

# のり面上の波の遡上機構に関する実験的研究

岩 垣 雄 一\*・井 上 雅 夫\*\*・大 堀 晃 一\*\*\*

## 1. 諸 言

のり面上を波が遡上する現象は、水理学的にも興味深い問題であり、また、実用的見地からも、海岸堤防や護岸の合理的設計のために、早急に解決しなければならない問題の一つである。このようなことから、従来、波の遡上については多くの実験的研究が行なわれ最近では理論的研究も行なわれるようになってきた。

1953 年、Grantham によって、波の遡上についての実験結果がはじめて発表されて以来<sup>1)</sup>、米国においては、Saville<sup>2)</sup> らによって、一連の系統的な実験が進められ、オランダにおいても、1936 年から、実際の海岸堤防の設計資料を得るために、種々の実験を行なってきた<sup>3)</sup>。わが国においても、建設省土木研究所<sup>4), 5), 6)</sup>や、京都大学<sup>7)</sup>において、各種の実験が試みられ、いろいろの実験条件のもとにかなりの成果をあげてきた。

一方、理論的な研究も、1948 年、Stoker が傾斜海浜における非線型浅水波理論を、特性曲線法によって解くことを提案して以来<sup>8)</sup>、Carrier-Greenspan<sup>9)</sup>、あるいは Keller-Levine-Whitham<sup>10)</sup>、Ho-Meyer<sup>11)</sup> および Shen-Meyer<sup>12), 13)</sup> らによって bore の運動や遡上の問題が扱われ、さらに、1963 年に Méhauté<sup>14)</sup>、1964 年に Freeman-Méhauté<sup>15)</sup> が碎波直前の孤立波から出発して、それが砕けた後 bore となって sloping beach を進行し、ついには dry bed 上を波が遡上する現象を実際に特性曲線法で計算し、遡上高を具体的に算出する方法を例によって示した。

このように、数多くの研究が行なわれているにもかかわらず、遡上の機構がまだ明確にされていないことは、その機構が複雑であり、これまでの実験的研究が、入射波の特性と遡上高を直接関連づけることに止まっているためであろう。また、理論的研究においても、多くの疑問の点があり、また、複雑な計算を必要とするなど、決して実用的なものではない。

こうした見地から、この論文では、波の遡上の機構を明らかにするため、孤立波と周期波とを対象とした実験を行ない、これまで行なわれてきた入射波の特性と遡上

高との関係の間に、汀線での波の特性を導入し、最近の理論的研究の成果と比較検討を行なうことにした。

## 2. のり面上の波の遡上に関する実験

ここでは、波の遡上の実験装置および方法について述べるとともに、従来の次元解析による方法にしたがってまとめた、孤立波と周期波の両者についての実験の結果を示す。

### (1) 実験装置および実験方法

実験水槽は長さ 21.6 m、幅 0.75 m、深さ 1.0 m の両面ガラス張りのもので、その一端には 3 HP の気圧式造波機があり、他端の勾配 1/10 の斜面上に、さらに、勾配可変のアルミニウム製のり面を設置した。孤立波は、水槽端を 2 枚の板で仕切って、その間に貯水し、前方の板を急に開くことによって発生させた。また、周期波はこれらの板をとり除いて、気圧式造波機を用いた。のり面を遡上する波の状況は 16 mm 撮影機によって、孤立波の場合には、1 sec 当り 24 コマ、周期波の場合には 32 コマで撮影した。のり面には 2 cm 間隔でネオンランプに接続した電極をとりつけ、波のうちあげや引き波にともなうネオンランプの点滅も合わせて撮影した。撮影したフィルムはフィルモーションアナライザで解析した。なお、波高は、水槽水平部と 1/10 勾配ののり先の 2 点において電気抵抗線式波高計を用い、自動平衡型の記録計によって測定したが、以下の解析には、後者での値を一貫して用いた。

実験は斜面ののり先水深を常に 0 とし、のり面勾配は孤立波の場合、1/10、1/5、1/4、1/3、1/2、1/1、2/1、3/1 および鉛直とし、周期波の場合には、1/10、1/8、1/6、1/5、1/4、1/3、1/2、1/1 および 2/1 とした。実験波の特性は、表-1 に示すとおりである。

表-1 実験波の特性

| 波の種類 | 波高 $H$<br>(cm) | 周期 $T$<br>(sec) | 水槽水平部水深 $h_*$<br>(cm) |
|------|----------------|-----------------|-----------------------|
| 孤立波  | 2~16           | —               | 22                    |
| 周期波  | 0.6~12         | 1.48            | 42.9                  |

### (2) 実験結果

a) 孤立波の場合 図-1 は、縦軸に遡上高  $R$  と水槽水平部水深  $h_*$  との比  $R/h_*$  をとり、横軸には波高  $H$  と  $h_*$  との比  $H/h_*$  をとり、のり面勾配  $S$  ごとに実

\* 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所

\*\* 正会員 京都大学助手 防災研究所

\*\*\* 正会員 工修 運輸省第2港湾建設局横浜調査設計事務所

図-1 遡上高と波高との関係 (孤立波の場合)

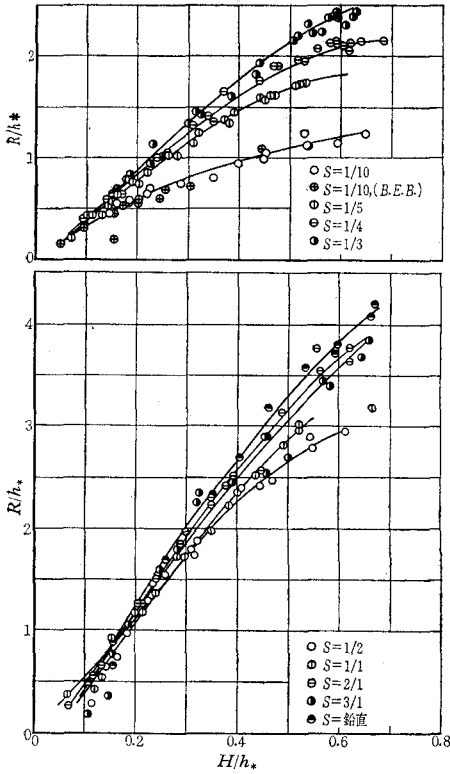
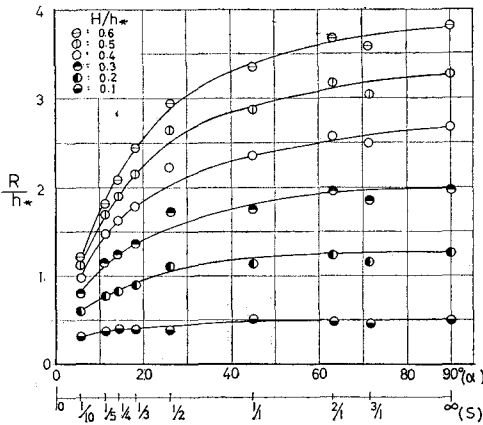


図-2 遡上高とのり面勾配との関係 (孤立波の場合)

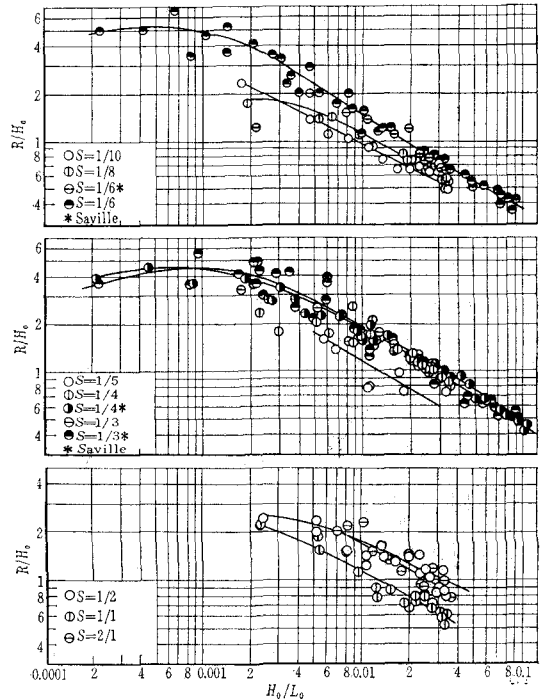


験結果を示したものである。のり面勾配が  $1/10$  の場合には、Beach Erosion Board の実験結果<sup>16)</sup>をも同時にプロットしたが、著者らの結果とかなりよく一致している。これらの図によると、遡上高は波高が大きくなるほど増加しその傾向はのり面勾配が急なほどいじむことがわかる。図-2 は、図-1 において、実験値の平均とみなされるように定めた実線で示す曲線をもとにして、遡上高とのり面勾配との関係を  $H/h_*$  をパラメーターとして示したもので、これによると、遡上高におよぼすのり面勾配の影響は  $H/h_*$  の値が大きいものほど顕著

であり、一般に、遡上高は、 $S$  の値が  $2/1$  までは  $S$  の増加とともに顕著に増加するが、 $2/1$  より大きくなるとあまり増加しないことがわかる。

**b) 周期波の場合** 図-3 は、縦軸に遡上高と沖波波高との比  $R/H_0$  を、横軸には沖波波形勾配  $H_0/L_0$  をとり、のり面勾配ごとに実験結果を示したもので、のり面勾配  $1/6$ ,  $1/4$  および  $1/3$  の場合には、Saville の実験結果<sup>2)</sup> も同時にプロットしたが、波形勾配がとくに小さい場合を除いては非常によく一致している。これらの図によると、 $R/H_0$  の値は  $H_0/L_0$  の増加とともに、直線的に減少しているが、その直線の勾配は  $1/2$  より小さく、a) の場合と同様に、遡上高は波高とともに増加していることがわかる。さらに、図-4 は図-3 における実験値の平均曲線をもとにして、遡上高とのり面勾配との関係を  $H_0/L_0$  をパラメーターとして示したもので、孤立波の場合の図-2 に相当するものである。これによると、 $H_0/L_0$  の値が  $0.04$  以上の場合は実験資料がないのでわからないが、この実験範囲では、遡上高が最大となるのり面勾配が存在し、図-2 とはかなり異なった傾向を示している。このようなのり面勾配が存在することが、周期波の特徴である。

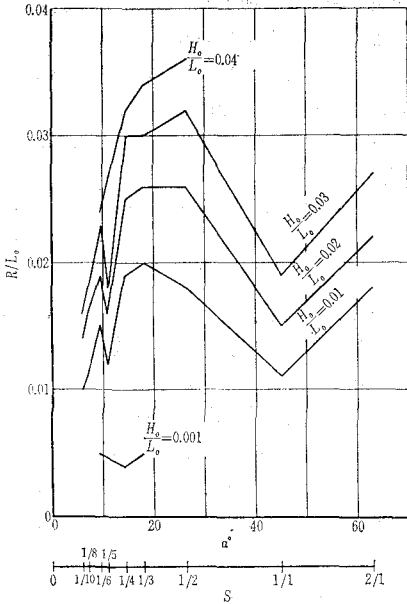
図-3 遡上高と波高との関係 (周期波の場合)



### 3. のり面上の波の遡上機構

傾斜浜上における波の変形については、実験的にも、数学的にも、非常にむずかしい問題である。これまで、浅水域における碎波の挙動については、長波の運動方程式、連続の式および段波の条件式とから特性曲線法を用

図-4 遡上高とのり面勾配との関係(周期波の場合)



いて解析的に研究が進められてきたが、段波が汀線に達すると、波高は0に収束し、流速が無限大となり、実際の現象とは一致しないことになる。そこで、著者らは、汀線での波の特性を実験的に求めることにした。さらに、汀線から陸側へ遡上する波は長波性の波であり、この場合も厳密な解を得ることはむずかしいので、とくに、波の先端のみを対象として解析を進め、実験結果と比較検討することにした。

#### (1) 遡上の基礎式と解<sup>(15), (17)</sup>

いま、のり先を原点とし、のり面に沿って  $x_s$  軸(添字  $s$  はのり面上の値を表わす)、それに直角上方に  $y_s$  軸をとる。 $x_s$  方向の流速  $u_s$ 、のり面から  $y_s$  軸方向に測った水面の高さ  $\eta_s$ 、 $g$  を重力の加速度とすれば、長波に関する運動方程式および連続式はそれぞれ次式のようになる。

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial x_s} = -g \cos \alpha \frac{\partial \eta_s}{\partial x_s} - g \sin \alpha \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta_s}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_s} (\eta_s u_s) = 0 \quad (2)$$

また、水底摩擦の効果を考えると、摩擦応力  $\tau = f \rho u^2$  ( $f$ : 摩擦係数、 $\rho$ : 水の密度) とおいて、式(1)は式(3)のようになる。

$$\frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial x_s} = -g \cos \alpha \frac{\partial \eta_s}{\partial x_s} - g \sin \alpha - f \frac{u_s |u_s|}{\eta_s} \quad (3)$$

いま、

$$c_s' = \sqrt{g \eta_s \cos \alpha} \quad (4')$$

$$c_*' = \sqrt{g h_* \cos \alpha} \quad (4'')$$

とおき、 $x_s$ 、 $t$ 、 $u_s$  および  $c_s'$  をつぎのような無次元量で表わすことにする。

$$X_s = \frac{x_s}{h_*} \quad (5')$$

$$T_s' = \frac{c_*' t}{h_*} = \sqrt{\frac{g \cos \alpha}{h_*}} t \quad (5'')$$

$$U_s' = \frac{u_s}{c_*'} = \frac{u_s}{\sqrt{g h_* \cos \alpha}} \quad (5''')$$

$$C_s' = \frac{c_s'}{c_*'} = \sqrt{\frac{\eta_s}{h_*}} \quad (5''')$$

ここに、 $h_*$  は水槽水平部の水深である。

このような変換を行ない、式(2)および(3)を変形すれば、つぎのような特性曲線の方程式が得られる。すなわち、

$$\frac{dX_s}{dT_s'} = U_s'' \pm C_s' \quad (6)$$

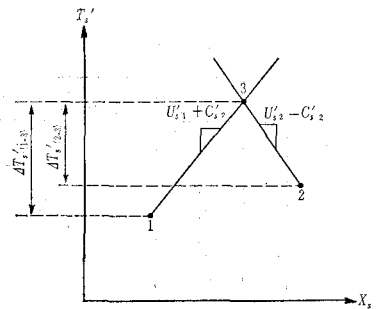
の特性曲線上で

$$\frac{d}{(U_s' \pm 2 C_s') dT_s'} = -S - f \left( \frac{U_s''}{C_s'} \right)^2 \quad (7)$$

が成立する。ここに、 $S$  は勾配である。

図-5に示す  $X_s - T_s'$  平面において、1と2の点の諸量  $U_{s(1)}'$ 、 $U_{s(2)}'$ 、 $C_{s(1)}'$  および  $C_{s(2)}'$  が与えられ、 $4 T_{s(1-3)}'$  および  $4 T_{s(2-3)}'$  が式(6)からわかるから、3の点の諸量は式(7)を差分の形で書き直した次式から求められる。

図-5 特性曲線法の原理



$$U_{s(3)}' + 2 C_{s(3)}' = U_{s(1)}' + 2 C_{s(1)}' - \left\{ S + f \left( \frac{U_{s(1)}'}{C_{s(1)}'} \right)^2 \right\} 4 T_{s(1-3)}' \quad (8)$$

$$U_{s(3)}' - 2 C_{s(3)}' = U_{s(2)}' - 2 C_{s(2)}' - \left\{ S + f \left( \frac{U_{s(2)}'}{C_{s(2)}'} \right)^2 \right\} 4 T_{s(2-3)}' \quad (9)$$

このようにして、 $U_s'$  および  $C_s'$  の初期値あるいは境界値を与えると、逐次  $X_s - T_s'$  平面で  $U_s'$  および  $C_s'$  が求まることになる。いま、式(6)および(7)において、

$$U_s = \frac{u_s}{\sqrt{g h_*}} = U_s' \sqrt{\cos \alpha} \quad (10')$$

$$T_s = \sqrt{\frac{g}{h_*}} t = T_s' \sqrt{\cos \alpha} \quad (10'')$$

とおくと、式(6)および(7)から、それぞれ

$$\frac{dX_s}{dT_s} = U_s + \sqrt{\cos \alpha} C_s \quad (11)$$

$$\frac{d}{dT_s}(U_s + 2\sqrt{\cos \alpha} C_s) = -\left\{\sin \alpha + f\left(\frac{U_s}{C_s}\right)\right\} \dots\dots\dots(12)$$

が得られる。

遡上する波の先端に後からおいつく特性曲線が存在せず、のり面上での摩擦を無視すると、先端の特性曲線は式(11)より式(13)のようになる。

$$\frac{dX_s}{dT_s} = U_s \dots\dots\dots(13)$$

さらに、この特性曲線上で

$$\frac{dU_s}{dT_s} = -\sin \alpha \dots\dots\dots(14)$$

が成り立ち、式(13)および(14)から

$$d\left(\frac{U_s^2}{2}\right) = -\sin \alpha dX_s \dots\dots\dots(15)$$

ここで、汀線における  $U_s$  を  $U_{s,t}$  (添字  $t$  は汀線における値を表す) とすれば

$$\frac{U_s^2}{2} = \frac{U_{s,t}^2}{2} - \sin \alpha X_s \dots\dots\dots(16)$$

となり、遡上高は、式(16)において  $X_s$  が最大のときであり、次式で与えられる。

$$\frac{R}{h_*} = X_s \sin \alpha = \frac{U_{s,t}^2}{2} = \frac{1}{2} \left( \frac{u_{s,t}}{\sqrt{gh_*}} \right)^2 \dots\dots\dots(17)$$

すなわち、摩擦を無視すれば、波の遡上高は、汀線における水の運動のエネルギーが位置エネルギーに変わったという考え方をしてよいことがわかる。

しかし、実際には摩擦が作用する。 $C_s \rightarrow 0$  であれば、摩擦項  $f(U_s/C_s)^2$  は無限大に近づく。このことから、摩擦が作用すると、遡上する波の先端は、 $C_s=0$  でなく理論的には cut されて鉛直壁のようになっていると考えなければならない。さらに、先端では、慣性力が小さく、摩擦と重力の分力がつりあっているとすれば、先端の水面形は放物線形となることが示されうる。また、Freeman-Méhauté にしたがって先端では、

$$C_s \sqrt{\cos \alpha} = a U_s \dots\dots\dots(18)$$

という関係が成立するものと仮定する。ここで定数  $a$  の値は、最大  $1/2$  であって、一般には  $1/2$  より小さい。この関係を用いると式(11)および(12)から次式を得る。

$$\frac{U_s^2}{2} = \frac{U_{s,t}^2}{2} - \frac{S + (f/a^2)}{(1+a)(1+2a)} \cdot \cos \alpha X_s \dots\dots\dots(19)$$

遡上高  $R$  は、

$$\begin{aligned} \frac{R}{h_*} &= X_s \sin \alpha = \frac{U_{s,t}^2}{2} \cdot \frac{(1+a)(1+2a)}{1 + (f/Sa^2)} \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{U_{s,t}}{\sqrt{gh_*}} \right)^2 \cdot \frac{(1+a)(1+2a)}{1 + (f/Sa^2)} \dots\dots\dots(20) \end{aligned}$$

さらに、遡上する波の先端においては、式(13)の関係があり、この関係を用いると式(19)は

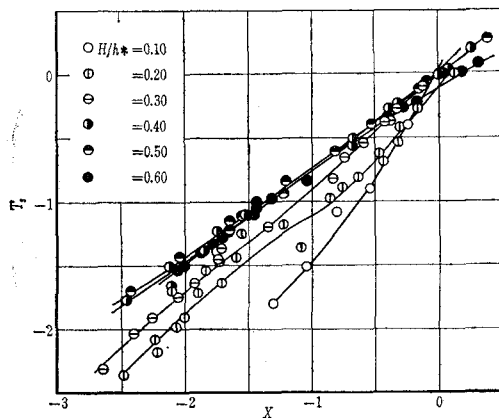
$$\begin{aligned} &\frac{(1+a)(1+2a)}{\{S + (f/a^2)\} \cos \alpha} \\ &\times \left[ U_{s,t} - \left\{ U_{s,t}^2 - \frac{2\{S + (f/a^2)\}}{(1+a)(1+2a)} \cdot \cos \alpha X_s \right\}^{1/2} \right] = T_s \dots\dots\dots(21) \end{aligned}$$

となる。式(21)は、先端の時間変位関係を表わし、 $T_s=0$  で  $X_s=0$  である。

## (2) 孤立波の遡上機構に関する考察

**a) 水槽水平部における入射波の特性と汀線直前における波の特性との関係** 孤立波が汀線直前に達したときは、その先端での流速と波高が遡上高を大きく支配するものと考えられる。したがって、ここでは汀線直前における波の特性として、波の先端の移動速度  $w_t$  と、静水面からの高さ  $\eta_t$  とを測定して代表することにする。のり先での  $w_t$  は前面水深が0であるので、その点での流速に近似できる。図-6は、汀線に到達するまでの波の先端の位置と時間との関係を示したもので、波の先端が汀線に達したときの時間を0とし、汀線から陸側への距離  $x$  を正とし、縦軸に  $T_s = \sqrt{g/h_*} \cdot t$ 、横軸には  $X = x/h_*$  をとり、 $H/h_*$  をパラメーターとして示した。図中の曲線の  $X=0$  での接線の余切は  $w_t/\sqrt{gh_*} \equiv W_t$  を表わしている。一方、汀線直前での先端の静水面の高さ  $\eta_{u,t}$  は撮影したフィルムから直接読みとり、無次元量  $\sqrt{\eta_{u,t}/h_*} \equiv C_{u,t}$  で表わす。図-7は、こうして求めた  $W_t$  および  $C_{u,t}$  と  $H/h_*$  との関係を示したもので、図中には  $H/h_*$  と  $W_t$  および  $C_{u,t}$  との関係を表わす二つの平均曲線から、 $H/h_*$  と  $(W_t + 2C_{u,t})$  との関係も示してある。この図から、 $W_t/C_{u,t}$  の値は、 $H/h_*=0.10$  で 1.6,  $H/h_*=0.30$  で 2.0,  $H/h_*=0.50$  で 2.2 および  $H/h_*=0.60$  で 2.2 であり、 $H/h_*$  の増加とともに増加するが、 $H/h_*$  が 0.50 以上ではほぼ一定になるようである。

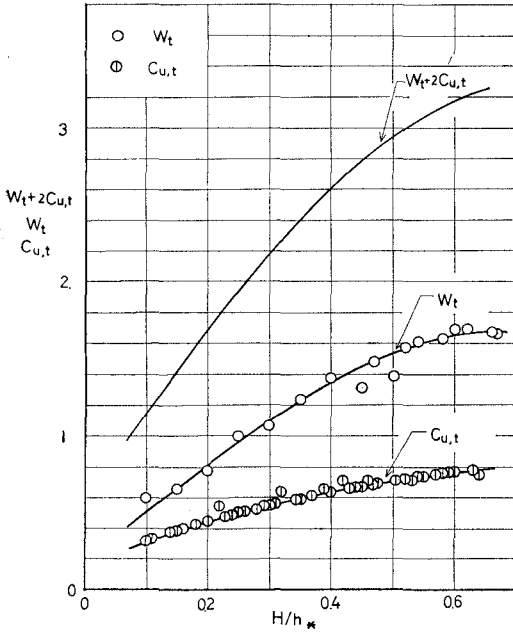
図-6 汀線より沖側での波の峰の時間変位図



## b) 汀線直前における波の特性と遡上高との関係

段波は汀線に達すると消滅し、稀薄波に変換され、のり面上での摩擦を無視すると、この稀薄波の先端の厚さは

図-7 汀線直前における波の特性と入射波高との関係

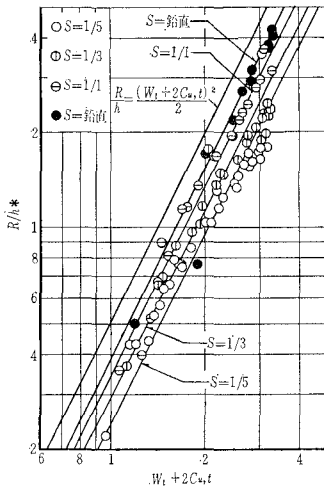


0であり、式(17)が成立し、 $u$ を $w$ で近似することにより、

$$\frac{R}{h_*} = \frac{U_{s,t}^2}{2} = \frac{(W_t + 2C_{u,t})^2}{2} \dots \dots \dots (22)$$

が得られる。図-8は図-7の関係をもとにして $R/h_*$ と $(W_t + 2C_{u,t})$ との関係を示したもので、両者の間には直線的な関係があり、その勾配はほぼ2に等しい。これは式(22)の遡上高が $(W_t + 2C_{u,t})^2$ に比例することと一致している。また、図中には式(22)も記入した

図-8  $R/h_*$ と $(W_t + 2C_{u,t})$ との関係



が、実験結果はいずれもこの関係より小さい。この傾向は、のり面勾配がゆるいほどいちじるしいことから、のり面上での摩擦の影響が考えられ、遡上の機構は摩擦その他の損失の影響は無視できないことがわかる。

c) 汀線における段波から稀薄波への変換 のり面上での摩擦を考慮に入ると、前述したように稀薄波の先端の形状は放物線形になり、式(18)を仮定すると、

$$W_t + 2C_{u,t} = (1 + 2a)U_{s,t} \dots \dots \dots (23)$$

となる。

ところで、 $U_{s,t}$ を実験的に求めるには、遡上する波の先端の速度は、前面水深が0であるから、 $U_s$ に等しいと考えられる。図-9は、先端の時間変位関係を示したものの一例で、この曲線の接線の余切として $U_s$ が求まる。また、この図には、 $U_s$ が距離 $X_s$ とともに減少する様子も同時に示している。 $U_{s,t}$ は $X_s=0$ における $U_s$ の値であるから、図-9からこれを読みとり、 $U_{s,t}$

図-9 遡上波の時間変位図

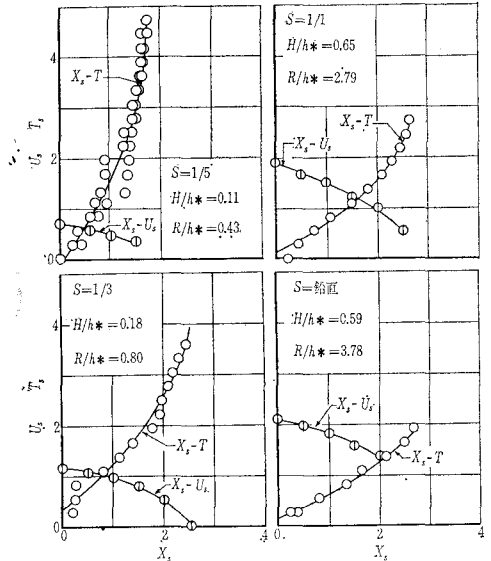


図-10  $U_{s,t}$ と $(W_t + 2C_{u,t})$ との関係

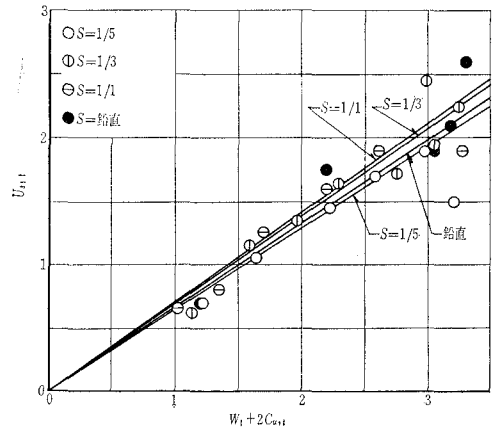
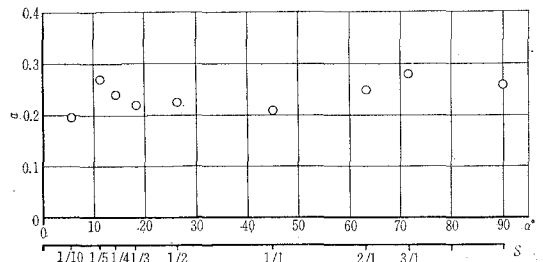


図-11  $a$  とのり面勾配との関係



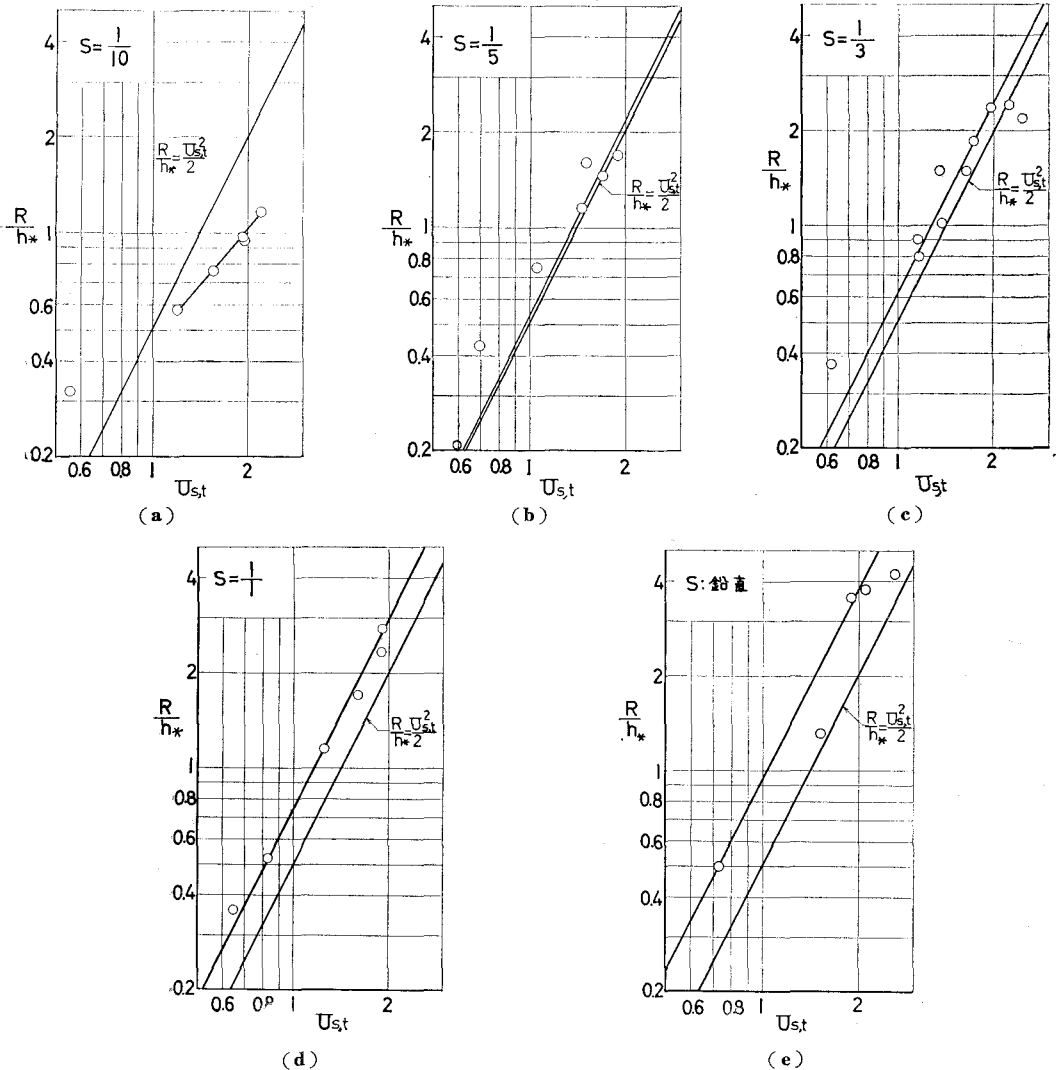
と  $W_t + 2C_{u,t}$  との関係を示したのが 図-10 で、両者の間にはほぼ直線的な関係が見出され、式 (23) が成立することを示している。さらに、この図の直線の勾配から  $a$  の値を計算し、この  $a$  の値とのり面勾配との関係を示したのが 図-11 である。この図から  $a$  の値はのり面勾配によってあまり変わらず、ほぼ一定であることがわかる。

**d) のり面上の波の遡上機構に関する考察** 前述したように、のり面上での摩擦を無視して波の遡上の機構は説明できない。摩擦を考えた場合の先端のみの特性曲線より求めた遡上高は式 (20) で与えられ、同じ  $U_{s,t}$  の値に対して  $a$  が大きいほど、あるいは  $f$  が小さいほど遡上高が大きくなることがわかる。

図-12 (a),(b),(c),(d) および (e) はのり面勾配がそれぞれ  $1/10$ ,  $1/5$ ,  $1/3$ ,  $1/1$  および鉛直の場合について、 $R/h_*$  と  $U_{s,t}$  との関係を点描したものであり、図

中には、 $R/h_* = U_{s,t}^2/2$  の直線も示したが、 $R/h_*$  の値はのり面勾配が  $1/10$  の場合を除いて  $U_{s,t}^2/2$  よりも大きい。このことは、のり先での水粒子の運動エネルギーが位置エネルギーに変わった場合よりも遡上高は大きい。これは先端において、運動エネルギーのほかに  $C_s$  による位置エネルギーをもっているからで、それが式 (18) によって  $U_s$  に変換され加えられるためである。また、 $R/h_*$  と  $U_{s,t}$  との関係は  $R/h_* = U_{s,t}^2/2$  にほぼ平行で、 $R/h_*$  は  $U_{s,t}^2$  に比例している。しかし、のり面勾配が  $1/10$  の場合には、 $U_{s,t}^2$  に比例しない。このことは、勾配がゆるい場合には、遡上の機構が他の場合と異なり、先端の特性曲線だけでは説明できないことを意味している。

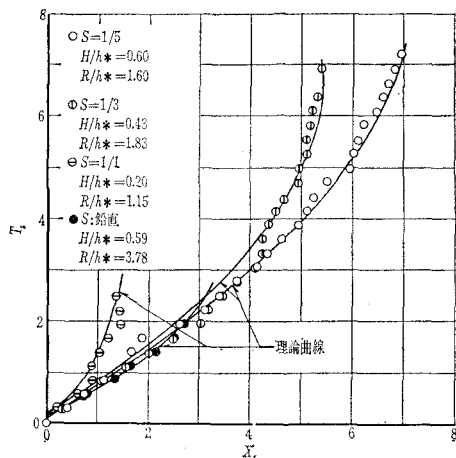
つぎに、たとえば 図-12 (e) の場合について、 $R/h_*$  と  $U_{s,t}^2$  との比から  $\{(1+2a)(1+a)\}/\{1+(f/a^2S)\}$  の値を求めると、1.92 であり、また、図-11 に示す  $a$  の

 図-12  $R/h_*$  と  $U_{s,t}$  との関係


値 0.26 を用いると同じく 1.92 となって、両者まったく一致する。このことから、段波から稀薄波の変換はほぼ理論通りに行なわれると考えられる。さらに、図-12 をもとにして、すべての勾配について、 $(1+f/a^2S)/\{(1+a)(1+2a)\}$  の値を求め、 $f$  の値を推定すると、0.005 ~ 0.01 の間にあることがわかった。

図-13 は、さきに求めた  $\{(1+2a)(1+a)\}/(1+f/a^2)$  の値を用い、かつ  $U_{s,t}$  の値を与えて、式 (21) により計算した特性曲線と、遡上波の先端の移動距離と時間との関係を示す実験値とを比較したもので、この両者は非常によく一致しており、このことは、以上に述べた考え方の妥当性を示すものと思われる。

図-13 遡上波の先端の軌跡

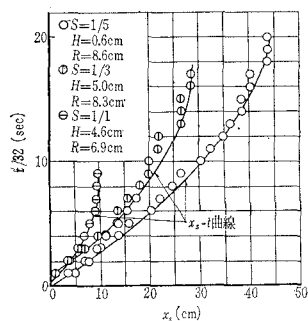


以上、孤立波の遡上について考察を行なった結果、遡上の機構は摩擦を無視しては説明できないこと、汀線での段波から稀薄波への変換は理論通りであること、のり面勾配が急な場合には、先端の特性曲線のみで遡上の機構を十分説明できることを明らかにした。しかし、のり面勾配が 1/10 のように、ゆるやかな場合については、先端の特性曲線のみでは説明できず、波の先端が汀線に達したときの後面の波形と流速分布をも知らなければ、その機構を明らかにすることはできない。

### (3) 周期波の遡上機構に関する考察

周期波の場合には、孤立波の場合と状況がことなり、波は汀線よりかなり沖側で砕け、その後は波高を急激に減じ、波状段波の様相を呈しながら、汀線に近づく。また、のり面勾配が 1/10 あるいは 1/8 のように小さい場合には、さきに

図-14 遡上波の先端の時間変位図の一例

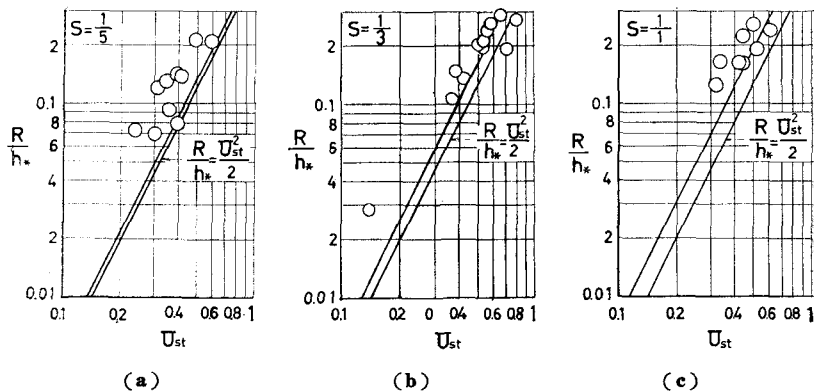


遡上した波が引ききらないうちに、つぎの波が遡上し始める。ここでは、このように孤立波の場合とは、かなり異なった現象を示す周期波が孤立波と同じ遡上機構であるかどうかを検討する。図-14 は汀線からのり面に沿った波の先端の移動距離と時間との関係を示した測定例であって、汀線直後における波の先端の進行速度  $u_{s,t}$  は、 $x_s-t$  曲線の  $x_s=0$  における接線の余切として求まる。図-15 (a), (b) および (c) は孤立波の場合の図-12 と同様に  $R/h_*$  と  $U_{s,t}(=u_{s,t}/\sqrt{gh_*})$  との関係のをり面勾配がそれぞれ 1/5, 1/3 および 1/1 について示したもので、図中には、 $R/h_* = U_{s,t}^2/2$  の直線のほかに、図-12 で求めた実験直線をさらに  $R/h_*$  の小さい方へ延長したものも記入してある。これらの図によると、実験値の散乱はかなりあるが、 $R/h_*$  の値は、孤立波の場合と同じように、 $U_{s,t}^2/2$  より大きく、孤立波の場合の直線を延長したものになりによく一致していることから、周期波の場合も、先端の特性曲線のみで、遡上の機構が説明できると考えられる。

のり面勾配が 1/10 および 1/8 の場合については、さきに遡上した波の影響が大きく、 $u_{s,t}$  を正確に求めることが困難であり、また、遡上波の先端の前面水深は 0 でないので、これを稀薄波として扱うのは疑問であるから、ここでは、取り扱わなかった。

以上、周期波の場合も、のり面勾配が急な場合には、

図-15  $R/h_*$  と  $U_{s,t}$  との関係



先端の特性曲線だけで遡上の機構が説明できるが、勾配がゆるい場合には、先に遡上した波の影響が大きいので複雑となり取り扱わなかった。

#### 4. 結 語

著者らは、のり面上の波の遡上機構を明らかにするため、孤立波と周期波とを対象とした実験を行ない、特性曲線法による理論結果と比較し、のり面勾配が急な場合には、先端の特性曲線だけでも、かなりよくその機構を説明することができることを示した。

今後は、さらに来襲波が汀線に至るまでの変形過程や、勾配の小さい場合の取り扱いについての解明に努めるとともに詳細な実験を行ない、遡上や越波の機構を明らかにしていきたい。

最後に、本研究に際し実験や資料整理に大いに助力していただいた京都大学大学院学生 太田隆義君に感謝するとともに、この研究は文部省特定研究費による研究の一部であることを明記して謝意を表する。

#### 参 考 文 献

- 1) Granthem, K.N.: Wave Run-up on Sloping Structures, Trans. AGU, Vol. 34, No. 5, 1953, pp. 720~724.
- 2) Saville, T., Jr.: Wave Run-up on Shore Structures, Trans. ASCE, Vol. 123, 1958, pp. 139~150.
- 3) Wassing, F.: Model Investigation on Wave Run-up Carried out in the Netherlands during the Past Twenty Years, Proc. of 6th Conf. on Coastal Engineering, 1958, pp. 700~714.
- 4) 佐藤清一・岸 力: 海岸堤防に関する研究 (1) 一海岸堤防に衝突する波の高さについて一, 土木研究所報告, 第 88 号の 4, 昭 29.9, pp. 1~33.
- 5) 豊島 修・首藤伸夫・橋本 宏: 海岸堤防への波のうち

- あげ高一海底勾配 1/30一, 第 11 回海岸工学講演会講演集, 昭 39.11, pp. 260~265.
- 6) 豊島 修・首藤伸夫・橋本 宏: 海岸堤防への波のうちあげ高一海底勾配 1/20一, 第 12 回海岸工学講演会講演集, 昭 40.11, pp. 180~185.
- 7) 石原藤次郎・岩垣雄一・鈴木雄太: 海岸堤防の設計, 特にその有効高について, 海岸工学講演会講演集, 昭 30.11, pp. 57~70.
- 8) Stoker, J.J.: The Formation of Breakers and Bores, The Theory of Nonlinear Wave Propagation in Shallow Water and Open Channels, Comm. Pure Appl. Math., Vol. 1.1948, pp. 1~87.
- 9) Carrier, G.F. and H.P. Greenspan: Water Waves of Finite Amplitude on a Sloping Beach, Jour. of Fluid Mechanics, Vol. 4, 1958, pp. 97~112.
- 10) Keller, H.B., D.A. Levine and G.B. Whitham: Motion of a Bore over a Sloping Beach, Jour. of Fluid Mechanics, Vol. 7, 1960, pp. 302~320.
- 11) Ho, D.V. and R.E. Meyer: Climb of a Bore on a Beach, Part 1, Uniform Beach Slope, Jour. of Fluid Mechanics, Vol. 14, 1962, pp. 305~318.
- 12) Shen, M.C. and R.E. Meyer: Climb of a Bore on a Beach, Part 2, Non-uniform Beach Slope, Jour. of Fluid Mechanics, Vol. 16, 1963, pp. 108~112.
- 13) Shen, M.C. and R.E. Meyer: Climb of a Bore on a Beach, Part 3. Run-up, Jour. of Fluid Mechanics, Vol. 16, 1963, pp. 113~125.
- 14) Méhauté, B.L.: On Non-Saturated Breakers and the Wave Run-up, Proc. of 8th Conf. on Coastal Engineering, 1963, pp. 77~92.
- 15) Freeman, J.C. and B.L. Méhauté: Wave Breakers on a Beach and Surges on a Dry Bed, Proc. ASCE, Vol. 90, No. HY 2, 1964, pp. 187~216.
- 16) Watts, G.M. and J.V. Hall: Laboratory Investigation of the Vertical Rise of Solitary Waves on Impermeable Slopes, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 33, 1953, pp. 1~14.
- 17) 岩垣雄一: 海岸堤防論, 水工学シリーズ 64-08, 昭 39.7, pp. 1~14.