



Title	砕波後の波の運動機構に関する研究
Author(s)	佐伯, 浩; 佐々木, 幹夫
Citation	北海道大學工學部研究報告, 68(1), 143-153
Issue Date	1973-09-25
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/41152
Type	bulletin (article)
File Information	68(1)_143-154.pdf



[Instructions for use](#)

砕波後の波の運動機構に関する研究

佐伯 浩* 佐々木幹夫*

(昭和48年3月22日受理)

The Mechanics of Wave Transformation Inside a Surf Zone

Hiroshi SAEKI Mikio SASAKI

Abstract

Numerous reports on periodic wave transformation inside surf zones have already been published by various researchers such as Nakamura et al, Horikawa et al, Toyoshima et al and Sawaragi et al.

On solitary waves, Kishi et al, Street et al and Saeki et al have published substantial reports.

This paper deals with the mechanics of wave transformation inside a surf zone. The authors measured the wave height, mean water level and wave celerity at a high degree of accuracy, and have divided the waves inside a surf zone into three regions namely the breaking region, the stable region and shore line region.

1. 緒 言

海の波の砕波を取り扱った研究は数多く発表されているが、それを大別すると、(1) 砕波限界を求める事、(2) 砕波の形態を明らかにする事、(3) 砕波後の波高変化を明らかにする事となる。(1) に対しては、実験、理論、数値計算の3つの方向からアプローチされ、水深が一定の場合、理論値と実験値はかなり良い一致を示しているが、水深が変化する場合には、理論値、数値計算値ともに、実験値とは一致しない。しかし、この水深が変化している場合の砕波限界に対しては多数の実験データが整理されて、実用上は、一応解決がみられた。(2) の砕波形態に対しても、速水、Wiegel, Galvin らによって詳細に実験がなされ、水底勾配が非常に緩やかな場合を除いて、実験値は3つの砕波形態に分類されていて、実用上の問題はない。(3) については周期波に対しては、Horikawa 等と Nakamura 等と樫木等の研究があり、また孤立波に対しては、岸や Street 等や Saeki 等の研究が発表されている。しかし、周期波の場合は、実験上の困難さもあるため汀線近傍の波高変化が得られていない事と、砕波後の波の運動機構が明らかにされていない。本研究では、水底勾配 $S=1/50$ の場合に対して、砕波後の波高の変化と波速の変化および水深の変化を実験により求めて、砕波後の波の運動機構を明らかにしたものである。

2. 実験装置及び実験方法

実験に用いた水路は、長さ 24 m、幅 0.8 m、深さ 0.8 m の鋼ガラス張り水槽で、勾配部の水底は格子状鋼フレームに 5 mm 厚の亚克力板を張ったもので、波に対して水底が撓むこと

はない。造波機はフラッタータイプである。実験方法としては、波高の変化と波速の変化に対しては抵抗線式波高計を用いた。波速の測定に対しては、波形の変化も考慮して、5 cm 間隔に波高計を並べて、波形の変化が無視できる範囲の間隔とした。また、汀線部では波高が数 mm と非常に小さく、また水深も汀線部では零となるために、特殊な小形抵抗線式高計を成作して測定を行なった。平均水深の求め方については、種々の方法が考えられるが、最終的には波形を積分して平均水深を求めた。用いた記号は下記のとおりである。

S : 水底勾配	H_B : 碎波点の波高
H_0 : 沖波の波高	h_B : 碎波点の水深
L_0 : 沖波の波長	H : 任意の点 (水深の h) の波高
h : 任意の点の水深 (S, W, L よりの水深)	C : 波速
$\bar{\eta}$: 静止水深と平均水位との差	$\bar{\eta}_S$: 汀線部の静止水深と平均水位との差

3. 碎波後の波高の変化

碎波後の波高の変化に対する実験では、Horikawa and Kuo が $S=1/20, 1/30, 1/65, 1/80$ で榎木, 岩田, 中辻が $S=1/15$ で, 豊島, 富永, 橋本が $S=1/30$ で, また中村, 白石, 佐々木が

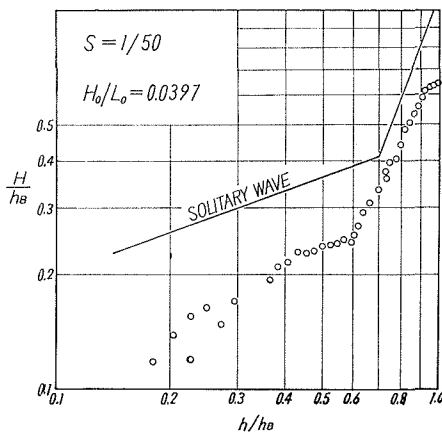


Fig. 1 (a).

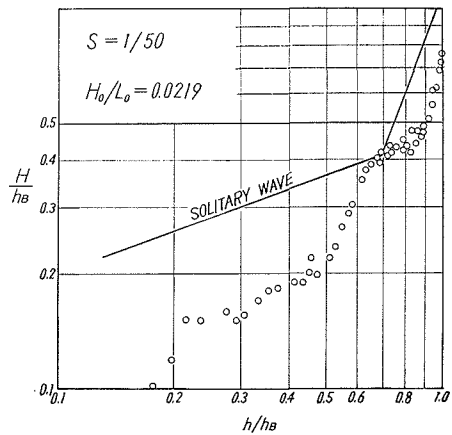


Fig. 1 (b).

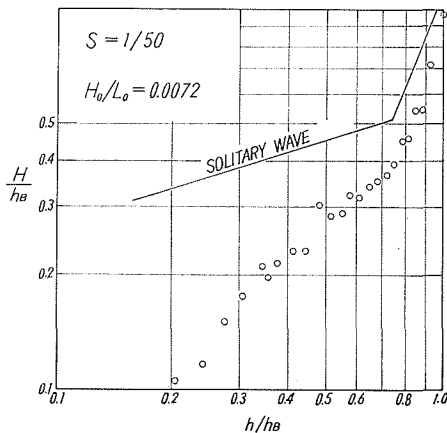


Fig. 1 (c).

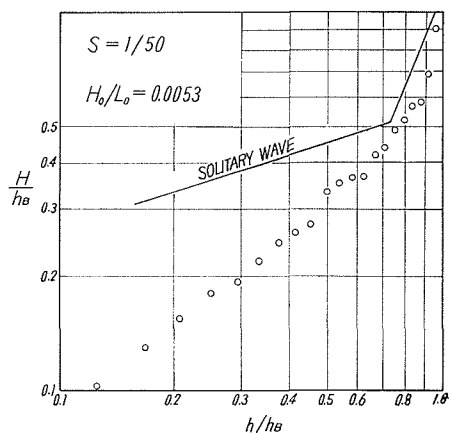


Fig. 1 (d).

$S=1/10, 1/20, 1/30, 1/50, 1/100$ で実験を行なっているが、それらは $h/h_B > 0.2 \sim 0.5$ の範囲で、しかも、そのデータは大きなバラツキが見られる。またそれらの研究の目的が砕波後の波高変化が主なる目的であるためかなり大胆な仮定を用いている。今回の我々の研究は、汀線部まで波高の変化を測定した。また汀線近傍では水深が非常に小さいため、それを測定するため特殊な抵抗線式波高計を作製して実験を行なった。また、砕波後の波には多数の気泡を含んでいるため、抵抗線式波高計の適用に疑問があったが、測定の結果は、その影響が殆んどない事が明らかになった。Fig. 1 の (a), (b), (c), (d) に (H/h_B) と (h/h_B) で整理した結果を示す。図中の実線は、筆者の一人、佐伯が求めた $S=1/50$ の場合の孤立波の実験値である。この図から $(h/h_B)=1$ の点、即ち、砕波点における波高、水深比 (H_B/h_B) が孤立波と周期波で異なるため、 (H/h_B) の絶対値は異なっているがその変化の仕方はよく似ている事がわかる。また、周期波の沖波波形勾配 (H_0/L_0) が小さくなるにつれて (H_B/h_B) の値が孤立波と周期波が似かよっている事が判る。次に (H_B/H_B) と (h/h_B) の関係を Fig. 2 の (a), (b), (c), (d) に示す。Fig. 2 を両対数紙で表わすと、当然、Fig. 1 と同じように、ほぼ 2 本の直線で近似できる。これは前にも述べたように孤立波の場合と同じ傾向である。筆者の一人、佐伯は、孤立波に対して最初の急激な波高を減じる部分と、それに続く、非

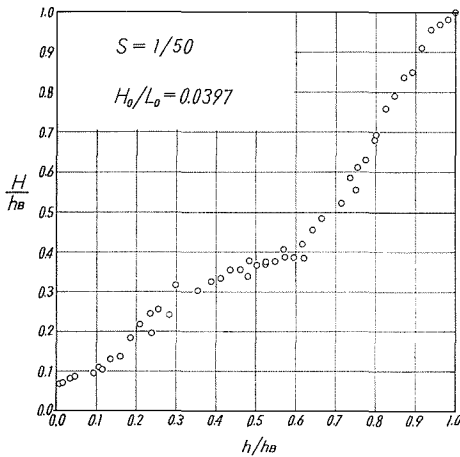


Fig. 2 (a).

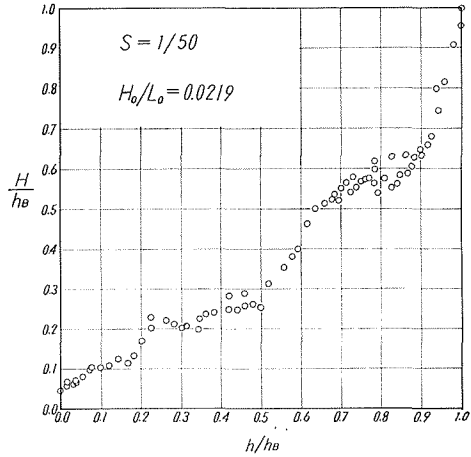


Fig. 2 (b).

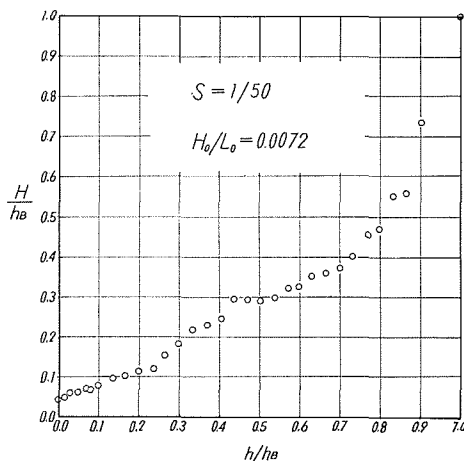


Fig. 2 (c).

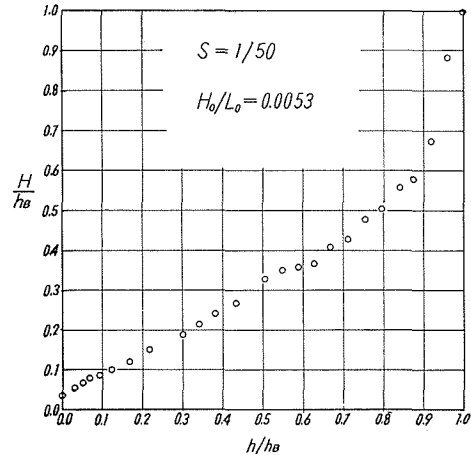


Fig. 2 (d).

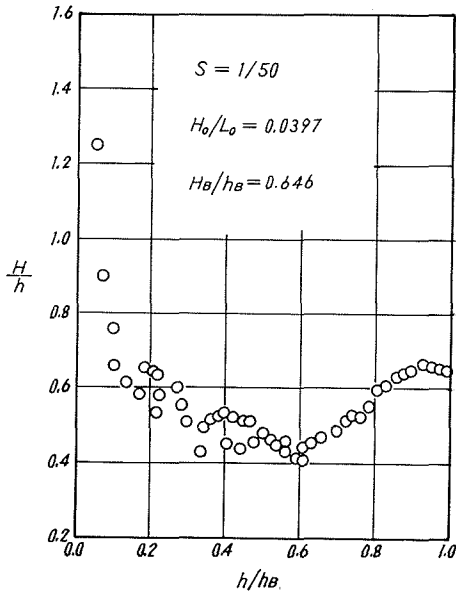


Fig. 3(a).

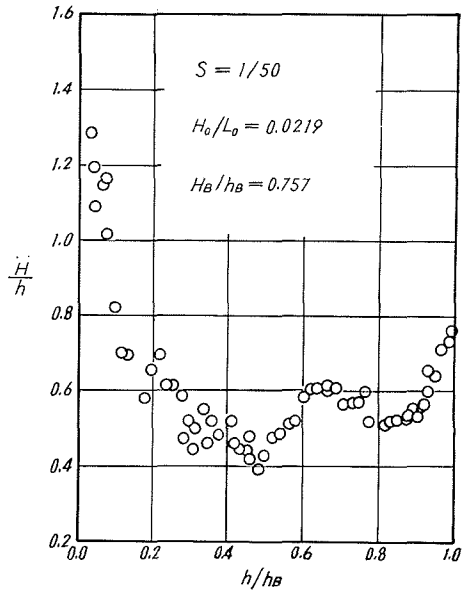


Fig. 3(b).

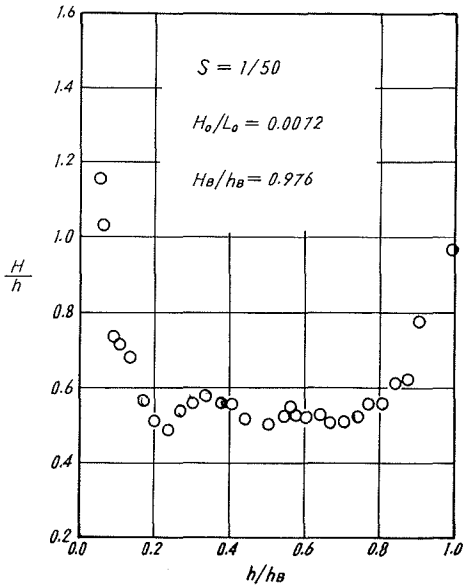


Fig. 3(c).

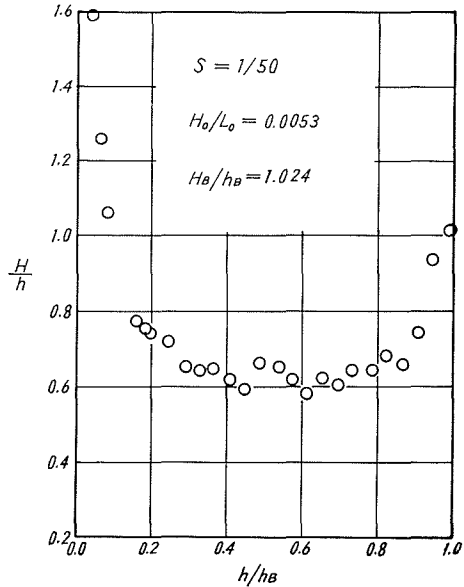


Fig. 3(d).

常にゆるやかな波高変化をする部分の境界点を Bore Inception Point と定義し、その点より水深の浅い汀線側では、波速の測定結果が Bore の理論波速と一致する事と波の front の部分が、静水面と不連続になる事から、Bore Inception Point より汀線部の砕波した波は、段波理論に近似できるとした。この周期波の場合も、その波高変化の機構は、孤立波の場合と同じように2つに分ける事ができる。次に (H/h) と (h/h_B) の関係を Fig. 3 の (a), (b), (c), (d) に示す。これによると、さらに波高変化の状態が詳しくわかる。砕波点近傍では (H/h) が急に小さくなり、その後、ほぼ一定の値を示し、また汀線近傍では急激に大きくなる。以上の波高の変化の実験値より、砕波後

の波の運動機構は、砕波点より汀線までの間で3つの領域に分けられるようである。Breaking Region: 砕波後、波高を急激に減じる領域で、気泡を多数含み、次の比較的安定な領域に移行する過渡領域である。また、このBreaking Region内での波高の変化の形態も、砕波の形態 (Spilling Breaker, Plunging Breaker, Surging Breaker) によって変わるがこれについては後述する。

Stable Region; Breaking Region の次の領域で、孤立波の場合には、その運動機構がBore理論に近似している領域をさし、波高の変化は、前のBreaking Regionに較べて小さく、波の中に含まれる気泡も少なく、波形はfrontの部分が急勾配で著しい非対称形であるが、非常に安定した形を保っている。

Shore Line Region; Stable Region の波の性質とは殆んど変わらないと思われるが、気泡は含んでない。この領域では (H/h) が急に大きくなる。この原因は後に述べる平均水位の上昇つまり wave set-up の効果を強く受ける領域をみなす事ができる。この3つの領域については、後の平均水深の変化、波速の変化の節でも述べる。

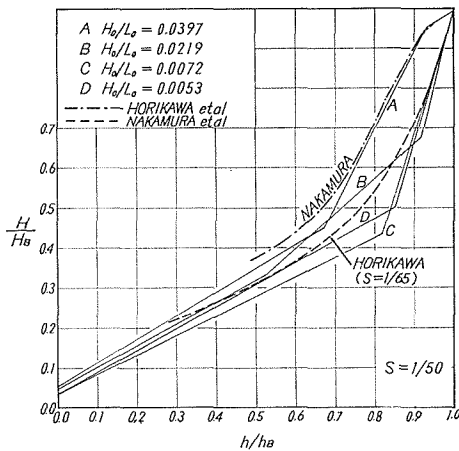


Fig. 4.

$H_0/L_0=0.0072, 0.0053$ は Plunging Breaker である。よって我々の実験にあける、Spilling Breaker の波は、中村等の実験値とよく一致している。また堀川等の場合は $S=1/65$ であるため直接比較する事ができない。 $S=1/50$ の場合には沖波の波形勾配が小さい Plunging Breaker の場合の方が Spilling Breaker の場合よりも、砕波後の波高 (H/H_B) は小さくなっている。これに対し、樫木は $S=1/15$ においては、Spilling Breaker の波の方が、Plunging Breaker の場合より (H/H_B) が小さい事を示している事から、 S が比較的急な場合には、Plunging Breaker の方が (H/H_B) が大きく、 S が緩い勾配の場合には、Spilling Breaker の方が (H/H_B) が大きい値を示している。Fig. 5 に $S=1/15, 1/30, 1/50$ の場合の Spilling Breaker, Plunging Breaker の各々の各勾配に対する平均的 (H/H_B) と (h/h_B) を示す。これから明らかなように、 $S=1/30$ では、Spilling Breaker と Plunging Breaker の (H/H_B) は、ほぼ

Fig. 4 は $S=1/50$ の場合の中村等と Horikawa 等の実験曲線を合せて示したものである。Horikawa 等は砕波後の波高変化は沖波の波形勾配の関係ないとしているのに対して、中村等は実験値にバラツキがあるが一本の曲線で表わされるとしている。ここで Horikawa 等と中村等の実験条件を比較してみると、Horikawa 等の実験に用いた波が、殆んど Spilling Breaker に相当し、中村らの実験に用いた波は、Spilling Breaker と Plunging Breaker の波とが半々にあると思われる。我々の実験に用いた4つの波は、 $H_0/L_0=0.0397$ は Spilling Breaker であり、 $H_0/L_0=0.0219$ は Spilling Breaker と Plunging Breaker の中間領域、

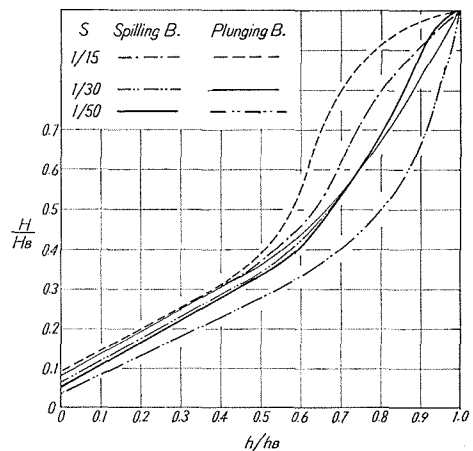


Fig. 5.

等しい事から、 $S=1/3$ を境として、碎波形態と (H/H_B) の関係が逆になる事が明らかになる。佐伯等の行なった孤立波の碎波後の波高変化の実験の場合においても以上に述べた周期波の場合と同じ現象が起こっている。孤立波の場合には、 $S>1/75$ の場合には、沖波の波形勾配が小さい程、即ち Plunging Breaker の方が (H/H_B) が大きく、 $S<1/75$ では、逆に沖波波形勾配が大きい程、即ち Spilling Breaker に近い程 (H/H_B) は大きい値を示し、 $S=1/75$ では、両タイプの碎波形態にはあまり関係ない。以上の碎波後の波高の変化の実験より、次の結論が得られる。

(1) $S=1/50$ の場合の波高の変化から、碎波後の波の機構を3つに分ける事ができたが、その範囲を (h/h_B) で示せば次の如くなる。

$1 > (h/h_B) \geq 0.8$	Breaking Region
$0.8 > (h/h_B) \geq 0.15$	Stable Region
$0.15 > (h/h_B) \geq 0$	Shore Line Region

この理論は、比較的勾配 S が緩い場合であって、Bowen が行なった $S=1/12$ 、樫木の行なった $S=1/15$ のような急勾配の場合には、碎波点と汀線までの距離が短いために、そのよめな明確な領域を区分できないと思われるが、汀線まで波高変化を測定した実験が行なわれていないため明確ではない。孤立波の場合には、 $S>1/20$ では、以上のように3つに分ける事はできないが、 $S<1/20$ では、我々が行なった結果と同じくほぼ3つの区分に分ける事ができる。

(2) $S>1/30$ では、 H_0/L_0 が小さい程、即ち、碎波の形態が Plunging Breaker に近い程、碎波後の (H/H_B) は大きく、 $S<1/30$ ではその逆に H_0/L_0 が大きい程、即ち碎波の形態が Spilling Breaker に近い程 (H/H_B) に大きくなり、 $S=1/30$ では、碎波形態にあまり関係していない。

(3) $S=1/15, 1/30, 1/50$ の場合の、碎波形態別による波高変化図を作製した。

(4) 周期波の碎波後の波形変化と孤立波の碎波後の波高変化を比較した結果、その変形機構は非常に似ている事が明らかになった。また (H/H_B) と (h/h_B) との関係では図には示していないが $(h/h_B)>0.4$ の範囲では、孤立波の場合と周期波の場合がよく一致しているが、Shore Line Region では孤立波は周期波に較べて (H/H_B) が約2倍の大きさである。

(5) $S=1/50$ の場合、孤立波の場合の Bore Inception Point は $(h/h_B)=0.75$ であるが、周期波の場合は、Breaking Region と Stable Region の境界は $(h/h_B) \approx 0.8$ でよく一致していると思われる。

(6) 今まで便宜的に用いていた碎波後の波高の変化を $(H/h)=(H_B/h_B)$ で計算すると、Shore Line Region では危険側となり、 $S>1/30$ の場合には $(h/h_B)>0.6$ で危険側となる事が判った。これは Fig. 5 に $(H/H_B)=(h/h_B)$ の直線を入れ、その上側にくる部分が危険側となる。Divoky 等は孤立波理論を用いて碎波後の波の変形、特に波高変化を説明しようとしているが適当な実験常数を用いると $(h/h_B)>0.2$ の範囲では、堀川、中村等の実測値と一致させる事ができるが、Shore Line Region では平均水位が上昇する事を考慮していないので、波高が零になって、実験値は一致しない

4. 平均水面の変化について

平均水面の上昇 (Set-up) および下降 (Set-down) は Saville 等により観察され報告されている。一般に、水深が波の進行に伴い浅くなる場合、殆んどの場合、波は碎波をおこす。碎波点近傍における波高は、その碎波水深とオーダ的には、ほぼ同一の大きさである。この碎波的近傍においては、波の質量輸送量は大きくなり、また Longuest-Higgins 等の云う excess momentum の量も無視できない位大きなものとなる。この excess momentum の変化量を Longuest-Higgins

等は Radiation Stress と名づけた。ここ Radiation Stress と平均水面の勾配による圧力差が釣り合う事になり、Set-up, Set-down が起る事となる。一般に波の打ち上げ高さや越波量の問題、さらには汀線近傍の砂の移動問題には当然この Set-up が問題になるのであるが、実験によって、沖の波の性質と打ち上げ高さや、越波量とを関係づける場合には、そこに起こる Set-up 現象は中間の運動機構を示す一種の Black box の中に含まれてしまうため、問題にする必要はない。しかし、打ち上げ高さ等を解析的に求めようとするなら、また、砕波後の波の運動機構を明らかにしたい場合には、当然 Set-up, あるいは Set-down の現象を明らかにせねばならない。この現象の理論的な説明は、Longuet-Higgins と Stewart によりなされ、その後 Bowen, 豊島等によって比較的急な勾配で実験がなされた。Bowen は $S=1/12$ であり、豊島等は $S=1/20$ と $1/30$ である。これらの結果から、砕波点より沖側では理論値と実験値はよく一致する事、砕波点より岸側では平均水面勾配 K は一定で、 $S=1/12$ では $K=0.265\sim 0.400$, $S=1/20$ では $K=0.084$, $S=1/30$ では $K=0.108$ である事が明らかになった。我々は、 $S=1/50$ に対して4つの波に対して詳細な実験を行なった。

Bowen は、砕波後の波高変化を次式の如く仮定した。

$$H = \bar{\eta}(h + \bar{\eta}) \quad (1)$$

(1) 式と運動量方程式より最終的に次式を得ている。

$$\frac{d\bar{\eta}}{dx} = -K \frac{dh}{dx} \quad (2)$$

ここで K は次式である

$$K = \frac{1}{1 + \frac{8}{37^2}}$$

Bowen 等は、 $S=1/12$ で実験を行ない、(1) 式が比較的よい近似になる事を示している。我々の結果を H と $(h + \bar{\eta})$ の関係を Fig. 6 (a), (b) に示す。この結果から明らかなように、Bowen が $S=1/12$ の実験から仮定した (1) 式のように、砕波後の波は $S=1/50$ の場合には、一本の直線では表わす事はできない事がわかる。これは、Bowen が行なった実験が $S=1/12$ で急勾配であるため、砕波点と汀線部の距離が非常に近いため、Fig. 6 のような折れる事が見かけ上起らないものと考えられる。これは、前に述べた砕波後の波高の変化でも同様な傾向がある事を述べた。Bowen 等の仮定が $S=1/50$ では当てはまらないので、直接 Fig. 7 より平均的な K を求めた。その結果を示すと Table 1 で示される。

以上により $S=1/50$ における平均的な K の値は $K=0.102$ となる。Bowen, 豊島等、それから我々の K の値と、勾配 S , 砕波点の相対波高 (H_B/h_B) それに沖波の波形勾配 (H_0/L_0) との相関

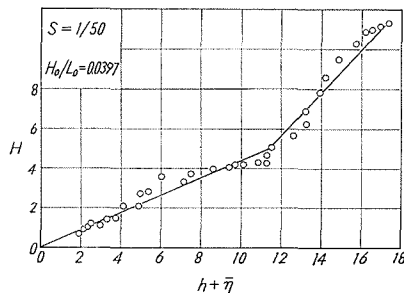


Fig. 6(a).

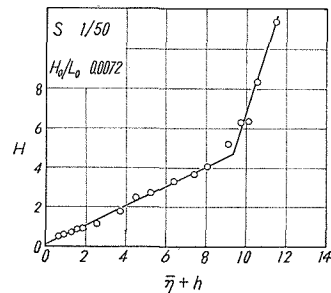


Fig. 6(b).

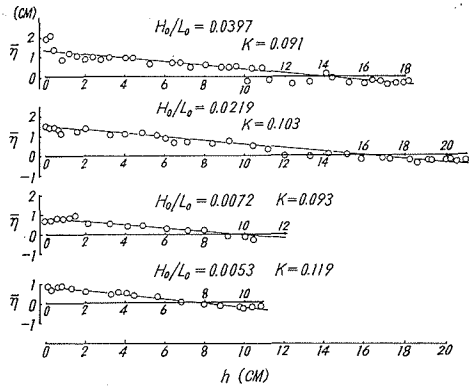


Fig. 7. $S=1/50$

を調べてみたがあまりよい相関は得られなかった。この原因には、Bowenと我々の実測値は詳細に調べられているが、豊島等の場合は3~4点の実測値から K を求めているので、 K の値に誤差が含まれている事も考えられる。今後の詳細な実験が望まれる。次に汀線部の平均水深 ($\bar{\eta}_s/H_B$) と (H_0/L_0) と S との関係が Fig. 8 である。これによると $S=1/20, 1/30, 1/50$ の場合は、 H_0/L_0 に関係なく、 $(\bar{\eta}_s/H_B) \approx 0.09$ であり、 $S=1/12$ の場合は、 H_0/L_0 が小さくなるにつれて、 $(\bar{\eta}_s/H_B)$ は大きくなる傾向がある。Fig. 7 より砕波後の $\bar{\eta}$ は次式で示される。

$$\bar{\eta} = -K \cdot h + \bar{\eta}_s \tag{3}$$

$\bar{\eta}_s$ は Fig. 8 より求められ、 K は $S=1/20$ では $K=0.084$ 、 $S=1/30, 1/50$ では $K \approx 0.105$ とする事ができる。次に平均水深を無次元で示したのを Fig. 9 に示し、それらをまとめたものを Fig. 10 に示す。Fig. 10 で明らかなように、 (H_0/L_0) に関係なく、Shore Line Region 以外ではよく一致している。次に砕波後の波の波頂高を調べたものが Fig. 11 である。 η_c は平均水深の位置から、波

Table 1.

H_0/L_0	K	h_B (cm)	H_B (cm)
0.0397	0.091	17.6	11.37
0.0219	0.103	20.4	15.44
0.0072	0.093	11.68	11.43
0.0053	0.119	9.6	9.83

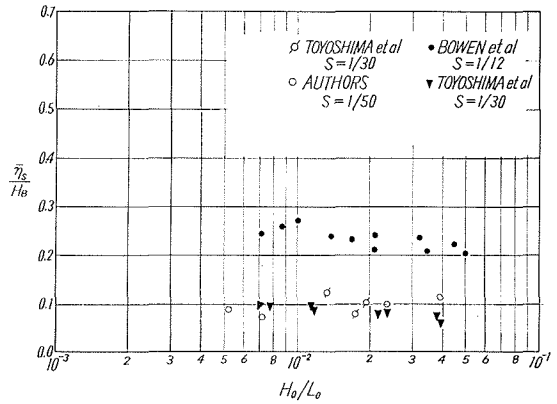


Fig. 8.

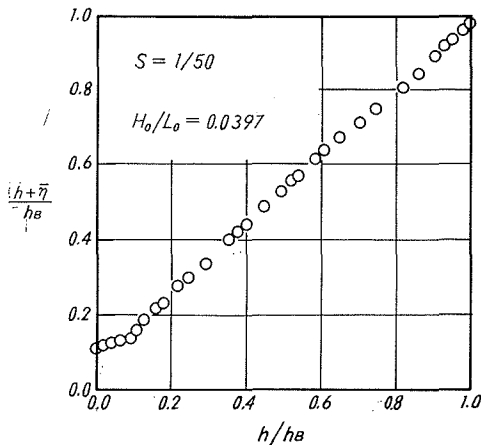


Fig. 9(a).

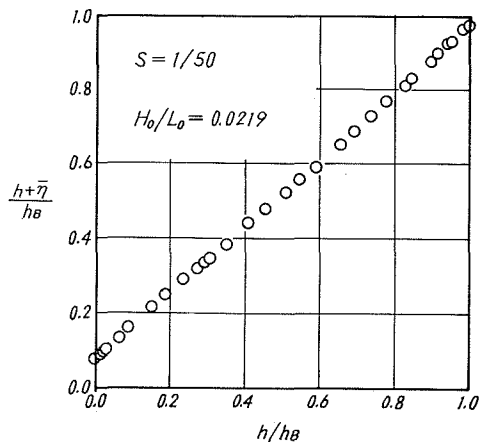


Fig. 9(b).

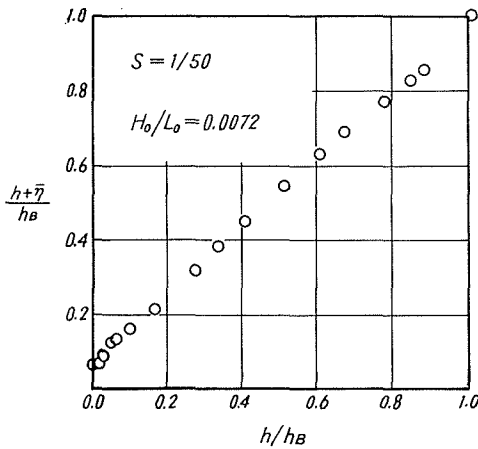


Fig. 9 (c).

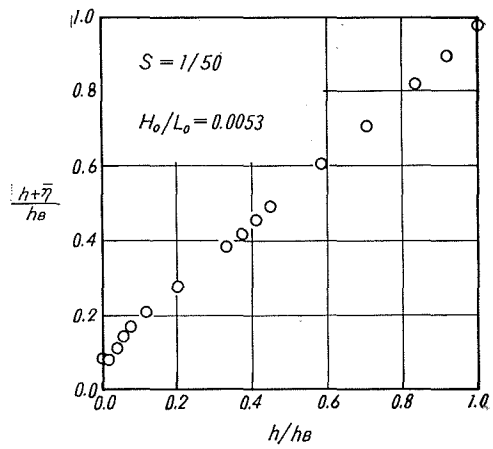


Fig. 9 (d).

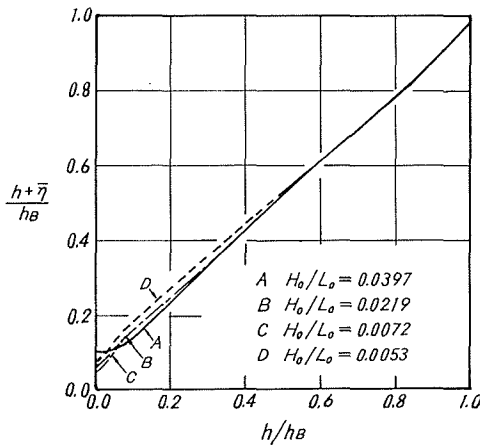


Fig. 10.

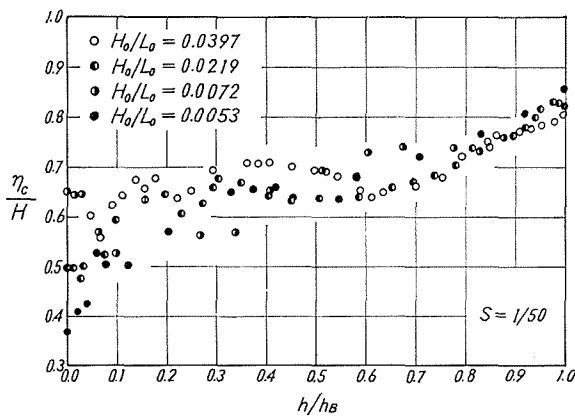


Fig. 11.

頂までの距離を表わし、 H はその点の波高である。これも波高の変化と同じように、3つの領域に分ける事ができる。また Fig. 10 と Fig. 2 を用いる事により、 H_B 、 h_B が与えられれば、各水深における波の crest 及び trough の位置を求める事ができる。なお、波高の変化を平均水深 ($h+\bar{\eta}$) を用いて表わしてみたが、その結果は、Fig. 1, Fig. 2 に示したものと全く同じで傾向をしめしたので、ここでは省略する。

5. 砕波後の波速の変化について

砕波後の波の波速変化を調べる事は、砕波後の波の運動機構を明らかにするうえで重要な事である、これまで孤立波に対しては、佐伯等によりかなり明確な結論が得られている。それによる、孤立波の場合は、Bore Inception Point より汀線側では Bore の波速によく一致している。Horikawa 等は $S=1/30$ の場合の波速を調べているが、データがバラツキ、傾向がいきりしない。一般の波速の定義は Keulegan 等が示しているように次の2つがある。(1) 波の任意の点における波高の状態が移動伝播していく速度

(2) 波による水面の高まりの容積を考え、その容積と同容積の水塊の移動する速さ。以上の(1), (2)が一致するのは変形が起こらない場合である。我々が取り扱う砕波においては、波形の変

形が著しいので、波形の変形が無視できるように、波高計の間隔を5 cm とした。また、水深の小さい Shore Line Region では我々の試作した波速計を用いた。その結果を Fig. 12 に示す。図中の B, P は砕波点を示す。砕波後の波を波高の変化から、3つの領域に分類したが、この波速からもそれを裏づける事ができる。Breaking Region の波速を見ると、(a), (b) の図では、波が Breaking Point から Stable Region に近づくにつれて無次元波速は大きくなっていくのに対し

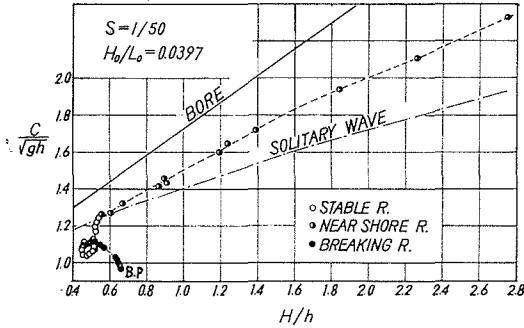


Fig. 12 (a).

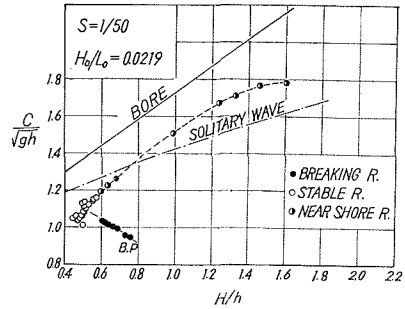


Fig. 12 (b).

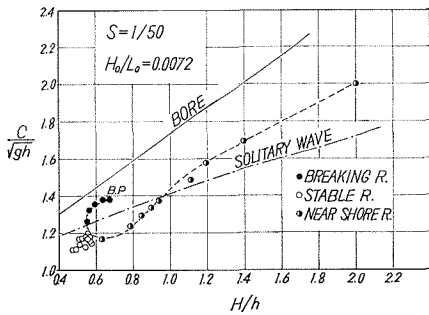


Fig. 12 (c).

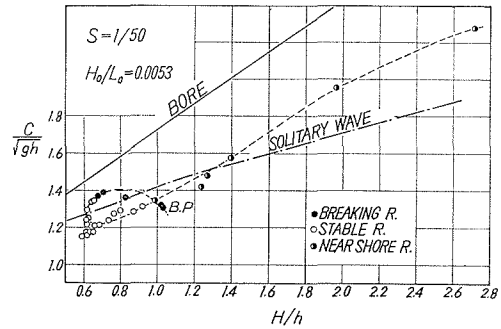


Fig. 12 (d).

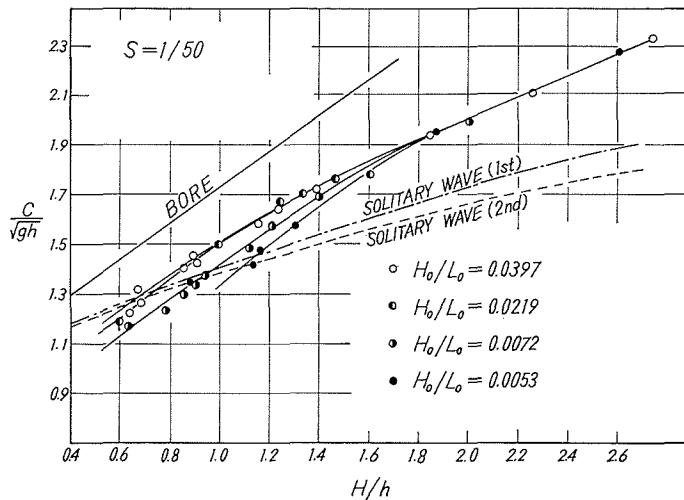


Fig. 13.

て、(c), (d) では波速は、ほぼ等しいか、逆に小さくなっている。これは砕波形態の違いによるもので、過去の実測によると、Spilling Breaker の場合、 $S=1/50$ の場合、ほぼ周期波の理論波速に近い値を示すのに対して、Plunging Breaker の場合には、周期波の波速より大きい、孤立波の波速に近い事が示されている事から考えると、(a), (b) は Spilling Breaker かそれに近い領域の波であり、(c), (d) は Plunging Breaker である事から、Breaking Region の波速は、砕波形態によって大きく変わる事が明らかとなった。この事実は、孤立波の場合にもよく当てはまる。次に Stable Region では、無次元波速は、図 (c), (d) から明らかなように、ほぼ一定値を持つものと思われる。Shore Line Region においては、Bore と孤立波の中間の波速を示している事が判る。この領域の波速をまとめて示したものが Fig. 13 である。この波速の変化のしかたは、孤立波が沖から、砕波点まで進行する間の変化によく一致している事から、Shore Line Region では、波の運動機構は孤立波に近いものと思われる。なお波速の変化から得られた領域の分類と、波高変化から求めた領域区分は若干異なるようである。

6. おわりに

$S=1/50$ における砕波後の波高変化、平均水深の変化および波速の変化を明らかにした。以上の事から砕波後の波の運動機構が3つの領域に分けられた。

本実験を行なうに当たり、計測計の作製に協力して戴いた北大工学部港湾工学講座助手酒井謙太郎氏、並びに実験に協力してくれた土木工学科学生、大久保常雄君に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Horikawa, K. and C. T. Kuo: Coastal Eng. in Japan, Vol. 9, pp. 69-81 (1966).
- 2) 中村 充, 白石英彦, 佐々木泰雄: 第13回海岸工学講演論文集, pp. 71-79 (昭41年).
- 3) 豊島 修, 富永正昭, 橋本 宏: 土木研究所報告, 第133号, pp. 121-129 (昭43年).
- 4) Bowen, A. J, et al: Jour. Geophys. Res. Vol. 73 (1968).
- 5) 樫木 享, 岩田好一郎, 中辻啓二: 第16回海岸工学講演会論文集, pp. 35-39 (昭44年).
- 6) Kishi, T. and H. Saeki: Coastal Eng. Vol. 1, pp. 322-348 (1966).
- 7) 佐伯 浩, 佐藤滋男, 尾崎 晃: 第19回海岸工学講演会論文集, pp. 173-176 (1972).
- 8) Saeki, H. et al: Coastal Eng. in Japan Vol. 14, pp. 25-42 (1971).