

ACTIVITIES OF NON-VORTICITY ULTRA-LONG WAVES AND
THEIR RELATIONS WITH SUMMER MONSOON IN THE FAR EAST
AND EL NINO EVENTS

Zhang Zhenyue, Wu Qing, Yu Xiangyang
(Meteorological Institute of the Air Force)

Abstract

Through the harmonic analysis based upon the data of mean velocity potential field at 200 hPa provided by Ding Yihui et al. and Krishnamurti et al., we obtained the non-vorticity ultra-long waves. It is revealed that the advance and retreat of summer monsoon in the Far East mainly depend on the activities of wave number 1 and wave number 2, while the El Nino events are closely related to the activities of wave number 3 and wave number 4.

有限区域模式非线性正规模 初值化方法比较试验

陈效先

(国家海洋局海洋环境预报中心)

纪立人

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文通过一个简单的正压原始方程模式,在有限区域上研究了非线性正规模初值化方法的效果.用具有明确物理意义的振幅比较方法从初值化处理后对重力快波振荡的抑制效果和对初始场的修改程度两个方面比较了非线性正规模、动力迭代、线性正规模和静态初值化方法.试验结果表明,非线性正规模方法抑制重力快波振荡十分有效,对初始场的修改很小.比较得出,非线性正规模和动力初值在使重力快波时间趋势为零的处理效果方面是一致的.位涡度守恒性质对于初值化方法的改进是有意义的.

关键词: 非线性正规模, 初值化, 有限区域.

一、引 言

原始方程模式以含有重力快波的产生和频散机制的优点广泛地运用于现代短期数值天气预报业务中.由于高频重力波的存在,使得原始方程模式的时间积分对初始场是否与模式协调十分敏感.观测和分析造成的误差以及真实大气与模式大气之间的差异都能在模式时间积分的最初6小时或更长时段内产生大振幅的重力快波振荡,进而使一些有天气意义的物理量(如垂直运动)发生振荡.初始场与模式的不协调甚至可以使数值预报完全失败.因此,必须对客观分析得到的初始场进行以抑制重力快波振荡为主要目的的初值化处理.经初值化处理后得到的物理量场可称为初值场.一般而言,好的初值化处理方法除了保证模式积分期间无明显重力快波振荡外,还应保证对初始场的修改控制在合理的限度内.为使初值场的预报符合大尺度系统实况,一般还要求初始场的慢波部分改变很小.

近几十年来发展了许多初值化处理方法.由准地转理论导出的简单诊断关系构成了早期的静态方法.地转风初值作为零级近似给出了风压场之间的动力学关系,在实际应用中简便易行.但在大曲率的流场附近及低纬科氏参数接近零的地带,地转风初值与实际情况有相当大的偏离.平衡初值也未能有效地抑制重力快波的振荡.变分法选择利用了原始方程组的某些固有特性来约束重力快波振荡收到了一定的效果.分析表明,变分约束有着强烈的滤波作用.不过,其权重函数的选择有主观因素,使用效果的好坏在一定程度上取决于人们对模式性能的了解程度.有人指出:变分法的强迫调整过程改变了Rossby波的初始状态.动力迭代法用人工阻尼高频振荡的时间差分格式围绕初始时刻

1987年12月15日收到,1988年6月20日收到再改稿.

循环积分来“模拟”从地转平衡的破坏到准地转演变的建立过程。此法对重力波的抑制效果是比较好的。研究亦指出^[1]，阻尼格式能对 Rossby 波产生影响。

Machenhauer 和 Baer (1977)^[2,3]同时提出的非线性正规模方法是近十年来迅速发展起来的初值化处理办法。对正压谱模式中重力波振荡的动力学研究发现，非线性项对部分重力波振幅时间倾向的贡献以相当缓慢变化的值振荡。因此，非线性项对重力快波时间倾向的强迫作用是接近定常的。可以通过迭代过程逐步调整线性项，使之与调整后微弱变化的非线性项作用相互抵消，以此获得重力快波时间倾向为零的初值场。在有限区域模式中，Briere (1982)^[4]给出了谱形式的迭代格式，格式的收敛将导致重力快波振幅不随时间积分而变。非线性正规模方法物理意义明确，与具体模式相适应并且针对慢、快波作不同的处理。

本文在正压有限区域网格点模式上实现非线性正规模方案。以此作为与不同初值化方法比较的基础，来探讨和了解非线性正规模初值化的物理特性。本文还试图从定量的角度给出几种初值化方法对慢、快波及其时间倾向的影响。

二、正规模初值化方案

1. 线性分析和线性正规模方案

将正压原始方程组写成散度、涡度形式：

$$\begin{cases} \frac{\partial \nabla^2 x}{\partial t} - f \nabla^2 \psi + \nabla^2 \phi = -\beta u + \vec{v} \cdot \nabla (\nabla^2 x) - (\nabla^2 x)^2 + 2(u_x v_y - v_x u_y), \\ \frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial t} + f \nabla^2 x = -\beta v - \vec{v} \cdot \nabla (\nabla^2 \psi) - \nabla^2 x \cdot \nabla^2 \psi, \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \phi \nabla^2 x = -\vec{v} \cdot \nabla \phi. \end{cases} \quad (2.1)$$

为了以后能直接比较各波振幅，我们选用文献[4]的计算方法，即取下列基本状态：

$$\bar{u} = 0, \quad \bar{v} = 0, \quad \bar{\phi} = \text{常数}, \quad f = \bar{f} = \text{常数}$$

横杠“—”表示区域平均。忽略右端项后，(2.1) 可线性化为：

$$\begin{cases} \frac{\partial \nabla^2 x}{\partial t} - \bar{f} \nabla^2 \psi + \nabla^2 \phi = 0, \\ \frac{\partial \nabla^2 \psi}{\partial t} + \bar{f} \nabla^2 x = 0, \\ \frac{\partial \phi}{\partial t} + \bar{\phi} \nabla^2 x = 0, \end{cases} \quad (2.2)$$

若令 $\underline{E} = (x, \psi, \phi)^T$, $\underline{E}_1 = (x_1, \psi_1, \phi_1)^T$, $\underline{E}' = \underline{E} - \underline{E}_1$, 且 \underline{E}_1 满足约束：

$$\nabla^2 \underline{E}_1 = 0 \quad (2.3)$$

T 为转置符号， ∇^2 为拉普拉斯算子，当取 \underline{E}_1 在边界上与 \underline{E} 相等，并且这些边值不随时间而变时，上述变量代换使 (2.2) 式改变成边界值为零可供谱展开的 \underline{E}' 方程。

用双重傅里叶正弦级数在矩形闭区域上将 \underline{E}' 方程展开为：

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} x'_{KL} \\ \psi'_{KL} \\ \phi'_{KL} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \bar{f} & 1 \\ \bar{f} & 0 & 0 \\ -\bar{\phi}\alpha_{KL}^2 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x'_{KL} \\ \psi'_{KL} \\ \phi'_{KL} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (2.4)$$

式中 K 和 L 分别为 x 、 y 方向波数, $\alpha_{KL}^2 = \left(\frac{\pi K^2}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{\pi L}{L_y}\right)^2$, L_x 和 L_y 则为相应方向的区域长度.

可以求得 (2.4) 式的特征值 r_{KLi} ($i=1, 2, 3$) 和正交特征向量矩阵 \underline{R} , 它们分别为:

$$r_{KL1} = 0, \quad r_{KL2} = i\sigma_{KL}, \quad r_{KL3} = -i\sigma_{KL}, \quad (2.5)$$

$$\underline{R} = \begin{pmatrix} 0 & i b \sigma_{KL} & -i b \sigma_{KL} \\ a & b \bar{f} & b \bar{f} \\ a \bar{f} & -b \bar{\phi} \alpha_{KL}^2 & -b \bar{\phi} \alpha_{KL}^2 \end{pmatrix}, \quad (2.6)$$

式中 $i = \sqrt{-1}$, $\sigma_{KL} = (\bar{f}^2 + \bar{\phi} \alpha_{KL}^2)^{1/2}$ 为特征频率, $a = \sigma_{KL}^{-1}$, $b = (\sigma_{KL} \cdot \alpha_{KL} \cdot \sqrt{2\bar{\phi}})^{-1}$, 具体求解过程详见文献[4].

取 $\underline{E}' = \underline{R} \cdot (A_R, A_{GE}, A_{GW})^T$ 代入 (2.4) 求得了波振幅方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} A_R \\ A_{GE} \\ A_{GW} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & i\sigma_{KL} & 0 \\ 0 & 0 & -i\sigma_{KL} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A_R \\ A_{GE} \\ A_{GW} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

现在我们分析 (2.5) 与 (2.7) 式所含的物理意义.

三个特征值表明线性方程 (2.4) 包含着三种特征波动, r_{KL1} 所对应的是低频的慢波 (Rossby波), r_{KL2} 和 r_{KL3} 所对应的波动从 σ_{KL} 的表达式可知分别是高频的东传、西传重力惯性波. 这类快波的特征频率不仅随科氏参数 \bar{f} 也随等效深度 $(\bar{\phi}/g)$ 而变, 在低纬与很低的等效深度上其频率值接近于慢波频率, 在此情形下区分快、慢波进行初值处理是无意义的.

(2.7) 式给出了各波振幅方程. A_R 所代表的是相应于特征频率 r_{KL1} 的慢波振幅, A_{GE} 和 A_{GW} 为相应于 r_{KL2} 和 r_{KL3} 的快波振幅. 可以反演出振幅 A 与 \underline{E}'_{KL} 的关系:

$$A_R = \sigma_{KL}^{-1} (\bar{f} \phi'_{KL} + \bar{\phi} \alpha_{KL}^2 \psi'_{KL}), \quad (2.8a)$$

$$A_{GE} = \alpha_{KL} \sqrt{\frac{\bar{\phi}}{2}} \left[\sigma_{KL}^{-1} (\bar{f} \psi'_{KL} - \phi'_{KL}) - i x'_{KL} \right], \quad (2.8b)$$

$$A_{GW} = \alpha_{KL} \sqrt{\frac{\bar{\phi}}{2}} \left[\sigma_{KL}^{-1} (\bar{f} \psi'_{KL} - \phi'_{KL}) + i x'_{KL} \right], \quad (2.8c)$$

(2.8) 式构成了以下所用的振幅比较方法的基础.

从 (2.7) 和 (2.8) 可以得出几个结论, 第一, 慢波振幅不随时间而变 ($\frac{\partial A_R}{\partial t} = 0$); 慢波不对快波的时间变化产生影响. 第二, 将 (2.8a) 代入 $\frac{\partial A_B}{\partial t} = 0$, 求得对于任意时刻 t , 经反变换后成立:

$$\bar{f}(\phi^{(t)} - \phi^{(0)}) = \bar{c}v^2(\psi^{(t)} - \psi^{(0)}), \quad (2.9)$$

这种关系正是方程组所固有的位涡度守恒性质在线性情形下的体现。反之亦然，线性位涡度守恒必然导致 $\frac{\partial A_R}{\partial t} = 0$ 。由此，我们认为这个结论对于其它初值化方法的改进是有意义的。

当不考虑 (2.1) 右端项时，非线性过程退化为线性过程。由 (2.7)，只须

$$A_{GB} = 0, \quad A_{GW} = 0,$$

就能在模式积分过程中不产生重力快波的振荡。这就是线性正规初值化方案，计算公式如下，其中第三式等价于 (2.9) 式：

$$\begin{cases} \bar{f}\psi'_{KL} = \phi'_{KL}, \\ x'_{KL} = 0, \\ \bar{f}(\phi' - \phi'^{(0)}) = \bar{c}v^2(\psi' - \psi'^{(0)}). \end{cases} \quad (2.10)$$

2. 非线性正规方案 (简称 NNMI)

当考虑 (2.1) 的右端项后，在初值化处理中就必须考虑非线性作用的影响。NNMI 方案的基本思想是，在正交分解初始资料的基础上，根据位涡度守恒性保留慢波部分，对重力快波振幅进行调整，使之时间倾向为零。这样做能保证实际进行模式积分时不产生重力快波振荡。

类似于文献[4]的作法，对于第 $(q+1)$ 次迭代，有如下迭代格式：

$$\begin{cases} \Delta x_{KL} = \lambda \cdot \frac{1}{\sigma_{KL}} \cdot \left[\bar{f} \frac{\partial \psi_{KL}^{(q)}}{\partial t} - \frac{\partial \phi_{KL}^{(q)}}{\partial t} \right], \\ \Delta \psi_{KL} = \lambda \cdot \left(-\frac{\bar{f}}{\sigma_{KL}^2} \cdot \frac{\partial x_{KL}^{(q)}}{\partial t} \right), \\ \Delta \phi_{KL} = -\frac{\bar{c}v^2}{\bar{f}} \cdot \Delta \psi_{KL}. \end{cases} \quad (2.11)$$

用下式计算风压场值：

$$\begin{cases} u^{(q+1)} = u^{(q)} + (\Delta x)_x - \overline{(\Delta \psi)}_y^v, \\ v^{(q+1)} = v^{(q)} + (\Delta x)_y + \overline{(\Delta \psi)}_x^v, \\ \phi^{(q+1)} = \phi^{(q)} + \Delta \phi. \end{cases} \quad (2.12)$$

(2.11) 式中 $\Delta x_{KL} = x_{KL}^{(q+1)} - x_{KL}^{(q)}$ ，类似地可以得到 $\Delta \psi_{KL}$ 和 $\Delta \phi_{KL}$ 。(2.12) 中 “ $-xy$ ” 表示 5 点平滑，下标表示偏导数。在 (2.11) 中加入了松弛因子 λ ，对文献[4]的迭代格式作一修正。对于本文所取资料，计算表明 $\lambda = 1.4$ 时迭代收敛比文献[4]收敛快得多。可以证明，取 C 为相速度， \bar{u} 为平均风速，则 $1 \leq \lambda \leq 2/(1 + \bar{u}/c)$ 同样能使迭代收敛。此结论与 Errico (1983) 的结果不同，限于篇幅这里不加详述。

计算中发现，迭代过程中风的侧边界值按 (2.12) 作调整可以减少边界附近的少量不规则波动，同时也能使收敛速度加快。

三、比较试验用的模式和方法

1. 模式

具有瞬时平方守恒性质的正压原始方程有限差分模式为^[1]:

$$\begin{cases} \frac{\delta u}{\delta t} = -L(u) + fV - \overline{\Phi_x^*}^x, \\ \frac{\delta v}{\delta t} = -L(v) - fU - \overline{\Phi_y^*}^y, \\ \frac{\delta \phi}{\delta t} = -L(\phi), \end{cases} \quad (3.1)$$

式中定义:

$$\begin{aligned} \Phi^* &= \phi^2/2, & v &= \phi u/m, & v &= \phi v/m, \\ L(a) &= m[(\bar{u}^x \bar{a}^x)_x + (\bar{v}^y \bar{a}^y)_y], \\ \bar{F}^s &= \frac{1}{2} \left[F\left(s + \frac{d}{2}\right) + F\left(s - \frac{d}{2}\right) \right], \\ F_s &= \frac{1}{\alpha} \left[F\left(s + \frac{d}{2}\right) - F\left(s - \frac{d}{2}\right) \right], \end{aligned}$$

其中 m 为 Lambert 投影放大因子, $d = 200\text{km}$, 是网格距. a 和 s 代表 (3.1) 中相应位置的量, F 则为 u 、 v 、 ϕ 或 Φ^* 之一(下同). 采用常用的非跳点分布. 时间积分除第一步外, 均取中央差, 步长 $\Delta t = 450$ 秒. 每步取平滑系数 $\mu = 0.15$ 作时间平滑

$$\bar{F}(t) = (1 - \mu) \cdot F(t) + \frac{\mu}{2} \cdot (\bar{F}(t-1) + F(t+1)).$$

并对边界内四圈按 [5] 作空间平滑. 边条件取边界 Γ 上风质量通量为零的约束和矩形区

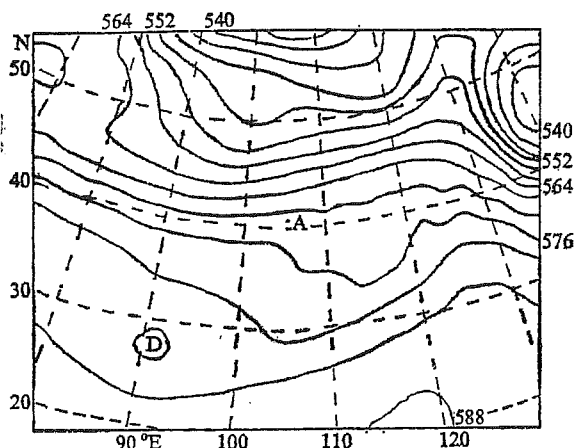


图1 初始场OD的位势高度分布
等值线间隔4位势什米(0时刻)

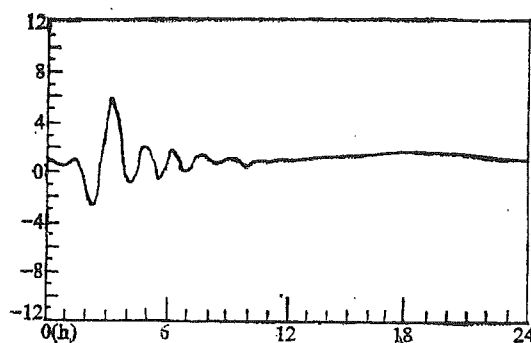


图2 区域中心 A ($I=14, J=11$)
点散度与模式积分的时间关系曲线
纵坐标为散度值(单位: 10^{-7}s^{-1}), 横坐标为积分时间

域边界 Γ 上物理量 F 固定不变:

$$\begin{aligned} \phi_r \vec{v} \cdot d\vec{l} &= 0, \\ F(x, y, t) |_{\Gamma} &= F(x, y, 0) |_{\Gamma}, \end{aligned}$$

有限区域为亚洲范围, 共 27×22 格点 ($x \times y$ 方向)。

基本数据只取 1973 年 4 月 30 日 08 时 500hPa 位势高度值, 风场由地转风关系求得。为了使静态初值化方法也能进行比较, 对这组数据又作了处理, 将上述数据用模式积分 12 小时后取得用于比较试验的数据, 暂称为 OD。OD 的位势高度场分布见图 1。初始场 OD 本身是非地转的, 经过一段时间的适应, 重力快波振荡已有一定程度的抑制 (图 2), 6 小时内中心点的散度值最大, 近 $6 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ 。

2. 比较方法

线性分析中我们已得到重力快波振幅与物理量之间的关系。通过积分过程中几个特定时刻计算的波振幅 (2.8 式), 可以定量地了解瞬间波状态和不同时刻波幅的变化。这种直接考察重力快波变化的方法要比通常所用的考察积分过程中某些物理量 (如地面气压等) 的变化特征来判断重力快波受抑制程度的方法优越。为简便起见, 用绝对和形式考虑重力快波振幅总的变化:

$$\begin{cases} A_{gr} = 2 \sum_{K=2}^{26} \sum_{L=2}^{21} \left| \frac{\alpha_{KL}}{\sigma_{KL}} \cdot \sqrt{\frac{\bar{\phi}}{2}} (\bar{f}\psi'_{KL} - \phi'_{KL}) \right|, \\ A_{gi} = 2 \sum_{K=2}^{26} \sum_{L=2}^{21} \left| \alpha_{KL} \cdot \sqrt{\frac{\bar{\phi}}{2}} \cdot x'_{KL} \right|, \end{cases} \quad (3.2)$$

A_{gr} 为实部振幅绝对和, A_{gi} 为虚部振幅绝对和。

比较时用 OD 算出 0、12 和 24 小时值, 再用各种初值同样计算后与之比较。比较过程也使用常用的均方根误差 RMS 和差值图:

$$\text{RMS}_F = \left[\frac{1}{22 \times 27} \sum_{i=1}^{27} \sum_{j=1}^{22} (F_{ij} - FOD_{ij})^2 \right]^{1/2},$$

F 代表 u 、 v 或 ϕ 。RMS 的单位同 F 的单位相同, A_{gr} 和 A_{gi} 用 100m 为单位。

四、结 果

1. NNMI 试验结果

图 3 给出迭代 5 次后 NNMI 在 A 点的散度时的演变曲线。与未初值化处理情形 (图 2) 相比, 其最大幅度不足 $3 \times 10^{-7} \text{ s}^{-1}$, 振荡是小的。因而, NNMI 对重力快波抑制效果明显。

表 1 统计值表明, 时刻高度场 RMS 误差为 4m, 风场为 $10^{-1} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。24 小时后误差值仍保持在这个水平上。由此可以认为, 初值处理前后 Rossby 波的改变是相当小的。振幅的计算值还表明, NNMI 初值化处理后重力快波振幅有明显减弱。

图 4 绘出了处理前后高度场的差值分布。与图 1 相比, 大体上脊或高压处为高度变化的负值区, 而槽区或低压处为正值区。这种配置表明, NNMI 对未处理场 OD 的修改具有系统性的特征。初值化处理后, 中高纬的西风带和低槽强度均有所减弱。看来

NNMI 初值具有一定的平滑作用. 我们还比较了 24 小时的预报结果 (图略), 其差别与初始时刻是相似的. 即 NNMI 的预报使中高纬低压带和副热带高压强度都有所减弱.

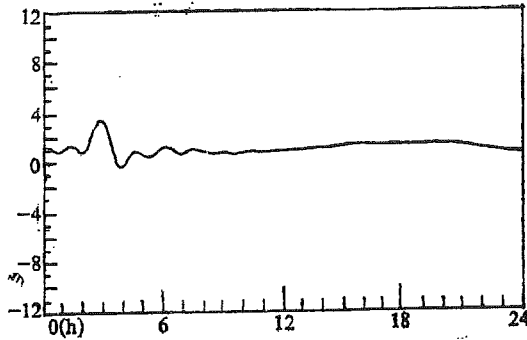


图 3 非线性正规模初值的散度曲线 (说明同图 2)

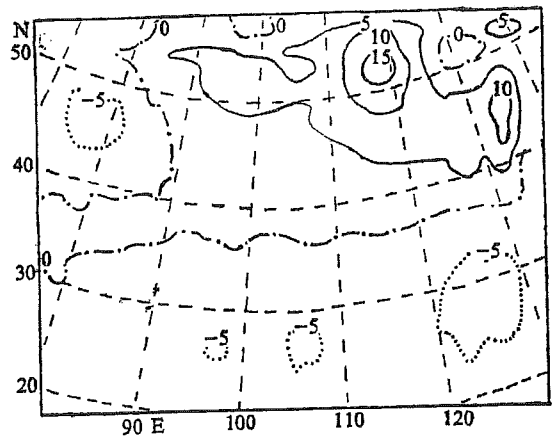


图 4 非线性正规模初值与 OD 的高度差值分布 (0h) 等值线间隔 5m. 其他同图 2

表 1 非线性正规模初值和初始场 OD 的统计

	0h	12h	24h
RMS_z	4.0	2.4	2.5
RMS_u	0.08	0.11	0.13
RMS_v	0.08	0.11	0.12
A_{gr}	326	364	369
A_{gi}	87	139	148
$A_{gr}(OD)$	322	401	406
$A_{gi}(OD)$	200	186	193

注: RMS 为均方根误差, A_g 为重力快波振幅绝对和的平均值.

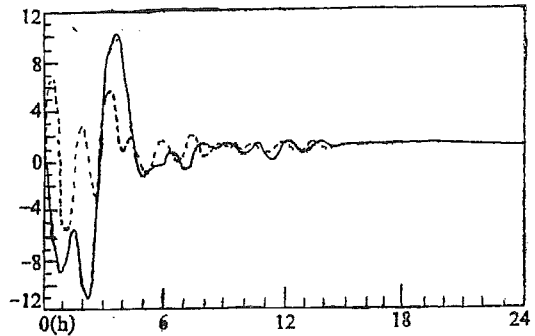


图 5 线性正规模初值 (实线) 和地转风初值 (虚线) 的散度曲线 (说明同图 2)

2. NNMI 与静态初值以及线性正规模的比较

同时计算了地转风初值和无辐散的平衡初值. 比较时发现, 这两个初值的效果基本上是相当的. 为简便起见, 以下用地转风初值来代表静态初值.

图 5 的 A 点散度时间演变曲线有一明显特征, 在前 6 小时重力快波振荡较图 2 有不同程度的增强. 地转风初值的散度振幅最大约 $6 \times 10^{-7} s^{-1}$, 而线性正规模为 $11 \times 10^{-7} s^{-1}$. 因此, 这两种初值对重力快波的抑制效果是不好的. 表 2—3 的统计表明地转风初值对风场的改动超过线性正规模初值. 前者的 RMS 值约为 $1.4 m \cdot s^{-1}$, 后者则对高度场作了异常的修改, 其 RMS 值为 19m.

可以用振幅分析的结果对这两种初值的效果进行解释. 表 1 中 NNMI 的 A_{gi} 值在前 12 小时变动值仅是地转风初值的一半左右, 也比线性正规模初值小得多. 可见, NNMI 初值化处理使重力快波振幅随时间变化很小, 即振荡小. 而后两种初值反而造成重力快波振荡加大. 根据 (2.1) 式, 迭代收敛时 NNMI 使重力快波振幅的时间倾向趋于零.

表2 地转风初值统计表

	0h	12h	24h
RMS_z	0.0	5.2	5.4
RMS_u	1.41	1.38	1.41
RMS_v	1.32	1.26	1.27
A_{gr}	303	334	335
A_{gt}	0	146	152

表3 线性正规模初值统计表

	0h	12h	24h
RMS_z	18.7	5.8	5.9
RMS_u	1.03	1.04	1.06
RMS_v	0.87	0.87	0.88
A_{gr}	0	256	258
A_{gt}	0	160	165

故 NNMI 实际上是通过迭代计算过程“模拟”大气的适应过程来获取满足准地转演变过程 $\left(\frac{\partial}{\partial t}(\bar{f}\nabla^2\psi - \nabla^2\phi) = 0\right)$ 的初值. 这样的初值意味着它随时满足动力学约束, 同时还满足运动的准地转性质. 相比之下, 后两种初值化处理方法试图尽可能减小初始重力快波振幅, 这并不能有效地抑制时间积分时重力快波的产生和发展. 况且, 地转风初值计算的风场其近似程度是不高的, 在完整的动力学方程中与高度场还不能完全协调; 而线性正规模初值则因忽略 β 作用造成了高度场的明显改变. 所以, 它们仅是近似地满足动力学约束关系而且不能保证运动的准地转性. 我们还就线性正规模初值考虑 β 效应的问题作了试验. 结果表明, 修改后的线性正规模初值虽然使高度场 RMS 值减少到 5 米, 但对重力快波振荡的抑制效果仍类似于前两者.

上述比较说明, 这几种初值化方法的差别主要在于能否保持过程的准地转或准无辐散性质. 这一点可从第二节的结果看出, 虽然那里是线性情况下的结果. 由 (2.8) 式, 由 $\frac{\partial}{\partial t}(\bar{f}\psi'_{KL} - \phi'_{KL}) = 0$ 和 $\frac{\partial x'_{KL}}{\partial t} = 0$ 可直接推出: $\frac{\partial A_{GB}}{\partial t} = \frac{\partial A_{GW}}{\partial t} = 0$. 也即保证过程的准地转性和准无辐散性同保证重力快波振幅不随时间迅速变化是等价的. 地转风或线性正规模初值, 都可能由于不协调的非线性平流而破坏过程的准平衡性质而产生重力波振幅的增长.

比较了 24 小时的预报结果, 地转风初值在副热带高压区域预报的高度场比 OD 预报的高度场偏高. 这与前述的 NNMI 预报结果相反, 表明副热带高压区域的预报对于不同初值化方案可能是敏感的.

3. NNMI 与动力迭代初值的比较

动力迭代法用 Okamura-Rivas^[6] 方案. 对于形式为 $\frac{\partial u}{\partial t} = F(u)$ 的方程, 其迭代格式如下:

$$\begin{cases} u^* = u^{(q)} + F(u^{(q)}) \cdot \Delta t, \\ u^{**} = u^* - F(u^*) \cdot \Delta t, \\ u^{(q+1)} = (n+1)u^{(q)} - nu^{**}, \end{cases} \quad (4.1)$$

式中, q 为迭代次数, $F(u)$ 代表非线性算子. 实际迭代计算时, 取 $n=3$, $q=100$; 每次循环过程不恢复高度场. 图 6 给出迭代过程中散度变化曲线和平均地转偏差与迭代次数 q 的关系. 随着迭代次数的增加, 散度场的变动越来越小, 地转偏差曲线逐渐变得

表 4 动力迭代初值统计表

	0h	12h	24h
$RMSz$	5.0	5.8	5.9
$RMSu$	0.14	1.04	1.06
$RMSv$	0.87	0.87	0.88
A_{gr}	391	412	417
A_{gt}	144	188	183

平滑. 这综合反映出重力快波振幅随时间变化趋于减小. 由于动力迭代法是往返迭代, 当收敛后, 无论是向前还是向后时间积分其散度和地转偏差几乎不变. 这就意味着两者的时间变化很小, 由(2.8)式可得, 重力快波振幅几乎不随时间而变. 这个结论同样可以通过表 4 与表 1 的振幅值时间变化比较而

得出. 因此, 动力迭代法用循环积分“模拟”适应过程来产生一个满足准地转平衡过程的初值场. 它对重力快波的处理效果与 NNMI 是相当的. 图 7 显示, 该例的动力迭代法效果稍好些.

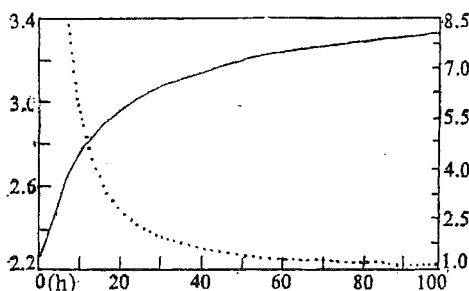


图 6 迭代前后平均散度差

点线: $(\nabla^2 \chi)^{qH} - (\nabla^2 \chi)^q$, 其值列于右纵轴,
单位: $10^{-9} s^{-1}$ 实线: 平均地转偏差曲线
 $f(\nabla^2 \psi)^q (-\nabla^2 \phi)^q$, 其值列于左纵
轴, 单位: $10^{-9} s^{-2}$

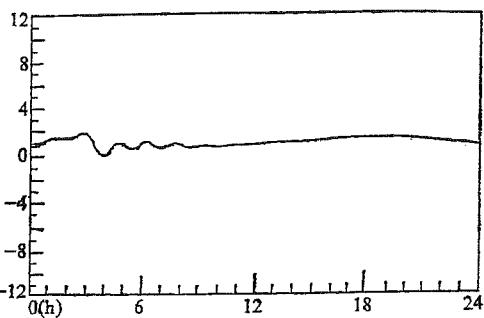


图 7 动力迭代初值散度曲线 (说明同图 2)

为了分析动力迭代法的阻尼率, 取 (4.1) 式中的算子 $F(u)$ 为线性化后的算子. 这样, 可以看到, (4.1) 式是分离变量后的线性方程, 而经过特征分析得到的 (2.7) 式正是这类形式的方程. 这里 u 代表慢波或快波振幅. 由此, 我们立刻可以求得动力迭代法的阻尼率为:

$$R = 1 - np^2$$

式中 $p = \sigma \Delta t$, σ 为特征频率. 当 $2 \gg np^2 > 0$ 时, 迭代是阻尼的.

NNMI 同样可以求得阻尼率. 从 (2.11) 可导出振幅迭代方程:

$$\begin{cases} A_{KKL}^{(q+1)} = A_{KKL}^{(q)} \\ A_{\sigma KL}^{(q+1)} = A_{\sigma KL}^{(q)} - i \frac{\lambda}{\sigma_{KL}} \Delta A_{\sigma KL}^{(q)} \end{cases} \quad (4.2)$$

式中, $\underline{A}_{\sigma} = (A_{\sigma E}, A_{\sigma W})^T$, $\underline{A}_{\sigma} = \frac{\partial \underline{A}_{\sigma}}{\partial t}$, $\underline{A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$

再由 (2.7):

$$\underline{A}_{\sigma KL} = -i \sigma_{KL} \underline{A} \underline{A}_{\sigma KL}$$

代入 (4.2) 后一个式子, 得重力快波阻尼率:

$$R = (1 - \lambda) \underline{I}$$

I 为单位矩阵。所以，在 NNMI 迭代中慢波的阻尼率为 1 ((4.2) 第一式)，重力快波的阻尼率只单纯地与松弛系数 λ 有关。当 $2 \geq \lambda \geq 0$ 时迭代是阻尼的。

上述分析表明，在线性情形下动力迭代法与 NNMI 对慢波和快波的阻尼无明显差别。但是，即使在线性化情形下动力迭代法的阻尼效果却受到多因素的综合影响，因而实际上其效果可能不如 NNMI。表 1 与表 4 的比较表明，12 小时后无论是风场还是高度场均是动力迭代初值的 RMS 值超过 NNMI 一倍以上。可见，NNMI 初值处理对 Rossby 波的影响确定是很小的，而动力迭代法则不然。同时，可以看到即使在初始时刻，动力迭代法对风场的修改也远大于 NNMI。动力迭代法造成风场向高度场较明显的适应变化相对于 NNMI 来说是有待改进的。

动力迭代初值的 24 小时预报与 NNMI 很相似，但前者对高度场修改不具有明显的系统性特征，一般说来是比较零乱的。在低纬，两者对高度场的预报是一致的。

了解动力迭代法与 NNMI 的异同，有可能相互取长补短，发展新算法。Bratseth^[7] 就曾利用 NNMI 特性改进动力迭代法的阻尼率。设计具有位涡守恒性的迭代格式改进动力迭代法也是可能的。本文试验过在动力迭代法的每次循环积分中保持非线性平流项不变，其结果与平流项变化的结果无明显差异。

五、小 结

本文在正压有限区域模式上初步实现了非线性正规模初值化方案。试验表明，这种方法对重力快波的抑制是相当有效的，非线性迭代过程对慢波的改动是本文比较的几种方法中最小的。非线性正规模初值化处理使高度场得到了少量平滑。试验还表明，对于副热带高压，其 24 小时预报结果可能对不同的初值化方案是敏感的。

以线性特征分析为基础，提出了振幅比较方法。直接比较慢、快波振幅的时间变化，可以从定量的角度较全面地评价初值化处理的两类基本思想。结果表明，以削弱重力快波振幅为主要目的的初值化处理方法不能有效地抑制重力快波的产生和发展。以减弱重力快波振幅时间变化为目的的方法则能有效地控制重力快波振荡。

非线性正规模初值化方法与动力迭代法的比较表明，尽管两者使用的方法不同，在效果上都达到减弱高频振荡，使过程保持准地转之目的。两者相互补充，发展新的初值化方法是值得进一步探讨的。

本文工作仅是初步的。非线性正规模方法应用于包含多种因素的业务预报模式以及怎样用于模式非固定边界（如套网格模式）等许多问题有待做更多的工作来解决。

本文的顺利完成，得到大气物理研究所吴万里、海洋环境预报中心季晓阳等同志的帮助。在此特表谢意。

参 考 文 献

- [1] 纪立人、徐飞亚，1982，原始方程模式初值处理问题的初步研究，中期数值预报文集，气象出版社，25—38。
- [2] Machenhauer, B., 1977, On the dynamics of gravity oscillations in a shallow water model, with applications to normal mode initialization, *Contrib. Atmos. Phys.*, 50, 253—271.
- [3] Baer, F., 1977, Adjustment of initial conditions required to suppress gravity oscillations in nonlinear flows, *Contrib. Atmos. Phys.*, 50, 350—366.
- [4] Briere, S., 1982, Nonlinear normal mode initialization of a limited area model, *Mon. Wea. Rev.*, 111, 2285—2297.