551. 511; 551. 513

# プラネタリー波動(超長波)について\*

佐藤康雄\*\*

# 1. はしがき

1952年, ドイツの Scherhag による"成層圏突然昇温 現象"の発見以来、これは気象力学上の大問題の1つで あったが、多くの観測的・理論的研究の積み重ねをふま えて, Matsuno (1971) はこの現象を, 上方に伝わるプ ラネタリー波の有限振幅効果として明解に説明した。そ れ以来, 成層圏 プラネタリー 波についての理解は, か なりの段階に到達し、一段落を迎えているといえる。最 近,研究の領域は中間圏・南半球にまで拡大している。 しかし、筆者の感じでは、対流圏中のプラネタリー波、 すなわち、波の発生(原因)論についての基礎的・定量 的研究が相対的に手薄であるようである。対流圏のプラ ネタリー波の特性,発生論の定量的研究,その季節変動 の特性、年々の変動特性等をしっかり把握することなし に,最近,話題になっている気候変動(正確には,大気 大循環の長期変動)を研究することは無理ではないかと 筆者は考えている。

最近,成層圏・中間圏のプラネタリー波の力学につい て、きわめて広範囲で、かつ、よくまとまった教科書 (Holton, 1975)とモノグラフ (CIAP, 1975)がアメ リカ気象学会とアメリカ運輸省から、それぞれ発刊され た.本稿と合わせ参照されたい.なお、単にプラネタリ ー波といえば、Yanai-Maruyama 波で代表されるよう な赤道波をも含むが、これについては既に多くの解説が 研究の当事者によってなされている(柳井・丸山, 1969; 山岬・丸山・新田(勀), 1975)ので、ここでは中・高 緯度のプラネタリー波の力学に話を限る.また、人工衛 星観測による波長別の放射強度(radiance)のデータを もとにして、中間圏のプラネタリー波の研究が急速に進 展しているが、紙数の関係と、また、研究が始まったば かりで急激に進展中であるので,まとまった報告をする のは,もう少し時期を待った方がよいと思われるので, 別の機会にゆずることにする.

この報告では、定常プラネタリー波と非定常プラネタ リー波に大分けし、それぞれこれまでの観測事実をレビ ューし、それに対する理論的解釈について述べる. でき る限り、成層圏と対流圏を対等に述べるよう心がけるつ もりであるが、筆者のこれまでの研究過程を反映して、 対流圏についての記述がおろそかになり勝ちな点は御容 赦を乞いたい.

# 2. 定常プラネタリー波

2-1 観測事実

我々が親しんでいる対流圏(たとえば、300mb)の日 々の北半球天気図を1ヶ月間位平均してみる。そうする と、主として高・低気圧に対応する空間スケールの日々 の変動は除去されて、極を低圧部とする大きな渦が見出 される(第1図)。ちょっと見ただけで、この渦はゆが んでいたり引き伸ばされていたりして、極を中心とした 完全な円にはなっていない。すなわち、極をとりまい て、東西方向の波数(k)が1~4位の波が平均西風の 上に重畳していることがわかる。その波長は緯度によっ て異なるが、45°Nでは、k=1は 28,000km, k=2は 14,000km,位で、10<sup>4</sup>kmのオーダーである。これが、い わゆるプラネタリー波(超長波、ロスビー波、プラネタ

<sup>\*</sup> A Review of Studies on Planetary Waves.

<sup>\*\*</sup> Y. Sato, 東京大学理学部, 日本学術振興会奨励 研究員,

<sup>\*</sup> 筆者は、コリオリ計数の緯度変化によって生じる 中立波と、傾圧場の中で自励的に発達する傾圧流 れ(あるいは渦)との違いを意識する上で"超長 波"よりもプラネタリー波という方がふさわしい と考えている。長期予報関係者の間では"作用中 心"という言葉もよく使われるらしい。耳なれな い言葉かも知れないが、プラネタリー波を発見 した Rossby *et al.* (1939)の表題は"……the displacements of the semi-permanent centers of action."であった。



第1図 300mb 1月の平年(1951~1960)等圧面高度図 (高度は10m 単位) (CIAP モノグラフ, No. 1, 1975)

リー・ロスビー波とも言われている)\*で,この場合,月 平均操作を施しているから準定常プラネタリー波という ことになる.

プラネタリー波については、1ヶ月以上の時間スケー ルを持った(1ヶ月の平均操作をして残る)準定常性の 波が非定常性のものより、はるかに卓越していること は、経験的・観測的に知られている.この節では主とし て、月平均の高度データをもとにした、これまでの観測 的研究をレビューする.データの制約のためか、定常プ ラネタリー波の3次元的構造について調べた研究は、そ れほど多いわけではない(たとえば、Hirota・Sato, 1969; van Loon *et al.*, 1973).

Eliasen (1958)は1月と7月のノーマル天気図による 50°N, 3層 (500, 700, 1000mb)の等圧面高度データ のフーリエ解析によって、プラネタリー波の振幅と位相 角の鉛直分布を調べ(第2図),特に,それらの夏・冬 の異同を論じた.振幅は波数1,2,3ともすべて1月 の方が大きい.位相角の傾ぎを見ると,1月と7月で



第2図 50°N における1月と7月のノーマルの調和解 析.リッジの位置(*ð*<sub>m</sub>)と波数(m)1,2,3の振幅 (*A*)の鉛直分布 (Eliasen, 1958).

\*天気" 24. 3.



第3図 1958年1月, 50°N に沿う月平均プラネタリー 波の鉛直構造.

上:波数1.下:波数2. 軸に沿う数字は振幅 (m). W は高温域,その横の数字は温度の振 幅(°C). C は低温域,太い矢印は垂直流を示 す (Muench, 1965). は、まったく逆で1月では上に行くほど西に傾いている が、7月では東に傾いている。1000mb での夏・冬の位 相差は波数1が波長の0.43倍,波数2が0.39倍,波数3 が0.24倍である。これらは、熱源の位相差と比較して、 少なくとも定性的に一致していると彼は述べているが、 現在の熱冷源分布の見積もりと比べてどうであろうか。 しかし、700mb、500mb では、夏・冬の位相差はそれほ ど大きくない。

Muench (1965) は 1958年1月の 50°N のデータを用 いて,東西波数1~4のプラネタリー波の構造を調べ た. ここでは波数1と2について示す(第3図).彼は, 東西波数1と2のプラネタリー波について, 1000mb か ら 10mb まで1 つながりの構造を始めて明らかにした. 500mb 以下については, 前述の Eliasen の1月の場合 と,ほぼ一致していることがわかるであろう.波数1, 2とも等位相線が西に傾く構造をしている.より詳しく みると、 波数1の等位相線の傾きは100mb 付近で最も 大きく,振幅は"極小"になっている.彼は高さとともに 振幅が増大すると記しているけれども、これが重要な意 味をもつことは Sato (1974)の論文で明らかとなる. 一 方,波数2は一様な等位相線の傾きと,振幅の増大を示 す. Hirota · Sato (1969) は 300~10mb までと限っ て、1963~1967年までのプラネタリー波の子午面内の構 造を調べた。論文には、それらの代表として1966年1月 の場合を示した(第4図).プラネタリー波の振幅の子 午面分布は平均帯状流の子午面分布と密接に関係してい るように見えるので、まず最初にそれを記す.いわゆる 極西風の中心は、この高さでは65°N 付近に存在する. 35°N, 200mb 付近にもう1つの西風の中心が存在し,



第4図 1966年1月の帯状流(細い実線,単位はm/s),波の振幅(太い実線,単位はm),トラフの位相角 (破線)の鉛直・子午断面. 左側が波数1,右は波数2 (Hirota・Sato, 1969).

1977年3月



第5図 1月の東西波数1(上)と波数2(下)の定常 波の緯度・高度断面. 振幅の単位はm. 位相は リッジの経度 (van Loon *et al.*, 1973).

その大きさは35m/s位である. これが亜熱帯ジェットで ある. さて, 波数1の振幅分布を調べると, 極西風と重 なった分布をしているが, 亜熱帯ジェットの中では振幅 は非常に小さい. この傾向は波数2でも同じである. 次 に, 等位相線の子午面分布を見ると, 30°N から 80°N まですべての緯度で上方に行くほど西に傾いているが, 水平軸は若干複雑で, 60°N より南では, 南に行くほど 西に傾いているが, 60°N より南では, 南に行くほど 西に傾く. これらは後述の Eliassen・Palm (1961)の研 究によれば, 波のエネルギーが極側と赤道側の2方向に 運ばれていることを示している. しかし, 波の振幅それ 自身はエネルギー・フラックスの発散としてきまる量で あるから, 振幅極大が平均流の分布と重なって 10mb, 65°N 付近にあっても少しもおかしくはない. この分布 については後に Simmons(1974) が理論的に説明した.

van Loon et al.(1973)は7年間(1964~1970)の1月の

850 から 10mb までのデータを用いて進定常プラネタリ ー波の年々の変動を調べた。彼らはまた地上から 30km までの"長期間平均"の1月の振幅と位相の子午面分布を 求め(第5図). 波数1の振幅極大が対流圏においては 45°N 付近、下部成層圏では 65°N 付近であることを示 した。また位相角の鉛直の傾きについても上に行くほど 西に傾くことを示している。 50°N, 14km 付近に振幅 極小が表われている。波数2は全層を通して60°N 付近 に振幅が分布していて高さとともに増大する。そして位 相も高さとともに西に傾くが、その大きさは波数1と比 べてそれほど大きくはない. 波数3は対照的に成層圏に は振幅が存在しない そして、位相角の鉛直方向の傾き は非常に小さい 彼らは同時に7月の場合についても調 べている(第6図). 振幅分布をみると, 30°N, 14km 付近に波数1の振幅極大があり、夏のモンスーン季のチ ベット高気圧と Mid-Pacific Trough (中部太平洋トラ フ) (Sadler, 1967) に対応していると思われる。

Sato (1974) は冬の準定常プラネタリー波の鉛直構造 をさらに追求した.そして、東西波数1の波は100mb,  $60^{\circ}N$  付近に"定常波の節"と考えられる構造を持つこと が多いことを指摘した.さらに、その節構造とより上層 の平均西風との間に有意な相関があることをも指摘し た.波数2には波数1のような節構造は見えない.ま た、一般に  $k=1 \sim 3$ のプラネタリー波の運動エネルギ ー密度は300~500mb 付近の高さにあって、波数1以外 は高さとともに減少している.波数1は時として成層圏 に対流圏と同程度の運動エネルギー密度が存在して、前 述の節構造をつくる.

これまでは、夏に比べて振幅の大きい冬の準定常プラ ネタリー波の研究が突然昇温との関連もあって関心を集 めてきたが、夏の準定常プラネタリー波についての研究 も、夏のモンスーンの研究の一環として研究されてもよ いテーマだと思われる.たとえば、チベット高気圧と Mid-Pacific Trough の関係、また、それらを1つのシ ステムとして、夏の平均西風の中の強制プラネタリー波 として、どの程度まで説明し得るか? Hirota (1974) は このような考えに基づく予備的仕事を発表している.第 7 図は筆者が解析した 30°N での鉛直東西断面 である が、200mb 付近のチベット高気圧、Mid-PacificTrough、 Mid-Atlantic Trough (中部大西洋トラフ) と対流圏下 層のじょう乱との逆位相の関係が見てとれる.また、こ れらの振舞 は k=1~3位のプラネタリー波だけで十分 表現できそうである.チベット高気圧は 100mb でも顕

4

▶天気// 24. 3.



第6図 7月の東西波数1の定常波の緯度・高度断面.単位は第5図と同じ (van Loon *et al.*, 1973).



第7図 30°N における3年平均(1968, 1970, 1972)高度の東西・鉛直断面.上が4月,下が7月. 帯状平均はさし引かれている.破線が低気圧部.等値線は30m間隔.

1977年3月

著であるが 50mb では急激に減衰している。ついでにい うと平均帯状流は100から50mbの間で西風から東風に変 わる。

2-2 プラネタリー波の上方伝播理論

さて、前節で記述されたような準定常プラネタリー波 の諸特性が気象力学の理論を用いて、どの程度説明され るであろうか? 事柄を簡単にするために、まず、最初 に波の発生の原因を問わずに、もし、ある種の波が考え ている層の下部に入ってきたら、その波はその層の平均 場の構造(波の伝達特性を決める)によってどのように 伝播するかということを考える、次に、伝播するプラネ タリー波と平均場との相互作用の問題を簡単に触れ(一 番面白くて, 最近の理論的進展のめざましい所 である が、他の節に比べて難しいのと、筆者の不勉強のゆえ に),最後に,大規模山岳の効果や海陸分布による熱的影 響を直接あるいは間接的にパラメタライズした理論によ って、対流圏中の定常プラネタリー波の発生と外力への 応答の問題を述べる、歴史的には、最後の問題について の方が、多くの研究がなされている (Charney・Eliassen, 1949; Smagorinsky, 1953; Murakami, 1956; Gambo, 1956; Saltzman, 1968)

水平波長(L)  $\gtrsim$  10<sup>4</sup>km, 波に伴う代表的速度~10m/s の中・高緯度のプラネタリー波については準地衡風,静 力学の近似が十分な精度で成り立つ. 簡単のために断熱 を仮定する. 厳密に言えば,対流圏では凝結熱放出や顕 熱フラックスの効果による加熱を無視できないし,一 方,成層圏ではオゾンによる日射の吸収や赤外放射伝達 による冷却を無視できない. さて,この種の問題を,始 めて本格的に議論したのは Charney・Drazin (1961) で ある. 彼らは中緯度  $\beta$ -面近似に基づいて議論を展開し た. 渦度方程式と熱力学第1法則を, log P 座標を用い て書き下す.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{V} \cdot \boldsymbol{\nabla}\right) \zeta + \beta \boldsymbol{v} = f \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H}\right) \boldsymbol{w}$$

$$(2.1)$$

$$\boldsymbol{\zeta} = \frac{1}{f} \boldsymbol{\nabla}^2 \boldsymbol{\phi}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \boldsymbol{V} \cdot \boldsymbol{\nabla}\right) \frac{\partial \phi}{\partial z} + N^2 w = 0 \qquad (2.2)$$

記号は慣用のもので、  $\beta = \frac{\partial f}{\partial y}$ はコリオリ係数の緯度徴 分、 *H* はスケール高度(密度が 1/e になるような大気 層の厚さ)、*N* は浮力振動数である.

さて、ここで、従属変数  $v, w, \phi$  について x (東) と t (時間) について平均された量とそれからのズレとに わける.

$$u = U + u'$$
$$v = 0 + v'$$
$$w = 0 + w'$$
$$\phi = \overline{\phi} + \phi'$$

これらを前の式に代入し、ズレの量について2次の項は 1次の項に比べて小さいと仮定して省略すると、線型の 次式が得られる(プライムは省略).

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U - \frac{\partial}{\partial x}\right) \nabla^2 \phi + \beta \frac{\partial \phi}{\partial x} = f^2 \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{H}\right) w$$

$$(2.3)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U - \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \phi}{\partial z} - \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{\partial \phi}{\partial x} + N^2 w = 0$$

$$(2.4)$$

(2.3) と (2.4) とから H, N を一定として (等温大 気を仮定) w を消去すると, 次のようなじょう乱につ いてのポテンシャル渦度保存の式が得られる.

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right) \left\{ \mathbf{r}^{2} \phi + \frac{f^{2}}{N^{2}} \left(\frac{\partial^{2} \phi}{\partial z^{2}} - \frac{1}{H} - \frac{\partial \phi}{\partial z}\right) \right\} + \frac{\partial \overline{q}}{\partial y} \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0$$
(2.5)

ここで,

$$\frac{\partial \overline{q}}{\partial y} = \beta - \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{f^2}{N^2} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - \frac{1}{H} - \frac{\partial U}{\partial z} \right)$$

: 平均場のポテンシャル渦度の緯度微分

(2.5) 式に  $\phi = e^{ikx - i\omega t + \frac{z}{2H} \cdot \phi(y, z)}$  なる変数変換を 施して、2次元波動伝播の標準形をつくると(密度成層 の効果を取り除くと)、

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + \left( \frac{\frac{\partial q}{\partial y}}{U - \frac{\omega}{k}} - k^2 - \frac{f^2}{4H^2 N^2} \right) \psi = 0$$
(2.6)

ここで、上式の $\phi$ の係数が屈折率の2乗に対応する。 より簡単な場合として、U=U(z)の場合を考えると、 (2.6) は  $\phi=\phi(z)e^{ily}$ なる解(l は南北波数)を持つ。

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + n^2\psi = 0$$

ここで,

$$n^{2} = \frac{N^{2}}{f^{2}} \left\{ \frac{\beta - \frac{f^{2}}{N^{2}} \left( \frac{d^{2}U}{dz^{2}} - \frac{1}{H} - \frac{dU}{dz} \right)}{U - \frac{\omega}{k}} - k^{2} - l^{2} - \frac{f^{2}}{4H^{2}N^{2}} \right\}$$

上下に伝播する波動解が存在するためには、n<sup>2</sup>>0で、

◎天気//24.3.

 $U - \frac{\omega}{b}$ について解くと,

$$0 < U - \frac{\omega}{k} < \frac{\beta - \frac{f^2}{N^2} \left( \frac{d^2 U}{dz^2} - \frac{1}{H} - \frac{dU}{dz} \right)}{k^2 + l^2 + \frac{f^2}{4H^2N^2}} \equiv Uc$$

いま,  $L_y = 2\pi/l = 2 \times 10^4 \text{km}$  とすると,

(49m/s	(k=1)		
$U_c = \left\{ 26 \text{m/s} \right\}$	(k=2)	60°N で計算	
14m/s	(k=3)		

北半球の冬の成層圏では、U(30km, 60°N) ~ 30m/s と すると、中・高緯度では平均西風は、ほとんど直線的に 高度が増すほど増大しているから,波数1は振動数のか なり広い幅にわたって,鉛直伝播が可能であるが, k= 2,3は比較的狭い範囲の振動数の分布について鉛直伝 播し得る. すなわち, 対流圏で生成された波動が上方に 波として伝播するのは,

(1) 平均帯状流が適当な強さの西風の時で、西風から 東風に変わる,いわゆる,臨界層では,波のエネルギー は吸収され、 $U=U_c$  なる強い西風の層では波は全反射 される.

(2) また, 南北の波長を無限大とすると Uc は東西の 波長が短くなるほど、小さくなり、下部成層圏の平均場 の状態では, k=1, 2, 3 位のプラネタリー波のみが伝播 可能となる、冬の成層圏の西風の中には高・低気圧は存 在しないこと,夏の成層圏の東風の中には,定常プラネ タリー波も存在しないことが以上のことからよく理解さ れる.

Dickinson(1968 a, b) 12 Charney • Drazin (1961) O 中緯度 β-面近似の取り扱いを, 球座標によるものに拡 張し, Charney · Drazin に比べて, 鉛直伝播可能な臨 界の平均西風がかなり大きくなることを示した。また、 彼は平均流  $\overline{u}(y,z)$ を,

$$\overline{u} = U_o \frac{\partial q}{\partial y'} \frac{U(y')V(z)}{V(z) + \tan h^2 y' U(y')}$$

のごとくおくことによって、準地衡風ポテンシャル渦度 方程式の変数を分離することに成功した. ここで tanhy' =sinθ(θ は緯度)である.水平方向の波の構造の方程 式を用いて、彼は強い西風と極との間に、内部プラネタ リー波の"wave guide (導波管)"ができるだろうと考 えた.しかし,極夜ジェットの水平シアーなどによる  $rac{\partial \overline{q}}{\partial y'}$ の変化の大きいことによって U(y') と実際の風速 分布の水平シアーを対応づけるのは楽ではない.他方, Matsuno(1970)は現実的な平均西風の子午面分布を与え

て、対流圏 500mb で強制されたプラネタリー波の2次元 (y, z) 面内の伝播を数値モデルで扱った. 波数1の振幅 と位相の分布は観測とかなりよく一致したが、波数2は 観測に比べて少ししか伝播しなかった. モデル計算は, 線型であるから,波数2のみの伝播特性が調べられる が、実際には、平均西風の中を波数2だけが伝播するのは 考えにくく,いつも波数1が共存していることが問題を とく鍵かも知れない (Matsuno, 1970). しかし, Simmons (1974)による理論的な研究は、波同士の非線型相互作用 を導入することなしに、波数2さえ、かなりの高層まで エネルギーが伝播することを示している. Matsuno (1970)と Simmons (1974)の結果の違いの原因としては, 次の2つ位が考えられる. 1つは Matsuno の数値モデ ルと Simmons の理論モデルでの平均西風の分布, とくに 南北分布が異なり、したがって波の屈折率が異なってい ること、もう1つは、下端での境界条件の違いでMatsuno は 500mb での実測のジオポテンシャル場を与え たのに 対し、Simmons は仮定した平均流の南北分布と同じsin 型の強制を与えている点である(伊藤,1974参照).

2-3 プラネタリー波の有限振幅効果

前節では、与えられた平均場に対して、どのような波 が伝播し易いかということを考えた、ここでは逆に、伝 播するプラネタリー波は、まわりの平均場にどのような 影響を及ぼすかということを考える.まず,最初に Eliassen · Palm (1961)の議論をとり上げよう.彼らは, よく知られているように、平均西風中を上方に伝わって いる"定常"プラネタリー波は、平均場の温度傾度がど うであろうとも,常に北向きの温度流束を伴っているこ と、また、平均西風中を水平北向きに伝わっている"定 常"プラネタリー波は逆向き(南向き)の西風運動量輸 送を伴っていることを示した.

同じ頃, Charney · Drazin(1961) も, Eliassen · Palm と同様に"定常"プラネタリー波は、北向き熱輸送を伴っ ていることを示したが、それにもかかわらず、波の2次 の効果は平均場を変化させないということをも導いた. Dickinson (1969) は上記の事柄をさらに一般的に取り扱 い、波と平均場の間に相互作用が生ずるのは(Charney Drazin の"定理"が破れるのは)、(1) 波が非定常(振 幅が時間と共に変わる)な場合、(2)平均西風と波の東 西位相速度が等しい、いわゆる臨界層に波が入射する場 合、(3) 粘性や Newton 冷却のような消散効果がある 場合, であることを示したが, 逆にいらと, (1), (2), (3) のような状況は常に成立していて、純粋に"定常状

1977年3月

熊"で波が平均場を変化させないようなことは、めった にないのである。Matsuno(1971)は彼の突然昇温モデル の論文の中で、 Charney • Drazin の定理の物理的内容 を以下のように解釈した、すなわち、プラネタリー波に よる熱輸送によって高緯度側が暖まり、低緯度側が冷え て, 2次的な(波に伴う)子午面循環を生じ, それに伴 う上昇,下降流が断熱冷却,昇温を生じ,結果として, 波による熱輸送の効果と誘起された子午面循環の効果と が相殺してしまって、平均の温度場には変化をもたらさ ないというのである Matsuno(1971)は(1)の非定常プ ラネタリー波の伝播による平均場との相互作用の現われ として突然昇温現象を理解した。Uryu (1974)は、上の "定常"プラネタリー波による平均流加速の問題をラグラ ンジュ的見方で,もっとすっきりと理論的に扱い,非定常 の場合に拡張した.これら,波による平均流加速について の一連の問題については瓜生(1976)自身によるすぐれた 解説を参照されたい、最近、Nakamura, K. (1977) は、内 部重力波・内部プラネタリー波の上方伝播について、さ らに,一般的でわかりやすい導出と解釈を提出している.

2-4 プラネタリー波の発生(原因)論

2-2 節では、プラネタリー波生成の機構については、 触れずに,そのような強制 (k, l, ω)\* があったとした ら,それは上下に波として伝わり得るかどうかを考え た. 一方, プラネタリー波生成の機構についても, 古く から多くの研究があり、枚挙にいとまがない(たとえば、 Charney-Eliassen, 1949; Smagorinsky, 1953; Saltzman, 1965; Murakami, 1967; Nitta, 1967; Hirota 1971; 湯 田・菊池, 1973等). Saltzman (1968) の包括的レビュ ーがある。停滞性のプラネタリー・スケールの波が地球 大気中に強制的につくり出されているのだから,その原 因として, すぐ頭に浮ぶのは, ヒマラヤ・ロッキーのよ うな大規模な山岳や、太平洋・大西洋・ユーラシア・ア メリカ等の海陸分布による加熱・冷却の効果であろう。 大規模山岳によるプラネタリー・スケールの強制の効果 をはじめて定式化したのは Charney • Eliassen (1949) で ある.彼らは、数値予報のれい明期に、順圧渦度方程式 中のロスビー波の"みかけの西進"を止めようとして、 この効果を導入した.彼らは、地表での上昇流が、次式 で与えられると仮定した。

$$w_s = u_{gs} \frac{\partial h}{\partial x} + v_{gs} \frac{\partial h}{\partial y}$$

ここで、h は山の高さ、 $u_{as}$ 、 $v_{as}$  はそれぞれ地表での 地衡風の東西・南北成分である。彼らは一次元相当順圧 大気の渦度方程式に、上記山の効果を取り入れて、500mb 面, 45°N における波動じょう乱を予報しようとした 彼らは、大規模山岳によるものと、海陸分布による熱的 効果との双方を考えたが、冬と夏の定常場の観測を比較 して、その位相が逆転してはいないので(第2図参昭)。 熱の効果は2次的であろうと考えて、 山の効果 を 考え た、しかし、山を取り入れただけでは、西准を止めるこ とができず、彼らは、さらに地表摩擦の効果の表現とし てエクマン収束による上昇流を考えた\* が、それでも西 進を止めることができず、波動じょう乱の南北スケール を導入して、波の西進を一応止め、問題の物理的解決を 回避した. 500mb 面以上の波の構造についての知識のほ とんどなかった当時として、まことにやむを得なかった 処置と思われる.

これに対して、大規模な加熱・冷却によって、励起さ れるプラネタリー波を始めて本格的に扱ったのは Smagorinsky(1953) である. 彼が扱った方程式は, 導出は少 し異なっているが、現在でいう準地衡風近似の渦度方程 式と熱力学第1法則である。平均流として、U(z)=U  $(0) + \Lambda z$ の如き z について 1 次関数の シアーを考えてい る. 冬と夏にわけて, Jacobs(1951)と Landsberg(1945) の見積もりに基づく、加熱・冷却を与えて、計算した。 ここで、観測と計算の結果を比較するのが成り行きと思 うが、彼の計算には、大規模山岳の効果が入っていない ので,直接の比較はやめて,彼の結論を要約して述べる. 彼の主要な関心は、大規模循環系に及ぼす加熱・冷却の 効果と山岳の効果のどちらが卓越するかということであ ったらしく, 山岳の効果が卓越するという Charney・ Eliassen(1949)と Bolin (1950)の結果と対照的に, 必ら ずしもそうとはいえないという結論を導いている。強制 振動の問題では、よく知られているように、外力の振動 数と振動系の固有振動数が等しい時に、共鳴が起こる。 大気の固有振動数は平均流、東西・南北の波長、垂直ス ケール等の関数である.山の空間スケールは固定されて いるけれども、加熱・冷却の空間スケール(特に緯度方 向) はかなり変動するから,一概に山が効くとはいえな いが、成層圏あるいは対流圏中でも高層であればあるほ ど山の効果が卓越するであろうと考えられる.その後,山

\*天気/ 24. 3.

<sup>\*</sup> 正確には, 波の垂直スケールを決めるパラメータ も必要. すなわち, equibalent depth.

<sup>\*</sup> 現在, Charney・Eliassen のこの論文は, 地表摩 擦のパラメタリゼーションを始めて与えた論文と しての方が有名になっているようである.

の効果と熱の効果の双方を取り入れた計算が Saltzman (1963)等によって行なわれている. しかし, 現段階まで の観測の積み重ねを考慮して、これまでの、この種の計 算で,もの足りなく感じられるのは,①平均帯状流の y 方向の変化を考慮していないことと, ②成層圏の分解能 が悪いこと、③②と関係するが、 p=0 で  $\omega=0$  という 上端境界条件を課していること、実際に、中間圏にまで プラネタリー波のエネルギーが到達している(逆にいえ ば対流圏からもれ出している)ということを考えると, どうしてももの足りなく感じる。この点で、最近の湯田 ・菊池(1973)の計算は上記①の短所を取り除いている点 で興味がある.彼らは、準地衡風近似よりも、一段近似 を上げた、いわゆるバランス方程式を球面調和函数で展 開して扱った。彼らは、冬と夏の平均流の子午面分布を 与え,強制の効果として,山岳の効果のみを考慮し,海 陸分布による非断熱効果を無視して、冬・夏両方の観測 事実を説明し得るかどうかを調べた.彼らは、冬の場合 には、山岳の効果だけで十分実測を説明できるが、夏の 場合には、山の効果だけでは、実測を説明するには、ま ったく不十分という結果を得た. この種の計算は平均流 の2次元分布を与え,成層圏に一定のエネルギーがぬけ るような条件で、もっと研究される必要があると思われ る.

2-5 大気大循環モデルに現われるプラネタリー波

観測で見出されるプラネタリー波の構造、エネルギー 変換等は、様々な効果の複合であるから、最終的には、 大気大循環モデルの中に現われるプラネタリー 波の構 造,それが担うエネルギー変換等を観測と比較するの が,正攻法かも知れない.しかし,また一方,前に見た ように、プラネタリー波の伝播特性は、平均場の構造に よって, どうにでも変わるから, モデルの中の熱・冷源 分布などが精度よくシミュレートされ、その結果として 平均帯状流の子午面分布などが精度よく表現されていな ければ、その中のプラネタリー波の構造を観測と比較す るのは、まったく困難となるだろう. さて、 Charney・ Drazin(1961)の鉛直伝播理論, Matsuno(1970)の理論的 研究等が示しているように、西風の分布は波の屈折率を 決める重要なパラメータの1つである。したがって,西 風の極大値、その位置などが正確にシミュレートされて いなければならない. こういう目で, 現存する大気大循 環モデルを眺めると、残念ながら、成層圏の分解能につ いては、未だ不十分といわざるを得ない、したがって、 主として、対流圏のプラネタリー波について比較するの が得策と思える。その点で、最近、 GFDL の大循環 11層モデルの中に現われるプラネタリー波を解析した Hayashi・Golder(1977)の研究が注目される.計算で得 られた東西波数1の波の振幅分布は観測 (van Loon et al.) とかなりの程度一致しているといってよい だろう



第8図 1月の定常ジオポテンシャル高度(波数1)の振幅(単位はm)の緯度
 •高度断面. 左側がモデルでシミュレートされた波,右側は第5図に示した van Loon et al. (1973)によって観測された波(Hayashi・Golder, 1977)

1977年3月

PHASE (COMPUTED) PHASE (OBSERVED) КM M R MR -110 10 30 120°E ~120°E 30 180 150°E 165 25 25 180 150°E 30 30 DATA 165' ò - 50 50 20 20 150.4 120°W 120 120°E -1100 100 150°E 15 15 150°E 60° M 120 200 200 10 30°W 10 120°E 300 300 180 iżo•w ian 500 500 ٥ŕ۴ 5 5 12Q\* 700 700 180 850 850 120<sup>°</sup>E C - S.L. S.L ٥ 60° 50° 40° 30' 0 80 70 10 60° 50° 40° 30° 20 10 80° 70 20 NORTH LATITUDE NORTH LATITUDE

第9図 1月の定常ジオポテンシャル高度(波数1)の位相(リッジの経度)の 緯度・高度断面.他は第8図と同じ.

(第8,9図). 詳しくみると不一致が指摘できるが, van Loon et al. の解析が"年々の平均"で,計算が"ある 特定の年"の結果であることを考慮すれば,うまくシミュ レートできているということになろうか? また,成層 圏での計算された振幅が実測の約2倍位あるのは,多少 問題だが,これは上端を抑えて,エネルギーが上部成層 圏・中間圏へぬけるのを抑制しているためといえるかも 知れない (Nakamura, H, 1976 参照).

## 3. 非定常プラネタリー波

3-1 観測事実

# (a) 対流圏

対流圏の非定常プラネタリー波については、かなり、 以前から多くの研究がなされている。特に、中立ロスビ ー波を検出しようとした試みがなされている。(Eliasen・ Machenhauer, 1965, 1969).彼らは、ジオポテンシャル のデータを用いて、周期1~10日位のプラネタリー・ス ケールの波に対して発散ロスビー・ハウルヴィッツ波の 位相速度にかなりよく一致している結果を得た。10日よ りも長い周期に対しては、彼らはプラネタリー・スケー ルでは西進波が卓越することを示した。また短周期にな ればなるほど,鉛直軸が西に傾くということをも示した。 Deland(1973 a, b), Arai(1973), Willson(1975) も同じ 西進を観測している。Deland(1964)だけが 500mb の高 度データについてのクォードラチュアスペクトル解析に よって、東進波を観測している。この違いは、その観測 期間の平均西風の強さの違いによるかも知れないと思われる. 他方, 温度場は, すべての波数, 周期について, 東進となる. これらのことは Kao (1970), Willson(1975) によって見出されている.

#### (b) 成層圈

Boville(1966)は1959年1月の高度データを用いて,冬 の成層圏から対流圏まで連なる非定常プラネタリー波の 存在を示した. さらに彼は,東西波数1は西進,波数2, 3は東進であることを示した. Deland・Johnson (1968) は IQSY 期間のデータに球面調和解析を適用して,非 定常波の鉛直構造を調べ, Bovilleと似て,波数1の西 進と,鉛直軸の西への傾きを示した. Hirota(1968)はロ ケット観測による上部成層圏中の温度のデータによっ て,波数1の西進と波数2の東進を示し,さらに温度の 時間変化の中に鉛直軸の西への傾きを見い出した.

Hirota・Sato(1969)は、1963年から1969年までの冬の 30mb 面の高度データのフーリェ解析によって、東西波 数1の波の振幅に約2週間の周期の変動を見出し、また 同じレベルの平均流にも、同じ程度の周期の変動を指摘 し、波数1の振幅と平均流の強さとの間に逆相関がある ことを指摘した.このことは、後述する Hirota(1971) の非定常波動伝播の数値モデルへの1つの示唆となっ た.しかし、最近、同じ冬の成層圏について、30mb 面の 温度と高度の8年間のデータを用いた Madden (1975) は、波による熱の南北輸送 T'v' と極域と中緯度の帯状

"天気" 24. 3.



第10図3つの選ばれた1月の30mb における70~80°N 帯と40~50°N 帯の間の帯状平均温 度差(正の値は70~80°N 帯が40~50°N 帯より暖かいことを意味する)(下). 60°N を横切るじょう乱による水平熱輸送(波数1から6までの合計,実線).東西波数1 の寄与(黒丸). 波数2の寄与(白丸) (上)(Madden, 1975)

平均温度の差  $\Delta \overline{T}$  を8年間にわたって計算し(第10図), その中に約1~3週間の周期の変動を観測した. すなわ ち,彼は Hirota · Sato が観測したような約2週間とい うユニークな周期は、<br />
必らずしも見い出せないと言って いる.また,彼は波数1の高度場は西進傾向であるが,温 度場は東進傾向であると指摘している. Pratt・Wallace (1976)も、同じような高度場の西進と温度場の東進を対 流圏のプラネタリー・スケールのじょう乱について示し ている. Sato(1977)は1966年と1967年の2年間の冬の成 層圏・対流圏3層(30,100,300mb)の高度データを解 析し,東西波数1の西進傾向,東西波数2,3の東進傾 向を再確認し、また波数2の東進波は鉛直伝播の特性を 示しているが,波数1の西進波については,波数2ほど 明確ではないということを示した.また,彼は300mbに は,かなりいろいろな周期を持った非定常プラネタリー 波が存在するが、その中である特定の波だけが30mb 面 で生き残っていることを示した。

3-2 非定常波動伝播理論

振幅が時間的に変わるような波の非定常伝播について の計算は、それほど行なわれていない. Hirota(1971)は Hirota(1968), Hirota・Sato(1969)の解析結果からヒン トを得て、簡単ながら、独特の解釈を提出した. 彼のモ デルは準地衡風かつ、 中緯度 β-面近似のポテンシャル 渦度保存の方程式系であった. すなわち、

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{L} \phi' + ikU \mathbf{L} \phi' + ik \frac{N^2}{f^2} \beta \phi' = F(z, t)$$

1977年3月

ここで.  $\psi'(z,t)$  はジオポテンシャルの摂動部分の時 間平均からのズレ, F(z,t)は強制項, **L**は $\psi'$ からポテ ンシャル渦度をつくり出すオペレータ, *k* は東西の波数 である.ここで,彼は平均帯状流の時間変化を仮定した ので,強制項の形は,以下のごとくなる.

$$F(z,t) = ik \frac{U'}{U} \frac{N^2}{f^2} \beta \overline{\phi}$$

すなわち,定常プラネタリー波( $\overline{\phi}$ )と平均帯状流の 時間変化(U')の積が非定常プラネタリー波を強制する ということである.このモデルでは,平均帯状流の振動 の原因については,何もわからないが,振動の周期をい ろいろに変えて,計算した結果,東西波数1(~波長 20,000km)の波については,約12日位の周期がもっとも よく,非定常波が励起されることがわかった.さらに, Hirota(1971)は得られた結果を定常波と非定常波に分離 して,60km での非定常波の位相速度として,e=-19m/sec という値を得た.得られた波の構造を第11図に示 す.

Sato(1977)は、Hirota(1971)と考え方の上で少し異な った成層圏の非定常波のモデルを考えた。Sato (1977) は、冬の成層圏で Boville(1966)、Hirota(1968)、Deland ・Johnson(1968)によって観測された、東進・西進プラ ネタリー波は比較的強い西風のシアーの中での純粋な (単純な)伝播問題であって、応答特性として、特定の 周期が最大応答を示すということではなく、比較的強い 平均西風のシアーによる波の選択性として問題をとらえ

145



第11図 モデルの上端での平均流が 60m/s, 下端で25 m/s, 波長 2×10<sup>4</sup>km の場合に得られた非定 常波と定常波の鉛直構造. *ø*, *T*, *W* はそれぞ れジオポテンシャル, 温度, 垂直流のリッジ を表わす (Hirota, 1971).

た. すなわち, 上層で観測される振幅は, 応答特性によ って外力の周期に鋭敏に応答するのではなく, 考えてい る領域の下端(実際には対流圏上部)で与えられる波の 振幅で一義的に決まるというように考えた. 最近, van Loon *et al.* (1975)や Madden(1975)が成層圏30mbでの <u>T'o'</u>の時間変動を調べたところによると,特に2週間 というユニークな周期はないということなので, 応答特 性よりもシアーによる周期選択性という考え方の方がよ いのではないかと考えられる. ただし, 周期選択性の考 えの弱点は, 下端境界(対流圏上部)でなぜ, そういう 周期が卓越するか(あるいは卓越周期がたくさんあると したら, それはどうしてか)という点については,何も 解答していないという点である.

ここまでは、平均帯状流は時間的に一定、あるいは、 変動しても少々と考えて、線型の範囲でものごとを考え た.したがって、逆にいうと、データ解析 (Muench, 1965; Hirota・Sato, 1969; Madden, 1975等)で示され た平均場の変動を説明できない.しかし、最近のプラネ タリー波動伝播の有限振幅効果の理論は非定常波の伝播 に伴う有限振幅効果 (Matsuno, 1971; 瓜生, 1976; Nakamura, K., 1977)が無視できないことを示してい る.彼らの最近の仕事によると、強制的に鉛直上方に伝 わるプラネタリー波束は平均流加速・減速を伴っている ということが示されている (たとえば瓜生, 1976).

$$\rho_{o}\frac{\partial U}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{C_{g}E}{C-U}\right)$$

ここで、Cg は鉛直方向の群速度、C は東西方向の位

相速度, Eは波のエネルギー密度, U は平均帯状流であ る、この理論にしたがえば、波の伝播を支配するのは平 均的な(時間的に変わらない)帯状平均西風であるが、そ のようにして伝わる非定常波のエネルギーは平均流を加 速(減速) するということになる. Hirota · Sato (1969) が,波数1の振幅と平均帯状流の時間変化の中に見出し た,約2週間程度の周期(前述したようにMadden らは 1~3週間位のブロードな周期であって、ユニークな周 期はないと言っている)や Maddenらが見出した T'v'と  $\Delta \overline{T}$  の中の1~3週間周期などは、この機構のあらわ れであると解釈した方がよいのかも知れない(Matsuno, 1971)し、また、この機構のみが、成層圏の平均場の準 周期的変動を説明し得ると思われる。しかし、平均場の 変動は非定常プラネタリー波伝播の結果であるから、ど のような周期の非定常波が卓越しやすいかという Hirota (1971) や Sato (1977) の研究は、その意味で、依然と して興味あるものである.

## 3-3 不安定論

Scherhag (1952) による突然昇温現象の発見以来,特 に60年代には,対流圏のシノプティック・スケールのじ ょう乱の発達に対して成功を収めた傾圧波の理論(Charney, 1947; Eady, 1949)を成層圏の平均場に対してあ てはめようという研究がいくつかなされた. 中でも Murray (1960)は成層圏の西風シアー(第12図)の慣性不 安定と傾圧不安定を調べ,双方の可能性を否定し,あると すれば順圧不安定の可能性を指摘した. 一方, Charney・



第12図 Murray の帯状流プロファイル (McIntyre, 1972).

Stern (1962) は鉛直・水平両方のシアーを持つ平均流の 不安定を調べ, Rayleigh(1880)の定理を拡張して, 次の ような定理を導いた. すなわち, 準地衡風,  $\beta$ -平面近 似の方程式系で線型化ポテンシャル渦度保存の式は(た とえば Holton, 1975参照),

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U - \frac{\partial}{\partial x}\right)q' + \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{\partial q}{\partial y} = 0$$

$$z \in \mathcal{C},$$

$$\begin{split} q' = & \nabla^2 \phi' + \frac{1}{\rho_o} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_o f_o^2}{N^2} \cdot \frac{\partial \phi'}{\partial z} \right) \\ & \frac{\partial \overline{q}}{\partial y} = \beta \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho_o} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\rho_o f_o^2}{N^2} \cdot \frac{\partial U}{\partial z} \right) \end{split}$$

境界条件として,上端は *z*→∞でエネルギーの上向きフ ラックスとエネルギー密度が

$$0\left(\overline{\rho_o}\overline{\psi'w'}=0, \quad \frac{1}{2}\rho_o |\nabla\psi'|^2=0\right),$$

下端では w'=0, すなわち, 熱力学の式から,

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U \frac{\partial}{\partial x}\right) \frac{\partial \psi'}{\partial z} - \frac{\partial U}{\partial z} \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0$$

上記, ポテンシャル渦度の方程式に, 上下の境界で温度の子午面方向の傾度がない(温度風バランスから鉛直シアーがない)という流れを考えて,  $\psi' = \Psi(y, z) exp[ik(x-ct)]$ なる東西に伝わる波の不安定を論じた.彼らは固有値問題を解かずに, 次のような形の積分の形での定理を導いた.

$$\begin{split} C_i \int_{-L}^{+L} \int_{0}^{\infty} \frac{\rho_0}{|U-c|^2} \frac{\partial \overline{q}}{\partial y} |\Psi|^2 \, dy dz = 0 \\ & \text{L式は} \quad Ci = 0 , \quad \text{あるいは子午方向の中で} \frac{\partial \overline{q}}{\partial y} = 0 \, \text{tr} \\ & \text{る点があれば満たされ得る}. \quad \text{逆に, もし基準振動の不安} \end{split}$$



第13図 1957年12月25日12 GMT のほぼ150°W で の帯状流(細い実線),温位(破線),温位 (太い実線)の断面図 (Charney・Stern, 1962).

定波があるならば、その流体は領域の中のある面で<u>∂q</u> =0となるということになる. すなわち,不安定の必要 条件であって十分条件ではない. Charney・Stern は彼  $\partial \overline{q}$ らの論文の中で、冬の成層圏の平均西風について, の符号の分布を調べていて(第13図),いわゆる極夜ジ ェットの南縁の所で $\frac{\partial q}{\partial v}$ が0になるのを示している.し かし、この図は"帯状平均"ではなく蛇行するジェットの 軸に沿って平均された西風の分布を基にしているので  $\frac{\partial \overline{q}}{\partial y}$ の符号変化も"帯状平均"よりも極端に表われすぎ ている. 別の言い方をすれば, 4~5000km の波長の波 の不安定を調べるための基本場としては、妥当であろう が、プラネタリー・スケールの波の基本場として見るの は適当ではないということである。また Murakami (1965)も、突然昇温現象を含む、冬の成層圏で $\frac{\partial \bar{q}}{\partial v}$ が符 号を変えることを指摘している、しかし、このことは、 あくまでも不安定の必要条件であって、十分条件ではな い. 実際に,成層圏の大規模じょう乱の発達をこの種の 不安定と考えるならば、U(y,z)の変数分離ができない ために、めんどうではあるが U(y, z)の実際の分布を与 えて,固有値問題を解き,得られた不安定波の構造,発 達率,波に伴うエネルギー変換過程等を実測と比べる必 要があるであろう.著者・廣田(1970)は数値的にこの 問題を扱い、プラネタリー・スケールの波も不安定にな ることを示したが、その発達率は、顕著な突然昇温の際 に観測される、プラネタリー波の振幅増大を説明するに は,小さすぎたし,また,前に述べた Matsuno (1971) による、突然昇温モデルの成功は、この種の不安定が突 然昇温に主要な役割を果している可能性を否定するもの と思われる.しかし,顕著な突然昇温の観測されない "静かな成層圏西風"の中に、この種の不安定の可能性ま で否定するものではないかも知れない.

McIntyre (1972)は下部成層圏の極夜ジェットの傾圧 不安定を調べる目的で, Murray のモデル(第12図)を 解析的な手法で再吟味し, Murray の結論とは逆に, す べての波長が傾圧的に不安定になるということを示した (第14図). しかし, その発達率は, 最大を示す波長 4000km 位でも,振幅が2倍になるのに約7日とかなり 小さい. また,この不安定波の振幅は,モデルの"圏界 面",すなわち,平均流の鉛直シアーの不連続面の上方, 約5 km 位に局限されていて,それ以上には伝わらな

1977年3月



第14図 基本流の横幅2000km に対する近似的位相速度と発達率. 破線は展開の 第1項だけをとった場合. 実線は第2項までを考慮して近似をあげた場 合. 白丸は Simmons(1971)によって得られた厳密解(McIntyre, 1972).

い. このことは、この不安定が、平均場がこの面で $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$ の $\delta$ 函数的不連続性を持っていて、そしてそれゆえに、 Charney・Stern による不安定波存在の必要条件を満し ているということと密接に結びついている.

いずれにせよ、もう少し、きめ細い成層圏波動のデー タ解析が行なわれるようになれば、この種の"不安定論" がまた見直されるかも知れないと思われる.

4. 北半球中間圏,南半球のプラネタリー波

はしがきでも述べたように、中・高緯度プラネタリー 波についての解析は、最近、両半球中間圏高度から熱圏 底部にまで拡大している(たとえば、Barnett, 1975). 最近、英国オックスフォード大学で開発された Pressure Modulator Radiometer によって得られたデータを用い たHirota・Barnett(1976)は中間圏高度(トップは 90km) にまで東西波数1,2の波が観測され、それらは共に上に 行くほど西に傾いた軸を持つことを示した. 波数1はと もかく、波数2が中間圏高度まで伝播している(位相角 の西への傾き)ということは、従来の線型伝播理論では 説明できない、新しく、かつ面白い事実の発見である. しかし、松野\*によれば中間圏高度まで伝わった波数1 同士の非線型効果によって(波数2が下から伝わったの ではなく),そのレベルで新しく波数2が作られている と考えれば、うまく観測を説明できるという.成層圏・ 中間圏へのプラネタリー波の伝播も線型論から波同士の 非線型相互作用を考える段階にきたということかも知れ ないが、興味深いことである.

また、南半球のプラネタリー波について、数多くの解 析的研究をここで、再録はしないが、2-4 節で述べてき たように、プラネタリー波の成因が主として、大規模な 山岳や海陸分布による加熱・冷却にあるのだから、南・ 北両半球同じ季節でのプラネタリー波の特性を比較する のは面白いことだと思われる.北半球と比べて、大規模 な山岳や経度方向の海陸分布のない南半球ではプラネタ リー波の振幅は小さい.したがって、伝播性プラネタリ ー波に伴って誘起される子午面循環も北半球の万が大き いであろう.もし、同じ季節について、両半球の平均子 午面循環を比較した時の違いが、明瞭に現われれば、面 白いことと思われる.もちろん、赤外放射、オゾンによ る日射吸収の結果として、本来的に存在する熱・冷源分 布に基づく平均子午面循環はほぼ等しいと仮定しての話 である.

# 5. おわりに

今後, プラネタリー波動についての研究は, その特性 を理論的に研究する立場と, 大循環モデルの中でプラネ

\* 個人的情報

<sup>\</sup>天気// 24. 3.

タリー波をシミュレートする立場,人工衛星からのデー タを活用して両半球中間圏高度までの観測・解析的研究 をする立場とを3本の柱として,ますます進展していく であろう.一方,はしがきでも少し触れたように,筆者 は,既存のデータを活用して,対流圏におけるプラネタ リー・スケールの波動じょう乱の特性,その熱・運動量 ・エネルギーの南北輸送,それらの季節変動・年々変動 の特性等を再調査することも,ぜひ必要であると考えて いる(もし,消散効果がなければ,強制プラネタリー波 は熱の南北輸送に寄与しないということを理論は要請す る).特に,気候変動の研究のためには必要である.

もし、言われているように、対流圏の大気大循環の "異常"が事実であるなら、成層圏突然昇温の起こり方に 以前との違いが現われるかも知れない、最近(1972年以 来)、突然昇温の起こり方が以前と異なってきたというこ とが、松野\*によって指摘されている、廣田\*は1967、 1968年ころから、その兆しがあると指摘している。

## 謝辞

成層圏・対流圏のプラネタリー波について,解析・理 論の両面について,1つのレビューを試みた.最初の意気 込みとは裏腹に,筆者の力不足・不勉強を反映して,か なり粗い主観的なレビューになってしまったのは申し訳 けないと思っている.当初,構想の中に入っていて,つ いに書けなかったものの1つは,対流圏,主として 500 mb 面の高度データを用いての非定常プラネタリー波に ついての膨大な解析的研究とその理論的側面としての自 由振動論である.解析期間の相異,解析手法の相異をの り越えて,波の水平(東西・南北),鉛直構造,卓越周期 で分類して一覧表を作るべく,論文を読み始め(直し) たが,南北と鉛直の両方の構造,帯状流速を規定してい るのは,以外に少なく,途中で挫折してしまった.

このレビューを書くにあたっては、松野太郎先生との 日々の議論によって示唆された所が少なくない.しか し、その示唆を十分に咀しゃくして書けているかどうか については、自分の不勉強ともからんで、それほど自信 がない.最後に、この原稿を読んでいただき、多くの有 益なコメントをよせていただいた京都大学の廣田勇先生 と、プラネタリー波について書くことを勧めていただい た同じく京都大学の岩嶋樹也氏、予定の期限を大幅に過 ぎた原稿を辛棒強く待っていただいた天気編集委員会の 滝川雄壮氏と、それを引き継いだ木村竜治氏に心から感 謝する.

\* 個人的情報

1977年3月

# 文 献

- Arai, Y., 1973: On the movement of planetary waves in wavenumber-period space, J. Met. Soc. Japan, 51, 230-243.
- Barnett, J.J., 1975: Hemispheric coupling-evidence of a cross-equatorial planetary wave-guide in the stratosphere, Quart. J. Roy. Met. Soc., 101, 835-845.
- Bolin, B., 1950: On the influence of the earth's orography on the general character of the westerlies, Tellus, 2, 184-195.
- Boville,B.W., 1966: Planetary waves in the stratosphere and their upward propagation, Space Research, 7, 20~29.
- Charney, J.G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current, J. Met., 4, 135-162.
- ----, and P.G. Drazin, 1961: Propagations of planetary scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, J. Geophys. Res., 66, 83-110.
- —, and A. Eliassen, 1949: A numerical method for predicting the perturbations of the middle latitude westerlies, Tellus, 1, 38-54.
- , and M. E. Stern, 1962: On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere, J. Atmos. Sci., 19, 159-172.
- Deland, R.J., 1964: Travelling planetary waves, Tellus, 16, 271-273.
- —, 1973a: Analysis of Nimbus 3 SIRS radiance data: Traveling planetary-scale waves in the stratospheric temperature field, Mon. Wea. Rev., 101, 132-140.
- —, 1973b: Spectral analysis of traveling planetary scale waves: Vertical structure in middle latitudes of Northern Hemisphere, Tellus, 25, 355-373.
- -----, and K.W. Johnson, 1968: A statistical study of the vertical structure of travelling planetary scale waves, Mon. Wea. Rev., 96, 12-22.
- Department of Transportation, 1975: The natural stratosphere of 1974, CIAP Monograph l.
- Dickinson, R.E., 1968a: On the exact and approximate linear theory of vertically propagating planetary Rossby waves forced at a spherical lower boundary, Mon. Wea. Rev., 96, 405-415.
- -----, 1968b: Planetary Rossby waves propagating vertically through weak westerly wind wave guides, J. Atmos. Sci., 25, 984-1002.
- ----, 1969: Theory of planetary wave-zonal flow

interaction, J. Atmos. Sci., 26, 73-81.

- Eady, E.J., 1949: Long waves and cyclone waves, Tellus, 1, 33-52.
- Eliasen, E., 1958: A study of the long atmospheric waves on the basis of zonal harmonic analysis, Tellus, 10, 206-215.
- -----, and B. Machenhauer, 1965: A study of fluctuation of the atmospheric planetary flow patterns represented by spherical harmonics, Tellus, 17, 220-238.
- ----, and ----, 1969: On the observed large-scale atmospheric wave motions, Tellus, 21, 149-166.
- Eliassen, A., and E. Palm, 1961: On the transfer of energy in stationary mountain waves, Geofys. Publikasjoner, 12, 1-23.
- Gambo, K., 1956: The topographical effect upon the jet stream in the westerlies, J. Met. Soc. Japan, Ser. 2, 34, 24-28.
- Hayashi, Y., and D.G. Golder, 1977: Spectral analysis of mid-latitude disturbances appearing in a GFDL general circulation model, J. Atmos. Sci. (in press).
- Hirota, I., 1968: Planetary waves in the upper stratosphere in early 1966, J. Met. Soc. Japan, 46, 418-430.
- -----, 1971: Excitation of planetary Rossby waves in the winter stratosphere by periodic forcing, J. Met. Soc. Japan, 49, 439-449.
- -----, 1974: Quasi-Two-Week Periodicity in the Summer Stratosphere Associated with the SW Monsoon over Asia, Paper presented at the Second JOC study conference on MONEX held in Singapore, October, 1974.
- —, and J.J. Barnett, 1976: Planetary waves in the winter mesosphere-preliminary analysis of Nimbus 6 PMR Results, Quart. J. Roy. Met. Soc., (to be published).
- —, and Y. Sato, 1969: Periodic variation of the winter stratospheric circulation and intermittent vertical propagation of planetary waves, J. Met. Soc. Japan, 47, 390-402.
- Holton, J.R., 1975: The dynamic meteorology of the stratosphere and mesosphere, Meteorological Monographs, 15, No. 37.
- Jacobs, W.C., 1951: Bull. Scripps Inst. Ocean, La Jolla, Calif., 6, 27.
- Kao, S. K., 1970: Wavenumber-frequency spectra ot temperature in the free atmosphere, J. Atmos. Sci., 27, 1000-1007.
- Landsberg, H., 1945: Handbook of Meteorology, Eds. F. A. Berry, E. Bollay, N.R. Beers, New York (McGraw-Hill), P. 927.

Madden, R.A., 1975: Oscillations in the winter

stratosphere: Part 2, The role of horizontal eddy heat transport and the interaction of transient and stationary planetary-scale waves, Mon. Wea. Rev., 103, 717-729.

- Matsuno, T., 1970: Vertical propagation of stationary planetary waves in the winter Northern Hemisphere, J. Atmos. Sci., 27, 871-883.
- —, 1971: A dynamical model of the stratospheric sudden warming, J. Atmos. Sci., 28, 1479-1494.
- McIntyre, M.E., 1972: Baroclinic instability of an idealized model of the polar night jet, Quart. J. Roy. Met. Soc., 98, 165-174.
- Muench, H.S., 1965: On the dynamics of the winter stratospheric circulation, J. Atmos. Sci., 22, 349-360.
- Murakami, T., 1956: The topographical effect upon the stationary upper flow patterns, Papers Met. Geophys., 7, 69-89.
- —, 1965: Energy cycle of the stratospheric warming in early 1958, J. Met. Soc. Japan, 43, 262-283.
- —, 1967: Vertical transfer of energy due to stationary disturbances induced by topography and diabatic heat sources and sinks, J. Met. Soc. Japan, 45, 205-231.
- Murray, F.W., 1960: Dynamic stability in the stratosphere, J. Geophys. Res., 65, 3273-3305.
- Nakamura, H., 1976: Some problems in reproducing planetary waves by numerical models of the atmosphere, J. Met. Soc. Japan, 54, 129-146.
- Nakamura, K., 1977: On the "Eliassen and Palm relation", J. Met. Soc. Japan, (to be submitted).
- Nitta, T., 1967: Dynamical interaction between the lower stratosphere and the troposphere, Mon. Wea. Rev., 95, 319-339.
- Pratt, R.W., and J.M. Wallace, 1976: Zonal propagation characteristics of large-scale fluctuations in the mid-latitude troposphere, J. Atmos. Sci., 33, 1184-1194.
- Rayleigh, L, 1880: On the stability, or instability, of certain fluid motions, Scientific Papers, 1, 474-484, Cambridge University Press.
- Rossby, C.G. et al., 1939: Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action, J. Marine Res., 2, 38-55.
- Sadler, J.C., 1967: The Tropical upper tropospheric trough as a secondary source of cyphoons and a primary source of trade wind disturbances, Final Rept. AFCL 67-0203 University of Hawaii, 1-48.

- Saltzman, B., 1963: A generalized solution for the large-scale, time average, perturbations in the atmosphere, J. Atmos. Sci., 52, 173-183.
- —, 1965: On the theory of the winter-average perturbations in the troposphere and stratosphere, Mon. Wea. Rev., 93, 195-211.
- Sato, Y., 1974: Vertical structure of quasistationary planetary waves in several winters, J. Met. Soc. Japan, 52, 272-282.
- ----, 1977: Transient planetary waves in the winter stratosphere, J. Met. Soc. Japan, 55, (in press).
- Scherhag, R., 1952: Die explosiensartigen Stratospharener Warmungen des Spatwinters 1951-1952, Ber. Deutsch. Wetterdienst, 6, 51-63.
- Smagorinsky, J., 1953: The dynamical influences of large scale heat sources and sinks on the quasi-stationary mean motions of the atmosphere, Quart. J. Roy. Met. Soc., 79, 342-366.
- Simmons, A.J., 1971: Baroclinic instability in the stratosphere, Smith's Prize Essay, University of Cambridge.

---, 1974: Planetary-scale disturbances in the polar winter stratosphere, Quart. J. Roy. Met.

Soc., 100. 76-108.

- Uryu, M., 1974: Mean zonal flows induced by a vertically propagating Rossby wave packet, J. Met. Soc. Japan, 52, 481-490.
- van Loon, H., R.A. Madden and R.L. Jenne, 1975: Oscillations in the winter stratosphere: Part 1, Description., Mon. Wea. Rev., 103, 154-162.
- —, H., R.L. Jenne and K. Labitzke, 1973: Zonal harmonic standing waves, J. Geophys. Res., 78, 4463-4471.
- Willson, M.A.G., 1975: A wavenumber-frequency analysis of large-scale tropospheric motions in the extratropical Northern Hemisphere, J. Atmos. Sci., 32, 478-488.
- 伊藤久徳, 1974: Wave guide と共鳴波, 日本気象 学会1974年秋季大会予稿集。
- 湯田憲一, 菊池幸雄, 1973: 大規模な定常性じょう 乱に及ぼす山岳の影響の理論的研究, 気象大学校 卒業論文.
- 佐藤康雄, 廣田勇, 1970: Internal Jet の不安定性 について, 日本気象学会1970年春季大会予稿集.
- 瓜生道也, 1976: 波とそのまわりの平均運動,天気, 23, 3-22.
- 山岬正紀,丸山健人,新田勍,1976:熱帯気象,気 象研究ノート,128,60-75.
- 柳井追雄,丸山健人,1969:熱帯成層圏大気の運動, 天気,16,239-260.