



Title	ハイブリッド雲微物理モデルの開発
Author(s)	久芳, 奈遠美
Description	II. 詳細雲微物理モデルの開発と応用
Citation	低温科学, 72, 65-69
Issue Date	2014-03-31
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/55018
Type	departmental bulletin paper
File Information	LTS72_008.pdf



ハイブリッド雲微物理モデルの開発

久芳奈遠美

気候変動予測において重要な雲の降水形成効率や放射特性は雲粒の数密度や粒径分布といった雲の微細構造に大きく依存し、雲の微細構造は雲凝結核として機能する大気中のエアロゾル粒子に左右される。そこでエアロゾル粒子が雲の微細構造に及ぼす影響を精度よく見積もるため、移流に関してはパーセルモデルと格子モデル、雲粒の成長に関しては粒子法とビン法の両者を組み合わせたハイブリッド雲微物理モデルを開発した。このモデルでは、雲凝結核の雲粒への活性化は粒子法搭載パーセルモデルでラグランジュ的に計算し、格子点上では雲粒及び雨滴の凝結成長・衝突併合・分裂を2モーメントビン法でセミラグランジュ的に計算し、重力落下および移流は格子間でオイラー的に計算する。本稿では、雲粒の数密度や粒径分布を陽に計算できるモデルの解説と、このモデルを用いて行った研究事例について紹介する。

Development of Hybrid Microphysical Cloud model

Naomi Kuba

Precipitation efficiency and radiative properties of clouds are important factors for the prediction of climate change. These properties of clouds are significantly dependent on cloud microphysical structure (number concentration and size distribution of cloud droplets), which are affected by the aerosol particles to act as cloud condensation nuclei (CCN).

We developed a hybrid cloud microphysical model which can calculate the number concentration and size distribution explicitly. A parcel model and a grid model comprise the cloud model, a particle method and a bin method comprise microphysical model. The condensational growth and activation of CCN in each parcel is estimated in a Lagrangian framework. Changes in cloud droplet size distribution arising from condensation, coalescence, and break-up are calculated on grid points using a two-moment bin method in a semi-Lagrangian framework. Sedimentation and advection of cloud/rain droplets are estimated in an Eulerian framework. Results of studies on the effects of CCN on cloud microphysical structure using this hybrid cloud microphysical model are described in this paper.

1. はじめに

気候変動予測において重要な因子となる雲の降水形成効率や放射特性などは雲の微細構造（雲粒数密度・雲粒粒径分布など）によって大きく変動する。雲粒数密度および雲粒粒径分布は雲粒ができるための核となる雲凝結核と雲底付近や雲内の上昇流に依存する。そのため、雲凝結核となり得る大気中のエアロゾル粒子から雲粒数密度および雲粒粒径分布を陽に計算できるモデルを開発

し、数値実験によりエアロゾル粒子が雲の微細構造に与える影響、降水生成効率に与える影響などを調べる研究を行った。

2. 粒子法雲微物理モデル（パーセルモデル）の開発

Mordy (1959) を初め多くの数値シミュレーションでは、雲凝結核から計算された雲粒粒径分布が観測されるものに比べて幅が狭いという問題があった。これを解決するための試みが Warner (1969, 1973), Lee and Pruppacher (1977), Baker et al. (1980) らによりなされていたという状況の中で私は雲物理の研究を始めた。

上昇気流に乗って移動する空気塊は断熱冷却で気温が下がり、相対湿度が上昇する。空気塊中のエアロゾル粒

連絡先

久芳奈遠美

東京大学・大気海洋研究所

Atmosphere and Ocean Research Institute

The University of Tokyo

e-mail: kuba@aori.u-tokyo.ac.jp

子は相対湿度に応じて膨潤し、その半径と水溶液濃度で決まる平衡蒸気圧（安定して存在できる蒸気圧）と空気塊の水蒸気圧の差で凝結もしくは蒸発する。水溶液滴の核となっている物質と水溶液滴の半径がわかると平衡水蒸気圧は計算でき、これをグラフに描いたものはケラー曲線と呼ばれる。大気中のエアロゾルは純粋な化学物質でできていることは稀で無機・有機・不溶性物質も含まれることから、凝結核としての能力を乾燥半径と hygroscopicity (κ) というパラメータで表す近似 (Petters and Kreidenweis 2007) が観測においても数値モデルにおいても便利である。ある凝結核を構成するすべての物質の種類や構成割合がわからなくても κ は測定することができるので、エアロゾル粒子の大きさと κ を用いることで数値シミュレーションが可能になる。図 1 に代表的な雲凝結核物質である硫酸アンモニウム ($\kappa=0.61$, 細線) と塩化ナトリウム ($\kappa=1.28$, 太線) の平衡水蒸気圧曲線を相対湿度で示した。核の乾燥半径は 0.01 (赤線), 0.02 (緑線), 0.1 (青線), 1.0 (水色線), 10.0 (紫色線) μm である。純粋な水の場合を茶色線で示した。純粋な水滴の平衡蒸気圧は表面張力の効果だけで決まる。凝結核がある場合は、純粋な水に比べ溶質の効果の分だけ平衡蒸気圧が下がり、その効果は溶液濃度が高いほど大きい。従って凝結核の半径が大きいほど、また活性化能力が高い (κ が大きい) ほど平衡蒸気圧は低く、より低い相対湿度のもとでも凝結成長できる。空気塊の相対湿度が曲線の極大値（臨界相対湿度）より高くなれば、水溶液滴は凝結成長を続けることができる。いったん極大値に相当する半径（臨界半径）よりも大きくなってしまえば、成長して半径が大きくなるほど平衡蒸気圧は下がるので成長し続ける。ただし、空気塊の相対湿度は水蒸気の消費により低下するので、平衡蒸気圧を相対湿度が下回れば蒸発に転じる。

凝結核と水蒸気を含む空気塊が断熱上昇するという

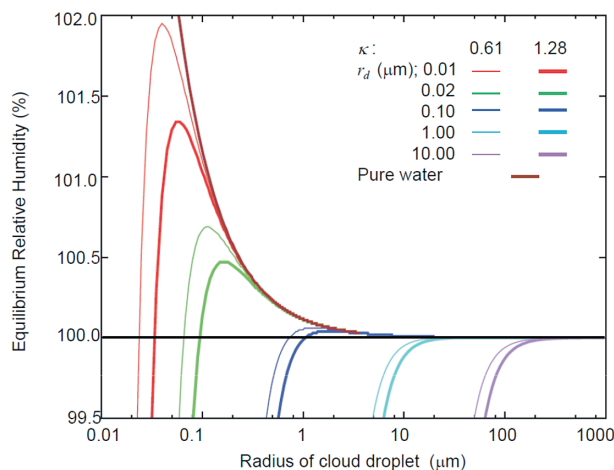


図 1：平衡蒸気圧曲線。硫酸アンモニウム（細線）と塩化ナトリウム（太線）。乾燥半径は 0.01（赤線）、0.02（緑線）、0.1（青線）、1.0（水色線）、10（紫線） μm 。

パーセルモデルを使って雲粒粒径分布を計算することができる (Takeda and Kuba 1982)。例として図 2 に示した凝結核分布を含む空気塊が上昇する場合を示す。凝結核は硫酸アンモニウム ($\kappa=0.61$, 図 2 の赤線) と塩化ナトリウム ($\kappa=1.28$, 図 2 の青線) の 2 種類でそれぞれの粒径分布は正規対数分布とした。一例として、この空気塊が層状雲の上昇流速に近い 0.7 m s^{-1} で上昇した場合の、それぞれの凝結核の半径の高度変化を図 3 に示す。縦軸は凝結高度（雲底）からの距離である。右図は空気塊の相対湿度の高度変化である。このケースでは、乾燥半径 $0.0136 \mu\text{m}$ の硫酸アンモニウム粒子（黒線）は空気塊の相対湿度が平衡蒸気圧曲線の極大値を超えないため成長できず膨潤したエアロゾル粒子のままであり、乾燥半径 $0.0230 \mu\text{m}$ の硫酸アンモニウム粒子（赤線）は一旦臨界半径を超えるまでに成長するものの、その後凝結核が凝結成長するために水蒸気が消費され相対湿度が減少するので平衡蒸気圧の方が高くなってしまい、蒸発に転じている。乾燥半径 $0.0235 \mu\text{m}$ の硫酸アンモニウム粒子（緑線）は空気塊の相対湿度が最大値に達した時点で臨界半径を超え、その後凝結成長を続ける。この場合、乾燥半径 $0.0230 \mu\text{m}$ と $0.0235 \mu\text{m}$ の間に雲粒になれるかどうかの境目があり、これより大きい半径を持つ凝結核の数で雲粒数密度が決まる。この境界値は相対湿度の最大値で決まるが、この最大値は上昇速度と凝結核の粒径分布や活性化能力で決まる。

雲粒数密度を正確に計算するためにはこの「雲粒になれる凝結核の半径の最小値」を検出しなければならず、数値計算において凝結核を大きさでクラス分けする際には特に注意が必要である。すなわち、雲粒になれる凝結核の半径の最小値の近傍においては、一クラスに含まれ

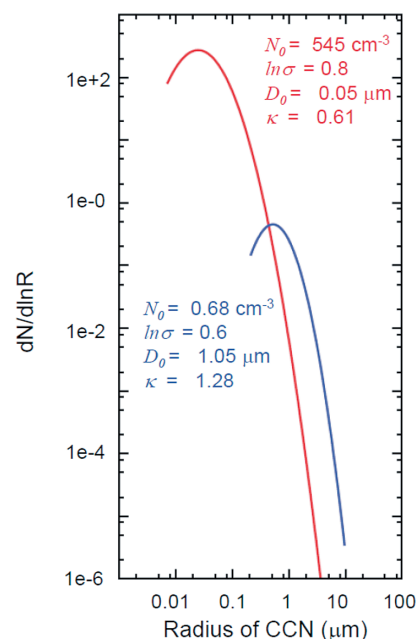


図 2：数値計算の初期値に用いた凝結核粒径分布。硫酸アンモニウム（赤線）と塩化ナトリウム（青線）。

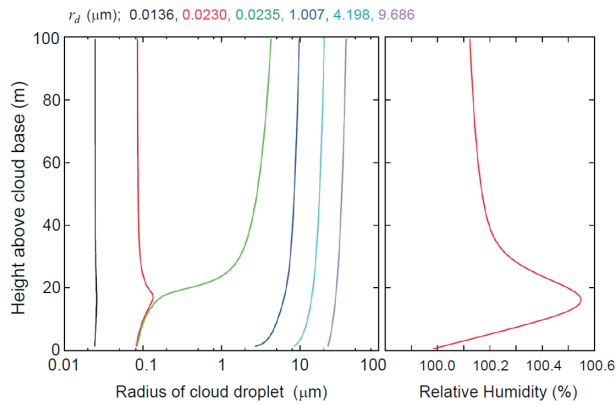


図3：右図；相対湿度の鉛直変化．左図；雲粒の半径の鉛直変化．

凝結核は塩化ナトリウムで乾燥半径は0.0136（黒線），0.0230（赤線），0.0235（緑線），1.007（青線），4.198（水色線），9.686（紫線） μm ．

凝結核の数密度を結果としてできる雲粒数密度に比べて十分に小さくしなくてはならない．クラス分けの仕方や代表値の取り方で，あるクラスの凝結核が雲粒になれるかどうか変わってしまうため，そのクラスの凝結核の数密度が計算誤差ということになる．凝結成長だけで再現した（併合成長や重力落下を考慮しない）雲底付近の雲粒粒径分布が図4である．凝結核がふた山なのでふた山型をしている．

最初にあげた「計算された雲粒粒径分布の幅が観測値より狭い」という問題に戻ると，当時は凝結核が活性化して雲粒になると溶質の効果は急激に小さくなり純粋な水として扱えると近似した計算が行われ，そうすると水の凝結成長速度は半径に反比例することから，大きい雲粒ほど成長速度が小さくいずれすべての雲粒が同じ大きさになるという計算結果になったのである．図4は雲底付近の凝結成長が主となる層の雲粒粒径分布であるが，分布の幅が上昇につれて急激に小さくなってはいない．

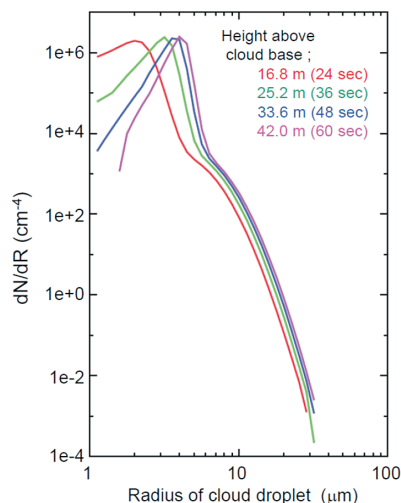


図4：雲粒粒径分布の高度変化．雲底からの高度は16.8（赤線），25.2（緑線），33.6（青線），42.0（紫線）m．

このような結果を当時の指導教官だった武田喬男教授に提示した時に，数値シミュレーションでは雲粒粒径分布の幅が急激に狭くなるという気象学の常識に合わないから間違いを探すように言われた．数日悩んだ結果，今では常識となっている次のような考えに至った．図1から分かるように，大きい凝結核の平衡蒸気圧曲線は極大値を持たず相対湿度100%以下であるので，未飽和でも凝結成長できる．この溶質効果のため半径の成長速度は急減しない．また，大きい雲粒ほど元になる凝結核が大きく溶質の効果が大きいため，半径の大きい雲粒ほど成長速度が小さいということはなく，雲粒粒径分布の幅が旧来問題になっていたほどには狭くならない（詳細はTakeda and Kuba (1982) 参照）．実際の雲内では高度が上がるにつれて雲粒の衝突併合や外部からの乾燥空気や新しい凝結核の流入，上の層からの大きい雲粒や雨粒の重力落下によりさらに雲粒粒径分布の幅は広がる．

このような，パーセルモデルを使って移流をLagrange的に計算し，粒子法を使って半径の時間変化もLagrange的に計算するという方法は，空気塊が経験する相対湿度の最大値を正確に計算でき数値拡散も抑制できるので，雲底付近の雲粒数密度や雲粒粒径分布を精度良く得ることができ，エアロゾル粒子の影響を評価するのに有効である．

3. ビン法雲微物理モデルの開発

上記のように完全にLagrange的に計算にすると，相対湿度の最大値が正確に計算でき雲粒数密度が精度良く計算され数値拡散の心配もないが，併合成長や重力落下を扱うことが困難になる．雲粒同士の衝突併合を扱うためには半径（質量）方向に格子を切りその間に所属する粒子の数密度などの時間変化を計算するビン法が便利である．ビン法もEuler的に計算すると数値拡散の問題があるので，1タイムステップの間はLagrange的に計算し，その結果をもとの固定ビンに振り分けるSemi-Lagrange的な計算が推奨される（Kuba and Takeda 1983, Chen and Lamb 1994, Kuba et al. 2003）．数密度などの予報変数は一つのビンの中では一定値であるとするのが簡単であるが，こうするとビンの境界を越えて隣のビンに移ったとたんそのビンの全域に広がるということになり，1タイムステップごとに次のビンに移れてしまい数値拡散により粒径分布の幅が広がる．そこで予報変数のビンの中の分布も考慮し数値拡散を抑えることが提案された．隣り合うビンの値からビン内の分布を決める方法（Kuba and Takeda 1983; Kuba et al. 2003），ビン毎の予報変数を二つ以上とる方法などがある．ビンに所属する粒子の数と総質量の二つを予報変数とするのが2モーメントビン法である（Chen and Lamb 1994）．2モーメントビン法はビン内の分布を直線と仮定しその傾

きをビン内の粒子の数と総質量により決めるもので、ビン内の途中までしか広がらないということも許すというものである。ビン内の分布を決める際にそのビンの値しか使わないので滑らかでない分布で空のビンが混在していても数値不安定を起こさないという利点がある。パーセルモデルではそのようなことはあまり起きないが、格子モデルで移流の計算をする場合などでは空のビンが混在する可能性があるので2モーメントビン法は有効である。

4. ハイブリッド雲微物理モデルの開発

上記のように、雲粒数密度を決定する重要な因子である「空気塊が経験した相対湿度の最大値」を精度良く再現するためには、移流はパーセルモデルでLagrange的に計算することが望ましいが、重力落下を扱うためには格子モデルでEuler的に計算する方が便利である。また、凝結核の活性化や雲粒の凝結成長は粒子法でLagrange的に計算する方が溶質の効果を精度よく評価できるが、雲粒同士の衝突併合を扱うためにはビン法でSemi-Lagrange流に計算する方が便利である。そこで移流に関してはパーセルモデルと格子モデル、雲粒の成長に関しては粒子法とビン法の両者を組み合わせるハイブリッド雲微物理モデルを開発した。Kuba and Takeda (1983) は雲底付近では連続して上昇するパーセルモデルで粒子法により凝結核の活性化と雲粒の凝結成長を計算し、軸対称モデルの格子点上ではビン法で凝結成長・衝突併合成長・重力落下を扱うという数値実験を浅い対流雲を対象として行い、半径 $0.1 \mu\text{m}$ 以下の凝結核数密度が低い場合は、雨滴は「半径 $1.0 \mu\text{m}$ 以下の凝結核由来の雲粒同士の併合」で効率よく生成され、半径 $0.1 \mu\text{m}$ 以下の凝結核数密度が高い場合は、雨滴は生成されにくく「半径 $1.0 \mu\text{m}$ 以上の凝結核（巨大凝結核）由来の雲粒がそれより小さい雲粒を捕捉する併合」と「巨大凝結核由来の雲粒同士の併合」で主に生成されることを示した。

Kuba and Fujiyoshi (2006) は kinematic フレームとして2次元格子モデルを採用し、格子点の相対湿度が初めて100%に達した時点で凝結核と水蒸気を含むパーセルモデルをその格子点の風上から起動させて凝結核の活性化および雲粒の凝結成長を計算し、格子点上のビンに初期雲粒粒径分布として与えるというハイブリッド雲微物理モデルを開発した。初期雲粒粒径分布を与えられた格子点上では引き続きChen and Lamb (1994) の2モーメントビン法でSemi-Lagrange流に凝結成長と併合成長を計算し、格子点間ではビン毎に重力落下と移流を計算する。このモデルで凝結核が雲粒粒径分布に与える影響を精査し、さらにパーセルモデルの数値実験から開発した雲粒数密度を予測するパラメタリゼーションを

このハイブリッド雲微物理モデルのパーセルモデルと置き換えたものとハイブリッド雲微物理モデルを比較することで、パラメタリゼーションの有効性を検証した。

このハイブリッド雲微物理モデルでは、凝結核の総数密度には反映されない巨大凝結核が雲粒数密度や雲粒粒径分布に与える影響も精度よく評価できる。その一例としてKuba and Murakami (2010) は、巨大凝結核を散布した時の暖かい雨の増加効果について調べた。一般的にビン法で衝突併合成長を計算する際に1タイムステップ内に一つの雲粒が何度も衝突する多重衝突が起きると精度が落ちる。これを避けるためにはタイムステップを0.01秒程度に小さくする必要があるがそれでは計算時間がかかるので、Kuba and Murakami (2010) ではChen (1992) の提案に基づき、1タイムステップに1回以上という頻度の高い「大きい雲粒と数の多い小さい雲粒の併合」はcontinuous coalescence schemeで計算し、1タイムステップに1回未満という頻度の低い「大きい雲粒同士の併合」はstochastic coalescence schemeで計算することにより、0.5秒のタイムステップでも精度よく計算できるようにした。このようにして行った数値実験により、以下の結果を得た。

- (1) 散布粒子の大きさや数密度が適切であれば降水開始時期を早め降水量を増加させることができる。
- (2) 散布粒子の総質量が多いほど「降水量を増加させるのに最適な散布粒子の半径」は大きい。
- (3) 既製品の塩化ナトリウムのマイクロパウダーは十分な量の散布で降水量を増加させることができる。
- (4) 既製品のフレイアによる散布では、上昇流が小さい層雲ではわずかに増雨効果が期待できるが、上昇流が大きい対流雲では逆に降水量を減少させる。
- (5) 凝結核散布で降水量が増加する場合には、2種類の効果が働く。すなわち、散布された大粒子凝結核がバックグラウンドの小さい凝結核の活性化を阻害し雲粒数密度を減少させることで降水効率を高めるというcompetition effectと、散布された巨大粒子凝結核がすぐに小さい雨滴となり雲粒を併合して急速に成長していくというraindrop embryo effectである。

さらにKuba et al. (2014) は、このハイブリッド雲微物理モデルを用いてSuzuki and Stephens (2008) が衛星観測データから雲微物理過程を検出する手段として提案したSuzuki diagram（レーダ反射因子の層平均値と雲粒有効半径のカラム平均値の関係を表した図）の検証を行い、上昇流や凝結核の影響や雲微物理過程との関係を明らかにした。また、Nakajima et al. (2010) で提案されたcontoured frequency by optical depth dia-

gram (CFODD) をこのハイブリッド雲微物理モデルを用いて再現し、衛星観測データから作成した CFODD と比較しその相違点を小さくするための検討を行っている。このように衛星観測データを雲微物理学的に解析しどのような雲微物理過程を表しているのかを解明することで、衛星データシミュレータを使った雲解像モデルのバルク法雲物理過程の改良が可能になる。

参考文献

- Baker, M. S., R. G. Corbin, and J. Latham (1980) The influence of inhomogeneous mixing on cloud droplet evolution and rainfall production. Proceedings of the Intern. Conf. Cloud Physics, Clermon-Ferrand, p.377-380.
- Chen, J. -P. (1992) Numerical simulation of the redistribution of atmospheric trace chemicals through cloud processes, *Ph.D. dissertation*, The Pennsylvania State University, 343 pp.
- Chen, J. -P. and D. Lamb (1994) Simulation of cloud microphysics and chemical processes using a multicomponent framework. Part I Description of the microphysical model. *J. Atmos. Sci.* **51**, 2613-2630.
- Kuba, N. and Y. Fujiyoshi (2006) Development of a cloud microphysical model and parameterizations to describe the effect of CCN on warm cloud. *Atmos. Chem. Phys.*, **6**, 2793-2810.
- Kuba, N. and M. Murakami (2010) Effect of hygroscopic seeding on warm rain clouds-numerical study using a hybrid cloud microphysical model. *Atmos. Chem. Phys.*, **10**, 3335-3351.
- Kuba, N. and T. Takeda (1983) Numerical Study of the effect of CCN on the size distribution of cloud droplets. Part II. Formation of large droplets. *J. Meteor. Soc. Japan*, **61**, 3, 375-387.
- Kuba, N., T. Hashino, M. Satoh, and K. Suzuki (2014) Relationship between layer-mean radar reflectivity and columnar effective radius of warm cloud: Numerical study using a cloud microphysical bin model. *J. Geophys. Res.*, accepted.
- Lee, In-Young and H. R. Pruppacher (1977) A comparative study on the growth of cloud drops by condensation using an air-parcel model with and without entrainment. *Pageoph.*, **115**, 523-545.
- Mordy, W. (1959) Computation of the growth by condensation of a population of cloud droplets. *Tellus*, **XI** 1, 16-44.
- Nakajima, T. Y., K. Suzuki, and G. L. Stephens (2010) Droplet growth in warm water clouds observed by the A-Train. Part II: A multi sensor view. *J. Atmos. Sci.*, **67**, 1897-1907.
- Petters, M. D., and S. M. Kreidenweis (2007) A single parameter representation of hygroscopic growth and cloud condensation nucleus activity. *Atmos. Chem. Phys.*, **7**, 1961-1971.
- Suzuki, K. and G. L. Stephens (2008) Global identification of warm cloud microphysical processes with combined use of A-Train observations. *Geophys. Res. Lett.*, **35**, L08805, doi:10.1029/2008GL033590.
- Takeda, T. and N. Kuba (1982) Numerical study of the effect of CCN on the size distribution of cloud droplets. Part I. Cloud droplets in the stage of condensation growth. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 4, 978-993.
- Warner, J (1969) The microstructure of cumulus cloud. Part II. The effect on droplets size distribution of the cloud nucleus spectrum and updraft velocity. *J. Atmos. Sci.*, **26**, 1272-1282.
- Warner, J (1973) The microstructure of cumulus cloud. Part IV. The effect on the droplet spectrum of mixing between cloud and environment. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 256-1261.