

# 矩形ステップによる波浪の変形特性について

合田良実\*・Wudhipong Kittitanasuan\*\*・江指好美\*\*\*

## 1. まえがき

干潟は生態系の保全の場として貴重であるとともに、最近では水質改善にも大きく寄与することが指摘されている。しかし、わが国の内湾域では従来から埋め立てによる開発が進行し、自然の干潟は消滅しつつある。このため、今後は埋立地の前面などに人工の干潟を造成し、環境保全と水質改善へ役立てる動きが強まってくるものと予測される。これまでの人工干潟は、斜面形式のものが大半であった。しかし水深が10 m級になると、船舶航行水域の確保や工費節減のために、海中に直立部を設けた図-1のような柵状の形式の人工干潟の造成が多くなると考えられる。

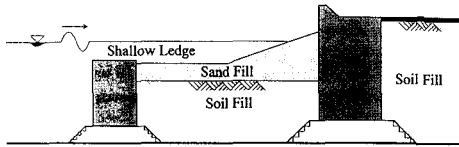


図-1 柵式人工干潟の概念図

柵状の人工干潟を模式化すれば矩形ステップである。こうした干潟を適切に計画し、設計するためには、矩形ステップ上での波の変形過程について明確な知見を得ておくことが不可欠である。本報では、この目的で行なった数値計算と水理実験による検討結果を紹介する。

## 2. 矩形ステップによる波浪変形の解析法

### (1) 領域分割法による解析

矩形ステップによる波の反射およびステップ上への伝播については、既に井島(1971)が領域分割法に基づく解析法を発表しており、反射率と波高伝達率の算定図表も作成されている。この解析法は微小振幅速度ポテンシャル理論を用いているので、先に著者ら(Kittitanasuanら, 1992)は水理実験で得られた波の基本成分波の振幅

を取出し、この振幅について反射率と波高伝達率を算定して理論値と比較した。こうして得られた波高伝達率の実験値は理論値よりもかなり小さかったため、数値計算結果を吟味したところ、矩形ステップの沖側領域とステップ上の領域との境界面で水平水粒子速度の鉛直分布が不整合になっていること見出された。また、沖側流速  $U_1$  はステップの前壁部分で流速0とならず、有限な値を保持する。図-2はそうした計算結果の1例である。

こうした不整合は、流速の連続・境界条件を水深方向の直交関係を利用して解いているために、積分値としては満足しているものの局所的には不一致が生じることによる。ただし、4.で述べるするように、波高をエネルギー的に定義するならば、反射率と波高伝達率の理論値は実験値に合致する。

### (2) 境界要素法による解析

現実の問題では波の非線形性が重要になるので、境界要素法(以下BEMと略記)による解析を行なった。数値解析法の詳細についてはKittitanasuanら(1993)およびKittitanasuan(1994)を参照されたい。

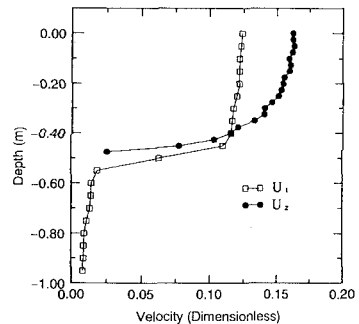


図-2 境界面での水粒子速度の比較 ( $k=1.0$  m,  $q=0.5$ )

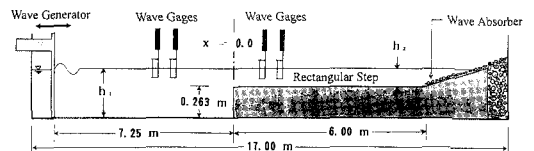


図-3 模型矩形ステップと2次元実験水槽

\* 正会員 工博 横浜国立大学教授 工学部建設学科  
 \*\* 工博 タイ国立チュラロンコン大学講師 工学部水資源工学科  
 \*\*\* 横浜国立大学大学院 工学研究科

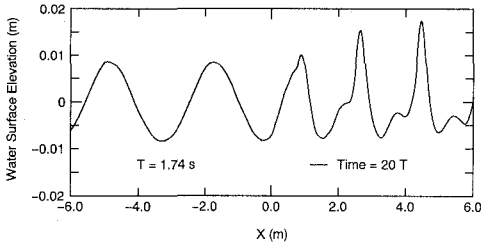


図-4 BEMによる波の空間波形 ( $h=0.376$  m,  $q=0.3$ )

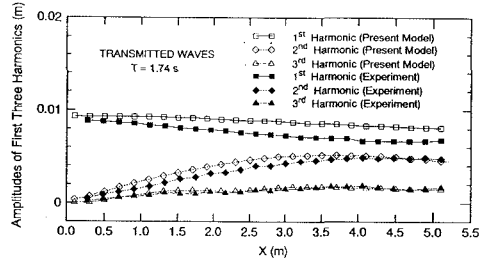


図-5 成分波の振幅の場所的变化 ( $H_1=1.6$  cm)

造波板側の境界は無反射性としてピストン型運動に対する水平速度の境界条件を与え、反対側の境界も無反射性として波を自由に通過させた。無反射性は、速度ポテンシャルに Sommerfeld の境界条件を適用することでほぼ満足させた (計算結果における反射率は 8% 以下)。

鉛直境界、底面、および水面の全要素数は 168、 $\Delta x$  は波長の  $1/15 \sim 1/18$  とし、 $\Delta t$  は計算精度を保持するように周期の  $1/16$  に定めた。数値計算における水深、波高、周期等は、図-3 に示す 2 次元造波水槽での水理実験と対比が可能ないように選定した。水槽は幅 0.6 m、長さ 17.0 m であり、このなかに造波板から 7.3 m 離して長さ 6.0 m、高さ 0.263 m の矩形ステップを設置した。ステップの後は消波のために  $1/10$  勾配斜面を設けている。なお、本報では特に断らないかぎり、一様部水深  $h_1=0.376$  m、ステップ上水深  $h_2=0.113$  m ( $q=0.300$ ) で数値計算および水理実験を行なった結果を記述している。

数値計算で得られた波の空間波形の 1 例を図-4 に示す。座標軸の  $x=0.0$  m が矩形ステップの先端である。ここには示していないが、波の時間波形に関する実験と数値計算の結果はよく一致しており、BEM が波高水深比  $H/h$  が 0.3 程度まで適用可能であることが確認された。

### 3. 矩形ステップ上の波の非線形性

上に示した図-4 の波形でも、矩形ステップ上では二次波峰の出現が認められる。これは、波が浅海域に進行したときにそれまでの準正弦波形では安定を保ち得ないため、余剰のエネルギーがソリトンとして放出されるためと解釈されている。こうしたソリトン分裂を伴う非線形波浪の時間波形をフーリエ解析すると、各成分波の振幅は波の伝播とともに周期的に変化することが認められる。図-5 は、数値計算および水理実験による矩形ステップ上の時間波形から基本、2 倍、および 3 倍周波数成分の振幅を求めて比較した結果である。基本周波数成分の振幅の実験値が計算値よりもやや小さいことを除けば、計算値は実験値によく一致している。

なお、成分波の振幅を求めるときには、実験・計算のいずれも、合田・鈴木ら (1976) の入反射分離法を用い

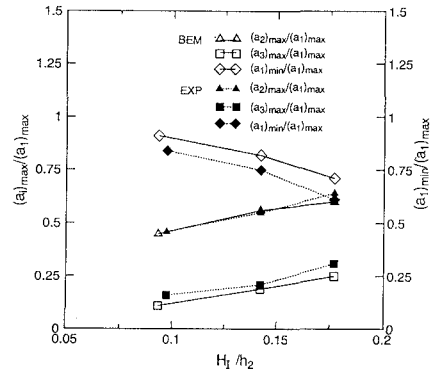


図-6 伝達波のフーリエ成分波の振幅の最大値と最小値

て 2 点での同時測定時間波形に基づいて解析している。2 測点の間隔は、基本周波数成分の波長の 5% よりも大きく、3 倍周波数成分の波長の 45% よりも短くなるように設定した。

こうした地形急変箇所における高調波成分の発生は、既に矩形潜堤の場合について大山・灘岡 (1991) が報告している。図-5 では、 $x=4.0$  m 付近で基本成分波の振幅が最小、2 倍・3 倍周波数成分の振幅が最大となっている。数値計算をさらに遠方まで継続すると、高調波成分の振幅が最小値にまで減少し、基本周波数成分の振幅がもとの値に回復し、こうした変化が周期的に繰り返される。この繰り返し間隔は、Goda (1964) による 2 次波峰の追い越し間隔に一致することが確認されており、浅海域に伝播する非線形波浪の一般的性質と理解される。

図-6 は、基本成分波の振幅の最小値および 2 倍・3 倍周波数成分の振幅の最大値が波高水深比  $H_1/h_2$  によって変化する状況を示したものである。水深は  $h_2=0.113$  m、周期  $T=1.74$  s である ( $h_2/L=0.0633$ )。

### 4. エネルギー換算波高とその補正

波の非線形性が強くてソリトン分裂を伴う場合には波形が場所とともに変化し、通常の間から谷までの鉛直距離で定義される波高も場所的に変動する。こうした測定位置の影響を取り除く方法として、ここでは次のような

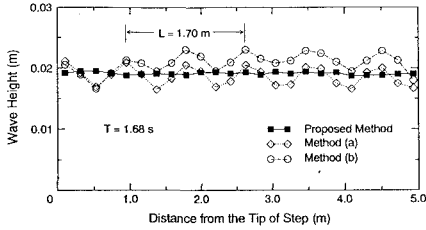


図-7 エネルギー換算波高と在来方式の波高との比較

エネルギー換算波高を規則波に対して提案する。

$$H = \sqrt{8E}; E = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{n_{max}} a_i^2 \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 $a_i$ は波形のフーリエ解析で得られる成分波の振幅であり、積分の上下限の周波数は合田・鈴木ら (1976) の入反射波分離法が適用できる範囲である。式 (1) は分離計算を行なって求めた入射波、反射波それぞれの振幅に対して適用する。図-7の黒四角はこの方法で求めた波高であり、測定位置にかかわらずほぼ一定な値を示している。なお、波の非線形性が強く高次の高調波成分までを取り扱わなければならない場合は、3本以上の波高計を用い、入反射波分離の有効周波数範囲を広げる必要がある。

図中に Method (a), (b) と注記してある白抜きの記号は、入反射分離の結果からまず反射率  $K_R$  を推定し、測定した2地点の波高の平均値あるいはエネルギーの平均値からの換算波高を  $(1+K_R^2)^{1/2}$  で除して入射波高とする方式による値である。両者とも水路末端の1/10勾配斜面からの反射波の影響が除去できず、部分重複波としての波高変動を伴っている。

式 (1) によるエネルギー換算波高を用いて矩形ステップの反射率と波高伝達率を調べた結果の1例が図-8である。図中に Present Model と記されているのが BEM による数値計算波形を解析した結果であり、Ijima's と記されているのが井島 (1971) の領域分割法に

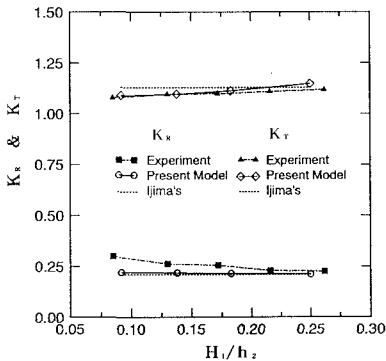


図-8 矩形ステップの波高伝達率と反射率 ( $T=1.30$  s)

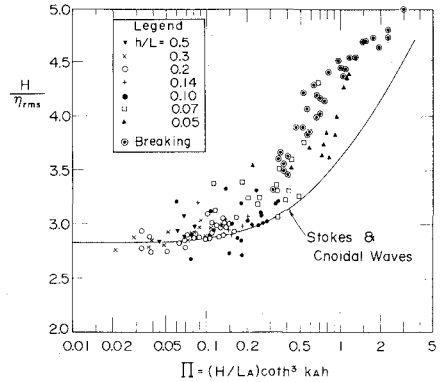


図-9 波の非線形性による波高振幅比  $H/\eta_{rms}$  の増加率

よる結果である。両者の差は小さく、また実験値ともほぼ一致している。したがって、波高をエネルギー換算値で表すかぎりにおいて、矩形ステップの反射率および波高伝達率を領域分割法で算定することが可能である。

矩形ステップ上での波の作用を検討するときには、エネルギー換算波高ではなく、波の山から谷までの鉛直距離としての波高を知る必要がある。2種類の波高の差は、有限振幅波のポテンシャルエネルギーが同一波高の微小振幅波よりも小さいことに起因する。図-9は、先に合田 (1983) が検討した  $H/\eta_{rms}$  と非線形性パラメータ  $\Pi = (H/LA) \coth^3 k_a h$  の関係である。ここで、 $L_A$ ,  $k_A$  は微小振幅波の波長と波数であり、 $\Pi=0$  では  $H/\eta_{rms} = \sqrt{8}$  である。図中の曲線は第3次近似ストークス波と第2次近似クノイド波の波形から求めた理論値である。実験値よりもやや低めであるが、この理論値に試行錯誤で関数式を当てはめ、それをエネルギー換算波高に対する修正率の形に書き改めると、次のような経験式が得られる。

$$\lambda_H = H/H_E = 1 + 0.082 [\log_{10}(\Pi/0.03)]^{2.9} \quad ; \Pi > 0.03 \dots (2)$$

ここに  $H_E$  は式 (1) によるエネルギー換算波高であり、 $\Pi$  が 0.03 以下では  $\lambda_H = 1.0$  とおく。

### 5. 渦によるエネルギー損失

矩形ステップのような地形急変箇所では渦の発生によりエネルギー損失が生じていると考えられる。このため、光ファイバーレーザー流速計を用いてステップ前端部周辺の水平・鉛直水粒子速度の計測を行なった。ステップ前端から 10 cm の範囲は 1 cm 間隔、その外は 2 cm 間隔で 487 点の測定格子を設け、水平・鉛直の成分ごとに各点で約 20 s ずつ測定した。この流速計は水中の微細粒子を検出してその移動速度を測定する。このため流速は不等時間間隔で記録され、測定記録の同期をとるのがむずかしい。ここでは、同時に記録した波形記録のゼロアップ時刻を起点として、流速記録を1周期分に畳み込んだ。

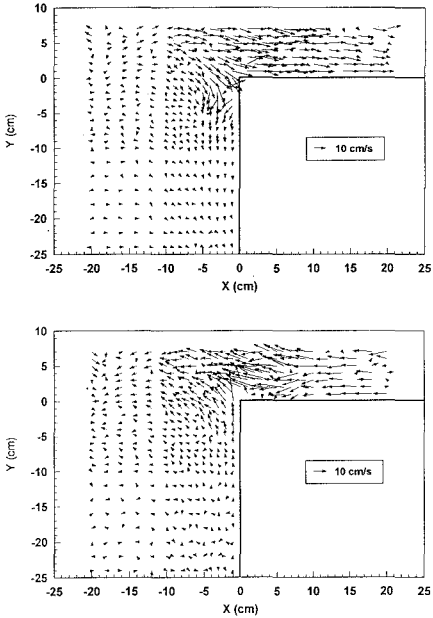


図-10 矩形ステップ先端部での流速ベクトル図

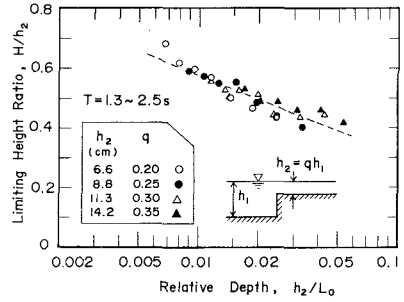


図-11 矩形ステップ上の砕波限界波高

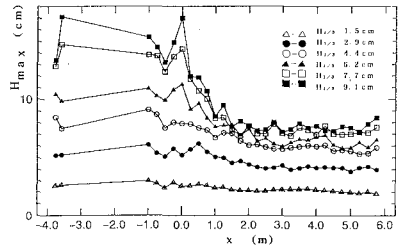


図-12 砕波を伴う不規則波の  $H_{max}$  (静水深  $h_2=11.3$  cm)

そして、1周期を32分割して、各区間の流速測定値の平均を求め、これをその区間の時刻の代表値とした。このようにして求めた水平・鉛直粒子速度を合成した結果の例が図-10である。波は周期1.707 s、波高2.85 cmの規則波である。

この図には波が矩形ステップ上へ流入あるいは流出する1/2周期ずらした時刻の速度ベクトル分布を示しており、この時刻では渦の発生は認められない。しかし、これらと約1/4周期ずれた時刻では速度ベクトル分布が乱れており、渦の発生が推定された。実験では色素の注入によってステップの直上および前壁沿いに交互に渦が発生する状況が観察された。

渦によるエネルギー損失については渦度の計算に基づいて推定した。先に Kittitanasuanら(1993)が報告したように、時刻によっては10%以上の損失率になるものの、1周期平均では約3%以下であった。渦によるエネルギー損失が小さいことは、入射波、反射波、伝達波のエネルギー輸送率の比較からも確認されている。

### 6. 矩形ステップ上の砕波限界

矩形ステップ上へ伝播する波の波高が大きくなると、伝播途中で波形が歪み、波峰が崩れてわずかに泡を巻き込むようになる。この状態を砕波と定義する。ステップ上の水深が  $h_2=0.113$  m のときは入射波高4 cm前後でステップ先端から1.7~1.8 mの地点で砕波が始まり、入射波高を大きくすると砕波がステップ先端に近付

く、矩形ステップの高さを0.263 mと固定したまま、水深を一樣部で  $h_1=0.329\sim0.405$  m、ステップ上で  $h_2=0.066\sim0.142$  m、水深比  $q=h_2/h_1=0.20\sim0.35$  と4通りに調整し、周期を  $T=1.3\sim2.5$  sの範囲で7通りに設定し、波高を少しずつ増大して砕波の始まる波高値を検出した。砕波開始の入射波高はステップ水深比によらず、ほぼ次式で表示することができた。

$$(H_1/h_2)_b = 0.453 + 0.023 \ln(h_2/L_0) \quad ; 0.20 \leq q \leq 0.35 \quad \dots (3)$$

また、砕波限界のステップ上の波高  $H_T$  はエネルギー換算波高として求めたので、これに式(2)の修正係数を繰り返し適用して通常定義の砕波限界波高を推定した。この限界波高水深比  $H_T/h_2$  を水深波長比  $h_2/L_0$  に対して表示したのが図-11である。Tsutsui・Zamami(1993)はステップ上の砕波限界がステップ水深比  $q$  によって変化するとしているが、今回の実験データの範囲ではステップ水深比  $q$  の影響はほとんど認められない。

不規則波浪の場合には、ステップ上で図-11の比率を大きく上回る波高値が出現する。図-12は JONSWAP型スペクトル( $\gamma=1$ )を持つ  $T_{1/3}=1.07\sim1.11$  sの不規則波を造波し、その入射波高レベルを  $(H_{1/3})_I=1.47\sim9.07$  cmと変えて作用させたときの最大波高  $H_{max}$  の場所的変化を求めた結果である。この結果では、ステップ上の水深  $h_2=11.3$  cmに対し、 $H_{max}=7$  cm以上の波が観測されている。

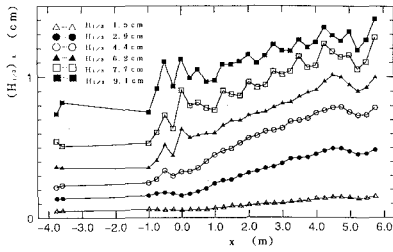


図-13 矩形ステップ上の長周期波の有義波高

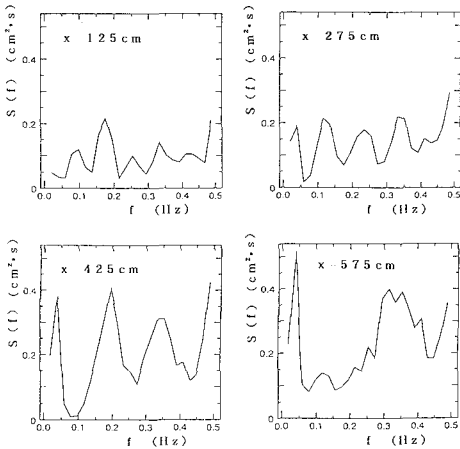


図-14 長周期波の周波数スペクトル [(H\_{1/3})\_I = 6.2 cm]

7. 矩形ステップ上の長周期波

不規則波中の最大波高が規則波の砕波限界を超える一つの理由は、不規則波ではステップ上に長周期の水面振動が発達するためである。ステップ上の波形記録に low-pass filter をかけて周波数 0.4 Hz 以下の長周期波形を抽出し、それについて有義波高を算出した結果が図-13 である。入射波高の小さいときは波高の増加につれて長周期振動の振幅が急速に増大するが、ステップ上で砕波が顕著になると振幅増大率が小さくなり、長周期水面振動の振幅の絶対値が頭打ちになる。

こうした長周期水面振動の周波数スペクトルの例を図-14 に示す。スペクトル密度が周期的に変化するの、ステップ終端を腹とする重複波が形成されているためである。ステップの長さ  $l$  とすると、ステップ上の各位置での重複波の振幅は次式で表される。

$$A = a_1 R(kl) |\cos k(l-x)| \dots\dots\dots (4)$$

ここに  $a_1$  は入射波の振幅、 $k$  は波数、 $R(kl)$  は矩形ステップの共振作用による振幅増幅率で、Hunt (1993) によれば次式のように与えられる。

$$R(kl) = 2 / [\cos^2 kl + (\sin^2 kl) / q]^{1/2} \dots\dots\dots (5)$$

この式 (5) は津波の増幅現象を対象として長波近似で導かれたものであるが、浅海表面波についても近似的

に適用できることを著者等は水理実験で確認している。

図-14 にみられるスペクトル密度の周期的変化は、水路末端の 1/10 斜面の有効長を含めたステップ長を  $l = 7.13 \text{ m}$  と見積もることによって十分に説明される。しかしながら、部分重複波ならばその腹での振動が測定位置にかかりなく一定である。ところが図-14 ではステップの先端に近付くにつれてエネルギーレベルが低下しており、これが図-13 における長周期振動の有義波高の場所的变化に対応している。このことは、矩形ステップ上で長周期波を増大させる何らかのメカニズムが働いているといわざるを得ない。今後の研究課題の一つである。

8. むすび

本報では、矩形ステップによる波の変形について、境界要素法による数値計算と水理模型実験により検討を行い、矩形ステップ上の波の非線形性や砕波限界を明らかにした。ソリトン分裂を伴うような波に対しては、エネルギー換算波高を用いることを提案した。この換算波高に対しては領域分割法で算定される反射率、波高伝達率が適用できる。また、エネルギー換算波高から通常定義の波高へ戻すための経験的補正式を提案した。

こうした規則波の変形に対し、不規則波が作用する場合にはステップ上で長周期水面振動が発達し、これも一因となって波高の最大値は規則波の砕波限界を上回るようになる。今後は、不規則波に対する矩形ステップの応答を解明することが課題と考えられる。

参考文献

井島武士 (1971): 最近の波浪理論における境界値問題の解法とその応用, 水工学夏期研修会講義集, pp. B 11~30.  
 大山 巧・灘岡和夫 (1991): 数値水槽を用いた潜堤による波の分裂現象の解析, 第 38 回海岸論文集, pp. 16-20.  
 合田良実 (1983): 波浪の非線形性とその記述パラメーター, 第 30 回海論文集, pp. 39-43.  
 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊地 治 (1976): 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港研資料, No. 248, 26 p.  
 Goda, Y. (1964): Travelling secondary wave crests in wave channels, PHRI, Rept. No. 13, pp. 32-38.  
 Hunt, B. (1993): Coastal amplification of a tsunami wave train, J. Hydr. Res., Vol. 31, No. 3, pp. 415-432.  
 Kittitanasuan, Wudhipong (1994): Nonlinear wave transformations over a rectangular step in finite depth water, Dr. Dissertation to Yokohama National Univ., 159 p.  
 Kittitanasuan, W. and Y. Goda (1992): 第 47 回土木学会年講概要集, 第 2 部, pp. 1170-1171.  
 Kittitanasuan, W., Y. Goda, and T. Shiobara (1993): Deformation of nonlinear waves on a rectangular step, Coastal Eng. Japan, Vol. 36, No. 2, pp. 133-153.  
 Tsutsui, S. and K. Zamami (1993): Jump condition of energy flux at the line of bathymetric discontinuity and wave breaking on the reef flat, Coastal Eng. Japan, Vol. 36, No. 2, pp. 155-175.