

惑星小型化による
鉛直対流を解像した全球大気計算

流体地球物理学教育研究分野

市田春菜

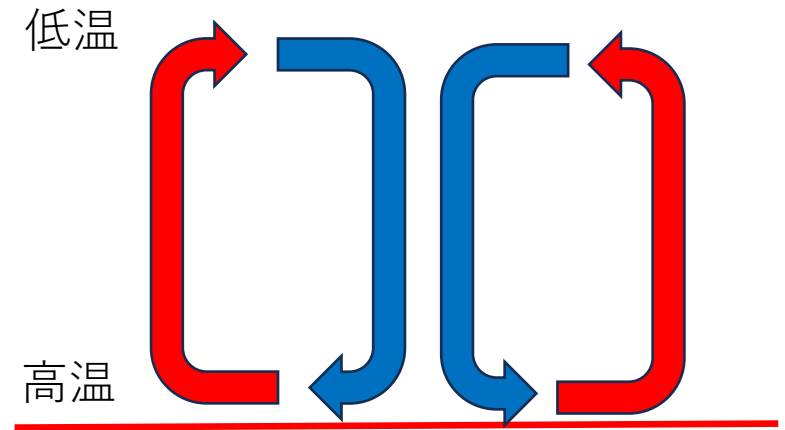
惑星小型化による鉛直対流を解像した全球大気計算 目次

1. はじめに
2. 使用したモデル
3. 実験1：大気大循環の熱ロスビー数依存性
4. 実験2：鉛直対流の表現
5. まとめ

はじめに：背景

- 火星大気では, 水平スケールが小さい鉛直対流が熱や運動量の主要な輸送過程である
- 鉛直対流：大気の鉛直温度差によりに空気塊が上昇と下降を続けることで発生

鉛直対流は水平スケールが数 km 以下と小さい, 全球大気モデルを用いて鉛直対流を解像しつつ実際の大きさの惑星を計算するには, 細かい格子点間隔で表面を覆う必要がある



鉛直対流のイメージ図

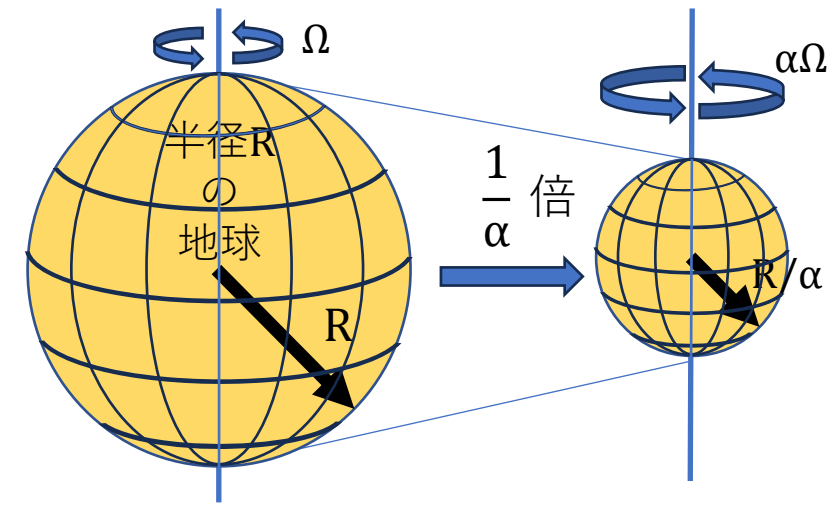
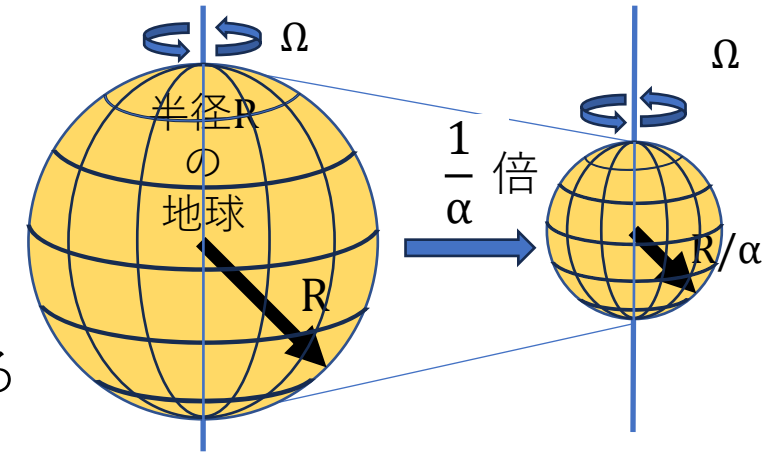
はじめに：背景

2/14

- 惑星を小型化することにより，格子点の数を固定したまま，格子点間隔を小さくすることができる，水平解像度を上げることができる
- 惑星半径を小さくするだけでは小型化前の惑星と異なる大気循環の構造ができてしまう。

• 熱ロスビー数 $\sim \frac{\text{移流}}{\text{コリオリ力}} = \frac{U}{2\Omega a} = \frac{R(\Delta T)_y}{(2\Omega a)^2}$

- 半径を $\frac{1}{\alpha}$ 倍，自転角速度 α 倍，加熱強制，摩擦の緩和時間を $\frac{1}{\alpha}$ 倍とする
- 小型化前の大気循環の構造を表現できると期待される



熱ロスビー数

$$R_o = \frac{U}{2\Omega a} = \frac{R(\Delta T)_y}{(2\Omega a)^2}$$

U ：風速， Ω ：自転角速度
 a ：惑星半径
 R ：気体定数， $(\Delta T)_y$ ：赤道極間の南北温度差

はじめに：惑星小型化の先行研究

- Kuang et al. (2005)
 - 熱ロスビー数を地球の値と同じにし, 三次元の雲解像モデル小型化する
- Semane and Bechtold (2015)
 - 熱ロスビー数を地球の値と同じにし, 湿潤大気における全球大気モデルを小型化する実験を行った
- Held and Suarez (1994) の設定を利用し, 地球条件における乾燥大気の理想化された系で実験し, 惑星小型化の大気大循環に対する影響を調べる
 - Held and Suarez (1994) :理想化した地球大気対流圏の大規模循環を計算することで, 大気モデルの力学コアを評価するための実験を提案
- 火星環境を念頭に置いた乾燥大気における対流が発生する計算

はじめに：目的

研究の目的

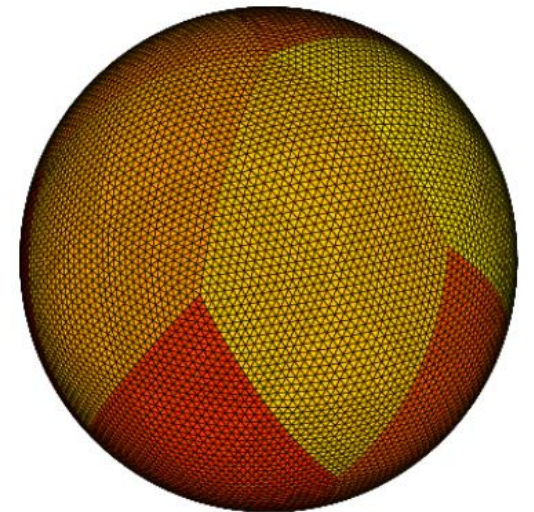
惑星半径を小さくしたことによる大気現象への影響，乾燥大気における鉛直対流を小型化惑星で表現できるかについて調べる

惑星小型化の有効性を調べるために、
よく知られている地球条件において
乾燥大気における惑星小型化実験を行う

実験方法：使用した大気モデル

SCALE Global Model (SCALE-GM) :
3次元全球非静力学大気モデル

- 理化学研究所計算科学研究センター (RIKEN R-CCS)を中心に開発が進められている基盤ライブラリである、SCALEライブラリを利用した全球大気モデル
- 力学コア
 - 格子システム：正20面体準一様格子
 - 方程式系：3次元完全圧縮非静力学方程式系



モデルの基礎方程式

6/14

- ・ 連続の式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0,$$

- ・ 運動量方程式

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \otimes \mathbf{v}) = -\nabla p - \rho g \hat{\mathbf{k}} - 2\rho \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{v} + \mathbf{F} ,$$

- ・ 熱力学方程式

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \nabla \cdot (h \rho \mathbf{v}) = \mathbf{v} \cdot \nabla p + q$$

ρ : 密度
 \mathbf{v} : 速度
 e : 内部エネルギー
 h : エンタルピー
 p : 圧力
 g : 重力加速度
 $\boldsymbol{\Omega}$: 地球の自転角速度
 $\hat{\mathbf{k}}$: 鉛直単位ベクトル
 \mathbf{F} : 摩擦
 q : 加熱
 C_v : 定積比熱
 C_p : 定圧比熱
 R_d : 乾燥大気の気体定数
 T : 気温

$$e = C_v T$$

$$h = C_p T$$

$$p = \rho R_d T$$

実験1.1 : Held and Suarez (1994) の追試

7/14

・パラメータ, 格子点間隔

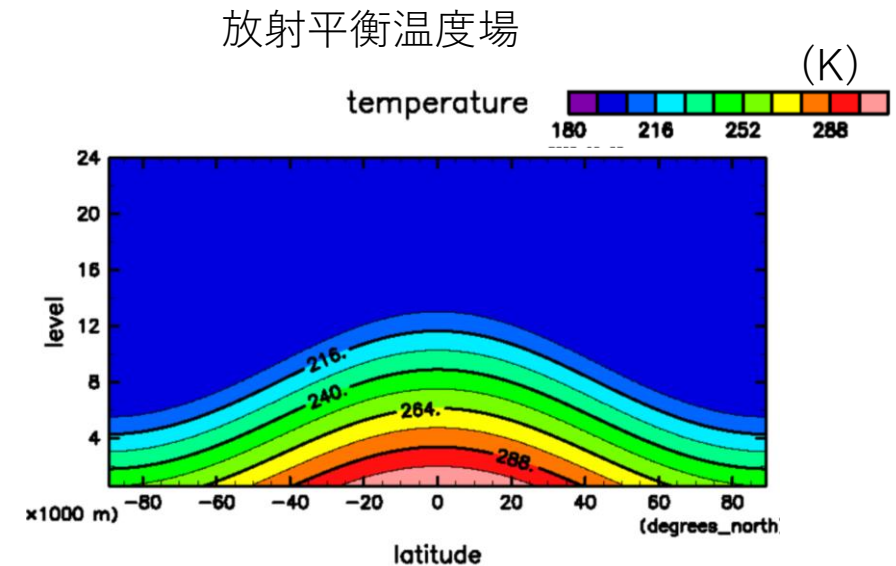
実験	半径	自転角速度	摩擦の時定数	加熱の時定数 1	加熱の時定数 2	熱ロスビー数	水平格子点間隔
	R ($\times 10^6$ m)	Ω ($\times 10^{-5}$ 1/s)	k_f ($\times 10^{-5}$ 1/s)	k_a ($\times 10^{-5}$ 1/s)	k_s ($\times 10^{-5}$ 1/s)	Ro_T	d (km)
1 倍	6.37122	7.292	1.6	0.029	0.29	0.02	223

実験条件

- ・放射過程：ニュートン冷却
- ・外力：レイリー摩擦

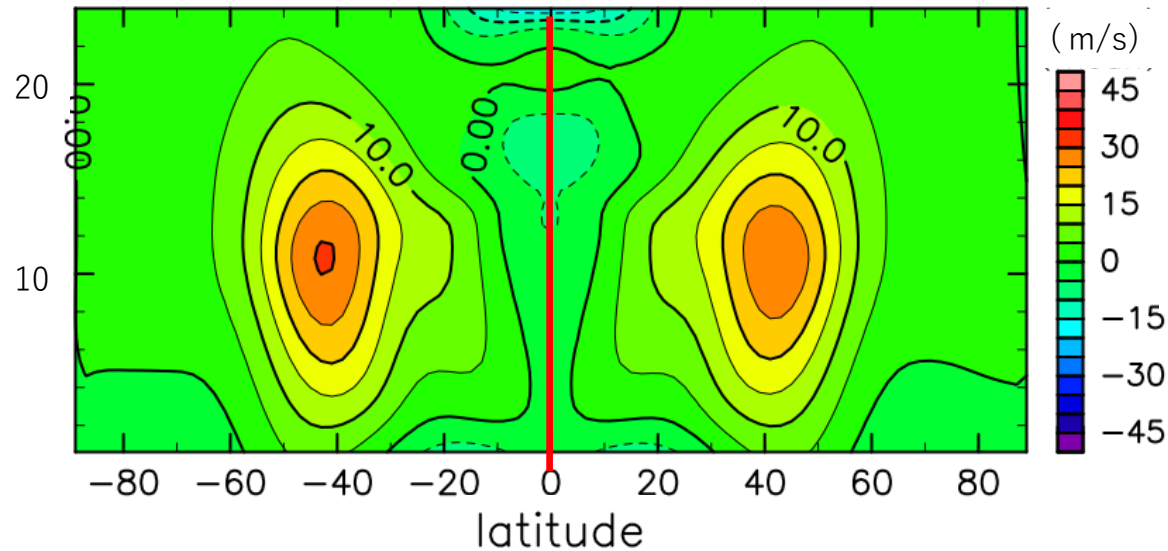
- ・鉛直方向の格子点間隔：600 m
- ・湿潤過程：なし
- ・地表面の起伏：なし
- ・初期条件：放射平衡温度場, 静止大気

- ・積分時間：惑星が 750 回転する時間
- ・解析時間：計算開始から400-750 回転の期間



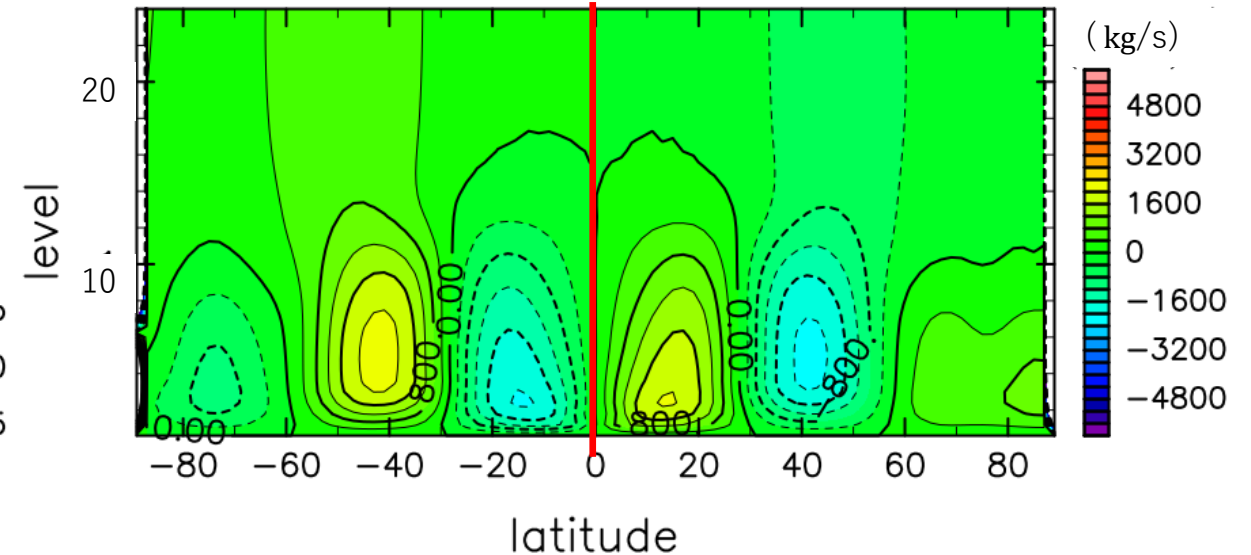
実験 1.1 : Held and Suarez 実験 (標準実験) 8/14

($\times 10^3$ m) (a) 東西風の東西平均子午面分布



(a)東西風：両半球 40 度高度 10 km 付近に偏西風が発生

($\times 10^3$ m) (b) 質量流線関数の東西平均子午面分布



(b)質量流線関数：両半球にハドレー循環, フェレル循環, 極循環が発生

実験1.2：惑星小型化実験

9/14

熱ロスビー数を固定する/しない場合の実験条件
半径を 1 倍, 1/2 倍, 1/4 倍, 1/10 倍, 1/16 倍, 1/32 倍と変化させ,
大規模な大気循環がどのように変化するか調べる

- ・パラメータ, 格子点間隔
 - ・熱ロスビー数を固定しない場合

実験	半径	自転角速度	摩擦の時定数	加熱の時定数	熱ロスビー数	水平格子点間隔
標準	1 倍	1 倍	1倍	1 倍	0.02	223
1/32 倍	1/32 倍	1 倍	1 倍	1 倍	20.38	7

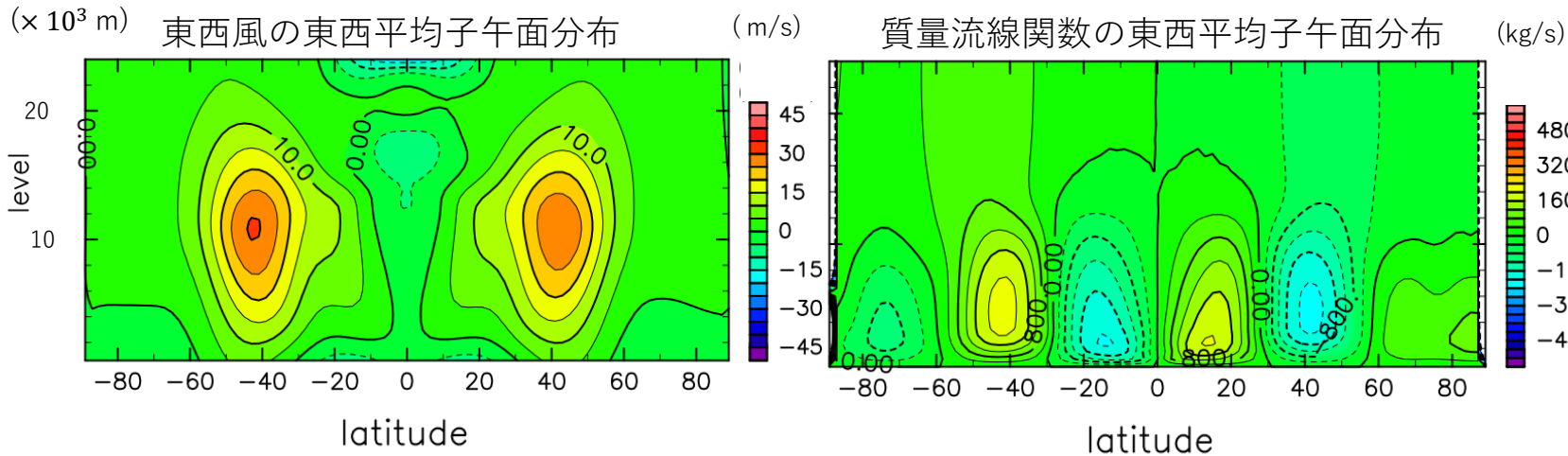
- ・熱ロスビー数を固定した場合

実験	半径	自転角速度	摩擦の時定数	加熱の時定数	熱ロスビー数	水平格子点間隔
標準	1 倍	1 倍	1倍	1 倍	0.02	223
1/32 倍	1/32 倍	32 倍	1/32 倍	1/32 倍	0.02	7

- ・実験条件は標準実験と同じ.

結果 1 熱ロスビー数を固定しない場合(350回転平均)

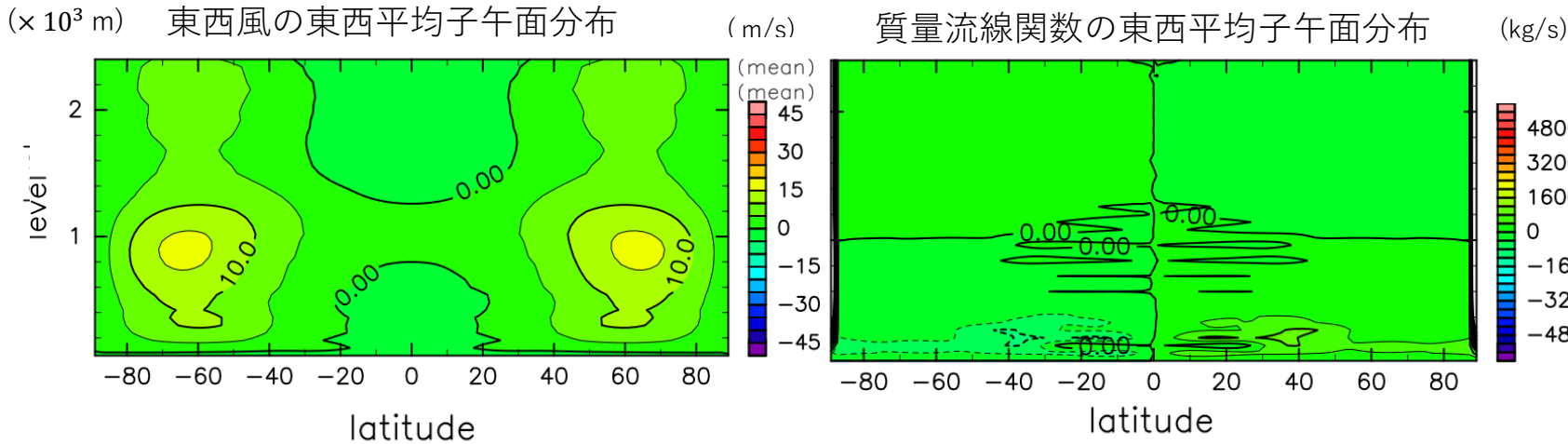
(a) 1a, 1Ω 実験 (熱ロスビー数 : 0.02)



東西風分布

- 偏西風が極側に移動,
- 西風極大値の風速が低下

(b) a/32, Ω 実験 (熱ロスビー数 : 20.38)



質量流線関数

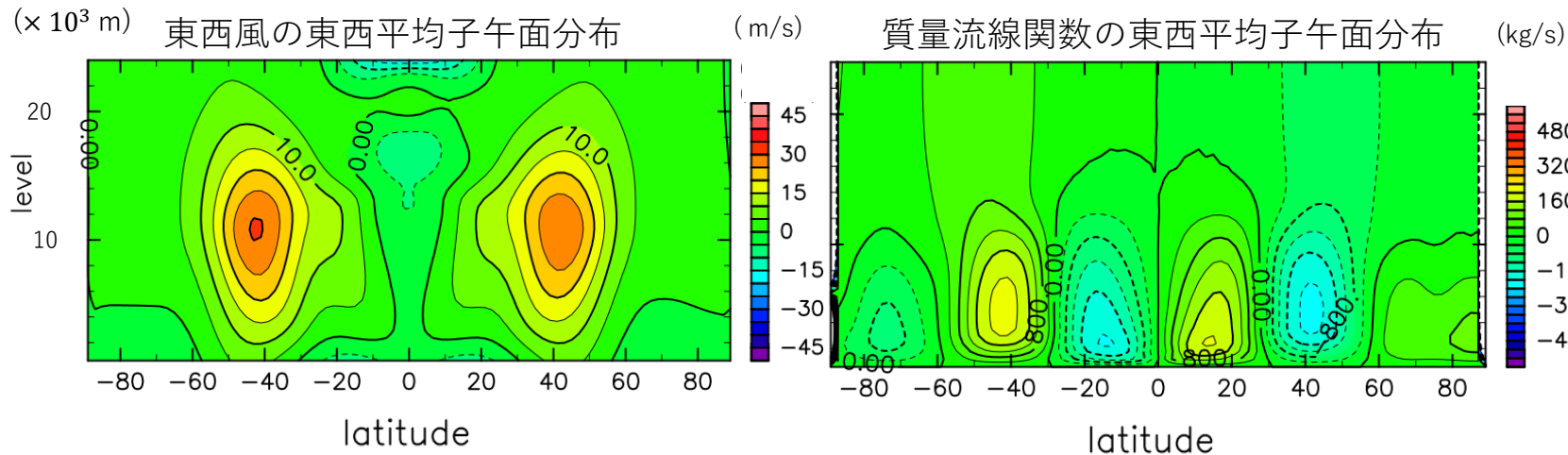
- 両半球にひとつずつの循環が形成

熱ロスビー数を固定しない小型化惑星では,
1a, 1Ω 実験と大きく異なる大規模な大気現象が発生する

結果 1 熱ロスビー数を固定した場合(350回転平均)

11/14

(a) 1a, 1Ω 実験 (熱ロスビー数: 0.02)

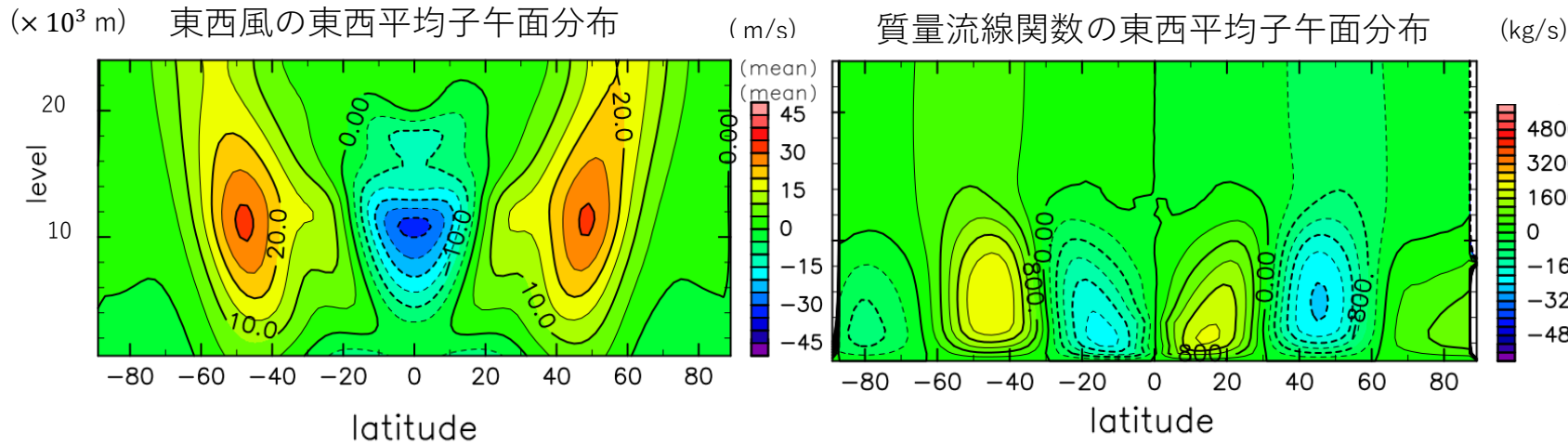


東西風分布

・半径を小さくしても,両半球緯度約20度-60度に偏西風が発生

・ $a/32$, 32Ω 倍惑星の両半球において強い西風の領域が高度24 km付近まで拡大

(b) a/32, 32Ω 実験 (熱ロスビー数: 0.02)



質量流線関数

・半球に三つの循環が形成

・半径が小さくなると,ハドレー循環の上部が極側に傾斜

熱ロスビー数を固定し惑星半径を小さくした計算では
小型化前の大規模循環の構造や分布に似た大気現象を表現できる

実験 2：鉛直対流の表現

半径を 1 倍, 1/2 倍, 1/4 倍, 1/10 倍, 1/16 倍, 1/32 倍と変化させ, 小型化した惑星の鉛直対流が表現されるのか調べる

- ・モデルの最下層を対流不安定に強制する.
 - ・パラメータ, 格子点間隔

実験	半径	自転角速度	摩擦の時定数	加熱の時定数	熱ロスビー数	水平格子点間隔
1 倍	1 倍	1 倍	1 倍	1 倍	0.02	223
1/32 倍	1/32 倍	32 倍	1/32 倍	1/32 倍	0,02	7

実験設定

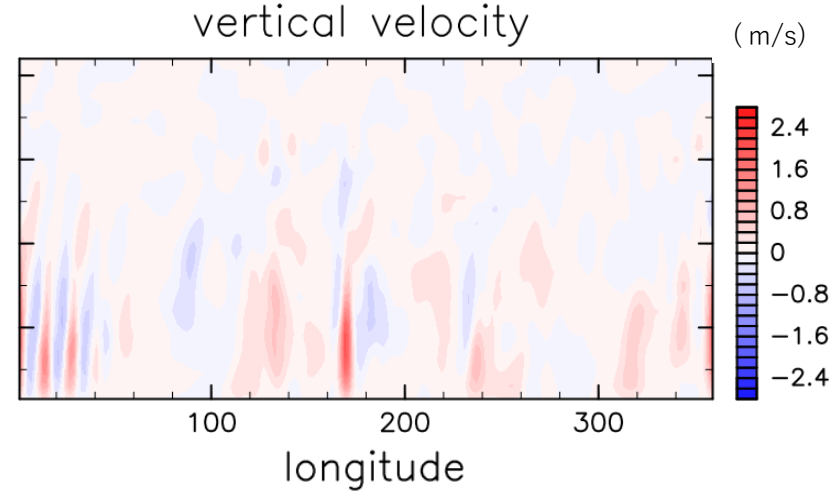
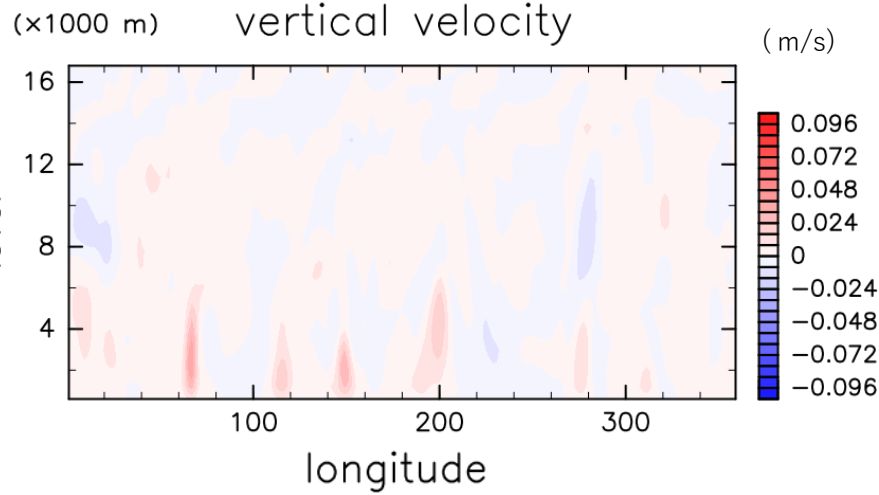
- ・モデルの最下層の放射平衡温度を $T_{eq} + 10$ K する
- ・実験条件は標準実験と同じ.

結果 2 赤道における鉛直風と温位分布(750回転時)

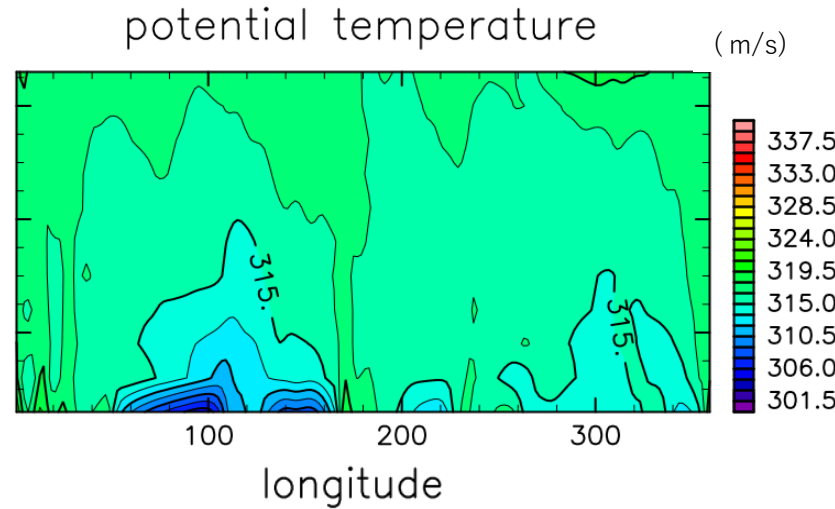
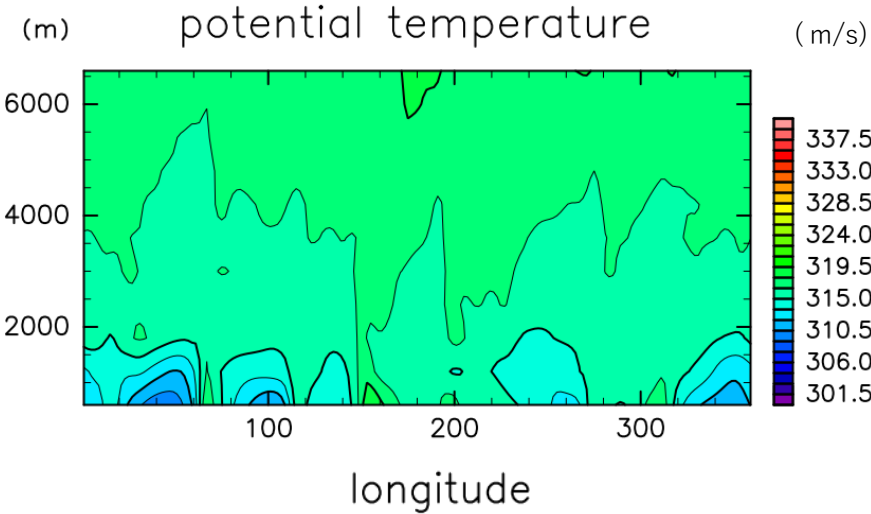
(a) $1a$, 1Ω 実験 (熱ロスビー数 : 0.02)

(b) $a/32$, 32Ω 実験 (熱ロスビー数 : 0.02)

13/14



・半径を小さくしても、最下層付近の温位が高い場所で経度10度ほどの上昇流, 下降流が発生



・半径が $1a$, 1Ω 惑星において、水平スケール約 1000 km, 半径が $a/32$, 32Ω 惑星において、水平スケール約 30 km の強い鉛直流が発生

・半径が変化すると、強い鉛直風が発生

惑星を小型化することでよりよい対流表現に近づいた

まとめ

- 惑星半径を小型化し, 小型化前の惑星の大気現象が小型化惑星においても表現できるのか, また小型化惑星で鉛直対流が表現できるのかを調べた
- 熱ロスビー数を固定することにより, 小型化した惑星において, 小型化前の大気現象の構造や分布に似た大規模循環が発生した
 - 小型化前の東西風分布とは異なる赤道上の東風や風速分布の違い, は大気のアスペクト比が変わったことが原因と考えられる
- 惑星半径を $1/32$ 倍として, 最下層に対流不安定な強制を与えた実験では, 最下層付近で温位が高い地表面付近の大気で水平スケール約 30 km の強い上昇流と下降流が発生した
 - より実際の鉛直対流の表現に近づいたと考えられる

付録) 方程式の無次元化 (非粘性流体, 浅い流体の近似)

球面座標系における運動量方程式

$$\frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{t}} + Ro_T \left(\frac{\hat{u}}{\cos\phi} \frac{\partial \hat{u}}{\partial \lambda} + \frac{\hat{v}}{\partial \phi} \frac{\partial \hat{u}}{\partial \phi} + w \frac{\partial \hat{u}}{\partial \hat{z}} \right) - \left(\hat{v} \sin\phi + Ro_T \frac{\hat{u}\hat{v}}{\hat{r}} \tan\phi \right) = \frac{1}{\cos\phi} \frac{1}{\hat{r}} \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \lambda} - \frac{k_v}{2\Omega} \hat{u}$$

$$\frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{t}} + Ro_T \left(\frac{\hat{u}}{\cos\phi} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \lambda} + \frac{\hat{v}}{\partial \phi} \frac{\partial \hat{v}}{\partial \phi} + w \frac{\partial \hat{v}}{\partial \hat{z}} \right) + \left(\hat{u} \sin\phi + Ro_T \frac{\hat{u}^2}{\hat{r}} \tan\phi \right) = -\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \phi} - \frac{k_v}{2\Omega} \hat{v}$$

$$\frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{t}} + Ro_T \left(\frac{\hat{u}}{\cos\phi} \frac{\partial \hat{w}}{\partial \lambda} + \frac{\hat{v}}{\partial \phi} \frac{\partial \hat{w}}{\partial \phi} + w \frac{\partial \hat{w}}{\partial \hat{z}} \right) + \left(-\frac{a}{H} \hat{u} \sin\phi + Ro_T \frac{a}{H} \frac{\hat{u}^2 + \hat{v}^2}{\hat{r}} \right) = -\left(\frac{a}{H}\right)^2 \left(\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial \phi} - \hat{g} \right) - \frac{k_v}{2\Omega} \hat{w}$$

球面座標系における熱力学方程式

$$\frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \hat{t}} + Ro_T \left(\frac{\hat{u}}{\cos\phi} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \lambda} + \frac{\hat{v}}{\partial \phi} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \phi} + w \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \hat{z}} \right) = -\frac{k_T}{2\Omega} (\hat{\theta} - \hat{\theta}_{eq})$$

実験1：Held and Suarez (1994) の実験条件

- 運動方程式(摩擦項)

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \dots - k_v(\sigma)v, \quad k_v = k_f \max\left(0, \frac{\sigma - \sigma_b}{1 - \sigma_b}\right)$$

- 熱力学方程式(加熱項)

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \dots - k_T(\phi, \sigma)[T - T_{eq}(\phi, p)]$$

T_{eq}

$$= \max\left\{200K, \left[315K - (\Delta T)_y \sin^2 \phi - (\Delta \theta)_z \log\left(\frac{p}{p_0}\right) \cos^2 \phi\right] \left(\frac{p}{p_0}\right)^\kappa\right\}$$

$$k_T = k_a + (k_s - k_a) \max\left(0, \frac{\sigma - \sigma_b}{1 - \sigma_b}\right) \cos^4 \phi$$

- 地球における定数

$$\sigma_b = 0.7,$$

$$\text{摩擦係数} : k_f = 1 \text{ day}^{-1}$$

$$\text{加熱の係数} : k_a = \frac{1}{40} \text{ day}^{-1}, k_s = \frac{1}{4} \text{ day}^{-1},$$

$$\text{南北温度差} (\Delta T)_y = 60K,$$

$$\text{鉛直温位差} (\Delta \theta)_z = 10K$$

$$p_0 = 1000 \text{ mb}, \quad \kappa = \frac{R}{C_p} = \frac{2}{7}$$

$$C_p = 1004 \text{ Jkg}^{-1}\text{K}^{-1},$$

$$\Omega = 7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1},$$

$$g = 9.8 \text{ ms}^{-2},$$

$$a_e = 6.371 \times 10^6 \text{ m}$$