



東京学芸大学リポジトリ

Tokyo Gakugei University Repository

金星大気スーパーローテーションの生成に子午面循環が及ぼす力学的効果

メタデータ	<p>言語: Japanese</p> <p>出版者: 東京学芸大学教育実践研究推進本部</p> <p>公開日: 2023-12-07</p> <p>キーワード (Ja): 惑星大気, 金星, スーパーローテーション, 気象教育, 天文教育</p> <p>キーワード (En): planetary atmosphere, Venus, super-rotation, meteorology education, astronomy education</p> <p>作成者: 清水, 菜々子, 松田, 佳久, 佐藤, 尚毅</p> <p>メールアドレス:</p> <p>所属: 瑞穂町立瑞穂第五小学校, 東京学芸大学, 東京学芸大学</p>
URL	<p>http://hdl.handle.net/2309/0002000138</p>

金星大気スーパーローテーションの生成に子午面循環が及ぼす力学的効果

清水 菜々子*¹・松田 佳久*²・佐藤 尚毅*²

宇宙地球科学分野

(2023年5月31日受理)

SHIMIZU, N., MATSUDA, Y. and SATO, N.: Dynamic Effect of the Meridional Circulation on the Generation of Super-Rotation of the Venusian Atmosphere. Bull. Tokyo Gakugei Univ. Div. Nat. Sci., 75 : 83-96. (2023) ISSN 2434-9380

Abstract

Super-rotation of the Venusian atmosphere was simulated in the numerical experiments with the meridional circulation and the vertical eddy viscosity, in order to discuss the dynamic effect of the meridional circulation. After deriving an equation of the vertical transport of angular momentum, a multi-layer model was developed using an equation of the temporal change of zonal wind. We examined the vertical profiles of zonal wind in the steady state, assuming four types of the meridional circulation; upper-and-lower layer type, lower layer type, upper layer type, and whole layer type. As a result, it was revealed that the type of the meridional circulation strongly influences the vertical profile of super-rotation, and has an effect to continuously increase zonal wind. Moreover, it was demonstrated that the height distribution of vertical eddy viscosity also largely influences the vertical shear of zonal wind in the steady state. These results imply a possibility that two types of the meridional circulation can contribute to the generation of super-rotation in the Venusian atmosphere; the upper-and-lower layer type where two circulations exist in the upper and lower layers, and the whole layer type where one circulation occupies the whole layer.

Keywords: planetary atmosphere, Venus, super-rotation, meteorology education, astronomy education

Department of Astronomy and Earth Sciences, Tokyo Gakugei University, 4-1-1 Nukuikita-machi, Koganei-shi, Tokyo 184-8501, Japan

要 旨

子午面循環と鉛直渦粘性によって金星大気のスーパローテーションを生成する数値実験を行い、子午面循環の力学的効果を検討した。角運動量の鉛直輸送に関する方程式を導出し、東西風の時間変化を与える式を用いて多層モデルを作成した。4種類（上層・下層型、下層型、上層型、全層型）の子午面循環を仮定し、定常状態における東西風速の高度分布を調べた。その結果、子午面循環の様相は、スーパローテーションの高度分布に密接に関連し、東西風速を連続的に増大させる効果があることがわかった。また、鉛直渦粘性の高度分布により定常状態の東西風速の鉛直シアが大きく変化することも示された。以上の結果から、金星大気のスーパローテーションの生成

*1 瑞穂町立瑞穂第五小学校 (190-1212 東京都西多摩郡瑞穂町大字殿ヶ谷1160)

*2 東京学芸大学 広域自然科学講座 宇宙地球科学分野 (184-8501 東京都小金井市貫井北町4-1-1)

に寄与する子午面循環の型として、上層、下層にそれぞれ循環が存在する上層・下層型と、全層にひとつの循環が存在する全層型の2つの可能性が示唆された。

キーワード：惑星大気、金星、スーパーローテーション、気象教育、天文教育

1. はじめに

金星は、地表面気圧が92気圧という非常に厚い大気層を持ち、また、自転周期が243(地球)日ととても長く、1太陽日も非常に長い惑星である。地球と逆向きに自転し、地表から高度約100 kmまで全球で東風が卓越している。特に大気上層の雲層(高さ45~70 km)上部には自転速度の60倍もの速さの東風が観測されており、これを「スーパーローテーション(超回転)」と呼ぶ¹⁾。系外惑星の研究が進む近年、金星はその参照天体になると期待されこの超回転メカニズムも注目を集めている一方で、金星の大気層は厚く複雑であるために未だ完全には解明されていない。

このため、中学校、高等学校の理科においても、金星大気は十分には取り上げられていない。中学校では、金星の見え方を太陽系の構造と関連づけて言及することになっており、各惑星の大気組成や表面温度も取り上げるようになってきているが、金星大気の運動については言及がない²⁾。高等学校の科目「地学」においては、学習指導要領で「太陽系天体の特徴と惑星の運動を理解すること。」とされているが、各惑星の特徴に関して具体的な内容は指定されていない³⁾。たとえば、啓林館(2017)では、スーパーローテーションの存在について記述があるが、その仕組みには触れていない⁴⁾。また、数研出版(2013)では、風速と自転速度との比較や、土星の衛星タイタンにもスーパーローテーションが存在することに言及しているものの、仕組みは未解明としている⁵⁾。

角運動量保存の観点から、スーパーローテーションの生成メカニズムの本質は、固体惑星部分から供給される角運動量の鉛直輸送であると考えられている。Gierasch(1975)は、スーパーローテーションの生成・維持メカニズムを、子午面循環と強い水平渦粘性(剛体回転の維持)によって説明した。金星の平均熱構造が放射平衡によってある程度決まることから子午面循環の一周時間を推定し、水平渦粘性が無限大の場合について、角運動量バランスの式を解き、子午面循環の上向き角運動量輸送でスーパーローテーションが実現することは可能であると示唆している⁶⁾。Matsuda(1980)は水平渦粘性が有限の場合について理論的に

調べ、この場合でもスーパーローテーションが実現し得ること、さらに以前から予想されていた夜昼間対流も定常解として存在しうることを示唆した⁷⁾。この理論に現実的な条件を加味して提唱された「Gierasch・松田メカニズム」を用いて、木村(2021)は、子午面循環からスーパーローテーションが生まれる現象を、実際のトイモデル(実験装置)を用いて示した⁸⁾。

Sugimoto et al.(2019)は、現実的な太陽加熱による帯状平均成分のみで駆動する金星大気大循環モデルでスーパーローテーションを再現するとともに、その強さは鉛直粘性の値に依存することを示し、下層大気に角運動量を蓄積するためには、鉛直粘性は十分に小さい必要があることを示唆した⁹⁾。一方で、Horinouchi et al.(2020)は、南北流を形成する子午面循環が、高度60~70 kmにおいて低緯度のスーパーローテーションを最大で1 m/s/day程度弱めると指摘したが¹⁰⁾、鉛直方向の角運動量フラックスに注目すると、子午面循環が高高度へ角運動量を輸送している点は共通する。これらの結果から、子午面循環は、固体惑星の角運動量を上方に輸送するという点でスーパーローテーションを強化し、雲層上部でそれを極向きに輸送するという点で低緯度のスーパーローテーションを弱体化させるということが示されたといえる。

さらに、Fukuya et al.(2021)は、赤外面像を用いることにより、雲層上部(高度約65 km)で赤道から両極へと向かう10 m/s前後の流れが子午面循環による南北流ではないことと示唆し、子午面循環の極向きの流れは雲頂より高いところにあり、赤道向きに戻る流れは雲頂より低いところにあるという新たな見解を示した¹¹⁾。また、Williams(1988)は、惑星の自転角速度を系統的に変えながら、大気大循環モデルにおける子午面循環の極方向への広がりを調べ、自転角速度が小さいほど子午面循環がより高緯度まで広がった1セル型に近づくことを示した¹²⁾。

以上のように、子午面循環がスーパーローテーションの生成にもたらす効果は広く議論されてきた。しかし鉛直流の直接的な計測は難しいため、実際の金星の子午面循環の様相は解明されていない¹³⁾。そこで本研究では、子午面循環が角運動量を極向きに輸送しスーパーローテーションを弱体化させる働きを戻す機構とし

て, 剛体回転を維持する水平渦粘性を考慮する。その上で, 金星大気の子午面循環の型を複数仮定して数値計算を行い, 子午面循環の様相がスーパーローテーションの生成・維持にもたらす力学的効果について考察する。

2. 方法

2. 1 風速の時間変化を与える式の導出

Gierasch (1975)⁶⁾ をもとに, 松田 (2000)¹⁴⁾ を参考にして運動方程式から風速の時間変化を与える式を導出する。ただし,

- I それぞれの高度で水平方向には剛体回転を維持している
- II 子午面循環が南北加熱差の大きさのみで決定される

と仮定する。球面座標系での東西風 u (西向きが正) のラグランジュ微分は, 東西一様性を仮定して,

$$\frac{D}{Dt} u = \frac{\partial}{\partial t} u + \frac{v}{a} \frac{\partial u}{\partial \phi} + w \frac{\partial}{\partial z} u - \frac{\tan \phi}{a} uv \quad (1)$$

と表せる。ここで, v は南北風 (北向きが正), w は鉛直流 (上向きが正), a は惑星半径, ϕ は緯度を表し, u, v, w は, z と ϕ の関数である。このとき, 東西方向の運動方程式として

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} u = & 2\Omega v \sin \phi - 2\Omega w \cos \phi + \frac{\partial}{\partial z} (v_V \frac{\partial u}{\partial z}) \\ & + v_H \frac{1}{a^2 \cos^2 \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\cos^3 \phi \frac{\partial}{\partial \phi} \frac{u}{\cos \phi}) \end{aligned} \quad (2)$$

が成り立つ。ただし, Ω は自転角速度である。右辺第1項はコリオリ力, 第2項は鉛直流による効果, 第3項は鉛直渦粘性, 第4項は水平渦粘性を示す。東西一様を仮定しているため, 気圧傾度力は省略した。また, 大気がそれぞれの高度で剛体回転している場合は, 高度 z に依存する赤道上空 ($\phi = 0$) の東西風速 u を U_z とおくと, $u = a \cos \phi \cdot U_z$ ($u \propto \cos \phi$) となるため第4項全体がゼロとなり, 水平渦粘性は働かない。密度を ρ_z とおいて, (2) 式の両辺に $\rho_z a \cos \phi$ をかけると, 以下のような角運動量に関する式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(M+m)}{\partial t} \\ & + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \{(M+m)v \cos \phi\}}{\partial \phi} + \frac{\partial \{(M+m)w\}}{\partial z} \\ = & v_V \frac{\partial^2(M+m)}{\partial z^2} \\ & + v_H \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial [\cos^3 \phi (\frac{\partial}{\partial \phi}) \{(M+m)/a \cos^2 \phi\}]}{\partial \phi} \end{aligned} \quad (3)$$

ここで, 連続の式

$$\frac{1}{\cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (v \cos \phi) + \frac{\partial}{\partial z} w = 0 \quad (4)$$

を用いた。ただし, v_V は鉛直渦粘性係数, v_H は水平渦粘性係数である。(3) 式において, M は東西風による角運動量であり, $M = \rho_z (U_z \cos \phi) (a \cos \phi)$ と表せ, m は惑星の自転による角運動量であり, $m = \rho_z (a \Omega \cos \phi) (a \cos \phi)$ と表せる。左辺第2項は南北移流項, 右辺第2項は水平渦粘性項である。ここで, 任意の高度において球面積分した角運動量は, 角運動量の水平輸送によって変化しないので, 左辺第2項と右辺第2項を消去できる。ゆえに, 以下の式を球面積分することと同等である。

$$\frac{\partial(M+m)}{\partial t} + \frac{\partial \{(M+m)w\}}{\partial z} = v_V \frac{\partial^2(M+m)}{\partial z^2} \quad (5)$$

ここで, 球面積分に関して,

$$\int_0^{2\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} a^2 \cos \phi d\phi d\lambda = 2\pi a^2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \phi d\phi \quad (6)$$

が成り立つので, $(M+m)$ と $(M+m)w$ を球面積分すると,

$$2\pi a^2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (M+m) \cos \phi d\phi = \frac{8}{3} \pi \rho_z a^3 (u + a\Omega) \quad (7)$$

$$2\pi a^2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (M+m) w \cos \phi d\phi = \frac{8}{3} \pi \rho_z a^3 (u + a\Omega) w_z \quad (8)$$

が得られる。ただし,

$$w_z = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^2 \phi \cdot w \cdot 2\pi \cos \phi d\phi}{\frac{8\pi}{3}} \quad (9)$$

であり, w_z は任意の高度における正味の鉛直流を表す。したがって, (7), (8) 式を用いて (5) 式を球面積分すると, 次の式が導かれる。

$$\frac{\partial \rho_z(U_z + a\Omega)}{\partial t} + \frac{\partial \{\rho_z(U_z + a\Omega)w_z\}}{\partial z} = \frac{\partial \left\{ \rho_z v_V \frac{\partial (U_z + a\Omega)}{\partial z} \right\}}{\partial z} \quad (10)$$

左辺第2項は子午面循環による上向き角運動量フラックスの効果, 右辺は鉛直粘性による下向き角運動量フラックスの効果を表す。

2. 2 多層モデルの作成

(10) 式を用いて, 図1のような多層モデルを作成した。以下, n 層の多層モデルについて最下層から順に第1層, 第2層...とし, 最上層を第 n 層と呼ぶ。各高度における正味の鉛直流 w_z [m/s] と, 東西風 U_z [m/s], 密度 ρ_z [kg/m³] は図1のとおりである。鉛直流は層と層の間におく。東西風は東風を正とし, 赤道上空 ($\phi = 0$) の各層の平均高度の風速を表す。また, 最上層の上部は摩擦なしの空間として仮定している。

次に, 各層の風速の時間変化を与える式を, 以下のとおり①最下層, ②中間層, ③最上層に分けて導出した。モデル内(大気層)に仮定する子午面循環の強さや様相は, モデルの各層の鉛直流の大きさによって決まるものとした。

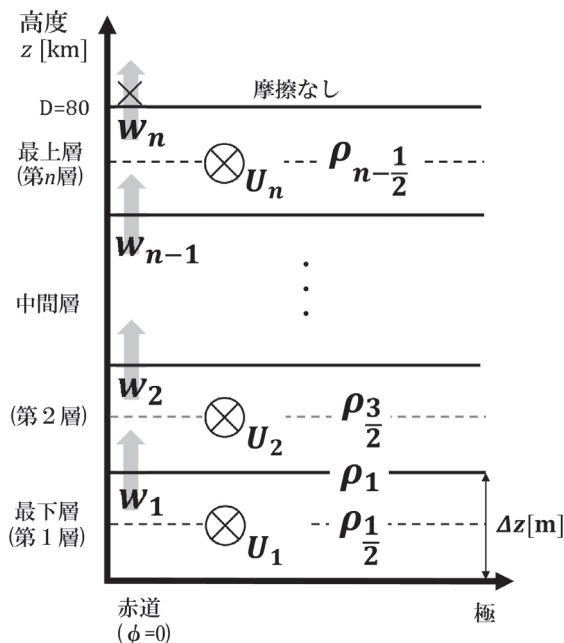


図1 多層モデルの模式図。ただし, 金星の北半球を東から西に見ている。

①最下層 (第1層)

地表付近(高度ゼロ)の風速を $U_0 (= 0)$ とし, (10) 式を用いて, 次の式を得た。

$$\frac{\partial(\rho_1 U_1)}{\partial t} = -\frac{\rho_1(U_1 + a\Omega)w_1}{\Delta z} + v_V \frac{\rho_1(U_2 - U_1) - 2\rho_0 U_1}{(\Delta z)^2} \quad (11)$$

②中間層 (第2層~第 $(n-1)$ 層)

$2 \leq m \leq (n-1)$ と定義する中間層を第 m 層と表し, (10) 式より次の式を得た。

$$\frac{\partial(\rho_{m-\frac{1}{2}} U_m)}{\partial t} = -\frac{\rho_m(U_m + a\Omega)w_m}{\Delta z} + \frac{\rho_{m-1}(U_{m-1} + a\Omega)w_{m-1}}{\Delta z} + v_V \frac{\rho_m(U_{m+1} - U_m) - \rho_{m-1}(U_m - U_{m-1})}{(\Delta z)^2} \quad (12)$$

③最上層 (第 n 層)

最上層より上部を摩擦なしの空間(最上層の風速と常に等しい空間)と仮定し, (10) 式より次の式を得た。ただし, モデル内に子午面循環を仮定するため, $w_n = 0$ である。

$$\frac{\partial(\rho_{n-\frac{1}{2}} U_n)}{\partial t} = \frac{\rho_{n-1}(U_{n-1} + a\Omega)w_{n-1}}{\Delta z} - v_V \frac{\rho_{n-1}(U_n - U_{n-1})}{(\Delta z)^2} \quad (13)$$

以上の (11), (12), (13) 式を用いて, 数値計算(時間積分)をした。金星の惑星半径は $a = 6052 \times 10^3$ [m], 自転角速度は $\Omega = \frac{2\pi}{243 \times 86400} = 3.00 \times 10^{-7}$ [s] とした。密度の高度分布としては, 過去のプローブ(探査機)や着陸機による直接観測データに基づいて作られた金星標準大気(Venus International Reference Atmosphere; VIRA)の密度データを使用した。初期状態は全層の東西風速 U_z をゼロとしている。Sugimoto et al. (2019)⁹⁾ が示すスーパーローテーション生成過程の結果を基に, 数値実験のはじめで減少する U_1 が再度増加に転じ, 絶対値が 0.5×10^{-3} m/s 未満になった際に $U_1 = 0$ とみなし, 定常状態と判断した。

2. 3 モデル内に仮定する子午面循環の様相

これまでの研究例を参考にして, 次の4種類の子午面循環を仮定した。これらの子午面循環の様相と, 定常状態での東西風の高度分布やスーパーローテーション

ン生成過程との関係を数値シミュレーションによって調べる。

①上層・下層型

Sugimoto et al. (2019) の数値シミュレーションでは、鉛直方向に2つの子午面循環が生成されていたことから⁹⁾、上層・下層型を設定した。この場合の鉛直流の高さ分布（相対的な分布形）を図2に示す。上層子午面循環は、高度50～80 kmの厚さ30 km、下層子午面循環は高度0～30 kmの厚さ30 kmを仮定する。高度30～50 kmは鉛直流をゼロとした。

②下層型

金星大気のおよそ90%が高度30 km以下に存在していることから¹⁴⁾、下層のみに子午面循環が卓越している下層型を仮定した。この場合の鉛直流の高さ分布を図3に示す。高度0～30 kmの厚さ30 kmの子午面循環を仮定し、30 km以上は鉛直流をゼロとしている。

③上層型

金星大気が吸収する太陽放射のうち、大部分が上層(58 km以上)域で行われており¹⁴⁾、さらにFukuya et al. (2021)¹¹⁾が上層に子午面循環の存在を示唆しているため、上層型を仮定した。また、下層型との比較のために、子午面循環の厚さは30 kmとした。鉛直流の高さ分布を図4に示した。上層子午面循環は、高度50～80 kmにあるものとし、それ以下の高度0～50 kmは鉛直流をゼロとする。

④全層型

地球の対流圏で見られるような、大気層全体にわたって子午面循環が存在する全層型を仮定した。鉛直流の高さ分布を図5に示す。仮定する子午面循環は、高度0～80 km、厚さ80 kmである。

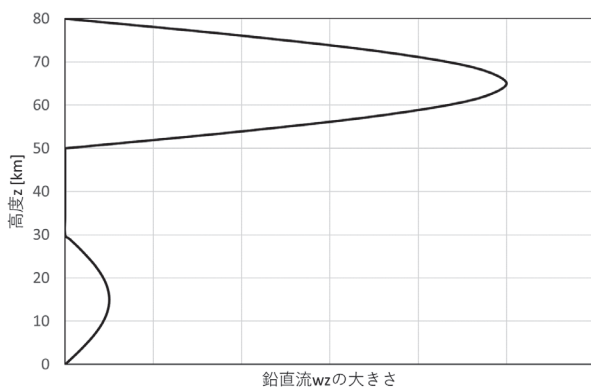


図2 上層・下層型の鉛直流速度の高度分布形。

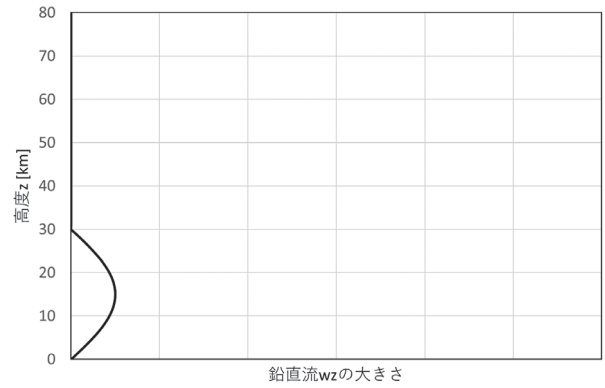


図3 下層型の鉛直流速度の高度分布形。

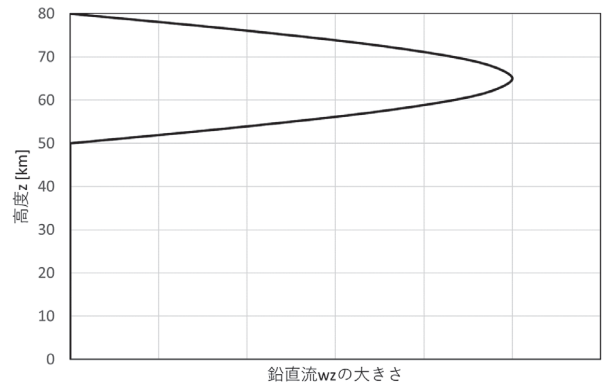


図4 上層型の鉛直流速度の高度分布形。

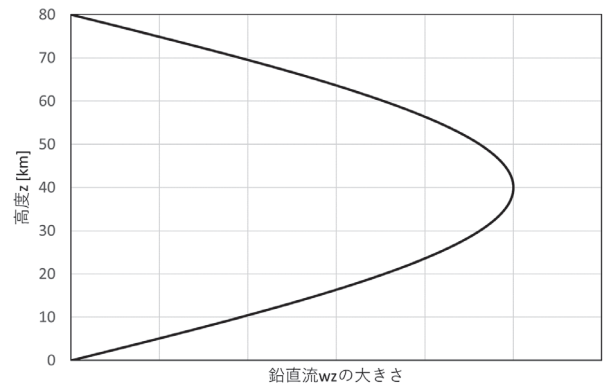


図5 全層型の鉛直流速度の高度分布形。

大気層の厚さは、実際に金星のスーパーローテーションが最も強く観測される高度(70 km)を考慮し80 kmとした。各型の鉛直流の高度分布の曲線部(①: $0 \leq z \leq 30$, $50 \leq z \leq 80$, ②: $0 \leq z \leq 30$, ③: $50 \leq z \leq 80$, ④: $0 \leq z \leq 80$, ただし単位は全て [km])は、各範囲の両端でゼロ、中央で表1に表す風速となるような三角関数で表した。以下、各子午面循環の強さは、その子午面循環の中央の高度での鉛直流速で示す。

表1 仮定する子午面循環の強さ。

	①上層・下層型	②下層型	③上層型	④全層型
上層子午面循環の鉛直流 [m/s]	0.01		0.01	
全層子午面循環の鉛直流 [m/s]				0.1
下層子午面循環の鉛直流 [m/s]	0.001, 0.005	0.001		

ここで、妥当な鉛直流のスケールを以下のように検討した。Horinouchi et al. (2020) より、中緯度の雲頂 (70 km 付近) で子午面循環の上昇流 (数 mm/s)、南北流 (1 m/s) が発生していることが示唆されている¹⁰⁾。したがって、先行研究と連続の式の関係から、表1のように①上層・下層型の上層子午面循環と③上層型の子午面循環の中央の鉛直流速度 $w_{z,up} = 0.001$ [m/s] とした。また、①上層・下層型の下層子午面循環と②下層型の子午面循環の中央の鉛直流速度は、上層部の $w_{z,up}$ より小さく、 $w_{z,down} = 0.0001$ [m/s], 0.0005 [m/s] とした。④全層型の子午面循環中央の鉛直流速度は、連続の式より $w_{z,whole} = 0.01$ [m/s] とした。

次に、上記の $w_{z,up}$, $w_{z,down}$ を用いて①上層・下層型の場合の時間積分を行い、定常状態における最上層の東風の風速が 95 [m/s] $\leq U_n \leq 105$ [m/s] に収束するときの v_V の値をチューニングにより求めた。ここでは $v_V = 5.00$ [m²/s] と決定された。この v_V の値を、②~④型においても共通の鉛直渦粘性係数 v_V とした。

2.4 数値計算上の設定

モデルの層数は基本的に160層、ただし、2.5節、2.6節では80層とし、モデルを使用する際の閾値として

$$\frac{w_{n-1}\Delta z}{v_V} < 0.2 \tag{12}$$

を定めた。つまり、鉛直渦粘性が一層を移動する時間が、鉛直流が一層を移動する時間に比べて十分に小さいことを表す以下の関係

$$\frac{(\Delta z)^2}{v_V} < 0.2 \times \frac{\Delta z}{w_{n-1}} \tag{13}$$

の条件の下で数値計算を行った。

さらに、多層モデル内で動く鉛直渦粘性・鉛直流の効果を適切に反映させるために、鉛直渦粘性によって1層の高度差を輸送するのにかかる時間が $\frac{(\Delta z)^2}{v_V}$ であることを考慮して、積分間隔 (Δt) を以下のように設定した。

$$\Delta t \leq \frac{1}{10} \cdot \frac{(\Delta z)^2}{v_V} \tag{14}$$

本研究の全ての数値実験において、各モデル内の(13)式の左辺の最大値と(14)式の右辺の最小値を抽出し、(13)式と(14)式の関係が成り立っていることを確認した。

2.5 鉛直流速度の高度分布の補正

2.3節の設定による結果をもとに、以下では主に①上層・下層型、④全層型について詳細な実験を行った。まず、高度に伴う密度変化を考慮するため鉛直流速度 (w_z) ではなく質量流量 ($\rho_z w_z$) が三角関数型となる鉛直流速度 (以下、質量流量を考慮した鉛直流速度とする) を求めた。ここで各子午面循環の中央の高度の鉛直流速度は、表2と等しくしている。さらに、①上層・下層型については、より詳細に調べるため、上層子午面循環と下層子午面循環の強さ ($\rho_z w_z$) の比を2種類 (10:1と10:5) に増やした。図6と図7に、質量流量を考慮した①上層・下層型 (強さの比10:1) と①上層・下層型 (強さの比10:5) の鉛直流

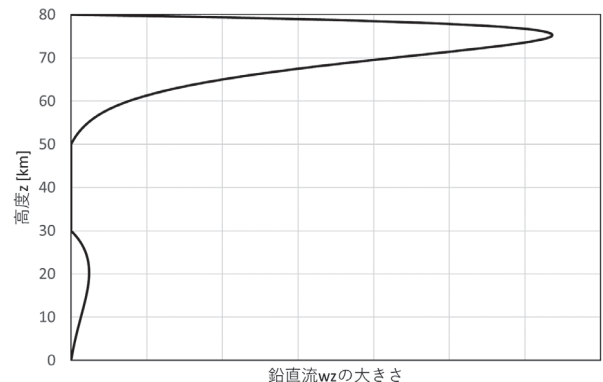


図6 上層・下層型 (強さの比10:1) で質量流量を考慮した鉛直流速度の高度分布形。

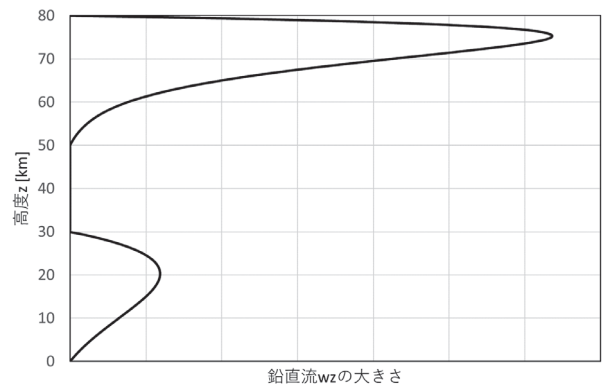


図7 上層・下層型 (強さの比10:5) で質量流量を考慮した鉛直流速度の高度分布形。

の高度分布をそれぞれ示す。また, 図8に④全層型の鉛直流の高度分布を示す。

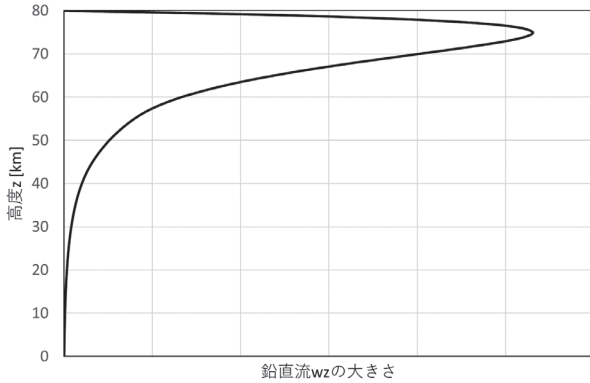


図8 全層型で質量流量を考慮した鉛直流速の高度分布形。

2. 6 鉛直渦粘性係数の補正

次に, 2. 3節, 2. 5節で定数として扱った鉛直渦粘性係数 ν_V を高度に依存する関数とした。金星の実際の鉛直渦粘性係数の分布は未知であるため, I :

$\nu_V(z) = \frac{C}{\sqrt{\rho_z}}$ (C : 定数) のときと, II : $\nu_V(z) = wz + K$ (K : 定数) のときの2つの場合にわけて数値実験を行った。

I : $\nu_V(z) = \frac{C}{\sqrt{\rho_z}}$ (C : 定数) のとき

Gierasch (1975) で鉛直渦粘性が分子粘性と定性的には同様に作用する可能性が示唆されていることから, 関数 $\nu_V(z)$ を上記のように設定した。金星の高度 0 km と 80 km では密度 ρ_z はおよそ 5445 倍異なる。図9に $\nu_V(z)$ と高度の関係を示す。

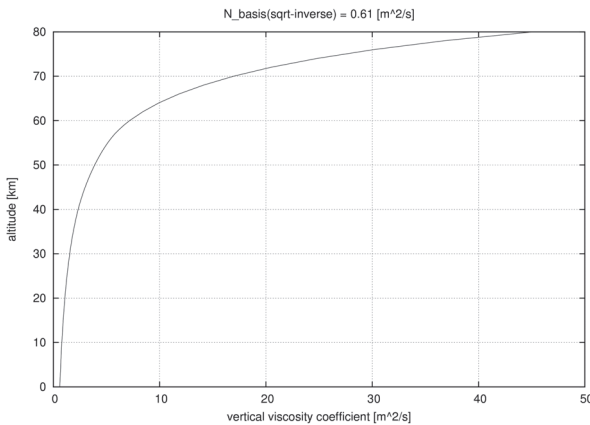


図9 $\nu_V(z) = \frac{C}{\sqrt{\rho_z}}$, $\nu_V(0) = 0.610$ [m^2/s] の場合の鉛直渦粘性係数の高度分布。

II : $\nu_V(z) = wz + K$ (K : 定数) のとき

図10は金星における東西風速の高度分布の諸観測結果からその平均値を求めたものである。

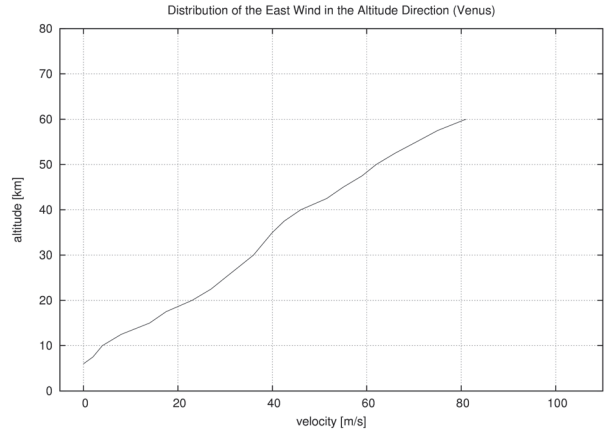


図10 過去の金星探査衛星 (ヴェネラ, パイオニア・ヴィーナス) により得られた, 東風風速の高度分布¹⁾の平均。

高度方向に線形的な風速分布が見られることから, 本研究でも定常状態において線形的な風速分布が見られる条件を以下のように導いた。(10) 式において定常状態 (左辺第1項 = 0) を考え, 高度 z で積分して両辺を ρ_z で割ると,

$$(U_z + a\Omega)w_z - \nu_V \frac{\partial}{\partial z}(U_z + a\Omega) = 0 \quad (15)$$

が得られる。つまり定常状態では, 上向き・下向き角運動量フラックスがつり合い, 地面では固体惑星と大気との間で角運動量の交換はゼロである。 D を大気の厚さとし, 鉛直流についての条件 $w_0 = w_\infty = 0$ より, (15) 式を $z = 0 \rightarrow D$ の範囲で積分して $(U_z + a\Omega)$ について解くと,

$$U_z + a\Omega = a\Omega \exp\left(\frac{1}{\nu_V} \int_0^D w_z dz\right) \quad (16)$$

が得られる。ここで, ν_V が z に依存することを考慮した上で, (16) 式が定数 p , q を用いて以下のような一次関数で表されるものとする。

$$U_z + a\Omega = a\Omega \exp\left(\int_0^z \frac{w_z}{\nu_V(z')} dz'\right) = pz + q \quad (17)$$

このとき

$$\ln\left(\frac{p}{a\Omega}z + \frac{q}{a\Omega}\right) = \int_0^z \frac{w_z}{\nu_V(z')} dz' \quad (18)$$

となって、(18) 式を満たす $\frac{w_z}{v_V(z)}$ は、

$$\frac{w_z}{v_V(z)} = \frac{1}{z + \frac{q}{p}} \quad (19)$$

と表せるので、

$$v_V(z) = w_z(z + \frac{q}{p}) \quad (20)$$

が得られる。本研究では、スーパーローテーションの生成メカニズムを固体惑星部分から供給される角運動量の鉛直輸送としているため、最下層 ($z=0$) で $v_V(z) \neq 0$ とする必要がある。ゆえに、正の定数 K を用いて、

$$v_V(z) = w_z z + K \quad (21)$$

と式を補正し、定常状態の最上層の東風の風速 U_n が 100 m/s 程度に収束する K の値をチューニングにより求めた。図11に、 $K = 0.001$ [m²/s] の場合の④全層型における鉛直渦粘性係数 $v_V(z)$ の高度分布を示す。

定常状態を表現する (15) 式には ρ_z が含まれていないことに注意したい。つまり、定常に達した東風の高さ分布は密度の大きさやその鉛直分布に依存しない。一方、定常に達するまでの途中の状態は ρ_z を含む (10) 式に支配されているようなので、密度分布に依存する。

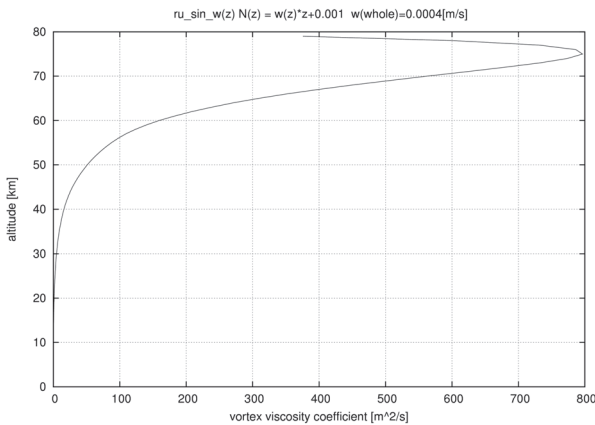


図11 $v_V(z) = w_z z + K$ ($K = 0.001$ [m²/s]) で求めた鉛直渦粘性係数の高度分布。ただし、全層型、平均高度の鉛直流速度が0.0004 m/sの場合を求めた。

3. 結果

3. 1 鉛直流速度が三角関数型で鉛直渦粘性係数が定数の場合

①上層・下層型 ($w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} =$

0.0001 [m/s]) の定常状態における東西風速の高度分布を図12に示す。およそ8000日で定常状態に達した。このときの最上層の風速は $U_{160} = 103$ [m/s] となった。高度55 km以上で風速が大きく増大し、中層域で等風速帯をもつ東西風速の高度分布が見られた。

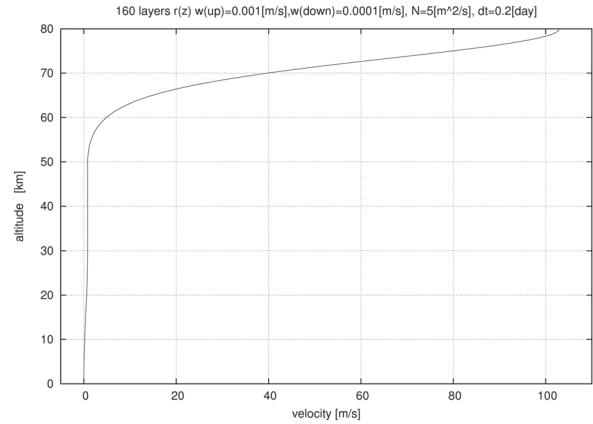


図12 ①上層・下層型の東西風速の高度分布。ただし、 $w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0001$ [m/s], $v_V = 5.00$ [m²/s]。

次に、①上層・下層型 ($w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0005$ [m/s]) のときの定常状態における東西風速の高度分布を計算した。 U_{160} が図12と等しくなるように v_V をチューニングし、 $v_V = 6.90$ [m²/s] とした。図12と同様に高度55 km以上の上層域で風速が最も大きく増大したもの、高度10 km以上でも高度に伴う風速の増大が顕著に見られた (図13)。子午面循環を仮定していない30~50 kmは、等風速帯となった。

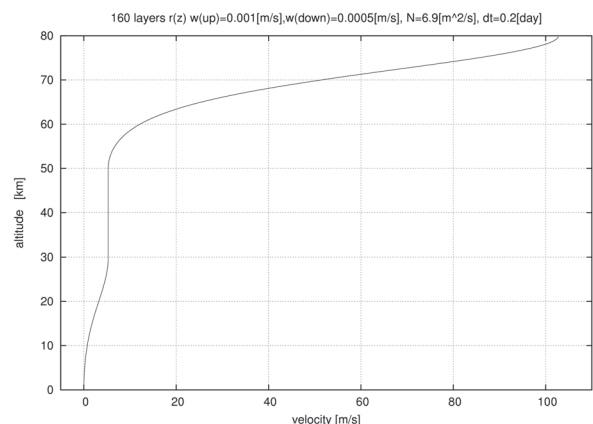


図13 図12と同じ。ただし、 $w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0005$ [m/s], $v_V = 6.90$ [m²/s]。

図14は②下層型における東西風速の高度分布である。最上層で風速100 m/sの東風を生成する下層子午

面循環の鉛直流速度は, $w_{z_down} = 0.0011$ [m/s] となり, およそ40000日で定常状態に達した。子午面循環を仮定していない高度30 km以上には等風速帯が見られた。

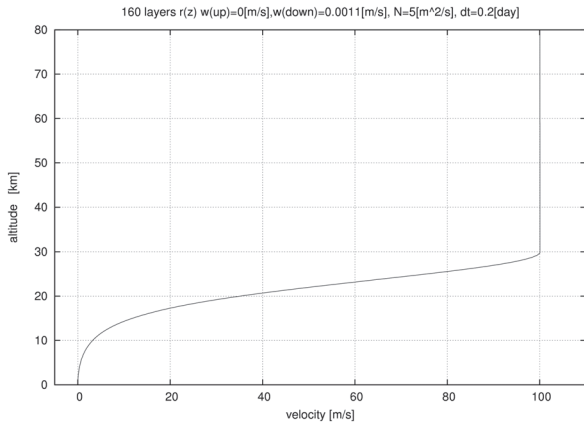


図14 ②下層型の東西風速の高度分布。ただし, $w_{z_down} = 0.0011$ [m/s], $\nu_V = 5.00$ [m²/s]。

図15は, ③上層型の定常状態における東西風速の高度分布である。最上層の風速が100 m/s程度となる上層子午面循環の鉛直流速度は $w_{z_up} = 0.0011$ [m/s] であった。およそ10000日で定常状態に達した。東風の高度分布は図12と同様に上層で急激に風速が増大する形となり, 高度50 km以下は無風帯となった。

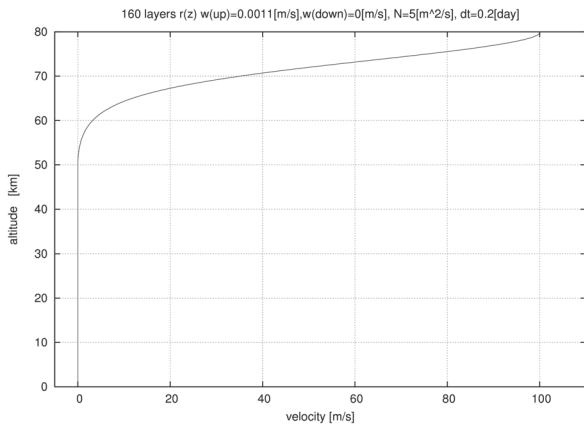


図15 ③上層型の東西風速の高度分布。ただし, $w_{z_up} = 0.0011$ [m/s], $\nu_V = 5.00$ [m²/s]。

④全層型について, ①~③型と同じ $\nu_V = 5.00$ [m²/s] の条件下で, 95 [m/s] $\leq U_n \leq 105$ [m/s]となる w_{z_whole} をチューニングにより求めたところ, $w_{z_whole} = 0.0004$ [m/s] が得られた。定常状態における東西風速の高度分布を図16に示す。およそ20000日で定常状態に達し, 最上層の風速 U_{160} は98.2 m/sであった。高度に

伴って連続的に風速が増大し, 等風速帯は見られなかった。

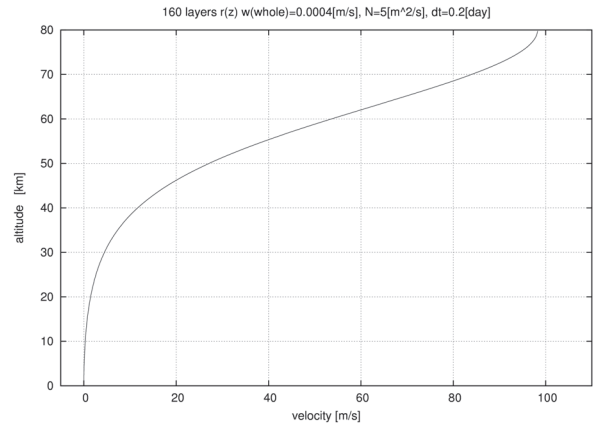


図16 定常状態における④全層型の東西風速の高度分布。ただし, $w_{z_whole} = 0.0004$ [m/s], $\nu_V = 5.00$ [m²/s]。

以上の計算における東西風速の時間変化の全てで, 定常状態に達する前に下層の風速に負の値(西風)が見られた。

3. 2 質量流量を考慮した鉛直流速度で鉛直渦粘性係数が定数の場合

質量流量が三角関数型になる鉛直流で, 鉛直渦粘性係数は一定とした場合の結果を以下に示す。まず図17は, ①上層・下層型 ($w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0001$ [m/s]) としたときの, 定常状態における東西風速の高度分布である。最上層の風速 U_{80} は, 100 m/sであった。図12と比べ, 風速が急激に増大する高度が65 km程度まで上昇した。下層域も高度20 km付近に, 若干の風速の増大が見られるが, 子午面循環を仮定していない高度30~50 kmは無風帯となった。

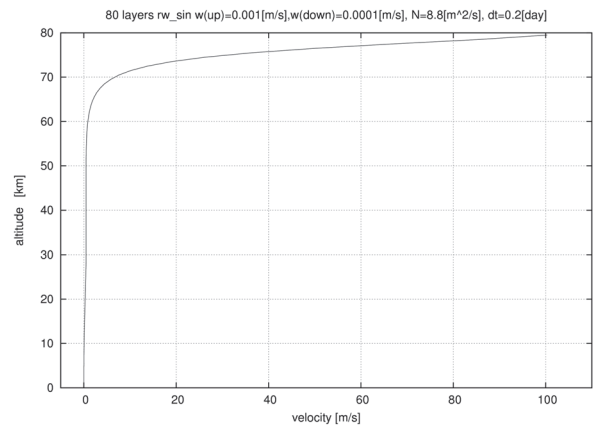


図17 ①上層・下層型(質量流量考慮)の東西風速の高度分布。ただし, $w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0001$ [m/s], $\nu_V = 8.80$ [m²/s]。

図18は、①上層・下層型 ($w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0005$ [m/s]) としたときの、東西風速の高度分布であり、最上層の風速 U_{80} は、100 m/s となった。下層 (高度約25 km) と上層 (高度約75 km) のそれぞれで風速が大きく増大しているが、図13と比較すると、風速が増大する高度はどちらも上昇している。

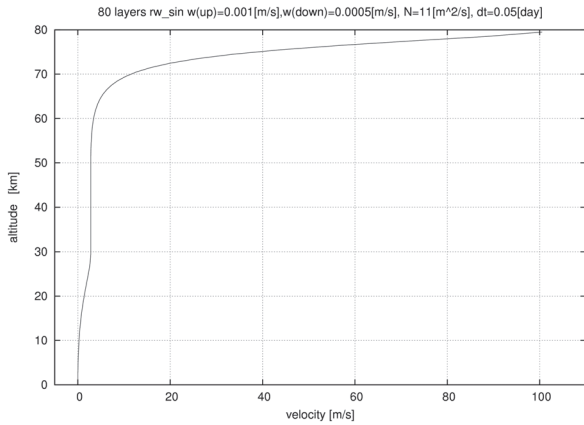


図18 ①上層・下層型 (質量流量考慮) の東西風速の高度分布。ただし、 $w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0005$ [m/s], $\nu_V = 11.0$ [m²/s]。

図19は、④全層型 ($w_{z_whole} = 0.0004$ [m/s]) での定常状態における東西風速の高度分布である。最上層の風速 U_{80} は、96.8 m/s であった。図17, 18と同様に、風速が急激に増大する高度が図16よりも上昇し、図15の③上層型の高度分布と似た結果となった。

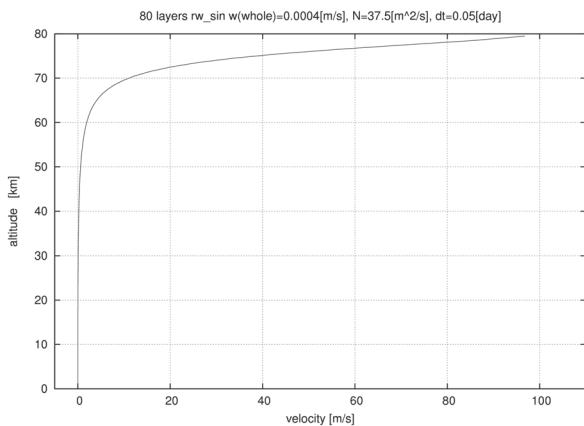


図19 ④全層型 (質量流量考慮) の東西風速の高度分布。ただし、 $w_{z_whole} = 0.0004$ [m/s], $\nu_V = 37.5$ [m²/s]。

3. 3 質量流量を考慮した鉛直流速度で鉛直渦粘性係数が $\nu_V(z) = \frac{C}{\sqrt{\rho_z}}$ のとき

質量流量が三角関数型になる鉛直流で、鉛直渦粘性係数が密度の平方根の逆数に比例する場合の結果を以下に示す。まず、図20は①上層・下層型 ($w_{z_up} = 0.001$

[m/s], $w_{z_down} = 0.0001$ [m/s]) としたときの定常状態における東西風速の高度分布である。 $z = 0$ での鉛直渦粘性係数を $\nu_V(0) = 0.610$ [m²/s] としたところ、最上層の風速 U_{80} は、103 m/s となり、風速の高度分布は図13とよく似た高度分布となった。

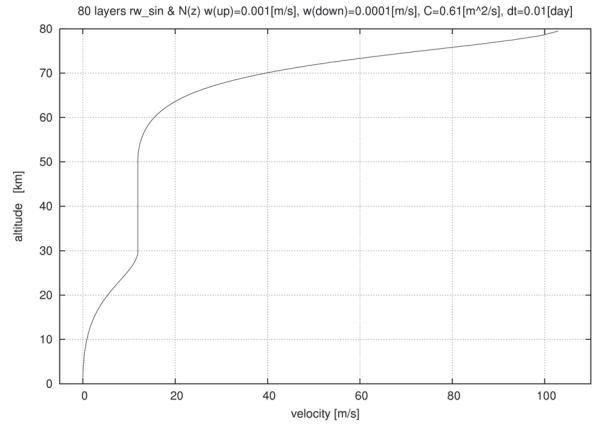


図20 ①上層・下層型 (質量流量考慮, $\nu_V(z)$ が関数) の東西風速の高度分布。ただし、 $w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0001$ [m/s], $\nu_V(0) = 0.610$ [m²/s]。

図21は、①上層・下層型 ($w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0005$ [m/s]) での定常状態における東西風速の高度分布である。最下層での鉛直渦粘性係数を $\nu_V(0) = 1.80$ [m²/s] とし、最上層の風速 U_{80} は、102 m/s となった。上層と下層それぞれで高度に伴い大きく風速が増大する高度分布となった。

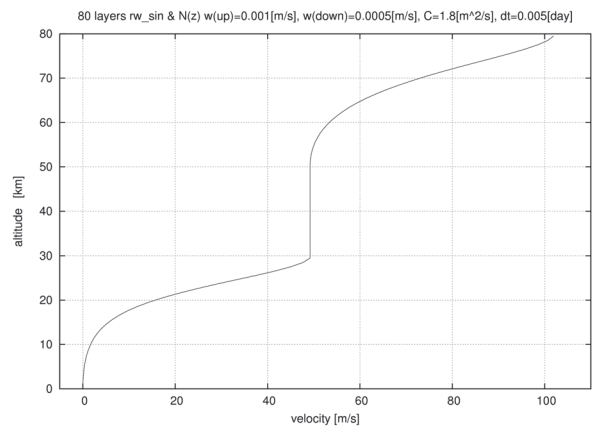


図21 ①上層・下層型 (質量流量考慮, $\nu_V(z)$ が関数) の東西風速の高度分布。ただし、 $w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0005$ [m/s], $\nu_V(0) = 1.80$ [m²/s]。

図22は、④全層型 ($w_{z_whole} = 0.0004$ [m/s]) としたときの定常状態における東西風速の高度分布である。最下層の鉛直渦粘性係数 $\nu_V(0)$ は2.30 [m²/s]、最上層の風速 U_{80} は95.4 m/s である。高度に伴って連続的に風速が増大しているものの、主に上層域で風速の増大

が顕著に見られた。

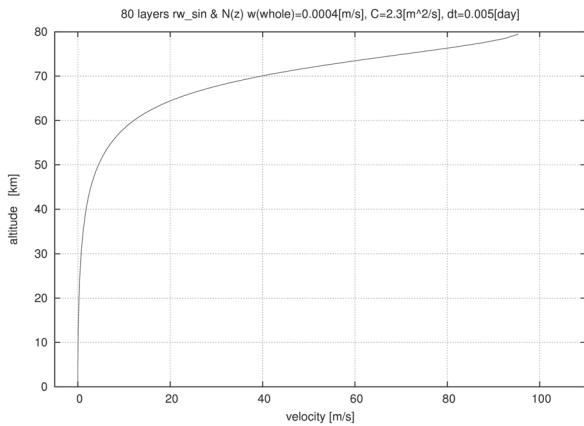


図22 ④全層型 (質量流量考慮, $v_V(z)$ が関数) の東西風速の高度分布。ただし, $w_{z_whole} = 0.0004$ [m/s], $v_V(0) = 2.30$ [m²/s]。

3. 4 質量流量を考慮した鉛直流速度で鉛直渦粘性係数が $v_V(z) = w_z z + K$ のとき

密度変化を考慮し, 質量流量が三角関数型になる鉛直流で, 鉛直渦粘性係数が鉛直流と高度の積に依存する場合の結果を以下に示す。 K が 0.0001 [m²/s] 未満の値をとるとき, 計算可能な範囲で定常状態に達しなかったため, 本節では $K = 0.0001$ [m²/s] で統一した。図23は①上層・下層型 ($w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0001$ [m/s]), 図24は①上層・下層型 ($w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0005$ [m/s]) とした場合の定常状態における東西風速の高度分布である。最上層の風速 U_{80} は, 図23で 73.0 m/s, 図24で 80.4 m/s となった。どちらも高度と共に直線的に風速が増大し, 中層域では等風速帯が形成された。大気全体で一次関数的な高度分布にはならなかった。

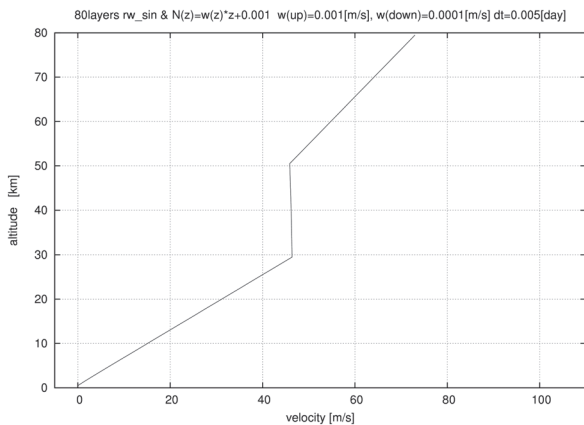


図23 ①上層・下層型 (質量流量考慮, $v_V(z)$ が関数) の東西風速の高度分布。ただし, $w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0001$ [m/s], $K = 0.0001$ [m²/s]。

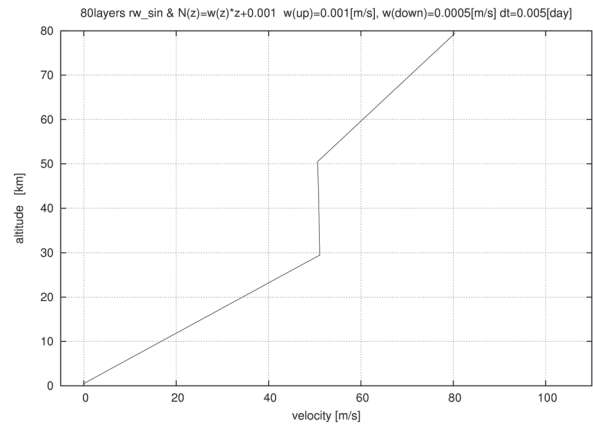


図24 ①上層・下層型 (質量流量考慮, $v_V(z)$ が関数) の東西風速の高度分布。ただし, $w_{z_up} = 0.001$ [m/s], $w_{z_down} = 0.0005$ [m/s], $K = 0.001$ [m²/s]。

④全層型 ($w_{z_whole} = 0.0004$ [m/s]) としたときの定常状態における東西風速の高度分布を図25に示す。およそ 6000000 日で定常状態に近い状態に達したが, それ以上は計算可能な範囲を超えたため, 6000000 日までの風速変化を示した。最上層の風速 U_{80} は 96.0 m/s であった。高度に伴う風速変化は, 定常状態に達する前後の両方で, 全層にわたった一次関数的な結果となった。

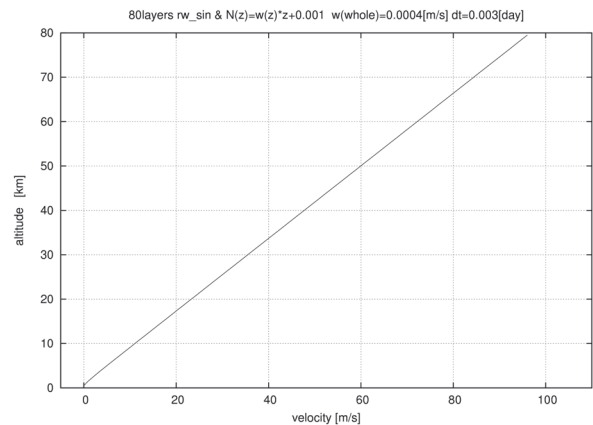


図25 定常状態における④全層型 (質量流量考慮, $v_V(z)$ が関数) の東西風速の高度分布。ただし, $w_{z_whole} = 0.0004$ [m/s], $K = 0.001$ [m²/s]。

4. 考察

本研究で作成したモデルにおいて現実的な鉛直流を用いることにより, ①~④の全ての型で高度 $70 \sim 80$ km 付近に 100 m/s 程度のスーパーローテーションを生成することができた。また, 全ての型のスーパーローテーション生成過程 (図12, 13, 14, 15, 16) において下層大気に負の風速 (西風) が存在した。こ

の西風は、Sugimoto et al. (2019)⁹⁾でも認められており、固体惑星の自転に伴って大気が最初から持っていた角運動量や固体惑星部分から供給された角運動量が各層間の鉛直流により上層へ輸送され奪われたために生じる流れとして説明できる。以上のことから、本研究のモデルにより、鉛直流の強さで決定される子午面循環の様相とそれによって生成されるスーパーローテーションの関連を見ることが可能であると考えた。

次に、子午面循環の様相(①~④型)と定常状態における東風の鉛直シア(風速の高度変化率)について考察する。①上層・下層型の図12, 13において、子午面循環が存在する2つの高度帯では高度と共に風速が増大し、中層域には等風速帯が生成された。また、下層子午面循環の強さを変えた図12と図13の比較より、下層子午面循環が強いほど下層大気を加速するものの、下層子午面循環は上層子午面循環ほど風速の鉛直シアを増大させないことがわかった。②下層型の図14, ③上層型の図15でも、子午面循環を仮定した高度帯では高度と共に風速が増大した一方で、その他の範囲は等風速帯となった。また、②下層型と③上層型の比較から、大気層の中に同じ厚さ・強さの子午面循環がある場合、それが存在する高度に依らず定常状態の最上層の風速は等しくなることがいえる。(15)式より、鉛直渦粘性係数 ν_V が一定の条件下では、定常時の最上層の風速 U_n は、高度 $z=0$ からその高度 z まで w_z を積分した値の指数関数に依存するので、以上の結果は妥当な結果といえる。④全層型の図16において、 $w_{z_whole} = 0.0004$ [m/s]で最上層の風速が100 m/s程度のスーパーローテーションを生成できたことから、全層型の子午面循環を仮定する場合は、非常に小さい鉛直流でも強いスーパーローテーションを生成することが可能であるといえる。以上の考察から、鉛直流分布が三角関数型で鉛直渦粘性係数 ν_V が一定の場合、大気層全体に子午面循環が存在している(④全層型>①上層・下層型>②下層型・③上層型)ほど、下層から上層にかけて連続的に風速が増大することがわかった。さらに、金星大気の東風の鉛直シアを示した図10のような線形的な結果は①~④型では得られなかったが、連続的に風速が増大しているという点では、④全層型の結果(図16)が観測結果に最も近いといえる。

続いて、 ν_V = 一定かつ質量流量を考慮した鉛直流を用いて求めた3.2節の図17, 18, 19を、3.1節の結果(図12, 13, 16)と比較すると、①上層・下層型、④全層型のどちらも大気が強く加速される高度が上昇していることがわかった。特に、④全層型は、質量流

量を考慮する前の③上層型(図15)と非常に似た結果となった。これは金星大気の密度が $z=0$ と $z=80$ [km]で2桁程度異なるため、質量流量を考慮する場合上層ほど大きな鉛直流が存在するからであると考えられる。また①上層・下層型(図17, 18)については、下層子午面循環の強さを変えても風速の鉛直シアに大きな違いは見られず、これは3.1節の結果(図12, 13)と似ている。次に、 $\nu_V(z) = C/\sqrt{\rho_z}$ (C :定数)とした3.3節の結果(図20, 21, 22)をみると、3つの実験全てで下層子午面循環の効果が強く表れていることが分かる。特に図21は、下層子午面循環の強さは上層子午面循環の強さの半分であるにもかかわらず、高度30 kmで風速およそ50 m/sもの東風が生成されている。これは、鉛直方向の風速の違いをならす ν_V が、下層で小さく上層で急激に大きくなることで、固体惑星部分と近い速度(≈ 0 [m/s])よりも上層の大きな速度とのかき混ぜ効果が十分に効いたためであると考えられる。Gierasch (1975)⁶⁾が示唆する分子粘性型($\nu_V(z) = C/\rho_z$)で同様の数値実験を行った際には、これらの効果が大気層全体でより強化され、下層子午面循環の効果が著しく見られると予想できる。以上の結果より、実際の金星大気と合致する適切な鉛直渦粘性の値は明らかではないものの、 ν_V の高度分布と、定常状態における東西風速の高度分布に大きな相関が見られることが示唆された。さらに、図20, 21からは、鉛直渦粘性係数を高度に依存するとした場合においても、子午面循環が存在しない範囲(鉛直流がゼロの範囲)は定常状態で等風速帯になることが分かる。

金星大気の直接的な観測が十分に進んでいないため、3.3節で補正した鉛直流や鉛直渦粘性の高度分布が実際の金星大気にどれほど適合しているかは未知である。特に、鉛直流の高度分布は、仮定した型ごとに質量流量を考慮し現実的な分布を求めたものの、 $\nu_V(z)$ は、 ρ_z のみの関数として決めたに過ぎず、他の大気現象(熱潮汐波、傾圧不安定、高度ごとの化学成分の粘性など)の効果は含まれていない。しかし図10との比較から、特に下層域から高度に伴って風速の増大が見られる①上層・下層型は、上層ほど $\nu_V(z)$ が増大する大気環境であれば、金星大気の子午面循環として存在し得る可能性は否定できない。その場合、独立した上下の子午面循環の間(中層域)に何らかの角運動量上方輸送のメカニズムが存在することによって中層域の等風速帯が解消される必要がある。その点では、上層と下層に加えて高度20~40 kmの範囲にも子午面循環の存在を示唆しているHorinouchi et al. (2020)¹⁰⁾のモデルを支持できる。また、本研究の結

果から, ②下層型, ③上層型も, 最上層に100 m/s程度のスーパーローテーションを生成できるといえる。しかし, 全高度にわたった強い東風は生成されなかった。よって, 子午面循環がほとんど存在しない高度帯に何らかの角運動量上方輸送のメカニズムが存在することが, スーパーローテーションの生成機構として成り立つために必須といえる。

最後に, 実際の金星大気東風の鉛直シア (図10) のような, 線形的な結果が得られる $v_V(z)$ を意図的に取り入れた場合を検討する。図23, 24の①上層・下層型では, 線形的に風速が増大している高度は見られるものの, これまでの結果と同様に子午面循環を仮定していない高度帯は等風速帯ができています。一方, ④全層型においては, $v_V(z=0)$ が0.001 m²/s 程度の場合, 実際の金星大気と同様の線形的な風速の鉛直シアが生成されている (図25)。したがって, ④全層型は, $v_V(z) = w_z z + K$ で表せられるような大気環境であれば, 金星大気の子午面循環として存在し得るといえる。

本研究では, 子午面循環の様相ごとに実際のスーパーローテーションが生成されるための条件を検討した。古典的な多層モデルでも, ある程度は子午面循環とスーパーローテーションの関係を見ることができたと評価できる。そして, 実際の金星大気中の鉛直流を観測することが難しい以上, スーパーローテーションとの関連が注目される子午面循環の様相を解明するためには, 本研究で $v_V(z)$ として定義した大気擾乱の解明が強く求められることがわかった。地球大気と大きく異なる金星大気には, どのような子午面循環がスーパーローテーションと共存しているのか, 今後の解明を楽しみに待ちたい。

5. 結論

金星大気における下層から上層にかけてのスーパーローテーションの生成について, 子午面循環の様相との関係の評価するため, 角運動量の鉛直輸送の効果を加味した多層モデルを作成した。本研究で用いた多層モデルは, 簡単ではあるものの子午面循環とスーパーローテーションの関係を示せたと言える。鉛直渦粘性係数に関わらず子午面循環が存在する高度帯に限り東風の鉛直シアが生まれたことから, 上層子午面循環のみ, または下層子午面循環のみの効果で, 実際の金星大気中のスーパーローテーションを生成する可能性は低いと考えられる。一方, 上層・下層のそれぞれに独立した子午面循環がある場合と, 全層にわたって子午

面循環が広がっている場合の2つの様相については, 現実的なスーパーローテーションを生成する機構として存在する可能性がある。ただし, 前者においては, 上層ほど鉛直渦粘性が大きくなるような大気環境と, 中層域にも何らかの上方角運動量輸送のメカニズムが必要である。一方, 後者も, 上層ほど鉛直渦粘性が大きくなるような大気環境が求められる。また前者と異なる点として, 単に上層ほど鉛直渦粘性が大きだけでなく, 子午面循環をつくる鉛直流の大きさに対応した, 鉛直渦粘性の特定の鉛直分布形であることが重要である。したがって, 下層から上層にかけてスーパーローテーションを生成する子午面循環の様相は, 本研究で鉛直渦粘性として表されたその他の大気擾乱の効果に大きく依存するものの, 上層・下層型, 全層型の2種類の可能性がより高いと考えられる。

引用文献

- 1) 松田佳久: 惑星気象学入門. 岩波書店, 東京, 112pp, 2011.
- 2) 文部科学省: 中学校学習指導要領 (平成29年告示) 解説理科編. https://www.mext.go.jp/content/20210830-mxt_kyoiku01-100002608_05.pdf (アクセス2023. 4. 20), 2017.
- 3) 文部科学省: 高等学校学習指導要領 (平成30年告示) 解説理科編 理数編. https://www.mext.go.jp/content/20211102-mxt_kyoiku02-100002620_06.pdf (アクセス2023. 4. 20), 2021.
- 4) 啓林館: 地学改訂版. 429pp, 2017.
- 5) 数研出版: 地学. 383pp, 2013.
- 6) Gierasch, P. J.: Meridional circulation and maintenance of the Venus atmospheric rotation. *J. Atmos. Sci.*, 32, 1038-1044, 1975.
- 7) Matsuda, Y.: Dynamics of the four-day circulation in the Venus atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, 58, 443-470, 1980.
- 8) 木村龍治: 金星超回転のトイモデル —ギーラシ・松田メカニズムの実験室模型—. *天気*, 68, 485-493, 2021.
- 9) Sugimoto, N., Takagi, M. and Matsuda, Y.: Fully developed superrotation driven by the mean meridional circulation in a Venus GCM. *Geophys. Res. Lett.*, 46, 1776-1784, 2019.
- 10) Horinouchi, T., Hayashi, Y.-Y., Watanabe, S., Yamada, M., Yamazaki, A., Kouyama, T., Taguchi, M., Fukuhara, T., Takagi, M., Ogohara, K., Murakami, S.-Y., Peralta, J., Limaye, S. S., Imamura, T., Nakamura, M., Sato, T. M. and Satoh, T.: How waves and turbulence maintain the super-rotation of Venus' atmosphere. *Science*, 368, 405-409, 2020.
- 11) Fukuya, K., Imamura, T., Taguchi, M., Fukuhara, T., Kouyama,

- T., Horinouchi, T., Peralta, J., Futaguchi, M., Yamada, T., Sato, T. M., Yamazaki, A., Murakami, S.-Y., Satoh, T., Takagi, M. and Nakamura, M.: The nightside cloud-top circulation of the atmosphere of Venus. *Nature*, 595, 511-515, 2021.
- 12) Williams, G. P.: The dynamical range of global circulations-I, *Climate Dyn.*, 2, 205-260, 1988.
- 13) 松田佳久, 高木征弘: 金星気象学の回顧と展望. *天気*, 68, 67-83, 2021.
- 14) 松田佳久: 惑星気象学. 東京大学出版会, 東京, 204pp, 2000.