第50卷 第3期　　气 象 学 报　　Vol. 50, No. 3
1992年8月　　ACTA METEOROLOGICA SINICA　　Aug., 1992

东北低压爆发性发展过程的诊断分析*

孙 力 廉 毅 李东平

（吉林省气象科学研究所，130062）

提　　要

本文对一次东北低压的快速强烈发展过程做了扰动动能、扰动有效位能及涡度收支平衡分析。结果表明：1.气旋爆发性发展前后，扰动动能的产生项变化剧烈，是主要的扰动动能源。气旋爆发性发展前期，以斜压过程为主，而在爆发期，由正压过程制造的扰动动能也有大量增加，同样是不可忽视的，且这时扰动动能通过系统边界与外界的交换很小。2. 扰动有效位能在气旋强烈发展前有大幅度增长，由潜热释放造成的扰动有效位能的产生数值很小，平均有效位能向扰动有效位能的转换是扰动有效位能的主要来源。3. 在气旋的爆发期，对流层中层及上层的涡度变化最为显著，涡度平衡中，散度项对对流层中下层正涡度的增长贡献最大，而网格尺度及次网格尺度的垂直输送项和涡度平流项对中上层正涡度的迅速增加有着重要意义。

一、引　　言

关于气旋的快速强烈发展问题，国内外学者在天气学、诊断分析及数值模拟方面做过不少工作[1-4]，但多数集中于海岸气旋及海上气旋的研究，并特别强调来自洋面的感热和潜热的重要作用以及海温梯度的影响。对源于大陆，又在大陆上强烈发展的气旋，我们了解的还比较少。我国东北地区是地面低压活动频数较多的地区，其中快速强烈发展的东北低压也是屡见不鲜，素有“陆地台风”之称，最强时，只需在24小时内，地面低压可以从1000 hPa加深到980 hPa，其尺度可以从次天气尺度一跃为行星尺度波动，并具有突发性。这种迅速发展起来的气旋不仅垂直尺度比较深厚，而且会大幅度地改变东北区域乃至西北太平洋中纬地区的温压场结构，触发人们难以预料的灾害性天气。这种快速发展起来的气旋在时间上的分布与西北太平洋海面上的爆炸气旋的分布有所不同[4]，其频数在春季和初夏最大，而冬季很少，即两者在大尺度的环流背景上有所不同。本文对1983年4月28—29日快速强烈发展的一次东北低压进行了扰动动能及扰动有效位能和涡度的收支平衡分析，并得到了一些有意义的结果。

二、气旋的演变过程和大尺度条件

将1983年4月27—29日爆发性气旋的形成和发展分为三个阶段：27日20时至28日20

本文于1990年6月4日收到，1991年3月13日收到最后修改稿。

时是初期阶段，原来位于华北地区的一个以倒槽为主的弱低压缓慢移向东北，中低空存在着明显的西南急流，副热带高压位置比较偏北，850 hPa 上较强和密集的等温线穿过一个涡旋(图 1 a)，700 及 500 hPa 上则是穿过一个槽，对流层中下层具有明显的斜压性。29 日是爆发期，此时气旋移到东北地区并爆发性发展，24 小时内，此弱气旋迅速发展成地面中心值为 979 hPa 的强风暴低压(图 1 b)，伴随着气旋的发展，东北地区遭到了暴风雪天气的袭击，中心降雪量达 41 mm，瞬时风速为 24 m/s。29 日 20 时以后是成熟期，气旋中心气压稳定并逐渐升高。

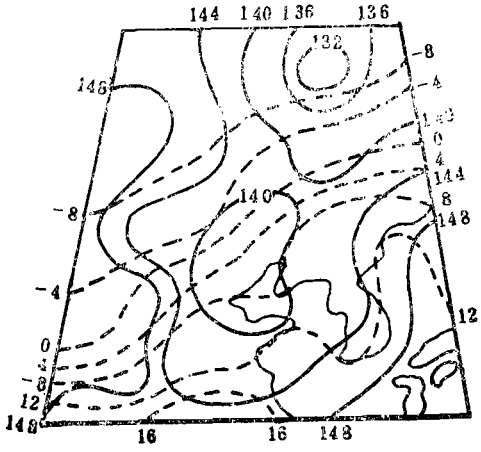

图 1 a 1983 年 4 月 28 日 08 时 850 hPa 天气图

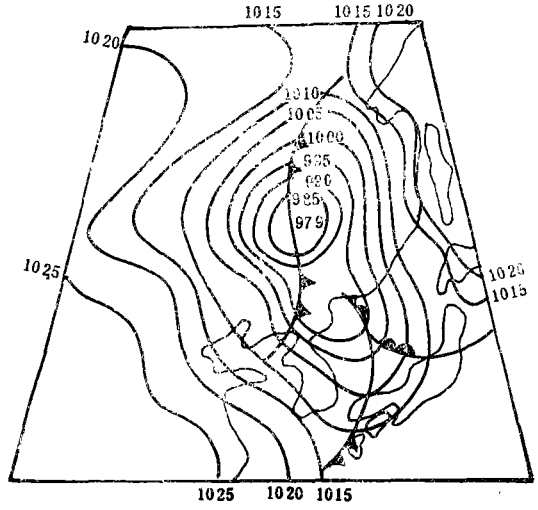

图 1 b 1983 年 4 月 29 日 08 时地面天气图

三、计算方法及资料

计算所用的主要公式如下：

扰动有效位能

$$AE=\frac{c_p}{g}\int_{p_u}^{p_0}\overline{[N'T']}dp$$

式中[ ]表示纬向平均，“′”表示对纬向平均的偏差，“—”为经向平均，p_0 取 1000 hPa，p_u 取 100 hPa，$N'=\frac{[p_r^k]-p_r^k}{p^k}$，其中 $k=\frac{R}{c_p}$，$p_r(\theta,\ t)=\frac{1}{\sigma}\int_\sigma p(x,y,\theta,t)d\sigma$，$\sigma$ 是积分区域的面积。

将扰动有效位能及扰动动能方程[5]写在准拉格朗日坐标系下可以得到：

$$\frac{\partial AE}{\partial t}=\underbrace{\frac{1}{g}\int_{P_u}^{P_0}\overline{[N'Q']}dP}_{GAE}+\underbrace{\frac{1}{g}\int_{P_u}^{P_0}\overline{[\omega'\alpha']}dP}_{WAE}$$

$$DAE$$

$$-\underbrace{\frac{c_p}{g}\int_{P_u}^{P_0}\overline{[\nabla\cdot N'T'(V-W)]}dP}_{HFAE}-\underbrace{\frac{c_p}{g}\int_{P_u}^{P_0}\frac{\partial}{\partial P}\overline{[N'T'\omega]}dP}_{VFAE}$$

$$-\frac{c_p}{g}\int_{P_u}^{P_0}\overline{\left\{[T'\boldsymbol{V}']\cdot\nabla[N]+[N'\boldsymbol{V}']\cdot\nabla[T]-\frac{[N]}{c_p}[\omega'\alpha']\right.}$$

$$\underbrace{\left.-\frac{[\alpha]}{c_p}[\omega'N']+[T'\omega']\frac{\partial[N]}{\partial P}+[N'\omega']\frac{\partial[T]}{\partial P}\right\}}_{CAE}dP$$

$$\underbrace{+\frac{c_p}{g}\int_{P_u}^{P_0}\overline{\left[\frac{T'}{P^k}\left(\frac{dP_r^k}{dt}\right)'\right]}dP}_{DPDTE} \tag{1}$$

式中$[N]=\dfrac{p^k-[p_r]^k}{p^k}$，$Q$ 是非绝热加热率，这里只考虑了潜热加热的作用(包括大尺度和积云对流加热)，大尺度加热是用文献［6］的方法计算的，对流潜热是根据 Kuo[7](1974) 的积云对流参数化方案计算的。GAE 为扰动有效位能的产生项，WAE 为扰动有效位能的释放项，HFAE 和 VFAE 分别为扰动有效位能的水平通量散度和垂直通量散度，CAE 为平均有效位能与扰动有效位能的转换项，DPDTE 为参考气压 p_r 的变化所引起的扰动有效位能的变化，$\boldsymbol{w}$ 为系统的移动速度。

$$\underbrace{\frac{1}{g\sigma}\int_{\sigma}\int_{P_u}^{P_0}\frac{\partial KE}{\partial t}dPd\sigma}_{DKE}=\underbrace{-\frac{1}{g}\int_{P_u}^{P_0}\overline{[\boldsymbol{V}'\cdot\nabla\phi']}dP}_{GKE}$$

$$\underbrace{-\frac{1}{g}\int_{P_u}^{P_0}\overline{[\nabla\cdot KE(\boldsymbol{V}-\boldsymbol{W})]}dP}_{HFKE}\underbrace{-\frac{1}{g}\int_{P_u}^{P_0}\overline{\left[\frac{\partial}{\partial P}\omega KE\right]}dP}_{VFKE}$$

$$\underbrace{-\frac{1}{g}\int_{P_u}^{P_0}\overline{\left\{[\boldsymbol{V}'\cdot(\boldsymbol{V}'\cdot\nabla)[\boldsymbol{V}]]+\left[\boldsymbol{V}'\cdot\omega'\frac{\partial[\boldsymbol{V}]}{\partial P}\right]\right\}}dP}_{CKE}$$

$$\underbrace{+\frac{1}{g}\int_{P_u}^{P_0}\overline{[\boldsymbol{V}'\cdot\boldsymbol{F}']}dP}_{DE} \tag{2}$$

式中 ϕ 为位势，$\boldsymbol{F}$ 是摩擦力。GKE 为扰动动能的产生项，HFKE和$VFKE$ 分别是扰动动能的水平通量散度和垂直通量散度，CKE 为平均动能与扰动动能的转换项，DE 是摩擦耗散项。

式(1)及式(2)中均略去了因气柱质量变化引起的能量变化，式(1) 中的 DPDTE 和式(2)中的 DE 项的计算采用余数法，即把它们作为方程中的余项间接计算出来的。这样 DE 不仅包含摩擦消耗，而且包括了网格尺度与次网格尺度(积云对流等)之间的能量传输。

在准拉格朗日坐标下将大尺度涡度方程取区域平均后可以得到：

$$\frac{\partial\xi}{\partial t}=-(\boldsymbol{V}-\boldsymbol{W})\cdot\nabla\eta-\eta D-\omega\frac{\partial\eta}{\partial p}-\boldsymbol{K}\cdot\nabla\omega\times\frac{\partial\boldsymbol{V}}{\partial p}+Z \tag{3}$$

式(3) 除 Z 项外，其它各量均为大尺度区域平均量，其中 $\eta=\zeta+f$，$D=\nabla\cdot\boldsymbol{V}$，

$$Z=-\omega'\frac{\partial\eta'}{\partial p}。$$

式(3) 右端依次为绝对涡度平流项、散度制造项，大尺度涡度垂直输送项，扭转项

和积云对流尺度的垂直输送项。

我们选取了大约 26°—55°N，95°—140°E 的区域为计算范围，各纬向平均值及扰动量在此范围求得。利用 130 个探空站的资料共 7 层(1000，850，700，500，300,200，100 hPa)，客观分析后用拉格朗日插值将 1000 hPa 至 100 hPa 等距的分为 10 层，格距 150 km。方程中的局地变化项采用时间中央差计算，而散度及垂直运动用实测风计算，并用 O'Brein 方法进行了订正。计算式(1)—(3)的积分区域 σ 是随系统移动的，σ 的面积大约为 $8.1\times10^{11}\mathrm{m}^2$。

四、结 果 分 析

1. 扰动动能及扰动有效位能分析

各因子引起的区域平均、垂直积分的扰动动能变化如表 1 。

由表 1 可见：1. 在系统的发展过程中，扰动动能随时间是增加的，并在 29 日 08 时增长率达最大，为 15.53 W/m²，是前 12 小时的 4.3 倍，具有突变性质，这与气旋的强度变化是一致的。2. 扰动动能的主要来源是产生项，并随着气旋的爆发性发展，其变化剧烈，29 日 08 时此值达 44.39 W/m²，是前 12 小时的 8.8 倍，表明有利的大尺度环境场成为系统扰动动能增加的主要原因。3. 在气旋爆发期，扰动动能通过系统边界与外界的交换很小，即系统外部的扰动动能源和汇，对其扰动动能平衡来说并不重要。4. 扰动动能与平均动能之间的转换在气旋发展初期为正值，但数值较小，爆发期此值变化较大，成为主要汇。5. 次网格尺度项也是主要的汇，特别是近地面层的外部摩擦及上层的内部摩擦对扰动动能的消耗最明显(图略)，在对流层中层附近，此项为较小的正值，但整层积分的结果说明，摩擦消耗扰动动能的作用超过了中层附近次网格尺度效应(包括积云对流等)制造扰动动能的效果。

可以将 GKE 分为两个部分——扰动旋转风动能产生率 G'_ψ 和扰动辐散风动能产生率 G'_χ。

$$GKE=[-\boldsymbol{V}'\cdot\nabla\phi']=[-\boldsymbol{V}'_\psi\cdot\nabla\phi']+[\boldsymbol{V}'_\chi\cdot\nabla\phi']=G'_\psi+G'_\chi$$

其中 $\boldsymbol{V}'_\psi$ 和 $\boldsymbol{V}'_\chi$ 分别为扰动旋转风及扰动辐散风。

表 1 各因子引起的区域平均、垂直积分的扰动动能变化

(单位:W/m²)

项 \ 时次	28日08时	28日20时	29日08时
$\partial KE/\partial t$	1.82	3.62	15.53
GKE	4.09	5.06	44.39
HFKE	−1.07	6.11	4.63
VFKE	0.00	0.00	0.00
CKE	0.72	0.44	−16.03
DE	−1.92	−7.99	−17.45

表 2 扰动旋转风动能产生率 G'_ψ 及扰动辐散风动能产生率 G'_χ 的结果

(单位:W/m²)

时 次	G'_χ	G'_ψ
28日08时	3.82	0.27
28日20时	8.72	−3.66
29日08时	28.79	15.60

表 2 给出了 G'_ψ 及 G'_χ 的结果。

由表 2 可以看出，在气旋发展初期(28 日 08 时至 28 日 20 时)，对 GKE 的主要贡献是 G'_χ，28 日 08 时 G'_ψ 只占 GKE 的 6.7%，而 28 日 20 时 G'_ψ 为负值，由于 G'_χ 表示"斜压过程"[8]，而 G'_ψ 表示"正压过程"[8]，故此阶段中，斜压过程制造扰动动能是主要的。而在爆发期(29 日 08 时)，G'_χ 与 G'_ψ 均有迅速增长，G'_ψ 由上一个时次的 −3.66 W/m²，增加到 15.60 W/m²，占整层 GKE 的 35%，并主要集中于对流层中上层，故此时正压过程制造扰动动能的作用逐渐增强，也是不可忽视的，这种由强斜压发展到斜压正压一起发展的过程对此次气旋的爆发作用是非常值得注意的。

各因子引起的区域平均、垂直积分的扰动有效位能变化如表 3 。

表 3　各因子引起的区域平均、垂直积分的扰动有效位能变化

(单位:W/m²)

项＼时次	28日08时	28日20时	29日08时
$\partial AE/\partial t$	1.33	5.47	−0.98
GAE	2.09	1.11	0.40
WAE	−1.39	−2.62	−26.01
HFAE	−4.96	−10.23	−14.72
VFAE	0.00	0.00	0.00
CAE	7.84	13.80	45.34
DPDTE	−2.25	3.41	−5.99

由表 3 可以看出：1．扰动有效位能在气旋发展初期一直是增加的，并在爆发性发展前 12 小时(28日20时)增长率达最大，整层积分结果为 5.47 W/m²，是上一个时次的 4 倍，爆发期之后，扰动有效位能逐渐减少。2．扰动有效位能的产生项是源，但相比之下，数值很小，即由潜热释放造成的扰动有效位能对此次气旋快速发展过程中扰动有效位能的收支平衡来说并不重要。3．平均有效位能对扰动有效位能的转换项一直是主要的源(即平均有效位能转换成扰动有效位能)，且随着气旋的发展逐渐增大，29 日 08 时达到最大，为 45.35 W/m²，是上一个时次的 3.3 倍，这主要是$[T'\boldsymbol{V}']\cdot\nabla[N]$项引起的，即由于槽前暖空气上升，槽后冷空气下沉，并且冷温度槽落后于高度槽而形成 T' 与 $\boldsymbol{V}'$的正相关，从而造成了平均有效位能向扰动有效位能的转换。4．扰动有效位能的释放是主要的汇，且随着气旋的发展，此值具有某种突变性质，由表 3 中可以看出，29 日 08 时，此值达 −26.01 W/m²，几乎是上一个时次的 10 倍。由公式$-[\boldsymbol{V}'\cdot\nabla\phi']=-[\nabla\cdot\boldsymbol{V}'\phi']-\left[\frac{\partial\omega'\phi'}{\partial p}\right]-[\omega'\alpha']$可以看出，扰动动能的制造项来源于两部分，即扰动斜压位能的转换和扰动位能的边界通量。计算表明，在气旋的发展过程中，扰动有效位能的释放占扰动动能制造的比例由初期的 34%增长到爆发期的 58.6%，即斜压位能的转换过程在不断增强，这与扰动动能的增长是一致的，这种强有力的扰动有效位能释放是造成扰动动能迅速增长的主要原因。5．随着气旋的发展，系统通过其边界把越来越多的扰动有效位能不断地注入环境大气，即对外界环境而言，此爆发性气旋是一个扰动有效位能的源。

为了检验以上计算结果的可靠性程度，我们以 4 月 29 日 08 时为例。对探空资料存在着的观测误差做了灵敏度分析，即对原始探空资料加上随机脉动，再重复进行了计算，所取的脉动是一些随机量，它呈正态分布，具有文献[9]所给出的标准差，且平均值为零。共进行了 5 组这样的试验，结果见表 4 、表 5 。

表 4 扰动动能方程 5 组灵敏度试验结果(单位：W/m²)

项	原 值	组别					平均绝对误差	平均相对误差
		1	2	3	4	5		
GKE	44.39	41.53	40.33	44.05	42.99	45.16	1.89	4.3%
HFKE	4.63	3.46	4.42	5.10	4.23	4.98	0.52	11.3%
CKE	−16.03	−17.06	−14.88	−17.15	−15.96	−16.88	0.85	5.3%
DKE	15.53	14.39	15.01	14.17	16.10	14.01	1.03	6.7%
DE	−17.45	−13.54	−14.86	−17.83	−15.16	−19.27	2.20	12.7%

表 5 扰动有效位能方程 5 组灵敏度试验结果(单位：W/m²)

项	原 值	组别					平均绝对误差	平均相对误差
		1	2	3	4	5		
WAE	−26.01	−27.23	−25.32	−25.17	−26.74	−25.98	0.71	2.8%
HFAE	−14.72	−13.33	−17.15	−16.30	−14.96	−14.38	1.20	8.2%
GAE	0.40	0.53	0.42	0.50	0.47	0.37	0.07	17.5%
CAE	45.34	43.36	47.79	46.73	46.36	44.33	1.57	3.5%
DAE	−0 98	−1.30	−0.78	−0.91	−0.88	−0.96	0.15	14.5%
DPDTE	−5.99	−4.63	−6.52	−6.67	−6.01	−5.32	0.66	10.9%

我们可以看出，所加的随机脉动对计算结果不很敏感，扰动动能及扰动有效位能方程中各项的平均绝对误差基本上在 2.0 W/m²以下，在平衡方程中起主要作用的因子平均相对误差较高的在 15%左右，一般的均小于 10%，所以可以认为本文的计算结果是可信的。

2. 涡度平衡

图 2—7 给出了 28 日 08 时至 29 日 08 时各时次涡度方程中几项主要因子的分布，图中结果是整个气旋区域各点的面积平均值，区域面积大约 $8.1\times10^{11}m^2$。

计算结果表明，涡度平衡中各项虽然数值大小有一定差别，但量级基本相同，均有不可忽视的作用。

由图 2 — 7 ，我们可以看出：

1) 涡度的局地变化项：此项在气旋发展过程中变化较大，初期阶段的 28 日 08 时，气旋区域内正涡度的发展仅限于对流层底层的 900 至 700 hPa，而中层涡度的变化不明显，28 日 20 时，500 hPa 以上各层负涡度迅速发展，对流层中下层正涡度亦有所增加，但此时地面低压并未强烈发展。爆发期对流层中上层负涡度迅速转变为较强正涡度，尤其以 500—300 hPa 的变差最大，系统垂直结构由强斜压状态迅速向正压状态转变，此时

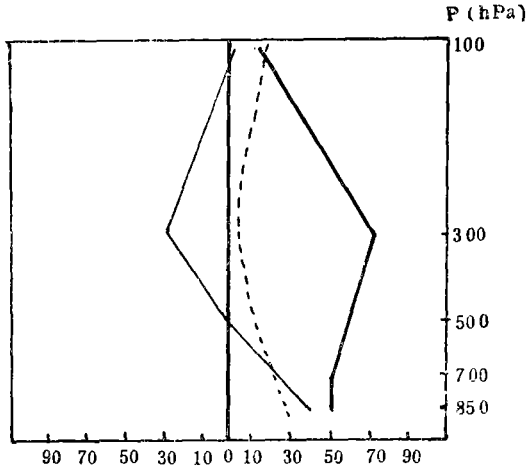

图 2　涡度的时空分布(细实线：28 日 20 时，细虚线：28 日 08 时，粗实线：29 日 08 时；单位：$10^{-6}s^{-1}$，横坐标左为负)

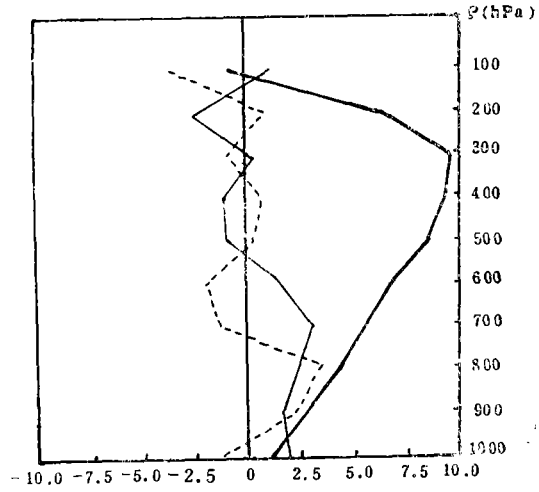

图 3　涡度的局地变化项(粗实线：29 日 08 时，细实线：28 日 20 时，细虚线：28 日 08 时；单位：$10^{-10}s^{-2}$)

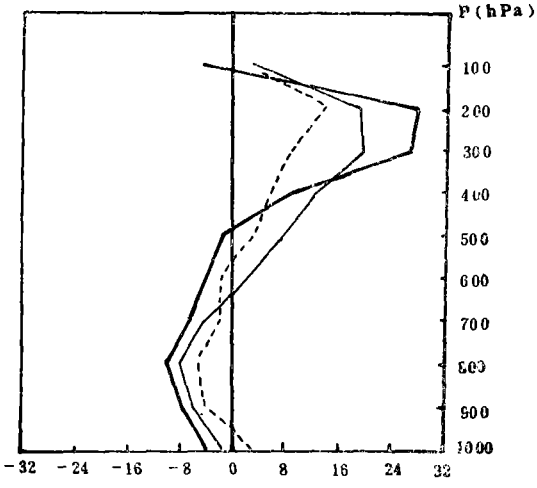

图 4　涡度平流项的时空分布
(说明同图 3)

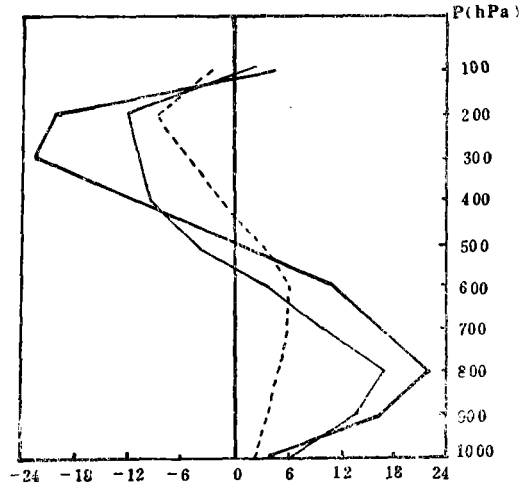

图 5　散度制造项的时空分布
(说明同图 3)

地面低压强烈发展，中心气压加深为 97 9hPa，由此看来，搞清对流层下层正涡度如何维持和发展，特别是中上层负涡度如何被突破而向正涡度转化，从而形成上下一致贯通的正压结构，是揭示此次东北低压快速强烈发展的一个关键。

2）涡度平流项：这一项反映了气旋与其周围系统的涡度交换，计算结果表明，此项数值不小，表明周围系统对气旋的强度变化是颇为重要的。初期阶段，此项对对流层中下层正涡度的积累与高层负涡度的积累均起负作用。但在爆发期，其对对流层中上层正涡度的迅速增强，即斜压结构向正压结构的转化有重要贡献。

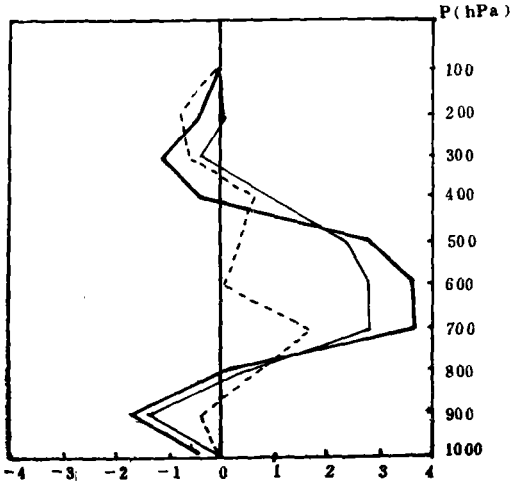

图 6 大尺度垂直输送项的时空分布
(说明同图 3)

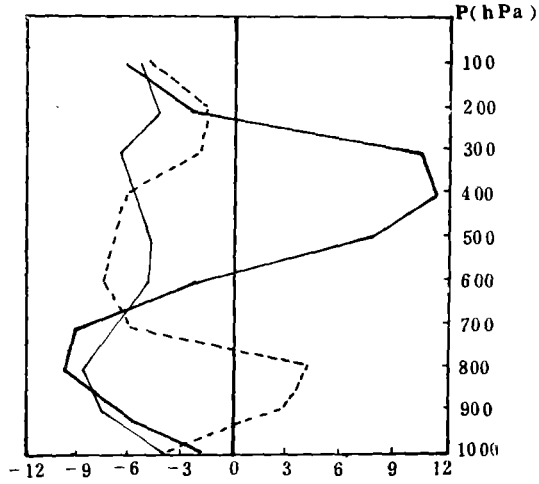

图 7 次网格尺度垂直输送项的时空分布
(说明同图 3)

3) 散度制造项:其在各层都是主要项。气旋发展初期，此项对对流层中下层正涡度与中上层负涡度的积累起有决定性作用，这与气旋在此阶段中低层辐合，高层辐散的一般形势是一致的。爆发期，此项的强度增加迅速，是造成对流层中下层正涡度急剧增长的主要原因。

4) 网格尺度与次网格尺度垂直输送项：由于气旋区域内铅直运动较大,故计算结果表明，此两项也具有不可忽视的作用，在气旋发展过程中，网格尺度垂直输送项的效果是将高低层正涡度向中层附近输送，造成对流层中层正涡度的增加，特别是在爆发期，这种作用更明显。次网格尺度项在气旋发展的不同阶段，其作用是不同的，气旋发展初期，此项在各层基本上均是负值，起消耗正涡度的作用。在爆发期，其作用与大尺度垂直输送项相类似，即除了在低层和高层调整和平衡大尺度的作用外，还在中上层产生了较大的正涡度，由此可见，大尺度垂直运动与次网格尺度垂直运动这种将高低层正涡度向中上层附近输送的效果无疑对气旋爆发期中上层正涡度的迅速增加有着十分重要的意义。

五、结 论

1. 有利的大尺度环境(气压场作功)是此气旋爆发性发展过程中扰动动能迅速增加的主要原因。系统发展初期，以斜压过程为主，爆发期，正压过程的重要性逐渐增强，也是不可忽视的。并且此时系统与外界的扰动动能交换很小。

2. 扰动有效位能在气旋爆发性发展前有大幅度增长,由潜热释放造成的扰动有效位能的产生数值很小，平均有效位能向扰动有效位能的转换是主要的源，而扰动有效位能的释放在气旋爆发性发展前后变化剧烈，具有突变性质，是主要的汇。

3. 涡度平衡中,散度项对气旋爆发阶段对流层中下层正涡度的积累贡献最大，而涡度平流项与大尺度及次网格尺度的垂直输送项对流层中上层正涡度的迅速增加有着十分

重要的意义。

参 考 文 献

[1] Gyakum, J. R., On the evolution of the QE II storm I: synoptic aspects, *Mon. Wea. Rev.*, 111, 1137—1155, 1983.
[2] Gyakum, J. R., On the evolution of the Q EII storm II: dynamic and thermodynamic structure, *Mon. Wea. Rev.*, 111, 1156—1173, 1983.
[3] Anthes, R. A., Y-H. Kuo and J. R. Gyakum, Numerical simulations of a case of explosive marine cyclogenesis, *Mon. Wea. Rev.*, 111, 1174—1188, 1983.
[4] 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。
[5] 杨信杰，汇淮气旋的能量变化，气象学报，**46**，4，486—491，1988。
[6] 丁一汇，天气动力学中诊断分析方法，P 114，科学出版社。
[7] Kuo, H.L., Further studies of the parameterization of the influence of cumulus convection on large-scale flow, *J. Atmos. sci.*, **31**, 1232—1240, 1974.
[8] Pearce. R. P., The design and interpretation of diagnostic studies of synoptic scale atmospheric system, *Quart. J. Roy. Meteor. soc.*, **100**, 265—285, 1974.
[9] 丁一汇，天气动力学中诊断分析方法，P 249，科学出版社。

A DIAGNOSTIC STUDY OF AN EXPLOSIVELY DEEPENING NORTHEASTERN CYCLONE IN SPRING

Sun Li　Lian Yi　Li Dongping
(*Jilin Research Institute of Meteorological Science, Changchun*, 130062)

Abstract

In this paper, a diagnostic study of a spring cyclone developed rapidly was made. The eddy kinetic energy (EKE) budget, eddy available potential energy (EAE) budget and vorticity budget have been calculated by using the Quasi-Lagrangian scheme during the period 27 to 29 April 1983. The principal results are the following: (1) Advantageous large-scale environments were a very crucial factor for the explosively deepening cyclone. In the early developing stage of the cyclone, the baroclinic process was dominant. And the EKE generation by barotropic process also increased rapidly and the cyclone could be considered as a "quasi-closed" system in its explosive stage: (2) The EAE increased rapidly before the cyclone developed explosively. The EAE generation by the release of latent heat was very small. And the transformation from average available potential energy to EAE was a main source. (3) The vorticity variations in middle-upper layer of troposphere was most notable when the cyclone developed explosively. In vorticity budget, the effects of divergence term in middle-low layer of troposphere and the large-scale and subgrid-scale vertical motion and vorticity advection in middle-upper layer of troposphere played an important role for the increasing of positive vorticity in the explosive stage of the cyclone.