

等熵位涡图的性质及其在动力分析和预报中的应用

赵 其 庚

(气象科学研究院)

提 要

本文从等熵位涡(IPV)的基本性质出发,概述了以可逆性原理为基础的所谓“IPV思想”,包括孤立高空IPV距平和地面位温距平引起的典型气流结构和随时间变化气流的不可逆性原理。然后用“IPV思想”解释Rossby波和切变不稳定等大尺度现象的动力学特征。最后给出了IPV图的制作方法、应用形式和范围,以及与等压面图特征的比较。

随着大气大尺度动力学理论的发展,由于业务数值预报的分析资料质量的提高,和计算条件的改善,用粗网格(2.5—5°)业务分析资料制作等熵位涡图,即IPV(isentropic potential vorticity)图,运用其守恒性和可逆性去诊断分析大气大尺度动力过程的性质和随时间演变的特征,现在已经可行了。用IPV和地面位温的时间序列图,能简明地总结涡度平流、热力平流和垂直运动的综合效应,从而给出清楚完整的动力学图象,阐明用这些量描述的所有的平衡动力学现象。因此,IPV图被认为是形象地表示大尺度动力过程的最简单和最有效的方法[1]。

本文将根据Hoskins等(1985)[2],Thorpe(1985)[3],和Eliassen(1983)[4]等关于IPV基本性质,特别是可逆性原理的研究和应用,结合作者应用IPV图[5],[6]的体会,对于IPV分析理论和应用作概要的介绍和讨论。

一、IPV的基本性质

现在应用的位涡,常采用Ertel形式,

即

$$P = \frac{1}{\rho} (\vec{\zeta}_a \cdot \nabla \theta) \quad (1)$$

其中, $\vec{\zeta}_a$ 是三维绝对涡度, ρ 为密度, θ 为位温。如取静力近似,并作气压坐标(p)和等熵坐标(θ)的转换,可得:

$$P = -g(f + \zeta_a) \frac{\partial \theta}{\partial p} \quad (2)$$

这里, f 为地转参数, ζ_a 为等熵面的相对涡度,(2)式是常用的IPV的基本表达式。

IPV有两个基本性质:

1) 在绝热无摩擦运动中,气块的IPV具有Lagrangian守恒性。当平流过程相对于摩擦和非绝热过程起支配作用时,气块的位涡和位温近似不变。这个性质常用来分析气流的轨迹,追溯气流的源地,判断气团的性质。

2) 在一定条件下,IPV与运动场和质量场的相互关系具有可逆性。这与在正压模式情况下由涡度分布(通过 $\zeta = \nabla^2 \psi$)推算风场的情况有些相似。

关于IPV可逆性原理建立和应用,是位涡概念与现代大尺度动力理论结合的重要表

现,是用IPV分布讨论大尺度动力过程的性质和时间演变特征的基础。因而也是本文讨论的主要对象。

二、孤立IPV距平的典型气流结构

在等熵面IPV图上,可以看到与大尺度天气系统对应的高、低IPV区,对于某种均一的参考态而言,可看作是具有正或负号的IPV距平。对应某种符号的孤立的IPV距平的典型气流结构,则是构成所谓“IPV思想”的基本概念。

设参考态(用下标ref表示)水平均一, f 为常数,随位温 θ 的质量分布用静压力 p 表示

$$p = p_{ref}(\theta) \quad (3)$$

使在每个等熵面(或 $p_{ref}(\theta)$)参考态的位涡值为常数,在梯度风和静力平衡条件下,可得出下面的关于圆对称形位涡距平引起的无辐散水平气流的切向速度 $v(r, \theta)$ 的方程(详见Hoskins, 1985^[2]):

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} \right] + g^{-1} P \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{f_{Loc}}{R} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) = \sigma \frac{\partial P}{\partial r} \quad (4)$$

式中 r 为离距平中心的水平距离, $f_{Loc} = f + 2v/r$ 为两倍的局地绝对角速度,

$$\sigma = -g^{-1} \partial p / \partial \theta > 0,$$

$$R = g / (\sigma N^2 \theta^2) > 0, \quad N^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}$$

(4)式是可解的非线性方程,其右端位涡 P 的等熵梯度可看作是强迫函数。结合适当边界条件,它表示 P 与 v 的可逆关系,如设 $f_{Loc} P > 0$,则变为椭圆型方程,问题适定精确可解。

进一步设 $f_{Loc} \approx f + \zeta_0 \approx f$, $R \approx R_{ref}(\theta)$, $\sigma = \sigma_{ref}(\theta)$,则(4)式化为准地转近似的等熵坐标形式

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} \right) + \frac{f^2}{g \sigma_{ref}} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(R_{ref}^{-1} \frac{\partial v}{\partial \theta} \right)$$

$$= \sigma_{ref} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (5)$$

如 R_{ref} 和 σ_{ref} 取常数,则方程右端为三维拉普拉斯算子,根据Prandtl-Rossby-Burger关系^[7],把垂直坐标尺度化,可得如下尺度关系:

$$\Delta \theta \sim f L / (R g \theta)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{参照}, H \sim f L / N) \quad (6)$$

如用 $(f_{Loc} P \sigma)^{\frac{1}{2}}$ 代替 f ,可得更精确的尺度关系

$$\Delta \theta \sim (f_{Loc} P / R g)^{\frac{1}{2}} L \quad (\text{参照}, H \sim (f_{Loc} P \sigma)^{\frac{1}{2}} L / N) \quad (7)$$

(7)式适合于赤道附近地区。(6)和(7)式中的 L 表示 P 距平的水平尺度, $\Delta \theta$ 表示所引起的气流结构的垂直尺度。(6)式中的 $\Delta \theta$ 即是 θ 坐标下的Rossby高度,其对应水平尺度就是Rossby变形半径。

Thorpe^[3]用较复杂的方法求解(4)式,得出由正负高空IPV距平(图1)或地面 θ 距平(图2)引起的平衡气流结构的精确解。图1a和b中的点区分别表示对流层顶附近正和负的IPV距平,引起的圆对称环流分别是气旋和反气旋性的,产生-41和+13 hPa的地面气压距平,15 m·s⁻¹和16 m·s⁻¹的地面最大风速,位于对流层顶的相对涡度值分别是1.7和-0.6 f 。由图可见IPV距平引起的气流结构的定性特征:

1) 相对于地球而言,平衡的涡旋中的环流与引起它的IPV距平有同样的意义。即正的IPV距平对应气旋性环流(图1a),负的IPV距平对应反气旋性环流(图1b)。

2) IPV距平引起的气流场的垂直尺度($\Delta \theta$ 或 H),在量级上与(6)和(7)式表示出的尺度关系一致,即与IPV距平的水平尺度 L 成正比,与稳定度因子 N 成反比。

3) IPV距平中的两个分量,即稳定度

和绝对涡度, 与其参考态比较而言, 在高IPV距平区都很高, 在低IPV距平区都很低。它们所占的相对比例决定于IPV距平的形状, 相对于(6)或(7)式的尺度关系而言, 宽浅距平以静力稳定度为主, 窄深距平以绝对涡度为主。

4) 静力稳定度距平在IPV距平中心的上下区域有相反的作用, 故等熵面向不同的方向弯曲。如图1a对流层顶之上等熵面向下弯, 对流层顶之下向上弯, 而图1b则相反。

由图2可见, 暖的地面位温距平引起了气旋性环流(图2a), 冷的地面位温距平引起了反气旋性环流(图2b)。产生的地面气压距平分别是 -31hPa 和 $+18\text{hPa}$, 相对涡度极值在地面, 分别为 $+0.8f$ 和 $-0.5f$ 。图2右下附图和点区表示暖的地面位温距平可以表示成一个等价的气旋性IPV距平, 而冷的地面位温距平可表示为一个反气旋性IPV距平的一部分。因为(4)式是严格参照等熵面的, 在冷的 θ 距平情形等熵面是上

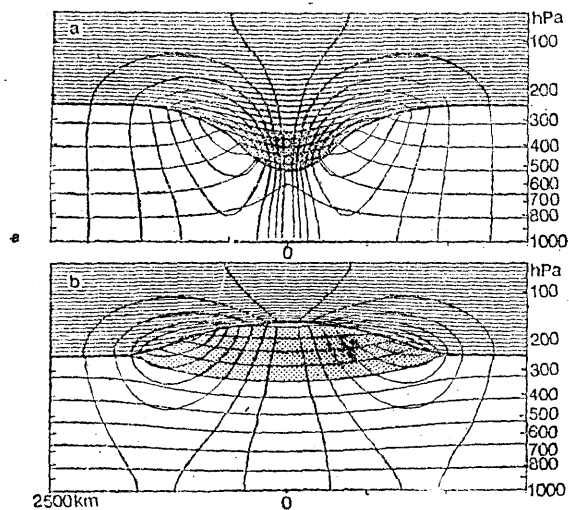


图1 孤立的高空IPV距平引起的圆对称环流

IPV距平由点区表示, a) 为正距平, b) 为负距平; 粗实线表示对流层顶, 两组细线分别表示等熵面(间隔 5K)和切向速度(间隔 $3\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), 对称轴处的零风速线略去; 图a的水平风速是气旋性的, 图b是反气旋性的。最大风速都是 $21\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$; 图中给出的水平范围半径为 2500km (引自Thorpe, 1985 [3])

凸的, 产生的IPV距平, 则不限于地面。

一般在实际大气中看到的结构, 好像是各种典型结构的迭加, 其理想化的型式是图1和图2的迭加。例如对于真实切断气旋的情形(见Peltonen, 1963) [8], 很像是图1a与图2b的迭加。高空是正的IPV平流, 低层则是冷平流, 它们对整个结构的形成都有贡献。类似地, 对于阻塞过程, 则高空的负IPV距平和低层的暖平流都有贡献。

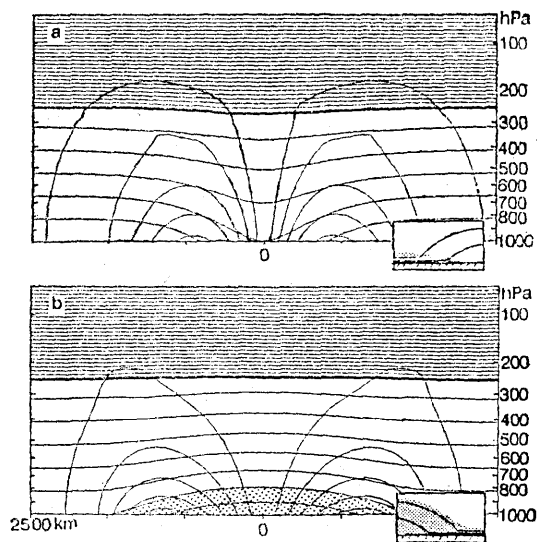


图2 孤立的下边界距平引起的圆对称气流

图中的等值线说明同图1; 图a水平风速是气旋性的, 图b的水平风速是反气旋性的, 地面最大风速分别是 $16\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ 和 $17\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (引自Thorpe, 1985 [3])

三、随时间变化气流的可逆性原理

1) 准地转理论

Charney和Stern (1962) [9]第一次用清楚的方式表示出充分一般化的可逆性原理, 直接应用于随时间变化且 f 可变的非圆周运动。准地转理论导出了在气压坐标下的准地转位涡 q

$$q = f + \frac{\vec{k} \cdot \nabla_p \times \vec{v}}{f_0} + f_0 \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{\theta'}{d\theta_{ef}/dp} \right) \quad (8)$$

θ' 是对 $\theta_{ef}(p)$ 的偏差。在绝热和无摩擦条

件下, q 随同不考虑垂直运动的水平地转气流近似守恒。 q 在等压面上的变化近似地与 P 在等熵面上的变化成比例:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_\theta P \approx -g \frac{d\theta_{ref}}{dp} \left(\frac{\partial}{\partial t}\right)_p q$$

$$\nabla_\theta P \approx -g \frac{d\theta_{ref}}{dp} \nabla_p q \quad (9)$$

把 q 表示成地转流函数

$$\psi' = f_0^{-1} \left\{ \phi - \phi_{ref}(p) \right\} \quad (10)$$

其中 $\phi_{ref}(p)$ 为参考位势, 通过线性化的静力关系 $\partial\phi/\partial p = -R\theta$, 得出

$$f_0 \partial\psi'/\partial p = -R\theta' \quad (11)$$

其中 $R = R(p) = d\pi(p)/dp$ 。把 (13) 和地转近似 $\vec{V} = \vec{k} \times \nabla\psi'$ 代入 (10), 并引进参考态 q_{ref} , 可得

$$\nabla_\theta^2 \psi' + f_0^2 \frac{\partial}{\partial p} \left(N^2 \frac{\partial \psi'}{\partial p} \right) = q - q_{ref} \quad (12)$$

其中 ∇_θ^2 是二维水平拉普拉斯算子,

$$N^2 = -R d\theta_{ref}/dp = N_{ref}^2 / g^2 \rho_{ref}^2$$

是表示静力稳定度的另一种形式。

由 (12) 式可见, 如已知 q , 则等式右端的 q 距平可知, 而左端是一个类似三维拉普拉斯算子, 求逆可得 ψ' 。如位温在下边界 ($p_0 = 1000 \text{ hPa}$) 是均一的, $\theta' = 0$, 由 (13) 式可知逆变换的边界条件可取为

$$\partial\psi'/\partial p = 0 \quad \text{当 } p = 0, p_0 \quad (13)$$

如果位温在下边界不是均一的, 可通过在 (12) 式右端增加一个强迫项的办法, 保留均一的边界条件 (13)。

(12) 和 (13) 式表示在地转平衡下的可逆性, 这是相对于准地转理论中假设的参考态, 在这种情形下, 静力稳定度是水平均一的, f 可变, 但在运动的水平尺度上其变化与 f 相比是小的。因为这里没有 (4) 式和 (5) 式那样的轴对称、稳定运动之类的限制, 故可应用于一般的随时间变化的气流。

由 q 通过 (12) 和 (13) 式确定了 ψ' ,

则位势, 位温和水平运动场可由 (10)、

(11) 式和地转关系确定, 垂直运动可由绝热的热力学方程或准地转 ω 方程算出。

2) 半地转理论

半地转理论是在保持等压 (或等高) 坐标下, 对准地转理论的改进。方法是: 采用地转动量近似 (Eliassen, 1948) [10], 改进对位涡、位温和动量进行平流的风速的平衡条件; 通过准 Lagrangian 坐标变换减小水平不均一性 (Hoskins, 1975) [11]。这样就使得半地转理论对于可逆性原理的表达在用于水平不均一性很大的问题, 如锋生、大振幅的对流层顶变形等过程, 比准地转理论有高得多的精度。

Salmon (1985) [12] 把半地转理论推广到 f 可变的情况, 并采用等熵坐标形式, 其结果可用于定量地讨论位涡距平 (或地面 θ 距平) 引起的场, 同时证明了第二节指出的四个定性特征。

四、Rossby 波和切变不稳定

1) Rossby 波的传播和尺度效应

取未扰动的基本状态为 IPV 梯度向北 (y), IPV 等值线是纬向的。波扰动由 “+” “-” 号交替的 IPV 距平表示 (图 3)。如设想距平主要集中在对流层顶附近有强 IPV 梯度处, 那么引起的气流结构, 从经度-高度剖面看, 则好像是图 1a 和图 1b 的交替排列。引起的风场在每对距平当中加强, 最大南、北风场在其最大位移之西 $1/4$ 波长, 波型相对于基本气流向西传播。Rossby 波相对向西相速随波动的空间尺度增加的效应易从 (12) 式看出, 即一定强度的 IPV 距平, 尺度越大引起风场越强。如用地面 θ 梯度代替上述 IPV 梯度, 则可作同样的解释, 差别只是引发的地面结构 (图 2) 代替了高空结构 (图 1), 图 3 的等值线则表示地面 θ 等值线。这用来解释倾斜地形引起的地形 Rossby 波或边界面热成风切变产生的稳定

短波的传播机制。

2) 正压和斜压的切变不稳定

图4给出了具有切变的基本纬向气流之上最简单的正压或斜压不稳定的典型的IPV距平型式。纬向气流的切变用图左边的粗箭头表示，参考系是随波型移动的。图中上下两列“+”“-”相同的IPV距平，表示两列Rossby波。对于正压情形，可看作是两列波在xy水平面上南北排列；对于斜压情形，可看作是两列波在xz垂直面上上下排列。从以纬向相速 c 移动的扰动的参考系来观察，每个Rossby波是逆着局地基本气流传播的，以保持静止。由Rossby的理论，如果基本IPV梯度的符号与相对纬向气流 $\bar{u}-c$ 的方向是正相关，即都为正（图4上部）或都为负（图4下部），这种情况就可能出现，也与Rayleighkuo和Fjørtoft不稳定必要条件一致[4]，[9]。不稳定机制的本质是两列波引起的速度场产生有意义的迭加，为了得到水平尺度为 L 的简单空间结构的斜压不稳定，则要求两排IPV距平的垂直距离小于一个Rossby高度 fL/N ，而对正压不稳定则要求其水平距离小于 L 。满足上述条件，速度场的迭加有如下特征：

(i) 两列IPV距平位相差小于 $1/4$ 波长（图4），每列中的半波，可“帮助”另一列对应的半波逆着基本气流传播。使每列波的位相向上游传播较孤立波加快，以维持对基本气流的静止。

(ii) 由于两列相反方向传播的波之间的相互作用，它们的相对位相趋于锁在图中的位置。如每列距平都向下游漂移（上面的向右，下面的向左），使位相接近，则速度场迭加更强，从而加速它们逆着基本气流的传播回到原来位置。

(iii) 迭加后的速度型式与位移型式的位相差小于 $1/4$ 波长，位相贡献与位移符号相同，两者都是增长的。

上述的不稳定机制，可以概括为一句

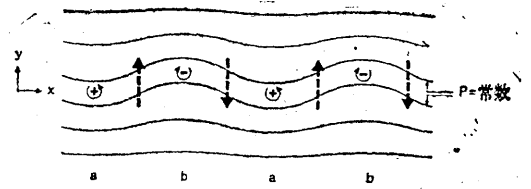


图3 简单的x方向周期的Rossby波的IPV图
“+”和“-”分别表示由穿过向北的基本IPV梯度向南和向北的气块位移引起的气旋性和反气旋性IPV距平；粗断线箭头表示所引起的速度场的方向及相对位相，它使波的位相向西传播（引自Hoskins等，1985（2））



图4 简单的纬向切变气流的正压和斜压不稳定的典型IPV距平型式

切变的方向由左边的粗箭头表示，参考系随波移动；IPVG表示IPV梯度；大黑点和圆圈分别表示由上部和下部的IPV距平型式单独引起的极大向北速度的位置

话：每个Rossby波引起的速度场，保持与另一个同步，并且使另一个增长。这个论断，对空间尺度充分大，每个孤立波传播比基本气流快的情形，也是正确的。

对于增长最快的斜压不稳定波型，“上层”距平型主要集中在对流层下部，其最大振幅如用(10)式的 q 来表示，最大在600—700hPa的近引导层；其上 q 的扰动振幅随高度衰减非常快，200hPa约为最大的 $1/3$ ，100hPa则为 $1/5$ 。由“上层”单独引起的流场，特征近于图1与图2之间，其中心既不在对流层顶也不在地面，而在略低于对流层中部。

3) Rossby波的横向和垂传播

图5表示向北或向上传播的Rossby波的IPV距平型式，对于 y 和 z 方向的表示同图4，与图4不同的是相对纬向气流处都是向右的（ $\bar{u}-c>0$ ），且基本的IPV梯度各处都为正。图的上部IPV距平型代表扰动的主导脊初始的弱距平，由于图下部的IPV距平引起的速度场，使主导脊处IPV波型增长（增长率与相应的群速度分量有关）。但上

部IPV型对下部影响是与图4相反的,因为下部的IPV梯度符号改变了,速度与位移的位相差大于1/4波长,故其作用是使下部的波减弱。这就是一个孤立波包怎样向北。或向上的传播的机制。对流层顶常见的强IPV梯度,可起Rossby波导的作用。

4) 气旋生成

标准的气旋生成情况可示意如图6。由前面讨论的IPV距平引起的气流结构,可以定性地判断,当高空气旋性IPV距平移到事先已经存在的低层斜压区之上(如图6a),引起的低层环流的温度平流趋向于建立暖的低层距平,位置在高层IPV距平的前面(如图6b),这将加强已经存在的低层暖平流的作用。这种暖地面距平也将引起如图2a那样的气旋性环流(图6b用空心箭头表示)。在低层,这一环流将加在高空引起的环流之上(图6b和图1a),产生强的低层气旋,其中中心在移动的高空IPV距平略前的位置。因低层距平在高层之前,又有可能有向高空的正反馈作用,这个阶段与图4中描述的小振幅斜压不稳定相似,高低层距平间的相对位相趋于锁住,以促进系统的加强和成熟。

低层暖平流和高层正IPV平流结合造成强气旋发展,通过图1a和图2a的接近同轴迭加,可以得到量级大小的概念,即地面风可加大到 $31\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$,地面气压距平达 -72hPa 。

当有水汽过程时,图6所示的结构的地面系统的发展。由于在上升运动区的潜热释放,在一定阶段将大大加强。从而加强高低层的反馈,导致高低层紧密的耦合,使气旋急剧发展。

五、摩擦和非绝热过程对大振幅

IPV距平的作用

摩擦和非绝热过程对引起切断气旋和阻塞高压的大振幅IPV距平的维持和耗散至关重要。

在等熵坐标下,位涡的变化率方程为

$$DP/Dt = -\sigma^{-1} \left\{ (f + \vec{k} \cdot \nabla \times \vec{v}) \cdot \nabla \dot{\theta} + K_0 \right\} \quad (14)$$

对于小Rossby数,大Richardson数气流,近似为

$$DP/Dt \approx -\sigma^{-1} \left\{ (f + \zeta_0) \partial \dot{\theta} / \partial \theta + K_0 \right\} \quad (15)$$

其中 $\dot{\theta}$ 为非绝热位温源, K_0 为等熵面摩擦力的涡度的垂直分量。

$$D/Dt = \partial/\partial t + \vec{v} \cdot \nabla_0 + \dot{\theta} \partial/\partial \theta$$

对于考虑非绝热单独出现时的IPV特征,(15)式的方便形式为

$$(\partial/\partial t + \vec{v} \cdot \nabla_0) P \approx P^2 \partial(\dot{\theta} P^{-1})/\partial \theta \quad (16)$$

$$\text{或 } (\partial/\partial t + \vec{v} \cdot \nabla_0)(P^{-1})$$

$$\approx -\partial(\dot{\theta} P^{-1})/\partial \theta \quad (17)$$

上两式左端是IPV沿等熵轨迹的变化率,右端是易于计算和讨论的简单形式。

摩擦力的涡度项在边界层内是重要的,在自由大气中,Shapiro (1976) [13]提出,由于晴空和其他小尺度扰动使位温混合,对于平流层低层强急流的气旋性一侧观测到的异常大的位涡值的产生可能起重要作用。

关于非绝热过程在中纬切断气旋耗散和结构变化中的作用,根据第二节关于孤立距平对应的气流结构的特征4),切断气旋的特征是在降低的对流层顶之下为弱的静力稳定度。观测事实指出,当系统在低层有充分水汽供应情况下有深对流发生时,系统破坏较快。当对流层的对流加热 $\dot{\theta}$ 均一时,因 P 随高度增加, $P^{-1} \dot{\theta}$ 向上减小,由(16)或(17)式右端可见,其作用是减小局地距平的强度,这与空气通过等熵面向上运动一致。而最明显的效应发生在对流层顶。在平流层下部,因IPV值很大, $\dot{\theta} P^{-1}$ 值很小, $\partial(\dot{\theta} P^{-1})/\partial \theta \rightarrow 0$ 这一项对 P 变化已不起作用。

六、IPV图的制作和应用

根据日常数值预报业务分析资料,如ECMWF的 2.5° 或 5° 格距的7层或11层格点资料,先在等压面上计算出涡度,然后内插到等熵面,用(2)式就可方便地得到等熵面的位涡P。

如设(2)式中的相对涡度 ζ_0 为零,则可得到位涡的参考值,即是对静止大气而言的。用不同纬度的标准廓线,可得如图7的分布状态。如得 $f = 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\frac{\partial \theta}{\partial p} \approx -10 \text{ K} / 100 \text{ hPa}$ 的情况, $P = 10^{-6} \text{ s}^{-1} \text{ m}^2 \text{ K kg}^{-1}$ 作IPV单位,可见在对流层的位涡值一般小于1.5,在对流层顶发生跃变,平流层在4以上,然后随高度急剧增加。图7中“×”表示350K面,可见在不同纬度其高度变化很小,在中高纬位于平流层,在副热带位于对流层上部。300K面(用“○”表示,一般在对流层内,从高纬向低纬倾斜最明显,在热带降到海面。

由前面讨论的IPV的基本性质可知,与等压面的绝对涡度图相比,IPV图的主要优点是能给出平流与垂直运动相抵消时的平衡状态,因而能简明地阐述通常用平流、辐散和垂直运动描述的所有平衡动力学的现象,这已通过数值试验和天气事实证明。如取一宽气流,其中包括较弱IPV和地面 θ 距平,在静止的如图1a那样的高空IPV距平下流动。可逆性原理将指出,所引起的对流层下部的气旋性涡旋正好位于此高空IPV距平之下,而不管低层气流把它向下游平流的作用。其原因是平流的作用也被垂直运动所抵消。这可通过分析等压面的绝对涡度收支方程得到解释。因为静止IPV距平的上游有上升运动使涡旋拉伸,下游有下沉运动使涡旋收缩,抵消了水平气流把涡旋向下游平流的作用,使涡旋保持在原来的位置上。同样,对温度方程进行计算,也可发现,温度

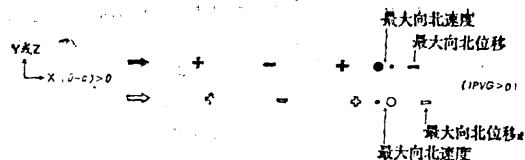


图5 向北或上传播的Rossby波的IPV距平型式

表示方法同图4,只是本图是对群速度而言的

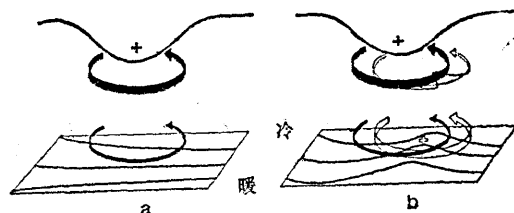


图6 高空气旋性IPV距平移到低层斜压区之上生成气旋的示意图

高空下弯的曲线表示对流层顶,带箭头的线表示环流;地面的等值线表示位温

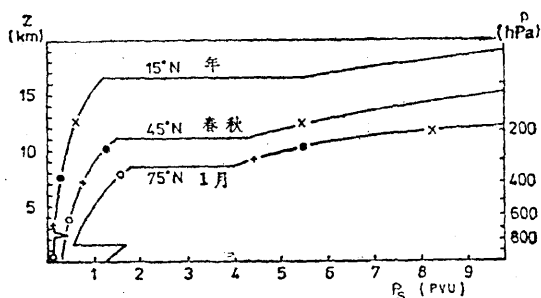


图7 标准大气温度廓线,相对涡度为零时的位涡参考值

所用标准大气廓线对于 15°N 是全年的, 45°N 是春秋的, 75°N 是1月的;单位是 $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1} \text{ K kg}^{-1}$;等熵面表示符号,350K:×,330K:●,315K:+,300K:○

平流的作用也与由垂直运动引起的绝热温度变化相抵消。

从这里可自然想到,当高空的高IPV距平相对于低层气流移动时,垂直运动的特征则是距平的前方为大尺度上升运动,涡旋拉伸,距平后方为下沉运动,涡旋收缩,从而维持了质量的守恒和运动的平衡。这种垂直运动及其对地面系统发展的贡献,通常可由惯用的等压面正涡度平流原则来判断。因此,只要有IPV资料,就可用IPV距平及其

平流直接去讨论大尺度运动,而关于涡度平流与拉伸项,温度平流与绝热变化等价的描述也是很有意义的。

作者在分析东亚寒潮过程时,采用的IPV图还附有该等熵面的气压和风矢量,由这种图既可看到垂直运动与平流作用相抵消时的气流状态,又可看到风场对IPV的平流作用与隐含的垂直运动(通过等熵面的气压分布),而通过等熵面气压随时间的变化,还可反映出气流穿过等熵面运动的非绝热和摩擦过程的影响。当然,用IPV图这个工具如何把动力学理论、天气事实和经验结合起来,更清楚地认识过程的发展演变机制,还须根据过程的特点。但是,无疑IPV图对把观测现象和理论概念明显地联在一起,对于在动力理论、模拟结果和观测之间作有意义的比较是很方便的。如某种不稳定机制是否在起作用,或将要起作用,知道IPV场是很必要的。

IPV图对研制和评价数值预报模式也是有用的。例如,把细网格模式嵌套在大尺度模式内,则这种嵌套成功的基础是能充分地表示(显式或隐式)穿过边界的IPV特征的流入,这在预报所谓“炸弹气旋”的产生的例子里,显示出其重要性。类似,还可用来评价大气模式中非绝热和摩擦等物理过程参数化方案的有效性,看这些方案能否正确地反映IPV的非绝热和摩擦变化率。

IPV分析方法和可逆性原理的应用条件,前面已经提及。可逆性的成立,要求规定平衡条件、参考态和适当边界条件。因此,所研究的运动尺度必须与假设的平衡条件相适合。实际上这意味着,可逆性原理对于天气尺度以上的运动最精确,虽然也适合于某些中尺度运动。也有一些观测和理论研究认为IPV可有很细致的结构,甚至比中尺度还小。对于大尺度,IPV的主要局限是不能表示赤道的Kelvin波,对于小尺度则不能表示像地面锋生问题中崩溃阶段的快过

程^[14]。由于椭圆算子的可逆性(如(4)式),具有三维拉普拉斯算子的平滑特征,由IPV场求逆的问题对IPV的结构细节不敏感,因此可保持IPV的细网格结构。

参 考 文 献

- (1) McIntyre, M.E. and Palmer, T.N. The 'surf zone' in the stratosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.* 46, 825—849, 1984.
- (2) Hoskins, B.J., McIntyre, M.E. and Robertson, A.W. On the use and significance of isentropic potential vorticity maps, *Quart. J. R. Met. Soc.*, 111, 877—946 1985.
- (3) Thorpe, A.J. Diagnosis of balanced vortex structure using potential vorticity, *J. Atmos. Sci.* 42, 397—406, 1985.
- (4) Eliassen, A. The Charney-stern theorem on barotropic baroclinic instability. *Pure Appl. Geophys.*, 121, 563—572, 1983.
- (5) 赵其庚, 一次东亚寒潮过程的等熵位涡分析, *应用气象学报*, 1, 392—399, 1990a.
- (6) 赵其庚, 侵入青藏高原冷空气过程的等熵位涡分析, *气象*, 6, 9—12, 1990b.
- (7) Rossby, C.G. On temperature change in the stratosphere resulting from shrinking and stretching, *Beitry. Phys. Frein Atmos.* 24, 53—59, 1938.
- (8) Peltonen, T. A case study of an intense upper cyclone over eastern and northern Europe in November 1959, *Geophysica (Helsinki)*, 8, 225—251, 1963.
- (9) Charney, J.G. and Stern M.E. On the stability of internal baroclinic jets in a rotating atmosphere, *J. Atmos. Sci.* 19, 159—172, 1962.
- (10) Eliassen A., The quasi-static equations of motion, *Geotys. Publ.*, 17, No.3, 1948.
- (11) Hoskins, B.J. The geostrophic momentum approximation and the semi-geostrophic equations. *J. Atmos. sci.*, 32, 233—242, 1975.
- (12) Salmon, R. New equations for nearly

- geostrophic flow, *ibid.*, 153, 461—477, 1985.
- [13] Shapiro, M.A., The role of turbulent heat flux in the generation of potential vorticity in the vicinity of upper-level jet stream systems, *ibid.* 104, 892—906, 1976.
- [14] Ley, B.E. and Peltier, W.R., Wave generation and frontal collapse, *ibid.* 42, 230—244, 1978.

The characteristics of isentropic potential vorticity maps and their application to dynamical analysis and prediction

Zhao Qigeng

(Academy of Meteorological Science)

Abstract

Beginning with the primary principles of isentropic potential vorticity (IPV), “IPV thought” based on the invertibility principle is introduced in this paper. It includes the typical structure induced both by the isolated upper-air IPV anomalies and surface potential temperature anomalies, and quasi-geostrophic and semi-geostrophic theories on the invertibility principle for time-dependent flow. The “IPV thought” is used to interpret the dynamical characteristics of large scale motions, such as the Rossby waves and shear instabilities and so on. Moreover, the method to work out the IPV maps is given, and the applicable forms and limits of the maps are described. And at the same time the comparison between IPV maps and isobaric maps are made.