

Swash Oscillationの長周期変動

間瀬 肇*・小林信久**

Swash oscillationの周期は入射波のそれに比べて長くなることが知られている。こうした swash oscillationの長周期化を水理実験および有限振幅長波理論に基づく数値モデルにより検討し、長周期波のほかに、swash zoneでの寄せ波と引き波の時系列に依存する追い付き・合体・吸収といった相互干渉によっても長周期の swash oscillation が形成されることを示した。

Keywords : swash oscillation, shoreline oscillation, runup variation, low-frequency water surface oscillation

1. 序 論

沖で発生・発達した風波は種々の変形を経て海岸線に到達し、寄せては返す運動を繰り返す。波打ち帯 (swash zone) の寄せ波 (uprush)・引き波 (downrush) を斜面に沿って計測すれば汀線位置の変動 (swash oscillation, shoreline oscillation, runup variation) が得られる。これを汀線変動と訳すと侵食に伴う汀線の変動と紛らわしいので波打ち際線変動と呼ぶのがよいが、swash oscillation といったほうがわかりやすい。寄せ波・引き波を、あるいは swash oscillation 等を遡上波ということが多い。

Swash oscillation は、汀線近傍での海浜流や長周期水位変動と相俟って、汀線の前退・後退、前浜地形の変化といった砂移動を引き起こす要因であり、把握しなければならない波打ち帯の水理現象の一つである。最近の研究によれば、漂砂量は砕波点近傍と波打ち帯の二箇所をピークを持つ¹⁾。前者は砕波に伴う激しい流体運動により生じ、後者は長周期水位変動が寄与していると考えられており、波打ち帯における長周期水位変動を考慮した漂砂量の定式化が試みられている²⁾。急勾配斜面への遡上高は海岸堤防や護岸の天端高、緩勾配斜面への遡上高は養浜の規模を決定する要因の一つであり、工学的にも重要である。

荒天時に入射波高が増大すると、砕波点が沖側に移動する。砕波帯の波高が水深にほぼ比例するとすれば、汀線における波高は入射波高の大小にかかわらず小さい。にもかかわらず荒天時に前浜侵食が生じる原因として、長周期波の影響が考えられている。現地観測あるいは水理実験によって、緩勾配海浜の極浅海域では入射波の変

動よりもかなり低周波数帯の運動が卓越することが確認されている。この長周期水位変動は、surf beat あるいは infragravity waves といわれる。surf beat は何に起因するかについては、1) 波群に拘束された長周期波、2) 傾斜海浜上に形成される重複波、3) 海岸に捕捉されたエッジ波、4) 砕波点の変動によって生じる長周期波などが挙げられている。これらの原因のうち、現地の条件によりいずれかが卓越していることもあれば、いくつかの要因が混在していることも考えられる。そのため、各々の研究者、あるいは同じ研究者であっても場所毎に異なる結果が報告されている。エッジ波や重複波といった長周期波は汀線でその振幅が最大となり、これが swash oscillation の長周期化の原因であるとの研究報告がほとんどである。

本論文では、swash oscillation の長周期変動は長周期波以外の要因によっても形成されることを断面2次元の場合に限り水理模型実験および有限振幅長波理論による数値シミュレーションにより示す。また、swash oscillation における長周期変動の形成についての概念図を提示する。

2. Swash Oscillation の特性に関するレビュー

Huntley et al.³⁾ は、swash oscillation のスペクトルを解析し、1) 主要なエネルギーは入射風波の周波数帯よりも低周波側に移行していること、2) 風波周波数帯での swash oscillation のエネルギー密度は

$$S(f) \propto f^{-4} \dots \dots \dots (1)$$

といった周波数 f の -4 乗で表されること、3) 低周波数領域のエネルギーは重複波あるいはエッジ波によるものと報告した。

Guza and Thornton⁴⁾ は、Torrey Pines Beach において種々の入射波条件のもとで swash oscillation を解析し、1) 高周波領域 (風波周波数帯) では入射波の条

* 正会員 工博 京都大学工学部助教授 土木工学科
(〒606 京都市左京区吉田本町)

** 正会員 Ph.D Prof., Univ. of Delaware

件にかかわらずエネルギー密度は飽和すること、2) その領域では

$$S(f) \propto f^{-3} \dots \dots \dots (2)$$

のように表されること、3) 入射波のエネルギーの増加は swash oscillation の低周波成分のエネルギーの増加として現われることを示した。その説明として、規則波の場合

$$\epsilon_s = a_s \omega^2 / g \beta^2 \propto 1 / \xi^2 \dots \dots \dots (3)$$

という無次元パラメータ ϵ_s (a_s は汀線における振幅、 ω は角周波数、 g は重力加速度、 β は海底の角度、 ξ は surf similarity parameter) は波が碎波するようになると一定となるという実験結果から類推し、入射波のある周波数以上の成分波は完全に碎波してエネルギー密度は飽和しており、入射波エネルギーが増加しても swash oscillation の高周波成分は既にエネルギーが飽和しているので変化しないが、まだ飽和状態に達していない重複波成分が碎波に至るまで振幅が増加するのに伴いエネルギー密度が増加するためであるとした。ただし、式(3)に基づくと高周波領域のスペクトルについて f^{-4} 則が得られる。

その後、Guza and Thornton⁵⁾ は Torrey Pines Beach と他に 2 箇所 の 現地 の swash oscillation、長周期水位変動、流速変動を解析し、計測された swash oscillation の各周波数成分の振幅を初期値として線形長波方程式を現地の海底地形に対して数値的に解き、その計算結果を各水深で計測された長周期水位変動の成分波の振幅と比較し、両者の対応がよいことを示した。すなわち、ここで観測された長周期水位変動は重複波あるいは高モードのエッジ波であることを示した(汀線近くの重複波の波形と高モードのエッジ波の波形は良く似ており区別することは難しい)。このことは、逆に swash oscillation の長周期成分は重複波あるいは高モードのエッジ波によるということである。

Carlson⁶⁾ は、2 箇所 の 現地 で 観測 を 行い、swash oscillation のスペクトルには入射波のピーク周波数に対応する所にいくらかのエネルギーピークが見られるが、主要なエネルギーは風波ピーク周波数帯よりも低周波領域にあるという従来と同様な結果を報告した。入射波スペクトルには何ら長周期成分のエネルギーは含まれておらず、また swash oscillation は沿岸方向に一樣でエッジ波の影響もほとんどないこと、加えて swash oscillation の画像から判断して低周波成分は砂浜上の寄せ波と引き波との干渉、言い換えれば波相互の時間的タイミングによって生じると述べている。

Mase⁷⁾ は、従来の現地観測条件を包括するように入射波条件および海底勾配を種々変化させた水理模型実験を行ない、swash oscillation のスペクトルの高周波領

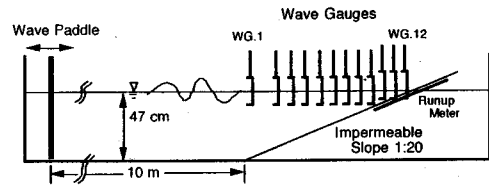


図-1 実験装置の概要

域は式(1)で表され、飽和現象が見られること、また簡単な数値シミュレーションにより swash oscillation が放物波形あるいはそれが重ね合わさった波形であれば式(1)の様なスペクトル形になること、寄せ波と引き波の時間的タイミング、すなわち、個々の寄せ波・引き波の追い付き・合体・吸収によっても swash oscillation のスペクトルには長周期変動が現われることを示した。

Holman and Sallenger⁸⁾ の現地で観測した swash oscillation を 0.05 Hz を境目として低周波領域と高周波領域の変動に分け、それぞれの周波数領域での変動の標準偏差の4倍として定義した有義遡上高を入射有義波高に対してプロットした結果においては、Guza and Thornton⁴⁾ と同様な、高周波領域の遡上高は入射有義波高にかかわらず一定で、低周波領域の遡上高が入射有義波高とともに増加するといったはっきりした傾向は現われていない。

Surf beat についていくつかの原因があり、また各要因が混在しているように、swash oscillation の長周期変動についても同様なことが言える。以下そのことを示す。

3. 水理実験および数値実験

(1) 水理実験装置

実験は長さ 27 m、幅 50 cm および深さ 75 cm の両面ガラス張り水槽で実施した。この水槽の一端には不規則波発生装置が設置されている。他の一端には斜面勾配が 1/20 の模型海浜を設置した。

遡上計は現地波浪観測用の容量式波高計を利用して製作したもので⁷⁾、模型海浜表面と直径 2.2 mm の容量線が同じ高さになるように模型海浜の中央に沿って設けた溝に設置した。

一樣水深部の水深は 47 cm と一定にした。容量式波高計は、水深が 47.0, 35.0, 30.0, 25.0, 20.0, 17.5, 15.0, 12.5, 10.0, 7.5, 5.0, 2.5 cm の地点に設置した。これらを WG. 1~WG. 12 とする。遡上計の検定は、水槽に水を張ったり抜いたりするときの水位の変化を容量式波高計とともに計測して、両者を比較することによって行った。実験装置の概要を図-1 に示す。

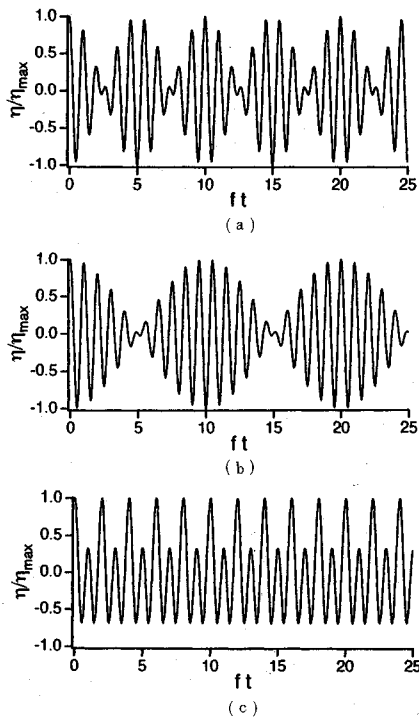


図-2 3種類のパターン波

(2) 実験方法

実験に用いた波は、ある規則的なパターンを有する波および規則波である。パターン波の造波信号は以下の式により作製した。

$$\eta/\eta_{max} = \frac{1}{2} \cos \{2\pi(1+\Delta)ft\} + \frac{1}{2} \cos \{2\pi(1-\Delta)ft\} \\ = \cos(2\pi\Delta ft) \cos(2\pi ft) \dots \dots \dots (4)$$

$$\eta/\eta_{max} = \frac{1}{3} \{ \cos(2\pi ft) + 2 \cos(4\pi ft) \} \dots \dots \dots (5)$$

ここで、 t は時間、 f は周波数、 η は波形、 η_{max} は最大波峰高である。式(4)は群波を表す。ここで、 Δ を0.1および0.05の2種類、周波数 f は0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2 Hzとした。 $\Delta=0.1$ の場合には、図-2(a)に示すように、一つの群に含まれる個々波の数は5波であり、 $\Delta=0.05$ の場合には図-2(b)のように10波となる。これらのパターン波をそれぞれWP. 1およびWP. 2とする。それぞれの周波数の波に対して入力信号のレベルを大・中・小の3通りに変化させた。実験ケースは合計42ケースである。

式(5)は、図-2(c)に示すように、波高の大きな波と小さな波が繰り返し現われるものである。このパターン波をWP. 3とする。周波数 f を0.15, 0.2, 0.25, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6 Hzとすることにより、個々波の周波数はほぼ0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0, 1.2 Hzとなる。それぞれの周波数に対して入力信号のレベルを

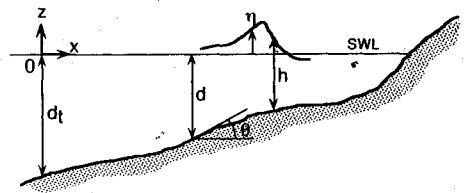


図-3 座標系

大・中・小の3通りに変化させた。実験ケースは合計21ケースである。しかしながら、式(5)の入力信号を入力しても、周波数によっては波の峰高がそろって、波の谷の深さが異なる波が発生した。そのため、入力エネルギーレベルが中のものに限って、入力信号のプラス・マイナスを入れ替えて波を造波する実験ケースを7ケース付け加えた。

測定時間は1ケースにつき約4分間、サンプリング時間は0.025 sとした。

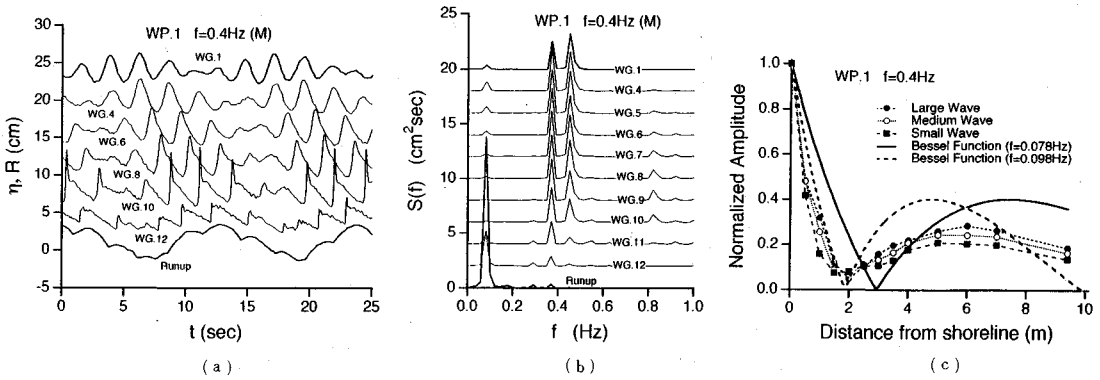
(3) 実験上の問題点

群波あるいは振幅が一定でない波を造波するとき、2次のオーダーまで考慮した造波制御をしないと、非線形干渉によって生じる拘束長波のほかに望ましくない自由長波が付随して発生する^{9),10)}。したがって、実験水槽の中には、波群に拘束された長周期波、自由長波、それらが岸で反射されたもの、造波板で再反射した長周期波が存在し、それぞれの長周期波を区別することは困難である。そのため surf beat を水理実験によって調べる場合には2次のオーダーまで考慮した造波を行うとともに、岸からの反射波を造波板の位置で吸収させるような造波方法が必要となるが、このような造波を完全に行うことは難しい。しかしながら、拘束長波および望ましくない長波いづれにしてもそのオーダーは短周期波のそれに比べれば非常に小さいものである。

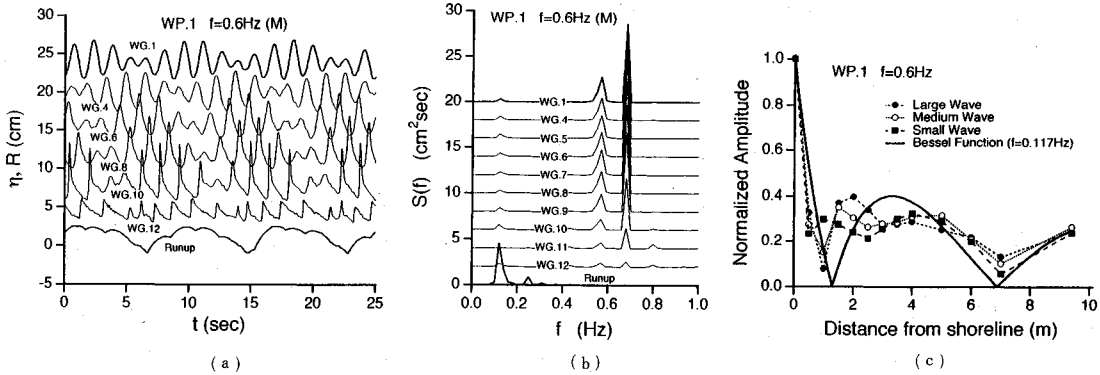
実験水槽で長周期波の特性を調べることは、種々の原因によって発生する長周期波が存在することにより非常に難しいが、Flick et al.⁹⁾のFig.4をみると、汀線と腹となる重複波の振幅の岸沖方向変化の理論値は、値そのものは実測値とそれほど一致しないものの、その変化傾向、すなわち腹と節の位置については良く一致する。したがって、重複波の存在はその原因がどうであれ振幅の岸沖方向変化に関して理論値と実測値とを比較することによって定性的に判断できる。

(4) 数値モデル

Swash oscillation の計算に用いる数値モデルは、Kobayashi et al.^{11),12)}によって開発された有限振幅長波理論に基づくものである。図-3は2次元の座標系を示したものである。 x 軸は岸に向かう方向を正とする。 $x=0$ が沖側境界であり、その水深を d_t とする。 θ は局所的な海底勾配である。実験では $\tan \theta=1/20$, $d_t=15$ cm



図—4 波パターン 1, $f=0.4$ Hz の実験結果



図—5 波パターン 1, $f=0.6$ Hz の実験結果

とした。水底から水面まで積分した質量保存式および運動量保存式は、以下のように表される。

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (hu) = 0 \dots\dots\dots (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (hu) + \frac{\partial}{\partial x} (hu^2) = -gh \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{1}{2} f' |u| u \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 h は全水深、 u は断面平均流速、 g は重力加速度、 η は水面変位、 f' は摩擦係数である。式 (6) および式 (7) を無次元化して explicit dissipative Lax-Wendroff 法によって解く。実際に用いたパラメータの値については後に述べる。

4. 解析結果

(1) 実験結果

図—4 は WP. 1 の $f=0.4$ Hz の実験結果を示したものであり、(a) 図は入力レベルが中 (M) のケースについて各地点の水位変動と swash oscillation をそれぞれグラフ上で 4 cm ずつずらして、(b) 図ではこれらのエネルギースペクトルを $2 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$ ずつずらしてプロットしてある。基準は swash oscillation である。時間軸は、造波開始後 25 s を $t=0$ として示してある。(c) は、入力レベルが大・中・小の 3 ケースについ

て、swash oscillation のエネルギー密度が最大となる周波数 f_{\max} について水位変動のエネルギー密度の平方根値を swash oscillation のそれで無次元化した $\sqrt{S_{\text{WG}}(f_{\max})/S_{\text{Runup}}(f_{\max})}$ を、汀線からの距離に対してプロットしたものである。なお、swash oscillation は鉛直変位に直してある。図中の実線は、一様斜面上に限った重複波振幅の理論解による無次元水位変動振幅 A を示したものである。

$$A = |J_0(2\pi f \sqrt{x_s g \tan \theta})| \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 J_0 はベッセル関数、 x_s は波がない場合の汀線からの距離である。なお、このケースでは $f_{\max}=0.078$ Hz であるが、分解能が 0.02 Hz であるので周波数についての誤差を考慮し、 $f_{\max}=0.098$ Hz として図示したものが破線の曲線である。

図—4 (a) の WG. 12 をみると、波高の大きな波が波高の小さい前波に乗り上げるような波形をしている。Swash oscillation は群波の周期に対応する長周期の変動に個々波による変動が重なった波形をしている。図—4 (b) では二つの成分波の周波数差に対応する低周波成分のエネルギー密度が地点毎に増減しており、重複的な振舞いが見られる。しかし、詳細にこのエネルギー密度の変化を調べた (c) 図によると、 $f_{\max}=0.078$ Hz

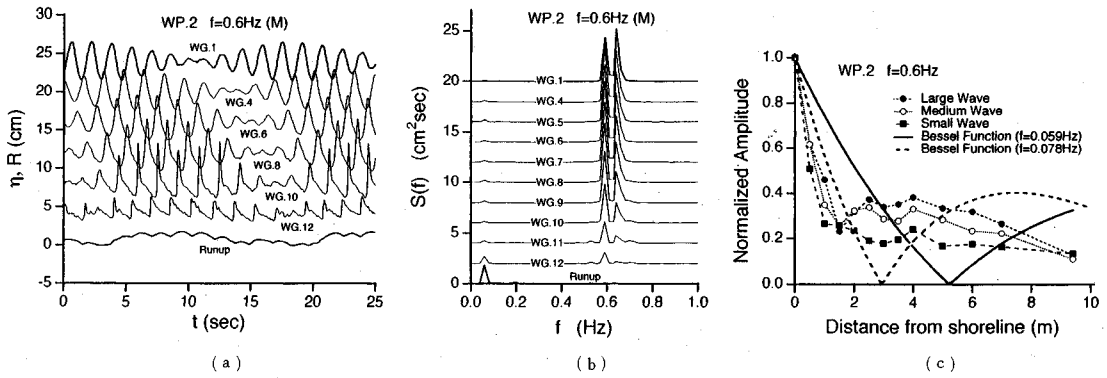


図-6 波パターン2, $f=0.6$ Hzの実験結果

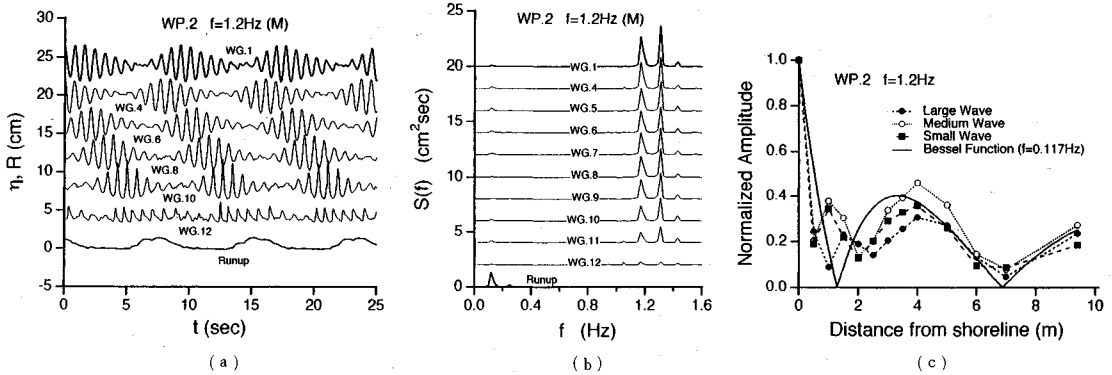


図-7 波パターン2, $f=1.2$ Hzの実験結果

に対する理論値は節・腹の位置がずれており、実験値は全体に理論値に比べて小さくなっている。これは、swash oscillationの長周期成分が重複波によるものだけでなく、個々波自身の打ち上げ分が加わっているためその分 $\sqrt{S_{WG}(f_{max})/S_{Runup}(f_{max})}$ の分母が大きくなっているためでないかと考えられる。Flick et al.⁹⁾ の Fig. 4 にもこうした傾向が見られる。また、 $f_{max}=0.098$ Hzとした理論値は汀線から節の位置までの振幅変化についてはよく一致しているが、それより離れると合わない。

図-5はWP. 1の $f=0.6$ Hzのケースを図-4と同様の整理方法で示したものである。図-4のケースに比べて汀線近傍における個々波のエネルギーは小さくなっており、これに伴い個々波自身の打上げパワーは小さくなる。また、swash oscillationのエネルギーも図-4に比べて小さくなっている。このケースではswash oscillationの長周期成分は重複波が大きく寄与している。図-5(c)をみると、 $f_{max}=0.117$ Hzの長周期成分の無次元振幅の岸沖方向変化は理論値のそれと比較的よくあっている。

図-6はWP. 2の $f=0.6$ Hzのケースについて整理した結果である。一つの波群に含まれる個々波の数が

WP. 1に比べて多い。造波信号の入力レベルは図-5のそれとほぼ同じであり、各地点における個々波の最大波高もほとんど同じである。このケースは一波ずつが規則的な振舞いに近くなり、swash oscillationの変動振幅、エネルギー密度は図-5のそれの約半分である。(e)図の無次元振幅の岸沖方向変化に関する実験値と理論値は合っていない。すなわち、群波の周期に対応するswash oscillationの長周期成分には重複波のそれによる寄与は少ない結果が得られている。

WP. 2で汀線近傍における波エネルギーが非常に小さくなるケースでは、図-7(c)に示すように、長周期成分の岸沖方向の振幅変化の実験値と理論値は図-6に比べて一致しており、このケースではswash oscillationの長周期成分には重複波による寄与が大きいと言える。岩田ら¹³⁾が示したswash oscillationの時間波形においても、図-7(a)と同様、個々波の打上げは消滅している。

図-8はWP. 3の実験結果の一例をこれまでの図と同様に示したものである。(a)図によると波高の大きな波と小さな波が汀線に向かって進んでいっても砕波帯内で追い付き・合体は生じてないが、swash oscillationは大小の波が合体し、変動周期が入射波周期の2倍に

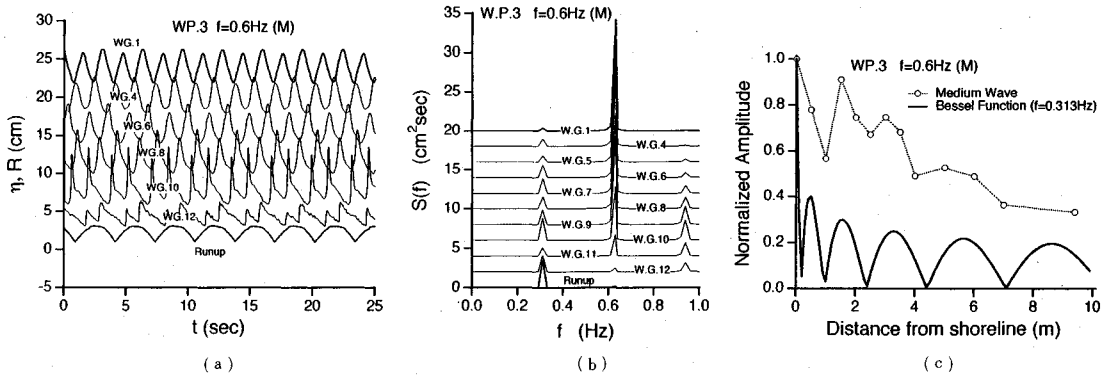


図-8 波パターン3の実験結果

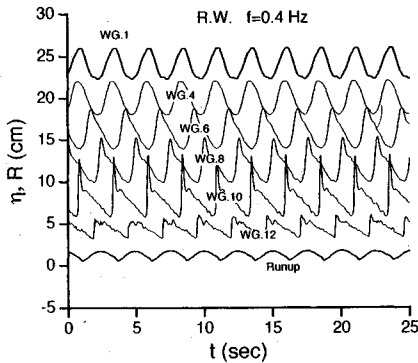


図-9 規則波の実験結果

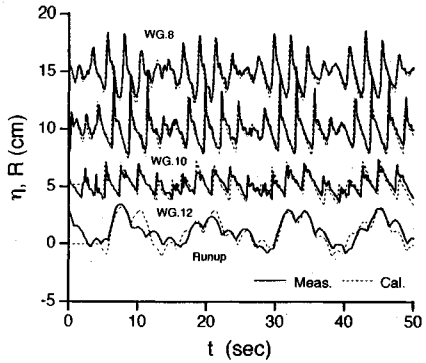


図-10 群波の変形に関する実測結果と計算結果の比較

なっている様子が見られる。スペクトル変化を示した (b) 図によると swash oscillation の周波数は明らかに入射波周波数の 1/2 になっている。この長周期成分(入射波に比べての意味)について振幅の岸沖方向変化を見ても、図-8 (c) のように、重複波のそれと変化パターンは似ているが、値はかなり異なる。

参考のために、規則波について水位変動および swash oscillation の実験結果の一例を図-9 に示す。波打ち帯では当然寄せ波と引き波は干渉しているが規則的であり、swash oscillation の周期は入射波のそれと同じである。

(2) 数値計算結果

図-10 は、図-4 に示したケースについて実験結果と式 (9) および式 (10) の計算結果を比較したものである。実験結果は実線、計算結果は細い点線で示してある。理論の適用範囲は長波領域に限られるので、計算に当たっては WG. 7 ($d_i=15$ cm) の水位変動を境界条件として与え、その後の水位変動および swash oscillation を計算した。その際、摩擦係数の値は 0.01、波先端を決定するための水深は 1 mm、入力地点から汀線までの空間分割数は 125、計算時間間隔は 0.001 s とした。図によれば、砕波帯内ののこぎり状の波形や swash

oscillation をかなりうまく表現できているのがわかる。

以下、この数値モデルにより適当な入力水位変動に対して swash oscillation をシミュレートし、入射波に対する swash oscillation の長周期化について調べる。計算の入力条件としては、数値モデルでは入射波を自由に作れるので、何ら長周期成分を持たない入射波を用いたが、反射波は長周期成分を含む¹²⁾。すなわち、外力としての長周期入射波は存在しない。これは水理実験ではできないことである。

図-11 は $d_i=15$ cm の地点において入射波 η_i を式 (4) で入力した計算結果である。ここで、時間軸は η_i が 0 から負になる時点 $t=0$ としてある。(a) および (b) 図とも振幅は 2.5 cm、 Δ は 0.1、周波数 f は (a) 図で 0.4 Hz、(b) 図で 0.6 Hz とした。 η_s は初期汀線位置における水位変動である。 η_s は、図-4 の WG. 12 のそれと同様に波高の小さな波に後ろの大きな波が乗り上がった波形である。Swash oscillation には群波の周期に対応する長周期の変動が形成され、それに個々波による打ち上げ分が重なっている。ただし、個々波の周期が長い (a) 図の方が個々波の周期が短い (b) 図より swash oscillation に対する寄与が大きい。これらの傾向は図-12 で一層顕著に現われる。図-11 の条件と異

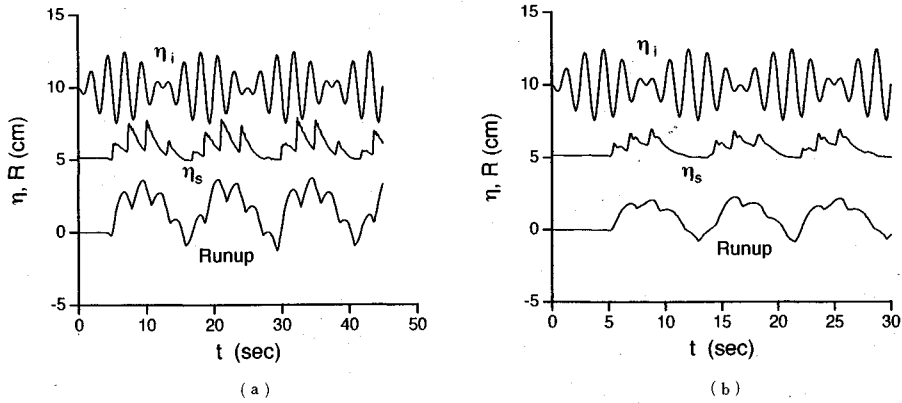


図-11 波パターン1の計算結果

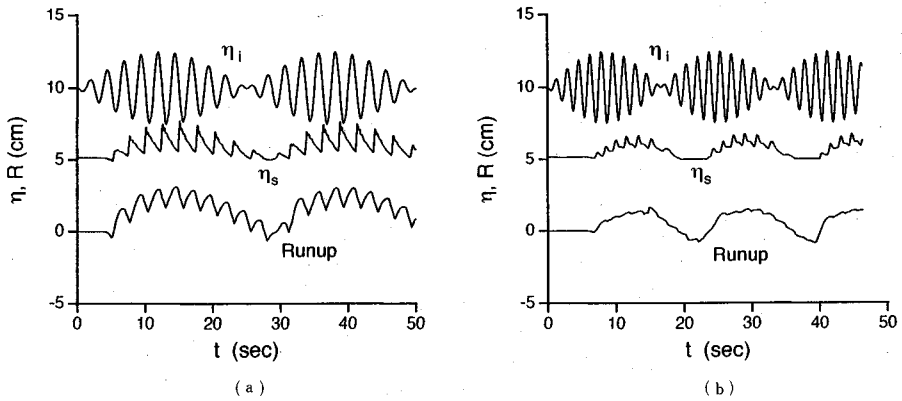


図-12 波パターン2の計算結果

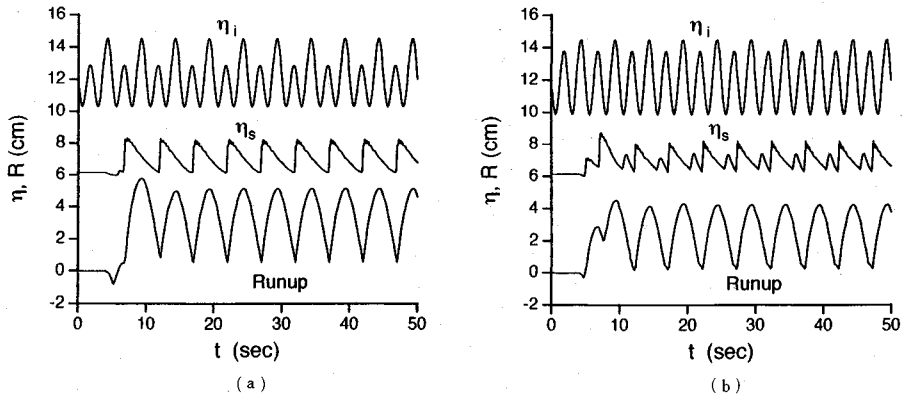


図-13 波パターン3の計算結果

なるのは $\Delta=0.05$ としたことだけである。 $f=0.6 \text{ Hz}$ の (b) 図では、個々波の swash oscillation への寄与は非常に小さくなっている。波高の小さな波が斜面を上がっている間に次の波に追い付かれ抜かれてしまい、また逆に前波の戻り流れが大きくて次の波があまり打ち上がるできないといった繰り返す(寄せ波と引き波の干渉)によって、群波の周期に対応する長周期変動が

現われる。

図-13は、式(5)の水位変動を入力した結果である。大きな波の波高が5cmである。(a)図の初期汀線の位置では大小の波が合体し、すでに一つになっている。その結果、 η_s の変動周期は入射波周期の2倍になっている。大小の波高の差を小さくした入力条件を用いた計算結果が(b)図である。 η_s の波形をみると大小の波

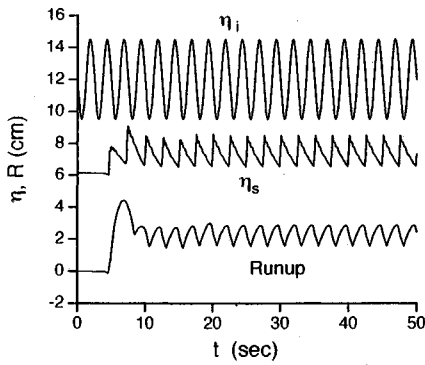


図-14 規則波の計算結果

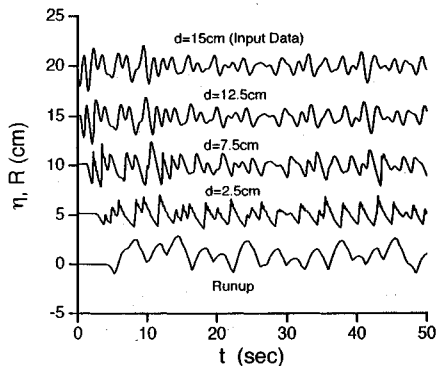


図-16 長周期成分を含まない模型不規則波の変形と swash oscillation の計算結果

はまだ合体していないが、swash oscillation は波高の小さい波が吸収されてしまった波形をしている。図-14 は波高が揃った、すなわち規則波の計算結果である。入射水位変動、初期汀線における水位変動、swash oscillation と変動周期は同じであり、長周期変動成分の形成は見られない。

これまでの計算結果をまとめれば、入射してくる波高に不揃いがあると、波打ち帯で寄せ波と引き波の追い付き・合体・消滅に伴う長周期の swash oscillation が形成されるということである。

5. 考 察

Radiation stress の空間変化により短周期波の群に拘束された長波 (group-induced bounded long wave) が形成されるので¹⁴⁾、入射波には必ず長周期水位変動が伴う。極浅海域において増幅されたこうした拘束長波、砕波点位置の変動による radiation stress の空間的、時間的変動を強制外力として生じる長周期波¹⁵⁾、自由波として存在する長周期波、および個々の打ち上げ波の強弱関係によって、swash oscillation の長周期成分の特性が決まる。極浅海域の長周期波の特性は研究段階であり、それに関連した swash oscillation についても明らかに

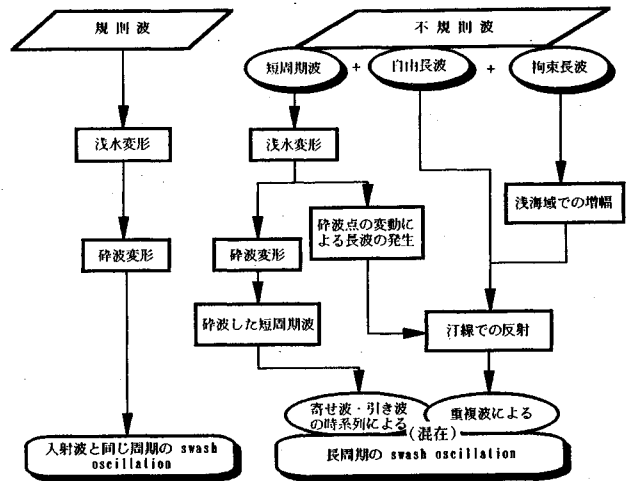


図-15 Swash Oscillation の長周期化の概念図

なっているものではないが、ここではこれまでの結果を参考にして swash oscillation の長周期成分の原因についての概念図を提示する。

図-15 は swash oscillation の長周期変動の発生要因を模式的に示したものである。海底勾配が緩やかで、入射波の波形勾配が大きいと汀線近傍の波の波高は小さくなり、個々の波が打ち上げるパワーは小さくなるので、swash oscillation の長周期成分の形成への寄与は小さい。一方、波の場に含まれている自由波としての長波は重複波を形成し、また波群に拘束された長波は砕波によりその拘束を解かれ汀線での反射により重複波を形成し、また砕波点の変動により長波が発生し重複波を形成する。これらの重複波のどれかがあるいはあわさって swash oscillation の長周期変動の支配的な要因となる。このような条件での観測結果が、Huntley et al.³⁾、Guza and Thornton⁴⁾ のものであると考えられる。最近の研究によれば、緩勾配海浜では砕波点の変動によって生じる長波は拘束長波によるものに比べ 2 次的であるということである¹⁶⁾。

一方、汀線近傍の波の打ち上がるパワーが大きいと波打ち帯での波の時系列に依存する寄せ波と引き波の追い付き・合体・吸収によって長周期の swash oscillation が形成される。こうした条件に対応するのが Carlson⁶⁾ の観測結果である。一般には、両者の要因が混在して「長周期の swash oscillation」が形成される。

図-16 は、長周期成分を全く含まない不規則水位変動 (0.3 Hz から 1.0 Hz までの白色雑音により作製) を入力して、水位変動と swash oscillation をシミュレートした結果である。いくつかの波が一まとまりになって長周期の swash oscillation を形成されている様子が見られる。

6. 結 論

Swash oscillation の周期は入射波のそれに比べて長周期化することが観測されている。これは重複波あるいはエッジ波といった長周期波が原因と説明されることがほとんどである。本研究はその他の原因として、汀線近傍の波の打ち上げるパワーが大きい場合に波打ち帯での寄せ波と引き波の時系列的に依存する追い付き・合体・吸収といった相互干渉によっても長周期の swash oscillation が形成されることを、水理実験および有限振幅長波理論に基づく数値モデルの計算結果により示した。

謝辞 本研究は U.S. Department of Commerce の National Oceanic and Atmospheric Administration の Office of Sea Grant の研究 (NA 85 AA-D-SG 033, SG 91 R/OE-10) の一部であることを付記し、謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Kamphuis, J.W. : Alongshore sediment transport rate distribution, Proc. Coastal Sediments '91, ASCE, pp.170~183, 1991.
- 2) Thornton, E.B. and Abdelrahman, S. : Sediment transport in the swash due to obliquely incident wind-waves modulated by infragravity waves, Proc. Coastal Sediments '91, ASCE, pp.100~113, 1991.
- 3) Huntley, D.A., Guza, R.T. and Bowen, A.J. : A universal form for shoreline run-up spectra, Jour. Geophys. Res., Vol.82, No.18, pp.2577~2581, 1977.
- 4) Guza, R.T. and Thornton, E.B. : Swash oscillation on a natural beach, Jour. Geophys. Res., Vol.87, No.C1, pp.483~491, 1982.
- 5) Guza, R.T. and Thornton, E.B. : Observation of surf beat, Jour. Geophys. Res., Vol.90, No.C2, pp.3161~3172, 1985.
- 6) Carlson, C.T. : Field studies on run-up on dissipative beaches, Proc. 19th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp.399~414, 1984.
- 7) Mase, H. : Spectral characteristics of random wave run-up, Coastal Eng., Vol.12, No.2, pp.175~189, 1988.
- 8) Holman, R.A. and Sallenger, Jr., A.H. : Setup and swash on a natural beach, Jour. Geophys. Res., Vol.90, No.C1, pp.945~953, 1985.
- 9) Flick, R.E., Inman, D.L. and Guza, R.T. : Two-dimensional surf beat, Proc. 17th Coastal Eng. Conf., ASCE, pp.624~638, 1980.
- 10) Barthel, V., Mansard, E.P.D., Sand, S.E. and Vis, F.C. : Group bounded long waves in physical models, Ocean Eng., Vol.10, No.4, pp.261~294, 1983.
- 11) Kobayashi, N., Otta, A.K. and Roy, I. : Wave reflection and runup on rough slopes, Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., ASCE, Vol.113, No.3, pp.282~298, 1987.
- 12) Kobayashi, N. and Wurjanto, A. : Irregular wave setup and run-up on beaches, Jour. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng., ASCE, Vol.118, No.4, pp.368~386, 1992.
- 13) 岩田好一郎・樺木 亨・信田 亘 : 緩斜面における不規則波の遡上高さとお上周期, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.330~334.
- 14) Longuet-Higgins, M.S. and Stewart, R.W. : Radiation stress in water waves : A physical discussion with applications, Deep Sea Res., Vol.11, pp.529~562, 1964.
- 15) Symonds, G., Huntley, D.A. and Bowen, A.J. : Two-dimensional surf beat : Long wave generation by a time-varying breakpoint, Jour. Geophys. Res., Vol.87, No.C1, pp.492~498, 1982.
- 16) List, J.H. : A model for the generation of two-dimensional surf beat, Jour. Geophys. Res., Vol.97, No.C4, pp.5623~5635, 1992.

(1992. 7. 16 受付)

LOW-FREQUENCY SWASH OSCILLATION

Hajime MASE and Nobuhisa KOBAYASHI

The predominant energy of swash oscillations has been observed to concentrate at frequencies lower than the frequency band of the incident waves. The reasons for the frequency shift are examined in laboratory experiments and numerical simulations based on one-dimensional, time-dependent continuity and momentum equations. The experimental and numerical results show that the interaction between uprush and backrush causes low-frequency swash oscillations in addition to low-frequency standing or edge waves. Bore-bore capture in the surf zone is observed to be rare and negligible. The low-frequency swash oscillations caused by the uprush and backrush interaction are determined by the relative magnitude between incident individual and long waves, and may need to be considered in interpreting low-frequency swash oscillations measured on beaches.