

可視化による砕波帯の流速測定と修正段波モデルの提案

河 西 義 人*・真 野 明**

1. 緒 言

従来、砕波帯は主に微小振幅波理論を用いてモデル化されてきているが砕波直後の波形は特に非対称性も強く、また波高水深比も1に近いので非線形性は無視できない。そこで本研究は特にこの2つの効果に着目し、まず線形理論と実現象との違いを可視化実験より明らかにする。次にそれを力学的なモデルに取り入れて、内部機構の解明とモデルの改良を行う。最後に、そのモデルを用いて砕波帯での波高と平均水面を求めて精度を検討する。

2. 基礎方程式

砕波帯内では波動エネルギーは乱れのエネギーに変換されることにより減衰していくと考えられる。また、砕波帯の中では平均水面の変化や強い戻り流れの存在が確認されている。しかし、このような強い乱れが存在する場合での厳密な波動理論は存在せず、平均量を用いた方程式が有効であり、本研究では、Phillips (1977) に示された流れが存在する場合の質量、運動量、エネルギーの各輸送方程式を用いて解析を行う。

(1) 座 標 系

本研究では、一次元伝播の一定勾配の水路の砕波帯を対象とし、用いる座標系を図-1に示す。

記号の定義を以下に示す。 x は砕波点から水平岸向き

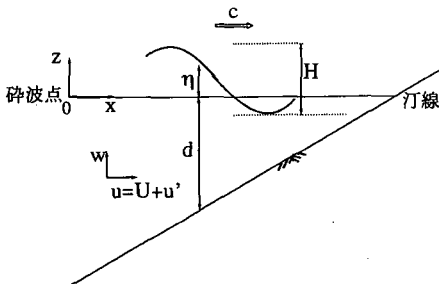


図-1 座標系

に取った距離、 z は静水面から鉛直上向きに取った距離、 d は静水深、 H は波高、 η は静水面からの変位、 T は周期、 c は波速、 c_g はエネルギー輸送速度、 L は波長、 k は波数、 σ は角周波数、 p は圧力、 $u = U + u'$ は x 方向の流速で、 U は平均流成分、 u' は波動成分、 w は z 方向の流速である。

(2) 断面平均量の輸送方程式

水路実験の陸側端では質量輸送が0であるので、波による質量輸送と、戻り流れが釣り合っている。これから、定常状態に対して、鉛直断面で平均した諸量の輸送方程式は次のように表される。

質量輸送方程式：

$$U = -\frac{M_x}{\rho(d + \bar{\eta})} \quad (1)$$

運動量輸送方程式：

$$\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} = -\rho g(d + \bar{\eta}) \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} \quad (2)$$

エネルギー輸送方程式：

$$\frac{\partial}{\partial x}(Ec_g + UE + US_{xx}) = \epsilon \quad (3)$$

ここで、オーバーバーは波一周期の平均を取ることを意味し、それぞれの断面平均量は以下のように定義される。

M_x ：波による質量輸送

$$M_x = \int_{-d}^{\eta} \rho u' dz$$

S_{xx} ：ラジエーションストレス

$$S_{xx} = \int_{-d}^{\eta} (\rho u'^2 + p) dz - \frac{1}{2} \rho (d + \bar{\eta})^2 - \frac{M_x^2}{\rho(d + \bar{\eta})}$$

$E = E_p + E_k$ ：波の全エネルギー、 E_p ：位置エネルギー、

E_k ：運動エネルギー

$$E_p = \frac{1}{2} \rho g (\eta - \bar{\eta})^2$$

$$E_k = \frac{1}{2} \rho \int_{-d}^{\eta} (u'^2 + w^2) dz$$

F_x ：エネルギーフラックス

$$F_x = \rho \int_{-d}^{\eta} u' \left\{ \frac{1}{2} (u'^2 + w^2) + g(z - \bar{\eta}) + \frac{p}{\rho} \right\} dz$$

* 正会員 工修 建設省中部地方建設局

** 正会員 工博 東北大学助教授 工学部土木工学科

(3) 無次元化

以後の解析の見通しを良くするために、線形理論の諸量を使って、次のように無次元化しておく。

$$M_x^* = \frac{\sqrt{g(d+\eta)} M_x}{\rho g H^2} \dots\dots\dots (4)$$

$$E^* = \frac{E}{\rho g H^2} \dots\dots\dots (5)$$

$$S_{xx}^* = \frac{S_{xx}}{\rho g H^2} \dots\dots\dots (6)$$

$$F_z^* = \frac{F_z}{\rho g H^2 c_0} \dots\dots\dots (7)$$

3. 実験方法

水理実験は図-2のような一定勾配水路を用いて行った。造波機前面にはフィルターを取り付け、造波板からの再反射に伴う波の変動を小さくし、定常的な波を生じさせるようにしている。この水路に規則波を伝播させ、定常状態に達した後測定を行った。

流速場はビデオカメラ、ストロボ、水素気泡発生装置を制御装置によって同期させ、気泡のタイムラインを写し込み、それを画面上で読み取ることにより測定した。この方法では気泡が多量に混入している領域では測定できないが、測定可能範囲はレーザー流速計とほぼ同じである。また波形の測定は容量式波高計によって行った。

本研究においては、波形勾配を変えた2種類のケースで実験を行っている。それぞれの実験条件を表-1に示す。

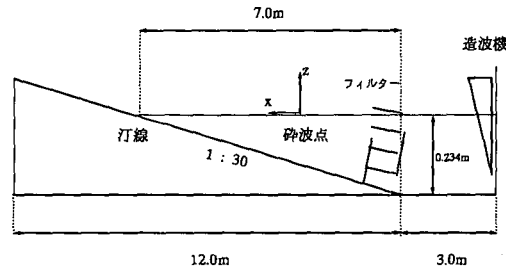


図-2 実験水路

表-1 実験条件

実験ケース	A	B
斜面勾配	1/30	1/30
周期	1.63 s	1.95 s
沖波波形勾配	0.0315	0.0140
砕波帯幅	2.70 m	3.45 m
砕波水深	0.090 m	0.115 m
砕波波高	0.096 m	0.117 m

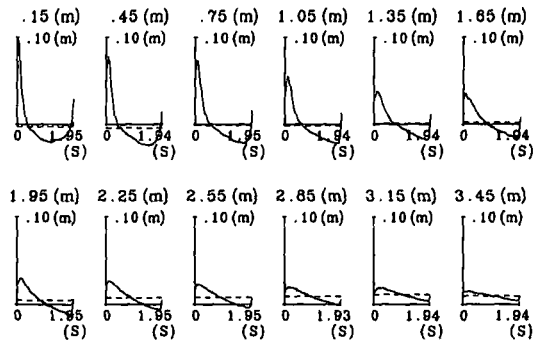


図-3 波形の変化 (実験 B)

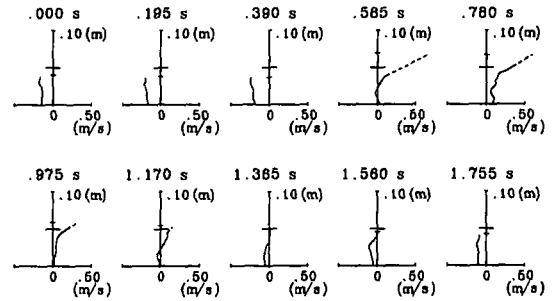


図-4 流速分布 (実験 B, x=2.25 m)

4. 実験結果

まず最初に、波形の特徴を図-3に示す。この波形は波がほぼ定常になった後、20波分の位相平均を取ったものである。砕波点では前面が切り立っており、後面は平均水面を境に水面勾配が変化している。しかし、波が進行して汀線近くに達すると後面の水面勾配が一定となってくる。いずれも砕波帯内での波形は非対称性が顕著であることが分かる。

次に流速分布の例を図-4に示す。このデータは4波分の波について位相平均を取ったものである。また、測定できなかった水面付近の流速は、砕波の前面が波速に等しいという仮定で直線的に補外している。この図において実線は実際に測定した流速、点線は補外した流速を表す。この図より砕波の前面が通過した直後、水面付近の正の向きの流速が大きくなり分布に大きな勾配が出来ることが分かる。しかし、水位が平均水位を下回ると、流速は負の向きになり分布はほぼ一様となる。

5. 修正段波モデルの提案

砕波後の諸量を実験結果を参考にしてモデル化する。またモデル化した量を用いて基礎方程式を解き、モデルの精度を検討する。

前に述べたように、碎波点から進行するにつれて碎波の前面の乱れは段波状になるため、エネルギー減衰を段波を用いてモデル化する研究が数多くなされている。このモデルは力学的な関係が比較的簡単な解析ですむ利点がある。そこで、本研究ではエネルギー逸散係数だけでなく、碎波の波形や流速分布を段波に近似し、モデル化を試みる。

(1) 波形の仮定

前節で述べた波形の特徴を表すために、単一のパラメータ λ を用いて図-5のように波形をモデル化した。波の前面は不連続で、ここでエネルギーが逸散しており、後面も実波形に近似した。

次に、碎波帯内での λ の変化を実験結果から整理したのが、図-6であり、A, B 両実験ケースで、ほぼ同じ直線にのることがわかる。この回帰式は、

$$\lambda = 0.362 \frac{x}{x_B} + 0.170 \quad \cdots \cdots (8)$$

となる。

(2) 断面平均流速と水面変位

非線形の長波理論において、進行波の水粒子速度 v と水面変位の関係は次のようになる。

$$v = 2(\sqrt{g(d+\eta)} - \sqrt{g(d+\bar{\eta})}) \quad \cdots \cdots (9)$$

そこで、碎波帯におけるこれらの関係を調べるため、次式で定義される位相 γ との断面平均流速 U_A を計算し

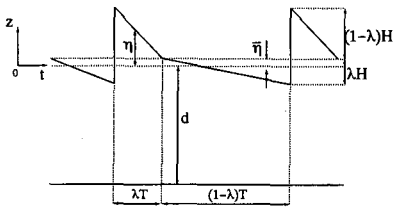


図-5 修正段波モデルの波形

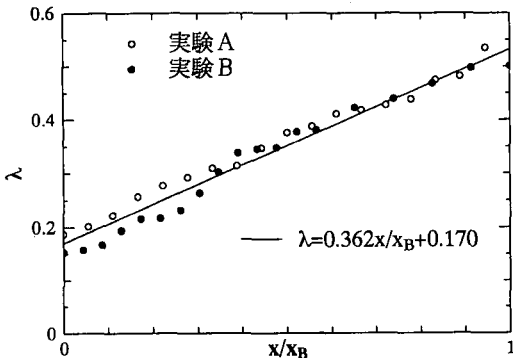


図-6 γ の変化

た。

$$U_A = \frac{1}{d+\eta} \int_{-d}^{\eta} u' dz \quad \cdots \cdots (10)$$

実験から得られた断面平均流速 U_A を非線形理論と比較したのが図-7である。これを見てわかるように、両者は非常に近い相関がある。他の位置や実験でもほぼ同じ傾向を示す。そこで次のような仮定をする。

$$U_A = 2(\sqrt{g(d+\eta)} - \sqrt{g(d+\bar{\eta})}) \quad \cdots \cdots (11)$$

長波理論では水平流速は z 方向に一定である。しかし、碎波帯における流速分布は水位の高い位相では碎波の前面が通過しているため、水面付近の流速が非常に大きく、 z 方向に一定という仮定は無理がある。そこで、より現実に近い流速分布を以下に仮定する。

まず、碎波の前面が来る一番水面が高くなる時水面流速が波速とほぼ等しいと考える。この碎波の前面の影響は実験値から見てトラフ付近までであり、そこまでは直線的に流速が減っていると仮定できる。

次に時間的に碎波の前面の影響が続くのは実験値を参考にとすると、水位が平均水位に等しくなると仮定して良く、同じように直線的に減少すると考える。それ以外では、流速はほぼ鉛直方向に一定という仮定を用いる。

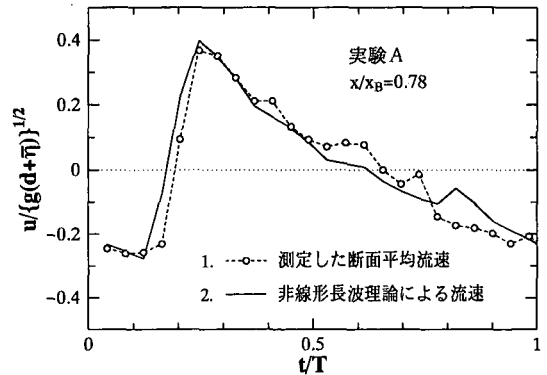


図-7 断面平均流速 U_A の経時変化

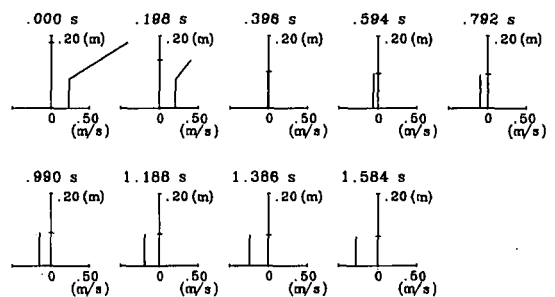


図-8 流速分布のモデル

以上の仮定から求めた流速分布のモデルが図-8である。

(3) 平均量の変化

以上の波形と流速分布の仮定を用いて、定義に従い平均量を計算し、 λ についてまとめた(図-9, 図-10)。平均量は実際には波高水深比のにも依存しているが、実験より碎波帯内では波高水深比は1.0程度であり変化しないことがわかっているので、今回のモデル化では、平均量は λ のみの関数として考える。以下に各平均量の近似式を示す。

$M_x^* = 0.13\lambda + 0.054$ (12)

$S_{xx}^* = -0.47\lambda^2 + 0.29\lambda + 0.065$ (13)

$E_p^* = -0.16\lambda^2 + 0.15\lambda + 0.011$ (14)

$E_k^* = -0.15\lambda^2 + 0.11\lambda + 0.055$ (15)

$F_x^* = -0.50\lambda^2 + 0.30\lambda + 0.080$ (16)

(4) エネルギー逸散率

水深 d_2 から d_1 まで ($d_2 > d_1$) の段波の単位幅当たりのエネルギー逸散率 D' は次式で表される。

$$D' = \frac{1}{4} \rho g (d_2 - d_1)^2 \left\{ \frac{g(d_1 + d_2)}{2d_1 d_2} \right\}^{\frac{1}{2}}$$

この式を碎波のエネルギー逸散率に適用する。まず、

十分発達した碎波では上式における水深の差 ($d_2 - d_1$) は波高 H で置き換えられる。また、単位面積当たりの平均エネルギー逸散率にするため、波長 L で割り、近似式

$$d \doteq \sqrt{d_1 d_2} \doteq (d_1 + d_2)/2$$

を用いると ε は次のようになる。

$$\varepsilon = \frac{1}{4} \rho g \frac{H^3}{d} \dots\dots\dots (17)$$

碎波帯の内領域におけるエネルギー減衰がこの式でよく近似できることは従来の研究から明らかになっている。しかしこれをこのまま外領域に適用すると実際の波高変化と大きはずれが生じる。この理由は外領域における段波波高の過大評価だと考えられる。そこで、Le Méhauté (1962) の考え方にない、エネルギー逸散が生じている部分の高さは碎波点で急に波高と同じになるのではなく、外領域で徐々に大きくなっていくという考えを用いる。今回は真野 (1994) と同様に、外領域での乱れ部分の高さが碎波点からの距離の4乗に比例するという仮定を行う。外領域は従来の研究や本研究の実験から、碎波水深の8倍とする。

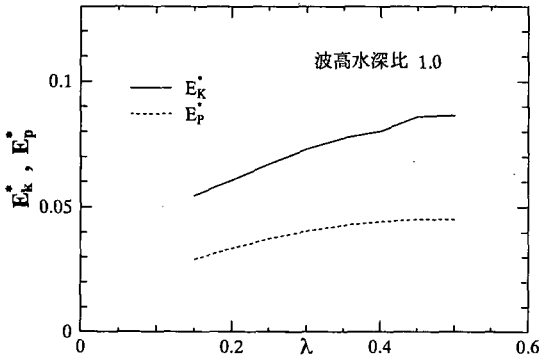


図-9 エネルギーの変化

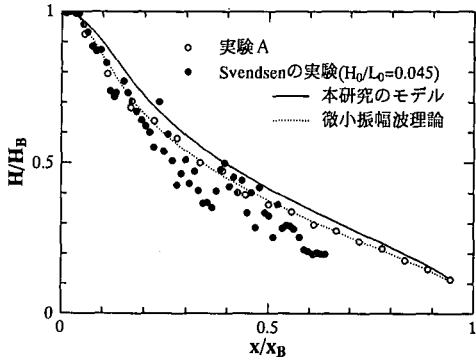


図-11 波高の変化 (実験 A)

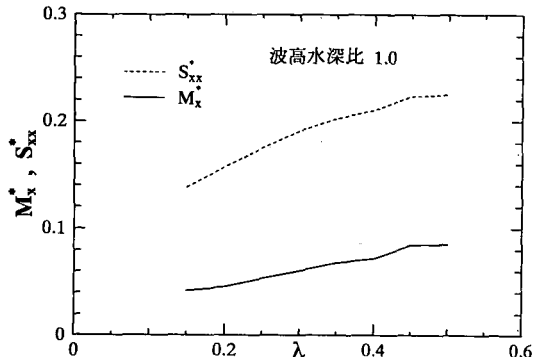


図-10 M_x^* と S_{xx}^* の変化

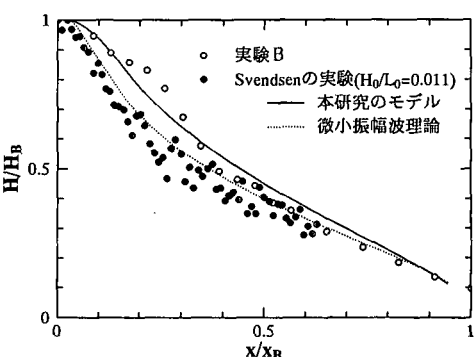


図-12 波高の変化 (実験 B)

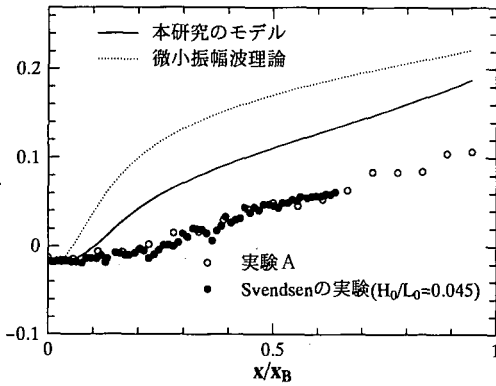


図-13 平均水面の変化 (実験 A)

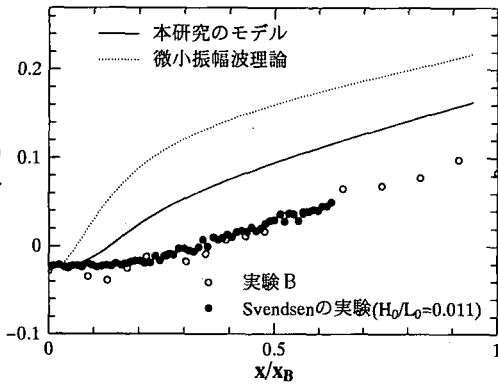


図-14 平均水面の変化 (実験 B)

6. 数値計算例

これまでに述べてきた諸量のモデルを用いて運動量、エネルギーの輸送方程式を解き、波高と平均水面について実験と比較してモデルの精度を検討する。これらの式に平均量の関係式 (12)～(16) および、前節で求めたエネルギー逸散係数を代入し、Runge-Kutta-Gill 法で解く。この計算および線形理論で計算した波高

と平均水面の変化を図-11～図-14 に示す。比較のため本研究の実験値と、実験条件の比較的近い Svendsen (1984) の実験値も表示する。

まず最初に、波高についてみると、計算方法にかかわらずほとんど同じような変化を示し、どちらも良く実験値に一致している。これはエネルギー逸散の項が支配的であるためと考えられる。

次に平均水面については、実験値では碎波直後に勾配が水平となる領域が存在している。本モデルは線形理論に比べ水平な部分が長く、全体的に実験値に近づいている。

7. 結 言

本研究では波形と流速の測定により、碎波帯内で波の非対称性と非線形性が顕著に現れることを確認した。そして、これらの特性を取り入れることにより、段波モデルをより実現象に近似するように改良した。この2つの効果は特に碎波直後の領域で大きな影響を持ち、平均水面の変化を線形理論に比べて精度良く計算出来ることが示された。

謝辞：本研究を行うにあたり、文部省科学研究費（一般研究 B）、河川整備基金研究助成金、および小川記念基金の補助を受けたことを付記し、感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 本間 仁監修, 堀川清司編 (1991): 海岸環境工学, 東京大学出版会, 583 p.
- 真野 明 (1994): 碎波のモデル化, 海岸波動, 土木学会海岸工学委員会編, pp. 79-87.
- Le Méhauté, B. (1962): On non-saturated breakers and wave run-up, Proc. 8th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp. 77-92.
- Phillips, D. H. (1977): The Dynamics of the Upper Ocean, Cambridge Univ. Press, 336 p.
- Svendsen, I. A. (1984): Wave height and set-up in a surf zone, Coastal Engineering, 8, pp. 303-329.