

# 波と流れの相互干渉を考慮した Boussinesq 方程式による数値解析

NUMERICAL SIMULATION OF WAVE-CURRENT INTERACTION  
BY BOUSSINESQ MODEL

沖 和哉<sup>1</sup>・酒井哲郎<sup>2</sup>・芦谷淳志<sup>3</sup>

Kazuya OKI, Tetsuo SAKAI and Atsushi ASHIYA

<sup>1</sup>正会員 工修 京都大学助手 工学研究科都市環境工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

<sup>2</sup>フェロー 工修 京都大学教授 工学研究科都市環境工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

<sup>3</sup>工修 サントリー株式会社 (〒530-0004 大阪府大阪市北区堂島浜2-1-40)

Extended Boussinesq equations with wave-current interaction are derived and a numerical model is developed in this study. It is difficult for a standard Boussinesq model to treat the effects of pre-existing current field on waves. The present numerical model can easily take ambient current conditions into account by dividing the flow velocity into the wave component and the current component. In order to investigate the performance of this model, some calculations are executed. Firstly, the results of the calculation are compared to the theoretical results of Brevic and Aas (1980). Only in the region of low ambient current, namely low effect of non-linearity, the agreement is good. Secondly, the wave blocking phenomenon is numerically simulated. Although the model cannot treat the wave breaking effect, the wave blocking is predicted to some extent.

**Key Words** : Boussinesq model, wave-current interaction, numerical simulation, wave blocking

## 1. 緒言

海洋構造物や港湾施設を設計する際には、構造物周辺の波浪場を精度よく予測することが重要である。これまで数多くの波浪予測モデルが提案されているが、中でも弱非線形性、弱分散性を有する Boussinesq 方程式が浅海域の波浪変形計算に用いられるようになってきた。浅海域では波浪の非線形性が強くなり、また実際の海浜においては沿岸流や離岸流、河川からの流入などの影響も混在して複雑な波浪場が形成される。特に、波が流れを遡って伝播する場合、流れが強くなるとそれ以上波が遡上できなくなる wave blocking 現象が生じる。本来 Boussinesq 方程式は流れを考慮することができるが、河川からの流入や計算領域境界での沿岸流の流入出など、計算領域内の波浪を起因としない流れについては流速の条件の設定の点から扱いにくい点、何らかの工夫が必要である。

Yoon and Liu<sup>1)</sup>は、水深と流れ場の変化を考慮した Boussinesq 方程式を導き、数値解析を行った。彼らの

モデルでは比較的小さい波数をもつ波にしか適用できないという制限があった。Dingemans<sup>2)</sup>および Chen et al.<sup>3)</sup>は、波と流れの相互干渉を考慮した高次の Boussinesq 方程式をそれぞれ独自に導いた。一方、Chawla and Kirby<sup>4)</sup>は深海条件で流れを遡る波浪伝播に関する実験を行い、wave action 保存式による理論結果との比較を行った。また、Mohammadら<sup>5)</sup>は拡張型 Boussinesq 方程式に基づく波・流れ数値解析モデルを構築し、実験結果と比較を行った。実験は全て非碎波の規則波を用い、流れ場には小さい流速が用いられた。

以上のように、これまでの研究で示された数値計算結果は流れが弱い条件による検討が主で、流れが強い条件、つまり非線形性の強い条件での検証は少なく、また数値解析によるデータの蓄積においても十分とはいえない。そこで本研究では、定常流が存在する場に適用可能な、波と流れの相互干渉を考慮できる Boussinesq 方程式を導いた。またその数値モデルを構築し、その妥当性について検証した。

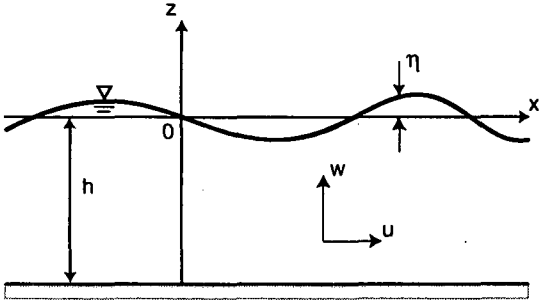


図-1 変数の定義

## 2. 基礎方程式

### (1) 無次元化

波動場の変数を図-1のように定義する。水平方向に  $x$  軸を、鉛直上方向に  $z$  軸をとり、静水位を  $z=0$  とする。また、 $h$  は水深、 $\eta$  は水位変動、 $u$  および  $v$  はそれぞれ  $x$  方向および  $z$  方向流速を表す。代表水深および代表波長をそれぞれ  $h'_0$  および  $l'_0$  とすると独立変数は次のように無次元化できる。

$$x = x'/l'_0, \quad z = z'/h'_0, \quad t = t' \sqrt{gh'_0}/l'_0 \quad (1)$$

ここで、 $t'$  は時間変数、 $g$  は重力加速度を表し、次元量にはプライムが付してある。また、 $a'_0$  を代表振幅として、浅海域における非線形性、分散性パラメータをそれぞれ次のように定義する。

$$\varepsilon = a'_0/h'_0, \quad \mu = h'_0/l'_0 \quad (2)$$

次に、 $x$  方向および  $z$  方向の流速について、波による流速成分と、流れによる流速成分に分けて考える。まず、波の成分に関しては、次のように定義する。

$$u'_w = O(\varepsilon) \sqrt{gh'_0} \cdot u_w, \quad w'_w = O(\varepsilon \mu) \sqrt{gh'_0} \cdot w_w, \\ \eta'_w = O(\varepsilon) h'_0 \cdot \eta_w, \quad p'_w = O(\varepsilon) \rho g h'_0 \cdot p_w \quad (3)$$

ここで、 $u, w, h, \rho$  および  $p$  はそれぞれ  $x$  方向流速、 $y$  方向流速、水深、密度および圧力を表す。また、右下の添え字  $w$  は波の成分であることを示す。一方、流れの成分を以下のように定義する。本研究では流れの空間的変化は波浪の変化に対して非常に緩やかである場合を考え、時間的には定常であるとみなす。すなわち、小スケールを表すパラメータ  $\beta$  を用いて

$$u'_c = u'_c(\beta x), \quad \eta'_c = \eta'_c(\beta x), \quad h'_c = h'_c(\beta x) \quad (4)$$

と表せる。また、流れの大きさは波速と同程度かそれよりも小さいものとし、 $\varepsilon \leq v \leq 1$  となるパラメータ  $v$  を用いると、以下のように無次元化される。

$$u'_c = O(v) \sqrt{gh'_0} \cdot u_c, \quad w'_c = O(\varepsilon \mu) \sqrt{gh'_0} \cdot w_c, \\ \eta'_c = O(\delta) h'_0 \cdot \eta_c, \quad p'_c = O(\delta) \rho g h'_0 \cdot p_c \quad (5)$$

右下の添え字  $c$  は流れの成分であることを示す。 $\delta$  は水位変動および圧力に関する無次元化パラメータである。

ここで、各パラメータの関係を調べる。浅海域において、一般的に、水深積分された連続式および運動方程式の主要な項のみを取り出すと浅水方程式になり、次元量を用いてそれぞれ次のように表される。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} [(h + \eta)u] = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} = 0 \quad (7)$$

まず、波の成分に関する式(3)を連続式(6)に代入してオーダーを比較すると、各項がバランスしていることがわかる。運動方程式(7)に式(3)を代入すると、移流項が他の2つの項と比較して相対的に  $O(\varepsilon)$  となっている。次に、場の流れの成分に関する式(5)を連続式(6)に代入すると、定常流における流れ変化の割合と地形変化の割合の関係式が得られる。運動方程式(7)においては場の流れは定常流を仮定しているため、流速の時間微分の項は寄与しない。したがって、式(5)を代入して水位の勾配と移流項がバランスするケースを想定すると、次の関係式が得られる。

$$\delta = O(v^2) \quad (8)$$

また、波の成分に関する流速と場の流れに関する流速が同程度であると仮定すると、パラメータ  $\beta$  は次のようなオーダーとなる。

$$\beta = O(\varepsilon/v) \quad (9)$$

式(8)および式(9)の関係は、Dingemans<sup>2)</sup>や Chen et al.<sup>3)</sup> の用いた仮定と同じである。

したがって、波と流れの相互干渉を考慮する場合には、以下の無次元化された変数を用いればよい。

$$u' = O(\varepsilon, v) \sqrt{gh'_0} \cdot u, \quad w' = O(\varepsilon \mu) \sqrt{gh'_0} \cdot w, \\ \eta' = O(\varepsilon, v^2) h'_0 \cdot \eta, \quad p' = O(\varepsilon, v^2) \rho g h'_0 \cdot p \quad (10)$$

### (2) 基礎式の導出

Dingemans<sup>2)</sup> の手法に倣い、各項のパラメータの大きさに注意しながら、波と流れの相互干渉を考慮した Boussinesq 方程式を導く。

まず、無次元化された連続式および水平方向運動方程式は次のように表される。

$$v \frac{\partial u}{\partial x} + \varepsilon \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (11)$$

$$v \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} u dz + v^2 \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} u^2 dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\eta} p dz = p_b \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad (12)$$

ただし、式(12)は水底から水表面まで積分した形になっており、 $p_b$  は水底における圧力を表す。また、Yoon and Liu<sup>1)</sup> および Dingemans<sup>2)</sup> によると、無次元化された渦度の方程式は次の式で表される。

$$\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\varepsilon \mu}{\nu} \frac{\partial w}{\partial x} = O(\varepsilon \mu, \mu^2) \quad (13)$$

式(13)を $z = z_\alpha$ から $z$ まで鉛直方向に積分し、 $z = -h$ から $z = z$ まで鉛直方向に積分した式(11)に代入して整理すると、流速に関する式

$$u = u_\alpha - \mu \left[ (z - z_\alpha) \frac{\partial^2 (hu_\alpha)}{\partial x^2} + \frac{1}{2} (z^2 - z_\alpha^2) \frac{\partial^2 u_\alpha}{\partial x^2} \right] + O(\varepsilon \mu, \mu^2) \quad (14)$$

が得られる。ここで、 $u_\alpha$ は水深 $z = z_\alpha$ での流速である。Dingemans<sup>2)</sup>は水表面流速および水深平均流速を用いて定式化を行っているが、本研究では Nwogu<sup>9)</sup>の採用した任意水深 $z_\alpha$ における流速 $u_\alpha$ を代表流速として用いて定式化を行った。連続式(11)を $z = -h$ から $z = \delta\eta$ まで鉛直方向に積分し、式(14)を代入すると、次の水深積分された連続式が得られる。

$$\delta \frac{\partial \eta}{\partial t} + \nu \frac{\partial}{\partial x} \{ (h + \delta\eta) u_\alpha \} + \nu \mu \frac{\partial}{\partial x} \{ h(\Gamma_\alpha + h\Lambda_\alpha) \} = O(\nu \varepsilon \mu, \nu \mu^2) \quad (15)$$

ここで、

$$\Gamma_\alpha = z_\alpha \frac{\partial^2 (hu_\alpha)}{\partial x^2} + \frac{z_\alpha}{2} \frac{\partial^2 u_\alpha}{\partial x^2} \quad (16)$$

$$\Lambda_\alpha = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 (hu_\alpha)}{\partial x^2} - \frac{h}{6} \frac{\partial^2 u_\alpha}{\partial x^2} \quad (17)$$

である。

次に、鉛直方向運動方程式を $z = z$ から $z = \delta\eta$ まで鉛直方向に積分すると、圧力に関する次式が得られる。

$$p = -z + \delta\eta + \nu \mu \left\{ z \frac{\partial (hu_\alpha)}{\partial x} + \frac{z^2}{2} \frac{\partial u_\alpha}{\partial x} \right\} + O(\nu^2 \mu) \quad (18)$$

水平方向運動方程式(12)に式(18)を代入して整理すると、水深積分された運動方程式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \{ (h + \delta\eta) u_\alpha \} + \mu \frac{\partial}{\partial t} \{ h(\Gamma_\alpha + h\Lambda_\alpha) \} \\ & + \nu \frac{\partial}{\partial x} (hu_\alpha u_\alpha) + \frac{\delta}{\nu} (h + \delta\eta) \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ & - \frac{1}{2} \mu \left\{ h^2 \frac{\partial^3 (hu_\alpha)}{\partial t \partial x^2} - \frac{1}{3} h^3 \frac{\partial^3 u_\alpha}{\partial t \partial x^2} \right\} = O(\nu \mu) \end{aligned} \quad (19)$$

### (3) 波の成分と流れの成分への分離

(2)で導いた Boussinesq 方程式は、流速および水位変動ともに波と流れの影響を含んでいるため、定常流が存在する場に波が伝播する場合の計算をするに

は条件設定がしづらい形になっている。そこで、以下のように流速と水位を波による成分と流れによる成分の和に分けて表すことを考える。

$$u_\alpha = u_c + \frac{\varepsilon}{\nu} u_w \quad (20)$$

$$\eta = \eta_c + \frac{\varepsilon}{\delta} \eta_w \quad (21)$$

式(20)および(21)を連続式(11)と運動方程式(12)に代入し、時間に関して1周期積分して平均をとると、波浪に関する線形項が消え、次式が得られる。

$$\begin{aligned} & \delta \frac{\partial \eta_c}{\partial t} + \nu \frac{\partial}{\partial x} \{ (h + \delta\eta_c) u_c \} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial x} \langle \eta_w u_w \rangle \\ & + \nu \mu \frac{\partial}{\partial x} \{ h(\Gamma_\alpha + h\Lambda_\alpha) \} = O(\varepsilon \mu, \mu^2) \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \{ (h + \delta\eta_c) u_c \} + \frac{\varepsilon^2}{\nu} \frac{\partial}{\partial t} \langle \eta_w u_w \rangle + \mu \frac{\partial}{\partial t} \{ h\Gamma_c \} \\ & + \frac{\varepsilon^2}{\nu} \frac{\partial}{\partial x} \{ hu_c u_c \} + \frac{\varepsilon^2}{\nu} \frac{\partial}{\partial x} \left\langle hu_w u_w + \frac{1}{2} \eta_c^2 \right\rangle \\ & + \frac{\delta}{\nu} (h + \delta\eta_c) \frac{\partial \eta_c}{\partial x} = O(\nu \mu) \end{aligned} \quad (23)$$

ここで、記号 $\langle \dots \rangle$ は1周期平均を示す。これらの式は主として流れのみに関する方程式である。式中の $\langle \eta_w u_w \rangle$ は質量輸送を、 $\langle hu_w u_w + 1/2 \eta_c^2 \rangle$ はラジエーションストレスを表す項である。

次に、波と流れの成分をともに含む式(15)と式(19)からそれぞれ式(22)と式(23)を差し引くと、流れの影響を考慮した波に関する Boussinesq 方程式が得られる。

$$\begin{aligned} & \varepsilon \frac{\partial \eta_w}{\partial t} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \{ (h + \delta\eta_c) u_w \} + \varepsilon^2 \frac{\partial}{\partial x} \{ \eta_w u_w - \langle \eta_w u_w \rangle \} \\ & + \nu \varepsilon \frac{\partial}{\partial x} (\eta_w u_c) + \varepsilon \mu \frac{\partial}{\partial x} \{ h(\Gamma_w + h\Lambda_w) \} = O(\nu \mu) \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\varepsilon}{\nu} \frac{\partial}{\partial t} \{ (h + \delta\eta_c) u_\alpha \} + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t} (\eta_w u_c) + \frac{\varepsilon \mu}{\nu} \frac{\partial}{\partial t} \{ h\Gamma_\alpha \} \\ & + \frac{\varepsilon^2}{\nu} \frac{\partial}{\partial t} \{ \eta_w u_w - \langle \eta_w u_w \rangle \} + \frac{\varepsilon^2}{\nu} \frac{\partial}{\partial x} \{ hu_w u_w - \langle hu_w u_w \rangle \} \\ & + 2\varepsilon \frac{\partial}{\partial x} (hu_c u_w) + \frac{\varepsilon}{\nu} (h + \delta\eta_c) \frac{\partial \eta_w}{\partial x} + \frac{\varepsilon \delta}{\nu} \eta_w \frac{\partial \eta_w}{\partial x} \\ & + \frac{\varepsilon^2}{\nu} \left\{ \eta_w \frac{\partial \eta_w}{\partial x} - \langle \eta_w \frac{\partial \eta_w}{\partial x} \rangle \right\} = O(\nu \mu) \end{aligned} \quad (25)$$

流れ成分の流速および水位変動を既知として扱えば、未知数は波の成分の流速および水位変動のみとなり、2式を連立させることによって解が得られる。これらの Boussinesq 方程式は、Dingemans<sup>2)</sup>や Chen et al.<sup>3)</sup>の式とほぼ同等であるが、任意水深 $z_\alpha$ における流速 $u_\alpha$ を用いて直接導いており、 $\Gamma$ や $\Lambda$ を含む項が付加された形になっている。

#### (4) 分散関係

(2)で得られた基礎方程式(24)および(25)の線形分散関係を求めると次式のようになる。

$$\begin{aligned} & (h + \eta_c - k^2 h^3 \alpha) \omega^2 + \left( 2 - \frac{1}{3} k^2 h^2 \right) k h u_c \omega \\ & = k^2 h^2 g - \left( \alpha + \frac{1}{3} \right) k^4 h^4 g - 2k^2 h u_c^2 \\ & + k^2 \eta_c^2 g + 2k^2 h \eta_c g - \left( \alpha + \frac{1}{3} \right) k^4 h^3 \eta_c g \end{aligned} \quad (26)$$

ここで  $\alpha = z_a/h - 1/2(z_a/h)^2$  である。場の流れの影響を無視する（つまり  $u_c = 0$  とする）と、式(26)は Nwogu<sup>6)</sup>の導いた拡張型 Boussinesq 方程式の線形分散関係式に一致する。したがって、本研究では  $z_a$  の値として Nwogu<sup>6)</sup>の示した  $z_a = -0.531h$  を用いた。

### 3. 数値モデル

Kennedy et al.<sup>7)</sup>の手法を参考にして、2.で得られた基礎方程式に基づく数値モデルの構築を行った。数値積分法には予測子・修正子法を用い、予測子として3次精度の Adams-Bashforth-Moulton スキームを、修正子として4次精度の Adams-Moulton スキームを適用した。入射波の取扱いとしては、連続的にソース項を付加して計算領域内から波を発生させる方法を用い、計算領域境界における開境界の処理のためにエネルギー吸収帯を設置した。

数値計算の手順としては、まず、式(22)と式(23)の波浪の影響による項を無視して流れ場のみについて解を求める。次に、求めた流れ場の条件を用いて式(24)と式(25)から波浪場に関する解を求める。このようにして得られた解を再び式(22)と式(23)に代入して今度は波浪の影響を考慮して流れ場を解き、同様にそれらの解を用いて波浪場の計算を行う。収束するまで上記の手順を繰り返すことにより、波と流れの相互干渉を考慮した解を得ることができる。ただし、以下で述べる本研究の数値計算においては、流れ場は波浪場の影響を受けない（あるいはその影響は小さい）として無視し、流れ場が波浪に与える影響についてのみ考慮して計算をおこなった。また、場の流れは水深方向に一様とした。

### 4. 数値解析

#### (1) Brevic and Aas<sup>8)</sup>の理論値との比較

流れがある場での線形分散関係は次式で表される。

$$\omega = \sigma + k u_c = \sqrt{gk \tanh kh} + k u_c \quad (22)$$

ここで、 $\omega$ は絶対周波数、 $\sigma$ は固有周波数であり、絶

対周波数は領域全体にわたって一定値をとる。また、 $u_c > 0$  のとき、波と流れは同方向に進むとする。Brevic and Aas<sup>8)</sup>は式(22)を数値的に解析した。ただし、流れが存在することによって平均水深  $h$  が低下する影響を次式で考慮した。

$$h = h_0 - \Delta h = h_0 - U^2/2g \quad (23)$$

流れ場の流速と進行波の波長の関係を調べるために、以下の条件で数値計算を行った。図-1に示すような計算領域を考え、 $x$ 軸の負の領域では場の流速を  $u_c = 0$  とし、 $x$ 軸の正の領域では  $x$ 方向に線形的に大きくなる水平流速を与えた。順流（波の伝播方向と場の流れの方向が同じ）の場合の場の流速分布を図-2に示す。逆流（波の伝播方向と場の流れの方向が逆）の条件では、順流の場合と逆符号の流速分布を与えた。次に、 $x$ 軸の負の領域から正の方向へ伝播する正弦規則波を入射させた。入射波の振幅は  $a_0/h_0 = 0.1$  として与えた。 $x$ 軸の負の領域での波数および水深をそれぞれ代表波数  $k_0$  および代表水深  $h_0$  とし、 $k_0 h_0 = 0.5$  および  $k_0 h_0 = 1.0$  の条件で計算を行った。基準地点における波速を  $c_0$  と定義して、場の流速と波長の関係を示したものが図-3である。実線が本モデルによる計算結果、点線が Brevic and Aas<sup>8)</sup>による結果を示す。本モデルによる計算結果では Brevic and Aas<sup>8)</sup>による結果と同様に、逆流の場合には波長が短くなり、順流の場合には波長が長くなる様子が再現されている。 $k_0 h_0 = 0.5$  の結果の方が、 $k_0 h_0 = 1.0$  の結果よりも Brevic and Aas<sup>8)</sup>の結果と一致している。全体的に、場の流れが弱いところでは非線形性の影響が小さいためにそれぞれの結果が一致しているが、場の流速が大きくなるにつれ、本モデルによる計算結果と Brevic and Aas<sup>8)</sup>による結果とは乖離していた。

また、Brevic and Aas<sup>8)</sup>は流れが存在する場での wave action 保存式より、次式で示される流れと振幅の変化の関係を導いた。

$$\frac{a}{a_0} = \left[ \frac{\{1 + (2k_0 h_0 / \sinh 2k_0 h_0)\} \{1 - (l/l_0)(U/c_0)\}}{(l/l_0 - U/c_0) \{1 + (2kh / \sinh 2kh)\} + 2U/c_0} \right]^{1/2} \quad (24)$$

ここで、 $l_0$  および  $a_0$  はそれぞれ代表波長および代表

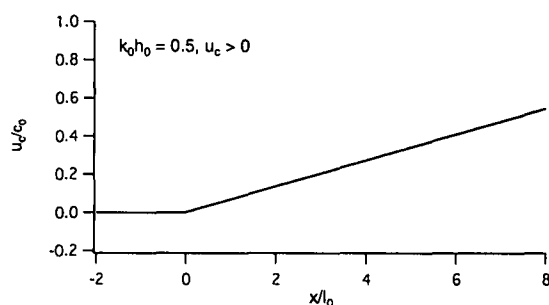
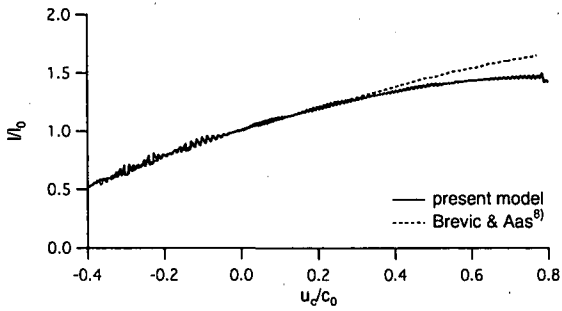
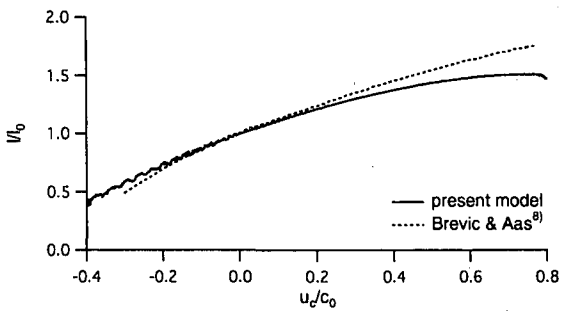


図-2 場の流速分布

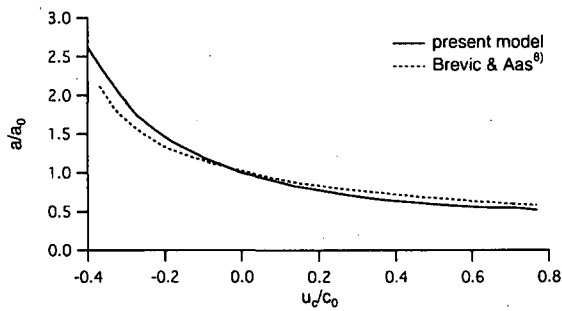


(a)  $k_0 h_0 = 0.5$

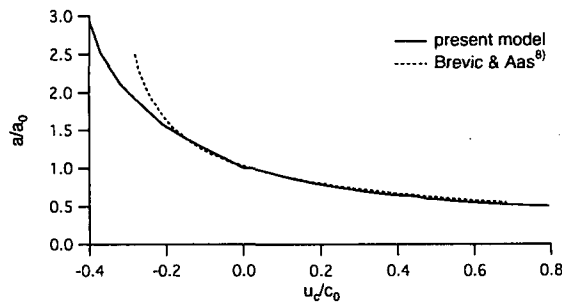


(b)  $k_0 h_0 = 1.0$

図-3 流れによる波長の変化



(a)  $k_0 h_0 = 0.5$



(b)  $k_0 h_0 = 1.0$

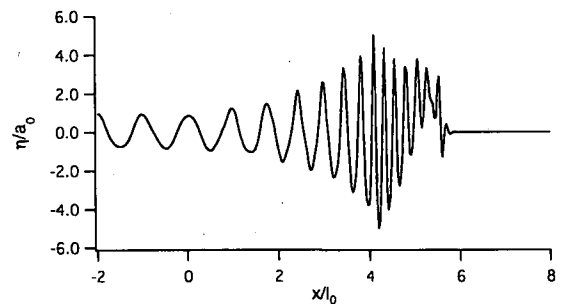
図-4 流れによる振幅の変化

振幅である。wave action 保存式をもとに先に示した計算条件を用いて式(24)を図示したものが図-4である。また、同図に本モデルによって得られた流れによる振幅の変化もプロットした。実線が本モデルによる計算結果、点線が Brevic and Aas<sup>9)</sup> による結果を示

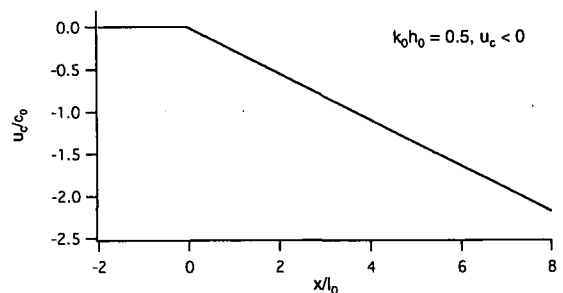
す。図-3と同様に、流れによる平均水位の低下を式(23)によって考慮した。本モデルによる計算結果では Brevic and Aas<sup>9)</sup>による結果と同様に、波の伝播方向と流れの方向が逆の場合には振幅が大きくなり、流れと同方向の場合には振幅が小さくなる様子が再現されており、大部分で一致している。

## (2) wave blocking

波が流れを遡って伝播する場合、流れが強くなるとそれ以上波が遡上できなくなる wave blocking 現象が生じる。先に示した逆流の条件において、水位変動が定常になった後のある時刻における水位分布および場の流速分布を図-5に示す。場の流れが強くなるにつれて振幅は次第に大きくなり、この例では  $u_c/c_0 = -1.0$  あたりで最大値に達する。その後まもなく水位は減衰し始め、さらに流れの強い領域へは波が伝播しなくなった。線形理論では、浅海域において波速と群速度すなわちエネルギーの伝播速度は一致するが、群速度と逆向きの場の流れの大きさが同程度となると波の伝播が遮られており、それ以上エネルギーが伝播できない様子がうまく計算されている。また、線形理論の範囲では波が上述の条件のような強い逆流の場に伝播してくると、やがて水位は無限大に発散するが<sup>3)</sup>、非線形性を考慮した本研究で示すモデルによる結果も実現象でもそのようなことはおこらない。

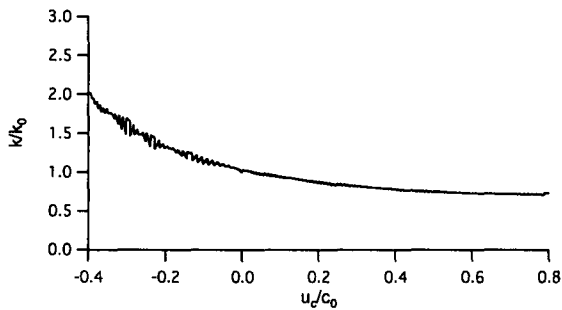


(a) 水位分布

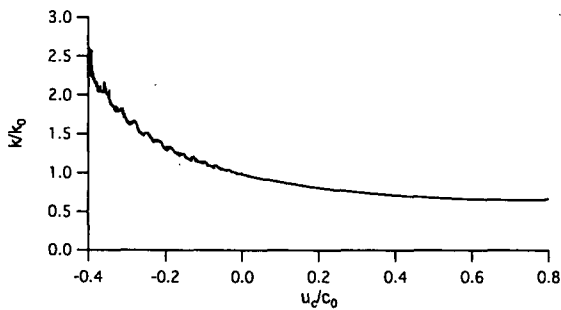


(b) 場の流速分布

図-5 wave blocking



(a)  $k_0 h_0 = 0.5$



(b)  $k_0 h_0 = 1.0$

図-6 流れによる波数の変化

図-6は先の計算で得られた波長から波数を求め、入射波の波数  $k_0$  で無次元化したものを縦軸に、場の流速  $u_c$  を  $c_0$  で無次元化したものを横軸にプロットしたものである。いずれの条件においても、逆向きの流れが強くなるにつれて波数が増大している様子がわかる。逆流が強くなると波数  $k$  は無限大に近づくが、波数  $k$  が大きくなるにつれ Boussinesq 方程式の適用可能な領域から外れるため、水位変動が振動して計算では不安定となっている。

水位が最大となる点からさらに流れが強くなる領域にかけて計算が不安定になること、また、実現象では砕波を伴う場合があることなど未解決の点も残っているが、本数値モデルである程度 wave blocking を再現できた。

## 5. 結語

本研究では、水深  $z_0$  における代表流速  $u_a$  を用いて、定常流が存在する場に適用可能な、波と流れの相互

干渉を考慮できる Boussinesq 方程式を導いた。未知変数である水位および流速を流れによる成分と波による成分の和で表しているため、定常流場の設定を容易に行うことができる。次に、得られた基礎式をもとに数値モデルを構築し、Brevik and Aas<sup>8)</sup>による理論結果との比較を行って、流れによる波長および振幅の変化について検証した。また、wave blocking 現象の再現計算を試みた。依然、砕波の問題は未解決で残っているため、より実現象に則したものを考えるためには流れを考慮した砕波減衰モデルを取り入れ、実験結果等との比較を行ってより精度のよいモデルに改良することが今後の課題である。

最後に、基礎式の導出においては名古屋工業大学北野利一助教授ならびに金沢大学由比政年助教授との議論が有益であった。ここに記して謝意を表する。

## 参考文献

- 1) Yoon, S. B. and Liu, P. L.-F.: Interactions of currents and weakly nonlinear water waves in shallow water, *J. Fluid Mech.*, Vol.205, pp.397-419, 1989.
- 2) Dingemans, M. W.: Water wave propagation over uneven bottoms, World Scientific, 1997.
- 3) Chen, Q., Madsen, P. A., Schäffer, H. A. and Basco, D. R.: Wave-current interaction based on an enhanced Boussinesq approach, *Coastal Eng.*, Vol.33, pp.11-39, 1998.
- 4) Chawla, A. and Kirby, J. T.: Experimental study of wave breaking and blocking on opposing currents, *Proc. 26th Inter. Conf. Coastal Eng.*, Vol.1, pp.759-772, 1998.
- 5) Mohammad Mohiuddin, 富樫宏由, 平山康志: 波変形に対する流れの影響のモデル化, 海岸工学論文集, 第47巻, pp.16-20, 2000.
- 6) Nwogu, O.: Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation. *J. waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.*, Vol.119, No.6, pp.618-638, 1993.
- 7) Kennedy, A. B., Chen, Q., Kirby, J. T. and Dalrymple R. A.: Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and runup. I: 1D, *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.*, Vol.126, No.1, pp.39-47, 2000.
- 8) Brevik, I. and Aas, B.: Flume Experiment on waves and currents. I. Rippled bed, *Coastal Eng.*, Vol.3, pp.149-177, 1980.