

基于光滑质点流体动力学的海冰热力-动力数值模式

王 刚^{1,2}, 李 海³, 季顺迎², 岳前进², 吕和祥²

(1. 大连大学建筑工程学院, 辽宁 大连 116622; 2. 大连理工大学工程力学系, 工业装备结构分析国家重点实验室, 辽宁 大连 116024; 3. 国家海洋环境预报中心, 北京 100081)

摘要: 考虑海冰热力因素对其厚度、密集度的影响, 在光滑质点流体动力学 (SPH) 基础上发展了一个海冰热力-动力数值模式。该模式既解决了传统欧拉有限差分法和质点网格法存在的数值扩散问题, 同时弥补了光滑质点动力学海冰动力模式未考虑热力因素的不足, 具有精确模拟冰缘线运动、计算精度高等优点。首先介绍了光滑质点流体动力学的基本原理, 并对海冰生消的热力因素进行了分析, 将影响冰厚和密集度的热力因素引入到光滑质点流体动力学的海冰动力模式中, 得到该热力-动力模式的控制方程。应用该数值模式对渤海海冰进行了 48 h 数值模拟, 得到了海冰厚度和速度矢量的分布规律; 对 JZ20-2 海域的海冰厚度、冰内温度场分布以及热力因素的变化特性进行了讨论。数值模拟结果表明, 该数值模式能够很好地适用于渤海海冰数值模拟, 是一种有效的海冰数值模拟方法。

关键词: 光滑质点流体动力学; 海冰动力学; 海冰热力学

中图分类号: P731.15 **文献标识码:** A **文章编号:** 1001-6791(2007)04-0523-08

海冰是影响全球大气和海洋环流的重要环境因素, 同时也是寒区海上经济活动面临的主要海洋灾害。为了深入认识海冰的客观规律, 解决不同领域所面临的海冰问题, 人们在对海冰进行现场监测、室内实验的同时, 也在不断建立和完善各种数值计算方法, 以对海冰进行精确的模拟和预报。

海冰的物理演变过程大致分为热力和动力两个部分。要准确地模拟海冰的生消、演化过程, 特别是在气象、水文条件差别较大的海域, 必须同时考虑海冰的热力过程和动力过程, 建立合理的海冰热力-动力模式。

在目前的海冰热力-动力模式中, 数值模拟所采用的一般是欧拉有限差分法和质点网格法, 其中欧拉坐标下的有限差分法是目前应用范围最广的数值方法^[1,2], 但该方法在计算海冰动力方程中的平流项时, 不仅存在数值扩散现象, 同时也不能精确计算控制方程中的梯度项, 这导致其模拟冰缘线位置时会出现很大的误差。考虑欧拉坐标与拉格朗日坐标各自优点的质点网格法虽然能够处理扭曲比较严重的二维流体力学问题, 同时具有计算多种物质和自由运动的能力, 但是它需要在欧拉网格和拉格朗日质点间来回插值, 这些映射关系大大增加了计算的复杂性, 导致数值扩散, 引起计算的不精确性^[2~5]。为克服上述数值方法的缺点, 近年来, 一种拉格朗日坐标下的数值方法——光滑质点流体动力学 (smoothed particle hydrodynamics, SPH) 方法在海冰数值模拟中得到了广泛的应用^[6~8]。

SPH 方法是 Gingold 和 Monaghan 等在研究天体物理学中建立和发展起来的。Shen 等最早将 SPH 方法引入到河冰动力学的数值计算中^[9,10], 随后 Gutfraind 等采用 SPH 方法对冰边缘线的动力作用进行了一系列的数值试验, 结果表明该方法能够很好地解决欧拉坐标下有限差分的数值扩散和冰缘线描述不精确的问题^[13]。基于上述优点, 使得 SPH 方法在海冰动力模式中得到了广泛的应用。但在热力-动力耦合模式中尚未得到应用, 这在一定程度上影响了其数值模拟的精度。

基于此, 考虑热力因素对海冰生消的影响, 本文在 SPH 海冰动力模式的基础上, 发展了一个海冰热力-动力数值模式, 并对渤海海冰的演化过程进行数值模拟, 以检验该模式在海冰数值模拟中的可靠性。

收稿日期: 2006-04-20; 修订日期: 2006-09-25

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (40206004)

作者简介: 王 刚 (1977-), 男, 辽宁沈阳人, 博士, 主要从事海冰动力学本构模型理论及其数值方法研究。

E-mail: wanggang.1977@163.com

1 SPH 方法

SPH 方法的基本思路是将一个连续体离散成一系列的质点, 这些质点负载着质量、动量和能量。用足够多的质点的运动来表达连续体的运动。在 SPH 方法中, 函数 $f(\mathbf{r})$ 值可通过计算域内的积分插值进行近似表述, 即^[11]

$$\langle f(\mathbf{r}) \rangle = \int_D W(\mathbf{r} - \mathbf{r}, h_0) f(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (1)$$

式中 D 为整个求解区域; \mathbf{r} 和 \mathbf{r} 为位置矢量; W 为插值权重函数; h_0 为影响半径, 它是决定核影响范围的长度尺度。

在计算域内, 如果 $f(\mathbf{r})$ 值未知, 由式(1)不能直接计算 $f(\mathbf{r})$ 。但是, 如果 $f(\mathbf{r})$ 在 N 个质点 $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N$ 处的值为已知时, 则式(1)可离散为

$$\langle f(\mathbf{r}) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{f_j}{\langle n_j \rangle} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h_0) \quad (2)$$

式中 n_j 为 \mathbf{r}_j 处的质点数密度, 即单位面积内的质点数, 有 $n_j = M_j/m_j$, W_j 和 m_j 分别为第 j 个冰质点的质量密度和质量; 这里记作 $f_j = f(\mathbf{r}_j)$ 。

类似于式(1), $\nabla f(\mathbf{r})$ 的估计值为

$$\langle \nabla f(\mathbf{r}) \rangle = \int_D W(\mathbf{r} - \mathbf{r}, h_0) \nabla f(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (3)$$

利用插值权重函数的可微性对上式进行分部积分, 并考虑在积分边界处插值核 $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}, h_0)$ 的值趋近于零, 于是上式可转化为

$$\langle \nabla f(\mathbf{r}) \rangle = \int_D f(\mathbf{r}) \nabla W(\mathbf{r} - \mathbf{r}, h_0) d\mathbf{r} \quad (4)$$

$\nabla f(\mathbf{r})$ 的估计值可近似为

$$\langle \nabla f(\mathbf{r}) \rangle = \sum_{j=1}^N \frac{f_j}{\langle n_j \rangle} \nabla W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h_0) \quad (5)$$

式中 $f(\mathbf{r})$ 的梯度可用附近相邻的一些离散质点 $j(j=1, N)$ 的变量值 f_j 与插值估计函数的梯度来求出, 这样的处理使一些偏微分方程变得容易求解。这就是 SPH 方法的实质和优点所在。

在海冰数值模拟中, 考虑到冰场分布的非均匀性和质点分布的非均匀性, 因此需要选择连续性和插值精度都较好的核函数, Gauss 函数是一种比较理想的核函数, 其表述为

$$W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h_0) = \frac{1}{h_0^2} \exp\left[-\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j)^2}{h_0^2}\right] \quad (6)$$

在计算区域内, 由于各离散质点的疏密不同, 且其位置也在随时间不断变化, 因此, 在计算过程中应不断调整各质点的影响半径以得到较精确的计算值。在本文计算中, 若质点的初始影响半径为 h_0 , 则其第 n 时间步的影响半径为

$$h^n = h_0 \left(\frac{M_0}{M^n} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

式中 h_0 和 h^n 分别为质点的初始和第 n 时间步的影响半径; M_0 和 M^n 分别为质点的初始和第 n 时间步的质量密度。

2 海冰热力因素分析

海冰的热力过程可看作是一个冰厚方向上海水-海冰-大气的三层热交换和热传导过程, 主要的热力因素包括海冰上表面的太阳辐射、长波辐射、感热和潜热, 冰内热传导以及海冰下表面的海洋热通量。

2.1 太阳辐射

在大气层和云层影响下, 冰面太阳辐射强度为

$$Q_{se} = (1 - 0.0065 C^2) Q_{s0} a^m \quad (8)$$

式中 Q_{se} 为冰面太阳辐射强度; C 为云量系数, 根据不同的天气条件(碧空、少云、多云、阴天、雾天和雨雪), 其取值分别为 0、3、6、8、9、10^[12]; a^m 为大气层透射率, 其中 a 为大气层的透光度, m 为大气层的光学质量; Q_{s0} 为大气层外的太阳辐照度, 可用下式计算^[13]

$$Q_{s0} = Q_s (\sin \delta \sin \phi + \cos \delta \cos \phi \cos H) \quad (9)$$

式中 $Q_s = I_0 \left[1 + 0.33 \times \cos \left(2 \frac{D}{365} \right) \right]$, 为大气层外界面上一年中第 D 天的太阳辐照度, 其中 I_0 为太阳辐射常数; δ 为太阳高度角; ϕ 为地理纬度; δ 为太阳赤纬角; H 为当地太阳时角。

2.2 长波辐射

冰面长波辐射包括吸收的大气长波辐射和向外界散失的长波辐射两部分, 其净辐射量为

$$Q_l = Q_{la} - Q_{li} \quad (10)$$

式中 Q_{li} 和 Q_{la} 分别为冰面散失和吸收的长波辐射。根据 Stefan-Boltzman 定律有

$$\begin{cases} Q_{li} = \epsilon_i T_s^4 \\ Q_{la} = (1 + kC^2) \epsilon_a T_a^4 \end{cases} \quad (11)$$

式中 σ 为 Stefan-Boltzmann 常数; T_s 和 T_a 分别为表面冰温和气温; k 为经验系数; ϵ_i 和 ϵ_a 分别为海冰和大气的黑度。

2.3 冰面感热和潜热

根据块体公式, 冰面感热和潜热为^[13]

$$\begin{cases} Q_c = \rho_a C_p C_H V_a (T_a - T_s) \\ Q_e = \rho_a L C_E V_a (q_a - q_s) \end{cases} \quad (12)$$

式中 Q_c 和 Q_e 分别为冰面感热和潜热; C_H 和 C_E 分别为冰面感热和潜热输送系数; ρ_a 为空气密度; C_p 和 L 分别为空气定压比热和海冰的升华热; V_a 、 q_a 和 q_s 分别为冰面以上 10 m 高度处的风速、比湿和冰面比湿。

2.4 冰内热传导及温度分布计算

考虑到入射到海冰内部的太阳辐射以及冰内卤水泡和杂质对热传导的影响, 冰内的热量扩散方程为^[14]

$$c(z, t) \frac{\partial T_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left[K(z, t) \frac{\partial T_i}{\partial z} \right] + Q_{se} \epsilon_i e^{-\tau} \quad (13)$$

式中 $c(z, t) = \rho_i c_i + \frac{S_i(z)}{T_i^2}$; $K(z, t) = k_i + \frac{S_i(z)}{T_i}$, 其中, ρ_i 、 c_i 和 k_i 分别为海冰的密度、比热和热传导系数; τ 和 ϵ_i 为常数; ϵ_i 为太阳辐射透射率; T_i 为冰温; $S_i(z)$ 为深度 z 处的海冰盐度; ϵ_i 为海冰对太阳辐射的衰减系数。求解此方程便可得到冰内温度场分布。

2.5 海洋热通量

海洋热通量是海冰热力计算的基本参数, 它对数值模拟的结果非常敏感。与海水的温度、盐度和速度等水文条件, 以及海冰的厚度、密集度和粗糙度等海冰条件有着密切的关系。在渤海海冰数值模拟中, 它应取为海域和冰期的函数。在短期海冰数值模拟中, 它可取为一个常值^[15]。

3 海冰热与动力模式控制方程

3.1 海冰动力平衡方程

根据牛顿运动定律, 单位面积海冰的运动平衡方程为

$$M \frac{dV_i}{dt} = -MfK \times V_i + \rho_a w - M g \nabla w + \nabla(Nh_i) \quad (14)$$

式中 单位面积海冰质量 $M = \rho_i N h_i$; V_i 为海冰速度矢量; f 为科氏力; K 为垂直于海面的单位矢量; $\rho_a w = N \rho_a C_a |V_{ai}| V_{ai}$ 和 $\rho_w w = N \rho_w C_w |V_{wi}| V_{wi}$ 分别为风和流对海冰的拖曳力, 其中 ρ_a 和 ρ_w 分别为空气和海水的密度,

C_a 和 C_w 为风和流的拖曳系数, V_{ai} 和 V_{wi} 为相对风速和流速; w 为瞬时海面高度; σ 为海冰应力, 本文采用粘弹塑性本构模型进行计算^[16]。

3.2 动力作用下的冰厚与密集度计算

在海冰数值模拟中, 根据海冰质点的位置分布情况来确定其质量密度, 进而可以计算出其海冰厚度和密集度。对于 r 处海冰质点 k 的质量密度有如下插值估计

$$\langle M(r) \rangle = \sum_{j=1}^N m_j W(r - r_j, h_0) \quad (15)$$

在式(3)中, 海冰的质量和面积自动保持守恒。海冰的密集度可由初始冰厚 h_{i0} 计算得到

$$N(r) = \frac{M(r)}{h_{i0}(r)} \quad (16)$$

$N(r)$ 、 $h_{i0}(r)$ 分别为在位置 r 处的海冰密集度和冰厚。当海冰的密集度达到最大值 $N_{\max}(r)$ 时, 有 $M(r) = N_{\max}(r) h_{i0}$, 所以海冰厚度变成

$$h_i(r) = \frac{M(r)}{N_{\max}(r)} \quad (17)$$

3.3 热力作用下的冰厚与密集度计算

在 SPH 海冰热力计算中, 每个海冰质点在运动过程中的热力因素可根据其所在位置的气象和水文条件进行计算, 并由此确定冰厚和密集度。

在热力因素作用下, 海冰质点的厚度变化是在海冰上表面和海冰底面发生的。在海冰上表面, 当表面冰温高于海冰融点时, 则海冰上表层的热量收支总和 $Q_s > 0$, 海冰吸收热量, 使冰面一定量的海冰融化, 冰厚变薄; 当表面冰温低于融点时, 通过冰内热传导来调节海冰内的热力平衡, 使冰厚保持不变, 即

$$\left(\frac{dh_i}{dt} \right)_s = \begin{cases} - \sum Q_s / L_i & T_s > T_m \\ 0 & T_s \leq T_m \end{cases} \quad (18)$$

式中 L_i 为海冰的融解潜热; T_s 和 T_m 分别为海冰表面温度和海冰融点。冰底冰厚的变化由海洋热通量和冰内的热传导来计算

$$\left(\frac{dh_i}{dt} \right)_b = \left[K_i \left(\frac{\partial T_i}{\partial z} \right)_b - Q_w \right] / L_i \quad (19)$$

式中 Q_w 为海洋热通量; K_i 为海冰热传导系数。同时考虑海冰上表面和冰底面的冰厚变化, 则冰厚的总变化率为

$$\frac{dh_i}{dt} = \left(\frac{dh_i}{dt} \right)_s + \left(\frac{dh_i}{dt} \right)_b \quad (20)$$

对式(20)进行积分, 便可计算出一定时间内热力影响下的海冰冰厚变化。

4 算 例

为检验光滑质点流体动力学海冰热-动力模式的适用性, 从2000年1月24日8:40开始对渤海辽东湾海冰的演化过程进行48h数值模拟。利用SPH基本原理在拉格朗日坐标下将海冰动力方程进行离散, 得到海冰的应变率、应力和速度的SPH计算公式。从而对海冰的位置及其所引起的影响半径进行了确定, 进而得到海冰动力作用引起的厚度、密集度变化, 同时耦合海冰热力因素对其厚度、密集度的影响。

4.1 初始条件

海冰初始冰厚和密集度由美国国家海洋和大气管理局(National Oceanic and Atmospheric Administration, NOAA)卫星遥感图像提取, 并利用JZ20-2和JZ9-3海域现场实测数据进行修正(图1); 气象条件采用的JZ20-2平台上的实测值; 渤海的潮流潮汐采用ADI方法对二维浅水方程求解确定; 在数值模拟的48h中, 整个辽东湾海域云层较少, 故云量系数取3。计算中其他相关参数列于表1中。

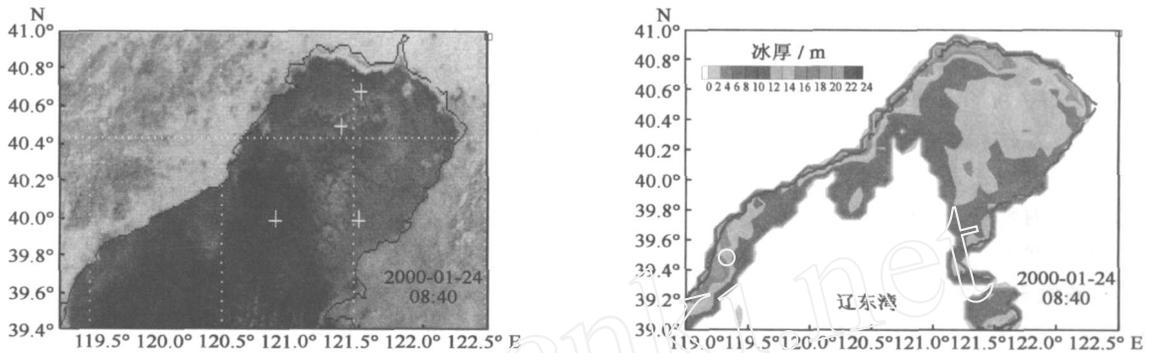


图 1 初始冰厚和密集度分布

Fig. 1 Distributions of initial ice thickness and concentration

表 1 海冰数值模拟中的主要计算参数

Table 1 Major parameters adopted in the sea ice numerical simulation

参数	物理意义	数值	参数	物理意义	数值
t	时间步长	40 s	S	初始质点尺度	2 km \times 2 km
m	大气光学质量	0.83	i	海冰黑度	0.97
C_H	感热输送系数	1.75×10^{-3}	C_E	潜热输送系数	1.75×10^{-3}
C_i	冰比热	2093 J/kg \cdot K	K_i	海冰热传导系数	2.03 W/m \cdot K
i	海冰密度	917 kg/m ³	w	海水密度	1006 kg/m ³
a	空气密度	1.29 kg/m ³	c_a	风拖曳系数	0.0015
c_w	流拖曳系数	0.0025	L_i	凝结潜热	0.33×10^6 J/kg
Q_w	海洋热通量	2.0 W/m ²	i	海冰消光系数	1.5 m^{-1}

4.2 辽东湾全场海冰分析

数值模拟的海冰速度矢量与冰厚分布以及相应的卫星遥感图像如图 2 所示。由冰速矢量分布可以看出，随

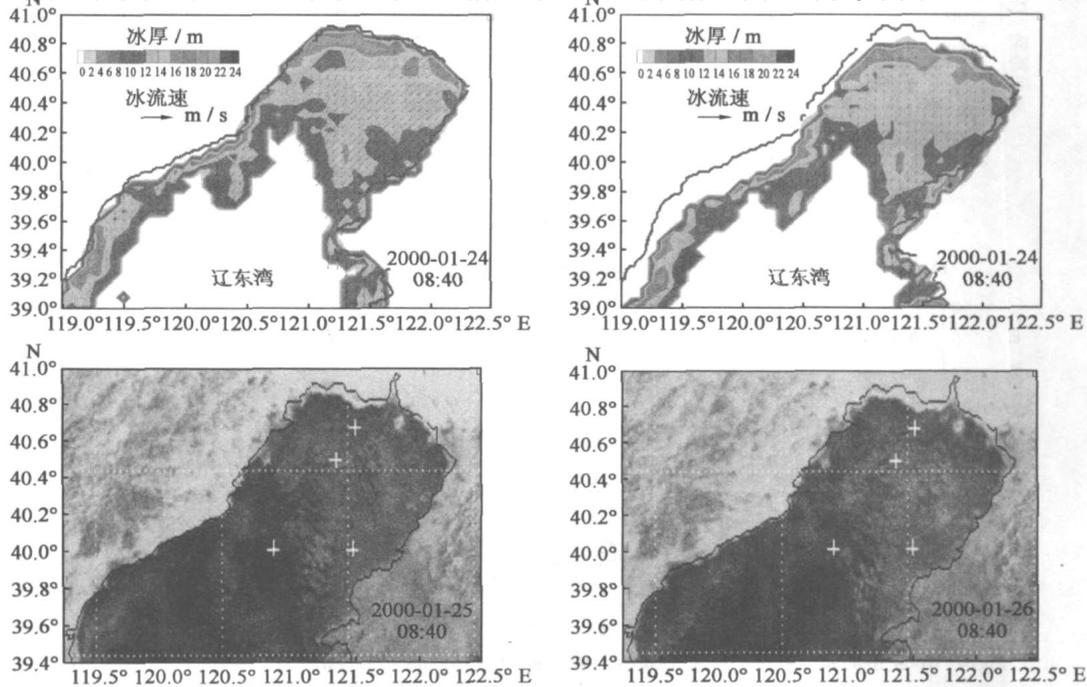


图 2 数值模拟的 48 h 海冰厚度与冰速矢量演化过程及卫星遥感图像

Fig. 2 Ice thickness and velocity vector simulated in 48 hours and relative satellite images

着时间推移,海冰向偏南方向不断伸展,速度矢量方向与潮流流向基本一致,由此说明在辽东湾海域,潮流是影响海冰动力特性的控制环境条件,而风的拖曳力和海冰内力对海冰的动力演化过程影响较小。因此,在本文数值模拟中,采用JZ20-2海域现场观测风场来代替整个辽东湾的大气强迫场,对数值模拟结果的影响不大,也是可行的。最大冰厚出现在北岸附近,表明此处的冰情较之其他区域严重。全场冰厚随着时间推移逐渐增大且海冰向南部深水区不断移动并在东岸发生部分重叠堆积现象。这与常年的辽东湾海冰分布规律是一致的。模拟的冰厚在冰场内部分布较为合理。本文中并未考虑近岸处海冰新生质点的处理,所以导致近岸冰缘线误差随模拟时间增加而增大。

4.3 JZ20-2 油气开发区海冰热力因素分析

对辽东湾JZ20-2海域(121°21', 40°30')的热力因素进行了48h的计算分析,得到的热力因素变化曲线如图3所示,同时得到了冰厚变化曲线(图4)以及冰内温度场分布曲线(图5)。从中可以看出,长波辐射、冰面感热和潜热的变化规律基本相似,而冰面热收支总量与太阳辐射的变化规律相同。由此表明:冰面热能净收支主要受太阳辐射的影响,并决定了海冰的厚度变化。

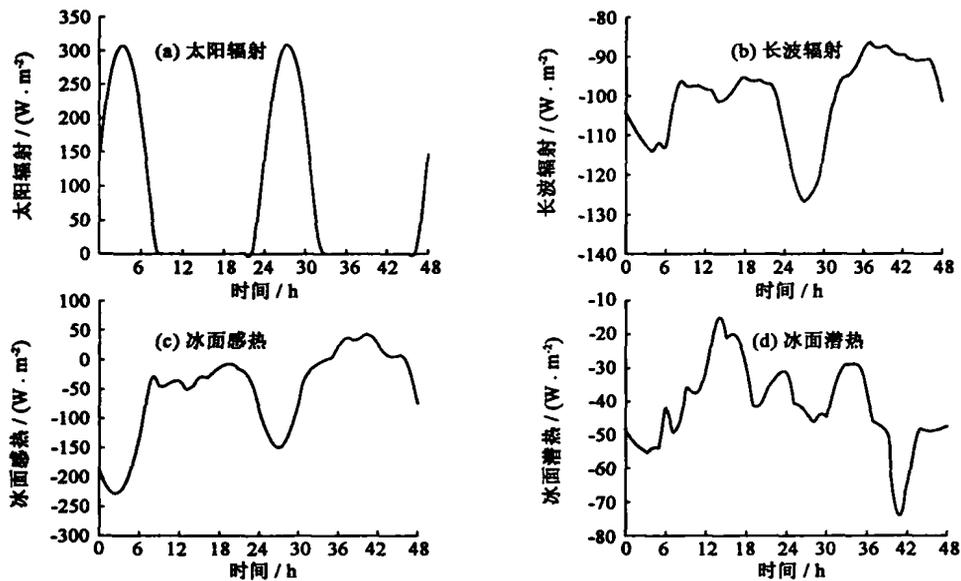


图3 计算的辽东湾JZ20-2海域48h海冰热收支情况

Fig. 3 Heat fluxes of sea ice simulated in 48 hours in the JZ202 area of Liaodong bay

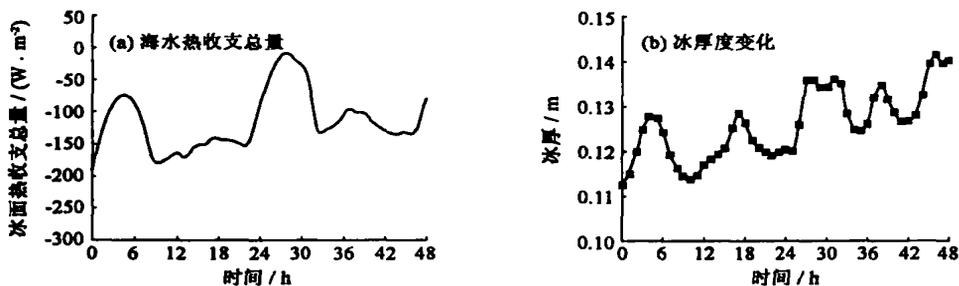


图4 计算的辽东湾JZ20-2海域48h海冰热收支总量及冰厚变化

Fig. 4 Total heat fluxes and ice thickness simulated in 48 hours in the JZ202 area of Liaodong bay

在冰内温度场计算时,沿冰厚方向将海冰分为10层,得到了不同层上的冰温变化曲线,最上面的曲线表示底层冰温变化。由图5可以看出:冰内温度场由于冰内热源项的加入而呈非线性分布。同时,由于冰面热收

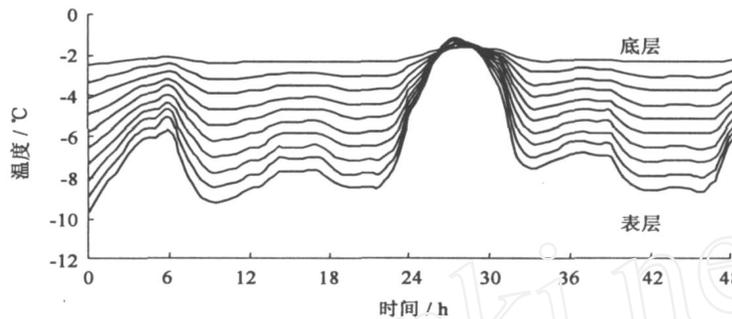


图5 计算的辽东湾JZ20-2海域48h冰内温度变化

Fig. 5 Distribution of sea ice temperature simulated in the JZ202 area of Liaodong bay in 48 hours

支的变化和冰内热传导,使得冰内的温度分布随之不断变化,温度梯度也呈现出不同的趋势。当夜间气温较低时,海冰下表面的温度梯度使得部分海水凝固,冰厚增加;而当白天气温较高和太阳辐射较强时,海冰吸热融化,使得冰厚变薄。冰水界面处取为海冰的融点,即 -1.73 。由于冰盖上表层盐度较低,其温度在中午可略高于冰底面温度。在求解冰内热传导方程时,在海冰垂直方向上分为10层,并考虑太阳穿透辐射和冰内盐度的作用,通过对海冰剖面内海冰温度的数值计算,可清楚地发现海冰温度的非线性分布特点,从而更加精确地计算出海冰温度的演化规律。由于在本文预测中,冰厚较薄,冰温的这种非线性分布不明显。

5 结论与讨论

(1) 在光滑质点流体动力学方法的基础上,发展了一个海冰热力-动力数值模式。该数值模式首先具有SPH方法在海冰动力学模拟中的优点,同时考虑了热力因素对海冰质点生消的影响,从而完善了SPH方法在海冰数值模拟中的应用。

(2) 采用该SPH海冰热力-动力模式对渤海海冰的演化规律进行了48h的数值模拟,得到了海冰厚度、冰速矢量以及全场冰温的分布演化规律,同时对JZ20-2海域的冰厚变化、冰内温度场分布以及热力因素进行了分析。数值模拟结果表明,考虑热力学因素影响的光滑质点流体动力学海冰模式是一种有效的数值模拟方法,但还要进一步考虑大气和海洋模式对海冰的强迫作用,以适用于海冰的业务化模拟和预报中。

(3) 对于海冰热力过程来说,其在初冰期、终冰期以及返冻期和融冰期起决定性作用,由于上述阶段海冰的观测资料十分匮乏,因此本文所选算例为盛冰期,模拟时间也较短。今后,利用初冰期或终冰期等热力起主导作用阶段的数据来检验模式的效果是下一步工作的重点。

致谢: 感谢 Clarkson 大学土木与环境工程系沈洪道教授、刘连武博士在海冰动力学 SPH 计算方法中的有益指导和讨论。

参考文献:

- [1] Zhang J, Rothrock D, Steele M. Recent changes in Arctic sea ice: the interplay between ice dynamics and thermodynamics[J]. *Journal of Climate*, 2000, 13(17): 3099 - 3114.
- [2] 吴辉碇,白珊,张占海. 海冰动力学的数值模拟[J]. *海洋学报*, 1998, 22(7): 1 - 13.
- [3] Flato GM. A particle-in-cell sea ice model[J]. *Atmosphere-Ocean*, 1993, 31(3): 339 - 358.
- [4] 季顺迎,岳前进,赵凯. 渤海海冰动力学的质点网格法数值模拟[J]. *水动力学研究与进展*, 2003, 18(6): 748 - 760.
- [5] Pritchard R, Mueller A, Hanzlick D, et al. Forecasting Bering sea ice edge behavior[J]. *Journal of Geophysical Research*, 1990, 95(C1): 775 - 788.

- [6] Lindsay R W, Stern H L. A new Lagrangian model of Arctic sea ice[J]. *Journal of Physical Oceanography*, 2004, 34(1) : 272 - 283.
- [7] Gutfraund R, Savage S B. Smoothed Particle Hydrodynamics for the simulation of broken ice fields: Mohr-Coulomb Type rheology and frictional boundary conditions[J]. *Journal of Computational Physics*, 1997, 134(2) : 203 - 215.
- [8] 季顺迎, 岳前进. 辽东湾区域性漂移海冰的 SPH 数值模拟[J]. *水利水运工程学报*, 2001(4) : 8 - 15.
- [9] Shen H T, Chen Y C, Wake A, *et al.* Lagrangian discrete parcel simulation of river ice dynamics[J]. *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, 1993, 3(4) : 328 - 332.
- [10] Shen H T, Su Junshan, Liu Lianwu. SPH simulation of river ice dynamics[J]. *Journal of Computational Physics*, 2000, 165(2) : 752 - 770.
- [11] Gingold R A, Monaghan J J. Smoothed particle hydrodynamics: theory and application to non spherical stars[J]. *MNRAS*, 1977, 181(4) : 375 - 378.
- [12] 岳前进, 季顺迎, 苗文东, 等. 辽东湾冰季太阳辐射分析[J]. *海洋与湖沼*, 2000, 31(5) : 562 - 567.
- [13] Lu Q M. On mesoscale modeling of the dynamics and thermodynamics of sea ice[R]. Copenhagen: Technical University of Denmark, 1988 50 - 73.
- [14] Gabison R. A thermodynamic model of the formation growth and decay of first-year sea ice[J]. *Journal of Glaciology*, 1987, 33(4) : 105 - 109.
- [15] 王仁树. 渤海海冰的数值试验 [J]. *海洋学报*, 1984, 6(4) : 572 - 580.
- [16] 季顺迎, 岳前进, 姚 征. 渤海海冰动力学中的粘弹塑性本构模型[J]. *水科学进展*, 2002, 13(5) : 599 - 604.

Sea ice thermodynamic-dynamic model based on smooth particle hydrodynamics^{*}

WANG Gang^{1,2}, LI Hai³, JI Shun-ying², YUE Qian-jin², LU He-xiang²

(1. *Civil and Architectural Engineering College, Dalian University, Dalian 116622, China;*

2. *State Key Laboratory of Structural Analysis of Industrial Equipment, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China;*

3. *National Marine Environment Forecast Center, Beijing 100081, China)*

Abstract : Considering the influences of sea ice thermodynamic factors on the ice conditions, such as thickness, concentration, a sea ice thermodynamic-dynamic model is established based on the smooth particle hydrodynamics (SPH). In this sea ice model, the numerical diffusion in the traditional methods of the finite difference method (FDM) and the particle-in-cell (PIC) is avoided, while the ice edges can be modeled with high precision when the thermodynamics is introduced into the sea ice numerical model of SPH. In this paper, the basic theory of SPH and the thermodynamic factors of sea ice are presented first. The governing equations of the sea ice thermodynamics-dynamics are addressed by the using the thermodynamics to calculate the ice thickness and concentration in the SPH numerical simulation of the sea ice dynamics. With this current sea ice model, the sea ice in Bohai Sea is simulated in 48 hours, and the distributions of sea ice thickness and drifting velocity in the whole ice field are obtained. Moreover, the ice thickness, the temperature in vertical direction and the other thermodynamic factors are also discussed in detail. With the numerical results above, it can be concluded that this sea ice thermodynamic-dynamic model based on the SPH method is an effective numerical model, and can be applied well in the sea ice simulation of Bohai Sea.

Key words : smooth particle hydrodynamics; sea ice dynamics; sea ice thermodynamics

* The study is financially supported by the National Natural Science Foundation of China(No. 40206004).