

水汽方程积分计算格式的数值试验*

张庆红 张玉玲

(暴雨监测与预测国家重点实验室, 北京大学地球物理系, 北京 100871)

提 要

该文把 Easter(1993)的水汽方程积分方案应用到球坐标的有限区模式(LAFS)中, 并作了两组比较性试验. Easter 的方案是把水汽的通量方程和连续方程联立求解, 在计算中不会出现水汽负值, 而且稳定性好. 本文所做的两组试验表明, Easter 的方案比 LAFS 的原方案所产生的计算性扩散小, 因而降水预报更接近实况, 但 CPU 时间增加了 16%.

关键词: 数值试验 水汽方程 降雨

引 言

在数值天气预报模式中水物质连续方程的计算精度对降水预报有非常重要的影响. 对此, 前人做了大量工作以提高其计算精度, 如 Crowley^[1], Book 等^[2]. 其中最有代表性的就是迎风格式, 这种格式不但具有简单、计算迅速和正定等优点, 同时不会出现水汽负值, 在计算云、雨水等的变化时有其独特的优点; 但是这种方法无论在时间还是空间上都是一阶近似, 会产生较强的计算性扰动和扩散. Crowley 提出了用多项式拟合的办法来提高解的精确性. 在此基础上, Smolarkiewicz^[3]先后在 1983、1984 年提出并完善了一种新的办法, 就是在计算中对平流通量项做订正来减少截断误差. 多项式拟合方法的优点是可以通过提高多项式的次数来减少误差(Tremback)^[4], 但是它仍具有一个致命的弱点, 即它是非正定的, 不可避免地会产生负的质量和蒸汽值, 尤其是当存在强变形场时. Bott^[5, 6]提出的一种新方法不仅是正定的, 而且稳定性也比较好, 即使是在强的变形场中也只显示了弱的不稳定性.

Berge 和 Krisjanson^[7]把以上几种方法做了比较, 发现迎风格式和中央差格式所产生的扩散较大, 对预报所产生的影响也较大, 这是应该排除的; Bott 的方案比 Smolarkiewicz 的方案 CPU 时间多 10%, 但计算性扩散小, 从而肯定了 Bott 的方案.

Easter^[8]又在 Bott 的方案基础上发展了两种改进的方案, 一种是守恒的通量形式方案, 另一种是不守恒的平流形式方案, 目的是试图减少 Bott 原方案的不稳定性. 本文把 Easter 的通量形式方案应用到有限区球面网格模式中, 同时选取了天气形势个例作了两

* 本文由《八五》攻关课题(85-906-03)资助.
1996-04-22 收到, 1996-07-15 收到修改稿.

组比较性试验。

1 计算方案

首先介绍 Easter 方案在 LAFS 模式中的应用, 并将引进的方案称为新方案。为了比较, 对 LAFS 模式中原有的水汽方程格式也作了计算, 称为原方案。

1.1 新方案

由球坐标水汽方程(1)式和连续方程(2)式得到水汽通量方程(3)式:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{u}{a \cos \varphi} \frac{\partial q}{\partial \lambda} - \frac{v}{a} \frac{\partial q}{\partial \varphi} - \sigma \frac{\partial q}{\partial \sigma} \quad (1)$$

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos \varphi} \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} (p_s u) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (p_s v \cos \varphi) \right] - \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s \sigma) \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (p_s q) = -\frac{1}{a \cos \varphi} \left[\frac{\partial}{\partial \lambda} (p_s u q) + \frac{\partial}{\partial \varphi} (p_s v q \cos \varphi) \right] - \frac{\partial}{\partial \sigma} (p_s \sigma q) \quad (3)$$

式中 λ 和 φ 分别为经度和纬度, $\sigma = p/p_s$, p_s 为地面气压, q 为比湿。

采用分解算法积分方程(3), 必须与方程(2)同时计算。首先写出(2)和(3)的差分方程, 引用以下符号

$$\delta_\lambda A = \frac{1}{\Delta \lambda} \left[A(\lambda + \frac{\Delta \lambda}{2}) - A(\lambda - \frac{\Delta \lambda}{2}) \right]$$

$$\delta_\varphi A = \frac{1}{\Delta \varphi} \left[A(\varphi + \frac{\Delta \varphi}{2}) - A(\varphi - \frac{\Delta \varphi}{2}) \right]$$

$$\delta_\sigma A = \frac{1}{\Delta \sigma} \left[A(\sigma + \frac{\Delta \sigma}{2}) - A(\sigma - \frac{\Delta \sigma}{2}) \right]$$

$$\bar{A}^\lambda = \frac{1}{2} \left[A(\lambda + \frac{\Delta \lambda}{2}) + A(\lambda - \frac{\Delta \lambda}{2}) \right]$$

$$\bar{A}^\varphi = \frac{1}{2} \left[A(\varphi + \frac{\Delta \varphi}{2}) + A(\varphi - \frac{\Delta \varphi}{2}) \right]$$

$\Delta \lambda$, $\Delta \varphi$ 为水平格距, $\Delta \sigma$ 为模式层厚度 ($\Delta \sigma > 0$), 变量分布为水平方向是 Arakawa C 网格分布, 垂直方向取 u, v, q, t, w 在模式层的中间层, 而 Φ, σ 取在层与层的交界面上(图略), 则有

$$\frac{\partial p_s}{\partial t} = -\frac{1}{a \cos \varphi} [\delta_\lambda (U) + \delta_\varphi (V \cos \varphi)] - \delta_\sigma W \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (p_s q) = -\frac{1}{a \cos \varphi} [\delta_\lambda (Uq) + \delta_\varphi (Vq \cos \varphi) - \delta_\sigma (Wq)] \quad (5)$$

式中 $U = \bar{p}_s^\lambda u$, $V = \bar{p}_s^\varphi v$, $W = p_s \sigma$ 。

采用分解算法, 将方程分解成一维, 再分别计算, 若时间取向向前差, 则式(4)可写成

$$\left. \begin{aligned} p_s^* &= p_s^n - \frac{\Delta t}{a \cos \varphi} \sum_k \delta_\lambda (U)^n \\ p_s^{**} &= p_s^* - \frac{\Delta t}{a \cos \varphi} \sum_k \delta_\varphi (V \cos \varphi)^n \\ p_s^{***} &= p_s^{**} - \Delta t \sum_k \delta_\sigma (W)^n \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

而

$$p_s^{n+1} = p_s^{***}$$

上标 n 表示时间层, Δt 为时间步长. 水汽方程(5)同样也分解成

$$\left. \begin{aligned} (p, q)^* &= (p, q)^n - \frac{\Delta t}{a \cos \varphi} \delta_\lambda (U^n q^n) \\ q^* &= (p, q)^* / p_s^* \\ (p, q)^{**} &= (p, q)^* - \frac{\Delta t}{a \cos \varphi} \delta_\varphi (V^n q^* \cos \varphi) \\ q^{**} &= (p, q)^{**} / p_s^{**} \\ (p, q)^{***} &= (p, q)^{**} - \Delta t \delta_\sigma (W^n q^{**}) \\ q^{***} &= (p, q)^{***} / p_s^{***} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

且

$$q^{n+1} = q^{***}$$

式(7)右端的水汽通量 $U^n q^n$, $V^n q^*$, $W^n q^{**}$ 都是以 q 格点为中心的体积元 $a^2 \cos \varphi \Delta \lambda \Delta \varphi \Delta \sigma$ 的边界上的值, 即分别为 u , v , σ 格点上的值. Easter 方案所研究的主要问题就是这些通量的计算.

p_s^{n+1} 按式(6)计算. 下面以沿纬圈方向为例, 说明式(7)计算方案的要点. 为简单起见, 令 $\Delta x = a \cos \varphi \Delta \lambda$, 式(7)中第一式可写成:

$$(p, q)_i^* = (p, q)_i^n - \frac{\Delta t}{\Delta x_i} (F_i^n - F_{i-1}^n) \quad (8)$$

其中 $F_i = U_i q_i$ 表示通过右边界 $x_{i+1/2}$ 的水汽通量. 因 U 和 q 不是定义在同一格点上, 所以, 如下面将介绍的, q_i 取为一种平均值, 并用 $F_i^+ = U_i^+ q_i^+$ 和 $-F_i^- = -U_i^- q_i^-$ 表示由体积元 i 到 $i+1$ 的通量和相反方向的通量. 其中 $U_i^+ = \max(0, U_i)$; $U_i^- = \max(0, -U_i)$.

$q_i(x)$ 用多项式拟合

$$\bar{q}_i(x') = \sum_{k=0}^L a_{ik} (x')^k \quad (9)$$

其中 $x' = \frac{x-x_i}{\Delta x_i}$, $-\frac{1}{2} \leq x' \leq \frac{1}{2}$, 根据 L 的不同, a_{ik} 由若干个格点的 q 值来确定. 如果气块通过边界 $x_{i+1/2}$ 由 i 单元向 $i+1$ 单元, 且在 Δt 时间里移动距离 δ_i^+ , $\delta_i^+ = \frac{U_i^+ \Delta t}{p_s \Delta x_i}$, 则积分区间是 $\frac{1}{2} - \delta_i^+ \leq x' \leq \frac{1}{2}$, 得到

$$q_i^+ = \frac{1}{\delta_i^+} \int_{\frac{1}{2} - \delta_i^+}^{\frac{1}{2}} \bar{q}_i(x') dx' = \frac{1}{\delta_i^+} \sum_{k=0}^L \frac{a_{ik}}{2^{k+1}(k+1)} [1 - (1 - 2\delta_i^+)^{k+1}] \quad (10)$$

可以看出, q_i^+ 为 q 在距离 δ_i^+ 内的平均值. 同理, 在左边界 $x_{i-1/2}$ 如气块由 i 单元到 $i-1$ 单元, 则有 $\delta_{i-1}^- = \frac{U_{i-1}^- \Delta t}{p_s \Delta x_i}$, 积分区间应是 $-\frac{1}{2} \leq x' \leq -\frac{1}{2} + \delta_{i-1}^-$, 则相应的可以求出:

$$q_{i-1}^- = \frac{1}{\delta_{i-1}^-} \int_{-\frac{1}{2}}^{-\frac{1}{2} + \delta_{i-1}^-} \bar{q}_i(x') dx' = \frac{1}{\delta_{i-1}^-} \sum_{k=0}^L \frac{a_{ik}}{(-2)^{k+1}(k+1)} [-1 + (1 - 2\delta_{i-1}^-)^{k+1}] \quad (11)$$

q_i^+ 和 q_{i-1}^- 不应有负值, 故取: $q_i^+ = \max(0, q_i^+)$; $q_{i-1}^- = \max(0, q_{i-1}^-)$.

若气块运动方向和上述情况相反, 即在 $x_{i+1/2}$ 气块由 $i+1$ 单元到 i 单元, 则

$$q_i^- = \frac{1}{\delta_{i+1}^-} \int_{-\frac{1}{2}}^{-\frac{1}{2}+\delta_{i+1}^-} \tilde{q}_{i+1}(x') dx', \delta_{i+1}^- = \frac{U_i^- \Delta t}{p_{s,i+1} \Delta x_{i+1}}$$

在左边界 $x_{i-1/2}$ 气块由 $i-1$ 单元向 i 单元移动, 则有:

$$q_{i-1}^- = \frac{1}{\delta_{i-1}^+} \int_{\frac{1}{2}-\delta_{i-1}^+}^{\frac{1}{2}} \tilde{q}_{i-1}(x') dx', \delta_{i-1}^+ = \frac{U_i^+ \Delta t}{p_{s,i-1} \Delta x_{i-1}}$$

依照 Bott^[5] 的方法, 对水汽通量作规一化处理, 则

$$F_i = F_i^+ - F_i^- = q_i^+ U_i^+ \left(\frac{q_i}{q_i}\right) - q_i^- U_i^- \left(\frac{q_{i+1}}{q_{i+1}}\right) \tag{12}$$

式中 $\hat{q}_i = \max(\epsilon, q_i, \frac{(U_i^+ q_i^+ + U_{i-1}^- q_{i-1}^-) \Delta t}{p_{s,i} \Delta x_i})$ (ϵ 为一正的小量)

$$q_i = \int_{-\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}} \tilde{q}_i(x') dx' = \sum_{k=0}^L \frac{a_{ik}}{2^{k+1}(k+1)} [1 + (-1)^k]$$

同理可计算 F_{i-1} , 则由式(8)即可完成沿纬圈方向的计算.

本文中 L 取 2, 在面积守恒条件下可以求出 a_{i0}, a_{i1}, a_{i2} , 即 $a_{20} = (-q_{i+1} + 26q_i - q_{i-1})/24, a_{21} = (q_{i+1} - q_{i-1})/2, a_{22} = (q_{i+1} - 2q_i + q_{i-1})/2$, 此时有 $\bar{q}_i = q_i$. 该方案可用于不等距网格, LAFS 模式在垂直方向是不等距的.

1.2 原方案

LAFS 模式水汽方程原有差分格式为

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{1}{p_s} \left[\frac{1}{a \cos \varphi} (\overline{U \delta_x q^a} + \overline{V \cos \varphi \delta_y q^a}) + \frac{p_s \sigma \Delta \sigma q^a}{\Delta \sigma} \right] \tag{13}$$

计算过程中如遇 $q_{i,j,k}^n < 0$, 则由下一层 $q_{i,j,k+1}$ 补充, 即 $q_{i,j,k}^n = q_{i,j,k+1}^n + \frac{q_{i,j,k}^n \Delta \sigma_k}{\Delta \sigma_{k+1}}$, 让 $q_{i,j,k}^n = 0$.

2 实验结果

本文用 1979 年 5 月 26 日 00 GMT 的 FGGE 资料作为初值作了一次 24 小时预报. 5 月 26 日至 27 日在长江中下游有一次较强的切变线降水过程, 朝鲜半岛上有一深厚低压, 其南侧冷锋经冲绳岛附近再向西伸入中国西南地区. 从 27 日 00 GMT 的 24 小时降雨实况图(图 1)中看到: 长江中下游地区普降暴雨, 有 12 个站降雨量大于 50 mm, 最大雨量为 97 mm.

本文作了两组实验, 一组是干模式的比较, 即在 LAFS 模式中用两种不同方案计算水汽, 但不计算降水; 另一组是湿模式的比

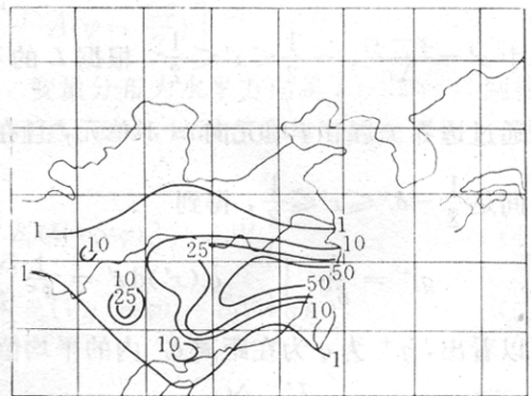


图 1 1979 年 5 月 27 日 00 GMT 的 24 小时降水实况(等值线分别为 1, 10, 25, 50 mm)

Fig. 1 Accumulated 24 h precipitation (mm) for observation. (The contours are 1, 10, 25, 50 mm)

较，即水汽方程用不同方案计算，但降水计算方案相同。

2.1 干模式试验

原方案计算水汽方程可能出现水汽负值，订正后(令负值为零)也存在许多小尺度高低值中心，尤其是在青藏高原附近，正负中心呈波动形式，这在水平面图上看得很清楚(图略)。图 2(a、b)分别是通过 110.625° E 和 118.125° E 的两个经向垂直剖面的湿度场分布情况。由图可见，大部分地区两方案计算结果比较接近。原方案虽然波动较大，但它是在新方案等值线附近上下波动，这说明两种计算平均是接近的。但在某些区域原方案计算值比新方案明显偏大，低层更明显。如图 2(a)剖面上 $j=4$ 的纬度上，原方案计算值在各高度上都比新方案大，低层 $q > 20 \times 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$ 的区域也明显扩大。图 2(b)剖面上的 $j=4$ 纬度上原方案计算值也是各高度上都偏高。除此之外，在 $7 \leq j \leq 11$ 区域内

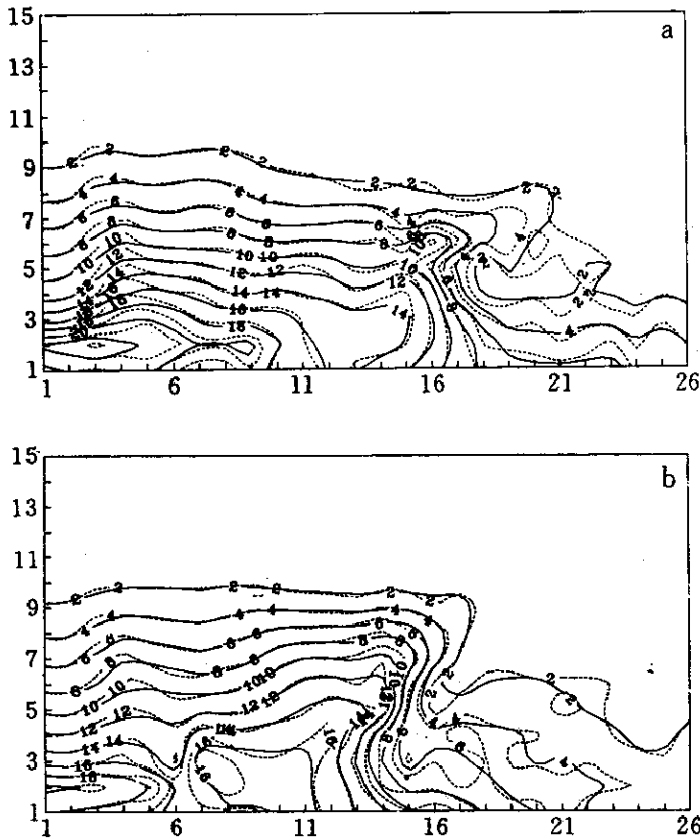


图 2 1979 年 5 月 27 日 00 GMT 垂直剖面上的 24 小时湿度预报场(a)通过 110.625°E ($i = 14$) (b)通过 118.125° E ($i = 20$) (其中实线代表新方案, 虚线代表原方案. 等值线间隔为 $2 \times 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$)

Fig. 2 Vertical cross sections along (a) 110.625° E ($i = 14$) (b) 118.125° E ($i = 20$) at 00GMT, 27 May, 1979 (Dotted lines; specific humidity at $2 \times 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$ intervals for the original scheme and solid lines; the same for Easter's scheme I)

原方案 $q > 16 \times 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$ 的面积也较大, 其中还多了一条 $q = 18 \times 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$ 的等值线. 这些差异都是由于水汽方程不同计算方案引起的, 无疑这些差异都会对降水产生影响.

2.2 湿模式的比较

Berge 等^[7]在比较水汽方程各种计算方案对降水预报影响时指出, 水汽方程平流项用中央差格式时层状降水量预报明显大于 Bott^[5]方案, 而对流降水的差别要小一些. 本文在对湿模式进行比较时只做了大尺度降水的计算.

2.2.1 大尺度降水

图 3 (a、b)给出了两种方案的 24 小时降水预报. 原方案所预报的降水很大, 海南岛

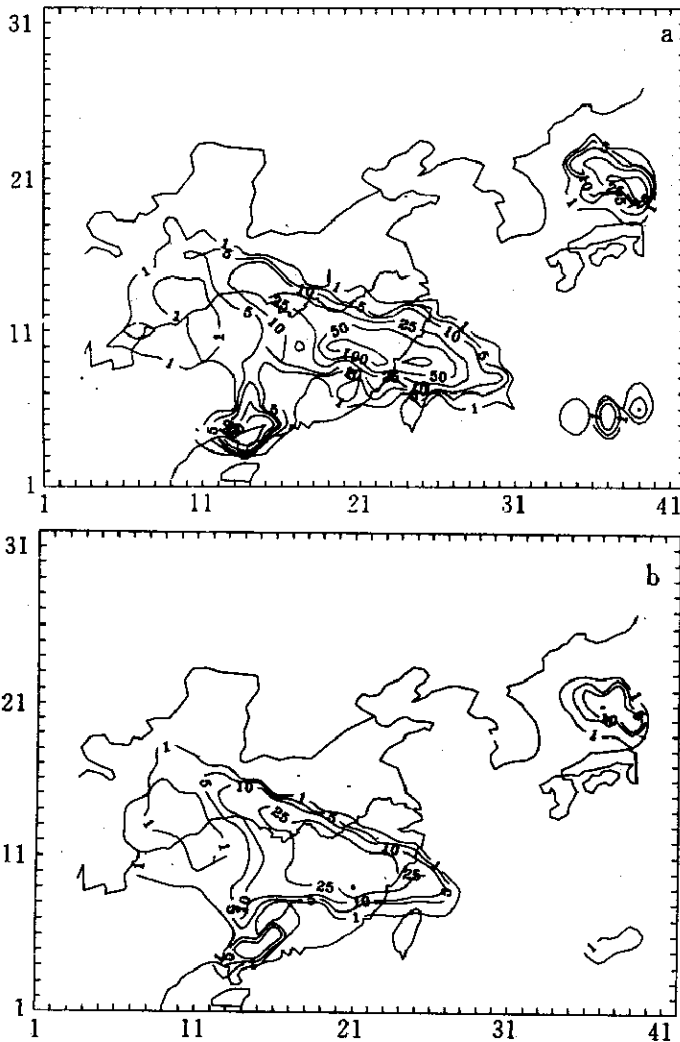


图 3 1979 年 5 月 27 日 00GMT 的 24 小时降雨预报场 (a)原方案(b)新方案(等值线分别为 1, 5, 10, 25, 50, 100 mm)

Fig. 3 Accumulated 24 h precipitation (mm) in simulations (a) original scheme (b) East-er's scheme at 00 GMT 27 May, 1979(The contours are 1, 5, 10, 25, 50, 100 mm)

以北小雨区中心值高达 167 mm，大大超过了实况降水量，长江以南的大片雨区有两个中心，中心数值为 128 mm 和 122 mm，也都超过了实况。新方案预报的降雨区域与原方案基本一致，但略偏北一点，更接近实况(见图 1)，降水量小得多，长江以南雨区只有一个中心，其最大值是 52 mm，海南岛附近有 23 mm 的高值中心，新方案的预报结果比较合理。

2.2.2 湿度场分布

图 4 (a、b)给出了 $k=13$ 的 σ 面上(约相当于 830 hPa)湿度场的分布。原方案预报

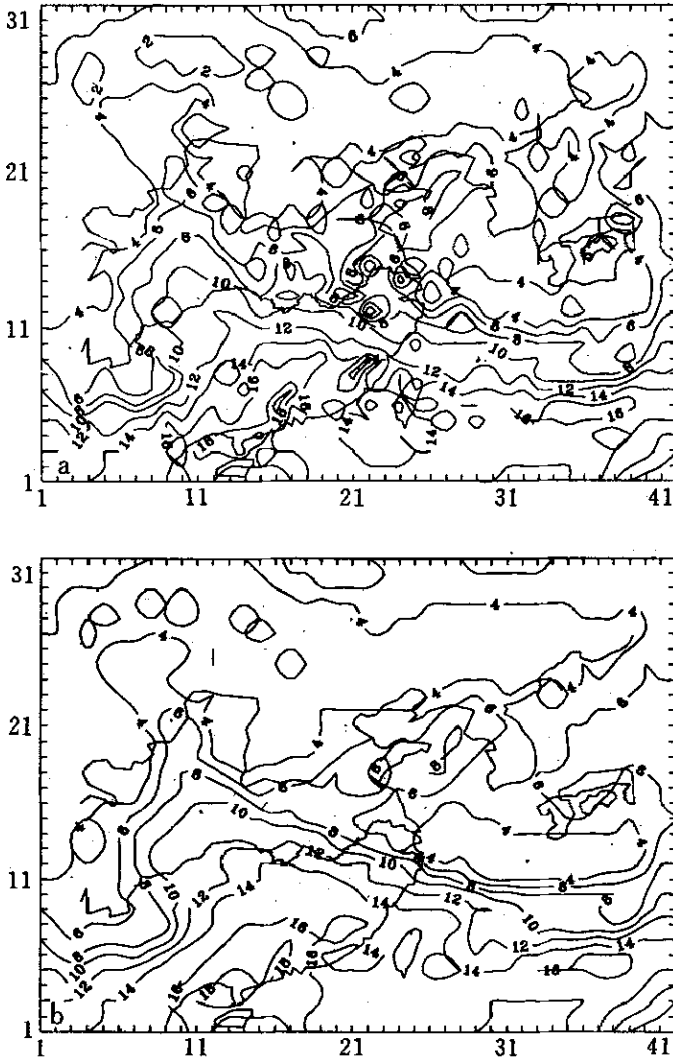


图 4 1979 年 5 月 27 日 00 GMT $k=13$ 水平面上的 24 小时湿度预报场(a)原方案(b)新方案(等值线间隔 $2 \times 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$)

Fig. 4 Specific humidity at sigma level $k=13$ at 00 GMT 27 May, 1979 (a) original scheme (b) Easter's scheme (The contour interval; $2 \times 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$)

有许多小尺度闭合中心,尤其在锋区附近更加明显,使得锋区系统不大清晰.新方案没有出现这些小尺度的虚假扰动,等值线比较光滑,这种改善在锋面附近,西部高原地区以及南侧边界附近都非常明显.在区域的北部二者差别不大,这可能是由于北方湿度值本身较小,计算格式引起的误差也相对较小的缘故.

由通过长江以南大片雨区中心的湿度场的经向垂直剖面图(图略)可知,其基本特点与干模式类似:原方案等值线波动多,新方案十分光滑,低纬大部分地区原方案数值偏高,与雨区对应的地区更加明显.在 $j=6$ 至 $j=11$ 之间原方案低层出现 $q > 20 \times 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$ 的点,而新方案只有 $q > 16 \times 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{kg}^{-1}$ 的点,在个别层上($k=3$ 至 $k=6$)原方案的高湿区特别突出,这与潜热反馈使上升运动(水平辐合)加强有关.北部地区情况相反,原方案比湿在较多的点上低于新方案.从整个剖面来看,原方案的计算结果产生了不少水平梯度和垂直梯度都较大的小区域,新方案比较均匀.经过海南岛以北小雨区的剖面情况与此类似,只是在雨区上空原方案的高湿区更加明显(图略).

2.2.3 垂直运动

图5(a,b)为垂直运动剖面图.下面我们主要比较 $j=6$ 至 $j=14$ 与雨区对应的部分.对于区域内上升下沉运动分布两方案基本一致,但强度相差很大. $j=10$ 低层的最大上升运动中心与最大降水中心对应,原方案此中心数值为 $-24 \times 10^{-3} \text{ hPa} \cdot \text{s}^{-1}$,新方案为 $-13 \times 10^{-3} \text{ hPa} \cdot \text{s}^{-1}$,前者约为后者的1.8倍,这与 Berge(1992)^[7]的结果是一致的.在此中心的上空 $k=10$ 处还有一个强上升运动区,而新方案则是向上逐渐减弱的.在南方 $j=7$ 和 $j=8$ 处的另一片上升运动,原方案比新方案位置偏南且强度大得多,这是与原方案预报雨区偏南且强度大相联系的.

从通过另一个雨区(海南岛以北)的剖面图(图略)可知,两方案对该雨区的预报相差悬殊,垂直运动也相差非常大.两方案为何造成这样大的降水差别是需要进一步分析的问题.

2.2.4 潜热加热率

潜热加热与强垂直运动中心有很好的对应关系,几乎每一个上升运动中心都与潜热加热相对应,而蒸发冷却对应下沉运动(图略).值得一提的是与图5(a)中 $k=10$ (大约为400 hPa)处的上升运动相对应,该高度有一个比较强的潜热加热区,而新方案的大尺度凝结则主要集中在 $k=8$ (530 hPa)以下.通过海南岛以北雨区的剖面上这种特征更突出,原方案的最强加热发生在400~500 hPa,而新方案在800 hPa附近.这表明水汽方程的原方案可在高空产生较大的水汽辐合和较强的稳定性凝结,这一点是值得怀疑的.

2.2.5 CPU 时间

本文对时间积分24小时,湿模式原方案用了3753 s,新方案4360 s,CPU时间增加了16%.

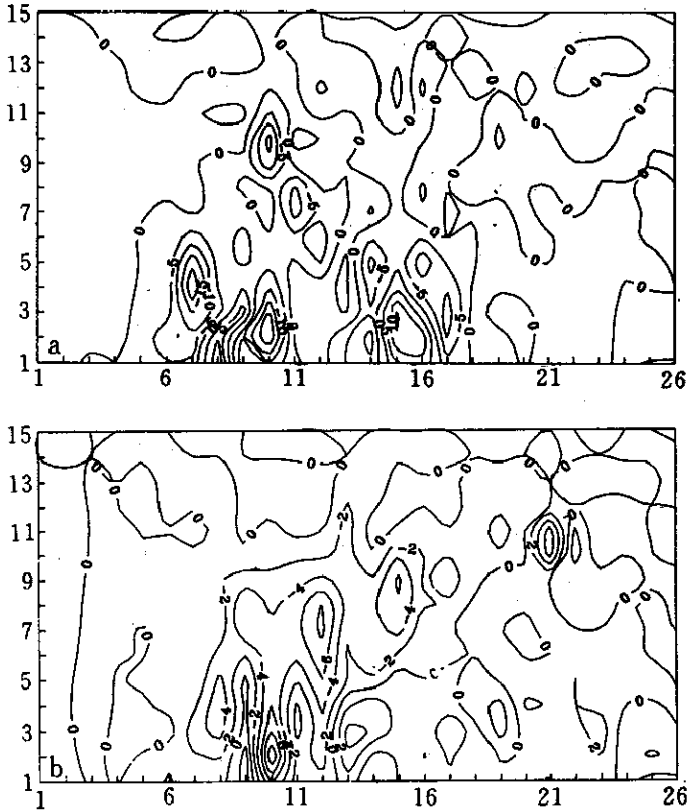


图5 1979年5月27日00 GMT 通过 $i=20$ 的垂直剖面上的24小时垂直运动预报场

(a)原方案(b)新方案(等值线间隔为:(a) $5 \times 10^{-3} \text{ hPa} \cdot \text{s}^{-1}$ (b) $2 \times 10^{-3} \text{ hPa} \cdot \text{s}^{-1}$)

Fig. 5 Vertical velocity of vertical cross sections along $118.125^\circ \text{ E} (i=20)$ at 00 GMT 27 May, 1979 (a) original scheme (at $5 \times 10^{-3} \text{ hPa} \cdot \text{s}^{-1}$ intervals) (b) Easter's scheme (at $2 \times 10^{-3} \text{ hPa} \cdot \text{s}^{-1}$ intervals)

3 结 论

由本文的个例试验,可以得到以下结论:

(1) 原方案低层湿度场在大地形附近和锋面附近有大量的的小尺度的闭合中心,而且在南侧边界,特别是西南边界有许多小尺度的水汽源汇;新方案则没有这些小尺度的源汇,整个区域内水汽分布系统性好,锋区很清楚.

(2) 两方案降雨区域大概一致,原方案雨区中心偏南一些,降雨量偏大.这是由于原方案的积分格式所产生的水平和垂直方向的虚假扰动随着时间积分产生辐合,特别是在锋面附近,气流上升,空气释放凝结潜热,形成正反馈并不断循环的作用;而新方案的积分格式可以平滑锋面上的小扰动,所预报的降雨比实况小,但降雨中心比较接近实况.实际上对于降雨来说,垂直涡旋扩散和产生辐合的判据都是非常重要的因子,两者之间相互调整.这依赖于模式,模式不同,降雨量也许会相差很大^[7],Easter 方案所得的

结果就好一些。

(3) 不考虑大气中存在云水, 用过饱和水汽直接计算降水量的方法一般会得到过强的降水预报。本文的试验表明, 大尺度凝结的强弱与水汽方程的计算格式有很大关系。从两种方案预报的湿度场、垂直运动和凝结加热率来看, 它们的凝结反馈过程很不一样。原方案要比新方案强得多, 这说明过饱和凝结法对水汽方程的计算格式很敏感。对于中央差一类的差分格式凝结正反馈过程很强, 计算降水量亦偏大。

(4) 新方案比原方案 CPU 时间多了 16%, 但在计算机技术飞速发展的今天, 这已不是什么问题, 因此这种新的水汽方程方案有其一定的实用性, 可以广泛地用于各种模式中, 特别是业务模式, 使预报更加准确。

参考文献

- 1 Crowley W P. Numerical advection experiments. *Mon. Wea. Rev.*, 1968, **96**: 1~11.
- 2 Book D L, Boris J P and Hai K. Flux-corrected transport I; Generalizations of the method. *J. Comput. Phys.* 1975, **18**: 248~283.
- 3 Smolarkiewicz P K. A fully multidimensional positive definite advection algorithm with small implicit diffusion. *J. Comput. Phys.* 1984, **54**: 325~362.
- 4 Tremback C J, Powell J, Cotton W R and Pielke R A. The forward-in-time upstream advection scheme; Extension to higher orders. *Mon. Wea. Rev.*, 1987, **115**: 540~555.
- 5 Bott A. A positive definite advection scheme obtained by nonlinear renormalization of the advective fluxes. *Mon. Wea. Rev.*, 1989, **117**: 1006~1015.
- 6 Bott A. Reply. *Mon. Wea. Rev.* 1989, **117**: 2633~2636.
- 7 Berge and Kristjansson. Numerical weather simulations with different formulations for the advection of humidity and cloud weather. *Mon. Wea. Rev.*, 1992, **120**: 1583~1602.
- 8 Easter R C. Two modified versions of Bott's positive-definite numerical advection scheme. *Mon. Wea. Rev.*, 1993, **121**: 297~304.

NUMERICAL EXPERIMENTS ON CALCULATING SCHEME OF WATER EQUATION

Zhang Qinghong Zhang Yuling

(LSSR, Department of Geophysics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract

Easter's scheme, which is the modified version of Bott's forward-in-time and positive definite numerical advection scheme, is described in this paper. Two groups of comparable experiments show that Easter's scheme exhibits less numerical diffusion than the original scheme of LAFS, and therefore it won't give excessive precipitation, which is consistent with observations, but needs 16% more CPU time.

Key words: Numerical experiment Water equation Precipitation