

# 初期火星大気中の主成分凝結対流の二次元数値実験 — 臨界飽和比と凝結核数密度に関するパラメータ依存性 —

山下 達也\*, 小高 正嗣\*, 杉山 耕一郎\*\*,†, 中島 健介\*\*\*,  
石渡 正樹\*,†, 林 祥介†,‡

\* 北海道大学 大学院理学院 宇宙理学専攻

\*\* 北海道大学 低温科学研究所

\*\*\* 九州大学 大学院理学研究院 地球惑星科学部門

† 神戸大学 理学研究科 地球惑星科学専攻

‡ 惑星科学研究センター

## 1 はじめに

大気の厚い初期の火星においては、主成分である  $\text{CO}_2$  の氷雲が広範な緯度・高度にわたって存在していたことが理論的に示唆されている (Kasting, 1991; 光田, 2007; Forget *et al.*, 2013). この  $\text{CO}_2$  氷雲による散乱温室効果は、 $\text{CO}_2$  大気の温室効果と相まって初期火星の温暖な気候の実現に寄与していたと考えられている (Forget and Pierrehumbert, 1997). 散乱温室効果は  $\text{CO}_2$  氷雲の分布に強く依存し、雲の分布を調べるには大気の運動を考慮することが不可欠であると考えられている (Forget *et al.*, 2013). しかし従来の 1 次元放射対流平衡モデルを用いた研究では、大気の運動を考慮せず、静的な層状の雲を仮定している (Forget and Pierrehumbert, 1997; 光田, 2007).

また近年力学的研究が行なわれつつあるものの、そのほとんどは大気大循環モデルに基づいている (Sabato, 2008; Forget *et al.*, 2013). 雲の形成を考える上で大気大循環モデルが有効であるのは、地球上で見られるような対流性の雲が発生せず、層状の雲のみ形成される場合である。主成分が凝結する系において、雲の形態が層状性となるのか、あるいは対流性となるのかについては、運動の水平構造を仮定した鉛直 1 次元モデルで考察が行なわれているに過ぎない (Colaprete *et al.*, 2003).

Colaprete *et al.* (2003) では、主成分が凝結する系において、過冷却発生の有無により層状の雲と対流性の雲の両方が生じうると主張している。即ち第一に、過冷却が許容されないならば、上昇域と下降域の温度分布が飽和蒸気圧曲線に拘束されて等しくな

るので、気塊は浮力を得られない。このときには層状性の雲が形成される。第二に、温度分布が飽和蒸気圧曲線に拘束されず、過冷却状態が維持されれば、気塊は浮力を得る可能性がある。このときには対流性の雲が形成される。しかし Colaprete *et al.* (2003) が行なったのは 1 次元モデル計算であり、過冷却状態にある平均温度分布が実現されるのかは分からない。また Colaprete *et al.* (2003) の計算は現在火星条件で行なわれたものであり、以上の議論が初期火星でも成立するかどうかは分からない。Colaprete *et al.* (2003) の主張した 2 種類の雲が初期火星において実現するか否かは、初期火星条件の下で空間 2 次元の数値流体モデルを用いて調べる必要がある。

以上のような背景の下で、我々はこれまで初期火星条件下で実現される主成分凝結対流に伴う流れ場と雲分布の定性的性質を調べることを目的とし、2 次元雲解像モデルの開発とそれを用いた計算を行ってきた (例えば Odaka *et al.*, 1998; 山下他, 2009). 山下他 (2012) ではその一環として雲粒の重力落下の過程を導入し、テスト計算を行なった。

本研究では、パラメータとして臨界飽和比 (飽和蒸気圧に対する凝結が始まるときの圧力の比) と凝結核数密度に着目する。臨界飽和比 ( $S_{cr}$ ) は過冷却状態の実現に影響を及ぼし、凝結核数密度 ( $N_*$ ) は雲粒の重力落下を介して雲分布に影響を及ぼしうると考えられる為である。以下では、初期火星条件下で、臨界飽和比と凝結核数密度を変化させたときに、統計的平衡状態での流れ場・雲分布がどのように変化するのかについて報告する。

## 2 数値モデル

用いるモデルは山下他 (2012) とほぼ同じであるので、以下ではその概要について述べる。支配方程式は大気主成分の凝結を考慮した 2 次元準圧縮方程式である。簡単の為、 $\text{CO}_2$  のみからなる大気を考える。 $\text{CO}_2$  の雲微物理過程として、Tobie *et al.* (2003) に従い、 $\text{CO}_2$  氷の雲粒の拡散成長、重力落下を考慮し、雲粒の併合成長は考慮しない。雲粒の拡散成長において、飽和比 ( $S$ ) が  $1 < S < S_{cr}$  の場合、雲密度がある閾値を超えないと凝結が生じないと仮定する。この仮定は、物理的には核形成における雲粒の臨界半径を考慮することに相当する。閾値は計算の安定性などを考慮し、 $1.0 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-3}$  とする。放射過程は陽に解かず、空間・時間平均された放射冷却を模した熱強制を与える。地表面フラックスの表現は Louis (1979) に従い、大気乱流過程は 1.5 次のクロージャー法 (Klemp and Wilhelmson, 1978) に従うものとする。

空間格子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。空間微分については、移流項を 4 次の中心差分を用いて表現し、その他の項は 2 次の中心差分を用いて表現する。計算資源の節約の為、音波モードは短い時間ステップで積分し、その他のモードは長い時間ステップで積分する (モード別時間分割法)。音波と凝結に関連する項は短い時間ステップで HE-VI 法を用いて時間積分し、それ以外の項は長いタイムステップでリーブフロッグスキームを用いて時間積分を行なう。

なお、開発した数値モデルは関連ドキュメントとともに、<http://www.gfd-dennou.org/library/deepconv/> 以下に公開している。

## 3 計算設定

計算領域は水平 100 km、鉛直 80 km とする。高度 0 km から 50 km までは水平一様な冷却、それより上空にはニュートン冷却を与える。Kasting (1991) を参考に水平一様な冷却率の大きさを  $-0.1 \text{ K day}^{-1}$  とする。ニュートン冷却の時定数は 30000 s とする。地表気圧は  $2.0 \times 10^5 \text{ Pa}$ 、地表温度は 273 K に固定する。初期の大気温度は Kasting (1991) を参考に、最下層温度を 273 K とし、高度 20 km 以下で乾燥断熱減率に従い、高度 20 km から 50 km まで飽和蒸

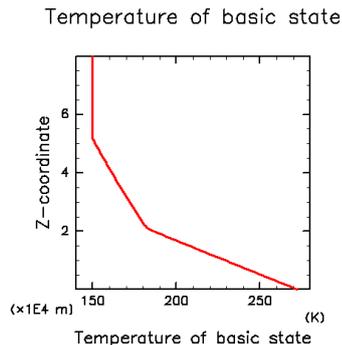


図 1: 初期の温度分布。

気圧曲線に従い、高度 50 km より上で等温 (150 K) という分布を与える (図 1)。臨界飽和比 ( $S_{cr}$ ) は 1.0, 1.35 の 2 通り (Glandorf *et al.*, 2002)、凝結核数密度 ( $N_*$ ) は  $5.0 \times 10^8$ ,  $5.0 \times 10^6$ ,  $5.0 \times 10^4 \text{ kg}^{-1}$  の 3 通りとし (Tobie *et al.*, 2003; Forget *et al.*, 2013)、これらを組み合わせた 6 通りの数値実験を行なう。時間積分は統計的平衡状態が実現されたと判断できるまで実行する。また時間積分のタイムステップは、音波・凝結のモードに対しては 2.0 秒、その他のモードに対しては 0.25 秒とする。空間格子間隔は水平 500 m、鉛直 400 m である。

## 4 計算結果

### 4.1 $S_{cr} = 1.0$ の場合

$S_{cr} = 1.0$  の場合、 $N_*$  の値に依らず流れ場、雲分布が時間的に大きく変動しない状態が実現された。この時間的に大きく変動しない状態を以て統計的平衡状態が実現されたと判断する。また、便宜上時間的に大きく変動しない状態が得られる解を「準定常解」と呼ぶことにする。以下では準定常解の代表例として、 $S_{cr} = 1.0$ ,  $N_* = 5.0 \times 10^8 \text{ kg}^{-1}$  の場合を示す。

$S_{cr} = 1.0$ ,  $N_* = 5.0 \times 10^8 \text{ kg}^{-1}$  の場合の実験では 120 モデル日目には統計的平衡状態が実現されたので、120 モデル日目の流れ場と雲分布について述べる。高度約 20 km から約 50 km の領域に層状の雲が形成される (図 2a)。凝結高度 (約 20 km) よりも下では、細胞状の対流が生じ、温度勾配はほぼ乾燥断熱減率に従う。対流に伴う鉛直流は雲層に 2 – 3 km 程度しか貫入せず、凝結高度付近を除く雲層

のほとんどの高度領域においては内部重力波が生じている (図 2b). 対流に伴う鉛直流速が  $5 \text{ m s}^{-1}$  程度であるのに対し, 雲層内の内部重力波に伴う鉛直流速は  $0.1 \text{ m s}^{-1}$  程度と小さい. 対流の上昇域が存在する水平座標での温度分布は, 雲層において水平平均温度分布とほぼ等しくなっており (図 3), 下方から貫入してきた気塊は雲層内において浮力を得られない. 上昇域・下降域の温度がともに飽和温度とほぼ等しくなる為, 雲は層状に分布する.

#### 4.2 $S_{cr} = 1.35$ の場合

行なった 6 通りの実験のうち,  $S_{cr} = 1.0$  の場合及び  $S_{cr} = 1.35$ ,  $N_* = 5.0 \times 10^8 \text{ kg}^{-1}$  の場合には準定常解が得られた. 一方,  $S_{cr} = 1.35$ ,  $N_* = 5.0 \times 10^6, 5.0 \times 10^4 \text{ kg}^{-1}$  の場合には準定常解とは異なる特徴を持つ解が得られた (図 4). 以下では異なる特徴を持った解の代表例として,  $S_{cr} = 1.35$ ,  $N_* = 5.0 \times 10^6 \text{ kg}^{-1}$  の場合を示す.

$S_{cr} = 1.35$ ,  $N_* = 5.0 \times 10^6 \text{ kg}^{-1}$  の場合の実験では, 凝結の生じる時期と凝結の生じない時期が交互に出現する (図 5). 以下では凝結の生じる時期を「凝結期」, 凝結の生じない時期を「非凝結期」と呼ぶことにする. この実験では 200 モデル日の時間積分を行い, 各凝結期における全雲質量・全運動エネルギーの最大値があまり変化しない準周期的な状態が実現された. この準周期的な状態を以て統計的平衡状態が実現されたと判断する. また便宜上準周期的に変動する状態が実現される解を「準周期解」と呼ぶことにする.

準周期解では, 凝結期と非凝結期において, 流れ場と雲分布の様相が大きく異なる. 以下では, 凝結期, 非凝結期の典型的な流れ場・雲分布としてそれぞれ約 143.55, 150 モデル日目のものを示す.

非凝結期においては, 概ね  $S_{cr} = 1.0$  の場合と同様の流れ場と雲分布が実現される. 即ち層状の雲が形成され, 凝結高度の下に形成される細胞状の対流は雲層に 2 – 3 km 程度しか貫入せず, 凝結高度付近を除く雲層のほとんどの高度領域においては内部重力波が生じる (図 6a, 6b). 但し非凝結期の雲の密度は,  $S_{cr} = 1.0$  の場合の雲の密度に比べて小さい.

一方, 凝結期においては, 高度約 20 km よりも下に対流セルが形成されるとともに, 対流の上昇域の上部で厚い雲が形成される (図 6c, 6d). 厚い雲の周囲の鉛直速度は  $S_{cr} = 1.0$  の場合の雲層での鉛直流速と同程度であるのに対し, 厚い雲の中での鉛直流

速は  $S_{cr} = 1.0$  の場合の雲層での鉛直流速よりも大きい.

準周期解の凝結期において雲の中で強い鉛直流が生じるのは, 過冷却状態にある平均温度が実現される為である. 非凝結期には, 高度約 20 km から約 50 km にかけて凝結が生じることなく冷却されるので, 過冷却状態となる (図 7a). 細胞状の対流の上昇域上端において臨界飽和比に達し凝結が始まると, 過冷却が徐々に緩和され, 上昇域の温度は飽和温度とほぼ等しくなる (図 7b). このとき上昇域と水平平均場の間に温度差が生じ, 気塊は浮力を得られるようになる.

## 5 まとめと議論

大気主成分が凝結する系においては,  $S_{cr}$ ,  $N_*$  の値によって雲対流の時空間構造が大きく異なることが示された. 具体的には,  $S_{cr} = 1.0$  及び  $S_{cr} = 1.35$  で  $N_*$  が大きい場合には流れ場や雲分布があまり変動しない準定常解,  $S_{cr} = 1.35$  で  $N_*$  が小さい場合には凝結期と非凝結期を交互に繰り返す準周期解が存在することが分かった. 準定常解では層状の雲が形成され, 準周期解では凝結期に対流性の雲が形成され, 非凝結期には希薄な層状の雲が形成される.

第 1 節で述べた主成分凝結対流に関する Colaprete *et al.* (2003) の 2 つの主張は, 少なくとも本研究の枠組み・設定の下では正しいことが示された. 即ち, 準定常解, 及び準周期解の非凝結期において, 雲層内で温度差が生じず, 気塊が浮力を得られないという特徴が確認された. また準周期解の凝結期において, 過冷却状態が維持されることで温度差が生じ, 気塊が浮力を得られるという特徴が確認された.

本研究では, 凝結核数密度を一定とし, 雲粒の併合成長を考慮しないといった雲微物理の簡単化を行っている. 凝結核数密度の時空間変動や雲粒の併合成長は, 雲粒の重力落下を介して雲分布に大きな影響を及ぼす可能性がある. 凝結核数密度の時空間変動や併合成長を考慮したときに実現される雲対流の構造に関する実験と考察については, 今後の課題としたい.

本研究は放射過程を陽に解いていないので, 散乱温室効果の定量的な見積もりについて言及することは難しい. しかし少なくとも本研究により, 雲の分布に強く依存する散乱温室効果の寄与は,  $S_{cr}$ ,  $N_*$  の値によって大きく異なる可能性が示唆される. 光

田 (2007) は 散乱温室効果の  $N_*$  に対する依存性を議論しているものの,  $S_{cr} = 1.0$  と仮定している. また Forget *et al.* (2013) では  $S_{cr} = 1.35$  の場合を考慮しているものの, ある特定の  $N_*$  の値について実験を行なったに過ぎない. 本研究は  $N_*$  のみならず  $S_{cr}$  にも着目したパラメータ実験を行なうことの重要性を示唆するものである.

## 謝辞

作図は電脳 Ruby プロジェクト (<http://ruby.gfd-dennou.org/>) において開発されたソフトウェアを用いて行った. 数値計算は, 九州大学情報基盤研究開発センターの SR16000 を用いて行った.

## 参考文献

- 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.
- Colaprete, A., R. M. Haberle, and O. B. Toon, 2003: Formation of convective carbon dioxide clouds near the south pole of Mars, *J. Geophys. Res.*, **108**, 5091, 17-1-19, doi:10.1029/2002JE002052.
- Forget, F., Pierrehumbert, R. T., 1997: Warming Early Mars with Carbon Dioxide Clouds That Scatter Infrared Radiation, *Science*, **278**, 1273–1276.
- Forget, F., Wordsworth, R., Millour, E., Medeleine, J.-B., Kerber, L., Marcq, E., Haberle, R. M., 2013: 3D modelling of the early martian climate under a denser CO<sub>2</sub> atmosphere: Temperatures and CO<sub>2</sub> ice clouds, *Icarus*, **222**, 81–99.
- Glandorf, D. L., Colaprete, A., Tolbert, M. A., Toon, O. B., 2002: CO<sub>2</sub> Snow on Mars and Early Earth: Experimental Constraints. *Icarus*, **160**, 66–72.
- Kasting J. F., 1991: CO<sub>2</sub> condensation and the climate of early Mars, *Icarus*, **94**, 1–13.
- Klemp, J. B. and R. B. Wilhelmson, 1978: The simulation of three-dimensional convective storm dynamics, *J. Atmos. Sci.*, **35**, 1070–1096.
- Lorenz, E. N., 1960: Energy and numerical weather prediction. *Tellus*, **12**, 364 – 373.
- Louis, J.-F., 1979: A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere, *Boundary Layer Meteorology*, **17**, 187–202.
- 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 and Space*, **50**, 431-437.
- Sabato, J. S., 2008: CO<sub>2</sub> condensation in baroclinic eddies on early Mars, *J. Atmos. Sci.*, **65**, 1378–1395.
- Tobie, G., Forget, F., Lott, F., 2003: Numerical simulation of winter polar wave clouds observed by Mars Global Surveyor Mars Orbiter Laser Altimeter, *Icarus*, **35**, 33 – 49.
- 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, 115 pp.
- 山下 達也, 小高 正嗣, 杉山 耕一郎, 中島 健介, 石渡 正樹, 林 祥介, 2009: 大気主成分の凝結を考慮した二次元雲対流モデルによる火星大気の数値計算, 宇宙航空研究開発機構 宇宙科学研究本部, 第 23 回大気圏シンポジウム講演集
- 山下 達也, 小高 正嗣, 杉山 耕一郎, 中島 健介, 石渡 正樹, 高橋 芳幸, 西澤 誠也, 林 祥介, 2012: Two-dimensional simulation of Martian atmospheric convection with the major component condensation over a constant temperature surface, 日本地球惑星科学連合 2012 年大会

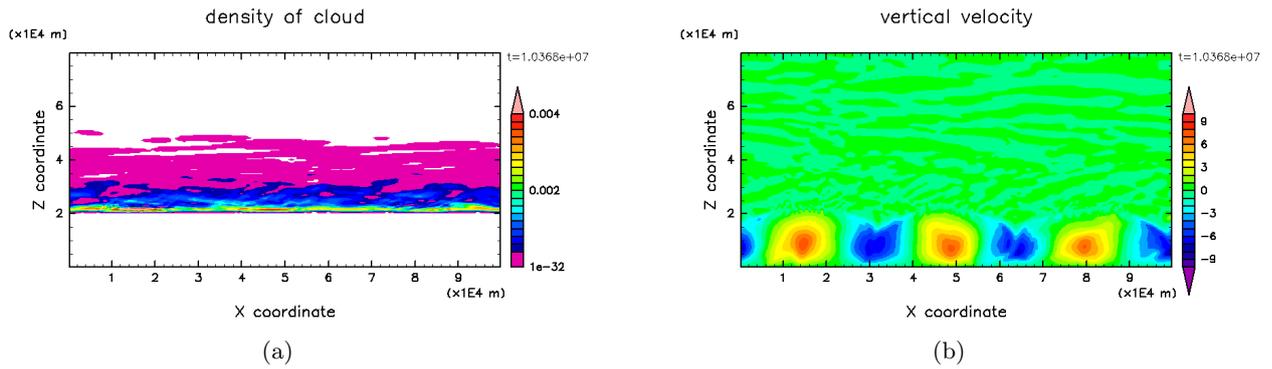


図 2:  $S_{cr} = 1.0$ ,  $N_* = 5.0 \times 10^8 \text{ kg}^{-1}$  の場合の 120 モデル日目における: (a) 雲密度, (b) 鉛直流速の空間分布.

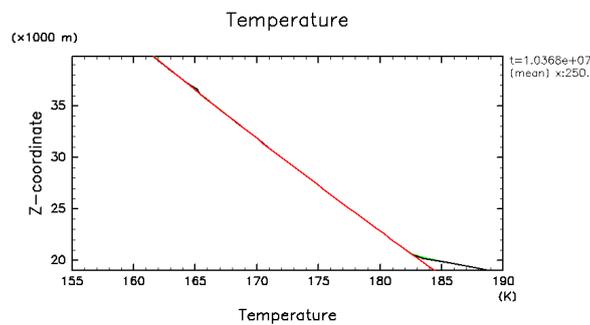


図 3:  $S_{cr} = 1.0$ ,  $N_* = 5.0 \times 10^8 \text{ kg}^{-1}$  の場合の 120 モデル日目における雲層での温度の鉛直分布. 黒は対流の上昇域が存在する水平座標 ( $x \sim 8.0 \times 10^4 \text{ m}$ ) における温度分布, 緑は水平平均温度, 赤は飽和温度を表す.

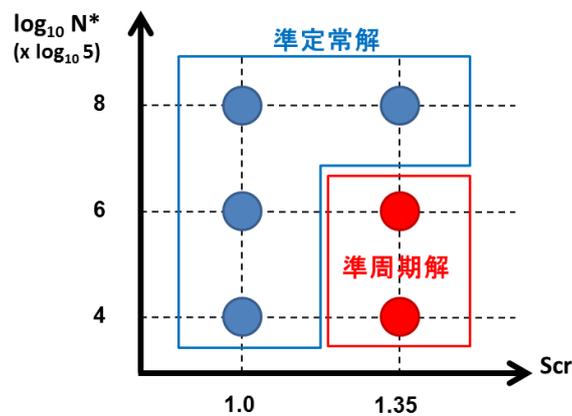


図 4: 実現される解の臨界飽和比, 凝結核数密度に対する依存性.

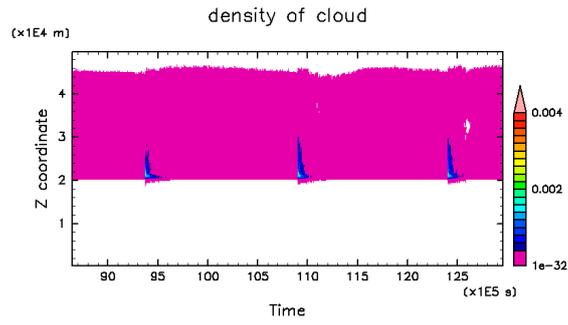


図 5:  $S_{cr} = 1.35$ ,  $N_* = 5.0 \times 10^6 \text{ kg}^{-1}$  の場合の 100 モデル日目から 150 モデル日目における水平平均雲密度の時間変化.

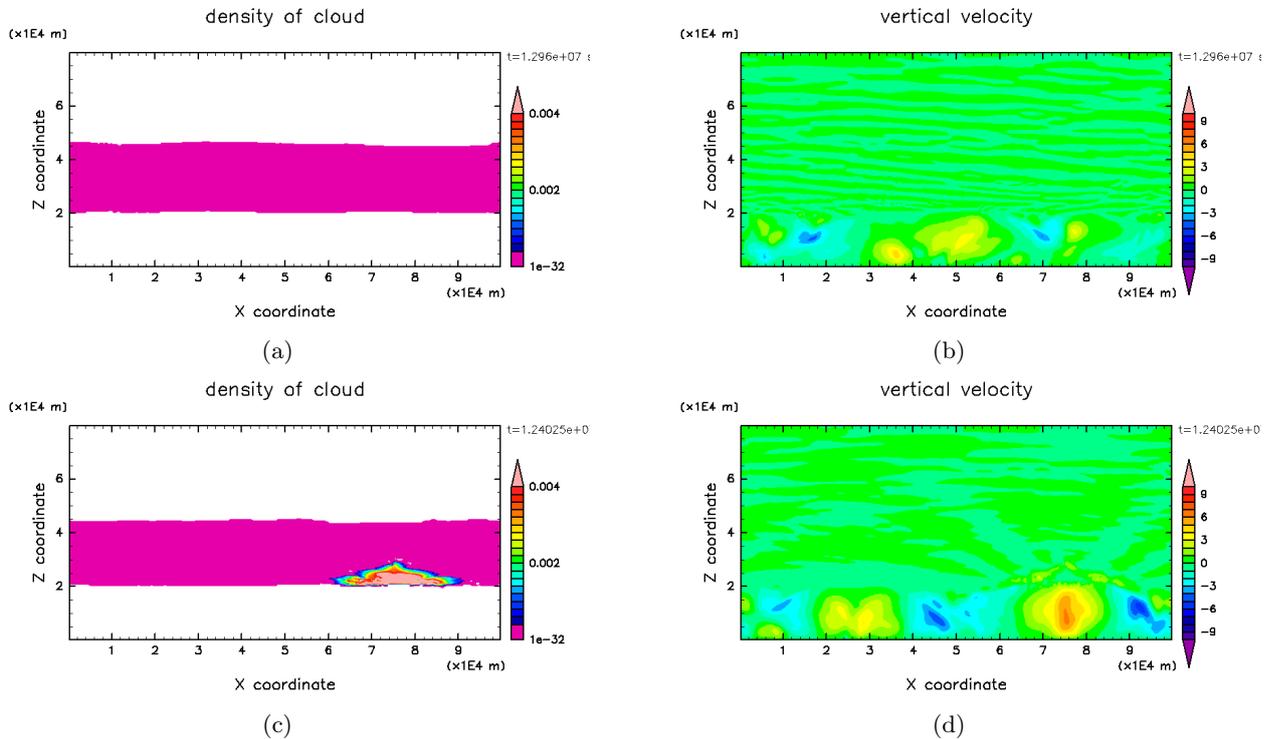


図 6:  $S_{cr} = 1.35$ ,  $N_* = 5.0 \times 10^6 \text{ kg}^{-1}$  の場合の非凝結期 (150 モデル日目) における: (a) 雲密度, (b) 鉛直流速の空間分布と, 凝結期 (約 143.55 モデル日目) における: (c) 雲密度, (d) 鉛直流速の空間分布.

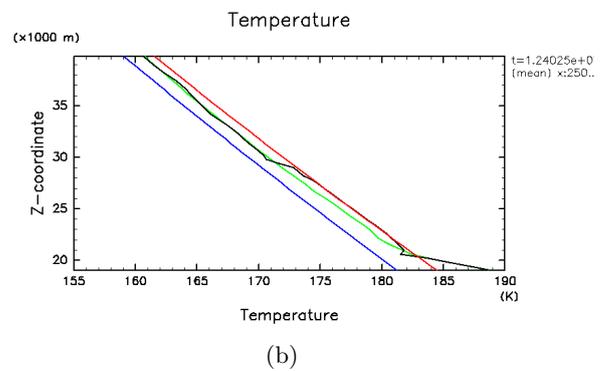
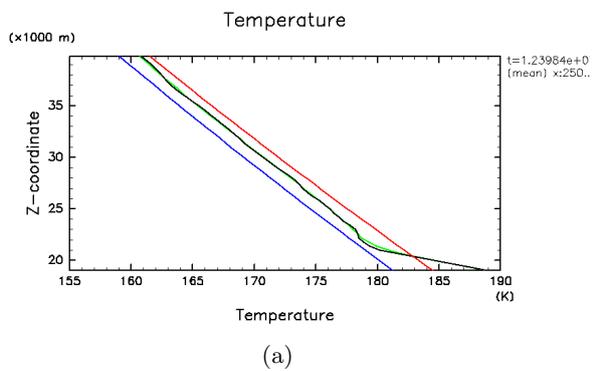


図 7:  $S_{cr} = 1.35$ ,  $N_* = 5.0 \times 10^6 \text{ kg}^{-1}$  の場合の飽和層での温度の鉛直分布. (a) は非凝結期の末期 (約 143.50 モデル日目), (b) は凝結期の初期 (約 143.55 モデル日目) における温度分布である. 黒は凝結とともに上昇流が発生した水平座標 ( $x \sim 7.5 \times 10^4 \text{ m}$ ) の温度, 緑は水平平均温度, 赤は飽和温度, 青は  $S = 1.35$  に対応する温度を表す.