

砕波帯内の乱れ及びレイノルズストレスの空間分布特性

北海道大学工学部	学生員	梅田 克史
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
北海道大学工学部	正 員	佐伯 浩

1. はじめに

砕波帯内の流速場は、jetの突入に伴う大規模渦とその渦間の強いせん断力によって高波数側にエネルギー遷移させられた小スケール乱れが空間的に複雑に変化する。こうした大規模渦を中心とした非等方性な乱れ及び砕波の進行によって発達していく乱れを評価しモデル化することは依然非常に難しい問題である。

この領域では特にplunging breakerにおいて、大量の気泡の混入のため流速の実験的な計測が困難であり、乱れを評価するために不可欠な瞬時の流速等の空間勾配を得ることも同様に困難である。

著者ら(1996,1997)は、砕波後の流速場を再現するために、実験室規模の水面波について直接数値計算を行い、計算の妥当性を検証し、乱れスケール及びエネルギー散逸生成のプロセスについて評価した。

本研究は、渡部ら(1997)と同一の高精度数値解析スキームにより砕波後の流速場を解き、砕波後の乱れ、特にReynolds Stressの空間変化を詳細に調べ、砕波形態に依存しない砕波の物理モデルを構築するための基礎的データを得ようとするものである。また乱れエネルギー、乱れエネルギー散逸の関係、Reynolds Stressと平均速度勾配の関係を明らかにし、大規模渦の特性を評価している。

2. 数値計算法

計算は、前述したように渡部ら(1997)と同様にCIP法を用いたNavier-Stokes式の直接数値解析によりなされている。与えた水面波は、2次オーダーのクノイド波( $H/h=0.41$ , 楕円関数の母数 $m=0.98$ ,  $Re=575000$ )の単一諸元であり、座標系は水平から $\tan \theta = 1/30$ 傾けられた直交正方スタガードメッシュを用いている。この時の砕波形態は splash が何度も繰り返す典型的なplunging breakerである。一方、Reynolds Stressは10波分の位相平均からの逸脱として定義している。計算時間の関係及びわずかだが反射波が影響するため10波にわたる平均しかとれなかったが、図1に示すように、前の周期までの運動エネルギーの位相平均値 $M_p$ と現周期までの位相平均値 $M_n$ の相対偏差( $\epsilon = (M_n - M_p)/M_n$ )は最大値、平均値共に0に収束しており統計的に意味を持つものと判断した。

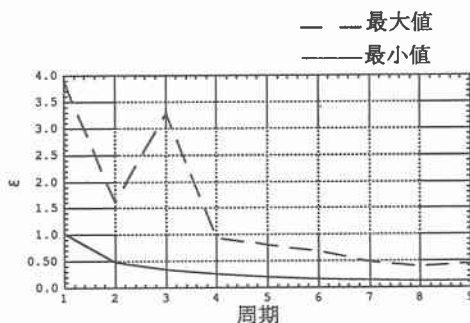


図1 位相平均運動エネルギーの相対偏差

3. 結果と考察

図2は造波開始後(a)3T/16及び(b)6T/16の位相における位相平均流ベクトルを示している。これらの図は、大規模渦はほぼ同一の箇所に生成されるにも関わらず、その変動は不規則であり、基本波動成分が主に現れて

Turbulence and Reynolds Stress Structures in a Surf zone

by Katsushi UMEDA, Norihiro MORI, Yasunori WATANABE, Hiroshi SAEKI

いる。図3は、Reynolds Stress ( $\overline{u^2}, \overline{v^2}, \overline{uv}$ ) のそれぞれの成分を表したものである。これらの位相はそれぞれ(a)  $T/4$ , (b)  $2T/4$ , (c)  $3T/4$  である。splash 時及びボア状フロントで Reynolds Stress が生成される様子がわかる。また生成された Reynolds Stress は大きな移流はみせず拡散している。また  $\overline{u^2}$  と  $\overline{v^2}$  成分の間に絶対値の違いだけでなくその分布に明白な違いがあることに注意しておく。

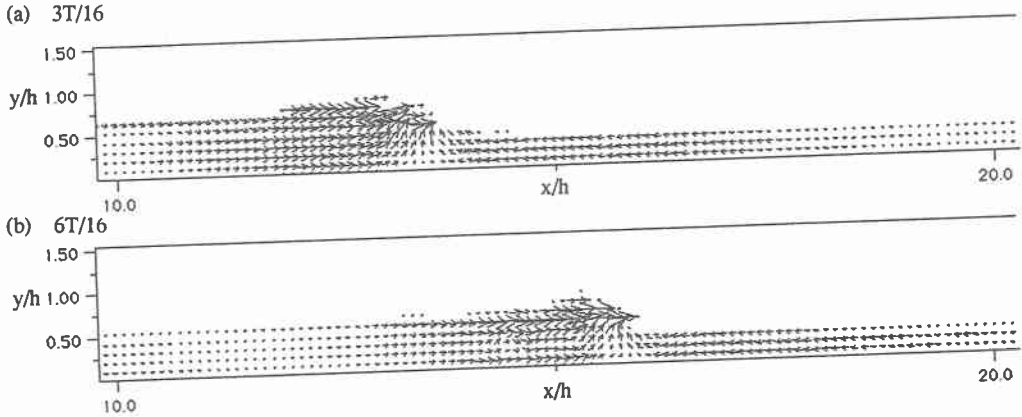


図2 位相平均ベクトル

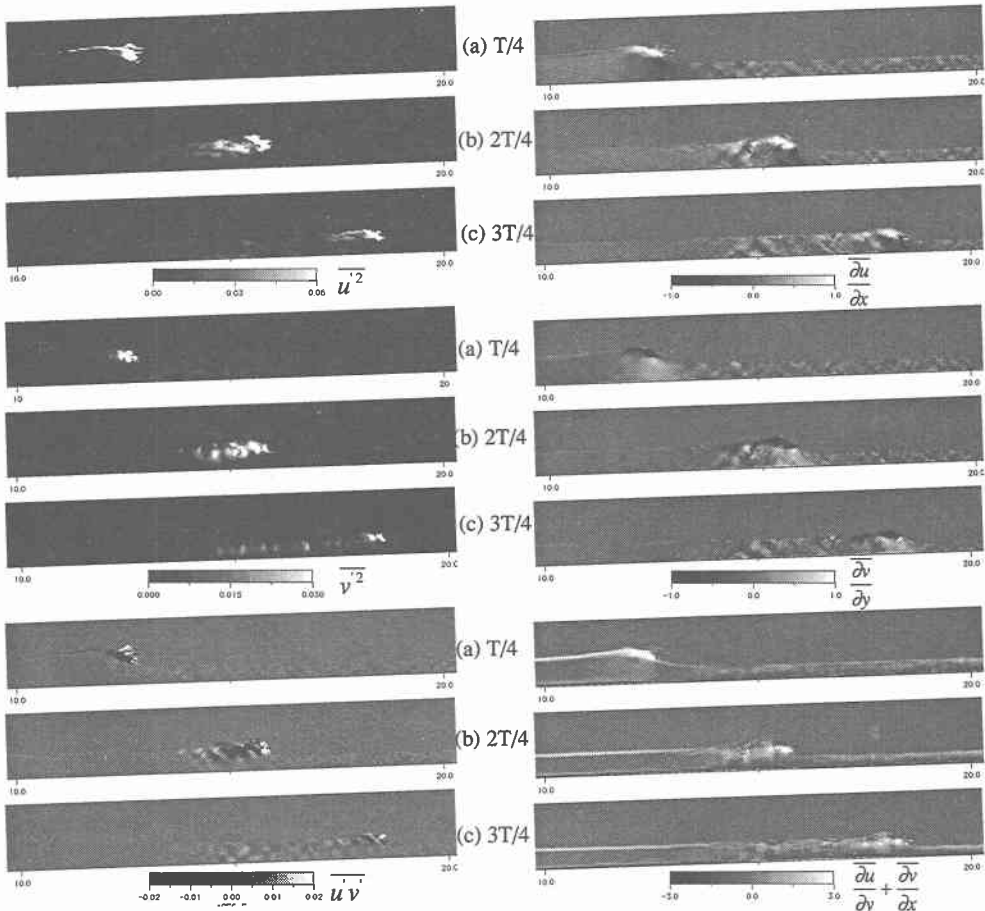


図3 Reynolds Stressの分布

図4 速度勾配テンソル成分の分布

図4は位相平均の流体の歪み成分 $\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \frac{\partial \bar{v}}{\partial y}\right)$ の図3と同様の位相における値を示したものである。

$\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$ と $\frac{\partial \bar{v}}{\partial y}$ は正負の値が複雑に分布し、両者の値は連続式から要求される値の正負の逆点条件はほぼ満足している。一方、等方性の逸脱項 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$ の分布は連続的であり、フロント部を中心とした正の値と底面近傍の負の値が滑らかに分布している。現在まで広く用いられてきた渦粘性モデルはReynolds Stressを次のようにモデル化する。

$$\begin{bmatrix} \overline{u^2} & \overline{uv} \\ \overline{uv} & \overline{v^2} \end{bmatrix} = \nu_T \begin{bmatrix} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} & \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} \\ \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} & \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \end{bmatrix} \quad (1)$$

このモデルは(1)からわかるように $\frac{\partial \bar{u}}{\partial x}$ 、 $\frac{\partial \bar{v}}{\partial y}$ の対称成分と同様に $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$ の逸脱成分に渦動粘性係数 $\nu_T$ を乗ずる

ことでReynolds Stressを表現する。しかしながら、 $\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = -\frac{\partial \bar{v}}{\partial y}$ に対して $\overline{u^2} \neq \overline{v^2}$ である点や $\overline{uv}$ が空間的に複雑

に変化するのに対して $\frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + \frac{\partial \bar{v}}{\partial x}$ が滑らかな変動を持つこと等、図3と図4の結果は定性的に全く異なるものであり、両者に相関があるとは言えない。

これらの結果は、砕波後の非定常非等方性渦を表現するためにはさらに高次のモデルが必要であることを意味している。得られたデータをもとに今後、砕波後の流体運動モデルを構築していく。

現在、ポテンシャル平面2次元波動場に関して波浪解析を行うことにより浅海域における波高分布を推定することが主流となっている。この解析における重要な問題の一つがやはり砕波モデルに関するものである。現在の砕波モデルは段波モデルが基礎となっているが、エネルギー散逸が適当に見積もられないため(渡部ら、1997減衰波高を表すのに適当な係数により調整せざるを得ない。砕波後のエネルギー散逸と乱れエネルギーの保持を考え波の減衰を評価するために、次に水深方向に積分された波動及び乱れエネルギーの時空間変化を調べていく。図5は、水深方向に積分された位相平均運動エネルギー $k_p$ の時間変化を表している。全体としては、砕波後、P.P.までの間、大きく減少せず(というよりはむしろ砕波直後では増加している)、その後若干のばらつきはあるものの指数関数的に減少していく。この時の水深方向に積分された乱れエネルギー $k_p$ の時間変化を図6に示す。砕波後に $k_p$ の大きくなる位相

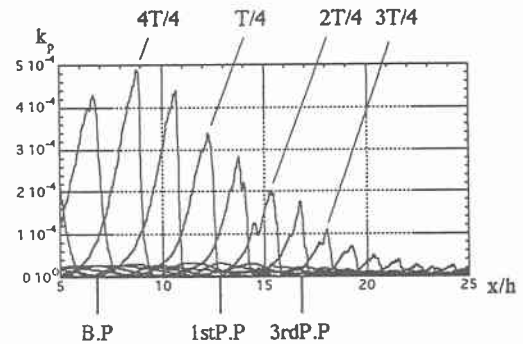


図5 水深方向に積分された位相平均運動エネルギーの岸沖分布

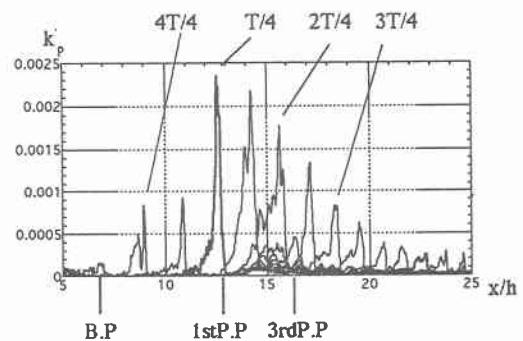


図6 水深方向に積分された乱れエネルギーの岸沖分布

あたりから波のcrest全面を中心としたスパイク状の分布を持つ比較的大きな $k_p$ が発生し始めている。その後 splash-up がくり返したすと急激に乱れが生成されるが砕波の進行に伴って徐々にそのエネルギーは散逸されていく。この散逸過程において大きな役割を果たすのが乱れエネルギー散逸である。

図7は水深方向に積分された乱れエネルギー散逸 $\epsilon_p$ の時間変化を表す。図6の乱れが生成する位置におい

て  $\varepsilon_p$  も同様にスパイク状の分布をもって発達している。しかし、 $k_p$  と  $\varepsilon_p$  の最大値の時間変化の定常性の違いは、乱れ強度と散逸が必ずしも対応しているとは限らないことを意味している。両者とも 3rd P.P. 近傍から空間的に比較的大きな値が分布しており乱れの拡散が顕著に現れている。

次に乱れの空間特性を調べていく。この領域では時間的には周期的であると考えられるが空間的には非一様であるため、Fourier 変換によって単純に波数分解できない。また図6、図7のようなスパイク状のピークを表すには Fourier 変換は不利な点があり、本研究では wavelet 変換により波数分布をとらえ乱れ特性を評価する。基底は分解性のよい3次カーティナル B スプライン関数を採用した。

図8は波数  $k=104.72$  をもつ乱れエネルギー(小スケール乱れ成分)の位相  $T/4$  と  $3T/4$  の空間分布を表している。また図9は  $k=13.09$  を同様な乱れエネルギーの空間分布を表している。両図より、小スケール乱れは減衰及び拡散率が大きく、比較的大スケール乱れは大きな減衰をみせず移流されていると考えることができる(もちろんポアフロント進行時に乱れの生成もなされるため渦が移流されているだけではない)。伝達波のエネルギーが碎波によってスケールダウンしていくプロセスをモデル化するためには、さらに研究を進める必要がある。

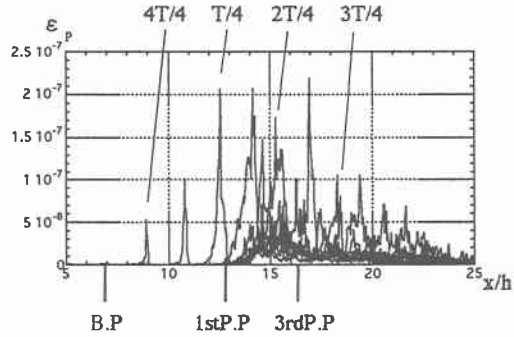


図7 乱れエネルギー散逸

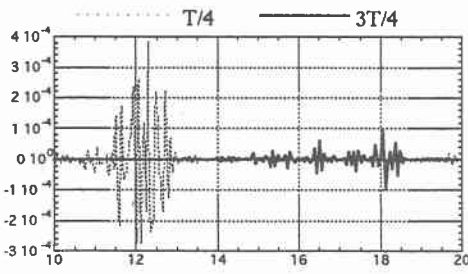


図8 乱れエネルギー( $k=104.72$ )の波数分布

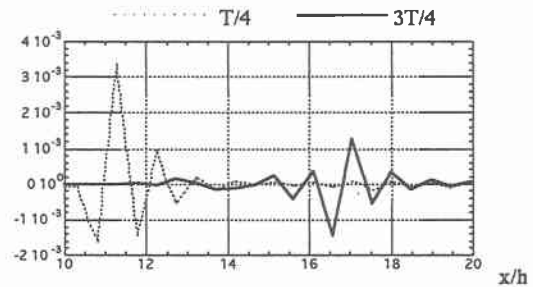


図9 乱れエネルギー( $k=13.09$ )の波数分布

#### 4. 結論

- ・ CIP 法を用いた特設数値計算結果より、Reynolds Stress の時空間的变化を調べた。碎波後の流体運動をモデル化するためには、さらに多くの統計(例えば圧力・歪相関等)を調べる必要があり、今後これらを評価していく。
- ・ 乱れエネルギーの生成-散逸の特性を考察し、その空間スケールの変動の様子を調べた。

#### 参考文献

- 波部 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  
 波部 靖憲 森 憲広 稲垣 啓 佐伯 浩;碎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