

东海地区温带气旋爆发性发展的动力学分析*

仪 清 菊 丁 一 汇

(中国气象科学研究院)

提 要

本文对东海地区两个气旋波的爆发性发展过程进行了动力学分析。结果表明,明显的对流层中下部增温、增湿以及不稳定的大气层结和强高空西风急流,及其有关的次级环流的作用是气旋爆发性发展的重要条件。在气旋爆发性发展过程中,上升运动、正涡度以及高空辐散和低空辐合的散度场皆达到最强。加热场的计算也表明非绝热加热特别是凝结潜热释放也在气旋爆发时刻达到最强,最大加热区位于气旋的东北象限内。这时涡动动能的增加十分显著,它主要是由涡动有效位能向涡动动能的转换造成,这说明气旋的爆发性发展是与斜压发展密切相关。

一、引 言

天气观测事实表明,在西北太平洋中高纬地区,特别是冷季月份里,地面天气图上常常维持着一个庞大的低压系统。这种西北太平洋的温带气旋一般都具有较明显的发展过程。不难发现,这种气旋常常是我国沿海一带的低压或气旋波迅速加深和发展的结果。处于爆发性发展阶段的海洋气旋,其发展过程是极其剧烈的,往往带有突发性,在预报上是很困难的。因而研究这种气旋波爆发性发展的物理成因是目前温带气旋预报中一个重要问题^[1-5]。

可以引起爆发性海洋气旋发生发展的物理因子有许多。概括起来有涡度平流、温度平流、潜热加热、海-气交换(下垫面潜热和感热输送)、与急流有关的非地转加速、摩擦作用以及斜压不稳定等。但至今还没有确定哪几个物理因子起着主要作用。另一方面关于海洋爆发性气旋的研究,过去大多集中在大西洋(包括极地低压)和东太平洋地区,对于东亚沿岸和西北太平洋地区爆发性气旋的发生发展研究得并不多。Chang 等^[6]以及 Chen 等^[7-8]曾对 AMTEX/75 的一个强海洋气旋进行了天气学分析与数值模拟研究。他们指出潜热加热对于气旋的中层斜压性、强度和相速度有深刻的影响。另外,黑潮区海-气交换过程以及大尺度强迫对气旋的发展(气旋与高空槽的耦合)也有明显的作用。最近李长青和丁一汇^[9]用 ω 方程对西太平洋地区一个强烈发展的海洋温带气旋进行了诊断,指出气旋发展出现的强烈上升运动可能是大尺度温度平流和涡度平流的结果,凝结加热

* 本文于 1990 年 4 月 20 日收到, 1990 年 10 月 8 日收到修改稿。

也起着重要作用。陈受钧等^[10]也主要强调了潜热加热的重要性。因而对西太平洋温带气旋爆发性发展的原因还没有一致的看法。本文选取东海地区两个气旋波强烈发展成为西北太平洋温带气旋的例子进行动力学分析, 试图了解东海地区爆发性气旋发展过程中的动力学结构。在此基础上, 对东亚沿海气旋的爆发性发展原因, 进行进一步的探讨。

二、资料和选例

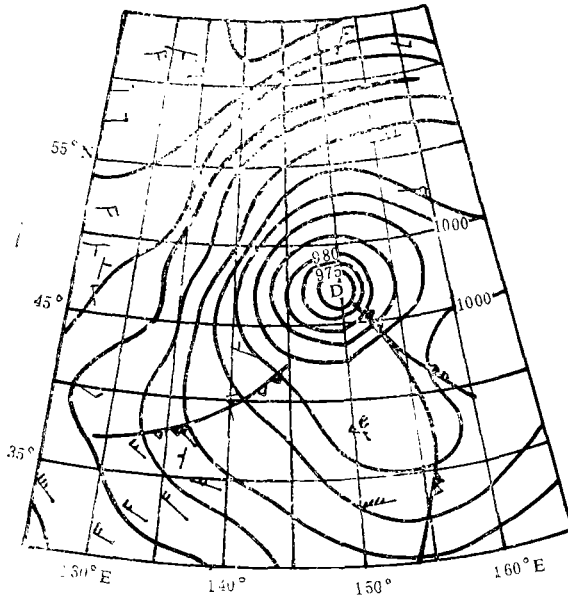


图 1 a 1980 年 1 月 15 日 08 时(北京时间下同)地面天气图(单位: hPa)

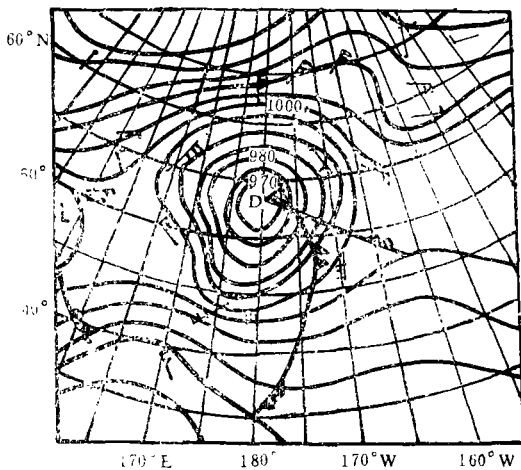


图 1 b 1982 年 3 月 16 日 20 时地面天气图

我们选取了 1980 年 1 月和 1982 年 3 月两个东海气旋发展的例子。它们具有大致相同的特征。从初生到成熟历时一周左右, 都有明显的爆发性发展过程, 如图 1 a, b 所示。24 小时最大降压分别为 24 hPa 和 28 hPa。最强时刻的中心气压分别达 966 hPa 和 960 hPa(单站记录)。24 小时的最大变压分别出现在 $13^{08}-14^{08}$, 和 $14^{08}-15^{08}$, 故定义 13^{20} 和 14^{20} 为它们的爆发性发展时刻, 15^{20} 和 16^{20} 中心气压达到稳定状态, 是为成熟时刻, 12^{20} 为初生时刻, 此时气压缓慢降低。

计算中所用的资料是欧洲中心未初始化的客观分析资料, 水平分辨率是 $2.5^{\circ} \times 2.5^{\circ}$, 垂直方向有 7 层 (1000, 850, 700, 500, 300, 200, 100 hPa), 包括风、温度、高度和相对湿度 4 个要素场。研究的时段包括了气旋的初生、爆发性发展和成熟三个主要阶段。由于本文主要研究气旋的平均特征, 因而对所计算的物理量进行了区域平均, 气旋区的范围是取直径为 2000 km 的近圆形面积, 这大致与气旋最外面的一条闭合等压线相一致, 基本上包括了整个气旋的范围。

三、气旋区的平均垂直结构及其演变

图 2 是区域平均的温度距平垂直

分布。从图中可清楚地看出,在初期,对流层中下部是明显的偏暖,最高温度距平分别为 10.2°C 和 10.4°C ,而300 hPa 以上,为负距平区,冷中心位于100 hPa,中心最低温度距平分别为 -10.1°C 和 -11.0°C ,因而上冷、下暖的温度对比十分明显。然而随着气旋

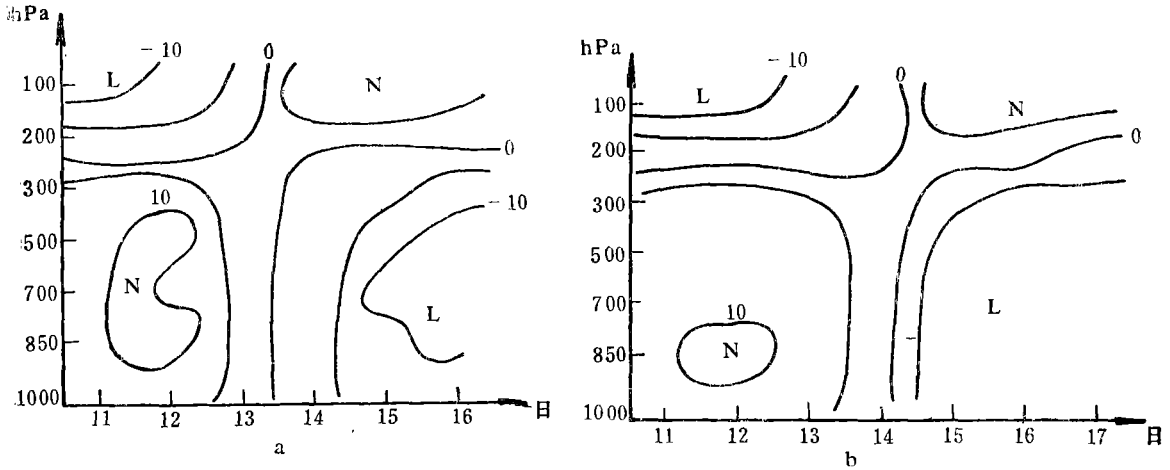


图 2 温度距平的垂直分布
(距平值是由每个时刻的温度值与整个气旋生命史的平均温度值相减得到的; a 1980 年 1 月个例, b 1982 年 3 月个例,单位: $^{\circ}\text{C}$)

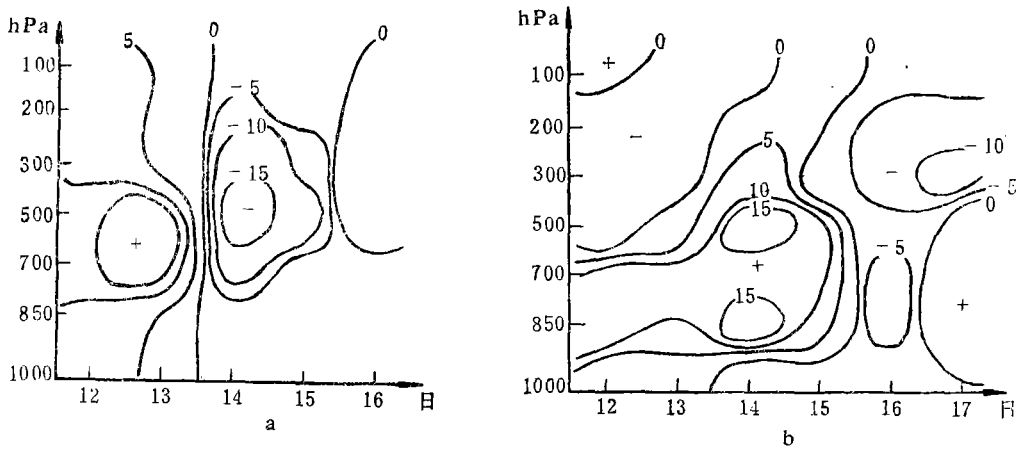


图 3 24 小时相对湿度的变化
(a 1980 年 1 月个例, b 1982 年 3 月个例)

的加强和成熟,温度场的垂直结构在爆发日前后有着明显的变化。主要表现为对流层中下层温度有明显的下降,而 300 hPa 以上温度是增加的。温度场及其演变的这一特征表明,在气旋爆发性发展前后,温度场的垂直分布是相反的。初期是下暖上冷,而成熟期和后期是下冷上暖,显然是由较不稳定的层结状态逐渐演变成较稳定的状态。另外这种温度垂直结构也表明,气旋爆发性发展前气旋区的中低层大气有明显的增温,暖平流可能是造成这种迅速增温的一个重要因子^[9]。

图 3 给出了相对湿度的变化。从图中可以看出,爆发前后,湿度场也有明显的不同,即初期增湿十分明显,特别是对流层中下层,并在 700 hPa 达最强,24 小时的变化值分别为 14.9% 和 13.7%。而爆发时刻,最大变化值又进一步向上伸展到 500 hPa(见 1982 年 3 月个例)。与温度场(图 2)相配合可以得到,在气旋发展的初期,对流层中下层有明显的增温和增湿过程。

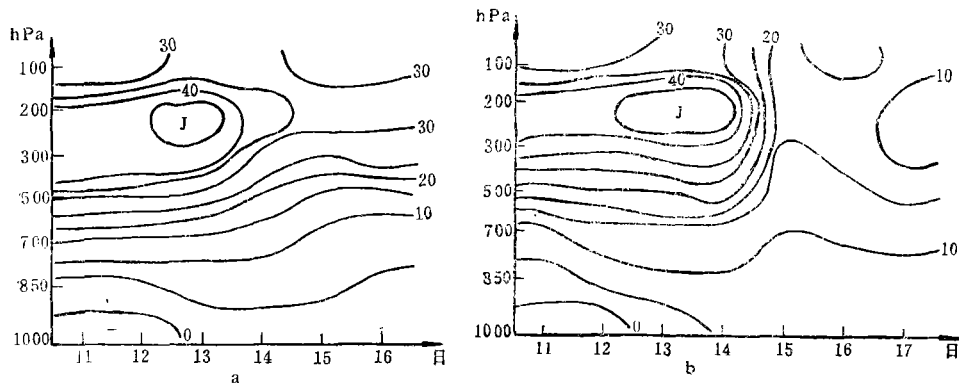


图 4 气旋区平均 u 分量的垂直分布
(a 1980 年 1 月个例, b 1982 年 3 月个例; (单位: m s^{-1}))

u 分量的平均垂直分布(图 4)最突出的特点是,在 200 hPa 上存在一支强的西风急流。关于西风急流与爆发性气旋的对应关系,文献[9,11]都已作了讨论。然而对在气旋的不同发展阶段高空西风急流强度的变化却较少注意。从图 4 可以看出,从气旋的产生到爆发性发展高空急流的风速是加强的,并在爆发时刻达最强。和初期相比,最大风速分别增加了 6.2 m/s 和 5.4 m/s。而爆发到成熟,最大风速分别减小了 19.9 m/s 和 24.6 m/s。高空急流强度的上述演变说明气旋与急流相对位置的密切关系,气旋的爆发性发展主要发生在急流区。图 5 给出了 1980 年 1 月个例初生、爆发和成熟三个时刻的情况,它进一步说明了这种关系(1982 年 3 月个例情况类似,图略)。在初期气旋中心十分靠近急流轴,并位于东亚沿岸一个急流中心出口区的南侧,这种配置不利于气旋的发展^[9],爆发时二者的相对位置有明显的改变,气旋中心位于高空急流出口区的北侧,这个地区十分有利于气旋的发展。根据 Cressman^[12]的结果,这里是急流出口区间接次级环流的上升支,图中垂直运动的分布证实了这一点。李长青和丁一汇^[9]曾经指出,西北太平洋爆发性气旋(1984—1985 年)绝大部分发生在这个位置。在成熟时刻,由于西风急流中心迅速向下游传播,气旋中心明显地偏离急流轴。造成气旋和急流轴相对位置变化的主要原因是气旋北移的结果。最近 Mak 和 Cai^[13]的局地正压不稳定理论工作表明,一个孤立的扰动在它能够发展前,不仅要有有利的取向,而且还要位于急流中心的下游方位。这在一定程度上,从理论方面说明了急流与低空扰动(如气旋)要有适当的配置关系。并且正压不稳定机制在前期发展中可能起着重要作用。

从涡度的时间垂直剖面图上(图略)可以得到二个明显的特点。一是初生到爆发阶段正涡度增大十分清楚,初期各层均为负涡度,爆发时刻各层都转为正值,从爆发至成熟阶

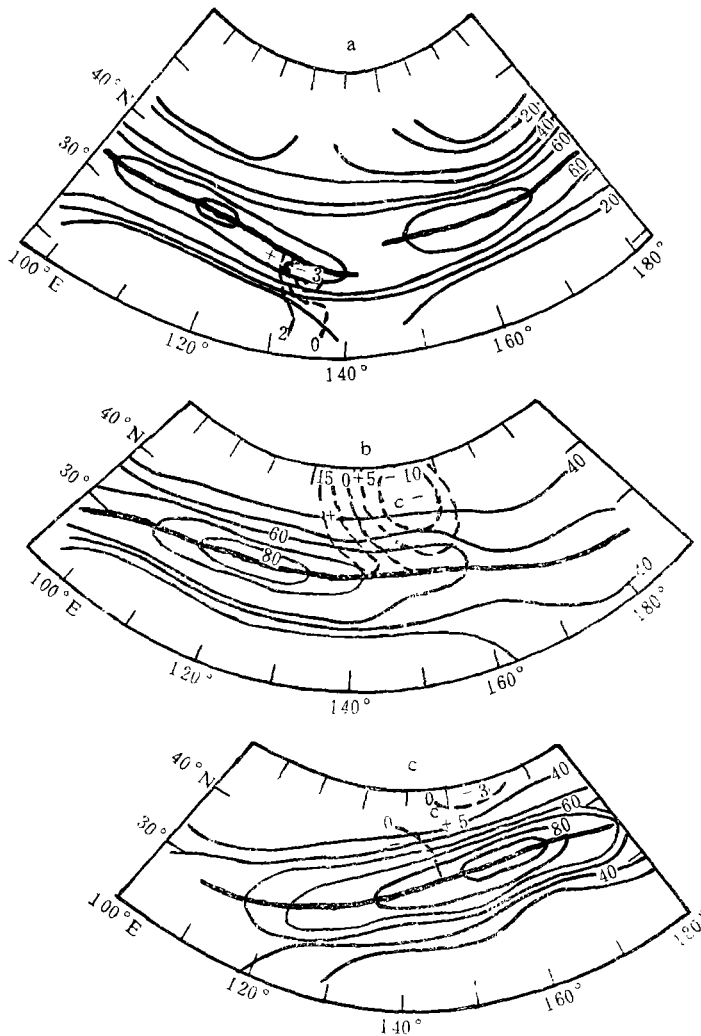


图5 气旋中心与200 hPa西风急流的相对应位置图
(对1980年1月个例;a 初生时刻,b 爆发时刻,c 成熟时刻;
图中字母c是地面气旋的中心,粗实线为急流轴,虚线是500 hPa
的垂直运动场($\omega = dp/dt$), ω 单位: 10^{-3} hPa/s)

流。

由垂直速度的时间-气压剖面图(图8)可以看出,两个例子的结果也较一致。初期以下沉运动为主,之后上升运动不断加强,并在爆发时刻达最强,其中又以对流层中下层(700—500 hPa)最剧烈。爆发之后上升运动减弱。上升运动的这一特征从图5中看得更清楚。

通过以上气旋各时刻运动量场的剖面图分析可以看出,气旋爆发时刻涡度、散度和垂直上升速度达最强。最强的涡度、散度和垂直上升运动恰恰是在气旋发展速度最快的时刻,而不是中心气压降到最低的时刻。这与欧阳子济¹⁾等人的计算结果是一致的。另

段,各层涡度值仍为正值,但数值明显减小;二是涡度随高度的增加(300 hPa以下)而增加。涡度场的上述特点在24小时涡度的变化图上(见图6)表现得更加突出。从图中可以看出,各时刻相比爆发日的涡度值增加最强烈,最大的变化出现在对流层。涡度场的这一特征与500 hPa西风槽的发展和高空急流的加强有密切的联系。

图7是各时刻散度的垂直分布图。从两例的情况均可见,初期高空是负值,表明有辐合现象,随着气旋的发展,高层转变为辐散,低层出现明显的辐合,并在爆发时刻达到最大值。到了气旋的成熟时刻,上述有利于气旋发展的形势不断减弱,高层又一次出现辐合。这一点在图7a中更明显。因而象热带天气系统一样,气旋爆发性发展的有利结构是高空要出现明显的辐散气

1) 欧阳子济等人,一个快速发展气旋的诊断分析,空军气象学院学报,2期,64—77,1986年。

外,强的高空急流以及深厚的暖湿平流对海洋气旋的发生和爆发性发展的作用也是十分显著的。

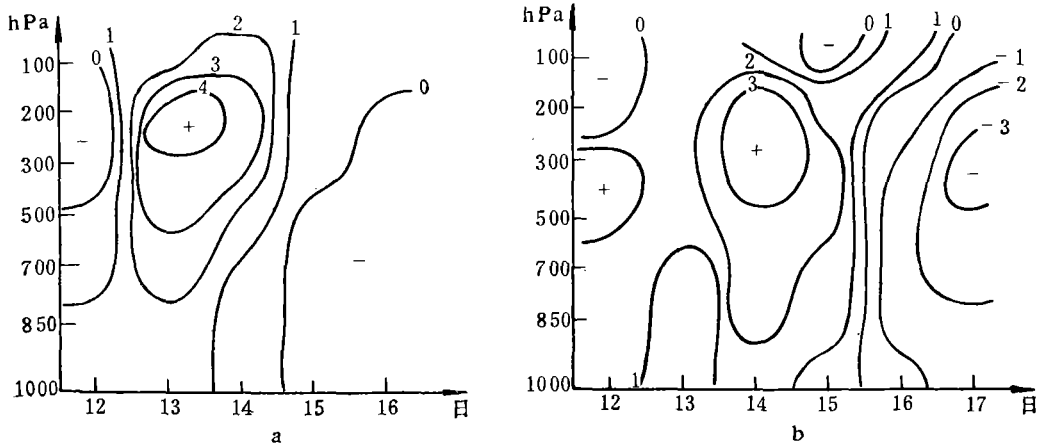


图 6 气旋区平均的 $\Delta\xi/24\text{h}$ 的垂直分布
(a 1980 年 1 月个例, b 1982 年 3 月个例, 单位: 10^{-5}s^{-1})

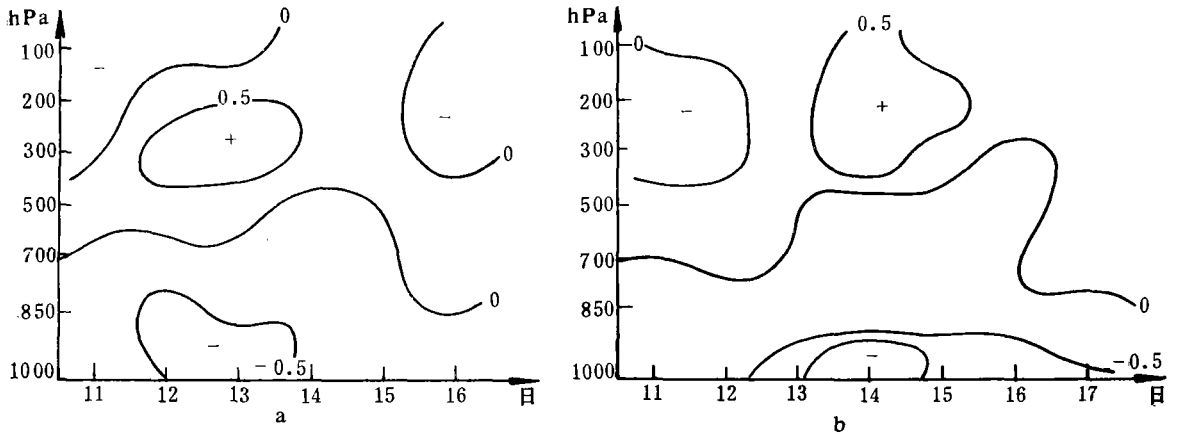


图 7 气旋区平均的散度场分布
(a 1980 年 1 月个例, b 1982 年 3 月个例, 单位: 10^{-5}s^{-1})

四、非绝热加热对气旋爆发性发展的作用

利用大尺度的观测资料计算视热源和视水汽汇的公式如下:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla T + \omega \left(\frac{\partial T}{\partial p} - \frac{RT}{c_p p} \right) = Q_1 \quad (1)$$

$$-\frac{L}{c_p} \left(\frac{\partial q}{\partial t} + \nabla \cdot q \mathbf{V} + \frac{\partial q \omega}{\partial p} \right) = Q_2 \quad (2)$$

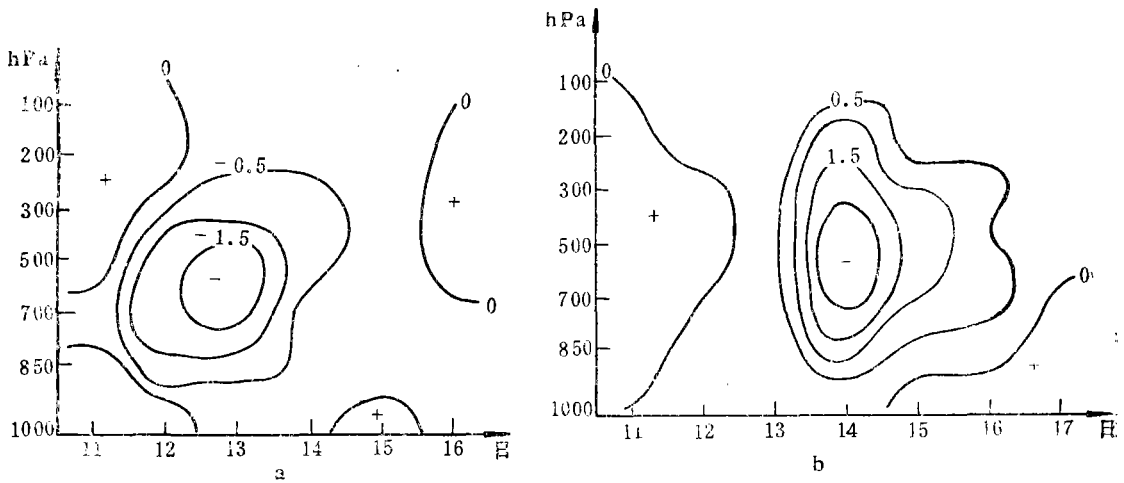


图8 气旋区平均的垂直速度分布
(a 1980年1月例子, b 1982年3月例子; 单位: $10^{-3} \text{hPa s}^{-1}$)

在用上式进行计算时,采用了准拉格朗日坐标系^[15]。图9给出了初生、爆发和成熟三个时刻总加热率的垂直分布,以此可以了解在气旋的不同阶段总加热场的演变。从图中可以看出,三个时刻 Q_1 的正值都较明显,特别是爆发性发展时刻 Q_1 的正值明显偏大,表明总加热的作用是显著的。另外,在初生和爆发时刻低层的加热也很清楚,这可能反映了海洋的感热作用。在爆发时刻,对流层中层(500 hPa)加热达到最强。这可能与凝结加热的作用有关,式(2)的计算(图10)说明了这一点。从图10中可以发现初生时对流层中层是正值,高层和低层以负值为主。在爆发时200 hPa以下各层均为正值(水汽汇),并在700—500 hPa内达最强。由此可见,凝结潜热释放对气旋爆发性发展的作用是十分清楚的。进一步比较爆发时刻 Q_1 和 Q_2 的垂直分布还可以发现,二者的最大加热值,1980年1月的例子是出现在500 hPa上,是在同一个气压层上,表明此例的凝结潜热释放主要是由稳定性降水造成。而1982年3月的例子略有不同, Q_1 和 Q_2 的最大加热率不是在同一个等压面上(Q_1 在500 hPa, Q_2 为700 hPa),这表明该例气旋区内有对流活动存在。两个例的这一差异,一方面可能与季节的不同有一定的关系;另一方面也与气旋本身的发展状况有关。如果比较一下图2 a, b 就可以看到,例2的大气层结更不稳定,更有利于对流活动的发展。

为进一步阐明凝结潜热释放对气旋爆发性发展的贡献,将(2)式对整个气柱积分,便得到 Q_2 的水平分布,并与云图进行了对照,结果比较一致(图略)。图11给出了1980年1月个例三个时刻 Q_2 的分布情况。可以看出,初生时刻气旋整个区域内以负值区为主,而气旋中心恰恰在负区里,气旋东北象限的边缘区有一小块弱的正值区(凝结区)。在爆发时刻, Q_2 的水平场有显著的变化,正的凝结区明显扩大,气旋中心处于正值区里,其东北象限最大凝结中心的数值也大大增加,1980年1月的为 $25.2 \times 10^2 \text{Wm}^{-2}$, 1982年3月的为 $22.5 \times 10^2 \text{Wm}^{-2}$ (图略)。到了成熟时刻,虽然气旋区内仍有部分正值,但数值明显减小,而且气旋中心也似乎不在正的凝结区中。1982年的情况也是如此(图略)。总之 Q_2

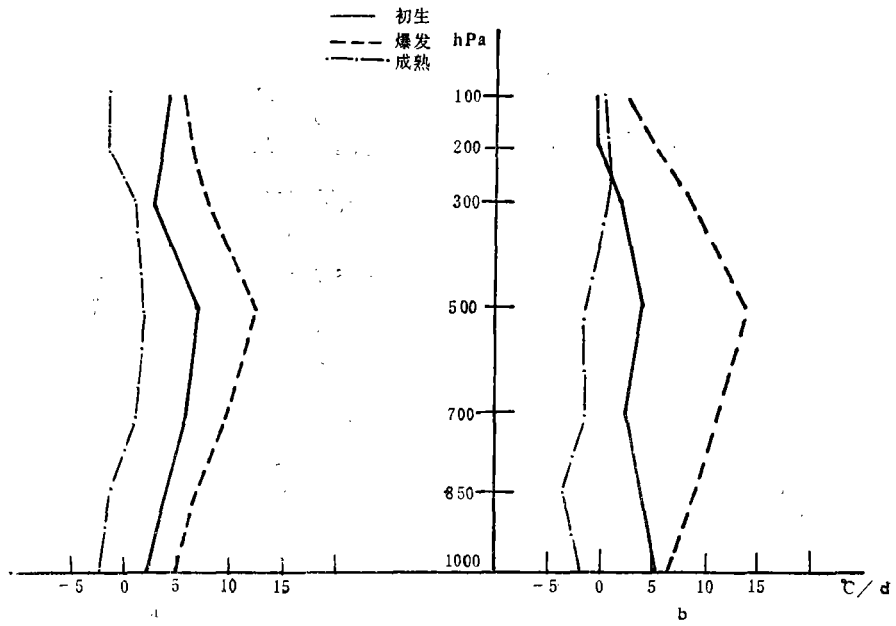


图 9 Q_1 的垂直廓线
(a 1980 年 1 月的例子, b 1982 年 3 月的例子, 单位: $^{\circ}\text{C}/\text{d}$)

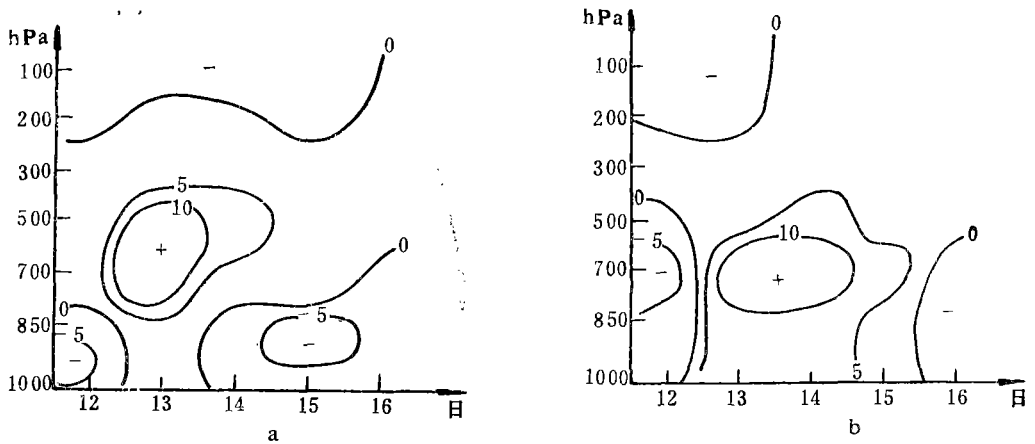


图 10 Q_2 的垂直剖面图
(a 1980 年 1 月例子, b 1982 年 3 月例子)

的水平分布进一步表明，凝结潜热释放对气旋爆发性发展的作用是很显著的。

五、气旋区域内扰动动能的收支

单位质量空气的总动能： $K = (u^2 + v^2)/2$ ，气旋区域平均总动能为 $[K]$ 。表 1 是两气旋的总动能变化。从表中可以看出，自气旋的初期到爆发日，总动能的值明显增大，各时

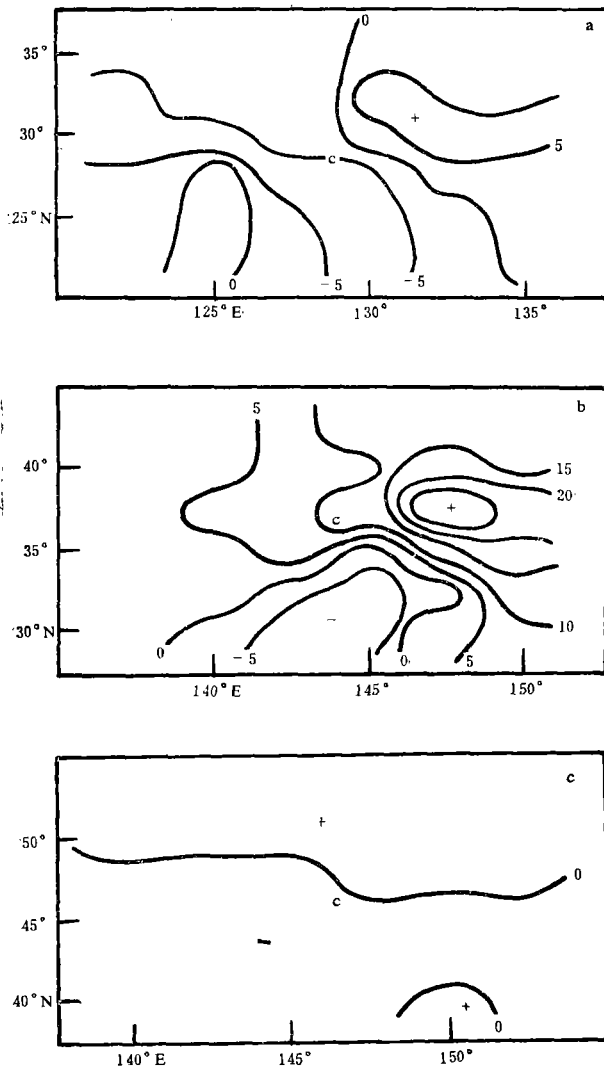


图 11 1980 年 1 月个例 Q_2 的水平分布
(a 初生时刻, b 爆发时刻, c 成熟时刻, 单位: $10^2 Wm^{-2}$)

表 1a $[K]$ 的分布 (1980 年 1 月例子, 单位: $10^5 Jm^{-2}$)

hPa	11	12	13*	14	15	16
200—100	9.15	10.2	11.0	9.84	9.50	8.54
300—200	11.2	12.8	14.3	12.7	12.8	10.8
500—300	13.0	14.5	18.3	17.4	16.1	14.2
700—500	4.18	4.68	7.28	8.01	5.96	6.25
850—700	0.73	1.01	2.73	3.21	2.34	2.29
1000—850	0.32	0.38	1.62	2.32	1.46	1.25
1000—100	38.5	43.5	55.23	53.5	48.2	43.4

* 表示爆发日期 (下同)。

次相比,爆发日最强。这一特点从整个气柱的积分值上(表中最下一栏)看得更清楚。从爆发至成熟阶段,总动能趋于减小。 $[K]$ 的上述变化特征,实际上反映了气旋爆发性发展时风场的迅速加强。

表 2 是不同天气系统条件下的动能的水平。气旋、反气旋和准气旋是取自 Kung 和 Baker^[1] 的工作,是根据北美 3000 个例子的计算平均得到的,因而可以表示平均的情况。气团变性试验 (AMTE-X'74 和 AMTE X'75) 的计算取自 Kung^[2] 的结果。它们分别是半个月平均值,这两时段都伴随有海洋气旋的发展过程,尤其是 AMTE X'75 的气旋发展很强烈^[7]。表中还给出了一个北美强发展气旋的个例^[4]。由表可见,本文研究的动能水平几乎与 AMTE X'74 的情况一致,比 AMTE X'75 的要小,但比平均条件要大 2—3 倍,与北美强发展气旋相比,大致相近。

以下,我们进一步讨论扰动动能收支的情况。在 P 坐标下,区域平均的扰动动能的收支方程可写成如下形式^[14]

表 1b [K] 的分布 (1982年 3 月例子)

hPa	d	11	12	13	14*	15	16	17
	[K]							
200—100		8.18	7.77	8.65	6.87	3.94	3.39	2.44
300—200		10.2	9.37	10.3	9.18	6.40	5.82	3.62
500—300		11.0	10.5	11.7	13.4	13.1	11.2	6.57
700—500		3.07	3.81	4.43	7.04	9.47	6.69	4.2
850—700		0.56	1.27	1.86	4.24	5.59	3.6	2.33
1000—850		0.29	0.69	1.34	3.41	4.18	2.69	1.78
1000—100		33.2	33.4	38.2	44.1	42.6	33.4	20.9

表 2 不同天气系统总动能的比较 (单位: 10^6Jm^{-2})

天 气 系 统	[K]
气 旋 ($7.16 \times 10^6 \text{km}^2$)	15.17
反气旋 ($7.16 \times 10^6 \text{km}^2$)	11.73
准气旋 ($7.16 \times 10^6 \text{km}^2$)	16.43
AMTEX'74 ($1.27 \times 10^6 \text{km}^2$)	42.36
AMTEX'75 ($1.27 \times 10^6 \text{km}^2$)	66.37
北美强发展气旋	47.2
本研究 (两例平均, $4.84 \times 10^6 \text{km}^2$)	42.26

$$\begin{aligned} \left[\frac{\partial K_e}{\partial t} \right] = & -[\nabla \cdot \mathbf{V}K_e] - \left[\frac{\partial \omega K_e}{\partial p} \right] - \left\{ [u^* \omega^*] \frac{\partial [u]}{\partial p} \right. \\ & \left. + [v^* \omega^*] \frac{\partial [v]}{\partial p} \right\} - [\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*] - [E^*] \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $K_e = (u^{*2} + v^{*2})/2$, * 表示对区域平均的偏差。为便于讨论, 右边第三项可写成如下形式:

$$C = - \left\{ [u^* \omega^*] \frac{\partial [u]}{\partial p} + [v^* \omega^*] \frac{\partial [v]}{\partial p} \right\} \quad (4)$$

由于篇幅所限, 我们仅给出初生、爆发和成熟三个不同发展阶段扰动动能的收支结果 (见表 3、表 4)。首先, 我们讨论一下三个时刻扰动动能的局地变化项 $\left(\frac{\partial K_e}{\partial t} \right)$ 。从表 3 中可以看出, 1980年 1 月的例子表现出, 初生时刻, 扰动动能的局地变化项虽为正值, 但较小。在爆发时刻此项明显增大, 并在对流层中上部最突出, 表明这一气层内的扰动动能的增加是十分强烈的, 到了气旋的成熟时刻, 扰动动能的局地变化项均为负值, 这从整个气柱的积分结果 (表 3 中最下栏) 看得更明显。例 2 (表 4) 此项的变化趋势与前例无大的差异。其中初生时刻扰动动能局地变化项更小, 且对流层上层为负值, 但在爆发时刻扰动动能的增加十分显著。下面讨论 (3) 式右边各项的贡献及意义。

扰动动能的水平输送项 $-\nabla \cdot \mathbf{V}K_e$, 三个时刻相比较, 初生时刻正值较突出, 从表中最下一栏的整层积分值中更显而易见。这表明, 初期水平输送项是使气旋扰动动能增加的主要贡献项。表明初期气旋是从外部输入扰动动能的。揭示了大尺度环境条件的强迫

表 3a 初生时刻扰动动能的收支 (单位: Wm^{-2})
(1980年1月个例)

hPa	$\left[\frac{\partial K_e}{\partial t}\right]$	$-\left[\nabla \cdot \mathbf{V}K_e\right]$	$-\left[\frac{\partial \omega K_e}{\partial p}\right]$	C	$-\left[\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*\right]$	$-\left[E^*\right]$
200—100	0.5	5.30	0.23	-0.05	0.15	-4.13
300—200	0.64	6.84	0.21	0.01	-3.83	-2.59
500—300	0.57	6.89	0.02	0.11	-5.26	-1.19
700—500	0.13	0.83	-0.21	0.04	4.00	-4.53
850—700	0.06	0.74	-0.13	0.03	2.31	-2.89
1000—850	0.06	0.34	-0.13	0.01	1.53	-1.69
1000—100	1.96	20.95	-0.1	0.14	-1.10	-17.02

表 3b 爆发时刻扰动动能的收支
(1980年1月例)

hPa	$\left[\frac{\partial K_e}{\partial t}\right]$	$-\left[\nabla \cdot \mathbf{V}K_e\right]$	$-\left[\frac{\partial \omega K_e}{\partial p}\right]$	C	$-\left[\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*\right]$	$-\left[E^*\right]$
200—100	1.50	2.10	0.77	0.06	1.46	-2.89
300—200	2.15	3.90	0.89	0.66	9.77	-13.07
500—300	1.22	4.18	0.17	2.93	11.46	-17.52
700—500	1.02	-1.84	-0.03	2.03	10.09	-9.23
850—700	1.11	-7.91	-0.34	1.24	8.27	-0.15
1000—850	1.15	-9.87	-1.40	0.41	6.25	5.78
1000—100	8.15	-8.44	0.06	7.33	47.3	-37.08

表 3c 成熟时刻扰动动能的收支
(1980年1月例)

hPa	$\left[\frac{\partial K_e}{\partial t}\right]$	$-\left[\nabla \cdot \mathbf{V}K_e\right]$	$-\left[\frac{\partial \omega K_e}{\partial p}\right]$	C	$\left[\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*\right]$	$-\left[E^*\right]$
200—100	-0.54	1.63	0.52	0.02	-2.07	-0.64
300—200	-1.88	2.82	0.16	0.17	-3.96	-1.07
500—300	-2.42	3.86	-0.20	0.82	-5.05	-1.85
700—500	-0.24	-6.76	-1.12	0.81	-1.47	8.30
850—700	-0.05	-2.01	-0.57	0.27	3.27	-1.01
1000—850	-0.22	-1.99	-0.46	0.05	2.77	-0.59
1000—100	-5.35	-2.45	-1.67	2.14	-6.51	3.14

作用是十分重要的,而不能把气旋看作一个闭合系统。

扰动动能的垂直输送项 $-\left[\frac{\partial \omega K_e}{\partial p}\right]$ 在各时刻都是最小项,它在方程中主要起着重新分布动能的作用。

扰动动能制造项 $-\left[\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*\right]$ 在方程中是一个大项。从两个例子的情况来看比较一致。例1(表3中)初生时刻,500 hPa以下为正,以上为负值,整个气柱积分为负值,爆发时刻各层均为较强的正值,特别是对流层中上层。成熟时各层虽仍为正值,但数值较爆发时明显偏小。例2(表4中)上述特征更明显,即在爆发时刻,涡动动能的制造项对涡动动

表 4a 初生时刻扰动动能的收支
(1982年3月例)

hPa	$\left[\frac{\partial K_e}{\partial t}\right]$	$-\left[\nabla \cdot \mathbf{V}K_e\right]$	$-\left[\frac{\partial \omega K_e}{\partial p}\right]$	C	$-\left[\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*\right]$	$-\left[E^*\right]$
200-100	-0.47	7.64	0.33	0.09	-2.12	-6.41
300-200	-0.54	8.99	0.13	0.20	-9.47	-0.39
500-300	-0.30	5.01	-0.06	0.37	-11.04	5.42
700-500	-0.03	3.07	0.11	0.02	-7.71	4.48
850-700	0.33	0.69	-0.02	0.03	-3.32	2.95
1000-850	0.59	-0.19	-0.50	0.01	4.57	-3.30
1000-100	-0.42	25.21	-0.01	0.72	-29.09	2.75

表 4b 爆发时刻扰动动能的收支
(1982年3月例)

hPa	$\left[\frac{\partial K_e}{\partial t}\right]$	$-\left[\nabla \cdot \mathbf{V}K_e\right]$	$-\left[\frac{\partial \omega K_e}{\partial p}\right]$	C	$-\left[\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*\right]$	$-\left[E^*\right]$
200-100	0.18	0.53	0.82	0.10	5.52	-6.79
300-200	1.19	1.50	0.78	0.14	9.72	-10.95
500-300	3.64	4.90	0.35	0.03	16.47	-18.11
700-500	2.94	6.58	0.53	0.16	10.07	-14.40
850-700	2.43	-8.69	-0.25	0.42	8.67	2.28
1000-850	2.09	-10.51	-1.25	0.24	7.32	6.29
1000-100	12.49	-5.69	0.98	1.09	57.77	-41.68

表 4c 成熟时刻扰动动能的收支
(1982年3月例)

hPa	$\left[\frac{\partial K_e}{\partial t}\right]$	$-\left[\nabla \cdot \mathbf{V}K_e\right]$	$-\left[\frac{\partial \omega K_e}{\partial p}\right]$	C	$-\left[\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*\right]$	$-\left[E^*\right]$
200-100	-0.83	-1.45	0.27	-0.18	-6.43	6.96
300-200	-0.52	-3.02	0.10	-0.17	-10.74	13.30
500-300	-1.59	-6.72	0.15	0.42	-12.71	17.27
700-500	-3.32	-3.03	0.23	0.60	-10.60	9.48
850-700	-2.51	-3.14	-0.12	0.26	4.32	-3.83
1000-850	-1.87	-1.37	-0.64	0.11	5.61	-5.58
1000-100	-10.64	-18.73	-0.01	1.04	-30.55	37.60

能增加的贡献最明显, 成为收支方程中的主要项。

C 项即转换项。从表中可以看出, 它对方程收支的贡献比涡动能垂直输送项明显。三个时刻相比, 两个例都是在爆发时刻达到最强, 表明这时平均动能向涡动能转换加剧。

$[E^*]$ 通常称为耗散项, 在方程中它是作为余项处理的, 因而它除了表示网格尺度与次网格尺度的相互作用外, 还包含了各种计算误差。从表 3、表 4 中可以看出, 它也是一个大项, 负值较明显, 尤其是在对流层上层, 这表明那里有强烈的网格尺度动能向次网格尺度动能的转换(摩擦消耗)。对流层中层有时表现出明显的正值, 说明存在着次网格尺

度向网格尺度动能的转换,而低层大多为负值,特别是成熟时,表明对流层低层的摩擦消耗也比较明显。

从上面的分析可以得到,涡动动能制造项是气旋涡动动能增加的主要贡献项。为进一步了解这一项的物理过程,可以进而展开成如下三个分量:

$$-[\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*] = -[\nabla \cdot \mathbf{V}^* \phi^*] - \left[\frac{\partial \omega^* \phi^*}{\partial p} \right] - [\omega^* \alpha^*] \quad (5)$$

本文主要讨论爆发性发展过程,故下面我们仅给出这一时刻(5)式各项的大小。从表5中可以看出,位能的水平涡动辐合项 $-[\nabla \cdot \mathbf{V}^* \phi^*]$ 和有效位能向动能的转换项 $-[\omega^* \alpha^*]$ 对涡动动能制造项的作用都较明显,后者略强。这表明有效位能向动能的转换是很重要的。

表 5a 动能制造项的物理过程(单位: Wm^{-2})
(1980年1月个例)

hPa	$-[\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*]$	$-[\omega^* \alpha^*]$	$-[\nabla \cdot \mathbf{V}^* \phi^*]$	$-\left[\frac{\partial \omega^* \phi^*}{\partial p} \right]$
200-100	1.46	1.53	0.13	-0.13
300-200	9.77	7.61	3.88	-1.72
500-300	11.46	7.86	5.73	-2.13
700-500	10.09	6.52	4.04	-0.47
850-700	8.27	4.12	3.05	1.10
1 000-850	6.25	3.25	1.75	1.25

表 5b 动能制造项的物理过程(单位: Wm^{-2})
(1982年3月个例)

hPa	$-[\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*]$	$-[\omega^* \alpha^*]$	$-[\nabla \cdot \mathbf{V}^* \phi^*]$	$-\left[\frac{\partial \omega^* \phi^*}{\partial p} \right]$
200-100	5.52	4.75	-0.95	1.72
300-200	9.72	7.00	1.81	0.91
500-300	16.47	10.98	8.24	-2.75
700-500	10.07	9.78	5.04	-4.75
850-700	8.67	5.04	4.30	-0.67
1 000-850	7.32	4.17	2.66	0.47

Kung^[2]用了同样的方程也计算了 AMTE X' 74 和 AMTE X' 75 期间涡动动能的收支。表6是 Kung 的结果与本研究结果的比较。可以看出,两个研究结果的趋势是基本一致的。 $-\left[\frac{\partial \omega K_e}{\partial p} \right]$ 皆很小,C项和 $-[\nabla \cdot \mathbf{V} K_e]$ 的贡献虽不起主要作用,但有一部分扰动动能是由外界输入和由平均动能转换而来的。涡动动能的制造是主要项。本文的涡动动能制造项几乎是 AMTEX 期间的两倍。在 AMTEX 期间有明显的冷空气爆发。1975年并伴有明显的气旋发展,但这种气旋发展并不象本例中有显著的爆发性。虽然总动能的水平 AMTE X' 75 要比本例大,但扰动动能的制造本例比前者大一倍。动能的制造主要反映了非地转风的作用,因而在海洋气旋爆发性发展中,非地转风的发展是一个非常

表 6 本研究与气团变性试验期间涡动动能收支的比较
(从地面到100hPa的积分值, 单位: Wm^{-2})

研究者	$\frac{\partial K_e}{\partial t}$	$-\nabla \cdot \mathbf{v} K_e$	$-\left[\frac{\partial \omega K_e}{\partial p}\right]$	C	$-\mathbf{V}^* \cdot \nabla \phi^*$	$-[E]^*$
AMTEX'74		0.71	0.01	0.04	3.71	-4.47
AMTEX'75		1.44	0.25	-0.57	3.14	-4.27
本研究	1.03	1.80	-0.13	2.08	6.32	-8.72

重要的问题。研究在什么条件下和通过什么机制, 使气旋中非地转风突然加大是今后值得研究的问题。

六、结 论

本文对 1980 年 1 月和 1982 年 3 月两个东海气旋爆发性发展过程进行了动力学分析, 综合各分析结果, 可以得到如下结论:

1. 明显的对流层中下部增温、增湿、不稳定的大气层结, 强的高空西风急流是气旋发生和得以爆发性发展的重要条件。其中风场的演变主要取决于高空急流与气旋的相对位置。

2. 动力分析表明, 从气旋的初生到爆发性发展, 涡度、高空辐散、低空辐合和垂直上升运动都有明显的增大, 且在爆发时刻达最强。

3. 非绝热加热特别是凝结潜热释放对气旋爆发性发展的作用是十分重要的, 并且最大的加热中心位于气旋中心的东北象限。

4. 涡动动能的收支表明, 初期气旋是从外部输入动能的, 而爆发时刻气旋内部动能的制造十分强烈, 其来源主要是涡动动能制造项; 其中有效位能向动能的转换以及位能的水平涡动辐合项对涡动动能制造项的贡献都十分显著, 前者略强于后者。因而气旋内部的斜压转换及与环境的能量交换, 对气旋的爆发性发展都起着重要作用。

参 考 文 献

- [1] Kung, E. C., and W. E. Baker, Energy transformations in middle-latitude disturbances, *Q. J. Roy. Meteor. Soc.*, **101**, 793-815, 1975.
- [2] Kung, E. C., Large-scale energy transformations in the intense winter motion over the Kuroshio region, *J. Meteor. Soc. Japan*, **55**, 498-510, 1977.
- [3] Sanders, F., and J. R. Grakum, Synoptic dynamic climatology of the "Bomb", *Mon. Wea. Rev.*, **108**, 1589-1606, 1980.
- [4] Vincent, D. G., and L. N. Chang, Kinetic energy budgets of moving systems: Case studies for an extratropical cyclone and hurricane celia, 1970, *Tellus*, **27**, 215-233, 1975.
- [5] Gyakum, J. R., On the evolution of the QE II storm, II: Dynamic and thermodynamic structure, *Mon. Wea. Rev.*, **111**, 1156-1173, 1983b.
- [6] Chang, C-B., D. J. Perkey and D-D. Chen, Observed dynamic structure of an intense oceanic cyclone, *Mon. Wea. Rev.*, **115**, 1127-1139, 1987.
- [7] Chen, T. C., Synoptic study of a medium-scale oceanic cyclone during AMTEX'75, *Mon. Wea. Rev.*, **113**, 249-361, 1985.

- [8] Chen, T. C., Numerical study of an AMTEX'75 oceanic cyclone, *Mon. Wea. Rev.*, 111, 1819-1829, 1983.
- [9] 李长青、丁一汇, 西北太平洋爆发性气旋的诊断分析, *气象学报*, 47, 2, 180-190, 1989.
- [10] Chen, S. J., and L. dell' Oso, A numerical case study of East Asian coastal cyclogenesis, *Mon. Wea. Rev.*, 115, 477-487, 1987.
- [11] 仪清菊、丁一汇, 海洋温带气旋发生发展的研究, *大气科学*, 13, 2, 238-246, 1989.
- [12] Cressman, C. P., Energy transformations in the East Asia-West Pacific jet stream, *Mon. Wea. Rev.*, 112, 563-574, 1984.
- [13] Mak, M., and M. Cai, Local barotropic instability, *J. Atmos. Sci.* 46, 3289-3311, 1989.
- [14] 丁一汇, 天气动力学中的诊断分析方法, 科学出版社, 183-186, 1989.

A DYNAMIC STUDY OF TWO EXPLOSIVELY DEEPENING CYCLONES OVER THE EAST CHINA SEA

Yi Qingju Ding Yihui

(*Chinese Academy of meteorological sciences*)

Abstract

This study investigates two explosively deepening cyclones over the East China Sea. The principal results are the following: Marked temperature and moisture increase in the lower-middle troposphere, unstable atmospheric stratification and strong westerly jet stream and its associated secondary circulation are important conditions favorable to explosive development of the cyclones. The strongest vertical motion, positive vorticity and upper level divergence and low level convergence were observed in explosive developmental process of the cyclones. Diabatic heating, specifically latent heat release is very crucial to its explosively deepening. The largest heating is located in northeast sector of the cyclones. Increase in the eddy kinetic energy is very marked during their explosively deepening stages. It was mainly contributed from the conversion of the eddy available potential energy to eddy kinetic energy. This indicates that explosive development of the cyclones is closely related to baroclinic development.