

水惑星における大気南北熱輸送の 太陽定数依存性

人見祥磨

学籍番号：20203069

北海道大学 大学院理学院 宇宙理学専攻
地球流体研究室 修士 2 年

指導教員：石渡正樹

2022 年 1 月 26 日

概要

目次

| | | |
|-------|------------------------------|----|
| 第 1 章 | はじめに | 2 |
| 第 2 章 | モデルの概要 | 3 |
| 2.1 | 系の設定と基礎方程式 | 3 |
| 2.2 | 実験設定 | 4 |
| 第 3 章 | 実験結果 | 6 |
| 3.1 | $S = 1366 \text{ W/m}^2$ の結果 | 6 |
| 3.2 | ??? の太陽定数依存性 | 6 |
| 3.3 | 南北熱輸送の太陽定数依存性 | 7 |
| 第 4 章 | 結論 | 17 |
| 第 5 章 | 謝辞 | 18 |
| 第 6 章 | 参考文献リスト | 19 |

第 1 章 はじめに

暴走温室状態は地球型惑星の多様な気候を理解するのに重要な概念である。1 次元放射対流平衡モデルを用いた過去の研究により、海洋を持つ惑星の大気上端から射出される外向き赤外放射 (OLR) には上限が存在することが知られている (Nakajima *et al.* 1992)。Nakajima *et al.* は、灰色大気をもつ 1 次元放射対流平衡モデルで実験を行い、OLR に上限があることを示した。そして Ishiwatari *et al.* 2002 ではそれを発展させて、非灰色大気を持つ全球モデルを用いて実験を行い、そのモデルでも OLR に上限があることを示した。灰色 3 次元モデルでは、太陽定数が増大して、熱の供給の南北勾配が大きくなっても、潜熱によって熱が南北に輸送される効果が大きくなり、OLR が南北に一様になるということも示した。

しかし一方で、非灰色の 3 次元モデルを用いた実験し、それについて考察をしっかりと行った論文は無い状況であった。そこで、私の研究では、非灰色の 3 次元全球モデルを用いて実験を行い、考察する。特に、太陽定数が大きくなる時に、南北熱輸送の増加は何によって引き起こされるかを考察する。水惑星が暴走温室状態になる直前には、Ishiwatari *et al.* 2002 が示したように、大気の状態が南北に均一化されている。大気の状態が南北に均一になるためには、南北に熱が輸送されることが肝要である。であるから、南北熱輸送が何によって引き起こされるかを明らかにすることで、暴走温室状態に関する理解を深めることができると期待できる。

表 2.1: 記号表

| | | | |
|--------------------|---------------|---|---------|
| φ, λ | 緯度経度 | $\zeta := \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial V}{\partial \lambda} - \frac{\partial U}{\partial \mu} \right)$ | 渦度 |
| $\sigma := p/p_s$ | σ 座標高度 | $\zeta := \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U}{\partial \lambda} + \frac{\partial V}{\partial \mu} \right)$ | 発散 |
| t | 時間 | u, v | 東西・南北風速 |
| $\pi := \ln[p_s]$ | | $(U, V) := (u \cos \varphi, v \cos \varphi)$ | |
| T | 気温 | \mathcal{D} | 水平拡散 |
| q | 比湿 | $\mathcal{D}'[v]$ | 摩擦熱 |
| a | 惑星半径 | | |

第 2 章 モデルの概要

2.1 系の設定と基礎方程式

3 次元球殻上の 3 次元球殻上の 3 次元球殻上の大気大循環モデル DCPAM₅ を用いて数値実験を行った。

連続の式 (2.1)、静水圧の式 (2.2)、運動方程式 (2.3), (2.4)、熱力学の式 (2.5)、水蒸気 (2.6) の式は以下の通りである。各記号の意味は表 2.1 に記した。

$$\frac{\partial \pi}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi = -D - \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma}, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT_v}{\sigma}, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial V_A}{\partial \lambda} - \frac{\partial U_A}{\partial \mu} \right) + \mathcal{D}[\zeta], \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U_A}{\partial \lambda} \right) - \nabla_\sigma^2 (\Phi + R\bar{T}\pi + KE) + \mathcal{D}[D], \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} = & -\frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial UT'}{\partial \lambda} + \frac{\partial VT'}{\partial \mu} \right) + T'D - \dot{\sigma} \frac{\partial T}{\partial \sigma} \\ & + \kappa T_v \left(\frac{\partial \pi}{\partial t} + \mathbf{v}_H \cdot \nabla_\sigma \pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right) + \frac{Q}{C_p} + \mathcal{D}[T] + \mathcal{D}'[v], \end{aligned} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{a} \left(\frac{1}{1-\mu^2} \frac{\partial U_q}{\partial \lambda} + \frac{\partial V_q}{\partial \mu} \right) + qD - \dot{\sigma} \frac{\partial q}{\partial \sigma} + S_q + \mathcal{D}[q]. \quad (2.6)$$

放射過程には地球用放射モデルを用いている。紫外・可視光・近赤外 (2600–57142.85 cm⁻¹) は

表 2.2: モデルパラメータの値

| モデルパラメータ | 値 |
|-----------|---|
| 惑星半径 | $a = 6.37 \times 10^7 \text{ m}$ |
| 自転角速度 | $\omega = 7.292 \times 10^{-5} / \text{s}$ |
| 重力加速度 | $g = 9.8 \text{ m/s}^2$ |
| 乾燥空気の気体定数 | $R_n = 287.1 \text{ J/kg/K}$ |
| 水蒸気の気体定数 | $R_v = 461.5 \text{ J/kg/K}$ |
| 乾燥空気の定圧比熱 | $c_{pn} = 1004 \text{ J/kg/K}$ |
| 水蒸気の定圧比熱 | $c_{pv} = 1810 \text{ J/kg/K}$ |
| 乾燥空気の分子量 | $m_n = 28.96 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$ |
| 水蒸気の分子量 | $m_v = 18.02 \times 10^{-3} \text{ kg/mol}$ |
| 水の潜熱 | $L = 2.50 \times 10^6 \text{ J/kg}$ |
| 海のアルベド | $A = 0.1$ |

$1000\text{--}57142.85 \text{ cm}^{-1}$ を 11 バンドに分割 (Chou and Lee, 1996) し、 δ -Eddington 近似した放射伝達方程式により計算をする (Toon *et al.*, 1989)。H₂O の透過率は Chou and Lee (1996) による k 分布法のパラメータを利用して計算する。雲の消散係数、単一散乱アルベド、非対称因子は Chou *et al.* (1998) の値を使用する。レイリー散乱係数と O₃ の吸収係数は Chou and Lee (1996) の値を使用する。赤外 ($0\text{--}3000 \text{ cm}^{-1}$) は Chou *et al.* (2001) に従って 9 バンドに分割し、散乱を無視した放射伝達方程式により計算する。H₂O, CH₄, N₂O の透過率は Chou *et al.* (2001) の方法に基づき計算し、CO₂ の低高度の透過率は Chou *et al.* (2001)、高高度の透過率は Chou and Kouvaris (1991) の方法に基づいて、O₃ の透過率は Chou and Kouvaris (1991) の方法に基づいて計算する。雲の消散係数、単一散乱アルベド、非対称因子は Chou *et al.* (2001) の値を使用する。

サブグリッドスケールの混合・凝縮に関して、乱流混合は ??? を使用する。また、Manabe *et al.* (1965) の乾燥対流調節スキームを用い、積雲対流調節に関しては Relaxed Arakawa-Schubert (Moorthi and Suarez, 1992) を使用する。

雲に関しては、移流・乱流混合・凝結による生成、定数時定数による消滅を考慮して雲水混合比を予報する。

2.2 実験設定

実験で用いたモデルパラメータの値を、表 2.2 に示す。本研究で行う計算の水平分解能は、三角形切断の T₄₂ に対応する、 128×64 であり、鉛直座標には σ 座標系を用い、その層数は 26 である。

表 2.3 に示す太陽定数で実験を行った。以後、各実験で与えた太陽定数の値に、S を前置したも

表 2.3: 実験を行った太陽定数の値

| | | | | | |
|------------------------------------|------|------|------|------|------|
| 太陽定数 S [W/m^2] | 1300 | 1500 | 1600 | 1800 | 2000 |
| 積分期間 [年] | 50 | 20 | 20 | 20 | 30 |
| 計算結果を示す年度 [年度] | 41 | 11 | 11 | 11 | 21 |

の実験名とする。

初期状態は、どの太陽定数においても、静止・等温 (280 K) ・比湿は 0 で一様とした。

第 3 章 実験結果

3.1 計算結果が平衡状態であるか

各実験での全球平均外向き赤外放射 (OLR) と全球平均入射短波放射 (OSR) の全球平均の時系列図を図 ?? に示す。この図を見ると、S1366 から S1800 の太陽定数では、おおよそ 10 年以上積分をすることで、全球平均 OLR と OSR がほぼ一致して、大気の状態が平衡になっていることがわかる。一方で、S2000 では、全球平均 OLR が激しく変動していて、この図からは平衡状態に達しているかは判断できない。

次に、各実験での OLR の東西平均を図 ?? に、地表面温度の東西平均を図 ?? に示す。この図を見ると、灰色大気・雲なしのモデルで Ishiwatari *et al.* (2002) が結論したように、非灰色大気・雲ありのモデルでも、太陽定数が増大したときに、OLR の南北分布が一様になることが見て取れる。

3.2 ??? の太陽定数依存性

3.3 南北熱輸送の太陽定数依存性

$\bullet' = \bullet - \bar{\bullet}$ 、 $\bullet^* = \bullet - [\bullet]$ 、 $\bar{\bullet}$ は時間平均、 $[\bullet]$ は東西平均

$$\begin{aligned} [\bar{x}\bar{v}] &= \overline{(\bar{x} - x')(\bar{v} - v')} \\ &= [\bar{x}\bar{v} + \bar{x}'\bar{v} + \bar{x}\bar{v}' + \bar{x}'\bar{v}'] \\ &= [\bar{x}\bar{v}] + [\bar{x}'\bar{v}] + [\bar{x}\bar{v}'] + [\bar{x}'\bar{v}'] \\ &= [\bar{x}\bar{v}] + [\bar{x}'\bar{v}'] \\ &= \overline{([\bar{x}] + x^*)([\bar{v}] + v^*)} + [\bar{x}'\bar{v}'] \\ &= [([\bar{x}] + \bar{x}^*)([\bar{v}] + \bar{v}^*)] + [\bar{x}'\bar{v}'] \\ &= [[\bar{x}][\bar{v}]] + [\bar{x}^*[\bar{v}]] + [[\bar{x}]\bar{v}^*] + [\bar{x}^*\bar{v}^*] + [\bar{x}'\bar{v}'] \\ &= [\bar{x}][\bar{v}] + [\bar{x}^*\bar{v}^*] + [\bar{x}'\bar{v}'] \end{aligned} \tag{3.1}$$

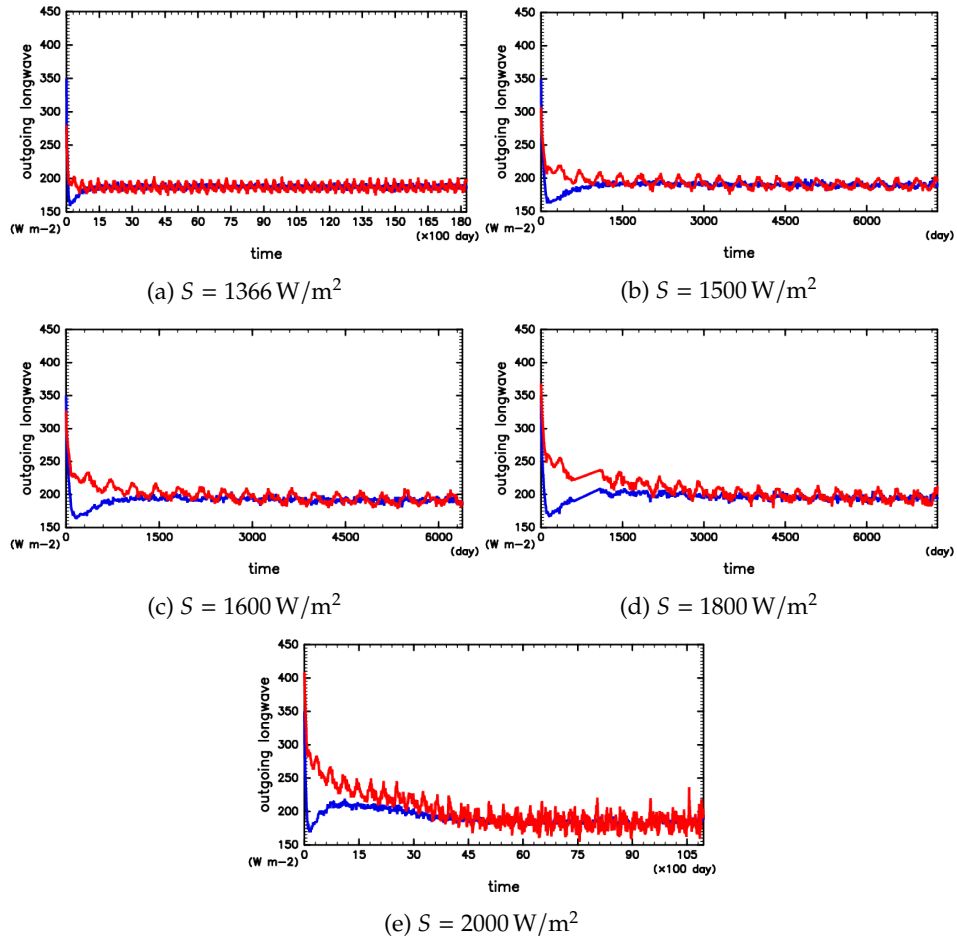


図 3.1: 各実験での全球平均した OLR (赤線) と OSR (青線) の時系列変化

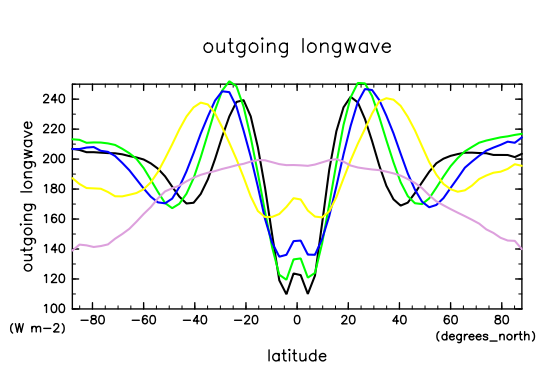


図 3.2: 各実験での OLR の東西平均。それぞれ、黒線: S_{1366} ; 緑線: S_{1500} ; 青線: S_{1600} ; 黄線: S_{1800} ; 桃線: S_{2000} の結果である。

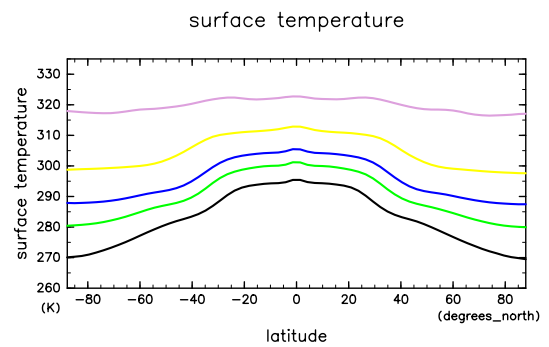


図 3.3: 各実験での地表面温度の東西平均。それぞれ、黒線: S_{1366} ; 緑線: S_{1500} ; 青線: S_{1600} ; 黄線: S_{1800} ; 桃線: S_{2000} の結果である。

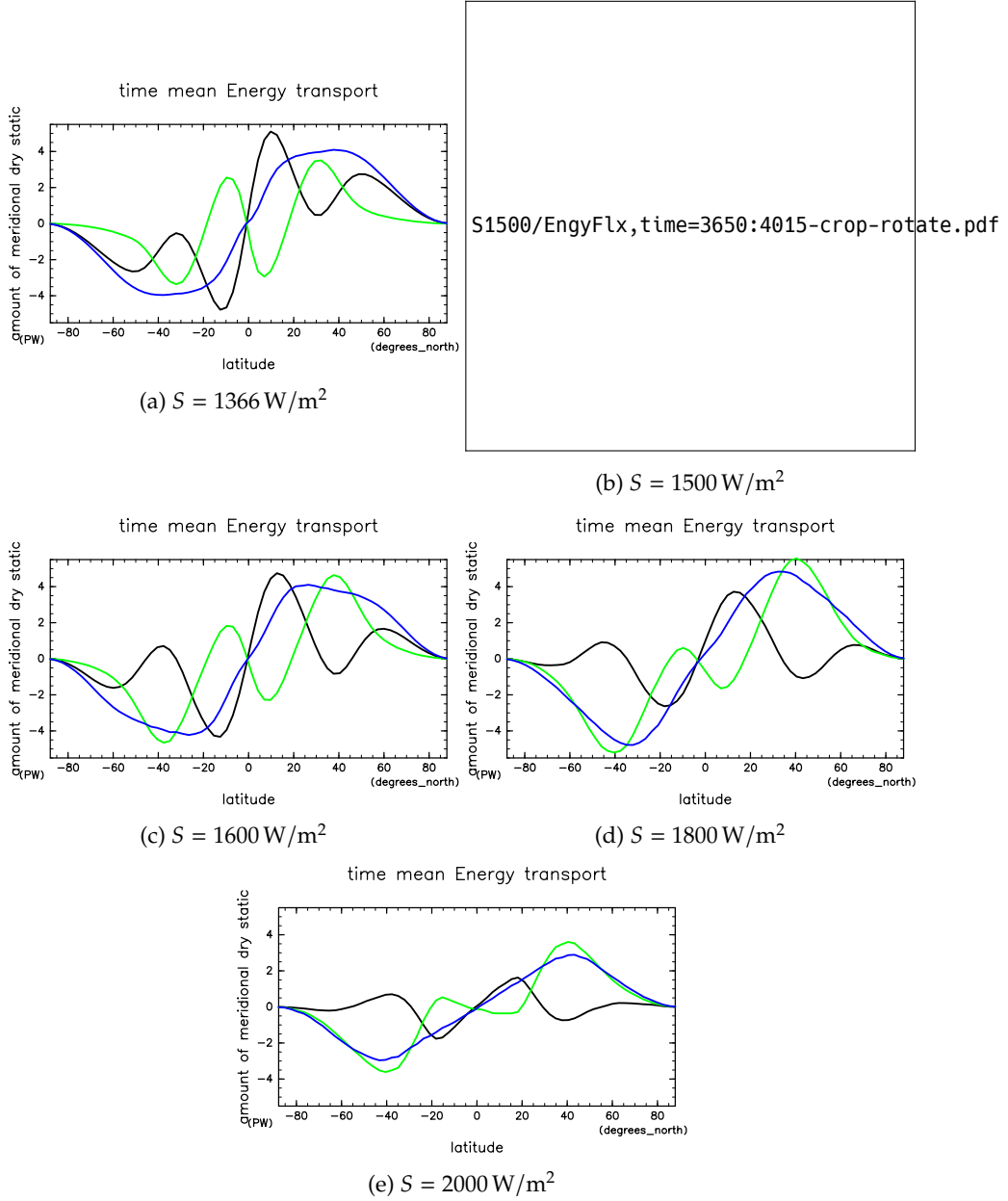


図 3.4: 各実験での南北熱輸送量。緑線が全輸送量、黄線が東西時間平均輸送量、桃線が steady eddy transport、青線が transient eddy transport。

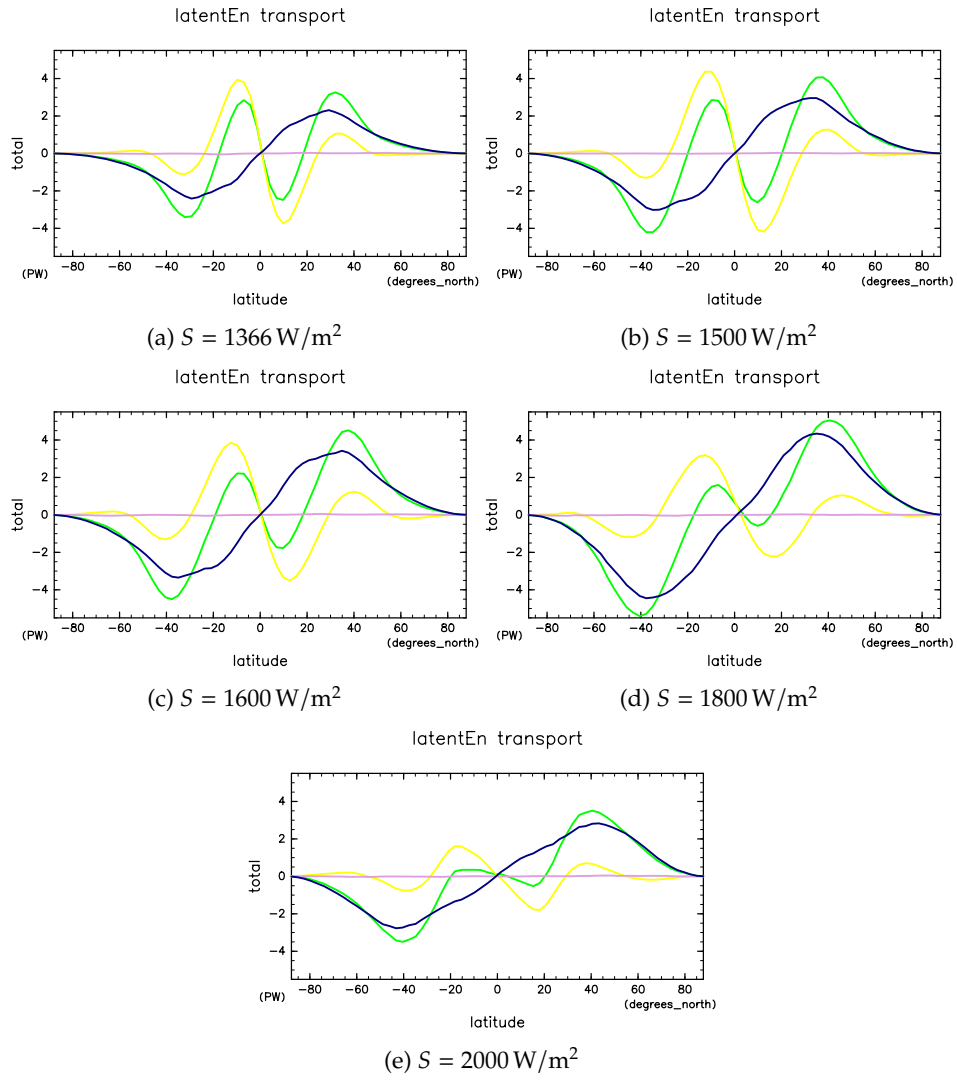


図 3.5: 各実験での潜熱輸送。緑線が全輸送量、黄線が東西時間平均輸送量、桃線が steady eddy transport、青線が transient eddy transport。

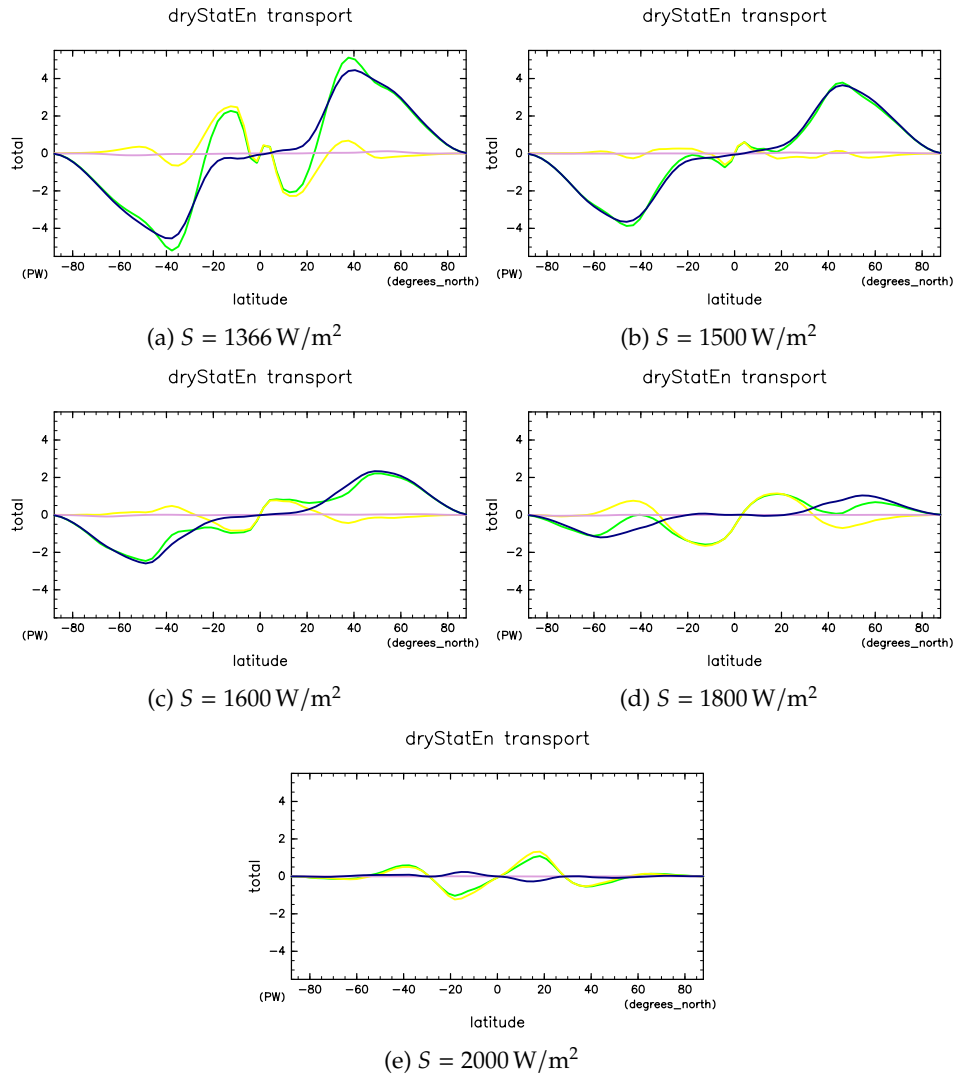


図 3.6: 各実験での乾燥静的エネルギー輸送。緑線が全輸送量、黄線が東西時間平均輸送量、桃線が steady eddy transport、青線が transient eddy transport。

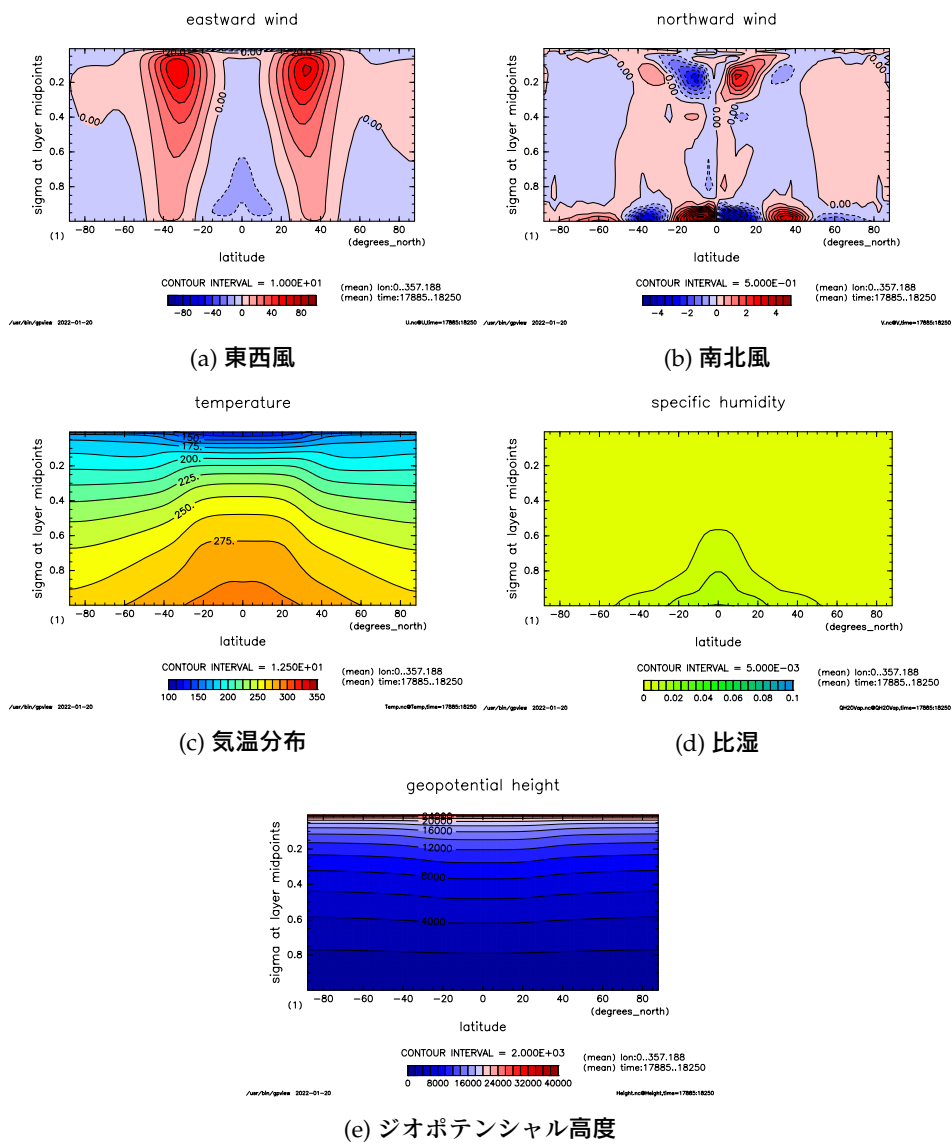


図 3.7: $S = 1366 \text{ W/m}^2$ の結果

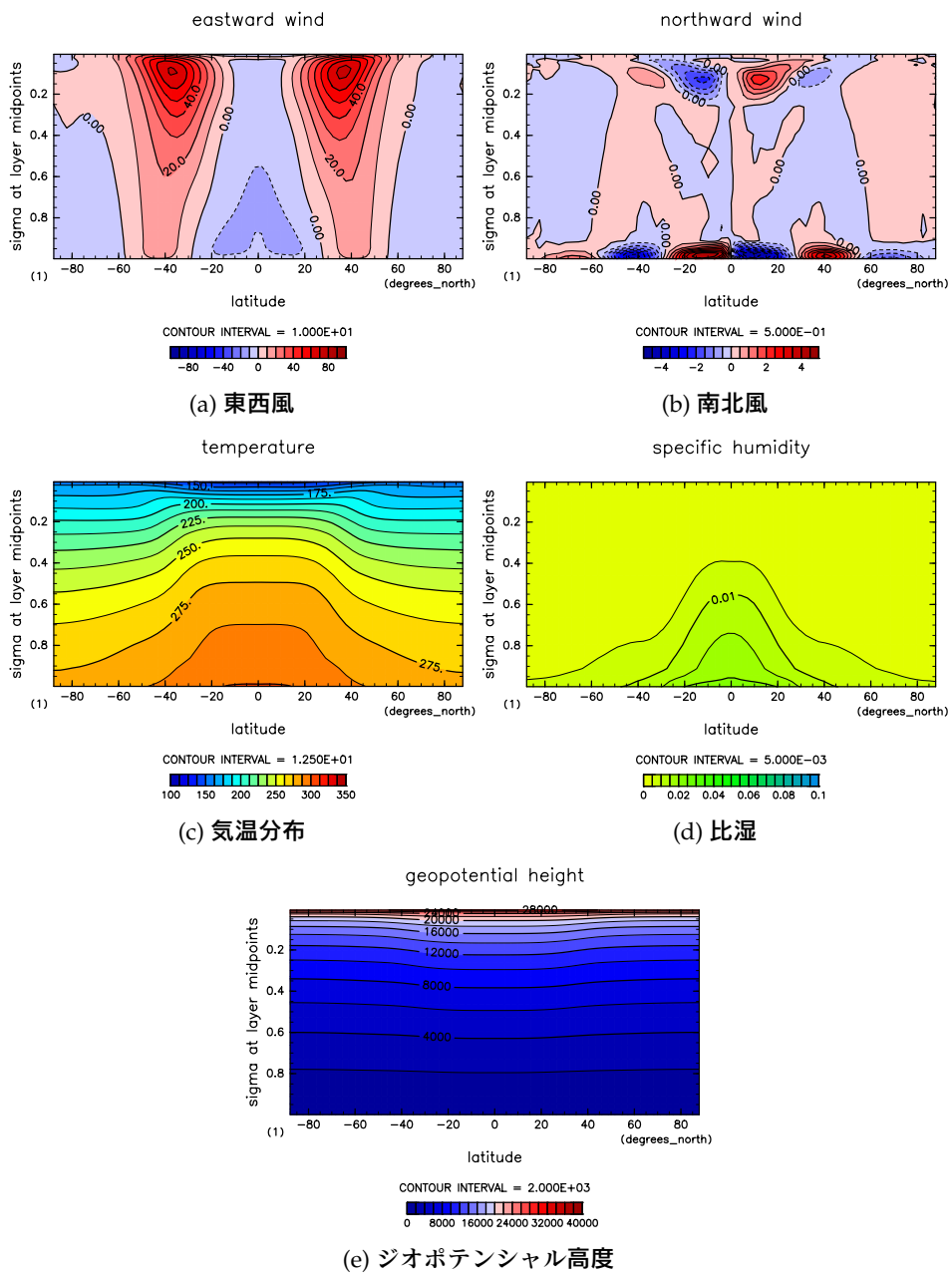


図 3.8: $S = 1500 \text{ W/m}^2$ の結果

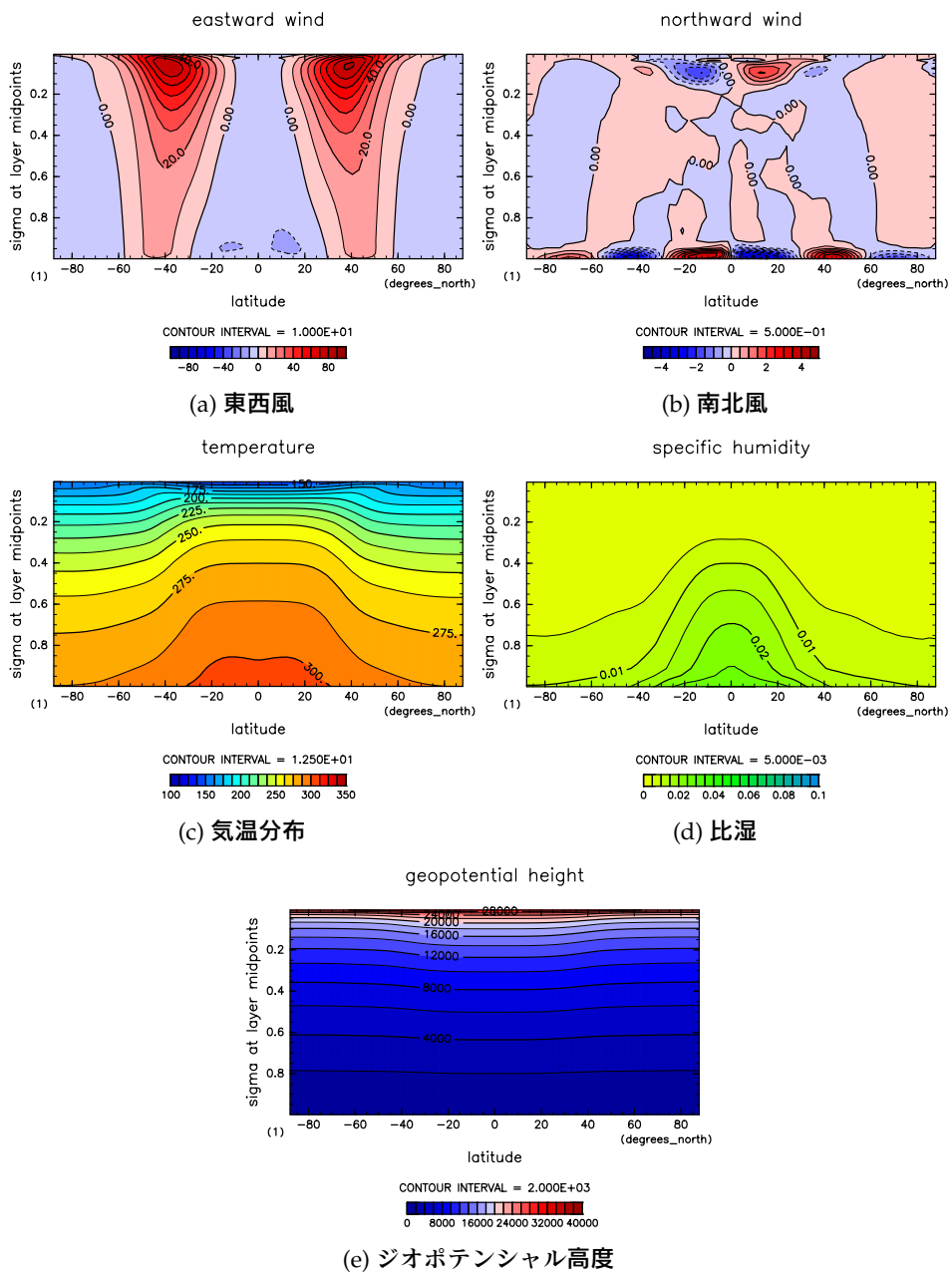


図 3.9: $S = 1600 \text{ W/m}^2$ の結果

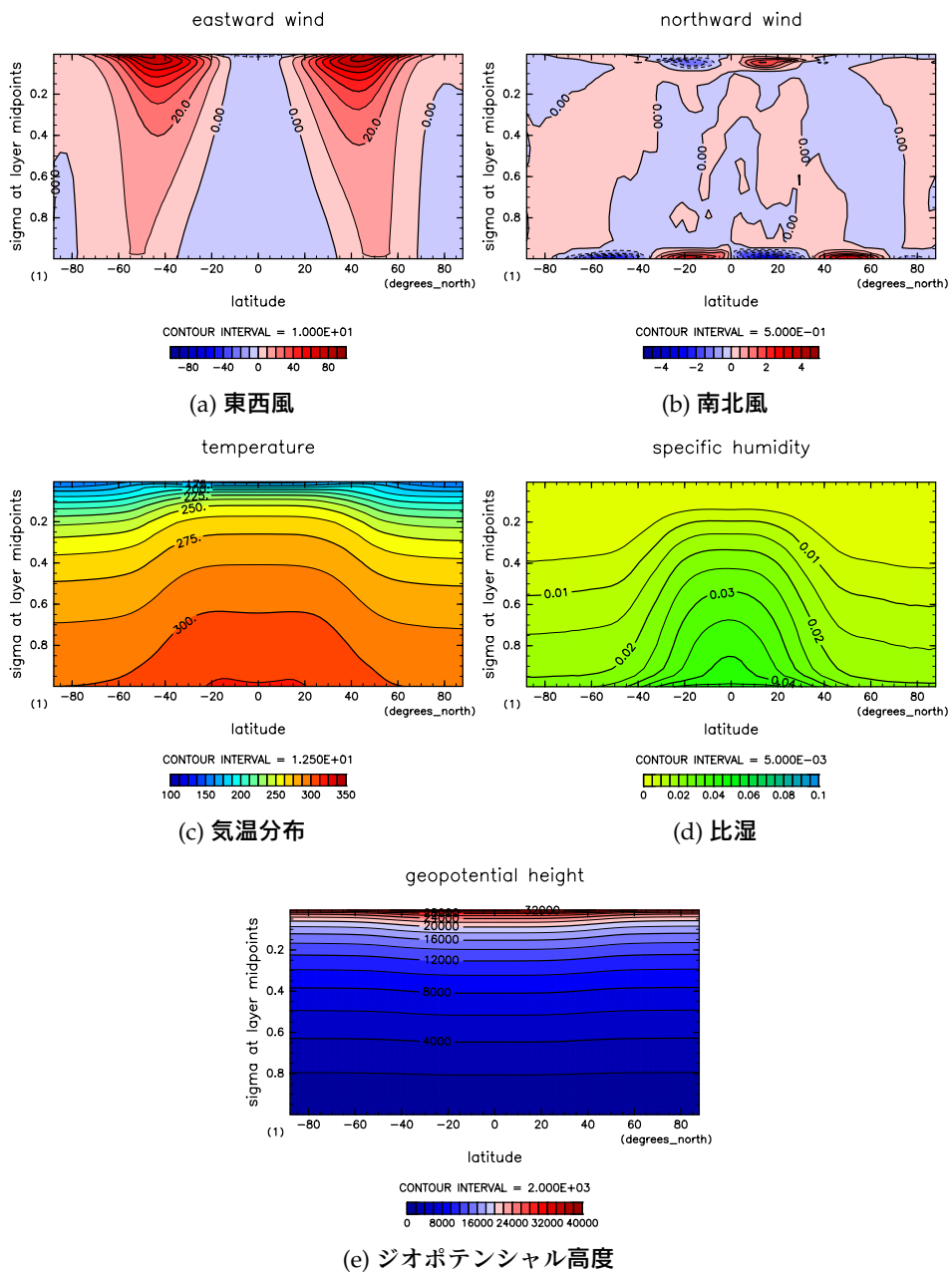


図 3.10: $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の結果

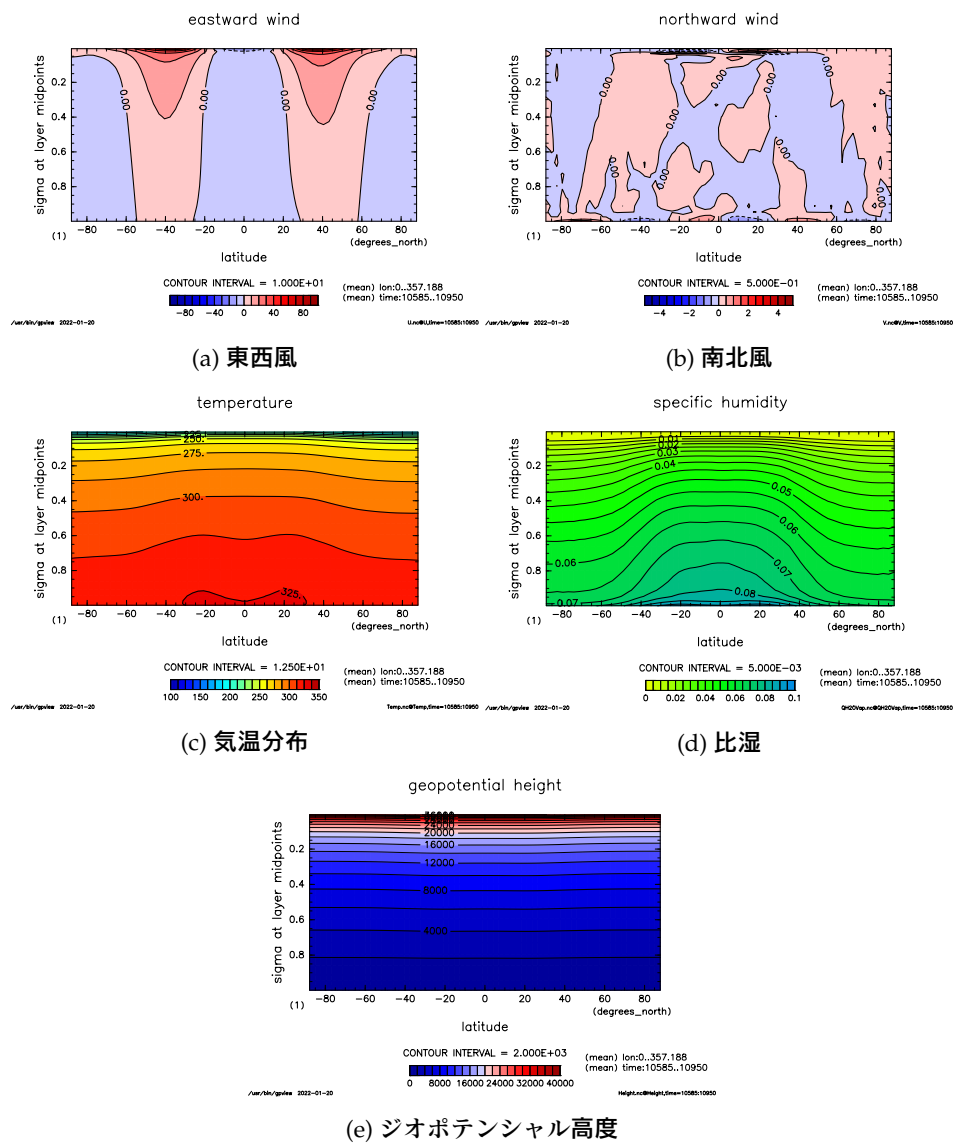


図 3.11: $S = 2000 \text{ W/m}^2$ の結果

第 4 章 結論

結論。

第 5 章 謝辞

謝辞。

第 6 章 参考文献リスト

参考文献。

表目次

| | |
|------------------|---|
| 2.1 記号表 | 3 |
| 2.2 モデルパラメータの値 | 4 |
| 2.3 実験を行った太陽定数の値 | 5 |

図目次

| | |
|---|----|
| 3.1 各実験での OLR（赤線）と OSR（青線）の時系列変化 | 6 |
| 3.2 各実験での地表面温度の子午面分布 | 7 |
| 3.3 各実験での地表面温度の子午面分布 | 8 |
| 3.4 各実験での南北熱輸送量。緑線が全輸送量、黄線が東西時間平均輸送量、桃線が steady eddy transport、青線が transient eddy transport。 | 9 |
| 3.5 各実験での潜熱輸送。緑線が全輸送量、黄線が東西時間平均輸送量、桃線が steady eddy transport、青線が transient eddy transport。 | 10 |
| 3.6 各実験での乾燥静的エネルギー輸送。緑線が全輸送量、黄線が東西時間平均輸送量、桃線が steady eddy transport、青線が transient eddy transport。 | 11 |
| 3.7 $S = 1366 \text{ W/m}^2$ の結果 | 12 |
| 3.8 $S = 1500 \text{ W/m}^2$ の結果 | 13 |
| 3.9 $S = 1600 \text{ W/m}^2$ の結果 | 14 |
| 3.10 $S = 1800 \text{ W/m}^2$ の結果 | 15 |
| 3.11 $S = 2000 \text{ W/m}^2$ の結果 | 16 |