

論文内容の要旨

論文題目： 球面浅水系でのシア不安定

氏名： 伊賀 晋一

1 はじめに

金星の自転周期は約 243 日であるにもかかわらず、雲層付近の大気は約 4 日で金星の周りを一周している。この高速東西風速の緯度分布はある程度観測されているが、この分布が安定か否か、又不安定とした場合の擾乱の構造や役割を明らかにすることはスーパーローテーションの生成メカニズムを理解する上で大変重要である。本研究はこの不安定問題を球面浅水系でのシア不安定問題として研究する。今まで球面浅水系でのシア不安定問題を地球の中層大気や太陽を念頭において取り扱った研究はあるが、金星の風速場を基本場とした研究はない。

本研究では、球面浅水系でのシア不安定問題を数学的に取扱い、不安定の領域、不安定波の構造などを詳細に調べる。その際、GFD 的観点から不安定の生成メカニズムを理解するよう試みた。次に得られた結果を金星に適用し、Gierasch(1975) の説で仮定されているような大きな水平粘性の妥当性、つまり、角運動量を赤道方向に輸送するような擾乱としての不安定モードが有効かどうかを検討した。

2 方程式系と基本場

用いた線形浅水方程式系は、以下の通りである。

$$\frac{\partial u'}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}u')}{a \cos \theta \partial \lambda} + v' \frac{\partial \bar{u}}{a \partial \theta} - \frac{\bar{u}v' \tan \theta}{a} = 2\Omega v' \sin \theta - \frac{g \partial h'}{a \cos \theta \partial \lambda} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \frac{\partial(\bar{u}v')}{a \cos \theta \partial \lambda} + \frac{2\bar{u}u' \tan \theta}{a} = -2\Omega u' \sin \theta - \frac{g \partial h'}{a \partial \theta} \quad (2)$$

$$\frac{\partial h'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial h'}{a \cos \theta \partial \lambda} + H \nabla_H \cdot \vec{v}' = 0 \quad (3)$$

基本場は図1のような四通りを与えた。A～Cは金星雲層上端での基本場に相当し、それぞれ時期や観測手法が異なる。Dは太陽対流圏に相当する。順圧及び慣性の安定性は下記の通りである。

	順圧安定の条件を	慣性安定の条件を
(A) 中低緯度で等速度	満たす	満たす
(B) 中高緯度に弱いジェット	ぎりぎり満たす	満たす
(C) 中高緯度に強いジェット	満たさない	満たさない
(D) 赤道にジェット	満たさない	満たす

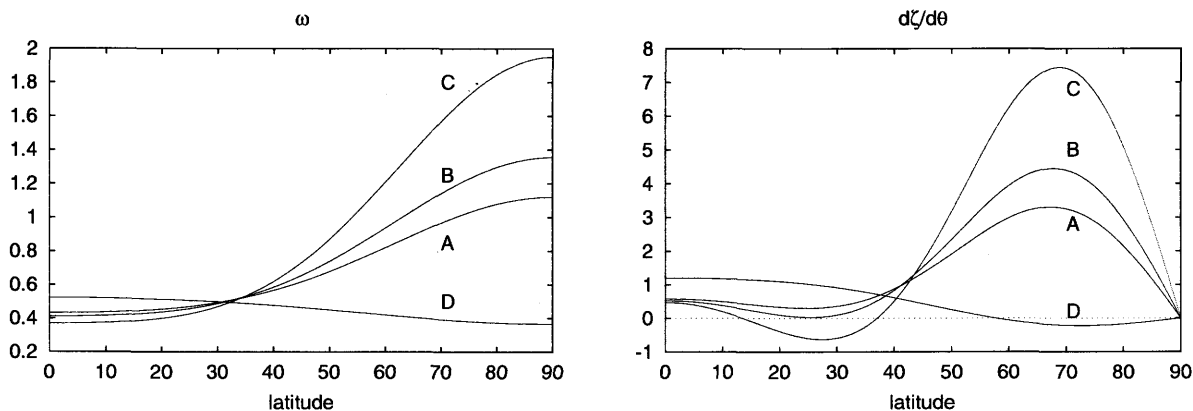


図1: 用いた基本場。(左) 絶対系で見た角速度。(右) 渦位の南北勾配。いずれも無次元化している。

3 結果

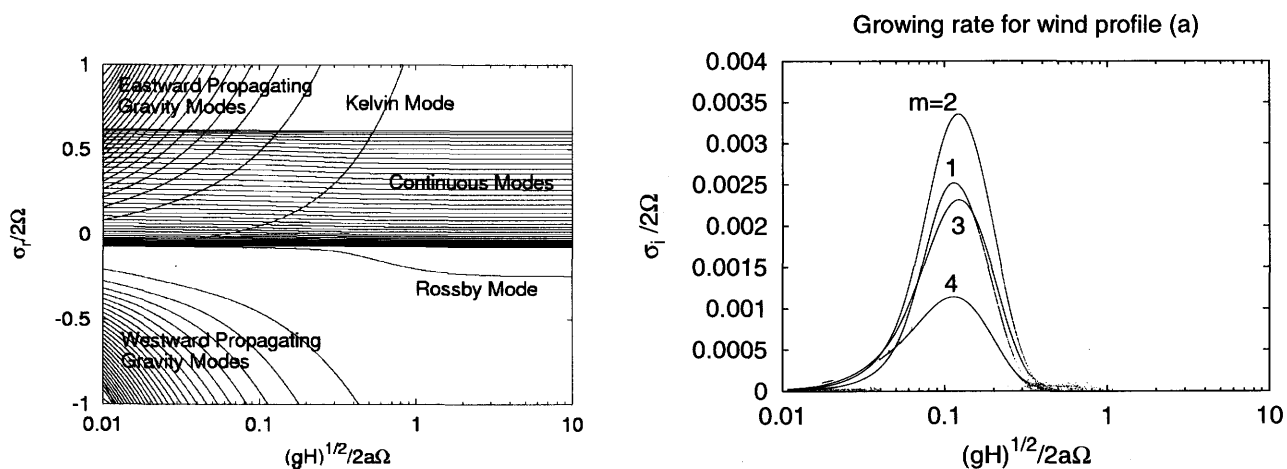


図2: 基本場(A)の場合の赤道対称モードの(左)東西波数1での振動数。(右)東西波数1から4の最大成長モードの成長率。

まず基本場(A)では、図2(左)のような振動数(東西波数1のみ記す)と(右)成長率が得られた。最大成長モードは東西波数2であり、 $(gH)^{1/2}/2a\Omega = 0.1$ 付近で最大成長率0.0034(金星高度65km

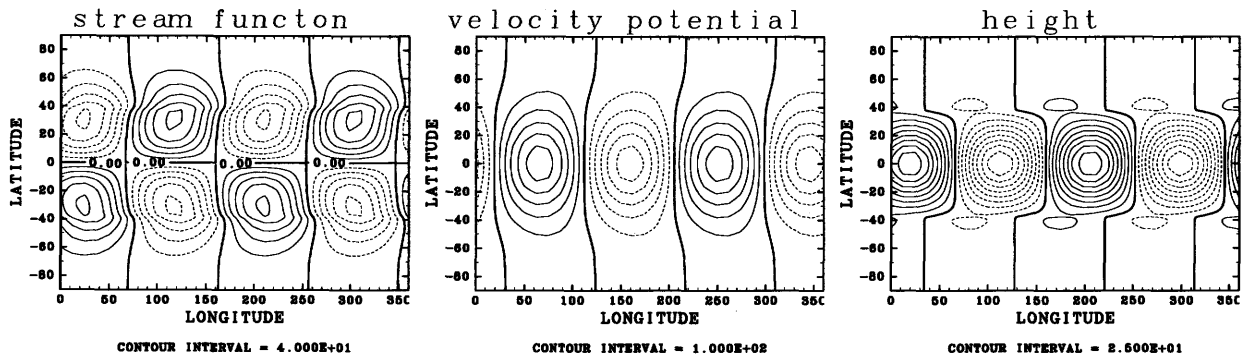


図 3: 基本場 (A) の場合の東西波数 2 の最大成長モードの流線関数、速度ポテンシャル、水面変位

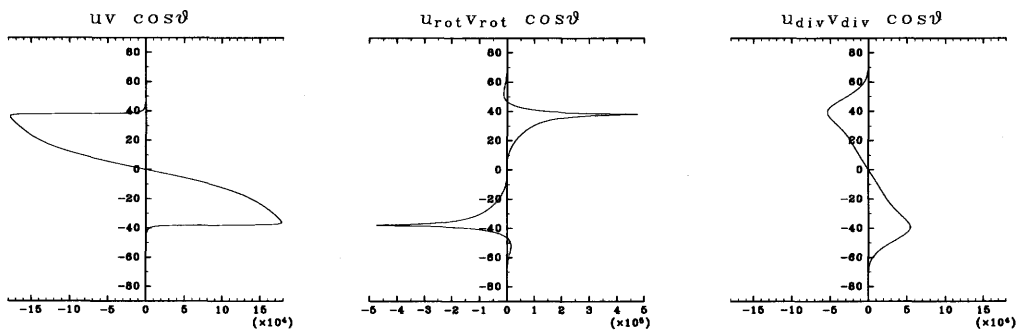


図 4: 角運動量フラックス。左図はトータル。中図は流線関数成分、右図は発散成分による寄与。他に両者の掛け合わせによる寄与がある。

付近に換算すると、鉛直波長約 1km、成長の緩和時間は約 100 日) を与える。また、いずれもケルビンモードが臨界緯度で特異性をもつ連続モードと交わった箇所で成長モードが生じている。この成長モードの $(gH)^{1/2}/2a\Omega = 0.1$ での固有関数を図 3 に示す。この成長モードによる角運動量輸送はトータルで赤道向きであるが、それは非発散 (流線関数) 成分による寄与によるものではなく、発散成分や、両者の掛け合わせの項の寄与によるものである。また、臨界緯度 (約 40°) 近傍で急激に変化していて、その部分は連続モードに非常に似た構造になっている (連続モードの図は略)。更に擬角運動量 (図略) は臨界緯度近傍の連続モードからの由来であると考えられる部分が負、それより赤道側のケルビンモードからの由来と考えられる部分が正になっている。このことはモードの共鳴の考え方にも矛盾せず、この不安定モードはケルビンモードと連続モードとの共鳴によって生じたという表現が可能である。

基本場 (B) では、成長率が約 5 倍になった他は、定性的には基本場 (A) と同様であった。また、東西波数が増えると西進重力波モードも連続モードと交わるようになるが、その部分では不安定は生じない。このことは擬角運動量の観点からも証明される。

基本場 (C) ではロスビーモード、東進重力波モード、西進重力波モード、ケルビンモード、混合ロスビーモードと連続モードとが振動数空間内で交わった部分で成長モードが生じた。中でも東西波数 1 のロスビーモードが連続モードと交わった部分が最大成長モードを与え、金星高度 65km 付近に換算すると、鉛直波長 2km 以下、成長の緩和時間は約 2 日であった。

太陽型の速度プロファイルに対しても計算を行なった。この場合、振動数空間でロスビーモードと連続モードが交わった箇所の一部で成長モードが生じたが、基本場の渦位勾配が 0 になる箇所を境に成長モードは消滅した。これは擬角運動量の観点から説明でき、振動数空間で見て渦位の南北

微分が0になる緯度を臨界緯度とする振動数を境に連続モードの符号が正負入れ替わるために、共鳴の条件を満たさなくなるためである。

この線形浅水系に対応するエネルギーの表式には、3次元プリミティブ系との対応によるものと、非線形浅水系との対応によるものと2種類存在するが、前者の表式を用いて、不安定モードのエネルギー輸送を論じた。順圧の場合のエネルギー変換は $\bar{K} \leftrightarrow K'$ のみであり、順圧不安定モードでは $\bar{K} \rightarrow K'$ であるのに対し、浅水系の前者の表式では更に $K' \leftrightarrow \bar{A}$ が加わる。得られた不安定モードは全て $\bar{K} \rightarrow K'$ かつ $K' \rightarrow \bar{A}$ であった。このことはつまり、 \bar{K} は減少するセンスであり、全球面での角運動量保存を考えると、基本場は剛体回転に近付かなければならない。

また、非線形効果による基本場の変形に関して計算を行なった結果、金星風速場(A~C)では臨界緯度付近で基本場の減速、それより低緯度側で加速されるようなセンスであった。太陽風速場(D)では逆であった。

4 金星への適用

金星風速場(A~C)ではいずれも角運動量を赤道方向に輸送するセンスであったが、実際これらのモードは金星で存在し得るのだろうか。図5左に、得られた成長モードを金星の各高度に対応させた場合の緩和時間と、放射の緩和時間を示す。成長モードが存在するためには、少なくとも放射によるダンピングよりも成長率は大きくなければならないので、基本場(A)の最大成長モードの存在はほぼ高度59km以下、基本場(B)ではほぼ63km以下に限られる。基本場(C)では条件に抵触しない。一方、他の減衰効果、鉛直粘性や重力波碎破などはほとんどわかっていない。Woo et al.(1982)の鉛直粘性の算出結果は、正しくないという主張も存在するが、もしそれが仮に正しいとするならば、基本場(A)の最大成長モードは存在できず、基本場(C)では存在できる。

観測との整合性はどのようになっているか。得られた成長モードの鉛直波長を金星の現実大気に当てはめると、図5右のようになった。雲層以下の高度の波の観測は少ないが、図5右の波長はマゼランのラジオオカルテーション観測による結果とは矛盾しない。

以上の事実を考えると、これらの成長モードの成否は鉛直拡散の評価に依存するが、もし存在し得るならば、運動量を低緯度に輸送するセンスであり、定性的にはギーラシメカニズムに貢献し得る性質を持っている。

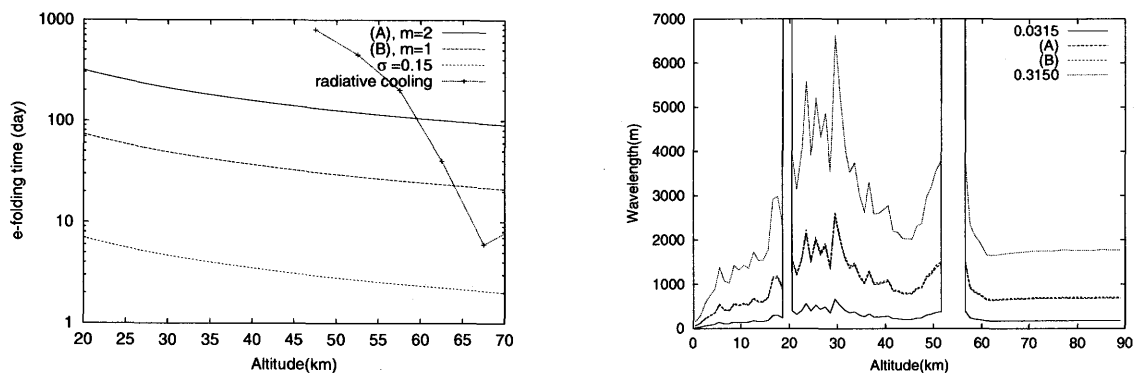


図5: (左) 得られたモードの金星大気換算での成長時間。実線、破線、点線はそれぞれ基本場(A)、(B)、(C)での最大成長モードで、+はニュートン冷却の緩和時間である。(右) 浅水系での等価深さを金星の各高度で換算した場合の鉛直波長。真中の線が基本場(A)、(B)での最大成長モードでほとんど重なっている。0.315、0.0315では含まれる区間は基本場(C)の最大成長モードに相当。