

砕波の3次元シミュレーション

北海道大学大学院 学生員 森 憲広
 北海道大学大学院 正 員 渡部 靖憲
 北海道大学大学院 正 員 佐伯 浩

1. はじめに

砕波波後の流体運動は、大規模渦を中心とした3次元的な乱流構造が時空間的に大きく変動する非常に複雑な形態となる。しかし、plunging point付近で発生する斜行渦等の3次元渦構造の存在が指摘されているが、(例えば、日野ら,1983)その生成及び運動メカニズムについての研究はほとんどない。著者等は(1997)、実験的にspilling breakerに対して、造波水槽内の3次元性について調べ、大規模渦が波動成分及び定常流れ成分に対しても3次元性をもたせることを明らかにしている。さらに、こうした大規模渦の3次元化は、特にplunging breakerにおいて海底の侵食に大きな影響を与えるため、砂の浮遊・輸送問題を明らかにするためにも、3次元流速場の特性を解明することは重要である。しかしながら、流速計による計測は気泡の混入の影響や、乱れ特性を評価するために必要な速度勾配を算定することが困難であり、渦構造の特性を解明するには到っていない。

本研究は、著者等の過去の2次元性シミュレーションで妥当性が検証されている、スキームを3次元性に拡張し、砕波帯内の渦構造、3次元渦生成のプロセスを明らかにしようとするものである。

2. 数値計算法

著者ら(1996)の過去の研究を3次元に拡張し、Navier-Stokes式を支配方程式とし、直接差分法によって解いている。このとき、定常乱流では良好な結果を与える渦粘性モデル等の乱流モデルは、非定常場では過剰な乱流拡散を招く可能性があるため、この計算では使用しない。また、表面張力及び気泡の効果も考慮すべきであるが、ジェットや砕波フロントの運動が支配的と考え本計算では無視した。

計算方法簡単に説明する。

支配方程式は以下に示すNavier-Stokes方程式を用いる。

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 u + g \quad (1)$$

(1)式は、PIC法で為されるのと同様に対流項を評価すれば、次のように2段階の過程で計算される。

$$\text{non-advection phase: } \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{Re} \nabla^2 u + g \quad (2)$$

$$\text{advection phase: } \frac{Du}{Dt} = 0 \quad (3)$$

(2)式で得られた流速値を使い、(3)式をCIP法により解く。

non-advection phaseにおいて、新しいタイムステップの流速は、2次の精度を持つ陽的Crank-Nicolson法によって更新していく。advection phaseではCIP法を使って実質微分を計算する。下にこの方法を概説する。

物理関数 $f(x, y, z, t)$ とその微係数は、計算領域内のグリッド(図1参照)内で次式で与えられるエミュレートスブライン関数で補間された連続的なプロファイルを持つと考える。

$$f(x + \xi, y + \eta, z + \zeta) = a_1 \xi^3 + a_2 \xi^2 \eta + a_3 \xi^2 \zeta + a_4 \xi^2 + a_5 \xi \eta + a_6 \xi \zeta + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial x} \xi$$

Three-Dimensional Simulation of Breaking Waves

by Norihiro MORI, Yasunori WATANABE and Hiroshi SAEKI

$$+a_7\eta^3 + a_8\eta^2\xi + a_9\eta^2\zeta + a_{10}\eta^2 + a_{11}\eta\xi + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial y}\eta$$

$$+a_{12}\xi^3 + a_{13}\xi^2\eta + a_{14}\xi^2\zeta + a_{15}\xi^2 + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial z}\xi + a_{16}\xi\eta\xi + f_{ijk} \quad (4)$$

$$\frac{\partial f(\xi, \eta, \zeta)}{\partial x} = 3a_1\xi^2 + 2a_2\eta\xi + 2a_3\zeta\xi + 2a_4\xi + a_5\eta + a_{15}\eta + a_6\eta^2 + a_{13}\xi^2 + a_{16}\eta\xi + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial x} \quad (5)$$

$$\frac{\partial f(\xi, \eta, \zeta)}{\partial y} = 3a_7\eta^2 + 2a_8\eta\xi + 2a_9\zeta\eta + 2a_{10}\eta + a_{11}\xi + a_2\xi^2 + a_5\xi + a_{14}\xi^2 + a_{16}\xi\xi + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial y} \quad (6)$$

$$\frac{\partial f(\xi, \eta, \zeta)}{\partial z} = 3a_{12}\zeta^2 + 2a_{13}\xi\zeta + 2a_{14}\eta\zeta + 2a_{15}\zeta + a_3\xi^2 + a_9\eta^2 + a_{11}\eta + a_6\xi + a_{16}\xi\eta + \frac{\partial f_{ijk}}{\partial z} \quad (7)$$

ここで、 ξ, η, ζ はそれぞれ節点(i,j,k)から水平方向、鉛直方向及び奥行き方向への距離である。このグリッドの頂点間もまた連続的なプロファイルをもっているので、 $a_1 \sim a_{16}$ はこれより決定される。

ijk点におけるこの物理関数 f_{ijk} は、微小時間 Δt 後に $\xi = -u\Delta t, \eta = -v\Delta t, \zeta = -w\Delta t$ に位置する点の物理関数 f が移流項によってijk点に輸送されると考えることができる。数値計算上では、新しいタイムステップにおける物理関数 $f(x, y, z, t + \Delta t)$ が $\xi = -u\Delta t, \eta = -v\Delta t, \zeta = -w\Delta t$ における $f(x + \xi, y + \eta, z + \zeta, t)$ と等しいとおき更新する(図1参照)。この物理関数 $f(x, y, z, t)$ を ρ と考えれば、これらの定数と(4)-(7)式を使い、前述した方法で(3)式を評価することができる。また、自由表面に関しては密度関数を採用し、同様な方法で時間更新していく。計算領域は図2のように底面勾配のステップとして表現している。この座標系はステップで剥離の影響を受けるため適当とは言えないが今回は簡単にこの座標系を導入した。流入境界条件として2次元のクノイド波波を造波した。

3計算結果

計算の3次元性への拡張による計算時間の大幅な増加のため十分に発達した碎波を検証することができなかった。図3は、造波開始からの位相 $94\pi/128$ (T/周期)における密度関数の分布を表している。このように、本計算手法により造波水槽内の3次元水面波を表現することができた。しかしながら水槽奥行き方向に完全に対称な分布とはなっていない。本論文中には碎波直後の流体運動に関する結果のみを計算することにしている。これは、圧力に関するポアソン方程式を解く際、SOR法の方向性に対する誤差が蓄積した可能性がある。この問題については、流体運動の3次元性について調べる上での障害となるので今後さらに高精度化していく必要がある。図4は、碎波点(位相 $85\pi/128$)における流速ベクトル図である。(a)数値水槽

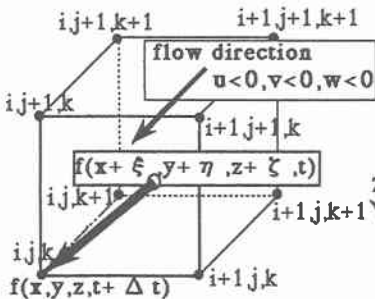


図1 CIP法の概略

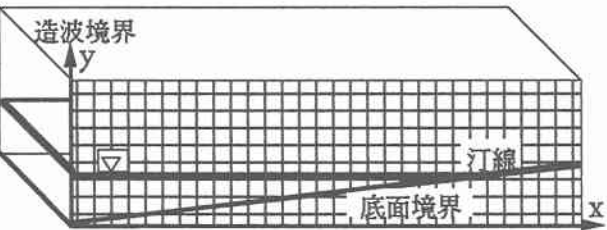


図2 数値計算領域

中央、(b)側壁から0.3y/hの位置(a),(b)の両図は若干の差はあるもののこの位相ではほぼ2次元的な運動となっていることがわかる。

図5の位相に対する図4と同様なベクトル図を表す。また、この時の水槽奥行き方向を軸とした渦度成分を示したものが図6である。ステップ状底面近傍に発生した剥離によってフロント近傍の渦が影響を受けているので、砕波による乱れの影響が明確ではないが、この位相においても依然2次元性が強く、斜行渦の発生は確認できない。

波の進行方向を軸とする回転を持つ渦度成分もこの位相において発生しているが、砕波後の組織的渦構造ではなく、不規則な分布を持つ乱れと考えている。

今回の計算においては、十分に大規模渦が3次元性を持つ位相まで計算を行うことができなかったが、水面を有する砕波後の計算方法を示し、3次元計算の実行に際する問題点を指摘できたと考えている。

4結論

- ・砕波後の3次元数値計算法を示し、その問題点を指摘した。
- ・水面を有する流体運動の3次元計算においては、特に水面における流速の補完法によっても安定した結果が得られないため注意が必要である。
- ・この計算手法によって、砕波直後の流体運動まで計算可能であることが確認された。今後、座標系の改良、ポアソン方程式の数値解法の高精度化を行うと共に、実験との検証を行い、この計算法の妥当性を示す必要がある。

5参考文献

- 波部 靖憲 佐伯 浩;砕波帯内の流速場のダイレクトシミュレーション;第43回海工論文集、pp.71-75,1996
波部 靖憲 森 憲広 稲垣 啓 佐伯 浩;砕波帯内の平均流速場と流体運動スケールについて;第44回海工論文集、pp121-125,1997

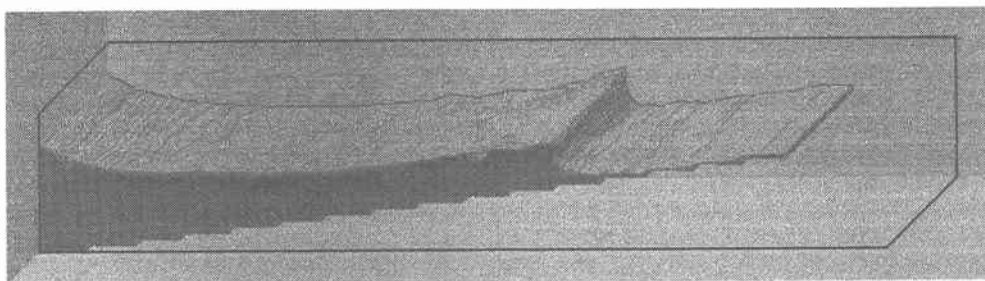


図3 砕波後の密関数分布 (水位変動分布)

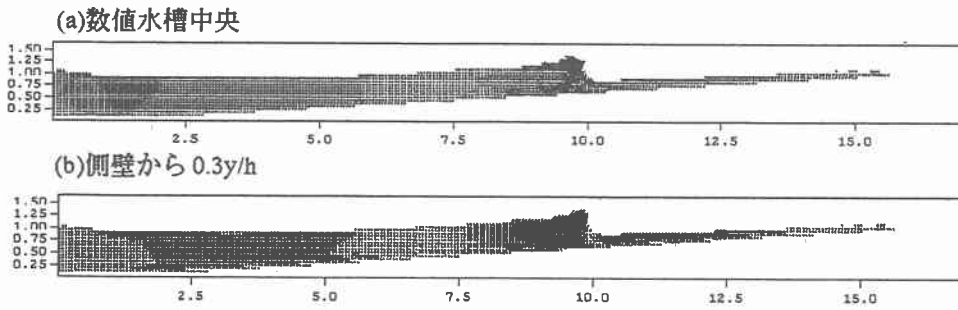


図4 砕波点における流速ベクトル分布

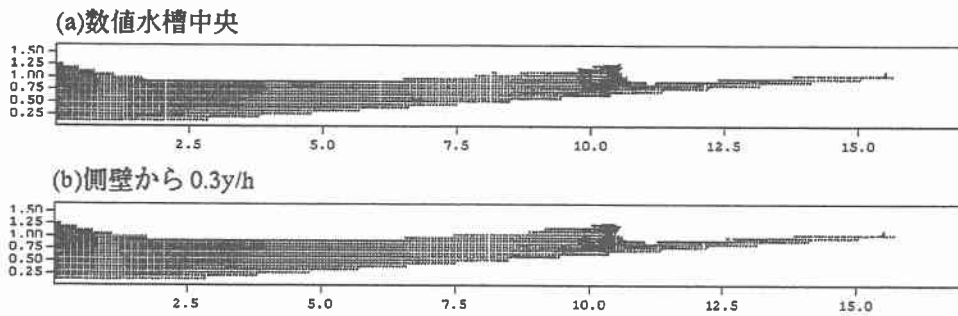


図5 位相 94/128T における流速ベクトル分布

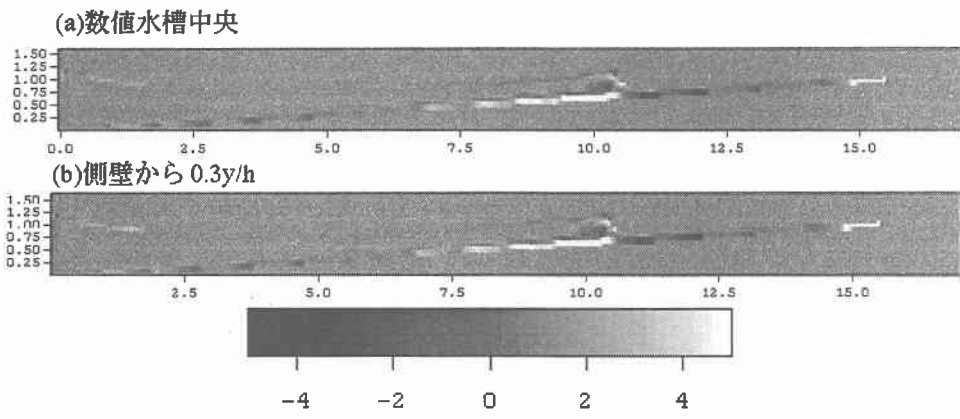


図6 位相 94/128T における渦度分布