

波の回折を考慮した多方向不規則波の変形計算モデルに関する研究

間瀬 肇¹・高山知司²・国富將嗣³・三島豊秋⁴

¹正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所 (〒611-0011 宇治市五ヶ庄)

²フェロー 工博 京都大学教授 防災研究所 (〒611-0011 宇治市五ヶ庄)

³学生員 工修 京都大学大学院工学研究科 博士課程 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

⁴正会員 (株)ニュージック 河川・海岸部 (〒542-0082 大阪市中央区島之内1-20-19)

本研究は、波の回折を考慮した多方向不規則波の変形計算モデル(エネルギー平衡方程式)を提案したものである。モデル方程式は放物型波動方程式を基にした回折項を陽な形で含み、計算が容易である。このモデル方程式を用いて開口防波堤背後の波浪変形計算を行い、Sommerfeldの理論解、従来のエネルギー平衡方程式による計算結果と比較・検討するとともに、楕円浅瀬による多方向不規則波の変形実験結果とも比較し、その有効性を確かめた。

Key Words: multi-directional random waves, energy balance equation, wave refraction-diffraction, wave shoaling, wave breaking, wave transformation

1. はじめに

沖から来襲した波は、浅海域を伝播する過程で海底地形や構造物の影響を受け、屈折、浅水変形、碎波変形、回折、反射によって、波高や波向きが変化する。こうした波浪変形を精度よく推定することは、海岸海洋構造物の設計外力の評価のみならず、漂砂系の外力評価にとっても重要である。波浪変形の推定に当たっては、波の不規則性を考慮しなければならないことは言うまでもない。

波浪変形予測モデル(理論)は、1)位相解析モデルと2)位相平均モデル、の大きく2つのカテゴリーに分けられる。

1)位相解析モデルの代表的なものは、Boussinesq方程式である。ここでは、水深方向に平均化した連続式と運動方程式を基にして、微小時間間隔毎に平面上の格子点において、水位と流速(あるいは流量)を求めていく^{1),2)}。時間間隔は波の周期に比べて小さく、また、格子間隔は波長に比べて小さく設定することが必要である。位相解析モデルを用いれば、時間および空間波形情報を得ることができる。不規則波の波高分布は、数百波分の波形情報を統計処理することにより得られる。欠点としては、波長に比べ格子間隔を小さくしなければならないので、大領域の波浪変化予測計算

に適用できないことが挙げられる。緩勾配方程式³⁾や放物型波動方程式⁴⁾は複素振幅の変化を求めるものであるが、複素振幅に位相の情報が含まれるので、位相解析モデルとして分類される。振幅の変化は波形の変化よりも空間的に緩やかであるので、格子間隔は少し長めにとることができる。

2)位相平均モデルの代表的なものは、エネルギー平衡方程式である⁵⁾。これは、位相的に平均化された諸量の1つである波エネルギーの変化を、平面上の格子点で求めるものである。時間変化やエネルギーのやりとりを考慮したものが、第3世代波浪推算モデルといわれるWAMモデル⁶⁾およびSWANモデル⁷⁾である。これらのモデルは位相平均量の変化を対象とするので、格子間隔を大きくとることができ、大領域における波浪変形を計算することが可能である。非線形性は、成分波間のエネルギーの移行(非線形相互作用)としてモデル化される。欠点としては、平均化により位相情報がないために波の反射や回折効果が考慮できないことが挙げられる。

最近、位相平均モデルに回折効果を導入しようとする試みがなされている^{8),9)}。その方法は、エネルギー平衡方程式における特性速度に回折の効果を陰的に導入するものである。Booijら⁸⁾は計算モデルにうまく回折効果を取り入れられなかったが、Riveroら⁹⁾は防

波堤背後の波の回折の計算を行い、合理的な回折係数が値を得られたと報告している。

本研究は、Booijら⁸⁾やRiveroら⁹⁾とは異なる方法で、エネルギー平衡方程式に陽な形で回折項を導入する。本計算モデルは計算が容易で、かつ安定である。具体的な計算例として、開口防波堤背後の波浪変形計算を行い、Sommerfeldの理論解、従来のエネルギー平衡方程式を用いた計算結果、新しく回折効果を導入したエネルギー平衡方程式を用いた計算結果を比較・検討するとともに、楕円浅瀬による波の変形計算を行い、実験結果と比較・検討することにより、本計算モデルの有効性を示す。

2. エネルギー平衡方程式と特性速度

(1) エネルギー平衡方程式

エネルギー平衡方程式⁵⁾は、多方向不規則波の屈折、浅水変形、さらには碎波変形を解くことができる¹⁰⁾。そのため、実用的にも大領域の波浪変形計算モデルとして盛んに用いられている。しかし、波の回折については、問題があることが指摘されている¹¹⁾。

定常波浪場において、碎波等によるエネルギー減衰項を加えたエネルギー平衡方程式は、次のように表される。

$$\frac{\partial(v_x S)}{\partial x} + \frac{\partial(v_y S)}{\partial y} + \frac{\partial(v_\theta S)}{\partial \theta} = -\varepsilon_b S \quad (1)$$

ここで、 S は波の方向スペクトル、 (x, y) は水平座標、 θ は x 軸から反時計回りに測った波向角、 ε_b はエネルギー減衰係数であり、特性速度 (v_x, v_y, v_θ) は

$$(v_x, v_y) = \frac{\partial \omega}{\partial k} \bar{s} = (C_g \cos \theta, C_g \sin \theta) \quad (2)$$

$$v_\theta = -\frac{1}{k} \frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{\partial k}{\partial n} = \frac{C_g}{C} \left(\sin \theta \frac{\partial C}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial C}{\partial y} \right) \quad (3)$$

と表される。 (s, n) はFig.1に示す波向・波峰に沿った座標、 C は波速、 C_g は群速度である。

(2) 回折を考慮した特性速度

式(1)のエネルギー平衡方程式には、波の回折効果が考慮されていない。最近、エネルギー平衡方程式に回折の効果を取り入れる研究が発表された^{8), 9)}。その方法は、特性速度に回折効果を取り入れるものである。以下、その方法を概説する。

屈折、回折、浅水変形、反射を考慮できる緩勾配方程式は、次式で表される。

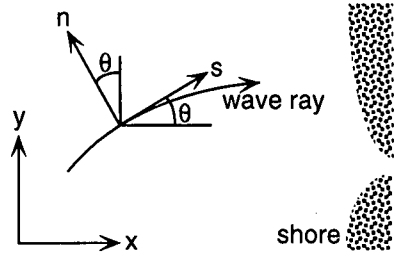


Fig.1 Coordinate system

$$\nabla_h \cdot (CC_g \nabla_h \phi) + k^2 CC_g \phi = 0 \quad (4)$$

ここで、 ∇_h は水平勾配ベクトルである。速度ポテンシャル ϕ は、複素振幅 A と

$$\phi = -\frac{igA}{\omega} e^{ij k dx} \quad (5)$$

の関係があり、波数 k と角周波数 ω には

$$\omega^2 = gk \tanh kh \quad (6)$$

の関係がある。ここで、 g は重力加速度、 h は水深である。

いま、 $\phi = ae^{iS}$ とにおいて式(4)に代入し、実部について整理すると、

$$K^2 = S_x^2 + S_y^2 = k^2 + \frac{\nabla_h \cdot (CC_g \nabla_h a)}{CC_g a} \quad (7)$$

虚数部について整理すると、

$$\nabla_h \cdot \left\{ C_g \frac{\bar{K}}{k} a^2 \right\} = 0 \quad (8)$$

が得られる。 a^2 はエネルギー E に比例するので、式(8)はエネルギー保存式を表し、式(7)は波の回折により振幅の空間変化の影響が波数に入ってくることを示している。そこで、式(7)で表される波数を

$$K = k\sqrt{1+\delta} \quad (9)$$

と表し、特性速度を以下のように定義することにより、式(1)のエネルギー平衡方程式に回折の効果を実感的に取り入れる。

$$(v_x, v_y) = \frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{K}{k} \bar{s} = (C_g \sqrt{1+\delta}) \bar{s} \quad (10)$$

$$v_\theta = -\frac{1}{k} \frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{\partial h}{\partial n} \sqrt{1+\delta} + \frac{1}{2\sqrt{1+\delta}} \frac{\partial \omega}{\partial k} \frac{\partial \delta}{\partial n} \quad (11)$$

ここで、 δ としてはスペクトルや代表波高を用いて評価することになる。 $\partial \delta / \partial n$ は (x, y) 座標では

$$\frac{\partial \delta}{\partial n} = -\sin \theta \frac{\partial \delta}{\partial x} + \cos \theta \frac{\partial \delta}{\partial y} \quad (12)$$

であり、特性速度は波高の3階微分項となるため、計算が難しい。Riveroら⁹⁾は計算結果を得ているが、Booijら⁸⁾は解を得ることができなかった。

3. エネルギー平衡方程式への回折項の導入

(1) 回折項の定式化

放物型波動方程式を基にして回折項を定式化し、エネルギー平衡方程式に導入することを考える。基本的な放物型波動方程式は、以下のように書くことができる。

$$2ikCC_g A_x + i(kCC_g)_x A + (CC_g A_y)_y = 0 \quad (13)$$

式(13)にAの共役複素数を乗じたものと、式(13)全体の共役複素数にAを乗じたものを加えて、すなわち、{式(13) × A*} + {式(13)* × A}を求めると、

$$(C_g |A|^2)_x - \frac{i}{2\omega} \left\{ (CC_g |A|^2)_y - 2CC_g A_y A_y^* \right\} = 0 \quad (14)$$

が得られる。上式が成り立つためには

$$(C_g |A|^2)_x = 0 \quad (15)$$

$$(CC_g |A|^2)_y - 2CC_g A_y A_y^* = 0 \quad (16)$$

である。式(15)はエネルギーの保存式を表し、式(16)は回折によるエネルギーの釣り合いを示している。波エネルギーは $E \propto |A|^2$ であり、式(15)および式(16)の左辺第1項はEで表現できるが、第2項の $A_y A_y^*$ はEで表現できない。そこで、 $A = a + ib$ として得られる $A_y A_y^*$ の表示式ができるだけ同じになるように $E_{yy} / 4$ と近似する。したがって、式(16)は

$$(CC_g E_y)_y - CC_g E_{yy} / 2 \approx 0 \quad (17)$$

となる。

いま、式(15)の左辺が式(1)の左辺と比べ、エネルギーEを方向スペクトルSとみなす。そして、ほぼゼロである式(17)のEをSとして式(1)の右辺に加えると、モデル方程式として次式を得る。

$$\frac{\partial(v_x S)}{\partial x} + \frac{\partial(v_y S)}{\partial y} + \frac{\partial(v_\theta S)}{\partial \theta} = \frac{\kappa}{2\omega} \left\{ (CC_g \cos^2 \theta S_y)_y - \frac{1}{2} CC_g \cos^2 \theta S_{yy} \right\} - \varepsilon_b S \quad (18)$$

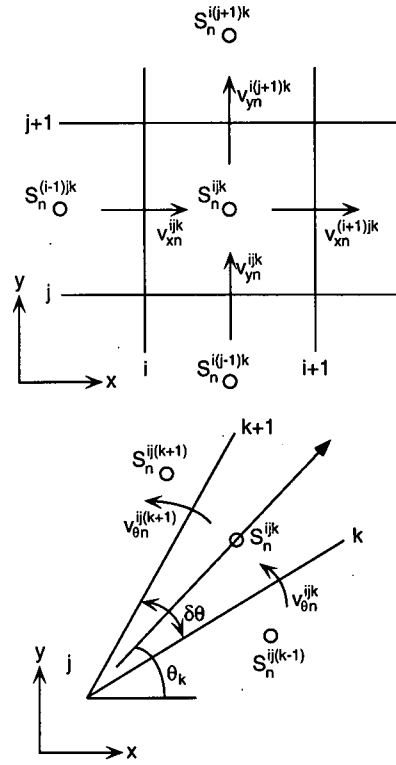


Fig.2 Grid system

ここで、 κ は回折項に関する影響係数である。すなわち、式(17)のようにこの項は完全にゼロにはならないのでこの影響係数によって回折項を調整する。この項は個別にはほぼゼロとなるが、差分化に当たって左辺のSと連成するため、拡散項の役目を果たすことになる。放物型近似方程式は、波の伝播方向(ほぼx軸方向)に垂直な方向に回折効果を導入することができる。ここでは多方向不規則波の成分波のそれぞれに回折効果を導入しようとするものである。それぞれの成分波の伝播方向はx軸とは異なり、その分 $\cos \theta$ の重みがついている。

(2) 数値計算法

成分波はすべて岸に向かって伝播するとする。Fig.2のような○印で示した方向スペクトルと矢印で示した特性速度の定義点の元で、風上差分を用いて式(18)を差分化すると、以下の式が得られる。

$$A_1 S_n^{ijk} + A_2 S_n^{(j-1)k} + A_3 S_n^{i(j+1)k} + A_4 S_n^{ij(k-1)} + A_5 S_n^{ij(k+1)} = -BS_n^{(i-1)jk} \quad (19)$$

ここで、 i および j はそれぞれx軸およびy軸方向の格子番号、 n は周波数番号、 k は波向番号を表し、

$A_1 \sim A_5$ および B は次のようである。

$$A_1 = v_{x_n}^{ijk} / \delta x + \varepsilon_{b_n}^{ij} + \frac{\kappa}{2\omega_n \delta y^2} \left\{ \begin{array}{l} (CC_g)^{i(j+1)k} + (CC_g)^{ijk} \\ -(CC_g)^{i(j+1/2)k} \end{array} \right\} \cos^2 \theta_k$$

$$+ \begin{cases} v_{y_n}^{i(j+1)k} / \delta y & (v_y \geq 0) \\ -v_{y_n}^{ijk} / \delta y & (v_y < 0) \end{cases}$$

$$+ \begin{cases} v_{\theta_n}^{ij(k+1)} / \delta \theta & (v_{\theta_n}^{ijk} \geq 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ 0 & (v_{\theta_n}^{ijk} \geq 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} < 0) \\ (v_{\theta_n}^{ij(k+1)} - v_{\theta_n}^{ijk}) / \delta \theta & (v_{\theta_n}^{ijk} < 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ -v_{\theta_n}^{ijk} / \delta \theta & (v_{\theta_n}^{ijk} < 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} < 0) \end{cases} \quad (20)$$

$$A_2 = \frac{\kappa}{2\omega_n \delta y^2} \left\{ -(CC_g)^{ijk} + \frac{1}{2}(CC_g)^{i(j+1/2)k} \right\} \cos^2 \theta_k$$

$$+ \begin{cases} -v_{y_n}^{ijk} / \delta y & (v_y \geq 0) \\ 0 & (v_y < 0) \end{cases} \quad (21)$$

$$A_3 = \frac{\kappa}{2\omega_n \delta y^2} \left\{ -(CC_g)^{i(j+1)k} + \frac{1}{2}(CC_g)^{i(j+1/2)k} \right\} \cos^2 \theta_k$$

$$+ \begin{cases} 0 & (v_y \geq 0) \\ v_{y_n}^{i(j+1)k} / \delta y & (v_y < 0) \end{cases} \quad (22)$$

$$A_4 = \begin{cases} -v_{\theta_n}^{ijk} / \delta \theta & (v_{\theta_n}^{ijk} \geq 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ -v_{\theta_n}^{ijk} / \delta \theta & (v_{\theta_n}^{ijk} \geq 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} < 0) \\ 0 & (v_{\theta_n}^{ijk} < 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ 0 & (v_{\theta_n}^{ijk} < 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} < 0) \end{cases} \quad (23)$$

$$A_5 = \begin{cases} 0 & (v_{\theta_n}^{ijk} \geq 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ v_{\theta_n}^{ij(k+1)} / \delta \theta & (v_{\theta_n}^{ijk} \geq 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} < 0) \\ 0 & (v_{\theta_n}^{ijk} < 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} \geq 0) \\ v_{\theta_n}^{ij(k+1)} / \delta \theta & (v_{\theta_n}^{ijk} < 0, v_{\theta_n}^{ij(k+1)} < 0) \end{cases} \quad (24)$$

$$B = -v_{x_n}^{ijk} / \delta x \quad (25)$$

ここで、 δx および δy は x 軸および y 軸方向の格子間隔である。

式 (19) の右辺の $S_n^{(i-1)jk}$ は既知であり、周波数成

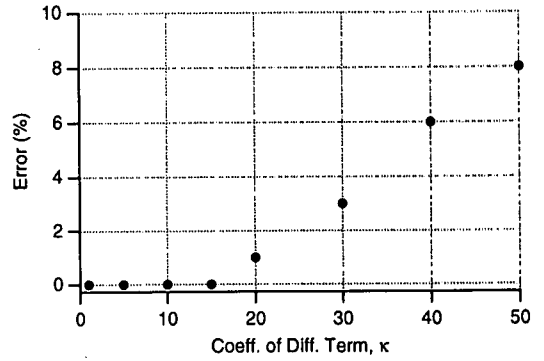


Fig.3 Calculation error due to diffraction term

分 n に対して、 $j=1 \sim J, k=1 \sim K$ の $J \times K$ 個の連立方程式を解くことによって S_n^{ijk} を求めることができる。すなわち、沖波条件として所定方向スペクトルを与え、境界条件を考慮して前進的に S_n^{ijk} を求めていく。計算された S_n^{ijk} を用いて、有義波高 $H_{1/3}$ 、有義周期 $T_{1/3}$ 、平均波向き $\bar{\theta}$ を以下の式で求める。

$$H_{1/3} = 4.0 \sqrt{m_0} \quad (26)$$

$$T_{1/3} = T_0 \sqrt{m_0 / m_2} / \bar{T}_0 \quad (27)$$

$$\bar{\theta} = \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^K \theta_k S_n^{ijk} / m_0 \quad (28)$$

ここで、

$$m_i = \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^K f_n^i S_n^{ijk} \quad (29)$$

である。 T_0 および \bar{T}_0 はそれぞれ沖波の有義周期と平均周期である。砕波減衰項は、高山ら¹⁰⁾の定式化を用いる。

(3) 回折影響係数

波長を L とし、領域 $50L \times 50L$ の一様水深 $h/L=0.12$ の場において、周波数スペクトルとして Bretshneider-Mitsuyasu型スペクトル、方向関数として光易型方向関数を有する不規則波の伝播計算を行い、回折影響係数 κ を変化させた場合の波の減衰程度を調べた。一様水深の場であるから計算される有義波高は一定でなければならない。なお、計算に当たっては、 $\delta x = \delta y = 2L/5, N=10, K=36$ を用いた。

Fig.3 は、 $50L$ 風下の位置において計算された有義波高の沖波有義波高に対する誤差をプロットしたものである。回折影響係数 κ が 15 より大きくなるとわずかに誤差が生じ始めることがわかった。

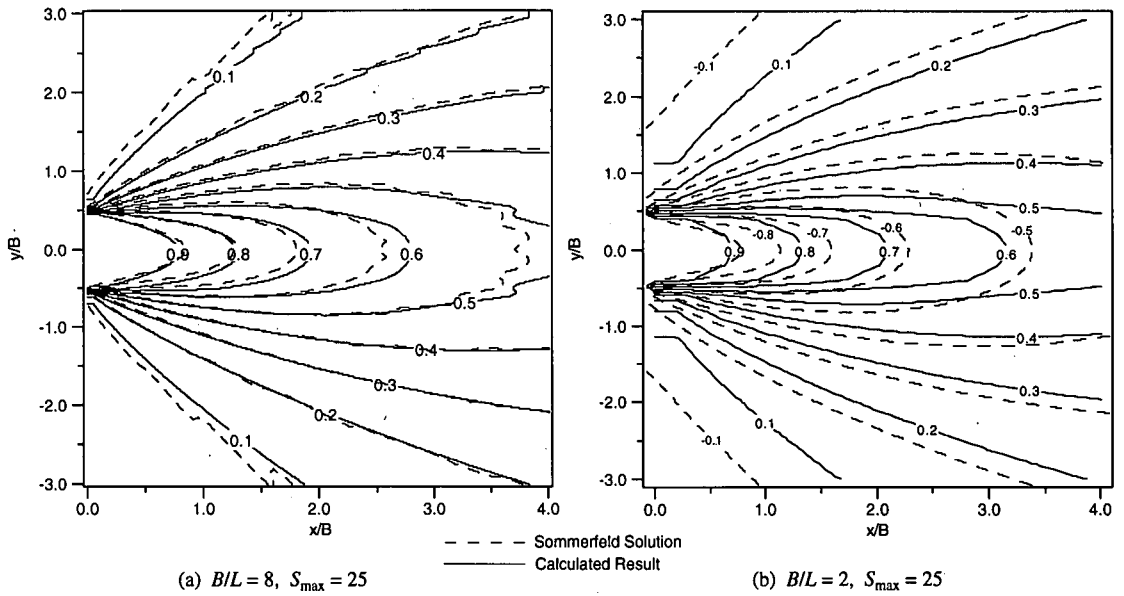


Fig.4 Wave height distribution calculated by original energy balance equation and Sommerfeld solution

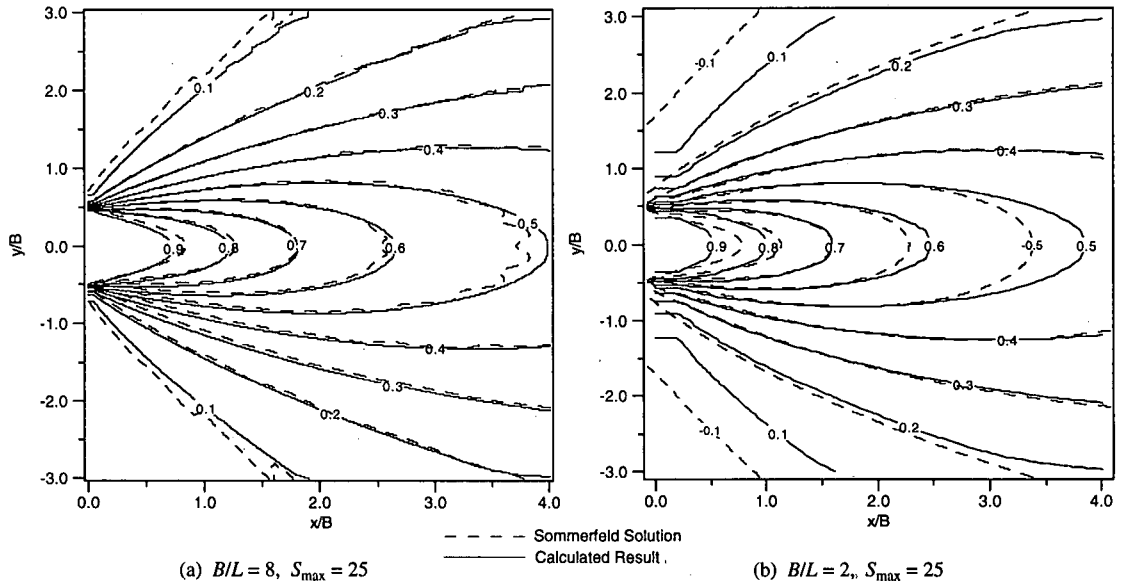


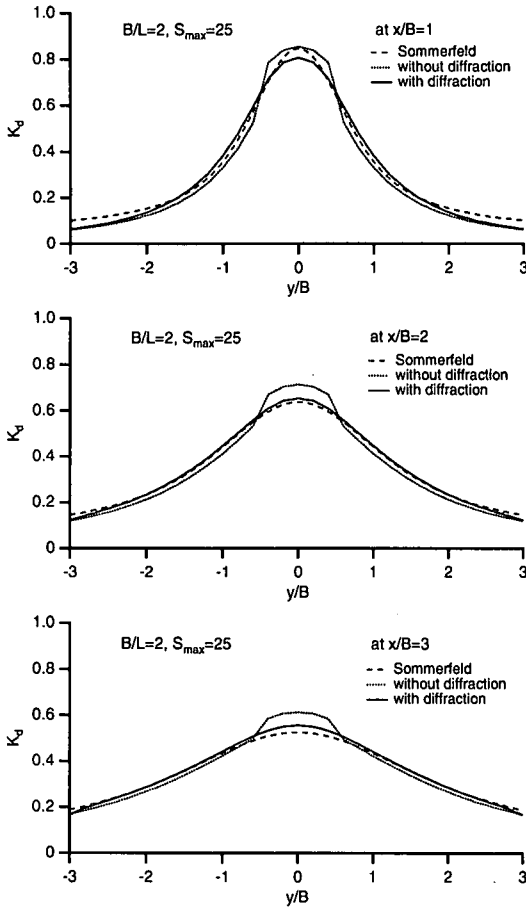
Fig.5 Wave height distribution calculated by new energy balance equation and Sommerfeld solution

4. 開口防波堤背後の波高分布

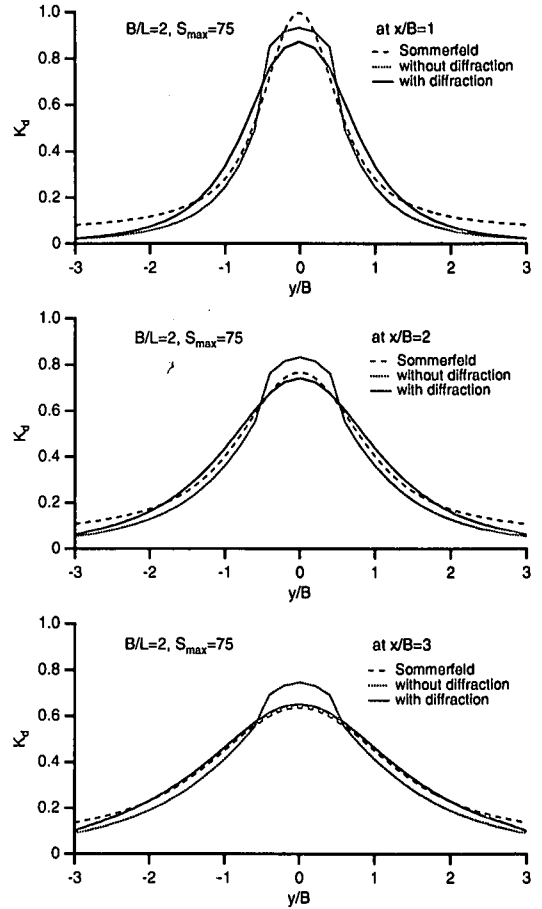
エネルギー平衡方程式の数値モデルを用いて防波堤背後の波浪変形計算を行うと、数値分散によってエネルギーの側方への分散が生じ、あたかも回折の効果が入るようになる¹¹⁾が、それ以上にエネルギーの方向分散効果で、特に防波堤開口幅が広い場合、計算値はSommerfeldの理論値とよく一致する¹²⁾。し

かし、開口幅が狭くなると、理論値からのずれは大きくなる¹²⁾。

Fig.4は、無次元防波堤開口幅が $B/L = 8$ と $B/L = 2$ について、従来のエネルギー平衡方程式を用いた無次元波高の計算結果を示したものである。なお、計算に当たっては、周波数スペクトルはBretschneider-Mitsuyasu型スペクトル、方向関数として光易型方向



(a) $B/L = 2, S_{max} = 25$



(a) $B/L = 2, S_{max} = 75$

Fig.6 Comparison between wave heights calculated by original and new energy equations and Sommerfeld solutions at given cross sections

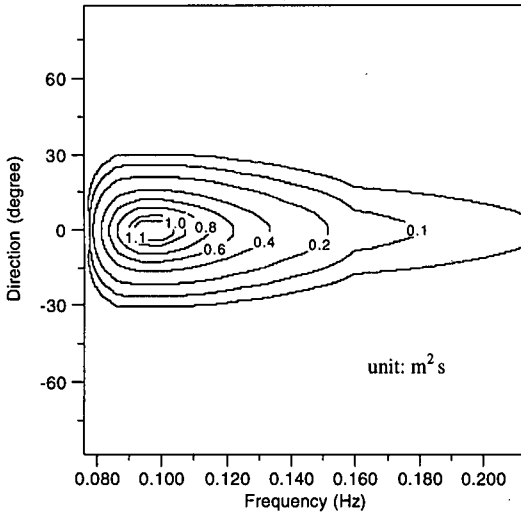
関数を用い、 $\delta x = \delta y = B/20, N=10, K=36$ とした。同様の計算条件で、回折を考慮したエネルギー平衡方程式を用いた計算結果を Fig.5 に示した。用いた回折影響係数は $\kappa=2.5$ であるが、この値は κ を数種類変えた予備計算によって $\kappa=2\sim 3$ が良い結果が得られたことから決定した。

Fig.4 と Fig.5 において $-0.5 < y/B < 0.5$ が開口部、破線が Sommerfeld の理論値、実線が計算結果である。両図を比較してわかるように、回折係数の値が 0.1 と小さくなる開口部から離れた防波堤背後の領域では一致の程度は良くないが、開口幅が狭い場合でも本計算モデルによる計算結果は Sommerfeld の理論値にかなりよく一致する。

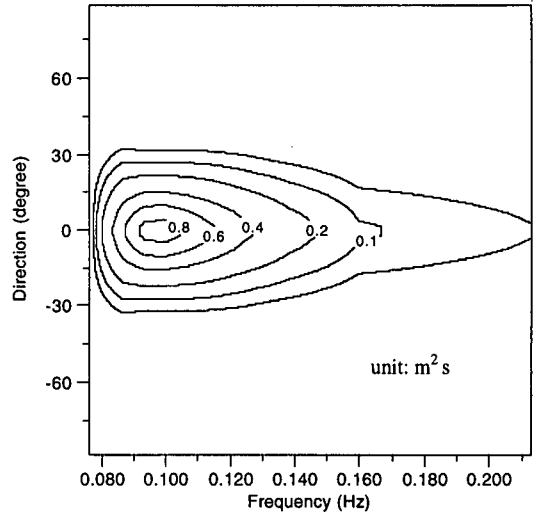
Fig.6 は、開口幅が狭い $B/L=2$ の $S_{max}=25$ と 75 の場合について、 $x/B = 1, 2, 3$ の測線における無次元波

高（回折係数）を示したものであり、点線が従来のエネルギー平衡方程式による計算結果、実線が回折項を導入したエネルギー平衡方程式による計算結果、破線が Sommerfeld の理論である。従来のエネルギー平衡方程式を用いた結果は、開口部の領域で波高が盛り上がっているが、回折項を導入した計算モデルによると波高は滑らかに変化ようになる。Sommerfeld の理論値は、防波堤開口部直後で 1.0 より大きくなったりするが、エネルギー平衡方程式の計算結果は 1.0 より大きくなることはない。

Fig.7 は、Fig.4 (b) および Fig.5 (b) の $(x/B, y/B) = (2.0, 0.0)$ 地点における方向スペクトルを示したものであり、横軸が周波数、縦軸が方向である。回折項を考慮した方程式による計算結果である (b) 図は、従来の方程式による (a) 図の結果に比べて、ピーク値が

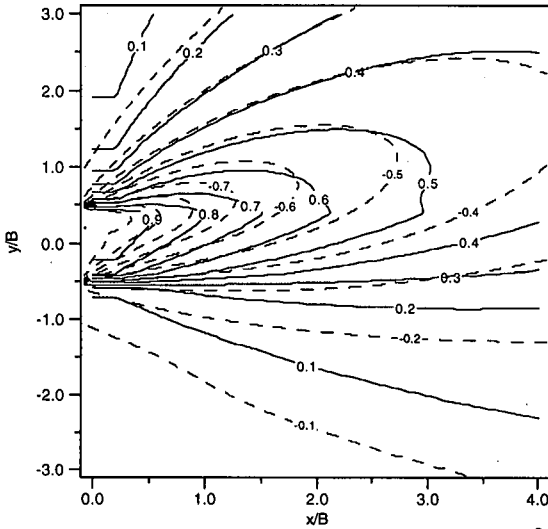


(a) without diffraction

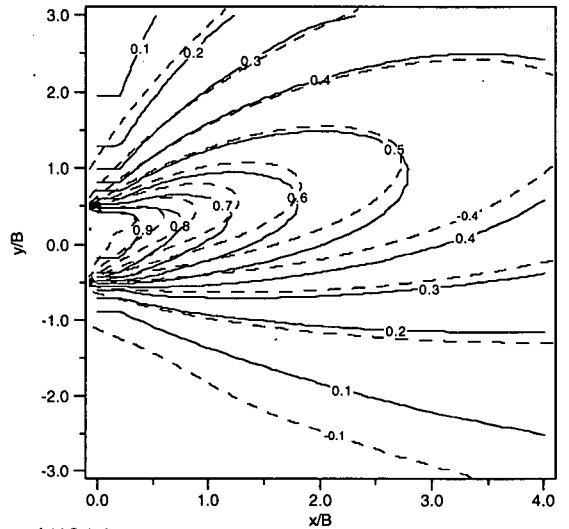


(b) with diffraction

Fig.7 Directional spectra calculated at $(x/B, y/B) = (2.0, 0.0)$ in the case of $B/L = 2$ and $S_{max} = 25$



(a) without diffraction



(b) with diffraction

Fig.8 Wave height distribution due to 30° degree incidence

小さくなり、また周波数方向に縮んだ形になっているが、全体的な傾向は同じである。

開口幅を $B/L=2$ とし、 $S_{max}=25$ の方向分布関数を持つ不規則波が 30° の角度で入射するときの防波堤背後の無次元波高分布の計算結果を Fig.8 に示す。(a) 図は従来のエネルギー平衡方程式を用いた場合、(b) 図は回折項を導入したエネルギー平衡方程式を用いた場合であり、両図の破線は Sommerfeld の理論値であ

る。また、Fig.9 には $x/B = 1, 2, 3$ の測線における無次元波高分布を示す。

以上の結果から、本研究で提案する波の回折を考慮したエネルギー平衡方程式を用いると、側方（波の伝播方向に垂直な方向）へのエネルギーの平滑化が生じ、Sommerfeld の理論値との対応が良くなることがわかる。

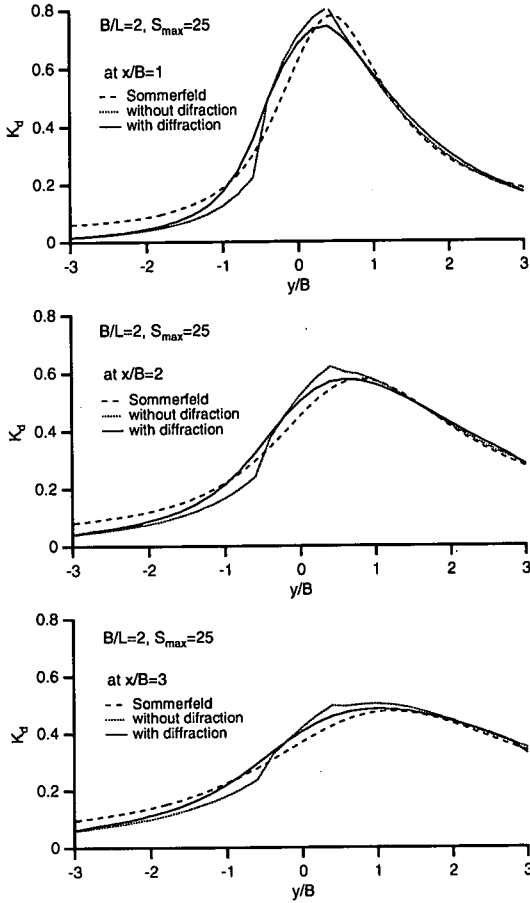


Fig.9 Wave height distribution at three lines corresponding to Fig.7

5. 楕円浅瀬による波浪変形

本計算モデルの適用例として Vincent and Briggs¹²⁾が行った楕円浅瀬による多方向不規則波の変形実験を取り上げ、実験結果と計算結果と比較して、計算モデルの有効性を検討する。Fig.10 は実験で用いられた楕円浅瀬と計測線の位置を示したものである。ただし、座標軸の原点は原論文のそれとずらしてある。x 軸が主たる波の伝播方向であり、y 軸に沿って造波板が設置されている。浅瀬の中心は $x=6.1\text{ m}$, $y=9.0\text{ m}$ にある。実験結果としては、入射波高で無次元化された等波高線と測線 4 における y 方向の無次元波高分布が示されている。

実験で用いられた不規則波の周波数スペクトルは TMA スペクトル、方向関数は wrapped normal function であり、スペクトルの尖鋭度、エネルギーレベル、方向分散度といった条件を変えて実験が行われた。

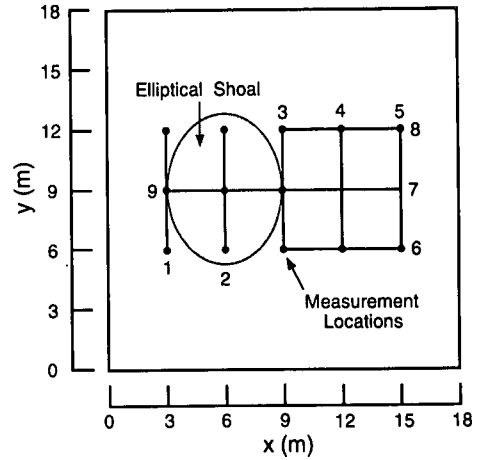


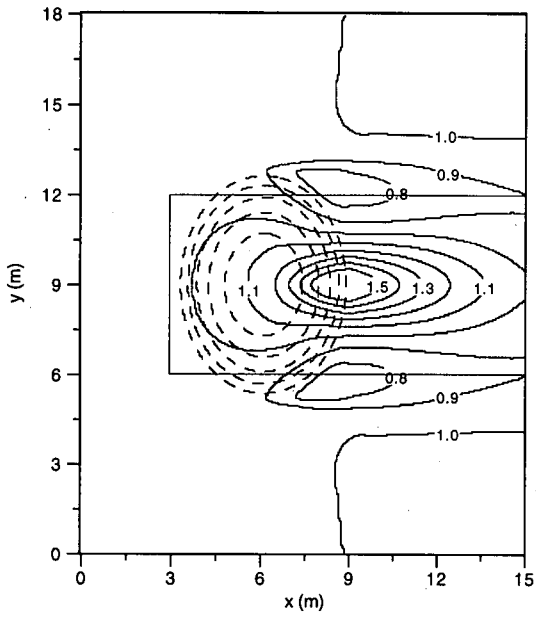
Fig.10 Layout of elliptical shoal

エネルギー平衡方程式の数値計算するに当たっては、 $\Delta x = \Delta y = 0.1\text{ m}$, $N = 10$, $K = 36$, $\kappa = 2.5$ とした。

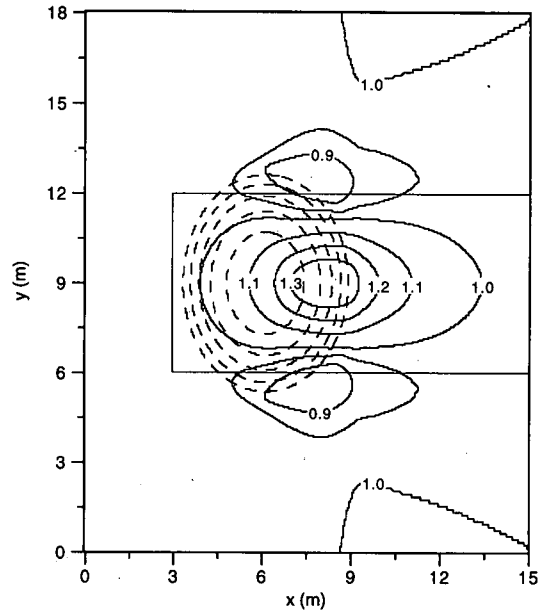
Fig.11 は、実験条件 N1 (小スペクトル尖鋭度・狭方向分散不規則波) について、無次元波高分布を示したものであり、(a) 図は回折を考慮しない従来のエネルギー平衡方程式を用いた計算結果、(b) 図は回折効果を取り入れたエネルギー平衡方程式を用いた計算結果、(c) 図は Vincent and Briggs の実験結果である。(a) 図および (b) 図には (c) 図の実験結果に対応する領域を示してある。回折を考慮しないエネルギー平衡方程式を用いると、楕円浅瀬の後端付近で無次元波高が 1.5 以上になり実験結果との差異が大きい。回折を考慮すると、無次元波高の値はほぼ実験結果と同じになる。ただし、計算結果は、実験結果に比べ、波高が大きくなる領域が波の伝播方向に縮まった形になっている。

Fig.12 は、実験条件 B1 (小スペクトル尖鋭度・広方向分散不規則波) についての無次元波高分布を示したものである。(a) 図と (b) 図から、成分波の方向分布が広がると、エネルギー平衡方程式に回折効果を導入した場合もしない場合も計算結果はあまり顕著に変わらないが、回折効果を取り入れた (b) 図の結果をみると、無次元波高が 1.1 および 1.2 となる領域が実験で得られた領域とよく一致している。

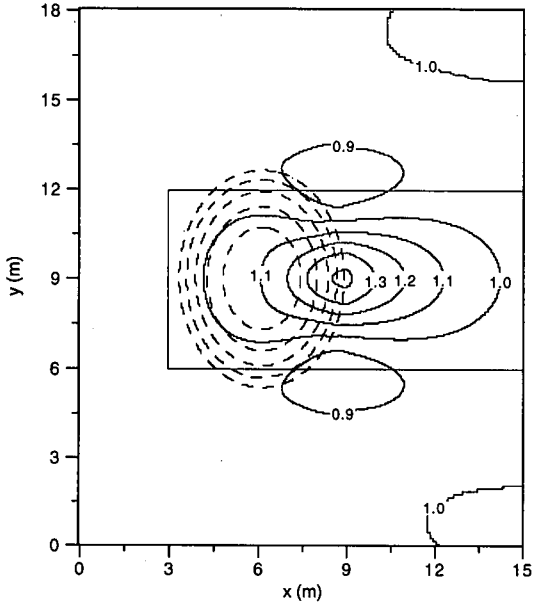
Fig.13 は、測線 4 における無次元波高分布について実験結果と計算結果を比較したものである。実験条件 B1 (小スペクトル尖鋭度・広方向分散不規則波) については、等波高線の図からもわかるように、両者の一致はよい。実験条件 N1 (小スペクトル尖鋭度・狭方向分散不規則波) については、波高が大きな領域が縮まった形、すなわち、左方向に寄っているため、 $x=12\text{ m}$ における y 方向の波高分布は実



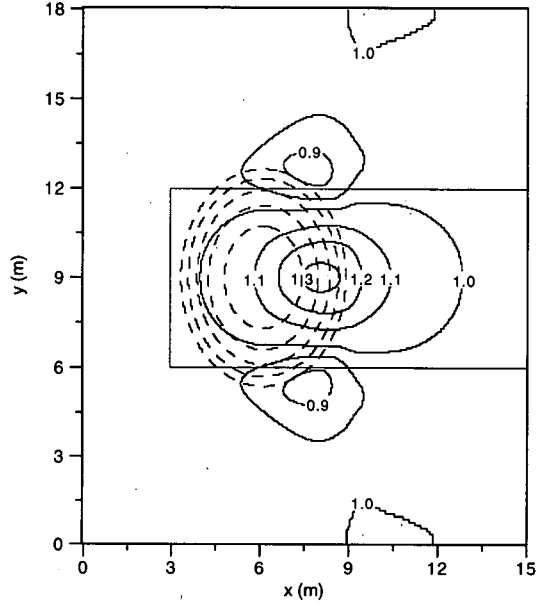
(a) without diffraction



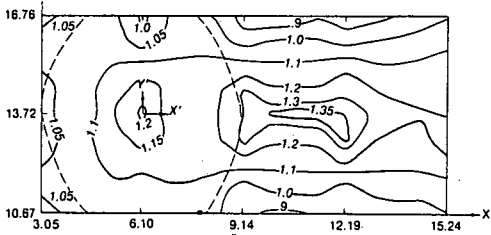
(a) without diffraction



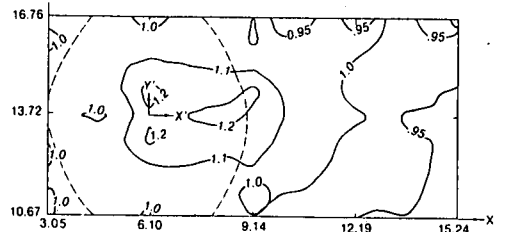
(b) with diffraction



(b) with diffraction



(c) Experimental result¹²⁾



(c) Experimental result¹²⁾

Fig.11 Spatial distribution of normalized wave heights (Case N1)

Fig.12 Spatial distribution of normalized wave heights (Case B1)

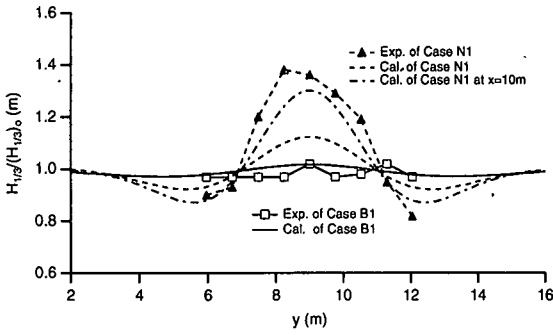


Fig.13 Comparison of normalized wave heights along transect 4

験値の \blacktriangle より小さくなっている。そこで、 $x=10\text{ m}$ における y 方向の波高分布をプロットしてみると破線のようになり、実験値との対応が良くなる。

なお、入射波高が大きく楕円浅瀬上で碎波が顕著になる条件 N5 および B5 に対応した計算結果を Fig.14 に示す。

また、Fig.15 に $x=12\text{ m}$ における波高の分布を示す。この実験結果は $y=9\text{ m}$ での波高が小さくなりすぎていて、これまでの計算モデルではこの波高分布を説明することができない^{13), 14)} が、本計算モデルによっても説明できない。実験結果が少しおかしいようにも思われるが、このような碎波が顕著なケースに対してはさらなる実験による検討が必要である。

6. まとめ

本研究は、放物型波動方程式を基にして回折項を定式化し、エネルギー平衡方程式に陽な形で回折項を導入した。この回折項にかかる影響係数は 2.5 が適切であった。ここで提案した計算モデルは計算が容易で、かつ安定である。

具体的な例として、まず開口防波堤背後の波浪変形計算を行い、Sommerfeld の理論解、従来のエネルギー平衡方程式を用いた計算結果、新しく回折効果を導入したエネルギー平衡方程式を用いた計算結果を比較・検討した。その結果、回折項を含んだエネルギー平衡方程式を用いると、従来のエネルギー平衡方程式に比べ、波の伝播方向に垂直な方向へのエネルギーの平滑化が生じ、Sommerfeld の理論値との対応が良くなることがわかった。

次に、楕円浅瀬による多方向不規則波の変形実験結果と計算結果と比較した。小スペクトル尖鋭度・狭方向分散不規則波の条件に対しては、回折を考

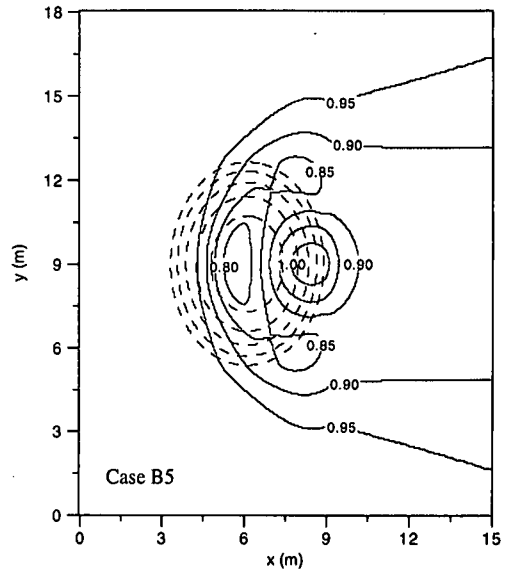
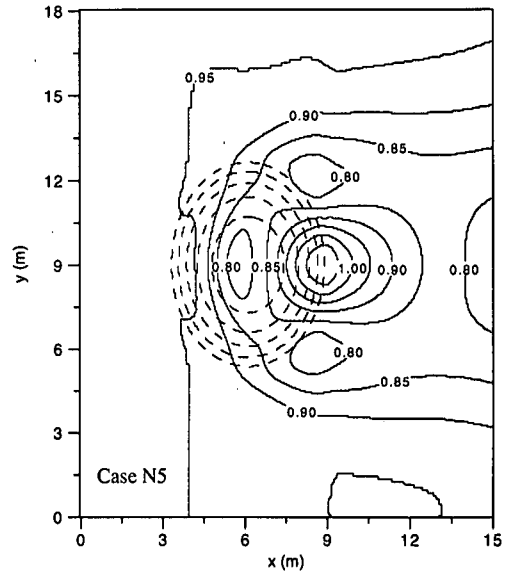


Fig.14 Spatial distribution of normalized wave heights (Cases N5 and B5)

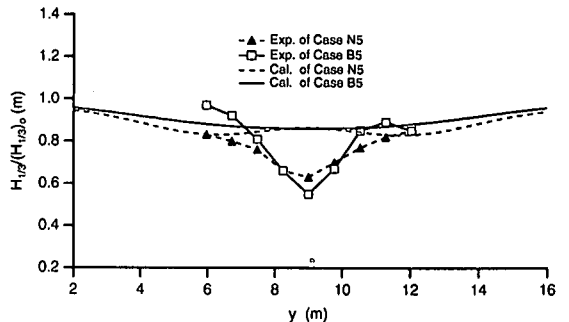


Fig.15 Comparison of normalized wave heights along transect 4

慮しないエネルギー平衡方程式を用いると、楕円浅瀬の後端付近で無次元波高が 1.5 以上となって実験結果との差異が大きいが、回折を考慮すると、無次元波高の値はほぼ実験結果と同じになることがわかった。小スペクトル尖鋭度・広方向分散不規則波の条件に対しては、エネルギー平衡方程式に回折効果を導入してもしなくても、計算結果はあまり差がないが、詳細に見ると回折効果を取り入れた方がより実験結果とよく一致することがわかった。入射波高が大きくなり楕円浅瀬上で砕波が顕著になる条件に対しては、従来の研究と同様、計算値と実験値の対応は良くなかったが、このような砕波が顕著なケースに対してはさらなる実験による検討が必要である。

最後に、本研究を行うに当たり、運輸省港湾技術研究所 平石哲也博士には回折計算について便宜を図っていただきここに謝意を表する。

参考文献

- 1) Peregrine, D.H. : Long waves on a beach, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.27, pp.815-827, 1967.
- 2) Karambas, Th.V. and C. Koutis : A breaking wave propagation model based on the Boussinesq equations, *Coastal Eng.*, Vol.18, pp.1-19, 1992.
- 3) Berkhoff, J.C.W. : Computation of combined refraction-diffraction, *Proc. 13th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE*, pp.471-490, 1972.
- 4) Radder, A.C. : On the parabolic equation method for water-wave propagation, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.95, pp.159-176, 1979.

- 5) Karlsson, T. : Refraction of continuous ocean wave spectra, *Proc. ASCE*, Vol.95, No.WW4, pp.471-490, 1969.
- 6) WAMDI group : The WAM model - a third generation ocean wave prediction model, *Jour. Physical Oceanography*, Vol.18, pp.1775-1810, 1988.
- 7) Booij, N., Holthuijsen, L.H. and Ris, R.C. : The "SWAN" wave model for shallow water, *Proc. 25th Int. Conf Coastal Eng.*, pp.668-676, 1996.
- 8) Booij, N., Holthuijsen, L.H., Doorn, N. and Kieftenburg, A.T.M.M. : Diffraction in a spectral wave model, *Proc. 3rd Int. Symp. on Wave '97, ASCE*, pp.243-255, 1997.
- 9) Rivero, F.J., Arcilla, A.S. and Carci, E. : An analysis of diffraction in spectral wave models, *Proc. 3rd Int. Symp. on Wave '97, ASCE*, pp.431-445, 1997.
- 10) 高山知司, 池田直太, 平石哲也 : 砕波および反射を考慮した波浪変形計算, 港湾技術研究所報告, 第 30 巻, 第 1 号, pp.21-67, 1991.
- 11) 西村仁嗣 : エネルギー平衡方程式の積分に伴う数値分散について, 第 34 回海岸工学講演会論文集, pp.11-15, 1987.
- 12) Vincent, C.L. and Briggs, M.J. : Refraction-diffraction of irregular waves over a mound, *Jour. Waterways, Port, Coastal, and Ocean Eng.*, Vol.115, No.2, pp.269-284, 1989.
- 13) 間瀬 肇, 酒井哲郎, ペイ義光 : 楕円浅瀬を通過する多方向不規則波浪の確率分布法による屈折・回折・砕波変形計算, 海岸工学論文集, 第39巻, pp.116-120, 1992.
- 14) Ozkan, H.T. and Kirby, J.T. : Evolution of breaking directional spectral waves in the near shore zone, *Proc. 2nd Int. Symp. on Waves Measurement and Analysis, New Orleans*, pp.849-863, 1993.

(1998.8.31 受付)

MULTI-DIRECTIONAL SPECTRAL WAVE TRANSFORMATION MODEL INCLUDING DIFFRACTION EFFECT

Hajime MASE, Tomotsuka TAKAYAMA,
Shoji KUNITOMI and Toyoaki MISHIMA

This paper proposed an energy balance equation including the effect of wave diffraction as a multi-directional random wave transformation model. The term of wave diffraction was included explicitly in the model, which was formulated based on a parabolic wave refraction-diffraction equation. The present wave model is easy to solve numerically and is stable. The wave model was employed to estimate wave transformations through the mouth between two breakwaters, and the estimated results were compared with the predictions by the existing energy balance equation without wave diffraction effect and with the Sommerfeld solutions. The comparison between the wave heights shows that the present wave model is the good predictor. The present wave model was also applied to the experiments of wave transformation due to an elliptic shoal, and it was found that the model predictions agreed well with the experimental observations excluding the cases where the wave breaking on the shoal was severe.