

# 南半球の定在波の伝播の変動に関する解析

稲津 将<sup>†</sup> (北海道大学大学院理学研究院)

## 1. はじめに

南半球の定常波は北半球のそれに比べて振幅が小さい。北半球には大規模定常波の確固たる強制源としてロッキー山脈やヒマラヤ山脈が存在するのにに対し、南半球にはそのような大規模定常波の強制源に足るだけの山岳は存在しない。それでも南半球冬季には北半球冬季の半分程度の振幅を持った定常波動が存在する。南緯 30 度より北の南半球亜熱帯には東西波数 1 の定常波があって、上部対流圏で見ると東半球 (インド洋から西太平洋) 側に定常高気圧が西半球 (東太平洋から大西洋) 側に定常低気圧が存在する。南緯 30 度より南の亜寒帯域には東西波数 2 から 3 の定常波がある。南極の周辺にはニュージーランドの南方沖とベーリングスハウゼン海に 2 つの定常高気圧があって、南アフリカの南方に定常低気圧が存在する。東西風で見ると、大西洋からインド洋には南緯 40 度から 50 度付近に強風帯がある。南アフリカの南東域およびニュージーランド付近に気候値で見たときに明瞭なダブルジェット構造となる。東太平洋では東西風は弱い。

南半球冬季の定常は変動に関する研究も数多くなされてきた。東西平均風については、シングルジェットとダブルジェットの間で長周期変動が定常波との関連で調べられている (Shiotani 1990; Yoden et al. 1987)。これらの変動は近年、南半球環状モードとして整理され、そのトレンドは地球温暖化のシグナルとして議論を呼んでいる (Thompson and Wallace 2000; Thompson et al. 2000)。一方、熱帯の変動が南半球の循環に及ぼす影響についても幾つかの報告がある。Renwick (1998) や Renwick and Revell (1999) は南西太平洋におけるブロッキングが ENSO と関係する熱帯の加熱偏差によるものと示唆した。

図 1 は、Inatsu and Hoskins (2004) が HadAM3 大気大循環モデルを用いて行った数値計算の結果である。この大気モデルは気候値の海面水温を境界条件として時間積分を行うと、現実に見られる南半球冬季の気候値の定常波を良く再現する (図 1a)。この大気大循環モデルに熱帯の海面水温に限り気候値を東西平均化して境界条件としたところ積分の結果は南半球の定常波を多いに減ずるものであった (図 1b)。気候値では南向き発散風が赤道インド洋に於いてどの経度よりも卓越している。上部対流圏におけるインド洋亜熱帯高気圧が波源となってニュージーランド付近に至る波列が、気候値として卓越している。熱帯の海面水温を東西一様化するとその波列が消える。Inatsu and Hoskins (2004) ではこのように説明している (図 1 の矢羽根は定常波の活動度フラックスである; 詳しくは第 2 節を参照のこと)。彼らは、従って熱帯起源の強制力は南半球の定常

波にとって重要であると結論づけた。しかし、Karoly et al. (1989) はデータ解析の立場から、インド洋上を通過するロスビー波列の成因として重要でないと示唆していた。

本研究の目的は、南半球冬季に見られるインド洋からニュージーランドに至る定常波列に対し、熱帯からの寄与はどの程度のものなのかを考察することにある。そのために 1979 年から 2001 年までのデータの解析と Inatsu and Hoskins (2004) の数値実験の結果をつき合わせて比較する。また、南半球冬季の気候値に対しては特に波動伝播と関係の深い部分について、渦度方程式の収支を考えて、その成因を分析する。

## 2. データと解析手法

ここで利用したデータはヨーロッパ中長期予報センター (ECMWF) 再解析データ ERA40 である。6 時間

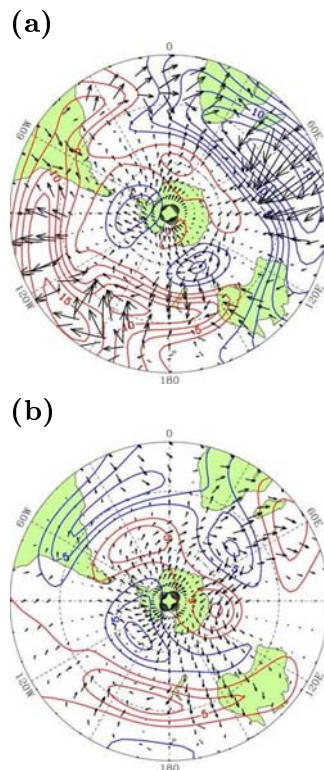


図 1. (a) 気候値の海面水温を与えた HadAM3 大気大循環モデル実験における 6 月から 8 月までの 200hPa における定常波動の流線函数 (等値線) と定常波動に対する波の活動度フラックスの水平成分 (矢羽根)。等値線は  $2.5 \times 10^6 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$  間隔で、ゼロ線は省いた。赤は低気圧を、青は高気圧を表す。図は南極を中心として投影図で図の外縁は赤道である。大陸は緑で表した。(b) (a) と同じ。但し、熱帯域 (北緯南緯ともに 20 度より赤道側) の気候値の海面水温を東西一様化して与えた実験の結果。

<sup>†</sup>連絡先: 〒 060-0810 札幌市北区北 10 条西 8 丁目 北海道大学理学 8 号館 E-mail: inaz@mail.sci.hokudai.ac.jp

毎のデータを元に月平均値や気候値を計算した。南半球に於いて衛星観測が豊富になった 1979 年から 2001 年の 23 年間のデータのみを用いた。

本研究の解析で用いる定常波の活動度フラックス  $W$  は、流線函数  $\psi$  に対して

$$W = \frac{p}{2} \left( \begin{array}{c} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial x} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial x} - \bar{\psi}^* \frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial x^2} \\ \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial x} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial y} - \bar{\psi}^* \frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial x \partial y} \\ \frac{f^2}{N^2} \left\{ \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial x} \frac{\partial \bar{\psi}^*}{\partial z} - \bar{\psi}^* \frac{\partial^2 \bar{\psi}^*}{\partial x \partial z} \right\} \end{array} \right) \quad (1)$$

と定義される (Takaya and Nakamura 2001)。但し、 $p$  は規格化気圧、 $f$  はコリオリ因子、 $N$  はプラントパイサラ振動数、バーは時間平均、そして星印は東西平均からのずれを表す。WKB 近似の下で  $W$  は線形定常ロスビー波の群速度に平行であり、波のエネルギーの流れを表現することができる。さらに、このフラックスは波の位相に依存しないという特長がある。

第 3 節では、渦度方程式の収支解析を行う。時間平均東西偏差渦度方程式は

$$\frac{\partial \bar{\zeta}^*}{\partial t} + [\bar{v}_\psi] \cdot \nabla \bar{\zeta}^* + \bar{v}_\psi^* \cdot \nabla [\bar{\zeta}] = -\nabla \cdot ([\bar{v}_\chi] \bar{\zeta}^*) - \nabla \cdot (\bar{v}_\chi^* [\bar{\zeta}]) - \nabla \cdot (\bar{v}^* \bar{\zeta}^*) - \mathcal{T} \quad (2)$$

と書ける。 $v$  は東西風および南北風 ( $u, v$ ) の 2 成分を有する水平風ベクトルであり、ヘルムホルツ分解定理から回転成分  $v_\psi$  と発散成分  $v_\chi$  に分解できる。相対渦度は  $\zeta = \nabla^2 \psi$  であり、そして  $\mathcal{T}$  は移動性擾乱による渦フラックス発散を含む残差とする。 $\mathcal{T}$  は必ずしも小さいとは限らないが、データ解析の都合により計算していない。第 3 節にある定常波動の議論の際には、式 (2) の中でも特に卓越している東西平均風による相対渦度の移流  $[\bar{u}] \frac{\partial \bar{\zeta}^*}{\partial x}$ 、コリオリ因子による渦管の伸縮  $-f \bar{D}^*$ 、そして惑星ベータ項  $-\beta \bar{v}_\chi^*$  の 3 者が重要である。ここで発散は  $D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$ 、惑星ベータ  $\beta = \frac{df}{dy}$  である。東西平均風に伴う相対渦度の移流は式 (2) の左辺で卓越する項であり、残りの 2 つは同じく右辺で卓越する項である。式 (2) がこれら 3 項のバランス

$$[\bar{u}] \frac{\partial \bar{\zeta}^*}{\partial x} = -f \bar{D}^* - \beta \bar{v}_\chi^* \quad (3)$$

であると考え、左辺は渦度の回転成分に関わる項で、右辺は渦度の発散に関わる項と考えることができる。気候値の定常波動を議論する際に、もし発散に関わる項のすべてが熱帯起源であると仮定できれば、熱帯起源の発散風強制に対する中緯度の回転風の応答と考えることができる。右辺第 1 項が主たる強制力であるとすると、南半球の場合、収束域の東に定常低気圧、西に定常高気圧が配されることとなる。一方、右辺第 2 項が主たる強制力であるとすると、南向き発散風のあ

る東に定常高気圧、西に定常低気圧が配されることとなる。ただし、ほとんどの場合、このように発散に関わる項のすべてを熱帯起源とすることはできないことに注意を要する。特に中緯度域の発散は移動性擾乱によって作り出されていることが多い。

### 3. インド洋における定常波の気候値

第 1 節で述べたように、南半球冬季に亜熱帯で東西波数 1 の、そして亜寒帯で東西波数 2 から 3 の定常波が卓越する。図 2a は 7 月の南半球冬季の対流圏上層の定常波である。亜熱帯の定常波は東半球側の高気圧性循環と西半球側の低気圧性循環によって特徴づけられる。東半球側のインド洋亜熱帯高気圧から定常波のエネルギーが大圏航路に沿って伝播し、インド洋亜寒帯の定常低気圧、ニュージーランドの南の定常高気圧、そしてニュージーランドの北東の定常低気圧までに至る波列を作り出す。その他の波列として、南極周辺のベーリングスハウゼン海にある定常高気圧から南大西洋の定常高気圧、そして南アフリカ付近の定常高気圧に至るものがエネルギー伝播しているように見える。但し、南極付近はロスビー波の侵入禁止領域であるため、波源に関しては別途議論が必要であろう。

図 2b は対流圏上層の速度ポテンシャルと発散風ベクトルの 7 月の気候値である。7 月は東南アジア付近に北半球側の対流の中心がある為、上部対流圏のインド洋からインドネシアにかけて  $3 \text{ m s}^{-1}$  を超える強い南向き発散風が存在する。そして、その発散風は南アフリカ付近で収束している。これらの発散風場の特徴のすべてが熱帯を起源とするわけではない。しかし、少なくともインド洋亜熱帯に於ける南向き発散風は熱帯の対流活動の東西非対称性を起源とすると考えても良いであろう。

このような対流圏上層の定常波と水平風の収束発散の特徴に比べ、対流圏下層は一部に趣きの異なる様相を呈している。インド洋亜熱帯には大きな定常低気圧があるが、それは上層の定常高気圧の作用中心より 10 度程度北に位置している。マダガスカル以南には定常高気圧が存在するが、この高気圧の上空にはインド洋亜熱帯から伸びる高気圧がある。つまり、この高気圧は順圧的である。対流圏下層に於いても、インド洋亜寒帯に定常低気圧、ニュージーランドの南に定常高気圧、そしてニュージーランドの北東に定常低気圧が存在する。上層と下層との間で、これらの定常渦の作用中心に多少のずれはあるが、上層でロスビー波列をなしている定常渦はすべて順圧的であると見做して良い。亜熱帯高気圧全般の水平鉛直構造およびその成因について、Miyasaka (2005) に精緻な統計的力学的解析がある。ここでは、特にインド洋上の波動伝播の要となる高気圧にのみ注目した解析を示す。以降、東経 30 度から 70 度、南緯 25 度から 50 度の領域の順圧的な高気圧をマスカリン高気圧と呼び、東経 70 度から 110 度、南緯 10 度から 25 度の領域の傾圧的な定常波 (上層で高気圧、下層で低気圧) を上層の特徴を捉えてインド洋亜熱帯高気圧と呼ぶ。

第 2 節の渦度方程式の診断に基づいて、マスカリン

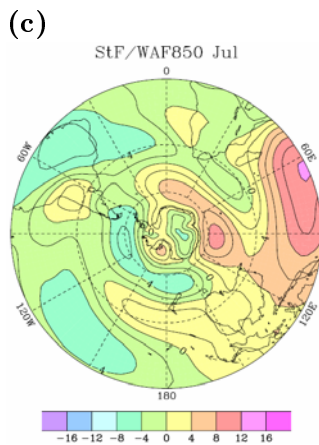
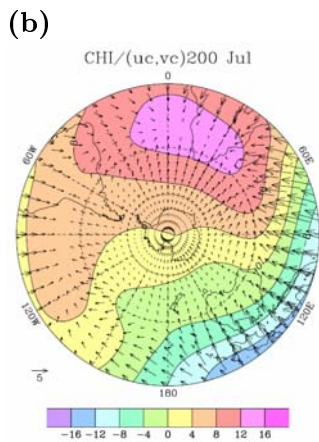
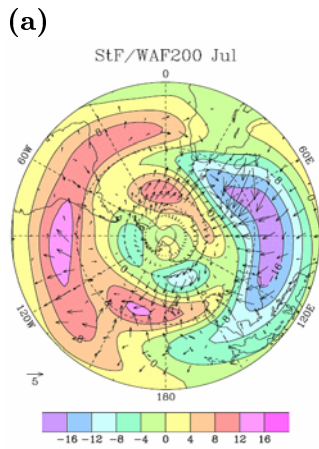


図 2. 1979 年から 2001 年までの ECMWF 再解析データを元にした (a) 7 月の気候値の 200hPa における流線関数 (等値線と陰影; 共に値は下のカラーバーによって表される) と定常波の活動度フラックス (式 1、矢羽根; 図右下には基準として  $5\text{m}^2\text{s}^{-2}$  のベクトルを附した)。 (b) 7 月の気候値の 200hPa における速度ポテンシャル (等値線と陰影; 共に値は下のカラーバーによって表される) と発散風ベクトル (矢羽根; 図右下には基準として  $5\text{m s}^{-1}$  のベクトルを附した)。 (c) (a) と同じ。但し、850hPa における流線関数。

高気圧とインド洋亜熱帯高気圧について、その成因を議論する。本節の以下での話はすべて上層 200hPa に於けるものとする。式 (2) の各項を南半球大気で計算したところ、やはり式 (3) の 3 つの項だけが卓越して

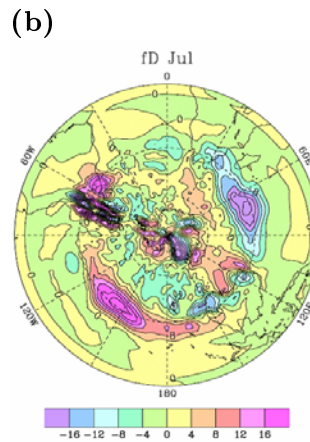
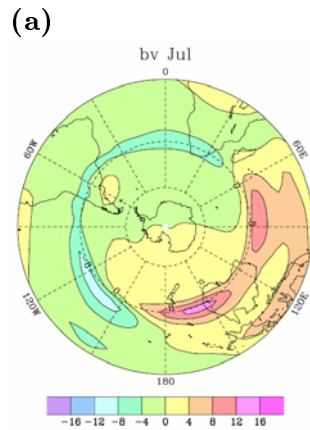


図 3. 時間平均東西偏差渦度方程式における卓越する 2 つの項。 (a) 惑星ベータ項  $-\beta\bar{v}_\chi^*$  と (b) 渦管の伸縮  $-f\bar{D}^*$ 。各項の定義は第 2 節を参照のこと。等値線および陰影間隔は  $4.0 \times 10^{-11}\text{s}^{-2}$  である。

いた (図略; 但し、 $\tau$  はここでは議論していない。別途議論が必要である)。まず、惑星ベータ項の極大は、東経 80 度南緯 25 度付近にある。さらに赤道側を見るとインド洋上でその値は正である (図 3a)。これは明らかにインド洋上に於ける強い南向き発散風と関係する (図 2b)。惑星ベータ項を強制力として回転風を励起するとすれば、その東に高気圧性循環を作る。実際、インド洋亜熱帯高気圧は惑星ベータ項の極大値から見て東に伸びている (図 2a)。一方、渦管の伸縮項はマダガスカル島の南東、東経 70 度、南緯 35 度に極小がある (図 3b)。これはこの付近にある水平風の収束と関係する (図 1b)。渦管の伸縮の極小が強制力となる場合、東には低気圧、西には高気圧が配されるが、確かにマスカリン高気圧はこの極小の西に位置し、同じ緯度から見てインド洋から太平洋へかけての定常低気圧が伸びている。

上記、渦度方程式による診断の結果、順圧的なマスカリン高気圧と傾圧的なインド洋亜熱帯高気圧 (下層は低気圧) では成因が明らかに異なることが示唆される。インド洋亜熱帯高気圧は熱帯に於ける対流の東西非対称性に端を発する発散風の東西非対称をその成因とする。つまり、この高気圧は熱帯の直接的影響によって形成されると考えられる。一方、マスカリン高気圧

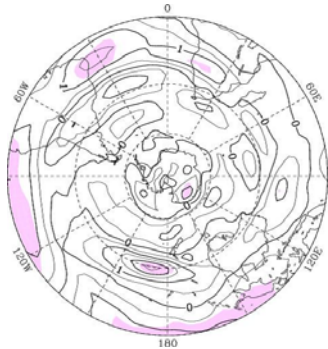


図 4. 1979 年から 2001 年までの ECMWF 再解析データを元にした 200hPa における赤道インド洋を横切る流れ (東経 30 度から 90 度と赤道南北 5 度を囲む領域平均の南向き発散風) に対する冬季 200hPa-300hPa で平均した東西風の回帰。等値線間隔は  $0.5 \text{ m s}^{-1}$  で陰影は有意水準 95% 以上のシグナルを含む領域。

は渦管の伸縮と関係していたが、これは移動性擾乱の活動の結果生じたものとする方が適当である。つまり、この高気圧は中緯度の内部力学によって形成されたと考えられる。このように考えると亜熱帯インド洋からニュージーランドに至る定常ロスビー波列は純粋に熱帯だけの効果で決まるものなのか、再考する必要がある。その為に、まず第 4 節では冬季の経年変動として、気候値同様にインド洋熱帯の効果が南半球の波動伝播に関係するかを調べる。次に、第 5 節ではマスカリン高気圧の強弱をインデックスとして、中緯度の力学がインド洋の波動伝播の変動にどのような影響を及ぼすかを調べる。

#### 4. インド洋熱帯域の変動の効果

南半球の冬季には気候値の定常波動は、インド洋亜熱帯を波源とする定常ロスビー波によって特徴づけられる。波源に当たるインド亜熱帯には、この波動の強制力となるべき発散風成分が存在する。これは明らかに北半球側の強い対流活動に関係したモンスーン循環の一部である。気候値でみたとき確かに冬季の特徴として、赤道インド洋を横切る流れと南半球の定常波動が関係していることは数値実験 (図 1) より明らかになった。必ずしもそうなるとは限らないが、この実験結果を敷衍すると、対流圏上層において赤道インド洋を横切る流れの変動、つまりモンスーン変動が、南半球定常波動の変動に大きな影響を及ぼすであろうことが期待される。本節では、その仮説の真偽をデータ解析により明らかにしたい。なお、本節では以降、赤道インド洋を横切る流れを、東経 30 度から 90 度と赤道の南北 5 度の領域平均した南向き発散風として定義する。この領域を多少東西南北にずらしても以下の議論には抵触しない。

図 4 は赤道インド洋を横切る流れに対する東西風の回帰図である。気候値でみられたインド洋からニュージーランドに至る定常波動域のほとんど至るところで有意なシグナルが見られない。ニュージーランド付近のごく小さな領域に有意なシグナルがあって、この東西風は確かに気候値のそれと似ているものの、若干南

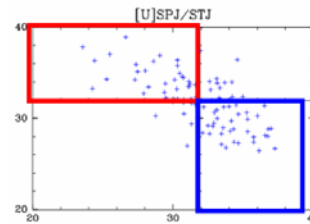


図 5. ECMWF 再解析データを元にしたインド洋上の亜熱帯ジェット域 (東経 30 度から 90 度、南緯 22.5 度から 35 度の領域) と亜寒帯ジェット域 (東経 30 度から 90 度、南緯 40 度から 60 度の領域) における領域平均 250hPa の東西風速の 1979 年から 2001 年の 6 月から 9 月の各月の散布図。縦軸が亜熱帯ジェットで横軸が亜寒帯ジェットの風速の値。赤枠は亜熱帯ジェットが強く亜寒帯ジェットが弱い場合で、青枠は亜寒帯ジェットが強く亜熱帯ジェットが弱い場合であり、双方共に 35 例ある。

にずれている。このシグナルについて念のため確認する。今、気候値のニュージーランド付近の対流圏上層東西風を特徴づけるダブルジェットのインデックスとして  $u_1 - 2u_2 + u_3$  を考える。但し、 $u_1$  は南緯 25 度から 40 度で、 $u_2$  は南緯 32.5 度から 50 度で、 $u_3$  は南緯 42.5 度から 65 度で、それぞれ平均しさらに東経 140 度から西経 160 度及び 200hPa から 300hPa の領域で平均した東西風である。このインデックスが正の時には亜寒帯ジェットと亜熱帯ジェットが共に強く、典型的な冬季の気候値を表す。しかしながら、このインデックスの変動と赤道インド洋を横切る流れの変動との間には、有意な相関は見られなかった。冬季経年変動について言えば、相関係数はわずかに 0.14 であった。

本節冒頭の期待と異なり赤道インド洋を横切る流れの変動は南半球の定常波動の変動とはほとんど関係なかった。1つの理由は、赤道を横切る流れの変動が大きい経度は、気候値の値が大きい経度と異なることにある (図略)。気候値の最大値はインド洋の中心部にあるが、変動の最大値はインドネシア付近にある。従って、赤道を横切る流れで南半球定常波動に影響するのはむしろ南太平洋域である。例えば、序説にて述べたようにエルニーニョ南方振動 (ENSO) のシグナルが PSA パターンを通じてベーリングスハウゼン海のブロッキング高気圧に関係するという研究がある。そして何よりの理由は、次節で議論するように気候値で明瞭に見られるインド洋からニュージーランドにかけての波列の変動は、熱帯以外の理由によって大きく変動するためである。この変動は移動性渦活動に関係するのであるが、次節ではその初期的解析を述べる。

#### 5. 中緯度内部力学の変動

本節では、インド洋からニュージーランドにかけての波列が中緯度の力学によってどのように変動するかを調べる。ここでは、その鍵となるマスカリン高気圧の強弱を決めるインデックスを導入する。7月の南半球の東西風の気候値を書くと、丁度マスカリン高気圧の付近にダブルジェットの構造が見られる (図略)。これはマスカリン高気圧の強弱の変動に応じた亜熱帯ジェ

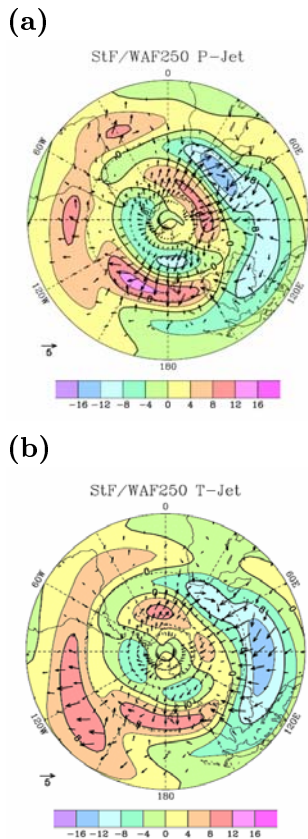


図 6. (a) 亜熱帯ジェットが強い場合と (b) 亜寒帯ジェットが強い場合における定常波動 (等値線と陰影) と定常波の活動度フラックスの水平成分 (矢羽根) の合成図。等値線および色影の間隔と矢羽根の大きさはすべて図 2a と同じ。

トが強い場合と亜寒帯ジェットが強い場合との重ねあわせであると考えられる。図 5 はこの経度帯に於ける亜熱帯ジェットと亜寒帯ジェットの風速を 1979 年から 2001 年の 6 月から 9 月の毎月に対し、プロットしたものである。これを見ると、亜熱帯ジェットが強 (弱) い時、亜寒帯ジェットが弱 (強) いことがわかる。双方とも強い場合は全体の 15%、双方との弱い場合は全体の 8% に過ぎない。それぞれの平均値を境にして、亜熱帯ジェットが強く亜寒帯ジェットが弱い場合と、亜寒帯ジェットが強く亜熱帯ジェットが弱い場合の 2 つについて以下で考察する。両方の場合とも 35ヶ月が該当する。なお、前者はマスカリン高気圧が弱い場合に、後者はマスカリン高気圧が強い場合に対応する。

図 6a は亜寒帯ジェットが強いとき (マスカリン高気圧が強いとき) の定常波及び波活動フラックスの合成図である。気候値同様にインド洋からニュージーランドにかけての波列が見られる。気候値に比べて波の活動度フラックスおよび定常波の振幅は共に大きく、また波源がインド洋中央部よりマスカリン高気圧側ずれている。図 6b は亜熱帯ジェットが強いとき (マスカリン高気圧が弱いとき) の合成図である。気候値同様の波列は見られるが、インド洋亜熱帯高気圧以外、定常渦の強さおよび波の活動度フラックスの大きさは気候値に比べて小さい。前節に於ける結果と上記の結果を

合わせて考えると、インド洋からニュージーランドにかけての波列の変動は熱帯からの影響より、中緯度の力学が決められていると結論される。

この結論は、Inatsu and Hoskins (2004) の結果を非常に都合良く説明する。図 1 の 2 つの数値実験の相違は熱帯の強制力の有無にある。熱帯の強制力なしの場合 (図 1b)、このことは現実には起こり得ない場合であるが、定常波や波の活動度フラックスは著しく弱い。しかし、図 1b をよく注意してみると、インド洋亜熱帯高気圧は完全に消滅しているものの、マスカリン高気圧からニュージーランドに至る波列とそれに沿った波動の伝播が弱いながらもあることが確認できる。これは純粋に中緯度の力学のみによって励起された波動と考えることができる。図 6 における合成図解析は熱帯の強制力を同程度として、中緯度の強制力の大きさによって場合分けしたものである。従って、両者の差は中緯度強制力の強弱による波列の相違である。これはまさしく図 1b とよく一致する。

## 6. まとめ

本研究では、Inatsu and Hoskins (2004) で議論された南半球冬季のインド洋からニュージーランドにかけての定常波列に対する熱帯および中緯度の強制力による影響を、ECMWF 再解析データを用いて多角的に再調査した。その結果、気候値としては確かに熱帯の強制力による影響は大きい、変動は基本的に中緯度の内部力学に因っていることがわかった。特に、マスカリン高気圧の強弱は当該定常波列の強弱と大いに関係していた。また、マスカリン高気圧をインデックスとした合成図の差は熱帯の強制力を除いた Inatsu and Hoskins (2004) の数値実験の結果と一致した。

なお、本研究はデータ解析や数値実験の都合により幾つかの点で不完全である。データ解析の都合、移動性擾乱の解析を行わなかった為、マスカリン高気圧の形成が中緯度のどのような内部力学に因っているのかを明らかにしていない。さらに、Inatsu and Hoskins (2004) において実施できなかった南極の強制力の効果について見積もることも必要であろう。さもなくば、南極からマスカリン高気圧に至る波列について、これが純粋に中緯度の内部力学に因っているのか、それとも南極の地形が大なり小なり関係しているのか、評価することができない。これらは今後の研究課題として残されている。

## 謝辞

本研究に対し、廣田勇先生より文献の紹介を含めた貴重なご意見を頂いたことに感謝します。本研究は、文部科学省科学研究費若手 (B)063900000017 の研究費を用いた。図 1 の数値実験は著者が日本学術振興会特別研究員として Reading 大学滞在中に B. J. Hoskins 教授との共同研究として、H. Spencer 博士、L. Steenman-Clark 博士、L. C. Shafery 博士の助力の下で実施した。ECMWF 再解析データ ERA40 は KAGI21 によって収集されたものを <http://database.rish.kyoto-u.ac.jp/> よりダウン

ロードした。すべての図は地球電脳ライブラリーを用いて描いた。

## 参考文献

- Inatsu, M., and B. J. Hoskins, 2004: The zonal asymmetry of the Southern Hemisphere winter storm track. *J. Climate*, **17**, 4882–4892.
- Karoly, D., R. A. Plumb, and M. Ting, 1989: Examples of the horizontal propagation of quasi-stationary waves. *J. Atmos. Sci.*, **46**, 2802–2811.
- Miyasaka, T., 2005: The structure and formation mechanisms of the subtropical highs. *The Doctor Thesis, Graduate School of Science, The University of Tokyo*, 166pp.
- Renwick, J. A., 1998: ENSO-related variability in the frequency of South Pacific blocking. *Mon. Wea. Rev.*, **126**, 3117–3123.
- Renwick, J. A., and M. J. Revell, 1999: Blocking over the South Pacific and Rossby wave propagation. *Mon. Wea. Rev.*, **127**, 2233–2247.
- Shiotani, M., 1990: Low-frequency variations of the zonal mean state of the Southern Hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **68**, 461–471.
- Takaya, K., and H. Nakamura, 2001: A formulation of a phase-independent wave-activity flux for stationary and migratory quasi-geostrophic eddies on a zonally varying basic flow. *J. Atmos. Sci.*, **58**, 608–627.
- 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.
- Yoden, S., M. Shiotani, and I. Hirota, 1987: Multiple planetary flow regimes in the Southern Hemisphere. *J. Meteor. Soc. Japan*, **65**, 571–586.