

# 大気主成分の凝結を考慮した 2次元雲対流モデルによる火星大気の数値計算

山下達也, 小高正嗣, 石渡正樹, 杉山耕一郎 (北大理), 中島健介 (九大理), 林祥介 (神戸大理)

## 1. 序

火星の大気は主に  $\text{CO}_2$  から成り, その質量比は約 96.5 % にも及ぶ. 火星には  $\text{CO}_2$  の雲が存在しており,  $\text{CO}_2$  の雲は極冠周縁 (Pettengill and Ford, 2000) や赤道上空 (Montmessin et al., 2007) に分布していることが観測によって明らかとなっている. 特に極冠周縁の  $\text{CO}_2$  の雲は対流によって生成されることが MOLA (Mars Orbiter Laser Altimeter) の観測により示唆されている (Colaprete et al., 2003). 大気の主成分の凝結を伴う対流の場合, 潜熱が圧力, 温度, 流れ場に大きな影響をもたらす, 地球上の湿潤対流とは異なる構造を有するものと考えられる. 熱輸送や物質輸送において重要な役割を果たす対流現象の包括的理解を目指す上で, 主成分凝結対流を理解することは不可欠である. しかし主成分凝結対流に関する研究は Colaprete et al. (2003) など数例を除いて殆ど行なわれておらず, 十分な理解が得られているとは言い難い. そこで本研究では大気主成分が凝結する系での雲対流の構造を明らかにすることを目指し, 主成分凝結を考慮した 2次元雲対流モデルを用いて火星大気を念頭に置いた数値計算を行なった.

## 2. モデルと計算設定

簡単な為,  $\text{CO}_2$  のみから成る大気を考える. 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を考慮したものを用いる (小高他, 2006). 乱流拡散は Klemp and Wilhelmson (1978) 同様に 1.5 次のクロージャモデルで表す. 雲物理過程は拡散による雲粒の成長のみを考慮し, 併合成長と重力沈降は考慮しない. また雲粒の凝結核の半径及び数密度は一定とする. 本モデルでは飽和比が高い状態についても考慮し, 臨界飽和比はパラメータとして与える. Glandorf et al. (2002) の実験結果に基づき, 臨界飽和比の値は 1.0 と 1.35 の 2 通りについて考える. 放射過程については陽に計算せずに高度 0 – 1 km で一様加

熱, 高度 1 – 15 km で一様加熱を与えて, 放射が系全体として釣り合うようにする. 計算領域は水平 50 km, 鉛直 20 km の矩形領域とし, 格子間隔は 200 m とする. 境界条件として水平方向に周期境界条件, 鉛直方向に応力無し条件を適用する. 基本場の温度分布は火星の極冠周縁で観測される温度分布 (Colaprete and Toon, 2002) を参考に, 地表から高度 4 km までを等温位 (165 K), 高度 4 – 15 km は湿潤断熱的, 高度 15 km 以上を等温 (135K) とする (図 1). また初期擾乱としてモデルの最下層の格子点に最大振幅 1.0 K のランダムな温度擾乱を与える. 数値積分は臨界飽和比 1.0 の場合については 10 日分行ない, 臨界飽和比 1.35 の場合については半日分行なった.

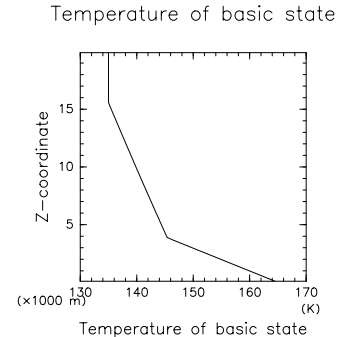


図 1: 計算で用いた基本場の温度分布.

## 3. 計算結果

臨界飽和比が 1.0 の場合, 雲は計算開始直後に高度 4 – 15 km 付近で形成され始める. その後各時刻において雲層下部では雲層上部に比べて雲密度が大きくなっている (図 2). 上部の雲は放射冷却によって生成され, 下部の雲は上昇流によって生成されたものと考えられる. 図 2 及び計算開始 3 日後の速度場のスナップショット (図 3) より, 対流は雲底高度より下に形成さ

れ、雲領域に貫入することはないことが分かる。雲底高度より上では成層安定状態となっており、上昇してきた気塊は急激に減速される為に、雲層内部で強い対流が生じることはない。時間の経過とともに雲底高度は上昇し、系における全雲質量は約 1 日後から緩やかに減少する。対流は冷却領域に侵入することが出来ず、熱を効率的に輸送することが出来ない為、雲底高度より下の気層は徐々に加熱される。その結果下層では雲の昇華が生じ、雲底高度が上昇していくものと解釈される。更に長時間の計算を行なうと、系の全雲質量は減少を続け、系全体が乾燥対流によって支配されるようになると推測される。以上より、少なくともこの計算設定においては湿潤対流が平衡状態として実現される可能性は低いことが分かる。

臨界飽和比が 1.35 の場合、三角形の凝結領域が約 100 m/s という速さで拡大していくという奇妙な計算結果が得られた。線形化した弾性系方程式に凝結を考慮して分散関係を解析的に求めると、このような位相速度を持つ波は存在しない。このことから三角形の凝結領域の拡大は物理的に意味のある解ではなく、差分誤差による数値的な解であることが分かった。この非現実的な凝結領域の拡大は雲密度の差分誤差が移流されることによって凝結領域の周辺で連鎖的に凝結が生じてしまうことに起因すると考えられる。過飽和が許容される場合、このような人工的な凝結の連鎖は生じやすくなると考えられ、凝結過程を慎重に取り扱う必要があると考えられる。火星では高い飽和比が実現されるので、この計算上の困難をどうにかして克服しなければならない。

#### 4. 今後の課題

臨界飽和比が 1.0 の場合の計算では湿潤対流が安定に存在しにくいことが示唆されたが、このことが主成分凝結対流の一般的な性質であるかについてはまだ良く分からない。基本場の温度分布や放射強制の分布を変えてより多くの計算を行なう必要がある。また今回は雲粒の重力沈降や併合成長を考慮せずに計算を行なったが、物理的に意味のある雲対流の描像に近付くためには、これらの効果を考慮して計算する必要がある。

臨界飽和比が 1.35 の場合での差分誤差による連鎖的な凝結を防ぐ方法の一つとして、一定以上の雲密度に達しないと凝結が生じないように雲密度に閾値を設けて計算する方法が考えられる。また現在のモデルでは雲密度の移流を数値振動の生じやすい 4 次の中心差分で計算しており、大きな差分誤差を生む要因となりうる。過飽和が実現される場合の計算においては閾値を導入し、より精度の良い移流スキームを導入することにより問題を解決する方法を探っていく予定である。

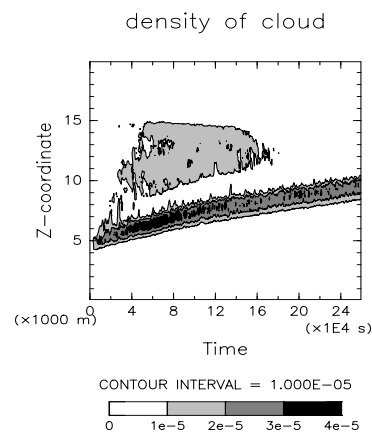


図 2: 臨界飽和比が 1.0 である場合の雲密度の水平平均の時間変化。計算開始から 3 日後までの雲密度の分布を示している。

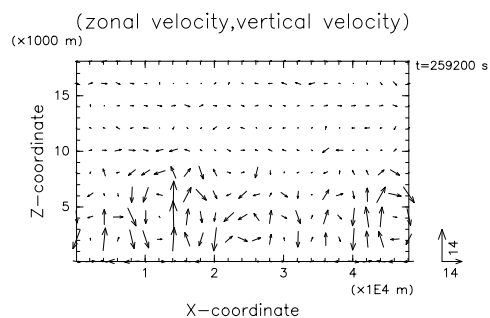


図 3: 臨界飽和比が 1.0 である場合の計算開始 3 日後の速度場。