

砕波帯における流速場に関する二次元実験

磯部 雅彦*・福田 直利**・堀川 清司***

1. 序 論

漂砂・拡散・波力など海岸工学の諸問題において、砕波帯は非常に重要な位置にある。それにもかかわらず、現象の複雑さのために十分な理解がなされているとはいえない。たとえば海浜流、特に沿岸流に関する研究を例にとると、Longuet-Higgins¹⁾以後多くの研究がなされているが、底面摩擦項および水平拡散項の評価に焦点がおかれ、外力項の評価には微小振幅波理論が援用されてきた。しかし、平均水位の変動量の計算においても、微小振幅波理論を用いて radiation stress を評価するとかなりの誤差を生ずる²⁾。したがって、砕波帯付近の海浜流を正確に予測するためには、砕波の内部流速場を明らかにしていくことが不可欠である。

現在までに、室内造波水槽内における流速場の測定に関しては、トレーサを撮影することによるもの^{3),4)}、超音波流速計によるもの⁴⁾、熱膜流速計によるもの^{5),6)}、レーザードップラー流速計によるもの⁷⁾があるが、いずれも砕波点以前の波に関するものである。一方現地においては、近年電磁流速計が実用化されたことにより、これを用いた観測結果が報告されているが^{8),9),10)}、いずれも高々数点での観測にとどまっており、砕波の内部機構を空間的に明らかにするには至っていない。

本研究の目的は、実験水槽において熱膜流速計を用い、砕波帯内の波による内部流速を測定することの可能性を調べるとともに、流速場の特性を詳細に把握し、radiation stress を評価する方法を探ることにある。そのために二次元水槽による室内実験を行い、流速場の測定結果と従来の波動理論、特に線形理論、Stokes 波理論および流れ関数法を用いた計算値との比較検討を行う。さらに波形および流速の測定値から近似式に基づいて求めた radiation stress S_{xx} の値と、従来の理論を用いた値とを比較する。

2. 実験装置および方法

実験は図-1に示すような二次元造波水槽の一端にモルタルで 1/20 の勾配の斜面を製作して行なった。実験は5ケースの波について行なったが、一様水深部の水深はいずれも 20.0 cm であり、その他の条件は表-1に示す通りである。波高の測定には容量式波高計を2本用い、No. 1 は一様水深部の波形の測定用、No. 2 は流速測定位置における波形の測定用とした。また、流速の測定には I 型の検出器を取り付けた熱膜流速計を用いた。波高計検出器 No. 2 および流速計検出器は検定用台車に取り付けられており、岸沖方向の移動が可能となっている。データは定常状態になるのを待ってデータレコーダに記録し、サンプリング間隔 0.02 秒で 15 秒間分を AD 変換して処理を行なった。

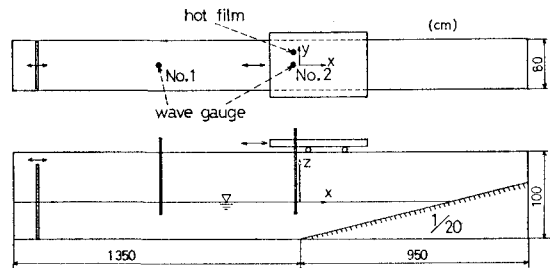


図-1 実験装置模式図

表-1 実験条件

CASE 番 号	周 期 T (sec)	入射波高 H_i (cm)	換算沖波 波形勾配 H_0/L_0	砕波形式
I	1.0	3.5	0.025	plunging
II	1.0	5.5	0.039	plunging
III	1.2	4.0	0.019	plunging
IV	1.2	5.6	0.026	spilling
V	1.2	7.3	0.034	spilling

熱膜流速計を、波の場合のように方向が変化する流速の測定に用いるときには、主流の流速が十分大きく方向が変化しない流れの測定に用いるときと比較して新たな問題が生ずる。その1つは流速の向きがわからないことであるが、さらに受感部の軸方向の流速に対する出力が

* 正会員 工修 東京大学助手 工学部土木工学科

** 正会員 電源開発株式会社

*** 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

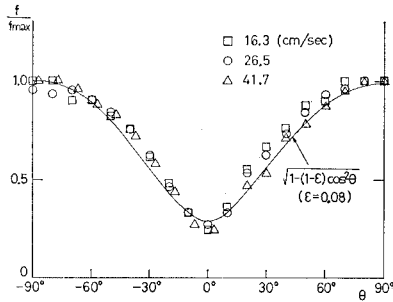


図-2 熱膜流速計の検定結果

0 でないことも問題となる。すなわち I 型の検出器を用いても必ずしも受感部に垂直な平面内の流速成分が測定できるわけではなく、受感部に平行な流速成分の影響をも含んだ形で出力が取り出されることになる。そこでまず流速の絶対値に対する線形性と方向特性とを調べるために、検定用台車の進行速度、および進行方向と受感部とのなす角 θ の 2 つを変化させた場合の出力を詳細に調べた。図-2 はその結果を示すものであり、縦軸は流速の絶対値が等しく $\theta = 90^\circ$ の場合の出力により正規化されている。まず θ を一定にして流速の絶対値を変化させた場合を考えると、多少の差異は見られるものの、ほぼ同一の値をとることから、流速の絶対値に対する線形性はよいと言える。次に角度 θ の変化に伴う出力の変化を見て、これを簡単な曲線により近似することを考えた。すなわち、受感部に垂直な流速成分および平行な流速成分をそれぞれ u_n および u_p としたときに、出力 f は ϵ および K を定数として、

$$f = K\sqrt{u_n^2 + \epsilon u_p^2} \quad \dots\dots\dots (1)$$

と表わされるとすれば、流速の絶対値が等しく $\theta = 90^\circ$ の場合の出力 $f_{\max}$ との比は、

$$f/f_{\max} = \sqrt{1 - (1 - \epsilon) \cos^2 \theta} \quad \dots\dots\dots (2)$$

となる。ここで $\epsilon = 0.08$ としてこの曲線を描いたものが図-2 に示されており、実測値との対応はかなり良好であると言える。

次にこれを利用して radiation stress S_{xx} の値を波形および流速の測定値から近似式を使って得る方法について述べる。radiation stress S_{xx} は定義により図-1 に示す座標系を用いて次式により表わされる¹⁾。

$$S_{xx} = \int_{-d}^{\zeta} \{ \rho u'^2 + p - \rho g(\zeta - z) \} dz + \frac{\rho g}{2} (\zeta - \bar{\zeta})^2 - \frac{M_x^2}{\rho(d + \bar{\zeta})} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 ζ は静水面から測った水面の高さ、 d は静水時の水深、 u' は x 方向の流速の変動成分、 p は圧力、 M_x は u' による質量輸送量、 ρ は流体の密度、 g は重力加速度であり、 $\bar{\quad}$ は時間平均を表わしている。式(3)の中に含まれる圧力 p に関し、波形勾配の 2 次の

オーダーまでとれば、 w' を鉛直流速として、

$$S_{xx} = \int_{-d}^{\zeta} \rho(u'^2 - w'^2) dz + \frac{\rho g}{2} (\zeta - \bar{\zeta})^2 = \int_{-d}^{\zeta_{\max}} \rho(\overline{u'^2} - \overline{w'^2}) dz + \frac{\rho g}{2} (\zeta - \bar{\zeta})^2 \dots\dots\dots (4)$$

という式が得られる。ここに $\overline{\quad}$ はその場所が水面上に出た時間は 0 とした場合の時間平均を表わすものとする。式(4)の右辺第 2 項は波形記録から求めることができる。また第 1 項についても式(1)の性質を利用して知ることができる。すなわち、流速計検出器の受感部を x 軸および z 軸に平行に設置した場合の出力の自乗平均を A および C とすれば、 $M_x = 0$ であることから

$$\overline{u'^2} - \overline{w'^2} = (C - A)/(1 - \epsilon) \quad \dots\dots\dots (5)$$

となり、台形則を使って高さ方向に積分して第 1 項の値を求めた。なお、後に示すように流速計の検出器が水面上に露出している間出力はほぼ 0 であったので、式(6)はすべての高さについて成立した。以上のことと、砕波前において流速の絶対値を得ることを考慮し、測定は受感部を x, y および z 軸のそれぞれに平行にした a, b および c について行なった。図-3 はそれぞれに対する検出器の取り付け方を示す模式図である。また図-4 は測定点のとり方の一例として CASE I および II について示しているが、CASE I~V の測定点の数はそれぞれ 54, 73, 60, 60 および 76 である。

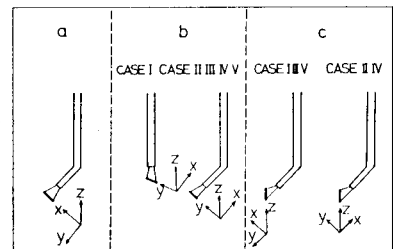


図-3 熱膜流速計検出器の設置方向

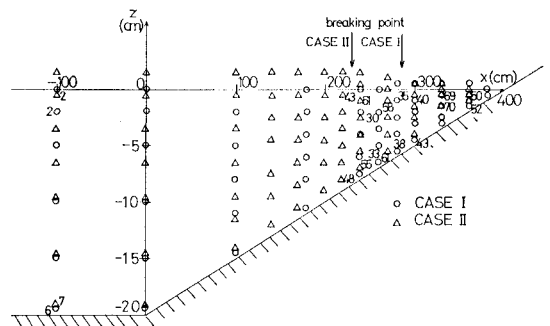
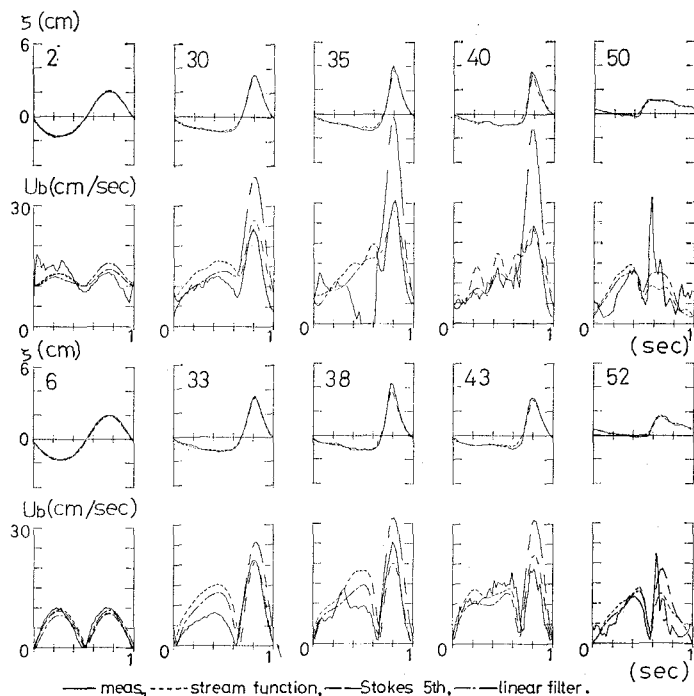


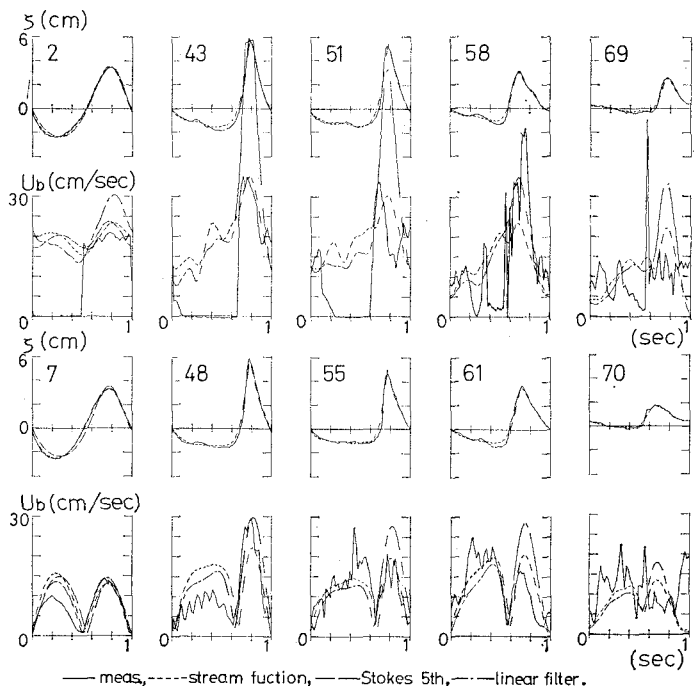
図-4 流速の測定点

3. 実験結果

図-5 および 6 の中の実線はそれぞれ CASE I および CASE II について一波分の波形 ζ および流速計検



図—5 流速の測定結果 (CASE I)



図—6 流速の測定結果 (CASE II)

出器を b 方向に設置した場合の出力 U_b の記録を示すものである。図中の番号は 図—4 の測定点番号に対応し、右側が岸側であり、上下は高さに対応している。

図—6 の中には測定点 2 のように、受感部が水面から露

出する時間があるものも含まれているが、その間の出力はほぼ 0 であることがわかる。また砕波前の流速にも若干乱れが見られるが、これはむしろ検出器が流速場を乱すためであろう。砕波後に関しては、上層は下層に比較して乱れが大きく波形との対応が悪い。波の峯が通過する瞬間に非常に大きな出力の出ることが全ケースを通じた特徴であり、特に砕波点直後でこの値が大きい。

次に波形記録から従来の波動理論を用いて流速の絶対値を計算した値と実測値とを比較した。対象としたのは、線形フィルターによるもの、Stokes 波第 5 次近似解、および流れ関数法であり、微小振幅波理論は実測波形が正弦的でないために対象外とした。Stokes 波理論については、実験水槽において少なくとも断面平均の質量輸送はないことから、Stokes による波速の第 2 定義に基づいた解¹²⁾を用い、線形フィルターによる計算法は Reid¹³⁾ に従った。

流れ関数法に関しては Dean¹⁴⁾ によれば、周期も未知数になっているが、実験室の規則波において周期は確定していることから、これを既知数とした方が合理的である。また、日野・柏柳⁹⁾によると一様流速 u として質量輸送速度を用いれば計算値と実測値とが良く一致する。従って Dean のように波速の第 1 定義を用いるよりも、むしろ第 2 定義を用いる方がよい。これらを考慮し、ここでは以下のように計算法を変えた。すなわち、波速と同じ速さで動く移動座標系において、流れ関数 ϕ を、波数 k および係数 a_0, a_n および b_n を未知数として、

$$\phi = a_0 z^* + \sum_{n=1}^N \{ a_n \cos nkx^* + b_n \sin nkx^* \} \sinh nk(h+z^*) \quad (6)$$

とおく。ここに x^* および z^* はそれぞれ水平および鉛直方向の座標で平均水面を基準とし、 t は時間、 h は平均水深である。底面 $z^* = -h$ において $\phi = -a_0 h$ であることから、固定座標系における断面平均の質量輸送を 0 とするためには、平均水面から測った水面の位置 $z^* = \eta$ において

$$\begin{aligned}
 & -a_0 h + \sigma h / k \\
 & = a_0 \eta + \sum_{n=1}^N \{a_n \cos nkx^* + b_n \sin nkx^*\} \\
 & \quad \times \sinh nk(h + \eta) \dots\dots\dots (7)
 \end{aligned}$$

でなければならない。ここに σ は角周波数である。 η を求めるために上式を用い、

$$\begin{aligned}
 E_T &= E_1 + \lambda E_2 \\
 &= \left[\sum_{i=1}^I \langle Q_i - \bar{Q} \rangle^2 + \lambda \sum_{i=1}^I \langle \eta_{pi} - \eta_{mi} \rangle^2 \right] / I \\
 Q_i &= \{ (\phi_x)_i^2 + (\phi_y)_i^2 \} / 2g + \eta_{pi} \\
 \bar{Q} &= \left(\sum_{i=1}^I Q_i \right) / I
 \end{aligned} \dots\dots\dots (8)$$

により誤差 E_T を定義する。ここに、 η_{mi} は波形の測定値、 η_{pi} は式 (7) によって定まる水面変動、 λ は定数であり、誤差 E_T を最小とするように未知数を決定すればよい。なお実際の計算においては未知数に関する2階偏微分係数の行列式が0に近くなるのを避けるため、 a_0 の代わりに $a'_0 = a_0 - \sigma/k$ を未知数とし、初期値には酒井・山田¹⁰⁾と同様、式(7)の右辺第2項の η に実測値を使って、 E_2 を最小とするような値を用いた。 E_T を最小にするための繰り返し計算は、まずDeanの方法に従って各係数による2階偏微分係数がすべて0となるようにするという方法で行なったが、砕波点付近において波の峯がとがってくると数値的に発散してしまった。そのようなケースについては、シンプレックス法を用いて直接 E_T の最小値を求める方法により係数を決定した。この方法によると前の方法に比べ計算時間を多く要するが、数値的発散を防ぐことができた。なお誤差 E_T を波高の自乗と比較すると、第1の方法によって収束したケースについては 10^{-4} 程度、第2の方法によらなければならなかったケースについては 10^{-3} 程度であった。

図-5および6における点線、破線および一点鎖線はそれぞれ流れ関数法、Stokes波第5次近似解、および線形フィルターを用いて計算した波形および流速を示している。図中には空気中に露出する時間も形式的に描いている。また線形フィルターを用いる方法で計算されるのは流速のみであり、Stokes波第5次近似解による計算値が沖側しか描いてないのは、それより岸側では理論的な適用限界を越え、全く非現実的な結果になってしまうためである。実測波形が、砕波前後を通じ流れ関数法による計算値とよい一致を示すのは当然として、砕波のかなり前ではStokes波第5次近似解による計算値との一致もよい。これは斜面勾配が緩やかで波形があまり非対称にならなかったことによる。また流速に関して、砕波前においては実測値とStokes波理論および流れ関数法による計算値との一致は良好で、底面付近に限るならば線形フィルターを用いた結果も実測値に近い。砕波後においては砕波直後の表面付近で実測値との差は大きい、

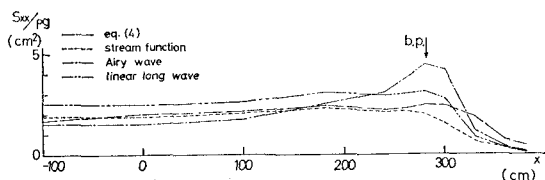


図-7 radiation stress S_{xx} の推定値 (CASE I)

底面付近では実測値と流れ関数法による計算値とはかなり近い値になる。

図-7は radiation stress S_{xx} について、式(4)を用いて測定値から求めた値、流れ関数法によって得られた結果を定義式(3)に代入して求めこれを3波分について平均した値、平均波高から微小振幅波理論を用いて計算した値、および線形長波理論による値 $(3/2)(\zeta - \bar{\zeta})^2$ が、それぞれ破線、点線、一点鎖線および二点鎖線により示されている。流速の測定結果から考えて、砕波前については流れ関数法を用いた計算値は精度が高いと思われる。これに比べ線形長波理論を用いた計算値は、仮定が完全に満足されないことから過大評価になっているが、微小振幅波理論を用いた値ほどではない。また式(4)を用いた結果は他に比較して、値が小さくなる場所が岸側に寄っている。なお、CASE II および IV については図-3に示すようにc方向の検出器の設置方法が悪かったため、式(4)による値が得られなかったので、上に述べたことは残りの3ケースについて言えることである。

図-8は図-7に示された S_{xx} の値を用いて差分式

$$\xi_{i+1} = \xi_i - 2(S_{xx\ i+1} - S_{xx\ i}) / (d_{i+1} + \xi_{i+1} + d_i + \xi_i) \dots\dots\dots (9)$$

によって求めた平均水位の変動量と、実線で示す実測結果とを比較したもので、図-7に対応した線で示してある。流れ関数法を用いた計算値は、流速の測定値から式(4)により S_{xx} を評価したものに次いで実測値との対応がよいが、wave set-up の始まる点が若干沖側にずれている。

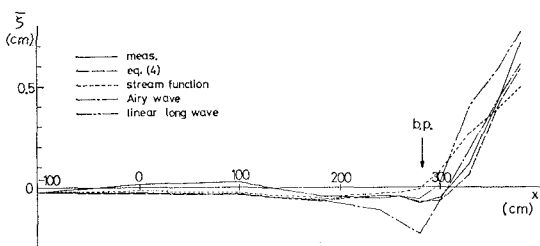


図-8 平均水位変動の実測値および推定値 (CASE I)

4. 考 察

波の谷の通過時に流速の実測値が小さいのは、日野・柏柳⁶⁾が述べているように、検出器が流れを乱すため

あると考えられる。その理由は、 c 方向の測定結果が計算値に近いこと、および CASE I および V の b 方向の測定結果が計算値とずれ始める位相が、それぞれ予想されるように水平流速が向きを変えるところおよび波の谷付近であることである。

底面付近においては、線形フィルターを用いた流速の計算値が他の計算値に近くなっている。この理由を考えるために、Stokes 波第 2 次近似解を用いた底面流速 u_s と、Stokes 波第 2 次近似解の波形から線形フィルターを用いて計算される底面流速 u_F との比較を行うと、まず第 1 次近似の部分は当然一致する。第 2 次近似の部分についてもそれぞれの比をとると、

$$(u_F)_2/(u_s)_2 = c(3c^2 - 1) \sinh 2kh / 3c(c^2 - 1) \sinh k_2 h \quad \dots\dots\dots (17)$$

$c = \coth kh$, $\sigma^2 = gk \tanh kh$, $(2\sigma)^2 = gk_2 \tanh k_2 h$ となり、この値は $kh \rightarrow 0$ としたとき 1 であり、 $kh = \pi/5$ としても 0.95 となる。さらに Stokes 波第 5 次近似解をとっても、 $kh \rightarrow 0$ とすれば線形フィルターを用いた値に一致することが容易に確かめられ、底面流速が一致する傾向が理解できる。

流れ関数法を用いた流速の計算値と実測値とが大きく異なるのは、特に砕波直後の水面付近である。ここでは砕波による乱れが強く、しかも方向 c および a の測定結果から考えて水平流速の方が大きい。この影響で radiation stress S_{xx} は大きくなるから、wave set-up を遅らせることになり実測結果に近づく傾向にある。すなわち、流れ関数法を用いて計算した流速場に、砕波直後の強い乱れの影響を考慮することができるならば、radiation stress の評価はかなり精度の高いものとなるであろう。

また、大局的には radiation stress の勾配は砕波帯の幅に関係するが、砕波形式が plunging 型から spilling 型にかわるとき不連続的に増大するのが観察された。

5. 結 論

砕波帯を含む斜面上の波について、波形および流速を測定し、流速の測定値を 3 種の計算値と比較した。このうち流れ関数法を用いた計算値は砕波前後を通じ実測値との一致がかなり良かったが、砕波直後で乱れが強い部分についてはなお問題があり、何らかの形で乱れの評価を行う必要がある。底面流速に関しては、線形フィルターを用いた計算値は、有限振幅の場合でも相対水深が小さければ、有限振幅波理論を用いた計算値に近くなり、

砕波直後を除けば実測値との対応もよい。

流れ関数法を用いて radiation stress を評価し、平均水位の変動量を計算すると、大むね実測値と一致するが、wave set-up が始まる点が実測結果よりも岸側になる。これは砕波直後の流速場が実測と異なることに対応している。

参 考 文 献

- 1) Longuet-Higgins, M. S.: Longshore currents generated by obliquely incident sea waves, 2, J. Geophys. Res., Vol. 75, pp. 6790~6801, 1970.
- 2) Bowen, A. J., D. L. Inman and V. P. Simmons: Wave "set-down" and "set-up", J. Geophys. Res., Vol. 73, pp. 2569~2577, 1968.
- 3) Iversen, H. W.: Waves and breakers in shoaling water, Proc. 3rd Conf. Coastal Eng., pp. 1~12, 1952.
- 4) 岩垣雄一・酒井哲郎・月岡康一・沢井信樹: 斜面上の砕波の水粒子速度の鉛直分布と砕波型について, 第 20 回海岸工学講演会論文集, pp. 553~557, 1973.
- 5) 岩垣雄一・酒井哲郎: 有限振幅波の水粒子速度に関する実験, 第 16 回海岸工学講演会論文集, pp. 15~21, 1969.
- 6) 日野幹雄・柏柳正之: Wave Set-down, Set-up および水粒子軌道速度の推定における Dean の流れ関数法の適用性, 第 25 回海岸工学講演会論文集, pp. 18~22, 1978.
- 7) 林建二郎・竹内俊雄: レーザードップラー流速計による波の水粒子速度測定について, 第 33 回土木学会年次学術講演会概要集, 第 2 部, pp. 768~769, 1978.
- 8) Huntley, D. A.: Lateral and bottom forces on long-shore currents, Proc. 15th Conf. Coastal Eng., pp. 645~659, 1976.
- 9) Thornton, E. B., Galvin, J. J., Bub, F. L. and Richardson, D. P.: Kinematics of gravity waves, Proc. 15th Conf. Coastal Eng., pp. 461~476, 1976.
- 10) 堀川清司・堀田新太郎・水口 優・磯部雅彦: 砕波後の波に伴う流速場に関する現地観測, 第 26 回海岸工学講演会論文集, pp. 46~50, 1979.
- 11) たとえば Phillips, O. M.: The Dynamics of the Upper Ocean, Chap. 3, Camb. Univ. Press, 261 p., 1969.
- 12) 磯部雅彦・西村仁嗣・堀川清司: 保存波の摂動解の波高による表示, 第 33 回土木学会年次学術講演会概要集, 第 2 部, pp. 760~761, 1978.
- 13) Reid, R. O.: Correlation of water variations with wave forces on a vertical pile for nonperiodic waves, Proc. 6th Conf. Coastal Eng., pp. 749~786, 1958.
- 14) Dean, R. G.: Stream function representation of nonlinear ocean waves, J. Geophys. Res., Vol. 70, pp. 4561~4572, 1965.
- 15) 酒井哲郎・山田雄三: Stream function theory の水粒子速度場への適用性, 第 28 回土木学会年次学術講演会概要集, 第 2 部, pp. 3~5, 1973.
- 16) 合田良実: 砕波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第 180 号, pp. 39~49, 1970.