

~~~~~  
長期予報研究  
~~~~~

グロースベッター

第13巻 第3号

成層圏における準停滞・移動性超長波 —— 岩 嶋 樹 也

1975年4月

L. F. グ ル ー プ

成層圏における準停滞・移動性超長波

岩 嶋 樹 也^{*}

§ 1. ま え が き

大気の超長波とは緯度円に沿って波数1～4の半球規模の波動擾乱のことである。IGY以後世界的な観測網の充実とともに解析的・理論的研究が多くの人々に取り上げられるようになった。超長波は大気上層ほど（少くとも成層圏までは確実である）より卓越し、大気大循環の主役を演ずる。しかしながら超長波（それも割合に資料の豊富と思われる対流圏に限っても）に関して、すべてを知りつくしたといえるだろうか。多くの研究にもかかわらず、まだまだ不明な点、残された問題があり、それらの解明の道を多くの人々が歩んでいる、といったところが実情である。

超長波に関する解説ないし“研究ノート”は、すでに幾つか見られ、本誌グロースベッタにも6年ほど前に廣田（1969）による“エッセイ”が掲載されている〔新田（1967 *a, b*, 1968 *a, b*）, 廣田（1968 *a, b*, 1969, 1970）など〕。また、気象学会においても1968年から1970年にかけて4回ほどシンポジウムが開かれた。ここで述べるのは、主として筆者の行ってきた冬期下部成層圏（1967/68年, $30^{\circ}N$ 以北, 10～100 mb）における一解析結果であり、およそ総合報告にはなりえぬものである。現在のように北半球の対流圏、成層圏にとどまらず、中間圏あるいは南半球までも研究領域が広がってきた今日、すべての研究をたちどころに消化整理する能を持ち合わせていない筆者には総合報告は荷が重く、遠大な時間が必要である。

§ 2. 超長波の分類

大気中の超長波は、その成因によって、

- (1) 強制波 (*forced wave*),
- (2) 自由波 (*free wave*)

に分けられ、(2)はさらに、

- (2-1) バロトロピックモード
- (2-2) バロクリニックモード

に分けられる〔新田（1967 *a*）など〕。

(1)は下層の大規模山岳や冷熱源分布などの「外力」によって生じるものと考えられるものである。

(2-1)は中立性の広義のロスビー波であり、(2-2)はHirota（1968）, Wiin-Nielsen（1971）らによって理論的に研究された傾圧波である。位相速度という点からみると、(2-

* 京都大学理学部地球物理学教室

1) がいわゆる *Rossby - Haurwitz* の公式で与えられるような移動波であるのに対し、(1)と(2-2)はほとんど停滯した「準停滯波」と言われるもので、両方ともいわゆるトラフ・リッジの軸が西に傾いた鉛直構造をしている。そのため、両者を分離することは實際上極めて困難である。

上のように、超長波はその特性に応じて幾つかの分離分類がなされ、それぞれに名前が与えられる〔廣田(1968a)〕が、準停滯・移動性超長波に似たものとして、定常波(*stationary wave*)と非定常波(*transient wave*)がしばしば使われる。従来の解析方法によって两部分に分ける場合には、解析対象とする全期間の平均を定常部分とし、それからの(時間的な)ズレを非定常部分としてきた。そして、場合によっては定常部分を(準)停滯部分、非定常部分を移動部分と考えてきた。しかしながら、実際の大気が定常状態にないことは確かで、移動波には中立波ばかりでなく不安定波もある。また、停滯性超長波の振幅は増大(時間変動)することがある。それが上記の強制波の時間変動に対応するものか、あるいは(2-2)のパロクリニックモードの不安定に伴う振幅変化を示すのかは問わないにしても、他の波の超長波との非線型的な相互作用とか力学不安定のために増幅することもあり得る(ここでの議論と同様なことが本誌第13巻第1・2号中に見られる)。これらの点を考慮して、我々は従来の定常・非定常超長波の分離とは異なった解析方法(あるいはモデルといえるかもしれない)を提案した〔*Iwashima and Yamamoto* (1971,1973), *Iwashima* (1973)〕。すなわち、一口で言うと、「非定常(変動)」部分には、停滯部分(あるいは *standing wave*)の振幅時間変動部分が混入しているから、これを何らかの方法(我々は、幾組かのバンドパスフィルター(*band-pass filter*)と1つのローパスフィルター(*low-pass filter*)を用いた)によって分離し、従来の定常波に相当する部分に加えたものを準停滯波とする考えである。ここで我々はまた、移動波にも幾つかのモードが存在することを考慮して〔*Eliassen and Machenhauer* (1969)など〕幾組かのバンドパスフィルターを用いる方法を提案したわけである。詳細は付録(あるいは *Iwashima* (1973)中の *Appendix A*)を参照していただきたい。なお、我々が今まで用いたフィルターについては、幾つか改良の余地(*Cut-off period*^{*}とか)があり、長期間の資料が多く得られる場合には数多くのバンドパスフィルターの使用が望ましいので“原理”的な点のみを理解していただければ幸いである。

* 従来の *standing wave* あるいは定常波を求める際にも1カ月以上の時間平均する必要がある(*Manabe and Terpstra* (1974))。Deland (1973)〔*Spectral analysis of traveling planetary scale waves: Vertical structure in middle latitudes of Northern Hemisphere. Tellus*, 25, 355 - 373.〕らの解析結果からも示唆される。因に、我々の用いた *low-pass filter* は約80日の移動平均に相当する。

§ 3. 準停滞・移動性超長波の解析例

新田 (1967a), 廣田 (1969) により指摘された *transient* 超長波の中の *Rossby* 波と停滞性の傾圧波が我々の解析した移動波と準停滞超長波の振幅変動に相当するかどうか。前者はともかく後者については結論を得ていない。以下にまず一例として我々の結果を示そう。使用したデータは, 1967 年 11 月 1 日 ~ 1968 年 2 月 29 日; 300, 100, 50, 30, 10 *mb*; 30°N 以北の高度, 温度である。

この解析期間中には, 有名な 1963 年 1 月の突然昇温に相当する程の顕著な昇温が見られた。図 1 に 10 *mb* 面における帯状平均気温の時間変化, 図 2 に 80°N 緯度円に沿う帯状平均気温変化を示した。高緯度に顕著な昇温 (例えば, 10 *mb*, 80°N では 1967 年 12 月 29 日の約 -65℃ から 1968 年 1 月 3 日の約 -25℃ まで +8℃/日の昇温), 低緯度側に数℃の温度低下が見られる。これらの帯状平均気温に対応する帯状平均風速 ($\bar{U}$) は図 3 と 4 に与えられる特徴的な変化が見られた。すなわち, 顕著な昇温直前に, 高緯度には 60 *m/sec* を越える西風の極大, 40°N 以南には数 *m/sec* の東風が出現した。その後, 高緯度の西風は急速に弱まって, 東風が出現した。以上の変化は高度毎に見れば時間的ズレは精々数日程度で, 下層がやや遅れるがそれほど顕著なものではない。

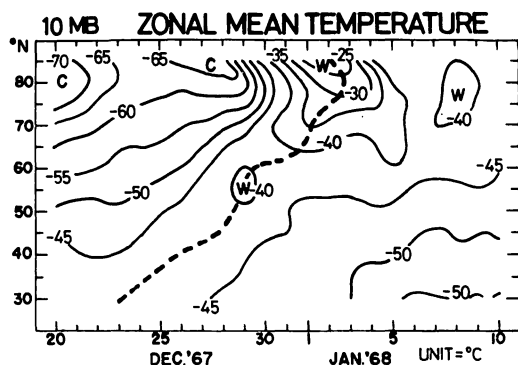


図 1. 10 *mb*; 30° - 85°N; 1967 年 12 月 20 日 ~ 1968 年 1 月 10 日の東西平均気温 $\bar{T}$ (単位は℃)。

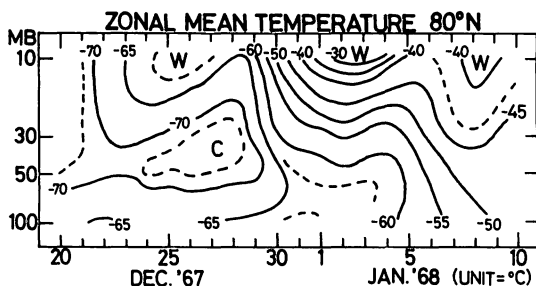


図 2. 80°N; 10 - 100 *mb* における東西平均気温 $\bar{T}$ の鉛直-時間断面図 (単位は℃)。

上記の帯状平均場に対して, 成層圏で卓越

した超長波が如何なる変動をしたか示そう。ここで示す解析期間では, 波数 1, 2 が卓越し, 波数 3 以下には顕著なものはみられなかった。図 5, 6 は波数 1 と 2 の 10 *mb* 面の 70°N に沿う結果 (振幅と位相) である。波数 1 の振幅の昇温に伴う減衰と後半の増幅に対し波数 2 の昇温に伴う増大が大きな特徴である。このような変動は他の年にも見られるようであり (Hirota and Sato (1969) など), この年のみの特殊例ではない。

Fourier 解析によって得られた上の結果を, さらに我々の提案した方法で, 準停滞・移動两部分

に分離する。この分離を行う過程については省略し（*Iwashima* : 1973 の例を参照）、波数 2 の準停滞部分の振幅変動が如何に大きいかを示すにとどめる（図 7）。突然昇温時に大きな極大が $65^{\circ}N$ 付近に（鉛直上下方向にみても）ほぼ同時に出現した。

先に示したように、波数 1, 2 の超長波が卓越したので、これらを準停滞・移動两部分に分離した結果について述べることにする。図 8 と 9 は波数 1 に関する結果で、10 mb 面と $65^{\circ}N$ に沿う時間断面図である。

i) かなり大きかった移動部分の振幅が昇温時に急速に減衰する。ちょうどその時に準停滞部分には極大がみられる。

ii) 移動部分は約 $15 \sim 20^{\circ} \text{long/day}$ の速さで西進している。準停滞部分は、前半は約 $5^{\circ} \text{long/day}$ 以下の速さであるが後半に $30^{\circ} \text{long/day}$ にも達する位相変化が見られる。これは、*low-pass filter* の不完全さから、かなり大きい振幅を持った短周期変動が混入したことによるのか、実際に停滞部分の位相にかなり唐突な変化があって生じたものなのか判別はむずかしい。今後検討すべき点である。

iii) 昇温直前に移動部分に極大が見られたが、下層ほど少し早く（100 mb では 10

mb に比べて 2 日程前）生じている。いわゆるトラフ・リッジの軸の傾きはほとんどなくほぼ鉛直である。準停滞部分は移動部分に比べて振幅が小さいが、昇温時にやはり下層から上に向かって極大出現に遅れが見られる。トラフ・リッジ軸は、かなり上層ほど西に傾き 10 - 100 mb 間で約 90° ずれている。

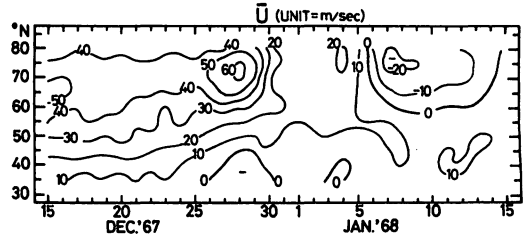


図 3. 10 mb 面における東西平均風速 $\bar{U}$ の緯度-時間断面図（単位：m/sec）

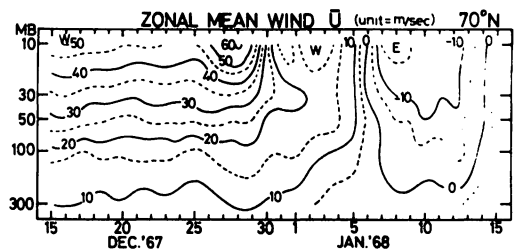


図 4. 東西平均風速 $\bar{U}$ の $70^{\circ}N$ における鉛直-時間断面図（単位：m/sec）

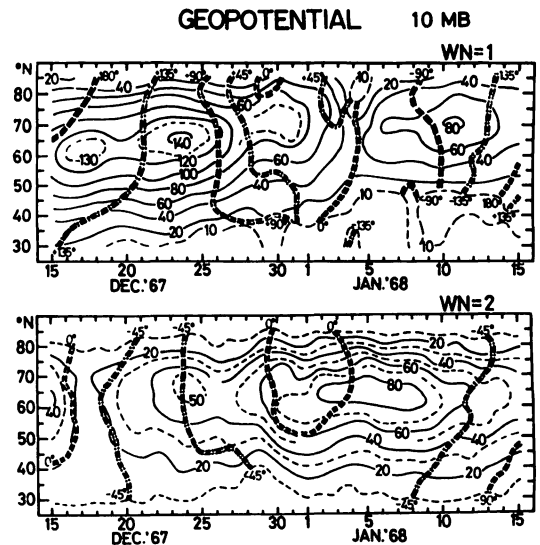


図 5. 10 mb における波数 1, 2 の超長波（振幅と位相）。単位：振幅は 10 gpm, 位相は東廻りを+, 西廻りを-で $^{\circ} \text{longitude}$ 。

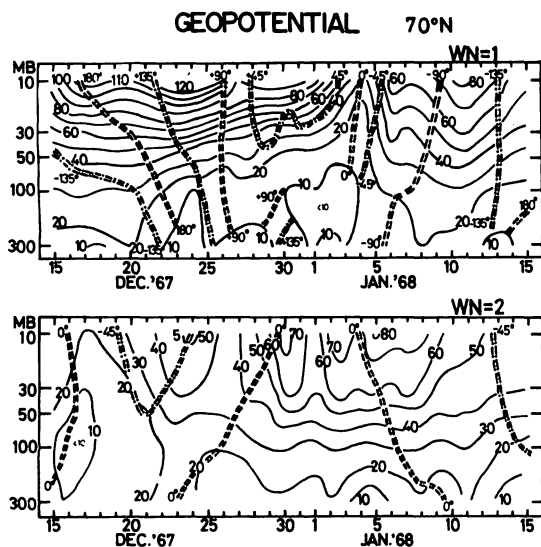


図6. 70°Nにおける波数1, 2の超長波鉛直-時間断面図(単位は図5と同じ)。

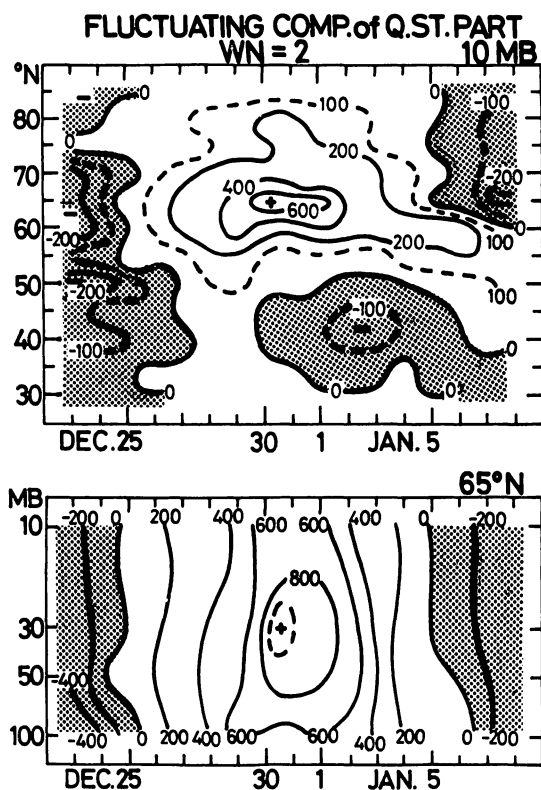


図7. 波数2の準停滯超長波振幅変動部分。単位は gpm。

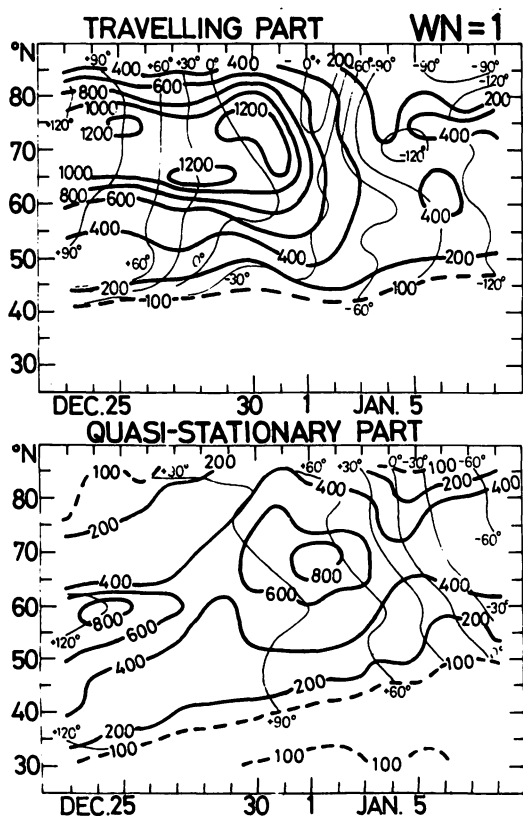


図8. 波数1の移動性・準停滯超長波の10 mbにおける緯度-時間断面図(単位は gpmと東経(+), 西経(-))。

図10と11は波数2の結果である。特徴としては次の点が上げられる。

i) 移動部分・準停滯两部分共に昇温時に極大を持ち(後者がやや大きい)、分離前の図6に見られた同じ頃の極大に寄与している。

ii) 移動部分は約 15°long/day の位相速度で西進している。

iii) 鉛直-時間断面図に見られるように、極大の出現は、いずれも上下方向にはほとんど時間的ずれがない。また、準停滯部分のトラフ・リッジは西に(10-100 mb間)で約 20° 傾き、移動部分はほとんど鉛直

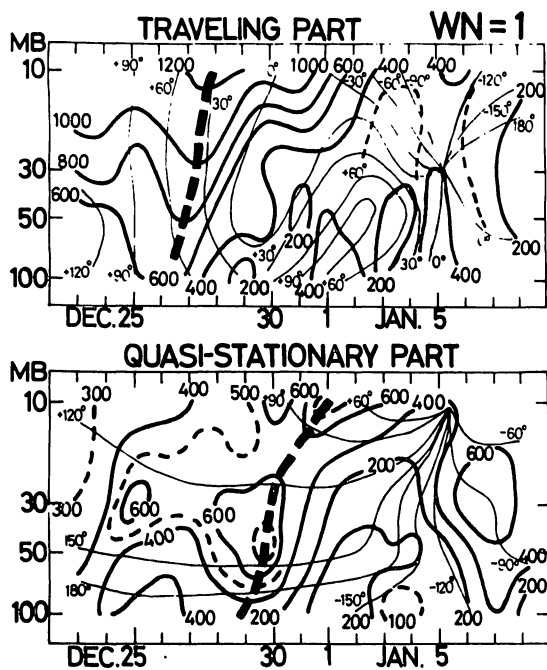


図 9. 波数 1 の移動性・準停滞超長波の 65°N における鉛直-時間断面 (単位は図 8 に同じ)

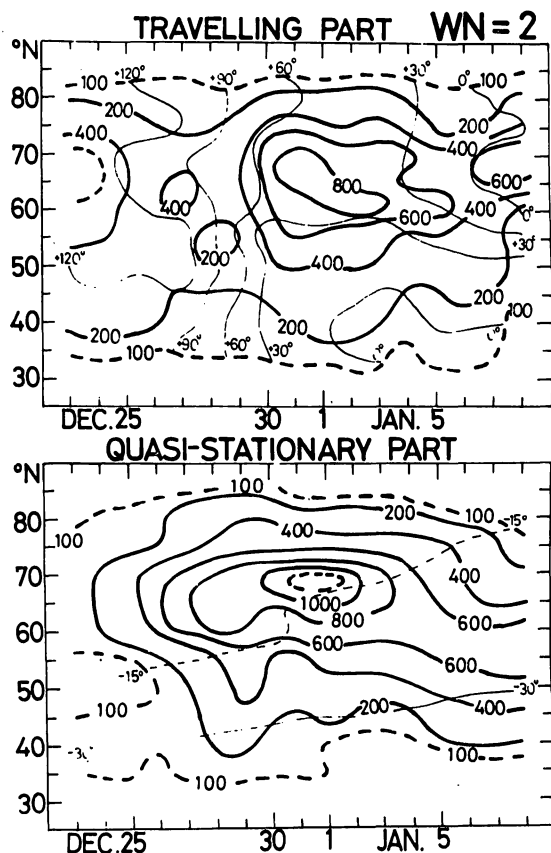


図 10. 波数 2 の移動性・準停滞超長波の 10 mb における緯度-時間断面。

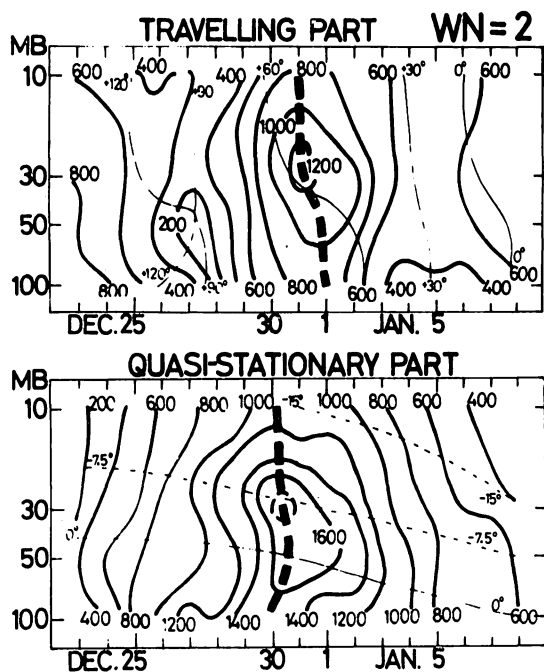


図 11. 波数 2 の移動性・準停滞超長波の 65°N における鉛直-時間断面

であること。

などである。

ここで得られた特徴(波数 1 の移動部分は昇温前に卓越し、その後急速に減衰し、波数 1 の準停滞部分と波数 2 の両部分は昇温に伴って増幅、以後徐々に減衰した、ことなど)は突然昇温時における役割あるいは寄与を想像させるが定量的に示されたものではないし、それぞれの間(例えば、波数 1 の移動部分と準停滞部分)の関係とともにエネルギー過程について解析を行ってみることが次の課題である。

§ 4. エネルギー解析結果

超長波を移動部分と準停滞部分に分離した結果、両者の振幅の時間推移をみると、突然昇温に伴って、波数2の超長波のそれぞれの部分に大きな振幅増大があり、波数1,2の移動・準停滞部分間の密接なエネルギー関係が想像された。また、波数2の超長波運動エネルギーの増大には、主に “pressure - work term” ($\omega'\phi'$) によることが *Perry* (1967) らの解析から知られているが、それは移動・準停滞両部分のいずれによるものか、以下で調べてみよう。ここでは特徴的なことのみを取り出してみる。

4-1 Zonal energy と eddy energy の時間変化

運動エネルギーと有効位置エネルギーをそれぞれ帯状平均と擾乱部分に分けた場合、図12に見られる時間変化をした。またこれに対し、エネルギー変換(輸送)量の時間変化は図13の如きであった。図1,2と対照すれば分るように、昇温期には *Zonal Available potential Energy* (AZ) から *Eddy Available Energy* (AE) へのエネルギー変換項(CA)が卓越しており、後半には *Eddy kinetic energy* (KE) から、AEへのエネルギー変換項(-CAKE)が卓越している。また、KEの前半における増大と後半における減少に対応して対流圏(ここでは100 mb以下)の “pressure - work term” (BGE) によるエネルギー流入に増加と減少が見られる。その他、*Zonal energy* KZ, AZに、気温極大値出現前後に特徴的な減少増大が見出せる。これらは他の突然昇温の解析例にも見られる。

前半、後半に分けてみると子午面循環には図14,15、エネルギーダイアグラムは図16,17に示

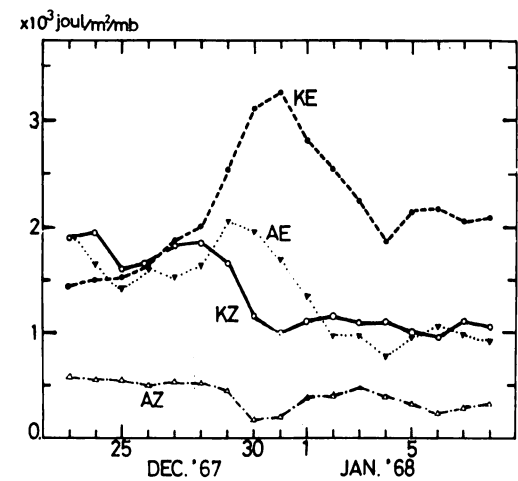


図12. Zonal Kinetic Energy (KZ), Eddy Kinetic Energy (KE), Zonal Available Potential Energy (AZ), Eddy Available Potential Energy (AE)の時間変化 (単位は $10^3 \text{Joule/m}^2/\text{sec}$)

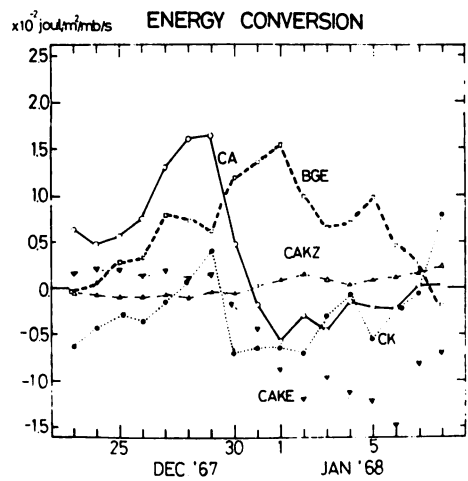


図13. エネルギー変換・輸送項の時間変化 (単位: $10^{-2} \text{J/m}^2/\text{mb/sec}$)

される変化があった。従来から知られているように2細胞循環であること、そして前半では極側が暖かく、後半では低緯度側が暖かいという温度分布を考え合わせると、前半は間接循環、後半は直接循環であった。エネルギーダイアグラムにもそのことがみられる。

次に、擾乱のエネルギーとその変換量について波数毎の寄与を調べてみる。図12, 18, 19から主なものとして次の特徴が見られた：i) 昇温時擾乱のKEの増大は、波数2〔K(2)〕の増大による。ii) 有効位置エネルギーの昇温時の極大には波数1のそれ〔A(1)〕が寄与している。波数3は、Perry (1967)らの結果とは異なり、顕著な変化はみられなかった。

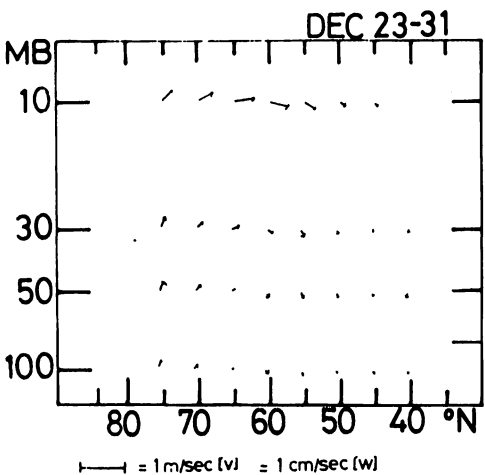


図14. 1967年12月23 - 31日における平均子午面循環

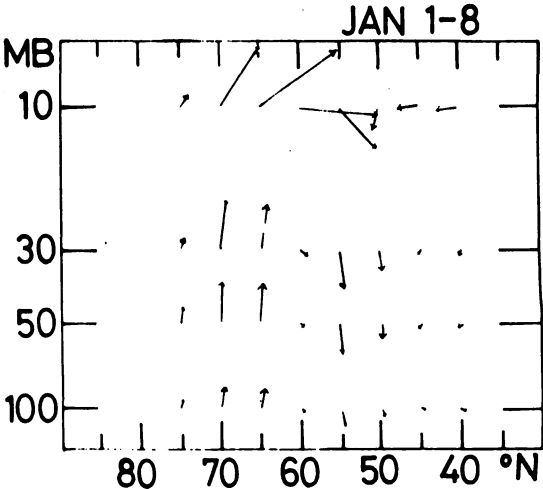


図15. 1968年1月1 - 8日における平均子午面循環

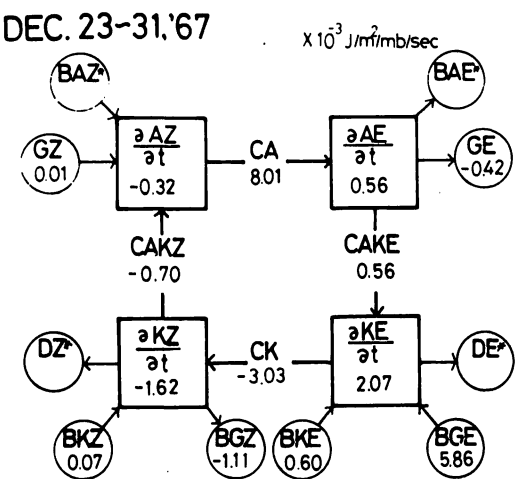


図16. エネルギーダイアグラム (12月23 - 31日)。単位： $10^{-3} \text{ J/m}^2/\text{mb/sec}$ 。矢印の向きはエネルギー変換の向きを示す。

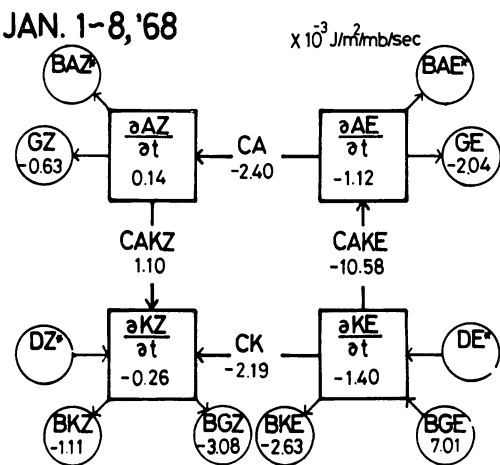


図17. エネルギーダイアグラム (1月1 - 8日)

さらに、図 20 によると、波数 2 の運動エネルギーの時間変化には、“pressure - work term” (BG) と、他の波数との非線型相互作用項 (LK) が大きく関与しているようであり、前者の時間変化は、先に述べた BGE の増加減少に大きく寄与している。

各波数を準停滞部分と移動部分に分離した場合のエネルギー過程を次に示す。

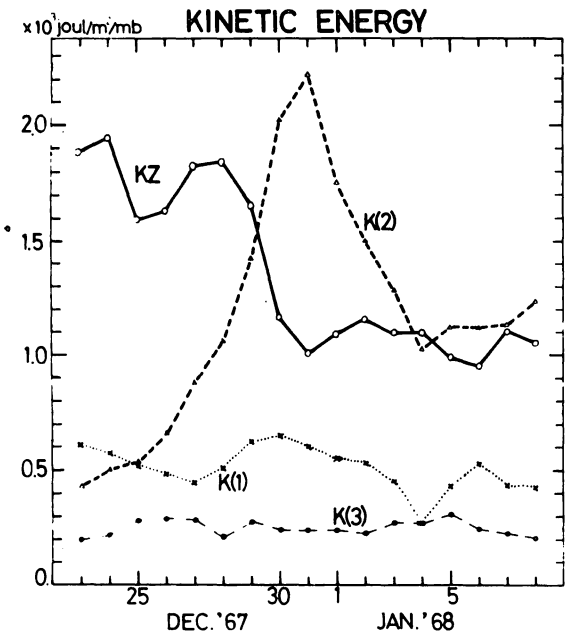


図 18. 波数 1, 2, 3 の超長波運動エネルギー [K(1), K(2), K(3)] と帯状平均運動エネルギー [KZ] の時間変化 (単位: $10^3 \text{ J/m}^2/\text{mb}$)

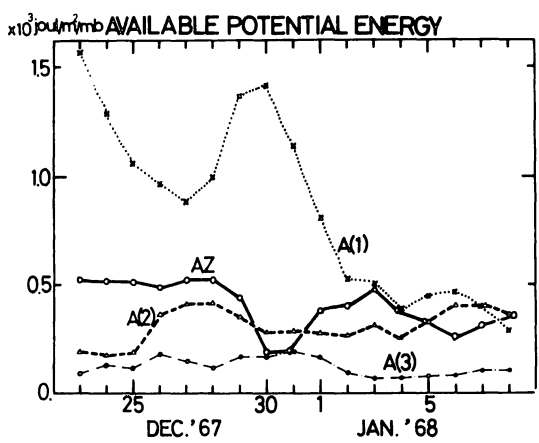


図 19. 波数 1, 2, 3 と帯状平均の有効位置エネルギー [A(1), A(2), A(3), AZ]

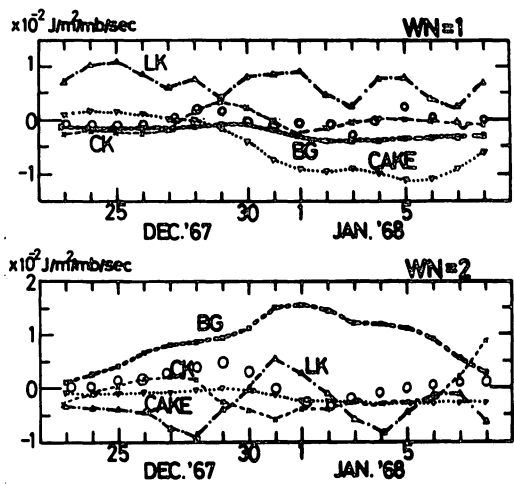


図 20. 波数 1, 2 のエネルギー過程 (単位は $10^{-2} \text{ J/m}^2/\text{mb}/\text{sec}$)。○印はエネルギー時間変化の割合。

4-2. 準停滞・移動性超長波のエネルギー過程

図 21, 22 は、それぞれ運動エネルギーと有効位置エネルギーの時間変化を示す。次のことが特徴として述べられよう。

i) 波数 2 の運動エネルギー [$K(2)$] の増大減少は、主に準停滞部分の寄与によるが移動部分の昇温前後の増減の傾向もほぼ同様である。

ii) 波数 1 では両部分に大きな差異が見られない。

iii) 有効位置エネルギーでは、波数 1 の昇温時の極大が特徴であったが、これには、準停滞部分と移動部分はほぼ同じ割合で寄与しているが、極大前後の数日間を除けば、前者が後者より大きい（約 2 倍以上）。

波数 2 の準停滞・移動部分の運動エネルギー [$KS(2)$ と $KT(2)$]、波数 1 の両部分の有効位置エネルギー [$AS(1)$ と $AT(1)$] の鉛直・時間断面が図 23 と 24 である。波数 2 の準停滞部分の運動エネルギーでは下層においても大きなエネルギーがみられる。これは波数 2 準停滞超長波が下層である対流圏に起源を持つ強制された波であり、それが上層に及んでいることを示したものと見て良いであろう。 $KS(2)$ 以外では上層部分が大きくエネルギー増減に寄与している。

波数 2 の運動エネルギー、波数 1 の有効位置エネルギーに関するエネルギー変換項は、図 25, 26 にみられる時間変化をした。主な特徴は、

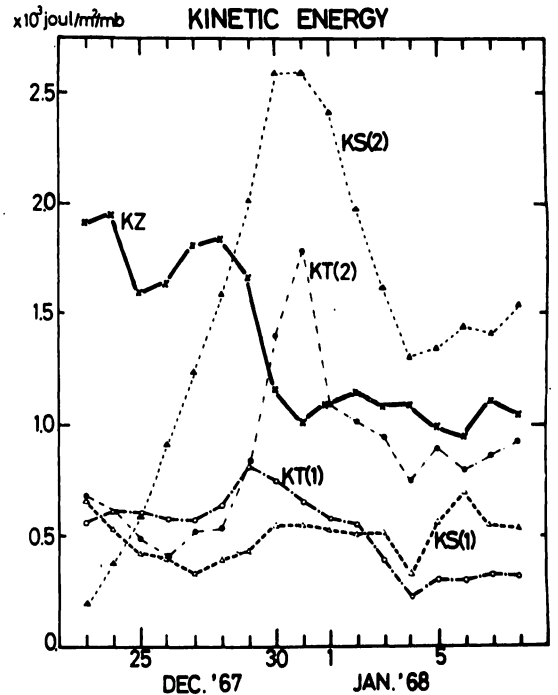


図 21. 波数 1, 2 準停滞・移動性超長波の運動エネルギーの時間変化（単位： $10^3 \text{ J/m}^2 / \text{mb}$ ）。

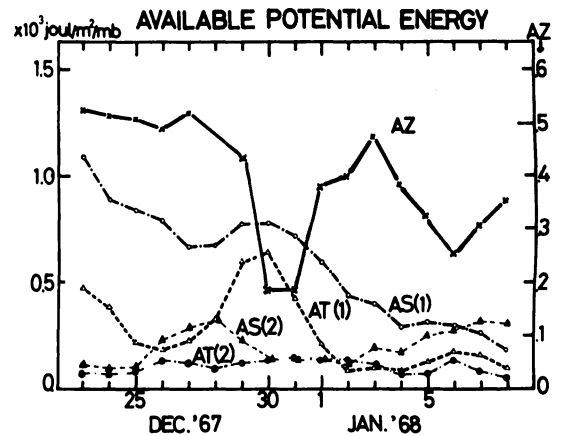


図 22. 波数 1, 2 準停滞・移動性超長波の有効位置エネルギーの時間変化（単位： $10^3 \text{ J/m}^2 / \text{mb}$ ）。

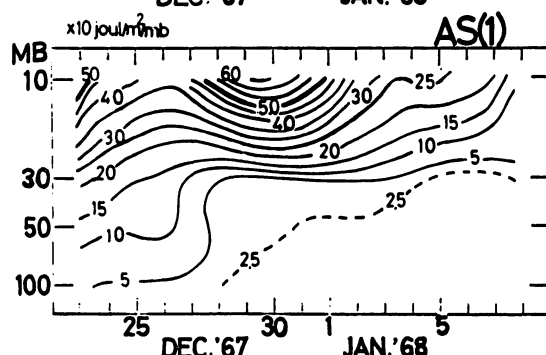
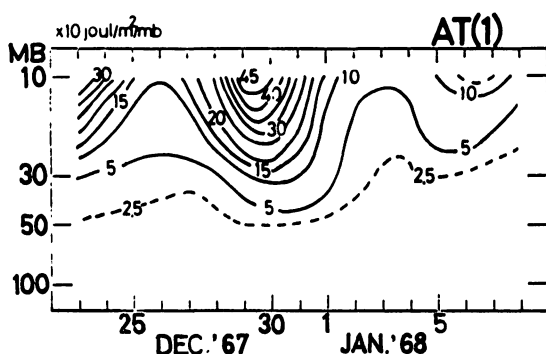
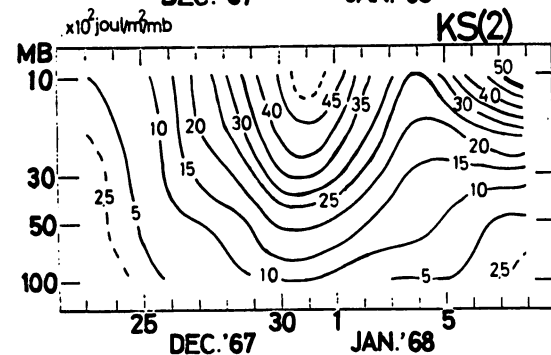
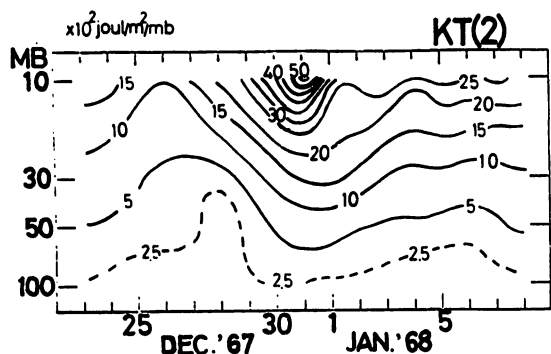


図 23. 波数 2 準停滞・移動性超長波の運動エネルギーの鉛直-時間断面(単位: $10^2 \text{ J/m}^2/\text{mb}$)

図 24. 波数 1 準停滞・移動性超長波の有効位置エネルギーの鉛直-時間断面 (単位: $10^2 \text{ J/m}^2/\text{mb}$)

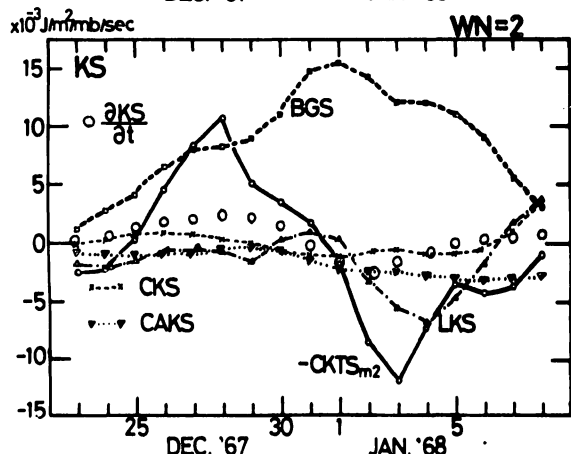
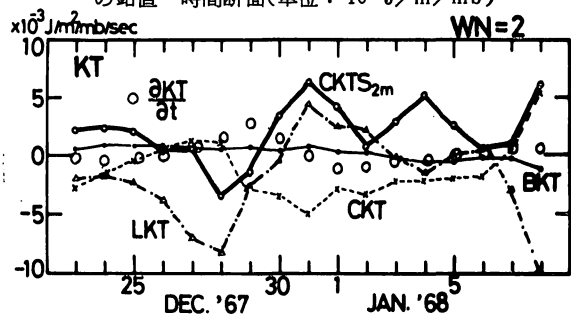


図 25. 波数 2 準停滞・移動性超長波の運動エネルギーに関するエネルギー過程 (単位 $10^{-3} \text{ J/m}^2/\text{mb}/\text{sec}$)。

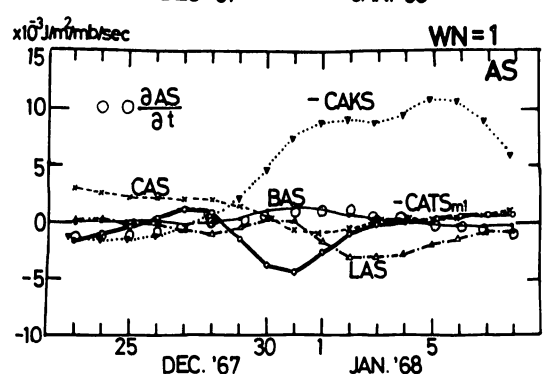
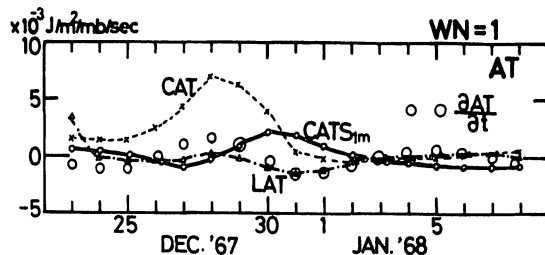


図 26. 波数 1 準停滞・移動性超長波の有効位置エネルギーに関するエネルギー過程 (単位 $10^{-3} \text{ J/m}^2/\text{mb}/\text{sec}$)。

i) 非線型項 (LKT, LKS), 準停滯部分と移動部分のエネルギー変換の項 ($CKTS$)の卓越。

ii) 波数 2 の準停滯部分, 移動部分のエネルギー変換項 ($CKTS$) には前半と後半にそれぞれ極大極小があり, 前半での KS の増加, 後半での減少 (後半では非線型項 LKS も加わる) に寄与している。

iii) 昇温時における準停滯部分の運動エネルギー増大は ($KE, K(2)$ で見られたと同様) “pressure-work term” によることが BGS の時間的推移に示されている。

iv) 波数 1 の有効位置エネルギーの時間変化では, AT には AZ からの変換を示す項 CAT の前半における極大, AS には後の準停滯部分の運動エネルギーからの変換項 $CAKS$ の卓越していることが特徴として取り上げられよう。

以上, 前半後半のエネルギー過程を平均すると図 27, 28 の通りであったが, 前半は, 対流圏からの $BGS(2)$, 移動部分からのエネルギーにより $KS(2)$ が増大すること, そして波数 1 の有効位置エネルギー $AT(1)$ の増大が大きく, AZ からの変換 [$CAT(1)$] になるものであることなどが示され, 後半では, 波数 1 の準停滯超長波の運動エネルギーから有効位置エネルギーへの変換が大きいことなどが示されている。

1963 年の昇温に匹敵するほどのかなり顕著な突然昇温の解析結果について述べてきた

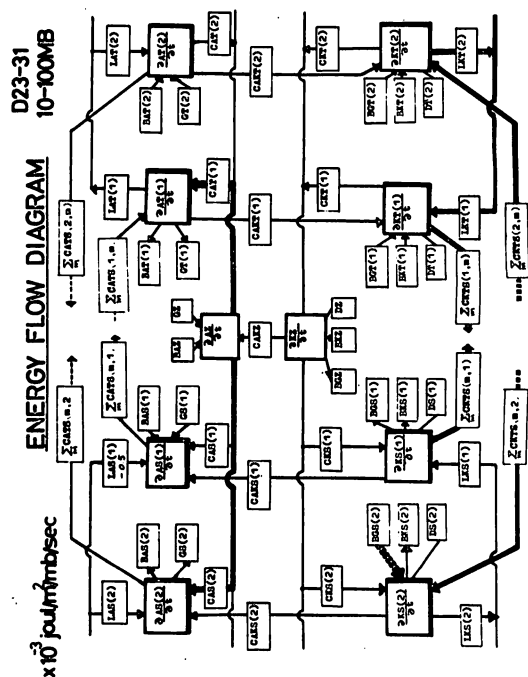


図 27. 1967 年 12 月 23-31 日 における Energy Flow Diagram (最も太い線は $50 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2/\text{mb}/\text{sec}$ 以上の大きさ, 2 番目の太線は $2.0 \sim 5.0 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2/\text{mb}/\text{sec}$, 細線は $2.0 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2/\text{mb}/\text{sec}$ 以下であることを示している)。

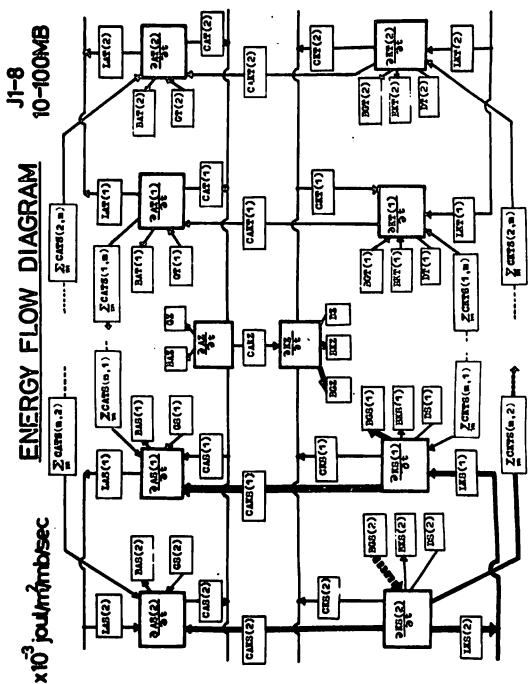


図 28. 1968 年 1 月 1-8 日 における Energy Flow Diagram.

が、従来にない解析方法であることから、典型的なものとしてあるいは最終的な結論として言えることは多くない。ただし、従来の解析や理論モデルなどによる研究結果を考慮すれば、突然昇温時には波数 2 の準停滞超長波が卓越するが、それには主にいわゆる気圧力 (*pressure-work*) 項を通じての対流圏からのエネルギー輸送が大きく寄与していることは間違いないことである。従って、今後は成層圏における類似の解析とともに対流圏における解析も望まれる。

§ 5. あとがき

第4回超長波に関するシンポジウムに際し廣田（1970）の“まとめ”には、超長波問題へのアプローチとして2つの筋道のあることが指摘されたが（すなわち、「超長波自体の力学的理解を深める方向」と「超長波の作用を通して大循環的な場の変動を見る立場」）それぞれの道でどのようににどれほど問題点が解決あるいは解消されたであろうか。それぞれには、いわゆる解析的研究と理論的（数値実験による）研究があるがいずれも多大の時間と労力（経費）を必要とし、ゴールはまだ見えてはいない。

超長波を停滯波と移動波に分離する試み（あるいは超長波をそのようなものとしてとらえる考え方）は *Kubota and Iida*（1954）以来なされてはきたし、両波動部分が存在するという認識には異論がなかった。しかしながら、本文で繰り返し述べてきたように、その非線型（あるいは非定常）的な振舞を考えると不十分である。すなわち、従来の解析では主に *transient wave* にのみ重点がおかれたものであり、停滯波については、まさに“平均場”であり、その変動は議論の対象とはなり得なかった。著者らの解析方法は、この点を解決すべく考えられたものである。統計的な意味での定常な場合の解析では *Hayashi*（1971）、*Deland*（1972）の方法によるものと一致するはずである〔*Iwashima and Yamamoto*（1973）には類似の方法が示されており、ここで使った方法との関係も述べてある〕。

超長波が大気大循環で大きな役割を果していることは疑いのないところであるが、超長波の成因維持といった問題にしばって解析を行なった例はあまりみられない。菊池（1970）は従来の方法によって分離を行い（ここで論じた準停滯波ではないが）、*standing wave* の重要性を示した。最近では、*Manabe and Terpstra*（1974）の数値実験によって（図29）、*standing wave* には大規模山岳が重要であることがはっきり示されている。*Murakami*（1963）、*Holopainen*（1966）の解析結果（やはり従来の解析方法ではあるが）には *standing wave* と *transient wave* 間の関係が重要であることを示す結果がみられる。このように理論的（数値実験）、解析的研究で停滯・移動波の重要性、停滯波の成因が大規模山岳と関係のあることが想像はされるが菊池（1970）以外はいずれも全波数の波の合成である擾乱を分けたものであり、どの波数

＊）ここで述べたと同様な方法で解析したものとして以下のものを掲げる。

山元龍三郎，岩嶋樹也，星合誠，1972：

大気大循環の変動と異常気象（II），
京都大学防災研究所年報，第15号B，
pp. 265 - 274

———，———，1973：

大気大循環の変動と異常気象（III），
京都大学防災研究所年報，第16号B，
pp. 343 - 360

EDDY PRESSURE INTERACTION

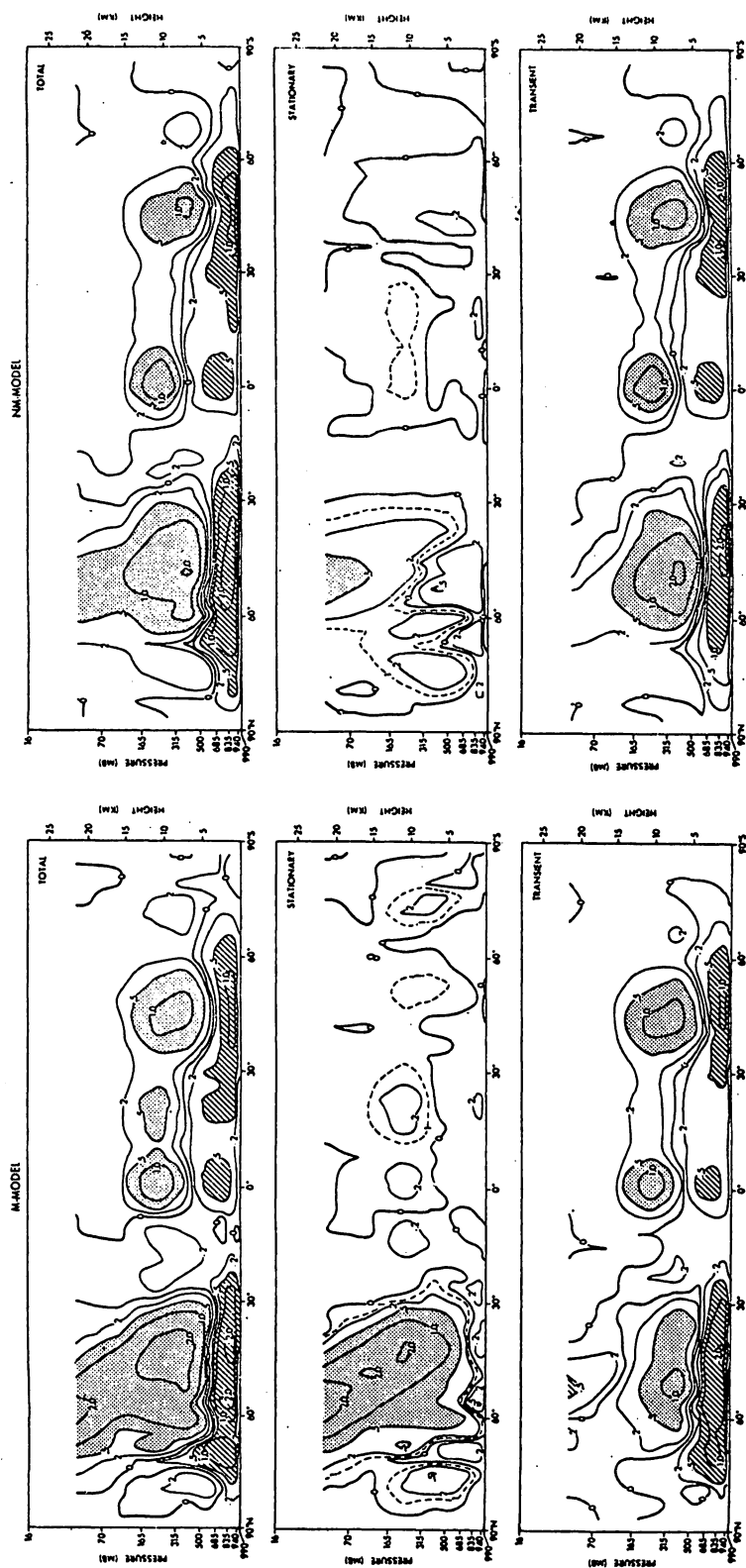


図 29. $\overline{p' \omega'}$ 鉛直-緯度分布。左図は大規模山岳を考慮したもの、右図は山のないモデルに対する結果。〔Manabe & Terpstra (1974) の大気大循環数値実験の結果〕

が重要かあるいは波数間の関係などは不明である。ここでとり上げたのは成層圏超長波（しかも一例）であったが、対流圏についての同様な解析が望まれる。^{*}対流圏には突然昇温と密接な関係のみられるといわれているブロッキングなど大きな未解決の問題もあり興味あるところだ。とはいってもものの解析的研究には多量のデータ準備と処理がつきもの故時間と経費は覚悟しなければならない。一方ではこれらの解析結果と比較すべく、準停滞・移動両超長波の単純化したモデル計算も計画されて良からう。従来の、すべての波数を含んだ大気大循環モデルではなく、明らかに最初から超長波のみを意識したモデル（最終的には準停滞・移動性超長波）の作成を意図して、大気大循環スペクトルモデルに取組み始めたところである。

編集部のご依頼ご要望に答えられずご迷惑をおかけしたことをおわびしておきたい。序にも記した通り、本稿は下部成層圏の超長波の研究についての解説ないしはレビューではなく、著者らの解析方法による解析例の紹介にしか過ぎない。気象衛星によって上は中間圏から南は南半球まで研究範囲が拡大されてきた現在ではもの足りなく感ずる読者も多いことであろう。残念ながら筆者の力にはあまることである。

REFERENCES

Deland, R. J., 1972 : *On the spectral analysis of travelling waves.*

J. meteor. Soc. Japan, 50, 104-109.

Eliassen, E. and B. Machenhauer, 1969 : *On the observed largescale atmospheric wave motions.* *Tellus*, 21, 149-165

Hayashi, Y., 1971 : *A generalized method of resolving disturbances into progressive and retrogressive waves by space Fourier and time crossspectral analysis.*

J. meteor. Soc. Japan, 49, 125-128.

Hirota, I., 1968 : *On the dynamics of long and ultra-long waves in a baroclinic zonal current.*

J. meteor. Soc. Japan, 46, 234-249.

——— and Y. Sato, 1969 : *Periodic variation of the winter stratospheric circulation and intermittent vertical propagation of planetary waves.*

J. meteor. Soc. Japan, 47, 390-402.

廣田 勇, 1968a : 成層圏循環から見た超長波の諸特性。

天気, 15, 62-67

———, 1968b : 超長波の力学に関する問題点。

気象研究ノート, 95, 62-79。

———, 1969 : 超長波をめぐる諸問題。

グロースベッタ Vol. 18, No 1. 1-16。

Holopainen, E. O., 1970 : *An observational study of the energy balance of the stationary disturbances in the atmosphere.*

Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 96, 626-644.

Iwashima, T., 1973 : *Observational studies of the ultra-long waves in the atmosphere (I).*

J. meteor. Soc. Japan, 51, 209-229.

- , 1974 : *Observational studies of the ultra-long waves in the atmosphere* (II)
J. meteor. Soc. Japan, 52, 120-142.
- and R. Yamamoto, 1971 : *A method for separation of the ultra-long waves in the atmosphere into the quasi-stationary and transient parts by the time-filters.*
J. meteor. Soc. Japan, 49, 158-162.
- and ———, 1973 : *Remarks on the analysis of the quasistationary and travelling ultra-long waves in the atmosphere.*
J. meteor. Soc. Japan, 51, 151-154.
- 菊地 幸雄, 1970 : 大循環数値実験の中の超長波の振舞い。
 天気, 17, 111-117.
- Kubota, S. and M. Iida, 1954 : *Statistical characteristics of the atmospheric disturbances.*
Pap. Meteor. Geophys., 5, 22-34.
- Manabe, S. and T. B. Terpstra, 1974 : *The effects of mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments.* *J. Atmos. Sci.*, 31, 3-42.
- Murakami, T., 1963 : *On the maintenance of kinetic energy of the large-scale stationary disturbances in the atmosphere.*
Scientific Report No. 2, Planetary Circulation Project, M. I. T.
- 新田 尚, 1967a : 超長波の運動についての試論。 オメガ Vol. 16, No. 2, 1-28.
- , 1967b : 成層圏と対流圏の力学的関連について
 グロースベッタ Vol. 6, No. 1.
- , 1968a : 対流圏と下部成層圏の相互作用における長波・超長波の役割。
 天気, 15, 68-74.
- , 1968b : 対流圏と下部成層圏の相互作用における長波・超長波の役割。
 気象研究ノート, 95, 80-108.

Perry, J. S., 1967 : *Long-wave energy processes in the 1963*

sudden stratospheric warming.

J. Atmos. Sci., 24, 539-550.

Wiin-Nielsen, A., 1971 : *On the motion of various vertical modes of*

transient, very long waves.

Part I. Beta plane approximation.

Tellus, 23, 87-98.

＜ 付 録 ＞

超長波を準停滯・移動两部分に分ける方法を述べる。*Iwaskima* (1973) の付録Aとほぼ同じ筋道である。

高度場 $Z(\lambda, \varphi, p, t)$ [高度場でなく温度場でも同様] の任意の緯度円に沿う 1 次元 *Fourier* 解析によって次のような係数 $C(\varphi, p, t)$, $S(\varphi, p, t)$ が得られる。

$$Z(\lambda, \varphi, p, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [C_n(\varphi, p, t) \cos(n\lambda) + S_n(\varphi, p, t) \sin(n\lambda)] \quad (1)$$

ここで, λ : 経度, φ : 緯度, p : 気圧, t : 時間, n : 角波数。

(1) はまた, 準停滯部分と移動部分から成り,

$$Z(\lambda, \varphi, p, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [T_n(\varphi, p, t) \cos\{n(\lambda - \lambda_{1,n}) - V_n t\} + Q_n(\varphi, p, t) \cos\{n(\lambda - \lambda_{0,n})\}] \quad (2)$$

ここで, $T_n(\varphi, p, t)$, $Q_n(\varphi, p, t)$ はそれぞれ移動・準停滯部分の振幅である。 V_n は位相速度, $\lambda_{1,n}$ は初期位相, $\lambda_{0,n}$ は準停滯部分のリッジの位相である。 $T_n(\varphi, p, t)$ が t (時間) の関数としてあるが, これは移動部分の位相速度から求められる周期 $2\pi/nV_n$ に比べてかなり長い周期の変動を考えている。定常な時系列データの場合には一定である。

(1), (2) 式から (従属変数 φ, p は省略する)

$$C_n(t) = T_n(t) \cos\{n(\lambda_{1,n} + V_n t)\} + Q_n(t) \cos n\lambda_{0,n} \quad (3)$$

$$S_n(t) = T_n(t) \sin\{n(\lambda_{1,n} + V_n t)\} + Q_n(t) \sin n\lambda_{0,n} \quad (4)$$

Fourier 解析によって, かなり長期にわたる時系列データ $C_n(t)$ と $S_n(t)$ が得られているとし, これらから以下のようにして $T_n(t)$, $Q_n(t)$ などを求める。

まず, $C_n(t)$, $S_n(t)$ それぞれの時系列にある周期 T_c [移動部分の位相速度から考えて十分な切断 (*cut-off*) 周期] 以上のものを通過させる *low-pass digital filter* を適用し, それぞれを $\overline{C_n(t)}$, $\overline{S_n(t)}$ とする:

$$\overline{C_n(t)} = \overline{Q_n(t)} \cos n\lambda_{0,n} \quad (5)$$

$$\overline{S_n(t)} = \overline{Q_n(t)} \sin n\lambda_{0,n} \quad (6)$$

これにより準停滯部分の低周波数成分 $\overline{Q_n(t)}$ と位相 $n\lambda_{0,n}$ がえられる。即ち,

$$\overline{Q_n(t)} = \{\overline{C_n(t)}^2 + \overline{S_n(t)}^2\}^{1/2} \quad (7)$$

$$n\lambda_{0,n} = \tan^{-1}\{\overline{S_n(t)}/\overline{C_n(t)}\} \quad (8)$$

次に, 時系列 $C_n(t)$ と $S_n(t)$ に周期が 0 から T_c の範囲をカバーする幾つかの *band-pass filter* $BF(j)$ を適用する。各 *band-pass filter* を適用したものをそれぞれ $C_{n,j}(t)$, $S_{n,j}(t)$ とすれば (3), (4) に相当するものとして,

$$C_{n,j}(t) = T_{n,j}(t) \cos \{ n(\lambda_{1,n,j} + V_{n,j}t) \} + Q_{n,j}(t) \cos n\lambda_{0,n} \quad (9)$$

$$S_{n,j}(t) = T_{n,j}(t) \sin \{ n(\lambda_{1,n,j} + V_{n,j}t) \} + Q_{n,j}(t) \sin n\lambda_{0,n} \quad (10)$$

がえられる。ここで、(9)，(10) 式右辺第1項は、位相速度 $V_{n,j}$ が各 *band-pass filter* $BF(j)$ の周期範囲内にあるために通過する項であり、第2項は、準停滞部分の振幅変動周期がその範囲にあるならば通過する項である。

(9)，(10) 式から $Q_{n,j}(t)$ を消去して次の量を求める：

$$\begin{aligned} A_{n,j}(t) &= C_{n,j}(t) \sin n\lambda_{0,n} - S_{n,j}(t) \cos n\lambda_{0,n} \\ &= T_{n,j}(t) \sin \{ n(\lambda_{0,n} - \lambda_{1,n,j} - V_{n,j}t) \} \end{aligned} \quad (11)$$

上式で求められた新しい時系列データ $A_{n,j}(t)$ を、*band-pass filter* $BF(j)$ の（中央に当たる）周期の $1/4$ だけ $[\Delta t \div \pi/2n \mid V_{n,j} \mid]$ 時間的に前後にずらせると次を得る：

$$A_{n,j}(t \pm \Delta t) = \mp \frac{V_{n,j}}{|V_{n,j}|} T_{n,j}(t \pm \Delta t) \cos \{ n(\lambda_{0,n} - \lambda_{1,n,j} - V_{n,j}t) \} \quad (12)$$

既述の通り、 $T_{n,j}(t)$ の変動は $V_{n,j}$ に比べて極めてゆっくり変動するもののみ有しているとしているから

$$T_{n,j}(t) \div \{ T_{n,j}(t + \Delta t) + T_{n,j}(t - \Delta t) \} / 2 \quad (13)$$

と近似し、(11)，(12) 式より

$$T_{n,j}(t) = [A_{n,j}(t)^2 + \{ \frac{A_{n,j}(t - \Delta t) - A_{n,j}(t + \Delta t)}{2} \}^2]^{1/2} \quad (14)$$

移動部分の位相角 $\theta = n(\lambda_{1,n,j} + V_{n,j}t)$

を求めるには以下のようにする。

(11)，(12) 式で $V_{n,j}$ の符号を考え合わせると

$V_{n,j} > 0$ のとき

$$\theta_+ = n\lambda_0 - \tan^{-1} \left\{ \frac{A_{n,j}(t)}{\mp A_{n,j}(t \pm \Delta t)} \right\} \quad (15)$$

$V_{n,j} < 0$ のとき

$$\begin{aligned} \theta_- &= n\lambda_0 - \tan^{-1} \left\{ \frac{A_{n,j}(t)}{\pm A_{n,j}(t \pm \Delta t)} \right\} \\ &= \theta_+ + \pi \end{aligned} \quad (16)$$

どちらを取ってもよいが、まず $\theta = \theta_+$ と仮定して、(14) とともに (9)，(10) に代入すれば $Q_{n,j}(t)$ に相当するものとして

$$\begin{aligned} Q'_{n,j}(t) &= [\{ C_{n,j}(t) - T_{n,j}(t) \cos \theta_+ \}^2 \\ &\quad + \{ S_{n,j}(t) - T_{n,j}(t) \sin \theta_+ \}^2]^{1/2} \end{aligned} \quad (17)$$

を得る。一方

$$\theta = \tan^{-1} \left\{ \frac{S_{n,j}(t) - Q_{n,j}(t) \sin n\lambda_{0,n}}{C_{n,j}(t) - Q_{n,j}(t) \cos n\lambda_{0,n}} \right\}$$

から

$$\frac{d\theta}{dt} = \frac{T_{n,j}(t)nV_{n,j}\{T_{n,j}(t)+Q_{n,j}(t)\cos\{n(\lambda_{0,n}-\lambda_{1,n,j}-Sgn(V_{n,j})t)\}\}}{T_{n,j}(t)^2+Q_{n,j}(t)^2+2T_{n,j}(t)Q_{n,j}(t)\cos\{n(\lambda_{0,n}-\lambda_{1,n,j}-V_{n,j})\}} \quad (18)$$

が得られるが,

$$Sgn(V_{n,j}) = Sgn\left(\frac{d\theta}{dt}\right) \quad (19)$$

が成立すべきだから上で仮定して得た $V_{n,j}$, θ_+ と $Q_{n,j}(t)$ を (18) 式右辺に代入して (19) 式が満足されるか否かをテストする。もしも満足されていれば,

$$V_{n,j} > 0 , \quad \theta = \theta_+$$

が正しい仮定であったことになり

$$Q_{n,j}(t) = Q_{n,j}(t)'$$

となる。また, (19) が不成立なら上とは逆に

$$V_{n,j} < 0 , \quad \theta = \theta_-$$

であり

$$\begin{aligned} Q_{n,j}(t) &= [\{C_{n,j}(t)-T_{n,j}(t)\cos\theta_-\}^2 \\ &\quad + \{S_{n,j}(t)-T_{n,j}(t)\sin\theta_-\}^2]^{1/2} \\ or &= [\{C_{n,j}(t)-T_{n,j}(t)\cos\theta_+\}^2 \\ &\quad + \{S_{n,j}(t)-T_{n,j}(t)\sin\theta_+\}^2]^{1/2} \end{aligned}$$

このようにして, ある周期帯を通過した時系列 $C_{n,j}(t)$ と $S_{n,j}(t)$ に含まれる, 移動部分と準停滞部分の振幅変動による部分を分離できる。