

II-21 砕波帯内の大規模渦構造と流速場に関する研究

北海道大学工学部 学生員 稲垣 啓
 北海道大学大学院 学生員 渡部 靖憲
 北海道大学大学院 学生員 森 憲広
 北海道大学工学部 正 員 佐伯 浩

1. はじめに

砕波帯内の流速場は、砕波形態及び規模によって大きく異なったものとなる。特に plunging breaker における jet の突入は大規模な大渦を中心とした高歪みの乱流場を形成し、さらに splash-up cycle を通して空間的に複雑な分布をもつ流速場となる。こうした大規模渦は海底砂の浮遊に大きく関わり、漂砂問題を考える上で非常に重要である。

しかしこの領域では jet の突入時に巻き込まれた大量の気泡により流速を実験的に計測するのが困難であるため、流体運動のメカニズムを明らかにする上でこれが大きな障害となってきた。また、数値計算による研究も為されてきたが、水面の識別法の問題や jet の突入時の数値的安定性などの問題から、連続した砕波を継続して計算することもまた困難であった。

著者ら (1996) は高精度数値スキームである CIP 法 (Yabe et al, 1991) をこの問題に適用し、大規模 plunging breaker における流速場をシミュレートした。この計算法により、連続した splash-up cycle を通して複雑な渦構造をとらえることができる。

本研究は、同様な計算法により汀線をもつ砕波後の 2次元波動場を解き、砕波形態の違いによる大規模渦特性を調べていくものである。特に波の進行に伴う乱れの生成、散逸及び乱れスケールの空間変化を詳細に調べていく。また現在まで用いられてきた砕波の力学的モデルによる結果との比較及びその適用限界を指摘していく。

2. 数値計算法

2.1 計算手順

乱流は本来 3次元として扱われるべきであるが、jet の突入によって発生する大規模水平渦の影響が最も大きいと考えられ、この渦構造の特性を調べることを目的とし 2次元流速場を解くことにする。また気泡及び表面張力もこの流速場に影響を与えていると考えられるが、本研究では jet や大規模渦の運動と比べ小さいと仮定し無視した。

まず計算手法を概説する。

Navier-Stokes 方程式を支配方程式とし、ダイレクトシミュレーションを実行する。

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

ここで (1) 式中の全ての変数は、入射波の波速 C 、入射境界の水深 h 、水の密度 ρ_w で無次元化されている。(1) 式を次に示す 2つの段階に分けて計算する。

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

Numerical study on large-scale coherent eddy structure in a surf zone

Kei INAGAKI , Yasunori WATANABE , Norihiro MORI , Hirosi SAEKI

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

advection phaseにおいて、2段階分離解法を適用する。

$$\frac{\mathbf{u}^{*n+1/2} - \mathbf{u}^{*n}}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p^{*n+1/2} + \mathbf{g} \quad (4)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{*n+1} - \mathbf{u}^{*n+1/2}}{\Delta t} = \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 \mathbf{u}^{*n+1/2} \quad (5)$$

(4) 式の発散をとれば、次に示す圧力に関するポアソン式が得られる。

$$\nabla^2 p^{*n+1/2} = \rho \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^{*n}}{\Delta t} \quad (6)$$

(6) 式はMAC法アルゴリズムによりSOR法を使って収束計算を行う。(4) 式の時間更新は(6) 式と共に陽的Crank-Nicolson方によりなされる。こうして得られた流速の中間値に(5) 式により粘性力を加えnon-advection phaseの流速とする。

砕波のような大きな速度勾配をもつ激しい流体運動を再現するためには、(3) 式中の実質微分を精度よく解く必要がある。また、水表面のような不連続面を正確にとらえることも重要である。本研究では(3) 式をCIP法(Yabe et al, 1991)により評価する。この方法により連続した砕波過程を再現することが出来る(渡部ら, 1996)。

2.2 境界条件

流体を識別するために密度関数法を用いる。密度関数法は複雑な水面形状を容易に表現することが出来るが、不連続面の表現がメッシュ間隔に依存し、数値拡散が発生しやすい。しかしCIP法の適用によりこの不連続面をシャープにとらえることが可能となる。

密度関数は次の式に従って更新される。

$$\frac{D\rho_f}{Dt} = 0 \quad (7)$$

ここで、流体内のセルは $\rho_f=1$ であり、流体外では $\rho_f=0$ の値をもつ。

境界面付近における圧力は、irregular star法によって計算される。また水面においては、粘性と表面張力を無視し次式で評価する。

$$p = 0 \quad (8)$$

一方、入射波は2次のクノイド波を与え、底面はnon-slip条件とする。

なお、本計算ではデカルト座標系における直交メッシュを採用しているため、底面が階段状の計算領域で水底勾配を表現している。

3. 結果と考察

本計算法による数値結果は、理論及び造波水路内の波の動画像処理結果との比較により良好な妥当性を得ている(渡部ら 1996)。

砕波シミュレーションの結果の一例として、図1に流速ベクトル分布、図2に渦度分布を示す。この時の波の諸元は、相対波高 $H/h=0.41$ 、楕円関数の母数 $m=0.98$ 、Reynolds数 $Re=575000$ であり、砕波形態はplunging breakerである。図中の波は、造波開始後6波目の波が砕波後、splash-upをくり返している状態を表している。図1に見られるようなjetの突入時の激しい流体運動について安定した結果を得ることが出来た。

図2から、splash-up cycleを通じて生成された様々なスケールの渦が複雑に分布しているのがわかる。また、この大規模渦は、底面境界層で発達する渦や自由水面とも強く干渉している。これらの渦の中には、前の波が碎波したときにつくられた渦も含まれていると考えられ、定常的渦運動が存在していると考えられる。

図3は一周期平均流速ベクトル分布を表している。ここで (A) は相対波高 $H/h = 0.24$ 、楕円関数の母数 $m=0.37$ の入射波に対する結果であり、(B) は図1、2と同一の条件である。また (A) の碎波形態は spilling breaker であった。

(A) では、碎波後のほとんどの領域において水平流速のみが卓越し、波の進行方向に対して滑らかに分布しており、現在まで多く研究がなされてきた簡単な関数近似によって戻り流れが評価されうると考えられる。一方 (B) では、それぞれの plunging point 付近で大規模な回転性定常流が発生しているのがわかる。この定常流は $H/2+h$ の規模で回転し、波の進行に対して不連続に分布する。またこの定常流の発生点は波速と碎波波高に依存し、jetの着水時のエネルギー散逸と共に評価されるはずである。plunging breakerにおけるこのような定常流の推定は、従来の評価法では不可能であり、新たな手法が必要であるといえる。

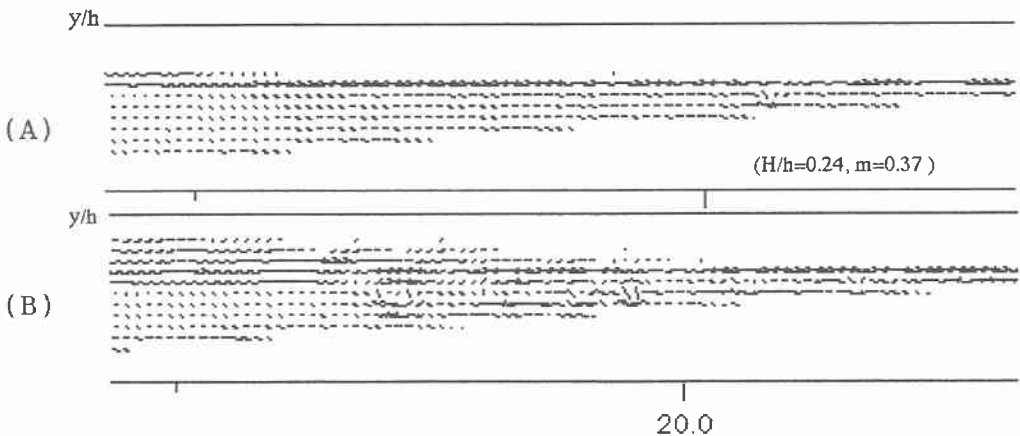
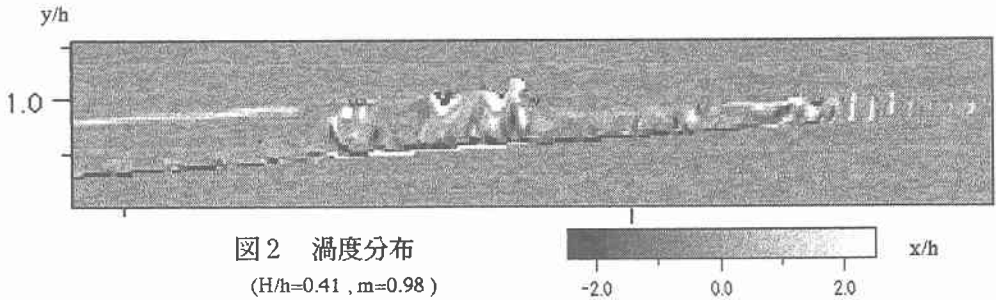
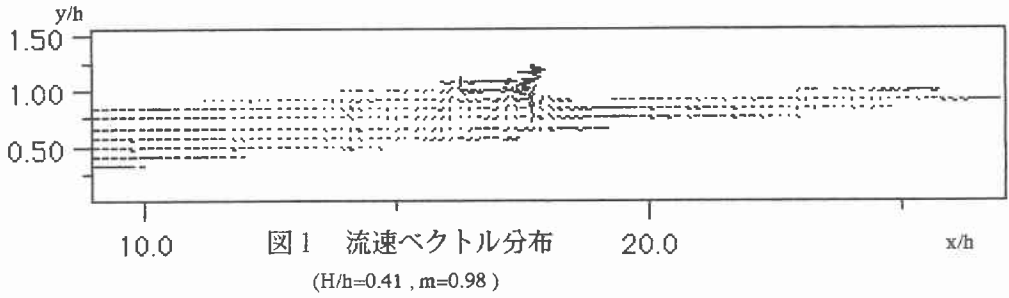


図3 一周期平均流速ベクトル分布

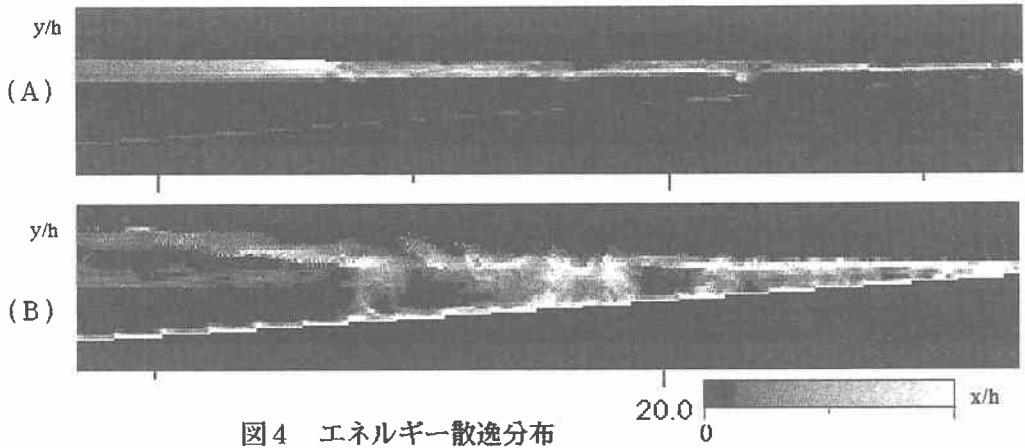


図4 エネルギー散逸分布

図4は図3と同一条件の波におけるエネルギー散逸分布を示したものである。(A)に示す spilling breakerの場合には、トラフレベルより上方でほとんどの波動エネルギーが失われていると考えられる。しかし(B)ではそれぞれの plunging point 付近で底面近傍にまで発達したエネルギー散逸分布が見られる。このような集中した大規模エネルギー散逸についても、従来用いられてきた力学的碎波モデルでは評価できない。

様々な力学的碎波モデルの中で、その基礎となる段波モデルは現在まで広く用いられてきた。定常、一次元伝播の波動を考えると、一周期平均の質量、運動量、エネルギーの輸送方程式は次のように与えられる。

$$\frac{d}{dx}(\bar{M} + M) = 0$$

$$\frac{dS_{xx}}{dx} = -\rho g(\bar{\zeta} + h) \frac{d\bar{\zeta}}{dx}$$

$$\frac{d}{dx}(Ec_s + UE + US_{xx}) = -\epsilon_D$$

Le Mehauteの段波モデルを単純化すると

$$\epsilon_D = \frac{\rho g}{2} \sqrt{\frac{gh}{4h^2 - H^2}} (\beta_B H)^3$$

ここで、 M ；質量輸送、 \bar{M} ；流れによる質量輸送、 S_{xx} ；ラディエーションストレス、 $\bar{\zeta}$ ；平均水位上昇量、 E ；波のエネルギー、 c_s ；波速、 U ；流れの流速、である。波を線形長波に近似し上式を差分法により解いていく。

(A) 数値計算結果

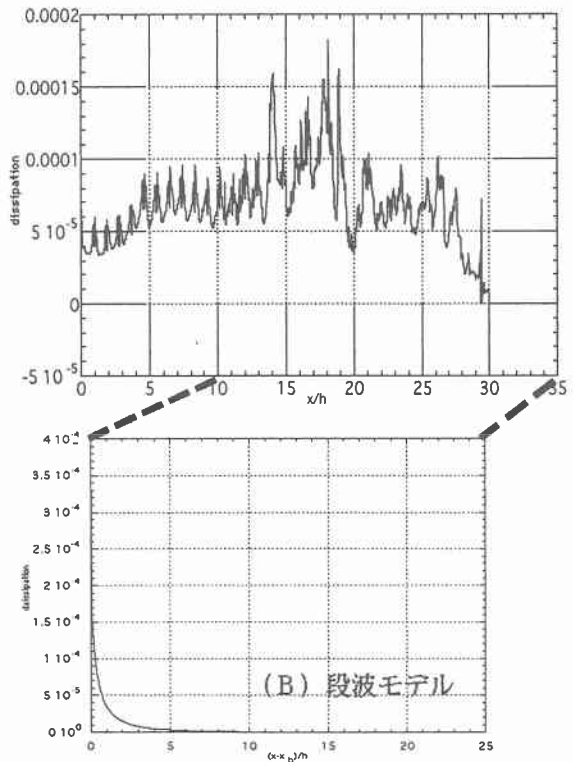


図5 エネルギー散逸分布の比較

図5は、水深方向に積分されたエネルギー散逸の一周期平均量の空間分布を表し、(A)が本数値計算結果であり、(B)がLe Mehauteの段波モデルによって計算されたエネルギー散逸分布である。ここで β_g は簡単に1とし、定性的な比較を行う。波浪諸元は図4(B)に対応する。本計算領域は階段状の底面となっているため、底面で剥離が発生し、碎波前においてものこぎり状の散逸分布をしているが、定性的にはplunging point付近で大規模なエネルギー散逸が数カ所において集中しているのが確認できる。一方(B)では、碎波直後に非常に強いエネルギー散逸が発生し、その後急激に散逸量が減少する滑らかな曲線となる。段波モデルによる計算では、線形長波を初期入力波として使っている点、及びモデルの近似自体がspilling breakerを対象としている原因もあるが、(A),(B)の両者は明らかに異なる傾向をもち、段波モデルではplunging breakerの散逸及びそれに伴う波高減衰過程を表現できないといえる。しかし、splash-up cycleが終わり、波動エネルギーが十分に減少した後では、このモデルを適用できる可能性はある。

図6はstill water levelにおけるエネルギー散逸スペクトルの平面分布を示したものである。(A)はplunging breakerの場合、(B)はspilling breakerの場合である。(A)から碎波後、図5に示したエネルギー散逸が集中する位置において大スケールの散逸だけでなく高周波数の散逸も急激に発達するのがわかる。また全体として高周波散逸成分は、波の進行に伴って発達、減衰を繰り返している。一方(B)ではほぼ同じ規模の比較的低周波側の散逸が断続的に分布しており、高周波成分はほとんど確認できない。

図7は、図6と同一平面における運動エネルギースペクトルの分布を示している。(A)では碎波後のjetの突入により、小スケール流体運動にエネルギーが移動し、この高周波エネルギーを中心に散逸されていく様子を確認できる。spilling breakerの場合では、高周波エネルギーへの移動は非常に少なく、ほとんど基本周波数成分近傍のスケールで分布しているのがわかる。このため運動エネルギーの減少の割合は小さい。

図8はplunging breakerにおけるエネルギー散逸スペクトルの鉛直断面分布の一例を表している。高周波散逸は水面付近で卓越するが深い位置では大スケール散逸しか伝達せず、小スケール散逸の影響は少ないと考えられる。

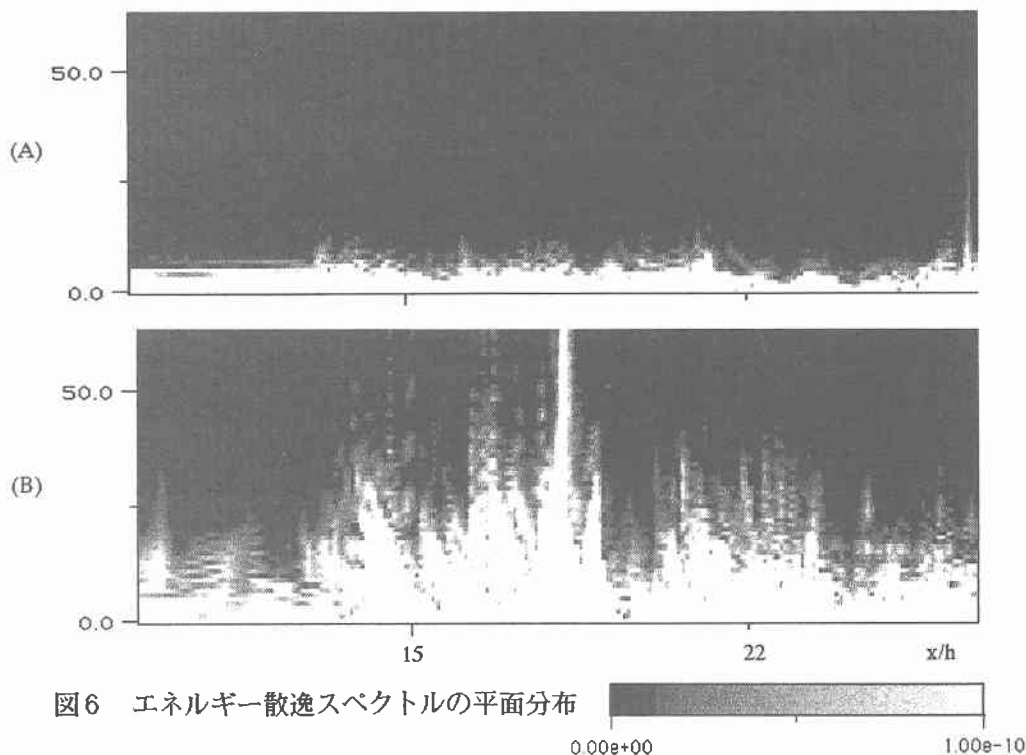


図6 エネルギー散逸スペクトルの平面分布

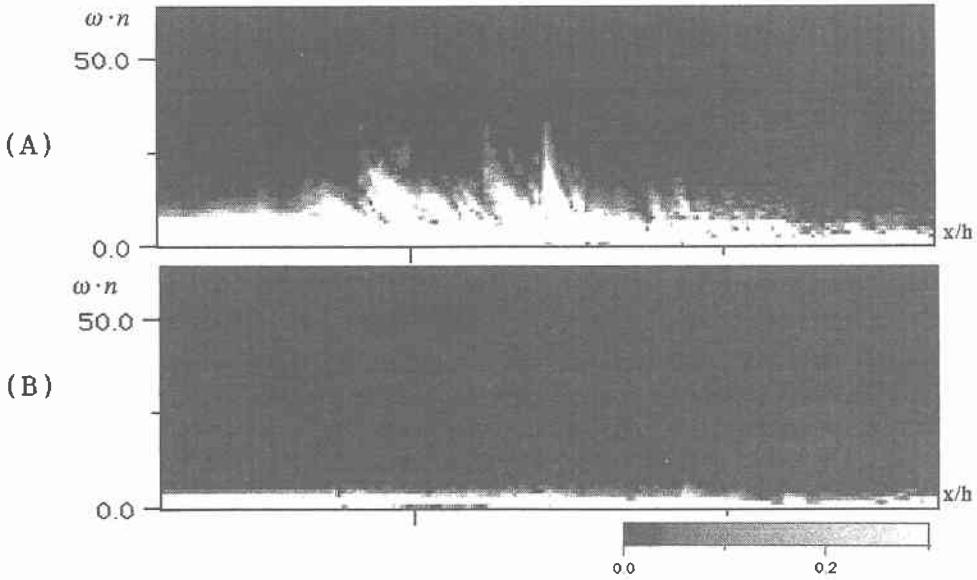


図7 運動エネルギーのスペクトルの平面分布

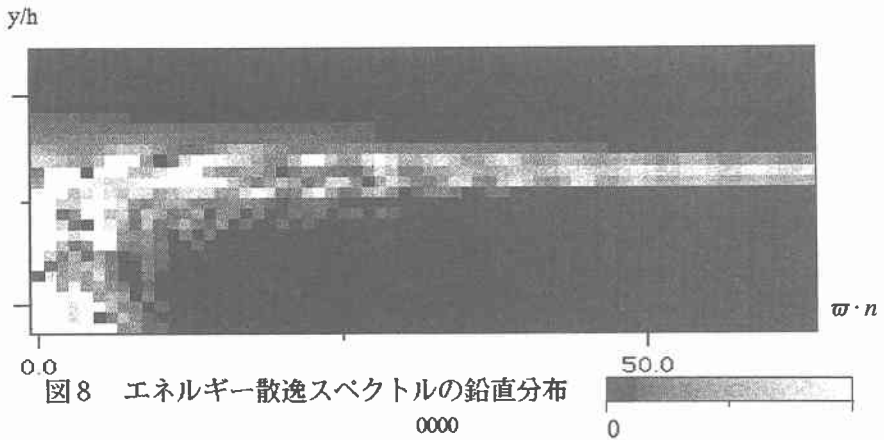


図8 エネルギー散逸スペクトルの鉛直分布

4. 結論

- ・ダイレクトシミュレーションにより碎波帯内の流速場を解き、碎波時に形成される大規模渦を中心とした乱れ及び散逸特性を調べた。
- ・plunging breakerにおいては、定常渦運動成分が発生するため、戻り流れに対する新たなモデル化が必要である。
- ・大規模な碎波においては、現在まで広く使われてきた力学的碎波モデルによるエネルギー散逸は妥当な値を示さない。
- ・碎波後の乱れ及びエネルギー散逸スケールを詳細に調べ、その特性を明らかにした。
- ・大規模渦スケールの推定及び碎波の物理モデルの構築のために、乱れの時空間特性を調べる必要がある。

参考文献

- 渡部靖憲、佐伯浩；碎波帯内のダイレクトシミュレーション、海岸工学論文集43、pp.71-75, 1996
 Yabe T and T.Aoki (1991) ; A universal solver for hyperbolic equations by cubic-polynomial interpolation I, One-dimensional solver, Comp. phys. Comm, vol. 66 , pp.219-232