文章编号: 1000-8608(2007) 03-0322-07

# 基于 SPH方法的渤海海冰动力学数值模拟

王 刚1, 岳前进\*1, 李 海2, 季顺迎1, 吕和祥1

(1.大连理工大学工业装备结构分析国家重点实验室,辽宁大连 116024;2.国家海洋环境预报中心,北京 100081)

摘要:简要介绍了光滑质点流体动力学 (smooth ed particle hydrodynamics,简称 SPH)方法 的基本原理,并将此方法应用到渤海海冰动力学数值模拟中.在对海冰动力学方程和粘弹塑 性本构方程进行 SPH处理的基础上,对渤海海冰的动力演化过程进行了 48h的数值模拟,得 到了海冰厚度、密集度、速度和主应力的演化过程及分布规律,同时对模拟的海冰厚度等值线 分布与卫星遥感图像进行了对比分析.数值模拟结果表明,SPH能够精确地模拟海冰分布规 律以及冰缘线的位置,具有很高的计算精度和稳定性,是一种有效的海冰动力学数值模拟方 法.

关键词:光滑质点流体动力学;海冰动力学;粘弹塑性本构模型;数值方法 中图分类号: P731.15 文献标识码: A

#### 0 引 言

海冰灾害问题广泛存在于油气开发工程和海上航运中,如撞损海工建筑和船只、封冻港口等; 另外,海冰演变又是影响全球气候变化趋势的重 要因素.在潮流潮汐等海洋环境条件的作用下, 海冰的动力过程十分复杂,同时在不同尺度下表 现出不同的动力特征.因此,如何高效、准确地对 海冰动力过程进行数值模拟和预测具有重要的工 程背景和理论意义<sup>[1~3]</sup>.

在海冰动力学数值模拟中,人们大多采用欧 拉网格有限差分法<sup>[4~9]</sup>和拉格朗日法<sup>[10~12]</sup>.其中 最早应用的是欧拉坐标下的有限差分法,该方法 能够较好地模拟海冰的动力学特征,计算效率也 较高<sup>[148]</sup>.但在计算海冰连续方程平流项时存在 数值扩散问题,尤其是处理冰缘线时有很大的误 差.而拉格朗日法在处理海冰大变形问题时,网 格很可能发生畸变,造成数值计算的困难,而网格 重分将带来额外的输运计算,从而使计算精度下 降<sup>[11]</sup>.为克服上述两种方法的缺点,人们发展了 欧拉坐标与拉格朗日坐标相耦合的方法.例如, 质点网格法既有一般欧拉方法的优点,能够计 算扭曲比较严重的二维流体力学模型,同时由于 引入拉格朗日质点具有计算多种物质和处理自由 面运动的能力<sup>[13~15]</sup>.然而,质点网格法需要在欧 拉网格和拉格朗日质点间进行数据交换,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<sup>[16]</sup>.由于上述网格数值方法 的局限,近年来,一种无网格数值方法——光滑 质点流体动力学 (SPH)方法逐渐受到人们的重 视<sup>[17~20]</sup>.

SPH方法是在天体物理学中建立和发展起 来的一种无网格拉格朗日方法<sup>[21 22]</sup>. 它的基本思 想是将空间连续的实体离散成一系列的质点,所 有变量由这些质点负载,同时跟踪质点的运动,无 网格及质点间相互作用的计算(这种计算基于离 散质点)使得大变形的处理变得容易起来,从而 避免了传统拉格朗日方法中的网格缠绕和扭曲等 难题,可避免销蚀网格和网格重分,因而特别适合 于海冰动力学问题.

本文首先对 SPH基本原理进行介绍,并推导 海冰动力模拟所需的 SPH计算公式.在此基础 上,对渤海辽东湾海冰参数(冰厚、密集度、冰速、

收稿日期: 2006-09-11; 修回日期: 2007-03-27.

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, 博士生; 岳前进\* (1958-), 男, 教授, 博士生导师; 吕和祥 (1938-), 男, 教授, 博士生导师. / 1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

冰内应力)的动力演化过程进行 48 h模拟,同时 对计算得到的冰厚分布与卫星遥感资料进行对比 分析.

#### 1 SPH方法基本原理

在 SPH方法中,任意宏观变量 f(r) (如密 度、速度、温度等)在空间某一点 r上的值均能通 过计算域内的积分插值进行近似表述<sup>[12 21]</sup>,即

$$\langle f(\mathbf{r}) \rangle = \int_{D} W(\mathbf{r}' - \mathbf{r}, h_0) f(\mathbf{r}') \, \mathrm{d}\mathbf{r}' \quad (1)$$

式中: D为整个求解区域; r和 r'为指定质点和与 其相邻质点的位置矢量; W为插值函数, 它具有 以下特性:

$${}_{D}W(\boldsymbol{r}' - \boldsymbol{r}, h_0) \mathrm{d}\boldsymbol{r}' = 1 \qquad (2)$$

$$\lim_{h \to 0} W(\mathbf{r}' - \mathbf{r}, h_0) = \delta(\mathbf{r}' - \mathbf{r})$$
(3)

其中  $\delta$ 是 Dirac脉冲函数;  $h_0$  为光滑长度,是决定 核影响范围的长度尺度,且当  $h_0$ → 0时,  $\langle f(\mathbf{r}) \rangle$ →  $f(\mathbf{r})$ ;通常称 $\langle f(\mathbf{r}) \rangle$ 为  $f(\mathbf{r})$ 的一个核估计.

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

$$\langle f(\mathbf{r}) \rangle = \sum_{j=1}^{n} \frac{m_j}{M_j} f_j W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h_0)$$
 (4)

式中:  $M_i$ 和  $m_i$ 分别为第 j个质点的质量密度和质量;这里记  $f_j = f(\mathbf{r}_j)$ .

类似于式(1),  $\forall f(r)$ 的估计值为

$$\langle \nabla f(\mathbf{r}) \rangle = \int_{D} W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h_0) \nabla f(\mathbf{r}') \, \mathrm{d}\mathbf{r}'$$
 (5)

利用插值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 $W(r' - r, h_0)$ 的值趋近于零,于是上式可转化为

$$\langle \nabla f(\mathbf{r}) \rangle = \int f(\mathbf{r}') \nabla W(\mathbf{r} - \mathbf{r}', h_0) \, \mathrm{d}\mathbf{r}' \quad (6)$$

将上式离散化, $\forall f(\mathbf{r})$ 的估计值可近似为

$$\langle \nabla f(\mathbf{r}) \rangle = \sum_{j=1}^{n} \frac{m_j}{M_j} f_j \nabla W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h^0)$$
 (7)

式 (7) 表示,  $f(\mathbf{r})$  的梯度可以用附近相邻的一些 离散质点  $j(j = 1, \dots, n)$ 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 SPH中,核函数的形式一般取用 Gauss函数,其表达式为

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:

$$M(\mathbf{r})\rangle = \sum_{j=1}^{n} m_j W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_j, h_0) \qquad (9)$$

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,在计算过程中应 不断调整各质点的光滑长度以得到较精确的计算 值.在本文计算中,若质点的初始光滑长度为 ho, 则其第 n时间步的光滑长度为

$$h^{n} = h_{0} \left( \frac{M_{0}}{M} \right)^{\frac{1}{2}}$$
(10)

式中:  $h_0$ 和 h''分别为质点的初始和第 n时间步的 光滑长度;  $M_0$ 和 M''分别为质点的初始和第 <math>n时 间步的质量密度.

考虑海冰质点 k的质量密度 $\langle M(\mathbf{r}) \rangle = dN(\mathbf{r})h_i(\mathbf{r})$ ,则海冰质点 k的密集度为

$$N(\mathbf{r}) = \frac{\langle M(\mathbf{r}) \rangle}{\mathrm{d}h_i(\mathbf{r})} \tag{11}$$

#### 2 海冰动力学方程的 SPH计算形式

2.1 海冰动力平衡方程

在拉格朗日坐标下,考虑海冰质点 k 在漂移 过程中的动力平衡方程为

$$\frac{\mathrm{d}V_i}{\mathrm{d}t}\Big|_{k} = -fK \times V_i + \frac{\tau_{a} + \tau_{w}}{M_k} - g \nabla a_{w} + \frac{\nabla (Nh\sigma)}{M_k} \qquad (12)$$

式中:  $M_{t}$ 为单位面积海冰质量; $v_{t}$ 为海冰速度矢量;f为科氏力参数;K为垂直于海面的单位矢量; $\tau_{a}$ 和 $\tau_{w}$ 分别为风和流对海冰的拖曳力;g为重力加速度; $a_{x}$ 为瞬时海面高度;N和  $h_{i}$ 分别为海冰的密集度和质点冰厚; $\sigma$ 为冰内应力矢量.

根据式 (7),式 (12) 中海冰内力项可表示为  $\frac{\nabla(Nhi\sigma)}{M^{k}} = \sum_{j=1}^{n} m_{j} \left( \frac{(Nhi\sigma)_{j}}{M_{j}^{2}} + \frac{(Nhi\sigma)_{k}}{M_{k}^{2}} \right) W_{kj}$ (13)

其中  $W_{kj} = W(\mathbf{r}_k - \mathbf{r}_j, h_0)$ ,将式(13)代入式(12), 并在 x和 y方向上分解,得到第 k个质点的动力平 衡方程为

$$\frac{(\underline{u_i}^{n+1})_k - (\underline{u_i}^n)_k}{\Delta t} = f v_{ik} - g \left( \frac{\partial a_w}{\partial x} \right)_k + \frac{(\tau_{ax} + \tau_{wx})_k}{M_k} + \sum_{i=1}^n \left\{ m_i \right\}$$

 $W(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{j}, h_{0}) = \frac{1}{\pi h_{0}^{2}} \exp \left\{ -\frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}_{j})^{2}}{h_{0}^{2}} \right\}$ (8) ?1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved.<sup>*n*</sup> Ittp://www.cnki.net

$$\left\{ \begin{bmatrix} \frac{(Nh_i \cdot e_{xx})_j}{M_j^2} + \frac{(Nh_i \cdot e_{xx})_k}{M_k^2} \end{bmatrix} \frac{\partial W_{kj}}{\partial_x} + \begin{bmatrix} \frac{(Nh_i \cdot e_{xy})_j}{M_j^2} + \frac{(Nh_i \cdot e_{xy})_k}{M_k^2} \end{bmatrix} \frac{\partial W_{kj}}{\partial_y} \right\}$$
(14)

$$\frac{(v_{i}^{m-1})_{k} - (v_{i}^{n})_{k}}{\Delta t} = fu_{ik} - g\left(\frac{\partial a_{w}}{\partial y}\right)_{k} + \frac{(\tau_{ay} + -\tau_{wy})_{k}}{M_{k}} + \sum_{j=1}^{n} \left\{m_{j} \times \left\{\left[\frac{(Nh_{i}e_{yy})_{j}}{M_{j}^{2}} + \frac{(Nh_{i}e_{yy})_{k}}{M_{k}^{2}}\right]\frac{\partial W_{kj}}{\partial y} + \left[\frac{(Nh_{i}e_{yx})_{j}}{M_{j}^{2}} + \frac{(Nh_{i}e_{yx})_{k}}{M_{k}^{2}}\right]\frac{\partial W_{kj}}{\partial x}\right\}\right\}$$

$$(15)$$

其中  $(e_{xx})_{k}$   $(e_{yy})_{k}$   $(e_{xy})_{k}$  和  $(e_{yx})_{k}$ 为质点 k的应力 分量 ,可以根据海冰的本构方程计算得到 ,这里有  $(e_{xy})_{k} = (e_{yx})_{k}$ .

采用具有高阶精度的蛙跳格式时间积分方法,在 t<sub>n</sub>时刻, Δ t时间步长的积分形式为

$$r_k^{n+1} = r_k^n + V_{ik}^{n+1/2} \Delta t$$
 (16)

$$V_{ik}^{*} = V_{ik} + \Delta t \frac{d}{dt} V_{ik}^{*}^{*}$$
(17)

2.2 本构方程

考虑海冰屈服前的粘弹性流变特征,海冰的 本构方程可表示为<sup>[23]</sup>

$$e_{ij} = 2Z_{i'}X_{j} + (Y_{i'} - Z_{i'})X_{kk}W_{j} + 2GX_{j} + (K - G)X_{kk}W_{j} - p_{0}W_{j}$$
(18)

式中: *K*和 *G*分别为海冰的体积和剪切弹性模量; <sup>Y</sup>和 <sup>Z</sup>分别为海冰的体积和剪切粘性系数; *p*<sub>0</sub>为 水平静水压力项.

选用连续光滑的 Drucker-Prager屈服准则来 判定海冰的应力状态,海冰屈服后选用相关联的 正则流动法则处理海冰塑性流变行为.在本计算 中,屈服函数可表示为

$$F = \begin{pmatrix} e_1^2 + e_2^2 \end{pmatrix} - (1 + \sin^2 h) e_1 e_2 + \\ (1 + \sin^2 h) p_0 (e_1 + e_2) + p_0^2 = 0 \quad (19)$$
  
其中 h为海冰内摩擦角,由式(18)可知质点 k的  
应力分量分别为

$$(e_{xx})_{k} = 2Z_{V}X_{xx} + (Y_{V} - Z_{V})(X_{x} + X_{y}) + 2GX_{xx} + (K - G)(X_{x} + X_{y}) - p_{0}$$
(20)  

$$(e_{yy})_{k} = 2Z_{V}X_{y} + (Y_{V} - Z_{V})(X_{x} + X_{y}) + 2GX_{y} + (K - G)(X_{x} + X_{y}) - p_{0}$$
(21)  

$$(e_{xy})_{k} = 2Z_{V}X_{y} + 2GX_{y}$$
(22)

根据式 (9),将式 (20) ~ (22) 中的应变率表示成 SPH计算形式:

$$(\mathbf{X}_{k})_{k} = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{k} = \frac{1}{M^{k}} \sum_{j=1}^{n} m_{j} \left(u_{j} - u_{k}\right) \frac{\partial W_{kj}}{\partial x}$$

$$(23)$$

$$(23)$$

$$(24)$$

$$(\dot{X}_{yy})_{k} = \left[\frac{\partial v}{\partial y}\right]_{k} = \frac{1}{M_{k}} \sum_{j=1}^{n} m_{j} (v_{j} - v_{k}) \frac{\partial W_{kj}}{\partial y}$$
(24)

$$(X_{y})_{k} = \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{k} + \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)_{k} = \frac{1}{M^{k}}\sum_{j=1}^{n} \left\{m_{j} \times \left[(u_{j} - u_{k})\frac{\partial W_{kj}}{\partial y} + (v_{j} - v_{k})\frac{\partial W_{kj}}{\partial x}\right]\right\}$$

$$(25)$$

2.3 人为黏度

为减小激波间断处产生的非物理振荡,需要 在 SPH中引入人为黏度以平滑间断. Monaghan 等导出适用于 SPH的人为黏度为<sup>[24]</sup>

$$C_{kj} = \begin{cases} \frac{-|T_{\overline{a}_{ij}_{kj}} + U_{kj}^{2}|}{(\overline{M})_{kj}}; & (v_{i})_{kj} \cdot r_{kj} < 0\\ 0; & (v_{i})_{kj} \cdot n_{j} \ge 0 \end{cases}$$
(26)

其中

$$k_{kj} = \frac{\overline{h_{kj}}(v_i)_{kj} \cdot r_{kj}}{n_{kj}^2 + \chi_{\mathbf{k}_{kj}}^2}$$
(27)

$$\overline{h}_{kj} = (h_k + h_j) / 2 \qquad (28)$$

$$\overline{c}_{kj} = (a_k + c_j)/2 \qquad (29)$$

$$\overline{M}_{kj} = (M_k + M_j)/2 \qquad (30)$$

式中: a g是冰中声速; TU 是可调量纲一参数, 本文计算中分别取 1 1和 0.01.

从理论上讲,搜索区域越大,计算结果越精确. 但若搜索区域太大,则将花费过多的计算时间. 一般搜索区域为 4m~ 4m 时,即 5~ 5个质点,计算精度便可达 9% 以上<sup>[17]</sup>. 另外,在进行质点搜索时,不同的搜索方式所占用的搜索时间是不同的,本文计算所采用的是逐点搜索. 在对边界附近质点的物理量进行插值计算时,为防止质点穿越边界,需要在边界外设置虚质点,通常的方法是以边界为对称轴,在边界的外侧布置真实质点的镜像质点,即虚质点与其对称的真实质点具有相同的物理标量,矢量对称(如图 1).



#### 图 1 虚质点的设置

Fig. 1 Set of ghost particle Fig. 2 Set of ghost particle Fig. 1 Set of ghost particle China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net

#### 3 渤海海冰动力学模拟的数值试验

采用 SPH方法,从 2000-01-24T08 30开始, 对渤海辽东湾海冰动力过程进行 48h数值模拟, 并获得了海冰参数的变化过程.

3.1 初始与边界条件

渤海海冰动力学模拟主要的初始条件包括初始冰场、气象和水文要素.以 NOAA卫星遥感海冰图像提取的海冰信息作为初始场的基本资料,结合现场的观测资料,得到海冰的初始冰厚 dice和



耒 1

密集度 N (如图 2),气象条件采用 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.根据辽东湾海域的实际情 况,可将边界分为两类:一类是靠近陆地的海岸线 边界,在这类边界上,垂直于边界的海冰速度为 零;另一类是冰水开边界,在这类边界上,无冰海 域对冰不存在阻滞作用<sup>[7]</sup>.数值模拟时间步长为 40 s,初始质点尺度为 2 km× 2 km. 其他的主要 计算参数列于表 1中.



## 注: Ta为纬度; Ta为经度 图 2 初始冰厚和密集度分布 Fig. 2 Initial distributions of sea ice thickness and concentration

参数	物理意义	数值	参数	物理意义	数值
$\Delta t$	时间步长	40 s	h	海冰摩擦角	46 <sup>°</sup>
$\Delta S$	初始质点尺度	$2 \text{ km} \times 2 \text{ km}$	_	泊松比	0.3
$d_i$	海冰密度	917 kg / m <sup>3</sup>	$Y_{\nu}$	体积粘性系数	1.0× 10° Pa's
$d_w$	海水密度	$1\ 006\ kg\ /m^3$	$Z_{V}$	剪切粘性系数	2.5× 10 <sup>5</sup> Pa's
$d_a$	空气密度	1. 29 kg/m <sup>3</sup>	$E_0$	弹性模量	1. 0× 10 <sup>5</sup> Pa
$C_{\mathrm{W}}$	流拖曳系数	0. 002 5	Ca	风拖曳系数	0.001 5

110	1 1001414				
Tab. 1	Parameters	used in ice	dynamics	simulation of	the Bohai Sea

渤海海冰动力学教值模拟中的主要计算参数

模拟的海冰速度 (vee) 与冰内主应力分布 (<sup>e</sup>ce) 如图 3 4所示.由冰速矢量分布可以看出, 随着时间推移,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. 由主应力矢量分布可以看出,辽东湾湾顶附近冰 内应力较小,冰场内部冰间应力较大,主应力方向 基本与海冰的运动方向一致,随着海冰在岸边发 生堆积,近岸处海冰内力增大. 情较之其他区域严重,全场冰厚随着时间推移逐 渐增大并向南部深水区不断移动;模拟的冰厚在 冰场内部分布较为合理,并与卫星遥感图片的数 字化处理结果显示出良好的一致性.模拟的不同 时刻海冰密集度分布如图 6所示,从图中可以看 出,密集度在 10% 与 80% 之间波动,显示出海 冰运动过程中的辐合辐散特性,密集度在整个模 拟期间略微呈下降趋势,这是在偏北风的作用下, 海冰运动总体上的辐散特征所致.

模拟的不同时刻的冰厚分布如图 5 所示.可 模拟的不同时刻海冰厚度等值线分布如图 7 以看出,最大冰厚出现在北岸附近,表明此处的冰,所示,为检验模拟结果的合理性,将其与海冰卫星,

遥感图像进行了拟合.从图中可以看出,近岸海 冰要比远岸处的密集,模拟的冰缘线与实际海冰 外缘线基本一致,冰厚等值线分布与卫星遥感的 结果也非常吻合.由此可见 SPH方法能精确模拟 海冰边缘线的运动.由于渤海冬季风向多偏北, 模拟的冰缘线不断向南移动,并在南岸开始堆积. 随着时间的推移,模拟边缘处的冰速小于实际冰速,其原因是本文采用的海冰本构模型是基于连续介质假设,而边缘线处海冰在风浪的作用下发 生破碎导致计算结果与实际情况有一定的差异.











?1994-2015 China Academic Journal Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net



Fig. 6 Distribution of concentration of sea ice simulated in 48 h



Fig. 7 Comparison of distributions of sea ice thickness between simulation and satellite image

#### 4 结 语

海冰动力学的数值方法研究一直是提高海冰 数值模拟和预报精度与效率的重要内容.基于 SPH模型的无网格方法在海冰的动力学模拟中 既克服了有限差分计算的数值扩散问题,又可避 免一般拉格朗日方法的网格扭曲交叠现象,具有 应用灵活、精度高的优点.采用 SPH方法,本文对 渤海辽东湾海冰的动力过程进行了 48h的数值 模拟,得到了全场海冰参数(冰厚、密集度、冰速、 内力)的演化及分布规律;同时对模拟得到的海 冰厚度等值线分布与卫星遥感图像进行了对比分 析.数值模拟结果表明,SPH能够精确地模拟海 冰动力过程以及冰缘线的位置,且具有很高的计 算精度和稳定性.因而对海冰动力学研究来说, SPH是一种有效的数值模拟方法.在 SPH方法 的基础上,进一步考虑海冰热力学过程,将会更加 有效地促进其在海冰数值模拟中的应用。

### 参考文献:

- [1] 季顺迎,岳前进,王瑞学.海冰动力学数值方法研究 进展[J].地球科学进展,2004,19(6):963-970
- [2] 刘钦政,黄嘉佑,白 珊,等.渤海冬季海冰气候变 异的成因分析[J].海洋学报,2004,26(2):11-19
- [3] 郭智昌,赵进平.北极海冰数值模拟研究述评[J]. 海洋与湖沼, 1998, **29**(2): 219-228
- [4] HIBLER W D. A dynamic thermodynamic sea ice model [J]. J Geophys Oceanography, 1979, 9(4): 817-846
- [5] 吴辉碇.海冰的动力 -热力过程的数学处理 [J].海洋 与湖沼,1991, 22(4): 321-327
- [6] ZHANG J, ROTHROCK D. Modeling arctic sea ice with an efficient plastic solution [J]. J Geophys Res, 2000, 105(C2): 3325-3338
- [7] 王仁树,刘旭世,张立锟.渤海海冰的数值试验[J]. 海洋学报,1984,6(5):572-586
- [8] 吴辉碇,白 珊,张占海.海冰动力学过程的数值模拟[J].海洋学报,1998,20(2):1-3

有效地促进其在海冰数值模拟中的应用 Electronic Publishing House. All rights reserved. http://www.cnki.net 报,1998,56(2):139-152

- [10] RHEEM C K, YAMAGUCHI H, KATO H. Distributed mass/discrete floe model for pack ice rheology computation [J]. J Marine Sci Technol, 1997, 2(2): 101-121
- [11] PRITCHARD R, MUELLER A, HANZLICK D, et al. Forecasting Bering sea ice edge behavior [J].
   J Geophys Res, 1990, 95(C1): 775-788
- [12] ZHANG Z H. Modeling the influence of ice on sea level variations in the Baltic Sea [J]. Geophysica, 1995, 31(2): 31-45
- [13] FLATO G M. A particle-in-cell sea-ice model [J].
   Atmos and Oceanography, 1993, 31(3): 339-358
- [14]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): 1-13
- [15] HUANG Z J, SAVAGE S B. Particle-in-cell and finite difference approaches for the study of marginal ice zone problems [J]. Cold Regions Sci Technol, 1998, 28(1): 1-28
- [16] 沈洪道.冰动力学的拉格朗日 离散元模式 [J].海洋 预报, 1999, 16(3): 71-84
- [17] SHEN H T, SU J S, LIU L W. SPH simulation of river ice dynamics [J]. J Comput Phys, 2000, 165(2): 752-770

- [18] GUTFRAIND R, SAVAGE S B. Smoothed particle hydrodynamics for the simulation of broken-ice fields Mohr-Coulomb-type rheology and frictional boundary conditions [J]. J Comput Phys, 1997, 134(2): 203-215
- [19] WANG Z L. Lagrangian simulation of one-dimensional dam-break flow [J]. J Hydraul Eng, 1999, 125(6): 1217–1220
- [20] LINDSAY R W, STERN H L. A new Lagrangian model of arctic sea ice [J]. J Phys Oceanography, 2004, 34(1): 272–283
- [21] GINGOLD R A, MONAGHAN J J. Smoothed particle hydrodynamics theory and application to non-spherical stars [J]. Monthly Not Royal Astron Soc, 1977, 181(4): 375-378
- [22] MONAGHAN J J, GINGOLD R A. Particle method for hydrodynamics [J]. J Comput Phys, 1985, 2(3): 71-124
- [23]季顺迎,沈洪道,王志联,等.基于 Mohr-Coulomb 准则的粘弹塑性海冰动力学本构模型 [J].海洋学 报,2005,27(4):19-30
- [24] MONAGHAN J J, GINGOLD R A. Shock simulation by the particle method SPH [J]. J Comput Phys, 1983, 52(4): 374-377

# Numerical simulation of sea ice dynamics with SPH approach in Bohai Sea

WANG Gang<sup>1</sup>, YUE Qian <del>j</del>in<sup>\* 1</sup>, LI Hai<sup>2</sup>, JI Shun <del>y</del>ing<sup>1</sup>, LU He <del>x</del>iang<sup>1</sup>

(1.State Key Lab. of Struct. Anal. for Ind. Equip., Dalian Univ. of Technol., Dalian 116024, China;
2. Nat. Marine Environ. Forecast Cent., Beijing 100081, China)

**Abstract** The numerical approach of smoothed particle hydrodynamics (SPH) was introduced firstly, and then was applied to the simulation of sea ice dynamics in the Bohai Sea. The moment equation and viscoelastic-plastic constitutive model of sea ice dynamics were described using SPH method. The evolution and field distribution of sea ice parameters, such as ice thickness, concentration, velocity and stress, were obtained with the SPH simulation for 48 h in the Bohai Sea. At last, the simulated ice thickness distributions were compared with the satellite images. Numerical results show that the SPH approach can simulate the sea ice distribution and ice edge location with high accuracy and stability, and it is a valid numerical model for sea ice dynamics.

Key words smoothed particle hydrodynamics; sea ice dynamics; viscoelastic-plastic constitutive model; numerical approach