P137

Galerkin 法による雲微物理過程のモデリング

鈴木健太郎*・中島映至（東京大学気候システム研究センター）

1 従来の雲物理モデリング

数値モデルにおける雲微物理過程の計算は、これまで大きく分けて Bin 法・Bulk 法の二通りの方法で行われてきた。Bin 法は雲の粒径分布の詳細な表現が可能である反面、計算コストが高く計算領域が限られてしまう。一方、Bulk 法は雲の粒径分布には立ち入らず巨視的な物理量（雲水量・雨水量）の間の変換関係をパラメータ化によって表現するため、計算コストが低く計算領域を広く取れるが、パラメータ化の仮定を含むことから微物理構造に深く立ち入る議論には適切でない。本研究では、両者の間のこのような scale gap を埋めるための手段として、粒径分布を基底関数で展開する Galerkin 法に基づく雲微物理過程の数値解法を提案する。なお、現時点では水雲のみ扱う。

2 定式化の概要

水雲の微物理過程の基礎方程式は、粒径分布関数 $f(m,t)$ の時間発展を記述する式として与えられる：

$$\frac{\partial f(m,t)}{\partial t} = F[f(m,t)] \qquad (1)$$

右辺の $F[f(m,t)]$ は、粒径分布 $f(m,t)$ で決まる凝結や衝突などの微物理過程を symbolic に表す。(1) 式を離散化するために、粒径分布関数 $f(m,t)$ を既知の基底関数列 $\{b_j(m)\}_{j=1,\dots,N}$ の線型結合：

$$\hat{f}(m,t) = \sum_{j=1}^{N} c_j(t) b_j(m) \qquad (2)$$

で近似する。(2) 式を (1) 式に代入すると

$$\frac{\partial \hat{f}(m,t)}{\partial t} = F[\hat{f}(m,t)] + R[\hat{f}(m,t)]$$

のように、右辺に残差 R が生じる。残差のノルム：

$$\|R\| \equiv \sqrt{\int_0^{+\infty} [R(\hat{f}(m,t))]^2 dm}$$

を最小とするために係数 $\{c_j\}_{j=1,\dots,N}$ が満たすべき条件を求めると、それらに関する予報方程式が得られる：

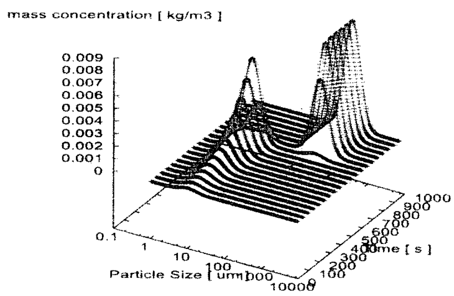
$$\frac{dc_i}{dt} = \sum_{j=1}^{N} p_{ij} c_j + \sum_{j=1}^{N}\sum_{k=1}^{N} q^i_{jk} c_j c_k \ , \ i = 1, \dots, N \qquad (3)$$

(3) 式の右辺第一項は凝結・蒸発過程、第二項は衝突（併合・分裂）過程をそれぞれ表し、p_{ij}, q^i_{jk} は (1) 式に現れるパラメータと基底関数から粒径に関する積分によって求まる。(3) 式は (1) 式の基底関数展開による離散化表現であり、(3) 式から $\{c_j\}_{j=1,\dots,N}$ を予報することで粒径分布の時間発展が求まる。

3 自由度の可変性

基底関数の個数 N は粒径分布を表現するための自由度を意味し、N を変えることで無限自由度のもとの問題 (1) を様々な有限自由度の問題 (3) に射影できる。図 1 に log-normal 基底を選んで $N = 2, 3$ とした場合の粒径分布の時間発展の様子を示す。

この定式化は基底関数として矩形関数を選べば Bin 法に対応し、log-normal や gamma 関数を選んで $N = 2$ とすれば Bulk 法に対応するので、両者のある種の一般化であり、N の値と基底関数の形状を様々に変えることで、scale gap で隔てられた Bin 法と Bulk 法の間を scalable に行き来することを可能にする。



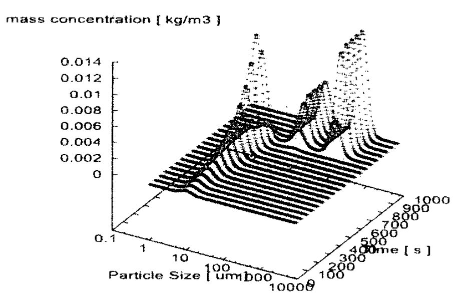


図 1: log-normal 基底を選んで $N = 2$(上), $N = 3$(下) とした場合の粒径分布の時間発展の計算例

NII-Electronic Library Service