

# 超高解像度大気大循環シミュレーションから得られた 水平波数スペクトルの特徴

神戸大学大学院自然科学研究科 高橋芳幸 (TAKAHASHI, Yoshiyuki)  
地球シミュレータセンター 大淵済 (OHFUCHI, Wataru)  
IPRC / University of Hawaii Kevin Hamilton

## 概要

超高解像度大気大循環モデル AFES を用いた数値シミュレーションから得られた、大気中の水平波数スペクトルの特徴を調べた。AFES から得られた水平波数スペクトルは、実際に観測されるような  $k^{-3}$  と  $k^{-\frac{5}{3}}$  ( $k$  は水平波数) の 2 つの傾きを持ち、観測結果を良く再現している。このスペクトルの構造は与えた水平拡散係数にほとんど依存せず、このスペクトルの傾きの変化はモデル内で陽に表現される力学過程によって生じていることが示唆される。モデルで用いている積雲対流パラメタリゼーションを変えて実験を行った結果、スペクトルの大きな構造は変わらないものの、エネルギー密度は最大 80% 程度変化し、運動エネルギースペクトル形成における対流活動の重要性が確認された。

## 1 はじめに

過去の観測から、対流圏上層における運動エネルギーの水平波数スペクトルは、およそ 500–800 km よりも大きな水平スケールでは、 $k^{-3}$  ( $k$  は水平波数) に従い、それよりも小さなスケールでは  $k^{-\frac{5}{3}}$  に従う事が知られている [e.g., *Nastrom and Gage*, 1985]。このような水平波数スペクトルの成因についてはこれまでに様々に議論されてきており、 $k^{-3}$  のスペクトルの成因はほぼ明らかとなっている。 $k^{-3}$  のスペクトルは総観規模擾乱によるエネルギー生成をエネルギー源とし、高波数側へのエンストロフィーカスケードを考える事で説明される [e.g., *Charney*, 1971]。しかし、 $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルの成因については、いくつかのメカニズムが提唱されているものの未だはっきりとはわかっていない。例えば、*Gage* [1979] は  $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルの生成メカニズムとして、雷雲活動や対流活動といった小さい水平スケールでのエネルギー生成と低波数側へのエネルギーカスケードを提唱した。一方、*VanZandt* [1982] は  $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルを内部重力波のスペクトルとして解釈している。また近年 *Tung and Orlando* [2003] は高解像度準地衝風モデルを用いた数値計算から、総観規模擾乱によるエネルギー生成と高波数側へのエネルギーカスケードによって  $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルが生成される事を示しており、小さい水平スケールでのエネルギー源や発散効果は重要ではないと主張している。

そこで我々は大気大循環モデル AFES を用いて、超高解像度シミュレーションを行い、運動エネルギーの水平波数スペクトルの特徴について調べることにする。 $k^{-3}$  のスペクトルは、様々な大気大循環モデル (General Circulation Model; GCM) によって再現される事が示されている [e.g. *Koshyk and Boer*, 1995]。しかし、過去のほとんどの研究で用いられていた GCM では、 $k^{-\frac{5}{3}}$  となる領域を解像できる程に解像度が高くなかったため、この高波数領域のスペクトルの成因を調べる事はできなかった。この高波数領域を解像できる GCM を用いた研究は *Koshyk et al.* [1999]、*Koshyk and Hamilton* [2001] によって行われているのみである。本研究では *Koshyk et al.* [1999]、*Koshyk and Hamilton* [2001] が用いた GCM とは全く異なる枠組を持つ GCM を用いて数値計算を行い、まず

表 1: 本研究で用いた水平拡散係数

水平解像度	水平拡散係数 ( $\text{m}^4/\text{s}^4$ )
T319	$9.14 \times 10^{12}$
T639	$1.42 \times 10^{12}$

$k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルが再現されるかどうかを調べる。その後、モデルで計算されるスペクトルの緯度依存性やそれを構成する回転成分と発散成分の寄与について調べた後、モデルで用いられている積雲対流パラメタリゼーションに対する依存性を調べる事で、スペクトルの生成メカニズムについて考察を行う。

## 2 モデルの概要と実験設定

本研究で用いた大気大循環モデル AFES は、CCSR/NIES AGCM 5.4.02 を地球シミュレータ用に最適化したものである。本モデルは地球シミュレータ用に最適化した後に、新たに積雲対流パラメタリゼーションとして Emanuel scheme [Emanuel and Živković-Rothman, 1999] を実装しており、本研究では Emanuel scheme を用いて実験を行った。ただし、後に示すように積雲対流パラメタリゼーション依存性を調べるために行った数値実験では Simplified Arakawa-Schubert scheme を用いている。水平拡散は 4 次の超粘性の形で与えている。与えた拡散係数を表 1 に示す。SST 分布には気候値を与えた。初期値は、水平解像度 T319 (40 km 格子相当) 鉛直 24 層のモデルを用いて 3 年半積分した結果の 3 年目の 6 月 1 日とした。この初期値から、水平解像度を T639 (20 km 格子相当) として 1 月間積分した。T639 での 1 月間の積分結果のうち、解析には最後の 20 日間の計算結果を用いた。以後、積雲対流パラメタリゼーションとして Emanuel scheme を用い、表 1 に示した水平拡散係数を用いた実験を標準実験と呼ぶことにする。

## 3 結果

### 3.1 スペクトルの基本構造と緯度依存性

図 1 に標準実験から得られた  $45^\circ\text{N}$ , 200 hPa における東西風と南北風の水平波数スペクトルを示す。図 1 には、比較のために観測されたスペクトル [Nastrom and Gage, 1985] と  $k^{-3}$ ,  $k^{-\frac{5}{3}}$  に比例する直線も示している。AFES はこれまでの観測から示されているような、約 500–800 km よりも大きい水平スケールでの  $k^{-3}$  の傾きと、それよりも小さな水平スケールでの  $k^{-\frac{5}{3}}$  の傾き、そしてエネルギー密度の値をよく再現している。Koshyk et al. [1999]、Koshyk and Hamilton [2001] は GFDL SKIHI モデルを用いて  $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルを再現したが、本研究により SKIHI モデルとは全く異なる力学コアと物理過程で構成される AFES でも  $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルを再現できる事がわかる。

図 2 に、東西風の東西水平波数スペクトルの緯度変化を示す。 $45^\circ\text{N}$  におけるスペクトルは図 1 に示したものと同一のものである。赤道上のスペクトルは  $45^\circ\text{N}$  のそれに比べて、水平スケール 600–10000 km におけるエネルギーが小さい。このことは大規模スケールにおけるエネルギー生成率の違いに起因していると考えられる。一方、水平スケール 600 km 以下においては、赤道上でも  $k^{-\frac{5}{3}}$  の傾きに従っており、エネルギーの絶対値も  $45^\circ\text{N}$  におけるそれとほとんど等しい。

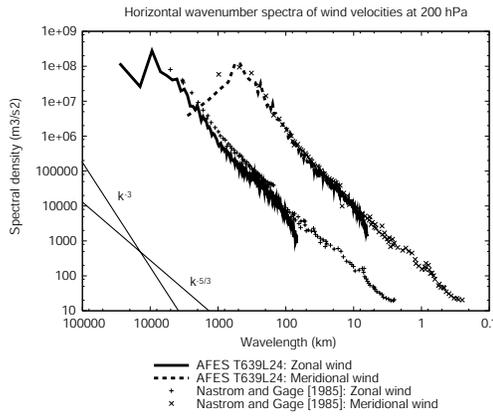


図 1: 標準実験から得られた  $45^\circ\text{N}$ , 200 hPa における東西風 (実線) と南北風 (破線) の水平波数スペクトル。ただし、見やすくするために南北風のスペクトルは波数方向に 10 倍している。比較のために観測された東西風 (x) と南北風 (+) のスペクトル [Nastrom and Gage, 1985] と  $k^{-3}$ ,  $k^{-5/3}$  に比例する直線も示す。

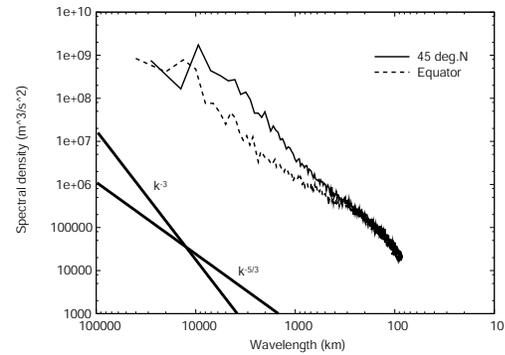


図 2: 200 hPa における東西風の東西水平波数スペクトル。実線、破線はそれぞれ  $45^\circ\text{N}$  と赤道上のスペクトルであり、 $45^\circ\text{N}$  のスペクトルは図 1 に示したものと同一のものである。比較のために  $k^{-3}$ ,  $k^{-5/3}$  に比例する直線も示す。

### 3.2 2次元スペクトル

運動エネルギースペクトルは球面調和関数を用いて、全波数  $n$  と東西波数  $m$  の関数としての 2 次元スペクトルとして計算することもできる。図 3 に 200 hPa における運動エネルギーの 2 次元水平波数スペクトルを示す。運動エネルギーは  $n > 100$  の波数領域において東西波数  $m$  に対してほぼ一様となっており、エネルギー分布はほぼ等方的である。しかし、 $n < 100$  の波数領域では  $m \sim n$  となる波数でエネルギーの減少が見られる。このような  $m \sim n$  となる領域におけるエネルギー減少は *Koshyk and Hamilton* [2001] によって示された結果にも見る事ができる。以後、水平波数スペクトルは東西波数  $m$  に対してスペクトル密度を積分し、全波数  $n$  に対するスペクトルとして示す。

図 4 に 200 hPa における全運動エネルギー、回転成分の風による運動エネルギー、発散成分の風による運動エネルギーのスペクトルを示す。同時に、発散成分の風による運動エネルギーの全エネルギーに対する割合も示す。全運動エネルギーのスペクトルは、およそ全波数  $n < 80$  の波数領域では  $n^{-3}$  となり、 $n > 80$  では  $n^{-5/3}$  となる。運動エネルギースペクトルは、 $n^{-5/3}$  となる波数領域においても回転成分が支配的であり、全体の 70–80% 以上は回転成分によって構成される。そして回転成分のみでも  $n^{-5/3}$  のスペクトルは形成される事が分かる。*Koshyk et al.* [1999] は  $n \sim 400\text{--}500$  において回転成分と発散成分の風による運動エネルギーはほぼ同等となることを示した。AFES から得られた発散成分は回転成分と同等まで大きな値とはならない。しかし本研究の結果からも  $n \sim 100$  よりも高波数側において発散成分による寄与が無視できない事がわかる。

### 3.3 パラメータ、パラメタリゼーション依存性

#### 3.3.1 水平拡散係数依存性

標準実験から得られた水平波数スペクトルの水平拡散係数依存性を調べるために、水平拡散係数を 0.5 倍、2 倍にして実験を行った。図 5 にそれらの実験から得られた運動エネルギーの水平波数

Two dimensional spectrum

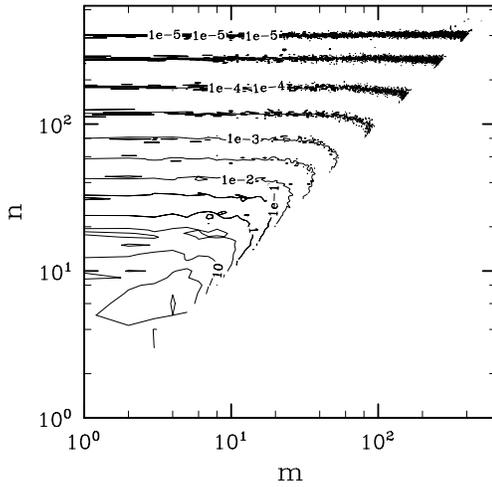


図 3: 200 hPa における運動エネルギーの 2 次元水平波数スペクトル。m は東西波数, n は全波数を示す。

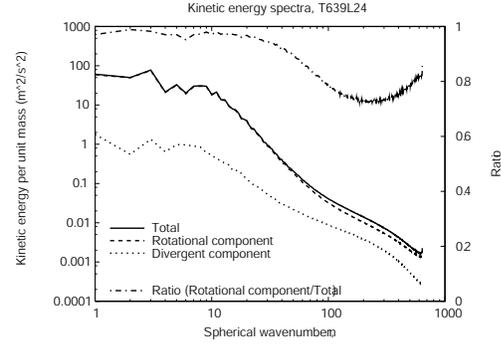


図 4: 200 hPa における運動エネルギーの水平波数スペクトル。実線、破線、点線はそれぞれ全エネルギー、風の回転成分、発散成分によるエネルギーである。また、一点鎖線は風の回転成分によるエネルギーの全エネルギーに対する比を表し、右側の軸で示す。

スペクトルを示す。水平拡散係数を 0.5 倍、2 倍にして行った実験から得られた水平波数スペクトルは、 $n > 300$  の波数領域において標準実験のそれと異なっている。しかし、与えた水平拡散係数に依存しない領域においても  $n^{-5/3}$  のスペクトルは形成されている。また、スペクトルの傾きが  $n^{-3}$  から  $n^{-5/3}$  に変化する波数は、与えた水平拡散係数にあまり依存しない。したがって、スペクトルの傾きの変化はモデルで陽に表現されている力学過程によって生じている事が示唆される。

### 3.3.2 積雲対流パラメタリゼーション依存性

過去の研究から、対流活動がエネルギー源となって  $k^{-5/3}$  のスペクトルが形成される可能性が指摘されてきた。そこで AFES を用いた実験から得られた水平波数スペクトルの積雲対流パラメタリゼーション依存性を調べるために、異なる積雲対流パラメタリゼーションを用いて実験を行った。ここでは Emanuel scheme の代わりに Simplified Arakwawa-Schubert scheme を用いた。本実験によ

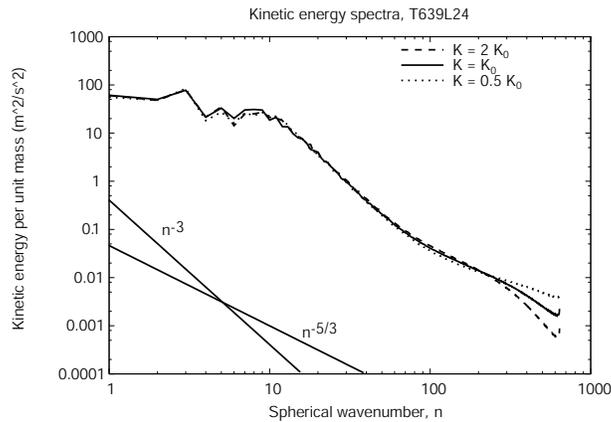


図 5: 200 hPa における運動エネルギーの全波数スペクトル。実線、点線、破線はそれぞれ標準実験、水平拡散係数を標準実験の 0.5 倍、2 倍にした実験から得られたスペクトルである。

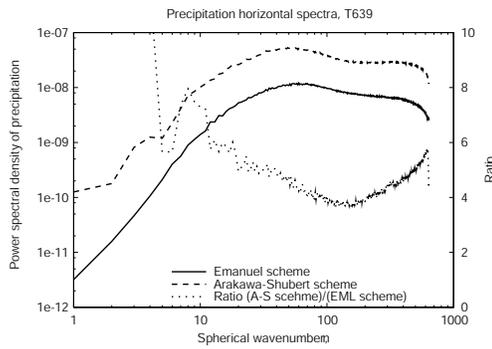


図 6: 標準実験(実線)と AS 実験(破線)から得られた降水量の水平波数スペクトル。点線は AS 実験から得られたスペクトルの標準実験から得られたスペクトルに対する比を表し、右側の軸で示す。

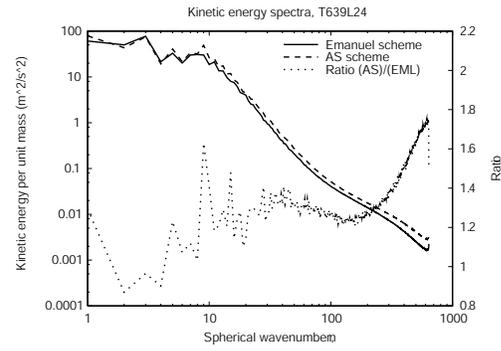


図 7: 200 hPa における運動エネルギーの水平波数スペクトルの積雲パラメタリゼーション依存性。実線と破線はそれぞれ標準実験と AS 実験から得られた運動エネルギースペクトルを示す。また、点線は AS 実験から得られたスペクトルの標準実験から得られたスペクトルに対する比を表し、右側の軸で示す。

て、計算された水平波数スペクトルのパラメタリゼーション選択に起因する不確定性を確認するとともに、乱流エネルギーと重力波の生成源としての対流活動が水平波数スペクトル形成に及ぼす影響を調べることができる。

Simplified Arakawa-Schubert scheme を用いた数値実験では、標準実験で用いた初期値をそのまま用い、1 月間積分を行った。積雲対流パラメタリゼーション以外の実験設定は標準実験と同じである。前節までと同様に、1 月間の積分から得られた計算結果のうち、最後の 20 日間の結果を解析に用いた。以後、この Simplified Arakawa-Schubert scheme を用いた実験を AS 実験と呼ぶ事にする。

まず、積雲対流パラメタリゼーションの違いによる対流活動の違いを確認するために、図 6 に標準実験と AS 実験から得られた降水量の水平波数スペクトルを示す。点線は、AS 実験から得られたスペクトルの標準実験から得られたスペクトルに対する比を表し、右側の軸で示す。2 つの実験から得られた降水量の水平波数スペクトルはほぼ相似形をしているが、スペクトル密度は大きく異なる。AS 実験から得られた降水分布のスペクトル密度は、全ての波数にわたって標準実験から得られたそれよりも 3-4 倍以上大きい。本研究ではこの降水分布の違いが水平波数スペクトルに及ぼす影響について調べる事にする。

図 7 に標準実験(実線)と AS 実験(破線)から得られた運動エネルギースペクトルを示す。点線は AS 実験から得られたスペクトルの標準実験から得られたスペクトルに対する比を表し、右側の軸で示す。AS 実験から得られた運動エネルギースペクトルは、標準実験と同様に波数領域によって  $n^{-3}$ ,  $n^{-\frac{5}{3}}$  の 2 つの異なる傾きを持ち、大きな構造は標準実験と変わらない。しかし、 $n \sim 10$  よりも高波数領域では AS 実験から得られた運動エネルギースペクトル密度は標準実験から得られたものよりも 10-20% 以上大きい。特に  $n > 150$  の領域では最大 80% 程度エネルギー密度が異なる。回転成分と発散成分のそれぞれについて積雲対流パラメタリゼーション依存性を調べたところ、全運動エネルギースペクトルと同様に大きな構造は変わらない(図は示さない)。しかし、回転成分も発散成分も  $n > 150$  の領域で最大 70-110% 程度エネルギー密度が異なっており、積雲対流に伴うエネルギー生成は両成分に大きな影響を及ぼすことがわかった。

## 4 まとめと考察

運動エネルギーの水平波数スペクトルの特徴を調べるために、AFES を用いて超高解像度大気大循環シミュレーションを行った。AFES は過去に観測されてきた運動エネルギーの水平波数スペクトルに見られるような  $k^{-3}$ ,  $k^{-\frac{5}{3}}$  の傾きと、運動エネルギーのエネルギー密度をよく再現する。このエネルギースペクトルは、全波数  $n < 300$  の領域では与えた水平拡散係数にはあまり依存しないため、モデルで陽に表現されている力学過程によって生じている事が示唆される。また、モデルで用いている積雲対流パラメタリゼーションを変えて実験を行っても  $k^{-3}$ ,  $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルが再現される事から、本研究で示された運動エネルギースペクトルは AFES で用いられている Emanuel scheme に特有のものではない。これまでに *Koshyk et al.* [1999], *Koshyk and Hamilton* [2001] は GFDL SKIHI モデルを用いて  $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルを再現したが、本研究は SKIHI モデルとは全く異なる力学コアと物理過程で構成される AFES でも  $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルを再現できる事を初めて示した。

AFES から得られた水平波数スペクトルの緯度依存性を調べたところ、赤道上のエネルギー密度は、水平スケール 600 km 以上では  $45^\circ\text{N}$  のそれよりも小さい。しかし水平波数スペクトルは水平スケール 600 km よりも小さいスケールでは赤道上でも  $k^{-3}$  に従っていた。

運動エネルギーの水平波数スペクトルの構成成分としては、すべての波数で回転成分が支配的であり、回転成分のみでも  $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルは形成される。ただし、特に  $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトルとなる波数領域では、発散成分は最大 30% 程度寄与しており無視できない。このことは、*Koshyk and Hamilton* [2001] が示唆したように、 $k^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトル形成において重力波による効果が無視できないことを示唆している。

AFES から得られた運動エネルギースペクトルは用いた積雲対流パラメタリゼーションの違いによって、全波数  $n > 150$  の波数領域では最大 80% 程度エネルギー密度に違いが生じることを示した。このことは、この波数領域の  $n^{-\frac{5}{3}}$  のスペクトル形成において、積雲対流に伴うエネルギー生成が重要な役割を果たしている事を示唆する。

### 参考文献

- Boer, G. J., and T. G. Shepherd, Large-Scale Two-Dimensional Turbulence in the Atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, 40, 164–184, 1983
- Charney, J. G., Geostrophic Turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 28, 1087–1095, 1971
- Emanuel, K. A. and M. Živković-Rothman, Development and evaluation of a convection scheme for use in climate models. *J. Atmos. Sci.*, 56, 1766–1782, 1999
- Gage, K. S., Evidence for a  $k^{-\frac{5}{3}}$  Law Inertial Range in Mesoscale Two-Dimensional Turbulence, *J. Atmos. Sci.*, 36, 1950–1954, 1979
- Nastrom, G. D., and K. S. Gage, A Climatology of Atmospheric Wavenumber Spectra of Wind and Temperature Observed by Commercial Aircraft, *J. Atmos. Sci.*, 42, 950–960, 1985
- Koshyk, J. N., and G. J. Boer, Parameterization of Dynamical Subgrid-Scale Processes in a Spectral GCM, *J. Atmos. Sci.*, 52, 965–976, 1995
- Koshyk, J. N., and K. Hamilton, The Horizontal Kinetic Energy Spectrum and Spectral Budget Simulated by a High-Resolution Troposphere-Stratosphere-Mesosphere GCM, *J. Atmos. Sci.*, 58, 329–348, 2001
- Koshyk, J. N., K. Hamilton, and J. D. Mahlman, Simulation of the  $k^{-\frac{5}{3}}$  Mesoscale spectral regime in the GFDL SKYHI General Circulation Model, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 843–846, 1999
- Tung, K. K., and W. W. Orlando, The  $k^{-3}$  and  $k^{-\frac{5}{3}}$  Energy Spectrum of Atmospheric Turbulence: Quasigeostrophic Two-Level Model Simulation, *J. Atmos. Sci.*, 60, 824–835, 2003
- VanZandt, T. E., A Universal Spectrum of Buoyancy Waves in the Atmosphere, *Geophys. Res. Lett.*, 9, 575–578, 1982