

Hardy-Cross 法による海浜流の数値解析

包 四林¹・西村 仁嗣²

¹ 正会員 工博 建設技術研究所大阪支社 (〒540-0008 大阪市中央区大手前1丁目2番15号)

² 正会員 工博 筑波大学構造工学系 教授 (〒305-0006 つくば市天王台)

本研究では, Hardy-Cross 法による海浜流解析の実用化に向けてその改良の方策を追究することを目的とし, 同心矩形回路補正, 粗格子による初期値計算の導入を試みた。その結果, Hardy-Cross 法における収束の遅滞の問題をある程度解決できることが明らかになった。また, この解析法が実用化しなかった理由の一つである島状非水領域の存在に対する取り扱い方法について考察した。

Key Words: wave-current, radiation stress, nearshore current

1. はじめに

海浜流現象を表現する非線形偏微分方程式系の解を数値的に求めるには、非定常数値解析法¹⁾と緩和法により直接定常状態にアプローチする Hardy-Cross 法²⁾の 2 つの方法がある。非定常数値解析法では、安定性維持の困難さが問題となる。これまで外力を漸増させる、あるいは係数値を漸減させるなどの工夫が試みられてきたが、必ずしも目的は達成されていない²⁾。

一方、Hardy-Cross 法では安定性は極めて良いが、収束が遅滞する^{3), 4)}。また島状の構造物の取り扱い方が不明であるといった理由のために、この方法は実用化されなかった³⁾。本研究は、従来大きな努力が払われてきた非定常数値計算にブレイクスルーが認められない状況から発想を転換し、Hardy-Cross 法の改良・実用化を図ったものである。ここでは、流れ関数を導入することによって Hardy-Cross 法の原理をより平易にとらえた上で収束遅滞の原因を究明し、その対策を考える。

2. 海浜流の基礎方程式

ここでは与えられた radiation stress に応じて生じる定常的な海浜流の場を解析する。図-1 に示すように直交座標系として沖から岸に向かって x 軸、汀線方向に y 軸をとる。いま海浜流流速を U および V 、平均水位の変化を ζ とするとき、定常状態の平均流に関する連続式および運動方程式は次のように書かれる⁴⁾。

連続式：

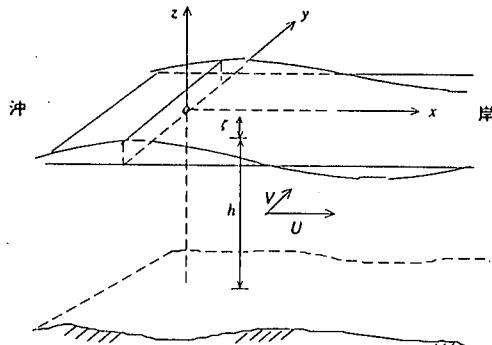


図-1 座標系と変数の定義

$$\frac{\partial U(h + \zeta)}{\partial x} + \frac{\partial V(h + \zeta)}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

運動方程式：

$$U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} + F_y - M_y + R_y + g \frac{\partial \zeta}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

ここで、 h は静水深であり、運動方程式 (2), (3) の第 3 項は底面摩擦項、第 4 項は水平拡散項であり、第 5 項は radiation stress 項であり、それぞれ次のように表記される。

底面摩擦項 :

$$Fx = \frac{c_f}{h + \zeta} \left\{ (W + \frac{w_b}{W} \cos^2 \alpha)U + w_b^2 \cos \alpha \sin \alpha V \right\} \quad (4)$$

$$Fy = \frac{c_f}{h + \zeta} \left\{ (w_b \cos \alpha \sin \alpha U + (W + \frac{w_b}{W} \sin^2 \alpha)V) \right\} \quad (5)$$

$$W = \left\{ \sqrt{U^2 + V^2 + w_b^2 + 2(U \cos \alpha + V \sin \alpha)w_b} + \sqrt{U^2 + V^2 + w_b^2 - 2(U \cos \alpha + V \sin \alpha)w_b} \right\} / 2 \quad (6)$$

$$u_b = \frac{\pi}{2} w_b \cos \alpha \cos \sigma \alpha \quad (7)$$

$$v_b = \frac{\pi}{2} w_b \sin \alpha \cos \sigma \alpha \quad (8)$$

$$w_b = \sigma H / [\pi \sinh k(h + \zeta)] \quad (9)$$

ここに, H は波高, σ は角周波数, k は波数, α は波の進行方向が x 軸に対してなす角である.

水平拡散項 :

$$Mx = \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon \frac{\partial U}{\partial y} \right) \quad (10)$$

$$My = \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon \frac{\partial V}{\partial y} \right) \quad (11)$$

水平拡散係数 ϵ については、現段階では理論的に解明されていないので、本研究では次の式を用いる。

$$\epsilon = Nl [g(h + \zeta)]^{1/2} \quad (12)$$

ここに、 N は定数で、 l は水平渦のスケールを代表する離岸距離である。

起流力ベクトル R :

$$Rx = \frac{1}{\rho(h + \zeta)} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) \quad (13)$$

$$Ry = \frac{1}{\rho(h + \zeta)} \left(\frac{\partial S_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) \quad (14)$$

ここに、 $S_{i,j}$ は波の場の radiation stress である。

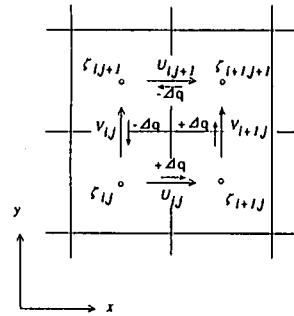


図-2 計算単位

3. Hardy-Cross 法の改良

(1) Hardy-Cross 法による流れの計算⁴⁾

連続式 (1) および運動方程式 (2) と (3) を差分化するために、未知量 U, V および ζ を図-2 のように配置し、中央差分形式を採用すると、次の形の差分方程式が得られる。

$$dx_{i,j} U_{i,j} - dx_{i,j} U_{i-1,j} + dy_{i,j} V_{i,j} - dy_{i,j-1} V_{i-1,j} = 0 \quad (15)$$

$$dx_{i,j} = (h_{i,j} + \zeta_{i,j} + h_{i+1,j} + \zeta_{i+1,j})/2 \quad (16)$$

$$dy_{i,j} = (h_{i,j} + \zeta_{i,j} + h_{i,j+1} + \zeta_{i,j+1})/2 \quad (17)$$

$$Ax_{i,j} U_{i,j} + Bx_{i,j} + g(\zeta_{i+1,j} - \zeta_{i,j})/\Delta s = 0 \quad (18)$$

$$Ay_{i,j} V_{i,j} + By_{i,j} + g(\zeta_{i,j+1} - \zeta_{i,j})/\Delta s = 0 \quad (19)$$

ここに、 $A_{i,j}$ および $B_{i,j}$ は主として周辺の流速値に依存する係数である。 $B_{i,j}$ ならびに $B_{i,j}$ も同様であるが、これらは $U_{i,j}$ および $V_{i,j}$ を含まない項の総和で、外力項も含んでいる（付録）。

図-2 に示す隣り合う 4 つの水位計算点および 4 つの流速計算点の組を 1 つの計算単位とするならば、さらに関連する 2 つの方程式が得られる。

$$Ax_{i,j+1} U_{i,j+1} + Bx_{i,j+1} + g(\zeta_{i+1,j+1} - \zeta_{i,j+1})/\Delta s = 0 \quad (20)$$

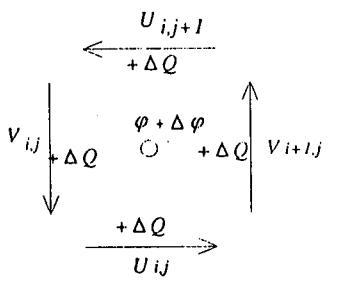


図 - 3 流れ関数 φ の定義

$$A_{yi+1,j}V_{i+1,j} + B_{yi+1,j} \\ + g(\zeta_{i+1,j+1} - \zeta_{i+1,j}) / \Delta s = 0 \quad (21)$$

式 (18), (19) および式 (20), (21) を組合わせると水位項が消去され、次式が得られる。

$$A_{xi,j}U_{i,j} + B_{xi,j} - A_{xi,j+1}U_{i,j+1} - B_{xi,j+1} - A_{yi,j}V_{i,j} \\ - B_{yi,j} + A_{yi+1,j}V_{i+1,j} + B_{yi+1,j} = 0 \quad (22)$$

この計算単位に対し、反時計方向に一定線流量 Δq の補正計算を実施すれば、流速値はそれぞれ、

$$\left. \begin{array}{l} U_{i,j} = U_{i,j}^{(0)} + \Delta q / dx_{i,j} \\ U_{i,j+1} = U_{i,j+1}^{(0)} - \Delta q / dx_{i,j+1} \\ V_{i,j} = V_{i,j}^{(0)} - \Delta q / dy_{i,j} \\ V_{i+1,j} = V_{i+1,j}^{(0)} + \Delta q / dy_{i+1,j} \end{array} \right\} \quad (23)$$

次式のように更新される。この補正によって水位計算点毎に離散化された連続式が乱されることはない。そこで、静水状態 ($U_v=0, V_v=0, \zeta_v=0$) から出発し、計算単位毎に式 (22) を満たすような補正を繰り返すことによって、連続式の成立を保持しながら、式 (22) の解を求める。

(2) 流れ関数の導入の可能性

ここでは、実際の計算では基礎方程式において流れ関数を未知量としているのではなく、あくまで今後の可能性という位置づけで考察している。式 (1) より

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = U(h + \zeta), \quad \frac{\partial \varphi}{\partial x} = -V(h + \zeta) \quad (24)$$

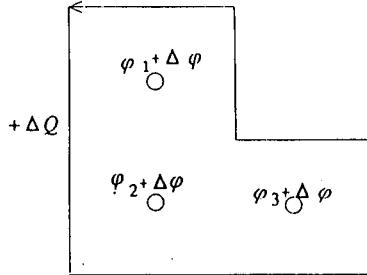


図 - 4 広域補正

なる流れ関数 φ を定義する。上式の差分表現は次の通りである。

$$\varphi_{i,j} - \varphi_{i,j-1} = U_{i,j}(h + \zeta) \Delta y \quad (25)$$

$$\varphi_{i,j} - \varphi_{i-1,j} = -V_{i,j}(h + \zeta) \Delta x \quad (26)$$

流れ関数を未知量とした時点で、連続式は保証される。Hardy-Cross 法では、一旦生じた連続式の誤差を是正するメカニズムがないので、これは精度維持上非常に有利なことである。離散化に際しては、図-3 に示したように、計算単位の中央で流れ関数を定義するのが合理的である。

流れ関数値補正の物理的意味合いについては、次のように考察される。図-4 に示すように、ある点の流れ関数值を $\Delta \varphi$ だけ変化させることは、その点を取り囲む単位回路について、循環流量 $\Delta Q = \Delta \varphi$ を加えたことに相当する。

広域回路の循環補正では、内部のすべての点の流れ関数值を一様に一定値だけ変化させることによって実現される。特に、同心矩形回路補正では階段状のかさ上げを行うことになる。

また、(4) に述べるように粗格子による初期値計算の手法を導入する場合、粗格子による計算結果を通常格子に移す際の内挿操作においては、流速値と平均水位値を個別に内挿すれば連続式が乱されるので注意を要する。流速値のかわりに流れ関数 φ を導入し、内挿を行うことによって連続式 (1) の満足が保証される。しかも計算結果がスカラー量の分布で表現されるので、図化すると分かりやすい。

(3) 同心矩形回路補正の挿入

3(1) で概説した計算法は、安定性の面では優れている。しかし、局地的な最適化操作の反復過程で隣接する計算単位の補正が相殺するために、(22) の残差が平滑化され、広域にわたって緩やかな分布を持つようになると、収束が著しく遅滞する。その対策として同心矩形回路補正を。

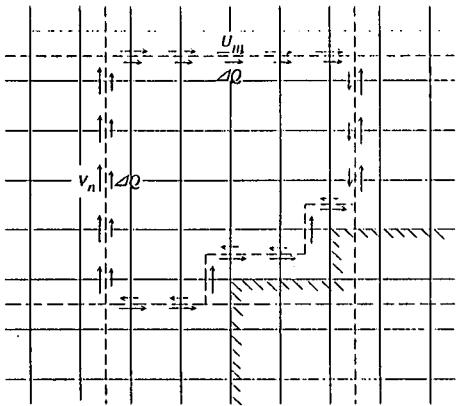


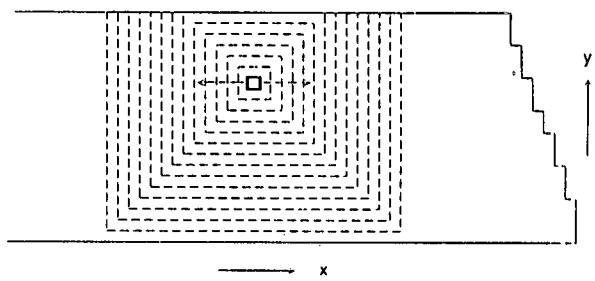
図-5 大補正回路による一定流量の循環補正

提案する。連続式(1)を先天的に満たしつつ、運動方程式の残差のみを減少させるのが Hardy-Cross 法の原理である。その具体的手段は周回流量補正であるが、これが任意の閉回路について適用できることを利用し、互いに未知量を共有しない回路に沿って残差を分散させればよい。

ある回路に囲まれる領域の rotation の面積分が、その外縁に沿う循環に相当することは、よく知られている。この等価関係は、差分系では次のように解釈される。すなわち、図-5 に示すように、お互いに隣接する複数の計算単位を一括して、より大きな計算区域を構成し、個々の計算単位について列記された式(22)をすべて加え合わせると、共有辺の項が相殺して区域外周上の流速成分のみに関する方程式が得られる。

これらの外線上の流速値 U_m, V_n に対して、一定流量 ΔQ の循環補正操作を行っても、連続式には抵触しない。これもまたこの計算区域に含まれる計算単位毎の循環補正の重合結果に過ぎないからである。そこでまず図-6 に示すように、最大残差を有する計算単位について補正を行い、その後これを内包する一回り大きな計算区域の外周に沿って補正を加えることになると、これによって最初の補正が相殺されることはない。順次大きな計算区域を設定しながら上記の操作を重ねて行くことにより、領域内に停留していた残差が計算領域外縁に向けて効率的に分散することとなる。通常の計算単位毎の繰り返し計算の過程に、このような残差の強制分散操作を挿入することにより、安定性を損なうことなく、収束の加速が図られるものと期待される。

通常の Hardy-Cross 法による反復計算過程で、補正回路を広域化することにより、残差の分散を図る。ここでは、2つのプロセスを交互に実施することとし、通常の Hardy-Cross 法の計算格子(図-2)に加えて、図-6 に示すような同心矩形回路を共存させる。通常の Hardy-



□ 広域補正回路
□ 最大残差点
→ 補正進行方向

図-6 同心矩形回路

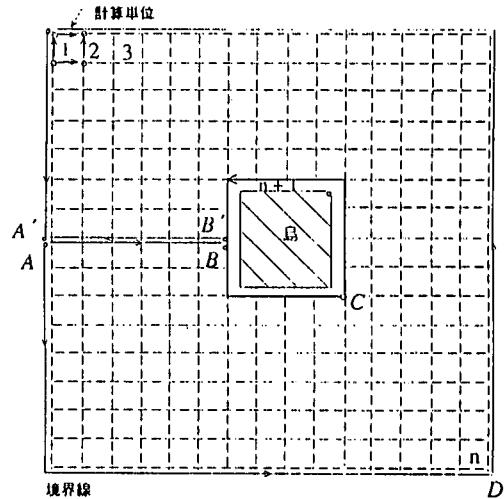


図-7 島状非水面周辺の計算回路

Cross 法の反復計算の数十ステップ毎に同心矩形回路補正の計算を挿入する。挿入の頻度がある限界を越えると、安定性が悪くなるので注意を要する。本論文では、数値実験を通じて適当であると判断される 30 ステップ毎の挿入を採用する。このような大同心矩形回路の数は、本来の内包される計算単位数よりもはるかに少ないため、この補正に伴う計算負荷は無視できる程度のものである。

同図に示すように、補正回路が大きくなると回路の一部が側面境界で分断されることになる。この場合には、分断された部分を側面境界に沿って設置し閉回路を形成させ、普通の閉回路と同様に周回流量補正を行ってよい。

(4) 粗格子による初期値計算

さらに、収束遅滞のもう一つの理由として、次のような問題がある。ある回路に沿って流速値を補正するとき、その周辺の流速は固定するので、一時的に拡散項の値が大きく変化し残差が解消する。しかし、周辺の流速をも補正すると、結局何も起こらなかったことになる。これは、特に拡散項が流速に関して2階微分になるため、補正の格子を中心に広範囲に亘って周回補正による流速値の干渉に起因すると容易に推察される。すなわち、周辺の流速値が拘束条件となって、大幅な流速値補正を許さないという局地緩和の欠陥が収束を遅滞させる。これは、補正回路を広域化するだけでなく補正単位を拡大することの必要性を示唆するものである。この難点を緩和するため、はじめ粗格子計算を行って概略の流れ関数値分布を計算し、これを初期値として用いるという対策が考えられる。こうした措置は、前節で述べた広域的な残差移送の負担をも同時に軽減させるであろう。

計算領域全体を粗格子で区画する。各粗格子には、多数の計算単位が内包されている。ある領域内の rotation の面積分が、その外縁に沿う循環に相当することから、粗格子の計算式(22)における残差は、その内包された全計算単位の残差の総和に等しい。このような粗格子の区画数は、本来の計算単位数より少ないため、わずかな反復回数で相当程度の収束が得られる。粗格子の残差が小さくなることは、粗格子内の各計算単位の残差の総和が小さくなることを意味する。この段階で、粗格子計算の結果を、逐次詳細な格子の計算に移して補正を反復すれば、全般的な残差レベルが迅速に低下する。

(5) 島状の非水面領域の処理

従来、海域に図-7に示すような島状の非水面領域が存在するケースに、Hardy-Cross 法を適用した例はない。例えば、図-7のような場合に、各計算単位における平均水位の閉合差をすべてゼロにすることができたとする。これらの計算単位 $1, 2, 3, \dots, n$ を複数個含む任意の閉回路を考えると、その回路に沿う閉合差はゼロである。すべての計算セルを含む閉回路として、例えば図-7のような AB に切断線を想定し、 $ABCB'A'DA$ をとる。このとき、 A の平均水位が与えられれば、これから出発して対偶の B' 点まで順次計算点の平均水位を矛盾なく算定することができる。しかしながら、こうして得られた AB 線上の平均水位と $A'B'$ 線上の平均水位は同じものであるにもかかわらず、これらが合致するという保証はない。一般には平行にずれてしまう。これを避けるためには、図-4の BCB' という閉回路に沿う平均水位の閉合差をゼロとする条件を付加すればよい。すなわち、両線上の1点の水位を合致させることにより、この切断線を含む全域の平均水位を整合させることができる。非水面領域の境界を

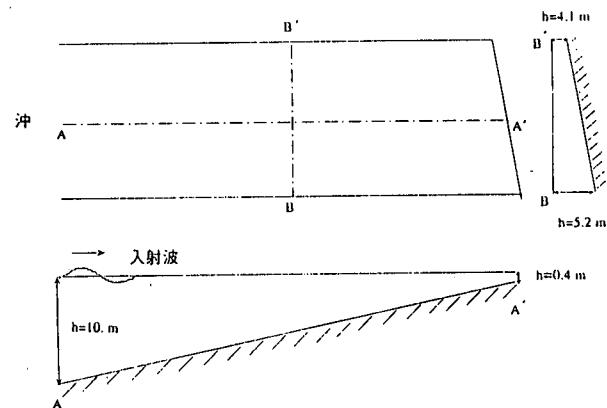


図-8 計算対象領域

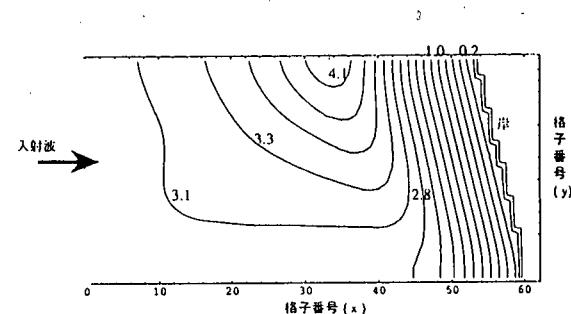


図-9 波高分布

横切る流れがないことから、その外縁上では唯一の流れ関数が定義され、これが上記の付加条件に対応する未知量となる。

結果的に、この種の構造物の数に応じた広域計算セルが追加されるのみであって、特に新たなロジックは必要としない。

4. 海浜流の計算例

(1) 計算対象水域

計算対象として、図-8に示すように両側に直立壁、岸側に自然海浜を有する長方形領域を想定する。底面は、主軸方向に $1/30$ の一様勾配を有し、等深線が主軸に対して 70 度の傾斜角を持つものとする。水域の幅は $100m$ 、長さは $300m$ 、ドライベッドの問題を避けるため、汀線側の最小水深は $0.2m$ とし、この水深の位置に壁面を仮想

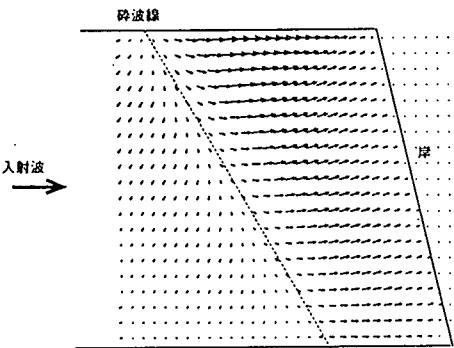


図-10 起流力ベクトルの平面分布

する。領域の主軸方向に、波高 3m、周期 10s の波が入射する状況を考える。波は斜面上で碎け、碎波帯内では radiation stress が wave set-up および沿岸流を引き起こす。これに応じて側壁近傍では、離岸流と向岸流が発生するので、全体として循環流が形成されることになる。

(2) 波の場の解析および radiation stress の評価

入射波の計算は、近年広く用いられている放物型波动方程式によった。図-9 は波高分布の計算結果を示したものである。ただし、碎波帯内の波の減衰に関しては、Booij⁵⁾ および間瀬ら⁶⁾ の算定式を適用した。数値解析に際しては、両軸方向にそれぞれ 5m 間隔の格子を設定する。この方法では、各点における波の複素振幅が与えられるため、Mei⁷⁾ の一般的な表記に基づいて radiation stress を評価し、その結果を図-10 に示す。

(3) 海浜流の数値計算

波の場の解析に用いた計算格子をそのまま流れの場の通常格子計算に適用することとし、係数値としては $c_f = 0.01$, $N = 0.016$ 等の一般に使用されている値を探用した。すべての境界の反対側に鏡像領域を想定したので、境界を横切る流れはないことになる。

図-11 は、通常の Hardy-Cross 法の 30 ステップ毎に同心矩形回路補正を挿入した場合、さらに粗格子による初期値計算を挿入した場合の領域内の最大残差の減少状況を示したものである。同図中に示す各手法の基本格子における補正の反復回数が 6000 ステップに達するのに要する計算時間はペティアム 150MHz の PC 機種上では、それぞれ 8'30" (図中 1), 8'34" (図中 2), 8'31" (図中 3), 8'35" (図中 4) である。したがって、同心矩形回路補正の挿入及び粗格子による初期値計算といっ

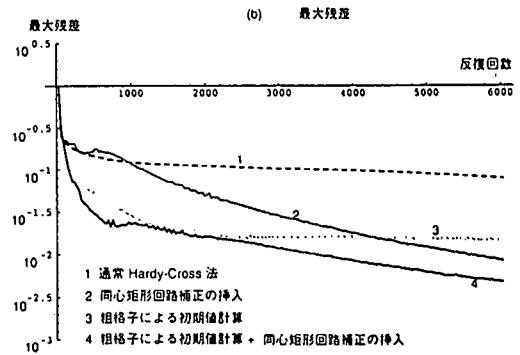


図-11 計算手法による収束状況の比較

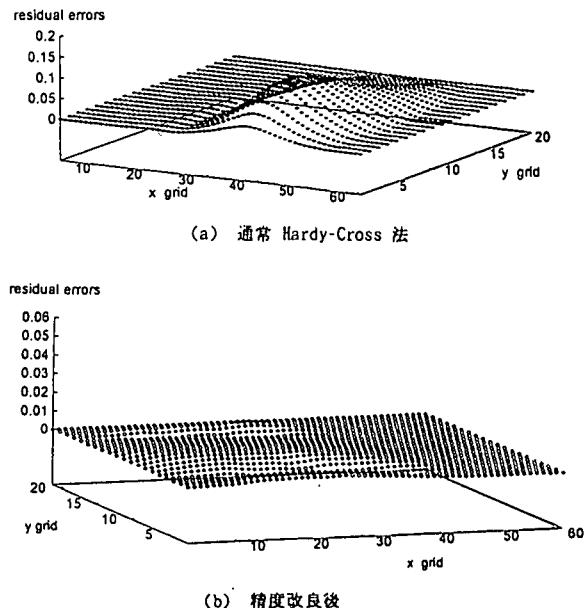
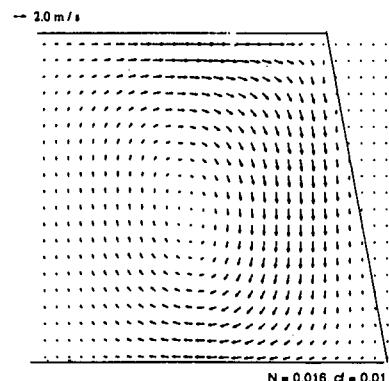
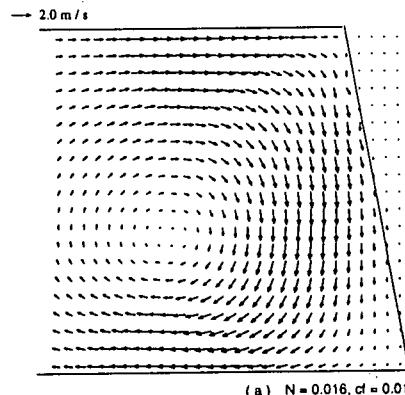


図-12 計算手法による残差分布の比較

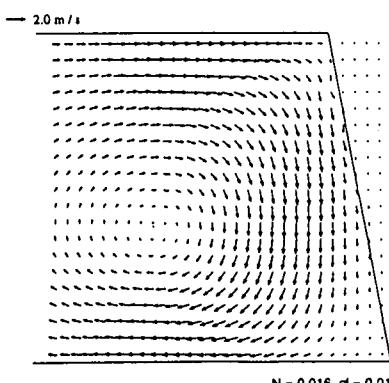
た収束の改良措置に伴う計算負荷は実用上で無視できる程度のものである。なお、粗格子による初期値計算においては、通常格子の 2 倍分を粗格子とし、粗格子での計算結果を初期値として通常格子に与えた。ただし、その際の内挿操作は、3(4) に述べた理由で流速値の代わりに流れ関数 φ を導入することによって連続式の保持を図った。計算開始時点の最大残差は、radiation stress 項の rotation そのものに対応している。図-12 は 6000 ステップ時点の加速操作を加えない場合と加えた場合の領域内の残差分布の比較である。図-11 および図-12 に示すように、こうした計算上の工夫により、収束効率が大幅に向向上する。図-13 は上記の加速操作を加えない場合と加えた場合の 6000 ステップ時点の循環流の流速ベクトル



(a) 通常 Hardy-Cross 法

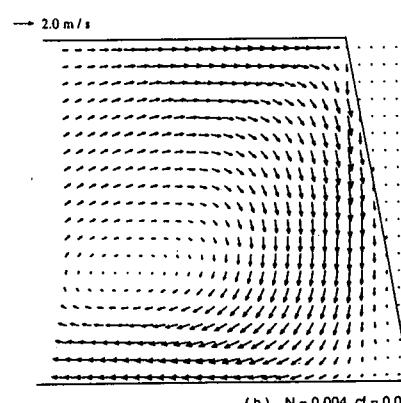


(b) $N = 0.016, c_f = 0.01$

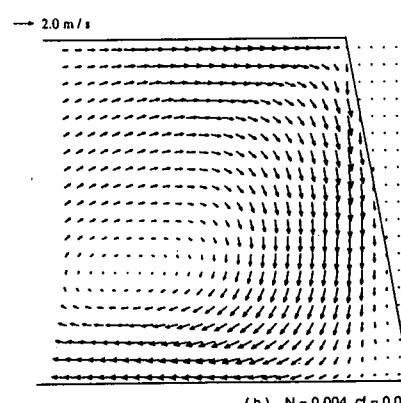


(b) 精度改良後

図-13 計算精度による海浜流況の比較

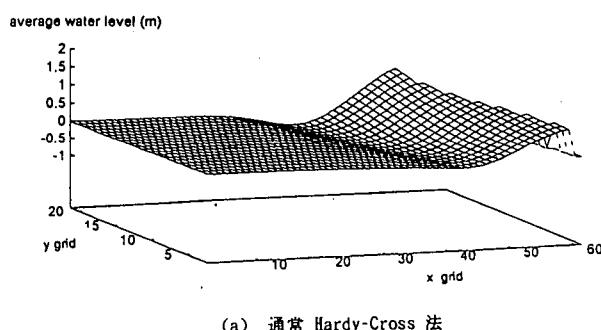


(a) $N = 0.016, c_f = 0.01$

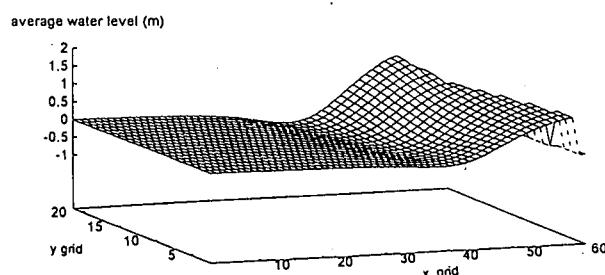


(b) $N = 0.004, c_f = 0.01$

図-15 拡散係数による流況の変化



(a) 通常 Hardy-Cross 法



(b) 精度改良後

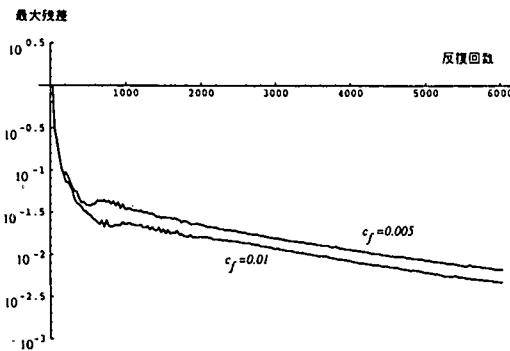
図-14 計算精度による平均水位分布の比較

分布である。図中の右上隅が最も水深の小さい地点となっている。これらを比較すると、計算精度に応じて、循環流線が変形し、その中心がいくぶん離岸流側に移動するといった、有意な流況変化が現れることがわかる。しかしながら、ある程度の精度を確保すれば、それ以上の精度向上は工学的に有意な流況の変化には結び付かないようである。図-13 (a), (d) の流況分布に対応する平均水位分布は図-14 に示す。精度改良に伴って、wave set-up の現象が若干増幅することがわかる。

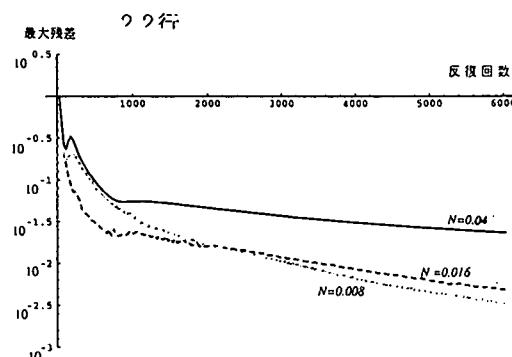
(4) 流況に及ぼす拡散係数及び摩擦抵抗の影響

拡散係数ならびに摩擦係数は、流れの計算の安定性や収束速度に大きく影響する。非定常数値解析法では計算の安定性を維持するため、両者に十分大きな値を与えるを得ない。そのため、現実的な流況が得られなくなることも考えられる。本計算法ではかなり小さな係数値を与えて、計算の安定性が維持される。

図-15 は、摩擦係数 $c_f = 0.01$ という通常の条件下で、各拡散係数値に対応する流速分布を示したものである。定数値 N に小さな値を与えることによって、碎波帯内では沿岸流速の若干の増大が認められ、碎波帯外ではその



(a) 摩擦係数による収束状況の変化



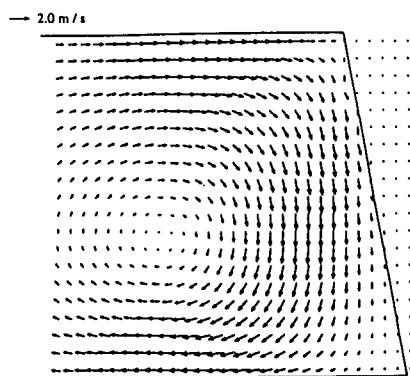
(b) 拡散係数による収束状況の変化

図-16 係数値による収束状況の変化

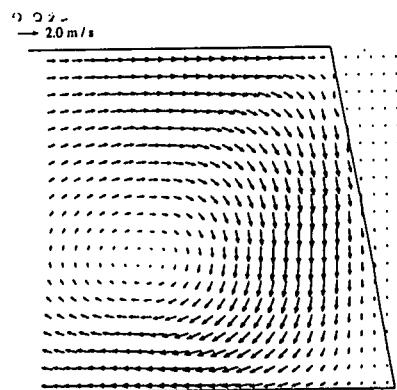
減少が認められる。一方、岸沖方向の流速成分については、20% 程度の最大離岸流速の増大が生じる。また、離岸流の幅がいくぶん狭くなる。これは、数値計算上の結果として得られる流況が、実際の流況よりも平坦であるという従来の傾向が、少なくとも部分的には拡散係数に依存することを物語るものである。なお、摩擦係数および拡散係数による収束状況の変化は図-16 に示される。同図の (a) では、 c_f の値が小さいほど計算の収束が遅くなり、同図の (b) では、定数値 N の低下に伴い、収束性は向上することが分かる。図-17 は、それぞれ摩擦係数 c_f を 0.01 および 0.005 と小さくとった場合の流況を比較したものである。 c_f に小さい値を与えると、当然のことながら沿岸流、離岸流ならびに向岸流の全般にわたって流速値が増大する。

5. 結論

本研究では、海浜流解析に向けて Hardy-Cross 法の改良の方策を追究し、その実用化を図った。また、計算例



(a) $N = 0.016, c_f = 0.01$



(b) $N = 0.016, c_f = 0.005$

図-17 摩擦係数による流況の変化

を通じて計算結果に及ぼす各種の係数値の効果を調べた。主たる結論は次の通りである。

Hardy-Cross 法は、計算の安定性の面で他の数値計算法よりはるかに優れている²⁾。本手法によれば、かなり小さな拡散係数と摩擦係数の値に対しても、計算の安定性が維持される。摩擦係数が大きいほど、また拡散係数が小さいほど計算の収束効率が向上される。Hardy-Cross 法における収束遅滞の問題は、同心矩形回路補正法あるいは粗格子計算挿入法によりある程度改善される。今後の可能性として、流れ関数を計算の主たる未知量として導入することにより、数値解析上の多くの便宜が期待される。特に、粗格子計算の挿入に際して必要となる内挿操作は、これによって合理的に行うことができる。拡散係数を小さくとると、主に離岸流において流れが集中する傾向が認められる。摩擦係数を小さくとると、当然のことながら流速が全般的に増大する。

付録 式(18)および(19)の係数:

$$A_{xi,j} = \left(U_{i+1,j} - U_{i-1,j} \right) / 2\Delta s + \left(c_f / d_{xi,j} \right) \\ \left(W_{i,j} + w^2 b_{i,j} / W_{i,j} \cos^2 \alpha \right) + 4\varepsilon_{xi,j} / \Delta s^2$$

$$A_{yi,j} = \left(V_{i,j+1} - V_{i,j-1} \right) / 2\Delta s + \left(c_f / d_{yi,j} \right) \\ \left(W_{i,j} + w^2 b_{i,j} / W_{i,j} \sin^2 \alpha \right) + 4\varepsilon_{yi,j} / \Delta s^2$$

$$B_{xi,j} = R_{xi,j} + V_{xi,j} \left(U_{i,j+1} - U_{i,j-1} \right) / 2\Delta s \\ + \left(c_f / d_{xi,j} \right) \left(w^2 b_{i,j} / W_{i,j} \right) \cos \alpha \sin \alpha V_{xi,j} \\ - \varepsilon_{xi,j} / \Delta s^2 \left(U_{i+1,j} + U_{i-1,j} + U_{i,j+1} + U_{i,j-1} \right)$$

$$B_{yi,j} = R_{yi,j} + U_{yi,j} \left(V_{i,j+1} - V_{i,j-1} \right) / 2\Delta s \\ + \left(c_f / d_{yi,j} \right) \left(w^2 b_{i,j} / W_{i,j} \right) \cos \alpha \sin \alpha U_{yi,j} \\ - \varepsilon_{yi,j} / \Delta s^2 \left(V_{i,j+1} + V_{i,j-1} + V_{i+1,j} + V_{i-1,j} \right)$$

参考文献

- 1) 西村仁嗣: 海浜循環流の数値シミュレーション, 第29回海岸工学講演会論文集, 土木学会, 285-289p. 1982.
- 2) 歌川紀之: 濃海域における水理環境の予測手法に関する研究, 筑波大学博士(工学)学位論文, 186p. 1995.
- 3) 本間仁監修/堀川清司編: 海岸環境工学, 東京大学出版会, pp. 249-250. 1985.
- 4) 西村仁嗣・包四林: 改良 Hardy-Cross 法による海浜流解析, 第7回数值流体力学シンポジウム 論文集, pp.383-386. 1993.
- 5) Booij, N.: Gravity waves on water with non-uniform depth and current, Rept. 81-1, Dept. of Civil Eng., Delft Univ. of Tech., 131p. 1981.
- 6) 間瀬肇, 古田幸也, 酒井哲郎, 渋野敏之, 柳生忠彦: 傾斜海浜に設置した人工海藻による波浪変形解析, 海岸工学論文集, 第36巻, pp. 90-94. 1989.
- 7) Mei, C.C.: The Applied Dynamics of Ocean Surface Wave, John Wiley & Sons, pp. 464-465. 1983.

(1997.4.30受付)

HARDY-CROSS METHOD FOR ANALYSES OF NEARSHORE CURRENT

Si-Lin BAO and Hitoshi NISHIMURA

In this paper, an improvement method has been investigated for the practical application of nearshore current analysis using Hardy-Cross method. For this purpose, applications of concentric rectangular circuit correction, initial value insertion using coarse grid, and multi-grid method are introduced.

As a result, it is clearly understood that the slow-convergence problem of Hardy-Cross method can be solved with much accuracy. In addition, the method which can be applied to the case of the presence of the non-water zones is also investigated.