

# BIMを用いた矩形潜堤による孤立波の変形と砕波

安田孝志\*・原 正典\*\*・榊原幸雄\*\*\*

本研究では、BIMによって鉛直2次元非圧縮非回転流体場の基礎方程式を数値的に解き、短型潜堤による孤立波の反射、透過および砕波特性について検討している。これを基に、潜堤による孤立波の砕波に関して、砕波の有無、砕波点の位置および砕波限界波高の支配パラメーターを見い出すと同時に、これらの定式化を行っている。

**Keywords:** wave breaking, wave deformation, breaking criteria, submerged rectangular dike, backward breaker, BIM

## 1. 緒 言

没水型構造物によって入射波を期待通りに砕波させ、波浪制御を積極的に進めて行くには、単に各構造物ごとに入射波高に対する透過波高の比を知るだけでは不十分である。砕波を水底と入射波との強い相互作用の結果として捉え、その支配法則を明らかにすることにより、砕波に至る過程での変形特性だけでなく、砕波の有無や砕波限界波高などを定量的に解明する必要がある。

このような観点からの第一歩として、著者らは入射波を孤立波と仮定し、そのステップによる砕波とそれに至る変形過程について検討を行った<sup>1)</sup>。ここでは、水深変化以外の影響を除いて考えるため、入射波については前報<sup>1)</sup>同様に孤立波とするものの、没水型構造物としてはより一般的な矩形潜堤を取り上げ、これによる波形変化と砕波について検討を試みる。

入射波を周期波とした場合の潜堤の波浪減殺効果については既に数多くの実験的検討がなされ、入射波の透過率と潜堤の天端高および天端幅との関係についても図表化あるいは定式化までなされている<sup>2),3)</sup>。また、入射波を不規則波とした場合についても実験的に検討がなされ、実用的には有意な結果が得られている<sup>4)</sup>。しかしながら、波浪減殺効果に重要な関わりを持つ砕波の発生の有無でさえその支配法則は明らかになっておらず、砕波による波浪減殺の過程はblack boxのままとなっている。それ故、潜堤による波浪制御を今後積極的に進めて行くには、砕波後の内部流速場の解明もさることながら、まず、砕波の発生限界とそこに至る過程を定量的に解明することが必要であろう。この場合、粘性や砕波後の乱

れの影響は考えなくても良いから、この変形過程を潜堤による強いせつ動を受けた孤立波の伝播過程と捉えてポテンシャル理論によって記述する手法が有力となる。

矩形潜堤による線形周期波の変形に対するポテンシャル理論による取り扱い<sup>5)</sup>はMeiとBlack<sup>5)</sup>や井島と佐々木<sup>6)</sup>によってなされている。ただし、これらの手法はいずれも定常仮定に基づいており、砕波に至る伝播過程での変形特性の解明には適していない。最近になって、非線形の波動方程式に基づく非定常解析が孤立波を入射波として試みられるようになって来た。例えば、くさび状の潜堤による孤立波の反射および透過について水理実験を含めて検討したSeabra-Santosら<sup>7)</sup>による扱いや、幅のない高さだけの障壁による孤立波の反射・透過についてEdge layer理論によって検討した杉本らの扱い<sup>8)</sup>があるが、いずれもKdVクラス<sup>9)</sup>の方程式に基づいており、砕波に至るような変形を対象としていない。しかしながら、ごく最近になってCookerら<sup>9)</sup>によって孤立波と半円型潜堤との強い相互作用に対する解析がBIM(境界積分法)を用いて行われ、これまで予想されていなかったような様々な変形の発生が明らかにされた。これによって、潜堤による変形を単に入射波高と透過波高との比として捉えるのでは不十分であり、潜堤との相互作用として捉え、変形の過程そのものの解析も必要となることが明らかとなった。ただし、Cookerらの結果は、変形の分類を除いて定性的であり、また、一般性を欠いているため、砕波波高などの支配法則は何ら定式化されておらず、そこで示された各種の変形が矩形潜堤の場合にどのように顕れるかも不明である。

そこで、本研究では、前報<sup>1)</sup>で用いたと同様の手法<sup>10)</sup>を用い、矩形潜堤を通過する孤立波の砕波に至る伝播過程を計算し、この結果を基に矩形潜堤による孤立波の反射、透過および砕波特性を明らかにすると同時に、砕波の有無および砕波波高に関する指標の定式化を図る。

\* 正会員 工博 岐阜大学教授 工学部土木工学科  
(〒501-11 岐阜市柳戸1-1)

\*\* 正会員 工修 出光エンジニアリング(株)

\*\*\* 学正会員 岐阜大学大学院 工学研究科

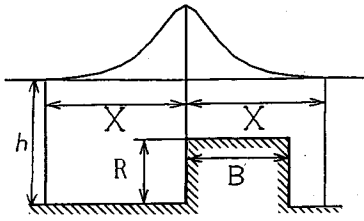


Fig.1 Schematic illustration of a solitary wave over a submerged rectangular dike

## 2. 矩形潜堤による波形変化

### (1) 支配パラメーター

これまでの研究<sup>1),11)</sup>によって、斜面上の孤立波だけでなく、ステップ上で砕波する孤立波も支配パラメーター（水深変化量と入射波高の比：勾配が  $\tan \theta$  の斜面上で砕波する入射波高水深比が  $H_1/h_1$  の孤立波では  $\xi_s = \tan \theta / (H_1/h_1)^{2/5}$ 、高さが  $R$  のステップ上で砕波する孤立波では  $\xi_s^* = (R/h_1) / (H_1/h_1)^{2/5}$  によって砕波形式のみならず砕波限界波高  $(H/h)_s$  も一義的に決まることが明らかにされている。ここでは、パラメーター  $\xi_s$  や  $\xi_s^*$  を導いたと同様の考え方にに基づき、Fig.1 に示すような幅  $B$ 、高さ  $R$  の矩形潜堤による孤立波の砕波変形の支配パラメーター  $\xi_s^*$  を導く。図中の  $2X$  を 1 個の孤立波の有効波長幅とすれば、その区域での水深変化の平均量は  $BR/2X$  となる。波を KdV ソリトンとすれば、 $X/h = (3H/4h)^{-1/2}$  であるから、ここでは簡単のために  $X/h = (H/h)^{-1/2}$  と置き換える。これより、水深変化の平均量  $BR$   $(H/h)^{1/2}$  と無次元波高  $H/h$  との比は  $(BR/h^2) / (H/h)$  となる。水深および波高をそれぞれ一定水深場での値  $h_1$  および  $H_1$  で与え、分母の次数を  $\xi_s$  や  $\xi_s^*$  に揃えれば、矩形潜堤による孤立波の砕波に対する支配パラメーター  $\xi_s^*$  が

$$\xi_s^* = (BR/h_1^2) / (H_1/h_1)^{2/5} \dots \dots \dots (1)$$

のように仮定される。

### (2) 波形変化

ここでは、一定水深場に置かれた潜堤によって水深が急変する場合の孤立波の波形変化について考察する。計算の対象とした潜堤は全て鉛直側面を持つ矩形形状のものであり、潜堤の水深  $h_1$  に対する相対天端幅  $B/h_1$  は 0.1, 1.0, 3.4 および 5.0 の 4 通り、また、相対高さ  $R/h_1$  は 0.1 から 0.9 まで 16 通りに変化させ、64 ケースの計算を行った。なお、潜堤とは逆に水深の急増を伴うトレンチによる波形変化についても検討した。ただし、トレンチによって砕波することはないため、ここでは相対幅  $B/h_1$  は 3.4、相対高さ  $R/h_1$  は -0.6 の 1 ケースのみを示す。

入射波が潜堤の天端上で砕波する場合、すなわち、潜

堤の天端幅  $B/h_1$  が前報<sup>1)</sup>で導いたステップ上の砕波点までの距離

$$X_b/h_1 = 52.495\gamma^{1.66} - 27.292, \quad 0.87 \leq \gamma \leq 1.03 \dots (2)$$

(但し、 $\gamma = (0.78 - H_1/h_1) (R/h_1)^{-0.83}$ )

よりも大きければ、潜堤であっても砕波に至るまでの変形過程はステップによる場合と何ら変わらないため、ここでは、潜堤通過後に砕波する ( $B/h_1 < X_b/h_1$ ) 場合のみを対象とする。

まず、潜堤による波形変化の代表例を Fig.2 に示す。Run 1 は潜堤を砕波せずに透過する場合のものであり、潜堤による水深の急減および急増によって正および負の孤立波と見られる反射波が生じている。 $t\sqrt{g/h_1} = 16.1$  まではステップの場合と同様な透過波の波峰背面における shelf の励起と波峰前面の急峻化を伴う波形変化が生じているが、潜堤を通過し終わる  $t\sqrt{g/h_1} = 18.2$  になると、水深の急増のために波峰前面の傾きが緩やかになる一方、長く延びていた shelf が主波に吸収されるように短くなり、shelf の末尾が急峻になると同時に、負の孤立波を反射波として放出する。この後、shelf は孤立波に遷移し、主波に随伴して進んでいく。Run 2 も砕波せずに透過する場合であるが、この場合は Run 1 に比べて  $\xi_s^*$  の値が小さく、shelf の発達も弱い。このため、入射波は 1 個の孤立波としてそのままほとんど形を変えずに透過し、潜堤の影響をほとんど受けないことがわかる。

これらに対し、Run 3, 4, 5 および 6 は潜堤通過後に波峰前面が急峻となって砕波 (Forward breaker) する場合であるが、潜堤の高さ  $R/h_1$ 、幅  $B/h_1$  および入射波の波高  $H_1/h_1$  に応じて砕波波形はそれぞれ異なっている。基本的には、波頂付近の波形の様子から Run 3 および 4 は崩れ波型砕波、Run 5 および 6 は巻き波型砕波と大別はできるが、潜堤による砕波波形は斜面上やステップのものに比べてはるかに多様性に富んでいることもあり、その分類は  $\xi_s^*$  の値に必ずしも従っていない。しかし、波峰背面に形成される shelf の規模や砕波に至る過程での波形変化の程度は  $\xi_s^*$  の値によってほぼ決まっており、これらのことからすれば、水口と渡部<sup>12)</sup>の非一様勾配斜面上での砕波実験からも示唆されるように、潜堤通過後の水深急増の影響が砕波波形に対しては重要と推察される。したがって、砕波に対する水深急減だけでなく急増の影響をも考慮した支配パラメーターの定義とともに、従来の砕波形式の分類を含めて砕波波形に対するより詳細な検討が今後必要である。ともあれ、上述のいずれの場合も水深急減により生じた shelf を引きずったまま前傾し、潜堤通過後の水深回復の影響が顕れる前にそのまま砕波している点では共通している。これは、水深変化が急な場合、波の応答が遅れが生じ、水深が回復しているにも拘らず、浅水効果が残り、そのま

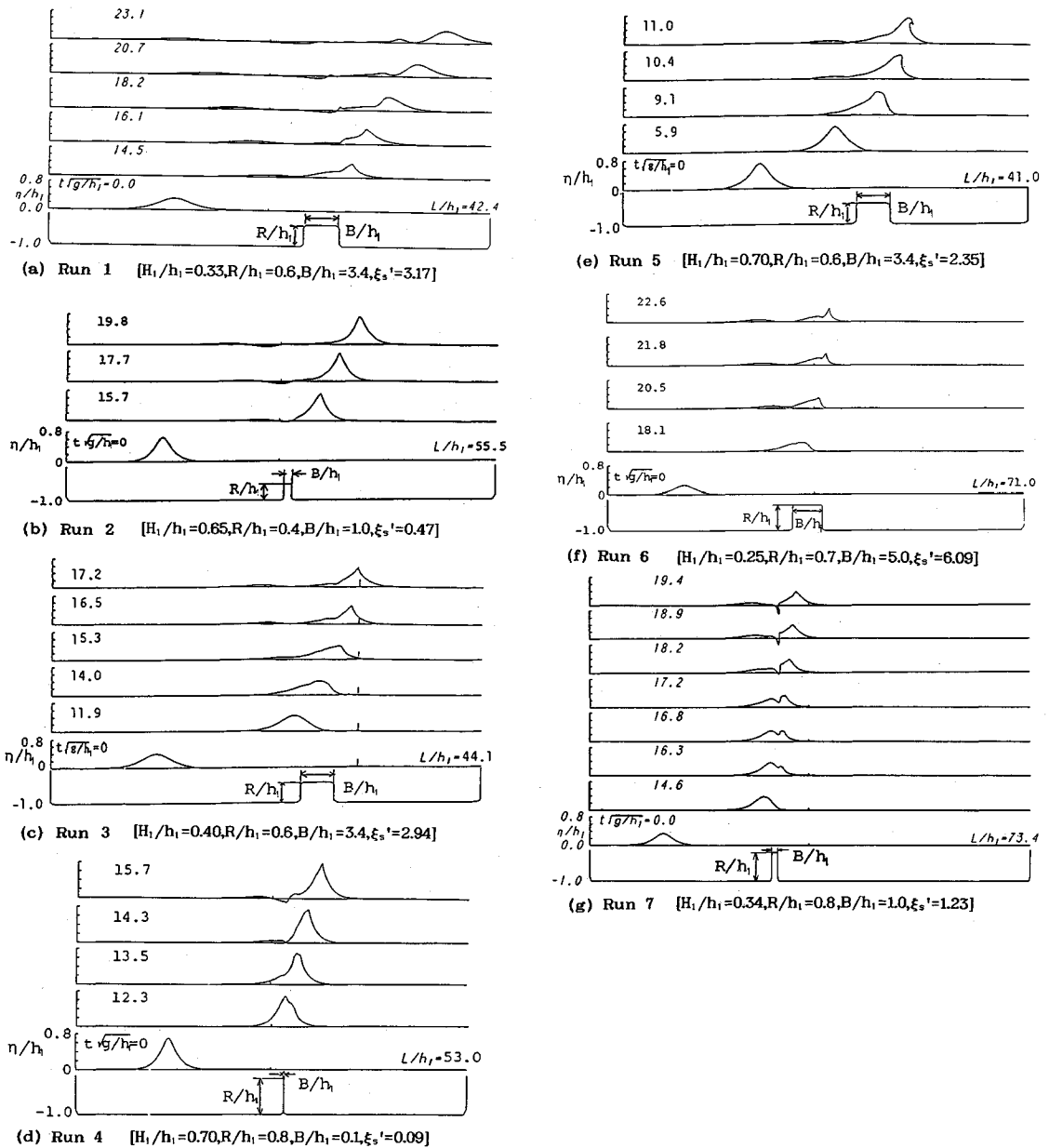


Fig.2 Transformation of a solitary wave passing over the submerged dike

ま砕波に繋がっていることを示している。勿論、砕波に至る前に水深回復の影響が顕れれば、Run 1 や 2 のように砕波せずに透過することになる。いずれにしても、このように水深変化が急で波がそれに追従できない場合には、各水深で定常波を仮定して接続する Rayleigh の方法やポテンシャル接続法は適用できず、水深急変点近傍だけでなく、かなり広い範囲にわたって非定常波動としての扱いが必要となることがわかる。

Run 7 は、透過波の波峰が砕波限界に到達する前に、波峰背面に形成される shelf が後方に波形を巻き込んで

砕波(Backward breaker) するものであり、波峰が前面に巻き込まれる上述の砕波と大きく異なっている。このような砕波が生じるメカニズムについて、Cooker<sup>9)</sup> は透過波によって生じる潜堤(彼らの場合は半円柱型)上の流れが原因としているが、Run 7 の波形からわかるように、透過波前面に生じる突起状波峰が透過波本体との相互作用によって次第に発達し、その影響が shelf に及んで来ることが原因のように見える。また、Run 4 では Backward breaker は生じていないが同様な shelf の急峻化は認められる。このとき、透過波の波形も共に急

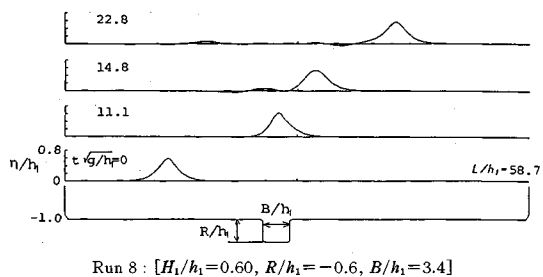


Fig.3 Transformation of a solitary wave passing over a trench

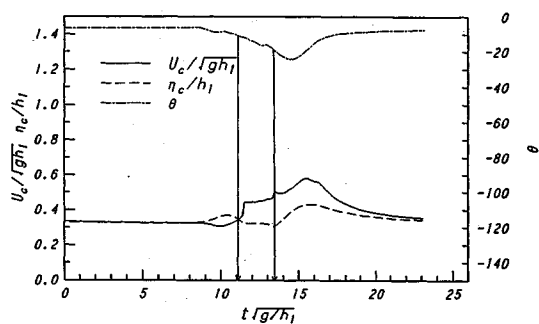
峻化 (Run 4 では砕波) していることから、これが、Run 4 および 7 に共通して認められる透過波前面の突起上波峰を媒介とした何らかの相互作用によるものとすれば、Backward breaker もこれに関連した現象とも考えられる。この外、負の反射波の発達が比較的目標立つ Run 1 の場合にも shelf の後方への急峻化が見られることから、負の反射波の励起も Backward breaker に関わっているのではないとも考えられるが、その詳細については今後の検討課題としたい。

Fig.3 は、潜堤とは逆の水深変化を与えるトレンチによる波形変化を Run 8 として示したものである。この場合は、水深が急増後に急減して元に戻るため、負の反射波の後に正の反射波が続き、潜堤の場合の反射と逆になっている。これに対して、透過波について見ると、負の反射波の励起に伴って波高の増幅は認められるが、砕波には至らず、トレンチ内では逆ステップ<sup>1)</sup>の場合と同様に前面が緩やかになり、トレンチ通過後は小さな shelf とさざ波を引きずるもののほぼ元の波形に戻っている。このように、水深変化の総量  $RB$  は前述の Run 1 の潜堤と同じであっても、入射波に及ぼす影響はトレンチの方がはるかに小さく、トレンチに波浪制御としての機能を期待することは難しいように思われる。

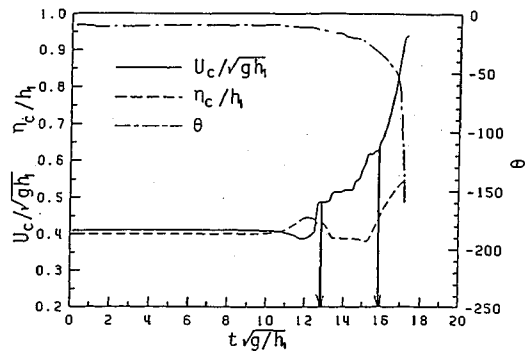
(3) 波峰諸量の変化

ここでは、孤立波が潜堤を通過するときの波頂の挙動を明らかにするため、峰の高さ  $\eta_c/h_1$ 、波頂での水平水粒子速度  $U_c/\sqrt{gh_1}$  および傾き角  $\theta$  の 3 個の波峰諸量に着目し、これらの変化について検討する。ステップの場合<sup>1)</sup>にも述べたように、破碎・非砕波による相違を除けば、波峰諸量の時間的変化には底面形状や入射波条件による砕波の違いの影響、すなわち、砕波形式の相違の影響はほとんど顕れない。また、上述の Fig.2 に示した Run 7 と 4 の間には Backward breaker の有無の差異はあるが、この点を除けば両者の波形は良く似ており、透過波の波峰の挙動は似たものになる。それ故、透過波の波峰に着目する限り、Backward breaker の影響は無視でき、Run 7 を Forward breaker に含めることができよう。

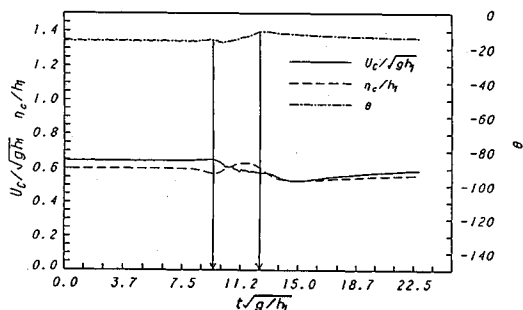
そこで、Fig.4 には非砕波 Run 1 及び砕波 Run 3 の一



(a) Run 1



(b) Run 3



(c) Run 8

Fig.4 Temporal changes of the quantities,  $\eta_c/h_1$ ,  $U_c/(gh_1)^{1/2}$  and  $\theta$ , at the top of a solitary wave during the propagation process

例ずつをトレンチの場合 Run 8 とともに示すことにする。図中の 2 本の矢印は波頂が潜堤の始端および終端を通過する時刻を示す。潜堤 (トレンチ) を通過するまでの変化はステップ (逆ステップ) の場合と同じであるが、通過後は水深の回復による効果が顕れ、一定の時間遅れの後に、潜堤到達前の状態に復帰することになる。ただし、前述したように水深回復の効果が顕れる前に浅水効果がしばらく残り、このために波峰の増幅や前傾がそのまま続くことになる。そして、水深回復の影響が顕れる前に波頂の傾き角  $\theta$  が  $-90^\circ$  に到達すると、波頂前面は鉛直となり、波頂から巻き込みジェットが形成されて、砕波となる。これに対し、 $\theta$  が  $-90^\circ$  に到達する前に水

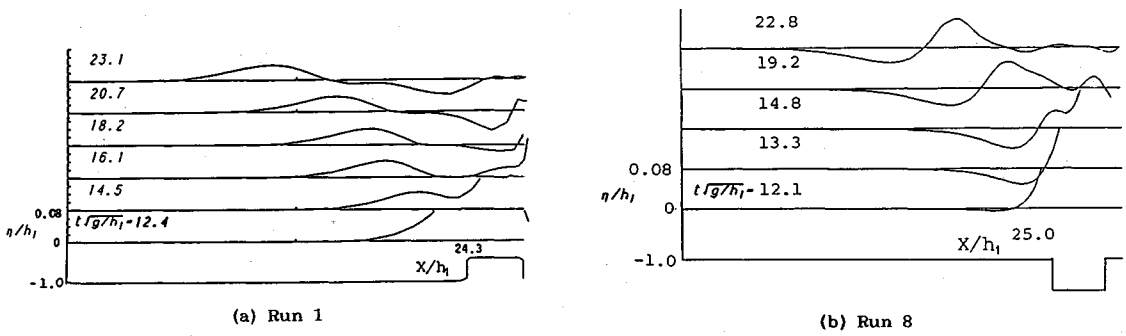


Fig.5 Backward propagation of a reflected wave from the dike and the trench

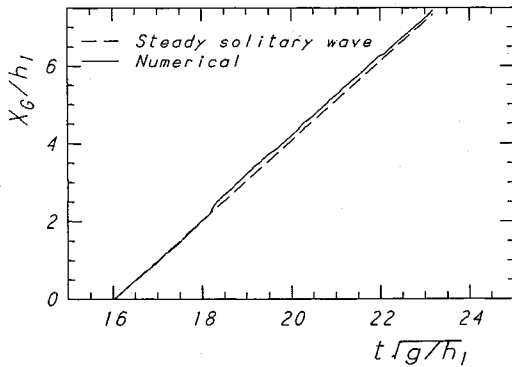


Fig.6 Temporal changes of the location of the gravity center  $X_G/h_1$  of a trailing reflected wave in Run 1

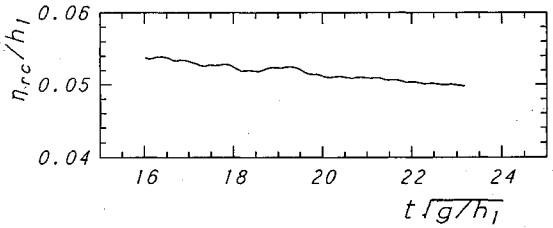


Fig.7 Temporal changes of the crest-height  $\eta_{rc}/h_1$  of the reflected wave in Run 1

深回復の影響が顕れれば、元の状態に戻り、安定な透過波として伝播して行くことになる。このように、潜堤による砕波は、水深急減が原因の不安定化と潜堤通過後の水深の回復による安定化の競合関係に支配されており、前者が卓越している場合に生じることになる。Fig.4(c)のトレンチの場合では、その時間的変化は砕波せずに潜堤を透過する Run 1 の場合の逆の傾向になっており、峯高  $\eta_c/h_1$  について見ると、潜堤の場合では正の反射波を生成するため潜堤上で減少するのに対し、トレンチの場合では負の反射波を生成するためトレンチ内で逆に増大している。このように、水深変化の正負に応じて波形も変化し、波形変化が水深変化の符合を含めた総量に依存していることがわかる。

(4) 反射波の波形変化

潜堤あるいはトレンチからの反射波が正と負の波から成っていることはすでに述べたが、ここでは、その性質について検討する。Fig.5は、前述の Fig.2 に示した Run 1 および Run 8 の反射波の部分を拡大して示したものである。潜堤からの反射では正の孤立波が先行し、その後負の波を引きずった形となっている。これに対し、トレンチからの反射では、負の孤立波の後に正の波が連行されているとも見えるが、負の波状変動と見る方が自然であり、潜堤とトレンチでは反射波の性質に明らかな

相違のあることがわかる。

Fig.6 および Fig.7 は、潜堤からの反射波の先頭部分（静水面よりも上）の重心位置  $X_G$  及び峯高  $\eta_{rc}$  の時間変化を Run 1 の場合について示したものである。Fig.6 中の破線は比較のために示した同一の波高を持つ定常孤立波の波峯位置であり、実線で示される反射波の重心位置とほとんど一致していることから、反射波の先頭部分は定常孤立波として進んでいると判断できる。ただし、Fig.7 に示す峯高の時間的変化について見ると、その後続く負の反射波との相互作用のためと考えられるが、波峯が伝播に伴って直線的に減少し、安定な定常孤立波にはまだなり切らず、波形の偏平化が進んでいることがわかる。このように、前述の Fig.5(a) や Fig.6 からは潜堤による反射波を定常孤立波と見られなくもないが、厳密には Fig.7 から分かるように非定常孤立波としての扱いが必要となる。ただし、その非定常性の程度は非常に弱く、擬定常波としての扱いは近似的に可能であろう。

そこで、潜堤前面からほぼ  $4.3 h_1$  離れると反射波の先行部分がほぼ擬定常孤立波と見なせるようになる点に着目し、そこでの反射波の波高を  $H_r$  とする。これより、この  $H_r$  の初期波高  $H_1$  に対する比を反射率  $K_r$  とし、反射率に及ぼす入射波高  $H_1/h_1$ 、潜堤幅  $B/h_1$  および潜堤高さ  $R/h_1$  の影響について検討する。Fig.8 は、 $B/h_1 = 3.4$  および  $R/h_1 = 0.6$  のときの  $H_1/h_1$  と  $K_r$  の関係を示し、図中の実線はこの関係を近似的に示したものである。 $H_1/h_1$  の変化に対する  $K_r$  の変化は極くわずかであ

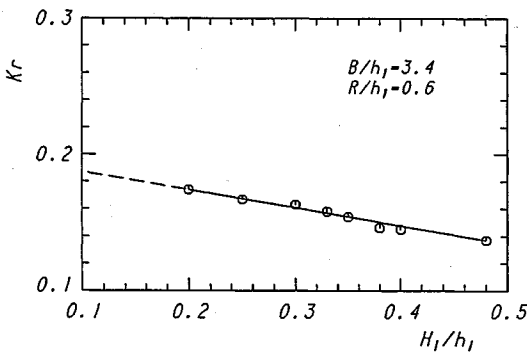


Fig. 8 Relation of the incident wave-height  $H_1/h_1$  to the reflection coefficient  $K_r$

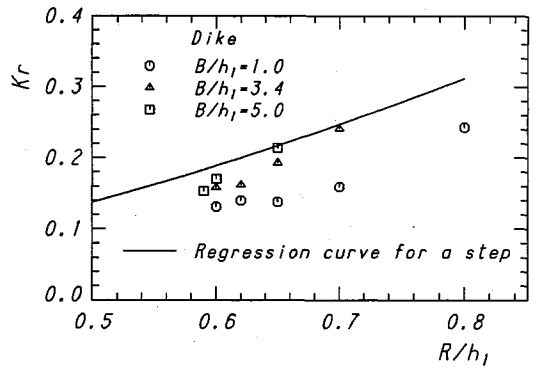
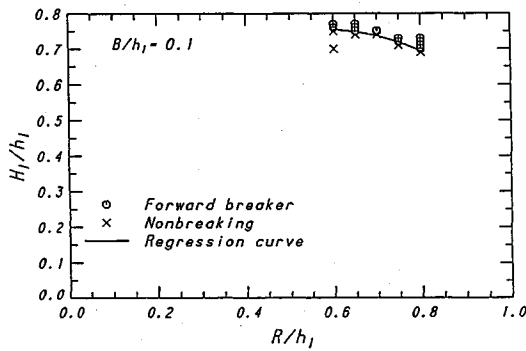
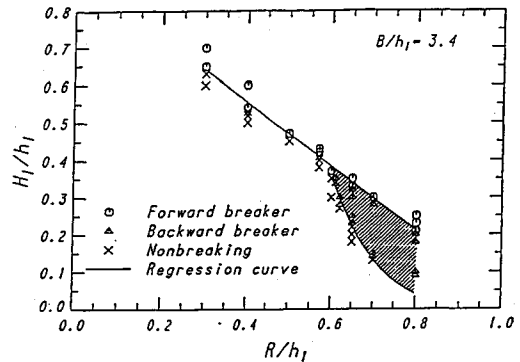


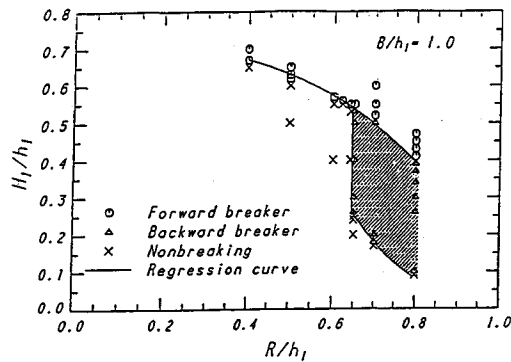
Fig. 9 Relation of the relative height  $R/h_1$  and width  $B/h_1$  of the dike to the reflection coefficient  $K_r$



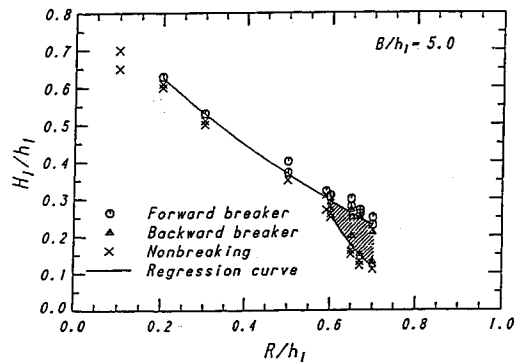
(a)  $B/h_1=0.1$



(c)  $B/h_1=3.4$



(b)  $B/h_1=1.0$



(d)  $B/h_1=5.0$

Fig. 10 Relation of the presence of breaking caused by the submerged dike with four kinds of the relative-width  $B/h_1$ , 0.1, 1.0, 3.4 and 5.0, to the wave-height  $H_1/h_1$  of an incident solitary wave and the relative height  $R/h_1$

るが、 $H_1/h_1$ が増すに従って  $K_r$  はほぼ直線的に減少している。これは、一定の形状の潜堤の下では  $H_1/h_1$  が増すに従って入射波に対する水深変化の影響が相対的に低下することによる。

Fig. 9 は、 $B/h_1$  をパラメーターとして  $K_r$  と  $R/h_1$  の関係を示したものであり、 $H_1/h_1$  の  $K_r$  に及ぼす影響は Fig. 8 に示したように小さいことから、ここでは  $H_1/h_1$  の値については区別していない。図中の実線は、矩型ス

テップの場合に導かれた反射率の回帰式

$$K_r = 0.460(R/h_1)^{1.745}, \quad 0.2 \leq R/h_1 \leq 0.8 \dots \dots (3)$$

による。 $B/h_1$  の値が増すに従って反射率は増大し、ステップの場合の反射率に接近して行くことが分かる。

#### 4. 潜堤による碎波

##### (1) 碎波限界

碎波限界については、上述のように、波頂の前面が鉛

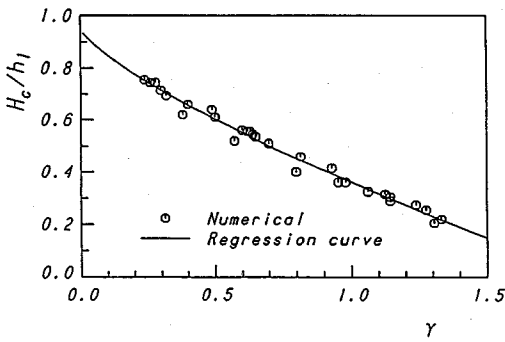


Fig.11 Relation of a parameter  $\gamma=(B/h_1)^{0.4}(R/h_1)$  to the critical incident wave-height  $H_c/h_1$  and its formulation based on a regression equation

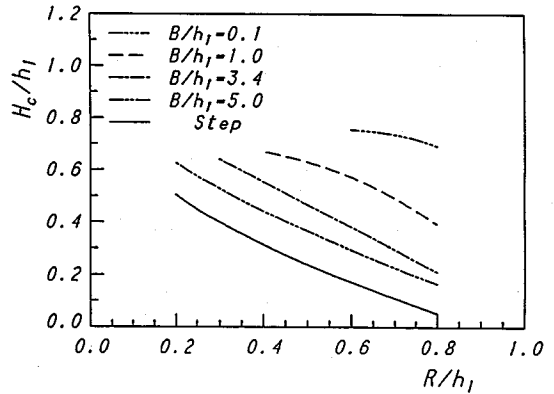


Fig.12 Influences of the relative height  $R/h_1$  and width  $B/h_1$  on the critical incident wave-height  $H_c/h_1$

直となる瞬間、すなわち波頂の傾き角  $\theta$  が  $-90^\circ$  となる瞬間を砕波限界と定義する。そして、これを超える波を砕波、超えずにそのまま透過する波を非砕波と定め、高さ  $R/h_1$ 、幅  $B/h_1$  の潜堤に入射してくる初期振幅  $H_1/h_1$  の孤立波について砕波の有無を調べ、砕波する限界(最小)の初期振幅、すなわち、臨界初期振幅  $H_c/h_1$  を明らかにする。

Fig.10は、4種類幅  $B/h_1$  ( $=0.1, 1.0, 3.4$  および  $5.0$ ) を持つ高さ  $R/h_1$  の潜堤についてそれぞれ砕波の有無を示したものである。前述の Fig.2 に示したように、透過波の波峰前面が急峻となって砕波限界に到達する通常の砕波 (Forward breaker) と shelf 背面が後方に急峻となって砕波限界に到達する砕波 (Backward breaker) の2種類の砕波が生じるため、図中では前者を○印、後者を△印として区別し、砕波せずに透過する孤立波を×印でそれぞれ示している。ただし、Backward breaker は shelf に対して生じるものであり、shelf 自体が主波に比べて小さく、前者の砕波に比べてその規模は格段に小さいため、ここでは Backward breaker を非砕波に含めて臨界初期振幅  $H_c/h_1$  を求める。図中の実線は、こうして求めた砕波・非砕波 (Backward breaker を含む) の境界を示す臨界初期振幅  $H_c/h_1$  を精度良く与えており、それぞれ次式の回帰式によっている。

$$B/h_1=0.1 : H_c/h_1=0.763-0.353(R/h_1)^{7.23}, \quad 0.6 \leq R/h_1 \leq 0.8 \dots\dots\dots(4)$$

$$B/h_1=1.0 : H_c/h_1=0.716-0.602(R/h_1)^{2.81}, \quad 0.4 \leq R/h_1 \leq 0.8 \dots\dots\dots(5)$$

$$B/h_1=3.4 : H_c/h_1=0.911-0.867(R/h_1)^{0.97}, \quad 0.3 \leq R/h_1 \leq 0.8 \dots\dots\dots(6)$$

$$B/h_1=5.0 : H_c/h_1=0.982-0.933(R/h_1)^{0.60}, \quad 0.1 \leq R/h_1 \leq 0.75 \dots\dots\dots(7)$$

これより、高さ  $R/h_1$  および幅  $B/h_1$  の矩形潜堤に入

射して来る波高  $H_1/h_1$  の孤立波が砕波するか否かについては、 $H_1/h_1$  がこれらの回帰式で与えられる臨界波高  $H_c/h_1$  よりも大きければ砕波、逆に小さければ砕波せずに透過するものと判断すれば良い。また、図中の斜線部は Backward breaker が生じる領域を示す。その領域は極めて狭いが、高さ  $R/h_1$  がほぼ  $0.6$  を超えるような場合に生じており、Backward breaker の発生にとっては潜堤の高さが本質的な条件であることがわかる。

Fig.11 は、横軸を  $\gamma=(B/h_1)^{0.4}(R/h_1)$  として各潜堤の臨界波高  $H_c/h_1$  を縦軸にプロットしたものである。 $H_c/h_1$  の値は回帰式

$$H_c/h_1=0.952-0.591\gamma^{0.76}, \quad 0.2 \leq \gamma \leq 1.4 \dots\dots\dots(8)$$

によって与えられる図中の実線の周りに若干ばらついてはいるが、ほぼ回帰式に従った関係にあることがわかる。すなわち、潜堤を高くすればそれに対応して臨界波高  $H_c/h_1$  も直線的に減少させられるが、潜堤の幅  $B/h_1$  をふやしてもそのほぼ  $0.3$  乗でしか臨界波高  $H_c/h_1$  を減少させることはできないため、潜堤によって砕波させるには、幅よりも高さの方が重要であり、幅によって高さを補うことは余り効率的ではない。この点を明確にするため、最小の断面で入射波を砕波させることのできる潜堤を水理学的に最も有利な潜堤とし、入射波高を  $H_1/h_1$  としたときの断面積  $A$  (=水深変化の総量  $RB$ ) およびその縦横比  $R/B$  について検討する。式 (8) を  $A/h_1^2$  について解くと、

$$A/h_1^2=[1.61-(H_1/h_1)]^{3.33}(R/h_1)^{-1.53} \dots\dots\dots(9)$$

が得られ、最小の断面は潜堤の高さ  $R/h_1$  をその上限である  $1$  にしたときに実現され、このときの断面積は  $(A/h_1^2)_{\min}=[1.61-(H_1/h_1)]^{3.33}$ 、縦横比  $R/B$  は  $[1.61-(H_1/h_1)]^{-3.33}$  となる。これからわかるように、潜堤の断面を水理学的に有利にするには、高さ  $R/h_1$  を出来るだけ  $1$  に近づけるだけで良く、幅  $B/h_1$  は式 (9) より

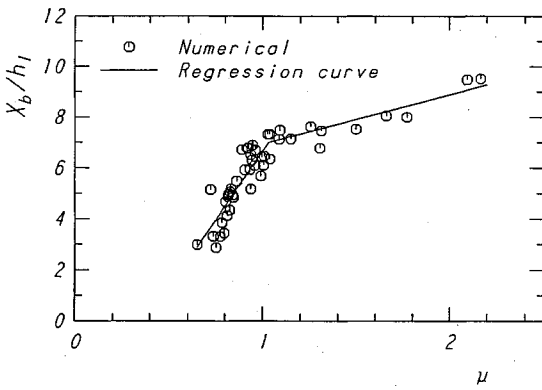


Fig.13 Location of the onset of breaking of a solitary wave caused by a submerged rectangular dike

一義的に決まる。ただし、潜堤の高さ  $R/h_1$  が決まっており、それによってある波高以上の波を砕波させる場合、この波高を  $H_c$  と置くことにより、それに必要な幅  $B/h_1$  を式 (8) によって知ることができる。逆に幅  $B/h_1$  が決まっている場合も、同様に式 (8) を用いることによって、 $H_c$  以上の波高の入射波を砕波させるに必要な潜堤上の高さ  $R/h_1$  を知ることが出来る。

Fig.12 は、上述の式 (4)~(7) の臨界波高  $H_c/h_1$  に関する回帰式にステップの場合の回帰式

$$H_c/h_1 = 1.012 - 1.063(R/h_1)^{0.46}, \quad 0.2 \leq R/h_1 \leq 0.6 \quad \dots\dots\dots(10)$$

を加え、これらによる臨界波高  $H_c/h_1$  とこのときの潜堤の高さ  $R/h_1$  の関係を示したものである。当然ながら潜堤の幅が増すに従って  $H_c/h_1$  の値は小さくなり、砕波の有無に対して潜堤の幅も含めた水深変化の総量  $A=BR$  が問題となることがわかる。すなわち、入射波高  $H_1/h_1$  の孤立波が砕波するには式 (9) で示される以上の水深変化量が必要であり、 $H_1/h_1$  および  $R/h_1$  が与えられている場合、潜堤の幅は次式の臨界幅

$$B_c/h_1 = [1.61 - (H_1/h_1)]^{3.33} (R/h_1)^{-2.53} \quad \dots\dots\dots(11)$$

以上なければならない。  $B/h_1 < B_c/h_1$  であれば、砕波に至る前に水深回復の影響が顕れ、入射波は前述の Fig.1 に示した Run 1 や 2 のように砕波せずに安定な波列として透過していく。逆に  $B/h_1 > B_c/h_1$  であれば、水深回復の影響が顕れる前に砕波することになるから、 $B_c$  を越える潜堤の幅は砕波の発生に関する限り余分ということになり、この意味で  $B_c$  を有効幅と呼ぶことが出来る。

(2) 砕波点の位置および砕波限界波高

矩形潜堤による砕波の有無の判定は、上述の式 (4) から (7) の回帰式を用いて行うことができる。残る問題は、砕波する場合の砕波点での位置とそこでの限界波

高を知ることである。ここでは、上述の数値計算結果を基にこの問題に応えたい。

まず、砕波限界に到達する位置を潜堤の始端 (肩先) からの距離  $X_b/h_1$  で表し、これと入射波高  $H_1/h_1$ 、潜堤の幅  $B/h_1$  および高さ  $R/h_1$  との関係について検討する。潜堤の高さが低くなり、 $H_1/h_1$  および  $B/h_1$  がそれぞれ臨界波高  $H_c/h_1$  および臨界の幅  $B_c/h_1$  に向かって減少するに従って、砕波するまでの距離は長くなり、 $X_b/h_1$  の値は増大するものと推察される。

Fig.13 は、こうした考察およびステップの場合の結果<sup>1)</sup>に基づく試行錯誤によって導かれた  $\mu = (0.78 - H_1/h_1)^{0.5} (R/h_1)^{-1.2} (B/h_1)^{-0.13}$  と  $X_b/h_1$  の関係を  $B/h_1 = 1.0, 3.4$  および  $5.0$  の潜堤について示したものであり、図中の実線は次式の回帰式による。

$$\left. \begin{aligned} X_b/h_1 &= 10.78\mu - 4.14, & 0.6 \leq \mu \leq 1.03 \\ X_b/h_1 &= 1.94\mu + 5.01, & 1.03 \leq \mu \leq 2.2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(12)$$

砕波点の位置  $X_b/h_1$  はパラメーター  $\mu$  のみに依っており、ほぼ回帰式に従っていると見ることができよう。

また、入射波を砕波させるような潜堤においては  $R/h_1$  および  $B/h_1$  のいずれにも下限が存在するため、 $\mu$  の値に必然的に上限 (図中の  $\mu \approx 2.2$  付近) が生じ、これに伴って  $X_b/h_1$  の値にも上限が生じるはずである。図中の結果から、その上限は 10 を少し超えた付近にあるものと推察されるが、これはステップによる場合の  $X_b/h_1$  が 10 を越えていた<sup>1)</sup>ことと対照的である。その理由としては、潜堤によって砕波する波はステップ上で砕波する波に比べて元々砕波し易い波高の大きい入射波であることや、潜堤の場合には水深の不連続変化が続き、それだけ入射波が不安定になり易いことなどが挙げられる。

ついで、砕波点での波高、すなわち、砕波限界波高  $H_b$  と入射波高  $H_1/h_1$  との関係について検討する。

Fig.14 は、砕波限界波高  $H_b$  を初期波高  $H_1$  に対する比  $H_b/H_1$  と表し、これと式 (1) の支配パラメーター  $\xi_5$  との関係を示したものであり、図中の実線は回帰式

$$H_b/H_1 = 0.111\xi_5^{0.832} + 1.073, \quad \xi_5 \leq 6 \quad \dots\dots\dots(13)$$

によって与えられている。この場合も、計算結果はほぼ回帰曲線に一致しており、潜堤による浅水効果 (振幅の増幅効果) がパラメーター  $\xi_5$  のみで一義的に定まっていることがわかる。そして、 $\xi_5$  の値が増すに従って、すなわち、入射波に対する水深変化の影響が増大するに従って、砕波限界に達するまでの浅水効果も大きくなる。

Fig.15 は、式 (1) において定義した支配パラメーター  $\xi_5$  を  $(B/h_1)^{0.8}$  で割り、これと  $H_b/h_1$  との関係を示したものであり、図中の実線は回帰式

$$\begin{aligned} H_b/h_1 &= -0.463[\xi_5(B/h_1)^{-0.8}]^{0.721} + 1.039 \\ &0.3 \leq \xi_5(B/h_1)^{-0.8} \leq 2.0 \quad \dots\dots\dots(14) \end{aligned}$$



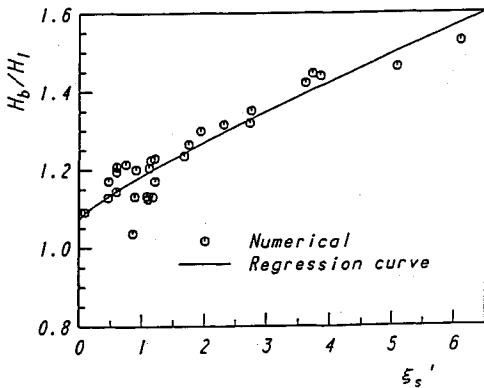


Fig. 14 Relation of the breaker height  $H_b$  at the breaking point ( $x=X_b$ ) divided by the initial wave-height  $H_1$  to the governing parameter  $\xi_s'$

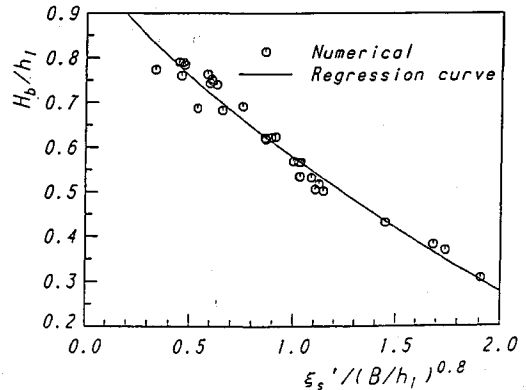


Fig. 15 Relation of the breaker height  $H_b$  divided by the unperturbed water depth  $h_1$  to the modified parameter  $\xi_s'(B/h_1)^{0.8}$

によっている。数値計算による  $H_b/h_1$  の値はほぼ回帰曲線上に分布しており、潜堤による孤立波の碎波限界波高  $H_b/h_1$  が  $\xi_s'$  そのものではないが、これを若干修正したパラメーター  $\xi_s'(B/h_1)^{-0.8} = (R/h_1)(B/h_1)^{0.2}/(H_1/h_1)^{0.4}$  に支配されていることがわかる。このパラメーターも水深変化量の入射波高に対する比に基づいている点では  $\xi_s'$  と同じであるが、式 (8) における  $H_c/h_1$  に対する  $B/h_1$  および  $R/h_1$  の関係と同様、水深変化に対する幅の影響が高さに比べて弱くなっている点で異なる。このことは、潜堤による碎波も基本的には斜面やステップ上の碎波と同様、入射波高に対する水深変化の比に支配されているが、水深変化量における潜堤の高さと幅の重みに差異があることを示している。このことが、潜堤の場合に用いる碎波指標  $H_b/H_1$  あるいは  $H_b/h_1$  によってその支配パラメーターが  $\xi_s'$  から  $\xi_s'(B/h_1)^{-0.8}$  に変わる一因にもなっているものと思われる。

## 5. 結 語

以上、本研究では BIM による数値計算結果を基に潜堤による孤立波の反射・透過・碎波特性について検討を行った。その結果を要約すれば、以下の通りである。

I) 潜堤の場合、水深の急減後に急増して元の水深に戻るため、反射波は正の孤立波の後に負の孤立波が連行された形となり、また、水深急減によって励起された shelf だけでなく、碎波波形も水深急増の影響を受けて逆に急峻となるなど斜面上やステップ上の碎波と異なった振る舞いを示し、多様な碎波波形が見られる。このため、碎波波形は潜堤による水深の浅水量のみを評価したパラメーター  $\xi_s'$  では必ずしも決まらず、水深急増の影響を評価する必要のあることが示唆された。ただし、shelf の孤立波への遷移はステップの場合と同様に見られ、また、反射波や shelf の規模が  $\xi_s'$  の値に対応している点で、反射波や shelf の励起を入射波に加えられた

せつ動 (水深変化) に対応したエネルギーの放出として  $\xi_s'$  によって一般的に理解できる。

II) トレンチの場合、潜堤とは逆に負の反射波の後に正の反射波が続くが、透過波は碎波することなくトレンチを通過し、小さな shelf とさざ波を引きずった孤立波に戻る。水深の変化量が同じ潜堤の場合と比べて波の変動ははるかに小さく、波浪制御構造物としての機能は格段に低い。

III) Cookerらによって指摘されたように、潜堤による碎波には主波が前方に overturn する Forward breaker の他に shelf が後方に overturn する Backward breaker がある。前者においては、 $\xi_s'$  の値が大きくなるに従って崩れ波型から巻き波型に遷移し、水深変化が潜堤によるものであっても碎波形式が入射波高に対する水深変化量 (せつ動の強さ) の比に支配されている。後者の原因としては潜堤によって励起される突起状波峰を媒介とした相互干渉を指摘した。そして、Backward breaker の発生領域を明らかにし、 $R/h_1$  の値がほぼ 0.6 を越える潜堤において生じていることを示した。

IV) 潜堤からの反射波の先頭部分は負の波を引きずり、厳密には非定常孤立波としての扱いが必要となるが、これを近似的に定常孤立波と見なし、所定の位置での峯高  $\eta_{cr}$  を反射波高  $H_r$  として波高  $H_r$  の入射波高  $H_1$  に対する比を反射率  $K_r$  とすると、反射率は入射波高の増加に対して微少ではあるがほぼ直線的に減少する。反射率に対する潜堤の幅  $B/h_1$  の影響は高さ  $R/h_1$  が 0.6 以上になると顕れ、幅が増すに従って反射率も増加し、ステップの場合の値に接近していく傾向が見られる。

V) 4通りの幅 ( $B/h_1=0.1, 1.0, 3.4$  および  $5.0$ ) を持つ潜堤に入射する孤立波が碎波するか否かの境界を Forward breaker および Backward breaker に関して明らかにするとともに、境界を与える臨界入射波高  $H_c/h_1$  を各潜堤ごとにその高さ  $R/h_1$  の関数として定式化し

た。さらに、この結果を一般化し、任意の幅の潜堤に対する臨界入射波高  $H_c/h_1$  の定式化を行い、所定の入射波を砕波させるのに必要な最小断面の潜堤は高さ  $R/h_1$  をその限界に近い 0.8 に近づけたものであることを見出した。また、入射波高  $H_1/h_1$  の波を高さ  $R/h_1$  の潜堤で砕波させる場合に必要な最小幅  $B_c/h_1$  は有効幅と呼べることを示し、その定式化も行った。

vi) 幅が  $1 < B/h_1 < 5$  の潜堤の場合について、砕波点の位置  $X_b/h_1$  がパラメーター  $\mu$  のみの関数として定式化できることを示した。

vii) 砕波限界波高  $H_b$  の入射波高  $H_1$  に対する比  $H_b/H_1$  がパラメーター  $\xi_s$  のみによって一義的に決まり、これの一次関数として定式化できることを示した。これに対し、 $H_b$  の初期水深  $h_1$  に対する比  $H_b/h_1$  は  $\xi_s$  そのものではなく、これを  $(B/h_1)^{0.8}$  で割った  $\xi_s / (B/h_1)^{0.8}$  に従うが、これの一次関数として同様に定式化できることを明らかにした。

以上より、潜堤による孤立波の砕波限界に関して、砕波 (Forward breaker) の有無、潜堤としての有効幅、砕波点の位置および砕波限界波高の推定が回帰式を用いて精度良く行えることが明らかとなった。また、潜堤による砕波の場合、水深急減後の急増の影響を無視できず、この影響を取り込んだ水深変化量の定義が必要となるが、基本的には斜面やステップの場合の砕波と同様、水深変化量の入射波特性に対する比に支配されている点では共通しており、この比をいかににより普遍的な形で定式化して行くかが今後の課題といえる。最後に、本研究は文部省科学研究費重点領域研究による成果であることを付記して謝意を表します。

#### 参 考 文 献

- 1) 安田孝志・原 正典・榊原幸雄：BIMを用いたステップによる孤立波の砕波に伴う変形とその法則，土木学会論

文集，No.429/II-15，pp.74~83，1991.

- 2) 田中則男：天端幅の広い潜堤の波浪減殺および砂浜安定効果について，第33回海講論文集，pp.152~157，1976.
- 3) 永井荘七郎・倉田克彦・長谷川恵一：潜堤の消波効果に及ぼす天端幅の影響，第24回海講論文集，pp.303~307，1977.
- 4) 高山知司・池田直太：広天端幅潜堤による波浪変形と護岸越波流量の低減効果，港研報告，第27巻第4号，pp.63~92，1988.
- 5) Mei, C.C. and Black, J.L. : Scattering of surface waves by rectangular obstacles in water of finite depth, *J. Fluid Mech.*, Vol.38, pp.499~512, 1969.
- 6) 井島武士・佐々木重雄：潜堤の効果に対する理論的研究，一，不透過潜堤一，第18回海講論文集，pp.141~147，1971.
- 7) Seabra-Santos, E.J., Renouard, D.P. and Temperville, A.M. : Numerical and experimental study of the transformation of a solitary wave over a shelf or isolated obstacle, *J. Fluid Mech.*, Vol.176, pp.117~134, 1987.
- 8) Sugimoto, N., Hosokawa, K. and Kakutani, T. : Reflection and transmission of a shallow-water soliton over a barrier, *J. Phys. Soc. Japan*, Vol.56, pp.2744~2754, 1987.
- 9) Cooker, M.J., Peregrine, D.H., Vidal, C. and Dold, J.W. : The interaction between a solitary wave and a submerged semi circular cylinder, *J. Fluid Mech.*, Vol.215, pp.1~22, 1990.
- 10) Yasuda, T., Hara, M. and Tanaka, M. : A computational method of the deformation including overturning of a solitary wave over a submerged obstacle, in *Numerical Methods in Fluid Dynamics II* (Eds. M. Yasuhara, H. Dajugji & K. Oshima, JSCFD), pp.919~924, 1990.
- 11) 安田孝志・原 正典・榊原幸雄：水深変化による砕波の支配パラメータと砕波形式について，海岸工学論文集，第37巻，pp.61~65，1990.
- 12) 水口 優・渡部武士：非一様勾配斜面上での砕波形式に対する一実験，土木学会第42回年次講演会概要集II，pp.502~503，1987.

(1991.6.17 受付)

## BIM SIMULATION ON DEFORMATION UP TO BREAKING OF A SOLITARY WAVE CAUSED BY A SUBMERGED RECTANGULAR DIKE

Takashi YASUDA, Masanori HARA and Yukio SAKAKIBARA

Strong interaction between a solitary wave and a submerged rectangular dike is studied, using the numerical solutions of BIM for fully nonlinear irrotational free surface flows in two-dimensional domain. The interaction takes a variety of deformations including forward or backward breaker, depending on the parameter  $\xi_s$  which means the rate of the depth change due to the dike to the incident wave-height.

Some regression equations are derived from the simulation results and found to govern i) the critical incident wave-height for the occurrence of the wave breaking caused by the dike, ii) the location of the onset of the breaking and iii) the breaking wave-height at the location.