

砕波後の波高変化におよぼす海底粗度の影響について

榎 木 亨*

1. 緒 言

近年、わが国においては、海岸構造物を設計するにあたって、海岸に入射してくる波の再検討が叫ばれ、波が深海波から、浅海波に遷移していく際の、海岸摩擦、浸透などの波高減衰におよぼす影響について理論的、実験的に研究が進められている。

浸透現象にともなう波高減衰については、すでに Putnam¹⁾ が理論的に解析を行っており、海底摩擦による波高減衰についても Putnam-Johnson²⁾ の海底のせん断力が水粒子速度の2乗に比例すると仮定して求めた理論解および、Sawage³⁾、Bretschneider⁴⁾ の実験および実測結果、さらに境界層の発達にともなう粘性による波高減衰効果に関する Keulegan⁵⁾、岩佐博士⁶⁾、土屋・井上両氏⁷⁾ などのすぐれた研究結果が発表されている。しかしながら、これらの研究は Keulegan、岩佐博士の孤立波に関する研究をのぞいて、砕波以前の浅海波領域の波高変化に関するもので、砕波後の波高変化におよぼす底部摩擦の影響を論議したものはないようである。しかし海岸構造物の多くが砕波後の領域に築造されることを考えれば、砕波後の波高変化におよぼす摩擦、浸透の影響を明らかにする必要があることはいうまでもないことであろう。さらにこの問題を解析することによって、波の遡上の問題、養浜材料の選定など、従来、不明のまま放置されてきたことがらについても重要な解析の指針が与えられよう。

本論文は、この砕波後の波高変化をとりあげ、まず水深の変化のみによる波高変化について、佐藤・岸博士⁸⁾ によって提示された浅水最大波高理論を検討し、滑面固定床による実験結果と比較し、さらに海底粗度による波高減衰の状況を、エネルギーの損失量から理論的に解析するとともに、固定床に砂粒をニカワづけした実験を行ない、実験結果を用いて摩擦係数と粒径および波の特性との関係を究明したものである。

2. 水深変化のみによる波高変化

佐藤・岸博士⁸⁾ は砕波後も砕波時の条件、すなわち最大波高を示すという考えのもとに砕波後の波高変化が式(1)、(2)で表わされることを明らかにした。

$$ak \coth kh + a^2 k^3 (\coth^2 kh + 1) + a^3 k^3 (\coth^2 kh + \frac{7}{2} \coth kh) = 1 \dots\dots\dots (1)$$

$$A = a + (1/4)k^2 a^3 (\coth^2 kh + 1/2) \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 A は波高、 $k=2\pi/L$ 、 h は静水面からの水深を表わす。

この場合、佐藤・岸両博士は砕波後の波長も式(3)

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh \frac{2\pi h}{L} \dots\dots\dots (3)$$

で示される表面波の波長が適用できるものとしているが、しかし式(3)で示される波長がはたして砕波後に適用できるかということは疑問があり、砕波後の波速が孤立波の波速に近いということ、および波高が波長にも影響するであろうということから、式(4)で示される波長を用いた方が妥当なように考えられる。

$$L = \sqrt{g(h+H)} \cdot T \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 L は波長、 H は波高、 T は周期を表わす。式(1)、(2)および(4)より求められる波高の水深にともなう変化を表わすのに、実験値との照合に便利のように筆者は $2A/L_0 = H/L_0$ と h/L_0 の関係を式(5)および(6)を用いて求めた。

$$\frac{h}{L_0} = \frac{h}{L} \times \frac{L}{L_0} = \frac{h}{L} \sqrt{\frac{h}{L_0} + \frac{H}{L_0}} \cdot \sqrt{2\pi} = 2\pi \left\{ \left(\frac{h}{L} \right)^2 + \left(\frac{H}{L} \right) \left(\frac{h}{L} \right) \right\} \dots\dots\dots (5)$$

$$\frac{H}{L_0} = \frac{H}{L} \times \frac{L}{L_0} = \frac{H}{L} \sqrt{\frac{h}{L_0} + \frac{H}{L_0}} \cdot \sqrt{2\pi} = 2\pi \left\{ \left(\frac{H}{L} \right)^2 + \left(\frac{H}{L} \right) \left(\frac{h}{L} \right) \right\} \dots\dots\dots (6)$$

式(5)、(6)中の H/L は式(2)より

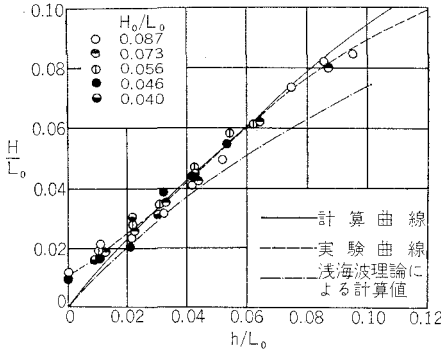
$$H/L = \left\{ ak + \frac{1}{4}a^2 k^3 (\coth^2 kh + 1/2) \right\} / \pi \dots\dots\dots (7)$$

で求められる。

図-1はこのようにして求めた H/L_0 と h/L_0 の関係を示す図であり、同図に式(3)を用いて求めた H/L_0 と h/L_0 の関係を鎖線で示してある。なお図中の点線はさきに石原・岩垣両博士⁹⁾ によって滑面固定床の実験によって得られた砕波後の波高変化を示す実験曲線であり、実験値は筆者の滑面固定床(1/10 勾配)の実験結果である。これによると筆者の実験値はほぼ石原・岩垣両博士の実験曲線と一致し、さらに、式(1)、(2)、(4)より求めた計算曲線は h/L_0 が 0.02~0.07 の範囲では比較的实验値とよく一致するが、0.02より浅い領域では計算値は実験値より小さく表われ、0.07より深い領域では大きく表われている。しかし式(1)、(2)、(3)より求めた計算曲線は実験値に比較してどの領域におい

*正員 京大工博 徳島大学助教授 工学部土木工学科

図一 摩擦を考慮しない場合の砕波後の波高変化の計算曲線と滑面底部における実験値



ても少く表われ、孤立波の波長を用いて計算した方が、砕波後の波高変化を表わすのに適当なことがわかるであろう。

3. 底部摩擦損失を考慮した波高変化

砕波後の一地点 x_1 より x_2 なる地点に波が進行する間の波の峯単位幅あたりのエネルギーの関係式は、

$$(C_g E)_1 - D = (C_g E)_2 \dots\dots\dots (8)$$

で表わされる。ここに添字 1 および 2 は x_1, x_2 の地点における値を示し、 D は x_1 から x_2 までの波の進行にともなうエネルギー損失を表わす。なお C_g は波の群速度である。

砕波後においては、この D は $x_1 \sim x_2$ 間の摩擦によるエネルギー損失 D_f と砕波するためのエネルギー損失 D_b とに分けられる。すなわち

$$D = D_f + D_b \dots\dots\dots (9)$$

で、 $D_f = \int_{x_1}^{x_2} \bar{D}_f dx$ で表わされる。ここに $\bar{D}_f$ は水底単位面積、単位時間あたりの平均エネルギー損失であって、砕波後の水の運動が流れの性質を多分に有していることから、底部のせん断応力が

$$\tau = K_f \cdot \rho \cdot u^2 \dots\dots\dots (10)$$

で表わされるものとする、

$$\bar{D}_f = \frac{2}{T} \int_0^{T/2} \tau \cdot u \cdot dt \dots\dots\dots (11)$$

で表わされる。ここに K_f は摩擦係数、 u は水粒子速度を示す。

また D_b は摩擦の影響を考慮しない波高変化から求められる値であるが、前項で述べた摩擦損失を考慮しない佐藤・岸両博士の計算値は、水深の浅い領域になると、滑面底部の実験値より小さくなり、滑面底部の実験値でも多少の摩擦損失がふくまれていることを考えれば、 D_b を求めるのに佐藤・岸両博士の理論にもとづいた計算曲線を用いるのは妥当でないようである。したがって、筆者の場合、一応滑面底部における波高変化は、 $D_f \approx 0$ の場合の波高と考えて計算を進めることとした。この滑面底部の場合の波高を H_s すると、式 (8)、(9) より

り D_b は

$$D_b = (C_g E_s)_1 - (C_g E_s)_2 \dots\dots\dots (12)$$

で求めることができ、底部摩擦の影響を考慮した場合の波高を H_r とすると x_1 と x_2 の間には次式が成立する。

$$(C_g E_r)_1 - (C_g E_s)_1 + (C_g E_s)_2 - \int_{x_1}^{x_2} \bar{D}_f dx = (C_g E_r)_2 \dots\dots\dots (13)$$

式 (13) 中の C_g は浅い領域では波速 C に等しいが、砕波後の C 、あるいは E を算定するのに、砕波後の波の運動が明らかにされていないため、従来しばしば、孤立波あるいは浅海波の理論が適用されている。すなわち、このような砕波問題を取り扱う場合つぎの 3 つの立場がとられている。

- ① 孤立波の砕波としてすべてを取り扱う場合
- ② 表面波の砕波 (最高波) として求める方法
- ③ 両者を適当に利用しあって求める方法

先に述べたように筆者が摩擦を考慮しないで、水深のみの変化にともなう波高変化を検討した場合、佐藤・岸両博士の理論を、波速を孤立波の値を用いて表示しなおすことによって実験値と比較的よく一致することを明らかにしたように、③の方法を筆者は採用した。

この場合、波速 C 、水粒子速度 u および波形 η は従来の実験および実測結果より孤立波の値を用いた方が妥当と考えられ、また砕波条件は、佐藤・岸両博士の計算値からして表面水の値を採用した方がよいようである。波のエネルギーは表面波、孤立波いずれの値を用いるのが適当か判定しかねたが、一応ここでは表面波の値を用いることとする。したがって、

$$u(g/c) \cdot \eta \dots\dots\dots (14)$$

$$c = \sqrt{g(H+h)} \dots\dots\dots (15)$$

$$\eta = H \operatorname{sech}^2 \left\{ \frac{x-ct}{h} \sqrt{\frac{3H}{4(h+H)}} \right\} \dots\dots\dots (16)$$

$$E = \frac{1}{8} \rho g H^2 \dots\dots\dots (17)$$

を用いると、式 (11) の $\bar{D}_f$ は

$$\bar{D}_f = \frac{4 K_f}{\sqrt{6} \pi} \cdot \rho g^{3/2} \cdot H^3 \cdot \frac{h}{(h+H)^{3/2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{L_0 H}} \cdot M \left\{ \dots\dots\dots (18) \right.$$
$$M = \tanh \frac{pL}{2} - \frac{2}{3} \tanh^3 \frac{pL}{2} + \frac{1}{5} \tanh^5 \frac{pL}{2} \left. \right\}$$

$$\text{ここに } p = \frac{1}{h} \cdot \sqrt{\frac{3H}{4(h+H)}}$$

となる。

孤立波理論を用いると、近似的に L は

$$L = 2\pi h(h+H)^{1/2} \cdot (3H)^{-1/2} \dots\dots\dots (19)$$

で表わされるから、 p および L を用いて計算すると、 M は定数となる。

式 (17) および (18) を式 (13) に代入すると

$$\left\{ \sqrt{h_1+H_{s1}} \cdot H_{r1}^2 - \sqrt{h_2+H_{s2}} \cdot H_{r2}^2 \right\} - \left\{ \sqrt{h_1+H_{s1}} \cdot H_{s1}^2 - \sqrt{h_2+H_{s2}} \cdot H_{s2}^2 \right\} = \frac{32}{\sqrt{6} \pi} K_f \cdot M \times \int_{x_1}^{x_2} \frac{H_s^3 \cdot h}{(h+H_s)^{3/2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{L_0 H_s}} dx \dots\dots\dots (20)$$

が得られる。

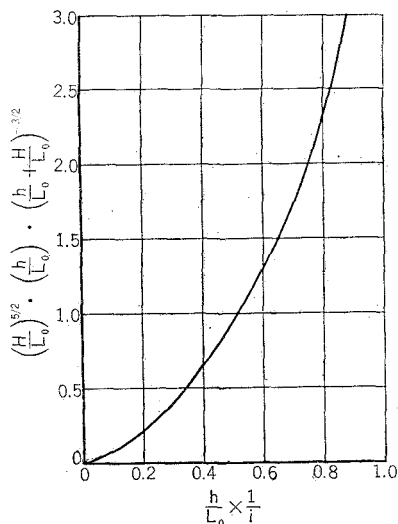
式 (20) を変形すれば

$$\left\{ \left(\frac{H_{r1}}{L_0} \right)^2 \left(\frac{h_1}{L_0} + \frac{H_{r1}}{L_0} \right)^{1/2} - \left(\frac{H_{r2}}{L_0} \right)^2 \left(\frac{h_1}{L_0} + \frac{H_{r2}}{L_0} \right)^{1/2} \right\} - \left\{ \left(\frac{H_{s1}}{L_0} \right)^2 \left(\frac{h_1}{L_0} + \frac{H_{s1}}{L_0} \right)^{1/2} - \left(\frac{H_{s2}}{L_0} \right)^2 \left(\frac{h_2}{L_0} + \frac{H_{s2}}{L_0} \right)^{1/2} \right\} = 3.29 K_f \int_{x_1}^{x_2} \left(\frac{H}{L_0} \right)^3 \left(\frac{h}{L_0} \right) \left(\frac{H}{L_0} \right)^{-1/2} \left(\frac{h}{L_0} + \frac{H}{L_0} \right)^{-3/2} \times L_0^{-1} \cdot dx \dots \dots \dots (21)$$

式 (21) の右辺の積分は図式積分を行なうことによって容易に求められるが、海浜勾配が一樣勾配で i という値をとるものと考え、 $x=h/i$ で表わされる。

図-2 は式 (21) の中の $(H/L_0)^{5/2} \cdot (h/L_0)^3 (h/L_0 + H/L_0)^{-3/2}$ と $h/L_0 \cdot 1/i$ の関係を示したものである。なお、この場合 K_f は $x_1 \sim x_2$ では一定と考える。したがって、式 (21) および 図-2 を用いて逐次計算を行なえば砕波後の粗度を考慮した場合の波高変化が求められるはずである。しかしこの場合① K_f の値、①初期条件をいかに定めるかが問題となるであろう。

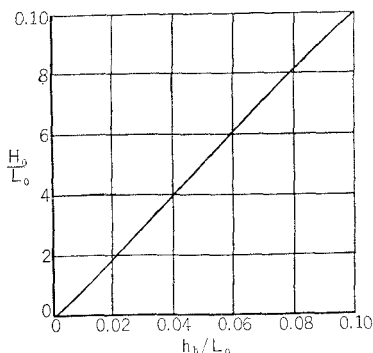
図-2 $\left(\frac{H}{L_0} \right)^{5/2} \cdot \left(\frac{h}{L_0} \right) \left(\frac{h}{L_0} + \frac{H}{L_0} \right)^{-3/2}$ と $\frac{h}{L_0} \times \frac{1}{i}$ の関係 (ただし $i=0.10$ とする)



① の K_f の値は、実験および実測値から定めなければならないが、このことについては後述する。

② の初期条件としては一般に砕波点を選び、浅海波領域から粗度を考慮した波高変化の計算を行なう。浅海波領域における波高を H_{r1} として式 (20) によって計算を行なえばよいわけであるが、前述した浅海波領域の波高変化に関する研究結果^{4),7)} を参照してもこの砕波点近傍は実験値と理論値とが一致しないことがわかる。したがって筆者は $h=h_b$ において $H=H_{r1}=H_{s1}$ として計算を進めることとした。この場合、砕波水深を求めるにあたって筆者は岸博士の提示した

図-3 砕波水深と沖波波高勾配の関係



$$\frac{h_b}{H_0} = 0.911 + 0.012 / (0.135 - H_b/L_0) \dots \dots (22)$$

で表わされる砕波水深を用いることとした。式 (22) による H_0/L_0 と h_b/L_0 の関係は 図-3 で示される。

4. 実験結果との比較

式 (21) の K_f を求めるために水路長 10 m、幅 0.5 m、一樣水深 0.3 m の波浪水槽に勾配 1/10 の固定床を設け、平均粒径 0.45, 0.90, 1.85, 3.75 mm の砂粒を、その上にニカワづけし、それぞれの粗度を与えた場合に、沖波波高勾配 0.087~0.010 の 8 種類の波を作用させて波高変化を精測した。

計測器は電気点滅式ポイント ゲージを用いた。このようにして求めた各地点の波高実測値を用いて、式 (21) より K_f を逆算すると K_f は 0.03~0.10 という値を得るが、各区間の波高を用いて K_f を求めると、波高の微小な測定誤差が大きく影響して、 h/L_0 にもなる K_f の変化あるいは H_0/L_0 、底部粗度による K_f の変化が明らかに認められなかった。そこで h/L_0 に関係なく K_f が変わらないものとして式 (21) にもとづいて求めた $K_f=0.03 \sim 0.10$ の理論曲線と実験値とを比較した例が 図-4 および 図-5 である。この図によると、 $H_0/L_0=0.087$ の場合、 h/L_0 が 0.02 より深い領域ではほぼ $K_f=0.03 \sim 0.10$ の計算曲線と実験値が一致するように見受けられるが h/L_0 が 0.02 より浅い領域では計

図-4 計算曲線と実験値との比較 ($H_0/L_0=0.087$ の場合)

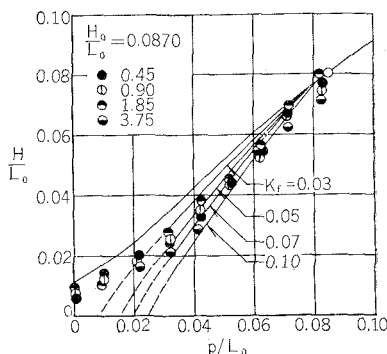
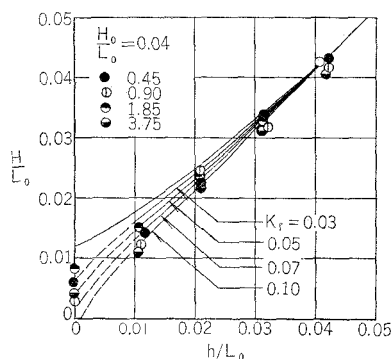
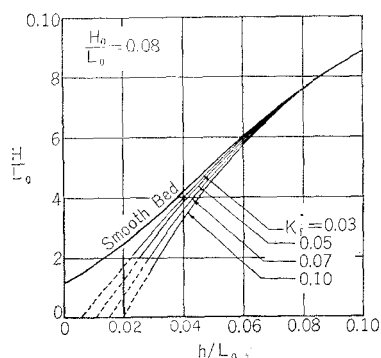
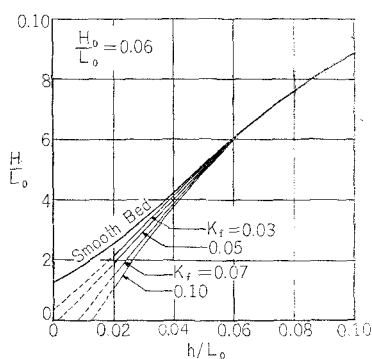
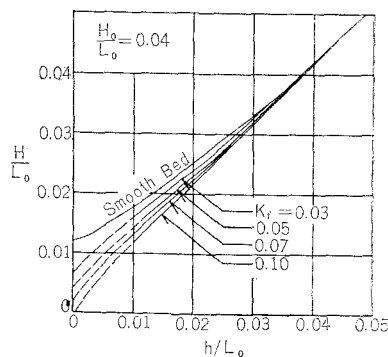
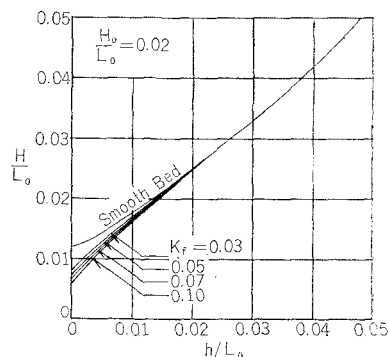


図-5 計算曲線と実験値との比較 ($H_0/L_0=0.040$ の場合)

算曲線とまったく違った値を示す。一方 $H_0/L_0=0.040$ の場合は比較的汀線近くまで理論曲線と実験値とが一致するようである。

しかし粒径の影響については、明確にこの実験では指摘することができず、一般に粒径が大きくなると K_f の値の大きい計算曲線と比較的一致しているという傾向がうかがいしめるだけである。この汀線に近づくにしたがっての計算曲線と実験値の相違は水深 0 付近になると孤立波の理論式 (14)~(16) も適用できなくなること、汀線に近づくにつれて流速も水深も小さくなり、流れが層流領域となって、 $\tau = K_f \cdot \rho v^2$ の関係が成立しなくなってゆくことなど、によるものではないかと考えられる。汀線付近では式 (14)~(16) が適用できなくことから、図-4, 5 および後述する計算曲線を示す図において計算曲線を点線で示してある。しかしながら、底部粗度による波高の減衰効果は実験値および計算値からも明らかであり、しかもこの粗度の影響は砕波点からの距離が大きくなるにしたがって累積していくので、砕波点が沖の方に存在するような遠浅の海岸の場合は、従来の滑面底部における波高減衰曲線、あるいは底部摩擦を考慮しない計算値によって砕波後の地点に入射してくる波高を推定するのは、過大な値を推定することになるから、式(20)あるいは式 (21) を用いて計算しなければならない。

図-6 は海浜勾配が 1/10 の一様勾配と仮定したときの、沖波波高勾配別の砕波後の波高変化を示す計算曲線

図-6 砕波後の波高減衰計算曲線 ($H_0/L_0=0.08$ の場合)図-7 砕波後の波高減衰計算曲線 ($H_0/L_0=0.06$ の場合)図-8 砕波後の波高減衰計算曲線 ($H_0/L_0=0.04$ の場合)図-9 砕波後の波高減衰計算曲線 ($H_0/L_0=0.02$ の場合)

である。この図によると、 $H_0/L_0=0.08$ の場合、水深が沖波波高の 40% の大きさを示す地点で、 $K_f=0.03$ の粗度によって摩擦を考慮しない場合の 89.5% $K_f=0.07$ では 72.4%, $K_f=0.10$ では 54.4% の波高を示すこととなり、底部摩擦の影響がいちじるしいことがわかる。しかし、 $H_0/L_0=0.04$ の場合には前と同様に沖波波高の 40% の水深では $K_f=0.03$ の場合に摩擦を考慮しない波高の 93%, $K_f=0.07$ では 86.5%, $K_f=0.10$ では 80.5% の波高を示し、前者に比して、底部摩擦の影響が小さいことがわかる。このことから、同一水深における波高変化におよぼす沖波波高勾配の影響は、波形勾配の大きいものほど顕著に表われることが推定されよう。

5. 結 語

以上、筆者はまず底部摩擦を考慮しない場合の波高変化について再検討し、浅水最大波高理論において、砕波後の波高を孤立波理論を用いるならばこの理論にもとづく計算値は、汀線近傍をのぞいて、摩擦損失の少ない滑面固定床による実験結果と比較的よく一致することを明らかにし、さらに海底摩擦の影響を考慮した波高減衰について、 $\tau = K_f \cdot \rho \cdot v^2$ と仮定して解析を進め、海底摩擦の影響が比較的大きなものであること、沖波波形勾配の大きい波ほどその底部摩擦がいちじるしいことを究明した。特に、遠浅な海岸のように砕波点よりの距離の長い場合についてはこの底部摩擦の効果を考慮することが望ましい。

しかし、実験の不十分なことのために、摩擦係数と底部粗度との関係を明らかにすることができなかったが、今後実験を工夫してこれらの関係を求めていきたいと思う。最後に本研究は文部省科学研究の一部であることを付記し、終始ご指導を賜った京大の石原藤次郎教授、岩垣雄一教授に対して深甚の謝意を表する次第である。

参 考 文 献

- 1) Putnam, J.A. : Loss of Wave Energy due to Percolation in a Permeable Sea Bottom, Trans. Amer. Geophys. Union, Vol. 30, No. 2, June (1949).
- 2) Putnam, J.A. and Johnson, J.W. : The Dissipation of Wave Energy by Bottom Friction, Trans. Amer. Geophys. Union, Vol. 30, No. 1, Feb. (1949).
- 3) Savage, R.P. : Laboratory Study of Wave Energy by Bottom Frictions and Percolation, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 31.
- 4) Bretschneider, C.L. : Field Investigation of Wave Energy Loss of Shallow Water Ocean Waves, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 46 (1954).
- 5) Keulegan, G.H. : Gradual Damping of Solitary Waves, Jour. of Res. Nat. Bur. Stand. RP 1895, Vol. 40 (1948).
- 6) Iwasa, Y. : Attenuation of Solitary Waves on a Smooth Bed, Trans. ASCE, Vol. 124, pp. 193~206 (1959).
- 7) 土屋義人・井上雅夫 : 海底摩擦による波高減衰の基礎的研究, 第8回海岸工学講演会講演集, pp. 19~24 (1961).
- 8) 佐藤清一・岸 力 : 海岸の波浪について, 第8回海岸工学講演会講演集, pp. 1~12 (1955).
- 9) 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, 第2回海岸工学講演会講演集, pp. 57~70 (1955).