

金星気象学の回顧と展望

松田佳久*・高木征弘**

要旨

金星の軌道に投入された気象衛星である「あかつき」が金星の気象について画期的な情報をもたらしつつある。また、大気大循環モデル (GCM: General Circulation Model) を用いた金星大気の数値シミュレーションも大きな成果をあげつつあり、両者により金星気象学が大きく刷新されつつある。この機会に、金星大気や気象の概要と今までの研究を紹介するとともに、今後の金星気象学を展望したい。

1. 金星大気の概観

太陽系にある惑星のうち、水星、金星、地球、火星が地球型惑星である。木星や土星などの木星型惑星と比して、太陽に近い、半径が小さい、密度が大きい、地面があるなどの共通の特徴を持っている。そこで、大気のない水星を除いた3つの地球型惑星を比較してみよう。第1表に金星と地球と火星の天文学的パラメータと地表面気圧などが示されている。まず、自転周期に注目すると、地球と火星がともにほぼ1日(地球日、以下同様)なのに対して、金星は243日となっている。木星型惑星も含めて、水星と金星以外の惑星が全て高速回転しているのに、両者のみ低速回転していると言えよう(水星の自転周期は約59日)。従って、金星の1太陽日も117日と長い。金星大気は太陽系中で特異な状況に置かれた大気である。なお、金星の軌道傾斜角(公転面に対する自転軸の傾斜角)は3.39度と小さく、離心率も0.00677と小さいので、季節変化は無視できると思われる。

金星は太陽に近く、火星は遠い。これを反映して、それぞれの軌道での太陽光フラックスは金星、地球、火星の順で小さくなるが、金星のアルベドは78%と非常に大きいため、太陽光エネルギーの単位面積当たりの吸収量は金星の方が地球よりも小さい。その結果有効放射温度は金星の方が地球よりも低くなっている。

地表面気圧をみると、金星のそれが92気圧もあるのに対して火星は平均0.006気圧しかない。金星、地球、火星でほぼ2桁ずつ地表面気圧が異なっていることがわかる。大気量はまったく異なるが、金星と火星の大気組成は類似している。大部分が二酸化炭素でその次

第1表 金星と地球と火星の比較(松田(2000)より)。

	金星	地球	火星
半径	6050km	6380km	3397km
重力	8.9m/s ²	9.8m/s ²	3.7m/s ²
公転周期	224日	365日	687日
自転周期	-243日	1日	1日
太陽日	-117日	1日	1日
太陽光 フラックス	2617W/m ²	1370W/m ²	589W/m ²
アルベド	0.78	0.30	0.25
有効放射 温度	224K	255K	210K
大気の組成	CO ₂ (96.5%) N ₂ (3.5%)	N ₂ (78.1%) O ₂ (20.9%) Ar (0.9%)	CO ₂ (95.3%) N ₂ (2.7%) Ar (1.6%)
表面気圧	92気圧	1気圧	0.006気圧

* (連絡責任著者) 東京学芸大学教育学部。

ymatsuda@u-gakugei.ac.jp

** 京都産業大学理学部。

takagi.masahiro@cc.kyoto-su.ac.jp

—2020年2月4日受領—

—2020年9月4日受理—

に窒素が多い。地球の場合は二酸化炭素が微量成分であり、窒素と酸素が主要成分であることは言うまでもない。この組成の違いは、地球における海と生命の存在によるものである。

地表面気圧以外の金星大気の特徴を3つあげたい。第1は730Kにも達する地表面付近の高温である。第2は大気自身が高速で回転していることである。第3は濃硫酸の雲粒からなる全天を覆う厚い雲層があることである。順次に観測事実を説明したい。

第1図に温度の鉛直分布が示されている。ここから、確かに地表面付近が約730Kの高温に達していることが分かる。その原因については金星大気には大量の二酸化炭素が存在するので、それによる温室効果が有効に働いていることが考えられるが、これについては次節で詳しく説明したい。また、下層大気温度減率はほぼ一定であり、その値は金星での乾燥断熱減率とはかけ離れてはいない。

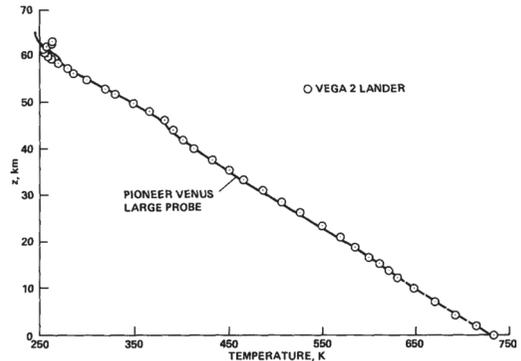
第2図に今まで複数の金星探査機により異なった緯度経度で実測された風速の高さ分布が示されている。観測された風はすべて東風であるが、金星の自転は地球と逆方向なので、東風は金星の自転と同方向に風が吹いていることを意味している。どの結果も風速が高さとともに単調に増大し、60-70kmの高さでおおよそ100m/sの風速に達していることを示している。固体金星の赤道での自転速度を計算してみると約1.8m/sなので、この高度では大気が金星の固体部分の約60倍で回転していることになる。これを金星大気のスーパーローテーション（超回転）という。金星の自転周期は243日だったので、スーパーローテーションにより空気塊は約4日で金星を1周することになる。そのため、以前はこの大気の流れを4日循環と言った(Boyer and Camichel 1969)。実は、この現象が最初に発見されたのは、紫外線観測で見られるY字形を横倒しした模様様が4日で1周していることが地上から観測されたお蔭である。このスーパーローテーションの生成メカニズムについては第3節で論じたい。

金星には高度約45kmから約70kmに全天を覆う雲層がある。雲粒は濃硫酸の液滴からなることが知られているが、その生成については幾つかの説が提案されている。この雲自体興味深いものであるが、この雲層の金星大気に及ぼす効果も大変重要である。この分厚い雲（の上部）でよく太陽光が吸収され、その結果太陽光はわずかしか地上に到達しない。この事実から考えると、金星大気は次の2つの圏からなることが予想

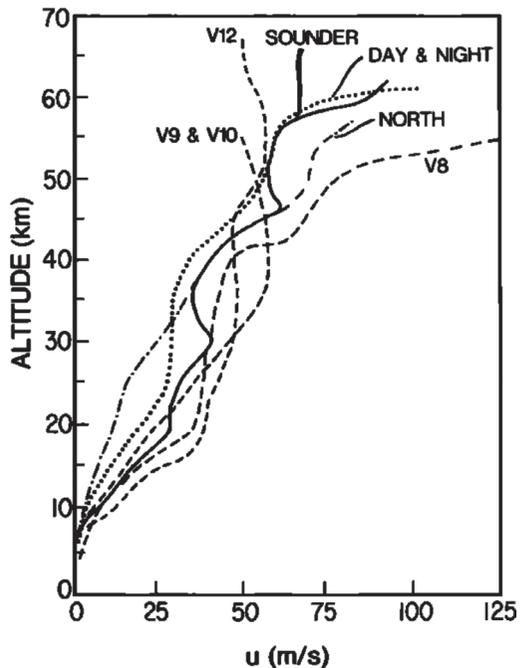
される。

- ①吸収する太陽光エネルギーはわずかで、膨大な大気のある下層大気圏
- ②吸収する太陽光エネルギーが豊富で、大気密度の薄い上層大気圏

地球では大部分の太陽光は地表で吸収されるので、金星と地球では状況がかなり異なっていることが分かる。



第1図 VEGA 2 ランダーが観測した金星大気温度の鉛直分布 (Seiff *et al.* 1987)。



第2図 惑星探査機により観測された東風風速の鉛直分布 (Schubert *et al.* 1980)。例えば、V8はヴェネラ8号を意味する。ヴェネラ以外はパイオニア・ヴィーナスの測器による観測である。

2. 金星大気の温室効果

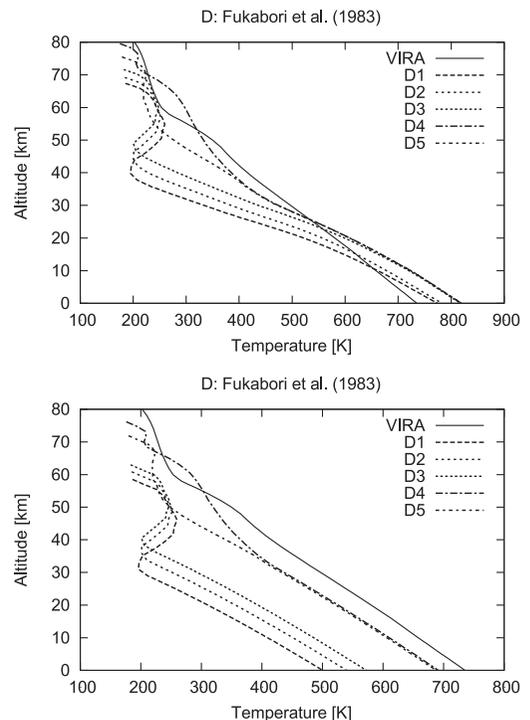
松田が大学院の修士課程に入学したのは1974年であるが、それ以前でも、金星地表面の高温は大量の二酸化炭素による温室効果によって説明できると考えられていた。しかし、温室効果による説明には重大な問題点があった。それは厚い雲層によりさえぎられ太陽光が地面までどの位、到達できるか不明だったことである。太陽光が地表に到達しなければ、温室効果が有効に作動しないことは言うまでもない（太陽光が雲層で全て吸収されると、雲層以下は放射平衡では等温となる）。この問題は1972年のヴェネラ8号の観測により解決された(Avduevsky *et al.* 1973)。それによると、金星地表面全体で平均して $17\text{W}/\text{m}^2$ の太陽エネルギーが地面で吸収される。これは金星軌道の太陽光フラックスの約1.6%、金星で吸収される太陽光フラックスの約7%に相当する。地面に太陽光が全く到達していないわけではないが、わずかな量しか到達していない。温室効果にとっては微妙な量である。

松田はこの情報に基づいて金星の温室効果による温度分布を求める計算を行った。ただし、当時は放射の計算に必要な二酸化炭素や水蒸気の吸収係数のデータは極めて限られていた。地表面温度がせいぜい300K程度の地球の放射の計算では0から 2000cm^{-1} の波数領域を考慮すれば十分であるが、高温の金星ではもっと広い範囲の波数域のデータが必要となる。その限られたデータを利用して、金星大気の放射平衡温度分布と放射対流平衡温度分布を求めた(Matsuda and Matsuno 1978)。それによると、放射平衡での地表面付近の温度は観測値を超え、下層大気で鉛直対流が生ずる条件を満たし、対流の効果により地表面付近の温度は観測値に近づく。従って、温室効果によって金星の地表面の高温は説明できるのではないか、というのが私の研究の結論であった。また、金星の温室効果にとって、微量成分ではあるが水蒸気の影響は雲の効果よりも重要であることも分かった。なお、Pollack and Young (1975)も放射の計算を行っているが、主要な関心が可視光のエアロゾルや二酸化炭素分子による吸収・散乱にあるようで、放射平衡と放射対流平衡の温度分布はそれぞれが一例示されているだけである。それによると、放射平衡の地表面温度は1200Kを超え、放射対流平衡のそれは650K位で低めである。ただし、下層において対流層が形成されている点は上の研究と一致している。

現在では二酸化炭素などの吸収係数のデータベース

が昔と比べて非常によく整備されている。ただし、圧力の効果により吸収線の中心の周りに吸収が広がるが、その波長依存性を示す関数型に関しては、色々の関数形が提案されており、大きな不確定性がある。Takagi *et al.*(2010)は、この関数形の選択により放射平衡温度分布がかなり変わることを示した。第3図にこの研究の計算により得られた代表的な(a)放射平衡温度分布と(b)放射対流平衡温度分布を示した。やはり、温室効果により地表面の高温は説明可能だが、その関数形によっては下層での放射平衡温度分布が安定で対流が生じない場合もある。この意味で現在の段階では放射平衡の計算から下層で対流層が出現するかどうかを結論するのは困難であろう。

ヴェネラの観測結果によると、金星の下層大気は弱いながらも安定成層していると考えられていたが、パイオニア・ヴィーナスのプローブ観測によると、15km付近で安定度が大きくなっている(Seiff 1983)。ただし、13km以下は欠測である。ヴェガの観測でもこの強い安定度は見られるが、5km以下で不安定成層が観測されている(Zasova *et al.* 2007)。この不安定と



第3図 数値計算により得られた金星大気の (a) 放射平衡温度分布と (b) 放射対流平衡温度分布. Takagi *et al.*(2010) による。

れる観測結果の原因は不明である。従って、現在の段階では観測からも下層の対流層の有無は決定できそうもない。

3. 金星大気のスーパーローテーション

第1節で述べたように、金星大気は高速で回転している。 a を惑星半径、 Ω を自転角速度として、 L (代表的水平スケール) $\sim a$ の惑星スケールの現象に対して、ロスビー数 $R_0 = U/fL \sim U/\Omega a$ は

$$R_0 = \frac{U^2/a}{\Omega U} = \frac{(\text{遠心力})}{(\text{コリオリ力})}$$

と書ける。ここで U は代表的東西風速であり、遠心力、コリオリ力は東西風速に作用する力である。そうすると自転速度と比較した風速は、以下のようになる。

	$a\Omega$ (自転速度)	U	$U/a\Omega$
地球	460m/s	30m/s	~ 0.1
金星	1.8m/s	100m/s	~ 60

地球では $R_0 \sim 0.1$ 、つまり $R_0 \ll 1$ なので、(遠心力) \ll (コリオリ力) となり、金星のスーパーローテーションでは $R_0 \sim 60$ 、つまり $R_0 \gg 1$ なので、(遠心力) \gg (コリオリ力) となる。従って、地球大気では運動方程式において気圧傾度力がコリオリ力と釣り合う地衡風の関係が成立するのに対して、金星大気では気圧傾度力が遠心力と釣り合う旋衡風の関係が成立する。このように、惑星規模の現象といっても地球と金星では力学的バランスの性質が異なっている。

一方、惑星の自転効果や大気回転効果が相対的に無視できる水平対流のような循環(つまり鉛直粘性の緩和時間が自転周期や風が惑星を1周するのに要する時間よりも小さい場合に生ずる循環)においては、気圧傾度力が風に対する摩擦力と釣り合うというバランスもあり得る。これを直接循環バランスということにすると、大気の運動の力学的バランスとして、地衡風バランス (E)、旋衡風バランス (V)、直接循環バランス (D) の3つがあり得ることになる。

金星大気では素朴に考えると、自転周期(243日)も1太陽日(117日)も地球の常識から考えて十分長いので、自転効果が無視できて、高温の昼側と低温の夜側の間の水平対流が卓越すると予想される。実際、この夜昼間対流は金星の熱圏(高度約100-200km)におい

て卓越していると考えられている。この水平対流は力学的には (D) のバランスに属する。故に、金星のスーパーローテーションの問題は、自転の60倍の東風の原因、つまりこの風が持つ大きな角運動量の起源、旋衡風バランスが成立する原因の解明とともに、夜昼間対流がなぜ卓越しないのかを説明する必要がある。

スーパーローテーションの原因、つまり大気回転に伴う巨大な角運動量がどのようにして獲得されたかについては色々な説がある。これについては「ながれ」の解説、「金星大気のスーパーローテーション」(松田 2016)、詳しくは『惑星気象学』(松田 2000)、『惑星気象入門—金星に吹く風の謎』(松田 2011)を参考にしていきたい。後段の議論のためにごく簡単に説明すると、スーパーローテーションのメカニズムとしては以下の3つが主として考えられている。

- (1) 夜昼間対流の東西・鉛直面内の傾きから東西流の生成を説明するメカニズム (Thompson 1970; Takagi and Matsuda 1999, 2000)
- (2) 子午面循環の鉛直移流効果により金星の自転に伴う角運動量を上方輸送し、上層大気にスーパーローテーションを生成させるメカニズム (Gierasch 1975; Matsuda 1980, 1982)
- (3) 雲層で励起された熱潮汐波(重力波)がスーパーローテーションと反対方向の運動量を地面まで運び、捨てることにより雲層にスーパーローテーションが作られるメカニズム (Fels and Lindzen 1974; Plumb 1975; Takagi and Matsuda 2006a, 2007)

ここでは、(2)のメカニズムに基づくMatsuda (1980)の研究を再検討したい。この研究は上に述べた修士課程での放射の研究に続いて、松田が博士課程で取り組んだ研究である。勿論、その後スーパーローテーションについて多くの研究がなされているが、Yamamoto and Yoden (2013)のほか、子午面循環に基づく理論的研究はほとんどない。また、最近では観測以外の研究はGCMによる数値実験がほとんどである。

Matsuda (1980)の研究では、球面上の速度場(と温度場)が少数の基本モードで表現され、ナビエ-ストークス方程式がこれらの基本モードの振幅に対する方程式に書き換えられている。その定常解を自転軸対称性を持ったモードに対してのみ解析的に求めている。この方程式の非線形項において、上の(2)のメカニズムが含まれている。(この論文には書かれていないが、非軸対称なモードを含む方程式系には(1)のメ

カニズムも含まれていた。) 初めから (2) のメカニズムのみを念頭に置いてモード方程式を得たのではなく、モード方程式を求めたら (2) のメカニズムも含まれていたということである。

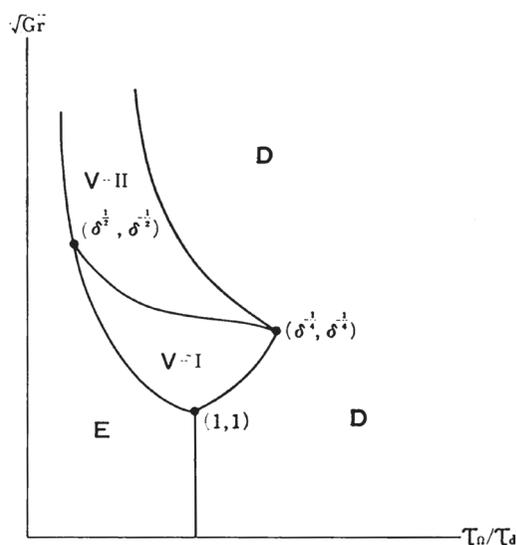
ここでは、この理論モデルの結果の概要のみを紹介する。第4図は得られ定常解のレジーム・ダイアグラムである。与えられた惑星の自転周期(横軸)と太陽光の加熱強度(縦軸)に対して、どのような力学バランスの状態が生ずるかを概念的に示したものである。このダイアグラムに示されている定常解のパラメータ依存性の特徴は以下の通りである。ダイアグラムの右の方、つまり惑星の自転周期が非常に長い(つまり自転が非常に遅い)場合には、加熱強度の大きさにかかわらず、直接循環(水平対流)の解(D)のみが可能である。勿論、加熱強度と共に単調に直接循環の強度も強くなる。これは自転の効果が無視できる場合なのだから、当然であろう。

次に、自転周期が中程度の場合は、解の性質が加熱強度に依存する。加熱強度が小だと、スーパーローテーション形成のメカニズムが十分働かず、東西風速が小さく旋衡風バランス(V)にはなりえず、また自転が弱くコリオリ力が効かないので地衡風バランス(E)にもなりえず、結局、直接循環(D)にしか成りえない。一方、加熱強度が非常に大きいと、それに相当する非常に大きな南北温度差を支えるだけの非常に大きな東西風速(の鉛直シア)を作れず、やはり直接循環(D)しか現れ得ない。加熱強度が中程度の場合は(2)のメカニズムがうまく働き、スーパーローテーションが形成され得る。

自転周期が短い、つまり自転が速いとコリオリ力が卓越し、地衡風の関係が成り立ち地衡風バランス(E)の解が得られる。このダイアグラムは子午面循環による角運動量の上方向輸送という特定のメカニズム(2)を前提したものであるが、意外に一般性を持っているのではないかと考えている。自転周期が長い場合は直接循環(D)にしか力学バランスが成りえないのは当然として、加熱強度が非常に強い場合も、励起される直接循環の風速が強くロスビー数が大きくなり、自転効果が相対的に無視でき、直接循環(D)にしか成りえないというのも一般的に妥当と思われるからである。

第4図のV-IIのパラメータ領域では、同一の外的条件に対して3つの定常解がこのモデルでは存在している。1つは東風が大きく、子午面循環は弱いスーパー

ローテーションを表わす解で旋衡風バランス(V)の状態にある解である。第2の解は東風が小さく、子午面循環が卓越する解で直接循環(D)の状態にある解である。両者ともに安定な定常解であるが、両者の中間のUを持つ定常解は不安定である。第2の解は自転軸に関する軸対称性を仮定したモデルでは子午面循環つまり直接循環の卓越した解であるが、それを仮定しない3次元モデルでは3次元の直接循環つまり夜昼間対流の状態に対応すると思われる。故に、このモデルの結果はパラメータ値のある領域ではスーパーローテーションの状態と夜昼間対流が卓越した状態がともに安定な状態であることを示唆している。2つの安定な定常解があるということは、GCMなどで時間積分した時、どちらの定常解に収束するかは、初期状態に依存することを意味する。この複数の定常解の存在という理論的結果をGCMによって示そうという試みもなされている(Kido and Wakata 2008, 2009)。この数値計算では異なった初期状態により異なった最終結果が得られているが、複数の定常解の有無は難しい問題であり、さらなる研究が期待される。

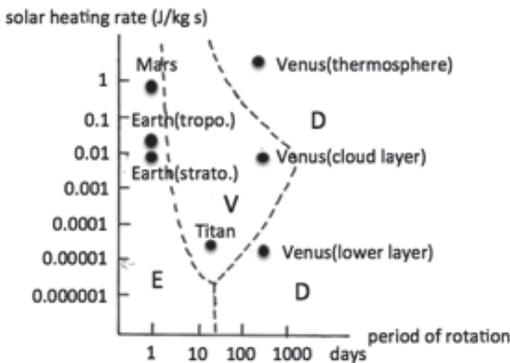


第4図 Matsuda (1980) で得られた定常解のレジーム・ダイアグラム。惑星の自転周期(横軸)と太陽光の単位質量当たりの吸収エネルギー(加熱強度)(縦軸)に対して、どのような力学バランスした解が生じるかを概念的に示した図である。Dの領域に属する解では直接循環が卓越し、Eに属する解では地衡風(地衡風バランス)が卓越し、Vに属する解では旋衡風(旋衡風バランス)が卓越する。

以下の議論のために、第4図の特徴を簡単にまとめると、自転周期が長いと直接循環 (D) が生じ、それが短いと地衡風バランス (E) が生じ、それが中程度のときのみ旋衡風バランス (V) が生じ得ることであった。しかし、(V) が生ずるためにはさらに加熱強度も中程度であることが必要であり、それが小さすぎると (D) か (E) に、大きすぎると (D) になることだった。

次に、地球型惑星と土星の衛星であり地表面気圧が1.5気圧のタイタンの大気を第4図のような外部パラメータに対して位置付けてみよう。タイタンは自転周期が16日で金星と地球の中間の自転周期を持つ興味深い天体である (なお、タイタンの土星の赤道面に対する軌道傾斜角は0.306度と非常に小さいが、土星の赤道面自体が公転面に対して26.7度傾いているので、タイタンの大気は季節変化すると思われる)。ただし、第4図の縦軸、横軸は(鉛直)渦粘性を含むので、それを踏襲するのは困難である。そこで、横軸に自転周期そのもの、縦軸に加熱強度(昇温率)そのものを取って、各大気をプロットしてみた。自転周期の値は正確だが、加熱率はおおよそその値である。勿論、惑星大気の大気循環はこの2つのパラメータだけで規定されるわけではなく、惑星半径、空気の比熱などによっても影響を受けるので、この図は不十分な縮退した図であるが、加熱強度と自転率は最も重要なパラメータというだけでなく、太陽系の惑星大気間で差の大きなパラメータでもあるので、このような図を考える価値は十分あると思われる。

金星の自転周期243日に対して、加熱強度の異なる



第5図 第4図のダイアグラムを金星、地球、火星、タイタンに適応した概念図。横軸は自転周期、縦軸は単位質量当たりの太陽光加熱強度のおおよその値。

下層大気と雲層の大気と熱圏の金星大気が示されている。熱圏では大気の密度が非常に小さいので縦軸の昇温率の値が大きくなっている。中程度の加熱量である雲層でスーパーローテーションとして旋衡風バランス (V) が現れていることはいうまでもない。現在、観測から熱圏では夜昼間対流が卓越していると考えられている (Ohtsuki *et al.* 2008; Piccioni *et al.* 2009)。従って、金星熱圏は直接循環 (D) である。一方、下層の方は観測が非常に少ないので、直接循環(夜昼間対流または子午面循環)があるかどうか不明である。しかし、下層でも東風が吹いていて、地面付近は別として旋衡風バランス (V) が成立していると思われる。例えば、高さ10kmで5 m/sの東風が吹いていれば、これは金星の(赤道での)自転速度1.8m/sの数倍で、下層での直接循環の風速の見積もり(1 m/s以下)よりも大きい。しかし、この東風は主として雲層で生成されるスーパーローテーションの影響と考え、地面で吸収される太陽光のみによって形成される風を考えると、弱い直接循環が予想される。第5図で金星下層をDとしたのはこのような意味である。自転周期16日のタイタンは太陽から遠いので、太陽光加熱強度が金星下層と同様、非常に小さい。タイタンにもスーパーローテーションが見られるのでVである。

地球と火星は自転が速く、地衡風バランス (E) が卓越している。しかし、火星の方が大気の密度がかなり小さいので、加熱強度が大きく、Vの領域に近い。(実際、火星では偏西風の速度が地球よりも大きく、さらに惑星半径も小さいので相対的にそれに働く遠心力がコリオリ力に比して無視できない。)

以上の結果に基づいて、第5図にE, V, D, のレジームに分割する境界線を入れると、波線のようになるだろうか。この結果は第4図と似ていなくもないが、直接的比較はできない。第4図は自転周期や加熱強度が無次元化されているからである。今後、惑星大気循環の比較の研究が進み、理論的または数値実験的に第5図の結果が説明される、または修正されることを期待したい。その際、渦粘性のような大気の運動状態によって決まる中間的なパラメータは消去され、本当の大気の外部パラメータに対して循環の性質が位置付けられることが最終目標だろう。松田の古い研究を敢えて紹介したのは、大気循環の分類の研究も惑星気象学にとって重要であることを指摘したかったからである。(系外惑星も含めた諸惑星でのスーパーローテーションについては Imamura *et al.* (2020) を参照。)

4. 金星大気の数値シミュレーション

早い段階において、Young and Pollack (1977) が GCM によってスーパーローテーションを再現したが、そのメカニズムは明確ではなかった。一時、GCM による研究も不活発であったが、近年、GCM による大気大循環の数値シミュレーションが盛んに行なわれている。(一方、理論的研究はあまり見かけられない。) Yamamoto and Takahashi (2003, 2018) などが下層大気にかなり強い太陽光吸収を仮定して、強い子午面循環を作り、第3節で紹介した(2)の子午面循環によるメカニズムによりスーパーローテーションを再現したのが一つのきっかけとなった。太陽光加熱の強度を観測値に近づけるとスーパーローテーションがうまく再現できないという指摘もなされているが (Hollingsworth *et al.* 2007; Yamamoto and Takahashi 2009), Sugimoto *et al.* (2019) は、鉛直渦粘性を十分小さくすれば、現実的な太陽光加熱でも子午面循環メカニズムによって静止状態からスーパーローテーションが生成されることを明らかにしている。

一方、Takagi and Matsuda (2007) は(3)の熱潮汐波メカニズムによってスーパーローテーションが再現できることを示した。ただし、熱潮汐波メカニズムのみによって作られるスーパーローテーションは加熱高度を中心に、顕著な赤道ジェットを持つようである。雲層上部の観測はスーパーローテーション(東風)が中緯度までほぼ等速分布していることが多いことを示している。子午面循環が存在するとその(上半部の)極向きの流れによる東風の移流効果により中緯度ジェットが形成されやすい。Takagi and Matsuda (2013) は、子午面循環メカニズムと熱潮汐波メカニズムが両方働いている場合、観測に近い速度分布が再現されることを示している。フランスのグループのモデルでは熱潮汐波によるメカニズムと子午面循環によるメカニズムが共存しているが、太陽加熱の日変化をオフにするとスーパーローテーションが速やかに減衰することから、熱潮汐波メカニズムの重要性が示唆される (Lebonnois *et al.* 2010, 2016)。しかしながら、両メカニズムの重要性の比較、共存可能性、相互の関係などははっきりしない。また、スーパーローテーションがない状態からそれを作るメカニズムと、それができた後、維持するメカニズムが一致しないこともあり得る。子午面循環メカニズム、熱潮汐波メカニズム共に、生成と維持に働いているので、ここでは特に生成と維持を区別しなかったが、Horinouchi *et al.* (2020) では

明確に維持という観点からスーパーローテーションを議論している。

現在、色々のモデルでスーパーローテーションが再現されているので、却ってその生成メカニズムに対する関心が低下しているようであるが、それが完全に解明されたわけではないことを強調しておきたい。例えば、子午面循環メカニズムにおいては、子午面循環(の上半分)の極向きの流れによってスーパーローテーションの角運動量が極方向へ輸送されるが、これがそのまま続くと、低緯度の大きな角運動量が流出し、スーパーローテーションが減衰する。また、中緯度に移流された角運動量によりかなり強いジェットがつけられることになり、観測事実とも矛盾する。そこでこの角運動量を何らかのメカニズムにより赤道へ戻す必要がある。これに関しては以下に述べるように Horinouchi *et al.* (2020) が熱潮汐波の寄与を「あかつき」観測から指摘している。従来 GCM でこのメカニズムが明確に主張されているわけではなかったが、Yamamoto *et al.* (2019) の結果はこれを支持している。そうだとすると、子午面循環メカニズムが完結したものとなる可能性がある。一方、熱潮汐波メカニズムも否定されたわけではなく、それが働いている場合、子午面循環メカニズムとの関係は明確ではない。

一方、再現されたスーパーローテーションの中に存在する循環や波動などの研究が進んでいるので、それを主として Takagi *et al.* (2018) や Sugimoto *et al.* (2014a, b) などの研究に基づいて紹介したい。彼らは単純化したスーパーローテーション状態を初期値としてモデルを時間積分し、スーパーローテーションが準定常に達した段階で、その中に現れる現象を解析している。

(a) 傾圧不安定波

地球の中緯度では南北温度傾度が偏西風の鉛直シアと温度風バランスの関係にあるように、金星でも同様のバランスが成立している。金星は自転が遅いため、偏西風に働くコリオリ力がスーパーローテーション(東風)に働く遠心力に置き換わっているが、南北温度傾度の存在による有効位置エネルギーが存在していることは共通である。理論的研究(線型論)によると金星の状況でも傾圧不安定は存在し、東西波数5程度で不安定波の成長率が最大となっている (Young *et al.* 1984; Matsuda 1984; Takagi and Matsuda 2005, 2006b)。

一方、Sugimoto *et al.* (2014a, b) の GCM の数値実

験によると、現実的なスーパーローテーションを再現したケースでは波数1の波が高度50-70kmで出現している。この擾乱は極向きの熱輸送をしていることから、傾圧不安定波とされていたが、ケルヴィン波とロスビー波の結合モードとも考えられる (Iga and Matsuda 2005)。しかし、GCM中での傾圧不安定波の出現は雲層付近の大気成層度に強く依存しており、傾圧不安定波がほとんど出現しないGCMもある。本当に金星に傾圧不安定があるのか、また卓越波数についての線型論と数値実験の間の不一致など今後の研究課題であろう。

(b) 熱潮汐波

太陽光エネルギーの吸収が強い雲層で励起される熱潮汐波（太陽の動きに固定された一種の強制重力波）はスーパーローテーションの生成メカニズムの1つとして重要なだけでなく、雲層で平均子午面循環より振幅が大きく、それ自身重要な現象である。スーパーローテーション生成のメカニズムで述べた(1)の夜昼間対流の循環パターンは熱潮汐波の波数1の成分に相当すると考えてもよい。

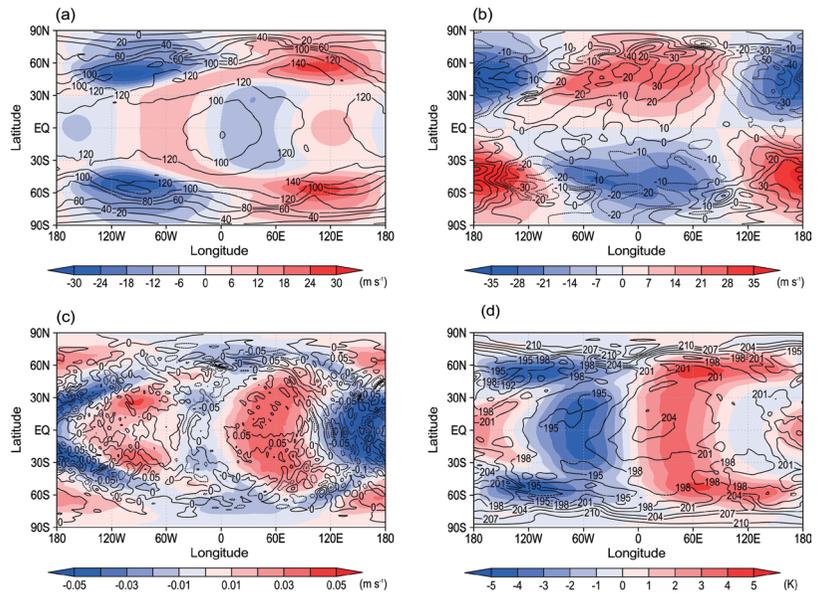
Takagi *et al.* (2018) に基づいて、この波の立体構造を見てみよう。第6図に高度70kmでの風速分布と温度分布が示されている。この高度では、最大水平風速30m/s、赤道地方での東西の温度差は10K程度である。興味深いのは、低緯度地方では東西波数2が卓越し、30°より極側の中高緯度地方では、波数1が卓越していることである（「あかつき」の観測結果もこの特徴を示している。Kouyama *et al.* (2019) を参照）。そのため、循環パターンは単純な夜昼間対流ではない。第7図の赤道上の鉛直断面図を見ると、位相の傾きから判断して、高度55kmくらいから上下に波が伝播しているように見える。電波遮蔽の観測もこれを支持して

いるようである (Ando *et al.* 2020)。太陽光吸収による大気加熱を昇温率 (K/s) で見ると、雲層上部から上に行くに従い「もや」層での吸収と平均大気密度の減少の効果で加熱率は増大するため、55kmよりもっと上空で強く熱潮汐波が励起されてもよさそうなのであるが、観測はこれを支持しない (Haus *et al.* 2015)。

今後、他のGCMで再現された熱潮汐波や観測と比較しながら、熱潮汐波の構造や励起、鉛直伝播の様相を研究していく必要がある。

(c) 子午面循環

金星のスーパーローテーションのメカニズムとして子午面循環による角運動量の上方への輸送効果が理論的に考えられた段階では、赤道地方から極域まで広がる半球に1セルの子午面循環の存在が想定されていた。金星の自転周期243日は（地球と比べて）非常に長いからである。しかし、現実の金星を考えると、雲層には4日で金星を1周するスーパーローテーションが既に存在しているので、それに乗って子午面循環がどうなるかを考えなくてはならない。地球のGCMで自



第6図 高度70kmにおける熱潮汐波の水平構造 (Takagi *et al.* 2018)。カラーは117日 (1金星日) 平均して得られた熱潮汐波に伴う (a) 東西風, (b) 南北風, (c) 鉛直風, (d) 温度偏差を示す。ただし、熱潮汐波に伴う風速および温度偏差は、太陽直下点を固定した座標系における東西平均からのずれの時間平均として定義した。黒線で示した分布は東西平均成分と擾乱成分を含むある瞬間での風速場および温度場である。太陽直下点は(0°E, 0°N)にある。惑星の自転方向は左から右と仮定しているため、地方時は90°Wが6時、0°Eが12時、90°Eが18時である。

転周期を変化させた数値実験の結果を見ると、自転周期4日でも子午面循環（ハドレー循環）は赤道から緯度40°位までに限定されているようである（Williams 1988）。金星の雲層の子午面循環はどうなっているのだろうか。以下、高木によるGCMの数値実験結果（投稿準備中）を検討したい。

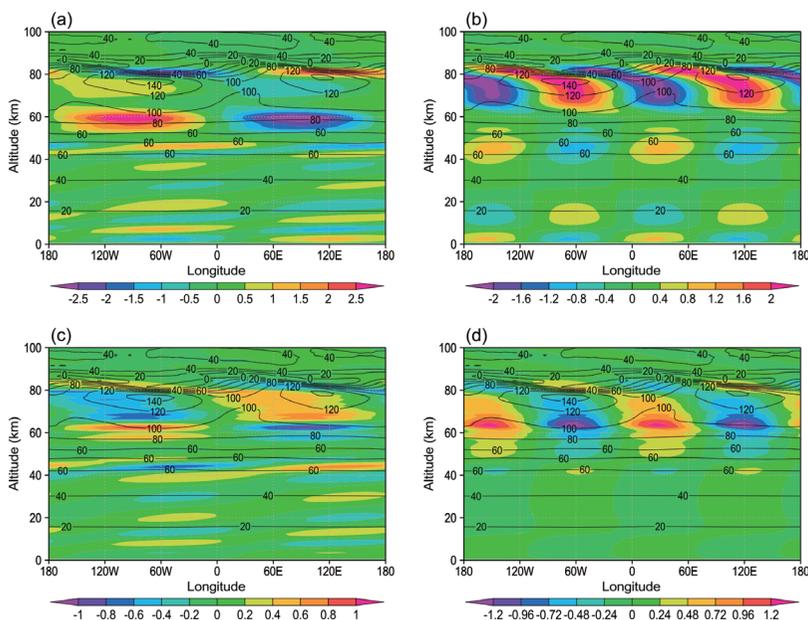
第8図（上）に東西平均、時間平均した子午面内の質量流線関数が示されている。地面付近では赤道から極に達する直接循環が卓越しているが、雲底より上の高度では従来予想されていた単純な子午面循環ではなく、複雑な構造が現れている。特に高度60km付近では、地球対流圏のハドレー循環やフェレル循環などからなる3細胞構造のように直立したセルではなく、斜めに傾いたセル構造が顕著である。この傾きはほぼ等温位線に沿っていることが多い。低緯度に直接循環、中高緯度に間接循環が卓越している。低緯度のハドレー循環は高度55-70kmでは赤道から30°-40°までしか広がっていない。中高緯度に見られる間接循環は、傾圧不安定波によって作られたフェレル循環と思われる

。中高緯度の間接循環は高度50km付近を低緯度から延びる直接循環によって、2つの領域に分けられている。この直接循環はほぼ等温位線に沿っていることが多く、中緯度における等温位面と等角運動量面の傾きから、対称不安定の結果と解釈できるかもしれない。

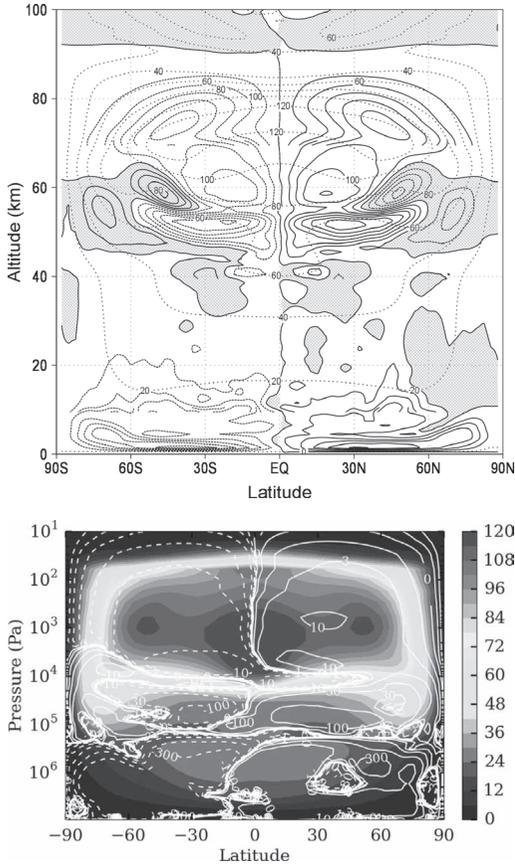
一方、Lebonnois *et al.* (2016) で得られた子午面循環は高度方向に3つのセル（地面から雲層下、雲の下層から中層、雲の上層からモデル大気上端）に分かれており、いずれにおいても赤道から極に達するハドレー循環的な構造が卓越している（第8図・下）。従って、地面付近以外は第8図の結果と異なっている。この理由はLebonnoisらのモデルにおいては傾圧不安定が活発に起こっていないためと思われる。（これは彼らのモデルでの大気成層度が強いためである。高木によるGCMは観測に基づく温度と成層度を基準とするニュートン冷却によって赤外線による放射輸送を近似しているが、LebonnoisらのモデルはEymet *et al.* (2009) に基づく放射輸送モデルを用いている。結果的に両モデルの大気成層度に差が生じている。）このよ

うに、子午面循環に関しては、まだ各GCMの間で一致が見られていない。

第8図に示された様相は時間平均したものであり、実際は顕著に時間変動している。従来、金星の子午面循環は理論的に南北加熱差から作られ、スーパーローテーションなどよりも理解しやすく基本的な循環として想定されていた。その際、南北加熱差などと同様、時間変動するなどはまったく意識されていなかった。従って、子午面循環が顕著に時間変動するというのは意外な感じがするが、地球の平均子午面循環も東西、時間平均によって得られるものであり、時間変動する擾乱の方が大きな振幅をもっている。金星のGCMでもこのような描像が出てきたわけである。こ



第7図 熱潮汐波の東西・鉛直構造（Takagi *et al.* 2018）。赤道上の熱潮汐波に伴う東西風（m/s）に大気密度（ kg/m^3 ）の平方根を乗じた値の東西・高度分布を上段、熱潮汐波に伴う温度偏差（K）に大気密度の平方根を乗じた値の分布を下段にカラーで示す。左が一日潮、右が半日潮である。太陽直下点を固定した座標系における東西平均からのずれの時間平均を熱潮汐波に伴う偏差と定義し、東西波数1の成分を1日潮、東西波数2の成分を半日潮とした。太陽直下点は0°Eである。黒線は熱潮汐波に伴う東西風に東西・時間平均した東西風を加えた値を示す。



第8図 (上) GCMによって得られた東西平均子午面循環の構造. 黒の実線及び破線は117日平均して得られた東西平均子午面循環の質量流線関数を示す. 点線は東風風速の等値線, 数字はその風速 (m/s). (高木ほか, 投稿準備中) (下) 別のGCMによって得られた東西平均子午面循環. 白線は質量流線関数, 灰色のシェードは平均東西風速 (m/s) を示す. (Lebonnois *et al.* (2016) を改変)

の図に示されている個々の循環については今後の観測や他のモデルとの比較検討が必要であるが, それと同時に子午面循環の時間変動性の検討も新たな課題とされる。

スーパーローテーションの風速が遅い地面付近の高度0-10kmには, 地面での太陽光吸収によって赤道から極付近まで達する子午面循環(直接循環)が作られている。ただし, このモデルでは地面で吸収される太陽光エネルギーを高度0-10kmの大気に等分配しており, 子午面循環の高度範囲はこの仮定の影響を受けている可能性がある。高度10-45kmの子午面循環は非

常に弱く, はっきりした構造を持たないようである。

5. 「あかつき」計画とその成果

GCMによる研究も含めて長年にわたる理論的研究の努力にもかかわらず, 未だにスーパーローテーションの原因が特定されていない。これはどの理論が正しいか, どのシミュレーション結果が妥当であるかを限られた観測結果から判定できないためであった。例えば, 上で見た雲層での東西平均子午面循環といった気象学にとって基本的なことも南北風の観測からは何も決定されていなかった。(なお, 加熱量からの子午面循環の推定については Horinouchi *et al.* (2020) を参照。)

欧州の Venus Express が極軌道から観測を続けてきたが, これはスーパーローテーションの観測を中心としたものではなかった。そこで我が国において金星の気象衛星を打ち上げ, 色々な波長のカメラによってとらえた雲の追跡により, 複数の高度の風速場を求める計画が起り, 探査衛星「あかつき」が2010年5月に打ち上げられた。2015年12月に金星周回軌道への投入に成功し, 2016年4月から本格的な観測が始められた。「あかつき」の成功は中村正人氏や今村 剛氏を初めとする多くの方々のご努力の賜物であり, 深く敬意を表したい。その結果, 今まで予想もされなかった観測結果が得られつつある。雲頂高度での山岳地形に固定した惑星規模の弓状構造, 雲層内の筋状構造などが報告され, 話題を呼んでいる。以下では, 「あかつき」の成果を中心として, 現在得られている観測結果を簡単に紹介したい。

(a) 弓状構造(地形固定の山岳波)

あかつきに搭載された中間赤外カメラ LIR によって, スーパーローテーションによって移流されず, 地形に固定された惑星規模の南北に延びた弓状模様が発見された(第9図, Fukuhara *et al.* 2017)。直下にはアフロディーテ大陸と呼ばれる大規模山岳地形があることから, 弓状模様は地形によって励起された山岳波であると考えられている。金星の一昼夜は117日と非常に長く, 地面に対する太陽の動きが非常に遅いことから, この波は太陽の動きに固定なのではないかという可能性も指摘されたが, その後この波が地形固定であることが明確に示された。金星の雲層中には全球的に活発な鉛直対流層(約50~55km)が存在しているが, 山岳波が鉛直伝播するとき, どのようなメカニズムによって不安定層を通過できるのかといったことを明らかにする必要がある。また, 低緯度に存在する他

の山岳地形でも同様の弓状模様が多く発見されているが、そのほとんどが夕方のみ出現するという著しいローカルタイム依存性を示す(Kouyama *et al.* 2017). その原因として、雲層対流や惑星境界層のローカルタイム依存性が指摘され、現在、研究が行なわれている(Navarro *et al.* 2018 ; Yamada *et al.* 2019 ; Lefèvre *et al.* 2020).

(b) 筋状構造

波長 $2 \mu\text{m}$ の赤外カメラ IR 2 による夜面観測で、高度50km 付近の下部雲層に赤道に対してほぼ南北対称な惑星規模の筋状模様(ストリーク構造)が発見された。高温の下層大気からの熱放射によって下層雲の濃淡が可視化されていることから、この高度での惑星規模波動(擾乱)の存在が示唆される。櫻村らによるGCMの結果によると、この筋状模様は東西波数1の赤道ロスビー波とケルヴィン波によって形成され、雲模様を作る鉛直流の強化にはロスビー波の位相の傾きと低安定度層中で生じる傾圧不安定波の相互作用が重

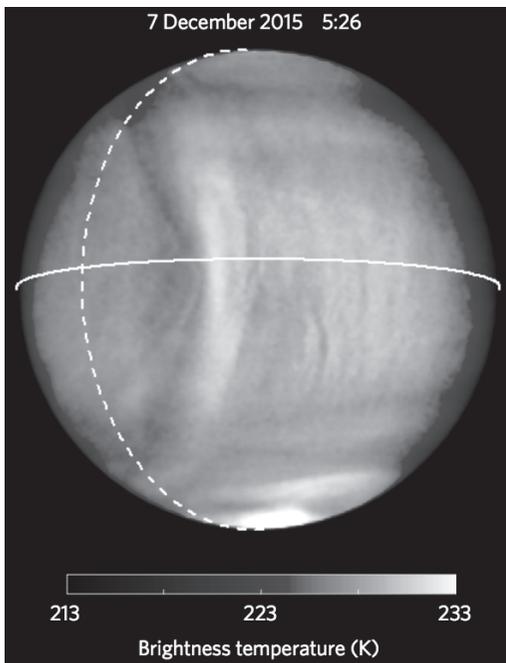
要である(Kashimura *et al.* 2018).

(c) スーパーローテーションの時間変動

雲頂付近の東西風速が時間変動していることは以前から指摘されていたが(Del Genio and Rossow 1990), 観測データが不十分だったため周期や振幅は不明であった。Venus Express および「あかつき」の観測データを用いた神山らの研究によると、雲頂付近の東西風は周期255日、振幅 $\pm 10\text{m/s}$ で時間変動している(Kouyama *et al.* 2013). Horinouchi *et al.*(2018)も参照のこと。また、金星の紫外アルベードの値(したがって、太陽光吸収による上層大気の加熱率)が10年スケールで数十%も変動していることが示され、これに伴って雲頂付近のスーパーローテーションの風速も数十%ほど長期変動していることが明らかになった(Lee *et al.* 2019). このような太陽光吸収量の変動は地球では考えられない大きさであり、金星には大規模な気候変動が存在しているものと考えられる。

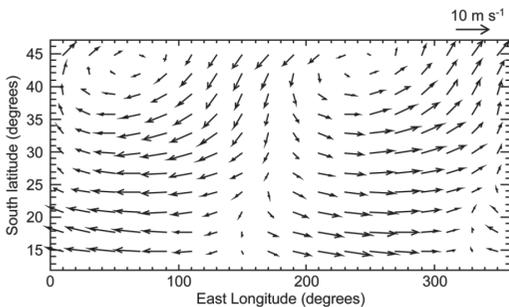
(d) 波動(ケルヴィン波, ロスビー波, 短周期擾乱, 熱潮汐波)

雲頂の明暗模様の周期解析と雲追跡によって推定されたスーパーローテーションの風速から、金星大気の高さ70km 付近には、赤道付近にY字模様に関連した周期4日のケルヴィン波、中緯度に周期5日のロスビー波が存在していることが指摘されていた(Del Genio and Rossow 1990). Kouyama *et al.*(2012)はGalileo探査機が金星フライバイ時に取得したデータを用いて、赤道域にケルヴィン波と思われる東西波数1の波を見出し、その水平風速分布を明らかにした。Venus Expressの観測データからは、周期4.8日のロスビー波に対応すると思われる、中緯度に中心をもつ渦状の水平風分布を伴った東西波数1の波が検出されている(第10図, Kouyama *et al.* 2013). また、Venus Expressの観測データから得られた雲模様と水平風速分布から、ケルヴィン波とロスビー波および平均子午面循環によるY字模様の形成メカニズムが提案されている(Nara *et al.* 2019). スーパーローテーションの風速の時間変動とケルヴィン波およびロスビー波の関連も指摘されており、スーパーローテーションが遅いときにはケルヴィン波、速いときにはロスビー波が観測される傾向があることから(Kouyama *et al.* 2013), 波と平均流の相互作用によってスーパーローテーションの時間変動を説明しようという試みもなされている(Kouyama *et al.* 2015). 「あかつき」の観測データからは上部雲層における熱潮汐波の全球的な構造や

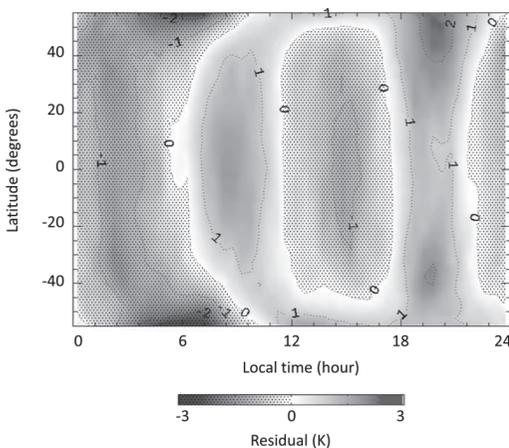


第9図 あかつきに搭載された中間赤外カメラLIRによって観測された惑星規模の弓状模様(Fukuhara *et al.*(2017)を改変)。高度60-70km 付近の輝度温度を示す。直下にはアフロディーテ大陸と呼ばれる大規模山岳地形があることから、地形によって励起された山岳波であると考えられる。

(Kouyama *et al.* 2019), 雲層上端高度におけるケルヴィン波やロスビー波の時間変動および水平構造の詳細が明らかにされつつある (Imai *et al.* 2019). 第11図はあかつき LIR カメラの観測から得られた高度65km付近の熱潮汐波に伴う温度偏差の水平分布である. 低緯度で東西波数2の半日潮, 高緯度で東西波数1の1日潮が卓越するという特徴は, 第6図に示したGCMの結果とよく一致するが, 半日潮の位相が逆転してしまっている (観測では15LT 付近が低温偏差であるが, GCMでは高温偏差である). この不整合の原因として, GCMでは半日潮の鉛直構造 (鉛直伝播) が正確に再現されていない可能性が指摘されている.



第10図 Venus Express の観測データから得られた4.8日周期の波の水平風の水平分布 (Kouyama *et al.* 2013). 観測高度は雲頂付近 (約70km) である. 自転および平均東西風 (スーパーローテーション) の方向は右から左であることを注意.



第11図 あかつきの観測データから得られた熱潮汐波に伴う温度偏差の水平分布 (Kouyama *et al.* (2019) を改変). 観測高度は65km程度と考えられる.

(e) 運動量収支

スーパーローテーションのメカニズム解明に関して「あかつき」に期待されていたことは, 東西平均南北流 (東西平均子午面循環) の観測と波や擾乱による東西方向の運動量の南北輸送の東西平均量 ($\overline{u'v'}$) の算出であった. 子午面循環があるとその上半部の極向きの流れによりスーパーローテーションに伴う西向きの運動量が極向きに移流されてしまうので, 東風の緯度分布を維持するためには, その運動量を低緯度に戻す必要がある. これは (2) の子午面循環によるスーパーローテーション生成のメカニズムでは (担い手が特定されていない) 渦粘性で表現されていた. 両方の量ともに昼夜にわたり平均する必要があるが, 今まで正確な算出がなされていなかった.

Horinouchi *et al.* (2020) では「あかつき」の紫外光観測に基づき, 熱潮汐波が西向き運動量を低緯度に戻すことにより (水平方向の運動量バランスに関して) スーパーローテーションを維持していることを示した. 他の波や擾乱はむしろ反対方向 (高緯度側) に運動量を運んでいるという. 子午面循環メカニズムが提起されて以来, 子午面循環の極向き移流に抗して, 東風の西向き運動量を赤道向きに運ぶ担い手が問題であったが, この研究はそれが熱潮汐波であるという明快な結果を与えている.

以上見て来たように, 雲層に関しては Venus Express と「あかつき」の観測により大気の流れの様相がある程度分かってきたが, 雲底 (約45km) から地表までの下層大気についてはプローブ (落下する測定機) による少数の点での観測の結果が知られているのみである. 金星下層大気の長期観測を目的とした探査機の投入が望まれる. どのような観測方法によれば有効な情報が引き出せるか今後検討すべき難しい問題だろうが, 金星下層大気の子午面循環や夜昼間対流などはその有無も含めてまったく観測されていないのだから, その探査は画期的意義を有すると思われる.

6. 金星の気象力学へ

「あかつき」などの観測や数値シミュレーションの結果により, 全球的なスーパーローテーションよりも小さいスケール (総観規模またはメソスケール) の大気の運動が知られるようになってきた. 今まで金星気象の理論的研究はスーパーローテーションに集中していたが, こういった惑星規模以下の現象をどのように理論的に考察して行ったらよいか問題になる. つま

り、金星大気の気象力学を展開する必要が出てきた。

地球、火星、木星などは高速回転の惑星であり、その大気に対して回転系の流体力学が形成されてきた。それに対して、金星は低速回転である。しかし、大気自身が高速回転（スーパーローテーション）しているため、それに乗った座標系で見ると、地衡風近似が成り立ちそうである。金星大気は地表で92気圧であるが、高さ約50kmで1気圧となる。太陽光は大部分これより上の雲層上部で吸収され、そこの大気は約4日で1回転している。雲層大気はその置かれた環境に関しては意外に地球大気と似ているかもしれない。現に、スーパーローテーション中の波動擾乱が上で見たようにケルヴィン波、ロスビー波と見なされている。とはいえ、そもそも金星での地衡風近似の妥当性からしてあまり議論されていないようである。ここでは以下のいくつかのテーマについてごく簡単に検討して今後の金星の気象力学の発展の参考としたい。

(a) テイラー-プラウドマンの定理の不成立

スーパーローテーションを惑星の自転に擬することができ、コリオリ因子に相当する f を求めることができる。しかし、その際、スーパーローテーションの鉛直シアを無視できないので、 f が高さ z の関数となる。そのため、地球ではテイラー-プラウドマンの定理が成り立つような状況でも金星では成り立たなくなる。

(b) 地衡風近似の妥当性

このように鉛直シアを無視できないスーパーローテーションを基本場としたとき、どのような条件のもとで地衡風近似が成り立つか、議論する必要がある。ロスビー数が小さいだけでなく、現象の鉛直スケールがスーパーローテーションの鉛直スケールよりも小さいことが、地衡風近似が成立するために必要なことが直観的にも予想される。

波動理論の観点から見ると、 f が緯度だけでなく、 z の関数となるため、3次元の波動方程式が水平構造方程式と鉛直構造方程式に変数分離することができなくなる。地球の場合はこの分離を前提として、水平構造方程式からロスビー波とか赤道波が得られるわけであるが、金星の場合はどうなるのだろうか。また、スーパーローテーションは緯度方向にも剛体回転ではないので、 f の緯度依存性は地球のそれと異なることも注意を要する。上に見たように、金星の雲層上部の波の観測結果を整理する際、ロスビー波やケルヴィン波という名称がよく使われているが、理論的には再検討を要し、力学理論を再構築する必要がある。

(c) 波の下方伝播の重要性

地球の成層圏の気象学では波の対流圏からの上方伝播により色々な現象が説明され、大きな成功を収めた。しかし、金星では地球と逆に地表よりも上層（雲層上部）で吸収される太陽エネルギーの方が大きい。それ故に、一般論として金星では波の下方伝播が重要になってくるのではないかと思われる。下方伝播の一例はスーパーローテーションの生成メカニズムとして出てきた熱潮汐波の下方伝播である。その他の波の下方伝播もあり得ることであり、ひょっとしたら、地面付近の大気は上からの波の伝播によりかなり乱された状態にあるのかもしれない。

(d) 雲層での傾圧不安定、順圧不安定など

地球と同様、金星の雲層において傾圧不安定が起こることが理論的研究と Sugimoto *et al.* (2014a, b) の GCM による数値シミュレーションから示唆されている。しかし、観測からは確かめられておらず、今後の研究が期待される。特に、理論と数値シミュレーションの間の成長率最大波数の不一致の問題は重要である。また、高木らの GCM の結果をみると、順圧不安定や対称不安定もおこっているようであるが、これら各種の不安定を気象力学的に解明していく必要がある。やはり、地球と異なった強い鉛直シアや非剛体回転の基本場の効果、雲層から地面が遠い効果などを理論的に検討していく必要がある。

(e) 旋衡風調節

高速回転系では初期場が地衡風の関係を満たしていない場合、地衡風調節のプロセスを経て、気圧場と速度場の間に地衡風の関係が成立するに至る。スーパーローテーションは気圧場と東西風に働く遠心力が旋衡風関係を満たしているが、これは地衡風調節とのアナロジーで考えると、いかなるプロセスを経て成立するものなのだろうか。地衡風調節の場合はロスビーの変形半径により、調節の仕方が支配されるが、旋衡風調節の場合この変形半径に相当するものがあるのだろうか。

(f) 熱潮汐波

金星大気、特に雲層において熱潮汐波が重要であること、低緯度においてはその波数2（半日潮）が卓越していることを上で述べた。地球の熱潮汐波においても波数2が卓越し長い間謎であったが、これは1960年代に理論的に説明された。地球の熱潮汐論を金星に応用して、金星の熱潮汐波を説明することも金星の気象力学の重要なテーマである。

以上、現在の段階において考えられる範囲でのみ金星の雲層の気象学的な問題を列挙してみた。

松田が金星気象の理論的研究を始めた1975年頃には日本で惑星気象を研究している人は火星を研究していた森山 茂氏だけであった。その頃は米ソの惑星探査が華やかかなりし頃で、日本が惑星探査機を打ち上げるなど考えられなかった。その後もこの状態が続いたが、その段階では金星大気の力学的な問題はスーパーローテーションの成因という唯一の大問題に尽きていた。現在、「あかつき」の成功により多くの研究者が金星気象学に参加し、日本が金星気象学の中心となってきた。松田にとっては感慨無量である。金星の観測が進むことにより、上で見たように地球の気象学と比較できる色々な面白い問題が出てきている。今まで金星に興味を持っていなかった気象学や地球流体力学の研究者の方も金星気象学の研究に参加して頂ければと思っています。

謝 辞

本稿を読んでいただき貴重なコメントを頂いた木村龍治先生と森 厚様に深く感謝いたします。査読者として辻野智紀氏には大変貴重なコメントを頂き、本稿の不備が改善されました。御礼申し上げます。査読者の堀之内 武氏からも大変貴重なコメントを頂きました。特に、投稿時には出版されていなかった氏らの「あかつき」による研究に注意を喚起していただきました。この論文の成果を取り入れることにより、この解説をかなり改善できたと思います。深謝する次第です。また、担当編集委員の中島健介様には、色々親切なご配慮を頂き大変お世話になりました。ここで御礼申し上げます。本研究はJSPS 科研費16H02225, 16H02231, 19H05605の助成を受けたものです。

参 考 文 献

- Ando, H., T. Imamura, S. Tellmann, M. Pätzold, B. Häusler, N. Sugimoto, M. Takagi, H. Sagawa, L. Sanjay, Y. Matsuda, R. K. Choudhary and M. Antonita, 2020: Thermal structure of the Venusian atmosphere from the sub-cloud region to the mesosphere as observed by radio occultation. *Sci. Rep.*, **10**, doi:10.1038/s41598-020-59278-8.
- Avduevsky, V. S., M. Ya. Marov, B. E. Moshkin and A. P. Ekonomov, 1973: Venera 8: Measurements of solar illumination through the atmosphere of Venus. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 1215-1218.
- Boyer, C. and H. Camichel, 1969: Etude de la rotation retrograde, en 4 jours, de la couche extérieure nuageuse de Venus. *Icarus*, **11**, 338-355.
- Del Genio, A. D. and W. B. Rossow, 1990: Planetary-scale waves and the cyclic nature of cloud top dynamics on Venus. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 293-318.
- Eymet, V., R. Fournier, J.-L. Dufresne, S. Lebonnois, F. Hourdin and M. A. Bullock, 2009: Net exchange parameterization of thermal infrared radiative transfer in Venus' atmosphere. *J. Geophys. Res. Planets*, **114**, E11008, doi:10.1029/2008JE003276.
- Fels, S. B. and R. S. Lindzen, 1974: The interaction of thermally excited gravity waves with mean flows. *Geophys. Fluid Dyn.*, **6**, 149-191.
- Fukuhara, T., M. Futaguchi, G. L. Hashimoto, T. Horinouchi, T. Imamura, N. Iwagaimi, T. Kouyama, S. Murakami, M. Nakamura, K. Ogohara, M. Sato, T. M. Sato, M. Suzuki, M. Taguchi, S. Takagi, M. Ueno, S. Watanabe, M. Yamada and A. Yamazaki, 2017: Large stationary gravity wave in the atmosphere of Venus. *Nat. Geosci.*, **10**, 85-89, doi:10.1038/NGEO2873.
- Gierasch, P. J., 1975: Meridional circulation and the maintenance of the Venus atmospheric rotation. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1038-1044.
- Haus, R., D. Kappel and G. Arnold, 2015: Radiative heating and cooling in the middle and lower atmosphere of Venus and responses to atmospheric and spectroscopic parameter variations. *Planet. Space Sci.*, **117**, 262-294, doi:10.1016/j.pss.2015.06.024.
- Hollingsworth, J. L., R. E. Young, G. Schubert, C. Covey and A. S. Grossman, 2007: A simple-physics global circulation model for Venus: Sensitivity assessments of atmospheric superrotation. *Geophys. Res. Lett.*, **34**, L05202, doi:10.1029/2006GL028567.
- Horinouchi, T., T. Kouyama, Y. J. Lee, S. Murakami, K. Ogohara, M. Takagi, T. Imamura, K. Nakajima, J. Peralta, A. Yamazaki, M. Yamada and S. Watanabe, 2018: Mean winds at the cloud top of Venus obtained from two-wavelength UV imaging by Akatsuki. *Earth Planets Space*, **70**, 10, doi:10.1186/s40623-017-0775-3.
- Horinouchi, T., Y.-Y. Hayashi, S. Watanabe, M. Yamada, A. Yamazaki, T. Kouyama, M. Taguchi, T. Fukuhara, M. Takagi, K. Ogohara, S. Murakami, J. Peralta, S. S. Limaye, T. Imamura, M. Nakamura, T. M. Sato and T. Satoh, 2020: How waves and turbulence maintain the super-rotation of Venus' atmosphere. *Science*, **368**, 405-409, doi:10.1126/science.aaz4439.
- Iga, S. and Y. Matsuda, 2005: Shear instability in a shallow water model with implications for the Venus atmosphere.

- sphere. *J. Atmos. Sci.*, **62**, 2514-2527.
- Imai, M., T. Kouyama, Y. Takahashi, A. Yamazaki, S. Watanabe, M. Yamada, T. Imamura, T. Satoh, M. Nakamura, S. Murakami, K. Ogohara and T. Horinouchi, 2019: Planetary-scale variations in winds and UV brightness at the Venusian cloud top: Periodicity and temporal evolution. *J. Geophys. Res. Planets*, **124**, 2635-2659, doi:10.1029/2019JE006065.
- Imamura, T., J. Mitchell, S. Lebonnois, Y. Kaspi, A. P. Showman and O. Korabiev, 2020: Superrotation in planetary atmospheres. *Space Sci. Rev.*, **216**, 87, doi:10.1007/s11214-020-00703-9.
- Kashimura, H., N. Sugimoto, M. Takagi, Y. Matsuda, W. Ohfuchi, T. Enomoto, K. Nakajima, M. Ishiwatari, T. M. Sato, G. L. Hashimoto, T. Satoh, Y. O. Takahashi and Y.-Y. Hayashi, 2018: Planetary-scale streak structure reproduced in high-resolution simulations of the Venus atmosphere with a low-stability layer. *Nature Commun.*, **10**, 23-33.
- Kido, A. and Y. Wakata, 2008: Multiple equilibrium states appearing in a Venus-like atmospheric general circulation model. *J. Meteor. Soc. Japan*, **86**, 969-979.
- Kido, A. and Y. Wakata, 2009: Multiple equilibrium states appearing in a Venus-like atmospheric general circulation model with three-dimensional solar heating. *SOLA*, **5**, 85-88, doi:10.2151/sola.2009-022.
- Kouyama, T., T. Imamura, M. Nakamura, T. Satoh and Y. Futaana, 2012: Horizontal structure of planetary-scale waves at the cloud top of Venus deduced from Galileo SSI images with an improved cloud-tracking technique. *Planet. Space Sci.*, **60**, 207-216.
- Kouyama, T., T. Imamura, M. Nakamura, T. Satoh and Y. Futaana, 2013: Long-term variation in the cloud-tracked zonal velocities at the cloud top of Venus deduced from Venus Express VMC images. *J. Geophys. Res. Planets*, **18**, 37-46, doi:10.1029/2011JE004013.
- Kouyama, T., T. Imamura, M. Nakamura, T. Satoh and Y. Futaana, 2015: Vertical propagation of planetary-scale waves in variable background winds in the upper cloud region of Venus. *Icarus*, **248**, 560-568.
- Kouyama, T., T. Imamura, M. Taguchi, T. Fukuhara, T. M. Sato, A. Yamazaki, M. Futaguchi, S. Murakami, G. L. Hashimoto, M. Ueno, N. Iwagami, S. Takagi, M. Takagi, K. Ogohara, H. Kashimura, T. Horinouchi, N. Sato, M. Yamada, Y. Yamamoto, S. Ohtsuki, K. Sugiyama, H. Ando, M. Takamura, T. Yamada, T. Satoh and M. Nakamura, 2017: Topographical and local time dependence of large stationary gravity waves observed at the cloud top of Venus. *Geophys. Res. Lett.*, **44**, 12098-12105, doi:10.1002/2017GL075792.
- Kouyama, T., M. Taguchi, T. Fukuhara, T. Imamura, T. Horinouchi, T. M. Sato, S. Murakami, G. L. Hashimoto, Y. J. Lee, M. Futaguchi, T. Yamada, M. Akiba, T. Satoh and M. Nakamura, 2019: Global structure of thermal tides in the upper cloud layer of Venus revealed by LIR on board Akatsuki. *Geophys. Res. Lett.*, **46**, 9457-9465, doi:10.1029/2019GL083820.
- Lebonnois, S., F. Hourdin, V. Eymet, A. Crespin, R. Fournier and F. Forget, 2010: Superrotation of Venus' atmosphere analyzed with a full general circulation model. *J. Geophys. Res. Planets*, **115**, E06006, doi:10.1029/2009JE003458.
- Lebonnois, S., N. Sugimoto and G. Gilli, 2016: Wave analysis in the atmosphere of Venus below 100-km altitude, simulated by the LMD Venus GCM. *Icarus*, **278**, 38-51.
- Lee, Y. J., K.-L. Jessup, S. Perez-Hoyos, D. V. Titov, S. Lebonnois, J. Peralta, T. Horinouchi, T. Imamura, S. Limaye, E. Marcq, M. Takagi, A. Yamazaki, M. Yamada, S. Watanabe, S. Murakami, K. Ogohara, W. M. McClintock, G. Holsclaw and A. Roman, 2019: Long-term variation of Venus's 365nm albedo observed by Venus Express, Akatsuki, MESSENGER, and the Hubble Space Telescope. *Astronomical J.*, **158**, doi:10.3847/1538-3881/ab3120.
- Lefèvre, M., A. Spiga, and S. Lebonnois, 2020: Mesoscale modeling of Venus' bow-shape waves. *Icarus*, **335**, 113376, doi:10.1016/j.icarus.2019.07.010.
- Matsuda, Y., 1980: Dynamics of the four-day circulation in the Venus atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **58**, 443-470.
- Matsuda, Y., 1982: A further study of dynamics of the four-day circulation in the Venus atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **60**, 245-254.
- Matsuda, Y., 1984: A preliminary study on the stability of a baroclinic flow in cyclostrophic balance. *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 791-796
- 松田佳久, 2000: 惑星気象学. 東京大学出版会, 204pp.
- 松田佳久, 2011: 惑星気象学入門 金星に吹く風の謎. 岩波書店, 112pp.
- 松田佳久, 2016: 金星大気のスーパーローテーション. *ながれ*, **35**, 373-378.
- Matsuda, Y. and T. Matsuno, 1978: Radiative-convective equilibrium of the Venusian atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **56**, 1-18.
- Nara, Y., T. Imamura, S. Murakami, T. Kouyama, K. Ogohara, M. Yamada, M. Takagi, H. Kashimura and N. Sato, 2019: Formation of the Y feature at the Venusian cloud top by planetary-scale waves and the mean cir-

- culatation: Analysis of Venus Express VMC images. *J. Geophys. Res. Planets*, **124**, 1143–1156, doi:10.1029/2018JE005779.
- Navarro, T., G. Schubert and S. Lebonnois, 2018: Atmospheric mountain wave generation on Venus and its influence on the solid planet's rotation rate. *Nature Geosci.*, **11**, 487–491, doi:10.1038/s41561-018-0157-x.
- Ohtsuki, S., N. Iwagami, H. Sagawa, M. Ueno, Y. Kasabe, T. Imamura and E. Nishihara, 2008: Imaging spectroscopy of the Venus 1.27- μm O₂ airglow with ground-based telescopes. *Adv. Space Res.*, **41**, 1375–1380.
- Piccioni, G. *et al.*, 2009: Near-IR oxygen nightglow observed by VIRTIS in the Venus upper atmosphere. *J. Geophys. Res. Planets*, **114**, E00B38, doi:10.1029/2008JE003133.
- Plumb, R. A., 1975: Momentum transport by the thermal tide in the stratosphere of Venus. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **101**, 763–776.
- Pollack, J. B. and R. E. Young, 1975: Calculation of the radiative and dynamical state of the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **32**, 1025–1037.
- Schubert, G., C. Covey, A. 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. Space Phys.*, **85**, 8007–8025.
- Seiff, A. 1983: Thermal Structure of the Atmosphere of Venus. Venus (D. Hinten, ed.), Univ. Arizona Press, Tuscon, 215–279.
- Seiff, A., 1987: Further information on structure of the atmosphere of Venus derived from the VEGA Venus balloon and lander mission. *Adv. Space Res.*, **7**, 323–328.
- Sugimoto, N., M. Takagi and Y. Matsuda, 2014a: Baroclinic instability in the Venus atmosphere simulated by GCM. *J. Geophys. Res. Planets*, **119**, 1950–1968.
- Sugimoto, N., M. Takagi and Y. Matsuda, 2014b: Waves in a Venus general circulation model. *Geophys. Res. Lett.*, **41**, 7461–7467.
- Sugimoto, N., M. Takagi and Y. Matsuda, 2019: Fully developed superrotation driven by the mean meridional circulation in a Venus GCM. *Geophys. Res. Lett.*, **46**, 1776–1784, doi:10.1029/2018GL080917.
- Takagi, M. and Y. Matsuda, 1999: Interpretation of Thompson's mechanism for Venus' atmospheric super-rotation and its extension to the spherical geometry. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 971–983.
- Takagi, M. and Y. Matsuda, 2000: Stability of convection between the day and night sides on the rotating sphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **78**, 181–186.
- Takagi, M. and Y. Matsuda, 2005: A further study on the stability of a baroclinic flow in cyclostrophic balance. *Geophys. Res. Lett.*, **32**, L19804, doi:10.1029/2005GL023700.
- Takagi, M. and Y. Matsuda, 2006a: Dynamical effect of thermal tides in the lower Venus atmosphere. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L13102, doi:10.1029/2006GL026168.
- Takagi, M. and Y. Matsuda, 2006b: A study on the stability of a baroclinic flow in cyclostrophic balance on the sphere. *Geophys. Res. Lett.*, **33**, L14807, doi:10.1029/2006GL026200.
- Takagi, M. and Y. Matsuda, 2007: Effects of thermal tides on the Venus atmospheric superrotation. *J. Geophys. Res. Planets*, **112**, D09112, doi:10.1029/2006JD007901.
- Takagi, M. and Y. Matsuda, 2013: Structures and generation mechanisms of the Venus atmospheric superrotation. International Venus Workshop, Catania, Italy.
- Takagi, M., K. Suzuki, H. Sagawa, P. Baron, J. Mendrok, Y. Kasai and Y. Matsuda, 2010: Influence of CO₂ line profiles on radiative and radiative-convective equilibrium states of the Venus atmosphere. *J. Geophys. Res. Planets*, **115**, E06014, doi: 10.1029/2009JE003488.
- Takagi M., N. Sugimoto, H. Ando and Y. Matsuda, 2018: Three-dimensional structures of thermal tides simulated by a Venus GCM. *J. Geophys. Res. Planets*, **123**, 335–352, doi:10.1002/2017JE005449.
- Thompson, R., 1970: Venus's general circulation is a merry-go-round. *J. Atmos. Sci.*, **27**, 1107–1116.
- Williams, G. P., 1988: The dynamical range of global circulations I. *Clim. Dyn.*, **2**, 205–260.
- Yamada, T., T. Imamura, T. Fukuhara and M. Taguchi, 2019: Influence of the cloud-level neutral layer on the vertical propagation of topographically generated gravity waves on Venus. *Earth Planets Space*, **71**, 123, doi:10.1186/s40623-019-1106-7.
- Yamamoto, M. and M. Takahashi, 2003: The fully developed superrotation simulated by a general circulation model of a Venus-like atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **60**, 561–574.
- Yamamoto, M. and M. Takahashi, 2009: Dynamical effects of solar heating below the cloud layer in a Venus-like atmosphere. *J. Geophys. Res. Planets*, **114**, E12004, doi:10.1029/2009JE003381.
- Yamamoto, M. and M. Takahashi, 2018: Effects of polar indirect circulation on superrotation and multiple equilibrium in long-term AGCM experiments with an idealized Venus-like forcing: Sensitivity to horizontal resolu-

- tion and initial condition. *J. Geophys. Res. Planets*, **123**, 708–728.
- Yamamoto, H. and S. Yoden, 2013: Theoretical estimation of the superrotation strength in an idealized quasi-axisymmetric model of planetary atmospheres. *J. Meteor. Soc. Japan*, **91**, 119–141.
- Yamamoto, M., K. Ikeda, M. Takahashi and T. Horinouchi. 2019: Solar-locked and geographical atmospheric structures inferred from a Venus general circulation model with radiative transfer. *Icarus*, **321**, 232–250.
- 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. Houbel and L. Pfister, 1984: Baroclinic instability in the Venus atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 2310–2333.
- Zasova, L. V., N. Ignatiev, I. Khatuntsev and V. Linkin, 2007: Structure of the Venus atmosphere. *Planet. Space Sci.*, **55**, 1712–1728.

Retrospect and Prospect of Venus Meteorology

Yoshihisa MATSUDA^{*1} and Masahiro TAKAGI^{*2}

^{*1} (*Corresponding author*) *Department of Astronomy and Earth science, Tokyo Gakugei University, 4-1-1, Nukuikita-machi, Koganei, Tokyo, 184-8501 Japan*

^{*2} *Faculty of Science, Kyoto Sangyo University, Kamigamo Motoyama, Kita, Kyoto, Kyoto, 603-8555, Japan*

(Received 4 February 2020; Accepted 4 September 2020)
