

双涡藤原效应的数值模拟研究

王玉清 朱永提

(上海台风研究所)

提 要

本文利用正压无辐散模式在无环境基本气流的情况下对双涡的藤原效应及其“合并”后涡旋移动路径的特征进行了数值模拟研究。结果表明,只有当双涡间的距离小于某一临界距离时才会出现藤原效应,这一临界距离决定于涡旋的结构及双涡的相对强度;双涡的“合并”过程实际上是其中一个涡旋减弱消失而另一涡旋维持的过程;在考虑 β 效应的情形下,两个同等强度的涡旋“合并”后表现为较平直的向西北的 β 飘移,而两个不同强度的涡旋“合并”后表现为陀螺运动和 β 飘移的叠加。这些结果与实际大气中双台风相互作用的许多现象极为相似。

一、引 言

早在本世纪二十年代初, Fujiwhara^[1,2]发现两个气旋性涡旋在较近的距离内,具有反时针方向互旋的特点和彼此接近的趋势,这种相互作用现象后来被称为“藤原效应”,它对预报双台风的运动具有指导作用。半个多世纪以来,国内外学者计算了双台风互旋的角速度^[3],研究了双热带气旋在相互作用下的移动路径^[4]。吴中海^[5]以动力学方法研究了双台风的相互作用,从定性讨论中发现双台风一般是不可能发生中心合并的。徐家骥^[6]从相互作用力研究了双台风的相互影响,指出双台风的互旋角速度对台风的强度、范围及双台风之间的距离是很敏感的。此外,双台风相互作用及其模拟实验研究也取得了一些有意义的结果^{[7][8]}。

Chang^[9]曾用正压和斜压模式分别对双涡的运动进行了模拟研究,结果指出,在 f -平面上无基本气流的情况下,三维模式中的两个热带气旋的运动包括了气旋性互旋、相互吸引及最终的合并过程,从而成功地模拟出了藤原效应。然而正压无辐散模式的结果表明,双涡在互旋的过程中,两者的距离是增大的,他把原因归之于非绝热效应和有关的无旋分量。后来, Demaria 和 Chan^[10]从分析涡度平流入手,进一步用正压无辐散模式对两对不同结构涡旋的相互作用进行了模拟,结果表明,两个相互作用的涡旋是否相互吸引强烈地依赖于涡旋涡度的径向分布。然而,这些研究均未给出双涡合并后的路径特征,也未对双涡的合并过程进行细致的考察,而这在台风路径的预报中也是一个很重要的问题,因此,在 Demaria 和 Chan^[10]工作的基础上,我们用正压无辐散模式对双涡的“藤原效应”及合并后

涡旋路径的特征作进一步的数值研究,期望获得一些有意义的结果。

二、模式概述

为简单起见,我们采用如下 β 平面上的正压无辐散涡度方程:

$$\nabla^2 \frac{\partial \psi}{\partial x} = J(\nabla^2 \psi, \psi) - \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (1)$$

其中 ψ 为流函数, β 为Rossby参数。

解(1)式的边界条件取为南北边界上有 $\partial \psi / \partial x = 0$,而在东西方向取周期边界。水平格距取为25公里;在求解域内共有 161×161 个格点,以二阶精度中央差代替方程(1)中的空间微商将(1)式离散化。时间积分我们采用蛙跃格式,起步用三步法,时间步长取为150秒。

为了确定涡旋中心的位置,我们用如下形式的二次曲面

$$\psi(x, y) = ax^2 + by^2 + cx + dy + f \quad (2)$$

来拟合涡旋中心邻近的流函数场。(2)式中的系数 a, b, c, d, f 可由最小流函数值格点及邻近四个格点的流函数值确定。这样,可根据(2)式的极小值来确定涡旋中心的位置,即令 $\partial \psi / \partial x = \partial \psi / \partial y = 0$ 则得 $x_c = -c/2a, y_c = -d/2b$ 。在时间积分过程中,我们每隔30分钟计算一次涡旋中心位置。

此外,为了防止时间蛙跃格式引起奇偶时步间的不连续而导致计算波的发展,在时间积分过程中,我们对相邻三个时间层上的因变量 ψ 进行了时间平滑处理,同时,我们还对预报量 ψ 进行二维五点格式的正逆平滑处理以代替水平扩散过程。时间平滑从第三步开始每步进行一次,平滑系数取为0.03,空间平滑每积分一小时进行一次,平滑系数取为0.025。

三、试验方案

正压无辐散模式的应用主要是决定有关双涡相互作用的距离及切向风速的径向分布对双涡相互作用的影响。文献[10]中已采用两类不同结构的涡旋模型证明了涡旋涡度的径向分布决定了双涡相互吸引及分离的临界距离,因此,我们仅就其中的一种理想模型进行试验,在试验中,我们取模式涡旋的切向风速分布为(相当于[10]中取 $b = 0.5$ 的情形):

$$v(r) = v_m \left(\frac{r}{r_m} \right) \exp[2(1 - \sqrt{r/r_m})] \quad (3)$$

其中, r_m 是最大切向风速半径; v_m 是最大风速半径 r_m 处的最大切向风速,它表征了涡旋的强度,而 r_m (在正压模式中)则与涡旋的水平尺度成正比, r 为径向距离。图1给出了 $r_m = 100$ 公里, $v_m = 20$ 米/秒和 $v_m = 30$ 米/秒的切向风速廓线。可以看出,它们与成熟台风中对流层下部(如500百帕以下)的切向风速廓线较接近。

由(3)式可得到涡旋涡度的径向分布为:

$$\zeta(r) = \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} = \nabla^2 \psi = \frac{2v_m}{r_m} (1 - \frac{1}{2} \sqrt{r/r_m}) \exp[2(1 - \sqrt{r/r_m})], \quad (4)$$

由上式很容易求得涡度的极小值出现在

$$r_c = 6.25r_m \quad (5)$$

处。因此,涡度的径向梯度在 r_c 处改变符号,当 $r < r_c$ 时有 $\partial\zeta/\partial r < 0$; 当 $r > r_c$ 时有 $\partial\zeta/\partial r > 0$ 。

Holland^[11] 在用涡度方程讨论热带气旋的运动时,通过分析次级环流的方法很好地解释了 β 飘移的物理原因。然而,由于我们这里给出的模式涡旋在径向存在涡度梯度,因此,当一个涡旋处于另一个涡旋的涡度场之中时,由于涡度梯度的存在,该涡旋的平流作用也同样会产生次级环流,从而可导致两个涡旋间距离的变化。

我们的研究发现,双涡作气旋性互旋过程中,相互吸引的临界距离不仅取决于 r_c , 还与两个涡旋的相对强度有关,强度差越大其临界距离会变小。由于本文的目的只是模拟双涡的藤原效应及其合并后涡旋路径的特征,因此,我们只对两个涡旋的初始间距小于临界距离的情况进行试验,而初始流函数场是按(4)式将两个涡旋各自的涡度分布线性叠加,然后解泊松方程得到的。

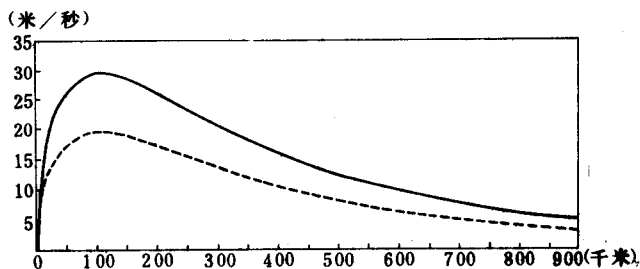


图1 模式涡旋的切向风速廓线

实线: $v_m = 30$ 米/秒; 虚线: $v_m = 20$ 米/秒

观测事实和数值模拟结果均表明,两个涡旋在相距较远但小于临界距离的情况下,由于相互作用弱,其吸引的过程很慢,因此,要模拟双涡的合并过程需要很长的时间积分,为了节省机时,我们根据相似原理,将涡旋的范围适当缩小(即减小 r_m)并减小两个涡旋的初始间距,这样做并不改变双涡合并前后的运动特征。据此,在所有的试验中,我们均取 $r_m = 100$ 公里,这样 $r_c = 625$ 公里^{[9][12]}。此外,我们以 $v_m = 30$ 米/秒表征强涡旋, $v_m = 20$ 米/秒表征弱涡旋。

我们设计了两个试验,试验1是在 $\beta = 0$ 的情形下,模拟了强-强-弱-弱-强-弱涡旋的藤原效应;试验2是在具有 β (取纬度为 20 度的值)效应的情形下,模拟了强-强-强-弱涡旋相互作用的情形及合并后涡旋运动的特征。

四、结果及分析

图2给出了试验1中初始间距为 600 公里的两个强涡旋中心运动的轨迹。可以看出,在 27 小时以前,两个涡旋中心以气旋性的形式相互旋转,两者的轨迹相对于它们的质量中心(即模式的区域中心)是对称的,并且两个涡旋的相互吸引叠加在对称的气旋性互旋之上。两个涡旋间的距离由初始时刻的 600 公里减小到 27 小时的 90 公里,其对称性一直保持到 27 小时,此后便形成了单一的大区域低值涡旋,且只有一个涡旋中心可辨。但从流函数的分布看(图略),此时还未形成完全对称的单一涡旋,直到 54 小时,涡旋才变

得完全对称,我们认为此时两个涡旋是完全合并了,而在 27—54 小时之间,则是一个涡旋逐渐减弱消失而另一个涡旋继续维持的过程。此外,从涡旋中心流函数的极值看,合并前后涡旋的强度几乎没有什么变化。这种合并过程与双台风的实验模拟结果^[7]和关于双台风的统计分析结果^[13]是类似的。

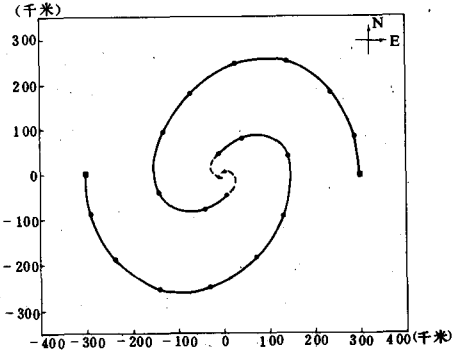


图 2 $\beta = 0$ 情形下初始间距为 600 公里
的两个强涡旋中心运动的轨迹
圆点间隔为 3 小时

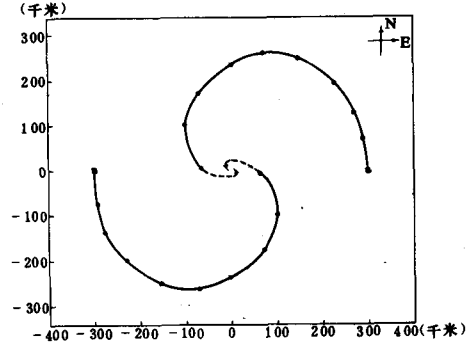


图 3 $\beta = 0$ 情形下初始间距为 600 公里
的两个弱涡旋中心运动的轨迹
圆点间隔为 3 小时

图 3 给出了试验 1 中初始间距为 600 公里的两个弱涡旋中心运动的轨迹。可以看出,与图 2 相似,两个弱涡旋气旋性地互旋且相互吸引。比较图 2 和图 3,我们发现,在 27 小时以前,两个弱涡旋互旋的角速度及相互吸引的速率比两个强涡旋互旋的角速度及相互吸引的速率小得多,这说明在此之前两个涡旋越强互旋越快,相互趋近亦越快。如图 2 中两个强涡旋在 0—27 小时内互旋了约 300 度,而图 3 中两个弱涡旋在 0—27 小时内仅旋转了约 175 度,并且前者在 27 小时相距 90 公里,而后者在 27 小时相距 130 公里。但是,在 27 小时以后情况恰好相反,两个弱涡旋在积分到 38 小时就完全合并了,这比具有相同初始间距的两个强涡旋的合并过程快得多。由此可见,两个相互吸引的相同强度的涡旋,其强度越强、相距越近,则互旋角速度越大且越难于合并。这可能是由于两个涡旋越强,互旋越快,而当距离较近时各自的惯性离心力加大,从而更难趋于合并的缘故。

图 4 给出了试验 1 中初始间距为 500 公里的强(西)、弱(东)涡旋中心运动的轨迹。可以看出,两个涡旋相互作用气旋性旋转且相互吸引,最终在两个涡旋的质量中心附近合并(实际上是弱涡旋消失,而强涡旋维持)。合并后的单个涡旋仍存在着绕原先两个涡旋质量中心作气旋性的旋转,这种现象实际上就是所谓的陀螺效应。此外,两个涡旋中心运动的轨迹是非对称的,较弱的涡旋比较强的涡旋的移动快得多,这与具有不同质量的两个物体的耦合系统的旋转极为相似。另一方面,从强、弱涡旋的合并过程看,其合并的速率介于两个强涡旋(图 2)和两个弱涡旋(图 3)相距 500 公里之后的合并速率之间。因此,一强一弱的两个涡旋比两个强涡旋更易合并,但较两个弱涡旋难合并,即两个涡旋的联合强度越强越难于合并。这与实际双台风的分析结果^[13]是一致的。

为了便于在试验 2 中考察 β 效应对藤原效应的影响,我们首先对单个模式涡旋的自由 β 飘移作了试验。图 5 给出了单个强涡旋自由 β 飘移的中心轨迹。可以看出,模式涡

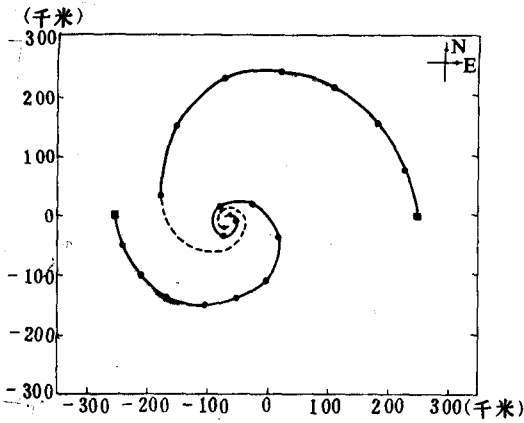


图 4 $\beta = 0$ 情形下初始间距为 500 公里的强、弱涡旋中心运动的轨迹
圆点间隔为 3 小时

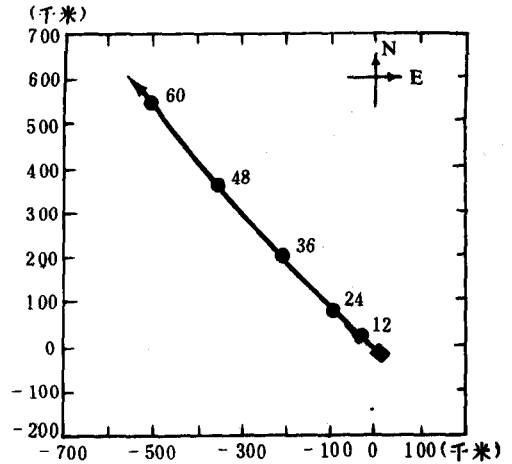
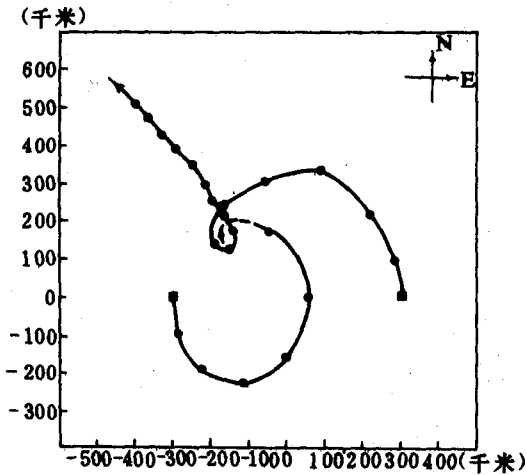
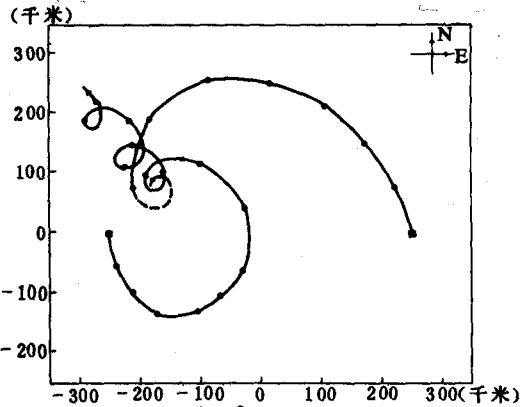


图 5 β 效应所造成的强涡旋中心自由飘移的轨迹
圆点间隔为 12 小时

旋最初有一个向西偏北的运动,但 24 小时后改变为向西北运动,这与 Anthes 和 Hoke^[14] 的结果类似。0—60 小时的平均飘移速度为向西 2.34 米/秒,向北 2.68 米/秒,平均移向 317 度。

图 6 给出了试验 2 中 $\beta \neq 0$ 情形下对应于图 2 的两个强涡旋中心运动的轨迹。可以看出, β 效应对双涡的轨迹具有显著的影响,它增加了轨迹向西北的飘移,这种飘移叠加在仅由非线性涡度平流作用所造成的对称运动之上。由图 6 还可见,在 β 效应及东侧涡旋的共同作用之下,西侧的涡旋开始时向东南方向缓慢移动,在 9 小时折向东北,16 小时左右则折向西北,18 小时之后,中心便消失了;而东侧的涡旋起初在 β 效应及西侧涡旋的共同作用下向西北方向移动,到 9 小时后,由于两个涡旋的接近使其间的相互作用超过了 β 效应,从而东侧的涡旋折向西南,然后在 15 至 27 小时之间出现了打转现象(中心转了 360 度),在此期间与原先西侧的涡旋发生了合并,并且在 27 小时之后成为单一涡旋在 β 效应的作用下向西北方向较平直地自由飘移。比较图 6 与图 2 可以看出,在具有 β 效应的情形下,两个涡旋合并的位置偏于西北侧约 240 公里,而 β 效应在 0—36 小时内仅使单个涡旋向西北飘移了约 80 公里,因此,看来 β 效应不仅是使两个相互作用的涡旋出现各自的飘移,而且可使涡旋的流场发生变形进而改变非线性涡度平流的某些行为,而不像 Chang^[9] 所认为的简单的线性叠加。

图 7 给出了试验 2 中西强东弱的两个涡旋中心运动的轨迹。可以看出,由于强涡旋比弱涡旋具有更大的 β 飘移,所以强涡旋在 11 小时便转向东北方向移动,20 小时后折向西北,并且气旋性旋转的曲率很大,而弱涡旋以小得多的曲率相对于强涡旋作气旋性旋转,其中心在 21 小时以后便消失了,只有强涡旋中心可辨,约在 27 小时以后两个涡旋发生合并并且形成了一个涡旋。由于弱涡旋具有较大的初速度,因此,它出现了陀螺运动,即除自身作气旋性旋转外,其中心的运动也呈气旋性的打转。但由于 β 效应的存在,使得涡

图6 $\beta \neq 0$, 其它说明同图2图7 $\beta \neq 0$, 其它说明同图4

旋在作陀螺运动的同时还作 β 平移(飘移)运动,从而出现了图7中所示的轨迹。这种现象在实际的双台风形势下是可以被观测到的,而在我们的模式中首先得到了“复制”。然而,这一现象在图6中却未出现,这是因为当两个同等强度的涡旋相互接近合并时,其两者几乎具有完全相同的动量,并且是相互抵消的,从而不具有较大的初速,因此,陀螺效应不明显,涡旋主要表现为 β 飘移。另外,还需指出,在具有 β 效应的情形下,两个不同强度涡旋的地理方位是至关重要的。我们这里只给出了西强东弱的情况,对于东强西弱的两个涡旋的运动轨迹与图7中的情况有很大差异,但其合并后的轨迹却具有共同的特征(图略)。

五、小 结

本文利用正压无辐散模式,在无环境基本流场的情况下,对双涡的藤原效应及合并后涡旋路径的特征进行了数值模拟研究,主要考察了涡度平流过程和 β 效应在双涡藤原效应中的作用,其主要结论如下:

1. 在无 β 效应的情形下,非线性涡度平流过程可导致双涡的藤原效应。
2. 双涡的合并实际上是其中一个涡旋减弱消失而另一涡旋继续维持的过程,因此,合并对涡旋的强度没有显著的影响,合并的快慢取决于双涡的联合强度,联合强度愈强愈难以合并。
3. β 效应对双涡的运动具有显著的影响,它增加了轨迹向西北的飘移,使双涡合并的位置偏向西北侧。
4. 在考虑 β 效应的情形下,对于相互吸引的两个涡旋,当它们的强度相同时,其合并后的运动显示出较平直的向西北的 β 飘移,而当它们的强度不同时,在合并后则出现了叠加在 β 飘移上的陀螺运动。

尽管以上结论是在十分简单且理想化的情况下得到的,但在许多方面与实际观测到

的双台风相互作用的情形是相似的。这说明在双台风相互作用中, 涡度平流及 β 效应乃是最基本的物理过程。本文只是对这两种过程在双涡藤原效应中的作用进行了初步的数值模拟研究, 得到了一些有意义的结果。

由于本文所采用的模式过于简单, 未考虑辐散因子的作用及环境涡度场的影响, 因此, 结论是初步的, 如实际双台风合并后其强度有时会加强^[15]、即使双台风相距很近有时还会出现顺时针方向互旋的现象^[16]等, 可能是由于本文模式中未考虑的散度因子和环境流场等作用所致。有关环境流场的影响及散度项的作用我们将在另文中详细讨论。

参 考 文 献

- [1] Fujiwhara, S. . The natural tendency towards symmetry of motion and its application as a principle in meteorology. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.* , 47, 287—293, 1921.
- [2] Fujiwhara, S. . Short note on the behavior of two vortices. *Proc. Physico—Mathematical Society Japan*, 13, 3rd ser. , 106—110, 1931.
- [3] Haurwitz, B. . The motion of binary tropical cyclones. *Arch. Meteor. Geophys. Biokim.* , A4, 73—86, 1951.
- [4] Khandekar, M. L. , and G. V. Rao, The mutual interaction of multiple vortexes and its influence on binary and single tropical vortex systems. *Mon. Wea. Rev.* , 99, 840—846, 1971.
- [5] 吴中海, 双台风相互作用的一种分析, *大气科学*, 5, 1, 32—41, 1981。
- [6] 徐家驹, 双台风的相互作用, *南海海洋科学集刊*, 第 5 集, 111—119, 1984 年。
- [7] 魏鼎文、张捷迁, 双台风相互作用的流体动力学模拟实验研究, *中国科学*, B 辑, 第 1 期, 1982。
- [8] Dong, K. Q. , and C. J. Neumann, On the relative motion of binary tropical cyclone. *Mon. Wea. Rev.* 111, 945—953, 1983.
- [9] Chang, S. W. . A numerical study of the interactions between two tropical cyclones. *Mon. Wea. Rev.* , 111, 1806—1817, 1983.
- [10] DeMaria, M. , and J. C. L. Chan, Comments on "A numerical study of the interactions between two tropical cyclones". *Mon. Wea. Rev.* , 112, 1643—1645, 1984.
- [11] Holland, G. J. . Tropical cyclone motion: Environmental interaction plus a beta effect. *J. Atmos. Sci.* , 40, 328—342, 1983.
- [12] Chang, S. W. , *Mon. Wea. Rev.* , 112, 1646—1647, 1984.
- [13] 陈企岗、束家鑫、王志烈, 双台风的某些气候特征, *台风会议文集(1981)*, 上海科学技术出版社, 1984 年。
- [14] Anthes, R. A. , and J. E. Hoke, The effect of horizontal divergence and the latitudinal variation of the Coriolis parameter on the drift of a model hurricane. *Mon. Wea. Rev.* , 103, 757—763, 1975.
- [15] 董克勤, 6413~6414 号双台风互旋和“合并”的分析, *气象学报*, 39, 3, 361—370, 1981。
- [16] 董克勤, 双台风近距离顺时针方向互旋的现象和原因, *气象*, 第 6 期, 18—19, 1980 年。

A NUMERICAL SIMULATIONAL STUDY ON FUJIWHARA EFFECT OF BINARY CYCLONE

Wang Yuqing Zhu Yongti

(*Shanghai Typhoon Institute*)

Abstract

In this paper, the Fujiwhara effect of binary cyclone and the characteristics of the track of cyclone after merging of the binary cyclone have been simulated and studied by using a nondivergent barotropic model. The experimental results show that the Fujiwhara effect can occur only when the initial separation distance between the two cyclones is less than the critical distance which depends on the structure of the cyclone and the relative intensity of the binary cyclone. The merging of binary cyclone, in fact, is the processes that one of them decays and vanishes while the other still maintains. In the case of consideration of β effect, the resulting cyclone after merging of the two cyclones with the same intensity only drifts along straight line toward northwest, while it travels under the combined effect β drift and the movement of a top when the two cyclones with the different intensity merge. These results obtained here are in many ways similar to behaviors of the interactions of binary typhoon in the actual atmosphere.