

薛定锔方程描述大尺度几率波运动规律的可能性及它在季度预报中的应用*

章少卿

李麦村

朱其文

(吉林省气象台)

(中国科学院大气物理研究所)

(吉林省气象研究所)

提 要

本文利用在一维、定常外场及其作用所产生的动能与势能平衡下的修正的薛定锔方程 (Schördinger equation): $i\frac{\partial\psi}{\partial t} = A\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} - iB\frac{\partial\psi}{\partial x}$ $B = B_0\frac{\partial T}{\partial x}$ 来描述六个月时间尺度的几率波的运动规律, 得出: $C = \frac{2\pi A}{L} - B_0\frac{\partial T}{\partial x}$, 当 $L \rightarrow \infty$ 时 $C \approx -B_0\frac{\partial T}{\partial x}$, 即六个月几率波的运动方向与外场的温度梯度相反, 其大小与梯度绝对值大小成线性关系。这与实际情况相符。换句话说, 几率波在冷源区是收缩的, 在热源区是扩散的。这个结论在实际中也得到证实。

最后我们提出利用六个月距平几率波及修正后的薛定锔方程做季度预报的简单MOS预报方案, 并对吉林省1981—1985年春、夏季的气温降水进行了试报, 其趋势预报确率为80%。

一、引 言

在文[1]中, 我们讨论了六个月的距平几率波的某些运动特性。本文将利用薛定锔方程^[2] (Schördinger equation) 来进一步讨论它的某些运动规律。其目的有二:

1. 从理论上解释文献[1]中所揭露出来的某些事实。

2. 试图用一个简单的数学模型来描述它, 进而应用前期9—2月几率波初始场的实况通过这一简单的数值模型客观地计算出4—9月几率波的分布场, 然后利用这一数值输出建立与本地的天气气候相联系的MOS方程, 并应用到季度预报的实践中去。经吉林省春夏两季降水、气温两项季度总趋势的预报实地尝试, 其二十九年的拟合确率, 春季, 气温为83%, 降水为89%; 夏季, 气温为83%, 降水为73%。而1981—1985年的试报确率, 两者均为80%。表明拟合与试报的确率是十分稳定的。

二、几率波运动方式的数学描述

文献[1]中我们讨论了受控于下垫面冷热源分布的几率波, 这种几率波具有二方面的内容: 一方面反映了正负距平(也可看成正负涡旋)在这六个月中出现的几率分布。另一方面反映了下垫面的冷热源的异常分布。它的运动规律很难用目前常用的动力学方程来描述。平时我们看到的大气中的这些不同空间尺度的正反两种涡旋, 对地球上的观察者来讲, 是宏观的系统; 但对宇宙空间的观察者来说, 地球半圆面上的环流总体均变成了右旋及左旋两类微观涡旋运动的统计集合系统。我们平时所用的北半球图的大小空间尺度相当于从太阳上(或其它宇宙空间点上)观察地球半圆面的大小, 它正反映了所谓宏

* 本文于1983年12月6日收到修改稿, 1986年5月3日收到修改稿。

微观实际上是相对的,它们具有层子的性质,即原子对分子来讲是微观结构,但对质子、电子来讲,原子又是宏观结构了。众所周知,描述微观世界运动规律的薛定谔方程中的波函数是表征空间上某一坐标点出现微观粒子几率的波函数。我们认为它可以应用到在太阳上的观察者,看地球面上左右旋涡子出现的几率的波函数。另外,方程本身,实际上是一个能量守恒的方程。它是一个普适性的方程。因此借用描述几率波运动的薛定谔方程来描述我们的几率波的运动,我们认为是可能的。根据薛定谔方程:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi \quad (1)$$

其中 \hbar 为量子数, ψ 为描述几率波的波函数, H 为哈密顿算符,它包括二部分:动能和位能。由于我们的几率波所描述的正负涡子还受外力的作用,假定,这一外力场是由于下垫面冷热源的异常分布引起的,它相当于在动量作用算子上加了一个附加作用算子。因此哈密顿算符写成:

$$H = \frac{1}{2\mu} (\mathbf{P} - \mathbf{B})^2 + U \quad (2)$$

式中 \mathbf{P} 为动量算符,它的三个分量为:

$$-i\hbar \frac{\partial}{\partial x}, \quad -i\hbar \frac{\partial}{\partial y}, \quad -i\hbar \frac{\partial}{\partial z}$$

而 U 是势函数。式(2)可写成下式:

$$H = \frac{1}{2\mu} [-\hbar^2 \nabla^2 + i\hbar \mathbf{B} \cdot \nabla + i\hbar \nabla \cdot \mathbf{B} + (\mathbf{B})^2] + U \quad (2')$$

假定,外场引起的附加作用算子 \mathbf{B} 是常数,只考虑一维,外场引起的动能与位能平衡。则方程(1)即为下式:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + i \frac{\hbar B}{2\mu} \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (3)$$

因此我们可用下面的方程:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = -a \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + ib \frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4)$$

粗略地描述六个月滑动的几率波的运动。式(4)中的 a 和 b 是待定系数, b 决定于外场的作用。对方程(4),令 $\psi = Ae^{i\frac{2\pi}{L}(x-ct)}$,则可解出:

$$c = \frac{2\pi a}{L} - b \quad (5)$$

L : 波长, c : 波速。当 $L \rightarrow \infty$ 时, $c \rightarrow -b$, 即当波长足够长时,波速接近一个常量,其移向决定于 b 的符号,若 $b > 0$ 时,表明外场的作用使动量减弱,则 $c < 0$, 波西退;若 $b < 0$ 时,表明外场的作用使动量加强,则 $c > 0$, 波东进。当 $\frac{2\pi a}{L} = b$ 时, $c = 0$, 这时几率波的运动类似驻波的形式,命名为几率驻波。它的波长 $L_s = \frac{2\pi a}{b}$, 从十二个典型例子的实况观察,似乎低纬度更易满足 $L = L_s$ 的条件。当 $L \ll L_s$ 时, (5)

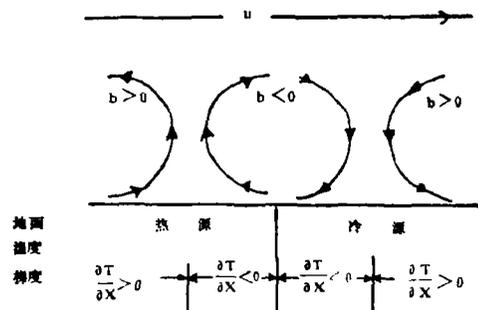


图 1 外场作用的示意图

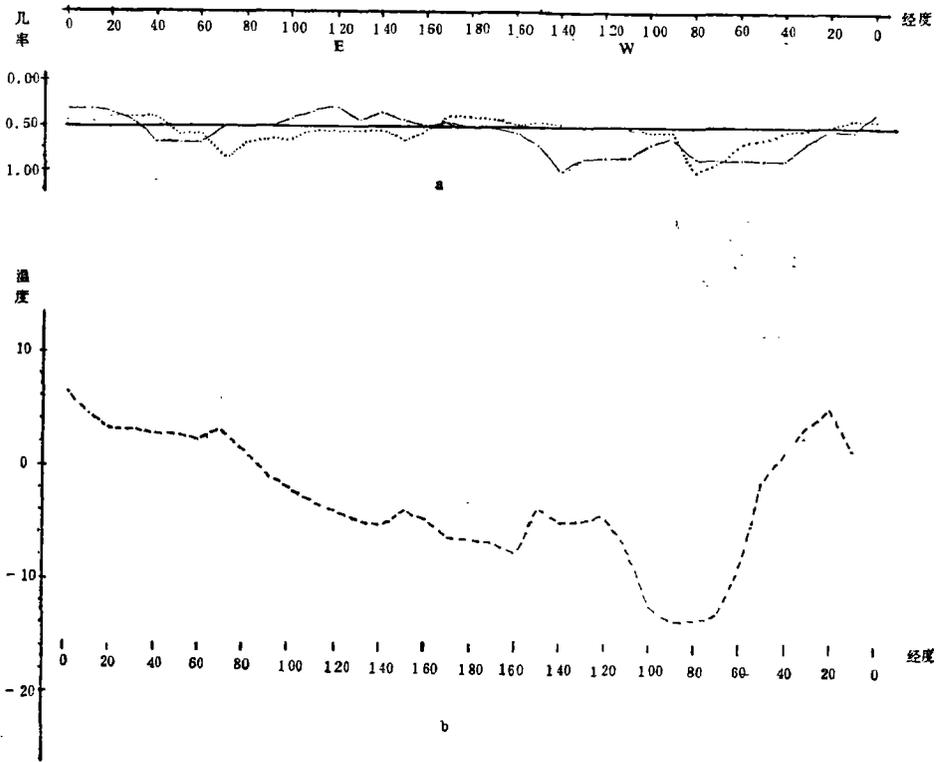


图 2 a. 60°N 纬圈的 1971 年 11 月至 1972 年 4 月(点划线)和 1972 年 4—9 月(点线)的几率波;
b. 60°N 纬圈的 1972 年 4 月地面温度分布

式右边第一项的作用越来越大,即外场 b 对波速的影响将越来越小;反之当 $L \gg L_c$ 时,外场对几率波速的影响将越来越显著,起到一种控制的作用。这个结论,我们认为合理的。因子 b 与什么有关呢?可参看示意图 1,假定有一个平直西风 u ,在热源上空有一平均向上的垂直运动,在冷源上空有一平均向下的垂直运动。它们是由于下垫面存在着如图 1 所示的理想化的温度场所造成的。在热源的右边,冷源的左边所造成的环流圈是有利于涡旋子动量增加的区域。因此 $b < 0$, 对应外场的温度梯度 $\frac{\partial T}{\partial x} < 0$ 。在热源的左边、冷源的右边,所造成的环流圈是有利于动量减弱的区域。因此 $b > 0$, 对应外场的温度梯度 $\frac{\partial T}{\partial x} > 0$, 因此 b 与 $\frac{\partial T}{\partial x}$ 是同符号的。假定 $b = b_0 \frac{\partial T}{\partial x}$, b_0 是大于零的常数,当 L 足够长时,波速 $c = -b$ 。即 $\frac{\partial T}{\partial x} > 0$ 时, $c < 0$, 因此 b 与 $\frac{\partial T}{\partial x}$ 是同符号的。假定 $b = b_0 \frac{\partial T}{\partial x}$, b_0 是大于零的常数,当 L 足够长时,波速 $c = -b$ 。即 $\frac{\partial T}{\partial x} < 0$ 时, $c > 0$, 即波东进;当 $\frac{\partial T}{\partial x} > 0$ 时, $c < 0$, 即波西退。因此在上述假定下的几率波具有如下特性:在外场是温度槽的区域,几率波是凝聚的,在外场是温度脊的区域,几率波是扩散的。现举 1972 年 60°N 纬圈的情况说明之。图 2 a 是 60°N 纬圈两个时段的几率波。对比两个波形,在东半球波的位相都向东位移,在西半球 80°W 以东是向西位移,80°W 以西是向东位移的。对应图 2 b 是同纬度的地面气温分布。自 0°E 至 180°E 再到 80°W 温度梯度的总趋势是西高东低,因此 $\frac{\partial T}{\partial x} < 0$ 。根据上述讨论,在这段空间尺度内的几率波应是向东移动的,自 80°W 以

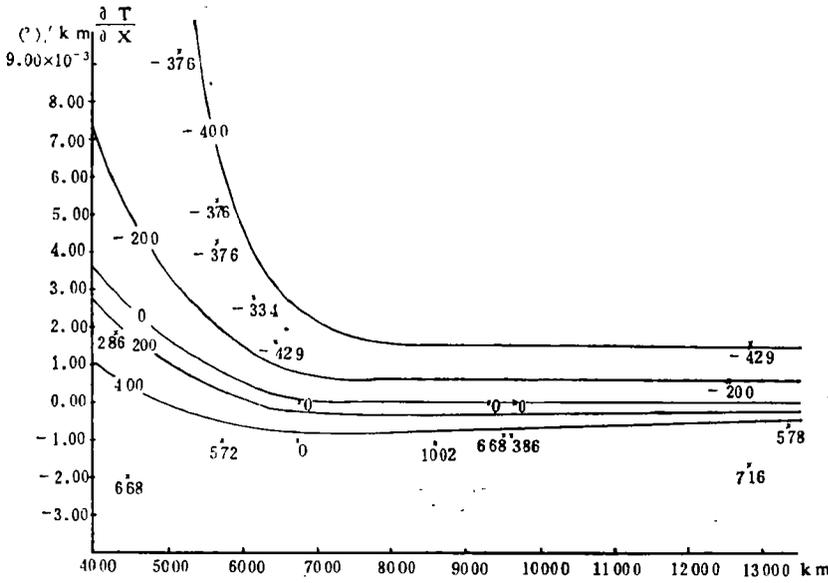


图 3 波长、外场温度梯度及波速三者实际点聚图
(图中数值是实况值, 单位: km/图月)

东温度梯度 $\frac{\partial T}{\partial x} > 0$, 因此在这段空间尺度内, 几率波是向西移动的, 用 1971 年 11 月至 1972 年 4 月平均温度总的趋势也能得到这一结论。另外由于从冬到夏, 低纬度的纬向温度梯度远小于高纬度的纬向温度梯度, 因此低纬度的几率波移动速度远比高纬度缓慢。这些结论都与实际相符合, 又因冬季从气候平均状况来讲, 欧亚大陆的东岸最冷, 所以在西伯利亚地区极大多数的几率波从冬到夏都是由西向东缓慢移动的, 只有少数情况, 由于地面温度场的特殊配置, 才出现向西的移动。这种西退现象在图 2 a 中可见到。我们取 $65^{\circ}\text{N}, 45^{\circ}\text{N}, 30^{\circ}\text{N}$ 三个纬度上 15 个例子, 分别计算了它们的 $\frac{\partial T}{\partial x}$ 、波长及 11—4 月至 4—9 月这二张图几率波移动距离¹⁾绘成图 3。图中看到当波长 $L < 7000 \text{ km}$ 时, 波速 c 既决定于波的长短, 也决定于外场的温度梯度, 当波长大于 7000 km 时, 波速 c 基本上决定于外场, 这与式(5)的结论是一致的。我们取这十五个例子资料用最小二乘法确定 $a = 334588.3242 \text{ km}^2/\text{图月}$; $b_0 = 146227.1382 \text{ km}^2/\text{图月 K}$, 得到统计拟合表达式:

$$c = \frac{2\pi \times 334588.3242}{L} - 146227.1382 \frac{\partial T}{\partial x} \quad (6)$$

c 的单位: km/图月; L 的单位: km; $\frac{\partial T}{\partial x}$ 的单位: K/km, 用(6)式计算得到的波速 $c_{\text{计}}$ 与实测统计得到的波速 $c_{\text{实}}$ 之间的相关系数为 $r = 0.6770$, 大于置信限 $\alpha = 0.01$ 的要求。

若我们考虑二维情况, 在 x 方向有一个波长为 L_0 的正弦波动 $(b_x \sin \frac{2\pi}{L_0} x)$ 变化的外场作用, 在 Y 方向为常量 (b_y) , 假定外场引起的动能与位能平衡, 则方程(2)可以写成如下形式:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\alpha \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + i b_x \sin \frac{2\pi}{L_0} x \frac{\partial \psi}{\partial x} + i b_y \frac{\partial \psi}{\partial y} + i b_x \frac{2\pi}{L_0} \left(\cos \frac{2\pi}{L_0} x \right) \psi \quad (7)$$

令 $\psi = \psi_0 e^{i K_x \cos \frac{2\pi}{L_0} x - i \nu t + i K_y Y}$ 代入(7)式, 有:

1) 这里, 距离实际上是指波的移速, 它等于这两张图上波的移动距离被 5 除。(因为从 11—4 月至 4—9 月中间隔了 5 个图月)。

$$\nu = -a \left[-K_x^2 - K_y^2 \frac{4\pi^2}{L_0^2} \left(\sin \frac{2\pi}{L_0} x \right)^2 \right] + iaK_x \frac{4\pi^2}{L_0^2} \cos \frac{2\pi}{L_0} x + b_x K_x \frac{2\pi}{L_0} \left(\sin \frac{2\pi}{L_0} x \right)^2 - b_y K_y + ib_x \frac{2\pi}{L_0} \cos \frac{2\pi}{L_0} x \quad (8)$$

要使(8)式成立则有:

$$\nu = aK_x^2 - b_y K_y \quad (9)$$

$$\left(aK_x^2 \frac{4\pi^2}{L_0^2} + K_x b_x \frac{2\pi}{L_0} \right) \left(\sin \frac{2\pi}{L_0} x \right)^2 = 0 \quad (10)$$

$$i \left(aK_x \frac{4\pi^2}{L_0^2} + b_x \frac{2\pi}{L_0} \right) \cos \frac{2\pi}{L_0} x = 0 \quad (11)$$

即

$$aK_x^2 \frac{4\pi^2}{L_0^2} + K_x b_x \frac{2\pi}{L_0} = 0$$

$$aK_x \frac{2\pi}{L_0} + b_x = 0$$

$$K_x = -\frac{b_x L_0}{2\pi a} \quad (12)$$

从(11)式同样可以得, $K_x = -\frac{b_x L_0}{2\pi a}$.

解(9)式:

$$K_y = \frac{b_y \pm \sqrt{b_y^2 + 4a\nu}}{2a} \quad (13)$$

所以方程(7)式的其中一个特解:

$$\psi = \psi_0 e^{-i \frac{L_0 b_x}{2\pi a} \cos \frac{2\pi}{L_0} x - i\nu t} \left[e^{i \frac{b_y + \sqrt{b_y^2 + 4a\nu}}{2a} y} + e^{i \frac{b_y - \sqrt{b_y^2 + 4a\nu}}{2a} y} \right] \quad (14)$$

当波处在足够低频段 $\nu \rightarrow 0$, 则(14)式化成

$$\psi = \psi_0 e^{-i \frac{b_x L_0}{2\pi a} \cos \frac{2\pi}{L_0} x - i\nu t + i \frac{b_y y}{a}} \quad (15)$$

从前述的讨论中, b_x , b_y 均可看成与 $\frac{\partial T}{\partial x}$, $\frac{\partial T}{\partial y}$ 的线型函数, 即 $b_x = b_{0x} \frac{\partial T}{\partial x}$, $b_y = b_{0y} \frac{\partial T}{\partial y}$. b_{0x} , b_{0y} 均是大于零的常数. 根据(9)、(14)、(15)式讨论如下: 对纬圈方向(X方向)的运动, 当 x 自 $0 \rightarrow \frac{L_0}{4}$ 的区域内, 几率波是西退的; 当 x 自 $\frac{L_0}{4} \rightarrow \frac{3L_0}{4}$ 区域内, 波是东进的; 当 x 自 $\frac{3L_0}{4} \rightarrow \frac{5L_0}{4}$ 区域内, 波又是西退的. 在经圈方向(即Y方向)的运动, 几率波的运动方向, 当波长足够长时, 它与Y方向的温度梯度相反. 总之, 几率波的这种运动方式, 实际上反映了它是由热源向冷源移动的一种机理.

三、讨 论

1. 这种缓慢移动的几率波, 用我们过去所熟悉的长波公式是很难描述的, 如:

i) 正压、水平无辐散假定下的长波公式:

$$c = U - \frac{\beta L^2}{4\pi^2} \quad \text{当 } L \rightarrow \infty \text{ 时 } c \rightarrow -\infty \text{ 显然与实际不符.}$$

ii) 正压、有水平辐散假定下:

$$c = \frac{4\pi^2 U - \beta L^2}{4\pi^2 + \mu L^2} \quad \text{当 } L \rightarrow \infty \text{ 时 } c \rightarrow -\frac{\beta}{\mu^2}, \mu^2 = \frac{f^2}{gH_0} = \frac{4\omega^2 \sin^2 \varphi}{gH_0}$$

所以 $c \rightarrow -\left(\frac{4\omega^2 \sin^2 \varphi}{gH_0} \right)^{-1} 2\omega \cos \varphi$. 当高纬地区, $\varphi \rightarrow \frac{\pi}{2}$, $\beta \rightarrow 0$, $\mu^2 \rightarrow \frac{4\omega^2}{gH_0}$, 所以 $c \rightarrow 0$; 当低纬地

区, $\varphi \rightarrow 0, \beta \rightarrow 2\omega, \mu^2 \rightarrow 0$, 所以 $c \rightarrow -\infty$ 表明波的移动速度低纬大于高纬, 它与实际不符合。

iii) 无水平辐散, 而有南北密度梯度:

$$c = U - \frac{1}{8\pi^2}(\beta + fs)L^2(1 \pm e), \quad e = \left(1 - \frac{L_c^2}{L^2}\right)^{\frac{1}{2}},$$

$L_c = 2\sqrt{\frac{fsU}{\beta + fs}}$ 。当 $L \rightarrow \infty$ 时, $e \rightarrow 1, c \rightarrow -\infty$ 与实际情况不符合。

iv) 水平辐散和南北密度梯度的假定下:

$$c = \frac{U}{1 + \frac{\mu^2 L^2}{4\pi^2}} - \frac{1}{2} \frac{b \pm (b^2 + 4\beta\mu^2 U)^{\frac{1}{2}}}{\frac{4\pi^2}{L^2} + \mu^2}$$

当 $L \rightarrow \infty$ 时 $c \rightarrow -\frac{1}{2} \frac{b \pm (b^2 + 4\beta\mu^2 U)^{\frac{1}{2}}}{\mu^2}$, $b = \beta + fs - \mu^2 U$

$$s = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y}, \quad \frac{b}{\mu^2} = \frac{gH_0}{2\omega} \frac{\cos \varphi}{\sin^2 \varphi} + \frac{gH_0}{2\omega} \frac{1}{\sin \varphi} \frac{\partial \rho}{\partial y} - U$$

$$\frac{(b^2 + 4\beta\mu^2 U)^{\frac{1}{2}}}{\mu^2} = \left[\left(\frac{b}{\mu^2}\right)^2 + \frac{4\beta U}{\mu^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad \frac{4\beta U}{\mu^2} = \frac{2 \cos \varphi \cdot U}{\omega \sin^2 \varphi} gH_0$$

对高纬地区, $\varphi \rightarrow \frac{\pi}{2}$, $\frac{b}{\mu^2} \rightarrow \frac{gH_0}{2\omega} \cdot \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial y} - U$, $\frac{4\beta U}{\mu^2} \rightarrow 0$, 所以 $c \rightarrow -\frac{1}{2} \left(\frac{b}{\mu^2} \pm \frac{b}{\mu^2}\right) = -\frac{1}{\mu^2}$ 或 0; 对低纬地区, $\varphi \rightarrow 0$, $\frac{b}{\mu^2} \rightarrow \infty$, $\frac{4\beta U}{\mu^2} \rightarrow \infty$, 所以 $c \rightarrow \infty$, 表明波的移速, 低纬大于高纬, 这与实际不符合。

在 i) 至 iv) 的讨论中所用符号, U , 西风风速, $\beta = 2\omega \cos \varphi$, φ , 纬度, L , 波长, c , 波速, ω , 地球自转角速度, g , 重力加速度, H_0 , 特征高度, $f = 2\omega \sin \varphi$, π , 圆周率, ρ , 密度, L_c , 临界波长。若用(5)式, $c = \frac{2\pi a}{L} - b$, $b = b_0 \frac{\partial T}{\partial x}$, 我们就能很好地解释六个月时间尺度的几率波的运动实际了。即当 $L \rightarrow \infty$ 时, $c \rightarrow -b = -b_0 \frac{\partial T}{\partial x}$, 下垫面的温度梯度, 高纬大、低纬小, 所以低纬的几率波速比中、高纬度缓慢, 与实际情况十分相符。

2. (5)式得出的结论, 当波长 L 足够大时与巢纪平^[3]的距平模式有相似之处, 但在巢的结论中, 不如(5)式那样明显的与下垫面冷热源分布有关, 另外其移动方向, 巢模式始终是西退的, 而本文结论东进与西退均可能发生, 它决定于温度梯度的方向, 这与实际相符。

3. (5)式用于描述长波运动是不成功的, 因为我们每天看到的长波主要是 β 效应作用的结果, 它服从 Rossby 公式的描述。而上述时间尺度的几率波, β 效应已不起主导作用了, 因此用薛定谔方程来描述具有一定程度的近似性。

4. (5)式只对六个月内已存在几率波后的运动方式的描述, 没有涉及到波动的发生、发展与消亡, 因此它对新生与消失是无预报能力的。要解决这一问题, 还有待于我们做艰巨的努力。

四、应 用

用前一年 9 月至当年 2 月的距平几率波实况为初始场, 对 $10^\circ, 15^\circ, 20^\circ, \dots, 85^\circ N$ 各个纬圈分别进行波谱分析, 取各纬圈的主要波, 然后根据(6)式的原理计算波的位移距离。另外下垫面的温度梯度由于考虑准正压性, 取 500 hPa 层的高度纬向梯度代替, 这样把 a, b 的系数作统计性修改。又由于用 9—2 月几率波的初始场预报 4—9 月的几率波分布场, 中间相隔 7 个月图月单位时间, 因此时间步长取 7, 然后分

表 1 试报与实况对照表

季 项 预 报 与 实 况 年	春季(4—5月)				夏季(6—9月)			
	降水总量 (mm)		季平均气温(°)		降水总量		季平均气温	
	试预报	实况	试预报	实况	试预报	实况	试预报	实况
1981	94.0	82.8	12.25	11.98	489.1	445	20.0	19.8
1982	89.3	84.8	11.20	12.30	407.8	307	20.3	21.1
1983	108.2	122.7	11.00	12.75	472.5	485	19.7	19.9
1984	97.8	81.3	10.55	11.75	443.6	444	19.8	20.0
1985	56.3	55.8	11.30	12.30	478.0	580	19.7	19.7
三十年平均	78.4	78.4	10.85	10.85	457	457	19.6	19.6

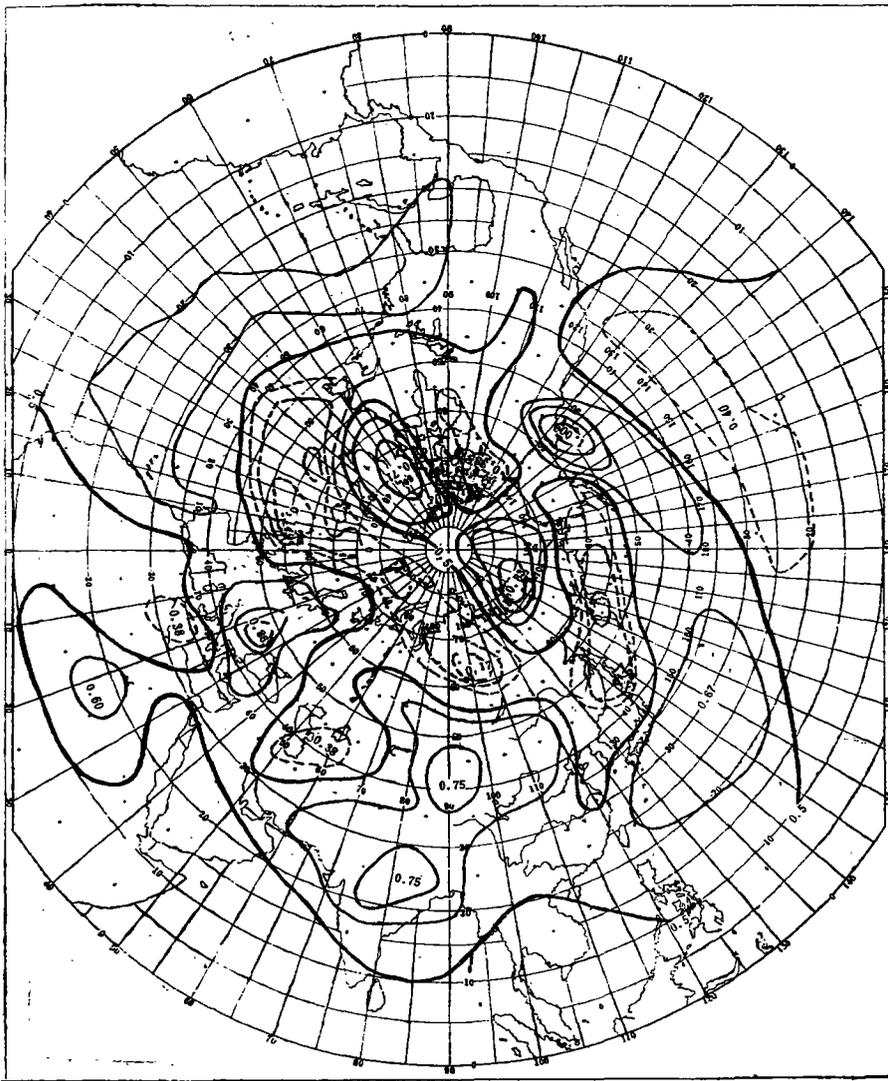


图 4a 1984 年 4—9 月几率波实况图

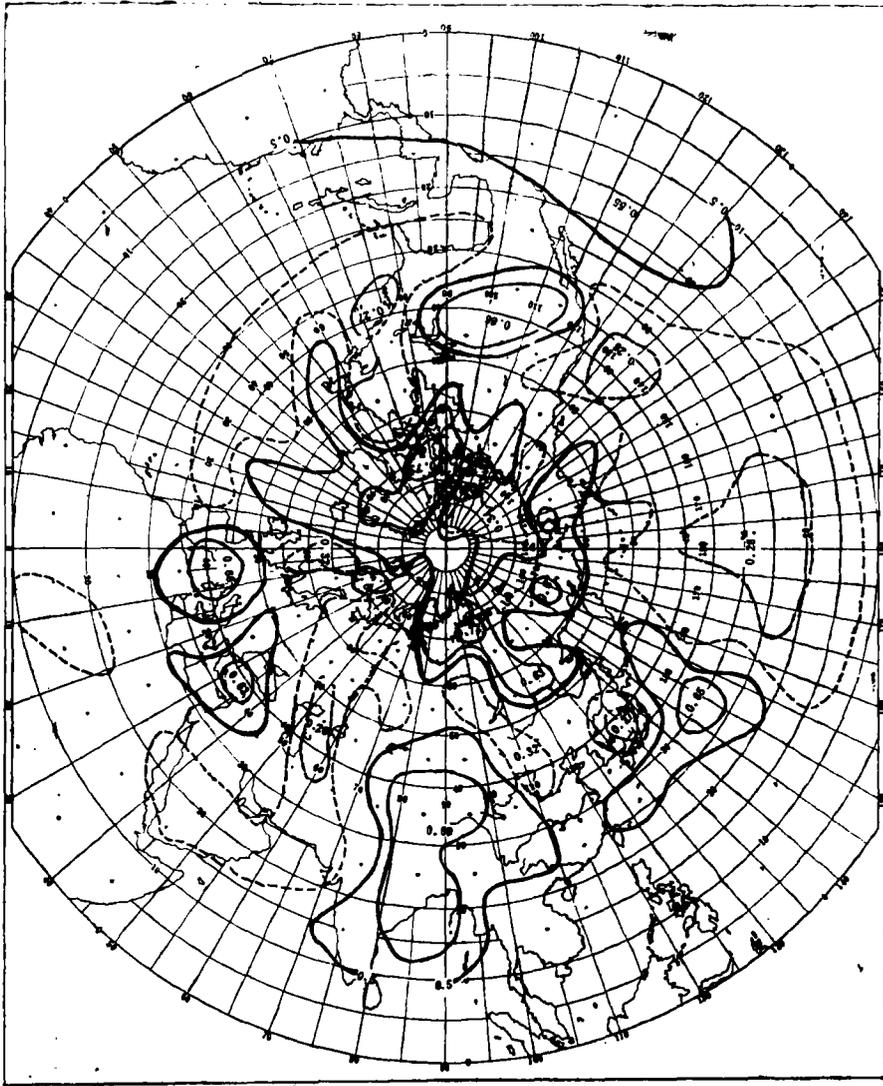


图 4b 1984 年 4—9 月几率波预报图

别计算各纬圈主要波的移动距离,再各波叠加,算出每个纬圈网格点上的几率。最后进行空间平滑,得一张 4—9 月预报图,经 1981 至 1984 年的实际试验预报的初步检验,通过对 $20^{\circ}, 30^{\circ}, \dots, 80^{\circ}\text{N}$ 各纬圈的逐点的实况与预报评分,各纬圈符号相同的平均确率为 60.5%,其中 $20^{\circ}-30^{\circ}\text{N}$ 纬度带的确率为 0.67 (评分标准我们用式 $P = \frac{n+m}{M+m}$ 进行计算, P : 确率, M : 总网格点数, n : 预报正确的点数,即预报大于 0.5 (或小于 0.5) 实况也是大于 0.5 (或小于 0.5) 及预报与实况均为 0.5 的点数, m : 预报大于或小于 0.5 实况为 0.5 的点数)。参看图 4。

然后我们计算了从 1952—1985 年 4—9 月几率波的预报图,它们的平均确率与上述相同。并利用 1952—1980 年 4—9 月几率波的预报分布场,与吉林省春(4—5 月)、夏(6—9 月)季的降水总量及季平均气温,建立多元回归方程(MOS 方程)。用 1981—1985 年进行试报,若用符号评分,1952—1980 年拟合确率,春季降水为 89%,气温为 83%,夏季降水为 73%,气温为 83%;1981—1985 年试报确率,春季降

水为 100%，气温为 80%，夏季降水、气温均为 80%（参看表 1）。

五、结 论

1. 六个月时间尺度的距平场几率波的运动方式主要受控于下垫面冷热源的异常分布。它是一种变化十分缓慢的低频振动，其运动规律可用薛定谔方程来描述。

2. 在一维、定常外场及由于外场作用引起的动能与位能平衡的假定下，从薛定谔方程得出的几率波的波速与波长成反比，与下垫面的温度梯度成正比。即当几率波的波长足够大时，波的移速决定于外场的作用，当波长小于几率驻波波长时，随着波长的减小，外场的作用越来越弱，这时自身的作用越来越强。

3. 波长大于 7000 km 的几率波，移速十分缓慢，它们向冷源凝聚，但在热源区是扩散的。

4. 用上述十分简单的模式进行从冬到夏的距平几率波的预报及根据它的数值输出、结合当地天气气候特点建立的 MOS 预报方程，在现阶段的季度长期预报业务上是有参考价值的。

参 考 文 献

- [1] 章少卿、李麦村、朱其文，几率波在长期季度预报中的应用（一），气象学报，45，1，93—103，1987。
- [2] 布洛欣采夫，Д. И.，量子力学原理，高等教育出版社，1956。
- [3] 巢纪平等，一种长期数值天气预报方法的物理基础，中国科学，2，162—172，1977。
- [4] Charney, J. G., and J. G. Devore, Multiple flow equilibria in the atmosphere and blocking, *J. A. S.*, 36, 7, 1205—1216, 1979.

THE POSSIBILITY OF THE DESCRIPTION OF THE BEHAVIOR OF LARGE SCALE PROBABILITY WAVES USING SCHÖRDINGER EQUATION AND ITS APPLICATION IN SEASONAL PREDICTION

Zhang Shaoqing

(Observatory of Jilin Province)

Li Maicun

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Zhu Qiwen

(Meteorological Research Institute of Jilin Province)

Abstract

In this paper, a modified Schördinger equation, one-dimensional, constant outfield, with balance between the created kinetic energy and potential energy: The corrective Schördinger equation $i \frac{\partial \psi}{\partial t} = A \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - iB \frac{\partial \psi}{\partial x}$, $B = B_0 \frac{\partial T}{\partial x}$, is used to describe the behavior of the probability waves in the six-monthly temperature and rainfall departure charts. It is found: $C = \frac{2\pi A}{L} - B_0 \frac{\partial T}{\partial x}$; $L \rightarrow \infty$, $C = -B_0 \frac{\partial T}{\partial x}$. C: wave velocity. A, B: constant. L: wave length. The direction of probability waves is against the temperature gradient of outfield and the velocity values relate to absolute value of the temperature gradient for the six-monthly anomaly probability waves. The motion of waves corresponds to contraction of cold source and expand of heat source. This conclusion has been verified in practice.

We have used these findings in MOS predictions of temperature and rainfall in spring-summer 1981-1985 in Jilin province with encouraging result.