

海洋中长生命反气旋涡在地形上的演变以及涡旋的合并现象*

罗德海 卢 燕

(青岛海洋大学海洋环境学院 青岛 266003)

提要 通过对海洋中长生命反气旋涡在 Gauss 型孤立地形上演变的研究,发现地形对长生命反气旋涡的发展和传播有相当重要的影响。在无地形作用的情况下,仅有反气旋涡能够存在于向西的均匀基流中,这个涡是长生命的,并且在西移过程中有明显的向西倾斜。然而当其上游存在一个孤立地形时,可以发现这个涡有一个向东的倾斜,它的强度将增强且向西的移速会增加,其轨迹象陀螺的运动。另一方面,当两个强度相同的反气旋涡同时存在时,这两个涡并不合并,且能持续很长的时间。当这两个涡的上游存在一个孤立地形时,这两个涡可以产生合并,并形成强度相当大的涡。

关键词 海洋涡旋 反气旋涡 孤立地形 演变 合并

学科分类号 P731

大洋中几百公里尺度的中尺度涡是一个非常重要的海洋现象,一直是海洋学家研究的中心问题。一些海洋学家已经认识到这种涡旋特别是暖涡(或反气旋涡)是一种强非线性的非频散波。因此只有在非线性波的框架内,中尺度涡的形成和维持机制才有可能被解决。Matsuura 等(1982),Cushman-Roisin 等(1990)和 Nezlin 等(1990)从数值方面、理论方面和实验方面证明了反气旋涡是一种长生命的涡旋,而气旋涡则是短暂的,不能持久。很明显,这种反气旋涡是一种非频散波。与此同时,人们发现湾流中的反气旋涡可以产生合并现象(Cresswell, 1982)。因此可以认为反气旋涡的形成、维持和合并可能与地形强迫有关。因而研究长生命的反气旋涡在地形上的演变和合并具有很重要的意义。为了体现地形的作用,考虑均匀基流的情况,而且所考虑的地形为 Gauss 型孤立地形。为了简化问题,本研究使用浅水波模式。

1 浅水波模式和两维的 KdV 方程

对于浅水波模式,在 β 平面上包含底地形的运动方程可以写为:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} - (f_0 + \beta y) v = -g \frac{\partial h}{\partial x} \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + (f_0 + \beta y) u = -g \frac{\partial h}{\partial y} \quad (2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[(H + h - h_B)u] + \frac{\partial}{\partial y}[(H + h - h_B)v] = 0 \quad (3)$$

* 青岛海洋大学青年教师基金资助项目。罗德海,男,出生于1963年11月,博士生导师,研究员, E-mail: ldh@mail.ouqd.edu.cn

其中, g 是重力加速度; f_0 是中心纬度的科氏参数; β 是科氏参数的经向梯度; H 是海洋的平均深度; h 是流体自由面的扰动; h_B 是底地形的分布。其他符号可参见文献 Matsuura 等(1982)。

如果取 L 、 $LU^{-1}f_0UL/g$ 和 h_B 来表示长度、时间、流体自由面扰动和底地形的特征尺度, 容易得到一个无量纲的运动方程组

$$\omega \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] - (1 + \delta_y) v = - \frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (4)$$

$$\omega \left[\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right] + (1 + \delta_y) u = - \frac{\partial \phi}{\partial y} \quad (5)$$

$$\mu \left[\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial(\phi u)}{\partial x} + \frac{\partial(\phi v)}{\partial y} \right] + \left[\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right] + \eta \left[\frac{\partial(-h_B u)}{\partial x} + \frac{\partial(-h_B v)}{\partial y} \right] = 0, \quad (6)$$

其中, $\phi = gh$; $\omega = U/(f_0 L)$ 是 Rossby 数; $\delta = \beta L/f_0$ 是表征 β 效应重要性的一个量; $\eta = h_B/H$ 是地形高度的特征量与整个海洋深度之比; $\mu = UL/(f_0 R_0^2)$; $R_0 = \sqrt{gH}/f_0$ 是 Rossby 变形半径。

一般说来, 对于海洋中几百公里的中尺度涡, 参数 ω , δ , μ 和 η 是远远小于 1.0 的。在这种情况下, 动量方程可以在 f 平面地转近似附近展开。如果考虑一阶近似, 可以得到如下的修正的地转运动方程:

$$u = - \frac{\partial \phi}{\partial y} + \delta_y \frac{\partial \phi}{\partial y} - \omega \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial x} + J \left(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right] \quad (7)$$

$$v = \frac{\partial \phi}{\partial x} - \delta_y \frac{\partial \phi}{\partial x} - \omega \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial y} + J \left(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right] \quad (8)$$

将(7)和(8)式代入方(6)式, 可得 ϕ 的运动方程为

$$\begin{aligned} & \frac{\mu}{\delta} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\omega}{\delta} \left[\frac{\partial}{\partial t} (\phi^2 + J(\phi, \phi^2)) \right] - \mu \phi \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\omega \mu}{2\delta} \left[\frac{\partial}{\partial t} |\phi|^2 + J(\phi, |\phi|^2) \right] \\ & - \frac{\mu \omega}{\delta} \phi \left[\frac{\partial}{\partial t} (\phi^2 + J(\phi, \phi^2)) \right] - \frac{\eta}{\delta} J(\phi, h_B) + \eta_y J(\phi, h_B) - \eta h_B \frac{\partial \phi}{\partial x} + \\ & \frac{\eta \omega}{\delta} h_B \left[\frac{\partial}{\partial t} (\phi^2 + J(\phi, \phi^2)) \right] + \frac{\eta \omega}{\delta} \frac{\partial h_B}{\partial x} \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial x} + J \left(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right] \\ & + \frac{\eta \omega}{\delta} \frac{\partial h_B}{\partial y} \left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial t \partial y} + J \left(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) \right] = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

(9)式是一个非常复杂的非线性方程, 它的解析解很难得到。为此必须对该方程进行简化。Cushman-Roisin(1986)指出在海洋中 Rossby 变形半径的典型值是 10—50km。而整个海洋的平均深度为 5km 左右。在这种情况下, 如果取特征尺度为 $v = 0.1 \text{ m/s}$, $L = 200 \text{ km}$, $H = 5000$, $R_0 = 50 \text{ km}$ 和 $h_B = 100 \text{ m}$, 那么在 30°N 地区可以得到 $\mu/\delta \approx 2.0$, $\mu = 0.11$, $\omega/\delta \approx 0.13$, $\eta/\delta \approx 0.37$, $\eta \approx 0.02$, $\omega\mu/(2\delta) \approx 0.007$, $\eta\omega/\delta \approx 0.0025$ 。在这种情况下, 如果将 $\mu = 0.11$ 作为一个小参数 ε , 可以假定: $\omega/\delta = \varepsilon^0$, $\eta/\delta = \varepsilon\lambda$, $\eta = \varepsilon^2\eta_0$, $\omega\mu/\delta = \varepsilon^2\alpha$, $\eta\omega/\delta = \varepsilon^2\gamma$ 。为了获得非线性涡的运动方程, 可以引入下列的慢变坐标: $T = \varepsilon t$, 如果将方程(9)式的解表示成下列级数: $\phi = \phi_0(t, x, y, T) + \varepsilon\phi_1(t, x, y, T) + \dots$, 并代入方程(9)式可以得到:

$$O(\varepsilon^0): \frac{1}{C_p} \frac{\partial \phi_0}{\partial t} - \frac{\partial \phi_0}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

$$O(\varepsilon^1): \frac{1}{C_p} \frac{\partial \phi_1}{\partial t} - \frac{\partial \phi_1}{\partial x} = \rho \left[\frac{\partial}{\partial t} \cdot^2 \phi_0 + J(\phi_0, \cdot^2 \phi_0) \right] + \phi_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial x} - \frac{1}{C_p} \frac{\partial \phi_0}{\partial T} + \mathcal{N}(\phi_0, h_B) \quad (11)$$

其中, $C_p = 0.5$ 。

$$\text{从方程(10)式, 可以得到如下的解: } \phi_0 = \phi_0(X, y, T) \quad (12)$$

其中, $X = x + C_p t$, 很明显, 这个波是一个以相速 C_p 向西传播的行波。

对方程(11)式消除长期项, 可得包含地形强迫的两维 KdV 方程为:

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial T} - C_p \rho \left[\frac{\partial}{\partial X} \cdot^2 \phi_0 + J(\phi_0, \cdot^2 \phi_0) \right] - C_p \phi_0 \frac{\partial \phi_0}{\partial X} - C_p \mathcal{N}(\phi_0, h_B) = 0 \quad (13)$$

其中, $\cdot^2 = \frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, 并且 $J(a, b) = \frac{\partial a}{\partial X} \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial a}{\partial y} \frac{\partial b}{\partial X}$ 。

当地形消失时, (13)式就化为二维 KdV 方程。当不考虑 y 方向的变化时, 这个方程就变为传统的一维 KdV 方程。Matsuura 等(1982)的数值试验表明, 在海洋流体中, 气旋涡是衰减的, 而反气旋涡是长生命的, 可以维持很久的时间。Cushman-Roisin 等(1990)用 Liapunov 稳定性理论证明了反气旋涡是稳定的, 而气旋性涡是不稳定的。与此同时, Nezlin 等(1990)用转盘实验证明了反气旋涡是长生命的, 而气旋涡将迅速衰减。当然, 在其他一些条件下, 气旋涡可能也是长生命的(Williams *et al*, 1984)。本文仅讨论均匀基流中长生命反气旋涡在地形上的传播问题。由于使用的是无量纲方程, 因此所有的量均为无量纲量(在今后无需指明)。

2 单个反气旋涡在孤立地形上的传播

为了研究反气旋涡在地形上的传播, 考虑 Gauss 型地形分布。类似于 Carnevale 等(1988)和 Allen 等(1990)给出的地形分布, 可设:

$$h_B = h_0 \exp[-[(x + x_0)^2 + y^2]/(2\sigma^2)] \quad (14)$$

其中, h_0 是孤立地形的振幅; x_0 是孤立地形的位置; σ 是地形的水平尺度。本研究取参数 $h_0 = 5.0$, $x_0 = 2.0$ 和 $\sigma = 2.0$ 。这时, 孤立地形位于 $x = -2.0$ 处。

这里用 Zabusky 等(1965)提出的差分格式来对方程(14)式进行数值求解。由于容易出现非线性不稳定, 这里又使用 5 点平滑格式来对短波进行平滑, 以便消去短波。

对于一个反气旋涡, 设它的初值为 Gauss 型分布。在这种情况下初始时刻叠加在均匀向西的基流上的 Gauss 型反气旋涡为(Matsuura *et al*, 1982)

$$\phi_0(x, y, 0) = 5.0 \exp[-(x^2 + y^2)] + 0.5y \quad (15)$$

从(14)和(15)式相比较可以看出, 初始时刻 Gauss 型反气旋涡位于孤立地形下游 $x = 2.0$ 处。通过对方程(13)式的计算, 在没有地形作用的情况下 Gauss 型反气旋涡随时间的演变如图 1 所示。

从图 1 可以看出, 在均匀向西的基流中 Gauss 型反气旋涡是向西移动的, 并有一个向西的弯曲。且这个反气旋涡是长生命的。在 $T = 2.0$ (有量纲时间约为 414d) 时, 还保持相

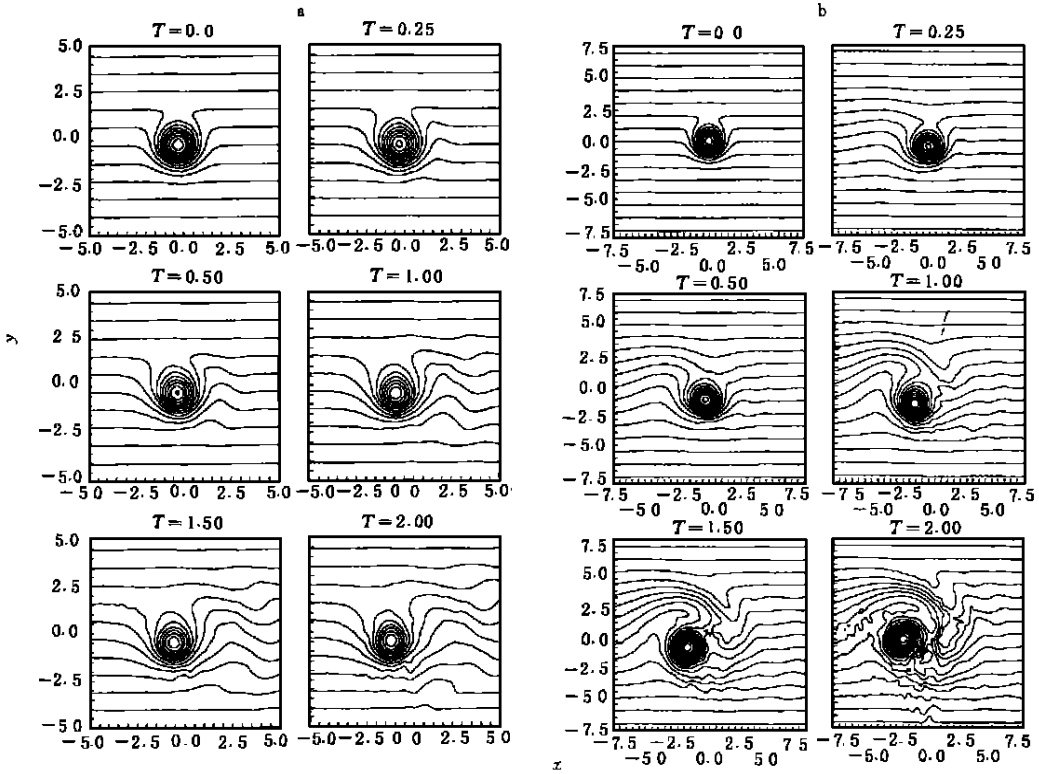


图 1 在无地形(a)和孤立地形(b)作用下 Gauss 型反气旋涡的等值线(ϕ_0) 随时间的演变 (等值线间距为 0.5)

Fig.1 Time evolution contours of ϕ_0 for an anticyclonic Gaussian eddy at different time (the contour interval 0.5); (a) without a Gaussian topography; (b) with a Gaussian topography

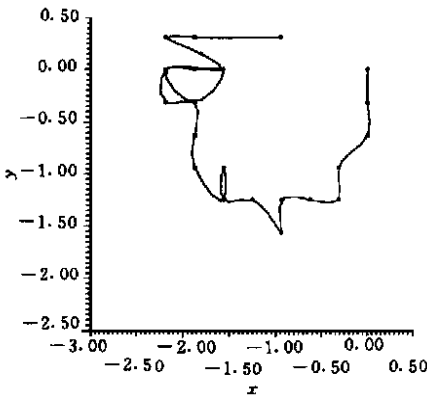


图 2 在孤立地形作用下 Gauss 型反气旋涡的最大振幅随时间变化的轨迹
Fig.2 Time evolution trajectory of the maximum amplitude of an anticyclonic Gaussian eddy over a Gaussian-shape topography
S 轨迹点

当强的强度。然而对于气旋涡, 其生命是短暂的。在很短的时间内, 它就会迅速崩溃(图略)。这与 Cushman-Roisin 等(1990) 稳定性理论和 Nezlin 等人(1990) 的转盘实验的结果是非常一致的。然而当地形考虑后, 这时地形对 Gauss 型反气旋涡的演变起着很重要的作用。其结果如图 2 所示。

在初始时刻, Gauss 型反气旋涡位于 $x = 0.0$ 处。当这个涡向西移动, 并与上游的孤立地形发生相互作用时, 这个涡能够得到加强, 并有一个向东的弯曲($T = 0.5$)。这时, 这个涡向东的移速并没有明显的加快。然而在 $T = 1.0$ (约 207d) 时这个涡的强度有一个明显的加强, 而移速也加快, 并且有一个向南的移动。到了 $T = 2.0$ (约为 404d) 时, 这个反气旋涡的强度已发展相当强了, 并且它有一个向北的移动, 而且它的位置似乎位于孤立地形的顶

端。这可以从涡管的压缩理论得到解释。因此从图 2 可以看出孤立地形有利于长生命反气旋涡的发展和维持。这一点可以解释湾流中暖涡的维持, 特别是可以说明地形的作用。从图 2 可以看出反气旋涡的移动是蛇行轨迹。在初始阶段, 这个涡是向南移动的, 之后它又向西移动。在 $x = -1.5$ 以后它又向西又向北移动, 其移动轨迹是蛇行的。因此在孤立地形作用下长生命反气旋涡的移动是相当复杂的。如果基流的切变被考虑的话, 这个问题将更为复杂。

3 在地形作用下两个反气旋涡的合并现象

在这里, 假定初始时刻两个 Gauss 型反气旋涡的分布为:

$$\phi_0(x, y, 0) = 3.0 \exp[-(x^2 + y^2)] + 3.0 \exp[-[(x-3)^2 + y^2]] + 0.5y \quad (16)$$

用(16)式作为初值对方程(13)式进行了数值计算, 在无地形和有地形作用的情况下, 两个 Gauss 型反气旋涡随时间的演变如图 3 所示。

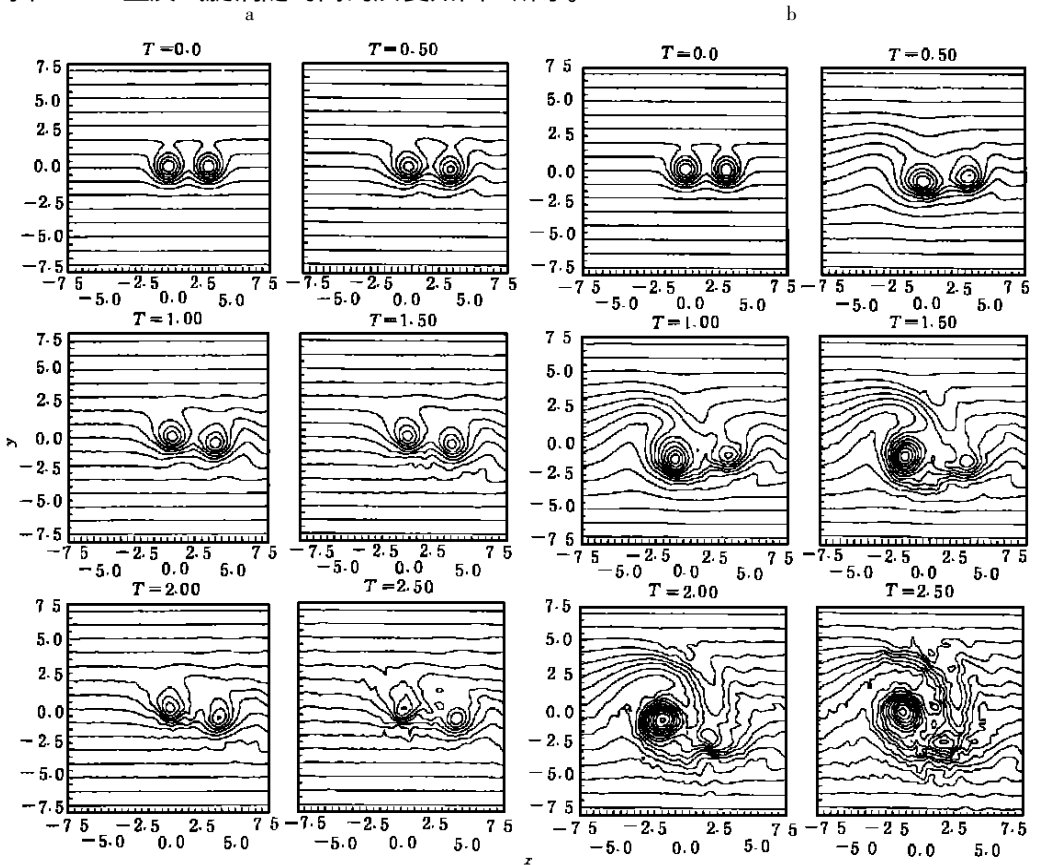


图 3 在无地形 (a) 和孤立地形 (b) 作用下两个 Gauss 型反气旋涡的等值线 (ϕ_0) 随时间的演变 (等值线间距为 0.5)

Fig. 3 Time evolution contours of ϕ_0 for two interacting anticyclonic Gaussian eddies at different time (the contour interval 0.5). (a) without a Gaussian topography; (b) with a Gaussian topography

从图 3a 可以看出, 在西向的基流中, 当强度相同的两个 Gauss 型反气旋涡同时存在时, 这两个涡并不能发生合并现象。有趣的是这两个涡都会发生向西的弯曲, 并且在

$x = 0$ 处的涡似乎不动, 而在 $x = 3.0$ 处的涡却有一个向南的移动, 从而使得这两个涡并不处在同一直线上。与此同时, 可以发现这两个涡都会各自独立维持很长的时间。在另一方面, 计算发现, 即使强度不同的两个涡同时存在于向西的基流中, 也不会产生合并(图略)。Williams 等(1984)发现在无地形作用的情况下, 在反气旋切变基流中两个强度不一样的反气旋涡可以合并成一个大涡。然而人们不禁要问在地形作用的情况下, 在均匀基流中两个反气旋涡能否产生合并现象呢? 这个问题直到现在仍未解决。Gresswell(1982)最早观测到两个反气旋涡的合并现象。Griffiths 等(1987)认为来自低层海洋的外源强迫会造成两个反气旋涡的合并。然而并没有给出理论结果。图 3b 描述了在孤立地形作用的情况下两个强度相同的反气旋涡的合并过程。从这个图可以看出在初始时刻, 这两个反气旋涡的强度是相同的。然而当它们的上游存在一个孤立地形后, 这两个涡会发生相互作用, 并产生合并。在这个合并过程中, 在 $x = 0$ 处的涡的强度会逐渐增强, 并向西移动。而在 $x = 3.0$ 处的涡的强度会逐渐减弱, 并消失。这个涡在合并的过程中几乎是不移动的。另外, 可以发现在 $T = 1.5$ 以后, 在 $x = 3.0$ 处的涡的强度已变得相当弱了, 可以认为已经消失了。而大涡的强度则变得相当强了。可见地形在两个反气旋涡合并过程中起着相当重要的作用。对于在切变基流中, 地形在两个反气旋涡合并过程中的作用, 值得研究。

4 结果

本文研究了向西的均匀基流中 Gauss 型孤立地形在反气旋涡强化和合并中的作用, 得到如下结果。

- 4.1 在无地形作用的情况下, 仅有反气旋涡能够存在于向西的均匀基流中, 这个涡是长生命的, 并且在西移过程中有明显的向西倾斜。
- 4.2 当反气旋涡的上游存在一个孤立地形时, 地形将会使这个涡产生一个向东的倾斜, 并且它的强度将增强, 而向西的移速也会增加, 其规迹很象陀螺的运动轨迹。
- 4.3 在不存在地形的情况下, 当两个强度相同的反气旋涡同时存在时, 这两个涡并不合并, 且能持续很长的时间。
- 4.4 当这两个涡的上游存在一个孤立地形时, 这两个涡可以产生合并, 并形成一个大强度非常强的反气旋涡。

参 考 文 献

- Allen J S, Newberger, J A, 1990. On intermediate models for barotropic continental shelf and slope flow fields. Part III: Comparison of numerical model solutions in periodic channels. *J Phys Oceanor*, 20: 1 949—1 973
- Camevale G F, Vallis G K, Purini R *et al*, 1988. Propagation of barotropic modons over topography. *Geophys Astrophys Fluid Dyn*, 41: 45—101
- Cresswell G R, 1982. The coalescence of two east Australia current warm-core eddies. *Science*, 215: 161—164
- Cushman-Roisin B, Tang B, 1990. Geostrophic turbulence and emergence of eddies beyond the radius of deformation. *J Phys Oceanor*, 20: 97—113
- Cushman-Roisin B, 1986. Frontal geostrophic dynamics. *J Phys Oceanor*, 16: 132—143
- Griffiths R W, Hopfinger E J, 1987. Coalescing of geostrophic vortices. *J Fluid Mech*, 178: 73—97
- Matsunaga T, Yamagata T, 1982. On the evolution of nonlinear planetary eddies larger than the radius of deformation. *J Phys O-*

ceanor, 12: 440—456

Nezlin M V, Rylov A Yu, Trubnikov A S *et al*, 1990. Cyclonic– anticyclonic asymmetry and a new soliton concept for Rossby vortices in the laboratory, oceans and the atmospheres of Giant planets, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn*, 52: 211—247

Williams G P, Yamagata T, 1984. Geostrophic regimes, intermediate solitary vortices and Jovian eddies. *J Atmos Sci*, 41: 453—478

Zabusky N J, Kruskal M D, 1965. Interaction of“ solitons” in a collisional plasma and the recurrence of initial states. *Phys Rev Lett*, 15: 240—243

THE EVOLUTION OF LONG– LIVED ANTICYCLONIC VORTICES OVER TOPOGRAPHY IN AN OCEAN AND THEIR MERGING

LUO De– hai, LU Yan

(*College of Marine and Environmental Sciences, Ocean University of Qingdao, Qingdao, 266003*)

Abstract In this paper, the evolution of long– lived anticyclonic vortices over a Gaussian– shape topography is investigated. It is found that the Gaussian– shape topography has an important influence on the evolution of the long – lived anticyclonic vortices. Under the condition that there is no topographic forcing, only anticyclonic vortices can exist in the uniform westward basic flow. These vortices are long– lived and have a westward tilt. However, if a Gaussian– shape topography exists in the upstream of an anticyclonic vortex, then the vortex will be strengthened and its westward speed increases. Its trajectory looks like the motion of a top. On the other hand, when two anticyclonic vortices having an identical amplitude exist in a uniform westward basic flow, the two vortices do not merge if the topography does not exist. However, once a Gaussian– shape topography exists in the upstream of the two vortices, they can merge and develop into a strong anticyclonic vortex.

Key words Oceanic vortices Anticyclonic vortices Solitary topography Evolution Merging

Subject classification number P731