

不規則波に対する防波堤の回折図について

合 田 良 実*・鈴 木 康 正**・高 山 知 司***

1. ま え が き

不規則波の理論スペクトルは、一般に方向スペクトルで表わされ、方向スペクトルはさらに周波数スペクトルと方向関数の積として表わされる。このうち周波数スペクトルの分布形は一応標準化され、その妥当性もほぼ確認されている。一方、方向関数としては現在 SWOP および $\cos^{2l}\theta$ 型のものが用いられている¹⁾が、観測例が少なかったこともあって、どのような形のものをとるべきか定説がなかった。ところが最近になって、光易ほかが多数の観測結果をもとに新しい方向関数を提案した²⁾。この方向関数は、現在までのところ最も信頼性の高いものであると思われる。そこで、この光易ほかが提案した方向関数を用いて、防波堤の回折計算を行った。

また、現在は斜め入射の不規則波に対する開口防波堤の回折計算図表がないために、直角入射の回折図を入射角だけ回転して回折係数を読みとるなどの方法がとられてきた。本論文では、直角入射の回折図から、実際に計算された斜め入射の回折係数により近い値を求めるための新しい手法を提案する。

2. 光易型方向スペクトルとその実用化

(1) 光易型方向スペクトル

光易ほかは、1971～1973年にクローバ型波浪計を用いて海の波の方向スペクトルを多数観測した。その結果、一般に方向関数は大部分が単峰性であり、また周波数スペクトルのピーク付近で方向関数が高い集中度を示し、それをはずれると急激に方向分散が大きくなることなどがわかり、次のような方向スペクトルを提案した。

$$D(f, \theta) = S(f)G(f, \theta) \dots\dots\dots (1)$$

$$G(f, \theta) = G'_1(S) \cos^{2S} \frac{\theta}{2} \dots\dots\dots (2)$$

$$G'_1(S) = \frac{1}{\pi} 2^{2S-1} \frac{\Gamma^2(S+1)}{\Gamma(2S+1)} \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 $D(f, \theta)$: 方向スペクトル、 $S(f)$: 周波数スベ

クトル、 $G(f, \theta)$: 方向関数、 $G'_1(S)$: 規格化関数、 Γ : ガンマ関数、 f : 周波数、 θ : 卓越波向からの角度 ($|\theta| \leq \pi$)。

また S は方向関数の集中度を表わすパラメーターで、次のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \bar{f} > \bar{f}_m \text{ のとき } S &= 11.5 \bar{f}^{-2.5} \\ \bar{f} \leq \bar{f}_m \text{ のとき } S &= 11.5 \bar{f}_m^{-7.5} \bar{f}^5 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここで、

$$\bar{f} = 2\pi f U_{10}/g, \bar{f}_m = 2\pi f_m U_{10}/g \dots\dots\dots (5)$$

U_{10} : 海上 10 m 風速、 f_m : 周波数スペクトルのピーク周波数、 g : 重力加速度。

したがって光易の方向関数は、ピーク周波数 f_m と海上風速 U_{10} の二つのパラメーターによって決定されることがわかる。このうち f_m としては、波浪観測結果の平均的な関数式である次式によって計算することにする。

$$f_m = (1.05 T_{1/3})^{-1}, T_{1/3}: \text{有義波周期} \dots\dots\dots (6)$$

一方 U_{10} は、波を発生・発達させた風域の平均風速であるが、一般には U_{10} についての情報は与えられず、また防波堤等の設計においてはほとんど使われていない。そこで、次のようにして U_{10} を集中度パラメーター S の最大値 $S_{\max}$ で置き換えるとわかりやすい。いま式 (4) で、 $\bar{f} = \bar{f}_m$ とおけば、

$$S_{\max} = 12.99 \left(\frac{2\pi U_{10}}{g T_{1/3}} \right)^{-2.5} \dots\dots\dots (7)$$

となる。この $S_{\max}$ は、従来使われてきた $\cos^{2l}\theta$ 型の l のように、方向スペクトルの全体的なエネルギーの集中度を表わすもので、その値が大きいくほど波のエネルギーの方向的な集中度が高い。 $S_{\max}$ を用いて $\bar{f}$ 、 $\bar{f}_m$ を表わすと次式のようになる。

$$\bar{f} = 2.656 S_{\max}^{-0.4} f^{-1} f, \bar{f}_m = 2.656 S_{\max}^{-0.4} \dots\dots\dots (8)$$

したがって、光易型方向関数はまた、 f_m および $S_{\max}$ によってもその形が決定されることがわかる。 $S_{\max}$ の推定法については次節で詳しく述べる。

また式 (1) の周波数スペクトルとしては、光易の修正による Bretschneider 型および Pierson-Moskowitz 型と呼ばれる 2 種類のものが使われてきた。しかし最近著者の一人が例示したように³⁾、代表波の周期間の関係を測定データをもとに設定しなせば両者はまったく同じも

* 正会員 工博 運輸省港湾技術研究所 海洋水理部

** 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所 海洋水理部

*** 正会員 工修 運輸省港湾技術研究所 水工部

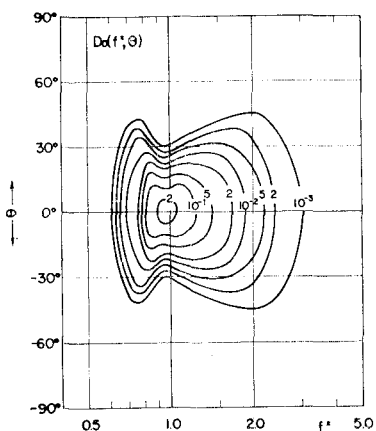
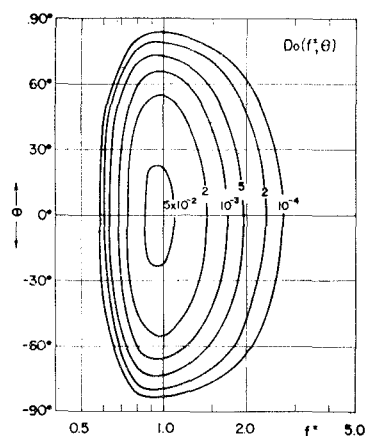
(1) 光易型方向スペクトル ($S_{\max}=75$)(2) $\cos^2\theta$ 型方向スペクトル ($l=1$)

図-1 方向スペクトル

のとなる。そこで本論文では、次式で表わされる Bretschneider—光易型の周波数スペクトルを用いることにする。

$$S^*(f^*)df^* = \frac{S(f)df}{H_{1/3}^2} = a^* f^{*-5} \exp[-b^* f^{*-4}] df^* \quad \dots (9)$$

ここで、

$$a^* = b^*/4 = 0.2573, \quad b^* = 1.029 \quad \dots (10)$$

$$f^* = f \cdot T_{1/3} \quad \dots (11)$$

*: 無次元量を表わす。

図-1 (1), (2) は、それぞれ光易型方向スペクトルの 1 例 ($S_{\max}=75$) および $\cos^2\theta$ 型方向スペクトルである。光易型のものは、周波数スペクトルのピーク周波数 $f^* \approx 0.95$ 付近でエネルギーの方向的な集中度が高いのに対し、 $\cos^2\theta$ 型は方向関数が f の関数とはなっていないために、エネルギーの方向分散は各周波数ごとに一定である。

(2) $S_{\max}$ の推定法⁴⁾

波浪の一般的情報である有義波高 $H_{1/3}$ および有義波

周期 $T_{1/3}$ から $S_{\max}$ を推定するための一手法を示す。

Wilson は、深海波の推定式として 1965 年に次のような式を提案した⁵⁾。

$$\frac{gH_{1/3}}{U_{10}^2} = 0.30 \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + 0.004(gF/U_{10}^2)^{1/2}]^2} \right\} \quad (12)$$

$$\frac{gT_{1/3}}{2\pi U_{10}} = 1.37 \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + 0.008(gF/U_{10}^2)^{1/3}]^5} \right\} \quad (13)$$

ここで、 gF/U_{10}^3 : 無次元フェッチ。

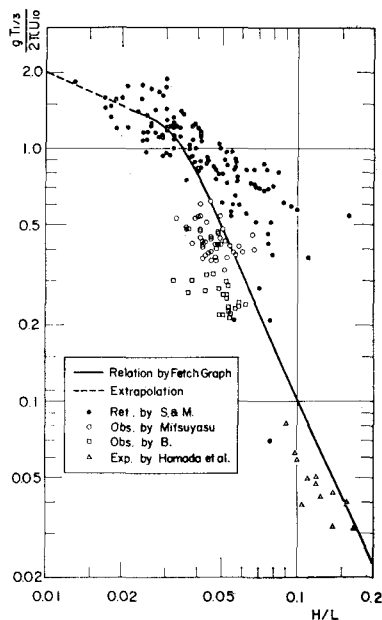
これらの式から、沖波の波形勾配を無次元フェッチで表わせば次式のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{(H_{1/3})_0}{(L_{1/3})_0} &= \frac{2\pi(H_{1/3})_0}{g(T_{1/3})_0^2} \\ &= \frac{1}{2\pi} \cdot 0.30 \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + 0.004(gF/U_{10}^2)^{1/2}]^2} \right\} \\ &\quad \div \left[1.37 \left\{ 1 - \frac{1}{[1 + 0.008(gF/U_{10}^2)^{1/3}]^5} \right\} \right]^2 \\ &\quad \dots \dots \dots (14) \end{aligned}$$

したがって、 $H_{1/3}$ と $T_{1/3}$ を与え式(14)を解けば gF/U_{10}^3 が求まることになる。しかし式(14)は非常に複雑でそのままでは解けないので、最小自乗法で近似することになれば、式(14)は次のように表わすことができる。

$$\begin{aligned} \log_{10} \frac{(H_{1/3})_0}{(L_{1/3})_0} &= 0.005882 \left(\log_{10} \frac{gF}{U_{10}^2} \right)^2 \\ &\quad - 0.1507 \log_{10} \left(\frac{gF}{U_{10}^2} \right) - 0.8789 \\ &\quad \dots \dots \dots (15) \end{aligned}$$

この式は二次式であるから容易に解くことができる。ただし誤差を 2% 以内とすれば、式(15)の適用範囲は $(H_{1/3})_0/(L_{1/3})_0 \geq 0.026$ である。式(15)が実際の海の波の状態に対応しているかどうかをチェックするために、式

図-2 H/L と $gT_{1/3}/2\pi U_{10}$ との関係

(13), (15) によって求めた $(H_{1/3})_0/(L_{1/3})_0$ と $2\pi U_{10}/(gT_{1/3})_0$ の関係を, Sverdrup-Munk の引用したデータ, 光易および Burling による現地観測データ, 浜田ほかによる実験データと比較したのが 図-2 である⁴⁾。データのばらつきが大きいためにあまりはっきりしたことはわからないが, 式(15)は観測・実験データと比べて大きな違いはないように思われる。

なお鳥羽⁹⁾は, 「単純なスペクトルの風波に対する $3/2$ 乗則」から波形勾配は $2\pi U_{10}/gT_{1/3}$ の平方根に比例することを導いているが, それを用いても上に述べたと同様の関係を求めることができる。

一方, 波形勾配が 0.026 より小さい波については, 図-2 の Sverdrup-Munk の引用データなどを参考にして, 次式によって求めてみた (図中の点線)。

$$\log_{10} \frac{2\pi U_{10}}{g(T_{1/3})_0} = 0.4444 \log_{10} \frac{(H_{1/3})_0}{(L_{1/3})_0} + 0.5849$$

.....(16)

図-2 からわかるとおり $(H_{1/3})_0/(L_{1/3})_0 < 0.026$ の波のデータは少なく, 式(16)の信頼性は低い。今後は実験および観測データによって信頼性を高めていく必要がある。

以上のようにして, 沖波の波形勾配 $(H_{1/3})_0/(L_{1/3})_0$ から式(15)と(13)あるいは式(16)によって $2\pi U_{10}/g(T_{1/3})_0$ が求まり, さらに式(7)から $S_{\max}$ が計算できる。図-3 は, このようにして求めた波形勾配と $S_{\max}$ の関係を

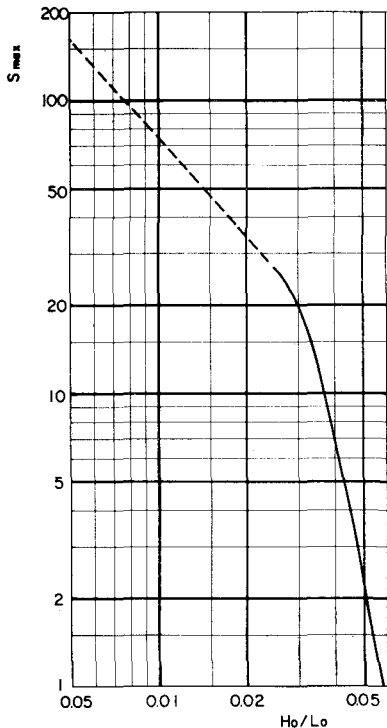


図-3 沖波の波形勾配による $S_{\max}$ の推定図

表わしたグラフである。この図は光易型方向スペクトルを決定するパラメーターの一つである $S_{\max}$ を決める際に, ある程度目安となるものである。もっとも, 波の発達・減衰状況を考慮しながらその都度 $S_{\max}$ を選定するのも大変なので, 一応の目安として次のような値を代表値として使うことが考えられる。

- i) 風浪 : $S_{\max}=10$
- ii) 減衰距離の短かいうねり : $S_{\max}=25$
- iii) 減衰距離の長いうねり : $S_{\max}=75$

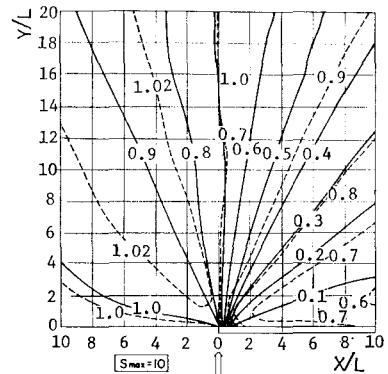
なお, 風浪に対する $S_{\max}=10$ の値は, 従来使われてきた SWOP あるいは $\cos^2\theta$ の方向関数と類似のエネルギー分布特性を持っている。

3. 光易型方向スペクトルを持つ波の回折

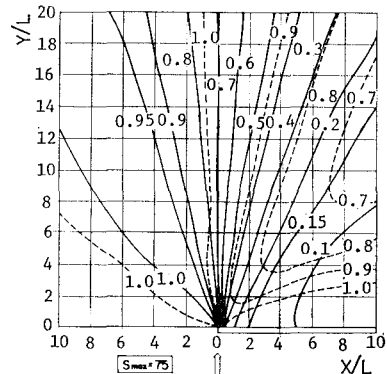
(1) 半無限堤および開口防波堤による回折計算

波の回折に関する詳しい計算法は文献 7), 8) および 1) などに説明されているので, ここではごく簡単に述べておくことにする。

まず規則波による回折係数は, 防波堤と波向のなす角, 波長および計算地点の座標 (開口防波堤の場合にはさらに開口幅) の関数として表わされる。不規則波に対する

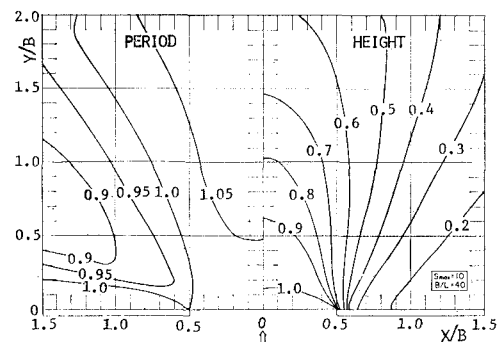
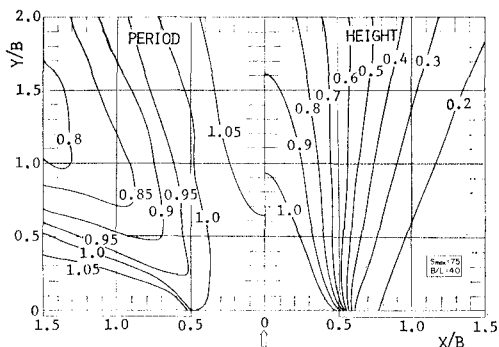


(1) $S_{\max}=10$



(2) $S_{\max}=75$

図-4 半無限堤による回折図 ($\theta=90^\circ$; 実線: 回折係数, 破線: 周期比)

(1) $S_{\max}=10$ (2) $S_{\max}=75$ 図-5 開口防波堤による回折図
($\theta=90^\circ$, $B/L=4.0$)

計算は、波のエネルギーを周波数および波向ごとに分割し、各成分波の回折係数を求め、それらを重ね合わせて不規則波としての回折係数を計算するという方法¹⁾によった。図-4 (1), (2) は光易型方向スペクトルを持つ波の半無限堤による回折図、図-5 (1), (2) は開口防波堤による回折図である。いずれの場合も、方向別エネルギーの集中度が高い $S_{\max}=75$ の波では、回折係数もその卓越方向に高いものが集中していることがわかる。しかし $S_{\max}$ による差はそれほど大きくなく、回折係数にして 0.1~0.2 程度である。また永井による計算結果¹⁾と比べてみると、[P-M 型]×[SWOP] および [P-M 型]× $[\cos^2\theta]$ の方向スペクトルを持つ波の回折図は、 $S_{\max}=10$ の光易型方向スペクトルのものと回折係数について傾向が似ていることがわかる。ただし周期比はかなり異なり、最も目立つ点は光易型方向スペクトルを用いた今回の計算結果では、周期が非常に短くなる領域が存在する場合があることである。

(2) 回折波の周期の減少について

回折波の周期の減少は、回折波の方向スペクトルが入射波の方向スペクトルに比べて高周波数側にかたよった分布形をしているときに起こる。いま 図-4 (2) で、防波堤先端から防波堤に 45° の方向に $10\sqrt{2}L$ だけ離れ

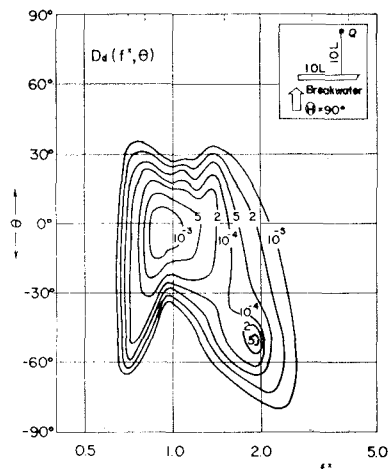


図-6 回折波の方向スペクトル

た地点 Q を考える。この地点の周期比は 0.67 である。回折波の方向スペクトルを計算すると 図-6 のようになる。この図をみると点 Q では高周波側 ($f^*=2.0$ 付近) でスペクトルがかなり大きくなっており、上に述べたことから周期が減少することがわかる。このような現象が起こる原因は、光易型方向スペクトルが高周波数側で方向的に広く分布していることである。

以上のようにして、光易型方向スペクトルの波では周期が非常に減少する場合があることが計算上では確かめられた。しかしこのような現象が実際の海の波で起こるかどうかはまだはっきりとは判らない。逆にいえば、このような現象は光易型スペクトルを持つ波に特有のものであるので、光易型方向スペクトルが実際のものであるかどうかを現地観測でチェックする場合の一つの目安になるものと思われる。

4. 開口防波堤に斜めに入射する波の回折

開口防波堤に斜めから入射する不規則波の回折計算図表は未だ作成されておらず、その都度、電子計算機による数値計算を行う必要がある。しかし、不規則波の回折計算プログラムは必ずしも一般的でないので、ここでは斜め入射波の回折計算の結果に基づき、次のようにして直角入射波に対する回折図を利用する方法を提案する。

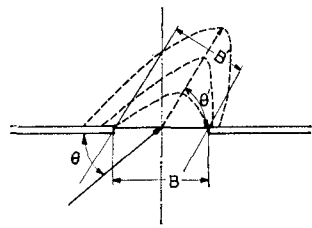


図-7 仮想開口幅と回折波の軸線角度

斜め入射の場合、図-7 に示したように回折波の軸線方向 θ' は入射波の方向 θ からずれる。これを開口幅比

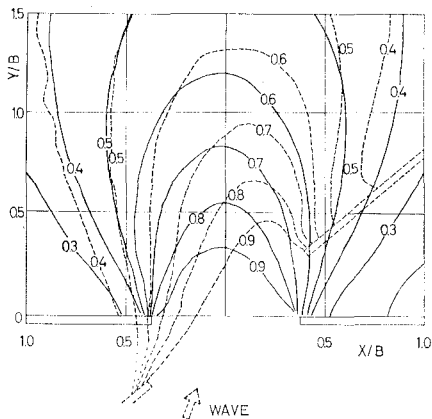
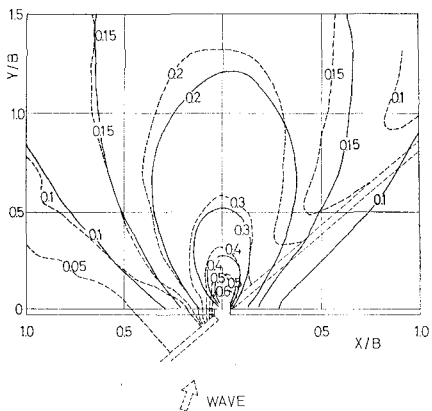
表—1 回折波の軸線角度 (θ')

B/L	$S_{\max}=10$				$S_{\max}=75$			
	防波堤と波向のなす角 θ				防波堤と波向のなす角 θ			
	15°	30°	45°	60°	15°	30°	45°	60°
1.0	55°	60°	65°	70°	40°	49°	58°	67°
2.0	45°	54°	63°	70°	32°	41°	52°	64°
4.0	40°	50°	60°	69°	27°	37°	49°	62°

(B/L) および $S_{\max}$ についてまとめたのが 表—1 である。斜め入射の回折図を求めるときにはこの表から回折波の軸線方向 θ' を求め、この θ' に対する仮想開口幅比 B'/L を次式によって計算する。

$$B'/L = (B/L) \cdot \sin \theta' \quad \dots\dots\dots (17)$$

次に直角方向からの入射波による回折図のうちから仮想開口幅比に等しい開口幅比の回折図を選び出し、この回折図の波の入射方向と 表—1 で求めた回折波の軸線方向とが一致するように回転させて、斜め入射波の回折図

(1) (X/B)_{max}=1.0(2) (X/B)_{max}=10図—8 斜め入射波の回折図 ($S_{\max}=10$, $B/L=4.0$, $\theta=30^\circ$)

とする。

図—8 (1), (2) は、以上に述べた方法によって求めた回折図 (図中の実線) と、実際に斜め入射波に対する数値計算を行って求めた回折図 (図中の破線) とを比較したものである。計算条件は、方向スペクトルが $S_{\max}=10$, 開口幅比が $B/L=4.0$, 波向が $\theta=30^\circ$ である。図の (1) は開口部周辺, (2) は遠方領域を示す。これらの図から、ここで述べた近似法の誤差は開口部付近で最も大きく、数値計算結果と回折係数で 0.1 程度の差があるが、開口部から離れたところでは比較的良く合っていることがわかる。

5. あとがき

海の波の方向スペクトルについて、光易ほか最近提案した方向関数の実用化およびこれによる回折計算を行い、一連の回折図を作成した⁴⁾。さらに開口防波堤の斜め入射に対する回折図を新しい近似法によって求めた。その結果、次のようなことが明らかになった。

- (1) 光易型方向関数の形を決定するパラメーター $S_{\max}$ は、沖波の波形勾配によってある程度推定できる。
- (2) 方向関数として従来用いられてきた SWOP 型および $\cos^2\theta$ 型の方向関数は、いずれも光易型方向関数の $S_{\max}=10$ にほぼ対応している。
- (3) 光易型方向関数を用いた回折計算では、周期が非常に減少する領域が現われる場合がある。
- (4) 本論文で提案した開口防波堤の斜め入射波の回折図を求める近似法は、開口部付近で誤差が大きく回折係数で 0.1 程度であるが、おおむね良好な結果を与える。

参 考 文 献

- 1) 例えば、永井康平： 不規則な海の波の屈折および回折の計算，港湾技研報告，第11巻第2号，pp. 47-119, 1972.
- 2) Mitsuyasu, H. et al: Observation of the directional spectrum of ocean waves using a cloverleaf buoy, J. Physical Oceanography, Vol. 5, No. 4, pp. 750-760, 1975. または昭和49年度日本海洋学会秋季大会講演要旨集.
- 3) 合田良実・永井康平： 波浪の統計的性質に関する調査・解析，港湾技研報告，第13巻第1号，pp. 3-37, 1974.
- 4) 合田良実・鈴木康正： 光易型方向スペクトルによる不規則波の屈折・回折計算，港湾技研資料，No. 230, 45 p., 1975.
- 5) 例えば、水理公式集，p. 481.
- 6) Toba, Y.: Local balance in the air-sea boundary processes I., J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol. 28, No. 3, pp. 109-121, 1972.
- 7) 森平偏生・奥山育英： 海の波の回折計算法と回折図，港湾技研資料，No. 21, 44 p., 1966.
- 8) 高井俊郎： 防波堤開口部に斜めに入射する波の回折図，港湾技研資料，No. 66, 42 p., 1969.