

惑星大気における子午面循環 の自転角速度依存性

神戸大学 理学部 惑星学科
流体地球物理学教育研究分野
岡田 和真

< 研究の背景 >

◆ ハドレー循環

- 赤道域と極域の温度差により形成される南北, 鉛直面内の大気大循環
- 地球大気では, 赤道域で上昇し, 亜熱帯で下降する流れとなっている.

◆ ハドレー循環の南北幅

- ハドレー循環の南北幅は, 赤道から極へ移動する空気が下降する緯度である
- この南北幅に関しては, 自転軸対称 (東西方向に一様) な系における理論と非自転軸対称 (東西平均場からのずれが存在する) な系における理論による解釈がある.

本研究では, 非自転軸対称な系におけるハドレー循環の南北幅に着目

< 研究の背景 >

□ Vallis (2017) における非自転軸対称成分の役割

- 東西平均南北風速度がゼロとなる緯度がハドレー循環の南北境界の緯度

東西流の運動方程式は外力項がない場合

$$\frac{\partial u}{\partial t} - (f + \zeta)v + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{a \cos \vartheta} \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial \lambda} + \frac{1}{2} \frac{\partial u^2}{\partial \lambda} \right)$$

である. ここで

$$\zeta = \frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (u \cos \vartheta)$$

は相対渦度である. 運動方程式の各項を, 東西平均 (上付きバー) と東西平均からのずれ (プライム) に分けて整理すると

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - (f + \bar{\zeta})\bar{v} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = -\frac{1}{a \cos^2 \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (\cos^2 \vartheta \overline{u'v'}) - \frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z}$$

となる.

(λ, ϑ, z): 座標系, λ : 経度, ϑ : 緯度, z : 高度
 $\mathbf{u} = (u, v)$: 水平風速度, w : 鉛直風速度, p : 圧力
 ρ : 密度, f : コリオリパラメータ, a : 惑星半径

簡単のためカーテシアン座標において考える. 定常状態 (時間変化しない) にあるとして鉛直微分を無視する (理由は記されていない) とこの式は

$$(f + \bar{\zeta})\bar{v} = \frac{\partial}{\partial y} \overline{u'v'}$$

となる. $\overline{u'v'}$ は南北方向の運動量フラックスであり, この値の南北変化 (微分) がゼロとなる緯度で, もし

$$f + \bar{\zeta} \neq 0$$

であれば

$$\bar{v} = 0$$

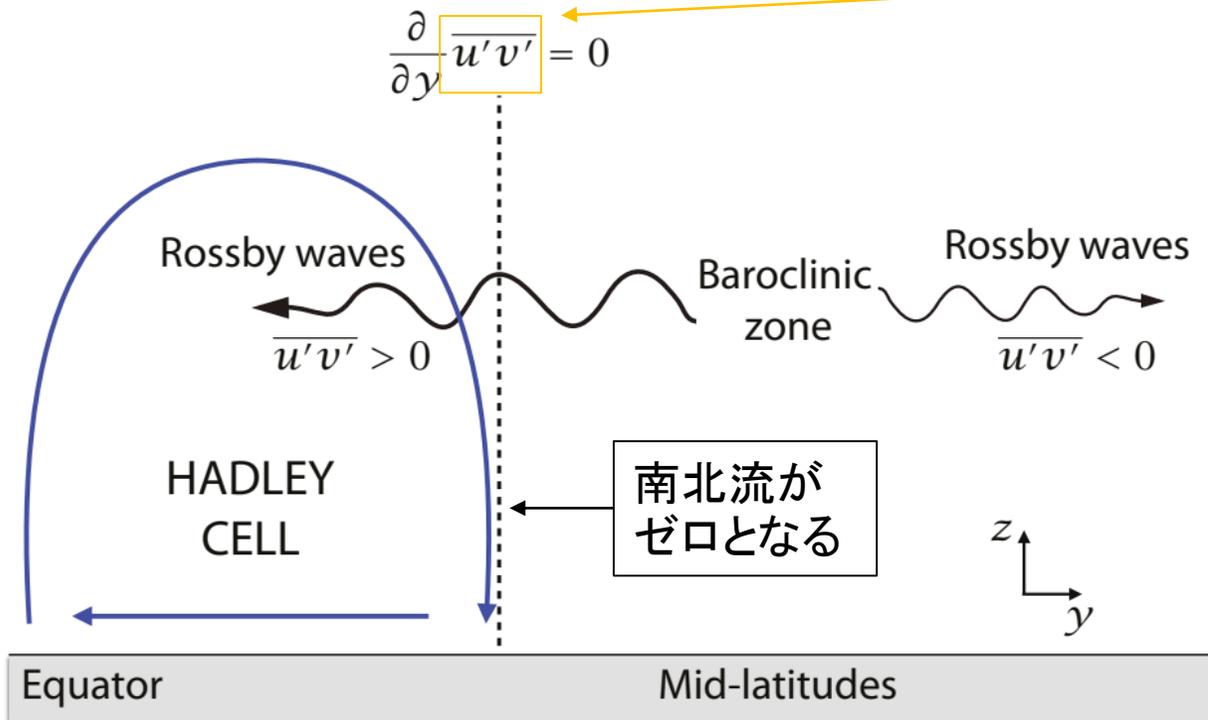
となる.

以降では $f + \bar{\zeta} \neq 0$ として考える.

< 研究の背景 >

□ Vallis (2017) での非自転軸対称な成分の役割 (続き).

• $(f + \bar{\zeta})\bar{v} = \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y}$ にしたがうと考える



傾圧不安定波 : 基本場や平均場からのずれに由来する量 (波) が同位相となる (強めあう) ことで発生する波



- この波の発生条件にベータ効果 (コリオリパラメータの緯度微分) が大きく関わっている.
- そして, コリオリパラメータは自転角速度に比例する量である.

上図 : Vallis, 2017, Fig 14.13 を一部変更

< 研究の目的, 方法 >

□ 目的

様々な自転角速度において

- ハドレー循環の南北境界の緯度はどのように異なるのか
- $\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y}$ がゼロとなる緯度はハドレー循環の南北境界 (\bar{v} がゼロ) の緯度なのか

を調べる.

□ 方法

過程 ① : 様々な自転角速度の設定で, 惑星大気大循環モデル DCPAM による数値実験を行う.

過程 ② : 東西流の運動方程式の各項を診断する.

< 数値モデル ~ 支配方程式系 ~ >

乾燥大気のプリミティブ方程式系

- 連続の式

$$\frac{d\pi}{dt} + \frac{1}{a \cos \vartheta} \left(\frac{\partial u}{\partial \lambda} \right)_{\sigma} + \frac{1}{a \cos \vartheta} \left(\frac{\partial}{\partial \vartheta} (v \cos \vartheta) \right)_{\sigma} + \frac{\partial \dot{\sigma}}{\partial \sigma} = 0$$

- 運動方程式

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} - fv - \frac{uv \tan \vartheta}{a} &= -\frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} - \frac{RT}{a \cos \vartheta} \frac{\partial \pi}{\partial \lambda} + F_{\lambda} \\ \frac{dv}{dt} + fu + \frac{u^2 \tan \vartheta}{a} &= -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \vartheta} - \frac{RT}{a} \frac{\partial \pi}{\partial \vartheta} + F_{\vartheta} \end{aligned}$$

- 静水圧平衡の式

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \sigma} = -\frac{RT}{\sigma} \quad (\Phi = gz : \text{重力ポテンシャル})$$

- 熱力学の式

$$\frac{dT}{dt} = \frac{RT}{c_p} \left\{ \frac{\partial \pi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla_{\sigma} \pi + \frac{\dot{\sigma}}{\sigma} \right\} + \frac{Q^*}{c_p}$$

- 座標系

$(\lambda, \vartheta, \sigma)$: 座標系
 λ : 経度, ϑ : 緯度, $\sigma \equiv p/p_s$: 高度
 p : 圧力, p_s : 地表面気圧, t : 時刻

- 文字の定義

$\mathbf{u} = (u, v)$: 水平風速度, w : 鉛直高度 (z) 座標における鉛直風速度
 $\dot{\sigma}$: σ 座標における鉛直風速度
 T : 温度, ρ : 密度, R : 気体定数, c_p : 定圧比熱
 g : 重力加速度, a : 惑星半径, Ω : 惑星自転角速度
 $f = 2\Omega \sin \vartheta$: コリオリパラメータ
 $F = (F_{\lambda}, F_{\vartheta})$: 外力, Q^* : 外部からの熱強制

- 数式の定義

$$\begin{aligned} \pi &\equiv \ln p_s \\ \nabla_{\sigma} &= \left(\frac{1}{a \cos \vartheta} \frac{\partial}{\partial \lambda}, \frac{1}{a} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \right) \\ \dot{\sigma} &= \frac{g\sigma}{RT} \left\{ \left(\frac{\partial z}{\partial t} \right)_{\sigma} + \frac{u}{a \cos \vartheta} \left(\frac{\partial z}{\partial \lambda} \right)_{\sigma} + \frac{v}{a} \left(\frac{\partial z}{\partial \vartheta} \right)_{\sigma} - w \right\} \\ \left(\frac{dA}{dt} \right)_{\sigma} &= \left(\frac{\partial A}{\partial t} \right)_{\sigma} + \frac{u}{a \cos \vartheta} \left(\frac{\partial A}{\partial \lambda} \right)_{\sigma} + \frac{v}{a} \left(\frac{\partial A}{\partial \vartheta} \right)_{\sigma} + \dot{\sigma} \frac{\partial A}{\partial \sigma} \end{aligned}$$

< 数値モデル ~ 実験設定 ~ >

- 自転角速度

- 地球の自転角速度

$$\Omega_E = 7.29 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$$

に対して

$$\Omega_E, \frac{\Omega_E}{4}, \frac{\Omega_E}{16}, \frac{\Omega_E}{32}, \frac{\Omega_E}{64}, \frac{\Omega_E}{128}$$

の値を用いる

- 物理過程 [Held and Suarez (1994)]

- 水蒸気を含まない乾燥大気
- 下層 ($\sigma > 0.7$) におけるレイリー摩擦
 - 地表面摩擦を表す.
 - 特定の時間毎に風速が $1/e$ になるような強制
- 放射平衡温度分布に近づけるニュートン冷却
 - 放射平衡温度との差に比例する熱強制

- その他の実験設定

- モデル格子などに関する設定

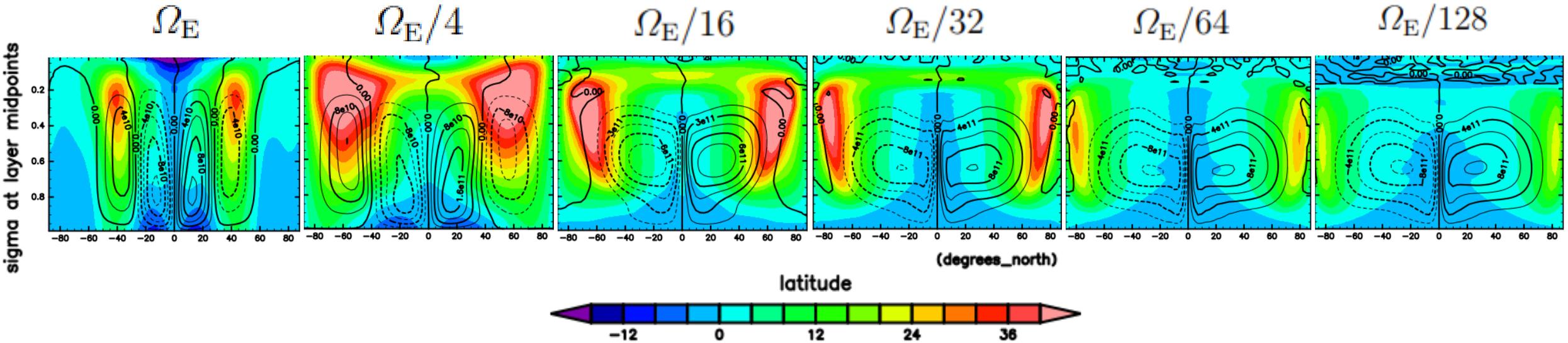
最大全波数	42
経度格子点数	128
緯度格子点数	64
鉛直層数	50
水平渦拡散係数	0.25 day
積分間隔	30 min
積分時間	1500 day
出力間隔	1 day

- 惑星定数に関する設定

惑星半径 [a]	6371 km
定圧比熱 [c_p]	$1004 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
重力加速度 [g]	9.8 m s^{-2}
平均分子量	28.98 g mol^{-1}

< 実験結果 >

- 東西風 (色付け) と流線関数 (等値線).
- ・ ともに, 東西平均, 時間平均されている.



流線関数の定義

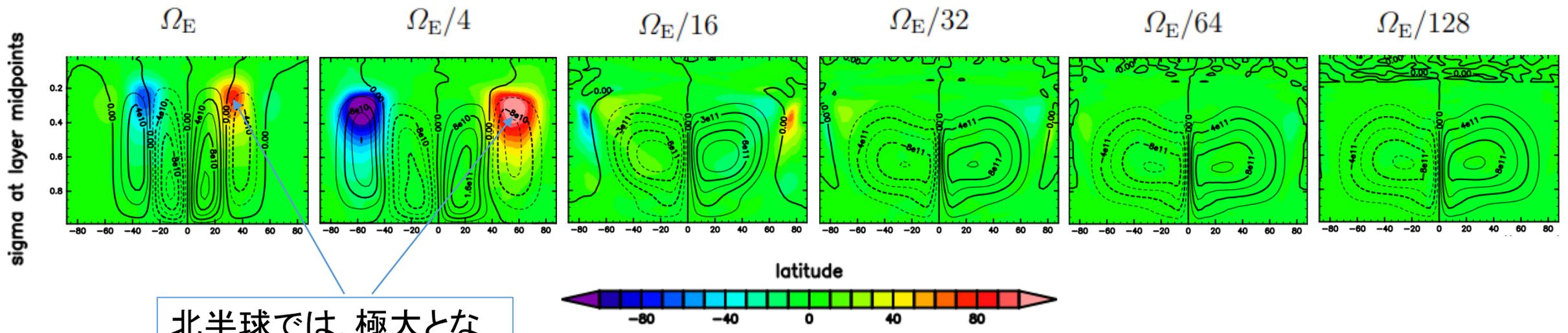
$$\Psi(\vartheta, p) = \frac{2\pi a \cos \vartheta}{g} \int_0^p \bar{v} dp$$

- 全ての自転角速度の実験でハドレー循環が形成されている.
- 自転が比較的速い (Ω_E と $\Omega_E/4$) 実験では, ハドレー循環とフェレル循環が形成されている.
- フェレル循環はハドレー循環とは逆向きの循環となっている.
- 自転が遅い実験ほど, ハドレー循環の南北幅は拡大している.

< 解析結果 >

□ Vallis (2017) における $(f + \bar{\zeta})\bar{v} = \frac{\partial}{\partial y}\overline{u'v'}$ の式を用いての評価

- $\overline{u'v'}$ (色)
- Ψ (等値線)



北半球では、極大となる緯度で $\frac{\partial}{\partial y}\overline{u'v'} = 0$ になると考えることができる。

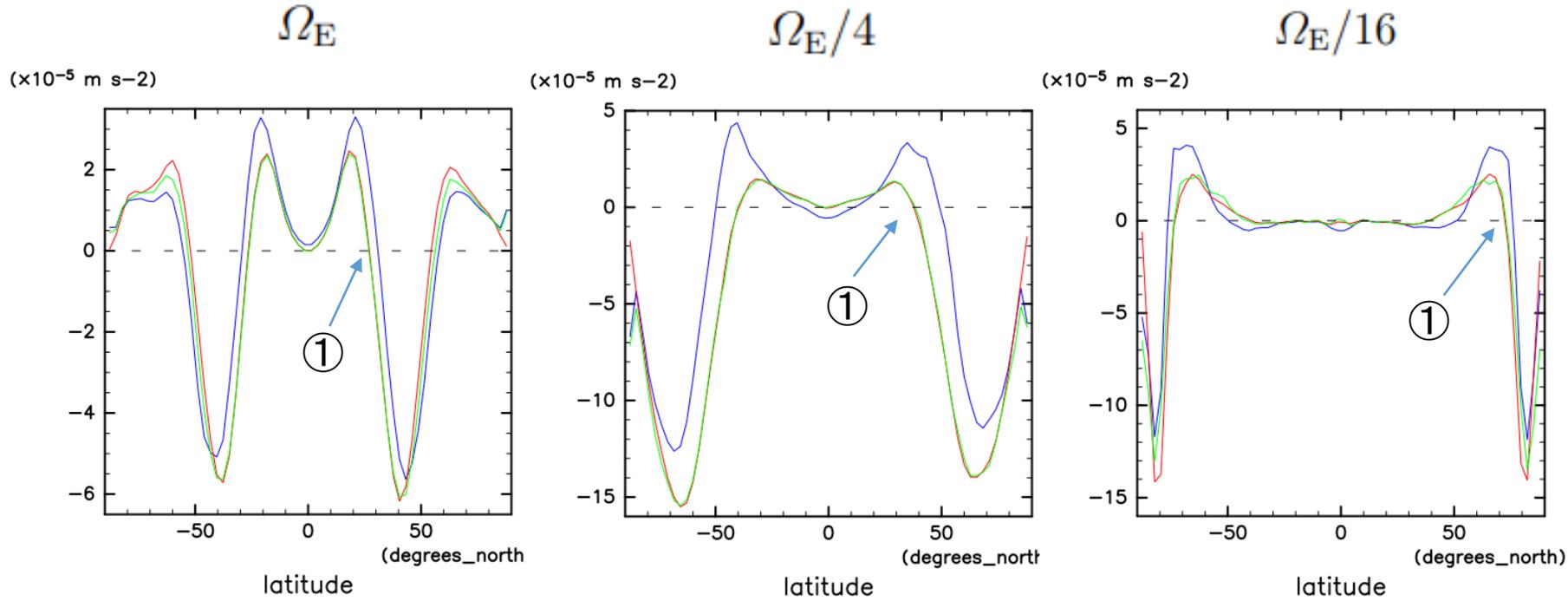
しかし、 $\overline{u'v'}$ が極大となる緯度で、南北風はゼロとなっていない。

$(f + \bar{\zeta})\bar{v} = \frac{\partial}{\partial y}\overline{u'v'}$ では、ハドレー循環の南北幅を正確に予測できない。

< 解析結果 >

□ 鉛直微分項も含めて考える

- 下式の各項の緯度分布
- 高度はハドレー循環内である
 $\sigma = 0.3$

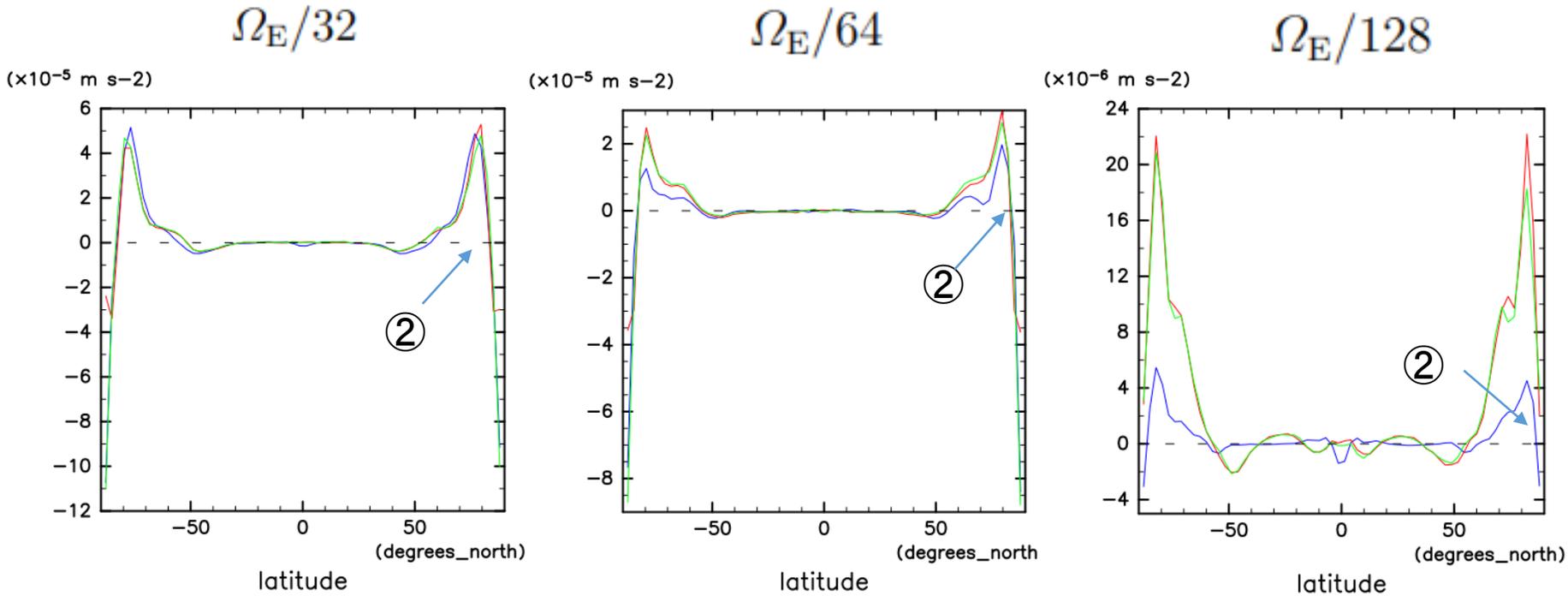


◆ 東西平均東西流の式 (外力なし)

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \underbrace{f\bar{v}}_{\text{コリオリカ}} + \underbrace{\frac{\bar{u}\bar{v}\tan\vartheta}{a}}_{\text{メトリック項}} - \underbrace{\frac{\bar{v}}{a}\frac{\partial \bar{u}}{\partial \vartheta}}_{\text{南北移流}} = \underbrace{\frac{1}{a\cos^2\vartheta}\frac{\partial}{\partial \vartheta}(\overline{u'v'}\cos^2\vartheta)}_{\text{南北方向の運動量フラックスの緯度微分}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial p}\overline{u'\omega'}}_{\text{鉛直方向の運動量フラックスの鉛直微分}} + \underbrace{\bar{\omega}\frac{\partial \bar{u}}{\partial p}}_{\text{鉛直移流}}$$

① 右辺 がゼロとなる緯度がハドレー循環の南北境界の緯度となっている。

< 解析結果 >



◆ 東西平均東西流の式 (外力なし)

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + \underbrace{f\bar{v} + \frac{\bar{u}\bar{v}\tan\vartheta}{a} - \frac{\bar{v}\partial\bar{u}}{a\partial\vartheta}}_{\text{南北移流}} = \underbrace{\frac{1}{a\cos^2\vartheta}\frac{\partial}{\partial\vartheta}(\overline{u'v'}\cos^2\vartheta)}_{\text{南北方向の運動量フラックスの緯度微分}} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial p}\overline{u'\omega'}}_{\text{鉛直方向の運動量フラックスの鉛直微分}} + \underbrace{\bar{\omega}\frac{\partial\bar{u}}{\partial p}}_{\text{鉛直移流}}$$

コリオリカ メトリック項 南北移流

② 自転が遅い場合には、

南北方向の運動量フラックスの緯度微分

がゼロとなる緯度がハドレー循環の南北境界の緯度となっている。

まとめ

自転角速度により,

- ハドレー循環の南北幅はどのように異なり,
- ハドレー循環の南北境界の緯度では $(f + \bar{\zeta})\bar{v} = \frac{\partial}{\partial y}\overline{u'v'}$ が成り立つのかを調べた.

□ ハドレー循環の南北幅は

- 自転が比較的速い実験では, 波の寄与により制限
- 自転が比較的遅い実験ほど, 極方向へ拡大

□ $(f + \bar{\zeta})\bar{v} = \frac{\partial}{\partial y}\overline{u'v'}$ の評価

- 自転が比較的速い場合は, ハドレー循環の南北境界の緯度と, $\frac{\partial}{\partial y}\overline{u'v'}$ がゼロとなる緯度は正確には一致しない
 - 東西平均東西流の式において鉛直微分も含めると一致
- 自転が比較的遅い場合は, $\frac{\partial}{\partial y}\overline{u'v'}$ がゼロとなる緯度が, ハドレー循環の南北境界の緯度となっている.