

# 双峰型スペクトル波の浅海変形

間瀬 肇<sup>1</sup>・小沢勇介<sup>2</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 京都大学助教授 工学部土木工学科 (〒606 京都市左京区吉田本町)

<sup>2</sup>学生会員 京都大学大学院工学研究科 (〒606 京都市左京区吉田本町)

双峰型スペクトル波の浅海変形, すなわち, エネルギースペクトル, 有義波高および有義波周期の変化, さらに沖合いと沿岸における双峰型スペクトル波の出現率の相違について検討する. 高周波側波列は低周波側波列に比べ shoaling 領域および砕波帯でエネルギーが急速に減少し, 低周波側波列のピークが卓越した単峰型スペクトルになる傾向にある. ハイブリッド型不規則波浪変形理論は, 極浅海域を除いて, 双峰型スペクトル波のスペクトルの変化や有義波高の変化をうまく予測できる. また, 有義波周期についても予測可能である.

**Key Words :** double peak spectral waves, random waves, shoaling and breaking, hybrid wave transformation model

## 1. はじめに

卓越周期が異なる2つの波列(例えば, 風波とうねり)が重なると, エネルギースペクトルは2つのピークを有する双峰型になる. 閉鎖的な湾においては, 湾外から侵入するうねりと湾内で発生する風波の重量によりスペクトルが双峰型になることがある(永井ら<sup>1)</sup>).

こうした双峰型スペクトル波に対する防波堤の設計に際しては, 谷本・木村<sup>2)</sup>によると, 従来安全側である長い方の周期を用いて波力を算定していた. 彼らは, より合理的な波力の算定をめざして, 混成堤直立部に働く双峰型スペクトル波の波力の実験により, 設計周期としては双峰型スペクトル波そのものの有義波周期を用いれば良いことを示した. そこで, 2つの波列の有義波高・有義波周期から双峰型スペクトル波の有義波周期を算定する方法を提案した. この方法は元になる2つの波列がわかっているときに有効であるが, 一般には2つの構成波列を求めることは容易でない. また, 浅海変形を伴う有義波高の算定法はいまのところない.

実際, 現地波浪のスペクトルを解析すると, 双峰型スペクトルがしばしば見られる. Soares<sup>3)</sup>は北海と北太平洋の沖合いおよび沿岸における波浪データを解析・整理し, 双峰型スペクトル波の出現率は沖合いで約20%, 沿岸で10%であることを報告している. また彼は他の研究者の解析結果を引用し, 双峰型スペク

トルの出現率は沖合いで36%, 沿岸で9%であることを述べている. 江頭ら<sup>4)</sup>はリーフ内外のスペクトルを観測し, リーフ外ではスペクトルは明瞭な双峰型を示していたが, リーフ内では高周波側波列のエネルギーが減少し, かつスペクトル幅が広がることを報告しているように, 沖と浅海では双峰型スペクトルの出現に差がある.

双峰型スペクトル波が浅海で変形していくときの有義波周期の変化, 双峰型スペクトルの出現率が沖合いで大きく沿岸で小さい原因, 双峰型スペクトル波の変形特性, その理論的解析といった研究は少なく, Smith and Vincent<sup>5)</sup>が, 水理実験により双峰型スペクトル波の変形特性を単峰型スペクトル波のそれと比較して調べているにすぎない. 本研究では, 双峰型スペクトル波の浅海変形に関して, 予測モデルとしてのハイブリッド型不規則波浪変形理論の適用性を調べるとともに, 実験結果や計算結果に基づいてエネルギースペクトル, 有義波高および有義波周期の変化, さらに沖合いと沿岸における双峰型スペクトル波の出現率の相違について検討する.

## 2. 双峰型スペクトル波の浅海変形の実験データ

解析に用いる実験データは, 以下の2種類のものである. まず第1は, Smith and Vincent<sup>5)</sup>の実験結

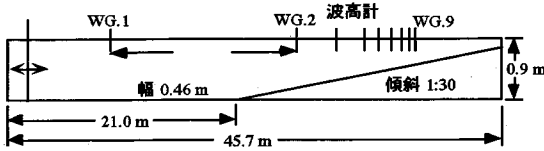


図-1 Smith and Vincent<sup>5)</sup>による実験装置の概要

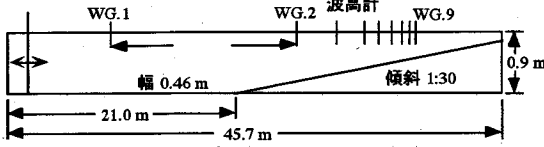


図-2 著者らによる実験装置の概要

果である。実験水槽は、図-1 に示すように、長さ 45.7m、幅 0.45m、深さ 0.9m であり、水槽の中程から 1:30 の模型海浜が設置された。一樣水深部の水深は 61cm であった。

波高計は、水深が 61cm, 36.6cm, 24.4cm, 18.3cm, 15.2cm, 12.2cm, 9.1cm, 7.6cm, 6.1cm の 9 地点に設置された。これらを WG.1~WG.9 と記す。WG.1 から他の波高計設置点までの水平距離は 18.8m, 22.5m, 24.3m, 25.2m, 26.1m, 27.1m, 27.5m, 28.0m であった。

彼らが用いた双峰型スペクトルは、TMA スペクトル<sup>6)</sup>を 2 つ重ね合わせたものである。TMA スペクトルは JONSWAP スペクトルに水深の影響を考慮したものであり、次式で示される。

$$S(f) = S_J(f)H(f) \quad (1)$$

$$S_J(f) = \alpha H_{1/3} T_p^{-4} f^{-5} \exp\{-1.25(T_p f)^{-4}\} \times \gamma \exp\{-(T_p f)^2 / 2\sigma^2\} \quad (2)$$

$$\alpha = \frac{0.0624}{0.230 + 0.0336\gamma - 0.185(1.9 + \gamma)^{-1}} \quad (3)$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07; & f \leq f_p \\ 0.09; & f > f_p \end{cases} \quad (4)$$

$$H(f) = \frac{\tanh^2 k(f)h}{1 + \{2k(f)h / \sinh k(f)h\}} \quad (5)$$

$$(2\pi f)^2 = gk(f) \tanh k(f)h \quad (6)$$

ただし、JONSWAP スペクトル  $S_J(f)$  の表示は合田<sup>7)</sup>に従った。ここで、 $H_{1/3}$  は有義波高、 $T_p$  はピーク周期、 $f_p$  はピーク周波数、 $g$  は重力加速度、 $\gamma$  は尖鋭度を定めるパラメータである。

Smith and Vincent<sup>5)</sup> は  $\gamma$  を 20 とした非常に尖ったスペクトル形を採用した。また、ピーク周波数の組み合わせを 2 通り (0.4Hz と 0.8Hz, 0.4Hz と 0.57Hz)、波群の全エネルギーを 2 通り (エネルギー波高に換算して 15.2cm と 9.2cm)、2 つの波列に対するエネルギーの配分比率を 3 通り (1:2, 1:1, 2:1) に変えた、合計 12 通りの実験を行った。この実験条件においては、非線形干渉に伴って励起される成分波のエネルギーピークは 2 つの波列のピークとピークの谷間には現われない。なお、水位変動記録は 10Hz でサンプリングされている。

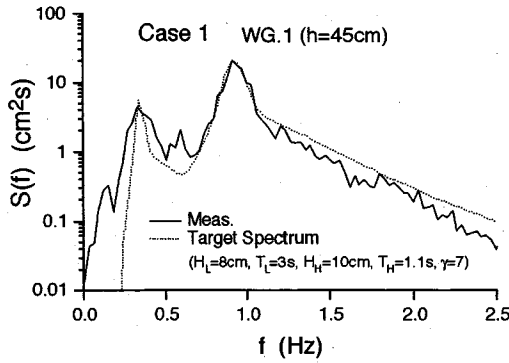
いま 1 つの実験データは、著者らが京都大学の波形制御式不規則波造波水槽で行った実験結果である。実験装置の概要を図-2 に示す。水槽の長さは 30m、幅は 50cm、深さは 70cm の両面ガラス張り水槽で、一端に波形制御式造波装置が設置されている。他端には勾配が 1:9.4, 1:23.8, 1:20 からなる模型海浜を設置した。一樣水深部の水深は 45cm である。

波高計は、水深が 45cm, 45cm, 30cm, 24cm, 21cm, 18cm, 15cm, 12cm, 9cm, 6cm, 3cm の 11 地点に設置した。これらを WG.1~WG.11 と記す。WG.1 から他の波高計までの距離は 5.0m, 6.4m, 7.7m, 8.4m, 9.1m, 10.5m, 11.1m, 11.7m, 12.3m である。

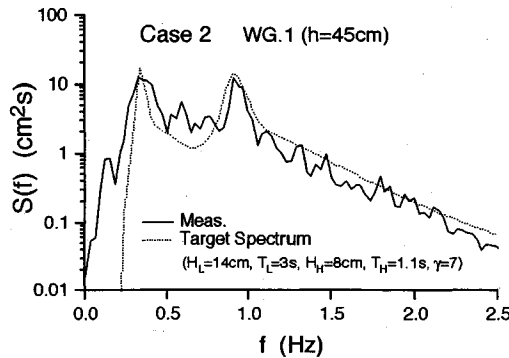
期待スペクトルは、TMA スペクトルを 2 つ重ねたものであり、低周波側波列と高周波側波列の有義波高 (それぞれ  $H_L$ ,  $H_H$  とする) およびピーク周期 ( $T_L$ ,  $T_H$ ) の組み合わせを 2 通りににした。Case 1 は  $H_L = 8$ cm,  $T_L = 3$ s,  $H_H = 10$ cm,  $T_H = 1.1$ s, Case 2 は  $H_L = 14$ cm,  $T_L = 3$ s,  $H_H = 8$ cm,  $T_H = 1.1$ s である。 $\gamma$  はすべて 7 とした。

水位変動は 0.05s ごとにサンプリングしたが、解析には 1 つおきにデータを用いた。

図-3 は Case 1 および Case 2 の発生波のスペクトル (実線) と期待スペクトル (点線) を比較したものである。両ケースとも発生波はほぼ期待通りに造波されているが、2 つの波列のエネルギーピークの谷間の、低周波側波列および高周波側波列のピーク周波数の差に対応するところにエネルギーピークが現れている。



(a)



(b)

図-3 発生波のスペクトルと期待スペクトル

### 3. 双峰型スペクトル波の浅海変形予測手法

双峰型スペクトル波の浅海変形を予測する手法として、Smith and Vincent<sup>5)</sup> は次のものを挙げている。

1) すべての成分波のエネルギーを最も卓越するピークの波に割り当てて代表波を決定し、規則波の理論を利用して代表波の変形を計算する。

2) 双峰型スペクトル波をそれぞれのピークに対応する波列に分け、各波列の代表波を決定して変形計算を行い、その結果を加え合わせる。

3) 最もエネルギーの卓越した波列だけを対象にして(その他の波列のエネルギーは無視して)代表波を決定し、変形計算を行う。

4) スペクトル成分波の変形は各々独立であるとし、砕波の影響を何らかの方法で取り込んで変形計算を行い、結果を加え合わせてスペクトルの変化を求める。

5) 周波数領域において、成分波の非線形干渉を考慮した変形計算を行う。

これらに加えて、6) 所定の双峰型スペクトルから初期時間波形を作成し、時間領域において非線形理論を用いた変形計算を行う方法がある。

以上の中では、5) および 6) の手法が合理的であろう。その際、砕波減衰を考慮しなければならない。

Smith and Vincent<sup>5)</sup> は双峰型スペクトル波の変形実験のみならず、双峰型スペクトルを構成する2つの単峰型スペクトル波の変形実験を行い、その2つの結果を加え合わせたものと双峰型スペクトル波の結果を比較した。それによると、双峰型スペクトル波の低周波側波列の変形は単峰型スペクトル波の変形とあまり変わらないが、高周波側波列のエネルギー減衰は単峰型スペクトル波のそれに比べて顕著であることを示した。

著者らは、スペクトル変形理論モデルと砕波減衰確率モデルからなるハイブリッド型不規則波浪変形理論を提案したが、双峰型スペクトル波の浅海変形にも原理的に適用可能である。ハイブリッド型不規則波浪変形理論は以下のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{dA_n}{dx} + \frac{(C_{g_n})_x}{2C_{g_n}} A_n - ink_1 \left[ \sqrt{\frac{k_n h}{\tanh k_n h}} - 1 \right] A_n \\ + \frac{3ink_1}{8n} \left[ \sum_{i=1}^{n-1} A_i A_{n-i} + 2 \sum_{i=1}^{N-n} A_i^* A_{n+i} \right] + \alpha_n A_n = 0 \end{aligned} \quad (7)$$

(n=1, \dots, N)

$A_n$  が求めたい成分波の複素フーリエ振幅、 $x$  は水平座標、 $C_{g_n}$  は成分波の群速度、 $(C_{g_n})_x$  は群速度を  $x$  で微分したもの、 $i$  は虚数単位、 $h$  は水深、 $k_1$  は記録時間を  $T$  として  $(2\pi/T)/\sqrt{gh}$  として求められる基本波数、 $k_n$  は成分波の波数、 $\alpha_n$  はエネルギー散逸係数、 $*$  は共役複素数を表す。式(7)の詳しい誘導過程については、間瀬・Kirby<sup>8)</sup> を参照されたい。式(7)の左辺第2項が浅水変形項、第3項が分散項、第4項が非線形項、第5項がエネルギー減衰項である。

散逸係数  $\alpha_n$  は Thornton and Guza<sup>9)</sup> の砕波によるエネルギー逸散率の期待値

$$\langle \epsilon_b \rangle = \frac{3\sqrt{\pi}}{16} \rho g B^3 \bar{f} \frac{H_{rms}^5}{\lambda^2 h^3} \left[ 1 - \frac{1}{\{1 + (H_{rms}/\lambda h)^2\}^{5/2}} \right] \quad (8)$$

を用いて定式化された。式(8)は波別解析法により得られたもので、スペクトル形に関わらず、本理論モ

デルを「ハイブリッド」と呼ぶゆえんである。この適用可能性は計算結果と実験結果との比較により判定される。\$B\$ は碎波係数 (1 とする), \$\bar{f}\$ は代表周波数 (双峰型スペクトルの場合, スペクトルモーメントから得られる平均周波数), \$\rho\$ は流体の密度, \$g\$ は重力加速度, \$H\_{rms}\$ は r.m.s. 波高, \$\lambda\$ は \$H\_{rms}\$ と水深 \$h\$ を結びつける比例定数 (0.6 とする) である。\$H\_{rms}\$ と \$A\_n\$ には次の関係がある。

$$H_{rms} = 2 \sqrt{\sum_n |A_n|^2} \quad (9)$$

式(7) から得られる不規則波列のエネルギー減衰率と式(8) を等しいとおいて

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^N \alpha_n |A_n|^2 &= \frac{3\sqrt{\pi}}{16\sqrt{gh}} B^3 \bar{f} \frac{\left(2 \sqrt{\sum_n |A_n|^2}\right)^5}{\lambda^2 h^3} \\ &\times \left[ 1 - \left[ 1 + \left\{ \frac{2 \sqrt{\sum_n |A_n|^2}}{\lambda h} \right\}^2 \right]^{-5/2} \right] \\ &= \beta(x) \sum_{n=1}^N |A_n|^2 \end{aligned} \quad (10)$$

とされた。なお, \$\beta(x)\$ は \$(\epsilon\_b)\$ を \$\sum |A\_n|^2\$ で除したものであり, 式(10) の中央と右側が等しいことから決定される。また \$\alpha\_n\$ は式(10) の左側と右側が等しいことより

$$\alpha_n = \alpha_0 + (f_n / \bar{f})^2 \alpha_1 \quad (11)$$

$$\alpha_0 = F\beta(x); \quad 0 \leq F \leq 1 \quad (12)$$

$$\alpha_1 = (1-F)\beta(x) \bar{f}^2 \sum_n |A_n|^2 / \sum_n f_n^2 |A_n|^2 \quad (13)$$

と定められた。\$F\$ はエネルギー散逸の \$\alpha\_0\$ と \$\alpha\_1\$ への配分を定めるパラメータ (0.5 とする) である。

従来のモデルでは, 碎波によるエネルギー減衰を考慮する場合に, まず何らかの碎波限界条件を用いて碎波点を設定し, その地点からモデル式に碎波減衰項を導入する。しかし, 現在のところ不規則波の碎波点をうまく表現できる式はない。ハイブリッド型理論ではそうした碎波限界条件を用いず, 式(8) により各地点でのエネルギー逸散率を推定し, 式(11) によりその逸散率を周波数成分に配分するのが特徴である。

#### 4. 双峰型スペクトル波の浅海変形

ハイブリッド型波浪変形理論の数値計算に用いる初期入力データは, WG.1 の水位変動記録を 1024 個の 10 セグメントに分けて求めた \$A\_n\$ である。成分波の数は 300 とした。計算された \$A\_n\$ を逆フーリエ変換することにより水位変動が得られ, そこからゼロアップクロス波が求められる。10 セグメントについてのスペクトルおよび個々波の計算結果を統計処理した。

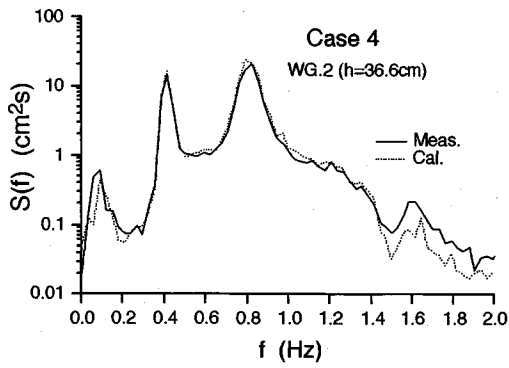
##### (1) スペクトル変化

図-4 および 図-5 は, Smith and Vincent<sup>5)</sup> の Case 4 (ピーク周波数 0.4Hz と 0.8Hz, エネルギー波高 9.2cm, エネルギー配分率 1:2) と Case 8 (ピーク周波数 0.4Hz と 0.57Hz, エネルギー波高 15.2cm, エネルギー配分率 1:1) について, エネルギースペクトルの実験結果 (実線) とそれに対応する計算結果 (点線) を併せて示したものである。図-4 では, 波高計 WG.8 (設置水深 7.6cm) より浅い地点で, 全周波数帯にわたって計算結果が実験結果より若干小さくなり, また水深がそれより深いところでは 1.4Hz 以上の高周波領域で計算結果が若干小さくなったものの, スペクトル形全体は一致している。特に, (b) 図および (c) 図における 2 つのピーク周波数 0.4Hz と 0.8Hz の和の成分である 1.2Hz の成分波のエネルギー密度の増加, (d) 図における高周波側波列のエネルギー減少, およびスペクトル形の平坦化がうまく表されている。

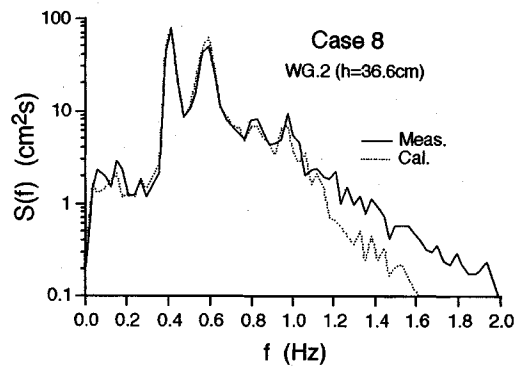
図-5 に示した Case 8 のケースは, 図-4 の実験条件に比べ, 全エネルギーが大きく, また 2 つのピーク周波数の間隔が狭いものである。波高計 WG.8 においては 0.8 Hz 以下の領域で計算結果が小さく, 実験結果との差が現れた。水深が比較的大きいところでは, 大部分のエネルギーが含まれる周波数領域で計算結果と実験結果の対応はよい。また, 高周波側波列のエネルギーの減衰過程, 非線形成分のエネルギー増加といった変化傾向はうまく表されている。

図-6 および 図-7 は, 著者らによる実験結果 (実線) とそれに対応する計算結果 (点線) を示したものである。これらの図をみると, 水深が 6cm までの実験結果と計算結果との一致程度はかなり良い。スペクトルの全体的な変化は, 江頭ら<sup>4)</sup> が観測したように, 双峰型スペクトルが浅海になると, 高周波側波列のピークエネルギーが減少し, スペクトル幅が広がる。

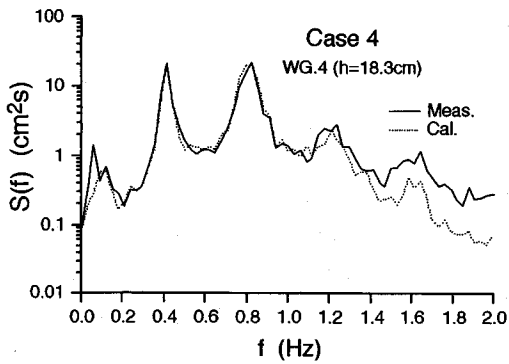
図-4 から 図-7 のスペクトル変化から, 沖合いと沿岸における双峰型スペクトルの出現率の相違について, 次のことがいえよう。すなわち, 高周波側波列は低周波側波列に比べ shoalig 領域においては非線形干



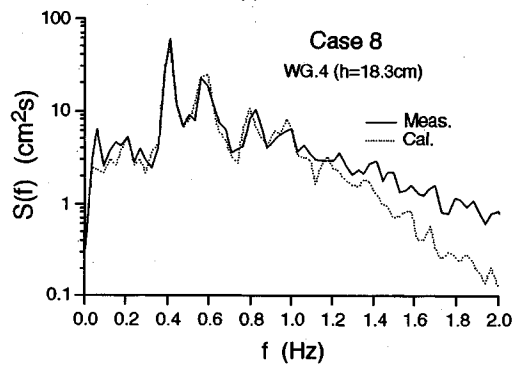
(a)



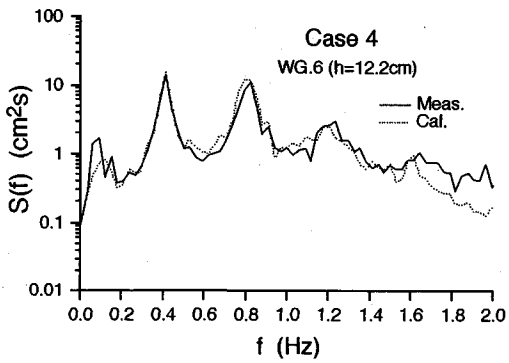
(a)



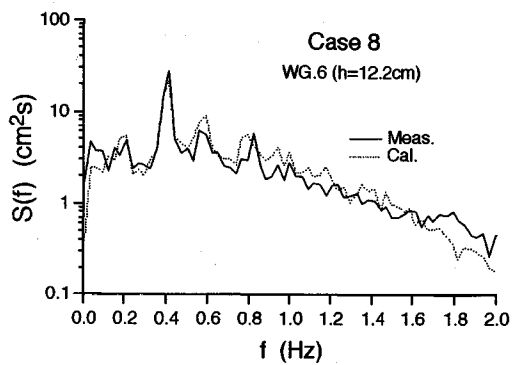
(b)



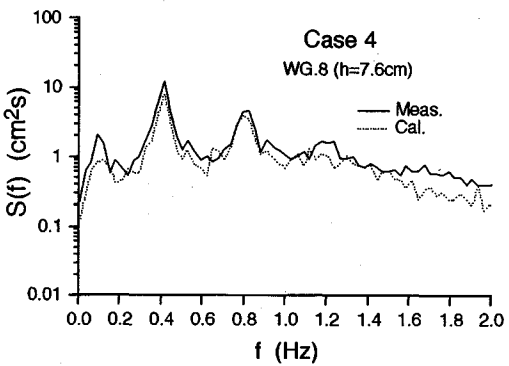
(b)



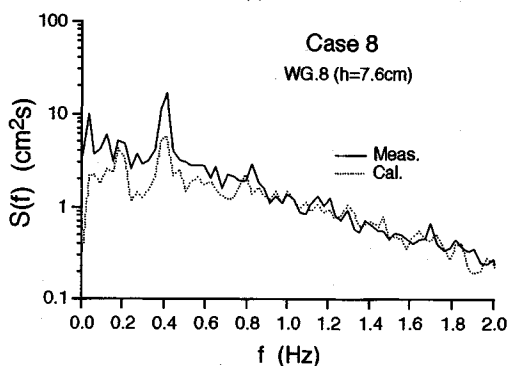
(c)



(c)



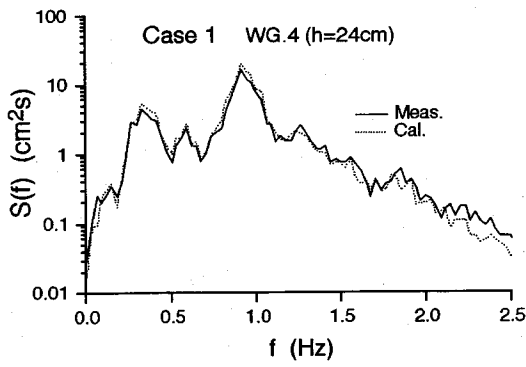
(d)



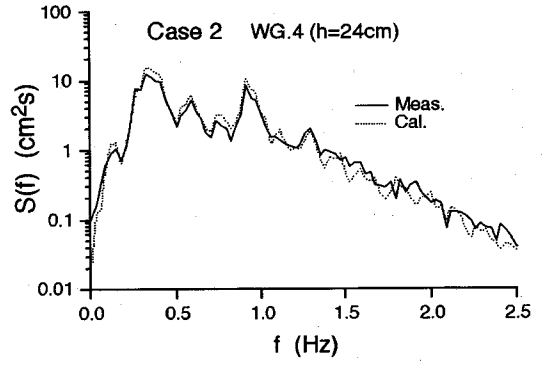
(d)

図-4 Smith and Vincent<sup>9)</sup> の Case 4 のスペクトル

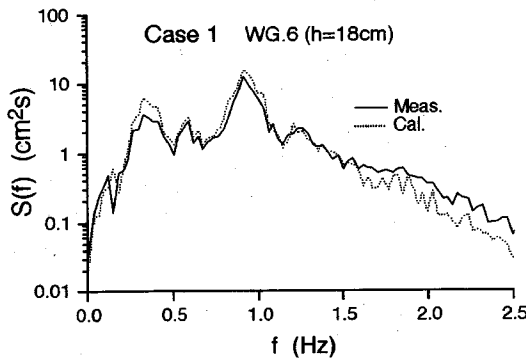
図-5 Smith and Vincent<sup>9)</sup> の Case 8 のスペクトル



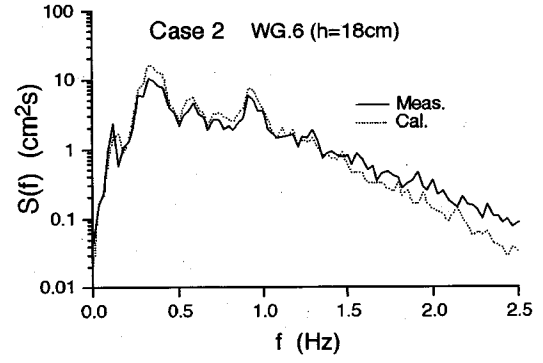
(a)



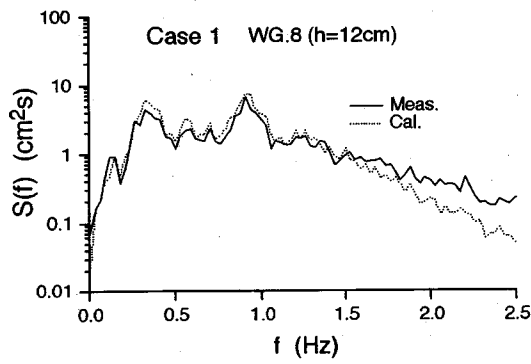
(a)



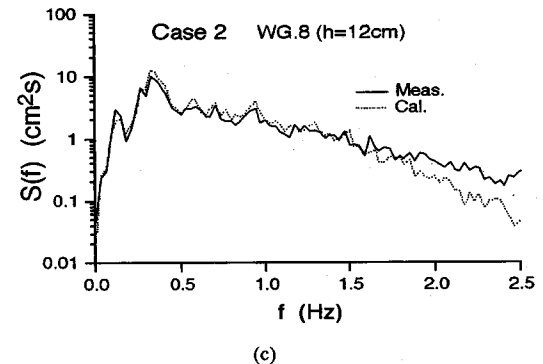
(b)



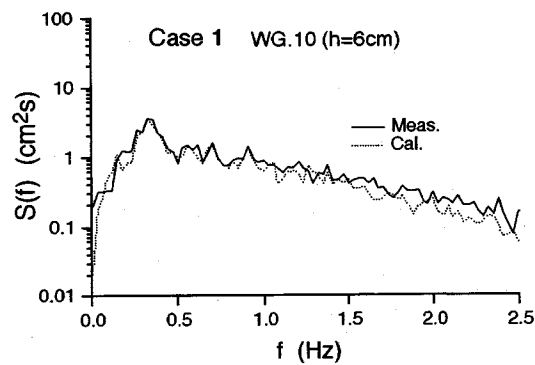
(b)



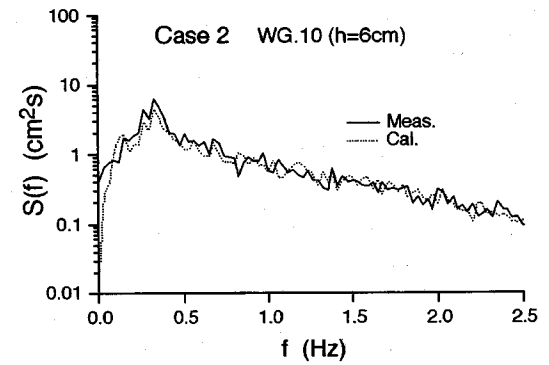
(c)



(c)



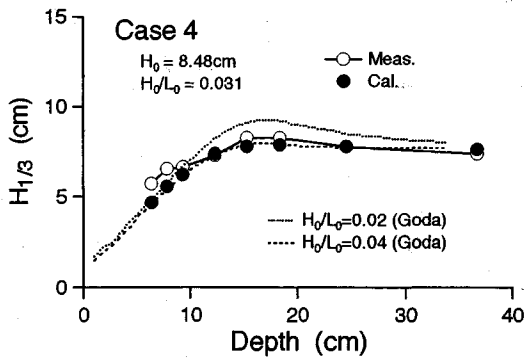
(d)



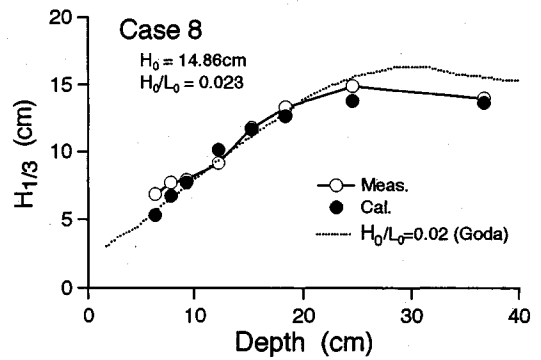
(d)

図-6 著者らの Case 1 のスペクトル

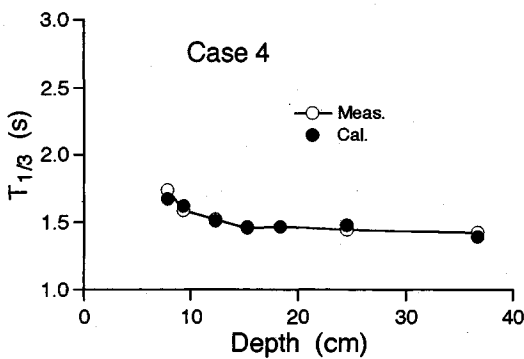
図-7 著者らの Case 2 のスペクトル



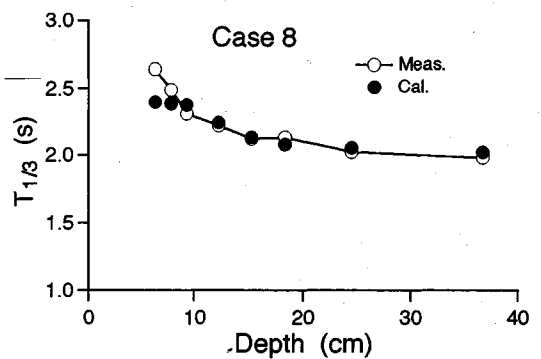
(a)



(a)



(b)



(b)

図-8. Smith and Vincent<sup>5)</sup> の Case 4 の有義波高と有義波周期

図-9. Smith and Vincent<sup>5)</sup> の Case 8 の有義波高と有義波周期

渉によるエネルギー移行に伴いそのエネルギーが減少するとともに、砕波が生じるようになるとエネルギー散逸も加わり、低周波側波列がない場合に比べ急激にエネルギーが減少するため、低周波側波列のピークが卓越した（目立った）単峰型スペクトルになるということである。

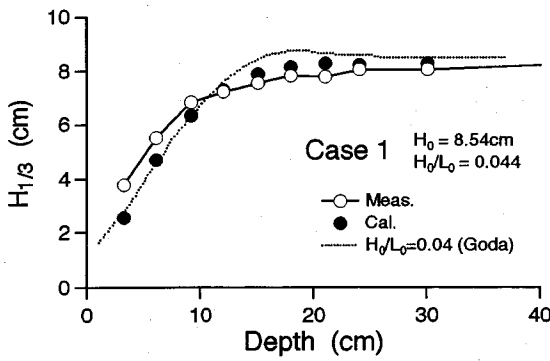
その他、極浅海域においては、後に示す有義波高についてもわかるが、エネルギー密度の実測結果が計算結果より全体に大きくなる。

## (2) 有義波高および有義波周期の変化

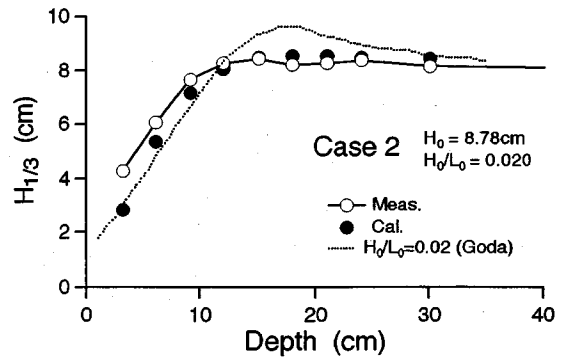
図-8に Smith and Vincent<sup>5)</sup> の Case 4 の有義波高および有義波周期を示した。沖波波形勾配の実測値は 0.031 であり、参考として合田<sup>10)</sup> のモデルによる沖波波形勾配が 0.02 と 0.04 の算定結果をあわせて載せた。(a) 図を見ると、有義波高の実測値は水深が 10cm より浅いところでハイブリッド理論による計算値より大きくなって両者の差が現われるが、それより

深い領域では両者の一致の程度は良い。極浅海域での実測値を合田<sup>10)</sup> の算定結果と比べても、実測値の方が大きくなっており、極浅海域での有義波高の変化傾向は算定値のそれと異なるようである。なお、ハイブリッドモデルによる計算結果は、合田<sup>10)</sup> の沖波波形勾配が 0.04 の算定結果とほぼ同じである。有義波周期についての実験結果とハイブリッドモデルによる計算結果を比較した図-8 (b) をみると、両者は良く一致している。

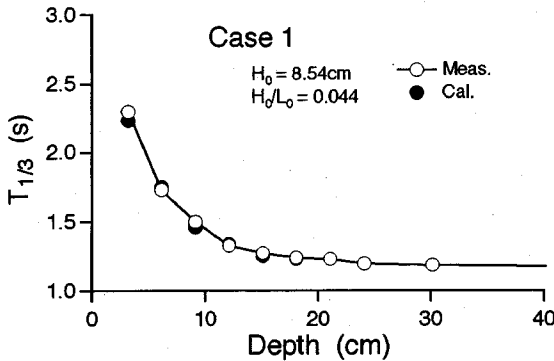
図-9 は、Smith and Vincent<sup>5)</sup> の Case 8 についての、有義波高と有義波周期を示したものである。沖波波形勾配の実測値は 0.023 であるので、それにほぼ対応する合田の算定結果を点線で示してある。このケースについても水深が浅い方から 2 点の有義波高はハイブリッド理論による計算結果や合田の算定結果に比べて大きくなる。(b) 図の有義波周期については、水深が浅い方から 2 点の変化傾向が若干異なるが、実験値と計算値は良く一致しているといえ



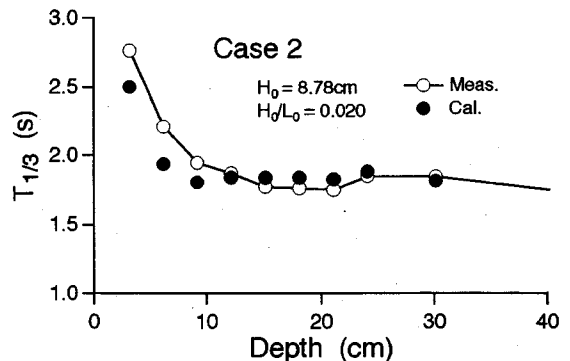
(a)



(a)



(b)



(b)

図-10 著者らの Case 1 の有義波高と有義波周期

図-11 著者らの Case 2 の有義波高と有義波周期

る。

図-10は、著者らが行った実験 Case 1 の有義波高と有義波周期の実測結果および (a) 図には有義波高の計算結果を示したものである。沖波波形勾配は 0.044 である。(a) 図の有義波高については、水深が 9cm まで実測値とハイブリッドモデルによる計算値は非常に良く一致しているが、それより浅くなると実験値の方が大きくなり、これは Smith and Vincent<sup>5)</sup> を整理した結果と同じである。合田<sup>10)</sup> の算定結果は shoaling 領域でハイブリッドモデルによる計算結果より大きい。(b) 図の有義波周期は、浅海になると徐々に増加するが、ハイブリッド理論モデルによりうまく表現できている。

図-11は低周波側波列のエネルギーを大きくした著者らの実験 Case 2 の結果を示したものである。沖波波形勾配は 0.020 である。このケースも水深が 9cm まで、有義波高の実測値およびハイブリッドモデルによる計算値は非常に良く一致している。しかし、それより浅いところでは実測値が大きくなる。極浅海域では合田<sup>10)</sup> の算定結果とハイブリッドモデルに

よる計算値はほぼ同じであるが、shoaling 領域では合田の算定結果は実測値に比べても大きくなる。(b) 図の有義波周期に関しては、水深が 9cm より浅い地点でハイブリッドモデルによる計算値が実測値に比べて若干小さくなるが、変化傾向は非常に良く合っている。

以上、有義波高の実測結果とハイブリッド型不規則波浪変形理論による計算結果を比較した結果、ある程度水深が深い領域では実測値と計算値の両者は良く一致したが、極浅海域になると双峰型スペクトル波の有義波高の実測値はハイブリッドモデルによる計算結果や合田<sup>10)</sup> の算定結果より大きくなる傾向があり、これは双峰型スペクトル波に特有の性質ではないかと考えられる。この特性の原因は定かでないが、低周波側波列のピーク周波数が 0.3Hz に近く岸からの反射が大きく、また水槽内の多重反射により極浅海域での平均水位の変動が大きく、その結果波高の実測値が大きくなるという実験上の問題点が含まれている可能性がある。単峰型スペクトル波の変形については、極浅海域においても、有義波高の



実測値はハイブリッドモデルによる計算値と一致していた<sup>8)</sup>。有義波周期の変化については概ねハイブリッドモデルにより算定できることがわかった。

## 5. あとがき

本研究は、室内実験やハイブリッド型不規則波浪変形理論による計算に基づいて、双峰型スペクトル波の浅海変形、すなわち、エネルギースペクトル、有義波高および有義波周期の変化、さらに沖合いと沿岸における双峰型スペクトル波の出現率の相違について検討したものである。

高周波側波列は低周波側波列に比べ shoaling 領域および砕波帯でエネルギーが急速に減少し(特に、低周波側波列がない場合の単峰型スペクトルと比較して)、低周波側波列のピークが卓越した単峰型スペクトルになる傾向にあることがわかった。現地観測においては、双峰型スペクトルの出現率は沖合いで大きく、沿岸において小さいということが報告されているが、この原因は沖から浅海に伝播する過程におけるこのような非線形の浅水・砕波変形によるためである。

ハイブリッド型不規則波浪変形理論は、極浅海域を除いて、単峰型スペクトル波に対して予測可能であったと同程度に、双峰型スペクトル波のスペクトルの変化や有義波高の変化をうまく予測することができた。また、有義波周期についても予測可能であった。

極浅海域においては、双峰型スペクトル波の有義波高の実測値はハイブリッドモデルによる計算結果や合田<sup>10)</sup>のモデルによる算定結果と比べて大きかった。これは、双峰型スペクトル波のエネルギー減少の割合が、単峰型スペクトル波のそれと異なる特有の性質であることを示唆した。

最後に、ここで解析した Smith and Vincent<sup>5)</sup>の実験結果は、U.S. Army Engineering, Waterways Experi-

ment Station, Coastal Engineering Research Center of Dr. J.M. Smith (CERC) より提供して頂いたものであり、ここに感謝の意を表します。

## 参考文献

- 1) 永井康平, 小沢大造, 岸良安治, 西村達郎: 台風による二山スペクトルを有する現地波浪の諸特性, 第33回海岸工学講演会論文集, pp.144-148, 1986.
- 2) 谷本勝利, 木村克俊: 二山型スペクトル波による混成堤に働く波力と設計周期の算定法, 運輸省港研報告, 第25巻, 第2号, pp.3-27, 1986.
- 3) Soares, C.G.: On the occurrence of double peaked wave spectra, *Ocean Eng.*, Vol.18, No.2, pp.167-71, 1991.
- 4) 江頭和彦, 福田 攻, 岸良安治, 西村達郎: リーフによる波浪変形の現地観測, 第32回海岸工学講演会論文集, pp.90-94, 1985.
- 5) Smith, J.M. and C.L. Vincent: Shoaling and decay of two wave trains, *Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.*, Vol.118, No.5, pp.517-533, 1992.
- 6) Bouws, E., H. Günther, W. Rosenthal, and C.L. Vincent: Similarity of the wind wave spectrum in finite depth water; 1. Spectral form, *Jour. Geophys. Res.*, Vol.90, No.C1, pp.975-986, 1985.
- 7) 合田良実: 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 237p., 1977.
- 8) 間瀬 肇・J.T. Kirby: 不規則波のハイブリッド型断面2次元非線形変形理論, 土木学会論文集, No.479, II-25, pp.91-100, 1993.
- 9) Thornton, E.B. and R.T. Guza: Transformation of wave height distribution, *Jour. Geophys. Res.*, Vol.88, No.C10, pp.5925-5938, 1983.
- 10) 合田良実: 浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, pp.59-105, 1975.

(1994. 5. 2 受付)

## TRANSFORMATION OF DOUBLE PEAK SPECTRAL WAVES

Hajime MASE and Yusuke OZAWA

Transformation characteristics of double peak spectral waves are investigated by laboratory experiments and numerical calculations by a hybrid theoretical model employing a modified spectral KdV equation model and a probabilistic bore breaking model. Since energy densities of high frequency wave train decrease faster than those of low frequency wave train in shoaling and breaking zone, the high frequency peak becomes diminished resulting in one peak spectral wave; which is the cause that the occurrence probability of double peak spectral waves is higher in offshore region than that in coastal area, as reported in the literatures. The hybrid model can predict the changes of energy spectra, significant wave heights, and significant wave periods.