

1. 大気力学に基づく考察

宮原 三郎*

1. はじめに

近年、観測手段の多様化と質的向上により各種の波動や振動が中層大気(成層圏・中間圏・下部熱圏)で観測されるようになった。また、観測点の多点への展開、衛星観測などによりそれらのグローバルスケールでの振舞いも明らかにされつつある。さらに、中層大気大循環モデルによる研究が進行するにつれて、各種の波動や振動の振舞いや励起源などについて、詳しい解析が行われるようになってきた。ここでは中層大気に見られる波動や振動の中でも周期が1日より長い現象に注目し、それを長周期振動と定義する。さらに、中層大気中で長周期振動として観測される現象を、ここでは次のカテゴリーに分類することにしてしよう。

a. 鉛直伝播する線形波動

大気中に存在し得る鉛直伝播可能な線形波動には、高周波内部重力波(浮力により変形された音波)、内部重力波(浮力を復元力とする波動)、慣性内部重力波(地球回転の影響により変形された内部重力波)、潮汐波(地球規模の慣性内部重力波)、プラネタリー波(ロスビー波)、赤道波(低緯度特有の慣性内部重力波・プラネタリー波)などがある。これらの波動の中で1日以上の長周期となり得るのは、慣性内部重力波、プラネタリー波、赤道波などである。

b. 自由振動

地球大気中の自由振動には様々な周期のものがあるが、長周期振動としてはノーマルモード・ロスビー波の存在が知られている。

c. 各種波動の長周期振幅位相変動の励起、および長周期波動の非線形励起

これは線形波動それ自身は長周期ではない場合でも、その励起源や途中の伝播媒質の長周期変動により、

長周期の振幅位相変動として発現する場合や、周期が近い2つの波動間の非線形相互作用により長周期波動が励起される場合である。

d. 中層大気中の傾圧不安定による長周期波動の内部励起

対流圏の傾圧不安定波動は中緯度の気象擾乱としてよく知られているが、中層大気中でも傾圧不安定波動の存在の可能性が指摘されている。

e. 波動/平均流相互作用による長周期振動

伝播媒質の変動による長周期変動についてcでふれたが、ここでは媒質は注目している波動とは直接関係ない何らかの原因で変動することを前提としている。それに対してここで述べる長周期振動は、伝播する波動それ自身が媒質としての平均場を変動させ、それが波動の伝播特性にフィードバックする過程を繰り返すことにより生じる振動である。

以下の節では、これらについてそれぞれ大気力学理論に基づいて簡単な考察を行うことにする。

2. 線形波動論とラプラスの潮汐方程式

この節では、静止大気中に存在し得る線形波動について簡単に説明した後、全球的な波動を記述するラプラスの潮汐方程式について説明する。

等温静止大気中の線形振動について考察するため、局所デカルト座標系での運動方程式、連続の式、熱力学の式を温度 T の等温静止大気に適用し線形化を行い、時空間に対して平面波解

$$e^{i(kx+ mz - \omega t)} \quad (1)$$

を仮定する。ただし、ここで x 軸は波面の水平伝播の方向にとっており、また、地球の回転はその鉛直成分のみを考慮し、さらにその緯度変化は無視している。この仮定のもとにゼロ解以外の斉次解が存在する条件を求めると、静止大気中の波動についての分散関係式、

* 九州大学大学院理学研究院。

© 2000 日本気象学会

$$m^2 + \frac{N^2 - \omega^2}{f_0^2 - \omega^2} k^2 + (\omega_a^2 - \omega^2) \frac{1}{c_s^2} = 0 \quad (2)$$

が得られる。ここで N はプラント・バイサラ振動数、 f_0 は局所コリオリ周期、 c_s は音速、 $\omega_a \equiv c_s/2H$ 、 $H \equiv RT/g$ はスケールハイトである。この分散関係式は、角振動数 ω に対して 4 次の方程式であり、一般に一組の与えられた波数に対して 4 個の独立な解を有する。4 個の独立解はその角振動数の大小により 2 つのグループに分類でき、それぞれのグループの解は反対向きに伝播する 2 つの波動に分けられる。この分散関係を第 1 図に示す。この図は水平方向のみではなく鉛直方向にも伝播する内部波の存在領域 ($m^2 > 0$) が示してあり、角振動数の大きいグループは高周波内部重力波 (浮力により変形された音波)、小さいグループは低周波内部重力波 (浮力を復元力とする波) である。特に周期が長く $\omega^2 \leq 2f_0^2$ の場合には、内部重力波は地球回転の影響を強く受けることが分散関係の詳しい解析により示される。この波動は慣性内部重力波と呼ばれている。この分散関係から、局所的なコリオリ周期よりも長い周期を持つ振動は鉛直伝播できないことがわかる。よって、いま対象としている長周期振動を慣性内部重力波に限定すれば、コリオリ周期が 1 日より長い 30° より低緯度側にその存在は限られることになる。

上記の議論は、コリオリ周期の緯度変化を無視したものであるが、よく知られているように緯度変化を導入すると、ポテンシャル渦度保存法則により別種の波動、プラネタリー波が存在可能となる。簡単のために β 面近似を用い、流体静力学平衡を仮定し、準地衡風近似と線形近似を行うと、 $\ln p$ 座標における線形準地衡風ポテンシャル渦度方程式

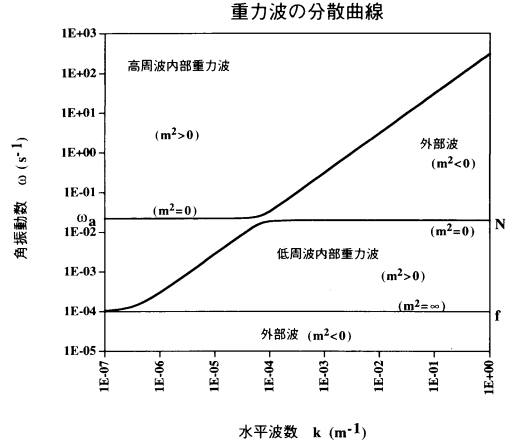
$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{f_0} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) + \frac{f_0}{p} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{p}{N^2} \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \right\} + \frac{\beta}{f_0} \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (3)$$

が得られる。ジオポテンシャル ϕ について平面波解

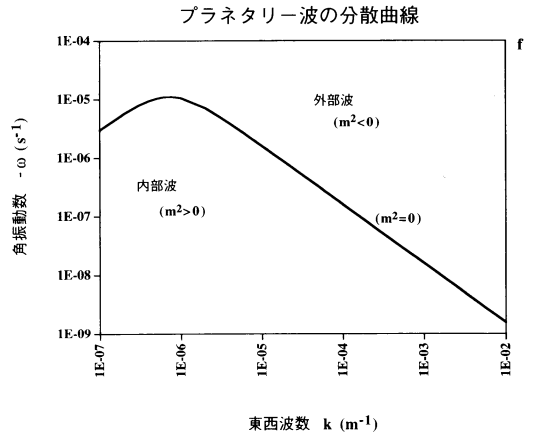
$$e^{2i\beta z} e^{i(kx + ly + mz - \omega t)} \quad (4)$$

を仮定し、方程式 (3) がゼロ解以外の斉次解を持つ条件を求めると、プラネタリー波に関する分散関係

$$\omega = - \frac{k\beta}{k^2 + l^2 + \frac{f_0^2}{N^2} \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)} \quad (5)$$



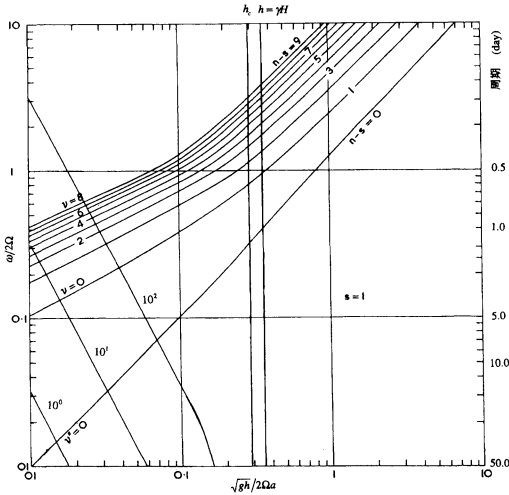
第 1 図 重力波の分散関係。振動数の大きい高周波内部重力波 (浮力により変形された音波) と小さい低周波内部重力波 (浮力を復元力とする波) の 2 種類の波動が存在する。



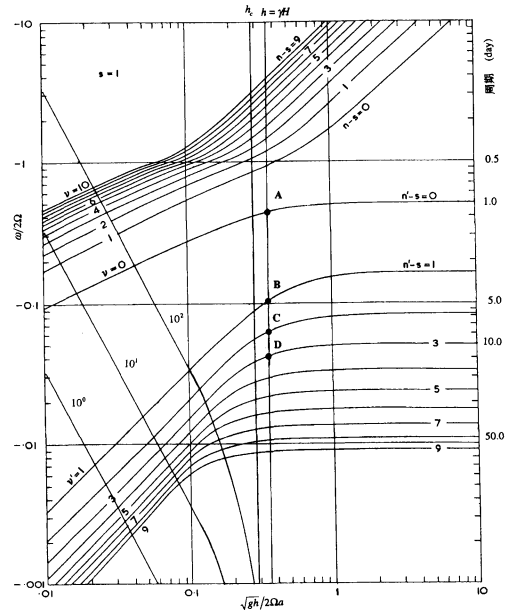
第 2 図 β 平面上のプラネタリー波の分散関係。南北の波長 1,000 km、北緯 45° を仮定している。

が得られる。式 (5) は角振動数 ω に対して 1 次であり、与えられた空間波数にたいして一つの解が対応する。第 2 図は波動が鉛直伝播できる範囲が東西波数と角振動数に対して示してあり、西進の低振動数 (最大でも 10^{-5} s^{-1} 程度) の振動のみが内部波として存在できることを示している。

ここまでの議論は局所的な座表系での線形波動を考えた場合に、大気中に内部波として存在できる条件を与えるものであった。それを長周期振動についてあてはめると、内部波としてはコリオリ周期より短い周期



第3図 東西波数1の東進波の分散関係 (Longuet-Higgins, 1968). 重力波とケルビン波 ($n-s=0$) からなる. $h = \gamma H$, $h = h_c$ の線は, それぞれ自由振動, 内部波の極限に対応する. 左側の右下がりの曲線は, 渦拡散と振動のタイムスケールが一致する所を示す (本文参照).



第4図 東西波数1の西進波の分散関係 (Longuet-Higgins, 1968). 重力波, プラネタリー波, 混合ロスビー重力波 ($n'-s=0$) からなる. A, B, C, D は1日より長い周期を持つ自由振動の代表的なものを示す (本文参照). 左側の右下がりの曲線は, 渦拡散と振動のタイムスケールが一致する所を示す (本文参照).

を持つ慣性内部重力波, 西進するプラネタリー波に分類できる. この局所的な関係を低緯度に適用すると, そこではコリオリ周期は長くなるが, ベータ効果は低緯度でも存在することにより, この二種類の波動は振動数空間での識別が不明瞭になる. このため赤道付近にはこの地域特有の波動, 赤道波が存在することが知られている (Matsuno, 1966). しかしながらここでは赤道波理論にふれることはやめ, 赤道波を含めた長周期波動を全て包括するラプラスの潮汐方程式について説明することにする.

球面上の等温静止大気に線形化したプリミティブ方程式を適用し, ジオポテンシャルに関する方程式にまとめ, 水平方向と鉛直方向に変数分離を行うと, 水平方向の変数に関してはラプラスの潮汐方程式, 鉛直方向には鉛直構造方程式が得られる. これを次式

$$\Phi(\lambda, \mu, z, t) = e^{z/2H} \phi(z) \Psi(\mu) e^{i(s\lambda - \omega t)} \quad (6)$$

で定義される東西方向に波形を仮定した解について書き下すと, ラプラスの潮汐方程式:

$$\frac{d}{d\mu} \left\{ \frac{1-\mu^2}{\sigma^2-\mu^2} \frac{d\Psi}{d\mu} \right\} - \frac{1}{\sigma^2-\mu^2} \left\{ -\frac{s}{\sigma} \frac{\sigma^2+\mu^2}{\sigma^2-\mu^2} + \frac{s^2}{1-\mu^2} \right\} \Psi = -\frac{4a^2\Omega^2}{gh} \Psi \quad (7)$$

鉛直構造方程式:

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} + \left(\frac{N^2}{gh} - \frac{1}{4H^2} \right) \phi = 0 \quad (8)$$

となる. ここで λ は経度, $\mu = \sin\theta$ (θ は緯度), s は東西波数, a は地球半径, Ω は地球の回転角速度, $\sigma = \omega/2\Omega$ (無次元化された角振動数) である. h は変数分離の際に導入された変数分離定数で equivalent depth (等価深度) と呼ばれ, 長さの次元を持つ量である.

(7) 式は東西波数, 振動数を与えて両極で $\Psi = 0$ の境界条件のもとに固有値問題として解くことができ, 固有関数 Ψ (Hough 関数と呼ばれている) と固有値 h が求まる. 第3, 4図に東西波数1の東進西進の場合の角振動数と h の関係を例として示す (Longuet-Higgins, 1968). 第3図の東進の場合には h の増加とともに角振動数も単調に増加する一群の解が存在することがわかる. これらの解は東進する重力波である. この図中で $n-s=0$ と書かれた解だけが h の減少につれて極端な低角振動数となり他の曲線群から外れている

ことがわかるが、この解は赤道波理論で知られているケルビン波に対応している。第4図の西進の場合には h の増加とともに角振動数が単調に増加する一群の解(西進重力波)の他に、それらの解よりは低振動数で、 h の増加とともにそれぞれ一定の角振動数に漸近する一群の解がある。これはプラネタリー波である。この図の中で $n'-s=0$ の曲線はこれらの2つの曲線群の両方に属する性質を持っており、 h が小さい所では重力波の解に、大きな所ではプラネタリー波の解に属し、赤道波理論で知られている混合ロスビー重力波に対応している。その他の東西波数の場合にも解は同様な性質を持つ。ただし、 $s=0$ の場合(東西方向に一樣な振動)には、重力波解のみが存在する。

鉛直構造方程式(8)は定数係数の微分方程式で容易に解くことができ、

$$m = \pm \sqrt{\frac{N^2}{gh} - \frac{1}{4H^2}} \quad (9)$$

で与えられる鉛直波数を持つ正弦波解が得られる。ただし、解が正弦波となり鉛直伝播する解となるのは根号の中が正になる

$$h < h_c \equiv \frac{4H^2 N^2}{g} \quad (10)$$

の場合に限られており、それより大きな h の場合には解は指数関数となり、外部波となる。

式(7)には第3, 4図に示した解の他に、 $h < 0$ となる一群の解が存在することが知られているが、これらの解は式(9)からわかるように、外部波となり鉛直伝播しないので、ここでは議論の対象としない。

3. 鉛直伝播する線形波動

前節に述べたように、 $h < h_c$ の波動のみが鉛直伝播する内部波となる。これらの波動が対流圏などの下層で励起された場合、基本場の密度成層のために(6)式に示されるように高度の増加とともに指数関数的に振幅が増大しながら中層大気まで伝播する。成層圏の平均温度として230 Kを仮定した場合 $h=7.73$ kmとなる。第3, 4図にこの値に対応する線が示してあり、この線よりも左側の解が内部波となり鉛直伝播可能な波動である。ただしあまり h が小さいと鉛直波長が極端に短くなり渦拡散で散逸されてしまうのであまり高い高度までは伝播できない。図中に鉛直渦拡散係数 K_e が1, 10, 10^2 m^2s^{-1} の場合に拡散のタイムスケールが振

動のタイムスケールと一致する線($|\omega| = K_e m^2$)が示してあり、これらの線と h_c の線に挟まれた領域の解が、実質的に鉛直伝播できる波動を表していることになる。

ケルビン波を例にとると、下部成層圏で観測される15日程度の周期のケルビン波は、拡散係数が $10 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ 程度より小さい場合(下部成層圏に対応)には、鉛直伝播可能であるが、中間圏上部での代表的値 $10^2 \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ では、大きく減衰することがわかり、より周期の短い数日周期以下のケルビン波でなければ、生き残れないことになる。また、図には示していないが、同じく下部成層圏で観測されている西進 $s=4$ の柳井一丸山波(周期4~5日の混合ロスビー重力波)も、同様の伝播領域に入っていることを確かめることができる。

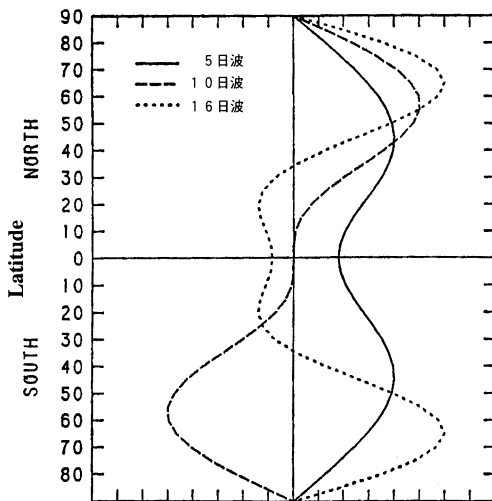
現実の大気では、平均東西風が存在するので、これによるドップラー効果による角振動数のずれを考慮する必要がある。この効果を考慮すれば、現実大気中の波動の鉛直伝播性を、ここに示した分散関係図で定性的に議論することが可能である。

4. 自由振動

第2節で示した鉛直構造方程式の解に地表面で鉛直速度 $w=0$ の境界条件を課すと、

$$h = \gamma H \quad (11)$$

の解がこれを満足することが示される。この値は h_c よりも大きいので、鉛直構造は外部波の形をとる。ここで γ は比熱比である。大気平均気温として $T=278$ Kをとった場合、 $h=11.4$ kmとなる。第3, 4図にこの値に対応する線が示してあり、これと分散曲線の交点が自由振動解を与える。東進波の場合には重力波とケルビン波の自由振動解が存在する事がわかる。重力波の場合にはその周期は1日より短い事がわかり、ケルビン波の場合にもその周期は1日程度である。西進の場合には重力波に加えて、プラネタリー波が長周期自由振動として存在することがわかる。第4図に示した東西波数1の場合には、B, C, Dで示した自由振動解はそれぞれ5日波、10日波、16日波と呼ばれており、その南北構造はそれぞれ赤道対称第1モード、赤道反対称第2モード、赤道対称第2モードとなっている。第5図に各モードの振幅の緯度分布を示す。これらの自由振動はノーマルモード・ロスビー波と呼ばれており、現実の大気中でもその存在が確認されている(廣岡, 1987; Hirota and Hirooka, 1984; Hirooka



第5図 自由振動（5日波、10日波、16日波）の振幅の緯度分布。振幅は任意。廣岡(1987)より引用。

and Hirota, 1985). また、5日波については、その励起機構が大循環モデルを使い詳しく調べられている (e. g., Miyoshi and Hirooka, 1999). 混合ロスビー重力波に対応する解 A (赤道反対称第 1 モード) も存在するが、その周期は 1 日に非常に近いことがわかる。このほかにも東西波数 2, 3... の自由振動も長周期自由振動として可能である。現実大気中の波数 2 の場合についてその存在が確認されているが、出現頻度は波数 1 の場合に比較して低いことが知られている (廣岡, 1987; Hirota and Hirooka, 1984; Hirooka and Hirota, 1985).

現実大気では、季節により変動する帯状平均温度分布や帯状平均東西風が存在する。これにより自由振動はその周期及び緯度分布も変動するが、基本的には上記の静止等温大気のモードが変形されると考えればよい (Salby, 1981a, b)

5. 長周期振幅位相変動および長周期波動の非線形励起

ここでは、中層大気への鉛直伝播が可能な線形波動を考える。もちろんその周期が長周期波動に対応するものであれば、長周期波動として伝播する。しかし、周期が短い内部重力波などの場合でもその振幅や位相が励起源や伝播媒質の長周期変動により変化すれば、中層大気中ではそれらの波動の長周期変動として観測

される。この場合その長周期変動成分は以下に示すように、対象としている波動の角振動数のサイドバンドとしてあらわれ、長周期変動成分も鉛直伝播可能であることを示すことができる。

ここでは簡単な例として次式で与えられるような、角振動数を持つ線形波動の振幅が一定値 A の周りに振幅 a 、角振動数 ω_1 ($\omega_1 < \omega_0$) で振動している場合を考える。

$$\psi = (A + a \cos \omega_1 t) \cdot \cos \omega_0 t \quad (12)$$

さらに (12) 式の変型により、

$$\psi = A \cos \omega_0 t + 0.5a \{ \cos(\omega_0 + \omega_1)t + \cos(\omega_0 - \omega_1)t \} \quad (13)$$

が得られ、この式は対象としている波(搬送波) $A \cos \omega_0 t$ に加えて、その角振動数から上下に ω_1 だけずれた角振動数を持つサイドバンド波 $0.5a \{ \cos(\omega_0 + \omega_1)t + \cos(\omega_0 - \omega_1)t \}$ が存在していることを示している。このサイドバンド波も角振動数が搬送波に近いため当然のことながら鉛直伝播が可能である。この搬送波とサイドバンド波の両者が鉛直伝播することにより、長周期変動の原因から遠く離れたところまで変動が伝わることになり、それが観測可能となる。

(12) 式で与えられる波動に \sin 成分が加わった次式で与えられる波動、

$$\psi = (A + a \cos \omega_1 t) \cdot \cos \omega_0 t + (B + b \sin \omega_1 t) \cdot \sin \omega_0 t \quad (14)$$

は、(13) 式に含まれるサイドバンド波と同様な角振動数のサイドバンド波を持ち、波動全体は次式の様に変形され、

$$\begin{cases} \psi = D \cos(\omega_0 t - \delta) \\ D = \sqrt{A^2 + B^2 + a^2 + b^2 + 2Aa \cos \omega_1 t + 2Bb \sin \omega_1 t} \\ \delta = \tan^{-1} \left(\frac{B + b \sin \omega_1 t}{A + a \cos \omega_1 t} \right) \end{cases} \quad (15)$$

振幅および位相が長周期変動する波動が、搬送波とサイドバンド波の組み合わせで得られることが示される。

このような変動は、励起源の変動で引き起こされるほか、鉛直伝播中の媒質の変動によっても引き起こされる。例えば媒質の平均風が長周期変動している場合、移流項中の波動との積により、サイドバンド成分が励

起されることは、(12), (13)式により容易に理解できる。

ここまでは、短周期振動と長周期変動による非線形効果を考えたが、両者の周期に近い2つの波動が存在する場合には、これらの間の非線形相互作用により差の振動数を持つ長周期の振動が励起されることも、(12), (13)式により容易に理解できる。

6. 傾圧不安定による長周期波動の励起

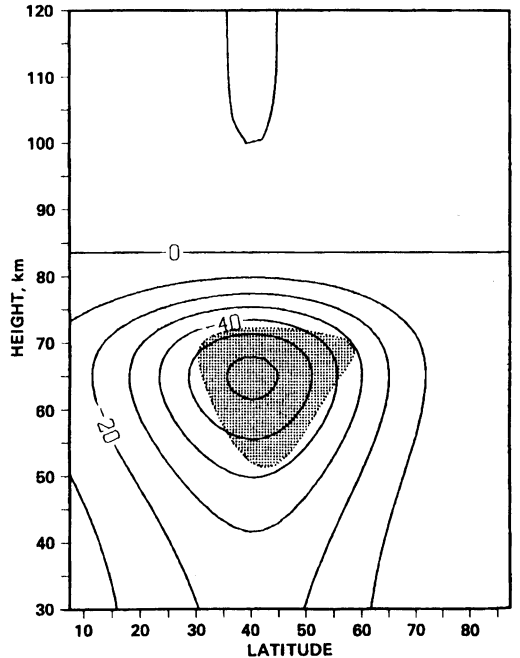
中層大気の不安定論で、まず思い起こすべきはCharney-Sternの定理(Charney and Stern, 1962)である。彼らは極夜ジェット中の大規模擾乱が冬に入ると急激に成長する原因を、その不安定に求めた。彼らは同じ論文の中で、Charney and Drazin (1961)を引用して対流圏と上部成層圏のカップリングはほとんどないので、上部成層圏の擾乱のエネルギー源は内部不安定に存在しなければならないと述べている。現在では、この擾乱は対流圏から伝播するプラネタリー波が主な原因であることが明らかにされており(e.g., Matsuno, 1970), Charney and Drazinの論文は、対流圏から成層圏へのプラネタリー波の伝播条件を与えた記念すべき論文として受けとめられているが、当時の著者達の認識は全く逆であったことは、記憶されるべきである。

さて、Charney-Sternの定理が述べるところは、ジェットの不安定の必要条件は次式で与えられる帯状平均場のポテンシャル渦度の子午面微分 \bar{q}_y がゼロ点を持つ(符号を変える)ことである。

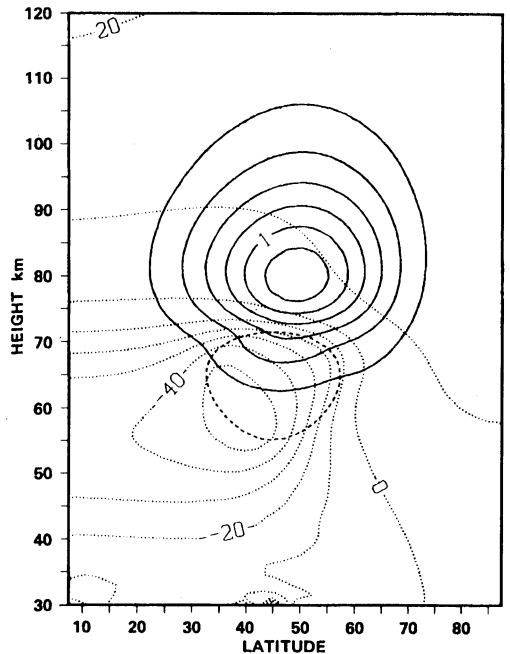
$$\bar{q}_y = \frac{2\Omega}{a} \cos\theta - \frac{1}{a^2} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\frac{1}{\cos\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} (\bar{u} \cos\theta) \right) - (2\Omega \sin\theta)^2 e^{\frac{z}{H}} \frac{\partial}{\partial z} \left(e^{-\frac{z}{H}} \frac{1}{N^2} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right) \quad (16)$$

極夜ジェットについて、必要条件が満足され不安定波動が励起される可能性は存在するが、冬の成層圏の大規模擾乱は対流圏からの鉛直伝播が主因であることが解明されている(e.g., Andrews et al., 1987)。

一方、この定理を中層大気夏の東風ジェットに適用すると、不安定の必要条件が満たされていることが1次元モデル(Plumb, 1983), 2次元モデル(Pfister, 1985)によって示された。この必要条件は主に式(16)の第3項によっており、場の傾圧性に起因している。第6, 7図はそれぞれ、模式化された東風ジェット場で中緯度中間圏に必要条件を満たすところが存在して



第6図 夏の模式的東風ジェット分布。単位はms⁻¹。陰影部分は \bar{q}_y が負となる部分を示す。Pfister (1985)より引用。



第7図 第6図の場における最大成長率を持つ不安定波動の振幅(実線, 単位は任意)と位相(点線, 単位は度)。東西波数=3。Pfister (1985)より引用。

いることを示しており、その場での最大成長率をもつ不安定波の振幅と位相分布を示している (Pfister, 1985). この不安定波は東西波数3の西進波で、周期1.78日、成長率 0.338 day^{-1} を持っている。この波動は、夏の間層圏で頻繁に観測される2日波と呼ばれている波動の成因の一つと考えられている。

他方、東西波数3の西進の自由振動モードの中には周期約2日のモードが存在し、2日波は自由振動であるとの考え方も提唱されている (Salby, 1981a, b). 上部成層圏 NMC data の解析 (Randel, 1994) によると、この波動の出現は東風ジェットを中心付近のポテンシャル渦度の子午面微分の符号の反転の出現と大きな相関を持ち、不安定波と解釈できる一方で、鉛直構造は Salby の計算結果と良く一致しており、自由振動的である。しかし、最近の UARS (Upper Atmosphere Research Satellite) 搭載の HADI (High Resolution Doppler Imager) による観測では、中間圏から下部熱圏での構造は、傾圧不安定波の構造を持っていることが報告されている (Lieberman, 1999)。

7. 波動/平均流相互作用による長周期振動

伝播媒質の長周期変動による線形波動の振幅や位相の長周期変動について第5節でふれたが、そこでは媒質の変動は注目している波動とは直接関係ない何らかの他の原因で変動することを暗黙の前提としており、波動は受動的にその変動を受けると考えていた。それに対してここで考える長周期振動は、注目している波動それ自身が平均場としての伝播媒質を変化させ、その変化が波動の伝播特性にフィードバックして波動の振る舞いを変動させ、その結果平均場にも新たな変動を引き起こす一連の過程により生じる振動である。

このような波動/平均流相互作用による長周期振動として良く知られているのは、赤道上空の下部成層圏に見られる準2年振動 (QBO) である。この振動は、およそ26か月の周期で東西風が変動する現象で、ケルビン波・内部重力波に伴う東西方向の運動量が平均場に輸送されることにより東西風の変動が励起され、その東西風の分布がケルビン波・内部重力波の鉛直伝播に影響を与えることにより、振動をくり返す現象である (e.g., Lindzen and Holton, 1968; Holton and Lindzen, 1972; Takahashi *et al.*, 1997)。

また、赤道上空の成層圏界面付近では、東西風が半年周期で振動する半年振動 (SAO) が存在する。この現象では半年周期で変化する赤道付近の太陽加熱に

よって励起される東風の半年周期の振動の中での内部重力波やケルビン波の伝播による運動量輸送が重要な働きをしている (e.g., Dunkerton, 1979; Takahashi, 1984a, b). また、中間圏界面付近にも成層圏界面の SAO とは位相が反転した SAO の存在が知られており (Hirota, 1978), 成層圏界面の SAO による内部重力波の伝播特性の変動が中間圏界面付近の内部重力波やケルビン波を変動させ、それがその場の平均東西風の変動となってあらわれることによって引き起こされると考えられる (e.g., Dunkerton, 1982; Takahashi, 1984b)。

同様な機構は、QBO についても起こりうると考えられ、下部成層圏 QBO と何らかの関連を持つと思われる中間圏 QBO の存在が報告されている (Burrage *et al.*, 1996)。

プラネタリー波と平均風の場合の波動/平均流相互作用では、成層圏の準周期的な振動現象として知られる成層圏の minor warming をあげることができる (Holton and Mass, 1976). 彼等のモデルによれば、対流圏からのプラネタリー波の強制がある一定の値以下であれば成層圏での波動および平均場は一定値に落ち着くが、強制が臨界点を超えると、平均場および波動の準周期的な振動が励起される。彼等は、この振動を回転水槽実験で観測される傾圧波の振動現象に習って Vacillation と呼んだ。

波動/平均流相互作用理論 (e.g., Andrews *et al.*, 1987) によれば、平均東西風の時間変化率は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} - f \bar{v}^* = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot \mathbf{F} - F_{diss} \quad (17)$$

ここで、 \bar{v}^* は子午面残差流、 \mathbf{F} は Eliassen-Palm fluxes F_{diss} は平均東西風の散逸を表す。また、

$$\mathbf{F} = C_g A \quad (18)$$

の関係があり、 C_g は子午面内の波動の群速度、 A は波動活動度で振幅の2乗に比例する。 \mathbf{F} は波動が非定常か散逸を受ける場合のみ収束発散を持つ。

これらの関係より、波動/平均流相互作用による平均場の振動の周期は、波動の振幅、群速度、散逸、平均場の散逸などによることがわかる。さらに、これらの諸量は互いに独立に決まるのではなく、相互に影響を及ぼしあうので、周期は非常に複雑な過程で決定されていることとなる。

8. 終わりに

この小論では、中層大気中に観測されるであろう波動・振動現象の中でも1日より長い周期を持つ現象について、大気力学に基づいて考察を行った。それらの現象の詳細な記述と最新の研究成果の報告を目的とはしていないので、その考察は基礎的な現象の理解の範囲に止めた。同様な理由から、引用した参考文献も網羅的ではない。より詳しい説明は、Andrews *et al.* (1987) を参照されたい。

参 考 文 献

- Andrews, D. G., J. R. Holton and C. B. Leovy, 1987 : Middle Atmosphere Dynamics, Academic Press, 489 pp.
- Burrage, M. D., R. A. Vincent, H. G. Mayer, W. R. Skinner, N. F. Arnold and P. B. Hays, 1996 : Long-term variability in the equatorial middle atmosphere zonal wind, *J. Geophys. Res.*, **101**, 12847-12854.
- Charney, J. G. and P. G. Drazin, 1961 : Propagation of planetary-scale disturbances from the lower into upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 83-109.
- 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.
- Dunkerton, T., 1979 : On the role of the Kelvin waves in the westerly phase of the semiannual zonal wind oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **36**, 32-41.
- Dunkerton, T., 1982 : Theory of the mesopause semiannual oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **39**, 2681-2690.
- Hirooka, T. and I. Hirota, 1985 : Normal mode Rossby waves observed in the stratosphere. Part II : Second antisymmetric and symmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 536-548.
- Hirota, I. and T. Hirooka, 1984 : Normal mode Rossby waves observed in the upper stratosphere. Part I : First symmetric modes of zonal wave numbers 1 and 2, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 1253-1267.
- 廣岡俊彦, 1987 : 大気中のプラネタリー・ロスビー波, 気象研究ノート, (156), 93-127.
- Holton, J. R. and R. S. Lindzen, 1972 : An updated theory for the quasi-biennial cycle of the tropical stratosphere, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1076-1080.
- Holton, J. R. and C. Mass, 1976 : Stratospheric vacillation cycles, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2218-2225.
- Lieberman, R. S., 1999 : Eliassen-Palm fluxes of the 2-day wave, *J. Atmos. Sci.*, **56**, 2846-2861.
- Lindzen, R. S. and J. R. Holton, 1968 : A theory of the quasi-biennial oscillation, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 1095-1107.
- Longuet-Higgins, M. S., 1968 : The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere, *Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*, **262**, 511-607.
- Matsuno, T., 1966 : Quasi-geostrophic motions in the equatorial area, *J. Meteor. Soc. Japan*, **44**, 25-43.
- Matsuno, T., 1970 : Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter northern hemisphere, *J. Atmos. Sci.*, **27**, 871-883.
- Miyoshi, Y. and T. Hirooka, 1999 : A numerical experiment of excitation of the 5-day waves by a GCM, *J. Atmos. Sci.*, **56**, 1698-1707.
- Pfister, F., 1985 : Baroclinic instability of easterly jets with applications to the summer mesosphere, *J. Atmos. Sci.*, **42**, 313-330.
- Plumb, R. A., 1983 : Baroclinic instability of the summer mesosphere : a mechanism for the quasi-two-day wave?, *J. Atmos. Sci.*, **40**, 262-270.
- Randel, W. J., 1994 : Observations of the 2-day wave in NMC stratospheric analyses, *J. Atmos. Sci.*, **51**, 306-313.
- Salby, M. L., 1981a : Rossby normal modes in nonuniform background configurations. Part I : Simple fields, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1803-1826.
- Salby, M. L., 1981b : Rossby normal modes in nonuniform background configurations. Part II : Equinox and solstice conditions, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1827-1840.
- Takahashi, M., 1984a : A 2-dimensional numerical model of the semi-annual zonal wind oscillation. In "Dynamics of the Middle Atmosphere", J. R. Holton and T. Matsuno eds., Terrapub, 253-269.
- Takahashi, M., 1984b : A 2-dimensional numerical model of the semi-annual zonal wind oscillation, *J. Meteor. Soc. Japan*, **62**, 52-68.
- Takahashi, M., N. Zhao, and T. Kumakura, 1997 : Equatorial waves in a general circulation model simulating a quasi-biennial oscillation, *J. Meteor. Soc. Japan*, **75**, 529-540.