

有限区域海面风场数值模式的建立^{*}

谢 强

(中国科学院南海海洋研究所)

侯一筠 尹宝树 范顺庭 程明华

(中国科学院海洋研究所)

目前,国内外大尺度天气预报数值模式已经取得很大成就,如在预报地面气旋系统的移动和发展等方面。然而,这些模式的铅直分辨率一般不高,通常不包括边界层的动力过程,因而,在预报海面风场上,数值天气预报模式还没有令人满意的效果。目前所用的边界层预报模式尽管具有较高的水平分辨率和垂直分辨率,但要求大量的计算和资料,很难用于日常业务预报;另一种边界层诊断模式,用到的风场数据是气象工作者从天气形势(大尺度)分析中,通过差值等方法获得的,缺乏针对性,而且精度较低(WMO, 1988; WMO, 1990)。

作者认为,适于海洋要素预报的风场模式应是定位于有限区域,或称中尺度模式,并根据台站的具体资料来源和工作状况力争建立一套适于海洋要素预报的中尺度风场数值模式。鉴于以上,作者建立了一个适于海洋要素预报的有限区域海面风场数值模式。模式采用符合动力及热力学条件的简化方程组对大尺度风场进行加密,通过数值模拟得到适于海洋要素预报的有限区域海面风场。并将该模式运用于渤海这一有限区域,获得了良好的效果,说明该模式对海洋要素预报具有很好的应用前景。

一、模式的建立

中尺度气象模式为研究、预报中尺度气象现象开辟了另一途径,但是由于目前尚没有较好的技术为中尺度模式提供初值,因此,此模式还很不成熟。现有的模式主要是针对一些特殊大气现象而建立,如云尺度模式(许焕斌等, 1990)、强风暴模式(王谦等, 1990)等。目前仅有英国气象局 15km 格距的中- β 模式在作半业务预报试验。

为反映海面风场的物理机制和提高计算精度,我们研制出一种有限海域风场模式,这种模式不像一般采用的在仅有几条等压线的天气图上进行人工加密的方法,而是采用符合动力及热力学条件的方程组通过数值模拟得到较密的($10' \times 10'$)计算网格点上的风场,即通过天气图辩认(地面, 500hPa, 750hPa, 850hPa 的温度、湿度、压强等)及常规探空资料,结合海面的动力(岛屿、岸线、海面粗糙度)、热力(海面温度、湿度及反照率)条件,利

^{*} 中国科学院海洋研究所调查研究报告第 3757 号。

中国科学院重点资助项目, K2952-S1-420 号。

收稿日期: 1999 年 4 月 5 日。

用符合动力、热力学条件的方程组进行数值模拟,计算出较密细网格点上的风场数据。

忽略大气分子粘性摩擦,不考虑加热,可得状态方程

$$p = \rho R_d T$$

基本方程组的矢量形式

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} = -(\nabla \cdot \rho \vec{V}) \\ \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla \vec{V} - \frac{1}{\rho} \nabla p - g\vec{k} - 2\vec{\Omega} \times \vec{V} \\ \frac{\partial \theta}{\partial t} = -\vec{V} \cdot \nabla \theta \end{cases} \quad (1)$$

式中, t 为时间, ρ 为密度, $\vec{V}$ 为矢量速度, p 为压强, g 为重力加速度, θ 为位温。

利用尺度分析法,针对中尺度特点,估计式中各项大小,并采用数值计算中通用的方法,对应变量进行如下分解: $A = \bar{A} + A'$, 其中, A 代表任一应变变量,

$$\bar{A} = \int_t^{t+\Delta t} \int_x^{x+\Delta x} \int_z^{z+\Delta z} A dz dy dx / (\Delta t)(\Delta x)(\Delta y)(\Delta z)$$

式中, $\bar{A}$ 表示 A 对有限时间增量 Δt 和空间间隔 $\Delta x, \Delta y$ 和 Δz 的平均。变量 A' 表示 A 对这一平均的偏差,常称为次网格尺度扰动。 Δt 为时间步长, $\Delta x, \Delta y$ 和 Δz 表示模式格距。

本文采用 Pielke(1984)所介绍的分解方法,即确定平均体积,使得次网格尺度扰动含解的非流体静力部分,而可解的尺度则用流体静力假设准确表示。这样,模式的非静力分量的影响将被参数化,而流体静力部分将被显式求解。

同时,引入无量纲气压(Exner 函数 Π) $\Pi = (P/P_0)^{R_d/C_p}$

根据位温定义 $\theta = T(P_0/P)^{R_d/C_p}$ 可得 $\theta = T/\Pi$

则方程组可化为

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}}{\partial z} = 0 \\ \frac{d\bar{u}}{dt} = -\left(\frac{\partial \bar{u}'\bar{u}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'\bar{u}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'\bar{u}'}{\partial z}\right) - \bar{\theta} \frac{\partial \bar{\pi}}{\partial x} + f\bar{v} \\ \frac{d\bar{v}}{dt} = -\left(\frac{\partial \bar{u}'\bar{v}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'\bar{v}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'\bar{v}'}{\partial z}\right) - \bar{\theta} \frac{\partial \bar{\pi}}{\partial y} - f\bar{u} \\ \frac{\partial \bar{\pi}}{\partial z} = -\frac{g}{\bar{\theta}} \\ \frac{d\bar{\theta}}{dt} = -\left(\frac{\partial \bar{u}'\bar{\theta}'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'\bar{\theta}'}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}'\bar{\theta}'}{\partial z}\right) \end{cases} \quad (2)$$

式中, t 为时间; x, y, z 分别为经向、纬向和垂直方向。 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ 分别为 x, y, z 方向的速度分量, $\bar{\theta}$ 为位温, $\bar{u}', \bar{v}', \bar{w}', \bar{\theta}'$ 分别为 $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$ 及 $\bar{\theta}$ 的次网格尺度扰动; g 为重力加速度; f 为科氏参数。

为了便于实际运算,将方程组化为地形跟踪坐标系(TFCS)下的控制方程组。

考虑到地形对局地天气的控制作用,应用 Gal-Chen 等地形跟踪坐标系。其形式为:

$$\xi = x, \eta = y, \zeta = H(z - GR)/(H - GR)$$

式中, GR 为地形高度, H 为模式顶高度。为推导地形坐标系下方程组, 首先定义三个无量纲参数: 一个是地形坐标转换参数(Jacobian) G_0 , 另两个参数是沿 x, y 方向的地形斜率 G_1, G_2 。

$$\begin{aligned} G_0 &= 1 - GR/H \\ G_1 &= \left(\frac{\zeta}{H} - 1 \right) \frac{\partial GR}{\partial x} \\ G_2 &= \left(\frac{\zeta}{H} - 1 \right) \frac{\partial GR}{\partial y} \end{aligned}$$

从式中可以看出, G_0 不随高度变化, G_1, G_2 随高度减小, 即模式层的弯曲程度随高度减小。在地面, 模式层与地表重合, 在模式顶为水平面。由于 $G_0 \neq 0$, 因而这一坐标转换是可逆的, 水平速度分量在新坐标系中保持原来的形式

$$u = \frac{d\xi}{dt} = \frac{dx}{dt}, v = \frac{d\eta}{dt} = \frac{dy}{dt}$$

垂直速度分量为

$$\omega = \frac{d\zeta}{dt} = \frac{G_1 u + G_2 v + w}{G_0}$$

那么, 利用动量守恒、热力守恒和物质守恒原理, 参考 Boussinesq 近似和坐标变换原则将直角坐标系方程换算为地形跟踪坐标系如下:

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x}(\bar{u}G_0) + \frac{\partial}{\partial y}(\bar{v}G_0) + \frac{\partial}{\partial \zeta}(\bar{w}G_0) = 0 \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = - \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{u}}{\partial \zeta} \right) - \left(\frac{\partial \bar{u}'u'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'u'}{\partial y} \right) \\ \quad + \left(\frac{1}{G_0} \right)^2 \frac{\partial \bar{u}'w'}{\partial x} - \bar{\theta} \frac{\partial \bar{\pi}}{\partial x} - gG_1 + f\bar{v} \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} = - \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{v}}{\partial \zeta} \right) - \left(\frac{\partial \bar{u}'v'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'v'}{\partial y} \right) \\ \quad + \left(\frac{1}{G_0} \right)^2 \frac{\partial \bar{v}'w'}{\partial y} - \bar{\theta} \frac{\partial \bar{\pi}}{\partial y} - gG_2 - f\bar{u} \\ \frac{\partial \bar{\pi}}{\partial \zeta} = - \frac{g}{\bar{\theta}} G_0 \\ \frac{d\bar{\theta}}{dt} = - \left(\bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{w} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \zeta} \right) - \left(\frac{\partial \bar{u}'\theta'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'\theta'}{\partial y} \right) + \left(\frac{1}{G_0} \right)^2 \frac{\partial \bar{\theta}'w'}{\partial \zeta} \end{cases} \quad (3)$$

二、模式物理过程参数化

为了闭合方程组, 考虑到模式计算量, 本文采用一阶 K-理论闭合法。各通量的参数化表达式为

$$\begin{aligned}
-\overline{\theta' u'} &= \frac{k_h}{G_0} \frac{\partial}{\partial x} (G_0 B) \\
-\overline{\theta' v'} &= \frac{k_h}{G_0} \frac{\partial}{\partial x} (G_0 B) \\
-\overline{\theta' w'} &= \frac{k_h}{G_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} (G_1 B) + \frac{\partial}{\partial y} (G_2 B) + \frac{\partial B}{\partial \xi} \right] \\
-\overline{u' u'} &= \frac{2k_m}{G_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} (G_0 u) + \frac{\partial}{\partial \xi} (G_1 u) \right] \\
-\overline{v' v'} &= \frac{2k_m}{G_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} (G_0 v) + \frac{\partial}{\partial \xi} (G_2 v) \right] \\
-\overline{w' w'} &= \frac{2k_m}{G_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} (G_1 w) + \frac{\partial}{\partial y} (G_2 w) + \frac{\partial w}{\partial \xi} \right] \\
-\overline{u' v'} &= \frac{k_m}{G_0} \left[\frac{\partial}{\partial x} (G_0 v) + \frac{\partial}{\partial y} (G_0 u) + \frac{\partial}{\partial \xi} (G_1 v + G_2 u) \right] \\
-\overline{u' w'} &= \frac{k_m}{G_0} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (u + G_1 w) + \frac{\partial}{\partial y} (G_0 w) \right] \\
-\overline{v' w'} &= \frac{k_m}{G_0} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} (v + G_2 w) + \frac{\partial}{\partial y} (G_0 w) \right]
\end{aligned}$$

将上述各式代入式(3)中得到的是极复杂的表达式,计算量仍然较大。由于对网格距大于湍流次区的模式的湍流参数化的物理意义尚不十分清楚,为此增加较多计算量可能得不偿失。

为便于调试程序,我们暂略去所有 G_0 水平导数和含 G_1, G_2 的项,即简单地作地形坐标上的垂直扩散和 ξ 面上的水平扩散。

三、行星边界层参数化方案

在中尺度模式中处理行星边界层主要是通过次网格尺度相关项。本文采用分层处理方法(Pielke, 1984)。

1. 粘滞次层

地面与地面粗糙度 z_0 之间一层顶部气温与地表温度 $\bar{\theta}_G$ 关系。

$$\bar{\theta}_{z_0} = \bar{\theta}_G + 0.00962 \left(\frac{\theta_*}{\kappa} \right) \left(\frac{u_* z_0}{r} \right)^{0.45}$$

式中, κ 为冯卡门系数, u_* 为摩擦速度, θ_* 为通量温度。

2. 近地层

即准常通量层,从 z_0 到 h_s 。

$$\begin{aligned}
u_0 &= \kappa \bar{V} [\ln(z/Z_0) - \Psi_M(z/L)] \\
\theta_0 &= \kappa (\bar{\theta}(z) - \bar{\theta}_{z_0}) / 0.74 [\ln(z/Z_0) - \Psi_H(z/L)]
\end{aligned}$$

式中, h_s 为准常通量层顶, L 为莫宁长度, $L = -\theta_0 u_*^3 / (\overline{g w' \theta'} \kappa)$ 。

$$\Psi_M(z/L) = \begin{cases} 2\ln[(1 + \Phi_M^{-1})/2] + \ln[(1 + \Phi_M^{-1})/2] & z/L \leq 0 \\ -2\tan^{-1}\Phi_M^{-1} + \pi/2 & z/L > 0 \\ -4.7z/L & z/L > 0 \end{cases}$$

$$\Psi_H(z/L) = \begin{cases} 2\ln[1 + 0.74\Phi_H^{-1}]/2 & z/L \leq 0 \\ -6.35z/L & z/L > 0 \end{cases}$$

$$\Phi_M = \frac{kz\partial\bar{V}}{u_*\partial z} \cong \begin{cases} (1 - 15z/L)^{-1/4} & z/L \leq 0 \\ 1 + 4.7z/L & z/L > 0 \end{cases}$$

$$\Phi_H = \frac{kz\partial\bar{\theta}}{\theta_*\partial z} \cong \begin{cases} 0.74(1 - 9z/L)^{-1/2} & z/L \leq 0 \\ 0.74 + 4.7z/L & z/L > 0 \end{cases}$$

3. 过渡层

艾克曼摩擦层。

$$0 = K \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} + f(\bar{v} - v_g)$$

$$0 = K \frac{\partial^2 \bar{v}}{\partial z^2} + f(u_g - \bar{u})$$

式中, u_g, v_g 为 x, y 方向的地转风分量。

四、模式参数化一阶闭合方案

1. 垂直交换系数用

$$K(z) = K_{z_i} + [(z_i - z)^2 / (z_i - z_{h_s})^2] [K_{h_s} - K_{z_i} + (z - h_s) \times \frac{\partial K_{h_s}}{\partial z} + 2(K_{h_s} - K_{z_i}) / (z_i - h_s)] z_i \geq z \geq h_s$$

为了计算简便, k_m, k_h 等可取相同值。

2. 边界层厚度

$$\frac{\partial z_i}{\partial t} = -\bar{u}_{z_i} \frac{\partial z_i}{\partial x} - \bar{v}_{z_i} \frac{\partial z_i}{\partial y} + \bar{w}_{z_i} + [1.8(w_*^3 + 1.1u_*^3 - 3.3u_*^2 f z_i)] /$$

$$\left(g \frac{z_i^2}{\theta_{h_s}} \frac{\partial \bar{\theta}^+}{\partial z} + 9w_*^2 + 7.2u_*^2 \right)$$

$$\text{其中, } w_* = \begin{cases} \left(-\frac{g}{\theta_{h_s}} u_* \theta_* z_i \right)^{1/3} & \theta_* \leq 0 \\ 0 & \theta_* > 0 \end{cases}$$

3. 近地层高度

$$h_s = 0.04z_i$$

4. 空间边界条件

模式采用无梯度侧边界不可渗透物质面上边界, 关于下边界我们认为粗糙度 z_0 处中

尺度速度为 0, 即:

$$u(z_0) = v(z_0) = w(z_0) = 0$$

海面

$$z_0 = 0.032 u_*^2 / g$$

五、差分方程

垂直方向上, z 层定义 $u, v, \bar{w}, \bar{w}', p, \pi, Z, T$ 层(两个相邻层之中间层), 定义位温为 θ ; 水平方向上, 物质面的高度为 H , 垂直速度为 w, w' 与其他变量是交错的。

$$\text{平流方程采用蛙跃格式 } \frac{\phi_i^{\tau+1} - \phi_i^{\tau-1}}{2\Delta t} = -u_i^{\tau} \frac{\phi_{i+1}^{\tau} - \phi_{i-1}^{\tau}}{2\Delta x}$$

垂直方向采用如下隐式格式

$$\begin{aligned} \frac{\phi_i^{\tau+1} - \phi_i^{\tau}}{\Delta t} = & \frac{1}{\Delta z_j} \left[K_{j+\frac{1}{2}} \frac{\beta_{\tau}(\phi_{j+1}^{\tau} - \phi_j^{\tau}) + \beta_{\tau+1}(\phi_{j+1}^{\tau+1} - \phi_j^{\tau+1})}{\Delta z_{j+\frac{1}{2}}} \right. \\ & \left. - K_{j-\frac{1}{2}} \frac{\beta_{\tau}(\phi_j^{\tau} - \phi_{j-1}^{\tau}) + \beta_{\tau+1}(\phi_{j-1}^{\tau+1} - \phi_j^{\tau+1})}{\Delta z_{j-\frac{1}{2}}} \right] \\ & \beta_{\tau} + \beta_{\tau+1} = 1, \Delta z_j = z_{j+\frac{1}{2}} - z_{j-\frac{1}{2}}, \end{aligned}$$

其中

$$\Delta z_{j+1} = z_{j+1} - z_j, \Delta z_{j-1} = z_j - z_{j-1},$$

科里奥利项

$$(u_i^{\tau+1} - u_i^{\tau}) / \Delta t = f v_i^{\tau}; (v_i^{\tau+1} - v_i^{\tau}) / \Delta t = -f u_i^{\tau};$$

气压梯度项

$$\frac{u_{i+1}^{\tau} - u_i^{\tau}}{\Delta t} + \theta \frac{\pi_{i+1}^{\tau} - \pi_{i-1}^{\tau}}{2\Delta x} = 0$$

六、模式初始化

中尺度模式的预报时效一般为 0—12h, 对初值场要求较高。对变化剧烈的局地天气, 则有待于未来将卫星(本章的最后一节利用卫星资料对此作了一些探讨性的工作)、雷达、大气廓线仪、地面高分辨观测等提炼出的扰动信息和中模式较精确的预报引入模式中, 有效地改进它们的预报, 目前尚没有供中模式用的初值。为检验模式和作实例研究, 我们暂用台站单点探空处理法, 并结合常规高空资料, 构造模式初始场。

单点探空处理方法主要是根据地面和高空各层的温度、露点、气压诊断求出这些层上的比湿、饱和比湿和高度, 再将这些参数线性插值(气压为对数插值)到地形坐标面上, 最后诊断出密度、无量纲气压、位温、湿位温等初始值。而中央气象台发布的高空常规资料也是通过探空资料进行的客观分析。

上述两步完成以后, 将已得到各垂直分层上的资料运用一维动力初值化结合 Nudging 方法进行调整。

$$\frac{\partial u}{\partial t} = K(z) \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + f(v - v_g) + G_u u(u_{obs} - u)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = K(z) \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + f(u - u_g) + G_u v(v_{obs} - v)$$

其中, G_u, G_v 是 Nudging 强迫系数, u_{obs}, v_{obs} 为观测值。

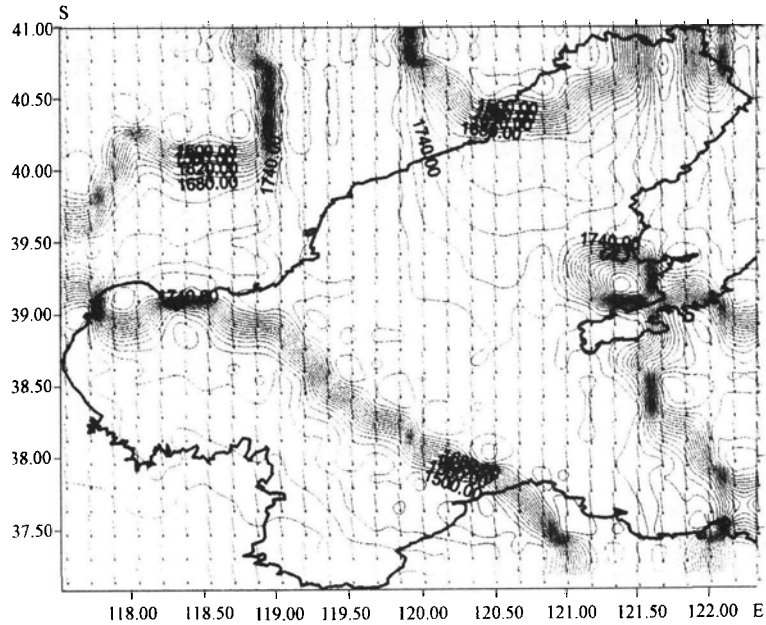


图 1 1998 年 3 月 19 日 8 时渤海风场数值模拟
(图中数字为等压线数)

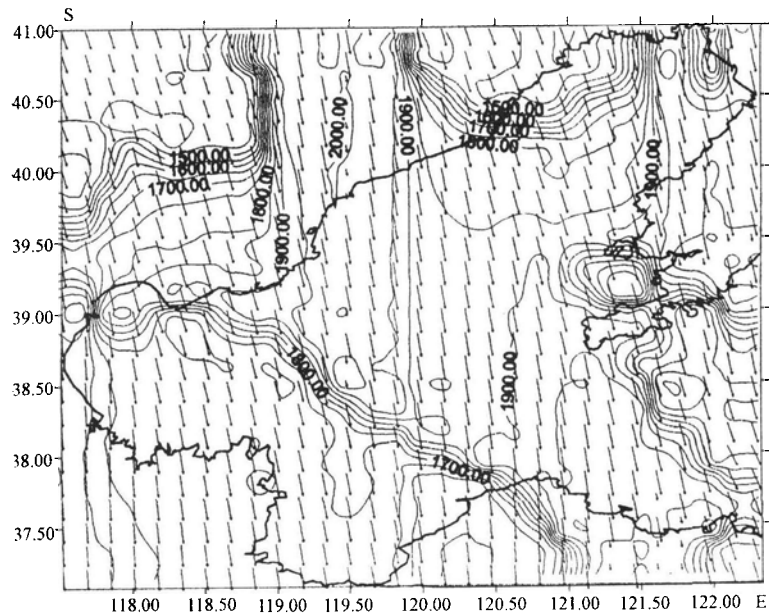


图 2 1998 年 3 月 19 日 20 时渤海风场数值模拟
(图中数字为等压线数)

七、模式检验及结果

根据上述模式,利用1998年3—4月于渤海海域的观测结果,对渤海海域风场进行了模拟(见图1,2),图中风速单位为 cm/s 。从图中可以看出,风速值与所观测的8~9级是相吻合的,风向也与观测的北风相一致。值得注意的是,其陆地与海面风场的差异是明显的,尤其是辽东半岛的半岛效应非常明显,与实测结果相一致。

综上所述,本文采用符合动力及热力学条件的简化方程组对大尺度风场进行加密,通过数值模拟建立了一个计算省时、实用性强、适应地方台站进行海洋要素预报的有限区域风场模式,将该模式试用于渤海区域,效果良好。

为使模式具有更高的精度,今后工作中有必要在初始化过程中引入气象雷达数据和卫星资料。

参 考 文 献

- 王谦,胡志晋,1990,三维弹性大气模式和实测强风暴模拟,大气科学,14(4):441—453。
许焕斌,王思薇,1990,三维可压缩大气中的云尺度模式,气象学报,48(1):80—90。
杨大升等,1982,动力气象学,气象出版社。
Pielke, R. A. (张杏珍等译), 1984, Mesoscale meteorological modeling, Academic Press, 677。
WMO, 1988, Guide to Wave Analysis and Forecasting, WMO-NO. 702。
WMO, 1990, Proceedings of the Commission for Marine Meteorology Technical Conference on Ocean Waves, WMO-TD-NO. 350。

CONSTRUCTION OF WIND FIELD MODEL IN LIMITED SEA AREA *

Xie Qiang** , Hou Yijun*** , Yin Baoshu*** , Fan Shunting*** , Cheng Minghua***

(Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences NH)** (Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences)***

ABSTRACT

Based on the features of limited sea areas and scale analysis methods, the orders of every term in the mesoscale meteorological models are estimated, and at the same time a wind field model of limited sea area is developed, for numerical simulation of marine dynamics phenomena such as waves tides and storm surges, particularly for application to forecasting of marine dynamical characteristics. Furthermore, the initialization methods for the wind field forecast were improved and the model was applied to Bohai sea for forecasting examination. The simulated results showed some details never obtained before and agreed well with observational data. The model has been used for forecasting of combine wave-tide-surge.

* Contribution No. 3757 from the Institute of Oceanology, Chinese Academy of Sciences.