

多方向不規則波の造波水槽と実験例

Laboratory Basin for Directional Random Wave Generation
and Hydraulic Model Tests in It

高山 知 司
Tomotsuka TAKAYAMA

1. はじめに

近年における電子計算機の急激な発達、大記憶容量化と高速化をもたらし、その結果、今までは到底無理だと思われたような現象まで数値計算できるようになってきた。海岸工学の分野でも、屈折や回折、浅水変形、さらには砕波変形といった波浪の変形計算に加えて、現在では数値波動水槽として、数値計算で模型水槽を再現し、水理模型実験の代わりに数値模型実験を行おうとする試みまでなされるようになってきている。しかしながら、数値計算は必ずある種の仮定の下に行われているため、常に数値計算の再現性や妥当性を確認しておくことが必要である。確認の方法として現地観測データとの比較が考えられるが、現地の現象は非常に複雑であるとともに、それを制御することができないため、現象を容易に単純化することができ、制御も容易な水理模型実験との比較が一般的である。また、数値計算法が進歩した現在であっても、現象が複雑で、まだ水理模型実験に頼らなければならない問題も多い。特に、砕波が関係する現象や構造物に作用する波力、護岸や防波堤を波が越波する現象等の問題では水理模型実験が現象解明の主要な手段である。

近年までの不規則波造波装置は、波の峯が長い単一方向不規則波を造波するもので、実際の海の波のように波の峯が短く切れた切れ波を造波することができなかった。しかし、現在では、実際の海の波に近い切れ波を造波する多方向不規則波造波装置が開発され、水理模型実験に利用されるようになってきている。この種の造波装置はこの10年間に整備されたものがほとんどで、これによる模型実験手法が確立されたとはまだいえない。また、現状では、多方向不規則波を用いた実験ができる水槽は限られており、常に多方向不規則波を用いた水理模型実験ができる状況にはない。そのため、従来の一方向不規則波による実験の限界や多方向不規則波を用いて行わなければならない条件を明らかにしておくことが重要である。

そこで、本報告では、多方向不規則波造波装置が導入されている状況を調べるとともに、多方向不規則波の造波原理や造波した多方向不規則波の特性について述べている。さらに、多方向不規則波を用いて行われた水理模型実験を参照して、実験結果において一方向と多方向の不規則波の相違を明らかにしている。

2. 多方向不規則波造波装置の導入状況とその特徴

水理模型実験に用いる造波装置の開発の歴史は、実際の海の波と同じ性質の波を実験水槽内に再現しようとした歴史でもある。初期の造波装置は電動モータで波の周期と同じ周期ではずみ車を回転させ、はずみ車にとりつけたシャフトを通して造波板を前後に動かすものであった。海の波は不規則波で、この造波機で起こしたような規則波ではないことはわかっていたが、不規則波を起こすほど造波技術は進んでいなかった。ただし、幅の狭い造波板を多数直線状に配置し、位相をずらして造波板を運動させると、斜めに進行する波を造波することができることはわかっていた（Biesel、1954）。実際に、人力で造波板の運動位相をずらせて、斜め波を造波する装置が製作され、実験に利用されていた。このような造波装置をスネーク型造波機と呼んでいる。

1960年代には、米国で不規則波の造波装置が開発され、わが国においても米国の方法をまねて、1963年に最初の不規則波造波機が港湾技術研究所に設置された。この造波装置は今から考えると単純な方法で、周期と振幅が異なる10個の正弦波を電気的に加え合わせ、油圧で駆動する装置であった。1970年代に入ると、白色雑音発生装置からの信号をバンドパスフィルターを通して、所定の造波信号を作成する本

格的な造波装置が開発され、防波堤の遮蔽実験に利用された（服部・吉村、1972）。その後、電子計算機の進歩もあって、電子計算機による造波信号の作成が行われるようになったが、造波装置としては一方向不規則波の装置であった。

この間、現地における波浪観測データを用いて、海の波の多方向性が明らかにされ、標準的な分布形まで提案されるようになった（合田・鈴木、1975）。このような状況の中で、1980年代の初めには、波高や周期、波向の異なる斜め波を多数同時に発生させ、実際の海の波のような多方向不規則波を発生させる造波装置が英国において開発され（Salter, 1981）、その後、世界各国の水理研究所や大学に同種の装置が導入されてきた。このような造波装置の開発が可能になったのは、コンピュータ技術の急速な進歩によるものである。

表一1は、世界の各国およびわが国に導入されている多方向不規則波の造波装置の特徴をとりまとめたものである。外国の主要な水理研究所や大学には既に多方向不規則波造波装置が導入されている。また、わが国においても、港湾技術研究所や電力中央研究所、大学、さらには、建設会社の研究所にも導入されている。表一1からわかるように、個々の造波板幅は0.3~0.9mで、0.5m程度のものが多い。造波板の配置はほとんどが直線配置であるが、カナダの海洋研究所（IMD）のものが水槽全体に多方向不規則に造波できるようにJ型配置になっている（Murry・Fudge, 1990）。駆動方式としては、電動と油圧に分かれている。造波形式としては、フラップ型とピストン型に分かれる。造波形式で、離散型と連続型との違いは、離散型は図一1（高山ら、1984）に示すように個々の造波板が独立に動くようになっているのに対して、連続型は造波板がヒンジ結合されて、図一2（今井ら、1991）に示すようにヒンジ部で駆動される。そのため、造波板は前後運動と同時に回転運動も起こすことが特徴になっている。離散型では個々の造波板がずれて運動するため、造波板の隙間で発生した渦等で造波エネルギーが失われるのに対して、連続型では造波板を連続させて、造波エネルギーの損失を防ごうとしたものである。

表一1 多方向不規則波造波装置の導入機関名とその特徴

研究機関名称	国名	水槽諸元				造波装置諸元			造波形式			吸収機構の有無	
		長さ L(m)	幅 B(m)	高さ (m)	側壁 形状	幅 b(m)	枚数 N枚	列長 (m)	配置形式	駆動 方式	水平 方向		鉛直 方向
Hydraulic Research Station	イギリス	35	30	2.0	フラップ	0.4	80	32	直線配列	電動	ランダム	離散型	無し
Edinburgh University	イギリス	27	11	1.2	フラップ	0.3	80	24	直線配列	電動	ランダム	離散型	有り
Aalborg University	デンマーク	15.7	8.5	1.5	ピストン	0.9	9	8.1	直線配列	油圧	ピストン	連続型	無し
Danish Hydraulic Institute	デンマーク	30	20	3.0	フラップ	0.5	60	30	直線配列	油圧	ランダム	離散型	無し
Coastal Engineering Research Center	アメリカ	111	59	0.8	フラップ	0.46	60	27.6	直線配列	電動	ピストン	連続型	無し
Delaware University	アメリカ				ピストン	0.5	30	15	直線配列	電動	ランダム	離散型	無し
Texas A&M University	アメリカ	39	30, 48	6	ピストン	0.64	48	30, 48	直線配列	油圧	ランダム	離散型	無し
Norwegian Hydrodynamic Laboratories	ノルウェー	80	50	10	フラップ	0.5	144	72	直線配列	電動	ランダム	離散型	無し
Delft Hydraulic Laboratory	オランダ	60	26	0.8	フラップ	0.33	80	26.4	直線配列	電動	ピストン	離散型	無し
National Research Council Canada (Hydraulic Lab.)	カナダ	50	30	3	ピストン	0.5	60	30	直線配列	油圧	ピストン	離散型	無し
National Research Council (IMD)	カナダ	75	32	3.5	ピストン	0.5	192	96	J型配置	油圧	ピストン	離散型	無し
横浜国大造船工学科	日本	100	8	3.5	ピストン	0.5	16	8	直線配列	電動	ランダム	離散型	無し
運輸省 港湾技術研究所 (1号機)	日本	36	24	1.8	フラップ	0.6	35	28	直線配列	電動	ピストン	離散型	無し
運輸省 港湾技術研究所 (2号機)	日本	40	18	1.0	フラップ	0.5	30	15	直線配列	電動	ピストン	離散型	無し
財団法人電力中央研究所	日本	45	35		フラップ	0.4	48	19.2	直線配列	電動	ピストン	離散型	有り
関西電力中央研究所	日本	40	20	0.8	フラップ	0.3	40	12	直線配列	電動	ピストン	連続型	有り
中央大学理工学部	日本				フラップ	0.3	20	6	直線配列	電動	ピストン	連続型	無し
間瀬つくば技術研究所	日本	35	26	1.5	フラップ	0.5	48	24	直線配列	電動	ピストン	連続型	有り
東洋建設技術研究所	日本	30	21	1.5	フラップ	0.5	30	15	直線配列	電動	ピストン	離散型	有り
熊谷組技術研究所	日本	40	20	1.5	フラップ	0.475	40	19	直線配列	電動	ピストン	離散型	有り
日本テトラポット応用水理研究所	日本	50	40	1.5	フラップ	0.9	36	32.4	直線配列	電動	ピストン	連続型	無し
石川島播磨重工業横浜技術研究所	日本	210	10	5	ピストン	0.33	30	10	直線配列	電動	ランダム	離散型	有り
室蘭工業大学地域共同開発センター	日本	9	7	0.5	フラップ	0.6	10	6	直線配列	電動	ピストン	離散型	無し
鹿島建設技術研究所	日本	58	20	1.6	ピストン	0.5	36	18	直線配置	電動	ピストン	連続型	無し

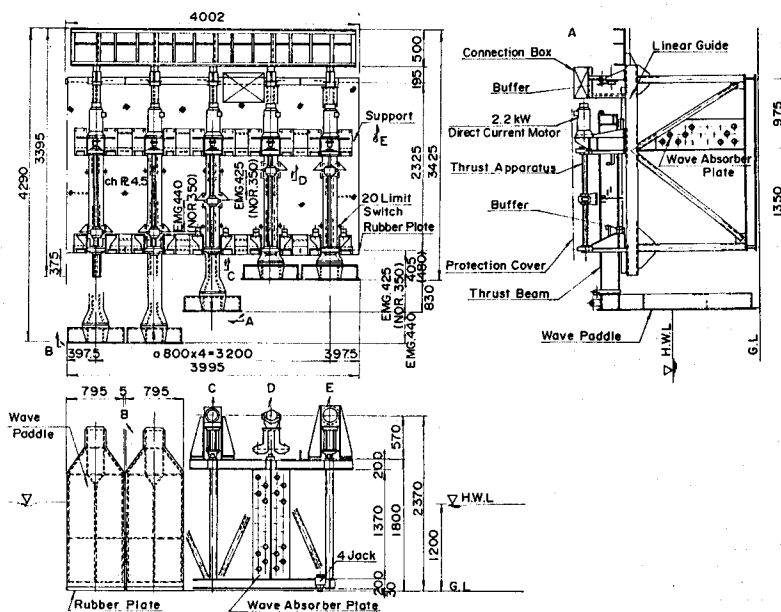


図-1 離散型多方向不規則波造波装置（港湾技術研究所 1号機）

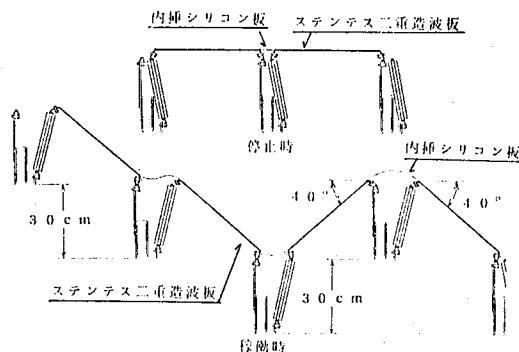


図-2 連続型多方向不規則波造波装置（鹿島建設技術研究所）

3. 多方向不規則波の造波方法

3.1 多方向波の造波原理

実際の海の波は、図-3に示すように波高や周期、波向の異なる数多くの波（成分波）が重なり合うことによって生じると考えられている。このことから実際の海の波のような不規則波を実験室内で造波するためには、波高や周期、波向が異なる数多くの斜め波を同時に水槽内に起こせばよい。造波板の運動方向からずれた方向に進行する斜め波を造波する装置は、既に述べたように製作、利用されてきた。

斜め波は、図-4に示すような幅の狭い造波板を数多く、一直線上に並べ、隣同士の造波板を一定の位相差で動かすことによって造波することができる。これはホイゲンスの原理を応用したもので、隣接する造波板間の運動位相差は造波板幅と波向、波長によって決まり、次式のようになる。

$$\delta = k b \cos \theta$$

(1)

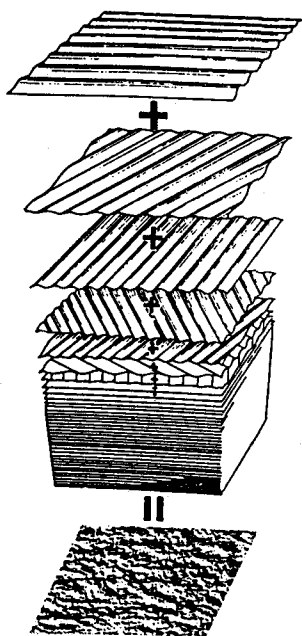


図-3 海の波の特性

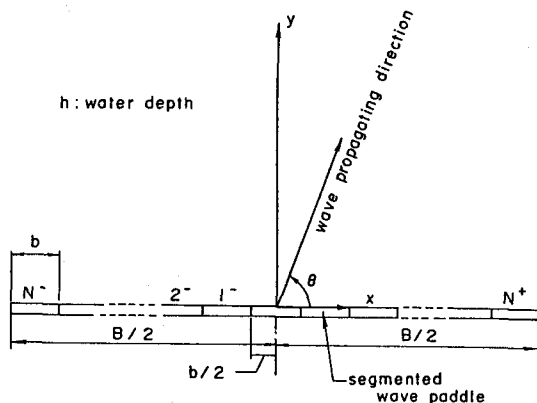


図-4 多方向不規則波造波装置の配置と座標

ここに、 δ は造波板間の位相差、 b は造波板の幅、 θ は x 軸の正方向から反時計回りに測った波向、 $k (=2\pi/L)$ は波数、 L は波長である。

それぞれの造波板が図-5 に示すようにピストン型とフラップ型の合成運動をするとき、 l 番目の造波板の運動は次式で与えられる。

$$\eta_l(t, z) = \left(Y_p + Y_f \frac{h+z}{h} \right) \cos(\sigma t - l \delta) \quad (2)$$

ここに、 $\eta_l(t, z)$ は、時刻 t 、水深 z における l 番目の造波板の変位、 Y_p と Y_f はそれぞれ静水面におけるピストン型とフラップ型の運動振幅、 σ は角周波数、 h は水深である。

式 (2) のように造波板を運動させると、実際に斜め波を起こすことができる。しかしながら、このようにして起こした斜め波の特性については十分にわかっていなかった。そこで、Takayama (1982、1984) はこの斜め波の波高分布を調べるために、図-6 に示すような板の中央斜線部分だけが周期運動したときに生じる波の速度ポテンシャルを理論的に求めた。そして、造波板の周期運動における位相のズレを考慮しながら、この速度ポテンシャルを造波板の数だけ重ね合わせて、斜め波の速度ポテンシャルを次式のように求めている。

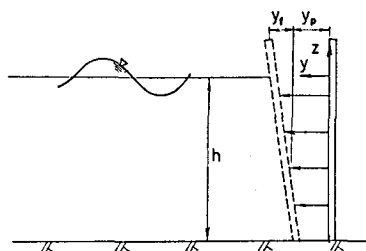


図-5 造波板の運動

$$\Phi(x, y, t) = \sum_{l=-N_-}^{N_+} \left[\frac{\sigma}{k} (Y_p \alpha_p + Y_f \alpha_f) \frac{\cosh k(h+z)}{\sinh kh} \right. \\ \times \left\{ \cos(\sigma t - l k b \cos \theta) \int_{(l-1/2)kb}^{(l+1/2)kb} N_0(\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2}) dq \right. \\ \left. - \sin(\sigma t - l k b \cos \theta) \int_{(l-1/2)kb}^{(l+1/2)kb} J_0(\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2}) dq \right\} \left. \right] \quad (3)$$

ここに、 x と y は平面座標で、座標原点は図-4 に示すようにある造波板の中央にとっている。また、 N_+ と N_- は座標原点のある造波板を除いた座標の正と負軸上の造波板の数、 $J_0()$ と $N_0()$ は 0 次のベッセル関数とノイマン関数である。さらに、

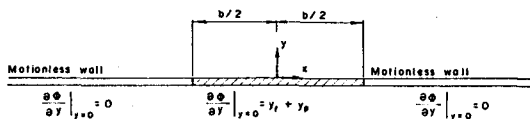


図-6 単一造波板の運動境界条件

$$\alpha_p = \frac{\sinh^2 kh}{kh \left[1 + \frac{\sinh 2kh}{2kh} \right]} \quad (4)$$

$$\alpha_f = \frac{[\sinh kh - (\cosh kh - 1)/kh] \sinh kh}{kh \left[1 + \frac{\sinh 2kh}{2kh} \right]} \quad (5)$$

である。

図-6 の境界条件を完全に満足する厳密解の速度ポテンシャルには定常減衰項が含まれるが、この定常減衰項は造波板から離れるに従い小さくなり、半波長も離れると実用上無視することができるほど小さくなるので、式(3)では定常減衰項を省略して示している。式(3)の速度ポテンシャルを用いると、水面波形 $\zeta(x, y, t)$ は

$$\zeta(x, y, t) = -\frac{1}{g} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \quad (6)$$

で求まる。この波形から求めた波高を無次元化して、次式のように表す。

$$R_H = \frac{H}{2(Y_p \alpha_p + Y_f \alpha_f)} \\ = \left[\left\{ \sum_{l=-N_-}^{N_+} [\cos(i\delta) \int_{(i-1/2)kb}^{(i+1/2)kb} N_0(\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2}) dq \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \sin(i\delta) \int_{(i-1/2)kb}^{(i+1/2)kb} J_0(\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2}) dq \right] \right\}^2 \\ + \left[\left\{ \sum_{l=-N_-}^{N_+} [\cos(i\delta) \int_{(i-1/2)kb}^{(i+1/2)kb} J_0(\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2}) dq \right. \right. \right. \\ \left. \left. + \sin(i\delta) \int_{(i-1/2)kb}^{(i+1/2)kb} N_0(\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2}) dq \right] \right\}^2 \right]^{1/2}$$

$$-\sin(i\delta) \int_{(i-1/2)kb}^{(i+1/2)kb} N_0 \left(\sqrt{(kx-q)^2 + (ky)^2} \right) dq \}^2 \}^{1/2} \quad (7)$$

二次元造波水路で起こした波を考えると、波向は $\theta = \pi/2$ となり、造波板の全幅は無限に広がった場合に相当する。その場合、 $R_H = 2$ となって、位置に関係しない様な波高が起きることになる。これは従来から求められている造波効率の式に一致する。

この理論式の妥当性を検証するために、実験値と比較を行っている（高山ら、1985）。実験には、造波板幅 80 cm のピストン型造波機 10 台を用いて斜め波を起こし、造波板に平行に設置した 9 台の波高計で波形を測定した。理論と実験を比較したのが図-7 である。この図は 120° の方向に進む斜め波の場合である。図中の H はその地点の波高、また、 H_0 は $H_0 = 4\alpha_p Y_p$ で与えられる波高で、二次元造波水路におけるピストン型造波機の造波理論から求めた波高に対応している。○で示した実験波高は実線の理論値と非常によく一致しており、理論によって斜め波の波形が十分推定できることがわかった。また、●で示した実験波向は、隣接する波高計で測った波形の位相差から推定した波向で、2つの波高計間の平均的な波向である。そのため、実験で求めた波向は波高計間の中間の位置にプロットしている。また、理論計算で求めた水粒子速度ベクトルの方向は一周期間で変化するため、波向を水粒子速度の最大値の方向として定義し、破線で図中に示した。破線の計算波向と実験波向は非常によく一致しており、理論の妥当性を示している。

図-8 は、造波板幅 80 cm の造波機を 30 台並べたとして、全幅 24 m の造波装置で起こした場合の波高分布（実線）と波向（破線）を理論計算したものである。この場合の波長は 2 m、波向は 120° の方向である。このように造波板の全幅が広がると、図-7 に比較して波高の場所的変動は小さくなるが、波高が一様になると推定される部分であっても、小さく変動している。このような波高の変動は、個々の造波板幅と造波板全幅の影響によるものである。個々の造波板は幅が狭ければ狭いほどよいが、発生する波の波長の半分以下であれば、波高変動に与える個々の造波板幅の影響は小さい。一方、造波板の全幅は長ければ長いほどよい。図-8 の場合、個々の造波板幅は発生波の波長の半分以下であるため、波高の変動性は造波板の全幅の影響と考えられる。造波板の全幅は波長の 12 倍となるが、それでも 10% 程度の変動がある。発生波の波高分布を一様に近くするためには非常に幅の広い造波装置が必要になる。また、発生する波の方向が造波板の垂線方向からずればずれるほど、波高が一様となる幅が狭くなるので、それだけ造波板の全幅が広くならなければならない。

3. 2 造波信号発生法

波高や周期、波向が異なる多数の斜め波が同時に発生できるように個々の造波機に造波信号を入力すればよい。この造波信号を発生する方法には 2 種類の方法がある。一つがシングルサンメーション法（SS 法）であり、他の一つがダブルサンメーション（DS 法）である。

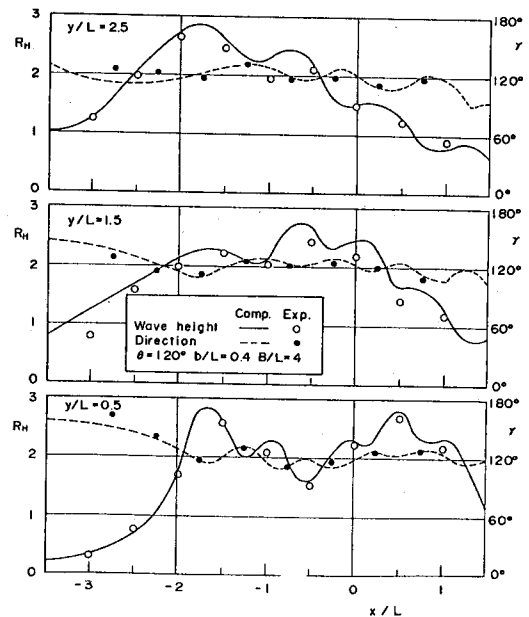


図-7 斜め波の波高と波向に関する計算値と実験値の比較

(1) SS法

SS法では、多方向不規則波をそれぞれ異なる周期と波向を持つ成分波が重なり合ったものとして表し、 i 番目の造波板を次式のように前後運動させる。

$$\eta(i, t) = \sum_{n=1}^{N_s} A_n \sin(2\pi f_n t - i\delta_n + \varepsilon_n) \quad (8)$$

ここで、 $\eta(i, t)$ は i 番目の造波板の変位、 N_s は SS 法に用いた成分波の数、 n は n 番目の成分波を示す。また、 $\delta_n = k_n b \cos \theta_n$ で、造波板間の位相のズレを示し、 ε_n は成分波間における位相差で、 $0 \sim 2\pi$ の間を一樣に分布する乱数で与えられる。

式(8)でわかるように一つの成分波には一つの周波数と波向が対応し、成分波が異なると周波数と波向が異なる。 n 番目の成分波に対する造波板の変位振幅 A_n は目標とする造波波高から設定する必要がある。しかし、サーベント型造波機で起こした斜め波の式(3)からもわかるように平面的な位置の関数になっているため、目標波高を定める地点によって振幅の値が異なる。そこで、サーベント造波機の運動特性から求まる造波効率ではなく、二次元水路内で造波するときの造波効率が通常用いられる。しかし、二次元水路における造波効率を用いて設定した造波板の運動振幅で斜め波を造波すると、目標波高より大きくなる傾向がある。これは、斜め波を造波すると、波高が一樣になると想定される部分の幅が狭くなることによっている。しかし、実際に式(3)によって斜め波の波高を計算してみると、波の回折現象によって波のエネルギーが広く分散すると同時に、一樣な波高が生じる領域も幾何学的に推定した幅より狭くなり、その結果、波高は $1/\sin \theta$ で増大する。このようなことを考慮すると、静水面における造波板の運動振幅を次式で与えるのがよい。

$$A_n = \frac{a_n}{F} \sin \theta_n \quad (9)$$

ここに、 $F = 2(\gamma_p \alpha_p + \gamma_f \alpha_f)$ で、 $\gamma_p = Y_p / (Y_p + Y_f)$ 、 $\gamma_f = Y_f / (Y_p + Y_f)$ 、 a_n および θ_n は n 番目の成分波の振幅と波向である。

成分波の振幅としては、全成分波のエネルギーが一致するように、次式で与えることが多い。

$$a_n = \sqrt{2 \int_0^\infty S(f) df / N_s} \quad (10)$$

ここに、 $S(f)$ は周波数スペクトルである。

各成分波の周波数は波のスペクトルを $2N_s$ 等分したときの奇数番目の周波数を用いればよい。造波する周波数スペクトルを Bretschneider・光易型スペクトルとすると、 n 番目の成分波の周波数 f_n は、有義波周期 $T_{1/3}$ を用いて、次式で与えられる。

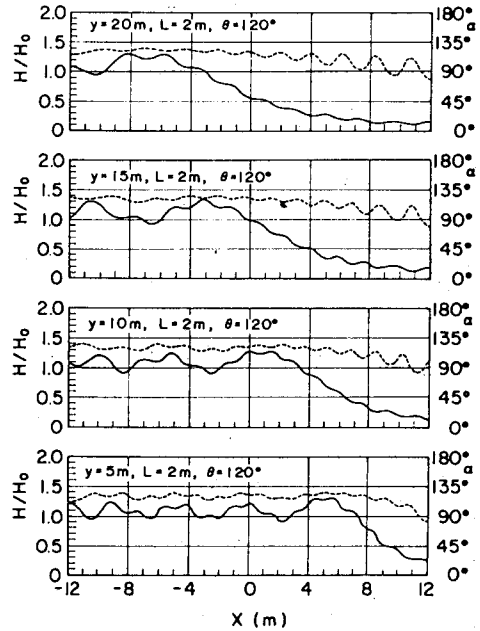


図-8 斜め波の波高と波向の分布

$$f_n = \frac{1.007}{T^{1/3}} [1 \ln \{2N_s / (2n-1)\}]^{-1/4} \quad (11)$$

波の方向スペクトルは周波数スペクトルと方向関数の積で与えられるので、方向関数 $G(\theta; f)$ は次の条件を満足していなければならない。

$$\int_0^{2\pi} G(\theta; f) d\theta = 1 \quad (12)$$

式(12)では波向を全方向に定義しているが、造波機は造波板の前方に進行する波しか造波できないので、波向を $0 \sim \pi$ の範囲に定義しなおし、この範囲で方向関数を正規化する方法がとられる。そして、成分波の波向角の頻度分布は、方向関数と一致しなければならない。そこで、各成分波の波向角は方向関数の累加曲線を図-9のように描き、 $0 \sim 1$ の間の乱数列を発生し、図-9に示すように累加曲線を用いて乱数の値に対応する波向角を成分波の波向として与える方法が用いられる。この方法では、乱数列によって各成分波の波向角は異なることになる。

(2) DS法

DS法では、SS法と異なり、周波数スペクトルを N_f 等分して、周波数に関する成分波をさらに方向関数に従って N_θ 分割し、全体で $N_f N_\theta$ 個の成分波で目標方向スペクトル波を造波しようとするもので、 i 番目の造波板の変位は次式のように表される。

$$\eta(i, t) = \sum_{n=1}^{N_f} \sum_{m=1}^{N_\theta} A_{nm} \sin(2\pi f_n t - i\delta_{nm} + \varepsilon_{nm}) \quad (13)$$

ここに、 A_{nm} は nm 番目の成分波に対する造波板の運動振幅、 δ_{nm} は nm 番目の成分波に対する造波板間の位相のズレで、 $\delta_{nm} = k_n b \cos \theta_m$ で与えられ、 ε_{nm} は成分波間における位相差で、 $0 \sim 2\pi$ の間を一樣に分布する乱数で与えられる。

造波板の運動振幅は式(9)と同様に次式で与えられる。

$$A_{nm} = \frac{a_{nm}}{F} \sin \theta_m \quad (14)$$

ここに、 a_{nm} は nm 番目の成分波の振幅で、次式で与えられる。

$$a_{nm} = \sqrt{2S(f_n, \theta_m) \delta f_n \delta \theta_m} \quad (15)$$

ここで、 $S(f_n, \theta_m)$ は方向スペクトル、 δf_n および $\delta \theta_m$ は周波数および波向の分割幅である。

周波数分割についてはSS法と同様に周波数スペクトルを等分割して求め、波向については波向の範囲を等分割して与えることが多い。

3. 3造波信号発生法の相違による発生多方向波の特性

上述のように造波信号発生法には2種類の方法があるが、これらの2つの方法は実際の海の波の多方向性を表記する仕方の違いであって基本的には差がないと考えられる。しかし、限られた成分波の数で実際の海の波の多方向性を表そうとすると、両者の間に基本的な差が生じる。DS法で表された多方向不規則波の場合では同じ周波数の成分波間に phase locking が起こり、その結果、DS法で表現した多方向不規則波は設定した方向集中度より小さくなり、波のエネルギー方向分散を広くすることになることが指摘されている (Porristal, 1981; Pinkstar, 1984; Sand & Mynett, 1987; Jeffery, 1987)。また一方、平

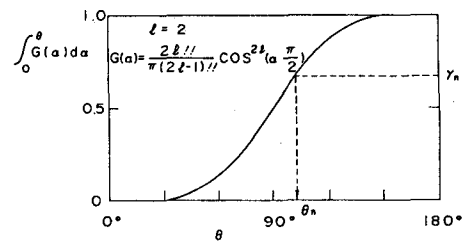


図-9 SS法における成分波の波向の設定

口ら(1990)は、SS法とDS法による多方向不規則波の表記法に関して数値実験を行い、DS法であっても異なる場所で測定したクロススペクトルを平均化すれば、誤差の少ない、安定したクロススペクトルが求まることを指摘している。そこで、多方向不規則波を造波する場合、SS法とDS法を比較して、どちらが数少ない成分波で済むかについての検討がTakayama・Hiraishi(1989)によって行われている。

SS法では式(8)、また、DS法では式(13)で示される造波板の運動によって起こされた波の時間波形はそれぞれ式(16)と(17)で与えられる。

$$\begin{aligned} \zeta(x, y, t) = & \sum_{n=1}^{N_s} \sum_{i=-N_-}^{N_+} A_n \{ N_{in}^*(x, y) \sin(2\pi f_n t - i\delta_n + \varepsilon_n) \\ & + J_{in}^*(x, y) \cos(2\pi f_n t - i\delta_n + \varepsilon_n) \} \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \zeta(x, y, t) = & \sum_{n=1}^{N_f} \sum_{m=1}^{N_g} \sum_{i=-N_-}^{N_+} A_{nm} \{ N_{in}^*(x, y) \sin(2\pi f_n t - i\delta_{nm} + \varepsilon_{nm}) \\ & + J_{in}^*(x, y) \cos(2\pi f_n t - i\delta_{nm} + \varepsilon_{nm}) \} \end{aligned} \quad (17)$$

ここに、

$$N_{in}^* = \int_{(i-0.5)k_nb}^{(i+0.5)k_nb} N_0 \sqrt{(k_n x - q)^2 + (k_n y)^2} dq \quad (18)$$

$$J_{in}^* = \int_{(i-0.5)k_nb}^{(i+0.5)k_nb} J_0 \sqrt{(k_n x - q)^2 + (k_n y)^2} dq \quad (19)$$

設定した2地点における時間波形から両地点間のクロススペクトルを求めることができる。このようにして求めたクロススペクトルに関して成分波の個数を増大させると、SS法で求めたクロススペクトルもDS法で求めたクロススペクトルも同じ値に収束することが判明した。このことから、SS法とDS法とは表現法が異なるだけで、本質的な違いがないことがわかった。しかしながら、多方向不規則波を造波するに当たっては非常に多くの成分波を用いて造波板の運動をシミュレートすることはできない。できるだけ少ない成分波で目標とする多方向不規則波が造波できる手法が費用や計算時間の面から有効な方法となる。そこで、必要な成分波の数について検討を行った結果、SS法による造波がDS法より少ない成分波で済むことがわかった。

しかしながら、SS法の場合、既に述べたように各成分波の波向は乱数列によって変化するため、乱数列によっては成分波が多くても目標のクロススペクトルからずれる場合がある。そこで、方向スペクトルを計算する際に代表周波数の周りで平均化する周波数個数を I_r を変化させて、目標クロススペクトルからのばらつきを調べた。方向関数としては $\cos 2^i(\theta - \pi/2)$ 型を採用し、100種類の乱数列を用いた。その結果を図-10に標準偏差の変化で示している。コ・スペクトルおよびクオドラチャ・スペクトルともに標準偏差は I_r の増大とともに小さくなる。標準偏差の減少は I_r が15以上では非常に小さくなるので、これ以上 I_r を増大させてもばらつきの精度向上は見込めない。代表周波数の数を30とし、 $I_r=15$ とすると、成分波の数は450波となる。また、このようなばらつきがあることから、実際の実験においては1種類の乱数列だけではなく、数種類について行い、実験結果を平均化することが必要である。

4. 造波した多方向波の特性

4. 1 波高の一様性

3. で述べたようにサーペン
ト型造波機で造波した波は、個
々の造波板幅と造波板の全幅の
影響を受け、目標とする領域内
で一様にはならない。周期が短
い波では波長が造波板幅に対
して相対的に短くなり、その結果、
個々の造波板幅の影響で波高が
場所的にばらつく。また、波長
が長くなると、造波板の全幅が
波長に比して相対的に短くなり、
回折現象によって波高が場所的に変動するようになる。

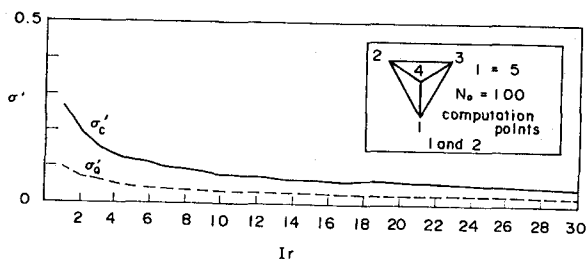


図-1 0 コ・およびクオドラチャ・スペクトル標準偏差の変化

図-1 1 は波長に対する個々の造波板幅の比が方向分布形状へ影響する度合いを調べたものである (Takayama・Hiraishi, 1987)。目標とした方向分布形状は光易型方向関数で、方向集中度を $S_{max}=10$ としたものである。図-1 1 では、周波数スペクトルのピーク周波数における方向分布形に関して目標分布形と造波理論から求めた計算分布形とを比較している。図-1 1 からわかるように、個々の造波板幅に対して波長が相対的に短くなると、方向分布形が目標から大きくずれるようになるが、造波板幅と波長の比が 0.5 以下では個々の造波板幅の影響は小さく、実用上無視することができる。

造波板の外側では造波されないため、造波した波のエネルギーの一部が回折現象で外側に流れ出し、その影響が造波板の前面部に現れ、波高が変動する。図-1 2 は、主波向を $\theta=90^\circ$ としたときの多方向不規則波について、造波板の中央線上における方向関数の形状を理論計算によって求めたものと目標としたものとを比較したものである (Takayama・Hiraishi, 1987)。方向関数の形状はピーク

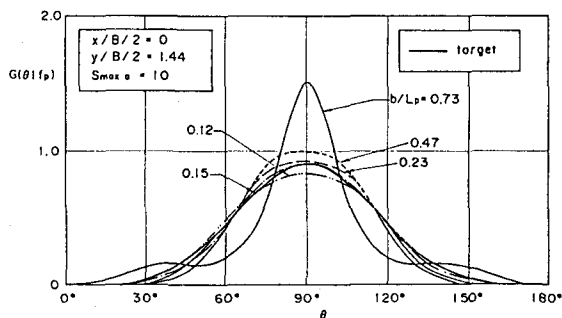


図-1 1 造波板幅による方向関数の変化

周波数における形状で示している。この図でわかるように、方向集中度が高い場合に、理論計算で求めた方向関数が目標より少し尖るけれども、形状は比較的によく一致している。しかし、造波板の中央線から離れるに従って、図-1 3 に示すように目標の形状から大きくずれるようになる。このことから、一様な方向スペクトルが発生している領域は限られた範囲になることがわかる。そのため、多方向不規則波を用いて模型実験を行う場合には、方向スペクトルが一樣となる範囲を調べ、その範囲に模型を設置して実験を行うことが重要となる。

4. 2 有効造波領域の拡張法

一直線上に配置した多方向不規則波の造波装置では、一様な特性の多方向不規則波は限られた領域にしか発生しない。この領域の幅は造波板から離れるほど狭くなる。図-1 4 (高山ら, 1985) は造波板に直角方向から $\pm 15^\circ$ 傾けて起こした規則波について波高が 20% の変動範囲で一様となる領域を理論計算で示したものである。波高がほぼ一様な有効造波領域は造波板から離れるほど狭くなる。そのため、有効造波領域を拡張しようとする試みがなされている (Funke・Miles, 1990; Hiraishiら, 199

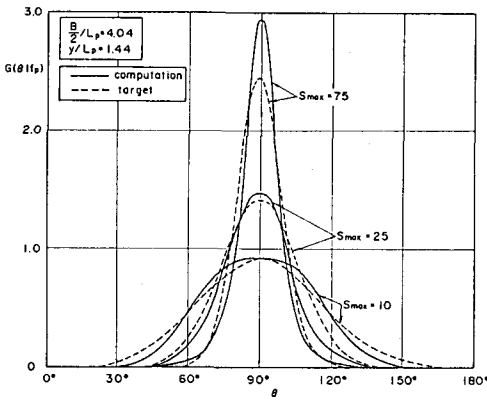


図-1 2 造波板中央線における方向関数

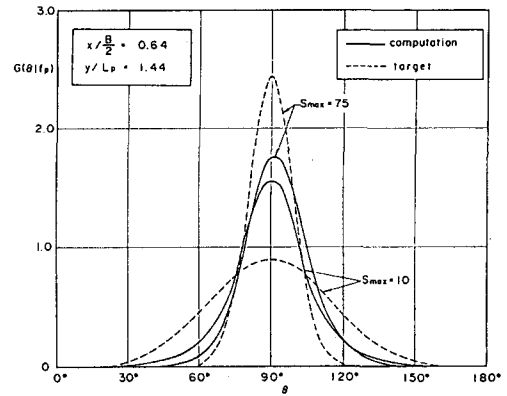


図-1 3 造波板中央線からずれた地点の方向関数

1; 平石、1991)。以下にその方法を示す。

図-1 5 に示すように、造波装置の両端部に反射板を設け、斜め波を反射板で反射させて直接造波した波と重ね合わせることによって有効造波領域を拡張しようとするものである。水槽の側壁全部を反射板にすると、水槽内部全体に重複波が生じるので、反射板は限られた長さにするのが重要になる。反射板を設けることは、図-1 5 に示すように反射板の外側に仮想の造波装置を設けたことに対応する。そのため、仮想の造波装置と反射板で鏡像関係にある造波装置は、実際に発生させようとする波に加えて、反射板で反射させる波も同時に起こさなければならない。図-1 5 のように θ' 方向に斜め波を起こす場合、反射板を考慮しない状態では図-1 5 の l 番目の造波機の運動は

$$\eta_r(l, t) = \frac{a}{F} \sin(\sigma t + (l - 0.5) k b \sin \theta') \quad (20)$$

となる。反射板で反射される波を造波する造波機は式(20)の運動に加え、 $\pi - \theta'$ 方向の波を造波するためには次式の運動が加わる。

$$\eta_v(l, t) = \frac{a}{F} \sin(\sigma t - (l - 0.5) k b \sin \theta') \quad (l = 1, 2, \dots, M) \quad (21)$$

ここに、 $M = \lceil W \tan \theta' / b \rceil$ で、 $\lceil \cdot \rceil$ はガウス関数となって、 $\lceil \cdot \rceil$ 内の最大の整数である。また、 W は反射板の長さである。造波板のうち $l = 1 \sim M$ の造波板は式(20)と(21)を加えた、次式のような運動をさせることになる。

$$\eta(l, t) = \frac{2a}{F} \sin(\sigma t) \cos\{(l - 0.5) k b \sin \theta'\} \quad (l = 1, 2, \dots, M) \quad (22)$$

個々の造波板幅が 50 cm で、造波板全幅が 30 m の多方向不規則波造波装置を仮定して、反射板の長さを 4 m、波向 $\theta' = 30^\circ$ の方向に起こした斜め波の波高分布を計算したのが図-1 6 である(平石、199

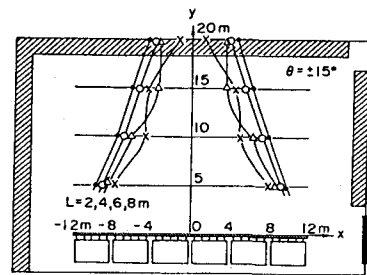


図-1 4 有効造波領域幅の変化

1)。波高は造波板から8 m離れた直線上で計算している。図中の○の線が反射板がない場合で、●の線が反射板がある場合である。この図でわかるように、波高は波高比1.0の回りを細かく変動しているが、反射板を付けることによってほぼ様な波高の範囲は2 m程度広がっている。この幅は $W \tan \theta' = 2 (m)$ に一致する。

以上のように有効造波領域を拡張するには、反射板を設けることが有効な方法ではあるが、反射板を造波板から計測対象点までの距離以上に長くすることはできない。これは、波高計測対象点に反射による重複波の影響が及んでくるためである。今井ら(1991)は、Dalrymple(1989)と同様に波高計測測線上で一樣な斜め波を造波する手法を提案している。有効造波領域を拡張する有効なもう一つの方法は、カナダの海洋研究所の造波装置のように側壁沿いにも造波機を配置することである。ただし、この場合の造波機としては反射波吸収型(平口ら、1991)にするのがよい。このようにすれば、ほぼ水槽の全領域で多方向不規則を造波することができる。

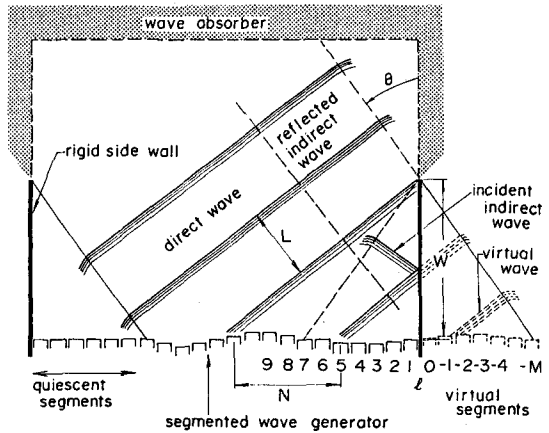


図-15 反射板による有効領域の拡張法

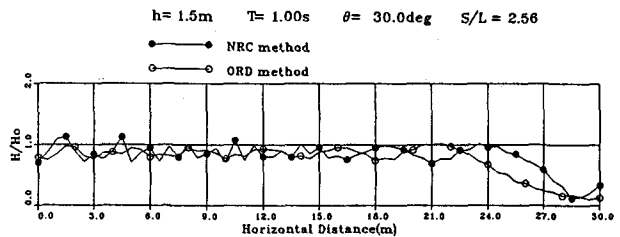


図-16 反射板の有無による波高分布の比較

5. 多方向不規則波による水理模型実験例

既に述べたように、世界の主要な大学や水理研究所では多方向不規則波の造波装置が既に稼働している。また、わが国においても、港湾技術研究所を初めとして、電力中央研究所や大学、建設会社の研究所に設置されてきて、その数は年々急速に増えている。しかしながら、多方向不規則波を用いた実験に関する報告は設置台数に比して少ない。この原因としては、多方向不規則波の解析法や実験法が十分確立していないことやどのような場合に多方向不規則波を用いて実験しなければならないのか明らかにされていないことによると思われる。そこで、本章では今までに報告されている論文の中から一方向と多方向の不規則波による実験結果を比較しているものを抽出して示した。

5.1 波浪変形実験

多方向不規則波は、いろいろな方向の波が重なり合っているため、波向の効果が大きい波の屈折現象に強く影響すると考えられる。波の屈折変形に対する多方向性の影響については、既に数値計算によって示されている(合田・鈴木、1975)が、これを水理模型実験で確認した報告がいくつかなされているので、それについて述べる。

(1) 一樣斜面上での波浪変形実験

①高山ら(1988)は、図-17に示すように多方向不規則波造波装置の前面に1/10勾配の一樣斜面を設置して、斜面上での波浪変形を調べている。造波した波は単一方向と多方向の不規則波で、周波数スペクトルとしてはBretschneider・光易型、また、方向関数としては光易型を採用している。方向関数の方向集中度パラメータとして $S_{max}=10$ と25を用いている。主波向としては造波板に直角方向の $\theta_a=0^\circ$ と 30° である。図-18はピーク周波数における方向関数の形状に関して実験と目標とを比較したものである。ほぼ目標に近い多方向波が起こされているのがわかる。

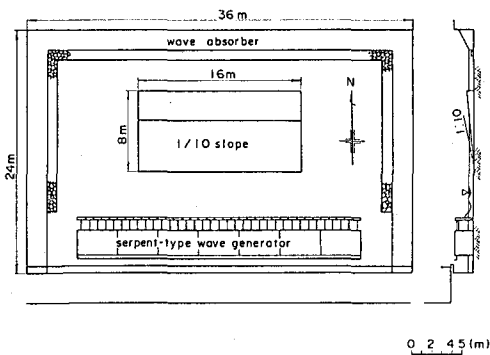


図-17 1/10斜面の配置

図-19は斜面上での有義波高の変化を示したものである。図-19(a)の波が直入射波の場合には、砕波の影響が比較的小さい $h/H_0' \approx 1.5$ 付近では一方向波より多方向波の波高が少し小さくなっている。これは一方向波では屈折の影響がないのに対して、多方向波では屈折によって波高が小さくなったためだと考えられる。砕波の影響が強い $h/H_0' < 1.0$ では、一方向波と多方向波はともに一方向直角入射波に対する合田(1975)の砕波変形の実線と大きな差がない。これは、水深が浅くなって、屈折によって波が汀線に直角に入射するようになるとともに、波向幅も狭くなって一方向波に近くなるためだと考えることができる。図-19(b)は波向が 30° の場合である。この場合、 $2 > h/H_0' > 1.0$ では波が斜めから入射するため、屈折の影響で合田の砕波変形の実線より小さくなっている。しかし、水深が浅く、砕波の影響が強い $h/H_0' < 1.0$ では、直角入射の場合と同じ原因によって、多方向性の影響がなくなる。

図-20は、平均水位の上昇量を示したものである。実験値は水深の浅い汀線付近を除いて、合田の計算値より大きい。実験値はほぼ同じ点にばらつき、多方向性の影響は小さい。

②Elgarら(1992)は、波の浅水変形過程に関して現地と同じ現象が造波水槽の中でも再現できるかどうか、多方向不規則波の造波装置を用いて現地の再現実験を行っている。現地データとしては、カリフォル

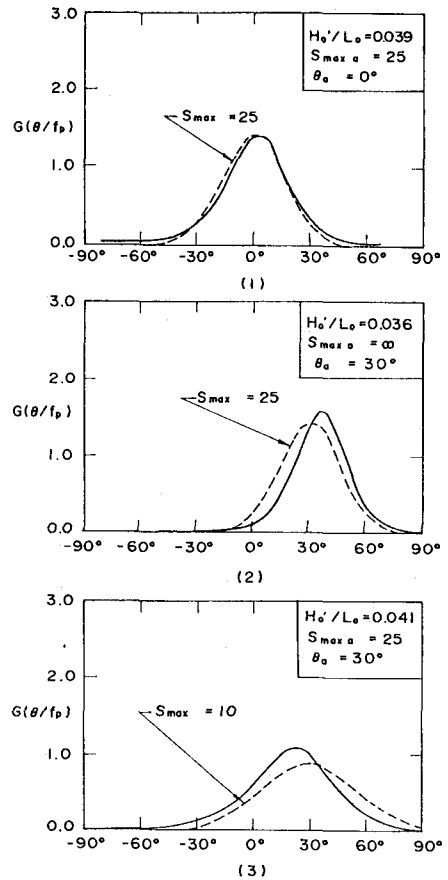
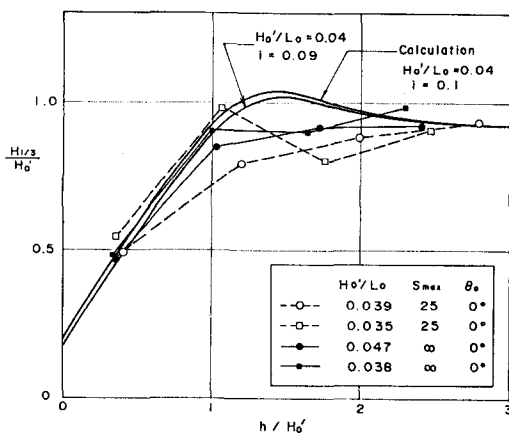
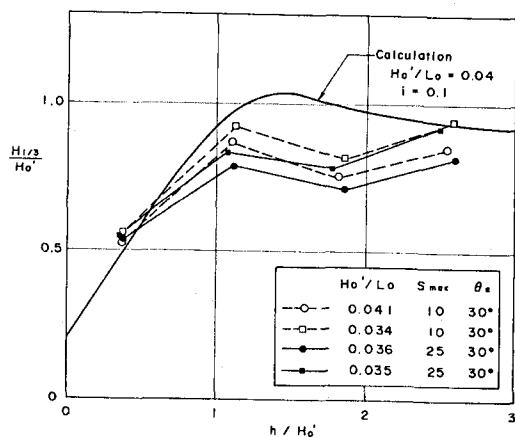


図-18 実験波と目標波の方向分布の比較



(a) 直角入射波



(b) 斜め入射波

図-19 1/10斜面上における波高の変化

ニア州のTorry Pines海岸で、図-21の上の図に示すような地点に水圧式の波高計を配置して観測を行っている。この海岸はほぼ平行等深線の単調な海岸で、海底勾配は1/40である。実験に用いた水槽は図-21の下図に示すCERC (Coastal Engineering Research Station) の多方向波造波水槽(35m x 29m)である。この造波装置の前面に図-21に示すように1/30の一樣勾配斜面を設置し、現地の波高計位置にほぼ対応している。○印で示した地点に容量式の波高計を設置している。本造波装置の造波信号はDS法を用いて発生している(Briggsら、1987)。

図-22は水深の深い場所における正規化した周波数スペクトル形状を現地と水槽内とで比較したものである。周波数帯のNo.15より高い周波数帯で、造波した波のスペクトルレベルが現地観測値より少し大きくなっているが、波は比較的良好に再現されている。また、図-23は方向スペクトルについて比較したものである。造波した波の方向スペクトルは現地観測したものとその形状がよく一致しており、方向スペクトルに関しても再現性がよいといえる。このようにほぼ現地に近い多方向不規則波を造波し、浅水変形後の方向スペクトルを設定した周波数帯に関して比較した図が図-24である。この図には沖側の方向スペクトル形状についても比較を行っており、沖側の方向スペクトル形状は現地観測とよく一致している。岸側の方向スペクトル形状についてはNo.15の周波数帯のものを除けばよく一致している。特に、波の非線形性による方向スペクトルの変化もよく再現している。さらに、図-25は岸側での方向スペクトルを比較したものである。方向スペクトルのピークが現れる位置が現地と実験室内とでよく一致している。このようなことから、実験室内では、水槽内に起こる長周期振動や側壁からの反射、エネルギー逸散に伴う循環流、高周波数の波の粘性減衰などの制約条件はあるけれども、これら効果は小さく、多方向不規則波実験水槽を用いて実

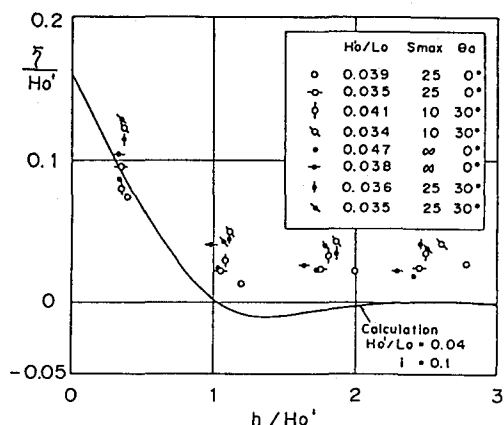


図-20 平均水位の上昇量の変化

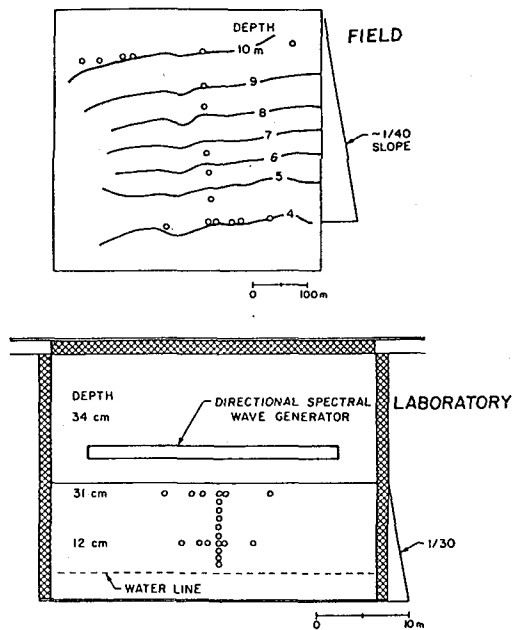


図-2 1 現地の地形と斜面模型の配置

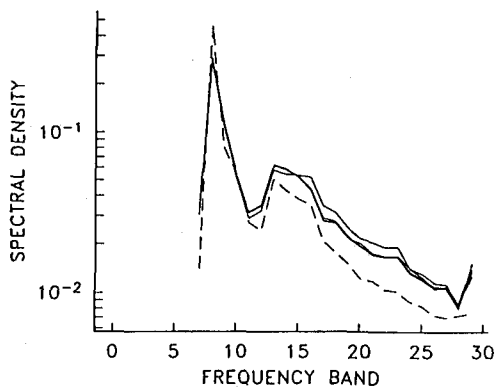


図-2 2 現地観測と実験における周波数スペクトルの比較

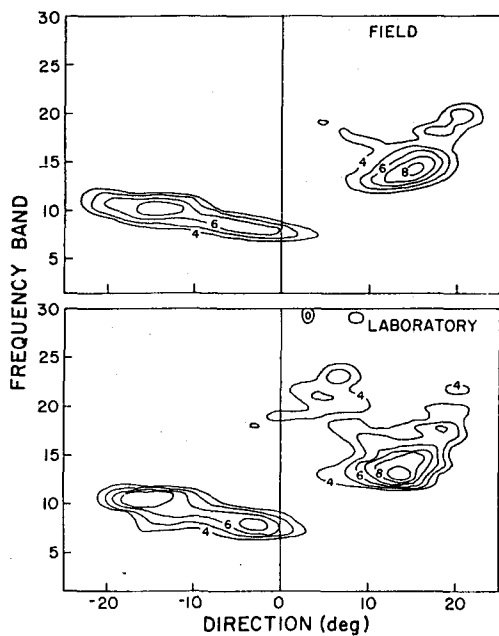


図-2 3 沖側での現地観測と実験における方向スペクトルの比較

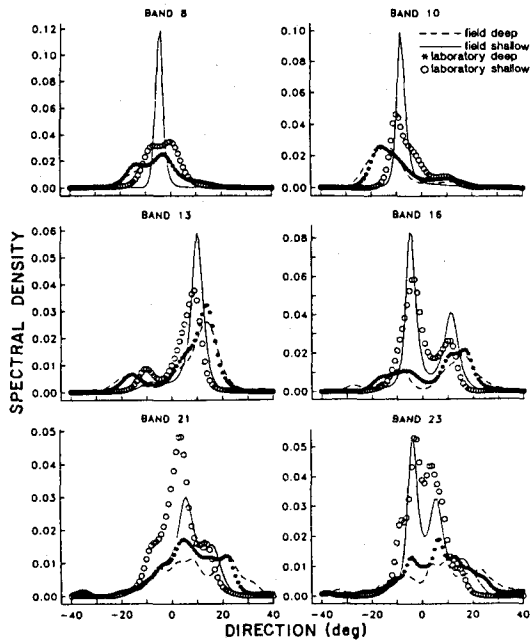


図-2 4 設定した周波数における現地と実験の方向スペクトルの比較

験した結果は現地の状況を十分再現していると考えられる。

(2) 浅瀬による波浪変形

海の波の多方向性は孤立した浅瀬による波高変化に最も顕著に現れると考えられ、球面浅瀬に関して数値計算した例(合田・鈴木、1975)がある。孤立した浅瀬では、波向線が浅瀬の背後で交差し、波高が大きくなるが、波の多方向性を考えると、成分波の波向によって波向線が交差する地点は大きく変化する。そのため、多方向不規則波では、波向線の交差による波高増大の影響が平滑化され、規則波で考えられているような大きな波高変化は起きないと推定される。このような考えの下に、多方向不規則波を用いた実験が実施されている。

①高山ら(1991)は、球面浅瀬を用いて実験を行っている。実験に用いた球面浅瀬は図-26に示すような円形リーフで、図中の●の地点に波高計を設置して波高を測定している。実験に用いた多方向不規則波は周波数スペクトルとしてBretschneider・光易型、方向関数として光易型としている。そして、方向集中度としては $S_{max}=75, 25, 5$ と一方向波を作用させた。図-27は円形リーフの天端水深が $h_c/H_0'=2.0$ と比較的深く、ほとんど碎波が起きない場合の波高変化を示している。図中の実線や破線は碎波を考慮したエネルギー平衡方程式を用いた数値計算結果を示している。円形リーフの背後では波向が交差するため、波高が増大している。この波高増大は方向集中度が大きくなるほど大きい傾向を示している。特に、波高増大は、水深の浅い円形リーフの天端上より、円形浅瀬の背後付近で大きくなっており、波の屈折の影響が浅水変形より強いことを示している。図-28は円形リーフの天端水深が浅くなり、水面と一致した場合である。このように天端水深が浅くなると、天端上で碎波が起きるようになる。そのため、波のエネルギーは碎波によって失われ、円形リーフの天端に近づくに従って波高が低減する。そして、円形リーフの背後では波高増大は起こらず、波高が小さくなる傾向にある。しかしながら、波向の集中度の高い一方向波の波高が高い傾向を示しており、碎波によって波のエネルギーが失われても、波の屈折によって周りからエネルギーが集中していることを示している。以上のように、波の方向集中度によって波高変化

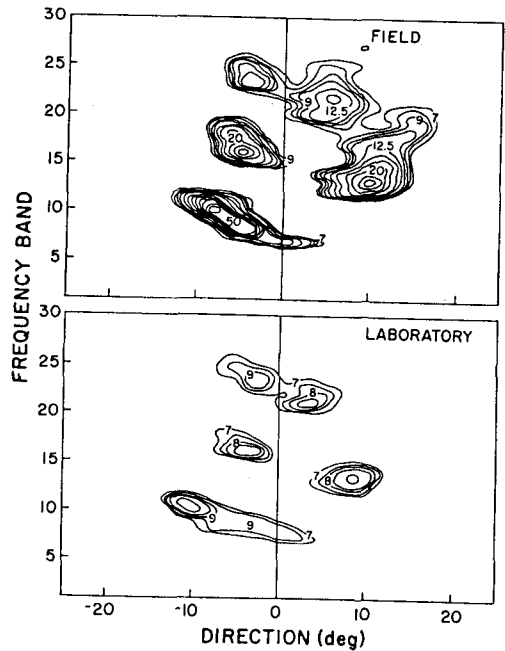


図-25 岸側での現地観測と実験における方向スペクトルの比較

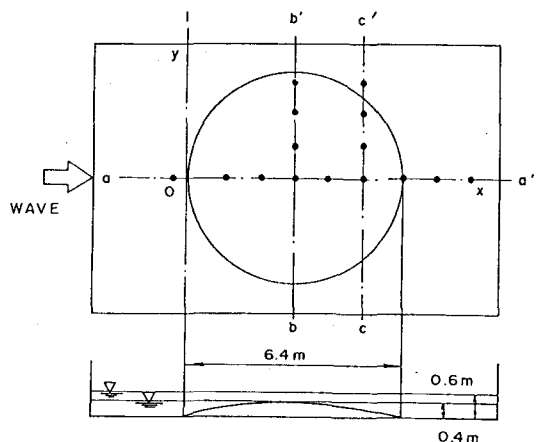
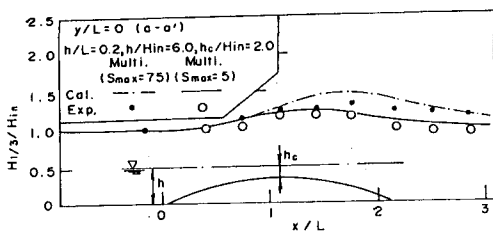
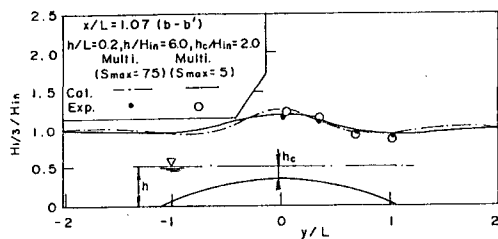


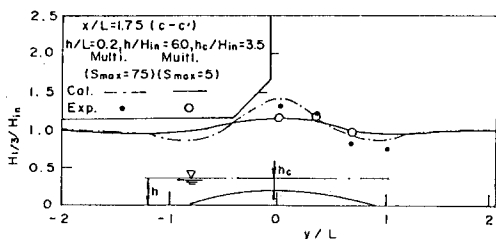
図-26 円形リーフ模型



(a) 測線 a - a'

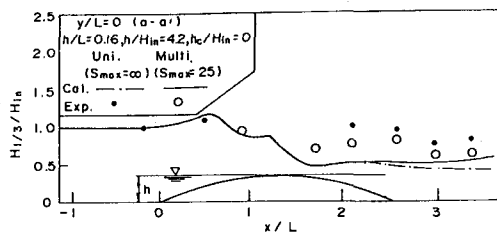


(b) 測線 b - b'

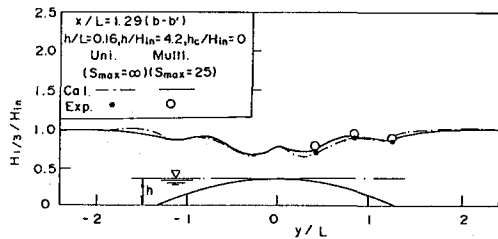


(c) 測線 c - c'

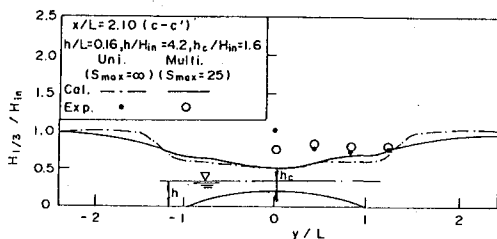
図-27 非砕波における波高分布



(a) 測線 a - a'



(b) 測線 b - b'



(c) 測線 c - c'

図-28 砕波における波高分布

が異なることがこの実験で明らかになった。

② Vincent ら (1989) は、楕円形のリーフを用いて波浪の変形実験を行っている。楕円形リーフであっても、長軸が 3.96 m で、単軸が 3.05 m であるから比較的円形に近い。このリーフの先端水深は 15.24 cm、一様水深部は 45.72 cm である。図-29 は、楕円形リーフの配置と波高測線を示している。実験では、規則波および単一方向と多方向の不規則波を作用させて、波高分布を比較している。不規則波の周波数スペクトルとしては図-30 に示すように 2 種類の形状のものを用いている。一つは周波数に対して

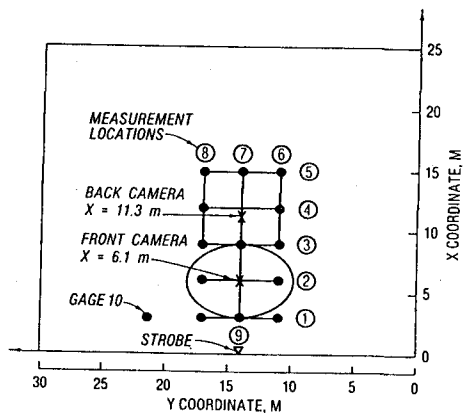


図-29 楕円形リーフと測線の配置

エネルギー集中度の高い、スペクトルのピーク値が $\gamma=20$ の場合とエネルギー集中度の低い $\gamma=2$ の場合である。また、方向関数としては、図-3 1 に示すように方向集中の低い、方向分散角が 30° のものと集中度の高い 10° のものを用いている。実験では、楕円形リーフ上で砕波が起きる場合と起きない場合について検討している。

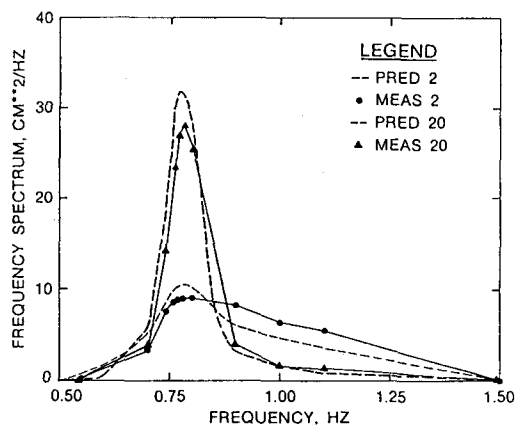


図-3 0 実験に用いた周波数スペクトル

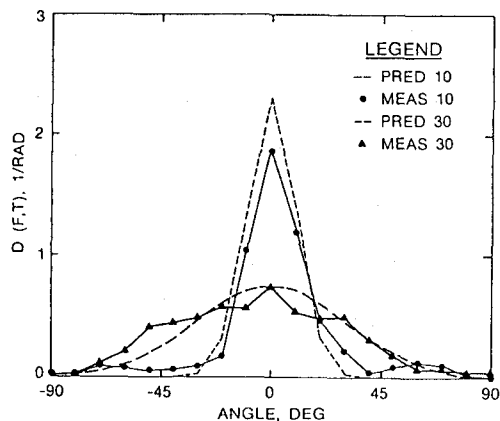


図-3 1 実験に用いた方向関数

図-3 2 は規則波における波高比の平面分布を示したものである。この図によると楕円形リーフの背後で非常に高い波高の増大が生じ、波高比で2.4にもなる。また、この波高の増大が認められる地点の両側では波高が小さくなり、波高比が0.6程度である。これは、波の屈折によって波向線が焦点を形成し、波のエネルギーが集中することによっている。図-3 3 は、波の方向分散角が 10° の多方向不規則波について平面的な波高比の分布を示したものである。図-3 3 (a)と(b)は、それぞれスペクトルピークが低い場合と高い場合の波高比分布である。これらの図を比較してみると、波高比の分布形状および波高比はほとんど変わらない。このことから、周波数分散の影響は小さいことがわかる。これらの図と規則波の図-3 2と比較すると、波が集中しているところで波高比が規則波では2.4になっているのに対し、多方向不規則波では1.3程度であり、また、両側の波高の小さいところでも、規則波で0.6であったものが多方向波では0.9になっている。このように波の多方向性の影響によって波高が平滑化されていることがわかる。波の方向分散性が大きくなった図-3 4では、さらに波高が平滑化されて、波高が集中している場所でも、波高比は1.2程度である。

これらのことを図-2 9の測線④の線上の波高について詳細に調べたのが図-3 5である。図中の記号で、Mは規則波、Uは単一方向の不規則波、Nは方向分散角の小さい波、Bは方向分散角の大きな波である。また、1

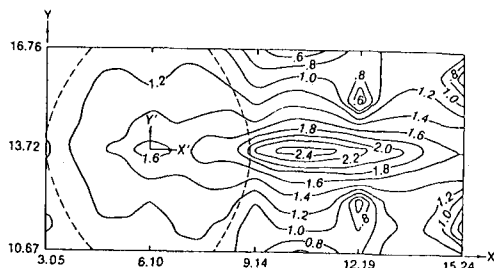
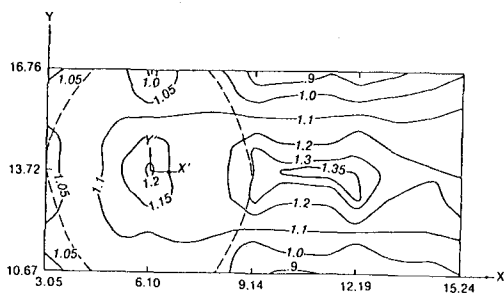
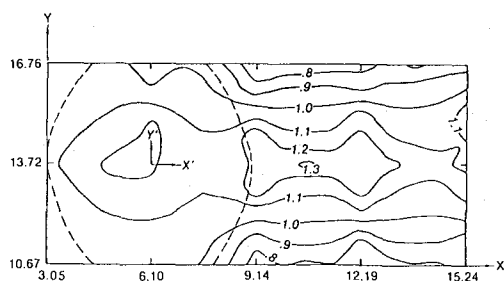


図-3 2 規則波における波高比の平面分布



(a) スペクトルピークの低い波



(b) スペクトルピークの高い波

図-3 3 方向分散角の狭い方向スペクトル波における波高比の平面分布

はスペクトルピークの低い波で、2はスペクトルピークの高い波を示している。この図でわかるように、波高変化が大きいのは規則波で、単一方向不規則波から多方向不規則波になるに従って波高の分布は平滑化される。また、波高分布には波の周波数分散性より方向分散性の影響が強いことがわかる。

図-3 6は楕円形リーフ上で波が砕波する場合の波高変化を図-3 5と同じ測線上で調べたものである。波が砕波することによって、図-3 5で波高が増大していた地点の波高比は低下し、両側の波高より低くなる。このような傾向は、高山らによる円形リーフ上で波

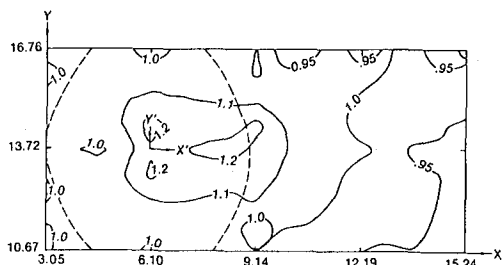


図-3 4 方向分散角の広い方向スペクトル波の波高比の平面分布

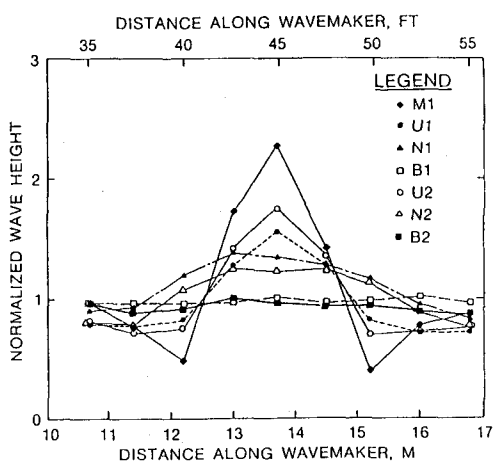


図-3 5 測線④沿いの非砕波の波高比分布

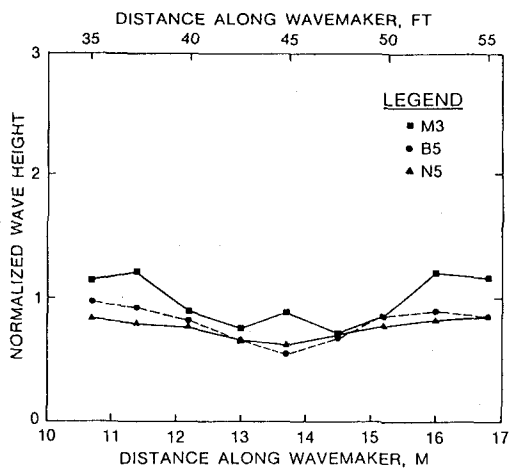


図-3 6 測線④沿いの砕波の波高比分布

が碎波する場合の波高変化と類似した傾向を示している。

以上の円形リーフや楕円形リーフに関する波浪変形実験結果から孤立した浅瀬が存在する場合には、波浪変形には、周波数分散性より方向分散性の影響が強く、さらに、碎波が浅瀬上で起きる場合には、碎波による影響が強くなることがわかった。このことから、複雑な地形の海岸においては、特に、浅瀬が多く分布しているような海岸においては、水理模型実験で波浪変形を算定する場合には多方向不規則波を用いた実験が必要である。

(3) 波浪変形に関する水理模型実験

高山ら(1991)は、図-37に示す釜石湾に建設中の津波防波堤の安定性を検討するために、水理模型実験を実施し、実験には多方向不規則波を用いた。実験では、釜石湾の北防波堤の安定性を対象にしているため、釜石湾の北側部分を模型水槽内に再現するようにした。特に、釜石湾の湾口北側の入り口には浅根と呼ばれている浅瀬が存在するため、それを含む地形を水槽内に再現した。実験水槽の諸元を考慮して、模型縮尺は $1/100$ とした。実験では、港湾技術研究所の第2号機の多方向不規則波造波装置を用いた。造波板の全幅が30mと小さいことや対象とする防波堤の建設地点が湾口部からかなり離れていることもあって、造波装置の北側には波の屈折による波向線変化に沿った導波板を設置し、南側は水槽側壁で波が反射されることを期待して、地形を再現した。ただし、有効造波領域の拡張について述べたように、反射板による反射を考慮して様な波高の波を起こすようには造波信号を修正していない。実験では、単一方向と多方向の不規則波を造波してその違いについて検討している。

図-38は本実験においてENEの波向の波に対して波高変化を測定した測線を示している。この測線上の波高変化を示したのが図-39である。図中の実線と破線はエネルギー平衡方程式による計算結果を示しており、○と●は多方向波と一方向波の実験結果を示している。この図からわかるように、実験値においても、計算値においても一方向波と多方向波とでは波高が異なり、一方向波より多方向波の方が波高が小さくなっている。特に、沿岸部から湾中央部に測線が変化するに従ってその傾向が強い。これは、一方向波と多方向波の違いを示すもので、一方向波で実験を行うと、波高を大きく見積もる可能性があることを示している。

図-40は浅海部におけるサーフビートの強さを示したものである。この図でわかるように、サーフビートは、沖波波

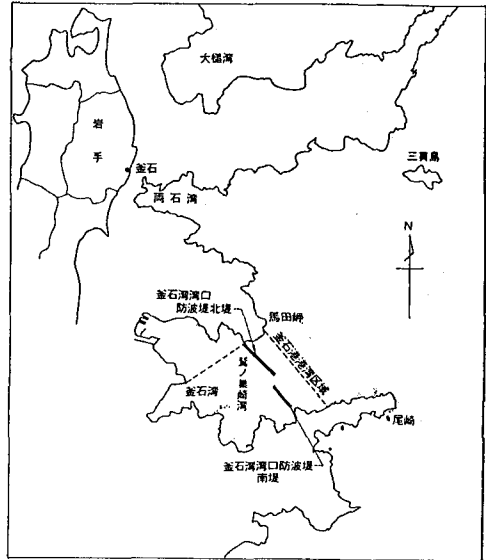


図-37 釜石湾の平面地形

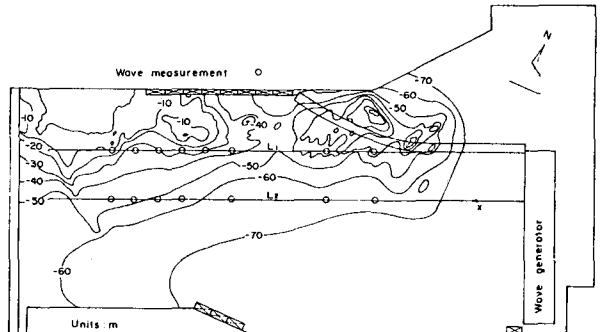


図-38 釜石湾の模型実験における造波機と測線の配置図

高に対する相対水深が小さくなるほど大きくなる傾向を示し、この傾向は合田による現地観測結果と一致する。ただし、サーフビートは、一方向波より多方向波の方が小さい傾向を示す。

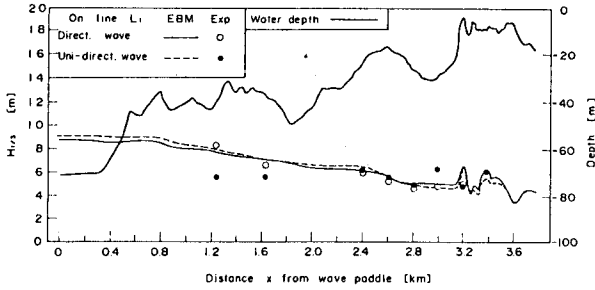
以上のように、沖合いに浅瀬があるような地形においては、一方向波で実験すると沿岸部の波高を大きく見積もる傾向がある。また、沿岸部のサーフビートも大きく見積もる傾向がある。このようなことから、波浪変形に関する水理模型実験では多方向不規則波を用いて行うことが望ましい。

5. 2 捨石の安定性に関する実験

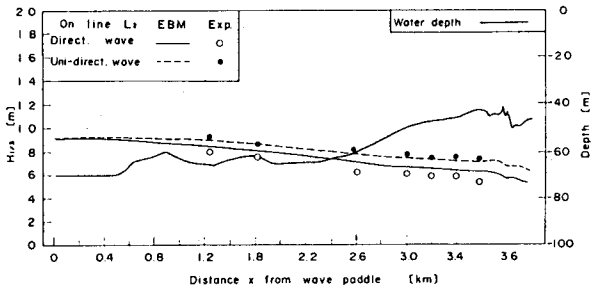
多方向不規則波を用いて波力実験を行った例は少ない。ここでは、捨石防波堤の安定性について行った実験について述べる。

Christensenら(1984)は、捨石防波堤の安定性は、実際の海の波のような多方向不規則波を用いて実験した場合と従来のような一方向不規則波を用いた実験とは異なる可能性があると考え、デンマーク工科大学の多方向不規則波造波水槽を用いて実験を行っている。実験水槽は2.3 m x 1.2 mの平面水槽で、この水槽内には油圧式ピストン型造波機が7台設置されており、造波板はヒンジで接合されている。両端の造波機は前後運動のみを起こし、中央5台の造波板はヒンジ部で駆動されるようになっているため、前後運動と同時に回転運動も起こす。防波堤模型は造波板から4.35 mの位置に、造波板に平行に設置された(図-41)。有効造波可能範囲は2波長であるため、防波堤長が1.5 mとなるが、端部の影響を考え、この両側に2 mのダミー防波堤を設置している。捨石堤の規模や要求される最高波高を考慮して、水深は0.3 m、有義波高は0.12 m、ピーク周波数は0.511 Hzとし、模型縮尺は1/40である。

模型防波堤の形状は、実際の防波堤を考慮して、図-42のように設定している。前面勾配が1/2で、背面が1/1.5である。調査対象は防波堤長1 m、鉛直方向に有義波高の±1.12倍の範囲である。この範囲を鉛直方向に6つの帯域に分け、それぞれ異なる色の碎石で区別している。入射波としてはDan Fiel



(a) 測線 L₁



(b) 測線 L₂

図-39 測線上の波高変化

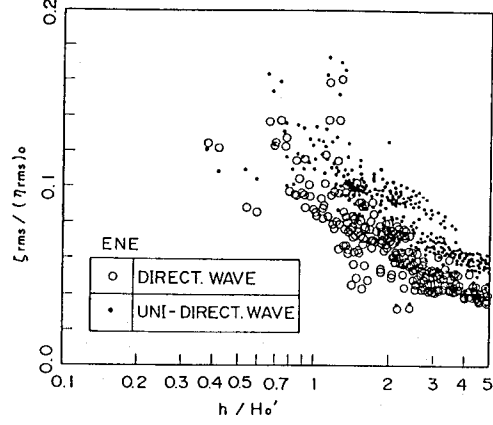


図-40 模型沿岸部におけるサーフビートの強さ

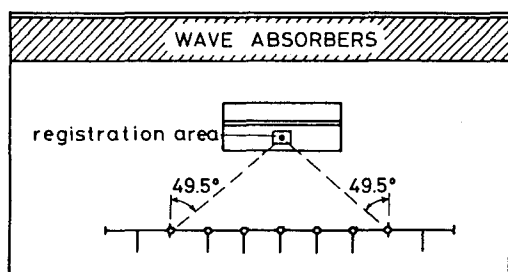


図-4 1 模型防波堤の配置

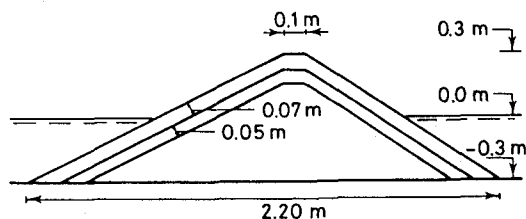


図-4 2 模型防波堤

d海岸の水深4.0 m後点で観測された波を用いた。ただし、実験では観測した波のエネルギーの100%、90%、80%の波高を作用させた。

表-2は15分間波を作用させたときの移動した碎石の平均個数 $\bar{w}_D$ と標準偏差 s を示している。これを被害率になおして示したのが、図-4 3である。図中の薄黒の部分に標準偏差の範囲を示している。この図からわかるように、多方向不規則波を用いた場合の被害率が一方向波を用いた場合より大きくなっている。許容被害率を5.4%とすると、この被害率を生じる波は多方向不規則波では100%の波で、一方向不規則波では80%の波である。図-4 4は移動した碎石の初期位置の分布を示している。この図からは移動した碎石の初期位置の分布は一方向および多方向の不規則波でも大きな変化はない。図-4 5は被害率の鉛直分布を示したものである。静水面より少し下の層で頂点を示す三角形分布になっており、この形状は一方向および多方向の不規則波で大きな変化はない。図-4 6は被害率の時間変化を示したものである。被害率は

表-2 捨て石の移動個数

Energy (%)	$\bar{D}_3 D(st)$	$s_3 D(st)$	$\bar{D}_2 D(st)$	$s_2 D(st)$	$\Delta_1 D/\Delta_2 D$
100	26.6	4.3	35.7	5.5	34.2
90	19.3	5.8	33.0	4.6	71.0
80	15.7	3.1	26.0	3.0	65.6

最初の1、2分間で急激に増大し、2分以下では多方向の場合が一方向の場合より被害率が高いが、その後は、一方向不規則波の被害率は徐々に増大するのに対して、多方向不規則波では早く安定化する。

以上のように、一方向と多方向の不規則波とでは被害率が異なり、一方向不規則波の場合が大きな被害率になる。そのため、捨て石の安定実験では多方向不規則波を用いる必要があるとしている。しかしながら、水深の浅い場所に捨て石堤が設置されている場合には、波

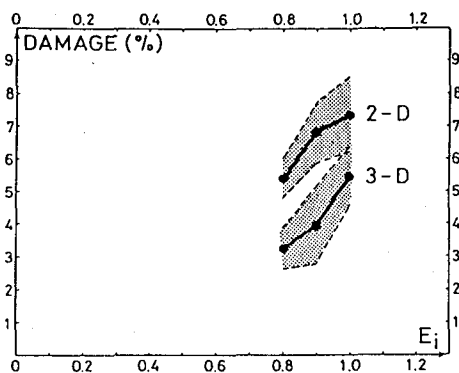
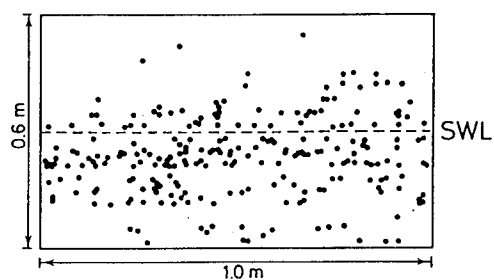
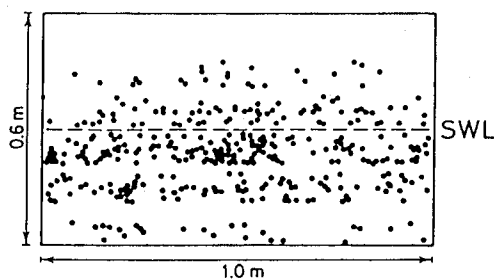


図-4 3 捨て石の被害率



(a) 多方向波



(b) 一方向波

図-4 4 捨石の移動位置の分布

は屈折によって一方向波に近くなり易いので、必ずしも多方向波を用いる必要はない。捨石堤の建設地点における地形条件や海象条件に配慮して、実験波を設定すればよいと考える。

5. 3 浮体運動実験

多方向不規則波は、波のエネルギーの方向分散性が大きいため、係留している浮体の運動や係留力に大きな影響を与えと考えられる。ここでは、矩形浮体と船体の運動に関して多方向不規則波を用いた模型実験が行われているので、それについて述べる。

①池野ら(1991)は、電力中央研究所の多方向造波水槽内に図-4 7に示すような矩形の浮体を係留して、多方向と一方向の不規則波を作用させて、運動の変化を調べている。図-4 8 (a) と (b) は一方向と多方向の不規則波を作用させたときの浮体のローリングのスペクトルを示したものである。ローリングの運動特性は一方向波と多方向波で大きな差はないが、一方向波のスペクトルレベルが高くなっており、ローリングの運動振幅が多方向波より一方向波の方が大きい。この場合、浮体に対して垂直に波を入射波させているので、多方向波では方向分布特性によってローリング運動が平滑されるのに対し、一方向波では周波数分散による平滑化しか起きなかったためである。図-4 9 は図-4 7における浮体頂点Pの浮体

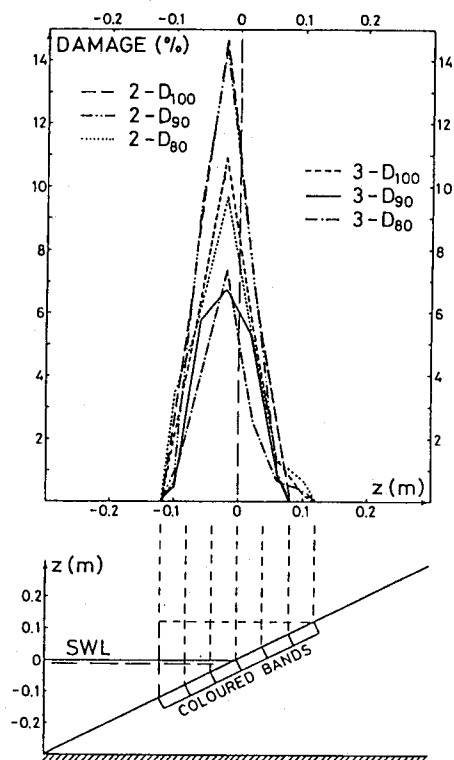


図-4 5 捨石の被害率の鉛直分布

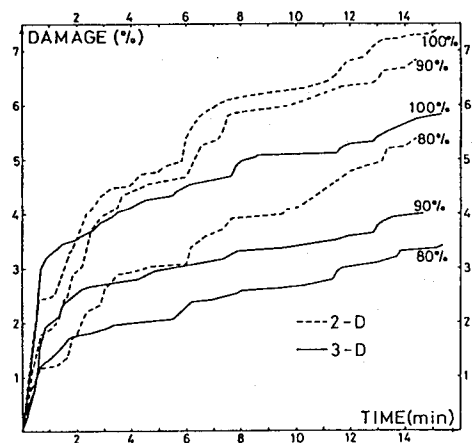


図-4 6 被害率の時間変化

の運動特性は一方向波と多方向波で大きな差はないが、一方向波のスペクトルレベルが高くなっており、ローリングの運動振幅が多方向波より一方向波の方が大きい。この場合、浮体に対して垂直に波を入射波させているので、多方向波では方向分布特性によってローリング運動が平滑されるのに対し、一方向波では周波数分散による平滑化しか起きなかったためである。図-4 9 は図-4 7における浮体頂点Pの浮体

重心との相対運動を示したものである。この図でわかるように、一方向波では運動方向が限定されるのに対して、多方向波ではあらゆる方向の運動が生じている。これは、多方向波の場合、波の多方向性によってヨーイングが増大しているためだと考えられる。

②平石・本城(1991)は、港湾技術研究所の切れ波水槽において、避泊しているフェリーの運動と係留力に関して風と波を作用させて模型実験を行っている。船舶が港内に錨泊することを考えて、風速は現地換算で50 m/s、波は波高1.0 m、周期1.2 sの一方向波と多方向波を作用させている。模型縮尺は1/50である。図-50に示すような単錨泊を想定し、

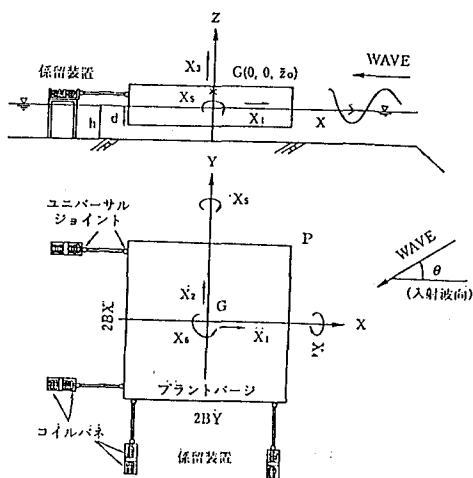
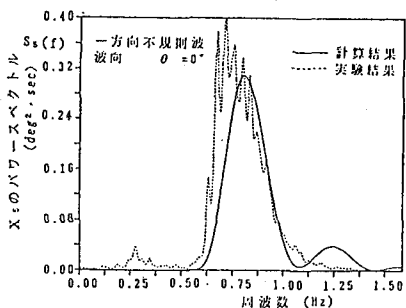
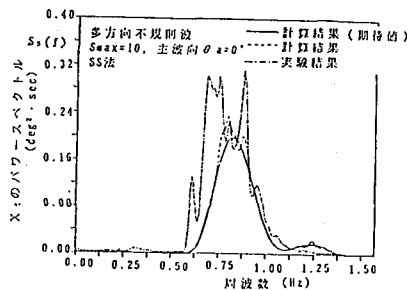


図-4 7 係留矩形浮体



(a) 一方向波



(b) 多方向波

図-4 8 不規則波中の矩形浮体のローリング運動のスペクトル

アンカーチェーンに働く張力を測定した結果を図-51に示している。図-51(a)と(b)はそれぞれ一方向波と多方向波の張力の時系列と張力の時系列から長周期成分を除いた時系列、また、張力のスペクトルを示している。船舶がブイ係留や錨泊をしていると、船舶は風の影響で長周期の振れ回り運動を起こすことが知られており、模型実験や数値計算によっても確認されている(鈴木・諸石、1982)。そのため、アンカーチェーン張力の時系列には、この船体運動で生じる、太い実線で示した長周期の張力成分と波による短周期の張力成分が重畳しているのがわかる。船舶の振れ回りで生じる長周期の張力の時間波形は、一方向波であっても、多方向波であってもほとんど変わらず、周期的に変動している。また、長周期張力の大きさも一方向波と多方向波で変わらない。波による短周期の張力についても著しい変化はない。張力のスペクトルを見ると、一方向波でも多方向波でも周期1.5秒付近に非常に高いピークがある。こ

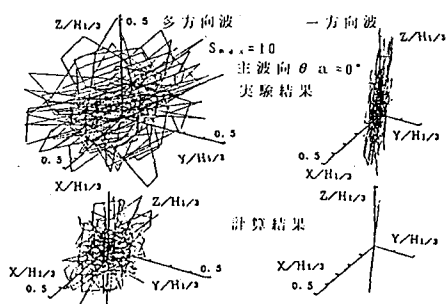


図-4 9 頂点Pの重心に対する相対運動

これは船舶の振り回りによって生じる張力であることがわかる。このピーク周期付近のスペクトル形状は一方向波と多方向波とではほとんど変わらず、船舶の長周期運動は波の影響をほとんど受けていないことがわかる。これは、風速が強く、波高が比較的小さいため、波の影響が少なかったものと考えられる。短周期側のスペクトル形状を見ると、波の周期付近で一方向波の場合が高いピークがみられ、多方向波では均された形になっている。しかし、最大張力、また、有義張力は一方向波と多方向波で大きな変化はなかった。船舶が錨泊のように緩く係留している場合、船体は風によって大きな振り回り運動を起こすため、船体に入射波してくる波の方向は一方向波であっても、船

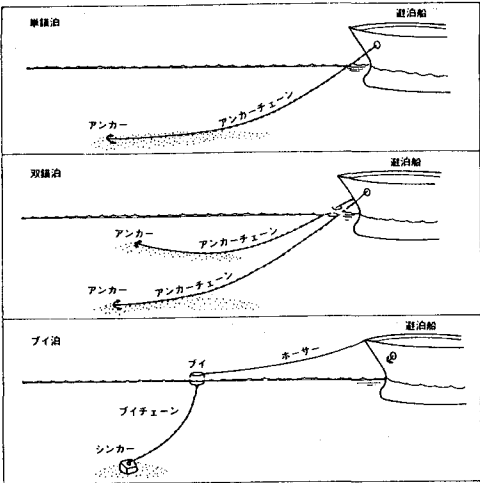
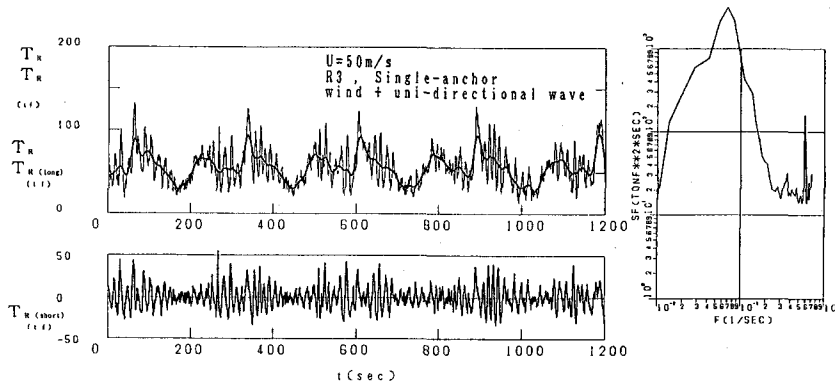
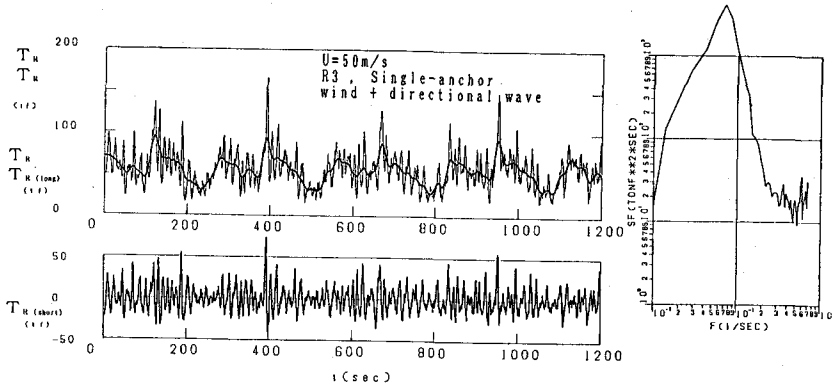


図-50 避泊時の船体の係留方式



(a) 一方向波の作用時



(b) 多方向波の作用時

図-51 単錨泊時の船体のアンカーチェーン張力の特性

体からみると、時間的に波の入射波方向が変化し、あたかも多方向の波が入射するのと同じになる。これが、一方向波と多方向波とで大きな変化がアンカーチェーン張力に現れなかった原因と考えられる。このことから、入射波波高が大きくなり、船体の振れ回り運動が波の影響を受けるようになると、一方向波と多方向波で張力が異なるようになると推測できる。

以上の実験結果から、係留系によって浮体の運動が強く拘束されている場合は、多方向波と一方向波とで運動に差が現れるが、係留による拘束が緩いと、風による船体の振れ回り運動が波の影響を大きく受けない限り、大きな差は現れないようである。

6. おわりに

多方向不規則波の造波装置が開発され、多くの研究機関に導入されるようになったのはこの10年間である。最初は、造波した多方向不規則波の特性や造波方法に関する基本的な研究が多く、最近になってこの造波装置を用いた水理模型実験の結果が報告されるようになってきた。そのため、現状ではまだ、この種の造波装置を用いた実験手法が確立できる状況にはなっていないし、また、多方向不規則波を用いた実験の有効性が明確になっているわけでもない。しかしながら、多方向不規則波の造波装置は今後ますます多くの機関に導入され、水理模型実験に活用され、新たな現象解明のための有効な手段になると考えている。

このような状況の中で、本報告が少しでも水理模型実験に携わっている研究者や技術者の役に立てばと思っている。実際の海の波のような多方向不規則波を実験室内に再現し、それを使って実験を行うことは技術者の永い間の夢であった。それが現実となった現在においては、多方向不規則波の造波装置を活用して、新たな現象解明に積極的に取り組み、安全で、ゆたかで、うるおいのある海岸、港湾の整備に役立てることが期待されている。

〈参考文献〉

- 池野正明・丸山康樹・平口博丸・鹿島遼一（1990）：多方向不規則波浪場における浮揚式発電所の動揺と計算法、海岸工学論文集、第38巻、pp.781-785.
- 今井貫爾・池谷 毅・秋山義信・南 誠信・岩瀬浩二（1991）：側壁反射を利用した斜め規則波の造波方法、海岸工学論文集、第38巻、pp.131-135.
- 合田良実・鈴木康正（1975）：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.155、33p.
- 合田良実（1975）：浅海域における波浪の碎波変形、港湾技術研究所報告、Vol.14、No.3、pp.59-106.
- 鈴木康正・諸石一幸（1982）：ブイ係留船舶の荒天時の振れ回り運動、港湾技術研究所報告、Vol.21、No.2、pp.107-150.
- 高山知司（1982）：造波機によって発生する斜め波の特性について、第29回海岸工学講演会論文集、pp.208-212.
- 高山知司・永井紀彦・合田良実（1985）：サーベント型造波機の制御方式と造波特性、港湾技研資料、No.509、30p.
- 高山知司・永井紀彦・合田良実（1985）：サーベント型造波機の制御方式と発生波の特性、第32回海岸工学講演会論文集、pp.16-20.
- 高山知司・平石哲也・高山 優（1987）：サーベント型造波機による発生波の特性に関する実験一大水深海洋構造物実験場内の切れ波造波装置一、港湾技術研究所報告、Vol.26、No.3、pp.37-83.
- 高山知司・平石哲也・高山 優（1988）：多方向不規則波の斜面上における碎波特性、第35回海岸工学講演会論文集、pp.182-186.
- 高山知司・池田直太・小杉宣文（1991）：多方向不規則波を用いた波浪変形模型実験、港湾技術研究所

- 報告、Vol. 30、No. 1、pp. 30-65.
- 高山知司・池田直太・小杉宣文（1991）：多方向不規則波を用いた波浪変形実験、海岸工学論文集、第37巻、pp. 155-159.
- 平石哲也・本城 智（1991）：避泊フェリーの係留張力と振れ回り運動に関する検討、港湾技術研究所報告、Vol. 30、No. 2、pp. 3-41.
- 平石哲也（1991）：サーベント型造波装置の有効造波領域の拡張法に関する検討、海岸工学論文集、第38巻、pp. 126-130.
- 平口博丸・鹿島遼一・池野正明・田中寛好（1990）：造波された多方向不規則波のコヒーレンスと方向スペクトル、海岸工学論文集、第37巻、pp. 150-154.
- 平口博丸・鹿島遼一・田中寛好・池野正明（1990）：多方向波の水理実験手法—3 地点平均法によるクロススペクトル推定精度の向上—、海岸工学論文集、第37巻、pp. 145-149.
- 平口博丸・清水隆夫・田中寛好・池野正明（1990）：多方向波造波システムの効率化とその造波特性、海岸工学論文集、第37巻、pp. 140-144.
- 平口博丸・鹿島遼一・田中寛好・石井敏雄（1991）：多方向不規則波造波機の反射吸収性能に関する実験的研究、海岸工学論文集、第38巻、pp. 121-125.
- Biesel, F. (1954) : Wave machines, Proc. 1st Conf. on Ships and Waves, pp. 288-304.
- Briggs, M. J., Borgman, L. E. and Outlaw, D. G. (1987) : Generation and analysis of directional spectral waves in a laboratory basin, OTC, Paper No. OTC5416, pp. 495-502.
- Christensen, F. T., Broberg, P. C., Sand, S. E. and Tryde, P. (1984) : Behaviour of rubble-mound breakwater in directional and uni-directional waves, Coastal Eng., Vol. 8, pp. 265-278.
- Dalrymple, R. A. (1989) : Directional wavemaker theory with sidewall reflection, J. Hydraulic Res., Vol. 27, No. 1, pp. 23-34.
- Elgar, S., Guza, R. T. and Briggs, M. J. (1992) : Laboratory simulation of directionally spread shoaling waves, ASCE, J. Waterways, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol. 118, No. 1, pp. 87-103.
- Forristal, G. A. (1981) : Kinematic of directionally spread waves, Proc. Conf. on Directional Wave Spectra Applications, Univ. of Calif., Berkley, pp. 129-146.
- Funke, E. R. and Miles, M. D. (1990) : Multi-directional wave generation with corner reflectors, Tech. Rept. National Res. Council, Canada, TR-HY-021, 17p.
- Hiraishi, T., Mansard, E. P. D., Miles, E. R., Funke, E. R. and Issacson, M. (1991) : Numerical and experimental validation for a diffraction model of directional wave generation, Tech. Rept. National Res. Council, Canada, TR-HY-037, 133p.
- Jeffery, E. R. (1987) : Directional seas should be ergodic, J. Applied Ocean Res., Vol. 9, pp. 209-235.
- Murray, J. J. and Fudge, G. J. (1990) : Construction and commissioning of the offshore engineering and seakeeping basin at the Institute for Marine Dynamics, Proc. 22nd American Towing Tank Conf., pp. 101-109.
- Pinkstar, W. J. Jr. (1984) : Numerical modeling of directional seas, Proc. Symposium on Description and Modeling of Directional Seas, Tech. Univ. of Denmark, pp. C1-19.
- Salter, S. H. (1981) : Absorbing wave-makers and wide tanks, Proc. Conf. on Directional Wave Spectra Application, Univ. of Calif., Berkley, pp. 185-202.

- Sand, S. E. and Mynett, A. E. (1987) : Directional wave generation and analysis, Proc. IAHR-Seminar on Wave Analysis and Generation in Laboratory Basin, Lausanne, pp.209-235.
- Takayama, T. (1982) : Theoretical properties of oblique waves generated by serpent-type wavemakers, Rept. Port & Harbour Res. Inst., Vo. 21, No. 2, pp.3-48.
- Takayama, T. (1984) : Theory of oblique waves generated by serpent-type wavemaker, J. Coastal Eng. in Japan, Vo.27, pp.1-19.
- Takayama, T. and Hiraishi, T. (1987) : Fundamental characteristics of oblique regular waves and directional random waves generated by a serpent-type wave generator, Rept. Port & Harbour Res. Inst., Vo. 26, No. 5, pp.101-136.
- Takayama, T. and Hiraishi, T. (1989) : Reproducibility of directional random waves in laboratory wave simulation, Rept. Port & Harbour Res. Inst., Vo. 28, No. 4, pp.3-24.
- Vincent, C. L. and Briggs, M. J. (1989) : Refraction—diffraction of irregular waves over a mound, ASCE, J. Waterways, Port, Coastal and Ocean Eng., Vol.115, No.2, pp.269-284.