# 金星中層大気における四日循環の形成と維持 -1999年度山本・正野論文賞受賞記念講演-

### 山本勝\*

#### 1. はじめに

金星四日循環は古くから存在する気象学の未解決問 題の一つでありますが、今なお確定的な理論は存在し ていません.従来の四日循環研究は、四日循環と同時 に観測される多様な諸現象から切り離され、特別なも ののように扱われておりました.本研究(Yamamoto and Tanaka, 1997)の特徴は、「金星中層大気で観測 される四日循環とは一見無関係と思われる力学現象も 実は四日循環と密接に関係しているのではないか」と 考え、その考えにもとづく新しいシナリオを提案した 点です.

この研究は、私が名古屋大学・大気水圏科学研究所 の雲物理化学研究室に大学院生として在籍中、同研究 室の田中 浩先生のご指導・ご支援のもとで遂行され た研究です。我々の研究がこうした形で評価していた だけたことをたいへん光栄に思っております。

#### 2. 観測事実とこれまでの研究

本研究は、高度40 km から110 km の金星中層大気を 対象にしておりますが、この惑星全体の特徴について も簡単に記述しておきます.金星は、太陽からの距離 がおよそ0.72 AU の軌道(地球軌道が 1 AU)を225日 周期で公転し、自転は243日周期で逆行しています.金 星の大きさ(半径6050 km)は地球(半径6380 km)と だいたい同じですが、大気圧や大気組成は大きく異な ります.金星では90気圧に達する  $CO_2$ が地表を覆って おり、その温室効果によって、地表温度は730 K 程度に なります.地球の常温・常圧に近い値をもつ高度は、 50~55 km くらいになります.

高度45 km から70 km の高度域を厚い硫酸エアロゾ

\* 和歌山大学教育学部.

-2000年2月22日受領--2000年6月9日受理-

© 2000 日本気象学会

2000年8月

ルの雲が覆っており, その雲により, アルベドが0.8に なります. この雲の上端 (およそ65~70 km)を紫外線 で観測すると, 自転の約60倍の速さで金星を一周する 「四日循環」と呼ばれる西向き (自転と同じ向き)の高 速流が存在しています. この高速流は赤道域から中緯 度にわたり存在しており, 90 ms<sup>-1</sup>ほどの速度を維持し ています (Rossow *et al.*, 1990). 温度風バランスより 得られた平均東西流の子午面分布では, 高度70~80 km あたりで, 120 ms<sup>-1</sup>を越える西向き中緯度ジェッ トが観測されています (Newman *et al.*, 1984).

雲層より下では、地表から高度とともに徐々に東西 風が増大し、高度40 km あたりで50 ms<sup>-1</sup>ほどの風が吹 き、雲層内部では高度とともに急激に東西風が増大し、 雲層上端では100 ms<sup>-1</sup>ほどに達します(Schubert *et al.*, 1980). 金星は軌道面に対する自転軸の傾きが非常 に小さく、季節変化が無視できると考えられます. 従っ て、金星大気では、地球で観測されるような風向風速 の季節変化は存在せず、常に西向きのスーパーロー テーション(大気が自転よりも高速で回転)が広域に わたり形成されているようです. 特に、雲層上端のスー パーローテーションである「四日循環」は古くから知 られており、諸説が提出されています. これらは、以 下の3つの説に分類されます.

- 1) Gierasch 説
- 2) 熱潮汐説
- 3) 昼夜間対流説

Gierasch 説では, 適当な子午面循環と渦拡散によっ て,四日循環が駆動されます(Gierasch, 1975; Matsuda, 1982).子午面循環によって上層に汲み上 がった角運動量は,極向きの子午面流によって高緯度 に運ばれます.もし,何らかの大きな水平渦拡散が存 在すれば,ハドレーセルの上側ブランチの角運動量が, 高緯度域の下降流によって下側ブランチに運ばれる前 に,赤道方向へ戻されます.すると,この上側ブラン



第1図 紫外線で観測される雲層上端の典型的な雲模様. 左図では Dark Midlatitude Band が昼側の半球を覆い, 右図では Dark Equatorial Band が覆っている. これらの模様は,西へ伝播し,交互に観測される. つまり,Yの字を西に90°傾けた模様が4~5日で一周していることになる. Rossow et al. (1980a)より引用.

チに角運動量が蓄積し、四日循環が駆動するというシ ナリオです.しかし、このシナリオの中の「大きな水 平渦拡散」が何であるのかはよくわかっていません. また,中層大気の子午面循環が地面に接していれば. 地面との摩擦で角運動量が大気に供給されますが、多 くの研究では中層大気の子午面循環は地面と接してい ません (例えば, Rossow, 1983; Hou and Goody, 1985). これは,雲が太陽光の大部分を吸収し,その吸 収によって中層大気の子午面循環が駆動しているから です。このような状況下で、雲層の子午面循環へどの ように角運動量が供給されるかも問題点の一つになっ ています. 最近, Iga and Matsuda (1999) は,「適当 な大きさの渦拡散 | と 「地面から分離した子午面循環 | によって、雲層上端の高速流を再現しています。この 研究では、雲層の子午面循環のリターンフローが高度 35 km (モデルの下部境界) まで達しており、赤道で40 ms<sup>-1</sup>となる剛体回転がその高度で維持されていれば、 四日循環が再現可能であることを示しています.

2番目の説は、熱潮汐波の鉛直伝播による四日循環 形成メカニズムです(Schubert and Whitehead, 1969; Fels and Lindzen, 1974). 雲層上端で発生する 潮汐波は平均流より位相速度がはるかに遅く,それが 鉛直伝播すると,雲層上端からスーパーローテーショ ンとは反対向きの運動量を取り去り,他の高度域に運 ぶので,雲層上端の平均流は加速され,それ以外では 減速となります.この説にもとづいた数値実験によっ て,雲層上端のスーパーローテーションが再現されま した(Baker and Leovy, 1987; Newman and Leovy,

4

1992)、潮汐波によって雲層上端では平均流は加速され ますが、大気密度の薄い80 km より上の高度域では強 い減速が生じ、その減速がレイリー摩擦による加速と バランスしています.本来、レイリー摩擦は平均流に ブレーキをかけるために導入されたものなので、加速 するのは不自然です(これは、レイリー摩擦が平均流 を背景流に戻すように細工してあるため、背景流より 平均流が遅くなった場合、レイリー摩擦が平均流を加 速してしまうことによる).これらの結果は、レイリー 摩擦によって背景流から角運動量が人為的に供給さ れ、それが子午面循環によって角運動量が全域に広 がったと解釈されます.このように、この説でも中層 大気への角運動量供給機構は明らかではありません.

3番目の説は、昼夜間の加熱差で生じる力学的不安 定に起因する説で、惑星スケール渦が鉛直方向に角運 動量を輸送するというものです(Thompson, 1970; Young and Pollack, 1977). Young and Pollack (1977)の数値実験はこの説を支持し、四日循環を再現 しました.ところが、Rossow *et al*.(1980b)は、鉛 直渦拡散の不適切な扱いを指摘しました.その後、こ の説を支持する数値実験や理論は提出されていませ ん.最近、Takagi and Matsuda(1999)は、Thompson 機構を球面状の3次元大気に拡張し、こうしたメカニ ズムが機能しにくいことを示しています.

これらの説は四日循環を含めたスーパーローテー ションを議論する上で決して無視できませんが、今の ところ「中層大気大循環が地面と分離している状況下 における"中層大気への角運動量輸送機構"」は未解決

"天気"47.8.

のままです.

ところで, 金星四日循環が観測される雲層上端で は、第1図で示されるように、多様な雲模様が紫外線 で観測されています。その中で、Yの字を西に90度倒 した惑星スケールの暗い領域が「Y 字形雲模様」と呼 ばれています この模様は、四日循環と同じように、 東から西へおよそ4~5日周期で金星を一周し,赤道 域で東西波数1の4日波、中緯度で5日波が観測され ています これらの惑星スケール波動の位相速度は平 均流速と異なっていることが知られており,赤道4日 波の位相速度は平均東西風よりも15 ms<sup>-1</sup>ほど速く,中 緯度5日波は30 ms<sup>-1</sup>ほど遅いのです(Del Genio and Rossow, 1990) また, 赤道4日波はケルビン波のよう に赤道域に捕捉されています。この波の過去の研究に ついては、本研究のモデルコンセプトに密接にかかわ るので、3.1節で紹介します、中緯度5日波は東西波数 1のロスビー波と考えられています. 1979年の観測で は数週間周期の振幅変調も観測されています. Covey and Schubert (1981, 1982) は、中緯度5日波が臨界 高度より上の雲層内部で発生することを示唆していま す. また, Young et al. (1984) は, 傾圧不安定によっ て4.6~6.1日周期の波が出現しうることを示していま す

Y 字形雲模様の形成・維持機構について、3つの代表的な説があります。

1) ケルビン波とロスビー波の重ね合せ

2) ケルビン波と平均流による移流

3) 傾圧不安定波による移流

Belton *et al.* (1976) は、赤道ケルビン波(あるい は重力波)と中緯度ロスビー波をうまい具合に重ね合 せると、Y字模様が形成されることを示しました.し かし、ケルビン波とロスビー波の位相速度が異なる場 合、このY字模様は維持できません.ある時刻にY字 を形成しても、しばらくすると4日周期ケルビン波が 5日周期ロスビー波を追い抜くため、「逆Y字」が形成 されてしまいます (Covey and Schubert, 1982). この 「逆Y字」は観測と矛盾します.

2番目の説は Smith et al. (1992, 1993) によるもの で、赤道付近で発生させた小さな雲はケルビン波と平 均流の移流によって引き伸ばされ、中緯度に流されま す. そのパターンは西に傾いた筋模様「Bow Shape(第 1図参照)」をうまく再現しています. しかしながら、 経度方向の惑星スケールのブライトネス濃淡を十分再 現しているわけではありません. さらに、この説が正 しいなら、Y字模様を構成する「Dark Midlatitude Band(第1図参照)」も平均流と4日周期ケルビン波に よる移流を反映して4日周期で変動するはずです。し たがって、この説によって、5日周期で変動している 「Dark Midlatitude Band」は説明できません。

3番目の説は Young et al. (1984) によるものです. 傾圧不安定モードのうち,5.0日周期のモードは中緯度 のみならず赤道にも捕捉されます.このモードによっ て作られるトレーサーの濃淡が Y 字形の模様をして います.ところが、1つのモードだけしか考慮してい ないので、赤道域と中緯度のブライトネスの変動周期 が異なる状況下では、他の説と同じく、この説でも Y 字形雲模様の維持は説明できません.

このように、赤道4日波と中緯度5日波の両方が存 在する条件下では、Y字形雲模様の形成・維持のメカ ニズムが今だ解明されておりません.

3. モデル

3.1 モデルコンセプト

金星大気力学の未解決の問題として,以下の2つが 挙げられます

1) なぜ、自転のおよそ60倍で高速回転する「四日 循環」が雲層上端で形成されるのか?

2) なぜ、紫外線雲模様が「Y字形」なのか?

従来の多くの研究では、これら2つの問題はそれぞ れが独立に議論されてきました.「四日循環」や「Y字 形雲模様」は、同じ高度域、同じ緯度帯で観測されて いるので、これらを矛盾無く再現し、合理的に説明し なくてはなりません.そこで、我々は、

- 1) 雲層で駆動されている子午面循環は地表付近の 循環から完全に分離している.
- 2) 下層大気は角運動量の溜りである.
- 3)赤道4日波が下層大気から中層大気への角運動 量の運び役である。

この3つの仮定をもとに,モデルおよびシナリオを 構築しました.

仮定1)については、直接的な観測はありません. ただし、入射太陽光エネルギーの大部分は、高度45 km から70 kmに形成されている雲によって吸収されま す.それによる雲層加熱は中層大気で子午面循環を駆 動しますが、この循環は地面付近の循環とは分離して いると考えられます(例えば、Hou and Goody, 1985).

また,角運動量密度が最大になる高度は20 km にな ります (Schubert *et al.*, 1980). この領域の東西風は 雲層上端より低速ですが,大気密度はかなり大きいの で,角運動量密度がこの高度で極大になります.これ は仮定2)を満足します.

仮定3)については、下層大気で赤道4日波が発生 しているか否かの議論が必要となります。いまのとこ ろ、この波の下層大気での存在や発生メカニズムはよ くわかっていません. Covey and Schubert (1981, 1982)は、下層大気で発生する惑星スケール波のなか で,雲層上端で大きな振幅をもつ波が.4日波のよう な高位相速度の波動であることを示しました。また, Smith et al. (1992, 1993) は, 雲底(中層大気下端付 近)で, Cloud Feedback Heating<sup>†1</sup> (雲によるフィー ドバック加熱)によって4日波が発生することを示し ました.いずれにしても、ニュートン冷却が大きい雲 層上端ではなく、それより下の高度域で発生している 可能性が高く、角運動量の運び役として機能する可能 性があります。彼らもこの可能性を示唆しています が,この波の役割は十分に研究されていませんでした 雲層上端で観測されている赤道4日波は平均流よりも 通常15 ms<sup>-1</sup>ほど速い位相速度をもっていますが、この 波が「ケルビン波|なのか「重力波|なのかも同定さ れておりません。スーパーローテーションが形成され ている状況下では、下層大気で発生した高位相速度の 重力波のうち、スーパーローテーションと同じ向きの 重力波は鉛直伝播できますが,反対向きの重力波は, 鉛直波数の2乗が負になるので,鉛直伝播できず,雲 層上端まで到達できません。赤道4日波が、「ケルビン 波」であっても、「重力波」であっても、スーパーロー テーションと同じ方向に水平伝播する波と考えてよさ そうです. そこで, スーパーローテーションと同じ向

きに位相速度 c=110 ms<sup>-1</sup>で伝播する東西波数 s=1 の波を本研究では「赤道4日波」と呼ぶことにします. 地面から完全に分離した雲層付近の子午面循環に は、地面との摩擦によって角運動量は直接供給されま せん.したがって、中層大気への何らかの角運動量供 給機構がないとスーパーローテーションは駆動されな いはずです.本研究の目的の1つは、雲層の子午面循 環が地面から力学的に分離している状況下での「中層



第2図 本研究のシナリオを表す概略図. 金星大 気大循環を模式的に表す. Yamamoto and Tanaka (1997) より引用.

大気への角運動量供給機構」を解明することです.波 動の鉛直伝播に着目している潮汐説と本研究は,単に 位相速度の違いだけで,本質的には同じではないかと 思われるかもしれません.しかしながら,潮汐説は, 雲層上端の波動による平均流加速に着眼しています が,下層大気との力学的結合を説明するものではあり ません.本研究は,下層大気から雲層の子午面循環へ の角運動量供給役として,"波動"に着目しているので す.次節以降,我々は「角運動量の溜りである下層大 気」と「四日循環やY字形雲模様が観測される中層大 気」の力学的結合における赤道4日波の役割を調べて, 諸現象を合理的に説明するシナリオを検討します.本 研究のモデルコンセプトの概略は,第2図に示してお きました.

3.2 数値モデル

力学モデルや数値解法の詳細は Yamamoto and Tanaka (1997) を見ていただくことにして, 概略を説 明いたします. 金星中層大気の下端と上端は, それぞ れ, 高度40 km と110 km と置きます. 本研究では, 赤 道で50 ms<sup>-1</sup>の剛体回転している背景流のフレーム上 で観測される予報変数を時間積分しています.「四日循 環」を帯状平均の東西流,「惑星スケール波動」を東西 波数1の擾乱成分で表すことによって, 下層大気で発 生した赤道4日波が四日循環を形成・維持できるか否 かを調べます. 帯状平均東西流は, 波一平均流相互作 用や子午面循環によって駆動します. 帯状平均南北風

"天気"47.8.

<sup>\*1</sup> 空気塊の上昇・下降運動に伴う雲粒の形成・消滅で赤 外放射による雲内の加熱率に変化が生じ、この変化が 雲内の上昇・下降運動を強め、雲粒の形成・消滅によ る加熱率の変化がさらに増大することがある.このよ うな正のフィードバックが働く「雲による加熱」を Cloud Feedback Heating と呼ぶ.

は旋衡風バランス<sup>12</sup>によって支配されます.子午面循 環を駆動する太陽光加熱は,Tomasko *et al.* (1985) の帯状平均非断熱加熱率を用いました.摂動成分とし ては,惑星スケール波に対応する東西波数1のフーリ エ成分のみ計算します.下部境界40 km で赤道域に捕 捉され,4日周期で変動するジオポテンシャルのフー リエ成分(赤道で,振幅 $\Psi_1$ =75 m<sup>2</sup>s<sup>-2</sup>,位相速度 c= 110 ms<sup>-1</sup>,東西波数 s=1)を与えることによって,「赤 道4日波」を中層大気に供給しました.上記の力学モ デルは,強制として「帯状平均太陽光加熱」と「赤道 4日波」を金星中層大気に与えて,これらの強制に対 する大気の応答を調べることになります.以下の計算 結果(風速など)は,金星の自転速度で回転するフレー ムに戻して表記してあります.

#### 4. 結果と議論

#### 4.1 金星四日循環の形成

まず,4日周期赤道波を与えず,帯状平均の太陽光 加熱だけを与えました(波なしモデル).このとき,赤 道と極の間の加熱差で子午面循環が駆動されます.す ると,子午面循環の極向き子午面流は赤道の角運動量 を高緯度に運びます.その結果,90 ms<sup>-1</sup>ほどの中緯度 ジェットが発達します.しかし,赤道域には角運動量 の供給がないため,赤道高速流は発達しません.これ は,赤道域に何らかの角運動量供給メカニズムがない と「金星四日循環」が維持できないことを意味します.

そこで、「下層大気から中層大気への角運動量の運び 役」として、金星雲層上端で観測されている「赤道4 日波」を与えました(標準モデル).すると、4日~10 日の時定数のニュートン冷却<sup>13</sup>が働く雲層上端で、赤 道4日波が減衰します.その結果、波の角運動量はレ イノルズ応力を介して平均流に移ります.このとき、 波による東西流加速は子午面循環による減速とバラン スするので、赤道高速流の極大高度は、地球の成層圏 で見られる赤道東西流の準2年周期振動(QBO)のよ うに下へは降りてきません.また、金星の季節変化は ほとんど無視できることから、地球の中間圏で見られ るような赤道東西風の半年振動(SAO)もありません.

- \*2 金星は自転が遅く、コリオリカよりも高速流による遠心力が卓越するので、気圧の南北勾配で生じる気圧傾度力は高速東西流による遠心力と釣り合う。
- \*3 ニュートン冷却は,擾乱によって空気塊の温度が上昇したとき,擾乱が無い状態からの温度変化に比例した冷却率で空気塊が放射冷却される過程をさす。



第4図 雲層上端付近の帯状平均東西流の緯度分 布.実線は標準モデル,点線は波なしモ デルを表す.黒丸と白丸は,それぞれ, 北半球と南半球で1979~1985年に観測さ れた平均東西流(Rossow et al., 1990).

7

こうして,低緯度の雲層内部へ角運動量が定常的に供 給されます.低緯度の角運動量は,子午面循環により 極向きに運ばれ,中緯度ジェットを形成します.この とき,赤道から中緯度にかけて,90 ms<sup>-1</sup>ほどの高速流 「金星四日循環」が形成されます(第3図).次に,数 値実験と観測の結果を第4図で比較すると,波なしモ デルでは,赤道高速流は形成されませんが,適当な赤 道4日波を与えた標準モデルでは,雲追跡で得られた 平均東西流を再現しています.このように,「金星四日 循環」は,「赤道4日波による角運動量供給」と「太陽 光の雲層加熱による子午面循環」との2つのプロセス によって形成・維持することが可能なのです.

**4.2** 中緯度5日波の発生

金星中層大気において,赤道4日波を与えることは, 四日循環だけにとどまらず,それ以外の力学現象の形 成・維持に影響を及ぼします.金星雲層の高速回転が 地球の自転より遅いので,金星赤道波の赤道捕捉幅<sup>44</sup> は,地球上の赤道ケルビン波に比べ広くなります.広 い赤道捕捉幅をもつ赤道波は中緯度域の波動現象にも 十分に影響を与えうると考えられます.

前節で述べたように、「赤道4日波による角運動量供 給」と「太陽光加熱による子午面循環」によって、強 い中緯度ジェットが形成されます(第3図).その ジェットの近くには、帯状平均ポテンシャル渦度の水 平微分の符号が変わる領域が存在します(第5図).こ れは、内部(傾圧)ジェットの不安定の必要条件とな ります(Charney and Stern, 1962).換言すれば、温 度風バランス<sup>15</sup>の結果、中緯度ジェットの鉛直シアー 増大により気温の水平勾配が強められ、この気温勾配 の増加を傾圧不安定が解消してしまう可能性があると いうことです.実際、赤道域だけに強制を与えたにも かかわらず、中緯度ジェット付近でもジオポテンシャ ルの擾乱振幅が大きな値をもちます(第5図).雲の中 で発生した中緯度波動の水平風は、等ジオポテンシャ



ル線にほぼ沿った流れをもち,水平面での波の位相は 高緯度に向かうにつれ西に傾きます.このロスビー波 は、5.7日周期成分が卓越し,極向きに運動量と熱を輸 送します.

中緯度波動の擾乱成分のスペクトルをとってみる と、5.7日周期だけでなく4.0日周期の成分も存在しま す.さらに、この波の振幅の時間変化をみると、数週 間周期で振幅変調しています(第6図の上図).これは、 4.0日波と5.7日波による振幅変調です(13.4日周期). 現実の金星大気でも、こうした振幅変調は観測されて います(Del Genio and Rossow, 1982). 捕捉幅の広 い赤道4日波との共鳴が中緯度5日波の発生や強化に 及ぼす影響も否定できません。

#### 4.3 Y 字形模様

雲層上端での温位(本研究では空気塊を断熱的に中 層大気下端まで移動したときの温度と定義)の擾乱成 分の水平分布は、Y字形雲模様を形成・維持します(第 6図の下図).赤道では4日周期、中緯度では約5日周

<sup>&</sup>lt;sup>†4</sup> 自転角速度  $\Omega$  の  $\beta$  平面上の地球赤道ケルビン波の捕 捉幅(°)は、惑星半径 a と固有位相速度 c を用いて、 およそ $\sqrt{c/(\Omega a)}$ と表される。 $\Omega$  を金星高速流の角速 度  $\Omega_s$ に置き換えれば、金星赤道ケルビン波のおよそ の捕捉幅を見積もることができる。雲追跡で得られた 結果、金星雲層上端の捕捉幅は約 23°となる。地球で は、同じ固有位相速度の波は約 10°の捕捉幅になる。

<sup>\*5</sup> 金星大気の旋衡風バランスと静水圧平衡にもとづく 温度風関係であっても,南北温度勾配の大きさは平均 東西風鉛直シアの大きさに比例します。



乱成分の水平パターシを示す。下図の等 値線間隔は2.5K. Yamamoto and Tanaka (1997)より引用.

期で変動しているにもかかわらず, Covey and Schubert (1982) が指摘した「(観測と矛盾する) 逆 Y 字形模様 は形成しません 「赤道に捕捉される4日波」 と「西に位相が傾いた5.7日周期中緯度ロスビー波」に よって、Y字形模様が形成・維持されています. この メカニズムは第7図のように表すことができます。単 純な赤道4日波と中緯度5日波の重ね合せでは,「Y | と 「 逆 Y 字 」 が 交互 に 表れるの に 対 し て ( 第 7 図 a)、本研究においては、第7図bに示されているよう に、「逆Y字|は形成されません。第7図bを上から説 明すると、赤道波は、位相速度が中緯度ロスビー波よ り速いので、中緯度ロスビー波に追いついてきます。 ところが、赤道波の温位極大がロスビー波の極大に近 づくにつれ、ロスビー波の振幅が減衰します、そして、 赤道波がロスビー波に追いついたときには、位相は西 に傾いたままで、振幅は十分に弱まります. しばらく すると、ロスビー波の振幅は徐々に復活して、また元 のY字形模様になります. つまり,Y字がはっきりし ているときにロスビー波は強まり, Y 字が崩れそうな ときに弱まります、これは4.2節のロスビー波の振幅変 調に対応しています. Y字が崩れそうなとき, ロス



(b) (a) RS EQ EQ RS ᠻᠶ RS EQ EQ RS ¢. RS EQ EQ RS

第7図 Y字形雲模様の形成・維持の概念図.(a) は単純な「赤道4日波」と「中緯度5日 波」の重ね合せで,(b)は「赤道4日波」 と「振幅変調を伴う,位相が西に傾く中 緯度5日波」を表す.図中のEQとRS は、それぞれ赤道4日波と中緯度5日波 を表す.黒実線矢印は、波動の東から西 へ伝播を表し、白抜きの下向き矢印は,時間の経過を表す.

ビー波は弱まり,その位相が西に傾いているので,けっ して「逆 Y 字」になりません.その結果として,波の 水平パターンは常に西に90度倒れた「Y 字」に見える のです.今後,「なぜ,ロスビー波の振幅変調の極小期 に Y 字形が弱まるのか?」について力学的に説明され なくてはならないと考えております.

本研究で得られた気象要素を用いた硫酸エアロゾル の3次元輸送モデル(Yamamoto and Tanaka, 1998) でも,雲模様は矛盾なく再現されています.下層から 輸送された二酸化硫黄(SO<sub>2</sub>)が雲層上端の光化学反応 で酸化され,硫酸エアロゾルになり,凝集・凝縮成長 します.これらの化学・微物理過程を簡略化した輸送 モデルによると,子午面循環によるエアロゾル輸送の 結果,雲層上端では南北方向に濃度勾配ができ,散乱 係数は緯度50°を境に高緯度側で急激に高くなります. この緯度帯を境に低緯度側では,弱散乱域が Y 字形模 様を形成します.これは波動により生じるブライトネ ス濃淡を反映しています.他方,中高緯度域では,帯 状平均数密度が高緯度になるにつれて増大し,「Bright Polar Band (図1参照)」と呼ばれる帯状構造が再現 されます. この帯は,ロスビー波の振幅変調に対応し て,数週間周期で変動しています. これらも観測と矛 盾しません (Del Genio and Rossow, 1982).

#### 5. 結論

「四日循環」や「惑星スケール波」に関連して,本研 究で得られた結果は以下のようになります.

- 中層大気より下の赤道域で波数1の4日波が強 制されたとき、四日循環が再現可能である。数 値実験で得られた結果は、雲層上端の観測と矛 盾しない。
- 2)5.7日周期の中緯度波動は、帯状平均ポテンシャル渦度の水平微分の符号が変わる"傾圧的に不安定な領域"で発生する。この波はロスビー波の構造をもち、運動量と熱を高緯度に輸送する。
- 3)赤道4日波の極大がロスビー波に追いつくと、 ロスビー波が減衰してしまうので、ロスビー波 の位相はいつも赤道4日波の位相より前方にあ るように見える。さらに、ロスビー波の位相は 西に傾いているので、Y字パターンが維持され る。

我々の研究では, 雲層上端の時定数4日の物理現象 が重要な役割を果たします.ニュートン冷却(~4日) の大きな雲頂で赤道4日波が減衰し,その角運動量が 雲層内部で平均流に移り,赤道域の4日循環を駆動し ます.さらに,赤道高速流の角運動量は子午面循環に よって中高緯度に運ばれ,中緯度ジェットが形成され ます.このジェット付近で5.7日周期の中緯度ロスビー 波が発生し,数週間周期の振幅変調しています.その 際,このロスビー波は赤道4日波とともにY字形の雲 模様を形成・維持します.

このように、「波動による平均流加速」「子午面循環 による角運動量輸送」「波の干渉」といった基本的な概 念の組み合せで、「四日循環」や「Y字形雲模様」を同 時に再現し、合理的に説明するシナリオを提出したこ とが本研究の成果であります。

#### 謝辞

研究を遂行するにあたり,田中 浩先生をはじめと した名古屋大学大気水圏科学研究所の皆様には,お世 話になりました.特に,現・地球フロンティア研究シ ステムの岩朝美晴研究員には,モデリングに関する議 論や計算機使用等で,たいへんお世話になりました. 東京大学理学部の松田佳久先生,東京大学気候システム研究センターの高橋正明先生には,論文発表前から, 有益なコメントをいただきました.また,東京大学理 学部の中村 尚先生には本論文を推薦していただきま した.上記の皆様に深くお礼申し上げます.

この研究に関して,名古屋大学大気水圏科学研究所, 名古屋大学理学部地球惑星科学科・惑星物理学講座, 東京大学理学部地球惑星物理学教室・大気海洋講座の セミナー,並びに,学会や研究会において助言等をく ださった皆様にも,改めて感謝の意を表したいと思い ます.

#### 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 circulation and the semidiurnal tide, Icarus, **69**, 202-220.
- Belton, M. J. S., R. S. Smith, G. Schubert and A. D. Del Genio, 1976 : Cloud patterns, waves and convection in the Venus atmosphere, J. Atmos. Sci., **33**, 1394– 1417.
- Charney, J. G. and M. E. Stern, 1962 : On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere, J. Atmos. Sci., **19**, 159-172.
- Covey, C. and G. Schubert, 1981 : 4-Day Waves in the Venus atmosphere, Icarus, **47**, 130-138.
- Covey, C. and G. Schubert, 1982 : Planetary-scale waves in the Venus atmosphere, J. Atmos. Sci., **39**, 2397–2413.
- Del Genio, A. D. and W. B. Rossow, 1982 : Temporal variability of ultraviolet cloud features in the Venus stratosphere, Icarus, **51**, 391-415.
- Del Genio, A. D. and W. B. Rossow, 1990 : Planetaryscale wave and the cyclic nature of cloud top dynamics on Venus, J. Atmos. Sci., **47**, 293-318.
- Fels, S. B. and R. S. Lindzen, 1974 : The interaction of thermally excited gravity waves with mean flows, Geophys. Fluid Dyn., 6, 149-191.
- Gierasch, P. J., 1975 : Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation, J. Atmos. Sci., **32**, 1038-1044.
- Hou, A. Y. and R. M. Goody, 1985: Diagnostic requirements for the superrotation on Venus, J. Atmos. Sci., **42**, 413-432.
- Iga, S. and Y. Matsuda, 1999 : A mechanism of the superrotaion in the Venus atmosphere : Meridional circulation and barotropic instability, Theor. and

Appl. Mech. 48, 379-383.

- Matsuda, Y., 1982 : A further study of dynamics of the four-day circulation in the Venus atmosphere, J. Meteor. Soc. Japan, **60**, 245–254.
- Newman, M. and C. B. Leovy, 1992 : Maintenance of strong rotational winds in Venus' middle atmosphere by thermal tides, Science, **257**, 647-650.
- Newman, M., G. Schubert, A. J. Kliore and I. R. Patel, 1984 : Zonal winds in the middle atmosphere of Venus from Pioneer Venus radio occultation data, J. Atmos. Sci., 41, 1901-1913.
- Rossow, W. B., 1983 : A general circulation model of a Venus-like atmosphere, J. Atmos. Sci., **40**, 273-302.
- 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.
- Rossow, W. B., A. D. Del Genio, S. S. Limaye, L. D. Travis and P. H. Stone, 1980a : Cloud morphology and motions from Pioneer Venus images, J. Geophys. Res., 85, 8107-8128.
- Rossow, W. B., S. B. Fels and P. H. Stone, 1980b: Comments on "A three-dimensional model of dynamical processes in the Venus atmosphere", J. Atmos. Sci., 37, 250-252.
- Schubert, G. and J. A. Whitehead, 1969 : Moving flame experiment with liquid mercury : Possible implications for the Venus atmosphere, Science, 163, 71-72.
- Schubert, G., C. Covey, A. D. Del Genio, L. S. Elson, G. Keating, A. Seiff, R. E. Young, J. Apt, C. C. Counselman III, A. J. Kliore, S. S. Limaye, H. E. Revercomb,

L. A. Sromovsky, V. E. Suomi, F. Taylor, R. Woo and U. von Zahn, 1980 : Structure and circulation of the Venus atmosphere, J. Geophys. Res., **85**, 8007– 8025.

- Smith, M. D., P. J. Gierasch and P. J. Schinder, 1992 : A global traveling wave on Venus, Science, **256**, 652-655.
- Smith, M. D., P. J. Gierasch and P. J. Schinder, 1993 : Global-scale waves in the Venus atmosphere, J. Atmos. Sci., **50**, 4080-4096.
- Takagi, M. and Y. Matsuda 1999 : Interpretation of Thompson's mechanism for Venus' atmospheric superrotation and its extension to the spherical geometry, J. Meteor. Soc. Japan, 77, 971-983.
- Thompson, R., 1970 : Venus's general circulation is a merry-go-round, J. Atmos. Sci., **27**, 1107-1116.
- Tomasko, M. G., L. R. Doose and P. H. Smith, 1985 : The absorption of solar energy and the heating rate in the atmosphere of Venus, Adv. Space Res., **5**, 71-79.
- Yamamoto, M. and H. Tanaka, 1997 : Formation and maintenance of the 4-day circulation in the Venus middle atmosphere, J. Atoms. Sci., 54, 1472-1489.
- Yamamoto, M. and H. Tanaka, 1998 : The Venusian Y-shaped cloud pattern based on an aerosol-transport model, J. Atoms. Sci., 55, 1400-1416.
- Young, R. E. and J. B. Pollack, 1977 : A three-dimensional model of dynamical processes in the Venus atmosphere, J. Atmos. Sci., **34**, 1315-1351.
- Young, R. E., H. Houben and L. Pfister, 1984 : Baroclinic instability in the Venus atmosphere, J. Atmos. Sci., 41, 2310-2333.

# Formation and Maintenance of the 4-day Circulation in the Middle Atmosphere of Venus

## Masaru Yamamoto

Faculty of Education, Wakayama University, 930 Sakaedani, Wakayama 640-8510, Japan

(Received 22 February 2000 ; Accepted 9 June 2000)