

一个包括地形和非绝热作用的原始 方程数值模式*

朱抱真 陈嘉滨 张学洪 季仲贞
骆美霞 纪立人 张道民 许有丰

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

为了模拟大尺度动力过程并改进数值预报,开展了一个原始方程的半球数值模式的研究。模式的主要特点是:将热力学方程进行改写,整个差分格式保持总能量守恒,但气压梯度项和静力关系的差分格式可以不受任何限制。模式包括地形、摩擦、水平扩散、降水、蒸发和各种非绝热等物理作用。辐射作用直接由导出的微分表达式计算;地面温度由地面热量平衡方程解出而不需要迭代计算。

最后给出这一模式的一次48小时预报个例的试验结果。

一、引 言

为了研究大尺度天气过程的数值模拟和数值预报,大气物理所中期预报组的部分同志近年来研究了包括复杂物理过程的完全形式的初始方程。首先对大气动力方程组得出一个稳定的计算格式^[1-2],然后分别研究了地形、水汽循环和非绝热作用等物理过程^[3-8]。

去年,我们开始将这些物理因子统一在一个模式里,初步完成一个包括地形作用和非绝热作用的初始方程数值模式,用于研究大尺度的天气过程,本文是这一工作的初步报告。

二、模式大气的方程组

为了便于考虑地形作用,采用 σ 坐标系, $\sigma = p/p_*$,其中 $p_* = p_*(x, y, t)$ 是场面气压。设

$$U \equiv p_* u/m, V \equiv p_* v/m, \dot{\Sigma} \equiv p_* \dot{\sigma}/m,$$

和

$$\mathcal{L}(a) \equiv m \left[\frac{\partial}{\partial x}(Ua) + \frac{\partial}{\partial y}(Va) \right] + \frac{\partial}{\partial \sigma}(\dot{\Sigma}a)$$

其中 m 是地图投影放大系数。引进 σ 坐标的地转风分量

$$u_g = -\frac{m}{f} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} + RT \frac{\partial \ln p_*}{\partial y} \right)$$

* 本文于1979年6月27日收到,9月6日收到修改稿。

$$v_g = \frac{m}{f} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} + RT \frac{\partial \ln p_*}{\partial x} \right) \quad (1)$$

我们得到模式大气方程组如下：

动量方程

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\mathcal{L}(u) + fV - \frac{p_*}{m} f v_g + \frac{p_*}{m} F_u + \frac{p_*}{m} D_u \quad (2)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} = -\mathcal{L}(v) - fU + \frac{p_*}{m} f u_g + \frac{p_*}{m} F_v + \frac{p_*}{m} D_v \quad (3)$$

连续方程

$$\frac{\partial \dot{\Sigma}}{\partial \sigma} = -\frac{1}{m} \left[m^2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial p_*}{\partial t} \right] \quad (4)$$

倾向方程

$$\frac{\partial p_*}{\partial t} = -\int_0^1 m^2 \left(\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} \right) d\sigma \quad (5)$$

热量方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p_*}{m} C_p T \right) = & -\mathcal{L}(C_p T + \phi) - \frac{1}{m} \frac{\partial \sigma \phi}{\partial \sigma} \frac{\partial p_*}{\partial t} + (U f v_g - V f u_g) + \\ & + \frac{p_*}{m} (\dot{H}_R + \dot{H}_S + \dot{H}_L) + \frac{p_*}{m} D_T \end{aligned} \quad (6)$$

水汽方程

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p_*}{m} q \right) = -\mathcal{L}(q) + \frac{p_*}{m} (E - C) + \frac{p_*}{m} D_q \quad (7)$$

静力方程

$$\frac{\partial \phi}{\partial \ln \sigma} = -RT \quad (8)$$

或

$$T = \frac{1}{R} \left(\phi - \frac{\partial \sigma \phi}{\partial \sigma} \right) \quad (9)$$

其中， q 为比湿， F 表示水平扩散， \dot{H}_R 为辐射作用， \dot{H}_S 为感热加热作用， \dot{H}_L 为凝结加热， E 为蒸发作用， C 为凝结作用，其它符号与一般使用的相同。在上列方程组中，将热力学方程进行了改写，这样可以便于设计一种稳定的计算格式^[1]。

在大气上界和下界，垂直速度为零，即

$$\text{在 } \sigma=0 \text{ 和 } \sigma=1 \text{ 处, } \dot{\sigma} \equiv 0 \quad (10)$$

将上述模式大气的动能和内能对整个全球大气积分，可以证明在绝热情况下有

$$\int_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\pi}{m} \left(C_p T + \phi_* + \frac{u^2 + v^2}{2} \right) d\Omega = 0 \quad (11)$$

即模式大气的总能量守恒。

三、差分格式

模式大气的垂直分层取为三层， $\Delta\sigma=1/3$ 。大气要素的变量分布如图 1。空间差分

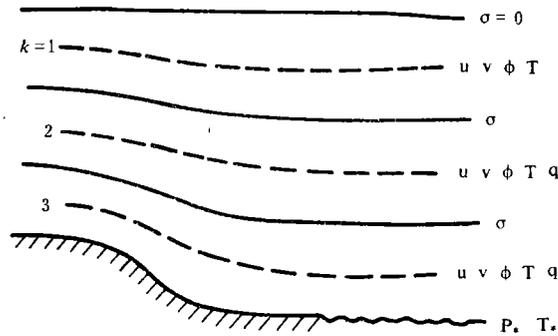


图 1 模式大气的垂直分层和变量分布(图中 σ 应为 σ)

格式特点是使动能方程和位能方程中的动能和位能的转化项自动相消,因此,气压梯度项与静力方程的差分构造可以不受任何限制,而保持总能量守恒。同时,热量方程仍保持温度平方守恒^[1]。

定义差分算子

$$\begin{aligned}\bar{F}^x &\equiv \frac{1}{2} \left[F \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) + F \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) \right] \\ F_x &\equiv \frac{1}{\Delta x} \left[F \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) - F \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) \right] \\ L(a) &\equiv m \left[(\bar{U}^x \bar{a}^x)_x + (\bar{V}^y \bar{a}^y)_y \right] + (\sum \bar{a}^\sigma)_\sigma\end{aligned}$$

则得对应的差分方程组如下

$$(\bar{U}^t)_t = -L(u) + fV - \frac{p^*}{m} f v_g + \frac{p^*}{m} F_u + \frac{p^*}{m} D_u \quad (12)$$

$$(\bar{V}^t)_t = -L(v) - fU + \frac{p^*}{m} f u_g + \frac{p^*}{m} F_v + \frac{p^*}{m} D_v \quad (13)$$

$$\dot{\sum}_{k+\frac{1}{2}} - \dot{\sum}_{k-\frac{1}{2}} = -m\Delta\sigma \left[(\bar{U}_x^x + \bar{V}_y^y)_k - \frac{1}{3} \sum_{l=1}^3 (\bar{U}_x^x + \bar{V}_y^y)_l \right], \quad (k=1, 2) \quad (14)$$

$$(\bar{p}^t)_t = -\frac{1}{3} m^2 \sum_{l=1}^3 (\bar{U}_x^x + \bar{V}_y^y)_l \quad (15)$$

$$\begin{aligned}\left(\frac{p^* C_p T^t}{m} \right)_t &= -L(C_p T + \phi) - \frac{1}{m} (\bar{\phi}_\sigma^\sigma)_\sigma \frac{\partial p^*}{\partial t} + (U f v_g - V f u_g) \\ &\quad + \frac{p^*}{m} (\dot{H}_R + \dot{H}_S + \dot{H}_L) + \frac{p^*}{m} D_T \quad (16)\end{aligned}$$

$$\left(\frac{p^* q^t}{m} \right)_t = -L(q) + \frac{p^*}{m} (E - C) + \frac{p^*}{m} D_q \quad (17)$$

$$\begin{cases} T_1 = \frac{1}{R} \left[\ln \frac{\sigma_1}{\sigma_{1+\frac{1}{2}}} (\phi_1 - \phi_{1+\frac{1}{2}}) \right] \\ T_k = \frac{1}{R} \left[\phi_k - \frac{1}{\Delta\sigma} (\sigma_{k+\frac{1}{2}} \phi_{k+\frac{1}{2}} - \sigma_{k-\frac{1}{2}} \phi_{k-\frac{1}{2}}) \right], \quad (k=2, 3) \end{cases} \quad (18)$$

其中气压梯度项

$$\begin{aligned} f u_g &= -m[\bar{\phi}_y^y + RT \overline{(\ln p_*)^y}] \\ f v_g &= m[\bar{\phi}_x^x + RT \overline{(\ln p_*)^x}] \end{aligned} \quad (19)$$

为了保持计算上更为稳定，时间差分格式采取欧拉后差和中央差交替使用的格式，详见[1]。除去扩散项，摩擦项用向前差外，皆用中央差。为了节省计算量，考虑辐射是一个作用缓慢的因子，每6步计算一次。

模式大气的水平范围是极射投影的一个近于正方形的矩形，共 31×35 个格点。水平格距为 540 公里，时间步长为 10 分钟。

侧边界条件取成刚体边界条件，即垂直于边界的风分量为零；在东、西侧边界 $u=0$ ，在南、北侧边界 $v=0$ 。并假定边界上没有热量交换，即 $\partial T / \partial n = 0$ 。

四、非绝热物理作用

1. 辐射作用

影响大气的辐射过程是异常复杂的，包括太阳的短波辐射和大气的长波辐射。为了考虑适用于垂直分层少的模式，我们设计了一种利用短波和长波辐射加热率的微分表达式，免掉计算通量差分的直接计算方案^[3]。

将大气上界的太阳辐射通量 S_0 分为分子散射削弱部分 S_0^s 和大气吸收部分 S_0^a ，则太阳辐射对某层大气的加热率为

$$\dot{H}_k^S = -\frac{S_0^a}{c_p} \eta \frac{\partial A(u^*, \theta)}{\partial (u^* \sec \theta)}, \quad (21)$$

其中 A 为吸收率， u^* 为光学厚度， θ 为太阳天顶距。关于 A ，经过计算比较，采取了一个根据新的实验资料得到的实验式^[9]。

关于长波辐射冷却率的计算，重点考虑水汽作用，再取 CO_2 的经验订正。设大气上界的向下的长波通量为零，地面向上的辐射为黑体辐射。在这样的边界条件下对辐射传输方程积分，可以求得长波辐射冷却率为

$$\dot{H}_k^L = -\frac{q}{c_p} \left[(\sigma T_0^4 - \sigma T_z^4) \frac{d\bar{\tau}_u}{du} - \sigma T_z^4 \frac{d\bar{\tau}_D}{du} \right] \quad (22)$$

其中 $\bar{\tau}$ 为以平均透过率， $\frac{d\bar{\tau}_u}{du}$ 和 $\frac{d\bar{\tau}_D}{du}$ 分别为 $\frac{d\bar{\tau}}{du}$ 在 z 层以上和以下的平均值，利用片山的经验公式^[10]，可以方便求得它们的表达式。

云对辐射的影响，随云型和水分含量有很大的差异，我们只考虑一种云型，从 $k=3 \frac{1}{2}$ 伸展到 $k=2 \frac{1}{2}$ ，云量则按 Smagorinsky 的经验公式求出^[11]。对于云中含水量，假定液体水随高度作线性分布，云的“等效水量”取 $4 \text{ 克} \cdot \text{厘米}^{-2}$ 。

我们利用气候资料对上述方案作了计算，结果和其它方案相近，适合数值模式的要求^[3]。

2. 边界层中的感热交换和水汽输送

假设边界层内的感热和水汽通量随高度线性减小，到 $\sigma = \sigma_u$ 处为零^[12]，则下垫面

对大气的感热加热率和蒸发率分别为

$$\dot{H}_S = \frac{g}{p_*(1-\sigma_u)} F_*$$

$$E = \frac{g}{p_*(1-\sigma_u)} E_*$$

在上式中 σ_u 取为 0.65, 其中 F_* 和 E_* 分别为下垫面的感热和蒸发通量, 在陆面、冰雪区和海面都取

$$F_* = \rho_4 c_P c_D |V_4| (T_* - T_4)$$

在陆面和冰雪面的蒸发通量用 Bowen 比 α , 由 F_* 算出, 即

$$(E_*)_{陆} = G_W \frac{\alpha F_*}{L_e}$$

其中 G_W 表示土壤含水量的比例因子 ($0 < G_W \leq 1$), L_e 为蒸发潜热, 在海面的蒸发通量 E_* 则取

$$(E_*)_{海} = \rho_4 c_D |V_4| (q_{S*} - q_4)$$

q_{S*} 为 T_* 时的饱和比湿, $|V_4| = \frac{1}{2} |V_3| + V_S$, V_S 为经验订正量, 取为 2.5 米·秒⁻¹。

3. 地表面热量平衡

在前节计算感热交换和蒸发作用时, 在海面上的 T_* 取气候平均值, 在陆面和冰雪面上则按下列的地表面热量平衡关系

$$S_* - R_* - LE_* - F_* - F_S - B'(T_* - T_0) = 0 \quad (23)$$

求出, 其中 F_S 为土壤分子传导热通量, 取 $F_S = \frac{1}{3} F_*$ 。 $B'(T_* - T_0)$ 为冰雪融解或冻结的热通量。经大气吸收、散射和云的影响后, 地面接收到的太阳短波辐射按 Mintz-Arakawa 模式给出^[13]。地面有效长波辐射通量则按我们过去的方法计算^[5]。

为了求热量平衡方程(23)中的 T_4 (或 q_4), 假定在下垫面和 $k=3$ 层之间有一边界层顶, 在该处, 由下垫面进入的通量与由湍流交换向上的输送量相等, 然后与(23)式联立求出。为简化计算, 取 $T_*^4 \approx 4 \tilde{T}_*^3 T_* - 3 \tilde{T}_*^4$, \tilde{T}_* 为给定的平均地面温度, 最后得到

$$T_* = \frac{C_B(C_A + BT_0) + C_H K_\theta \left(\frac{\theta_3}{z_3 - z_*} - \gamma_C \right)}{C_B(C_E + B + C_H) - A' c_H c_D |V_4|} \quad (24)$$

其中 C_B 和 C_H 是与感热和蒸发等有关的参数组合, C_A 与 C_E 是与辐射有关的参数组合, 详见 [5]。利用这个方案曾对一个和夏季平均情况相近的形势个例作了北半球地温和下垫面感热及蒸发的计算, 结果是合理的。

4. 大尺度降水和凝结热

在大尺度降水模拟中, 我们过去比较了凝结函数法与饱和凝结法^[4]。本模式采取后者, 即不考虑大尺度降水的详细的物理机制, 只假定水汽一经达到近于饱和状态, 则多余的水分即由大气中降落, 成为降水, 同时释放凝结潜热使大气增温, 此增温又再度反馈, 影响大气的饱和水汽量。

假定原来的气温为 T , 比湿为 q , 在作 T 的预报时, 先假定 $\dot{H}_L = 0$, 求出 T^{n+1} ,

得出相应的饱和比湿 q_s^{n+1} 。在作 q 的预报时，先假定 $C=0$ ，求出 q^{n+1} 。

(i) 当 $q^{n+1} < \alpha' q_s^{n+1}$ 时， $C=0$ ， $\dot{H}_L=0$ 。 α' 为经验系数，取为 0.9。

(ii) 当 $q^{n+1} \geq \alpha' q_s^{n+1}$ 时，发生凝结，使气温增加到 T' ，相应的饱和比湿为 q'_s ，则凝结的水分为

$$\delta q = q - \alpha' q'_s$$

此凝结潜热使空气的增温量为

$$\delta T = T' - T = \frac{L}{c_p} (q - \alpha' q'_s)$$

又按 Glausius-Glapeyron 方程，可有

$$\frac{q'_s - q_s}{T' - T} = \frac{L q_s}{RT^2} \quad (25)$$

由上列二式，可以求得大尺度降水率

$$C = \frac{1}{2 \Delta t} \left(1 + \frac{\alpha' L^2 q_s}{c_p RT^2} \right)^{-1} (q - \alpha' q_s) \quad (26)$$

凝结释热为

$$\dot{H}_L = \frac{L}{c_p} C \quad (27)$$

五、地形、摩擦和扩散

1. 地形作用

大地形对气流所产生的强迫性动力作用在大气运动中是十分重要的。为了引进地形作用，我们过去曾利用一个初始方程 σ 坐标的模式大气作了地形作用的数值计算研究^[6-8]。

使用 σ 坐标考虑地形作用，从物理概念上是非常简便合理的，但 (19) 式右端的差分计算很容易造成较大的截断误差。

克服这一困难的方法有两种：静力扣除法和插值法。前者是将 (1) 式右端包括的静力分量设法扣除。我们曾提出一个简便的扣除法方案，虽然在 24 小时预报计算中取得显著的改进，但继续积分下去，未能得到良好的结果^[7]。本文采取了插值法^[13]，即将 σ 面上的差分回到等压面上计算，即

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} + RT \frac{\partial \ln p^*}{\partial y} \right)_\sigma &= \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_p \\ \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} + RT \frac{\partial \ln p^*}{\partial x} \right)_\sigma &= \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_p \end{aligned} \quad (28)$$

我们用 σ 面上位势高度 $\phi_{1,2,3}$ 按照 $\ln p$ 的二次插值公式，插出计算点所在等压面上的位势高度，然后用中央差计算梯度力^[6]。

2. 摩擦作用

在行星边界层中，通过大气和下垫面之间的感热和潜热的交换，使大气不断得到能量；另一方面通过边界层的湍流摩擦，大气又不断耗散能量。

由垂直扩散引起的动量在 x, y 方向上的变化率为

$$F_u = -\frac{g}{\rho_*} \frac{\partial \tau_u}{\partial \sigma}, \quad F_v = -\frac{g}{\rho_*} \frac{\partial \tau_v}{\partial \sigma}.$$

在地面, 当 $\sigma = \sigma_* = 1$ 时, 地面摩擦所引起的应力为

$$\begin{aligned} \tau_{*u} &= \rho_* C_D |u_*| u_* \\ \tau_{*v} &= \rho_* C_D |v_*| v_* \end{aligned}$$

在 $k=3$ 层

$$F_{u3} = -\frac{g}{\rho_*} \frac{(\tau_* - \tau_{2\frac{1}{2}})_u}{\Delta\sigma}, \quad F_{v3} = -\frac{g}{\rho_*} \frac{(\tau_* - \tau_{2\frac{1}{2}})_v}{\Delta\sigma}$$

本文略去了自由大气的动量通量, 设 $\tau_{2\frac{1}{2}} = 0$, 并设 $u_* = \bar{\alpha} u_3$, $v_* = \bar{\alpha} v_3$, 取 $\bar{\alpha} = \frac{1}{2}$, 最后得边界摩擦作用

$$\begin{aligned} \frac{\rho_*}{m} F_{u3} &= -\left(\frac{\bar{\alpha}^2 g}{\Delta\sigma} \rho_* C_D\right) \frac{m}{\rho_*^2} |U_3| U_3 \\ \frac{\rho_*}{m} F_{v3} &= -\left(\frac{\bar{\alpha}^2 g}{\Delta\sigma} \rho_* C_D\right) \frac{m}{\rho_*^2} |V_3| V_3 \end{aligned} \quad (29)$$

在 $k=1, 2$ 层, 则设 $F_u = F_v = 0$, 在上式中 C_D 取与地形高度有关的函数

$$C_D = 3 \left(1 + 0.02 \frac{Z}{\Delta Z}\right) \times 10^{-3}$$

并取 $\Delta Z = 10$ 米。

3. 水平扩散

大气中除去垂直扩散过程外, 还有水平扩散, 通过水平方向的湍流扩散不断地把大气的动量、热量和水分进行重新分配, 它在物理上同时起着大尺度能量向次网格尺度输送耗散的作用, 在计算上可以去掉小的“噪音”, 增加计算稳定度。近年来, 人们在数值模式中设计了一些非线性扩散项的表达式, 作用较好, 但计算时间较长。本文采取比较简单的扩散项形式

$$\begin{aligned} D_u &= m^2 \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A_u \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_u \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \\ D_v &= m^2 \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(A_v \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(A_v \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] \\ D_T &= m^2 K_T \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \\ D_q &= m^2 K_q \left(\frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 q}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (30)$$

六、初 值 形 成

输入的初始资料有 200, 500 和 850 毫巴三个等压面的位势高度 ϕ 、海平面气压 p_s 、500 和 850 毫巴两个等压面的温度露点差, 然后按下列方案形成所需要的 σ 面上的一切初值。

1. 在垂直方向上以对数坐标, 按照拉格朗日插值公式求出 σ 面上的高度 $\phi_k (k =$

1, 2, 3 和 $k=1.5, 2.5$), 详见[1]。

2. 考虑地形作用后, 假设地形高度满足由 ϕ_{500}, ϕ_{850} 和 p_s 所决定的高度和气压对数的二次曲线, 反解出场面气压

$$p_* = \exp \frac{2(c - \phi_*)}{b + \sqrt{b^2 - 4a(c - \phi_*)}} \quad (31)$$

其中的 a, b, c 由 ϕ_{500}, ϕ_{850} 和 p_s 的初值决定。

3. 根据上述的插值方法求得各 σ 面上的高度 ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3 , 按静力方程的差分公式(18)式求出 σ 面上的温度初值。

4. 将所求的 σ 面上温度再内插到等压面 500, 850 mb 上, 由输入的两等压面的温度露点差算出等压面上的露点, 然后计算等压面上的比湿, 详见[4]。

5. 初值风用地转风近似(19), (20)式形成水平风场, 当 $\varphi < 30^\circ$ 时, m, f 取为 30° 的值, 垂直运动初值按(14)式给出。

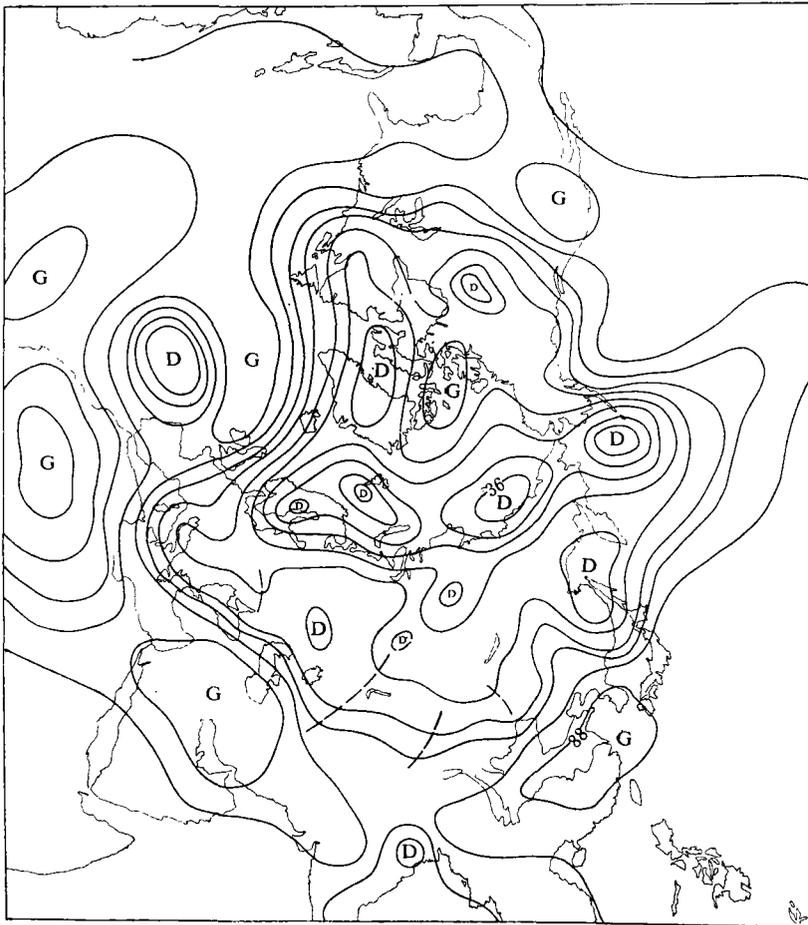


图 2 1976 年 7 月 28 日 20 时 500 毫巴高度图

七、预报个例

利用上述模式作预报试验，将予报结果输出时，按 Lagrange 插值公式由 ϕ_1, ϕ_2 和 ϕ_3 反插出 850, 500 和 200 毫巴的 ϕ 值^[1]，海面气压场则由下式求出

$$P_S = P_* \left[\frac{T_3 + \frac{\gamma}{g}(\phi_3 - \phi_*)}{T_3 + \frac{\gamma}{g}\phi_3} \right]^{-\frac{g}{R\gamma}} \quad (32)$$

γ 可按季节取气候值，本文设 $\gamma = 0.65 \text{ } ^\circ\text{C}/100 \text{ 米}$ 。

我们用 1976 年 7 月 28 日 20 时的初值作了一次 72 小时的予报试验，作为初步报告，本文只简单地给出 500 毫巴 48 小时的予报结果。

初始场 500 毫巴形势在加拿大北方海域为一阻高，阿拉斯加为一高脊，北美东岸为强烈发展的低槽，地中海有一个副热带长波槽，乌拉尔山和我国沿海为高压脊，而贝加

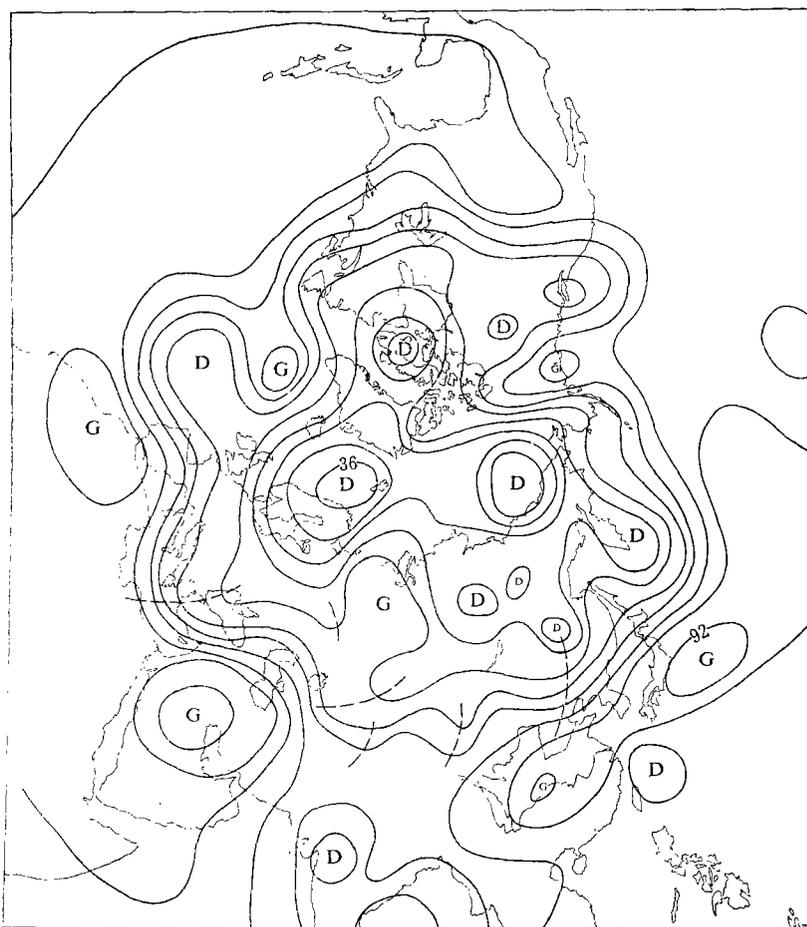


图 3 1976 年 7 月 30 日 20 时 500 毫巴高度图

尔湖为低槽区，有短波槽连续东移。

48 小时以后，阿拉斯加高脊北伸与加拿大北方海域的阻高联通，经向度加大，阿拉伯地区副高加强，乌拉尔地区的阻高也在发展，原在黄河流域的低压迅速移到东北加深，贝加尔湖地区转为纬向气流，西太平洋付高伸向大陆。

48 小时的预报结果，在阿拉斯加地区经向度加大，东亚流型转为纬向，基本上与实况相近。但东北低槽偏慢，深度也不够强，乌拉尔阻高和付高都偏弱。付高强度偏弱使得付热带西风报得很弱。

地形作用对东亚环流转为纬向流型具有显著的影响，未加地形作用时，原在新疆西方的中亚槽自由地东移，因此，贝加尔湖地区仍为低槽区。引进了地形作用后，中亚槽在接近青藏高原时停滞，而贝加尔湖地区转为平直环流。

凝结潜热释放的作用主要是影响地面气压的强度和位置，它使东北低压强度在 24 小时加深 3 毫巴，位置偏东，更与实况接近。

辐射因子的影响，总的是使大气冷却，等压面高度降低。24 小时预报少数格点可

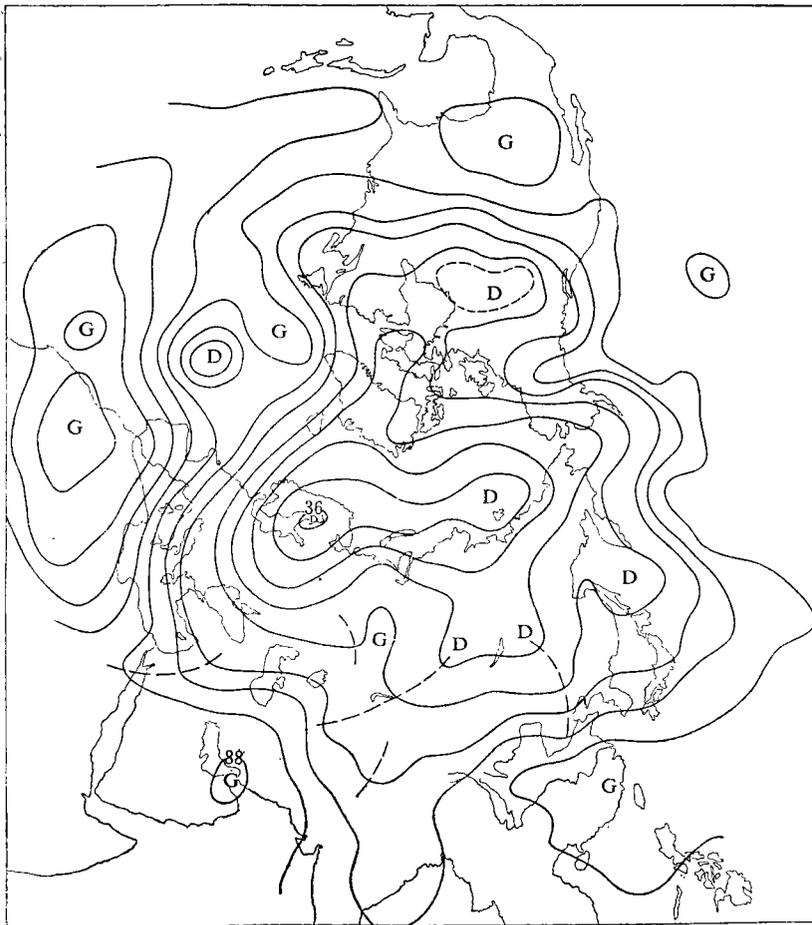


图 4 48 小时 500 毫巴高度预报图

达 3 位势什米,但它的作用稳定持续,在太平洋中部的副高脊区,到 72 小时可达 8 位势什米。

下垫面的感热作用对地面影响最为显著,加热区在 24 小时可下降 5 毫巴;对 500 毫巴影响较小,但到 48 小时,在大陆上,阿拉伯半岛地区感热加热可使 500 毫巴升高 5 位势什米。

八、结 语

这一模式经过个例试验,初步看来是合理的。主要问题是:

(1) 系统强度偏弱,特别是副热带高压报得太弱。经过后来的比较计算,它和静力关系的差分格式及其相联系的温度场初值形成有关。

(2) 地形区下游的海面气压场容易报出虚假的低压发展,特别是在 72 小时以后。

(3) 本模式的垂直分解和水平分解都太粗,必须进一步提高分解。

对这些问题,目前正在研究改进。

参 考 文 献

- [1] 大气所中期预报组,初始方程数值模式的一个计算格式及其预报的个例实验。大气科学,1976年第2期,39—51.
- [2] 大气所中期预报组,初始方程数值模式的一个计算格式在有限区域预报的试验。大气科学,1977年第3期,174—179.
- [3] 朱抱真、纪立人、袁重光、李崇银,一个用于数值预报模式的辐射加热计算方案。第2次全国数值预报会议文集,1978,45—55.
- [4] 季仲贞、陈嘉滨、徐飞亚,原始方程三层模式大尺度凝结降水方案的比较实验,(同上),56—66.
- [5] 骆美霞、张道民,在一个原始方程中计算地面温度及下垫面感热和蒸发通量的实验,(同上),73—86.
- [6] 张学洪、许有丰、骆美霞、金祥林,初始方程模式中引进地形作用的初步试验,(同上),87—97.
- [7] 朱抱真、张学洪、骆美霞,用静力扣除法计算地形作用的一个方案,(同上),67—72.
- [8] 大气所中期预报组,青藏高原对东亚大型天气过程动力影响的初步研究,青藏高原气象论文集,(1975—1976).
- [9] Wang, W. C., *Jour. Appl. Met.*, **15** (1976), 21—27.
- [10] Katayama, A., *Proc. WMO IUGG Symp. International*, N. W. P., Tokyo (1968).
- [11] Danard, M. B., *M. W. R.*, **100** (1972), 374—382.
- [12] Kesel, P. G. et al., *M. W. R.*, **100** (1972), 360—373.
- [13] Smagorinsky, J., *M. W. R.*, **93** (1965), 727—768.

A PRIMITIVE EQUATION NUMERICAL MODEL INCLUDING OROGRAPHY AND NON- ADIABATIC HEATING

Zhu Bao-zhen Ghen Jia-bin Zhang Xue-hong
Ji Zhong-zhen Luo Mei-xia Ji Li-ren
Zhang Dao-min Xu You-feng

(Institute of Atmospheric physics, Academia sinica)

Abstract

In order to simulate the large-scale dynamic process and improve the numerical weather prediction, a primitive equation hemispherical model is developed.

Characteristic features of the model are as follows: The thermodynamic equation is written in the form as equation (6). The difference schemes of the model preserve total energy but the difference schemes of the pressure gradient and hydrostatic relation have not any constraint. The physical factors of orography, friction, horizontal diffusion, large-scale precipitation, evaporation and various non-adiabatic heating are included. The radiational heating and cooling is designed to evaluate directly from the differential expression (21) and (22), and the ground temperature is calculated from the solution (24) without iteration.

The model was tested to give an example of 48 hours prediction.