

長周期波を考慮した波群性入射波の遡上の実験とモデル化

関 克 己*・寛 田 博 章**・水 口 優***

1. はじめに

波の遡上の研究は、一様勾配斜面に規則波が入射する場合については多くの研究成果があり、その定量的評価方法もほぼ確立されている。また、波群性の波や不規則波を用いた研究も行われてきている。岩田 (1982) は不規則波の遡上に関する研究のまとめの中で、遡上波のスペクトルにおいて風波の周波数帯より低周波側でパワーが卓越することを確認し、その理由として長周期波や基本波の吸収・合併現象が影響していると指摘している。間瀬ら (1993) は 2 成分合成波による波群とそれに伴う長周期波について実験と非線形長波方程式の数値シミュレーションにより検討を行っている。その中で遡上波が長周期波の影響と短周期成分 (基本波) の吸収・合併現象により長周期化することを指摘している。ただし、波群造波により発生する自由長周期波について考慮されておらず、遡上に及ぼす長周期波の影響についての検討は不十分である。

本研究では一様勾配斜面に単一波群が入射し、浅水変形・砕波・遡上に至るまでを長周期波に着目しながら実験的に検討する。実験においては入射波として用いる単一波群の造波により発生する自由長周期波の制御を考慮するとともに、データ解析においては斜面上で長周期波の入反射分離を行うことで、水深変化や波群の砕波により発生する長周期波の挙動を調べる。特に遡上に及ぼす長周期波の影響を明らかにするために、実験結果をもとにした遡上波の時系列算定モデルを提案する。

2. 実験概要

実験はピストン型造波装置を有する長さ 40 m, 幅 0.3 m, 高さ 0.5 m のガラス張りの断面 2 次元水槽で行った。図-1 に実験装置を示す。遡上波の計測については表面張力の影響を避けるため深さ 0.5 cm, 幅 1 cm の溝を設け、長さ約 1.5 m のステンレス製の容量線を斜面表面と同じ高さになるように設置した。水位変動は 6 地点 (後

の図-2 参照) に新容量式波高計 (正豊工学製) を設置し、流速はその内の斜面上の 3 地点に電磁流速計を設置して計測を行った。なお特定のケース (以下の case 5, 6) についてはさらに波高計を、造波板原点を $x=0$ として $x=9.95\sim 12.95$ m を 5 cm 間隔に、流速は $x=10.2\sim 11.70$ m を 25 cm 間隔、 $11.8\sim 12.30$ m を 10 cm 間隔、 $12.4\sim 12.8$ m を 5 cm に設置して計測した。各データは造波板の変位データを用いて同期を取った。データの取得には AD 変換ボードを装備したノート型パソコンを用い、サンプリング周波数は 100 Hz でデータを取得した。

入射波群には単一波群を用いるが、造波にあたり自由長周期波の発生を抑えて拘束長周期波のみ造波する 2 次のオーダの波群造波理論 (以下、制御) と、拘束長周期波だけでなく自由長周期波も発生する 1 次オーダの造波理論 (以下、非制御) の 2 種類の方法を用いた。なお、基本波には 1 次オーダのクノイド波を用いる。造波方法の詳細は寛田・水口 (1998) を参照。

実験は基本波の最大振幅 A_{max} , 周期 T および波群中の波の数 N_w を変えて行った。表-1 に解析に用いたケースの実験条件を示す。また、自由長周期波を制御 (発生を

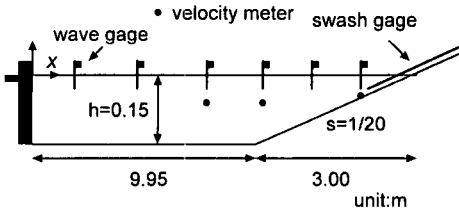


図-1 実験装置

表-1 解析ケース

case	$A_{max}[\text{cm}]$	$T[\text{s}]$	N_w	制御
1	0.75	1.4	8	○
2	0.75	1.4	8	×
3	1.125	1.4	8	○
4	1.125	1.4	8	×
5	1.5	1.4	8	○
6	1.5	1.4	8	×

* 中央大学大学院理工学研究科土木工学専攻
** 工博 (株) コスタルエンジニアリング
*** 正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科

抑制)した場合は○, 非制御の場合は×を表す。

3. 実験結果と考察

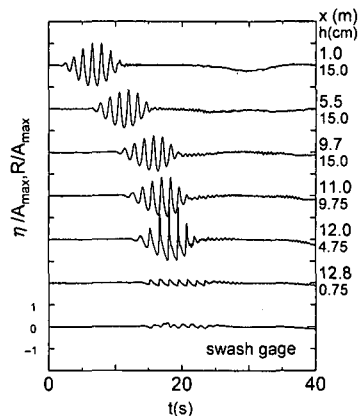
図-2(a), (b)は case 5, 6 の水位変動の時系列を示したものである。水面変動は単一波群の最大振幅で無次元化している。単一波群が斜面に入射し、水深の減少に伴い波高が増大し波形はとがっていく。 $x=12.8\text{ m}$ ($h=0.75\text{ cm}$) の地点では砕波により基本波の波高が減少し、どの波もほぼ同じ波高・水深比になっていることから、第一次近似としては砕波により波群が消滅したとしてよいことがわかる。ただし非制御の case 6 では、砕波後に顕著な長周期水位変動が存在するためその水位に比例した波高になっている。ちなみに全ケースにおいてこの地点での波高水深比 γ は約 0.55 であった。なお沖に向かって進行する基本波は確認できず、斜面上の基本波は進行波と見なして良い。

遡上計の時系列を比較すると自由長周期波制御のケースでは遡上波は短周期成分のみであるが、非制御のケースでは振幅の大きい長周期変動の上に短周期成分が重なったような波形になっている。入射波群中の基本波に関する条件は同一であることから、入射成分に含まれる長周期成分が波の遡上に関して支配的であることが確認できる。

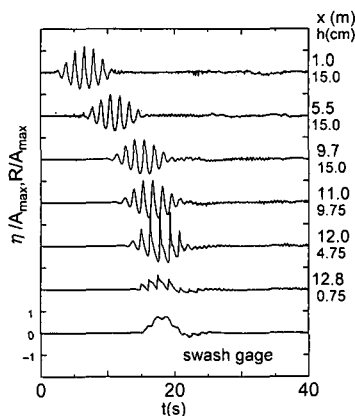
3.1 斜面上の長周期波の挙動

斜面上での長周期波の挙動を詳細に明らかにするために、数値ローパスフィルターを用いて抽出した長周期成分に対して入反射分離を施す。長周期波の入反射分離の際には、本来ならば拘束長周期波と自由長周期波の伝播速度の違いを考慮して分離を行う必要があるが、ここでは長周期成分を自由長波と見なし入反射分離には線形長波理論に基づく Guza et al. (1984) の手法を用いる。図-3 に自由長周期波非制御の case 6 の入反射分離結果を示す。入射自由長周期波は入射長周期波と入射拘束長周期波の差とした。なお、拘束長周期波のみとした分離方法も適用してみたがその差異は分離後の岸向きの負の最大値に対して 8% であった。

図-4 に case 5 (制御) の入反射分離後の岸向き長周期成分の最大値と最小値の空間分布を表す。この場合は最小値は拘束長周期波の振幅を表すことになると考えられるが、その最小値は砕波帯より沖側 ($x < 12\text{ m}$) ではほぼ一定である。これは、基本波の浅水変形により、拘束長周期波の理論解も連続的に負の方向に増大するがそれに伴い自由長周期波が発生しており、さらに水深が浅く両者の伝播速度の差も小さく拘束長周期波と自由長周期波は分離しにくくなるため、拘束長周期波と自由長周期波の和である長周期成分は見かけ上発達しないと考えられる。また、砕波帯内での最小値の上昇は、砕波点の変動



(a) case 5 (制御)



(b) case 6 (非制御)

図-2 水位変動の時系列

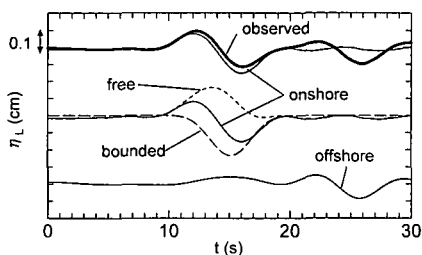


図-3 長周期成分の入反射分離結果
(case 6, $x=9.7\text{ m}$)

に伴い自由長周期波が発生するが、その岸向きの成分が正の振幅をもっており砕波帯外から持ち込まれる負の振幅を打ち消しているものと考えられる。

図-5 に自由長周期波非制御の case 6 での岸向きの長周期成分の最大値と最小値の空間分布を示す。砕波帯までは最小値については制御のケースと同様にほぼ一定である。ただし、case 5 に比べて case 6 の方の最小値は絶

対値として約1/2であり、さらに砕波帯内で最小値が上昇しない。その理由としては、波群造波に伴い発生する自由長周期波と拘束長周期波が図-3にあるように完全に分離しておらず、必ずしも最小値が拘束長周期波成分のピークを捉えているわけではないためと考えられる。

両ケースの最大値については、制御の場合は自由長周期波の発生が抑えられてほぼ0であり、非制御の場合は浅くなるにつれて少しずつ大きくなっている。後者の理由としては、自由長周期波と拘束長周期波の分離が進むことにより見かけ上発達するが、斜面での伝播距離が短いこともあり、大部分は両者未分離の状態での浅水変形であると考えられる。

3.2 砕波点の変動に伴う発生自由長周期波

波群の砕波に伴い砕波点変動し自由長周期波が発生することが知られている。その振幅を Mizuguchi (1995) のモデルにより評価する。計測地点以浅の基本波の浅水変形が Green 則に従うものとする振幅 η_{fmax} は

$$\eta_{fmax} = \frac{S_b}{2} \left[\left(\frac{H_{max}}{\gamma} \right)^{4/5} - \left(\frac{H_{min}}{\gamma} \right)^{4/5} \right] \frac{h^{1/5}}{s} \quad \dots\dots (1)$$

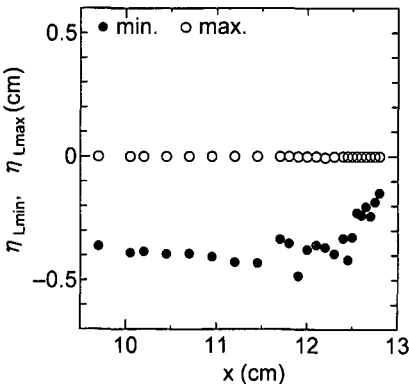


図-4 岸向きの長周期成分の最大値・最小値の空間分布 (case 5, 制御)

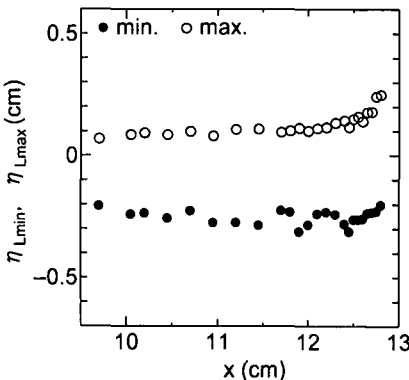


図-5 岸向きの長周期成分の最大値・最小値の空間分布 (case 6, 非制御)

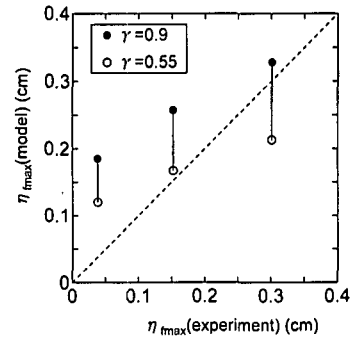


図-6 砕波点の変動に伴い発生する自由長周期波の実験とモデルの比較 (制御)

$$S_b = \frac{s}{1+8/(3\gamma^2)} \quad \dots\dots (2)$$

で計算される。ここで s は砕波点付近の斜面勾配、 γ は砕波時の波高水深比を表す。ここでは H_{max} と H_{min} は、計測地点である一様水深部 $x=9.70$ m ($h=15.0$ cm) での最大波高 (図-2 での4番目の峰の波) と最小波高 (1番目の峰の波) を用いた。

図-6 に実験とモデルの比較を示す。実測値としては $x=12.80$ m と $x=11.00$ m の岸向き長周期成分の差を用いたが、おおむねモデルで評価できていると思われる。なお、 γ の値によりモデルの値が若干変わるが、以下の計算においては砕波時の値である0.9とする。

4. 遡上の予測モデル

ここでは基本波 (短周期成分) と長周期波を分離した上で、長周期波については斜面入射後の変形、新たな発生要因を考慮したモデル化を行う。

4.1 短周期成分

短周期成分の遡上に関しては既往の研究から基本波の周期に依存することが知られている。そこで本モデルでは次の Battjes (1974) の半経験式を用いる。

$$\frac{\Delta Y}{H} = 0.4 \xi^2 \quad \dots\dots (3)$$

ξ は砕波帯相似パラメータで

$$\xi = \frac{s}{\sqrt{H/L_0}} \quad \dots\dots (4)$$

と表される。ここで ΔY は遡上域幅、 H は波高、 L_0 は沖波波長、 s は前浜勾配を表す。式 (3) 中の L_0 を周期を使って書き直すと次式になる。

$$\Delta Y = \frac{gT^2 s^2}{5\pi} \quad \dots\dots (5)$$

式 (5) の周期 T に、個々波の周期を代入することにより基本波による遡上域幅が求まる。遡上域幅から打上げ高に変換する際には、汀線が放物運動を行うと仮定し、

その重心の位置が平均汀線となるようにすれば以下のようになる

$$R_s = \frac{3}{5} \Delta Y \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここで R_s は短周期成分の打上げ高を表す。なおここでは、単一波群中の基本波の周期が一定なために、遡上域での波の合併現象は生じないとする。

4.2 長周期成分

斜面上で存在する岸向きの長周期波は、①拘束長周期波およびその拘束長周期波が基本波の浅水変形により変形することに伴い発生する自由長周期波、②砕波点の変動に伴い発生する自由長周期波、③入射自由長周期波である。それぞれに対して以下のようなモデル化を行う。

① 実験でも確認されたように拘束長周期波は基本波の浅水変形によって変形するが、浅海域でありかつ伝播距離が短いためその変形分とそれに伴い発生する成分とがキャンセルする。

② 砕波点の変動に伴い発生する自由長周期波は Mizuguchi のモデルを用いて評価する。ただしこの長周期波は砕波点を境に岸側、沖側両方向に正負逆符号のものが発生し、かつ岸向きに進行したものは汀線で反射されて沖向きに進行する。

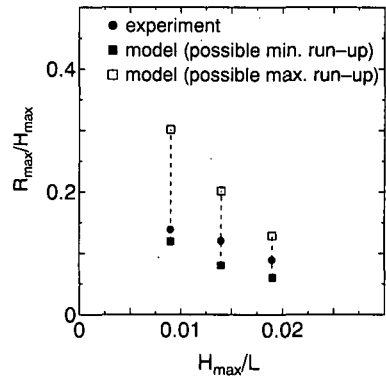
③ 入射自由長周期波については、基本波の砕波点までは Green 則により浅水変形させる。

砕波点通過後はすべて自由長周期波と見なし、遡上域での完全反射する。なお砕波点通過後の浅水変形は無視し、砕波点での波高の2倍とする。

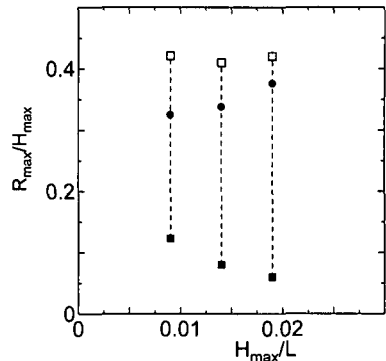
4.3 可能最大・最小打上げ高

本モデルにより遡上の短周期成分と長周期成分とが別々に計算される。それを足し算すればトータルの打上げ高となる。足し算の際に位相関係を無視して組み合わせることにより、可能最大打上げ高と可能最小打上げ高が算定される。ただし、長周期成分の中の砕波点の変動に伴い発生する自由長周期波成分については、波群の砕波が始まるとともに発生し、その後は自由長周期波として振舞うという意味では拘束長周期波成分と同位相であるので、この2つについては位相関係を固定して取り扱う。具体的には可能最大打上げ高についてはすべての成分の最大値の和、可能最小打上げ高については短周期成分のみによるものとした。これを図にしたのが図-7 (a), (b) である。打上げ高については造波波群中の最大波高により無次元化を行っている。

自由長周期波制御、非制御にかかわらず実験値が可能最大から最小の間に納まっているのがわかる。しかしながら、特に非制御のケースでは、可能最大打上げ高と可能最小打上げ高との差が大きく、精度の高い予測のためには位相関係を考慮する必要がある。



(a) 制御



(b) 非制御

図-7 可能最大・最小打上げ高

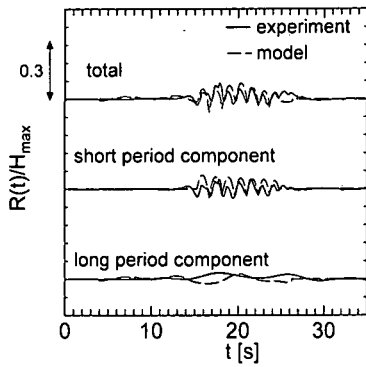
4.4 遡上波形の時系列モデル

入力条件としては、斜面開始地点での水位変動の各成分（基本波、拘束長周期波、自由長周期波）を与え、上記のモデルによる大きさの予測に加えて、各成分の汀線までの到達時間を算定することにより、汀線での時系列を求め、それらを合成する。

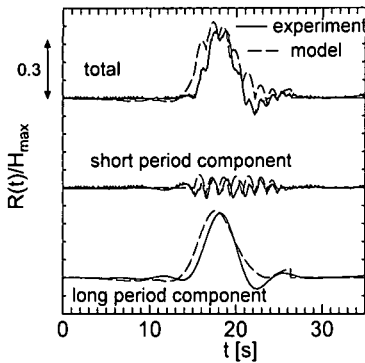
基本波成分、拘束長周期波成分と砕波点の変動に伴い発生する自由長周期波成分のもととなる波群構造については基本波の砕波点までは群速度、砕波点から静水汀線までは線形長波の波速で伝播するものとし、入射自由長周期波については斜面入射時点から線形長波の波速で伝わるものとして静水汀線までの到達時間を計算した。なお、到達時間の計算の際には砕波点で浅も一様勾配斜面としている。

遡上波形については、短周期成分は次の式(7)で表されるような放物運動とする。

$$\left. \begin{aligned} R_s(t) &= -\frac{\Delta Y_j}{(T_j/2)}(t - \tau_j)^2 + \frac{3}{5}\Delta Y_j \quad (j=1, 2, \dots, n) \\ \tau_j &= \sum_{i=1}^{j-1} T_i + \frac{T_j}{2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$



(a) case 5



(b) case 6

図—8 遡上波形のモデルと実測の比較

ここで n は一様水深部での個々波の数、添え字の j は波群中の j 番目の波の成分を表す。

基本波の浅水変形による拘束長周期波の変形に伴う自由長周期波の発生については、すでに述べたように拘束長周期波の変形とキャンセルしあい、結果として本モデルでは砕波点直前で観測される拘束長周期波形は入力時の拘束長周期波形と同じものとなる。拘束長周期波成分と入射自由長周期波成分については一様水深部での実測データより算定したものを用いる。砕波点の変動に伴い発生する自由長周期波はやはり Mizuguchi のモデルにより計算するが、その際の波形は単一波群の包絡波の波形とした。

$$\eta_{fb}(t) = \frac{\eta_{fb\max}}{2} \left[1 - \cos \left\{ \frac{2\pi}{T_g} (t - \tau) \right\} \right] \quad \tau \leq t \leq \tau + T_g$$

.....(8)

ここで τ は波群が砕波点までに到達するまでの時間、 T_g は波群周期を表す。

図—8(a), (b) に本モデルで作成した時系列と実測値の比較を示す。自由長周期波の制御、非制御にかかわらずほぼ遡上波の時系列を再現しているといえる。短周期成分・長周期成分を分離し比較して見ても長周期成分でピーク時間に多少のずれは見られるものの振幅の大きさは精度よく算定できているといえる。

5. おわりに

不規則波の基本的な形態といえる単一波群の浅水、砕波、遡上に関する実験を行った。その解析結果より得られた主な結論をまとめると以下のようになる。

- ① 入射波群の基本波レベルの条件が同じであってもそこに含まれる長周期波により遡上が大きく異なる。
- ② 斜面上の長周期波について入反射分離を行った所、岸向きの長周期成分の最小値は砕波点まではほぼ一定の値を保つ。
- ③ 遡上を短周期成分と長周期成分とに分離して算定するモデルにより、遡上波の時系列が精度よく算定できる。

謝辞：実験には高橋英嗣さん（前 中央大学大学院，現 東亜建設工業（株））に協力していただいた。また、本研究の一部は、文部省科学研究費補助金（基盤研究（C）（2））（課題番号 11650534）の補助を受けて行われたものである。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 岩田好一朗（1982）：斜面上への不規則波のそ上，水工学に関する夏期研修会講義集，B-3。
- 笈田博章・水口 俊（1998）：波群に伴う長周期波の流速場について，海岸工学論文集，第45巻，pp. 271-275。
- 間瀬 肇・小林信久（1993）：Swash oscillation の長周期変動，土木学会論文集，第461号，II-22，pp. 49-57。
- Battjes, J. A. (1974): Surf similarity, Proc. 14th ICCE, ASCE, pp. 466-480.
- Guza, R. T., E. B. Thornton and R. A. Holman (1984): Swash on steep and shallow beaches, Proc. 19th ICCE, ASCE, pp. 708-723.
- Mizuguchi, M. (1995): A simple analysis of long wave generation by time varying breaking point, CEJ, Vol. 38, No. 2, pp. 105-110.