

# 金星大気の波動による赤道向き運動量輸送

和歌山大・教育 山本勝 (YAMAMOTO Masaru)

金星大気の波動による赤道向き運動量輸送は、Gierasch 理論において、スーパーローテーションの形成・維持に重要な役割を果たす。背景流の角速度の南北微分の効果を地衡流理論に組み込んだり、Venus-like GCM の結果を解析することによって、赤道向き渦運動量輸送の担い手がどのような波であるかを検討する。

## 1. はじめに

金星は 243 日周期で非常にゆっくりと自転しているが、高度 65–70km では、自転の 60 倍で高速回転する大気の流れ（スーパーローテーション）が観測される。この高度域に効率よく角運動量を蓄積させるためには、赤道向きの擾乱による角運動量輸送が要求される(e.g., Gierasch 1975; Matsuda 1980)。しかしながら、このような赤道向き渦角運動量 flux が、どのような波によるものなのか？は依然としてよく理解されていない。本稿では、

- (1) 背景流の角速度の南北微分の効果と赤道向き渦運動量 flux
  - (2) Venus-like GCM の中で見られる赤道向き渦運動量 flux
- について述べる。

## 2. スーパーローテーションの中の地衡流平衡

慣性系の球面座標系 ( $\tilde{t}$ : 時刻  $\lambda$ : 経度,  $\phi$ : 緯度,  $\tilde{z}$ : 高度,  $a$ : 惑星半径) では、運動方程式は、

$$D\tilde{u} / D\tilde{t} - \tilde{u}\tilde{v} \tan \phi / a = -\partial\tilde{\psi} / \partial\tilde{x}, \quad (2.1)$$

$$D\tilde{v} / D\tilde{t} + \tilde{u}^2 \tan \phi / a = -\partial\tilde{\psi} / \partial\tilde{y}, \quad (2.2)$$

where

$$D / D\tilde{t} \equiv \partial / \partial\tilde{t} + \tilde{u}\partial / \partial\tilde{x} + \tilde{v}\partial / \partial\tilde{y} + \tilde{w}\partial / \partial\tilde{z}, \quad (2.3)$$

$$\tilde{x} = a\lambda \cos \phi, \quad \tilde{y} = a\phi, \quad (2.4)$$

となる。ただし、 $\tilde{u}$  は東西流、 $\tilde{v}$  は南北流、 $\tilde{w}$  は鉛直流、 $\tilde{\psi}$  はジオポテンシャル。ここで、背景流  $u_A$  と背景流の上から観測した風 ( $u, v, w$ ) を用いると、

$$\tilde{u} = u(\tilde{t}, \tilde{x} - u_A\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}) + u_A(\tilde{y}, \tilde{z}), \quad (2.5)$$

$$\tilde{v} = v(\tilde{t}, \tilde{x} - u_A\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}), \quad (2.6)$$

$$\tilde{w} = w(\tilde{t}, \tilde{x} - u_A\tilde{t}, \tilde{y}, \tilde{z}), \quad (2.7)$$

となる。特徴的なスケールを用いて、速度を表すと、

$$u_A = U\hat{u}_A(\phi, \hat{z}), \quad (2.8)$$

$$u = V\hat{u}(\hat{t}, \hat{x}, \hat{y}, \hat{z}), \quad (2.9)$$

$$v = V\hat{v}(\hat{t}, \hat{x}, \hat{y}, \hat{z}), \quad (2.10)$$

$$w = W\hat{w}(\hat{t}, \hat{x}, \hat{y}, \hat{z}), \quad (2.11)$$

$$t = \tilde{t} = (L/V)\hat{t}, \quad (2.12)$$

$$x \equiv \tilde{x} - u_A\tilde{t} = L\hat{x}, \quad (2.13)$$

$$y = \begin{cases} L\hat{y} & \text{for perturbation} \\ a\phi & \text{for background flow,} \end{cases} \quad (2.14)$$

$$z = \begin{cases} L_z\hat{z} & \text{for perturbation} \\ Z\hat{z} & \text{for background flow.} \end{cases} \quad (2.15)$$

$U$  は  $u_A$  の速度スケール,  $V$  は  $u$  と  $v$  の速度スケール,  $W$  は  $w$  の速度スケールを表す.  $L$  と  $L_z$  は, それぞれ, 運動の水平と鉛直スケールを表す. また,  $Z$  は背景流の鉛直スケールを表す. ここで, 以下の無次元パラメーターを定義すると,

$$\varepsilon \equiv V/U, \quad (2.16)$$

$$R_o^e \equiv V/[(U/a)L], \quad (2.17)$$

$$\chi \equiv [W/L_z]/[V/L], \quad (2.18)$$

$$\alpha \equiv [UW/Z]/[V^2/L], \quad (2.19)$$

$\varepsilon$  は背景流に対する水平流の比,  $R_o^e$  は背景流上の運動のロスビー数,  $\chi$  は運動の水平二次元性,  $\alpha$  は慣性項に対する背景流の鉛直移流を表す.  $\varepsilon \ll 1, \alpha \ll 1, \chi \ll 1$  において,  $O(\varepsilon^0)$  の運動方程式は,

$$u_A^2 \tan \phi / a = -\partial \psi_0 / \partial y \quad (2.20)$$

となる. これは旋衡流バランス(Leovy 1973)となる.  $O(\varepsilon^1)$  では,  $R_o^e \ll 1$  の時,

$$-(u_A \tan \phi / a - \partial u_A / \partial y) v_\varepsilon = -\partial \psi_\varepsilon / \partial x, \quad (2.21)$$

$$+ 2(u_A \tan \phi / a) u_\varepsilon = -\partial \psi_\varepsilon / \partial y. \quad (2.22)$$

第1式に  $\rho_0 a \cos \phi$  をかけたものは気圧傾度力のトルクと角運動量の南北移流との間のバランスを表し, 第2式は遠心力と気圧傾度力との間のバランスを表す. 背景流  $u_A$  が  $\omega_A a \cos \phi$  の剛体回転である場合, 上の式は  $f = 2\omega_A \sin \phi$  の地衡風平衡となり, 平衡流( $u_\varepsilon, v_\varepsilon$ )は非発散である. しかしながら, 背景流が剛体回転でない場合, 平衡流は発散流となる (i.e.,  $\partial u_\varepsilon / \partial x + \partial v_\varepsilon / \partial y \neq 0$ ).

$O(\varepsilon^1)$  の地衡風平衡(2.21)–(2.22)は以下のようにかける.

$$\mathbf{A}\mathbf{u} = \mathbf{p}, \quad (2.23)$$

ただし,

$$\mathbf{u} = \begin{pmatrix} u_\varepsilon \\ v_\varepsilon \end{pmatrix}, \quad \mathbf{p} = \begin{pmatrix} -\partial \psi_\varepsilon / \partial x \\ -\partial \psi_\varepsilon / \partial y \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & -[u_A \tan \phi / a - \partial u_A / \partial y] \\ 2u_A \tan \phi / a & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

変形因子  $d$  と回転因子  $f_A$  を用いて,  $\mathbf{A}$  は対称行列と非対称行列に分解される.

$$\mathbf{A} = \begin{pmatrix} 0 & d \\ d & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -f_A \\ f_A & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.26)$$

where

$$d \equiv 0.5u_A \tan \phi / a + 0.5\partial u_A / \partial y, \quad (2.27)$$

$$f_A \equiv 1.5u_A \tan \phi / a - 0.5\partial u_A / \partial y. \quad (2.28)$$

対称行列は流体の変形運動に関連していて, 非対称行列は流体の回転運動に関連している. 式(2.27)の変形因子  $d$  は,

$$\frac{\partial}{\partial \phi} \left( \frac{u_A}{a \cos \phi} \right) = \frac{2d}{\cos \phi} \quad (2.29)$$

と書ける. 変形因子  $d$  は背景流の角速度の緯度微分を表す. 回転因子  $f_A$  はコリオリ因子と同じように扱える.

無次元変形因子  $\delta \equiv df_A$  を用いて, 平衡流は,

$$u_\varepsilon = -\frac{1}{f_A(1+\delta)} \frac{\partial \psi_\varepsilon}{\partial y} \quad \text{and} \quad v_\varepsilon = +\frac{1}{f_A(1-\delta)} \frac{\partial \psi_\varepsilon}{\partial x} \quad (2.30)$$

と記述される.  $d$  と  $\phi$  が一定の等  $f_A$  平面上において, この平衡流は発散となる. 式(2.30)から  $\psi_\varepsilon$  を消去すると,

$$(1+\delta) \frac{\partial u_\varepsilon}{\partial x} + (1-\delta) \frac{\partial v_\varepsilon}{\partial y} = 0. \quad (2.31)$$

したがって、平衡流の発散は、

$$\frac{\partial u_\epsilon}{\partial x} + \frac{\partial v_\epsilon}{\partial y} = -\delta \left( \frac{\partial u_\epsilon}{\partial x} - \frac{\partial v_\epsilon}{\partial y} \right) \quad (2.32)$$

と書ける。この発散は、無次元変形因子 $\delta$ と流体の変形 $\partial u_\epsilon / \partial x - \partial v_\epsilon / \partial y$ によって見積られる。

剛体回転のフレーム( $u_A = \omega_A a \cos \phi$ )では、

$$d = 0, \quad f_A = 2u_A \tan \phi / a, \quad (2.33)$$

$$\gamma = 0, \quad \text{and} \quad \beta = 2u_A / a^2. \quad (2.34)$$

平衡流は、

$$u_\epsilon = -\frac{a}{2u_A \tan \phi} \frac{\partial \psi_\epsilon}{\partial y} \quad \text{and} \quad v_\epsilon = \frac{a}{2u_A \tan \phi} \frac{\partial \psi_\epsilon}{\partial x} \quad (2.35)$$

と書ける。これは非発散となる。

等速度の $u_A$ のフレーム( $\partial u_A / \partial y = 0$ )では、

$$d = 0.5u_A \tan \phi / a, \quad f_A = 1.5u_A \tan \phi / a, \quad (2.36)$$

$$\gamma = 0.5u_A / (a^2 \cos^2 \phi), \quad \text{and} \quad \beta = 1.5u_A / (a^2 \cos^2 \phi). \quad (2.37)$$

平衡流は、

$$u_\epsilon = -\frac{3}{4} \frac{a}{u_A \tan \phi} \frac{\partial \psi_\epsilon}{\partial y} \quad \text{and} \quad v_\epsilon = \frac{3}{2} \frac{a}{u_A \tan \phi} \frac{\partial \psi_\epsilon}{\partial x} \quad (2.38)$$

となる。 $|\partial \psi_\epsilon / \partial x| = |\partial \psi_\epsilon / \partial y|$ のとき、帯状流の速さは、子午面流の速さより2倍小さい。平衡流は発散となる。

等角運動量の $u_A$ のフレーム( $\partial(a \cdot \cos \phi u_A) / \partial \phi = 0$ )では、

$$d = f_A = u_A \tan \phi / a, \quad (2.39)$$

$$\gamma = \beta = (u_A / a^2)(\tan^2 \phi + 1 / \cos^2 \phi). \quad (2.40)$$

$-(f_A - d)v = 0$ なので、東西方向の地衡風平衡は存在できない。他方、南北方向の地衡風平衡は、

$$u_\epsilon = -\frac{a}{2u_A \tan \phi} \frac{\partial \psi_\epsilon}{\partial y} \quad (2.41)$$

と書ける。

ここで、背景流 $u_A$ を $\Omega a \cos \phi + \bar{u}$  ( $\Omega$ : 惑星の自転角速度,  $\bar{u}$ : 惑星上で観測された背景流)で表すと、変形因子と回転因子は、

$$d \equiv 0.5\bar{u} \tan \phi / a + 0.5\partial \bar{u} / \partial y, \quad (2.42)$$

$$f_A \equiv 2\Omega \sin \phi + 1.5\bar{u} \tan \phi / a - 0.5\partial \bar{u} / \partial y \quad (2.43)$$

と表せる。静止大気( $\bar{u} = 0$ )では、 $d$ はゼロで、 $f_A$ はコリオリ因子 $2\Omega \sin \phi$ になる。しかしながら、 $\bar{u}$ が剛体回転でないとき、 $d$ はゼロではなく、 $f_A$ はコリオリ因子 $2\Omega \sin \phi$ と背景流 $\bar{u}$ によって記述される。次の無次元パラメーター

$$S_p \equiv \frac{\bar{u}}{\Omega a \cos \phi}, \quad \text{and} \quad S_H \equiv \frac{\partial \bar{u} / \partial y}{2\Omega \sin \phi} \quad (2.44)$$

を定義すると、式(2.42)と(2.43)は、

$$d = 2\Omega \sin \phi (S_p / 4 + S_H / 2), \quad (2.45)$$

$$f_A = 2\Omega \sin \phi (1 + 3S_p / 4 - S_H / 2) \quad (2.46)$$

と書ける。ここで、 $S_p$ は帯状流 $\bar{u}$ のスーパーローテーション度で、 $S_H$ は $\bar{u}$ の無次元水平シアー(コリオリ力に対する $\bar{u}$ の南北移流の比)である。

地衡流の水平流の速さが背景流の速さに比べて十分に小さい条件下( $\epsilon \ll 1$ )では、地衡流は地球型と金星型に分類される。 $|S_p| \ll 1$ と $|S_H| \ll 1$ の高速で自転する惑星(例えば、地球の中緯度域)では、回転因子 $f_A$ はコリオリ因子となり、変形因子 $d$ は $f_A$ と比べて十分に小さくなる( $f_A \approx 2\Omega \sin \phi$  and  $|d| \ll 1$ )。  $\bar{u}$ が剛体回転

でない時でさえ、変形因子  $d$  は無視できる。地衡流は、式(2.32)の中で  $\delta$  が十分小さいので、非発散となる。したがって、この平衡流は地球型地衡流と分類される。

$\max(|S_{\theta}|, |S_H|) \gg 1$  のゆっくり自転する惑星 (例えば、金星雲層の中緯度域) では、

$$f_A \approx 1.5\bar{u} \tan \phi / a - 0.5\partial\bar{u} / \partial y. \quad (2.47)$$

$\delta$  は、0 から  $O(1)$  の値をもつ。背景流が剛体回転していない限り、金星型地衡流は発散となる。帯状平均東西風が  $90 \text{ m s}^{-1}$  程の等速度である金星の  $65\text{--}70 \text{ km}$  では (e.g., Rossow et al. 1990),  $\delta$  は  $1/3$  となる。これゆえ、金星では変形因子  $d$  が無視できない。

本稿では、背景流の鉛直シアを無視した単純な系で議論するために、浅水方程式系を考える。静力学平衡  $\partial\psi/\partial z = g$  から、ジオポテンシャル  $\psi$  は

$$\psi = gh \quad (2.48)$$

となる。ここで、 $h$  は、平均深さ  $H_0$  からの偏差を表す。

慣性系における線形浅水方程式系は、

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{u_A}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} - (f_A - d)v + g \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial h}{\partial \lambda} = 0, \quad (2.49)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{u_A}{a \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + (f_A + d)u + g \frac{1}{a} \frac{\partial h}{\partial \phi} = 0, \quad (2.50)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{u_A}{a \cos \phi} \frac{\partial h}{\partial \lambda} + H_0 \left[ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) \right] = 0 \quad (2.51)$$

と記述される。渦度方程式は、

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u_A}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right] \left[ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (u \cos \phi)}{\partial \phi} \right] \\ & = -(f_A - d) \left[ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (v \cos \phi)}{\partial \phi} \right] \\ & \quad - \frac{1}{a} \frac{\partial (f_A - d)}{\partial \phi} v \end{aligned} \quad (2.52)$$

となる。コリオリ因子が  $f_A - d$  に置き換わる以外、この式は地球流体力学の渦度方程式と同じとなる。発散方程式は、

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u_A}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \right] \left[ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (v \cos \phi)}{\partial \phi} \right] \\ & = -g \left[ \frac{1}{a^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial^2 h}{\partial \lambda^2} + \frac{1}{a^2 \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left( \cos \phi \frac{\partial h}{\partial \phi} \right) \right] \\ & \quad + f_A \left[ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (u \cos \phi)}{\partial \phi} \right] \\ & \quad - d \left[ \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial (u \cos \phi)}{\partial \phi} \right] \\ & \quad - 2d \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial v}{\partial \lambda} \\ & \quad - \frac{1}{a} \frac{\partial (f_A + d)}{\partial \phi} u \end{aligned} \quad (2.53)$$

となる。変形因子  $d$  によって生じる発散の生成項が無視できない。

次に、背景流と波との間のエネルギー変換について考える。背景流は渦水平運動量 flux の収束によって加速される。

修正版 (2002 年 3 月 10 日)

$$\frac{\partial u_A}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos^2 \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{uv} \cos^2 \phi). \quad (2.54)$$

上の式より,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{u_A^2}{2} \right) &= -\frac{1}{\cos \phi} \frac{u_A}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\overline{uv} \cos^2 \phi) \\ &= -\frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} \left[ \frac{u_A}{a \cos \phi} \overline{uv} \cos^2 \phi \right] + 2d\overline{uv}. \end{aligned} \quad (2.55)$$

背景流の運動エネルギーは,

$$K_A = \int_{\lambda} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \left( \frac{u_A^2}{2} \right) a^2 \cos \phi d\lambda d\phi \quad (2.56)$$

と定義される。ここで、経度方向に一周し、 $\phi_1$  と  $\phi_2$  で、下の境界条件を満たす領域を考える。

$$v = 0 \quad \text{at } \phi = \phi_1 \text{ and } \phi_2. \quad (2.57)$$

このとき、背景流の運動エネルギー方程式は,

$$\frac{\partial}{\partial t} K_A = + \int_{\lambda} \int_{\phi_1}^{\phi_2} (2d\overline{uv}) a^2 \cos \phi d\lambda d\phi \quad (2.58)$$

となる。

式(2.49)–(2.51)より、これらの方程式は,

$$\begin{aligned} &\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} + \frac{g}{H_0} \frac{h^2}{2} \right) \\ &= -\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} \left[ u_A \left( \frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} + \frac{g}{H_0} \frac{h^2}{2} \right) \right] \\ &\quad - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda} (ghu) - \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (ghv \cos \phi) \\ &\quad - 2d\overline{uv} \end{aligned} \quad (2.59)$$

となる。波動の全エネルギー

$$E = \int_{\lambda} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \left( \frac{u^2}{2} + \frac{v^2}{2} + \frac{g}{H_0} \frac{h^2}{2} \right) a^2 \cos \phi d\lambda d\phi \quad (2.60)$$

は,

$$\frac{\partial}{\partial t} E = - \int_{\lambda} \int_{\phi_1}^{\phi_2} (2d\overline{uv}) a^2 \cos \phi d\lambda d\phi \quad (2.61)$$

によって支配される。ここで、 $\phi > 0$  で  $d > 0$  となる領域を考える。赤道向き運動量 flux をもつとき、 $2d\overline{uv}$  ( $< 0$ ) を介して、 $K_A$  から  $E$  にエネルギー変換が起る。したがって、赤道向き運動量 flux をもつ波動の全エネルギー  $E$  は、時間と共に増大する。このように、上記の浅水系では、 $K_A \rightarrow E$  のエネルギー変換のため、赤道向き運動量 flux をもつ波動は不安定になる。他方、極向き運動量 flux をもつ波動は、 $2d\overline{uv}$  ( $> 0$ ) が  $E$  から  $K_A$  にエネルギー変換するために減衰波となる。式(2.58)と(2.61)の  $2d\overline{uv}$  は、式(2.27)より,

$$2d\overline{uv} = \frac{\partial u_A}{\partial y} \overline{uv} + \frac{u_A \tan \phi}{a} \overline{uv} \quad (2.62)$$

とかける。式(2.58)と(2.60)の右辺は、Lorenz energy cycle における「 $\overline{uv}$  によるエネルギー変換項」に対応する。

この章では、背景流の南北微分に関する変形因子  $d$  と赤道向き運動量輸送について述べたが、変形因子  $d$  の存在は、準地衡流近似や赤道波の分散関係式にも影響を及ぼす (Yamamoto and Tanaka, *in preparation*). 次章では、上記のように赤道向き運動量 flux をもつ不安定波がどのような波であるかを見ている。

### 3. 変形因子 $d$ 存在下の地衡流と慣性重力波

慣性系における支配方程式を,

$$\partial u / \partial t + u_A \partial u / \partial x - (f_A - d)v + g \partial h / \partial x = 0, \quad (3.1)$$

$$\partial v / \partial t + u_A \partial v / \partial x + (f_A + d)u + g \partial h / \partial y = 0, \quad (3.2)$$

$$\partial h / \partial t + u_A \partial h / \partial x + H_0 (\partial u / \partial x + \partial v / \partial y) = 0 \quad (3.3)$$

と書く。ここで,

$$u = \hat{u} \exp[i(kx + ly - \omega_0 t)], \text{ etc.} \quad (3.4)$$

を式 (3.1)–(3.3) に代入すると, 支配方程式は,

$$\begin{pmatrix} -i\omega & -(f_A - d) & ikg \\ +(f_A + d) & -i\omega & ilg \\ ikH_0 & ilH_0 & -i\omega \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{u} \\ \hat{v} \\ \hat{h} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

となる。ただし,  $\omega = \omega_0 - ku_A$ ,  $\omega_0$  は慣性系での振動数である。このとき, 分散関係式は,

$$\omega^3 + [-f_A^2 + d^2 - (k^2 + l^2)gH_0]\omega + i2kldgH_0 = 0 \quad (3.6)$$

となる。式 (3.6) の中で, 地衡流と慣性重力波の解がある。  $\text{Re}(\omega) = 0$  の解が地衡流を表す ( $\text{Re}()$  は実部,  $\text{Im}()$  は虚部を表す)。  $l = k$  の地衡流の  $\text{Im}(\omega)$  は正で,  $l = -k$  の地衡流の  $\text{Im}(\omega)$  は負となる。また,  $dkl = 0$  では,  $\text{Im}(\omega) = 0$ 。金星の高度 65–70 km のように背景流が等速度である場合 ( $df_A = 1/3$ ), 波のスケールがロスビー変形長さ  $L_R (= \sqrt{gH_0} / f_A)$  くらいになると,  $\text{Im}(\omega)$  が無視できない。このように,  $l = -k$  の地衡流は  $d$  因子により不安定になる。構造を詳しく見てみると, この地衡流は,  $d$  因子によって収束  $-(\partial u / \partial x + \partial v / \partial y)$  が生じる。この収束と  $h$  の位相が一致するので,  $h$  は時間と共に増加し続ける ( $dh/dt \propto -[\partial u / \partial x + \partial v / \partial y]$ ,  $d/dt$  は背景流のフレーム上での時間微分)。このように,  $d$  因子による収束が地衡流を不安定にする。また, この不安定な地衡流の水平運動量 flux は, 赤道向きとなる。

分散関係式 (3.6) における  $\text{Re}(\omega) \neq 0$  の解は, 慣性重力波に対応する。  $\text{Im}(\omega)$  は  $k = l$  のとき負となり,  $\text{Im}(\omega)$  は  $k = -l$  のとき正となる。また,  $dkl = 0$  では,  $\text{Im}(\omega) = 0$ 。  $df_A = 1/3$  の条件では, 波のスケールがロスビー変形長さ  $L_R$  くらいになると,  $\text{Im}(\omega)$  が無視できない。この不安定波の発散  $\partial u / \partial x + \partial v / \partial y$  は, 式 (2.53) の  $d$  による発散生成項と位相が同じになるので, 発散は時間と共に増加し続ける。これが, 慣性重力波を不安定にする理由である。このとき, この慣性重力波は, 赤道向き運動量 flux をもつ。

このように, 赤道向きに運動量輸送する「地衡流」や「慣性重力波」は,  $d$  因子によって不安定となる。次に, この  $d$  因子による波とスーパーローテーションとの間の相互作用を考慮し,  $\phi > 0$  の領域における,  $d$  因子 ( $d > 0$ ) による不安定波がスーパーローテーションの形成・維持に及ぼす役割について議論する。赤道向きの運動量輸送は, スーパーローテーションの水平シア  $\partial u_A / \partial y$  が小さくなる方向に働く。その時,  $\partial u_A / \partial y$  の減少に伴い,  $d (= 0.5u_A \tan \phi / a + 0.5\partial u_A / \partial y)$  も小さくなる。  $d$  が小さくなるにつれて, スーパーローテーションは剛体回転に近づき,  $d$  因子による不安定波の増幅率も小さくなる。このように,  $d$  因子による波は, スーパーローテーションを剛体回転に近づけようとする方向に働くが, 現実の金星の高度 65–70 km では, スーパーローテーションは剛体回転ではない。このスーパーローテーションの非剛体回転は, ハドレー循環の極向き子午面流が角運動量保存に従って東西流を等角運動量分布に近づけようとすることによって生じる。このハドレー循環によって  $d$  は 0 とはならず,  $d$  因子による不安定波が維持される ( $\text{Im}[\omega] > 0$ )。スーパーローテーションを維持する上で, ハドレー循環で生じる非剛体回転が変形因子  $d$  を大きくし, この  $d$  による不安定波が赤道向き角運動量輸送を生む。このように,  $d$  による不安定波の赤道向き角運動量輸送は, Gierasch メカニズムで要求される赤道向き渦角運動量輸送の候補の 1 つであると考えられる。

### 4. Venus-like GCM における赤道向き渦運動量輸送

本研究では, 物理定数を金星の値に変更した CCSR/NIES AGCM 5.4 を用い (Numaguti et al. 1995), 高度 90 km 付近までの領域を T10L50 の分解能で計算した。ただし, 現段階では現実性を追求しているわけでは

ないので、不確定な物理過程を大幅に簡略化している。放射過程は、雲層で極大になる加熱とニュートン冷却を用いた。これに乾燥対流調節を組み入れた Venus-like AGCM となっている。

上部境界における波の反射を防ぐために、水平風の擾乱成分にニュートン冷却と同じ時定数をもつレイリー摩擦をかけている。また、最下層では、水平風と気温を 30 日の時定数で地表面の値に緩和させている。

### 東西に一樣な加熱の結果

東西に一樣な加熱の結果(Yamamoto and Takahashi, *submitted to JAS*)を示す。「赤道と極の間の加熱差」や「下層大気(< 40 km)から鉛直伝播する重力波」によって子午面循環が駆動される。角運動量は、この子午面循環によって上層へ汲み上げられ、その後、南北流によって高緯度に運ばれる。そして、その角運動量の一部は、波動擾乱によって赤道向きに戻されるので、赤道域で角運動量が蓄積され、 $90 \text{ m s}^{-1}$  を越える高速流が形成される。これは、Gierasch 理論を支持する。しかし、この理論では、非常に大きな水平渦拡散係数による赤道向き角運動量輸送が要求されるのだが、この大きな水平渦拡散の正体（つまり、赤道向きに角運動量を輸送する波動擾乱の正体）が判っていない。

そこで、この実験で得られた気象要素を波数・周波数空間に分解し、モードごとに振幅や運動量 flux を計算し、個々のモードの波動構造を調べ、運動量 flux に寄与する波の種類を同定した。下層大気では混合ロスビー重力波（位相速度  $c \sim 0 \text{ m s}^{-1}$ 、波数  $s = 1$ ）が角運動量を赤道向きに運ぶ。雲層付近では、ロスビー波、混合ロスビー重力波、及び、重力波が、赤道向き角運動量 flux を生み出す。これらの波動は、「位相速度が  $0 - 40 \text{ m s}^{-1}$  の波」と「帯状平均流の流速に近い位相速度をもつ波」に分類できる。雲層上端より上では、鉛直伝播する重力波( $c = 0 - 40 \text{ m s}^{-1}$ )が、赤道向き角運動量 flux を生み出す。

子午面循環による上向き角運動量輸送に比べ、波動（ほとんどが重力波）による下向き角運動量輸送は、かなり小さい。したがって、子午面循環によって運ばれた角運動量は中層大気に蓄積され、スーパーローテーションが維持されるのである。

### 3D加熱の結果

実験は、金星標準気温鉛直分布・無風状態からスタートして、25000 日を過ぎた辺りで平衡に達し、42120 日まで時間積分した。以下では、42120 日での結果を示す。

Fig.1 は、帯状平均東西流の緯度-高度分布である。下層大気では帯状流が高度と共に増大し、高度 60 km 付近で、 $100 \text{ m s}^{-1}$  を越える高速流が形成される。高度 75 km 付近では、帯状流の減速域が観測される。鉛直流は地面から中層大気に至るまでつながっており、子午面流は帯状流の減速域で強められている。

中高緯度域では、惑星スケールの位相速度が遅い( $|c| < 10 \text{ m s}^{-1}$ )ロスビー波が卓越する。赤道域では、波数 1 および 2 の潮汐波が最も大きな振幅をもつ。また、波数 3 以上の重力波も低緯度では無視できない。

Fig.2 で示すように、子午面循環による角運動量鉛直輸送 flux は、赤道域で正、高緯度で負となる。緯度方向に積分した flux は正なので、子午面循環は角運動量を正味上向きに輸送している。他方、波動による角運動量の鉛直輸送 flux は、波数 1 や 2 の熱潮汐波や波数 3 以上の重力波による。波動の鉛直角運動量 flux は、ほぼ全領域で負となるが、子午面循環による鉛直輸送に比べてかなり小さい。これゆえ、子午面循環により上層へ運ばれた角運動量は、大気に蓄積される。

この上層に輸送された角運動量を保持するためには、高緯度域の下降流による角運動量下方輸送を何らかの方法でくい止めなければならない。このプロセスで不可欠となるのが、波動擾乱による赤道向き角運動量輸送である。Fig.3 は帯状平均渦水平運動量 flux の緯度-高度断面である。この角運動量水平輸送は、主に、惑星スケールの重力波やロスビー波によるものである。これらの波は位相速度が遅く、非断熱加熱の日変化によって生じた惑星スケール波動であると考えられる（例えば、Fig.4）。

本研究では、Venus-like AGCM を用いて、自転の 60 倍にも達するスーパーローテーションを再現した。上述のように、数値実験の結果は Gierasch 理論を支持する。東西に一樣な加熱でも 3D加熱でもスーパーローテーションは再現されるので、今回の実験では、潮汐説(e.g., Fels and Lindzen 1974)や Moving flame 説(Schubert and Whitehead 1969)に基づく角運動量の上方向輸送は重要ではない。これまでの研究では、Gierasch 理論で要求される赤道向き角運動量輸送は、順圧不安定(Rossow and Williams 1979)によるものであると信じられていた。しかし、今回、ロスビー波や重力波による赤道向き角運動量輸送が重要であることがわかった。3D加熱では、加熱域が 117 日周期でゆっくり回転しているので、 $c \sim 0 \text{ m s}^{-1}$  の惑星スケールの波動の寄与が、東西に一樣な加熱の結果と比較して大きくなる。

## 5. 今後の課題

3章の $d$ 因子による地衡流や慣性重力波の不安定について、球面の効果も含めて不安定が起るか否か、を議論していきたい。鉛直シアの効果も考慮したうえで、スーパーローテーションの形成・維持における、 $d$ 因子不安定の役割を整理し直すつもりである。

また、今回詳しく述べなかったが、T21 のモデルでもスーパーローテーションが見られるので、詳しく、波動擾乱の解析をしなければならない。

$d$ 因子（3章）とAGCM（4章）の力学を個別に議論してきたが、将来的には、Venus-like AGCM の水平分解能を上げて、AGCM 中の数千kmスケールの波の $d$ 因子の寄与についても議論したい。

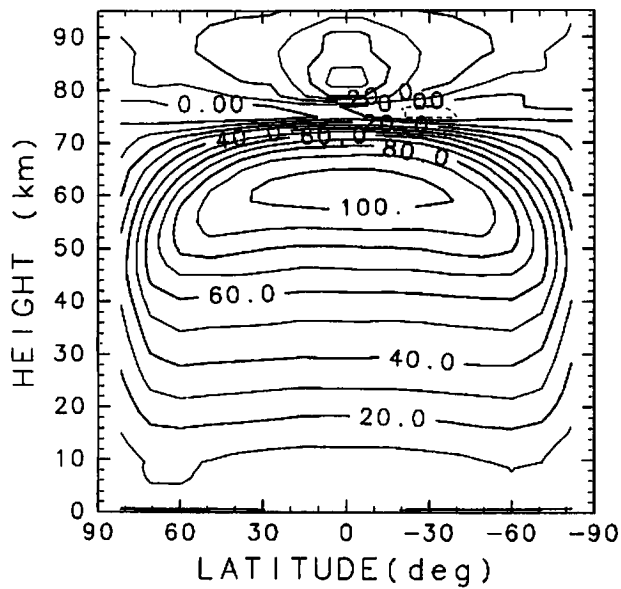
## 謝辞

本稿の2章と3章は名大・環境学研究科の田中浩氏との共同研究の一部で、4章は東大・気候システム研究センターの高橋正明氏との共同研究の一部である。

## 参考文献

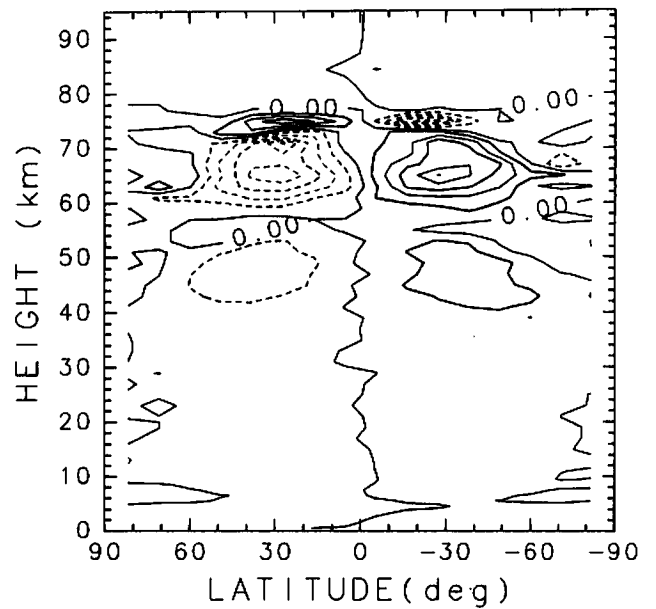
- Fels, S. B. and R. S. Lindzen, 1974: The interaction of thermally excited gravity waves with mean flows. *Geophys. Fluid Dynamics*, **6**, 149-191.
- Gierasch, P. J., 1975: Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1038-1044.
- Leovy, C. B., 1973: Rotation of the upper atmosphere of Venus. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1218-1220.
- Matsuda, Y., 1980: Dynamics of the four-day circulation in the Venus atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **58**, 443-470.
- Numaguti, A., M. Takahashi, T. Nakajima, and A. Sumi, 1995: Development of an atmospheric general circulation model, Reports of a new program for creative basic research studies, *Studies of global environment change with special reference to Asia and Pacific regions*, I-3, 1-27, CCSR.
- Rossow, W. B. and G. P. Williams, 1979: Large-scale motion in the Venus stratosphere. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 377-389.
- Schubert, G. and J. A. Whitehead, 1969: Moving flame experiment with liquid mercury: Possible implications for the Venus atmosphere, *Science*, **163**, 71-72.





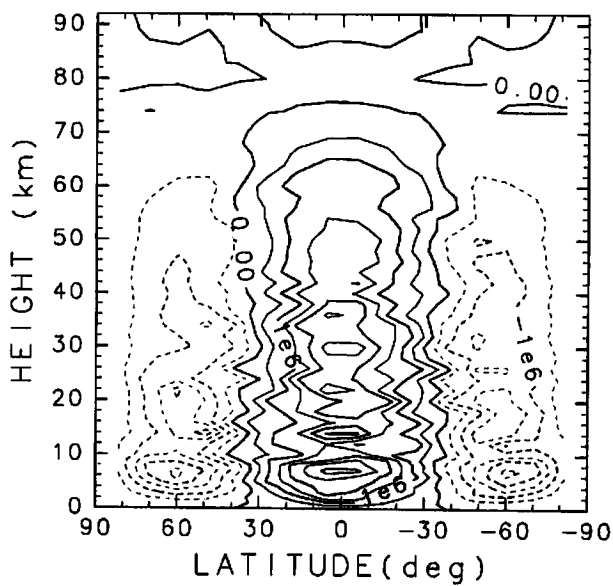
CONTOUR INTERVAL = 1.000E+01

Fig. 1 Latitude-height cross-section of longitudinally averaged zonal flow ( $\bar{u}$  m s<sup>-1</sup>).



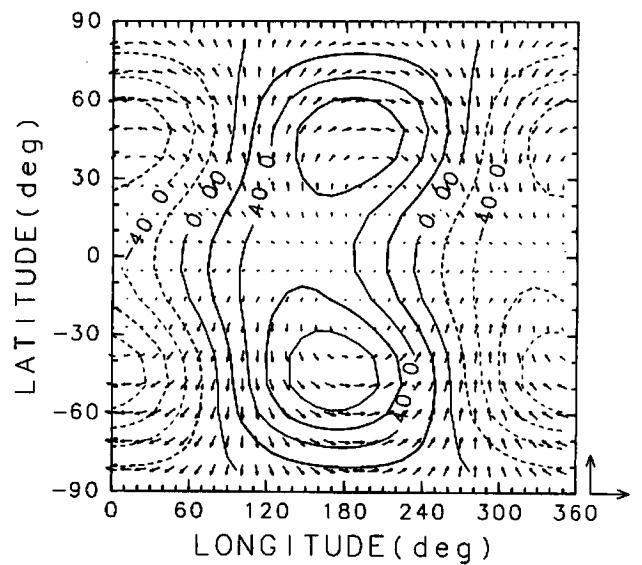
CONTOUR INTERVAL = 8.000E+00

Fig. 3 Latitude-height cross-section of longitudinally averaged zonal flow ( $\overline{u'v'}$  m<sup>2</sup> s<sup>-2</sup>). The dashed curve indicates negative value.



CONTOUR INTERVAL = 5.000E+05

Fig. 2 Latitude-height cross-section of longitudinally averaged vertical angular momentum flux caused by meridional circulation [ $\rho_0 r \cos \phi (\bar{u} + \Omega r \cos \phi) \bar{w}$  kg s<sup>-2</sup>]. The dashed curve indicates negative value.



CONTOUR INTERVAL = 2.000E+01

XUNIT = 5.000E+01, YUNIT = 5.000E+01

Fig. 4 Horizontal structure of the most predominant wave in the equatorward momentum transporters at 65 km. The contour and the arrow indicate the geopotential height and the horizontal flow, respectively. The dashed curve indicates negative value.