

西大西洋锋面气旋过程的数值模拟和等熵分析*

崔晓鹏 吴国雄 高守亭

(中国科学院大气物理研究所 LASG, 北京, 100029)

摘 要

文中使用 PSU/NCAR MM5 非静力数值模式对 1992 年 3 月 13~15 日发生在西大西洋上的一次海洋气旋爆发过程进行了 60 h 的模拟; 基于倾斜涡度发展理论, 从等熵面倾斜的角度研究了气旋的发生、发展、运动和变化, 利用高分辨率模拟结果对这次过程进行了分析。

模拟结果很好地再现了气旋的发生、移动、加深、气旋的热力结构以及地面环流等特征。其中主要气旋 M 在 60 h 的模拟中共降压 45 hPa; 第 36~42 时(模式时间) 6 h 内降压达 12 hPa。剖面图及等熵面图分析指出, 气旋的发生、发展、运动和变化与等熵面或等相当位温面的倾斜密切相关, 气旋中心总是位于等熵面或等相当位温面近于垂直的对流中性地区, 这与倾斜涡度发展理论的阐述是一致的。气旋在弱静力稳定度的海洋表面启动发展之后, 气旋与大尺度环境场相互作用, 气旋得到迅速发展。“倾斜涡度发展理论”(以下简称 SVD 理论)可以很好地解释此次海洋锋面气旋的发展与移动。气旋的发展和移动与等熵面的倾斜密切相关, 发展期气旋前部及其移动路径前方自组织的斜升气流与倾斜的等熵面相配合, 共同构成上滑“倾斜涡度发展”(SVD 理论的推广, 以下简称 USVD 理论)的必要因子, 在一定的条件下($C_D < 0$, C_D 为 SVD 指数), 使得气旋及其前方, 尤其是移动路径前方出现 USVD 发展, 造成气旋发展和移动。

关键词: 上滑倾斜涡度发展, MM5, 海洋气旋。

1 引 言

爆发性气旋的概念最初是由 Sanders 和 Gyakum^[1]在 20 世纪 80 年代早期提出的, 他们把 24 h 内海平面气压值下降达到或超过 $24(\sin \varphi / \sin 60^\circ)$ hPa (φ 为气旋中心所在纬度) 的温带气旋称为爆发性气旋, 又称“气象炸弹”(Bomb)。这种温带气旋的特点是发展速度快, 地面中心气压在短时间内急剧下降, 气旋附近风速剧增, 并伴有暴雪等强烈天气。“气象炸弹”多发生在海洋上, 强度变化突然, 常常对海上航行和作业造成严重威胁。近年来, 随着经济的发展和海上航运的需要以及长期以来海洋风暴业务预报的困难, 促使人们要进一步对气旋爆发性发展作更全面和深入的了解。

早期的研究主要从统计分析入手^[1~3], 指出海洋温带气旋发生频率存在两个大值中心: 西太平洋和北大西洋, 太平洋上另一多发区在 40~50°N,

160°E~170°W, 两个贝吉龙以上的强爆发性气旋, 大西洋多于太平洋。爆发性气旋随着其强度的增大, 发生的频数是迅速减少的, 其中心气压值变动的范围很大, 可从 946 到 1003 hPa。

近年来, 国内外学者对爆发性海洋气旋发生发展的物理原因进行了深入探讨。Robert 等^[4]研究了对流层中层以上气旋性涡度平流和暖平流、非绝热加热过程、低层静力稳定度、大面积海表温度梯度、前期地面的涡度发展以及地面能量通量在气旋发生发展中的作用, 结果表明, 这几个因子的综合作用是爆发性气旋发展不可少的。Uccellini 等^[5]指出, 高空急流出口区北侧的辐散区为爆发性气旋发展提供了动力条件。他的分析还给出气旋爆发性发展前上游环流形势的影响, 指出上游斜压性的发展使对流层顶发生折叠, 平流层与对流层相互作用增强。李长青和丁一汇^[6]对 1 a 中 26 个西北太平洋爆发性气旋形成的大尺度条件进行研究, 结果表明:

* 初稿时间: 2001 年 4 月 28 日; 修改稿时间: 2001 年 12 月 6 日。

资助课题: 海外青年学者合作研究基金(49825504, 49928504) 和我国重大天气灾害的形成机理和预测理论研究(G1998040907)。

海洋上空大气层结的不稳定、高空急流出口区北侧的动力辐散、冬季副高位置偏北时其西侧的强暖平流以及中低层强斜压区等都是气旋急剧发展的有利因素。Gao 等^[7]指出由于高空波动引起高空急流加速在急流入口区也十分有利于低层气旋波的发展。仪清菊和丁一汇^[8]对近年来温带气旋发生发展的研究成果进行了综合评述,并讨论了海洋温带气旋爆发性发展的气候特征、天气形势、各种物理机制及数值模拟的结果,指出海洋温带气旋的爆发性发展既和大尺度的大气条件有关,也与海洋条件有关,还与大尺度行星波有关,急流北侧对气旋的发展最有利;爆发性气旋的出现与暖水和强海温梯度有明显的关系,但海温条件只应被看作爆发性气旋发生的重要条件之一,而不是决定性条件。孙淑清和高守亭^[9]研究了东亚寒潮过程与下游爆发性气旋之间的关系,指出与寒潮过程相伴随的大环流调整给下游气旋猛烈发展提供了极好的背景条件。有的研究通过个案诊断和数值模拟比较了绝热斜压过程与非绝热强迫过程以及它们之间的相互作用在迅速加深的赤道外海洋气旋发生发展中的相对重要性,指出赤道外气旋的发生发展应该是在湿斜压不稳定条件下,斜压动力学与非绝热过程的非线性相互作用的结果^[10, 11]。Gyakum 等^[12]指出早期地面涡度增长通过形成有利的环境对其后 24 h 气旋的发展存在正反馈作用。Robert 等^[13]通过研究超前 36 h 的天气尺度环境场的时间变化来研究气旋爆发性增长现象,研究了 8 个开始于黑潮暖海流区的爆发性气旋个例及 8 个同一地区的弱加深个例,指出这 36 h 中两类气旋的天气尺度特征明显不同,强调了前期特征的重要性。Marco 等^[14]数值模拟研究了次级海洋气旋爆发对初始误差及各种物理过程的敏感性,指出初始误差的影响随着积分时间消退,在干模式中消退更快。当不计地表蒸发时,降水减少,气旋无法发展。

根据动力不稳定理论,斜压不稳定被认为是中纬度天气尺度系统的主要启动机制,Anthes 等^[15]曾指出斜压不稳定是这种强大但浅薄的气旋初期发展的主要机制,而潜热释放是后期发展的重要因素。Rogers 和 Bosart^[16]对大西洋气旋的研究发现,初期气旋是一个弱的浅薄的斜压系统,当高空槽(或与此有关的差动涡度平流)到达气旋上空时,气旋得到迅速发展,他们强调了斜压性和对流凝结潜热加热的作用。数值模拟研究也指出,如果没有潜热释放,就

不会出现气旋的爆发性发展,潜热释放是爆发性发展的关键因子^[14, 17]。从动力特征及能量学的观点出发,吕筱英和孙淑清^[18]通过对两个不同路径的爆发性气旋的研究,发现高空大值位涡空气的下伸是气旋爆发性发展的一个重要条件。初生气旋逐渐向强位涡区移近,并形成上下位涡区相接的形势,使气旋迅速发展,爆发性发展前气旋内散度风动能向旋转风动能的转换突然增强。Rasmussen^[19]从理论上解释了,当冷锋通过暖的下垫面时形成的大气位势不稳定可导致类似 CISK 机制的发生,从而促使气旋强烈发展。Emanuel^[20, 21]认为对称不稳定对海洋气旋的爆发性发展可能是重要的。Huang 等^[22]指出能量频散效应是气旋爆发性发展的一种机制。而海面能通量在气旋初始时刻比后期更重要^[23~ 26]。

尽管近年来锋面气旋倍受关注,但个例研究,尤其是使用数值模式来研究这种中尺度现象的细致结构和发展以及气旋发生、发展的过程还很少。对气旋发生、发展的各种影响因子的相对重要性说法还不十分一致,从等熵面倾斜的角度来分析气旋的发生、发展很少见,吴国雄等^[27~ 30]从严格的原始运动方程出发,提出 SVD 理论,研究了倾斜等熵面附近涡旋涡度的发展,指出涡旋易于在等熵面陡立的地方发展。因此下文将利用 PSU/NCAR MM5 中尺度非静力数值模式,对一次海洋爆发性锋面气旋个例进行模拟,从等熵面倾斜的角度,利用 SVD 理论来审视整个气旋发生、发展过程,力图更好地研究和理解锋面气旋及其发生、发展和移动机制,以便更好地对这种现象作出预报,同时也通过实际应用,初步探讨 SVD 理论及其推论(USVD)在气象研究中的应用。

2 模拟方案的选取和模式初始化

文中所选的个例,以前曾有过研究,张大林等^[31, 32]利用 PSU/NCAR MM4 静力模式,使用 NCEP 全球 $2^\circ \times 2^\circ$ 网格分析资料作为模式初猜场,并用常规探空报及船舶和地面报对初猜场进行加强,最终形成模式初始场,对本个例进行了 60 h 的数值模拟。指出,每个锋面气旋都起源于其前一气旋西南的冷区中,最初表现为近地面 150~ 300 hPa 内位于斜压不稳定基本态上的一个气压槽,当它移动到弱静力稳定度的海表面时,从低层有效位能获得动能,并朝着主导大尺度锋区前进,由其自身环流释放的潜热作用而迅速加深。

文中研究使用物理过程描述更完善的 PSU/NCAR MM5 三维、非静力嵌套模式。模式采用与张大林^[31]工作中相似的方案,具体如下:(1)采用双向嵌套(图 1a);(2)细网格区域采用 Kain-Fritsch 积云参数化方案,粗网格使用 Anthes-Kuo 方案;(3)显式降水方案粗细网格均采用简单冰方案;(4)边界层参数化采用 Blackadar 高分辨率边界层方案。

粗细网格嵌套比为 3:1(90 km, 30 km),两区域水平及垂直坐标(x, y, δ)分别为(89, 75, 23)和(139, 109, 23)。模式采用标准纬度在 60°N 的极射赤面投影;垂直坐标 24 层 δ 依次为 0.00, 0.05, 0.10, 0.15, 0.20, 0.25, 0.30, 0.35, 0.40, 0.45, 0.50, 0.55, 0.60, 0.65, 0.70, 0.75, 0.80, 0.85, 0.89, 0.93, 0.96, 0.98, 0.99, 1.00。使用粗细网格双向嵌套对改善区域模式边界问题有很好的效果。模式顶取在 70 hPa。

模式于 1992 年 3 月 13 日 0 时由 NCEP 全球 $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ 再分析资料启动, SST 采用 $1^\circ \times 1^\circ$ 全球

逐周平均海温(对于较短时间的模拟,海温的影响不大),积分 60 h。图 1a 为模式模拟区域、地形及模拟的主要气旋 M 的路径(实线)。图 1b 给出了模式模拟的 M 气旋中心气压变化曲线(实线)。在 60 h 的模拟当中, M 气旋共降压 45 hPa;第 36~42 时(模式时间,若无特殊说明,以下均指模式时间)6 h 中降压达到 12 hPa,并且 36~60 时共 24 h 内降压也达到 27 hPa,已经达到爆发性气旋的标准^[1]。M 气旋中心气压第 12 时开始加速下降,第 36~42 时下降率达到最大,其后逐渐减小。而实况中心气压下降曲线(图 1b 中虚线,摘自文献[31]中图 5)上, M 气旋从第 18 时开始加速下降,第 42~48 时下降率最大,第 30~36 时次之。M 气旋模拟路径与实况路径(图 1a 中虚线,摘自文献[31]中图 1)相比,曲率略偏大。以上这些差别可能是由于本工作所用资料不够精确和完备所致。尽管存在一些差别,但模拟结果还是较好地再现了 M 气旋的发生、发展、移动和变化。

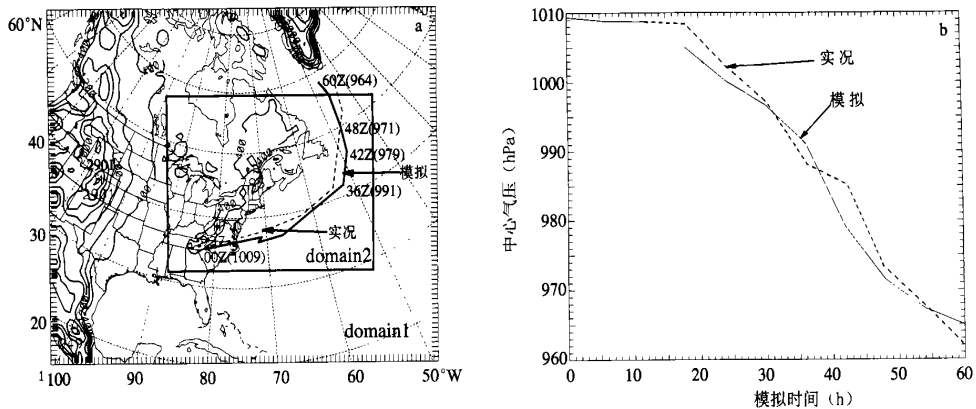


图 1 模式模拟区域、地形、M 气旋路径和中心气压变化曲线

(a. 模式模拟区域、地形以及 M 气旋模拟和实况路径, b. 模式模拟以及实况 M 气旋中心气压变化曲线;实线为模拟结果,虚线为实况)

图 2 给出了模拟的初始场。从 200 hPa 到地面,大尺度环流形势几乎一致地为母气旋所控制。母气旋从地面到高空近于垂直的结构表明此时已经基本不存在使其再发展的斜压结构,事实上它已经开始填塞。200 hPa(图 2a)高空西风急流中心最大值达 86.9 m/s。高空气旋性环流中心地区风速较小,在其东北部存在一个东风极值中心(-13.7 m/s)。500 hPa(图 2b)上环流中心位于 49°N, 7°W 附近,其西南部存在一个近于西南-东北向的短波槽,槽区温度平流较弱。850 hPa 上(图

2c) 气旋式环流中心位于 51°N, 7°W 附近,西南部的短波槽后存在冷平流,槽前平流较弱。槽的走向近于同阿巴拉契亚山脉走向平行,且位于山脉西北侧。海平面气压和地面温度分布如图 2d 所示,母气旋中心气压为 981 hPa,位于 52°N, 7°W 附近。M 气旋的前身表现为一个很弱的中尺度槽,位于阿巴拉契亚山脉东南;接近高空(200 hPa)西风急流轴中心而位于其气旋性一侧。美国东海岸及东部洋面有大片斜压区。由图 2a, b, c, d 可以看出此时地面 M 气旋槽区正好位于高空正涡度平流区之下及西风急

流中心气旋性一侧,与高空槽区构成自下而上西倾

的有利配置,有利于 M 气旋的生成。

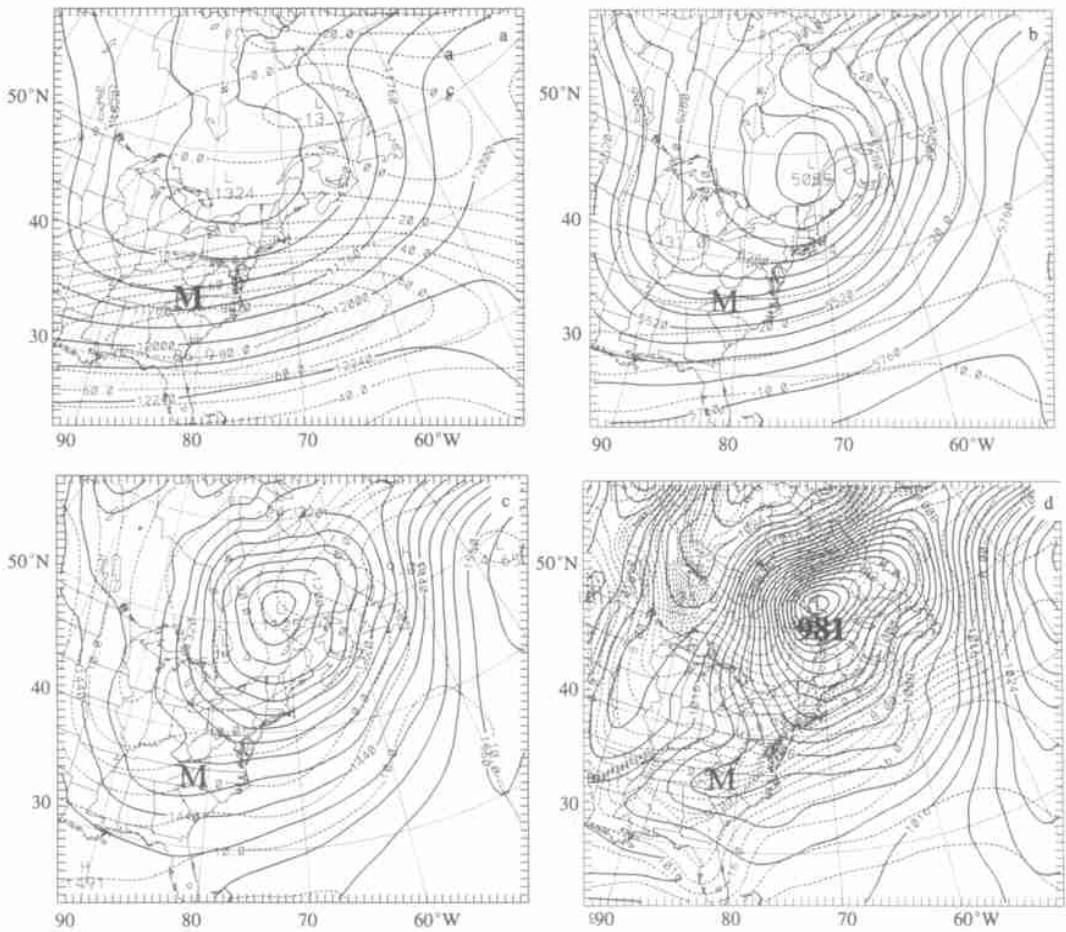


图2 模式初始场(3月13日00时)

(a. 200 hPa 高度场及水平风速 U 分量, 实线为高度, 虚线为 U , 阴影区为风速大于 60 m/s 的区域, b. 500 hPa 高度场及温度 T 分布, 实线为高度, 虚线为 T , c. 850 hPa 高度场及温度 T 分布, 实线为高度, 虚线为 T , d. 海平面气压场及地面温度分布, 实线为气压, 虚线为 T ; M 代表地面气旋中心所在位置)

3 个例模拟结果

3.1 海平面及高空环流形势模拟

图3给出了模式模拟的海平面气压场及地面温度。1992年3月13日18时(图略)中尺度槽M离开北美大陆并在东南海面上形成其第一个闭合中心,中心气压为1005 hPa(37°N, 68°W附近),3月14日0时(图3a)闭合中心随着大尺度引导气流东移至38°N, 63°W附近,中心气压降至1000 hPa;此时850 hPa上(图略)对应于地面气旋中心出现明显的中尺度槽区,槽区冷暖平流的配置有利于槽的加深。700 hPa上(图略)没有出现明显的与地面气旋

中心对应的中尺度槽区,但温度场上出现了有利的形势(相对于地面气旋区域,等温线出现向北凸起的脊,其西侧出现冷平流,而东侧出现暖平流,有利于槽的发生发展)。另外,母气旋此时中心气压已升至985 hPa,中心向东北移动到57°N, 65°W附近。36时(图3b)M气旋移动到42°N, 52°W附近,中心气压已降至991 hPa。850 hPa上(图略)已经出现闭合中心,温度场与高度场的配置有利于其继续发展。值得注意的是,此时700 hPa上对应于地面气旋中心也出现明显的中尺度槽,说明M气旋逐渐强大起来并向高空发展。母气旋第36时中心气压仍为985 hPa,位置变化不大,但影响(势力)范围变小。

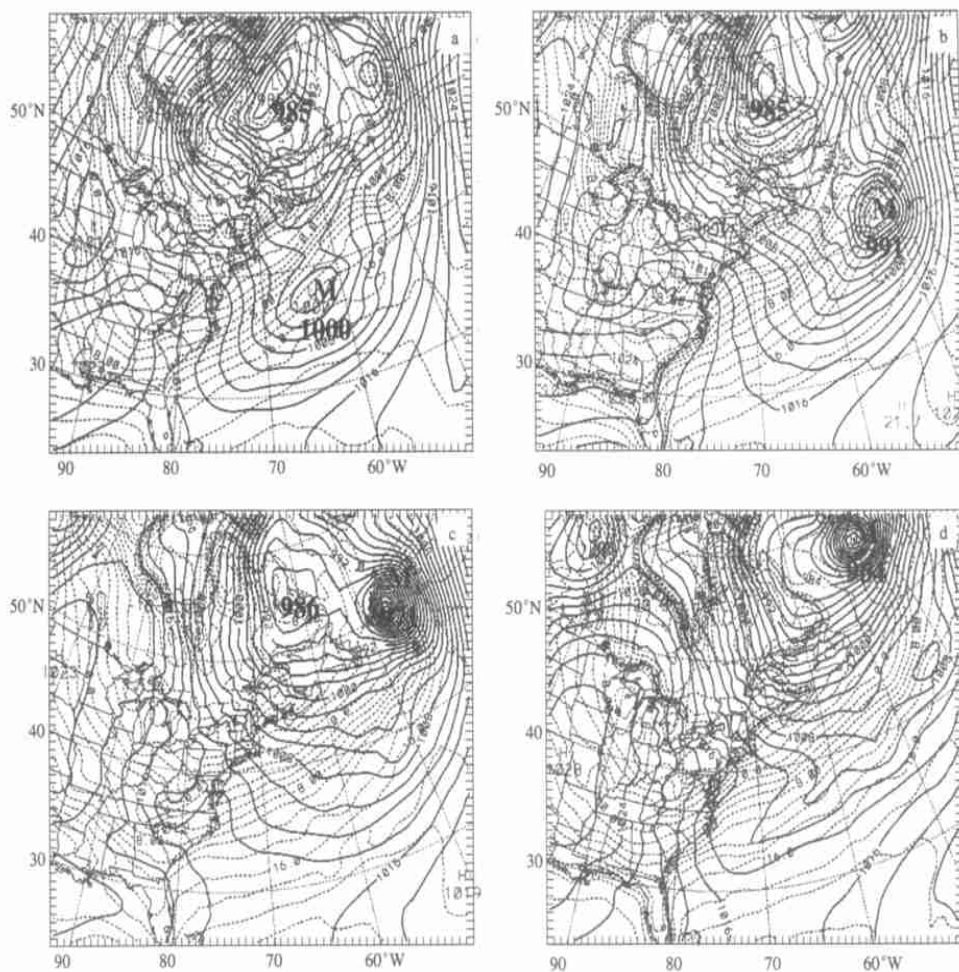


图3 模式模拟的海平面气压及地面温度

(a. 24 时, b. 36 时, c. 48 时, d. 60 时; 实线为气压, 虚线为 T, M 意义同图 2)

第 48 时(图 3c) M 气旋移至 50°N , 47°W 附近, 气压降至 971 hPa。850 hPa 上的闭合中心及 500 hPa 上的中尺度槽(图略)进一步加强, 并且 700 hPa(图略)上也出现了闭合中心。60 时(图 3d) M 气旋移至 57°N , 45°W 附近, 中心气压降至 964 hPa。此时, 母气旋大为减弱, 地面上基本为 M 气旋所取代, 并且一直到 700 hPa 都是这样。可见此次气旋过程是在静力稳定度较弱的海面上从地面向高空发生发展起来的。一个现象值得注意, 即与初始时刻比较平滑的地面温度场相比, 后期模拟过程当中地面气旋所在位置的温度场出现明显的中尺度形变(结构); 并且当 M 气旋向上发展到高空时, 这种温度场上的中尺度结构也同时向上发展。

关于高空形势的模拟, 仅以第 42 时的情况为例来说明。第 42 时 200 hPa(图 4a)上西风急流中心最大值降至 67.6 m/s, 初始时刻位于高空气旋性环

流东北部的东风极值中心已经大为减弱 (-0.572 m/s), 说明母气旋明显填塞; 500 hPa 上(图 4b)对应于 M 气旋出现了比较明显的中尺度槽, 与其下部(850 hPa, 图 4c)的低压中心及地面气旋(图 4d)共同构成近于上下垂直的结构; 850 hPa 上(图 4c)闭合中心高度已经降至 1170 gmp; 地面图上(图 4d) M 气旋移至 46°N , 48°W 附近, 中心气压降至 979 hPa。此时母气旋中心位于 56°N , 63°W 附近, 中心值为 986 hPa。应特别指出, 图 4 中。无论是地面还是 850 hPa 乃至 500 hPa 高度上均存在比较明显的与 M 气旋相联系的中尺度温度结构, 这种中尺度温度结构与大尺度温度结构叠加在一起共同对 M 气旋的后续发展起作用。

从以上分析可以看出, M 气旋在有利的大尺度环境场中发生, 在这之后的发展过程中, 其自组织的中尺度环境场叠加到大尺度环境场之上, 从而改变

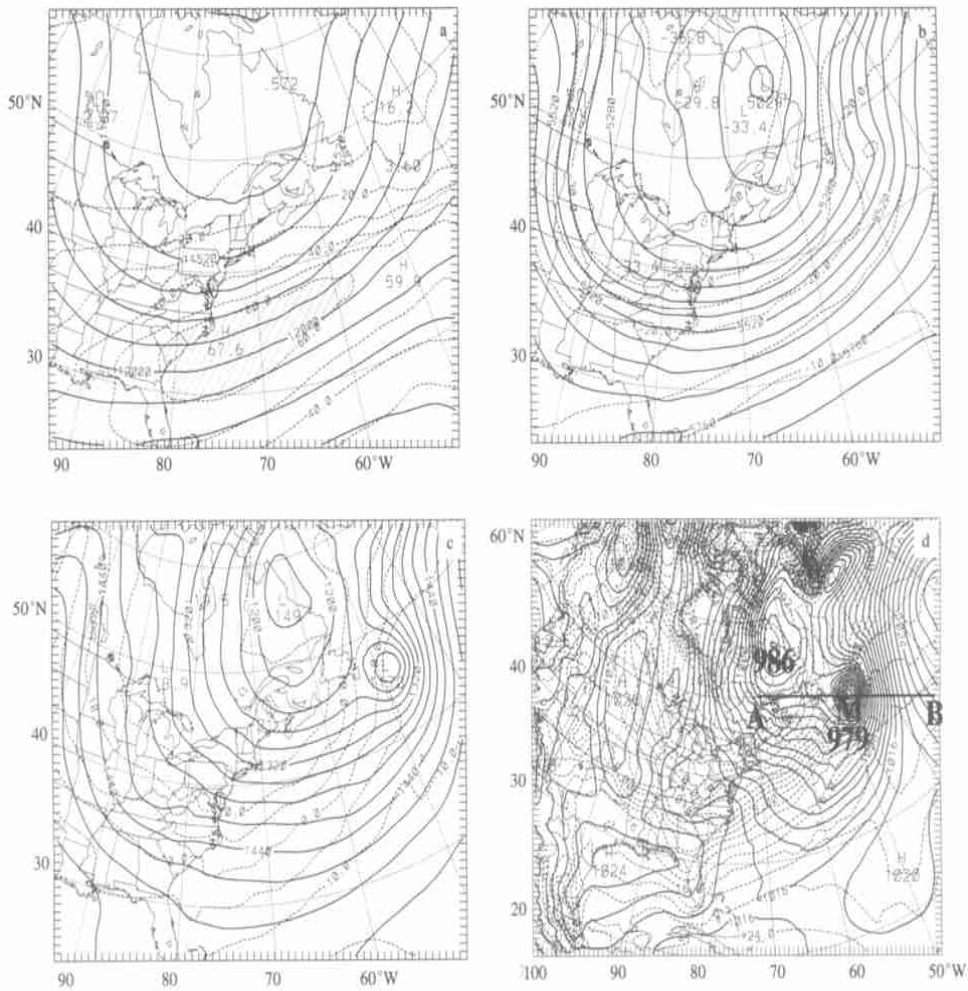


图4 同图2 但为积分 42 h 后的情况(AB 指示图 5 中剖面所在位置)

了大尺度环境场;同时,改变了的大尺度环境场又构成了有利于气旋在水平方向上移动和在垂直方向上发展的有利条件,促进 M 气旋的发展和移动。

3.2 剖面及等熵面分析

由以上分析可知, M 气旋是在同大尺度环境场的相互作用过程中发展起来的。由图 3 及相应的 850 hPa 和 700 hPa 高度场图可以看出, M 气旋的发生、发展、运动和变化始终沿着弱静力稳定度的海表面上空各层等温线密集区进行,且 M 气旋所在区域具有更强的水平温度梯度。那么在剖面图上又是怎样的情形呢?图 5 给出了积分 42 h 后经过 M 气旋中心的東西向位温及相当位温垂直剖面。图中阴影区代表地面气压,矢量场为剖面风场, M 气旋位于横轴中央(剖面位置见图 4d)。由图可见,无论是等位温线还是等相当位温线都是十分陡立的,且陡立区存在比较明显的垂直运动,是涡旋发展的重要地

区(由于等熵面出现倾斜,根据文献[29]中关于倾斜涡度发展理论的探讨,当气块沿倾斜的等熵面运动时,利用全型垂直涡度方程,可知陡立区容易出现涡旋的倾斜发展)。同样从地面气压场可以看出(图中阴影区), M 气旋正是在等熵面的陡立区发生发展。另外,由图 5b 可知, M 气旋中心与对流不稳定中心并不完全重合,而是位于等相当位温面十分陡立的近对流中性地区,显然气旋的发生发展与倾斜的等熵面之间必然存在一定联系。

图 6 给出了模式模拟的 288 K 等熵面上的气压及相对涡度分布。整个 288 K 等熵面近似一个倒置的“碗”,“碗”中心气压低,外部气压高,其边缘等压线密集,等熵面陡立。 M 气旋的发生、发展、运动和变化与这个“碗”的边缘密切相关(见图 6),与气旋中心对应的相对涡度中心始终同“碗”型分布陡立的边缘紧密联系。24 时(图 6a)正相对涡度中心位于

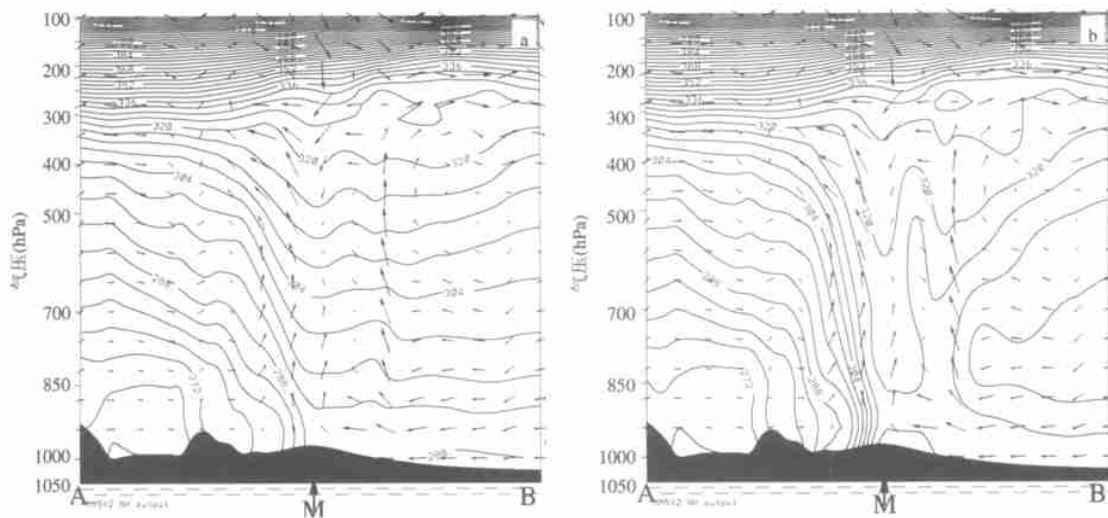


图 5 模式积分 42 h 后沿图 4d 中 AB 所作剖面风场及位温和相当位温分布
(a. 位温, b. 相当位温; 等值线间隔 4 K。阴影区代表地面气压, 水平速度单位为 m/s, 垂直速度单位为 hPa/s)

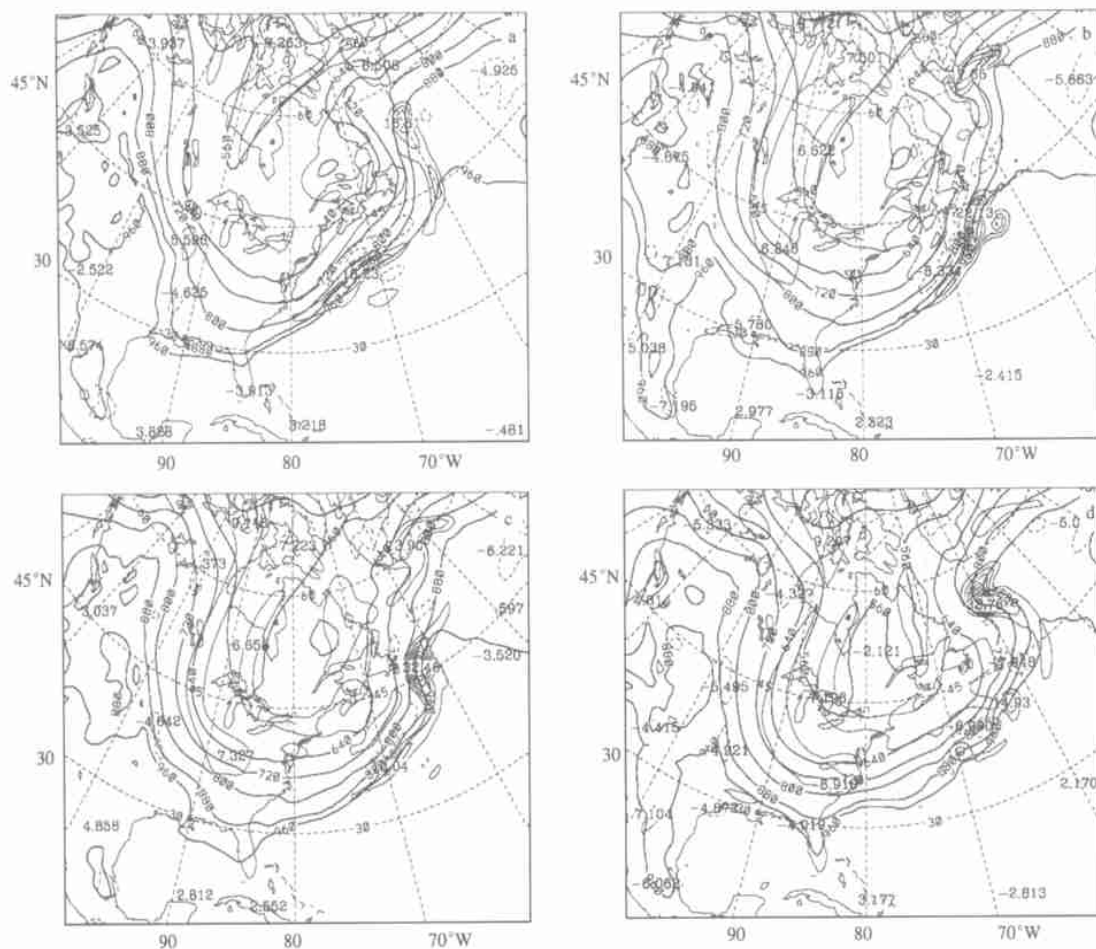


图 6 模式模拟的 288 K 等熵面气压及相对涡度分布
(a. 24 时, b. 36 时, c. 42 时, d. 54 时; 粗实线为气压, 单位: hPa,
等值线间隔 80 hPa; 细实(虚)线为涡度, 单位: $10^{-5} s^{-1}$, 间隔 $4 \times 10^{-5} s^{-1}$)

“碗”型分布陡立等熵面的东南边缘地区,即图 6a 中东南部等压线密集区;中心值达到 $15.23 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$; 36 时(图 6b)正相对涡度中心向东北方向移动,但仍处于密集区当中,且强度有所增强($22.13 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$); 42 时(图 6c)正相对涡度中心继续沿“碗”型分布陡立的边缘移动到了约 $46^\circ \text{N}, 50^\circ \text{W}$ 附近,中心值达 $32.46 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$,从第 36~42 时 6 h 内相对涡度增加大于 $10.0 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$; 54 时(图 6d)相对涡度中心依然处于陡立区中。在锋面气旋发生发展的整个过程中,这个倒置的“碗”型分布基本形势大体不变(图 7),只存在局部的形变;由图 6 可以看出这种局部的形变与气旋紧密地联系在一起,这与前面从温度场以及剖面图讨论得到的结果是完全一致的。由此可见 M 气旋是在大尺度环境场(“碗”型分布)的影响下发展和移动的,而它又不断地通过自组织的中尺度环境场与大尺度环境场的相互作用来改变大尺度环境场(局部形变);接着改变了的大尺度

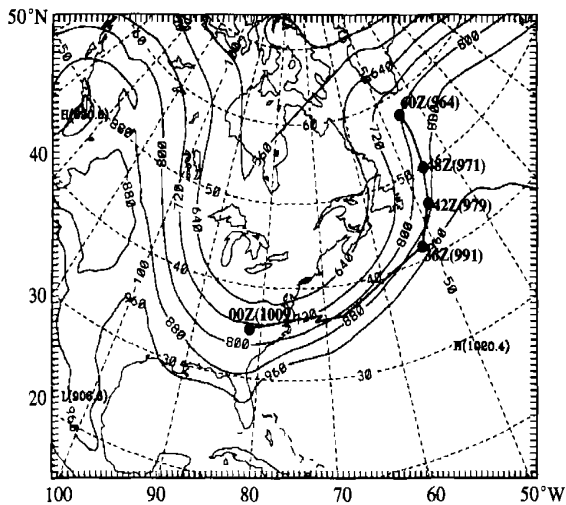


图 7 模式模拟的 288 K 等熵面上的气压分布(60 h 平均)及模拟的气旋路径(气压场等值线间隔为 80 hPa, 实心圆点代表地面气旋中心所在位置)

环境场又对气旋的进一步发生发展起作用; M 气旋在其整个发展过程当中始终与陡立的等熵面联系在一起(图 7)。吴国雄等^[27~30]提出的 SVD 理论指出,涡度易于在等熵面陡立的地方发展,等熵面陡立的地方易出现倾斜涡度发展,可知 M 气旋的发展与移动必然同涡度的倾斜发展有一定联系。

4 倾斜涡度发展理论及其推广

吴国雄等^[27]从严格的原始运动方程出发,引入

水汽的影响,导出湿位涡方程,并证明绝热、无摩擦、饱和大气中湿位涡守恒。从这种守恒性质出发,研究了湿斜压过程中涡旋垂直涡度的发展,提出 SVD 理论;指出涡旋易于在等熵面陡立的地方发展^[28]。之后,经过对 SVD 理论的进一步完善,导出全型垂直涡度方程^[29]。全型垂直涡度方程与经典涡度方程相比,具有一定优越性,它不但考虑了与涡度发展相联系的稳定度的变化、斜压性的变化以及与风的垂直切变相关的高、低空急流的发展等热力项的影响,而且这些项显式地出现在方程当中,为应用涡度方程进行诊断提供了方便^[30]。

由以往的一些研究^[31,32]以及文中研究可以看出在海洋气旋移动路径前方总是存在倾斜上滑运动,为此这里对 SVD 理论作推广,提出上滑倾斜涡度发展理论(USVD),并应用 USVD 理论对这次海洋气旋过程进行研究。USVD 理论可由图 8 简单阐述如下,图中等熵面全部集中在垂直(z)坐标轴右

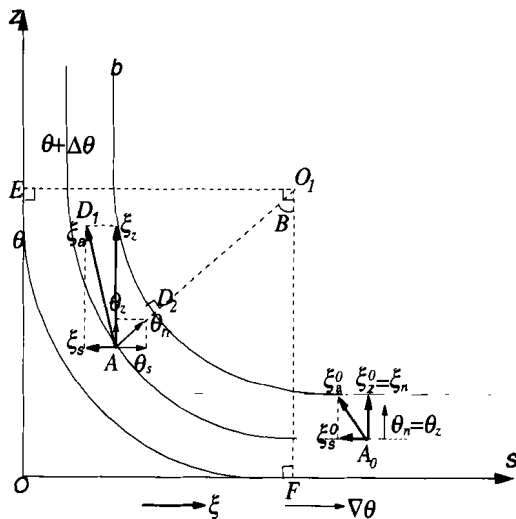


图 8 上滑倾斜涡度发展理论示意

侧,等熵面在正方形 OEO_1F 内弯曲成圆,呈下凹状;在正方形之外,等熵面平行。为简明,设等熵面梯度 $\Delta\theta = \theta_n$ 为常数,同心圆“b”与 $\theta + \Delta\theta$ 面相距为 $|\xi_n|$ 。由位涡定义

$$P_E = \xi_n \theta_n = \xi_s \theta_s + \xi_z \theta_z \quad (1)$$

进而有

$$\xi_z = \frac{\xi_s \theta_n - \xi_s \theta_s}{\theta_z} = \frac{P_E - \xi_s \theta_s}{\theta_z} \quad (\theta_z \neq 0) \quad (2)$$

式中, $\xi_z = \alpha \zeta_z$, $\xi_s = \alpha \zeta_s$ 分别为比绝对涡度 ζ_r 的垂直和水平分量, $\xi_n = \alpha \zeta_n$ 为比绝对涡度 ζ_r 在位温梯度方向上的分量, $\alpha = \rho^{-1}$, ρ 为空气密度, $\theta_n = |\nabla \theta|$ 。

而 θ_s , θ_z 分别为水平及垂直位温梯度。

当起始质点 A_0 沿面左行时 $\theta + \Delta\theta$, 在正方形之外时, 满足“盒子定律”^[29], 不管风的垂直切变如何变化, 其比绝对涡度 ζ_a 的垂直分量 $\xi (= \xi_n)$ 不发展; 当 A_0 继续左移, 沿 $\theta + \Delta\theta$ 面进入正方形之内, 并上滑一个角度 B (B 角度的定义为从 $-z$ 方向开始顺时针转向 $-s$ 方向为正) 至点 A 时, 根据“外切平面定律”^[29], 其比绝对涡度 ζ_a 的矢量末端迹 D_1 必须位于通过圆“b”上点 D_2 的外切平面 D_1D_2 上, 由于

$$\tan B = \frac{\theta_s}{\theta_z} \quad \left(-\frac{\pi}{2} < B < \frac{\pi}{2}\right) \quad (3)$$

又因为 $n \cdot k > 0$, 于是

$$\cos B = \frac{\theta_z}{\theta_n} > 0 \quad (4)$$

代入式(2), 有

$$\xi_z = \frac{\xi_n}{\cos B} - \xi_n \tan B \quad \left(|B| \neq \frac{\pi}{2}\right) \quad (5)$$

在北半球气旋生成的场合, $\xi_n > 0$, 当

$$C_D = \frac{\xi \theta_z}{\theta_z} < 0 \quad (6)$$

时式(5)可写成

$$\xi_z = \frac{\xi_n}{\cos B} + |\xi_n \tan B| \quad \left(|B| \neq \frac{\pi}{2}\right) \quad (7)$$

这时, ξ_z 是 B 的递增函数, 意味着当式(6)满足时 (注意, 因为起始质点 A_0 在正方形之外时, $\theta_s = 0$, 所以初始时刻 $C_D = 0$; 因此(6)式等价于 $\dot{C}_D < 0$), 沿等熵面上滑的质块其垂直涡度将发展。当等熵面十分陡立时, ξ_z 将可变得很大, 亦即

$$|B| \rightarrow \frac{\pi}{2} \quad \xi_z \rightarrow \infty$$

由于这时, 涡度的发展是由于质块沿倾斜等熵面上滑所致, 故而称之为上滑“倾斜涡度发展”另外, 由式(2), 经过一系列推导, 可得全型垂直涡度方程如下

$$\frac{D \zeta_z}{Dt} + \beta v + (f + \zeta_z) \cdot \nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{1}{\alpha} \frac{D}{Dt} \left[\frac{P_E}{\theta_z} - C_D \right] \quad (\theta_z \neq 0) \quad (8)$$

若为湿空气则上式变为

$$\frac{D \zeta_z}{Dt} + \beta v + (f + \zeta_z) \cdot \nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{1}{\alpha} \frac{D}{Dt} \left[\frac{P_M}{\theta_{ez}} - C_M \right] \quad (\theta_{ez} \neq 0) \quad (9)$$

式中 P_M 为湿位涡, C_M 为相对于 C_D 的 SVD 湿指数, θ_{ez} 为相当位温垂直梯度, 是一个对流稳定度参数。

5 倾斜涡度发展

5.1 USVD 发展的定性个例分析

前面研究指出, M 气旋是在弱静力稳定度海表面上启动而发展的, 其后期发展和移动可以用 USVD 理论来解释。USVD 的两个必要因子, 一个是等熵面倾斜, 一个是倾斜运动(上滑)。其中第一个因子在前面的剖面分析中已经得以证明, 下面进一步考察, 第二个因子是否能够满足; 另外, 涡度要出现倾斜发展, 还必须具备一定的条件, 即 $\dot{C}_D < 0$ 。以下分别就此进行分析。

从等熵面图可以直观地体现等熵面的形状及倾斜程度(等熵面上的等压线, 低值代表等熵面位置高, 高值代表等熵面位置低, 等压线越密集代表等熵面越陡立), 因此这里采用等熵分析。图 9a 给出了模式积分 36 h (以下未经特殊说明, 均指模式时间, 另外, 由于此个例中 USVD 在 M 气旋后期对系统的发展与移动作用更为显著, 因此这里以气旋强烈发展的第 36 时和第 42 时的情况为代表进行分析, 以便能更清楚地给出 USVD 理论作用于海洋锋面气旋发生、发展的物理图像) 后 288 K 等熵面上的水平矢量风场及垂直速度分布(水平风场和垂直速度分别由 z 坐标系中相应的值经过垂直插值得来, 两者叠加代表倾斜运动)。其中粗实线为等熵面上的等压线, 细线为等熵面上的垂直速度场, 阴影区为垂直速度大于 2 cm/s 的区域。由图可见, 288 K 等熵面的倒置“碗”形分布十分明显, 环流场上的气旋中心与地面上的 M 气旋中心一样, 也是出现在等熵面比较陡立(即等压线密集的“碗”型分布边缘)的地方。气旋前部及其移动路径前方的气旋性环流由高压吹向低压, 并且这种由高压到低压的水平气流与正的垂直速度极值中心相叠加, 表明这里存在上滑运动(上文中剖面分析已得到证明); 相应地气旋后部及其移动路径后方存在下滑运动。因此, SVD 理论所要求的两个必要因子, 即等熵面倾斜和倾斜运动, 在本个例中都能够得到满足(如果再满足 $\dot{C}_D < 0$, 则会出现倾斜涡度发展)。图 9b 是第 42 时的情况。这时地面 M 气旋中心已经移到 46°N , 48°W 附近, 等熵面上相应的气旋性环流中心也移动到这一地区, 由于 M 气旋的强烈发展(由上文可知, M 气旋在第 36~42 时发展最强), 其自组织的中尺度环境场与大尺度环境场相互作用并显著地改变了大尺度

环境场的分布,等熵面上的等压线在气旋性环流所控制地区出现明显的形变(虽然“碗”型分布整体形式不变,但其东部边缘明显由原来(36时)的近西南—东北走向转变为42时的近南—北向分布),这种

新的等压线分布形势与42 h等熵面上更强的上滑相配合,构成了十分有利于USVD发生的环境条件。如果存在有利的垂直风切变则会造成涡度的倾斜发展。

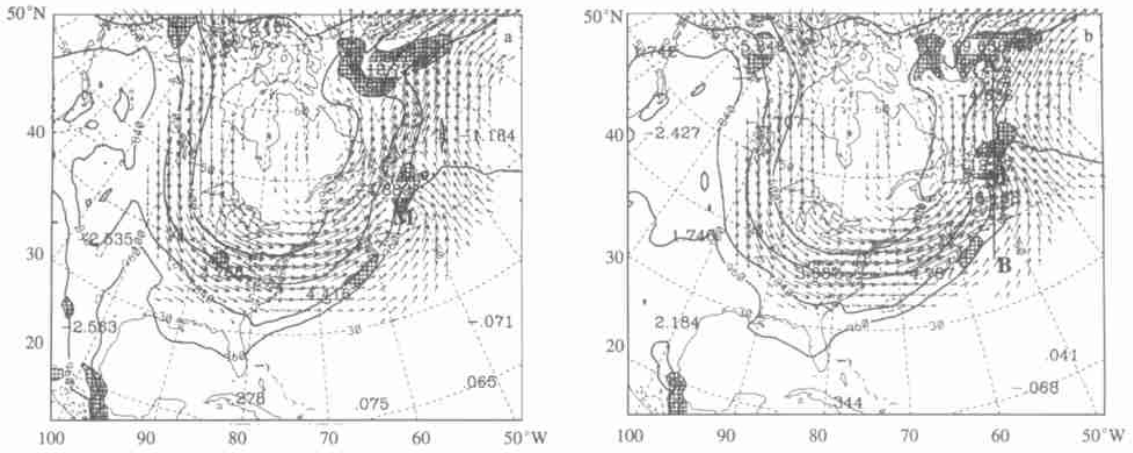


图9 模式模拟的288 K等熵面气压场、水平矢量风场及垂直速度分布

(a. 36时, b. 42时; 气压场等值线间隔为120 hPa, 垂直速度场间隔为2 cm/s, 阴影区代表垂直速度大于2 cm/s的地区; 最短矢量表示9.97 m/s(a), 10.0 m/s(b), 最长矢量表示29.7 m/s(a), 29.8 m/s(b))

图10给出了模式模拟的沿图9b中AB所做的垂直剖面。阴影区代表地面气压,粗实线为等熵线,细线为平行于剖面的水平风速, M指示了地面气旋中心所在的位置。36时(图10a),地面气旋前部及其北侧(即移动路径前方),尤其是北侧存在与上一

节所述气旋前部及移动路径前方的上滑运动相配合的明显水平风速垂直切变,切变方向垂直于剖面指向外。由图9及图8可知,这种情况下,垂直风速切变相当于 ξ ,而其方向应为图8中的s反向,即 ξ 为负值。而南侧垂直风切变很弱(ξ 很小),又由上

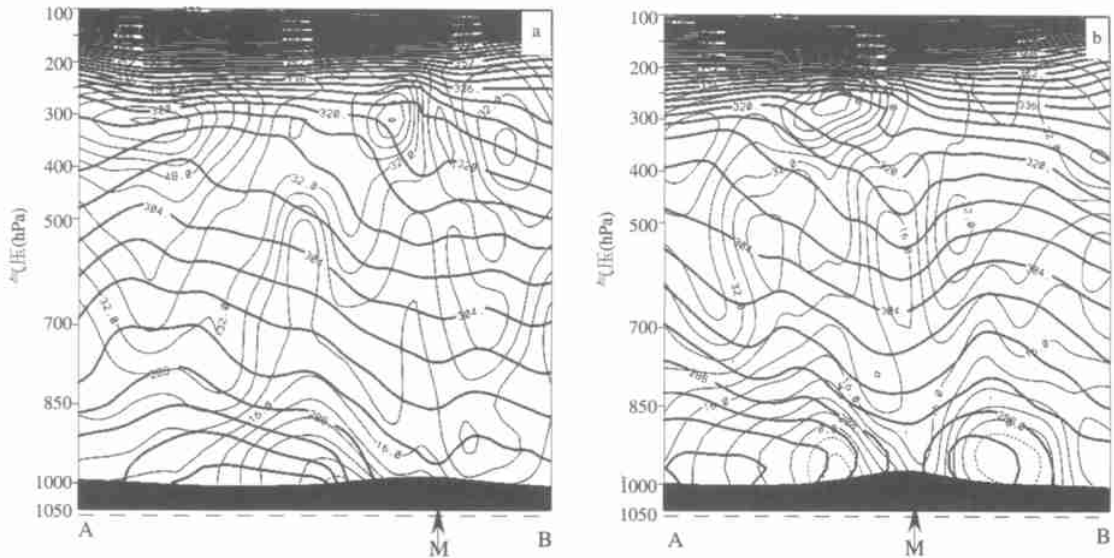


图10 模式模拟的沿图9b中AB所做的垂直剖面

(a. 36时, b. 42时; 阴影区表示地面气压,粗实线为等熵线,等值线间隔4 K; 细线为平行于剖面的水平风速,间隔4 m/s。M指示了地面气旋中心所在的位置)

面研究及图 8 可知, 本个例中 θ_s 和 θ_z 一般大于 0, 故而 $C_D = \frac{\xi \theta_s}{\theta_z} < 0$, 因此, 当空气质块在气旋前部及移动路径前方由水平运动转为沿倾斜等熵面上滑时, 有 $\dot{C}_D < 0$ (因为水平时(图 8), $\theta_s = 0$, 即 $C_D = 0$), 这时在气旋前部及移动路径前方, 即图 10a 中地面气旋中心左侧将出现上滑倾斜涡度发展(USVD), 有正涡度增长, 促使气旋移动并发展; 而右侧由于 ξ 非常小, DSVD 不明显。图 10b 为 42 时的情况, 气旋移动路径前方 $|\xi|$ 比 36 时更大, 而后方由于平行于剖面的水平风场等值线比较陡立(见图 10b 中细线所示), $|\xi|$ 依然很小。

由以上分析可以看出, 此个例中, M 气旋后期发展阶段, 由于气旋自身中尺度环境场的发展并与大尺度环境场相互作用, 使得在气旋前部及其移动路径前方出现强烈的 USVD 发展, 促使气旋移动和发展。这里需要指出的是, 气旋移动路径后方将出现负涡度发展(由图 9, 气旋移动路径后方存在下滑, 又由图 8 及图 10 可知这里将出现负涡度发展), 因而从整体上看, 气旋是向下游移动并发展的。

5.2 USVD 发展的定量个例分析(全型垂直涡度方程诊断分析)

为了进一步理解 USVD 发展对 M 气旋移动与发展所起的作用, 下面对全型涡度方程进行简单的诊断。诊断所使用的方程由式(8)经简单形变得到如下形式

$$\frac{\partial \zeta_z}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \zeta_z + \beta v + (f + \zeta_z) \cdot \nabla \mathbf{V} = \frac{1}{\alpha} \frac{d}{dt} \left(\frac{P_E}{\theta_z} \right) - \frac{1}{\alpha} \frac{dC_D}{dt}$$

其中左侧第一项为相对涡度局地变化项(简称 A 项), 右侧最后一项($-\frac{1}{\alpha} \frac{dC_D}{dt}$)为 SVD 作用的指示项(简称 F 项), 为简便, 这里仅对上述两项进行诊断。

仍采用等熵分析, 图 11a 为积分 36 h 后 288 K 等熵面相对涡度局地变化, 其中粗实线为等压线, 细线为相对涡度局地变化, 即 A 项, 图中标出了地面 M 气旋中心所在的位置。由图可见, 此时比较强大的相对涡度局地变化一般均出现在 288 K 等熵面倒置“碗”型分布陡立的边缘地区, 特别是东部, 其中 46°N , 48°W 附近(即 42 时地面气旋中心所在位置)存在中心值达 82 个单位的正变涡(1 个单位 = $1 \times 10^{-10} \text{s}^{-2}$), 其后方也存在小于 -40 个单位的负变涡, 地面气旋位于两者中间, 表明下一时刻 M 气旋

将朝向其前方的正变涡中心移动和发展。而此时的 SVD 作用中的 F 项极值中心也多出现在 288 K 等熵面倒置“碗”型分布陡立的边缘地区(图 11b), 44°N , 50°W 附近存在中心值大于 66 个单位的正值中心, 由上面方程, 正的 F 代表正变涡, 因此, 这里将出现大于 60 个单位的正变涡。其后方, 880 hPa 以上为正极值中心(中心值大于 30 个单位), 880 hPa 以下为负极值中心(中心值小于 -40 个单位)。36 h 地面 M 气旋中心正好位于正负中心之间, 表明 USVD 的作用使得气旋向其前方正值中心移动。图 11a 与图 11b 相比, 可以看出, A 项位于气旋前方的正中心比 F 项要强大且偏北; 位于气旋后方的负中心, A 与 F 相当, 并且 A 项的负中心呈东北—西南向分布, 而 F 项的负中心主要集中在 880 hPa 以下且范围很小, 可见, SVD 的作用主要是通过 USVD 增加气旋前部的正变涡和气旋后方近地层的负变涡。值得注意的是, 图 11b 中 F 值正中心在空间上落后于图 11a 中 A 值正中心, 两者相差近 3 个纬距。这种差别可能是由于本文进行方程诊断时使用的是 6 h 一次的模式输出, 计算 A 项采用的是 $\Delta t = 6 \text{ h}$ 的中央差分计算, 而 F 项的计算除局地变化项与 A 项计算方法相同外, 平流及对流变化项均使用某一时刻(36 时)的值来计算, 因此实际上这里的 A 代表的是一段时间内(30~42 时)平均的相对涡度局地变化, 如果使用时间分辨率更高的资料, 图 11a 中的正负中心耦合体将会向气旋所在位置集中, 并与图 11b 中耦合体近于重合。

42 时(图 11c, d), A 与 F 的变化都更趋强烈, 但无论 A, F, 其极值中心仍主要出现在等熵面比较陡立的地区, 气旋前方的正变涡达 86 个单位, 后方负变涡也达 -67 个单位, 且东北—西南向分布基本不变, 只是东北部明显变得宽广和强大。此时 SVD 作用中的 F 项位于气旋前方的正值中心十分强大(中心值大于 110 个单位), 后方原 36 时存在的高层正低层负分布仍然存在, 但已明显减弱。

注意到上面分析的方程中 F 项与式(5)右端 $\tan B$ 相当, 而右端第一项与式(5)右端第一项相当。在 $C_D < 0$ 的场合, 由式(7)表明上述全型涡度方程右端均能使涡度增长。因此, 虽然这里计算 F 项的贡献, 但实际上代表了 USVD 的作用。

由以上定量分析可知, 气旋前部 USVD 的存在对气旋的发展和移动有明显的作用。USVD 应该是温带海洋锋面气旋移动与发展的一种机制。

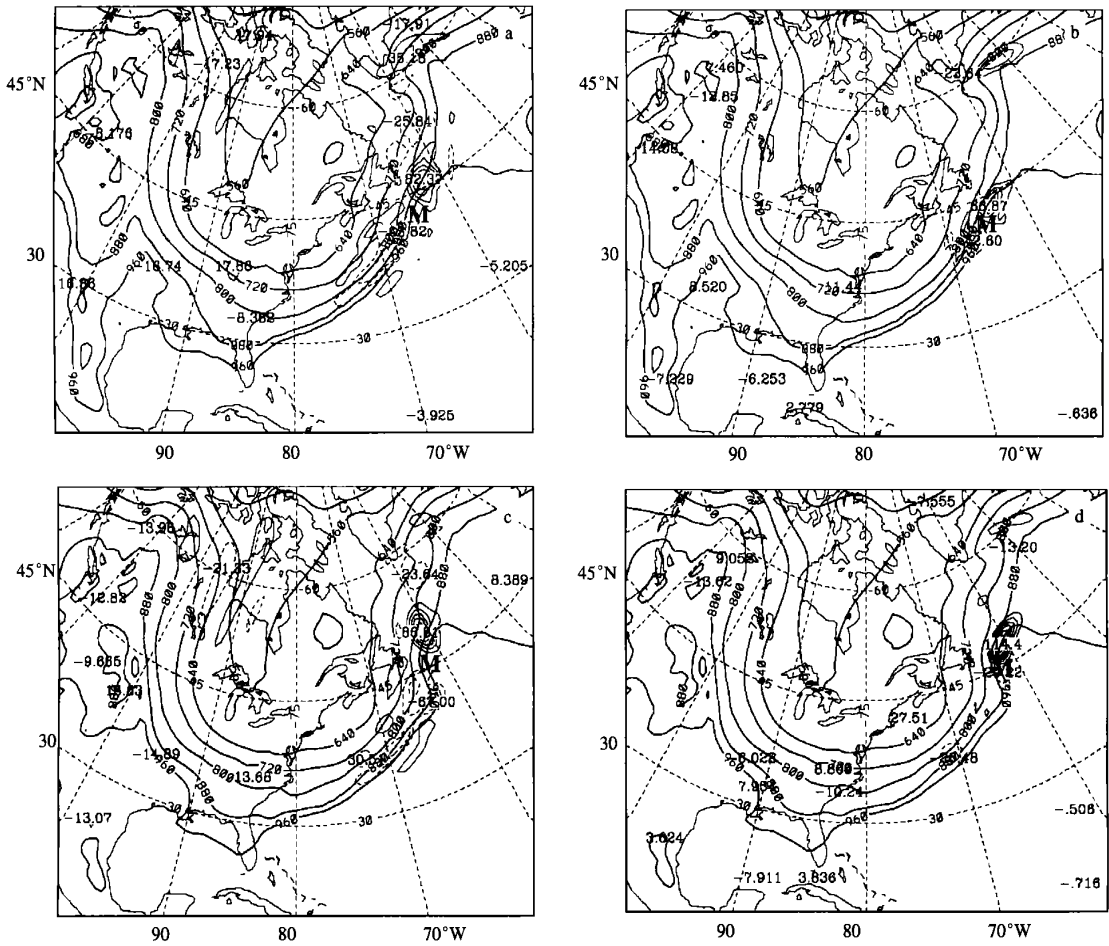


图 11 模式模拟的 288K 等熵面相对涡度局地变化 (a, c) 及 SVD 作用项 (b, d)
 (a, b, 36 时; c, d, 42 时; 粗实线为等压线, 等值线间隔 80hPa; 细线为相对涡度局地
 变化及 SVD 作用项, 间隔 $15 \times 10^{-10} s^{-2}$)

6 个例理论模型

通过以上分析和研究, 可以把本次海洋锋面气旋的发生发展总结为如图 12 所示的理论模型。图中给出了倒置“碗”型分布等熵面的东南部分。 θ 与 $\theta + \Delta\theta$ 分别为两层等熵面, 分布在 x, z 和 $-y$ 组成的立体空间里。“碗”型分布边缘等熵面陡立, 气旋正是在这个陡立区移动和发展 (如图 12 所示)。图中同时给出了地面气旋中心所在的位置、气旋移动路径 (方向) 以及气旋自身的尺度流场等特征。图中气象符号与图 8 中符号意义相同, 其中 xoz 平面上所表达的物理意义与图 8 完全一致。开始时, 气旋在弱静力稳定度的海洋表面上启动发生 (如图 12 中 A 处所示), 之后沿着倾斜等熵面边缘气旋缓慢发展 (图 12 中 B 处), 当气旋自组织的中尺度环流慢

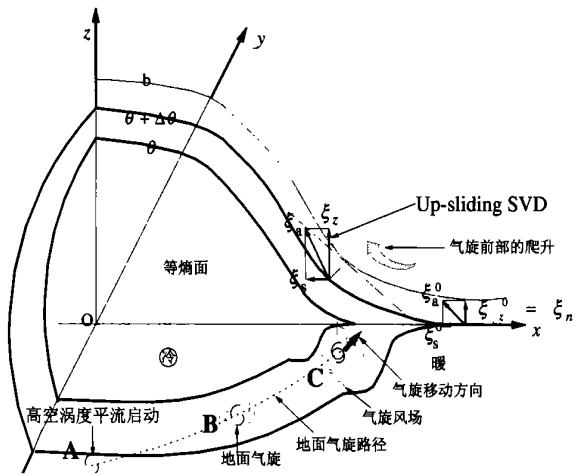


图 12 个例理论模型

慢强大起来之后, 气旋进入后期爆发性发展阶段 (图

12 中 C 处), 此时气旋自组织的中尺度环流与大尺度环境场相互作用, 使大尺度环境场出现了明显的局部形变(图 12 中 C 处), 而改变了的大尺度环境场通过与气旋前部及其移动方向前方上滑运动相配合, 在一定条件下($\dot{C}_D < 0$), 引起气旋移动方向上出现强烈的上滑“倾斜涡度发展”, 促使气旋移动并爆发性地发展。

7 小 结

使用 PSU/NCAR MM5 非静力数值模式对 1992 年 3 月 13~15 日发生在西大西洋上的一次海洋气旋爆发过程进行了 60 h 的模拟。利用高分辨率模拟结果, 从倾斜涡度发展理论出发, 从等熵面倾斜的角度研究了海洋锋面气旋的移动与发展。结果表明:

(1) 模拟结果很好地再现了气旋的发生、移动、加深、气旋的热力结构以及地面环流等特征。其中模拟主要气旋 M 60 h 内共降压 45 hPa, 36~42 时(6 h)降压达 12 hPa, 36~60 时共(24 h)降压也达到了 27 hPa。

(2) M 气旋在有利的大尺度环境场中发生, 在这之后的发展过程中, 其自组织的中尺度环境场叠加大尺度环境场之上, 改变了大尺度环境场; 同时, 改变了的大尺度环境场又构成了有利于气旋在水平方向上移动和在垂直方向上发展的有利条件,

促进 M 气旋的进一步发展和移动, M 气旋发生发展过程, 实际上就是中尺度自组织环流与大尺度环境场相互作用的过程。

(3) 分析剖面图及等熵面图, 发现气旋的发生、发展、运动和变化与等熵面或等相当位温面的倾斜密切相关, 气旋中心与对流不稳定中心并不重合, 而是位于等熵面或等相当位温面近于垂直的对流中性地区, 而且地面气旋是沿着等熵面倾斜的斜压带移动的, 这与倾斜涡度发展理论的阐述是一致的。

(4) 所选个例中气旋在弱静力稳定度的海洋表面启动, 从地面向高空发生发展起来。其后的发展与移动可以用由倾斜涡度发展(SVD)理论经过推广得到的上滑倾斜涡度发展(USVD)理论来解释。

(5) 定性分析表明, USVD 所要求的两个必要因子(等熵面倾斜、上滑运动)和涡度倾斜发展的条件($\dot{C}_D < 0$)在本个例海洋气旋的发生发展过程中均能够得到满足, 涡度将出现倾斜发展。

(6) 定量分析验证了定性分析的结果, 全型涡度方程诊断指出, 相对涡度局地变化项和倾斜涡度发展指示项的演变对应得很好, 都出现在气旋前部及其移动方向上。

这里仅仅对一个海洋锋面气旋个例进行了分析, 由于个例之间存在的差异性, 因此为了更好地理解 SVD 对锋面气旋发展与移动的影响, 今后使用更多的个例进行分析是必要的。

参考文献

- 1 Sanders F, Gyakum J R. Synoptic dynamic climatology of the "Bomb". *Mon Wea Rev*, 1980, 108(10): 1589~1606
- 2 Murty T S, McBean G A, McKee B. Explosive cyclogenesis over the Northeast Pacific Ocean. *Mon Wea Rev*, 1983, 111(5): 1131~1135
- 3 张培忠, 陈受钧. 亚洲及太平洋地区温带气旋气候图集. 北京: 气象出版社, 1992. 245pp
- 4 Robert L, Rausch M, Smith Phillip J. A diagnosis of a model-simulated explosively developing extratropical cyclone. *Mon Wea Rev*, 1996, 124(5): 875~904
- 5 Uccellini L W, Keyser D, Brill K F, et al. Wash The President'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(6): 962~988
- 6 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
- 7 Gao Shouting, Tao Shiyan, Ding Yihui. The generalized E-P flux of wave meanflow interactions. *Sciences in China (series B)*. 1990, 33(6): 704~715
- 8 仪清菊, 丁一汇. 海洋温带气旋发生发展的研究. *大气科学*, 1989, 13(2): 238~246
- 9 孙淑清, 高守亭. 东亚寒潮活动对下游爆发性气旋生成的影响. *气象学报*, 1993, 51(3): 304~314
- 10 Eric Rogers, Lance F Bosart. A diagnostic study of two intense oceanic cyclones. *Mon Wea Rev*, 1991, 119(4): 965~996
- 11 Ying-Hwa Kuo, M A Shapiro Evelyn G Donall. The Interaction between Baroclinic and Diabatic Processes in a Numerical Simulation of a Rapidly Intensifying Extratropical Marine Cyclone. *Mon Wea Rev*, 1991, 119(2): 368~384
- 12 Gyakum J R, Roelber P J, Bullock J A. The role of antecedent surface vorticity development as a conditioning process in explosive cyclone intensification. *Mon Wea Rev*, 1992, 120(8): 1465~1489

- 13 Robert W, Kelly P, John R Gyakum, Da- Lin Zhang, et al. A diagnostic study of the early phases of sixteen western North- Pacific cyclones. *J Meteor Soc Japan*, 1994, 72(4): 515~ 530
- 14 Marco L Carrera, John R Gyakum, Da- Lin Zhang. A numerical case study of secondary marine cyclogenesis sensitivity to initial error and varying physical processes. *Mon Wea Rev*, 1999, 127(5): 641~ 660
- 15 Anthes R A, Kuo Y H, Gyakum J R. Numerical simulations of a case of explosive marine cyclogenesis. *Mon Wea Rev*, 1983, 111(6): 1174~ 1188
- 16 Rogers E Bosart L F. An investigation of explosively deepening oceanic cyclones. *Mon Wea Rev*, 1986, 114(4): 702~ 718
- 17 Xu Yinlong, Zhou Mingyu. Numerical simulations on the explosive cyclogenesis over the Kuroshio Current. *Adv Atmos Sci*, 1999, 16(1): 64~ 75
- 18 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
- 19 Rasmusson E. The polar low as an extratropical CISK disturbance. *Quart J Roy Meteor Soc*, 1979, 105(445): 531~ 549
- 20 Emanuel K A Inertial instability and mesoscale convection systems, Part I: Linear theory of inertial instability in rotating viscous fluids. *J Atmos Sci*, 1979, 36(12): 2425~ 2449
- 21 Emanuel K A. On assessing local conditional symmetric instability from atmospheric soundings. *Mon Wea Rev*, 1983, 111(10): 2016~ 2033
- 22 Huang Liwen, Qin Zenhao Energy dispersion effect on explosive development of the extratropical cyclones. *Acta Meteor Sinica*, 1998, 12(4): 486~ 503
- 23 黄立文, 秦曾灏, 吴秀恒等. 海洋温带气旋爆发性发展数值试验. *气象学报*, 1999, 57(4): 410~ 428
- 24 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
- 25 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
- 26 Kuo Y H, Reed R J, Low- Nam S. 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(2): 457~ 476
- 27 吴国雄, 蔡雅萍, 唐晓菁. 湿位涡和倾斜涡度发展. *气象学报*, 1995, 53(4): 387~ 405
- 28 吴国雄, 蔡雅萍. 风垂直切变和下滑倾斜涡度发展. *大气科学*, 1997, 21(3): 273~ 281
- 29 Guo- Xiong Wu, Huan- Zhu Liu. Vertical Vorticity development owing to down- sliding at slantwise isentropic surface (Special Issue in Honour of Professor PFEFFER). *Dyn Atmos Oceans*, 1998, 27: 715~ 743
- 30 吴国雄, 刘还珠. 全型垂直涡度倾向方程和倾斜涡度发展. *气象学报*, 1999, 57(1): 1~ 13
- 31 Zhang D- L, Radeva E, Gyakum J. A family of frontal cyclones over the Western Atlantic Ocean. Part I: A 60 h simulation. *Mon Wea Rev*, 1999A, 127(8): 1725~ 1744
- 32 Zhang D- L, Radeva E, Gyakum J. A family of frontal cyclones over the Western Atlantic Ocean. Part II: Parameter studies. *Mon Wea Rev*, 1999B, 127(8): 1745~ 1760

NUMERICAL SIMULATION AND ISENTROPIC ANALYSIS OF FRONTAL CYCLONES OVER THE WESTERN ATLANTIC OCEAN

Cui Xiaopeng Wu Guoxiong Gao Shouting

(LASG, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029)

Abstract

Frontal cyclogenesis is a widespread weather phenomenon. In spite of the marked improvements in the study of this kind of phenomenon, many problems remain. Our understanding and prediction of this type of mesoscale vortex is still hampered by (1) the lack of high-resolution data and (2) the absence of theoretical models. This kind of understanding and forecast is still among the most serious challenges to atmospheric scientists. Here by using PSU/NCAR MM5 mesoscale model, a 60-h simulation is performed to reproduce a frontal cyclogenesis over the Western Atlantic Ocean during March 13–15, 1992. Beginning with Slantwise Vorticity Development (SVD), the genesis, development and propagation are studied by using high-resolution model output in the context of slantwise isentropic surface. And inspiring results are received.

The model reproduces well the genesis, track and intensity of the cyclones, their associated thermal structure as well as their surface circulation. The major cyclone (M) deepens 45hPa in the all 60 h and 12hPa in 6 h from 36 to 42(model time) and 27hPa in 24 h from 36 to 60(model time). Profile and isentropic analysis tell us that the cyclogenesis is in very close relation with slantwise isentropic surface; The cyclones always superpose with the core of neutral convection stability with nearly vertical isentropic surface, which coincides with what SVD says. Beginning with Slantwise Vorticity Development (SVD), the development and propagation of the oceanic frontal cyclone are studied by using high-resolution model output in the context of slantwise isentropic surface. The results show that the frontal cyclone deepens rapidly by interaction with large-scale environment after occurring over ocean with weak hydrostatic stability; SVD theory can well translate the development and propagation, which is closely related with slantwise isentropic surface. The downstream slantwise upsliding movement and declination of isentropic surface make vorticity develop (USVD) under favorable conditions ($C_D < 0$, here C_D is SVD index), and result in the moving and development of cyclone.

Key words: Upsliding slantwise vorticity development, MM5, Oceanic cyclogenesis.