

独立行政法人港湾空港技術研究所

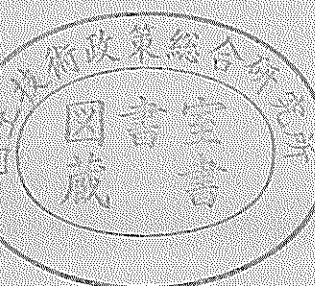
港湾空港技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND AIRPORT RESEARCH
INSTITUTE

VOL.42 NO.2 June 2003

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN

INDEPENDENT ADMINISTRATIVE INSTITUTION,
PORT AND AIRPORT RESEARCH INSTITUTE



港湾空港技術研究所報告 (REPORT OF PARI)

第 42 卷 第 2 号 (Vol. 42, No. 2), 2003 年 6 月 (June 2003)

目 次 (CONTENTS)

1. グリーンベルトを用いた南太平洋地域の津波対策
..... 平石 哲也・原田 賢治 3
(Greenbelt Tsunami Prevention in South-Pacific Region
..... Tetsuya HIRAISHI, Kenji HARADA)
2. 時間発展型擬似段波モデルに基づく砕波モデルの開発
..... 平山 克也・原 信彦 27
(A Simple Wave Breaking Model with Quasi-Bore Model in Time Domain
..... Katsuya HIRAYAMA, Nobuhiko HARA)
3. SCP 改良地盤における水平抵抗特性
..... 北詰 昌樹・高橋 英紀・竹村 慎治 47
(Experimental and Analytical Studies on Horizontal Resistance of Sand Compaction Pile Improved Ground
..... Masaki KITAZUME, Hidenori TAKAHASHI, Shinji TAKEMURA)
4. 粘土地盤中の根入れ基礎の鉛直支持力に関する遠心載荷模型実験と解析
..... 中村 健・北詰 昌樹 73
(CENTRIFUGE MODEL TESTS AND STRESS CHARACTERISTICS ANALYSES ON VERTICAL BEARING
CAPACITY OF EMBEDDED SHALLOW FOUNDATION
..... Takeshi NAKAMURA, Masaki KITAZUME)
5. 斜め組杭式棧橋の地震時挙動に関する数値解析と耐震性能照査法の提案
横田 弘・濱田 純次・大熊 弘行・杉澤 政敏・芥川 博昭・津國 正一・佐藤 博 87
(Numerical Analysis on Dynamic Behavior of an Open Type Wharf on Coupled Raking Steel Piles During Earthquakes
... Hiroshi YOKOTA, Junji HAMADA, Hiroyuki OHKUMA, Masatoshi SUGISAWA, Hiroaki AKUTAGAWA,
Shouichi TSUKUNI, Hiroshi SATO)
6. ASR が発生したコンクリートの特性および内部鉄筋ひずみとコンクリート表面ひずみの関係
..... タレク ウディン モハメッド・濱田 秀則・山路 徹 133
(Concrete Properties and Relationship Between Surface Strain and Strain Over the Steel Bars of ASR Affected
Concrete Members
..... Tarek Uddin MOHAMMED, Hidenori HAMADA, Toru YAMAJI)

7. スラグセメントを用いたコンクリートの海洋環境下における長期耐久性
 …… タレク ウディン モハメッド・濱田 秀則・山路 徹 …… 155
 (Long-term Durability of Concrete Made with Slag Cements Under Marine Environment
 …… Tarek Uddin MOHAMMED, Hidenori HAMADA, Toru YAMAJI)
8. 久里浜湾における越波被災の要因と特性
 - ナウファスを用いた臨海部の越波災害予知法の構築 -
 …… 安田 誠宏・服部 昌樹・平石 哲也・平山 克也・永井 紀彦・小川 英明 …… 193
 (Damage Cause and Characteristics of Wave Overtopping in Kurihama Bay
 -Establishment of the Estimation Method for Wave Overtopping Damage Applying NOWPHAS-
 …… Tomohiro YASUDA, Masaki HATTORI, Tetsuya HIRAIISHI, Tosihiko NAGAI, Hideaki OGAWA)
9. コンテナクレーンの耐震性向上に関する研究
 - 免震コンテナクレーンの開発 -
 …… 菅野 高弘・芝草 隆博・藤原 潔・徳永 耕一・榎本 洋二・藤木 友幸 …… 221
 (Study on the Seismic Performance of Container Crane
 -Development of the Container Crane with Isolation System-
 …… Takahiro SUGANO, Takahiro SHIBAKUSA, Kiyosi FUJIWARA, Koichi TOKUNAGA, Yoji MAKIMOTO,
 Tomoyuki FUJIKI)
10. 羽田空港の地震動特性に関する研究
 (第2報) スペクトルインバージョンによるサイト特性
 …… 野津 厚・佐藤 陽子・菅野 高弘 …… 251
 (Characteristics of Ground Motions Observed at Haneda Airport
 (Second Report) Site Amplification Factors
 …… Atsushi NOZU, Yoko SATO, Takahiro SUGANO)
11. 直立部に消波構造を用いた新しい高基混成堤の開発
 - 水理特性および耐波安定性に関する実験的研究 -
 …… 下迫 健一郎・高橋 重雄 …… 285
 (Development of a New Type High Mound Composite Breakwater
 -Experimental Study on Hydraulic Characteristics and Stability against Waves-
 …… Kenichiro SHIMOSAKO, Shigeo TAKAHASHI)

時間発展型擬似段波モデルに基づく砕波モデルの開発

平山 克也*・原 信彦**

要 旨

水面の運動学的境界条件を満足するブジネスク方程式によって砕波現象のメカニズムを直接記述することは不可能である。一方、実務において実施される波浪変形計算では、砕波現象自体を解析することよりもむしろ、砕波が周辺の波・流れ場に与える影響を定量化することが重要である。そこで、浅海域における波浪変形計算に多用されるブジネスクモデルにおいて砕波の有無を判定し、砕波によるエネルギー減衰の効果を計算結果に反映させることを目的とした砕波モデルがいくつか提案されている。しかし、これらの砕波モデルは波速、波向やそれらに対応した海底勾配、あるいは経験的に設定される不確定値などを必要とするため、その適用範囲は対象とした砕波変形に限られることが多い。そこで本研究では、砕波減衰量を調整する不確定なパラメータを必要としない客観的な1次元砕波モデルを開発した。

新たな砕波モデルでは、鉛直方向圧力勾配を用いた砕波判定法によって、進行波と部分重複波の砕波を統一的に判定することを試みた。また、砕波によるエネルギー減衰に関しては、跳水によるエネルギー逸散量が解析的に得られることを利用して、進行波と部分重複波の砕波による波エネルギー減衰を客観的に定量化することを試みた。断面水路における砕波実験を対象として、それらの再現計算を実施したところ、新たな砕波モデルは、1次元伝播計算において、砕波位置での水位変動や流速変動、および砕波帯周辺の波高分布や平均水位分布などを精度良く再現することが確認された。また、不規則波の砕波波高は、合田の砕波による波高分布モデルと良く一致した。

一方、合田(2002)による段階的砕波モデルに比べ本砕波モデルは、深海域や勾配が非常に緩やかな斜面上での砕波判定が不十分であることが判明した。そこで、本砕波モデルに対し補助的に山田・塩谷(1968)の砕波限界曲線による砕波判定を導入したところ、勾配1/10~1/100の一樣斜面上の砕波変形を精度良く再現することが確認された。しかしながら、バー・トラフ地形の逆勾配斜面上で見られる波減衰を定量的に表現するまでには至らなかった。

キーワード：ブジネスク方程式、砕波、鉛直方向圧力勾配、跳水、進行波、部分重複波

* 海洋・水工部主任研究官

** 海洋・水工部波浪研究室研修生

〒239-0826 横須賀市長瀬3-1-1 独立行政法人港湾空港技術研究所
電話：0468-44-5042 Fax：0468-41-3888 e-mail:hirayama@pari.go.jp

A Simple Wave Breaking Model with Quasi-Bore Model in Time Domain

Katsuya HIRAYAMA*
Nobuhiko HARA**

Synopsis

The Boussinesq model is widely employed to estimate non-linear wave transformation in shallow water. Reproduction of wave breaking phenomenon is done in the Boussinesq equation model with some approximation because the model obeys kinematics-boundary conditions for the continuous water surface. On the other hand, the wave and current deformation in the vicinity of the wave break point is more important in practical usage than wave breaking mechanism at a local point.

In this study, the wave breaking model that doesn't depend on a bottom slope and the wave direction, and judges the occurrence of wave breaking more simply is suggested. The wave energy loss due to wave breaking is estimated with high accuracy in the new model. This model employs the judging function that vertical water pressure gradient decreases at wave breaking point. The energy loss due to wave breaking is estimated in a bore model that may reproduce the pressure head variation in an open channel. To apply the bore model to the wave transformation model in the Boussinesq equation which reproduces time-dependent water surface variation, we assume that the energy loss due to hydraulic jump bore in the small space and at a short time becomes the same to the wave energy loss in breaking during on unit of time.

The simulation results are validated in the breaking wave experiment in a long wave tank. The newly developed wave breaking model is applicable to evaluate energy loss in the Boussinesq equation. The estimated distribution of breaking wave height in irregular wave propagation agreed well with that of wave height by Goda's model.

This model, however, can not reproduce the wave breaking on offshore and on a gentle slope due to under estimating the breaker index. The improved wave breaking model is added another breaker index proposed by Yamada and Shiotani (1968). Consequently, distribution of wave height after breaking on a gentle slope agreed well with that of wave height calculated by the gradational breaking model proposed by Goda (2002). The wave energy loss due to wave breaking on the bar-type beach was not estimated with the improved model acquire sufficient accuracy.

Key Words: Boussinesq equation, wave breaking, vertical water pressure gradient,
hydraulic jump bore, wave breaking, progress waves, standing waves

* Senior Researcher, Marine Environment and Engineering Department

** Trainee, Wave Division, Marine Environment and Engineering Department

3-1-1 Nagase, Yokosuka, 239-0826 Japan Port and Airport Research Institute, Independent Administrative Institution
Phone : +81-46-8445042 Fax : +81-46-8413888 e-mail:hirayama@pari.go.jp

目 次

要 旨	27
1. まえがき	31
2. 新たな砕波モデルの構築	31
2.1 砕波判定法	31
2.2 時間発展型擬似段波モデル	32
3. 模型実験および数値計算の条件設定	33
3.1 砕波判定に関する検討	35
3.2 数値計算における反射率の再現性	37
4. 砕波に関するモデルの検証	37
4.1 進行波の砕波に関するモデルの検証	37
4.2 部分重複波の砕波に関するモデルの検証	40
5. 深海域・緩勾配斜面およびパー・トラフ地形での斜面に関するモデルの検証	40
5.1 補助的な砕波判定法の導入	40
5.2 有義波高の算定法に関する検討	41
5.3 深海域および緩勾配斜面上の砕波計算	42
5.4 パー・トラフ地形上の砕波計算	43
6. 結論	44
7. あとがき	44
謝辞	44
参考文献	44
記号表	44
付録	45

1. まえがき

水面の運動学的境界条件を用いて導かれたブジネスク方程式によって砕波現象のメカニズムを直接記述することは困難である。一方、実務において実施される波浪変形計算では、砕波現象自体を解析することよりもむしろ、砕波が周辺の波・流れ場に与える影響を定量化することが重要である。そこで、浅海域における波浪変形計算に多用されるブジネスクモデルにおいて砕波の有無を判定し、砕波によるエネルギー減衰の効果を計算結果に反映させることを目的とした砕波モデルがいくつか提案されている。例えば、Watanabe et al. (1984) は、一周期間の流量フラックスの計算値から得られる最大水粒子速度と波速の比を砕波判定指標とした砕波判定を行い、砕波と判定される場合には、運動式に、運動量の拡散項を付加して、砕波によるエネルギー減衰を表現している。また、拡散項に乗じる渦動粘性係数は一周期の流量フラックスの振幅や平均水位、海底勾配などから算出している。これらのモデルでは、砕波変形の算定に際し、波速、波向やその方向に対する海底勾配、あるいは経験的に設定される不確定値などを必要とすることとなり、実海域で見られるさまざまな砕波形態を汎用的かつ客観的に捉えるモデルとはなっていない。

そこで本研究では、海底勾配や数値計算内で算定することが困難な物理量などに依存せず、砕波の発生や砕波による波エネルギー減衰を客観的に算定する砕波モデルを開発した。この砕波モデルは、水表面の鉛直方向圧力勾配値が、砕波直前から急激に減少し、砕波時には、ほぼ0に近づくことを利用した砕波判定法（灘岡ら、1996）と、開水路非常常流の段波によるエネルギー逸散が砕波によるエネルギー減衰に類似していることを利用した砕波減衰項（例えば、岩垣ら、1981）からなる。特に、砕波減衰項に関しては、時間発展型の波動モデルに適用するために、「非定常な砕波現象における単位時間あたりのエネルギー減衰量が、ある微小時間および微小空間における跳水によるエネルギー損失に等しい」と仮定して、時間領域に適用可能な擬似段波モデルを開発した。さらに、断面水路を用いて行った、進行波および部分重複波の砕波に関する模型実験結果を用いて、両者の砕波形態を統一的に取り扱うことができる新たな砕波モデルの計算精度を検証した。

一方、深海域や勾配が非常に緩やかな斜面上では、本砕波モデルによる砕波判定の精度が不十分であったため、補助的に、山田・塩谷（1968）の砕波限界曲線による砕波判定を導入した。そして、一様勾配斜面やパー・トラ

フ地形の逆勾配斜面上の砕波計算を実施し、合田（2002）による段階的砕波モデルによる計算結果との違いを検討した。

2. 新たな砕波モデルの構築

2.1 砕波判定法

灘岡ら（1996）は、自由表面における鉛直方向のオイラーの運動方程式を変形し、仮定を一切導入することなく、水位変動 η と表面流速 u_s のみを用いた断面2次元の鉛直方向の圧力勾配式(1)を誘導した。

$$-\frac{\partial p}{\partial z}\Big|_{z=\eta} = g + \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + u_s^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + 2u_s \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} + \frac{\partial u_s}{\partial t} \frac{\partial \eta}{\partial x} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (1)$$

また、彼らによる砕波実験では、ビデオカメラで撮影された画像をデジタル化し、自由表面の時間変動と、それを利用して求めた自由表面流速を計測している。そして、実験より得られた自由表面変動と鉛直方向圧力勾配から、圧力勾配が急激に変化し、やがてほぼ0に近づいたところで砕波が発生することを確認している。このような砕波判定法は、時間発展型の波動モデルにおいて砕波の発生を客観的に知る上で極めて有効である。本研究においても、彼らにならい、鉛直方向圧力勾配による砕波判定法を採用した。ただし、強非線形な水位変動 η と表面流速 u_s は、弱非線形、弱分散性のブジネスク方程式によっては厳密に算定されないため、鉛直方向の断面2次元の圧力勾配式をブジネスク近似の圧力方程式(2)から以下のように求めた。

$$p = \rho g(\eta - z) + \rho \left\{ z \nabla h \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{M}{D} \right) + \frac{1}{2} (2zh + z^2) \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} \left(\frac{M}{D} \right) \right\} \quad (2)$$

式(2)を鉛直方向に偏微分すると、自由表面での鉛直方向圧力勾配は式(3)のように表せる。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}\Big|_{z=\eta} = g - \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{M}{D} \right) - \frac{\partial^2}{\partial t \partial x} \left(\frac{M}{D} \right) \quad (3)$$

さらに、全水深 D を定数とみなし、移流項と分散項を無視した運動方程式から得られる関係式を利用すると、式(3)は時間微分項を含まない式(4)に置換される。

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=\eta} = g \left(1 + \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + D \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} \right) \quad (4)$$

式(4)では砕波判定と砕波減衰を同時刻で考慮することが可能となる。しかし、移流項と分散項を無視した運動方程式をから得られる関係式を用いているために、式(3)に比べ、波の非線形性に対する記述精度が劣化していると考えられる。そこで、後述する検証計算では、式(3)、(4)による砕波判定の精度を比較して、より望ましい砕波判定式を選択した。

2.2 時間発展型擬似段波モデル

砕波による波エネルギー減衰量を客観的に定量化する砕波減衰項を得るために、本研究では、開水路定常流の跳水によるエネルギー逸散量が、跳水区間における連続式(5)、運動量保存則(6)およびエネルギー保存則(7)から定式化されることに着目した。

$$D_1(\bar{u}_1 - c) = D_2(\bar{u}_2 - c) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \rho D_2(\bar{u}_2 - c)^2 - \rho D_1(\bar{u}_1 - c)^2 \\ = \int_{h_1}^{\eta_1} p_1 dz - \int_{h_2}^{\eta_2} p_2 dz - \int_{h_1}^{\eta_0} p_0 dz + \int_{h_2}^{\eta_0} p_0 dz \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{1}{2g}(\bar{u}_1 - c)^2 + \frac{P_1}{\rho g} + y_1 = \frac{1}{2g}(\bar{u}_2 - c)^2 + \frac{P_2}{\rho g} + y_2 + \Delta E \quad (7)$$

これが非定常な砕波現象における単位時間あたりのエネルギー減衰量に等しいと仮定する。一方、跳水区間は、砕波点前後の水面勾配の変曲点に挟まれた区間として定義した。したがって、跳水区間長 L は空間格子間隔 Δx を用いて $L = m\Delta x$ (m は自然数)と表される。ただし、式(5)~(7)は、跳水区間内の微小区間 Δx においても近似的に成り

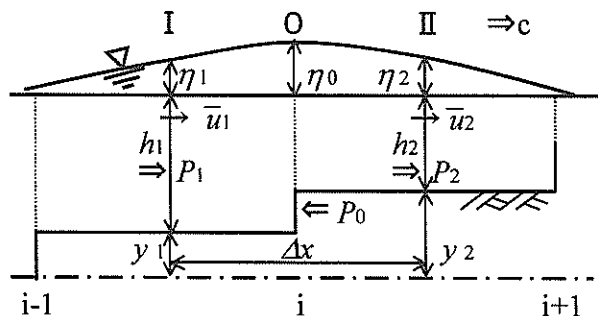


図-1 時間発展型擬似段波モデルの模式図

立つことが仮定されている。図-1に、時間発展型擬似段波モデルの模式図を示す。添え字の1, 2はそれぞれの位置を表している。また、式(7)は断面平均流速を含む流線において成り立つ。このような砕波減衰モデルを本研究では時間発展型擬似段波モデルと定義する。

式(5)~(7)より、砕波によるエネルギー減衰量 ΔE が式(8)のように導かれる。

$$\Delta E = \frac{1}{\rho g} \frac{D_0}{D_1 D_2} (P_1 - P_2 + P_0) - \frac{P_2 - P_1}{\rho g} + h_2 - h_1 \quad (8)$$

ここで、

$$D_0 = \frac{1}{2}(D_1 + D_2), \quad P_1 = \int_{h_1}^{\eta_1} p_1 dz, \quad P_2 = \int_{h_2}^{\eta_2} p_2 dz,$$

$$P_0 = - \int_{h_1}^{\eta_0} p_0 dz + \int_{h_2}^{\eta_0} p_0 dz$$

である。

次に、式(2)を式(8)に代入し、圧力 p を消去する。ここで、式(8)の右辺第2項から得られる式に含まれる z は、エネルギー保存則(7)が成り立つ流線の深さを意味し、ブジネスク方程式の線形分散関係を用いて、以下のように求めることができる。

本研究で用いたMadsen型のブジネスク方程式の分散関係は式(9)で表される。ここで、 B は分散項に対する補正項であり、本研究では、 $B=1/15$ である。

$$\frac{C^2}{gh} = \frac{1 + B(kh)^2}{1 + (1/3 + B)(kh)^2} \quad (9)$$

一方、Nwogu型のモデルの分散関係は、式(10)で表される。また、 α は式(11)で定義されている。

$$\frac{C^2}{gh} = \frac{1 - (\alpha + 1/3)(kh)^2}{1 - \alpha(kh)^2} \quad (10)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\frac{z}{h} \right)^2 + \left(\frac{z}{h} \right) \quad (11)$$

式(9)、(10)の比較から α と B の関係式が得られ、さらに、これを式(11)に代入することにより、式(9)の分散関係を満足する水深 z を得ることができる。これは、Madsen型のブジネスク方程式に対して定義される断面平均流速の鉛直深さに相当する。したがって、 $B=1/15$ のとき、 $z=-0.553h$

と求められる。

一方、砕波減衰項は、断面2次元の運動方程式に対して式(12)左辺第4項のように導入され、式(8)を代入して得られる砕波減衰項の差分式は、式(13)のようになる。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{M^2}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} + gD \frac{\Delta E}{L} = \left(B + \frac{1}{3} \right) h^2 \frac{\partial^3 M}{\partial t \partial x^2} + Bgh^3 \frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} \quad (12)$$

$$gD \frac{\Delta E}{L} = (I_1 + J_1 + K) \frac{M_{i-1}^{n+1}}{D_i^{*n+1}} + (I_2 + J_2 - 2K) \frac{M_i^{n+1}}{D_i^{*n+1}} + (I_3 + J_3 + K) \frac{M_{i+1}^{n+1}}{D_{i+1}^{*n+1}} - (I_1 + J_1 + K) \frac{M_{i-1}^n}{D_i^{*n}} - (I_2 + J_2 - 2K) \frac{M_i^n}{D_i^{*n}} - (I_3 + J_3 + K) \frac{M_{i+1}^n}{D_{i+1}^{*n}} + \left(\frac{D_i^* h_i}{D_{i-1/2}^* D_{i+1/2}^*} - 1 \right) gD_i^* \frac{\eta_{i+1/2}^n - \eta_{i-1/2}^n}{L} + g \frac{D_i^*}{L} (h_{i+1/2} - h_{i-1/2} + z_{i+1/2} - z_{i-1/2}) \quad (13)$$

ここで、

$$I_1 = \frac{D_i^{*2}}{D_{i-1/2}^* D_{i+1/2}^* L} \left\{ \frac{h_{i-1/2}^2}{4\Delta t \Delta x} (h_i - h_{i-1}) - \frac{h_{i-1/2}^3 + h_{i+1/2}^3}{6\Delta t \Delta x} \right\}$$

$$I_2 = \frac{D_i^{*2}}{D_{i-1/2}^* D_{i+1/2}^* L} \left\{ \frac{h_{i-1/2}^2}{4\Delta t \Delta x} (h_i - h_{i-1}) - \frac{h_{i+1/2}^2}{4\Delta t \Delta x} (h_{i+1} - h_i) - \frac{h_{i-1/2}^2 - h_{i+1/2}^2}{2\Delta t \Delta x} (h_{i+1/2} - h_{i-1/2}) + \frac{h_{i-1/2}^3 + h_{i+1/2}^3}{3\Delta t \Delta x} \right\}$$

$$I_3 = \frac{-D_i^{*2}}{D_{i-1/2}^* D_{i+1/2}^* L} \left\{ \frac{h_{i+1/2}^2}{4\Delta t \Delta x} (h_{i+1} - h_i) + \frac{h_{i-1/2}^3 + h_{i+1/2}^3}{6\Delta t \Delta x} \right\}$$

$$J_1 = \frac{D_i^*}{L} \frac{z_{i-1/2}}{2\Delta t \Delta x} \{ (h_i - h_{i-1}) - (2h_{i-1/2} + z_{i-1/2}) \}$$

$$J_2 = \frac{D_i^*}{L} \frac{z_{i-1/2}}{2\Delta t \Delta x} \{ (h_i - h_{i-1}) + (2h_{i-1/2} + z_{i-1/2}) \} - \frac{z_{i+1/2}}{2\Delta t \Delta x} \{ (h_{i+1} - h_i) - (2h_{i+1/2} + z_{i+1/2}) \}$$

$$J_3 = -\frac{D_i^*}{L} \frac{z_{i-1/2}}{2\Delta t \Delta x} \{ (h_{i+1} - h_i) + (2h_{i+1/2} + z_{i+1/2}) \}$$

$$K = g \frac{D_i^*}{L} \frac{\Delta t}{4\Delta x} \left(\frac{D_i^* h_i}{D_{i-1/2}^* D_{i+1/2}^*} - 1 \right)$$

であり、 D^* は連続式から陽的に得られる時刻 $t=n+1/2$ の仮の全水深である。また、変数の右下の添字は空間格子番号を、右肩の添字は時刻を表し、時刻 $t=n+1$ の変数は未知量、 $t=n+1/2$ 、 $t=n$ の変数は既知量であることを意味している。

3. 模型実験および数値計算の条件設定

不規則波造波装置（吸収造波機能付き）を有する全長35.0m、幅0.6m、深さ1.2mの水路を用いて砕波実験を行った。

進行波の砕波実験では、図-2に示すように、勾配を1/10、1/3の斜面岸側に延長4.0mの一樣水深部を設け、反射波の発生を極力抑えるために、水路端に消波工として長さ1.4mのヘチマロン（ポリプロピレン樹脂製、空隙率92.8%）（写真-1参照）を設置した。造波水深は $h=0.5\text{m}$ 一定とした。波浪条件は、表-1に示すように、それぞれ規則波4ケース、修正プレットシュナイダー・光易型の不規則波4ケースを、波高 $H=2.0\sim 10.0\text{cm}$ 、周期 $T=2.0\sim 3.0\text{s}$ の範囲で設定した。特に不規則波では、2種類の波群を作用させた。なお、一樣水深部の水深は0.1mであり、このとき得られた砕波形態は斜面勾配に関わらず、すべて巻き波砕波で

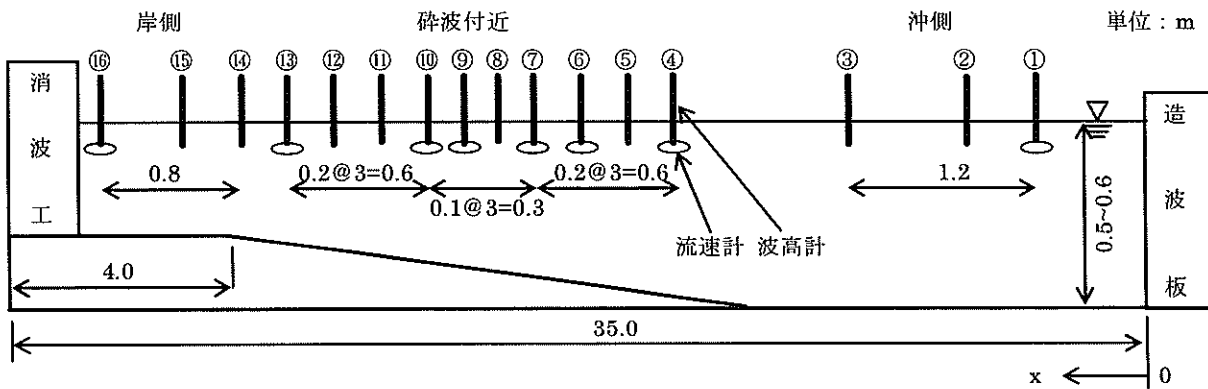


図-2 水路模型および計測機器配置

表-1 模型実験ケース

Case No.	勾配 s	波高 H(cm)	周期 T(s)	水深 h(cm)	波の種類	砕波形態
1	1/10	2.0	2.00	50.0	進行波	非砕波
2	1/10	8.0	3.00	50.0		巻き波砕波
3	1/10	10.0	2.00	50.0		巻き波砕波
4	1/3	2.0	2.20	50.0		非砕波
5	1/3	4.0	2.20	50.0		巻き波砕波
6	1/3	6.0	2.20	50.0		巻き波砕波
7	1/3	8.0	2.20	50.0		巻き波砕波
8	1/10	3.0	0.99	50.0	部分重複波	非砕波
9	1/10	4.0	0.99	50.0		非砕波
10	1/10	5.0	0.99	50.0		進行重複波
11	1/10	2.0	1.41	50.0		非砕波
12	1/10	3.0	1.41	50.0		重複波
13	1/10	4.0	1.41	50.0		重複波
14	1/10	1.0	1.41	60.0		非砕波
15	1/10	6.0	1.41	60.0		重複波
16	1/10	8.0	1.41	60.0		重複波

※不規則波の波高、周期は1/3有義波高、1/3有義波周期である。

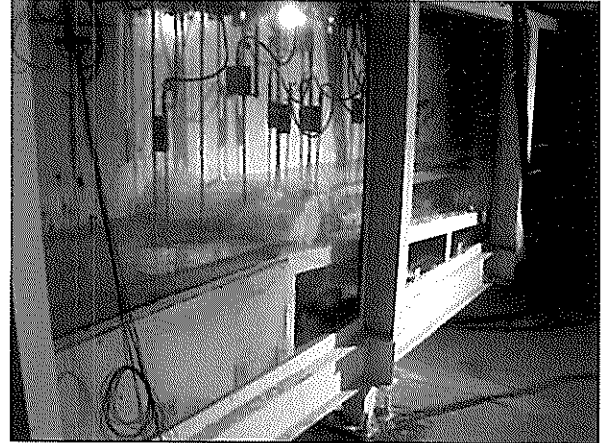


写真-3 進行波の砕波状況

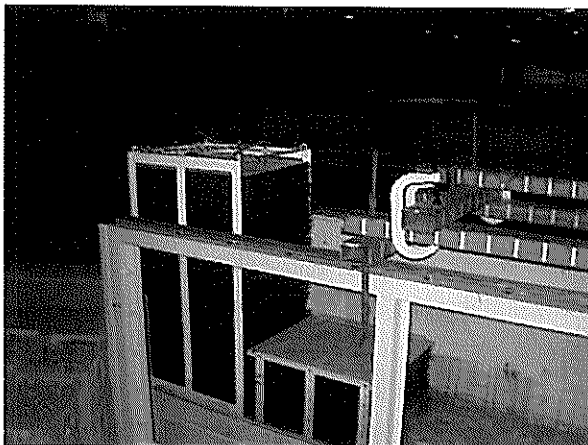


写真-1 ヘチマロン

(長さ1.4m, ポリプロピレン樹脂製, 空隙率92.8%)

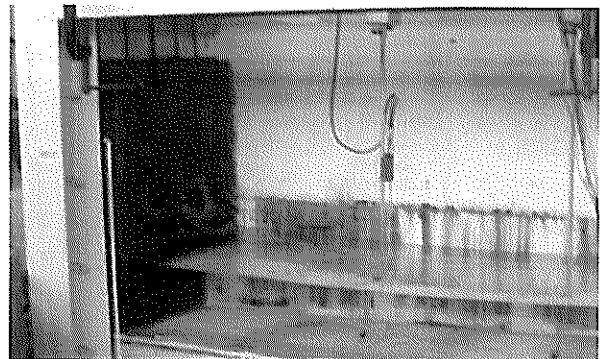


写真-4 ヘチマロン

(長さ0.4m, ポリプロピレン樹脂製, 空隙率92.8%)

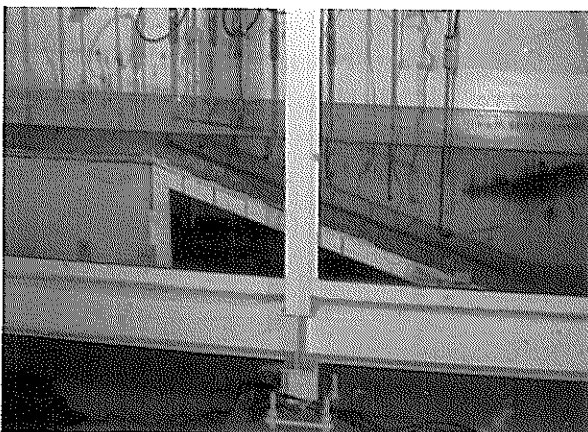


写真-2 斜面と計測機器



写真-5 部分重複波の砕波状況と計測機器

あった。模型実験の斜面と計測機器の設置状況は写真-2のようである。また、写真-3は進行波の砕波状況である。

一方、部分重複波の砕波実験では、斜面勾配1/10とし、すでに、図-2に示した、水路岸側の延長4.0mの一様水深部を利用して行った。砕波や反射による水槽内の波浪場の乱れを抑え、かつ部分重複波の形成に充分な反射波を生じさせるために、長さ0.1mのヘチマロン(写真-4参照)からなる消波工を岸側水路端の前面に設置した。造波水深は、 $h=0.5, 0.6\text{m}$ の2種類とし、波浪条件は、規則波9ケースを波高 $H=1.0\sim 8.0\text{cm}$ 、周期 $T=0.99, 1.41\text{s}$ の範囲で設定した。これらの模型実験ケースはすでに、表-1に示したとおりである。ただし、これらの実験ケースの中には、非砕波となる波浪条件を含んでいる。なお、部分重複波による砕波形態は、完全重複波のような水塊が鉛直方向に飛び出す砕波と、進行波的な斜め前方に水塊が飛び出す砕波の2種類が確認できた。写真-5には、部分重複波の砕波状況と計測機器を示す。

反射波および砕波の計測は、図-2に示す位置に容量式波高計、電磁流速計を設置して行った。波高計のうち沖側の3本と岸側の3本は、主に、入射波の検定および消波工による反射率の測定に用いた。そして、斜面勾配や、入射波浪条件の違いにより砕波位置が異なることから、残りの波高計は、目視により砕波位置を確認し、砕波位置が中心となるように、波高計10本、流速計6本を10~20cm刻みで密に配置することで、砕波点近傍における時間的、空間的な波形や流速を計測した。特に、波高計①、④、⑥、⑦、⑨、⑩、⑬、⑯とともに設置される流速計は、造波装置からの距離がそれぞれの波高計と同じになるように設置した。また、それらの設置水深は、Madsen型のブジネスク方程式に対して定義される断面平均流速の鉛直深さ(0.55 h (h :水深))を基本とした。なお、それぞれの計測機器のサンプリング間隔は0.05sとし、データ取得数は、規則波のケースで6,000、不規則波のケースで10,000とした。

以上の模型実験を対象として、砕波変形に関する再現計算を実施した。計算に用いた地形条件および波浪条件は、模型実験と全く同様である。また、消波工による砕波減衰や反射波の振幅、位相を精度良く再現するために、岸側端部には、平山(2001)の透水層モデルによる任意反射境界を設定した。また、沖側には、スポンジ層による吸収造波境界を2波長以上の長さで設定した。なお、差分計算に用いた空間格子間隔 Δx は0.05m、時間差分間隔 Δt は0.02sである。

3.1 砕波判定に関する検討

大気圧下の波動現象の場合、負圧は発生し得ないことから、砕波と判定される条件は、物理的に水表面の鉛直方向圧力勾配が0となることと考えられる。しかし、弱非線形のブジネスクモデルにおける砕波判定に、鉛直方向圧力勾配を適用した大山・長谷部(2001)は、判定の条件を0.5に緩和している。本研究では、砕波判定式の誘導に際してもブジネスク近似による圧力方程式を利用して、進行波による砕波と部分重複波による砕波を統一的に判定することから、砕波判定条件をさらに緩和し、

$$-\frac{1}{\rho g} \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0.7 \quad (14)$$

と設定した。

次に、式(3)、(4)による砕波判定の精度を比較する。図-3は、Case7の規則波を作用させた結果である。図は、砕波判定式(3)あるいは(4)を用いて砕波と判定された時刻(6周期)とその位置を示している。このとき模型実験において目視により観測された砕波位置は、造波板から28.2mであった。式(3)を用いた砕波判定では、模型実験によって確認された砕波の開始位置を精度良く、かつ安定に再現していると判断できる。しかし、式(4)を用いた場合には入射条件が規則波であるにもかかわらず、砕波の開始点にばらつきがあり、適切な砕波位置を判定できていない。そこで、本研究では、砕波判定式として式(3)を採用した。図-4~7は、Case7以外の進行波に対する砕波判定位置を、図-8~12は、部分重複波に対する砕波判定位置を数値計算によってそれぞれ実施した結果である。

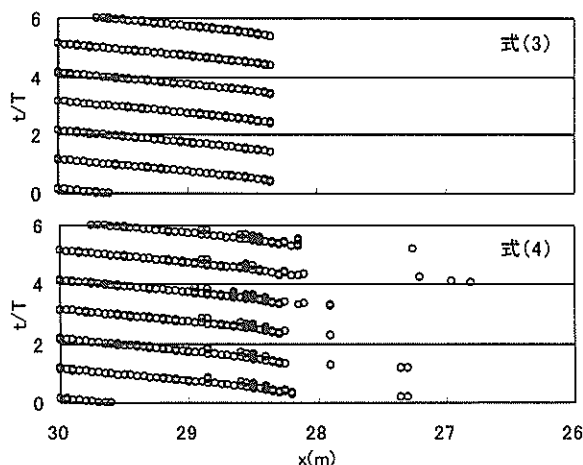


図-3 Case7(規則波)の砕波判定位置

進行波では、波浪条件によっては、0.05~0.10m程度、1波ごとに碎波点位置に差が生じるケースがみられた。しかし、計算の空間格子間隔 Δx が0.05mであることを考慮すれば、概ね碎波点を正確に表していると考えられる。また、斜面勾配1/3の場合の数値計算による碎波位置は、目視によるそれより岸側となり、斜面勾配1/10の場合は目視による碎波位置より沖側となる傾向がある。しかし、目視による碎波位置の精度から考えると概ね良く一致し

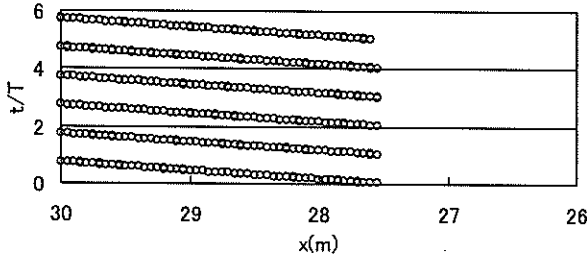


図-4 式(3)によるCase2 (規則波)の碎波判定位置

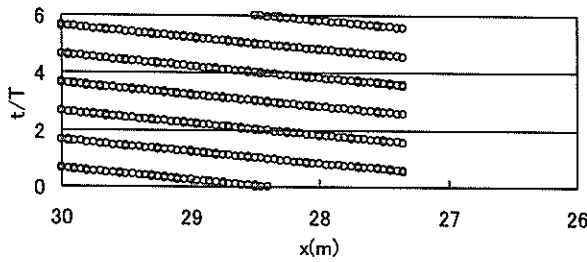


図-5 式(3)によるCase3 (規則波)の碎波判定位置

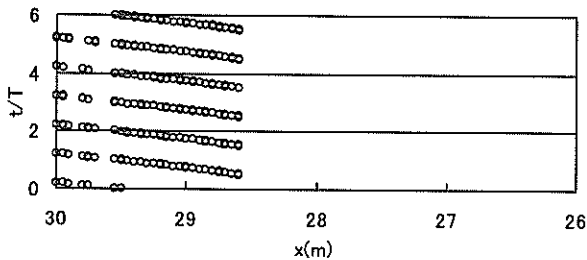


図-6 式(3)によるCase5 (規則波)の碎波判定位置

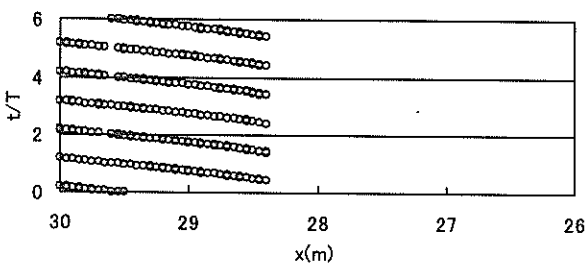


図-7 式(3)によるCase6 (規則波)の碎波判定位置

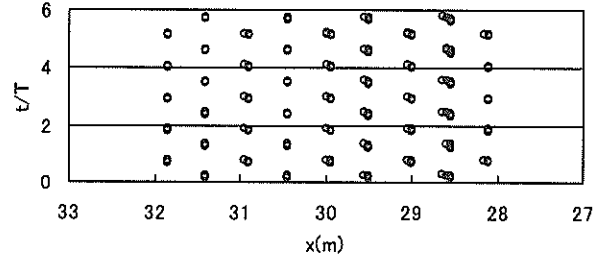


図-8 式(3)によるCase10の碎波判定位置

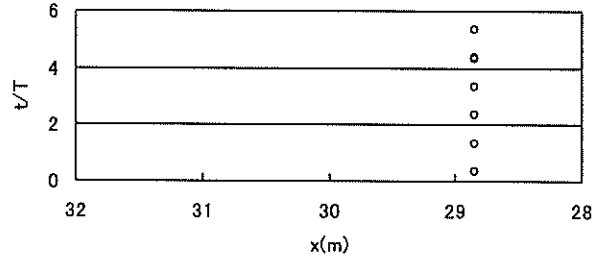


図-9 式(3)によるCase12の碎波判定位置

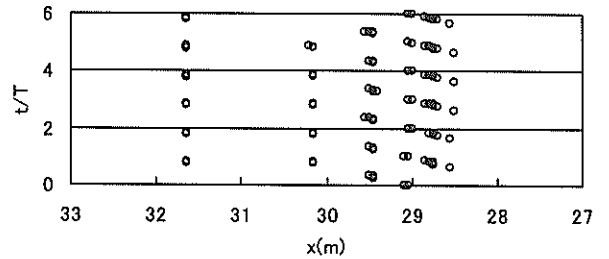


図-10 式(3)によるCase13の碎波判定位置

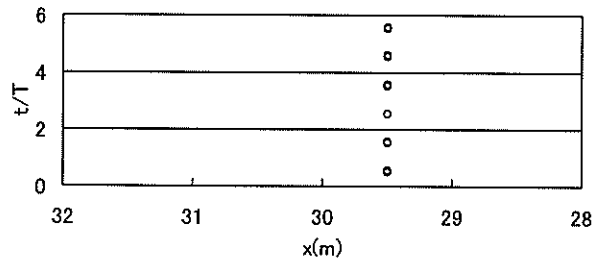


図-11 式(3)によるCase15の碎波判定位置

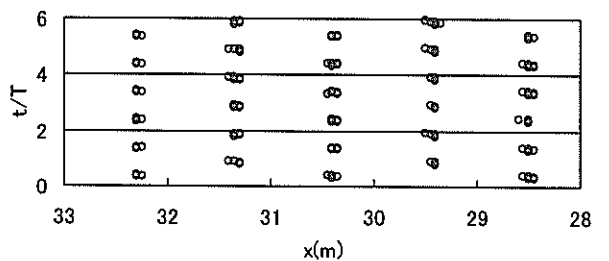


図-12 式(3)によるCase16の碎波判定位置

ていると考えられる。

一方、部分重複波では、模型実験で砕波が観察された部分重複波の腹の位置で必ずしも砕波と判定されないケースも見受けられる。しかしながら、模型実験で観察されたそのときの砕波は、水塊が大きく鉛直方向に飛び出すような砕波ではないことから、周辺海域に大きな影響を与えるような砕波であるとは考えにくい。したがって、本研究で採用した砕波判定法は、部分重複波の砕波も概ね良く一致していると考えられる。

3.2 数値計算における反射率の再現性

数値計算および模型実験で得られた時系列データに対して、合田ら(1976)による入・反射波分離推定法を適用して得られた反射率を図-13に示す。なお、入・反射分離推定法による反射率の推定には1/4波長程度離れた地点の水位変動の時系列データを必要とする。そこで、図-2に示した沖側の①、②、③の波高計データのうち、数値計算および模型実験のケースごとに、波高計間隔が波長の1/8~3/8の範囲内に収まる2地点を選択して解析を行った。模型実験では、部分重複波が砕波することによって生じる乱れが水槽内で徐々に発達する傾向が見られるため、反射率の推定精度に対する信頼性は必ずしも充分ではない(図-13の()枠内)。これらを除けば、模型実験で得られた反射率は、数値計算によって良く再現されていることがわかる。

4. 砕波に関するモデルの検証

4.1 進行波の砕波に関するモデルの検証

(1) 砕波による波浪変形

図-14および15は、進行波の砕波変形を対象とした数値計算と模型実験で得られた、目視による砕波位置での水位、断面平均流速、および鉛直方向圧力勾配の時系列変化を示したものである。ここで、模型実験における鉛直方向圧力勾配は、灘岡ら(1996)の研究を参考に、砕波帯に設置した波高計および流速計を用いて次のように算出した。鉛直方向圧力勾配式(1)に含まれる水表面流速 u_s は電磁流速計によって直接計測されない。そこで、本研究では、後藤(1984)の研究を参考に、式(15)より水表面流速 u_s を算出した。さらに分散項を無視した運動方程式を利用して水表面流速 u_s の空間微分を水位 η の時間微分に置換することにより、幾分近似された鉛直方向圧力勾配が式(16)のように導かれる。すると、水路に設置した波高計3本と流速計1本から得られる水位と流速の時系列データをもとに、模型実験における、鉛直方向圧力勾配

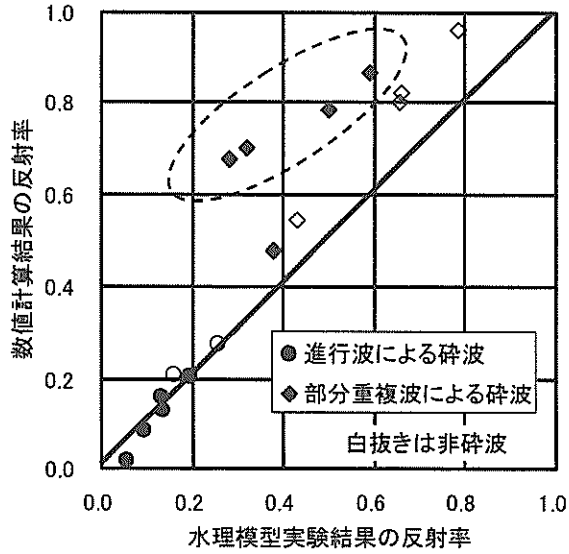


図-13 数値計算と模型実験の反射率

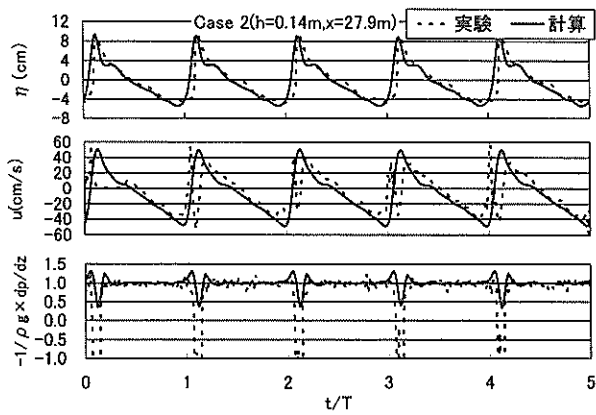


図-14 水位・断面平均流速・鉛直方向圧力勾配 (Case2, 海底勾配s=1/10)

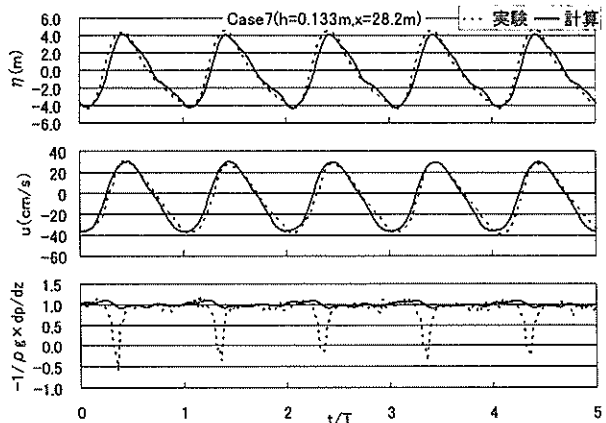


図-15 水位・断面平均流速・鉛直方向圧力勾配 (Case7, 海底勾配s=1/3)

が近似的に算出される。なお、ブジネスク近似における断面平均流速の水深に流速計が設置できなかった場合の水表面流速 u_s の算出に関しては、付録に示す。

$$u_s = \bar{u} - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} \left(\frac{1}{2} D^2 - \frac{1}{6} h^2 \right) \quad (15)$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=\eta} = g + \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} + u_s^2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + 2u_s \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} + \frac{\partial u_s}{\partial t} \frac{\partial \eta}{\partial x} - \left(\frac{\partial u_s}{\partial t} + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (16)$$

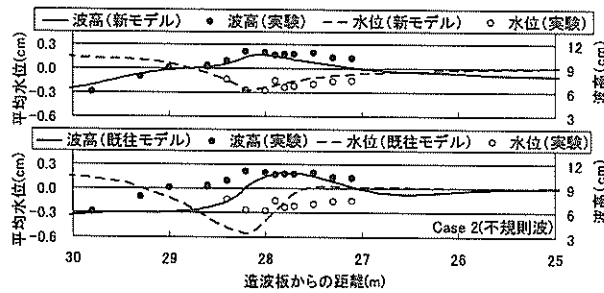


図-16 波高分布と平均水位の比較
(Case2, $s=1/10$, $H=8.0\text{cm}$, $T=3.0\text{s}$)

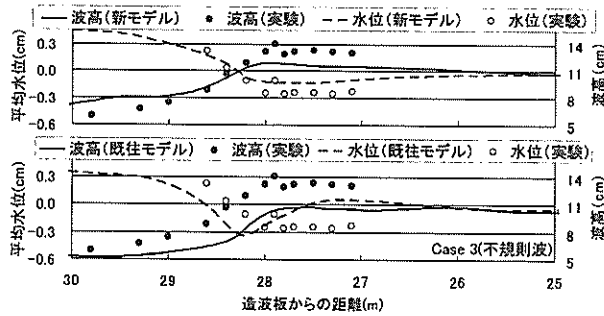


図-17 波高分布と平均水位の比較
(Case3, $s=1/10$, $H=10.0\text{cm}$, $T=2.0\text{s}$)

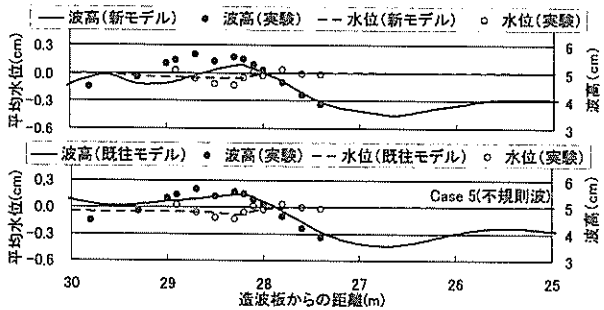


図-18 波高分布と平均水位の比較
(Case5, $s=1/3$, $H=4.0\text{cm}$, $T=2.2\text{s}$)

勾配1/10の斜面上の規則波による進行波的な碎波変形である。図-14 (Case2) においては、数値計算で得られた碎波点での水位、断面平均流速に関する時間波形は、変動量、位相ともに実験結果と良く一致している。また、鉛直方向圧力勾配は、数値計算では模型実験ほどの減少は見られないものの、碎波の判定基準とした0.7よりは小さく、かつ位相も良く一致している。一方、斜面勾配を1/3とした図-15 (Case7) においては、目視で確認した碎波位置における水位、断面平均流速の時間波形は、実験結果とよく一致しているものの、数値計算で得られた鉛直方向圧力勾配の変動量は模型実験に比べかなり小さく、この位置での碎波判定は行われない。このとき、数値計算において実際に判定された碎波位置は、模型実験で目視されたよりも20cm程度、岸側であった。なお、この傾向は、1/3斜面を対象とした他のケースでも同様に見られた。一方、1/10斜面では、数値計算の碎波位置が模型実験よりもやや沖側となる傾向が見られた。

(2) 碎波後の波高分布と平均水位

図-16~20は、進行波が碎波する場合に得られた碎波帯周辺の波高分布と平均水位分布である。ここで、計算された観測波の波高はある期間の平均波高であり、不規則波の波高はRayleigh分布を仮定してエネルギー的に得られた有義波高である。図の上段は、本碎波モデルであり、下段は、Watanabe et al. (1984) による碎波モデルである。以下、Watanabe et al. (1984) の碎波モデルを既往碎波モデルと呼ぶ。既往碎波モデルは碎波指標に一周期間の流

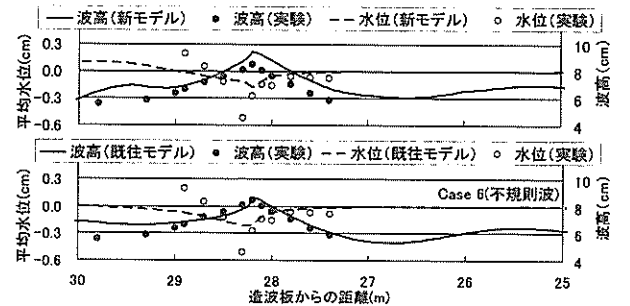


図-19 波高分布と平均水位の比較
(Case6, $s=1/3$, $H=6.0\text{cm}$, $T=2.2\text{s}$)

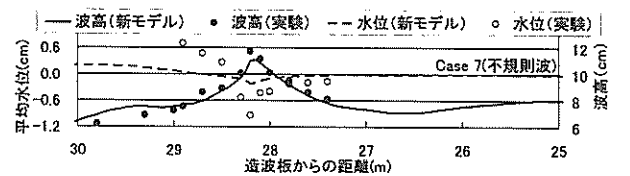


図-20 波高分布と平均水位の比較
(Case7, $s=1/3$, $H=8.0\text{cm}$, $T=2.2\text{s}$)

量フラックスの計算値からなる最大水粒子速度と波速の比を用い、砕波と判定される場合には、運動式に、運動量の拡散項を付加して、砕波によるエネルギー減衰を表現するものである。ここで、図に示す結果はいずれも、不規則波が入射し進行波的な砕波が生じる場合であり、波高は、1/3有義値である。ここで、既往砕波モデルの砕波判定指標となる最大水粒子速度と波速の比は、佐藤・Kabiling (1993) を参考に、0.56とした。なお、図-18 (Case5) の既往砕波モデルは、砕波の判定がされず、非砕波の計算である。また、図-20のCase7に関しては、既往の砕波モデルを用いた場合、斜面上で水の干上がりにより、計算が発散したため、計算を終了することができず、図として示すことはできなかった。

波高分布を見ると、既往砕波モデルでは、砕波直前までの浅水変形は概ね良く一致しているものの、特に、1/10斜面のCase2, Case3において、砕波点からの波高が急激に減衰し、実験値に比べ波高は過小評価となる。そして、斜面勾配値を砕波減衰項に用いていることにより、水路岸側の一様水深では、ほとんど波高減衰が見られない。一方、本砕波モデルにより得られた結果は、いずれも模型実験で得られた砕波直前までの浅水変形および砕波後の波高減衰を概ね良く再現している。

また、砕波帯内の平均水位において、既往砕波モデルでは、平均水位が最小となる位置が模型実験結果とずれている上に、変動量が大きい。一方、本砕波モデルの斜面勾配を1/10としたCase2, 3では、数値計算による再現性は良好である。しかし、斜面勾配を1/3としたCase6, 7, 8では、最小となる位置はほぼ一致しているものの、数値計算による平均水位変化量は模型実験に比べかなり小さい。この原因の1つとしては、急斜面上の砕波による急激なラディエーションストレスの変化を、ブジネスク方程式を用いた差分計算において十分に追従できないことが考えられる。

(3) 斜面上の波高頻度分布に関する再現性

Case3の不規則波を対象として、水深ごとに、砕波変形を伴う波高の頻度分布を算定した。図-21は本砕波モデルの結果であり、図-22は既往砕波モデルの結果である。このとき用いた波数は、2種類のケースとも500波程度であった。一方、図中の実線は、合田 (1975) の砕波による波高分布モデルである。このモデルでは、波高水深比が小さいときには、Rayleigh分布に従い、波高水深比が大きくなると砕波によって波高分布が変化する。このとき、砕波限界に幅を持たせていることが特徴である。なお、模型実験で得られた波高の頻度分布は、波数が少なく統計的なばらつきが多く見られたため、数値計算結

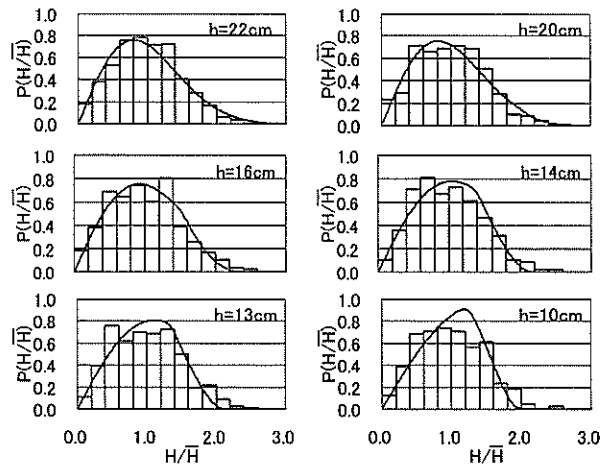


図-21 本砕波モデルの波高の頻度分布 (Case3)

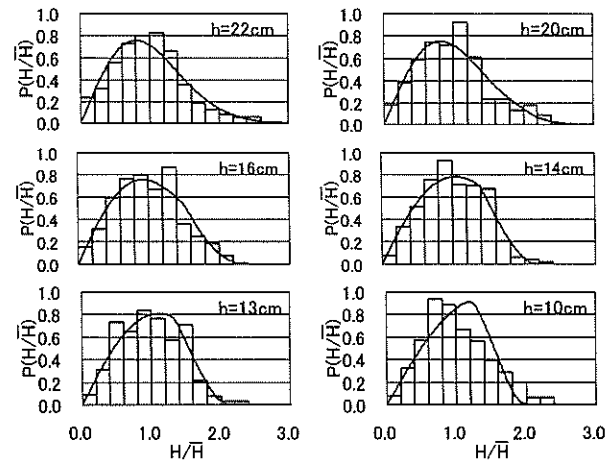


図-22 既往砕波モデルの波高の頻度分布 (Case3)

果との比較を行うにはふさわしくないと判断した。

図-21より、数値計算で得られた波高分布は、合田の砕波による波高分布モデルと比較的良好に一致しており、実際の波高分布に近い分布形となっていることが確認された。これは、本研究で用いた、水表面の鉛直方向圧力勾配式と時間発展型擬似段波モデルによる砕波判定法が、海底勾配や数値計算内で算定することが困難な物理量などに依存せず、砕波の発生や砕波による波エネルギー減衰を客観的に算定できることを示すものである。一方、砕波判定指標を流速波速比とした既往砕波モデル (図-22) では、ある一定の値で砕波判定をするために、合田 (2002) が指摘するように、砕波帯内である波高を境に急激に確率密度が小さくなり、その結果得られる波高頻度分布は合田によって与えられた波高分布と大きく異なることが確認された。

4.2 部分重複波の碎波に関するモデルの検証

既往碎波モデルは、運動式に拡散項を付加して碎波によるエネルギー減衰を表現している。そして、拡散項に乗じる渦動粘性係数は一周期の流量フラックスの振幅や平均水位、海底勾配などから算出している。よって、一様水深での部分重複波の碎波は、海底勾配が0となり、碎波によるエネルギー減衰を評価することが困難である。したがって、部分重複波の碎波に関しては、模型実験と本碎波モデルの比較を示すこととする。

(1) 碎波による波浪変形

図-23および24は、部分重複波の碎波変形を対象とした数値計算と模型実験で得られた、目視による碎波位置での水位、断面平均流速、および鉛直方向圧力勾配の時系列変化を示したものである。模型実験における鉛直方向圧力勾配は、4章と同様の方法で算出した。図-23 (Case14) および図-24 (Case17) の両者ともに、数値計算で得られた水位変動は模型実験結果よりも小さく、逆に、断面平均流速の振幅は模型実験結果よりも大きくなっている。また、数値計算の方が模型実験に比べ、水位、断面平均

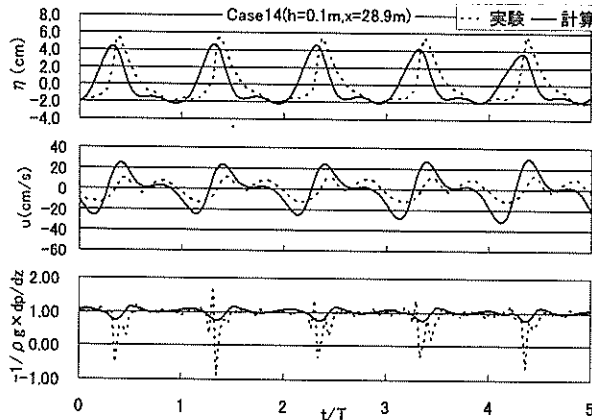


図-23 水位・断面平均流速・鉛直方向圧力勾配 (Case14)

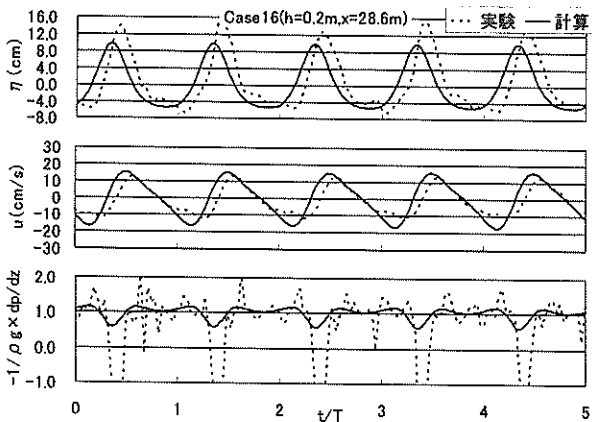


図-24 水位・断面平均流速・鉛直方向圧力勾配 (Case16)

流速、鉛直方向圧力勾配ともに最大値（鉛直方向圧力勾配に関しては最小値）となる時刻がわずかに早くなっている。これらのことから、数値計算で得られた部分重複波は、模型実験のそれに比べ位相が若干ずれていると考えられる。この原因には、重複波の腹となる位置が水路長さや反射波の波速のわずかな違いによって敏感に変化することが挙げられる。本研究で行った数値計算の碎波位置が、模型実験による本来の碎波位置より10cm程度沖側に現われたのは、このような理由によるものと考えられる。

なお、数値計算で得られた鉛直方向圧力勾配の最小値は、進行波の碎波と同様に模型実験ほどの減少は見られず、本来の碎波位置でもせいぜい0.7程度であった。また、部分重複波が形成される水深によるこれらの違いはほとんどみられなかった。

(2) 碎波後の波高分布と平均水位

図-25~29は、部分重複波が碎波する場合に得られた碎波帯周辺の波高分布と平均水位分布であり、これらはいずれも、規則波によって部分重複波の碎波が生じる場合である。図中の波高は平均波高である。

波高や平均水位の空間分布はともに、部分重複波の腹の位置で大きく、節の位置で小さくなり、空間的に規則的な変動をしている様子が数値計算結果と模型実験結果の両者でみられる。数値計算で得られた波高分布および平均水位は、模型実験結果に比べ波高の変動が小さく、特に、腹の位置でその傾向が強くなり、数値計算結果の方が低い値となっている。そして、その傾向は、水深が深いCase15, Case16でよくみられる。ただし、模型実験において容量式波高計で計測した水位変動データは、波頂部において碎波により水面を飛び出した水塊高さを含んでいることに注意しなければならない。

5. 深海域・緩勾配斜面およびバー・トラフ地形上での碎波に関するモデルの検証

5.1 補助的な碎波判定法の導入

前半までに行った、模型実験と数値計算の比較では、鉛直方向圧力勾配を碎波判定とし、比較的精度の良い計算をすることができた。しかしながら、深海域や勾配が非常に緩やかな斜面上で、特に波形勾配が大きい場合には、本碎波モデルによる碎波判定の精度が不十分である。これは、進行波の碎波と部分重複波の碎波を統一的に取り扱うことができるように、碎波判定の閾値を0.7とかなり緩和していることが原因であると考えられる。そこで、これを解決するため、ここでは、山田・塩谷 (1968) の

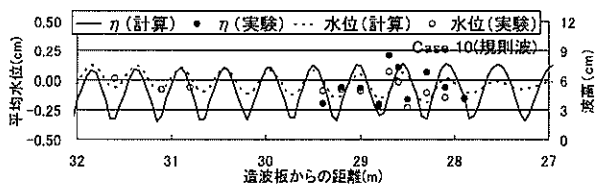


図-25 波高分布と平均水位の比較
(Case10, $H=5.0\text{cm}$, $T=0.99\text{s}$)

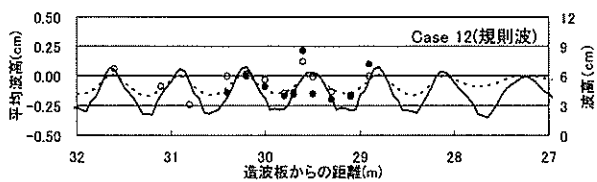


図-26 波高分布と平均水位の比較
(Case12, $H=3.0\text{cm}$, $T=1.41\text{s}$, $h=10.0\text{cm}$)

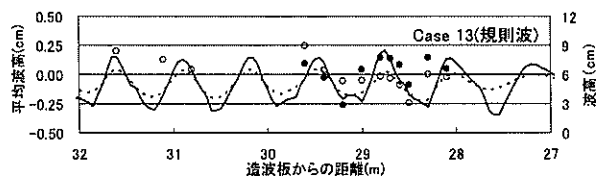


図-27 波高分布と平均水位の比較
(Case13, $H=4.0\text{cm}$, $T=1.41\text{s}$, $h=10.0\text{cm}$)

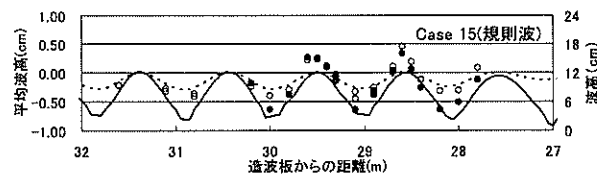


図-28 波高分布と平均水位の比較
(Case15, $H=6.0\text{cm}$, $T=1.41\text{s}$, $h=20.0\text{cm}$)

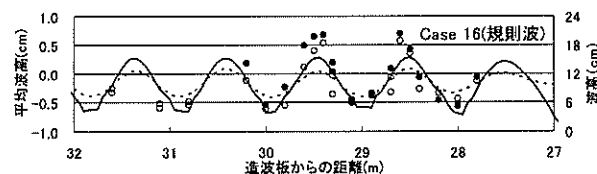


図-29 波高分布と平均水位の比較
(Case16, $H=8.0\text{cm}$, $T=1.41\text{s}$, $h=20.0\text{cm}$)

砕波限界曲線 (図-30) による砕波判定を補助的に導入することを考えた。ただし、砕波限界曲線の導入範囲は、水深波長比 (h/L_d) が 0.04 より大きい範囲とした。さらに、適切な砕波位置とするために、砕波限界曲線を若干緩和させ、図-30 の実線で示す曲線を採用した。したがって、

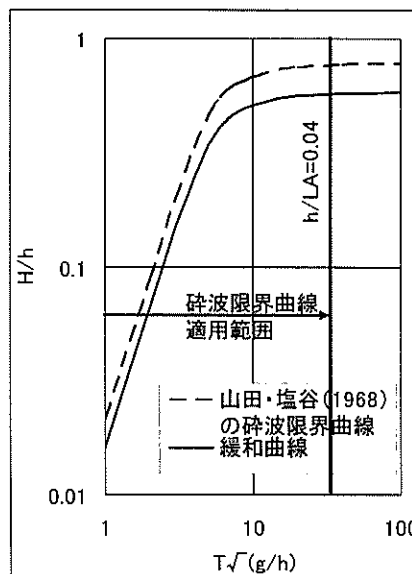


図-30 砕波限界曲線

深海域および浅海域においては、鉛直方向圧力勾配式と砕波限界曲線の2つの砕波判定法を導入することで、深海域や緩勾配斜面の砕波を表現する。具体的な砕波限界曲線の緩和方法は、横軸の $T\sqrt{g/h} = 100$ を基準とし、そこでの H/h の値を 0.2 小さくした。これを基準として、全体の砕波限界曲線を両対数グラフ上で平行移動させた。

5.2 有義波高の算定法に関する検討

4.1(3)において、波高水深比が大きくなると砕波によって波高分布が変化し、Rayleigh分布から分布形が変化することが確認されている。したがって、本研究で行ったように、砕波後の有義波高を算出する際には、Rayleigh分布を仮定することの妥当性を確認する必要がある。そこで、Rayleigh分布を仮定して、エネルギーから算出した1/3有義波高と、時系列からゼロアップクロス法で算出される1/3有義波高を合田 (2002) の段階的砕波モデルと比較して、両者の違いや算定法の妥当性を検討する。図-31, 32は、それぞれ1/10, 1/100の一樣勾配の結果である。それぞれの有義波高を比較すると、図-31の1/10勾配より、ゼロアップクロス法で算出された有義波高の方が、砕波後若干ふくらみを帯び、波高を大きく算定するものの、両者の波高変化に大きな差はない。そして、図-32の1/100勾配に関しては、砕波後において、Rayleigh分布を仮定した1/3有義波高の方がやや大きくなる傾向にあることがわかる。この限りでは、(砕波後の) 1/3有義波高の算定はゼロアップクロス法によらなければならないと考えられる。しかしながら、この方法は算定に多大な労力を必要とし、空間的な波高分布を得るためには不向きであ

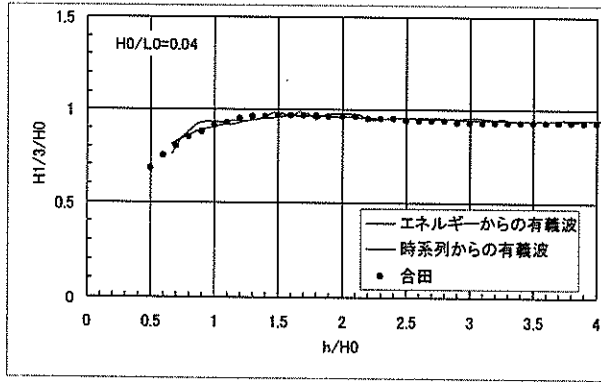


図-31 1/3有義波高の比較 (一様勾配1/10の波高変化)

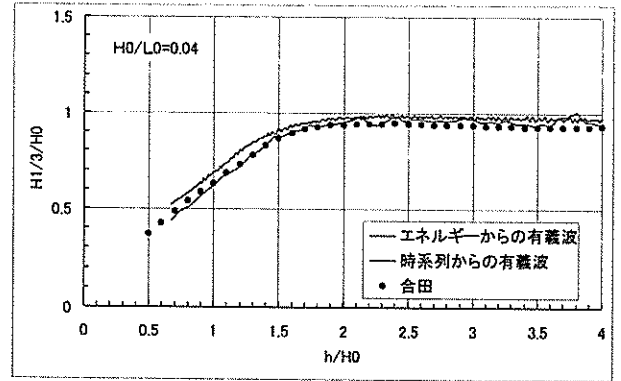


図-32 1/3有義波高の比較 (一様勾配1/100の波高変化)

ることから、算定される有義波高の特性を良く理解した上で、ここでも、Rayleigh分布を仮定して、エネルギーから算出したものを用いることにする。これにより、全ての格子において、ゼロアップクロス法を用いた有義波高を算出することなく、計算終了と同時に有義波高を算出することができる。

なお、最大波高は、計算時間内に各地点で得られた波高の最大値として定義した。したがって、本研究で計算される最大波高は、用いた波群特性の影響を大きく受け

ることに留意する必要がある。

5.3 深海波および緩勾配斜面の碎波計算

碎波限界曲線と鉛直方向圧力勾配の2つの碎波判定を用いて、一様斜面 (勾配1/10~1/100) の数値計算を行った。図-33~36は、一様斜面上の波高分布について、本モデルの数値計算結果と合田 (2002) の段階的碎波モデルによる算定結果を比較したものである。全てのケースにおいて、本モデルによる計算結果は、最大波の減衰開始

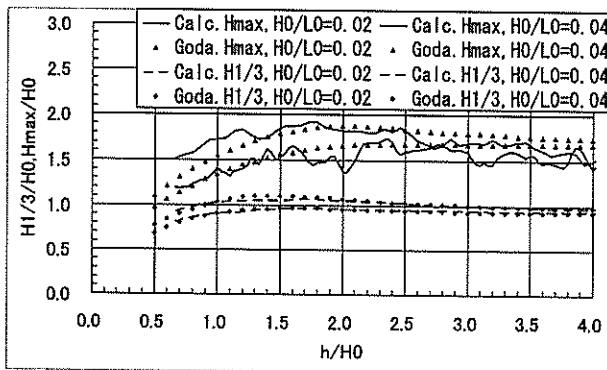


図-33 一様斜面勾配1/10の波高変化

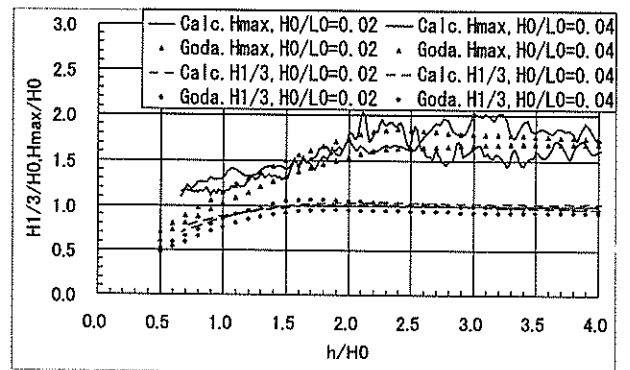


図-34 一様斜面勾配1/20の波高変化

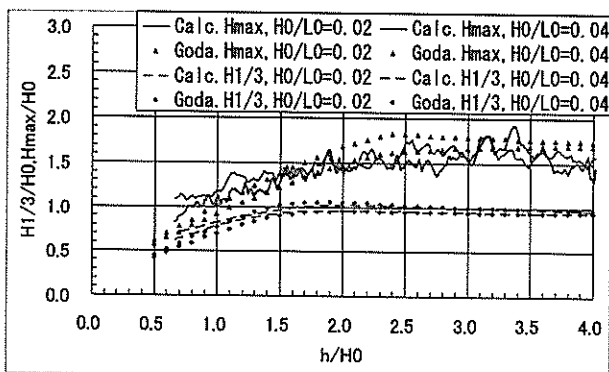


図-35 一様斜面勾配1/30の波高変化

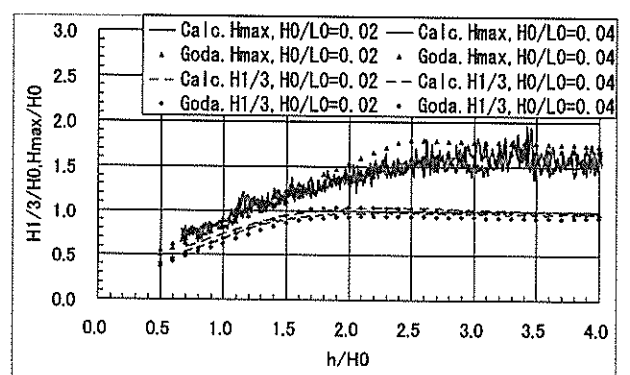
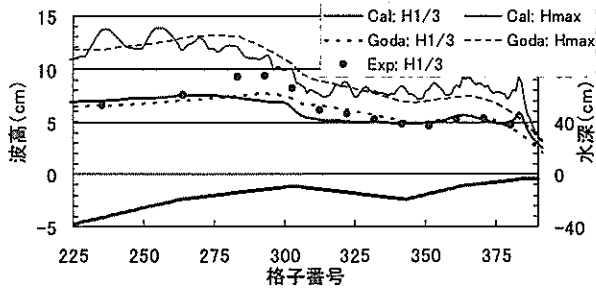
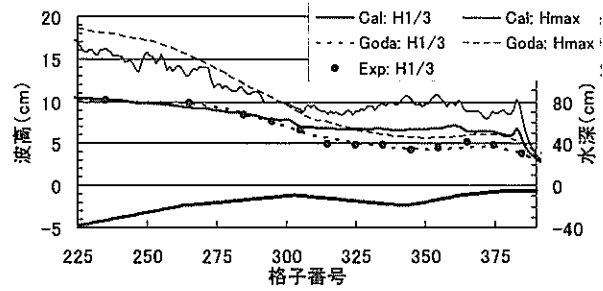


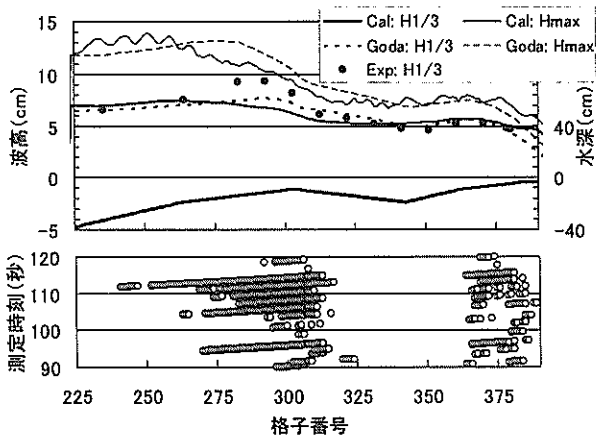
図-36 一様斜面勾配1/100の波高変化



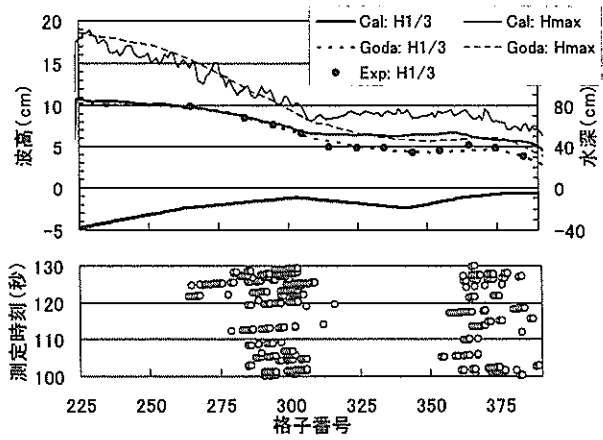
(a) 既往碎波モデル



(a) 既往碎波モデル



(b) 本碎波モデル



(b) 本碎波モデル

図-37 バー・トラフ地形 $H_0=6.6\text{cm}$, $T=1.79\text{s}$

図-38 バー・トラフ地形 $H_0=10.4\text{cm}$, $T=0.98\text{s}$

位置を必ずしも精度良く表現されているとは言い切れない。しかしながら、有義波高に関しては、本モデルの方が段階的碎波モデルに比べて碎波後の波高減衰量が若干少ない傾向にあるものの、波高減衰開始位置は精度良く表現されており、本碎波モデルの妥当性が確認できる。

5.4 バー・トラフ地形上の碎波計算

逆勾配斜面上の碎波変形に対する本モデルの適用性を検討するために、合田(2002)によるバー・トラフ地形上で得られた実験値、合田による段階的碎波モデルと既往碎波モデルおよび本碎波モデルによる計算値を図-37、38に示す。それぞれ、(a)は既往碎波モデルであり、(b)は本碎波モデルである。また、(b)図の下には、本計算で得られた碎波点をプロットした。用いた入射波条件は、図-37では有義波高 $H_0=6.6\text{cm}$ 、有義波周期 $T=1.79\text{s}$ であり、図-38では有義波高 $H_0=10.4\text{cm}$ 、有義波周期 $T=0.98\text{s}$ である。

図-37の(a)既往碎波モデルと(b)本碎波モデルを比較すると、既往碎波モデルにおける碎波後の急激な波高減衰を除けば、両者の波高分布は良く似ている。既往碎波モデルと本碎波モデルはともに、逆勾配斜面での波高

減衰は見られず、ほぼ一定の波高となっており、逆勾配での碎波を精度良く表現するまでには至っていない。また、図-38に関して、本碎波モデルは、逆勾配までの波高分布は精度良く一致している。しかし、逆勾配斜面上の波高分布に関して、本碎波モデルは碎波の判定をしているものの、波高の減衰が見られず、ほぼ一定の波高となっている。したがって、逆勾配における本碎波モデルは、既往碎波モデルと同程度の精度であるといえる。

本碎波モデルが、逆斜面勾配において波高減衰が見られない理由としては、跳水を碎波のモデルを採用したことによると考えられる。つまり、進行的な碎波現象は、跳水により発生する乱れと同様の物理現象であるという仮定のもとに時間発展型擬似段波モデルは開発され、一樣斜面の進行波による碎波や部分重複波による碎波などを比較的精度良く表現することができる。しかしながら、逆勾配斜面上の碎波は、渦の存在により、もはや波として取り扱うことが難しい状況になっていると考えられる。これらは、渦なし流れを仮定して誘導されたブジネスク方程式の適用範囲外の現象であるため、本碎波モデルおよび既往碎波モデルでは、十分な精度を確保することが困難となってしまったと考えられる。

6. 結論

鉛直方向圧力勾配を用いた砕波判定法によって進行波と部分重複波の砕波を統一的に精度良く判定できることを示した。また、跳水によるエネルギー逸散量が解析的に得られることを利用して、進行波と部分重複波の砕波による波エネルギー減衰を客観的に定量化する新たな砕波モデルを開発した。さらに、断面水路における模型実験結果を利用して、砕波位置における水位変動や流速変動、および砕波帯周辺の波高分布や平均水位分布などが精度良く計算されることを検証した。そして、既往砕波モデルと比較し、本砕波モデルの妥当性を確認した。しかし、深海域や勾配が非常に緩やかな斜面上で、特に波形勾配が大きい場合には、本砕波モデルによる砕波判定の精度が不十分であった。その場合には、砕波限界曲線による砕波判定を補助的に導入することにより、深海域や緩勾配斜面上における砕波に関して比較的精度の良い結果を得た。ただし、逆勾配斜面上でみられる砕波を妥当に評価することは困難であった。

7. あとがき

本砕波モデルは、1次元伝播計算で精度の検証を行った。今後、平面2次元への拡張を進めていく予定である。しかしながら、段波という1次元的な現象を平面2次元へ拡張するにあたり、段波(砕波)の方向に関する取り扱いや、砕波後の平面的な乱れの取り扱いなど問題を克服しなければならないと考えられる。

(2003年2月14日受付)

謝辞

本研究の遂行に当たって、「非線形波浪変形計算モデル適用調査評価委員会」の合田委員長以下委員の方々にはいろいろとご助言を受け賜った。ここに謝辞の意を表す。

参考文献

- 岩垣雄一・間瀬肇・田中剛(1981): 不規則波の浅水変形モデルについて, 海岸工学論文集, 第28巻, pp. 104-108.
- 大山巧・長谷部雅伸(2001): 砕波による渦度供給を考慮した砕波帯内の波・流れ場のモデル化, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 121-125.
- 合田良実(1975): 浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, pp. 59-106.

- 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊地治(1976): 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港湾技術研究所資料, No. 248, 24p.
- 合田良実(2002): 段階的砕波係数を導入した3次元地形場の不規則波変形計算, 海洋開発シンポジウム, 第27回, pp. 197-202.
- 後藤智明(1984): アーセル数が大きい場合の非線形分散波の方程式, 土木学会論文集, 第351/II-2, pp. 193-201.
- 佐藤慎司・Michael Kabiling(1993): Boussinesq方程式を用いた不規則波の浅水・砕波変形の計算法, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 16-20.
- 灘岡和夫・大野修史・栗原礼(1996): 波動場の力学状態に基づく砕波過程の解析と砕波実験, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 81-85.
- 平山克也(2001): ブジネスクにおける透水層内の波浪減衰を考慮した任意反射境界処理法の開発, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 26-30.
- WATANABE, A., HARA, T., and HORIKAWA, K (1984): Study on Breaking Condition for Compound Wave Trains, Coastal Eng. in Japan, Vol. 27, pp.71-82.
- YAMADA, H and SHIOTANI, T (1968): On the Highest Water Waves of Permanent Type, Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol. 18, Part 2, No. 135, 22p.

記号表

- C : 位相速度
 c : 波速
 D : 全水深
 g : 重力加速度
 h : 静水深
 k : 波数
 M : x 方向の線流量フラックス
 p : 圧力
 \bar{u} : 断面平均流速
 u_s : 水表面流速
 ΔE : 跳水によるエネルギー損失水頭
 η : 水位
 ρ : 水の密度

付録 任意水深の流速を水表面流速に変換

となり、式(6)より、任意水深流速から断面平均流速を求めることができる。

水理模型実験において、ブジネスク近似での断面平均流速の水深に流速計を設置することが困難であった場合がある。本付録では、任意水深の流速を断面平均流速に変換した過程を示す。

断面平均流速式の誘導として、後藤（1984）より断面平均流速と任意水深流速の関係式(1)から以下のようにして誘導した。

$$u(z) = \bar{u} - \frac{\partial \bar{u}}{\partial x^2} \left(\frac{1}{2} z^2 + hz + \frac{1}{3} h^2 \right) \quad (1)$$

連続式(2)を変形し、さらに両辺を x で微分すると、式(3)のように表すことができる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + D \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial D}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial x^2} = -\frac{1}{D} \left[2 \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} \right] \quad (3)$$

式(3)を式(1)に代入すると、

$$u(z) = \bar{u} + \frac{1}{D} \left[2 \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} \right] \times \left(\frac{1}{2} z^2 + hz + \frac{1}{3} h^2 \right) \quad (4)$$

となり、式(2)を式(4)に代入して、断面平均流速の空間微分項を消去する。

$$u(z) = \bar{u} + \frac{1}{D} \left[2 \frac{\partial D}{\partial x} \left\{ -\frac{1}{D} \left(\bar{u} \frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial t} \right) \right\} + \bar{u} \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} \right] \left(\frac{1}{2} z^2 + hz + \frac{1}{3} h^2 \right) \quad (5)$$

式(5)を断面平均流速の式に変形すると、

$$\bar{u} = \frac{u(z) + \left(\frac{2}{D^2} \frac{\partial D}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial t} - \frac{1}{D} \frac{\partial^2 \eta}{\partial t \partial x} \right) \left(\frac{1}{2} z^2 + hz + \frac{1}{3} h^2 \right)}{1 - \left\{ \frac{2}{D^2} \left(\frac{\partial D}{\partial x} \right)^2 - \frac{1}{D} \frac{\partial^2 D}{\partial x^2} \right\} \left(\frac{1}{2} z^2 + hz + \frac{1}{3} h^2 \right)} \quad (6)$$