

金星大気の熱潮汐波

東大・理 高木 征弘 (TAKAGI Masahiro)

” 松田 佳久 (MATSUDA Yoshihisa)

球面上の数値モデルを作成し、金星大気中の熱潮汐波(一日潮と半日潮)に伴う風速分布と温度偏差を計算した。更に、その結果を用いて、熱潮汐波の運動量輸送による平均東西流の加速・減速を評価した。基本場(平均東西流と大気安定度)や太陽加熱には観測結果を基に構成した現実的な分布を用いた。

一日潮に伴う風速分布は昼側で上昇し夜側で下降する循環(夜昼間対流)を示し、その南北流速は中緯度において約 10 m/s であった。紫外光観測された雲のトラッキングによって、平均子午面循環に伴う南北流速も 10 m/s 程度と考えられてきたが(Rossow et al. 1990)、この値は一日潮に伴う南北流の影響で過大評価になっている可能性がある。一日潮は鉛直方向にあまり伝播せず、振幅は加熱領域(高度 60–70 km)に集中している。その結果、波の伝播に伴う運動量輸送もこの領域に集中し、スーパーローテーション全体の加速・減速に対する寄与は小さい。

半日潮は上下両方向に伝播し、上層は高度 100 km 程度、下層は地表にまで到達する。半日潮の鉛直伝播に伴う運動量輸送によって、高度 70–100 km の高度で平均東西流は強く減速される。減速率は約 10 m/s/day である。雲層より上で平均東西流は高さとともに減速していることが観測的に知られているが、この鉛直シアは半日潮の運動量輸送によって維持されている可能性がある。高度 50–70 km で平均東西流は加速され、加速率は 0.1 m/s/day 程度であった。

1 序

金星大気中の熱潮汐波に関する研究としては、まず Pechmann and Ingersoll (1984) が挙げられる。彼らは観測に基づく平均東西流を基本場として一日潮と半日潮に伴う温度偏差の鉛直構造を数値的に調べた。その結果によると、雲層上端付近(高度 65 km)で一日潮の鉛直波長は約 7 km、振幅は約 10 K である。同じ高度での半日潮の鉛直波長は 20 km、振幅は 8 K であるが、高度 85 km においては鉛直波長 12 km、振幅 30 K となり、一日潮よりも大きな振幅を持つ。この結果は Pioneer Venus の観測結果とよく一致するものであるが、観測結果と一致させるために基本場を調整しており、解釈には注意が必要であろう。Fels, Schofield and Crisp (1984) の結果は概ね Pechmann and Ingersoll (1984) の結果を支持するものであった。Shen and Zhang (1990) も現実的な平均東西流を基本場として一日潮と半日潮を計算しているが、雲層上端付近での振幅は一日潮で約 1 K、半日潮で約 3 K であり、Pechmann and Ingersoll (1984) や Fels, Schofield and Crisp (1984) との相違が顕著である。また、これらの研究では熱潮汐波に伴う風速分布やその力学的効果(運動量輸送による平均東西流加速)はほとんど調べられてこなかった。

一方、Fels and Lindzen (1974) や Plumb (1975) を初めとして、熱潮汐波の伝播に伴う運動量輸送によってスーパーローテーションの生成・維持を説明しようとする一連の研究がある。Baker and Leovy (1987) は半日潮と平均東西流の時間発展を計算し、低緯度の平均東西流が雲層付近の高度で加速されることを示した。Hou, Fels and Goody (1990) や Newman and Leovy (1992) の結果も Baker and Leovy (1987) と定性的に一致し、熱潮汐波の運動量輸送によるスーパーローテーション生成の可能性を示すものであった。しかしながら、これらの研究ではモデル大気の下端(高度 30 km 付近)

でかなり大きな風速 (赤道で 50, 75 ないし 100 m/s) の剛体回転流を境界条件として与えている。時間積分の結果として得られた平均東西流の分布も、必ずしも観測されているスーパーローテーションの構造を再現しているとはいえないようである。

本研究では、観測に基づく現実的な基本場を用いて一日潮と半日潮に伴う風速分布と温度偏差を求める。先に述べた Pechmann and Ingersoll (1984) と Shen and Zhang (1990) の食い違いについても一定の判断が与えられるであろう。次に、得られた風速分布から熱潮汐波の伝播に伴う運動量輸送を計算し、平均東西流の加速・減速を定量的に評価する。これにより、熱潮汐波のスーパーローテーションに対する力学的効果を明確にしたい。

2 モデルと基本場

2.1 方程式系

基礎方程式は水平方向の運動方程式、静水圧平衡の式、質量保存の式、熱力学の式である：

$$\frac{Du}{Dt} - v \sin \theta \left(2\Omega + \frac{u}{a \cos \theta} \right) = -\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} - \nu(u - \bar{u}), \quad (1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} + u \sin \theta \left(2\Omega + \frac{u}{a \cos \theta} \right) = -\frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} - \nu(v - \bar{v}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \zeta} = \frac{RT}{H}, \quad (3)$$

$$\frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial u}{\partial \phi} + \frac{1}{a \cos \theta} \frac{\partial (v \cos \theta)}{\partial \theta} + \frac{\partial W}{\partial \zeta} - \frac{W}{\zeta} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{DT}{Dt} + \frac{RT}{C_p H} W = Q - \kappa(T - \bar{T}). \quad (5)$$

ここで、 t は時間、 θ は緯度、 ϕ は経度、 a は惑星半径、 Ω は自転角速度、 u は東向き流速、 v は北向き流速、 W は上向き流速、 T は温度、 Φ はジオポテンシャル、 Q は大気加熱率 (K/s)、 R は気体定数、 C_p は定圧比熱である。鉛直座標 ζ は $-H \log p/p_s$ で定義され、 p は圧力、 p_s は地表面気圧である。 H はスケールハイトで、地表面気温を T_s として $H = RT_s/g$ で定義する。 ν, κ はレーリー摩擦とニュートン冷却の計数、 D/Dt は

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{u}{a \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{v}{a} \frac{\partial}{\partial \theta} + W \frac{\partial}{\partial \zeta} \quad (6)$$

である。

方程式 (1) から (5) を基本場の周りで線型化することにより擾乱に対する方程式が得られる。基本場には $\bar{u} = \bar{u}(\theta, \zeta)$ 、 $\bar{v} = 0$ 、 $\bar{W} = 0$ 、 $\bar{\Phi} = \bar{\Phi}(\theta, \zeta)$ 、 $\bar{T} = \bar{T}(\theta, \zeta)$ の依存性を仮定し、平均子午面循環は無視した。これまでの研究と同様、基本場に旋衡風バランス (cyclostrophic balance)

$$\bar{u} \sin \theta \left(2\Omega + \frac{\bar{u}}{a \cos \theta} \right) = -\frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\Phi}}{\partial \theta} \quad (7)$$

を仮定することで、南北温度傾度は \bar{u} を用いて次のように表現される：

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \bar{T}}{\partial \theta} = -\frac{aH \sin 2\theta}{2R} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\Omega + \frac{\bar{u}}{a \cos \theta} \right)^2. \quad (8)$$

基本場および擾乱を赤道対称性を仮定した球面調和関数 $Y_l^m(\theta, \phi) = P_l^m e^{im\phi}$ の 15 モードで展開する。東西波数 $m = \pm 1$ と ± 2 が一日潮と半日潮に対応する。鉛直方向の領域は地表面から高度 120 km までとし、等々間隔に 250 層を取って差分化する。境界条件はモデル大気の上下面端で $W = 0$ とした。

熱潮汐波の位相速度は熱源の移動速度 (地上からみた太陽の移動速度) に等しいので、東西波数 m の熱潮汐波の振動数は $\sigma_m = 2m\pi/T_{\text{Sun}}$ となる。ここで T_{Sun} は金星の 1 太陽日 (約 116.8 地球日) である。以上により、熱潮汐波を表現する線型方程式が得られる。

2.2 基本場

a) 東西平均流

図 1 (a) に基本場として用いた平均東西流の赤道における鉛直分布を示す。Venera や Pioneer Venus の観測に基づき、地表から高度 60 km の領域で風速は単調に増加するものとした (Schubert 1983)。高度 60 km での風速は -100 m/s である。60–70 km の領域では一定の風速 (-100 m/s) を仮定した (Rossow et al. 1990)。

気温分布の観測から、高度 70 km より上層で平均東西流は減速し、高度 90 km での風速は -50 m/s 程度であると推定されている (Seiff et al. 1980)。ただし、この領域では風速の時間変動が大きいと考えられているため (Bougher et al. 1997)、高度 70 km より上層には 3 種の分布を仮定し、それぞれの場合に対して熱潮汐波を計算した。高度 100 km での東西風速は、分布 A の場合は -100 m/s (鉛直シアなし)、B の場合は -50 m/s、C の場合は 0 m/s である。

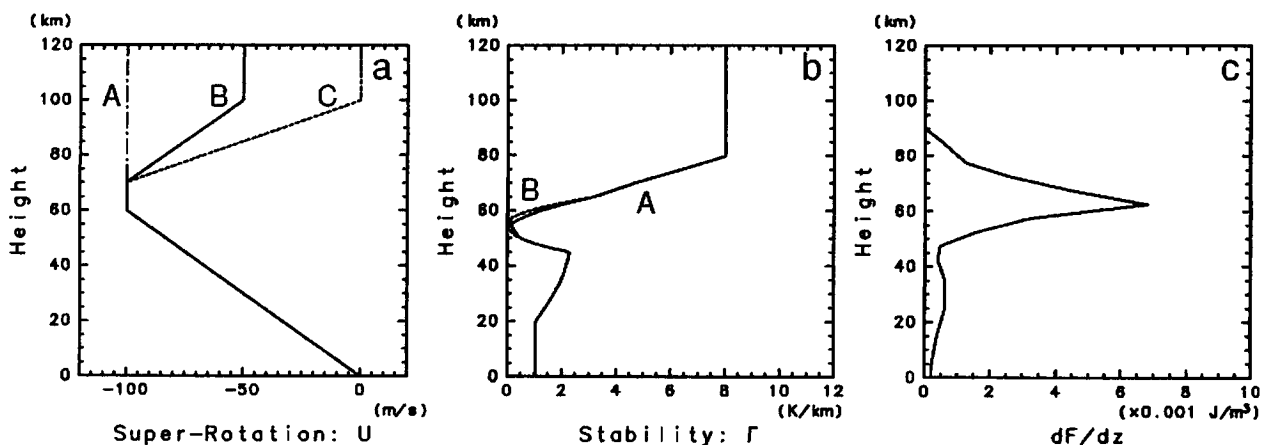


図 1: 熱潮汐波の計算に用いた基本場の鉛直分布: (a) 平均東西流, (b) 大気安定度, (c) 太陽直下点における太陽光フラックスの収束 dF/dz

平均東西流の緯度分布には、Mariner 10 や Pioneer Venus などの観測結果を参考に、各高度で剛体回転している場合と、雲層付近の高度に中緯度ジェットが存在する場合の 2 通りを仮定した (Schubert 1983; Limaye et al. 1988)。中緯度ジェットが存在する場合、北緯 40 度・高度 70 km 付近の風速は剛体回転の場合に比べて 20 m/s 程度速い。

b) 大気安定度

基本場の大気安定度は Pioneer Venus (Seiff et al. 1980) や Magellan (Hinson and Jenkins 1995) の観測結果を参考にした。計算に用いた鉛直分布を図 1 (b) に示す。雲層付近の高度 50–60 km には

太陽光吸収による弱成層領域が存在する。分布 A (実線) では高度 55 km で 0.1 K/km, 分布 B (点線) では高度 52–57 km で 0.03 K/km とした。80 km より上層の大気安定度は 8 K/km とした。この領域で観測される振幅 5 K/km 程度, 鉛直スケール数 km の大気安定度の変動は除いてある。下層大気の大気安定度はあまりわかっていないが, Venera の観測によると地表から高度 10 km 高度で約 0.3 K/km である (Seiff 1983)。近赤外による観測では, 夜側の高度 0–6 km で 0.8–1.3 K/km と推定されている (Meadows and Crisp 1996)。この研究では 0–20 km で 1 K/km とした。

c) 太陽加熱

太陽光吸収による大気加熱 $Q(\theta, \phi, \zeta)$ には次の関数形を仮定した：

$$Q(\theta, \phi, \zeta) = \frac{\alpha}{C_p(\zeta)\rho(\zeta)} \frac{d\bar{F}(\zeta)}{d\zeta} (\cos\theta \cos\phi)^n.$$

$F(\zeta)$ は全球平均した太陽光フラックスである。Pioneer Venus の観測結果 (Tomasko et al. 1980) から求めた太陽光フラックスの収束 $d\bar{F}/d\zeta$ の鉛直分布を図 1 (c) に示す。対応する大気の加熱率は高度 65 km で約 3 K/day, 高度 85 km で約 18 K/km である。 n は太陽光フラックスの水平構造を決定する定数で $n = 1.44$ とした (Shen and Zhang 1990)。この場合 $\alpha = 4.88$ である。

金星が吸収する太陽光放射の約 17% は地表面まで到達する (Tomasko et al. 1980)。地表面で吸収された太陽光は地面付近の大気を加熱し熱潮汐波を励起するものと考えられるが, ここではその効果を無視した。

d) ダンピング

モデル大気上端での波の人工的な反射を抑えるため, ニュートン冷却とレーリー摩擦を用いた。ニュートン冷却による緩和時間は, 高度 65 km で約 100 地球日, 高度 100 km で約 1 地球日である (Dickinson 1972; Pollack and Young 1975)。レーリー摩擦の強度は, 高度 100 km 以下でニュートン冷却よりも弱く, 高度 65 km での緩和時間は約 10^4 地球日である。また, 高度 100 km 以上ではニュートン冷却と同程度とした。

3 結果

3.1 一日潮

一日潮の鉛直構造を図 2 に示す。基本場には図 1 (a) に示した平均東西流 B (中程度の鉛直シア) と大気安定度 A を用いた。雲層付近 (高度 65 km) での鉛直波長は 5–7 km, 温度偏差の振幅は約 4 K である。高度約 74 km で最大振幅約 10 K を持ち, それより上層で減衰する。これらの特徴は Pechmann and Ingersoll (1984) の結果とよく一致し, Shen and Zhang (1990) の結果 (雲層上端で温度偏差の振幅が約 1 K) は振幅が小さすぎるようである。この問題については半日潮の結果を示したところで再び触れる。

一日潮に伴う東西流の鉛直分布は温度偏差の分布と似たものであるが, 南北流と鉛直流には異なった構造がみられる (図 2 b, c)。上部雲層より上の高度 60–80 km で北向きの流れと上昇流が卓越し, その上に波状の構造が重なっているようにみえる。雲層上端 (高度 65 km) における南北流と鉛直流の水平分布を図 3 に示す。太陽直下点付近を中心に上昇流が存在しており, その対蹠点では

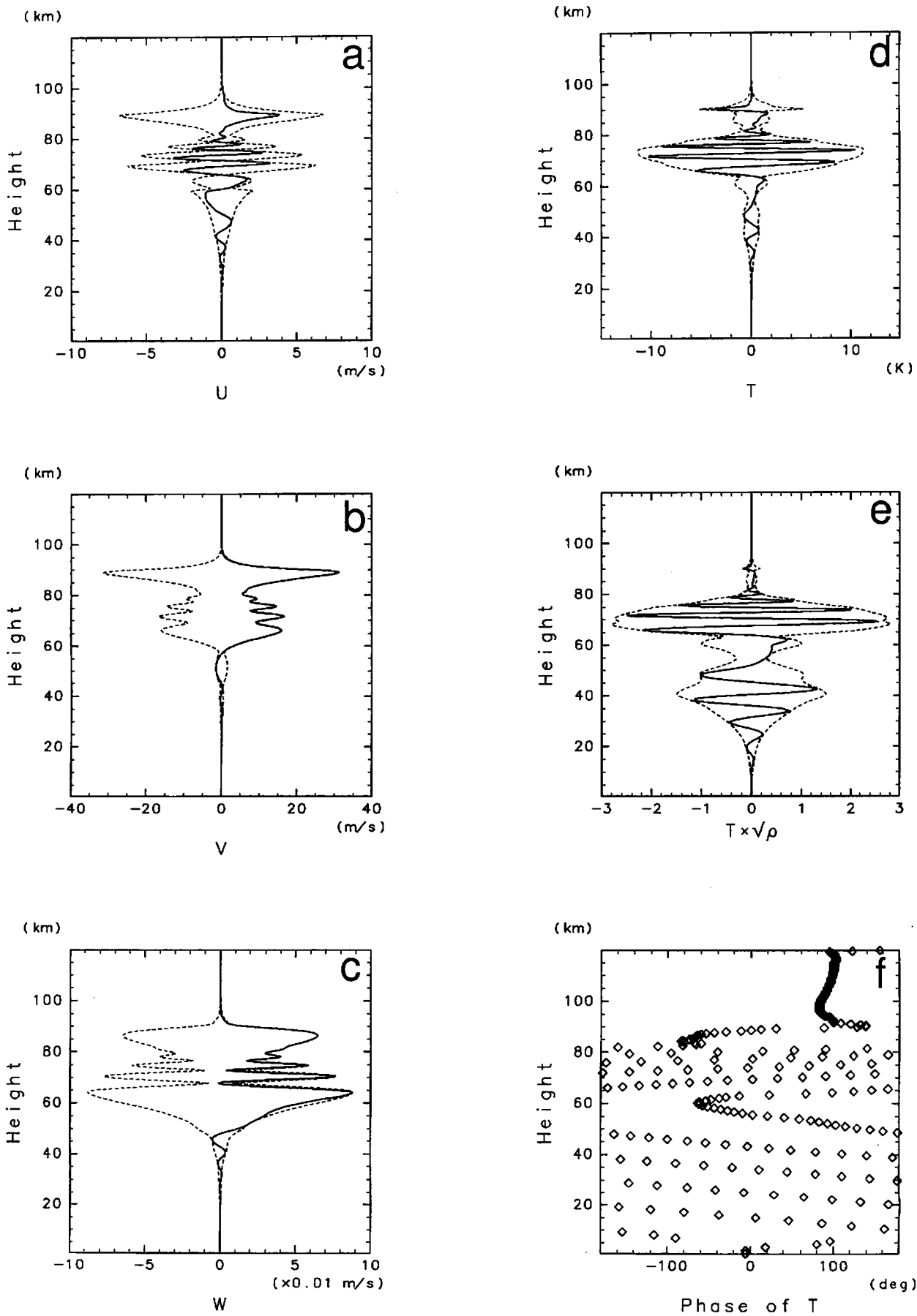


図2: 一日潮の鉛直構造: (a) 東西流速 u' , (b) 南北流速 v' , (c) 鉛直流速 W' , (d) 温度偏差 T' , (e) 基本場の密度で補正した温度偏差 $T'\sqrt{\rho}$, (f) 位相。 u' , W' , T' は赤道直下点 (0N, 0E), v' は中緯度 (45N, 0E) での値をプロットした。

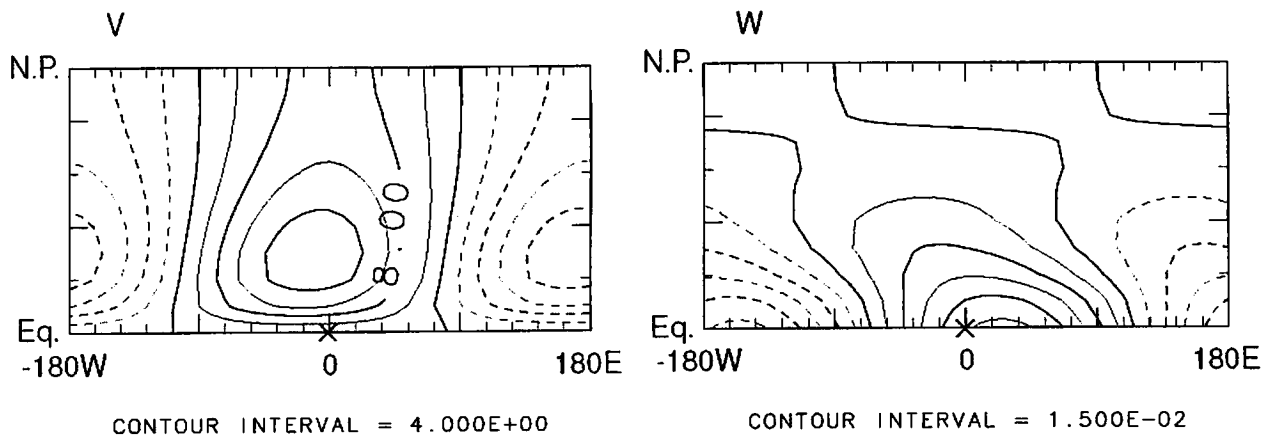


図3: 高度 65 km における一日潮に伴う南北流 v' と鉛直流 w' の水平構造。実線が正(北向き・上昇), 破線が負(南向き・下降)の値を表す。×印が太陽直下点である。

下降流になっている。昼側の南北流は極向きで、中緯度における南北流速は約 10 m/s である。南北流は極を越えて夜側に続き、夜側では極から赤道方向の流れになっている。このような一日潮に伴う夜昼間の大気循環の構造は、Newman and Leovy (1992) が時間発展モデルを用いて示した結果と定性的に一致している(ただし、中緯度での南北流速は 18 m/s 程度であった)。

Rossow et al. (1990) は、紫外光観測された雲のトラッキングによって雲層上端の高度での南北流を推定した。それによると、南北流の緯度分布はほぼ赤道対称であり、北半球では北向き、中緯度での南北流速は 10 m/s 程度であった。これから平均子午面循環の南北流速 \bar{v} は中緯度で 10 m/s 程度であると考えられてきたが、Newman and Leovy (1992) が指摘し、今回の結果でも示されたように、雲のトラッキングで得られた南北流速は一日潮に伴う南北流の影響を受けている可能性が高い。Rossow et al. (1990) の推定は平均子午面循環の流速としては過大評価になっていると考えられる。雲層付近の大気安定度と大気上層での平均東西流の鉛直シアを変化させて一日潮を計算し、高度 65 km、中緯度における南北流を比較した。南北流速が最も小さかった場合で約 5 m/s (平均東西流 C, 大気安定度 A)、最も大きかった場合で約 15 m/s (平均東西流 B, 大気安定度 B) であった。

一日潮の運動量輸送による平均東西流の加速・減速を図 4 に示す。加速領域と減速領域は一日潮の鉛直波長と同程度の鉛直スケールを持ち、鉛直方向に交互に積み重なって存在している。平均流の加速・減速は太陽光加熱の領域に制限されているようであり、Fels and Lindzen (1974) の示した分布(加熱領域で加速、波の減衰領域で減速)になっていない。これは一日潮が鉛直方向にあまり伝播しないためであると考えられる(図 2)。中緯度ジェットを持つ東西平均流などに対しても同様の計算を行ったが、結果に目立った違いは認められなかった。Newman and Leovy (1992) は、一日潮による中緯度ジェットの領域から低緯度方向への角運動量輸送がスーパーローテーションの生成に重要であると述べているが、熱潮汐波のみを含む今回のモデルでそのような角運動量輸送は確認できなかった。Newman and Leovy (1992) のモデルでは、中緯度ジェットの領域における何らかの不安定で励起された波が運動量を水平輸送していたのかも知れない。

3.2 半日潮

図 5 に半日潮の鉛直構造を示す。基本場には平均東西流 B と大気安定度 A を用いた。半日潮に伴う温度偏差の振幅は雲層上端付近(65 km)で 2-3 K で、一日潮の約半分になっている。この差は一日潮と半日潮を励起する加熱強度の違いによるものと考えられる。70 km より上層で半日潮の振

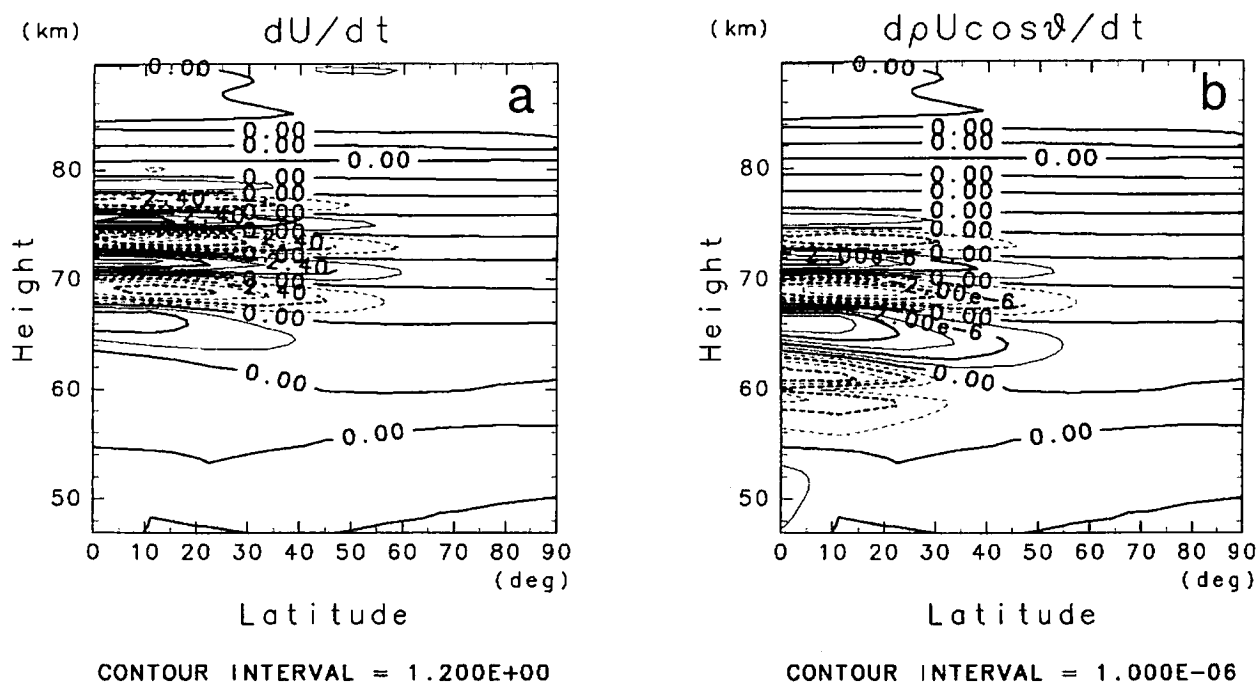


図4: 一日潮による平均東西流の加速・減速。左図は加速度 (m/s/day), 右図は角運動量の変化率 (kg/m³·m/s/day)。実線が正, 点線が負の加速を表す。平均東西流は $\bar{u} < 0$ なので, スーパーローテーションは点線の領域で強化される。

幅は一日潮の振幅より大きくなり, 一日潮よりも上の高度まで伝播していることがわかる。鉛直波長は 15 km 程度である。これらの特徴は, 一日潮の場合と同様, Pechmann and Ingersoll (1984) の結果と矛盾しない。一方, Shen and Zhang (1990) に示された半日潮の振幅はずっと小さく, 一日潮の場合と同様の食い違いがみられた。これは, Shen and Zhang (1990) で用いられた太陽光吸収による加熱や大気安定度の鉛直分布が, 観測結果とあまり対応していないことによるのかも知れない (Shen and Zhang 1990 の図7など)。

雲層付近で励起された半日潮は下層大気にも伝播し, 地表面まで達している (図5e)。一日潮と半日潮のこのような伝播特性の違いは, 定性的には WKB 近似を用いて求めた内部重力波の分散関係により解釈できるようである。

半日潮の運動量輸送による平均東西流の加速・減速を図6に示す。低緯度の高度 70–95 km の領域で平均東西流は減速される。最大減速率は赤道上高度 90 km 付近の約 13 m/s/day である。50–70 km の高度には加速領域が存在しているが, 加速率は最大でも 0.1 m/s/day 程度である。平均東西流の加速・減速は東西運動量の南北輸送 $\overline{u'v'}$ と鉛直輸送 $\overline{u'W'}$ によってなされるが, 半日潮の場合, 大部分が鉛直輸送の寄与であった。

半日潮に対する鉛直シアの影響を調べるために, 平均東西流 A (シアなし) と C (強いシア) を基本場として計算を行った。結果を図7に示す。上層の鉛直シアが弱い場合には半日潮が高度 110 km 程度まで鉛直伝播しているのに対して, 鉛直シアが強い場合には 80 km より上層で減衰してしまっている。これは, 鉛直シアに伴って平均東西流速が高さとともに減少し, 熱潮汐波の鉛直群速度が小さくなるので, ニュートン冷却の影響をより低高度で受けるようになったためと考えられる。この2つの場合について平均東西流の加速・減速を計算したところ, 鉛直シアが強い場合には減速領域が高度 80–90 km に集中した。減速の中心は高度 85 km で減速率は約 12 m/s/day である。鉛直シアが弱い場合には減速領域は 80–100 km に広がり, 中心高度は 95 km, 減速率は約 16 m/s/day であった。以上の結果から, 雲層より上の高度では半日潮の運動量輸送によって平均東西流が減速され, 鉛直シアが形成されると考えられる。一旦形成された鉛直シアは, 半日潮を強く減

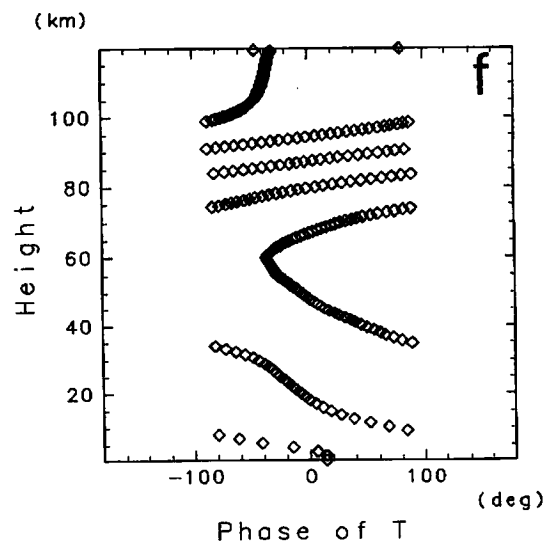
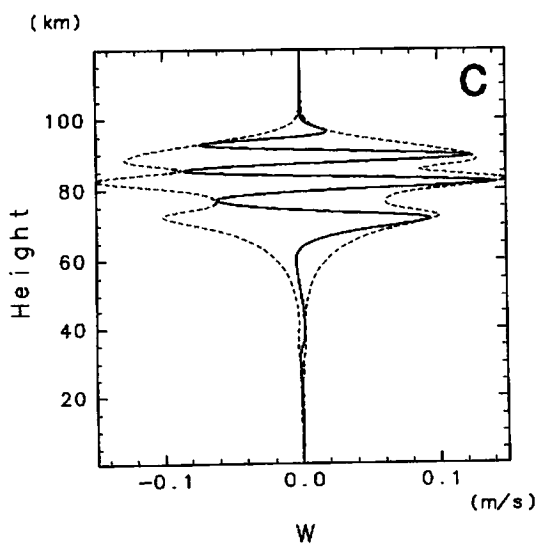
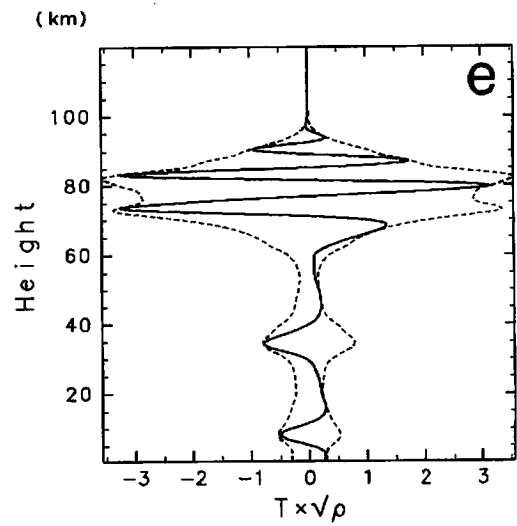
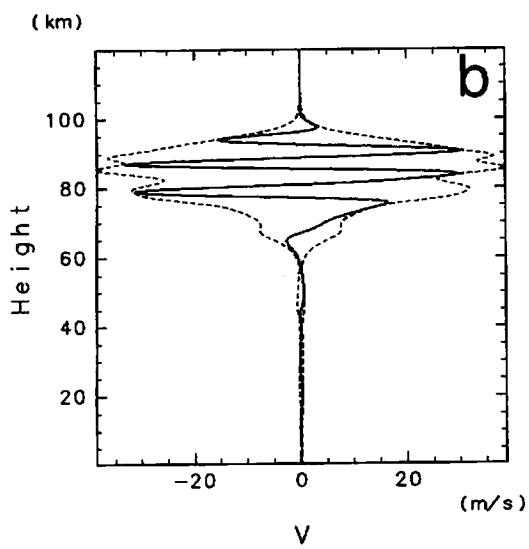
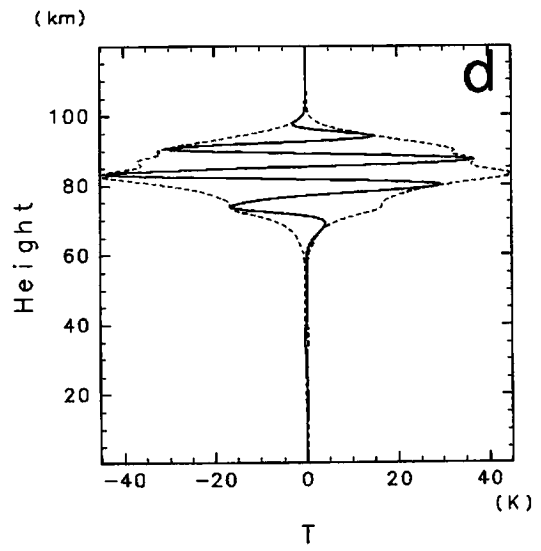
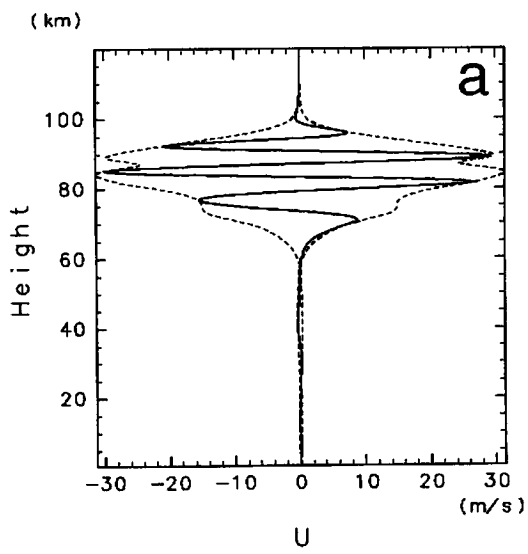


図 5: 半日潮の鉛直構造 (説明は図 2 と同様)。

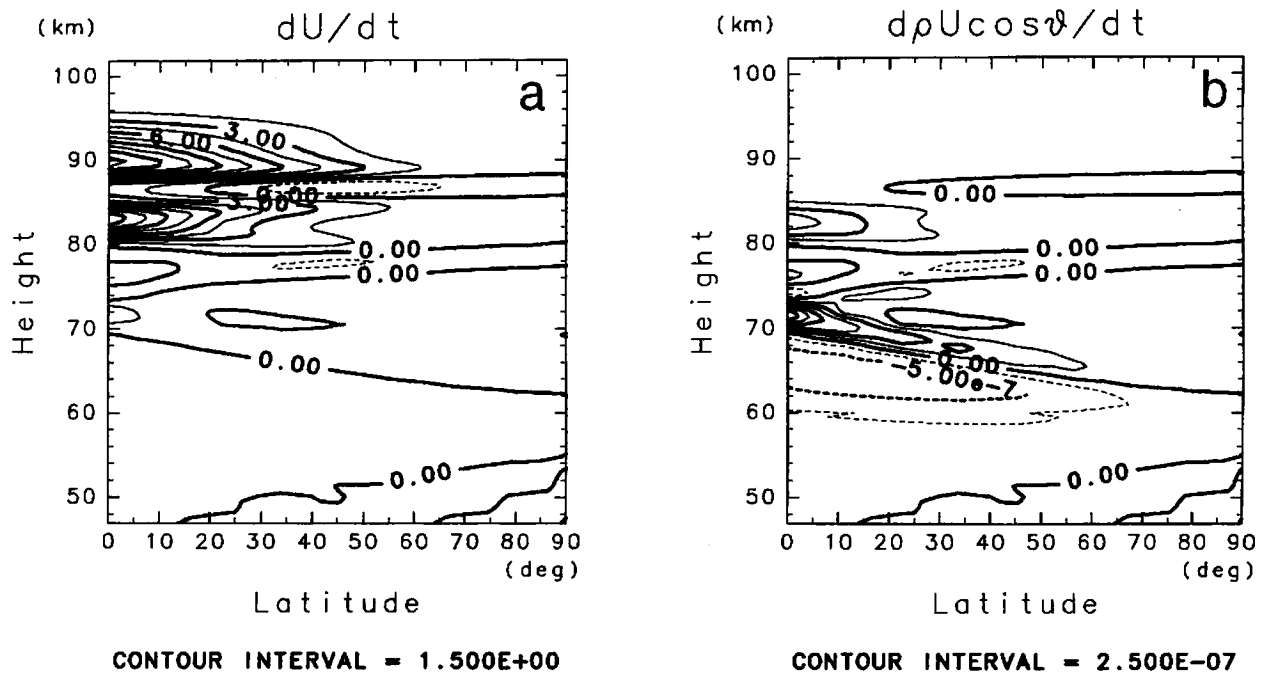


図6: 半日潮による平均東西流の加速・減速 (説明は図4と同様)。

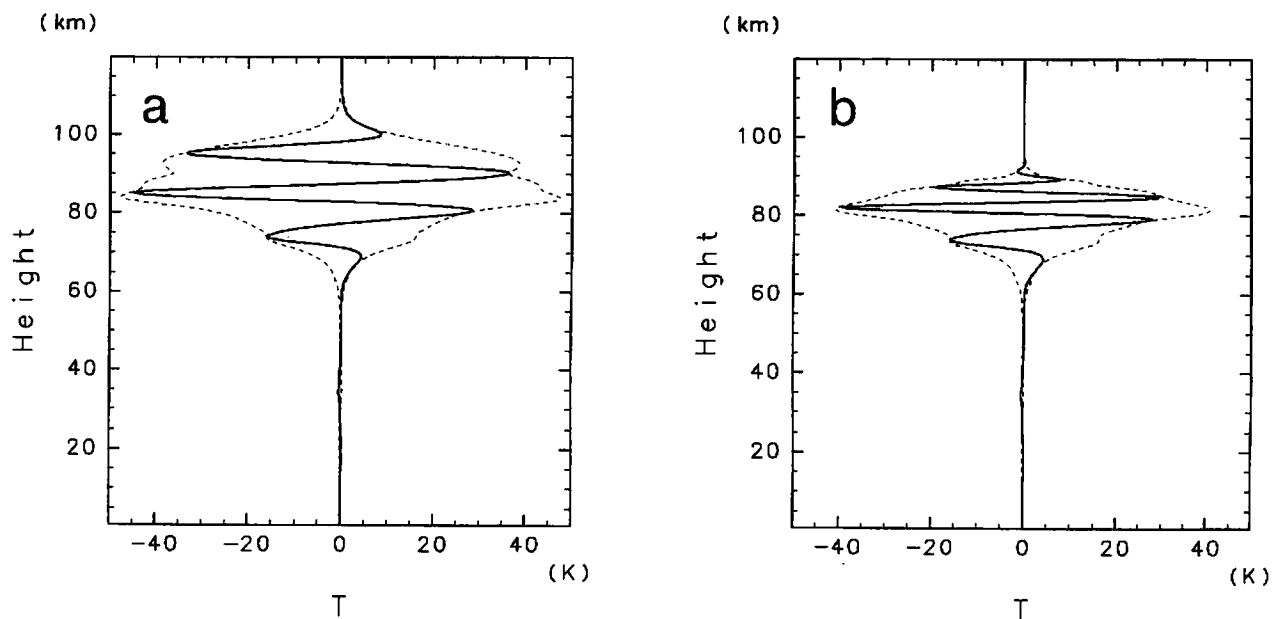


図7: 半日潮に伴う温度偏差の鉛直構造に対する平均東西流の効果: (a) 鉛直シアが弱い場合 (平均東西流 A), (b) 鉛直シアが強い場合 (平均東西流 C)。

衰し、その高度の平均流を減速するので、そのまま維持されるものと考えられる。また、既に述べたように、雲層付近の太陽加熱で励起された半日潮は地表まで鉛直伝播する(図5e)。これに伴って東西運動量が下方輸送されるため、地表付近の平均東西流は自転と逆の方向に減速されると考えられる。仮にこの平均流減速によって東風が作られ、それが地表との摩擦で静止状態に引き戻されるならば、大気は金星の固体部分から正味の角運動量を得ることができるかも知れない。

参考文献

- Baker, N. L., and C. B. Leovy, 1987: Zonal winds near Venus' cloud top level: A model study of the interaction between the zonal mean circulation and the semidiurnal tide. *ICARUS*, **69**, 202–220.
- Fels, S. B., and R. S. Lindzen, 1974: The interaction of thermally excited gravity waves with mean flows. *Geophys. Fluid Dynamics*, **6**, 149–191.
- , J. T. Schofield, and D. Crisp, 1984: Observations and theory of the solar semidiurnal tide in the mesosphere of Venus. *NATURE*, **312**, 431–434.
- Gierasch, P. J., 1975: Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1038–1044.
- Hinson, D. P., and J. M. Jenkins, 1995: Magellan radio occultation measurements of atmospheric waves on Venus. *ICARUS*, **114**, 310–327.
- Hou, A. Y., S. B. Fels, and R. M. Goody, 1990: Zonal superrotation above Venus' cloud base induced by the semidiurnal tide and the mean meridional circulation. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1894–1901.
- Limaye, S. S., C. Grassotti, and M. J. Kuetemeyer, 1988: Venus: Cloud level circulation during 1982 as determined from Pioneer cloud photopolarimeter images. I. Time and zonally averaged circulation. *ICARUS*, **73**, 193–211.
- Newman, M., and C. Leovy, 1992: Maintenance of strong rotational winds in Venus' middle atmosphere by thermal tides. *SCIENCE*, **257**, 647–650.
- Pechmann, J. B., and A. P. Ingersoll, 1984: Thermal tides in the atmosphere of Venus: Comparison of model results with observations. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3290–3313.
- Rossow, W. B., A. D. Del Genio, and T. Eichler, 1990: Cloud-tracked winds from Pioneer Venus OCPP Images. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 2053–2084.
- Schubert, G., 1983: General circulation and the dynamical state of the Venus atmosphere. *VENUS*, The university of Arizona press, 681–765.
- Seiff, A., 1983: Thermal structure of the atmosphere. *VENUS*, The university of Arizona press, 215–279.
- Shen, M., and C. Z. Zhang, 1990: A numerical solution for thermal tides in the atmosphere of Venus. *ICARUS*, **85**, 129–144.