

# 1997-98 エルニーニョの終息を加速した Madden-Julian 振動

国立環境研究所

高荻 縁

## 1. はじめに

1990年初頭から太平洋上に格子状に構築された TOGA-TAO の係留ブイ観測は、今半世紀最大の振幅を記録した 1997-98 年エルニーニョの開始から終了までのライフサイクルを捉えるのに成功をおさめた (McPhaden, 1999)。McPhaden(1999)は、このエルニーニョの開始について、Madden-Julian 振動に伴う西風バーストが重要な役割を果たしたことを指摘した。また、東太平洋の海面水温が 1998 年 5 月のひと月に約  $9^{\circ}\text{C}$  も急降下してエルニーニョが急速に終了したことを TOGA TAO データから示した。この海面水温の急降下は偏東風の強化に伴うものであることが指摘されたが、何が東風強化をもたらしたかについて明らかにされていなかった。

Madden-Julian 振動 (MJO: Madden and Julian, 1971, 1972) は、赤道域を東進する全球規模 (東西 20,000-40,000km) の大気擾乱であり、30-90 日程度の周期性をもつ。通常、MJO はインド洋・西部太平洋の暖水塊域で積雲対流活動と結合してゆっくり進み (Wang and Rui, 1990)、東太平洋域で湿潤プロセスと分離するとドライな力学波動擾乱として東進速度を速めると考えられている。また、MJO が西風バーストを通じて El Niño の開始に重要な役割を占めていることは以前から様々な著者によって指摘されてきた (Lau and Chan, 1986; Nitta and Motoki 1987; Kindle and Phoebus 1995)。しかしながら、大気大循環モデルの中では MJO が十分に再現されないこと等からわかるように、我々の MJO に対する理解は未だ不完全であると言える。

この研究では、衛星観測による全球の降雨データ、海面水温データ、および全球大気客観解析データを用いて 1998 年 5 月に MJO に伴う大規模降水域が赤道上をほぼひと月で一周したことを示す。そして、この MJO 擾乱が東太平洋において東風貿易風の強化をもたらし、急速な赤道湧昇の発達とエルニーニョ終息の引きがねとなったことを示す。

さらに、異なる条件下での MJO 事例と比較し、MJO の力学構造の特徴と一般風との関係、および、アジアモンスーンオンセットとの関連について議論する。

## 2. データ

解析には次のデータを使用した：

- (1) Wentz の解析による緯経度  $0.25$  度格子 SSM/I 降水量データ (Wentz and Spencer, 1998)。
- (2) TRMM マイクロ波放射計 (TMI) データから推定した海面水温データ (Shibata et al. 1999)。
- (3) ECMWF 客観解析による 00z, 12z の風データ。2.5 度格子。
- (4) TRMM PR (降雨レーダー) による降雨量データ (Iguchi et al., 1998)。

### 3. 1997-98年エルニーニョの終息

1997-98年エルニーニョの急速な終息は、5月の旬平均SSTの移り変わりに見られる(図1)。5月上旬には、太平洋赤道近傍の海表面はまだエルニーニョ状態にあり、日付変更線付近にやや温度の低い領域が見られるものの、全体に暖水で覆われている。中旬になると、東太平洋赤道域の110°W近傍に湧昇の開始が見られる。そして、下旬までには湧昇による冷舌が一気に発達したことがわかる。

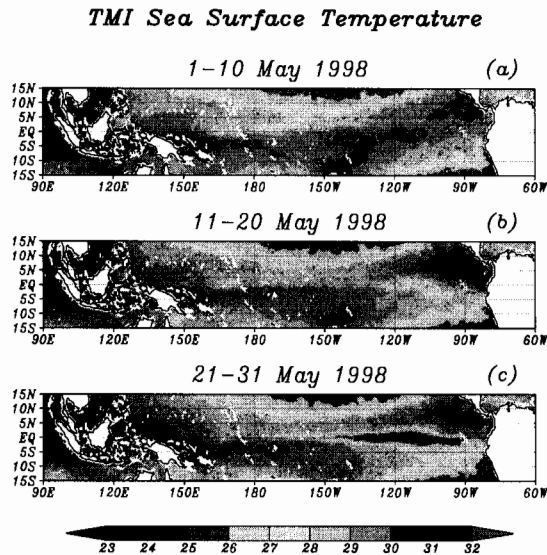


図1 1998年5月のTMI観測による旬平均海面水温分布。水温は摂氏。(Takayabu et al. 1999, Nature)

実はこの海面温度の劇的なエルニーニョ終息に先だつ1998年の初頭から、既に温度躍層は東太平洋に向かって浅くなってきていた(McPhaden 1999)。つまり海面下ではエルニーニョが終る準備が徐々に進んでおり、冷たい海水が表面の近くに用意されていたところに、赤道湧昇が起され、エルニーニョが一気に終息したと考えられる。

図2は、北緯3度～南緯3度で平均した5月のSSTの経度-時間分布図である。SSTの冷舌が5月13日頃に西経110-130度付近から発達を始めた様子が顕著にわかる。McPhaden (1999)により指摘された東太平洋での偏東風の強化もECMWFの90°W以西の地表面風速に現れている。この偏東風の強化は地球回転の効果で北半球では北向きの、南半球では南向きの海水の輸送をもたらすため、赤道湧昇に伴う海面水温の降下を引き起こした。さらに5月18-20日には、冷舌の西向き急発達を観測される。これと同時に、110°W以西で東風の再強化も観測される。図から、これらの偏東風の強化は東進する大規模な大気擾乱に伴うも

のであることが示唆される。次節でこの擾乱の構造についての解析結果を示す。

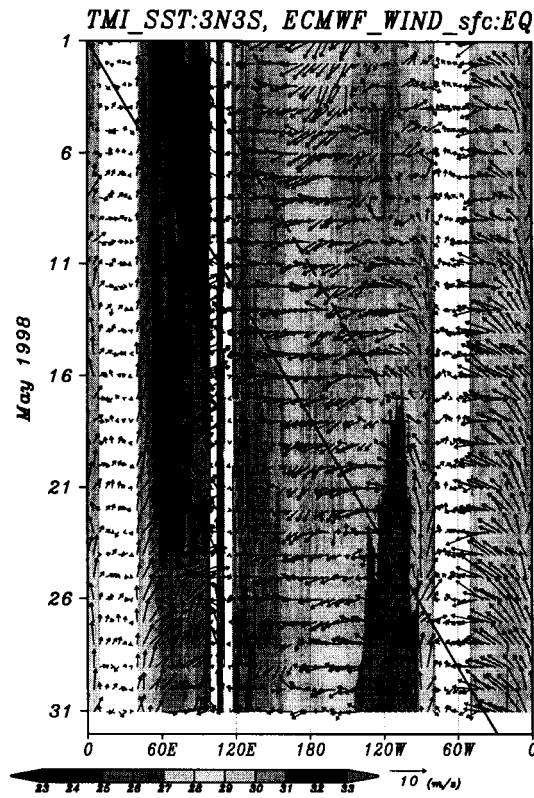


図 2  $10^{\circ}\text{N}$ - $10^{\circ}\text{S}$  平均の TRMM マイクロ波放射計による海面水温の経度-時間断面図。ベクトルは、ECMWF 客観解析による赤道上の海面風速。実線はコンボジットの基準経度、破線は先行する降水システムを示す補助線。(Takayabu et al. 1999, Nature)

図 3 は SSM/I および TRMM PR からの推定降水量の  $10^{\circ}\text{N}$ - $10^{\circ}\text{S}$  平均値の経度-時間断面図である。1998 年 5 月 1 日から 6 月 2 日頃にかけて、赤道近傍に MJO に伴う降雨量の顕著な東進シグナルが全球を一周しているのが観測される。東進速度は約  $11^{\circ}/\text{日}$ 、一周約 33 日であった。図からこの降水域は、ほぼ常に  $20^{\circ}$  以上の経度スケールを有していたことがわかる。図中の実線および破線は、主要な MJO 降水システムとそれに先行する降水システムの東進を示すが、各降水域に先行して、特に  $120^{\circ}\text{E}$ - $100^{\circ}\text{W}$  の経度域で東風の強まりが見られる。図 2 と比較すると、先行したやや弱い降水システムに伴う東風強化が、5 月 13 日近傍の赤道湧昇の最初のきっかけとなり、引き続き大規模な MJO に伴う東風の再強化により、18-20 日の冷舌の急発達をもたらされたことがわかる。

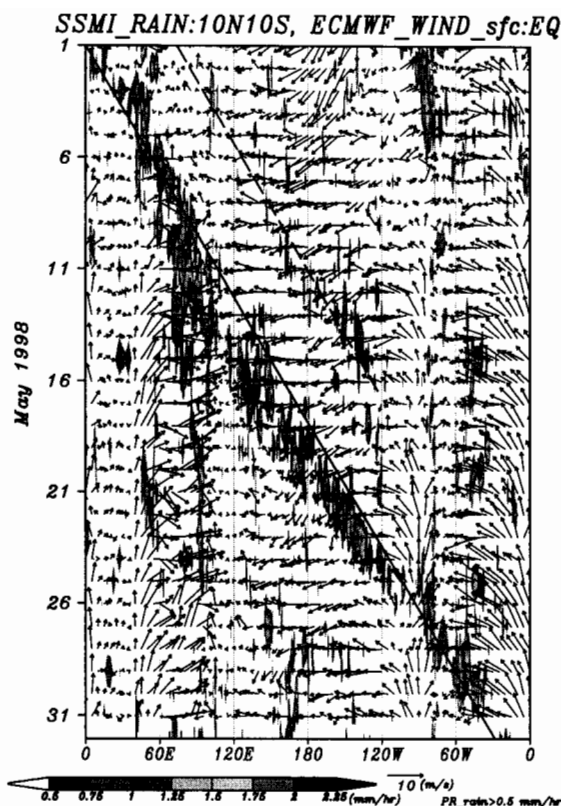


図 3 北緯10度～南緯10度平均のSSM/I推定降雨量を経度-時間断面図。ベクトルと補助線は図 2 に同じ。(Takayabu et al. 1999, Nature)

#### 4. MJOの力学構造

このMJOの構造を求めるために、コンポジット解析を行った。コンポジットの中心経度をMJOの東進に伴って決め(図3の実線)、横軸は基準経度からの相対経度、縦軸は実際の緯度を用いて各変数を重ね合わせた。図4(a)は、SSM/I降雨量偏差である。コンポジット中心付近によく組織化された大規模降水システムが現れている。東西波数1が卓越し、主要な降水域は赤道を跨いで5°N-5°Sに東に開いた馬蹄形をしている。東西スケールは約60度である。さらに約60度東側には、前述した規模の小さい降水システムが見られる。

200hPaにおける上層風偏差には西側にロスビー波応答、東側にケルビン波応答のMatsuno-Gillパターン(図5参照)が顕著である。一方、700hPaの下層風偏差にはロスビー波の構造が見られず、ケルビン波構造が目立つ。図4(d)にはトータルの海面風速を示す。やはり波数1が卓越し、特に大規模降雨域の東方で東風の強化が顕著である。特に赤道上では、相対経度+25度と+90度付近の東風が強い(陰影で示す)。この図でもう一つ特筆すべきは、顕著な赤道向きの収束である。これは、強い東風と地球回転および地表面摩擦の効果による

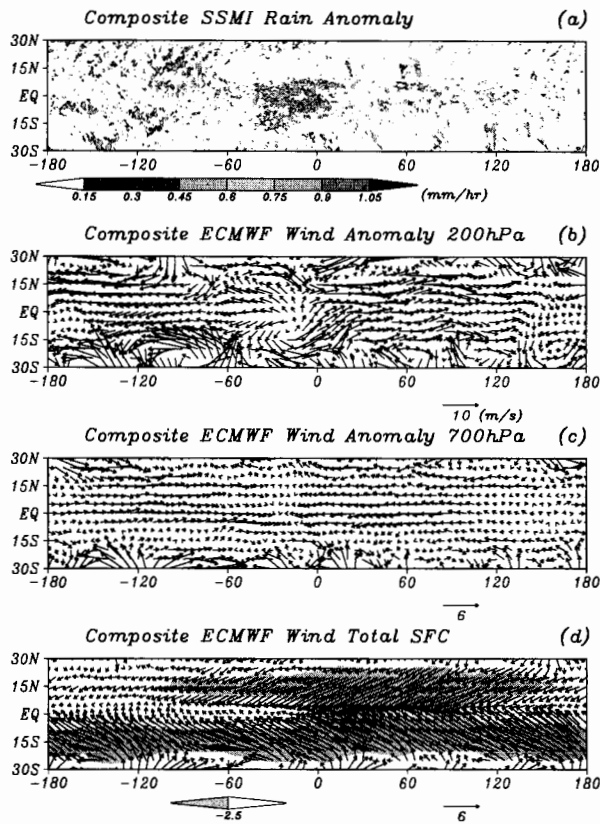


図 4 1998年5月のMJOのコンポジット構造。(a)WentzによるSSM/I推定降水量。(b),(c)は各々200hPaと700hPaとのECMWF水平風速。(d)はECMWF表面風速。(a)-(c)は帯状平均からの偏差、(d)はトータル量。

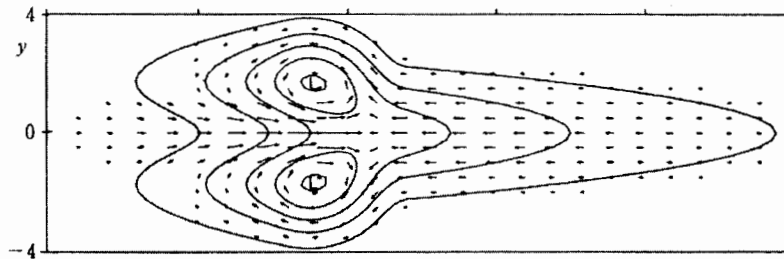


図 5 赤道上に置いた定常熱源に対する大気への応答(松野-Gillパターン)。(Gill, 1980)

境界層収束である。収束のピークは、 $5^{\circ}\text{N}$ と $5^{\circ}\text{S}$ とにあり、降水システムの前方で大きい。この構造は、東進するMJOの維持に好都合であり、降水プロセスと力学的な波構造との相互作用が働いていることを示唆している。

このMJOの第一の特徴は、常に降水を伴いながら地球を一周した点であった。通常、MJOはインド洋から中部太平洋にかけての暖水海域において降水活動を伴う(Wang and Rui, 1990)。しかし、東太平洋から大西洋にかけては、降水を伴わないドライな力学波動として伝播することが多い。1998年5月は、エルニーニョの最終フェーズにあり海面水温分布が比較的暖かく一様であったことと、下降流によって降水活動を抑制するような強いウォーカー循環が存在しなかったこととによって降水活動を維持できたと考えられる。

もう一つの特徴は、このMJOがエルニーニョの開始ではなく終息に影響を及ぼしたという点である。MJOに伴う西風バーストがエルニーニョの開始の引金として働く効果についてはこれまでも多くの研究で指摘されている。しかしこのMJOは、東風強化を通じてエルニーニョの終息を早めた。

MJOが海洋に対してどのような影響を持つかは、その力学構造に依存する。通常、MJOは西にロスビー波構造、東にケルビン波構造を伴うMatsuno-Gillパターンを持つと考えられている。そして、ロスビー波構造の渦から赤道を跨ぐ双子低気圧構造が強まると西風バーストの発生に好都合となる。しかし今回の事例では、下部対流圏の擾乱構造にロスビー波応答構造が見られず、ケルビン波応答構造のみであった。なぜこの時ロスビー波応答が見られなかったのだろうか。

Wang and Xie(1996)は簡単な2層モデルにより一般帯状風の鉛直シアが赤道波に及ぼす影響を調べた。その結果、ロスビー波は西風シア(上層の西風大)によって上層にトラップされる(逆に東風シアでは下層にトラップ)が、ケルビン波はシアの影響をあまり受けないことを示した。図6(a)には1998年5月の $10^{\circ}\text{N}-10^{\circ}\text{S}, 0-360^{\circ}\text{E}$ 平均の東西風鉛直構造を示す。500hPa以上で顕著な西風シアとなっており、200hPaと850hPaとの差は $6.9\text{m s}^{-1}$ である。この値はWang and Xieが仮定した $10\text{m s}^{-1}$ に近く、西風シアの効果でロスビー波応答が上層に閉じ込められたと解釈できる。

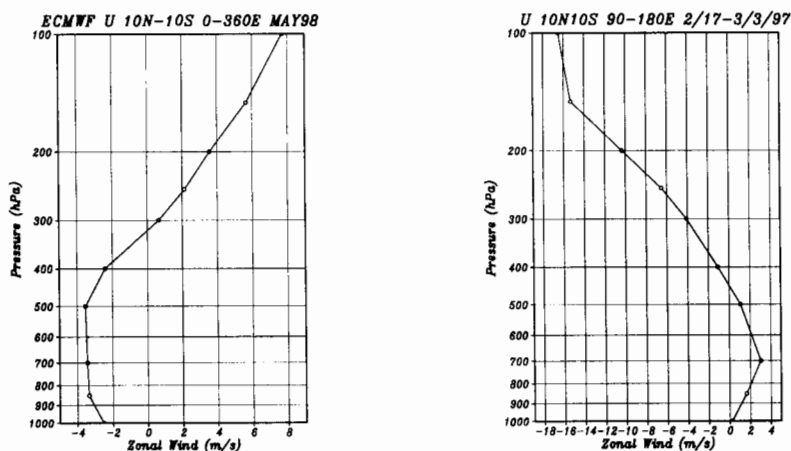


図 6 時空間平均東西風鉛直プロファイル。(a)1998年5月平均・ $10^{\circ}\text{N}-10^{\circ}\text{S}, 0^{\circ}\text{E}-360^{\circ}\text{E}$ 平均。(b)1997年2月17日～3月3日平均・ $10^{\circ}\text{N}-10^{\circ}\text{S}, 90^{\circ}\text{E}-180^{\circ}\text{E}$ 平均。

比較のためにエルニーニョ発達期の1997年2月のMJOの構造を調べてみよう。図7は、1997年2月後半から3月始めに観測されたMJOについて上の事例と同様に降雨域の移動に伴ってコンポジットをとった結果である。1997年2-3月のSSM/I降雨量とECMWF表面風との経度-時間断面図は図8に示す。組織化した降雨域のスケールは98年5月の事例と同程度である。しかしこの事例では、下層がMatsuno-Gillパターンを示し、ロスビー波応答の強まりに伴う西風バーストが見られる。一方、上層の構造にはロスビー波応答が捉えられない。このMJO降水域の平均東西風(図6(b))は1998年5月のケースと対照的に顕著な東風シアで、200hPaと850hPaとの差は約 $13\text{ms}^{-1}$ であった。やはりWang and Xie(1996)の理論と矛盾しない。このMJOは海表面に西風インパクトを与え、エルニーニョの開始を促進したとされている。

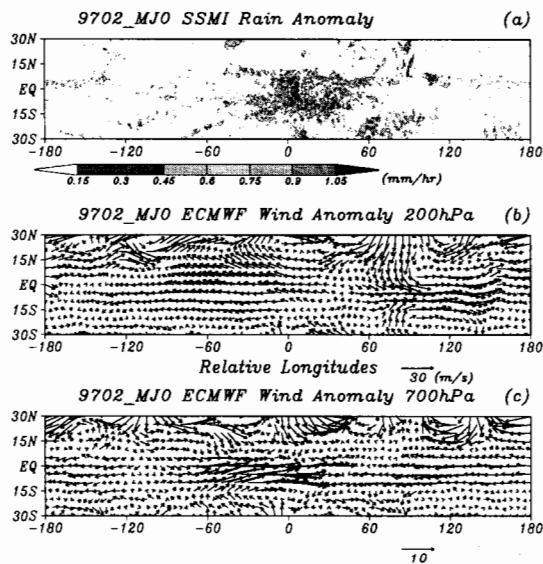


図7 図4(a)-(c)と同じ。ただし、1997年2月のMJOのコンポジット構造。

## 5. MJOの東進速度について

MJOの東進速度に関しては、通常は擾乱が降水活動と結合している間は速度が遅く、ドライな波になって速くなり、その合計として30-90周期となると考えられている。しかしながら、1998年5月の事例は常に降水活動と結合していたにも関わらず約 $14\text{m/s}$ (一周33日)というMJOの中でも速い東進速度を持っていた。一方、1997年2月の事例は約 $8\text{m/s}$ と遅く、さらに日付変更線付近でブレーキがかかったように停滞した(図8)。

MJOが降水活動と結合している場合、伝播特性には水蒸気供給源となる下層の力学構造が重要であると考えられる。1998年5月の事例は下層でケルビン波構造を持ち、その東進速度約 $14\text{m/s}$ は、赤道域の大規模雲システムの動きに特徴的な等価深度約20m (Takayabu

1994)を仮定した場合のケルビン波の速度と一致する。一方、Hayashi and Sumi(1986)は数値実験によりロスビー波応答とケルビン波応答とが結合した場合に速度が遅くなることを示している。1997年2月の事例は、下層構造がロスビー波応答とケルビン波応答を伴うMatsuno-Gillパターンを持っており、この場合に対応すると解釈できる。つまり、MJOの東進速度を決める要因は、対流活動との結合の有無のみではなく、対流圏下層の擾乱が一般風シア等の影響によってどのような力学構造をとっているかが重要であると考えられる。

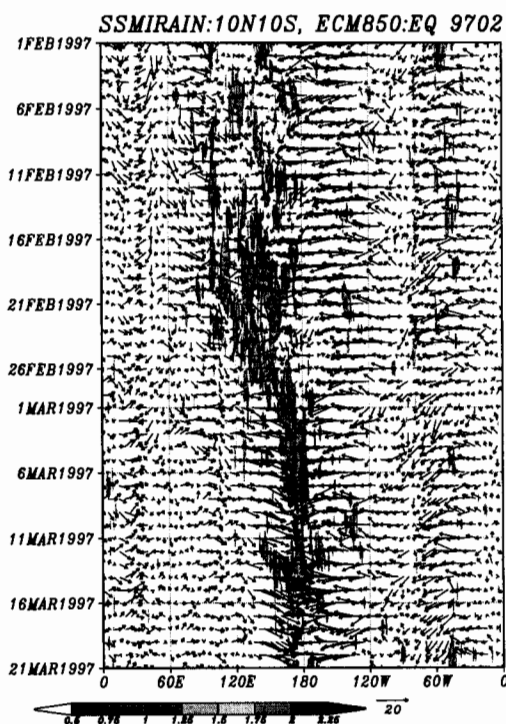


図8 図3に同じ。ただし、エルニーニョ発達期の1997年2月1日～3月21日の時系列。

これまでに示した2つのMJOの構造が併存する事例が1997年5月に見られる(図9)。東進したMJOが80°E付近に達した後、5月8日ころに速いスピードのシステムと遅いスピードのシステムとに分岐して東進する様子が見られる。速いスピードのシステムは98年5月のMJOとほぼ同じ14ms<sup>-1</sup>であり、ケルビン波構造をもった降水システムであると考えられる。一方、インド洋域でブレーキがかかったシステムは、より強い降水を伴っている。これは、海洋大陸と呼ばれるインドネシア・PNGの諸島域での飛びのあと、西～中部太平洋にかけてゆっくりと東進するシステムへと連続している。図は省略するが、この速度の遅いMJOは下層のロスビー波動的な渦擾乱を伴っている。降水活動と結合した赤道波の等価深度がなぜ約20mとなるのかは、今後の研究課題である。



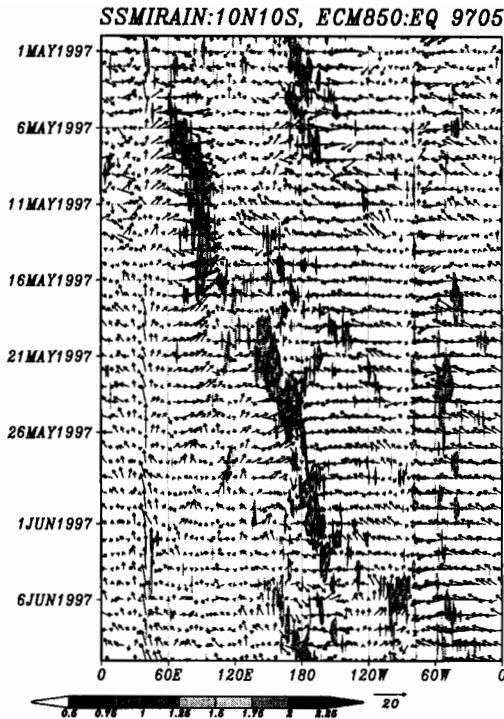


図9 図3と同じ。ただし、1997年5月1日～6月10日の時系列。

## 6. MJOとモンスーンオンセットとの関連についての考察

2つのシステムが分離している領域での降雨活動の南北の動きを、今度は緯度-時間断面で調べてみる(図10)。図9で見た東進システムは80°E付近に達した5月8日過ぎ、60°E-105°Eのインド洋域で北進成分を伴い、5月16日頃にはベンガル湾域の10°N付近を通過したことがわかる。大変目立つ特徴は、降雨域の北進と同時に85°E域の表面風が弱風から顕著な南西風域に急変し、その後南西風が持続する様子である。これは、この降雨域の北進と共にモンスーンがオンセットしたことを示している。

図11は1998年5月の事例である。図3を詳しく観察すると、この事例も97年5月と同様に、インド洋域で東進速度にブレーキのかかる成分を持っていたことがわかる。この際、97年5月とちょうど同じように、5月8日ころに東進システムが80°E付近に達した後、インド洋域で10°S付近から東進と同時に北進し、5月15日頃にはベンガル湾域の10°N付近を通過し、モンスーンのオンセットと同期していたことがわかる。5月15日にはベンガル湾・インドシナ半島のモンスーンオンセットが報告されており(GAME大規模場状況：松本他)、このシステムの北進がモンスーンオンセットの引き金となったと考えられる。

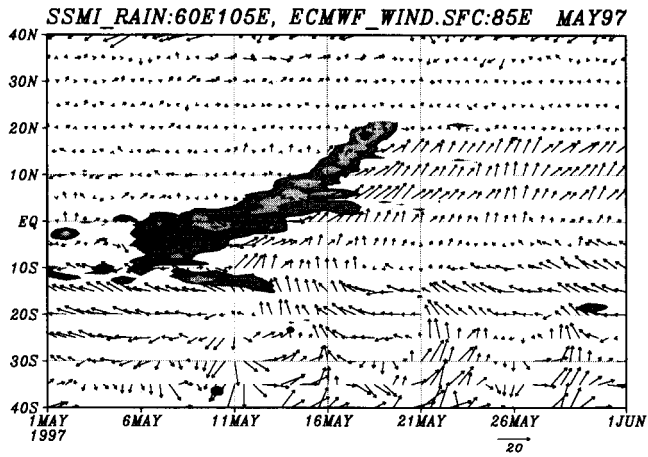


図 10 東経 60 度～105 度平均の SSM/I 推定降雨量を横軸時間 (1997 年 5 月 1 日～6 月 1 日)・縦軸緯度にプロットした図。ベクトルは ECMWF 客観解析による東経 85 度の地表面風速。

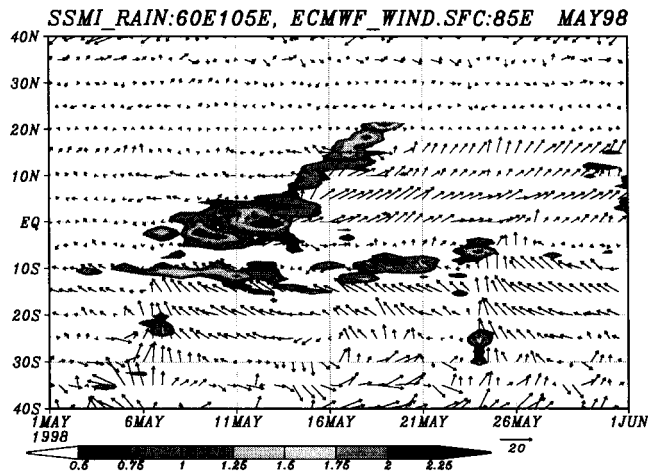


図 11 図 10 と同じ。ただし、1998 年 5 月。

最後に、上に見た 2 例の MJO の北進成分とモンスーンオンセットとの関係が実際にどのような現象であるのかを知るために、SSM/I と下層風との 3 日毎のマップを描いた (図 12-13)。1997 年 5 月 8 日にインド大陸の南方に達している赤道近傍の MJO 降雨域は、南半球側ではやや西よりに、北半球側では東よりに下層の正の渦度を伴っている。11 日になると、南半球の渦は赤道のシステムからやや離れて極方向に進み始めているのがわかる。北半球側はベン

ガル湾南部に渦を伴う。14日・17日と見ると、南半球の降水を伴う渦はさらに南進して離れていく。北半球の渦もベンガル湾域で渦・降雨共に強まりながら北進し、モンスーン低気圧となっていることがわかる。1998年5月の事例もほぼ同様な経過をたどる(図13)。ただしこの場合は、南半球の低気圧発達はみられない。5月11日ころインド大陸の南方の赤道のすぐ北側で正の渦が発達し始め、モンスーン低気圧となって14日にはベンガル湾に到達している。モンスーンオンセットのきっかけとなるベンガル湾のモンスーン低気圧については以前から知られており、オンセット低気圧と呼ばれている。オンセット低気圧についてはGARMONEX研究で詳しく調べられている(Krishnamurti *et al.*,1981)。上の結果から1997,98年のオンセット低気圧はMJOに伴うロスビー波擾乱の発達によるものであったと言える。

なぜ東インド洋域でMJOは東進成分と北進成分とに分離するのだろうか。一般風シアのマップをプロットしてみると(図略)、北進成分の発達する領域は、赤道域でシアが東風シアから西風シアに変わる遷移域であることが示唆される。つまり、MJOの下層構造がロスビー波応答を伴うMatsuno-Gillパターンであったものが、西風シア域に突入していくと下層にロスビー波応答を伴えなくなるため、南北の渦としてMJOから離れていくと推測される。MJOの変形と一般風分布との関係については、今後数値実験等で調べたいと考えている。

SSMIRAIN & ECMWF850hPa MAY 1997

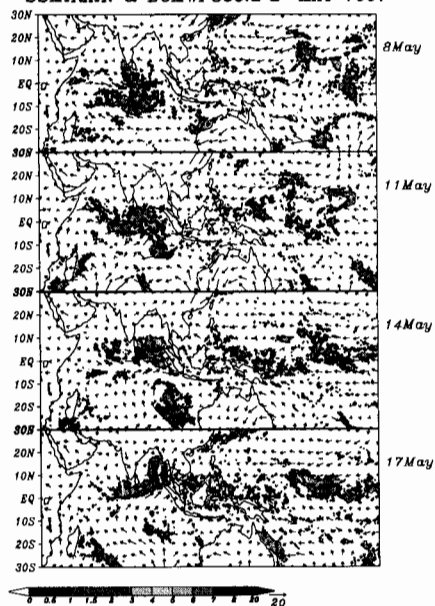


図12 日平均SSM/I推定降雨量とECMWF客観解析による850hPa風速。1997年5月8日から3日毎。

SSMIRAIN & ECMWF850hPa MAY 1998

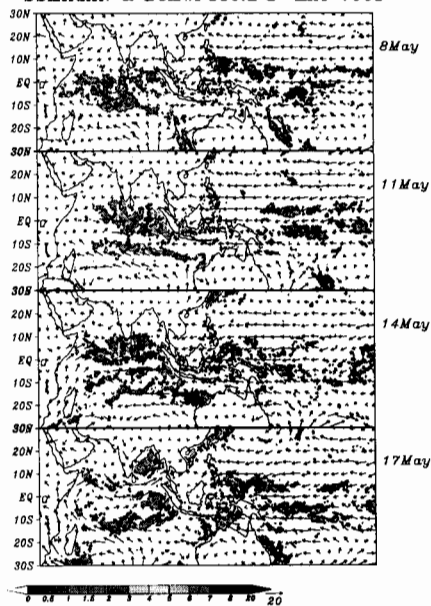


図13 図12に同じ。ただし、1998年5月8日から3日毎。

## 7. まとめと今後の課題

今半世紀における記録的な発達を見せた1997-98年エルニーニョは、海面下の温度躍層偏差では1998年の初頭から徐々に終息の兆しを見せていたが、海面水温は高温を維持し続け、5月に東太平洋海面水温の急速な降下と共に終息した。本研究では、衛星観測(SSM/I: スペシャルセンサーマイクロ波放射計、TRMM PR: 熱帯降雨観測衛星降雨レーダ)によるグローバルな降水量データおよび全球気象解析データを用い、このエルニーニョ最後の急速な赤道湧昇が、1998年5月のMadden-Julian振動に促されたものであることを示した。MJOがエルニーニョの開始の引金となることは以前から指摘されていたが、エルニーニョの終了へのインパクトは考えられていなかった。この事例では平均場のシアの影響でMJOが下層でKelvin波構造を持ったため、エルニーニョの終了にインパクトを与えたと結論づけられた。

次の2点については今後の研究課題としたい。(1)東進するMJOが平均場シアの地理的分布の影響で構造変化をし、モンスーンオンセットを促す低気圧を生成するという推測。(2)1998年5月の例でみられたような降水活動と結合したケルビン波の等価深度および雲データのスペクトル解析で卓越する赤道波の等価深度が約20mであることについての解釈。

## 8. 謝辞

本稿の主要な部分を占めるTakayabu *et al.* (1999)の共著者である井口俊夫博士、可知美佐子氏、柴田彰博士、神沢博博士には、TRMMデータ解析および、上記論文構築にあたって多くの協力をいただきました。また、気象研究所の中澤哲夫博士にSSM/Iデータを提供していただいたことが、本研究で扱った大変特徴的なMJOの発見につながりました。TRMM PRデータの処理にあたっては、藤波初木氏にお世話になりました。

(お詫び) 図版がカラー原図のため分かりにくい部分があり申し訳ありません。カラー版が必要な方は著者までお伝え下さい。

## 参考文献

- Gill, A.E., 1980: Some simple solutions for heat-induced tropical circulation, *Q. J. R. Meteorol. Soc.*, **106**, 447-462.
- Hayashi, Y.-Y. and A. Sumi, 1986: The 30-40 day oscillations simulated in an "aqua planet" model. *J. Meteor. Soc. Japan*, **64**, 451-467.
- Iguchi, T., T. Kozu, R. Meneghini, J. Awaka, and K. Okamoto, 1998: Preliminary results of rain profiling with TRMM Precipitation Radar. *Proc. of URSI-F International Triennial Open Symposium on Wave Propagation and Remote Sensing, Aveiro, Portugal*, pp.147-150.
- Kindle, J. C. and Phoebus, P. A., 1995: The ocean response to operational westerly wind bursts., *J. Geophys. Res.*, **100**, 4893-4920.

- Krishnamurti, T. N., P. Ardanuy, Y. Ramanathan, and R. Pasch, 1981: Ont the onset vortex of the summer monsoon. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 344-361.
- Lau, K.-M., and P. H. Chan, 1986: Aspects of the 40-50 day oscillation in the northern winter as inferred from outgoing longwave radiation. *Mon. Wea. Rev.*, **114**, 1354-1367.
- Madden, R.A. and Julian, P.R., 1971: Detection of a 40-50 day oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **28**, 702-708.
- Madden, R.A. and Julian, P.R., 1972: Description of global scale circulation cells in the tropics with a 40-50 day period, *J. Atmos. Sci.*, **29**, 1109-1120.
- Matsuno, T., 1966: Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. *J. Meteorol. Soc. Japan*, **44**, 25-43.
- McPhaden, M. J., 1999: Genesis and evolution of the 1997-98 El Nino. *Science*, **283**, 950-954.
- Nitta, Ts. and Motoki, T., 1987: Abrupt enhancement of convective activity and low level westerly wind burst during the onset phase of 1986-87 El Nino. *J. Meteorol. Soc. Japan*, **65**, 497-506.
- Shibata, A., Imaoka, K., Kachi, M., and Murakami, H., 1999: SST observation by TRMM Microwave Imager aboard Tropical Rainfall Measuring Mission. *Umi no Kenkyu*, **8**, 135-139. (In Japanese)
- Takayabu, Y. N., 1994: Large-scale cloud disturbances associated with equatorial waves. Part I: Spectral features of the cloud disturbances., *J. Meteor. Soc. Japan*, **72**, 433-449.
- Takayabu, Y. N., T. Iguchi, M. Kachi, A. Shibata, and H. Kanzawa, 1999: Abrupt termination of the 1997-98 El Niño in response to a Madden-Julian oscillation, *Nature*, **402**, 279-282.
- Wang, B. and Rui, H., 1990: Synoptic climatology of transient tropical intraseasonal convection anomalies. *Meteorol. Atmos. Phys.*, **44**, 43-61.
- Wang, B. and Xie, X., 1996: Low-frequency equatorial waves in vertically sheared zonal flow. Part I: Stable waves, *J. Atmos. Sci.*, **53**, 449-467.
- Wentz F. J., and Spencer, R. W., 1998: SSM/I rain retrievals within a unified all-weather ocean algorithm, *J. Atmos. Sci.*, **55**, 1613-1627.

# 傾圧擾乱と基本場の相互作用による対流圏長期変動

名古屋大学大学院工学研究科計算理工学専攻

赤堀 浩司

## 1 はじめに

表面地形の影響をあまり受けない南半球の対流圏では、顕著な帯状平均帯状流 (以下、平均帯状流と呼ぶ) の長周期変動が観測されてきた (例えば Webster and Keller 1975; Yoden et al. 1987; Kidson 1988; Karoly 1990; Shiotani 1990)。また、同様の変動パターンは、山岳地形を含まない数値モデルを用いた研究でも得られている (James and James 1992; Yu and Hartmann 1993)。

James et al. (1994) は、James and James (1992) の長時間積分実験の結果を詳細に EOF 解析し、長周期変動に対応して低緯度から極向きにゆっくりと伝播する平均帯状流アノマリがみられることを示した。そして、主要な EOF モードの主成分の不規則な変動はこのアノマリの動きを反映していると主張した。アノマリの伝播について、James and Dodd (1996) は、中・高緯度の傾圧擾乱を起源として低緯度に伝播するロスビー波と平均帯状流との相互作用に基づいた説明を行なっている。すなわち、ロスビー波の伝播特性が平均帯状流アノマリによって変化するため運動量フラックスの発散・収束が生じ、結果的に平均帯状流アノマリは極向きにシフトすると捉えている。

このような平均帯状流 (あるいは角運動量) アノマリの極向き伝播は、現実大気中においても観測されている。Anderson and Rosen (1983) は、大気全体の角運動量の変動を詳細に解析し、40-50 日程度の周期をもつ角運動量アノマリの極向き伝播がみられることを指摘している。また、Gutzler and Madden (1993) もスペクトル解析を行なって 40-50 日周期の大気角運動量の変動に注目し、熱帯域から中緯度への伝播がみられることを述べている。さらに Chen and Weng (1997) は、30-60 日周期の角運動量アノマリの極向き伝播を、同程度の周期をもつ全球規模の発散場の東進と関連づけて議論している。また、最近 Feldstein (1998) は彼等とは独立に研究を行ない、角運動量アノマリの伝播が南北両半球の夏季にも冬季にも見られることを示し、特に中緯度での伝播速度が低緯度に比べて遅くなっていることを指摘している。

本研究では、このような対流圏長期変動の本質的な要因を探るため、Akahori and Yoden (1997) による物理過程を簡略化した数値モデルの長時間積分実験結果を、改良ラグランジュ平均 (MLM) 法によって再解析する。MLM 解析は、中層大気の研究では、極渦と周囲の碎波領域との波打った境界を区別する方法として広く用いられている (例えば Butchart and Remsburg 1986)。さらに、Nakamura (1995, 以下 N95 と呼ぶ) は、MLM 質量変化を近似的なトレーサー量の非保存過程の観点から定式化し、成層圏極渦の解析を行なっている。ここでは、上部対流圏から下部成層圏にかけての領域における基本力学場と傾圧擾乱の碎波領域との関係を明らかにするため、N95 の方法を発展的に再定式化し解析に用いる。

改良ラグランジュ平均に関する定式化は、第 2 章で行なう。第 3 章では、長時間積分実験に用いる全球多層プリミティブ方程式モデルの概要を記す。第 4 章では、長時間積分実験の時間平均場について解析する。時間変動のようすは第 5 章で診断する。議論は第 6 章に、まとめは第 7 章に記した。

## 2 MLM の定式化

この章では対流圏大気の解析を念頭に置いて、N95 の MLM の式に改良を加える。

### 2.1 $(\phi_e, p_e)$ 座標系の導入

温位座標プリミティブ方程式系におけるポテンシャル渦度 (以下では PV と呼びその量を  $q$  で示す) および温位 ( $\theta$ ) の式は次のとおり:

$$\frac{dq}{dt} = \dot{q}, \quad (1)$$

$$\frac{d\theta}{dt} = \dot{\theta}, \quad (2)$$

$$q = \frac{\mathbf{k} \cdot \nabla_{\theta} \times \mathbf{v} + f}{\sigma}, \quad (3)$$

$$\dot{q} = \frac{(\nabla_{\theta} \times \mathbf{v} + f\mathbf{k}) \cdot \nabla_{\theta} \dot{\theta}}{\sigma} + \frac{\mathbf{k} \cdot \nabla_{\theta} \times \mathbf{F}}{\sigma}. \quad (4)$$

ここで、 $d/dt$  はラグランジュ微分演算子、 $\dot{q}$  と  $\dot{\theta}$  はそれぞれ  $q$  と  $\theta$  の非保存項、 $\mathbf{k}$  は  $\theta$  座標の単位ベクトル、 $\nabla_{\theta}$  は温位座標の 3 次元勾配演算子、 $f$  はコリオリパラメータ、 $\sigma = g^{-1} \partial p / \partial \theta$  は温位座標密度、 $g$  は重力加速度の大きさ、 $p$  は気圧、 $\mathbf{v} = (u, v, 0)$  は水平流速、 $\mathbf{F} = (F_u, F_v, 0)$  は摩擦項である。

以下では、対流圏大気の解析に MLM を用いることを目的として、N95 の方法を拡張する。特に注意することは、熱輸送にともなう温位面の変動も考慮することである。温帯高低気圧は有効位置エネルギーを消費して発達するため、温位面の変動も PV 面の変動と同じく重要と考えられるからである。そこで、等価緯度  $\phi$  による南北座標に加え、鉛直座標として等価気圧 ( $p_e$ ) 座標を導入し、 $(\phi_e, p_e)$  空間における  $q$  コンターと  $\theta$  コンターの動きに注目する。

まず、等価緯度  $\phi_e(q, \theta)$  を次式を満たすものとして定義する:

$$2\pi a^2 \int_{\phi_e}^{\pi/2} \bar{\sigma}(\phi, \theta) \cos \phi d\phi = \int_{q \text{ 以上の領域}} \sigma(\lambda, \phi, \theta) dA. \quad (5)$$

ここで  $a$  は地球半径であり、 $\bar{\sigma}$  は温位面上での帯状方向オイラー平均をあらわす。なお、右辺は N95 の  $m(q, \theta)$  に相当する。N95 との違いは、左辺の  $\sigma$  に特定の関数形を与えていな

いことである。次に、任意の緯度  $\phi$  に対する等価気圧  $p_e(\phi, \theta)$  を定義する:

$$p_e(\phi, \theta) \equiv g \int_{\theta}^{\infty} \bar{\sigma}(\phi, \theta') d\theta'. \quad (6)$$

式 (5) を用いれば、 $q$  座標を  $\phi_e$  座標に変換することができる。また、式 (6) を用いれば、鉛直  $\theta$  座標を  $p_e$  座標に変換することができる。したがって、 $\phi_e(q, \theta)$  から次の表現を得る:

$$q = q(\phi_e, p_e). \quad (7)$$

さらに、式 (6) で定義した  $p_e(\phi, \theta)$  における  $\phi$  を  $\phi_e$  で置きかえ、同様の変換を行なえば、次の表現を得る:

$$\theta = \theta(\phi_e, p_e). \quad (8)$$

以上により、 $q$  と  $\theta$  を  $(\phi_e, p_e)$  座標系に対応させることができたことになる。

## 2.2 MLM 連続の式

ここでは、局所的な連続の式を定義し、その各項を  $(\phi_e, p_e)$  空間で記述する方法について述べる。まず、局所的な MLM 演算子  $\mathcal{M}'$  を次のように定義する:

$$\mathcal{M}'(\ ) \equiv \frac{1}{\Delta q} \int_{\Delta S'} (\ ) \sigma dA. \quad (9)$$

ここで、 $\Delta S'$  は等温位面上で PV の値が  $q$  から  $q + \Delta q$  の範囲にある領域の面積である。 $(q, \theta)$  座標の単位要素に対する MLM 質量  $m'(q, \theta)$  は次で定義する:

$$m'(q, \theta) \equiv \mathcal{M}'(1). \quad (10)$$

$m'$  は次の連続の式を満たす:

$$\frac{\partial m'}{\partial t} \Big|_{q, \theta} = - \left( i \frac{\partial}{\partial q} \Big|_{\theta, t} + j \frac{\partial}{\partial \theta} \Big|_{q, t} \right) \cdot \mathbf{M}', \quad (11)$$

$$\mathbf{M}' \equiv \left( i \mathcal{M}'(\dot{q}) + j \mathcal{M}'(\dot{\theta}) \right). \quad (12)$$

ここで  $i$  と  $j$  はそれぞれ  $q$  軸と  $\theta$  軸の基底ベクトルであり互いに直交する。以下では式 (11) を「MLM 連続の式」と呼ぶことにする。演算子  $\mathcal{M}'$  に  $\Delta q$  をかけ、積分の上限を  $\max(q)$  とすれば N95 の演算子  $\mathcal{M}$  が得られる。また N95 の連続の式において  $m(q + \Delta q, \theta, t)$  に対する式と  $m(q, \theta, t)$  に対する式の差をとれば MLM 連続の式 (11) が得られる。MLM 質量  $m'$  は、境界の PV 面および  $\theta$  面を横切る非保存的な流入と流出が釣り合ったときに保存する。なお、MLM 質量の流入や流出は必ずしも流体粒子の移動を意味するものではないことに注意する必要がある。例えば、静止する流体を運動が生じないように加熱した場合でも、 $\theta$  コンター的空間位置は変化するため、 $\theta$  面を通過する MLM 質量フラックスが存在することになる。



この MLM 連続の式は  $(q, \theta)$  座標系で記述されているため、式 (7), (8) を用いて現実的な空間位置  $(\phi_e, p_e)$  に対応づける。なお、 $(\phi_e, p_e)$  座標系で式 (12) の MLM 質量フラックスベクトルを図示する際には、基底ベクトル  $\mathbf{i}, \mathbf{j}$  をそれぞれ温位コンターと PV コンターに平行にとっている。そのため、両者が直交していない限り合成したベクトルの長さは  $\mathbf{M}'$  の大きさを正確には表現しないので、注意が必要である。

さらに、図示にあたっては、MLM 質量  $m'$  が場所によって大きく変化することを考慮して次の操作を行なっている。すなわち、 $\partial m'/\partial t$  や  $-\nabla \cdot \mathbf{M}'$  として表示している図は、実際には全て  $(1/m')\partial m'/\partial t$  や  $-(1/m')\nabla \cdot \mathbf{M}'$  を表示したものである。また、ベクトル  $\mathbf{M}'$  として描いているのは、実際には  $(1/m')(\mathbf{M}'(\dot{q})/\Delta q, \mathbf{M}'(\dot{\theta})/\Delta \theta)$  である。これによりベクトル  $\mathbf{M}'$  の大きさの違いからその発散量を推定することができる。

### 3 数値モデル

数値モデルは、シグマ座標プリミティブ方程式モデル AGCM5 (地球流体電脳倶楽部 1998) のコードを基に作成しており、その詳細については Akahori and Yoden (1997) に記してある。ここでは、モデルの概略について簡単に触れる。

水平方向はスペクトル変換法・三角切断 T42、鉛直方向は差分法・20 層である。放射過程は春・春分条件とし、赤道対称な放射平衡温度に緩和するニュートン強制によって表現する。大気は乾燥大気とし、乾燥対流調節を用いている。水平拡散を  $\nabla^4$  の形で渦度、発散、温度の式に強制した。鉛直拡散は与えていない。地表面は平坦とし、地形性ロスビー波を含まないようにした。最下層の速度場にはレーリー摩擦を強制し、緩和時間は南半球を想定して 0.5 日とした。積分は 3180 日間行ない、解析は 1900 日から 3180 日までの 1281 日間の北半球のデータを中心に行なった。

### 4 MLM 場の時間平均

この節では、帯状平均場および MLM 場の時間平均の特徴について説明する。

時間および帯状平均した帯状流の子午面断面図を図 1 に示す。図は両半球のデータを用いた結果であるが、各半球のデータから得た結果とも非常によく一致している。強い西風が  $55^\circ\text{N}$  付近を中心とする中緯度域にあり、対流圏界面付近で最大風速  $37\text{ms}^{-1}$  となっている。亜熱帯ジェットはかなり弱い。これは熱帯における加熱を赤道対称な滑らかな関数形で与えているためである (Lindzen and Hou 1988; Hou and Lindzen 1992)。しかし、Hartmann and Lo (1998) は南半球の中緯度で一年中よく似たタイプの変動成分を観測しており、熱帯における加熱の違いは中緯度大気の長周期変動にとってあまり重要ではないと考えられる。

図 2 は式 (12) で定義した MLM 質量フラックスベクトル  $\mathbf{M}'$  の全期間平均場である。描画にあたっては、第 2 節で述べたようにファクターをかけてある。座標は  $(q, \theta)$  であり、コンター

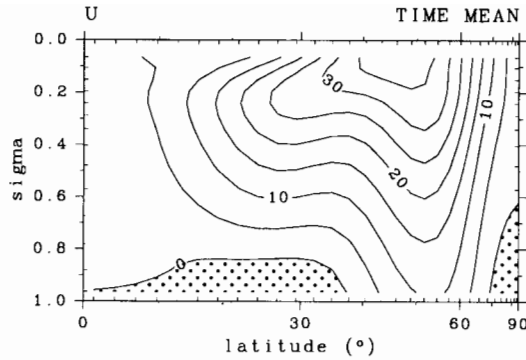


図 1: 全期間平均した帯状平均帯状流。コンター間隔は  $5 \text{ m s}^{-1}$ 。陰影は東風。

は式 (5) と (6) で定義した等価緯度  $\phi_e$  と等価気圧  $p_e$  を示している。この図は式 (12) の表現には適切であるが、現実大気での空間位置を把握するには適していない。そこで、このベクトルを  $(\sin \phi_e, p_e)$  面 (以下では単に  $(\phi_e, p_e)$  面と呼ぶ) 上に描き直したものが図 3a である。MLM 質量フラックスベクトル  $M'$  の基底ベクトル  $i$  と  $j$  の方向は、それぞれ温位コンターと PV コンターに平行にとっている。そのため、両者が直交していない限り合成したベクトルの長さは  $M'$  の大きさを正確には表現しないので、注意が必要である。この  $(\phi_e, p_e)$  面上での面積は、その中に含まれる MLM 質量に比例しており、特に単位  $q$  かつ単位  $\theta$  の間隔をもつコンターで囲まれた面積は  $m'$  の大きさに対応する。

図 3a の  $M'$  は、子午面循環が熱的にみて直接循環であることを示している。すなわち、温位面を通過する MLM 質量フラックス  $M'(\dot{\theta})$  は、 $\phi_e \sim 20^\circ \text{N}$  付近より赤道側では正 (上向き) であり、極側では負 (下向き) である。特に負の成分は  $\phi_e \sim 35^\circ \text{N}$  と  $60^\circ \text{N}$  付近で強くなっている (ベクトルの正確な大きさは図 2 を参照のこと)。

PV 面を通過する MLM 質量フラックス  $M'(\dot{q})$  は  $\phi_e \sim 15^\circ \text{N}$  付近で正 (極向き)、 $\phi_e \sim 35^\circ \text{N}$  と  $60^\circ \text{N}$  付近で負 (赤道向き) にそれぞれ大きく、その間の  $\phi_e \sim 25^\circ \text{N}$  および  $50^\circ \text{N}$  付近では小さな値をとる。結果として、 $M'(\dot{q})$  の収束  $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$  は  $\phi_e \sim 25^\circ$  と  $55^\circ \text{N}$  付近で大きくなり、発散は  $\phi_e \sim 10^\circ \text{N}$  と  $40^\circ \text{N}$  付近で大きくなる (図 3b)。

全解析期間 (1281 日間) に対しては、MLM 質量の流入量と流出量はほぼ等しく、 $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$  は図 3c に示した  $-\partial M'(\dot{\theta})/\partial \theta$  と近似的に釣り合っている。すなわち、 $M'(\dot{q})$  が収束 (発散) する場所では  $M'(\dot{\theta})$  の発散 (収束) があって、全体として MLM 質量収支が保たれている。これらの収束域および発散域の分布は、鉛直方向にほぼ同符号である順圧的な構造を示している。これは、以下で述べるように、ジェット気流の両側で起こるロスビー波の碎波領域の分布を強く反映している。

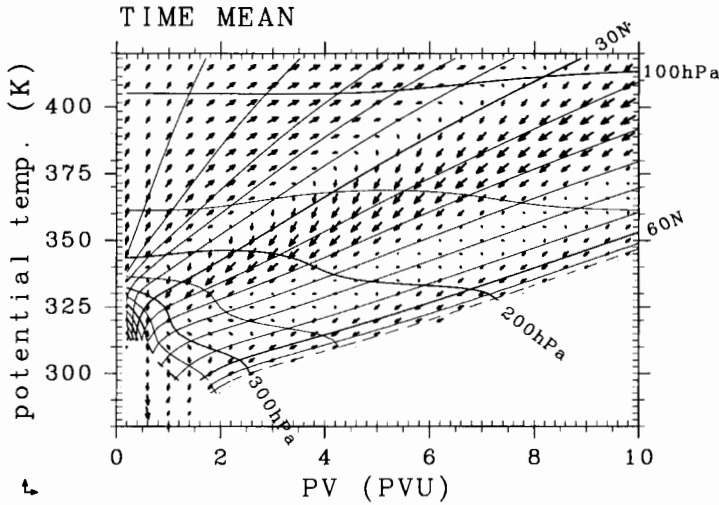


図 2:  $(q, \theta)$  平面上でみた MLM 質量フラックスベクトル  $M'$  の時間平均。水平の単位ベクトルは  $4.0 \times 10^{-7}$  PVU  $s^{-1}$ 。鉛直の単位ベクトルは  $5.0 \times 10^{-6}$  K  $s^{-1}$ 。等価緯度および等価気圧の位置をそれぞれ  $5^\circ$  および 50hPa 毎に実線で示している。

## 5 MLM 場の時間変動

### 5.1 $\theta = 350$ K 面上での時間変動

平均帯状流に対する経験的直交関数解析の第一モード ( EOF1 ) の主成分 ( PC1; Akahori and Yoden 1997 の図 3) が大きく変動する北半球データの 2200 日から 2400 日について詳しい解析を行なう。この期間の PC1 (図 4a) は、80–100 日程度の周期で大きく変動している。PC1 が正の期間は EOF1 モード ( Akahori and Yoden 1997 の図 2) が正に寄与するので、平均帯状流はダブルジェット構造を示す。この様子は  $\theta = 350$  K 面上での平均帯状流の分布 (図 4b) から読みとることができる。例えば PC1 が正である 2270–2310 日頃には  $30^\circ N$  と  $55^\circ N$  付近の 2ヶ所に風速の極大があり、一方、PC1 が負となる 2320–2340 日頃には  $50^\circ N$  付近だけに風速の極大がある。図 4c には  $\theta = 350$  K 面で MLM を施した PV の時間変動を、縦軸を等価緯度  $\phi_e$  にとって表示した。  $\phi_e \sim 30^\circ N$  付近に注目すると、PV の南北勾配は 2260–2300 日頃に大きくなり、2320–2340 日頃に比較的短期間で小さくなっている。このようなコンターの変動は、時間とともに中・高緯度へと伝播しているように見える。MLM を行なったポテンシャル渦度  $q$  と平均帯状流  $\bar{u}$  との関係は PV の定義式 (3) に粗い近似を施すことで得られる:

$$\frac{\partial q}{\partial \phi_e} \propto -\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial \phi^2} \propto \bar{u} \quad (13)$$

したがって、PV の南北勾配が大きな場所では、平均帯状流の西風が強いことがわかる。図 4c の陰影部は  $\partial^2 q / \partial t \partial \phi_e > 0$  を表しており、図 4b の減速・加速のパターンとよく対応している (図 4b の陰影とは  $\pi/2$  の位相差がある)。なお、Akahori and Yoden (1997) が解析した

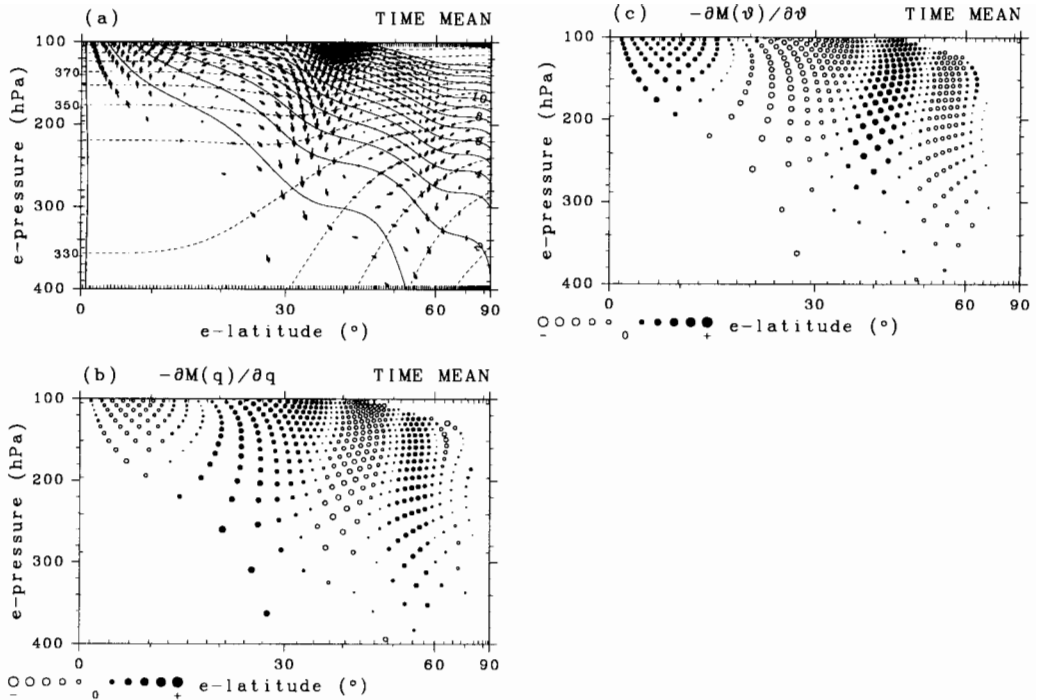


図 3:  $(\phi_e, p_e)$  面上の MLM 場の時間平均。(a)  $M'$ . PV コンターは 1PVU 毎に実線で,  $\theta$  コンターは 10K 毎に破線で示している。 $M'$  の基底ベクトル  $i$  と  $j$  の方向はそれぞれ  $\theta$  および PV コンターに平行であり, この方向に分解したベクトルの大きさが図 2 のベクトルに対応する。(b)  $-\partial M'(q)/\partial q$ . 黒丸および白丸はそれぞれ  $\partial m'/\partial t$  が正および負になるような寄与を示している。単位円は  $-10.0 \times 10^{-7}$  から  $10.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  まで  $2.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  毎に示している。(c)  $-\partial M'(\theta)/\partial \theta$ . 記述の方法は (b) と同様。

$\theta = 310\text{K}$  面ではなく  $\theta = 350\text{K}$  面を解析するのは,  $\theta = 310\text{K}$  面が低緯度では対流圏下層に位置しており MLM 解析が難しいためである。

図 5 は, 図 4 と同じ期間における MLM 場の時間変動を示している。(a) から (e) までは  $\theta = 350\text{K}$  面上の量であり, それぞれ (a)  $m'$ , (b)  $\partial m'/\partial t$ , (c)  $-\partial M'(q)/\partial q$ , (d)  $-\partial M'(\theta)/\partial \theta$ , (e)  $M'(q)$  である。また (f) は  $q = 5\text{PVU}$  面上の  $M'(\theta)$  である。(a) から (e) で縦軸は PV であり, その  $q = 2, 5, 8\text{PVU}$  に対応する等価緯度は, 時間平均値ではそれぞれ約  $\phi_e = 26, 41, 53^\circ\text{N}$  である。MLM 質量  $m'$  (図 5a) は一般に低緯度 (小さい PV) で大きく,  $q \sim 8.5 \text{ PVU}$  ( $\phi_e \sim 55^\circ\text{N}$ ) 付近で極小となっている。PC1 の長周期変動に対応して  $m'$  も変動しており, その時間平均からの偏差 (アノマリ) の位相は低緯度側から極向きに伝播している。図 5b には,  $m'$  の時間変化  $\partial m'/\partial t$  を示している。これによれば,  $m'$  アノマリの極向き伝播に対応して  $\partial m'/\partial t$  の位相も極向きに伝播していることがわかる。以下では,  $m'$  の増加が目立つ領域 (黒塗りの領域) の極向き伝播の様子を, その成因に着目して詳細に調べていく。

熱帯 ( $q < 1$ ) では, 2240-2270 日頃に  $m'$  が増加している。これは, 主に  $M'(\theta)$  の収束 (

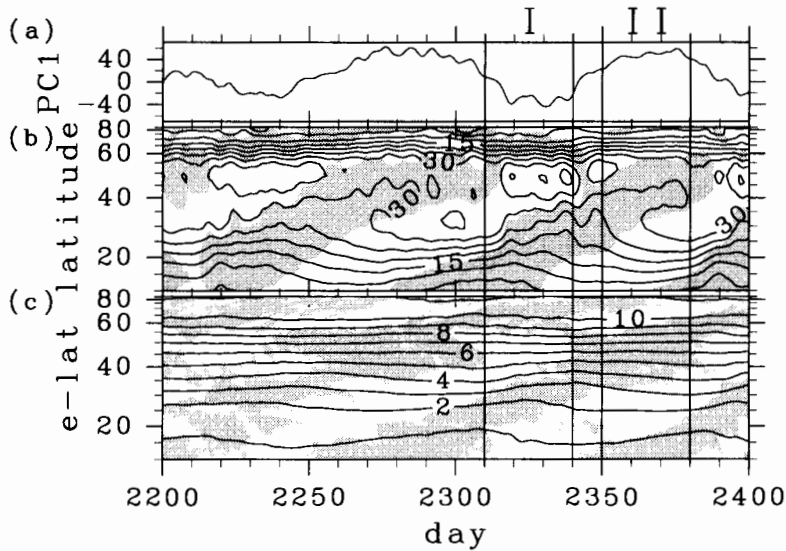


図 4: 2200 日から 2400 日における変動のようす。(a) 平均帯状流の EOF1 モードの主成分 (PC1)。(b)  $\theta = 350\text{K}$  面上の平均帯状流。コンター間隔は  $5 \text{ m s}^{-1}$ 。陰影部は負のアノマリ (時間平均からの偏差) をあらわす。(c) MLM を行なった  $\theta = 350\text{K}$  面上での PV の分布。縦軸は等価緯度。コンター間隔は 1PVU。陰影部分は  $\partial^2 q / \partial t \partial \phi_e$  が 15 日より長い時間スケールで負であるような領域を示す。

$-\partial M'(\dot{\theta}) / \partial \theta > 0$ ; 図 5d) が原因である。2270–2310 日頃には、 $m'$  の増加は  $M'(\dot{q})$  の収束 ( $-\partial M'(\dot{q}) / \partial q > 0$ ; 図 5c) によってもたらされるようになり、その領域は徐々に極向きに移動していく。さらに、2310–2350 日頃には、 $1 \text{ PVU} \lesssim q \lesssim 4 \text{ PVU}$  付近の  $m'$  が  $-\partial M'(\dot{q}) / \partial q$  によって激しく増加している。図からはその大きさを十分に読みとることはできないが、図 5e に示した  $M'(\dot{q})$  が  $q \sim 1 \text{ PVU}$  付近で正の大きな値 (北向き)、 $q \sim 4 \text{ PVU}$  付近で負の大きな値 (南向き) を示していることから推測することができる。続く 2350–2380 日頃には、 $m'$  は  $4 \text{ PVU} \lesssim q \lesssim 7 \text{ PVU}$  付近で  $-\partial M'(\dot{\theta}) / \partial \theta$  によって増加している。この付近では、 $-\partial M'(\dot{\theta}) / \partial \theta$  は常に  $m'$  を増加させるように働いており、これは、 $q = 5 \text{ PVU}$  面上での  $M'(\dot{\theta})$  (図 5f) が  $\theta \sim 340\text{K}$  付近で正、 $\theta \sim 360\text{K}$  付近で負の値をほぼ安定して示していることに起因している。さらに、2380 日以降には、 $q \gtrsim 8 \text{ PVU}$  の領域で  $m'$  が増加している。ひとつ前のサイクルの 2290–2350 日頃の様子からわかるように、この高緯度での  $m'$  の増加には  $-\partial M'(\dot{q}) / \partial q$  と  $-\partial M'(\dot{\theta}) / \partial \theta$  の両方の効果が寄与している。

熱帯から極域まで  $m'$  アノマリが伝播するのに要す時間は、約 200 日である。しかし、次のサイクルはアノマリが極域に達する以前に始まっており、その周期は約 80–100 日程度である。したがって、熱帯から極までの間には常に 2 つか 3 つの正の  $m'$  アノマリが存在する。また、負の  $m'$  アノマリは、正のアノマリ伝播から 50 日ほど遅れて起きている。アノマリ減少 ( $\partial m' / \partial t < 0$ ) をもたらす要因は、 $q < 1 \text{ PVU}$  では  $-\partial M'(\dot{q}) / \partial q$  であり、 $q \sim 2 \text{ PVU}$  付近では  $-\partial M'(\dot{\theta}) / \partial \theta$  である。そして  $q \sim 6 \text{ PVU}$  付近では再び  $-\partial M'(\dot{q}) / \partial q$  が重要になり、高緯度 ( $q \sim 10 \text{ PVU}$ ) では両者の効果が働いている。

アノマリの伝播は長い時間スケールで起こるが、アノマリの変化をもたらす  $\partial m'/\partial t$  (図 5b) は数日の時間スケールで特徴づけられる短周期変動を含んでいる。この変動の位相は  $q \sim 7$  PVU ( $\phi_e \sim 50^\circ\text{N}$ ) 付近よりも赤道側では赤道向きに伝播しており、極側では極向きに伝播している。このような特徴は、 $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$  (図 5c) によってもたらされたものであり、 $M'(\dot{q})$  の分布 (図 5e) からも直接確認することができる。対照的に、 $-\partial M'(\dot{\theta})/\partial \theta$  (図 5d) は特に赤道側において長い時間スケールで変化する。

図 5 に示した MLM 場の時間変化の傾向は、 $\theta = 350$  K 面近くの等温位面で共通してみられる特徴である。注意すべき点は、アノマリの伝播が各温位面上だけで起きているわけではないことである。PV の非保存項による寄与  $M'(\dot{q})$  は、等温位面上での MLM 質量フラックスを意味するが、温位の非保存項による寄与  $M'(\dot{\theta})$  は、等 PV 面上に沿って温位面を横切る MLM 質量フラックスをあらわす。したがって、 $M'(\dot{\theta})$  の収束が重要となる場所 (例えば 2350–2380 日の  $q \sim 5.5$  PVU 付近) では、 $m'$  アノマリの伝播をもたらす MLM 質量は異なる温位面からもたらされたと考えられるべきである。このことは、次の子午面運動の解析によって明らかになる。

## 5.2 2つの典型的な期間

ここでは、MLM 場の変動を図 4, 5 に記した 2 つの期間 I, II について詳細にみていく。期間 I は 2310–2340 日である。この期間には、 $\theta = 350$  K 面上の平均帯状流はダブルジェット構造からシングルジェット構造へと移行している。また、期間 II は 2350–2380 日である。この期間には、シングルジェット構造からダブルジェット構造への変化が起きている。 $\theta = 350$  K 面上の  $m'$  の変動をみると、期間 I では亜熱帯 ( $1 \text{ PVU} \lesssim q \lesssim 4 \text{ PVU}$ ) で増加が目立っており、期間 II では中緯度 ( $4 \text{ PVU} \lesssim q \lesssim 8 \text{ PVU}$ ) で増加がみられる。

図 6a は、期間 I での平均帯状流の子午面プロファイルの変化を示している。期間の最初の日 (2310 日; 破線) には、明瞭なダブルジェット構造を示す。すなわち、 $30^\circ\text{N}$  付近の亜熱帯ジェットと  $50^\circ\text{N}$  付近の高緯度ジェットが明瞭な軸をもっている。期間の最後の日 (2340 日; 実線) には、特に亜熱帯ジェットが弱くなっており、 $55^\circ\text{N}$  付近の風速もやや弱まっている。一方、 $15^\circ\text{N}$  付近および  $45^\circ\text{N}$  付近では風速が強くなっている。この風速の変化は、図の陰影の分布からわかるように、上部対流圏から下部成層圏にかけて鉛直方向にはほぼ同位相である。

平均帯状流と MLM を施した PV との関係式 (13) からわかるように、この 30 日間には、PV の南北勾配は  $\phi_e \sim 30^\circ\text{N}$  付近で小さくなる。例えば、 $q = 2$  と  $4$  PVU コンターおよび  $\theta = 350$  と  $360$  K の各コンターで囲まれた領域 (図 6b の赤道側の陰影部) は南北に伸びている。一方、 $q = 2$  と  $4$  PVU および  $\theta = 330$  と  $340$  K のコンターで囲まれた領域は、平均帯状流が強くなる  $\phi_e \sim 40^\circ\text{N}$  付近に位置しており、南北方向に縮んでいる。

図 6b において PV コンターおよび  $\theta$  コンターによって囲まれた領域の面積は領域内の MLM 質量に比例しており、その変化は MLM 連続の式 (11) を通じて MLM 質量フラックスベクトル  $M'$  と関係している。期間平均した  $M'$  (図 6c) の方向は気候値の分布 (図 3a) とよく似ているが、大きさはかなり大きい。特に  $\theta$  軸に平行な成分  $M'(\dot{q})$  は数倍大きい。MLM 質量

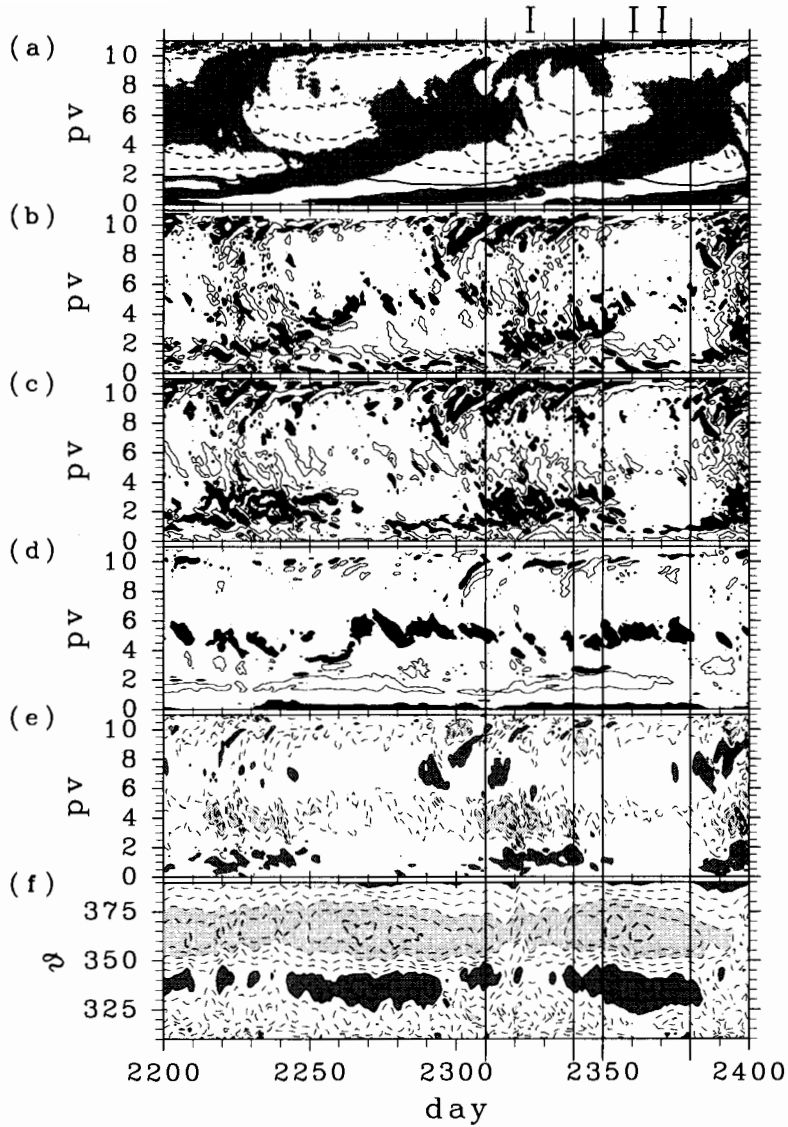


図 5: 2200-2400 日における MLM 場の時間変動。(a-e) は  $\theta = 350\text{K}$  面上の図。(f) は  $q = 5$  PVU 面上の図。(a)  $m'$ 。実線は  $1.0 \times 10^{15} \text{ kg PVU}^{-1} \text{ K}^{-1}$  間隔, 破線は  $1.0 \times 10^{14}$  から  $5.0 \times 10^{14}$  まで  $1.0 \times 10^{14} \text{ kg PVU}^{-1} \text{ K}^{-1}$  間隔で引いてある。陰影部は正のアノマリを示す。(b)  $\partial m' / \partial t$ 。黒い領域は  $3.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  以上の部分。コンターで囲まれた白い領域は  $-3.0 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$  以下の部分。(c)  $-\partial \mathcal{M}'(\dot{q}) / \partial q$ 。黒い領域は  $\partial m' / \partial t > 0$  となる寄与を示す。他は (b) と同じ。(d)  $-\partial \mathcal{M}'(\dot{\theta}) / \partial \theta$ 。他は (c) と同じ。(e)  $\mathcal{M}'(\dot{q})$ 。コンター間隔は  $2.0 \times 10^{-7} \text{ PVU s}^{-1}$ 。ただし 0 の線は省略している。濃い陰影は  $2.0 \times 10^{-7} \text{ PVU s}^{-1}$  以上, 薄い陰影は  $-4.0 \times 10^{-7} \text{ PVU s}^{-1}$  以下の領域。(f)  $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$ 。コンター間隔は  $1.0 \times 10^{-6} \text{ K s}^{-1}$ 。濃い陰影は正の領域, 薄い陰影は  $-3.0 \times 10^{-6} \text{ K s}^{-1}$  以下の領域。

の時間変化  $\partial m'/\partial t$  (図 6d) は  $\phi_e \sim 30^\circ\text{N}$  と  $65^\circ\text{N}$  付近で正であり、 $\phi_e \sim 10^\circ\text{N}$  と  $40^\circ\text{N}$  付近で負である。この分布は、主に図 6e に示した  $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$  によってもたらされる。高緯度 ( $\phi_e \geq 60^\circ\text{N}$ ) に見られる比較的複雑な収束・発散の分布は、図 5c に示された複数の収束・発散を含む変化を反映している。また  $-\partial M'(\dot{\theta})/\partial \theta$  (図 6f) は、たいていの緯度で  $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$  の効果を打ち消すように作用する。しかし、その大きさは小さいため、 $m'$  の変化が起こる。ただし、 $\phi_e \sim 55^\circ\text{N}$  付近では  $-\partial M'(\dot{\theta})/\partial \theta$  の効果が  $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$  の効果を上回っている。

この期間における温位コンターの変化 (図 6b) に着目すれば、例えば  $p_e \sim 300$  hPa 付近では  $\phi_e \leq 30^\circ\text{N}$  でコンターの上昇、 $\phi_e \sim 40^\circ\text{N}$  付近でコンターの下降が見られる。この平坦化した温位コンターの分布は、有効位置エネルギー (Lorenz 1955) の帯状成分が減少したことを意味する。エネルギー論によれば、有効位置エネルギーは傾圧擾乱によって運動エネルギーに変換され散逸する。これは、この期間で平均した PV の非保存成分  $M'(\dot{q})$  が大きな値をもつことを矛盾なく説明する。具体的な傾圧擾乱の活動については次の 5.3 節で触れる。

期間 II には、期間 I とは反対の傾向が目立っている。平均帯状流 (図 7a) は  $30^\circ\text{N}$  付近で強くなり、 $55^\circ\text{N}$  付近で弱くなる。PV コンター (図 7b) は  $25^\circ\text{N}$  付近で傾きを強めて密になり、 $55^\circ\text{N}$  付近で比較的平坦になる。例えば  $q = 2$  と 4PVU コンターおよび  $\theta = 350$  と 360K コンターで囲まれた領域 (赤道側の陰影部) は南北方向に縮み、 $q = 4$  と 6PVU コンターおよび  $\theta = 330$  と 340K コンターで囲まれた領域は南北方向に伸びている。MLM 質量フラックスベクトル  $M'$  (図 7c) のパターンは、気候値および期間 I とは非常に異なっている。これは、特に中・低緯度で  $M'(\dot{q})$  の大きさが非常に小さくなったことを反映している。ベクトルの符号自体はほとんど変わっていない ( $M'(\dot{q})$  成分を温位コンターに平行な向きに図示していることに注意)。一方、 $M'(\dot{\theta})$  成分の符号および大きさはあまり変化していない。わずかに目立つ違いとしては、 $50^\circ\text{N}$  付近で若干加熱されている ( $M'(\dot{\theta}) > 0$ ) ことが挙げられる。結果的に、MLM 質量  $m'$  の時間変化 (図 7d) は、期間 I とはほぼ反対の傾向を示す。すなわち、 $m'$  が増加する領域は  $\phi_e \sim 10^\circ\text{N}$  と  $40^\circ\text{N}$  付近にあり、減少する領域は  $\phi_e \sim 25^\circ\text{N}$  と  $65^\circ\text{N}$  付近にある。これは、 $-\partial M'(\dot{q})/\partial q$  (図 7e) の大きさが特に低緯度と中緯度で小さくなったために、 $-\partial M'(\dot{\theta})/\partial \theta$  (図 7f) の寄与が相対的に大きくなったことが主たる理由である。

温位コンター (図 7b) は、熱帯域での下降し、亜熱帯成層圏および中緯度対流圏での上昇している。これは、この期間に有効位置エネルギーの帯状成分が増加することを示している。

### 5.3 水平分布

期間 I と II における  $\partial m'/\partial t$  分布の違いは、 $\dot{q}$  と  $\dot{\theta}$  の水平パターンを解析することで明瞭になる。図 8 は、期間 I (図 8a-c) あるいは期間 II (図 8d-f) の中間の日の解析結果である。図 8a,d は  $\theta = 350\text{K}$  面上の水平風速の大きさ、図 8b,e は  $\theta = 350\text{K}$  面上の  $\dot{q}$  の分布、図 8c,f は  $q = 5$  PVU 面上の  $\dot{\theta}$  の分布を示している。

期間 I では、水平風の大きさ (図 8a の細線) は、中緯度では全ての経度で  $|v| > 30 \text{ m s}^{-1}$  (薄い陰影) を越えており、 $40 \text{ m s}^{-1}$  以上 (濃い陰影) の強風域も広く分布している。太実線は



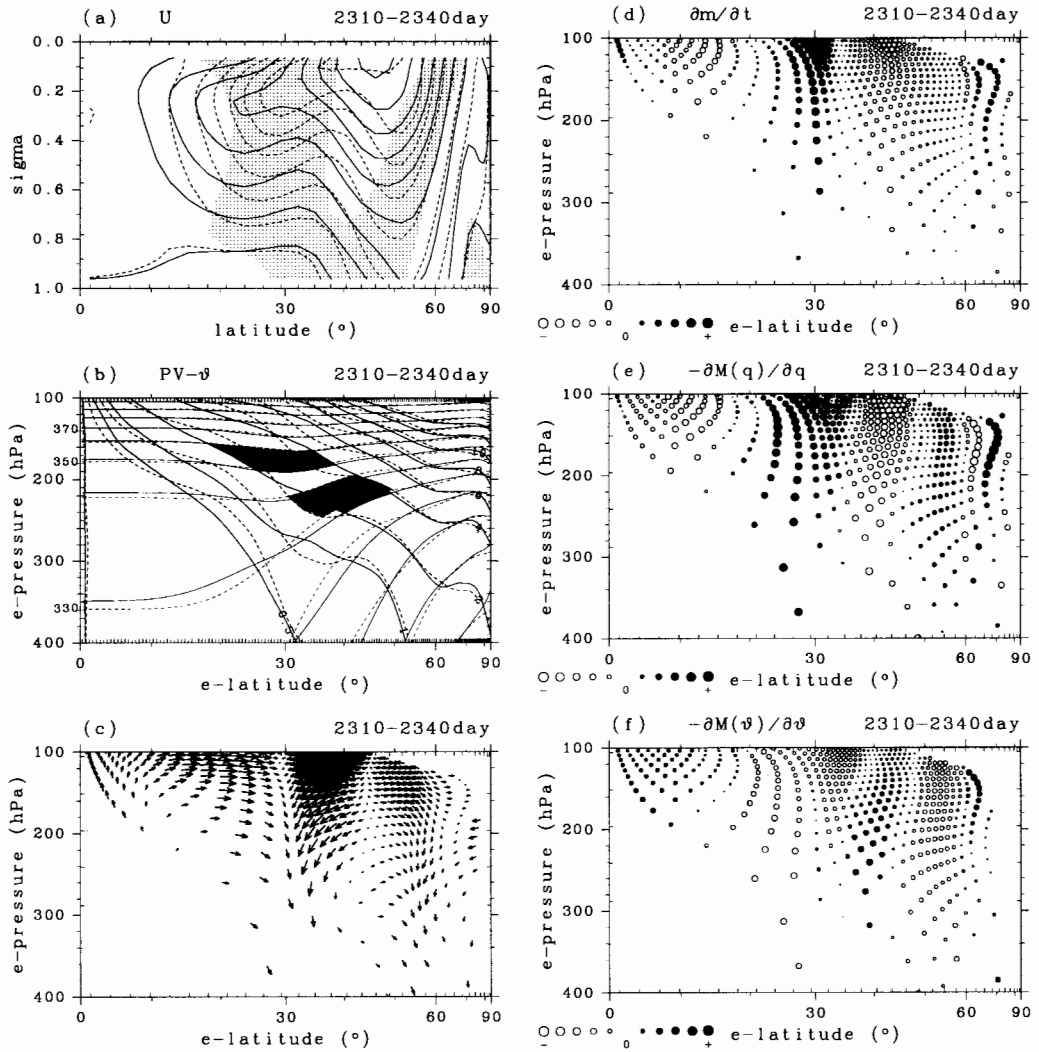


図 6: 期間 I (2310-2340 日) に対する子午面図。(a) 平均帯状流。破線は 2310 日, 実線は 2340 日。コンター間隔は  $5 \text{ m s}^{-1}$ 。陰影はこの 30 日間で風速が弱くなった領域を示す。(b)  $(\phi_e, p_e)$  面上の PV と温位。太破線は 2310 日, 太実線は 2340 日での PV。細破線は 2310 日, 細実線は 2340 日での温位。PV のコンター間隔は 2 PVU で, 1PVU と 0.5PVU のコンターも示している。温位のコンター間隔は 10K。(c) 期間 I で平均した  $M'$ 。図示の方法は図 3a と同様。(d) 期間 I で平均した  $\partial m'/\partial t$ 。図示の方法は図 3b と同様。(e) 期間 I で平均した  $-\partial M'(q)/\partial q$ 。図示の方法は図 3b と同じ。(f) 期間 I で平均した  $-\partial M'(\theta)/\partial \theta$ 。図示の方法は図 3c と同じ。

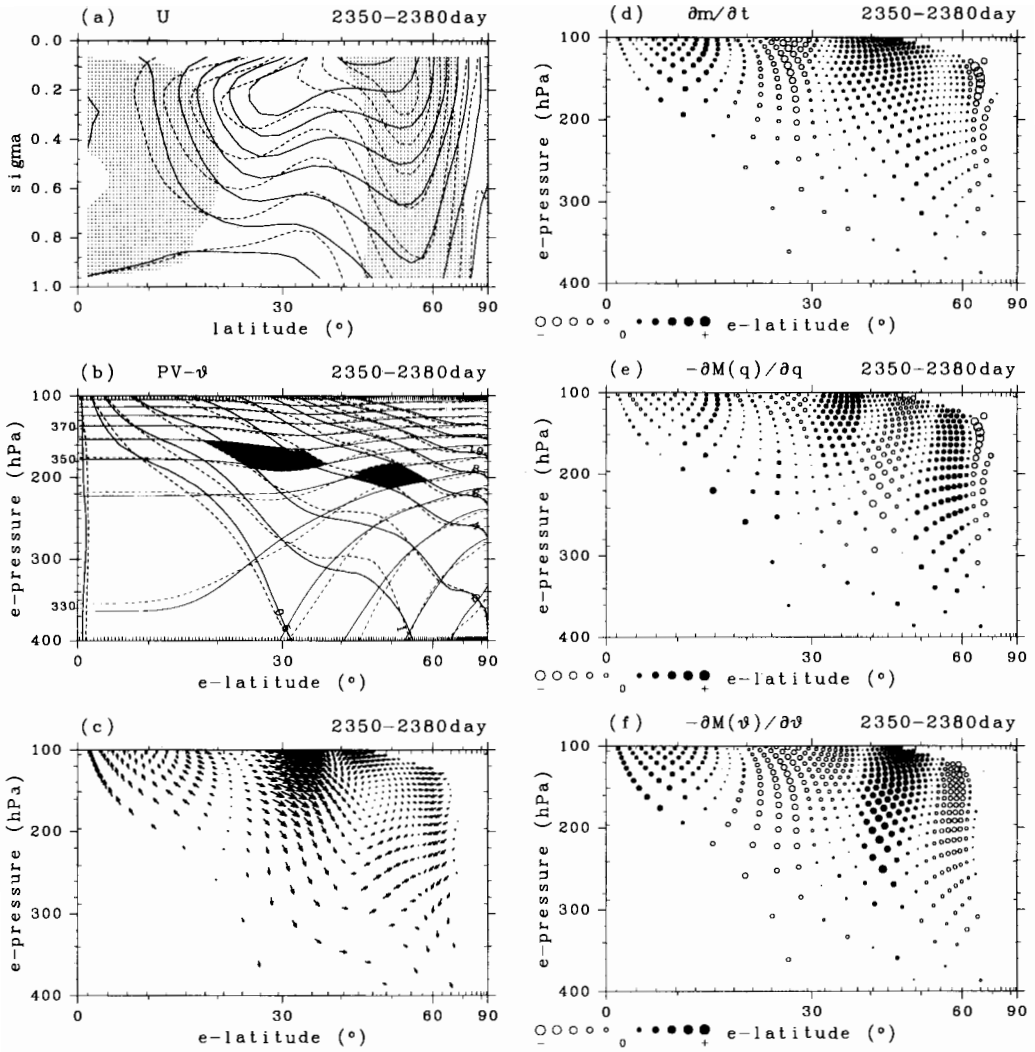


図 7: 図 6 と同様。ただし期間 II (2350-2380 日)。

$q = 1, 2$ , および 5PVU の各 PV コンターであり, 強風帯付近で南北勾配を強めるようにして大きく波打っている。また  $180^\circ$  および  $75^\circ\text{W}$  付近の PV コンターは赤道側に高気圧回転で碎波したパターン (Thorncroft et al. 1993; Hartmann 1995; Akahori and Yoden 1997) を示している。

式 (4) で定義される PV の非保存項  $\dot{q}$  を図 8b に示した。顕著な縞構造は主に  $\nabla^4$  の水平粘性項によって作られており, 強風帯および碎波領域を中心に大きな値を示す。低緯度側の  $1 \text{ PVU} < q < 2 \text{ PVU}$  の範囲では,  $\dot{q} > 0$  の領域が目立っており (濃い陰影), 一方,  $2 \text{ PVU} < q < 5 \text{ PVU}$  の範囲では  $\dot{q} < 0$  の領域が目立っている (薄い陰影)。結果として, 図 5e に示したように, これらの 2 つの PV 域ではそれぞれ卓越した正および負の  $\mathcal{M}'(\dot{q})$  が存在することになる。したがって, 図 6d における  $\phi_e \sim 30^\circ\text{N}$  付近での  $m'$  の増加はジェット気流の赤道側における高気圧回転のロスビー波碎波と密接に関係していることがわかる。高緯度の ( $60^\circ\text{N}$ ,  $45^\circ\text{W}$ ) 付近および ( $70^\circ\text{N}$ ,  $135^\circ\text{W}$ ) 付近でも,  $\dot{q}$  の縞構造が目立っている。これらは, ジェット気流の極側における低気圧回転のロスビー波碎波に付随したものである。図 5c における  $q \sim 10 \text{ PVU}$  付近の黒と白の縞模様はこのような碎波パターンに起因している。

$q = 5\text{PVU}$  面上 (図 8c) では, 太実線は  $\theta = 380, 350$  および  $325 \text{ K}$  の各温位コンターを示しており, それらは大きく波打っている。一般に, 高気圧性渦は対流圏界面付近に負の温度アノマリをともなっている (周囲よりも冷たい) ため, 中緯度 ( $325 \text{ K} < \theta < 350 \text{ K}$ ) のリッジでは  $\dot{\theta} > 0$  である。また, トラフは正の温度アノマリをともなっており,  $\dot{\theta} < 0$  である。しかし, この 2 つの効果は MLM によって打ち消されてしまうため,  $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$  はほぼ 0 となる (図 5f)。中・高緯度のこれ以外の領域では, 一般に大気は穏やかに冷却される。その中において, ハドレー循環の下降域にあたる  $350\text{K} < \theta < 380 \text{ K}$  付近では比較的冷却が強い。

期間 II では, ジェット気流 (図 8d) は弱く, ほぼ  $40 \text{ m s}^{-1}$  以下である。また, PV コンターもあまり波打っておらず, ほぼ帯状対称に分布している。対応した PV の非保存項  $\dot{q}$  (図 8e) はほぼ全ての領域で小さい。したがって, 期間 II で  $\mathcal{M}'(\dot{q})$  の値が小さいのは, PV コンターの波打ち方が非常に弱いためであると結論づけることができる。また  $q = 5 \text{ PVU}$  面上 (図 8f) の温位コンターも波打ち方が小さく, 中緯度のリッジおよびトラフに付随する加熱および冷却はわずかである。MLM 質量フラックス  $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$  の正の値 (図 5f) は, このわずかな違いによって作られたものである。 $35^\circ \text{N}$  付近 ( $350 < \theta < 380 \text{ K}$ ) では, ハドレー循環に関連した弱い冷却域が広く分布し, 全体として期間 I よりも  $\mathcal{M}'(\dot{\theta})$  の負の値を強めている。

## 6 議論

前節までの解析により, 長周期変動が低緯度から極向きに伝播する  $m'$  アノマリと強く関連していることが明らかになった。ここでは, この  $m'$  アノマリの極向き伝播を, 従来から知られている平均帯状流アノマリ (角運動量アノマリ) と対応づけて議論する。図 9 は帯状方向および鉛直方向にオイラー平均した帯状流のアノマリの時間変化を, 図 4 および 5 と同じ期間について示したものである。陰影で示した平均帯状流アノマリが低緯度から高緯度へと明瞭に伝播している。このような特徴は James et al. (1994) が数値実験で見つけており, 長

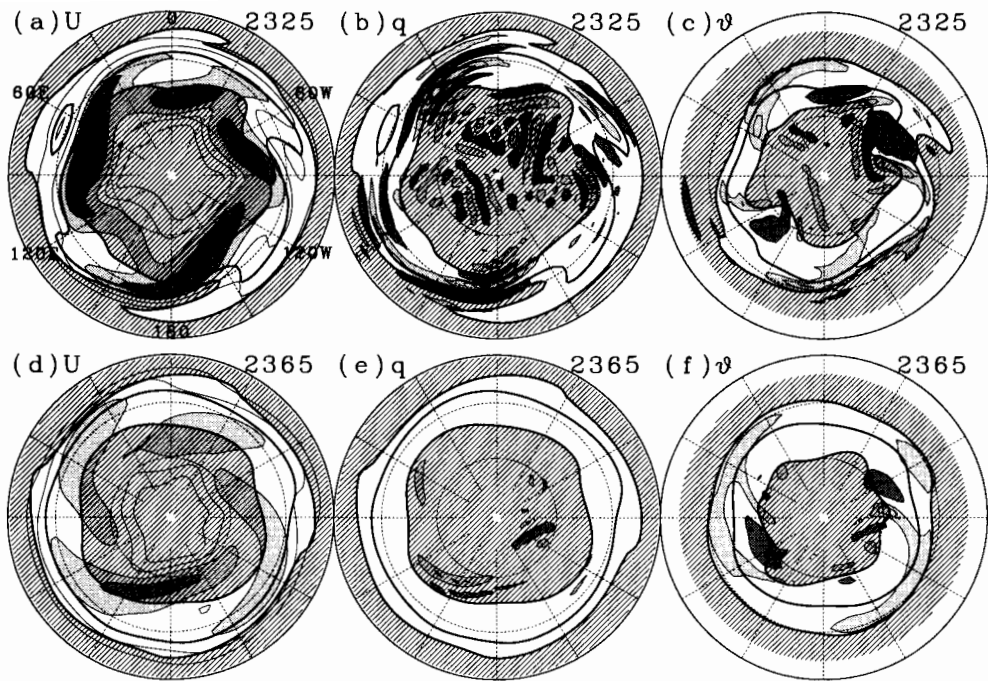


図 8: 2325 日 (a-c) および 2365 日 (d-f) におけるコンター図。(a)  $\theta = 350\text{K}$  面上での水平風の速さ  $|v|$  を細実線で  $10\text{ m s}^{-1}$  毎に示している。淡い陰影および濃い陰影はそれぞれ  $30\text{ m s}^{-1}$  以上と  $40\text{ m s}^{-1}$  の領域を示す。また、太実線は低緯度側から  $q = 1, 2, 5\text{PVU}$  の PV コンターを示す。 $q < 1$  および  $q > 5$  の領域は斜線をつけてある。(b)  $\theta = 350\text{K}$  面上での  $\dot{q}$  の分布を細実線で  $1.0 \times 10^{-6}\text{ PVU s}^{-1}$  毎に示している。ただし 0 コンターは省略している。濃い陰影部は  $1.0 \times 10^{-6}\text{ PVU s}^{-1}$  以上の領域、淡い陰影部は  $-1.0 \times 10^{-6}\text{ PVU s}^{-1}$  以下の領域。他は (a) と同様。(c)  $q = 5\text{PVU}$  面上での  $\dot{\theta}$  を細実線で  $5.0 \times 10^{-6}\text{ K s}^{-1}$  毎に示している。ただし 0 コンターは省略。濃い陰影部は  $5.0 \times 10^{-6}\text{ K s}^{-1}$  以上、淡い陰影部は  $-5.0 \times 10^{-6}\text{ K s}^{-1}$  以下の領域。太実線は低緯度からみて  $\theta = 380, 350, 325\text{ K}$  の温位コンター。 $\theta > 380\text{K}$  と  $\theta < 325\text{K}$  の領域は斜線をつけている。(d) 2365 日に対する (a) と同様の図。(e) 2365 日に対する (b) と同様の図。(f) 2365 日に対する (c) と同様の図。各図とも、地図投影はランベルト正積円錐図法。境界の円は赤道であり、経線と緯線を  $30^\circ$  毎に示している。

周期変動における本質的特徴であるとして解析を行なっている。

PV アノマリと平均帯状流アノマリはともに鉛直方向に位相がそろった順圧的な構造をもっており、鉛直平均の有無にかかわらず式 (13) と同様の近似式を満たす。したがって、図 4c に示した PV の南北勾配の大小は、それぞれ図 9 に示した正と負の平均帯状流アノマリとかなりよく対応する。さらに、層厚の変化による寄与を無視すれば、これらの位相は図 5a に示した  $m'$  アノマリと一致する。こうして、物理的意味がやや希薄である平均帯状流や角運動量の長周期変動の問題を、力学的に重要な意味をもつ MLM あるいは PV- $\theta$  の視点から議論することができる。

客観データ解析を行なった Feldstein (1998) は、帯状および鉛直方向に積分した角運動量アノマリ (あるいは平均帯状流アノマリ) の数十日スケールの極向き伝播を両半球の夏と冬に

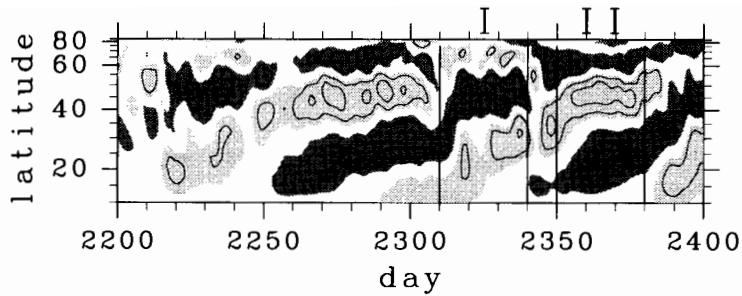


図 9: 図 4b と同様。ただし、帯状平均および鉛直平均した帯状流のアノマリ。コンター間隔は  $2 \text{ m s}^{-1}$ 。濃い陰影部は  $1 \text{ m s}^{-1}$  以上、淡い陰影部は  $-1 \text{ m s}^{-1}$  以下の領域。

ついて調べ、中緯度においては低緯度や高緯度に比べて角運動量アノマリの伝播速度が遅くなることを指摘している。そのような伝播特性は図 9 から読みとることができる。これは、 $m'$  アノマリの伝播を担う非保存過程の特性の違いによって次のように解釈できる。傾圧擾乱が活発な期間には、中緯度から低緯度へとロスビー波が頻繁に伝播し、臨界緯度付近でロスビー波が碎波する。その結果流れの場が変えられ、碎波領域（臨界緯度）は中緯度側にシフトする (James and Dodd 1996 を参照)。このため、 $m'$  アノマリ (図 5a の陰影) は低緯度 ( $q \leq 4 \text{ PVU}$ ) で滑らかな極向き伝播を示し、対応した平均帯状流アノマリも比較的速く極向きに伝播する。一方、不活発な時期にはこのメカニズムは作用せず、温度強制の効果が支配的となる。このため、中緯度 ( $4 \text{ PVU} \leq q \leq 8 \text{ PVU}$ ) の  $m'$  アノマリの極向き伝播は不鮮明であり、対応した平均帯状流アノマリも停滞する傾向にある。

## 7 まとめ

長時間積分実験 (Akahori and Yoden 1997) のデータを再解析し、MLM の観点から長周期変動を調べた。子午面運動の気候値は、温位の観点からは、半球規模の 1 セルの対流構造を形成する MLM 質量フラックスによって特徴づけられる。また、PV の観点からは、 $25^\circ\text{N}$  および  $55^\circ\text{N}$  付近で収束する MLM 質量フラックスによって特徴づけられる。これらの質量フラックスをもたらす要因は、温位の場合には、ほぼ温度強制による加熱および冷却である。また、PV の場合には、ジェット気流の両側におけるロスビー波碎波と関連した拡散過程が主であるが、温度強制の寄与も局所的には重要な役割を果たしている。

得られた長周期変動は、100 日程度の周期で熱帯から極向きに伝播する MLM 質量アノマリによって特徴づけられる。このようなアノマリの極向き伝播は、従来、平均帯状流あるいは角運動量の観点から議論されてきたが、MLM 解析を行なうことで以下のような明瞭な物理的解釈が可能となる。

平均帯状流がシングルジェットを示す期間には、傾圧擾乱の活動は活発である。このため、ジェット気流の赤道側では、高気圧性のシアの影響を受けて高気圧回転のロスビー波碎波が繰り返して起こる。そして、この碎波にともなう PV の混合・拡散過程によって基本場が変

形を受け、MLM 質量が亜熱帯域で増大し、平均帯状流がダブルジェット型となる期間に移行する。ダブルジェット型の期間には、傾圧擾乱の活動は不活発であり、ロスビー波の碎波も弱い。そのため、熱強制によって基本温度場が回復し、中緯度の MLM 質量が増大する。そして、平均帯状流は再びシングルジェット型を示すようになる。シングルジェット型の期間には、ジェット気流の極側で低気圧回転のロスビー波碎波が頻繁に起きている。そのため MLM 質量は極域でも増大する。MLM 質量アノマリの低緯度から高緯度への伝播は、このようなロスビー波碎波による PV の散逸過程と温度強制による基本場の回復過程の繰り返しを反映している。

## 謝辞

数値モデルは AGCM5(地球流体電脳倶楽部 1998) を、球面調和関数ライブラリは ISPACK (石岡 1998) を用いた。また、作画には地球流体電脳ライブラリを用いた。数値計算およびデータ処理には、大阪大学大型計算機センターの SX-3R、京都大学大型計算機センターの VPP500 および京都大学電波科学計算機実験装置 (KDK) を利用した。なお、本研究は、文部省科学研究費および東京大学気候システム研究センター共同研究費の補助を受けた。

## 参考文献

- 石岡圭一, (1998): ISPACK-0.2, <http://www.gfd-dennou.org/arch/ispack/>, 地球流体電脳倶楽部。  
地球流体電脳倶楽部, (1998) : AGCM5, <http://www.gfd-dennou.org/arch/agcm5/>, 地球流体電脳倶楽部。
- Akahori, K. and Yoden, S. (1997): Zonal flow vacillation and bimodality of baroclinic eddy life cycles in a simple global circulation model. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 54, pp. 2349-2361.
- Anderson, J. R. and Rosen, R. D. (1983): The latitude-height structure of 40-50 day variations in atmospheric angular momentum. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 40, pp. 1584-1983.
- Andrews, D. G. and McIntyre, M. E. (1976): Planetary waves in horizontal and vertical shear: The generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 33, pp. 2031-2048.
- Andrews, D. G. and McIntyre, M. E. (1978): Generalized Eliassen-Palm and Charney-Drazin theorems for waves on axisymmetric mean flows in compressible atmospheres. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 35, pp. 175-185.
- Butchart, N. and Remsberg, E. E. (1986): The area of the stratospheric polar vortex as a diagnostic for tracer transport on an isentropic surface. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 43, pp. 1319-1339.
- Chen, T.-C. and Weng, S.-P. (1997): The poleward propagation of atmospheric angular momentum with a 30-60-day time scale. *Dyn. Atmos. Oceans.*, Vol. 27, pp. 175-185.
- Dutton, J. A., (1976): *The Ceaseless Wind*. McGraw-Hill, 579pp.
- Feldstein, S. B., (1998): An observational study of the intraseasonal poleward propagation of zonal mean flow anomalies. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 55, pp. 2516-2529.
- Gutzler, D. S. and Madden, R. A. (1993): Seasonal variations of the 40-50-day oscillation in atmospheric angular momentum. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 50, pp. 850-860.
- Hartmann, D. L., (1995): A PV view of zonal flow vacillation. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 52, pp. 2561-2576.
- Hartmann, D. L., and F., Lo, (1998): Wave-driven zonal flow vacillation in the Southern Hemisphere. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 55, pp. 1303-1315.
- Holton, J. R., (1992): *An introduction to dynamic meteorology*. Academic Press, 511 pp.

- Hou, A. Y. and Lindzen, R. S. (1992): The influence of concentrated heating on the Hadley circulation. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 49, pp. 1233-1241.
- Iwasaki, T., (1989): A diagnostic formulation for wave-mean flow interactions and Lagrangian-mean circulation with a hybrid vertical coordinate of pressure and isentropes. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 67, pp. 293-312.
- James, I. N., and Dodd, J. P. (1996): A mechanism for the low-frequency variability of the mid-latitude troposphere. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 122, pp. 1197-1210.
- James, I. N., and P. M. James, (1992): Spatial structure of ultra-low-frequency variability of the flow in a simple atmospheric circulation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 118, pp. 1211-1233.
- James, P. M., Fraedrich, K. and James, I. N. (1994): Wave-zonal-flow interaction and ultra-low-frequency variability in a simplified global circulation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 120, pp. 1045-1067.
- Karoly, D. J., (1990): The role of transient eddies in low-frequency zonal variations of the Southern Hemisphere circulation. *Tellus*, Vol. 42A, pp. 41-50.
- Kida, H., (1977): A numerical investigation of the atmospheric general circulation and stratospheric-tropospheric mass exchange: II. Lagrangian motion of the atmosphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 55, pp. 71-88.
- Kidson, J. W., (1988): Indices of the Southern Hemisphere zonal wind. *J. Climate*, Vol. 1, pp. 183-194.
- Lindzen, R. S. and A. Y. Hou, (1988): Hadley circulations for zonally averaged heating centered off the equator. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 45, pp. 2416-2427.
- Lorenz, E. N., (1955): Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus*, Vol. 7, pp. 157-167.
- McIntyre, M. E., (1980): Towards a Lagrangian-mean description of stratospheric circulations and chemical transports. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, Vol. A296, pp. 129-148.
- Nakamura, N., (1995): Modified Lagrangian-mean diagnostics of the stratospheric polar vortices. Part I: Formulation and analysis of GFDL SKYHI GCM. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 52, pp. 2096-2108.
- Shiotani, M. (1990): Low-frequency variations of the zonal mean state of the Southern Hemisphere troposphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 68, pp. 461-471.
- Thorncroft, C. D., Hoskins, B. J. and McIntyre, M. E. (1993): Two paradigms of baroclinic-wave life-cycle behaviour. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, Vol. 119, pp. 17-55.
- Webster, P. J., and Keller, J. L. (1975): Atmospheric variations: Vacillations and index cycles. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 32, 1pp. 283-1300.
- Yoden, S., Shiotani, M. and Hirota, I. (1987): Multiple planetary flow regimes in the southern hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 65, pp. 571-586.
- Yu, J.-Y. and Hartmann, D. L. (1993): Zonal flow vacillation and eddy forcing in a simple GCM of the atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 50, pp. 3244-3259.

# 冬季極東モンスーンの10年規模変動が北西太平洋の 移動性擾乱の活動に与える影響

東京大学大学院理学系研究科地球惑星物理学専攻/地球フロンティア

中村 尚

## 1. はじめに

大気・海洋大循環の行なう熱輸送により、対流圏の南北気温分布は放射平衡温度よりはずっと一様化されている。海洋循環に伴う熱輸送が特に亜熱帯で大きいのに対し、中緯度では大気循環に伴う熱輸送の重要性が高い (Peixoto and Oort, 1992)。帯状平均した南北速度成分には地衡風成分が寄与し得ないことから、中緯度大気の南北熱輸送には波動成分の寄与が卓越する。季節に依る放射平衡温度分布の変化を反映して、輸送量にも明瞭な季節変化が現われる。大気の南北熱輸送量の季節依存性については、帯状平均輸送（温度と南北風速の経度に関する共分散）と帯状平均の温度構造との関係として従来から論じられてきた (Lorenz, 1967; Peixoto and Oort, 1992)。特に、周期数日の移動性高低気圧波の成長・発達に関しては、線形傾圧不安定理論が凡そその説明を与えることから (Eady, 1947; Chamey, 1949)、擾乱の振幅を決める帯状平均温度傾度と擾乱に伴う熱輸送量との関係が「傾圧調節」の観点から論じられてきた (Stone, 1978)。

しかしながら、これら傾圧性擾乱の活発な、所謂「ストームトラック」と呼ばれる領域は、特に北半球冬季において、北西太平洋と北西大西洋の2つの領域に集中している (Blackmon et al., 1977, 1984; Wallace et al., 1988)。これらの領域は、大規模山脈や海陸の熱的コントラストによって励起される定在性波動（プラネタリー波）に伴う谷に当たり、上空の西風ジェットが著しく強く、その軸も南下し、それに伴い下層の南北温度傾度も著しく高い。また、これら中緯度大洋の西岸では、西岸境界流である黒潮やメキシコ湾流の流れる暖かい海面を、大陸から冷たく乾いた風が吹き渡る際に大量の熱が供給されるために（極東では冬季モンスーンとして特に顕著）、大気の成層度が極めて低くなっている。両大洋の中緯度北西岸では、これら2つの効果が相まってジェットに伴う傾圧度が極めて高く、そのすぐ下流側にストームトラックが形成されるのである。従って、短周期傾圧性擾乱が担う熱輸送もこれらの領域の局所的な傾圧度に左右されるはずである。実際、Nakamura (1992) や中村 (1995) は、平年の季節変化に伴って、北西大西洋の傾圧性擾乱の振幅とそれが担う南北熱輸送量が下層の局所的な傾圧度と伴って増加することを示した。

ところが、北西太平洋では真冬にジェットや傾圧性が極端に強まると擾乱振幅や熱輸送が却って減少するという、線形傾圧不安定理論では説明できない奇妙な季節変化が見られることが示された (Nakamura, 1992; 中村, 1995)。極東・西太平洋域における真冬の下層の傾圧性の強まりは、大陸のシベリア高気圧と東方海上のアリュシャン低気圧との間を持続的に吹く北西モンスーンの発達に対応し、これによっても大量の熱が極向きに輸送される (Higuchi et al., 1991)。このように、極東・北西太平洋域における大気循環に依る南北熱



輸送は、主にモンスーン、短周期の季節内変動という力学的成因の異なる2種の循環成分によって賄われている。

ただし、以上はあくまで平年の状況であって、エル・ニーニョなどの外因や、北太平洋中高緯度大気海洋系の自励的長期変動 [Nakamura et al., 1997; 中村ら, 1997; Nakamura and Yamagata, 1999] 等により、冬季極東モンスーンや移動性擾乱の活動に顕著な影響が現われる可能性がある。殊に、ここ10年の持続的な暖冬傾向に象徴されるように、極東冬季モンスーンは1980年代終盤に極端に弱まった。これに伴い、ストームトラック上の移動性擾乱の活動やそれに伴う熱輸送量にいかなる系統的变化が見られるのか、過去16年のデータを解析した。大規模なモンスーンや東西に連なるストームトラックの活動の変化は、北太平洋の広い範囲に降水量の偏差をもたらし得るが、それと伴に大気熱源や潜熱輸送にも変化が現われるはずで、それらについても解析を行なった。尚、本研究の要約は、中村(1999)、Nakamura and Izumi (1999) に、詳細は Nakamura and Izumi (2000) に各々示されている。

## 2. データと解析手法

用いたデータは米国環境予報センター (NCEP) の全球客観再解析データである。これは、蓄積された過去の観測データを最新の数値予報モデルにて同化し直したもので、従来と比較してずっと均質な格子点データ (緯度経度 $2.5^\circ$ ) が、1979秋~1995年夏の16年間毎日6時間毎得られている。本研究では、地表の気候区形成に強い影響を及ぼすと思われる、対流圏下層850mbのレベルに着目する。

本研究では、時間スケールの異なる3つの変動成分を、時間フィルターを施して分離した。まず6時間毎のデータ時系列に切離周期8日の高周波フィルターを施し、短周期の移動性高低気圧波を抽出した。停滞性の変動が卓越する残りの成分に31日の移動平均を施し、持続性の高い成分と比較的低い成分とに分離した。後者 (即ち、8日低周波フィルターの場合から31日移動平均場を引いたもの) は、ブロッキングなど準停滞性の季節内変動を表わす。モンスーンが含まれる前者 (31日移動平均場) を365の各日付について16年分の平均を取ることにより、滑らかに季節変化する気候平均場を定義した。そして、ある年ある日付の31日移動平均場の気候平均場からのずれを経年変動を表わす偏差場とした。

一方、上記3変動成分に依る南北顕熱輸送量は次のようにして見積った。まず、短周期の傾圧性擾乱については、8日の高周波フィルターされた温度変動 ( $T''$ ) と南北風変動 ( $v''$ ) との積を各格子点上で各時刻16年分求め、その時系列に31日の移動平均を施して、波動の位相に依存しない輸送量 [ $v''T''$ ] とした。次に、8日低周波フィルターされた場から31日移動平均場を差引いた温度 ( $T$ ) と南北風 ( $v$ ) の両変動成分の積を各格子点上で毎日評価し、それに31日移動平均を施して準停滞性季節内変動に依る熱輸送量 [ $vT$ ] とした。一方、定在性波動を東西一様流に重畳するプラネタリー波と看做し、温度と南北風の31日移動平均場において各緯度帯にて帯状平均からのずれを各々  $v^*$ ,  $T^*$  とし、その積  $v^*T^*$  を各経度で評価して南北熱輸送とした。水蒸気輸送の評価についてもその発散成分について、比湿 ( $q$ )

を用いて同様に行った。これら輸送量についても気候平均と偏差は上記のように定義した。

### 3. 解析結果

#### 3-1. ストームトラックの経年変動と付随するモンスーンの変動

本研究では、南北気温傾度の著しい極東・北西太平洋域における短周期傾圧性波動擾乱（所謂、移動性高低気圧波）に伴う熱輸送 [ $v''T''$ ] に卓越する経年変動をまず同定し、次に他の変動成分が担う熱輸送がそれ連動していかに変化かを調査した。具体的には、過去16年にわたる真冬の1, 2月平均の [ $v''T''$ ] 偏差場について、 $[20^{\circ}\text{N}\sim 60^{\circ}\text{N}, 120^{\circ}\text{E}\sim 180^{\circ}]$  の領域に限って経験直交関数 (EOF) 解析を施した結果、第1モードがこの領域の全分散の約半分 (48%) を賄う卓越した変動を抽出することが判った [第2モードが説明するのは全分散の些か11%]。その空間パターンを、このモードの振幅時系列 (PC1: 第1主成分) と各地点での [ $v''T''$ ] 時系列との間の線型回帰係数分布図に示した (図1a)。尚、回帰係数はEOF解析の領域よりは広い範囲で得られている。極東・北西太平洋では、このモードは平年のストームトラック沿いに伝播する移動性高低気圧波の強弱に伴う南北熱輸送偏差を表現する。また、北東太平洋では、PC1 が正の時にはストームトラックが分流して中緯度では熱輸送が抑制される反面、PC1が負の時にはストームトラックが活動が中緯度で平年以上に強化される状態を表わしている。この傾向は北東太平洋上層では一層顕著で、正のPC1時にはアリューシャン付近とハワイ付近とで擾乱の顕著な活発化が見られる (図1b)。

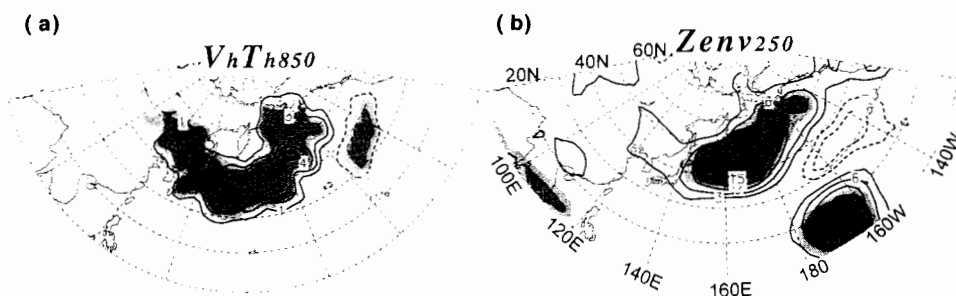


図1 (a) 極東・北太平洋域  $[20^{\circ}\text{N}\sim 60^{\circ}\text{N}, 120^{\circ}\text{E}\sim 180^{\circ}]$  において1980~1995年真冬 (1, 2月) に観測されたストームトラック上の移動性擾乱に伴う850mbの熱輸送 [ $v''T''$ ] の経年変動の第1モードの空間パターン。(b) それに付随する250mb高度場の移動性擾乱の振幅変動。各々第1主成分が単位標準偏差増加した時に予想される偏差 (線型回帰係数) 分布を示す: (a) 2 K m/s 毎 (太線: 10); (b) 3 m 毎 (太線: 15)。いずれも破線は負値; ゼロ線略の。第1主成分と各偏差との相関係数が95%以上の水準で有意な領域には濃影, 90%以上の領域には淡影。(b) の振幅は「包絡関数 (Nakamura and Wallace, 1990)」で定義される (高周波フィルタされた高度場を自乗して2倍したものに低周波フィルタを施し、その平方根をとったもの)。

さて、図1に同定された移動性擾乱に依る熱輸送の卓越した変動が、如何なる持続的な大気循環偏差に伴うものかを調べるために、第1主成分時系列と1, 2月平均の高度偏差場や温度偏差場との間の線型回帰係数を各地点で求めた (図2)。北西太平洋で移動性擾乱が活発

で(弱く)  $[v^*T^*]$  が平年に比べ増加(減少)する冬には、上層・下層とも北太平洋ほぼ全域が大きな高気圧性(低気圧性)偏差に覆われる一方、シベリア上空は低気圧性(高気圧性)偏差に覆われている(図2ab)。一見等価順圧構造のようだが、極東では下層の偏差が殆ど認められないにも拘わらず、上空では太平洋から連なる強い偏差に覆われて、傾圧性が強いことを示している。付随する850mb 温度偏差場を見ても(図2c),  $[v^*T^*]$  の増加(減少)は、極東での温暖化(寒冷化)・北米西岸での寒冷化(温暖化)に伴っており、極東での寒気の南下、北米西岸での暖気の北上が共に弱化(強化)する傾向が明白である。一方、シベリア北部では逆に寒冷化(温暖化)する傾向が見られる。即ち、 $[v^*T^*]$  の増加(減少)は、アリューシャン低気圧とシベリア高気圧双方の弱化(強化)、即ち冬季極東モンスーンの弱化(強化)に伴うことが判った。実際、定在波による熱輸送  $v^*T^*$  は極東・北米西岸ともに顕著な負偏差となっており(図2d)、極東・北西太平洋で移動性擾乱と冬季モンスーンに伴う熱輸送

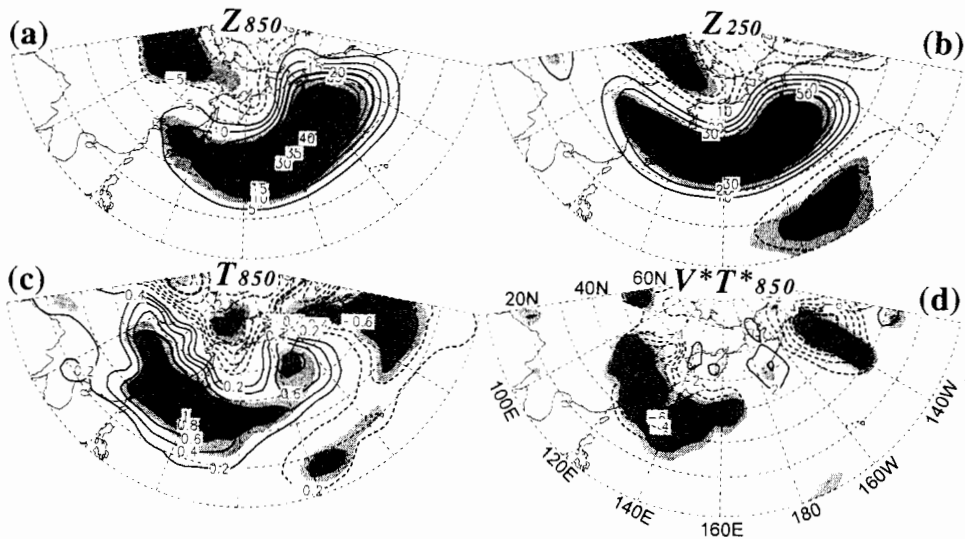


図2 極東・北太平洋域において1980~1995年真冬(1,2月)に観測されたストームトラック上の移動性擾乱による熱輸送偏差  $[v^*T^*]$  の経年変動の第1モードに付随する真冬平均の(a) 850 mb 高度偏差(5 m 毎; 太線: 20), (b) 250 mb 高度偏差(10 m 毎; 太線: 50), (c) 850 mb 気温偏差(0.3 K 毎; 太線: 1.2), (d) 定在波動による熱輸送  $v^*T^*$  偏差(2 K m/s 毎, 太線 10)。いずれも  $[v^*T^*]$  の経年変動第1主成分が単位標準偏差増加した時に予想される偏差(線型回帰係数)。破線は負値; ゼロ線略。第1主成分との相関係数が95%以上の水準で有意な領域には陰影。

の両者の年々変動に見られる逆位相関係、或いは相補関係が確認された。より定量的な議論のために、各変動成分の担う南北熱輸送の線型回帰係数の分布を各々  $100^{\circ}\text{E} \sim 180^{\circ}$  の経度幅で平均した緯度分布図を作成した(図3)。第1モードに伴っては、モンスーンに依る輸送偏差  $v^*T^*$  が最大の振幅を持つが、中緯度ではその50~70%もが、逆符号を持つ移動性擾乱からの寄与  $[v^*T^*]$  により相殺されている。加えて、弱いながらも準停滞性季節内変動の

寄与  $[v'T]$  も相殺に働くことから、結果として正味の熱輸送に些かな経年変動しか現われない。

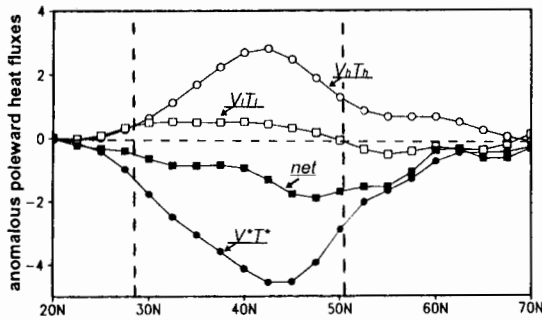


図3 極東・北太平洋域において真冬(1, 2月)に観測された移動性擾乱による熱輸送  $[v'T]$  の経年変動第1モードに伴う偏差 (—●—), 並びにそれと付随する定在性波動による熱輸送  $v*T*$  偏差 (—○—) と準停滞性季節内変動による輸送  $[v'T]$  偏差 (—□—), 及び3成分の総和としての正味輸送偏差 (—■—)。いずれも図2の結果を  $[100^{\circ}\text{E}\sim 180^{\circ}]$  の経度帯にて東西平均して得られた緯度分布。横軸は緯度, 縦軸は熱輸送偏差 ( $\text{K m/s}$ )。2本の縦破線に挟まれた緯度帯にて,  $[v'T]$ ,  $v*T*$  偏差ともに95%の水準で有意(相関係数による検定)。

### 3-2. 卓越するストームトラックの変動と10年規模変動との関係

3-1.において, 1980年代から90年代前半にかけて北西太平洋ストームトラックの活動に起きた顕著な経年変動とそれに付随する循環偏差の空間構造が同定された。その経年変動の様子は移動性擾乱の経年変動の第1主成分時系列に示される(図4)。何ら平滑化を施さずとも10年規模の変動が顕著に認められる。1980年代初頭から中盤にかけては, 冬季モンスーンが強くストームトラックの活動は抑制されていたが, 逆に80年代終盤以降はモンスーンが弱化しストームトラックは活発化した。この傾向は, 80年代終盤に寒冬傾向から暖冬傾向に転じた本邦の冬の天候ベースと良く対応する。最近, 小出・小寺(1997), Nakamura et al.(1997), Nakamura and Yamagata(1999)は, 北太平洋域の顕著な10年規模変動に伴って80年代半ばには北太平洋中緯度の亜寒帯前線に沿って海面水温(SST)が持続的に低く, アリューシャン低気圧も著しく発達していた状況が1980年代末迄には解消し, SSTも上昇して同低気圧も弱化した事実を示した。Watanabe and Nitta(1999), Kiode and Kadera(1999), Nakamura and Yamagata(1999)は, 10年規模変動に伴いほぼ同じ時期にユーラシア・中国大

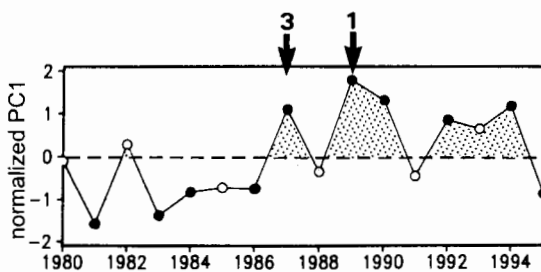


図4 極東・北西太平洋域において真冬(1, 2月)に観測された移動性擾乱による極向き熱輸送  $[v'T]$  偏差の経年変動の第1主成分時系列。横軸は年。正值は  $[v'T]$  が平年より大きい冬を示す。左右の矢印は Nakamura and Yamagata(1999)の同定した北西太平洋海面水温10年規模変動の第3, 第1主成分が各々符号反転した時期を示す。

陸の冬季地上気温が上昇し、冬の極東モンスーンが弱化したことを示している。本研究の結果から、こうした極東・北太平洋域の大気海洋循環系の10年規模変動に伴い、モンスーンのみならず、移動性擾乱の活動にもこの地域独特な系統の変調が現われ、それぞれが担う南北熱輸送量にも顕著な10年規模変動が生ずることが明らかとなった。

尚、Nakamura and Yamagata (1999) が指摘するように、アリューシャン低気圧やシベリア高気圧の10年規模変動に各々付随するのは、Wallace and Gutzler (1981) の定義に拠る PNA (Pacific/North American) と EU (Eurasian) という上空のテレコネクション・パターンである。彼等は Takaya and Nakamura (1997, 2000) の定式化した東西非一様流中を伝播する定常ロスビー波の活動度フラックスに基づき、PNA が熱帯ではなく北太平洋中緯度で強制された可能性が高いこと、EU の起源が北西大西洋にあることを示した。

### 3-3. ストームトラックの変動に付随する水蒸気輸送・熱源分布異常

極東モンスーンに伴う冷たく乾いた北西風は暖かな黒潮の海面から大量の顕熱・潜熱を奪う。上記のようなモンスーンの経年変動は海洋から大気への熱供給量に大きな変化をもたらすであろう。また、付随する移動性擾乱の活動の経年変化は、東西に連なるストームトラックに沿った地域の降水やそれに伴う潜熱放出、更には大規模な水蒸気輸送にも系統

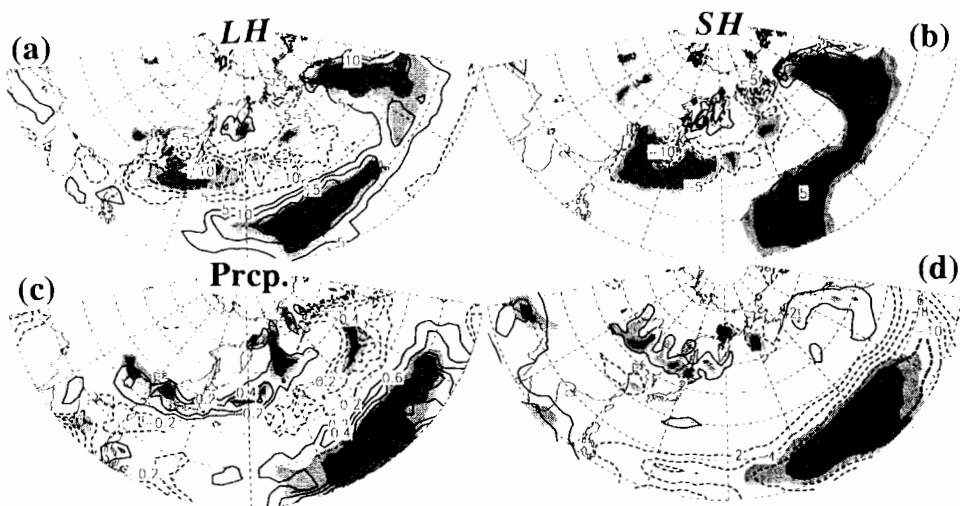


図5 極東・北太平洋域において1980~1995年真冬(1, 2月)に観測されたストームトラック上の移動性擾乱による熱輸送偏差 [ $v'T'$ ] の経年変動の第1モードに付随する、真冬平均した海面からの (a) 潜熱供給偏差, (b) 顕熱供給偏差 (いずれも  $5 \text{ W m}^{-2}$  毎), (c) 降水量偏差 ( $2 \text{ mm/day}$  毎), (d) OLR 偏差 ( $2 \text{ W m}^{-2}$  毎, 太線 10)。いずれも [ $v'T'$ ] の経年変動第1主成分が単位標準偏差増加した時に予想される偏差 (線型回帰係数)。破線は負値; ゼロ線略。第1主成分との相関係数が90%, 95%以上の水準で有意な領域に各々淡影と濃影。(c) は CMAP, その他はNCEP/NCAR再解析データに基づく。

の減少と共に  $\langle Q \rangle$  も有意に減少した。一方、海上の西風も移動性擾乱の活動も共に弱まった中緯度北東太平洋では、降水の減少に伴い  $\langle Q_1 \rangle$ ,  $\langle Q_2 \rangle$  共に減少、更には海面からの潜熱

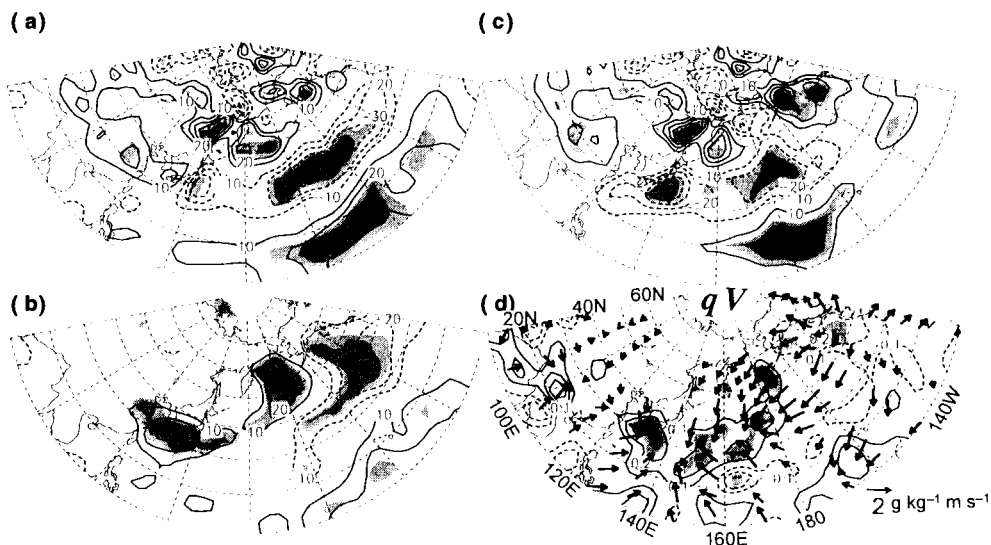


図6 極東・北太平洋域において1980~1995年真冬(1, 2月)に観測されたストームトラック上の移動性擾乱による熱輸送偏差 [ $\nu T$ ] の経年変動の第1モードに付随する、真冬平均した (a)  $\langle Q_1 \rangle$ , (b)  $\langle Q_2 \rangle$ , (c)  $\langle Q \rangle$  の偏差 (いずれも  $10 W m^{-2}$  毎; 太線: 50), (d) 850mb 水蒸気流束偏差 (矢印) 及びその発散降水量偏差 ( $0.01 g kg^{-1}/day$  毎)。いずれも [ $\nu T$ ] の経年変動第1主成分が単位標準偏差増加した時に予想される偏差 (線型回帰係数)。破線は負値; ゼロ線略。第1主成分との相関係数が90%, 95%以上の水準で有意な領域に各々淡影と濃影。

・顕熱供給の減少と共に  $\langle Q \rangle$  も有意に減少した。その北方では、アリューシャン低気圧と共に暖湿な南風の弱まったカナダ西岸沖では、海面からの潜熱・顕熱供給増加と降水の減少を反映して  $\langle Q \rangle$  も有意に増加した一方、分流したストームトラック沿いに降水量が増加したアリューシャン付近では  $\langle Q_1 \rangle$ ,  $\langle Q_2 \rangle$  共に増加した。貿易風の強化や分流したストームトラックにより対流性降雨が増加、OLRが減少し、かつ海面からの潜熱・顕熱供給が増加した亜熱帯では、 $\langle Q_1 \rangle$  や  $\langle Q \rangle$  が顕著に増加したが、 $\langle Q_2 \rangle$  は蒸発と降水両者の増加が相殺して有意な変化が認められなかった。 $\langle Q_2 \rangle$  の変化に対応して、水蒸気流束偏差は北米西岸沖では有意に発散、北西太平洋のストームトラック沿いで有意に収束し、その間に西向きの水蒸気流束偏差が顕著に見て取れる。

### 3-4. モンスーンの変動に伴う移動性擾乱振幅の季節変化の変調

以上、極東・北西太平洋域では、真冬に移動性擾乱の担う南北顕熱輸送と冬季モンスーンに伴う輸送とが、経年変動において相補的な関係にあることが判った。このような顕著な変動がストームトラックやモンスーンの活動の季節変化に如何なる影響を与えのか、以下のような合成図解析によって調べた。まず、ある変数の31日移動平均場を各日において

各緯度帯 100°E~180°に亘って東西平均し、極東・北西太平洋域の現象を抽出した。次に、真冬において移動性擾乱による熱輸送 [ $v'T'$ ] 変動の第1主成分 (PC1, 図4) が最大の正値を示した5冬 (1986/87, 1988/89, 1989/90, 1991/92, 1993/94) と最大の負値を示した5冬 (1980/81, 1982/83, 1983/84, 1985/86, 1994/95) とについて各々東西平均した場の合成図を作った (図7)。卓越する10年規模変動を反映して、正値のグループは80年代後半以降の冬で占められ、負値のグループも1例を除いて80年代初頭から半ばの冬が選ばれた。

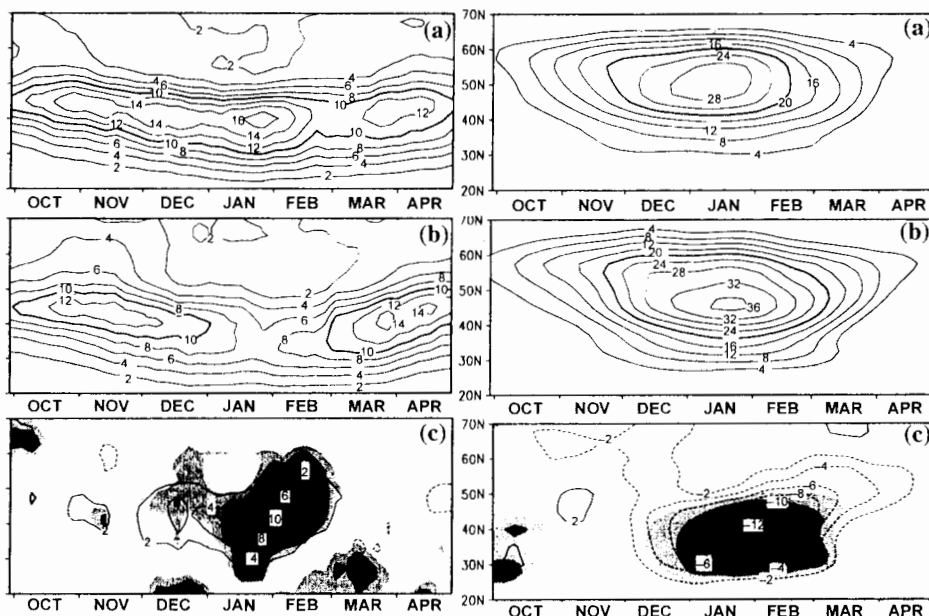


図7 真冬 (1, 2月) に極東・北太平洋域において、移動性擾乱による 850mb 極向き熱輸送 [ $v'T'$ ] が特に強かった5冬 (上段) と特に弱かった5冬 (中段) について各々合成した緯度-季節断面図。(左) [ $v'T'$ ] ( $2 \text{ K m s}^{-1}$  毎, 太線: 10), (右) モンスーンによる 850mb 熱輸送  $v'T'$  ( $4 \text{ K m s}^{-1}$  毎, 太線: 20)。(下段) 両合成図の差 (上段-中段;  $2 \text{ K m s}^{-1}$  毎, 太線: 10; 破線は負値, ゼロ線略)。差が90%, 95%以上の水準で有意な領域に各々淡影と濃影。いずれも100°E~180°について東西平均した31日移動平均場に基づく。各5冬の選択については本文参照。

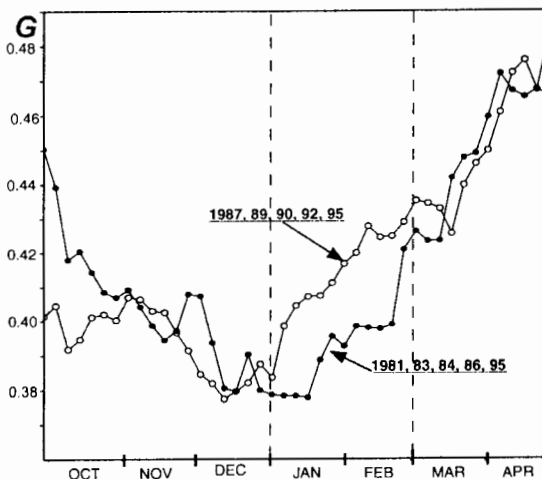
図7に示された2つのタイプの冬には、移動性擾乱の活動の季節変化に特筆すべき差異が見られる。80年代前半の様にモンスーンの特強い時期には、移動性擾乱の活動が真冬に極端に抑制され秋と春に2回極大を持つ。この特徴的な季節変化は Nakamura (1992) が気候平均場にて見出した典型的な季節変化のより顕著な現われである。一方、モンスーンが特に弱い年には、移動性擾乱の活動が真冬になっても衰えず、気候値にみられるような真冬の振幅低下は全く見られない。また、モンスーンによる熱輸送は1月に最大となるが、その中心がモンスーンが弱い冬には 50°N 付近にあるのに対し、強い冬には 45°N にまで南下している。2つのケースの差異は、モンスーン・ストームトラックとも、真冬に中緯度 (30°N~50°N) に於いてのみ顕著、かつ有意である。

上記の結果は、北太平洋のストームトラック独特の季節変化に及ぼす冬の極東モンスーンの影響を強く示唆する。図7同様の合成図には、モンスーンが強いほど上空のジェットや下層の傾圧性が高いことが明瞭に示される。Nakamura (1992) の指摘の様に、モンスーンに伴う下層の高い傾圧性は擾乱の発達に有利だが、それに伴う強いジェットの移流効果によって擾乱が傾圧帯に長い間留まらず、逆にその振幅を抑制する効果もある。そこで、

$$G = \int_{100^{\circ}E}^{180^{\circ}} f(\phi_s) Ri^{-1/2} \cdot U_m^{-1} a \cos \phi_s d\lambda$$

という量を定義する。ここで、 $\lambda$  は経度、 $\phi_s$  はある経度におけるストームトラックの軸の緯度、 $a$  は地球半径、 $f(\phi_s)$  は  $\phi_s$  に於ける Coriolis 因子、 $U_m$  は 250mb と 700mb の平均西風風速、 $Ri^{-1/2}$  は 700mb と 850mb の間の温度風シアーを両レベル間の Brunt-Väisälä 振動数で除したものである。 $U_m$ 、 $Ri^{-1/2}$  共に31日平均場から毎日評価され、各経度で 850mb の  $[v''T']$  が最大となる緯度を  $\phi_s$  とし、それに沿って各々サンプルした。それを図7の合成図と同じ5冬ずつにつき2組合成した(図8)。 $Ri^{-1/2}$  は下層の傾圧性の指標であり、 $fRi^{-1/2}$  は Eady (1949) の傾圧性理論では擾乱の最大成長率に比例する。一方、 $U_m$  は西風による移流の強さ、或いは擾乱の移動速度の第1近似であり、 $G$  の被積分関数の後半部分は、大まかには擾乱が各格子間に留まる時間に比例する。従って、 $G$  は擾乱が極東・北西太平洋の傾圧帯を西から東へと移動する間の成長の度合の凡その指標となる。図8を見ると、真冬(1~2月)に移動性擾乱の活動が強く抑制されている年の方が、擾乱が活発な冬に比べ、真冬には  $G$  の値が明瞭に低下している。この結果は、モンスーンの強化に伴う西風の過度の移流効果が卓越し、下層の傾圧性が強まったにも拘わらず、移動性擾乱の発達が抑えられてしまった可能性を示唆するものである。

図8 真冬(1, 2月)に極東・北太平洋域において、移動性擾乱による 850mb 熱輸送  $[v''T']$  が特に強かった5冬(—○—)と特に弱かった5冬(—●—)における、同地域での擾乱の成長の指標  $G$  の季節変化。 $G$  の定義や各5冬の選択については本文参照



しかしながら、図8の示す成長率の差は些かに5%程度である。仮にこの差が観測された擾乱の振幅の差に大まかに反映されたとしても、 $[v''T']$  のような自乗量に現われる差は高々10%程度であり、図4が示すような50%もの大きな差にはなり得ない。図8の示唆する移流効果の他により重要な因子が存在するに違い無い。



ここでもう1つの要因として挙げられるのが、背景の西風ジェットの強度によって、移動性擾乱の立体構造が変化して、増幅のためのエネルギー変換効率が変わることである。Nakamura (1992) は、北西太平洋上で高周波フィルターされた 850 mb の南北風速場 ( $v''$ ) と温度場 ( $T''$ ) との局地的な相関係数を平年の真冬と秋とを比較して、ジェットが極度に強まる真冬には  $v''$  と  $T''$  との相関係数が却って低下することを示した。真冬の移動性擾乱活動の経年変化についても、同様な擾乱構造の変化が寄与している可能性がある。そこで、図7の合成図と同じ5冬ずつ (1, 2月) につき、850mb の  $v''$  と  $T''$  との相関を別々に計算した (図9ab)。また、同様に 500 mb の  $T''$  と鉛直P-速度 ( $\omega''$ ) との相関も計算した (図9cd)。

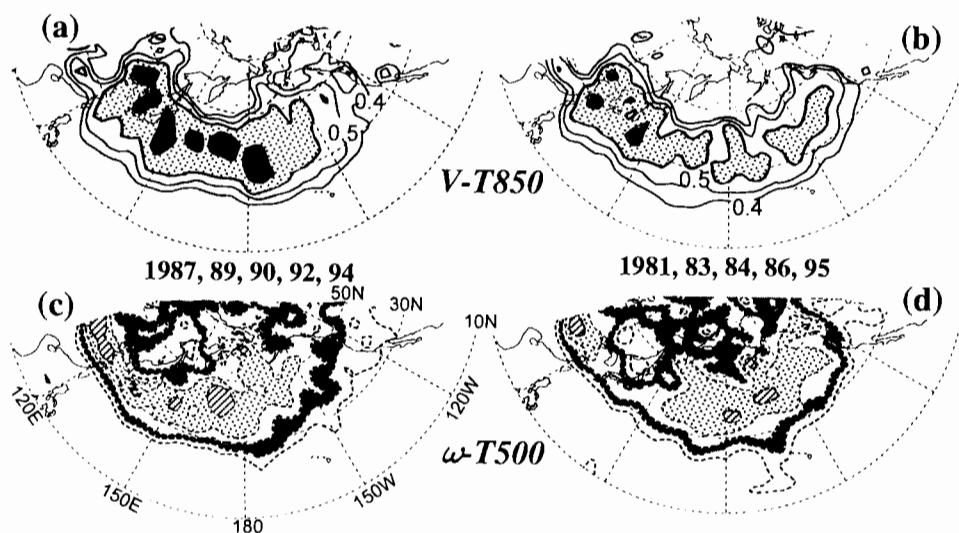


図9 真冬 (1, 2月) に極東・北太平洋域において、移動性擾乱による 850mb 極向き熱輸送 [ $v''T''$ ] が特に強かった5冬 (a) と特に弱かった5冬 (b) について各々求めた、850mb の南北風速場 ( $v''$ ) と温度場 ( $T''$ ) との局地的な相関係数の分布図。いずれも1, 2月において、8日高周波フィルターされた場に基づく。(c), (d): (a), (b) と各々同じ。但し、500-mb の鉛直P-速度 ( $\omega''$ ) と  $T''$  との相関係数 (鉛直運動の定義により、負相関となることに注意)。

図9を見ると、モンスーンが強くて上空のジェットが著しく強化された冬には、モンスーン・ジェットともに弱い冬に比べて、ストームトラックに沿って2種の相関ともに大きく低下していたことが判る。エネルギー論の観点に立てば、有効位置エネルギーの基本場から擾乱への変換効率が  $v''$  と  $T''$  との相関で表われ、擾乱の有効位置エネルギーが運動エネルギーへと変換される効率が  $T''$  と  $\omega''$  との相関で示される。つまり、図7と図9からは、1980年代前半のようにジェットが極端に強い冬には、擾乱の空間構造に「歪み」が生じた結果、成長のためのエネルギー変換効率が低下して擾乱の振幅が抑制されたことが

示唆される。逆に、ジェットが弱まった 80 年代末以降はその「歪み」が取れ、成長のためのエネルギー変換効率が回復して擾乱振幅が強まったことも示唆される。「歪み」を引き起こす原因の 1 つは、極度に強いジェットに伴う著しい南北シアーが考えられる。

#### 4. 最後に

1980年代前半の寒冬傾向とそれ以降続いた暖冬傾向。我々は過去20年にわたって、冬季極東モンスーンの10年規模変動を肌で感じてきた(図10)。それはENSOの遠隔影響とは明らかに異なる、より持続的な変動である。そして、それは日々の天気図に現われる移動性高低気圧波の活動に、系統的かつ顕著な影響を及ぼしたのである。しかも、ジェットの強さに伴う擾乱の空間構造の変化(歪み)の寄与が示唆されるなど、それは従来の線型の傾圧不安定論では説明のつかないものであった。ストームトラックの形成と変動に関する新しい理論の構築を強く促す結果である。

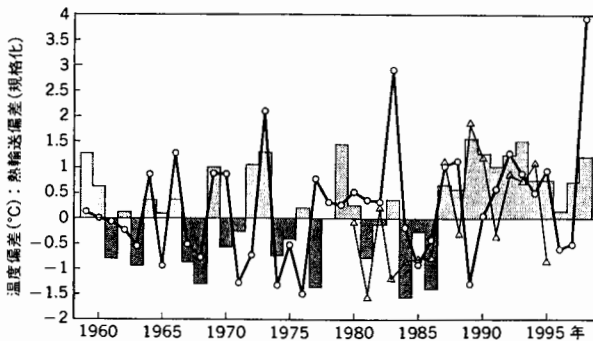


図10 中東部赤道太平洋 [5°N-5°S, 150°W-90°W] の海面水温偏差 (—○—), 及び日本の平均地上気温偏差 (棒グラフ; 正偏差に淡影, 負偏差には濃影) の各々過去40年間の時系列 (°C)。共に12~2月の平均。両者の相関係数は0.31で、信頼限界95%では有意だが99%では有意でない。以上, Kimoto and Yasutomi (1998) に拠る。1980~95年の期間では、中緯度北西太平洋上の移動性擾乱の活動(1~2月)の指標(図4)を重ねた(—▲—; 標準偏差で規格化)。正(負)値は平年より活動が(不)活発な状態に対応。中村(1999)より引用。

読者の一部には、図1, 2に示された移動性擾乱の活動の変化が、単に傾圧調節の結果を見ているに過ぎないと見る向きもあろう。だが、もしそれが本当だとすれば、図1aの $[v'T']$ 偏差に付随する季節平均の気温偏差(図2c)の分布は、北に正、南に負の偏差が各々、ストームトラックに沿うように北西太平洋を東西に伸びていることであろう。しかし、実際には、ストームトラックの入口に当たる極東に単極子状に大きく拡がった正の気温偏差に特徴づけられる(図2c)。そこが丁度擾乱の成長が最も顕著な場所であることから、本研究の結果はモンスーンの変調がストームトラックの活動に与えた影響を捉えたものと解釈するのが妥当である。

こうして引き起こされた移動性擾乱の活動の10年規模変動は、北太平洋の広い地域に降水量の変動をもたらす(図5c)。また、それに付随するシベリア高気圧やアリューシャン低気圧の長期変動とともに、海面からの蒸発にも系統的な変化をもたらす(図5c)。つまり、

海と大気との間の熱や水の交換にも広範な影響を与えるのである。実際、水深が浅く、海流による熱移流がそれほど強くない東シナ海の大陸棚では、近年のモンスーンの弱化により、水温の顕著な上昇が見られる (Nakamura and Yamagata, 1999)。一方、中緯度北東太平洋では、近年のアリューシャン低気圧と偏西風の弱化により、冬の降水量がかなり減少した (図5c)。ここでは、年間の降雨のかなりの部分が、移動性の低気圧によって冬季にもたらされるので、真冬のストームトラックの変動は、海への淡水供給に有意な影響を与える。また、供給された淡水が混合層から水温躍層へと取り込まれて (subduct されて) 行く効率も、通過する低気圧群の強度に強く依存する。実際、ハワイ近海では、90年代前半に水温躍層レベルで塩分が顕著に上昇したことが観測されている (Lukas, 2000)。このように、ストームトラックの長期変動は海洋内部の密度構造にまでも影響を与える可能性がある。個々の擾乱の時間規模は数日と短いものの、そのアンサンブルとしての振舞をきちんと理解することは、大気海洋相互作用を含めた気候システムの変動の仕組みを理解する上で欠かせないステップと言えよう。

## 謝辞

粘り強くデータの解析を行なった泉卓也氏 (東京大学大学院理学系研究科, 現特許庁) と、データを準備して下さった新保明彦氏 (東京大学大学院理学系研究科, 現気象庁予報部) に厚く御礼申し上げます。

## 参考文献

- Blackmon, M. L., J. M. Wallace, N.-C. Lau and S. L. Mullen, 1977: An observational study of the Northern Hemisphere wintertime circulation. *J. Atmos. Sci.*, **34**, 1040-1053.
- Blackmon, M. L., Y.-H. Lee and J. M. Wallace, 1984: Horizontal structure of 500 mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 961-979.
- Charney, J. G., 1947: The dynamics of long waves in a baroclinic westerly current. *J. Meteor.*, **4**, 135-163.
- Eady, E. T., 1949: Long waves and cyclone waves. *Tellus*, **1**, 33-52.
- Higuchi, K., C. A. Lin, A. Shabbar and J. L. Knox, 1991: Interannual variability of the January tropospheric meridional eddy sensible heat transport in the Northern Hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **69**, 459-472.
- Koide, H. and K. Kodera, 1999: A SVD analysis between the winter NH 500-hPa height and surface temperature fields. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 47-61.
- 小出寛・小寺邦彦, 1997: 冬季における最近の大気・海洋の長周期変動について. *天気*, **44**, 535-550.
- Lorenz, E. N., 1967: *The Nature and Theory of the General Circulation of the Atmosphere*. WMO, 218. T.P. 115, 161pp.
- Lukas, R. B., 2000: Freshening of the upper pycnocline in the North Pacific subtropical gyre associated with decadal changes of rainfall. submitted to *Geophys. Res. Lett.*
- Kimoto, M., and N. Yasutomi, 1998: El Niño and winter climate of Japan. *Proc. Int. Conf. on Variability of the Asian Monsoon*, Xian, P.R.C.

- 増田耕一, 1998: NCEP再解析データによるエネルギー収支の全球分布, 日本気象学会春季大会予稿集, 332.
- Nakamura, H. and J. M. Wallace, 1990: Observed changes in baroclinic wave activity during the life cycles of low-frequency circulation anomalies. *J. Atmos. Sci.*, **47**, 1100-1116.
- Nakamura, H., 1992: Midwinter suppression of baroclinic wave activity in the Pacific. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 1629-1641.
- 中村 尚, 1995: 傾圧性波動擾乱の季節変化に関する観測的研究. 天気, **42**, 751-762.
- Nakamura, H., G. Lin and T. Yamagata, 1997: Decadal climate variability in the North Pacific during the recent decades. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 2215-2225.
- 中村 尚, 林 国堯, 山形俊男, 1997: 北太平洋大気海洋系において近年観測された10年規模変動の特徴. 気象研究ノート, **189**, 217-230.
- Nakamura, H. and T. Yamagata, 1999: Recent decadal SST variability in the Northwestern Pacific and associated atmospheric anomalies. Chap. 3 of "*Beyond El Niño: Decadal Climate Variability*", A. Navarra ed., Springer, 49-72.
- 中村 尚, 1999: 日本の天候を支配する十年規模気候変動 DICE. 科学, **69**, 601-607.
- Nakamura, H. and T. Izumi, 1999: Out-of-phase relationship between the interannual fluctuations in the poleward heat transport by the East Asian winter monsoon and Pacific stormtrack. *Proc. 12-th Conf. Atmos. Ocean. Fluid Dyn.*, Amer. Meteor. Soc., New York, NY, 139-142.
- Nakamura, H. and T. Izumi, 2000: Interannual and decadal modulations recently observed in the Pacific stormtrack and East Asian winter monsoon. submitted to *J. Climate*.
- Peixoto, J. P. and A. H. Oort, 1992: *Physics of Climate*. Amer. Phys. Soc., 520pp.
- Stone, P. H., 1978: Baroclinic adjustment. *J. Atmos. Sci.*, **35**, 561-571.
- Takaya, K. and H. Nakamura, 1997: A formulation of phase-independent wave-activity flux for stationary Rossby waves on a zonally varying basic flow. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 2985-2988.
- Takaya, K. and H. Nakamura, 2000: A formulation of phase-independent wave-activity flux for stationary and migratory quasi-geostrophic eddies on a zonally varying basic flow. submitted to *J. Atmos. Sci.*
- Trenberth, K.E. and C.J. Guillemot, 1998: Evaluation of the atmospheric moisture and hydrological cycle in the NCEP/NCAR reanalyses. *Climate Dyn.*, **14**, 213-231.
- Wallace, J. M. and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784-812.
- Wallace, J. M., G.-H. Lim and M. L. Blackmon, 1988: Relationship between cyclone tracks, anticyclone tracks and baroclinic waveguides. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 439-462.
- Watanabe, M. and T. Nitta, 1999: Decadal changes in the atmospheric circulation and associated surface climate variations in the Northern Hemisphere winter. *J. Climate*, **12**, 494-510.
- Xie, P. and P.A. Arkin, 1996: Analysis of global monthly precipitation using gauge observations, satellite estimates, and numerical model predictions. *J. Climate*, **9**, 840-858.
- Yanai, M., S. Esbensen and J. Chu, 1973: Determination of bulk properties of tropical cloud clusters from large-scale heat and moisture budgets. *J. Atmos. Sci.*, **30**, 611-627.

# 北半球冬季における極夜ジェット振動と北極振動の関係

気象研究所気候研究部

黒田友二、小寺邦彦

## 1、はじめに

北半球対流圏では北極振動（AO）と呼ばれているほぼ帯状対称な大気の高緯度低緯度間の移動にともなう振動現象が知られている(Baldwin et al.,1994; Kodera, 1994; Thompson and Wallace, 1998, 1999a, 1999b)。この現象は基本的には対流圏内部の変動であると考えられるが、その影響は下部成層圏までひろがっている。また、その強度は冬季により強まるものの一年中にわたって起きている。

他方、北半球冬季には対流圏で形成された強いプラネタリー波が成層圏深く侵入し、その結果として対流圏成層圏が一体となった変動（極夜ジェット振動）を作り出している(Kodera,1995; Kuroda and Kodera, 1999)。この変動は特に成層圏で顕著であるが、緯度方向に順圧的で双極子的な東西風のアノマリーが極方向下降方向へと移動するような変動を示している。今回は、極夜ジェットの振動についてAOとの関連に重点をおいて論じる。

## 2、データ

本研究で用いた基本データは、1979年から1998年までのアメリカ合衆国NMC/NCEPの作成した対流圏、成層圏データを結合した5日平均のものである。データの欠損は平均前に予め時間的に補間した。データは緯度経度ともに5度おきにし、また鉛直にも850hPaから1hPaまでほぼ等間隔になるような10層をとった。波の活動度（E-P flux, Plumb flux）もまたこの5日平均場から求めた場の量から計算した。

## 3、極夜ジェット振動

極夜ジェット振動現象は初めにKodera(1995)によって成層圏の帯状平均東西風偏差の季節進行として見出された。彼は北半球の冬季に月平均場で見ればしばしば帯状平均東西風の偏差場が正負いずれの場合も極向き下向きに伝搬するように時間発展する場合があることを見出した。この変化モードはまた統計的な操作によって具体的に抽出も行われた。極夜ジェットのこのような時間発展はある種の普遍性があるようで、Kuroda and Kodera (1998)は南半球にもまた大循環モデルの結果にも同様な時間変化するモードを見出している。彼等は、またこのモード（以下極夜ジェット振動と呼ぼう）には波動伝搬の変化が伴っていることを見出した。

この事実を踏まえ、北半球冬季データから極夜ジェット振動モードを波動の変化も合わ

せて統計的に取り出すことにした。そのための手法としては月平均されたE-Pフラックスと東西風の特異値分解(SVD)解析(例えばBretherton et al., 1992)を用いた。この手法の精神はE-Pフラックスと帯状平均東西風から同様な時間発展を行っている成分を抽出してくることである。ただし、このモードは季節的に月にロックしていないことが知られているので位相のずれも考慮して解析を行った。より具体的にいうと、毎年11月から1月と12月から2月までの連続する3ヶ月の帯状平均東西風とE-Pフラックスの鉛直成分を変動度で規格化した上で独立なアンサンブルとみなしてSVD解析をおこなった。一般にこのような時間的にずらし成分を含めた解析は拡張解析(Extended analysis)と呼ばれるのでここで行った解析は数学的にはExtended-SVD解析と呼ばれる。この解析で得られた場の時間発展を図1にリグレッションの形で示す。影は95%で統計的に有為な領域を示している。なおE-Pフラックスの水平成分は南北風よりリグレッションで計算した。同様な解析を帯状平均東西風のE-EOFを基にしたリグレッション、または帯状平均東西風、E-Pフラックスの鉛直、水平成分を規格化した上で一体化した場のE-EOFでも行ったが同様なパターンが得られた。また、解析期間を半分に分けた上での解析も行ったが再び同様なパターンが得られた。このことは図1で得られた場の変化は解析手法に依らない典型的なモード変化と考えられることを意味している。

図1より極夜ジェット振動の性質を見ると、1ヶ月目には中緯度の上部成層圏に弱風域が存在しているが対流圏とはまだほとんど繋がっていない。その弱風域に向かうように高緯度側から成層圏へ上ってくるE-Pフラックスは普段より強まっている。2ヶ月目には対流圏と成層圏は繋がりが、(この段階ではまだ低緯度側の極が弱く高緯度側の極が強すぎるが)ほぼ緯度方向に深い順圧双極子の構造を示し、弱風域の中心は60度付近へと移動する。波は対流圏で高緯度側の弱風域に伝搬するものが強まり、また高緯度での成層圏への伝搬は1ヶ月目よりは弱まるものなお続いている。3ヶ月目には弱風域は高緯度の中下部成層圏へと移動し、代わりに強風域が対流圏から上部成層圏全域にまで広がるようになる。波の成層圏への伝搬は高緯度で弱まるとともに、対流圏での高緯度への伝搬はなお持続している。以上を見ると波の伝搬のアノマリーはすべて弱風域に向かうようになっており、このモードが波との相互作用で作られていることを示唆している。

さて、図1の結果は2ヶ月目、3ヶ月目にはこの変動は対流圏でAO的な変動と結び付いていることを示唆している。そこで図1の帯状平均東西風をもとに500hPaの高度場をこの面上の水平Plumbフラックスと共にリグレッションによって計算した(図2)。500hPaの高度場はまた、帯状平均東西風とのE-SVD解析、または帯状平均東西風、E-Pフラックスとの一体化E-EOFでも求めたが、同様なパターンが得られた。このことは、図2の500hPaの高度場のパターンは図1で求めたモードと一体のものであることを意味している。このモードの500hPaの高度場の時間変化は、1ヶ月目には北大西洋、スカンジナビ

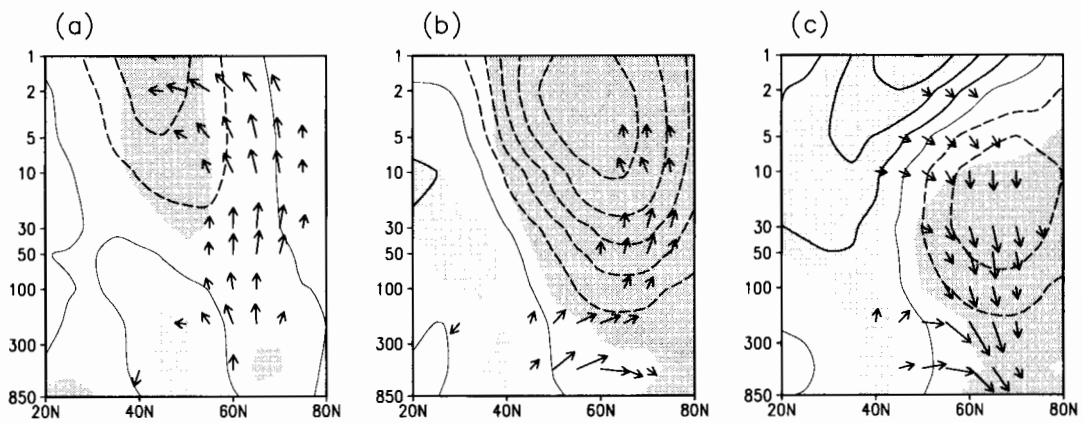


図1、11月から2月の連続する3ヵ月で計算された、変動度で規格化した月平均帯状平均東西風とE-Pフラックスの鉛直成分のE-SVD解析第一モードのリグレーション。パネルa、b、cはそれぞれ1ヵ月、2ヵ月、3ヵ月目を表わす。影は統計的に95%有為な領域を表わしている。E-Pフラックスは圧力の平方根の逆数でスケールされている。コンター間隔は2m/sであり、破線は負の値を示す。

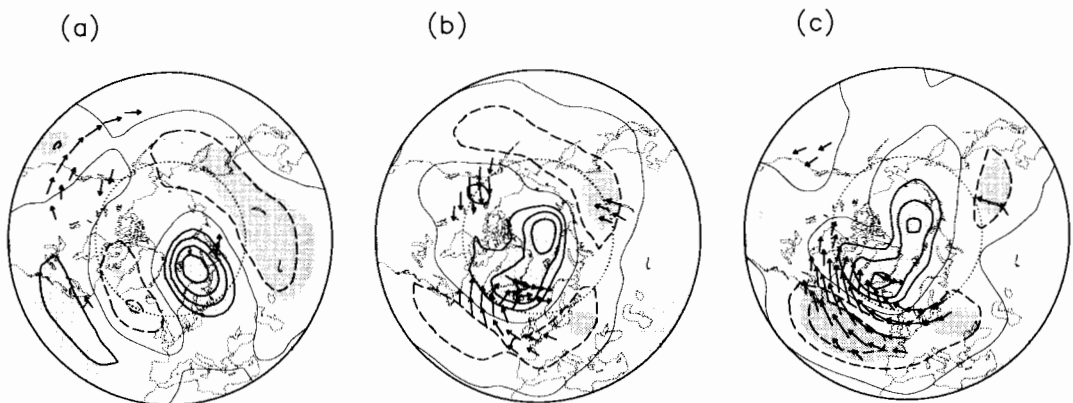


図2、図1と同様。ただし、E-SVD解析第一モードの帯状平均東西風スコアによる500 hPa高度場およびその面上の水平プラムフラックスのリグレーション。コンター間隔は15m。

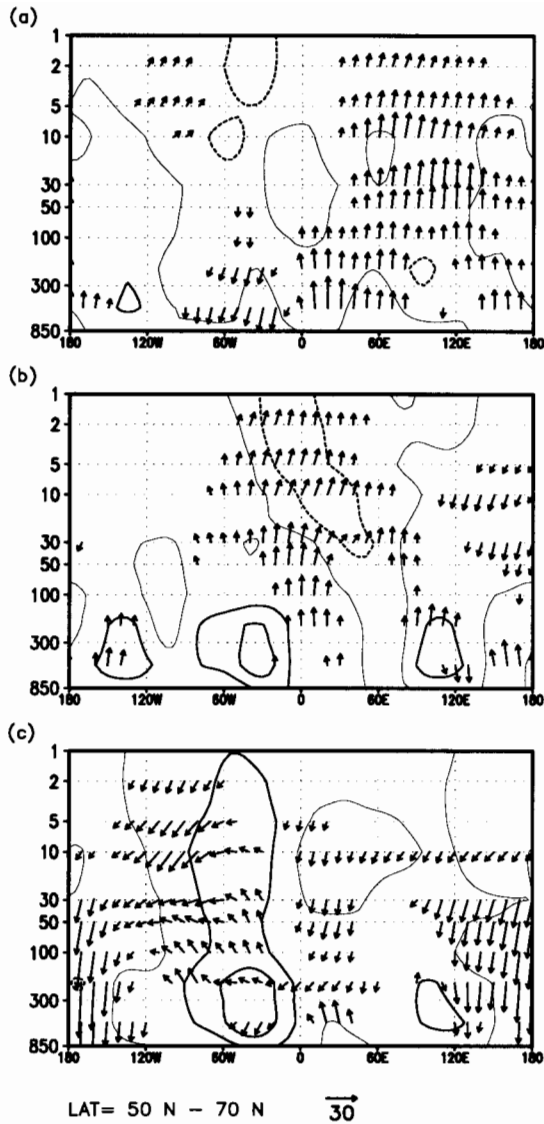


図3、図1と同様。ただし、北緯60度付近で平均したプラムフラックスの経度高度断面図。矢で鉛直東西成分を、コンターで南北成分を表わしている。プラムフラックスは圧力の平方根の逆数でスケールして図示している。大きさは相対的で、コンター間隔は15、矢の30の長さは図下に示されている。



ア、シベリアで有為である波列的な構造が北極域で観察されるものの、まだAO的な丸い構造はしていない。2ヵ月目には高度場の正のアノマリーは北極点の上に移動するとともに、負の偏差は北大西洋と北太平洋付近へと広がりがつ丸まりAO的な構造を呈する様になってくる。この時期北大西洋では気候的には南東進しているPlumbフラックスが弱まり偏差ベクトルは極向きとなる。同様な極向きの偏差は西カナダ、東シベリアでも弱いながらも存在する。これらが図1の極向きのE-Pフラックスを作っているのである。3ヵ月目には北大西洋上での南東進するPlumbフラックスの一層の弱まりとともに、北大西洋上のNAO的な変動が強まり、AOよりむしろNAO的なパターンと変化していった。

図3は北緯50度から70度で平均した、帯状平均東西風から計算されたPlumbフラックスのリグレーションである。この図をみると図1でみられる1ヵ月目のE-Pフラックスの上方伝搬強化は主にシベリア上で、そして3ヵ月目の弱体化は北太平洋で起きていることがわかる。1ヵ月目のE-Pフラックスの上方伝搬強化はこの変動モードの変動全体のきっかけを与えているように見えるので、シベリア域の変動とのより深い関係を調べることは興味深い。

このモードの時係数に着目すると、興味深いことに時係数の大きい時には大きな突然昇温が起きていることがわかった。このことは、この変動モードは突然昇温と深い関係があること示唆している。実際、Kodera et al.(1999)はこの変動は突然昇温のごとき時間スケールの小さな激しい変動と不可分であり、突然昇温をその現われの1部分として持つような周期の長いゆっくりした変動であることを示している。

さて、以上では解析は月平均場をもとに行われてきたが、より短いデータを基本データとして用いるとどうなるであろうか。これによって解析の信頼性は増すだろうし、さらに時間分解能を上げた解析もおこなえることが期待できよう。そこで同様の解析を半月データを元に行ってみた。より具体的には、11月から2月に相当する24半月に対し、18半月長の3ヵ月に相当する長さのベクトルでE-SVD解析を行った。解析の結果、第一モードとして抽出されたものは全体のパターン時間進行は図1のパターンとそっくりであり、ただ時間解像度を上げたものが得られた(図4)。この解析で時間解像度を上げたので各半月ごとの加速度を計算することが可能となった。そこで、図1の各月に相当する4、10、16半月目における帯状平均東西風の加速度を同じ時期の帯状平均東西風、E-Pフラックス、波による加速量と共に図4に示す。この図から加速と波による加速量は大きさは数倍程度異なるがパターンはよく似ていることがわかる。このようなパターンの類似性は波平均流の相互作用による加速現象にはよく観察されることであり、このことは極夜ジェット振動における帯状平均東西風加速は実際に波によって引き起こされていること、すなわちこの現象が波平均流にともなう現象あることを示唆している。この加速の実態をより詳細にみるために波数分解した波成分ごとのE-Pフラックスと波加速量を示したものが

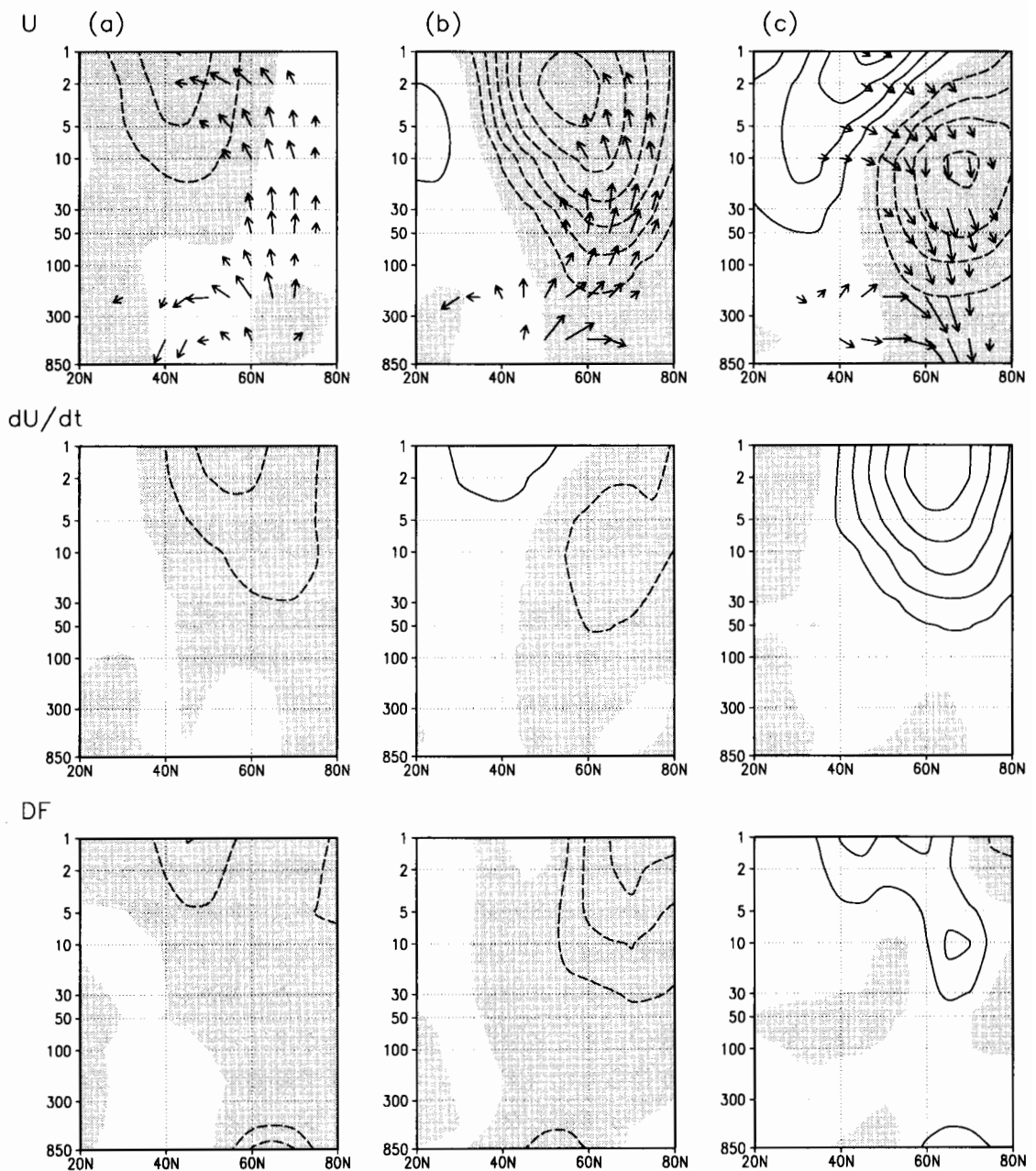


図4、11月から2月相当の連続する18半旬データで計算された、規格化された帯状平均東西風とE-Pフラックスの鉛直成分のE-SVD解析第一モードのリグレッション。左列は4半旬目、中列は10半旬目、右列は16半旬目のもの。1行目は帯状平均東西風とE-Pフラックスのリグレッション。コンター間隔は2m/sでE-Pフラックスのスケールは図1と同一。2行目は帯状平均東西風の加速度でコンター間隔は0.2m/s/day。3行目はE-Pフラックスの収束発散による加速量でコンター間隔は1m/s/day。いずれも影は負の領域を示している。

図5である。この図を図4と併せて見ると、中部成層圏以高のE-Pフラックスはほぼ波数1の波からなりそこでの加速もこの波が担っているが中部成層圏では波数2も若干寄与していることがわかる。また、対流圏の波は波数1の波もさることながら波数2、3の寄与がむしろAO形成期には重要になって来ることがわかる。

以上の解析は11月から2月相当の月までの範囲で行ったものであるが、変動モードは最初の月の弱い変動から成熟した南北方向に順圧的な双極子へと成長しさらに極よりの弱風域は下方へと移動した。しかし、3ヵ月目に至っても変動は弱まっているようには見えない。そこでこの変動モードのこれ以降の変化を見るために30半旬目（5ヵ月目）までの帯状平均東西風とE-Pフラックスのリグレーションを計算した（図6）。同様の結果は11月から4月相当の36半旬から30半旬のベクトル長の直接のE-SVD解析からも得られた。これを見ると帯状平均東西風は3ヵ月以降も弱風域と強風域がそれぞれ時計回りに回転するように移動しながら変動していることがわかる。例えば図6で6半旬目と21半旬目はちょうど帯状平均東西風の極性が逆になっており、波の伝搬も逆になっていることに注意する。この結果は、極夜ジェット振動は冬から春にかけての時期に対流圏成層圏の帯状平均東西風が極向き下方に緯度高度面を回転する様な変動を示すことを示しており、対流圏に着目するとこの変動がAO的な変動を誘導していることが示唆される。

次に同時期における温度場と残差速度を帯状平均東西風のリグレーションで求めてみた（図7）。ここで残差速度は変換オイラー平均方程式を下方コントロール原理（Haynes et al, 1991）に基づいてSeol and Yamazaki (1999)と同様の方法によってデータの最上端で上昇流を0、極点で南北流を0と仮定した境界条件から変換オイラー平均方程式を積分して残差速度を各半旬ごとに計算したものから求めた。これを見ると、この極夜ジェット振動には温度場で見た場合には極点で最大になるような変動がともなうこと、また時間進行とともに温度場は極点を下方へと移動して行くような変動を示すことがわかる。残差速度の変動を見ると、この温度上昇下降は残差速度の下降上昇と定性的に良く対応しておりそれぞれ断熱圧縮、断熱膨張によって形成されていることが示唆される。実際にはこの時期の残差速度は気候学的には極で下降流であるのでこのモードによって下降速度が変調を受けると考えればよいであろう。

温度場でこの変動を見ると極点で最大になるのであるから極点での温度偏差というのはこの変動モードの良い指標になりうることを期待できる。極点での温度場の時間高度断面図を書くと図8のようになる。この様に示すと温度場の下降伝搬を明瞭に確認できる。この様に極夜ジェット振動にともなう極点の温度場の特徴が明瞭に見えるものならばこの変動は温度場でみる場合には帯状平均東西風と異なってE-SVDのごとき複雑な操作を用いることなしにでも生のデータで観察されることが期待できよう。そこで半月ごとの月平均気温の偏差を高度時間断面図を作った。図9にそのうちの1986年の7月から1990年

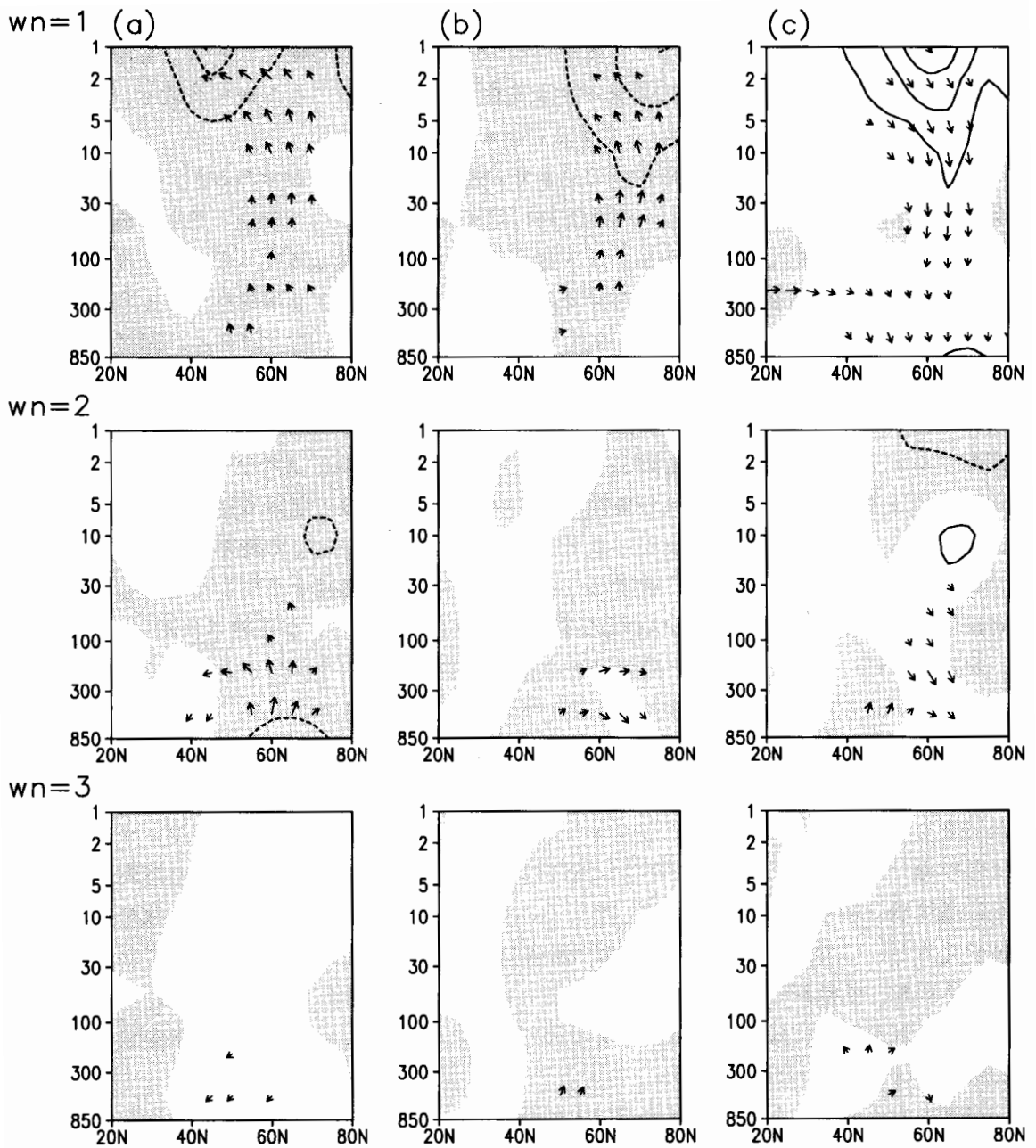


図5、図4と同様。ただし波数ごとのE-PフラックスとE-Pフラックスの収束発散による加速量。1行目は波数1、2行目は波数2、3行目は波数3。コンター間隔は $1\text{m/s/day}$ で影は負の領域を示している。

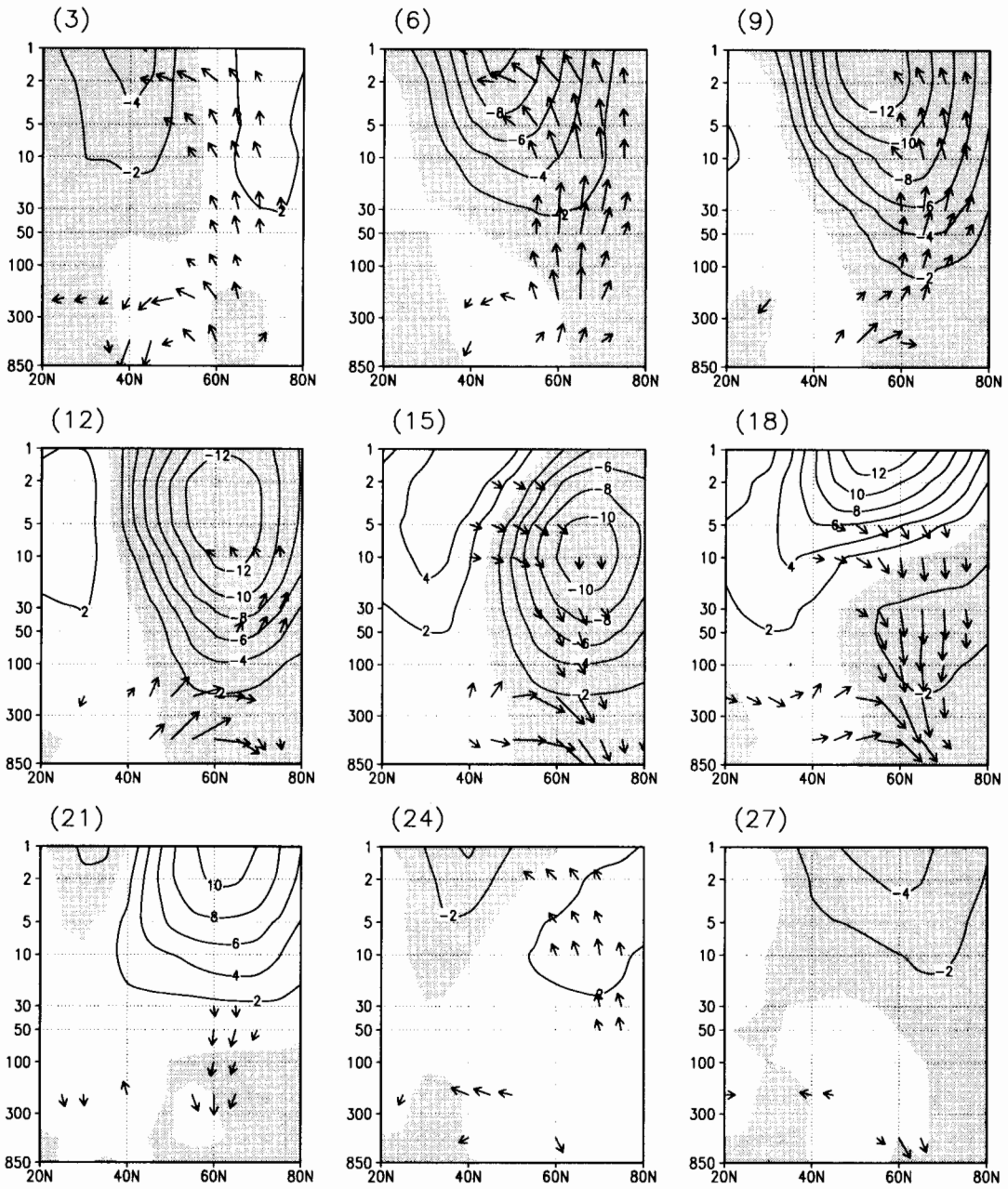


図6、11月から2月相当の連続する18半旬データで計算された規格化された帯状平均東西風とE-Pフラックスの鉛直成分のE-SVD解析第一モードのリグレッション。パネルの番号は通し半旬番号で3半旬ごとに示している。

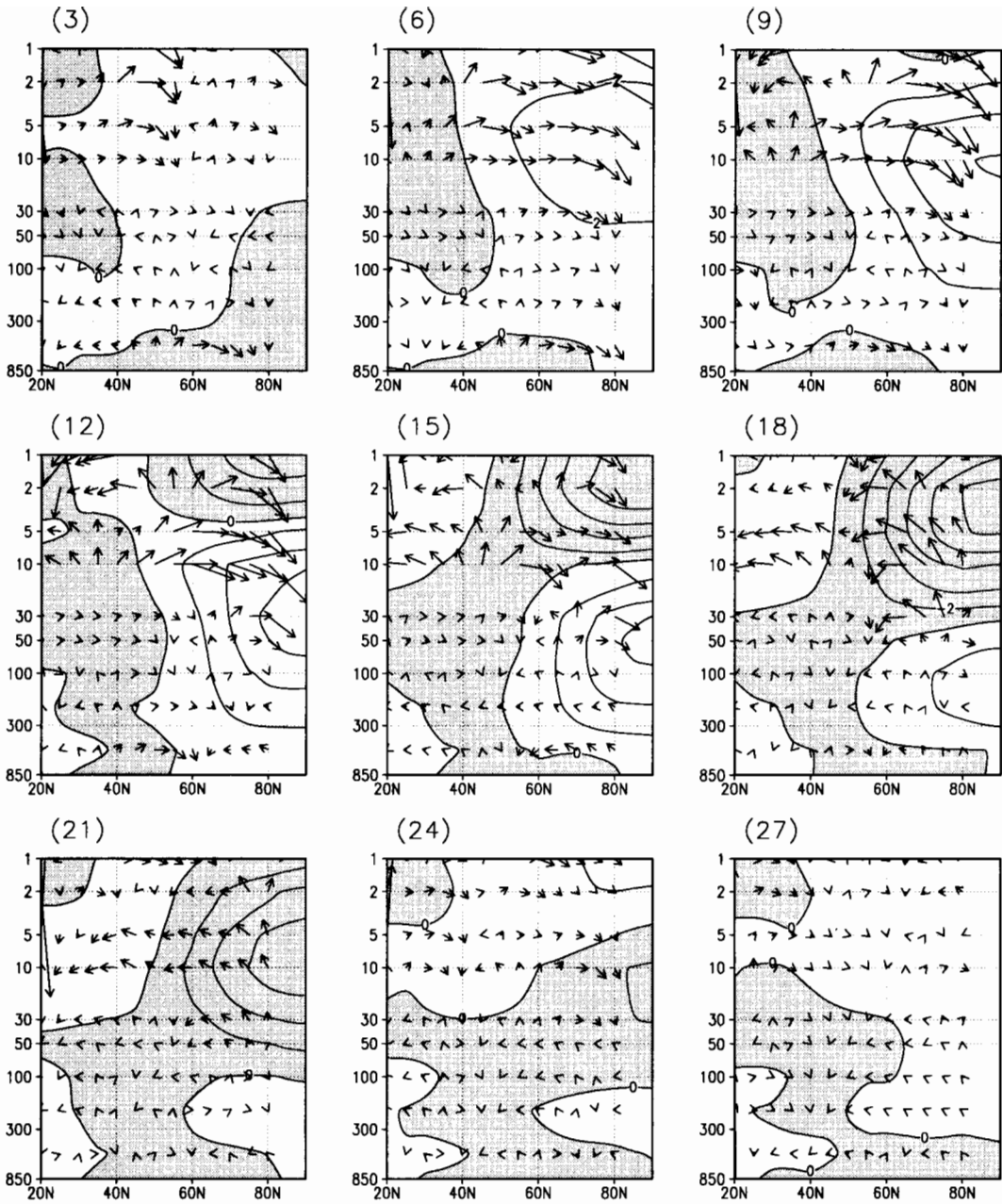


図7、図6と同様。ただし、温度場（コンター）と残差速度（ベクトル）のリグレッション。コンター間隔は2度で負の値には影をほどこしている。

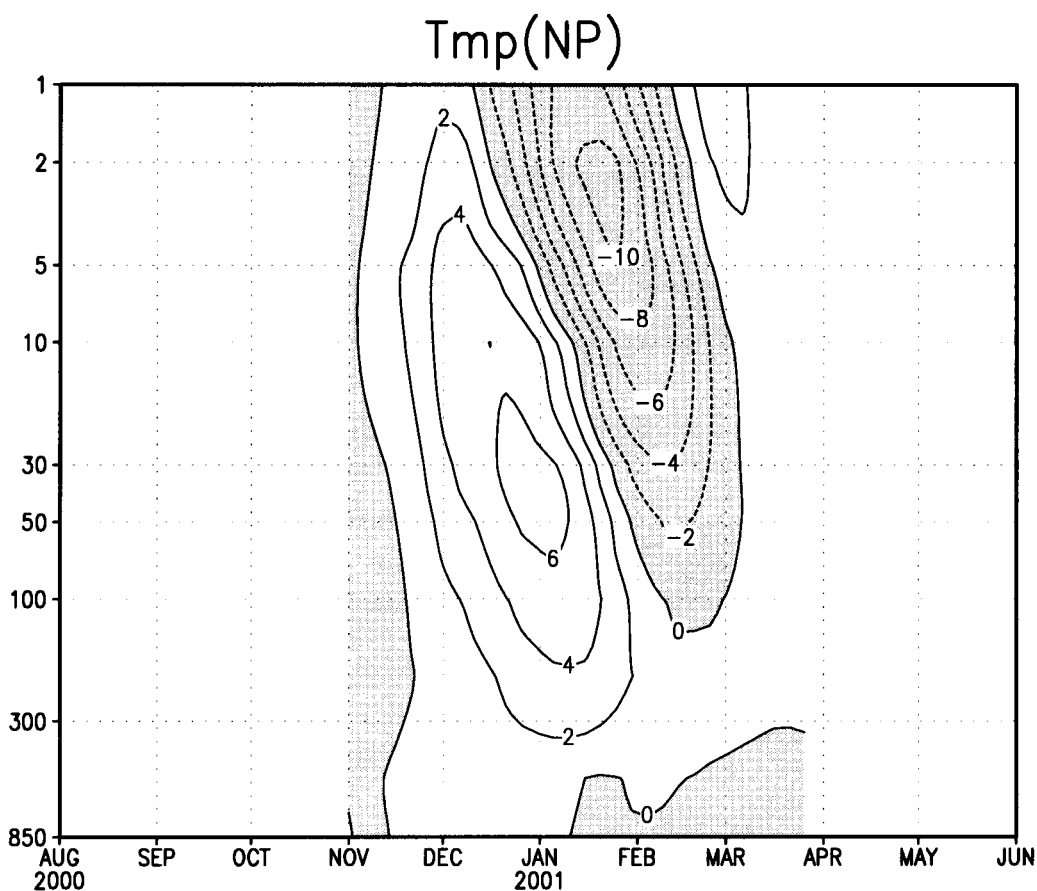


図8、図6と同様。ただし、北極点（80度以北の平均）温度のリグレッション。

の7月までの例を示す。ほぼ毎年のように上部成層圏から対流圏界面に向かって温度偏差が下降しておりそれらがしばしば周期的な構造をしていることが生のデータからも見て取れる。しかしその周期は一定せず1990/91年の様に比較的短い年（3ヵ月程度）もあれば1996/97年のように長い年（6ヵ月程度）もあることがわかった。7ヵ月長で特異スペクトル解析（MSSA）を行ったところ、全期間での温度場の平均周期は約5ヵ月であったので、周期は3ヵ月から6ヵ月ぐらいで平均して5ヵ月程度といえるだろう。

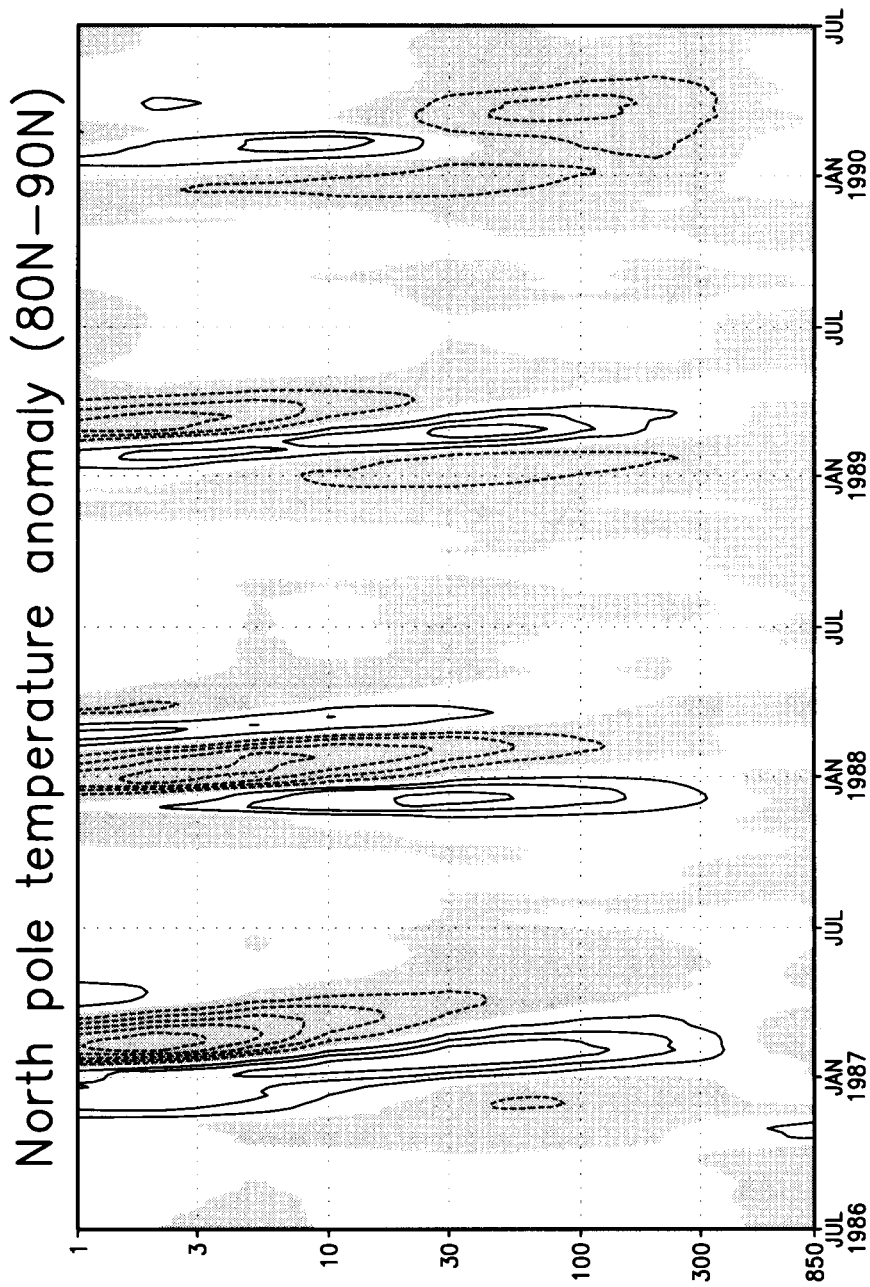


図9、1986年7月から1990年7月までの30日移動平均した北極点（80度以北の平均）の温度偏差。コンター間隔は5度で負の値には影をほどこしている。



#### 4、極夜ジェット振動と北極振動の関係

3章で極夜ジェット振動の変動モードは帯状平均東西風でみて南北順圧双極子的な構造になるとき対流圏では北極振動的なパターンとなることを見た。このことは、極夜ジェット振動と北極振動のある種のリンクが起きている可能性を示唆している。3章では極夜ジェット振動の性質について見てみたので、まず北極振動(AO)についてその性質を調べてみよう。

北極振動(AO)は、北環状モード(NAM)とも呼ばれる変動で、Baldwin et al.(1994)、Kodera (1994)、Thompson and Wallace(1998, 1999a, 1999b)らによって指摘された半球スケールの対流圏の変動モードであって、例えば地表面気圧の月々の変動のEOF第一モードとして抽出される、北極域と中緯度ドーナツ帯との間で起こる質量のシーズー的変動である。Thompson and Wallace(1998, 1999a, 1999b)は月々の変動でみても年々の変動でみてもこのモードが卓越すること、また、その変動はほぼ順圧的に下部成層圏までも伸びていること、近年冬期の年々変動が北極域がより低圧になるトレンドが存在することを指摘している。同様の変動は南半球でも観察され、南極振動(AAO)、南環状モード(SAM)などと呼ばれている。北極振動も南極振動も夏冬にかかわらず出現するもののどちらも冬期にその強度が強まることが知られている。その強まり方は南極振動では夏冬の振幅比が1.5倍程度であるのに比べて北極振動の方が顕著で振幅比は3倍程度にもなる(Limpasuvan and Hartmann, 1999a)。

さて、我々も我々のデータを用いてAOの解析を行ってみよう。ここではAOの定義を月平均の850hPa高度場の月々変動のEOF1モードとして定義する。そのリグレッションパターンを図10に示す。北極域での高度場が小さくなり、代わりに中緯度環状帯特に北太平洋域、北大西洋域で高度場が高まっているのが明瞭である。このパターンは図1の2ヵ月目、3ヵ月目の500hPaパターンとよく似ているのがわかる。一般にこのAOパターンは1ヵ月以上の長時間平均で良く見えるが、短時間のデータにすでに変動のシグナルが含まれるはずである。そこでこの変動の半旬ごとの「AO含有率」の変動をみるために各半旬ごとのデータとAOパターンとの内積(AOインデックス)を全期間にわたって計算した。各半旬での変動の例として図9と同期間の1986年の7月から1990年の7月までの時系列を図11に示す。ここでAOインデックスは全期間の変動度で規格化して表示してある。これを見るとAOインデックスの変動はきわめて激しいものの振幅の大きな変動は1ヵ月程度以上の寿命があることが多く、時には1989年1月前後のようにAOインデックスが数ヵ月以上にもわたってある極性を持ち続ける場合もあることもわかる。極夜ジェット振動との相互作用によるAOの変動の時間スケールは極夜ジェット振動の時間スケールである数ヵ月程度であることが期待できるから、以下では月平均したAOインデックスについて考える。ただし月平均したAOインデックスとはAOを計算したEOF1の

# EOF1 of Z850

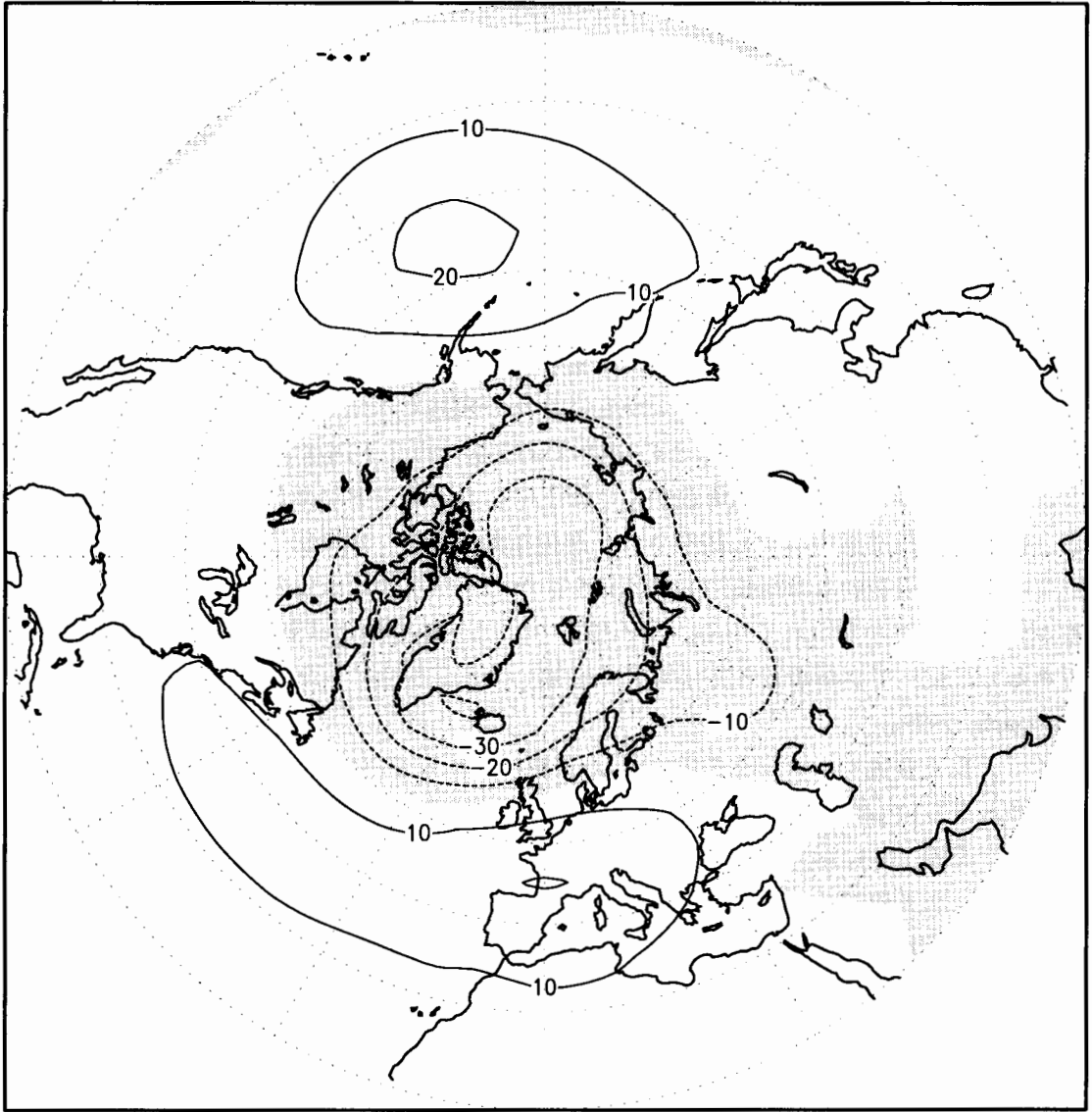


図10、850hPa高度場偏差の月々変動の主成分解析の第一モード。すなわち北極振動(AO)パターン。

# Pentad AO Index

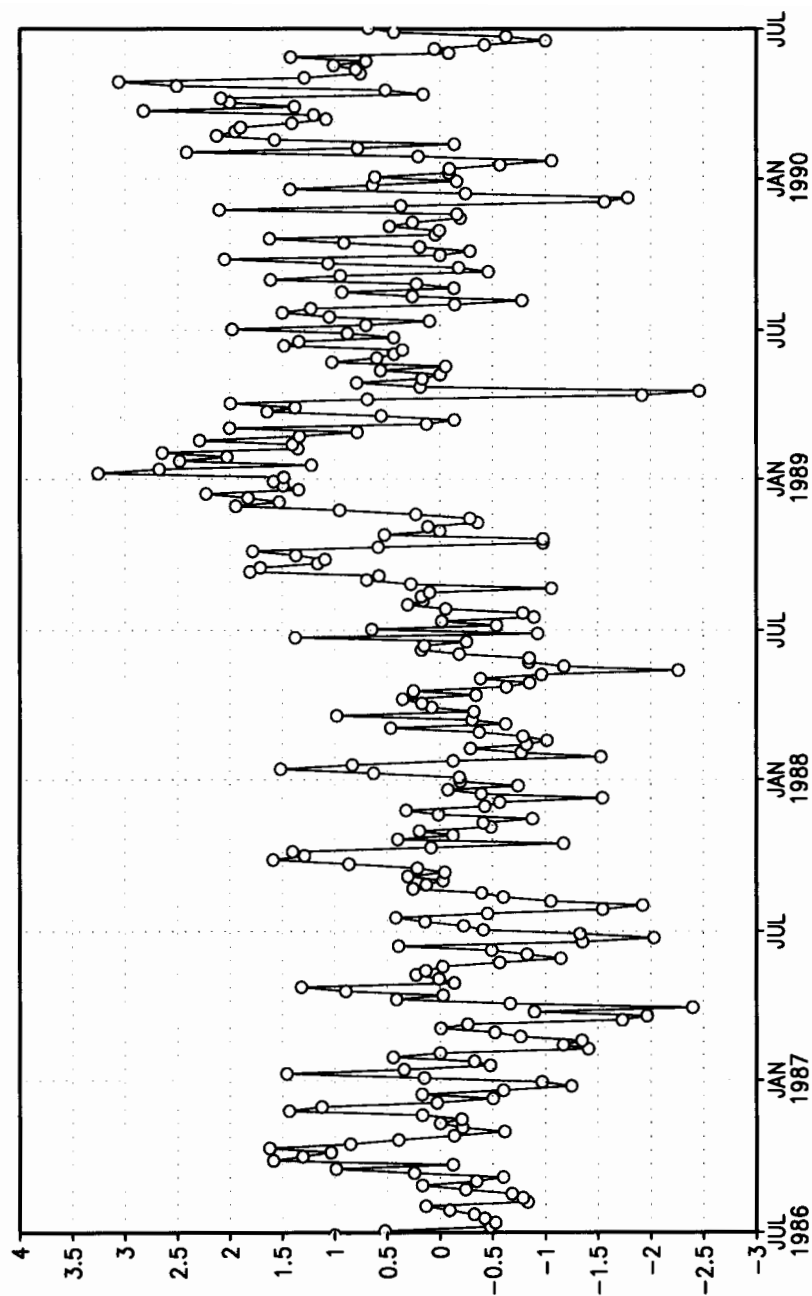


図11、1986年7月から1990年7月までの半旬ごとに計算されたAOインデックス。

時係数そのものになることに注意する。さて、AOインデックスに相当する極夜ジェット振動のインデックス（以下PJOインデックスと呼ぶ）をAOインデックスの場合と同様にして連続する3ヵ月の規格化した帯状平均東西風アノマリーと図1の元となった連続する3ヵ月のヘテロ相関場の内積で定義することにしよう。但し、ヘテロ相関場の符号はAOと極性を合わせるために図1のパターンの符号を逆にしたもの、すなわち極側の風が強いものを正とし、インデックスの全変動度で規格化することにする。またこのようにして得られたPJOインデックスは連続する3ヵ月の2ヵ月目の月に割り当てるものとする。この様にして計算されたAOインデックスとPJOインデックスについて図11と同期間について比較したものを図12に示す。両インデックスの時係数がよく一致していることがわかる。ちなみに夏期間も含めた全解析期間240月の両インデックスの相関係数は0.44であり両者は有為に関係していることがわかった（99%有為な相関係数は0.17である）。なお期間を冬から春の1月から4月に限ると相関係数は0.48となる。ちなみにPJOインデックスには対流圏の変動も定義により自動的に含まれてしまうので図1の成層圏部分（50hPa-1hPa）のみでインデックスを作っても調べたが両者のよい一致の傾向はほとんど変わらなかった（全期間の相関係数は0.45）。以上の結果は、Kodera and Kuroda(1999)が指摘しているように両者はそれぞれ独自の力学で変動しながらも相互に強い影響を与え合っていることを示唆する。もちろん両者が完璧に同期するはずはないが、両変動間の相互作用を調べるためには、両者の変動がうまく同期して時間発展する場合とそうでない場合を比較すれば知見が得られることが期待できる。そこで、両者の典型的な結合、非結合の具合を見るために両インデックスが共に大きく同符号な場合と（図13a）、AOインデックスは大きいもののPJOインデックスとは逆符号である場合のコンポジットを連続する3ヵ月分作って比較して見た（図13b）。どちらの場合も2ヵ月めにはAOインデックスは大きい典型的なAOパターンとなっているが、前者の場合には前後3ヵ月にわたって対流圏変動が成層圏のそれとつながっていてほとんど図1の逆符号のパターンになっているのに対し、後者では対流圏変動と成層圏変動が完全に分離している様に見える。興味深いことに、前者の場合には2ヵ月目のAOインデックスが正で大きいのは当然としても、前後の月もそれなりの大きさを保持しているのに対し、後者では1ヵ月目は負、3ヵ月目はほとんど零とAO自体の寿命が非常に短くなっていることである。このことは、AOの極夜ジェット振動とのリンクは極夜ジェット振動自体の寿命が長いのでAOの長寿命化に寄与するが、結合のない時はそのようなメカニズムが働かず短命になるためと考えられよう。さて、3章で見たように極夜ジェット振動は低波数のプラネタリー波による波平均流の相互作用によって形成されているし、北極振動もまた対流圏内の波平均流の相互作用によって維持されているようである(Limpasuvan and Hartmann, 1999a, 1999b)。そこで対流圏変動と成層圏変動が同期する場合とそうでない場合についての違いを見るためには

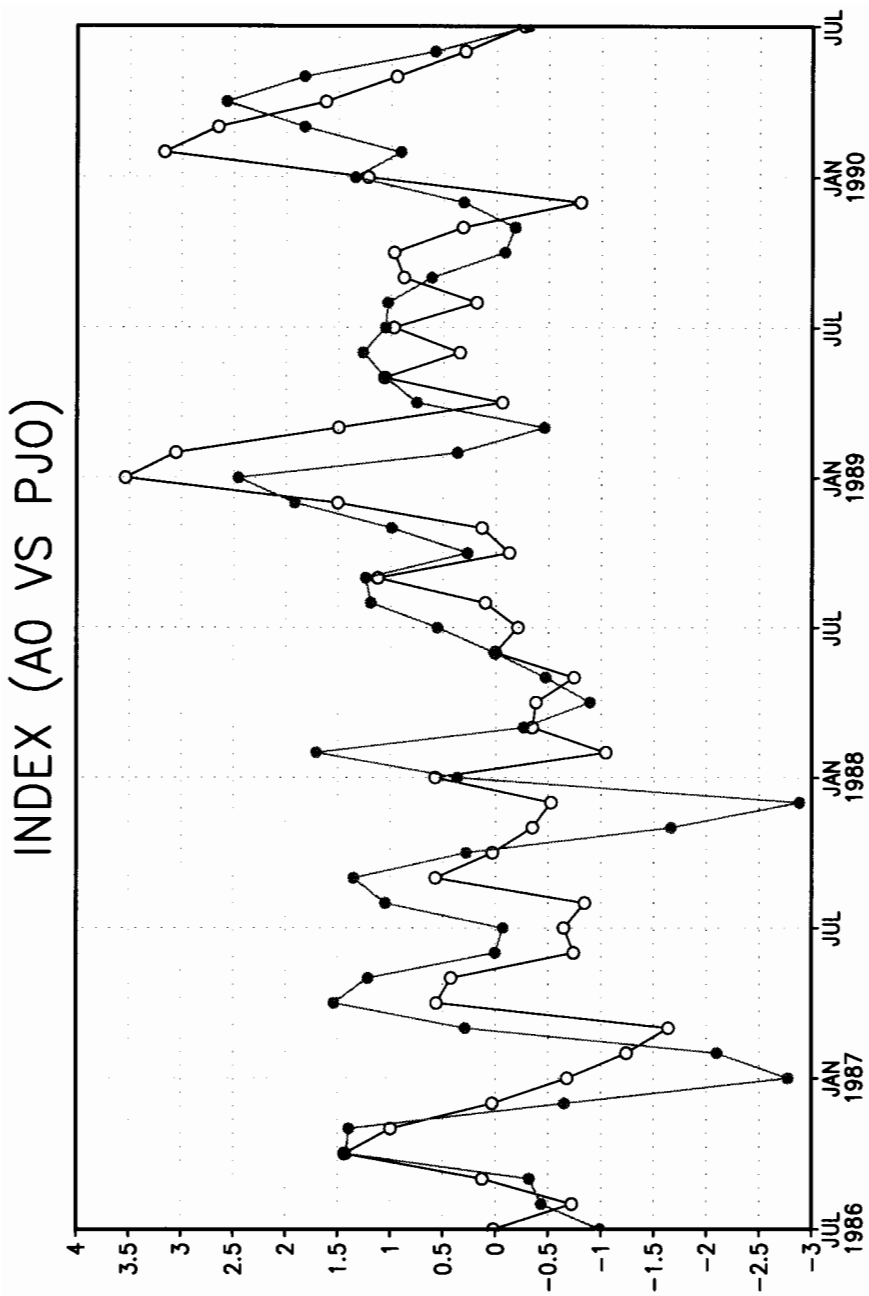


図12、1986年7月から1990年7月までの月平均AOインデックス（白丸）とPJOインデックス（黒丸）の時間変化。

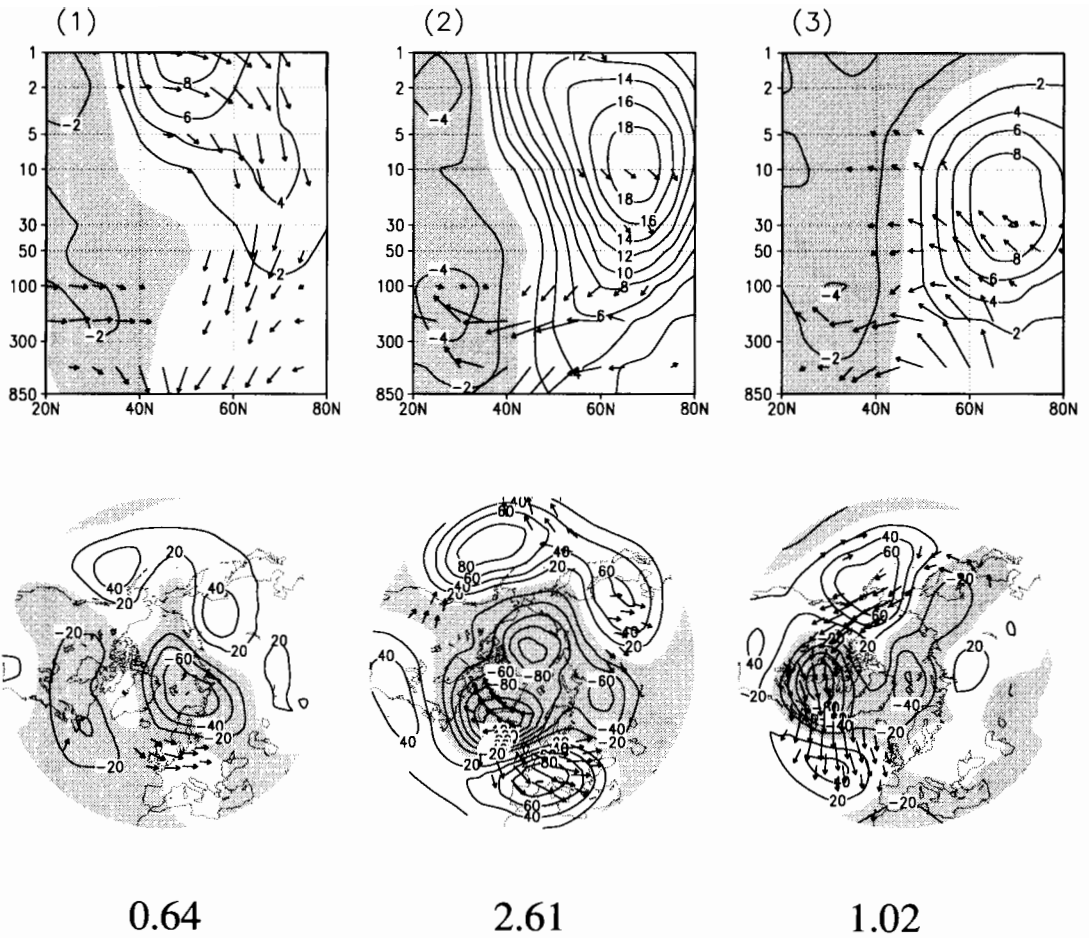


図1.3a、AOインデックスの絶対値が1.8以上でありかつPJOインデックスの絶対値も1.0以上であって両者が同符号である月（8例）と前後の月の帯状平均東西風、E-Pフラックス、500hPa面上の高度場、同面上の水平プラムフラックスのコンポジット、その月のAOインデックス。

波の働きの違いを見るのがよいと思われる。そこで両者についてEPフラックスによる加速のコンポジットを計算した。対流圏成層圏の変動が同期する場合（図1.4a）をみると、上部成層圏から下方へのびる加速域と対流圏下部からのびる加速域が1ヵ月、2ヵ月目にうまくつながっている。このことが結果として対流圏成層圏の変動を同期させていると考えられる。この加速の波数ごとの寄与をみると上部成層圏はほとんど波数1で決まっているが対流圏から中部成層圏は波数2に依るものであった。しかし、変動の加速域が

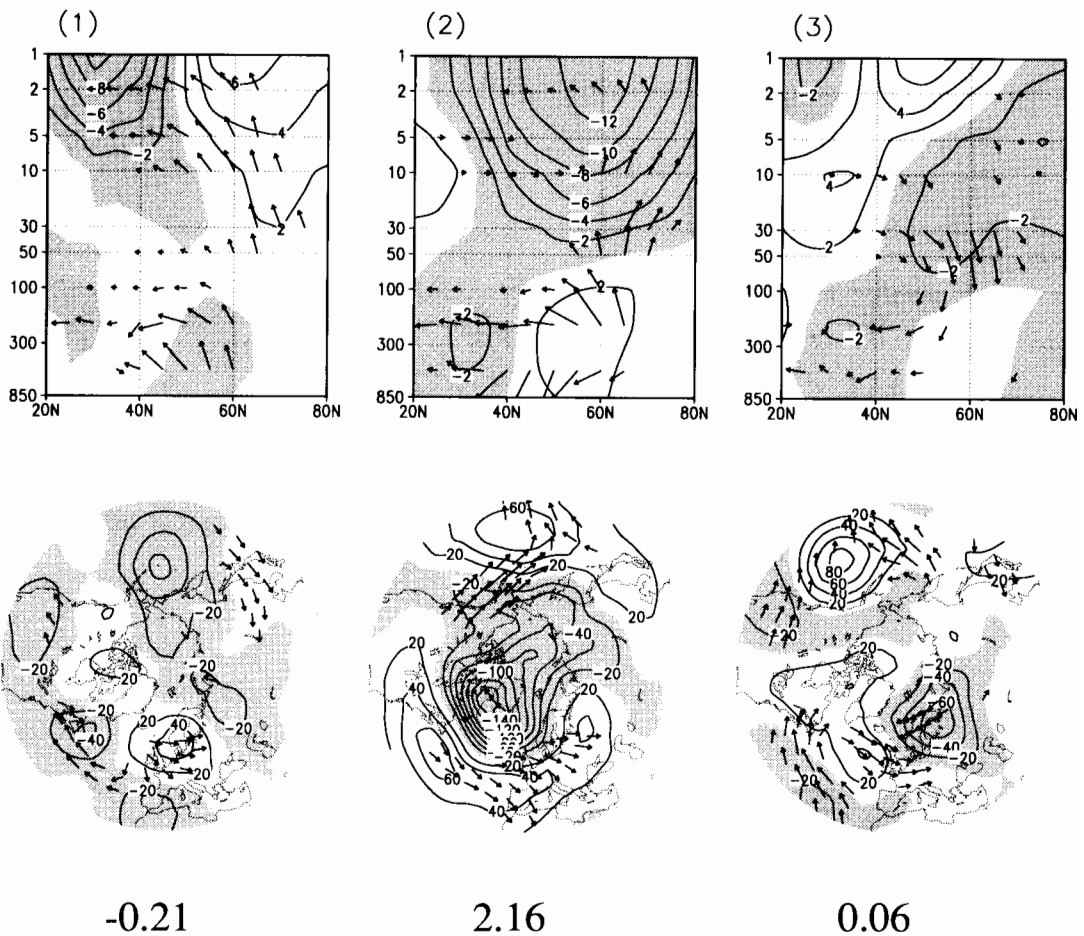


図1 3b、図1 3aと同様。ただし、AOインデックスの絶対値が1.8以上であるがPJOインデックスが逆符号の事例（5例）のコンポジット。

ながるということは波数1と2のリンクが起きていることを意味する。それに対し、対流圏成層圏の変動が同期しない場合（図1 4 b）には上部成層圏から下方へのびる加速域と対流圏下部からのびる加速域が1、2ヵ月目にはつながっていない。特に1ヵ月目は完全に分離している。この場合も中部成層圏以高の変動は波数1（と2）が主役であるが、この場合対流圏変動の主役は波数4以上の高波数の波となっており、逆に2ヵ月目に北極振動のパターンを破壊する様な加速の原因が波数2（と1）となっている。この場合であっ

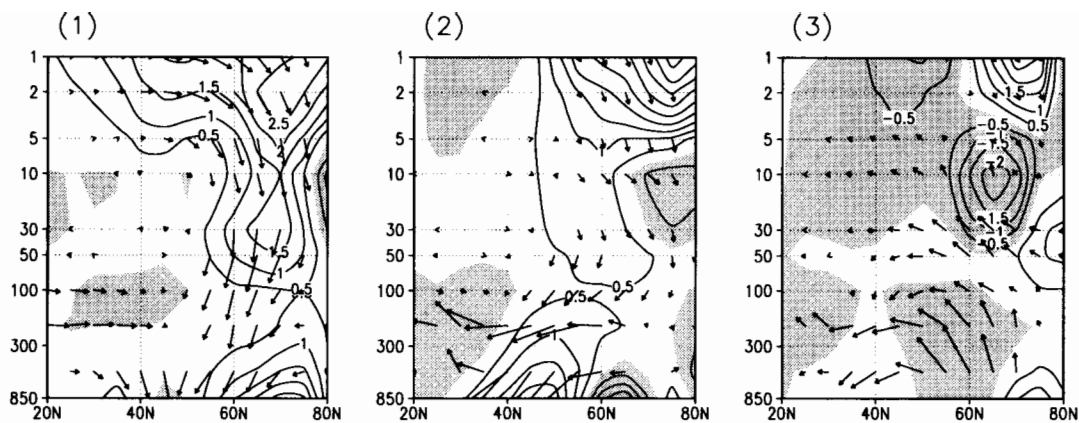


図 1 4 a、図 1 3 a と同時期における E-P フラックスと E-P フラックスの収束発散による加速量。コンター間隔は  $0.5 \text{ m/s/day}$  で影は負の領域を示している。

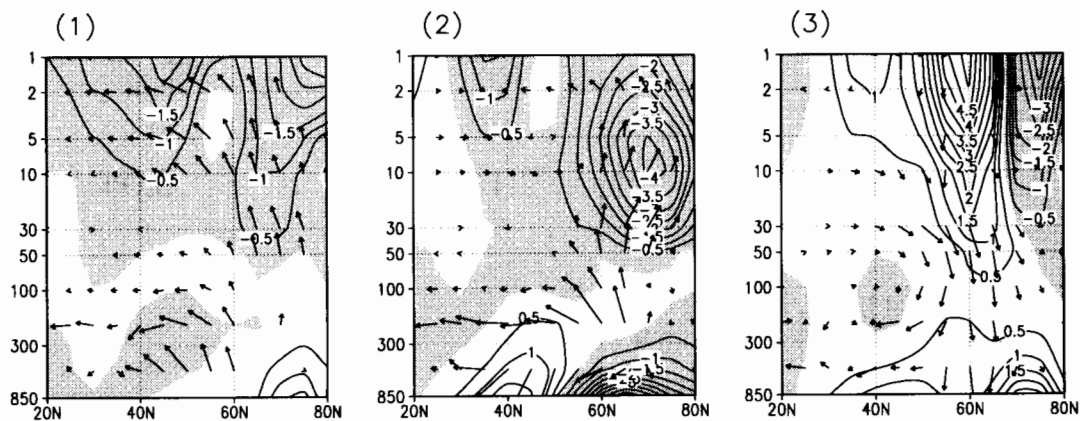


図 1 4 b、図 1 4 a と同様。ただし図 1 3 b の同期間におけるもの。



ても波数1と2の加速域のリンクは良く成立している様に見える。以上のことをみると、高波数の波が主役となる場合の北極振動では極夜ジェット振動との同期が起きないが、波数2の波が主役の北極振動では極夜ジェット振動との同期が起きるとされる。結局、対流圏成層圏の変動が同期しない場合に北極振動の寿命が短くなるのは、極夜ジェット振動の主役である低波数の波に北極振動がつぶされてしまうためであろうと思われる。

## 5、結果とまとめ

この解説では冬季の北半球で顕著となる対流圏の変動である北極振動(AO)と対流圏成層圏の結合変動である極夜ジェット振動(PJO)について、特に両者の結合に重点をおいて論じた。本論で得た結果は以下の通りである：

- 1、北半球冬季において対流圏成層圏一体となった極夜ジェット振動(PJO)とでも呼ぶべき変動が存在する。
- 2、極夜ジェット振動(PJO)は帯状平均東西風の偏差で見て、偏差が極向き下向きに移動するような変動をする。温度場の偏差は緯度的には極で最大となり時間とともに下降伝搬する様な伝搬をする。
- 3、極夜ジェット振動の平均周期は5ヵ月程度だが、3～6ヵ月程度で年ごとに変動している。また、大きな突如昇温のある年ほど一般に変動強度が強い傾向がある。
- 4、極夜ジェット振動はプラネタリー波による波平均流相互作用による変動モードであるが、その主役は波数1のプラネタリー波である。しかし、対流圏部分の変動には波数2、3の波も重要となっている。
- 5、極夜ジェット振動の対流圏部分は北極振動(AO)と結び付いて双極期にはAOパターンが現われやすくなる。
- 6、極夜ジェット振動と結合しない北極振動も存在するがそれは一般に寿命が短い傾向がある。

今後さらに両者についてその結合のメカニズム等を詳しく調べていく必要がある。

## 参考文献

- Baldwin, M.P., X. Cheng and T.J. Dunkerton, Observed correlation between winter-mean tropospheric and stratospheric circulation anomalies, *Geophys. Res. Lett.* 21, 1141-1144, 1994.
- Bretherton, C.S., C. Smith, and J.M. Wallace, An intercomparison of methods for finding coupled patterns in climate data, *J. Clim.* 5, 541-560, 1992.
- Haynes, P.H., C.J. Marks, M.E. McIntyre, T.G. Shepherd, and K.P. Shine, On the "Downward control" of extratropical diabatic circulations by eddy-induced mean zonal forces, *J. Atmos. Sci.* 48, 651-678, 1991.

- Kodera, K., Influence of volcanic eruptions on the troposphere through stratospheric dynamical processes in the northern hemisphere winter. *J. Geophys. Res.*, 99, 1273-1282, 1994.
- Kodera, K., On the origin and nature of the interannual variability of the winter stratosphere circulation in the northern hemisphere. *J. Geophys. Res.*, 100, 14,077-14,087, 1995.
- Kodera, K. and Y. Kuroda, Tropospheric and stratospheric aspects of the Arctic Oscillation. in preparation, 1999.
- Kodera, K., and Y. Kuroda, A mechanistic model study of slowly propagating coupled stratosphere-troposphere variability. *J. Geophys. Res.*, submitted, 1999.
- Kodera, K., Y. Kuroda, and S. Pawson, Stratospheric sudden warming and slowly propagating zonal-mean zonal wind anomalies. *J. Geophys. Res.*, submitted, 1999.
- Kuroda, Y. and K. Kodera, Interannual variability in the troposphere and stratosphere of the southern hemisphere winter. *J. Geophys. Res.*, 103, 13,787-13,799, 1998.
- Kuroda, Y., and K. Kodera, Role of planetary waves in the stratosphere-troposphere coupled variability in the northern hemisphere winter. *Geophys. Res. Lett.* 26, 2375-2378, 1999.
- Limpasuvan, V., and D.L.Hartmann, Eddies and the annular modes of climate variability, *Geophys. Res. Lett.* 26, 3133-3136, 1999a.
- Limpasuvan, V., and D.L.Hartmann, Wave maintained annular modes of climate variability. *J. Clim.*, submitted, 1999b.
- Soel, D.-I. and K. Yamazaki, Residual mean circulation in the stratosphere and upper troposphere: Climatological aspects. *J. Meteorol. Soc. Jpn.* 77, 985-996, 1999.
- Thompson D.W.J. and J.M. Wallace, The Arctic oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.* 25, 1297-1300, 1998.
- Thompson D.W.J. and J.M. Wallace, Annular modes in the extratropical circulation. Part I:Month-to-month variability. *J. Clim.*, submitted, 1999a.
- Thompson D.W.J. and J.M. Wallace, Annular modes in the extratropical circulation. Part II:Trends. *J. Clim.*, submitted, 1999b.

# アリューシャン低気圧とアイスランド低気圧間のシーソー関係の 季節依存性と季節進行

地球フロンティア研究システム

本田明治、中村 尚\*、浮田甚郎\*\*

\*及び 東京大学理学部

\*\*現所属 米国航空宇宙局

## 1. はじめに

アリューシャン低気圧とアイスランド低気圧（以下それぞれ AL、IL）は、寒候期の海面気圧場においてそれぞれ北太平洋及び北大西洋上に準定常的にみられる低気圧である。Wallace and Gutzler (1981)は AL と IL の変動が、冬季北半球の最も主要な 2 つのテレコネクションパターンである北太平洋／北米パターン（Pacific/North American pattern、以下 PNA）及び北大西洋振動（North Atlantic Oscillation、以下 NAO; Kushnir and Wallace 1989）と密接に関係していることを示した。また AL、IL 及び付随する大気循環場の変動は、停滞性波動やストームトラックの振る舞いにも影響を与えている（Hurrell 1995b など）。AL と IL の振る舞いが北太平洋及び北大西洋の気候場へ及ぼすインパクトについては、季節変動及び年々変動（例えば van Loon and Rogers 1978; Wallace and Gutzler 1981; Serreze et al. 1997）から十年変動（例えば Nitta and Yamada 1989; Trenberth 1990; Tanimoto et al. 1993; Trenberth and Hurrell 1994; Hurrell 1995a; Zhang et al. 1997; Kushnir 1999; Rodwell et al. 1999）のタイムスケールにおいて、これまでの多くの研究によって示唆されている。年々変動のスケールにおいては、AL など北太平洋の循環場はエルニーニョ／南方振動（El Niño/Southern Oscillation: ENSO）の影響を強く受けやすいことがよく知られている（Bjerknes 1969; Horel and Wallace 1981; Lau and Nath 1994）。最近、熱帯とは直接関係のない中高緯度のプロセスも AL の振る舞いに重要に関わっていることも示唆されてきている（Deser and Blackmon 1995; Zhang et al. 1996; Ting et al. 1996; Nakamura et al. 1997; Nakamura and Yamagata 1999; Peng and Whitaker 1999）。IL の振る舞いに関しても中高緯度プロセスの重要性が近年指摘されてきている（Deser and Blackmon 1993; Kushnir 1994; Hurrell 1995a; Xie and Tanimoto 1998; Rodwell et al. 1999; Tanimoto and Xie 1999）。

北太平洋上の AL と北大西洋上の IL は必ずしも独立に変動しているのではなく、両低気圧間の勢力の間には年々変動するシーソー関係（負の相関関係、以下 AL-IL seesaw）が存在することが知られている（例えば Kutzbach 1970; van Loon and Rogers 1978; Rogers and van Loon 1979; Wallace and Gutzler 1981; van Loon and Madden 1983）。最近、Kodera et al. (1996)は成層圏の極夜ジェットの 변동に伴って、成層圏から上部対流圏に渡って北極域と中緯度帯の高度場の間にシーソー関係が存在することを示したが、Thompson と Wallace (Thompson and Wallace 1998, 2000; Thompson et al. 2000、以

下 TW) はこれが等価順圧的構造を伴って SLP 場から成層圏に及んでいることに着目し、冬季北半球の循環場におけるこの最も卓越したモードを北極振動 (Arctic Oscillation、以下 AO)、または環状モード (annular mode) と呼んでいる。しかし、この空間パターンの環状性は歪んでおり、その東西非対称成分の中には AL-IL seesaw のシグナルが認識され、冬季北半球の循環場とこのシーソーの密接な関係が予想される。冬季の北太平洋と北大西洋の間に、大気循環場を通じて AL-IL seesaw を含めて何らかのリンクが存在する可能性については、これまでいくつかの観測的研究の中に示唆されているが (例えば Walsh and Chapman 1990; Chen and Wallace 1993; Wallace et al. 1993; Fang and Wallace 1994; Chen and Dunkerton 1995; Perlwitz and Graf 1995; Serreze et al. 1997; Watanabe and Nitta 1998, 1999; Koide and Kodera 1999; Overland et al. 1999; Watanabe and Kimoto 1999; Xie et al. 1999; Deser et al. 2000)、その季節進行における振る舞いやメカニズムについてはほとんど言及されていない。本研究では AL-IL seesaw に注目して、その季節依存性と季節進行及び年々変動について、またこのシーソーが冬季北半球の大気循環場に及ぼす影響について解析を行なった。なお、本研究は高坂 (1997) の基本的なアイデアと、Honda et al. (2000)及び一部 Honda and Nakamura (2000)に基づいている。

## 2. データと解析準備

解析に使用したデータは米国気象局 (National Meteorological Center: NMC; 現在、米国環境予報局、National Centers for Environmental Prediction: NCEP) 作成の北半球大気客観解析データ (Trenberth and Paolino 1981)で、時間解像度は1日2回の12時間毎である。使用した要素は海面気圧 (SLP)、500-hPa 高度 ( $Z_{500}$ )、250-hPa 高度 ( $Z_{250}$ ) と風の東西及び南北成分 ( $U_{250}$ 、 $V_{250}$ )、50-hPa 高度 ( $Z_{50}$ ) である。 $Z_{50}$  は NCEP 再解析データ (Kalnay et al. 1996) を使用した。解析期間は 1973 年~1994 年の 22 年間とした。

はじめに、AL と IL の緩やかな季節進行の特徴とシーソーの季節依存性を明確にするため、31 日移動平均を SLP 場に施して短周期擾乱の影響を取り除き、日々の SLP 分布図から得られる北太平洋及び北大西洋上の中心気圧 (指定された領域の最低気圧) を両低気圧勢力の指標とした (図 1)。この

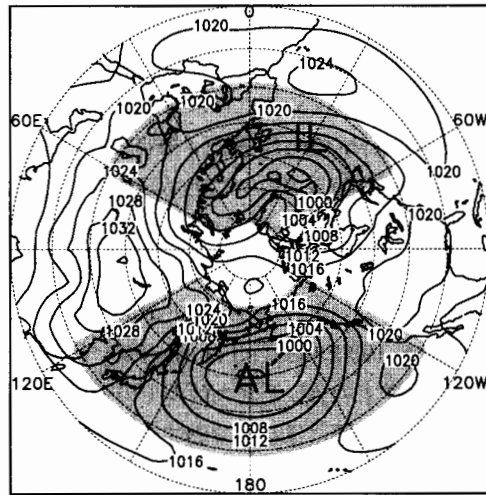


図 1. 北半球海面気圧 (SLP) 場の 1 月の気候値 (hPa)。AL と IL はそれぞれアリューシャン低気圧とアイスランド低気圧を意味する。陰影された領域内の最小 (中心) 海面気圧 (31 日移動平均場) を日々の AL と IL の勢力の指標と定義している。

ALとILの中心気圧の同時相関を求めると、両低気圧間の有意なシーソー関係は1月末から3月中旬に限られていることが分かる(図2)。すなわちAL-IL seesawは冬を通じてみられるのではなく、冬の後半に顕著な現象であることを示している。そこで、特にシーソーが顕著である(相関係数が95%の有意水準を越えている)1月31日~3月16日の45日間を「シーソー最盛期」として定義した。続いてこの「シーソー最盛期」で期間平均されたALとILの勢力の年々変動をみると、顕著な逆位相関係がはっきりと読み取れる(図3)。このシーソーの極性と振幅を明確にするため、期間平均の規格化されたALの中心SLPからILの中心SLPを引いて、更に規格化したものをAL-IL index (AII) と定義した(図4a)。AIIの正と負の値はそれぞれILまたはALの勢力が相対的に強い(中心気圧が低い)ことを意味する。

AL-IL seesawの特徴的な空間パターンを続いて示す。AIIの時系列から

正の値の上位5年(1976、82、89、90、92年; IL 発達年)と負の値の上位5年(1981、83、84、86、88年; AL 発達年)のコンポジット平均SLP場を作成し、前者から後者を引くことによってその偏差場を求めると(図5a)、ALとILの間の有意なシーソー関係がみられる。また、このシーソー関係はSLP場のみに見られるものではなく、対流圏全体に及んでいることも分かる。図5bは対流圏上層の $Z_{250}$ に同様の処理を施したもので、このシーソーの等価順圧的な構造を顕著に示している。また注目すべきことは、この $Z_{250}$ の偏差パターンは、PNAパターン及びNAOの特徴をよく反映していることである。これらを踏まえて、続く3、4章では $Z_{250}$ 場の変動に主に注目して議論を進める。

### 3. AL-IL seesawの季節進行

AL-IL seesawの季節進行を調べるために、12月から4月まで中心を15日ずつずらした9期間(11.17-12.31、12.2-1.15、12.17-1.30、...、3.17-4.30)の45日平均の $Z_{250}$ 場を

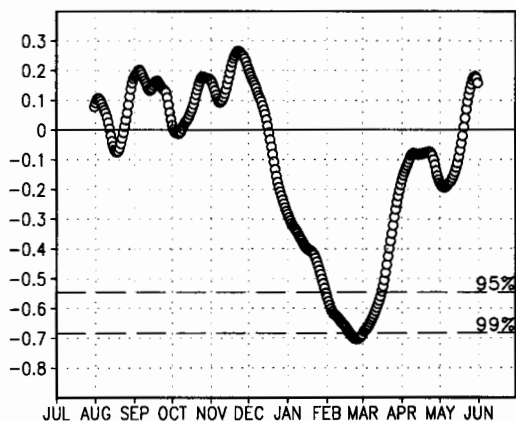


図2. 31日移動平均したALとILの勢力(中心SLP)の22年時系列(1973-1994年)に基づく日別同時相関係数。破線は自由度11に基づくそれぞれ95%及び99%の有意水準を示す(4年周期のENSOが北太平洋の循環場と強く関わっているため、自由度の基準を厳しくしている)。

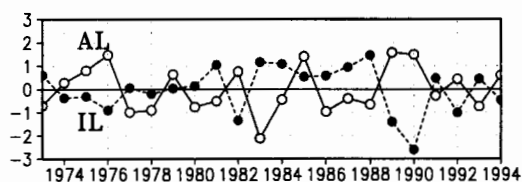


図3. 1月31日~3月16日(シーソー最盛期)の45日平均の規格化されたAL(実線白丸)とIL(破線黒丸)の勢力の年々変動(1973-1994年)。

用意した。これらはそれぞれ 12 月前半、12 月後半、1 月前半、...、4 月前半に対応する。「シーソー最盛期」は 2 月後半に相当する。図 6 はこれら 9 期間の  $Z_{250}$  と AII の線形回帰係数の分布図を示したものである。図は IL の勢力が強く、AL の勢力が弱いケースに相当する。図中の矢印は Takaya and Nakamura (1997, 2000) に基づく波の活動度フラックスで、停滞性ロスビー波の波束の伝播を表す指標となる。偏差場の符号が反転した場合でも活動度フラックスの分布に変化はない。

図 6 から 2 月後半に最盛期となる AL-IL seesaw の線形的な時間発展を追うことができる。まず 12 月に北太平洋東部に勢力の弱い AL に相当する高気圧性の偏差場が出現する (図 6a、6b)。次いで 1 月前半に PNA パターンの波列がその高気圧性偏差場から出現して、カナダ西部と米国南東部にそれぞれ低気圧性と高気圧性の偏差場を形成する (図 6c)。同時期に、後者の偏差場から北大西洋の北部を横切る波列が現れカナダ東方の北大西洋上と北部ヨーロッパにそれぞれ低気圧性と高気圧性の偏差場を形成する。前者の低

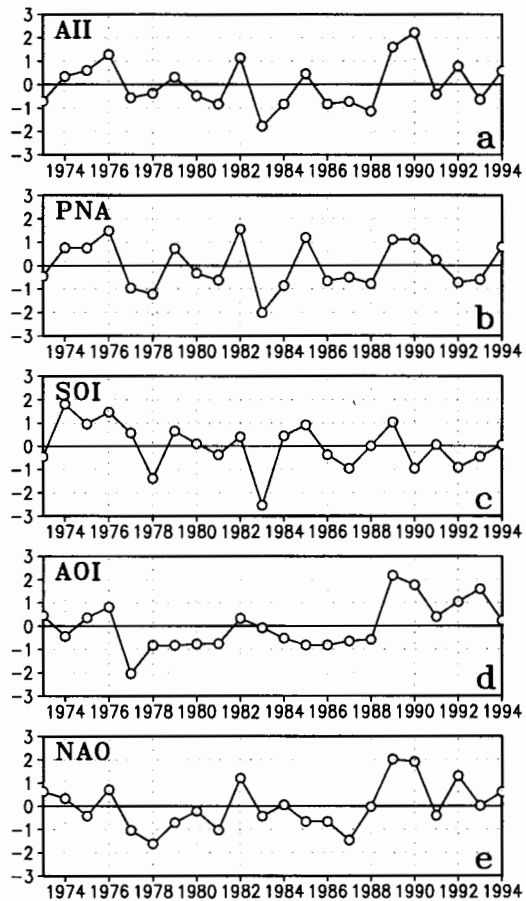


図 4. 図 3 と同様。ただし、(a) アリューシャン低気圧-アイスランド低気圧インデックス (AII)、(b) 北太平洋/北米 (PNA) インデックス、(c) 南方振動インデックス (SOI)、(d) 11 月~4 月平均された北極振動 (AOI) インデックス、(e) 北大西洋振動 (NAO) インデックス。各インデックスの定義は表 1 参照のこと。

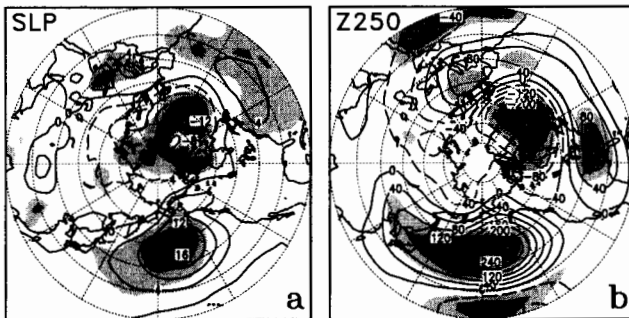


図 5. シーソー最盛期 (1 月 31 日~3 月 16 日の 45 日平均) の (a) 海面気圧 (hPa) と (b) 250-hPa 高度 (m) のコンポジット偏差図。AII (図 4a) の正値の上位 5 年 (1981, 1983, 1984, 1986, 1988 年) 平均から負値の上位 5 年 (1976, 1982, 1989, 1990, 1992 年) 平均を引いている。薄い陰影と濃い陰影は偏差の値が 95% 及び 99% の有意水準を越えている領域。

気圧性偏差場は勢力の強い IL に相当する。これら 2 つの波列は 1 月後半に最も顕著となる (図 6d)。波の活動度フラックスによる診断では、これらの波列は停滞性ロスビー波と認識される。2 月に入ると 2 つの波列、特に北米を横切る PNA 的波列は徐々に弱まってくるが (図 6e)、AL 偏差場は更に発達して 2 月後半の「シーソー最盛期」には北太平洋の広い範囲が高気圧性偏差場に覆われる (図 6f)。一方、IL 偏差場もやや極側にシフトしながら発達を続けて NAO 的なパターンを形成しつつ 2 月後半にその振幅は最大となり、AL-IL seesaw はその最盛期を迎える (図 6f)。3 月以降、北太平洋上の高気圧性偏差場は

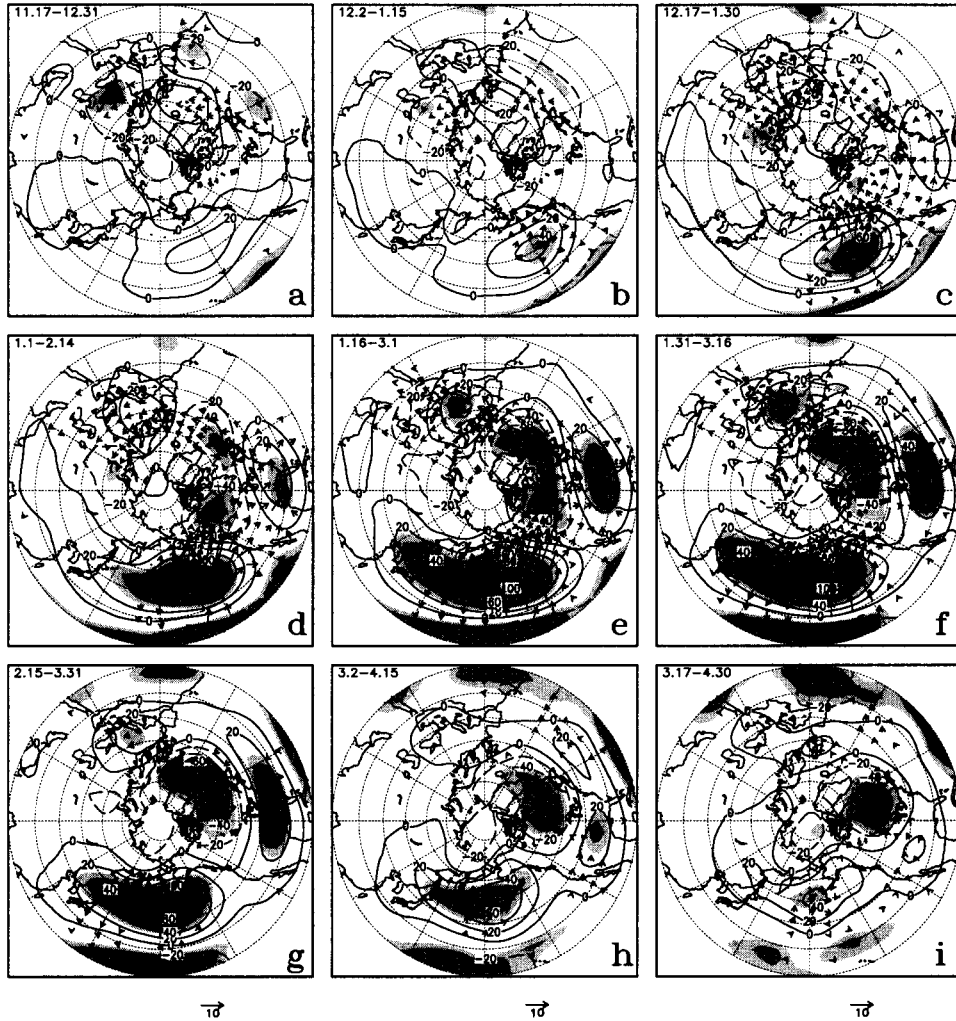


図 6. AII (図 4a) と 12 月から 4 月まで中心を 15 日ずつずらした 9 期間の 45 日平均 250-hPa 高度場の間の線形 (ラグ) 回帰係数の分布図。9 期間はそれぞれ 12 月前半、12 月後半、1 月前半、...、4 月前半に相当する。係数は AII が単位標準偏差だけ数値が増加したときに予想される各地の高度偏差 (m)。薄い陰影と濃い陰影は AII と各地の高度場の相関係数がそれぞれ 90%、95% の有意水準を越えている領域。矢印は Takaya and Nakamura (1997, 2000) に基づく、波の活動度フラックスの水平成分 ( $m^2 s^{-2}$ )。

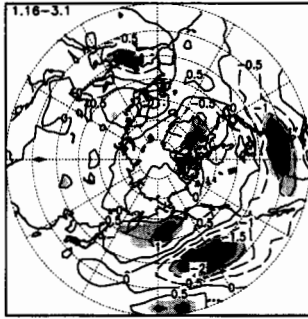


図7. 図6と同様。ただしAII(図4a)と2月前半(1月16日~3月1日の45日平均)のストームトラックに沿って進む短周期擾乱(8日高周波フィルター)の振幅との線形ラグ回帰係数。擾乱の振幅は250-hPa高度場において、6日低周波フィルターされた場のジェットの局所的な軸に直交する方向の風速( $\text{m s}^{-1}$ )に基づいている。擾乱の緩やかな振幅変調を表わすため、風速を2乗して、もう一度低周波フィルターを施し、更にその平方根をとったものをここでは擾乱の振幅としている(Nakamura et al. 1997b)。

急速に弱まるが、北太平洋状の低気圧性偏差場は4月上旬においてもその勢力を維持し続けている(図6g-6i)。

AL-IL seesawの発達に伴う北太平洋と北大西洋上の偏差場は両洋上のストームトラックの振る舞いにも影響を及ぼすと考えられる。図7はAL-IL seesawが発達中の2月前半(1.16-3.1)の250-hPa高度場におけるストームトラックの活動度とAIIの線形回帰分布図である。北太平洋のストームトラックは弱いAL偏差場の北側で強まり、南側では弱まっている。これは北太平洋上でジェットが分流され、それに伴いストームトラックも分流されていることに相当する。一方、北大西洋上ではストームトラックの活動度はグリーンランド上で弱まり、その周辺でわずかに強まっている。

ストームトラックに沿って移動する短周期擾乱からのフィードバックによる強制は停滞性の偏差場の維持及び発達に貢献することが知られている(Lau 1988; Lau and Nath 1991; Hurrell 1995b)。250-hPa高度場におけるこの短周期擾乱からのフィードバックによる強制の季節進行を次に調べた。その強制は、短周期擾乱に伴う渦度フラックス偏差の収束発散に伴う低周波フィルターされた高度場の変化傾向として評価される(Nakamura et al. 1997b)。北太平洋上でのジェットの強い分流はストームトラックに沿って進入してくる短周期擾乱の変形をもたらす。この擾乱の変形と先に述べたストームトラックの北方へのシフトは、結果として冬季を通じて北太平洋上の高気圧性偏差場上の渦度フラックス偏差の発散を通じて、高気圧性の偏差場(高度の上昇)のフィードバック強制をもたらしている(図8)。対照的に北大西洋上では1月までは有意なストームトラックからのフィードバック強制はみられない(図8a-8d)。1月中に北大西洋上に低気圧性偏差場が形成されて上空の西風ジェットがより強まることによって(図6d)、2月に入ってから北大西洋上のストームトラックが強化されようになる。これに伴い2月以降、渦度フラックス偏差の収束に伴う短周期擾乱からのフィードバックによる強制が強まり、IL偏差場(地上のIL、上空のNAO的パターン)を更に強める方向に寄与する(図8e、8f)。このフィードバックによる強制は3月後半まで顕著で、冬季後半のIL偏差場の維持に貢献する。



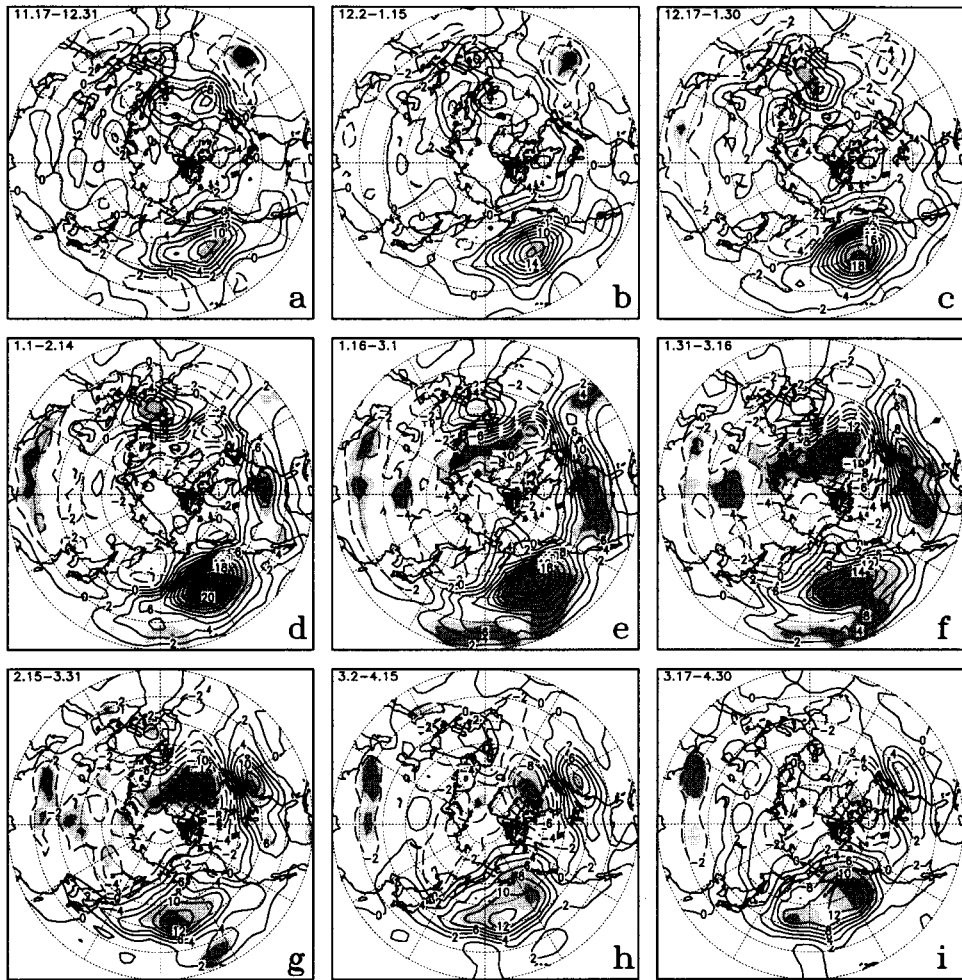


図8. 図6と同様。ただし、AII (図4a) とストームトラックに沿って進む短周期擾乱に伴う渦度フラックス偏差によって予想される250-hPa高度場の変化傾向 ( $\text{m day}^{-1}$ ) との線形 (ラグ) 回帰係数の分布図。渦度フラックスは8日周波フィルターされた250-hPa高度の風場より求める (Nakamura et al. 1997b)。

#### 4. AL-IL seesaw と北半球に卓越する変動との関係について

前章では、冬季北半球で主に卓越する2つのテレコネクションパターンであるPNAとNAOはAL-IL seesawの形成に本質的に関わっていることを示した。2月後半のPNAとNAOのインデックスとAII間の相関係数はそれぞれ有意 (表1、図4a、4b、4e) であり、Wallace and Gutzler (1981)の指摘と矛盾しない。

冬季北太平洋の大気循環場の年々変動はエルニーニョ/南方振動 (El Niño/Southern Oscillation、以下 ENSO) に強く影響されていることが知られている (例えば Bjerknes

表 1. シーソー最盛期（1月31日～3月16日の45日平均）における各インデックス間の22年時系列（1973～1994年）に基づく相関係数。ただしAOIは11月～4月平均値。

	PNA <sup>1</sup>	SOI <sup>2</sup>	AOI <sup>3</sup>	NAO <sup>4</sup>	AL <sup>5</sup>	IL <sup>5</sup>
AII <sup>6</sup>	0.84**	0.44	0.58*	0.70**	0.93**	-0.93**
PNA		0.69*	0.39	0.51	0.91**	-0.65*
SOI			-0.03	0.20	0.60*	-0.21
AOI				0.79**	0.49	-0.59*
NAO					0.58*	-0.71**
AL						-0.71**

\*\*,\* 自由度11（22年の半分、図2の説明参照）に基づく99%及び95%の有意水準を越えていることを示す。

1. PNA (Pacific/North American) インデックスは Wallace and Gutzler (1981)の定義に基づく。ただし正負の符号を反転させている（図4b）。
2. SOI (Southern Oscillation Index)はタヒチとダーウィンの海面気圧の差で定義されている（図4c）。
3. AOI (Arctic Oscillation index) は冬季（11月～4月）の月平均海面気圧場に対する EOF 第1主成分の冬季平均された時系列（図4d）として定義されている（Thompson and Wallace 1998）。
4. NAO (North Atlantic Oscillation) インデックスは Hurrell (1995a)の定義に基づく（図4e）。
5. AL (Aleutian low) と IL (Icelandic low) は31日移動平均された海面気圧分布図における、北大西洋及び北大西洋上の指定された領域（図1）の最低気圧の各年の期間平均値を規格化した時系列として定義している（図3）。
6. AII (AL-IL index)は上記5のALからILを引いて、更に規格化した時系列として定義している（図4a）。

1969; Horel and Wallace 1981; Lau and Nath 1994)。実際、南方振動指数（Southern Oscillation index、以下SOI）はPNAインデックスと有意に相関している（表1、図4b、4c）。AL-IL seesawの形成におけるENSOの影響を評価するために、Zhang et al. (1996)とHonda et al. (1999)に従ってENSOのシグナルを大気場から除去した。初めにそれぞれの45日平均場に対して、各地の気象要素と同期間のSOIの線形回帰係数を22年分（1973-1994）求めた。続いて、各期間の各地の線形回帰係数に、対応する各期間のSOIを乗じたものをENSOの直接的応答と定義し、観測された偏差場から差し引くことによってENSOとは線形的に独立な場を得た。

ENSOの影響を除去した $Z_{250}$ とAIIの線形回帰係数の分布図（図9d-9f）は、実際の季節進行（図9a-9c）と、特に空間パターンにおいてほぼ同様の变化傾向を示している。シーソー最盛期の2月後半でもAL-IL seesawは振幅が30%ほど弱くなるものの、はっきりと見られる。シーソー最盛期の1ヶ月前（図9d）をみると、カナダ上空を横切るPNAパターンが弱く、それに伴って波の活動度フラックスの伝播もみられない。しかし、米国南部上の亜熱帯ジェットに沿って波の活動度の伝播が維持されて北大西洋西部に到達し、米国南東部の高気圧性偏差場の形成に寄与している。この傾向はTing et al. (1996)の結果に一致している。彼らは、北太平洋/北米セクターにおいて、ENSOの遠隔応答に伴う停滞性波動パターンは北西-南東に傾いた位相構造を持つが、亜熱帯ジェットの変動に伴う波動（中緯度モード）は南北方向の位相を持つことを示している。停滞性ロスビー波の群速度が位相線に直交することを考慮すると、北太平洋から北大西洋への波の活動度の伝播には、中緯度モードによるほぼ真東への経路と、ENSOの遠隔作用による高緯度側のPNA

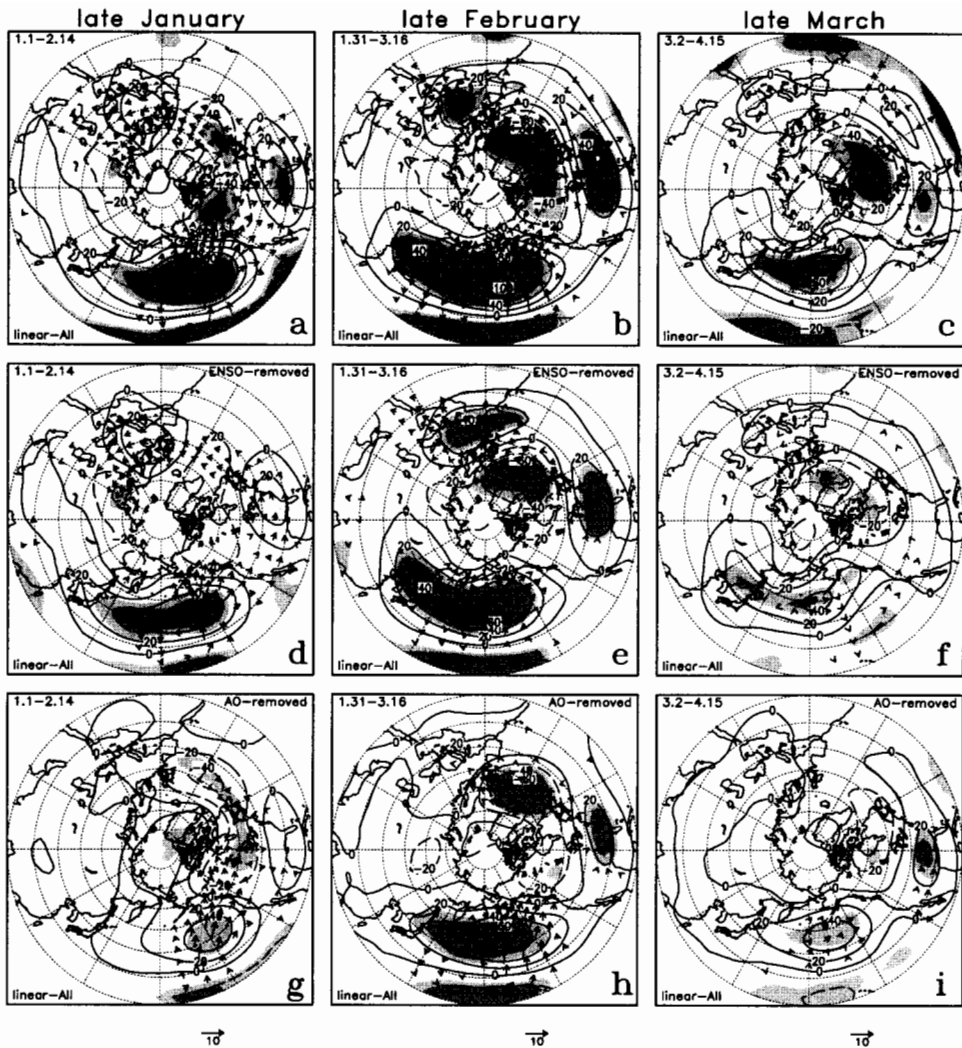


図9. 図6と同様。ただし、標準ケース（1段め、図6d、6f、6hと同じ）とENSO（2段め）またはAO（3段目）の影響を除去したケース。各列は左から1月後半（1月1日～2月14日）、2月後半（1月31日～3月16日）、3月後半（3月2日～4月15日）に相当する。ENSOとAOの影響は、それぞれ対応する期間のSOI（図4c）及び11月～4月平均のAOI（図4d）を用いて、線形的に除去されている。詳細は本文を参照のこと。

パターンに沿う経路が存在することになる。またENSOを除去した場合における短周期擾乱からのフィードバックによる $Z_{250}$ の高度変化傾向（図10d-10f）は、振幅はやや弱まるものの、元の場合（図10a-10c）とほぼ同様の季節進行を示している。

TWによって提唱されたAOまたは環状モードは、その環状性を否定する見解も出ているが（Deser 2000）、NAOを含む冬季北半球に最も卓越する変動として認識されてきており、AOとNAOを同一の現象とみなす意見も最近出ている（Wallace 2000など）。AOの

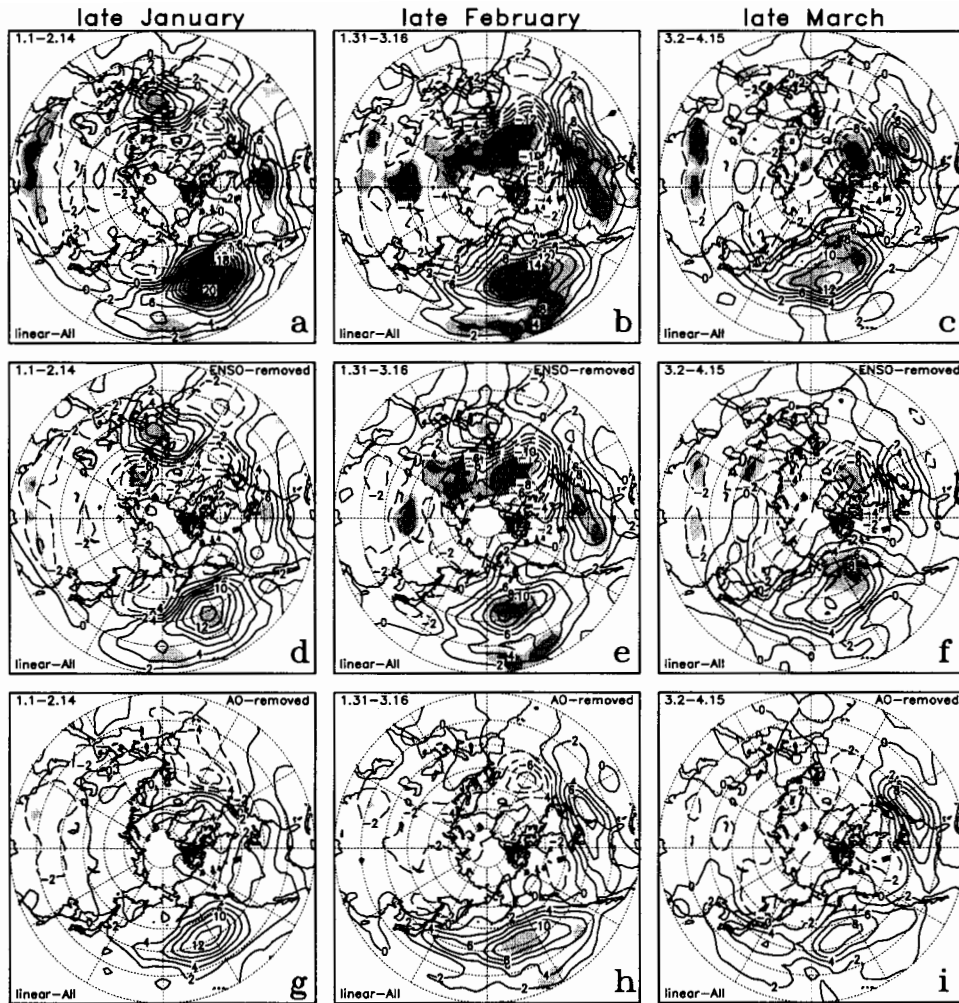


図 10. 図 9 と同様。ただし、AII (図 4a) とストームトラックに沿って進む高周波擾乱に伴う渦度フラックス偏差によって予想される 250-hPa 高度場の変化傾向 ( $\text{m day}^{-1}$ ) との線形 (ラグ) 回帰係数の分布図 (図 8 の説明参照のこと)。

東西非対称成分の中に AL-IL seesaw の弱いシグナルが見られることは、AL-IL seesaw の形成に AO が関わっていることを予想させる。そこで両者の関係を調べるため ENSO の時と同様、AO の影響を線形的に除去した場における AL-IL seesaw の時間発展を調べた。初めに Thompson and Wallace (1988) に従って、22 年間の北緯 20 度以北の SLP (11 月～4 月、月平均) に主成分分析 (Empirical Orthogonal Function: EOF) を施し、その第 1 モードとして AO を抽出し、対応する主成分値を 11 月～4 月で平均したものを AO インデックス (AOI、図 4d) と定義した。解析に用いたデータの期間は Thompson and Wallace の約半分の長さに過ぎないが、得られた空間パターンと対応する期間の AOI 時系列はほぼ

同様であった。続いてそれぞれの 45 日平均場に対して各地の気象要素とその年の AOI の線形回帰係数を 22 年分 (1973-1994) 求め、各期間の各地の線形回帰係数に、対応する年の AOI を乗じたものを AO の直接的応答と定義し、観測された偏差場から差し引くことによって AO とは線形的に独立な場を得た。

AL-IL seesaw は AO が線形的に除去された場と AII の線形回帰係数の分布図においても 2 月後半にはっきりと見られた (図 9g-9i)。その振幅は ENSO を除去した場合と同様 AL、IL の偏差場のいずれも 30~40% 小さかった。ENSO が除去された場と比較して AO が除去された場では、北太平洋上の高気圧性偏差場の発達が遅く、このことは AL-IL seesaw の形成のきっかけは本質的に ENSO とは関係のない中緯度プロセスが支配的であることを示す。また、北大西洋を横切る波列もはっきりしない。波の活動度の伝播に関しては、亜熱帯ジェットに沿う伝播がほとんどみられず、PNA を介する弱い伝播が残るのみである。3 月以降、AO を除去した場では AL-IL seesaw は急速に弱まる (図 9i)。この急速な弱まりは短周期擾乱からフィードバックが AO を除去した場ではほとんどみられず、元の場のおよそ 20% に過ぎないことに起因している (図 10c、10i)。AO を除去した場におけるストームトラックからのフィードバックの弱まりは、両海洋上で冬季を通じて見られる (図 10g-10i)。北太平洋上では ENSO を除去した場でも同様の弱まりは見られるものの (図 10d-10f)、その統計的には有意である。一方、北大西洋上ではその統計的有意性は失われている。

#### 5. AL-IL seesaw が大気循環場に及ぼす影響について

AL-IL seesaw は ENSO 及び AO を除去した場でも有意に存在することは、このシーズンが北半球の冬季後半の対流圏循環場において卓越して存在するパターンであり、循環場にさまざまな影響を及ぼすことが示唆される。本章では、AL-IL seesaw が冬季北半球の循環場にどのようにかかわっているかを、初めにシーズンの影響を除去した場において卓越する大気場の振る舞いに注目する。

AL-IL seesaw の影響は AII を用いて線形回帰によってこれまで同様に除去する。ここでは月平均の SLP 及び  $Z_{250}$  場を対象とした。AL-IL seesaw を除去した 11 月~4 月の月平均 SLP に EOF を施して得られた第 1 モードは AO に似た極域と中緯度域のシーズンパターンを示している (図 11a)。しかしながら、このパターンと AL-IL seesaw を除去する前のオリジナルの SLP に EOF を施して得られた第 1 モード、すなわち AO パターン (図 11b) を比較すると、北太平洋上のシグナルが弱く、統計的有意性もかなり低くなっている。更に北米東方沖の北大西洋上の偏差場もその有意性を失っている。有意性の下がった 2 つの偏差場は SLP 場にみられる PNA パターンの作用中心に対応する。このことは AII が PNA インデックスと有意に相関していることと矛盾しない。また北大西洋上では NAO の南側の作用中心で振幅が強まっている。この事実を反映して、12 月~2 月平均で定義された NAO インデックス (DJF-NAO) と AL-IL seesaw を除去した場の EOF 第 1 モードの冬

季平均の主成分時系列との相関は 0.72 で、AOI との相関 0.66 からわずかに増加している。一方、12 月～2 月平均で定義された PNA インデックス (DJF-PNA、正負の符号を反転させている。以下同様) と対応する相関係数は 0.58 から 0.15 へと大きく低下している。

同様の EOF 解析を  $Z_{250}$  場に対しても行なった結果、卓越する空間パターンは AL-IL seesaw の除去の前後でやはり大きく異なった。AL-IL seesaw を除去した場における第 1

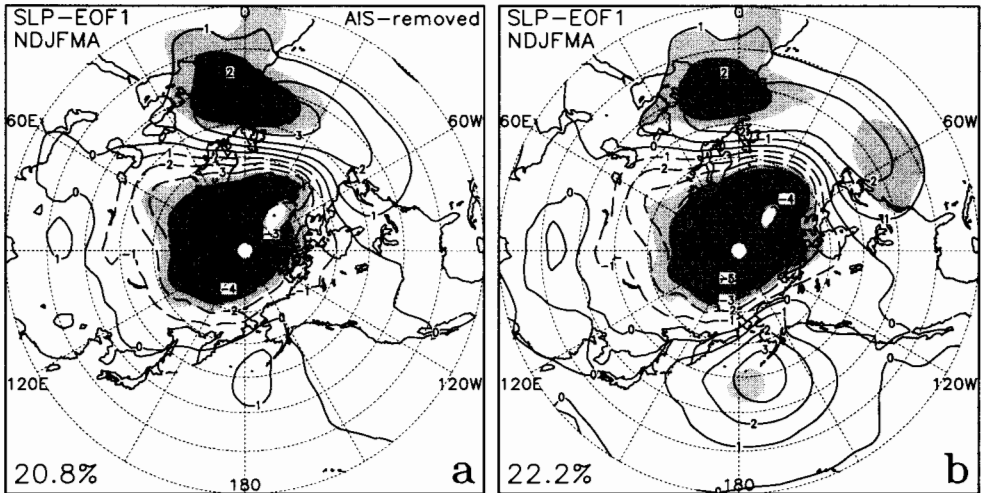


図 11. (a) AL-IL seesaw の影響を除去した場、(b) オリジナルの場における、北半球北緯 20 度以北の冬季月平均 (11 月～4 月) 海面気圧場の EOF 第 1 主成分時系列と冬季月平均海面気圧場の線形回帰係数の分布図。(b) は北極振動 (Thompson and Wallace 1998) に相当する。AL-IL seesaw の影響は AII (図 4a) を用いて、各月の海面気圧場から線形的に除去されている。詳しくは本文参照のこと。係数はそれぞれ第 1 主成分が単位標準偏差だけ増加したときに予想される気圧偏差 (hPa)。薄い陰影と濃い陰影はそれぞれの主成分と各地の海面気圧場の相関係数がそれぞれ 90%、95% の有意水準を越えている領域。

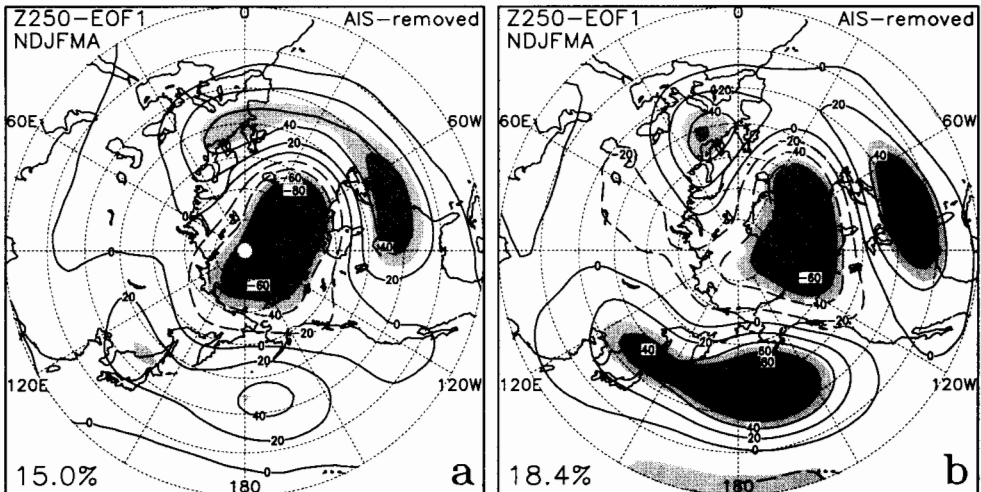


図 12. 図 11 と同様。ただし、250-hPa 高度場 (m)。

モードのパターン（図 12a）は、NAO の対流圏上空への反映をはっきりと表わしており、北太平洋上に有意なシグナルはみられない。一方、シーソー除去前の場の EOF 第 1 モード（図 12b）は PNA と西部大西洋パターン（Western Atlantic pattern、以下 WA; Wallace and Gutzler 1981）の重ねあわせで特徴付けられる。これは AL-IL seesaw の対流圏上層への反映に対応する。また前者にみられる卓越パターンの環状性は後者では大きく歪められている。SLP 場同様に NAO 及び PNA との相関係数を求めると、オリジナル場及び AL-IL seesaw を除去した場のそれぞれ EOF 第 1 モードの冬季平均の主成分時系列と、DJF-NAO との相関は各々 0.45 と 0.72、DJF-PNA とは 0.84 と 0.32 である。

上の結果から、対流圏の循環場から AL-IL seesaw を線形的に除去すると、北太平洋上の有意なシグナルが消え、NAO 的なパターンが卓越する。特に対流圏上層ではパターンの東西非対称成分が弱められ、北極域と中緯度間のシーソー関係の環状性が強められている。すなわち AL-IL seesaw は、冬季を通じて北半球の循環場に卓越するパターンに大きく寄与している。具体的には AO を構成する北太平洋上のシグナルの主要な部分は AL-IL seesaw によるものと示唆される。そこで AL-IL seesaw が冬の後半に卓越する現象であることを考慮して、11月～4月の SLP 及び  $Z_{250}$  の場を冬季前半の 11月～1月（NDJ）と冬季後半の 2月～4月（FMA）に分けて、それぞれ EOF 解析を施して、大気場の振る舞いの違いに着目した。

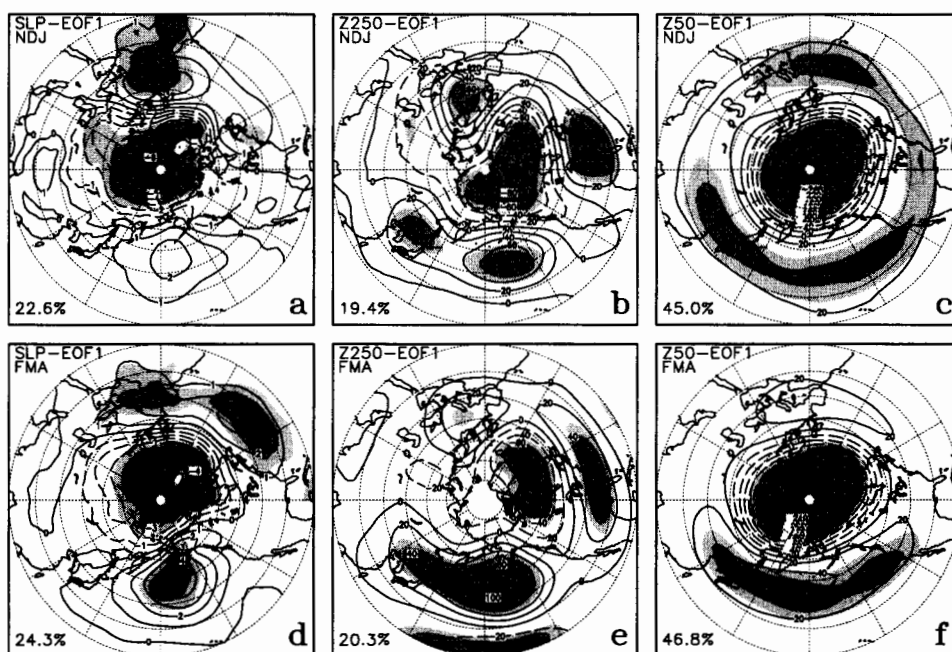


図 13. 図 11b と同様。ただし、11月～1月の月平均の (a) 海面気圧場 (hPa)、(b) 250-hPa 高度場 (m)、(c) 50-hPa 高度場 (m) に基づく。(d)、(e)、(f) は (a)、(b)、(c) に同様。ただし 2月～4月の月平均場に基づく。

SLP 場では、第 1 モードはいずれも AO と同様の空間パターンを示しており (図 13a、13d)、それぞれの主成分値の時系列 (NDJ-AOI 及び FMA-AOI) と、AOI の相関係数はそれぞれ 0.79 と 0.75 である。しかし北太平洋においてその様相は大きく異なり、冬の前半と後半で卓越するパターンが大きく異なっていることを示している。NDJ-AOI と FMA-AOI の間の相関係数もわずかに 0.22 である。冬の前半は NAO の特徴が有意に現れているが、冬の後半は北太平洋の振幅が有意に強まり、AL-IL seesaw の特徴がよく現れている。NDJ-AOI 及び FMA-AOI と DJF-NAO との相関係数はそれぞれ 0.65 と 0.30 で、DJF-PNA とは 0.32 と 0.60、AII とは 0.11 と 0.86 である。

冬の前半と後半の卓越するモードの違いは対流圏上層 ( $Z_{250}$ ) においてもはっきりと見られる (図 13b、13e)。冬の前半は北極域と中緯度間のシーソーとして特徴付けられるが、後半は北極上空の有意なシグナルが消え、AL-IL seesaw の対流圏上層への反映である PNA と WA の重ねあわせのパターンとして認識することができる。パターンの環状性も冬の後半はかなり崩れている。なお、冬の前半においても北太平洋上に有意なシグナルが見えるが、これは PNA が対流圏上層では冬季を通じて卓越していることを示しており、実際環状モードと PNA の重ね合わされたパターンを形成している。このことは、AO が対流圏上層ではその構造の環状性がやや弱くなっていることを指摘している Thompson and Wallace (1998) の示唆と矛盾しない。なお、NDJ 及び FMA の主成分の時系列と AOI の相関係数はそれぞれ 0.73 と 0.59、DJF-NAO とは 0.53 と 0.17、DJF-PNA とは 0.46 と 0.75、AII とは 0.19 と 0.92 である。SLP と比較すると前半後半いずれも NAO との相関が弱くなり、PNA との相関が強くなる。

これらの結果から、SLP 場では冬の前半は北極-北大西洋のモードが卓越するが、PNA などによる波の活動度の大西洋への伝播をきっかけとして AL-IL seesaw が形成され、冬の後半の卓越するモードとなることが分かった。対流圏上層では冬の前半に卓越する北極と中緯度間の環状的なシーソーモードと PNA の重ね合わされたパターンは、冬の後半にはほぼ AL-IL seesaw 的になっている。AO は冬季を通じて卓越するモードとして認識されているが、その本質は冬の前半に卓越する環状モード及びその SLP 場への反映である北極-北大西洋モードと、冬の後半に卓越する AL-IL seesaw であると考えられる。

## 6. AL-IL seesaw と下部成層圏循環

TW は、AO の最も主要な特徴は地上から下部成層圏まで及ぶ等価順圧構造を伴う強い結合モードである、と説明している。11 月~4 月の月平均 50 hPa 高度場 ( $Z_{50}$ ) の EOF 第 1 モード (図 14) は極渦の変動に伴う環状モード的な北極と中緯度間のシーソーパターンを強く反映している。冬平均の主成分値の時系列 ( $Z_{50}$ -AOI) と AOI の相関係数 0.72 は 95% の有意水準を超えている。しかし、 $Z_{250}$  の対応する主成分値の時系列 ( $Z_{250}$ -AOI) と  $Z_{50}$ -AOI の相関係数は 0.55 で、対流圏上層にみられる環状性の歪み (図 2b) を反映していると考えられる。次に、実際この下部成層圏の環状モードが対流圏の循環場にどの程度



反映されているかを見る。45 日平均 SLP 場を  $Z_{50}$ -AOI に線形回帰した場 (図 15a、2 月前半の例) では、AO パターンをよく反映しているが図 11b のような北太平洋上の有意なシグナルがみられない。 $Z_{250}$  場との線形回帰 (図 15b) では環状モード的な北極-中緯度間のシーソーを再現しているが、やはり北太平洋上に有意なシグナルがみられない。むしろ NAO を強く反映したパターンを示している。このことから、下部成層圏の環状モードの対流圏への反映は北極-北大西洋セクターに限られていることが分かる。同様の結果はこれまでのいくつかの研究と矛盾しない (Baldwin et al. 1994; Kitoh et al. 1996; Kodera et al. 1996)。なお、図 15b のパターンは Kodera

et al. (1996) によって、成層圏-対流圏結合における最も卓越したモードとして認識されている、極域/欧州-アジア (Polar/Europe-Asia: PEA) パターンをよく再現している。

更に、冬の前半と後半に卓越するパターンの違いを比較するために、前章に従って  $Z_{50}$  場にそれぞれ EOF を施した。それぞれの第 1 モード (図 13c、13f) はいずれも極渦変動に伴う環状モードをよく表わしている。冬の前半の SLP 及び  $Z_{250}$  の EOF 第 1 モード (図 13a、13b) は、45 日平均 SLP 及び  $Z_{250}$  場を  $Z_{50}$ -AOI に線形回帰した場 (図 15) と北大西洋セクターのパターンがよく似ていることから、 $Z_{50}$  の EOF 第 1 モード (図 13c) と有意な結合関係があるように見える。特に SLP の第 1 モードとよく結合しており、NDJ- $Z_{50}$  の主成分時系列と NDJ-SLP 及び NDJ- $Z_{250}$  の主成分時系列との相関係数はそれぞれ 0.79 と 0.58 である。一方、冬の後半の  $Z_{50}$  の EOF 第 1 モード (図 13f) は中緯度の北大西洋セクターのシグナルの有意性が失われており、SLP 及び  $Z_{250}$  の EOF 第 1 モード (図 13d、

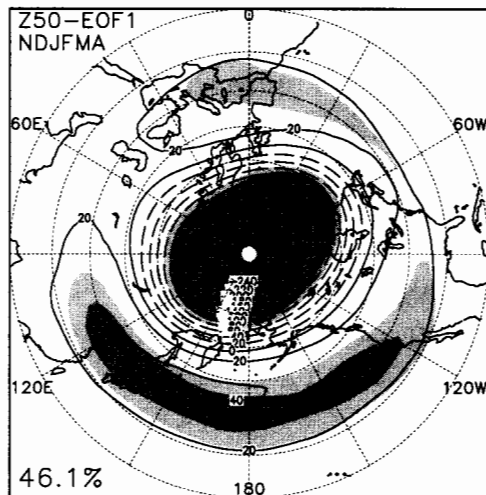


図 14. 図 11b と同様。ただし、50-hPa 高度場 (m)。

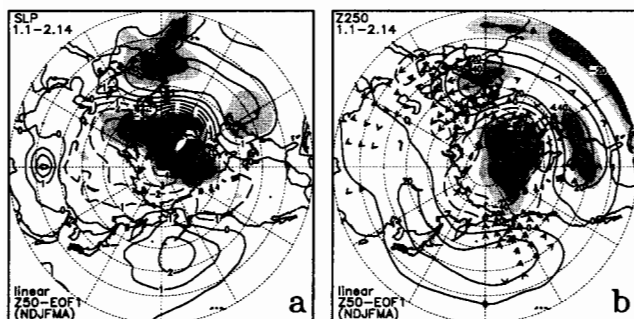


図 15. 図 11b と同様。ただし、2 月上旬 (1 月 1 日~2 月 14 日) における (a) 海面気圧場 (hPa)、(b) 250-hPa 高度場 (m) と冬季月平均 50-hPa 高度場の EOF 第 1 主成分時系列との線形回帰係数の分布図。

→

13e) も先に示したように、卓越するパターンが AL-IL seesaw によって大きく歪められている。これに伴って、FMA-Z<sub>50</sub> の主成分時系列と FMA-SLP 及び FMA-Z<sub>250</sub> の主成分時系列との相関係数はそれぞれ 0.60 と 0.52 に低下しており、後者は 95% の有意水準を下回っている。つまり、冬の後半は対流圏に AL-IL seesaw が卓越することによって、成層圏と対流圏の結合が冬の前半と比較して相対的に弱まることを示している。なお、冬の後半の Z<sub>50</sub> の EOF 第 1 モード (図 13f) における中緯度の大西洋セクターのシグナルの有意性低下と AL-IL seesaw の関係については今後の課題としたい。

## 7. 結論

AL-IL seesaw は冬季を通じて存在するものではなく、冬の後半の 2 月から 3 月半ばにのみ有意な現象である。また、シーソーを構成する両低気圧の勢力は同時に進行するものではない。まず冬の初めに北太平洋上で AL 偏差場が形成され、そこでストームトラックからのフィードバックによる強制に伴って波の活動度が蓄積される。1 月になると、波の活動度は主に北米を横切る PNA 的な停滞性ロスビー波によって北大西洋に伝播され、更に北大西洋を横切る新たな停滞性ロスビー波によって北大西洋上に IL に対応する偏差場が形成され、シーソーのきっかけが形成される。2 月に入ると北米を横切る停滞性ロスビー波とそれに伴う波の活動度の伝播は徐々に弱まるが、既に形成された IL の偏差場はストームトラックからのフィードバックによる強制によって発達を続ける。AL 偏差場も同様に発達を続け、2 月後半のシーソー最盛期を迎える。3 月以降は北太平洋上の AL 偏差場は急速に弱まるが、北大西洋上の IL 偏差場は冬季後半を通じてその勢力を維持する。

ENSO または AO を線形的に除去した場においても 2 月後半のシーソー最盛期に AL-IL seesaw は有意に存在するが、それぞれ AL-IL seesaw の形成に本質的に関わっている。ENSO は PNA パターンと密接に関係しているため (表 1)、ENSO を除去した場では PNA パターンに沿って伝播する波の活動度がほとんどみられない。しかし、亜熱帯ジェットに沿って米国南部を伝播する波の活動度が北大西洋に到達して、IL 偏差場の形成にかかわる北大西洋を横切る停滞性ロスビー波の伝播のきっかけになる米国南東部の偏差場を形成する。すなわち ENSO は主に PNA を介在して AL-IL seesaw の形成に大きく寄与するが、ENSO によらない中緯度プロセスのみでも AL-IL seesaw は形成され得ることを示唆する。ストームトラックからのフィードバックによる強制は ENSO を除去した場においても元の場合とほとんど同様の季節進行を示しており、AL-IL seesaw 形成にかかわる中緯度プロセスの重要性を支持する結果である。AO は ENSO とは異なり北半球全体の循環場と密接に関わっている。北太平洋上で波の活動度の蓄積が遅く、北大西洋を横切る停滞性ロスビー波の伝播も弱まっている。また、シーソー最盛期が過ぎると、両偏差場とも急速に弱まる。特に、北大西洋上において IL 偏差場の発達維持に本質的にかかわるストームトラックからのフィードバックによる強制が冬季を通じて極めて弱いことによるものと思われる。しかしながら、ENSO または AO を除去した場においても AL-IL seesaw が有意にみられ

ることは、このシーソーが北半球の冬季後半の対流圏循環場において卓越して存在するパターンであることを示している。

AL-IL seesaw は北半球の冬の循環場に本質的に影響していることが続く解析によって示された。対流圏の循環場から AL-IL seesaw を線形的に除去すると、北太平洋上の有意なシグナルが消えて NAO 的なパターンが卓越するが、TW によって示された AO パターンは有意にはみられなくなる。このことは AL-IL seesaw が冬季北半球の循環場の変動の主要な部分を占めていることを示すもので、具体的には AO を構成する北太平洋上のシグナルの主要な部分は AL-IL seesaw によるものと示唆される。

冬の大気場を 11 月～1 月の前半と 2 月～4 月の後半に分けて EOF を施した結果、AL-IL seesaw は冬季後半の北半球の対流圏循環場において、最も卓越するパターンであることも分かった。対流圏では冬の前半は NAO 的な北大西洋に振幅の大きい環状性の強いモードが卓越するが、後半はその環状性が歪められ AL-IL seesaw が卓越する。AO は対流圏から下部成層圏まで及び等価順圧的な環状モードとして認識されているが、先に示したように対流圏内では上層を中心にその構造が歪められている。冬季を通じて環状モードは存在していると思われるが、冬の後半は対流圏に AL-IL seesaw が卓越するため、11 月～4 月を通じて卓越するモードを抽出した場合、その環状モードの東西非対称成分の中に AL-IL seesaw が認識されるものと考えられる。

下部成層圏循環においては、11 月～4 月の月平均場に対する EOF 解析によって、冬季を通じて極渦変動に伴うほぼ同心円状の北極－中緯度間のシーソー、すなわち環状モードが卓越していることが示された。この成層圏の第 1 モード（環状モード）は SLP 場の第 1 モードである AO と有意に関連しているが、対流圏上層では環状性の歪みを反映するためか、相関係数の有意性は低下する。ただし、成層圏の環状モードの対流圏への反映は北極－北大西洋セクターに限られているので、この卓越モードと対流圏の AL-IL seesaw の直接的な関係はほとんどないと考えられる。冬季の前半と後半に分けて EOF を施しても両者の卓越モードの空間パターンに顕著な差はみられない。ただし後半では北大西洋中緯度域の偏差場の有意性が失われている。なお成層圏と対流圏との結合は後半において弱まることも分かった。これは冬の後半に対流圏で東西非対称成分である AL-IL seesaw が卓越するため、前半に比べ相対的に結合が弱まるためと思われる。

今後の課題としては以下が挙げられる。まず AL-IL seesaw のきっかけとなる北太平洋上の AL 偏差場がどのような強制を受けて形成されるかについてのメカニズムを追求していきたい。また、IL 偏差場の形成にかかわる北大西洋を横切る停滞性ロスビー波の形成の力学的メカニズムは、北米を横切る PNA 的なロスビー波列との関係も含め、今後詳しく調べていく必要がある。両者とも北太平洋および北大西洋の海面水温の変動とも密接に関わっていることが容易に推察される。この点に関しては、AL-IL seesaw の時系列にみられる十年規模変動との関連も含め、より長期のデータを用いて、今後詳しく解析していきたい。

## 謝辞

本研究を通じて、貴重なご意見を頂いた、または議論に参加していただいた谷本陽一、山崎孝治、小寺邦彦、立花義裕、竹内謙介、高谷康太郎、渡部雅浩の各氏には大変感謝申し上げます。Mike Wallace、Yochanan Kushnir 及び Ted Shepherd の各氏からは結果の解釈に関して有益なコメントを頂いた。図の作成には GrADS を用いた。

## 参考文献

- Baldwin, M. P., X. Cheng, and T. J. Dunkerton, 1994: Observed correlations between winter-mean tropospheric and stratospheric circulation anomalies. *Geophys. Res. Lett.*, **21**, 1141-1144.
- Bjerknes, J., 1969: Atmospheric teleconnections from the equatorial Pacific. *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 163-172.
- Cheng, X., and J. M. Wallace, 1993: Cluster analysis of the Northern Hemisphere wintertime 500-hPa height field: Spatial patterns. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 2674-2696.
- Cheng, X., and T. J. Dunkerton, 1995: Orthogonal rotation of spatial patterns derived from singular value decomposition analysis. *J. Climate*, **8**, 2631-2643.
- Deser, C., 2000: A note on the annularity of the "Arctic Oscillation". Submitted to *Geophys. Res. Lett.*
- Deser, C., and M. L. Blackmon, 1993: Surface climate variations over the North Atlantic Ocean during winter: 1900-1989. *J. Climate*, **6**, 1743-1753.
- Deser, C., and M. L. Blackmon, 1995: On the relationship between tropical and North Pacific sea surface temperature variations. *J. Climate*, **8**, 1677-1680.
- Deser, C., J. E. Walsh, and M. S. Timlin, 2000: Arctic sea ice variability in the context of recent wintertime atmospheric circulation trends. *J. Climate*, **13**, in press.
- Fang, Z., and J. M. Wallace, 1994: Arctic sea ice variability on a timescale of weeks and its relation to atmospheric forcing. *J. Climate*, **7**, 1897-1914.
- Honda, M., and H. Nakamura, 2000: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part II: Its influence on the variability in the Northern Hemisphere circulation. Submitted to *J. Climate*.
- Honda, M., K. Yamazaki, H. Nakamura, and K. Takeuchi, 1999: Dynamic and thermodynamic characteristics of atmospheric response to anomalous sea-ice extent in the Sea of Okhotsk. *J. Climate*, **12**, 3347-3358.
- Honda, M., H. Nakamura, J. Ukita, I. Kousaka, and K. Takeuchi, 2000: Interannual seesaw between the Aleutian and Icelandic lows. Part I: Seasonal dependence and life cycle. Submitted to *J. Climate*.
- Horel, J. D., and J. M. Wallace, 1981: Planetary-scale atmospheric phenomena associated with Southern Oscillation. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 813-829.
- Hurrell, J. W., 1995a: Decadal trends in the North Atlantic Oscillation: Regional temperatures and precipitation. *Science*, **269**, 677-679.
- Hurrell, J. W., 1995b: Transient eddy forcing of the rotational flow during northern winter. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 2286-2301.
- Kalnay, M. E., and co-authors, 1996: The NCEP/NCAR Reanalysis Project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **77**, 437-471.
- Kitoh, A., H. Koide, K. Kodera, S. Yukimoto, A. Noda, 1996: Interannual variability in the winter stratospheric-tropospheric circulation in a coupled ocean-atmosphere GCM. *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 543-546.
- Kodera, K., M. Chiba, H. Koide, A. Kitoh, and Y. Nikaidou, 1996: Interannual variability of the winter stratosphere and troposphere in the Northern Hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **74**, 365-382.
- Koide, H., and K. Kodera, 1999: A SVD analysis between the winter NH 500-hPa height and surface temperature

- fields. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 47-61.
- 高坂 泉, 1997: アリューシャン低気圧とアイスランド低気圧の季節進行の特徴と相互関係. 北海道大学修士論文, 28pp及び図表37枚.
- Kushnir, Y., 1994: Interdecadal variation in North Atlantic sea surface temperature and associated atmospheric circulation. *J. Climate*, **7**, 141-157.
- Kushnir, Y., 1999: Europe's winter prospects. *Nature*, **398**, 289-299.
- Kushnir, Y., and J. M. Wallace, 1989: Low frequency variability in the Northern Hemisphere winter: Geographical distribution, structure and time-scale dependence. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 3122-3142.
- Kutzbach, J., 1970: Large-scale features of monthly mean Northern Hemisphere anomaly maps of sea-level pressure. *Mon. Wea. Rev.*, **98**, 708-716.
- Lau, N.-C., 1988: Variability of the observed midlatitude storm tracks in relation to low-frequency changes in the circulation pattern. *J. Atmos. Sci.*, **45**, 2718-2743.
- Lau, N.-C., and M. J. Nath, 1991: Variability of the baroclinic and barotropic transient eddy forcing associated with monthly changes in the midlatitude storm tracks. *J. Atmos. Sci.*, **48**, 2589-2613.
- Lau, N.-C., and M. J. Nath, 1994: A modeling study of the relative roles of the tropical and extratropical SST anomalies in the variability of the global atmosphere-ocean system. *J. Climate*, **7**, 1184-1207.
- Nakamura, H., and T. Yamagata, 1999: Recent decadal SST variability in the Northwestern Pacific and associated atmospheric anomalies, *Beyond El Niño: Decadal and Interdecadal Climate Variability*, A. Navarra Ed., Springer, 49-72.
- Nakamura, H., G. Lin, and T. Yamagata, 1997a: Decadal climate variability in the North Pacific during the recent decades. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **78**, 2215-2225.
- Nakamura, H., M. Nakamura, and J. L. Anderson, 1997b: The role of high- and low-frequency dynamics in blocking formation. *Mon. Wea. Rev.*, **125**, 2074-2093.
- Nitta, T., and S. Yamada, 1989: Recent warming of tropical sea surface temperature and its relationship to the Northern Hemisphere circulation. *J. Meteor. Soc. Japan*, **67**, 375-382.
- Overland, J. E., J. M. Milella, and N. A. Bond, 1999: Decadal variability of Aleutian low and its relation to high-latitude circulation. *J. Climate*, **12**, 1542-1548.
- Peng, S., and J. S. Whitaker, 1999: Mechanisms determining the atmospheric response to midlatitude SST anomalies. *J. Climate*, **12**, 1393-1408.
- Perlwitz, J., and H.-F. Graf, 1995: The statistical connection between tropospheric and stratospheric circulation of the Northern Hemisphere in winter. *J. Climate*, **8**, 2281-2295.
- Rodwell, M. J., D. P. Rowell, and C. K. Folland, 1999: Oceanic forcing of the wintertime North Atlantic Oscillation and European climate. *Nature*, **398**, 320-323.
- Rogers, J. C., and H. van Loon, 1979: The seesaw in winter temperatures between Greenland and Northern Europe. Part II: Some oceanic and atmospheric effects in middle and high latitudes. *Mon. Wea. Rev.*, **107**, 509-519.
- Serreze, M. C., F. Carse, R. Barry, and J. C. Rogers, 1997: Icelandic low cyclone activity: Climatological features, linkages with NAO, and relationships with recent changes in the Northern Hemisphere circulation. *J. Climate*, **10**, 453-464.
- Takaya, K., and H. Nakamura, 1997: A formulation of a wave-activity flux for stationary Rossby waves on a zonally varying basic flow. *Geophys. Res. Lett.*, **24**, 2985-2988.
- Takaya, K., and H. Nakamura, 2000: A formulation of a phase-independent wave-activity flux for stationary and migratory quasi-geostrophic eddies on a zonally-varying basic flow. Submitted to *J. Atmos. Sci.*
- Tanimoto, Y., and S.-P. Xie, 1999: Ocean-atmospheric variability over pan-Atlantic basin. *J. Meteor. Soc. Japan*,

77, 31-46.

- Tanimoto, Y., N. Iwasaka, K. Hanawa, and Y. Toba, 1993: Characteristic variations of sea surface temperature with multiple time scales in the North Pacific. *J. Climate*, **6**, 1153-1160.
- Thompson, D. W. J., and J. M. Wallace, 1998: The Arctic Oscillation signature in the wintertime geopotential height and temperature fields. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 1297-1300.
- Thompson, D. W. J., and J. M. Wallace, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part I: Month-to-month variability. *J. Climate*, **13**, 1000-1016.
- Thompson, D. W. J., J. M. Wallace, and G. C. Hegerl, 2000: Annular modes in the extratropical circulation. Part II: Trends. *J. Climate*, **13**, 1018-1036.
- Ting, M., M. P. Hoerling, T. Xu, A. Kumar, 1996: Northern Hemisphere teleconnection patterns during extreme phases of the zonal-mean circulation. *J. Climate*, **9**, 2614-2633.
- Trenberth, K. E., 1990: Recent observed interdecadal climate changes in the Northern Hemisphere. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, **71**, 988-993.
- Trenberth, K. E., and D. A. Paolino, 1981: Characteristic patterns of variability of sea level pressure in the Northern Hemisphere. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 1169-1189.
- Trenberth, K. E., and J. W. Hurrell, 1994: Decadal atmosphere-ocean variations in the Pacific. *Climate Dyn.*, **9**, 303-319.
- van Loon, H., and J. C. Rogers, 1978: The seesaw in winter temperatures between Greenland and Northern Europe. Part I: General description. *Mon. Wea. Rev.*, **106**, 296-310.
- van Loon, H., and R. A. Madden, 1983: Interannual variations of mean monthly sea-level pressure in January. *J. Climate. Appl. Meteor.*, **22**, 687-692.
- Wallace, J. M., 2000: North Atlantic Oscillation/Annular mode: Two paradigms-one phenomenon. Submitted to *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*
- Wallace, J. M., and D. S. Gutzler, 1981: Teleconnections in the geopotential height field during the Northern Hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 784-812.
- Wallace, J. M., Y. Zhang, and K.-H. Lau, 1993: Structure and seasonality of interannual and interdecadal variability of the geopotential height and temperature fields in the Northern Hemisphere. *J. Climate*, **6**, 2063-2082.
- Walsh, J. E., and W. M. Chapman, 1990: Short-term climate variability of the Arctic. *J. Climate*, **3**, 237-250.
- Watanabe, M., and T. Nitta, 1998: Relative impacts of snow and sea surface temperature anomalies on an extreme phase in the winter atmospheric circulation. *J. Climate*, **11**, 2837-2857.
- Watanabe, M., and T. Nitta, 1999: Decadal changes in the atmospheric circulation and associated surface climate variations in the Northern Hemisphere winter. *J. Climate*, **12**, 494-510.
- Watanabe, M., and M. Kimoto, 1999: Tropical-extratropical connection in the Atlantic atmosphere-ocean variability. *Geophys. Res. Lett.*, **26**, 2247-2250.
- Xie, S.-P., and Y. Tanimoto, 1998: A pan-Atlantic decadal climate oscillation. *Geophys. Res. Lett.*, **25**, 2185-2188.
- Xie, S.-P., H. Noguchi, and S. Matsumura, 1999: A hemispheric-scale quasi-decadal oscillation and its signature in northern Japan. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 573-582.
- Zhang, Y., J. M. Wallace, and N. Iwasaka, 1996: Is climate variability over the North Pacific a linear response to ENSO? *J. Climate*, **9**, 1468-1478.
- Zhang, Y., J. M. Wallace, and D. S. Battisti, 1997: ENSO-like interdecadal variability: 1900-93. *J. Climate*, **10**, 1004-1020.

# 偏西風帯にトラップされた準定常ロスビー波の波長について

京都大学防災研究所

寺尾 徹

## 1. はじめに

中高緯度に卓越する季節内変動の一種として、偏西風帯に、10-30日の周期を持った準定常ロスビー波がしばしばトラップされていることが知られている。この小論では、Terao (1999) に基づいて、この種類の季節内変動の特徴について考察する。全球的なデータを用いた包括的な統計解析は数多く、これらの擾乱についての基本的な特徴を明らかになってきた(北半球の冬については Blackmon et al. (1984), Hsu and Lin (1992), Kiladis and Weickmann (1992) が、南半球については Berbery et al. (1992) が、北半球の夏については Ambrizzi et al. (1995) や Terao (1995) がある)。一般的に観測されるのは、東西に並んだ波長 4,000-6,000 km (中緯度帯では波数にして 5-7) の波列状のパターンである。それらは基本流の速さに近い群速度を持っている。鉛直構造は順圧的であり、200-300 hPa で最大の振幅となる。これらの結果は、領域的なデータを用いた統計解析によっても裏付けられている (Shapiro and Goldenberg, 1993; Terao, 1998)。

いくつかの研究結果から、波の特徴が、位相伝播方向や周波数の違いに依存していることが示されている。多くの場合、準定常ロスビー波は東向き位相伝播(例えば、Berbery et al. (1992) の図 11a, 11b, Hsu and Lin (1992) の図 5, 6) か、定在波的パターン (Hsu and Lin (1992) の図 7) を示している。西向き位相伝播はあまり見られない。Yang and Hoskins (1996) による数値実験は、東向き位相伝播する偏西風帯にトラップされた擾乱の波数は、西向き位相伝播する擾乱の波数に比べて大きいことを示した。この傾向は、より大きな周波数でより顕著となる。偏西風帯にトラップされた波の、周波数に依存した性質の変化を調べるためには、導波管に沿った時空間スペクトル解析 (Hayashi, 1971) が有効であろう。2 節で、これらの波動の性質について、この方法を用いて解析する。時空間スペクトル解析は、Terao (1998) でもすでに応用されているが、解析はユーラシア大陸上の領域に限られていた。この小論では、より多くの偏西風帯の領域について、時空間スペクトル解析を行う。

一方、順圧大気ロスビー波の波線理論 (Hoskins and Karoly, 1981) を用いた診断的研究の結果から、観測された、あるいは数値的に計算された準定常ロスビー波の伝播経路は、波線理論で予測された経路とよく一致することが示されてきている (Hoskins and Ambrizzi, 1993; Yang and Hoskins, 1996; Terao, 1998)。これらの研究は、基本場の waveguide と、そこにトラップされる準定常ロスビー波の東西波数範囲を診断するものである。しかし、偏西風帯付近では、基本場の流れが南北方向に急激に変化しているため、これらの波線理論が前提としている WKB 近似は破れていることを指摘しておかなければならない。南北方向の WKB 近似を前提としていない研究を行い、これまでの波線理論に基づく結果と比較する必要がある。

この小論の重要な目的の一つは、南北方向の WKB 近似を前提としない方法によって、準定

常ロスビー波の新しい見方を提示することにある。3 節で、偏西風帯に似せた、階段状の基本場を与えた東西一様の  $\beta$ -channel モデルを用いることによって、偏西風帯にトラップされた準定常ロスビー波の構造を求める。4 節では、しばしば観測される定在波的なパターンが、東向きと西向きに位相伝播する解の重ね合わせによって再現されることを示した。結論は 5 節である。基本的な式やパラメータの定義は、付録 A に。付録 B では、階段状の基本場を用いることの妥当性の検証をおこなう。

1980 年から 1988 年にかけての ECMWF/WMO の初期化された客観解析と、1989 年から 1993 年にかけての ECMWF/TOGA の初期化されていない客観解析を解析に用いた。

## 2. 時空間スペクトル解析

北半球の夏季において気候学的な偏西風帯のみられる次の 4 つの領域について、時空間スペクトル密度 (Hayashi, 1971) を計算した。

**Asian waveguide (WG-1):**  $0^{\circ}\text{E}$  から  $180^{\circ}\text{E}$  までの、ユーラシア大陸から西部北太平洋にかけての  $37.5^{\circ}\text{N}$  沿いの亜熱帯偏西風。

**Atlantic waveguide (WG-2):** 東部北太平洋, 北アメリカ大陸, 大西洋にかけての  $180^{\circ}\text{W}$  から  $0^{\circ}\text{W}$  までの、 $45^{\circ}\text{N}$  に沿った亜熱帯偏西風。

**Australian waveguide (WG-3):** 南インド洋, オーストラリア大陸, 南太平洋にかけての  $60^{\circ}\text{E}$  から  $120^{\circ}\text{W}$  までの、 $25^{\circ}\text{S}$  に沿った亜熱帯偏西風。

**Southern Hemispheric polar waveguide (WG-4):**  $60^{\circ}\text{E}$  から  $120^{\circ}\text{W}$  にかけての極前線偏西風。

式 (3) で定義される、定常波に対する全波数  $K_s$  の分布 (図 1b) から判断する限り、これらの 4 つの領域は、定常ロスビー波に対する waveguide となりうると考えられる。この  $K_s$  は、北半球夏季 (6 月から 9 月まで) について 1980 年から 93 年まで平均した、300 hPa の東西風  $U$  (図 1a) から計算したものである。  $K_s$  分布図から waveguide を見出す方法は、Hoskins and Ambrizzi (1993) あるいは、付録 A.2 を参照のこと。上記に定義された 4 つの waveguide は、図 1a にも重ねて示してある。これらの waveguide は、Ambrizzi et al. (1995) の指摘したものとよく対応している。

時空間スペクトル密度は、FFT 法を用いて計算した。1980 年から 93 年にかけての 14 年分の夏季についてのスペクトル密度をそれぞれ計算した後、それらを平均したものを以下に示す。季節進行を表すと考えられる部分は 2 次トレンドで表されると仮定し、それを差し引くことによってそれぞれのグリッドの時系列データから季節進行成分を除いた。Gibbs 現象を抑えるため、10% cosine taper data window (例えば、Percival and Walden (1993) の第 6.4 節を参照) を用いた。



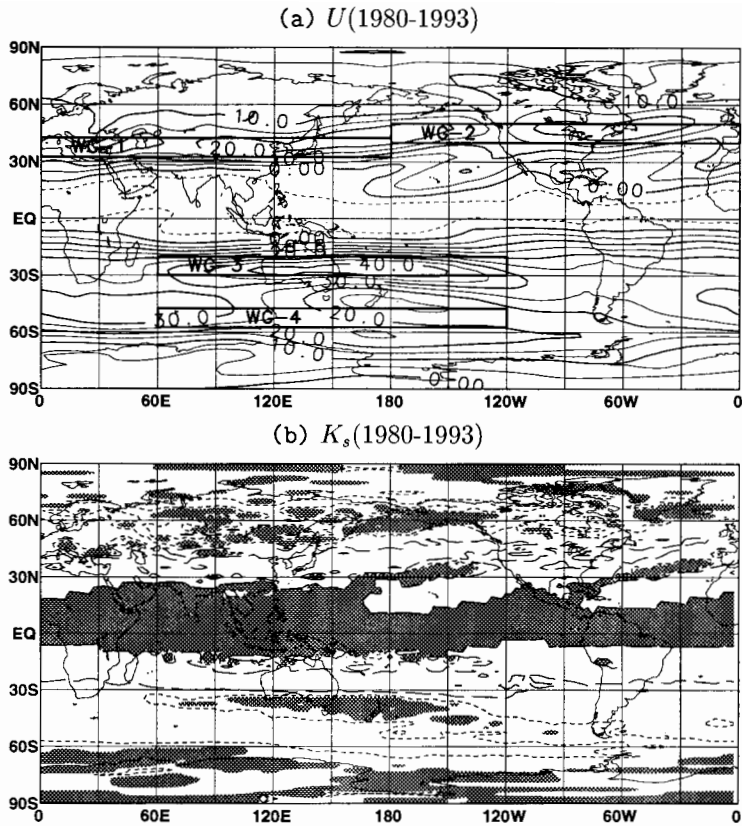


図 1 (a)300 hPa 東西風の夏季 (6-9 月) 平均の気候値 (1980 年から 1993 年の平均)。コンター間隔は  $5\text{ms}^{-1}$ 。太実線の長方形は、本文で定義した (WG-1 to 4) の 4 つの領域を示す。これらの領域は、準定常ロスビー波の waveguide となりうると考えられる。(b)(a) 図に示した東西風から Eq. (3) (付録 A を参照) を用いて計算された  $K_s$  の全球分布。破線と点線の等値線はそれぞれ、波数 3, 6 を示す。 $K_s^2 < 0$  となる領域には影をつけてある。

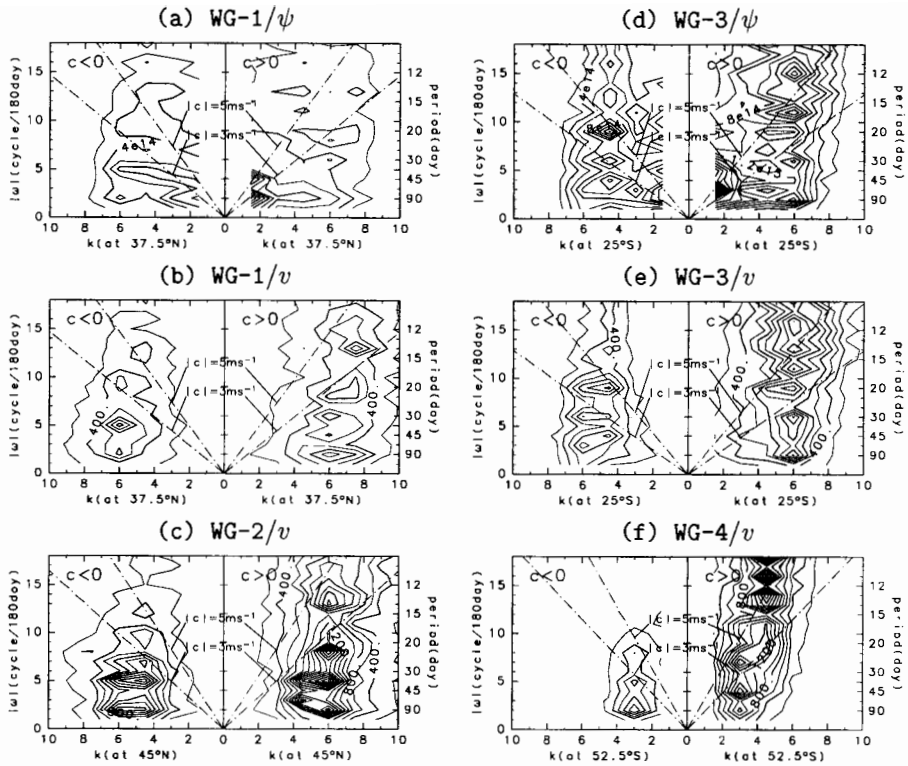


図 2 (a)WG-1 沿い, (d)WG-3 沿いの領域の 200 hPa 流線関数に対する時空間スペクトル密度と, (b)WG-1, (c) WG-2, (e)WG-3, (f)WG-4 についての 200 hPa 南北風に対する時空間スペクトル密度。コンター間隔は, 流線関数, 南北風についてそれぞれ,  $2.0 \times 10^{14} \text{m}^4 \text{s}^{-2} \cdot \text{deg} \cdot \text{day}$ ,  $2.0 \times 10^2 \text{m}^2 \text{s}^{-2} \cdot \text{deg} \cdot \text{day}$  である。一点鎖線は,  $c = \pm 3 \text{ms}^{-1}$  と  $c = \pm 5 \text{ms}^{-1}$  を示す。

全ての waveguide について、200hPa の南北風に対する時空間スペクトルを計算した。また、WG-1 と WG-3 については、200hPa の流線関数に対する時空間スペクトルも計算した。それらを 図 2 に示す<sup>1</sup>。南北風のスペクトルピークは 90 日周期に至るまで見られる。このことは、準定常ロスビー波は、これまでよく指摘されてきたような 10-30 日周期帯だけではなく、90 日周期に至るまでの広範な時間スケールで組織だって確認できる現象であることを示している。一方、流線関数のデータでは、45 日周期を過ぎると、スペクトルピークはそれほどはっきりしなくなる。この種類の擾乱についての過去の統計解析は主に、等圧面高度 (Blackmon et al., 1984) や、流線関数 (Hsu and Lin, 1992) についてのデータを用いたものであった。これまで準定常ロスビー波が 10-30 日周期帯で主に観測されてきた理由は、このようなことによるのかもしれない。

ピークは、図 2b では  $k = 5-7$  の範囲に、図 2c, 2e では  $k = 4-6$  の範囲に、図 2f については  $k = 3-5$  の範囲に見られる。更に、スペクトルピークのみられる周波数と波数の関係について、いくつかのはっきりした特徴を見出すことができる。周波数が増加するにしたがって、東向き (西向き) 位相伝播する擾乱については、ピークの波数が増加 (減少) する。例えば WG-1 (図 2b) においては、相対的に小さな周波数帯 (約 30 日以上) の周期帯) で位相伝播方向によらず  $k = 6$  あたりにピークがみられるのに対し、相対的に大きな周波数帯 (約 10-20 日の周期帯) でのスペクトルピークは、東向き伝播する擾乱については  $k = 7$  あたりに、西向き擾乱については  $k = 5$  あたりに見られる。

特に相対的に大きい周波数帯では、東向き位相伝播する擾乱は、西向き位相伝播する擾乱よりも強いピークを持っている。例えば、図 2b では、30 日周期よりも短い周期帯について見ると、東向きに伝播する擾乱は西向きに伝播する擾乱よりも強い。図 2c でも、20 日、30 日周期の東向き位相伝播する成分のピーク値はそれぞれ、1,400、1,600 程度であるのに対し、西向き位相伝播する成分のピーク値はそれぞれ 1,200、1,000 程度となっている。図 2b, 2c, 2e, 2f にみられるように、30 日よりも短い周期では、西向きに位相伝播する擾乱は抑制されている。

### 3. $\beta$ -channel モデル中の擾乱

前の節では、時空間スペクトル解析によって、偏西風帯にある準定常ロスビー波の性質 (波数や強度) の位相伝播方向と周波数に対する依存性を調べた。この節で、それらの結果を、簡単な  $\beta$ -channel 中の東西一様基本場における波動解の東西方向の分散関係と比較し、考察する。これまでのこの種の擾乱についての研究では主に、緯度方向についての WKB 近似を前提としたロスビー波の波線理論の文脈で議論されてきた。しかしながら、1 節で述べたように、この近似は南北方向に基本場の東西風が急激に変化するような偏西風帯沿いの領域では、本来適用できな

<sup>1</sup>時空間スペクトル解析では 200 hPa のデータを用いているのに対し、図 1 では 300 hPa の気候値を用いている。時空間スペクトル解析で 200 hPa のデータを用いた理由は、準定常ロスビー波が、これまで多くの研究によって明らかにされてきたように、ほぼ順圧的な構造を持っており、どの高度を取ってきてもそれほど大きな違いはないと予測されること。そして、最も大きな振幅を持つ高度が 200 hPa 等圧面付近であることから、擾乱の描象をよりはっきりとシグナルとしてひろえろと考えたためである。

一方、Grose and Hoskins (1979) は、実際の大気擾乱の動きは、300 hPa の基本場を順圧大気に置き換えた場合とよく一致することを示した。この結果から、300 hPa 付近の気候値が、ほぼ順圧的な擾乱のふるまいを診断するためにはより適当であると考えられている。したがって、300 hPa の気候値を 図 1 で用いている。

表 1 基本場のリスト。 $U_e, U_i, K_e, K_i$  は、付録 A.4 で定義されている。中央緯度は、 $\phi$ 。 $b$  と  $Y$  はそれぞれ、偏西風の半値幅と、境界の位置をあらわす。

name	$U_e$ ms <sup>-1</sup>	$U_i$ ms <sup>-1</sup>	$K_e$	$K_i$	$\phi$	$b$	$Y$	note
case-1	15.0	20.5	4.09	6.77	40°N	5°	±35°	
case-2	12.6	18.1	5.11	7.32	37.5°N	5°	±35°	Asian waveguide
case-3	14.1	18.0	4.87	5.88	45°N	5°	±35°	Atlantic waveguide
case-4	24.7	34.5	5.23	7.35	25°S	5°	±35°	Australian waveguide
case-5	21.3	22.4	3.09	3.50	52.5°S	5°	±35°	S. H. Polar waveguide

いものである。この節では、南北方向について WKB 近似を必要としない別の方法について調べた。

### 3.1 階段状の東西一様基本場のもとでの解のふるまい

簡単な  $\beta$ -channel 中の、南北方向に階段状になった東西一様基本場における東西方向に正弦波的な解について計算する。基本場の簡単化の妥当性についての議論は、付録 B を参照のこと。モデルと解の導出についての詳細は、付録 A に示した。表 1 は、この研究で用いた基本場のリストである。

まず、case-1 と名付けた  $U, K_e$  の南北分布についての解のふるまいを調べる。この基本場 (図 3a) は、付録 B にも述べられているように、図 11 と式 (9) から、式 (7) による平均操作を用いて導かれたものである。グリッドの数  $N$  と偏西風の中心から境界までの距離  $Y$  は、それぞれ 71, 35° とした。これは、以下述べるような主な結果については、より大きな  $N, Y$  を与えても、大きな違いがなかったからである。

case-1 の解の位相速度  $c$  の東西波数  $k$  に対する依存性を、図 3b の小さい丸印で示す。偏西風帯にトラップされた解を他の解とはっきり区別するために、 $\kappa_e, \kappa_i$  (式 (8) 参照) を、太い点線と細い点線でそれぞれ示す。この図から、式 (8) のトラップ条件を満たしている解は、太実線で示した 1st mode 解曲線の上には見られないことがわかる。

1st mode 解曲線から、トラップされた準定常ロスビー波の位相速度 (図 3b の太実線) も、周波数 (図 4 の太実線) も、東西波数が増加するにつれて増加していることがわかる。周波数  $\omega$ 、あるいは東向き位相速度  $c$  が与えられれば、対応するトラップされた準定常ロスビー波の東西波数  $k$  が唯一定まる。東向き、西向きに位相伝播する準定常ロスビー波解は周期に対してそれぞれ唯一であり、その東西波数は、周波数が増加するにつれて増加 (減少) する。

case-1 の解の南北振幅関数と水平構造を、図 5 と図 6 にそれぞれ示す。定常、東向き ( $c = +3\text{ms}^{-1}$ )、西向き ( $c = -3\text{ms}^{-1}$ ) 位相伝播する 1st mode 解をそれぞれ S, E, W で示す。これらの解のうち E, W を、東向き、西向きに位相伝播する 1st mode 解の典型として考察する。一方、 $k = 3$  の場合の 2nd mode 解 (A) も併せて示したが、この解の場合は南北方向に反対称的な構

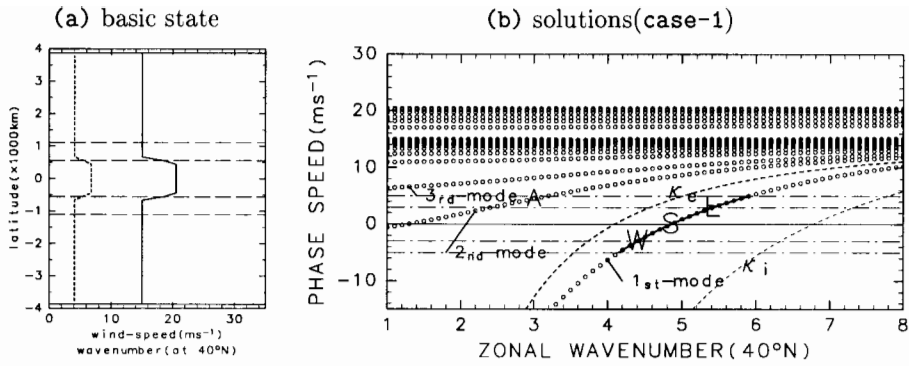


図 3 (a)case-1 の基本場。東西風  $U(y)$  と定常ロスビー波の全波数  $K_s(y)$  の南北分布を、それぞれ実線、点線で示している。縦軸は channel の中央からの南北方向への距離を、横軸は風速と東西波数をあらわす。横軸に平行な破線は、 $y = \pm 2b \approx \pm 1110\text{km}$  となるところと、 $y = \pm b \approx \pm 550\text{km}$  となるところを示す。 $y = \pm 7b \approx \pm 3870\text{km}$  のところにある横軸に平行な太実線は、境界をあらわしている。(b)case-1 の解の  $k$ (横軸)- $c$ (縦軸) 関係。解は小さい丸印 (o) で示されている。横軸に平行な一点鎖線は、 $c = \pm 3\text{ms}^{-1}$  と  $\pm 5\text{ms}^{-1}$  をあらわす。アルファベットの S, E, W はそれぞれ、定常解、東向き位相伝播する解 ( $c = +3\text{ms}^{-1}$ )、西向き位相伝播する解 ( $c = -3\text{ms}^{-1}$ ) の位置を示す。 $k = 3$  の場合の 2nd mode 解を、A で示す。 $|c| < 5\text{ms}^{-1}$  となるような、比較的ゆっくりした位相速度を持った解を、太実線でつないである。

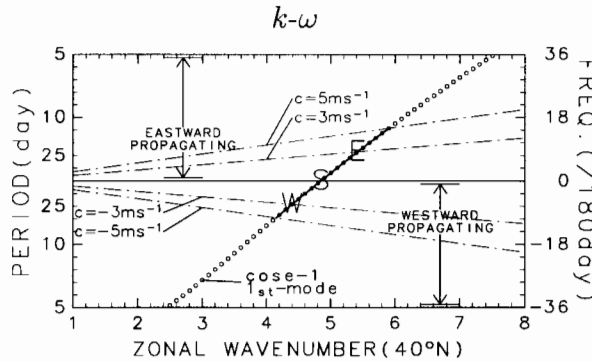


図 4 case-1 の 1st mode 解についての、東西波数  $k$  に対する  $\omega$  依存性 (小さい丸印)。 $|c| < 5\text{ms}^{-1}$  となるような、比較的ゆっくりした位相速度を持った解を、太実線でつないである。アルファベットの S, E, W はそれぞれ、定常解、東向き位相伝播する解 ( $c = +3\text{ms}^{-1}$ )、西向き位相伝播する解 ( $c = -3\text{ms}^{-1}$ ) の位置を示す (図 3 と同様)。一点鎖線は  $c = \pm 3\text{ms}^{-1}$ ,  $\pm 5\text{ms}^{-1}$  をあらわす線である。

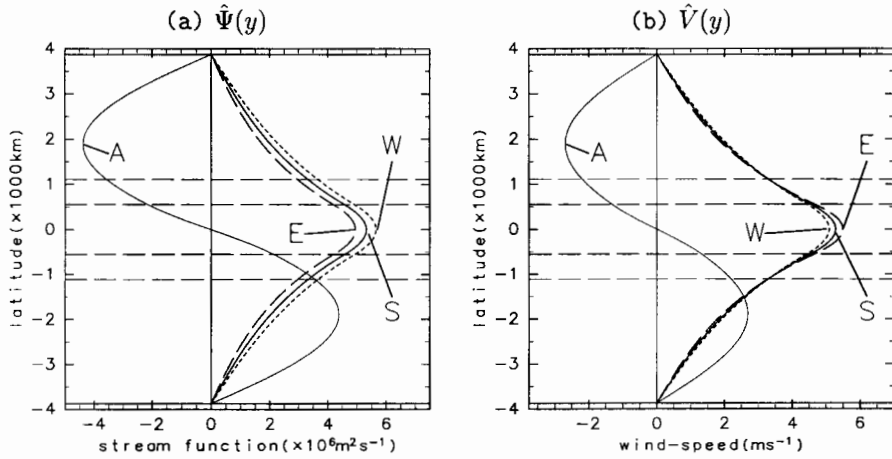


図 5 case-1 の解の南北構造。(a) 流線関数の振幅関数 ( $\hat{\Psi}(y)$ ) と、(b) 南北風の振幅関数 ( $\hat{V}(y)$ )。1st mode 解のうち、定常解 (S), 東向き位相伝播する解 ( $c = +3 \text{ms}^{-1}$ , E), 西向き位相伝播する解 ( $c = -3 \text{ms}^{-1}$ , W) をそれぞれ、太実線、太破線、太点線で示した。2nd mode 解のうち  $k = 3$  (A) の場合については細実線で示した。これらの振幅関数の大きさは、channel 全体で積分した運動エネルギーが同じになるように大きさをそろえてある。

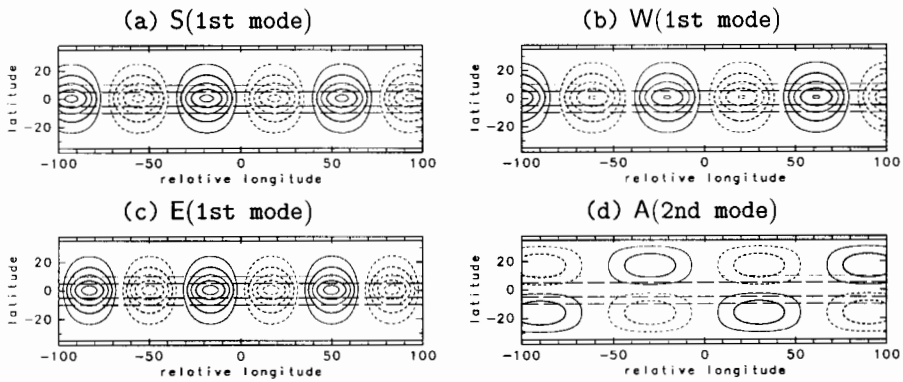


図 6 case-1 の解についての、南北風の水平構造。解 S, W, E, A がそれぞれ、(a), (b), (c), (d) に示されている。コンター間隔は  $1 \text{ms}^{-1}$ 。ゼロ等値線は省略した。

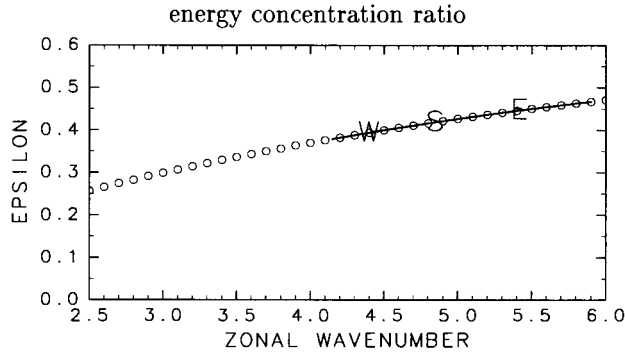


図 7 case-1 の 1st mode 解における、 $\epsilon$  の東西波数  $k$  依存性 (白丸印)。 $|c| < 5\text{ms}^{-1}$  となるような、比較的ゆっくりした位相速度を持った解を、太実線でつないでいる。アルファベットの S, E, W はそれぞれ、定常解、東向き位相伝播する解 ( $c = +3\text{ms}^{-1}$ )、西向き位相伝播する解 ( $c = -3\text{ms}^{-1}$ ) の位置を示す (図 3 と同様)。

造を示している、1st mode 解の場合の南北対称なパターンと大きく異なっている (図 5, 図 6d)。式 (6) で定義されるエネルギー集中度  $\epsilon$  は、A については 0.24, S については 0.42 である。このことは、S のほうが A よりも強く偏西風帯にトラップされていることを示している。トラップされた解の水平構造 (図 6a-c) は、これまでに行われたデータ解析やモデル計算で得られた準定常ロスビー波の水平構造とよく似ている。そういう事例は例えば、データ解析では Hsu and Lin (1992) の 図 7 など、モデル計算では Ambrizzi et al. (1995) の 図 12 などに見られる。ところで、強くトラップされているとはいえ、1st mode 解のパターンは十分偏西風帯の外にはみ出していることにも注意する必要がある。

case-1 の 1st mode 解曲線上の解についてのエネルギー集中度を、図 7 に太実線で示した。一般的に言って、東向き位相伝播する解のエネルギー集中度は、西向き伝播する解に比べて大きい。このことは、東向き位相伝播する解は、より強く偏西風帯の waveguide に閉じ込められることを示している。

### 3.2 モデルと観測の比較

簡単な  $\beta$ -channel モデルを用いて得られた結果は、第 2 節で示した時空間スペクトル解析によって得られた結果と、定性的に一致している。ここでは、実際の waveguide 付近の基本場を  $\beta$ -channel モデルに当てはめた場合に、どの程度現実の準定常ロスビー波の性質を再現できるかについて調べる。そのために、第 2 節のはじめに定義した 4 つの実際の waveguide について、その付近の基本場から式 (7) を用いて導いた基本場 (表 1 の case-2 から case-5) についてそれぞれのトラップ解を求め、それを時空間スペクトル解析の結果と比較する。中央緯度  $\phi$ , waveguide の幅  $b$ , 基本場の  $U$ ,  $K$ , プロファイルについては、表 1 を参照のこと。

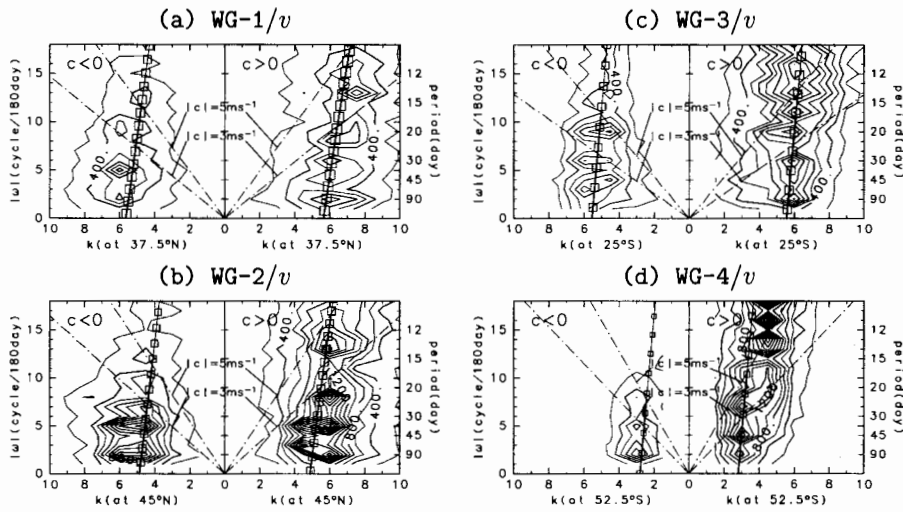


図 8 2 節で定義した、WG-1 から WG-4 までの 4 つの waveguide についての観測される基本場から生成された階段状の基本場 (case-2 から case-5。表 1 参照) における、トラップされた準定常ロスビー波解についての、 $k$ - $\omega$  関係を示す図。それらに重ねて、対応する waveguide について計算された 200 hPa の南北風についての時空間スペクトル密度 (図 2b, 2c, 2e, 2f と同様) を等値線で示した。四角印 (□) を結んだ実線で示しているのは、計算された解曲線である。これらの線のうち太実線になっている部分は、東西位相速度の絶対値が  $5\text{ms}^{-1}$  よりも小さくなっているような解を示している。四角印の辺の長さは、対応する  $\epsilon$  の値に比例している (付録 A の式 (6) 参照)。一点鎖線は  $c = \pm 3\text{ms}^{-1}$  と  $\pm 5\text{ms}^{-1}$  となるところを示す。コンター間隔は  $2.0 \times 10^2 \text{m}^2 \text{s}^{-2} \cdot \text{deg} \cdot \text{day}$ 。



25- to 60-day  $v$  (1983, 200hPa, 40-45°N)

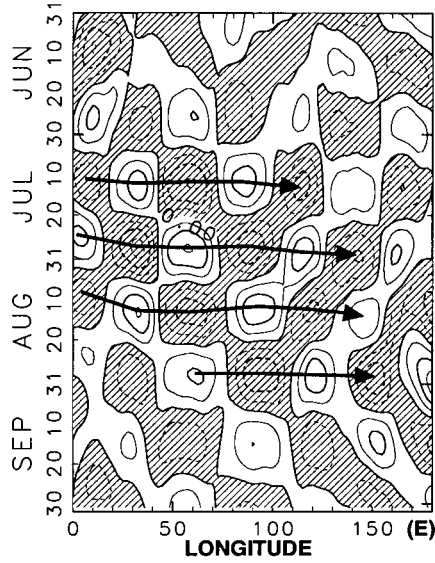


図9 25-60日周期を通すバンドパスフィルターを通した1983年夏季の40-45°Nで平均した200 hPa 南北風についての、経度時間断面。東半球だけについて示している。コンター間隔は  $4\text{ms}^{-1}$ 。負の値の領域に影がつけてある。矢印は、波束の伝播を示している。

図8には、1st mode 解曲線の  $k$ - $\omega$  関係を □ と実線で示している。また、これらの図には時空間スペクトル解析の結果(等値線)を重ねて示し、比較できるようにしてある。全体として、時空間スペクトル解析の結果得られたピークは、 $\beta$ -channel モデルの 1st mode 解曲線の近くに見られる。また、□ の辺の長さは、計算されたエネルギー集中度に比例しているが、一般的に東向き(西向き)位相伝播する解のエネルギー集中度は、周波数が大きくなるにつれて大きく(小さく)なることがわかる。この結果は、東向き位相伝播する解のピークが西向き伝播する解のピークに比べて強いという時空間スペクトル解析の結果と矛盾しない。 $\beta$ -channel モデルは、現実の準定常ロスビー波の東西波数や強度の周波数依存性を、よく説明している。

なお、ここでは離散化した方程式を用いた数値解を示したが、階段状の基本場を用いる限り、離散化することなく解析的に問題を解くことができる。その例は、寺尾(1997)を参照のこと。

#### 4. 定在波パターンの再現

偏西風帯に沿って見られる準定常ロスビー波は、しばしば定在波的模式を示す。典型的事例として、1983年の夏にユーラシア大陸上で見られた波動を(Terao, 1998), 図9に示す。この図は、25-60日周期を通すバンドパスフィルター(Duchon, 1979)をかけた200 hPa 南北風

を示している。6月下旬から9月初旬にかけて、はっきりとした定在波がみられる。東西方向には位置的にはっきりと固定した節と腹を確認することができる。しかしながら、このパターンは完全な定在波ではなく、わずかに右下がりに斜交していることがわかる。つまり、太い矢印で示しているように、波束が東へと早いスピードで移動していることがわかる。

以下に示すように、このような斜交した定在波は、ある決まった周期を持った東向きと西向きの位相伝播する解を足し合わせることによって、簡単に再現することができる。16日周期の case-1 の東向き、西向き位相伝播する解を足し合わせることによって再現した定在波の例を、図 10 に示す。これら二つの解は、channel で平均した運動エネルギーが同じになるような振幅にそろえて足し合わせてある。0日目には、波束は図の中心あたりにみられる。この波束は東へ移動して行き、4日目には図の範囲から消滅する。5日目になると次の波束が西の方からやってきて、8日目には図の中心に到達する。この時、南北風は0日目とは反対の符号を持つ。

東向きの波束の伝播速度は、1st mode 解の  $k$ - $\omega$  関係から説明することができる。周波数  $\omega$  は 16日周期に対応する値である。それに対して、東向き位相速度の解と西向き位相速度の解それぞれの  $k$  が定まり、その差を  $\delta k$  と書くことができる。すると、群速度  $c_g = 2\omega/\delta k$  が決定される。図 4 に示したように、 $\omega$  は  $k$  に対して単調増加関数となっているので、 $c_g$  もやはり正の値を持つことになる。

## 5. 結論

偏西風帯沿いの準定常擾乱の特徴を、200 hPa の南北風に対する時空間スペクトル解析によって調べた。スペクトル密度を、4つの北半球夏季の偏西風帯沿いの領域について計算したところ、擾乱の東西波数と擾乱の強さは、周波数と位相伝播方向に以下のように密接に関連していることがわかった。第1に、東向き(西向き)に位相伝播する擾乱の東西波数は、周波数が増加するにしたがって増加(減少)する。第2に、東向きに伝播する擾乱の強度は、西向きに伝播する擾乱よりも強い傾向がある。これらの結果は、他の様々な統計解析結果(Hsu and Lin, 1992; Berbery et al., 1992; Ambrizzi et al., 1995) や、モデル計算結果(Yang and Hoskins, 1996) とよい一致を示す。加えて、200 hPa 南北風に対する時空間スペクトル解析の結果は、準定常擾乱が、これまでしばしば報告されてきた 10-30 日周期帯だけではなく、30-90 日周期帯でも組織的に見られる現象であることが示された。

更に、これらの観測された偏西風帯にトラップされた準定常擾乱の分散関係は、簡単な階段状の基本場を与えた  $\beta$ -channel モデルによって再現できることがわかった。この階段状の基本場は、偏西風帯の本質的な特徴を表すように定めた。すなわち、東西風  $U$  と、式 (3) で定義される定常ロスビー波の全波数  $K_s$  がともにジェットの中で周りに比べて大きい。このモデルの解のうち、最も小さい東西方向の位相速度を持ったもので構成される解曲線が、準定常擾乱に対応した解を含む。これらの解の性質は、時空間スペクトル解析の結果とよく一致していた。東向き(西向き)に位相伝播する解の東西波数は、周波数が大きくなるにしたがって増加(減少)する。東向き位相伝播する解は、西向き伝播する解に比べてより強く偏西風帯にトラップされる。

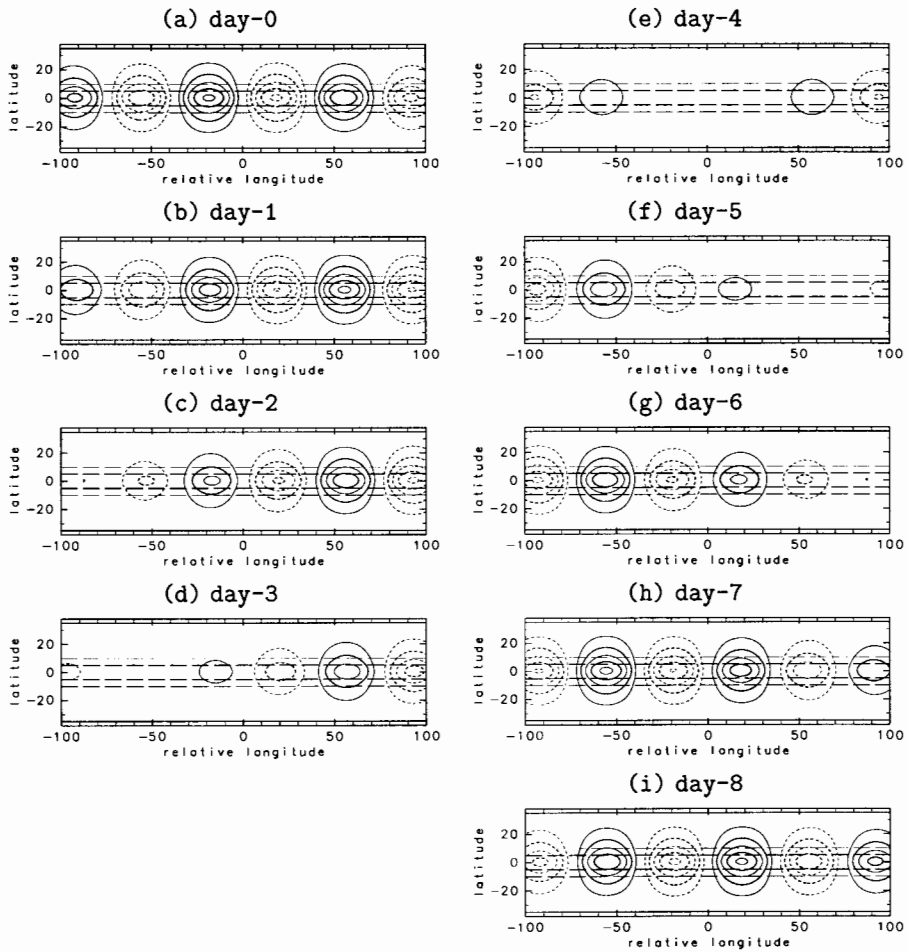


図 10 計算された定在波の南北風の時間発展パターン。コンター間隔は  $1\text{ms}^{-1}$ 。詳しくは本文参照。

観測される気候値から計算された基本場における解を、4つの偏西風帯沿いの領域について求めて、それぞれの領域の時空間スペクトル解析の結果と比較した。その結果、観測された東西波数と周波数との間の関係や、位相伝播方向と擾乱の強さとの関係などが、定性的にも定量的にもよく再現されていることがわかった。また、しばしば観測される東向き波束伝播を伴った定在波的パターンは、ある周波数についての東向き、西向き位相伝播する解を重ね合わせることによって、簡単に再現することができる。

季節内変動の周期帯では、偏西風帯をある周期で振動させた場合、西向き、東向きに位相伝播する、一对の、それぞれ決まった東西波長を持ったロスビー波の形態で自由振動する。この小論における時空間スペクトル解析は、偏西風帯に季節内変動の周期帯でしばしばみられる準定常擾乱がこの自由振動の性質とよく一致していること、そして、この偏西風帯固有の自由振動は、10日から90日に至る広い周期帯の全体において見られることを示している。

## 謝辞

図の作成や数値計算にあたり、地球流体電腦ライブラリを利用した。また、固有値問題を解く際に、LAPACK (Linear Algebra Package) を用いた。European Centre for Medium-Range Weather Forecasts (ECMWF) 作成のデータを利用した。

## A. 解の求めかた

### A.1 基本方程式系

$\beta$  平面上の東西一様の基本場 ( $U(y)$ ) に対する擾乱について線形化した順圧渦度方程式は、

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \psi' + U \frac{\partial}{\partial x} \nabla^2 \psi' + \beta_* \frac{\partial}{\partial x} \psi' = 0 \quad (1)$$

のように書ける。ここで、 $\psi'$  は擾乱の流線関数。  $\beta_*$  ( $\equiv \beta - \frac{d^2 U}{dy^2}$ ) は基本場の絶対渦度の南北勾配である。東西波数  $k (\geq 0)$  をもち、東西位相速度  $c$  を持つ、 $\psi' \equiv \hat{\Psi}(y) e^{ik(x-ct)}$  の形の擾乱について考える。すると、式 (1) は、次の2階常微分方程式に帰着する。

$$(U - c) \left( \frac{d^2 \hat{\Psi}}{dy^2} - k^2 \hat{\Psi} \right) + U K_s^2 \hat{\Psi} = 0. \quad (2)$$

ここで、 $K_s$  は定常波の全波数で、

$$K_s^2 \equiv \frac{\beta_*}{U} \quad (3)$$

で定義される。このパラメータは Hoskins and Ambrizzi (1993) で定義された  $K_s$  に対応する量である。擾乱の周波数  $\omega$  は、 $\omega = ck$  で表される。

もし  $c \neq U$  ならば、他の  $\kappa$  というパラメータを、以下のように定義できる。

$$\kappa^2 \equiv \frac{U}{U - c} K_s^2. \quad (4)$$

この量は, Yang and Hoskins (1996), で定義された  $K$  と本質的に同じ量である。これらを用いることによって, 式 (2) は, 以下のようなより簡単な形式になる。

$$\frac{d^2\hat{\Psi}}{dy^2} = (k^2 - \kappa^2)\hat{\Psi}. \quad (5)$$

## A.2 波線理論に基づく解析

準定常ロスビー波の振舞を診断するのに用いられる波線理論は, Hoskins and Ambrizzi (1993) と, Yang and Hoskins (1996) に基づいている。式 (4) で定義される係数  $\kappa$  が, 基本場  $U$  に対する準定常ロスビー波の振舞を調べるために用いられて来た。波動の伝搬ルートは,  $\kappa$  の空間分布を調べることによって以下のように診断できる。

- $\kappa > k$  となる領域の中を伝播する東西波数  $k$  を持った準定常ロスビー波束が,  $\kappa = k$  となる緯度 (turning latitude という) に到達した場合, 波束は  $\kappa$  の増加する方向へと転向する。一方,  $U = c$  となる緯度 (critical latitude という) に近づくにつれて, 波束は critical latitude に向けて屈折し, その南北波長と南北群速度はともに 0 に近づく。そのような緯度の近くでは, 線形の波動理論は使えなくなる。
- 北側と南側の両方に turning latitude を伴っているような  $\kappa > k$  となる領域に東西波数  $k$  の波動がいったんトラップされると, それはこの領域から逃れることができなくなる (つまり, この領域は波束に対する導波管としてはたらく)。このような領域を, waveguide とよぶ。

## A.3 モデルの解を求める

$\beta$ -channel モデルの擾乱の解を求める作業は, 式 (2) より始まる。まず, この常微分方程式を,  $\beta$ -channel の中心からの相対南北座標  $y$  について離散化する。 $U(y)$  と  $K_s(y)$ , 境界条件が与えられれば, 任意に与えられた  $k$  に対して, 擾乱の南北構造と, その東西位相速度が求まる。二つの境界の間の領域を  $N + 2$  個のグリッドに離散化すれば,  $j = 1, \dots, N$  に対応した  $N$  組の振幅関数  $\hat{\Psi}_j(y)$  と位相速度  $c_j$  ( $c_1 \leq c_2 \leq \dots \leq c_N$ ) を持った解が得られる。ここで, これらの解を  $j$  の値に応じて, “ $j$ -th mode 解” と呼ぶことにする。すなわち, 東向き位相速度が小さい解から数えて  $j$  番目の解を,  $j$ -th mode 解と名付ける。境界条件は  $y = \pm Y$  で  $\hat{\Psi} = 0$  と与える。この方法は, Haltiner and Song (1962) や Yanai and Nitta (1968) の方法と同じである。

ここで, 式 (2) は critical latitude ( $U = c$  となる  $y$ ) で特異性を持つことに注意が必要である。小論では, 準定常ロスビー波に対応する解 ( $|c| \simeq 0 \text{ms}^{-1}$ ) だけが重要なので, そのような位相速度を持った解だけを考察すればよい。そこで今回は, 東西風の最小値が十分に大きい基本場だけを用いることにし (表 1 参照), 準定常ロスビー波に対応する解についての特異性の影響を回避している。

解がどれほど強く偏西風帯にトラップされているかを示す値として, 運動エネルギー集中度

( $\epsilon$ ) を、以下のように定義した。

$$\epsilon \equiv \frac{\int_{-b}^b \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2) dy}{\int_{-Y}^Y \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2) dy}. \quad (6)$$

ここで  $b$  は偏西風帯の半値幅。擾乱の南北風、東西風  $u'$ ,  $v'$  はそれぞれ、解の流線関数  $\psi'$  から求められる。

この研究では、境界を  $\pm 35^\circ$  においた場合 (つまり,  $Y = 35^\circ$  においた場合) の結果だけを示した。  $Y$  をより大きくしても、重要な結果は大きくかわらなかつたからである。

#### A.4 階段状の基本場

簡単化のため、以下のように定義した階段状の基本場  $U'(y)$  と  $K_s'(y)$  を主に用いて計算を行った。

二つの平均操作  $\overline{(\cdot)}^{(i)}$  と  $\overline{(\cdot)}^{(e)}$  をそれぞれ,  $|y| \leq b$  (内部領域) と  $b \leq |y| \leq 2b$  (外部領域) にわたる値の平均として定義する。もととなる基本場  $U(y)$  とそれから求められる  $K_s(y)$  を考える。これらは式 (3) で示されるような関係を持っていることに注意する。この基本場から、以下のようにして階段状の基本場を生成する。

$$\left. \begin{aligned} U'(y) &\equiv U_e \equiv \overline{U(y)}^{(e)} \\ K_s'^2(y) &\equiv K_e^2 \equiv \overline{K_s^2(y)}^{(e)} \end{aligned} \right\} (|y| > b) \\ \left. \begin{aligned} U'(y) &\equiv U_i \equiv \overline{U(y)}^{(i)} \\ K_s'^2(y) &\equiv K_i^2 \equiv \overline{K_s^2(y)}^{(i)} \end{aligned} \right\} (|y| \leq b). \quad (7)$$

もととなる基本場としては、たとえば正弦波的な基本場や、観測したデータセットから求められた基本場などを用いることができる。以後、混乱する恐れがない限り、上記の操作で生成された  $U'$  と  $K_s'$  をそれぞれ単に  $U$ ,  $K_s$  と表現することにする。

階段状の基本場に対しては、偏西風にトラップされる度合を示すのに有用な、 $\epsilon$  とは別のはっきりした指標を定義することができる。この指標は偏西風内部と外部の  $\kappa$  (それぞれ  $\kappa_i$ ,  $\kappa_e$  と表現する) によって与えられる。式 (5) は、 $k^2 - \kappa^2$  の値の正負に応じて、ある緯度における解の南北構造が局所的に正弦波的であるか、指数関数であるかを決定する。位相速度  $c$  を持つ解が偏西風帯にトラップされるためには、偏西風帯の中で正弦波的、外で指数関数的な減衰という形を持つ必要があるため、東西波数  $k$  は、

$$\kappa_e = K_e \sqrt{\frac{U_e}{U_e - c}} < k < \kappa_i = K_i \sqrt{\frac{U_i}{U_i - c}}, \quad (8)$$

を満たさなければならない。こうして  $\kappa_i$  と  $\kappa_e$  の値を用いることによって、ある東西波数  $k$ , 位相速度  $c$  を持つ解が偏西風帯にトラップされているかどうかを判断することができる。

#### B. 階段状の基本場の有効性の検証

付録 A.4 で与えられた階段状の基本場の定義は、いくらか tricky であることに注意する必要がある。ここで、補足的説明をしておかなければならない。式 (3) が示すように、 $K_s$  の南北

分布は、 $U$  の南北分布によって決定されるものである。ところが、式 (7) で求められた  $U'$  と  $K_s'$  は、もはや明らかに式 (3) を満たさなくなっている。加えて、 $K_s'$  と  $U'$  は、偏西風帯の近く ( $|y| \leq 2b$ ) の  $K_s$  と  $U$  の値のみを用いて計算されていて、偏西風帯から離れた領域 ( $|y| > 2b$ ) については無視している。そこで、以下、階段状の基本場から求めた解と、式 (7) による基本場の簡単化を行わない正弦波的な基本場における解とを比較する。

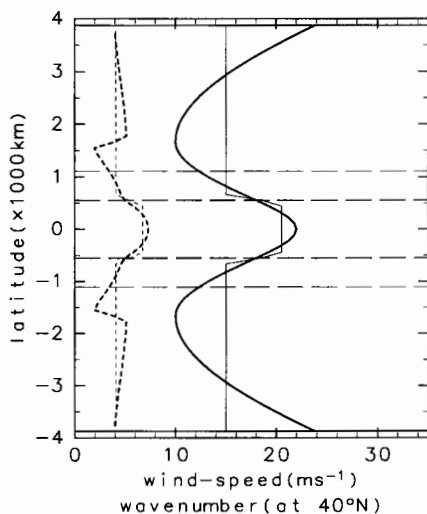


図 11 式 (9) で定義した、正弦波的な基本場の  $U$  と  $K_s$  の南北分布。それぞれ、太実線と太破線で示した。この正弦波的な基本場から式 (7) を用いて生成された、case-1 で用いられている階段状の基本場を、細実線と細破線で示した (図 3a と同じ)。

以下のような正弦波的な基本場を用いた。

$$U(y) \equiv U_0 + U_d \times \begin{cases} \left( +\frac{2}{3} - \frac{5}{3} \cos \frac{\pi(|y|-3b)}{10b} \right) & (|y| > 3b) \\ \left( -\frac{2}{3} \cos \frac{\pi(|y|-3b)}{4b} \right) & (3b \geq |y| > b) \\ \left( +\frac{1}{3} \cos \frac{\pi y}{2b} \right) & (b \geq |y|) \end{cases} \quad (9)$$

ただし、 $U_0 = 18.0 \text{ms}^{-1}$ 、 $U_d = 12.0 \text{ms}^{-1}$  (図 11) となるような基本場について詳しく考察した。この場合、最小の東西風は  $U_0 - \frac{2}{3}U_d = 10.0 \text{ms}^{-1}$ 、偏西風の中心での東西風は  $U_0 + \frac{1}{3}U_d = 22.0 \text{ms}^{-1}$  となる。このような基本場について、対応する  $K_s$  の南北分布が、式 (3) によって求められる。case-1 で用いられる階段状の基本場は、この正弦波的な基本場から式 (7) を通じて生成されたものである。

図 12a と図 12b にそれぞれ、正弦波的な基本場と階段状の基本場上の 1st mode 解の  $k$ - $\omega$  関

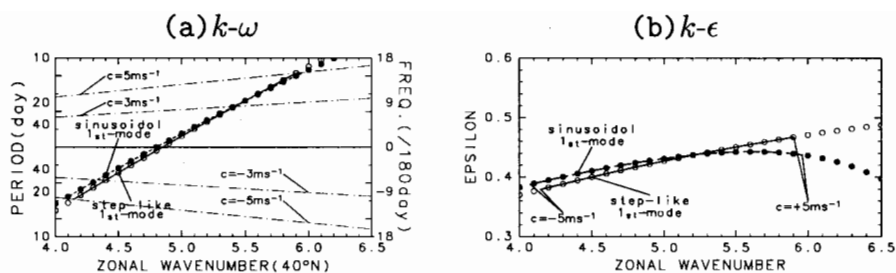


図 12 正弦波的な基本場と、それから導いた階段状の基本場における 1st mode 解の (a) $\omega$  と (b) $\epsilon$  の  $k$  依存性。黒丸印と白丸印はそれぞれ sine 波的な基本場と、階段状の基本場についての解をあらわす。一点鎖線は  $c = \pm 3\text{ms}^{-1}$  と  $\pm 5\text{ms}^{-1}$  となるところを示す。

係と  $k-\epsilon$  関係を示した。黒丸印と白丸印はそれぞれ、正弦波的な基本場の解と階段状の基本場の解を示している。これらの二つの準定常波動の解は、よく一致していることがわかる。東向き位相伝播する解が西向き伝播する解に比べてより強くトラップされるという定性的な関係も、正弦波的な基本場の解でもやはり見られることがわかる。

このように、階段状の基本場について得られた準定常ロスビー波解の性質は、正弦波的な基本場から得られた解とよく対応している。図は示さないが、いろいろな現実的な範囲の  $U_0$ ,  $U_d$  を与えた場合、正弦波的な解とそれから生成した階段状の解との間の定常波解 ( $c = 0$  の解) の  $k$  の値の誤差を調べたところ、最大 5% 程度である。これらの結果から、式 (7) によって基本場を単純化する操作は、準定常解の重要な特徴を変えてしまうことはない、ということが示される。

#### 参考文献

- Ambrizzi, T., B. J. Hoskins, and H.-H. Hsu, 1995: Rossby wave propagation and teleconnection patterns in the austral winter. *J. Atmos. Sci.*, **52**, 3661–3672.
- Berbery, E. H., J. Nogués-Paegle, and J. D. Horel, 1992: Wavelike southern hemisphere extratropical teleconnections. *J. Atmos. Sci.*, **49**, 155–177.
- Blackmon, M. L., Y.-H. Lee, and J. M. Wallace, 1984: Horizontal structure of 500mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales. *J. Atmos. Sci.*, **41**, 961–979.
- Duchon, C. E., 1979: Lanczos filtering in one and two dimensions. *J. Appl. Meteor.*, **18**, 1016–1022.
- Grose, W. L. and B. J. Hoskins, 1979: On the influence of orography on large-scale atmospheric flow. *J. Atmos. Sci.*, **36**, 223–234.
- Haltiner, G. J. and R. T. Song, 1962: Dynamic instability in barotropic flow. *Tellus*, **14**, 383–393.
- Hayashi, Y., 1971: A generalized method of resolving disturbances into progressive and retrogressive waves by space Fourier and time cross-spectral analyses. *J. Meteor. Soc. Japan*, **49**, 125–128.
- Hoskins, B. J. and T. Ambrizzi, 1993: Rossby wave propagation on a realistic longitudinally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1661–1671.



- Hoskins, B. J. and D. Karoly, 1981: The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, **50**, 1179–1196.
- Hsu, H.-H. and S.-H. Lin, 1992: Global teleconnections in the 250-mb streamfunction field during the northern hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1169–1190.
- Kiladis, G. N. and K. M. Weickmann, 1992: Circulation anomalies associated with tropical convection during northern winter. *Mon. Wea. Rev.*, **120**, 1900–1923.
- Percival, D. B. and A. T. Walden, 1993: *Spectral analysis for physical applications*. Cambridge Univ. Press, New York, 583pp.
- Shapiro, L. J. and S. B. Goldenberg, 1993: Intraseasonal oscillations over the Atlantic. *J. Climate*, **6**, 677–699.
- 寺尾 徹 , 1995: 北半球夏季における中緯度の 20-30 日周期変動について. 京都大学防災研究所年報, **38B-2**, 259–272.
- 寺尾 徹 , 1997: 偏西風帯にトラップされた長周期ロスビー波の波長について. 京都大学防災研究所年報, **40B-2**, 213–229.
- Terao, T. , 1998: Barotropic disturbances on intraseasonal time scales observed in the midlatitude over the Eurasian Continent during the northern summer. *J. Meteor. Soc. Japan*, **76**, 419–436.
- Terao, T. , 1999: The zonal wavelength of the quasi-stationary Rossby waves trapped in the westerly jet. *J. Meteor. Soc. Japan*, **77**, 687–699.
- Yanai, M. and T. Nitta, 1968: Finite difference approximations for the barotropic instability problem. *J. Meteor. Soc. Japan*, **46**, 389–403.
- Yang, G.-Y. and B. J. Hoskins, 1996: Propagation of Rossby waves of nonzero frequency. *J. Atmos. Sci.*, **53**, 2365–2378.