

構造物周辺の波浪・海浜流場について

渡 辺 晃*・塩 崎 正 孝**

1. 緒 言

海岸・港湾構造物の設置にともなう周辺海域環境の変化を予測するためには、対象域の波浪および流れの場を定量的に評価する必要がある。たとえば、数値シミュレーションに基づく海浜変形予測法がまだ確立されていないのは、漂砂現象そのものの複雑さの他に、漂砂に対する外力要因としての波や流れの評価方法に未解決の問題が残されていることにもよると考えられる。

そこで本研究では、特に数値波動解析法を取りあげ、砕波帯をも含む構造物周辺域波浪場の計算への応用性、ならびに海浜流場に対する外力としての radiation stress の評価手法について検討し、水槽実験で実測された波浪と海浜流のデータを用いて考察を加える。

2. 離岸堤周辺の波と流れの実験

代表的な海岸構造物の一つである離岸堤を対象とし、それが一様勾配斜面上に設置された条件で水理実験を行った。図-1 に示すように、長さ 600 cm、幅 120 cm、深さ 25 cm の小型平面水槽を用い、合板製の 1/20 勾配斜面上に厚さ 3 mm の鋼板製離岸堤模型を設置した。この水理模型は、水槽側壁による摩擦が無視できると仮定すれば、長さ 120 cm の離岸堤が相互の間隔 120 cm で汀線と平行に並んでいる条件に相当する。

一様水深部の水深は 15 cm、離岸堤位置の水深は 10 cm であり、入射波は周期 0.78 s、換算沖波波高 2.1 cm とした。なお、離岸堤模型と造波板間の多重反射の影響を軽減するため、造波板の前面に長さ 90 cm にわたり

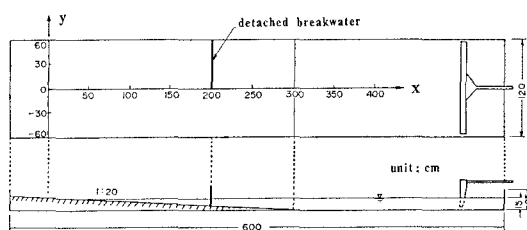


図-1 離岸堤模型の配置

* 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科

** 正会員 工修 運輸省港湾局開発課

フィルム・シュレッド・フィルタを設置した。フィルタの反射率は 5%、透過率は 50% 程度である。上記入射波高は、離岸堤設置前の条件で実測されたものである。

容量式波高計を用い、間隔 5 cm ないし 10 cm の格子点上で波高を計測することにより、水域内の波高分布を求めた。図-2 に波高の平面分布および砕波線を示す。離岸堤前面には重複波が明瞭に認められる。一方、離岸堤背後の遮蔽域においては、水槽の横断方向に波高分布が波うっている。これは、離岸堤先端からの回折波が側壁で反射されることによるもので、実際の離岸堤ではその両端からの回折波の重合に相当する。波高の小さい遮蔽域側で砕波が遅れているが、砕波点での波高水深比は横断方向にかなり変化し、砕波波高 2 cm の位置では約 0.8 であるのに対し、砕波波高 0.5 cm の位置では約 0.3 に過ぎない。

図-3 は、対象域内の平均流の分布を示したものである。平均流の流速は、比重調整した直径 5 mm の球形プラスチック浮子の運動を、8 ミリカメラにより撮影し解析することにより求めた。浮子は比重が 1.0 よりやや小さく、水面に浮いた状態で運動したので、図-3 は水面付近の平均流分布を示すものであるが、時計まわりの

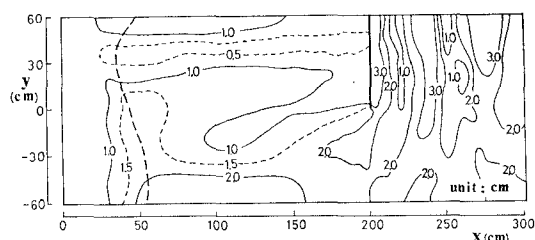


図-2 波高の平面分布と砕波線（実測）

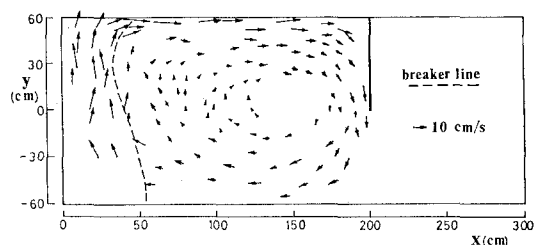


図-3 平均流の平面分布（実測）

循環流が顕著に認められる。

3. 数値波動解析法の適用

(1) 数値波動解析法

今回の実験は極めて単純化された条件を対象とするものであるが、その波浪場には屈折・回折・反射・浅水変形・砕波・流れとの干渉など、波の主たる変形要因が全て含まれている。屈折や回折を同時に考慮した波浪場の計算法は、伊藤・谷本^{1),2)}、Bettess・Zienkiewicz³⁾、Berkhoff^{4),5)}、Mei⁶⁾、Abbott⁷⁾、Lozano・Liu⁸⁾などにより提案されてきた。これらの計算法にほぼ共通した隘路の一つは、無反射を含む任意反射率境界の処理の困難さにある。谷本⁹⁾は彼らの開発した数値波動解析法に、新たに任意反射率境界の処理法を導入することにより、その応用性を拡大することに成功した。

数値波動解析法は、各点での水位 ζ 、ならびに波による軌道流速の水平成分を水深方向に積分した線流量 Q_x と Q_y を用いて表現した、次の線形方程式に基づく。

$$\partial Q_x / \partial t = -C_0^2 \partial \zeta / \partial x \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\partial Q_y / \partial t = -C_0^2 \partial \zeta / \partial y \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\partial \zeta / \partial t = -\partial Q_x / \partial x - \partial Q_y / \partial y \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、

$$C_0^2 = \sigma^2 / k^2 = (g/k) \tanh kh \quad \dots\dots\dots (4)$$

であり、 x, y は静水面上の直角座標、 t は時間、 h は水深、 k は波数、 σ は入射波角周波数である。

実際の計算は、矩形格子網に対し式 (1)~(3) を差分化し、沖側境界で与えられる入射波条件に対し、非定常計算を行うことにより進める。詳細は原論文を参照されたい。

(2) 数値波動解析法の適用と限界波高の設定

図-1 に示す x 座標で $x=0$ (静水汀線) から 300 cm (斜面端) の範囲を計算領域として、数値波動解析法を適用した。計算に用いた格子間隔は $\Delta x = \Delta y = 2.5$ cm、計算時間間隔は入射波周期を T として $\Delta t = T/45$ にとった。なお、岸側境界で水深が 0 になるのを避けるため、 $x=0 \sim 15$ cm の区間は一樣水深 0.75 cm とし、 $x=0$ の位置に無反射境界を設定した。また沖側境界も無反射とし、所定の入射波条件を与えた。離岸堤および側方境界での反射率は 1.0 とした。

以上の条件で非定常計算を行うことにより、全域での水面変動 ζ および線流量 Q_x, Q_y が求まるが、この段階ではまだ砕波が考慮されていない。さて、一樣勾配海浜上を単一規則波が進行し砕波する場合の砕波帯内の限界波高 H_b は、次式によりかなり精度良く評価しうる。

$$H_b = (\gamma/k) \tanh kh, \quad \gamma: \text{定数} \quad \dots\dots\dots (5)$$

しかし構造物からの回折波や反射波が種々の進行方向をもって重合する場合には、単一規則波の場合とは異なった扱いが必要となる。観察によれば、明らかに進行方向の異なる二つの波が重合した場合には、砕波帯内においても両者はほぼ独立に進行し、両者の同位相点で波高が大きく、逆位相点では小さい。そこで複数の波が重合した場合の限界波高 H_{bs} を次式により評価する。

$$H_{bs} = r_s (\gamma/k) \tanh kh \quad \dots\dots\dots (6)$$

r_s は波の重合効果を表わす係数であり、各点における波の重合がない時の波高に対する重合時の波高の比で近似的には代表される。一般的な条件に対してこの比を定めるのは必ずしも容易でないが、今回の条件では離岸堤端からの回折波の側壁からの反射が波の重合効果を支配すると考えうるので、側壁の反射率を 1.0 として求まる波高と無反射として求まる波高の比を、各点の r_s とした。

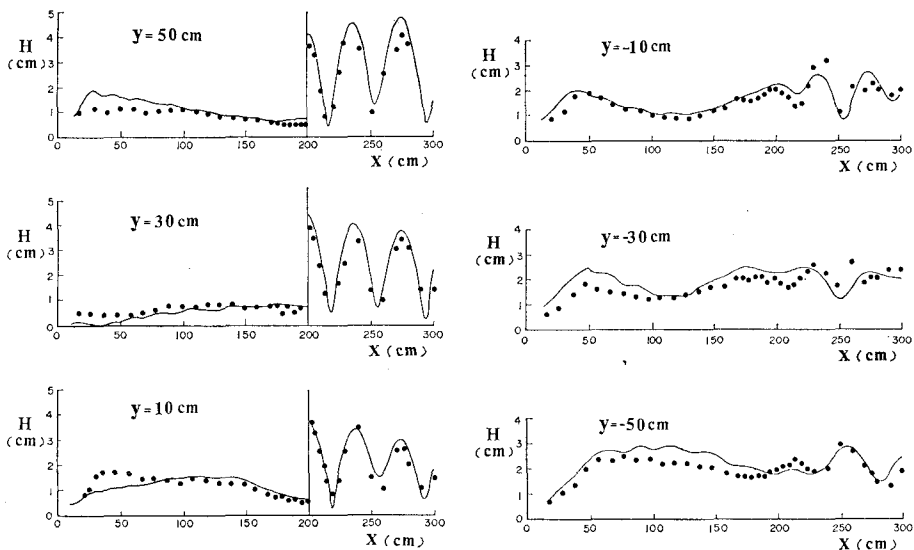
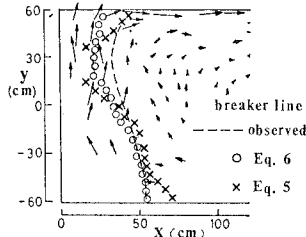


図-4 波高分布の計算値と実験値

このようにして得られた波高分布と実験結果の比較を図—4に示す。いずれも側壁に平行な線上の波高分布であり、実線が計算値を、●印が実験値を表わす。計算値と実験値との一致度は全体的にはほぼ満足できるものである。ただし離岸堤背後($y > 0$)においては、砕波帯内およびその近傍の波高はあまり精度良く評価されていない。

図—5には実験で観察された砕波線が破線で、重合効果を考慮した限界波高の式(6)および重合効果を含まぬ式(5)により定まる砕波線がそれぞれ○印と×印で示されている。重合効果を考慮することにより砕波位置をかなり良く評価できることがわかるが、やはり



図—5 砕波線位置の比較

離岸堤背後側での実測位置との一致は不充分である。これは、重合効果の係数 r_s の設定法に問題があること他に、数値波動解析法において流れの影響を無視していることにもよるものと思われる。

(3) 数値波動解析法への流れの効果の導入

式(1)~(3)にみるように、数値波動解析法では平均流および平均水位の変化は考慮されていない。平均水位の変化については、式中の静水深を平均水位上昇量 η を考慮した平均水深 $D = h + \eta$ で置換することにより容易に処理できよう。一方、波と流れの干渉は、波の場からみると二つの形態をとる。一つは流れによる波速の変化としての運動学的効果であり、いま一つは剪断流に対して radiation stress がなす仕事として波動エネルギー方程式中に表われる力学的効果である。

いま x 軸と波向角 θ をなして進行する波が、 x, y 方向に流速成分 U, V をもつ平均流の上ののっている場合には、分散関係式が次式で与えられるので、波向角 θ より波数あるいは波速を定めることができる。

$$\sigma = \sqrt{gk} \tanh kh + k(U \cos \theta + V \sin \theta) \quad \dots (7)$$

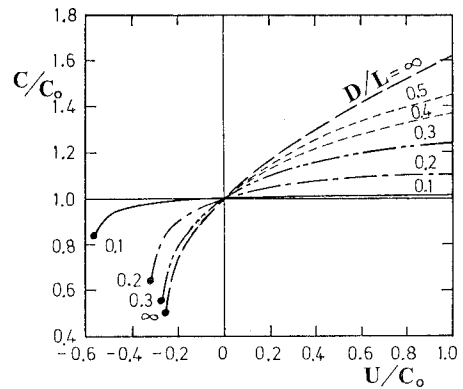
しかし、入射波と回折波や反射波が重合し各点での波を単一進行波とみなせない条件では、波向角を定義できない。さて、式(1)~(3)は非線形移流項を無視した線形方程式であるが、ここで次のように平均流による移流項を付加した方程式を考える。

$$(\partial/\partial t + U \partial/\partial x + V \partial/\partial y) Q_x = -C_0^2 \partial \zeta / \partial x \quad \dots (8)$$

$$(\partial/\partial t + U \partial/\partial x + V \partial/\partial y) Q_y = -C_0^2 \partial \zeta / \partial y \quad \dots (9)$$

$$(\partial/\partial t + U \partial/\partial x + V \partial/\partial y) \zeta = -\partial Q_x / \partial x - \partial Q_y / \partial y \quad \dots (10)$$

これらの式は、波が流れにのっても流れに相対的な波速は変化しないと仮定したことに相当する。簡単のため x



図—6 流れによる波速の変化

方向に進行する波を考えると、流速 U の流れののったときの波速 C と流れがないときの波速 C_0 の比 C/C_0 が、分散関係式(7)より、 U/C_0 および相対水深 D/L (L は流れがないときの波長)の関数として、図—6のように定まる。図中の●印は、波が流れを逆向きに進行しうる限界条件に対応する。相対水深 $D/L \leq 0.1$ であれば、ほぼ $C \approx C_0$ とみなしうる。一般的に海浜流の流速が大きい領域では相対水深は小さいので、式(8)~(10)を適用することにより、海浜流が存在する場合の波浪場がかなり良く表現しうるものと期待される。ただし、これらの式は未知量 ζ, Q_x, Q_y については線形であるが、移流項を含むために従来の基礎式(1)~(3)に対する計算スキームを変更する必要がある。前述した力学的干渉効果の扱いと共に今後の検討課題としたい。

4. radiation stress と平均流

(1) radiation stress の評価式

波の場より海浜流場を求めるためには、海浜流に対する起因力である radiation stress の分布を与える必要がある。ここでは、数値波動解析法の解である各点の水面波形 ζ と線流量 Q_x, Q_y より、radiation stress を直接的に評価する方法について検討する。

一様水深の水域を単一の規則波が進行する場合には、radiation stress は場所的に一様であり、平均水位も変化がなく静水位と一致する。しかし、完全重複波のもとでは平均水位が重複波の腹の位置で上昇し、節の位置で下降することが知られている¹⁰⁾。このような波の重合による平均水位の変化は、完全重複波の例でもわかるように、それ自身では平均流の起因力にはならない。したがって平均流に対する運動方程式の中では、それを radiation stress の中に含めて、換言すれば波の重合にともなう radiation stress の局所的変化の項の一部と相殺する形で、radiation stress を以下のように評価する。

$$S_{xx} = \int_{-D}^{\zeta} (\rho u^2 + p) dz - \frac{1}{2} \rho g D^2$$

$$\left. \begin{aligned} S_{yy} &= \int_{-D}^{\eta'+\xi} (\rho v^2 + p) dz - \frac{1}{2} \rho g D^2 \\ S_{xy} &= \int_{-D}^{\eta'+\xi} \rho uv dz \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (11)$$

ここで、 ρ は水の密度、 u, v は x, y 方向の軌道流速成分、 p は圧力である。 D は各点での局所的時間平均水深ではなく、時間平均水位のうち波の重合による場所的变化分 η' が消えるように空間的にも（重複波なら入射波の半波長にわたって）平均した水深とする。圧力 p に対する表示を上式に代入して、二次のオーダーまで正しい radiation stress の表示として次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} S_{xx} &= \int_{-D}^0 \rho(\bar{u}^2 - \bar{w}^2) dz + S_0 \\ S_{yy} &= \int_{-D}^0 \rho(\bar{v}^2 - \bar{w}^2) dz + S_0 \\ S_{xy} &= \int_{-D}^0 \rho uv dz \\ S_0 &= \frac{\rho g \bar{\xi}^2}{2} + \rho g D \eta' \\ &\quad + \int_{-D}^0 \rho \left[\frac{\partial}{\partial x} \int_x^0 \bar{u} w dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_x^0 \bar{v} w dz \right] dz \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (12)$$

さて、数値波動解析法で求まる各点の水面変動 ξ と線流量 Q_x, Q_y の時間変化を、それぞれの振幅 $\hat{\xi}, \hat{Q}_x, \hat{Q}_y$ および Q_x, Q_y の ξ に対する位相差 $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ を用いて、

$$\left. \begin{aligned} \xi &= \hat{\xi} \sin \sigma t \\ Q_x &= \hat{Q}_x \sin(\sigma t + \varepsilon_x) \\ Q_y &= \hat{Q}_y \sin(\sigma t + \varepsilon_y) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (13)$$

と表示すると、対応する軌道流速は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} u &= k \hat{Q}_x \cosh k(D+z) / \sinh kD \cdot \sin(\sigma t + \varepsilon_x) \\ v &= k \hat{Q}_y \cosh k(D+z) / \sinh kD \cdot \sin(\sigma t + \varepsilon_y) \\ w &= \sigma \hat{\xi} \sinh k(D+z) / \sinh kD \cdot \cos \sigma t \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (14)$$

これらの表示を式 (12) に代入し、式 (3) をも用いて整理すると、 S_{xx} に対して次式を得る。

$$\frac{1}{\rho g} S_{xx} = \frac{\hat{Q}_x^2}{4C_0^2} \left(1 + \frac{2kD}{\sinh 2kD} \right) + \frac{\hat{\xi}^2}{4} \frac{2kD}{\sinh 2kD} + \Gamma + D\eta' - 2\Gamma kD \coth 2kD \quad \dots\dots (15)$$

ただし、

$$\Gamma = (\hat{\xi}^2 - \hat{Q}_x \sin \varepsilon_x \partial \hat{\xi} / \partial x - \hat{Q}_y \sin \varepsilon_y \partial \hat{\xi} / \partial y) / 8\sigma \quad \dots\dots\dots (16)$$

この表示式 (15) には波の重合による平均水位の変化分 η' が含まれているが、完全重複波の場合を考えると、最後の二項が相殺すると考えるのが妥当であろう¹⁰⁾。結局、radiation stress の表示式として次式を得る。

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\rho g} S_{xx} &= \frac{\hat{Q}_x^2}{4C_0^2} \left(1 + \frac{2kD}{\sinh 2kD} \right) + \frac{\hat{\xi}^2}{4} \frac{2kD}{\sinh 2kD} + \Gamma \\ \frac{1}{\rho g} S_{yy} &= \frac{\hat{Q}_y^2}{4C_0^2} \left(1 + \frac{2kD}{\sinh 2kD} \right) + \frac{\hat{\xi}^2}{4} \frac{2kD}{\sinh 2kD} + \Gamma \end{aligned} \right\}$$

$$\frac{1}{\rho g} S_{xy} = \frac{\hat{Q}_x \hat{Q}_y}{4C_0^2} \left(1 + \frac{2kD}{\sinh 2kD} \right) \cos(\varepsilon_x - \varepsilon_y) \quad \dots\dots\dots (17)$$

(2) radiation stress と平均流

前節で計算された波の場に対応して、式 (17) により計算される radiation stress の平面分布が 図-7~9 に示されている。

さて、平均流に対する運動方程式は、移流項や水平拡散項を無視すると、次式で表示される。

$$\left. \begin{aligned} S_x &= -\frac{1}{\rho g} \left(\frac{\partial S_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial S_{xy}}{\partial y} \right) = D \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{1}{g} \bar{\tau}_x \\ S_y &= -\frac{1}{\rho g} \left(\frac{\partial S_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial S_{yy}}{\partial y} \right) = D \frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{1}{g} \bar{\tau}_y \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

ここで、 $\bar{\tau}_x$ と $\bar{\tau}_y$ は底面摩擦応力の時間平均である。したがって近似的には radiation stress の勾配 (S_x, S_y) の非回転成分が平均水位の勾配に、ソレノイダルな成分が底面摩擦に、それぞれつり合うと考えられる。

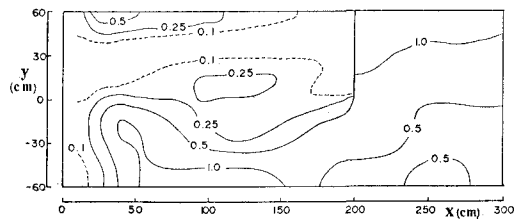


図-7 $S_{xx}/\rho g$ の平面分布 (単位 cm^2)

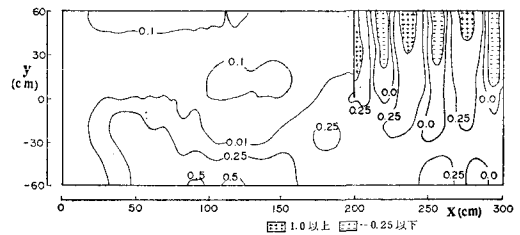


図-8 $S_{yv}/\rho g$ の平面分布 (単位 cm^2)

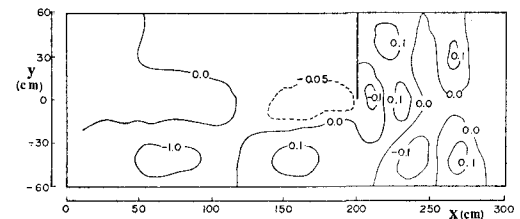


図-9 $S_{xy}/\rho g$ の平面分布 (単位 cm^2)

図-10 は radiation stress の勾配 (S_x, S_y) をベクトル表示したものであり、図-11 はソレノイダルな成分 ($\tilde{S}_x, \tilde{S}_y$) のみを分離して同様にベクトル表示したものである。両図の比較から、砕波線近傍での極めて大きい radiation stress の勾配の大部分は、平均水位勾配とつり合

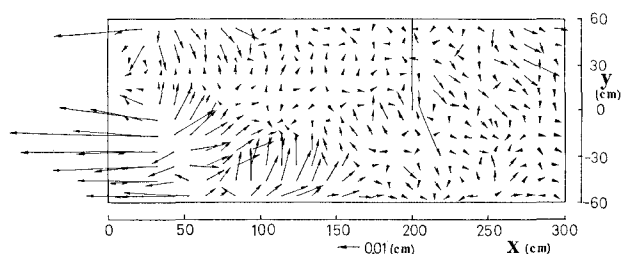


図-10 radiation stress の勾配

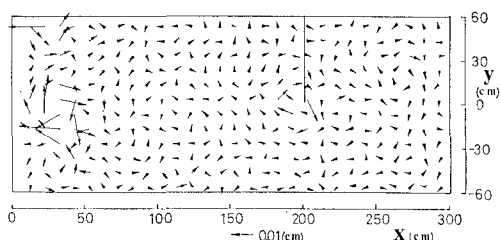


図-11 radiation stress の勾配のソレノイダル成分

っているものと判断される。しかしながら、図-10 に示したソレノイダル成分のベクトル図を、図-3 の実測平均流分布図と比較すると、ベクトルの方向すらあまりよく対応していない。これは式(18)で非線形移流項や水平拡散項を無視したことにもよろうが、離岸堤背後域の波浪場の計算精度がまだ不十分であることの影響も大きいと思われる。

5. 結 語

構造物周辺の波浪・海浜流場に対する数値シミュレーションモデルの開発に向けて、数値波動解析法における碎波帯内波高の評価法、流れの効果の処理法、radiation stress の算定法などについて検討した。radiation stress

の算定式に関しては、数値波動解析法の解である水面変動と線流量を用いた合理的な表示を得ることができた。複数の波が重なったときの境界波高および波と流れの干渉については、更に検討と改良が必要である。

最後に、本研究を進めるにあたり御指導と御援助を賜った東京大学堀川清司教授に感謝の意を表します。

参 考 文 献

- 1) 伊藤喜行・谷本勝利: 新しい方法による波動の数値計算, 港研報告, 10 (2), pp. 97~102, 1971.
- 2) 伊藤喜行・谷本勝利・山本庄一: 波向線交差領域における波高分布, 港研報告, 11 (3), pp. 87~109, 1972.
- 3) Bettes, P. and O. C. Zienkiewicz: Diffraction and refraction of surface waves using finite and infinite elements, Int. J. Num. Meth. Eng., 11, pp. 1271~1290, 1977.
- 4) Berkhoff, J. C. W.: Computation of combined refraction-diffraction, Proc. 13th ICCE, pp. 471~490, 1972.
- 5) Berkhoff, J. C. W.: Mathematical models for simple harmonic linear water waves, Delft Hyd. Lab., 163, 112 p., 1976.
- 6) Mei, C. C.: Numerical methods in water wave diffraction and radiation, Annual Rev. Fluid Mech., 10, pp. 393~416, 1978.
- 7) Abott, M. B., H. M. Petersen and O. Skovgaard: On the numerical modelling of short waves in shallow water, Jour. Hydr. Res., 16 (3), pp. 173~204, 1978.
- 8) Lozano, C. and P. L. F. Liu: Refraction-diffraction model for linear surface water waves, J. Fluid Mech., 101 (4), pp. 705~720, 1980.
- 9) 谷本勝利・小舟沿治・小松和彦: 数値波動解析法による港内波高分布の計算, 港研報告, 14 (3), pp. 35~58, 1975.
- 10) Longuet-Higgins, M. S. and R. W. Stewart: Radiation stresses in water waves, Deep-Sea Res., 11, pp. 529~562, 1964.