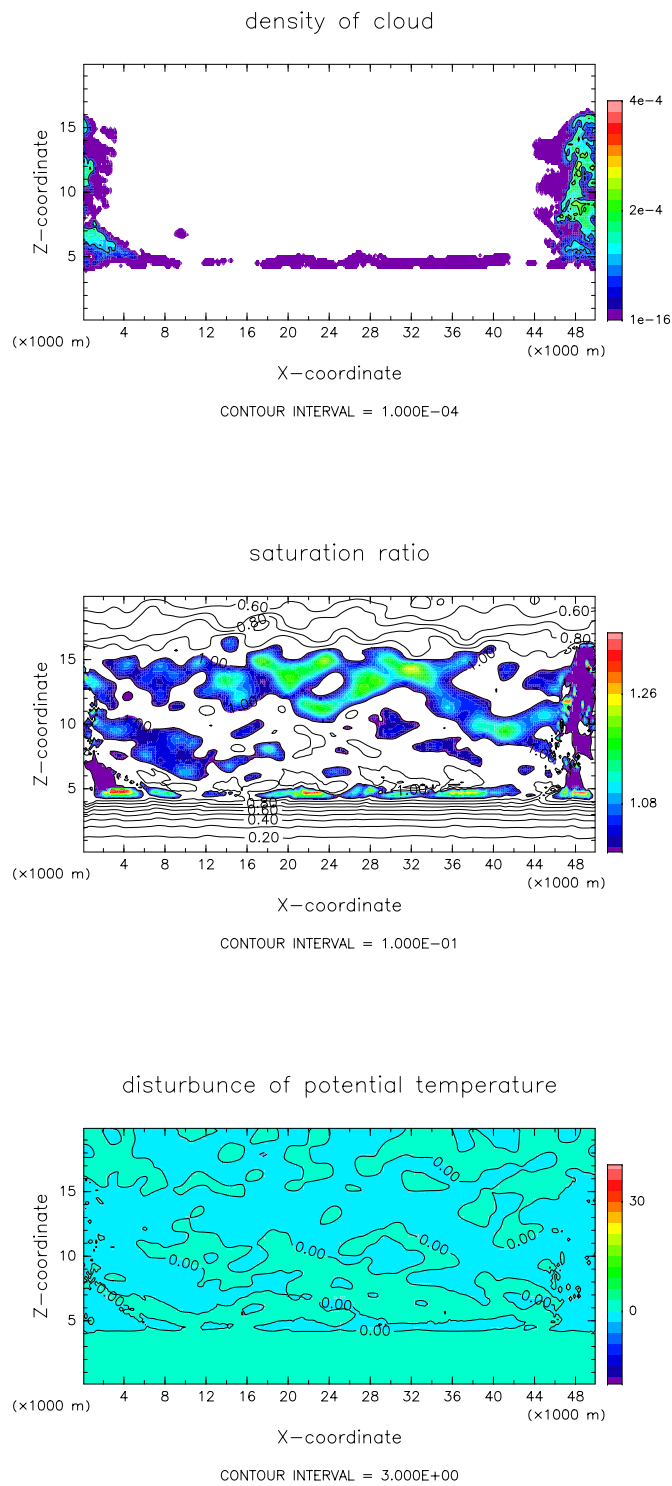


図 4.59: S135F0 実験の $t = 12000[s]$ での雲密度(上), 飽和比(中), 温位擾乱(下)の空間分布.

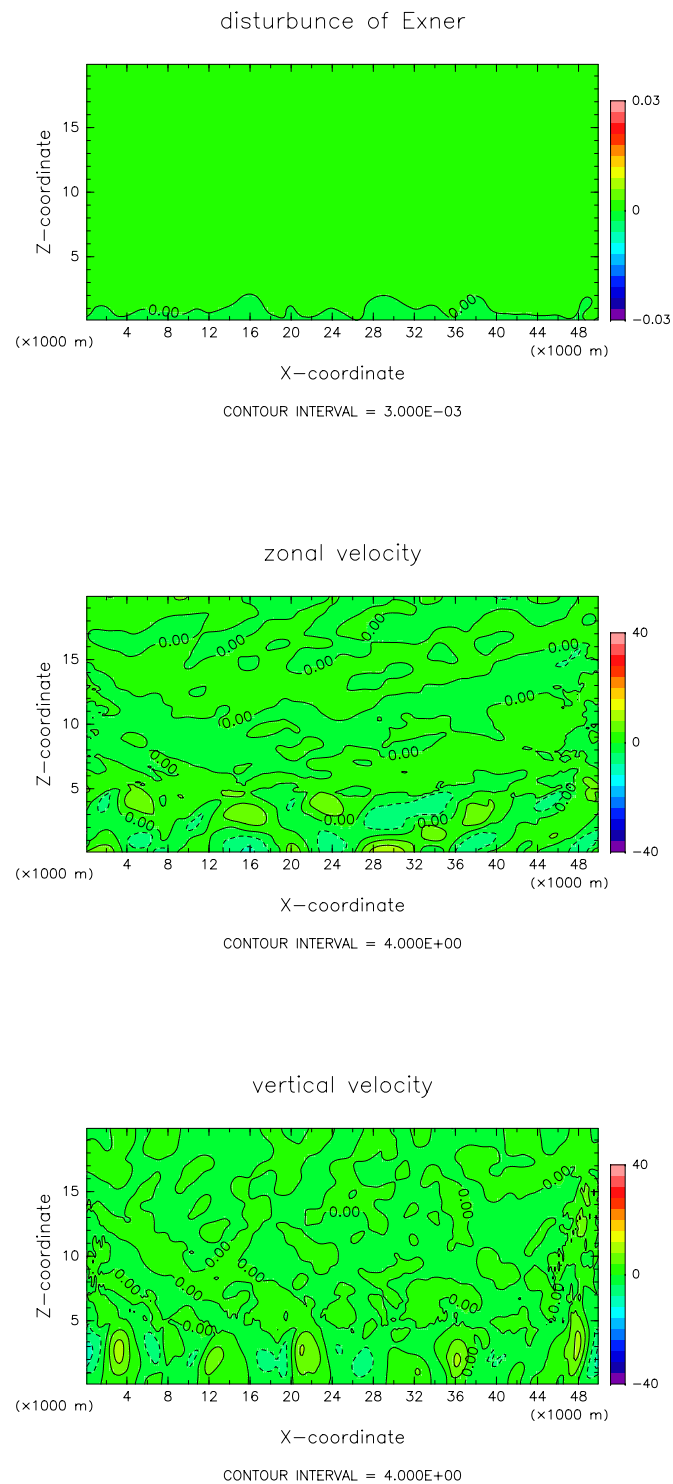


図 4.60: S135F0 実験の $t = 12000[s]$ でのエクスナー関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布.

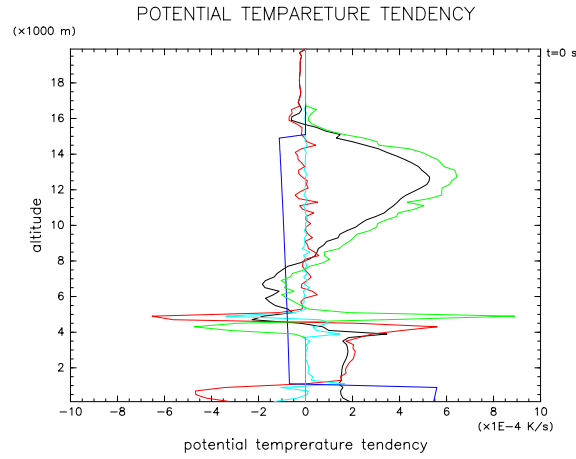


図 4.61: S135F0 実験の $t = 12000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.

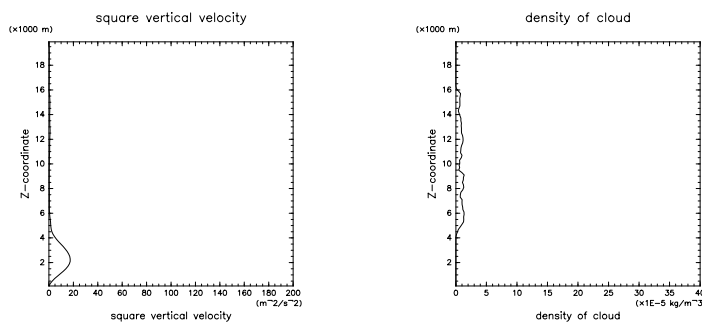


図 4.62: S135F0 実験の $t = 12000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

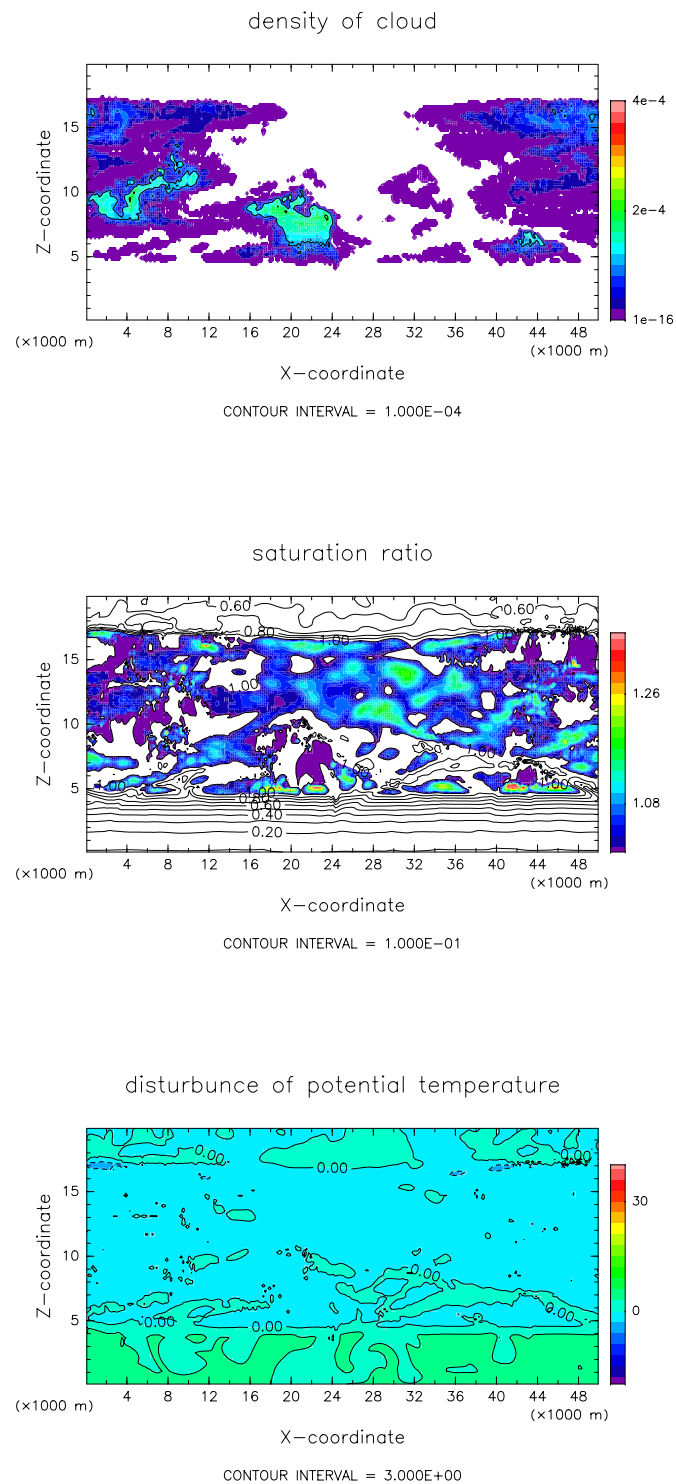


図 4.63: S135F0 実験の $t = 27600[s]$ での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.

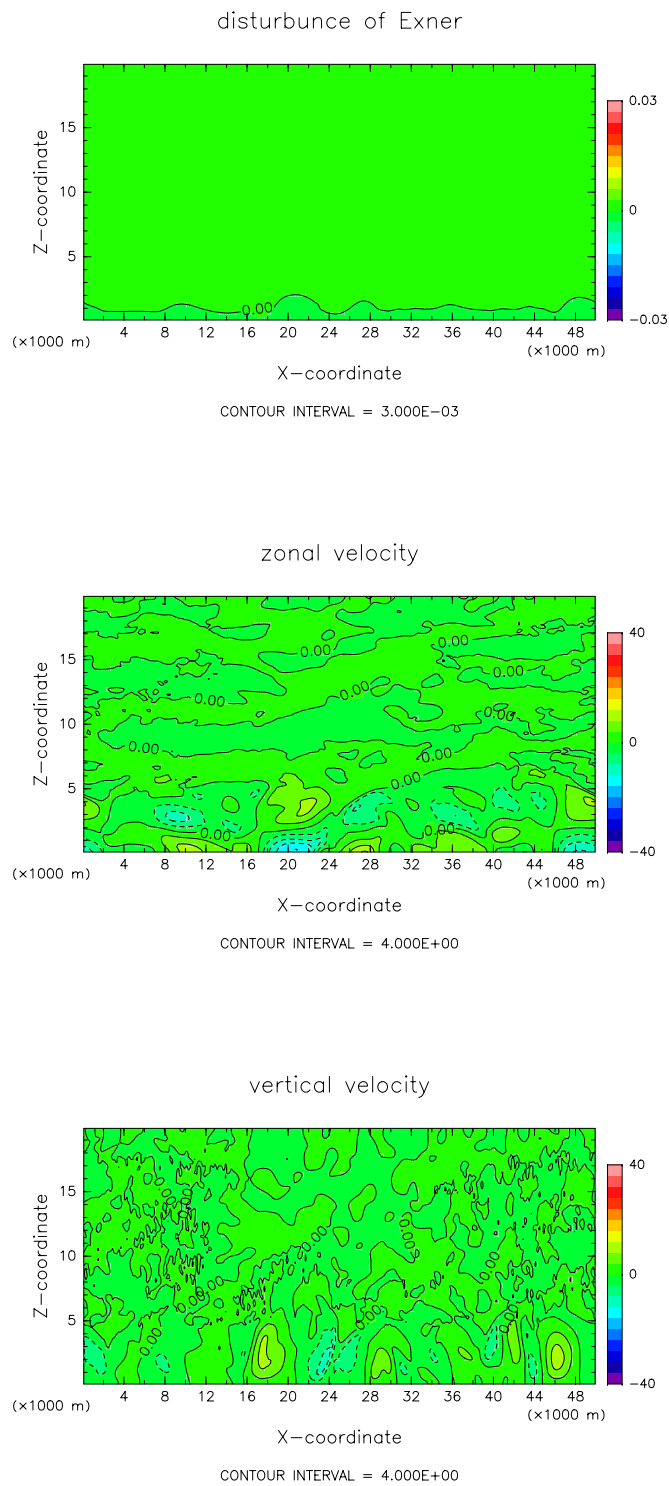


図 4.64: S135F0 実験の $t = 27600[s]$ でのエクスナー関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.

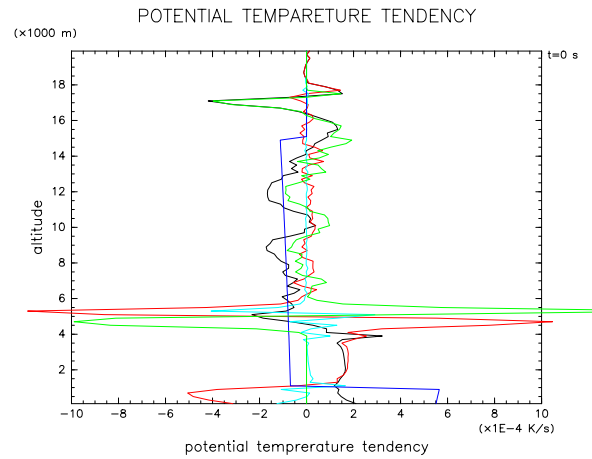


図 4.65: S135F0 実験の $t = 27600$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.

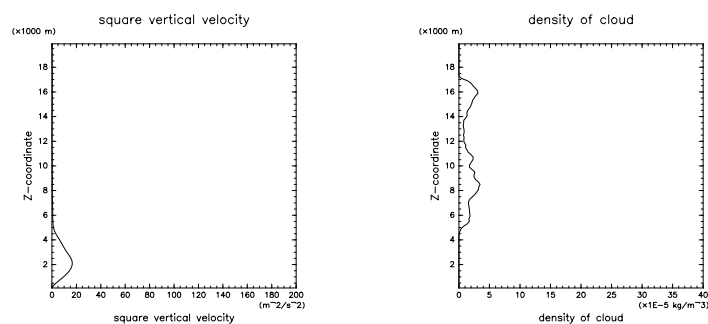


図 4.66: S135F0 実験の $t = 27600$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

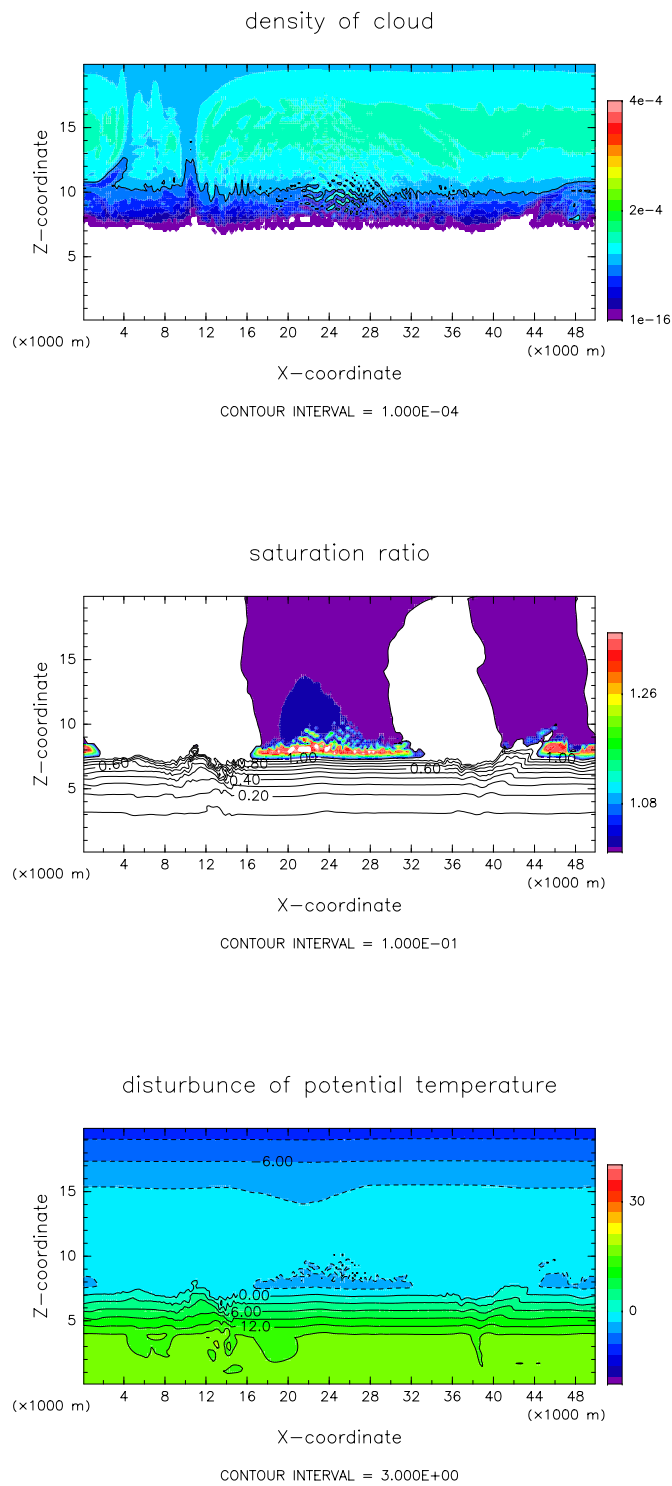


図 4.67: S135F0 実験の $t = 189000[s]$ での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.

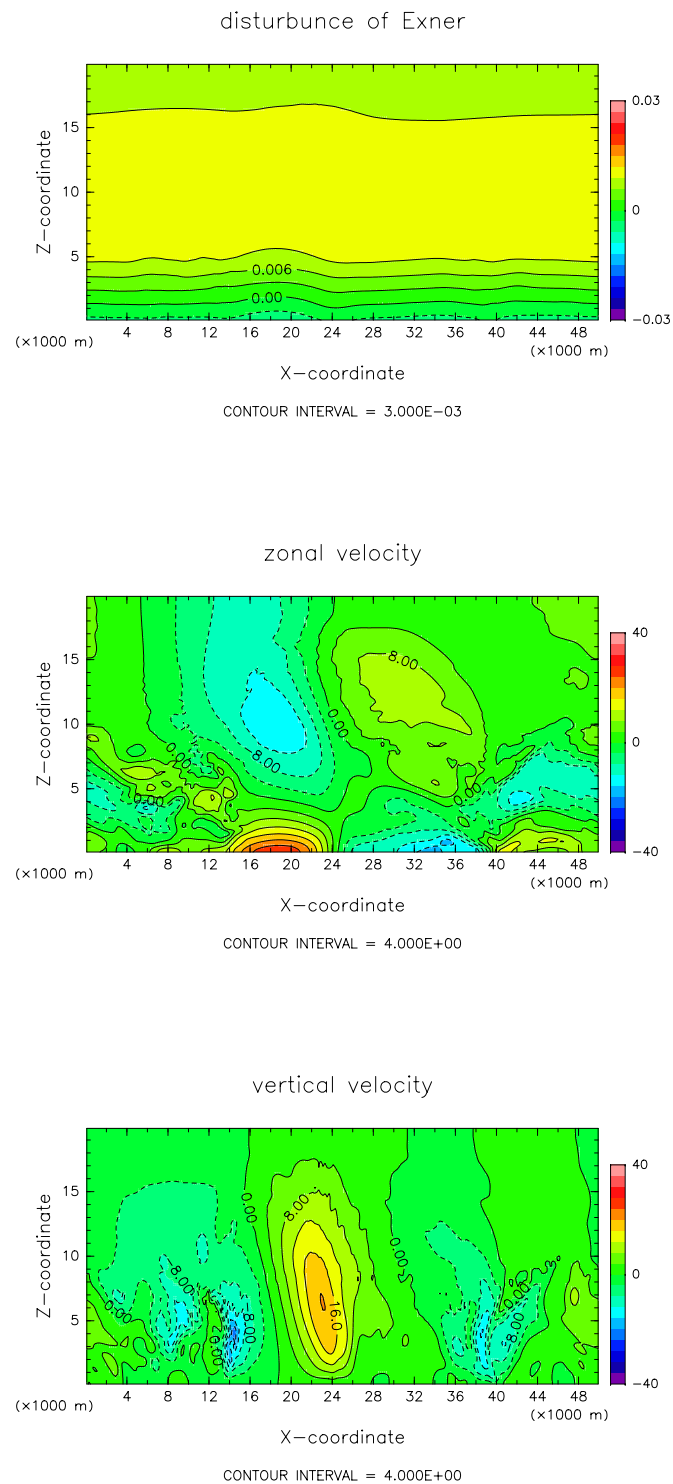


図 4.68: S135F0 実験の $t = 189000$ [s] でのエクスナー関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.

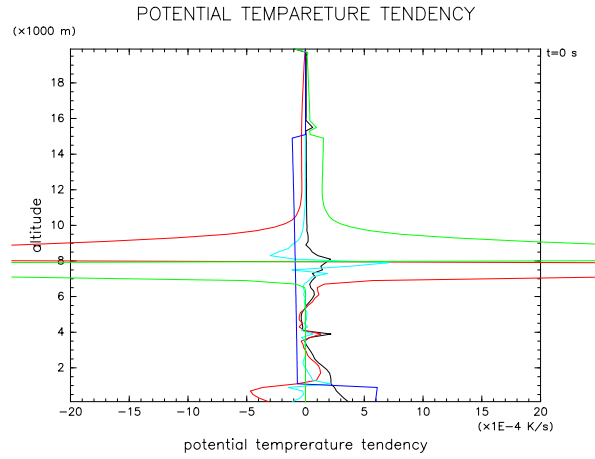


図 4.69: S135F0 実験の $t = 189000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.

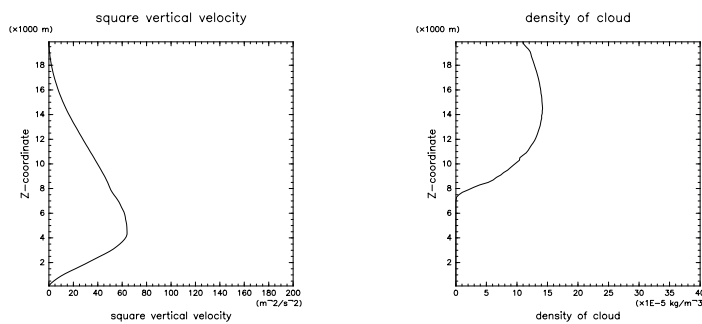


図 4.70: S135F0 実験の $t = 189000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

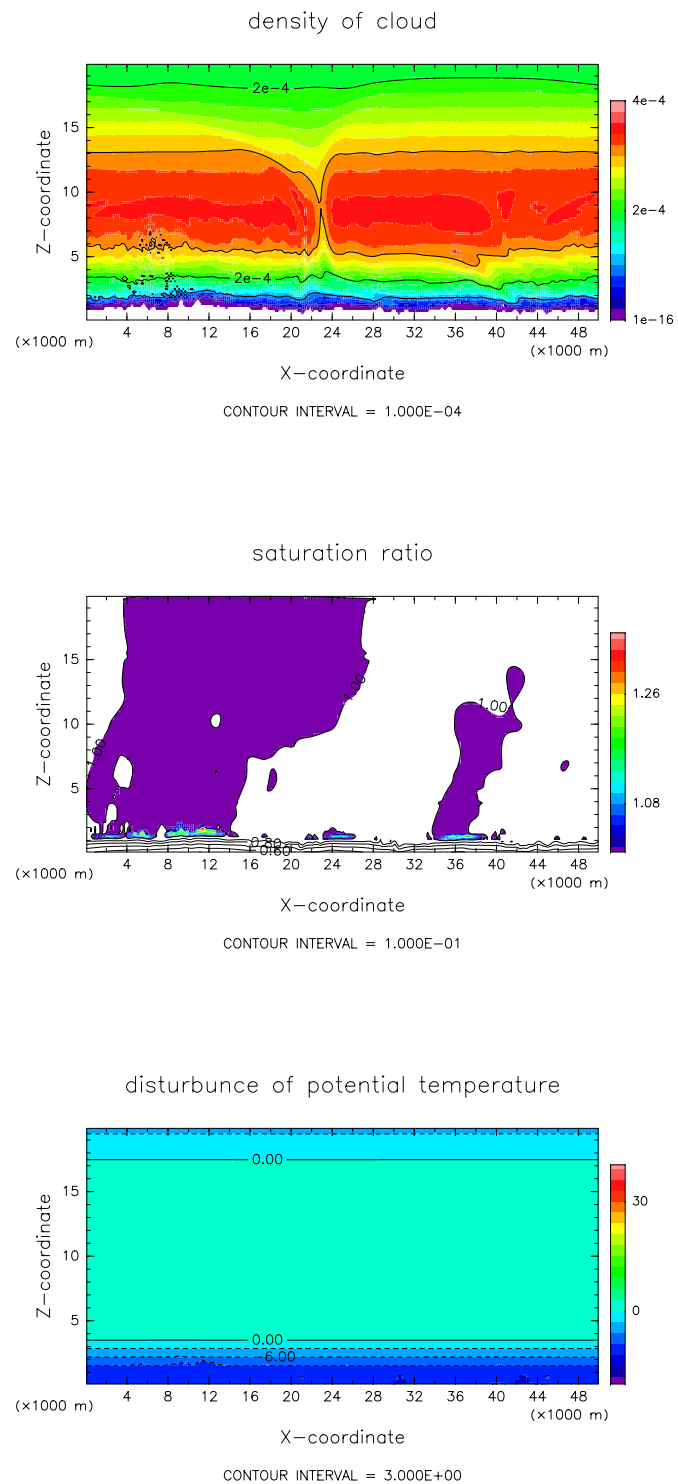


図 4.71: S135F0 実験の $t = 540000$ [s] での雲密度(上), 飽和比(中), 温位擾乱(下)の空間分布.

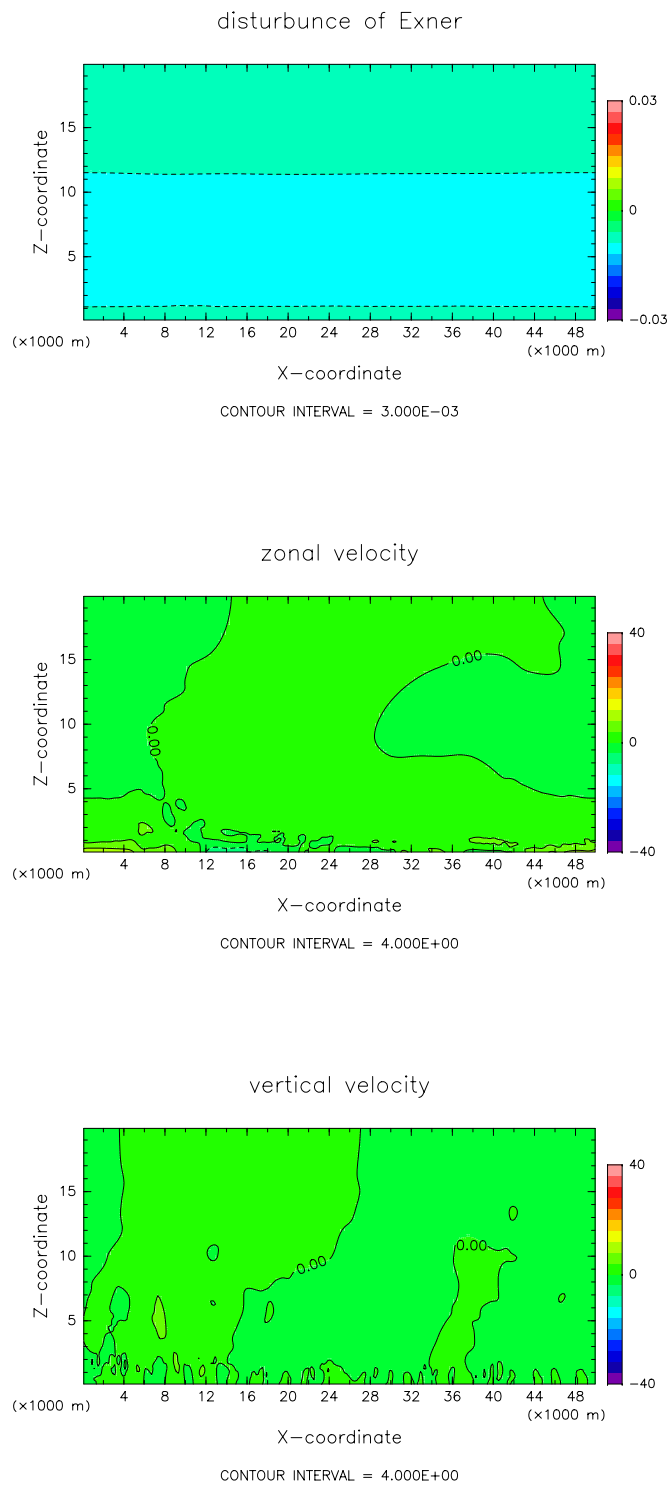


図 4.72: S135F0 実験の $t = 540000[s]$ でのエクスナー関数 (上), 水平流速 (中), 鉛直流速 (下) の空間分布.

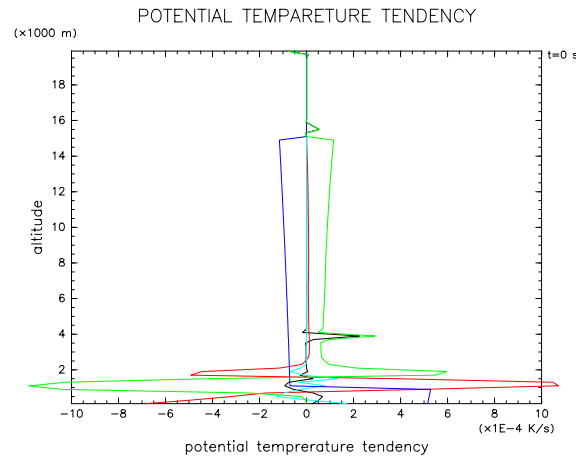


図 4.73: S135F0 実験の $t = 540000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.

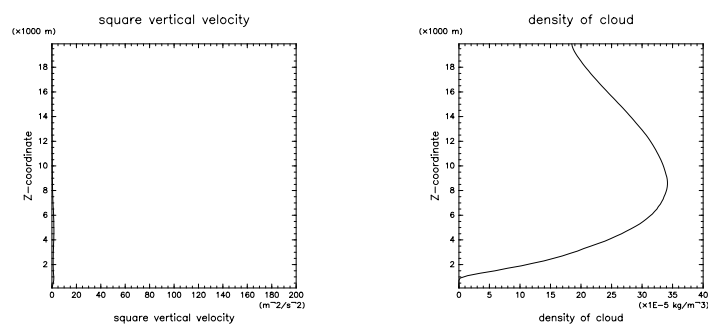


図 4.74: S135F0 実験の $t = 540000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

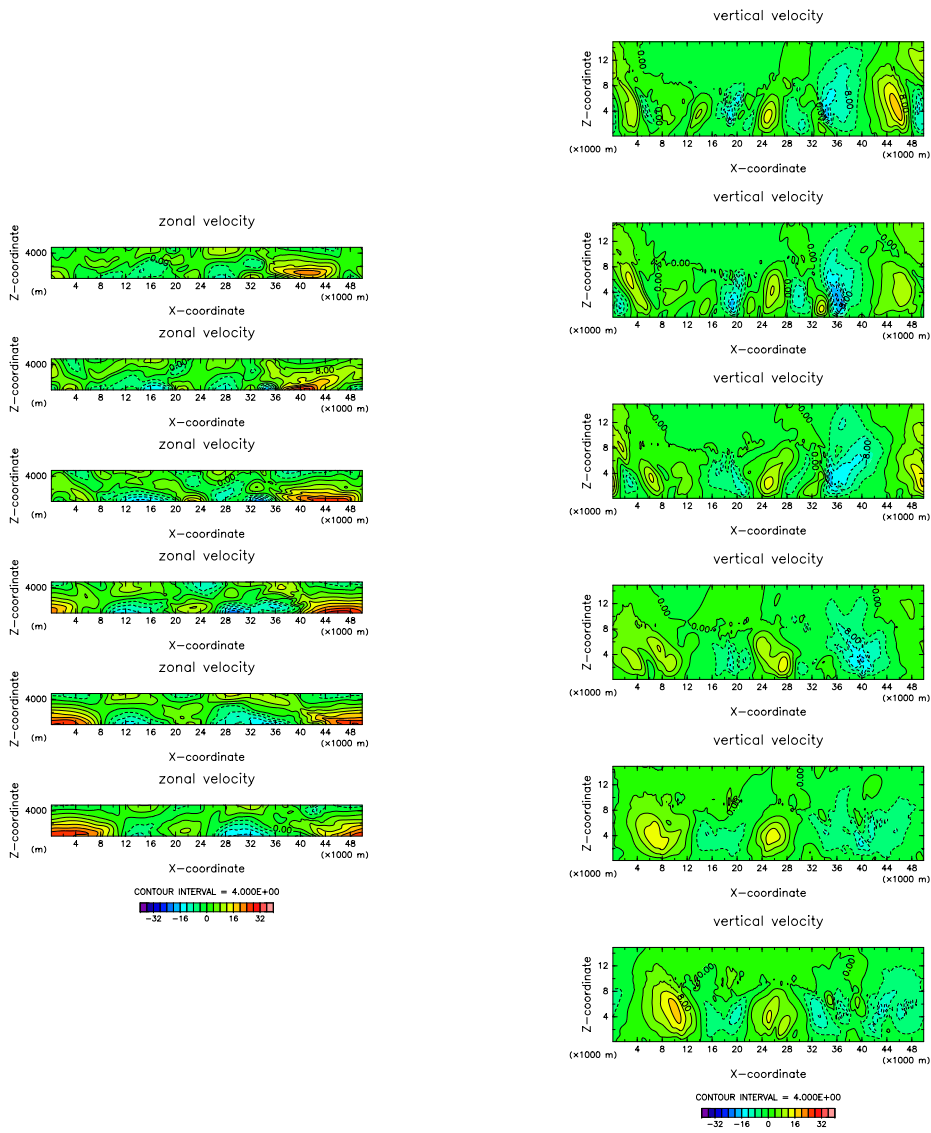


図 4.75: S135F0 実験の $t = 182400 - 185400$ [s] における u (左段), w (右段) の空間分布を 600 [s] 毎に出力したもの. 時刻の新しいものが下に来るように並べてある. u については高度 0 - 5 [km], w については高度 0 - 15 [km] での分布を示している.

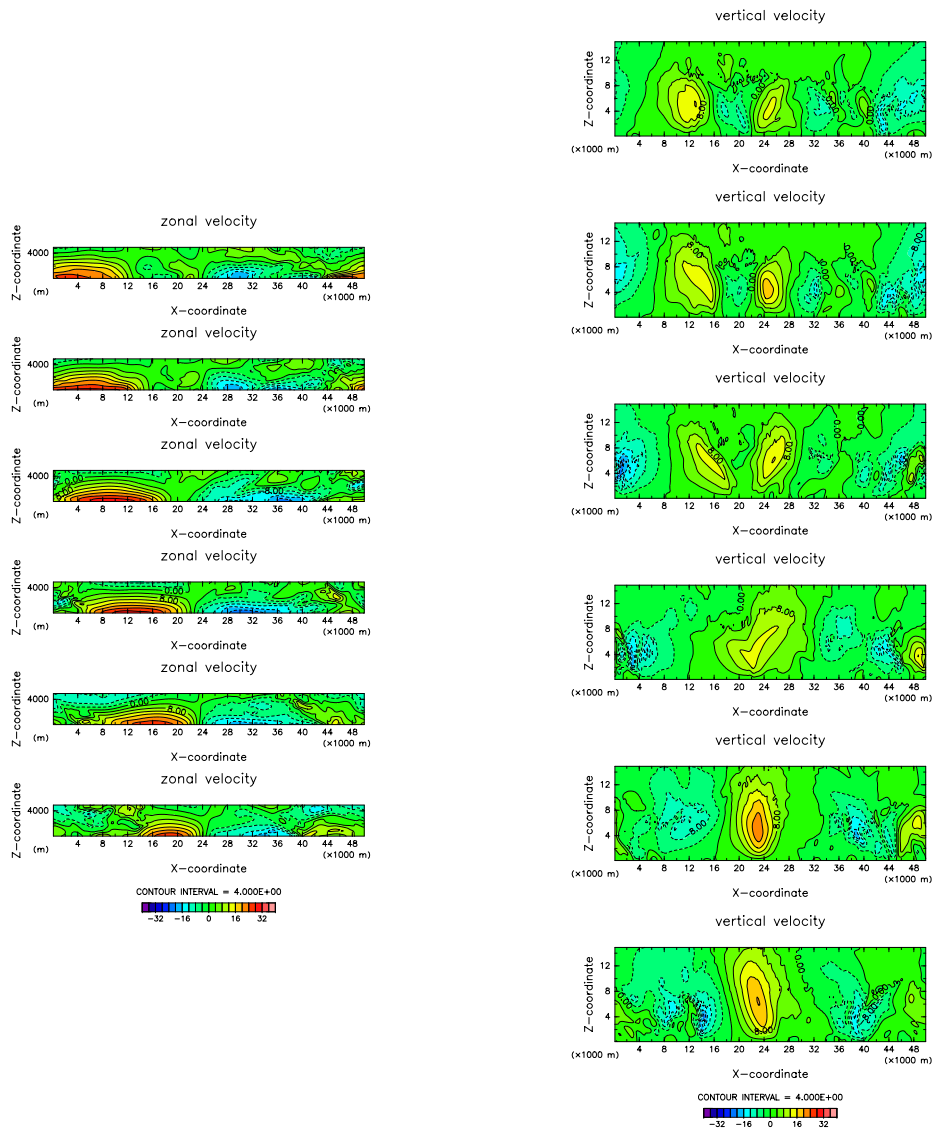


図 4.76: S135F0 実験の $t = 186000 - 189000$ [s] における u (左段), w (右段) の空間分布を 600 [s] 毎に出力したもの. 時刻の新しいものが下に来るように並べてある. u については高度 0 - 5 [km], w については高度 0 - 15 [km] での分布を示している.

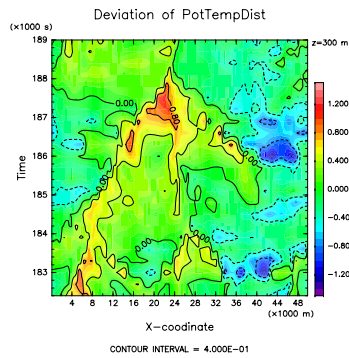


図 4.77: S135F0 実験の $t = 182400 - 189000$ [s] における $z = 300$ [m] での温位擾乱の水平平均からの偏差.

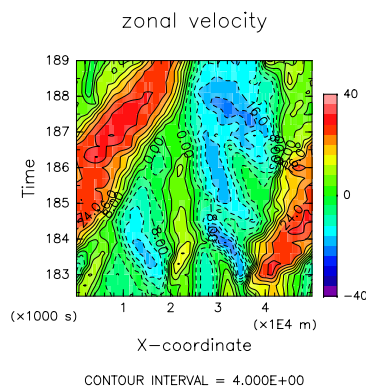


図 4.78: S135F0 実験の $t = 182400 - 189000$ [s] における $z = 300$ [m] での水平流速.

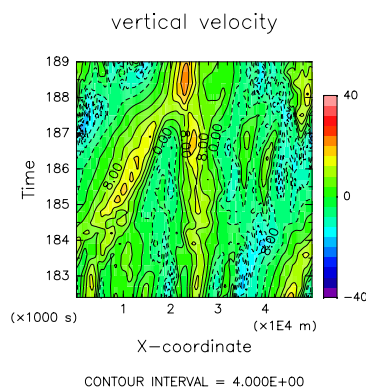


図 4.79: S135F0 実験の $t = 182400 - 189000$ [s] における $z = 4900$ [m] での鉛直流速.

4.4 雲粒落下を考慮した場合の大気主成分凝結対流実験

4.4.1 臨界飽和比が 1.0 の場合

4.4.1 節では臨界飽和比が 1.0, 雲粒落下を考慮した場合の大気主成分凝結対流実験 (以後, S100F0 実験と呼ぶ) の計算結果の説明とその考察を行なう. S100F1 実験での計算設定を表 4.9 に示す.

先ず各物理量の水平平均量の時間変化を示す. 図 4.80 に水平平均した雲密度の時間変化を示す. 雲底高度は時間とともに上昇し, その上昇の速さは約 1.0×10^{-2} [m/s] となっている. 雲頂高度は上下を繰り返しながら雲底高度よりも緩やかに上昇する傾向にある. 図 4.81 に全雲質量の時間変化を示す. おおよそ $t = 40000$ [s] までは増加傾向にあり, $t = 40000$ [s] 以降は減少傾向にある. $t = 40000$ [s] 以降での全雲質量の減少率は時間とともに小さくなっている. 全雲質量の最大値はおおよそ 7.0×10^3 [kg] となっている. 図 4.82 に全運動エネルギーの時間変化を示す. 全運動エネルギーは単調増加する傾向にあることが分かる. 任意の期間における増加率はほぼ一様となっており, S100F0 実験及び S135F0 実験で見られるような全運動エネルギーの急増が生じることはない. 図 4.83 に $t = 0, 200000, 400000, 600000, 800000$ [s] での温位の水平平均の鉛直分布を示す. 時間の経過とともに乾燥中立領域が拡大し, 中立領域での温位は上昇している. 時間の経過とともに雲底高度よりも上の領域での温位は低下している. 図 4.84 に $z = 1000, 5000, 10000, 15000$ [m] での温位の水平平均の時間変化を示す. $z = 5000$ [m], $z = 10000$ [m] での温位変化率はそれぞれ $t = 80000$ [s], $t = 600000$ [s] 前後で負から正に転じている. このことは $t = 80000$ [s], $t = 600000$ [s] においてそれぞれ $z = 5000$ [m], $z = 10000$ [m] が乾燥中立領域に突入したことを示唆する.

計算領域	水平 50 [km], 鉛直 20 [km]
格子点間隔	$\Delta x = 200$ [m], $\Delta z = 200$ [m]
計算時間	864000 [s] (10 [day])
時間ステップ	$\Delta t = 2.0$ [s], $\Delta \tau = 0.25$ [s]
基本場の温度	図 4.2 参照
放射強制	初期において高度 1 – 15 [km] で 5 [K/day] の冷却, 高度 0 – 1 [km] で 37.3 [K] の加熱. 加熱と冷却が常に釣り合うように振幅を調整. (4.1), (4.2), (4.3) 参照.
臨界飽和比	1.0
地表面フラックス	なし
凝結核数濃度	5.0×10^8 [kg ⁻¹]
凝結核半径	1.0×10^{-7} [m]
熱拡散係数	4.8×10^{-3} [W K ⁻¹ m ⁻¹]
雲密度計算での乱流拡散項	あり
雲密度計算での数値粘性項	あり
雲密度計算での雲粒落下項	あり
初期擾乱	気相下端に最大振幅 1 [K] のランダムな擾乱
雲密度の閾値	5.0×10^{-5} [kg/m ³]

表 4.9: S100F1 実験の計算設定.

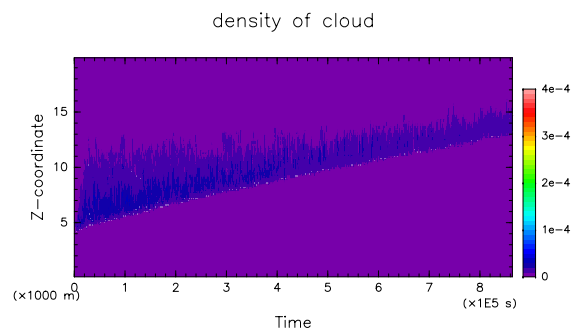


図 4.80: S100F1 実験での雲密度の水平平均の時間変化.

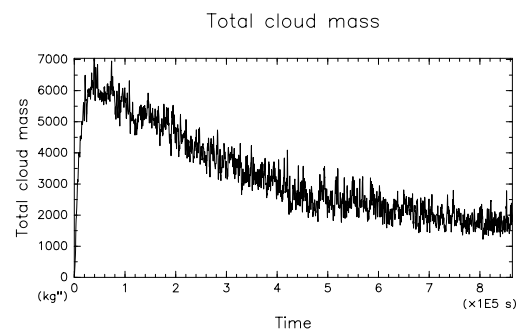


図 4.81: S100F1 実験での全雲質量の時間変化.

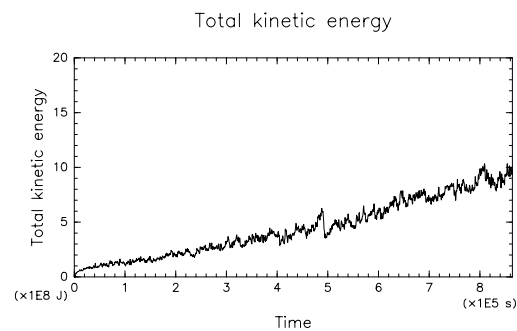


図 4.82: S100F1 実験での全運動エネルギーの時間変化.

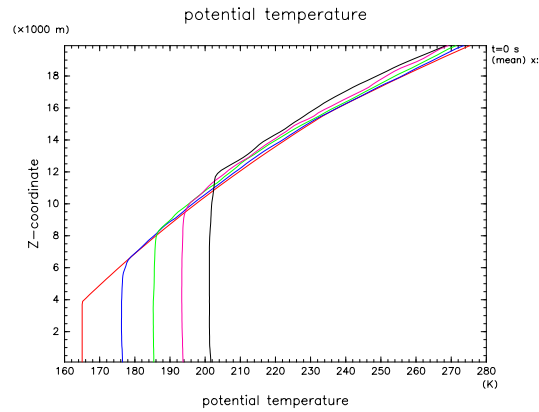


図 4.83: S100F1 実験での各時刻における温位の水平平均の鉛直分布. 赤色は $t = 0[s]$, 青色は $t = 200000[s]$, 緑色は $t = 400000[s]$, 紫色は $t = 600000[s]$, 黒色は $t = 800000[s]$ における分布をそれぞれ表す.

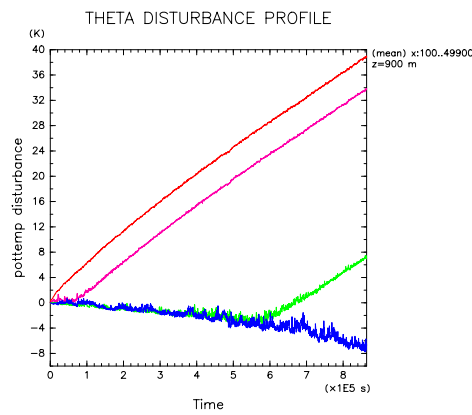


図 4.84: S100F1 実験での各高度における温位擾乱の水平平均の時間変化. 赤色は $z = 1000[m]$, 紫色は $z = 5000[m]$, 緑色は $z = 10000[m]$, 青色は $z = 15000[m]$ における温位擾乱の時間変化をそれぞれ表す.

次に各時刻での各物理量の分布を示す. 図 4.85, 図 4.86 に $t = 3000$ [s] の各予報変数の空間分布を示す. 図 4.29, 図 4.30 と比較すると, $t = 3000$ [s] における各物理量の分布は S100F0 実験と S100F1 実験とでよく類似していることが分かる. 北守 (2006) によると Cunningham 補正を行なった Stokes の法則から見積もった $10 [\mu\text{m}]$ オーダーの雲粒の落下速度は 10^{-1} [m/s] 程度である. $t = 3000$ [s] は対流の上昇域の直上にやや濃い雲が形成されて数 100 [s] 経った時刻に相当し, 雲粒の落下距離はせいぜい数 10 [m] 程度と見積もられる. $t = 3000$ [s] において S100F0 実験と S100F1 実験とで雲密度の分布にそれほど差がないのは以上の理由によるものと考えられる.

図 4.87 に $t = 3000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す. 図 4.31 と比較すると, $t = 3000$ [s] における温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与は S100F0 実験と S100F1 実験とでよく類似していることが分かる. 唯一の相違点は雲底高度 (高度約 4 [km]) 付近の凝結項の負のピークに着目すると, S100F1 実験の方が S100F0 実験よりもやや大きくなっている点である. S100F1 実験の凝結項の負のピークが大きくなっているのは雲粒落下に伴う冷却の効果によるものと考えられる.

図 4.88 に $t = 3000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布を示す. 図 4.32 と比較すると, $t = 3000$ [s] における w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布は S100F0 実験と S100F1 実験とでほぼ一致していることが分かる.

図 4.89, 図 4.90 に $t = 231000$ [s] の各予報変数の空間分布を示す. $x = 24000 - 35000$ [m], $z = 5000 - 10000$ [m] 付近に雲密度が 1.0×10^{-4} [kg/m³] 以上である三日月状の領域が存在する. 三日月状の雲領域の中心は上昇域に対応し, 三日月状の雲領域の両端は下降域に対応している. 三日月状の雲領域の両端では蒸発に伴う冷却が生じており, 下降流が強化されている. このような三日月状の雲領域の発生は雲粒落下を考慮した場合に特徴的な現象と考えられる. S100F1 実験の場合 $t = 60000$ [s] 頃から三日月状の雲領域の発生が確認でき, その後計算終了時刻の $t = 864000$ [s] まで頻繁に確認される.

図 4.91 に $t = 231000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す. 高度 0–7 [km] での温位上昇率は至るところで正となっている. 雲底高度付近での移流項の最大値及び最小値はそれぞれ 1.4×10^{-3} [K/s], -5.0×10^{-4} [K/s] となっている. また雲底高度付近での凝結加熱項の最大値及び最小値はそれぞれ 6.5×10^{-4} [K/s], -1.5×10^{-3} [K/s] となっている. 高度 8 [km] より上では移流項が正負に波打っており, 温位変化率の高度変化と移流項の高度変化には良い相関が見られる.

図 4.92 に $t = 231000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布を示す. 鉛直流が雲層の下部に侵入していることが確認できる.

$t = 231000$ [s] 以降での各物理量の特徴は雲底高度が上昇すること及び振幅が大きくなることを除いて $t = 231000$ [s] の特徴と基本的には変わらない。

S100F1 実験においても重力流が生じ、新たな対流を駆動している。例えば全運動エネルギーの増加率が他の時間帯よりも大きい $t = 477000 - 482400$ [s] における注目する。図 4.93, 図 4.94 に $t = 477000 - 482400$ [s] における ρ_s, u, w , の空間分布を示す。 $t = 477000 - 480000$ [s] において $x = 36000$ [m] 付近で雲粒の重力落下に伴う雲の下層への輸送が生じている。下層での雲の蒸発により, $x = 36000$ [m] 付近には最大で 20 [m/s] に達する下降流が形成されている。下降流が地表面に到達することにより 1 対の重力流が生じる。その後 2 つの重力流は $t = 482400$ [s] で $x = 14000$ [m] 付近で収束し, 上昇流を形成している。

S100F1 実験の場合, 雲粒の重力落下に伴う雲の下方への輸送は常に起こりうるので, 重力流を作り出すという点では S100F0 実験や S135F0 実験よりも有利であると言える。しかし雲粒落下を考慮する場合, 厚い雲は長時間存在できずに継続的に下方へ落下する為, S100F0 実験及び S135F0 実験とは異なり, 厚い雲層は形成されない。従って S100F1 実験において雲層に侵入した対流の下降域が一度に下方に運び出せる雲の量は S100F0 実験や S135F0 実験の場合よりも少ない。強い重力流を作り出すという点では S100F1 実験の場合は S100F0 実験や S135F0 実験に比べて不利であると言える。S100F1 実験において全運動エネルギーの急増が起こらないのは以上の理由によると考えられる。

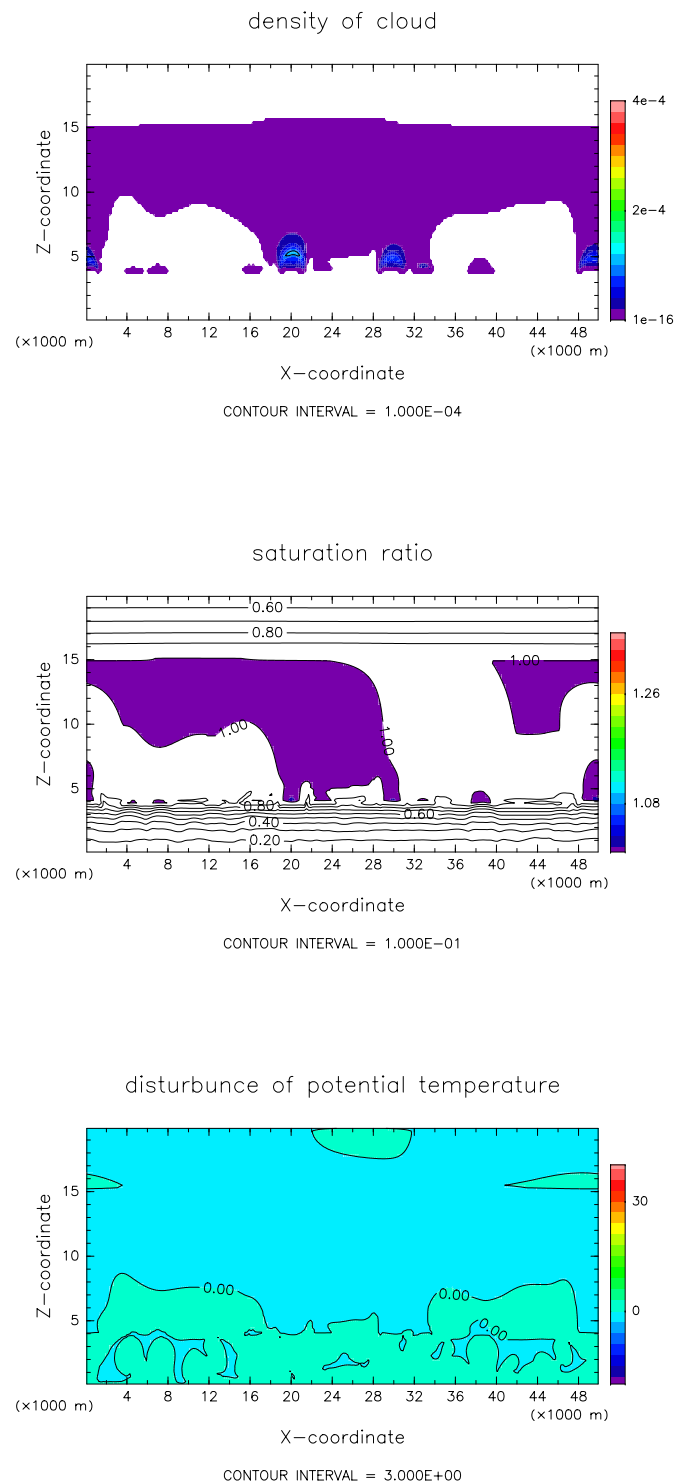


図 4.85: S100F1 実験の $t = 3000[s]$ での雲密度(上), 飽和比(中), 温位擾乱(下)の空間分布.

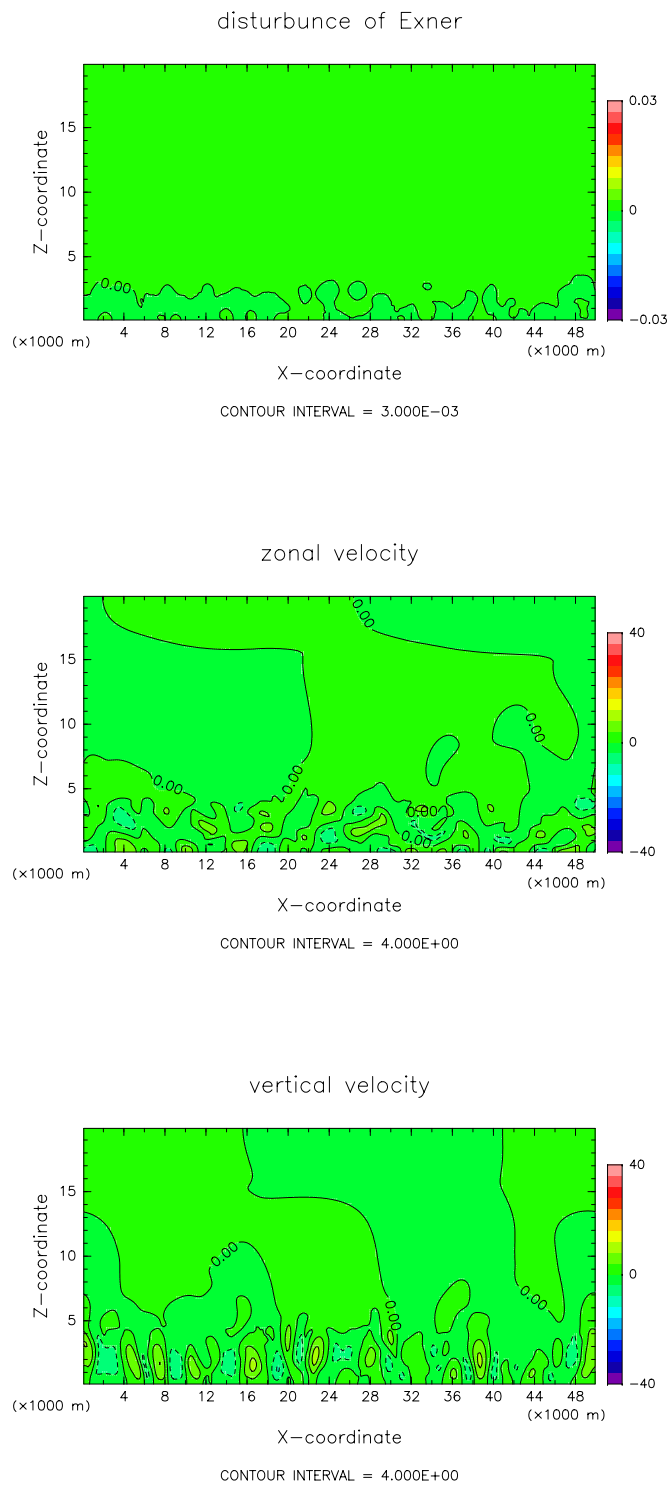


図 4.86: S100F1 実験の $t = 3000[s]$ でのエクスナー関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.

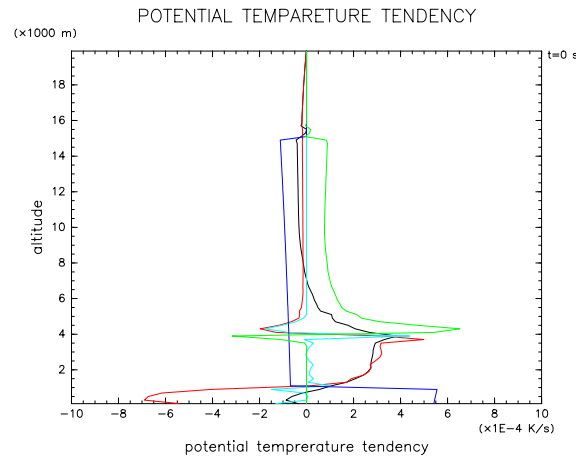


図 4.87: S100F1 実験の $t = 3000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.

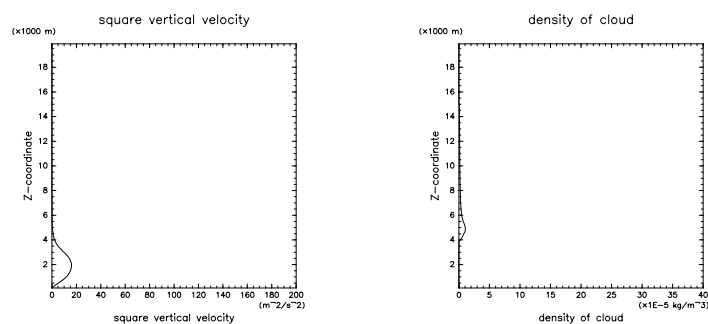


図 4.88: S100F1 実験の $t = 3000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

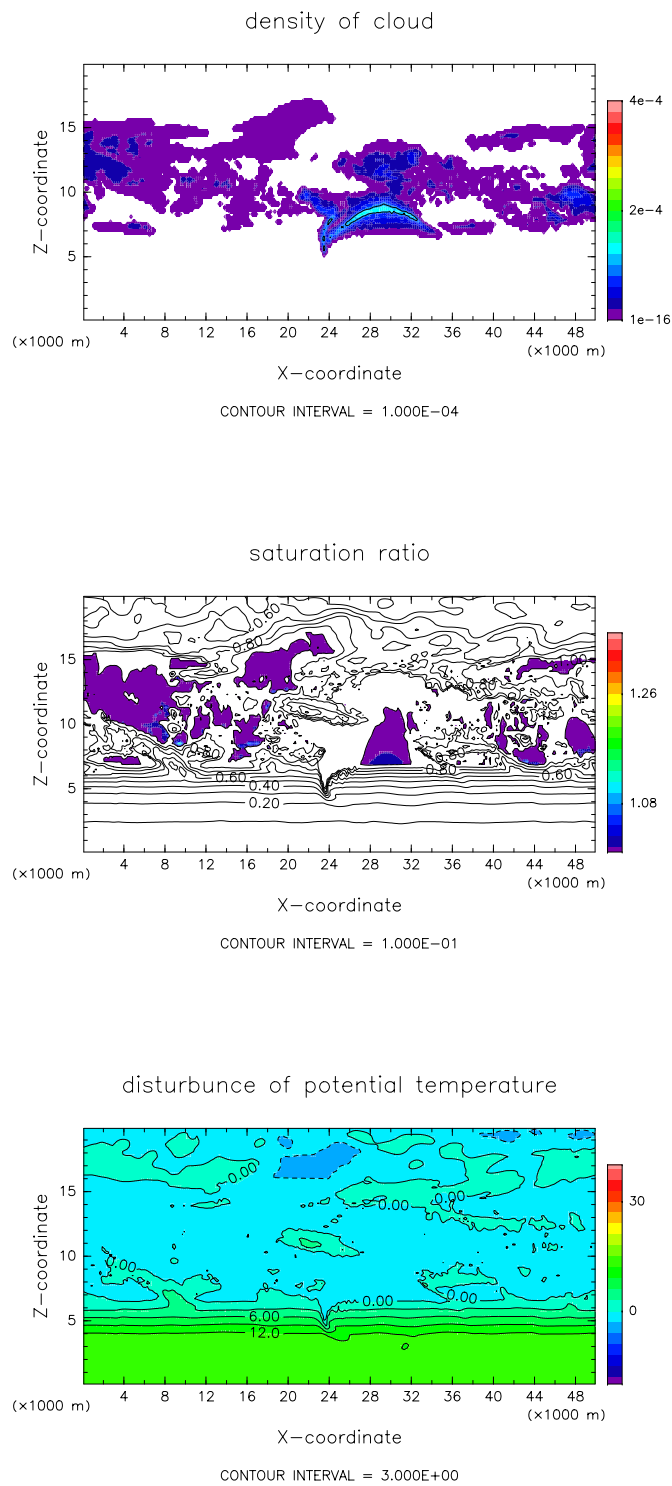


図 4.89: S100F1 実験の $t = 231000[s]$ での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.

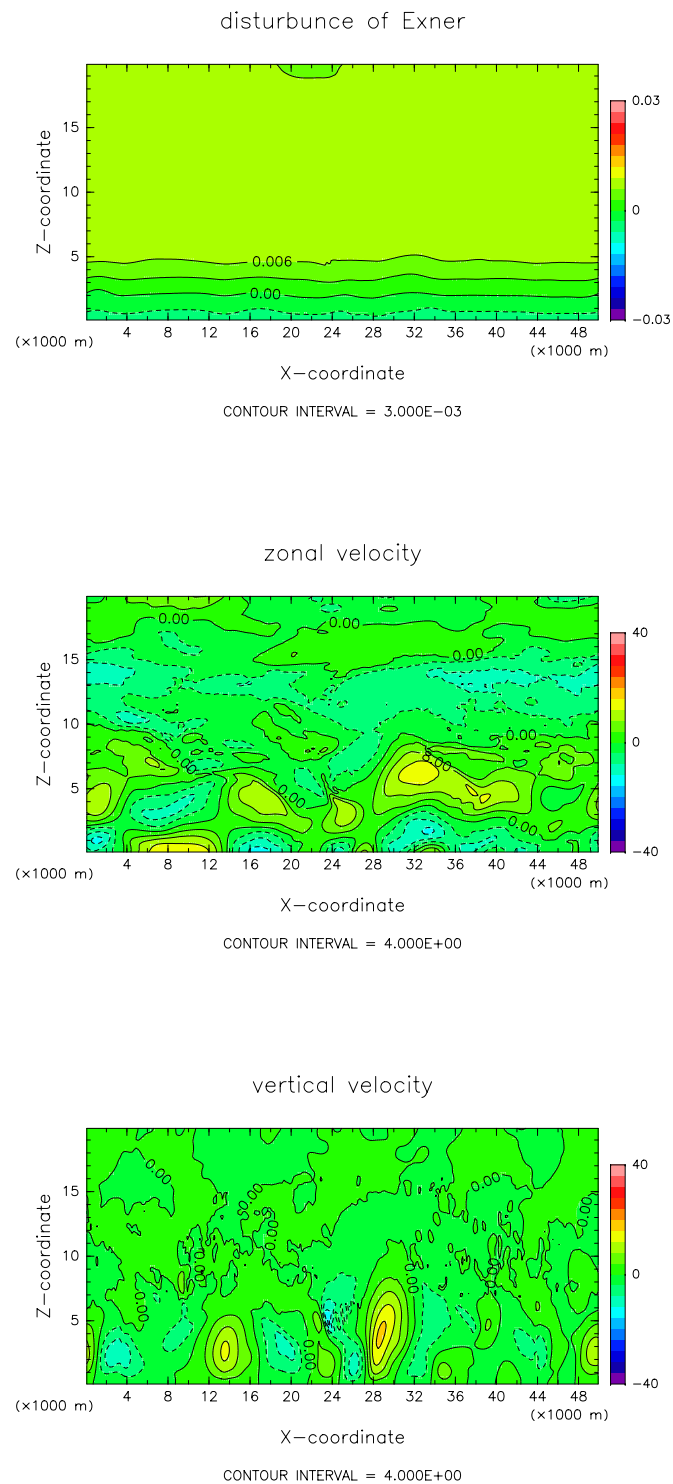


図 4.90: S100F1 実験の $t = 231000$ [s] でのエクスナー関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.

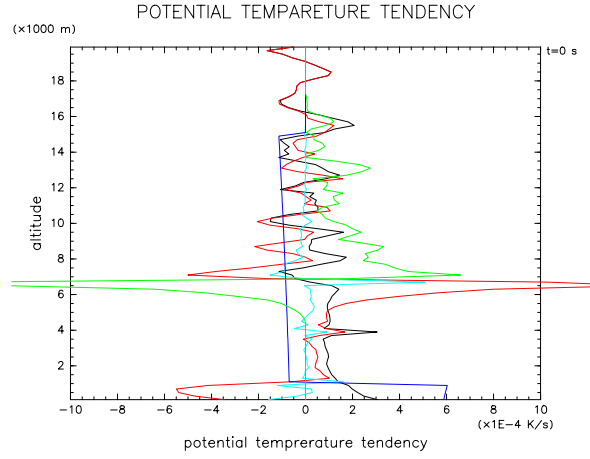


図 4.91: S100F1 実験の $t = 231000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.

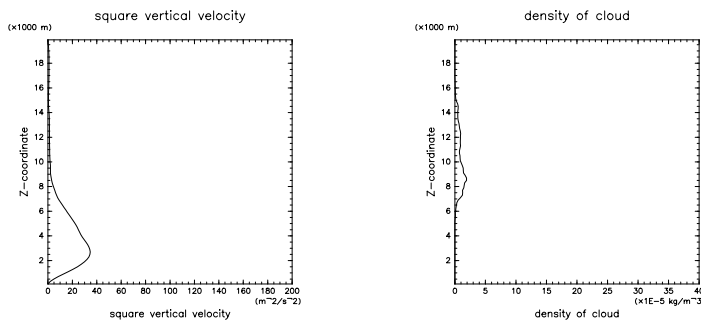


図 4.92: S100F1 実験の $t = 231000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

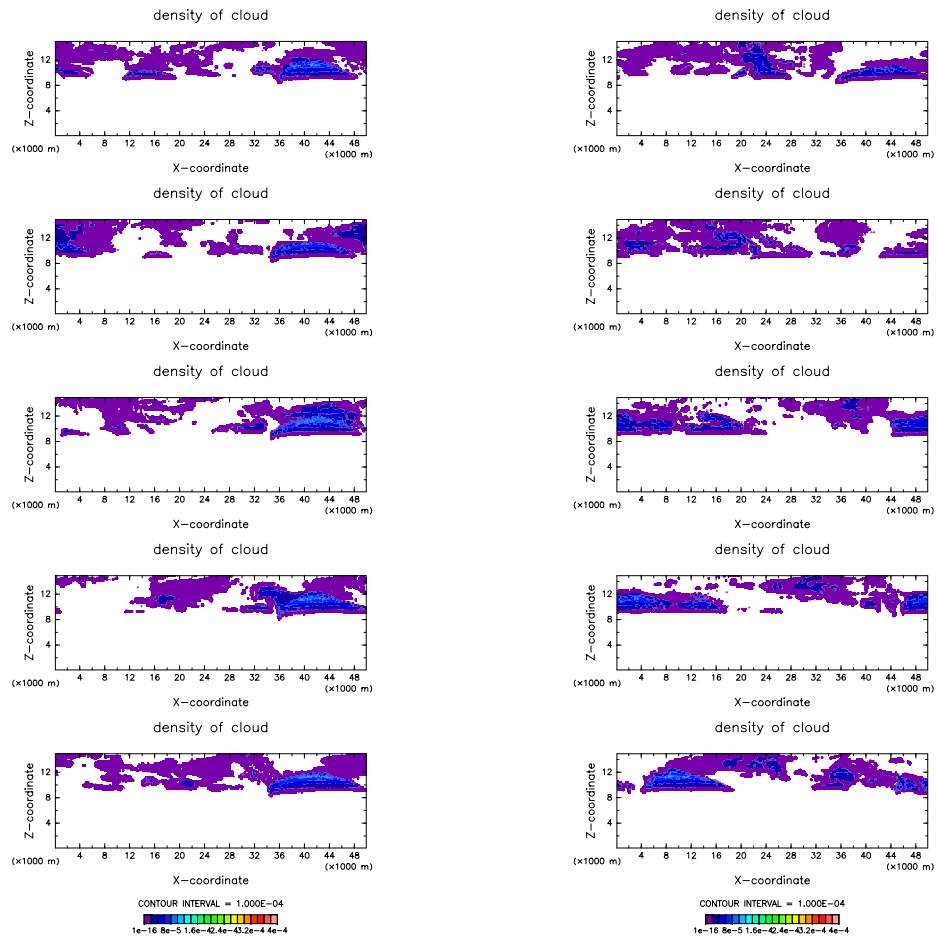


図 4.93: S100F0 実験の $t = 477000 - 482400$ [s] における ρ_s の高度 0 - 15 [km] での空間分布を 600 [s] 毎に出力したもの. 左段に $t = 477000 - 479400$ [s], 右段に $t = 480000 - 482400$ [s] における分布を示す.

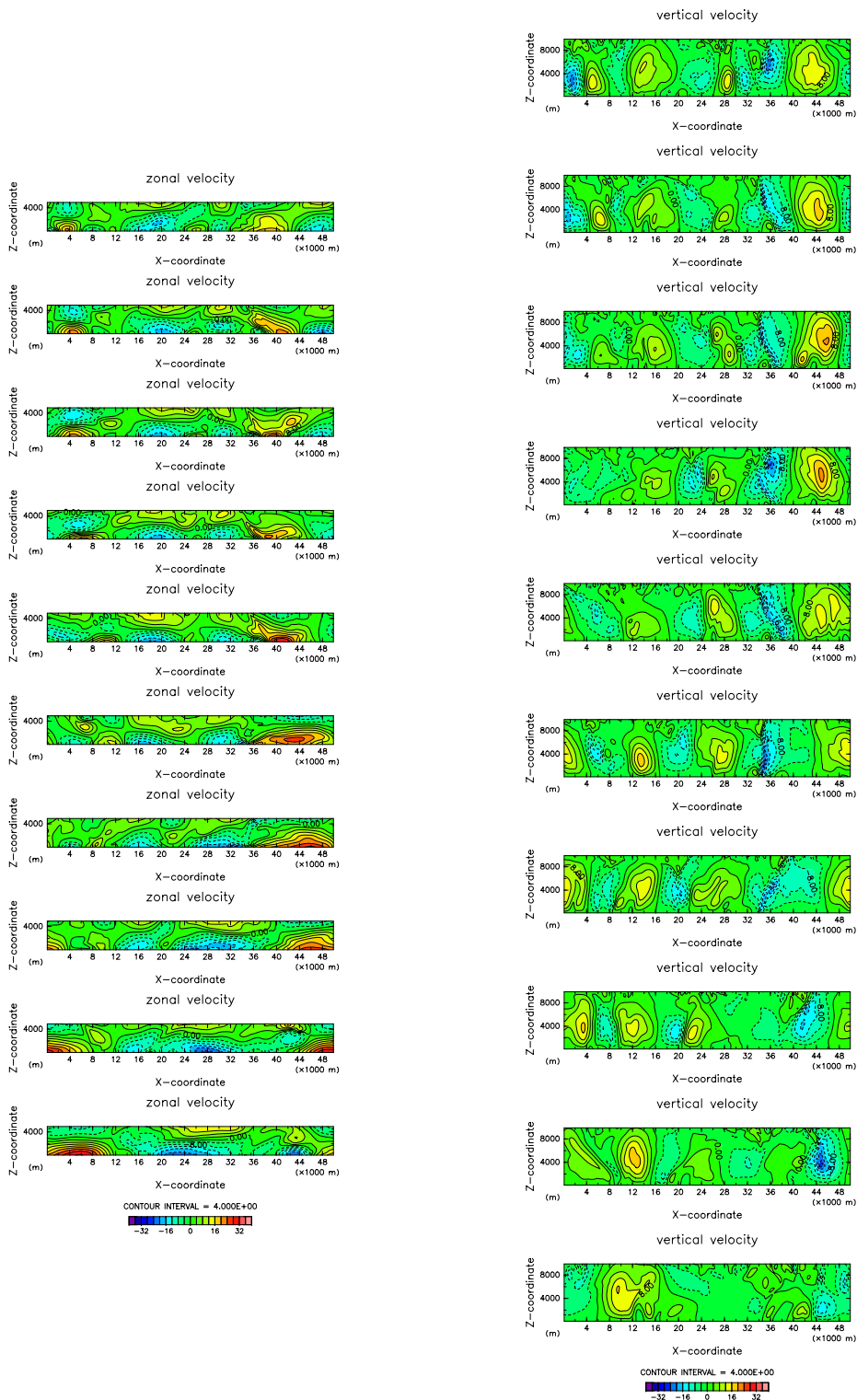


図 4.94: S100F0 実験の $t = 477000 - 482400$ [s] における u, w の空間分布を 600 [s] 毎に出力したもの。 u については高度 0 - 5 [km], w については高度 0 - 10 [km] での分布を示している。

4.4.2 臨界飽和比が 1.35 の場合

4.4.2 節では臨界飽和比が 1.35, 雲粒落下を考慮した場合の大気主成分凝結対流実験 (以後, S135F1 実験と呼ぶ) の計算結果の説明とその考察を行なう. S100F0 実験での計算設定を表 4.9 に示す.

先ず各物理量の水平平均量の時間変化を示す. 図 4.95 に水平平均した雲密度の時間変化を示す. 雲底高度は時間とともに上昇し, その上昇の速さは約 4.6×10^{-3} [m/s] となっている. 雲頂高度は高度 10 [km] と高度 15 [km] の間で上下を繰り返す. 図 4.96 に全雲質量の時間変化を示す. おおよそ $t = 100000$ [s] までは増加傾向にあり, $t = 100000$ [s] 以降は減少傾向にある. 全雲質量の最大値はおおよそ 7.8×10^3 [kg] となっている. 図 4.97 に全運動エネルギーの時間変化を示す. 全運動エネルギーは単調増加する傾向にあることが分かる. S100F1 実験と同様, 任意の期間における増加率はほぼ一様となっている. 図 4.98 に $t = 0, 200000, 400000, 600000, 800000$ [s] での温位の水平平均の鉛直分布を示す. 時間の経過とともに乾燥中立領域が拡大し, 中立領域での温位は上昇している. 時間の経過とともに下層での温位は上昇し, 上層での温位は低下している. 図 4.99 に $z = 1000, 5000, 10000, 15000$ [m] での温位の水平平均の時間変化を示す. 各高度における温位変化率はほぼ一定であり, 雲底より下層での変化率は正, 雲底より上層での変化率は負となっている.

計算領域	水平 50 [km], 鉛直 20 [km]
格子点間隔	$\Delta x = 200$ [m], $\Delta z = 200$ [m]
計算時間	864000 [s] (10 [day])
時間ステップ	$\Delta t = 2.0$ [s], $\Delta \tau = 0.25$ [s]
基本場の温度	図 4.2 参照
放射強制	初期において高度 1 – 15 [km] で 5 [K/day] の冷却, 高度 0 – 1 [km] で 37.3 [K] の加熱. 加熱と冷却が常に釣り合うように振幅を調整. (4.1), (4.2), (4.3) 参照.
臨界飽和比	1.35
地表面フラックス	なし
凝結核数濃度	5.0×10^8 [kg ⁻¹]
凝結核半径	1.0×10^{-7} [m]
熱拡散係数	4.8×10^{-3} [W K ⁻¹ m ⁻¹]
雲密度計算での乱流拡散項	あり
雲密度計算での数値粘性項	あり
雲密度計算での雲粒落下項	あり
初期擾乱	気相下端に最大振幅 1 [K] のランダムな擾乱
雲密度の閾値	5.0×10^{-5} [kg/m ³]

表 4.10: S135F1 実験の計算設定.

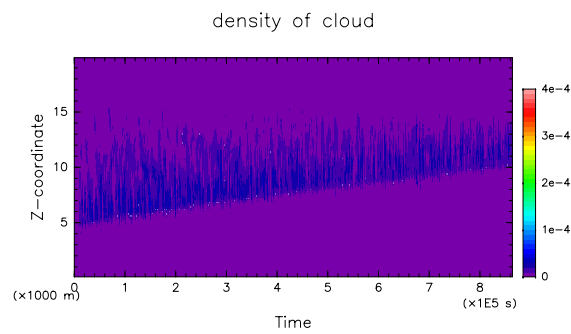


図 4.95: S135F1 実験での雲密度の水平平均の時間変化.

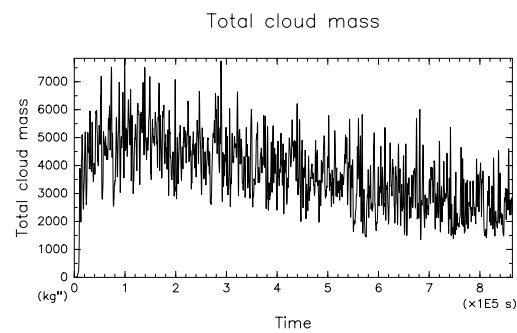


図 4.96: S135F1 実験での全雲質量の時間変化.

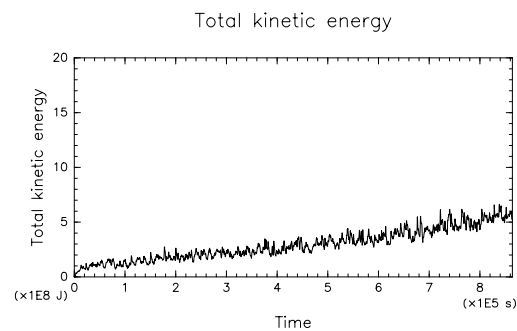


図 4.97: S135F1 実験での全運動エネルギーの時間変化.

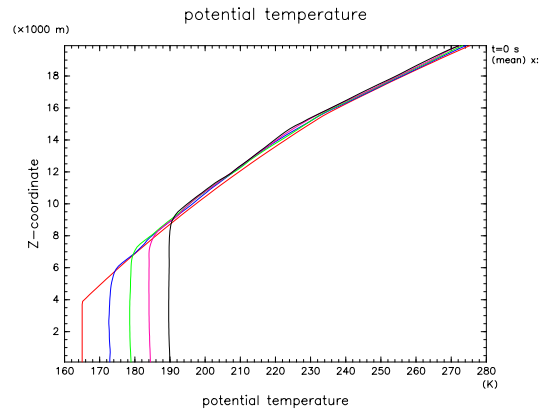


図 4.98: S135F1 実験での各時刻における温位の水平平均の鉛直分布. 赤色は $t = 0[s]$, 青色は $t = 200000[s]$, 緑色は $t = 400000[s]$, 紫色は $t = 600000[s]$, 黒色は $t = 800000[s]$ における分布をそれぞれ表す.

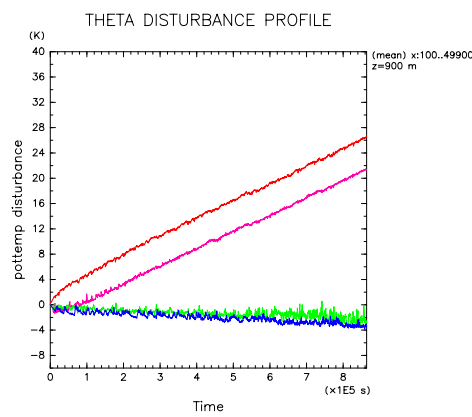


図 4.99: S135F1 実験での各高度における温位擾乱の水平平均の時間変化. 赤色は $z = 1000[m]$, 紫色は $z = 5000[m]$, 緑色は $z = 10000[m]$, 青色は $z = 15000[m]$ における温位擾乱の時間変化をそれぞれ表す.

次に各時刻での各物理量の分布を示す. 図 4.100, 図 4.101 に $t = 12000$ [s] の各予報変数の空間分布を示す. S135F0 実験と同様に $x = 49000$ [m] 付近に塔状の雲が形成されている. S135F0 実験では塔状雲が高度 4 – 16 [km] に分布していたのに対し (図 4.59), S135F1 では塔状雲が雲粒落下の効果により下方へ移動し, 高度 2.5 – 14 [km] に分布している. S135F1 実験の塔状雲の下端は乾燥領域に侵入しており, 蒸発に伴う強い冷却が生じている. 塔状雲の直下では強い冷却によって約 23 [m/s] にも及ぶ強い下降流が生じている.

図 4.102 に $t = 12000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す. 高度 2 – 4 [km] では正の移流が蒸発冷却よりも大きく, 温位変化率が正となっている. 高度 5 – 8 [km] では蒸発冷却が支配的であり, 温位変化率が負となっている. 高度 8 – 14 [km] では凝結加熱が放射冷却に打ち勝ち, 温位変化率が正となっている.

図 4.103 に $t = 12000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布を示す. w^2 の分布は同時刻における S135F0 実験の w^2 の分布と類似している (図 4.62). 一方, ρ_s の分布は S135F1 実験の ρ_s の分布 (図 4.63) に比べて下方にシフトしていることが分かる.

図 4.103 に $t = 12000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の鉛直分布を示す. w^2 の分布は同時刻における S135F0 実験の w^2 の分布と類似している (図 4.62). 一方, ρ_s の分布は S135F1 実験の ρ_s の分布 (図 4.63) に比べて下方にシフトしていることが分かる.

図 4.104, 図 4.105 に $t = 336600$ [s] の各予報変数の空間分布を示す. 高度 5 – 6 [km] の $x = 2000$ [m] 付近, $x = 16000$ [m] 付近, 並びに $x = 48000$ [m] 付近において雲粒の重力落下による雲の下方への輸送が生じている. 特に $x = 48000$ [m] では下降流が地表面に達し, 重力流が形成されつつある. この重力流は新たな対流を形成するのに寄与することになる. 即ち S135F1 実験においても重力流による対流の駆動が生じている.

図 4.106 に $t = 336600$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与を示す. 雲底高度付近 (高度約 7 [km]) での移流項の最大値及び最小値はそれぞれ 1.35×10^{-3} [K/s], -6.7×10^{-4} [K/s] となっている. また雲底高度付近での凝結加熱項の最大値及び最小値はそれぞれ 9.5×10^{-4} [K/s], -1.4×10^{-3} [K/s] となっている. 高度 2 – 4 [km] では正の移流が蒸発冷却よりも大きく, 温位変化率が正となっている. 高度 5 – 8 [km] では蒸発冷却が支配的であり, 温位変化率が負となっている. 高度 8 – 14 [km] では凝結加熱が放射冷却に打ち勝ち, 温位変化率が正となっている.

図 4.97 に示した通り, S135F1 実験においても全運動エネルギーの急増は発生しない. S100F1 実験同様, S135F1 実験では雲粒落下の効果により, S100F0 実験及び S135F0 実験で現れる厚い雲層は形成されず, 重力流による対流の効率的な強化は

起こらない為と考えられる.

S100F0 実験及び S135F0 実験における考察で述べた通り, 臨界飽和比が大きいほど雲底高度の低下において有利であると考えられる. それにも拘らず S135F1 実験では雲底高度が低下することはない. 先に述べた通り雲粒の重力落下を考慮する場合, 重力流による対流の効率的な強化は起こらないので, ある時刻で対流の下降域において乾燥領域へ輸送される雲の量は雲粒落下を無視した場合よりも少なく, 乾燥領域を十分冷却することはできない. また十分時間が経って対流が雲層内に侵入できるほどに発達したとしても, 雲層は乾燥領域の温位を低下させるほど十分に厚くないので, やはり雲底高度は低下することはない. 以上より雲粒落下の効果を無視した方が雲底高度の低下において有利であると考えられる.

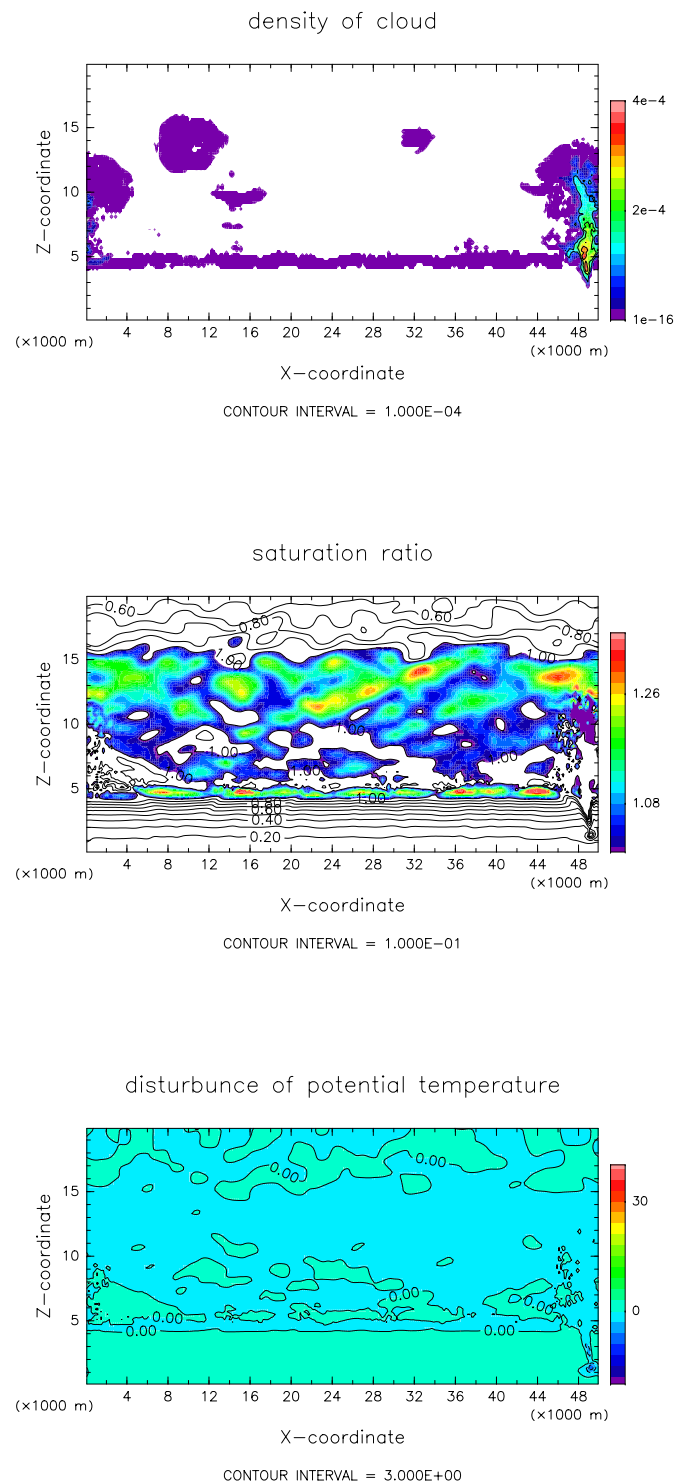


図 4.100: S135F1 実験の $t = 12000$ [s] での雲密度(上), 飽和比(中), 温位擾乱(下)の空間分布.

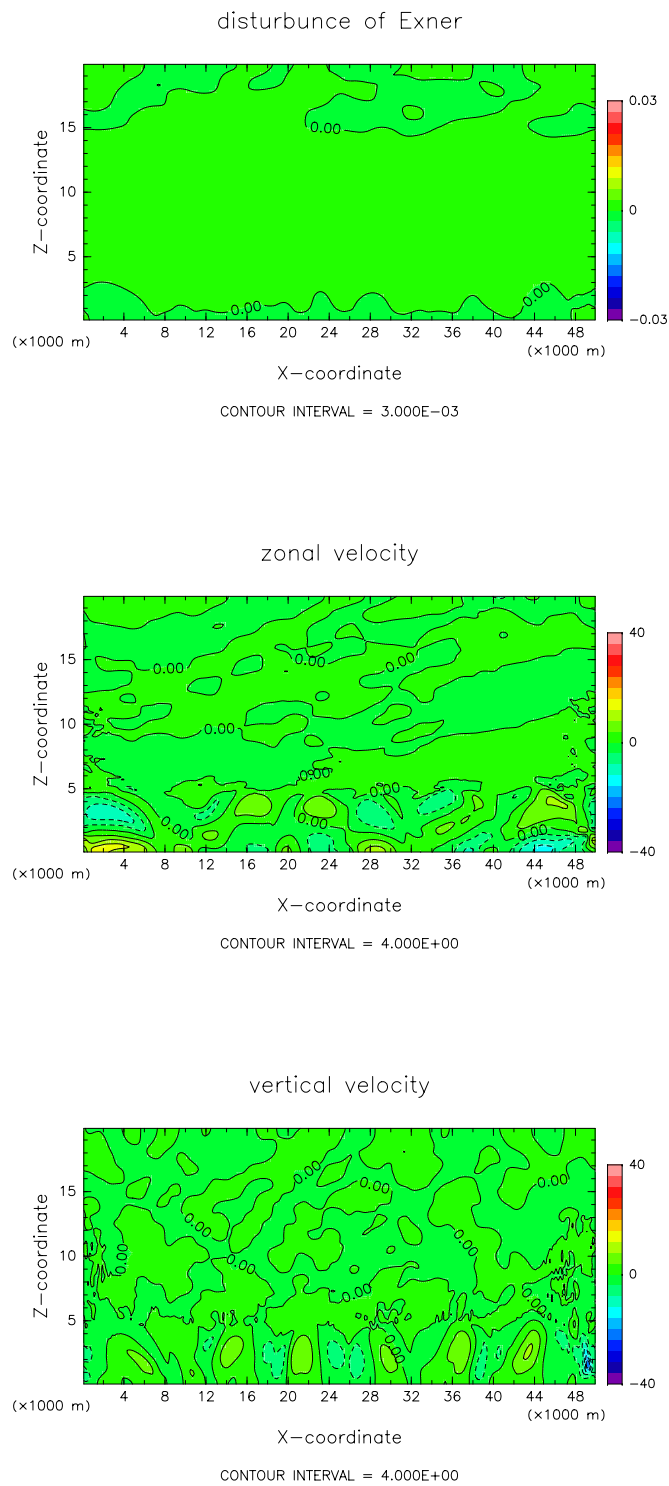


図 4.101: S135F1 実験の $t = 12000[s]$ でのエクスナー関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.

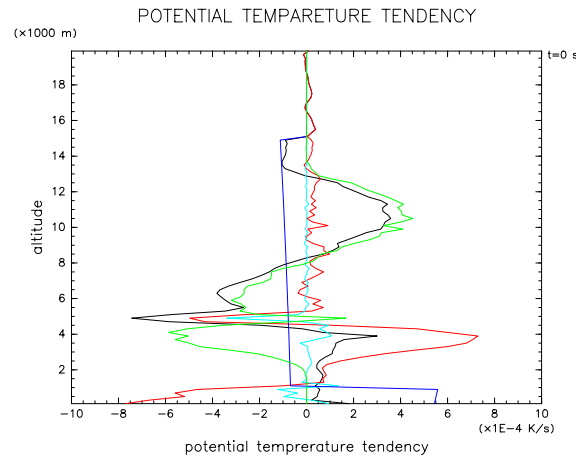


図 4.102: S135F1 実験の $t = 12000$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.

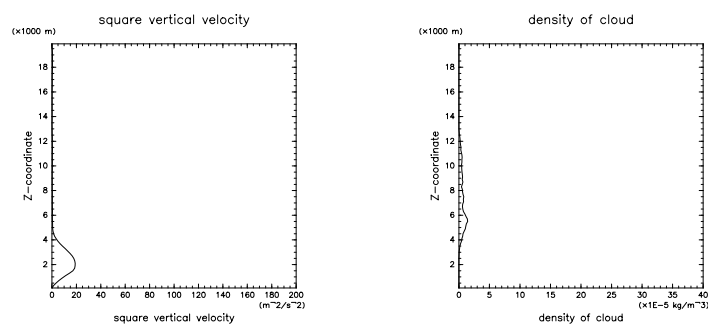


図 4.103: S135F1 実験の $t = 12000$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

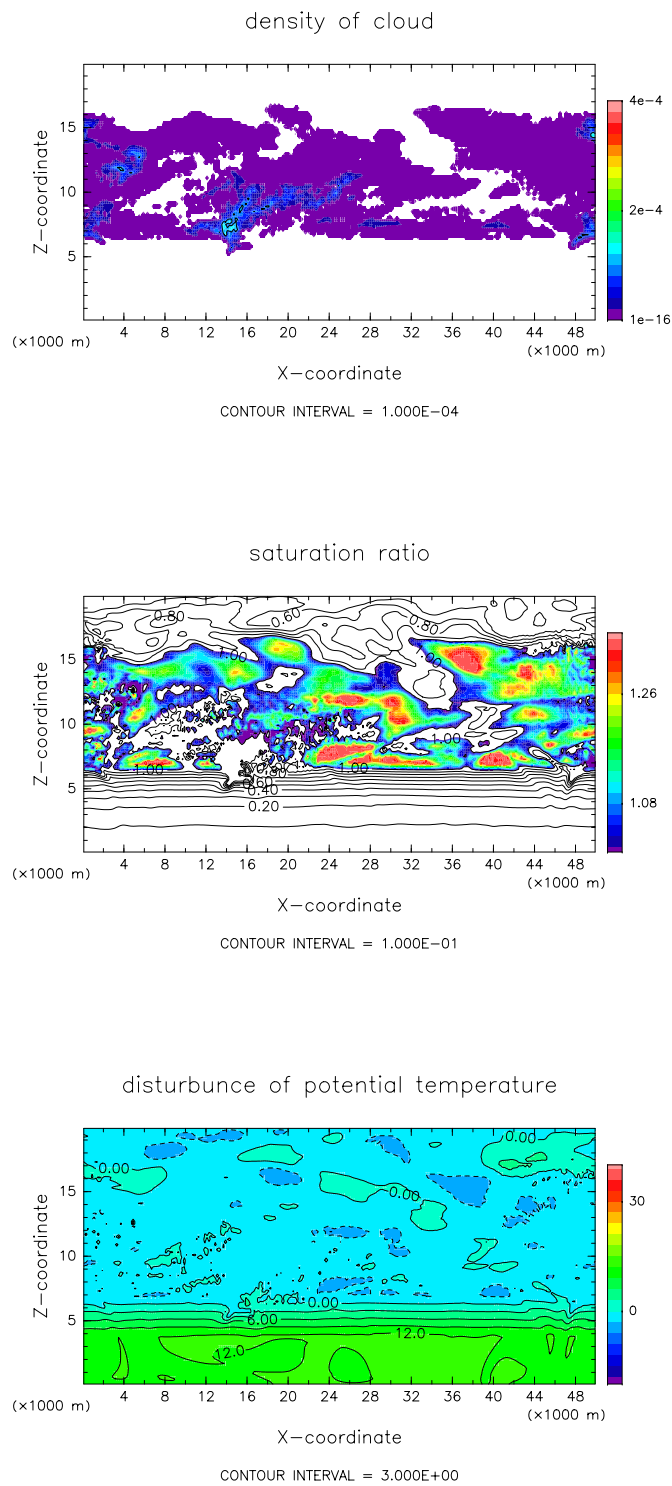


図 4.104: S135F1 実験の $t = 336600[s]$ での雲密度 (上), 飽和比 (中), 温位擾乱 (下) の空間分布.

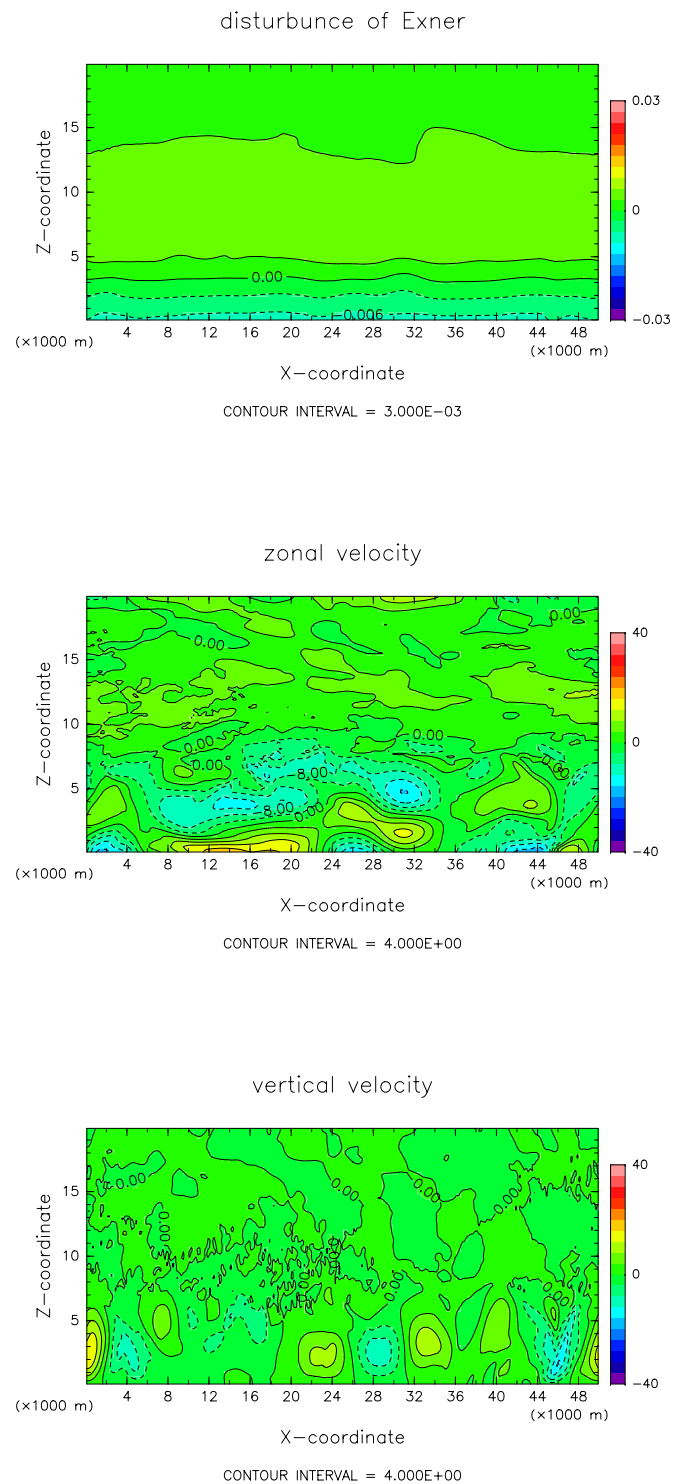


図 4.105: S135F1 実験の $t = 336600$ [s] でのエクスナー関数(上), 水平流速(中), 鉛直流速(下)の空間分布.

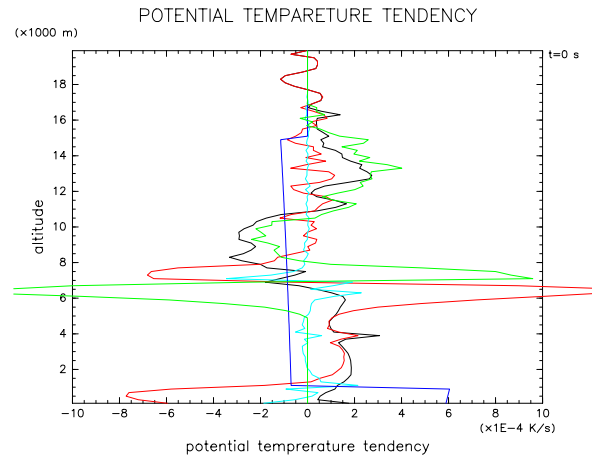


図 4.106: S135F1 実験の $t = 336600$ [s] での温位擾乱の時間変化に対する各項の寄与. 赤色は移流項, 水色は乱流拡散項, 青色は放射加熱項, 緑色は凝結加熱項, 黒色は移流項, 乱流拡散項, 放射加熱項, 凝結加熱項, 散逸加熱項, 数値粘性項の和を表す.

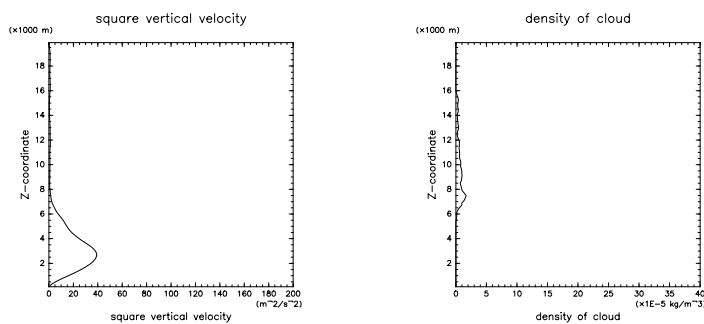


図 4.107: S135F1 実験の $t = 336600$ [s] での w^2 の水平平均と ρ_s の水平平均の分布.

第5章 まとめ

本研究では北守(2006)の大気主成分の凝結を考慮した2次元非静力学モデルを拡張し、大気主成分の凝結を伴う対流の性質について調べた。

モデルでは支配方程式として準圧縮方程式(Klemp and Wilhelmson, 1978)に大気主成分の凝結の効果を検討したもの(Odaka et al., 2005)を採用した。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次のクロージャモデル(Klemp and Wilhelmson, 1978)で表現し、地表面フラックスを簡略化されたバルク法(中島, 1994)で表現した。雲物理パラメタリゼーションについては、雲粒の拡散成長を考慮して凝結量を表現し、雲粒の重力落下過程を雲粒の終端速度での移流として表現した。

空間方向の離散化には2次又は4次の中心差分を用い、時間方向の離散化にはオイラー法及びクランク・ニコルソン法を用いた。時間積分にはモード別時間分割法を用い、音波と凝結に関連する項は短い時間ステップで評価し、それ以外の項は長い時間ステップで評価した。

本研究では先ず北守(2006)のモデルで用いられていた凝結過程の改良を行なった。過飽和を許容する計算において、北守(2006)のモデルの凝結過程を用いると非物理的な凝結が生じることが判明した。そこで雲密度の計算で閾値を導入することにより非物理的な凝結を抑制するようにした。

次に改良した凝結過程を用いて、北守(2006)で行なったサーマル上昇実験の再計算を実施した。その結果、臨界飽和比が1.35の場合、北守(2006)の計算結果よりも雲の生成量が少なく、サーマルの浮力のみによる上昇では雲を生成しにくいことが判明した。

更に改良した凝結過程を用いて、放射強制のもとで次々と湿潤対流を生じさせる計算を10日間行なった。この実験では臨界飽和比が1.0の場合(S100)と1.35の場合(S135)について考え、また雲粒の重力落下効果が存在しない場合(F0)と存在する場合(F1)について考えた。

いずれの実験においても対流は雲内部に侵入しにくいことが分かった。S135実験ではS100実験に比べて一度に急激な潜熱解放が生じやすく、雲内部で鉛直流が強くなった。

S100F0, S135F0 実験では対流が急成長する時間帯が存在するのに対し, S100F1 実験, S135F1 実験では対流がほぼ定常的に成長している. S100F0, S135F0 実験では対流自身の下降域での多量の雲の運び出しによって強い重力流が形成され, 対流の急成長に寄与している. 一方 S100F1, S135F1 実験では雲粒の重力落下によって雲が少量ずつ運び出されるので, 重力流が対流を急成長させることはない.

S100F0, S100F1, S135F1 実験では雲底高度が常に上昇し, S135F0 実験では雲底高度が上昇した後で低下に転じた. S135F0 実験での雲底高度の低下は, 対流の厚い雲層への侵入とともに多量の雲が乾燥領域へ運び出されて強い冷却をもたらすことによって生じている. 臨界飽和比が小さい S100F0 実験では, S135F0 実験ほど厚い雲層が形成されないため, 雲底高度が下がることはない. また雲粒落下を考慮している S100F1, S135F1 実験では, 厚い雲層が存在できないため, 雲底高度が下がることはない.

本研究で行なった主成分凝結対流実験の結果から以下のことが示唆される. 臨界飽和比が変化すると, 雲や対流の構造は大きく変化しうる. また雲粒の重力落下の効果は雲や対流の構造に無視できないほどの変化を及ぼしうる.

本研究では各実験において平衡状態が得られるには至っていない. 平衡状態が得られることはその計算結果の一般性が保証されるという意味で重要である. 各実験に関して, より長時間の積分を行なうことにより平衡状態を得られる可能性があるため, 長時間計算を今後の課題の1つとしたい. また本研究では様々な基本場の温度分布や放射強制の振幅を与えた計算を行っていない. 主成分凝結対流の一般的性質を調べるには今後より多くのパラメータ実験を行なう必要もあると考えられる.

付録A 準圧縮方程式におけるエネルギー方程式の導出

2.1 節で述べたように準圧縮方程式系ではエネルギーが保存されない。北守 (2006) では準圧縮方程式におけるエネルギー方程式を導出しているものの、凝結に関する項は考慮されていない。そこで本付録では主成分凝結を考慮した準圧縮方程式におけるエネルギー方程式を導出する。(2.10), (2.11) にそれぞれ $\bar{\rho}u$, $\bar{\rho}w$ を掛けて足し合わせると

$$\frac{\partial(\bar{\rho}K)}{\partial t} = -\bar{\rho}\mathbf{u} \cdot \nabla K - c_p \bar{\rho} \bar{\theta} \mathbf{u} \cdot \nabla \Pi' + \bar{\rho} \mathbf{u} \cdot \mathbf{D} + g \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \bar{\rho} w \quad (\text{A.1})$$

となる。但し $\mathbf{u} = (u, w)$, $\mathbf{D} = (D_u, D_w)$, $K = (u^2 + w^2)/2$ と置いた。連続の式

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \mathbf{u}) = -M_{cond} \quad (\text{A.2})$$

を用いると (A.1) の右辺第 1 項は

$$\begin{aligned} -\bar{\rho} \mathbf{u} \cdot \nabla K &= -\nabla \cdot (\bar{\rho} K \mathbf{u}) + K \nabla \cdot (\bar{\rho} \mathbf{u}) \\ &= -\nabla \cdot (\bar{\rho} K \mathbf{u}) - K \frac{\partial \rho'}{\partial t} - K M_{cond} \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

となる。また (2.18) を用いて (A.1) の右辺第 2 項を書き換えると

$$\begin{aligned} -c_p \bar{\rho} \bar{\theta} \mathbf{u} \cdot \nabla \Pi' &= -\nabla \cdot [c_p \bar{\rho} \bar{\theta} \cdot \Pi' \mathbf{u}] + c_p \Pi' \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{\theta} \mathbf{u}) \\ &= -\nabla \cdot [c_p \bar{\rho} \bar{\theta} \cdot \Pi' \mathbf{u}] + c_p \Pi' \left[-\frac{c_p \bar{\rho} \bar{\theta}^2}{\bar{c}^2} \frac{\partial \Pi'}{\partial t} + \bar{\theta} \left(\frac{L}{c_p \bar{T}} - 1 \right) M_{cond} \right] \\ &= -\nabla \cdot [c_p \bar{\rho} \bar{\theta} \cdot \Pi' \mathbf{u}] - \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\bar{\rho}}{2} \left(\frac{c_p \bar{\theta} \Pi'}{\bar{c}} \right)^2 \right] \\ &\quad + c_p \bar{\theta} \left(\frac{L}{c_p \bar{T}} - 1 \right) M_{cond} \Pi' \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

となる。(A.2) より任意のスカラー量 ϕ について

$$\bar{\rho} \frac{d\phi}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \phi) + \nabla \cdot (\bar{\rho} \phi \mathbf{u}) + \phi \frac{\partial \rho'}{\partial t} + \phi M_{cond} \quad (\text{A.5})$$

が成り立つ. (2.12) 及び (A.5) を用いて (A.1) の右辺第 4 項を書き換えると,

$$\begin{aligned}
\frac{\theta'}{\bar{\theta}} \bar{\rho} w &= \frac{\theta'}{\bar{\theta}} \bar{\rho} \frac{dz}{dt} \\
&= \frac{\bar{\rho}}{\bar{\theta}} \theta' \frac{d}{dt}(gz) + \frac{\bar{\rho} gz}{\bar{\theta}} \left[\frac{d\theta'}{dt} + w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\bar{\theta}}{\bar{T}} (Q_{cond} + Q_{rad} + Q_{dis}) - D_{\theta} \right] \\
&= \frac{\bar{\rho}}{\bar{\theta}} \frac{d}{dt}(\theta' gz) + \frac{\bar{\rho} gz}{\bar{\theta}} \left[w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\bar{\theta}}{\bar{T}} (Q_{cond} + Q_{rad} + Q_{dis}) - D_{\theta} \right] \\
&= \frac{1}{\bar{\theta}} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \theta' gz) + \frac{1}{\bar{\theta}} \nabla \cdot (\bar{\rho} \theta' gz \mathbf{u}) + \frac{\theta' gz}{\bar{\theta}} \left(\frac{\partial \rho'}{\partial t} + M_{cond} \right) \\
&\quad + \frac{\bar{\rho} gz}{\bar{\theta}} \left[w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\bar{\theta}}{\bar{T}} (Q_{cond} + Q_{rad} + Q_{dis}) - D_{\theta} \right] \\
&= \frac{1}{\bar{\theta}} \frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \theta' gz) + \nabla \cdot \left(\frac{\bar{\rho} \theta' gz \mathbf{u}}{\bar{\theta}} \right) + \frac{\bar{\rho} \theta' gz w}{\bar{\theta}^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + \frac{\theta' gz}{\bar{\theta}} \left(\frac{\partial \rho'}{\partial t} + M_{cond} \right) \\
&\quad + \frac{\bar{\rho} gz}{\bar{\theta}} \left[w \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\bar{\theta}}{\bar{T}} \left(\frac{LM_{cond}}{c_p \bar{\rho}} + Q_{rad} + Q_{dis} \right) - D_{\theta} \right] \tag{A.6}
\end{aligned}$$

となる. (A.3), (A.4), (A.6) より (A.1) は以下のように書き換えられる.

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \bar{\rho} \left[K - \frac{\theta'}{\bar{\theta}} gz + \frac{1}{2} \left(\frac{c_p \bar{\theta} \Pi'}{\bar{c}} \right)^2 \right] \right\} + \nabla \cdot \left[\bar{\rho} \left(K - \frac{\theta'}{\bar{\theta}} gz + c_p \bar{\theta} \Pi' \right) \mathbf{u} \right] \\
&= - \left(K - \frac{\theta'}{\bar{\theta}} gz \right) \frac{\partial \rho'}{\partial t} - \left[K + \left(-\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{L}{c_p} \right) gz - c_p \bar{\theta} \left(\frac{L}{c_p \bar{T}} - 1 \right) \Pi' \right] M_{cond} \\
&\quad + \bar{\rho} \mathbf{u} \cdot \mathbf{D} - \frac{\bar{\rho} gz}{\bar{\theta}} D_{\theta} + \frac{\bar{\rho} gz w}{\bar{\theta}^2} (\bar{\theta} + \theta') \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} - \frac{\bar{\rho} gz}{\bar{T}} (Q_{rad} + Q_{dis}). \tag{A.7}
\end{aligned}$$

計算領域として矩形領域を想定し, 鉛直方向の境界からの流出は無く, 水平境界の両端では周期的であるとする. 計算領域境界面でのフラックスはゼロとなる. 従って (A.7) を全計算領域にわたって積分すると,

$$\begin{aligned}
&\frac{\partial}{\partial t} \int \left\{ \bar{\rho} \left[K - \frac{\theta'}{\bar{\theta}} gz + \frac{1}{2} \left(\frac{c_p \bar{\theta} \Pi'}{\bar{c}} \right)^2 \right] \right\} dV \\
&= - \int \left(K - \frac{\theta'}{\bar{\theta}} gz \right) \frac{\partial \rho'}{\partial t} dV \\
&\quad - \int \left[K + \left(-\frac{\theta'}{\bar{\theta}} + \frac{L}{c_p} \right) gz - c_p \bar{\theta} \left(\frac{L}{c_p \bar{T}} - 1 \right) \Pi' \right] M_{cond} dV \\
&\quad + \int \bar{\rho} \mathbf{u} \cdot \mathbf{D} dV - \int \frac{\bar{\rho} gz}{\bar{\theta}} D_{\theta} dV + \int \frac{\bar{\rho} gz w}{\bar{\theta}^2} (\bar{\theta} + \theta') \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} dV \\
&\quad - \int \frac{\bar{\rho} gz}{\bar{T}} (Q_{rad} + Q_{dis}) dV \tag{A.8}
\end{aligned}$$

となり, 主成分凝結を考慮した準圧縮方程式に関するエネルギー方程式が得られる.

(A.8) の左辺は全エネルギーの時間変化を表している。左辺の被積分関数の第 1 項, 第 2 項, 第 3 項はそれぞれ運動エネルギー, 浮力による位置エネルギー, 弾性エネルギー (熱エネルギー) を表す。右辺第 1 項は準圧縮近似によって現れる項であり, 右辺第 2 項, 第 3 項, 第 4 項, 第 5 項, 第 6 項はそれぞれ凝結, 運動量の乱流拡散, 熱の乱流拡散, 基本場の鉛直温度勾配, 放射と散逸によるエネルギー変化率を表している。右辺第 1 項は一般にゼロとなることはないので, 非断熱加熱や乱流拡散や基本場の空間変化が存在しなかったとしても, 右辺がゼロとなることは無い。即ち, 準圧縮方程式では全エネルギーが保存されることはない。

付録B Sutherland の公式の導出

本付録では Loeb(2004) に従って Sutherland の公式 (2.44) の理論的導出を行なう。

分子を直径 σ の弾性的な固体の球とみなし, 2 つの分子が両者の距離 r に依存する力 $F(r)$ で互いに引き合っている場合について考える. 粘性に対する引力の効果を考察する為には, 相対的な速さ U で互いに近付いて来る 2 分子を考える必要がある. 対象としている問題は 2 分子の相互作用のみに依存する問題なので, 分子はある平面内で運動することは明らかである. 運動は純粋に相対的であるので, 一方の分子は静止しており, もう一方の分子は両者の相対速度で運動していると考えても良い.

図 B.1 に示すように, 原点 O に 1 つの分子を固定し, もう 1 つの分子が直線 AB に沿って無限遠から相対速度 U で運動しているものとする. 無限遠からやって来た分子は引力を受けて曲線軌道を描く. ある時刻での分子の位置を d , Od を結ぶベクトルを r とする. また直線 AB と平行に x 軸をとり, r と x 軸のなす角を ϕ とする. また原点 O から直線 AB に垂線を下ろし, その長さを b とし, それと平行に y 軸をとる.

簡単の為, 2 つの分子の質量はともに 1 であると仮定する. このとき無限遠からやって来た分子の運動方程式は

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -F(r)\frac{x}{r}, \quad (\text{B.1})$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = -F(r)\frac{y}{r} \quad (\text{B.2})$$

と表される. (B.1) に y , (B.2) に x を掛け, 両者の差をとると

$$y\frac{d^2x}{dt^2} - x\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{d}{dt} \left(y\frac{dx}{dt} - x\frac{dy}{dt} \right) = 0 \quad (\text{B.3})$$

となる. ここで

$$x = r \cos \phi, \quad y = r \sin \phi \quad (\text{B.4})$$

と置くと

$$dx = \cos \phi dr - r \sin \phi d\phi, \quad dy = \sin \phi dr + r \cos \phi d\phi \quad (\text{B.5})$$

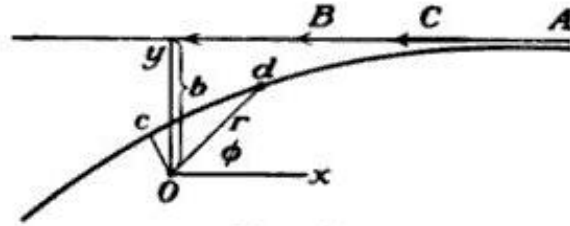


図 B.1: Sutherland の公式を導く為の補助図. Loeb(2004) より引用した.

となる. 従って

$$y \frac{dx}{dt} - x \frac{dy}{dt} = -r^2 \frac{d\phi}{dt}, \tag{B.6}$$

即ち

$$r^2 \frac{d\phi}{dt} = h \tag{B.7}$$

となる. ここで h は積分定数であり, 分子の面積速度の 2 倍に等しい.

(B.1) に dx/dt , (B.2) に dy/dt を掛け, 両者の和をとると

$$\frac{dx}{dt} \left(\frac{d^2x}{dt^2} \right) + \frac{dy}{dt} \left(\frac{d^2y}{dt^2} \right) = -F(r) \left(\frac{x}{r} \frac{dx}{dt} + \frac{y}{r} \frac{dy}{dt} \right), \tag{B.8}$$

即ち

$$\frac{d}{dt} \left[\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 \right] = -\frac{F(r)}{r} \frac{d}{dt} (x^2 + y^2) \tag{B.9}$$

が得られる. ここで

$$\left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2 = U^2, \tag{B.10}$$

$$x^2 + y^2 = r^2 \tag{B.11}$$

であるので, (B.9) は

$$\frac{dU^2}{dt} = -2F(r) \frac{dr}{dt} \tag{B.12}$$

と書き換えられる. ϕ に対する補角

$$\theta = \pi - \phi \tag{B.13}$$

を導入し, 相対速度 U を極座標 (r, θ) で表すと

$$U^2 = \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \left(r \frac{d\theta}{dt} \right)^2 = \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 + \frac{h^2}{r^2} \tag{B.14}$$

となる. 従って (B.12) は

$$\frac{d^2r}{dt^2} - \frac{h^2}{r^3} = -F(r) \quad (\text{B.15})$$

となる. $r = \infty$ での速度を U_∞ , 原点 O に対する腕の長さを b とすると, 面積速度一定の法則より $h = U_\infty b$ である. 従って

$$\frac{d^2r}{dt^2} - \frac{b^2 U_\infty^2}{r^3} = -F(r) \quad (\text{B.16})$$

となる. $r = \infty$ において $dr/dt = U_\infty$ となることに着目し, (B.15) を $r = r$ から $r = \infty$ まで積分すると

$$U_\infty^2 - \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 = \frac{b^2 U_\infty^2}{r^2} - 2 \int_r^\infty F(r) dr \quad (\text{B.17})$$

が得られる. 分子どうしが最も近づく点における相対位置ベクトルを r_0 とすると, r_0 は軌道の接線と垂直となり, $dr/dt = 0$ が成立する. 従って分子が最も近づくとき

$$0 = U_\infty^2 - \frac{b^2 U_\infty^2}{r_0^2} + 2 \int_{r_0}^\infty F(r) dr \quad (\text{B.18})$$

が成り立つ. (B.18) を b^2 について解くと

$$b^2 = r_0^2 \left[1 + \frac{2}{U_\infty^2} \int_{r_0}^\infty F(r) dr \right] \quad (\text{B.19})$$

となる. $r_0 \leq \sigma$ のとき 2 つの分子は衝突することになる. $r_0 = \sigma$ を満たすときの b の値を b_0 とすると

$$b_0^2 = r_0^2 \left[1 + \frac{2}{U_\infty^2} \int_{r_0}^\infty F(r) dr \right] = \sigma^2 \left[1 + \frac{2}{U_\infty^2} \int_\sigma^\infty F(r) dr \right] \quad (\text{B.20})$$

となる. b_0 は分子間に引力が存在するときの見かけの分子直径 b_0 の分子直径と考える事ができる.

以上の推論から引力が作用している分子の平均自由行程を含む式の σ を b_0 に置き換える必要があることが分かる. 従って引力を及ぼし合う分子の平均自由行程 λ は Maxwell が導出したものに補正を加えて

$$\lambda = \frac{k_B T}{\sqrt{2} \pi \sigma^2 p \left[1 + \frac{2}{U_\infty^2} \int_\sigma^\infty F(r) dr \right]} \quad (\text{B.21})$$

となる. Maxwell 分布に従う分子の場合 U_∞^2 は温度 T に比例する (例えば久保 (1961) 参照) ので,

$$\frac{2}{U_\infty^2} \int_\sigma^\infty F(r) dr = \frac{C_{CO_2}}{T} \quad (\text{B.22})$$

と書くことが出来る. 但し C_{CO_2} は温度に依らない定数である. 従って粘性係数

$$\eta = \frac{0.491k_B\bar{c}}{\sqrt{2}\pi\sigma^2R} \quad (\text{B.23})$$

は

$$\eta = 0.491\bar{c}\rho\lambda = \frac{0.491k_B\bar{c}}{\sqrt{2}\pi\sigma^2R\left(1 + \frac{C_{CO_2}}{T}\right)} \quad (\text{B.24})$$

と補正される¹⁾. ここで \bar{c} は分子の平均速度の大きさである. \bar{c} が \sqrt{T} に比例することに着目すると, η は $T^{3/2}/(T + C_{CO_2})$ に比例する. 即ち

$$\eta(T) = \eta_{ref} \left(\frac{T_{ref} + C_{CO_2}}{T + C_{CO_2}} \right) \left(\frac{T}{T_{ref}} \right)^{3/2} \quad (\text{B.25})$$

と表される. ここで $\eta(T)$ は温度 T における粘性係数であり, η_{ref} は温度 T_{ref} における粘性係数である. 以上により Sutherland の公式が得られた.

¹⁾(B.23) の導出については Chapman and Cowling (1970) などを参照されたい.

付録C 微量成分の凝結を考慮した Boussinesq 方程式系の分散関係式

4.1.1 節で述べたように凝結を考慮した線形 Boussinesq 方程式の分散関係式に内部重力波以外の波動解は存在しない。このことを確かめるために微量成分の凝結を考慮した Boussinesq 方程式系の分散関係式を導く。

弾性方程式系は内部重力波に加えて音波も解として含んでいる。本付録では内部重力波に着目し、音波を解として含まない Boussinesq 方程式系について議論する。Boussinesq 方程式系とは、運動方程式において浮力項以外の密度の空間変化は生じないとみなす近似を行なった方程式系のことを指す。簡単の為に乱流拡散、散逸加熱、放射加熱は無視する。Boussinesq 方程式系に凝結による潜熱加熱の効果を考慮し、線形化を行なうと

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (\text{C.1})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z} - \frac{g}{\bar{\rho}} \rho', \quad (\text{C.2})$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = \frac{\bar{\rho} N_b^2}{g} w - \frac{\bar{\rho}}{\bar{T}} Q_{cond}, \quad (\text{C.3})$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (\text{C.4})$$

となる。ここで N_b は Brunt-Väisälä 振動数であり、次のように定義される。

$$N_b^2 \equiv \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z}. \quad (\text{C.5})$$

Q_{cond} は (2.16), (2.34), (2.37), (2.39) より

$$Q_{cond} = \frac{4\pi r_d N k R T^2}{c_p L \bar{\rho}} \left(\frac{p}{p_*(T)} - 1 \right) \quad (\text{C.6})$$

と表される。簡単の為に Q_{cond} の時間変動は圧力変動のみによってもたらされると仮定すると、

$$Q_{cond} \simeq \frac{4\pi r_d N k R \bar{T}^2}{c_p L \bar{\rho}} \left(\frac{\bar{p} + p'}{p_*(\bar{T})} - 1 \right) \quad (\text{C.7})$$

と近似される. (C.7) を (C.3) に代入し, t で偏微分すると,

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = \frac{\bar{\rho} N_b^2}{g} \frac{\partial w}{\partial t} - \varepsilon \frac{\partial p'}{\partial t} \quad (\text{C.8})$$

となる. 但し

$$\varepsilon \equiv \frac{4\pi r_d N k R \bar{T}}{c_p L p_* (\bar{T})} \quad (\text{C.9})$$

と置いた. ここで u, w, ρ', p' が $e^{i(kx+wz-\omega t)}$ に比例すると仮定すると, (C.1), (C.2), (C.4), (C.8) は以下のように書き換えられる.

$$\omega u - \frac{k}{\bar{\rho}} p' = 0, \quad (\text{C.10})$$

$$i\omega w - \frac{g}{\bar{\rho}} \rho' - \frac{im}{\bar{\rho}} p' = 0, \quad (\text{C.11})$$

$$ku + mw = 0, \quad (\text{C.12})$$

$$-\frac{i\bar{\rho} N_b^2}{g} w + \omega \rho' + \varepsilon p' = 0. \quad (\text{C.13})$$

(C.10), (C.11), (C.12), (C.13) を行列表記すると

$$\begin{pmatrix} \omega & 0 & 0 & -\frac{k}{\bar{\rho}} \\ 0 & i\omega & -\frac{g}{\bar{\rho}} & -\frac{im}{\bar{\rho}} \\ k & m & 0 & 0 \\ 0 & -\frac{i\bar{\rho} N_b^2}{g} & \omega & i\varepsilon \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ w \\ \rho' \\ p' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{C.14})$$

となる. (C.14) が任意の u, w, ρ', p' について成立する為には, 行列式がゼロでなければならない. 即ち

$$(k^2 + m^2)\omega^2 - mg\varepsilon\omega - k^2 N_b^2 = 0 \quad (\text{C.15})$$

でなければならない. (C.15) を ω について解くと

$$\omega = \frac{mg\varepsilon \pm \sqrt{(mg\varepsilon)^2 + 4(k^2 + m^2)N_b^2 k^2}}{2(k^2 + m^2)} \quad (\text{C.16})$$

となる. (C.16) で $\varepsilon = 0$ としたもののうち, 正值のものを ω_* とすると

$$\omega_* = \frac{N_b k}{\sqrt{k^2 + m^2}} \quad (\text{C.17})$$

となる. ω_* は内部重力波の分散関係式に他ならない. 従って分散関係式 (C.16) が表す波は凝結により変形を受けた内部重力波であると解釈でき, 凝結を考慮したことにより新たな波動解が現れることはないことが示唆される. (C.16) より変形を受

けた内部重力波の振幅は時間とともに増大・減衰することはないことが分かる。凝結によって変形された内部重力波の振動数を

$$\omega_+ = \frac{mg\varepsilon + \sqrt{(mg\varepsilon)^2 + 4(k^2 + m^2)N_b^2 k^2}}{2(k^2 + m^2)}, \quad (\text{C.18})$$

$$\omega_- = \frac{-mg\varepsilon + \sqrt{(mg\varepsilon)^2 + 4(k^2 + m^2)N_b^2 k^2}}{2(k^2 + m^2)}, \quad (\text{C.19})$$

と置くと,

$$\omega_- \leq \omega_* \leq \omega_+ \quad (\text{C.20})$$

が成り立つ。従って (C.20) より、凝結によって内部重力波の波束が持つ振動数の範囲は拡大することが示唆される。

付録D 微量成分の凝結を考慮した弾性方程式系の分散関係式

4.1.1 節で述べたように凝結を考慮した線形弾性方程式の分散関係式に音波以外の波動解は存在しない。このことを確かめるために微量成分の凝結を考慮した弾性方程式系の分散関係式を導く。

一般に弾性方程式系は内部重力波及び音波を解として含んでいる。本付録では音波のみに着目し、重力加速度 g をゼロとする。また簡単な為に乱流拡散、散逸加熱、放射加熱は無視し、基本場は中立状態にあるとする ($\partial\bar{\theta}/\partial z = 0$)。弾性方程式系に凝結による潜熱加熱の効果を考慮し、線形化を行なうと

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (\text{D.1})$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial p'}{\partial z}, \quad (\text{D.2})$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}u) - \frac{\partial}{\partial z}(\bar{\rho}w) \quad (\text{D.3})$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} = \frac{\bar{\theta}}{\bar{T}} \frac{L}{c_p \bar{\rho}} M_{cond}, \quad (\text{D.4})$$

$$\rho' = \frac{p'}{c^2} - \frac{\bar{\rho}}{\bar{\theta}} \theta' \quad (\text{D.5})$$

となる。付録C同様に、凝結量の時間変動は圧力変動のみによってもたらされると仮定すると、

$$M_{cond} = \frac{4\pi r_d N k R \bar{T}^2}{L^2} \left(\frac{\bar{p} + p'}{p_*(\bar{T})} - 1 \right) \quad (\text{D.6})$$

と表される。(D.4)に(D.6)を代入し、 t で偏微分すると

$$\frac{\partial^2 \theta'}{\partial t^2} = \delta \frac{\partial p'}{\partial t} \quad (\text{D.7})$$

となる。但し

$$\delta \equiv \frac{4\pi r_d N k R \bar{\theta} \bar{T}}{c_p L \bar{\rho} p_*(\bar{T})} \quad (\text{D.8})$$

と置いた. ここで u, w, ρ', p', θ' が $e^{i(kx+wz-\omega t)}$ に比例すると仮定すると, (D.1), (D.2), (D.3), (D.7) は以下のように書き換えられる.

$$\omega u - \frac{k}{\bar{\rho}} p' = 0, \quad (\text{D.9})$$

$$\omega w - \frac{m}{\bar{\rho}} p' = 0, \quad (\text{D.10})$$

$$\omega \rho' - k \bar{\rho} u - m \bar{\rho} w = 0, \quad (\text{D.11})$$

$$\omega \theta' - i \delta p' = 0. \quad (\text{D.12})$$

但し式変形の過程で $g = 0$, $\partial \bar{\theta} / \partial z = 0$ より $\partial \bar{\rho} / \partial z = 0$ が成り立つことを用いた. (D.9), (D.10), (D.11), (D.12), (D.5) を行列表記すると

$$\begin{pmatrix} \omega & 0 & 0 & 0 & -\frac{k}{\bar{\rho}} \\ 0 & \omega & 0 & 0 & -\frac{m}{\bar{\rho}} \\ -k\bar{\rho} & -m\bar{\rho} & \omega & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega & -i\delta \\ 0 & 0 & 1 & \frac{\bar{\rho}}{\theta} & -\frac{1}{\bar{c}^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u \\ w \\ \rho' \\ \theta' \\ p' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{D.13})$$

となる. (D.13) が任意の u, w, ρ', p', θ' について成立する為には (D.13) の行列式がゼロでなければならない. 即ち

$$\omega^2 - i \frac{\delta \bar{\rho} \bar{c}^2}{\theta} \omega - \bar{c}^2 (k^2 + m^2) = 0 \quad (\text{D.14})$$

でなければならない. (D.14) を ω について解くと

$$\omega = \frac{i \frac{\delta \bar{\rho} \bar{c}^2}{\theta} \pm \sqrt{-\left(\frac{\delta \bar{\rho} \bar{c}^2}{\theta}\right)^2 + 4\bar{c}^2 (k^2 + m^2)}}{2} \quad (\text{D.15})$$

となる. (D.15) で $\delta = 0$ としたもののうち, 正值のものを ω_* とすると

$$\omega_* = \bar{c} \sqrt{k^2 + m^2} \quad (\text{D.16})$$

となる. ω_* は音波の分散関係式に他ならない. 従って分散関係式 (D.15) が表す波は凝結により変形を受けた音波であると解釈でき, 凝結を考慮したことにより新たな波動解が現れることはないことが示唆される. (D.15) より凝結により変形を受けた音波の振幅は時間とともに増大することが分かる. また (D.15) より凝結により変形を受けた音波が波動の構造を維持する為には

$$k^2 + m^2 \geq \left(\frac{\delta \bar{\rho} \bar{c}}{2\theta}\right)^2 \quad (\text{D.17})$$

を満たす必要がある.

付録E 主成分凝結対流実験の水平平均量の図集

本付録では S100F0, S135F0, S100F1, S135F1 の各実験での水平平均量の比較が容易となるよう、水平平均量の図を配列、再掲した。

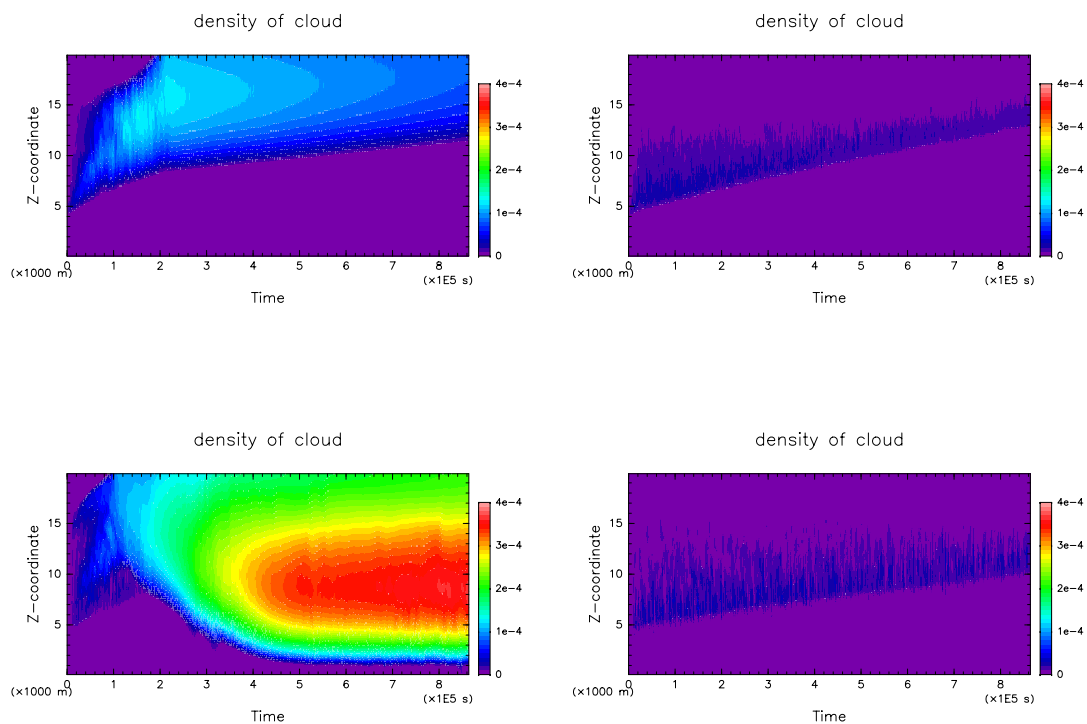


図 E.1: S100F0 実験 (左上), S135F0 実験 (左下), S100F1 実験 (右上), S135F1 実験 (右下) での雲密度の水平平均の時間変化。

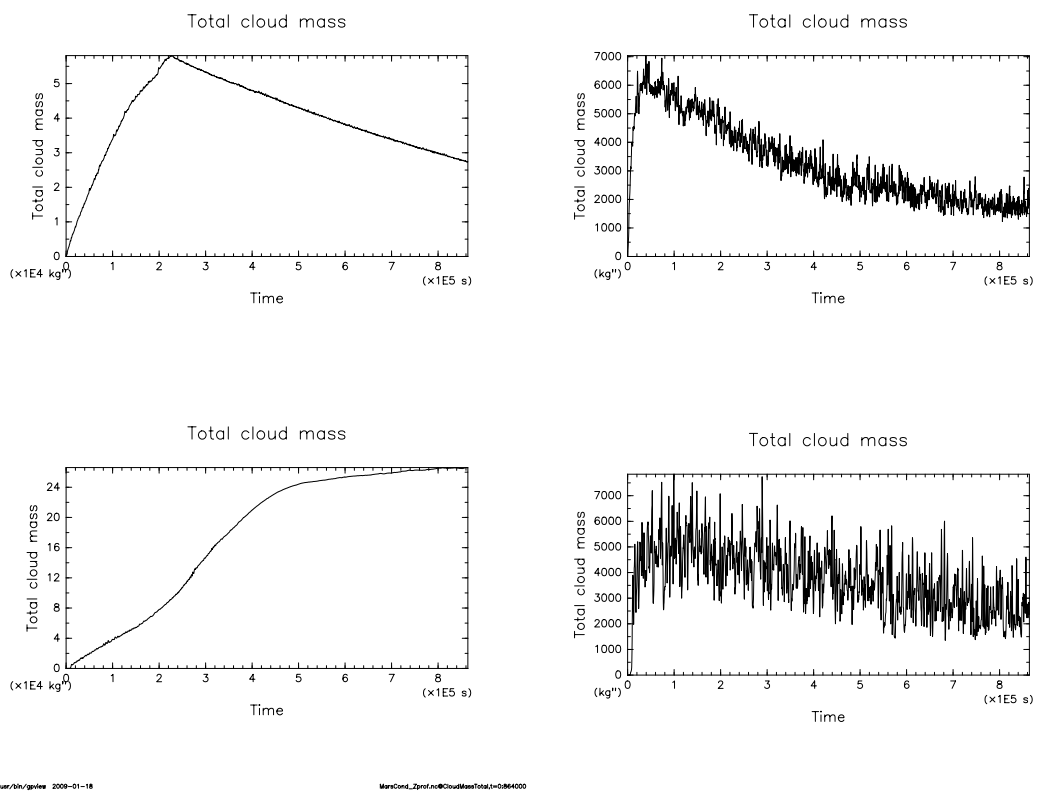
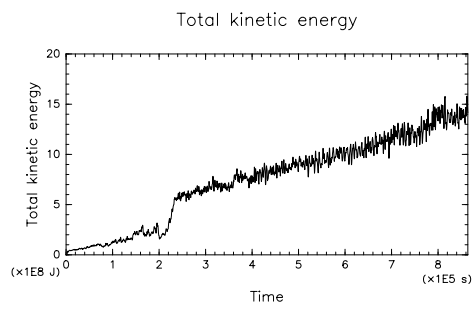
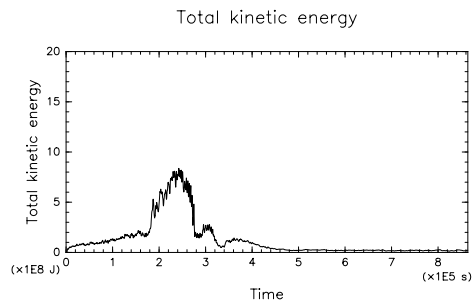
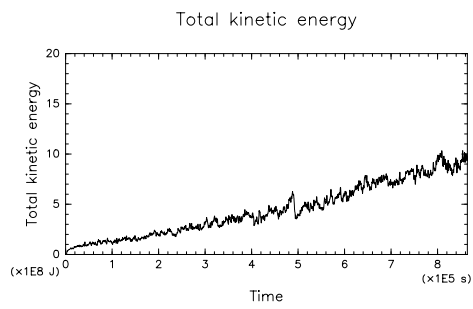


図 E.2: S100F0 実験 (左上), S135F0 実験 (左下), S100F1 実験 (右上), S135F1 実験 (右下) での全雲質量の時間変化.



/usr/9th/gp/lee 2009-01-15

MaxCond_Zprof.nc#KineticEnergyTotal.nc#864000



/usr/9th/gp/lee 2009-01-16

MaxCond_Zprof.nc#KineticEnergyTotal.nc#864000

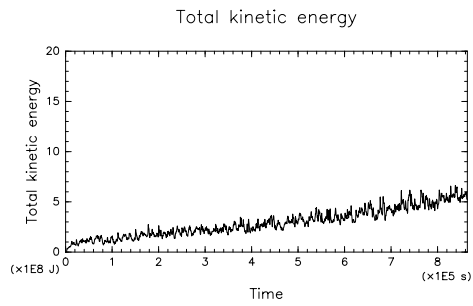


図 E.3: S100F0 実験 (左上), S135F0 実験 (左下), S100F1 実験 (右上), S135F1 実験 (右下) での全運動エネルギーの時間変化.

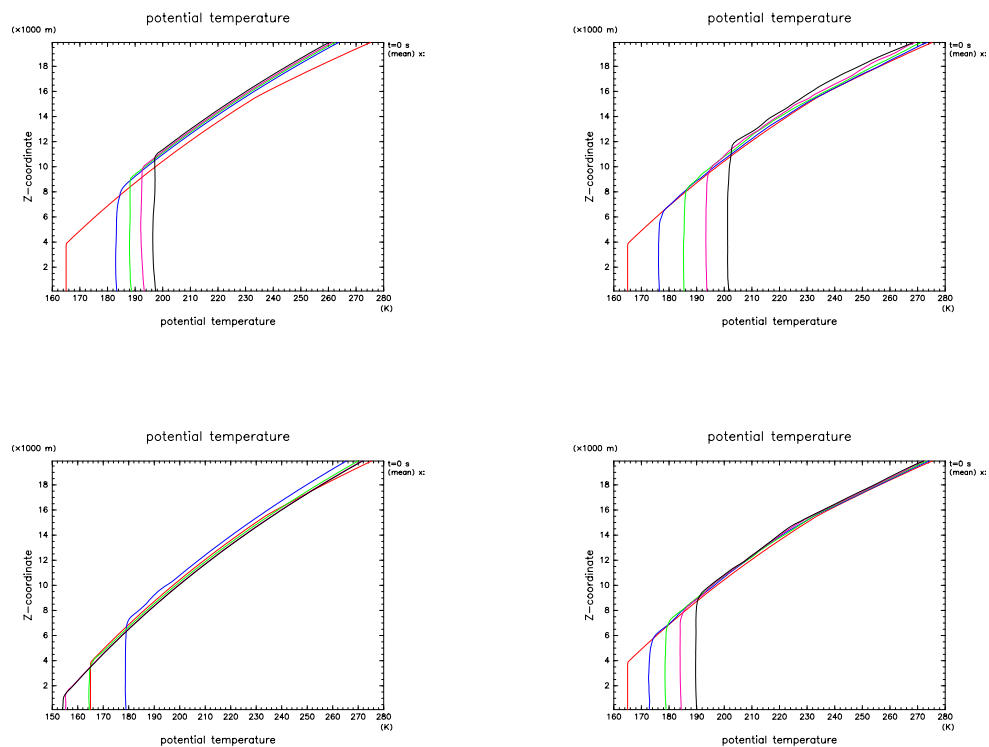


図 E.4: S100F0 実験 (左上), S135F0 実験 (左下), S100F1 実験 (右上), S135F1 実験 (右下) での各時刻における温位の水平平均の鉛直分布. S135F0 実験の場合, 赤色は $t = 0[s]$, 青色は $t = 150000[s]$, 緑色は $t = 300000[s]$, 紫色は $t = 450000[s]$, 黒色は $t = 600000[s]$ における分布をそれぞれ表す. それ以外の実験については赤色は $t = 0[s]$, 青色は $t = 200000[s]$, 緑色は $t = 400000[s]$, 紫色は $t = 600000[s]$, 黒色は $t = 800000[s]$ における分布をそれぞれ表す.

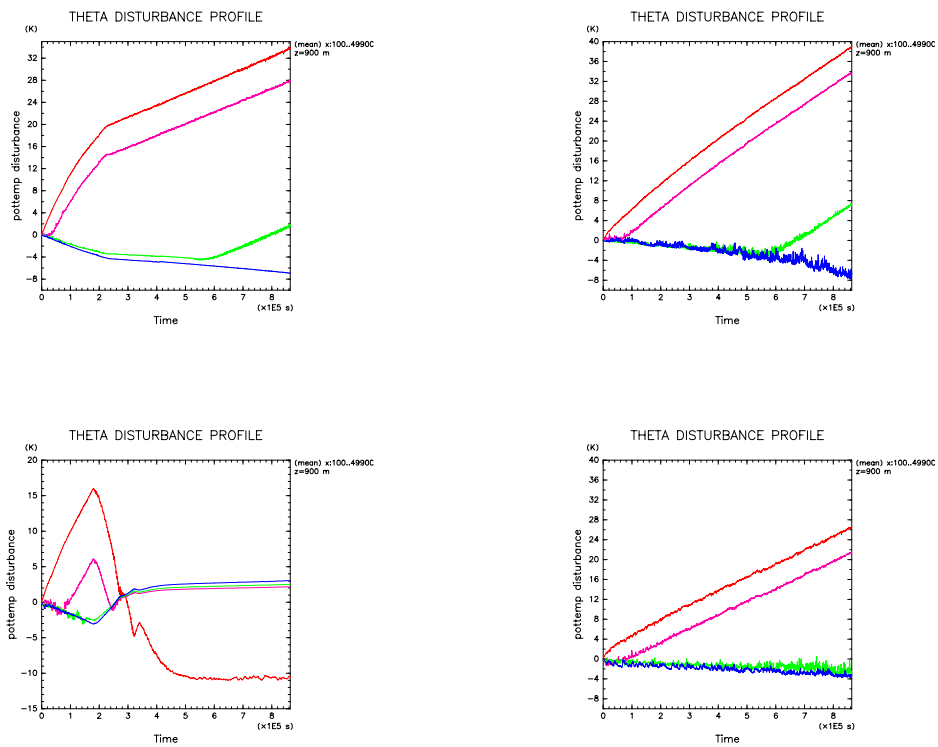


図 E.5: S100F0 実験 (左上), S135F0 実験 (左下), S100F1 実験 (右上), S135F1 実験 (右下) での各高度における温位擾乱の水平平均の時間変化. 赤色は $z = 1000$ [m], 紫色は $z = 5000$ [m], 緑色は $z = 10000$ [m], 青色は $z = 15000$ [m] における温位擾乱の時間変化をそれぞれ表す.

付録F 変数リスト

本付録では本論文中で用いた変数を列挙する。

x [m]: 水平方向の空間座標

z [m]: 鉛直方向の空間座標

t [s]: 時刻

u [m/s]: 水平流速

w [m/s]: 鉛直流速

\mathbf{u} [m/s]: 流速ベクトル

p [Pa]: 圧力

p_0 [Pa]: エクスナー関数の基準圧力 (地表面圧力)

ρ [kg/m³]: 気相の密度

ρ_s [kg/m³]: 雲密度

T [K]: 温度

T_{sfc} [K]: 地表面温度

θ [K]: 温位

Π : エクスナー関数

c [m/s]: 音速

D_u [m/s²]: 水平流速の時間発展の式に関する乱流拡散項

D_w [m/s²]: 鉛直流速の時間発展の式に関する乱流拡散項

D_θ [K/s]: 温位の時間発展の式に関する乱流拡散項

D_{ρ_s} [kg m⁻³ s⁻¹]: 雲密度の時間発展の式に関する乱流拡散項

D [m/s²]: ベクトル形式で表した流速に関する乱流拡散項

K_m [m²/s]: 運動量に対する乱流拡散係数

K_h [m²/s]: 熱に対する乱流拡散係数

Q_{cond} [K/s]: 潜熱加熱項

Q_{rad} [K/s]: 放射加熱項

Q_{dis} [K/s]: 散逸加熱項

M_{cond} [kg m⁻³ s⁻¹]: 凝結項

M_{fall} [kg m⁻³ s⁻¹]: 重力落下項

S : 飽和比

S_{cr} : 臨界飽和比

- r_d [m]: 雲粒半径
 r_{aero} [m]: 凝結核半径
 ρ_I [kg/m³]: CO₂ 氷の密度
 R_h [m s kg⁻¹]: 凝結量の式での熱輸送に関する定数
 R_m [m s kg⁻¹]: 凝結量の式での質量輸送に関する定数
 N [m⁻³]: 単位体積当たりの凝結核の数密度
 g [m/s²]: 重力加速度
 k [kg m s⁻³ K⁻¹]: 熱拡散係数
 D [m²/s]: 分子拡散係数
 R [J kg⁻¹ K⁻¹]: 単位質量あたりの気体定数
 c_p [J kg⁻¹ K⁻¹]: 定圧比熱
 c_v [J kg⁻¹ K⁻¹]: 定積比熱
 L [J kg⁻¹]: 単位質量あたりの潜熱
 V_{term} [m/s]: 雲粒の終端速度
 C_{sc} : Cunningham 補正係数
 λ [m]: CO₂ の平均自由行程
 k_B [m² kg s⁻² K⁻¹]: Boltzmann 定数
 σ [m]: CO₂ の分子直径
 η [m⁻¹ kg s⁻¹]: 粘性係数
 η_{ref} [m⁻¹ kg s⁻¹]: Sutherland の公式における粘性係数の基準値
 T_{ref} [K]: Sutherland の公式における温度の基準値
 C_{CO_2} [K]: CO₂ の Sutherland 係数
 K [m²/s²]: 単位質量あたりの運動エネルギー
 A : Antoine の式の係数
 B [K]: Antoine の式の係数
 C [K]: Antoine の式の係数
 Δx [m]: 水平方向の格子間隔
 Δz [m]: 鉛直方向の格子間隔
 Δt [s]: 長い時間ステップ
 $\Delta \tau$ [s]: 短い時間ステップ
 l [m]: 混合距離
 C_m : 乱流拡散に関する係数
 C_ε : 乱流拡散に関する係数
 E [m² s²]: サブグリッドスケールの乱流運動のエネルギー
 F_h [K/s]: 地表面からの熱フラックス
 c_D : バルク係数
 V_{lowest} [m]: 気層下端での水平風
 T_{gnd} [K]: 地表面温度
 T_{lowest} [K]: 気層下端での温度

α [s] : 音波減衰項の係数

ν_H [m²/s] : 人工的な数値粘性係数 (水平方向)

ν_V [m²/s] : 人工的な数値粘性係数 (鉛直方向)

μ_a : 時間フィルターの係数

ρ_s^T [kg/m³] : 差分誤差による連鎖的な凝結を防ぐ為に導入された雲密度の閾値

N_b [s⁻¹] : Brunt-Väisälä 振動数

謝辞

本論文を作成するに当たり、多くの方々に支えて頂き、或いは協力して頂きました。指導教官である北海道大学の石渡正樹准教授にはご多忙にも拘らず多くの時間を割いて頂き、研究の方針から個々の議論の子細に至るまで様々なコメントをして頂きました。北海道大学の小高正嗣助教には火星の湿潤対流を研究テーマとするきっかけを作って頂き、また病身にありながら多くの励ましの言葉を頂きました。北海道大学の杉山耕一朗博士研究員には雲物理に関して様々な助言を頂き、特にプログラムについて多くのことを学ばせて頂きました。九州大学の中島健介助教には雲物理に関して様々な助言を頂き、特に凝結過程の改良に関して様々なアイデアを提供して頂きました。神戸大学の林祥介教授、高橋芳幸特命助教には俯瞰的な視点の下で問題点の洗い出しや切り分けを手助けして頂き、物事の本質の何たるかについて多くのことを学ばせて頂きました。北海道大学の倉本圭教授には大気熱力学や物理化学について様々な助言を頂き、幾度にわたって疑問の突破の糸口を提供して頂きました。北海道大学の佐藤光輝講師、渡部重十教授、琉球大学の遊馬芳雄教授にはセミナーなどでコメントを頂き、陰に陽に研究生活を支えて頂きました。神戸大学の森川靖大氏には種々のプログラムやスーパーコンピュータの扱いについて多くのことを学ばせて頂きました。北守太一氏は本研究で用いた雲対流モデルの原型を作り、主成分凝結の効果を検討した火星の雲対流の研究の端緒を切り開いて下さいました。北海道大学の南部慎吾氏は入学から6年間にわたって勉学・研究を共にし、時に教えつつ時に教わりつつ、幾度となく自分を救ってくれました。北海道大学の惑星物理学研究室の皆様並びに神戸大学の地球及び惑星大気科学教育研究室の皆様には平素よりセミナーや研究生活を通して色々とお世話になりました。北大ピアノサークルの皆様や高校時代の旧友には事ある毎に暖かい励ましの言葉を掛けて頂きました。また我が家族にはいつも暖かく見守って頂き、励まして頂き、精神的困難に立ち向かう勇気を頂きました。父母は研究の道に邁進することを快諾してくれ、全面的に支えてくれました。祖父母はいつでも無条件に自分を励まし、心の支えとなってくれました。我が愛犬ハナコは疲れて帰宅した自分の心を大いに癒してくれました。

本論文の計算には宇宙航空開発機構宇宙科学研究本部宇宙科学情報解析センターのSX6並びに国立環境研究所スーパーコンピュータシステムのSX8-Rを使わせて頂きました。

皆様に心より感謝申し上げます.

参考文献

- Antoine, C., 1888: Tensions des vapeurs: nouvelle relation entre les tensions et les températures. *Les Comptes Rendus de l' Académie des Sciences*, **107**, 681 – 684
- Arakawa, A., Lamb, V. R., 1977 : Computational design of the basic dynamical processes of the UCLA general circulation model. *Methods in Computational Physics*, **17**, Academic Press, 173 – 265
- Asselin, R., 1972 : Frequency filter for time integrations. *Monthly Weather Review*, **100**, 487 – 490
- Chapman, S., Cowling, T. G., 1970: The mathematical theory of non-uniform gases : an account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction and diffusion in gases. Cambridge University Press, 423 pp
- Colaprete, A., Toon, O. B., 2002: Carbon dioxide snow storms during the polar night on Mars. *Journal of Geophysical Research*, **107**(E7), 5051, doi:10.1029/2001JE001758
- Colaprete, A., Haberle, R. M., Toon, O. B., 2003: Formation of convective carbon dioxide clouds near the south pole of Mars. *Journal of Geophysical Research*, **108**(E7), 5081, doi:10.1029/2003JE002053
- Cunningham, E., 1910: On the velocity of steady fall of spherical particles through fluid medium. *Proceedings of the Royal Society of London, Series A*, **83**, 357 – 365
- Deardorff, J. W., 1972: Numerical investigation of neutral and unstable planetary boundary layers. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **29**, 91 – 115
- Deardorff, J. W., 1975: The development of boundary-layer turbulence models for use in studying the severe storm environment. *Proceeding of the SESAME meeting, Boulder, NOAA-ERL*, 251 – 261
- Forget, F., Pierrehumbert, R. T., 1997 : Warming early Mars with carbon dioxide clouds that scatter infrared radiation. *Science*, **278**, 1273 – 1276

- Gerber, H., 1991 : Supersaturation and droplet spectral evolution in fog. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **45**, 1651 – 1664
- Glandorf, D. L., Colaprete, A., Tolbert, M. A., Toon, O. B., 2002: CO₂ snow on Mars and early Earth : Experimental constraints. *Icarus*, **160**, 66 – 72
- Golden, T. C., Sircar, S., 1994: Gas adsorption on silicate. *Journal of Colloid and Interface Science*, **162**, 182 – 188
- Gooding, J. L., 1986: Martian dust particles as condensation nuclei — A preliminary assessment of mineralogical factors. *Icarus*, **66**, 56 – 74
- Gough, D. O., 1981: Solar interior structure and luminosity variations. *Solar Physics*, **74**, 21 – 34
- Kasting, J. F., 1991: CO₂ condensation and the climate on early Mars. *Icarus*, **91**, 1 – 13
- Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteorological Monographs*, **10**, 1 – 84
- Klemp, J. B., Wilhelmson, R. B., 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **35**, 1070 – 1096
- Loeb, L. B., 2004: *The kinetic theory of gases*. Courier Dover Publications, 736 pp
- Lorenz, E. N., 1960 : Energy and numerical weather prediction. *Tellus*, **12**, 364 – 373
- MacDonald, A. E., Lee, J. L., Xie, Y., 2000: The use of quasi-nonhydrostatic models for mesoscale weather prediction. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **57**, 2493 – 2517
- Montmessin, F., Bertaux, J.-L., Quémerais, E., Korablev, O., Rannou, P., Forget, F., Perrier, S., Fussen, D., Lebonnois S., Réberac, A., Dimarellis, E., 2006: Subvisible CO₂ ice clouds detected in the mesosphere of Mars. *Icarus*, **183**, 403 – 410
- Ockert-Bell, M. B., Bell, III, J. F., Pollack, J. B., McKay, C. P., Forget, F., 1997: Absorption and scattering properties of the martian dust in the solar wavelength. *Journal of Geophysical Research*, **102**, 9039 – 9050
- Odaka, M., Nakajima, K., Takehiro, S., Ishiwatari, M., Hayashi, Y.-Y., 1998: A numerical study of the Martian atmospheric convection with a two-dimensional anelastic model. *Earth Planet Space*, **50**, 431 – 437
- Odaka, M., Kitamori, T., Sugiyama, K., Nakajima, K., Takahashi, Y. O., Ishiwatari M.,

- Hayashi, Y.-Y., 2005: A formulation of non-hydrostatic model for moist convection in the Martian atmosphere. Proceeding of the 38 th ISAS Lunar and Planetary Symposium, The Institute of Space and Astronautical Science., 173 – 175
- Pettengill, G. H., Ford, P. G., 2000: Winter clouds over the north martian polar cap. Geophysical Research Letters, **27**, 609 – 612
- Pierrehumbert, R. T., Erlick, C., 1998: On the scattering greenhouse effect of CO₂ ice clouds. Journal of the Atmospheric Sciences, **55**, 1897 – 1903
- Pollack, J. B., Kasting, J. F., Richardson, S. M., Poliakoff, K., 1987: The case for a wet, warm climate on early Mars. Icarus, **71**, 203 – 224
- Robert, A., 1966 : The integration of a low order spectral form of the primitive meteorological equations. Journal of the Meteorological Society of Japan, **44**, 237 – 244
- Skamarock, W. C., Klemp, J. B., 1992: The stability of time-split numerical methods for the hydrostatic and the nonhydrostatic elastic equations. Monthly Weather Review, **120**, 2109 – 2127
- Soong, S-T., Ogura, Y., 1973: A comparison between axi-symmetric and slab-symmetric cumulus cloud models. Journal of the Atmospheric Sciences, **30**, 879 – 893
- Sutherland, W., 1893: The viscosity of gases and molecular force. Philosophical Magazine, S. 5, **36**, 507 – 531
- Thomas, L. H., 1949 : Elliptic problems in linear difference equation over a network. Watson Scientific Computing Laboratory Report, Columbia University, New York,
- Tobie, G., Forget, F., Lott, F., 2003: Numerical simulation of winter polar wave clouds observed by Mars Global Surveyor Mars Orbiter Laser Altimeter. Icarus, **164**, 33 – 49
- Toon, O. B., Pollack, J. B., Sagan, C., 1977: Physical properties of the particles composing the Martian dust storm of 1971 – 1972. Icarus, **30**, 663 – 696
- 化学工学会編, 1999: 化学工学便覧, 丸善, 1339 pp
- 北守 太一, 2006: 大気主成分の凝結を考慮した火星大気非静力学モデルの開発. 北海道大学大学院地球惑星科学専攻修士論文, 99 pp
<http://www.gfd-dennou.org/arch/prepri/2006/hokudai/kitamo/paper/pub/main.pdf>
- 久保亮五, 1961: 大学演習 熱学・統計力学 修訂版, 裳華房, 516 pp
- 国立天文台編, 2004: 理科年表, 丸善, 1015 pp

- 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. arare/deepconv 離散化マニュアル, 42 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
- 坪木 和久, 榊原 篤志, 2001: CReSS ユーザーズガイド第 2 版. 253 pp
<http://cf.tokyo.rist.or.jp/CReSS.top.html>
- 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.
- 日本気象学会編, 1998: 気象科学事典, 東京書籍, 637 pp
- 水野 量, 2000: 雲と雨の気象学. 朝倉書店, 196 pp
- 光田千紘, 2007: 放射過程によって調節された二酸化炭素氷雲による古火星大気の温室効果. 北海道大学大学院宇宙理学専攻博士論文, 98 pp