

# An Improved Boussinesq Model for Breaking Waves and Partial Reflective Boundaries

メタデータ	言語: jpn 出版者: 公開日: 2017-10-05 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: メールアドレス: 所属:
URL	<a href="http://hdl.handle.net/2297/19885">http://hdl.handle.net/2297/19885</a>

## 砕波減衰および任意反射境界を考慮した 修正ブジネスモデルに関する基礎的研究

中 嶋 光 浩<sup>1</sup>・由 比 政 年<sup>2</sup>・間 瀬 肇<sup>3</sup>・石 田 啓<sup>2</sup>

(2002 年 8 月 30 日受付, Received August 30, 2002)

(2002 年 10 月 1 日受理, Accepted October 1, 2002)

### An Improved Boussinesq Model for Breaking Waves and Partial Reflective Boundaries

Mitsuhiro NAKAJIMA · Masatoshi YUHI · Hajime MASE · Hajime ISHIDA

#### Abstract

An improved Boussinesq model with a dissipative wave-breaking term is developed to study wave deformations over complex topographies. The model is applied to the wave transformation over a uniformly sloping beach, a submerged breakwater on a flat seafloor, and an artificial reef placed on a sloping beach. The numerical results show very good agreements with previous experimental measurements. We then present a new method to treat partially reflective boundaries. The characteristics of the water particle velocity in the Boussinesq-type model are also examined in detail.

Key word: Nonlinear dispersive waves, Boussinesq equations, Wave-breaking, Partial reflective boundary

#### 1. はじめに

沿岸波浪場の予測精度の向上は、海岸環境保全および沿岸防災の観点から極めて重要である。沿岸域では、砕波や構造物からの波の反射などにより複雑な波浪場が形成されており、これら沿岸波浪場の解析には砕波や反射波を適切に表現できる数値モデルが必要となる。しかも、現地における海底地形は必ずしも一様ではなく、海底には海岸保全や漁業を目的とした人工構造物の設置などが

往々にして行われている現状を踏まえると、複雑な海底地形の場における波の浅水変形、部分反射、砕波減衰、分裂、再生、再砕波などを精度良く算定できる高度な波浪変形計算モデルの開発が実務的にも必要となってきた。また、港湾計画等において、構造物の反射率を種々に変化させ、そのときの波浪変形を予測することがしばしば行われることを考えると、構造物の反射率を直接、任意に設定できる簡易な反射境界モデルの組み込みも必要となる。

<sup>1</sup> 北陸電力株式会社土木部: Civil Engineering Department, Hokuriku Electric Power Company, 15-1 Ushijima-cho, Toyama, Japan, Zip. 930-8686

<sup>2</sup> 金沢大学工学部土木建設工学科: Department of Civil Engineering, Kanazawa University, 2-40-20 Kodatsuno, Kanazawa, Japan, Zip. 920-8667

<sup>3</sup> 京都大学防災研究所: Disaster Prevention Research Institute, Kyoto University, Gokasyo, Uji, Japan, Zip. 611-0011

従来、碎波変形モデルについては、例えば、渡辺・丸山（1984）は抵抗型の減衰項を導入しており、佐藤・鈴木（1990）は Dibajnia・渡辺（1987）の碎波減衰係数を用いた拡散型減衰項を導入している。また、Wei ら（1995）や Kennedy ら（2000）は渦動粘性係数を用いた拡散型減衰項を導入しており、Schaffer ら（1993）は Surface Roller 形成に伴う過剰運動量を組み込んだモデルを提示している。これらは、碎波減衰係数や渦動粘性係数の設定に際し波の再生条件などをあらかじめ組み込んで定式化したものに基づき求めることなどから取り扱いが比較的簡略である。

一方、Nwogu（1996）、灘岡・大野（1997）、有川・磯部（1998）、大山・長谷部（2001）は、碎波に伴うエネルギー供給や逸散を考慮した乱流方程式により渦動粘性係数を求め、これを拡散型減衰項に適用し碎波変形の計算を行っている。この方法では、波の再生条件などを用いる必要がないという利点がある。

沖ら（2002）は、以上のうち、代表的な数値モデルである Surface Roller モデルを用いた Madsen ら（1997）の方法および Kennedy らの渦動粘性減衰モデルを用いた Wei らの方法などに基づき、一様勾配斜面上の小水深リーフ周辺の波浪変形計算を行い、実験結果との比較を行っている。その結果、リーフ前面では実験値との整合性はよいものの、リーフ背後における碎波後の波高・波形変化に関しては十分な再現性を有していないことが報告されている。このようなことを考えると、複雑地形に関する碎波変形について、その再現性をさらに向上させ得る数値計算モデルの開発が海岸工学上の重要な課題であると考えられる。

一方、開境界の処理に対しては、これまで、スポンジ層と呼ばれるエネルギー吸収帯や Sommerfeld の放射条件が用いられている。Cruz ら（1993, 1997）は、透過境界外縁区間においてエネルギー減衰項を基礎方程式に付加し、このエネルギー吸収帯の長さ、吸収係数およびその分布形を適切に選定することにより、無反射境界を構築している。また、清川ら（1996）は放射条件としてブジネスク方程式の 1 方向バージョンである KdV 方程式の変形式を用いた開境界処理を提案している。

また、任意反射境界については、そもそも非線形波動場における一般的な境界条件の構築は困難とされてお

り、これまでのところ、開境界処理のために考案されたエネルギー吸収帯等を便宜的に利用した任意反射境界が提案されているにとどまっている。例えば、有川・磯部（1999）は、上記のエネルギー吸収帯による強制的な減衰方法を用いた場合にその前面から数値的な反射波が発生することを利用し、この反射を制御することで任意反射境界を設定している。また、喜岡ら（1996）は、透水層内における Nwogu 型の拡張ブジネスク方程式を導き、透水層の空隙率と透水層幅を調整することにより任意の反射率を設定している。平山・平石（2001）は、同様に、透水層内の Madsen 型拡張ブジネスク方程式を誘導し、実際の消波ブロックなどの波浪減衰機構をモデル化した任意反射境界処理法の開発を行っている。

しかしながら、これらの方法では、反射境界外縁区間にさらにエネルギー吸収帯を必要とすることに加え、反射率を直接的には設定することができないという難点がある。

このように、従来の碎波および任意反射境界に関するモデルについては、解決すべき課題も多く、本研究では、複雑地形上においても十分な適用性を有する碎波変形モデルおよび直接的任意反射境界モデルを新たに構築することとする。まず、碎波判定等のため、浅海波から深海波までの波の水粒子速度鉛直分布を精度よく求めることのできる算定式について検討を行い、ついで、一様勾配斜面のみならず、バー地形、斜面上の急勾配潜堤等における碎波変形をも再現できる碎波減衰項の検討を行う。さらに、反射境界に対して従来のエネルギー吸収帯を便宜的に利用した反射境界ではなく、Sommerfeld の放射条件を変形した式を適用した直接的な任意反射境界処理法について検討する。

この両者のモデルを広域波数領域に適用可能な修正ブジネスク方程式に基づく断面 2 次元波浪変形モデル（中嶋・由比・石田, 2002）に組み込み、これらによる計算結果を各種の実験結果と比較しながら、本数値モデルの適用性について検証する。

## 2. 修正高次ブジネスク方程式とその特性

### (1) 基礎方程式

任意水深流速を用いた修正高次ブジネスク方程式の一

般形（無次元）は、中嶋・由比・石田（2002）によれば、

$$\begin{aligned} \eta_t + \sum_{m=0} \left\{ \left[ K2_m \eta_x h_x^{mod(m,2)} \right. \right. \\ \left. \left. + (K1_m - B1_m) h_x^{mod(m+1,2)} \right] (\eta + h)^m \frac{\partial^m}{\partial x^m} u_a \right. \\ \left. - BB_m h_x^{mod(m+1,2)} (\eta + h)^{m-1} \frac{\partial^m}{\partial t \partial x^{m-1}} \eta \right\} = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \sum_{m=0} \left\{ (K2_m - B2_m) h_x^{mod(m,2)} (\eta + h)^m \frac{\partial^{m+1}}{\partial t \partial x^m} u_a \right. \\ \left. - \frac{B2_m}{\mu} h_x^{mod(m,2)} (\eta + h)^m \frac{\partial^{m+1}}{\partial x^{m+1}} \right\} \\ + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \left[ \sum_{m=0} K2_m h_x^{mod(m,2)} (\eta + h)^m \frac{\partial^m}{\partial x^m} u_a \right]^2 \right. \\ \left. + \left[ \sum_{m=0} K1_m h_x^{mod(m+1,2)} (\eta + h)^m \frac{\partial^m}{\partial x^m} u_a \right]^2 \right\} \\ + \frac{\eta_x}{\mu} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

である。ここに、 $\eta$  は水面変位、 $h$  は水深、 $u_a$  は鉛直位置  $\alpha$  ( $\eta + h$ ) における水平方向水粒子速度 ( $\alpha=0$  のとき底面、 $\alpha=1$  のとき水面)、 $\mu$  は  $h_0/L$  ( $h_0$  は基準水深、 $L$  は波長)、 $K1_m$ 、 $K2_m$  は分散性に関連する係数、 $B1_m$ 、 $B2_m$ 、 $BB_m$  はその補正係数である。

また、3階微分までの修正ブジネスク方程式(次元式)は、以下のように簡略に表現できる。

$$\begin{aligned} \eta_t + [Hu_a]_x + K2_1 \eta_x h_x H u_{ax} - (B1_2 - 3B1_3) H \eta_{xt} \\ + (K1_3 - B1_3) H^3 u_{axx} - B1_3 H^2 \eta_{xxt} = 0 \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} u_{at} + u_a u_{ax} + (K2_1 - B2_1) h_x H u_{axt} - B2_1 g h_x H \eta_{xx} \\ + (K2_2 - B2_2) H^2 u_{axxt} - B2_2 g H^2 \eta_{xxx} + g \eta_x = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

ここに、 $H = \eta + h$  であり、係数  $K1$ 、 $K2$  は具体的には以下のとおりである。

$$\begin{aligned} K1_2 = \frac{3\alpha^2 + 4\alpha - 3}{2}, \quad K1_3 = \frac{3\alpha^2 - 1}{6} \\ K2_1 = 2(\alpha - 1), \quad K2_2 = \frac{\alpha^2 - 1}{2} \end{aligned} \quad (5)$$

## (2) 線形分散特性

中嶋・由比・石田（2002）は、修正高次ブジネスク方程式(1)および(2)に関する線形分散特性の一般形を以下のように示すとともに、

$$\begin{aligned} \frac{C^2}{gh} = \\ \frac{\sum_{n=0} \left\{ \frac{(-1)^n (kh)^{2n}}{(2n+1)!} \left[ \sum_{r=0}^n (-1)^{n-r} {}_{2n+1}C_{2r} E_r \alpha^{2r} - B1_{2n+1} (2n+1)! \right] \right\}}{\sum_{n=0} \left\{ \frac{(-1)^n (kh)^{2n}}{(2n)!} \left[ \sum_{r=0}^n (-1)^{n-r} {}_{2n}C_{2r} E_r \alpha^{2r} - B2_{2n} (2n)! \right] \right\}} \\ \times \frac{1 + \sum_{n=0} (-1)^{n+1} B2_{2n} (kh)^{2n}}{1 + \sum_{n=0} (-1)^{n+1} B1_{2n+1} (kh)^{2n}} \end{aligned} \quad (6)$$

5階微分までの修正ブジネスク方程式において適切な係数を用いれば、 $kh$ が50までの超広域波数領域における線形分散性を改善することができることを示している。ここに、 $E$ はオイラー数、 ${}_nC_r$ は組合せ数である。さらに、 $kh=0\sim 10$ の広域波数領域においては、高次の分散項を考慮した修正高次ブジネスク方程式を適用しなくとも3階微分までの修正ブジネスク方程式でも理論群速度との誤差を最大1%程度とすることができることを明らかにしている。

## 3. 水粒子速度の鉛直分布特性

### (1) 高次ブジネスク方程式の水粒子速度鉛直分布特性

構造物への波力あるいは砕波現象に関連し、波の内部特性を把握することは非常に重要である。特に、砕波変形を的確に表現するには、砕波の判定や砕波減衰項に用いる水面における水粒子速度  $u_s$  を正確に算定する必要がある。このためには、水粒子速度の鉛直分布を広範な波数領域において精度よく求めることができる算定式が必要となってくる。

この算定式を検討するに先立ち、まず、高次ブジネスク方程式に基づく水粒子速度がどのような鉛直分布を示すかについて検討する。水粒子速度鉛直分布の波数依存性を示す理論式は、式(1)および(2)を誘導する過程の中で導かれ、式(7)のように一般形として表すことができる。

$$\begin{aligned} u\left(\frac{z}{h}\right) = u_a \sum_{n=0}^n \frac{(-1)^n}{(2n)!} \left[ \sum_{r=0}^n (-1)^{n-r} {}_{2n}C_{2r} E_r \alpha^{2r} \right. \\ \left. \times \left(1 + \frac{z}{h}\right)^{2(n-r)} \right] (kh)^{2n} = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

また、7階微分までの分散項を考慮すれば、上式は、以下のように表すことができ、分散項を3階微分、5階微分、7階微分と高次化することにより、水粒子速度の鉛

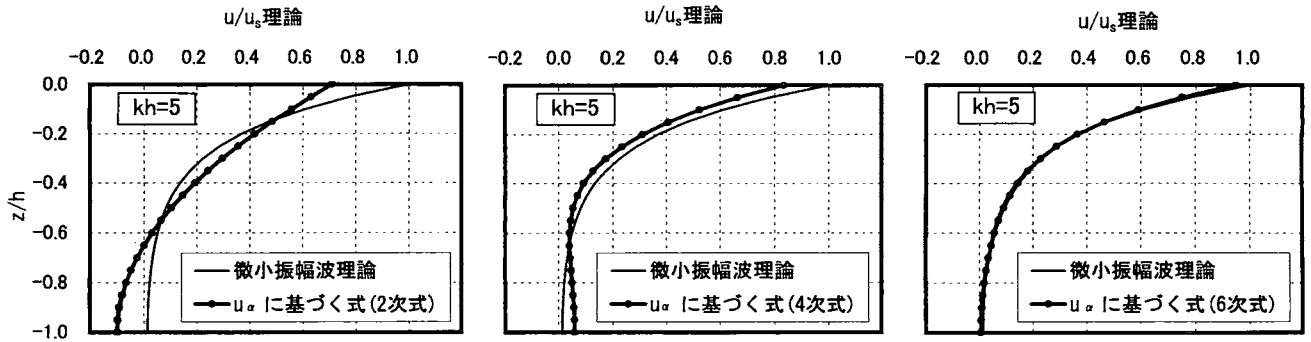


図-1 高次ブジネスク方程式の水粒子速度鉛直分布 (kh=5 の場合)

直分布形は、それぞれ、2次式、4次式、6次式のような多項式として表現される。

$$\begin{aligned}
 u\left(\frac{z}{h}\right) = & u_a \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left[ \alpha^2 - \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^2 \right] (kh)^2 \right. \\
 & + \frac{1}{24} \left[ 5\alpha^4 - 6\alpha^2 \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^2 + \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^4 \right] (kh)^4 \\
 & - \frac{1}{720} \left[ 61\alpha^4 - 75\alpha^2 \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^2 + 15\alpha^2 \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^4 \right. \\
 & \left. \left. - \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^6 \right] (kh)^6 \right\} \quad (8)
 \end{aligned}$$

図-1は、 $kh$ が5の場合における波峰の水粒子速度について、鉛直位置 $zh$ における理論値 $u_a$ を用いて式(8)により求めた鉛直分布と微小振幅波理論に基づく鉛直分布とを比較したものである。波は深海波であることから、3階微分までの修正ブジネスク方程式では、底面付近の水粒子速度は理論値と逆向きの流速を示すとともに、水面付近の水粒子速度は理論値に比べ過小となる。しかしながら、高次の分散項を考慮することにより水粒子速度の鉛直分布が適切に表現できていることがわかる。

## (2) 広域波数領域に適用できる簡易的水粒子速度算定式

高次のブジネスク方程式の数値計算は煩雑であり、特に平面2次元への拡張を検討する場合には実用的ではない。水面変動 $\eta$ や波速 $c$ は、3階微分までのブジネスク方程式に補正項を導入することにより、改善することができる。しかしながら、水粒子速度の鉛直分布については、3階微分までのブジネスク方程式に基づく限り、それが2次式の鉛直分布を仮定していることから、その精度向上には限界がある。 $u_a$ に基づいて無理に式(8)における4次式を用いようとすると、 $\alpha$ の値が3階微分までのブジネスク方程式に適した係数値となっていることから、水

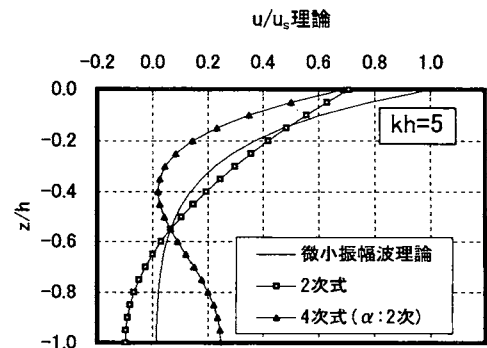


図-2 3階微分までのブジネスク方程式に基づく水粒子速度鉛直分布 (kh=5 の場合)

粒子速度の鉛直分布は図-2の▲に示すような不合理な分布を呈することとなる。

ところで、線形分散性の改善は、高次の分散項の一部をそれより1次低次の分散項で置き換えることにより行われる。水粒子速度の鉛直分布についても、このように、4次式までの式の一部を2次式までの式で置き換えることを考える。式(9)および(10)は、4次式の項の影響をやや小さくすることにより、底面付近における不合理な分布を抑制するとともに、水面付近においてはこれに4次式までの式を接続することにより、水面付近の値が大きくなるようにしたものである。

$\beta > \frac{z}{h} > -1$ において、

$$\begin{aligned}
 u\left(\frac{z}{h}\right) = & u_a + \frac{h^2}{2} \left[ \alpha^2 - \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^2 \right] u_{axx} \\
 & + \frac{xh^4}{24} \left[ 5\alpha^4 - 6\alpha^2 \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^2 + \left( 1 + \frac{z}{h} \right)^4 \right] u_{axxxx} \quad (9)
 \end{aligned}$$

$\frac{z}{h} > \beta$ において、

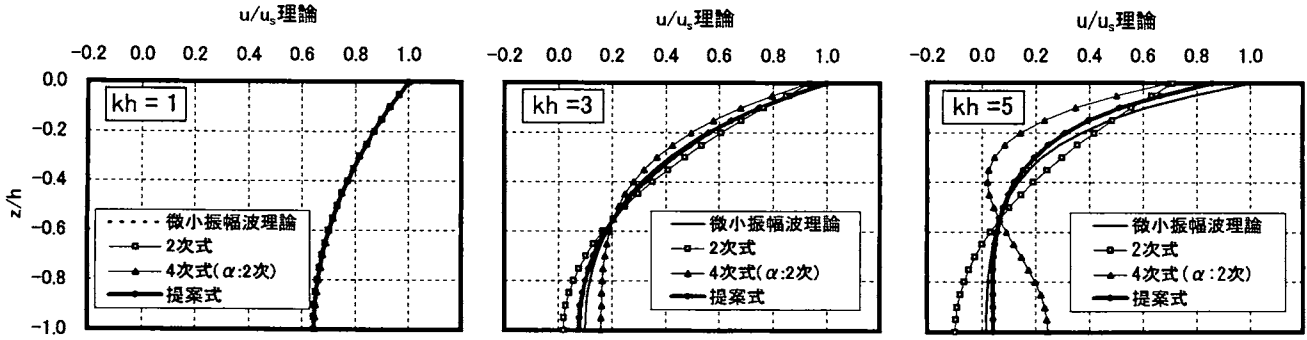


図-3 提案式による水粒子速度鉛直分布 (kh=1, 3, 5 の場合)

$$\begin{aligned}
 u\left(\frac{z}{h}\right) &= u_a + \frac{h^2}{2} \left[ \alpha^2 - \left(1 + \frac{z}{h}\right)^2 \right] u_{axx} \\
 &+ \frac{h^4}{24} \left[ 5\kappa\alpha^4 - 6\alpha^2 \left\{ \left(1 + \frac{z}{h}\right)^2 - (1-\kappa)(1-\beta)^2 \right\} \right. \\
 &\left. + \left(1 + \frac{z}{h}\right)^4 - (1-\kappa)(1+\beta)^2 \right] u_{axxxx} \quad (10)
 \end{aligned}$$

ここに、 $\beta$  は、水深で基準化した鉛直位置を表す係数であり、 $\kappa$  は、4次式と2次式の重み係数である。

微小振幅波理論による水粒子速度分布と式(9)および(10)による分布を比較した結果、係数 $\beta$ および $\kappa$ として、それぞれ、 $-0.2$ および $0.35$ を採用することとした。図-3は、 $kh$ が1, 3および5の場合の波峰における水粒子速度の鉛直分布を微小振幅理論値と比較したものである。提案式は、浅海波から深海波までの幅広い波数領域において鉛直分布を適切に表現できることがわかる。

#### 4. 各種地形上の規則波の碎波変形

##### (1) 碎波減衰項の検討

###### a. 碎波減衰における抵抗型と拡散型の減衰項の比較

減衰項として、抵抗型および拡散型のいずれのタイプが実験値により適合するかについて検討するため、以下に示す減衰項 $M$ を基礎方程式に付加し、減衰項の係数として、比較的波高が一致する係数を用いて計算した。

$$M_1 = f_1 \sqrt{\frac{g}{h}} u \quad (\text{抵抗型減衰項}) \quad (11)$$

$$M_2 = f_2 \sqrt{\frac{g}{h}} \frac{gh}{\sigma^2} u_{xx} \quad (\text{拡散型減衰項}) \quad (12)$$

ここに、 $\sigma$  は角周波数、 $f_1$  および  $f_2$  は定数である。なお、検討計算ケースとして、一様勾配斜面では、波浪変形に差異が生じにくいと考えられることから、バー地形を対

象として両者の波形の比較を行った。計算の結果、バー地形トップにおける碎波後の時系列波形は、抵抗型減衰項を付加した場合、実験ではみられないような顕著な分裂がみられた。一方、拡散型減衰項を付加した場合にはこのような顕著な分裂はみられなかった。これらのことから、拡散型減衰項の方が碎波波形をより適切に表現していると考え、以下では、拡散型減衰項をベースとして検討を行うこととした。

###### b. 拡散型碎波減衰項

佐藤・鈴木 (1990) は、Dibajnia・渡辺 (1987) を参考に、拡散項における拡散係数  $\nu_e$  として、

$$\nu_e = \alpha_D \tan \beta \sqrt{\frac{g}{h}} \frac{gh}{\sigma^2} \sqrt{\frac{\bar{Q} - Q_r}{Q_s - Q_r}} \quad (13)$$

を提案している。ここに、 $\tan \beta$  は斜面勾配、 $\bar{Q}$  は線流量の振幅、 $Q_s$  および  $Q_r$  はそれぞれ一様勾配斜面上の減衰域および再生域での線流量の振幅を示す。また、 $\alpha_D$  は 2.5 とされている。その後もこの係数に基づく拡散型碎波減衰項は各種の計算法 (例えば、片山・佐藤, 1993, 有川・磯部, 2000 など) の中で広く用いられている。

一方、Wei・Kirby・Mase (1995) は、以下に示すような波フロント部に作用する碎波減衰項  $M_3$  を提示している。

$$M_3 = [\nu_b u_x]_x$$

ここに、拡散係数  $\nu_b$  は

$$\nu_b = B u_x \delta^2 h^2 \quad (14)$$

である。

本研究では、両者の考え方および次元解析を踏まえ、碎波減衰項として、以下の項  $M_4$  を付加することとした。

$$M_4 = \frac{1}{H} [\nu_b (Hu)_x]_x \quad (15)$$

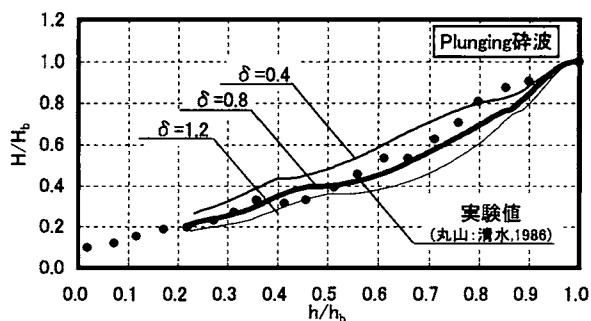
ここに、 $\nu_b$ は拡散係数であり、

$$\nu_b = (\hat{u}_s - u_r) \delta h \quad (16)$$

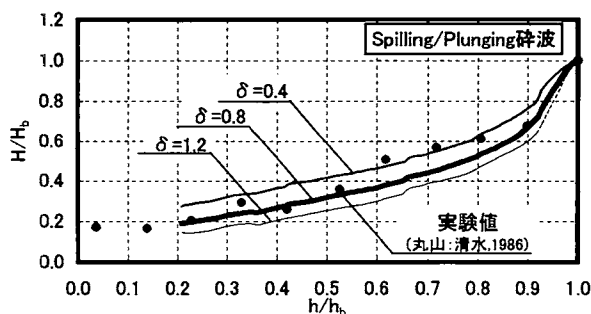
とした。 $\hat{u}_s$ は水面における水粒子速度振幅、 $u_r$ は波の再生限界を表す水粒子速度であり、 $\delta$ は後述する碎波形式による乱れの強さの違いを表す係数である。なお、碎波判定としては、水面における水粒子速度 $u_s$ と波速 $c(=\sqrt{gh})$ の比 $u_s/c=1.0$ を用いることとする。

### c. 拡散項中の諸係数の設定

碎波形式は、Spilling 碎波、Plunging 碎波などに分類され、碎波減衰に関する諸係数は碎波形式によって異なるものと考えられる。ここでは、まず、拡散係数における係数 $\delta$ と碎波形式との関連性を、丸山・清水(1986)による碎波形式の判定も含めた一様勾配斜面における実規模実験結果との比較から検討する。図-4(a)の黒丸(●)は Plunging 碎波の場合における碎波後の波高減衰の実験値を碎波波高で基準化し示したものである。同様の実験条件を用い、本計算モデルにより $\delta$ を調整しながら計算を行った結果、 $\delta$ が概ね0.8の場合、実験値とほぼ適合することがわかった。一方、図-4(b)の黒丸(●)は Spilling / Plunging 碎波の場合の波高減衰を示したものである。この場合も、 $\delta$ を0.8程度とすれば、実験値



(a)  $H_1=1.05\text{m}$ ,  $h_1=4.5\text{m}$ ,  $T=6.0\text{s}$



(b)  $H_1=1.54\text{m}$ ,  $h_1=4.5\text{m}$ ,  $T=3.1\text{s}$

図-4 碎波後の波高変化に関する実験値との比較

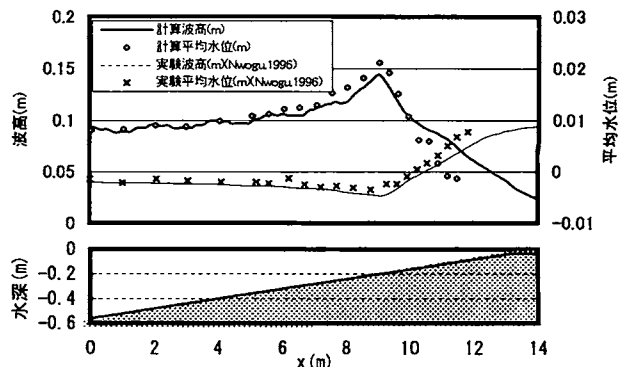


図-5 一様勾配斜面上の碎波変形

と計算値の整合がよいことがわかった。したがって、Plunging 碎波および Spilling 碎波の場合における $\delta$ の標準値としては、いずれも0.8とすることとした。なお、 $u_r$ は、 $0.25\sqrt{gh}$ と一定とした。

### (2) 一様勾配斜面上の碎波変形

一様勾配斜面上における浅水変形、碎波減衰および平均水位の変化に関する計算の妥当性について Nwogu (1996) の実験結果との比較から検討を行った。

図-5は一様勾配斜面上の碎波変形に関する実験結果と本計算法による数値計算結果を比較したものである。これによると、水深が浅い領域では計算波高はやや大きくなっているものの、浅水変形および碎波減衰は概ね適切に表現できているとともに、碎波前のセットダウンおよび碎波後のセットアップについても妥当な結果を示している。したがって、本計算モデルは十分な適合性を有するものと判断される。

### (3) バー地形上の碎波変形

潜堤やバー地形を通過した後の強非線形強分散の波については、弱非線形の基礎方程式に基づいて数値計算を行う限りにおいて、分散性を若干抑制することにより相対的に非線形性を高めるような諸係数を設定することが望ましいと考えられる(中嶋・由比・石田, 2002)。まず、大山ら(1993)の潜堤実験における3つの非碎波条件の実験ケースについて数値計算を行った結果、潜堤背後の分裂した波の群速度を線形分散関係式より1~2%程度大きくするように設定すれば実験値と非常によく一致することがわかった。群速度をやや大きく設定する諸係数

の組合せ例を図-6に示す。また、その時の水位時系列波形は図-7に示すとおりである。

以下の計算では、潜堤・バー地形背後の波の想定波数を踏まえ、図-6に基づき波の分散性諸係数を設定することとする。なお、これらの諸係数については、本来、水深変化に応じて、空間的に変化させるべきものとも考えられるが、今回の計算ではケース毎に一定値とした。図-8はBeji・Battjes (1993)の緩勾配バー地形上の碎波変形に関する実験結果と本計算法による数値計算結果を比較したものである。実験との比較の結果、浅水変形、碎波減衰が適切に表現できていることがわかる。

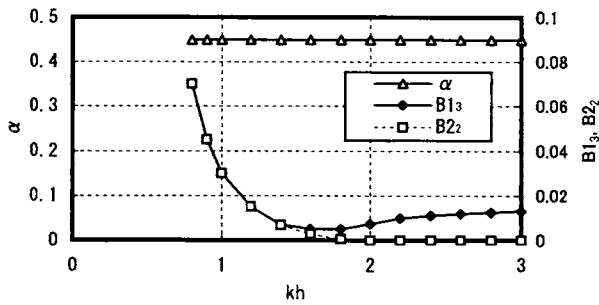


図-6 想定波数に応じた最適分散諸係数例

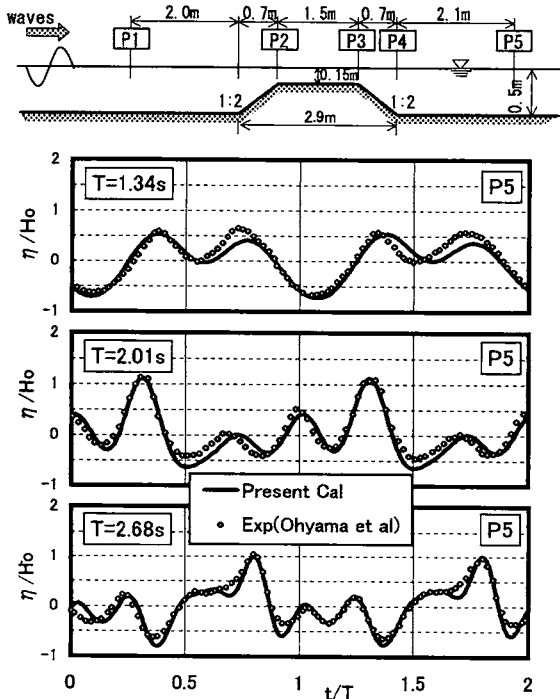


図-7 急勾配潜堤実験の実験値と計算値の比較

#### (4) 一様勾配斜面上に急勾配潜堤を有する地形における碎波変形

沖ら (2002) は、図-9に示す間瀬ら (2002) の一様勾配斜面上に急勾配潜堤を有する地形上の碎波変形に関する実験結果と Madsen ら (1997) の拡張型ブジネスクモデル、Wei ら (1995) のブジネスクモデルおよび Navier-Stokes 方程式を直接解く CADMAS-SURF モデル (2000) の3つの計算法に基づく計算値とを比較検証し、これらの計算法では、潜堤前面および頂部における波形の整合性は概ね良好であるものの、潜堤背後の波形については、いずれの手法によってもあまり一致しないことを報告している。

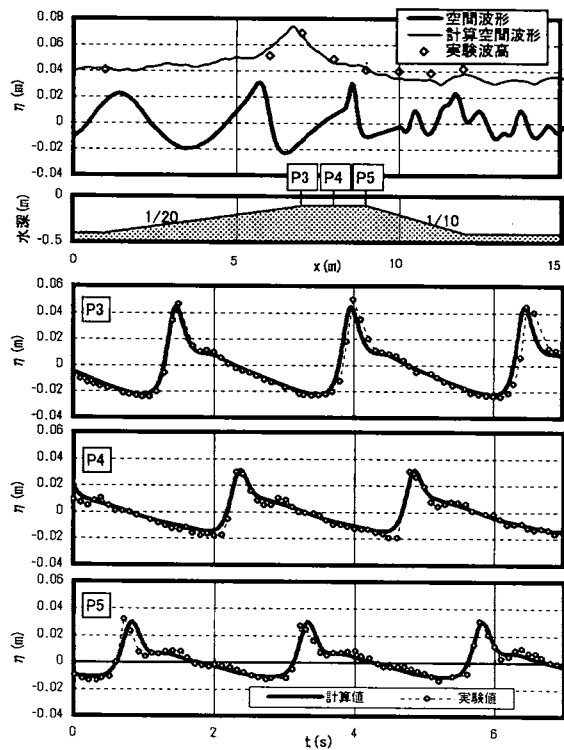


図-8 緩勾配バー地形上の碎波変形

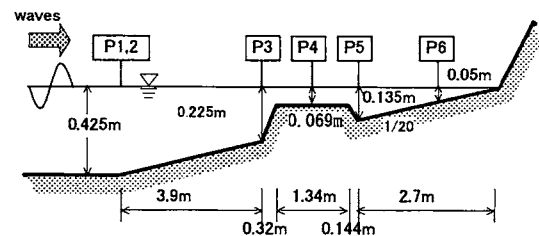


図-9 一様勾配斜面上の急勾配潜堤 (実験諸元)



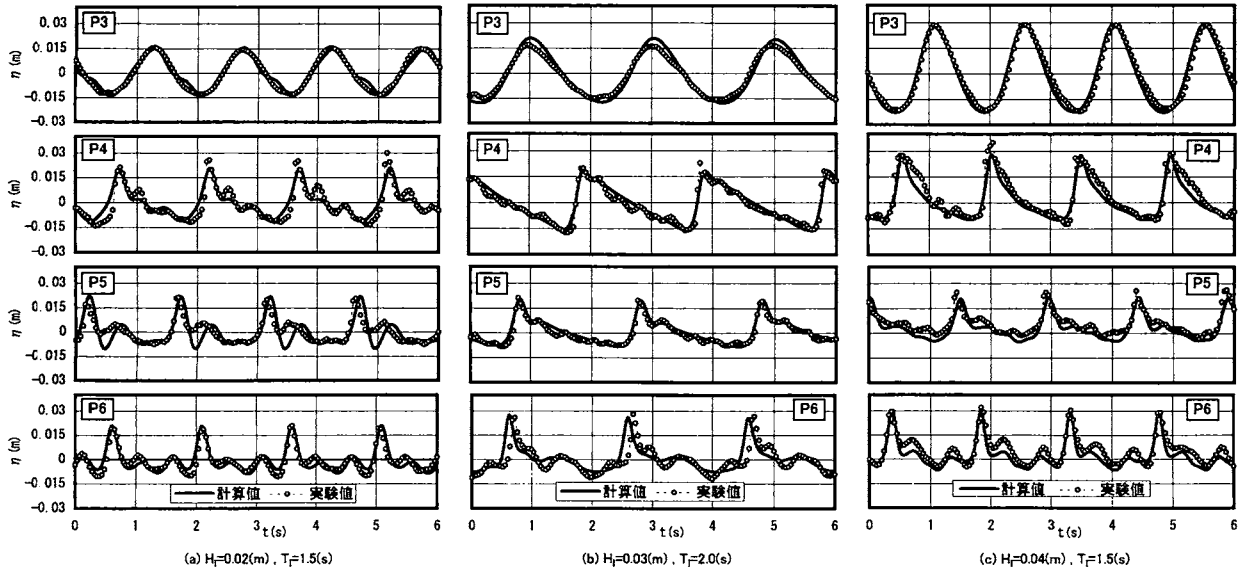


図-10 一様勾配斜面上に急勾配潜堤を有する地形における碎波変形

図-10 は同様の実験結果を本計算法による数値計算結果と比較したものである。実験は比較的複雑な地形上の碎波を含む現象であるにもかかわらず、本計算では、潜堤前面の部分重複波の形成、潜堤頂上における碎波、その背後における波の高周波成分への分裂および波の再生など、位相および波高ともに実験値との整合性はよく、碎波減衰項を含む本数値モデルが十分な精度を有していることがわかる。

なお、本計算では、強非線形性再現のための線形分散特性の調整を前述の方法で行うとともに、潜堤背後の高周期分裂波の分解能を高めるため、沖らの計算より計算格子幅を細かく設定した。

## 5. 任意反射境界に関する検討

ここでは、エネルギー吸収帯等の適用とは異なる直接的な方法として、反射境界に線形の Sommerfeld 放射条件の変形式を適用した簡易な任意反射境界を構築し、これを用いた非線形分散規則波に関する任意反射波の計算を行ってその適用性を検討する。

### (1) 任意反射境界における放射条件

反射率  $K_r$  の境界 ( $x=0$ ) に波が入射・反射した場合、線形を仮定すると、以下のような部分重複波が形成される。

$$f = f_I + f_R \quad (17)$$

$$f_I = a_0 \cos(kx - \sigma t) \quad (18)$$

$$f_R = K_r a_0 \cos(kx + \sigma t) \quad (19)$$

ここに、 $f$  は水位及び流速を示す関数、 $a_0$  は境界への入射波の振幅、添字 I, R は、それぞれ入射波と反射波を表す。

また、部分重複波  $f$  を  $x$  および  $t$  で微分すると、それぞれ

$$f_x = -a_0 k [\sin(kx - \sigma t) + K_r \sin(kx + \sigma t)] \quad (20)$$

$$f_t = a_0 \sigma [\sin(kx - \sigma t) - K_r \sin(kx + \sigma t)] \quad (21)$$

となり、境界  $x=0$  における  $\eta_x$  と  $\eta_t$  の関係は、

$$f_x|_{x=0} = a_0 k (1 - K_r) \sin \sigma t \quad (22)$$

$$f_t|_{x=0} = -a_0 \sigma (1 + K_r) \sin \sigma t \quad (23)$$

より、

$$\frac{(1 - K_r)}{(1 + K_r)} f_t + c f_x = 0 \quad (24)$$

となる。

波速  $c$  は、 $\sqrt{gh}$  ではなく、真の波速を用いるべきであり、ここでは、入射波の周波数の変化に自動的に対応することができるように、式(24)に示すような空間波形の微係数等から波速  $c$  を求めることとした。

$$c^2 = \frac{\tanh(\sqrt{-\eta_{xx}/\eta} h)}{\sqrt{-\eta_{xx}/\eta}} gh \quad (25)$$

上式は、波数  $k$  を  $-\eta_{xx}/\eta$  と便宜的に考え、線形の分散関係理論式に代入したものである。

これを用いることにより、広域的な波数に対する任意

反射境界を考慮した計算が可能になるものと考えられる。

しかしながら、式(25)を採用する場合、分母・分子中の  $-\eta_{xx}/\eta$  が0以下となる可能性もあることから、これらを除く操作を行う必要がある。また、波速としてある程度の区間平均値を採用する方が適切であると考え、任意反射境界前の1波長～2波長区間における平均的な波速を定めることとした。

## (2) 任意反射境界の線形規則波への適用性

前述の波速算定方法を式(24)の任意反射境界条件に組み込み、浅海波 ( $h/L_0=0.089$ ) と深海波 ( $h/L_0=0.623$ ) の2ケースについて、反射率  $K_r$  を0.0, 0.5及び1.0に変化させて計算を行った。計算結果は図-11に示すとおりである。図の左側から入射した波が図の右側の任意反射境界から反射し重複波が形成されている様子を示している。この結果から、ヒーリーの方法に基づき反射率を求めると、浅海波の場合が、それぞれ、0.018, 0.495, 0.912となり、深海波の場合には、それぞれ、0.035, 0.519, 0.894となる。設定反射率が1.0の場合、ヒーリーの方法で求めた反射率はやや小さくなっているが、これは、完全重複波の節の波高を、計算上はほぼ0であるにもかかわらず計算格子やや大きく見積もってしまうことから

生じているものであり、このことを考慮すれば、深海波の場合でも、設定反射率と計算上の反射率は概ね一致していると考えられる。

## (3) 任意反射境界の非線形分散波への適用性

線形規則波の場合、反射率については、ヒーリーの方法により算定することができるが、非線形の波の場合は、2次成分波、3次成分波等による非線形干渉が生じることから、ヒーリーの方法で算定した場合、一般に反射率を小さく見積もってしまうことになる。合田・阿部(1968)は部分重複波に関するストークス波理論を展開し、真の反射率とみかけの反射率の関係を求めている。本任意反射境界の非線形波への適用性を検証するため、これらの関係について、本計算値と合田らの理論値との比較を行った。

まず、図-12は、相対水深  $h/L$  が0.1、反射率  $K_r$  が1.0の場合の波峰包絡線である。非線形波の場合、計算においても波の節における水位変動が生じることとなり、この傾向は理論と一致する。次に、図-13は、相対水深  $h/L=0.1$  の場合における波形勾配  $H/L$  に応じたみかけの反射率と真の反射率の関係を示したものである。本任意反射境界に基づく計算では、波形勾配が大きくなるケースにおいて真の反射率が0の場合でも反射率をやや大き

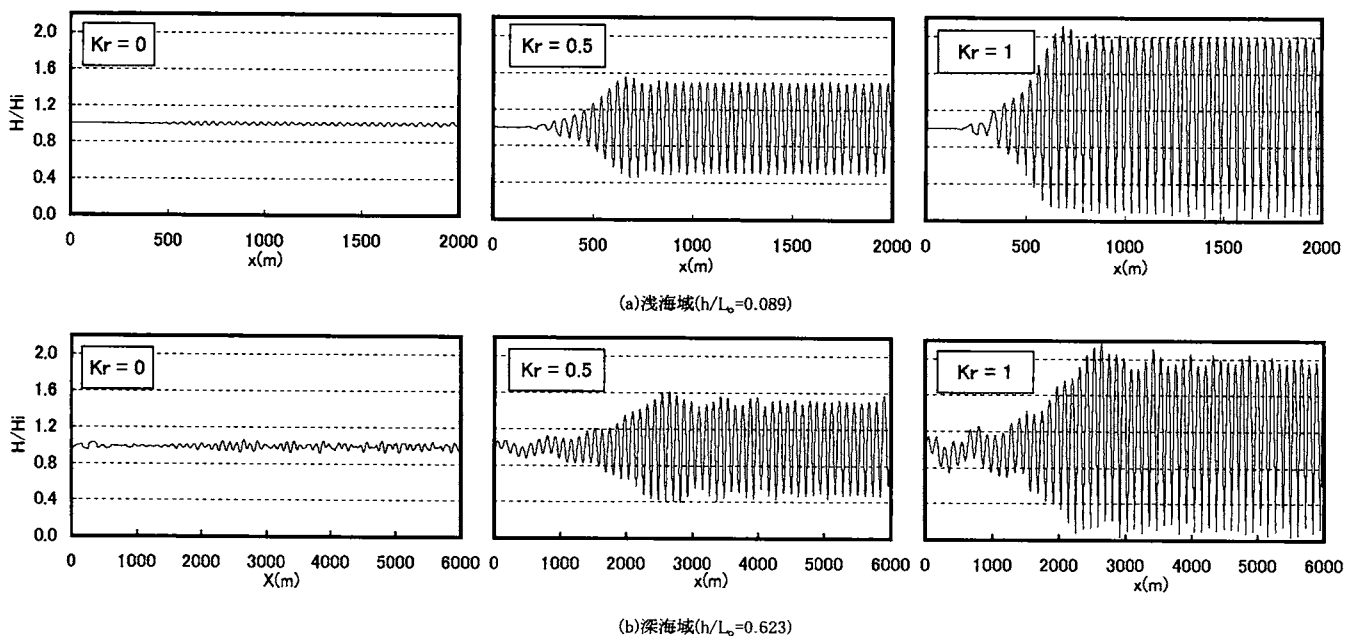


図-11 線形規則波の任意反射特性

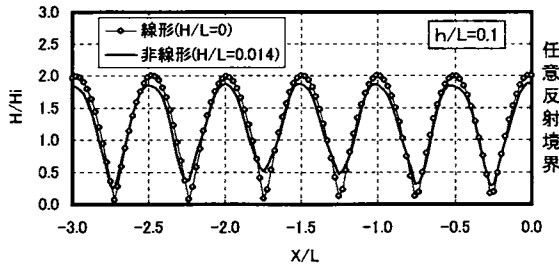


図-12 線形規則波と非線形規則波の反射特性の比較

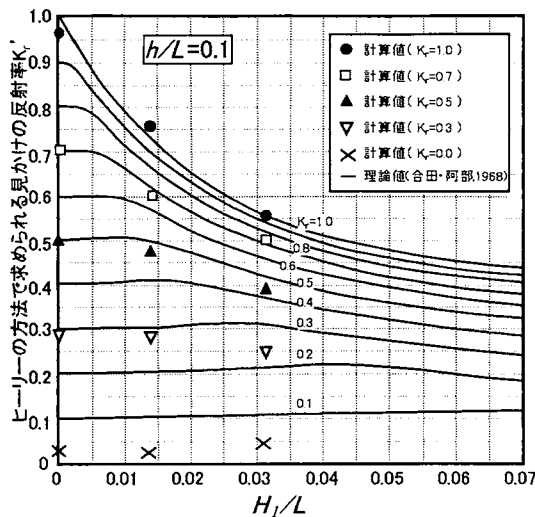


図-13 非線形規則波の任意反射特性（見掛け反射率）

く見積もる傾向があるものの、全体的には合田らの理論値とよく一致していることがわかる。したがって、本計算に用いた任意反射境界は非線形分散波に対しても十分な適用性を有しているものと考えられる。

なお、 $K_r=0$ とした場合の非線形波の無反射特性について調べるため、清川ら（1996）と同様の条件で計算を行った。図-14に示すように、計算では、斜面上の浅水変形に伴い小さな2次波峰が形成されステップ地形上においてその波と主峰が干渉しながら伝播していくこととなる。本計算では開境界付近でやや波高が減衰するものの十分な時間にわたり安定して計算が可能であった。

また、不規則波に対しても同様に長時間にわたる安定な計算が可能であることを確認している。

## 6. 結論

本研究では、砕波判定等のための水粒子速度鉛直分布

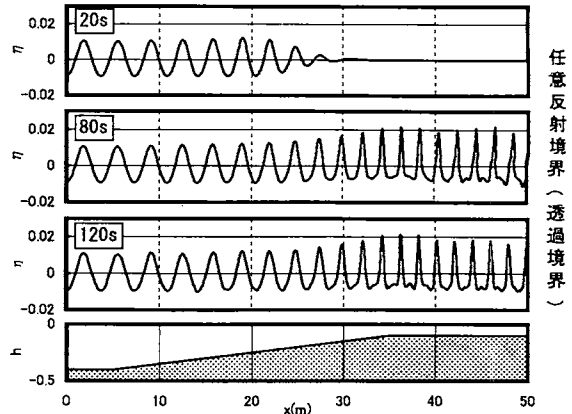


図-14 非線形規則波の無反射境界への透過計算例

に関する算定式、砕波変形モデルおよび任意反射境界モデルについて検討し、これらのモデルを広域波数領域に適用可能な修正ブジネス方程式に基づく断面2次元波浪変形モデルに組み込み、これらによる計算結果を各種の実験結果と比較しながら、本数値モデルの適用性について検証した。得られた結果は以下のとおりである。

- (1) 一様勾配斜面のみならず、複雑地形上における砕波変形をも再現できることを念頭に、簡易な砕波モデルを新たに提示した。
- (2) バー地形、一様水深上の潜堤および一様勾配斜面上の潜堤などの複雑地形を対象に、本砕波変形モデルに基づく数値計算結果と実験結果とを比較した結果、両者は非常によく一致した。
- (3) 高次ブジネス方程式に基づく水粒子速度鉛直分布特性を表す一般式を誘導し、高次化に伴う水粒子速度の鉛直分布特性を明らかにした。
- (4) 3階微分までのブジネスモデルによる流速を用いて浅海波から深海波までの幅広い波数領域における水粒子速度鉛直分布を適切に表現できる式を提示した。
- (5) 従来のエネルギー吸収帯等を適用した任意反射境界とは異なる直接的な任意反射境界モデルを構築し、線形および非線形波の入・反射計算に適用した結果、無反射特性を含む十分な任意反射特性が得られた。
- (6) 本任意反射境界モデルを用いて、無反射の場合の数値計算を行い、長時間にわたる安定した計算が可能であることを示した。

以上のことから、ここで検討した砕波変形モデルおよび任意反射境界モデルを組み込んだ本数値モデルは十分

な適用性を有するものと考えられる。

#### 参考文献

- 1) 沿岸開発技術研究センター (2001)：数値波動水路の研究・開発, 296 p.
- 2) 有川太郎・磯部雅彦(1998)：非線形暖勾配方程式を用いた碎波モデルの構築, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 141-145.
- 3) 有川太郎・磯部雅彦(1999)：非線形暖勾配方程式を用いた任意反射率を持つ構造物周辺の入・反射波浪共存場の解析, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 56-60.
- 4) 有川太郎・磯部雅彦 (2000)：非線形暖勾配方程式を用いた碎波・遡上計算モデルの開発, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 186-190.
- 5) 大山 巧・喜岡 渉・多田彰秀 (1993)：非線形分散波動場に対する数値モデルの適用性について, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 11-16.
- 6) 大山 巧・長谷部雅伸(2001)：碎波による過度供給を考慮した碎波帯内の波・流れ場のモデル化, 海岸工学論文集, 第48巻, pp. 121-125.
- 7) 沖 和哉・村上啓介・間瀬 肇 (2002)：小水深人工リーフ天端上を通過する波の変形—数値計算モデルの検証—, 海岸工学論文集, 第49巻, pp. 41-45.
- 8) 片山裕之・佐藤慎司 (1993)：Boussinesq 方程式を用いた不規則波の浅水・碎波変形の計算法, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 16-20.
- 9) 喜岡 渉・甲斐宏典・安江 輝 (1996)：透水層上の Boussinesq 方程式による波浪減衰の計算, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 101-105.
- 10) 清川哲志・灘岡和夫・S, Beji (1996)：非線形波動伝播シミュレーションにおける開境界処理の一方法, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 6-10.
- 11) 合田良実・阿部淑輝(1968)：有限振幅波の部分反射に伴う見掛けの反射率について, 港湾技術研究所報告, 第7巻, 第3号, pp. 4-58.
- 12) 佐藤慎司・鈴木秀典(1990)：碎波帯における底面流速変動波形の評価法, 海岸工学論文集, 第37巻, pp. 51-55.
- 13) 中嶋光浩・由比政年・石田 啓 (2002)：高次ブジネスク方程式の一般形の導出と最適係数を用いた高精度数値モデルの開発, 海岸工学論文集, 第49巻, pp. 6-10.
- 14) 灘岡和夫・大野修史(1997)：水深積分型乱流エネルギー輸送方程式を連結させた碎波帯内波動場モデルの提案, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 106-110.
- 15) 平山克也 (2001)：ブジネスクモデル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.
- 16) 間瀬 肇・宮平 彰・桜井秀忠・井上雅夫 (2002)：汀線近傍の護岸への不規則波の打ち上げに関する研究—算定打上げ高と不規則波の代表打上げ高—, 土木学会論文集. (印刷中)
- 17) 丸山康樹・清水隆夫(1986)：岸沖地形変化予測モデルの開発と検証, 電力中央研究所研究報告, U 86014, p 44.
- 18) 渡辺 晃・丸山康樹 (1984)：屈折・回折・碎波減衰を含む波浪場の数値解析法, 海岸工学論文集, 第31巻, pp. 103-107.
- 19) Beji, S., Battjes, J. A (1993): Experimental investigations of wave propagation over a bar, Coastal Engineering, vol. 19, pp. 151-162.
- 20) Cruz, E. C. ・横木裕宗・磯部雅彦・渡辺 晃 (1993)：非線形波動方程式に対する無反射条件について, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 46-50.
- 21) Cruz, E. C. ・石倉正英・青野利夫 (1997)：非線形分散波モデルを用いた開境界処理に関する研究, 海岸工学論文集, 第44巻, pp. 46-50.
- 22) Dibajnia, M・渡辺 晃 (1987)：波浪場と海浜縦断地形変化の数値計算, 海岸工学論文集, 第34巻, pp. 63-67.
- 23) Kennedy, A. B., Chen, Q., Kirby, J. T. and Palmyrle, R. A (2000)： Boussinesq modeling of wave transformation, breaking and runup. I: 1D, J. Waterways, Port, Coastal and Ocean Eng., ASCE, vol. 126, No. 1, pp. 39-47.
- 24) Madsen, P. A., Sorensen, O.R. and Schaffer, H.A. (1997)： Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq type model. Part I. Model description and cross shore motion of regular waves, Coastal Engineering, vol. 32, pp. 255-287.
- 25) Nwogu, O. G. (1996)： Numerical Prediction of Breaking Waves and Currents with Boussinesq model, Proc, 25th ICCE, pp. 4807-4820.
- 26) Schaffer, H. A., P. A. Madsen and R. Deigaard (1993)： A Boussinesq model for waves breaking in shallow water, Coastal Engineering, vol. 20, pp. 185-202.
- 27) Wei, G., J. T. Kirby and H. Mase (1995)： Implementation of eddy viscosity models in a time-domain Boussinesq wave model, Proc. 10th ASCE Mech. Special Conf., ASCE, pp. 1247-1250.