

2次元対流モデルで明らかにされた木星大気の雲対流構造

杉山 耕一郎 [1]; 小高 正嗣 [1]; 中島 健介 [2]; 高橋 芳幸 [3]; 林 祥介 [1]
[1] 北大・理・宇宙理学; [2] 九大・理院・地惑; [3] 神戸大・理

Moist Convection in Jupiter's Atmosphere simulated by two dimensional numerical model

Ko-ichiro SUGIYAMA[1]; Masatsugu Odaka[1]; Kensuke Nakajima[2]; Yoshiyuki O. Takahashi[3]; Yoshi-Yuki Hayashi[1]
[1] Department of CosmoSciences, Hokkaido Univ.; [2] Dept. of Earth & Planetary Sci., Faculty of Sci., Kyushu Univ.; [3] Dept. of Earth & Planetary Sciences, Kobe Univ.

<http://www.gfd-dennou.org/arch/deepconv/>

The averaged structure of moist convection layer in Jupiter's atmosphere remain unclear, because it is difficult to observe the structure under the extensive surface cloud layer by remote sensing. We developed a two-dimensional numerical model that incorporates condensation of H_2O and NH_3 and production reaction of NH_4SH , and examined a averaged structure of moist convection layer in Jupiter's atmosphere that established through a large number of life cycles of convective cloud elements (Japan Geoscience Union Meeting 2007, M134-015). In our previous study, the value of radiative forcing is about 100 times larger than that observed in Jupiter's atmosphere in order to reduce computational time to establish statistically equilibrium state. Here in this study, we perform a numerical simulation with a realistic radiative forcing and investigate the convective motion and the distribution of condensible species of moist convection layer in Jupiter's atmosphere.

The basic equation of the model is based on quasi-compressible system (Klemp and Wilhelmson, 1978). The cloud microphysics is implemented by using the terrestrial warm rain bulk parameterization that is used in Nakajima *et al.* (2000). The domain extends 300 km (30 bar - 0.001 bar in pressure) in the vertical direction and 512 km in the horizontal direction. The spatial resolution is 2 km both in the horizontal and the vertical directions. The radiative transfer in Jupiter's atmosphere is not explicitly solved. Instead, the model atmosphere is subject to a thermal forcing which drive the convection between 2 bar level and 0.1 bar level at a constant rate of -0.01 K/day. The initial vertical structure of the atmosphere used in the calculations is as follows: the troposphere is adiabatic (temperature is 160 K at 0.6 Bar) and extends up to 200 km (0.1 bar), above which is an isothermal layer of 100 K. The initial mixing ratio of each condensible species is homogeneous below the level where the relative humidity reaches 75 %. In the altitudes above that level, the mixing ratio of each condensible components is reduced so that the relative humidity does not exceed 75 %. The abundance of condensible volatiles is taken at 1 time solar at the lower boundary.

The results show that moist convection occurs intermittently; short 'active period', in which strong convection associated with phase change and chemical reaction extending from the lower boundary to the tropopause develops, and long 'quiet period', in which weak convection around the NH_3 condensation level occurs, are repeated quasi-periodically. In the active period, latent heat and reaction heat increase temperature rapidly and temperature profile follows moist adiabatic profile. In the quiet period, radiative cooling decreases temperature slowly to dry adiabatic profile. At the end of the quiet period, convective instability occurs around the H_2O condensation level and active period starts again.

In the active period, convective motion tends to be separated at the H_2O condensation level and the NH_3 condensation level and the NH_4SH reaction level don't act as a stationary dynamical boundary. The H_2O and NH_4SH cloud particles are advected above the NH_3 condensation level. The convective motion and the distribution of clouds are similar to those obtained by our previous study in which the cooling rate -1 K/day is used. In the quiet periods, weak convection mainly occurs between the NH_3 condensation level and the tropopause, and cloud amount is smaller than that in the active period. In this period, NH_3 condensation level acts as a stationary dynamical boundary.

木星表面の雲層の下を遠隔観測で調べることは困難なため、木星大気の平均的な大気構造は未だによくわかっていない問題である。我々は H_2O と NH_3 の凝結と NH_4SH の生成反応を考慮した 2次元雲対流モデルを開発し、多数の雲の生成消滅が繰り返された結果として決まる平均的な木星大気の鉛直構造を調べてきた (日本地球惑星科学連合 2007 年大会 M134-015)。我々のこれまでの計算では、統計的平衡状態に達するまでの計算時間を短縮するために、現実の値より 2 桁大きい放射強制を与えていた。そこで本研究では、放射強制の値を現実的なものとして雲対流の直接数値計算を行い、平均的な対流運動と雲分布の描像を調べる。

モデル方程式として準圧縮系方程式 (Klemp and Wilhelmson, 1978) を用いる。雲微物理過程は Nakajima *et al.* (2000) で用いられた暖かい雨のバルクパラメタリゼーションを用いて表現した。計算領域は鉛直方向に 300 km (30 bar ~ 0.001 bar)、水平方向に 1024 km とする。格子間隔は水平方向と鉛直方向共に 2 km とする。放射過程は陽には計算せず、その代わりに観測された放射冷却を模した水平一様な冷却層を高度 140 km (2 bar) から 200 km (0.1 bar) の間に導入する。冷却率の大きさは -0.01 k/day とする。初期の鉛直温度構造は、下部境界から 200 km (0.1 bar) までは断熱的 (0.6 bar 面高度で 160 k) とし、それより上層では等温とする。 H_2O , NH_3 , H_2S の初期混合比は、下部境界から相対湿度が 75 % となる高度までは混合比一定とし、その高度より上空では相対湿度が 75 % となるように与える。数値実験は、これら凝結成分の大気下端での存在度を太陽組成の 1 倍として行った。

計算結果より、対流活動は間欠的に生じること、すなわち、下部境界から対流圏界面の全高度領域で凝結・化学反応を伴う対流運動が見られる時期（以下、活発期と呼ぶ）と対流運動がずっと弱い時期（以下、静穏期と呼ぶ）が準周期的に繰り返されることが示された。活発期の継続時間は短く、ほとんどの時刻は静穏期に対応する。活発期には潜熱と反応熱の解放によって温度は上昇し、温度分布は湿潤断熱的な分布に近づく。その後の静穏期には放射冷却によってゆっくりと温度は低下し、温度分布が乾燥断熱的な分布に近づくとともに、対流活動が盛んになり活発期に至る。

活発期の対流運動は H_2O 凝結高度を境に上下に2分される。 NH_3 凝結高度と NH_4SH 生成高度は対流運動に対する定常的な境界としては働いていない。そのため H_2O と NH_4SH の雲粒は NH_3 凝結高度の上まで移流される。これらの活発期の対流運動と雲分布の描像は、我々がこれまでに行った冷却率を -1 K/day とした実験結果とほとんど同じである。静穏期においては、弱い対流運動が主として NH_3 凝結高度から対流圏界面の間で生じ、雲の生成量は活発期に比べると小さい。この時期においては、平均的には NH_3 凝結高度が対流運動に対する境界として働いている。