

暴雨激发和维持的正、斜压强迫机制的理论研究

陈忠明

中国气象局成都高原气象研究所, 成都 610071

摘 要 针对暴雨天气的发生、发展都伴随着对流层中低层有很强的气流与水汽辐合持续的天气事实, 摒弃传统研究中把散度方程局限于水平动力方程约束的观念, 从湿斜压原始方程出发, 导出了包含热、动力耦合强迫作用的散度演化方程, 揭示了正压大气非平衡强迫和湿斜压大气热、动力耦合强迫在暴雨激发和维持中的重要作用, 阐明了持续性暴雨过程中对流层中低层强烈的气流与水汽辐合长时间维持的动力机制。

关键词 暴雨天气 散度演化 正压非平衡强迫 热动力耦合强迫

文章编号 1006-9895 (2007) 02-0291-07

中图分类号 P445

文献标识码 A

Effects of Barotropic and Baroclinic Forces on the Excitation and Maintenance for Torrential Rain

CHEN Zhong-Ming

Chengdu Institute of Plateau Meteorology, Chengdu 610071

Abstract Torrential rain and flood are the main meteorological disasters in China, which cause enormous losses coming to hundreds of million yuan every year. So it is the main object of the weather-forecasting organ in the flood season to predict the heavy rain accurately. According to analysis, during the development of a heavy rain system, it is usually accompanied by strong convergence of air flow and vapor in the lower troposphere, so analyzing the dynamic process of convergence increase is conducive to reveal physical mechanism of the evolution of torrential rain process. The fact that there are connections between the continual rainfall and the low jet as well as the energy front with strong baroclinity indicates that not only the dynamic fields of the atmosphere can change the divergent field, but also the interaction of the dynamic field and the thermodynamic field can be regarded as a result of their different distributions. So when studying the excitation and maintenance of heavy rain according to the evolvement of the divergence of air flow, the interaction between the dynamic field and the thermodynamic field must be considered.

Traditionally, the divergence equation is obtained from the horizontal dynamic equations. In this paper, based on the thermodynamic equation, which can strongly connect the dynamic field (containing the horizontal wind and the vertical velocity) and the thermodynamic field, a new type of divergence equation is deduced from the primitive equation with the wet and baroclinic features. The divergence equation includes obviously the coupling effect of dynamic fields and thermodynamic fields. From the divergence equation, the authors can conclude that the evolvement of divergent field is a result of the actions of the dynamic field and the thermodynamic field, and the latter is a direct factor. Further more, the stratified stability also plays an important role in the divergence evolvement. With different stability, it may diverges or converges and the velocity of the air flow may be also different. It is a new theory that offers an explanation for the thermodynamic fields forcing the divergence fields.

The vapor that provides the rain is mainly conveyed by the convergent flow between the surface and the undi-

vergent level. Based on this, the authors make an integral of the new divergence equation from the surface to the un-divergent level depend on the air pressure, and get an equation that is able to describe the evolution of the divergence in the air column between the two levels. Meanwhile, the authors find the main factors that dominate the excitation and maintenance mechanisms of the heavy rain, and illustrate its dynamic mechanisms.

In conclusion, the barotropic imbalance forcing of the lower atmospheric motion is close related to the change of mesoscale flow, which has a relatively faster speed and lasts a shorter time, thus it has an impact on the excitation of the heavy rain. Contrarily, the terms that have close connection with the baroclinic thermodynamic effects vary slowly and can be maintained easily. It is associated with the distribution of the weather systems and can cause the continuous convergence of the air flow, thus lead it to grow. It is the main dynamic mechanism on the maintenance of the heavy rain.

Key words heavy rain, evolvement of divergence, barotropic non-equilibrium force, coupling forces between dynamic and thermodynamic fields

1 引言

夏季,我国频繁遭受暴雨洪涝灾害的袭击,每年因暴雨洪涝灾害造成的损失数以亿计。对暴雨灾害的预报一直是汛期业务预报的关键,但是,由于对暴雨成因的认识不够,加之探测信息时空密度的限制,我们目前的暴雨预报水平还比较低,不能满足社会经济发展的需求。因此,暴雨成因、预报理论及方法研究一直是气象工作者关注的热点。

关于暴雨成因和预报方面的研究工作有很多,早期工作较多集中在暴雨天气系统的分析总结方面^[1];其后的工作较多集中在不稳定理论的研究方面,特别是对称不稳定理论的研究^[2~4];近期研究主要集中在湿位涡、倾斜涡度发展和数值模拟分析方面^[5~9]。在这些研究成果中,不稳定理论重点关注与雨带相联系的倾斜对流发展的条件,位涡理论和倾斜涡度发展理论则更多地揭示暴雨涡旋系统的涡旋发展。然而,观测与数值模拟结果显示^[10~12],在暴雨发生发展过程中,低层辐合增长先于正涡度增长。因此,分析对流层低层气流辐合持续增长的动力过程可能更有助于揭示暴雨的发生和维持机制。根据暴雨发生直接是大量湿空气长时间持续辐合上升凝结的结果,孙淑清^[13]利用散度方程来研究暴雨的激发机制,指出低层风场的非均匀分布(低空急流)能够激发低层辐合持续增长,由此激发暴雨天气。在此基础上,又有一些学者开展进一步研究^[14, 15],并获得了较好的效果。但是,由于传统散度方程是通过对方动量方程求点积得到的,具有显著的平面特征与动力特征;加之垂直速度计算方面的困难,有些学者在应用散度方程分析中尺度过

程时,常常避开(甚至忽略)与垂直速度相联系的斜压项作用的分析^[15, 16]。而大量的天气分析事实表明,大气热力场与动力场的不同配置将引起不同的散度场演化,带来不同的天气过程,尤其是持续性暴雨过程,经常与斜压性较强的能量锋相联系。因此,研究能显示包含热力场与动力场耦合作用的新型散度方程,对揭示诱发散度场变化的物理因子以及暴雨天气过程维持的动力机制具有重要意义。

在已有研究成果的基础上,针对暴雨天气的发生、发展都伴随着对流层中低层有很强的气流与水汽辐合持续的天气事实,紧紧抓住散度演化这一问题实质,从湿斜压原始方程出发,将热力学方程变形后引入散度方程,导出了能显示包含湿斜压大气热、动力耦合强迫作用的新型散度演化方程,揭示了正压大气非平衡强迫和湿斜压大气热、动力耦合强迫在暴雨激发和维持中的重要作用;阐明了持续性暴雨过程中对流层中低层强烈的气流与水汽辐合长时间维持的动力机制。

2 含热动力强迫作用的散度演化方程

为了分析方便,暂考虑假绝热、无摩擦湿斜压大气运动(这对短期暴雨预报是可接受的),在 p 坐标系下,大气运动方程可写为

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \omega \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} - f \mathbf{V} \times \mathbf{k} = -\nabla \phi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta_{sc}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \theta_{sc} + \omega \frac{\partial \theta_{sc}}{\partial p} = 0, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{V} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0, \quad (3)$$

式中, $\mathbf{V}$ 为二维风矢量, ω 为垂直速度, θ_{sc} 为假相当位温; $\nabla = i\partial/\partial x + j\partial/\partial y$ 为二维微分算子。

依据矢量微分运算, 有

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = \nabla \left(\frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}}{2} \right) - \mathbf{V} \times \nabla \times \mathbf{V}. \quad (4)$$

将 (4) 式代入 (1) 式, 有

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} - (f + \zeta) \mathbf{V} \times \mathbf{k} + \omega \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} = -\nabla \left(\phi + \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}}{2} \right), \quad (5)$$

其中, $\zeta = \mathbf{k} \cdot \nabla \times \mathbf{V}$ 为垂直涡度分量。

对 (5) 式作微分运算, 得

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla \cdot \mathbf{V}) + \nabla \cdot \left(\omega \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} \right) = -\nabla^2 \left(\phi + \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{V}}{2} \right) + \nabla \cdot [(f + \zeta) \mathbf{V} \times \mathbf{k}]. \quad (6)$$

记: $D = \nabla \cdot \mathbf{V}$ 为水平散度, $E = \phi + \mathbf{V} \cdot \mathbf{V}/2$ 为压能。对 (6) 式作计算处理, 得

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta) \mathbf{V}] - \nabla \omega \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} - \omega \frac{\partial D}{\partial p}. \quad (7)$$

这是经典散度方程, 表征大气热力状况的物理量 θ_{sc} 并不直接出现在方程中, 使方程的应用受到限制。

对 (2) 式作微分运算 $\nabla(2)$, 得

$$\frac{\partial \nabla \theta_{sc}}{\partial t} + \nabla [(\mathbf{V} \cdot \nabla) \theta_{sc}] + \nabla \left(\omega \frac{\partial \theta_{sc}}{\partial p} \right) = 0. \quad (8)$$

依据矢量微分运算, 有

$$\nabla [(\mathbf{V} \cdot \nabla) \theta_{sc}] = (\mathbf{V} \cdot \nabla) \nabla \theta_{sc} + (\nabla \theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \mathbf{V} \times (\nabla \times \nabla \theta_{sc}) + \nabla \theta_{sc} \times (\nabla \times \mathbf{V}). \quad (9)$$

因 $\nabla \times \nabla \theta_{sc} = 0$, 则 (9) 式简化为

$$\nabla [(\mathbf{V} \cdot \nabla) \theta_{sc}] = (\mathbf{V} \cdot \nabla) \nabla \theta_{sc} + (\nabla \theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \nabla \theta_{sc} \times \zeta \mathbf{k}. \quad (10)$$

因

$$\nabla \left(\omega \frac{\partial \theta_{sc}}{\partial p} \right) = \frac{\partial \theta_{sc}}{\partial p} \nabla \omega + \omega \frac{\partial \nabla \theta_{sc}}{\partial p}, \quad (11)$$

将 (10)、(11) 式代入 (8) 式, 得

$$\frac{\partial \nabla \theta_{sc}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \nabla \theta_{sc} + (\nabla \theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \nabla \theta_{sc} \times \zeta \mathbf{k} + \frac{\partial \theta_{sc}}{\partial p} \nabla \omega + \omega \frac{\partial \nabla \theta_{sc}}{\partial p} = 0. \quad (12)$$

记

$$\mathbf{F} = \frac{\partial \nabla \theta_{sc}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \nabla \theta_{sc} + \omega \frac{\partial \nabla \theta_{sc}}{\partial p} = \frac{d}{dt} \nabla \theta_{sc}$$

为锋生函数矢量, 则 (12) 式化为

$$\mathbf{F} + (\nabla \theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \nabla \theta_{sc} \times \zeta \mathbf{k} + \frac{\partial \theta_{sc}}{\partial p} \nabla \omega = 0. \quad (13)$$

由方程 (2) 或 (13) 可见, 不同的大气层结特征 ($\partial \theta_{sc} / \partial p$) 将影响热力场的作用, 因此, 为了分析方便, 下面分两种情况讨论。

当 $\partial \theta_{sc} / \partial p = 0$ 时, 大气层结为中性特征, 空气质点在垂直运动中既无阻力也无推力, 热力场 θ_{sc} 对垂直运动 ω 不产生影响。由连续方程 (3) 可知, 热力场 θ_{sc} 对水平散度场 ($D = \nabla \cdot \mathbf{V}$) 就不会产生影响。在此情况下, 水平散度场 D 的变化受控于动力场强迫, 经典散度方程 (7) 很好地表征了这一特征。在实际大气中, 中性大气层结 ($\partial \theta_{sc} / \partial p = 0$) 不可能大范围存在, 一般存在于对流层中层附近的微薄气层中, 绝大多数情况则属于 $\partial \theta_{sc} / \partial p \neq 0$ 的层结大气, 这是我们研究的重点。

当 $\partial \theta_{sc} / \partial p \neq 0$ 时, 由式 (13) 可得

$$\nabla \omega = -\frac{1}{\partial \theta_{sc} / \partial p} [\mathbf{F} + (\nabla \theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} + \nabla \theta_{sc} \times \zeta \mathbf{k}]. \quad (14)$$

将 (14) 式代入 (7) 式, 得

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} = & -\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta) \mathbf{V}] + \\ & \frac{1}{\partial \theta_{sc} / \partial p} \left[\mathbf{F} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} + (\nabla \theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} + \right. \\ & \left. (\nabla \theta_{sc} \times \zeta \mathbf{k}) \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} \right] - \omega \frac{\partial D}{\partial p}, \quad \frac{\partial \theta_{sc}}{\partial p} \neq 0. \end{aligned} \quad (15)$$

依据矢量运算理论, 有

$$(\nabla \theta_{sc} \times \zeta \mathbf{k}) \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} = -\zeta \mathbf{k} \cdot \left(\nabla \theta_{sc} \times \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} \right). \quad (16)$$

根据文献[5]对等压面上湿位涡和倾斜涡度发展理论的分析, 仍考虑假绝热情况, 有

$$M_2 = -g \mathbf{k} \times \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} \cdot \nabla \theta_{sc} = g \mathbf{k} \cdot \left(\nabla \theta_{sc} \times \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} \right), \quad (17)$$

M_2 为等压面上湿位涡的水平分量。

由 (16)、(17) 式, 可得

$$(\nabla \theta_{sc} \times \zeta \mathbf{k}) \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} = -\frac{\zeta}{g} M_2. \quad (18)$$

将 (18) 式代入 (15) 式, 得

$$\begin{aligned} \frac{\partial D}{\partial t} = & -\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta) \mathbf{V}] + \\ & \frac{1}{\partial \theta_{sc} / \partial p} \left[\mathbf{F} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} + (\nabla \theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} - \right. \\ & \left. \frac{\zeta}{g} M_2 \right] - \omega \frac{\partial D}{\partial p}, \quad \frac{\partial \theta_{sc}}{\partial p} \neq 0. \end{aligned} \quad (19)$$

上式即为无摩擦、假绝热、非中性层结条件下诊断斜压大气运动散度场演化的散度方程。从方程(19)右端可见,不仅能量场 $\nabla^2 E$ 与动量场 $\mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}]$ 能够引起散度场发生剧烈演化,而且与斜压性对流混合($\omega \partial D / \partial p$)、锋生与风垂直切变耦合强迫($\mathbf{F} \cdot \partial \mathbf{V} / \partial p$)、湿位涡水平分量与垂直涡度耦合作用($-M_2 \zeta / g$)、 θ_{sc} 水平非均匀分布与风场的水平和垂直切变耦合作用($(\nabla \theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} \cdot \partial \mathbf{V} / \partial p$)都能引起散度场剧烈演化。而且,大气层结稳定度的改变将严重影响斜压强迫激发散度场演化的方向和剧烈程度。

比较该方程与传统的散度方程可知,两者之间在表现形式上很不相同,这种能显示包含热、动力场相互作用的散度方程,为诊断大气热力场和动力场耦合强迫激发散度场演化提供了一种新途径。同时,本文把大气动力与热力变化紧密结合起来的分析,揭示出大气运动的散度场演化是热力场和动力场共同作用的结果,热力场通过与动力场的耦合作用产生直接影响,为认识和理解热力场强迫影响水平散度场演化提供了新的理论基础。这种认识上的进步与位涡方程的提出相类似,使我们对制约散度场演化的强迫因子不再局限于动力场,而是拓展到热、动力场的综合配置和相互作用方面。下节的分析将进一步阐明方程(19)的意义。

3 正压非平衡强迫、斜压热动力耦合作用与散度演化

若不考虑大气的斜压性,(19)式右端最后两项为0,则(19)式简化为

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}]. \quad (20)$$

这是作者的早期研究结果^[15]。它表明能量场 $\nabla^2 E$ 与涡度通量场 $\mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}]$ 之间不满足下列准平衡关系时:

$$-\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}] \approx 0, \quad (21)$$

将激发出散度场的剧烈变化。当 $-\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}] < 0$ 时, $\partial D / \partial t < 0$,大气运动非平衡强迫将激发出辐合增长,从而激发暴雨天气发生;反之,当 $-\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}] > 0$ 时, $\partial D / \partial t > 0$,大气运动非平衡强迫将激发出辐散增长。由于这种非平衡强迫与大气的斜压性无关,为了方便,这里将其定义为正压非平衡强迫。

实际大气运动十分复杂,尤其是暴雨天气发生发展过程中,大气的斜压性、水汽、由冷暖空气交汇引起的锋生过程等都对大气散度场演化与暴雨的发生和维持起着十分重要的作用。下面将利用(19)式,着重分析与湿斜压大气热、动力耦合强迫有关的项对散度场演化的激发作用。

(1) 大气层结稳定度 $\partial \theta_{sc} / \partial p$ 对散度场演化的影响。由(19)式可见,与斜压热、动力耦合强迫有关项对散度演化的激发作用均受到大气层结稳定度的制约。在不同性质(稳定与不稳定)的大气层结中,同样的热、动力要素场配置,其作用相反。而且, $\partial \theta_{sc} / \partial p$ 的大小严重影响着斜压热、动力耦合强迫作用在激发散度演化中的速度。在弱不稳定的层结大气中 $\partial \theta_{sc} / \partial p$ 值比较小,也就是等 θ_{sc} 面比较陡立的情形,比较小的斜压热、动力耦合强迫作用都能激发出散度场的剧烈变化。实际大气中,暴雨经常发生在弱不稳定大气层结或近中性层结大气中^[1, 2],这从侧面反映了大气层结稳定度对散度场演化(暴雨的发生要求低层有大量的气流辐合)的影响。

(2) θ_{sc} 锋生与风垂直切变耦合($\mathbf{F} \cdot \partial \mathbf{V} / \partial p$)对散度场演化的强迫。对于夏季暖湿大气运动,在500 hPa以下大气层结处于不稳定状态,此时 $\partial \theta_{sc} / \partial p > 0$;若 $\mathbf{F} \cdot \partial \mathbf{V} / \partial p < 0$,则 $\partial D / \partial t < 0$,其强迫作用将激发出气流辐合增长。在实际大气中,满足这一条件的典型特征是低空偏南急流与 θ_{sc} 锋生相配置的情况,由于低空急流附近的垂直风切变与干冷空气侵入引起的 θ_{sc} 锋生两者矢量方向相反,从而激发出气流辐合增长,暴雨发生。孙淑清等^[17]分析的梅雨锋暴雨与扰动发展与此十分一致。相反,若 $\mathbf{F} \cdot \partial \mathbf{V} / \partial p > 0$,则 $\partial D / \partial t > 0$,其强迫作用将激发出气流辐散增长,强降水减弱。实际大气中,等 θ_{sc} 线密集带消亡(锋消),低空急流减弱,都是强降水减弱的信号。

(3) θ_{sc} 水平非均匀分布与风场的水平和垂直切变耦合作用 $[(\nabla \theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} \cdot \partial \mathbf{V} / \partial p]$ 激发的散度场演化。在等 θ_{sc} 线的密集带附近(能量锋^[18]),若有较强的风水平和垂直切变(低空急流附近), $[(\nabla \theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} \cdot \partial \mathbf{V} / \partial p]$ 的强迫作用将激发散度场的剧烈变化。对于夏季暖湿层结不稳定大气运动,在500 hPa以下 $\partial \theta_{sc} / \partial p > 0$;若 $(\nabla \theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} \cdot \partial \mathbf{V} / \partial p < 0$,则 $\partial D / \partial t < 0$,其强迫作用将激发出气流辐合增

长。反之,若 $(\nabla\theta_{sc} \cdot \nabla)\mathbf{V} \cdot \partial\mathbf{V}/\partial p > 0$,其强迫作用将激发出气流的辐散增长。具体情况可通过计算进行诊断分析。

(4) 湿位涡水平分量与垂直涡度耦合作用 $(-M_2\zeta/g)$ 激发的散度场演化。对于夏季暖湿层结不稳定大气运动,在500 hPa以下 $\partial\theta_{sc}/\partial p > 0$;若 $-M_2\zeta/g < 0$,则 $\partial D/\partial t < 0$,其强迫作用将激发出气流辐合增长。根据吴国雄等^[5]的讨论,在暴雨发生的对流层低层, $M_2 > 0$,而且通常有气旋性涡度配合 $(\zeta > 0)$,则 $-M_2\zeta/g < 0$,湿位涡水平分量与垂直涡度耦合作用将激发辐合增长。反之,若 $-M_2\zeta/g > 0$,则 $\partial D/\partial t > 0$,其强迫作用将激发出气流辐散增长。

(5) 对流混合 $(\omega\partial D/\partial p)$ 激发的散度场演化。此项是由于水平散度的垂直差异与对流混合造成的,通常在对流层低层,此项的作用是激发辐合、辐散减弱。由于此项的意义十分简单,此处不再赘述。

以上几项都与大气的斜压性有关,我们将其定义为斜压热、动力耦合作用项。应用等压面上的气象要素资料对(19)式右端各项进行计算,就可以方便地诊断非中性层结大气散度场的演化趋势。

4 暴雨激发与持续的动力机制

天气事实分析表明,暴雨天气的发生,都伴随着对流层中低层有很强的气流与水汽辐合的持续。除部分暖区对流性暴雨的持续时间较短而外,有低空急流和冷空气配合参与的大范围暴雨都能持续较长时间,达十余小时,甚至几天。在这样长的时间内,对流层中低层强烈的气流与水汽辐合是靠什么来激发和维持的?虽然陈忠明^[15]提出的非平衡强迫观点部分揭示了暴雨初期气流与水汽辐合的激发机制,但大气斜压性等热力强迫对暴雨初期气流与水汽辐合的激发作用也未考虑。到目前为止,还没有令人满意的理论能够说明持续暴雨过程中气流与水汽辐合的维持机制。下面将就此问题进行分析,以期揭示对流层中低层气流辐合持续增长的动力机制。

利用连续性方程(3)有

$$\omega \frac{\partial D}{\partial p} = \frac{\partial(\omega D)}{\partial p} - D^2. \quad (22)$$

将(22)式代入(19)式,得

$$\frac{\partial D}{\partial t} = -\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}] + \frac{1}{\partial\theta_{sc}/\partial p} \cdot$$

$$\left[\mathbf{F} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} + (\nabla\theta_{sc} \cdot \nabla)\mathbf{V} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} - \frac{\zeta}{g} M_2 \right] - \frac{\partial(\omega D)}{\partial p} + D^2, \quad \frac{\partial\theta_{sc}}{\partial p} \neq 0. \quad (23)$$

因为暴雨的水汽主要来源于对流层中低层,无辐散层通常位于对流层中层的500 hPa附近,产生暴雨的水汽辐合取决于地表到无辐散层之间的气流辐合的持续增长。为了分析方便,设地表和无辐散层的气压分别为 p_s 、 p_0 ,对(23)式进行积分,得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{p_s}^{p_0} D dp &= \int_{p_s}^{p_0} \{-\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}]\} dp - \\ &\quad [\omega D]_{p_s}^{p_0} + \int_{p_s}^{p_0} D^2 dp + \int_{p_s}^{p_0} \frac{1}{\partial\theta_{sc}/\partial p} \mathbf{F} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} dp + \\ &\quad \int_{p_s}^{p_0} \frac{1}{\partial\theta_{sc}/\partial p} (\nabla\theta_{sc} \cdot \nabla)\mathbf{V} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} dp - \\ &\quad \int_{p_s}^{p_0} \frac{1}{\partial\theta_{sc}/\partial p} \frac{\zeta}{g} M_2 dp, \quad \frac{\partial\theta_{sc}}{\partial p} \neq 0. \end{aligned} \quad (24)$$

由于地表大气运动的垂直速度为0($\omega=0$),在无辐散层, $D=0$,因此,在 p_s 、 p_0 处, $\omega D=0$ 。则 $[\omega D]_{p_s}^{p_0}=0$, (24)式化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_{p_s}^{p_0} D dp &= \int_{p_s}^{p_0} \{-\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}]\} dp + \\ &\quad \int_{p_s}^{p_0} D^2 dp + \int_{p_s}^{p_0} \frac{1}{\partial\theta_{sc}/\partial p} \mathbf{F} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} dp + \\ &\quad \int_{p_s}^{p_0} \frac{1}{\partial\theta_{sc}/\partial p} (\nabla\theta_{sc} \cdot \nabla)\mathbf{V} \cdot \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial p} dp - \\ &\quad \int_{p_s}^{p_0} \frac{1}{\partial\theta_{sc}/\partial p} \frac{\zeta}{g} M_2 dp, \quad \frac{\partial\theta_{sc}}{\partial p} \neq 0. \end{aligned} \quad (25)$$

(25)式揭示了制约从地表到对流层中层的无辐散层之间气柱内辐合增长 $\left(\frac{\partial}{\partial t} \int_{p_s}^{p_0} D dp\right)$ 的主要因子;在潮湿大气中,也就是暴雨激发和维持的主控因子,下面进行简要分析。

$$(1) \int_{p_s}^{p_0} \{-\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}]\} dp \text{ 低层}$$

大气运动正压非平衡强迫的总体作用。过去已有的分析事实表明,在对流层中低层,在暴雨临发生前,大气运动处于 $-\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}] < 0$ 的非平衡状态,这种非平衡强迫的总体作用是 $\int_{p_s}^{p_0} \{-\nabla^2 E + \mathbf{k} \cdot [\nabla \times (f + \zeta)\mathbf{V}]\} dp < 0$,激发低层气柱内辐合增长,从而产生暴雨。但这种非平衡在辐合增长到一定程度后将难以维持,因此,低层大气运动正压非平衡强迫的作用主要体现在对暴雨初期的激发方面,暴雨的维持有待于湿斜压热、动力

耦合强迫作用。

(2) $\int_{p_s}^{p_0} D^2 dp$ 低层辐合的自激励过程。可以看出, $\int_{p_s}^{p_0} D^2 dp$ 始终为正, 即低层辐合的自激励过程总是使气柱内的气流辐合向减弱的方向发展, 这种反向自激励过程是不利于暴雨维持的。而暴雨发生要求有强的气流辐合维持, 当辐合增长到足够大时, 靠什么来维持辐合增长呢? 这显然需要分析其他强迫因子的贡献。有的预报员用现时的强辐合区作为未来暴雨发生区的预报, 而不深入分析这一辐合区是否继续维持, 预报失败是显然的。

(3) $\int_{p_s}^{p_0} [1/(\partial\theta_{sc}/\partial p)] \mathbf{F} \cdot (\partial\mathbf{V}/\partial p) dp$ 能量锋生与垂直风切变的耦合强迫作用。暴雨常常发生在等 θ_{sc} 线密集带 (能量锋) 靠高能一侧, 此处大气层结处于不稳定状态, $\partial\theta_{sc}/\partial p > 0$, 在等 θ_{sc} 线密集带靠高能一侧, 由偏南急流加强产生 θ_{sc} 的向北输送; 在等 θ_{sc} 线密集带靠低能一侧, 由冷空气入侵产生低 θ_{sc} 的向南扩张; 其共同作用引起的锋生过程与急流附近的强垂直风切变耦合作用 (两矢量方向相反, $\mathbf{F} \cdot \partial\mathbf{V}/\partial p < 0$) 将激发出气流辐合的持续增长。只要冷空气活动与偏南急流维持良好的配置, 这种作用就能持续下去, 对流层低层的强辐合就会维持, 暴雨就能持续。这可能是大范围持续性暴雨均伴有冷空气与低空急流活动的重要原因。

(4) $\int_{p_s}^{p_0} [1/(\partial\theta_{sc}/\partial p)] (\nabla\theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} \cdot (\partial\mathbf{V}/\partial p) dp$ 为对流层中低层 θ_{sc} 水平非均匀分布与风场的水平和垂直切变耦合总体作用对辐合增长的强迫。在持续性暴雨发生的场合, 常常伴随等 θ_{sc} 线密集带和低空急流活动, 在这种环境下, 由于高 $\nabla\theta_{sc}$ 与强的水平风切变 $\nabla\mathbf{V}$ 、风垂直切变 $\partial\mathbf{V}/\partial p$ 相配置, 在弱不稳定层结大气中, 这种强迫作用对辐合增长的影响将十分显著。一种常见的暴雨形势是准东西向等 θ_{sc} 线密集带和偏南低空急流配置 (梅雨锋暴雨), 对这种形势作理想化分析, 将有助于我们理解这种强迫作用的结果。设有一条东西向能量锋, 其南侧维持较强的南风气流, 急流中心位于能量锋南侧, 则 $(\nabla\theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} \cdot \partial\mathbf{V}/\partial p = (\partial\theta_{sc}/\partial y) (\partial v/\partial y) (\partial v/\partial p)$ 。因 $\partial\theta_{sc}/\partial y < 0$, $\partial v/\partial p < 0$, 在急流中心左前方有风速辐合, 即 $\partial v/\partial y < 0$; 所以, 在等 θ_{sc} 线密集带高能侧和低空急流左前侧, $(\nabla\theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} \cdot \partial\mathbf{V}/\partial p = (\partial\theta_{sc}/$

$\partial y) (\partial v/\partial y) (\partial v/\partial p) < 0$, 则 $\int_{p_s}^{p_0} [1/(\partial\theta_{sc}/\partial p)] \cdot$

$(\nabla\theta_{sc} \cdot \nabla) \mathbf{V} \cdot (\partial\mathbf{V}/\partial p) dp < 0$, 即 $\frac{\partial}{\partial t} \int_{p_s}^{p_0} D dp < 0$,

对流层中低层 θ_{sc} 水平非均匀分布与风场的水平和垂直切变耦合强迫作用将激发气流辐合的持续增长, 暴雨发生并得以维持。这似乎可以揭示梅雨锋上多暴雨, 特别是多持续性大暴雨的物理原因。

(5) $-\int_{p_s}^{p_0} [1/(\partial\theta_{sc}/\partial p)] M_2(\zeta/g) dp$ 对流层中低层湿位涡水平分量与垂直涡度耦合作用对辐合增长的强迫。吴国雄等^[5]的分析表明, 在梅雨锋附近, 对流层中低层常常有 $M_2 > 0$, 且伴随有正涡度 ($\zeta > 0$) 存在, 则 $-M_2\zeta/g < 0$, 即 $-\int_{p_s}^{p_0} [1/(\partial\theta_{sc}/\partial p)] \cdot M_2(\zeta/g) dp < 0$, $\frac{\partial}{\partial t} \int_{p_s}^{p_0} D dp < 0$, 湿位涡水平分量与垂直涡度耦合作用将强迫出对流层中低层气流辐合的持续增长, 从而引发暴雨天气。

由上述分析可见, 与斜压热动力耦合作用有关的项与天气尺度系统的活动、配置密切相关, 其变化相对缓慢, 也容易维持。而正压非平衡强迫与中尺度流场变化密切相关, 其变化速度相对较快, 维持时间较短。因此, 正压非平衡强迫可能是暴雨发生的主要激发机制; 湿斜压热动力耦合强迫不一定对暴雨的激发起主要作用, 但在暴雨持续发展过程中对低层气流辐合的维持和增长起主要激发作用。

5 小结

针对暴雨天气的发生、发展与对流层中低层气流辐合持续增长的联系, 紧紧抓住散度演化这一问题实质, 摒弃传统研究中把散度方程局限于水平动力方程约束的观念, 从湿斜压原始方程出发, 将热力学方程变形后引入散度方程, 导出了能显示包含湿斜压大气热、动力耦合强迫作用的新型散度演化方程。应用这一方程, 分析得到了大气层结、斜压锋生等大气运动的热力特征分布对动力散度场演化的影响, 从理论上揭示出大气热力分布的非均匀与动力场的恰当耦合, 能够激发出大气运动散度场的剧烈变化; 尤其是在大气层结处于较弱不稳定场合, 应细致分析大气热力要素的分布, 否则, 将影响对散度场演化的正确诊断。在此基础上, 通过对新型散度演化方程的垂直积分, 探索了引起暴雨气

柱内对流层中低层辐合增长的动力机制, 揭示了正压大气非平衡强迫和湿斜压大气热、动力耦合强迫在暴雨激发和维持中的重要作用; 阐明了持续性暴雨过程中对流层中低层强烈的气流与水汽辐合长时间维持的动力机制。

本文的结果仅仅是初步的, 利用中尺度数值模拟方法, 对理论分析结果进行模拟分析, 揭示热动力场耦合强迫在暴雨维持中的动力作用, 将是下一步要继续的工作。

参考文献 (References)

- [1] 陶诗言. 中国之暴雨. 北京: 科学出版社, 1980. 147pp
Tao Shiyang. *Heavy Rain in China* (in Chinese). Beijing: Science Press, 1980. 147pp
- [2] Bennettes D A, Hoskins B J. Conditional symmetric instability—A possible explanation for frontal rainbands. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1979, **105**: 945~962
- [3] 张可苏. 斜压气流的中尺度稳定性 I. 对称不稳定. 气象学报, 1988, **46**: 258~266
Zhang Kesu. On mesoscale instability of a baroclinic flow. I: Symmetric instability. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 1988, **46**: 258~266
- [4] Emanuel K A. Observational evidence of slantwise convective adjustment. *Mon. Wea. Rev.*, 1998, **116**: 1805~1816
- [5] 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**: 387~405
Wu Guoxiong, Cai Yaping, Tang Xiaojing. Moist potential vorticity and slantwise vorticity development. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 1995, **53**: 387~405
- [6] 程麟生, 冯伍虎. “987” 突发大暴雨及中尺度低涡结构的分析和数值模拟. 大气科学, 2001, **25**: 465~478
Cheng Linsheng, Feng Wuhu. Analyses and numerical simulation on an abrupt heavy rainfall and structure of a mesoscale vortex during July 1998. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences* (in Chinese), 2001, **25**: 465~478
- [7] 高守亭, 雷霆, 周玉淑. 强暴雨系统中湿位涡异常的诊断分析. 应用气象学报, 2002, **13**: 662~670
Gao Shouting, Lei Ting, Zhou Yushu. Diagnostic analysis of moist potential vorticity anomaly in torrential rain systems. *Journal of Applied Meteorological Science* (in Chinese), 2002, **13**: 662~670
- [8] Gao Shouting, Ping Fan, Li Xiaofan, et al. A convective vorticity vector associated with tropical convection: A two-dimensional cloud-resolving modeling study. *J. Geophys. Res.*, 2004, **109**, D14106, doi: 10.1029/2004JD004807
- [9] Gao Shouting, Wang Xingrong, Zhou Yushu. Generation of generalized moist potential vorticity in a frictionless and moist adiabatic flow. *Geophys. Res. Lett.*, 2004, **31**: L12113, doi: 10.1029/2003GL019152
- [10] Ulanski S L. The role of surface divergence and vorticity in the life cycle of convective rainfall. Part I: Observation and analysis. *J. Atmos. Sci.*, 1978, **35**: 1047~1062
- [11] 陈忠明, 闵文彬, 徐茂良, 等. 大气运动非平衡强迫与“98·7”暴雨云团的中尺度特征. 气象学报, 2004, **62**: 375~383
Chen Zhongming, Min Wenbin, Xu Maoliang, et al. Mesoscale characteristics of the unbalanced force of atmospheric motion and environmental fields of rain storm on 20~21 July 1998. *Acta Meteorologica Sinica* (in Chinese), 2004, **62**: 375~383
- [12] 陈静, 矫海燕, 李川. 青藏高原东侧一次 β 中尺度对流系统的数值模拟. 高原气象, 2003, **22** (Suppl.): 90~101
Chen Jing, Jiao Meiyang, Li Chuan. Numerical simulation of meso- β scale convective system of “9.18” heavy rainstorm on the east side of Qinghai-Xizang Plateau. *Plateau Meteorology* (in Chinese), 2003, **22** (Suppl.): 90~101
- [13] 孙淑清. 低层风场在暴雨发生中的动力作用. 大气科学, 1982, **6**: 394~404
Sun Shuqing. The dynamic effect of wind field in low-level on the formation of heavy rainfall. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmospherica Sinica)* (in Chinese), 1982, **6**: 394~404
- [14] 刘春蓁. 产生强暴雨的一种风压场. 大气科学, 1983, **7**: 201~209
Liu Chunzhen. A type of field of wind-pressure producing heavy rain. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmospherica Sinica)* (in Chinese), 1983, **7**: 201~209
- [15] 陈忠明. 散度方程简化及其应用研究的若干问题. 大气科学, 1993, **17** (5): 540~547
Chen Zhongming. Study of some problems in the application and simplification of divergence equation. *Chinese Journal of Atmospheric Sciences (Scientia Atmospherica Sinica)* (in Chinese), 1993, **17** (5): 540~547
- [16] Schaefer J T. On the applicability of the divergence equation to the severe storm forecasting. Tenth Conference on Severe Local Storms. Amer. Meteor. Soc., 1977, 358~363
- [17] 孙淑清, 杜长萱. 梅雨锋的维持与其上扰动的发展特征. 应用气象学报, 1996, **7**: 153~159
Sun Shuqing, Du Changxuan. The maintenance of Mei-yu front and development of associated disturbance. *Journal of Applied Meteorological Science* (in Chinese), 1996, **7**: 153~159
- [18] 谢义炳. 湿斜压大气的天气动力学问题. 暴雨文集. 吉林: 吉林人民出版社, 1978. 1~15
Xie Yibing. Synoptic and dynamical problems in moist baroclinic atmosphere. *Proceedings of Heavy Rain* (in Chinese). Jilin: Jilin People Press, 1978. 1~15