

ADI 法による温排水拡散計算

——異格子接続法に関する検討——

清水 榮三* ・ 永田 修一** ・ 三宅成司郎***
山本 郁子**** ・ 長 浜 光 泰****

1. 緒 言

「温排水環境影響調査暫定指針（海生生物・漁業影響調査関係）」（1987）によれば、温排水が表層放水される場合の拡散予測手法として平面二次元モデルを使用することとなっている。

このモデルは、通常、差分法を用いて解かれているが、計算対象領域全体を温排水拡散計算に適した小さな格子で分割すると計算時間が長くなるので、放水口近傍は小さな格子で、放水口から離れた海域は大きな格子で計算している。

差分法の一つに ADI 法がある（金子ら, 1975）。この方法は、通常の陽解法に比べて時間ステップを大きく取れるので計算時間を短縮できる利点があるため、この方法による異格子接続法について検討する。

2. 異格子接続法

ここでは、静止海域に温排水を表層放水する場合の流動および熱拡散計算を対象として、ADI 法による異格子接続法について説明する。

（1）温排水拡散計算の基礎式

温排水拡散計算の基礎式は、次式で定義される流動および熱拡散式から成っている（和田ら, 1975）。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\gamma}{\alpha} \left[u_s \frac{\partial M}{\partial x} + v_s \frac{\partial M}{\partial y} \right] = -g(S + H_w) \frac{\partial S}{\partial x} + A_h \left(\frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial y^2} \right) - K_b u_s \sqrt{u_s^2 + v_s^2} \dots (1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\gamma}{\alpha} \left[u_s \frac{\partial N}{\partial x} + v_s \frac{\partial N}{\partial y} \right] = -g(S + H_w) \frac{\partial S}{\partial y} + A_h \left(\frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N}{\partial y^2} \right) - K_b v_s \sqrt{u_s^2 + v_s^2} \dots (2)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \dots (3)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} + \frac{\delta}{\beta} \left[u_s \frac{\partial T_s}{\partial x} + v_s \frac{\partial T_s}{\partial y} \right] = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial T_s}{\partial x} \right)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial T_s}{\partial y} \right) + \frac{Q_0 - Q_1 \cdot T_s}{C_p \cdot \rho \cdot H_w} \dots (4)$$

ここで、 M および N は、次式で定義される線流速である。

$$M = u_s(S + H_w)\alpha, \quad N = v_s(S + H_w)\alpha \dots (5)$$

また、 H_w は温排水層の厚さ、 S は水位、 A_h は渦動粘性係数、 K_b は境界層の摩擦係数、 K_x, K_y は拡散係数、 C_p は定圧比熱、 ρ は密度、 Q_1 は熱交換係数、 $\alpha \div 0.598$, $\gamma \div 0.441$, $\beta \div 0.598$, $\delta \div 0.441$ である。

式 (1)～式 (3) は、流動に関する式であり、式 (4) は熱拡散に関する式である。温排水拡散計算は、式 (1)～(3) によって流れを求め、その流れを入力条件として式 (4) の熱拡散式を解くものである。式 (1)～(4) を離散化した式を以下に示す。

$$M_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} = M_{i+1/2,j}^{(n)} - \frac{\Delta t}{2} \frac{\gamma}{\alpha} u_{s,i+1/2,j}^{(n+1/2)} \left\langle \frac{\partial M^{(n)}}{\partial x} \right\rangle_{i+1/2,j} - \frac{\Delta t}{2} \frac{\gamma}{\alpha} \bar{v}_{s,i+1/2,j}^{(n)} \left\langle \frac{\partial M^{(n)}}{\partial y} \right\rangle_{i+1/2,j} - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta s} g(\bar{S}_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} + H_w) \cdot S_{x,i+1/2,j}^{(n+1/2)} + \frac{\Delta t}{2} A_h \left\langle \frac{\partial^2 M}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 M}{\partial y^2} \right\rangle_{i+1/2,j} - \frac{\Delta t}{2} K_b \cdot u_{s,i+1/2,j}^{(n)} \cdot \sqrt{(u_{s,i+1/2,j}^{(n)})^2 + (\bar{v}_{s,i+1/2,j}^{(n)})^2} \dots (6)$$

$$S_{i,j}^{(n+1/2)} = S_{i,j}^{(n)} - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta S} M_{x,i,j}^{(n+1/2)} - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta S} N_{y,i,j}^{(n)} \dots (7)$$

$$N_{i,j+1/2}^{(n+1/2)} = N_{i,j+1/2}^{(n)} - \frac{\Delta t}{2} \frac{\gamma}{\alpha} \bar{u}_{s,i,j+1/2}^{(n+1/2)} \left\langle \frac{\partial N^{(n)}}{\partial x} \right\rangle_{i,j+1/2} - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta S} g(\bar{S}_{i,j+1/2}^{(n)} + H_w) S_{y,i,j+1/2}^{(n+1/2)} + \frac{\Delta t}{2} A_h \left\langle \frac{\partial^2 N^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N^{(n)}}{\partial y^2} \right\rangle_{i,j+1/2} - \frac{\Delta t}{2} K_b \cdot v_{s,i,j+1/2}^{(n+1/2)} \sqrt{(\bar{u}_{s,i,j+1/2}^{(n+1/2)})^2 + (v_{s,i,j+1/2}^{(n+1/2)})^2} \dots (8)$$

$$T_{s,i,j}^{(n+1/2)} = T_{s,i,j}^{(n)} - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta S} \frac{\delta}{\beta} u_{s,i,j}^{(n+1/2)} [T_{s,i+1,j}^{(n+1/2)} - T_{s,i-1,j}^{(n+1/2)}] - \frac{1}{2} \frac{\Delta t}{\Delta S} \frac{\delta}{\beta} v_{s,i,j}^{(n)} [T_{s,i,j+1}^{(n)} - T_{s,i,j-1}^{(n)}] + \frac{\Delta t}{2} K_x \frac{1}{(\Delta S)^2} [T_{s,i+1,j}^{(n+1/2)} + T_{s,i-1,j}^{(n+1/2)} - 2T_{s,i,j}^{(n+1/2)}] + \frac{\Delta t}{2} K_y \frac{1}{(\Delta S)^2} [T_{s,i,j+1}^{(n)} + T_{s,i,j-1}^{(n)} - 2T_{s,i,j}^{(n)}]$$

* (株)関西総合環境センター 技術開発部

** 正会員 工博 日立造船(株) 技術研究所

*** 工修 日立造船(株) 技術研究所

**** 日立造船(株) 技術研究所

$$-\frac{\Delta t}{2} \frac{Q_1}{C_p \cdot \rho \cdot H_w} T_{s,i,j}^{(n)} + \frac{\Delta t}{2} \frac{Q_0}{C_p \cdot \rho \cdot H_w} \dots\dots(9)$$

上式は、前半の時間ステップ $n\Delta t \rightarrow (n+1/2)\Delta t$ における差分式であり、金子らの表示に準じている。後半の時間ステップも同様に離散化できる。なお、上式の各変数の計算格子における定義点は、図-1 に示すとおりである。

さらに、計算を簡単にするために差分式 (6)~(9) より漸化式を作る。まず、流動の差分式 (6)~(8) に関しては、前半の時間ステップにおいて、式 (6), (7) より次のような漸化式が得られる。

$$\left. \begin{aligned} S_{i,j}^{(n+1/2)} &= -P_{i,j} \cdot M_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} + Q_{i,j} \\ M_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} &= -R_{i-1,j} \cdot S_{i,j}^{(n+1/2)} + T_{i-1,j} \end{aligned} \right\} \dots\dots(10)$$

ADI 法では、式 (10) の係数 P, Q, R, T は時刻 $n\Delta t$ における既知量と $(n+1/2)\Delta t$ における境界値から成っており、これらの係数を用いて各場所での S, M を式 (10) によって計算する。また、 N については式 (10) で求めた S, M を用いて式 (8) により陽的に解く。

また、後半の時間ステップ $(n+1/2)\Delta t \rightarrow (n+1)\Delta t$ では、前半の時間ステップと同様の差分式より S と N に関する漸化式を作り、 S および N を求めた後、 M に関する差分式によって、 M を陽的に求める。

次に、熱拡散の差分式 (9) から次の漸化式が得られる。

$$T_{i,j}^{(n+1/2)} = P_{ai,j} + T_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} + Q_{ai,j} \dots\dots(11)$$

ここで、 P, Q は、時刻 $n\Delta t$ における既知量を含む係数である。流動計算によって求めた S, M および N を用いて式 (11) を解くことにより領域の熱拡散を求めることができる。流動計算と同様に、前半の時間ステップでは i 方向に、後半の時間ステップでは j 方向に計算を進めている。

(2) 異格子接続法

以上に示した式は、単一格子の場合に成立する式である。しかし、計算の未知量を減らし計算時間を短くするために、放水口近傍を小格子、離れた所を大格子とする場合、その大小格子の境界部分において異なる格子間の接続方法を考慮する必要がある。このことについては、村上ら(1985)が潮流計算を対象に大格子から小格子への接続法について検討しているが、ここでは、熱拡散の計算も含めて、より厳密な接続法について考える。

a) 大格子から小格子への接続

まず初めに、流動計算における異格子接続法について述べる。図-1 を参考にすると、大小格子に関する前半の時間ステップにおける漸化式は以下になる。この例では、大格子の大きさ $\Delta S'$ は小格子の大きさ ΔS の3倍に取っている。ADI 法を用いる場合、 $\Delta S'$ を ΔS の奇数倍にすることによって異格子間の接続が可能となる。これは、ADI 法では行または列に関する漸化式を

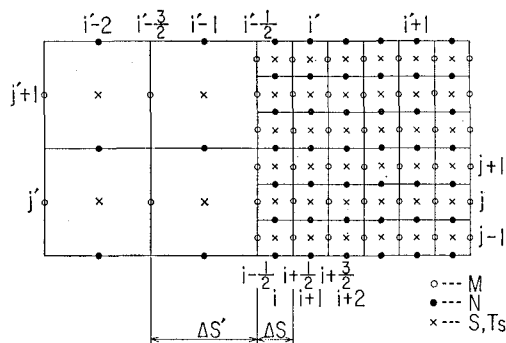


図-1 大格子から小格子への接続

用いるため、大格子と小格子の未知量のうち i 方向については M および S が、 j 方向については N および S が同一直線になければならないからである。

大格子に対する点 $(i-1, j')$ において、次の漸化式が得られる。

$$M_{i-1,j'}^{(n+1/2)} = -R'_{i-1,j'} \cdot S_{i,j'}^{(n+1/2)} + T'_{i-1,j'} \dots\dots(12)$$

ここで、 R' および T' は、時刻 $n\Delta t$ における既知量から成る係数である。また、大格子と小格子の接続条件は次式で表わされる。

$$S_{i,j'}^{(n+1/2)} = S_{i+1/2,j}^{(n+1/2)}, \quad M_{i-1/2,j}^{(n+1/2)} = M_{i-1/2,j}^{(n+1/2)} \dots\dots(13)$$

すなわち、 j' 行と j 行は同一直線上にあるので、この行における大小格子の境界において S と M を接続することに他ならない。

今、小格子の点 (i, j) について式 (3) を離散化し整理すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} & -r_{i-1/2,j} \cdot M_{i-1/2,j}^{(n+1/2)} + S_{i,j}^{(n+1/2)} + r_{i+1/2,j} \cdot M_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} \\ & = A_{i,j}^{(n)} \dots\dots(14) \end{aligned}$$

また、点 $(i+1/2, j)$ について、式 (1) を離散化し整理すると次式となる。

$$\begin{aligned} & -r_{i,j} \cdot S_{i,j}^{(n+1/2)} + r'_{i+1/2,j} \cdot M_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} + r_{i+1,j} \cdot S_{i+1,j}^{(n+1/2)} \\ & = B_{i+1/2,j}^{(n)} \dots\dots(15) \end{aligned}$$

ここで、接続の条件式 (13) を用いて、式 (12) を小格子に関する式に直し、式 (14) に代入すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} S_{i,j}^{(n+1/2)} &= -r_{i+1/2,j} \cdot M_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} \\ & - r_{i-1/2,j} \cdot R'_{i-1,j'} \cdot S_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} + A_{i,j}^{(n)} \\ & + r_{i-1/2,j} \cdot T'_{i-1,j'} \dots\dots(16) \end{aligned}$$

ここで (14)~(16) 式における r, r', A, B, R' および T' は、時刻 $n\Delta t$ における既知量から成る係数である。さらに、式 (16) を式 (15) に代入し整理すると目的とする次式が得られる。

$$M_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} = -Ra_{i,j} \cdot S_{i+1/2,j}^{(n+1/2)} + Ta_{i,j} \dots\dots(17)$$

ここで、 Ra, Ta は、次式で表わされる係数である。

$$Ra_{i,j} = \frac{r_{i+1,j} + r_{i,j} \cdot r_{i-1/2,j} \cdot R'_{i-1,j'}}{r'_{i+1/2,j} + r_{i,j} \cdot r_{i+1/2,j}}$$

$$T_{ai,j} = \frac{B_{i+1/2,j}^{(n)} + r_{i,j} \cdot A_{i,j}^{(n)} + r_{i-1/2,j} \cdot T_{i-1,j'}}{r'_{i+1/2,j} + r_{i,j} \cdot r_{i+1/2,j}}$$

式 (17) は、小格子に関する一般式と同様であるから、 $(i+1/2, j)$ より右側の M および S は式 (10) を用いて求めれば良い。以上の方法で、 $j-j'$ 行上の S, M を求めることができた。次に $(j+3)-(j'+1)$ 行上でも同様の計算が可能である。したがって同様の方法によって、大格子のすべての行と大格子に続く小格子の行での S, M が求まる。さらに残っている $(j-1)$ 行や $(j+1)$ 行上の S, M は、先に求めた値を用いて接続部 $(i-1/2)$ 列の値を内挿することによって計算を進める。 N については、陽的に計算するので大格子、小格子のそれぞれについて計算すれば良い。後半の時間ステップも前半と同様の方法によって j 方向に計算を進めれば良い。

次に、熱拡散計算における異格子接続法について述べる。まず、大格子の点 (i', j') における式 (9) の漸化式は次式となる。

$$T_{si,j}^{(n+1/2)} = P_{ai',j'} \cdot T_{si+1,j}^{(n+1/2)} + Q_{ai',j'} \quad \dots\dots\dots(18)$$

ここで、 P_a, Q_a は、 $n\Delta t$ における既知量から成る係数である。

流動計算同様、水温も $j-j'$ 行上において接続すると考えると、その接続条件は次式となる。

$$T_{si',j'}^{(n+1/2)} = T_{si+1,j}^{(n+1/2)}, \quad T_{si'+1,j'}^{(n+1/2)} = T_{si+4,j}^{(n+1/2)} \quad \dots\dots\dots(19)$$

式 (4) を小格子の点 $(i+2, j), (i+3, j)$ において離散化し整理すると、次式が得られる。

$$C_{i+2} \cdot T_{si+1,j}^{(n+1/2)} + F_{i+2} \cdot T_{si+2,j}^{(n+1/2)} + H_{i+2} \cdot T_{si+3,j}^{(n+1/2)} = K_{i+2}, \quad \text{at } (i+2, j) \quad \dots\dots\dots(20)$$

$$C_{i+3} \cdot T_{si+2,j}^{(n+1/2)} + F_{i+3} \cdot T_{si+3,j}^{(n+1/2)} + H_{i+3} \cdot T_{si+4,j}^{(n+1/2)} = K_{i+3}, \quad \text{at } (i+3, j) \quad \dots\dots\dots(21)$$

ここで、上式における C, F, H および K は、 P_a や Q_a と同様、 $n\Delta t$ における既知量から成る係数である。

式 (19) を用いて式 (18) を小格子に関する漸化式に直し、式 (20) に代入すると次式が得られる。

$$T_{si+2,j}^{(n+1/2)} = C_1 \cdot T_{si+3,j}^{(n+1/2)} + C_2 \cdot T_{si+4,j}^{(n+1/2)} + C_3 \quad \dots\dots\dots(22)$$

ここで、 C_1, C_2, C_3 は、 $n\Delta t$ における既知量から成る係数である。

さらに、式 (22) を (21) に代入すると目的とする次式が得られる。

$$T_{si+3,j}^{(n+1/2)} = P_{adi+3,j} \cdot T_{si+4,j}^{(n+1/2)} + Q_{adi+3,j} \quad \dots\dots\dots(23)$$

ここで、

$$P_{adi+3,j} = -\frac{H_{i+3} \cdot F_{i+2} - C_{i+2} \cdot C_{i+3} \cdot P_{ai',j'}}{F_{i+1} \cdot F_{i+3} - C_{i+3} \cdot H_{i+2}}$$

$$Q_{adi+3,j} = -\frac{K_{i+3} \cdot F_{i+2} - C_{i+3}(K_{i+2} - C_{i+2} \cdot Q_{ai',j'})}{F_{i+2} \cdot F_{i+3} - C_{i+3} \cdot H_{i+2}}$$

式 (23) は、小格子に関する一般式と同様であるので、これより右側の計算点については式 (11) を用いれば良い。また、計算領域全体の T_s を求める方法は、流動計算の場合と同様に端点 $i+1$ 列の値を先に求めた T_s を

用いて内挿することによって計算を進める。

b) 小格子から大格子への接続

次に、小格子から大格子への接続について述べる。

流動に関する式 (1) を大格子の点 $(i'+1/2, j')$ で離散化し整理すると次式が得られる。

$$-r_{i',j'} \cdot S_{i',j'}^{(n+1/2)} + r'_{i'+1/2,j'} \cdot M_{i'+1/2,j'}^{(n+1/2)} + r_{i'+1,j'} \cdot S_{i'+1,j'}^{(n+1/2)} = B_{i'+1/2,j'}^{(n)} \quad \dots\dots\dots(24)$$

ここで、 r, r' および B は、 $n\Delta t$ における既知量から成る係数である。

大小格子の接続条件として、 $j-j'$ 行上において次式が成り立つ。

$$M_{i'+1/2,j'}^{(n+1/2)} = M_{i+1/2,j}^{(n+1/2)}, \quad S_{i',j'}^{(n+1/2)} = S_{i+1,j}^{(n+1/2)} \quad \dots\dots\dots(25)$$

式 (25) の S に関する接続条件に小格子の漸化式を繰り返し代入し、 M に関する接続条件を用いると次式が得られる。

$$S_{i',j'}^{(n+1/2)} = -P'_{di',j'} \cdot M_{i'+1/2,j'}^{(n+1/2)} + Q'_{di',j'} \quad \dots\dots\dots(26)$$

ここで、 P'_d, Q'_d は、 $n\Delta t$ における既知量から成る係数である。

さらに、式 (26) を式 (25) に代入し整理すると次式が得られる。

$$M_{i'+1/2,j'}^{(n+1/2)} = -R'_{di',j'} \cdot S_{i+1,j}^{(n+1/2)} + T'_{di',j'} \quad \dots\dots\dots(27)$$

ここで、 R'_d および T'_d は、次式で示される係数である。

$$R'_{di',j'} = \frac{r'_{i'+1/2,j'}}{r'_{i'+1/2,j'} + r_{i',j'} \cdot P'_{di',j'}}$$

$$T'_{di',j'} = \frac{B_{i'+1/2,j'}^{(n)} + r_{i',j'} \cdot Q'_{di',j'}}{r'_{i'+1/2,j'} + r_{i',j'} \cdot P'_{di',j'}}$$

式 (27) は、大格子の漸化式と同様であり、これより右側は式 (10) を用いれば良い。また、 $(j-1)$ 行や $(j+1)$ 行上の S, M は、 $(i+1/2)$ 列の値を先に求めた値を用いて内挿することによって計算を進め、求めることができる。

次に、熱拡散計算の接続について述べる。式 (4) を大格子の点 (i', j') で離散化し整理すると次式が得られる。

$$C_{i'} \cdot T_{si'+1,j'}^{(n+1/2)} + F_{i'} \cdot T_{si',j'}^{(n+1/2)} + H_{i'} \cdot T_{si'+1,j'}^{(n+1/2)} = K_{i'} \quad \dots\dots\dots(28)$$

ここで、 C, F, H および K は、 $n\Delta t$ における既知量か

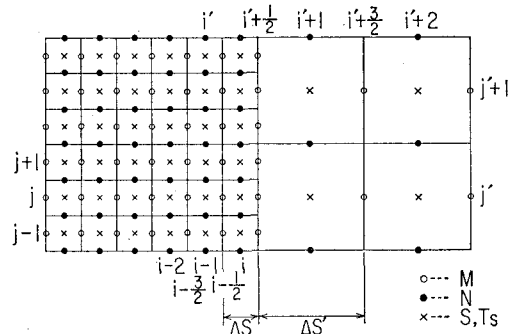


図-2 小格子から大格子への接続

ら成る係数である。

また、大小格子の一致する点 $(i-1, j)$ と $(i-4, j)$ では、次の接続条件が成立する。

$$T_{st-1,j}^{(n+1/2)} = T_{st-1,j}^{(n+1/2)}, \quad T_{st-1,j}^{(n+1/2)} = T_{st-4,j}^{(n+1/2)} \dots (29)$$

式 (29) に小格子に関する漸化式を繰り返して用いることにより次式が得られる。

$$T_{st-1,j}^{(n+1/2)} = P_{aai-2,j} \cdot T_{st-1,j}^{(n+1/2)} + Q_{aai-2,j} \dots (30)$$

ここで、 P_{aa} , Q_{aa} は、 $n\Delta t$ における既知量から成る係数である。

さらに、式 (30) を式 (28) に代入し整理すると目的とする次式が得られる。

$$T_{st-1,j}^{(n+1/2)} = P_{aai',j'} \cdot T_{st-1,j}^{(n+1/2)} + Q_{aai',j'} \dots (31)$$

ここで、 P_{aa} , Q_{aa} は、次式で示される係数である。

$$P_{aai',j'} = \frac{-H_{i'}}{F_{i'} + C_{i'} \cdot P_{aai-2,j}}$$

$$Q_{aai',j'} = \frac{K_{i'} - C_{i'} \cdot Q_{aai-2,j}}{F_{i'} + C_{i'} \cdot P_{aai-2,j}}$$

式 (31) は、大格子の漸化式と同様であるので、これより右側では、式 (10) を用いて解けば良い。その後の操作は、流動計算と同様である。

3. 適用計算例

計算例として、図-3 に示すような静止海域に温排水を表層放水する場合を考える。流動および熱拡散の計算条件を以下のように与える。

$$Q=50 \text{ m}^3/\text{s}, \quad V=0.22 \text{ m/s}, \quad N_0=0.66 \text{ m}^2/\text{s},$$

$$A_h=10^4 \text{ cm}^2/\text{s}, \quad K_b=0.0026, \quad H_w=3.0 \text{ m},$$

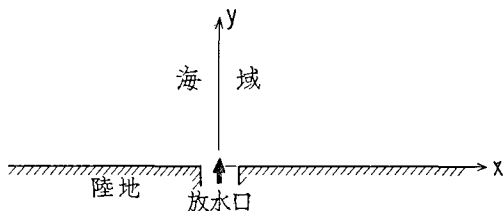


図-3 計算領域

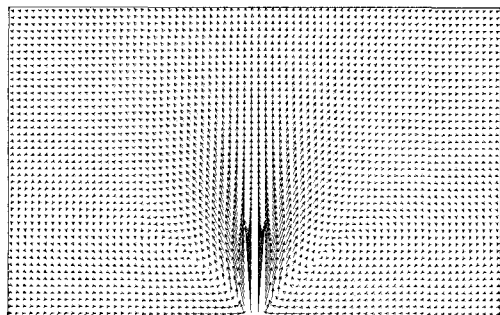


図-5(a) 単一格子法による流速ベクトル

$$T_0=26^\circ\text{C}, \quad T_w=26^\circ\text{C}, \quad T_{\text{out}}=33^\circ\text{C}, \quad \Delta t/2=100 \text{ s},$$

$$C_p=940 \text{ cal}/(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C}) \quad (3.93 \times 10^3 \text{ J}/(\text{kg} \cdot ^\circ\text{C})),$$

$$K_x=K_y=10^4 \text{ cm}^2/\text{s},$$

ここで、 T_0 : 大気温度, T_w : 環境水温, T_{out} : 放水水温, V : 放流流速, N_0 : 放水口における y 方向の線流速である。

図-4 は、異格子を用いた計算領域のメッシュ分割を示している。ここで使用される小格子の大きさは、 $\Delta S=32.897 \text{ m}$ であり、大格子は小格子の3倍の大きさである。このように領域を分割した場合、計算格子数は大小合わせて2,064個となり、領域全体を小格子によって分割した場合の格子数9,360個と比較すると約1/4.5に格子数が減らすことができる。なお、放水口幅は小格子2個分に相当している。

図-5(a) および (b) は、それぞれ単一格子法および異格子接続法による流速ベクトルを示す。これは、いずれも計算開始より55.6時間後の結果である。異格子接続法を用いて行なった計算は、単一格子法による流況を良く再現していることがわかる。また、両計算法により求めた流速値を比較するために、図-6に任意の場所における流速分布を示す。ここで、(a) は y 方向流速の分布を、(b) は x 方向流速の分布を比較したものであるが、放水口近傍の流速に多少の差異は見られたものの、両計

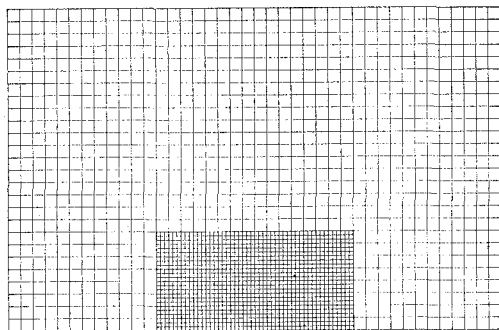


図-4 メッシュ分割

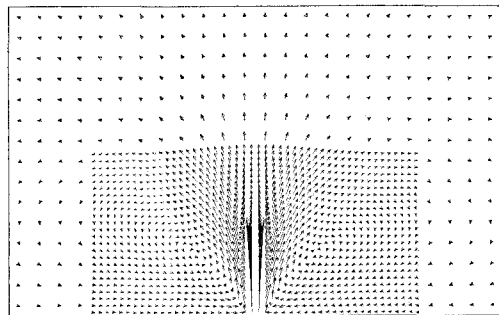


図-5(b) 異格子接続法による流速ベクトル

○ 単一格子法

× 異格子接続法

○ 単一格子法

× 異格子接続法

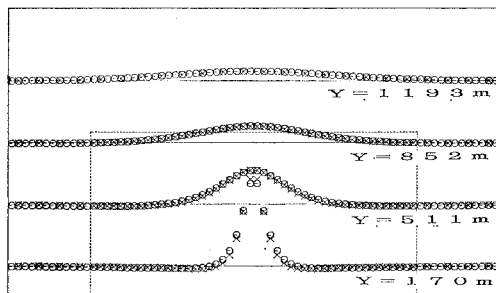
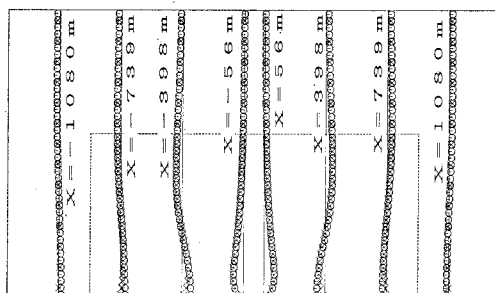
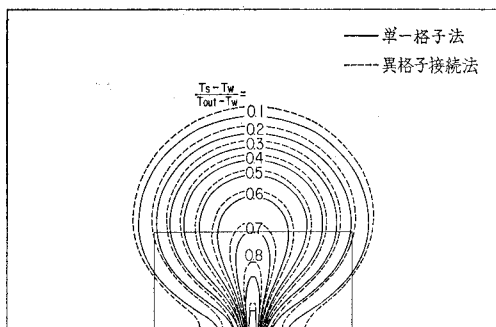
図-6(a) y 方向流速の分布図-6(b) x 方向流速の分布

図-7 表面水温分布

るものの概ね一致していると思われる。

4. 結 言

平面二次元温排水拡散計算を対象とし、ADI 法における異格子接続法について検討した結果、流動計算では単一格子法による流況をほぼ再現できることがわかった。また、熱拡散計算では、異格子接続法を用いた場合の方が単一格子を用いた場合より拡散範囲が少し大きくなることがわかった。異格子接続法を用いた場合、計算時間を短縮でき、また、潮流計算など適用範囲も広いので有効な手段と言える。

参 考 文 献

- 金子安雄・堀江 毅・村上和男 (1975): ADI 法による潮流汚染拡散の数値計算——大阪湾に適用した場合について——, 港研報告, 14 巻, 1 号, pp. 1~61.
- 資源エネルギー庁編 (1987): 温排水環境影響調査暫定指針 (海生生物・漁業影響調査関係), 110 p.
- 村上和男・森川雅行・堀江 毅 (1985): ADI 法による高潮の数値計算法, 技研資料 (港研), No. 529, pp. 1~35.
- 和田 明, 片野尚明, 角湯正剛, 荒木 洋 (1975): 沿岸海域における温排水拡散手法の適合性に関する研究, 第 22 回海岸工学講演会論文集, pp. 191~196.

算法による流速分布はほぼ一致していると言える。

流動計算により求めた流れを入力条件として、熱拡散計算を行なった結果を図-7に示す。これは、計算開始後 27.8 時間後の表面水温分布の等温線の無次元値を示したものである。この図より、異格子接続法を用いて計算した水温分布は、 y 軸にはほぼ対称となっており、また、大小格子の接続部分においても滑らかにつながっていることがわかる。両計算法による計算結果を比較すると、異格子接続法を用いた方が拡散範囲が少し広がっている