

## MIMに基づく大気エネルギーサイクルの将来変化

菅野 湧貴（電力中央研究所）、岩崎 俊樹（東北大学）

### 1. はじめに

大気エネルギーサイクルは、大気の力学と熱力学を統一的に解釈する手法であり、大気の熱や角運動量輸送と密接に結びつく。運動エネルギーと有効位置エネルギーを東西平均成分とそこからのずれにあたる渦成分に分解することで、Lorenz (1955)は4boxのエネルギーダイアグラムを提案した。地球温暖化によって、4box間のエネルギー変換は弱化的ることが指摘されている (e.g., Veiga and Ambrizzi, 2013)。しかし、オイラー平均に基づくローレンツのエネルギーサイクルは中高緯度の大気循環を説明する波と平均流の相互作用を扱うことができないために、一部のエネルギー変換項の物理的解釈が困難である。波と平均流の相互作用に立脚する大気大循環の診断手法として、温位面での質量重み付き帯状平均 (MIM) 法が提案された (Iwasaki, 1989)。MIM法のエネルギーサイクルはローレンツのものとは異なり、3つのboxから構成されるカスケード型のエネルギーサイクルである。本研究は、第5期結合モデル相互比較計画 (CMIP5) から12の気候モデルに対してMIM法の大気エネルギーサイクルの将来変化を明らかにし、そのメカニズムを考察する。なお本研究は投稿中の論文 Kanno and Iwasaki (2022)に基づく。

### 2. 利用データと解析手法

CMIP5から、CanESM2、CNRM-

CM5、GFDL-CM3、GFDL-ESM2M、GFDL-ESM2G、HadGEM2-ES、IPSL-CM5B-LR、MIROC5、MIROC-ESM、MIROC-ESM-CHEM、MRI-CGCM3、NorESM1-Mの12の気候モデルの6時間間隔のモデル面上の出力結果を利用した。各モデルの出力結果から東西風、南北風、気温、地上気圧を解析に利用した。ジオポテンシャル高度は静水圧の式を用いて導出した。非断熱加熱率は、温位の全微分の式を用いて導出した。全微分計算時に使用する鉛直速度は連続の式より導出した。12の気候モデルのRCP8.5実験の21世紀末の20年平均とヒストリカル実験の20世紀末の20年平均の比較から、将来変化を明らかにする。本研究は6月から8月 (JJA) と12月から2月 (DJF) を解析の対象とする。将来変化の解析の前に、ヒストリカル実験とJRA-55再解析との比較から、12の気候モデルは大気エネルギーサイクルをよく再現することを確認している。

大気エネルギーサイクルの解析にはMIM

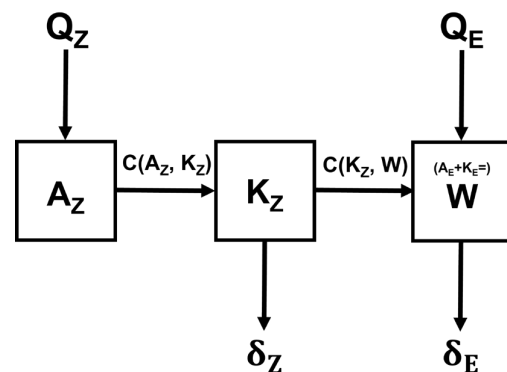


図1 MIM法の大気エネルギーサイクルのダイアグラム。Kanno and Iwasaki (2022)に加筆。

法を用いた。図1にMIM法における大気エネルギーサイクルを示す。MIM法では、渦有効位置エネルギー ( $A_E$ ) と渦運動エネルギー ( $K_E$ ) の間のエネルギー変換が地衡流調節に伴い絶えず現れるため、これら2つをまとめて波動エネルギー ( $W$ ) と呼ぶ。MIM法では、温位面に沿って東西平均するため、ローレンツのエネルギーサイクルに見られた平均有効位置エネルギー ( $A_Z$ ) から  $A_E$  への変換がなくなる代わりに、平均運動エネルギー ( $K_Z$ ) から  $A_E$  への変換が現れる。それにより、MIM法では  $A_Z$  から  $K_Z$  を経由して  $W$  へと変換されるカスケード型のエネルギーダイアグラムが得られる。MIM法におけるエネルギーサイクルの定式化は Uno and Iwasaki (2001) を参照されたい。ここでは、エネルギー変換項についてのみ記述する。各エネルギー変換項は次式で表現される。

$$C(A_Z, K_Z) = -\frac{\overline{v^*}}{a} \left( \frac{\partial \Phi_T}{\partial \phi} \right)_{z_T} \quad (1)$$

$$C(K_Z, W) = -\frac{\overline{u^*}}{a \rho_0 \cos \phi} \nabla \cdot \mathbf{F} + \varepsilon \quad (2)$$

ここで、 $\overline{v^*}$  は温位面での質量荷重付き東西平均、 $\mathbf{F}$  はエリアッセン・パルムフラックス、 $\varepsilon$  は南北流に関するエネルギー変換の2次的な効果を表す。(1)式は、子午面循環が南北温度傾度を解消する際に  $A_Z$  から  $K_Z$  への変換を表す。(2)は、E-Pフラックスの収束・発散によって平均流から波動エネルギーが生成されることを表す。波動エネルギーやその生成・変換項は Tanaka et al. (2004) に倣い定常成分と非定常成分へ分解する。

表1. 12モデル平均した全球エネルギーの将来変化

$\times 10^5 \text{ J/m}^2$	DJF	JJA
(%:現在気候に対する割合)		
$A_Z$	+0.82** (2.1%)	+0.32** (8.7%)
$K_Z$	+1.35** (14.6%)	+1.86** (20.1%)
$W$	-3.18** (-2.3%)	+0.04 (0.3%)

\*\*は95%の水準で統計的に有意な変化。

### 3. MIM法におけるエネルギーサイクルの将来変化

表1に全球積分したエネルギーの将来変化を示す。DJFとJJAともに、平均場のエネルギー ( $A_Z$ と $K_Z$ ) は将来統計的に有意に増加する。 $K_Z$ の増加はローレンツのエネルギーサイクルを用いた先行研究と整合的であり、熱帯対流圏上層の気温上昇と極域成層圏の寒冷化との温度風バランスで説明される。一方、 $A_Z$ の増加はローレンツのエネルギーサイクルを用いた先行研究とは逆の結果である (e.g., Veiga and Ambrizzi, 2013)。これは、ローレンツのエネルギーサイクルで用いられる  $A_Z$  がMIM法の  $A_Z$  の近似であることに由来する。 $A_Z$ の増加傾向は、熱帯対流圏上層の気温上昇が作る  $A_Z$  増加が極域対流圏下層の気温上昇が作る  $A_Z$  の減少を上回ることを意味する。

全球積分した波動エネルギーの将来変化は季節によって異なる (表1)。DJFでは統計的に有意に減少する。これは主に冬半球側、つまり北半球に由来しており、冬季北半球における波動エネルギー減少の約70%

表2 12モデル平均したエネルギー変換項の将来変化。

$W/m^2$	DJF	JJA
$Q_Z$	-0.138**	-0.064**
$C(A_Z, K_Z)$	-0.127**	-0.085
$C(K_Z, W)$	-0.119**	-0.105**
$Q_E$	+0.027*	+0.075**

\*\*は95%統計的に有意な変化。

\*は95%統計的に有意な変化。

がその定常成分の減少によって説明される。波動エネルギーの定常成分の減少は、冬季のモンスーン循環の弱化を示唆する。一方、JJAでは波動エネルギーは僅かに増加する。これは、南半球において、波動エネルギーの定常成分の統計的に有意な減少傾向と非定常成分の統計的に有意な増加傾向が打ち消し合うためである。冬季南半球における非定常成分の増加は中高緯度における低気圧活動の強化を示唆する。

次に、各エネルギー-box間のエネルギー変換項の将来変化を表2に示す。MIM法のエネルギーサイクルにおけるエネルギーの主要な流れ( $Q_Z$ で生成され、 $A_Z$ から $K_Z$ へ、そして $K_Z$ から $W$ へ変換)は統計的に有意に減少する。一方、非断熱加熱に伴う波動エネルギーの生成( $Q_E$ )は有意に増加する。大気中の水蒸気量の増加に伴い、凝結加熱が大きくなることが主要因と考えられる。これは特に冬季南半球で顕著である。

波動エネルギーの将来変化はその変換や生成項とどのような関係にあるのだろうか

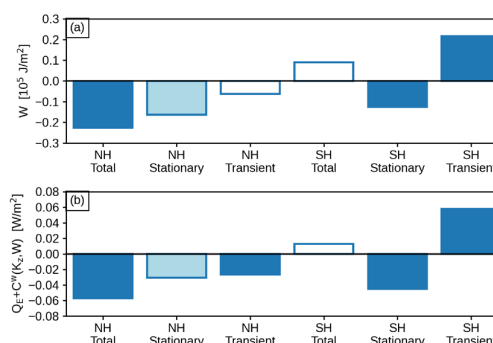


図2 冬季北半球と冬季南半球における(上段)波動エネルギー、(下段)波動エネルギーの流入( $Q_E+C(K_Z, W)$ )の12モデル平均の将来変化。濃い(薄い)青色は95(90)%有意なを表す。Kanno and Iwasaki (2022)より引用。

か。図2に冬半球における12モデル平均の波動エネルギーの将来変化とそのエネルギー流入( $Q_E+C(K_Z, W)$ )の将来変化を示す。定常・非定常の各成分で両半球ともに $W$ の将来変化とエネルギー流入の将来変化の符号が一致している。このような変化の符号の一致は、 $Q_E$ のみや $C(K_Z, W)$ のみでは見られない(図省略)。この結果は、波動エネルギーの将来変化の理解には、波と平均流の相互作用に由来する力学的エネルギー変換 $C(K_Z, W)$ と非断熱加熱に伴うエネルギー生成の両方を定量的に知ることが不可欠であることを示唆する。このような関係は各モデルについても見られる(図省略)。

#### 4. エネルギー変換項の将来変化の力学的要因。

MIM法におけるエネルギー変換項は波と平均流の相互作用に基づいている。波による平均流への強制の変化からエネルギー変換項の変化の要因を解釈する。図3にEP

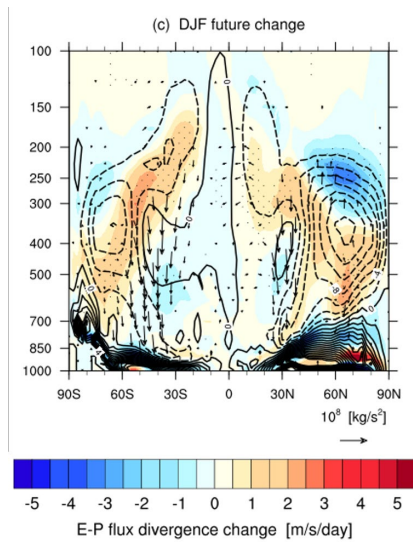


図3 12モデル平均したEPフラックス(ベクトル)とその発散・収束(色)の将来変化。等値線はEPフラックスの現在気候平均値。Kanno and Iwasaki (2022)より引用。

フラックスとその発散・収束の将来変化を示す。冬季北半球の中緯度では、EPフラックスの鉛直成分の弱화에伴い、対流圏下層でのEPフラックス発散と対流圏上層でのEPフラックスの収束が弱化している。

(1)式より、このEPフラックスの発散・収束の弱화가、 $C(K_z, W)$ の弱化をもたらす。一方、EPフラックスの発散・収束の弱化は、波駆動である中高緯度の直接循環を弱化させる。(2)式より、この中高緯度の直接循環の弱화가 $C(A_z, K_z)$ の弱化をもたらす。EPフラックスの鉛直成分は傾圧的な波による運動量輸送を表すことから、傾圧不安定によるエネルギー変換が弱化していると考えられる。傾圧不安定波の弱化は、Maximum Eady Growth rateの減少からも示唆される(図省略)。

## 5. まとめ

MIM法を用いて、CMIP5の12のモデルにおける大気エネルギーサイクルの将来変化を解析した。RCP8.5実験の21世紀末とヒストリカル実験の20世紀末との比較から、平均場のエネルギーの増加、冬季北半球における波動エネルギーの減少、冬季南半球における波動エネルギーの僅かな増加が明らかになった。また、エネルギー変換は将来統計的に有意に減少する。MIM法におけるエネルギー変換項は波と平均流の相互作用に関係しており、中高緯度における傾圧波の活動の弱화가エネルギー変換の弱化をもたらすことが明らかになった。波動エネルギーは、そのエネルギー流入項と将来変化の符号が一致している。これは、波と平均流の相互作用と関係する力学的エネルギー変換と非断熱加熱の2つの変化を定量的に理解することが、波動エネルギーの変化の理解に重要であることを示唆する。

## 参考文献

- Iwasaki (1989), *JMSJ*, 67(2), 293-312.
- Kanno and Iwasaki (2022), under review.
- Lorenz (1955), *Tellus*, 7(2), 157-167.
- Tanaka et al. (2004), *JAS*, 61(19), 2370-2383.
- Uno and Iwasaki (2001), *JAS*, 63(12), 3277-3295.
- Veiga and Ambrizzi (2013), *Adv. Meteorol.*, 1-13.