



# 中小尺度天气论文选辑

(上)



中国人民解放军空军气象学校训练部

# 前 言

自然科学史告诉我们：人类对自然界的认识，总是向两极——宏观和微观——发展，总是当初认识其一般的种种联系和相互作用的整体，继之才深入认识其组成的局部，然后又转回来更深入的认识其各部分间的相互联系与作用。大气科学也不例外，近廿多年来，大气科学研究上的一大进展，就是在对中小尺度天气系统本身研究的同时，已经开始注意到其与较大尺度天气系统间的关系问题。

人们对于中小尺度天气系统的认识与研究不自今日始，很早以前，大气科学工作者就对这些天气系统有所考虑，但直到本世纪的五十年代，这种研究还停留在把它们孤立于与其他较大尺度系统联系之外，着重研究的是它们本身内部某些现象，结构和发展演变，这种研究一直继续到今天。这是历史发展的必然。但也正因为这样，所以那个时期的研究，不论在思想方法上还是工作方法上都带有当时的局限性。近廿多年来，气象雷达和气象卫星引进大气科学领域之后，使中小尺度天气领域有了较快的发展；同时在理论领域内，也开始认真认识到各种尺度系统间联系与作用的重要。中小尺度天气系统的研究，一方面需要注意大尺度系统给它们提供的条件；另一方面也还要注意，一旦中小尺度系统产生和发展之后，给大尺度系统带来的反馈作用。这种关系是复杂的。当前的情况，任务是双重的：一个、通过先进的观测探测工具继续弄清其本身的结构和演变规律；另一个，在弄清其本身的这些天气事实的基础上探索其与较大尺度间的相互联系和作用。自然，这个问题还远远没有弄清楚。但有了这种认识，大气科学的辩证法被人们进一步的触及了。

中小尺度天气系统是灾害性天气的一种直接制造者。这种灾害性天气，对国民经济建设和国防建设都有十分重大的影响。长期以来，人们对这种天气的预报是远不能令人满意的。尺度问题是考虑天气预报的一个基本出发点，中小尺度天气系统的空间尺度和时间尺度是如此的小和短暂，要想很好的预报它们，除了加强监视外，不弄清它们本身的和其与较大尺度系统间的以及其与外界地理条件间关系的规律是难以想象的。

目前，国内外对于中小尺度系统的研究文献，浩若烟海，这本文集选收了有关的动力学、天气学、卫星气象学，雷达气象学、预报以及综合评述方面的文章，而以天气学为主共计五篇。其中大部分是从国外文献中翻译过来的，有关我们自己的工作，没有着重选录。理由是简单的：他山之石，可以攻玉。由于水平所限，挂一漏万，错误在所不免，尚希同志们指正。

张丙辰

1979年6月

# 目 次

湿斜压大气的天气动力学.....	谢义炳 (1)	
中尺度扰动动力学.....	浅井富雄 (12)	
积云动力学: 局地补偿下沉及其对积云参数化的意义.....	J·M·弗里奇 (23)	
对流量交换在中尺度重力波中的作用.....	松本诚一、二宫洗三 (33)	
积云夹卷机制的特点.....	C·M·什麦捷尔 (45)	
1974年4月3日产生在印第安纳北部的陆龙卷的中尺度		
环流分析.....	L·R·霍克西特 C·F·查佩尔 (52)	
俄克拉何马一次中尺度强对流风暴的生命史.....	Y·小仓、陈意伦 (61)	
用于分析飑线阵风锋的重力流模式.....	J·查尔巴、Y·佐佐木 (88)	
积雨云前面中低压或低压槽的		
形成.....	L·R·霍克西特、C·F·查佩尔和 J·M·弗里奇 (99)	
从卫星云图和高空气象记录来看雷暴发展对天气形势的中尺度		
影响.....	二宫洗三(110)	
高分辨戈斯卫星图象在对流及其特性的中尺度预报中的某些		
应用.....	F·W·詹姆斯·珀登(131)	
对一个弱回波区的详细观测研究.....		S·P·纳尔逊、R·R·小布雷厄姆(142)
根据扰动气压和单多普勒雷达资料对上升气流和下沉气流相互作用的		
研究.....	R·G·博尼斯蒂尔、Y·J·林(151)	
双多普勒雷达测定的强雷暴内部结构.....	J·R·伊格尔曼、W·C·林(160)	
双多普勒雷达测定的对流风暴的内部气流.....	L·J·米勒(170)	
超级单体雷暴中空气运动和雹的		
成长.....	G·B·富特、C·G·韦德、K·A·布朗宁(188)	
一次演变中的雹暴的结构, 第三部分: 多普勒雷达探测得来的		
内部结构.....	R·G·斯特劳奇、F·H·梅里姆(197)	
一次演变中的雹暴的结构, 第五部分: 冰雹成长及防雹的		
综合评述.....	K·A·布朗宁等(207)	
在冷涡下面发展起来的中尺度扰动的客观分析.....		二宫洗三(214)

强对流天气的预报.....	陶诗言(232)
12—24小时 的预报方法.....	Г·Д·列谢托夫、В·Ф·契尔诺娃(237)
研制的新英格兰猛烈局地风暴预报 指标.....	R·A·斯德菲尔德、R·A·小道尔(245)
关于美国的雷暴.....	吉崎正宪(247)
日本的暴雨研究和预报.....	中央气象局气象科学技术情报研究所(270)
近年来关于下坡风问题的研究.....	杨国祥(275)

# 湿斜压大气的天气动力学

谢 义 炳

近代气象学出自西欧的高纬度国家，其推动力是航海航空事业，因而重点放在高纬度和风。与生命维持具有巨大关系的水和其主要源地——低纬度，却被放在次要地位。

我们的祖国是大陆东岸较低纬度的季风国家，农业生产占有较为重要的地位。我们吸收了西方的现代大气科学，但还没有来得及发展适合于我们自己的大气科学体系，这就不可能不使我们在工作中处于某种程度的被动地位。

二十八年来，我国广大气象工作者在台站建设，探测仪器与探测技术和理论，资料传送和整理，天气和气候分析、预报与理论研究，人工影响局地天气，应用气象学以及服务方面都做了大量工作，取得了显著成绩。今后应乘十一大的东风，再接再厉，建立我们自己的大气科学体系，以求满足经济和国防建设日益增长的要求。下面仅就降水问题参考国内已有的工作，提出开展湿斜压大气的天气学和动力学研究的一些具体意见。

## 一、湿空气的能量守恒定律及其某些应用

湿空气质点或单位质量湿空气的运动方程和绝热方程作如下形式：

$$\frac{du}{dt} - fv = -a \frac{\partial p}{\partial x}$$

$$\frac{dv}{dt} + fu = -a \frac{\partial p}{\partial y}$$

$$\frac{dw}{dt} + g = -a \frac{\partial p}{\partial z}$$

$$c_p \frac{dT}{dt} - a \frac{dp}{dt} = -L \frac{dq_s}{dt}$$

$q_s$  为质点的凝结饱和比湿。可合并，取  $\partial p / \partial t = 0$ ，注意  $w = dz/dt$ ， $V^2 = u^2 + v^2 + w^2$ ，得

$$\frac{d}{dt} \left( c_p T + gz + Lq_s + \frac{V^2}{2} \right) = 0$$

或

$$E_r = c_p T + gz + Lq_s + \frac{V^2}{2} = \text{常值} \quad (1)$$

即湿绝热过程中总能量守恒定律。或引用总温度  $T_t$ ，则

$$T_t = T + \frac{gz}{c_p} + \frac{Lq_s}{c_p} + \frac{V^2}{2c_p} = \text{常值} \quad (2)$$

即湿绝热过程中总温度守恒定律。总能量和总温度守恒是早就建立了的。

由于  $V^2/2$  项较小，一般加以忽略，近似地，

$$E_o = c_p T + gz + Lq_s \approx \text{常值}$$

$$T_o = T + \frac{gz}{c_p} + \frac{Lq_s}{c_p} \approx \text{常值}$$

这是作为近似关系来考虑的。最好还是把 (1) 和 (2) 式写成

$$E_t = E_o + \frac{V^2}{2} = \text{常值} \quad (3)$$

$$T_t = T_o + \frac{V^2}{2c_p} = \text{常数} \quad (4)$$

$E_o$  可以称为总湿位能， $T_o$  可以称为总湿位温。

经典著作中和教科书中称

$$c_p T + gz = \text{全位能 (干空气)}$$

而把全位能的变化和动能的变化联系起来。全位能的两项相加只是考虑了内能和位能之和。一个单位空气柱里的全位能是

$$\int_0^{\infty} (c_p T + gz) \rho dz = \frac{c_p}{g} \int_0^{p_0} T dp$$

根据我们上面从运动方程和绝热方程的统一考虑，在干绝热过程中单位质量的总位能应当是

$$c_p T + gz = c_v T + RT + gz = \text{总位能} \quad (5)$$

单位空气柱里的总位能应当是

$$\int_0^{\infty} (c_p T + gz) \rho dz = \frac{c_p + R}{g} \int_0^{p_0} T dp \quad (6)$$

如在 (1) 式中略去  $Lq_s$  项，即考虑干空气，并改写成

$$c_p T + RT + gz + \frac{V^2}{2} = \text{常值}$$

或

$$c_p T + \frac{p}{\rho} + gz + \frac{V^2}{2} = \text{常值} \quad (7)$$

在水力学中的能量守恒定律是

$$\frac{p}{\rho} + gz + \frac{V^2}{2} = \text{常值} \quad (8)$$

(8) 式中  $p/\rho$  是压力头,  $gz$  是高度头,  $V^2/2$  是速度头。水力学中因为没有因比容变化而产生的温度变化, 所以没有 (7) 式中第一项。由 (7) 和 (8) 式相互比较, 可以看成经典著作中省略了  $RT$  或  $pa$  项似是不正确的。同时, 由下述的讨论, 可以看出我们作出这种改正, 才能与其他考虑一致。

同理, 湿绝热过程中的总湿位能是

$$E_o = c_p T + gz + Lq_s$$

但不是常值。同理, 总湿位温

$$T_o = T + \frac{gz}{c_p} + \frac{Lq_s}{c_p}$$

也不是常值。单位湿空气柱里的总湿位能是  $E_o$  的铅直积分。我们这里用“总”字而不用“全”字, 是沿用能量天气学的命名, 并有别于经典著作和教科书中的命名。

地转运动方程在等压面, 等熵面, 和湿熵面分别作

$$fv = \left( \frac{\partial}{\partial x} \right)_p (gz), \quad fu = - \left( \frac{\partial}{\partial y} \right)_p (gz) \quad (9)$$

$$fv = \left( \frac{\partial}{\partial x} \right)_\theta (c_p T + gz), \quad fu = - \left( \frac{\partial}{\partial y} \right)_\theta (c_p T + gz) \quad (10)$$

$$fv = \left( \frac{\partial}{\partial x} \right)_{\theta, e} (c_p T + gz + Lq_s), \quad fu = - \left( \frac{\partial}{\partial y} \right)_{\theta, e} (c_p T + gz + Lq_s) \quad (11)$$

一般称  $gz$  为位势, 称  $c_p T + gz$  为焓或等熵流函数。根据 (9)、(10)、(11) 式, 也可以称  $gz$  为等压流函数, 称  $c_p T + gz$  为等熵流函数,  $c_p T + gz + Lq_s$  为等湿熵流函数。

热成风方程一般作

$$f \frac{\partial v}{\partial p} = - \frac{R}{p} \left( \frac{\partial T}{\partial x} \right)_p, \quad f \frac{\partial u}{\partial p} = \frac{R}{p} \left( \frac{\partial T}{\partial y} \right)_p$$

在干斜压大气中, 用  $\theta$ ,  $T$  的关系代入, 得

$$f \frac{\partial v}{\partial p} = - \frac{R}{p_{00}^k} p^{k-1} \left( \frac{\partial \theta}{\partial x} \right)_p, \quad f \frac{\partial u}{\partial p} = \frac{R}{p_{00}^k} p^{k-1} \left( \frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_p \quad (12)$$

在湿斜压大气中, 用  $\theta, e$ ,  $T$  的关系代入, 得

$$f \frac{\partial v}{\partial p} = - \frac{R}{p_{00}^k} p^{k-1} \left( \frac{\partial}{\partial x} \right)_p (\theta, e^{-Lq_s/c_p T}) \quad (13)$$

$$f \frac{\partial u}{\partial p} = \frac{R}{p_{00}^k} p^{k-1} \left( \frac{\partial}{\partial y} \right)_p (\theta, e^{-Lq_s/c_p T})$$

(13) 式可以称为湿斜压大气中热成风方程, 或湿热成风方程。如将 (13) 式中的  $e$  的指数

项展开, 只取一项, 则 (13) 式简化为

$$f \frac{\partial v}{\partial p} \approx - \frac{R}{p_{00}^*} p^{\kappa-1} \left( \frac{\partial \theta_{,e}}{\partial x} \right)_p, \quad (14)$$

$$f \frac{\partial u}{\partial p} \approx \frac{R}{p_{00}^*} p^{\kappa-1} \left( \frac{\partial \theta_{,e}}{\partial y} \right)_p,$$

这种简化的误差并不大于地转平衡假定的误差。能量天气学中已广泛地在等压面上绘制等  $\theta_{,e}$  线或等  $T_e$  线。

不考虑运动方程, 即不考虑加速, 即考虑稳定、缓慢的运动, 由热力学方程得

$$\theta_{,e} = \theta e^{Lq_{,e}/c_p T} = \text{常数} \quad (15)$$

而如没有加速运动, 总能量  $E$ , 变为  $E_0$ ,  $T$ , 变为  $T_0$ 。所以  $\theta_{,e}$  和  $T_0$  或  $E_0$  的保守性是一样的, 都不如  $T$ , 或  $E$ 。

## 二、对流性降水

### 1. 铅直层结不稳定性和对流发展

能量方程是一个算帐的方程, 单独不能揭示运动的发展。对流运动需要用温度或能量的铅直层结结合能量方程一起考虑。

对 (15) 式作对数微分, 并引用静力平衡假定, 得

$$\frac{1}{\theta_{,e}} \frac{\partial \theta_{,e}}{\partial p} = \frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial p} \left( T + \frac{gz}{c_p} + \frac{Lq_{,e}}{c_p} \right) = \frac{1}{T} \frac{\partial T_0}{\partial p} \quad (16)$$

因为  $\theta_{,e}$ ,  $T$  都是正数, 所以  $\partial \theta_{,e} / \partial p$  和  $\partial T_0 / \partial p$  同号并成比例, 但比例系数随  $\theta_{,e}$ 、 $T$  而变。

由  $\theta_{,e}$  的铅直分布得到的对流性不稳定性即对流发展的结论, 完全适用于  $T_0$  或  $E_0$  的铅直分布。但  $T_0$  或  $E_0$  是三项之和, 使用时有一定程度的方便处。

### 2. 对流中微观运动的宏观特征

对流运动中包含有极为复杂的微观和半宏观运动。这些运动的全部理解是相当困难的, 还有待新的探测技术, 新的探测理论和新的微观和半宏观的运动理论。但这些微观运动的某些宏观特征, 例如对流区等  $\theta_{,e}$  线, 或等  $T_0$  线上凹下凸的分布等, 则当前就可以在一定程度内加以阐明。

考虑湿空气向上运动过程中有侧向混合。先考虑一维扩散, 二维扩散可以用类似方法处理。水汽连续方程作如下形式:

$$\frac{\partial q_{,e}}{\partial t} = -w \frac{\partial q_{,e}}{\partial z} + D \frac{\partial^2 q_{,e}}{\partial x^2} \quad (17)$$

这里  $D$  是侧向扩散系数,  $w$  是铅直上升速度, 暂取作常数。如运动是定常的, 则得

$$\frac{\partial q_{,e}}{\partial z} = \frac{D}{w} \frac{\partial^2 q_{,e}}{\partial x^2} = D' \frac{\partial^2 q_{,e}}{\partial x^2} \quad (18)$$



$$D' = D/w$$

(18) 式的解是

$$q_z = \frac{A}{z^{\frac{1}{2}}} e^{-x^2/4D'z} \quad (19)$$

(19) 式是  $x$  方向对称的水汽密度正态分布曲线。在  $z = \infty$  处,  $q_z = 0$ ; 另峰值随  $z$  减小。积分常数  $A$  可由下法确定。令

$$M = \int_{-\infty}^{\infty} q_z dx$$

即整层 (摩擦层顶) 的水汽扩散量, 又取

$$\xi^2 = x^2/4D'z$$

则

$$2\xi d\xi = \frac{2x dx}{4D'z}, \quad dx = 2(D'z)^{\frac{1}{2}} d\xi$$

因此

$$M = 2AD'z^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\xi^2} d\xi = 2A(\pi D')^{\frac{1}{2}}$$

即

$$A = \frac{M}{2} (\pi D')^{-\frac{1}{2}}$$

因此, 得

$$q_z = \frac{M}{2(\pi D'z)^{\frac{1}{2}}} e^{-x^2/4D'z} \quad (20)$$

这里,  $M$  和  $D'$  都需要由观测值来加以确定。不过 (20) 式还是粗略地说明了对流区水汽的空间分布情况。对流区附近,  $T$  和  $gz$  的水平变化是小的, 因而  $T_0$  的空间分布状态也是近于正态的。这可能为对流区等  $T_0$  线或等  $\theta_{e,0}$  线上凹下凸, 上下近于打通的宏观特征提供一个解释。

当然, 这种阐述是极为粗略的。严谨完整的解释需要考虑非定常情况,  $w$  也不是常值。这就需要引进运动方程, 连续方程, 湿绝热方程, 还要考虑地面蒸发和液态水的降落, 以及对流微结构等一系列问题。不过上述粗略考虑还是阐述了整个问题的某个侧面, 因而有助于整个问题的解决, 也许还能帮助实际工作者理解所绘制的结果。

### 三、湿力管, 湿有效位能

对流性降水只涉及到铅直方向上  $\theta_{e,z}$  或  $T_0$  的分布问题。大面积降水尤其是暴雨, 则涉及

到 $\theta_e$ 或 $T_e$ 的水平或准水平（等压面）的分布问题，也就是湿斜压大气有效位能的释放问题，或能量天气学中能量锋的消问题。有效位能的观点应当扩充到湿斜压大气，即湿有效位能。

将单位质量的总能量对整个大气积分，

$$\begin{aligned}
 [E_s] &= \iiint_0^\infty \left( c_p T + gz + Lq_s + \frac{V^2}{2} \right) \rho dz ds \\
 &= \frac{c_p}{g} \int_s^{p_0} \int_0^\infty \left( T + \frac{gz}{c_p} + \frac{Lq_s}{c_p} + \frac{V^2}{2c_p} \right) dp ds \\
 &= \frac{c_p}{g} \int_s^{p_0} T_e dp ds + \frac{c_p}{g} \int_s^{p_0} \int_0^\infty \frac{V^2}{2c_p} dp ds
 \end{aligned} \tag{21}$$

这里 $s$ 表示整个水平面或等压面， $ds$ 是面积元。 $T_e$ 不是 $p$ 的单纯函数，即等 $T_e$ 面和等 $p$ 面是相交的，其相交所构成的管子是广义的力管，可以称之为湿斜压大气力管，或简称湿力管。

如经过湿绝热过程由将状态（1）变到状态（2），因为总能量不变，所以

$$\begin{aligned}
 &\frac{c_p}{g} \int_s^{p_0} \int_0^\infty T_{e1} dp ds + \frac{c_p}{g} \int_s^{p_0} \int_0^\infty \frac{V_1^2}{2c_p} dp ds \\
 &= \frac{c_p}{g} \int_s^{p_0} \int_0^\infty T_{e2} dp ds + \frac{c_p}{g} \int_s^{p_0} \int_0^\infty \frac{V_2^2}{2c_p} dp ds
 \end{aligned}$$

或

$$\frac{c_p}{g} \int_s^{p_0} \int_0^\infty (T_{e1} - T_{e2}) dp ds = \frac{c_p}{g} \int_s^{p_0} \int_0^\infty \frac{V_2^2 - V_1^2}{2c_p} dp ds \tag{22}$$

（22）式的物理意义是，如经过湿绝热过程由状态（1）到状态（2），若湿力管场变弱，则总湿位能减少，而总动能增加。若经过湿绝热过程，等 $T_e$ 面和等 $p$ 面变成平行，则湿力管为零，（21）式中第一项总位能项最小，而第二项即动能项最大。这事实上是有效位能的释放过程。湿斜压大气的有效位能可以称为湿有效位能。等压面上等 $T_e$ 线或等 $\theta_e$ 线的密集揭示湿力管场的强度。能量锋即湿力管场强度大的区域。

干斜压大气中曾有人用下述方法论证有效位能的大小。

单位干空气气柱的总位能是：

$$\begin{aligned}
 &\frac{1}{g} \int_0^{p_0} (c_p T + gz) dp = \frac{c_p}{g} \int_0^{p_0} T dp \\
 &\approx \frac{c_p}{(1+k)gp_0^k} \int_0^\infty p^{1-k} d\theta
 \end{aligned}$$

而干斜压大气的有效位能是

$$A_d \approx \frac{c_p}{(1+k)g p_{00}^k} \iint (p^{1+k} - \bar{p}^{1+k}) d\theta ds$$

这里  $s$  是  $\theta$  面的总面积,  $ds$  是面积元,  $\bar{p}$  是等  $\theta$  面上的气压平均值。根据第一节讨论, 这是不对的。单位干空气柱的总位能应是

$$\frac{1}{g} \int_0^{p_0} (c_p T + gz) dp \approx \frac{c_p}{g p_{00}^k} \int_0^{p_0} p^{1+k} d\theta$$

而干斜压大气的有效位能应是

$$A_d \approx \frac{c_p}{g p_{00}^k} \iint (p^{1+k} - \bar{p}^{1+k}) d\theta ds \quad (23)$$

湿斜压大气也可以作类似处理, 即

$$\begin{aligned} \frac{1}{g} \int_0^{p_0} (c_p T + gz + Lq_r) dp &= \frac{c_p}{g} \int_n^{p_0} T_n dp \\ &\approx \frac{c_p}{g p_{00}^k} \int_0^{p_0} p^{1+k} e^{-Lq_r/c_p T} d\theta_{s,e} \\ &\approx \frac{c_p}{g p_{00}^k} \int_0^{p_0} p^{1+k} d\theta_{s,e} \end{aligned}$$

这里的  $e$  的指数函数展开为级数后, 只取了一项, 以便于与 (23) 式比较, 并便于应用。由于有效位能的估计并不准确, 这种近似可能是允许的。湿斜压大气的有效位能或湿位能是

$$A_m \approx \frac{c_p}{g p_{00}^k} \iint_{s, \theta_{s,e}} (p^{1+k} - \bar{p}^{1+k}) d\theta_{s,e} ds \quad (24)$$

这里  $\theta_{s,e}$  是  $p = p_{00}$  处的  $\theta_{s,e}$  值。

等压面上的等  $\theta_{s,e}$  线或等  $T_n$  线既能较好地表示湿力管和湿有效位能, 今后在夏半年低层等压面图上似应当以等  $T_n$  线或等  $\theta_{s,e}$  线代替等  $T$  线。

#### 四、湿急流——低空急流的水汽输送

低空急流对水汽的输送作用, 现在已经受到相当大的注意。低层急流的成因一般归之于高低层湍流量交换。从总能量守恒原则似可以提出另一种观点。设一湿空气质点或单量湿空气按湿绝热过程上升, 因为总能量守恒, 它将停留在原先所在的等总能量  $E$  面或总温度  $T$  面上, 只在这个面上运动。如以 1 表示起始时刻的特征, 2 表示后一时刻的特征, 如起始

时刻是静稳的，则

$$c_p T_1 + gz_1 + Lq_{s,1} = c_p T_2 + gz_2 + Lq_{s,2} + \frac{V_2^2}{2}$$

或

$$c_p T_{\sigma_1} = c_p T_{\sigma_2} + \frac{V_2^2}{2} \quad (25)$$

即湿空气质点在湿不稳定大气中按湿绝热过程上升，将得到加速，增加了动能，而总湿位能  $c_p T_\sigma$  将减少，即转向较低的  $T_\sigma$  区。这种观点，英国人曾用于解释行星尺度的高层急流。看来，用于解释次天气尺度的低层急流也许更好些。这种观点的意义是：湿空气在湿不稳定大气中上升，将得到加速。在较晚时刻到达某地后，将给该地带来水汽和风，而不是低空急流输送了水汽。湿急流形成后将导致湿力管场。这可能是湿急流中心左前方出现暴雨的原因。

在我国探空网密集地区，也许可能用事实揭示湿空气上升，转向和加速的过程，即湿急流的形成过程。这至少可以阐明某一种低空急流形成的机制，也可能阐明湿斜压有效位能的集中过程。

## 五、湿斜压不稳定性理论——导致大面积暴雨天气系统发生的一种机制

气象学中一般用斜压不稳定性理论解释中纬度西风带天气系统的发生发展，并用诊断分析判断位势倾向和铅直运动，因而说明了有效位能的释放问题。斜压不稳定性理论阐明在一般的西风带常见的温度层结情况下，不稳定性最大的波长约4000公里。这种研究结果不能说明与1000公里左右次天气尺度有关的大面积暴雨。

一般的斜压不稳定性理论所考虑的是干燥大气，假定了干绝热过程。考虑潮湿大气，引进潜热的影响，可以缩短波长。如考虑可逆的湿绝热过程，则证明至为简单。

湿绝热过程方程可以写成

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + \omega \frac{\partial T}{\partial p} - \frac{a}{c_p} \omega = - \frac{L}{c_p} \frac{dq_s}{dt} \approx - \frac{L}{c_p} \frac{\partial q_s}{\partial p} \omega$$

或

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} &= - \left( \frac{T}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} + \frac{Lq_s}{c_p} \right) \omega \\ &= - T \left( \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta_{s,e}}{\partial p} \right) \omega = - \frac{\partial T_{s,e}}{\partial p} \omega \end{aligned} \quad (26)$$

一般干绝热斜压不稳定性理论用的是干绝热方程，即

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = - T \left( \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} \right) \omega$$

而湿绝热斜压不稳定性的研究只不过是以前以  $\frac{1}{\theta_{s,e}} \frac{\partial \theta_{s,e}}{\partial p}$  代替  $\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$  罢了。其他的方程和运算方法全部都可以照搬。两层准地转模式的干斜压不稳定性理论的结果，最大不稳定性的波长与层结因子  $\sigma = -\frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$  的平方根成比例，即

$$L_s \sim \left( -\frac{\alpha}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (27)$$

因此，湿斜压大气中最大不稳定性的波长  $L_m$

$$L_m \sim \left( -\frac{\alpha}{\theta_{s,e}} \frac{\partial \theta_{s,e}}{\partial p} \right)^{\frac{1}{2}} = \left( -\frac{\alpha}{T} \frac{\partial T_s}{\partial p} \right)^{\frac{1}{2}}$$

即与湿层结因子

$$\sigma_m = -\frac{\alpha}{\theta_{s,e}} \frac{\partial \theta_{s,e}}{\partial p} = -\frac{\alpha}{T} \frac{\partial T_s}{\partial p}$$

的平方根成正比。

夏季水汽丰富时，尤其在已有对流云带发展的地区（如准静止锋）， $-\frac{1}{\theta_{s,e}} \frac{\partial \theta_{s,e}}{\partial p}$  远小于  $-\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$ ，如  $-\frac{1}{\theta_{s,e}} \frac{\partial \theta_{s,e}}{\partial p}$  仅为  $-\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial p}$  的20%，则  $L_m$  将不到  $L_s$  的一半。实际上有时  $-\frac{1}{\theta_{s,e}} \frac{\partial \theta_{s,e}}{\partial p}$  可以接近于零。在这种情况下， $L_m$  将会更小。这可能揭示了导致夏季大面积暴雨的1000公里左右次天气尺度系统的发生机制。当然上述讨论还可以扩张到假绝热过程，和以原始方程代替准地转模式。

## 六、湿位涡度守恒定律以及湿倾向方程和湿 $\omega$ 方程

为了进行定量计算和设计数值预报模式，写出湿位涡度守恒定律，湿倾向方程和湿  $\omega$  方程似是必要的。为了阐明问题，仍先用可逆的湿绝热过程。为简便计，引用矢量符号。

基本方程组是

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \right) \vec{V} + \omega \frac{\partial \vec{V}}{\partial p} + f \vec{k} \times \vec{V} = -\nabla \phi \quad (29)$$

$$\nabla \cdot \vec{V} + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (30)$$

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \right) \frac{\partial \phi}{\partial p} + \sigma_m \omega = 0 \quad (31)$$

这里  $\phi$  是位势， $\sigma_m = -\frac{\alpha}{\theta_{s,e}} \frac{\partial \theta_{s,e}}{\partial p} = -\frac{\alpha}{T} \frac{\partial T_s}{\partial p}$ 。

如采用准地转模式，和地转流函数  $\psi = \phi/f_0$ ，则基本方程组作如下形式：

$$\frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2 \psi) = -\vec{V}_g \cdot \nabla(\nabla^2 \psi + f) + f_0 \frac{\partial \omega}{\partial p} \quad (32)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) = -\vec{V}_g \cdot \nabla \left( \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) - \frac{\sigma_m}{f_0} \omega \quad (33)$$

(32) 式 +  $\frac{\partial}{\partial p} \frac{f_0^2}{\sigma_m}$  (33), 得

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_g \cdot \nabla \right) q = 0 \quad (34)$$

$$q = \nabla^2 \psi + f + f_0^2 \frac{\partial}{\partial p} \left( \frac{1}{\sigma_m} \frac{\partial \psi}{\partial p} \right) \quad (35)$$

$q$  可以称作湿位涡度, (34) 式即湿位涡度守恒定律。这是湿斜压大气准地转模式的基础。

采用两层准地转模式, 则方程组作如下形式:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \psi_1) = -\vec{k} \times \nabla \psi_1 \cdot \nabla (\nabla^2 \psi_1 + f) + \frac{f_1^0}{\Delta p} \omega_2 \quad (36)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \psi_3) = -\vec{k} \times \nabla \psi_3 \cdot \nabla (\nabla^2 \psi_3 + f) - \frac{f_3^0}{\Delta p} \omega_2 \quad (37)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\psi_1 - \psi_3) = -\vec{k} \times \nabla \psi_2 \cdot \nabla (\psi_1 - \psi_3) + \frac{\sigma_m \Delta p}{f_0} \omega_2 \quad (38)$$

这里  $\psi_2 = \frac{1}{2}(\psi_1 + \psi_3)$ , (36) + (37) 式, 得

$$\frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \psi_1 + \nabla^2 \psi_3) = -\vec{k} \times \nabla \psi_1 \cdot \nabla (\nabla^2 \psi_1 + f) - \vec{k} \times \nabla \psi_3 \cdot \nabla (\nabla^2 \psi_3 + f) \quad (39)$$

取  $\lambda^2 = f_0^2 / \sigma_m (\Delta p)^2$ , (36) - (37) 式 -  $2\lambda^2$  (38) 式, 得

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 - 2\lambda^2) (\psi_1 - \psi_3) = & -\vec{k} \times \nabla \psi_1 \cdot \nabla (\nabla^2 \psi_1 + f) \\ & + \vec{k} \times \nabla \psi_3 \cdot \nabla (\nabla^2 \psi_3 + f) + 2\lambda^2 \vec{k} \times \nabla \psi_2 \cdot \nabla (\psi_1 - \psi_3) \end{aligned} \quad (40)$$

$\nabla^2$  (38) - (36) + (37) 式, 得

$$\begin{aligned} (\nabla^2 - 2\lambda^2) \omega_2 = & \frac{f_0}{\Delta p \sigma_m} \{ \nabla^2 [ \vec{k} \times \nabla \psi_2 \cdot \nabla \psi_2 \cdot \nabla (\psi_1 - \psi_3) ] - \vec{k} \times \nabla \psi_1 \cdot \nabla (\nabla^2 \psi_1 + f) \\ & + \vec{k} \times \nabla \psi_3 \cdot \nabla (\nabla^2 \psi_3 + f) \} \end{aligned} \quad (41)$$

(39)、(40)和(41)式即湿斜压大气的倾向方程和  $\omega$  方程。这里仍然考虑了可逆湿绝热过程。如考虑假绝热过程时, 方程式稍复杂些。

次天气尺度较小, 准地转模式的应用有些限制, 用原始方程组应当好些。但准地转模式的应用和讨论可以使某些观点明确化。

具体计算或预报时, 还会有不少技术性问题, 应当在工作中逐步加以克服。

## 总 结

湿斜压大气的天气学和动力气象学的研究，看来是今后我国夏季降水问题的一个发展方向。最重要的是开展次天气尺度的较细致的分析，充分利用我国现有的探测网，以等 $T_0$ 线或等 $\theta_{s0}$ 线代替等 $T$ 线。等 $T_0$ 线或等 $\theta_{s0}$ 线和流线或等高线应当按已有的能量天气分析原则加以调整。最后当能得出揭示次天气尺度的生命史的模式，这将有助于夏季大面积的降水预报。

台风也是一种次天气尺度系统。台风运动的牵引场观点，看来应当以能量传播观点来代替，能量场变化超前风场和气压场的事实是最有力的论证。对流云的运动现在已用传播观点来加以阐述，台风运动的研究当然可以效尤。结合雷达和站哨网的研究，可能有利于我国的由次天气尺度到中小尺度的暴雨预报。

# 中尺度扰动动力学

浅井富雄

## 一、前言

简单地说，中尺度扰动是非常多的各种各样的现象。海陆风、山谷风、山地波等局地扰动，锋面，局地暴雨暴雪等都属于其中的例子。

在大气中，所出现的各种不同性质的扰动，其生成原因可大致分为外部因子和内部因子。外部因子是由地形、海陆分布、太阳辐射等外力给与的直接作用，海陆风、山谷风就是这种作用下所生成的中尺度扰动。另一方面，内部因子可以认为是各种流体力学的不稳定性。即，大气不断受外因内因的作用而产生的不平衡，同时，又在消除这种不平衡而重新再调整为平衡状态。在这种过程中，出现有各种各样的气象扰动。可以说，扰动是消除不稳定的调节机制。

这里，对伴有降水的中尺度扰动，从动力学方面进行一些讨论。

## 二、扰动的生成源地

发生、发展的扰动动能，从何处而来，又是怎样造成的呢？这就是说，了解扰动的能量来源及其转变的机制对确定扰动的性质是不可缺少的。

图1是，除了不太重要的内能以外，给出了位能和动能的转变形式概念图。以垂直气温梯度和水平气温梯度的形态所贮藏的有效位能被释放时，出现两个有代表性的运动形式。前者的扰动是热对流，它具有和高度大致相同的水平尺度，扰动发生时，由于把热量向上输送，所以能消除静力不稳定，把位能的一部分转变为动能。后者称为中纬度高、低压，水平尺度可达数千公里，气流呈准水平运动，它不仅把热量向上方输送，而且也向水平方向输送，因而能消除斜压不稳定，把位能的一部分转变为动能。所以前者是小尺度（1~10公里）扰动，后者是大尺度扰动（~1000公里）。

此外，在不均匀气流的情况下，即，具有切变的气流，其动能的一部分转变成扰动发展所需要的动能时，也会出现惯性不稳定的形态。当作旋转运动时，角动量从中心向外减少的气流，会产生狭义的惯性不稳定。在呈直线气流的情况下，和气流成直角方向的速度分布如有拐点时，可以引起一种流体力学上的不稳定，这种特殊情况，是在风切变的一个地区有集中的流速分布不连续时发生的，这就是切变不稳定。切变不稳定在尺度越小的扰动中越容易发展。在静力稳定层结中所具有的垂直切变气流，是受重力稳定度影响的切变不稳定，即，得出的赫姆霍兹（或开尔文赫姆霍兹）不稳定。波状云是它的例子，其水平尺度为数公



里以下。若运动的水平范围变大、成为准水平时，则静力稳定度就失去作用，但，另外，受地球自转的惯性不稳定作用则发生了。由于这种状态而引起的切变不稳定是挪威学派极锋波动理论的根据。

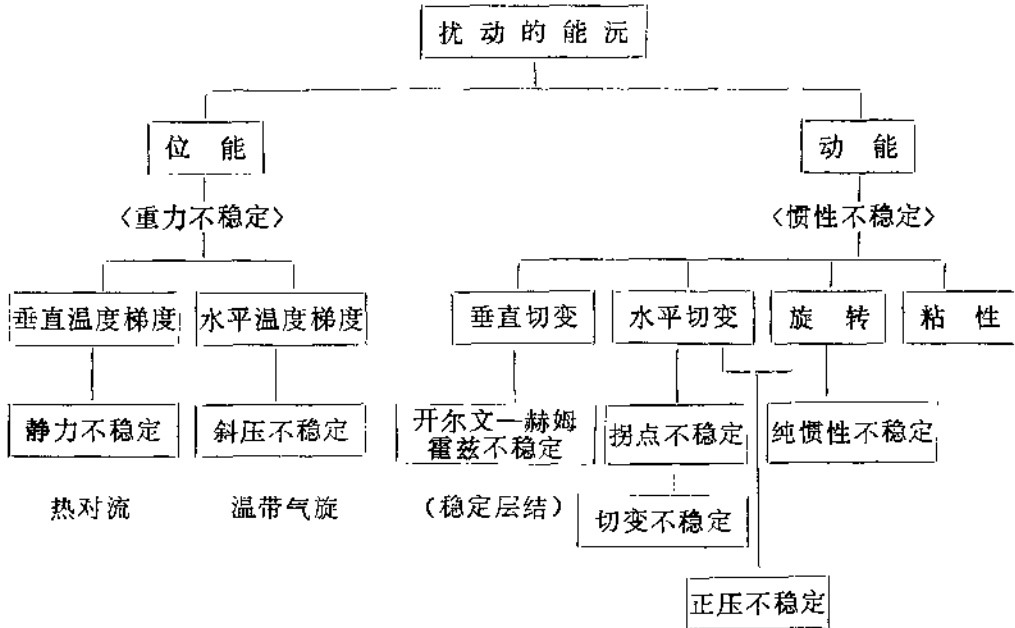


图1 流体力学不稳定和能量转换形式

上述能量转变过程中，那一种和中尺度扰动的出现相联系呢？现在的问题是，对水平尺度为100公里量级的中尺度扰动还没有找到很合适的能量转变过程。由于这点不明确，就成为中尺度扰动含混不清的许多原因之一。实际上，大气的垂直、水平温度梯度和垂直、水平切变是同时存在的，因而，上述不稳定以单纯形式出现的可能性很小。一般为复合型式。

现在打算提供几个考虑方法（或考虑途径）。总结如下：

## 二、一、斜压不稳定波的一种

当静力稳定度变小或水平温度梯度变大，因而有垂直切变变大——里恰逊数变小——的情况出现时，常盛行比一般斜压不稳定波波长为短的不稳定波（斯通 Stone, 1966, 等）。

利用积云对流效应的参数化，可以研究中尺度扰动发展的可能性。

## 二、二、惯性重力波的某种不稳定性

条件性不稳定层结的直接消除变成积云对流——不稳定内部重力波——的出现，而根据积云对流效应的参数化，考虑积云对流和更大范围运动之间相互作用的不稳定机制，把对热带低压发展中CISK（第二类条件性不稳定）机制的想法[查尼(Charney), 伊莱亚森(Eliassen), 1964等]加以发展使其适用于中纬度中尺度扰动。在垂直切变强的中纬度锋带上，还必须考虑由于对流所产生的动量垂直混合效应（松本和二郎, 1969年）。