

## 第3章 湿潤過程

### 3.1 現業メソ数値予報モデルの湿潤過程の改良<sup>1</sup>

#### 3.1.1 メソ数値予報モデルの湿潤過程

湿潤過程は、大気中のさまざまな水物質の生成、成長、相変化とこれに伴う潜熱の解放と吸収による大気の加熱と冷却、積雲対流による熱や水物質の鉛直輸送と降水の生成を扱う。これらの過程をモデル化することにより、数値予報モデルの基礎方程式系における非断熱項(第2.2.2項の(2.2.3)式における $Q$ と(2.2.4)式における $Q_n$ )への寄与や降水の落下による密度変化の項(第2.2.2項の(2.2.1)式と(2.2.2)式における $\text{prc}$ )を評価する。現業数値予報モデルにおいてとくに重視される降水予測の精度を向上させるためには、これらの現象を適切に表現して各項の評価の精度を高くすることが必要である。

メソ数値予報モデル(MSM)の湿潤過程は、雲物理過程とメソスケールモデル向けの対流パラメタリゼーションであるKain-Fritschスキームを併用している。本節では、MSMに組み込んだ雲物理過程と対流パラメタリゼーションの概略をまとめ、今後の課題を紹介する。

#### 3.1.2 雲物理過程

気象庁非静力学モデル(JMA-NHM)は、雲解像モデルとして気象研究所予報研究部で開発された非静水圧モデル(Ikawa and Saito 1991)を発展させたものであり、雲物理過程として氷相を含む高度なバルク法パラメタリゼーションが組み込まれている。このスキームは、Lin et al. (1983)が開発した雲水、雲氷、雨、雪、あられの混合比<sup>2</sup>を予報する1モーメントバルク法パラメタリゼーションを基礎に、Cotton et al. (1986)による氷晶の生成や衝突併合の過程の改良が加えられ、Murakami (1990)による氷物質の数濃度を混合比とは独立に予報するスキームが追加されている(2モーメントバルク法パラメタリゼーション)。さらにIkawa and Saito (1991)以降には、氷物質だけでなく雲水と雨の数濃度を予報するスキーム(第3.2節)が組み込まれ、ひょうの混合比と数濃度を予報変数に追加するスキームの開発(第3.3節)が進められている。

また、JMA-NHMの雲物理過程には、落下速度の大きな雨やあられの落下を計算するときにCFL条件を満たしつつ時間積分の間隔を長くして計算時間を短くするために、ボックスラグランジアンスキーム(Kato

1995)や解析解スキーム(第3.4.2項)が導入されている。一方、落下速度が小さな雪の落下を計算するときにはオイラスキームを用いており、従来は考慮していなかった雲氷の落下もオイラスキームで計算するように変更された(第3.4節)。

気象庁では、水平格子間隔5kmのJMA-NHMをMSMとして現業運用している。計算時間に厳しい制約のあるMSMでは、JMA-NHMの複雑な雲物理過程をそのまま取り入れることは困難である(室井2000)。そこで、降水予測の精度を過度に悪化させない範囲でJMA-NHMのスキームを簡略化し、寄与の小さい素過程を省略してある(山田2003)。おもな変更内容は、つぎのとおりである。

- 雲水、雲氷、雨、雪、あられの混合比だけを予報し、数濃度の時間変化を計算する素過程を省略して予報しないようにした(1モーメントバルク法パラメタリゼーション)。
- 雲氷の昇華成長、雲氷が過冷却の雲水を捕捉するライミング、雲氷どうしの衝突併合により雲氷が成長して雪に変換される過程を簡略化<sup>3</sup>、雲氷の混合比があらかじめ定めた閾値を超えた分だけを雪に変換するLin et al. (1983)のスキームによってパラメタライズするようにした。
- 雲氷のライミングによるあられへの変換の過程の一部を省略した。
- 雪やあられがライミングにより成長するときに氷晶を生成する過程(二次氷晶の生成の過程)を省略した。

この変更の結果、雪とあられの成長がやや遅くなるが、地上の降水への影響は小さい。とくに、水平格子間隔5kmのMSMで対流パラメタリゼーションを併用する場合は、数濃度を予報しないことによって弱い降水域がわずかに狭くなるが、多くの事例について変更の前後で地上の降水量に目立った違いは見られない。ただし、雲氷の数濃度を独立した予報変数とせず、雲氷のライミングと衝突併合の素過程を省略した影響で、とくに予報時間が長くなると上層に雲氷が過剰に蓄積されることがわかっている。雲氷の過剰な蓄積は、雲の構造に注目したり、雲物理過程で計算した物理量を放射過程で利用したりするときに問題となる。この問題を解決するため、格子スケールにおいて雲氷の落下を考慮するように変更された(第3.4節)。ただし、格子内における雨、雪、あられと雲氷との衝突併合の過程のパラメタリゼーションにおいて、雨、雪、あられ

<sup>1</sup> 成田 正巳

<sup>2</sup> 本来は、乾燥空気の密度に対する水物質の密度の比を混合比、湿潤空気の密度に対する水物質の密度の比を比湿と定義するが、数値モデルの分野では比湿のことを混合比と呼ぶことがある(村上1999)。ここでは、比湿の意味で混合比という用語を使う。英語でも同様で、specific humidityの意味でmixing ratioを使うことがある。

<sup>3</sup> 例えば、雲氷どうしの衝突併合では、1つのモデル格子内における雲氷の混合比は変化せず、数濃度が減少する。数濃度を独立に予報せず、混合比によって数濃度が決まる1モーメントバルク法パラメタリゼーションでは、この過程を表現することができない。

の落下速度に対する相対的な雲氷の落下速度をゼロとする近似は変更されていない。

### 3.1.3 対流パラメタリゼーション

一般に、静力学平衡を仮定しない力学過程と雲物理過程だけを用いた高分解能モデルでは、積雲対流<sup>4</sup>を格子スケールの変数によって陽に表現することができる。このモデルで対流が発生するときには、格子スケールで飽和していなければならない。このため、自然界における個々の対流のスケールと比べてモデルの格子のスケールが粗い場合は、格子スケールで飽和するまでに時間が掛かり、成層状態の安定化の効率が低く、対流が発生したときには一度に過大な潜熱が解放される。その結果、観測と比べて降水が生成されるタイミングが遅れたり、位置がずれたり、過剰な降水が計算されたりして、予測精度を悪化させてしまうことがある。また、過大な潜熱の解放によって格子スケールの強い対流が発生して上昇流が大きくなり、鉛直方向の CFL 条件を破って計算不安定となることがある。対流を格子スケールで表現できるほど高分解能ではないモデルにおいてこの問題を解決するためには、対流による熱や水蒸気の鉛直輸送による成層状態の安定化の過程をサブグリッドスケールの現象としてパラメタライズし、これに伴う降水の生成を計算しなければならない。

サブグリッドスケールの対流を格子スケールの予報変数によりモデル化してその効果を見積もるため、JMA-NHM にはつぎの対流パラメタリゼーションが組み込まれている(山田ほか 2003, 第 3.5 節, 第 3.6 節)。

- 湿潤対流調節
- Arakawa-Schubert スキーム
- Kain-Fritsch スキーム
- Grell スキーム

このうち、湿潤対流調節は対流性上昇流や対流性下降流をモデル化しない簡略化したスキームであるため、降水量の予測精度を向上させることが難しい。また、Arakawa-Schubert スキームはモデル格子内にさまざまな雲頂高度をもつ積雲の集団を考えるため、高分解能なメソスケールモデルで用いることは適切でないと考えられる。一方、最近のメソスケールモデルの対流パラメタリゼーションでは、モデル格子内に単一の積雲を考え、雲頂と雲底だけでなくその間の高度でもエントレインメントとデトレインメントを計算する高度な積雲モデルを用いた Kain-Fritsch (KF) スキームが広く使われている。本来、KF スキームは中緯度帯におけるメソ対流系のシミュレーションを目的として開発

されたが、Liu et al. (2001) は KF スキームを使って熱帯における対流とその組織化を表現できることを示した<sup>5</sup>。このスキームを JMA-NHM に組み込んで、下層の大気が湿潤な日本付近における降水予測の精度の改善を重視した改良とパラメータの調整を続けている(第 3.5 節)。さらに山田ほか(2003)以降には、Arakawa-Schubert スキームにおける積雲の集団を単一の積雲に置き換えることによって高分解能なメソスケールモデル向けに簡略化した Grell スキームを組み込んだ。現在の JMA-NHM の Grell スキームには、第 3.6 節で述べるように、降水予測の精度を向上させるための変更を加えてある。

水平格子間隔が 10 km の JMA-NHM を MSM として現業運用することを目指して開発段階における実験(石田・成田 2003)を始めたときには、湿潤過程は雲物理過程だけで対流パラメタリゼーションを併用していなかった。この設定で実験を進めるうちに、格子スケールの非常に強い対流が発生して鉛直方向の CFL 条件を破り、計算不安定になる事例があった(山田ほか 2003)。そこで、格子スケールの対流を抑制し、現業モデルとして安定に計算できるようにするため、MSM に湿潤対流調節を導入し<sup>6</sup>、雲物理過程と併用することにした。その後、降水予測の精度の改善を目指して、湿潤対流調節よりも対流の扱いが精緻でメソスケールモデルに適した KF スキームを JMA-NHM に組み込み、2004 年 9 月から現業運用を始めた水平格子間隔 10 km の MSM で利用するようになった。

2006 年 3 月に水平格子間隔を 5 km に変更した MSM でも、対流パラメタリゼーションを用いないと格子スケールの対流が卓越することがあり、モデルが計算する降水強度ごとの頻度を実況と比べると弱い降水が少なく、強い降水が多かった。図 3.1.1 に、雲物理過程だけを用いた場合と、雲物理過程と KF スキームを併用した場合の水平格子間隔 5 km の MSM による降水予測の例を示す。降水強度ごとの頻度を実況に近づけて予測精度を向上させるため、水平格子間隔が 5 km の MSM でも引き続き KF スキームを併用することにした。

なお、Grell スキームは KF スキームと同様にメソスケールモデルに適しており、KF スキームに比べて積雲モデルが簡略化されているため計算時間を短くすることができる<sup>7</sup>。ただし、これまでの実験結果から、

<sup>4</sup> 対流パラメタリゼーションでは、条件付不安定な成層状態における水蒸気の凝結を伴う湿潤対流、すなわち積雲対流のことを単に対流と呼ぶことが多い。以下では、対流という言葉は積雲対流の意味で用いる。また、積雲パラメタリゼーションという言葉は対流パラメタリゼーションと同じ意味で用いられ、積乱雲による効果も含まれる。さらに、パラメタライズした積雲と対流雲とは同じ意味で用いられる。

<sup>5</sup> カナダ気象局は全球モデルの対流パラメタリゼーションに KF スキームを導入した(2006 年 10 月)。

<sup>6</sup> このときまでに JMA-NHM に実装されていた対流パラメタリゼーションは、湿潤対流調節と Arakawa-Schubert スキームだけであった。

<sup>7</sup> 現在の JMA-NHM に実装されている Grell スキームはコードを十分に最適化していないため、現業運用のために高速化が進んだ KF スキーム(第 2.5.7 項(1))よりも計算時間が長く掛かる場合がある。今後、Grell スキームを利用する機会が多くなればコードを見直す必要がある。

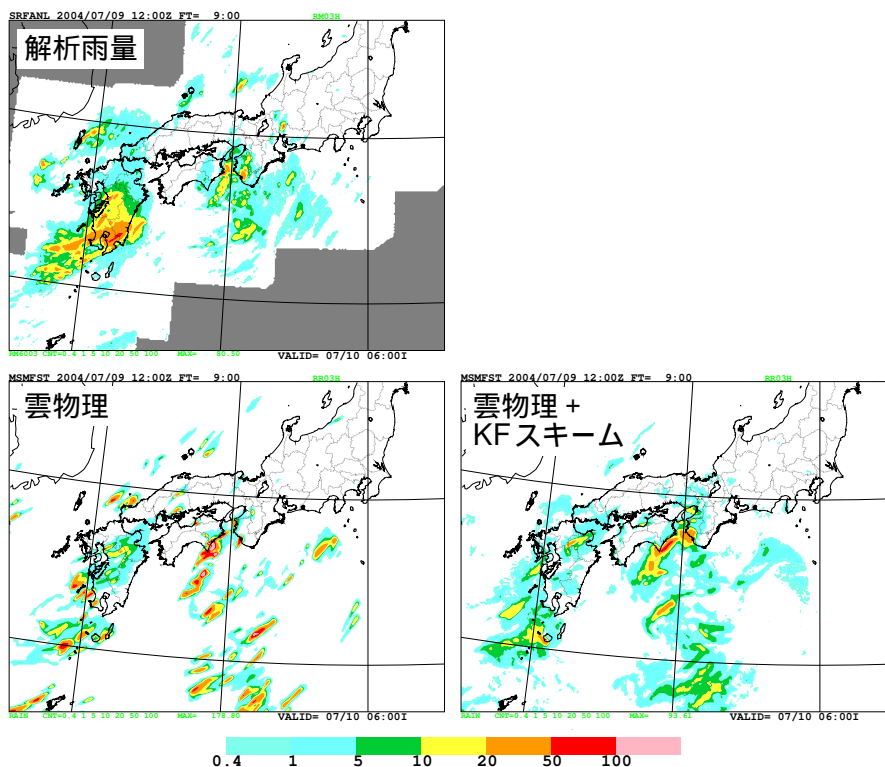


図 3.1.1 雲物理過程だけを用いた場合 (左下) と雲物理過程と KF スキームを併用した場合 (右下) の水平格子間隔 5 km の MSM による予想降水量 [mm/3h] と対応する時刻における解析雨量 (上)。初期時刻 2004 年 7 月 9 日 12 UTC、予報時間 9 時間までの 3 時間降水量。

降水予測の精度は Grell スキームより KF スキームのほうが上回るため、現在の MSM では KF スキームを採用している。

### 3.1.4 雲物理過程と対流パラメタリゼーションの併用

水平格子間隔が 5 km の MSM では、格子スケールの予報変数により個々の対流を表現することはできないが、組織化した対流系をモデルで陽に表現することはできると考えられる。一方、KF スキームでは対流性上昇流と対流性下降流、対流の周囲の補償下降流をサブグリッドスケールの現象としてモデル化している。このように高度な積雲モデルを用いた対流パラメタリゼーションを雲物理過程と併用する場合には、同一の対流による気温や水蒸気の鉛直輸送の効果と降水の生成を、格子スケールを対象とする力学過程および雲物理過程とサブグリッドスケールを対象とする対流パラメタリゼーションの両方で二重に計算してしまう可能性がある。一般に、同じ現象による効果を異なるスキームで二重に評価してしまうことをダブルカウントと呼ぶ。

格子スケールとサブグリッドスケールで対流の効果をダブルカウントしてしまうことを完全に避けることは難しい問題である。第 3.5 節で述べる KF スキームと JMA-NHM の時間積分では、つぎの対処によって

ダブルカウントを軽減しようとしている。

- 時間積分の 1 ステップ内で、雲物理過程による気温や混合比の時間変化を求めてから KF スキームによる効果を計算する。
- KF スキームによる成層状態の安定化に要する時間、つまりサブグリッドスケールの対流の発生から消滅までのライフタイムを時間積分の 1 ステップでは終わらせない (第 3.5.5 項)。
- KF スキームによる対流が発生する条件の判定において、格子スケールで適切に表現できる対流が発生しているカラムでは KF スキームの発動を抑制する (第 3.5.2 項)。

対流のライフタイムを時間積分の 1 ステップより長くすることにより、短い時間では格子スケールとサブグリッドスケールの方が釣り合っていない状態を許容することになる。これは、低分解能モデルで用いられる対流パラメタリゼーションにおいて、格子スケールの場合による成層状態の不安定化の割合とサブグリッドスケールの対流による安定化の割合がほぼ釣り合うとする準平衡の仮定とは対照的である<sup>8</sup>。以上の対処により、MSM では気象条件によって格子スケールとサブ

<sup>8</sup> 第 3.6.3 項 (1) で述べるように、気象庁の全球モデルに組み込まれた Arakawa-Schubert スキームでは準平衡を仮定していない。

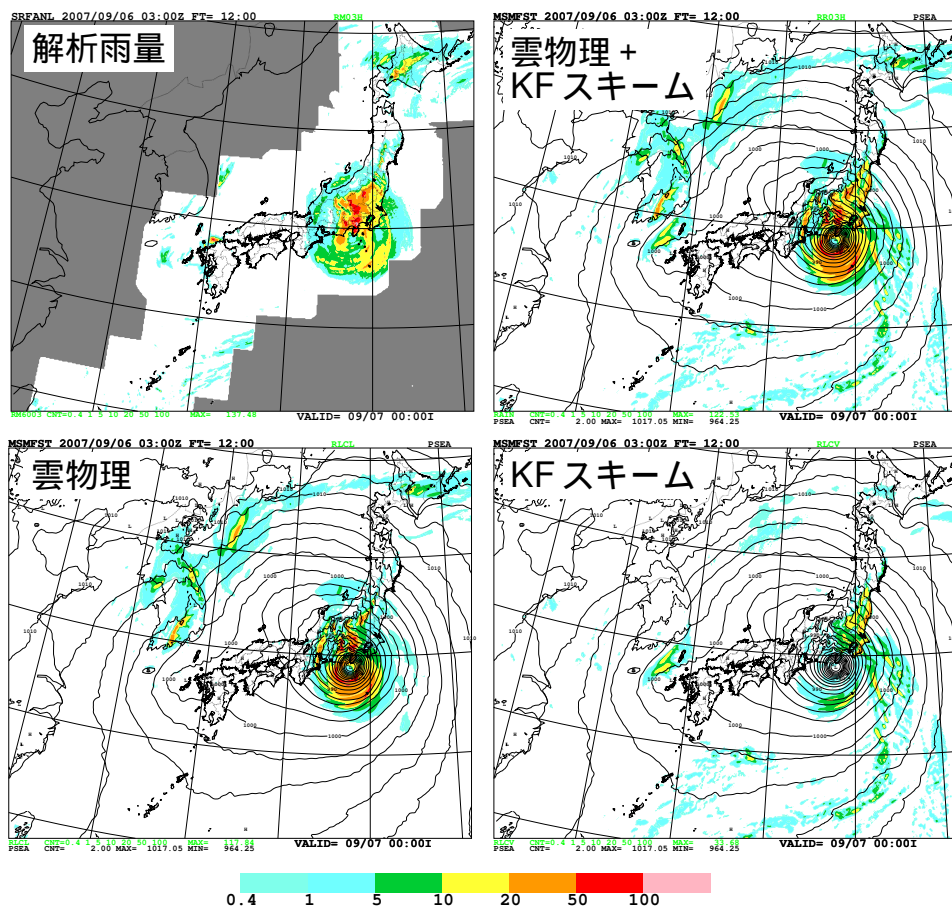


図 3.1.2 2007 年の台風第 9 号が東日本に接近したときの水平格子間隔 5 km の MSM による予想降水量 [mm/3h] (右上) と、雲物理過程および KF スキームによる降水量の寄与 (左下および右下)、対応する時刻における解析雨量 (左上)。初期時刻 2007 年 9 月 6 日 03 UTC、予報時間 12 時間までの 3 時間降水量。

グリッドスケールの対流をある程度は分離することができている。

具体例として、2007 年の台風第 9 号が東日本に接近したときの MSM による予想降水量と、雲物理過程および KF スキームそれぞれによる寄与を図 3.1.2 に示す。この事例では、台風を中心に近い領域の活発な対流雲による降水はおもに雲物理過程によって計算されており、台風から遠く離れた南海上の層状雲からの降水や東西南部から関東地方にかけての海岸付近で地形により強化された降水はおもに KF スキームによって計算されていることがわかる。

多くの事例について、総観場による外部強制力が強い場合の降水は雲物理過程によって計算される割合が高く、局地的な熱的不安定による降水は KF スキームによって計算される割合が高くなるように KF スキームのパラメータを調整してある。このように、降水が生成されるとき気象条件によって雲物理過程と KF スキームの寄与に違いがあるため、MSM ではダブルカウントの問題をある程度は軽減できている。

### 3.1.5 今後の課題

#### (1) 雲物理過程

現在の MSM の雲物理過程を高度化するためには、JMA-NHM に実装されているもののこれまでは省略していた高度な雲物理過程の素過程の導入と、雲氷をはじめとして雪やあられの数濃度の予報変数への追加、さらには雲水と雨の数濃度の予報変数への追加 (第 3.2 節) による素過程の精緻化が考えられる。ただし、山田 (2003) が述べているように MSM の水平格子間隔 5 km は雲を解像できる格子間隔より粗いため、モデルが表現する雲水や雲氷の混合比は現実より小さくなる傾向があり、降水粒子は現実の降水粒子と比べて密度と粒径が小さい。さらに、対流パラメタリゼーションを併用しているため、水蒸気から降水を生成するまでの過程の一部は雲物理過程における雲水や雲氷の状態を経由しない。このため、雲物理過程で計算される物理量をそのまま放射過程で利用すると、中下層雲の分布が実況よりも狭く、地表面における下向き短波放射フラックスが大幅に過大評価されてしまう問題がある (第 5.3.2 項)。

水平格子間隔 5 km の MSM において雲物理過程をどれだけ高度化すべきかは、対流パラメタリゼーションやほかの物理過程への影響と予測精度への効果、さらに計算時間との兼ね合いに注意しながら、引き続き検討しなければならない。

## (2) 対流パラメタリゼーション

雲物理過程と比べて、MSM の対流パラメタリゼーションに採用している KF スキームには改善すべき問題が多く残っており、しかも予測精度への影響が大きい(第 3.5 節)。

一般に、メソスケールモデルにおける対流パラメタリゼーションには、格子スケールで陽に扱う現象とサブグリッドスケールでパラメタライズする現象のスケールに明確な境界を設定することができないという根本的な問題がある(Arakawa and Chen 1987)。このため、Cotton and Anthes (1989) はモデルの水平格子間隔が 100 km 以上でないと対流パラメタリゼーションの数学的な定式化が不明瞭になると述べている。第 3.1.4 項で述べたように、MSM では気象条件によって格子スケールとサブグリッドスケールの対流をある程度は分離してダブルカウントの問題を軽減しているが、依然として曖昧さは残っている。この問題の解決を目指して、格子スケールの雲物理過程とサブグリッドスケールの対流パラメタリゼーションを統一的に扱う Gerard (2007) のスキームや、対流性上昇流と対流性下降流はパラメタライズするがこれよりスケールが大きな補償下降流は力学過程によって陽に扱う Kuell et al. (2007) のスキームなどが開発されている。このような取り組みを参考にしながら、既存のスキームの改良や新しいスキームの導入を含めて、今後も開発を続ける必要がある。

## (3) 側面境界値の影響

2007 年 11 月に、MSM の側面境界値は領域モデル(RSM) の予報値から高解像度全球モデル(GSM) の予報値に変更された(第 2.1.1 項)。大河原(2007)によると、GSM には季節によらず 925 hPa 面に低温バイアスと湿潤バイアスがあり、夏季の 850 hPa 面から 400 hPa 面にかけて乾燥バイアスがある。これらのバイアスは、MSM による予測だけでなく、初期値を作成するメソ解析にも側面境界値として影響を与える。とくに、下層の湿潤バイアスによって対流パラメタリゼーションが水蒸気の鉛直輸送を過大に見積もり、降水を過剰に計算してしまうことがある。統計的に検証したところ、MSM の側面境界値を RSM から GSM の予報値に変更すると強い降水を予測する頻度が観測よりも過剰になることがわかっている(古市 2007)。個々の事例を調べると、雲物理過程よりも KF スキームによる降水が卓越する場合に過剰な降水が顕著に見られる(成田 2007)。

一方、物理過程の開発では側面境界値は真の気象状態であると想定してスキームを設計しているため、数

値予報モデルのいずれかの過程によって側面境界値のバイアスの影響を軽減することは容易ではない<sup>9</sup>。モデルを改良して側面境界値のバイアスを小さくするとともに、この問題が解消されるまでは第 3.5 節で述べる KF スキームの改良とパラメータの調整を進め、側面境界値の扱いの見直しを含めて、引き続き予測精度の改善を目指して開発を進めなければならない。

## 参考文献

- Arakawa, A. and J.-M. Chen, 1987: *Closure assumptions in the cumulus parameterization problem. Short- and medium-range numerical weather prediction, Collection of papers presented at the WMO/IUGG NWP Symposium, Tokyo, 4-9 August 1986.* T. Matsuno Ed., Meteor. Soc. Japan, 107-131 pp.
- Cotton, W. R. and R. A. Anthes, 1989: *Storm and cloud dynamics.* Academic Press, 883 pp.
- Cotton, W. R., G. J. Tripoli, R. M. Rauber, and E. A. Mulvihill, 1986: Numerical simulation of the effects of varying ice crystal nucleation rates and aggregation processes on orographic snowfall. *J. Climate Appl. Meteor.*, **25**, 1658-1680.
- 古市豊, 2007: 高解像度全球モデルを側面境界とするメソ数値予報モデルの統計検証. 平成 19 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 38-45.
- Gerard, L., 2007: An integrated package for subgrid convection, clouds, and precipitation compatible with meso-gamma scales. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **133**, 711-730.
- Ikawa, M. and K. Saito, 1991: Description of a nonhydrostatic model developed at the Forecast Research Department of the MRI. *Tech. Rep. MRI*, **28**, 238 pp.
- 石田純一, 成田正巳, 2003: 検証. 数値予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 93-106.
- Kato, T., 1995: A box-Lagrangian rain-drop scheme. *J. Meteor. Soc. Japan*, **73**, 241-245.
- Kuell, V., A. Gassmann, and A. Bott, 2007: Towards a new hybrid cumulus parameterization scheme for use in non-hydrostatic weather prediction models. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **133**, 479-490.
- Lin, Y.-L., R. D. Farley, and H. D. Orville, 1983: Bulk parameterization of the snow field in a cloud model. *J. Climate Appl. Meteor.*, **22**, 1065-1092.
- Liu, C., M. W. Moncrieff, and W. W. Grabowski,
- <sup>9</sup> 乱流エネルギーをクロージャとして浅い対流をパラメタライズすることによって下層の水蒸気を鉛直輸送する対処が考えられるが、Mellor-Yamada スキームのレベルを高くしたことによる境界層の表現の改善(第 4.5 節)とのダブルカウントを避けることは難しいと考えている。

- 2001: Hierarchical modelling of tropical convective systems using explicit and parameterized approaches. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **127**, 493-515.
- Murakami, M., 1990: Numerical modeling of dynamical and microphysical evolution of an isolated convective cloud –The 19 July 1981 CCOPE cloud–. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 107-128.
- 村上正隆, 1999: 雲の微物理パラメタリゼーション. 気象研究ノート, **196**, 57-84.
- 室井ちあし, 2000: 非静力学メソモデル・飛行場予報モデルの開発と将来展望. 平成 12 年度数値予報研修テキスト 数値予報課報告・別冊第 47 号 合併号, 気象庁予報部, 114-121.
- 成田正巳, 2007: 高解像度全球モデルを側面境界とするメソ数値予報モデルの降水予報の例. 平成 19 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 46-47.
- 大河原斉揚, 2007: 全般検証. 平成 19 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 5-10.
- 山田芳則, 2003: 雲の微物理過程. 数値予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 52-76.
- 山田芳則, 成田正巳, 石田純一, 2003: 積雲対流スキーム. 数値予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 77-89.

### 3.2 2モーメント雲物理パラメタリゼーション<sup>1</sup>

#### 3.2.1 概要

自然の雲を微視的に見ると、それを構成しているのは大小様々な固体・液体の水粒子である。それら雲・降水粒子の量的特性は、おおまかにはその粒径によって支配されている。それゆえ、降水過程を念頭において<sup>2</sup>、雲・降水粒子の物理学的な性質を数学的に記述しようとする場合、雲内のある有限体積内に存在する雲・降水粒子を粒径別に並べ換え、サイズスペクトルの形に置き換えるのが一般的である(図 3.2.1)。雲・降水粒子の成長過程を数値解法を用いて解こうとする際には、さらにこれを、粒子の総体として記述、あるいは、有限の粒径解像度で層別化された個別のクラス群として記述する。前者はバルク法と呼ばれ、領域予報モデルの物理過程用コンポーネントとして広く用いられている。一方、後者はピン法と呼ばれ、膨大な計算コストを必要とするため、研究目的で限定的に用いられている。いずれの場合も、さらに、粒径以外の粒子特性(例えば液相・固相など)によってクラス分けを行う。JMA-NHM の場合、バルク法に基づいて記述された雲水・雨・雲氷・雪・あられ(・ひょう)の各クラスをもっている(図 3.2.2, 表 3.2.1)。

バルク法の場合、雲・降水粒子の粒径分布を適当な分布関数で近似し、その分布関数をもつパラメタをどのように診断するかで精緻さのレベルが決まる。本節で解説する2モーメント雲物理パラメタリゼーションスキームは、粒径分布を指数分布またはガンマ分布で近似し、その形を決めるパラメタ( $N_0, \lambda$ )をふたつの予報変数(混合比・数濃度)を用いて診断、残りを定数とするものである。これに対して、分布関数をもつパラメタひとつ(例えば $\lambda$ )を診断し、残りを定数とする方法は1モーメントパラメタリゼーションと呼ばれる。より複雑な(パラメタの数がより多い)分布関数を多数の予報変数を用いて診断することで、より精緻な表現が可能となる。最近では、ガンマ分布の3つのパラメタ( $N_0, \lambda, \alpha$ )を3つの予報変数(混合比・数濃度・反射強度因子)を用いて診断する3モーメントパラメタリゼーションも提案されている。

モデルの雲物理過程の精緻化のためのもう1つの方向性として、粒子クラスの細分化が挙げられる。雲粒から雨滴への成長をより良く再現するために、従来の雲水・雨クラスの間、その中間のクラス(霧粒など)を設けたモデルもある。あるいは、氷晶を形状によって細分化したり、落下速度の比較的大きな氷粒子(あら

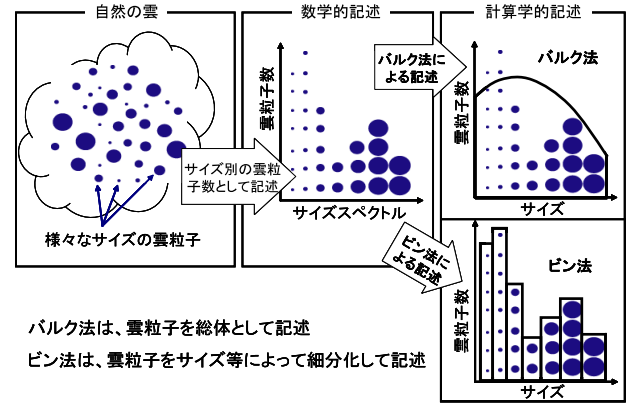


図 3.2.1 数値モデルにおける雲・降水粒子の記述法。

れ)を、さらにあられとひょうに細分化したのものもある。次節で述べる4-ICE雲微物理過程の導入は、これと同じ方向性のもとに行われている。実際上は、利用可能な計算資源や再現すべき現象などに応じて、適切な方向性およびレベルを選択すればよい。

NHM の従来の雲微物理過程(雲水・雨1モーメント + 雲氷・雪・あられ2モーメント)は、Ikawa and Saito (1991), 山田 (2003) に詳しく述べられている。本節では、最近行われた雲水・雨クラスの2モーメント化について解説する。雲水・雨クラスの2モーメントスキームは Cohard et al. (2000) に基づいて開発・導入された。これによって全水粒子クラス2モーメントのフル2モーメントパラメタリゼーションの適用が可能となった。

#### 3.2.2 定式化

ここでは、雲水・雨2モーメントスキームにおける粒径分布の仮定、数学的基礎、および、それらを用いた具体的な定式化を述べる。

##### (1) 粒径分布

雲水・雨クラスの粒径分布  $n_x$  を、4パラメタ( $N_x, \lambda_x, \nu_x, \alpha_x$ )のガンマ分布

$$n_x(D_x) = N_x \frac{\alpha_x}{\Gamma(\nu_x)} \lambda_x^{\alpha_x \nu_x} D_x^{\alpha_x \nu_x - 1} \exp[-(\lambda_x D_x)^{\alpha_x}] \quad (x = c, r) \quad (3.2.1)$$

で近似する。ここで、 $N_x$  は数濃度 ( $m^{-3}$ )、 $D_x$  は粒子直径 (m)、添字  $x$  は雲水  $c$  または雨  $r$  を表す。4つのパラメタの内、 $N_x$  は予報変数としてタイムステップ毎に計算される。スロープパラメタ  $\lambda_x$  は2つの予報変数  $Q_x$ (混合比) と  $N_x$ (数濃度) からタイムステップ毎に次式で診断する。

$$\lambda_x = \left[ \frac{\pi \rho_x N_x \Gamma\left(\nu_x + \frac{3}{\alpha_x}\right)}{6 \rho_a Q_x \Gamma(\nu_x)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (x = c, r) \quad (3.2.2)$$

ここで、 $\rho_x$  は粒子の密度 ( $kg\ m^{-3}$ )、 $\rho_a$  は空気の密度 ( $kg\ m^{-3}$ ) である。残りの  $\nu_x, \alpha_x$  は定数とする。

<sup>1</sup> 橋本 明弘 (気象研究所)

<sup>2</sup> モデルの雲微物理過程と放射過程とのカップリングをバルク法の枠組みの中でうまく実現するためには、雲・降水粒子の質的特性(粒径分布・粒子形状・バルク密度等)を巧妙にパラメタ化する必要があるだろう。この点は今後の課題である。

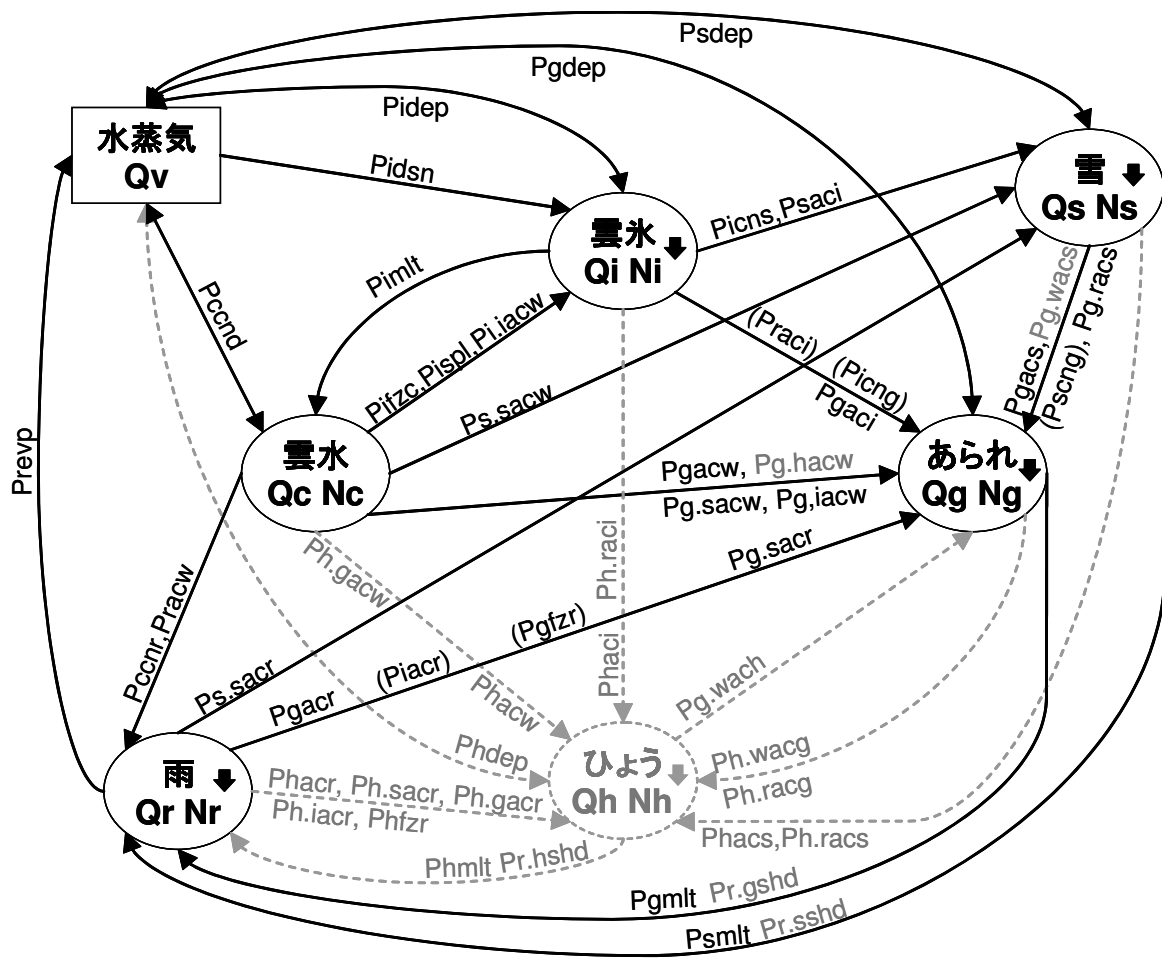


図 3.2.2 雲・降水粒子の相互作用。図中の下向き太矢印は重力落下 ( $P_{xprc}$ ) を表す。それ以外のプロセスと記号の意味は表 3.2.1, 表 3.3.4 に記載。破線とつ字は 4-ICE スキームで導入される過程。括弧の付いたプロセスは 4-ICE スキームでは考慮されないもの。



表 3.2.1 微物理過程の各素過程を表す記号の意味。

記号	意味
$P_{ccnd}$	凝結による雲水の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{ccnr}$	雲水が雨に変換されることによる、雨の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{gaci}$	あられに捕捉された雲氷による、あられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{gacr}$	あられに捕捉された雨による、あられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{gacs}$	あられに捕捉された雪による、あられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{gacw}$	あられが雲水を捕捉することによる、あられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{gdep}$	拡散成長によるあられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{gfzr}$	雨滴が凍結してあられに変換されることによる、あられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{g.iacw}$	雲氷が雲水を捕捉することによってあられに変換されるとき、捕捉された雲水によるあられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{gmlt}$	あられが融解することによる、雨の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{gprc}$	あられの落下による、あられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{g.racs}$	雨が雪を捕捉してあられに変換されるとき、雨に捕捉された雪によるあられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{iacr}$	雲氷に雨が捕捉されることによるあられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{icng}$	雲氷に雲水が捕捉されることによってあられが生成されるとき、雲氷があられに変換されることによるあられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{icns}$	雲氷が雪に変換することによる、雪の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{idep}$	拡散成長による雲氷の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{idsn}$	核形成による雲氷の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{ifzc}$	雲水の均質凍結と不均質凍結による雲氷の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{i.iacw}$	雲氷に捕捉された雲水の一部による、雲氷の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{imlt}$	雲氷の融解による雲水の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{ispl}$	氷晶増殖過程による雲氷の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{raci}$	雲氷と雨の衝突によるあられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{racw}$	雨に捕捉された雲水による、雨の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{revp}$	雨の蒸発による雨の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{saci}$	雪に捕捉された雲氷による雪の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{scng}$	雪がライミングによってあられに変換されるとき、雪があられに変換されることによるあられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{sdep}$	雪の拡散成長による雪の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{smlt}$	雪の融解による雨の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{s.sacr}$	雨を捕捉した雪が雪の範疇にとどまる場合、捕捉された雨による雪の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{s.sacw}$	雲水を捕捉した雪が雪の範疇にとどまる場合、捕捉された雲水による雪の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{g.sacr}$	雪が雨を捕捉してあられに変換されるとき、雪に捕捉された雨によるあられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{g.sacw}$	雪が雲水を捕捉してあられに変換されるとき、雪に捕捉された雲水によるあられの生成率 ( $s^{-1}$ )

表 3.2.2 雲・降水粒子クラスの予報変数・粒径分布・定数。

クラス	雲水	雨	雲氷	雪	あられ
予報変数	$Q_c$ (kg kg <sup>-1</sup> ) $N_c$ (m <sup>-3</sup> )	$Q_r$ (kg kg <sup>-1</sup> ) $N_r$ (m <sup>-3</sup> )	$Q_i$ (kg kg <sup>-1</sup> ) $N_i$ (m <sup>-3</sup> )	$Q_s$ (kg kg <sup>-1</sup> ) $N_s$ (m <sup>-3</sup> )	$Q_g$ (kg kg <sup>-1</sup> ) $N_g$ (m <sup>-3</sup> )
粒径分布	ガンマ分布	ガンマ分布	単分散	指数分布	指数分布
定数	$(\nu_c, \alpha_c) = (1, 3)$	$(\nu_r, \alpha_r) = (2, 1)$			

表 3.2.3 雲水・雨クラスの 2 モーメント化に伴って追加または変更された微物理生成項。\*が新たに追加されたもの。

	$(dQ/dt)_c$	$(dN/dt)_c$	$(dQ/dt)_r$	$(dN/dt)_r$
雲粒生成		$+N_{\text{nucl}}^*$		
凝結/蒸発	(1)	$-N_{\text{cevp}}^*$	$-P_{\text{revp}}$	$-N_{\text{revp}}^*$
雲水から雨水への変換	$-P_{\text{ccnr}}^{(2)}$		$+P_{\text{ccnr}}^{(2)}$	$+N_{\text{ccnr}}^*$
雲粒の自己捕捉		$-N_{\text{ccol}}^*(3)$		
雨滴による雲粒捕捉	$-P_{\text{racw}}^{(3)}$	$-N_{\text{racw}}^*(3)$	$+P_{\text{racw}}^{(3)}$	
雨滴の自己捕捉・分裂				$-N_{\text{rcol}}^*(3)$
落下			$-P_{\text{rprc}}$	$-N_{\text{rprc}}^*$

(1) 凝結/蒸発に伴う雲水混合比の変化率には従来どおり飽和調節を適用。

(2) Kessler の方法から Cohard et al. (2000) (Berry and Reinhardt (1974) に基づくパラメタリゼーション) の方法へ変更。

(3) Long (1974) の捕捉・分裂係数を導入。

$(\nu_x, \alpha_x) = (1, 1)$  の時、(3.2.1) 式は指数分布となる。

雲氷の粒径分布は単分散<sup>3</sup>、雪・あられについては指数分布

$$n_x(D_x) = N_{0x} \exp(-\lambda_x D_x) \quad (x = s, g) \quad (3.2.3)$$

で近似される<sup>4</sup>。ここで、添字  $x$  は雪  $s$  またはあられ  $g$  を表す。(3.2.3) 式中のインタセプトパラメタ  $N_{0x}$  とスロープパラメタ  $\lambda_x$  は次式で診断する。

$$N_{0x} = N_x \left( \pi \frac{\rho_x}{\rho_a} \frac{N_x}{Q_x} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (x = s, g) \quad (3.2.4)$$

$$\lambda_x = \left( \pi \frac{\rho_x}{\rho_a} \frac{N_x}{Q_x} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (x = s, g) \quad (3.2.5)$$

各クラスの予報変数・粒径分布・定数の関係を表 3.2.2 にまとめた。なお、次節の 4-ICE パラメタリゼーションでは全てのクラスにガンマ分布を適用し、統一的に記述できるよう配慮している。

<sup>3</sup>

$$n_i(D_i) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \delta(x - D_i)$$

$$\delta(x) = \begin{cases} \frac{1}{\epsilon} (|x - D_i| < \frac{\epsilon}{2}) \\ 0 (\frac{\epsilon}{2} < |x - D_i|) \end{cases}$$

<sup>4</sup> 降水強度等に対する粒径分布の依存性は粒子の種類によって異なっているため、粒子クラス毎に異なる分布関数・パラメタを用いるのが一般的である。

(2) 積分公式

微物理生成項を導出する際に多用する公式を以下にまとめる。

粒径の  $p$  次モーメント

$$\int_0^\infty D_x^p n_x(D_x) dD_x$$

$$= \begin{cases} \frac{N_x}{\lambda_x^p} \frac{\Gamma(\nu_x + p/\alpha_x)}{\Gamma(\nu_x)} & (x = c, r) \end{cases} \quad (3.2.6)$$

$$= \begin{cases} \frac{N_x}{\lambda_x^p} \Gamma(1 + p) & (x = s, g) \end{cases} \quad (3.2.7)$$

平均体積直径

$$\overline{D_x} = \left[ \frac{6}{\pi} \frac{\rho_a}{\rho_x} \frac{Q_x}{N_x} \right]^{\frac{1}{3}}$$

$$= \begin{cases} \frac{1}{\lambda_x} \left[ \frac{\Gamma(\nu_x + \frac{3}{\alpha_x})}{\Gamma(\nu_x)} \right]^{\frac{1}{3}} & (x = c, r) \end{cases} \quad (3.2.8)$$

$$= \begin{cases} \frac{(3!)^{\frac{1}{3}}}{\lambda_x} & (x = s, g) \end{cases} \quad (3.2.9)$$

直径標準偏差 (体積標準偏差相当)

$$\sigma_x = \begin{cases} \frac{1}{\lambda_x} \left[ \frac{\Gamma(\nu_x + \frac{6}{\alpha_x})}{\Gamma(\nu_x)} - \left( \frac{\Gamma(\nu_x + \frac{3}{\alpha_x})}{\Gamma(\nu_x)} \right)^2 \right]^{\frac{1}{6}} & (x = c, r) \quad (3.2.10) \\ \frac{1}{\lambda_x} [6! - (3!)^2]^{\frac{1}{6}} & (x = s, g) \quad (3.2.11) \end{cases}$$

### (3) 微物理生成項

Cohard et al. (2000) に従い、微物理生成項の定式化を行った。それまでの1モーメントスキームと比較して、新たに加わった過程は、雲核活性化にともなう雲粒数濃度の増加、雲粒の自己捕捉 (self-collection) による数濃度減少、雨滴の雲粒捕捉による雲粒数濃度の減少、雨滴の自己捕捉による数濃度減少及び分裂による数濃度増加である。自己捕捉と分裂における捕捉係数と分裂係数は Long (1974) の結果を用いた。雲水から雨への自動変換 (auto-conversion) には、Berry and Reinhardt (1974) に基づいて Cohard et al. (2000) が定式化したものを用いた。さらに、雲核活性化による雲粒生成数を適切に計算するために、上昇流速度を用いた過飽和度診断スキームを組み込んだ。以上の変更点を表 3.2.3 にまとめた。

#### 雲粒生成

雲核 (CCN: cloud condensation nuclei) の活性化数  $N_{CCN}$  を、過飽和度  $S$  の関数

$$N_{CCN} = CS^k \quad (3.2.12)$$

で表せると仮定する。ここで、 $C = 3 \times 10^9 (\text{m}^{-3})$ ,  $k = 0.63$  である。これを用いると、タイムステップ内に達成される最大過飽和度が得られれば、その時活性化する雲核数すなわち雲粒生成数を決定できる。しかし、NHM を含むメソスケールモデルの多くは、雲水生成に飽和調節法<sup>5</sup> を用いているため、モデル大気は常に水飽和以下である。そのため最大過飽和度を別途診断する必要がある。その方法として、まず、水飽和に達し、かつ、上昇流の存在する格子を見つけ<sup>6</sup>、次に、断熱冷却と雲粒生成及び雲粒子の成長に伴う温度・湿度変化を考慮してタイムステップ内での過飽和度の最大値を求める手順をとった。この際、その格子に既に雲が存在している場合と存在していない場合で最大過飽

<sup>5</sup> ある格子点の水蒸気量がタイムステップの終点で過飽和になる場合に、その値の飽和水蒸気量からの差を、雲水の凝結または蒸発によって調節する方法。過飽和の場合は飽和点まで水蒸気量を削減し、その分雲水を凝結させる。未飽和の場合は雲水を蒸発させ、水蒸気量を補填する。雲水生成を簡便に計算できる反面過飽和を許容しないため、雲核活性化数を考慮する場合には適さない。

<sup>6</sup> ここでは、飽和度を増加させる主要な因子として気塊の断熱上昇 (断熱冷却) を仮定している。

和度を左右する因子が異なるため、場合分けを行った。雲が存在していない場合には Twomey (1959) の方法に従い、存在している場合は断熱冷却による飽和度の増加率と雲粒子成長による飽和度の減少率が等しいと仮定し、定常解を求めた。

i) 雲が存在しない場合

$$S = \left[ \frac{(A_1 A_3 w(t))^{\frac{3}{2}}}{2\pi\rho_w A_2' \cdot kC \cdot B\left(\frac{k}{2}, \frac{3}{2}\right)} \right]^{\frac{1}{k+2}} \quad (3.2.13)$$

ii) 雲が存在している場合

$$S = \frac{1}{2\pi\rho_w} \cdot \frac{\Gamma(\nu_c)}{\Gamma(\nu_c + \frac{1}{\alpha_c})} \cdot \frac{\lambda_c}{N_c(t)} \cdot \frac{A_1 A_3}{A_2} \cdot w(t) \quad (3.2.14)$$

ここで、 $w(t)$  は上昇流速度、 $\rho_w$  は水滴密度、 $B$  はベータ関数、 $A_1, A_2' (= A_2/\rho_a), A_3$  は次式で表せる。

$$A_1 = 100 \left( \frac{\epsilon L_v}{c_p T(t)} - 1 \right) \frac{g}{R_d T(t)} \quad (3.2.15)$$

$$A_2' = \frac{A_2}{\rho_a} = 100 \left( \frac{p}{\epsilon e_s} + \frac{\epsilon L_v^2}{R_d T^2(t) c_p} \right) \frac{1}{\rho_a} \\ = 100 \left( \frac{R_d T(t)}{\epsilon e_s} + \frac{\epsilon L_v^2}{p T(t) c_p} \right) \quad (3.2.16)$$

$$A_3 = 100\rho_w \left[ \frac{R_v T(t)}{D_v e_s} + \frac{L_v}{K_a T(t)} \left( \frac{L_v}{K_a T(t)} - 1 \right) \right] \quad (3.2.17)$$

$L_v$	潜熱	$e_s$	水面に対する飽和水蒸気圧
$c_p$	等圧モル比熱	$\epsilon$	水蒸気分子量/乾燥空気分子量
$R_v$	水蒸気気体定数	$R_d$	乾燥空気気体定数
$p$	気圧	$D_v$	水蒸気の拡散係数
$T$	気温	$K_a$	空気の熱伝導係数
$g$	重力加速度		

$N_{CCN}$  から既に活性化済みの雲核数濃度 ( $N_c$  で近似) を除いて、雲核活性化にともなう雲粒数濃度の変化率  $N_{nucl}$  とする。

$$N_{nucl} = \frac{N_{CCN} - N_c}{2\Delta t} \quad (N_{CCN} > N_c) \quad (3.2.18)$$

$\Delta t$  はタイムステップである。雲粒生成にともなう混合比変化は、従来どおり、雲粒の凝結成長と併せて飽和調節の中で行う。

図 3.2.3 と図 3.2.4 は、それぞれ、雲が存在しない場合と存在する場合の、(3.2.13) 式と (3.2.14) 式の定式化に基づいた最大過飽和度と雲核活性化数の上昇流速度に対する変化である。いずれも上昇流速度が大きい程最大過飽和度は高く、活性化する雲核の数も多くなる。雲なしの条件下 (図 3.2.3) では、最大過飽和度がもともと存在する雲核の数 (大陸性か海洋性か) に強く依存することが分かる<sup>7</sup>。

<sup>7</sup> このような依存性を表現するために、雲核数濃度まで予報できるように開発を行う予定である。現在は、雲粒数濃度の予報値が日本付近における代表値数  $\times 10^8 \text{m}^{-3}$  になるように、 $C = 3 \times 10^9 (\text{m}^{-3})$ ,  $k = 0.63$  としている。

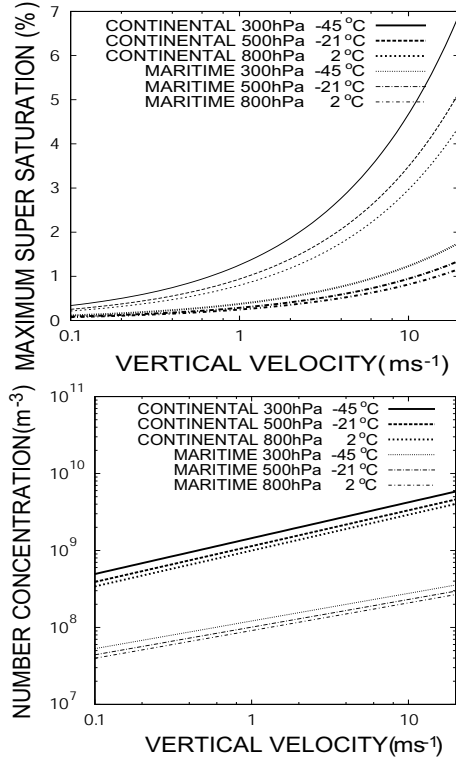


図 3.2.3 雲が存在しない場合の上昇速度 ( $\text{m s}^{-1}$ ) と最大過飽和度 (%) (上図)・雲核活性化数 ( $\text{m}^{-3}$ ) (下図) との関係。大陸性 (CONTINENTAL) ( $C, k$ ) = ( $2 \times 10^9, 0.40$ ) と海洋性 (MARITIME) ( $C, k$ ) = ( $1.25 \times 10^8, 0.33$ ) の CCN スペクトルを仮定。

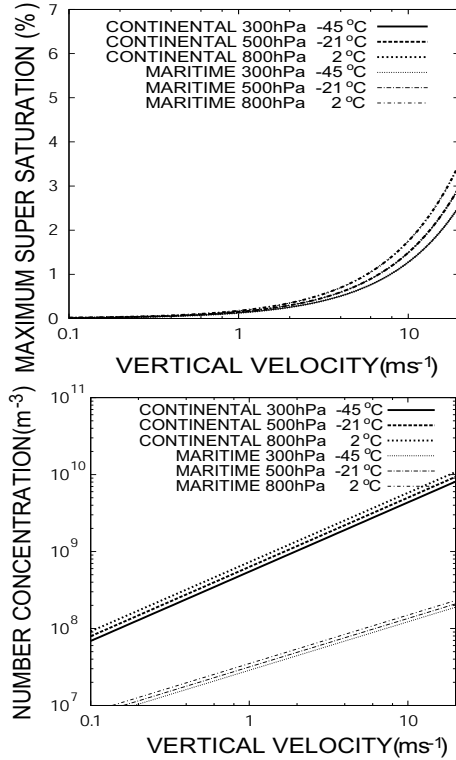


図 3.2.4 図 3.2.3 と同じ。ただし、雲が存在している場合。上図では、大陸性と海洋性の曲線が一致している。これは、(3.2.14) 式においては大気熱力学的因子のみによって過飽和度が決まるためである。

### 雲粒蒸発

雲粒が蒸発する際の数濃度の変化率は、飽和調節にともなう混合比変化率  $\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{adj}}$  に比例すると仮定し、次式を用いた。

$$N_{\text{cevp}} = \frac{N_c}{Q_c} \left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{adj}} \quad \left(\left(\frac{dQ}{dt}\right)_{\text{adj}} < 0\right) \quad (3.2.19)$$

### 雲粒から雨滴への変換

雲粒同士の衝突併合による成長にともなう雲水クラスから雨クラスへの混合比の変換率  $P_{\text{ccnr}}$  は、Berry and Reinhardt (1974) による衝突併合の数値実験 (ビン法) の結果を用いたパラメタリゼーションをもとにした Cohard et al. (2000) の定式化に従った。

$$P_{\text{ccnr}} = \max\left(\frac{1}{\rho_a \tau}, 0\right) \quad (3.2.20)$$

$$L = 2.7 \times 10^{-2} \rho_a Q_c (0.0625 \times 10^{20} \sigma_c^3 \overline{D_c} - 0.4)$$

$$\tau = \frac{3.7}{\rho_a Q_c} (0.5 \times 10^6 \sigma_c - 7.5)^{-1}$$

これに基づいて、雲水混合比を  $P_{\text{ccnr}}$  減少、雨混合比を  $P_{\text{ccnr}}$  増加させる。

雲粒数濃度変化率  $N_{\text{ccol}}$  については、Long (1974) の捕捉係数を用いて次のように与えた。

$$N_{\text{ccol}} = \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty K_2 (D_1^6 + D_2^6) n_c(D_1) n_c(D_2) dD_1 dD_2$$

$$= K_2 N_c^2 \frac{1}{\lambda_c^6} \frac{\Gamma\left(\nu_c + \frac{6}{\alpha_c}\right)}{\Gamma(\nu_c)} \quad (3.2.21)$$

雨滴数濃度変化率については、雨滴の初期粒径を  $D_{r0} = 81.7 \mu\text{m}$  と仮定し、 $P_{\text{ccnr}}$  を用いて次のように与えた。

$$N_{\text{ccnr}} = \frac{\rho_a P_{\text{ccnr}}}{m_{r0}} = \frac{\rho_a P_{\text{ccnr}}}{\frac{\pi}{6} \rho_w D_{r0}^3} \quad (3.2.22)$$

ここで、 $K_2 = 2.59 \times 10^{15} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$  である。これに基づき、雲水数濃度を  $N_{\text{ccol}}$  減少、雨滴の数濃度を  $N_{\text{ccnr}}$  増加させる。

### 雨滴による雲粒捕捉

雨滴による雲粒捕捉過程についても Long (1974) の捕捉係数を用いて定式化を行った。この過程による混合比変化率は、

$$P_{\text{racw}} = \int_0^\infty \int_0^\infty K(D_c^P + D_r^P) \frac{\pi}{6} D_c^3 \frac{\rho_w}{\rho} n_c(D_c) n_r(D_r) dD_r dD_c,$$

$$= \frac{\pi \rho_w K N_c N_r}{6 \rho_a \lambda_c^3} \left[ \frac{1}{\lambda_c^P} \frac{\Gamma\left(\nu_c + \frac{P+3}{\alpha_c}\right)}{\Gamma(\nu_c)} + \frac{1}{\lambda_r^P} \frac{\Gamma\left(\nu_c + \frac{3}{\alpha_c}\right) \Gamma\left(\nu_r + \frac{P}{\alpha_r}\right)}{\Gamma(\nu_c) \Gamma(\nu_r)} \right] \quad (3.2.23)$$

と表せる。ここで、平均体積直径  $\overline{D_r} > 100\mu\text{m}$  の場合は  $K = K_1 = 3.03 \times 10^3 \text{s}^{-1}$ ,  $P = 3$ ,  $\overline{D_r} \leq 100\mu\text{m}$  の場合は  $K = K_2 = 2.59 \times 10^{15} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$ ,  $P = 6$  である。これにもとづき、雲水混合比を  $P_{\text{racw}}$  減少、雨滴の混合比を  $P_{\text{racw}}$  増加させる。

数濃度については、

$$\begin{aligned} N_{\text{racw}} &= \int_0^\infty \int_0^\infty K(D_c^P + D_r^P) \\ &\quad n_c(D_c)n_r(D_r)dD_r dD_c \\ &= KN_c N_r \left[ \frac{1}{\lambda_c^P} \frac{\Gamma(\nu_c + \frac{P}{\alpha_c})}{\Gamma(\nu_c)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{\lambda_r^P} \frac{\Gamma(\nu_r + \frac{P}{\alpha_r})}{\Gamma(\nu_r)} \right] \quad (3.2.24) \end{aligned}$$

とし、雲粒数濃度を  $N_{\text{racw}}$  減少させる (雨滴の数濃度は不変)。

雨滴同士の衝突併合/分裂

雨滴同士の衝突にともなう分裂過程は、便宜上、併合率  $E_{\text{rcol}}$  を雨滴の平均体積直径  $\overline{D_r}$  に応じて減少させることで組み込んでいる (陽に扱わない)。つまり、分裂しやすい大粒径になるほど併合率  $E_{\text{rcol}}$  が小さくなるように、

$$E_{\text{rcol}} = \begin{cases} 1 & (\overline{D_r} < 600\mu\text{m}) \\ \exp[-2.5 \times 10^3 (\overline{D_r} - 6 \times 10^{-4})] & (600\mu\text{m} \leq \overline{D_r} < 2\text{mm}) \\ 0 & (\overline{D_r} \geq 2\text{mm}) \end{cases}$$

とした。これを用いて、雨滴同士の衝突併合/分裂による雨滴数濃度変化率  $N_{\text{rcol}}$  を次式で表す。

$$\begin{aligned} N_{\text{rcol}} &= \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty K_1(D_1^3 + D_2^3) \\ &\quad n_r(D_1)n_r(D_2)E_{\text{rcol}}dD_1 dD_2 \\ &= K_1 N_r^2 \frac{1}{\lambda_r^3} \frac{\Gamma(\nu_r + \frac{3}{\alpha_r})}{\Gamma(\nu_r)} E_{\text{rcol}} \\ &\quad (\overline{D_r} > 100\mu\text{m}) \quad (3.2.25) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} N_{\text{rcol}} &= \frac{1}{2} \int_0^\infty \int_0^\infty K_2(D_1^6 + D_2^6) \\ &\quad n_r(D_1)n_r(D_2)dD_1 dD_2 \\ &= K_2 N_r^2 \frac{1}{\lambda_r^6} \frac{\Gamma(\nu_r + \frac{6}{\alpha_r})}{\Gamma(\nu_r)} \quad (\overline{D_r} < 100\mu\text{m}) \\ &\quad (3.2.26) \end{aligned}$$

これに基づき、雨滴の数濃度を  $N_{\text{rcol}}$  減少させる (雨滴の混合比は不変)。

雨滴の蒸発

雨滴の蒸発率は、通風係数

$$F(D_r) = 0.78 + 0.31S_c^{\frac{1}{3}} R_e^{\frac{1}{2}} \quad (3.2.27)$$

を用いて ( $R_e$  はレイノルズ数:  $R_e = D_r U_{\text{dr}}(D_r)\mu^{-1}$ ,  $U_{\text{dr}}$  は直径  $D_r$  の雨滴落下速度 ((3.2.32) 式)、 $\mu$  は動粘性係数、 $S_c$  はシュミット数)、以下のように表せる。

$$\begin{aligned} &\int_0^\infty \left( \frac{dm_r}{dt} \right) dD_r \\ &= \frac{(S-1)}{\rho_a} G \int_0^\infty 2\pi D_r F(D_r) n_r(D_r) dD_r, \quad (3.2.28) \end{aligned}$$

ここで  $S$  は過飽和度、 $m_r$  は直径  $D_r$  の雨滴の質量、 $G$  は温度  $T$  と気圧  $p$  の関数

$$G(T, p) = \left( \frac{L_v^2}{K_a R_v T^2} + \frac{1}{\rho_a Q_{vsw} D_v} \right)^{-1} \quad (3.2.29)$$

である。 $Q_{vsw}$  は飽和水蒸気混合比。 (3.2.27) 式を (3.2.28) 式に代入して積分すると

$$\begin{aligned} P_{\text{revp}} &= \frac{2\pi(S-1)}{\rho_a} G(T, p) \frac{N_r}{\lambda_r} \left[ 0.78 \frac{\Gamma(\nu_r + \frac{1}{\alpha_r})}{\Gamma(\nu_r)} \right. \\ &\quad \left. + 0.31S_c^{\frac{1}{3}} \left( \frac{a_r}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{4}} \frac{1}{\lambda_r^{\frac{b_r+1}{2}}} \frac{\Gamma(\nu_r + \frac{b_r+3}{2\alpha_r})}{\Gamma(\nu_r)} \right] \quad (3.2.30) \end{aligned}$$

である。ここで  $a_r$  は雨滴落下速度 ((3.2.32) 式) に関する定数である。数濃度については、混合比変化に比例すると仮定し、

$$N_{\text{revp}} = P_{\text{revp}} \frac{N_r}{Q_r} \quad (3.2.31)$$

としている。

雨滴の落下

直径  $D_r$  の雨滴の落下速度を

$$\begin{aligned} U_{\text{dr}}(D_r) &= a_r D_r^{b_r} \left( \frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2.32) \\ a_r &= 842, \quad b_r = 0.8, \quad \rho_0 = 1.28 \text{ kg m}^{-3} \end{aligned}$$

で近似すると、質量荷重平均落下速度  $\overline{U_r}$  と幾何平均落下速度  $\overline{U_{\text{nr}}}$  は次式で表せる。

$$\overline{U_r} = \frac{a_r}{\lambda_r^{b_r}} \frac{\Gamma(\nu_r + \frac{b_r+3}{\alpha_r})}{\Gamma(\nu_r + \frac{3}{\alpha_r})} \left( \frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2.33)$$

$$\overline{U_{\text{nr}}} = \frac{a_r}{\lambda_r^{b_r}} \frac{\Gamma(\nu_r + \frac{b_r}{\alpha_r})}{\Gamma(\nu_r)} \left( \frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2.34)$$

これらを用いて、混合比の次元と数濃度の次元で異なる落下速度を与えることで、雨滴の粒径 (落下速度) の違いによる振り分け (sorting) 効果を再現できるようになっている。図 3.2.5 をみると、 $(\nu_r, \alpha_r) = (2, 1)$  の場合、混合比の次元 (比較的大きな雨滴を代表する) の落下速度は、数濃度の次元 (比較的小さな雨滴を代表する) の

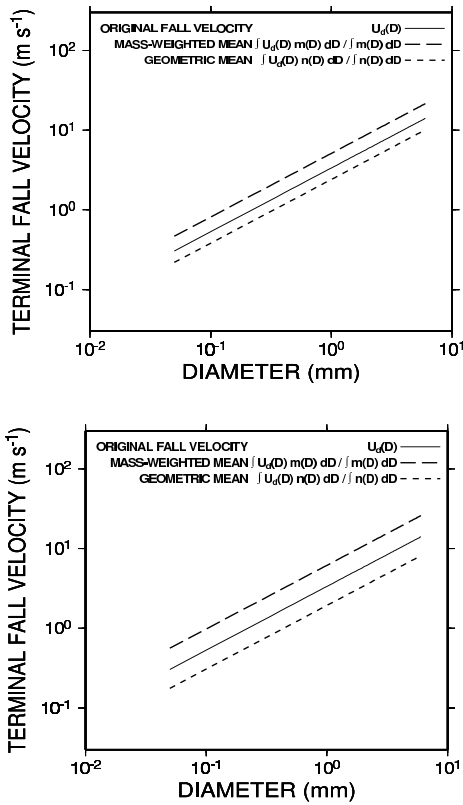


図 3.2.5 2 モーメントスキームでの雨滴の落下速度。上図は  $(\nu, \alpha) = (2, 1)$ 、下図は  $(\nu, \alpha) = (1, 1)$  (指数分布) の場合。実線は直径  $D_r$  の雨滴の落下速度  $U_{dr}(D_r)$  ((3.2.32) 式)。破線は質量荷重平均落下速度  $\bar{U}_r$  ((3.2.33) 式)。点線は幾何平均落下速度  $\bar{U}_{nr}$  ((3.2.34) 式)。

約 2 倍であることが分かる。落下による混合比と数濃度の変化率は次式で表せる。

$$P_{rprc} = \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial(\rho_a Q_r \bar{U}_r)}{\partial z} \quad (3.2.35)$$

$$N_{rprc} = \frac{\partial(N_r \bar{U}_{nr})}{\partial z} \quad (3.2.36)$$

#### (4) 平均粒径の制限について

一般的な 2 モーメントスキームでは混合比と数濃度が予報され、それらを用いて粒径分布を診断することで平均粒径が決まるが、混合比と数濃度を独立に予報するゆえに、局所的には混合比と数濃度のバランスが崩れ、平均粒径が極端に大きくなったり小さくなったりする場合がある。これを回避するために、便宜上、粒子の平均粒径に上限と下限を設定し、平均粒径がこれを超えた時は数濃度を調節して、常に上下限値の間の値をとるようにしている。具体的には、雲粒・雨滴の平均質量に対して表 3.2.4 のような上下限値を設定し、

表 3.2.4 雲粒と雨滴の下限質量 ( $m_{x,min}$ ) と上限質量 ( $m_{x,max}$ )。括弧内は相当直径。

	$m_{x,min}$	$m_{x,max}$
雲粒	$5.24 \times 10^{-16}$ kg (1 $\mu\text{m}$ )	$6.54 \times 10^{-11}$ kg (50 $\mu\text{m}$ )
雨滴	$6.54 \times 10^{-11}$ kg (50 $\mu\text{m}$ )	$1.41 \times 10^{-5}$ kg (3 mm)

次式を用いて  $N_x$  を修正している。

$$N_x = \begin{cases} \max\left(\frac{1}{m_{x,max}} \frac{Q_x}{\rho_a}, N_x\right), & (m_{x,max} < m_x) \\ \min\left(\frac{1}{m_{x,min}} \frac{Q_x}{\rho_a}, N_x\right), & (m_x < m_{x,min}) \end{cases}$$

### 3.2.3 2 モーメントスキームの特徴と課題

#### 雲水から雨への変換

2 モーメントスキームの特徴をつかむために、表 3.2.5 の設定で三陸沖下層雲の再現実験を行った。図 3.2.6 は 1 モーメントスキームおよび 2 モーメントスキームを用いた結果を比較したものである。この実験では、雲水から雨への変換に、1 モーメントスキーム・2 モーメントスキームともに Berry and Reinhardt (1974) に従い、(3.2.20) 式を用いた。図 3.2.6 をみると、雲水分布は 2 つの場合でほとんど変わらず、雨の生成は 2 モーメントスキームを適用した場合に促進されている。雲水から雨への変換に同じ (3.2.20) 式を用いたにも関わらずこのような違いが生じたのは、2 モーメントスキームを適用したことで (混合比が同じでも、数濃度が大きかったり小さかったりするため)、平均粒径のばらつきが大きくなったためである。図 3.2.7 は、実験結果から得られた雲水の混合比・数濃度・平均粒径 (平均体積直径) の関係であるが、これをみると、1 モーメントの場合には平均粒径が 30  $\mu\text{m}$  未満であるのに対し、2 モーメントの場合には 30  $\mu\text{m}$  以上の値も存在しているのがわかる<sup>8</sup>。今後、観測データとの比較や格子間隔に対する依存性についても調べる必要がある。

表 3.2.5 三陸沖下層雲の再現実験の設定

計算領域	三陸沖を中心とする 640 km × 640 km × 4.7 km
格子数	640 × 640 × 36
格子間隔	水平 1km、鉛直方向は最下層 50m-最上層 225m の可変格子
時間間隔	5 秒
初期時刻	2001 年 8 月 1 日 15:00UTC
積分時間	12 時間
初期値・境界値	RSM
微物理過程	暖かい雨過程のみ

<sup>8</sup> Kojima et al. (2006) によれば、2003 年 6 月 23-25 日の三陸沖ヤマセ雲の事例 (数値実験とは別の事例) で、衛星デー

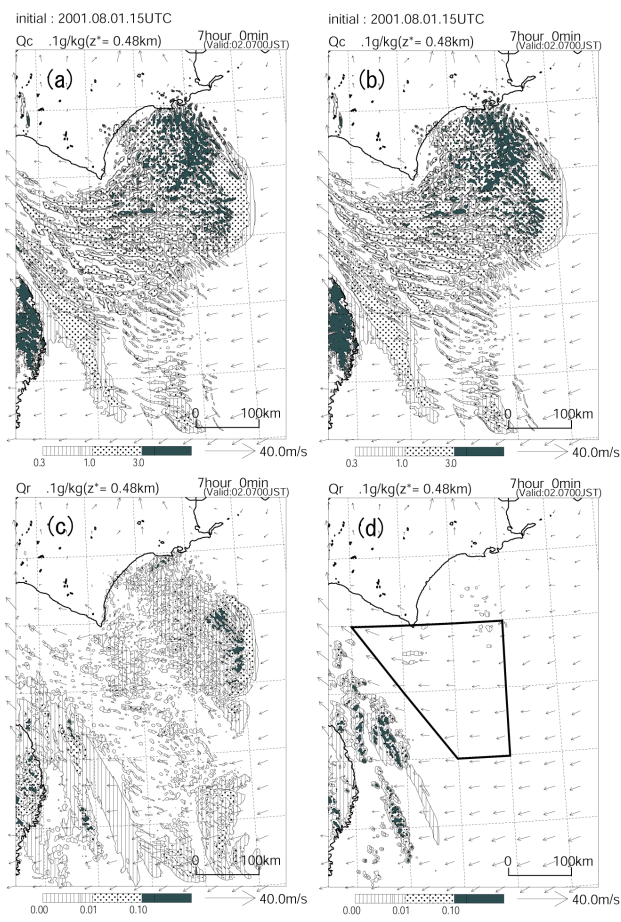


図 3.2.6 下層雲の再現結果。計算開始から7時間後、高度480mにおける(a)2モーメントスキームによる雲水混合比と(b)1モーメントスキームによる雲水混合比。(c),(d)は、(a),(b)と同じ。ただし、雨滴の混合比。

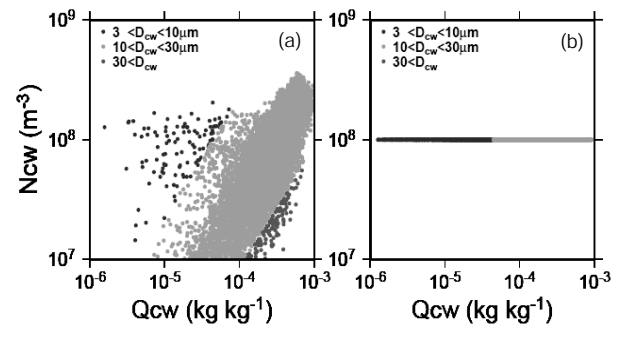


図 3.2.7 雲水混合比と雲粒数濃度および雲粒の平均体積直径の関係。(a)2モーメントおよび(b)1モーメントスキームによる結果。図 3.2.6d の実線で示した領域内のデータをプロット。

### 雨滴の蒸発

さらに、別の層積雲の再現実験結果<sup>9</sup>から、雨滴蒸発に対する影響を調べる。図 3.2.8 は、この実験から得られた雨滴の蒸発率・混合比・平均粒径(平均体積直径)の関係である。2モーメントスキームの場合には、混合比が同じであっても平均粒径が大きい方が蒸発が抑制される傾向がみとめられる。つまり、雨滴表面積の総和が雨滴体積の総和に対して相対的に小さい場合に蒸発が抑制される効果が再現できている。

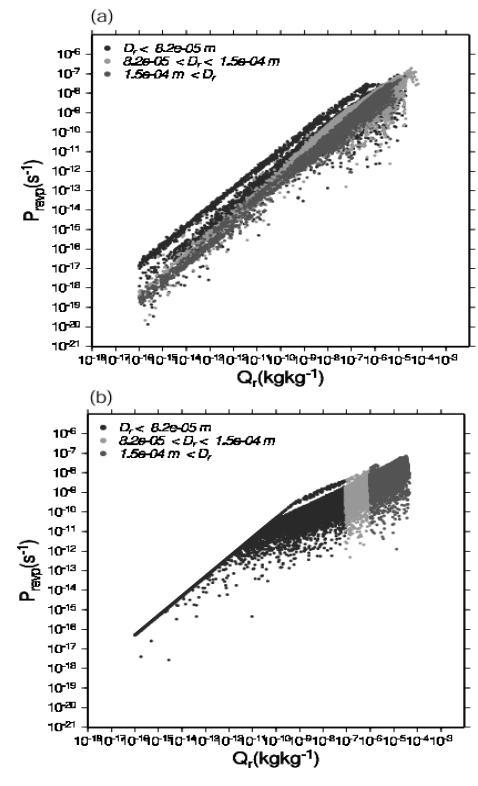


図 3.2.8 雨滴の混合比  $Q_r$  と雨滴蒸発率  $P_{revp}$  の関係。濃淡は雨滴の平均体積直径  $D_r$  を表す。1800 <  $T$  < 3600sec, 1 <  $X, Y$  < 3km の範囲のデータのプロット。(a)と(b)はそれぞれ2モーメント、1モーメントスキームを用いた結果。

タから見積もられた有効半径は5-20  $\mu\text{m}$  (平均12 $\mu\text{m}$ )の範囲でばらついていた。2モーメントスキームによる計算結果(平均体積直径)も同じような範囲に分布していた。<sup>9</sup>初期条件として Betts and Boers (1990) の層積雲領域の風速・温度・湿度の鉛直プロファイルを与えた。計算領域は水平4 km  $\times$  4 km、鉛直3 km、水平方向の格子数は80、格子間隔50 m、鉛直方向には、下から32層は格子間隔50 m、それ以上は46層まで10%ずつ格子間隔を増加させている。時間間隔は1 sec、積分時間は3600 secとした。側面は周期境界、上部境界は断熱・摩擦なし、下部境界は摩擦ありの条件を適用した。2モーメント化の効果を調べるために、1モーメントおよび2モーメントスキームを用いた2通りの実験を行った。氷相過程は考慮せず、暖かい雨過程のみを計算した。なお、雨水の生成開始時期を等しくするために雲水から雨への変換を行なう条件を(3.2.20)式に関らず  $Q_c > 10^{-4}$   $\text{kg kg}^{-1}$  とした。

## 降水量について

2 モーメントスキームによる降水量は、時空間的に大きなスケールで見ると1モーメントスキームとほとんど違いはないが、個別の事例では、特に弱雨の場合に1モーメントスキームよりも多めに降雨を表現している。

## 雲粒子の生成項

1モーメントスキームは、一般に、雲粒子数濃度を定数 (数  $\times 10^8 \text{ m}^{-3}$ ) としているのに対し、2モーメントスキームは雲粒子数濃度を予報するため、その表現力は向上している。しかし、雲粒子生成の定式化の際に述べたように、実際上は、雲粒子数濃度は予め与えられた雲核数のオーダーに強く依存する。このため、天然の雲核数が大きく変化する状況や広い領域での再現実験を行う場合には、現在のスキームで雲粒子の動態をきちんと捉えられるとは言いがたい。この点を克服するには、雲核数濃度を予報した上で、温度・湿度・上昇流速等の情報をもとに、雲粒子生成数を決定する仕組みをつくる必要がある。

他方、氷粒子についても同様のことが当てはまる。氷粒子にはモデル開発当初から2モーメントスキームが導入されていたものの、氷晶核については予報されておらず、氷晶核の活性化数は幾つかの実験式に基づいて温度・湿度・上昇流速等の大気状態から推定している。このため、モデル内の氷粒子の振る舞いはそれら実験式の適・不適に左右される。氷晶核を介した氷晶生成メカニズムは未解明な部分が多いものの、それを解明するための実験研究が徐々に進められている。それらの実験結果を適切にモデル化するためにも、氷晶核の活性化パラメタリゼーションや予報変数化も含めて取り組んでいく必要がある。

以下に、雲物理過程の開発に当たって参考となる基礎事項を付録としてまとめた。

### 付録 3.2.A 粒径標準偏差 $\sigma_x$ の粒径分布パラメタに対する依存性

図 3.2.9 は、粒径標準偏差  $\sigma_x$  とガンマ分布 ((3.2.1) 式) のパラメタ  $(\nu_x, \alpha_x)$  との関係である。 $(\nu_x, \alpha_x) = (1, 1)$  が指数分布に相当し、 $(\nu_x, \alpha_x) = (1, 3)$  が2モーメントスキームの雲粒子粒径分布、 $(\nu_x, \alpha_x) = (2, 1)$  が雨滴粒径分布に対応する。図 3.2.9b をみると、指数分布を用いた場合 ( $\nu = 1$ ) は、ガンマ分布を用いる場合 ( $\nu = 2$ ) よりも  $\sigma_r$  がより大きな値をとることが分かる。したがって、 $Q_r$  と  $N_r$  が等しくても、粒径の分散が大きめに評価され、雨滴の自己捕捉や雲粒子捕捉による成長速度が過大評価されると予想できる。

分散の違いは落下過程にも影響を与える。図 3.2.5 のように、2モーメントスキームの落下過程は、混合比と数濃度のふたつの異なる次元で落下速度を定義している。こうすることで、振り分け (sorting) を再現でき

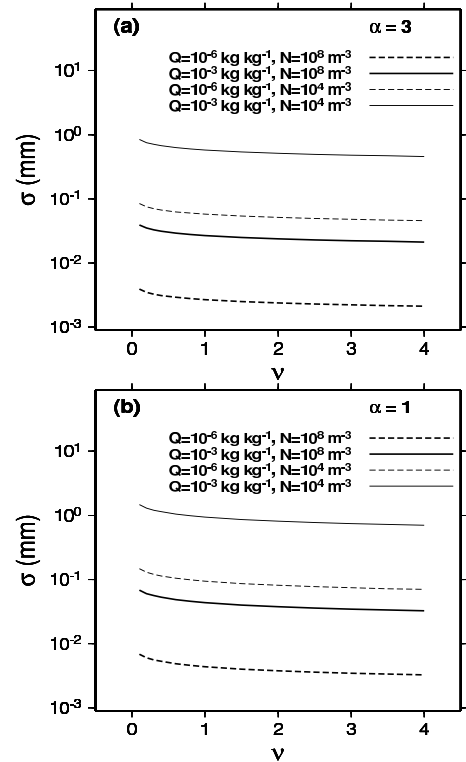


図 3.2.9  $(\nu, \alpha)$  と  $\sigma$  の関係。(a)  $\alpha = 3$ 、(b)  $\alpha = 1$ 。

るようになっているが、指数分布を適用した場合 (図 3.2.5b) は、混合比と数濃度の次元の落下速度の差が、より大きくなっている。つまり、粒径の分散が大きいため、振り分け効果も過大になっている。

### 付録 3.2.B パラメタ $(\nu_x, \alpha_x)$ による粒径分布の変化

パラメタ  $(\nu_x, \alpha_x)$  の値による粒径分布の形状変化を、数濃度が大きい場合 (図 3.2.10) と小さい場合 (図 3.2.11) にまとめた。2つのパラメタが大きいほど鋭い凸型の粒径分布になる。

### 付録 3.2.C $Q_x, N_x$ に対する $\overline{D_x}$ の値の概値

1モーメントスキームでは、予報変数が  $Q_x$  のみなので、 $\overline{D_x}, N_x$  は  $Q_x$  のみから決定される。一方、2モーメントスキームでは、2つの予報変数  $Q_x$  と  $N_x$  から  $\overline{D_x}$  が決定される。空気密度  $1 \text{ kg m}^{-3}$  の時の  $Q_x, N_x$  と  $\overline{D_x}$  との大きな対応関係を表 3.2.6、表 3.2.7 にまとめた。



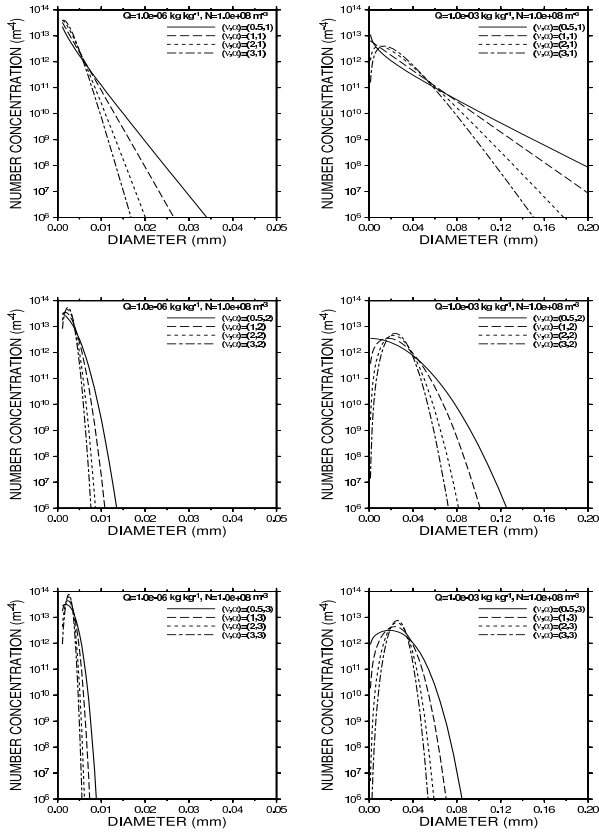


図 3.2.10 パラメータ  $(\nu_x, \alpha_x)$  による粒径分布の変化。左  
 図:  $(Q_x, N_x) = (10^{-6} \text{ kg kg}^{-1}, 10^8 \text{ m}^{-3})$  の場合。右図:  
 $(Q_x, N_x) = (10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}, 10^8 \text{ m}^{-3})$  の場合。上から順  
 に  $\alpha_x = 1, 2, 3$  の場合。

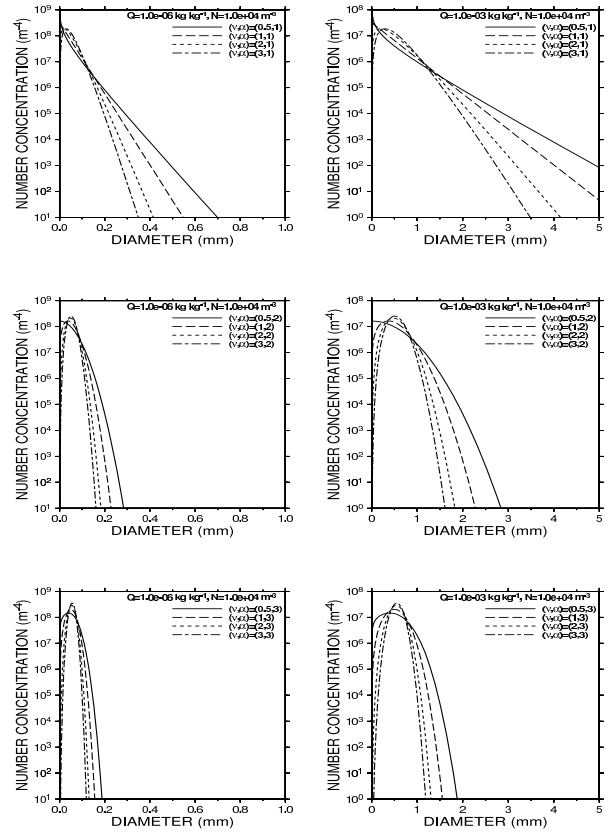


図 3.2.11 図 3.2.10 と同じ。ただし、 $N_x = 10^4 \text{ m}^{-3}$  の場合。

表 3.2.6 1 モーメントスキームにおける雲水・雨クラスの  $\overline{D}_x, N_r$  の概値。雲水数濃度は  $N_c = 2 \times 10^8 \text{ m}^{-3}$  とおいた。(空気密度  $1 \text{ kg m}^{-3}$ )

$Q_x \text{ (kg kg}^{-1}\text{)}$	$\overline{D}_c \text{ (m)}$	$\overline{D}_r \text{ (m)}$	$N_r \text{ (m}^{-3}\text{)}$
$10^{-6}$	$2.67 \times 10^{-6}$	$1.44 \times 10^{-4}$	$6.35 \times 10^2$
$10^{-5}$	$5.76 \times 10^{-6}$	$2.56 \times 10^{-4}$	$1.13 \times 10^3$
$10^{-4}$	$1.24 \times 10^{-5}$	$4.56 \times 10^{-4}$	$2.01 \times 10^3$
$10^{-3}$	$2.67 \times 10^{-5}$	$8.11 \times 10^{-4}$	$3.57 \times 10^3$

雨滴粒径分布として指数分布を仮定した。雨滴数濃度  $N_r$  は、 $N_r = \lambda_r N_{0r}$  と表せる。

ここで、 $N_{0r} = 8 \times 10^4 \text{ m}^{-4}$ 、 $\lambda_r = \left( \pi \frac{\rho_r}{\rho_a} \frac{N_{0r}}{Q_r} \right)^{1/4}$  である。

表 3.2.7 2 モーメントスキームにおける雲水・雨クラスの  $\overline{D}_x \text{ (m)}$  の概値。(空気密度  $1 \text{ kg m}^{-3}$ )

$Q_x \text{ (kg kg}^{-1}\text{)} \setminus N_x \text{ (m}^{-3}\text{)}$	$10^0$	$10^2$	$10^4$	$10^6$	$10^8$
$10^{-6}$	$1.24 \times 10^{-3}$	$2.67 \times 10^{-4}$	$5.76 \times 10^{-5}$	$1.24 \times 10^{-5}$	$2.67 \times 10^{-6}$
$10^{-5}$	$2.67 \times 10^{-3}$	$5.76 \times 10^{-4}$	$1.24 \times 10^{-4}$	$2.67 \times 10^{-5}$	$5.76 \times 10^{-6}$
$10^{-4}$	$5.76 \times 10^{-3}$	$1.24 \times 10^{-3}$	$2.67 \times 10^{-4}$	$5.76 \times 10^{-5}$	$1.24 \times 10^{-5}$
$10^{-3}$	$1.24 \times 10^{-2}$	$2.67 \times 10^{-3}$	$5.76 \times 10^{-4}$	$1.24 \times 10^{-4}$	$2.67 \times 10^{-5}$

## 参考文献

- Berry, E. X. and R. L. Reinhardt, 1974: An analysis of cloud drop growth by collection: Part II. Single initial distribution. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1825–1831.
- Betts, A. K. and R. Boers, 1990: A cloudiness transition in a marine boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1480–1497.
- Cohard, J. M., and J. P. Pinty, 2000: A comprehensive two-moment warm microphysical bulk scheme. Part I: Description and tests. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1815–1842.
- Ikawa, M. and K. Saito, 1991: Description of a non-hydrostatic model developed at the Forecast Research Department of the MRI. *Tech. Rep. MRI*, **28**, 238pp.
- Kojima, M., S. Asano, and H. Iwabuchi, 2006: Time-variations of optical and microphysical properties of Yamase clouds estimated from shipboard experiments and satellite remote sensing in June 2003. *SOLA*, **2**, 45–48.
- Long, A. B., 1974: Solutions to the droplet collection equation for polynomial kernels. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1040–1057.
- Twomey, S., 1959: The nuclei of natural cloud formation, Part II: The supersaturation in natural clouds and variation of cloud droplet concentration. *Geophys. Pura. Appl.*, **43**, 243–249.
- 山田芳則, 2003: 雲の微物理過程. 数值予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 52–76.

### 3.3 4-ICE 雲微物理過程の導入<sup>1</sup>

#### 3.3.1 概要

降水過程や、大気中の凝結物の滞留量を精度良く再現するために、最も重要な物理学的要素のひとつが、水粒子の落下速度である。大気中のある有限体積中に存在する固相・液相の水粒子の落下速度は、本来、ひとつひとつの粒子の質量・密度・形状等によって決まるが、パルク法に基づいてこれを記述する場合、水粒子のクラス分けという手順を踏むため、どのようにクラス分けされているかによって、考慮できる落下速度の多様さが制限される。例えば、JMA-NHM に組み込まれている 3-ICE 雲微物理スキーム (雲水・雨・雲氷・雪・あられ) (Ikawa and Saito 1991; 山田 2003) では、固相水粒子の落下速度はあられの落下速度よりも大きな値はとれない。自然界ではあられ粒子よりも大きな密度をもつ氷粒子 (ひょう) が存在し、それが降水過程の中で重要な役割を果たしている場合もある (降雹・ダウンバースト・スーパーセル等)。そのような状況を高分解能モデル (LFM 等) でうまく表現するには、新たな粒子クラスを設ける必要がある。このような理由から、ひょうクラスを取りこんだ 4-ICE スキーム (雲水・雨・雲氷・雪・あられ・ひょう) を開発中である (図 3.2.2, 表 3.3.4)。

定式化に関しては、従来から NHM に組み込まれていた 3-ICE スキームが水粒子のクラス毎に異なる分布関数 (表 3.2.2) を用いていたのに対し、4-ICE スキームでは、これらを全てガンマ分布に置き換え、異なるクラスの間でパラメータや方程式を統一的に記述している。ガンマ分布を用いる利点は、パラメータの値によって凸型から凹型まで様々な形状の粒径分布を表現できることであるが、この利点を全ての粒子クラスで活かせるようになっている。これによって、雲・降水粒子の粒径分布に関する直接観測の結果等をモデルに反映させやすくなる。

4-ICE スキームの実装にあたっては、従来の雲微物理サブルーチンとは別の新たなサブルーチンとしてコーディングした。これは、NHM の 3-ICE スキームのコードは、ひとつのサブルーチンの中に様々なオプションが増設されてきたために、一貫性や可読性に欠ける面が生じており、このデメリットを免れるためである。

微物理過程の詳細に関しては、雲水・雨については Cohard and Pinty (2000)、雲氷・雪・あられ・ひょうについては、概して、Ferrier (1994) に従っている。このため雲水・雨クラスを除き、従来の 3-ICE スキームとの整合性は考慮していない。4-ICE スキームは、現在、開発の初期段階にあるため、微物理過程の定式化に関する具体的な記述は本稿では割愛する。それ以外のごく基礎的な部分について以下にまとめた。

<sup>1</sup> 橋本 明弘 (気象研究所)

#### 定式化の基礎

各粒子クラスの粒径分布  $n_x$  を、3 パラメータ ( $N_{0x}, \lambda_x, \alpha_x$ ) のガンマ分布

$$n_x(D_x) = N_{0x} D_x^{\alpha_x} \exp(-\lambda_x D_x) \quad (3.3.1)$$

で近似する。ここで、 $D_x$  は粒子直径 (m)、添字  $x$  は雲水  $c$ , 雨  $r$ , 雲氷  $i$ , 雪  $s$ , あられ  $g$ , ひょう  $h$  を表す。3 つのパラメータの内  $N_{0x}$ ,  $\lambda_x$  は、(3.3.2) 式、(3.3.3) 式を用いて、2 つの予報変数  $Q_x$  (混合比  $\text{kg kg}^{-1}$ ) と  $N_x$  (数濃度  $\text{kg}^{-1}$ )<sup>2</sup> からタイムステップ毎に診断する。残りの  $\alpha_x$  は定数とする<sup>3</sup>。

$$N_{0x} = \rho_a N_x \frac{\lambda_x^{1+\alpha_x}}{\Gamma(1+\alpha_x)} \quad (3.3.2)$$

$$\lambda_x = \left[ \frac{\pi \rho_x N_x \Gamma(3+\alpha_x)}{6 Q_x \Gamma(\alpha_x)} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (3.3.3)$$

雲水を除く粒子クラス  $x$  ( $x \neq c$ ) の直径  $D_x$  の粒子の落下速度は、

$$U_{dx}(D_x) = \left( \frac{\rho_0}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}} a_x D_x^{b_x} \exp(-f_x D_x) \quad (3.3.4)$$

$$\rho_0 = 1.28 \text{ kg m}^{-3}$$

とおく。ここで、 $\rho_a$  は湿潤空気密度である。粒子の質量  $m_x$  については、粒子の形状に関する因子も考慮して、

$$m_x(D_x) = c_x D_x^{d_x} \quad (3.3.5)$$

とおく。4-ICE スキームにおける主要なパラメータを、3-ICE スキームのものとともに表 3.3.1 と表 3.3.2 にまとめた。なお、ここで与えたパラメータの値は開発の進行に応じて変わり得る。

#### 3.3.2 4-ICE スキームによる初期結果

##### (1) 実験

導入した 4-ICE スキームの初歩的な性能評価のために、2007 年 5 月 10 日関東地方に農業被害をもたらした降雹事例の再現実験 (表 3.3.3) を行った。2007 年 5 月 10 日 17-18 時 (JST) 頃、茨城県内では 10 分間降水量最大 12 mm (下館アメダス) に達する降水が観測され、つくば市では 17 時 (JST) すぎから数 10 分の間、降雨と一時降雹にみまわれた。レーダー観測によると、つくば市付近で最大 80  $\text{mm h}^{-1}$  相当のエコーが認められた。

<sup>2</sup> 4-ICE スキームでは、数濃度を単位質量空気当りの数として取り扱っている。こうすることで、混合比の移流や拡散その他に用いられているサブルーチンを、単位の変換無しに共有することができる。

<sup>3</sup> ここで出てくる  $\alpha_x$  は、第 3.2 節の雲水・雨クラスのものとは異なる。第 3.2 節の定数パラメータを ( $\nu'_x, \alpha'_x$ ) とおくと、 $\alpha_x = \nu'_x \alpha'_x - 1$ ,  $\alpha'_x = 1$  の関係である。

## (2) 結果

モデル結果 (ExpI) では、つくば市付近で 30 分間降水量で最大 34.2 mm の雨が認められた (図 3.3.1)。解析雨量とモデル結果 (ExpI) を比較すると (図 3.3.2)、モデルは時間降水量を過大評価していた<sup>4</sup>。この時、茨城県内で所により降雹を再現していた (図 3.3.4a)。モデルが再現した降雹量を換算すると、直径 5 mm 大のひょうが 1 m<sup>2</sup> あたり高々 7-8 個降った程度だった。降雹量の観測値はないが、目視による推定に比べると 1-2 桁小さいオーダーであった。降水量・降雹量の定量的な予測を除けば、降雹にいたる降水過程を大まかに再現できたと言えよう。

さらに、4-ICE スキームの特徴であるひょうクラスが、降水の表現にどのような役割を担っているかを調べるために、ExpI の他に、ひょうの落下速度をあらねなみの落下速度 (約 1/7) に置き換えた実験 (ExpII) と、ひょうの落下速度を 1.5 倍にした実験 (ExpIII) を行った。

感度実験の結果、降水分布に大きな差異は認められなかった (図 3.3.3)。降水過程においてひょうのもつ最も特徴的な性質は、落下速度が他の固体水粒子に比べて格段に速いことであるが、これをあらねなみの落下速度 (約 1/7) に抑制した場合 (ExpII)、上空にひょう粒子が滞留し (図 3.3.5b)、30 分間降水量最大値は最大で 2 割弱小さくなった (図 3.3.1)。逆にひょうの落下速度を 1.5 倍にすると (ExpIII)、30 分間降水量最大値は最大で約 1 割大きくなった (図 3.3.1)。このことは、新しく加わったひょうクラスが、その大きな落下速度によって、モデルの強雨の再現性に強く影響を与え得ることを示唆している。

### 3.3.3 今後の課題

定式化の中で不完全ガンマ関数や超幾何関数を使用している箇所があり、それによってかなり計算時間が伸びている。様々な条件下で効率的に初期チェックを行うためにも、この点をうまく処置する必要がある。初期チェックでは、地上要素だけでなくレーダーの 3 次元データ等と比較して、降水粒子の空間分布や時間発展が適切に再現できているかどうかをチェックするとともに、水平格子間隔に対する依存性も調べる必要がある。さらに、降雹をともなう顕著現象とともに、降雹を伴わない事例もあわせてテストを行い、降雹の見逃しや空振りについても調べる必要がある。

表 3.3.1 4-ICE スキームにおける主要なパラメタの値。ρ<sub>x</sub> の単位は ×10<sup>3</sup> kg m<sup>-3</sup>。

	cloud water	rain	cloud ice	snow	graupel	hail
α <sub>x</sub>	4.0	2.5	0.0	0.0	0.0	0.0
a <sub>x</sub>	-	842.0	71.34	8.966	19.30	143.8
b <sub>x</sub>	-	0.80	0.66	0.42	0.37	0.50
c <sub>x</sub>	πρ <sub>c</sub> /6	πρ <sub>r</sub> /6	440	πρ <sub>s</sub> /6	πρ <sub>g</sub> /6	πρ <sub>h</sub> /6
d <sub>x</sub>	3	3	3	3	3	3
f <sub>x</sub>	0	0	0	0	0	0
ρ <sub>x</sub>	1.0	1.0	0.9	0.1	0.4	0.9

表 3.3.2 3-ICE スキームにおける主要なパラメタの値。ρ<sub>x</sub> の単位は ×10<sup>3</sup> kg m<sup>-3</sup>。

	cloud water	rain	cloud ice	snow	graupel
α <sub>x</sub>	5.0	3.5	0.0	0.0	0.0
a <sub>x</sub>	-	842.0	71.34	17.00	124.0
b <sub>x</sub>	-	0.80	0.66	0.50	0.64
ρ <sub>x</sub>	1.00	1.00	0.15	0.08	0.30

表 3.3.3 2007 年 5 月 10 日つくばにおける降雹事例の再現実験の設定

計算領域	つくば市を中心とする 150 km × 150 km × 21.8 km
格子数	100 × 100 × 38
格子間隔	水平 1.5km、鉛直方向は最下層 40m-最上層 1240m の可変格子
時間間隔	5 秒
初期時刻	2007 年 5 月 10 日 5:00UTC
積分時間	4.5 時間
初期値・境界値	5km メッシュ NHM(加藤 2007)
微物理過程	4-ICE

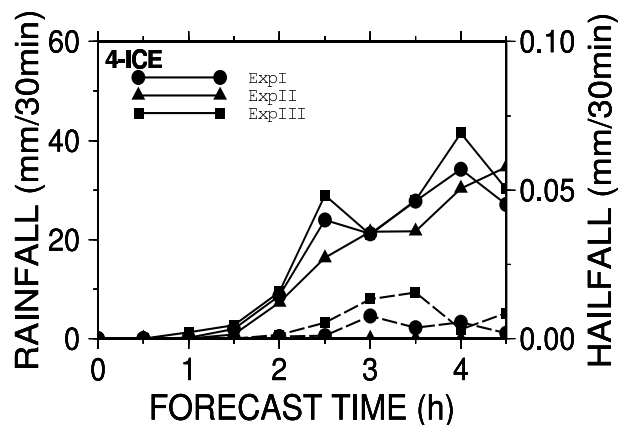


図 3.3.1 図 3.3.4a の矩形領域における最大降水強度 (実線、左縦軸) と最大降雹強度 (破線、右縦軸) の時間変化。○: ExpI、△: ExpII、□: ExpIII。

<sup>4</sup> LFM 実験結果でも同様に過大評価されており、4-ICE スキーム固有の問題ではないだろう。

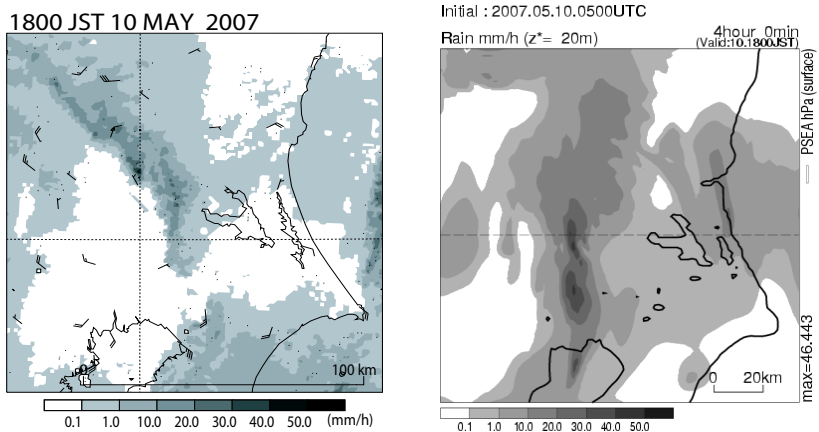


図 3.3.2 2007年5月10日18時(JST)の解析雨量(左図)とモデル結果(ExpI)(右図)。

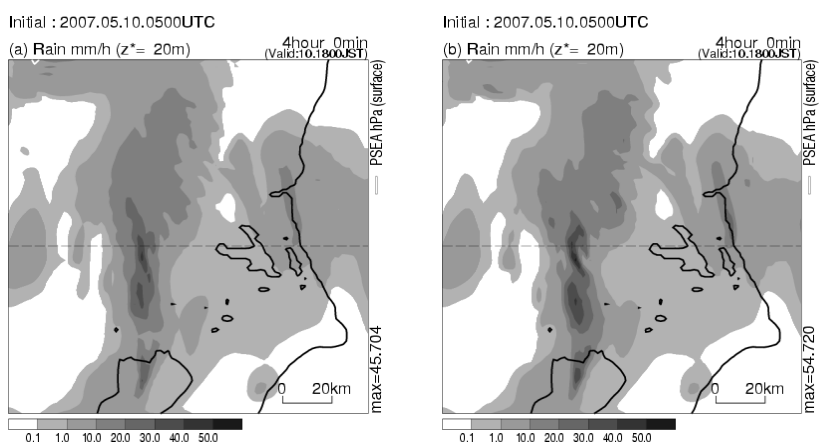


図 3.3.3 感度実験における時間降水量。(a) ExpII、(b) ExpIII。

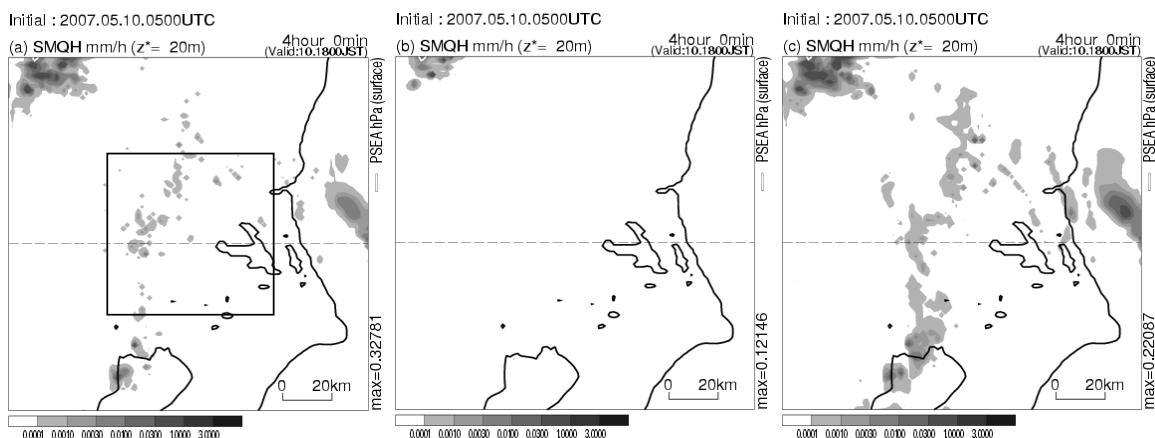


図 3.3.4 時間降雪量のモデル結果。(a) ExpI、(b) ExpII、(c) ExpIII。

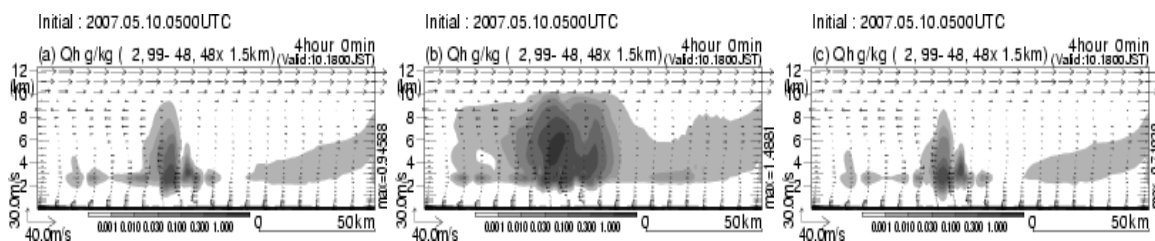


図 3.3.5 図 3.3.3 の破線上の鉛直断面内のひょうの混合比分布。(a) ExpI、(b) ExpII、(c) ExpIII。

表 3.3.4 微物理過程の各素過程を表す記号の意味。4-ICE スキームで新たに加わったもの。

記号	意味
$P_{\text{haci}}$	ひょうに捕捉された雲氷による、ひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{hacr}}$	ひょうに捕捉された雨による、ひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{hacs}}$	ひょうに捕捉された雪による、ひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{hacw}}$	ひょうが雲水を捕捉することによる、ひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{hdep}}$	拡散成長によるひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{hfzr}}$	雨滴が凍結してひょうに変換されることによる、ひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{h.gacw}}$	あられが雲水を捕捉することによってひょうに変換されるとき、捕捉された雲水によるひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{hmlt}}$	ひょうが融解することによる、雨の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{r.sshd}}$	雪のシェディングによる雨の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{r.gshd}}$	あられのシェディングによる雨の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{r.hshd}}$	ひょうのシェディングによる雨の生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{h.racs}}$	雨が雪を捕捉してひょうに変換されるとき、雨に捕捉された雪によるひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{h.iacr}}$	雲氷が雨を捕捉してひょうに変換されるとき、雲氷に捕捉された雨によるひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{h.raci}}$	雨が雲水を捕捉してひょうに変換されるとき、雨に捕捉された雲氷によるひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{h.sacr}}$	雪が雨を捕捉してひょうに変換されるとき、雪に捕捉された雨によるひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{h.gacr}}$	あられが雨を捕捉してひょうに変換されるとき、あられに捕捉された雨によるひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{h.racg}}$	雨があられを捕捉してひょうに変換されるとき、雨に捕捉されたあられによるひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{h.wacg}}$	雲水があられを捕捉してひょうに変換されるとき、雲水に捕捉されたあられによるひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{g.wach}}$	雲水がひょうを捕捉してあられに変換されるとき、雲水に捕捉されたあられによるひょうの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{g.hacw}}$	ひょうが雲水を捕捉してあられに変換されるとき、ひょうに捕捉された雲水によるあられの生成率 ( $s^{-1}$ )
$P_{\text{g.wacs}}$	雲水が雪を捕捉してあられに変換されるとき、雲水に捕捉された雪によるあられの生成率 ( $s^{-1}$ )

## 参考文献

- Cohard, J. M. and J. P. Pinty, 2000: A comprehensive two-moment warm microphysical bulk scheme. Part I: Description and tests. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **126**, 1815–1842.
- Ferrier, B. S., 1994: A double-moment multiple-phase four-class bulk ice scheme. Part I: Description. *J. Atmos. Sci.*, **51**, 249–280.
- Ikawa, M. and K. Saito, 1991: Description of a non-hydrostatic model developed at the Forecast Research Department of the MRI. *Tech. Rep. MRI*, **28**, 238pp.
- 加藤輝之, 2007: 2007年5-7月の九州・四国地方における浮力がなくなる高度と雲解像モデルが予想した雲頂高度との関係. 日本気象学会秋季大会予稿集, C211.
- 山田芳則, 2003: 雲の微物理過程. 数値予報課報告・別冊第49号, 気象庁予報部, 52–76.

### 3.4 落下過程の改良<sup>1</sup>

#### 3.4.1 雲氷落下の導入と改良

雲水および雲氷は、山田 (2003) によると落下速度が無視できるほど小さな水および氷の粒子と定義されており、これまで NHM では、雨、雪、あられについては落下を考慮していたが、雲水、雲氷については落下速度を持たないものとして取り扱っていた。しかし、MSM の予報時間を 33 時間へ延長するための開発当初、設定を変えずに単に予報時間を延長すると予報後半で上層における雲氷の滞留が目立つようになった。Ferrier et al. (1995) によれば、雲氷の落下速度は 13–61 cm/s とされており、これは 33 時間という予報時間を考えると、無視できない数字である<sup>2</sup>。また、2007 年 5 月に現業化された MSM では、部分凝結スキーム (第 4.6 節) によって算出された雲量・雲水量・雲氷量が放射過程で利用されるようになった。この部分凝結スキームでは予報された雲氷量を入力のひとつとすることから、このままではこれを放射過程で利用する際に過剰な雲量が計算されてしまうことになる。そこで、上層における雲氷の滞留による不自然な分布を解消するために、雲氷についても落下過程を考慮することとした<sup>3</sup>。

落下スキーム内で使われる雲氷の落下速度の決定には、次式の Murakami et al. (1994) による定式化を用いた。

$$V_{ci}(D_{ci}) = \alpha_{ci} D_{ci}^{\beta_{ci}} \left( \frac{\rho_{a0}}{\rho_a} \right)^{\gamma_{ci}} \quad (3.4.1)$$

$V_{ci}$  は雲氷の落下速度 [m s<sup>-1</sup>]、 $D_{ci}$  は雲氷粒子の直径 [m]、 $\rho_{a0}$  は基準空気の密度 [kg m<sup>-3</sup>]、 $\rho_a$  は空気の密度 [kg m<sup>-3</sup>] である。 $\alpha_{ci}$ 、 $\beta_{ci}$ 、 $\gamma_{ci}$  は落下速度の係数で、それぞれ 700.0、1.0、0.35 である。ここで  $D_{ci}$  は次式で求められる。

$$D_{ci} = \left( \frac{6q_{ci}\rho_a}{\pi N_{ci}\rho_{ci}} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.4.2)$$

$q_{ci}$  は雲氷の混合比 [kg kg<sup>-1</sup>]、 $\rho_{ci}$  は雲氷の密度 [kg m<sup>-3</sup>]、 $N_{ci}$  は雲氷の数濃度 [m<sup>-3</sup>]、 $\pi$  は円周率である。

雲氷の落下スキームには、NHM で雪の落下計算に使われているオイラー法に基づくオイラースキームと呼ばれる落下スキームを用いた。このスキームでは、タイムステップあたりの落下距離が鉛直格子間隔に対して十分に小さい場合にのみ安定であるが、雲氷の落

<sup>1</sup> 第 3.4.1 項 林 修吾 (気象研究所)、荒波 恒平、山田 芳則 (気象大学校)

第 3.4.2 項 林 修吾 (気象研究所)

<sup>2</sup> 30 cm s<sup>-1</sup> で落下する場合を考えると、33 時間で落下する距離は約 35000 m になる。

<sup>3</sup> なお、ここで考慮する落下過程はグリッドスケールのものであり、雨・雪・あられの衝突併合を計算する際は雲氷の落下は考慮していない。また、雲水はこれまでどおり落下速度を持たないものとして扱う。

下速度は雪粒子同様に十分に遅いと考えられるので、この方法で安定に計算出来る。(より落下速度の大きな粒子 (雨、あられ) については、通常 box-Lagrangian (Kato 1995) と呼ばれる落下スキームが使われる。)

#### ・雲氷数濃度 ( $N_{ci}$ ) を予報する場合

NHM では雲氷の粒径分布を仮定していない (単分散) ため、(3.4.2) 式の  $D_{ci}$  は粒子の平均直径と同値である。 $q_{ci}$ 、 $N_{ci}$ 、 $\rho_a$  はモデルの予報値から得られる。以上から雲氷の直径に応じた落下速度  $V_{ci}$  が求まる。

#### ・雲氷数濃度 ( $N_{ci}$ ) を予報しない場合

MSM で用いられる雲物理過程のように  $N_{ci}$  を予報せずに診断的に求め、かつ一部の雲物理プロセスを簡略化している場合は、雲氷から雪、あられへの変換効率が変わるために、 $q_{ci}$  が過剰に予報され、診断された  $N_{ci}$  に対する  $D_{ci}$  が過大になることがある。この場合、 $V_{ci}$  も非現実的に大きくなる。このため、 $N_{ci}$  を予報しない場合は、別途  $V_{ci}$  を現実的な値に調節する必要がある。

そこで、雲氷も雨や雪、あられと同様に指数分布に従う粒径分布をもつものと仮定し、落下速度を調節する。仮定した粒径分布は下記の通りである。

$$N(D_{ci}) = N_{0ci} \exp(-\lambda_{ci} D_{ci}) \quad (3.4.3)$$

ここで、 $D_{ci}$  は粒子の粒径、 $N$  は数濃度である。雲氷の質量平均落下速度を計算するためには、適当な intercept parameter  $N_{0ci}$  をあたえる必要があるので、これを次のように見積もる。分布の傾き  $\lambda_{ci}$  は雲氷の混合比  $q_{ci}$  と次の関係がある。

$$\lambda_{ci} = \left( \frac{\pi \rho_{ci} N_{0ci}}{\rho_a q_{ci}} \right)^{1/4} \quad (3.4.4)$$

一方、粒子の質量重みつき平均値  $\overline{D_{ci}}$  は、粒径分布の傾きと

$$\overline{D_{ci}} = 4/\lambda_{ci} \quad (3.4.5)$$

の関係があるので、(3.4.4) 式と (3.4.5) 式から、

$$N_{0ci} = \frac{\rho q_{ci}}{\pi \rho_{ci}} \left( \frac{4}{\overline{D_{ci}}} \right)^4 \quad (3.4.6)$$

が得られる。この式で  $\overline{D_{ci}} = 100 \times 10^{-6}$  m、 $q_{ci} = 1.0 \times 10^{-4}$  kg kg<sup>-1</sup>、 $\rho = 0.5 \sim 1$  kg m<sup>-3</sup> と仮定し、雲氷の密度としてモデルで用いられている値 150 kg m<sup>-3</sup> を用いると、

$$N_{0ci} \sim 3 \times 10^{11} [\text{m}^{-4}] \quad (3.4.7)$$

が得られる。この intercept parameter と雲氷の混合比を用いて、(3.4.4) 式から傾き  $\lambda_{ci}$  が計算できる。この



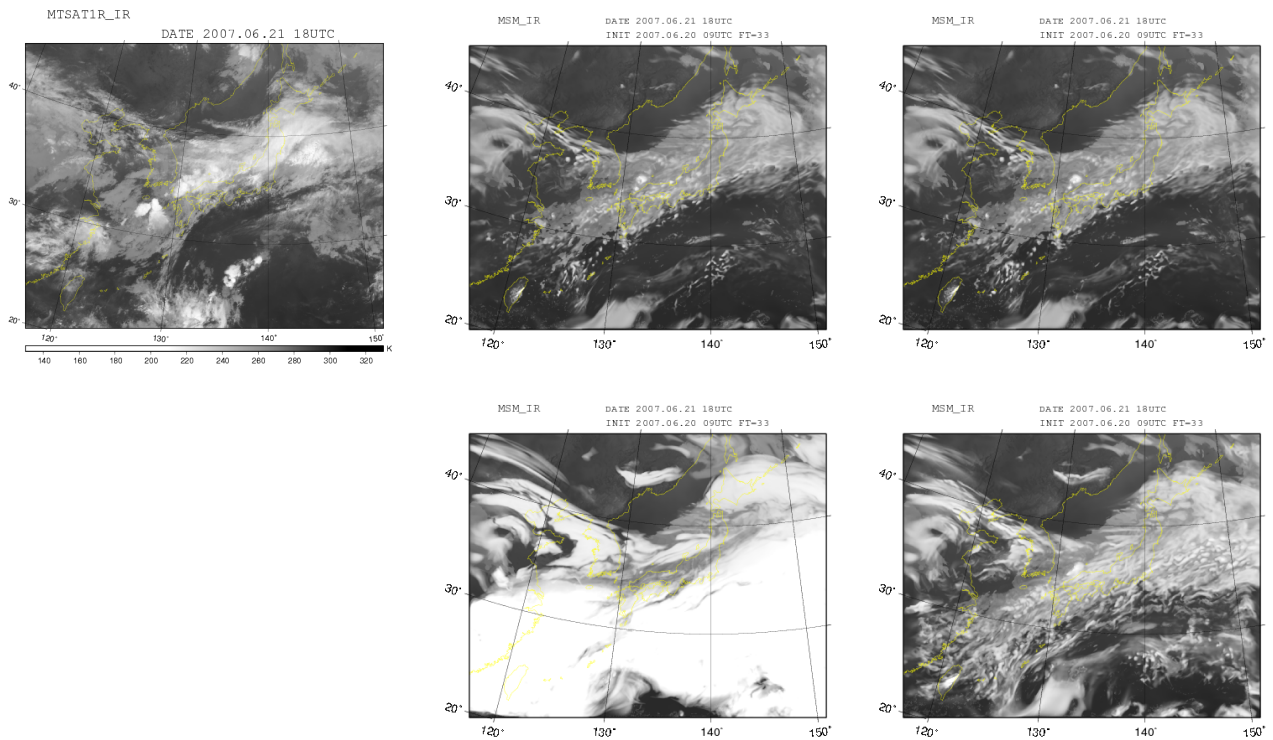


図 3.4.1 2007 年 6 月 20 日 09UTC を初期時刻とする、33 時間予報値から作成した予想衛星画像と対応する時刻の実況 (赤外)、上段左:実況、上段中央:雲氷数濃度 ( $N_{ci}$ ) を予報し雲氷落下過程を考慮しないもの、上段右: $N_{ci}$  を予報し雲氷落下過程を考慮したもの、下段中央: $N_{ci}$  を予報せず雲氷落下過程を考慮しないもの、下段右: $N_{ci}$  を予報せず雲氷落下過程を考慮したもの。

$\lambda_{ci}$  を用いると、質量重みつき平均の落下速度  $\overline{V_{ci}}$  は、

$$\overline{V_{ci}} = \frac{a_{ci}\Gamma(4 + b_{ci})}{6\lambda_{ci}^{b_{ci}}} \quad (3.4.8)$$

から計算できる。 $a_{ci}, b_{ci}$  の値は、Ferrier et al. (1995) の値を MKSA 単位になおして、それぞれ 71.34, 0.6635 とした。

この落下速度の見積りを導入したところ、現業 MSM の仕様では、落下速度の大きさが最大値で約 10 cm/s と Ferrier et al. (1995) にある典型的な大きさに比べて小さいことがわかった。このため、 $N_{0ci}$  の値を調整することで<sup>4</sup>、落下速度が典型的な値 (最大で 30cm/s 程度) になるように調整している。

図 3.4.1 は 2007 年 6 月 20 日 09UTC を初期値とする NHM の 33 時間予報値から作成した予想衛星画像と、それに対応する時刻の実況の衛星画像で、上段左から実況、 $N_{ci}$  を予報し雲氷落下過程を考慮しないもの、 $N_{ci}$  を予報し雲氷落下過程を考慮したもの、下段中央から、 $N_{ci}$  を予報せず雲氷落下過程を考慮しないもの、 $N_{ci}$  を予報せず雲氷落下過程を考慮したもの、である。 $N_{ci}$  を予報した場合は、雲氷は雪やあられに効率よく変換されるために、雲氷の落下過程を導入した

<sup>4</sup>  $N_{0ci} = 5 \times 10^9 [\text{m}^{-4}]$  としている。

場合でも 33 時間予報では顕著な違いは見られない<sup>5</sup>。 $N_{ci}$  を予報しない場合は、雲氷の落下過程を考慮することで、上層における雲氷の滞留を抑制し、実況との対応がよくなっていることが明らかである。

なお、地上まで落下した雲氷は ( $N_{ci}$  の予報の有無に関わらず)、通常の 3-ice スキーム (MSM で使われている雲氷、雪、あられを予報するスキーム) においては、雪による積算降水量をあらわす既存の出力変数 smsnow に足しこまれる (4-ice スキーム (第 3.3 節参照) の場合のみ、雲氷による積算降水量を表す smcice という 4-ice スキームで新たに導入された変数に足しこまれる)。通常の 3-ice スキームでは、従来の描画ツールなどで取り扱う場合に雲氷の落下量が総降水量からもれてしまうことを避けるために、従来からある変数 smsnow に足しこまれている。これは将来的には、水物質の名称と出力変数名の整合を保つために 4-ice スキーム同様 smcice に積算すべきである。

<sup>5</sup> ただし気候実験のように、さらに長期間の予報を行った場合には、 $N_{ci}$  を予報した場合でも雲氷の滞留がみられる。

### 3.4.2 解析解スキームの導入

GSM で導入された解析解スキーム (川合 2004) を、計算時間の短縮を目的として NHM に導入した。本項では、最初に水物質の落下の取り扱い方法について簡単に説明し、そのあと新たに導入した解析解スキームについて解説する。

水物質の落下の式 (ここでは雨滴 (添え字  $r$ ) を例にとるが、他の水物質でも式は同じ) は次式のように表される。

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} = \frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial z} (v_r \rho_a q_r) \quad (3.4.9)$$

$q_r$  は雨滴の混合比 [ $\text{kg kg}^{-1}$ ]、 $v_r$  は雨滴の落下速度 [ $\text{m s}^{-1}$ ]、 $\rho_a$  は空気の密度 [ $\text{kg m}^{-3}$ ] である。これを上流差分 ( $kz$  は鉛直レベル、 $\Delta z$  は鉛直格子間隔、 $\Delta t$  は積分時間間隔) で表し整理すると、

$$\frac{\Delta q_r(kz+1)}{\Delta t} = \frac{v_r(kz+1)\rho_a(kz+1)q_r(kz+1)}{\rho_a(kz)\Delta z} - \frac{v_r(kz)q_r(kz)}{\Delta z} \quad (3.4.10)$$

と表される。ここで右辺第一項は (1) 上の層から入ってくる量 (流入項)、右辺第二項は (2) 下の層へ抜けて行く量 (流出項) を表す。

CFL 条件 ( $v_r \Delta t \leq \Delta z$ 。すなわち  $v_r$  が十分に小さい、 $\Delta z$  が十分に大きい、または  $\Delta t$  が十分に小さい) を満たしていれば、上式は安定に計算できる。現実大気中では水物質の落下速度は最大で  $10\text{ms}^{-1}$  を超えることがある。NHM では最下層付近では境界層をより適切に表現するために  $\Delta z$  を数十 m 程度の厚さとすることが多く、 $\Delta t$  は水平解像度によって数秒 ~ 数十秒程度とされるため、水物質の落下の CFL 条件を常に満たすことは難しい。また、この水物質落下の CFL 条件を満たすためだけに  $\Delta t$  を短くすることは計算コストを考えると非現実的である。

そこで水物質の落下が CFL 条件を満たさない場合でも安定に解く方法として、以下のような手法が考えられる。

- 流出項の大きさを制限し、 $q_r$  が負にならないようにする
  - 利点: 計算コストが小さい。
  - 欠点: 落下速度が極端に速い場合、実際の値より落下が遅くなり、ある層に水物質が溜まってしまふなど分布が不自然になりやすい。
  - $\Rightarrow$ NHM のオイラースキーム
- 流入項を無視して一気に地上へ落下させるとする
  - 利点: 計算コストが小さい。
  - 欠点: 実際より落下が速すぎる。また、NHM で取り扱っている詳細な雲物理過程を無視して、地上まで落下させることになり、高度な物理過程を導入していることと矛盾する。

- $\Rightarrow$ GSM の旧スキーム (ただし CFL 条件を満たしている場合は直下の層に落ちるフラックスを厳密に計算している)

- 複数層への落下を考慮。大きい  $v_r$  に対して直下の層だけではなく、実際に到達しうる全ての層への落下を考慮する

- 利点: CFL 条件に拘束されない。
- 欠点: CFL 条件を超えた場合、複数の層にまたがった落下を考慮するために、その分の計算コストが増大する。なお NHM では、落下速度の遅い水物質 (雪、雲氷など) に対してはオイラースキーム、落下速度の速い水物質 (雨、あられ、ひょうなど) については box-Lagrangian スキームと使い分けをして、計算コストと精度の両立をはかる方法が通常使われている。

- $\Rightarrow$ NHM の box-Lagrangian スキーム

- 解析解に基づいた落下量を用いる

- 利点: CFL 条件に拘束されず、計算コストが小さい (また、オイラースキーム同様に定式化が簡単であるため、変分法データ同化にとっては box-Lagrangian スキームより扱いやすいというメリットもある)。
- 欠点: 計算タイムステップ内におけるフラックスや落下速度が一定であると仮定しており、box-Lagrangian スキームに比べて落下が遅くなることもある。
- $\Rightarrow$ GSM の解析解スキーム、および今回 NHM に組み込んだ解析解スキーム

今回新たに NHM に組み込んだ解析解スキームについて詳細を次に述べる。

川合 (2004) で紹介されたとおり Rotstayn (1997) にしたがって、水物質の落下の式 (3.4.9) を書きかえると、

$$\frac{\partial q_r}{\partial t} = \frac{R_f}{\rho_a \Delta z} - q_r \frac{v_r}{\Delta z} \quad (3.4.11)$$

となる。 $R_f$  は上の層からの落下フラックスである。 $R_f$ 、 $v_r$ 、 $\rho_a$  がタイムステップ内で一定とすると、上式の解析的な解は、以下のように表される。

$$q_r(t+\Delta t) = q_r(t) \exp(-D\Delta t) + \frac{C}{D} (1 - \exp(-D\Delta t)) \quad (3.4.12)$$

$C$  は上の層からの流入に対応する係数で、

$$C = \frac{R_f}{\rho_a \Delta z} \quad (3.4.13)$$

$D$  は下の層への流出を決める係数で、

$$D = \frac{v_r}{\Delta z} \quad (3.4.14)$$

となる。

この解析解スキームを用いて、鉛直一次元モデルで水物質の落下のみを計算し、理論値と既存のスキームと比較を行った結果を以下に示す。

まず CFL 条件を満たしている場合に、落下スキームの違いがどのようにあらわれるか確認した。モデル設定は  $\Delta z = 100 \text{ m}$ 、鉛直 50 層、 $\Delta t = 2 \text{ sec}$ 、空気の密度変化は考慮しない。水物質は雨滴 ( $q_r$ ) とし、図 3.4.2 のような鉛直分布を初期に与えた。このときの初期の混合比 ( $10 \text{ g kg}^{-1}$ ) に対する最大の落下速度は約  $12 \text{ m s}^{-1}$  である。図 3.4.2 に示したとおり、300 秒 (150step) 後には、オイラスキームと box-Lagrangian スキームは同じ解、解析解スキームもほぼ同じ解となった。

次に、CFL 条件を満たさない場合として、 $\Delta t = 20 \text{ sec}$  として、他は同じ条件の実験を行った。300 秒後には図 3.4.3 に示したとおり、オイラスキームでは不自然な分布になっている。box-Lagrangian スキームでは、複数層を一度に超えることで、CFL 条件を満たしている場合より理論値に近い分布をしている。解析解スキームでは、CFL 条件を満たしている場合に比べるとやや遅くなるが似たような分布で落下している。

この解析解スキームを実際の予報に適用し、予報結果と計算時間にどのような影響を及ぼすか確認した。ここでは、水物質の混合比が大きい典型的な事例として、冬の大雪 (2005 年 1 月 31 日 12UTC 初期値の 12 時間予報) と夏の大雨 (2004 年 7 月 8 日 06UTC 初期値の 12 時間予報) の 2 ケースの実験を行った。

実験設定は水物質の落下以外は 2007 年 5 月時点の現業設定とほぼ同じ (雲物理が 3-ice-2-moment (第 3.2 節参照) であることと、鉛直座標が  $z^*$  座標 (第 2.2 節参照) である点が異なる) とし、領域も同じ大きさとした。水物質の落下の取り扱い、雪・雲氷はオイラスキーム、雨・あられは box-Lagrangian スキームで計算したものと、雨・あられ・雪・雲氷の全てを解析解スキームで計算したものの二種類を実行し、その結果を比較した。

冬のケースでは 12 時間で 50mm 以上の (主に雪による) 降水が再現された。どちらの落下スキームもよく似た降水分布をしている (図 3.4.4a,b)。両者の差を取った図 3.4.4c ではほとんど 1mm 以下の差しかあらわれていない。ただし、降水域の風上側では解析解スキームの降水量の方がやや少なくなり、風下側では逆にやや多くなる傾向が見られた。これは先の理想実験において、CFL 条件を超えた場合に解析解スキームの方が box-Lagrangian スキームより落下が遅れることと、CFL 条件を満たしていてもごくわずかに落下が遅くなることを考えると、降水域風下側で水物質の大気中の滞留時間が長くなることで、水平移流によってより風下側に降水粒子が運ばれ、地上降水の分布が変化したと考えられる。また滞留時間が長くなることで、風下でうける蒸発の効果もおおきくなることから、解析解スキームの領域内総降水量が box-Lagrangian スキー

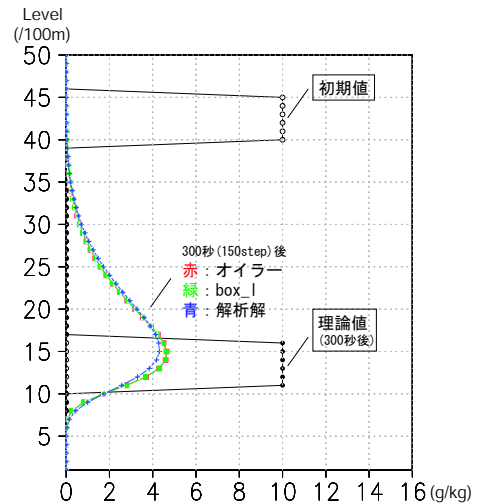


図 3.4.2 鉛直一次元モデルでの水物質の落下実験。CFL 条件が破綻しない場合。初期値と実験開始後 300 秒 (150step) 後のオイラスキーム、box-Lagrangian スキーム、解析解スキームのそれぞれの結果。

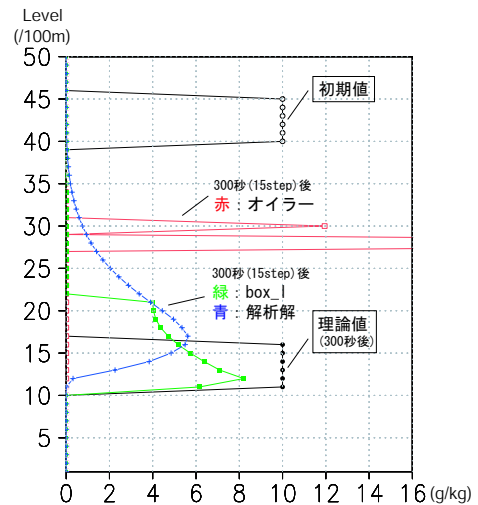


図 3.4.3 図 3.4.2 に同じ。ただし  $\Delta t = 20 \text{ sec}$  で CFL 条件を超えている。

ムに対して減少 ( $-0.6\%$ ) していると考えられる。なお、全体の計算時間は box-Lagrangian スキームを使った場合に対して 1.7% 短縮 (雲物理の中だけでは 3.0% 短縮) された。

夏のケースでは関東平野の山岳部に 6 時間で最大 100mm の降水を計算した。どちらの落下スキームもほぼ同じ降水分布をしている (図 3.4.4d,e)。両者の差を取った図 3.4.4f では、強い降水域の周辺で 5mm 程度の大きな差が見られるが、ほとんどは 1mm 以下の差しか現れていない。領域内総降水量の差は、解析解スキームが box-Lagrangian スキームに対して  $+0.06\%$  の増加とごくわずかで落下スキームによる違いはほとんどみられない。これは冬のケースと違い対流活動が活発であることと水平移流が小さいために、落下スキーム

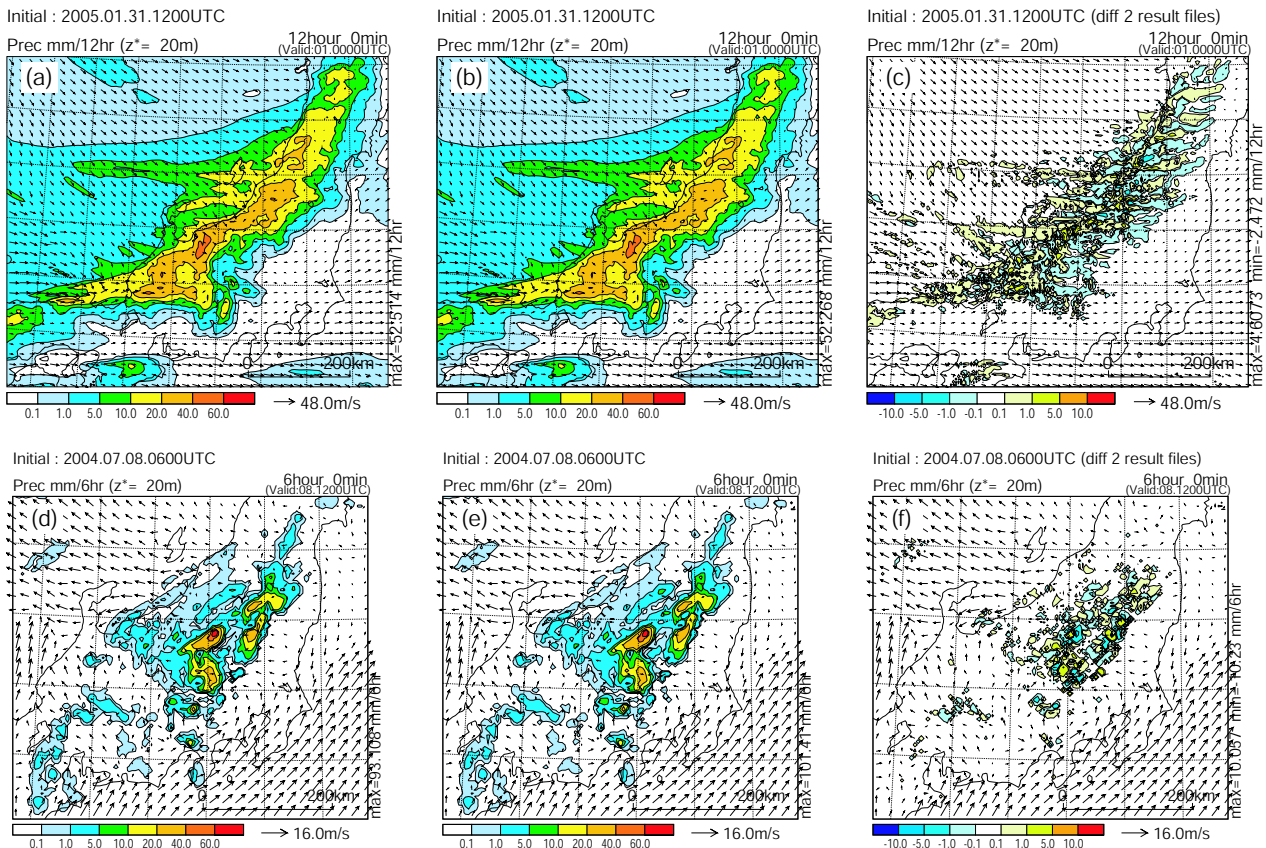


図 3.4.4 上段：2005 年 1 月 31 日 12UTC 初期値の 12 時間積算降水量の (a)：現業スキーム、(b)：解析解スキーム、(c)：両者の差 (現業スキーム - 解析解)、下段：2004 年 7 月 8 日 06UTC 初期値の 6 時間積算降水量の (d)：現業スキーム、(e)：解析解スキーム、(f)：両者の差 (現業スキーム - 解析解)

の違いによるわずかな落下速度の差が総降水量に及ぼす影響は小さかったためだと考えられる。全体の計算時間は、box-Lagrangian スキームを使った場合に対して 1.0% 短縮 (雲物理の中だけでは 2.9% 短縮) された。

以上から、現実的な降水予報に解析解スキームを使った場合、計算時間が短縮されることと、降水量予報への影響はわずかであることが確認された。ただし、実際の予報で使うには、さらに事例を重ねて、降水量の変化がどの程度系統的に見られるかを確認する必要がある。

#### 参考文献

Ferrier, B. S., W. K. Tao, and J. Simpson, 1995: A double-moment multiple-phase four-class bulk ice scheme. Part II: Simulations of convective storms in different large-scale environments and comparisons with other bulk parameterizations. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 1001–1033.

Kato, T., 1995: A Box-Lagrangian rain-drop scheme. *J. Meteor. Soc. Japan*, **73**, 241–245.

川合秀明, 2004: 雲水過程. 数値予報課報告・別冊第 50 号, 気象庁予報部, 72–80.

Murakami, M., T. L. Clark, and W. D. Hall, 1994:

Numerical simulations of convective snow clouds over the Sea of Japan; Two-dimensional simulations of mixed layer development and convective snow cloud formation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 43–62.

Rotstayn, L. D., 1997: A physically based scheme for the treatment of stratiform clouds and precipitation in large-scale models. I: Description and evaluation of the microphysical processes. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **123**, 1227–1282.

山田芳則, 2003: 雲の微物理過程. 数値予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 52–76.

### 3.5 Kain-Fritsch スキームの改良とパラメータの調整<sup>1</sup>

#### 3.5.1 はじめに

気象庁非静力学モデル (JMA-NHM) には、メソスケールモデル向けの対流パラメタリゼーションの 1 つである Kain-Fritsch (KF) スキームが組み込まれている。このスキームは、米国環境予測センターの Eta モデルにおいて開発されて、米国の共用モデルである Weather Research and Forecasting (WRF) モデルに実装され改良されたソースコードを、KF スキームの開発者である Kain 博士の承諾を得て移植し (山田ほか 2003)、高速化したものである (第 2.5.7 項 (1))。その後、Kain (2004) で加えられた改良の一部を JMA-NHM の KF スキームに反映した。

本節では、山田ほか (2003) および Kain (2004) 以降に JMA-NHM の KF スキームに加えたトリガー関数における気温摂動および降水生成の計算方法に関する改良 (第 3.5.2 項および第 3.5.3 項) と、パラメタライズした対流雲と周囲の大気とのエントレインメントとデトレインメントの割合の最大値を決める混合率の計算方法に関する最近の開発 (第 3.5.4 項) についてまとめる。また、JMA-NHM を現業モデルとして運用しているメソ数値予報モデル (MSM) の KF スキームにおけるパラメータのうち、降水予測に大きな影響を与える調整について紹介する (第 3.5.5 項)。

#### 3.5.2 トリガー関数

パラメタライズしたサブグリッドスケールの対流が発生するかどうかを判定するために、KF スキームでは持ち上げ凝結高度 (LCL) における浮力に基づくトリガー関数を用いる (Kain 2004)。ここではトリガー関数と、トリガー関数に加える上昇流および相対湿度に基づく気温摂動の計算方法をまとめる。

##### (1) 上昇流に基づく気温摂動

まず、大気の下層から厚さ 50 hPa の気層について、内部に含まれるモデル面の気温と混合比の平均値をそれぞれ計算してこの気層の気温と混合比とする。つぎに、この気層を断熱的に LCL まで持ち上げたときの気温  $T_{LCL}$  と、同じ高さの格子スケールにおける周囲の大気の気温  $\bar{T}_{ENV}$  を比べる。このとき、 $T_{LCL} < \bar{T}_{ENV}$  であれば持ち上げた気層は浮力を持たず安定であるが、外部からの強制力により持ち上げた気層の上昇流が大きくなって対流が発生することがある。観測によると、LCL における格子スケールの上昇流  $\bar{w}_{LCL}$  が大きいほど対流が発生しやすい (Fritsch and Chappell 1980)。そこで、LCL まで持ち上げた気層の気温に外部からの強制力の効果を反映させるため、 $\bar{w}_{LCL}$  に基づく気温摂動  $\Delta T_{LCL}$  を加えたトリガー関数  $T_{LCL} + \Delta T_{LCL}$  の値を  $\bar{T}_{ENV}$  と比べてパラメタライズした対流の発生

の有無を判定する。単一のカラムにおける成層状態の安定度だけに基づいてパラメタライズした対流が発生するかどうかを判定する対流パラメタリゼーションでは、格子スケールの風速場が対流の発生に与える作用が弱いことが指摘されている (上野 2000)。この弱点を解消するため、KF スキームでは上昇流に基づく気温摂動  $\Delta T_{LCL}$  をトリガー関数に加えている。

最初に持ち上げた最下層の気層が対流の発生の条件を満たさなければ、この気層より 15 hPa だけ上層のモデル面から厚さ 50 hPa の気層を持ち上げて、同様の手続きを繰り返す。対流の発生の有無を下層の厚さ 300 hPa の気層について最下層から順番に判定し、トリガー関数の条件が満たされる気層が見つかったらそれより上層については判定しない。したがって、KF スキームでは 1 つのカラムについて最下層から探索して最初に条件を満たした気層だけがサブグリッドスケールの対流性上昇流となり、同じカラムではこの層より上層に対流有効位置エネルギー (CAPE) が大きい不安定な気層があっても雲底の候補にはならないことに注意が必要である。湿潤空気の浮力の有無を正確に調べるためには仮温度を比較しなければならないが、この差は気温摂動の曖昧さに比べて無視できるので、KF スキームでは気温を用いる。

上昇流に基づく気温摂動  $\Delta T_{LCL}$  [K] は、つぎの式で与えられる (Kain 2004)。

$$\Delta T_{LCL} = \max \left[ k \left( 100 \bar{w}_{LCL} \frac{\Delta x}{25000} - w_{zLCL} \right)^{1/3}, 0 \right] \quad (3.5.1)$$

ここで、 $k = 1 \text{ K s}^{1/3} \text{ m}^{-1/3}$  は次元を合わせるための係数、 $\bar{w}_{LCL}$  [ $\text{m s}^{-1}$ ] は LCL における格子スケールの上昇流<sup>2</sup>、 $\Delta x$  [m] はモデルの水平格子間隔である。また

$$w_{zLCL} = \begin{cases} w_0 \frac{z_{LCL}}{2000} & (z_{LCL} \leq 2000 \text{ m}) \\ w_0 & (z_{LCL} > 2000 \text{ m}) \end{cases} \quad (3.5.2)$$

であり、 $w_0 = 0.02 \text{ m s}^{-1}$  は定数、 $z_{LCL}$  [m] は LCL の高さである。元の KF スキームは、水平格子間隔が 20 ~ 30 km のモデルに合わせて開発された。一方、水平格子間隔が数百 m から 10 km 程度のモデルでは、気温摂動の計算に用いる上昇流の大きさがモデルの水平格子間隔に依存する。この依存性を緩和するため、(3.5.1) 式では格子スケールの上昇流  $\bar{w}_{LCL}$  に  $\Delta x/25000$  を掛けている (25000 m は KF スキームが開発された Eta モデルの水平格子間隔)。さらに、高分解能なモデルに適用させるため、JMA-NHM に組み込んだ KF スキ

<sup>2</sup> Kain (2004) の定式化では  $\bar{w}_{LCL}$  の単位が  $\text{cm s}^{-1}$  で与えられている。これを  $\text{m s}^{-1}$  に変換するため、(3.5.1) 式の表記では  $\bar{w}_{LCL}$  を 100 倍している。

<sup>1</sup> 成田 正巳

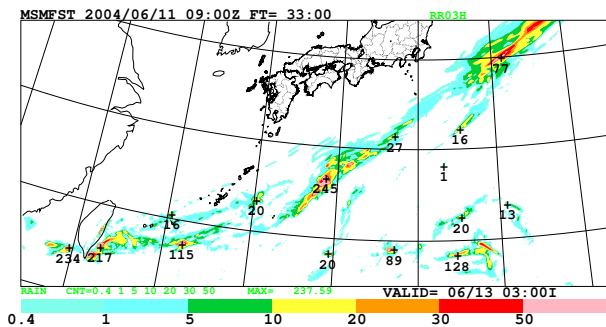


図 3.5.1 上昇流に基づく気温摂動だけを組み込んだ KF スキームを用いた水平格子間隔 5 km の MSM による予想降水量 [mm/3h]。初期時刻 2004 年 6 月 11 日 09 UTC、予報時間 33 時間までの 3 時間降水量。

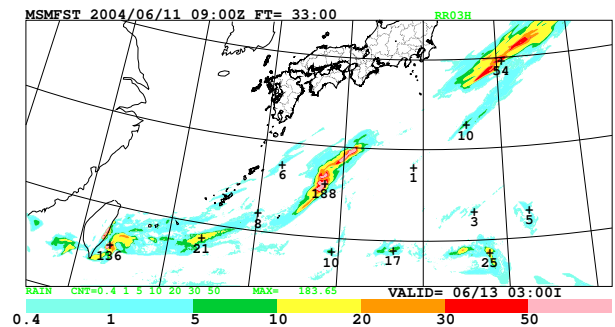


図 3.5.2 上昇流と相対湿度に基づく気温摂動を組み込んだ KF スキームを用いた水平格子間隔 5 km の MSM による予想降水量 [mm/3h]。初期時刻 2004 年 6 月 11 日 09 UTC、予報時間 33 時間までの 3 時間降水量。

Δではパラメタライズした対流の発生を判定するときの上昇流や気温、混合比、気圧の値に対して水平方向に平滑化した値を用いることができるようにしてある。水平格子間隔 10 km および 5 km の MSM では、 $\bar{w}_{LCL}$  の値として水平 9 格子における平均値を用いることによって、対流雲の不自然な分布を緩和している。

上昇流に基づく気温摂動は、2004 年 9 月に現業運用を始めた水平格子間隔 10 km の MSM における KF スキームに組み込まれ<sup>3</sup>、2006 年 3 月に水平格子間隔を 5 km に変更した MSM でも同じ設定で運用している。

#### (2) 相対湿度に基づく気温摂動

大気の下層が湿っているため LCL が低く、さらに格子スケールの強い上昇流が LCL よりも上層で卓越している場合は、上昇流に基づく気温摂動  $\Delta T_{LCL}$  の値が小さい。このような気層ではトリガー関数の値が小さいため、KF スキームによりパラメタライズした対流が発生する条件を満たしにくい。このため、不安定な成層状態を対流パラメタリゼーションによって効率的に解消することができず、雲物理過程によって少数の格子に降水が過剰に集中することがある。降水の過剰な集中は、総観スケールでは弱い沈降場にあるが下層が湿っていて成層状態が不安定なときや、LCL より上層で格子スケールの強い対流が起こっているときに発生することが多い。図 3.5.1 に示した MSM による降水予測の例では、台湾の西海上や沖縄の南西海上、父島の南海上において 100 mm/3h から 200 mm/3h を超える降水が狭い範囲に集中しており、格子スケールの強い対流が発生していることがわかる。計算の安定性を高め、降水予測の精度を向上させるためには、格子スケールの対流を軽減しなければならない。

このような降水が過剰に集中する問題の解決を狙って、KF スキームで対流の発生を判定する際に従来の格子スケールの上昇流に基づく気温摂動  $\Delta T_{LCL}$  だけでなく、格子スケールの相対湿度に基づく気温摂動をトリ

ガー関数に加える変更を組み込んだ。相対湿度に基づく気温摂動を  $\Delta T_{RH}$  [K] とすれば、上昇流に基づく気温摂動と合わせたトリガー関数は  $T_{LCL} + \Delta T_{LCL} + \Delta T_{RH}$  となり、 $\Delta T_{RH}$  はつぎの式で与えられる (Undén et al. 2002)。

$$\Delta T_{RH} = \begin{cases} 0 & (\bar{R}_{hLCL} < 75\%) \\ \frac{0.25 (\bar{R}_{hLCL} - 0.75) q_{mix}}{\partial \bar{q}_{LCL}^* / \partial T} & (75\% \leq \bar{R}_{hLCL} \leq 95\%) \\ \frac{(1/\bar{R}_{hLCL} - 1) q_{mix}}{\partial \bar{q}_{LCL}^* / \partial T} & (\bar{R}_{hLCL} > 95\%) \end{cases} \quad (3.5.3)$$

ここで、 $\bar{R}_{hLCL}$  [%] は LCL における格子スケールの相対湿度、 $\bar{q}_{LCL}^*$  [kg kg<sup>-1</sup>] は LCL における格子スケールの飽和混合比、 $q_{mix}$  [kg kg<sup>-1</sup>] は持ち上げた気層の混合比、 $T$  [K] は気温である。相対湿度に基づく気温摂動は WRF モデルや Kain (2004) に記述された KF スキームには組み込まれておらず、High Resolution Limited Area Model (HIRLAM) における定式化 (Undén et al. 2002) に基づいて JMA-NHM に実装した (成田 2006a)。(3.5.3) 式から明らかなように、 $\Delta T_{RH}$  の値は  $75\% \leq \bar{R}_{hLCL} \leq 95\%$  の範囲では  $\bar{R}_{hLCL}$  の増加とともに緩やかに大きくなり、 $\bar{R}_{hLCL} > 95\%$  の範囲では  $\bar{R}_{hLCL}$  の増加とともに格子スケールの雲が発生しやすくなると考えて急激に小さくなる。とくに、 $\bar{R}_{hLCL} = 100\%$  では格子スケールで飽和しているため、KF スキームで発生させるサブグリッドスケールの雲ではなく格子スケールの雲が発生すると考えて、 $\Delta T_{RH}$  の値をゼロにしている。つまり、(3.5.3) 式の関数形は格子スケールにおける相対湿度とサブグリッドスケールにおける対流雲の発生との関係を経験的に表している。(3.5.3) 式における相対湿度 75% の閾値は

<sup>3</sup> 第 3.5.5 項 (1) で述べるように、MSM では上昇流に基づく気温摂動の大きさを調整して  $0.2\Delta T_{LCL}$  としている。

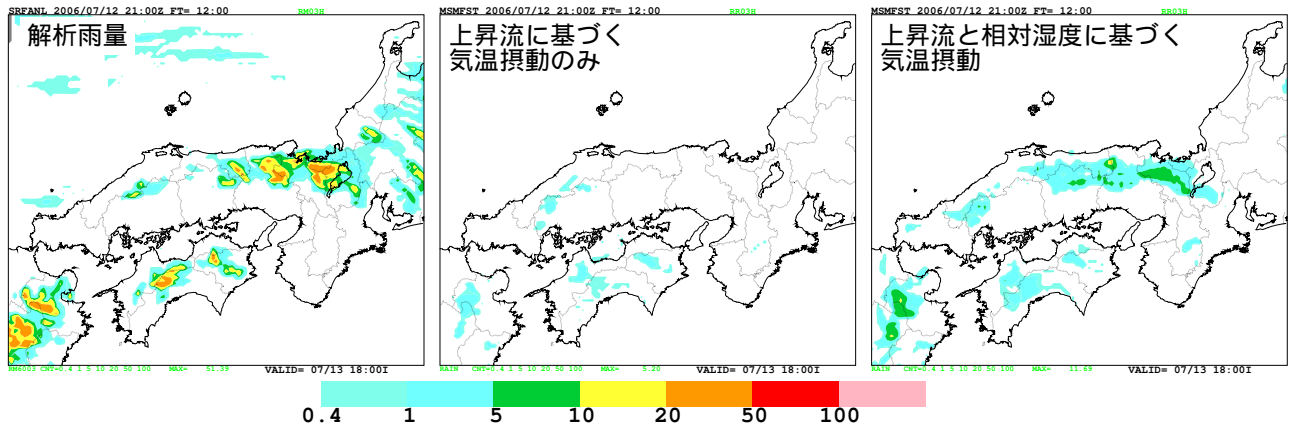


図 3.5.3 上昇流に基づく気温摂動だけを組み込んだ KF スキームと、上昇流と相対湿度に基づく気温摂動を組み込んだ KF スキームを用いた水平格子間隔 5 km の MSM による予想降水量 [mm/3h] の比較。解析雨量 (左)、上昇流に基づく気温摂動だけを組み込んだ MSM による降水量 (中)、上昇流と相対湿度に基づく気温摂動を組み込んだ MSM による降水量 (右)。初期時刻 2006 年 7 月 12 日 21 UTC、予報時間 12 時間までの 3 時間降水量。Saito et al. (2007) の Fig.13 を改変。

観測から見積もった 75% ~ 80% に基づくが、 $\Delta T_{RH}$  が極大となる 95% の閾値はモデルの格子スケールの特性に依存し、値の決定に明確な根拠はない。

図 3.5.1 と同じ事例を対象に、相対湿度に基づく気温摂動を組み込んだ KF スキームを用いて MSM による降水予測を行った。結果を図 3.5.2 に示す。上昇流に基づく気温摂動だけをトリガー関数に加えた MSM による予想 (図 3.5.1) では、前に述べたように台湾の西海上や沖縄の南西海上、父島の南海上で格子スケールの強い対流が発生しており、これに伴って 100 mm/3h から 200 mm/3h を超える降水が狭い範囲に集中している。一方、KF スキームのトリガー関数に相対湿度に基づく気温摂動を加えた MSM による予想 (図 3.5.2) では格子スケールの対流に伴う不自然な降水の集中が軽減されていることがわかる。

トリガー関数に相対湿度に基づく気温摂動を加えることにより、夏季の不安定降水の予測を改善できた例を図 3.5.3 に示す。解析雨量によると、中国地方から近畿地方、四国地方、九州北部地方で降水が見られる。これに対して、KF スキームのトリガー関数に上昇流に基づく気温摂動だけを組み込んだ MSM では解析雨量に対応する位置で KF スキームの発動する条件が満たされないため降水が生成されず、また雲物理過程による降水も計算されていない。一方、相対湿度に基づく気温摂動を加えることによって KF スキームが発動するようになり、解析雨量と比べた降水量よりも過少なものの、実況と近い位置に降水を予測できるようになったことがわかる。

相対湿度に基づく気温摂動は、2007 年 5 月に水平格子間隔 5 km の MSM の KF スキームに組み込まれた<sup>4</sup>。

<sup>4</sup> 第 3.5.5 項 (1) で述べるように、MSM では相対湿度に基づく気温摂動の大きさを調整して  $0.25\Delta T_{RH}$  としている。

### 3.5.3 降水生成

KF スキームでは、対流性上昇流の中で凝結した水物質は上層に輸送されるのではなく、周囲の大気へとデトレンされる。Kain (2004) の KF スキームでは、Kain and Fritsch (1990) に基づいてパラメタライズした対流性上昇流の中で凝結した水物質がデトレンされて地上の降水となる割合を Ogura and Cho (1973) の方法によって決めている。この方法では凝結物の量が少ない場合でも即座に降水が生成されるため、観測と比べて KF スキームは弱い降水を広い範囲に渡って生成してしまう問題があった。

この問題を解決するため、大森・山田 (2003) は対流性上昇流の中で生成された混合比  $q_C$  [kg kg<sup>-1</sup>] の凝結物のうち、経験的に決めた閾値  $q_{C0}$  を超えた分だけを地上への降水に変換する Kessler 型のスキーム (Kessler 1969) を組み込んだ。この変換は、つぎの式で表される。

$$PRC = \begin{cases} P(q_C - q_{C0}) & (q_C > q_{C0}) \\ 0 & (q_C \leq q_{C0}) \end{cases} \quad (3.5.4)$$

ここで、PRC は KF スキームによって生成される降水量、 $P = 1.0$  である<sup>5</sup>。(3.5.4) 式で求められる PRC は、即座にデトレンされて地上の降水となる。一方、凝結物のうち閾値  $q_{C0}$  を超えなかった分は、即座に雲水や雲氷として対流性上昇流の周囲の大気へとデトレンされる。このとき、デトレンされる高さにおける対流性上昇流の気温が 268.16 K 以上であればすべて雲水に、248.16 K 以下であればすべて雲氷に、その間であれば気温に応じた線型内挿により雲水と雲氷に

<sup>5</sup> 雲物理過程で用いられる Kessler (1969) の変換では、(3.5.4) 式の左辺は雨の混合比ではなく雨の混合比の時間変化率であり、 $P$  の単位は  $s^{-1}$  である。

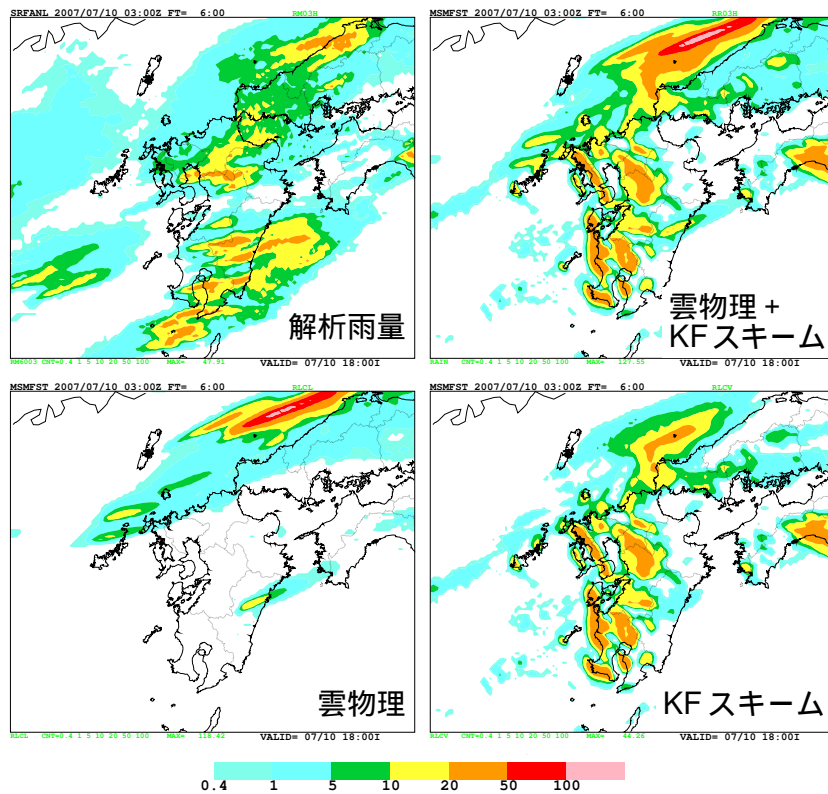


図 3.5.4 地形に沿った不自然な降水。解析雨量 (左上)、雲物理過程と KF スキームを用いた水平格子間隔 5 km の MSM による降水量の合計 (右上)、雲物理過程による降水量の寄与 (左下)、KF スキームによる降水量の寄与 (右下)。初期時刻 2007 年 7 月 10 日 03 UTC、予報時間 6 時間までの 3 時間降水量。

割り振られて、それぞれ格子スケールの雲物理過程における混合比に加算される。

(3.5.4) 式における変換の閾値  $q_{C0}$  の値を物理的に決めることはできない。水平格子間隔 5 km と 10 km の MSM における  $q_{C0}$  の設定については、第 3.5.5 項 (4) で述べる。

対流性上昇流における Kessler 型の降水生成のスキームは、2004 年 9 月に現業運用を始めた水平格子間隔 10 km の MSM における KF スキームに組み込まれ、2006 年 3 月に水平格子間隔を 5 km に変更した MSM では  $q_{C0}$  の設定を変更して運用している。

### 3.5.4 対流雲と周囲の大気の混合率

現業運用している MSM には、とくに梅雨期の九州や四国において、地形に沿った不自然な降水を予測する弱点がある (成田 2006b)。図 3.5.4 に示すように、この降水は KF スキームが生成している。不自然な降水の上空では相対湿度が 95 % を超える領域が鉛直に分布しており、対流雲と周囲の大気とのエントレインメントやデトレインメントによる熱や水蒸気の混合を適切に表現できていない可能性がある。

一方、KF スキームはモデル化した対流雲におけるエントレインメントとデトレインメントの精緻な扱いに特徴があり、パラメタライズした対流性上昇流では、

雲底や雲頂だけでなくその間の高度でもエントレインメントとデトレインメントを考慮している。また、対流性上昇流の中で凝結した水物質が蒸発したときの冷却によって発生する対流性下降流では、LCL より上層でエントレインメントを、LCL より下層でデトレインメントを考慮している。対流性上昇流と対流性下降流の側面におけるエントレインメントとデトレインメントを考慮した対流雲のモデルは、Kain and Fritsch (1990) で導入された。その後 Kain (2004) では、弱い降水域が過剰に広がったり、強い雨が過少に計算されたりすることを防ぐため、エントレインメント率の最小値を設定したり、エントレインメント率とデトレインメント率の最大値に影響を与える混合率を決定するための対流性上昇流の半径を上昇流の関数として可変にしたりする改良が加えられた。ここでは図 3.5.4 に示した不自然な降水を軽減するため、Kain (2004) の改良に加えて、パラメタライズした対流雲と周囲の大気との混合率の計算方法を高分解能モデルに合わせて変更した実験の結果を紹介する。

パラメタライズした対流性上昇流の中の気層において、上端と下端の気圧差  $\delta p$  [Pa] < 0 の範囲に対する周囲の大気の混合率  $\delta M_e$  [ $\text{kg s}^{-1}$ ] は、LCL における対流性上昇流の半径  $R$  [m] に反比例し、つぎの式で与



えられる (Kain and Fritsch 1990)。

$$\delta M_e = M_{u0} \frac{2\alpha \delta p}{R} \quad (3.5.5)$$

ここで、 $M_{u0}$  [ $\text{kg s}^{-1}$ ] はパラメタライズした対流性上昇流の雲底、つまり LCL における上向きマスマックス<sup>6</sup>、 $\alpha$  [ $\text{m Pa}^{-1}$ ] はエントレインメントの定数である。実験室における測定によると、 $2\alpha$  の値は気圧座標で  $-0.03 \text{ m Pa}^{-1}$  と求められ、これは高度座標で無次元の 0.2 となる。一方、浅井 (1983) によると、エントレインメントの定数を大気中の対流雲について測定することは困難なため値が不確定であり、飛行機によるスケールの小さな積雲の観測からは  $\alpha$  の値として実験室より大きな値が得られている。

(3.5.5) 式右辺において混合率を決める対流性上昇流の半径  $R$  は、Kain and Fritsch (1990) では 1500 m に固定されていた。Kain (2004) では LCL における格子スケールの対流性上昇流  $\bar{w}_{\text{LCL}}$  の関数に変更され、(3.5.1) 式右辺の括弧内を

$$w_{\text{KL}} = 100 \bar{w}_{\text{LCL}} \frac{\Delta x}{25000} - w_{z\text{LCL}} \quad (3.5.6)$$

として、パラメタライズした対流性上昇流の LCL における半径をつぎの式により与えている。

$$R = \begin{cases} 1000 & (w_{\text{KL}} < 0 \text{ m s}^{-1}) \\ 1000 (1 + 10w_{\text{KL}}) & (0 \text{ m s}^{-1} \leq w_{\text{KL}} \leq 0.1 \text{ m s}^{-1}) \\ 2000 & (w_{\text{KL}} > 0.1 \text{ m s}^{-1}) \end{cases} \quad (3.5.7)$$

この式から、 $0 \text{ m s}^{-1} \leq w_{\text{KL}} \leq 0.1 \text{ m s}^{-1}$  の範囲では LCL における格子スケールの上昇流  $\bar{w}_{\text{LCL}}$  が大きいほど対流性上昇流の半径が大きくなり、(3.5.5) 式から求められる混合率  $\delta M_e$  は小さくなる。混合率が小さくなればエントレインメントによる周囲の乾いた空気の対流雲への流入とデトレインメントによる対流雲内の湿った空気の周囲への流出が少なくなるため、対流雲の雲頂が高くなるように作用する。一方、 $\bar{w}_{\text{LCL}}$  が大きくなると混合比の鉛直分布によっては対流雲の中で生成される降水が多くなる場合があり、このときは降水粒子による引きずりおろしの効果が大きくなって対流性上昇流が弱められ、対流雲の雲頂が低くなるように作用することがある。混合率の大きさは対流雲の雲頂高度や降水分布に大きな影響を及ぼすが、対流雲の半径を決める (3.5.7) 式は物理的に定式化されたもの

<sup>6</sup> KF スキームでは、大気密度  $\rho$  と上昇流  $w$ 、上昇流域の面積  $a$  を使って  $\rho w a$  [ $\text{kg s}^{-1}$ ] を上向きマスマックスと定義する。

ではなく、とくに水平格子間隔が対流性上昇流の半径  $R$  と同程度の大きさになる高分解能モデルにおいては計算方法の変更が必要になる可能性がある<sup>7</sup>。

ここでは、KF スキームによりパラメタライズした対流性上昇流の LCL における半径  $R$  の計算方法を現在の (3.5.7) 式とした場合と、つぎのように変更した場合の効果を調べた実験の結果を紹介する。

【現在のスキーム】LCL における対流雲の半径  $R$  を (3.5.7) 式から求める。

【対流雲半径：大】現在の  $R$  の最小値である 1000 m に固定する。

【対流雲半径：小】比較のため  $R$  を 100 m に固定する。

【対流雲半径：可変】現在の  $R$  の変動幅 1000 m ~ 2000 m は KF スキームが開発された Eta モデルの水平格子間隔 25 km に最適であると考えて、MSM の水平格子間隔 5 km に合わせて変動幅を 200 m ~ 400 m に変更する。

【対流雲半径：可変 3 $\alpha$ 】対流雲の半径が小さくなればエントレインメント率とデトレインメント率は【対流雲半径：可変】の場合より大きくなると考えて、この変更に加えて混合率の計算における  $\alpha$  の値を 3 倍にする<sup>8</sup>。

ここで、【対流雲半径：可変】における水平格子間隔を一般化して  $\Delta x$  [m] とすれば、 $R$  の計算において (3.5.7) 式の代わりにつぎの式を用いることになる。

$$R = \begin{cases} 1000 \frac{\Delta x}{25000} & (w_{\text{KL}} < 0 \text{ m s}^{-1}) \\ 1000 (1 + 10w_{\text{KL}}) \frac{\Delta x}{25000} & (0 \text{ m s}^{-1} \leq w_{\text{KL}} \leq 0.1 \text{ m s}^{-1}) \\ 2000 \frac{\Delta x}{25000} & (w_{\text{KL}} > 0.1 \text{ m s}^{-1}) \end{cases} \quad (3.5.8)$$

また、【対流雲半径：可変 3 $\alpha$ 】においてエントレインメントの定数  $\alpha$  の値を大きくする設定は、スケールの小さな対流雲の観測から得られる  $\alpha$  よりも大きいこと (浅井 1983) を反映させて、感度を調べることを目的とする。それぞれの設定による MSM の降水予測の結果を図 3.5.5 に示す。なお、図 3.5.4 の計算領域は現業の MSM と同じであるのに対し、図 3.5.5 の計算領域は図に示した範囲だけである。

<sup>7</sup> KF スキームでは、対流性上昇流の半径  $R$  は混合率の計算 (3.5.5) 式だけに現れるサブグリッドスケールの量であり、 $R$  を格子スケールの物理量として解釈することは適切ではないと考えられる。一方で、サブグリッドスケールの対流雲の半径  $R$  がモデルの格子間隔より大きくなっても、KF スキームの計算が破綻することはない。

<sup>8</sup> この設定では感度を調べることを目的として、 $\alpha$  にかなり大きな値を設定している。

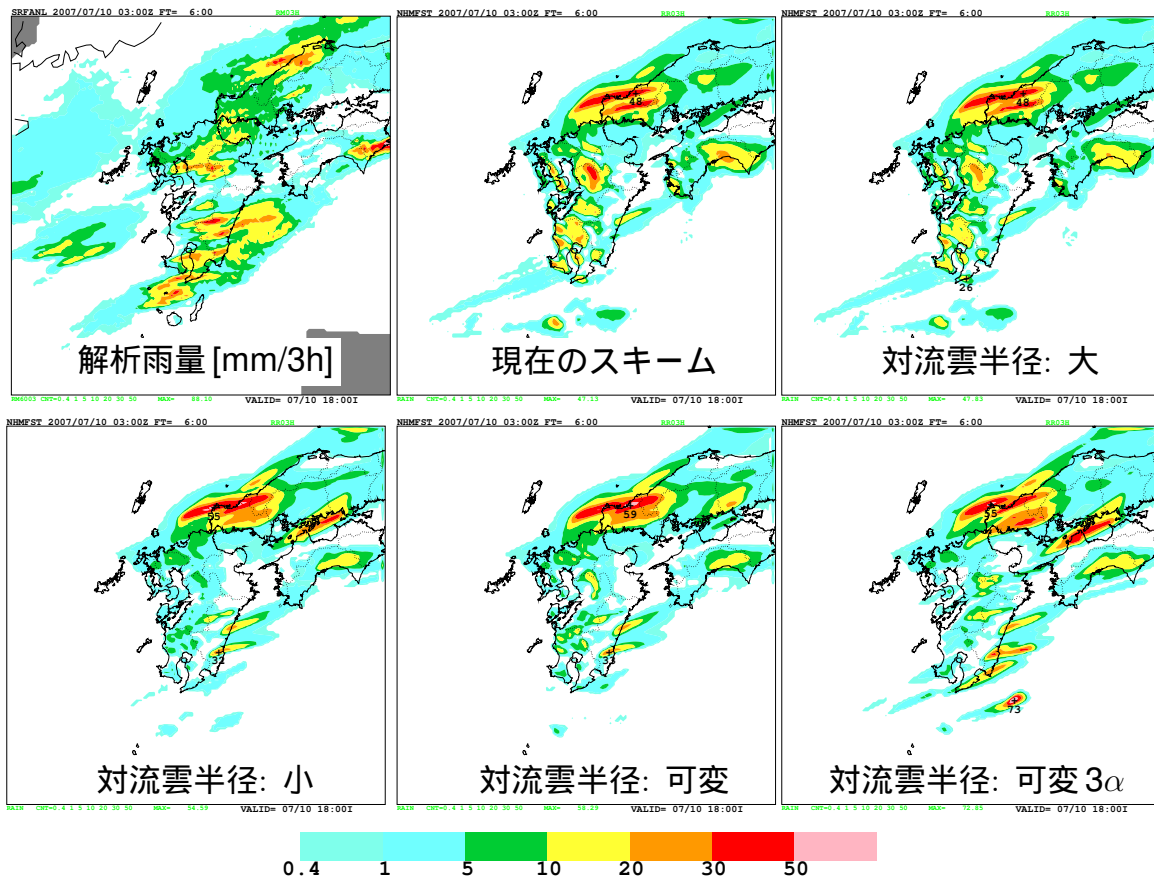


図 3.5.5 対流雲と周囲の大気との混合率を変更した KF スキームを用いた水平格子間隔 5 km の MSM による降水量の比較。初期時刻 2007 年 7 月 10 日 03 UTC、予報時間 6 時間までの 3 時間降水量 (図 3.5.4 と同じ事例)。

このため、図 3.5.4 と図 3.5.5 における【現在のスキーム】とは計算の結果が異なっていることに注意が必要である。

この結果から、対流雲の半径を小さくしたり可変にしたり、さらにエントレインメントの定数を大きくしたりして周囲の大気との混合の割合を大きくすれば、現在の KF スキームの弱点である地形に沿った不自然な降水が軽減され、実況とは位置がずれているものの九州南部地方の線状の降水帯を表現できるようになることがわかる。

一方、図 3.5.5 に示した予想降水量では、山口県の日本海沿岸に線状の強い降水帯が計算されており、解析雨量に示した降水域と比べて降水量が過剰である。この降水帯は MSM と同じ予報領域について計算した図 3.5.4 では山口県沖に表現されており、雲物理過程によって計算された降水の寄与が大きい。対流パラメタリゼーションによる成層状態の安定化の効率を高くすることにより、雲物理過程において過剰な降水を計算しないように対処することが必要だと考えられる事例である。ところが、今回の実験のように混合率を大きくすることは、KF スキームによる成層状態の安定化の効率を低くすることにつながる。第 3.5.5 項 (2) で述べる KF スキームによって除去する CAPE の割合と

合わせて、対流パラメタリゼーションによる成層状態の安定化の効率についてさらに検討が必要である。

今回の実験では、対流雲の半径を小さくしたりエントレインメントの定数を大きくしたりすることによって、水平格子間隔 5 km のモデルがサブグリッドスケールの現象としてパラメタライズする対流雲の混合率を適切に計算できるようにすることを考えた。一方、Houze (1993) によれば対流雲と周囲の大気とのエントレインメントを定常モデルで表現することは適切ではなく、時間については不連続に、空間については非一様に混合が起こることが指摘されている。対流パラメタリゼーションで扱うサブグリッドスケールの対流雲のモデルをどれだけ精緻にすべきか明らかではないが、今回の実験の結果は水平格子間隔 5 km の MSM では KF スキームにおける混合率の計算方法を見直す必要があることを示していると考えられる。

### 3.5.5 パラメータの調整

パラメタリゼーションを実装するためには、物理的には値を決めることができないパラメータを適切に設定する必要がある。一般に、最適なパラメータの値はモデルの格子スケールにおける特性や格子間隔によって異なり、パラメタリゼーションの選択と並んで予測

の結果に大きな影響を及ぼす。

ここでは、大森ほか (2005) およびその後の統計検証に基づいて決定した水平格子間隔 10 km と 5 km の MSM で用いている KF スキームのパラメータのうち、降水予測に大きな影響を与える値の設定についてまとめる<sup>9</sup>。

#### (1) トリガー関数の気温摂動を調整する係数

第 3.5.2 項 (1) で述べたトリガー関数に加える上昇流に基づく気温摂動  $\Delta T_{LCL}$  は、最初に Fritsch and Chappell (1980) で導入され、Kain (2004) で関数形を (3.5.1) 式に変更されて WRF モデルに組み込まれている。いずれの場合も  $\Delta T_{LCL}$  をそのまま LCL まで断熱的に持ち上げた気層の気温  $T_{LCL}$  に加えているが、JMA-NHM に実装した KF スキームでは 1 以下の係数を掛けて値を小さくできるようにしている。これは、KF スキームが開発された Eta モデルより高分解能なモデルでは格子スケールの上昇流が局所的に大きくなるため、大きな気温摂動が計算されることを抑えるためである。同様に、第 3.5.2 項 (2) で述べた相対湿度に基づく気温摂動  $\Delta T_{RH}$  は、Undén et al. (2002) によると HIRLAM では (3.5.3) 式をそのまま用いているが、JMA-NHM の KF スキームでは 1 以下の係数を掛けて値を小さくできるようにしている。水平格子間隔 5 km で下層が湿潤な日本付近を予報領域とする MSM では、統計的な検証に基づいて  $\Delta T_{LCL}$  の係数を 0.2 に、 $\Delta T_{RH}$  の係数を 0.25 に設定している<sup>10</sup>。

一方、下層が乾燥している場合にはトリガー関数に対して一律に 0.9 K の気温摂動を加える Ridout et al. (2005) の方法などがある。モデルが対象とする領域の気候特性や格子スケールの気温と混合比の分布に応じて、最適な気温摂動の計算方法を検討しなければならない。

一般に、トリガー関数に加える気温摂動を大きくすればサブグリッドスケールの対流が発生する条件が緩くなるため、より下層における CAPE の小さな気層が対流雲の雲底の候補となって浅い対流<sup>11</sup> となる割合が大きくなり、また KF スキームが発動する格子が多くなる。この場合、潜熱が解放される高度が低くなったり、補償下降流による格子スケールの昇温が顕著になる高度が低くなったりして、格子スケールの気温の鉛直分布にバイアスを生じさせる可能性がある。相対湿度に基づく気温摂動を導入し、 $\Delta T_{RH}$  の係数を 1.0

にして実験したところ、925 hPa 面の気温の正バイアスと 700 hPa 面より上層の気温の負バイアスが大きくなった (成田 2006b)。このバイアスを軽減するため、MSM の KF スキームでは  $\Delta T_{RH}$  の係数を 0.25 と小さく設定している。トリガー関数の気温摂動を調整する係数の設定にあたっては、気温の鉛直分布の変化に注意が必要である。

#### (2) 除去する CAPE の割合

モデルの分解能が高くなるほど、パラメタライズした対流による成層状態の安定化の効率を低くして、格子スケールで表現できる対流の効果を大きくするべきであると考えられる。そこで、KF スキームにより除去する CAPE の割合をパラメータとして、この値を調整することによって低分解能なモデルに適用したときより安定化の効率を低くし、パラメタリゼーションが過剰に作用することを抑えることができるようにした。元の KF スキームでは対流が発生する前の CAPE の 10 % を残すようにしていたが、水平格子間隔 10 km および 5 km の MSM では 15 % を残すように変更して、KF スキームの効果を弱く、格子スケールで表現できる対流の効果を強くしている<sup>12</sup>。

一方、KF スキームによって除去する CAPE の割合を小さくする場合は、第 3.5.4 項で述べた混合率を大きくする場合と同様に、成層状態の安定化の効率が低くなり、雲物理過程によって過剰な降水を計算してしまう問題が顕著になる。多くの事例について KF スキームによる成層状態の安定化の効率を高く設定すればこの問題を軽減できるが、これと同時に計算すべきであった強い降水の集中を弱める結果になり、必ずしも得策とはいえない。混合率の計算方法と合わせて、KF スキームによる成層状態の安定化の効率をどのように設定するか、引き続き検討しなければならない。

#### (3) 対流のライフタイム

高分解能モデルでは時間積分の間隔が短くなるため、1 ステップのうちに対流の発生から消滅までのライフタイムを終わらせることは適切ではない。そこで、KF スキームでは水平風が 1 つのモデル格子を横切る時間内に KF スキームでパラメタライズした対流によって CAPE を除去するクロージャを採用している。JMA-NHM ではこの時間の最小値を調整することによって CAPE を除去する時間、つまり対流のライフタイムの最小値を変更し、KF スキームの効率を変えることができる。モデルの水平格子間隔を 5 km 程度より小さくすると、除去する CAPE の割合よりも対流のライフタイムの調整の効果のほうが成層状態の安定化の効率に大きな影響を及ぼすことになる。

対流のライフタイムの最小値は、深い対流と浅い対

<sup>9</sup> ここに示したパラメータの値は、JMA-NHM のネームリストの変数群 `namcld` によって設定することができる。

<sup>10</sup> ネームリストの変数群 `namcld` では、 $\Delta T_{LCL}$  の係数を変数群要素 `dtlcl.fct` に、 $\Delta T_{RH}$  の係数を変数群要素 `dtrh.fct` に、それぞれ正の数値で指定する。

<sup>11</sup> KF スキームにおける浅い対流は、対流が発生する条件を満たすが、対流雲の厚さが深い対流となる条件を満たさなかったカラムで発生する (Kain 2004)。貿易風帯などにおいて水蒸気を境界層の上端に鉛直輸送する過程をパラメタライズする浅い対流とは、発生の条件や効果が異なる。

<sup>12</sup> ネームリストの変数群 `namcld` では、KF スキームが働いたあとに残す CAPE の割合を変数群要素 `del_labe` に 0 から 1 の数値で指定する。

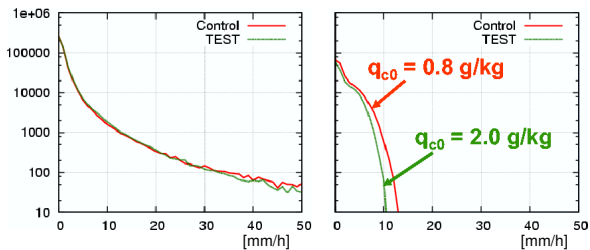


図 3.5.6 凝結した水物質から降水への変換の閾値を変えたときの降水量の強度別頻度。雲物理過程による降水(左)、KF スキームによる降水(右)。横軸は1時間降水量の閾値 [mm/h]、縦軸は降水量が閾値を超えた格子数。

流について独立に設定することができる<sup>13</sup>。実験の結果に基づいて、水平格子間隔 10 km の MSM ではライフタイムの最小値を、深い対流では 1800 s に、浅い対流では 2400 s に設定しており、水平格子間隔 5 km の MSM ではライフタイムの最小値を、深い対流では 900 s に、浅い対流では 600 s に設定している。一般には深い対流より浅い対流のライフタイムのほうが長いと考えられるが、水平格子間隔 5 km の MSM では冬季の弱い降水が過剰に広がることを抑えるため浅い対流のライフタイムに短い値を設定している(大森ほか 2005)。

#### (4) 凝結物の降水への変換の閾値

第 3.5.3 項で述べたように、(3.5.4) 式における  $q_{c0}$  の値、つまり対流性上昇流の中で生成された凝結物を地上への降水に変換するときの閾値を経験的に決めなければならない<sup>14</sup>。

現業運用している MSM では、雲物理過程と KF スキームを合わせた降水の頻度分布が観測と近くなるように  $q_{c0}$  の値を設定しており、水平格子間隔 10 km の MSM では  $8.0 \times 10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$  を、5 km の MSM では  $2.0 \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$  を採用している(大森ほか 2005)。一般に  $q_{c0}$  の値を大きくすれば KF スキームにより生成される降水量 PRC の値は小さくなり、パラメタライズした対流性上昇流の中で生成された凝結物が格子スケールの雲水や雲氷となる割合が大きくなる。

水平格子間隔 5 km の MSM で、 $q_{c0}$  の値を  $8.0 \times 10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$  および  $2.0 \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$  とした場合の雲物理過程と KF スキームそれぞれによる降水量の強度ごとの頻度を図 3.5.6 に示す。この結果から、 $q_{c0}$  の値を  $8.0 \times 10^{-4} \text{ kg kg}^{-1}$  から  $2.0 \times 10^{-3} \text{ kg kg}^{-1}$  に大きくすると、KF スキームではとくに  $5 \text{ mm h}^{-1}$  以上の降水が減少し、ほぼ  $10 \text{ mm h}^{-1}$  以上の降水が計算されなくなる。一方、KF スキームで降水となら

なかった凝結物は格子スケールの雲水や雲氷となるが、 $q_{c0}$  の値を変えても雲物理過程による降水には大きな変化は見られないことがわかる。この結果は、KF スキームによるサブグリッドスケールの対流が発生しているカラムでは格子スケールで未飽和であることが多いため、デトレインされた雲水や雲氷が蒸発して雲物理過程による降水にはならなかったことを反映していると考えられる。

第 3.1.5 項 (1) で述べたように、雲物理過程と対流パラメタリゼーションを併用しているため水蒸気から降水を生成するまでの過程の一部は雲物理過程における雲水や雲氷の状態を経由せず、したがって雲物理過程で計算される物理量をそのまま放射過程で利用すると中下層雲の分布が実況よりも狭く、地表面における下向き短波放射フラックスが大幅に過大評価されてしまう問題がある(第 5.3.2 項)。この問題を解消するためには、KF スキームの対流性上昇流において生成された凝結物をすべて雲物理過程の雲水と雲氷としてデトレインさせる対処が考えられる。そのために  $q_{c0}$  の値を大きくしても、前に述べたように未飽和な格子にデトレインされた雲水と雲氷はすぐに蒸発してしまうため、必ずしも問題の解消には結びつかない。さらに、 $q_{c0}$  の値を大きくすることにより KF スキームによる弱い降水が少なくなる。この結果、KF スキームを併用して降水強度ごとの頻度を実況に近づけて予測精度を向上させる目的(第 3.1.3 項)を満たすことができなくなり、得策ではない。値の設定にあたっては、注意が必要である。

#### 3.5.6 おわりに

本節では、山田ほか(2003)および Kain(2004)以降に JMA-NHM の KF スキームに加えた改良と MSM におけるパラメータの設定について紹介した。ここで検討したパラメータの設定は降水予測の統計的な検証結果に基づいており、個々の事例に対しては必ずしも最適な設定であるとは限らない。事例解析を目的とするモデルの実行では、現業運用とは異なる方針でパラメータの設定を検討する必要がある。また、モデルの格子間隔や側面境界値を提供する親モデルの特性が異なる場合には、ここに示した MSM と同じパラメータを設定することは最適ではない可能性がある。

パラメタリゼーションによる成層状態の安定化の効率を高くすべきか低くすべきかは、格子スケールの特性、とくに雲物理過程の特性や、対象とする事例によって最適な方針が異なる。現在の KF スキームは大気の成層状態が異なってもトリガー関数や混合率の計算方法は変わらず、パラメータは同一の値を使っており、第 3.5.4 項で述べたようにパラメタリゼーションが適切に作用していない場合がある。今後は現業における MSM の運用により得られた知見に基づき、成層状態に応じて KF スキームの内部における計算方法を切り替える

<sup>13</sup> ネームリストの変数群 namclدでは、深い対流のライフタイムの最小値を変数群要素 cu\_lifetime\_min に、浅い対流のライフタイムの最小値を変数群要素 shallow\_lifetime に、それぞれ秒単位の数値で指定する。

<sup>14</sup> ネームリストの変数群 namclدでは、変換の閾値  $q_{c0}$  の値を変数群要素 kf\_thresh に正の数値で指定する。

など、改善に向けた取り組みが必要である。

#### 参考文献

浅井富雄, 1983: 大気対流の科学, 気象学のプロムナード 14. 東京堂出版, 220 pp.

Fritsch, J. M. and C. F. Chappell, 1980: Numerical prediction of convectively driven mesoscale pressure systems. Part I: Convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1722–1733.

Houze, R. A. Jr., 1993: *Cloud dynamics*. Academic Press, 573 pp.

Kain, J. S., 2004: The Kain-Fritsch convective parameterization: An update. *J. Appl. Meteor.*, **43**, 170–181.

Kain, J. S. and J. M. Fritsch, 1990: A one-dimensional entraining/detraining plume model and its application in convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2784–2802.

Kessler, E., 1969: On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation. *Meteor. Monogr., Amer. Meteor. Soc.*, **32**, 84 pp.

成田正巳, 2006a: 気象庁非静力学モデルに組み込んだ Kain-Fritsch 対流スキームの改良について. 第 8 回非静力学モデルに関するワークショップ講演予稿集, 31–32.

成田正巳, 2006b: 降水予測の改良. 平成 18 年度数値予報研修テキスト, 気象庁予報部, 88–91.

Ogura, Y. and H.-R. Cho, 1973: Diagnostic determination of cumulus cloud populations from observed large-scale variables. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1276–1286.

大森志郎, 山田芳則, 2003: 現業用 NHM における Kain-Fritsch スキームの導入について. 第 5 回非静力学モデルに関するワークショップ講演予稿集, 26–27.

大森志郎, 新保明彦, 山田芳則, 2005: 気象庁非静力学モデルの積雲対流パラメタリゼーションについて. 第 7 回非静力学モデルに関するワークショップ講演予稿集, 33–34.

Ridout, J. A., Y. Jin, and C.-S. Liou, 2005: A cloud-base quasi-balance constraint for parameterized convection: Application to the Kain-Fritsch cumulus scheme. *Mon. Wea. Rev.*, **133**, 3315–3334.

Saito, K., J. Ishida, K. Aranami, T. Hara, T. Segawa, M. Narita, and Y. Honda, 2007: Nonhydrostatic atmospheric models and operational development at JMA. *J. Meteor. Soc. Japan*, **85B**, 271–304.

上野充, 2000: 積雲対流のパラメタリゼーション. 気象研究ノート, **197**, 246–252.

Undén, P., L. Rontu, H. Järvinen, P. Lynch, J. Calvo, G. Cats, J. Cuxart, K. Eerola, C. Fortelius, J. A. Garcia-Moya, C. Jones, G. Lenderlink, A. McDon-

ald, R. McGrath, B. Navascues, N. W. Nielsen, V. Ødegaard, E. Rodriguez, M. Rummukainen, R. Rõõm, K. Sattler, B. H. Sass, H. Savijärvi, B. W. Schreur, R. Sigg, H. The, and A. Tijm, 2002: *HIRLAM-5 Scientific Documentation*, 144 pp.

山田芳則, 成田正巳, 石田純一, 2003: 積雲対流スキーム. 数値予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 77–89.

### 3.6 Grellスキームの導入<sup>1</sup>

#### 3.6.1 はじめに

本節では気象庁非静力学モデル (JMA-NHM) に組み込まれた対流パラメタリゼーションのうち、山田ほか (2003) 以降に大森ほか (2005) が導入したメソスケールモデル向けの Grell スキームを紹介する。

最初に Grell スキームを定式化したのは Grell (1993) である。このスキームは、Arakawa and Schubert (1974) が定式化した Arakawa-Schubert (AS) スキームでは考慮されていないサブグリッドスケールの対流性下降流が組み込まれた修正 AS スキーム (Grell et al. 1991) を大幅に簡略化したものである。簡略化にあたっては、Grell et al. (1991) に示された予報実験に基づいて、計算結果に大きな影響を及ぼす過程だけが組み込まれている。とくに、AS スキームでは 1 つの格子内にさまざまな高さを持つ積雲の集団を考えるため低分解能モデルに適しているのに対して、Grell スキームでは 1 つの格子内に単一の積雲だけを考えるため高分解能モデルに適していることが大きな特徴である。このため、Grell (1993) では簡略版単一雲スキームと呼んでいる。このスキームが、ペンシルバニア州立大学と米国国立大気研究センターが共同で開発しているメソスケールモデル MM5 に Grell スキームという名前前で実装され、広く利用されるようになった。

大森ほか (2005) が JMA-NHM に実装した Grell スキームは、全球モデル (GSM) の AS スキームを修正して移植したものである。基本的な構成は MM5 の Grell スキームと同じであるが、JMA-NHM の Grell スキームではクロージャの仮定、対流性上昇流へのエントレインメントの扱い、サブグリッドスケールの対流が発生する条件の判定などに変更が加えられている。

第 3.6.2 項では MM5 における Grell スキームの定式化の概略を Grell et al. (1994) に基づいて紹介し、第 3.6.3 項では JMA-NHM と MM5 に組み込まれた Grell スキームの違いをまとめる。

#### 3.6.2 定式化

ここでは、MM5 の Grell スキームの定式化を対流パラメタリゼーションの構成ごとにまとめる。

##### (1) 静的コントロール

対流パラメタリゼーションでは、モデル化したサブグリッドスケールの対流雲により気温や水蒸気を鉛直輸送することによって、不安定な大気の成層状態を安定化する。モデル化した対流雲により気温や水蒸気量などの熱力学的な特性を制御することを静的コントロールと呼ぶ。静的コントロールには、対流雲の内部における気温の鉛直減率に基づく簡略なスキーム (湿潤対流調節や Betts-Miller スキームなど) や、周囲の大気と混合する対流性上昇流と対流性下降流、対流雲の周囲の補

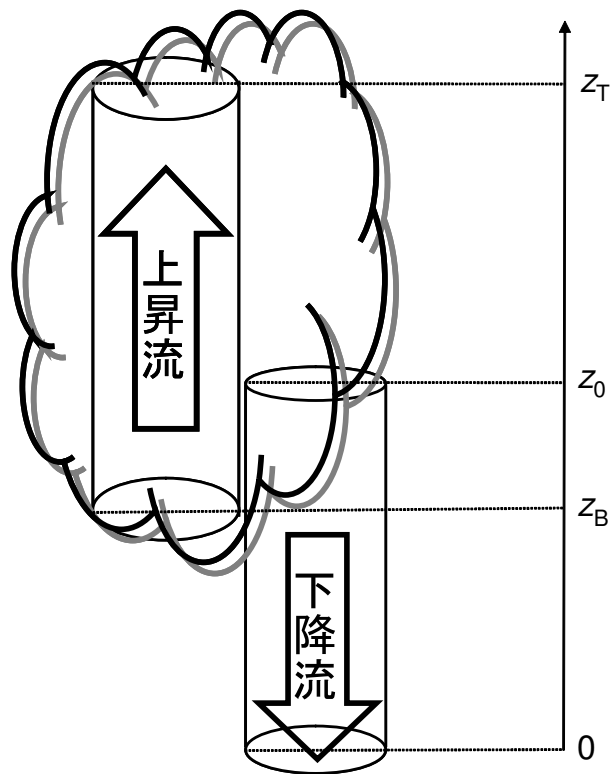


図 3.6.1 Grell スキームにおける対流雲のモデル。対流雲は一对の対流性上昇流と対流性下降流から構成され、対流雲の周囲には補償下降流がある。

償下降流をモデル化した高度なスキーム (Kain-Fritsch スキームなど) がある (山田ほか 2003)。

第 3.5 節で述べた Kain-Fritsch (KF) スキームと同様に、Grell スキームの静的コントロールでは 1 つの格子内に単一の定常的な対流雲のモデルを考える (図 3.6.1)。モデル化した対流雲は一对の対流性上昇流と対流性下降流から構成され、対流雲の周囲には補償下降流がある<sup>2</sup>。対流雲内の上昇流および下降流と周囲の大気との混合が起こるのは上端と下端だけで、途中の高度における対流雲の側面ではエントレインメントとデトレインメントを考慮しない点は、KF スキームより簡略化されている。このため、対流性上昇流が発生する高さ  $z_B$  における上向きマスフラックス<sup>3</sup> を  $M_B$  と

<sup>2</sup> ここでは慣例にしたがって補償下降流と呼ぶが、図 3.6.1 から明らかなように、対流性上昇流が始まる高さ  $z_B$  より下層では対流性下降流だけが存在するため、補償下降流は正確には補償上昇流となる。

<sup>3</sup> ここでは、上向きマスフラックス  $M_B$  を大気密度  $\rho$  と上昇流  $w$  から  $M_B = \rho w$  [ $\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$ ] によって定義しており、正確には単位面積あたりの上向きマスフラックスである。ただし (3) で述べるように、Grell et al. (1994) ではフィードバックの定式化において  $M_B$  を上昇流  $w$  としている。ほかに、鉛直  $p$  速度を上向きマスフラックスとする場合 (Yanai et al. (1973) など) や、上昇流域の面積  $a$  を使って  $\rho wa$  [ $\text{kg s}^{-1}$ ] を上向きマスフラックスとする場合 (第 3.5 節の Kain-Fritsch スキームなど) がある。下向きマスフラックスについても同様である。

<sup>1</sup> 成田 正巳

すれば、浮力がゼロになって対流性上昇流が止まる高さ  $z_T$  と  $z_B$  の間の高度における上向きマスマックスは高度によらず一定で  $M_B$  となる。同様に、対流性下降流が始まる高さ  $z_0$  における下向きマスマックスを  $M_0$  とすれば、対流性下降流が地面に達して止まる高さ  $z = 0$  と  $z_0$  の間の高度における下向きマスマックスは高度によらず一定で  $M_0$  となる。

つぎに、1 つの格子内における一対の対流性上昇流と対流性下降流について、Houze et al. (1980) にしたがって  $M_0$  を  $M_B$  と対流による凝結量と蒸発量、降水効率の関数として表す。対流性上昇流の内部の高さ  $z$  における単位質量あたりの凝結率を  $S_u(z)$  とすれば、対流性上昇流全体の凝結量は

$$C_u = M_B \int_{z_B}^{z_T} S_u(z) dz \quad (3.6.1)$$

となる。一方、対流性下降流の内部の高さ  $z$  における単位質量あたりの蒸発率を  $S_d(z)$  とすれば、対流性下降流全体の蒸発量は

$$E_d = M_0 \int_0^{z_0} S_d(z) dz \quad (3.6.2)$$

となる。対流性上昇流における凝結量  $C_u$  は、対流による降水量  $R_c$  と対流性下降流における蒸発量  $E_d$  の和と等しいので、降水効率を  $1 - \beta$  とすれば

$$\begin{aligned} R_c &= (1 - \beta) C_u \\ &= (1 - \beta) M_B \int_{z_B}^{z_T} S_u(z) dz \end{aligned} \quad (3.6.3)$$

$$\begin{aligned} E_d &= \beta C_u \\ &= \beta M_B \int_{z_B}^{z_T} S_u(z) dz \end{aligned} \quad (3.6.4)$$

が成り立つ。したがって、(3.6.2) 式から

$$\begin{aligned} M_0 &= \frac{E_d}{\int_0^{z_0} S_d(z) dz} \\ &= \frac{\beta M_B \int_{z_B}^{z_T} S_u(z) dz}{\int_0^{z_0} S_d(z) dz} \\ &= \epsilon M_B \end{aligned} \quad (3.6.5)$$

が得られる。ここで

$$\epsilon = \frac{M_0}{M_B} = \frac{\beta \int_{z_B}^{z_T} S_u(z) dz}{\int_0^{z_0} S_d(z) dz} \quad (3.6.6)$$

である。

降水効率  $1 - \beta$  は、Fritsch and Chappell (1980) にしたがって水平風の鉛直シアの関数としてつぎの式

から計算できる。

$$1 - \beta = \begin{cases} 1.591 - 0.639 \frac{\Delta V}{\Delta z} + 0.0953 \left( \frac{\Delta V}{\Delta z} \right)^2 \\ \quad - 0.00496 \left( \frac{\Delta V}{\Delta z} \right)^3 & \left( \frac{\Delta V}{\Delta z} \geq 1.35 \right) \\ 0.9 & \left( \frac{\Delta V}{\Delta z} < 1.35 \right) \end{cases} \quad (3.6.7)$$

ここで、 $\Delta V/\Delta z$  は雲底と雲頂の間、つまり高さ  $z_B$  と  $z_T$  の間における水平風の鉛直シアで、単位は  $10^{-3} \text{ s}^{-1}$  である。

また、対流性上昇流と対流性下降流の内部では飽和していると仮定すれば、内部の混合比  $q_c(z)$  はつぎの式で近似できる。

$$q_c(z) = \tilde{q}^*(z) + \frac{\gamma}{1 + \gamma L} \left[ h_c(z) - \tilde{h}^*(z) \right] \quad (3.6.8)$$

$$\gamma = \frac{L}{c_p} \left[ \frac{\partial \tilde{q}^*(z)}{\partial T} \right]_p \quad (3.6.9)$$

ここで、 $\tilde{q}^*(z)$  は周囲の大気の飽和混合比、 $L$  は潜熱、 $h_c(z)$  は対流雲の内部の湿潤静的エネルギー、 $\tilde{h}^*(z)$  は周囲の大気の飽和湿潤静的エネルギー、 $c_p$  は定圧比熱、 $T$  は気温であり、(3.6.9) 式右辺の微係数は気圧を一定として求める。(3.6.8) 式右辺の  $h_c(z)$  として対流性上昇流および対流性下降流の内部における湿潤静的エネルギーが求められれば、対流性上昇流の内部における単位質量あたりの凝結率  $S_u(z)$  と対流性下降流の内部における単位質量あたりの蒸発率  $S_d(z)$  を計算することができる。

つぎに、対流雲の内部における湿潤静的エネルギーと、静的コントロールにおける境界条件を決める。対流性上昇流の内部における湿潤静的エネルギー  $h_u(z)$  は、対流性上昇流が発生する高さ  $z_B$  における値が保存され

$$h_u(z) = h_u(z_B) = \max_{z \leq z_B} \left[ \tilde{h}(z) \right] \quad (3.6.10)$$

$$h_u(z_T) = \tilde{h}^*(z_T) \quad (3.6.11)$$

と仮定する。ここで、 $\tilde{h}(z)$  は周囲の大気の湿潤静的エネルギーである。(3.6.11) 式によって対流性上昇流が止まる高さ  $z_T$  を決めることができる。対流性上昇流が発生する高さ  $z_B$  は  $z_B < z_T$  の範囲で任意に決めることができ、Grell et al. (1994) では  $z_B$  を特定していない。

同様に、対流性下降流の内部における湿潤静的エネルギー  $h_d(z)$  は、対流性下降流が発生する高さ  $z_0$  における値が保存され

$$h_d(z) = h_d(z_0) = \min_{z_B \leq z \leq z_T} \left[ \tilde{h}(z) \right] \quad (3.6.12)$$

と仮定する。(3.6.12) 式によって対流性下降流が始まる高さ  $z_0$  を決めることができる。

一方、(3.6.8) 式の  $h_c$  として (3.6.10) 式から求められる  $h_u(z)$  を代入すれば対流性上昇流の内部における混合比  $q_u(z)$  が、(3.6.12) 式から求められる  $h_d(z)$  を代入すれば対流性下降流の内部における混合比  $q_d(z)$  がそれぞれ計算できる。

以上により、(3.6.6) 式および (3.6.5) 式を用いて  $M_0$  を未知の  $M_B$  および既知の  $S_u(z)$  と  $S_d(z)$  の関数として表すことができる。対流性上昇流の上向きマスフラックス  $M_B$  の値は、つぎに述べる動的コントロールによって決定する。

## (2) 動的コントロール

動的コントロールは格子スケールの場合サブグリッドスケールの対流を制御することで、パラメタライズした対流が発生する格子や対流性上昇流の上向きマスフラックス  $M_B$  を決定する。

Grell スキームは静的コントロールの構成が簡略化されているため、さまざまなクロージャに基づく動的コントロールを適用することができる。Grell et al. (1994) では Arakawa and Schubert (1974) と同様に、格子スケールの場合による成層状態の不安定化とサブグリッドスケールの対流による安定化の割合がほぼ釣り合うとする準平衡の仮定をクロージャとしている。第 3.6.3 項 (1) では、JMA-NHM の Grell スキームにおける  $M_B$  の計算方法をまとめる。

動的コントロールにおいて  $M_B$  が求められれば、(1) で述べた静的コントロールによって対流性下降流の下向きマスフラックス  $M_0$  を計算することができる。

## (3) フィードバック

フィードバックは、パラメタライズしたサブグリッドスケールの対流による格子スケールの気温や水蒸気量の時間変化である。

Grell スキームでは KF スキームと違って、対流雲の側面におけるエントレインメントとデトレインメントを考慮しない。このため、サブグリッドスケールの対流による格子スケールの場合へのフィードバックは、対流雲の周囲の補償下降流と、対流性上昇流および対流性下降流の上端および下端におけるエントレインメントとデトレインメントだけで決まる。これらの効果が 1 つの格子の中だけに影響するので、サブグリッドスケールの対流による格子スケールにおける湿潤静的エネルギー  $\bar{h}(z)$  および混合比  $\bar{q}(z)$  の時間変化は、それぞれ対流雲の周囲における湿潤静的エネルギー  $\tilde{h}(z)$  および混合比  $\tilde{q}(z)$  の時間変化と等しい。したがって

$$\bar{\rho} \left[ \frac{\partial \bar{h}(z)}{\partial t} \right]_{\text{CONV}} = \frac{\partial h_u(z) M_B}{\partial z} + \frac{\partial \tilde{h}(z) M_B}{\partial z} - \frac{\partial h_d(z) M_0}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{h}(z) M_0}{\partial z} \quad (3.6.13)$$

$$\bar{\rho} \left[ \frac{\partial \bar{q}(z)}{\partial t} \right]_{\text{CONV}} = \frac{\partial q_u(z) M_B}{\partial z} + \frac{\partial \tilde{q}(z) M_B}{\partial z} - \frac{\partial q_d(z) M_0}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{q}(z) M_0}{\partial z} \quad (3.6.14)$$

が成り立つ。ここで、 $\bar{\rho}$  は大気密度で、 $[\partial/\partial t]_{\text{CONV}}$  は対流による格子スケールの物理量の時間変化を表す。さらに、Grell スキームの静的コントロールでは対流性上昇流と対流性下降流のマスフラックスが高度によらず一定であると仮定しているので、(3.6.6) 式の  $\epsilon = M_0/M_B$  を用いれば、(3.6.13) 式と (3.6.14) 式はそれぞれ

$$\bar{\rho} \left[ \frac{\partial \bar{h}(z)}{\partial t} \right]_{\text{CONV}} = M_B \frac{\partial \tilde{h}(z)}{\partial z} (1 - \epsilon) + M_B \left[ \frac{\partial h_u(z)}{\partial z} - \epsilon \frac{\partial h_d(z)}{\partial z} \right] \quad (3.6.15)$$

$$\bar{\rho} \left[ \frac{\partial \bar{q}(z)}{\partial t} \right]_{\text{CONV}} = M_B \frac{\partial \tilde{q}(z)}{\partial z} (1 - \epsilon) + M_B \left[ \frac{\partial q_u(z)}{\partial z} - \epsilon \frac{\partial q_d(z)}{\partial z} \right] \quad (3.6.16)$$

と簡略化できる<sup>4</sup>。(3.6.15) 式と (3.6.16) 式の右辺の各項を、(1) で述べた静的コントロールと (2) で述べた動的コントロール、格子スケールの値から決定すれば、格子スケールにおける湿潤静的エネルギーと混合比の時間変化を計算することができる。また、(1) で述べたように降水量は  $R_c = (1 - \beta) C_u$  で与えられる。

以上の手順により、サブグリッドスケールの対流が格子スケールの気温と混合比に与える効果を計算することができる。

## 3.6.3 気象庁非静力学モデルにおける変更点

ここでは、第 3.6.2 項で述べた MM5 における Grell スキームの定式化と大森ほか (2005) が JMA-NHM に組み込んだ Grell スキームの実装との変更点をまとめる。

### (1) クロージャの簡略化

最初に定式化された AS スキーム (Arakawa and Schubert 1974) では、準平衡の仮定をクロージャとしている。一方、GSM の AS スキームでは対流性上昇流が発生する高さにおける上向きマスフラックス  $M_B$  を

<sup>4</sup> (3.6.13) 式から (3.6.16) 式に対応する Grell et al. (1994) の (5.3.2.3.12) 式から (5.3.2.3.15) 式では、上向きマスフラックス  $M_B$  を上昇流、下向きマスフラックス  $M_0$  を下降流としており、それぞれの式の左辺に  $\bar{\rho}$  が掛かっていない。また、(3.6.13) 式と (3.6.14) 式に対応する Grell et al. (1994) の (5.3.2.3.12) 式と (5.3.2.3.13) 式では、それぞれ右辺第 2 項の符号が  $-$  に、第 4 項の符号が  $+$  になっている (誤植と考えられる)。



計算するときに、準平衡の仮定ではなく Randall and Pan (1993) に基づくマスフラックス予測型のクロージャを用いている。このクロージャでは  $M_B$  の時間変化を表す予報方程式

$$\frac{\partial M_B}{\partial t} = \frac{A}{2\alpha} - \frac{M_B}{2\tau_d} \quad (3.6.17)$$

によって  $M_B$  を計算する<sup>5</sup>。ここで、 $A$  は雲仕事関数、 $\alpha$  は対流雲の運動エネルギーが  $M_B^2$  に比例するときの比例係数、 $\tau_d = 2400$  s は対流雲の減衰の時間定数である。

一方、JMA-NHM の Grell スキームでは (3.6.17) 式を簡略化し、 $M_B$  の時間変化をゼロとしている。つまり、(3.6.17) 式において  $\partial M_B / \partial t = 0$  として

$$M_B = \frac{A\tau_d}{\alpha} \quad (3.6.18)$$

により  $M_B$  を診断している。この簡略化は、JMA-NHM に Grell スキームを導入したときの実験で  $M_B$  の初期値を適切に与えることができず、(3.6.17) 式から求められる  $M_B$  の大きさが過小だったことから導入された。(3.6.18) 式の妥当性は十分に確認されていないので、不適切であれば隈 (1996) による  $M_B$  の初期値の計算方法を参考に改良する必要がある。

(2) 対流性上昇流におけるエントレインメントの考慮

静的コントロールを簡略化するため、第 3.6.2 項で述べた Grell et al. (1994) の定式化では対流性上昇流および対流性下降流の側面と周囲の大気との混合を考慮していなかったが、JMA-NHM の Grell スキームでは対流性上昇流の側面へのエントレインメントを考慮するように変更した。この変更により、高度  $z$  における対流性上昇流の上向きマスフラックス  $M_u(z)$  は一定ではなく  $z$  の関数となり、エントレインメント率を  $\lambda$  とすれば

$$\frac{1}{M_u(z)} \frac{dM_u(z)}{dz} = \lambda \quad (3.6.19)$$

が成り立つ。簡略化のため、JMA-NHM の Grell スキームでは  $\lambda$  を定数としており、 $\lambda = 10^{-4} \text{ m}^{-1}$  を用いている<sup>6</sup>。(3.6.19) 式を  $z = z_B$  から  $z$  まで積分して得られる

$$M_u(z) = M_B \exp[\lambda(z - z_B)] \quad (3.6.20)$$

を GSM の AS スキームと同様に

$$M_u(z) = M_B [1 + \lambda(z - z_B)] \quad (3.6.21)$$

<sup>5</sup> GSM の AS スキームにおける  $M_B$  の予報方程式には、Randall and Pan (1993) の定式化と細部に違いがある (隈 1996)。

<sup>6</sup> エントレインメント率  $\lambda$  の値は、JMA-NHM のネームリスト変数群 namcld の lambda\_grell によって指定する。なお、JMA-NHM の AS スキームでは  $\lambda$  を定数とせず、積雲の下部と上部ではエントレインメントが大きく、その間では小さいという高度への依存性を考慮している (村田・上野 2001)。

と線型近似する。ここで、 $M_B$  で規格化した上向きマスフラックスを

$$\eta(z) = \frac{M_u(z)}{M_B} = 1 + \lambda(z - z_B) \quad (3.6.22)$$

とすれば、(3.6.1) 式は

$$C_u = M_B \int_{z_B}^{z_T} \eta(z) S_u(z) dz \quad (3.6.23)$$

となる。

(3) トリガー関数の導入

JMA-NHM の Grell スキームでは、パラメタライズした対流が発生する格子を決めるために KF スキームのトリガー関数 (第 3.5.2 項) を用いている。ただし、KF スキームとは異なり Grell スキームでは対流雲の雲底となるモデル面の高さを固定している<sup>7</sup>。

(4) フィードバックの高度化

フィードバックにおいて、Grell et al. (1994) では凝結した水物質はすべて降水として地上に落下させており氷相は考慮していないが、JMA-NHM では雲水、雲氷と雨、あられに割り振るように変更した。雲と降水、つまり雲水、雲氷と雨、あられに割り振る比率は雲頂高度によって決まり、水物質と氷物質、つまり雲水、雨と雲氷、あられに割り振る比率は気温が 0 以上であるかどうかによって決まる。

3.6.4 おわりに

本節で紹介した Grell スキームは、AS スキームを大幅に簡略化したスキームである。このため計算時間を短くすることができるが、寄与の大きな過程だけしか組み込んでいないため、Grell (1993) によると対流の研究に Grell スキームを用いることは適切ではない。また、Grell スキームと KF スキームの予報結果を比べると、降水量には大きな違いが見られないが<sup>8</sup>、温位と混合比の時間変化率の鉛直分布には差が見られ、KF スキームより Grell スキームのほうが加熱率と乾燥化率が上層で大きくなる傾向がある (大森ほか 2005)。この違いは、対流性上昇流の側面におけるデトレインメントや対流性下降流の側面におけるエントレインメントとデトレインメントを Grell スキームでは考慮していないのに対して KF スキームでは考慮していること、対流性上昇流と対流性下降流の上端と下端の高度の決め方が異なることに原因があると考えている。

数値予報課では、現業のメソ数値予報モデルにおける対流パラメタリゼーションとして Grell スキームより精緻な KF スキームを利用している。したがって、

<sup>7</sup> GSM の AS スキームと同様に、対流雲の雲底となるモデル面の高さを固定しているが、Grell スキームでは単一の対流雲を考えており、必ずしも固定する必要はない。とくに中緯度帯における対流では、KF スキームのトリガー関数から求められる雲底高度を用いることを検討すべきであろう。

<sup>8</sup> 事例によっては、とくに海上で Grell スキームでは弱い降水が広く分布することがある。

当面は JMA-NHM の Grell スキームの大幅な修正は予定していないが、異なる構成をもつ対流パラメタリゼーションの特性を比較することによって得られる知見は今後の開発において有用である。

#### 参考文献

- Arakawa, A. and W. H. Schubert, 1974: Interaction of cumulus cloud ensemble with large-scale environment. Part I. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674–701.
- Fritsch, J. M. and C. F. Chappell, 1980: Numerical prediction of convectively driven mesoscale pressure systems. Part I: Convective parameterization. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1722–1733.
- Grell, G. A., 1993: Prognostic evaluation of assumptions used by cumulus parameterizations. *Mon. Wea. Rev.*, **121**, 764–787.
- Grell, G. A., J. Dudhia, and D. R. Stauffer, 1994: *A description of the fifth-generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5)*. NCAR Tech. Note, NCAR/TN-398+STR. URL <http://www.mmm.ucar.edu/mm5/documents/mm5-desc-doc.html>, 122 pp.
- Grell, G. A., Y.-H. Kuo, and R. J. Pasch, 1991: Semiprognostic tests of cumulus parameterization schemes in the middle latitudes. *Mon. Wea. Rev.*, **119**, 5–31.
- Houze, R. A. Jr., C.-P. Cheng, C. A. Leary, and J. F. Gamache, 1980: Diagnosis of cloud mass and heat fluxes from radar and synoptic data. *J. Atmos. Sci.*, **37**, 754–773.
- 隈健一, 1996: 積雲対流のパラメタリゼーション. 数値予報課報告・別冊第 42 号, 気象庁予報部, 30–47.
- 村田昭彦, 上野充, 2001: エントレインメント率の高度依存性を考慮した Arakawa-Schubert 積雲パラメタリゼーション. 2001 年日本気象学会秋季大会予稿集, B202.
- 大森志郎, 新保明彦, 山田芳則, 2005: 気象庁非静力学モデルの積雲対流パラメタリゼーションについて. 第 7 回非静力学モデルに関するワークショップ講演予稿集, 33–34.
- Randall, D. A. and D.-M. Pan, 1993: Implementation of the Arakawa-Schubert cumulus parameterization with a prognostic closure. *Meteorological Monographs/The Representation of Cumulus Convection in Numerical Models*, **46**, 137–144.
- 山田芳則, 成田正巳, 石田純一, 2003: 積雲対流スキーム. 数値予報課報告・別冊第 49 号, 気象庁予報部, 77–89.
- Yanai, M., S. Esbensen, and J.-H. Chu, 1973: Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 611–627.