

孤立波の斜面反射特性に関する研究

松 田 健 志*

1. ま え が き

洋上石油備蓄基地、洋上発電プラント、貯炭バージなどの海面を利用する設備の建設、沿岸部における種々の構造物の構築あるいは海面の埋立てでは、来襲波浪条件設定が必要である。波浪条件、すなわち波高、波向および周期は構造強度の観点からはもとより、最近は環境影響評価の立場からも迅速かつ高精度な評価が要求される。

この場合、対象波浪は通常気象下の波浪および異常気象下の極大波浪であり、波形変化に係る現象は有限振幅浅海波の回折、屈折、浅水変形、碎波、反射を包含する。

このような波浪の諸元を評価するについて、水理模型実験は一つの有用な手段となる。模型実験では普通、経済的技術的理由から、自然海域内の複雑な海底や沿岸形状を単純化して模型化せざるを得ない。一方沿岸部は、そこでの波浪反射特性が現地と模型とで等しくなければ模型海域に現れる波高分布の信頼性が消失する。このことから浅海波浪反射特性の模型上への再現性が重要となるわけである。ところが実際には、再現すべき浅海波浪反射特性そのものに関する知見が乏しく、不明点も多いのが現状である。本研究ではこの浅海波浪反射特性を急勾配斜面について実験的に調査し、理論的考察とともにまとめた。なお、ここでいう反射特性とは、波高反射率、入射波と比較した反射波の波長変化および反射波の位相ずれである。

2. 実 験

(1) 実験装置と実験方法

浅海波の極限形である孤立波を使って反射特性を調べた。孤立波は気圧式造波タンクで起こす。タンク内の空気を真空ポンプで抜いて水を吸い上げておき、空気弁を開いて水を自然流下させると造波タンクの前面には段波が現れる。この段波は伝播とともに変形し、最終的に孤立波(ソリトン)となって落着く¹⁾。図-1に実験装置を示す。使用水路の寸法は幅 0.33 m、高さ 0.70 m。タンクを除く一様水深部分の長さは約 11 m である。水深

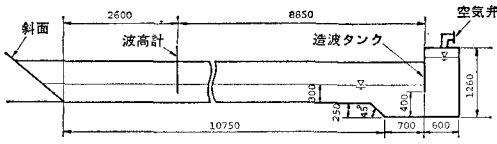


図-1 実験装置

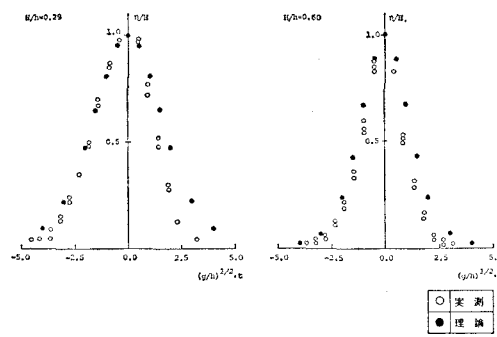


図-2 実測波と理論波の比較

30 cm のときの造波タンクの前方 8.85 m で記録した波形と孤立波の理論波形との比較を図-2に、発生波高の再現精度を表-1にそれぞれ示しておく。発生する孤立波の波高がタンク内に吸い上げる水面高さで決まるので、波高制御は容易である。

実験条件は表-2に示すとおりである。水深 30 cm に対して波高水深比は、 $H/h=0.22$ 、 $H/h=0.30$ 、 $H/h=0.60$ の 3 種類。反射面は一様斜面とし、斜面の傾斜角度を $20^\circ \sim 90^\circ$ まで変化させた。波形の記録位置は入

表-1 発生波高の再現精度

目 標 値		再 現 値			
H/h	H	計測回数	平均波高 $\bar{H}$	標準偏差 δ	$\delta/\bar{H} \times 100$
0.22	6.6 cm	180 回	6.57 cm	0.25 cm	3.8%
0.30	9.0	177	8.80	0.29	3.3
0.60	18.0	168	17.6	0.41	2.3

表-2 実験条件

水 深 h	30 cm		
波高水深化 H/h	0.22	0.30	0.60
斜面傾斜角度 θ	$20^\circ, 25^\circ, 30^\circ, 35^\circ, 40^\circ, 45^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$		

* 三菱重工業(株) 高砂研究所 水力研究室

射孤立波の後に引き続きぎ波が反射波と干渉しないように選んだ。斜面は波高計の先 2.6 m より始まる。

(2) 実験結果

表-3 の左欄に実験で得た波高反射率をまとめる。波

表-3 実験結果 波高反射率および位相ずれ

斜面傾斜 角度 θ	波 高 反 射 率 K_r			反斜波の位相ずれ $\tau(g/h)^{1/2}$		
	$H/h=0.22$	$H/h=0.30$	$H/h=0.60$	$H/h=0.22$	$H/h=0.30$	$H/h=0.60$
20°	0.52*	0.52*	0.32**	11*	12*	14**
25°	0.72*	0.63*	0.35**	10*	10*	11**
30°	0.77	0.57	0.43**	7.9	8.7	8.5**
35°	0.77	0.56	0.50**	7.0	6.1	7.0**
40°	0.72	0.65	0.54**	5.4	5.2	5.7**
45°	0.74	0.70	0.57**	4.6	4.5	4.9**
50°	0.74	0.77	0.63**	3.3	3.7	4.2**
60°	0.83	0.90	0.68**	2.3	3.4	3.3**
70°	0.87	0.94	0.75**	2.0	1.9	2.5**
80°	0.90	0.98	0.76	1.1	1.1	2.3
90°	0.91	0.98	0.79	0.2	0.8	1.5

入射波破波 * 反射波破波 **

高反射率は傾斜角度が緩やかになるほど小さい。この表では入射波が斜面上で破波した場合と反射波も斜面上で破波した場合を区別してある。後に述べるように、反射波は2つの卓越した波で構成される。表-3 の波高反射率はそのうち1番目の波の波高を使って求めている。碎波・非碎波の区別も同様である。波高反射率は、傾斜角度が 70° 以下で碎波する $H/h=0.60$ を除き、角度 $\theta=25^\circ\sim30^\circ$ 付近にピークを持つ。図-3 は $H/h=0.30$ の波形記録である。横軸で $t=0$ 秒の波が入射波、反射波はこれに続いて $t=2$ 秒以後に現れている。

図-3 によれば、反射波の見掛け上の波長は入射波のそれと比較して長くなっている。また、反射波はその第1波に引き続き、波高はそれほど大きくない第2波を伴う場合が多い。この2番目の波は、 $\theta=35^\circ\sim45^\circ$ 付近で波高が最大となる。2番目の波は伝播に伴う分裂で発生したものではなく、back wash の過程で斜面上を遡上した波の先端が取り残されるように遅れて流下し、斜面先に突入するときの水面の乱れによる。この乱れの外観はプランジング型の碎波に似ているが、実体は跳水に近い。発生した水面の乱れは斜面で反射してから入射波と反対の方向へ進む。

反射波の位相ずれは、斜面から一様水深部へ移行する境界の斜面先端を基準線とした。この位置に立つ直壁からの位相ずれを持たない反射波を想定して、この波に対する斜面からの実際の反射波の斜面先端通過時刻の遅れをもって反射波の位相ずれとする。斜面先端から波形記録位置までの距離 s を用いて、位相ずれ τ を式 (1) で

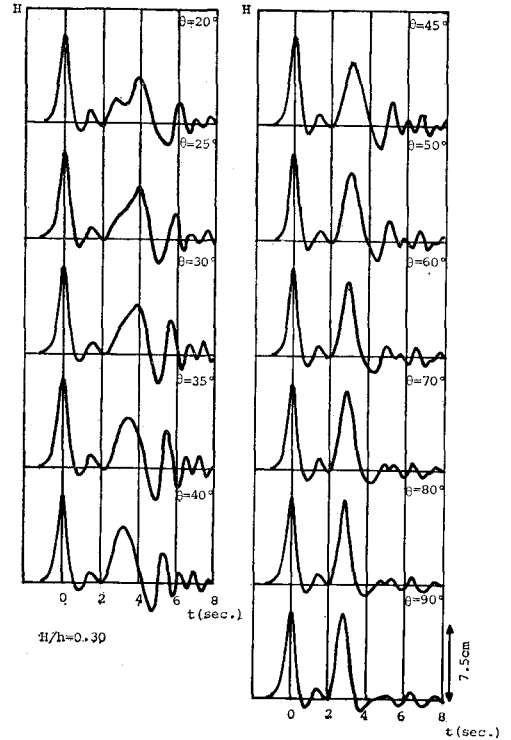


図-3 波形記録

求めた。結果を表-3 の右欄に示す。

$$\tau \doteq t_s - \left(\frac{s}{C} + \frac{s}{C_r} \right) \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 t_s は入射波が計測位置を通過してから反射波が同位置へ戻ってくるまでの経過時間、 C と C_r はそれぞれ入射波と反射波の波速である。位相ずれは θ が小さいほど増加することがわかるが、 H/h の違いによる位相ずれの有意な差異は実験結果からは判読できない。

3. 考 察

(1) 波高反射率

波高反射率のピークは周期波の resonance 現象²⁾に似ている。Surf similarity parameter を孤立波の有効波長³⁾を用いて求めてみても 0.3 前後となって resonance 発生の上限に近い。しかし、例えば 図-3 を見てわかるように、計測位置での波形は $\theta=30^\circ$ 以下で未だ安定せず、さらに斜面から 7.6 m の位置でも波形は定まらなかった。 θ の小さい斜面上では、反射波形が入射波形から大きく離れて変形するので波高に着目する反射率の物理的意味は薄くなる。

(2) 反射波の波長

Peregrine⁴⁾ は斜面からの反射波を特性曲線を使い検討している。図-4 のように入射波の先端が a 点に到達したときに反射が始まり、入射波の後端が b 点に到達して反射を終了するものとする。幾何学的な関係から、 C_1 ,

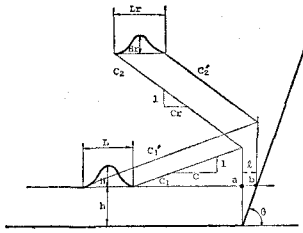


図-4 入射波と反射波の波長の関係

C_1' 曲線の水平間隔 L と C_2, C_2' 曲線の水平間隔 L_r は C_1, C_1' 曲線の折り返し点の間隔 l を含めて次の関係にあることがわかる。

$$L_r = \frac{C_r}{C}(L+l)+l \quad \dots\dots\dots(2)$$

C, C_r はそれぞれ入射波と反射波の波速、 L, L_r はそれぞれ入射波と反射波の波長、 l は斜面の水平長である。ここで、反射波の基本的形状を入射波と同じ孤立波形と考える。孤立波の波速と有効波長を用いれば、式 (2) は、

$$\frac{2\pi}{\sqrt{3K_r H/h}} = \sqrt{\frac{1+K_r H/h}{1+H/h}} \left(\frac{2\pi}{\sqrt{3H/h}} + l/h \right) + l/h \quad \dots\dots\dots(3)$$

となる。 K_r は入射波高 H と反射波高 H_r の比 H_r/H で波高反射率である。式 (3) から K_r を求めると 図-5

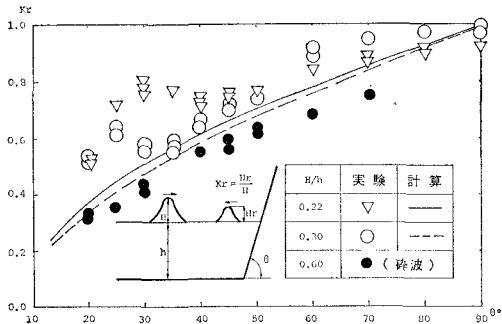


図-5 波長変化から求めた波高反射率と実験値の比較

のようになり、 $\theta=25^\circ \sim 30^\circ$ 付近のピークを除いて実験結果をよく説明する。非砕波の場合の波高反射率が斜面上の摩擦だけの理由で 1.0 以下を呈するとは考えにくく、上に示したような波長変化の考察は、波高反射率が反射波の波長と絡むことを示唆しているものといえよう。

(3) 位相のずれ

斜面上の波動式を導き、特性曲線法により位相ずれを求める。座標は 図-6 のように定める。斜面上の水平、鉛直方向の水粒子速度を u, w とおくが、長波にならない流体中の水粒子鉛直加速度は重力の加速度と比較して小さいとする。回転成分を運動量方程式から分離して零とおくと、 p を圧力、 ρ を水の密度として、

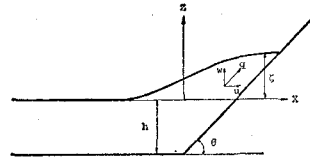


図-6 座標系と記号

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial(u^2+w^2)}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(4)$$

が水平方向について成り立つ。この式の圧力項に $p = \rho g(\zeta - z)$ を代入して次式を得る。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial(u^2+w^2)}{\partial x} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} \quad \dots\dots\dots(5)$$

ただし、 ζ は x 軸からの水面偏差、 g は重力加速度である。ここで、一様水深部から斜面部に達した波動下の水粒子の運動は一様に斜面方向へ沿うと考えて、 $q^2 = u^2 + w^2$ なる斜面に沿う速度 q を導入する。このとき、水平と鉛直方向の速度成分 u, w はそれぞれ、

$$u = q \cos \theta, \quad w = q \sin \theta \quad \dots\dots\dots(6)$$

である。 θ は斜面の傾斜角度である。式 (6) を式 (5) に代入して、次式を得る。

$$a \frac{\partial q}{\partial t} + \frac{1}{2} \frac{\partial q^2}{\partial x} + g \frac{\partial \zeta}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots(7)$$

また、連続の式は周知の、

$$\frac{\partial u(\zeta+h)}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots(8)$$

に式 (6) の第 1 式を代入して、

$$a \frac{\partial q(\zeta+h)}{\partial x} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots(9)$$

とする。式 (7) と式 (9) が基礎式である。ただし、 $a = \cos \theta$ と置いた。この 2 つの式を無次元量で置き換えて、

$$a \frac{\partial q}{\partial t} + q \frac{\partial q}{\partial x} + 2c \frac{\partial c}{\partial x} = -S \quad \dots\dots\dots(10)$$

$$2aq \frac{\partial c}{\partial x} + ac \frac{\partial q}{\partial x} + 2 \frac{\partial c}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots(11)$$

としておく。無次元パラメータは一様水深部の水深 h_0 を代表長に、 $x = x'/h_0$, $t = t'(g/h_0)^{1/2}$, $q = q'/(gh_0)^{1/2}$, $\zeta = \zeta'/h_0$, $h = h'/h_0$, また、 $c = \sqrt{\zeta+h}$, $S = \tan \theta$, である ($'$ は次元量)。Freeman・Lé Méhauté らが遡上の計算に用いた式との相異は、式 (10) と式 (11) のそれぞれの左辺第 1 項に $a (= \cos \theta)$ がつく点にある。摩擦項は省略している。式 (10) と式 (11) から、

$$\frac{dq}{dt}(C_{\pm}a - a^2q) + 2c \frac{dc}{dt} + S(aq - C_{\pm}) = 0 \quad \dots\dots\dots(12)$$

なる特性方程式が得られる。特性曲線は $dx/dt = C_{\pm}$ で、

$$C_{\pm} = \frac{a^2q + q \pm \sqrt{(a^2q - q)^2 + 4a^2c^2}}{2a} \quad \dots\dots\dots(13)$$

である。 $\theta=0^\circ$ なら $a=1$ で、 $dx/dt = q \pm c$ になる。

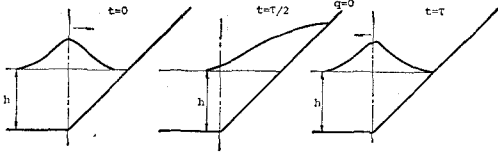


図-7 位相ずれの考え方

図-7 のように、斜面先端 $x=0$ を波項が通過する時刻を $t=0$ 、波項に相当する位相点が斜面を遡上して最高点に到達する時刻を $t=\tau/2$ とする。遡上を終了して反射波の波項が再び $x=0$ に戻るまでの所要時間が先に定義した位相ずれであり、これを τ とする。式 (12) を積分するに、 $c=Aq$ とし、また正波をとって $C_+=aq$ と置く。遡上最高点で $q_{t=\tau/2}=0$ を考慮すれば、積分の結果は τ 、 H および h を次元量に見直して、

$$\tau(g/h)^{1/2} = \frac{2}{S} \left(a - \frac{2A^2}{a-\alpha} \right) \frac{H}{h} \quad \text{.....(14)}$$

となる。波項に相当する位相点を追跡するので、式 (14) を導く過程で無次元速度 q と波高水深比 H/h の関係 $q=H/h$ を使っている。 A は一様水深部の波速と波頂下の x 軸方向水粒子速度の比を用いる。 α は特性曲線の C_+ と水粒子速度の比で、式 (13) に $c=Aq$ を代入すれば、

$$\alpha = \frac{a^2 + 1 + \sqrt{(a^2 - 1)^2 + 4A^2 a^2}}{2a} \quad \text{.....(15)}$$

である。

式 (14) は非碎波で反射する波の位相ずれを与える。得られた位相ずれと実測値との比較を図-8 に示すが、

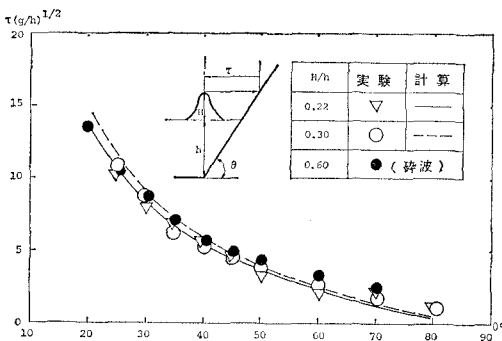


図-8 位相ずれの計算値と実験値の比較

解精度は良好である。実験では判明しなかった H/h の影響がこれより明らかになった。すなわち、 H/h が大きくなると位相ずれも増加する。これは、 H/h が大きいほど遡上距離が延びるためである。

(4) 遡上高さ

前出の基礎式による遡上高さの計算は興味ある問題である。遡上高さの計算は数多く発表されているが^{6),7)}、

ここでは急斜面上を遡上する波高が大きな波について遡上高さを求めてみる。いま、式 (12) に $dt=dx/C_{\pm}$ を代入すると式 (16) が得られる。

$$C_{\pm} \frac{dq}{dx} (C_{\pm} a - a^2 q) + 2C_{\pm} c \frac{dc}{dx} + S(aq - C_{\pm}) = 0 \quad \text{.....(16)}$$

前と同様に $c=Aq$ 、 $C_+=aq$ と置いて式 (16) を積分し、非碎波の遡上高さ R の次元量が次のように求まる。

$$R/h = \left(\alpha a - \frac{2aA^2}{a-\alpha} \right) \frac{H}{2h} \quad \text{.....(17)}$$

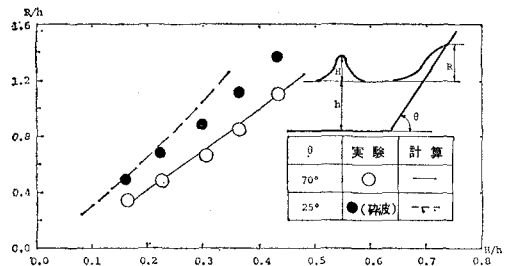


図-9 遡上高さの計算値と実験値の比較

図-9 は式 (17) による計算値と実験値の比較である。図上の遡上高さは離止水面を基準とするので、式 (17) 中の R/h から 1 を引いた量が縦軸に相当する。計算された遡上高さの曲線は下に凸となり、計算値と実験値は良い一致を示す。斜面上で碎波する $\theta=25^\circ$ の条件では、エネルギー損失が大きく遡上高さは低下する。このため計算値が実験値より大きめになる。遡上距離が短かいせいか、摩擦減衰を省略した影響は小さいようである。

4. あとがき

浅海波浪の反射特性について、孤立波を使って実験を行うとともに理論的な考察を加え、次の事項を明らかにした。

(1) 波高反射率は斜面傾斜角度の減少とともに低下する。しかしながら、斜面傾斜角度が小さいと、反射波形が大きく変形するために明確な波高反射率は確定しにくくなる。

(2) 斜面からの反射波の波長は入射波の波長より長くなる。非碎波の波高反射率はこの波長変化と密接な関係にある。

(3) 反射波の位相ずれは式 (12) を使って把握できる。この式は斜面上の水粒子の運動方向が斜面に沿うものとした上で、水平と鉛直方向の水粒子速度成分を考慮して導かれた。斜面傾斜角度が小さく、 H/h が大きくなるほど位相ずれは増大する。

なお、波高反射率と波長の関係は、周期波についての確認などを通じて今後さらに詳細な検討が必要である。

参 考 文 献

- 1) 岩崎敏夫・真野 明・小杉達郎: 孤立性段波のソリトン分裂に関する研究, 第 22 回海講, pp. 70~74, 1979.
 - 2) 岩田好一朗: 消波構造物による波の反射と透過, 1980 年度水工学研修会 B コース, pp. B-6-1~B-6-18.
 - 3) Munk, W. H.: The Solitary Wave Theory and Its Application to Surf Problemes, Ann. of the New York Acad. of Sci., 51, 1959.
 - 4) Peregrine, D. H.: Long Wave on a Beach, J.F.M., Vol. 27, Part 4, pp. 815~827, 1967.
 - 5) Freeman, J. C. and Lé Méhauté: Wave Breakers on a Beach and Surges on a Dry Bed, Proc. ASCE, Vol. 90, No. HY2, pp. 187~216, 1964.
 - 6) 岩崎敏夫・富樫宏由: 遡上津波先端の条件と計算法, 第 16 回海講, pp. 359~364, 1969. etc.
 - 7) 後藤智明・首藤伸夫: 各種津波遡上計算法と波先端条件の比較, 第 27 回海講, pp. 80~84, 1980.
-