

離岸堤による遡上波の制御について

喜岡 渉*・石原 健司**・長谷川勝彦***

1. はじめに

離岸堤による波の変形やそれに伴う海浜流の特性については、主として堆砂効果との関連で従来より多くの研究が行われている。しかし、そのほとんどは規則波によるものであり、来襲波の不規則性が汀線における遡上高や堆砂効果などに与える影響については明らかでない。最近になって、断面2次元における波の遡上についてはいくつかの不規則波実験による検討が行われており、遡上レベルは不規則波に伴い来襲する長周期波と密接に関係することが明らかにされている。

本研究では、離岸堤による波の遡上の抑制効果を解明することを目的として、規則波のほかに、不規則波の基本型として長周期成分も含めた2成分合成波を用いた模型実験と数値計算を行った。具体的には、1/20勾配斜面上に設置した離岸堤背後の波の変形特性を離岸堤を設置しない状態での変形特性と比較することによって、離岸堤の遡上抑制効果を調べた。

2. 実験方法

水理実験には、水槽の一端に波形式不規則波造波装置が設置してある長さ9.6m、幅1.5m、高さ0.6mのコンクリート製の2次元造波水槽を用いた。図-1に示すように、造波板より2mの地点から勾配1/20の木製の模型海浜を設置し、汀線から0.8mの位置に長さ1m、幅0.125m、高さ0.6mの木製の離岸堤模型を配置した。このように配置することによって、開口部0.5mの無限個の不連続堤を想定したことになる。なお、実験は離岸堤模型を設置しない状態での一様傾斜海浜についても行った。

入射波としては、規則波と、振幅が等しく周期が若干異なる二つの正弦波を合成し波群の個々波の数 n を変化させた2成分合成波を用いた。2成分合成波の平均周期および最大波高（包絡波の波高）はそれぞれ規則波の周期 T と波高 H に一致するようにした。周期は一定で $T=$

1.2sとし、最大波高 H は水深 $h=20$ cmの水平床で1.5cm、3cmおよび4.5cmと3種類変化させた。また、波群中の波の数 n は3、4および5個の3種類とした。2成分合成波の造波にあたっては、長周期波の位相の不整合性を避けるために、造波段階で2次のオーダーで現れる長周期波（周波数の差の波）を後に示す式（7）によって求め、入射波に合成させた。この結果、図-2に示すように、波群の包絡波の位相と180°ずれた長周期波が発生しており、造波板により反射されたいわゆる不可避的な自由長波の発生は抑えられている。また、多重反射の影響を極力抑えるために反射波吸収制御を行った。

波形の測定は図-1に示すSt. 1～St. 6の6地点に設置した波高計によって行うとともに、汀線付近の遡上波

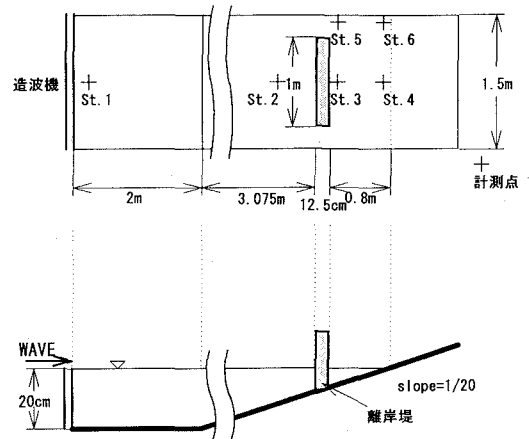


図-1 実験装置

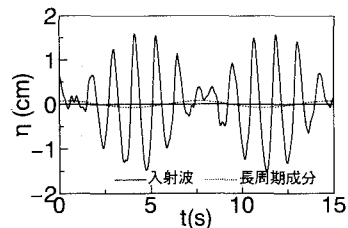


図-2 造波板直前での時間波形

* 正会員 Ph.D. 名古屋工業大学教授 工学部社会開発工学科

** 正会員 工修 愛知県土木部

*** 正会員 愛知県土木部

形についてはVTRを用いた測定も行った。離岸堤を設置しないケースでの波形は離岸堤中心線上に設けたSt. 1~St. 4と同じ地点で測定した。図中のSt. 1は造波板から40 cm, St. 2は離岸堤前面から25 cm, St. 3は離岸堤後面から8 cm, St. 4は汀線から沖へ4 cmそれぞれ離れた地点である。離岸堤開口部のSt. 5, St. 6はそれぞれSt. 3, St. 4と同じ水深に水路側壁から12.5 cm 離して設置した。汀線波形測定用のSt. 4およびSt. 6は、数値計算による波形と直接比較するために、沖へ少し離れた水深2 mmの地点にあり、深さ10 cmの井戸状の穴をあけてそこに波高計を設置した。

3. 実験結果

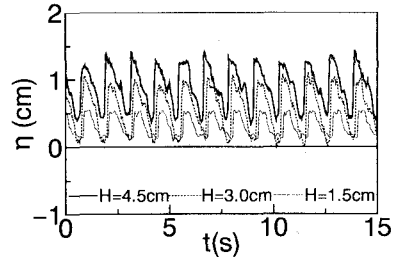
各点における波形記録から離岸堤による波の変形特性について調べた。VTRによる遡上波の記録は画像解析精度が悪く波形を読み取ることができなかったため、ここでは主として汀線の極近傍(St. 4およびSt. 6)における波形を用いて離岸堤による遡上波の抑制効果について検討を加えることとした。

(1) 傾斜海浜

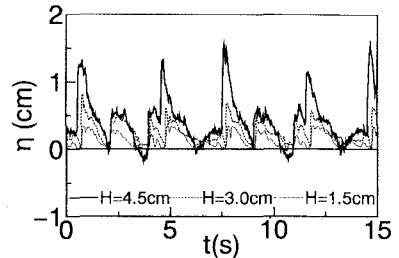
図-3(a)~(c)は、離岸堤を置かない傾斜海浜での汀線近傍(St. 4)における時間波形を示し、規則波と波群の個々波の数 $n=3$ および $n=5$ の2成分合成波の結果を比較したものである。図中に示した入射波高 H の値は合成波については最大波高のものである。汀線における合成波の最大峰高は、(b)に示した $n=3$ で入射波高が比較的小さなケースを除くと、対応する入射波高の規則波の峰高とほぼ一致している。背後の斜面への遡上波については長周期成分が顕在化するために(岩田ら, 1981; 間瀬・小林, 1993), 最大遡上高はここに示した最大峰高に必ずしも比例しないことが予想されるが、VTRの遡上波形の記録からはほぼ比例した関係が成り立つことが確かめられた。ただし、 $n=3$ の合成波で $H=4.5$ cmのケースでは対応する規則波や $n=5$ の合成波の遡上レベルと比べていくぶん高くなっており、これは長周期成分の影響によることが認められた。

(2) 離岸堤による制御効果

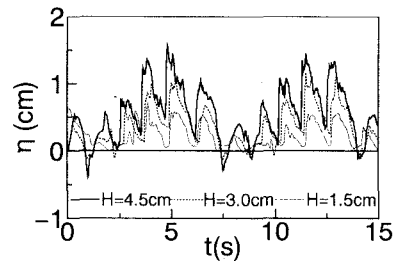
図-4(a)~(c)は離岸堤設置時の汀線近傍(St. 4)における波形を比較したものである。図-3(a)~(c)の結果と比べると、(a)図の規則波と(c)図の $n=5$ の合成波については離岸堤による波高低減効果が明確に現れているものの、(b)図の $n=3$ の合成波では離岸堤による抑制効果がほとんど見られない。VTRの記録から遡上レベルを調べると、規則波と $n=5$ の合成波のケースでは離岸堤により低く抑制された結果となっているのに対し、 $n=3$ の合成波のケースでは低減効果は見られないことが確かめられた。離岸堤開口部背後の汀線においても、



(a) 規則波



(b) $n=3$ の2成分合成波

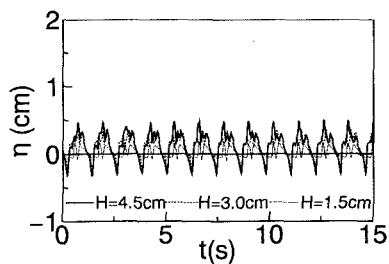


(c) $n=5$ の2成分合成波

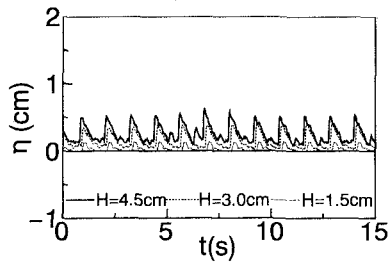
図-3 傾斜海浜における波形の比較 (St. 4)

図-5(a), (b)に示すようにほぼ同様な傾向が見られる。

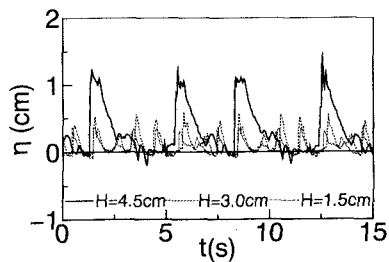
ここには結果を示していないが、 $n=3$ の合成波のケースでは離岸堤背面付近のSt. 3, St. 5における水位変動も他のケースと比べて大きく現れており、このことは汀線と離岸堤間で重複波的挙動をとる弱い共振現象が生じていることを示唆している。また、 $n=4$ の合成波のケースにおいても、 $n=3$ の結果と同様に離岸堤による抑制効果は見られず、汀線と離岸堤間で弱い共振が発生している可能性がある。このときの共振周期を厳密に求めることは困難であるが、波群に伴う長周期波が碎波と離岸堤による回折過程で拘束を解かれ自由長波として伝播すると考え、線形長波理論に基づき汀線と離岸堤間での定常振動の固有周期を計算すると $T=4.2$ s, 2.3 s, 1.6 s, ...を得る。図-4(b)と図-5(b)において $H=4.5$ cmのケースでの最大振幅の発生間隔を見ると長周期成分の周期と等しくほぼ $T=3.6$ sであり、このケースと $n=4$ の合成波における発生間隔 $T=4.8$ sはともに固有周期の最低次数の $T=4.2$ sに近い値となっている。ただし、入射波高の小さい $H=3.0$ cm, 1.5 cmのケースでは離岸堤背



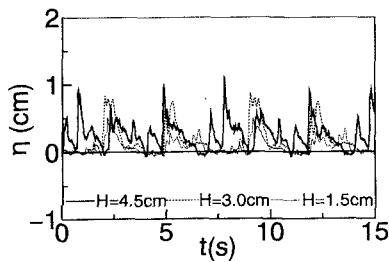
(a) 規則波



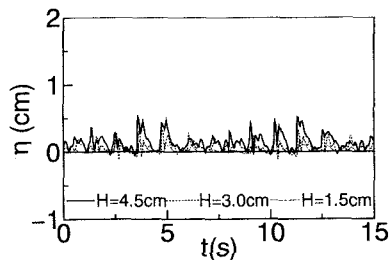
(a) 規則波



(b) n=3の2成分合成波



(b) n=3の2成分合成波



(c) n=5の2成分合成波

図-4 離岸堤設置時の波形の比較 (St. 4)

後の汀線 (St. 4) における共振は明確には現れておらず、個々波の周期に対応した水位変動が卓越している。

4. 計算モデル

基礎方程式としては、水深の変動に対して緩勾配を仮定し、運動方程式に底面摩擦と碎波によるエネルギー減衰項を付加した次の Boussinesq 方程式を用いる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \{ (h + \eta)u \} + \frac{\partial}{\partial y} \{ (h + \eta)v \} = 0 \quad \dots\dots (1)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} &= \frac{h^2}{3} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y \partial t} \right) \\ - \frac{f_w u \sqrt{u^2 + v^2}}{h + \eta} + f_{ax} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) & \end{aligned} \right\} \dots\dots (2)$$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \eta}{\partial y} &= \frac{h^2}{3} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial y^2 \partial t} + \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y \partial t} \right) \\ - \frac{f_w v \sqrt{u^2 + v^2}}{h + \eta} + f_{ay} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) & \end{aligned} \right\} \dots\dots (3)$$

図-5 離岸堤設置時の波形の比較 (St. 6)

ここに、 η は水位変動量、 u 、 v は水深平均流速、 h は静水深、 g は重力加速度である。また、運動方程式 (2)、(3) 中の f_w は底面摩擦係数でここでは $f_w = 0.01$ とし、 f_{ax} および f_{ay} は滑動粘性係数で Karambas・Koutitas (1992) に従って次式のように与えられるものとした。

$$f_{ax} = \theta \frac{1}{\gamma} \left(\frac{B}{T} \right)^{1/3} H_b^2 \bar{H}^2 d^{2/3} + \mu \eta^2 (h + \eta) \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad \dots\dots (4)$$

$$f_{ay} = \theta \frac{1}{\gamma} \left(\frac{B}{T} \right)^{1/3} H_b^2 \bar{H}^2 d^{2/3} + \mu \eta^2 (h + \eta) \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad \dots\dots (5)$$

ただし、 θ は比例定数、 H_b は碎波限界波高、 d は平均水深で $d = h + \bar{\eta}$ 、 d_b は碎波限界水深、 μ は粘性係数であり、bore モデルによるエネルギー逸散を表す式 (4)、(5) の右辺第 1 項については勾配 1/20 に対する岩垣ら (1981) の碎波減衰モデルを適用して次のように与えた。

$$\begin{aligned} \gamma &= 0.75 \\ \left\{ \begin{aligned} B &= 11 - 10 \frac{d}{d_b} \quad \left(0.6 \leq \frac{d}{d_b} \leq 10 \right) \\ B &= 5 \quad \left(\frac{d}{d_b} \leq 0.6 \right) \end{aligned} \right. \\ \bar{H} &= \left\{ \left(1 - \frac{4}{9} K \right) \frac{d}{d_b} + \frac{4}{9} K \left(\frac{d}{d_b} \right)^{-7/2} \right\}^{-1/4} \\ K &\cong \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} B \gamma^{1/2} \xi_0^{-1} \end{aligned}$$

上式の ξ_0 は碎波帯相似パラメーターである。比例定数 θ には断面 2 次元において実施した予備計算の結果から、波高変化が実験結果と最も良く一致した $\theta = 2$ を採用した。

砕波点は合田 (1973) の砕波指標と照合することにより、あらかじめ断面 2 次元における規則波の砕波時限界波形勾配 $(\partial\eta/\partial x)_{\max}$ を求めておき、3 次元波動場における 2 成分合成波に対しても断面 2 次元で決めた規則波の限界勾配が適用できるものとした。 $(\partial\eta/\partial x)_{\max}$ の値は砕波帯相似パラメータの変化に応じて 0.6~0.5 程度で変動するが、海底勾配 1/20 に対してはほぼ 0.6 の一定値をとることから、以下の計算では $(\partial\eta/\partial x)_{\max}=0.6$ を砕波条件とした。

入射波の 2 成分合成波は振幅、角周波数および波数がそれぞれ a_1, ω_1, k_1 と a_2, ω_2, k_2 の 2 つの正弦波を用いて

$$\eta^{(1)} = a_1 \cos(k_1 x - \omega_1 t) + a_2 \cos(k_2 x - \omega_2 t) \quad \dots (6)$$

と表され、この式は振幅が小さく非線形性が無視できる場合、線形化された Boussinesq 方程式を満足する。長周期成分は 2 次のオーダーで現れるので、 η, u を摂動展開した上で Boussinesq 方程式に代入して、 $\eta^{(2)}$ のうち周波数の差の成分として与えられる長周期波に対する表示式を求めておくこと次式を得る。

$$\eta^{(2)} = D \cos(k_- x - \omega_- t) \quad \dots \dots \dots (7)$$

ただし、 $k_- = k_1 - k_2, \omega_- = \omega_1 - \omega_2$ として

$$D = \frac{a_1 a_2}{2k_1 k_2 h^3} \left\{ \frac{\omega_- k_- h G (\omega_1 k_2 h + \omega_2 k_1 h) + \omega_1 \omega_2 (k_- h)^2}{\omega_-^2 G - g k_-^2 h} \right\}$$

$$G = 1 + \frac{1}{3}(k_- h)^2$$

と与えられる。ここでは水理実験における入射条件と同様に長周期波の位相の数値的な不整合性を避けるため、入射波として式 (6) に加えて長周期成分波に対する式 (7) を合成したものを用いた。

数値計算には喜岡・長嶋 (1993) と同様に有限要素法の Galerkin 法を用いた。境界条件としては、岸側境界では完全反射の条件を、入射境界では計算領域からの反射波を透過させる条件をそれぞれ適用した。また、数値計算においても水路中央に離岸堤を設置することにより無限個の不連続離岸堤をモデル化することとし、水路側壁の境界で完全反射の条件を与えた。なお、境界条件を取り扱い易くするために、岸側境界は実際的水深 0 の汀線よりわずかに沖側に想定し、沖側境界での反射波の透過条件は線形化された Boussinesq 方程式を用いて与えた。

5. 計算結果

数値計算は、結果を実験結果と直接比較できるように実験条件と同じ条件を用いて行い、2 成分合成波の回折・屈折・砕波減衰に伴う長周期波の伝播変形を中心に検討を加えた。計算領域は離岸堤を設置しない傾斜海浜についても同じ計算アルゴリズムを用いるために図-1 に示す水路にとり、岸側境界は St. 4 および St. 6 の地点とした。

図-6 は、傾斜海浜における $H=1.5 \text{ cm}, n=3$ の 2 成分合成波の計算結果で、岸側境界 (St. 4) における波形を比較のため実験波形とともに示したものである。計算波形の位相は St. 2 の地点で実験波形の位相に合わせてある。実験波形に見られる短周期の細かな変動は計算波形には現れていないものの、全体的には計算結果は実験結果を良く再現している。

同じ入射条件で離岸堤を設置したときの空間波形を図-7 に示す。このケースでは入射波の最大波高が $H=1.5 \text{ cm}$ と小さく、波は離岸堤付近で砕波することなく波群性を保ったまま背後に回り込んでいる。各点における時間波形は実験結果と比較的良く一致しているが、図-8 (a) に示す離岸堤開口部付近の波形については計算値の個々波の波高の方がいくぶん実験値より大きくなっている。開口部背後の汀線 (St. 6) においては、図-8 (b) に示すように、短周期の振動を除くと比較的良く実験波形を再現しており、図-6 の結果と比較してわかるように、実験結果と同様に計算結果においても離岸堤を設置することによる汀線の水位変動の抑制効果は見られない。離岸堤中心線上の St. 4 においても図-8 (b) の計算結果とほぼ同様な長周期波を得たが、実験波形には図-4 (b) に示したように短周期波が卓越して現れており計算結果とは一致していない。これは計算モデルには基本的に Swash zone が考慮されておらず、個々波の戻り流れの影響は無視されていることによる。この点については、ここには結果を示していないが、入射波高が大きい

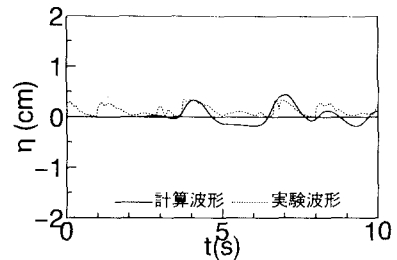


図-6 傾斜海浜における計算結果と実験結果 (St. 4)

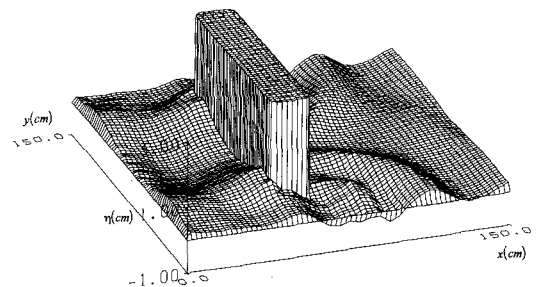
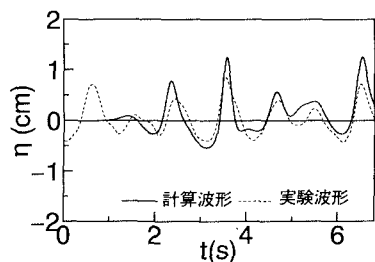
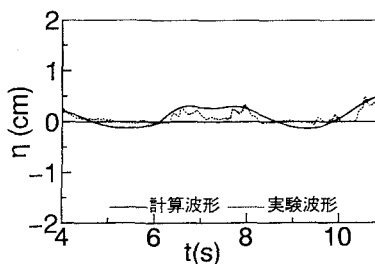


図-7 計算開始から 6.2 s 後の空間波形



(a) St. 5



(b) St. 6

図-8 離岸堤設置時の計算結果と実験結果

$H=4.5$ cm のケースの方が、離岸堤沖側で碎波し始めて波群性が早い時期に壊されることから長周期波が卓越して現れ、計算結果と実験結果の一致度も良いことからわかる。

6. おわりに

水理および数値実験の結果、離岸堤による遡上波の抑制効果は規則波に対しては明確に現れるが、規則波と同

じ周期と波高（最大波高）を持つ2成分合成波に対しては波群中の個々波の数によって抑制効果が大きく異なることが明らかになった。離岸堤背後の波の遡上レベルは入射波の波高のみならず波群に伴う長周期成分の周期にも密接に関係し、長周期成分の周期が離岸堤と汀線間で共振を起こす固有周期に近い場合は離岸堤による抑制効果はほとんど期待できない。

本研究の結果からは明らかでないが、長周期成分の周期が固有周期と完全に一致する場合には離岸堤は波の遡上をむしろ増大させる可能性がある。ただし、こうした共振現象の検討に際しては、海底地盤や離岸堤の透水性の影響、不連続離岸堤の開口幅や設置数の影響などを明らかにしておく必要がある。

参考文献

- 岩垣雄一・間瀬 肇・田中 剛 (1981): 不規則波の浅海変形モデルについて, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 104-108.
- 岩田好一朗・榎木 亨・信田 亘 (1981): 緩斜面における不規則波の遡上高さと遡上周期, 第28回海岸工学講演会論文集, pp. 330-334.
- 喜岡 渉・長嶋禎泰 (1993): Boussinesq 方程式による構造物近傍の非線形平面波の解析, 海岸工学論文集, 第40巻, pp. 596-600.
- 合田良実 (1973): 防波堤の設計波圧に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第12巻, 第3号, pp. 31-69.
- 間瀬 肇・小林信久 (1993): Swash Oscillation の長周期変動, 土木学会論文集, No. 461/II-22, pp. 49-57.
- Karambas, T. V. and C. Koutitas (1992): Breaking wave propagation model based on the Boussinesq equations, Coastal Eng., Vol. 18, pp. 1-19.