

锋面波发展演变与气旋形成的数值研究

肖庆农

(南京大学大气科学系, 南京 210093)

张 颖 李 微

(空军气象学院, 南京 211101)

提 要

本文将锋面作为密度的零级不连续面, 对锋面上扰动的非线性发展演变进行了数值研究, 所用的锋面模型是 f 平面上的浅水、两层模型, 差分格式具有位涡拟能守恒和动能守恒的性质。锋面波的发展与初始扰动尺度有关, 天气尺度的扰动可以维持较长的发展时间, 形成较大振幅的波动, 其结构类似于具有锢囚锋结构的气旋, 相反, 较小尺度扰动不易形成锢囚锋结构。同时, 锋面波的发展演变受 Richardson 数(Ri)的影响, Ri 越小, 锋面波发展的时间越长, 波动振幅越大; Ri 越大时, 锋面波发展的时间越短, 波动容易衰减。锋面波的发展类似于气旋的形成过程。

关键词: 锋面扰动; 稳定性; 气旋; 数值研究。

一、引 言

气旋的生成和发展历来是天气学研究的主要课题之一。按照挪威学派的极锋理论, 冷锋在外界扰动影响下会产生波动, 当这种波动发展时就形成气旋。根据这一理论, Orlanski^[1]对锋面上波动的稳定性问题进行了研究, 得到了 Richardson 数 $Ri < 5$ 时各种不稳定模态。Orlanski 所研究的锋面波稳定性问题是线性稳定性问题。

为了考虑非线性影响, Duffy^[2]在 Orlanski 模式中引入了地转动量近似^[3], 对锋面波动的稳定性问题做了进一步的理论研究。由于地转动量近似既部分地考虑了非线性影响, 又使得问题较易处理, 所以 Duffy 的结果使我们对锋面波动的稳定性问题有了更进一步的了解。

随着计算机的发展, 应用数值计算的方法来研究锋面波动的非线性演变成为一种非常有用的工具。早在 1965 年, Kasahara 等^[4]就研究过锋面在移动过程中的非线性演变, 他把地面锋线在初始时刻设为一个正弦波扰动, 模式积分的结果表明初始正弦波不但平移, 同时还发生了变形, 很象实际大气中气旋冷暖锋发展、演变及锢囚的过程。此后, 又有许多学者继续对非线性锋面波动的发展演变进行了研究, 例如, Rao 和 Fritsch^[5], Sinton 和 Mechoso^[6], 这些研究对于了解锋面气旋的形成无疑是很有意义的。

Orlanski^[1]的线性模式在本文中扩展成非线性模式, 并对锋面上一个初始扰动的发展、演变用数值的方法进行了研究, 另外, 本文的非线性模式假定上边界是一个自由面, 而 Orlanski 模型上边界是固定的。

1992 年 12 月 16 日收到, 1993 年 5 月 27 日收到修改稿。

二、模 式

根据挪威学派的理论, 将冷锋看成冷、暖空气的交界面, 这样把锋面模型建成具有不同密度的两层流体模型(如图 1)。假设暖空气顶也是一自由面, 那么冷、暖空气的控制方程为

$$\frac{\partial u_k}{\partial t} - h_k v_k q_k + \frac{\partial}{\partial x} (K_k + \Phi_k) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_k}{\partial t} + h_k u_k q_k + \frac{\partial}{\partial y} (K_k + \Phi_k) = 0, \quad (2)$$

$$\frac{\partial h_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u_k h_k) + \frac{\partial}{\partial y} (v_k h_k) = 0. \quad (3)$$

方程(1)–(3)是由常规的浅水方程转化而来的, 其中 $k=1$ 代表冷空气、 $k=2$ 表示暖空气, u_1 、 v_1 、 h_1 和 u_2 、 v_2 、 h_2 分别代表冷空气和暖空气的风速分量及厚度。

$$K_k = \frac{1}{2} (u_k^2 + v_k^2), \quad (4)$$

$$q_k = \frac{1}{h_k} \left(\frac{\partial v_k}{\partial x} - \frac{\partial u_k}{\partial y} \right) + f, \quad (5)$$

分别是冷空气($k=1$)和暖空气($k=2$)的动能和位涡。此外, 方程(1)–(3)中 Φ_k 的定义是

$$\Phi_1 = g(h_1 + \frac{\rho_2}{\rho_1} h_2), \quad (6)$$

$$\Phi_2 = g(h_1 + h_2), \quad (7)$$

其中 ρ_1 和 ρ_2 分别是冷、暖空气的密度。

方程组(1)–(7)构成了一闭合方程组, 本文用数值方法对其进行积分求解。方程(1)–(7)变成差分方程时, 变量按照 Arakawa-C 型跳点格式配置, 即: 将位涡 q_k 放在整点上, u_k 放在 y 方向的半点上, v_k 放在 x 方向的半点上, 而 h_k 置于网格中心。差分格式采用具有能量守恒和位涡拟能守恒的格式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (u_k)_{i,j+\frac{1}{2}} = & (\alpha_k)_{i,j+\frac{1}{2}} (v_k h_k)_{i+\frac{1}{2},j+1} + (\beta_k)_{i,j+\frac{1}{2}} (v_k h_k)_{i-\frac{1}{2},j+1} \\ & + (\gamma_k)_{i,j+\frac{1}{2}} (v_k h_k)_{i-\frac{1}{2},j} + (\delta_k)_{i,j+\frac{1}{2}} (v_k h_k)_{i+\frac{1}{2},j} \\ & - (\varepsilon_k)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} (u_k h_k)_{i+1,j+\frac{1}{2}} + (\varepsilon_k)_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} (u_k h_k)_{i-1,j+\frac{1}{2}} \\ & - \frac{1}{d} [(K_k + \Phi_k)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} - (K_k + \Phi_k)_{i-\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (v_k)_{i+\frac{1}{2},j} = & -(\gamma_k)_{i+1,j+\frac{1}{2}} (u_k h_k)_{i+1,j+\frac{1}{2}} - (\delta_k)_{i,j+\frac{1}{2}} (u_k h_k)_{i,j+\frac{1}{2}} \\ & - (\alpha_k)_{i,j-\frac{1}{2}} (u_k h_k)_{i,j-\frac{1}{2}} - (\beta_k)_{i+1,j-\frac{1}{2}} (u_k h_k)_{i+1,j-\frac{1}{2}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -(\varphi_k)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}}(v_k h_k)_{i+\frac{1}{2},j+1} + (\varphi_k)_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}(v_k h_k)_{i+\frac{1}{2},j-1} \\
 & -\frac{1}{d}[(K_k + \Phi_k)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} - (K_k + \Phi_k)_{i+\frac{1}{2},j-\frac{1}{2}}], \quad (9)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial t}(h_k)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} + \frac{1}{d}[(u_k h_k)_{i+1,j+\frac{1}{2}} - (u_k h_k)_{i,j+\frac{1}{2}} + (v_k h_k)_{i+\frac{1}{2},j+1} - (v_k h_k)_{i+\frac{1}{2},j}] \\
 & = 0, \quad (10)
 \end{aligned}$$

其中

$$(\alpha_k)_{i,j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{24}[2(q_k)_{i+1,j+1} + (q_k)_{i,j+1} + 2(q_k)_{i,j} + (q_k)_{i+1,j}], \quad (11)$$

$$(\beta_k)_{i,j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{24}[(q_k)_{i,j+1} + 2(q_k)_{i-1,j+1} + (q_k)_{i-1,j} + 2(q_k)_{i,j}], \quad (12)$$

$$(\gamma_k)_{i,j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{24}[2(q_k)_{i,j+1} + 2(q_k)_{i-1,j} + (q_k)_{i-1,j+1} + (q_k)_{i,j}], \quad (13)$$

$$(\delta_k)_{i,j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{24}[(q_k)_{i+1,j+1} + 2(q_k)_{i,j+1} + (q_k)_{i,j} + 2(q_k)_{i+1,j}], \quad (14)$$

$$(\varepsilon_k)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{24}[(q_k)_{i+1,j+1} + (q_k)_{i,j+1} - (q_k)_{i,j} - (q_k)_{i+1,j}], \quad (15)$$

$$(\varphi_k)_{i+\frac{1}{2},j+\frac{1}{2}} = \frac{1}{24}[(-q_k)_{i+1,j+1} + (q_k)_{i,j+1} + (q_k)_{i,j} - (q_k)_{i+1,j}], \quad (16)$$

为了使模式计算稳定, 差分方程(8)与(9)中加入扩散项($K_D \nabla^2 u_k$ 与 $K_D \nabla^2 v_k$), 取扩散系数 $K_D = 4.0 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$; 时间积分方案采用中央差与 Euler 后差交替进行的方案。

由于两层流体的界面(即锋面)分别与上、下边界相交, 所以在数值计算时必须进行一些特殊处理, 本文取一种近似, 将只有一层流体的地方, 将另一层流体也延伸过来(如图 1 中的虚线), 但认为延伸过来的流体厚度很小(计算中取 1m), 且速度为 0, 这样使整个区域内都有两层流体, 从而使计算可以直接进行, 试验表明, 这种处理方法对于模拟地面锋的移动是有效的。

计算中存在的另一个问题是: 由(10)式求出的厚度场(h_1 或 h_2)有可能小于 1m, 当这种情况出现时, 模式按质量守恒的原则对 h_1 和 h_2 进行调整, 以保证计算过程中 h_1 或 $h_2 \geq 1\text{m}$ 。

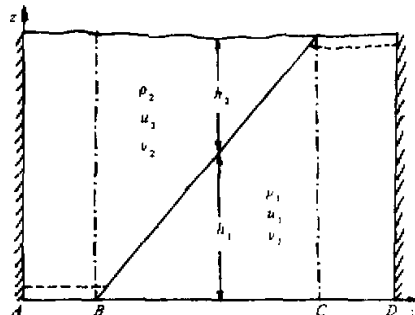


图 1 锋面模型示意图

三、边界条件与初始条件

模式南北方向取固定边界条件, 东西方向取周期边界条件。计算中, 南北方向的计

算区域取得足够长以使锋面范围(如图 1 中 BC 区域)正好位于计算区的中心位置。

初始时,取地面锋线为东西向,锋面两侧的风呈气旋式切变,且风向相反,即锋面南侧为西风,北侧为东风;垂直于锋面的风速为 0,即初始时取: $u_1|_{t=0} = U_1 = -10 \text{ m s}^{-1}$, $u_2|_{t=0} = U_2 = 10 \text{ m s}^{-1}$, $v_1|_{t=0} = v_2|_{t=0} = 0$ 。

初始锋面是由基本场与锋面扰动组成的,设冷、暖空气的密度 ρ_1 和 ρ_2 是给定的,则由锋面坡度 Margules 公式,有锋面坡度

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{f(\rho_2 U_2 - \rho_1 U_1)}{g(\rho_1 - \rho_2)}, \quad (17)$$

因此,锋面两侧冷、暖空气的厚度取为

$$h_1 = (y - y_0) \operatorname{tg} \delta, \quad (18)$$

$$h_2 = H - h_1, \quad (19)$$

其中 y_0 是初始时地面锋线位置, H 是锋面特征高度。(18)和(19)式就是所取的基本锋面场,在此基本场上再假设锋面受到一个初始扰动,且扰动的最大振幅正好落在地面锋线 $y = y_0$ 处。试验中,初始扰动叠加在暖空气厚度 h_2 上,取为

$$h'_2(x, y) = h_{2a}(y) \cos \frac{2\pi x}{L_x}, \quad (20)$$

其中 L_x 是沿锋线方向的扰动宽度, $h_{2a}(y)$ 是振幅。

$$h_{2a}(y) = h_{20} \exp \left[- \left(\frac{2\pi(y - y_0)}{L_y} \right)^2 \right] \cos \frac{2\pi(y - y_0)}{L_y}, \quad (21)$$

$L_y = 2L_x$, h_{20} 是代表扰动强度的量,其大小试验中取使得地面气压场扰动的最大振幅为 3 hPa。

四、结果与讨论

本文给出 8 次试验结果,为了下面叙述方便,将 8 次试验中所取的一些参数列于表 1 中。根据 Orlandi^[1] 的讨论,锋面上扰动的稳定性受 Rossby 数和 Richardson 数的制约,并给出了 $Ri \leq 5$ 时锋面波稳定性问题的分析。按文献[1],其中 Rossby 数定义为

$$Ro = \frac{(U_2 - U_1)k}{2f}, \quad (22)$$

Richardson 数定义为

$$Ri = \frac{gH(\rho_1 - \rho_2)}{\left(\frac{\rho_1 + \rho_2}{2} \right) (U_2 - U_1)^2}, \quad (23)$$

(22)式中 k 是沿锋线方向初始扰动的波数,即

$$k = \frac{2\pi}{L_x}. \quad (24)$$

表 1 8 次试验中的主要参数

试验	网格距 d (km)	时间步长 Δt (s)	积分时间 T (h)	初始地面锋 位置 y_0 (km)	扰动尺度 L_x (km)	密度比 ρ_2 / ρ_1	Richardson 数 Ri
A	200	180	288	2800	5600	0.98 / 1.02	10
B	200	180	192	1600	3200	0.98 / 1.02	10
C	75	60	192	750	1500	0.98 / 1.02	10
D	200	180	192	1600	3200	0.98 / 1.02	3
E	200	180	192	1600	3200	0.98 / 1.02	6
F	200	180	192	1600	3200	0.96 / 1.04	20
G	200	180	288	2800	5600	0.98 / 1.02	5
H	200	180	192	2800	5600	0.96 / 1.04	20

由于 U_1 和 U_2 是给定的, 所以 Ro 的影响实际上是初始扰动尺度的影响, 即锋面波的发展对波长的选择问题, 下面就首先对这个问题进行试验和讨论。

1. 初始扰动尺度对锋面波发展的影响

Orlanski^[1]认为, 锋面上任何波长的波动都有可能发展, 不稳定的锋面波存在于所有波段。就这个问题, 本文给出三次试验结果进行分析, 试验中取 $Ri=10$, $\rho_2 / \rho_1 = 0.98 / 1.02$, 但初始扰动的尺度 L_x 分别取 5600km(试验 A)、3200km(试验 B)与 1500km(试验 C), 其中 5600km 的尺度相当于 Eady 波^[8]的最优波长, 是一种天气尺度的扰动, 1500km 的尺度是中 α 尺度。

图 2 是试验 A、B、C 计算出的每 24 小时一次的地面锋演变, 可见, 试验 A(图 2a)第 24 小时冷锋已经变形, 第 48 小时冷锋出现波动, 之后, 波动振幅随时间增长, 并逐步发展成类似于气旋的冷暖锋结构, 如图 3a 所示的情形(第 96 小时), 此时, 冷锋前的暖空气呈扇形, 冷锋两侧风场呈气旋式切变。从图 3a 可见, 试验 A 在第 96 小时之后锋面波振幅迅速增大, 而冷锋前的暖空气区变得越来越窄, 这一过程非常类似于实际大气中锢囚锋的形成过程。图 3b 是试验 A 第 240 小时地面锋及两侧风场的分布情况, 可见, 暖空气范围已非常窄, 说明冷锋接近锢囚。从图 2a 冷锋的演变看, 第 240 小时之后, 锋面波振幅迅速减小, 暖空气向南退, 说明东西两侧的冷空气已经汇合, 即冷锋相遇形成了锢囚, 但是由于本模式的特点是两层浅水模型, 冷空气相遇后即认为是冷区, 所以无法画出天气学中那样的锢囚锋。

试验 B 其初始扰动尺度是 3200km, 从图 2b 看出, 冷锋也是逐步变形, 锋面上的波动发展到第 96 小时振幅达到最大, 其后慢慢衰减, 第 192 小时锋面波已非常弱。图 4a 是波振幅最大时(第 96 小时)地面锋及两侧风场的分布特征, 可见此时冷锋的形状类似天气学中气旋冷暖锋情况, 暖区空气呈扇形, 风场上有气旋式切变。

图 4b 是上边界取固定边界条件(上边界非自由面)时与试验 B 相对应的试验结果(第 96 小时), 这实际上是非线性 Orlanski 模式^[1], 比较图 4a 与图 4b 可见, 两者都模拟出了类似于气旋的冷、暖锋及风场结构, 但是, 图 4b 中锋面波振幅明显小于图 4a, 从这一点看, 上边界固定是不利于锋面上波动加强的。

将图 2a 与图 2b 进行比较可见, 当沿锋方向的初始扰动尺度减小之后, 锋面波的

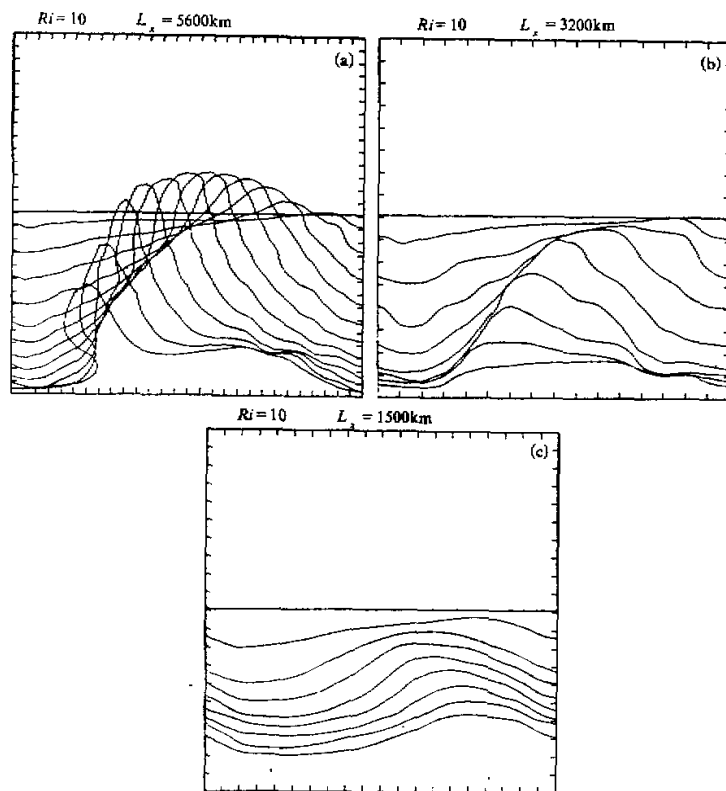


图 2 地面锋线演变

实线是每 24 小时一次的地面冷锋位置。(a) 试验 A, (b) 试验 B, (c) 试验 C

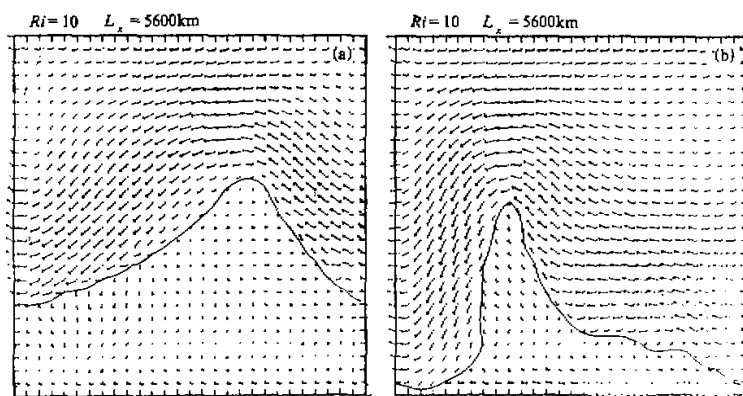


图 3 试验 A 模拟的地面冷锋(实线)及两侧风场分布

(a) 第 96 小时, (b) 第 240 小时

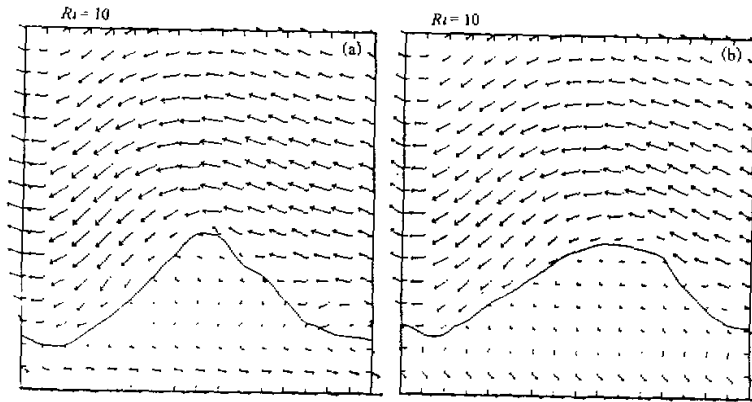


图4 试验 B 第 96 小时地面锋(实践)及两侧风场分布

(a) 上边界自由面; (b) 上边界固定

演变加快。图 2a 中第 288 小时波动振幅仍较大, 而图 2b 中第 192 小时沿锋线的波动振幅已很弱, 说明波长越长, 波动的振幅越大, 维持波动较大振幅的时间也越长。另外, 试验 A 与试验 B 的另一个重大区别是图 2a 中模拟出了较窄的暖空气区, 这是冷锋锢囚前的特征, 而试验 B(图 2b)中没有模拟出这种特征。如果初始扰动的尺度进一步减小, 如试验 C 中 1500km 中 α 尺度扰动引起的锋面波(图 2c), 其波动振幅进一步减小, 甚至不能产生出较强的锋面波动。

通过试验 A、B、C 的分析可见, 锋上的中尺度扰动、大尺度或天气尺度扰动都能引起锋面波动, 当波动发展到一定强度后, 无论从冷锋本身还是从其两侧风场看都非常类似于气旋, 但是, 尺度越小时, 气旋的生命史也越短, 且不易形成锢囚锋结构(如试验 B 和 C), 而锋面上较大尺度波动就容易形成具有锢囚锋结构的气旋(如试验 A)。

2. Richardson 数对锋面波演变的影响

试验 B、D、E、F 初始扰动尺度均是 3200km, 但四次试验中 Ri 不同, 下面讨论 Ri 对锋面波演变的影响。图 5a、b、c 分别是 $Ri=3$ (试验 D), $Ri=6$ (试验 E)和 $Ri=20$ (试验 F)时的地面锋演变, 而 $Ri=10$ (试验 B)时的结果见图 2b。比较可见, 四次试验中开始平直的地面冷锋随着时间的增长都产生了波动, 但波动演变的过程与 Ri 有关, Ri 越大, 波动演变越快。当 $Ri=3$ 时(试验 D), 从图 5a 可见锋面波在第 192 小时(8 天)波动振幅仍很大; 当 $Ri=6$ 时(图 5b), 锋面波开始是发展的, 约至第 96 小时时振幅达到最大, 其后逐渐衰减, 波动变平缓; 当 $Ri=10$ 时(图 2b), 锋面波演变的规律与图 5b($Ri=6$)类似, 只是波动衰减得更快, 至第 192 小时已看不出明显波动; 当 $Ri=20$ 时(图 5c), 锋面波在第 96 小时已衰减得很平缓。

对照试验 D、E、E 以及试验 B 可以看出: Ri 较小时, 锋面波有较长时间的发展过程, 而 Ri 较大时, 波动容易衰减; 当波动发展到一定强度时会呈现出大气中气旋冷暖锋的特征。从(23)式的定义看, Ri 反映了锋面的斜压性, Ri 较小时, 斜压性

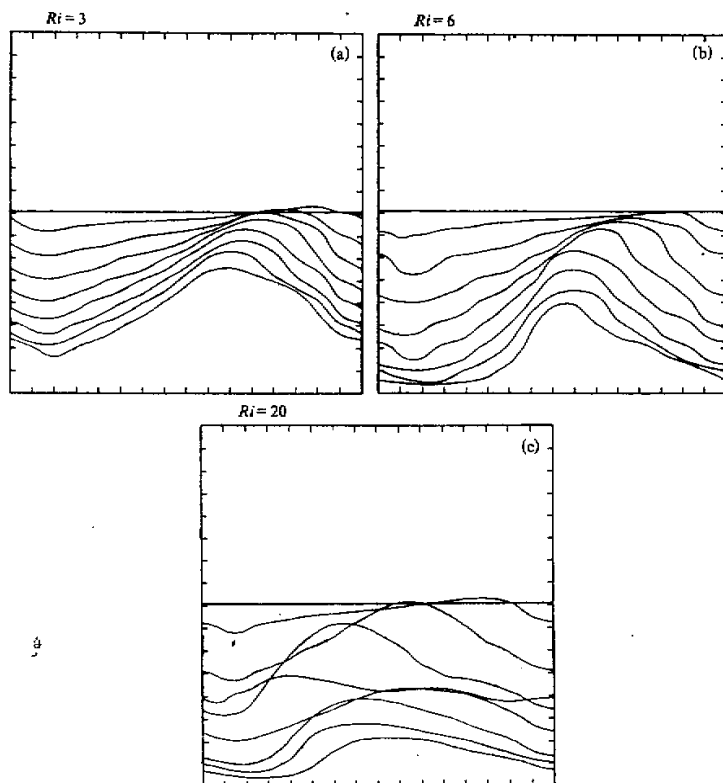


图 5 每 24 小时一次的地面锋(实线)演变
(a) 试验 D, (b) 试验 E, (c) 试验 F

强, 锋面上的扰动可以从基本气流中获得较大能量, 从而促成波动的发展和气旋的形成; 而 Ri 较大时, 斜压性弱, 锋面上的扰动就不容易获得足够的能量使波动持续发展, 所以波动就容易衰减。可见, 锋面波动向气旋发展的过程实际上也是一个斜压不稳定发展的过程。

为了进一步说明 Ri 的影响, 我们再分析试验 A、G 和 H, 这三次试验的初始扰动尺度均是 5600km, 但它们的 Richardson 数不同, 分别是 10(试验 A)、5(试验 G)和 20(试验 H)。图 6a、b 分别是试验 G 和 H 的地面锋演变, 试验 A 的地面锋演变见图 2a。可见, 试验 G 中锋面波的演变最慢, 试验 A 次之, 而试验 H 中锋面波演变最快。由于水平尺度较大, 锋面波振幅也较大, 所以这三次试验所揭示的规律比图 5 更明显, 即: Ri 较大时锋面波演变快, Ri 较小时锋面波演变慢, 如图 6a 中, $Ri=5$ 的情况表明第 192 小时波动振幅正处在增长阶段; 图 2a 是 $Ri=10$ 时的情况, 第 192 小时锋面波振幅刚开始衰减; 而图 6b 中 $Ri=20$ 的情况, 在第 192 小时锋面波振幅已大为衰减; 这也进一步说明: Ri 越大波就容易衰减, 而 Ri 越小时波发展的时间越长。另外, 从

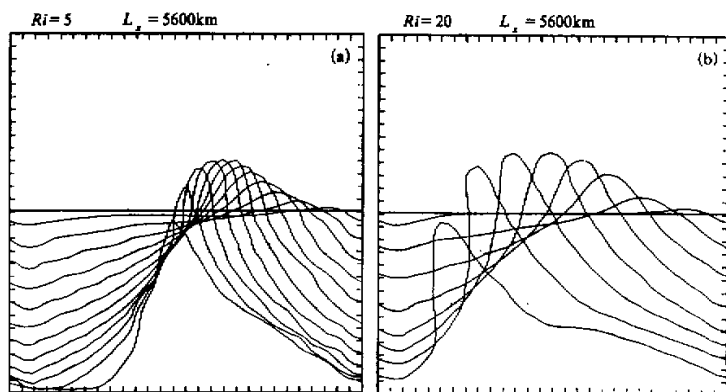


图6 每24小时一次的地面锋(实线)演变
(a) 试验 G, (b) 试验 H

试验 A、G 和 H 可见, 初始扰动尺度 5600km 时锋面上波动的演变具有锢囚锋形成的变化特征, 暖空气区变窄, 发展至较强时暖空气区顶部呈尖状, 这非常类似于锢囚锋的形成过程。

五、小 结

本文采用 f 平面上浅水两层模式, 将锋面看成两种不同密度(温度)的交界面(这是传统天气学中锋面零级不连续的概念), 对锋面上的一个初始扰动, 用数值方法研究其非线性发展演变的规律, 讨论了取不同参数设置初始场时锋面波演变的规律, 得出如下结论:

(1) 锋面上波动发展与初始扰动场的尺度有关, 对于天气尺度的扰动, 可以发展成振幅很大的锋面波动, 形成气旋, 甚至可以发展成具有锢囚锋时的气旋结构, 且维持相当长的发展时间; 对于较小尺度的扰动, 其发展的锋面波动振幅相对就小, 其发展形成的气旋维持时间也短得多。另外, 尺度越小, 越不容易发展成具有锢囚锋结构的气旋。

(2) 当 Richardson 数越小时, 锋面上波动发展的时间越长, 而 Richardson 数越大时, 波动越容易衰减, 当锋面波发展到一定强度时, 其结构及风场都很类似于气旋。锋面波的发展同斜压不稳定是一致的。

必须指出, 本文的结果是利用浅水模型得到的, 浅水模型隐含了静力平衡假设、各层流体垂直方向运动均匀, 即分层正压、斜压性全部集中在交界面(即锋面)上, 而且各层流体密度均匀, 所以试验结果有一定的局限性; 但是, 从本文的结果看, 这种锋面浅水模型基本抓住了锋面波发展、演变与气旋形成的主要特征, 物理概念上非常清楚, 对于我们了解锋面上气旋的形成具有一定的意义。

参 考 文 献

- [1] Orlandi, I., 1968, Instability of frontal waves, *J. Atmos. Sci.*, **25**, 178-200.
- [2] Duffy, D. G., 1976, The application of the semigeostrophic equations to the frontal instability problem, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2322-2337.
- [3] Hoskins, B. J., 1975, The geostrophic momentum approximation and the semigeostrophic equations, *J. Atmos. Sci.*, **32**, 233-242.
- [4] Kasahara, A., E. Isaacson and J. J. Stoker, 1965, Numerical studies of frontal motion in the atmosphere-1., *Tellus*, **17**, 261-276.
- [5] Rao, D. B., and J. M. Fritsch, 1971, A numerical study of the development of frontal motions, *Arch. Meteor. Geophys. Bioklim.*, **A20**, 301-320.
- [6] Sinton, D. M. and C. R. Mechoso, 1984, Nonlinear evolution of frontal waves, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3501-3517.
- [7] Arakawa, A., and V. R. Lamb, 1981, A potential enstrophy and energy conserving scheme for the shallow water equations, *Mon. Wea. Rev.*, **109**, 18-36.
- [8] Eady, E., 1949, Long waves and cyclonic waves, *Tellus*, **1**, 33-52.

Numerical Study on Evolution of Frontal Waves and Cyclogenesis

Xiao Qingnong

(Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing 210093)

Zhang Ying and Li Wei

(Air Force Institute of Meteorology, Nanjing 211101)

Abstract

In this paper, the front is considered as a surface of zero-order discontinuity. In such a way, we designed a shallow water, two-layer model in f -plane. The model is written in finite differences according to kinetic energy and potential enstrophy conserving scheme. It is indicated that the evolution of frontal waves is selective to the scale of initial disturbance. The synoptic-scale disturbance can be evolved to large-amplitude frontal wave which is similar to occluded cyclone. When the scale of initial disturbance is decreased, the amplitude of frontal wave is also decreased. As a result, such a frontal wave has shorter life-time, and no structure of occluded cyclone. In addition, the evolution depends on Richardson number Ri . The less Ri is, the more intensely the frontal waves evolve. When a frontal wave evolves to an intense state, it is similar to a cyclone.

Key words: frontal disturbance; instability; cyclone; numerical study.