NCEP MSM における静力学気温の与え方の再検討

* 榎本 剛 (京大防災研), Hann-Ming Henry Juang (NCEP)

1 はじめに

NCEP MSM (mesoscale spectral model, Juang 2000) は, RSM (regional spectral model) の非静力学版である．RSM は, GSM (global spectral model) にネストするモデルとして開発され, GSM からのずれを時間発展させる (Juang and Kanamitsu 1994). 水平には二重フーリエ級数で離散化し．鉛直には後述する静力学気圧 $\overline{p}$ に基づく σ 座標を用いている．MSM では, RSM の予報変数に加えて, 鉛直速度 w 及び気圧 p を予報する．MSM は, コードの多くが RSM と共通であるため, 非静力学効果の検証が容易である．MSM は RSM に最低限の変更を加えて非静力学化されていることから, 既存の大気大循環モデルを非静力学化する場合の手本になると考えられる．本研究では, 大循環モデルに適用する際に課題となる静力学気温の与え方について再検討した．

2 静力学気圧に基づく σ 座標

Juang (1992) は, z 座標から直接 $\overline{\sigma} = \overline{p}/\overline{p}_{\mathrm{s}}$ 座標に変換し, MSM の支配方程式系を導出した．この方程式系における気圧傾度力は,

$$\frac{1}{\rho}\nabla_z p = RT\nabla_{\overline{\sigma}}\ln p + \frac{T}{\overline{T}}\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \overline{\sigma}}\nabla_{\overline{\sigma}}\overline{\phi} \tag{1}$$

である．ここで ρ は密度, $\nabla_z, \nabla_{\overline{\sigma}}$ はそれぞれ $z, \overline{\sigma}$ 面上の水平微分演算子, $\overline{T}$ は静力学気温, $\overline{\phi}$ は $\overline{T}$ を鉛直に積分した静力学高度である．他方, Laprise (1992) は, $\overline{\eta} = \overline{\eta}(\overline{p}, \overline{p}_{\mathrm{s}})$ によるハイブリッド座標を用いた場合の定式化を示している．$\overline{\sigma}$ 座標は, その特別な場合 $\overline{\eta} = \overline{p}/\overline{p}_{\mathrm{s}} = \overline{\sigma}$ である．$\overline{\sigma}$ で示した気圧傾度力は

$$\frac{1}{\rho}\nabla_z p = RT\nabla_{\overline{\sigma}}\ln p + \frac{p}{\overline{p}}\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \overline{\sigma}}\nabla_{\overline{\sigma}}\overline{\phi} \tag{2}$$

である．ここで, ϕ は気温 T を鉛直に積分したジオポテンシャルである．

式 (1) 及び (2) の右辺第 2 項の異同は, Laprise (1992) が座標変換の際に現れる $\partial\overline{p}/\partial z$ で $\overline{\rho} \approx \rho$ と暗黙のうちに近似したために生じている．

3 静力学気温

非静力学気温 $\overline{T}$ の与え方には任意性がある．

1. 時間変化しない水平一様な $\overline{T}$(Juang 1992)
2. 外部から与えた時間変化する $\overline{T}$(Juang 2000)
3. 内部で予報した $\overline{T}$(Juang 2000)

方法 2, 3 とも水平一様な方法 1 よりも適切であると考えられ, 安定的に積分できることが報告されている．方法 2 は, 境界条件を利用するため領域モデルでは効率的な方法であるが, 大循環モデルへの適用は困難である．方法 3 は, 計算コストの増加につながる．計算コストを削減する方法として, T の非断熱加熱を再利用する方法と非断熱加熱を 0 とする方法が提案されている．静力学場はエネルギーの保存に影響しないことから, 近似計算であっても参照場の役割を果たす (Juang 2000). MSM では, 計算コストの少ない方法 2 が採用されている．

本研究では, 大気大循環モデルを念頭に, 他の与え方を検討する．Arakawa and Konor (2009) は, 任意の温位の鉛直分布 θ に対して静力学 Exner 函数 $\overline{\pi}$ を

$$\frac{\partial\overline{\pi}}{\partial z} \equiv -\frac{g}{c_p\theta} \tag{3}$$

と定義した．これは $\overline{\theta} = \theta$ を意味するので,

$$\overline{T} = \frac{\overline{\pi}}{\pi}T \tag{4}$$

と表すことができる．これを $\overline{T}$ として用いれば, $\overline{T}$ を外部から与えたり予報したりすることは不要となる．

4 音波の除去

Arakawa and Konor (2009) は, 式 (3) に基づいて非静力学密度 $\overline{\rho}$ を

$$\overline{\rho} = \frac{\overline{p}}{R\overline{\pi}\theta} = \frac{\overline{p}}{R\overline{T}} \tag{5}$$

と定義した．これを連続の式に用いた方程式系を導出し, 非弾性とプリミティブとを統一した方程式系という意味で統一系 (unified system) と名付けた．ノーマルモード解析の結果, 非弾性系では波長の長いロスビー波, プリミティブ系では波長の短い重力波が歪んでしまうが, unified system では

- 鉛直に伝播する音波は除去され,
- ラム波, 重力波, ロスビー波はほとんど歪まない

という特長があることを示した (図 1).

実は, MSM で採用されている方程式系は, 統一系である．Juang (2000) は, 計算安定性を向上させるために, $\overline{p}_{\mathrm{s}}$ の予報方程式を導入した．$\overline{p}_{\mathrm{s}}$ の予報方程式は, $\overline{\sigma}$ 座標での連続の式なので, 連続の式に静力学密度 $\overline{\rho}$ を用いたことに相当するからである．なお, Laprise (1992) でも $\overline{p}_{\mathrm{s}}$ の予報方程式が使われているが, $\overline{\eta}$ 座標を定義するためだけに用いられている．

5 まとめ

本研究では, 過去に提案された非静力学方程式系を調べ, 静力学気圧に基づく鉛直座標を用いる場合, MSM が採用している Juang (1992, 2000) の定式化が妥当であることを確認した．この方程式系は, Arakawa and Konor (2009) が提案している非弾性・プリミティブ統一系であり, 重力波やロスビー波の分散関係を歪めることなく, 鉛直に伝播する音波が除去されている．Arakawa and Konor (2009) の静力学場の定義を利用すれば, 外部から与えたり, 静力学場を予報したりする必要はないので, 大循環モデルでも利用できる．静力学気温はエネルギー保存に無関係なので, この定義でも安定した計算ができると期待されるが, NCEP MSM を用いて今後検証する予定である．

参考文献

Arakawa, A. and C. S. Konor: *MWR*, **137**, 710–726.

Juang, H.-M. H., 1992: *MAP*, **50**, 75–88.

Juang, H.-M. H. and M. Kanamitsu 1994: *MWR*, **122**, 3–26.

Juang, H.-M. H., 2000: *MWR*, **128**, 2329–2362.

Laprise, R., 1992: *MWR*, **120**, 197–207.

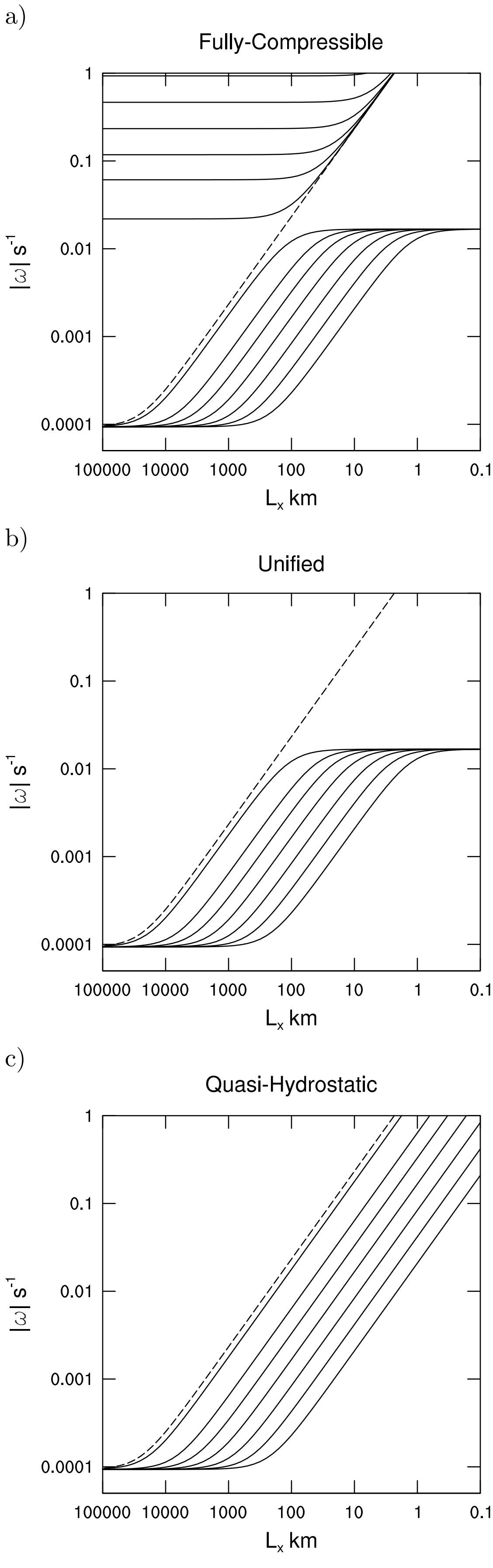

図 1: 等温大気を仮定し, f 面上で求めた分散関係．a) 完全圧縮系, b) 統一系, c) プリミティブ系．Arakawa and Konor (2009) に基づき作成．点線はラム波, 実線は, 右下が重力波, 左上が音波．