

MYNN スキームの承継と発展に期待を込めて

中 西 幹 郎*

1.はじめに

気象庁が発表する天気予報は、経済アナリストの株価予想とは比べものにならないほどよく当たる（もつとも、経済アナリストには暴騰と言う人も暴落と言う人もいるので、当たる人もいるのだが）。この天気予報は、コンピュータによる天気予報モデルの結果をベースに、職員の方々の豊富な知識と経験でおこなわれている。天気予報モデルは、大きく力学過程と物理過程に分けられる。力学過程は運動方程式や熱力学方程式などのことである。物理過程はその方程式の中の1項を構成し、名称として乱流輸送過程、放射過程、雲・降水過程などがある。物理過程も自然科学に基づいて複数の式で記述することができる。しかし、その式はコンピュータでも短時間で答えを出すのは難しい。そこで、計算時間がかかる部分は簡単な式に置き換えたり、ほかと比べて重要でない部分は省いたりする。

筆者らはこれまで、大気境界層と乱流輸送過程に興味を持ち、MYNN (Mellor-Yamada-Nakanishi-Niino) スキーム（例えば Nakanishi and Niino 2004；合わせて中西 2007, 2011 参照）を開発してきた。このスキームは、原 旅人さんにより気象庁の非静力モデル（例えば Saito *et al.* 2007）に、千喜良稔さんにより JAMSTEC の MIROC（私信）に、NOAA の Pagowski さんと Olson さんのおかげで WRF（例えば NCAR 2016）に組み込まれ、様々な成果を出していただいているようである。しかし、MYNN スキームも完全ではなく、当の Olson さんから、経験定数の変更や別の乱流長さスケールの利用な

どの相談を持ち掛けられ、彼との議論と試行の結果、修正して改善が見られたものもある。実はそのほかにも開発当初から自覚している課題があり、それを解決しそうなアイデアがないわけではない。ただ、年々歳を取る上、現職場に赴任して十数年、エアコンもない^{後注)}劣悪な環境の中で気力・体力が失われているだけでなく、残念ながら MYNN スキームの利用やその改良を承継、発展してくれる研究者が身近にいない。そうかと言ってこのまま放置するのは忍びないので、筆者が把握している MYNN スキームの課題とその1つの解決案をここに書き留めておきたい。

なお、近年の計算機の進歩は目覚ましく、MYNN スキームが陰に扱う、すなわち直接計算せず効果だけを考慮するスケール（大ざっぱに言って 1 km 以下）の乱流を解像できるぐらいの格子間隔で計算ができるようになってきた。こうなると、そのスケールの乱流を陽に扱う LES (Large Eddy Simulation; 中西 2009 参照) を利用したくなるが、LES と比較して MYNN スキームの計算時間は短いので、数 km 以上のスケールの現象の解明（例えば中西 (2015) で述べた豪雨と海風前線やヒートアイランドとの関係）、天気予報モデルの運用、放射や雲・降水などのスキームのテストなどで役に立つ場もあると考えている。

2. MYNN スキームについて

MYNN スキームのオリジナルである Mellor-Yamada スキームとの出会いや、MYNN スキームの開発のきっかけとその内容については中西・新野 (2010) に詳しく述べてあるので、ご興味のある方はそちらを参照していただきたい。ここでは、MYNN スキームの主要な特徴を簡単に述べておきたい。

Mellor-Yamada タイプのスキームの大きな特徴は、

* Mikio NAKANISHI, 防衛大学校地球海洋学科。

naka@nda.ac.jp

© 2016 日本気象学会

- ① 方程式系の解析解が接地層内の統計量（例えば無次元勾配関数）をよく説明すること
 - ② 乱流の等方性の程度に応じて方程式系を簡略化し、階級（レベル）に分類したこと
 - ③ 簡略化前のレベル 4 を除くレベル 3 以下では、乱流輸送が勾配拡散近似の形に帰着できること
 - ④ レベル 3 と 4 では、逆勾配拡散（いわば上流方向への輸送）が考慮できること
- である。これらの特徴が、数々の乱流輸送スキームを抑え、Mellor-Yamada タイプのスキームが大気のみならず海洋のモデルに広く採用されている理由であると筆者は思っている。

もう少し詳しく説明しよう。①は、定常で水平一様な場を仮定したときの方程式系の解析解が、過去の地上観測で得られた気象データの統計量とよく一致するということである (Mellor 1973)。これは当然ながら、どのスキームにも要求されることであるが、なかなか容易なことではない。

②とそれに付随する③は、技術的に非常に有益な特徴である (Mellor and Yamada 1974)。彼らは物理的な考察に基づいて、乱流の等方性が強まるにつれて、相対的に桁が小さく無視できる項が増えてくることを利用し、4つ（後に5つとなった；Yamada 1977）の階級の方程式系を提案した。このときレベル 3 以下では、例えば熱量の鉛直フラックス $\overline{w'\theta'}$ の予報式は

$$\overline{w'\theta'} = 3A_2 \frac{L}{q} \left[-\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} + (1-C_3) \frac{g}{\theta_0} \overline{\theta'^2} \right] \quad (1)$$

という診断式に簡略化できるが、ほかの乱流統計量との連立方程式を解くことにより

$$\overline{w'\theta'} = -K_H \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} \quad (2)$$

のように勾配拡散近似の形で表せることがわかる（例えば Nakanishi 2001）。ここで、オーバーバーはアンサンブル平均、プライムは平均からのずれを表し、 w は鉛直速度、 θ は温位、 L は乱流長さスケール、 $q^2/2$ は乱流運動エネルギー TKE (Turbulent Kinetic Energy)、 g は重力加速度、 θ_0 は平均温位、 A_2 と C_3 はクロージャー定数、 K_H は熱量に対する拡散係数（渦粘性係数ともいう）である。さらにレベル 2 になると乱流統計量の予報式を一切解くことなく、混合距離モデルのように簡単になるため、予報モデルで重宝された。

④は特に対流境界層で重要な特徴である。しかし、レベル 3 でさえ解くべき予報式が増えるだけでなく、拡散係数が負の値（これが逆勾配拡散を表す）になることがあるため、数値的に安定に計算することが難しいという理由で、予報モデルで利用されることは少なかった。Nakanishi and Niino (2004, 2006) は、これを比較的安定に計算できるようにした。ただし、安定層で少々問題があり、Kitamura (2010) がその改良案を提案してくださっている。

Olson さんや北村祐二さんのおかげで、引退間もない筆者が心配しなくとも、MYNN スキームは承継、発展していただいている。しかし、筆者が手を付けたい箇所に取り掛かっている人はほとんどいないようなので、書き留めておく価値はあると思う。

3. 2つの課題

筆者が最も気になっている 2 つの課題を挙げる。

3.1 乱流長さスケール

1 つめの課題は、乱流輸送スキームの永遠の課題であろう乱流長さスケールの定式化である。MYNN スキームでは、LES の計算結果に基づいた実験式を提案した (Nakanishi 2001)。求める乱流長さスケールを L として、接地層、大気境界層、（周囲が安定な成層をしていれば）安定層のそれぞれの層を代表する乱流運動のスケール (L_s , L_t , L_b) を見積もり、最も短いスケールに支配されるという実験式

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_s} + \frac{1}{L_t} + \frac{1}{L_b} \quad (3)$$

である。それぞれの層のスケールは、物理的な考察に基づいて見積もっているが、実験式の経験定数に恣意的な要素が含まれるのは否めない。また、それ以上に、実験式のもととなった LES の計算は大気境界層を対象におこなったもので、自由大気の大部分は含んでいない。これが原因で、(3)式が自由大気内で非現実的に大きな L を産み出す可能性があることに気付かず、その実例が Olson さんにより示された。彼は自由大気では Bougeault and Lacarrère (1989) のスケール（以下 L_{BL} ）とし、大気境界層の上で MYNN スキームの乱流長さスケールと緩やかに接続するよう修正して解決してくださった。これは、 L と L_{BL} をともに有効に活用しようとする方法である。

しかし、ここで思い出したことがある。 L_b と L_{BL} は、ある場所の気塊が安定層に逆らって動くとき、そ

の運動エネルギーがすべて位置エネルギーに変換される距離を表すという同じ考え方に基づくものである。式で表すと、

$$L_B = \frac{q(z)}{N(z)} \quad (4)$$

と

$$L_{BL} = \min(l_{up}, l_{down}) \quad (5)$$

である。ただし、(4)式は対流境界層上部の修正部分を割愛した。ここで、 $N = [(g/\theta_0) \partial \bar{\theta}/\partial z]^{1/2}$ は浮力振動数で、 l_{up} と l_{down} は

$$\begin{aligned} \frac{q^2(z)}{2} &= \int_z^{z+l_{up}} \frac{g}{\theta_0} [\bar{\theta}(\xi) - \bar{\theta}(z)] d\xi \\ \frac{q^2(z)}{2} &= \int_{z-l_{down}}^z \frac{g}{\theta_0} [\bar{\theta}(z) - \bar{\theta}(\xi)] d\xi \end{aligned} \quad (6)$$

で定義される。これらの式から、もし温位勾配 $\partial \bar{\theta}/\partial z$ が一定ならば、 L_B と L_{BL} は一致することがわかる。 $\partial \bar{\theta}/\partial z$ が一定と仮定することが不具合のもとだとすると、大気境界層と自由大気の区別なく

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{L_s} + \frac{1}{L_t} + \frac{1}{L_{BL}} \quad (7)$$

のような実験式も検討の余地があると考える。

実験式には限界があるだろうから、予報式で求めるという方法もある（例えば Mellor and Yamada 1982）。予報式は数値安定性を気にしないといけないのはもちろんであるが、筆者はこの予報式を理解していない。Kantha (2004) によると、 L に関する予報式は多種多様であり、どれが適しているか選択に悩む。ご興味のある方は、挑戦してみてほしい。

3.2 乱流運動エネルギーの輸送

2つめは、乱流運動エネルギーTKE の乱流輸送である。これが意外と計算結果、特に大気境界層の厚さに効いてくる。圧力輸送も含めた乱流輸送は勾配拡散近似に基づき、MYNN スキームでは

$$\overline{w' q'^2} + \frac{2}{\rho_0} \overline{w' p'} = -c K_M \frac{\partial q^2}{\partial z} \quad (8)$$

としている。ここで、 p は圧力、 ρ_0 は平均密度、 K_M は運動量に対する拡散係数である。係数 $c = 3$ は経験定数で、いくつかのテスト計算の結果、安定に近づくにつれて小さくした方が良いことはわかっていた。

Therry and Lacarrère (1983) は、TKE の乱流輸送を、その予報式の各項をパラメタライズした式に基づいて見積もった。TKE の乱流輸送は3次の統計量であるから、これは3次のクロージャーモデルのアプローチと同じである。彼らによると、TKE の乱流輸送は TKE の鉛直勾配だけでなく、熱量・運動量フラックスや鉛直シアにも依存する。熱量のフラックスに依存するということは、安定度がかなり効くということである。そこで、熱量のフラックス以外への依存にはとりあえず目をつぶり、

$$\overline{w' q'^2} + \frac{2}{\rho_0} \overline{w' p'} = -K_q \frac{\partial q^2}{\partial z} - \frac{L}{q} \frac{g}{\theta_0} K_t \frac{\partial \overline{w' \theta'}}{\partial z} \quad (9)$$

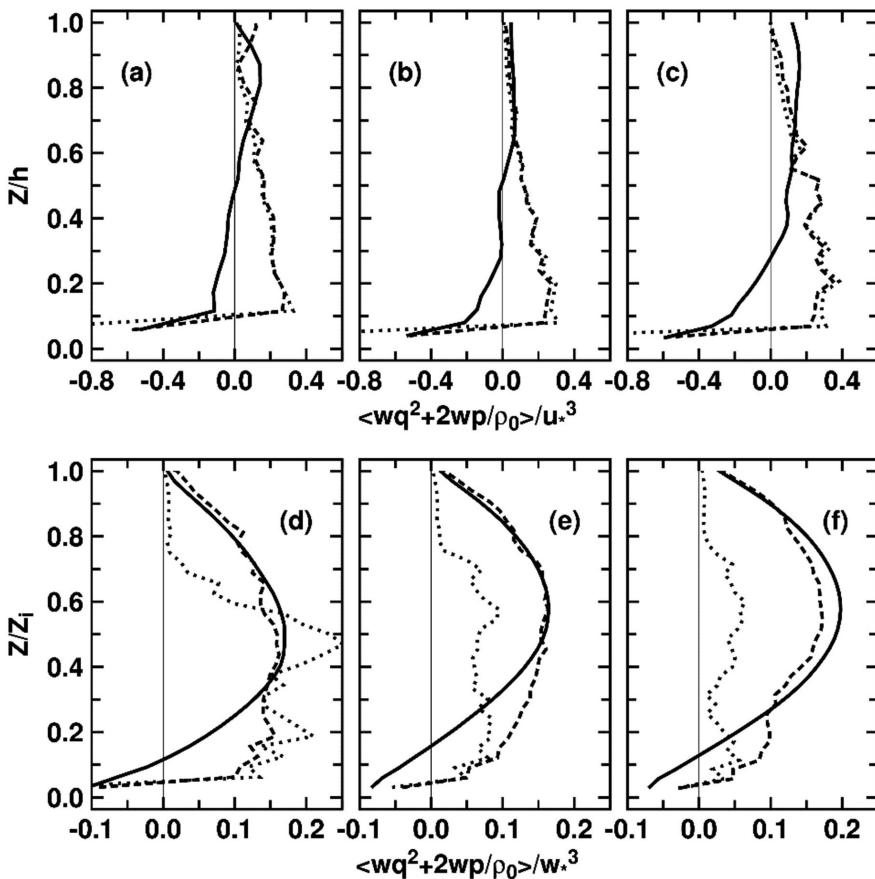
の形の式を考えた。ここで K_q と K_t は拡散係数である。(9)式は Therry and Lacarrère (1983) の式と少し異なる。1つは $3/2$ などの係数は拡散係数に含めしたこと、もう1つは3次の統計量 $\overline{w'^2 \theta'} = \overline{w'(w' \theta')}$ は勾配拡散近似で表して(9)式の右辺第2項としたことである。

LES データベース (Nakanishi 2001) を用いて、(8)式と(9)式の右辺から得られる TKE の乱流輸送を、LES の結果（両式の左辺）と比較したのが第1図である。安定成層（第1図 a-c）での(9)式の結果は、参考で示した(8)式の結果と大きな差がないことから、安定成層では熱量のフラックスの項はあまり効かないことがわかる。一方、不安定成層（第1図 d-f）では、地表面付近を除いて(9)式の結果はかなり LES の結果に近く、改善が見られている。地表面付近では鉛直シアは大きいので、無視した鉛直シアの項を考慮することで、安定成層も含めて、さらなる改善が期待できる。

無視した項のしわ寄せは、考慮している項に及んでいるはずである。したがって、無視した項を復活させたとき、経験定数を求めなおす必要があるかもしれませんのが、見通しは明るいと思っている。

4. おわりに

MYNN の略称は、もちろん Mellor さんと Yamada さんに敬意を表しながら Nakanishi と Niino の頭文字をつけさせていただきました。ここに挙げた課題とその解決案は、筆者の浅はかな考えによるもので、何の解決にもならないかもしれません。もう少し研究環境が整っていたら筆者自身が試して誰に



第1図 TKEの乱流輸送の鉛直分布。地表面での熱量のフランクスを変えることにより、安定成層(a-c)と不安定成層(d-f)を再現した計算結果(Nakanishi 2001)。(a)から(f)になるにつれて不安定度が増す。実線はLESの結果、破線は(9)式($K_q=1.5\times(L/q)^{1/2}$, $K_t=12.0\times K_q$)の結果、点線は(8)式($c=1$)の結果を表す。 h は安定境界層の厚さ、 z_i は対流境界層の厚さ、 u_* は摩擦速度、 w_* は対流速度である。なお、アンサンブル平均は図では山括弧で表している。

も迷惑をかけなかったと思いますが、筆者を信じ試行が徒労に終わってしまった方には、あらかじめお詫びを申し上げておきます。しかし、例えば三菱東京UFJ銀行のように、今後さらに名前が連なって発展が続くように期待しています。あまり長くなりすぎると、さらなる略称を考えないといけませんね。

最後に、MYNNスキームとは関係ありませんが、LESの計算結果を統計解析する、フーリエ級数展開を利用したEOF (Empirical Orthogonal Function) または POD (Proper Orthogonal Decomposition) という解析法は面白い手法です (使用例は、例えば Nakanishi and Niino 2012)。そのソースプログラムは筆者のホームページ <http://www.nda.ac.jp/~naka/>

LES/ に置いてありますので、よろしければ使ってみてください。少々使いにくいのはご容赦願います。

後注) 同僚の菅原広史さんのご尽力により、今年の夏から涼しく過ごせそうです。

参考文献

- Bougeault, P. and P. Lacarrère, 1989: Parameterization of orography-induced turbulence in a mesobeta-scale model. Mon. Wea. Rev., 117, 1872–1890.
- Kantha, L. H., 2004: The length scale equation in turbulence models. Nonlinear Process. Geophys., 11, 83–97.
- Kitamura, Y., 2010: Modifications to the Mellor-

- Yamada-Nakanishi-Niino (MYNN) model for the stable stratification case. *J. Meteor. Soc. Japan*, **88**, 857–864.
- Mellor, G. L., 1973: Analytic prediction of the properties of stratified planetary surface layers. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1061–1069.
- Mellor, G. L. and T. Yamada, 1974: A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, **31**, 1791–1806.
- Mellor, G. L. and T. Yamada, 1982: Development of a turbulence closure model for geophysical fluid problems. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **20**, 851–875.
- Nakanishi, M., 2001: Improvement of the Mellor-Yamada turbulence closure model based on large-eddy simulation data. *Bound.-Layer Meteor.*, **99**, 349–378.
- 中西幹郎, 2007 : 大気境界層：モデル研究を中心に。天氣, **54**, 115–118.
- 中西幹郎, 2009 : LES. 天氣, **56**, 477–478.
- 中西幹郎, 2011 : 乱流クロージャーモデル。天氣, **58**, 347–348.
- 中西幹郎, 2015 : 弘法にも筆の誤り—専門家でも見誤る!?. 天氣, **62**, 971–974.
- Nakanishi, M. and H. Niino, 2004: An improved Mellor-Yamada Level-3 model with condensation physics: Its design and verification. *Bound.-Layer Meteor.*, **112**, 1–31.
- Nakanishi, M. and H. Niino, 2006: An improved Mellor-Yamada Level-3 model: Its numerical stability and application to a regional prediction of advection fog. *Bound.-Layer Meteor.*, **119**, 397–407.
- 中西幹郎, 新野 宏, 2010 : ラージ・エディ・シミュレーションに基づく改良 Mellor-Yamada Level 3 乱流クロージャーモデル (MYNN モデル) の開発と大気境界層の研究 —2009年度日本気象学会賞受賞記念講演—。天氣, **57**, 877–888.
- Nakanishi, M. and H. Niino, 2012: Large-eddy simulation of roll vortices in a hurricane boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, **69**, 3558–3575.
- NCAR, 2016: WRF model users site. <http://www2.mmm.ucar.edu/wrf/users/> (2016.3.22閲覧).
- 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.
- Therry, G. and P. Lacarrère, 1983: Improving the eddy kinetic energy model for planetary boundary layer description. *Bound.-Layer Meteor.*, **25**, 63–88.
- Yamada, T., 1977: A numerical experiment on pollutant dispersion in a horizontally-homogeneous atmospheric boundary layer. *Atmos. Environ.*, **11**, 1015–1024.