

琉球大学学術リポジトリ

斜面上での砕波の質量輸送

メタデータ	言語: 出版者: 琉球大学工学部 公開日: 2007-10-28 キーワード (Ja): キーワード (En): Breaking waves, Mass transport, Mass flux 作成者: 筒井, 茂明, Tsutsui, Shigeaki メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/20.500.12000/2208

斜面上での碎波の質量輸送[†]

筒井 茂明*

Mass Transport of Breaking Waves on a Mild Slope

Shigeaki TSUTSUI

Synopsis

Breaking waves of spilling-type are generated on a mild slope under the condition that the mass transport accompanied by the wave propagation is not restrained by the end wall of wave tank. Characteristics of the wave shoaling, vertical distributions of mass transport velocity, and mass flux are experimentally investigated with comparison of the theoretical estimation based on the law of the conservation of energy flux.

There exist the mass transport in the direction of the wave propagation. It extends all over the whole depth in the case of the wave shoaling on a slope as that of uniform, progressive waves on water of constant depth. Vertical distributions of the mass transport velocity in the region of the deeper depth coincide with the theoretical ones. It is noted that, if the water depth becomes shallower, such as the region near-by breaking points, water particle velocities near the water surface become extremely larger values than those near the bottom.

Changes in the dimensionless total mass flux, and so called Stokes' drift with dimensionless wave periods, have a nearly same tendency as the theoretical estimations. It can be expected by the theory that the mass flux at the just breaking points give a maximum value at the dimensionless wave period nearly equal to ten. The experimental values of mass flux agree well with the theoretical ones in the deeper region, but the former takes larger values of about thirty percent than the latter at breaking points. It is concluded, however, that the mass flux can roughly be estimated by the law of the conservation of energy flux.

According to the wave shoaling, experimental results of the height and length of breaking waves give reasonable agreements with the theoretical estimation, but essential problems such as the occurrence of secondary waves, its developing processes, and asymmetric deformation of wave profiles are still left unclarified due to the non-linearity of waves on a slope.

Key Words : Breaking waves, Mass transport, Mass flux.

原稿受付：1980年10月31日

• 琉球大学助手 工学部土木工学科

† 第27回海岸工学講演会論文集に一部発表

1. 緒 言

波が海岸に近づき浅海域を進行するにつれて波形の対称性を失ない、やがて砕波し、波から流れへと移行する現象は、砕波変形過程として周知のとおりである。この現象は水理学的に興味ある問題であるのみならず、防災工学上からも重要であるので、その機構解明への努力が成されてきた。しかし、斜面上でのこのような砕波変形に関する研究は、砕波時の流速などの波動内部の水理量を精度よく測定することが困難なため、従来波高変化などのshoaling特性に主眼が置かれたものが多く、一方、沿岸での漂砂の移動が主として砕波帯近くに集中していることを考えても、砕波の力学的内部機構を解明することが重要であることはいままでもない。この漂砂移動と関連深い砕波に伴う質量輸送についても、海岸工学上重要な課題の一つであるにもかかわらず、その研究はきわめて少ない。

波の進行に伴う質量輸送については、従来一様水深域での定形進行波を対象としてStokes¹⁾がLagrange座標における質量輸送の存在を示して以来、数多くの研究が成されてきた。

Stokesによる理論結果は、水面変動と水粒子速度との非線形相互作用により生じるものでStokes driftと呼ばれているが、波の質量流束が水面変動部分にのみ集中するという特性をもっている。一方、水の粘性効果を考慮しているLonguet-Higgins²⁾の結果もまた、水底付近で波の進行方向とは逆向きの質量輸送速度成分をもち、疑問の余地が残されている。これらの理論結果に対して、最近では平山³⁾の実験があるが、用いられた波浪水槽は端部が閉じられたものであることに留意する必要がある。土屋ら⁴⁾⁵⁾は、このような疑問点とともに、従来の有限振幅波理論による質量輸送が理論展開過程に導入されている流速の定義に依存することに問題があるとして、流速の定義を必要としない有限振幅波理論を展開し、波の進行方向の全水深にわたり質量輸送が存在することを示した。また、従来の端部を閉じた波浪水槽による実験は、波の質量輸送を拘束するため、水位上昇やもどり流れなどが発生し、必ずしも定形進行波の実験に適していないことを指摘し、このような質量輸送を拘束しない二重床波浪水槽を用いて定形進行波に対する実験を実施し、前述の理論結果を実証している。

本研究でとりあげる緩勾配斜面上での砕波による質量輸送においても、一様水深の場合と同じ立場に立ち、

質量輸送を拘束しないようによく工夫した波浪水槽を用いて砕波実験を実施する。すなわち、波の変形特性および質量輸送が定常状態となったのち、波高、波長などの斜面上での砕波変形特性を計測し、次に質量輸送速度の測定を行なう。これらの結果と定形進行波の有限振幅波理論を用いたエネルギー・フラックスの保存則により得られる結果とを比較し、斜面上での砕波変形特性を調べるとともに、砕波に伴う質量輸送の特性を明らかにする。

2. 砕波の質量輸送に関する実験

2.1 実験装置および実験方法

(1) 実験水槽

実験においては、砕波という不安定な極限過程を含む波動内部の水粒子の挙動を計測する必要があるため、その力学的内部特性があまりにも急激に変化することは、計測技術上困難をきたすであろうと考えられる。また、従来水深減少に伴う波のshoalingを議論する場合には、定形進行波の有限振幅波理論を用いたエネルギー・フラックスの保存則が採用されており、この理論は緩勾配斜面上での砕波、いわゆるspilling breakerに対して有用であろうと考えられている。本研究でもこの方法を採用する。したがって、斜面勾配はできるだけ緩やかな方が望ましいので、ここでは1/150とした。

実験に用いた波浪水槽は、京都大学防災研究所附属宇治川水理実験所に設置されている二重床波浪水槽であり、図-1にその概略を示す。水槽中央部に鋼製の二重斜面(勾配1/150)を設置し、その前・後部は一様水深部となっており、斜面末端部が砕波水深となるようにした。この斜面上での砕波変形に伴う質量流束は、斜面前・後部の一様水深部に設けられている循環口および下部水路床の暗きよ部を通して造波機側へ還流されるようになっている。このようにすることにより波の質量流束が水槽末端部に拘束されることなく、また砕波点、砕波波形などの砕波特性および質量輸送の現象を定常にすることができ、所要の目的に適うものである。水槽中央部の側壁は、約10mにわたり写真撮影のためのガラス壁とし、縦2cm、横4cmのメッシュを記し、空間波形を読みとる際の基準線とした。

(2) 砕波特性の計測

実験に際しては、まず水槽全体の波動場が定常になったのち、砕波にいたるまでの時・空間波形、流速を

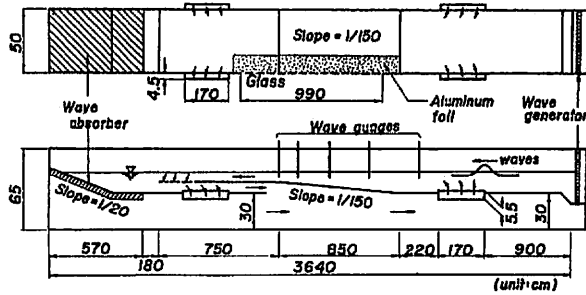


図-1 二重床波浪水槽

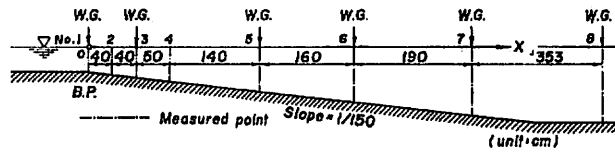


図-2 測点

それぞれ次の方法で測定した。

a. 波の定常性

図-2に示す6測点に容量式波高計を設置し、造波開始時より連続測定を行なった時間波形の記録を用いて、各測点での波高が一定となった時点で定常状態であると判断した。なお、砕波点においては、2mm程度の波高変化は許容し、かつ周期的な波高変化がないことから波の定常性を確認した。すべての実験ケースについて測定開始時間は、造波開始後約1時間である。

b. 時・空間波形

時間波形は図-2に示した測点での容量式波高計を用いて計測を行なった。空間波形は同一測点において35mmカメラにより水槽測壁のガラス面を通して写真撮影によって求めた。その方法の概略は図-3に示す通りである。すなわち、水路床に幅10cmの薄いアルミ箔

を張り付け鏡面とし、反対側の水槽測壁上方よりの蛍光灯による光を反対させ、その光がガラス面のできるメニスカスの部分で乱反射される光を撮らえるようになってい

c. 波速

斜面上での波速は場所的に変化するので、その直接計測は困難である。ここでは次のような方法で波長を測定し、波の周期が場所的に変化しないとの仮定の下に換算した。水槽側壁のガラス面より約3m離れた地点に水槽と平行に自走式の台車を設置し、予め測定された波の斜面上での平均波速で特定の波を追尾させながら35mmカメラで毎秒3コマの撮影間隔で空間波形を撮る。この方法を数波について繰り返して得られる空間波形をスライド映写機で原寸大に投影し、相隣る2波峯間の距離として波長を求め、この2波峯間の中点における値とした。

(3) 質量輸送速度の測定

まず、静水面下における質量輸送速度の測定には、中立粒子によるトレーサー法を採用した。用いた中立粒子は、比重1.093、平均粒径1.72mmの白色ポリスチレンを焼成し、水中選別により中立粒子として使用可能なものを選び出したものである。測定方法は次のとおりである。中立粒子の照明用および中立粒子が同一断面内を運動していることを確認するため、エリスポットライトの幅を3~4cmに絞って照射しておき、測

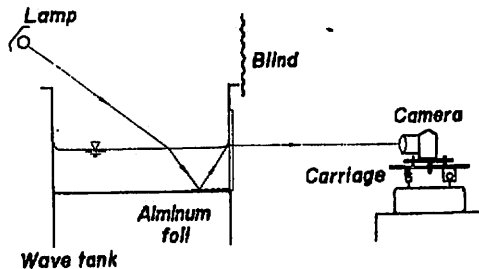


図-3 空間波形の写真撮影方法

定断面前方にスポットにより静かに中立粒子を投入する。スリット光線内を運動する中立粒子とともに基準尺（2cm間隔、全幅10cm）を35mmカメラで写真撮影する。なお、レンズ収差をできるだけ小さくするため、中立粒子をレンズ中央部で撮らえるよう心掛けた。また、基準尺の先端を静水面と一致させ、中立粒子の鉛直座標を定める基準線とした。以上の撮影方法の概略を図-4、(1)に示す。このようにして得られたネガフィルムをスライド映写機で約1.5倍に拡大投影し、中立粒子の1つの軌跡の鉛直接線から次の鉛直接線までの水平移動距離を測定し、この値と周期との比で質量輸送速度を定めた。解析に当たっては、数周期にわたり水平に移動している中立粒子のみを選ぶとともに、測点から±5cmの範囲内にあるものを対象とした。

次に、静水面での質量輸送速度は、浮子を用いて次のような方法で測定した。図-4、(2)に示すように水表面に浮子（発泡スチロール、直径約3mm）を投入し、スリットを通してストロボを照射しつつ、スリット光

線内の浮子の挙動および基準尺を水面よりやや上方から写真撮影する。これらを印画紙に原寸大に焼付けしたのち、前述と同様の方法で質量輸送速度を算定した。

いずれの測定においても、図-4に示したように同一断面内に波高計を設置し時間波形を同時計測した。

2.2 実験結果および考察

(1) 実験波の砕波変形特性

ここで問題とする質量輸送に関して矛盾がないと考えられる定形進行波の有振振幅波理論は、波速の第1定義を用いたストークス波（ $S-3$ ）⁷⁾、土屋らによる迎減振動法による擬ストークス波（ $QS-4$ ）⁸⁾およびクノイド波（ $NC-3$ ）⁹⁾の各理論である。以下では、これらの理論との比較により実験結果を検討する。

なお、砕波点での実験諸元は表-1のとおりである。ただし、 T ：波の周期、 h_b ：砕波水深、 H_b ：砕波波高および g ：重力の加速度である。

表-1 砕波点での実験条件

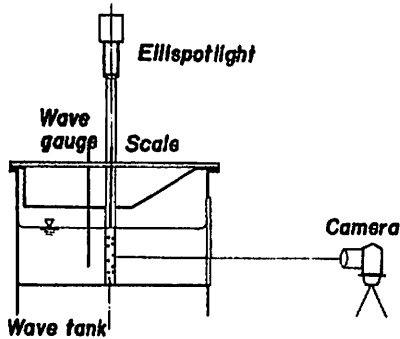
Run	$T\sqrt{g/h_b}$	H_b/h_b
1	13.8	0.734
2	19.5	0.734
3	11.2	0.684

a. 時間波形

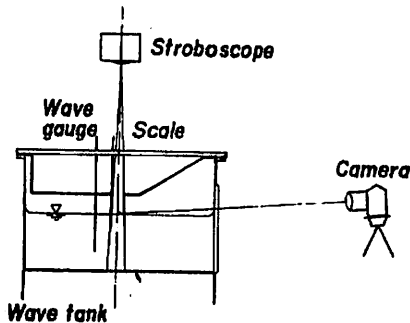
図-5は、各測点での時間波形と理論波形とを比較したものである。ただし、波形変化の特性に注目するため、両波形の峯と谷を一致させて表示してある。また、 x ：砕波点からの水平距離、 h ：水深、 H ：波高、 η ：水位変動量および t ：時間である。

Run 1の場合には、峯近くの波形の対称性が全測点で保たれ、砕波点付近で急激に峯が尖ってくるのがわかる。また、 $x/h_b=52.7$ 付近で波の谷に2次波峯が発生し、砕波点に近づくにつれて発達していく様子がよくわかる。Run 2の場合には、 $x/h_b=120.4$ においてすでに2次波峯が発生し、進行に伴って主峯に追越される様子を示している。この2次波峯は、波の非線形性が強いため発生したもので、Run 1の場合のように波のshoalingによるものではないと考えられる。

次に、Run 3の場合には、沖側での波形の対称性が最もよく、かつ、2次波峯の発生もRun 1の場合ほど顕著でなく、shoalingに伴って峯が急速に非対称となっていく様子がよく示されている。



(1) 中立粒子の写真撮影方法



(2) 浮子の写真撮影方法

図-4 質量輸送速度の測定方法

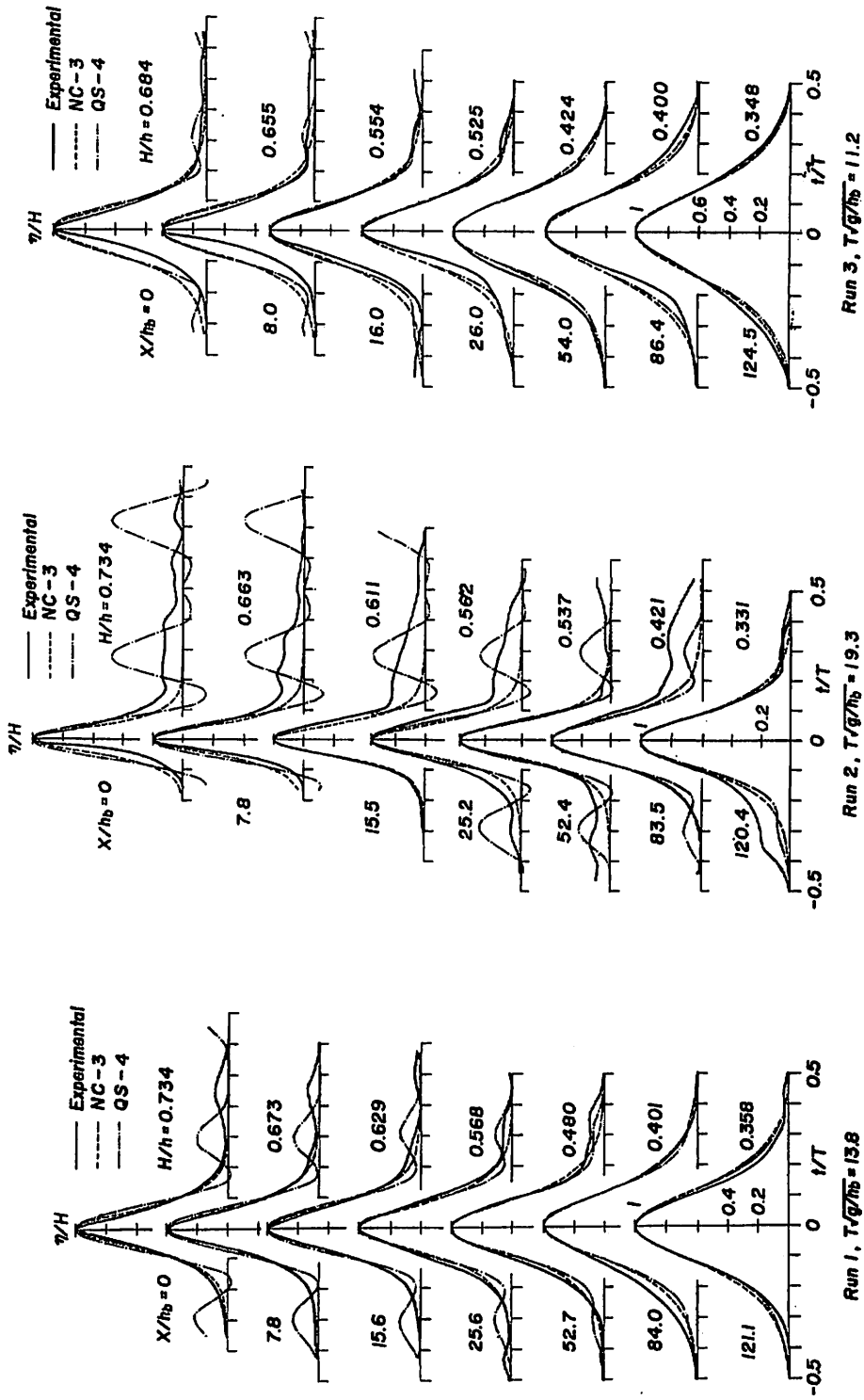


図-5 波の shoaling による時間波形の変化

このような時間波形に対して、擬ストークス波およびクノイド波の両理論波形は沖側ではかなり良い一致を示すが、砕波点付近での峯の尖りを表わすことはできないことがわかる。

b. 波の shoaling による波高変化

図-6は、斜面上の測点7における時間波形から得られる波高と周期を用いて、エネルギー・フラックスの保存則により深海波の諸量を推算したのち、その波が斜面上を伝播するときの浅水変形曲線と実験値との比較を示したものである。ここに、 L は波長であり、添字0は深海波の諸量を意味する。

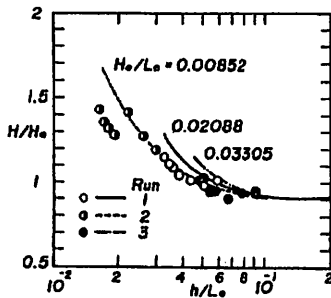


図-6 波の shoaling による波高変化

Run 1, 2, 3ともに沖側でわずかながら水底摩擦などによって減衰し、結果として砕波点付近において波高が理論値より若干小さくなっているが、全般的には理論曲線とよい対応を示していると考えられる。

図-7は、砕波時には、波の峯での水平最大水粒子速度 u_{max} と波速 c が等しいとする Rankine-Stokes の砕波条件を用いた場合の擬ストークス波とクノイド波の砕波波高曲線および合田¹⁰⁾による砕波指標と実験値

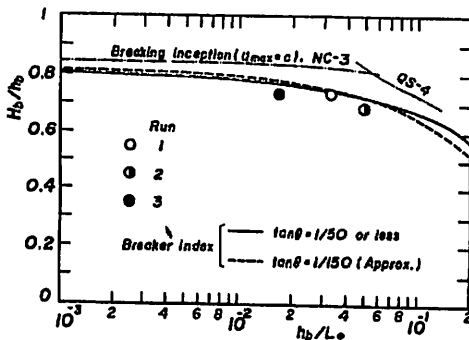


図-7 砕波波高

との比較を示している。実験値は、図-6にも示されているように両理論による砕波波高値よりも10%程度小さく、砕波指標よりもさらに4%程度小さい値であるが、砕波指標の精度から判断すれば両者はよく一致しているといえよう。

c. 波の Shoaling による波長変化

写真-1は、空間波形の写真撮影結果の1例を示すものである。このような一連の写真から2.1, (2)で述べた方法により波長を定めたのち、砕波点からの水平距離を横軸に各測点での実測波長を縦軸にとって、波長の場所的な変化を示すと図-8が得られる。図中の細線は前項b.で示した shoaling 理論による曲線である。また、太線は実験値に対する内挿曲線である。沖側においては両者はほぼ一致しているが、砕波点付近では実測波長が理論値より小さな値となっている。これは図-6の結果と合致するもので、砕波点付近では波高が理論値より小さく、したがって波長も短くなっている。Run 2の場合には、実測波長の減少の程度が理論値のそれよりも急激であるが、これは前項a.で述べたように波形に発生している強い2次波峯に起因するものである。

(2) 砕波変形に伴う質量輸送速度

写真-2および3は、水面下での中立粒子の軌跡および水表面での浮子の挙動をそれぞれ示している。

写真-2からわかるように水深が浅くなるにつれて水粒子の運動が活発になる。また、写真-3から砕波点における水表面の水粒子速度は、水平成分が鉛直成分の数倍に及ぶことがわかる。

このような写真撮影結果から得られた質量輸送速度の鉛直分布を図-9, 10および11に示す。ただし、 z : 静水面に原点を採ったときの鉛直座標および U_m : 1周期当りの質量輸送速度である。

図中に示した曲線は、ストークス波、擬ストークス波およびクノイド波の各理論によるもので、それぞれ一点鎖線、破線および実線で示されている。また、同種類の曲線の中、太線はエネルギー・フラックスの保存則に基づき測点7の波が斜面上を伝播するときの理論推算波高を用いた場合、細線は各測点での実測波高を用いた場合の質量輸送速度をそれぞれ表わしている。さらに、砕波点、 $x/h_b=0$ においては、砕波波高の推算法に応じて Rankine-Stokes の砕波条件を用いた場合を点線で、砕波指標を用いた場合を2点鎖線で示してある。

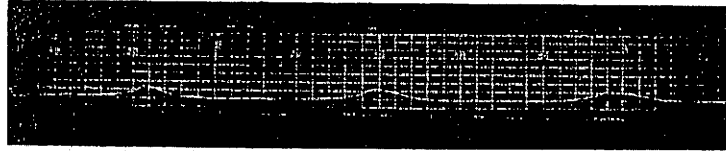
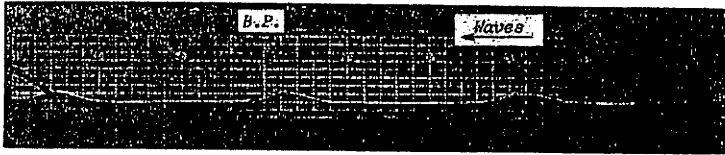
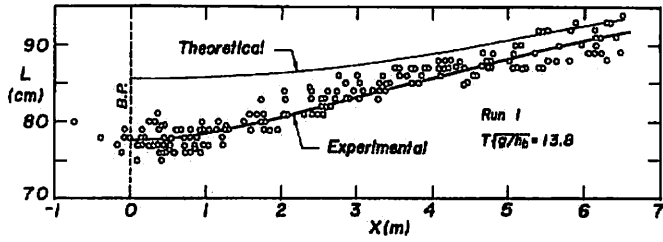
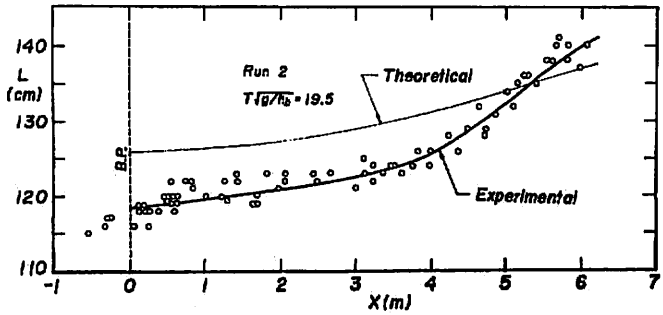


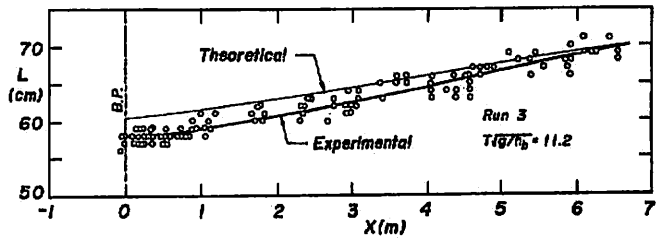
写真-1 空間波形 (Run 3)



(1) Run 1



(2) Run 2



(3) Run 3

図-8 波の shoaling による波長変化

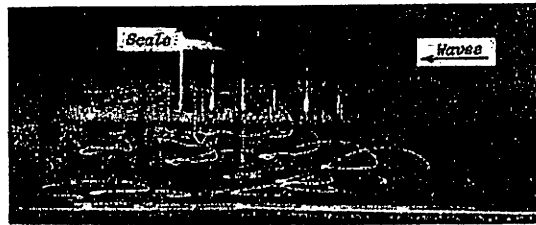
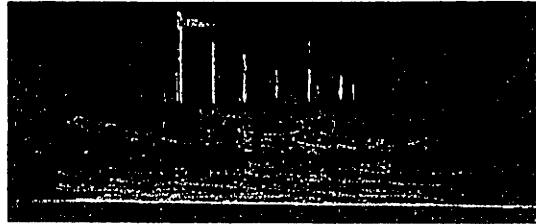
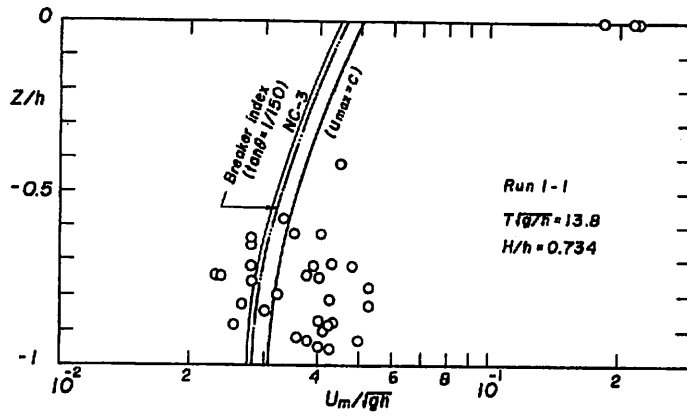
(1) $X/h_b = 0$ (Breaking point)(2) $X/h_b = 8.0$ (3) $X/h_b = 124.5$

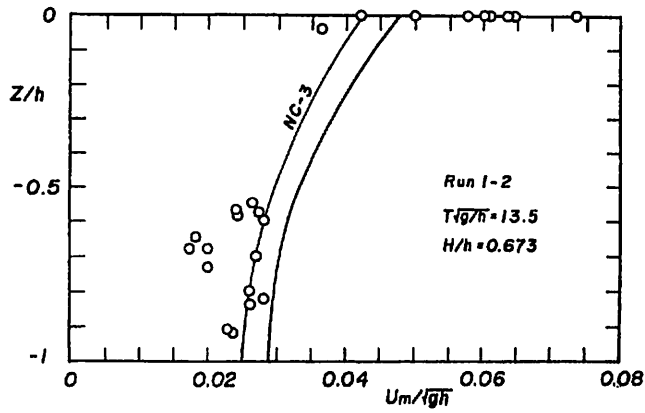
写真-2 中立粒子の軌跡 (Run 3)

(1) $X/h_b = 0$ (Breaking point)(2) $X/h_b = 7.8$

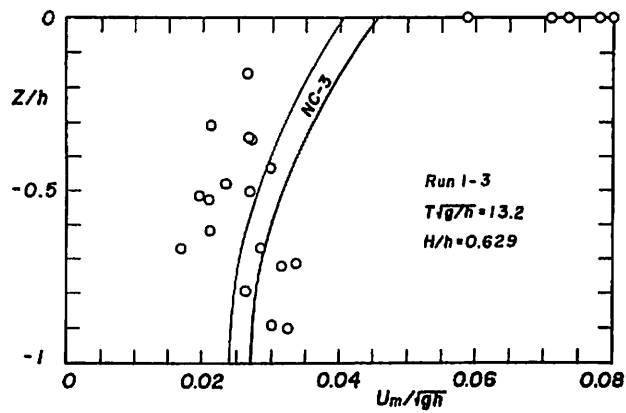
写真-3 水表面での浮子の挙動 (Run 1)



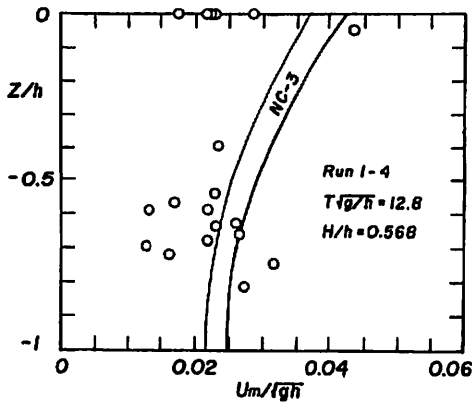
(1) $x/h_b = 0$



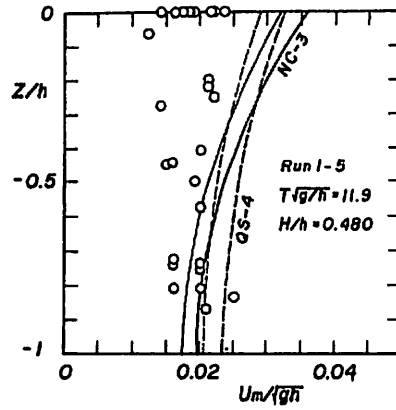
(2) $x/h_b = 7.8$



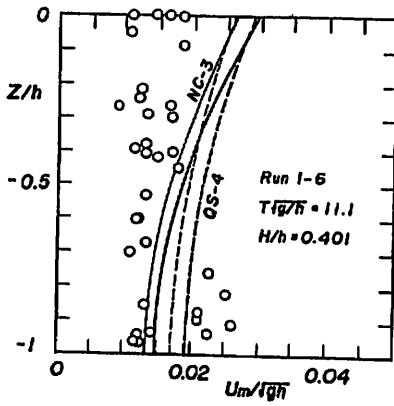
(3) $x/h_b = 15.6$



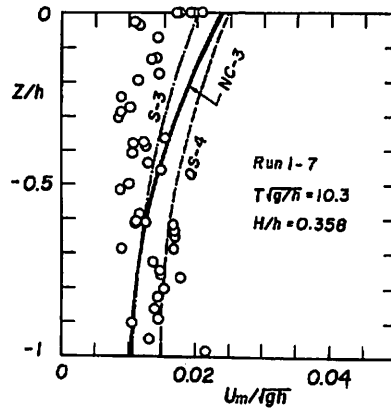
(4) $x/h_b = 25.6$



(5) $x/h_b = 52.7$

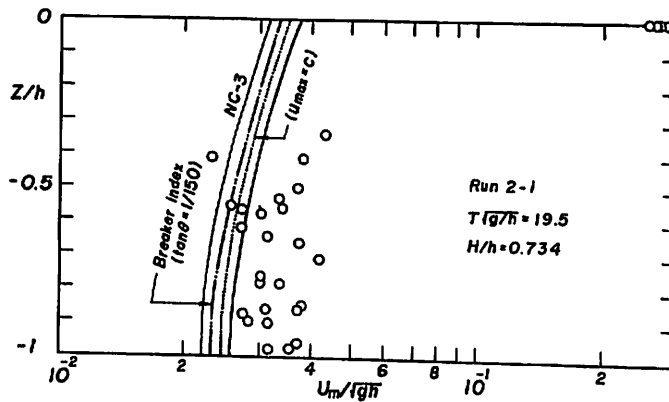


(6) $x/h_b = 84.0$

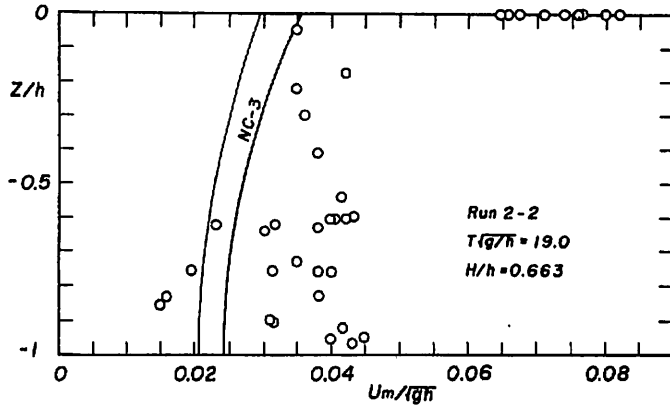


(7) $x/h_b = 121.1$

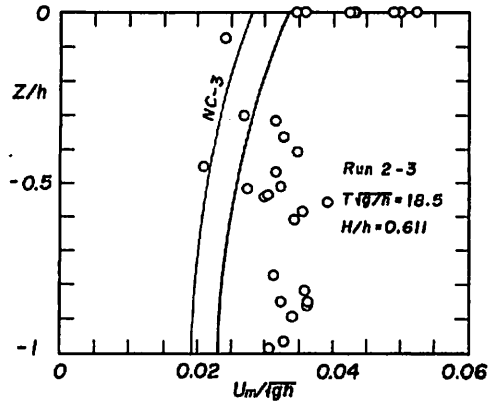
図-9 質量輸送速度の鉛直分布 (Run 1)



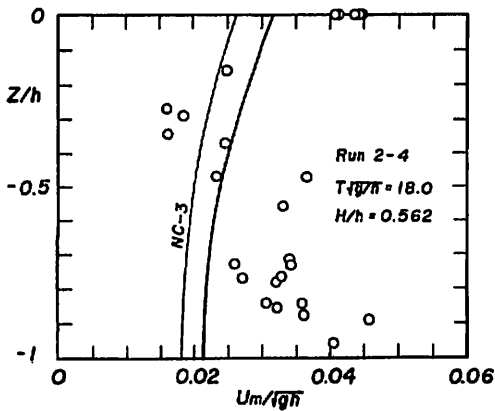
(1) $x/h_b = 0$



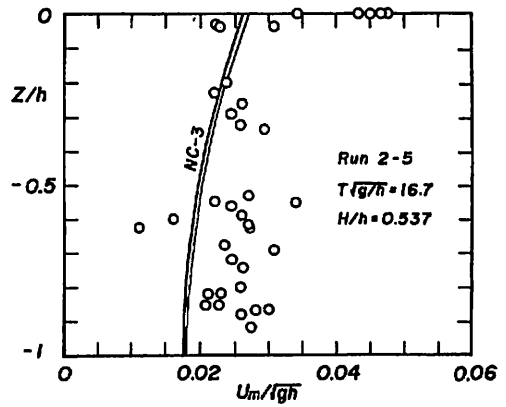
(2) $x/h_b = 7.8$



(3) $x/h_b = 15.5$



(4) $x/h_b = 25.2$



(5) $x/h_b = 52.4$

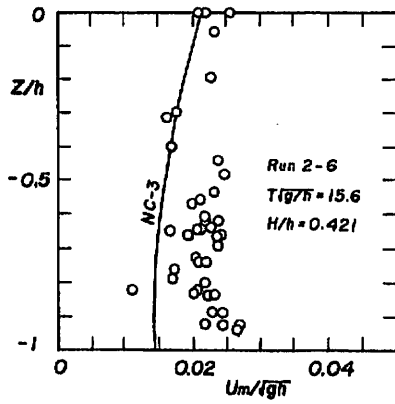
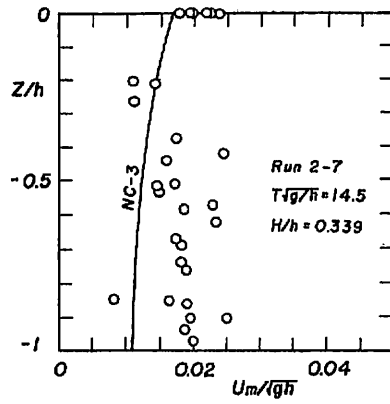
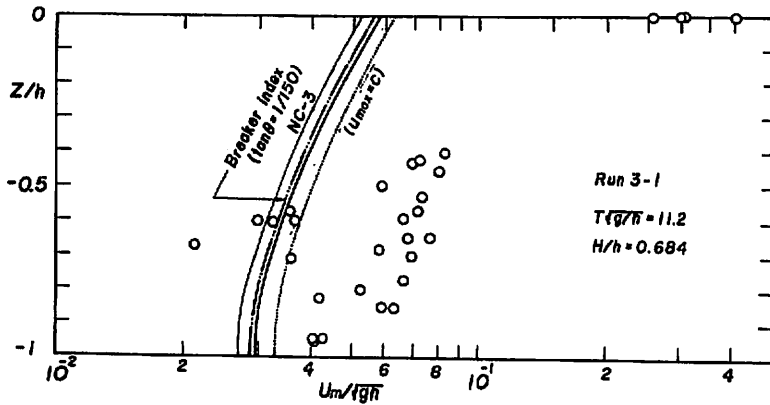
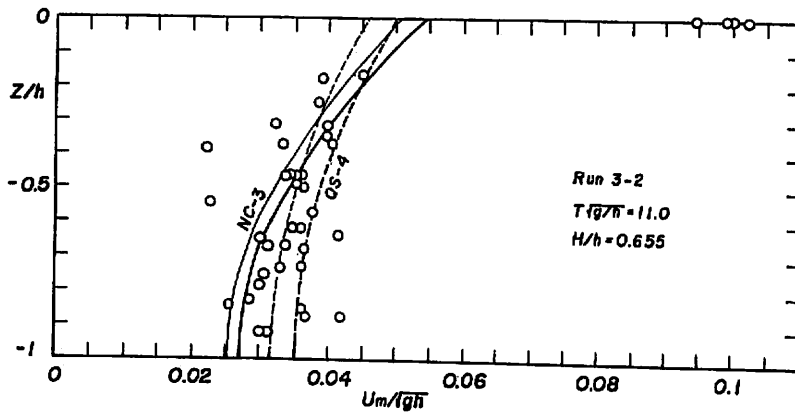
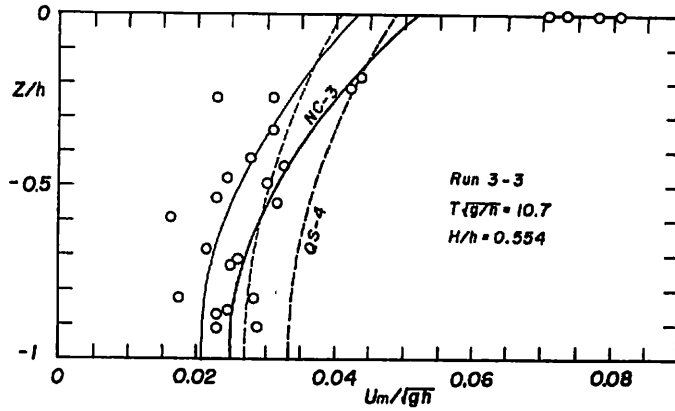
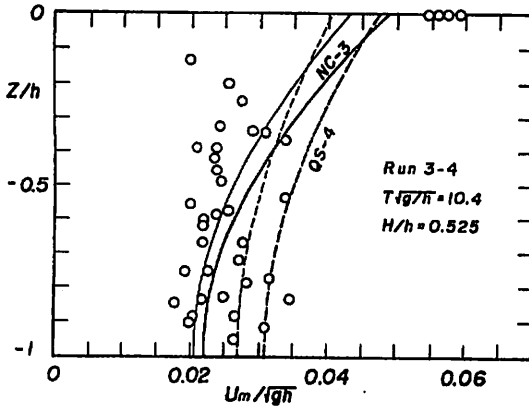
(6) $x/h_b = 83.5$ (7) $x/h_b = 120.4$

図-10 質量輸送速度の鉛直分布 (Run 2)

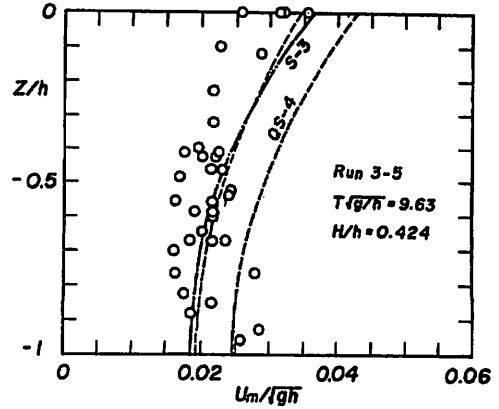
(1) $x/h_b = 0$ (2) $x/h_b = 8.0$



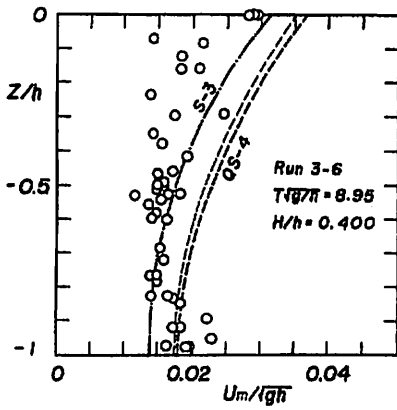
(3) $x/h_0 = 16.0$



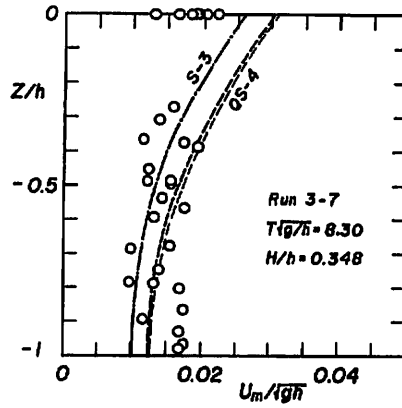
(4) $x/h_0 = 26.0$



(5) $x/h_0 = 54.0$



(6) $x/h_0 = 86.4$



(7) $x/h_0 = 124.5$

図-11 質量輸送速度の鉛直分布 (Run 3)

図-9から次のことがわかる。水深の深い測点5, $x/h_0=52.7$, 以遠においては, 静水面付近で実験値は理論値よりやや小さく一様分布に近い分布形を示すが, 全般的に両者の一致は良好である。しかし, 水深の浅い測点3, $x/h_0=15.6$, より碎波点までの間では水底付近の実験値は理論値とほぼ一致するが, 静水面での実験値は理論値よりもかなり大きく, 碎波点においては前者は後者の約5倍に達している。

次に, 図-10に示した Run 2の場合には, 実験値のばらつきは Run 1の場合とほぼ同じであるが, 全領域で実験値が理論値よりも大きな値を示している。これは, 前述したように波の非線形性が強く, 2次波峯が入射波にすでに発生していたことにも関連があるものと考えられる。この場合には, 碎波点の静水面での実験値は理論値の約7倍になっている。

波の非線形性の最も小さいと思われる Run 3の場合も, 測点5, $x/h_0=54.0$ 以遠では Run 1の場合と同じ傾向を示し, しかも実験値のばらつきも小さい。一方, 測点2~4, $x/h_0=8.0\sim 26.0$, においては静水面を除いて実験, 理論の両結果はほぼ一致している。碎波点, $x/h_0=0$ では全体的に実験値が理論値の数倍となっている。

すべての実験ケースを通じて, 水深が浅くなるにつれて実験値のばらつきが大きくなるが, これは碎波点に近づくにつれて水粒子の運動が活発になることによるもので, 写真-2および3にその様子がよく現われている。

斜面上での波の質量輸送速度も定形進行波の場合と同様に, 波の進行方向の全水深にわたり常に存在し, 碎波点近くになると, 水面変動部分の質量輸送速度が水底付近の値より極めて大きくなるのが特徴的である。

(3) 碎波変形に伴う質量流束

質量輸送速度の鉛直分布に対する実験結果から各測点での質量流束を求め, 無次元周期 $T\sqrt{g/h}$ に対する変化を図-12に示す。ただし, 図中の ρ は水の密度である。理論曲線は, 全質量流束 Q および水面変動と水粒子速度との非線形相互作用によって生じる Stokes drift Q_2 の周期による変化を示している。 Q と Q_2 との差が Euler 座標における平均流速に起因する質量流束である。また, 同図には, 碎波時の質量流束を示すため, Rankine-Stokesの碎波条件および碎波指標を用いた場合の Q の上限値が示されている。

擬ストークス波理論とクノイド波理論による Q の値

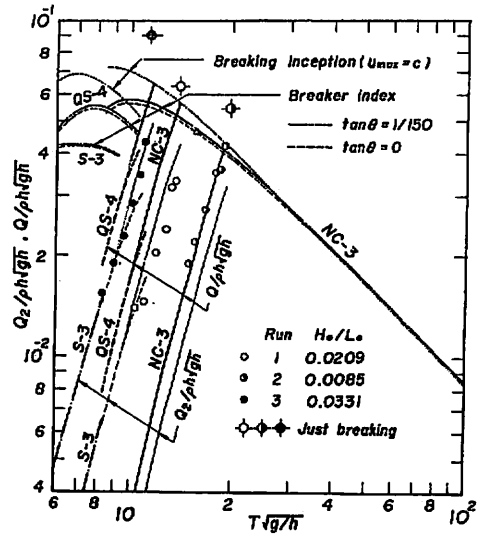


図-12 質量流束の変化

は滑らかに接続し, Stokes drift Q_2 のみを与えるストークス波理論による値には, 当然ながら擬ストークス波およびクノイド波の両理論による Q_2 が対応することがわかる。実験, 理論の両結果はよく一致し, 特に図-11に示したように Lagrange 座標での質量輸送速度の鉛直分布に対して良い一致の見られた Run 3の結果は, Stokes drift Q_2 と極めてよく一致している。また, Run 1の結果はやや小さな値となるものの Run 3の場合と同様に Stokes drift Q_2 に対応することがわかる。Run 2の結果のみ全質量流束 Q と対応しているが, 前項(2)で述べたように実験波に強い2次波峯が発生したため質量輸送速度が理論値よりも全領域にわたり大きくなったことに起因すると考えられる。

このように水深の深い領域での質量流束の実験値と理論によるその推算値とは良く一致する。しかし, 碎波点近くになり波の非線形性が強くなると, 図-12に示されているように実験値は理論値よりも30%程度大きな値を示し, 理論による質量流束は必ずしも適当であるとは言えないが, その概略値を推算することは可能であろう。

また, 図-12に示された理論結果によると, 碎波時の質量流束は, $T\sqrt{g/h} \approx 10$ 付近で最大となることがわかる。

3. 結 言

以上、波の進行に伴う質量輸送を水槽端部で拘束しないという条件の下に、緩勾配斜面（勾配 1/150）上で spilling breaker を発生させ、その砕波変形特性、砕波にいたるまでの質量輸送速度および質量流束について実験的に調べるとともに、エネルギー・フラックスの保存則による推算結果との比較・検討を行った結果を要約すると、次のようになる。

砕波変形に伴う質量輸送に関して、その主たる結果は次のように結論される。(1)斜面上での波の shoaling においても、一様水深域での定形進行波の場合と同様に波の進行方向に全水深にわたり質量輸送が存在する。(2)水深が深い領域における質量輸送速度の鉛直分布に対する実験結果は、理論推算結果とはほぼ一致する。(3)しかし、水深が浅くなり砕波点近くなると、水面変動部分の質量輸送速度が水底付近のそれよりも極めて大きくなる。(4)無次元質量流束の無次元周期による変化について、実験および理論の傾向は良好な一致を示す。(5)理論結果によると、砕波時の質量流束は無次元周期 $T\sqrt{g/h} \approx 10$ 付近で最大となる。(6)質量輸送速度に対する実験結果から得られる当然の帰着として、水深が深い領域での質量流束は理論値とはほぼ一致するが、砕波点では実験値が30%程度大きな値となる。(7)しかし、砕波点近くにおいても、質量流束の概略値の推算は可能である。

砕波変形特性については、砕波波高および波長（波速）は理論推算結果とはほぼ一致するが、勾配 1/150 という緩やかな斜面上においても、砕波点付近での2次波峯の発生とその発達、波形の非対称性などの波の非線形性に起因する本質的な問題点が残されており、今後の解明が期待される。

最後に、本研究にあたり終始温かい御指導を賜った京都大学防災研究所 土屋義人教授、御鞭撻いただいた琉球大学工学部 河野二夫教授、有益な御助言をいただいた岐阜大学工学部 安田孝志助教授ならびに京都大学防災研究所 山下隆男助手、実験に際し多大な

御助力をいただいた平口博丸君（当時岐阜大学学生）に心より感謝の意を表明する。また、本研究は、文部省科学研究費補助金（奨励研究 A）および文部省内地研究員（昭和54年度）として京都大学防災研究所に滞在中に行った研究成果の一部であることを付記するとともに、関係各位に対し感謝の意を表する。

参 考 文 献

- 1) Stokes, G. G. : On the Theory of Oscillatory Waves, Trans. Cambridge Phil. Soc., Vol.8, pp. 197 - 229, 1847.
- 2) Longuet-Higgins, M. S. : Mass transport in water waves, Phil. Trans. Roy. Soc. Lond., Series A, No.903, Vol.245, pp.353 - 581, 1953.
- 3) 平山秀夫：波浪水槽中における進行波による単一粒子の残留速度に関する研究, 第25回海岸工学講演会論文集, pp.23 - 27, 1978.
- 4) 土屋義人・安田孝志：新しいクノイド波理論の試み, 第21回海岸工学講演会論文集, pp.65 - 71, 1974.
- 5) 土屋義人・安田孝志：選滅せつ動法による擬ストークス波理論, 第25回海岸工学講演会論文集, pp. 6 - 9, 1978.
- 6) 土屋義人・岡村隆・安田孝志・山下隆男：定形進行波の質量輸送, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 36 - 40, 1979.
- 7) Skjelbreia, L. : Gravity Waves, Stokes' Third Order Approximation, Tables of Functions, Council on Wave Research, The Engineering Foundation, 337pp., 1959.
- 8) 前出 5)
- 9) 前出 4)
- 10) 合田良実：浅海域における波浪の砕波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, pp.59 - 107, 1975.