

高守亭, 刘丽丽, 周非凡. 2013. 气旋波动研究进程及研究方法 [J]. 气候与环境研究, 18 (2): 261–270, doi: 10.3878/j.issn.1006-9585.2012.11099. Gao Shouting, Liu Lili, Zhou Feifan. 2013. The process and the methods in the study of synoptic cyclone [J]. Climatic and Environmental Research (in Chinese), 18 (2): 261–270.

气旋波动研究进程及研究方法

高守亭¹ 刘丽丽^{1,2} 周非凡¹

1 中国科学院大气物理研究所云降水物理与强风暴实验室, 北京 100029

2 中国科学院大学, 北京 100049

摘要 较全面地回顾与阐述了气旋波动研究进程及研究方法, 其中包括 Bjerknes 气旋模式, 以及 Bjerknes and Solberg (1922) 提出的温带气旋生命循环和 Petterssen (1956) 对气旋温度结构的描述, 并指出凝结潜热及地形对气旋发展的作用。还较详细地介绍了 Petterssen (1956) 气旋发展理论、倾斜涡度发展理论、来自准地转 ω 方程及位涡思考的气旋生成理论, 以及高空超长波系统发展与高空急流加强有利于低层爆发性气旋发展的学术观点, 为气旋的研究提供了历史研究背景、研究思想及方法。

关键词 气旋波动 气旋发展理论 位涡思考

文章编号 1006-9585 (2013) 02-0261-10

中图分类号 P447

文献标识码 A

doi:10.3878/j.issn.1006-9585.2012.11099

The Process and the Methods in the Study of Synoptic Cyclone

GAO Shouting¹, LIU Lili^{1,2}, and ZHOU Feifan¹

1 Laboratory of Cloud-Precipitation Physics and Severe Storms, Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029

2 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049

Abstract The process and the methods in the study of synoptic cyclone was reviewed. The contents included Bjerknes' synoptic cyclone mode in the early period, the life cycle of Bjerknes's and Solberg's synoptic cyclones, and the temperature structures of the cyclone described by Petterssen. Meanwhile, the impacts of latent heating and topography on the cyclone development were briefly introduced. Besides, the authors recounted the Petterssen cyclone development theory, slantwise vorticity development theory, the cyclone-genesis theory based on the quasi-geostrophic (QG) ω equation and the isentropic potential vorticity (IPV) thinking, and the academic view of the cyclone development induced by ultra-long wave development and upper level jet-stream acceleration. All these provided the historic background, the ideas and the methods in the cyclone studies.

Keywords Cyclone wave, Development theory of the cyclone, Potential vorticity thinking

1 Bjerknes 气旋模式

依据 Petterssen (1956) 的介绍, 早在第一次世界大战末期, Bjerknes 利用斯堪的那维亚国家密集

测站的观测资料, 分析出了很多温带气旋。在分析的基础上, 他提出了一个气旋模式, 这个模式除概述了移动气旋的典型结构以外, 还概述了其动力学过程。他发现冷空气成为一个楔状处于暖空气的下方, 其分界面的坡度约为 1:100。Bjerknes 将气旋

收稿日期 2011-06-28 收到, 2013-01-16 收到修定稿

资助项目 科技部创新方法工作专项项目 2008IM020500, 国家自然科学基金重点项目 40930950, 中国科学院重点部署项目课题 KZZD-EW-05-01

作者简介 高守亭, 男, 1944 年出生, 博士, 研究员, 主要从事波流相互作用、中尺度动力学和数值模拟。E-mail: gst@lasg.iap.ac.cn

通讯作者 周非凡, E-mail: zhouff04@163.com

扰动看成是沿着锋面上传播的类似波动的扰动。气旋发源于波状扰动这一概念，是起源于 Bjerknes 的论文。他还将气旋看成是高低锋面交换过程所必须的一个环节。Bjerknes 认为气旋的动能取自于冷暖气团相接触时的位能差，而且还预测在气旋的发展时位能同时会减耗。

Bjerknes 的模式几乎立即引起了注意。后来在有了高空观测之后，对于气旋模式在细节上的引申和修改随之也出现了。但 Bjerknes 所提出的要点和过程迄今未有明显更动。

Bjerknes 的模式可以用来代表比较年轻的气旋的典型结构 (Bjerknes and Solberg, 1922)。这里所谓“年轻的”，是指它已经出现了一天。Bjerknes and Solberg (1922) 的研究还指出，气旋在正常情况下会经历一系列的典型阶段。他们发现，初始的扰动可以从一个较平直的准静止锋上所形成的一个小振幅之波动辨认出来，在起始时锋两侧的气流可以方向相反，也可以是同方向的。风向的不连续并不重要，重要的是沿着锋上有气旋性切变。

随着暖空气沿暖锋上升到高层，同时冷空气切入暖空气，暖区便逐渐缩小；冷锋逐步追赶上暖锋，气旋此时称为锢囚。冷暖峰相并而成锢囚锋。

Bjerknes 的原图是根据大西洋东部和西欧的例子分析的，在这些地区水汽含量大。因此其中的云雨区代表海洋上或沿海的情形。在内陆，尤其是在欧亚大陆的中部和东部，连续性云雨区面积会小得很多，而且在许多情况下，雨区是支离破碎的，甚至没有。在部分锢囚和已经锢囚的阶段，最常有的特点是在海平面气旋中心的后方有冷槽发展。这个槽往往是中高对流层中气压分布的一个反映。

应该指出，Bjerknes 所示的图解，只用以表示在正常情形下气旋发展的主要的特点。在实际的分析工作中，可以出现与图解相差很远的情形；尤其在初期更是如此。在移动慢的冷锋上往往有气旋发生，而且在移动缓慢的暖锋上也偶而有气旋发生。在锋上常常有弯曲出现，这些弯曲好象一个初生气旋波，但这些弯曲可以存在很多时候而无发展；但到后来又突然有发展出现，形成一个强大的涡旋。

以上所述的生命史是代表气旋正常发展情形，而且是在海洋上的典型情况。在大陆上，特别是在大山脉的东面，有很多气旋的发展过程并不符合上

述所概括的一般情况。在许多例子里，海平面上并没有清晰的锋，虽然在近地面空气层以上温度的对比是很大。由于气旋发展的结果，使得温度场发生重新配置，结果直接成为一个锢囚气旋，这类发展过程也是很典型的。Palmén (1951) 以 1948 年落矶山东面一次气旋发展过程为例详细阐述了这类锢囚气旋的发展过程。总体来说，在这类气旋发展的初期，在低空大气中往往没有良好的锋系。在发展过程中，大范围内的温度对比才组成明锐的峰区，然后锋区上又逐渐出现了典型的锢囚气旋的形状。

总体来说，Bjerknes 气旋模式的提出是气象学发展史上一个里程碑式的进展，为现代天气学的研究奠定了基础，也为天气图预报方法提供了依据。

2 气旋的温度结构

关于气旋中大范围温度场结构，可以很便利地用两等压面间的厚度来表示 (Petterssen, 1956)。只要把海平面等压线换算成 1000 hPa 等高线，然后在 1000 hPa 等高线上加上相应的等厚度线便得高空等压面图。

两等压面间的厚度与这一层大气的平均温度是成比例的。因此等厚度线一方面既可标志厚度，同时也可以标志温度。任何高空等压面的等高线，只要用图解法将 1000 hPa 等高线和等厚度线相加便得到了。这一个求高空等压面的方法称为涵差分析法，这个方法是由 Bjerknes 所首创。这个方法的优点在于：因为除非观测记录很充分，温度的分布比气压分布容易决定，此外，根据 3 个场（两等高线场以及等厚线场）的图解加法以及相互调整（对缺少观测的点上做一些修正平滑），这可以将观测资料自由度大大缩小。另外还根据实测风的记录来调整两层等压面之间等高线的间隔，同时又按热成风的关系来调整两等厚度线的间隔。厚度分析的主要目的在于使得各个等压面上的分析不致发生静力学上的矛盾。

Petterssen (1956) 详细给出了气旋在各阶段温度结构的主要特点。可以看出，等厚度线最密集处出现于海平面锋的位置与高空锋区之间。虽然 Petterssen (1956) 模式是经过概括化的，但其典型特点对多数实例讲是具有代表性的。如果将其灵活

地用以实际观测记录, 这些模式在实际分析工作中可以是很有用的指导。

Krishnamurti (1968) 曾用二层准地转模式研究了温度平流和涡度平流对 1964 年 4 月 12 日美国一个强气旋发展的影响。在气旋发展的 4 个阶段(辐散槽、波动、锢囚前和锢囚阶段)中, 两个因子的相对重要性是不同的。在气旋初生的辐散槽阶段, 温度和涡度两个因子都同样重要。在波动阶段, 气旋上升运动区中, 两个因子的作用相当; 而在下沉空气区中, 温度平流作用略大。在锢囚前阶段, 温度平流的作用更大。在锢囚阶段, 下沉运动区温度平流的贡献为主, 而在槽前大部分上升区, 温度平流也是主要的。虽然 Krishnamurti (1968) 所用模式较为简单, 但也概括了温度平流和涡度平流对气旋发展的基本作用。

3 凝结潜热对气旋发展的作用

丁一汇(2005)指出, 在气旋内有大范围降水区。通过水汽凝结, 释放大量潜热。作为一种热源, 这种潜热对气旋发展必然有重要影响。早在 19 世纪, 许多研究都认为潜热释放对气旋发展很重要, 因为一个处于中纬度的气旋系统所释放的潜热比气旋内动能的制造大很多。但 Margules 的动能计算表明: 在一个闭合系统中, 由冷暖气团再分布产生的动能增加几乎不受暖空气中凝结的影响(如暖空气是位势稳定的), 主要由冷暖气团之间的位能转换为动能。可能受 Margules 上述计算结果的影响, 此后人们很少注意潜热释放对气旋发展作为能源的重要性了。近十几年来, 由于数值预报的进展, 人们又重新逐渐注意潜热在运动系统中的发展作用。如 Smagorinsky 部分地考虑静力稳定度的水平变化, 并主要包括凝结潜热作用后, 使计算的垂直速度值增大一个量级。这说明潜热释放对垂直运动的增强作用是明显的。另一方面人们也认识到, 潜热释放作为气旋内的一种热源对风暴发展的重要性。在温带气旋中, 有效位能是逐渐转变为动能的。由于潜热主要在暖空气中释放, 故能制造有效位能, 以后再通过能量转换变成动能。因而在温带气旋中凝结潜热对气旋内总的能量收支有重要贡献。没有这一热源, 气旋就不能达到实际观测到的强度。

Danard (1964) 研究了潜热释放对气旋发展的

影响。他通过实际个例的计算得到: 潜热释放可使上升运动增强, 以此增加气旋区内的低层辐合和高层辐散, 导致气旋加强。并且通过所造成的非地转水平运动在高低层制造动能, 其量级与干绝热过程引起的动能制造相同, 因而进一步肯定了潜热释放对气旋加强和发展的作用。应该指出, 释放的凝结潜热只有在气旋开始发展后出现凝结时才能起作用。因而释放的潜热不是启动气旋的发生, 而只是影响它以后的发展和增长。Aubert (1957) 也发现类似的结果。释放的潜热经常使对流层下部等压面高度降低, 上部增高。这种变化使低空气旋加深、风速增大。以后的工作进一步证明了潜热的重要性。Chang et al. (1982, 1987) 用多层原始方程模式发现, 温带气旋中的潜热加热可以引起一种次级环流, 它常常减弱对流层上部的大尺度气流而加强对流层下部的气旋性气流。Anthes and Keyser (1979) 用数值模式, Gyakum (1983) 用分析模式指出, 气旋尺度扰动的特征对加热垂直分布是很敏感的, 加热最大值高度愈低, 地面辐合愈强。Tsou et al. (1987) 研究了北美一个强气旋中的绝热和非绝热强迫, 他们得到一般潜热的影响要比涡度和温度平流的强迫作用小, 但它在强降水期间, 在有限区 700 hPa 及其以下层次可引起明显的高度降低。另外, 潜热释放可能对绝热强迫有间接的影响, 使这些间接强迫在绝热加热达到最大值后的 12 h 期间, 都得到显著加强。

观测事实表明, 在温带气旋降水中经常有对流性降水。雷达和降水资料分析都证实了这一事实。这说明, 积云对流经常出现在温带气旋内。但积云对流在温带风暴中的作用从观测事实和理论上都不清楚。在热带气旋中, 积云对流释放的潜热是主要能源, 但在中纬度, 气旋发生的基本机制是西风带的斜压不稳定, 能源是气团间的大尺度温差。积云对流相对于大尺度斜压过程对气旋发展的重要性是不清楚的。但事实说明, 温带风暴中许多降水是由对流上升气流造成的, 而不只由大尺度斜压发展的缓慢爬升过程造成。积云对流释放大量潜热, 根据前面的说明, 应该对气旋的发展具有一定的重要意义。

除了释放凝结潜热外, 对流过程还可以垂直输送热量水汽和动量。由于这些输送过程对风暴的发展和维持很重要, 因而现在越来越认识到积云对流在温带风暴中的作用。为此, Tracton (1973) 研究

了积云对流在温带风暴发展中的作用。由于直接分析积云对流和大尺度斜压过程间的相互作用特别困难, Tracton (1973) 采用了间接方法。他首先计算实际风暴演变对业务数值预报模式预报的风暴演变的偏差。由于早期业务数值预报模式不包括次网格尺度对流活动的作用, 仅仅预报由大尺度天气过程确定的演变过程, 故所出现的系统性偏差应当反映积云对流对天气尺度发展过程的影响。通过许多个例的对比分析和计算, 最后得到, 在温带气旋发生的某些个例中, 积云对流通过气旋中心附近潜热释放增强了上升运动, 在大尺度斜压过程对气旋发生起作用之前潜热就启动了气旋的发生。又通过对流潜热释放的初步计算, 定量上也能说明初期的实际发展过程。因而在这些情况下, 业务数值预报模式不能适当地模拟对流性降水, 尤其当大气处于未饱和和环境时, 更是如此。也不可能正确地预报气旋发展的开始。总之, 通过研究表明: 积云对流在启动气旋发展中(至少是某些气旋)起着重要作用。

4 地形对气旋发展的作用

北半球最大的两座山系是落基山和青藏高原, 它们的形状和高度有很大的差别。落基山略高于 850 hPa 位置, 南北长度占 55 个纬度, 东西宽度为 20 个经度; 青藏高原呈椭圆形状, 南北占 15 个纬度, 高于 1500 m 的高度东西为 50 个经度。落基山的西边是太平洋, 而青藏高原的西边是大陆。它们不仅对大气环流的影响不同, 而且对天气系统的影响也不相同。北美的背风气旋生成在落基山东侧, 而东亚, 距离青藏高原 1000 多千米才有江淮气旋生成。北美的背风气旋东移发展很快, 一般到五大湖区域就可锢囚, 强度比较强; 而江淮气旋要移到海上才发展, 一般要移过日本才加深加快(盛华和陶诗言, 1988)。

在北半球中纬度有几个地区经常生成气旋, 最显著的是阿尔卑斯山南部和落基山东侧, 其次在北美和亚洲东海岸以及斯堪的纳维亚半岛, 各地的背风气旋生成特征和原因是不同的。落基山的背风气旋可以用经典理论解释, 地面气旋生成与对流层上部气流场有关, 背风气旋发生在由高空辐散引起的低空涡度伸长与背风面向下运动的气流引起的伸长相重叠的地方, 这恰恰就是高空槽的东部与山脉

背风面相交的地方。阿尔卑斯山的背风气旋主要与冷空气从中欧向南流动有关, 它主要是由山脉对低层冷空气的阻挡造成的。Manabe and Terpstra (1974) 在进行大气环流数值试验时, 指出青藏高原背风气旋绝大部分生成在东海岸, 在那里不存在下坡运动, 不能用气柱到下坡处垂直伸长来说明它的成因, 要用其它的机制才能说明这种气旋的生成。不少学者对这种气旋(如黄海气旋、江淮气旋和东海气旋)的生成和发展进行了研究(仪清菊和丁一汇, 1992, 1993; 吕筱英和孙淑清, 1996; 江吉喜, 1998; 丁治英等, 2001; 马雷鸣等, 2002; 杨贵名等, 2006), 结果表明, 这种气旋的形成主要可分为 3 类: 一类是静止锋上的波动, 一类是倒槽锋生, 还有一类是由低涡东移发展而成; 而影响气旋发展的主要因素有海陆热力差异引起的斜压不稳定作用、海洋热通量的输送、以及高空急流、涡度平流、温度平流、凝结潜热加热、能量频散、地形等, 在这些因子的作用下, 黄海或东海气旋的发展往往在它出海之时, 这是东亚地区气旋发展的一个重要特点。

在地形对气旋发展的作用研究方面, Petterssen (1956) 做出了重要贡献。他指出, 在中纬度纬向的热成风很强, 所以水平涡度向量 q_h 是指向北的, 若山脉是南北走向的, 则有垂直运动的梯度主要是东西向的, 这样造成 q_h 与垂直运动梯度 ∇w 之间的夹角近于 90° , 这样在等熵面上的涡度方程中 $q_h \cdot \nabla w$ 可以省略, 于是等熵面上的方程可以近似地写为:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\mathbf{V} \cdot \nabla \zeta - D\zeta - w_n \frac{\partial \zeta}{\partial n}, \quad (1)$$

其中, ζ 表示等熵面上的涡度, \mathbf{V} 表示三维风向量, ∇ 表示求水平梯度, D 表示水平散度, n 表示垂直方向, w_n 表示垂直运动速度, t 为时间。公式 (1) 可以进一步写为:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = -\nabla_3 \cdot (\zeta \mathbf{V}) + \zeta \frac{\partial w_n}{\partial n}, \quad (2)$$

其中, ∇_3 是三度空间的算子。

公式 (2) 可以这样解释: $\partial \zeta / \partial t$ 项代表在等位温面的单位面积上单位时间内绝对涡度的累积量。 $-\nabla_3 \cdot (\zeta \mathbf{V})$ 表示在同一位温面上单位截面的单位体积中所获得的 ζ 输入量(在单位时间内)。如果没有涡度源汇存在, 积累量和输入量应该相等。

因而 $\zeta \frac{\partial w_n}{\partial n}$ 代表涡源强度。

大体上讲，涡源强度决定于等位温在法线方向上收缩和扩张的大小。如果其他条件相同，涡源强度随绝对涡度的数值增大而增大，所以在高空槽中比在高空脊中要强。因此，当显著的高空槽经过地形时，可以引起有强大的涡源出现。

5 Petterssen 气旋发展理论

气旋发展的天气学问题，研究的人很多。Bjerknes 和 Petterssen (1956) 的工作值得在这里特别提出来。Bjerknes 最先注意到高空流型的作用，他构想了两种气旋生成过程。第一类过程是由于与锋面相联系的动力不稳定引起的，另一类过程是由高空槽发生不稳定的加深所引起的。另一方面，Petterssen (1956) 用垂直速度和辐散来描述气旋生成的问题，同时他还利用了达因补偿的概念，得到一个表示发展速率的方程，这个方程可以应用于天气学分析和计算。这两种途径在形式上虽然相差比较大，实际上却相差较小。因此这里将介绍 Petterssen (1956) 发展理论。

为得到海平面上关于涡度倾向和辐散的简易表示式，利用 500 hPa 上水平散度近似等于 0 的结果，在该层上涡度方程便可写成

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \zeta = -\omega \frac{\partial \zeta}{\partial p} \quad (D=0), \quad (3)$$

其中， \mathbf{v} 是水平方向的风速， ω 是 p 坐标上的垂直运动。再以 \mathbf{V}_0 表示 1000 hPa 的风速， \mathbf{V}_T 表示 1000 hPa 至无辐散层 (500 hPa) 之间的热成风，则有

$$\mathbf{v} \equiv \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_T.$$

同样，以 ζ_T 表示热成风涡度，并且在无辐散层上绝对涡度可写成

$$\zeta \equiv \zeta_0 + \zeta_T, \quad \frac{\partial \zeta}{\partial p} = \frac{\partial \zeta_T}{\partial p},$$

且因为在无辐散层上 $D=0$ ，所以 $D_0 = -D_T$ 。

也就是说，海平面 (或 1000 hPa) 上的辐散等于热成风辐合，反之亦然。将上述各等式代入公式 (3)，并且由于海平面 $\omega=0$ ，则得

$$\dot{\zeta}_0 = -D_0 \zeta_0 = -\frac{\partial \zeta_T}{\partial t} - \mathbf{v} \cdot \nabla \zeta_T - \mathbf{V}_T \cdot \nabla \zeta_0 - \omega \frac{\partial \zeta_T}{\partial p}. \quad (4)$$

公式 (4) 指出在海平面上涡度的生成率以及辐散，完全决定于无辐散层以下大气的条件，而不需要知道无辐散层以上的大气情形。可是，必须知

道无辐散层的高度。公式 (4) 有用与否，须看这个方程对于无辐散层位置的假定，有怎样的敏感程度。

应该注意，对上升运动 $\omega (= dp/dt)$ 是负的，对下沉运动 ω 是正的。计算结果得知， $\omega (\partial \zeta_T / \partial p)$ 项对于涡度生成所起的作用极小，该项可略，于是公式 (4) 可写成

$$\dot{\zeta}_0 = -D_0 \zeta_0 = -\frac{\partial \zeta_T}{\partial t} - \mathbf{v} \cdot \nabla \zeta_T - \mathbf{V}_T \cdot \nabla \zeta_0, \quad (5)$$

由于 $\mathbf{V}_T = \mathbf{v} - \mathbf{V}_0$ ， $\zeta_T = \zeta - \zeta_0$ ，而 $\dot{\zeta}_0 = \partial \zeta_0 / \partial t + \mathbf{V}_0 \cdot \nabla \zeta_0$ ，则公式 (5) 可写成

$$\frac{\partial \zeta_0}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla \zeta - \frac{\partial \zeta_T}{\partial t}, \quad (6)$$

其中 \mathbf{v} 及 ζ 是指无辐散层上的。

根据 Petterssen (1956) 的方法，用热力学第一定律为 $\partial \zeta_T / \partial t$ 求出一个方便的表达式。由于取气压作垂直坐标，故有必要将温度递减率的表达式里的高度改换用气压。如果 γ_a 和 γ 分别代表用高度表示的绝热 (干或湿) 率和实际的温度递减率，而 Γ_a 和 Γ 代表用气压表示的两个相应的值，根据静力学方程式 ($-\delta p = \rho g \delta z$ ， ρ 为密度) 得出如下关系：

$$\Gamma_a = \frac{1}{\rho g} \gamma_a, \quad \Gamma = \frac{1}{\rho g} \gamma, \quad (7)$$

于是热力学第一定律可以写成

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\mathbf{v} \cdot \nabla T + (\Gamma_a - \Gamma) \omega + \frac{1}{c_p} \frac{dW}{dt}, \quad (8)$$

其中， $-\mathbf{v} \cdot \nabla T$ 是温度的水平平流， dW/dt 是单位时间内单位质量所接受或被取去的热量 (潜热不在内)。

将上式对 $\log p$ 积分，积分的范围自 1000 hPa 到无辐散层，便可以得出一个厚度倾向的表达式。由于 ζ_T 是热成风的涡度，因而得

$$\frac{\partial \zeta_T}{\partial t} = \frac{R}{f} \nabla^2 \left\{ \frac{g}{R} A_T + \log \left(\frac{p_0}{p} \right) \left[\overline{\omega (\Gamma_a - \Gamma)} + \frac{1}{c_p} \overline{\frac{dW}{dt}} \right] \right\}, \quad (9)$$

其中 R 是气体常数，横线表示取整层的平均值。

上式中含有 ω 的一项，表示由绝热 (干或湿) 变化所引起的厚度变化。因为 $\Gamma_a - \Gamma$ 是静力稳定度的一种度量，将这一项称之为稳定度项 (或浮力项)。含有 dW 的一项，代表由于热量出入而起的厚度变化。

为了写法的便利，采用下列代式：

$$\begin{cases} \log\left(\frac{p_0}{p}\right)\overline{\omega(\Gamma_a - \Gamma)} = S \quad (S \text{ 代表稳定度}), \\ \log\left(\frac{p_0}{p}\right)\frac{1}{c_p}\frac{d\overline{W}}{dt} = H \quad (H \text{ 代表热量}), \end{cases} \quad (10)$$

于是公式 (9) 可写成

$$\frac{\partial \zeta_T}{\partial t} = \frac{R}{f} \nabla^2 \left(\frac{g}{R} A_T + S + H \right), \quad (11)$$

而公式 (6) 可缩写成

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta_0}{\partial t} &= A_\zeta - \frac{R}{f} \nabla^2 \left(\frac{g}{R} A_T + S + H \right) \\ &= A_\zeta - \frac{g}{f} \nabla^2 A_T - \frac{R}{f} \nabla^2 S - \frac{R}{f} \nabla^2 H, \end{aligned} \quad (12)$$

同样, 涡度生成率方程 (5) 可以写成

$$\dot{\zeta}_0 = -\zeta_0 D_0 = A_\zeta + \mathbf{V}_0 \cdot \nabla \zeta_0 - \frac{R}{f} \nabla^2 \left(\frac{g}{R} A_T + S + H \right). \quad (13)$$

由于 $\mathbf{V}_0 \cdot \nabla \zeta_0$ 的值很小, 故对涡度生成的作用可以忽略。因此在海平面上, 涡度生成 ($\dot{\zeta}_0$) 和涡度倾向 ($\partial \zeta_0 / \partial t$) 差别很小。

可以看出, 发展的过程是非常复杂的。从公式 (12) 可知在海平面上 (或 1000 hPa) 发展是由于无辐散层上的涡度平流与含有热力作用的诸分量 A_T 、 S 和 H 的拉普拉斯算子之间不平衡所引起的。涡度平流和厚度平流固然不难从日常天气图上求出, 但是绝热的和非绝热的温度变化对发展所起的作用在日常分析里却不容易决定。当然, 通过一些简化, 可以用数值积分或图解积分求得方程 (12) 的解。总体来说, Petterssen (1956) 提出的气旋发展理论是现代气

象预报员进行天气预报的重要理论依据之一。

6 气旋的倾斜涡度发展理论

从绝热无摩擦饱和大气湿位涡守恒性质以及绝热无摩擦干空气干位涡守恒出发, 吴国雄等 (1995)、吴国雄和蔡雅萍 (1997) 研究了 (湿) 斜压过程中涡旋垂直涡度的发展, 提出倾斜涡度发展理论 (简称 SVD); 指出涡旋易于在等熵面比较陡立的地方发展。

下面以干空气为例对 SVD 理论简单阐述如下 (如图 1a 所示), 假定垂直坐标 (z) 的左侧等熵面为平行平面, 在其右侧弯曲成圆。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 $|\xi_n|$ 。位涡

$$P_E = \xi_n \theta_n = \xi_s \theta_s + \xi_z \theta_z, \quad (14)$$

进而有

$$\xi_z = \frac{\xi_n \theta_n - \xi_s \theta_s}{\theta_z} = \frac{P_E - \xi_s \theta_s}{\theta_z}, \quad (\theta_z \neq 0), \quad (15)$$

其中, $\xi_z = \alpha \zeta_z$ 、 $\xi_s = \alpha \zeta_s$ 分别为绝对涡度 ξ_a 的垂直和水平分量, $\xi_n = \alpha \zeta_n$ 为绝对涡度 ξ_a 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。由公式 (15) 可见, 涡度垂直分量的变化与 θ_z (对流稳定度)、 θ_s

(水平斜压性) 和 $\xi_s = \frac{\partial V_m}{\partial z}$ (绝对涡度水平分量) 有关。而 θ_s / θ_z 表示等熵面的倾斜程度。

当起始质点 A_0 沿 $\theta + \Delta\theta$ 面右行时, 在 Z 轴左

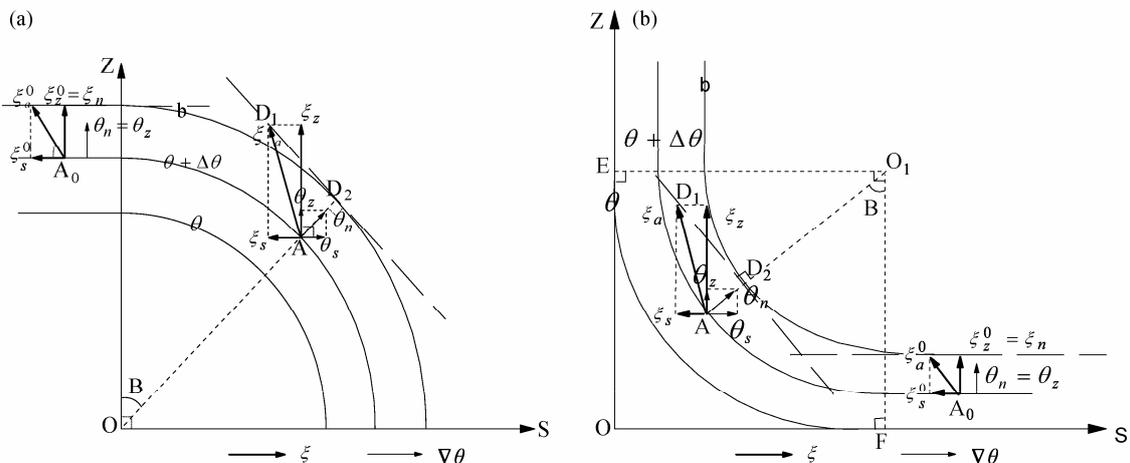


图1 (a) 下滑倾斜涡度发展理论 (吴国雄和蔡雅萍, 1997) 和 (b) 上滑倾斜涡度发展理论 (Cui et al., 2003) 示意图

Fig. 1 Sketch maps for (a) the down-slip slantwise vorticity development (Wu and Cai, 1997) and (b) the up-slip slantwise vorticity development (Cui et al., 2003)

侧时，满足“盒子定律”（Wu and Liu, 1998），不管风的垂直切变如何变化，其绝对涡度 ξ_a 的垂直分量 $\xi_z (= \xi_n)$ 不发展；当 A_0 移至 Z 轴右侧，沿 $\theta + \Delta\theta$ 面下滑一个角度 B (B 偏离 Z 轴顺时针转向 S 方向为正) 至点 A 时，根据“外切平面定律”（Wu and Liu, 1998），其绝对涡度 ξ_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

$$\tan B = \frac{\theta_s}{\theta_z}, \quad \left(-\frac{\pi}{2} < B < \frac{\pi}{2}\right), \quad (16)$$

又因为 $\mathbf{n} \cdot \mathbf{k} > 0$ ，于是

$$\cos B = \frac{\theta_z}{\theta_n} > 0, \quad (17)$$

代入公式 (15)，有

$$\xi_z = \frac{\xi_n}{\cos B} - \xi_s \tan B, \quad \left(|B| \neq \frac{\pi}{2}\right). \quad (18)$$

在北半球气旋生成的场合， $\xi_n > 0$ ，当

$$C_D = \frac{\xi_s \theta_s}{\theta_z} < 0 \quad (19)$$

时，公式 (18) 可写成

$$\xi_z = \frac{\xi_n}{\cos B} + |\xi_s \tan B|, \quad \left(|B| \neq \frac{\pi}{2}\right), \quad (20)$$

这时， ξ_z 是 B 的递增函数，意味着当满足公式 (19) 时 [注意：因为起始质点 A_0 在 Z 轴左侧时， $\theta_s = 0$ ，所以初始时刻 $C_D = 0$ ；因此公式 (19) 等价于 $C_D < 0$]，沿等熵面下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

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

由于这时，涡度的发展是由于质块沿倾斜等熵面下滑所致，故而称之为下滑“倾斜涡度发展”（简称 DSVD）。

以上对 SVD 理论的主要思想作了简单的探讨，它所强调的是在陡立的等熵面附近气旋涡度的发展。观测也发现，在海洋气旋移动路径的前方或江淮梅雨锋上气旋移动路径的前方，总是存在着倾斜上升运动。针对这种情况，Cui et al. (2003) 在 SVD 理论的基础上进一步发展了 SVD 理论，提出了上滑“倾斜涡度发展”（USVD），如图 1b 所示（图中各物理量意义、标识及其他符号的使用等与图 1a 中完全相同，两者区别在于图 1a 中 Z 轴左侧等熵面平行，右侧弯曲成圆，且 θ 面上凸；而图 1b 中平行等熵面全部集中在 Z 轴右侧，等熵面在正方形 OEO_1F 内弯曲成曲率与图 1a 中相反的圆，呈下凹

状；在正方形右侧，等熵面平行，并且图 1b 中 B 角度的定义为从 $-Z$ 方向开始顺时针转向 $-S$ 方向为正）。

类似地，当起始质点 A_0 沿 $\theta + \Delta\theta$ 面左行时，在未进入正方形 OEO_1F 之前，满足“盒子定律”（Wu and Liu, 1998），其绝对涡度的垂直分量不发展；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 至点 A 时，根据“外切平面定律”（Wu and Liu, 1998）[此时“外切平面定律”与上面讨论 DSVD 时类似，只是外切平面位于内球面之上，如图 1b，而比绝对涡度 ξ_a 的矢量原点位于外球面之上。关于“外切平面定律”，请参阅吴国雄等（1995）]，其绝对涡度 ξ_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，经过与上面 DSVD 理论类似的推导，同样可以得到：当等熵面十分陡立时， ξ_z 将变得很大，促使气旋发展，因而称为上滑“倾斜涡度发展”（Up-sliding Slantwise Vorticity Development，简称 USVD）。

倾斜涡度发展理论的提出，将气旋发展理论又向前推进了一步。

7 来自准地转 ω 方程及位涡思考的气旋生成理论

几乎所有气旋发生过程都来自于在高空气流中首先出现一个气旋性扰动（高空小槽）（Martin, 2006）。这种气旋性扰动（高空槽）将沿着气流流动方向传播，并且这种扰动最初在中高对流层最明显。在那里地转风也常常是最大，这就引起在气旋性扰动前方（槽前）出现随高度向上增加的正涡度平流及随高度增加的暖平流，这就破坏了上下层之间的热成风平衡，按照准地转理论就必须出现在槽前的垂直上升运动及其在槽后的下沉运动。由于出现垂直上升运动，结果造成高空槽前低层辐合、高层辐散，高空槽后高层辐合、低层辐散。这一方面促使高空扰动（高空槽）东移动，同时也促使高空槽进一步加强。又由于槽前暖平流和槽后冷平流的原因，促使垂直运动在槽前和槽后发生转动，这种转动也对应着 Q 矢量方向的转动，这种 Q 矢量的旋度，就促使了槽前低层辐合区内气旋的生成。

下面转到用位涡思考来透视气旋的发展，在无摩擦绝热的情况下，等熵面上的位涡是守恒的。早

在 50 年代初, Kleimschmidt 就试图用罗斯贝位涡去解释气旋的生成,但是他不能解释为什么气旋常常在锋带上发生,因此他过于强调了潜热释放对位涡增强的作用,到 50 年代中叶, Reed and Sanders (1953) 使用位涡作为一个示踪物去示踪高空锋带, Haynes and McIntyre (1987) 证明,当气流跨过等熵面时,位涡可以被稀释,也可以被浓缩,但位涡本身不能跨过等熵面。Hoskins et al. (1985) 提出等熵位涡思考的思想,并用于中纬度天气的诊断。可以想象,高空位涡异常逼近一个低空斜压带时的情形。高空位涡异常,并伴有一个气旋环流,这种位涡异常必影响到整个对流层,通过水平温度平流,这样就会改变海平面上的温度结构,于是在海平面上就出现了一个暖异常。这种温度的正异常反过来又影响到高空的位涡异常,使高空位涡异常加强。这种高空位涡正异常的加强反过来又影响到海平面的温度异常。如此反复的这种相互作用,就会促使低层暖区发生不稳定,有垂直运动及连带的低层辐合现象出现,并在科氏力的作用下诱生气旋。

8 西太平洋地区爆发性气旋发生发展过程

洋面上爆发性气旋的发展有其独特的特点,用以上发展理论并不能很好解释。如对 1984 年 10 月至 1987 年 3 月 3 个冬半年中发生在西太平洋地区 (20°N 以北, 160°W 以西) 的爆发性气旋进行分析(孙淑清和高守亭, 1993)。这期间共有 93 次爆发性气旋,其发展速率超过 Reed and Sanders(1953) 定义的 1 个 Bergeron 数 (24 h 降压 $\geq 24 \sin\phi / \sin 60^{\circ} \text{ hPa}$)。分析这 93 个爆发性气旋生成时其上游东亚大陆的系统发现:无一例外地皆对应为一大陆冷高压,且大多数大陆冷高压的强度皆较强。对这批个例与其上游大陆高压强度之间的关系的研究表明:在 93 次过程中,有 41 次加深率超过或等于贝吉龙数 1.4,其中两次为 1.8、一次为 1.9, 24 h 降压最大为 38 hPa,中心最低气压则为 932 hPa,这里称它们为强爆发性气旋。从各月分布看,隆冬月内强爆发性气旋比例较高,过渡季节则较少。气旋上游高压中心的平均值因季节变化各月有异,但可以看出,大致维持着较强的强度。对比 93 次个例与 41 次强过程的平均高压中心值可见,后者都比前者强。这说明大陆冷高压越强,所激发的下游

气旋发展过程越激烈。

更为有意思的是:在 3 个冬半年中有许多次连续爆发的气旋,也就是说有 2 d 以上气旋中心气压下降率超过 1 个贝吉龙数。考察各月连续性爆发性气旋的次数可得,93 次过程中连续爆发的为 26 次,其中 17 次强度超过贝吉龙数 1.4。与连续爆发气旋相应的大陆高压的中心值皆比非连续爆发过程的强,12 月至次年 2 月的隆冬月份中,平均中心气压甚至明显超过强爆发性气旋相应的高压中心值。1 月 5 次连续性爆发过程中其上游高压中心值有 3 次超过了 1060 hPa。上述研究说明:东亚大陆寒潮爆发及强冷高压的维持,有利于下游爆发性气旋的发展。冷高压的强度越强,维持时间越长,下游爆发性气旋的强度也越强,甚至可能获得连续几天的爆发性发展。用 100 hPa 的环流形势代表超长波系统的活动以考察它与爆发性气旋的关系。41 次强爆发性气旋中 29 次高空皆为 2 波形势,10 次则为一波占优势,这时强极涡偏于东亚大陆,两个超长波槽分别位于北美洲和东亚大陆。地面爆发性气旋位于超长波槽前。在西南气流中有很强的天气尺度的暖中心,这是该地区对流层顶下陷的标志。对流顶降低,平流层与对流层空气的交换是促使气旋猛烈发展的重要因素。这说明高空急流区也正是气旋上空的对流顶折叠区,它对应着低层爆发性气旋的位置。可见,超长波系统的这种配置是有益于在其特定位置上产生爆发性气旋的。

对高空急流的分析表明:几乎全部气旋的爆发性发展都产生在急流轴的左方出口处。在气旋爆发前或爆发时,高空急流有明显加速现象。如 1979 年 12 月 13 日急流中心位于日本岛上空,最大风速为 64 m/s,14 日突增至 80 m/s,这时在其左前方堪察加半岛以南发生强度为 1.6 B 的爆发性气旋。以后急流中心继续加强至 88 m/s。16~17 日风速略为减弱,18 日又开始增强至 84 m/s 以上。此时在其左前方连续发生了强度为 1.5 B 和 1.4 B 的爆发性气旋。气旋位于急流出口区流线辐散处。又如 1987 年 1 月 25~26 日,气旋在堪察加以南海域爆发。急流中心位于日本上空。它的强度从 25 日的 40 m/s 猛增至 26 日的 92 m/s,增速一倍以上。地面低压此时猛烈发展,24 h 降压达 27.4 hPa。在急流以极强的风速维持期(至 27 日)内,该海域也发生了连续的气旋爆发。综上分析,可以对东亚冬季风活动与下游爆发性气旋之间的联系作一个概括:高空

超长波系统的发展加强及它与长波的耦合是使低层气旋发展的有利背景流场, 它同时提供了气旋猛烈发展的特定位置。而与此伴随的急流加速和产生的次级环流使地面低压得到迅速加强。可见东亚冬季风活动大大促进了下游中高纬环流中、短波系统的发展。

9 小结

气旋波的生成与发展问题是一个永久性的研究课题, 自从 Bjerknes 提出他的气旋模式以来, 吸引了众多世界科学家对气旋波动的生成与发展进行方方面面的研究。从早期的概念模型, 生成、发展、成熟与衰减的 4 个阶段到气旋波温度结构的研究, 先后经历了数十年。后来又有许多学者注意到凝结潜热及地形对气旋发展的影响, 特别是近些年来, 由于位涡理论的出现, 不少国内外知名学者利用位涡理论对气旋的发展进行研究。早在 50 年代初期, Kleimschmidt 就用罗斯贝位涡理论去研究气旋生成问题。80 年代, Hoskins et al. (1985) 提出用位涡思考的思想去研究气旋波的发展。90 年代, 吴国雄等 (1995) 利用位涡守恒原理提出倾斜度发展理论, 进一步深入地研究了气旋的发展。孙淑清和高守亭 (1993) 从统计出发, 并结合冬季风活动与高空急流加速现象指出了西太平洋海上爆发性气旋发展的可能性。这些研究中, 蕴含了丰富的研究思想及多样的研究方法, 值得进一步学习、借鉴与思考。

参考文献 (References)

Anthes R A, Keyser D. 1979. Test of a fine-mesh model over Europe and United States [J]. *Mon. Wea. Rev.*, 107: 963-984.

Aubert E F. 1957. On the release of latent heat as a factor in large scale atmospheric motions [J]. *J. Meteor.*, 14 (6): 527-542.

Bjerknes J, Solberg H. 1922. *Geofys Publikasjoner, Norske Videnskaps-Akad. Oslo*, 3, No. 1. 168.

Chang C B, Perkey D J, Chen W D. 1987. Observed dynamic structure of an intense oceanic cyclone [J]. *Mon. Wea. Rev.*, 115 (6): 1127-1139.

Chang C B, Perkey D J, Kreitzberg C W. 1982. A numerical case study of the effects of latent heating on a developing wave cyclone [J]. *J. Atmos. Sci.*, 39 (7): 1555-1570.

Cui X P, Gao S T, Wu G X. 2003. Up-sliding Slantwise vorticity development and the complete vorticity equation with mass forcing [J]. *Advances in Atmospheric Sciences*, 20 (5): 825-836.

Danard B M. 1964. On the influence of released latent heat on cyclone development [J]. *J. Appl. Meteor.*, 3 (1): 27-37.

丁一汇. 2005. 高等天气学 [M]. 北京: 气象出版社, 585. Ding Yihui. 2005. *Advanced Synoptic Meteorology [M] (in Chinese)*. Beijing: China Meteorological Press, 585.

丁治英, 王劲松, 翟兆峰. 2001. 爆发性气旋的合成诊断及形成机制研究 [J]. *应用气象学报*, 12 (1): 30-40. Ding Zhiying, Wang Jinsong, Zhai Zhaofeng. 2001. Research on composite diagnosis and mechanisms of explosive cyclones [J]. *Quarterly Journal of Applied Meteorology (in Chinese)*, 12 (1): 30-40.

Gyakum J R. 1983. On the evolution of the QE II storm, Part II: Dynamic and thermodynamic structure [J]. *Mon. Wea. Rev.*, 111: 1156-1173.

Haynes P H, McIntyre M E. 1987. On the evolution of vorticity and potential vorticity in the presence of diabatic heating and frictional or other forces [J]. *J. Atmos. Sci.*, 44 (5): 828-841.

Hoskins B J, McIntyre M E, Robertson A W. 1985. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps [J]. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 111 (470): 877-946.

江吉喜. 1998. 黄海气旋形成和发展的研究 [J]. *海洋预报*, 15 (2): 16-23. Jiang Jixing. 1998. The formation and the development of the Huang-Hai cyclone [J]. *Marine Forecasts (in Chinese)*, 15 (2): 16-23.

Krishnamurti T N. 1968. A study of developing wave cyclone [J]. *Mon. Wea. Rev.*, 96(4): 208-217.

吕筱英, 孙淑清. 1996. 气旋爆发性发展过程的动力特征及能量学研究 [J]. *大气科学*, 20 (1): 90-100. Lu Xiaoying, Sun Shuqing. 1996. A study on the dynamic features and energy conversion of the development of explosive cyclones [J]. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese)*, 20 (1): 90-100.

马雷鸣, 秦曾灏, 端义宏, 等. 2002. 海洋热通量对东海气旋发展影响的数值试验 [J]. *海洋学报*, 24 (1): 112-122. Ma Leiming, Qin Zenghao, Duan Yihong, et al. 2002. Ocean impact on the development of cyclone over the East China Sea [J]. *Acta Oceanologica Sinica (in Chinese)*, 24 (1): 112-122.

Manabe S, Terpstra T B. 1974. The effect of mountain on the general circulation of atmosphere as identified by numerical experiment [J]. *J. Atmos. Sci.*, 31 (1): 3-42.

Martin J E. 2006. *Mid-Latitude Atmospheric Dynamics [M]*. England: J. Wiley & Sons, Ltd., 324.

Palmén E. 1951. *Compendium of Meteorology [M]*. Boston: American Meteorological Society, 599-620.

Petterssen S. 1956. *Weather Analysis and Forecasting Volume 1 Motion and Motion Systems [M]*. New York: McGRAW-HILL, 196-230.

Reed R J, Sanders F. 1953. An investigation of the development mid-tropospheric frontal zone and its associates vorticity field [J]. *J. Meteor.*, 10: 338-349.

盛华, 陶诗言. 1988. 青藏高原与落基山背风气旋的对比分析(二)—诊断分析 [J]. *大气科学*, 12 (4): 337-345. Sheng Hua, Tao Shiyang. 1988. A comparison between lee cyclones of the Rocky Mountains and the Qinghai-Xizang Plateau—Part II: Diagnosis [J]. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese)*, 12 (4): 337-345.

孙淑清, 高守亭. 1993. 东亚寒潮活动对下游爆发性气旋生成的影响 [J]. *气象学报*, 51 (3): 304-314. Sun Shuqing, Gao Shouting. 1993. The influence

- of the activity of cold wave in East Asia on the explosive cyclone at its down stream [J]. *Acta Meteorologica Sinica (in Chinese)*, 51 (3): 304–314.
- Tsou C H, Smith P J, Pauley P M. 1987. A comparison of adiabatic and diabatic forcing in an intense extratropical cyclone system [J]. *Mon. Wea. Rev.*, 115 (4): 763–786.
- Tracton M S. 1973. The role of cumulus convection in the development of extratropical cyclone [J]. *Mon. Wea. Rev.*, 101 (7): 573–592.
- 吴国雄, 蔡雅萍. 1997. 风垂直切变和下滑倾斜涡度发展 [J]. *大气科学*, 21 (3): 273–281. Wu Guoxiong, Cai Yaping. 1997. Vertical wind shear and down-sliding slantwise vorticity development [J]. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese)*, 21 (3): 273–282.
- 吴国雄, 蔡雅萍, 唐晓菁. 1995. 湿位涡和倾斜涡度发展 [J]. *气象学报*, 53 (4): 237–405. Wu Guoxiong, Cai Yaping, Tang Xiaojing. 1995. Moist potential vorticity and slantwise vorticity development [J]. *Acta Meteorologica Sinica (in Chinese)*, 53 (4): 387–405.
- Wu Guoxiong, Liu Huanzhu. 1998. Vertical Vorticity development owing to down-sliding at slantwise isentropic surface [J]. *Dyn. Atmos. Oceans*, 27 (1–4): 715–743.
- 杨贵名, 毛冬艳, 姚秀萍. 2006. “强降水和黄海气旋”中的干侵入分析 [J]. *高原气象*, 25 (1): 16–28. Yang Guiming, Mao Dongyan, Yao Xiuping. 2006. Analysis on dry intrusion in heavy rain and Huang-Hai cyclone [J]. *Plateau Meteorology (in Chinese)*, 25 (1): 16–28.
- 仪清菊, 丁一汇. 1992. 东海地区温带气旋爆发性发展的动力学分析 [J]. *气象学报*, 50 (2): 152–166. Yi Qingjiu, Ding Yihui. 1992. Dynamic analysis of explosive development of the temperate zone cyclone in East China Sea [J]. *Acta Meteorologica Sinica (in Chinese)*, 50 (2): 152–166.
- 仪清菊, 丁一汇. 1993. 东亚和西太平洋爆发性温带气旋发生的气候学研究 [J]. *大气科学*, 17 (3): 302–309. Yi Qingjiu, Ding Yihui. 1993. Climatology of the explosive cyclogenesis over East Asia and the West Pacific [J]. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (in Chinese)*, 17 (3): 302–309.