

海洋温带气旋爆发性发展数值试验*

黄立文

秦曾灏

(武汉交通科技大学, 武汉, 430063)

(青岛海洋大学, 青岛, 266003)

吴秀恒 邹早建

(武汉交通科技大学, 武汉, 430063)

摘 要

利用 PSU/NCAR MM4 对 5 个西北太平洋温带气旋的爆发性发展进行了一系列数值模拟和敏感性试验, 并对重要的物理过程进行了分析和诊断。采用相同物理过程及边界条件的控制试验成功地模拟出了主要的爆发性气旋加深率, 为海洋爆发性气旋的业务数值预报提供了可能。敏感性试验获得了湿物理过程、能量频散、SST 和海面能通量、日本岛地形及初、边值条件等影响气旋加深率的定量认识, 分析表明水的微物理过程, 特别是网格尺度的水汽凝结、未饱和层的云滴和雨滴蒸发, 是气旋爆发性发展中最重要物理过程; 在高空 200~300 hPa 层的云滴蒸发效应可能是形成相应层气旋中心非绝热冷却峰值的主要原因; 由内在热力-动力学过程所决定的潜热释放比对流参数化任意规定的加热分布更接近实际并能产生更好的模拟结果; 没有能量频散效应时可减小模拟加深的 30%; 海面能通量在初始时刻比在爆发性发展时更重要, 不计初始时海面能通量将影响模拟加深约 25%, 而不计爆发性发展时的海面能通量, 这种影响不及前者的一半; 爆发性发展时的海面能通量呈不均匀分布并能诱导反锋面热力环流在局部抑制气旋的加深; 大气模式对海-气边界层能通量交换的变化和海洋增暖产生了显著的热力学响应。试验还得出日本岛地形及初、边值条件影响的重要结论。

关键词: 数值模拟, 敏感性试验, 物理过程, 爆发性气旋。

1 引 言

近几年开始出现的一些动力学诊断分析^[1~6]和数值模拟研究^[7,8], 增进了对西北太平洋温带气旋爆发性发展的重要物理过程或因子的认识。除了有利高空环境和斜压发展的重要条件之外^[3~6], 多数研究指出了非绝热加热对气旋爆发性发展的控制作用, 如指出凝结潜热释放在气旋爆发性发展时刻最强^[3], 一种看法认为大尺度加热是气旋强烈发展的主要物理因子^[1], 大尺度加热对爆发性阶段低层高位涡中心形成有明显作用^[7]; 另一种看法是, 积云对流加热, 特别是其垂直加热廓线的“形变”对爆发性气旋发展更重要^[8]。关于

* 初稿时间: 1997 年 11 月 12 日; 修改稿时间: 1998 年 5 月 10 日。

资助课题: 国家自然科学基金重点基金(49736200)。

海面能通量的影响,研究表明海面能通量和湿斜压动力学耦合对日本沿海爆发性气旋发展的重要性^[2],对来自东海入海的弱发展气旋的研究指出,海面能通量是制约气旋初生阶段发展的主要因子^[9],是产生沿海气旋式涡度和影响次级环流发展的重要成份^[10]。最近的研究还揭示出能量频散效应是气旋爆发性发展的一种机制^[11]。显然,这些不同的研究所揭示的西北太平洋爆发性气旋的主要物理过程或因子还不一致,其相对贡献甚至还不清楚。另外,从数值模拟的角度研究西北太平洋爆发性气旋的文献极少^[7,8],模拟的也仅限于 1~2 个个例,不足的是还没有分析水的微物理过程、下界面过程及能量频散效应等对气旋爆发性发展定量的影响及其敏感性。本文的目的,正在于通过多个海洋爆发性气旋的中尺度模拟和敏感性试验,对上述问题进行探讨。

2 初始场形成、选例和试验设计

数值模拟采用 PSU/NCAR MM4, 模式描述详见文献[12],该模式已为众多爆发性气旋模拟研究所采用^[8,13]。

文中重新构造了一个网格区域和网格中心点随所研究的个例不同而变动的水平网格,求解了直角网格坐标中“和“×”点上的变量初值以及科氏参数 f 、放大因子 m 、变量所在经度和纬度等。同文献[8]所取格距 150 km,垂直方向 6 个 σ 层的网格相比,这里采用了水平格距为 75 km,垂直 10 个 σ 层(0.05, 0.15, 0.25, 0.35, 0.45, 0.55, 0.65, 0.75, 0.85, 0.95)的分辨率较细的网格结构。

将欧洲中期天气预报中心(ECMWF)的 7 层等压面(1000, 850, 700, 500, 300, 200, 100 hPa), 2.5×2.5 经纬度网格上的 u, v, H, T, RH 客观分析值,在考虑地形高度后,利用双线性插值到网格中作为模式初值。其中考虑了湿度场与温度场独立插值的协调问题^[15],温压场满足静力平衡关系,并对变量场进行了 9 点平滑处理。

地表温度的初值,按照近地面层的气温及初始时刻的世界时,用经验公式给定,而海表温度的初值根据 5×5 月平均 SST 插值得到。将实际地形 10×10 格点海拔高度资料插值到网格点上并作平滑处理。陆地类型及植被情况,简单地分为“城市陆地”和“水”两类,对陆地上和大洋中的有关物理参数,就取该两类属性的值。这样近似处理对研究海洋爆发性气旋影响很小。

对于边界条件,每积分到一个 12 h 间隔,其边界上的气压、风速、温度、比湿及其倾向即用 ECMWF 的客观分析值更新一次。

地形高度上的气压是模式里需要给定的一个重要初值。根据等压面上的高度反演出地面气压场采用文献[14]中的方法。假定模式大气中的温度 T 与气压 P 的对数成线性关系 $T = a + b \ln P$, a, b 为待定系数。通过求温度递减率,代入静力学方程并积分到任意等压面 P , 不难得到两层等压面上位势高度间的关系:

$$Z = Z_m - \frac{R}{g} \left[T_m + \frac{Y}{2} \ln \frac{P}{P_m} \right] \ln \frac{P}{P_m} \quad (1)$$

和 P 的计算式:

$$P = P_m \exp \left\{ \frac{2g}{R} (Z_m - Z) / T_m + (T_m^2 + 2Y \frac{g}{R} (Z_m - Z))^{1/2} \right\} \quad (2)$$

这里下标 m 代表某一参考等压面, R 为气体常数, g 为重力加速度, $\gamma = \frac{\partial T}{\partial \ln P}$ 为大气温度直减率。将 Z 看成模式地形高度, Z_m 为紧邻 Z 之上的某一等压面 P_m 上的高度, T_m 为对应于 Z_m 的温度, 则很容易计算出模式地形高度上的气压 P 。显然, 如果取 $Z = 0$, 下标 m 表示 1000 hPa 上的值, 则可求出海平面气压。

选择了 5 个海洋爆发性气旋个例进行数值试验。表 1 列出了根据 ECMWF 资料由方程式(2) 计算得到和利用二次曲面拟合确定的气旋中心气压值和位置。

表 1 5 个海洋爆发性气旋个例及控制试验结果一览表

个例序号	时间(GMT)	控制试验		实况	
		气压(hPa)	位置	气压(hPa)	位置
个例 1	1983 年				
	1 月 3 日 00 时	1005.4	30.1 N, 153.9 E	1005.4(1004)	30.1 N, 153.9 E(29.9 N, 155.1 E)
	1 月 3 日 12 时*	992.2	31.5 N, 161.1 E	993.4(992)	31.6 N, 160.4 E(31.0 N, 162.8 E)
	1 月 4 日 00 时*	981.9	33.7 N, 169.1 E	980.7(980)	32.7 N, 170.5 E(32.8 N, 172.2 E)
	1 月 4 日 12 时	966.7	37.4 N, 174.8 E	969.5(970)	37.6 N, 179.5 E(35.8 N, 178.5 E)
	1 月 5 日 00 时	959.2	40.5 N, 177.1 E	964.2	42.2 N, 173.9 E(41.8 N, 173.0 E)
个例 2	1983 年				
	1 月 22 日 00 时	1004		1004(1004)	(36.0 N, 148.2 E)
	1 月 22 日 12 时*	986		992(990)	(38.3 N, 161.2 E)
	1 月 23 日 00 时*	979		978(977)	(39.9 N, 169.0 E)
	1 月 23 日 12 时	968		956(964)	(39.8 N, 179.9 E)
个例 3	1982 年				
	3 月 1 日 12 时	998.1	36.9 N, 145.6 E	998.1(996)	36.9 N, 145.6 E(36.8 N, 145.0 E)
	3 月 2 日 00 时*	993.2	39.8 N, 150.0 E	985.2(984)	39.7 N, 152.7 E(40.0 N, 151.0 E)
	3 月 2 日 12 时	978.0	42.4 N, 154.7 E	975.0(968)	43.0 N, 157.6 E(43.7 N, 157.0 E)
个例 4	1982 年				
	3 月 14 日 00 时	992.7	37.2 N, 159.5 E	992.7(992)	37.2 N, 159.6 E(36.8 N, 159.0 E)
	3 月 14 日 12 时*	983.1	41.3 N, 165.1 E	978.5(980)	42.6 N, 167.2 E(41.7 N, 166.0 E)
	3 月 15 日 00 时	972.9	46.4 N, 169.3 E	963.0(964)	47.4 N, 168.7 E(46.9 N, 169.0 E)
	3 月 15 日 12 时	967.4	47.5 N, 171.7 E	962.0(960)	48.5 N, 170.2 E(48.9 N, 173.1 E)
	3 月 16 日 00 时	967.0	48.5 N, 174.2 E		
个例 5	1980 年				
	1 月 13 日 12 时	995	35.0 N, 143.0 E	(994)	(35.0 N, 143.0 E)
	1 月 14 日 00 时*	977	40.5 N, 151.0 E	(980)	(39.0 N, 151.2 E)
	1 月 14 日 12 时	968	44.0 N, 153.0 E	(972)	(44.9 N, 150.4 E)
	1 月 15 日 00 时			(968)	(47.9 N, 148.4 E)
	1 月 15 日 12 时			(972)	(48.9 N, 149.5 E)

注: 括号内的是根据日本天气图得到的气旋中心气压及位置。个例 2, 气旋中心气压取多个副中心的平均。对个例 3, 取自日本天气图的 3 月 2 日 12 时的气压值估计偏小, 利用 ECMWF 资料和式(2) 的计算值为 975 hPa, 另据 1000 hPa 地转涡度的计算来看, 似乎定为 972 hPa 较好。表 1 中* 号表示每个个例的爆发时刻, 在此之前的 12 h 称为开始(爆发)时刻, 也是模拟的初始时刻, 之后的 12 h 称为加深至最深时刻或成熟时刻。

表 1 中 5 个个例有 7 次 24 h 爆发性发展过程, 其中个例 1 和个例 2 为连续爆发。根据日本天气图估计的 7 次平均加深率为 25 hPa/24 h, 其爆发性发展强度一般比大西洋爆发性气旋的要弱一些。从表 1 中还清楚地看到, 每个个例最后都加深到 970 hPa 以下, 代表了一些海洋强气旋的例子。利用式(2) 计算得到各个个例的地面气压场并同日本天气图进行比较, 发现场的型式及周围其它系统都非常接近, 只是由于式(2) 的近似处理而计算得到的气旋中心气压值一般略偏大。但是, 计算的气压变化绝对值与实况还是较一致的。由于模式对初始场中气旋中心气压值不敏感, 这样, 后面衡量模拟的加深时, 也主要是用气压变化的绝对值来和实况比较。以个例 1 初始时及爆发性发展时刻的地面气压场为例给出(如图 1 所示)。

试验设计如下: 选择气旋开始爆发时刻为初始时刻, 对每个个例分别进行 48 h 数值模拟, 将包括了全物理过程的模拟作为控制试验, 并将试验结果同式(2) 计算得到的气压场型式及加深率(作为实况) 进行比较。

在控制试验基础上, 通过改变湿物理过程、控制 SST 和海面能通量(感热、潜热通量)、“剔除”能量频散效应和日本岛地形等进行模拟, 称为敏感性试验。与控制试验进行比较, 以此定量确定物理过程或因子的影响爆发性气旋加深的相对大小; 经过同观测资料计算的比较和模拟输出诊断, 重点分析了湿物理过程、能量频散效应和海面感热通量的影响。

3 控制试验及结果分析

通过 5 个个例的分别模拟和多次试验, 选择进行控制试验的参数化方案是: 水平和垂直扩散、总体边界层、干对流调整、地面能量平衡(含长、短波辐射)、显式水汽方案; 边界条件是: 海绵边界条件, 仅个例 3 采用了依赖时间及流入流出边界。5 个个例控制试验的结果与实况的比较, 也列入表 1 中。

根据表 1 中 5 个个例统计, 24 h 模拟的气旋加深和实况加深之间的平均绝对误差为 3.90 hPa, 标准差 3.98 hPa。总的来说, 控制试验模拟的气旋加深率与气旋爆发性发展的实况加深率是较接近的, 至少是可以相比拟的(对个例 4 较差一些)。其中个例 1 和个例 2 的模拟与实况最为接近, 前者 24 h 模拟的加深为 23.5 hPa, 而实况加深 24.5 hPa, 后者模拟加深 25 hPa(1004 hPa—979 hPa), 而实况加深 26 hPa, 两者都模拟出加深率的 96%; 从位置上看, 模拟的位置与实况也相差很小, 特别是个例 2 还模拟出了多个副中心的特点(图略)。对个例 3 来说, 24 h 模拟的加深为实况的 87%(20.1/23.1), 基本上模拟出了爆发性发展。12 h(3 月 2 日 00 时) 模拟的强度比实况要偏弱, 该气旋模拟的运动速度比实况偏慢。对个例 5 而言, 控制试验模拟出的气旋加深比实况偏大, 实况为 24 h 加深 22 hPa, 而模拟的加深为 27 hPa, 爆发性发展模拟是成功的, 但路径更向东移, 而实际气旋为偏北移动, 与北面的另一中心合并。对于个例 4, 36 h 的模拟是较成功的, 但这种加深过程比实况偏慢。其 24 h 模拟的加深率为 20.2 hPa, 占实况的 68%(20.2/29.7)。比较各个个例模拟的与实况的气压场型式, 发现都具有极好的相似性。以个例 1 为例, 给出 12 h, 24 h 模拟的气压场型式如图 2。同图 1b 和图 1c 比较, 可以看到, 爆发性发展时气旋中心的气压值、气压场型式是相近的。对个例 2(图略), 从 1983 年 1 月 22 日 12 时的日本天气图可以看到, 在气旋中分析出 3 个小中心, 东边为 996 hPa, 西北为 996 hPa, 中间一个为 984 hPa,

而模拟的气旋中心表现为一个带状中心区。

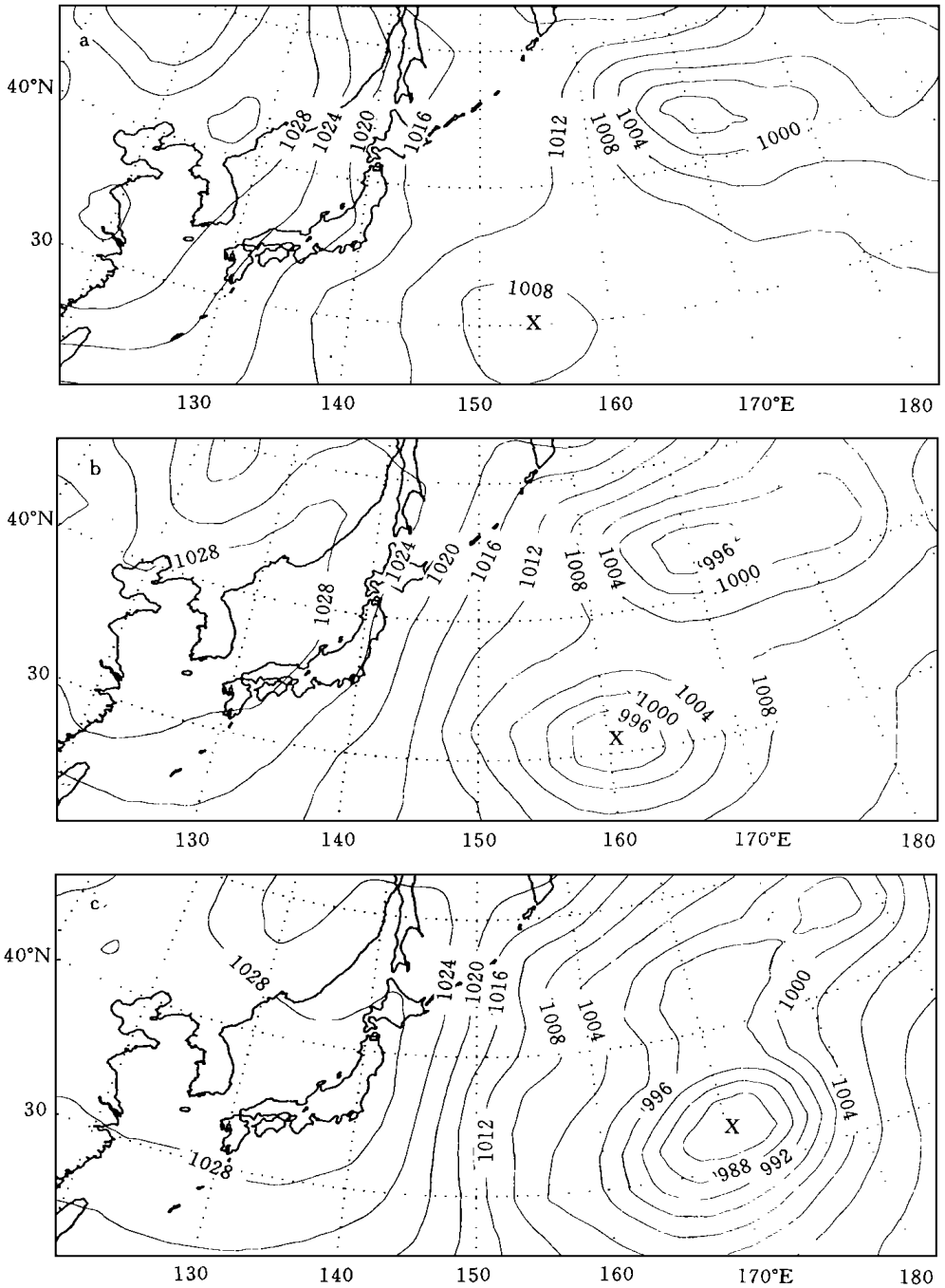


图 1 用式(2)计算出的地面气压场

(a. 1983年1月3日00时; b. 1983年1月3日12时;

c. 1983年1月4日00时。地面气旋中心位置用“x”标示)

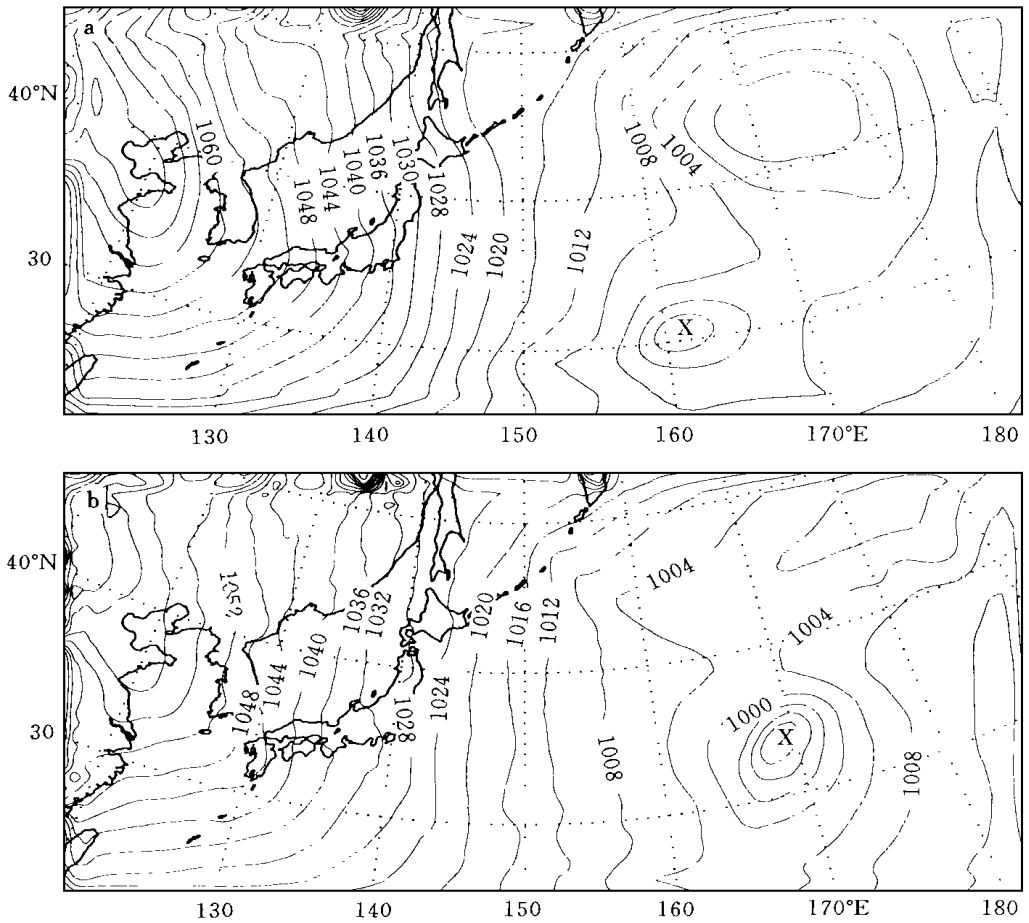


图2 控制试验中模拟的地面气压场

(a. 1983年1月3日12时; b. 1983年1月4日00时)

必须注意的是, 由于各个个例爆发性发展成因的差别, 如有的可能主要由动力强迫, 而另一些更可能由非绝热驱动, 因此模拟结果也不相同, 但多个个例都能在相同物理过程和边界条件下的控制试验中模拟出主要的加深率和气压场型式, 从总体上反映出模式的全物理过程刻画了气旋爆发性发展的主要物理过程, 从而为海洋爆发性气旋的业务数值预报提供了可能, 下面就湿物理过程作进一步的讨论。

4 敏感性试验及结果分析

在5个个例的控制试验基础上, 对其物理过程或因子的影响都进行了一系列的敏感性试验。这里主要给出湿物理过程、能量频散效应和海面能通量的敏感性试验结果, 并作重点分析, 其它试验从简。

4.1 试验1: 湿物理过程的影响

降水物理过程的细节是非常复杂但又是很重要的问题, 最近的爆发性气旋模拟研究^[8]采用了 Kuo-Anthes 积云对流参数化方案。积云对流对大、中尺度环流的影响主要是

通过凝结潜热释放和垂直涡动热通量和水汽通量进行的,在试验 1 中湿物理过程采用了这种参数化方案,其它同控制试验一样。对上面的 5 个个例都进行了该试验,结果表明仅有个例 5 模拟出了爆发性发展,但与相应的控制试验比较,加深率不如后者大,而对其它个例,皆未模拟出爆发性发展过程,且都反映出模拟的气旋加深率小于控制试验,特别是 24 h 爆发性发展阶段的后 12 h 时段。

以个例 1 为例,可以对照一下试验 1、控制试验和实况的差别(表 2)。

表 2 试验 1、控制试验和实况的比较

时 间	试验 1	控制试验	实 况
	中心气压(hPa)	中心气压(hPa)	中心气压(hPa)
1 月 3 日 00 时(初始时刻)	1005.4	1005.4	1005.4
1 月 3 日 12 时*	999.0	992.2	993.4
1 月 4 日 00 时*	989.0	981.9	980.7
1 月 4 日 12 时	977.0	966.7	969.5
1 月 5 日 00 时	969.0	959.2	964.2

从表 2 中很清楚地看到,同控制试验相比,第 1 次爆发性发展的 24 h 中少加深 7.1 hPa,第 2 次爆发性发展的 24 小时中(1 月 3 日 12 时—1 月 4 日 12 时),加深少了 3.5 hPa。显然,这是由于两试验中采用了不同的湿物理过程参数化而造成的模拟加深率上的差别。

对于显式水汽方案,其湿物理过程包括了水汽凝结、云滴蒸发、云滴与雨滴的碰并、云滴向雨滴的自动转变、用参数化的质量权重平均末速度计算的雨水降落和未饱和层的雨水蒸发。其具体的微物理过程参数化和水汽、云水和雨水混合比的预报方程见文献[12]。显然,该方案没有次网格尺度的对流参数化,所有的降水都是由可分辨尺度的显式水汽方案产生的,即仅当网格点是饱和时产生降水,因此显式方案可看成是更复杂的可分辨尺度的非对流性降水处理方案。非对流性降水有时也称之为可分辨尺度的降水或‘稳定性’降水。这样,因降水而产生的潜热释放是由模式内在热力-动力学所决定的,而不是如对流参数化方案中任意规定的加热分布。当采用此方案时,热力学方程中的非绝热加热率主要可写成 $Q = Q_{\text{rad}} + LP_{\text{re}} + LP_{\text{con}}$, 其中 L 表示凝结潜热, P_{re} 是雨滴蒸发量, P_{con} 是水汽凝结或云滴蒸发量。这里右边 3 项分别表示大气长波辐射冷却率,雨滴在云下层的蒸发吸热率(或称雨滴蒸发而导致的大气降温率)和水汽凝结加热率或云滴蒸发吸热率,其中后两项为正值时,是凝结加热率,为负值时,是蒸发吸热率。

根据控制试验,已经计算了采用显式水汽方案模拟的气旋爆发性发展时的 Q_{rad} , LP_{re} , LP_{con} 3 项,在气旋中心附近的 Q_{rad} , LP_{re} 绝对值较小,较大的是 LP_{con} 。给出个例 1 中($LP_{\text{re}} + LP_{\text{con}}$) 在 $\sigma = 0.25$ (相当于在气旋中心 322 hPa 等压面;对 12 h 模拟),在 $\sigma = 0.15$ (相当于在气旋中心 232 hPa 等压面;对 24 h 模拟)和在 $\sigma = 0.55$ (相当于在气旋中心 584 hPa 等压面;对 24 h 模拟)层上的分布分别如图 3。从图中可以看到,在爆发性发展时(12 h),

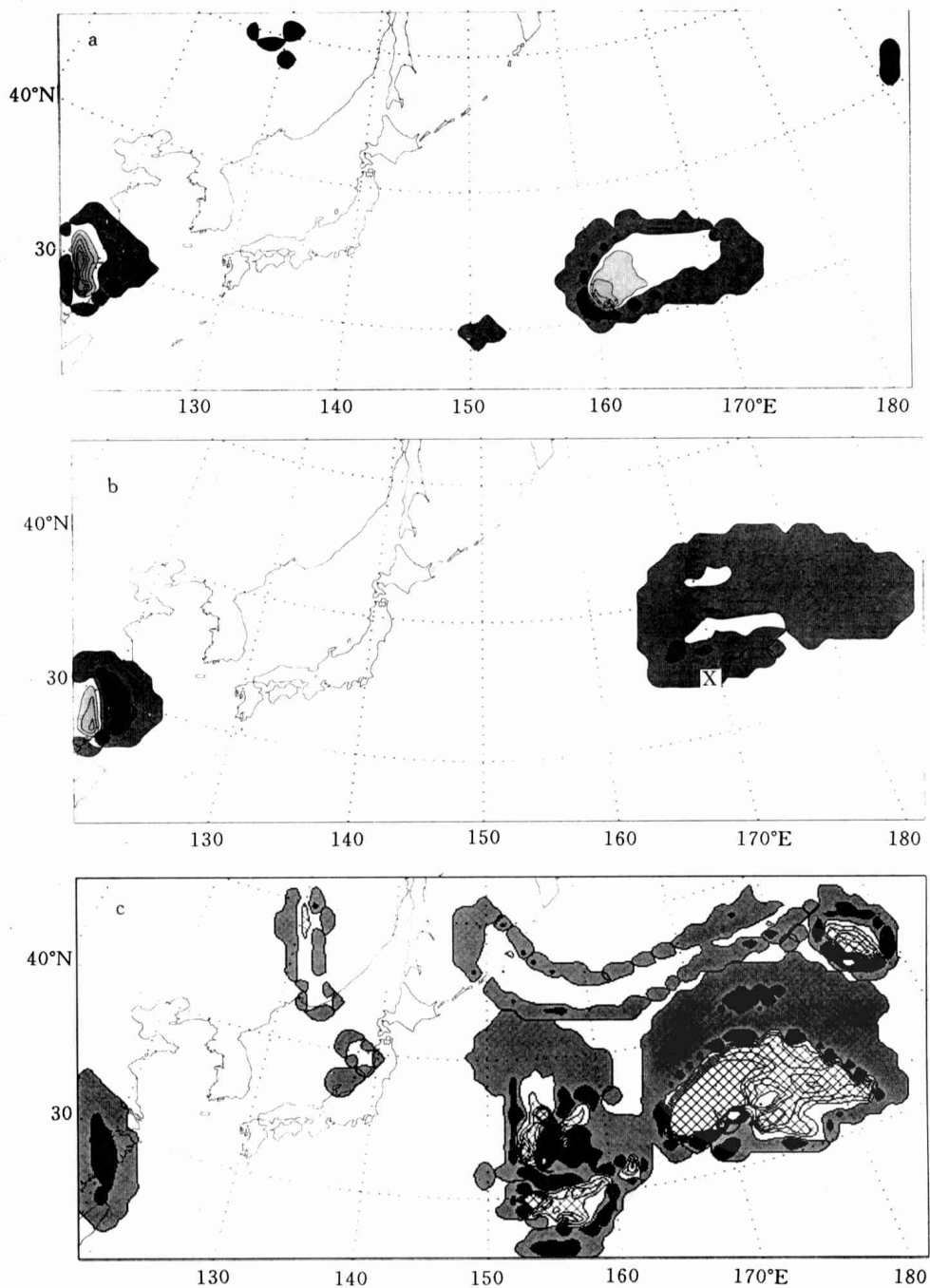


图3 $\sigma = 0.25$ (对 12 h 模拟)、 $\sigma = 0.15$ (对 24 h 模拟) 和 $\sigma = 0.55$ (对 24 h 模拟) 层上 ($LP_{re} + LP_{con}$) 的分布
 (方格区表示水汽凝结加热率大于 0.5, 黑阴影区表示云雨
 滴蒸发吸热率大于 0.5, 较淡阴影区表示蒸发吸热率为 0~0.5; 单位: 10^{-4}K s^{-1})

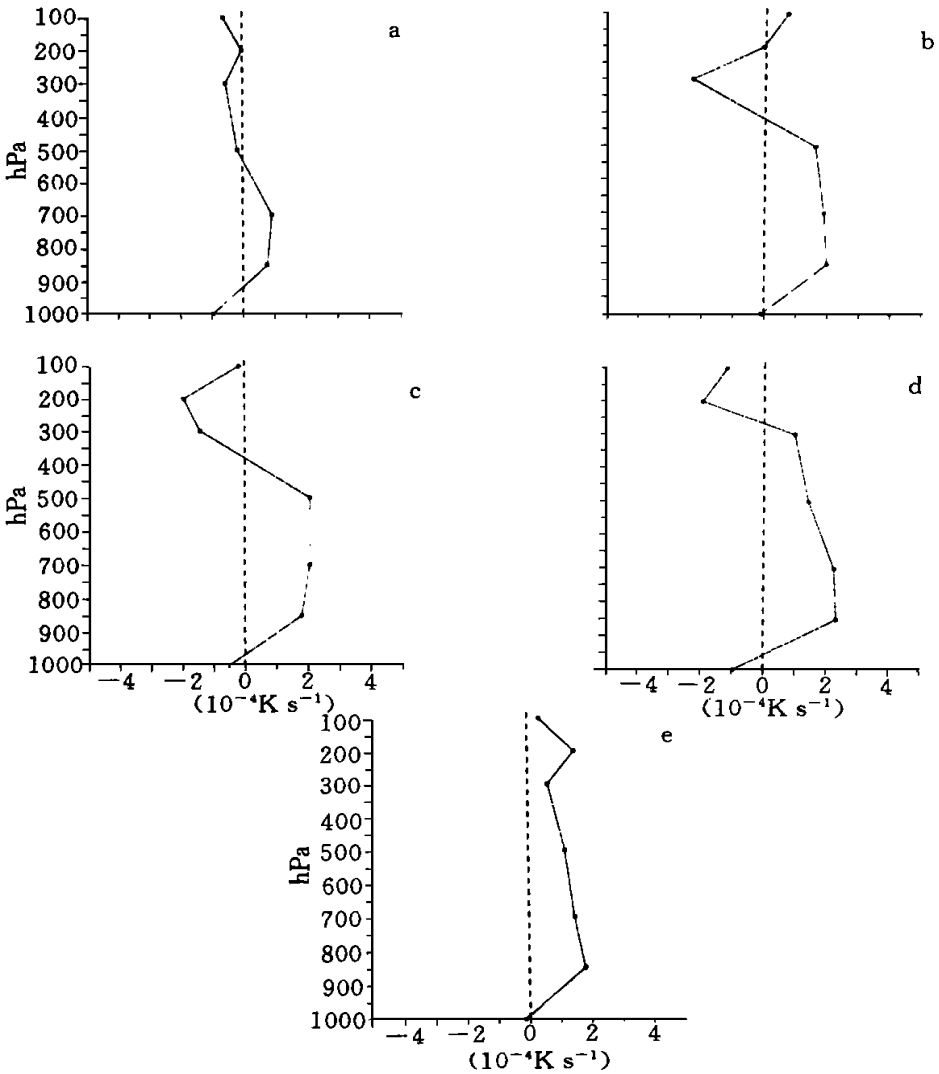


图 4 1983年1月3日00时-5日00时每隔12 h
的气旋中心9点($5^{\circ} \times 5^{\circ}$)平均非绝热加热廓线

约 300 hPa 层的气旋中心为云滴蒸发吸热区(其中这里雨滴蒸发很小),其东北方向为水汽凝结加热区(图 3a);在后续爆发性发展时(24 h),约 200 hPa 层的气旋中心及北面附近为云滴蒸发吸热区(图 3b),但在中下层约 500 ~ 700 hPa,气旋中心及其北面却是主要的水汽凝结加热区(图 3c),云滴和雨滴蒸发吸热区一般都围绕在水汽凝结加热区的周围。事实上,这种分布特点是与用 ECMWF 客观分析资料计算的结果相类似的。图 4 是从 Z-O 方程诊断分析(另文)得到的气旋中心 9 点平均($5^{\circ} \times 5^{\circ}$)的非绝热加热廓线。在爆发性发展时的 500 ~ 850 hPa 层是非绝热加热的最大正值,而在 200 hPa(24 h)或 300 hPa(12 h)层却出现一个负的非绝热加热峰值。前者主要对应于最大的水汽凝结加热,而后者则极可能反映了云滴的蒸发效应(因非绝热加热的其它分量相对要小得多)。因为云滴的蒸

发所需热交换主要来自于该层周围空气块的放热(降温),其直接后果是出现负的非绝热加热和干冷空气区。

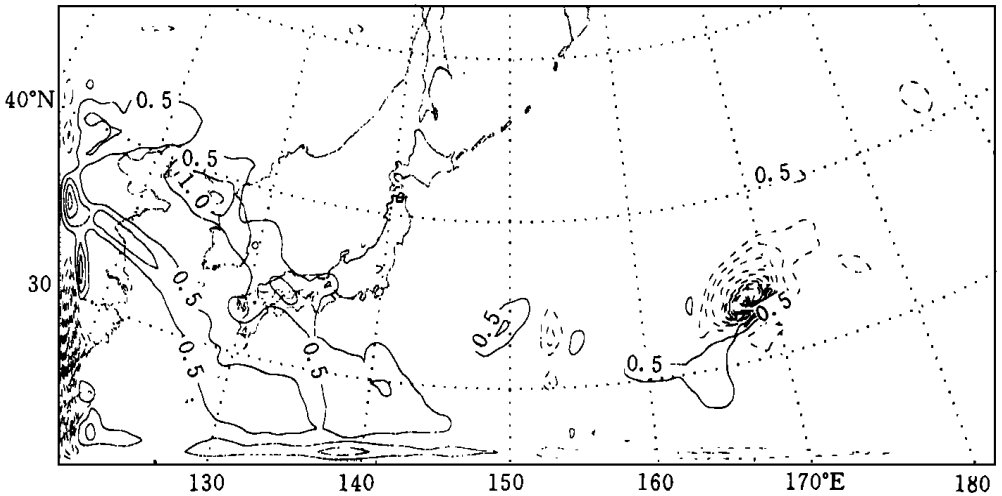


图 5 $\sigma = 0.55$ 层上的垂直速度
(负为上升运动, 正为下沉运动; 单位: 10^{-3}hPa/s)

对照模拟的垂直运动和相对湿度(从模拟输出的水汽混合比算得)可更清楚地看到上面的这一点。图 5 为 24 h 的 $\sigma = 0.55$ 层上的垂直运动, 图 6 为 $\sigma = 0.15$ 层上的相对湿度实况(图 6a)、控制模拟的相对湿度(图 6b)和敏感性试验 1 的相对湿度(图 6c)。显然, 图 5 中的较大上升(下沉)运动区相当好地对应了图 3c 中的较大水汽凝结加热率(云滴蒸发吸热率)分布。图 6b 中气旋中心及附近低相对湿度区(气旋中心北面高相对湿度区)与图 3b 中相应位置云滴蒸发吸热率(水汽凝结加热率)分布相对应。更重要的是, 采用了显式水汽方案的控制试验(图 6b)模拟的气旋中心较干区、北面的较湿区同实况(图 6a)的分布是很相似的(只是模拟的湿区相对湿度量值偏大), 而改用积云对流参数化方案的试验 1(图 6c)模拟的相对湿度分布同实况(图 6a)的差别却较大。对于 12 h 模拟的在 $\sigma = 0.25$ 层的这一特点也很明显(图略)。这就表明显式水汽方案中因考虑了水的微物理过程, 特别是网格尺度的水汽凝结、未饱和层的云滴和雨滴蒸发效应后, 能更接近真实的海洋气旋爆发性发展中的物理过程。相对地, 积云对流参数化方案对爆发性发展过程的刻画是不适当的或不完整的。

实际上最近对大西洋 ERICA IOP 5 风暴的成功模拟^[13]中, 也采用了显式水汽方案, 有些差别的是, 该方案中除了考虑云水、雨水外还包括了雪和冰的阶段。当然, 从控制试验中得出的高层相对湿度估计过大和非绝热加热量值上的差别也表明了显示方案中微物理参数化尚需进一步改进。可以肯定的是, 在爆发性气旋的模拟中应由模式内在热力-动力学过程, 特别是水份微物理过程来决定加热和降水, 后者更应是结果而不是条件(如对流参数化方案中任意规定的加热分布)。

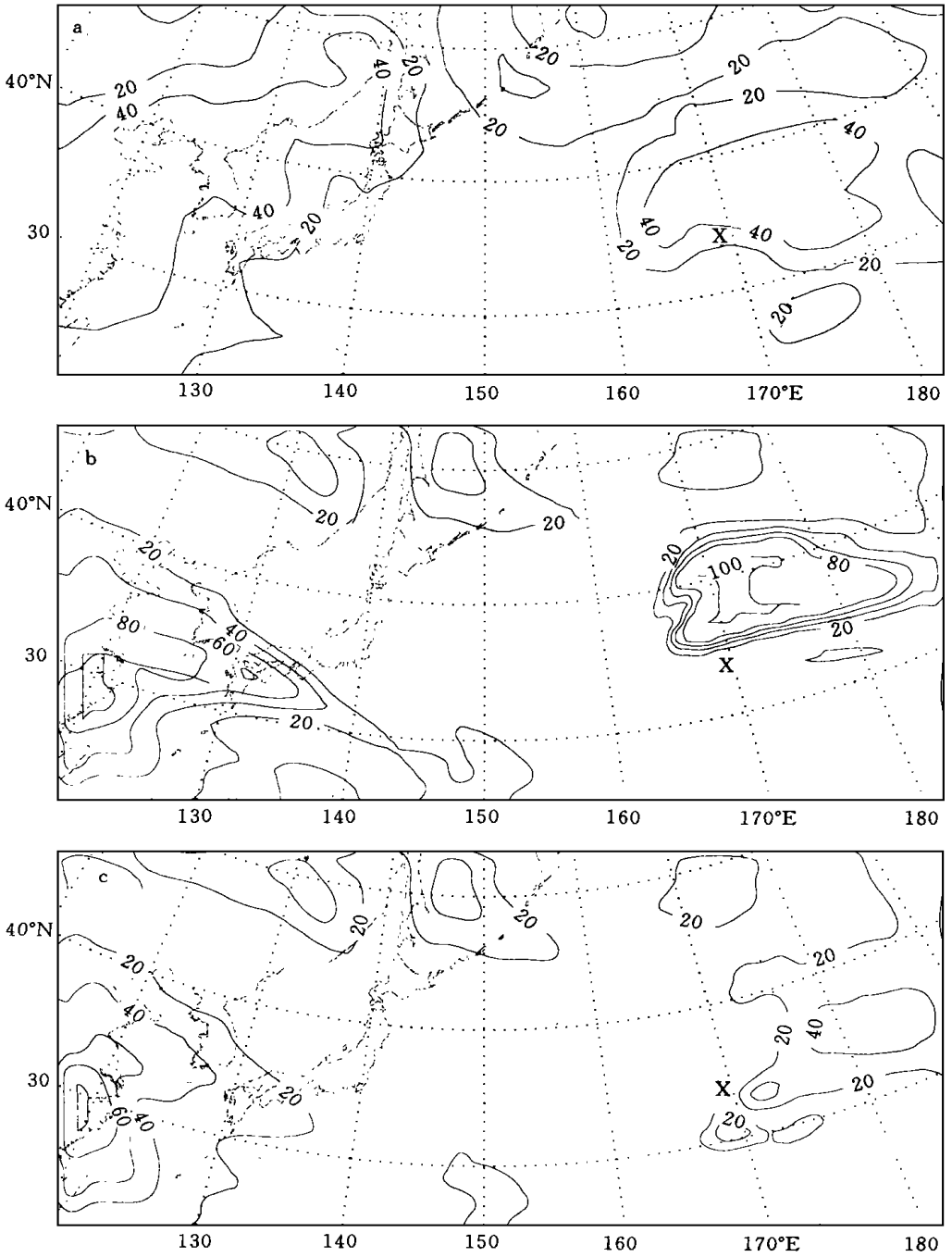


图6 个例1中 $\sigma = 0.15$ 层上的相对湿度

(a. 实况; b. 控制试验; c. 敏感性试验1)

4.2 试验2: 能量频散的影响

最近的文献[11]中揭示了能量频散对爆发性发展的重要性。在气旋初始发展阶段,通

过非地转位势通量矢量,来自于上游系统的涡动能量被频散到气旋中心,能促使气旋的爆发性发展。文献[11]详细地讨论了非地转位势通量矢量:

$$v_a \Phi = v \Phi - k \times \nabla \frac{\Phi^2}{2f(y)} \quad (3)$$

其中风速 v 和位势 Φ 均为相对于月平均的涡动量, f 为科氏参数,下标 a 代表非地转。 $v_a \Phi$ 除了大部分的无辐散通量(能量环流),是净“辐射”的能量通量,该矢量的方向指示了能量频散的方向,对强非线性波也能非常清楚地描述能量输送,可称它为非线性波包的能量频散矢量。

对个例 1 和个例 2,在初始时和爆发性发展时,涡动动能增长的一个主要源是 $-v_a \Phi$,以个例 1 为例,给出基于 ECMWF 客观分析资料计算得到的垂直积分平均涡动动能和 $v_a \Phi$ 矢量,如图 7。

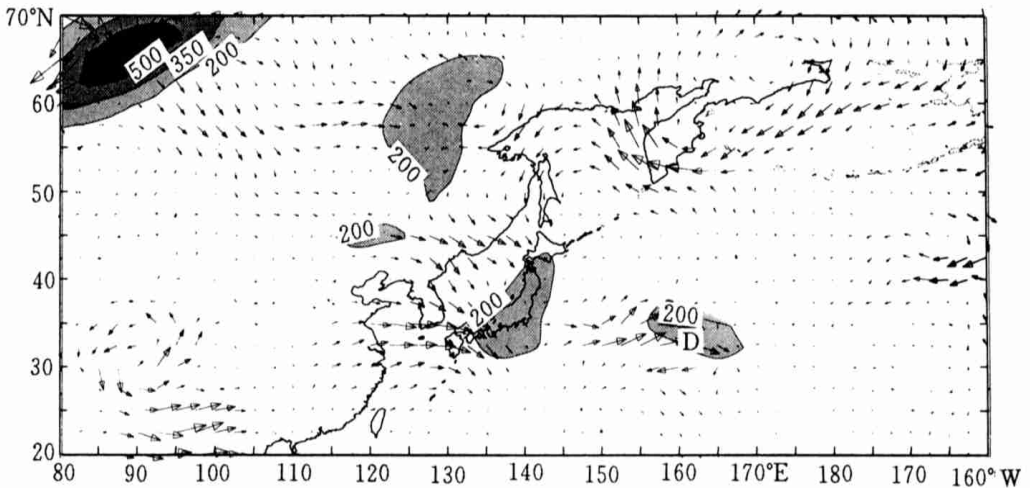


图 7 爆发性发展时的垂直积分平均涡动动能(单位: $\text{m}^2 \text{s}^{-2}$)和 $v_a \Phi$ 矢量

在本试验中,将“剔除”初始时的 $v_a \Phi$,即能量频散的影响。这里采用了一种控制风场的方法来作此试验 2。其方法是:在初始时刻,将各层等压面上的风场分解成月平均风场和涡动风场,再对涡动风场求其地转分量和非地转分量,然后将(涡动)地转风场与月平均风场相加,最后以此风场代替等压面上的实际风场。经插值到 σ 面和平滑等处理后,作为初值输入到模式中进行模拟,对边界上的风速值及倾向值也作类似处理。其它条件同控制试验一样。这样,模式初始场中便“剔除”了非地转位势通量 $v_a \Phi$ 。

试验 2 的结果如下:个例 1,中心气压分别为 1005.4 hPa(初始时刻)、996 hPa(1 月 3 日 12 时)、982 hPa(1 月 4 日 00 时)、969 hPa(1 月 4 日 12 时)和 957 hPa(1 月 5 日 00 时);个例 2,分别为 1004 hPa(初始时刻)、988 hPa(1 月 22 日 12 时)、981 hPa(1 月 23 日 00 时)和 969 hPa(1 月 24 日 12 时)。显然,当不计能量频散效应时,相对于控制试验,模拟至 12 h 时的气旋加深对个例 1 和个例 2 分别减少了 4 hPa 和 2 hPa。在模拟的 24 h 及后续发展阶段,两者差别较小。此外,该试验中模拟的气旋中心位置都较相应控制试验中的

略偏西(图略)。

这一数值试验结果可以用基于 ECMWF 客观分析资料的局地能量学分析结果^[11]来解释。个例 1, 在初始时刻及 12 h, 能量频散效应是控制涡动动能急剧增长的一个主要过程, 由于初始时刻“剔除”了其中一个最主要物理过程, 致使在第 1 次爆发性发展阶段的气旋加深显著减小; 而对于 24 h(第 2 次爆发), 由能量频散效应触发的斜压转换和非绝热加热成为了主导因子, 因此气旋的实际加深几乎不受影响。对个例 2 而言, 1 月 22 日 00 时, 对应气旋爆发性发展的涡动动能急剧增长是通过获得上游频散来的能量及正压转换的共同作用。同样, “剔除”了其中一个主要因子后, 气旋的发展自然会减弱。

这里, 能量频散效应的敏感性试验定量给出了这种影响的程度, 对个例 1 来说, 仅此一个因子导致的加深率减小即占控制试验中加深率的 30%, 表明了模式初值形成中处理天气资料非地转位势通量的重要性。以前的文献^[15]中强调了气旋爆发性发展的初期上游天气尺度的极地急流-槽增幅的影响, 实际上这是一种强的向下游的能量频散效应, 因为急流-槽附近的 v 和 Q 绝对值都较大, 而 vQ 大于零, 即方向指向东。但文中所称的能量频散更具有高频不稳定波动的特征, 它与通常的 Rossby 波的能量频散是有区别的。

在能量频散试验中还发现, 仅上层(500~1000 hPa) 涡动风场取地转风, 而下层(1000~700 hPa) 仍用实际风时, 对个例 5 的试验发现, 比控制试验多加深 1.4 hPa; 而当上层取实际风, 下层涡动风场取地转风时, 比控制试验减弱 0.5 hPa。这一结果再次验证了能量频散效应对气旋发展的影响。因为大气中上、下层非地转位势通量矢量的方向是相反的, 而且上层强于下层。当主要存在上层的非地转位势通量矢量时, 上游频散来的能量将使气旋发展加深, 而当主要存在下层的非地转位势通量矢量时, 这种作用将比上层的作用要弱, 甚至作用相反。

4.3 试验 3: SST 和海面能通量的影响

海洋气旋的发展离不开海洋的感热和潜热输送。关于 SST 和下界面感热通量的影响, 不同的研究得到了一些很不一致的结果^[16~20], 本试验期望进一步弄清 SST 和海面能通量(感热、潜热通量)的变化在不同的发展阶段影响模拟加深率的定量大小、海-气交换过程以及产生的模式热力-动力学响应。

模式中地面感热、潜热通量计算采用的是总体空气动力学公式:

$$H_s = \rho_a c_{pm} C_\theta C_u (\theta_g - \theta_a) v \quad (4)$$

$$E_s = \rho_a C_\theta C_u M (q_{vs}(T_g) - q_{va}) v \quad (5)$$

其中 c_{pm} 为湿空气的定压比热; ρ_a , θ_a 和 q_{va} 分别为模式最低层的密度、位温和水汽混合比; θ_g , $q_{vs}(T_g)$ 分别为对应于地面温度 T_g (或 SST) 的位温和饱和混合比; C_θ 和 C_u 为位温和动量的交换系数, $v = (v_a^2 + v_c^2)^{\frac{1}{2}}$, v_c 为“对流速度”, v_a 为模式最低层的风速; M 为水汽有效率。可见, 海面感热通量 H_s 主要由模式最低层的位温与海表位温之差决定, 换言之, 海-气感热交换依赖于海-气边界层的 SST 与气温的温差分布, 而海面潜热通量 E_s 主要取决于海表的饱和混合比与紧邻海表的大气混合比之差, 反映了海表的蒸发潜力。这里没有给出定量计算, 因模式本身已经计算了其绝对大小。主要关心的是差的大小和正负。注意 H_s 和 E_s 是有密切联系的, 因为一定的 T_g (SST) 同时决定了一定的 θ_g 和 q_{vs} 。

在试验 3 中,作了 3 个试验,其一是地面(海表)温度作如下处理:在初始时刻,将 SST 升高 1K,其它都同控制试验的条件一样(包括地面温度)。这样,对个例 1,试验 3 中 48 h 模拟的气旋加深比控制试验中的分别多加深 1.1 hPa(12 h), 2.2 hPa(24 h), 2.1 hPa(36 h), 1.3 hPa(48 h), 其中占控制试验模拟加深的 8.4%(12 h), 9.3%(24 h), 对 24 h 后的模拟这一比例较小。其二是在初始时刻(3 日 00 时), T_g 或 SST 取模式最低层的气温开始 48 h 模拟,即初始时无海面能通量,其它同控制试验。结果表明,对个例 1 模拟的气旋加深比控制试验中的分别少加深 3.3 hPa(12 h), 5.6 hPa(24 h), 7.4 hPa(36 h), 6.0 hPa(48 h), 分别占控制试验模拟加深的 24.6%(12 h), 23.8%(24 h), 19.1%(36 h), 13.0%(48 h)。其三与其二类似,但保持初始时刻有海面能通量而在连续爆发性发展时刻(3 日 12 时, 4 日 00 时)设法“切断”海面能通量,其它同控制试验。结果是,在 3 日 12 时“切断”海面能通量而模拟的气旋加深比控制试验中的分别少加深 2.7 hPa(24 h), 4.6 hPa(36 h), 3.1 hPa(48 h), 分别占控制试验模拟加深的 11.4%(24 h), 11.8%(36 h), 6.7%(48 h); 而在 4 日 00 时“切断”而模拟的气旋加深非常接近控制试验,仅少加深 4.6%(36 h) 和 4.7%(48 h)。另外此试验中 $\sigma = 0.15$ 层上的相对湿度并不受太大影响。这些试验显示,海温升高 1K(导致感热通量也增加),总的来说气旋增加的加深并不太显著,最大影响不到 10%; 若初始时不计海面能通量,短期内气旋加深率的减小接近占控制试验模拟加深率的 25%, 而爆发性发展时刻的热通量影响最大不到初始时刻热通量影响的一半。从这一特点和相对湿度的非显著变化还可以推测主要的水汽来源于爆发性发展之前的初始时。还应注意,虽然爆发性发展中的热通量总体上对气旋加深略有促进,但此时热通量分布不均匀也在局部起到了阻滞气旋加深的反作用。这些可从控制试验中模拟的海-气温(湿)差分布来定性说明。

以个例 1 为例,给出了初始时刻(1 月 3 日 00 时)、连续爆发性发展时刻(以 24 h 为例)和成熟时刻(36 h)模拟的海(地)气温差分布如图 8($q_{vs} - q_{va}$)的分布与图 8 非常相似,从略)。从图 8 中可看出,初始时刻(图 8a),气旋处在大范围的能通量向上的环境中,初始的这种态势极有利于海洋向大气提供感热和为随后的爆发性发展提供足够的水汽。在 12 h(可看成第 2 次爆发性发展的初始时刻,图略),同图 8a 类似,但已在气旋中心的南面产生了弱的向下的能通量。在爆发性发展时刻的 24 h(图 8b),主要的海面蒸发和感热加热发生在冷空气里的气旋后方,而气旋中心及其东南方的气温高于海温,地面空气的混合比也高于洋面的饱和混合比,表明了这里可能有海雾的形成和浅云降水过程。尽管缺乏直接观测来验证,但模拟也确实证实在向下的能通量区,地面具有较大的相对湿度。随着此时气旋中心及其东南方低层空气的冷却和气旋后方空气变暖,根据斜压理论,由海面能通量分布不均诱导的这种不同热力分布将产生附加的反锋面热力环流。因此地面气旋中心及其东南方的感热和潜热交换实际上起阻滞气旋发展的作用,尽管周围其它区域的热交换仍然有利于气旋加深。到 36 h 成熟时,在气旋中心及其移动的前方,向下的能通量更加显著。在气旋中心附近,海-气温(湿)差梯度较大的区域与观测到的地面锋线是接近的,其中南面一支为冷锋,偏东面一支为暖锋,而东南象限的温差负值中心正是冷、暖锋之间的暖气团的位置。对个例 3,这一点看得非常明显(图略)。积分到 48 h,暖气团范围明显减小,气旋将通过向海洋输送感热和因摩擦作用等而逐渐衰亡。

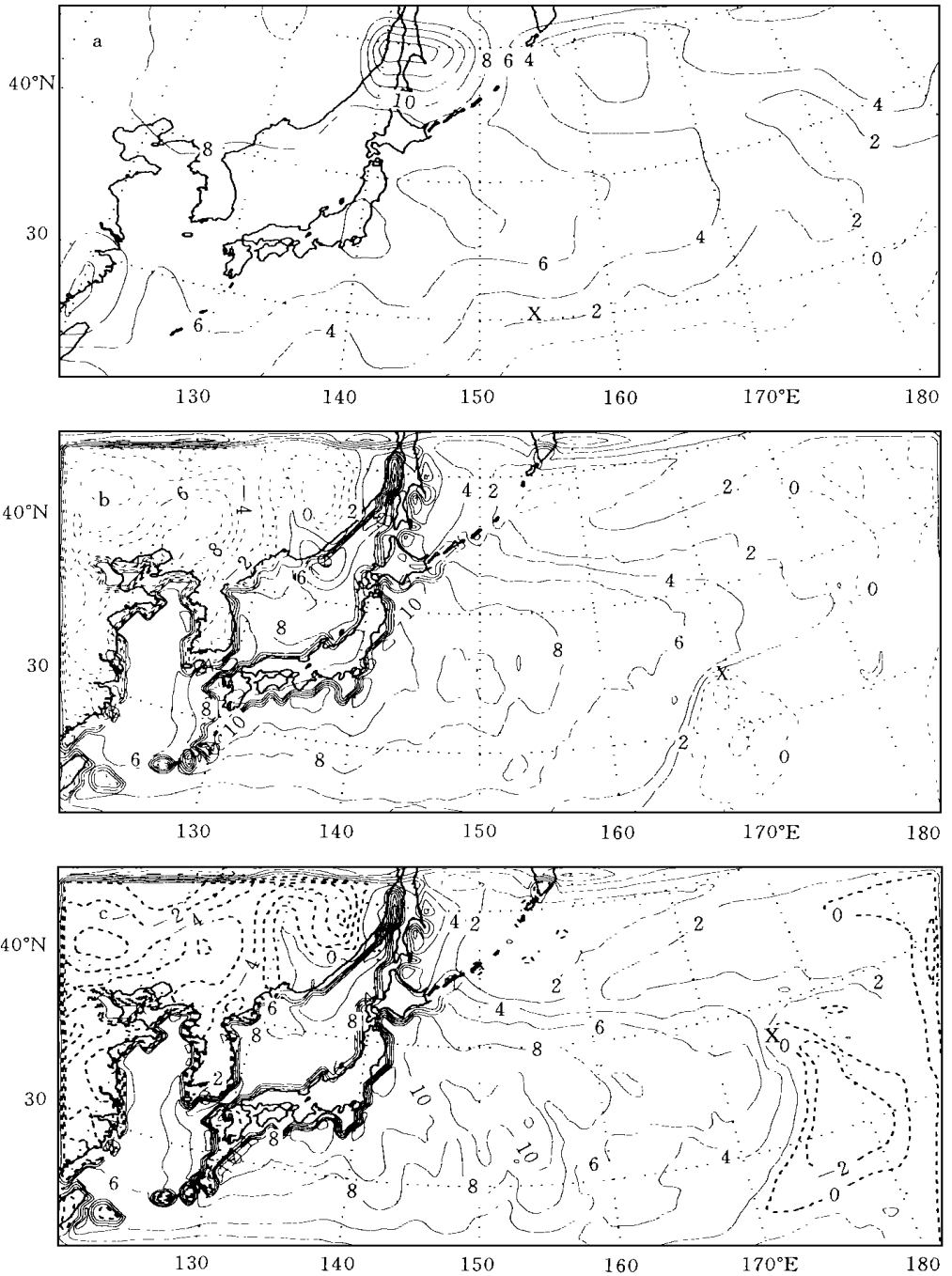


图 8 模拟的海-气温差分布

(a. 初始时刻; b. 24 h; c. 36 h. 实线对应能通量向上, 虚线则相反; 岸线附近因海-气温差反符号, 温差梯度大, 图中显得非常浓密)

从这里可以看到, 在气旋开始发展时, 海洋通过感热、潜热向大气输送能通量比较显

著,而在爆发性发展进程中附加的感热和水汽是不显著的,在气旋中心及东南面这种交换是反方向的。由于试验 3 中, SST 升高 1K 正好是在气旋开始发展且海面能通量是正贡献时,因此能在短期内(24 h)促进气旋加深率一定程度的增加,而在试验 3 中若不计初始时的海面能通量,切断了气旋初始时主要的感热加热和水汽供应,因此能比爆发性发展“中途”切断更显著地影响到模式的湿物理过程和气旋的最后加深。这同文献[21]的分析是一致的, Fantini 认为,地面能通量的效应就是在初期释放感热和潜热能为随后的爆发性发展建立潜势(potential),一旦这种潜势实现,即使在无地面能通量时爆发性气旋生成也能发生。

在 SST 升高 1 K 时所作的试验 3 中,我们还注意到了模式热力学上的响应。如对于 24 h,在 $\sigma = 0.55$ 层气旋中心附近最大水汽凝结加热率增加了 $11.0 \times 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$ (相对于控制试验),最大云滴蒸发吸热导致的大气冷却率增加了 $-2.1 \times 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$;在 $\sigma = 0.15$ 层气旋中心附近最大水汽凝结加热率增加了 $0.5 \times 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$,而最大大气冷却率增加了 $-0.2 \times 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$ 。在初始时无感热通量的试验中,同样对于 24 h,在 $\sigma = 0.55$ 层气旋中心附近最大水汽凝结加热率减少了 $17.2 \times 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$,最大大气冷却率减少了 $-4.0 \times 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$;在 $\sigma = 0.15$ 层气旋中心附近最大水汽凝结加热率减少了 $0.4 \times 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$,而最大大气冷却率减少了 $-0.56 \times 10^{-4} \text{ K s}^{-1}$ 。很显然,这种响应是模式海-气边界层感热和潜热通量交换的变化在模式热力-动力学上的体现,其中后一试验响应的效应更大。

4.4 其它试验讨论

限于篇幅,这里只对一些其它的试验结果作些简单地讨论。

其一是侧边界条件的影响。对海绵边界、松弛边界和依赖时间及流入流出边界条件分别进行了试验,其它条件同控制试验。结果表明(表略),采用不同侧边界条件显著地影响到气旋的加深率。如对个例 1 来说,采用流入流出边界条件的试验比采用海绵边界条件的试验 12 h 模拟少加深 3.8 hPa,24 h 模拟少加深 7.1 hPa,而个例 3,在同样的情况下,12 h 模拟少加深 9.5 hPa,24 h 模拟却多加深了 2.7 hPa。对于 36 h 以上的模拟,这种侧边界条件的影响差别不大。显然,侧边界条件的影响依赖于处理侧边界物质和能量交换的方式、网格域的大小和不同个例客观分析(或大尺度预报)质量的差别。因为短期内侧边界条件的形式和网格域的大小可能会歪曲大尺度的背景场,造成实况信号的“失真”,尽管大尺度的背景场并未同区域模式内部动力学相互作用。对同一个例仅改变网格域而采用同样侧边界条件的模拟发现,网格域大些的模拟加深率更接近实况。侧边界条件的显著影响也为其他学者的工作所证实。

其二是模拟采用的初始时刻不同的影响。试验表明,对个例 1 以 1 月 3 日 12 时为初始时刻开始模拟,在 1 月 4 日 00 时加深到 975.2 hPa,比控制试验中加深更大,两者相差 6.7 hPa。对个例 2 来说,以 1 月 21 日 12 时为初始时刻,积分到 1 月 22 日 12 时,气旋中心最低气压比控制试验少加深 7 hPa。造成这种采用不同初始时刻模拟的显著差别的原因是显而易见的,因为爆发性过程已开始发生的初始场中包含了更接近控制试验的信息并且更短期内模式中“噪音”累积也更小一些。这里提出这一试验只想给出这种影响的定量幅度。

再一个试验就是日本岛地形的影响。统计分析已经表明,在日本东南洋面上是海洋爆

发性气旋的一个多发地带。日本岛的地形会不会同海洋气旋爆发性发展有关呢? 在本试验中, 除“抹掉”日本岛地形进行模拟外, 其它同控制试验。对个例 1 至个例 4 都作了日本岛地形影响试验。有趣的是, “抹掉”日本岛地形后, 模拟的气旋加深率及位置不变, 与控制试验结果几乎完全一样。这一试验表明, 海洋气旋的发展不受日本岛地形的影响, 而这一海域多发的原因可能源于气候上西北太平洋风暴入口处高空强的下游能量频散效应以及初始时下界洋面的能通量已为湿斜压发展过程积累了充沛的水汽。

5 结 论

利用 PSU/NCAR MM4 对 5 个西北太平洋温带气旋爆发性发展进行了数值试验。首先提出了用于海洋爆发性气旋模拟研究的模式初始场的形成, 采取了一些基本处理方案, 其中插值、平滑方案、下边界和侧边界处理、静力平衡初值处理和地面气压场反演等, 这些对于成功的数值模拟是非常关键的。在此基础上, 设计并实施了一个控制试验和多个敏感性试验, 包括了物理过程或因因子影响试验及边、初值问题, 重点对水的微物理过程、能量频散和海面能通量影响的试验结果进行了分析和诊断。

5 个个例的 7 次爆发性发展的平均加深为 25 hPa, 控制试验对 24 h 模拟加深的平均绝对误差为 3.90 hPa。模拟产生了主要的爆发性气旋加深率、路径及地面气压场型式。表明考虑了水平和垂直扩散、总体边界层、干对流调整、地面能量平衡(含长、短波辐射), 显式水汽等物理参数化和海绵边界条件等适合于模拟海洋温带气旋爆发性发展过程。

湿物理过程敏感性试验研究表明, 采用 Anthes-Kuo 积云对流参数化方案不能模拟出 5 个个例中 4 个个例的爆发性发展过程, 且较显式水汽方案模拟出的 24 h 加深一般偏小 3~7 hPa, 其模拟输出诊断的相对湿度分布同客观分析场型式差别显著, 反映了积云对流参数化方案刻划的海洋气旋爆发性发展的物理过程是不完全的。而采用显式水汽方案更接近真实地反映了实际气旋爆发性发展的主要物理过程。垂直运动、相对湿度和非绝热加热的综合考查表明, 水的微物理过程, 特别是网格尺度的水汽凝结、未饱和层的云滴和雨滴蒸发, 是气旋爆发性发展中最重要物理过程, 在高空 200~300 hPa 层的云滴蒸发效应可能是形成相应层气旋中心非绝热冷却峰值的主要原因, 而由内在热力-动力学所决定的潜热释放能比对流参数化任意规定的加热分布产生更好的模拟结果。试验还表明, 尚需进一步改进微物理过程参数化, 如显式方案中还可包括雪和冰的阶段。

能量频散的影响在模拟的初始一段时间内是显著的, 其中上层能量频散的影响更大。若不考虑能量频散效应时, 可使模拟的气旋加深减少约 30%, 对后续时段的模拟, 这种影响较小。数值试验进一步验证了已有的一些观测分析的结果并给出了这种影响的定量的大小, 也表明了处理模式初值中天气资料非地转场的重要性。

SST 和海面能通量对气旋发展初期的影响是重要的, 而在爆发性发展时海面能通量对气旋加深的影响不及初始时这种影响的一半。实际上, 爆发性发展时的海面能通量能诱导局部反锋面热力环流, 阻滞气旋的发展。试验表明, 没有初始时刻的海面能通量时, 24 h 减少的加深约占控制试验模拟加深的 25%, 表明初期海洋释放感热能和潜热能建立起随后爆发性发展的潜势, 初始时获得的水汽足以供应爆发性发展需要的降水和相应的潜热释放。海洋增暖 1K 导致气旋附加加深不到控制试验中的 10%。试验还表明, 大气模式对

海-气边界层能通量交换的变化产生了显著的热力-动力学响应并能伸入到大气顶层,暗示了可能产生海-气耦合的效应。

其它试验还表明,模式对不同侧边界条件是敏感的,采用不同侧边界条件的模拟可使气旋在 12 h 加深相差 9.5 hPa,处理侧边界物质和能量交换的方式,网格域的大小和大尺度背景场的质量可能对爆发性气旋模拟是至关重要的。采用不同初始时刻模拟,模拟的气旋加深约相差 7 hPa。此外,日本岛的地形对海洋爆发性气旋的发展和移动没有影响。5 个个例数值试验的相似结果揭示了上述海洋爆发性气旋发展的共性。

参考文献

- 1 李长青,丁一汇. 西北太平洋爆发性温带气旋的诊断分析. 气象学报, 1989, 47(2): 180~190
- 2 Nuss W A, Kamikawa S I. Dynamics and boundary layer processes in two Asian cyclones. *Mon Wea Rev*, 1990, 118: 755- 771
- 3 仪清菊,丁一汇. 东海地区温带气旋爆发性发展的动力学分析. 气象学报, 1992, 50(2): 152~166
- 4 孙淑情,高守亭. 东亚寒潮活动下对下游爆发性气旋生成的影响. 气象学报, 1993, 51: 304~313
- 5 Bullock T A, Gyakum J R. A diagnostic study of cyclogenesis in the Western north Pacific Ocean. *Mon Wea Rev*, 1993, 121(3): 65- 75
- 6 吕筱英,孙淑清. 气旋爆发性发展过程的动力特征及能量学研究. 大气科学, 1996, 20(1): 90~100
- 7 赵其庚. 一个爆发性海洋气旋的数值模拟. 气象学报(增刊), 1995, 53: 550~559
- 8 徐祥德,丁一汇,解以扬等. 不同垂直加热率对爆发性气旋发展的影响. 气象学报, 1996, 54(1): 73~81
- 9 谢柳森,王彬华,左中道. 黑潮加热场对气旋发展影响的动力分析. 海洋学报, 1985, 7(2): 154~164
- 10 杜俊,余志豪. 中国东部一次入海气旋的次级环流分析. 海洋学报, 1991, 13(1): 43~50
- 11 Huang Liwen, Qin Zhenhao. Energy dispersion effect on explosive development of the extratropical cyclones. *Acta Meteor Sinica*, 1998, 12(3): 486- 503
- 12 Anthes R A, Hsie E Y, Kuo Y H. Description of the Penn State/NCAR Mesoscale Model Version 4(MM4). NCAR Tech Note NCAR/TN-282+ STR, 1987, 66pp
- 13 Reed R J, Grell G A, Kuo Y H. The ERICA 5 storm Part 1: Analysis and simulation. *Mon Wea Rev*, 1993, 121: 1577- 1594
- 14 钱永甫,颜宏,王谦谦等. 行星大气中地形效应的数值研究. 北京: 科学出版社, 1988. 69~71
- 15 Uccellini L W, Daniel Keyser. The Presidents's Day cyclone of 18- 19 February 1979: Influence of upstream trough amplification and associated tropopause folding on rapid cyclogenesis. *Mon Wea Rev*, 1985, 113: 962- 987
- 16 Chen S J, Lorenzo Dell'Oso. A numerical case study of East Asian coastal cyclogenesis. *Mon Wea Rev*, 1987, 115: 477- 487
- 17 Kuo Y H, Reed R J. Numerical simulation of an explosively deepening cyclone in the Eastern Pacific. *Mon Wea Rev*, 1988, 116: 2081- 2105
- 18 Kuo Y H, Simon Low-Nam. Prediction of nine explosive cyclones over the Western Atlantic Ocean with a regional model. *Mon Wea Rev*, 1990, 118: 3- 25
- 19 Kuo Y H, Richard J Reed, Simon Low-Nam. Effects of surface energy fluxes during the early development and rapid intensification stages of seven explosive cyclones in the Western Atlantic. *Mon Wea Rev*, 1991, 119: 457- 476
- 20 Reed R J, Simmons A J. An explosively deepening cyclone over the North Atlantic that was unaffected by concurrent surface energy fluxes. *Wea Forecasting*, 1991, 6: 117- 1221
- 21 Fantini M. The influence of heat and moisture fluxes from the ocean on the development of baroclinic waves. *J Atmos Sci*, 1990, 47(7): 840- 855