

特集「金星研究の新展開」

金星大気大循環と熱潮汐波

高木 征弘¹, 松田 佳久²

1. 熱潮汐波とは

金星大気の高度 45—70 km (1800—30 hPa) の領域には、硫酸の液滴からなる雲層が全球的に存在している。この雲層の上部では太陽光の吸収が効率よく行われ、熱潮汐波が励起される。熱潮汐波とは、太陽光加熱によって大気中に励起される波のうち、太陽からみて定常なものをいう(潮汐と称するが引力とは無関係である)。金星大気における熱潮汐波は主として強制重力波によって表現される。金星の1太陽日は約117地球日と長いので、熱潮汐波の位相速度は ゆっくりしたものになる。地表から観測した場合、熱潮汐波は太陽とともに東向きに移動し、赤道での位相速度は約 3.8 m/s である。

太陽光による加熱と赤外線による冷却を考慮すると、昼側では太陽直下点を最大とする加熱、夜側ではほぼ一様な冷却となるため、大気の加熱・冷却分布には東西波数1以外の成分も含まれる。東西波数が1であるとは、惑星を東西に1周すると風速や温度偏差などが1周期変化することをいい、 n 周期変化する場合を東西波数 n と表現する。太陽光加熱の東西波数1の成分によって励起される熱潮汐波を一日潮、東西波数2の成分によって励起される熱潮汐波を半日潮という。加熱強度は東西波数1と2の成分が大きく、強度の比はおおよそ 2:1 である。太陽光加熱には東西波数0の成分も含まれ、これによって平均子午面循環が励起されていると考えられる。

金星大気中の熱潮汐波は、太陽光加熱に対する大気の基本的な応答として、それ自体としても興味深

い現象であるが、重要性はそれだけにとどまらない。金星雲層上部では金星に吸収される太陽光全体の大部分が吸収されるため、そこで励起される熱潮汐波は金星大気の大循環、特に大気スーパーローテーションに対し重要な役割を持つと考えられてきた。本稿では、金星大気における熱潮汐波の構造(波に伴う風速や温度偏差の分布)や、熱潮汐波の伝播に伴う運動量輸送が大循環に与える影響といった問題について、筆者らの計算結果をもとに議論したい。

とはいえ、大気スーパーローテーションの存在をはじめとする金星大気大循環の様相や、運動量輸送を介した大循環と熱潮汐波の結び付きといった事柄は、一般にはあまり知られていないように思われる。そこで、熱潮汐波の議論に入る前に、観測によって明らかにされた雲層付近や中間圏・熱圏における金星大気の大循環を概観し、これまでに提案されている大気スーパーローテーションの生成メカニズムを簡単に紹介しておきたい。

2. 金星大気の大循環

2.1 雲層以下の大気循環

金星は自転速度が非常に遅いため(自転周期は約243地球日)、大気スーパーローテーションという現象が発見されるまでは、惑星規模の大気運動として夜昼間の水平対流が卓越していると考えられていた。これは、昼側で暖められた空気が上昇し夜側で冷やされた空気が下降するような、太陽と金星を結ぶ直

1 東京大学大学院 理学系研究科 地球惑星科学専攻

2 東京学芸大学 地学科

線に対して軸対称な循環(夜昼間対流)である。ところが、地上からの紫外線観測や、1970年代以降盛んに行われた米ソ探査機の観測によって、金星大気中では自転を追い越す向きの平均東西流が卓越していることが明らかになった。図1に Venera シリーズと Pioneer Venus によって観測された東西流の鉛直分布を示す[1]。Venera 9(北緯30度)と Pioneer Venus の North probe(北緯60度)を除き、観測緯度は赤道から南北15度以内に収まっている。東西流の風速は地表から高さとともにほぼ線型に増大し、雲層上端(高度65 km)付近で約100 m/sに達する。この高度における大気の回転周期は約4地球日であり、金星固体部分の60倍もの回転速度である。この高速東西流のことを大気スーパーローテーション、あるいは四日循環という。東西流の緯度分布には、顕著な中緯度ジェットがみられる時期や、剛体回転に近い分布を示す時期があり、時間的に変動していると考えられている[2, 3]。

子午面循環の詳細は不明であるが、Pioneer Venus

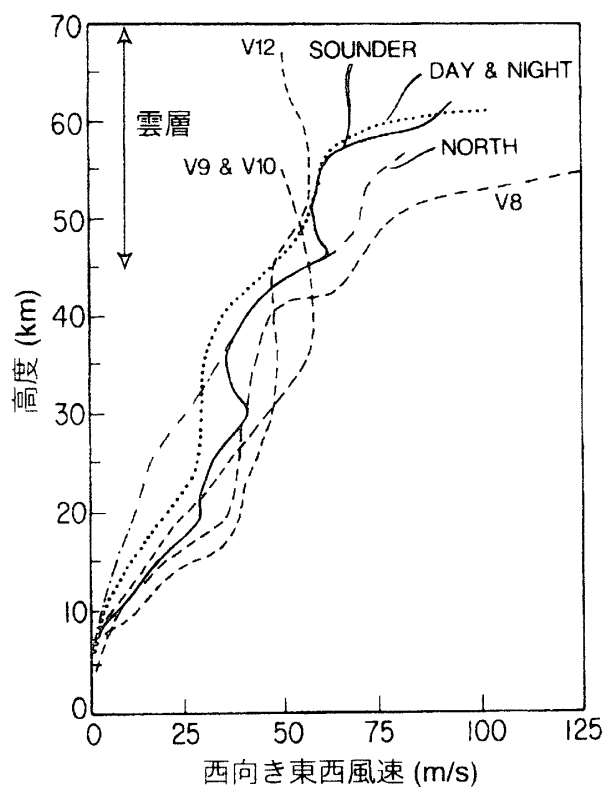


図1 Venera と Pioneer Venus によって観測された東西流の鉛直分布 ([1] の Fig. 9 を改変)

が紫外光で観測した小規模な雲の動きを追跡することにより、雲層上端付近での子午面循環に伴う南北流が推定されている[4]。南北流速は赤道に対してほぼ対称に分布し、北半球で北向き、南半球で南向きの流れになっている。中緯度における風速は約10 m/sである。しかしながら、あとで述べるように、この風速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り、注意が必要である。

前節でも簡単に触れたように、高度45—70 kmの領域には硫酸の液滴からなる雲層が存在している。可視光でみた場合、雲は金星全体を隙間なく覆っており、地球の雲とはまったく形態の異なるものである。雲層上部では太陽光の吸収が効率よく行われており、金星に吸収される太陽光全体の約70%が上層の雲によって吸収される[5]。下層(高度45—50 km以下)の雲はほとんど太陽光を吸収せず、残りは35 km以下の大気によって吸収される。地表に到達する太陽光は全球平均値で17 W/m²で、これは吸収される太陽光全体の12%に相当する。金星大気中における太陽光吸収はいくつかの高度に分離しており、高度領域ごとにある程度独立した循環系が存在する可能性も示唆される。

図2は Venera と Pioneer Venus の観測した大気成層度(温度減率から乾燥断熱減率を引いたもの)の鉛直分布である[6]。高度60 kmより上層での成層度は10 K/km程度で、かなり強い安定成層を示している(Brunt-Vaisala 振動の周期で約1分)。高度60 km以下で成層度は急に小さくなり、50—60 kmの雲層内部で、大気はほとんど中立成層をなしている。これは雲層内部に対流活動が生じていることを示唆している。高度40 km以下の成層度はかなり小さく、温度の鉛直分布は乾燥断熱減率に近い。

2.2 中間圏・熱圏の大気循環

高度70 km以上の風速分布は直接観測されておらず、あまりよくわかっていない。温度分布と旋衡風バランス(cyclostrophic balance、東西風に働く遠心力

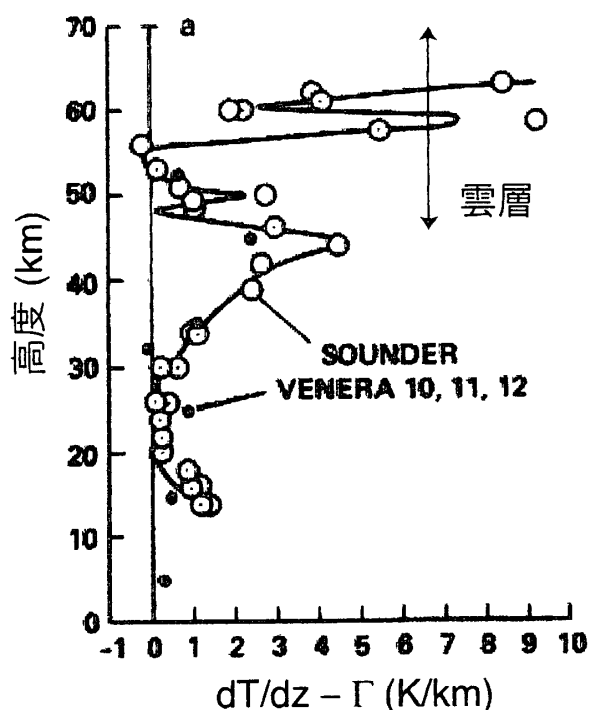


図2 Venera と Pioneer Venus によって観測された大気成層度の鉛直分布 [6] の Fig. 13 を改変)

と南北温度差に伴う圧力傾度の釣り合い)から推定した結果によると、高度 70 km 以上では赤道域より極域の温度が高いため、平均東西流の風速は高さとともに急速に減少し、高度 90 km で 50 m/s 程度になる[6]。しかしながら、高度 60—90 km で極域のほうが低温という逆の傾向を示す観測データ[7]や、高度 97 km 付近で 132 ± 10 m/s 程度の平均東西流が卓越していること示す CO 吸収線のドップラーシフトの観測[8]もあり、雲層より上層でのスーパーローテーションには顕著な時間的変動が存在しているものと考えられる。

高度 110 km 以上の熱圏には夜昼間に 170 K もの大きな温度差があるため、軸対称な夜昼間対流が卓越し、太陽直下点で上昇流、その対蹠点で下降流になっていると考えられた。モデル計算によれば、夜昼間対流に伴う水平風速は 230 m/s 程度である[9]。ところが、O, H, He 等の数密度分布や、夜側の温度極小域が真夜中から朝側へ変位しているといった事実から、高度 150 km 付近の低緯度には 50—75 m/s の平均東西流が存在することが示唆された[10, 11]。

CO₂ 吸収線の観測結果から、高度 110 ± 10 km では強い夜昼間対流 (120 ± 30 m/s) に弱い平均東西流 (25 ± 15 m/s) が重なって存在していると推定されている[12]。Lellouch et al. (1994)によれば、高度 90—110 km の領域で平均東西流と夜昼間対流の風速はほぼ同程度である[13]。風速は高さとともに増大し、高度 95 km で 40 ± 15 m/s、高度 105 km で 90 ± 15 m/s である。同時に行われた温度場の観測によると、高緯度がもっとも高温で、また中緯度よりも低緯度のほうが高温であり、低緯度では高度 105 km まで旋衡風バランスが成りたっている。

これらの結果から、金星中間圏・熱圏では夜昼間対流と平均東西流が時間的・空間的に大きく変動していると考えられる。この高度領域の平均東西流は、雲層付近のスーパーローテーションから連続的に分布しているようである。夜光の強度変化から、中間圏・熱圏における大気大循環の変化の時間スケールは数日程度と推定される[14]。変動の原因として、下層大気からの重力波の伝播が指摘されており、重力波パラメタリゼーションを組み込んだ熱圏の大循環モデルによる数値実験なども行われている[15]。本稿後半では、熱潮汐波(半日潮)の鉛直伝播に伴う運動量輸送によって、中間圏・熱圏の大気大循環の変動とそのタイムスケールが説明できるか検討したい。

2.3 スーパーローテーションの生成メカニズム

金星大気の下層から上層までひろく分布する大気スーパーローテーションの生成・維持メカニズムに関しては、これまでに多くの研究がなされており、熱源の移動によって傾いた対流に着目した説や、夜昼間対流の不安定性に着目した説、子午面循環に着目した説など、いくつかの興味深いメカニズムが提出されている。本稿では紙数に限りがあるため、代表的なメカニズムを簡単に紹介するに留める。詳しくは松田による解説[17]を参照して頂きたい。

(1) 夜昼間対流に着目した説

Thompson (1970) は夜昼間対流の不安定性によって平均東西流が生成されると考えた[16]. この説では、赤道上の二次元断面内における大気運動を考える。昼側の太陽光加熱と夜側の赤外線冷却によって夜昼間の水平対流が励起されるが、自転が遅いので太陽の移動は考慮せず、まず傾いていない夜昼間対流が生じるものとする。この夜昼間対流に対して、上層で東向き、下層で西向きのごく弱い平均東西流を摂動として与えると、平均流の移流効果により、夜昼間対流は上層で東側、下層で西側に傾く(図3)。この対流の傾きによって東西流と南北流に正の相関が生じ($\overline{u'w'} > 0$)、東向き運動量が上方に運ばれるため、上層で東向き($\bar{u} > 0$)、下層で西向き($\bar{u} < 0$)の平均東西流が生成される。結果的に、摂動として与えた平均東西流が強化され、対流はさらに傾くことになる。この正のフィードバックによる高速東西流の生成を、Thompson は数値モデルを用いて示した。Thompson のメカニズムでは夜昼間対流の持つ不安定性によって平均東西流が作られるため、太陽の移

動(つまり自転)は必要ない点が非常に面白い。しかしながら、現実の夜昼間対流は、太陽直下点とその対蹠点を結ぶ直線に対して軸対称な大気運動であり、赤道上の二次元面内での考察で得られたメカニズムを球面上の夜昼間対流にそのまま適用することは困難である。実際、球面上では夜昼間対流が安定となり、Thompson のメカニズムは働かないという結果が得られている[18, 19].

(2) 重力波に着目した説

気象力学では、重力波やロスビー波といった波に東西方向の平均運動量が伴い、波の伝播に伴って運動量が輸送されることが知られている[20]. 金星大気における熱潮汐波は主として重力波で表現されるため、雲層で励起された熱潮汐波が上層と下層に伝播するのに伴って、水平運動量が鉛直方向に輸送される。重力波には位相速度と同じ向きの東西運動量が伴うため[21], 熱潮汐波の励起される加熱層から上層と下層へ、太陽の移動方向と同じ向き(自転と逆向き)の運動量が輸送されることになる。したがって、加

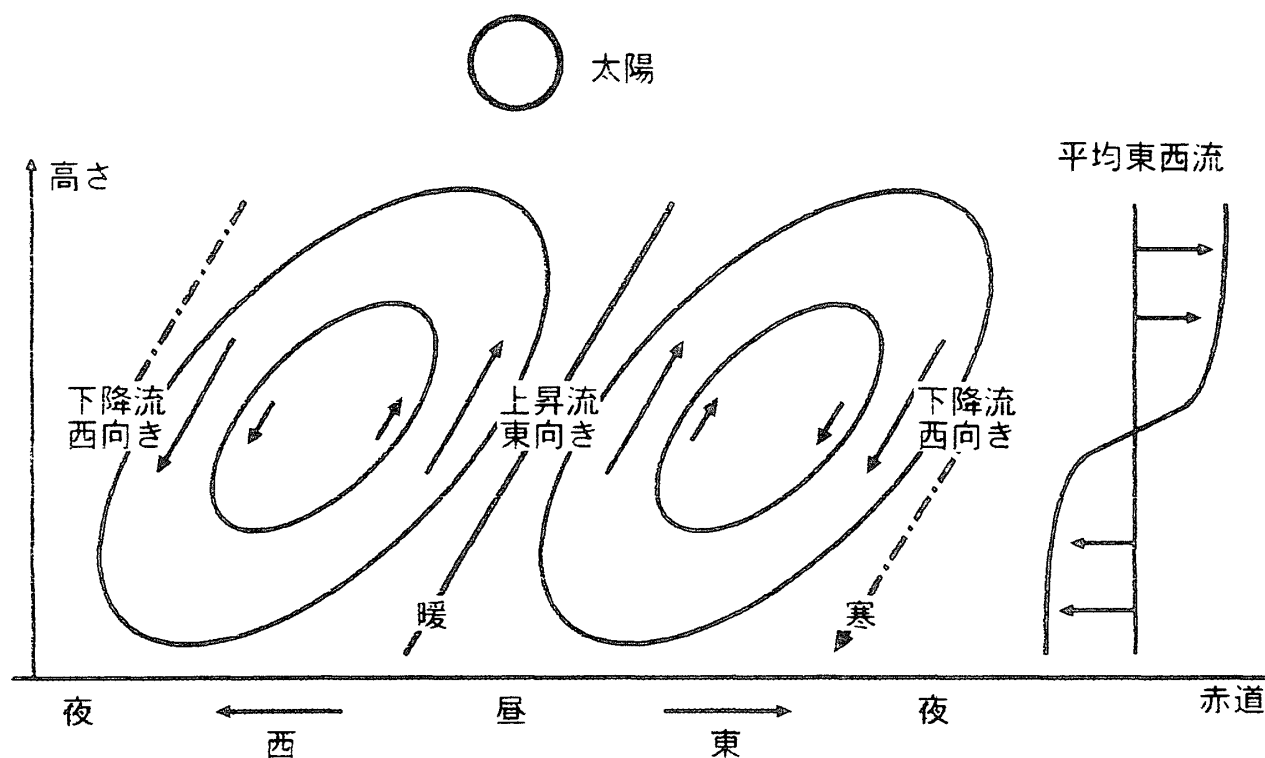


図3 夜昼間対流の不安定性による平均東西流生成の模式図(Thompson メカニズム)

熱層では太陽の移動方向と逆向き(自転と同じ向き)の平均 東西流加速が生じる(図4). これをスーパーローテーションの生成と解釈するわけである.

時間発展モデルに熱潮汐波の計算を組み込み, 熱潮汐波によるスーパーローテーション生成の効果を調べる研究も行われている[22, 23, 24]. 下端の境界条件として高速東西流を与えてしまっていることや, 結果的に得られた平均東西流分布が観測事実とあまり一致していないと いった問題があるものの, 赤道域の雲層高度では平均東西流が 10 m/s 程度強化されることなどが示されている. 本稿後半では, より現実的な平均東西流中で熱潮汐波の計算を行い, 平均東西流生成に対する寄与を評価した結果を紹介する.

(3) 子午面循環に着目した説

Gierasch (1975) は極と赤道間の温度差によって生じる子午面循環(赤道域で上昇し極域で下降する循環)に着目し, スーパーローテーションの 生成を説明した[25]. まず, 固体惑星とともに剛体回転している大気を考える. 大気を上層と下層に分け, 赤道域の下層にある空気塊に注目する. この空気塊は, 低緯度において上昇流によって上層に運ばれるとき, 固体惑星の剛体回転に伴う角運動量を上層に運ぶ. この空気塊が上層の子午面循環に伴う北向きの流れによって中高緯度に運ばれると, 角運動量の保存か

ら自転と同じ方向の加速(コリオリ力)を受け, 自転よりも速く回転するようになる. 粘性は流体粒子間の相対位置が変化しない状態(剛体回転)を実現しようとするため, 上層の中高緯度と赤道域の空気塊の間に渦粘性が作用すると, 中高緯度の空気塊は減速, 赤道域の空気塊は加速される. 結果として, 高緯度では角運動量の小さくなった空気塊が子午面循環の下降流によって下層に降りてくることになる. つまり, 低緯度では大きな角運動量が上層へ, 高緯度では小さな角運動量が 下層へ運搬され, 正味の角運動量が上層に運ばれる. こうして上層には角運動量が蓄積されていき, 下層よりも速く回転する ようになる. これをスーパーローテーションの生成と解釈する.

このメカニズムでは, 高緯度に移流された角運動量を低緯度に引き戻す メカニズムが必須である. Gierasch は無限大の水平渦粘性を仮定して理論を構成しているが, その物理的実体は明らかでなく, 有限の水平粘性を仮定した研究[26]や, 順圧不安定による説明(本特集の伊賀・松田の 論文を参照)が試みられている.

3. 熱潮汐波モデル

金星大気中の熱潮汐波の計算は Pechmann and Ingersoll (1984) や Fels, Schofield and Crisp (1984), Shen and Zhang (1990) などによって行われている [27, 28, 29]. これらの研究では熱潮汐波に伴う温度偏差のみが注目され, 風速分布などはほとんど調べられていないため, 熱潮汐波の伝播に伴う 運動量輸送などは不明のままである. また, 得られた温度偏差の振幅にも 10 倍以上の大きな相違がみられるという問題がある. 一方, 時間発展モデルによる熱潮汐波の計算 ([22] など) では, 平均場が観測事実と異なるために, 現実の熱潮汐波が 計算されているとは言いがたい. そこで, 観測に基づく現実的な基本場を用いて風速場を含む熱潮汐波 自体の計算を行い, 平均東西流の加速・減速に対する寄与を定量的

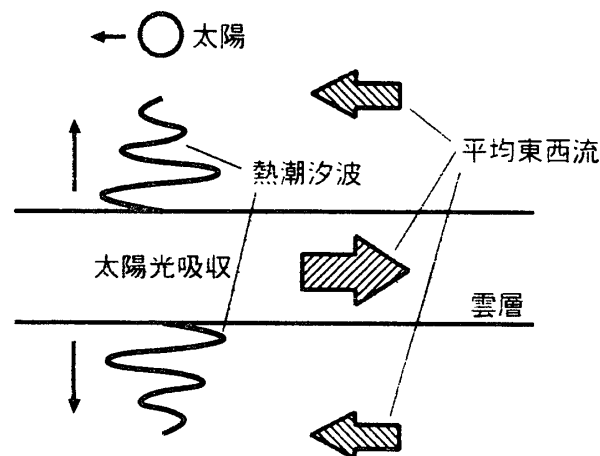


図4 熱潮汐波の鉛直伝播に伴う東西運動量の鉛直輸送と平均東西流生成の模式図

に明らかにするために、熱潮汐波の数値モデルを作成した。

基礎方程式は球面上の運動方程式、静水圧平衡の式、質量保存の式、熱力学の式である。これらの方程式を基本場の周りで線型化すると、擾乱に対する方程式が得られる。擾乱の位相速度を太陽の移動速度とすることで熱潮汐波が表現される。基本場と擾乱成分は赤道対称性を仮定した球面調和関数の15モードで展開した。鉛直方向の領域は、地表面から高度120 kmまでとし、等間隔に250層を取って差分化した。境界条件は上下両端で鉛直流速なし($w'=0$)である。以上により、熱潮汐波の方程式は $Ax = q$ という形の連立一次方程式に帰着される。 A は基本場で決まる行列、 q は太陽光加熱で決まるベクトル、 x は熱潮汐波を表現するベクトルである。この方程式を数値的に解いて熱潮汐波を求めた。なお、上端での波の人工的な反射を防ぐために、ニュートン冷却とレーリー摩擦を用いている[27]。緩和時間は高度とともに単調に短くなり、65 kmで100日以上、100 kmで約1日である。

基本場には観測に基づく平均東西流と大気成層度の分布を用いた[1, 4, 6, 30]。東西風速は地表面から高さとともに線型に増加し、高度60 kmで-100 m/sとした。金星の自転の向きは地球と反対方向であるため、自転を追い越す方向が負となることに注意されたい。70 kmより上層では東西風速の時間変動を考慮し、3通りの分布を用いた。高度100 kmで

の風速は(A)-100 m/s, (B)-50 m/s, (C)0 m/sである。平均東西流の緯度分布は各高度で剛体回転としたが、一日潮に対しては中緯度ジェットを含む基本場での計算も行った。温度場の分布は平均東西流の分布に対応して、旋衡風バランスを満たすように決定した。

太陽光加熱の鉛直分布には Pioneer Venus の観測結果[5]を用いた。主要な加熱領域は高度50—80 kmに位置し、極大は62 km付近にある。ただし、大気密度の高度変化を考慮すると、加熱率(K/day)は高度とともに増加し、65 kmで約3 K/day, 85 kmで約18 K/dayとなる。地表で吸収される太陽光放射の影響は無視した。

4. 熱潮汐波の構造

4.1 一日潮

計算の結果得られた一日潮に伴う温度偏差 T' 、南北流速 v' 、鉛直流速 w' の鉛直構造を図5に示す。計算に用いた平均東西流の鉛直シアは中程度(分布B)である。 T' 、 w' は太陽直下点、 v' は北緯45度正午での値をプロットした。雲層付近での鉛直波長は5—7 km、温度偏差の振幅は約4 Kである(図5 a)。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

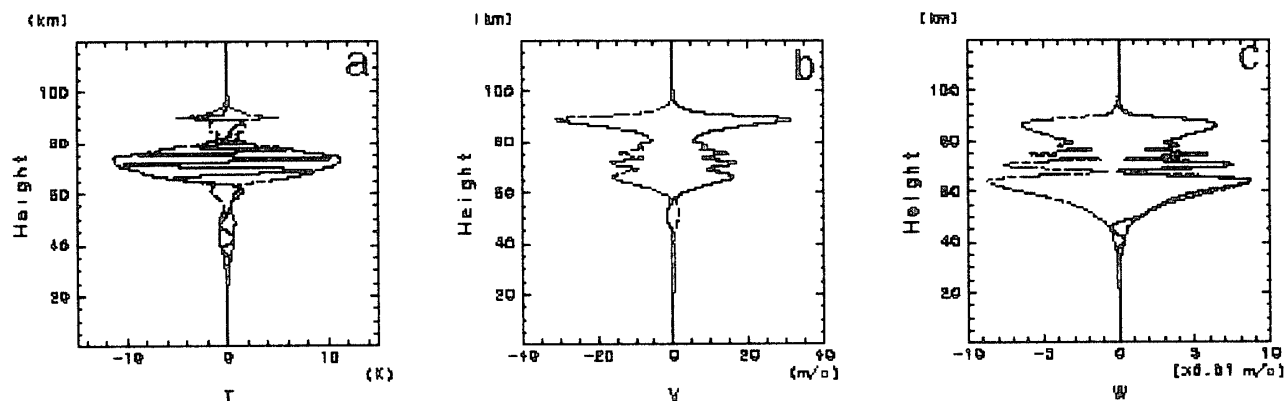


図5 計算で得られた一日潮の鉛直構造 (a) 温度偏差 T' , (b) 南北流速 v' , (c) 鉛直流速 w' 。温度偏差と鉛直流速は太陽直下点、南北流速は北緯45度正午での値をプロットした。 v' 、 w' は北向き、上向きが正である。点線は波の振幅(包絡線)を表す

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速の鉛直分布は温度偏差と似たものであるが、南北流と鉛直流には顕著に異なった構造がみられる(図5 b, c)。高度 60—80 km では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。高度 65 km における南北流と鉛直流の水平分布を図6に示した。昼側の太陽直下点のやや東を中心に上昇流が存在しており、夜側では下降流になっていることがわかる。昼側の南北流は極向きで、中緯度での南北流速は約 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向きの流れになっている。この計算で得られた一日潮に伴う夜昼間の大気循環の構造は、時間発展モデルの結果[24]とも定性的に一致している。前述のように、紫外光観測された小規模な雲の追跡によって、雲層上端高度における平均子午面循環上部の極向きの南北流速は 10 m/s 程度と推定されている[4]。しかしながら、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く、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。

4.2 半日潮

計算の結果得られた半日潮に伴う温度偏差 T' 、南

北流速 v' 、鉛直流速 w' の鉛直構造を図7に示す。基本場の鉛直シアは一日潮の場合と同じ分布 B である。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、一日潮の約半分である。この振幅の違い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。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。Shen and Zhang (1990) の用いた大気加熱や大気安定度の鉛直分布が、観測結果とあまり一致していないことが原因かも知れない ([29] 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7 a からはわからないが、温度偏差に大気密度の平方根を乗じた量 $T' \times \sqrt{\rho}$ でみると明らかである)。この下方伝播によって地表付近の平均東西流が減速され東風が作られると、地表との摩擦によって金星の固体部分から大気に角運動量が与えられる可能性がある。熱潮汐波が運動量の大気中での分配だけでなく、正味の運動量生成に寄与している可能性を示唆している。

一日潮と半日潮の伝播特性の違いは、定性的には

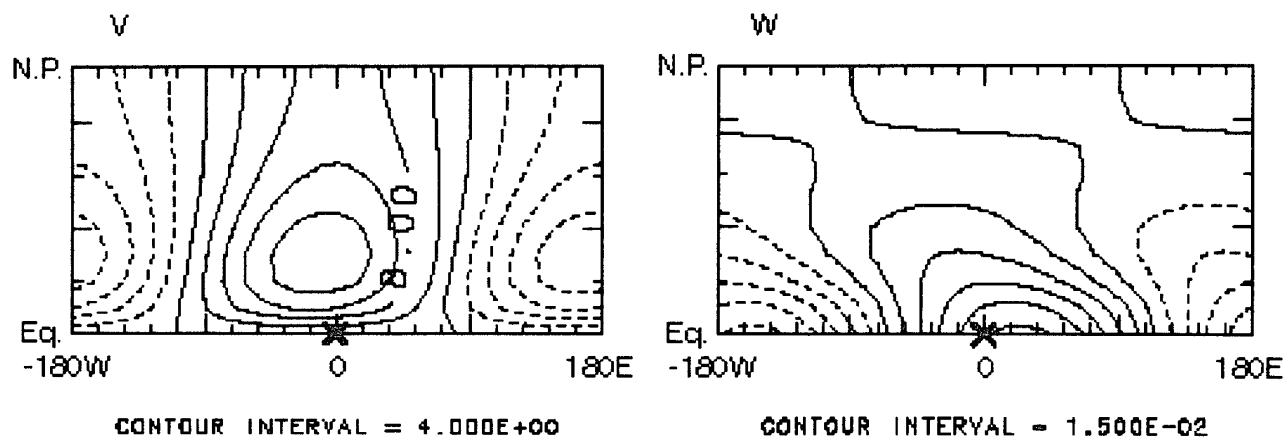


図6 一日潮に伴う南北流 v' と鉛直流 w' の北半球・高度 65 km における水平分布。横軸が経度、縦軸が緯度、×印が太陽直下点を表す。

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することが可能である。水平構造の違いを考慮すると一日潮と半日潮の鉛直群速度の比は約 1:4 となる。高度 80 km での値はそれぞれ 1.7 km/day, 6.8 km/day と見積もられ、一日潮の方がダンピングの効果を受けやすいことがわかる。地球大気の場合、一日潮は 30 度より低緯度でしか鉛直伝播できないことが知られている。30 度より高緯度側では一日潮の振動数がコリオリパラメータより小さくなるためである。金星の場合には、自転周期が 243 日、一太陽日が 117 日なので、平均東西流が十分小さい高度では高緯度でも一日潮は鉛直伝播可能となる。しかしながら、平均東西流が大きくなると、振動数のドップラーシフトと遠心力の効果が無視できなくなるため、地球の場合と同様の条件が妥当するようになる。金星大気のほとんどの高度領域において、一日潮は低緯度でのみ鉛直伝播可能と考えられる。

5. 熱潮汐波による運動量輸送

図 8 に、計算の結果得られた風速分布を用いて評価した、一日潮と半日潮の運動量輸送による平均東西流の加速・減速の南北高度分布を示す。

一日潮による平均東西流の加速・減速は、ともに太陽光加熱の領域内に制限されており、重力波の理論[21]から予想されるような分布(加熱領域で加速、波の減衰領域で減速)にはなっていない(図 8a)。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。Newman and Leovy (1992) は、赤道域でのスーパーローテーションの生成には一日潮による中緯度から低緯度への運動量輸送が重要であると述べているが、今回の計算結果にそのような輸送はみられない。中緯度ジェットを含む平均東西流を基本場として計算を行っても、結果はほぼ同様であった。Newman and Leovy (1992) のモデルでは、何らかの原因(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。

一方、半日潮の伝播に伴う運動量輸送では、理論とも整合する加速・減速の分布が得られた。低緯度の高度 70—95 km で半日潮は減衰し平均東西流は減速される(図 8b の実線の領域)。最大減速率は赤道上高度 90 km 付近の約 13 m/s/day である。波の励起領域である高度 50—70 km には平均流加速が存在しているが、加速率は最大でも 0.1 m/s/day 程度であった。この程度の加速率で風速 100 m/s のスーパーローテーションが生成できるかどうかは微妙な問題である。子午面循環の強度や鉛直渦粘性など、他のプロセスとの兼ね合いが重要になるだろう。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。半日潮による平均東西流の加速率が減速率に比べて非常に小さいのは、大気平均密度が下層ほど大きくなるためである。角運動量の時間変化率でみた場

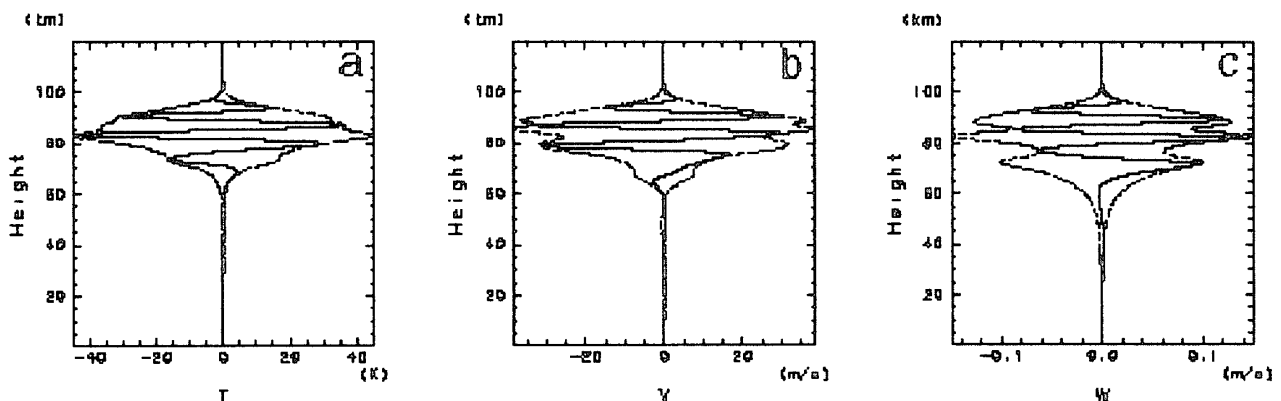


図7 計算で得られた半日潮の鉛直構造 (a) 温度偏差 T' , (b) 南北流速 v' , (c) 鉛直流速 w' . 図の見方は図5と同様

合は、波の励起領域で平均流の加速、減衰領域で減速となっていることが明瞭である。

半日潮に対する鉛直シアの影響を調べるために、平均東西流の分布 A(シアなし)と C(強いシア)を基本場として計算を行い、結果を比較した。上層の鉛直シアが弱い場合には半日潮が高度 110 km 程度まで鉛直伝播するのに対して、鉛直シアが強い場合には 90 km 付近で減衰する。熱潮汐波の鉛直群速度は平均東西流速の 2 乗に比例するので、シアの強い場合は群速度が高さとともに急速に小さくなり、ニュートン冷却の影響をより低い高度で受けるためと考えられる。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低緯度を中心に平均東西流が減速され、鉛直シアが形成されと考えられる。変化に必要な時間は数日と見積もることができ、夜光観測などから推定される中間圏・熱圏の変動のタイムスケールともよく一致する。こうした変動が下層からの半日潮の伝播によって説明できる可能性は十分あると考えられる。

6. まとめ

金星大気の間圏・熱圏では大気大循環の時間変動が大きく、平均東西流と夜昼間対流の卓越あるいは共存という現象がある。こうした変動に対して、下層から伝播してくる重力波とそれに伴う運動量輸送が大きな働きを持っていることが指摘されている。重力波としては熱潮汐波や山岳波が考えられる。線型モデルによる計算結果は、半日潮がその有力な候補であることを示している。本稿では示さなかったが、東西波数 2 以上の山岳波も大気上層まで伝播す

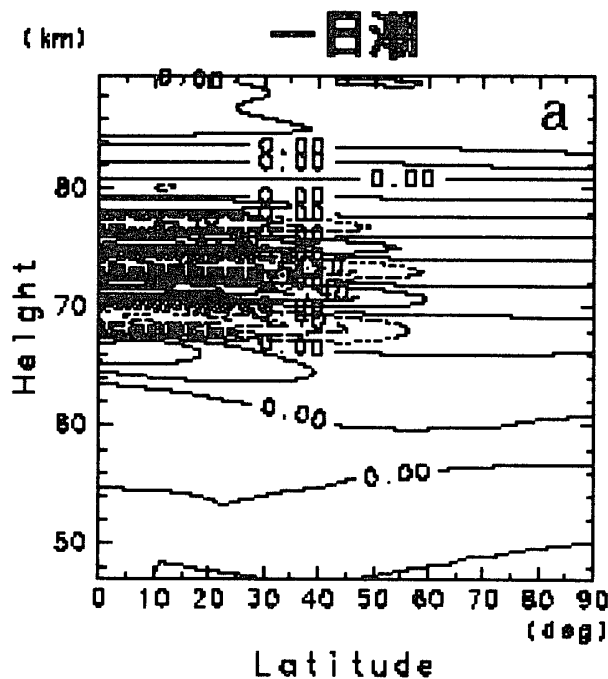
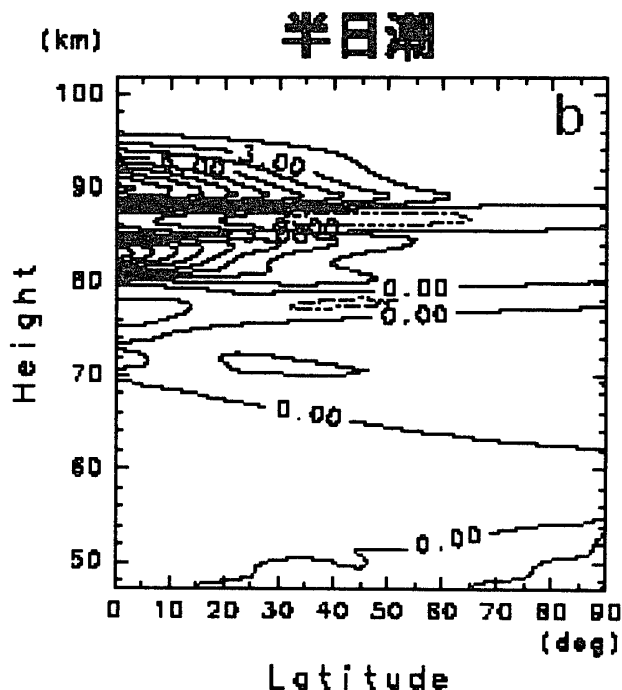


図8 熱潮汐波による平均東西流の加速・減速分布:(a)一日潮、(b)半日潮。実線が加速度正、点線が加速度負の領域を表す(単位は m/s/day)。平均東西流の風速をは負に取っているため、実線の領域が平均東西流の減速領域となる。(a)と(b)では図示した高度の範囲が異なる



ることができ、これらの寄与も無視できない。一日潮はほとんど鉛直伝播しないため、上層の大循環に対する影響は少ないが、雲層上端付近に存在する夜昼間対流が重要である。観測的に子午面循環の強度を見積もるためには、一日潮成分との分離が不可欠となる。

実際の金星上層大気では、大気密度の減少と波の振幅の増大に伴う非線型性や、碎波にともなう運動量や熱の混合を考慮しなければならない。現在、こうした過程を含むモデルの構築を行っているところである。

参考文献

- [1] Schubert, G., 1983: General circulation and the dynamical state of the Venus atmosphere. "Venus", University of Arizona Press, Tuscon, 681-765.
- [2] Rossow, W. B., Del Genio, A., Limaye, S. S., Travis, L. D., and Stone, P. H., 1980: Cloud morphology and motions from Pioneer Venus images. *J. Geophys. Res.* **85**, 8107-8128.
- [3] Limaye, S. S., and Suomi, V. E., 1981: Cloud motions on Venus: Global structure and organization. *J. Atmos. Sci.* **38**, 1220-1235.
- [4] Rossow, W. B., Del Genio, A., and Eichler, T., 1990: Cloud-tracked winds Pioneer Venus OCPP images. *J. Atmos. Sci.* **47**, 2053-2084.
- [5] Tomasko, M. G., Doose, L. R., Smith, P. H., and Odell A. P., 1980: Measurement of the flux of sunlight in the atmosphere of Venus. *J. Geophys. Res.* **85**, 8167-8186.
- [6] Seiff, A., 1983: Thermal structure of the atmosphere. General circulation and the dynamical state of the Venus atmosphere. "Venus", University of Arizona Press, Tuscon, 215-279.
- [7] Kliore, A. J., and Mullen, L., 1988: Solar cycle variability of upper atmosphere temperatures of Venus. *EOS trans.* **69**, 1287.
- [8] Shah, K. P., Muhleman, D. O., and Berge, G. L., 1991: Measurement of winds in Venus' upper mesosphere based on Doppler shifts of the 2.6-mm ^{12}CO line. *Icarus* **93**, 96-121.
- [9] Bougher, S. W., Dickinson, R. E., Ridley, E. C., and Roble, R. G., 1988: Venus mesosphere and thermosphere: III. Three-dimensional general circulation with coupled dynamics and composition. *Icarus* **73**, 545-573.
- [10] Mayr, H. G., Harris, I., Neimann, H. B., Brinton, H. C., Spencer, N. W., Taylor, H. A., Hartle, Hoegy, W. G., and Hunten, D. M., 1980: Dynamic properties of the thermosphere inferred from Pioneer Venus Mass Spectrometer measurements. *J. Geophys. Res.* **85**, 7841-7847.
- [11] Schubert, G., Covey, C., Del Genio, A., Elson, L. S., Keating, G., Seiff, A., Young, R. E., Apt, J., Counselman III, C. C., Kliore, A. J., Limaye, S. S., Revercomb, H. E., Sromovsky, L. A., Suomi, V. E., Taylor, F., Woo, R., and Von Zahn, U., 1980: Structure and circulation of the Venus atmosphere. *J. Geophys. Res.* **85**, 8007-8025.
- [12] Goldstein, J. J., Mumma, M. J., Kostiuk, T., Deming, D., Espenak, F., and Zipoy, D., 1991: Absolute wind velocities in the lower thermosphere of Venus using infrared heterodyne spectroscopy. *Icarus* **94**, 45-63.
- [13] Lellouch, E., Goldstein, J. J., Rosenqvist, J., Bougher, S. W., and Paubert, G., 1994: Global circulation, thermal structure, and carbon monoxide distribution in Venus' mesosphere in 1991. *Icarus* **110**, 315-339.

- [14] Lellouch, E., Clancy, T., Crisp, D., Kliore, A. J., Titov, D., and Bougher, S. W., 1997: Monitoring of mesospheric structure and dynamics. "Venus II", University of Arizona Press, Tuscon, 295- 324.
- [15] Zhang, S., Bougher, S.W., and Alexander, M. J., 1996: The impact of gravity waves on the Venus thermosphere and O₂ IR nightglow. *J. Geophys. Res.* **101**, 23195-23205.
- [16] Thompson, R., 1970: Venus' general circulation is a merry-go-round. *J. Atmos. Sci.* **27**, 1107- 1116.
- [17] 松田佳久, 2000: 「惑星気象学」, 東京大学出版会.
- [18] Takagi, M., and Matsuda Y., 1999: Interpretation of Thompson's mechanism for Venus' atmospheric super-rotation and its extention to the spherical geometry. *J. Meteor. Soc. Japan* **77**, 971- 983.
- [19] Takagi, M., and Matsuda Y., 2000: Stability of convection between the day and night sides on the rotating sphere. *J. Meteor. Soc. Japan* **78**, 181-186.
- [20] 瓜生道也, 1976: 波とそのまわりの平均運動. *天気* **23**, 3-22.
- [21] Fels, S. B., and Lindzen R. S., 1974: The interaction of thermally excited gravity waves with mean flows. *Geophysical Fluid Dynamics* **6**, 149-191.
- [22] Baker, N. L., and Leovy C. B., 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.
- [23] Hou, A. Y., Fels, S. B., and Goody, R. M., 1990: Zonal superrotation above Venus' cloud base induced by the semidiurnal tide and the mean meridional circulation. *J. Atmos. Sci.* **47**, 1894- 1901.
- [24] Newman, M., and Leovy, C., 1992: Maintenance of strong rotational winds in Venus' middle atmosphere by thermal tides. *Science* **257**, 647-650.
- [25] Gierasch, P. J., 1975: Meridional circulation and maintenance of the Venus atmospheric rotation. *J. Atmos. Sci.* **32**, 1038-1044.
- [26] Matsuda, Y., 1980: Dynamics of the four-day circulation in the Venus atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan* **60**, 245-254.
- [27] Pechmann, J. B., and Ingersoll A. P., 1984: Thermal tides in the atmosphere of Venus: Comparison of model results with observations. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3290-3313.
- [28] Fels, S. B., Schofield J. T., and Crisp D., 1984: Observations and theory of the solar semidiurnal tide in the mesosphere of Venus. *Nature*, **312**, 431-434.
- [29] Shen, M., and Zhang C. Z., 1990: A numerical solution for thermal tides in the atmosphere of Venus. *Icarus*, **85**, 129-144.
- [30] Hinson, D. P., and Jenkins, J. M., 1995: Magellan radio occultation measurements of atmospheric waves on Venus. *Icarus*, **114**, 310-327.