日本流体力学会年会2004講演論文集
A 322

台風Herbにみられた楕円形眼の形成過程

Formation Mechanism of the Elliptical Eyewall in Typhoon Herb

○小田昌人, 板野稔久, 中西幹郎, 遠峰菊郎, 内藤玄一 (防衛大地球海洋)

Masahito ODA*, Toshihisa ITANO*, Mikio NAKANISHI*, Kikuro TOMINE* and Gen'ichi NAITO*
*Dept. of Earth and Ocean Sciences, National Defense Academy, Yokosuka, Kanagawa 239-8686, Japan

An elliptical eye was observed in Typhoon Herb during its passage around the Sakishima Islands on 30-31 July 1996. We considered that this elliptical eye could be caused by a dynamic instability due to the radial shear of tangential flow. To examine this possibility, the linear stability analysis for three-dimensional perturbations was performed using the asymmetric balance model in which the basic flow was based on the observed surface wind. Results show that the unstable mode appears with wavenumber two perturbation, which is valid for the asymmetric balance model. Especially, the largest growth rate of the perturbation with wavenumber two is seen for the perturbation with three-dimensional structure, which is very close to two-dimensional structure. The eigenmode structure of streamfunction, vertical velocity and the rotation period of wavenumber two perturbation are in good agreement with the observations.

1. はじめに

台風中心部では, 発達した積乱雲群から構成される「眼の壁雲」が存在することはよく知られている. 台風の眼は円形をしている場合がほとんどであるが, しばしば楕円形に変形した眼が観測されることがある. この現象は,T6618 の解析 [1] において初めてその存在が明らかとなって以来, 幾つかの観測報告がなされている [2-4]. 楕円形眼が観測される台風の共通した特徴としては, 最大風速 30m/s 以上の強風を伴い,950hPa 以下の最低海面気圧を記録する非常に発達した台風であるという点が挙げられる. このため, 防災及び気象予報という観点からも, この現象の性質について調べることは非常に重要である.

楕円形眼の成因としては, 軸対称渦の力学的不安定が考えられている. これまで, 様々な台風中心部を理想化した風速分布を基本場として, その線形安定性解析 [5-7] が行われてきた. その結果, 順圧不安定のための必要条件を満たす風速分布に対して, 接線波数 2 の擾乱が不安定となりうる領域が存在することが明らかとなった. また,T6618 については, 基本場として最大風速半径の外側に負の渦度を持つ軸対称渦を用いることで, 観測結果と類似した接線波数 2 の固有モード構造が得られている [6].

しかしながら, 実際の観測データから得られた基本場を用いた解析は, 楕円形眼が希少な現象であることに加え観測が困難なことから非常に例が少ない [4,8]. 本研究では, 台風 Herb にみられた楕円形眼の形成を軸対称渦の力学的不安定として説明するため, 台風 Herb の先島諸島通過時の観測データから求めた風速分布を基本場として, 台風中心部の流れの表現に適した 3 次元モデルに与え, その線形安定性解析を行った.

2. 線形安定性解析

2.1 基本場の設定

解析に用いた基本場は, 与那国島で得られた風速分布の時系列データを,7.5 分おきに得られる石垣島レーダ画像を用いて台風中心からの距離の関数としてプロットし, 多項式で近似したものとした. 観測値の少ない中心付近は, 指数関数で仮定した [8](図 1). この風速分布に対応する鉛直渦度分布をみると, 最大風速半径の内側, 外側で渦度勾配が符号を変える領域が存在することで, 順圧不安定のための必要条件を満たしている点が特徴的である. 本来であれば, 地表風ではなく傾度風バランスが成り立つ上層風を基本場として用いるべきであるが, 壁雲が石垣島上空を通過した際の高層データから, 上層風 (700hPa) が地表風の約 2 倍であることを利用し, 地表風の 2 倍を上層風速と仮定する.

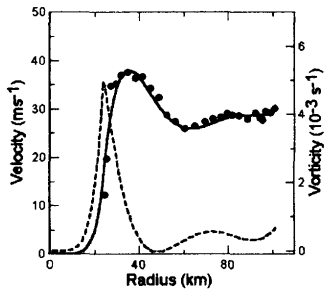

Fig.1 Radial profiles of basic flow: tangential flow (solid line) and vertical vorticity (dotted line).

2.2 モデル

Asymmetric Balance model [9](以下 AB モデルとする) を支配方程式として用いる.AB モデルはバランスモデルの一つであり, 高速で回転し曲率の大きい台風渦内の流れのうち, 振動数の大きい重力波などによる渦本体への寄与は考慮されないが, 高速で回転する渦のゆっくりとした進展を記述することができるモデルである. 台風 Herb の楕円形眼の回転運動は, その周期が最大風速半径で流される粒子の回転周期の約 3 倍と非常に遅い [2] ため, 高速で回転する流れにおける slow manifold であるといえる.

地衡風運動量近似 [10] の観点から,AB モデルの再導出を行った. ブシネスク近似をした運動方程式を円筒座標系 (r,θ,z) で表し, 軸対称な基本場 $V(r)$ の周りで線形化しAB近似を施すと,

$$\frac{Du_g}{Dt}-(f+2\frac{V}{r})v+\frac{\partial\phi}{\partial r}=0 \quad (1)$$

$$\frac{Dv_g}{Dt}+(f+\bar{\zeta})u+\frac{1}{r}\frac{\partial\phi}{\partial\theta}=0 \quad (2)$$

$$\frac{D}{Dt}(\frac{\partial\phi}{\partial z})+wN^2=0 \quad (3)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial(ru)}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial v}{\partial\theta}+\frac{\partial w}{\partial z}=0 \quad (4)$$

となる. ここで u,v,w はそれぞれ擾乱の動径, 接線, 鉛直速度,$\bar{\zeta}=\frac{1}{r}\frac{\partial(rV)}{\partial r}$ は基本場の鉛直渦度である. また,N は浮力振動数,f はコリオリ因子,ϕ は擾乱のジオポテンシャルである. 本研究では, 順圧大気を仮定するため, 基本流 $V(r)$ は接線成分のみを考える. ここで,

$$\frac{D}{Dt}=\frac{\partial}{\partial t}+\frac{V}{r}\frac{\partial}{\partial\theta} \quad (5)$$

である.(1),(2) において u_g, v_g はそれぞれ

$$u_g = -\frac{1}{(f+\bar{\zeta})}\frac{1}{r}\frac{\partial\phi}{\partial\theta} \tag{6}$$

$$v_g = \frac{1}{(f+2\frac{V}{r})}\frac{\partial\phi}{\partial r} \tag{7}$$

である.(1),(2) より, 強い発散と大きな曲率を持った回転流中のバランスされた流れは, 運動方程式中の運動量ベクトルを地衡風の一般化で近似することで表現が可能であることがわかる. この近似が成り立つためには, 以下の条件を満足させる必要がある.

$$\frac{(\frac{D}{Dt})^2}{(f+2\frac{V}{r})(f+\bar{\zeta})} \ll 1 \tag{8}$$

(8) の左辺は, ローカルロスビー数 [9] である.(1)~(3) を (4) に代入することで, 支配方程式である AB 近似をした渦位方程式

$$\begin{aligned}(\frac{\partial}{\partial t}+\frac{V}{r}\frac{\partial}{\partial\theta})[\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2\psi}{\partial\theta^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\frac{\partial\psi}{\partial r})+\frac{(f+\bar{\zeta})(f+2\frac{V}{r})}{N^2}\\ \times\frac{\partial^2\psi}{\partial z^2}-\frac{1}{(f+\bar{\zeta})(f+2\frac{V}{r})}\frac{\partial}{\partial r}(f+\bar{\zeta})(f+2\frac{V}{r})\frac{\partial\psi}{\partial r}]\\ -\frac{(f+2\frac{V}{r})}{(f+\bar{\zeta})}\frac{\partial}{\partial r}(\frac{dV}{dr}+\frac{V}{r})\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial\theta}=0\end{aligned} \tag{9}$$

が得られる. ここで ψ は擾乱の流線関数である. 与える擾乱の形としては,$\psi=\Psi(r)exp[i(m\theta-\omega t)]cos(\frac{\pi}{H}z)$ を考える.ここでωは振動数,m は接線波数,H は流体の厚さである. これを (9) に代入し, 得られた式を各波数 m について解き, 固有値 $\omega=\omega_r+i\omega_i$ を求めることで擾乱の固有振動数 ω_r と成長率 ω_i が求まる. 本研究では,$\delta r = 1km$ とし,$r = 1\sim100km$ で差分化し行列の固有値問題を数値的に解いた.解析に先立ち,今回用いる基本場に対してのローカルロスビー数を見積もった.その結果,複数存在する不安定モードのうち,第 1 モードについては,接線波数 1,2 でローカルロスビー数が 1 より小さい値を示した.

3. 結果

3.1 不安定モードの特徴と構造

図 2 に,第 1 モードの波数 1,2 における擾乱の成長率と固有振動数の鉛直波数に関するパラメータ $a(a=\frac{\pi f}{NH})$ 依存性を調べた結果を示す. 波数 1,2 とも, 擾乱が 2 次元構造 (a=0.0) および非常に 2 次元に近い 3 次元構造 ($0.0 < a \leq 0.095$) をとるとき,不安定領域が存在する.また,全ての不安定領域で波数 2 の擾乱の成長率が波数 1 のそれを上回り,特に $a = 0.005$ のとき最大成長率をとる.固有振動数をみると,固有振動数は波数 1,2 に共通して擾乱の鉛直構造には依存性が小さい.次に,第 1 モードの波数 2 の固有関数を求めた結果を図 3 に示す.流線関数および鉛直流の固有関数のパターンをみると,いずれも最大風速半径付近に最大振幅を持つ特徴が伺える.しかし,鉛直流の固有関数のパターンは,最大振幅の発生位置およびトラフとリッジの位相の傾向が流線関数と比べて接線方向に 0.25π ずれている.

3.2 観測との比較

波数 2 の擾乱に最大成長率がみられた第 1 モードの固有モード構造と観測結果の比較を行う. まず, 波数 2 の擾乱の固有振動数から回転周期を求めると, 楕円形眼の回転周期約 144 分 [2,3] に対し, 上層風を仮定した場合約 90 分と観測値と近い値が得られた. 今回は考慮しなかった非断熱効果や粘性の効果を考えた場合, さらに観測値に近い回転周期が得られると考える. 次に, 固有関数のパターンと観測による気圧偏差, 降水量分布の波数 2 の空間構造 [3] を比較する. 流線関数の固有関数の最大振幅位置は, 観測による波数 2 の気圧偏差パターンと空間的な一致をみせる. 鉛直流の固有関数は, 断熱過程を仮定している本研究では, 流線関数と水平方向の位相が一致する温位擾乱の勾配が最大となる領域で最大値をとる (図 3(b)). しかしながら, 降雨を伴う場合には非断熱加熱の効果が大きい. この場合, 流線関数 (温位) の固有関数のピークで大きな鉛直流が生成されることから, 気圧偏差のピークと位相が一致する波数 2 の降雨分布も説明できる.

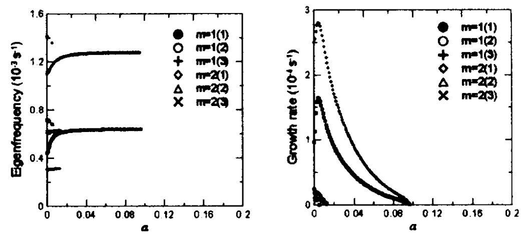

Fig.2 Eigenfrequency (left) and growth rate (right) of perturbations with wavenumber one and two as a function of a. (1), (2) and (3) indicate the most, the second and the third mode, respectively.

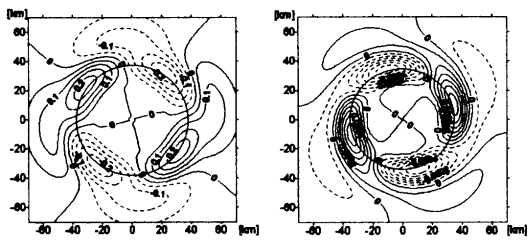

Fig.3 Eigenfunctions of streamfunction and vertical velocity for the most unstable mode: (left) streamfunction for m=2, a=0.005 and (right) vertical velocity for m=2, a=0.005.

引用文献

1) Y. Mitsuta, and S. Yoshizumi: J. Meteor. Soc. Japan, 51 (1973) 475-485.
2) H. -C. Kuo, R. T. Williams and J. -H. Chen: J. Atmos. Sci., 57 (1999) 1659-1673.
3) 板野稔久, 内藤玄一, 小田昌人: 防衛大学校理工学研究報告, 第 39 巻 (2002) 9-17.
4) P. D. Reasor, M. T. Montgomery, F. D. Marks and J. F. Gamache: Mon. Wea. Rev., 128 (2000) 1653-1680.
5) J. P. Kossin, W. H. Schubert and M. T. Montgomery: J. Atmos. Sci. 57(2000) 3893-3917.
6) Y. Mitsuta, N. Monji and H. Ishikawa: J. Geophys. Res., 92 (1987) 14827-14831.
7) T. Itano and H. Ishikawa: J. Atmos. Sci., 59 (2002) 3254-3263.
8) 小田昌人, 板野稔久, 遠峰菊郎, 内藤玄一: 防衛大学校理工学研究報告, 第 39 巻 (2002) 1-8.
9) L. J. Shapiro and M. T. Montgomery: J. Atmos. Sci. 50 (1993) 3322-3335.
10) B. J. Hoskins: J. Atmos. Sci., 32 (1975) 233-242.