

大型海浜断面変形実験における波浪および 底面近傍流速の算定に関する研究

間瀬 肇¹・北野利一²・高山知司³

¹正会員 工博 京都大学助教授 防災研究所 (〒611 宇治市五ヶ庄)

²正会員 工修 徳島大学助手 建設工学科 (〒770 徳島市南常三島町2-1)

³正会員 工博 京都大学教授 防災研究所 (〒611 宇治市五ヶ庄)

本研究は、非線形不規則波浪変形理論に平均水位を考慮してその変化式を求めるとともに、水粒子速度の算定法を提案した。理論モデルを大型海浜断面変形実験の解析に適用し、波浪場と流速場について、実験結果と計算結果の比較・検討を行った。水平水粒子速度については、代表流速のみでなく、流速変動の高次モーメントを調べた。その結果、本研究で用いた不規則波浪変形モデルと水粒子算定モデルは、十分な算定精度を有することがわかった。

Key Words : *hybrid wave transformation model, large wave flume experiment, random waves, shoaling and breaking, water particle velocity, wave setup*

1. はじめに

海浜変形の実態と機構の解明には、現地の事象を詳細に調べなければならないが、現地観測には高価な機材や多くの人員を必要とし、簡単に実施することはできない。そこで室内実験による研究が主となるが、移動床実験においては砂の移動形態の相似条件および漂砂量の相似条件を満足させることは難しく、模型実験結果は現地の現象を忠実に再現しているとは言い難い。

近年では、不規則波が造波できる大型波浪実験水槽を用い、できるだけ現地に近いスケールの実験を行い、波浪条件を制御することにより現地での複雑さを低減し、高精度の計測ができるようになった。しかし、大規模実験水槽を持つ研究機関は限られるので、海浜断面変形のみならず、海岸・海洋構造物に関する国際的な共同研究が行われている^{1), 2), 3)}。わが国では電力中央研究所(以後略して電研という)において、多数の研究者の協力による大型不規則波造波装置を用いた海浜断面変形実験が行われ、地形変化および外力の多点同時観測が行われた⁴⁾。また、実験結果を予測するブラインド解析が実施された⁵⁾。

海浜断面変形予測の計算モデルは、波浪場計算、流速場計算、地形変化計算の3つから成り立つ。すなわ

ち、波浪場の計算結果を用いて(波高と周期であるが、周期は沖波の値を使う)、底面流速あるいは底面せん断応力を算定し(平面変形の場合は海浜流計算結果を用いる)、漂砂の連続式を数値的に解いて地形変化を求めるといものである。この計算過程において用いられる要素モデルは、種々多様である。ある漂砂量式を用いるにも、式中の係数は状況によって変えなければならないことが多い。こうした海浜変形シミュレーションの現状については、清水⁶⁾が報告している。

漂砂量式は数多くあるが、底面流速を用いた表示式は少なく、Dibajnia and Watanabe⁷⁾、渡辺⁸⁾およびBaillard⁹⁾が挙げられる。底面流速を用いた漂砂量式を用いれば、底面流速の時系列を与えることにより不規則波浪に対して容易に漂砂量式を適用することができる。また、もどり流れ、長周期流速変動の影響を直接取り入れることができる。ただし、用いる漂砂量式が、流速と漂砂量の関係をうまく結びつけていればである。

本研究は、電研にて行われた大型海浜断面変形実験結果のうち、波浪場と流速場について、著者ら^{10)~12)}が提案した確率モデルとスペクトルモデルを統合したハイブリッド不規則波浪変形理論モデルでそれらがどの程度算定できるかを検討するもの

である。ハイブリッド理論は一様勾配海底地形上の単峰型不規則波の浅海変形をかなりの精度で予測でき¹⁰⁾、双峰型スペクトル波の変形特性、任意断面地形上の浅海変形もうまく説明できる^{11), 12)}。本研究では、さらに非線形不規則波浪変形理論の誘導過程に平均水位を考慮してその変化式を求めるとともに、水粒子速度の算定法を示し、線形理論では評価不可能な流速変動の高次モーメントをどの程度表現できるかを調べる。

2. 非線形不規則波浪場および底面近傍水平水流速場の計算モデル

(1) 平均水位の変化を含めた非線形不規則波浪場の理論

Boussinesq 方程式あるいは KdV 方程式は、周波数領域で取り扱うことにより効率的に解くことができる。Boussinesq 方程式から、Freilich and Guza¹³⁾ は風波の2次元変形理論、Liu et al.¹⁴⁾ は屈折・回折を考慮できる浅水変形理論、Kirby¹⁵⁾ は方向スペクトル理論を導き、Vengayil and Kirby¹⁶⁾ はスペクトルモデルにより、砕波点近くまで非線形波の浅水変形を表せることを示した。

Boussinesq 方程式は、代表周波数 ω_0 、代表振幅 a_0 、代表水深 h_0 を用いて表した2つの無次元パラメータ

$$\varepsilon = a_0/h_0, \quad \mu^2 = \omega_0^2 h_0/g \quad (1)$$

が $O(\varepsilon) = O(\mu^2) \ll 1$ として導かれ、

$$\left. \begin{aligned} t &= \omega_0 t', \quad (x, y) = k_0(x', y') = \frac{\omega_0}{\sqrt{gh_0}}(x', y'), \\ h &= \frac{h'}{h_0}, \quad \mathbf{u} = \frac{\mathbf{u}'}{\{(a_0/h_0)\sqrt{gh_0}\}}, \quad \zeta = \frac{\zeta'}{a_0} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

の無次元化のもとで(ダッシュが付いた変数が次元量)、次のように表される¹⁷⁾。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot \{(h + \varepsilon \zeta) \mathbf{u}\} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \varepsilon \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \nabla \zeta = \mu^2 \left[\frac{h}{2} \frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \nabla (h \mathbf{u}) - \frac{h^2}{6} \frac{\partial}{\partial t} \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}) \right] \quad (4)$$

t は時間、 x, y は水平座標、 h は水深、 \mathbf{u} は流速、 ζ は水位である。水深変化を

$$O(|\nabla h|) \leq O(\mu^2) \quad (5)$$

とし、波は x の正方向(岸方向)に伝播するものと仮定して、Boussinesq 方程式から任意海底地形に対する KdV 方程式が以下のように得られる。

$$\zeta_t + \sqrt{h} \zeta_x + \frac{h_x}{4\sqrt{h}} \zeta + \frac{3\varepsilon}{2\sqrt{h}} \zeta \zeta_x + \frac{\mu^2 h^{5/2}}{6} \zeta_{xxx} = 0 \quad (6)$$

波は角周波数 ω_1 の調和成分の和と、時間に依存しない成分の重ね合わせとして、次のように Fourier 級数表示する。

$$\zeta = A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2} A_n \exp\left\{i n \left(\int \bar{k}_1 dx - \bar{\omega}_1 t \right)\right\} + \text{c.c.} \quad (7)$$

ここで、c.c. は右辺第2項の共役複素数を表す。また、 $\bar{k}_1 = k_1/k_0$ 、 $\bar{\omega}_1 = \omega_1/\omega_0$ であり、 k_1 と ω_1 には

$$\omega_1^2 = gk_1^2 h \quad (8)$$

の関係がある。式(7)の A_0 が平均水位を表すものである。振幅 A_0, A_n および k_1 は空間的に緩やかに変化するものとし、 $X = \varepsilon x$ の関数とする。また、 A_0 は $O(\varepsilon^2)$ とする。一様水深の KdV 方程式の場合には、高次近似は $O(\varepsilon^2)$ で $\zeta_{xxxx}, \zeta \zeta_{xxx}, \zeta_x \zeta_{xxx}, \zeta^2 \zeta_x$ の項が含まれる¹⁸⁾。これらの項は、以下に示す A_0 の誘導において高次の項となり寄与しない。

式(7)を式(6)に代入して整理すると、以下のようになる。

$$\begin{aligned} & \varepsilon \sqrt{h} A_{0X} + \left[\frac{1}{2} \varepsilon \sqrt{h} \sum_n A_{nX} e^{in\varphi} + \text{c.c.} \right] \\ & + \frac{\varepsilon h_X}{4\sqrt{h}} \left[A_0 + \left\{ \frac{1}{2} \sum_n A_n e^{in\varphi} + \text{c.c.} \right\} \right] + \frac{3\varepsilon^2}{2\sqrt{h}} A_0 A_{0X} \\ & + \frac{3\varepsilon}{2\sqrt{h}} \left[\left\{ \frac{1}{2} A_0 \sum_n (in \bar{k}_1 A_n + \varepsilon A_{nX}) e^{in\varphi} + \text{c.c.} \right\} \right. \\ & \left. + \left\{ \frac{1}{2} \varepsilon A_{0X} \sum_n A_n e^{in\varphi} + \text{c.c.} \right\} \right] \\ & + \frac{3\varepsilon^2}{8\sqrt{h}} \sum_l \sum_m \begin{bmatrix} A_l A_{mX} e^{i(l+m)\varphi} \\ + A_l A_{mX}^* e^{i(l-m)\varphi} \\ + A_l^* A_{mX} e^{i(-l+m)\varphi} \\ + A_l^* A_{mX}^* e^{i(-l-m)\varphi} \end{bmatrix} \end{aligned}$$

$$\frac{3\epsilon i \bar{k}_1}{16\sqrt{h}} \sum_l \sum_m \begin{bmatrix} (l+m)A_l A_m e^{i(l+m)\varphi} \\ +(l-m)A_l A_m^* e^{i(l-m)\varphi} \\ -(l-m)A_l^* A_m e^{i(-l+m)\varphi} \\ -(l+m)A_l^* A_m^* e^{i(-l-m)\varphi} \end{bmatrix}$$

$$+ \frac{\mu^2 h^2 \sqrt{h}}{12} \sum_n \left\{ \begin{bmatrix} 3\epsilon (i \bar{k}_1)^2 A_{n_x} \\ + (i \bar{k}_1)^3 A_n \\ + 2\epsilon i \bar{k}_1 \bar{k}_{1_x} A_n \\ + \epsilon (i n)^2 \bar{k}_1 \bar{k}_{1_x} A_n \end{bmatrix} e^{in\varphi} + \text{c.c.} \right\} = 0 \quad (9)$$

ここで、 $\varphi = \int \bar{k}_1 dx - \bar{\omega}_1 t$ 、* は共役複素数を表す。式(9)において $\underline{\quad}$ で示した部分が、間瀬・Kirby¹⁰⁾の結果である。式(9)の非振動成分、すなわち平均水位に関する式は、オーダーに注意して整理すると、以下ようになる。

$$A_{0_x} + \frac{h_x}{4h} A_0 + \frac{3\epsilon}{8h} \sum_m |A_m|_x^2 = 0 \quad (10)$$

式(10)の左辺第2項は水深変化による寄与、第3項はエネルギーの空間変化による寄与を表す。

式(9)を発見的 (heuristic) に、あるいは任意水深のもとで得られた理論を参照して修正・拡張した KdV 方程式に、エネルギー散逸を導入した式は以下のように与えられる。

$$\frac{dA_n}{dx} + \frac{(C_{gn})_x}{2C_{gn}} A_n - i n k_1 \left[\sqrt{\frac{k_n h}{\tanh k_n h}} - 1 \right] A_n \\ + \frac{3i n k_1}{8h} \left[\sum_{l=1}^{n-1} A_l A_{n-l} + 2 \sum_{l=1}^{N-n} A_l^* A_{n+l} \right] + \alpha_n A_n = 0 \\ (n=1, \dots, N) \quad (11)$$

ただし、次元量で示してある。 C_{gn} は成分波の群速度、 k_n は成分波の波数、 α_n はエネルギー散逸係数であり、Thornton and Guza¹⁸⁾の砕波によるエネルギー散逸率の期待値を用いて以下のように定式化された。

$$\alpha_n = \alpha_0 + (f_n / \bar{f})^2 \alpha_1 \quad (12)$$

ここで、

$$\alpha_0 = F\beta(x); \quad 0 \leq F \leq 1 \quad (13)$$

$$\alpha_1 = (1-F)\beta(x)\bar{f}^2 \sum_n |A_n|^2 / \sum_n f_n^2 |A_n|^2 \quad (14)$$

$$\beta(x) = \frac{3\sqrt{\pi}}{16\sqrt{gh}} B^3 \bar{f} \frac{\left(2\sqrt{\sum_n |A_n|^2}\right)^5}{\gamma^2 h^3} \\ \times \left[1 - \left\{ 1 + \left(2\sqrt{\sum_n |A_n|^2} / \gamma h\right)^2 \right\}^{-5/2} \right] / \sum_{n=1}^N |A_n|^2 \quad (15)$$

である。 B は砕波係数 (1 とする)、 \bar{f} は代表周波数、 γ 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。 F はエネルギー散逸の α_0 と α_1 への配分を定めるパラメータ (0.5 とする) である。

(2) 流速場の算定モデル

Boussinesq 方程式から KdV 方程式を導くにあたり、

$$\zeta = -\phi_t \quad (16)$$

という関係式を用いる¹⁰⁾。これを用いると、断面平均水平流速と水位変動の関係は以下のである。

$$u = (gk_1 / \omega_1) \zeta \quad (17)$$

微小振幅波理論によれば、水面変動から水平水粒子速度への伝達関数は

$$TF_n = \frac{gk_n \cosh k_n (h+z)}{\omega_n \cosh k_n h} \quad (18)$$

であり、上式の長波近似が式(17)の (gk_1 / ω_1) である。水面変動から水平水粒子速度変動への換算は、微小振幅波理論を用いると過大評価になる。そこで、微小振幅波理論を基本とし有限振幅性を勘案した補正により概ね算定できることが示された¹⁹⁾。

2.(1)の理論では、非線形性を考慮した成分波の振幅 A_n が計算される。この A_n を用いて式(7)から水面変動を計算する。 A_n には位相の情報が入っており、波の峰はとがり、谷は平坦になる。

本研究での流速場の算定モデルは、 A_n に TF_n を乗じたものを逆フーリエ変換して、水平流速変動を求めるものである。すなわち、有限振幅性を勘案した A_n に微小振幅波理論を基本として、水粒子速度変動を算定するものである。このようにして算定した水粒子速度を実測値と比較し、妥当性を検討する。

3. 大型海浜断面変形実験の概要

実験は電力中央研究所に設置されている幅 3.4 m、深さ 6.0 m、長さ 205 m の大型造波水路を用いて行わ

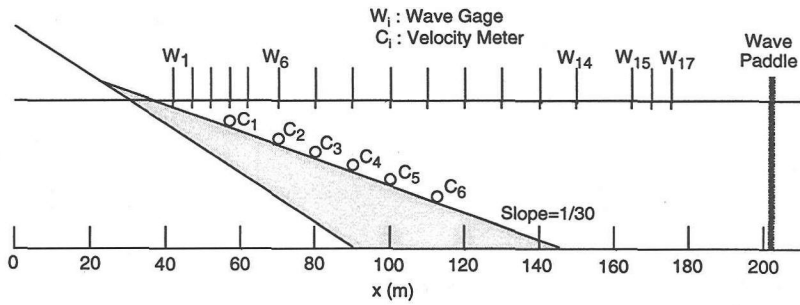


Fig.1 Experimental setup.

れた。水槽内には、中央粒径 1 mm の砂で勾配が 1/30 の斜面が設けられた。一様水深部の水深は 4.0 m である。実験に当たっては、容量式波高計 22 台、容量式遡上計 1 台、2 成分電磁流速計 11 台、光学式濁度計 3 台が用いられた。各計測器のデータは完全に同期させて収録された。詳細は清水ら⁴⁾を参照されたい。これらの計測器のうち、本研究で解析する計測器(波高計と流速計)の配置図を Fig.1 に示す。波高計は初期静水時汀線位置を基点として 5 m 間隔で $W_1 \sim W_5$ 、8 m 離して W_6 、10 m 間隔で $W_7 \sim W_{14}$ 、水平床上に $W_{15} \sim W_{17}$ が設置された。流速計は初期静水時汀線位置を基点として 20 m 沖に C_1 、さらに 13 m 沖に C_2 、そこから 10 m 間隔で $C_3 \sim C_6$ が、初期砂面上 15 cm に設置された。

実験ケースは有義波高 0.43 m、有義波周期 4.93 s の不規則波を 13 h 作用させた後、有義波高 1.12 m、有義波周期 3.06 s の不規則波を 6 h 作用させた Case 1、最初から有義波高 1.12 m、有義波周期 3.06 s の不規則波を 25 h 作用させ続けた Case 2 の 2 種類の実験が行われた。本研究で解析するのは、両実験ケースの最初の 14 分間の、海底地形が一様斜面勾配からほとんど変化していない状態での波浪と底面近傍水平水粒子速度である。なお、今回の実験では最終的な海底地形は初期の一様勾配地形からあまり変化しなかった。

この実験結果の予測に 2. で示した計算手法を適用するが、海底地形変動の時間スケールは波浪場の変形の時間スケールより大きく、ここで対象とする時間内では固定床として取り扱っても差し支えない。

4. 波浪および底面近傍水平水粒子速度に関する実験結果と計算結果の比較

(1) 波浪変形

波高計 W_{15} の時間記録を 0.1 s 間隔の 1024 個のデータからなる 8 個のセグメントに分け、それぞれをフー

リエ変換して求めた 8 組の複素振幅 A_n を初期値として式 (11) の計算を行い、岸方向に A_n を求めた。ここで、 A_n の個数は 230 個とした。こうして求めた 7 組の A_n からスペクトル値を計算した後、アンサンブル平均し、さらに周波数領域において 3 個ずつ平均した。従って、自由度は 48、分解能は 0.03 Hz である。

実験結果のエネルギースペクトルも、計算結果の整理法と同様に、各波高計における水位変動の記録を 0.1 s 間隔の 1024 個のデータからなる 8 個のセグメントに分け、各セグメントごとにスペクトル計算を行った後、アンサンブル平均し、さらに 3 個ずつ周波数領域で移動平均してスペクトルの推定値とした。

代表波高の算定は、以下のようにした。計算で求められる 8 組の A_n に式 (7) の指数関数で表される位相の補正を行った後、逆フーリエ変換により 8 組の水位変動を求め、その水位変動からゼロアップクロス法により個々波を求め、それらを大きい順に並べなおし、統計処理により代表波高を算定した。実験結果の代表波高は、約 14 分間の水位変動記録 (FFT が使えるよう 0.1 s 間隔の 8192 個のデータを用いた) に 3 Hz 以上の成分を除去する数値フィルターをかけ、ゼロアップクロス法により個々波を定義し、統計処理することにより求めた。

Fig.2 と Fig.3 は、それぞれ Case 1 および Case 2 のエネルギースペクトルの変化について、実験結果 (実線) と計算結果 (点線) を比較したものである。実験結果を見ると、Fig.2 (c) において約 0.4 Hz と 0.6 Hz の 2 倍および 3 倍調成分付近のエネルギー密度が Fig.2 (a) のそれに比べて増加しているのがわかる。Fig.2 (d) においては、約 0.2 Hz のピーク周波数周辺のエネルギー密度が減少し、3 つのピークをもつスペクトル形に変化している。これらの変化傾向は、その値も含めて点線で示した計算結果とかなり良く一致しており、ここで用いた理論モデルの有効性を示している。

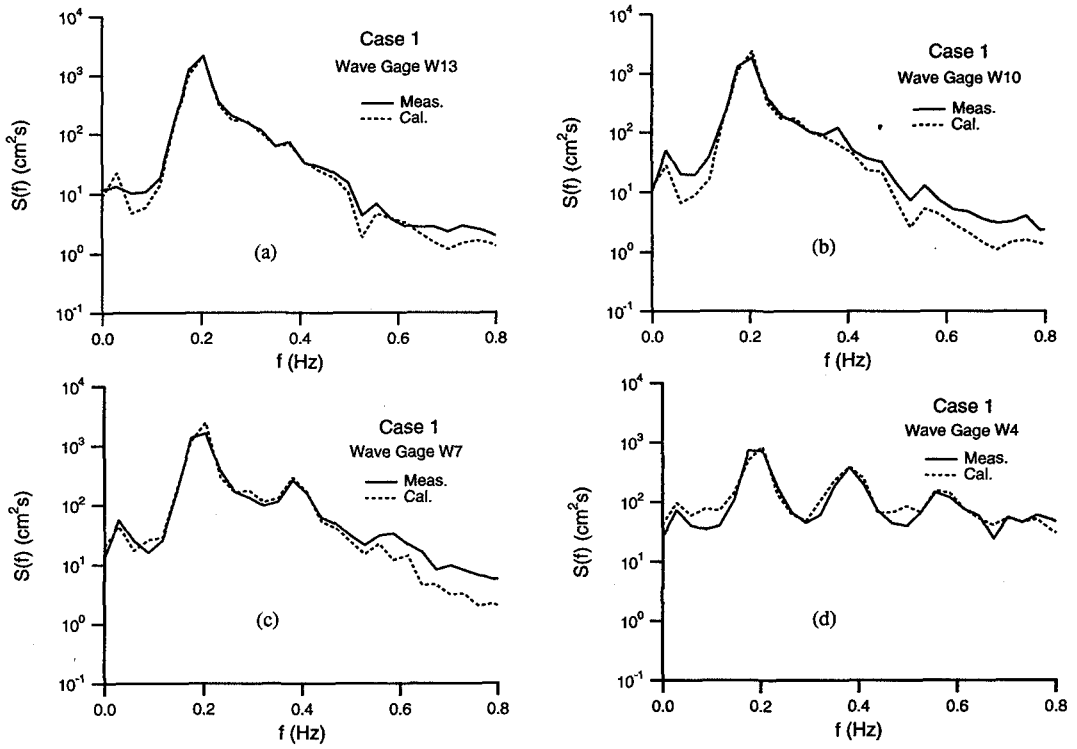


Fig.2 Comparison of measured wave spectra with calculated ones for Case 1.

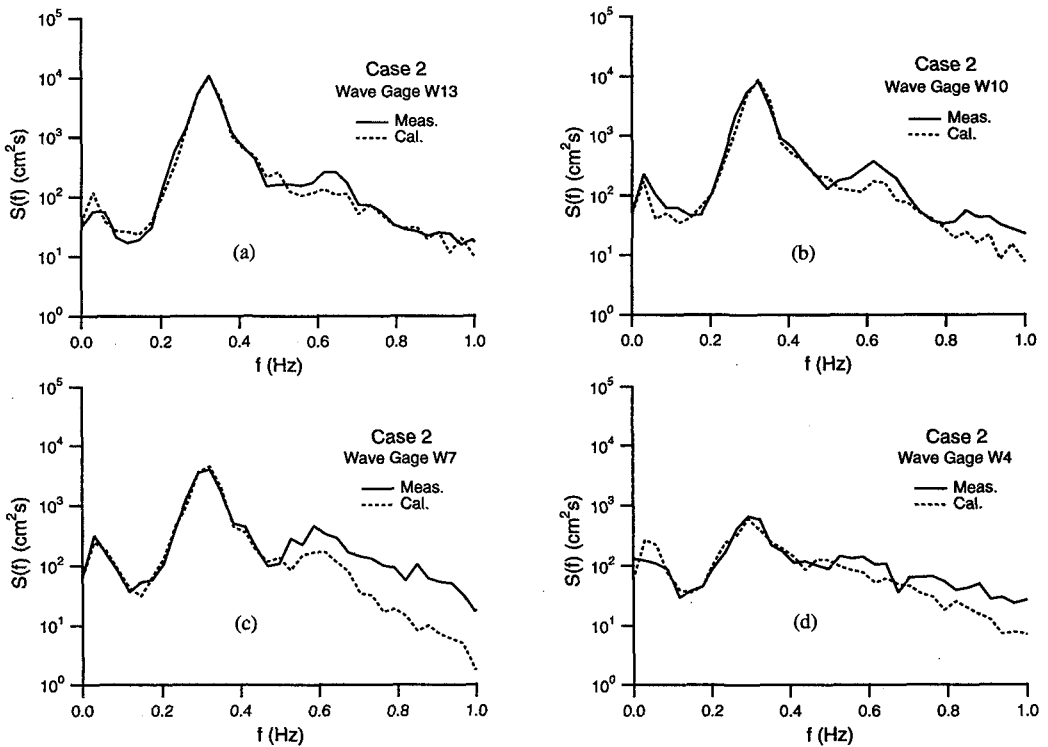


Fig.3 Comparison of measured wave spectra with calculated ones for Case 2.

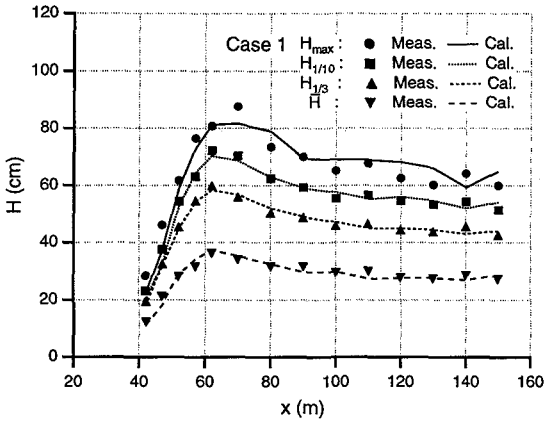


Fig.4 Comparison of measured representative wave heights with calculated ones for Case 1.

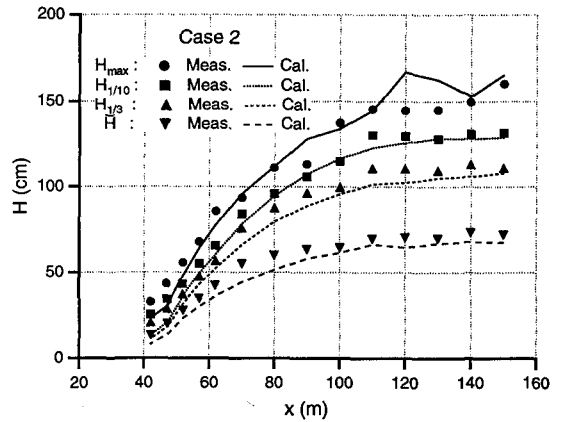


Fig.5 Comparison of measured representative wave heights with calculated ones for Case 2.

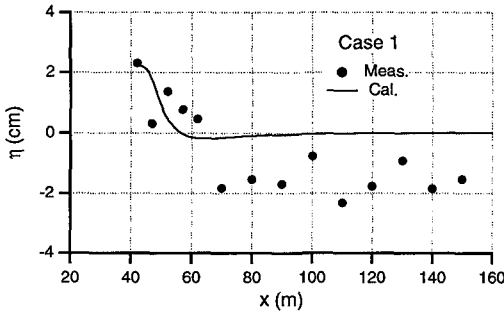


Fig.6 Comparison of measured mean water levels with calculated ones for Case 1.

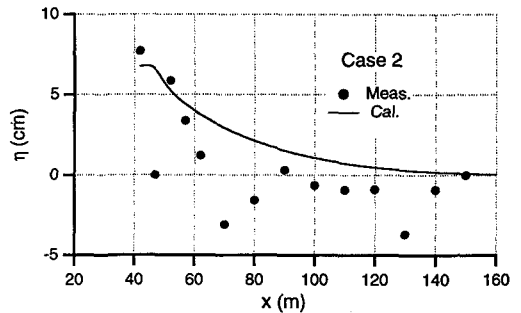


Fig.7 Comparison of measured mean water levels with calculated ones for Case 2.

Fig.3 (c) においては、0.5 Hz 以上の高周波数領域で、計算結果が実験結果より少し小さくなるという差異が見られる。しかし、全体のスペクトルの変化傾向、すなわち、ピーク周波数付近でのエネルギー密度の減少、高周波数領域でのエネルギー密度の増加とスペクトル形の平坦化といった傾向は、実験結果と計算結果で同じである。より汀線に近くなると、本計算モデルでは砕波によるエネルギー散逸量を大きく見積もり、実験結果に比べて計算結果は過小になっている。この点については改良の余地がある。

Fig.4 および Fig.5 は、それぞれ Case 1 および Case 2 の代表波高の変化について、実験結果（4 種類の点）と計算結果（4 種類の曲線）を比較したものである。Case 1 の Fig.4 では、沖から浅海に波が進行すると波高が増加して最大値をとり、その後砕波によるエネルギー減衰が生じて汀線に向かって波高が減少してい

る。一方、Case 2 の Fig.5 では、波高は最大値を取ることなく、沖から汀線に向かって徐々に減少している。実験結果と計算結果を比較すると、特に Case 1 では $x=40$ m 付近を除けば、最大波高、1/10 最大波高、有義波高、平均波高のいずれも、両者の一致はよいことがわかる。 $x=40$ m 付近では砕波によるエネルギー散逸量を過大に見積もるため、計算結果は実験波高より小さくなる。Case 2 においては、計算平均波高は $60\text{ m} < x < 80\text{ m}$ で実測波高より小さくなる。これは、Fig.3 (c) に示したように、この付近で計算されるスペクトル値が高周波数領域で実測値より小さくなっているのに対応している。Fig.4 と Fig.5 の比較結果から、両者の一致の程度はよいといえる。

Fig.6 は、Case 1 の平均水位について、実験結果と計算結果を比較したものである。Fig.7 は Case 2 についての比較結果である。実験結果の平均水位は、波の

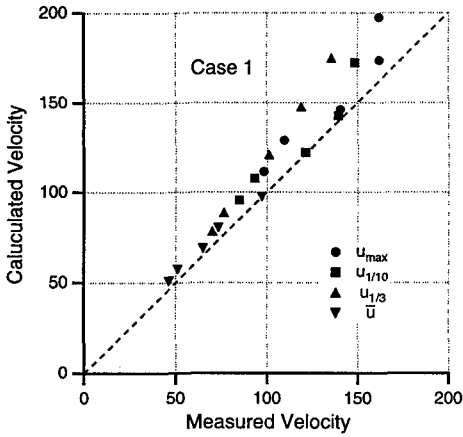


Fig.8 Comparison of measured representative velocities with calculated ones for Case 1.

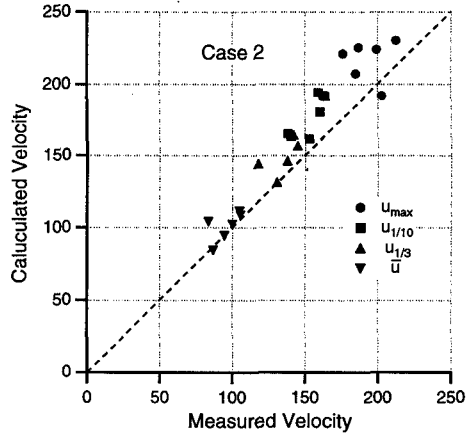


Fig.9 Comparison of measured representative velocities with calculated ones for Case 2.

ないときの静水深を水槽の水漏れによる水位低下量のグラフから推定した後、実測水位記録を時間平均した量との差として求めたものであり、直接静水深を計測していないため実験結果には無視できない誤差が含まれている。そのため、Fig.6およびFig.7には沖の地点においても平均水位にばらつきが見られる。

平均水位の計算に当たっては、式(11)により複素振幅 A_n を計算した後、式(10)を数値積分した。初期条件は $A_0 = 0$ とした。Fig.6の計算された平均水位は、 $x = 60\text{ m}$ 付近まで徐々に減少して最小値を取った後、汀線に向かって上昇していく。 $x = 60\text{ m}$ 付近は代表波高が最大となる地点に対応している。Fig.7の計算平均水位は0から徐々に上昇していく。これは、代表波高が沖から汀線に向かって徐々に減少しているのに対応している。Fig.6とFig.7の実験結果と計算結果を比較すると、両者の一致の程度は必ずしもよくないが、計算結果はこれまで明らかにされている傾向と同じで納得のいくものである。実験結果に含まれる誤差が大きいので、モデルの検証のためには精度の高い平均水位の実測値との比較は必要であるが、式(10)によって、任意地形上の平均水位の変化量を容易に計算することができる。

(2) 底面近傍流速

2.(2)で示した方法により水平水粒子速度変動を計算し、代表水粒子速度(全振幅で定義)を求めた。

u_{\max} , $u_{1/10}$, $u_{1/3}$, \bar{u} は、それぞれ最大水平水粒子速度、1/10最大速度、有義速度および平均速度である。

Fig.8は、Case 1の代表水平水粒子速度についての

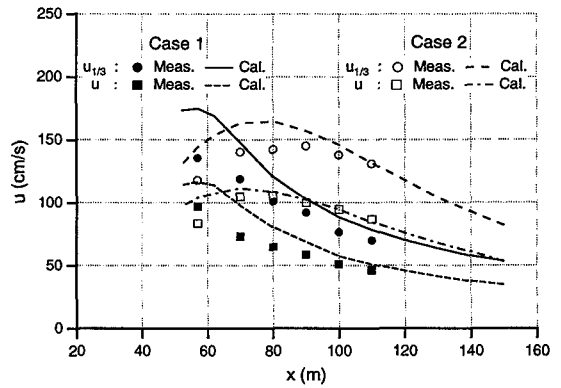


Fig.10 Spatial distribution of representative horizontal velocities.

実験結果と計算結果を比較したものである。横軸が実験結果、縦軸が計算結果である。図中には u_{\max} , $u_{1/10}$, $u_{1/3}$, \bar{u} の4種類の代表速度を同時に示している。Fig.9はCase 2についての比較結果を示したものである。Fig.8およびFig.9から、計算結果は実験結果より約13%大きくなっているが、両者は線形関係にあり、計算結果を約0.9倍すれば実験結果をうまく表すことができる。ただし、この0.9倍という値は2ケースの比較から得られたものであり、他の実験・観測結果との比較も必要である。なお、緩勾配現地海浜で計測された水粒子速度変動については、線形長波理論により水位変動から算定した流速変動は計測値より40%以上大きいことが報告されている(参考文献20)のp.89)。

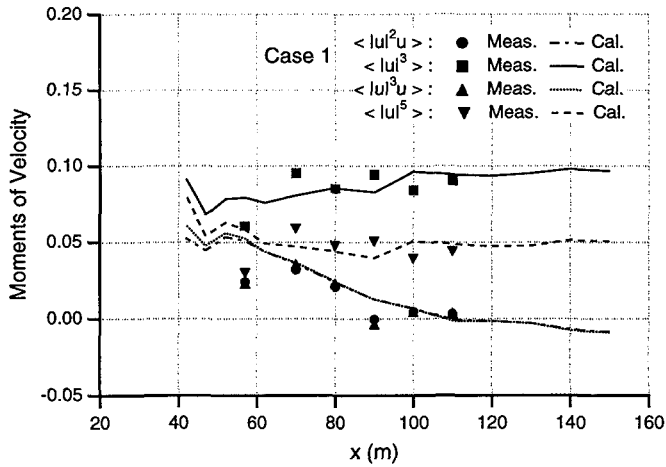


Fig.11 Comparison of measured velocity moments with calculated ones for Case 1.

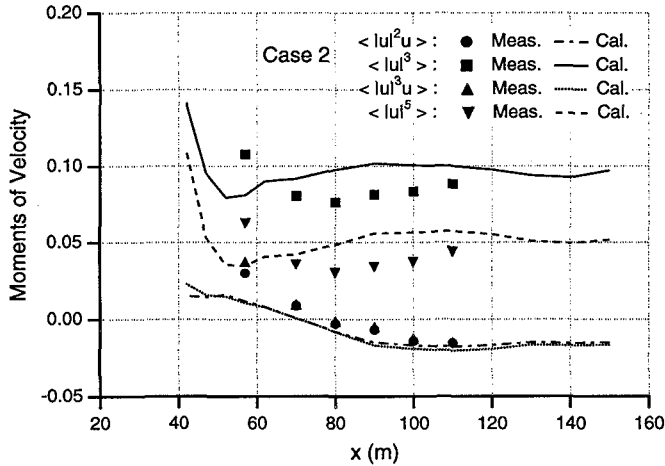


Fig.12 Comparison of measured velocity moments with calculated ones for Case 2.

Fig.10 は代表水粒子速度の空間変化を示すために、Case 1 と Case 2 の $u_{1/3}$ と \bar{u} をまとめて整理したものである。この図から、碎波前後での流速代表値の実験結果と計算結果には明確な差はみられず、両者の変化傾向は同じで後者が前者より大きくなるという Fig.8 および Fig.9 の結果が確かめられる。

底面水粒子速度を用いた漂砂量式の一つに Baillard モデル⁹⁾がある。その一般表示は次のようである。

$$\begin{aligned} \bar{i} = & \rho c_f \frac{\varepsilon_B}{\tan \phi} \left[|\bar{u}|^2 \bar{u} - \frac{\tan \beta}{\tan \phi} |\bar{u}|^3 \bar{i}_u \right] \\ & + \rho c_f \frac{\varepsilon_S}{W} \left[|\bar{u}|^3 \bar{u} - \frac{\varepsilon_S}{W} \tan \beta |\bar{u}|^5 \bar{i}_u \right] \quad (19) \end{aligned}$$

ここで、 \bar{i} は単位時間に輸送される水中重量で表した漂砂量ベクトル、 ρ は流体の密度、 c_f は抗力係数、 ε_B および ε_S はそれぞれ掃流砂量および浮遊砂量係数、 ϕ は砂の水中内部摩擦角、 $\tan \beta$ は海底勾配、 \bar{u} は底面水粒子速度ベクトル、 \bar{i}_u は \bar{u} 方向の単位ベクトルである。式(19)では流速変動がそのまま使われており、戻り流れや長周期変動を容易に取り入れることができる表示になっている。

断面 2 次元の場合には式(19)は簡単になり、かつ時間平均をとると ($\langle \bullet \rangle$ で示す)、以下のように表される。

$$\begin{aligned} \langle i \rangle = & \rho c_f \frac{\varepsilon_B}{\tan \phi} \left[\langle |u|^2 u \rangle - \frac{\tan \beta}{\tan \phi} \langle |u|^3 \rangle \right] \\ & + \rho c_f \frac{\varepsilon_S}{W} \left[\langle |u|^3 u \rangle - \frac{\varepsilon_S}{W} \tan \beta \langle |u|^5 \rangle \right] \quad (20) \end{aligned}$$

式(20)によれば、流速のモーメント $\langle |u|^2 u \rangle$, $\langle |u|^3 \rangle$, $\langle |u|^3 u \rangle$, $\langle |u|^5 \rangle$ は漂砂量を規定する重要なパラメータである。線形理論により水位変動を求め、線形フィルターにより流速変動を求める方法では式(20)に含まれるモーメントは算定できない。本研究でも線形フィルターを用いるが、 A_n に非線形効果が含まれているので、流速モーメントの算定が可能であると考え、以下実験結果と計算結果の比較・検討を行うこととする。

Fig.8 および Fig.9 に示したように、水粒子速度の絶対値は計算結果の方が大きかったので、ここでは水粒子速度を平均水粒子速度で無次元化して絶対値の差の影響を除去した後、Fig.11 および Fig.12 にそれぞれ Case 1 および Case 2 の水平水粒子速度モーメントの実験結果(4種類の点)と計算結果(4種類の曲線)を比較した。これらの図においては、 $\langle |u|^2 u \rangle$ と $\langle |u|^3 u \rangle$ の計算結果および実験結果はほぼ重なっている。

Case 1 の Fig.11 を見ると、 $x=60\text{m}$ の少し汀線よりの地点で実験結果と計算結果に差が見られるが、その他の領域では両者の一致の程度がよいことがわかる。

Case 2 の Fig.12 では $\langle |u|^3 \rangle$ と $\langle |u|^5 \rangle$ の計算結果が実験結果より過大となるが、概ね両者の一致は良い。

5. 結論

本研究では、不規則波浪変形理論の誘導過程に平均水位を考慮してその変化式を求めるとともに、水粒子速度の算定法を提案した。理論モデルを大型海浜断面変形実験の解析に適用し、波浪場と流速場について、実験結果と計算結果の比較・検討を行った。水平水粒子速度については、流速の代表値のみでなく、流速変動の高次モーメントをどの程度表現できるかを調べた。本研究の主要な結果をここに整理し、結論とする。

1) エネルギースペクトルについては、汀線近くでは本計算モデルは碎波によるエネルギー散逸量を過大に見積もるので、実験結果に比べて計算結果は過小評価になるが、それを除けば、実験結果と計算結果は良く一致する。

2) 代表波高(最大波高, 1/10最大波高, 有義波高, 平均波高)の変化について、実験結果と計算結果の一

致の程度は良く、理論モデルは十分な精度を有する。

3) 平均水位について実験結果と計算結果を比較した結果、両者の対応は必ずしも良くないが、これは実験結果に含まれる誤差の影響が大きいためによる。本理論モデルを用いれば、任意海底地形上の平均水位の変化量を容易に計算することができるが、その検証が必要である。

4) 代表水平水粒子速度についての計算結果は実験結果より約13%大きくなっているが、両者は線形関係にあり、計算結果を約0.9倍すれば実験結果をうまく表すことができる。

5) 流速変動の3次, 4次および5次モーメントについて、実験結果と計算結果の比較を行い、概ね両者の一致が良いことを示した。底面流速変動をあらわに用いた精度の良い漂砂量公式を用いれば、波による流速変動, 戻り流れ, 長周期流速変動を容易に考慮することができるが、本計算モデルは波および長周期の流速変動の算定に寄与できる。

最後に、本研究は文部省科学研究費基盤研究(C)(2)による研究の一部であることを付記して、ここに謝意を表す。また、実験を担当された電力中央研究所のスタッフを中心とするメンバーの方々、実験データを提供して頂いた担当スタッフに謝意を表す。

参考文献

- 1) Arcilla, A.S., Roelvink, J.A., O'Connor, B.A., Reniers, A. and Jimenez, J.A. : The DELFT FLUME '93 EXPERIMENT, Proc. Coastal Dynamics '94, ASCE, pp.488-502, 1993.
- 2) Kraus, N.C., Smith, J.M. and Sollitt, C.K. : Supertank laboratory data collection project, Proc. 23rd Int. Conf. on Coastal Engrg., ASCE, pp.2191-2204, 1992.
- 3) Soulsby, R.L. (editor) : Proc. MAST Seminar at 26th IAHR Congress, 1995.
- 4) 清水隆夫, 池野正明, 岡安章夫, 栗山義昭, 佐藤慎司, 島田広昭, 清水琢三, 武宮 聡, 西 隆一郎 : 不規則波による大型海浜断面変形実験と外力場の多点同期計測, 海岸工学論文集, 第43巻, pp.491-495, 1996.
- 5) 河田恵昭(主査) : 海浜変形研究会報告(ブライント解析), 電力中央研究所, 1996.
- 6) 清水琢三 : 海浜変形シミュレーション, 水工学に関する夏期研修会講義集, B コース, B-5, 土木学会, 1996.
- 7) Dibajnia, M. and Watanabe, A. : Sheet flow under nonlinear waves and currents, Proc. 23rd Int. Conf. on Coastal Engrg., ASCE, pp.2015-2028, 1992.
- 8) 渡辺 晃 : 海浜過程の研究の展望, 水工学に関する夏期研修会講義集, B コース, B-5, 土木学会, 1996.

- 9) Baillard, J.A. : An energetics total load sediment transport model for a plane sloping beach, *Jour. Geophys. Res.*, Vol.86, No.C11, pp.10938-10954, 1981.
- 10) 間瀬 肇・Kirby, J.T. : 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.
- 11) 間瀬 肇, 小沢勇介: 双峰型スペクトル波の浅海変形, *土木学会論文集*, No.509/II-30, pp.183-191, 1995.
- 12) 間瀬 肇, 小沢勇介: 任意断面双峰型スペクトル波の浅海変形, *土木学会論文集*, No.533/II-34, pp.171-180, 1996.
- 13) Freilich, M.H. and Guza, R.G. : Nonlinear effects on shoaling surface gravity waves, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.*, A311, pp.1-41, 1984.
- 14) Liu P.L.-F., Yoon, S.B. and Kirby, J.T. : Nonlinear refraction-diffraction of waves in shallow water, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.153, pp.185-201, 1985.
- 15) Kirby, J.T. : Modelling shoaling directional wave spectra in shallow water, *Proc. 22nd Int. Conf. on Coastal Engrg.*, ASCE, pp.109-122, 1990.
- 16) Vengayil, P. and Kirby, J.T. : Shoaling and reflection of nonlinear shallow water waves, *Proc. 20th Int. Conf. on Coastal Engrg.*, ASCE, pp.794-806, 1986.
- 17) Peregrine, D.H. : Long waves on a beach, *Jour. Fluid Mech.*, Vol.27, pp.815-827, 1967.
- 18) 川原琢治: ソリトンからカオスへ, 朝倉書店, 214p., 1993.
- 19) Thornton, E.B. and Guza, R.T. : Transformation of wave height distribution, *Jour. Geophys. Res.*, Vol.88, No.C10, pp.5925-5938, 1983.
- 20) 本間 仁監修: 海岸環境工学, 東大出版会, 582p., 1985.

(1997. 8.20 受付)

PREDICTIONS OF RANDOM WAVE TRANSFORMATION AND NEAR BOTTOM VELOCITY IN LARGE WAVE FLUME EXPERIMENTS

Hajime MASE, Toshikazu KITANO and Tomotsuka TAKAYAMA

This study develops a hybrid wave theory, employing a spectral KdV equation model and a probabilistic bore breaking model, in order to predict transformations of random waves on a varying sea bottom. The theory can estimate the changes of wave spectra, representative wave heights, wave setup and water particle velocities near a bottom. These estimated values show fairly good agreement with the experimental values obtained in the experiments carried out in a large wave flume.