

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

寺尾 徹

京都大学大学院理学研究科

要 旨

偏西風帯に trap される長周期 Rossby 波の東西波長について、東西一様な基本場に trap される解を求めることによって調べた。その結果、実際の偏西風帯付近の客観解析データに対応するような基本場設定のもとでは、ある周期を決めると、東進解と西進解それぞれ一つずつしか trap 解が存在しないことがわかった。また、東(西)進解の波数は、周期が短くなると大きく(小さく)なる。こうして理論的に予測される長周期 Rossby 波の特性は、客観解析データから得られる現実の波の特徴をよく説明する。

キーワード：季節内変動, ロスビー波, 偏西風帯

1. はじめに

中緯度の亜熱帯偏西風帯に沿った領域において、東西波長 4,000 - 6,000km の波列状の長周期 (10 日以上) Rossby 波が trap される現象がしばしば観測される。このような現象は、流線関数や等圧面高度の場においては主に 10-40 日周期帯で卓越している。例えば北半球の冬季については、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) が解析している。北半球の夏季については比較的研究が少なかったが、最近 Ambrizzi et al. (1995) Terao (1997a) などが解析している。

長周期 Rossby 波がしばしば偏西風帯に trap される理由は、その周辺での基本場の東西風速の南北分布 $U(y)$ から計算される定常 Rossby 波の局所的な全波数の南北分布 $K(y)$ (付録 I2 の式 (I.4) 参照) によって説明される。これは、Hoskins and Ambrizzi (1993) における K_0 と同じものである。長周期 Rossby 波の東西波数を k と置いた時、偏西風帯付近で $K > k$ 、周囲で $K < k$ となるような場合、この Rossby 波の南北構造は偏西風帯付近で波動型、周囲で減衰型となる。こうなるためには、偏西風帯付近の K が、周囲の K に較べて大きくなければならない。そのような時、偏西風帯付近の K より小さく、周囲の K よりも大きな東西波数 k を

持った長周期 Rossby 波のエネルギーは偏西風帯付近に集中する。すなわち、偏西風帯付近に trap される。そして、そういう領域をこの研究では、長周期 Rossby 波の waveguide と呼ぶ。偏西風帯は K がしばしば周囲よりも大きな値をもつ傾向がある領域であるため、長周期 Rossby 波の waveguide となりやすいと考えることができる。

このように、 K を用いた基本場の診断は、どの領域が長周期 Rossby 波の waveguide になるかを発見する強力な手段となる。しかし、長周期 Rossby 波の waveguide になるような東西一様な基本場上の波動解の振舞いについての考察はまだなされていない。この研究は、長周期 Rossby 波の waveguide になるような偏西風帯に沿った緯度帯の基本場をモデル化した β -平面上の東西一様な基本場上に trap される波動解のふるまいを調べることを主たる目的としている。また、そこで得られた解の特徴を、北半球夏季に見られる 2つの waveguide 付近での擾乱の構造の特徴と簡単に比較した。このような、周期の比較長い Rossby 波の伝播特性は、Hoskins and Kalory (1981) 以来、定常 Rossby 波の分散関係式に基づく ray-path theory によって診断的に調べられてきた。これを偏西風帯の長周期変動に対して応用した研究もしばしばなされている (Hsu and Lin, 1992; Hoskins and Ambrizzi, 1993)。これらとの関係についても議論する。

それぞれについて、以下に説明を加える。

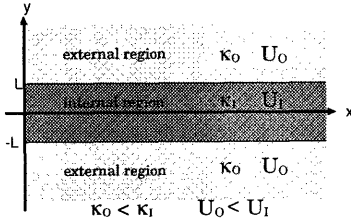


Fig. 1 A schematic figure showing the configuration of three layer model. The zonally oriented region where U and K are large is sandwiched by the smaller U and K regions.

2. で、この研究で用いた基本場について説明され、3. では、解を求めるために用いた方法と境界条件の与え方について概略が説明される。これらを用いて 4. では、計算の主要な結果が示される。5. では、計算の結果と、アジア夏季の waveguide について観測される結果との比較が行なわれ、6. では、ray-path theory に基づく理論との関係について考察する。7. は、結果のまとめである。方程式系や主要な式は、付録 I で導出される。

2. 基本場の設定

付録 II にあるように、 β -平面上の東西一様の基本場と、その上に存在する波動解を考える。この研究では、長周期 Rossby 波の waveguide となるような偏西風帯を表現する、いくつかの基本場の設定を用いる。いずれも偏西風の中心を $y = 0$ におき、基本場は $y = 0$ について南北対称に与える。偏西風の中心になるほど κ も U も大きな値となる。

基本場設定には大きくわけて二種類のものがある。第1は、偏西風帯の waveguide の状況を表現するように、極端に理想化したものである(詳細は 2.1 で説明される)。この理想化によって、解のあるまいについての分かりやすい解釈が可能になる。この場合基本場は、 $\kappa(y)$ と $U(y)$ を独立に定めることにより決定される。第2の基本場設定(以下 BS-2)は、より現実に近い基本場である(2.2 で説明される)。この場合基本場は、 $U(y)$ を定めることにより一意的に決定される。

いずれの基本場においても、 ω が小さい条件では critical latitude ができるだけ発生しないように、また、順圧不安定条件(Kuo, 1949)を満たさないように基本場を設定した。具体的には、 $\beta_0 > 0$ かつ $U > 0$ 。したがって、 $\kappa > 0$ 。

2.1 理想化された階段状の基本場

基本場の κ と U を南北に階段状に与える。つまり、Fig.1 に模式的に示しているような、3層構造の基本場を用いた。すなわち、偏西風帯の内部領域 ($|y| \leq L$) と外部領域 ($|y| > L$) とに分け、それぞれの領域について、一様な場のパラメータ κ と U を独立に与える。内部領域と外部領域におけるこれらの場のパラメータの値を、それぞれ添字 I と O で表現する。

今回おもに用いたのは、Fig.2(a) のような基本場のパラメータ設定の場合で BS-1 と名付ける。また、幅の広い waveguide の場合との比較のために BS-2 を(図は省略、Table 1 参照)。はっきりしない(waveguide 内外の κ の値の差が小さい) waveguide の場合との比較のため、BS-3 を用いた(Fig.2(b))。いずれも 40°N の waveguide を想定している。

また、BS-4, BS-5 は、現実に見られる waveguide との対応を調べるために用いた基本場である。詳細は 5.2 で説明する。

以上の階段状の基本場 BS-1 - BS-5 の各層での κ と U の値と、ジェット幅 ($2L$)、想定緯度 (ϕ) は、Table 1 にある通りである。

更に、結果の robustness を調べるために、上記の基本場に、小さな階段状の変位を加えた場合を解析した。基本場の変位のパターンは、Fig.2(f), (g), (h) のように、内部領域に与えるもの ($d_0(y)$)、外部領域にあって waveguide に近いもの ($d_1(y)$) と遠いもの ($d_2(y)$) の、3種類を用いた。

なお、注意すべきなのは、 κ は本来の refractive index K とは異なるものであるという点である(付録 I2 参照)。したがって、このような基本場で得られた結果は、次節で述べる、より現実的な基本場で検証される必要がある。しかし、この基本場設定は、偏西風帯付近の waveguide に trap される解の特性を決めるうえで最も重要だと思われる κ と U の waveguide 内外における値の分布を最も端的に表現しているので、これらの値の分布が波動の特性に与える影響について最もわかりやすい解釈を与えるものであり、重要である。

2.2 より現実的な基本場

基本場を U と、それに従属して定まる K によって設定する。偏西風帯を表現するために、中心部になるほど U も $\kappa(=K)$ も大きな値になるように設定される。計算に用いるのは、Fig.2(e) に示した基本場 (BS-5) であり、南北の境界の座標を $\pm 2000\text{km}$

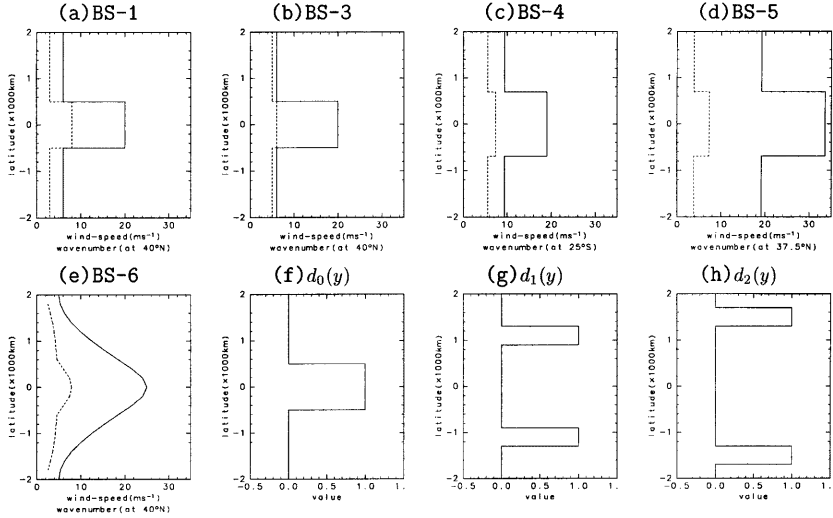


Fig. 2 (a)-(e)The basic states used in the present study. The profiles of the zonal wind velocity U and the pseudo refractive index κ are represented by solid lines and dashed lines respectively. The units of the horizontal axis are ms^{-1} for U and zonal wavenumber at specified latitude for κ . (f)-(h)The patterns of the displacements added for U and κ of the basic flows in order to assess the robustness of the solutions. The unit of the vertical axis is 1000km.

Table 1 The values of U , κ , latitude and the width of the internal region for the basic states BS-1-BS-5.

	κ_1	κ_0	U_1	U_0	ϕ	$2L$
BS-1	8.0	3.0	20.0	6.0	40.0°N	1000km
BS-2	8.0	3.0	20.0	6.0	40.0°N	2000km
BS-3	6.0	5.0	20.0	6.0	40.0°N	1000km
BS-4	7.3	5.5	19.0	9.4	37.5°N	12.5° \approx 1390km
BS-5	7.3	3.8	33.6	19.1	25.0°S	12.5° \approx 1390km

においた時、 $Y = 2000\text{km}$ を用いて

$$U(y) = 20 \begin{cases} -15 \cos(2\pi(y - Y)/3Y) \text{ms}^{-1} & (y \geq Y/4) \\ +5 \cos(2\pi y/Y) \text{ms}^{-1} & (|y| < Y/4) \\ -15 \cos(2\pi(y + Y)/3Y) \text{ms}^{-1} & (y \leq -Y/4) \end{cases}$$

とあらわされる。風速 U の最大値は 25ms^{-1} 、最小値は 5ms^{-1} 。 κ の最大値は約 7.9、最小値は約 2.6 である。なお、 κ は、Yanai and Nitta (1968) にお

ける離散化式から求める方法を用いて、 U と β から決定している。この基本場を計算する主な目的は、前節のような基本場を用いた計算で得られた主な結果を再確認することである。

3. 解のもともめ方

上述のような基本場上に存在する波動解を求めるために、以下のような2つの方法を用いる。

Table 2 The definitions of cases examined in the present study.

	basic state	perturbation		boundary condition	calculation method	N	note
		$\kappa(y)$	$U(y)$				
Case-1a	BS-1	-	-	$\pm\infty$	LM	-	
Case-1b	BS-1	-	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-2a	BS-1	$+2d_1(y)$	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-2b	BS-1	$+2d_2(y)$	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-2c	BS-1	$-2d_1(y)$	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-2d	BS-1	$-2d_2(y)$	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-2e	BS-1	$-2d_0(y)$	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-2f	BS-1	$-2d_0(y)$	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-3a	BS-1	-	$+4d_1(y)$	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-3b	BS-1	-	$+4d_2(y)$	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-3c	BS-1	-	$-4d_1(y)$	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-3d	BS-1	-	$-4d_2(y)$	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-3e	BS-1	-	$-4d_0(y)$	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-3f	BS-1	-	$-4d_0(y)$	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-4a	BS-3	-	-	$\pm\infty$	LM	-	
Case-4b	BS-3	-	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-4c	BS-3	$+2d_1(y)$	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-4d	BS-3	$-2d_1(y)$	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-4e	BS-3	$+2d_0(y)$	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-4f	BS-3	$-2d_0(y)$	-	$\pm 4000\text{km}$	DM	40	
Case-5	BS-6	-	-	$\pm 2000\text{km}$	DM	20	realistic
Case-6	BS-4	-	-	$\pm\infty$	LM	-	Asian waveguide
Case-7	BS-5	-	-	$\pm\infty$	LM	-	Australian waveguide

3.1 第1の方法 (layer-method: LM)

この方法は、 κ, U の値がその中で一様となるようないくつかの層に領域を南北方向に分割し、それらの境界で連続となるような、かつ waveguide に trap された解を求める方法である。したがって、理想化した基本場 (2.1) についてのみ適用される。解の求め方については付録 I6-(1) に示した。

3.2 第2の方法 (discrete-method: DM)

この方法は、Yanai and Nitta (1968) に従い、南北方向に離散化した方程式系における解の南北構造式 $\hat{\psi}(y)$ を、行列の固有値問題に帰着させて解く (付録 I6-(2)参照) というものである。この方法を用いれば、自由 Rossby 波の解に加えて、連続モードに対応する解をも含めて求めることができる。waveguide に trap された Rossby 波の解の範囲では、LM の結果とほぼ同一の結果が得られるはずである。

3.3 境界条件について

南北の境界は、以下の2種類のいずれかである。

- 無限遠境界。 $y = \pm\infty$ で擾乱が有限。
- 固体壁境界。 $y = \pm Y$ で擾乱の南北風がゼロ。

詳細は付録 I3 を参照。

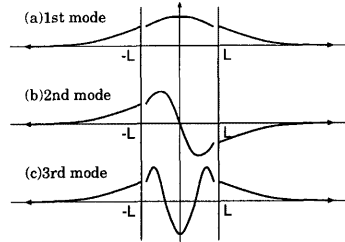


Fig. 3 A schematic diagram showing the shape of solutions. The shapes of 1st to 3rd modes are defined in (a) to (c), respectively.

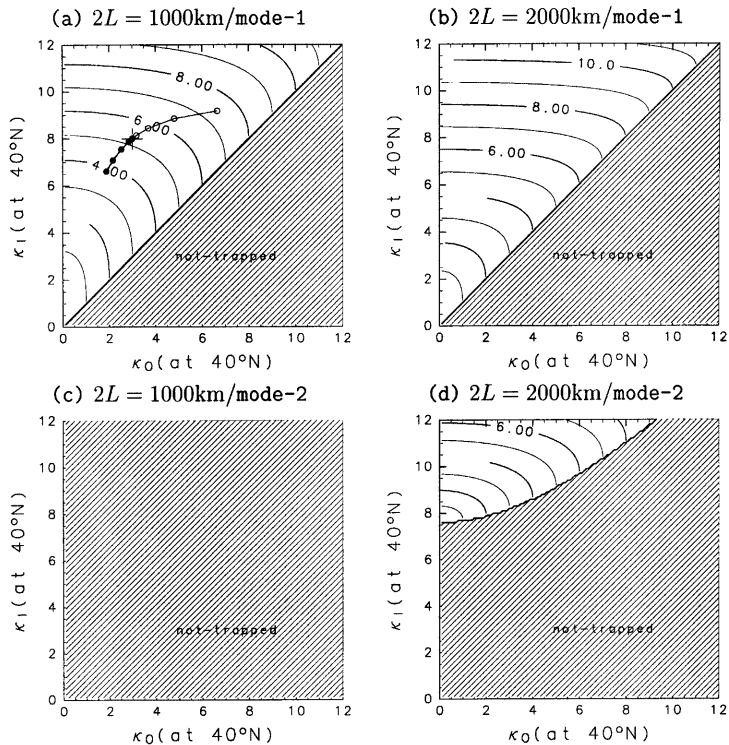


Fig. 4 The dependency of k on the variations of $\bar{\kappa}_1$ and $\bar{\kappa}_0$. The 1st ((a) and (b)) and 2nd ((c) and (d)) modes for narrow ($2L = 1000\text{km}$, (a) and (c)) and wide ($2L = 2000\text{km}$, (b) and (d)) internal regions. See text for the details of the curve and symbols in (a).

4. 計算結果

4.1 計算した基本場

基本場、基本場の変位、境界条件、計算方法の組合せにより、いろいろな場合についての計算を行った。これらの組合せを Table 2 に掲げる。

4.2 基本場の κ や L の違いと解の波数の関係

この研究で重要なのは、waveguide にトラップされた解である (付録 I4)。付録 I6 の方法によって、trap 解を求める。Fig.3 にあるように、内部領域では波動解、外部領域では exp 型の解の形をもった、境界条件を満たす解を求めることになる。

付録 I6 に示したように、内部領域の幅 $2L$ が与えられれば、各モードの trap 解の東西波数 k は、 $\bar{\kappa}_1$ 、

$\bar{\kappa}_0$ によって一意的に定まる。

まず、 $2L = 1000\text{km}$, $2L = 2000\text{km}$ の場合について、LM の方法で解の東西波数 k の $\bar{\kappa}_1$, $\bar{\kappa}_0$ 依存性を求める。結果を Fig.4 に示す。一般に k は $\bar{\kappa}_0$ と $\bar{\kappa}_1$ の増加 (減少) にともなって大きく (小さく) なるが、 $\bar{\kappa}_0$ よりも $\bar{\kappa}_1$ に対してより敏感である。第 2 モードの trap 解は、偏西風帯の幅が十分広い時に、また、 $\bar{\kappa}_1$ の値が十分大きく、 $\bar{\kappa}_0$ の値が十分小さい時に可能となる。しかし、通常、trap 解は 1 つだけしか存在しないことが予想される。

4.3 理想化された基本場 (case-1)

まず最も標準的な場合として、case-1a から得られる trap 解を求めて考察する。(1) の式 (I.14) を用いて case-1a の trap 解の個数を見積もってみ

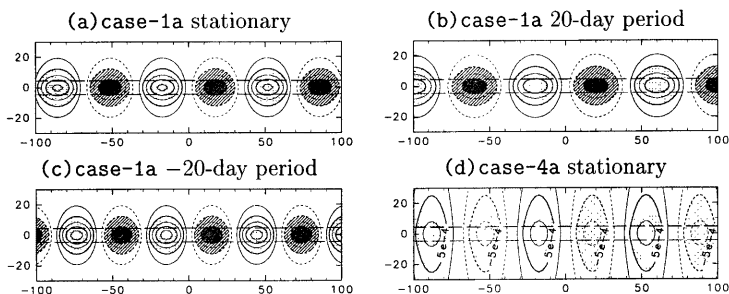


Fig. 5 (a)-(c)The spatial patterns of meridional wind for (a)stationary, (b)eastward and (c)westward propagating solutions with 20-day period for case-1a and (d)stationary solution for case-4a. Unit of horizontal axis is longitude at 40°N. That for vertical axis is relative latitude displacement from 40°N. The horizontal dashed lines indicate the boundary of the internal and external regions. Contour intervals are arbitrary. Zero contour is ignored. Shaded and hatched regions represent relatively strong southerlies and northerlies.

ると、一つしかないことがわかる。つまり、定常解については Fig.3(a) のような形をした第1モードの trap 解しか、このパラメータ設定では存在できない。なお、第2モードの定常な trap 解も存在できるようにするためには、内部領域の幅 $2L$ が $2.1 \times 10^3 \text{ km}$ よりも大きくならなければならない。

case-1a の定常な trap 解の東西波数 k は、Fig.4 上の、+ で示した座標 (3,8) における k の値と等しい (約 5.2)。case-1a における定常な trap 解の南北風の形状を Fig.5(a) に示す。東西に並ぶ波列状の構造がみられる。ここで、内部領域の幅は破線であらわした通りだが、波動はそれよりも大きく外側へ洩れていることがわかる。つまり waveguide の南北スケールよりも大きな南北スケールをもった波動が trap される。このことは、trap された波動が、waveguide の外側の状況を感じて伝播していることを示している。逆に言えば、waveguide の外側にも、trap された波動の影響が及ぶことを示している。Terao (1997b) は、アジアの 1983 年夏季の case study から、アジアの偏西風帯の waveguide を Rossby 波が伝播する時、その南側の critical latitude 付近で北向きの正味の熱フラックスが生じることを示した。これは、waveguide から洩れだした Rossby 波が周囲の場に影響を及ぼしている事例だと考えられる。

ところで、case-1a についての定常な非 trap 解は、 $k < \kappa_0$ となるような波数領域において、無数に存在する。

4.4 位相速度と擾乱の波数

次に、case-1a の周期的な trap 解を求める。付録 I2 で議論したように、これらの周期解を求めることは、それらの解に対応する $\bar{\kappa}_0$ と $\bar{\kappa}_1$ の軌跡を求めると同値である。したがって、case-1a のような場合の周期的な trap 解のふるまいは、Fig.4 上の、座標 $(\bar{\kappa}_0, \bar{\kappa}_1)$ の軌跡として簡単に表現できる。このように簡単に表現できる理由は、 κ と U をともに階段状においたために、 $\bar{\kappa}(y)$ があらゆる位相速度 c について、階段状の profile を保つことができるようになったためである。

求めた case-1a の周期的な trap 解をあらわす軌跡を、Fig.4(a) に重ねた。東向き位相速度をもつ周期解 ($\omega > 0$) は ○ 付きの曲線で、西向き位相速度をもつ周期解 ($\omega < 0$) は ● 付きの曲線で、それぞれ示されている。周期は $\infty, 100$ 日, 30 日, 15 日, 10 日について記号で示してある。例えば、周期 10 日の西向き位相伝播する trap 解の k は、Fig.4(a) の軌跡の一番末端にある ● の位置における k の値を読み取ればわかる。この軌跡から分かることは、東向きの位相速度が大きいほど解の k は大きくなり、逆に西向きの位相速度が大きいほど k は小さくなるということである。東向き位相速度がある程度以上大きくなると、周期的な trap 解は存在しなくなる。

case-1a についての周期 20 日の東向き、西向き位相速度をもつ trap 解の空間構造を、それぞれ Fig.5(b), (c) に示す。確かに、西向き位相速度をもつ解の東西波長が東向き位相速度をもつ解よりも長い。また、西向き位相速度をもつ解の方がより南北方向のスケールが大きくなっていることも分かる。このことは、西向き位相速度をもつ解の

方が、トンネル効果など外部の影響を受けやすいであろうことを示唆する。

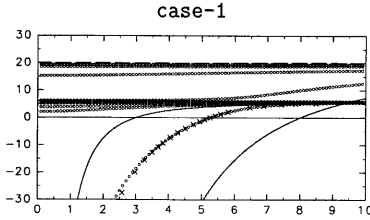


Fig. 6 The k - c diagram for solutions for case-1a and case-1b. The solutions for case-1a and case-1b are indicated by \times and o , respectively. Two thick solid curves show \bar{k}_0 and \bar{k}_1 . Two horizontal dashed lines indicate $c = 5$ and 25ms^{-1} .

解の k - c 空間におけるふるまいを、case-1a, case-1b の結果を用いて考察する (Fig.6)。解が trap 解であるためには、解の k が $\bar{k}_0 < k < \bar{k}_1$ の範囲にある必要がある。実際、case-1a の trap 解の k は、 $\bar{k}_0 < k < \bar{k}_1$ の範囲にある。また、case-1b の解曲線のひとつが、case-1a の解 (\times 印) のすぐ近くを通っている。case-1b の解のうち、 $\bar{k}_0 < k < \bar{k}_1$ を満たすものは、やはりこの一つしかないが、これが trap 解にあたる。境界条件の大きな違いにもかかわらず、case-1a と case-1b の trap 解にはほとんど違いがみられない。東向きの位相速度がある程度以上になって ω がある値よりも大きくなると、 $\bar{k}_0 < \bar{k}_1$ となる領域は存在しなくなり、trap 解は存在しなくなる。しかし、trap 解の解曲線は、 \bar{k}_0 と \bar{k}_1 の交点近くを通っており、 ω の値の限界ちかくに至るまで、trap 解が存在することを意味する。解の k は、位相速度が大きくなるにしたがって大きくなる。

その他の解は case-1b で求められているとおりである。そのうちのある部分は $U(y) = c$ となる緯度を持つ。残りの解は $U(y) = c$ となる緯度を持たない。前者は連続モードに対応する解であると考えられる。後者はトラップされない波長の長い解である。

以上をまとめると、

- BS-1 のような基本場設定をした場合、trap 解は各周波数に対して一つだけしか存在しない。
- ある程度以上大きな ω になると、 $\bar{k}_0 > \bar{k}_1$ となり、trap 解は、存在しなくなる。
- trap 解の東西波数 k は、周波数 ω が大きくなるにしたがって大きくなる。

4.5 基本場の変位に対する解の敏感性

以上のような case-1 の結果、基本場の変位に対する依存性について調べるために、

- 外部領域の基本場の κ に対して擾乱を加えた case-2a-case-2d。
- 内部領域の基本場の κ に対して擾乱を加えた case-2e, case-2f。
- 外部領域の基本場の U に対して擾乱を加えた case-3a-case-3d。
- 内部領域の基本場の U に対して擾乱を加えた case-3e, case-3f。

について計算を行なった (Fig.7)。

κ に対する依存性では、外部領域の基本場の変位に対する依存性が、内部領域に比べて非常に大きい (Fig.7(a), (b))。また、 U に対する依存性は、 κ と比較して小さい (Fig.7(c), (d))。内部領域での U の変化に対しても、解はほとんど影響を受けない (Fig.7(d))。この結果から、外部領域の基本場の変位に対して case-1a の結果は robust であることがわかる。これは、Fig.5(a) にあるように、外部領域に出ると波動の振幅が小さくなるためだと考えられる。

しかし、 κ_1 と κ_0 の値にそれほど大きな違いがない、相対的にはっきりしない waveguide の場合はどうであろうか。この点について調べるために、case-1a, b における BS-1 の代わりに BS-3 を用いた case-4a, b と、その基本場に対して変位を加えた case-4c-f について計算した (Fig.8)。やはり内部領域の変位に対する依存性が相対的に高いが、この場合はやはり case-2, 3 の場合に比べると強く外部の状況に左右されてしまっている。これは、case-1a の場合に比べて case-4a の場合は外部領域にでもあまり急速には波動の振幅が小さくならない (Fig.5(d)) ためだと考えられる。しかし、外部領域の変動に対する変動の幅はやはりそれほど大きくはない。なお、おもに境界条件の違いによって、case-4a と case-4b とが僅かに異なる。これも、外部領域に対する依存性が case-2, 3 にくらべて大きいことを示している。

これらの結果から、trap 解の k が、偏西風帯付近の状況によってほぼ一意に決定されることがわかる。例えば case-1 の基本場で定常な trap 解の持つべき波数は、波数 3 から 8 までの自由度がある。しかし、この研究で採用した方法によって計算すると、trap 解の東西波数は、より強い制約を受ける。特に内部領域と外部領域の κ に明瞭な差があるような場合には、結果は robust となる。しかし、外部と内部の κ にあまり差がないような場合は、内部と外部の κ の見積り方によって結果が左右される危険性があるので注意が必要である。

4.6 現実的な基本場についての計算

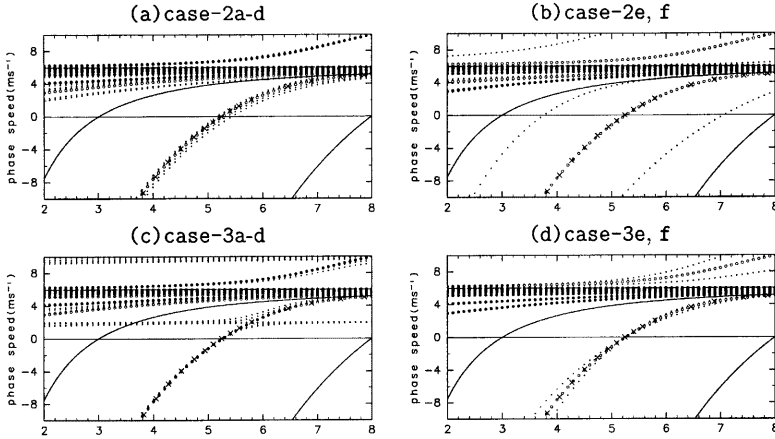


Fig. 7 The k - c diagrams for (a)case-1a,b and case-2a-d, (b)case-1a,b and case-2e, f, (c)case-1a,b and case-3a-d and (d)case-1a,b and case-2e, f. The solutions for case-1a, case-1b are represented by \times and \circ , respectively. Those for case-2a-f and case-3a-f are by dots.

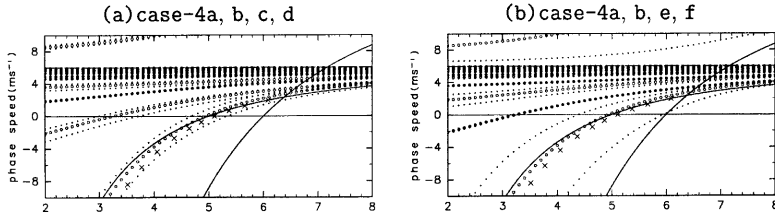


Fig. 8 The k - c diagrams for (a)case-4a-d and (b)case-4a, b, e and f. The solutions for case-4a, case-4b are represented by \times and \circ , respectively. Those for case-4c-f are by dots.

この研究との関係で重要なのは、 $c < 5\text{ms}^{-1}$ の領域に伸びている一本の解曲線である。すくなくとも 4ms^{-1} よりも小さい c の範囲では、 $|y|$ が大きくなるほど \bar{c} は小さくなるという、waveguide の特徴をもった基本場となっている。したがって、 $c < 4\text{ms}^{-1}$ の領域にある解曲線は、trap 解をあらわしていることがわかる。case-5 においても、trap 解はただ一つである。この解は、Yanai and Nitta (1968) の Fig.1 でしめされたような設定の中で唯一存在した Rossby 波の解 (Yanai and Nitta (1968) の Fig.3 参照) と対応するものである。なお、極めて大きな西風の領域では擾乱の空間スケールが大きくな

るため、境界条件の影響を受けており、trap 解とは言えないものにゆがめられている。

また、case-5 の trap 解についても、やはり case-1a 等と同様に、 ω 大きくなればなるほど波数 k が大きくなる。

3ms^{-1} で東進、西進する case-5 の trap 解の南北構造式の自乗 ($\Psi^2(y)$) の profile を Fig.10 に示す。明らかに、内部領域で大きな値を持ち、外部領域で指数関数的に小さくなるという、trap 解の特徴を示す。わずかであるが、西に伝播する解の方が東に伝播するものよりも南北スケールが大きい傾向があることについても、case-1 と同じである。

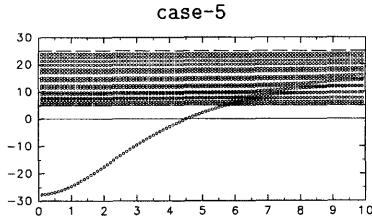


Fig. 9 The k - c diagram for case-5. The horizontal dashed lines indicates the maximum and minimum of U .

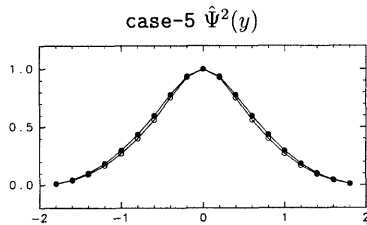


Fig. 10 The meridional structures Ψ^2 of the eastward and westward propagating solutions of case-5 are indicated by curves with open circles and closed circles, respectively.

case-5 の場合、すべての非 trap 解が $5\text{ms}^{-1} \leq c \leq 25\text{ms}^{-1}$ の範囲にあることが顕著な特徴である。これらは critical latitude を持った連続モードに対応する解である。一方、case-1a の場合、非 trap 解が必ずしも連続モードといえるものであるとはかぎらなかった。 κ を U と独立に求めると、連続モードではない解も多数得られたのに対して、 κ を U に適切に従属させて解を求めた場合、非 trap 解はすべてが連続モードになった。

以上の結果をより現実的な基本場についての計算 (case-5) を通じて検証する。検証する主な点は以下の通りである。

- trap 解の個数は制限されるか。
- trap 解の東西波数の位相速度依存性は同様か。
- 解の形態は似ているか。その位相速度依存性はどうか。
- 非 trap 解の振舞の似ているところと違うところ。

以下、これらについて逐次検討する。

Fig.9 に、 k - c 空間における解のふるまいを示す。case-5 の最も著しい特徴は、約波数 6 よりも小さな領域で 1 本だけ図の左下方向へ伸びている解をのぞいて、すべての解が $5\text{ms}^{-1} \leq c \leq 25\text{ms}^{-1}$ の範囲に存在しているということである。これら大多数の解は、critical latitude を持つ連続モード (Case, 1960) に対応すると考えられる。

5. 観測と理論的予測の関係

前節で得られた、東西方向に十分一樣な waveguide の trapped solution の特徴について、観測との対応関係を簡単に示す。そのために、北半球夏季と南半球冬季を代表する 2 つの waveguide を例に取り、理論的な予測と観測値との比較を行なう。

5.1 観測される Rossby 波の特徴

1980 年から 1993 年の北半球夏季における 300hPa の¹平均流から計算される K の値から、いくつかの waveguide が指摘できる (Fig.11)。そのなかから、北半球夏季を代表する waveguide として Asian waveguide を、南半球冬季を代表する waveguide として Australian waveguide を、それぞれ Fig.11(a) 中の矩形で示されているように定義する。

これらの waveguide 付近での南北風の 25-40 日周期成分の典型的な経度時間断面図を Fig.12 に示す。明瞭な定在波的模式を反映して、市松模様のようなパターンが見られる。しかしよく見ると、この市松模様は少し右下がりになりつつあることがわかる。このパターンを「傾斜市松模様」あるいは oblique checker pattern と表現する。傾斜市松模様は、波東 (波動の振幅が大きな経度範囲) が東へと移動しているということも表している。1980-1993 年のデータを用いて作成したこれらの waveguide についての時空間ラグ相関図 (Fig.13) から、このような傾斜市松模様を確認できる。特徴的なのは、3 つの異なるタイムスケールで傾斜市松模様が再現されているという点である。それぞれの waveguide については、どのタイムスケールでも東西波長がほぼ同じとなる。

これらの特徴をまとめると、以下のようなことが指摘できる。

- 経度方向によく節と腹が固定された定在波がみられる。
- 東向きの波東伝播が見られる。

これらの特徴を模式的にまとめると、Fig.14 のようになる。これを東進波と西進波の重ね合わせという

¹ このようなタイムスケールの順圧的な擾乱のふるまいは、300hPa の基本場と比較的よく対応することが知られているので、この気圧面のデータを用いた (Grose and Hoskins, 1979)。

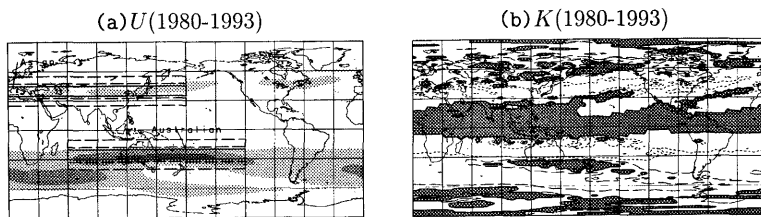


Fig. 11 (a)The climatological June-September 300hPa basic zonal flow derived from ECMWF data from 1980 to 1993. The larger U are shaded heavier. The thick rectangles represent the areas of waveguides. (b)The refractive index (K) calculated from U . Dotted contours and dashed contours are $K = 6$ and $K = 3$ respectively. Areas where $K^2 < 0$ are shaded.

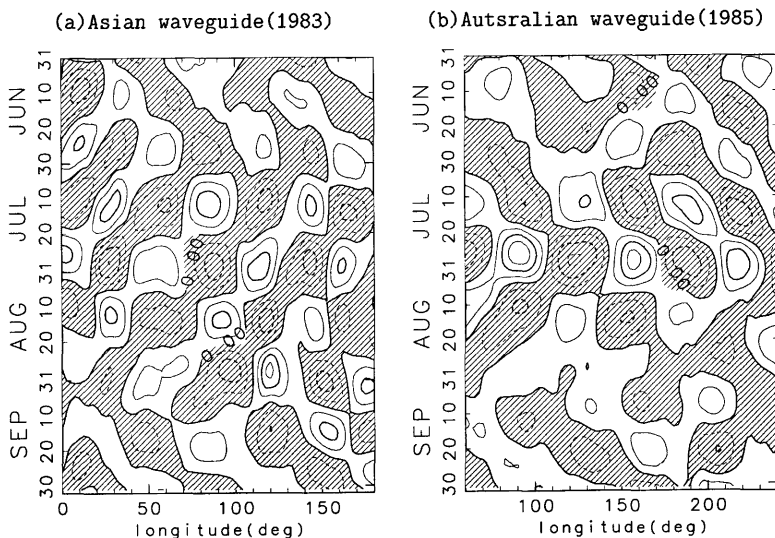


Fig. 12 The longitude-time sections for 20-40-day band pass filtered 200hPa meridional wind velocity (a)along the Asian waveguide in 1983 and (b)along the Australian waveguide in 1985. Negative areas are hatched. Contour interval is 2.5ms^{-1} . Negative contours are dashed.

視点で見ると、

- 東進波の方が西進波よりも位相速度の絶対値が小さい傾向がある。

と結論づけることができる。

そこで、観測される東進波と西進波の周期と東西波数の関係の特徴を明らかにするために、 wave-

guide に沿った領域での南北風についての時空間スペクトル解析を行なった。結果は Fig.15 に示す。図示する範囲では、周期帯にあまり関わりなく東進、西進波のパワーが見られる。特に、波数5-7あたりに集中してパワーの大きな領域が現われており、波数についての強い選択性があることがわか

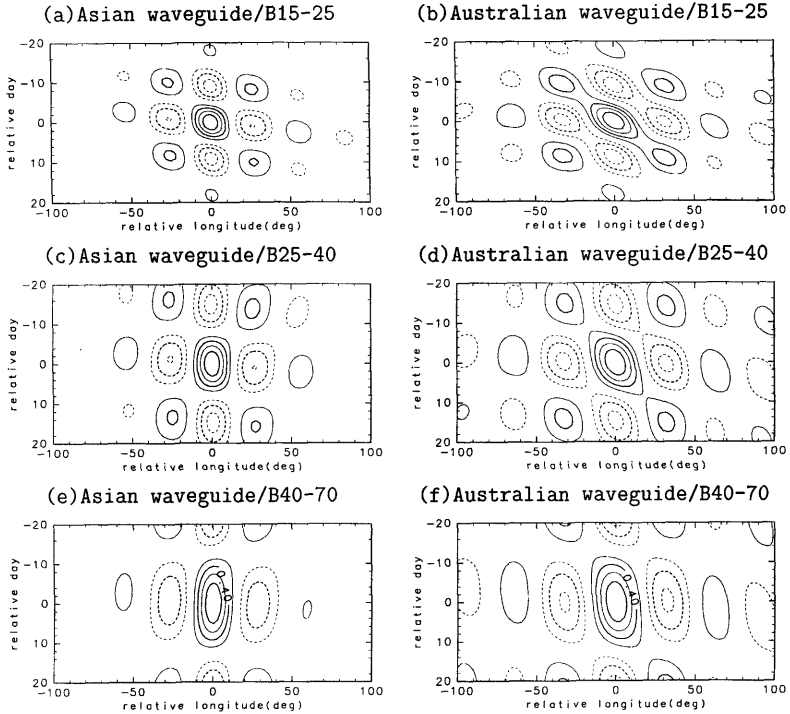


Fig. 13 Space-time lag correlations for band-pass filtered meridional wind velocity at 200hPa. The filters applied are 15-25-day band-pass filter((a), (b)), 25-40-day band-pass filter((c), (d)) and 40-70-day band-pass filter((e), (f)). (a), (c) and (e) are for Asian waveguide, and (b), (d) and (f) are for Australian waveguide. The horizontal and vertical axis indicate the relative longitude $\delta\lambda$ and the relative day δt , respectively. The values at $(\delta\lambda, \delta t)$ of space-time lag correlations are the correlation coefficients for the base point (λ, t) and reference point $(\lambda + \delta\lambda, t + \delta t)$, where the base point moves whole longitude grid within the area of waveguides and the dates between 20 June and 11 September in 1980-1993. Contour interval is 0.2. Negative contours are dashed. Zero contour is ignored.

る。南北風について見るかぎり、きわめて広い周期帯で waveguide に Rossby 波がトラップされていることがわかる。なお、流線関数で同様の解析をした場合、とりわけ周期の長い領域ではより波数の小さな擾乱が卓越し、波数 5-7 付近の擾乱は目立たなくなってしまう (図は示さない)。更に重要な特徴として、西進波については、周期が短くなるにしたがって波数の絶対値の小さい方向にパワーピークがシフトしており、東進波については、周期が短くなるにしたがって波数の絶対値の大きな方向にパワーピークがシフトしているということを指摘することがで

きる。この結果は、西進する波動の方が東進する波動よりも僅かながら組織的に東西波数が小さく、したがって、東進する波動の方が位相速度が小さくなるということを意味している。周期の最も長い領域では、東進波と西進波の波数には大きな違いは見られず、周期 ∞ で一致しているように見える。

なお、Yang and Hoskins (1996) も順圧モデルを用いて waveguide に trap される長周期 Rossby 波についての数値実験から、同様の波数の周期依存性を見出している。

次に、

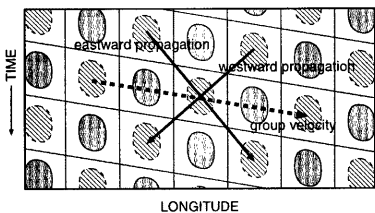


Fig. 14 A schematic longitude-time cross section representing the oblique checker pattern. The shaded areas and the hatched areas indicate southerlies and northerlies, respectively. The solid arrows show the westward and eastward phase propagations, while the dashed arrow shows the propagation of the wave packet, i. e., the group velocity.

- Fig.15 に示されたような、波数空間におけるパワーの分布と、その周波数依存性。
- Fig.12 に示されたような、明瞭な定在波パターンと東向き波束伝播パターン。

の再現性に注意して、予測される波動の構造を観測と比較する。

5.2 観測される波数と理論的に予測される波数との関係

Table 2 に示したように、case-6 と case-7 の基本場を定めた。case-6、case-7 はそれぞれ、Asian waveguide と Australian waveguide 付近の基本場から計算されたものである。いずれも、Fig.11(b) で実線と破線の矩形で示された waveguide の中心をはさむ領域についてそれぞれ平均の U と過度 $\partial\zeta/\partial y$ の南北経度の値を求め、それらの値を式 (1.4) に代入して求めたものである。

Fig.15 に、推測された $k-\omega$ 関係をプロットしてある。推測された $k-\omega$ 曲線は時空間スペクトルのピーク付近をとっており、5.1 で指摘したその主要な特徴をよく説明することがわかる。まず、パワーの集中する波数が一致している。また、周期が短くなるほど卓越する東進(西進)解の波数が大きく(小さく)なることについても対応している。

5.3 観測される傾斜市松模様の再現

Fig.13 にあるような傾斜市松模様は、Fig.14 の破線矢印で示されているように、東進波と西進波の重ね合わせで生じているようにも見える。5.1 で指摘したように、これら東進波と西進波の位相速度は微

妙に異なっている。すなわち、東進波の位相速度は西進波の位相速度よりも少し小さい。一方、Fig.15 の結果は、ある周期帯について見た時に、東進波の波数 k_e と西進波の波数 k_w との間に、 $|k_e| < |k_w|$ の関係があるということを示している。これらは互いに consistent な結果である。

そこで、case-1a について、20 日周期の東向きと西向きの解を求め、それらの運動エネルギーを均等にするようにしながら足しあわせてみる。この足しあわせたパターンについての時間経度断面を、 $y = 0$ に沿った経度時間断面で示す (Fig.16)。このように、東進/西進成分を足しあわせることによって、明瞭な定在波パターンと、東への波束の伝播をあらわすパターンが再現される。

多くの waveguide についてみられる傾斜市松模様は、この waveguide にトラップされるある周期帯の西向きと東向きの位相速度を持った 2 つの波動を重ねあわせたパターンとして認識できる。このような結果が得られる理由は、waveguide に trap される長周期 Rossby 波の東西波数が、ある周期を固定すると、東進解と西進解それぞれ一つずつに決まるという点に求めることができる。

6. Ray-path theory に基づく Rossby 波の waveguide の理論について

Rossby 波の伝播特性は、しばしば ray-path theory に基づいて議論される。この ray-path theory に基づく基本場の診断には、その上を伝播する Rossby 波のスケールが、基本場の変化のスケールに比べて十分小さいという仮定が前提されている。しかし、特に偏西風帯に沿った領域は、とりわけ南北方向に急激に場が変わる領域であり、WKB 近似を前提としている ray-path theory は、本来であれば破綻してしまう。実際、偏西風帯の waveguide はしばしばトラップされる波動の波長の何分の 1 というような極端にせまいものである。

これまでの議論では、

- まず ray-path theory に基づいて waveguide に trap される Rossby 波の東西波数の範囲を予測する。
- 実際に trap されている Rossby 波の波数が、あるいは数値モデルの中で再現される Rossby 波の波数が、予測される東西波数の範囲にあることを示す。

というかたちで ray-path theory が用いられてきた (Branstator, 1983; Hoskins and Ambrizzi, 1993; Yang and Hoskins, 1996; Terao, 1997)。すなわち、

- Rossby 波を trap する waveguide がどこに存在するかを発見する手段として
- 大雑把にどのような波数の Rossby 波が trap されるかを示す手段として

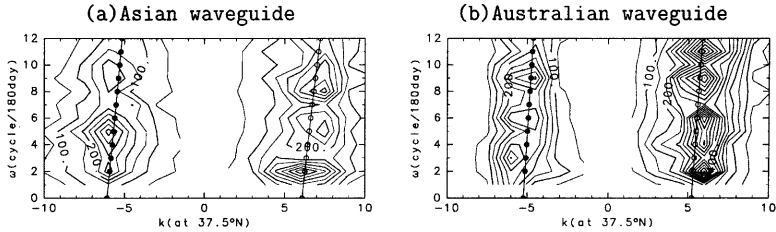


Fig. 15 The space-time spectrum of the meridional wind velocity at 200hPa along (a) the Asian waveguide and (b) the Australian waveguide averaged for 1980-1993 during the period between late May and early October. Contour interval is arbitrary. Theoretically predicted wavenumbers of the solutions for each frequency bands are superimposed. The eastward and westward propagating solutions are indicated by the curves with \circ and \bullet , respectively.

用いられ、多くの consistent な結果が得られた。その限りにおいて、ray-path theory の解析手段としての有効性は確認済みである。

しかし、その他の用途についての東西非一様な場における長周期 Rossby 波の伝播についての ray-path theory の適用においては、やはりその都度数値実験やデータ解析に基づいた検証が求められることに注意する必要がある。

もちろん、waveguide に trap される長周期 Rossby 波の形態を調べるためには、ray-path theory が前提としている南北方向にゆっくり基本場が変化するとしている仮定を一度外して議論する必要がある。この研究における、東西一様な場における議論は、その第一歩であるが、ray-path theory では得られない幾つかの重要な結果が得られた。最も重要なことは、trap される長周期 Rossby 波の解は、周期を固定した時、waveguide の幅の狭さによる強い制限を受け、通常、東進解と西進解それぞれただ一つに決まるということである。

ところが、ray-path theory に基づけばより広い東西波数領域の波束が trap されることになり、それらいろいろな波数の波動についての結果が示される。解の東西波数に強い制限が加わるというこの研究における結果を念頭におきながら、これらの関係について、慎重に検討することは今後の重要な課題である。

7. 結論

偏西風帯に trap される長周期 (10 日以上) の周期) Rossby 波の東西波長について調べるために、偏西風帯をモデル化した東西方向に一様な基本場に trap される解を求め、考察した。その結果、実際の偏西風

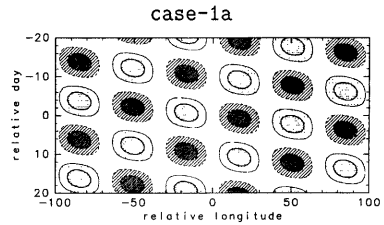


Fig. 16 The longitude-time cross section for the linearly superimposed meridional wind velocity of the eastward and westward propagating solutions with 20-day period for case-1a. The amplitudes of solutions are adjusted to have the same kinetic energies. Contour interval is arbitrary.

帯付近の客観解析データに対応するような基本場設定のもとでは、ある周期を決めると、東進解と西進解それぞれ一つずつに trap 解が制限されることがわかった。この制限は、waveguide の南北幅の狭さに強く関連している。

解の基本場の変化に対する依存性についても調べた。その結果、waveguide の中心付近における K の変化に対する依存性が大きく、waveguide の中心から離れた場所での基本場の変化や、中心付近における U の変化に対する依存性は小さいことがわかった。このことは、解の制限性が安定的であることを示している。

解の周期に対する波数依存性には、以下のような特徴が見られた。定常波の解の東西波数を k_0 とおくと、周期 $2\pi/\omega$ の東進解（西進解）の東西波数の絶対値 $k_e(\omega)$ ($k_w(\omega)$) は一般的に $k_e > k_0$ ($k_w < k_0$) を満たし、 ω が増加すると k_e も増加する (k_w は減少する) という特徴をもつ。この解は、 ω が大きくなるほど k_0 も大きくなるという特徴を持っている。

このような、waveguide に trap される長周期 Rossby 波の東西波数の実際の周波数依存性を調べるために、夏季北半球と冬季南半球において亜熱帯偏西風帯沿いにみられる 2 本の waveguide を例に取って、それらに沿った擾乱の時空間スペクトルを調べた。その結果、理論的に予測されるような波数-周期依存性が現実のデータにも見られることがわかった。2 本の waveguide 付近の基本場の値を用いて理論的に予測される波数-周期依存性は、定量的にも実測の時空間スペクトル分布とよい一致をしめす。waveguide への trap は、10 日から約 90 日周期に至る広い周期帯にわたってみられ、これらの周期帯全体にわたり理論と観測との一致が見られた。

偏西風帯に trap される長周期 Rossby 波は、様々な周期帯において、定在波的な構造を持つ。経度時間断面で見ると、「傾斜市松模様」と名付けた特徴的なパターン (Fig.14) を示す。このパターンは、東進波とすこしそれより東西波長の長い西進波の線形重ねあわせパターンとして捉えられる。さらに、波束（波動のエネルギーの大きな所）が東へと伝わるパターンを示している。この傾斜市松模様は、ある周期の東進解と西進解を重ねあわせることによって簡単に再現できることがわかった。また、trap 解の特徴によって、Yang and Hoskins (1996) による数値実験によって示された波長-周期依存性も説明される。

waveguide に trap される解は waveguide の外へ少なからず浸みだしている。そのため、波動は waveguide の外側の状況を多かれ少なかれ感じながら伝播し、逆に言えば、waveguide の外側にも波動の影響が及びうる。

これらの結果を東西一様な場における ray-path theory だけによって説明するのは困難である。東進解の波数を k_e 、西進解の波数を k_w とおいた場合、これらがあらかじめ $k_e < k_w$ という関係を持っていないからである。むしろ、waveguide が「能動的」に $k_e < k_w$ となるような東進、西進の解を選ぶような機構が存在しなければならない。この研究で示した waveguide 上を伝播する trapped solution の強い波数選択性は、このような waveguide の「能動性」についての重要な知見を与える。

今後、観測的な、あるいは数値モデルの計算を通じた結果の確認が更に必要である。また、東西方向の非一様性を取り入れた場合の waveguide 付近での

波動の振舞いについて理解するための理論の拡張が求められている。Simmons et al.(1983) 以来、順圧大気中の東西非一様な基本場における不安定モードと、季節内変動を含む長周期の変動との関係が論じられて来た。しかし、この研究では、不安定波は登場せず、基本的に中立波だけで議論を組み立てることができた。その意味では、東西非一様な場における安定な normal mode も含めた研究が求められていると言える。

謝辞

京都大学防災研究所の村松久史名誉教授には、多くの助言と援助をいただきました。深く感謝いたします。京都大学理学研究科の西憲敬助手には、議論を通じて多くの示唆をいただきました。お礼申し上げます。また、European Centre for Medium-range Weather Forecasts の客観解析データを利用させていただきました。解析や結果の出力にあたっては、地球流体電脳ライブラリを使わせていただきました。行列の固有値問題を解くために、LAPACK のサブルーチンを利用させていただきました。お礼申し上げます。

付録 I 方程式系と解の導出

付録 II 基礎方程式系

この研究では、 β -平面上の東西一様な基本場について線形化した順圧過度方程式系の東西方向へ波動状の構造をもった解のふるまいを中心に調べた。線形化した過度方程式は、

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

ここで、 U は東西一様流で β_* は基本場の絶対過度の南北微分 $\beta - \frac{d^2}{dy^2} U$ である。また、 ψ' は、擾乱の流線関数である。

東西方向に波動解を仮定する。

$$\psi' = \hat{\Psi}(y) \exp i(kx - \omega t) \quad (I.2)$$

k は実数であるが、 ω は一般的には複素数である。 ω の実数部分と虚数部分を ω_r と ω_i とそれぞれおくと、もし $\omega_i > 0$ となる解があれば、その解は、その振幅が時間的に指数関数的に発達する不安定解であることがわかる。もし $\omega_i = 0$ であれば、その解は中立解である。東西方向の位相速度は $c = \omega_r/k$ である。 $\hat{\Psi}(y)$ が波動の南北方向の構造を決める。これを式 (I.1) に代入して整理すると、 $\hat{\Psi}$ についての 2 階の常微分方程式が以下のように得られる。

$$(U(y) - c) \left(\frac{d^2}{dy^2} \hat{\Psi} + k^2 \hat{\Psi} \right) + \beta_* \hat{\Psi} = 0 \quad (I.3)$$

付録 I2 refractive index K と pseudo refractive index κ

ここで、refractive index K を以下のように導入する。

$$K^2 = \beta_* / U \quad (I.4)$$

さらに、dopplar-shifted refractive index \tilde{K} を、

$$\begin{aligned} \tilde{K}^2 &= \beta_* / (U - c) \quad (I.5) \\ &= K^2 \frac{U}{U - c} \end{aligned}$$

と定義する。すると、あらゆる y について $U(y) \neq c$ であるような場合について、式 (I.3) は、以下のように簡略化される。

$$\frac{d^2}{dy^2} \hat{\Psi} = (\tilde{K}^2 - k^2) \hat{\Psi} \quad (I.6)$$

なお、明らかに、 K は U の profile と独立に与えることはできない。しかし、本文にあるように、偏西風帯付近にトラップされる波動のふるまいを考察するためには、あえて K の U による束縛を緩め、独立に定めることは有意義である。そこで、そのようにして U と独立に pseudo refractive index (κ) の南北 profile を定め、これを K の南北 profile であるとして式 (I.6) 式を解くことにする。そして、 U によって決まる K についての計算も行なって、 κ を用いてえられた結果を検証する。

この場合基本場を決定するのは、 U, κ の南北 profile である。この研究では、定常波に対して waveguide としてふるまうような偏西風帯付近の状況を対象としている。そのような状況に合うように、 U も κ も、 $y = 0$ を中心に南北対称に、かつ $y = 0$ あたりで一番大きな値をもつような場合を考える。

付録 I3 境界条件の与えかた

領域の南北端については、2通りの境界条件を考える。第1に、境界を無限遠におき、解が発散しない、とする条件である。つまり、 $y \rightarrow \infty$ のとき、 $\hat{\Psi} \not\rightarrow \infty$ これを、無限遠境界と呼ぶ。第2に、境界を $y = \pm Y$ におき、そこで解の南北風がない、とする条件である。この場合、 $y = \pm Y$ で、 $\hat{\Psi}(y) = 0$ と考えればよい。これを、 $y = \pm Y$ における固体壁境界と呼ぶ。

付録 I4 解の導出と trap された解の判別

常微分方程式 (I.3) にこれらの境界条件を適用すると、一連の k と ω の組合せについて $\hat{\Psi}$ の解が得られる。これらの解の中で、waveguide にトラップされた解であるのか否かについては、その解の c にもなって決まる、 $\tilde{\kappa}$ の profile を、解の k と比較してみれば明らかとなる。

まず、 $\tilde{\kappa}$ が偏西風の中心部で大きな値を持ち、周辺に行くにしたがって次第に小さな値になって行く

ような、waveguide に特徴的な profile を持つ必要がある。そのうえで、その解の k が $\tilde{\kappa}$ の南北分布より推定される trapped wave が持ちうる東西波数の範囲におさまっていれば、waveguide にトラップされた解であると判断できる。つまり、

$$\tilde{\kappa}(y_1) > \tilde{\kappa}(y_2) \text{ for all } |y_2| > |y_1| \quad (I.7)$$

$$\max \tilde{\kappa} > k > \min \tilde{\kappa} \quad (I.8)$$

の両者の条件を満たしている時、その解は、trap 解であると判断する。そうでない場合の解を、非 trap 解と表現する。

付録 I5 位相伝播する trap 解の求め方

一般に、位相伝播する trap 解を求めるには、定常解を求める方法さえわかっているならば、以下のような手順をふめばよい。式 (I.6) から、ある基本場 profile $\kappa(y), U(y)$ について位相速度 $c = \omega_r / k$ で位相伝播する解を求めるということは、別の基本場 profile $\kappa' = \tilde{\kappa}$ 上の定常解を求めるということと同値である。言い替えれば、位相速度 c で位相伝播する trap 解を求めるには、 $\kappa(y)$ と $U(y)$ の profile と c を用いて式 (I.5) を用いて $\kappa'(y) = \tilde{\kappa}(y)$ を求め、その $\kappa'(y)$ profile についての定常な trap 解を求めればよい。 $\kappa'(y)$ についての波数が k の trap 解が求まったら、そこから c を用いて ω_r を逆算すれば、解の周波数が求まる。

付録 I6 解の求め方

はたして trap 解が連続的に存在するか、離散的に存在するかについては、式 (I.6) の形をした2階の常微分方程式において、 K が式 (I.7) の形の分布をしている場合に、解が離散化されるかどうかによって決まる。以上のような基本場と境界条件のもとで解 ($\hat{\Psi}(y)$) を求める方法として、以下の2つの方法を用いた。

(1) Layer-method による解の導出

領域を東西にのびる直線 ($y = y_j, j = 1, 2, \dots, M$) によって有限の南北幅の $M + 1$ 個の領域に分割する。これらの各層内において、 κ と U が一様な値を持っているとする。すなわち、 $1 < j \leq M$ に対して、 $\kappa = \kappa_{j-1}, U = U_{j-1} (y_{j-1} \leq y < y_j)$ であり、南端を含む領域では、 $\kappa = \kappa_0, U = U_0 (y < y_1)$ 。北端を含む領域では、 $\kappa = \kappa_M, U = U_M (y_M \leq y)$ である。この基本場を用いて式 (I.6) を解く。その際、解 ψ' は各領域の境界 (y_j) において、1階微分まで連続であるとする。これをこの研究では、layer-method (LM) と呼ぶ。

この研究では、 $M = 2$ で、無限遠境界を採用し、かつ、基本場が $y = 0$ に関して南北対称の場合のみを計算している。 $y_1 = -L, y_2 = L$ で領域を分割し、 $\kappa_0 = \kappa_2$ かつ $U_0 = U_2$ とする。 $-L \leq y \leq$

L を内部領域と、 $|y| > L$ を外部領域とそれぞれ呼ぶ。内部領域と外部領域の κ と U の値をそれぞれ、 $\kappa_1, \kappa_0, U_1, U_0$ と、添え字で表現する。

$M = 2$ の場合の定常な trap 解の求め方を以下に記す。

解が waveguide にトラップされているためには、内部領域では波動型、外部領域では外部波型の南北構造を持たなければならない。更に、無限遠境界を採用しているので、擾乱はいずれも waveguide から離れるにしたがって exp 的に減衰するようなものでなければならない。したがって、解は以下のような形をしている必要がある。

$$\hat{\Psi}(y) = \begin{cases} Ae^{my} & (y < -L) \\ B_1 e^{iy} + B_2 e^{-iy} & (|y| \leq L) \\ Ce^{-my} & (y > L) \end{cases} \quad (I.9)$$

ここで、 l は内部領域における南北波数で、 $l = \sqrt{\kappa_1^2 - k^2}$ であり、一方 m は $m = \sqrt{k^2 - \kappa_0^2}$ と定義される。基本場が決まっているので、 l, m は k に従属して定まる。つまり、 $l(k), m(k)$ と書ける。 A, B_1, B_2, C はいずれも一般的には複素数で、 $y = \pm L$ における ψ' についての境界条件を満たすように k とともに決定される。

式 (I.9) を解くと、境界条件を満たす解は、 k が

$$l(k)L = n\pi + \pi/2 - \theta(k) \quad (I.10)$$

$$l(k)L = n\pi - \theta(k) \quad (I.11)$$

のいずれかを満たす場合にえられることがわかる。ここで、 $\theta(k)$ は、 $\exp i\theta = m + il$ を満たし、 k によって一意的に定まる。 $\kappa_d = \sqrt{\kappa_1^2 - \kappa_0^2}$ を導入すると、 $\cos \theta = l/\kappa_d$ となる。また、 $m > 0, l > 0$ に注意すると、 $\pi/2 > \theta > 0$ であることがわかる。また、 n は、任意の整数である。これらを満たす k についての解の南北構造は、式 (I.10) については

$$\hat{\Psi} = \begin{cases} 2\Psi_0 \cos lLe^{my} \\ \Psi_0 e^{-mL}(e^{iy} + e^{-iy}) \\ 2\Psi_0 \cos lLe^{-my} \end{cases} \quad (I.12)$$

式 (I.11) については

$$\hat{\Psi} = \begin{cases} 2i\Psi_0 \sin lLe^{my} \\ -\Psi_0 e^{-mL}(e^{iy} - e^{-iy}) \\ -2i\Psi_0 \sin lLe^{-my} \end{cases} \quad (I.13)$$

となる。式 (I.12) は南北対称な、式 (I.13) は南北反対称な構造を持った解である。

lL と $n\pi/2 - \theta$ がいずれも l によって定まる関数であることに注意すると、解 k は、 $f(l) = lL$ と、 $g_n(l) = n\pi/2 - \theta$ との交点によって定まることがわかる。それぞれのグラフを重ねて示したのが Fig.17 である。解は、 $\kappa_d \geq l \geq 0$ の範囲にある。整数 n が負の時、解は存在しない。そして、解の個数

solutions of l

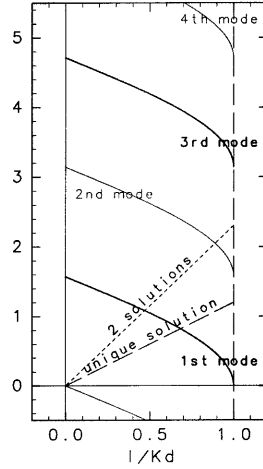


Fig. 17 Thick and thin solid curves are the rhs.'s of Eq. (I.10) and Eq. (I.11), respectively. The lhs.'s of those are dashed and dotted lines. Their intersection points correspond to the solutions.

は、何番目の $g_n(l)$ まで交点を持っているかによって決まる。すなわち、解の個数は

$$\kappa_d L / (\pi/2) \quad (I.14)$$

より大きい最小の整数と等しい。

位相伝播する解は、付録 I5 に示した方法によって求めることができる。

(2) Discrete-method による解の導出

解を導出する第2の方法は、擾乱の南北構造を求める式 (式 (I.3)) を南北方向に離散化し、問題を行列の固有値問題に帰着させるというものである。領域の分割数を N と表現する。この方法をこの研究では、discrete-method (DM) と呼ぶ。各東西波数について、解の c と南北構造が求められる。

詳細は Yanai and Nitta (1968) にゆずる。

参考文献

- Ambrizzi, T., Hoskins, B. J., and Hsu, H.-H. (1995) : Rossby wave propagation and teleconnection patterns in the Austral winter. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 52, pp. 3661–3672.
- Blackmon, M. L., Lee, Y.-H., and Wallace, J. M. (1984) : Horizontal structure of 500mb height fluctuations with long, intermediate and short time scales. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 41, pp. 961–979.
- Berberly, E. H., Nogués-Paegle, J., and Horel, J. D. (1992) : Wavelike southern hemisphere extratropical teleconnections. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 49, pp. 155–177.
- Case, K. M. (1960) : Stability of inviscid plane couette flow. *Phys. Fluid*, Vol. 3, pp. 143–148.
- Grose, W. L. and Hoskins, B. J. (1979) : On the influence of orography on large-scale atmospheric flow. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 36, pp. 223–234.
- Hoskins, B. J. and Ambrizzi, T. (1993) : Rossby wave propagation on a realistic longitudinally varying flow. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 50, pp. 1661–1671.
- Hoskins, B. J. and Karoly, D. (1981) : The steady linear response of a spherical atmosphere to thermal and orographic forcing. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 50, pp. 1179–1196.
- Hsu, H.-H. and Lin, S.-H. (1992) : Global teleconnections in the 250-mb streamfunction field during the northern hemisphere winter. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 120, pp. 1169–1190.
- Kuo, H. L. (1949) : Dynamic instability of two-dimensional nondivergent flow in a barotropic atmosphere. *J. Meteor.*, Vol. 6, pp. 105–122.
- Kiladis, G. N. and Weickmann, K. M. (1992) : Circulation anomalies associated with tropical convection during northern winter. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 120, pp. 1900–1923.
- Terao, T. (1997a) : Barotropic disturbances in intraseasonal time scales observed in the midlatitude during the northern summer. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 75, pp. (submitted).
- Terao, T. (1997b) : The relationships between quasi-stationary rossby waves in the subtropical jet and the mass and heat transport in the northern periphery of the tibetan high. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 75, pp. (submitted).
- Yang, G.-Y. and Hoskins, B. J. (1996) : Propagation of Rossby waves of nonzero frequency. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 53, pp. 2365–2378.
- Yanai, M. and Nitta, T. (1968) : Finite difference approximations for the barotropic instability problem. *J. Meteor. Soc. Japan*, Vol. 46, pp. 389–403.

On the Zonal Wavelength of Low Frequency Rossby Waves Trapped in the Subtropical Westerly Jets

Toru TERAO

Graduate School of Science, Kyoto University

Synopsis

The zonally wavelike solutions trapped in the zonally uniform basic flows are examined to investigate the zonal wavelength of the low frequency Rossby waves trapped in the subtropical westerlies. It is shown that only a couple of trapped solutions, one propagates eastward and the other does westward, exist when the frequency fixed. As the frequency increases, the wavenumber of eastward (westward) propagating solution becomes larger (smaller). Furthermore, the characteristics of observed low frequency Rossby waves trapped in the subtropical westerlies are turned out to be well accounted for by the theoretical predictions described above.

Keywords : Intraseasonal variations, Rossby wave, Subtropical westerly