

方向スペクトル波浪に対する 3 次元碎波変形モデルの構築

権 赫珉*・佐藤勝弘**・合田良実***

1. 研究の目的

沿岸構造物の設計や碎波帯内の漂砂を予測するためには、碎波帯を含む波浪場の計算が必須の項目である。しかし、工学的な意味から見ると、実際の問題では計算の対象領域が広いと、できるだけ効率的に波浪場を計算することが望ましい。従来の研究において、碎波を含む方向スペクトル波浪変形モデルとしては、碎波後であっても波高はレーリー分布に近い分布型を示すとの仮定の下で碎波項を定式化した高山ほか (1991) モデル、安定波高を碎波項に導入した Kuriyama (1994) などが挙げられる。

先に権・合田 (1995) は、一方向不規則波に関する碎波変形モデルを提案した。このモデルの特長は、定式化が簡単であり、かつ複合断面での波高を的確に予測でき、さらに代表波高を直接に計算するため、最小限の時間で算出できることである。本研究では、この碎波モデルを Karlsson (1969) によって提案されたエネルギー輸送方程式と結合し、急速に計算ができる新たな 3 次元不規則波浪に対する碎波変形モデルの構築を目的とする。

2. 支配方程式および計算方法

碎波モデルを Karlsson (1969) によって提案されたエネルギー輸送方程式と結合した支配方程式は、次のようになる。

$$\frac{\partial(D_s V_x)}{\partial x} + \frac{\partial(D_s V_y)}{\partial y} + \frac{\partial(D_s V_\theta)}{\partial \theta} = -\epsilon_b \quad \dots\dots (1)$$

ここで、 D_s は方向スペクトル、 V_x 、 V_y 、 V_θ は群速度成分であり、 x 軸は波の主進行方向に定める。

ϵ_b は碎波によるエネルギー減衰項であり、これを式 (1) の右辺で風上差分化すると、

$$\epsilon_b = \epsilon_b' D_s^{i-1,j,k} \quad \dots\dots (2)$$

ここで、 ϵ_b' は単位時間内に碎波によって失われるエネルギーの逸散率、 i および j は、それぞれ x および y 計算軸方向の格子番号、 k は方向関数を K 個分割した時の k

番目の波向である。 ϵ_b' は次のように差分化される。

$$\epsilon_b' = \frac{(K_d)_{i-1}}{d_{i-1}} (C_g)_{i-1} \left(1 - \frac{(\Gamma d_{i-1})^2}{H_{i-1}^2} \right) \quad \dots\dots (3)$$

ここで、 Γ は不規則波浪による安定波高・水深比である。この具体的な表式に関しては、権・合田 (1995) を参照されたい。 K_d は碎波減衰速度係数。 K_d の場合は $i-1$ と i 間の波向線の長さにより変化するため、 i^* を用いて示す。

式 (2) に示したように、碎波項は計算する格子点から一つ前の格子点での碎波減衰量を用いる。これは、支配方程式 (1) が非線形方程式にならないようにするためである。ただし、式 (1) では碎波減衰項が非線形方程式の場合の碎波減衰量より小さくなり、波高が実際より大きく算定されることになる。本研究では、できるだけ急速に波浪場が計算できるモデルの構築を目的にするため、式 (2) に示したように方向スペクトルに対して線形差分式を用いることにする。

浅水、屈折による方向スペクトル波浪変形の計算は、 $i=1$ の沖合から順番に格子点ごとに進めていく。各格子点では、方向スペクトルから有義波高と主波向を計算する。

この有義波高と主波向は、碎波の有無にかかわらず式 (4) と式 (5) を用いて算定する。

有義波高は、

$$H_{1/3} = 4.0 \sqrt{m_0}, \quad m_0 = \int_0^\infty \int_{-\pi/2}^{\pi/2} D_s \delta \theta \delta f \quad \dots\dots (4)$$

主波向は、

$$\theta_p = \frac{\int_0^\infty \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \theta D_s \delta \theta \delta f}{m_0} \quad \dots\dots (5)$$

ここで、 θ_p は主波向である。なお、波向は x 軸方向から反時計回りに測っている。

本モデルでは、次の非線形浅水係数の近似式 (6) を用いて非線形波高を計算する。

$$K_s = K_{s0} + 0.0015(d/L_0)^{-2.87} (H_0/L_0)^{1.27} \quad \dots\dots (6)$$

ここで、 K_s は非線形浅水係数、 K_{s0} は線形浅水係数、 H_0 は沖波波高、 L_0 は沖波波長、 d は水深である。

式 (4) から得られた線形波高に対し、式 (6) の K_s

* 正 会 員 韓国海洋研究所 沿岸工学研究部

** 正 会 員 株式会社テトラ 応用水理研究所

*** フェロー 横浜国立大学教授 大学院工学研究科

と K_{s0} の比率を乗じて非線形波高を計算する。

碎波限界波高は、上記の非線形波高を対象とし、権・合田 (1995) モデルと同じく設定した。碎波が始まると式 (3) に示した碎波逸散率を計算し、式 (1) の差分連立方程式をもう一度計算する。その際、式 (3) の碎波減衰速度係数 $(K_d)_r$ の算定方法に関しては、次の節で説明する。

3. 碎波項の取り扱い

権・合田による一方向碎波変形モデルの基本的な概念は、不規則波浪による碎波の過程を考慮して、碎波減衰速度係数 (K_d) をある距離と共に漸変するよう設定したことである。この漸変する概念は、新たな3次元モデルにおいても基本的なプロセスとして採用する。しかし、3次元波浪の碎波変形を解析するため、次のような修正を加える。浅水、屈折による方向スペクトル波浪変形の計算は、ある格子点で碎波した場合には、主波向を用いて次の進行方向座標までの距離を計算する。そして、碎波減衰速度係数の変化は、この距離により算定する。各格子点での碎波減衰速度係数は、隣りの格子点との補間により算定される。この時、主波向線から隣り合う格子点までの距離に反比例した値を用いる。これは、波浪の進行向きから距離が近い程、碎波の影響が大きくなるからである。 K_d を算定した後、碎波によるエネルギー減衰を考慮したエネルギー輸送方程式を解く。方向スペクトルの関数形状は、変化しないと仮定するが、エネルギーレベルは波浪減衰に比例して低下させる。

次の図-1は、一つの進行方向座標の間で、主波向の長さおよび進行位置を決定する方法を示したものである。ここで、 n は整数、 $(\theta_p)_{i-1,j}$ 主波向の角度 (≥ 0)、 α は主波向線である。

まず、 $(i-1, j)$ の格子点 P から主波向 $(\theta_p)_{i-1,j}$ で進行する主波向線 α の格子線上には、 $j-n$ と $j-n-1$ の間の点 Q に到達するとする。この格子数の n は次式で求められる。

$$n = -\text{int} \left[\frac{\Delta x \tan(\theta_p)_{i-1,j}}{\Delta y} \right] \quad (7)$$

ここで、 int は [] 内の値を越えない最大の整数を表す。

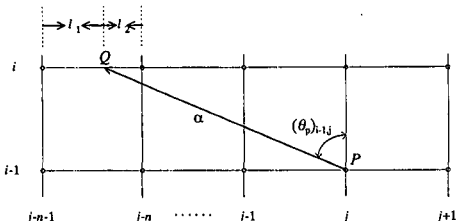


図-1 主波向線の進行位置決定

距離 PQ は次のように求められる。

$$\overline{PQ} = \frac{\Delta x}{\cos(\theta_p)_{i-1,j}} \quad (8)$$

主波向線が Q 点に達することによって、碎波減衰の影響は、 $(i, j-n)$ および $(i, j-n-1)$ の2点に及ぼす。この2点に対する碎波減衰係数の変化は、式 (9) で算定する。

$$\left. \begin{aligned} (\Delta K_d)_{i,j-n} &= \delta_{i,j-n} \frac{\overline{PQ}}{LL} (K_d)_{\max} \\ (\Delta K_d)_{i,j-n-1} &= \delta_{i,j-n-1} \frac{\overline{PQ}}{LL} (K_d)_{\max} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

ここで、 i^* は $i-1$ と i 間を示す。 δ は補間係数であり、 Q 点と隣接する二つの格子点の距離に応じて次のように設定する。

$$\delta_{i,j-n} = \frac{l_1}{\Delta y}, \quad \delta_{i,j-n-1} = \frac{l_2}{\Delta y} \quad (10)$$

ここで、 LL は遷移距離であり、権・合田 (1995) の一方向碎波モデルと同様に $LL = H_0' / \tan(s)$ と設定した。 $\tan s$ は i 方向の斜面勾配である。 $(K_d)_{\max}$ は碎波減衰係数の最大値であり、権・合田 (1995) の一方向碎波モデルと同じく 0.2 に設定した。

主波向の角度が 0 の場合は、 n が 0 になり、距離 PQ は Δx と等しくなる。

さらに、 i の格子線上で隣接する二つの格子点の間に $i-1$ の格子線上の複数の格子点からの主波向線が到達することが考えられる。そのような場合には、それぞれの主波向線の碎波減衰係数の変化分を合計する。次の図-2は波向線が交差した場合に各計算地点での碎波減衰速度係数の変化分を算定するための補間係数のとり方を示す。

波向線 α_i 、 α_m 共に $n=0$ であるため、波向線 α_i に対して、

$$\delta_{i,j+1} = \frac{l_2}{\Delta y}, \quad \delta_{i,j+2} = \frac{l_1}{\Delta y} \quad (11)$$

波向線 α_m に対して、

$$\delta_{i,j+1} = \frac{m_2}{\Delta y}, \quad \delta_{i,j+2} = \frac{m_1}{\Delta y} \quad (12)$$

になる。

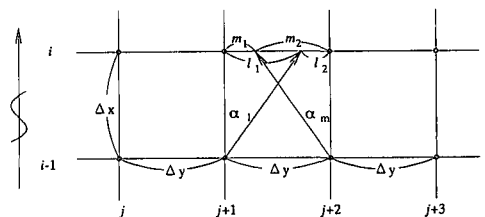


図-2 碎波減衰速度係数の算定方法

図-2 に示した碎波減衰係数の補間による算定から最終的には碎波変化分を i 向きに対して加えて行く。

最終的な各計算点での碎波減衰係数 (K_d) は、波進行方向座標 i に沿って漸変するように設定し、算定方法は式 (13) の通りである。

$$\left. \begin{aligned} (K_d)_{i,j+1} &= \sum_{ii=i \text{ break}}^{i-1} (K_d)_{ii,j+1} \\ &\quad + \left\{ \frac{l_2}{\Delta y} \Delta(K_d)_{i,j+1} + \frac{m_2}{\Delta y} \Delta(K_d)_{i,j+2} \right\} \\ (K_d)_{i,j+2} &= \sum_{ii=i \text{ break}}^{i-1} (K_d)_{ii,j+2} \\ &\quad + \left\{ \frac{l_1}{\Delta y} \Delta(K_d)_{i,j+1} + \frac{m_1}{\Delta y} \Delta(K_d)_{i,j+2} \right\} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 $i \text{ break}$ は碎波が始まる所である。

式 (13) から得られた値が碎波減衰係数の最大設定値 0.2 を越えた場合には、権・合田の一方方向モデルと同様に 0.2 とする。

図-2 は、一つの例として隣りの格子点からの波向きが次の波進行向きと重なり合う場合を示している。これ以外の場合も各主波向を次の計算座標での位置から補間による値を j 方向に計算しながら全部足し合わせると各計算点での碎波減衰係数の変化分が算定できる。

4. モデルの検証

4.1 一様斜面での碎波変形

本モデルによる碎波項の効き方を確かめるために、まず一方向モデルと比較を行った。比較に用いたのは、権・合田 (1995) および合田 (1975) の一方方向不規則モデルである。ただし、本モデルでは平均水位を考慮していないため、権・合田モデルで平均水位とサーフビートの影響を除いた結果との比較を行った。

本モデルの沖波波高条件としては、ブレットシュナイダー型周波数スペクトルと光易型方向関数を用いた。一方向波を再現するため、光易型方向分散パラメータ $S_{\max}$ を 1000 に設定した。うねり性の波と風浪性の波として波形勾配 $H_0/L_0 = 0.02$ と 0.04 の 2 種類の波を用いた。海底勾配は、 $1/10$, $1/30$, $1/50$, そして $1/100$ の一様勾配とした。計算格子間隔は、水深 0.5 m 毎に計算するとして、海底勾配 $1/10$ では $\Delta x = \Delta y = 5 \text{ m}$, $1/30$ では $\Delta x = \Delta y = 15 \text{ m}$, $1/50$ では $\Delta x = \Delta y = 25 \text{ m}$, $1/100$ では $\Delta x = \Delta y = 50 \text{ m}$ とした。そして、周波数分割数は 4, 方向関数の分割数は 34 を用いた。

なお、本モデルでは、不規則波に対する浅水係数に関して、規則波の成分波の線形重ね合わせにより算定する。この値は、線形理論の浅水係数と違うため、本比較では、次のように本モデルによる計算結果を修正して行った。

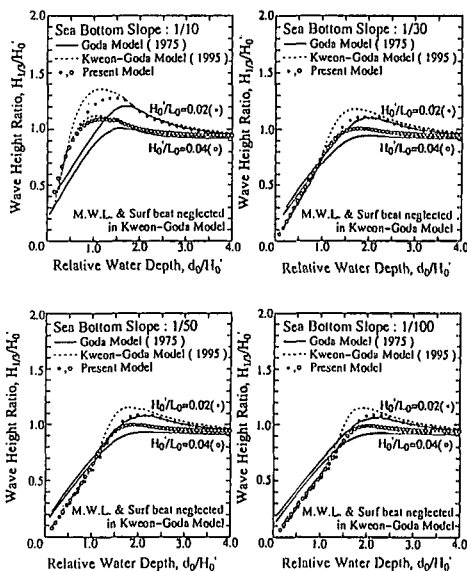


図-3 一様斜面での碎波変形

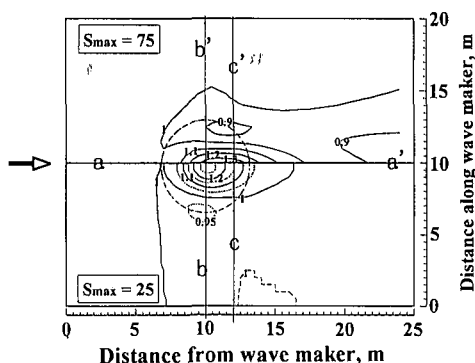
まず、各モデルの沖合での入射波高 (H_0) が同じであることから換算沖波波高 (H_0') は、非線形浅水係数の算定式 (6) の右辺第 2 項が無視でき、式 (14) の関係になる。

$$(H_0')_{\text{multi}} = \frac{(K_s)_0}{(K_{\text{multi}})_0} (H_0')_{\text{one}} \dots\dots\dots (14)$$

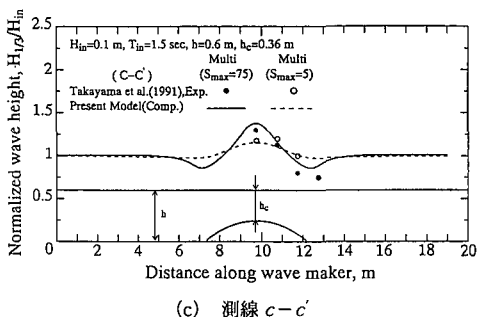
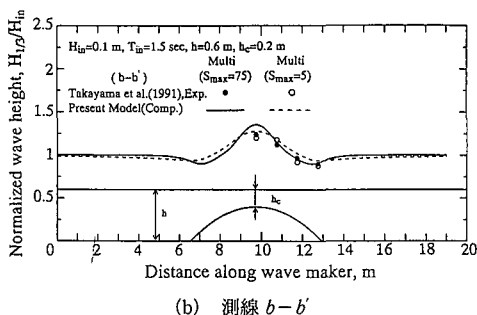
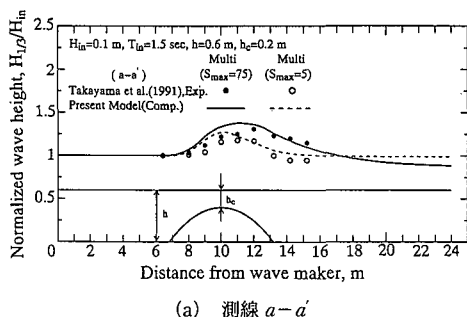
ここで、 $(K_{\text{multi}})_0$ は沖合での不規則な波の重ね合わせによる浅水係数、 $(K_s)_0$ は沖合での線形理論による浅水係数、 $(H_0')_{\text{multi}}$ は本モデルによる換算沖波波高、そして $(H_0')_{\text{one}}$ は権・合田モデルによる換算沖波波高である。

図-3 は本モデルと合田 (1975) そして権・合田モデル (1995) との比較を示したものである。比較は 4 種類の斜面勾配そして各 2 通りの波形勾配を変えながら行った。全体として本モデルは権・合田モデルと良く一致していることが分かる。ただし、浅水変形区間での差は本モデルの場合一つ前の格子点を含んだ隣り 4 地点の値を平均化しているためやや浅水係数が権・合田モデルより大きめである。

碎波直前の波高の場合には、本モデルは権・合田モデルと合田モデルの間を通っていることが分かる。斜面勾配が $1/10$ の場合は、合田のモデルと本モデルの碎波点が違うため大きく離れている。本モデルでは、平均水位の上昇が考慮されていないため汀線での波高はゼロに近く、本モデルによる碎波帯の有義波高の計算は、安定波高までには至っていない。図-3 で示したように、本モデルの場合が権・合田モデルより浅水変形区間および碎波が始まる付近で波高がやや小さめであるのは、水深が浅くなる程、低周波数側の成分が増大するためである。し



かし、汀線近くになる程等しくなるのは、減衰項が長周期になる程大きくなり、その結果波高の低下が速くなる。これは、安定波高が長周期波側になる程大きめになるためである。



さらに、本モデルの検証のため、円形浅瀬と楕円形浅瀬の2種類を用いた。高山ほか(1991)は、円形浅瀬を用いて水深と沖合波浪条件を方向集中度を変えながら実験を行った。Vincent・Briggs(1989)は、楕円形浅瀬を用いて、沖合波浪条件を方向スペクトルを変えながら実験を行った。本研究では、上述した二種類の浅瀬地形と方向スペクトルを用いた実験データとの比較を行った。

高山ほか(1991)の実験では、円形浅瀬に対してブレットシュナイダー型周波数スペクトルと光易型方向関数を用いた。実験に用いた球面浅瀬は、水平床に設置した直径 6.4 m、高さ 0.4 m の円形状の浅瀬である。実験は球面浅瀬の天端水深を 20 cm と 0 cm の 2 種類に変化させて行った。この球面浅瀬に一方向と多方向の波を入射させ、入射波の特性は球面浅瀬の前面における一様水深部で 4 点の波高計アレイで測定した。目標とした多方向不規則波は、周波数スペクトルとして、ブレットシュナイダー・光易型を用い、方向関数として光易型を用いた。球面浅瀬の天端水深が 20 cm の場合には、方向集中度の低い $S_{\max}=5$ と方向集中度の高い $S_{\max}=75$ の 2 種類の波を作らせた。本比較では、天端水深が 20 cm の場合のみ行った。

図-4 は、計算結果のみを3次元的に示したものである。

図-4 に示したように、方向集中度が高くなる程、球面浅瀬の中心線の波高が大きくなる事が分かる。特に、 $S_{max}=75$ の場合は、碎波が終了した後に、浅瀬後方の波高比が低下する傾向が見られる。図-5 には、図-4 に示した計算結果を用いて、高山ほか（1991）の実験データとの比較を示す。

図-5を見ると分かるように、浅瀬中心線 ($a-a'$) の波高は、碎波が始まる付近で計算結果がやや大きめである。しかし、中心線の横線 ($b-b'$) では、よく一致している。浅瀬中心線の後方部の横線 ($c-c'$) では、計算の結果がやや大きめである。

次は、楕円形浅瀬を用いた Vincent・Briggs (1989) の実験データとの比較を行った。この実験では、TMA スペクトルと Borgman (1984) の方向関数を用いている。本実験データでは、楕円形浅瀬の中心部の後方の波が顕著に落ちる傾向を示している。図-6 は実験データと本モデルの計算結果を示したものである。

図-7を見ると分かるように、実験のデータは楕円型浅瀬の中心部から外側に行くほど波高比が大きくなる。本モデルによる計算結果は、N5の場合には、中心部がやや大きめであるが、全体として波高比の増加する傾向は予測できると言えよう。しかし、Özkan・Kirby (1993)

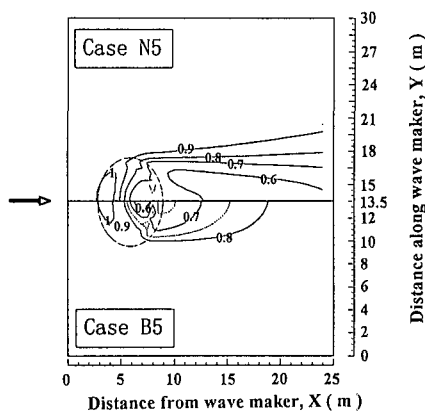


図-6 Vincent・Briggs (1989) の実験条件による平面的な波高分布計算例

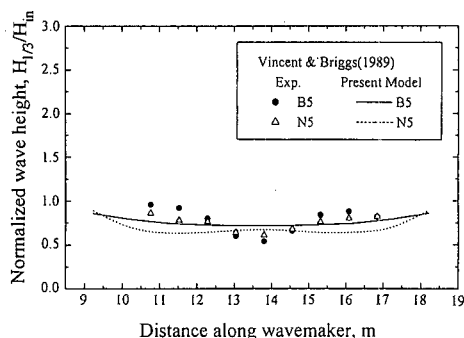


図-7 楕円形浅瀬の中心部 ($Y=13.7$) 付近の後方 ($X=12.2$) の波高比分布

は、放物型方程式による碎波モデルで、この傾向のケース N5 について予測が出来なかった。

4.3 比較の結果

本モデルの検証のため、一様斜面および浅瀬での波浪変形の比較を行った。図-3 に示したように、本モデルの浅水変形係数の算定方法の影響を除けば碎波減衰による波高の低下は、一方向モデルとほぼ一致している。しかし、浅瀬での実験結果との比較では、本モデルの線形重ね合わせによる浅水変形の算定方法でもよい結果を見せている。従って、実際の問題において本モデルの適用性については、浅水係数の算定方法の確認が必要になると

思われる。

5. 結 論

新たに開発したモデルは、あらゆる地形と方向スペクトルの形状に適用できることが分かった。本モデルは、計算時間が短くて済むため (図-4 は、Pentium, 133 MHz のパソコンで 20 秒)、碎波を伴う方向スペクトル波浪の変形解析に当たって設計者のツールとして活用されるものと期待される。

碎波後における方向関数形状の変化については、本モデルでは無視しているが、今後の現地および実験データの蓄積により解明が進むことを期待したい。

参 考 文 献

- 合田良實 (1975): 浅海域における波浪の碎波変形計算, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp. 59-106.
- 榎 赫琅・合田良實 (1994): 複合断面地形における規則波の碎波減衰過程に関する研究, 海洋開発論文集, Vol. 10, pp. 31-36.
- 榎 赫琅・合田良實 (1995): パー型地形における不規則波の碎波変形について, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 101-105.
- 高山知司・池田直太・平石哲也 (1991): 碎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.
- 永井康平・堀口孝男・高井俊郎 (1974): 方向スペクトルをもつ沖波の浅海域における伝播の計算について, 第 21 回海岸工学講演会論文集, pp. 249-253.
- Borgman, L. E. (1984): Directional spectrum estimation for the Sxy gauges. Technical Report, Coastal Engrg. Res. Cr. USAE Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS, pp. 1-104.
- Goda, Y. (1997): Directional wave spectrum and its engineering application, Advance in Coastal and Ocean Engineering, Vol. 3, World Scientific, Singapore, pp. 67-102.
- Karlsson, T. (1969): Refraction of continuous ocean wave spectra. Proc. ASCE, Vol. 95, No. WW 4, pp. 471-490.
- Kuriyama, Y. (1994): Numerical model for longshore current distribution on a bar-trough beach, Proc. of 24 th I.C.C.E., ASCE, pp. 2237-2251.
- Ökan, H. T. and J. T. Kirby (1993): Evolution of breaking directional spectral waves in the nearshore zone. Proc. of WAVES'93, ASCE, pp. 849-863.
- Vincent, C. L. and M. J. Briggs (1989): Refraction-diffraction of irregular waves over a mound. J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering, Vol. 115, pp. 269-284.