

位相平均型波浪予測モデルの高精度化に関する研究

沖 和 哉*・間 瀬 肇**

エネルギー平衡方程式に基づく波浪モデルは計算時間が短くて済み、広領域の波浪計算に向いている。また、多方向不規則波の変形も容易に取扱うことができる。本研究ではその簡便さを活かしつつ、回折効果を含むエネルギー平衡方程式を用いて、総合的に高精度な波浪数値予測モデルを構築した。まず、直交格子を用いながらも任意の角度で設置された構造物での反射を正確に取扱うことができるよう改良した。これにより、複雑な構造物配置に対しても容易に適用できる。次に、Thornton・Guza (1983) の碎波減衰モデルも選択できるようにし、球面浅瀬による波浪変形の実験結果と比較し、精度が向上することを示した。

1. 緒 言

波浪変形予測に当たってこれまで様々な数値モデルが考案されているが、エネルギー平衡方程式に基づく波浪モデルは平均量としてのエネルギーの変化を求めるので、広領域の波浪計算に向いている。また、多方向不規則波の変形を容易に取扱うことができるという点でも有利である。位相情報が平均化されるため波の回折を考慮することができないが、間瀬ら (1999) によって回折効果を含むエネルギー平衡方程式が提案されている。

波浪変形現象としては、反射、透過、回折、屈折、浅水変形、碎波等があるが、それぞれの現象を精度よく再現することが波浪モデルの総合的な予測精度の向上につながる。複雑な海岸地形や構造物が存在する領域では境界適合座標系を用いると精度よく計算できるが、数値計算が複雑となりエネルギー平衡方程式を用いる簡便さという利点が損なわれる。

本研究では、回折効果を考慮したエネルギー平衡方程式の高精度差分モデル (ExEBED: Extended Energy Balance Equation with Diffraction wave model) において、直交格子を用いながらも任意の角度で設置された構造物での反射を正確に取扱うことができるよう改良するとともに、Thornton・Guza (1983) の碎波減衰モデルも取り入れることによって、総合的に高精度な波浪数値予測モデルを構築する。

2. 回折項を有するエネルギー平衡方程式

(1) 基礎方程式

定常波浪場における、回折効果とエネルギー減衰項を有するエネルギー平衡方程式は、次のように表される。

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

ここで、 (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、 S は波の方向スペクトル (添字は偏微分を示す)、 κ は回折影響係数、 ω は角周波数、 C は波速、 C_θ は群速度、 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) はそれぞれ

$$(v_x, v_y, v_\theta) = \left\{ C_\theta \cos \theta, C_\theta \sin \theta, \frac{C_\theta}{C} \left(\sin \theta \frac{\partial C}{\partial x} - \cos \theta \frac{\partial C}{\partial y} \right) \right\} \dots\dots\dots (2)$$

と表される (間瀬ら, 1999)。

(2) QUICK による差分

回折項を含まないエネルギー平衡方程式の数値モデルに 1 次精度風上差分を適用して、開口部を有する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。特に、防波堤開口幅が大きい場合には、計算値は Sommerfeld の理論値とよく一致するが、開口幅が小さい場合には、理論値との一致の程度はよくない (高山ら, 1991)。

間瀬ら (1999) は式 (1) で表される回折項を含むエネルギー平衡方程式の左辺第 2 項および第 3 項に 1 次精度風上差分を用いたが、強い数値拡散効果により数値安定性に優れているものの、この数値拡散が 2 階微分で表されるために、同じ 2 階微分で表現される回折項の物理的な拡散と区別できず、得られる解は両方の拡散効果が合わさったものである。そこで、間瀬ら (2001) は高精度風上差分である QUICK を用いてエネルギー平衡方程式の離散化を行った。それにより、数値的な拡散効果の影響を抑えた上で回折項によって回折効果が考慮され、開口幅が小さく方向分散性が小さい条件でも理論値とよく一致し、QUICK を適用したモデルの優位性を示した。最終的な差分方程式は次のように示される。

$$A_1 S_n^{ijk} + A_2 S_n^{i(j-2)k} + A_3 S_n^{i(j-1)k} + A_4 S_n^{i(j+1)k} + A_5 S_n^{i(j+2)k} + A_6 S_n^{ij(k-2)} + A_7 S_n^{ij(k-1)} + A_8 S_n^{ij(k+1)} + A_9 S_n^{ij(k+2)} = -BS_n^{(i-1)jk} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $i=1 \sim I$ および $j=1 \sim J$ はそれぞれ x 軸および

* 正会員 工修 京都大学助手 大学院工学研究科都市環境工学専攻
** 正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所

y 軸方向の格子番号, $n=1\sim N$ 周波数識別番号, $k=1\sim K$ は波向き識別番号である。方向スペクトル S_n と特性速度の定義点の配置にはスタッガードスキームを用いる。係数 $A_1\sim A_9$ および B は、特性速度, i, j および k の差分間隔, 波速, 群速度, 回折影響係数およびエネルギー減衰係数の関数である。回折影響係数 k は間瀬ら(2001)にならない, 本モデルの計算においても $k=2.0$ を適用した。エネルギー減衰係数 ε_0 については後述する。

式(3)の右辺の $S_n^{(i-1)jk}$ は既知であり, 周波数成分 n に対して沖側境界条件として任意の入射波スペクトルを与えると, $J\times K$ 個の連立方程式を解くことによって i の増加する方向に順次 S_n^{ijk} を求めることができる。また, 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 $\bar{\theta}$ が得られる。

3. 構造物での反射の改良

(1) 反射条件

エネルギー平衡方程式による波浪モデルでは波の進行方向にしか解を求めていくことができないが, 構造物などの境界における計算値を新たに入射条件として設定して逆方向に計算することにより, 反射波を計算することができる。入射波と反射波のエネルギーを重ね合わせるにより波浪場の波高分布が得られる。直交座標系を用いて計算を行う場合, 構造物は直交格子に当てはめられるため, 格子軸とある角度をなして存在する場合は階段状に配置される。この際, 構造物の設置角を考慮して入射角と反射角を正確に与えなくてはならない。従来の反射波の取扱い(例えば高山ら, 1991)では, 階段状に配置された構造物はすべての格子において格子軸に平行あるいは垂直な面を有するとして計算が行われる。 x 軸に垂直な面での従来の反射の取扱い方法を図-1(a)に示す。入射角 θ_i で到達した波は構造物前面で $\pi-\theta_i$ の方向に反射される。

本研究では, 格子に構造物を当てはめて配置するものの, その前面の格子において構造物の角度 α と反射率 K_r ,

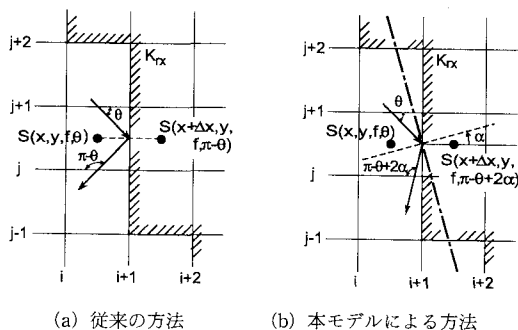
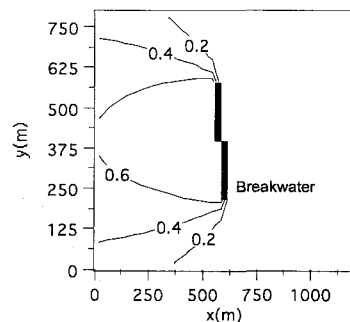


図-1 x 方向への反射条件

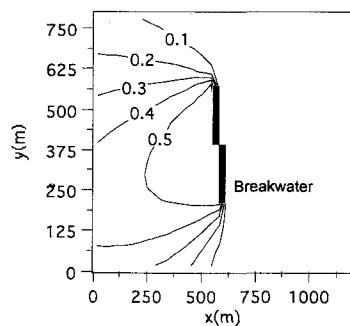
を設定することにより任意の角度と反射率をもつ構造物を配置できるよう反射波の取扱いを改良する。 x 軸に垂直な面での本研究における反射の取扱い方法を図-1(b)に示す。構造物の格子上の配置は従来の方法と同様であるが, 実際の構造物の面は図中の一点鎖線で示されるように x 軸とは角度 α をなして配置されている。この構造物の設置角度 α を構造物前面の格子に設定することにより, 正確な方向に波を反射させることができる。

図-1(b)において, 入射角 θ_i で到達した波は, 構造物前面で反射角 $\theta_r = \pi - \theta_i + 2\alpha$ の方向に反射しており, 意図した方向に反射される。 y 軸に垂直な面での反射も同様に構造物の設置角を考慮する。

図-2は, 領域の左側から入射する多方向不規則波(主波向きは x 軸に平行)に対して 10° 傾いた防波堤による反射波の, 入射有義波高で無次元化した波高分布を示したものであり, (a) 図は防波堤の設置角を考慮しない結果, (b) 図は設置角を考慮した本モデルによる結果である。防波堤は 10° 傾いているので, 中央で1格子ずれている。防波堤に到達した波は x 軸の負の方向に 20° の角度をなして反射するが, 高山ら(1991)の方法では防波堤に対してほぼ垂直に反射している。本モデルによる計算結果では理論的に正しい方向へ反射波が伝播する様子が



(a) 設置角を考慮しない場合



(b) 設置角を考慮した場合

図-2 x 方向への波の反射の例(防波堤の傾き $= 10^\circ$)

再現されている。

(2) モデル港湾における反射波の波高分布

より具体的な例として図-3に示すモデル港湾を考慮し、防波堤の設置角の有無によってどの程度の差が出るかを検証した。図中の破線で囲まれた部分を計算対象領域とし、領域左側から主波向きが x 軸に対して -10° の多方向不規則波を入射させた。水深は一律で5m、計算格子間隔は50mで、港内および岸からの反射はないもの

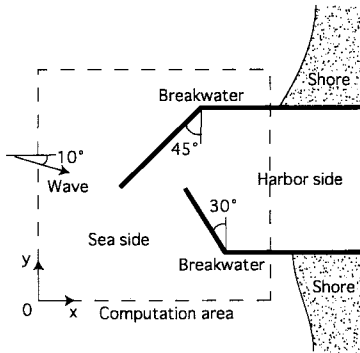
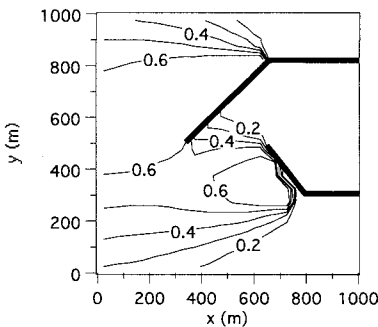
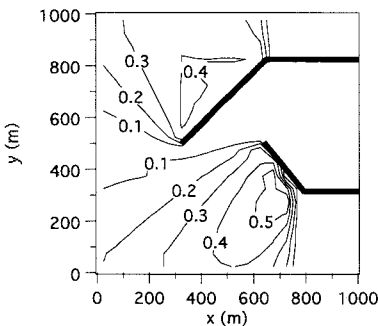


図-3 モデル港湾



(a) 防波堤の設置角を考慮しない場合



(b) 防波堤の設置角を考慮した場合

図-4 防波堤による反射波の波高分布

とした。領域の側方ではエネルギーが透過する条件を与えた。防波堤での反射率は0.9とした。図-4に設置角を考慮しない場合と考慮した場合の、入射有義波高で無次元化した反射波の波高分布を示す。反射波のパターンは本計算モデルの方が正しい結果を示している。進行波と反射波のエネルギーを重ね合わせて得られる波高は、湾口中央部($x=500$ m, $y=500$ m)において、高山ら(1991)の方法では本モデルで得られた波高の約1.25倍であった。もちろん、エネルギーの重ね合わせによって算定された波高は防波堤近辺では正確ではないが、全体の波高分布を推定する際には本モデルが有効である。

4. 碎波モデルの改良

(1) 高山ら(1991)のモデル

間瀬ら(2001)は回折項を含むエネルギー平衡方程式の高精度差分モデルを球面浅瀬上の波浪計算に適用したところ、エネルギーが集中する球面浅瀬頂部およびその背後での波高分布の一致の程度がよくなかった。これは碎波減衰がうまく再現できていないことが原因と考えられた。このとき用いられた高山ら(1991)のエネルギー減衰項の定式化(以後、高山モデル)を以下に示す。

各計算セルに流入および流出する波の全エネルギーをそれぞれ E_i および E_o とすると、碎波によって失われるエネルギーの散逸率 ε_b は、

$$\varepsilon_b = (E_i - E_o) / E_i \quad (4)$$

と表される。碎波後であっても波高はRayleigh分布に近い分布形を示すと仮定すると、沖波のエネルギーの波高分布は波高の2乗分布で与えられる。したがって、波浪が計算セルに入るときに碎波波高と出るときに碎波波高からエネルギー散逸率 ε_b を求めることができる。碎波高の算定においては、次式に示す合田(1975)の碎波指標が用いられた。

$$H_b / L_0 = A \left\{ 1 - \exp \left[-1.5 \frac{\pi h}{L_0} (1 + 15 \beta^{4/3}) \right] \right\} \quad (5)$$

ただし、 H_b は碎波波高、 L_0 は沖波波長、 A は碎波係数、 h は水深、 β は海底勾配である。

(2) Thornton・Guza (1983) モデル

本研究ではThornton・Guza(1983)の碎波減衰モデル(以下、T&Gモデル)も計算モデルに組み込む。T&Gモデルによると、不規則波のエネルギー散逸率期待値 $\langle D \rangle$ は次式で表される。

$$\langle D \rangle = \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \rho g B^3 \bar{f} \frac{H_{rms}^5}{\gamma^2 h^3} \cdot \left[1 - \frac{1}{\{1 + (H_{rms}/\gamma h)^2\}^{5/2}} \right] \quad (6)$$

ここで、 ρ は密度、 g は重力加速度、 B は碎波パラメータ、 $\bar{f}$ は平均周波数、 H_{rms} は波高の2乗平均値、 γ は波高水深

比に関するパラメータである。エネルギー E は $E = 1/8 \rho g H_{rms}^2$ で表されるので、式 (1) におけるエネルギー減衰係数 ϵ_b は

$$\epsilon_b = \langle D \rangle / E = \frac{3\sqrt{\pi}}{2} B^3 f \frac{H_{rms}^5}{\gamma^2 h^3} \cdot \left[1 - \frac{1}{\{1 + (H_{rms}/\gamma h)^2\}^{5/2}} \right] \dots\dots\dots (7)$$

となる。本研究では、 $B=1.0$ 、 $\gamma=0.6$ とした。このモデルでは、全波高に対して碎波の確率密度関数を設定してエネルギー減衰を求めているため、碎波指標は必要ない。

(3) 球面浅瀬による波浪変形実験との比較

本研究の波浪予測モデルを、Chawla ら (1998) の球面浅瀬による多方向不規則波の波浪変形実験に適用して、実験結果と高山モデルを用いた計算結果および T&G モデルを用いた計算結果を比較し、本計算モデルの妥当性を検証する。

実験に用いられた球面浅瀬は、図-5 に示すような、水深 $h=0.4$ m の水平床に設置された半径 2.57 m、高さ 0.37 m の円形上の浅瀬である。浅瀬の中心は $x=5.0$ m および $y=9.0$ m にある。y 軸上に造波板が設置され、入射波は主に x 軸方向に伝播する。本研究では間瀬ら (2001) と同様に、Chawla ら (1998) の実験で用いられた計測線のうち、図中に破線で示した 4 側線を比較の対象とした。

実験で用いられた不規則波は、周波数スペクトルとして TMA スペクトル、方向関数は wrapped normal directional spreading function を有するものである。Chawla ら (1998) の報告では 4 つの実験条件における結果が示されているが、本研究では表-1 に示す入射波高の大きい条件、すなわち碎波が顕著に発生する条件である Test 5

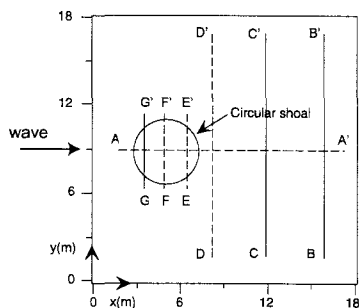


図-5 実験に用いられた地形 (Chawla ら, 1998)

表-1 実験条件 (Chawla ら, 1998)

Test Number	Incident Wave Height (m)	Peak Period (sec)	Angular Spreading
5	0.0233	0.73	narrow
6	0.0249	0.71	wide

および Test 6 との比較結果を示す。なお、入射波高が小さい条件での計算結果は、間瀬ら (2001) と同様に、実験結果と非常によく一致する。

T&G モデルは、前述のように碎波指標を必要としないが、本波浪予測モデルに適用して球面浅瀬の波浪変形計算を行ったところ、得られた波高分布は全体的に小さいものとなった。そこで本研究では碎波指標として波高水深比 H/h に閾値を設け、それよりも大きい領域のみ減衰モデルを適用した (すなわち、何の再生を考慮する)。閾値を変化させて計算を行ったところ、 $H/h=0.6$ のときに計算結果と実験結果が最も良く一致したため、以下ではすべてこの条件を用いた結果を示す。

図-6 に Test 5 の実験結果と計算結果の無次元有義波高を示す。○は実験値、実線は T&G モデルを用いた計算結果、点線は高山モデルを用いた計算結果をそれぞれ表している。側線 A-A' において、実験値では碎波の影響により球面浅瀬頂部付近で大きく波高が減衰しているが、高山モデルを用いた結果では、それらをうまく再現

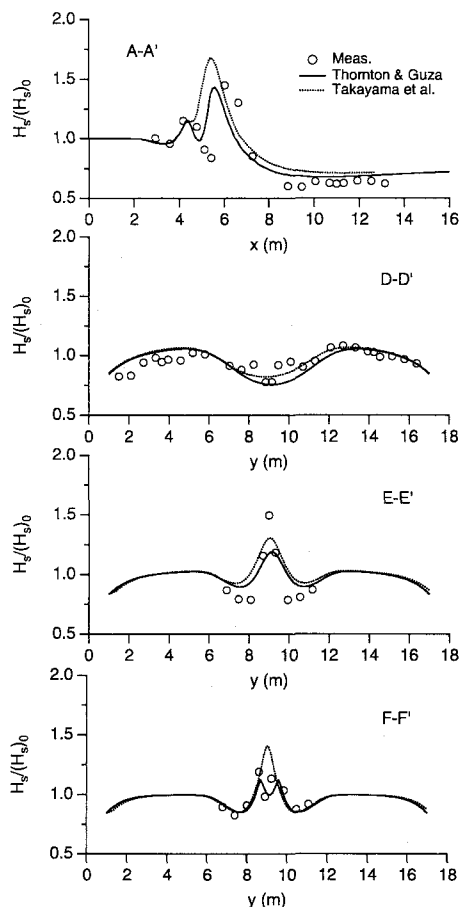


図-6 波高分布の比較 (Test 5)

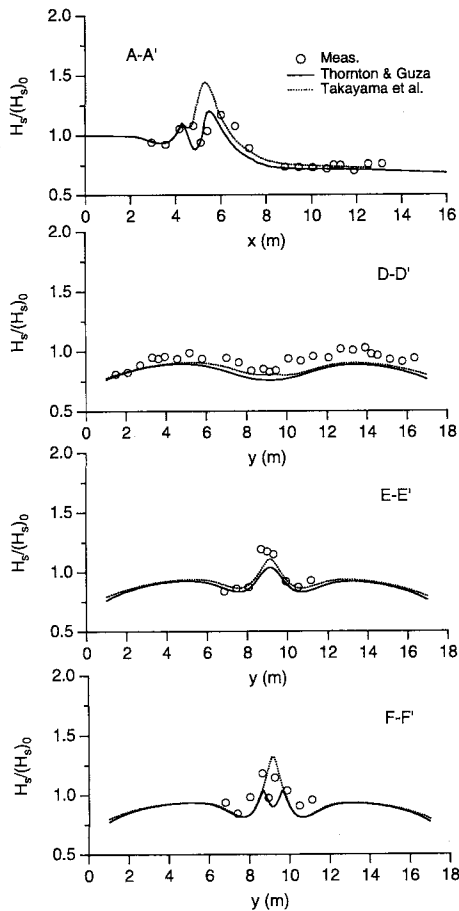


図-7 波高分布の比較 (Test 6)

できていない。一方、T&G モデルを用いると、実験値と計算結果がよく一致する。側線 $D-D'$ および $E-E'$ では両計算結果ともあまり変わらないが、側線 $F-F'$ では高山モデルを用いた結果では実験値との一致の程度がよくない。T&G モデルでは、球面浅瀬頂部の波高減衰がよく再現されている。

Test 6 の実験結果と計算結果の無次元有義波高を比較したものを図-7 に示す。側線 $A-A'$ においては、Test 5 と同様に、実験結果では球面浅瀬上の砕波により波高が大きく減衰し双山型の波高分布となっており、T&G モデルを用いた計算結果との一致の程度はよい。高山モデルを用いた計算結果では双山型の波高分布が再現できていない。側線 $D-D'$ および $E-E'$ では砕波の影響が少ないため、どちらのモデルの結果も実験値とよく一致している。側線 $F-F'$ においては、実験値のピークと高山モデルによる計算結果のピークとがよく一致しているように思えるが、実験値では領域中央 ($y=9$ m 付近) で波高が大きく減衰して双山型の波高分布になっているのに対

し、計算結果では単峰型の分布になっており、まったく逆の結果となっている。一方、T&G モデルの結果では波高の大きさが全体的にやや小さいものの、双山型の分布形はうまく再現できている。

これらの結果より、本波浪予測モデルに採用する砕波減衰モデルとしては、T&G モデルが適していることがわかった。

5. 結 語

本研究では、間瀬ら (2001) の回折効果を考慮したエネルギー平衡方程式の高精度差分モデルにおいて、反射の取扱いを正確にし、また砕波モデルに Thornton・Guza (1983) モデルを選択できるように改良した。まず、直交格子を用いながらも任意の角度で設置された構造物での反射を正確に取扱うことができるように、構造物前面でその設置角度を与え反射条件を設定した。その結果、本モデルでは理論的に正しい方向へ反射波が伝播する様子を数値計算で再現できた。砕波減衰に関しては、Chawla ら (1998) の球面浅瀬上の波浪実験の結果と比較したところ、高山ら (1991) のモデルでは特に砕波が顕著な場合に計算結果と実験結果の対応はよくなかったが、Thornton・Guza (1983) モデルを用いると両者の対応は良くなった。

本計算モデルは対象領域が広範囲でも短時間で計算が済み、複雑な海岸に容易に適用できるため、実用上非常に有用であり、詳細設計の前段階として、波高分布状況をすばやく把握したり、漂砂モデルの外力推定に役立つ。今後は越波や透過の影響をモデルに取り入れ、さらに総合的に精度のよいモデルを開発する。

参 考 文 献

- 合田良実 (1975): 浅海域における波浪の砕波変形計算, 港湾技術研究所報告, 第 14 巻, 第 3 号, pp. 59-106.
- 高山知司・池田直太・平石哲也 (1991): 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.
- 間瀬 肇・高山知司・国富将嗣・三島豊秋 (1999): 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, 土木学会論文集, No. 628/II-48, pp. 177-187.
- 間瀬 肇・沖 和哉・高山知司・酒井哲郎 (2001): 高精度差分による位相平均不規則波浪変形計算モデルに関する研究, 土木学会論文集, No. 684/II-56, pp. 57-68.
- Chawla A., H. T. Özkan-Haller, and J. T. Kirby (1998): Spectral model for wave transformation and breaking over irregular bathymetry, Jour. of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering, Vol. 124, No. 4, pp. 189-198.
- Thornton E. B. and R. T. Guza (1983): Transformation of wave height distribution, Jour. of Geophysical Research, Vol. 88, No. C 10, pp. 5925-5938.