

流れによる碎波に関する基礎的研究

岩垣雄一*・浅野敏之**・山中庸彦***・永井文博****

1. 緒 言

流れによる碎波現象に関する従来の研究として、Yul¹⁾が水深方向に一樣な流速分布を持つ等流を、深海波が遇上する場合について取扱った実験的研究があげられる。彼は流れがない時の深海波の波速 c_0 と流れの速度 U との比 c_0/U で波高変化に関する実験結果を整理し、流れによる碎波は $c_0/U \approx -7$ で起こり、流れの流速が波のエネルギー輸送速度と等しくなる $c_0/U = -4$ では波が消滅することを示した。しかし、なぜ $c_0/U \approx -7$ で碎波するかについての考察はなされておらず、また侵入波の波高や周期などの諸元が変われば、碎波が起こる c_0/U の値も異なることが予想されるが、これについても不明のままである。以後この方面の研究は見あたらず、この現象の理解はきわめて不十分な状態であるといえる。

Noda²⁾は、海底地形による屈折に加えて、それに流れが伴う場合の波の屈折計算手法を示しているが、変形の最終段階である碎波点の決定にあたっては、従来の流れがない場合の碎波条件式を用いており、この妥当性についても現在まで検討はなされていない。

また著者らが数年来研究を続けている空気防波堤の消波機構の解明においても、入射波のエネルギーが部分的に消波される時の波高通過率を算定する上で、この現象の理解は不可欠である。

本研究は、流れによる碎波現象が流れのない場合に比べてどのように異なるかを、限界波高水深比、限界波形勾配といった碎波時の諸量をもとに考察したものである。最初に鉛直方向に直線分布をなすせん断流上のストークス波理論を用い、Rankine-Stokes の条件から碎波時の波の諸量と流れの諸量との関係を調べた。次いで実験を行い、理論結果との比較検討を行った。

2. 流れの上の最高波についての理論的考察

従来、多くの流れの場での波動理論が導かれており、流れが鉛直方向に流速分布を持つ場合や、場所的に流速

が変化する場合について計算が行われている。しかし高次近似解の誘導は、従来の波動理論の振動展開に流れの諸量の項が加わるため、きわめて繁雑となる。

土屋・安田³⁾は、一樣流上のクノイド波および擬ストークス波理論を導き、波速・水粒子速度および波のエネルギーフラックスに及ぼす流れの効果を調べるとともに、Rankine-Stokes の条件から極限波高について考察を行っている⁴⁾。

本研究では、流れは場所的に変化しないが、鉛直方向に直線分布をなすせん断流を仮定し、浜田・加藤⁵⁾が示した流れの上のストークス波理論にしたがって、3次近似解を導き、土屋らと同様に流れの上の最高波についての考察を行った。

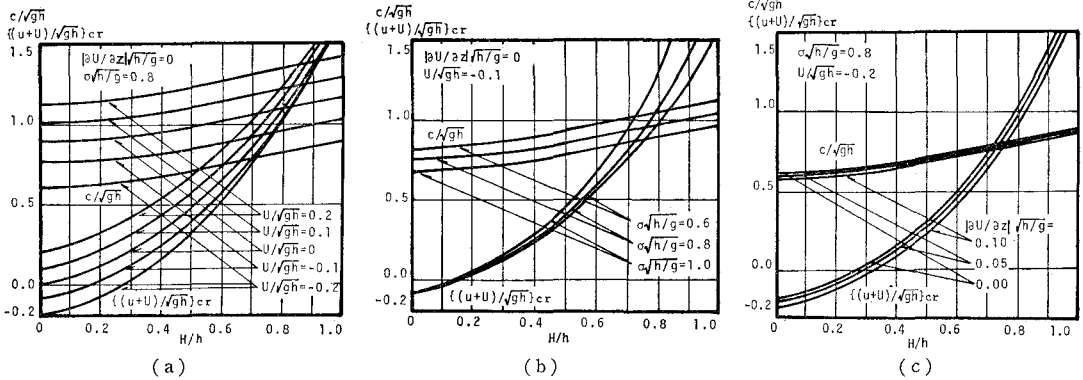
図—1 (a)~(c) はその計算結果の1例であり、横軸は波高水深比 H/h 、縦軸は峰における波の水平方向水粒子速度 u と流れの速度 U の和の無次元量 $((u+U)/\sqrt{gh})_{cr}$ を示している。ここに g は重力加速度である。パラメータは固定座標から見た角周波数 σ の無次元量 $\sigma\sqrt{h/g}$ 、流速の無次元量 $U/\sqrt{gh}$ および流れの鉛直方向勾配の無次元量 $|\partial U/\partial z|/\sqrt{h/g}$ である。これらの図から波高が大きくなると、波速はそれほど増加しないのに対し、峰での波の水平方向水粒子速度と流れの流速の和は急激に増加し、ついには後者が前者より大きくなる。この両者の交点がいわゆる Rankine-Stokes の碎波条件を満たす点である。図—1 (a) は $|\partial U/\partial z|/\sqrt{h/g} = 0$ すなわち一樣流の下で、 $\sigma\sqrt{h/g}$ が 0.8 の時に、 $U/\sqrt{gh}$ をパラメータとした曲線群を示したもので、 $U/\sqrt{gh}$ の値が正の時は順流、負の時は逆流を示す。この図によると逆流で流速が大きいほど、交点の H/h の値は小さくなり、これは小さな波高でも碎波しやすいことを意味している。図—1 (b) は同じく一樣流で、 $U/\sqrt{gh} = -0.1$ の時に、 $\sigma\sqrt{h/g}$ をパラメータとして表示したもので、高周波数の波ほど交点の H/h の値は小さく、碎波する時の波高が小さいことを示している。図—1 (c) は流れの鉛直方向勾配 $|\partial U/\partial z|/\sqrt{h/g}$ の効果を調べたものである。流れは水面に近づくにつれて流速が大きくなるから、順流においては $\partial U/\partial z$ は正となり、逆流においては $\partial U/\partial z$ は負となる。また断面平均流速が一定となるよう、 $|\partial U/\partial z|/\sqrt{h/g}$ の値

* 正 会 員 工博 京都大学教授 工学部土木工学科

** 正 会 員 工修 京都大学助手 工学部土木工学科

*** 正 会 員 工修 清水建設

**** 学生会員 京都大学大学院工学研究科



図一 波高の増加に伴う波速と峰での水平方向水粒子速度の変化

にあわせて水面での流れの速度を変化させて計算を行った。峰での流れの流速成分は静水面より上の部分もやはり直線分布をなすものと仮定し、 $U/\sqrt{gh}$ と $|\partial U/\partial z|/\sqrt{h/g}$ の値から算出する。波動が重なった時にも、流れの分布がこの仮定になるかは疑問であるが、ここではもとの理論の取扱いにしたがって、このように流速値を求める。図一(c) から $|\partial U/\partial z|/\sqrt{h/g}$ が大きくなるほど交点の H/h の値は大きくなり、流れの勾配を考慮すると、しない時に比べて大きい波高で砕波することになるが、これは前述の仮定より、流速勾配が大きくなると、峰での波の水粒子速度と逆方向の流れの流速成分が大きくなることに起因する。

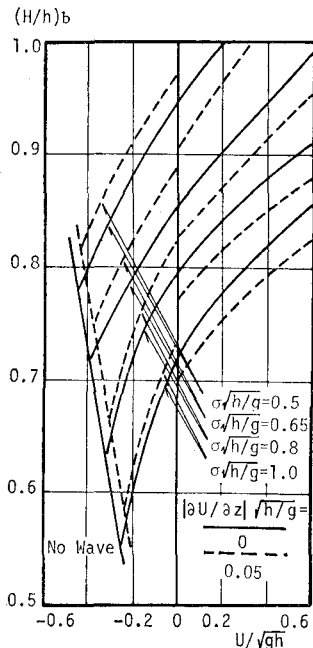
次いで砕波点における波の諸量と、流れの速度および流速勾配との関係について考察する。

図二は限界波高水深比 $(H/h)_b$ について計算したも

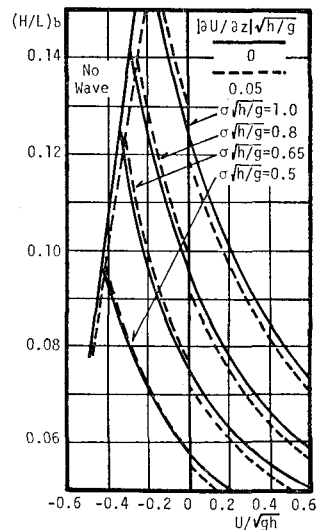
のであり、次のような性質が読みとれる。(1) 流れが順流の場合は流速の減少とともに、また逆流の場合は流速の増大とともに $(H/h)_b$ の値は単調に減少してゆく、すなわち、小さい波高で砕波するわけである。(2) $\sigma\sqrt{h/g}$ が大きいほど、すなわち短周期の波ほど $(H/h)_b$ の値は小さく、小さな波高でも砕波する。(1) の性質は、この(2)の性質からも説明できる。すなわち逆流でその流速が大きいほど、流れに対して相対的な角周波数 σ_a は大きくなり、 $(H/h)_b$ の値は小さくなる。(3) 同一の $\sigma\sqrt{h/g}$ および $U/\sqrt{gh}$ の値に対して、 $|\partial U/\partial z|/\sqrt{h/g}$ の値が大きくなると、逆流では $(H/h)_b$ の値は大きくなり砕けにくくなるが、順流においてはその逆の傾向が得られる。また $U/\sqrt{gh}=0$ で曲線は不連続となるが、これは前述したようにせん断流のモデルの定義から、順流側と逆流側の $U/\sqrt{gh}=0$ のときの流れの分布形状が異なるためである。

なお図中に No Wave と記した領域は、分散方程式の解が求まらない領域であり、波の群速度より流れの速度が大きいところに相当する。

図三は限界波形勾配について 図二と同様に整理し



図二 流れの上の限界波高水深比



図三 流れの上の限界波形勾配

たものであり、以下の傾向が読みとれる。(1) 順流では $(H/L)_b$ は小さく、逆流で流速が大きくなるほど、 $(H/L)_b$ は大きくなる。(2) $\sigma\sqrt{h/g}$ が大きいほど、すなわち周期が小さいほど $(H/L)_b$ は大きくなる。(3) 同一の $\sigma\sqrt{h/g}$ 、 $U/\sqrt{gh}$ の順に対して、流速勾配の効果は大きくないが、順流では $(H/L)_b$ を小さくし、逆流では $(H/L)_b$ を大きくする。

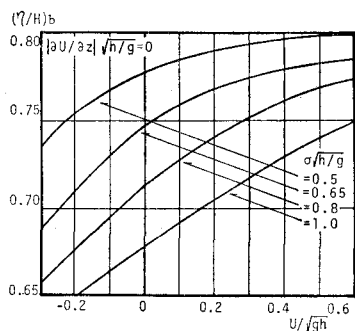


図-4 流れの上の峰高波高比

図-4 は砕波点での峰高と波高の比 $(\eta/H)_b$ を示したものであり、 $U/\sqrt{gh}$ の増加とともに、また $\sigma\sqrt{h/g}$ の減少とともに $(\eta/H)_b$ は大きくなることがわかる。

3. 流れの上の砕波に関する実験

(1) 実験装置および方法

実験水槽は 図-5 に示すように、水深 41.5 cm と水深 25 cm の部分から成り、その間は 1/25 の勾配を持つ

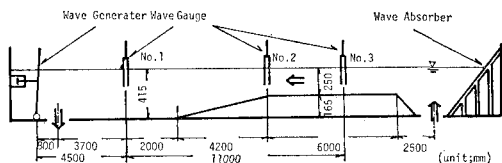


図-5 実験水槽

斜面部で接続されている。したがって波は最初ゆるやかな逆流上を伝播し、1/25 の斜面部では流速が徐々に増加する逆流を遡上することになる。このように水槽を区分した理由は、流れの吸い込み口で砕けてしまうことを防ぐため、波が伝播する最初の区間では十分安定な波形が必要なことによる。実験はまず流れを起こし、流れが定常になるまでの時間が経過した後、波を起こす。砕波が斜面と浅い様水深部との接続点で起こるように波高を調節するが、これは何回かの試行錯誤の後得られる。実験に用いた波の周波数は 0.5 Hz から 1.2 Hz まで 0.05 Hz きざみで 15 ケースである。流れはすべて逆流であり、流速を変化させ、流れのない場合を加えて全部で 9 ケースをとった。流速が大きいときには、高周波数の波を重ね合わせることができない場合があり、逆に流速が小

さくて低周波数の波の場合、逆流上においても砕波するような大きな波高の波を造波機の性能上発生できないので、こうしたケースは実験から除外せざるを得なかった。砕波高は No. 2 の波高計で測定された記録から、連続する 5 波を平均して算定し、その時の波長は No. 2 と No. 3 の波高計間の波速から算出した。

(2) 流れの流速分布

最初に本実験水槽内に生成される流れの特性について考察する。流速測定は 25 mm 径のプロペラ流速計を用いた。図-6 は浅い様水深部における、水槽中央での鉛直方向流速分布を示したもので、流速は水面で最大とならず、むしろやや下方で最大となる。図-7 は造波板

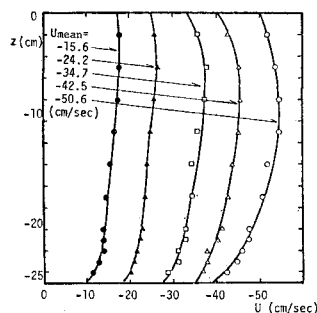


図-6 流れの鉛直方向流速分布

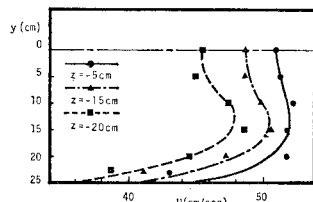


図-7 流れの水槽横断方向流速分布

より 13.5 m の地点において、水槽横断方向の流速分布を示したものである。側壁の近くでは壁面摩擦によって流速はかなり減少するが、流速の最大値は必ずしも水槽の中央で現われるのではなく、水槽中央より 10 cm ~ 15 cm 離れた点で最大となっている。

(3) 砕波特性量についての実験結果

図-8 は限界波高水深比に関する実験結果を示したものであり、逆流の流速が大きくなるほど、また周波数が高くなるほど $(H/h)_b$ の値は小さくなる。図-9 は限界波形勾配の実験値であるが、逆流の流速が大きくなるほど、また周波数が高くなるほど $(H/L)_b$ の値は大きくなる。図-10 は砕波点での峰高波高比であり、ややばらつきは見られるが、逆流流速が大きくなるほど、また周波数が高くなるほど $(\eta/H)_b$ は小さくなる。以上の実験結果の定性的性質は、次で述べるように 2. の理論結果のそれと全く一致する。

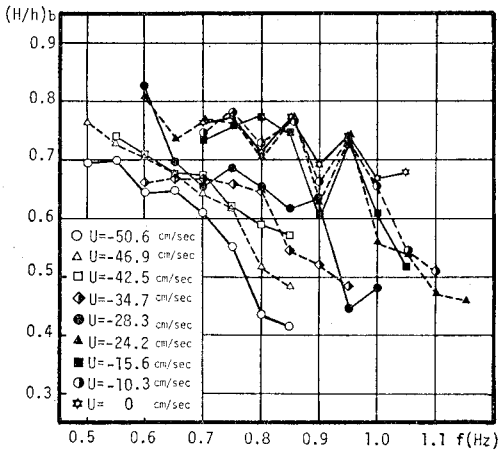


図-8 限界波高水深比の実験結果

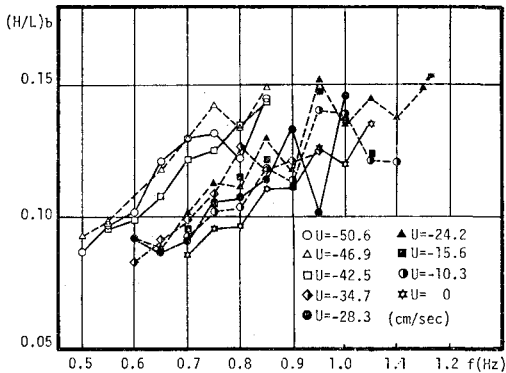


図-9 限界波形勾配の実験結果

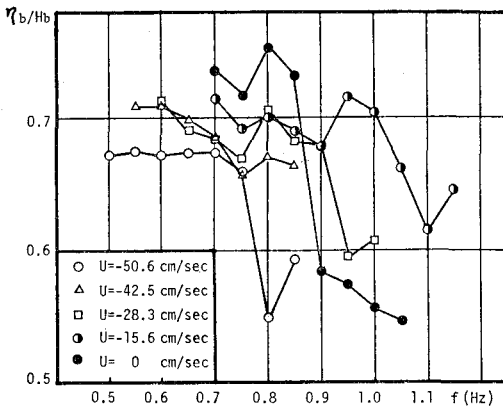


図-10 峰高水深比の実験結果

4. 考察

(1) 実験結果と理論結果との比較検討

前節で示された実験結果と、2.で述べた理論結果とをより詳細に調べるため、実験で用いた水深・周波数および流速の値を用いて、図-8、図-9と同様な形で計算結果を示したものが、それぞれ図-11、図-12である。

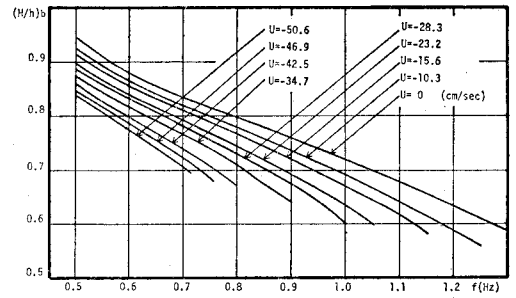


図-11 限界波高水深比の計算結果

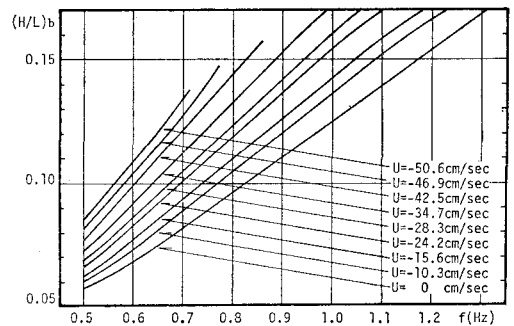


図-12 限界波形勾配の計算結果

なお、流れは鉛直方向に流速勾配を持たない一様流として計算を行っている。図-11は限界波高水深比についての計算結果で、周波数や流れの速度の変化に対する $(H/h)_b$ の定性的な特性は、図-8に示される実験結果と一致するが、定量的には実験値は理論値より小さく、この傾向は流速が大きいほど顕著である。

ここでの理論値は流れを考慮したストークス波の第3次近似解であり、碎波現象を調べるには近似度が低く、収束度の点からより高次の解に比べてその値がかなり異なるであろうことは、土屋・安田の計算結果から予想できることである。したがって実験値と理論値の不一致は、理論が碎波現象を正しく表現できないことが大きな原因であり、この理論を用いて実験値と定量的な比較を行うことは少し無理があると考えられる。

一方、実験的にも理論上の仮定を必ずしも満足していない点がいくつか存在する。すなわち、碎波点を斜面と一様水深部の接点で起こるようにしたため、波は斜面の影響を受けること、また碎波点付近では水深変化に伴って流速が場所的に変化すること、図-7で示したように、流れは水槽横断方向にも必ずしも一様でないこと等があげられるが、こうした要因が碎波という不安定な現象にいくらかの影響を与えることが予想される。

図-12は限界波形勾配についての計算結果で、図-9の実験結果と定性的には良く一致するが、定量的には実験値より大きい。ここでは両者の値の差は、波高のみならず波長の差によっても生じる。

(2) Miche の碎波限界式の流れの場合への適用の妥当性について

Noda らは地形変化に加えて流れがある場合の屈折計算において、碎波点の決定に Miche の碎波限界式

$$(H/L)_b = 0.142 \tanh(2\pi h/L)_b \dots\dots\dots (1)$$

あるいは Le Méhauté, Koh が実験的に求めた碎波限界式

$$(H/L)_b = 0.12 \tanh(2\pi h/L)_b \dots\dots\dots (2)$$

を用いている。ここに波長 L は、計算する格子点の水深 h 、流れの流速 U と波の固定座標から見た角周波数 σ より、次の分散方程式の波数 k から計算される。

$$\sigma = Uk + (gk \tanh kh)^{1/2} \dots\dots\dots (3)$$

いま式 (1) および式 (3) に、本実験の数値を代入し $(H/L)_b$ の値を計算した結果が 図-13 である。これを

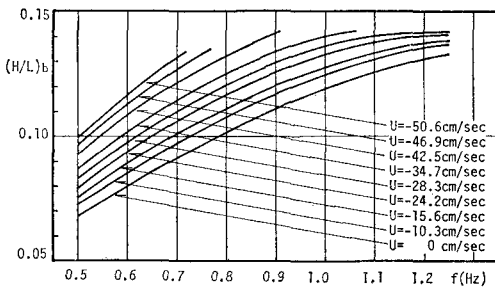


図-13 Miche の碎波限界式から計算した限界波形勾配

図-9 の実験結果と比較すると、その一致の程度はストークス波の第 3 次近似解から算出した 図-12 よりも良く、実験結果のばらつきを考慮すれば、この方法はかなり妥当であるといえる。なお Noda らは式 (1) より式 (2) の方がよりよい碎波限界式であると述べているが、本実験の結果と比較すると式 (2) は値が小さく、一致

の程度は式 (1) の方がよい。

5. 結 論

本研究は流れによる碎波現象について、いくつかの碎波特性諸量と流れの大きさや波の諸元との関係を、理論的ならびに実験的に調べたものである。流れによる碎波現象の定性的な解明については、理論と実験の両面から一致した結果が得られたが、ここで用いたストークス波の 3 次近似解では碎波現象を十分表現できないことから、両者の定量的一致までには至らなかった。一方、簡便に流れによる波長の変化を計算して、Miche の式から限界波形勾配の値を求めると、本実験の結果とほぼ一致することもわかった。しかし流れによる碎波が一樣水深上や斜面上の碎波と異なる固有の性質を持つかどうかの議論はできず、今後検討を進めるべきであろう。また実験の面でも斜面による波形の前傾効果を見逃した点等検討すべき問題点が残されている。

最後にこの研究は文部省自然災害特別研究（代表岩垣雄一）による研究の一部であることを付記し、謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) Yu, Y. Y.: Breaking of Waves by an Opposing Current, Trans. A.G.U., Vol. 33, No. 1, pp. 39~41, 1952.
- 2) Noda, E. K., C. J. Sonu, V. C. Rupert and J. I. Collins: Nearshore Circulations under Sea Breeze Conditions and Wave-Current Interactions in the Surf Zone, Tetra Tech. Rept., TC-P-72-149-4, 1974.
- 3) 土屋義人・安田孝志: 一樣流を伴う有限振幅波の理論, 第 22 回海岸工学講演会論文集, pp. 29~34, 1975.
- 4) 安田孝志: 浅海における有限振幅波理論とその適用に関する研究, 京都大学博士学位論文, 1978.
- 5) 浜田徳一・加藤 始: 流水の中の有限振幅波の計算, 第 10 回海岸工学講演会論文集, pp. 1~5, 1963.