

砕波帯の乱れの位相変化

酒井 哲郎*・多田 幸夫**・尾花英次郎***

1. ま え が き

砕波帯での流体運動場に関しては、工学的に重要な波の時間スケールより長いスケールでの現象、すなわち平均水位の上昇、戻り流れ、沿岸流などに関してはある程度のことが解明されつつある。そこでは波の時間スケールより短いスケールでの乱れの効果は、渦動粘性係数の形で考慮されている。この扱いをさらに改良するためには、波の時間スケールより短いスケールでの乱れの解明が必要である。

砕波帯での乱れの波の時間スケールより短いスケールでの挙動、すなわち波の1周期内での位相変化に関しては、これまでは限られた実験水槽でのデータと、いくつかのモデルがあるに過ぎない。

ここでは過去の実験データを再検討し、特に砕波帯のいわゆる inner region の波の谷のレベル以下での乱れの位相変化の特徴を明らかにすると共に、従来提案されているモデルと比較し、モデルがどの程度実験データを説明出来るかを検討する。さらに乱れのエネルギー輸送方程式を用いる場合の、各項の重要性を検討する。

2. 砕波帯の乱れの位相変化に関する従来の実験結果

従来の砕波帯の乱れの位相変化に関する実験結果としては、Stive(1980)、酒井・稲田(1982) および Nadaoka(1986)のものがある。

Stive(1980) は、2次元波浪実験水槽内の 1/40 勾配の斜面上で砕ける波による砕波帯の流速および水位を測定した。実験は2ケース、test 1, 2 について行われた。流速測定はレーザドップラー流速計を用いており、読み取り間隔は 0.01 秒である。乱れはいわゆる位相平均を用いて定義している。test 2 に関しては、各位相の波の進行方向の乱れの rms 値 u'_{rms} の1周期における位相変化を、位相と鉛直座標の平面上に等値線で示している(原論文の Fig. 8)。

図-1 は、そのうち水深 14.3 cm (砕波点水深約 26 cm) における3点での u'_{rms} の位相変化を原図から読み取って図示し直したものである。ここで z は静水面を原点とし、鉛直上向きを正とする座標である。一番上の図は水位 η の変化を示す。この図から、 u'_{rms} の位相変化は波の峯の位相付近での急激な増加減少と、その後の緩やかな減少の部分からなっていることが分かる。さらにその傾向は下方に向かうほど顕著でなくなり、また急激な増減のピークの位相が遅れることも分かる。また値そのものも、下方に向かうほど減少している。

酒井・稲田(1982)は、2次元波浪水槽内の 1/28 勾配の斜面上で砕ける波の砕波帯の流速及び水位を測定した。流速測定はホットフィルム流速計を用いており、読み取り間隔は 0.01 秒である。乱れは 0.1 秒の移動平均から

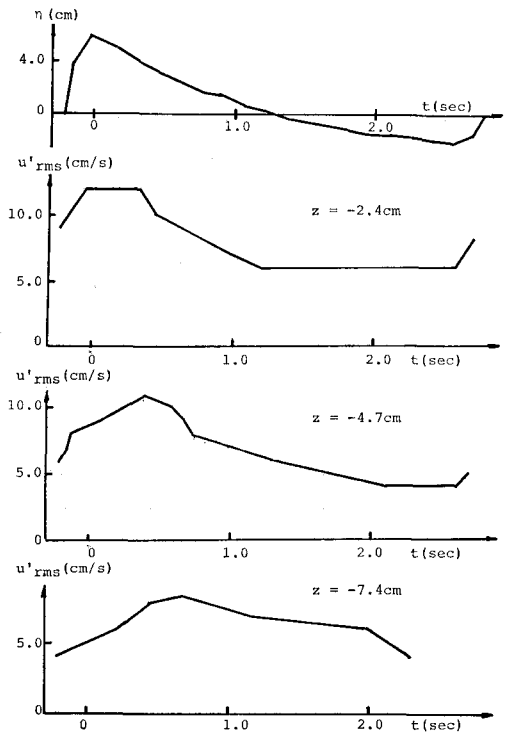


図-1 砕波帯の乱れの位相変化の例 (Stive, 1980, Fig. 8 より)

* 正 員 工博 京都大学助教授 工学部土木工学科

** 正 員 工修 (株)鹿島建設 土木設計本部

*** 大阪府都市整備局

の偏差として定義している。原論文の図-3に、結果が示されている。その図の結果は、水深約 13 cm (砕波点水深 17.7 cm) のものであり、Stive の実験結果で述べた傾向がここでも見られる。

Nadaoka (1986) も同様な実験結果を、Stive と同様に波の位相と鉛直座標の平面上の乱れ強度の等値線で示している (原論文の Fig. 6.10)。図上等値線は波の峯の位相から谷の位相に向けて下方に傾いており、Stive および酒井らの実験結果と同様の結果を示している。

3. 砕波帯の乱れの位相変化に関する従来のモデル

従来の砕波帯の乱れの位相変化に関するモデルとしては、酒井・稲田 (1982)、Deigaard ら (1986) および Svendsen (1987) がある。

(1) 酒井・稲田 (1982) のモデル

このモデルは、Peregrine・Svendsen (1987) が砕波後の波の運動と turbulent wake の運動との類似性を提唱したことに基づいている。すなわち波の峯の通過に伴う位相変化 (時間変化) を、物体背後の turbulent wake の流下方向の発達 (空間変化) によって説明しようとしたものである。平面流れの turbulent wake 理論では、流下方向に直角な断面内の流速分布が流下方向に相似になる (self preservation)。このことから、横断方向の長さのスケールは流下距離の 1/2 乗に比例し、速度スケールは同じく $-1/2$ 乗に比例する。また速度欠損の分布形が、 $\exp(-1/2 \cdot \xi^2)$ (ξ : 無次元横断方向座標) で与えられる。さらに乱れ強度の横断方向分布は、流速分布形の ξ に関する微分で与えられる。

彼らのモデルでは、砕波後の運動を波とともに動く移動座標から見て、水位を wake の中心線に対応させた。波の進行方向の乱れ強度の鉛直分布は、上述の turbulent wake の分布形であたえ、その中のパラメータも上述の流下距離との関係を時間との関係に置き換えて与えた。とくに乱れ強度のスケールは速度スケールと同じとして、時間の $-1/2$ 乗に比例するとし、波の峯と谷の位相では実測値を代入した。このモデルを用いた計算値と酒井らの実験値の比較はすでにその論文で示されているので、ここでは Stive の実験結果と比較する。

図-2 の点線は、Stive, test 2 の水深 18.6 cm での 3 点での乱れ強度の位相変化の実験値に対する酒井らのモデルの計算値を示している。計算値は実験値とほぼ一致しているが、この一致は $z = -5.0$ cm での波の峯と谷の位相で、実測の乱れ強度の値をモデルで用いていることからある程度当然のことである。さらに、このモデルでは既に述べたように self preservation の仮定のもとに成立している turbulent wake 理論を用いているが、この仮定が成立するのは物体のスケールの約 200 倍程度

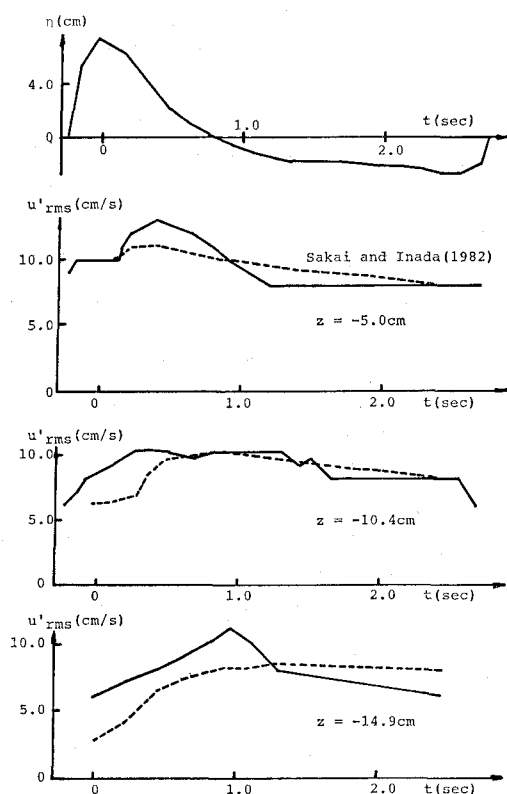


図-2 砕波帯の乱れの位相変化に関する酒井・稲田 (1982) のモデルと実験結果 (Stive, 1980) との比較の例

下流からである。ここでは波の峯直後から適用しているが、これは明らかに適用範囲外である。

(2) Deigaard ら (1986) のモデル

彼らは砕波帯の乱れの位相変化を、次式の様な乱れの運動エネルギーの輸送方程式を用いて説明している。

$$\frac{\partial k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} (\epsilon \sigma_k \frac{\partial k}{\partial y}) + \text{PROD} / (\rho - ca \cdot k^{3/2} / l) \quad (1)$$

ここで k は乱れの運動エネルギー、 t は時間、 y は海底面を原点とする鉛直上向き座標、 ϵ は渦動粘性係数、 σ_k は定数 ($=1.0$)、PROD は乱れエネルギーの生産量、 ρ は水の密度、 ca は定数 ($=0.08$)、 l は乱れの長さスケールである。この式から分かるように、乱れの運動エネルギーは砕波によって生産され、それが拡散されるとともに逸散するものとし、移流項を無視している。

乱れの長さスケールは、海底面付近を除いて水深に比例する一定の値を与え、底面付近は底面からの距離に比例するとした。渦動粘性係数 ϵ は、乱れ速度に比例するとした。乱れのエネルギーの生産量 PROD は、跳水のエネルギー損失の実測結果をもとに、次式で与えた。

$$\text{PROD} = E_{\text{loss}} \cdot 36 / (H \beta T)^2 \cdot z(l - z/H) \cdot t(l - \beta T) \quad (z < H, t < \beta T) \quad (2)$$

ここで z は各位相の水面を原点とする鉛直下向き座標、

H は波高, t は波の前面の通過時を原点とする時間, T は波の周期であり, E_{loss} と β はそれぞれ次式で与えられる.

$$E_{loss} = H^3 / (4D^2 - H^2) \cdot \gamma D \dots\dots\dots (3)$$

$$\beta = 2(D + H/2) / L \dots\dots\dots (4)$$

ここで D は水深, γ は水の単位体積重量, L は波長である.

彼らは以上のモデルを, 次式の様な境界条件で有限差分法を用いて繰り返し計算し, 周期解を得た.

$$\left. \begin{aligned} k=0 \quad ; \quad y=0 \\ \partial k / \partial y = 0; \quad y=D' \text{ (各位相での水深)} \end{aligned} \right\} \dots\dots (5)$$

その結果は, 原論文の Fig. 5 に, Stive の test 2 の水深 10.0 cm と 18.6 cm の場合について, 位相, 鉛直座標面上の乱れ強度の等値線として実験結果と比較する形で示されている.

このままでは実験結果との一致の程度が明確には分からないので, ここでは原図から読み取って, 図-1 や 2 と同じ形で図示した. 図-3 の実線は図-2 と同じ Stive の test 2 の水深 18.6 cm での実測値, 一点鎖線は Deigaard らの計算値である. 原図は等値線で示されているので読み取れない部分があり, $z = -0.5$ cm ではモデルの折線が途切れている. 図から分かるように, Deigaard

らのモデルは, 数値計算を繰り返す労力の割には, 実験結果との一致の程度は酒井らのモデルとあまり変わらないことが分かる.

(3) Svendsen (1987) のモデル

Svendsen は, 式 (1) の右辺第 3 項逸散項と左辺のみの乱れの運動エネルギー輸送方程式を用いて, 乱れの運動エネルギーの時間変化の簡単な式を得た. ただし $ca = 0.09$, $l = 0.2D$ としている. いま波の進行方向の乱れ強度が乱れの運動エネルギーの平方根に等しいとし, 乱れ強度が最大値を取る位相を原点とすると, 図-3 の破線の様な結果になる. 図から明かなように, 逸散項のみを考慮した乱れの運動エネルギーの輸送方程式では, 実験結果に見られる波の峯の位相付近での急激な増減は説明できないが, その後の緩やかな減少をほぼ説明できる.

4. 乱れの運動エネルギーの輸送方程式における各項の重要度

3.でのべたように, 乱れの運動エネルギー輸送方程式を用いた Deigaard らの計算結果は, 従来の実験結果をある程度説明しているが, 差分法で繰り返し計算をする割には一致度はよくない. Svendsen (1987) は, 彼らが計算結果から求めた 1 周期平均の乱れ強度の鉛直分布を従来の実験結果と比較し, 計算結果の方がその勾配が急であり, その理由として彼らのモデルでは移流項を無視していることを指摘している. ここでは Stive (1980) の実験結果を用いて, 輸送方程式の各項の貢献度を検討する.

(1) 移流項の大きさ

Stive の原論文の Fig. 8 の (3) に示されている, test 2 の水深 10.0 cm での波の進行方向の乱れ強度 u'_{rms} の位相・鉛直座標平面での等値線から, 特定の位相, 高さでの u'_{rms} の値を読み取る. すなわち波の峯の位相を $t = 0$ として, $t/T = 0.025$ すなわち波の峯直後の位相での, $z = -1.8$ cm, -2.7 cm, -3.7 cm の 3 つの高さでの u'_{rms} の値を読み取り, $u'_{rms} \doteq \sqrt{k}$ の仮定に基づいて乱れの運動エネルギー k を求めた.

Deigaard らと同様に, $l = 0.07D$, $\epsilon = l\sqrt{k}$, $\sigma_k = 1.0$ として, 以上の値を用いて $z = -2.7$ cm での式 (1) の右辺第 1 項の拡散項の値を計算したところ

$$\partial(\epsilon/\sigma_k \cdot \partial k / \partial y) / \partial y = 49.5 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$$

となった. いま移流項のうち鉛直方向成分 $-w \cdot \partial k / \partial y$ (w : 鉛直方向水粒子速度) が卓越していると仮定して, $\partial k / \partial y$ を上述の値を用いて求め, 移流項が拡散項と等しいとすると,

$$w \doteq -1.7 \text{ cm/sec}$$

となる. Stive の原論文の Fig. 8 に示されている波の進行方向の水粒子速度の値が約 20 cm/sec であることから, この程度の鉛直方向水粒子速度は十分生じうる値で

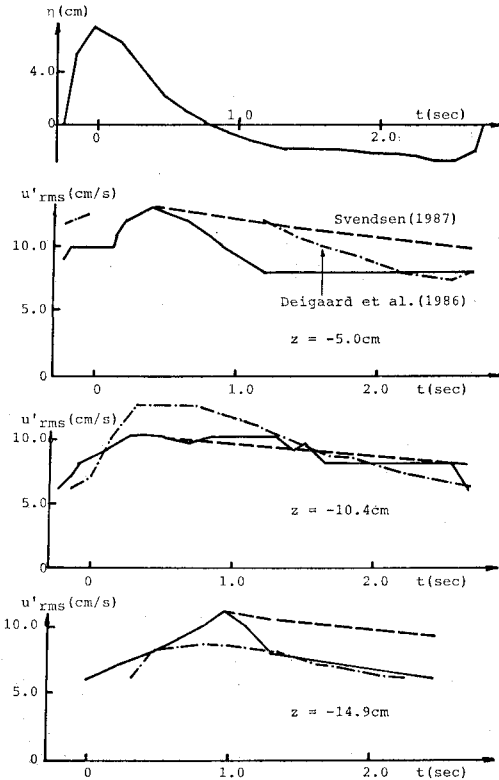


図-3 碎波帯の乱れの位相変化に関するDeigaardら(1986)および Svendsen (1987)のモデルと実験結果(Stive, 1980) との比較の例

あり、移流項はすくなくとも拡散項と同程度であることが分かる。

同様の計算は、図-1 の水深 14.3 cm の $t/T=0.1$, $z=-2.4$ cm, -4.7 cm, -7.4 cm の 3 点についても行ったが、同様の結果となった。

(2) 各項の相対的貢献度

(1) では、移流項と拡散項の大きさを比較したが、ここでは残りの生産項、逸散項の大きさも評価し、各項の相対的重要度を検討する。

生産項は、式 (2)~(4) で与えられる。この値を (1) で計算した $t/T=0.025$, $z=-2.7$ cm で計算するため、Stive の原図から $D=10.0$ cm, $H=5.4$ cm, $T=3.0$ sec とすると、結局次のような値が得られた。

$$\text{PROD}/\rho=5.7 \times 10^3 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$$

つぎに逸散項 $ca \cdot k^{3/2}/l$ を、 $ca=0.08$ として計算すると同じ位相、高さで次の様な値になる。

$$ca \cdot k^{3/2}/l=70.0 \text{ cm}^2/\text{sec}^3$$

このことから、少なくとも波の峯直後の位相で、波の谷

の高さ付近では、当然のことながら生産項が乱れに支配的であることが分かる。

5. 波の峯からの jet と前面水面の間に生じる渦度と生産項

4. で分かったように、砕波帯の乱れの位相変化において、少なくとも波の峯の位相および波の谷の高さ付近では、生産項が支配的である。Deigaard らは、これを跳水のデータを用いてモデル化している。一般に乱れの輸送方程式において、生産項はレイノルズ応力と渦度の積で与えられる (例えば、谷, 1980)。ここでは、SMAC 法を用いて計算された砕波の峯から生じる jet と前面水面との間で発生する渦度の時間変化 (酒井ら, 1987) から、Deigaard らが用いた生産項の表現を検討する。

図-4 は、計算された砕波後の波の伝播の様子を示している (酒井ら, 1987)。この場合、斜面勾配 1/20、波の周期 2.5 sec、砕波水深 13.4 cm である。図中の数字は、SMAC 法のセルの位置を示す番号である。図-5 は、 i

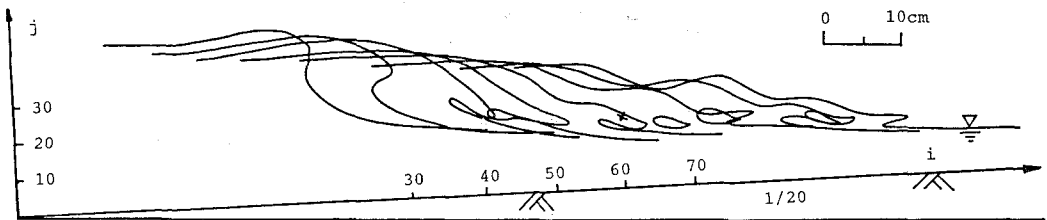


図-4 SMAC 法による砕波後の波の伝播の計算結果 (酒井ら, 1987) の例

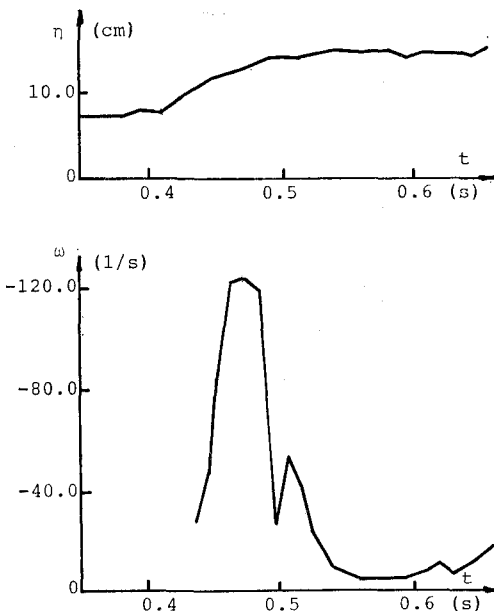


図-5 計算された渦度の時間変化 (酒井ら, 1987 の例) (図-4 × 点)

$=60$, $j=20$ (図中×印) における水位 η と渦度 ω の時間変化を示している。砕波後の波の前面が到達すると同時に渦度が急激に増加し、約 0.1 sec 後には急激に減少している。

前述のように生産項は渦度とレイノルズ応力の積で与えられるので、必ずしも生産項と渦度の時間変化は一致するものとは考えられないが、ここでは図-4 の条件で式 (2) の時間変化を計算し、図-5 の渦度の時間変化と比較する。

式 (2) からわかるように、生産項が値を有するのは、波の前面の通過時から βT の間である。 β は式 (4) で与えられる。図-5 で示した渦度の時間変化は、図-4 の $i=60$ のものであり、砕波点からさらに岸側であるが、水深が増加すると波高、波長とも増加するので、ここでは砕波点での水深及び波高を用い、波長は微小振幅波理論で計算して βT を求めたところ、約 0.3 sec となった。このように Deigaard らが生産項の計算に用いた式 (2) では、その継続時間を実際より長めに取っている可能性がある。

なお生産項の時間変化の形状は図-5 で示された渦度

の時間変化の形状と類似のものと考え、図-1 等で示された特に波の谷のレベル付近の乱れ強度の時間変化の形状と生産項の時間変化の形状は似ている。このことは、少なくとも谷のレベル付近では、水面から供給されたエネルギーが直ちに移流および拡散され、残った部分がゆっくりと逸散されることを示唆するものである。

6. あとがき

この研究の一部は、昭和 64 年度文部省科学研究費総合研究 A (代表 中央大学理工学部 服部昌太郎教授) によったこと、およびその研究集会における他の分担者との議論が有益であったことを付記して、感謝する。

参 考 文 献

- 酒井哲郎・稲田義和 (1982): 碎波による乱れの時空間構造とそのモデル, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 164~168.
- 酒井哲郎・水谷太作・田中秀明・多田幸夫 (1987): 斜面上の巻き波型碎波の碎波後の運動機構の数値解析, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp. 71~75.
- 谷 一郎 (1980): 流体力学の進歩 乱流, 丸善, p. 151.
- Deigaard, R., J. Frødse and I. B. Hedegaard (1986): Suspended sediment in the surf zone, Jour. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng., ASCE, Vol. 112, No. 1, pp. 115~128.
- Nadaoka, K. (1986): A fundamental Study on Shoaling and Velocity Field Structure of Water Waves in The Near-shore Zone, Tech. Rep. No. 36, Dept. Civil Eng., Tokyo Inst. Tech..
- Peregrine, D. H. and I. A. Svendsen (1978): Spilling breakers, bores and hydraulic jumps, Proc. 16th Conf. Coastal Eng., ASCE, pp. 540~550.
- Stive, M. J. F. (1980): Velocity and pressure field of spilling breakers, Proc. 17th Conf. Coastal Eng., ASCE, pp. 547~566.
- Svendsen, I. A. (1987): Analysis of surf zone turbulence, JGR, Vol. 92, No. C5, pp. 5115~5124.