

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE

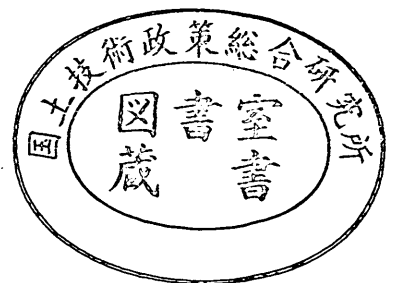
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 25

NO. 2

JUNE 1986

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第25巻 第2号 (Vol. 25, No. 2), 1986年6月 (June 1986)

目 次 (CONTENTS)

1. 二山型スペクトル波による混成堤に働く波力と設計周期の算定法
..... 谷本勝利・木村克俊・Antonio Paulo dos Santos Pinto..... 3
(Random Wave Forces and Design Wave Periods of Composite Breakwaters under
the Action of Double Peaked Spectral Waves
.....Katsutoshi TANIMOTO, Katsutoshi KIMURA
and Antonio Paulo dos Santos Pinto)
2. 円柱に働く衝撃碎波力に関する実験的研究
.....谷本勝利・高橋重雄・金子忠男・塩田啓介・小藏紘一郎..... 29
(Experimental Study on Impulsive Forces by Breaking Waves on Circular Cylinder
.....Katsutoshi TANIMOTO, Shigeo TAKAHASHI, Tadao KANEKO,
Keisuke SHIOTA and Koichiro OGURA)
3. 深層混合処理工法による現場処理土の工学的特性.....田中洋行・寺師昌明..... 89
(Properties of Treated Soils Formed Insitu by Deep Mixing Method
..... Hiroyuki TANAKA and Masaaki TERASHI)

1. 二山型スペクトル波による混成堤に働く波力と 設計周期の算定法

谷本勝利*・木村克俊**・Antonio Paulo dos Santos Pinto***

要 旨

卓越周期の異なる2種の波群が重畳した場合には、発生波のスペクトルが二山型になる。本報告では二山型スペクトル波の統計的性質および二山型スペクトル波に対する混成堤直立部に働く波力特性を実験によって明らかにするとともに、その設計周期の算定法を検討した。

まず、1985年8月の台風接近時において、沖縄本島中城湾の湾内および湾外で取得された波高計記録を解析し、外海からの侵入波と湾内発生波が重畳した場合に二山型スペクトル波が得られることを例示した。

水路での発生波を検討した結果、二山型スペクトル波の場合は単峰型スペクトル波に比べて周期分布が広がる傾向が認められた。しかし、代表周期 T_{max} 、 $T_{1/10}$ および $T_{1/3}$ の相互の関係には、スペクトル形状による差異はみられなかった。また、波高分布には二山型スペクトル波に対してもレーリー分布が適合することを確認した。

水路内に混成堤模型を設置して、二山型スペクトル波による混成堤直立部に働く波力を測定した。その結果、二山型スペクトル波に対しても、その場合の有義波周期を用いれば合田式によって設計波力を適切に算定できることを明らかにした。さらに、数値シミュレーション結果に基づいて、二山型スペクトル波の有義波周期を重畳前のそれぞれの波群の有義波高と有義波周期から算定する方法を提案した。

* 水工部 防波堤研究室長

** 水工部 防波堤研究室

*** 港湾技術研究所研究員 (昭和59年度外国人研修生 ブラジル港湾公社 港湾水理研究所)

1. Random Wave Forces and Design Wave Periods of Composite Breakwaters under the Action of Double Peaked Spectral Waves

Katsutoshi TANIMOTO* Katsutoshi KIMURA**
Antonio Paulo dos Santos Pinto***

Synopsis

A double peaked spectrum is observed when wind waves and a swell from a remote source coexist. In the present paper, the statistical properties of double peaked spectral waves and the wave forces on the upright section of composite breakwaters under the action of those waves are investigated by the experiments in the wave flume. The design wave periods for calculating the forces are also discussed on the basis of experimental results and simulation data.

Records of double peaked spectra were obtained at Nakagusuku Bay in Okinawa Island in August 1985. The analyses of wave data at the inside and outside of the bay confirm that double peaked spectra are observed when local wind waves are generated in the Bay where a swell generated in large fetch area of a typhoon is present.

Laboratory test data demonstrate that period distributions of double peaked spectral waves are broader than those of single peaked spectral waves, however, relations between the representative wave periods (T_{max} , $T_{1/10}$ and $T_{1/3}$) are same regardless of spectral shapes. As for wave height distributions, Rayleigh distribution is also applicable for double peaked spectral waves.

Random wave forces under the action of double peaked spectral waves have been investigated by hydraulic model tests with the aid of loadcells. Test results prove that wave forces on the upright section of composite breakwaters can be calculated by the application of Goda's formula with the significant wave period of double peaked spectral waves. The method of estimating the period is newly proposed and it can be calculated from the significant wave heights and periods of each wave trains.

* Chief of Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

** Member of Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

*** Trainee of Port and Harbour Research Institute (Instituto de Pesquisas Hidroviárias, Empresa de Portos do Brasil)

目 次

要 旨	3
1. まえがき	7
2. 現地での二山型スペクトル波の観測例	7
3. 実験の種類および方法	8
3.1 実験の種類	8
3.2 実験水路	8
3.3 実験波および解析方法	9
4. 二山型スペクトル波の性質	11
4.1 スペクトル幅パラメーター	11
4.2 波高分布と代表波間の波高比	11
4.3 周期分布と代表波間の周期比	12
4.4 波高と周期の結合分布	12
5. 二山型スペクトル波による混成堤直立部に働く波力	15
5.1 測定および解析の方法	15
5.2 波力の相対度数分布	16
5.3 代表波力比および代表波力と代表波高の関係	19
6. 二山型スペクトル波の有義波周期の算定法	19
6.1 合田の方法	19
6.2 数値シミュレーションによる検討	20
6.3 修正方法の提案	22
7. まとめ	24
参考文献	24
主要記号一覧表	25
付図 現地観測データのスペクトル図	26

1. まえがき

風波とうねりのように卓越周期の異なる2種の波群が重疊した場合には、それぞれの周期に相当する周波数付近にピークを有する二山型スペクトルが得られる。こうした二山型スペクトル波の性質について、Goda¹⁾は数値シミュレーションにより検討するとともに、その代表周期の算定法を提案している。しかし、その妥当性は十分検討されておらず、現地で防波堤の設計波が二山型スペクトルになる場合でも、安全側である長いほうの周期を用いて波力が算定されることが多い。

このため本研究は、水路実験結果を中心とし、これに現地観測データや数値シミュレーション結果も加味して検討を行い、二山型スペクトル波に対する混成堤直立部に働く設計波力の算定法を検討するものである。

なお、本報告ではすべて2次元の現象を想定しており、方向性を含めての検討は行っていない。

2. 現地での二山型スペクトル波の観測例

沖縄本島中城湾は図-1に示すように湾口部の島や珊瑚礁でしゃへいされている、外洋と直接つながっているのは津堅島の北側および南側のみという地形である。沖縄開発庁沖縄総合事務局では、1971年より図中のステーション1（以下 St.1と略記）において波浪の定時観測を実施してきた²⁾。さらに、1985年には台風時の湾内の波浪状況を合わせて観測するため、St.2および St.3に可搬式の超音波式波高計を設置した。

図-2は、1985年8月13日6時、台風接近時に観測された各測点でのスペクトル図である。港外の St.1では0.11 Hz 付近にピークをもつ単峰型スペクトルであるのに対して、湾内の St.2および St.3ではあらたに0.27 Hz 付近にもピークをもつ二山型スペクトルが観測されている。3つのスペクトルに共通してみられる低周波側のピークは外洋波に相当すると考えられる。ただし湾内では小島や珊瑚礁のしゃへい効果によってエネルギーの減衰

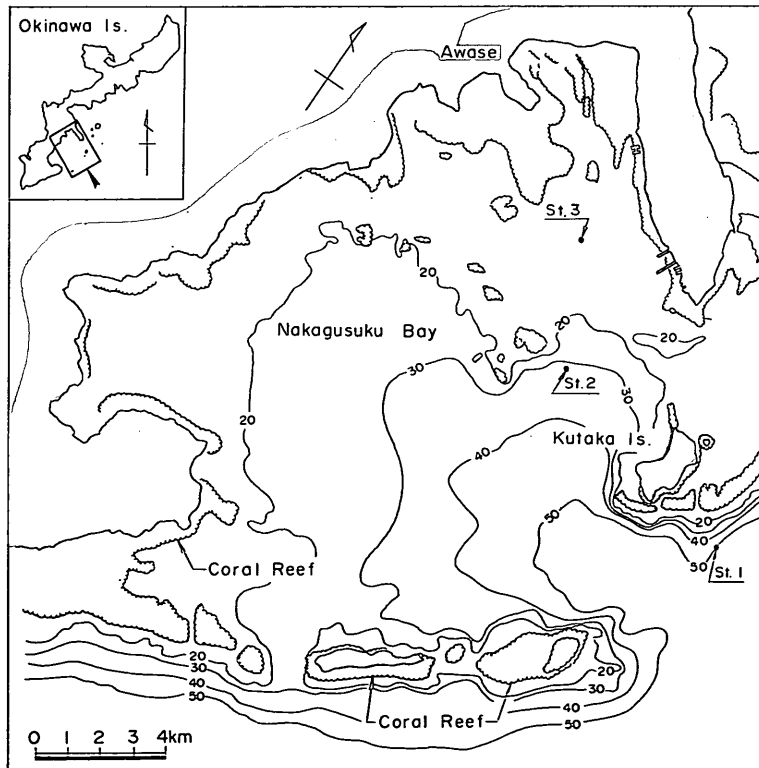


図-1 中城湾内の波高計設置位置

が顕著に認められる。これに対し湾内のみみられる高周波側のピークについては、泡瀬の観測所において波浪データ取得時に風向 SSW, 6.0m/s の風が記録されており、また湾内の同方向の有効フェッチ 11.1km に対する SMB 法による推算波は $H_{1/3}=0.95\text{m}$, $T_{1/3}=4.4\text{s}$ となり、その周期がスペクトルピークにはほぼ一致することか

ら、湾内で発達した局地的な風浪によるものと考えられる。

各測点における20分間のデータをゼロアップクロス解析した結果を図-2の表に示している。スペクトルにおける高周波成分が St. 1 ~ St. 3 の順に相対的に増していくことに対応して、有義波周期が同じ順序で短くなっている。現地で取得されたこの他の二山型スペクトル波のデータを付図に示しているけれども、こうした傾向はすべてに共通している。

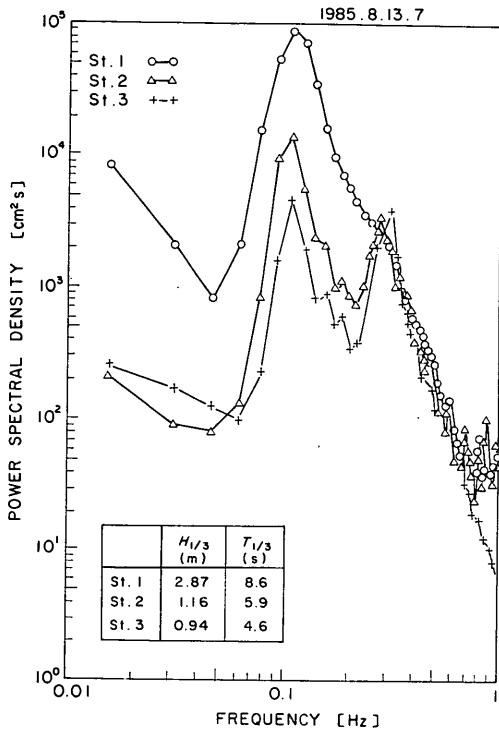


図-2 観測されたスペクトルの一例

3. 実験の種類および方法

3.1 実験の種類

本研究で実施した実験の項目は以下のとおりである。

- 1) 水路における二山型スペクトル波の特性実験
- 2) 二山型スペクトル波による混成堤直立部に働く波力に関する実験
- 3) 二山型スペクトル波の有義波周期に関する数値実験

上記のいずれの項目においても、二山型スペクトル波とともに、それぞれの周波数をピークとする単峰型スペクトル波についても検討した。また、3) については2. で示した中城湾の現地観測データも含めて解析した。

3.2 実験水路

水理実験はすべて図-3に示す当所中型平面水槽に設けた仮設水路(長さ20m, 幅5m, 深さ1.0m)で実施した。造波機は低慣性の直流電動機により駆動し、造波板の幅は水路幅にほぼ等しい。波のデータの取得および模型堤体の設置はすべて幅50cmの内水路で行った。この内水路は造波板の中立位置から6.6mの地点から始ま

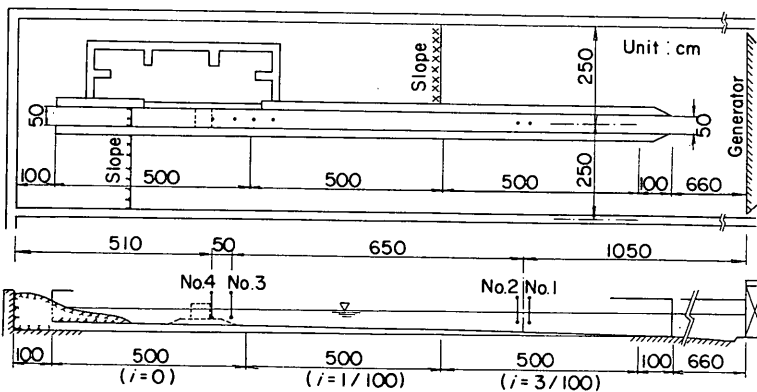


図-3 実験水路および波高測点

っており、このため造波板による再反射波が分散し、内水路での波高増大をある程度抑えることが可能となる。海底は1/100と3/100の複合勾配とし、その後は水平床である。また、堤体位置での実験水深は全ケースを通じて $h = 43.0 \text{ cm}$ で一定とした。

3.3 実験波および解析方法

(1) 実験波

造波信号は、不規則波を構成する成分波を逆フーリエ変換で重ね合わせて作成した³⁾。成分波の位相は一様分布の乱数で与え、振幅は各周波数成分に相当するスペクトルから求まる値に造波特性を考慮して与える。スペクトル形は、風波に対する標準形である Bretschneider・光易型とし、二山型の場合にはピーク周波数の異なるスペクトルを次のように重ね合わせることによった。

$$S(f) = 0.257(H_{1/3})_I^2(T_{1/3})_I^{-4} f^{-5} \exp[-1.03(T_{1/3})_I f^{-4}] + 0.257(H_{1/3})_{II}^2(T_{1/3})_{II}^{-4} f^{-5} \exp[-1.03((T_{1/3})_{II} f)^{-4}] \quad (1)$$

ここで、添字の I は短周期側、II は長周期側を表すことにする。また、実験波名の添字についても、その数字が大きいほど周期が長いものとする。

実験波は、スペクトルのピークに相当する周期が 1.2s と 3.6s の単峰型スペクトル波 (S-1 および S-2) と、両者のスペクトルの比を 表-1 に示すように 4 通りに変えた二山型スペクトル波 (D-1~D-4) の合計 6 種類とした。目標としたスペクトル形の例として D-4 の場合を図-4 に示す。

表-1 二山型スペクトル波の造波信号作成諸元

	$(H_{1/3})_I / (H_{1/3})_{II}$	備 考
D-1	3.47	$(T_{1/3})_I = 1.14 \text{ s}$
D-2	2.45	
D-3	1.73	$(T_{1/3})_{II} = 3.43 \text{ s}$
D-4	1.23	

なお、造波信号は各波種ごとに位相のみが異なる 5 種類を作成し、実験結果もこの 5 波群について得られた値を平均する。また、波高条件は $H_{1/3}/h$ が 0.3 以下の重複波条件に限定し、各波種ごとに波高レベルを 3 種類に変化させた。

図-5, 6 は水路内で発生した単峰型および二山型のスペクトルで、各波種で波高レベルが最小のケースを対象として 5 波群の平均値をプロットしたものである。スペ

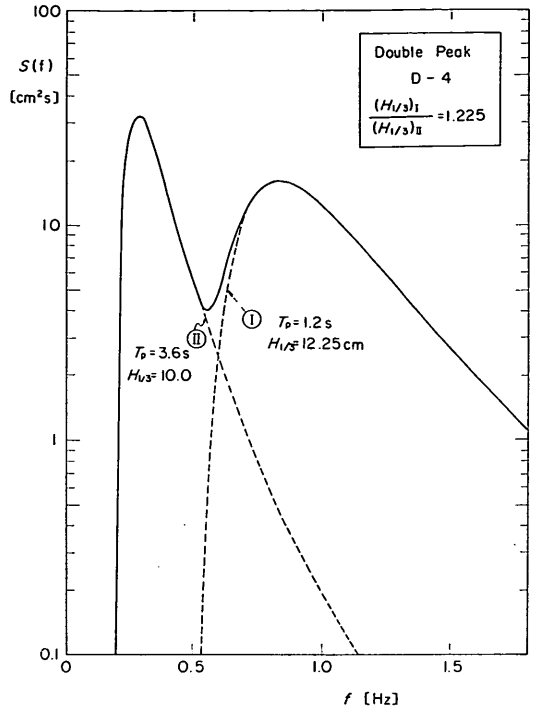


図-4 目標としたスペクトルの形状 (D-4)

クトルのピーク周波数は単峰型、二山型のいずれも高周波側 f_I が 0.83Hz, 低周波側 f_{II} が 0.28Hz であり、両者の比は造波信号作成時に設定したとおりほぼ 1:3 となった。一般に、有義波周期はスペクトルピークに相当する周期 T_p を 1.05 で除して求められるが、実験結果では S-1 でこれにほぼ一致するものの、S-2 では実測した有義波周期のほうが短い。これは 図-5 に認められるように S-2 の高周波側のエネルギーが目標値 (実線) を上まわったためと考えられる。

一方、二山型スペクトル波では 1.0~1.1Hz に予想しなかったピークが現れているが、これは単峰型にはみられないものであるとともに、2つのピーク周波数の和にほぼ等しいことから、 $f_I + f_{II}$ の非線形干渉のモードが現れたものと考えられる。

(2) 波形データの取得および解析法

水位波形の時系列データは前出の 図-3 に示した 4 測点で容量式波高計により取得した。このうち造波機側の No.1 および No.2 については波力実験時も常置して無堤時との相関を求め、再反射波による入射波高の補正に用いた。

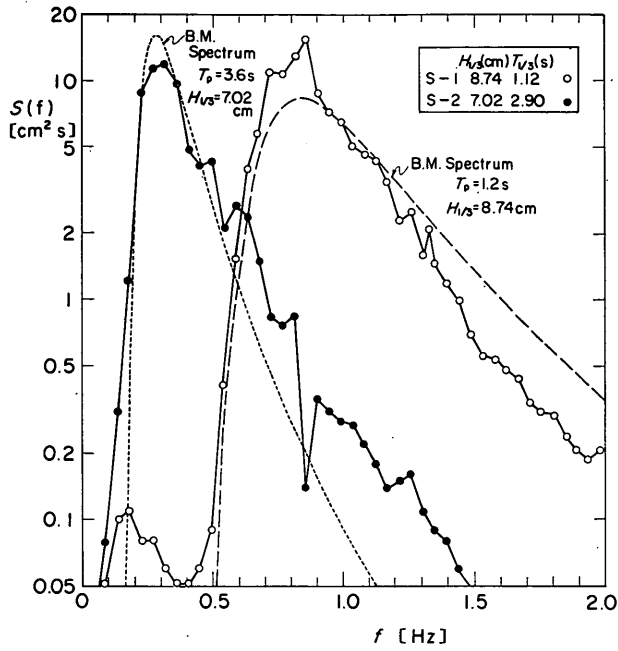


図-5 発生波のスペクトル (単峰型)

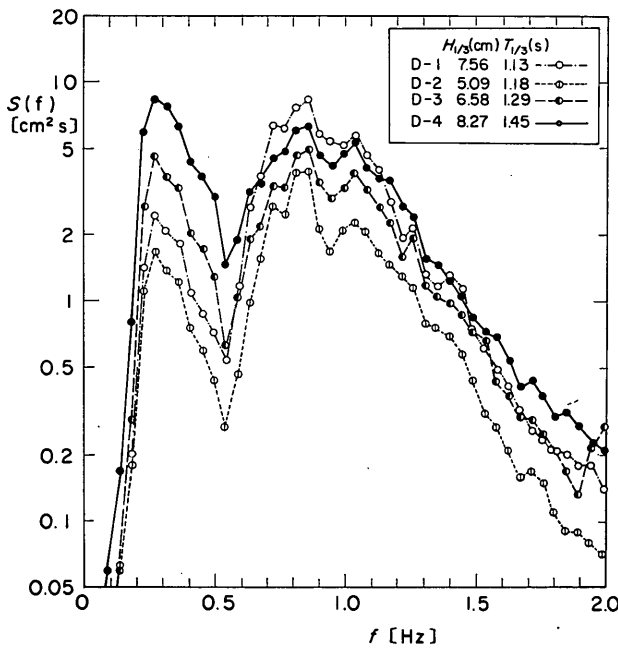


図-6 発生波のスペクトル (二山型)

データ解析はオフラインで当所不規則波実験制御解析装置 (NOVA 4)⁴⁾ を用いて行った。1 ch あたりのデータ数は4,096個、サンプリングタイムは0.08 sを標準とした。

4. 二山型スペクトル波の性質

4.1 スペクトル幅パラメーター

スペクトルの帯域幅の指標としては次のパラメーターが一般に用いられている。

$$\epsilon = [1 - m_2^2 / (m_0 m_4)]^{1/2} \quad (2)$$

ここに、

$$m_m = \int_0^\infty f^m S(f) df \quad (3)$$

式(2)で定義される ϵ は Cartwright と Longuet-Higgins⁵⁾ が導入したものでスペクトル幅パラメーターと呼ばれている。 ϵ についての各波種ごとの計算結果を表-2に示すが、これによると S-1, D-1~D-4, S-2の順に ϵ の値が増大している。Bretschneider・光易型で表示された S-1 と S-2 では ϵ が等しくなるはずである。けれども、実験結果では高周波側のエネルギー密度が増加したため S-2 の ϵ のほうが大きくなっている。

一方、合田はスペクトルの尖鋭度を表すパラメーターとして、次式で示す Q_p を提案している⁶⁾。

$$Q_p = \frac{2}{m_0^2} \int_0^\infty f S(f)^2 df \quad (4)$$

Q_p は white noise の場合は 1.0 となり、スペクトルのピークが鋭いほど値が大きくなる。合田は、現地観測データを用いて単峰型スペクトル波と複数ピークを有するスペクトル波の Q_p を比較し、 $Q_p=1.8$ を両者の境界値としている⁷⁾。

表-3に示した今回の実験結果では、単峰型の S-1 では $Q_p=2.70$ と値が大きく、ピークの鋭さを示しているものの、S-2 では ϵ の場合と同じく高周波側のエネルギー増大の影響を受けたためか、 $Q_p=1.65$ と小さな値となっている。二山型については D-1~D-4の順に増大する傾向にある。

4.2 波高分布と代表波間の波高比

ゼロアップクロス法で定義された波高はスペクトル形状にかかわらずレーリー分布に適合することはすでに多

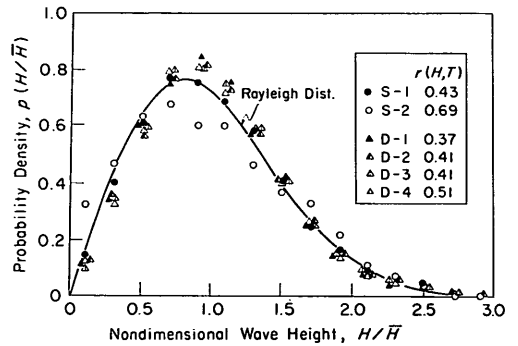


図-7 波高の相対度数分布

表-2 不規則実験波の諸元

波名		S-1	D-1	D-2	D-3	D-4	S-2
項目							
波数	N_w	319.6 (11.2)	306.6 (10.0)	308.6 (7.2)	288.6 (7.5)	279.8 (7.7)	149.6 (7.5)
スペクトル	ϵ	0.55 (0.01)	0.60 (0.01)	0.62 (0.02)	0.67 (0.01)	0.71 (0.02)	0.84 (0.01)
	Q_p	2.70 (0.14)	1.99 (0.11)	1.70 (0.08)	1.35 (0.08)	1.18 (0.05)	1.65 (0.19)
波高	$H_{max}/H_{1/3}$	1.78 (0.16)	1.74 (0.11)	1.66 (0.06)	1.72 (0.20)	1.75 (0.16)	1.69 (0.17)
	$H_{1/10}/H_{1/3}$	1.27 (0.02)	1.25 (0.01)	1.23 (0.04)	1.22 (0.08)	1.25 (0.03)	1.29 (0.04)
	$H_{1/3}/\bar{H}$	1.57 (0.03)	1.53 (0.03)	1.54 (0.03)	1.53 (0.02)	1.54 (0.02)	1.68 (0.05)
周期	$T_{1/3}$	1.12 (0.02)	1.16 (0.03)	1.20 (0.04)	1.32 (0.04)	1.47 (0.07)	2.90 (0.10)
	$T_{max}/T_{1/3}$	0.94 (0.06)	0.93 (0.12)	0.89 (0.19)	0.86 (0.20)	0.93 (0.24)	1.01 (0.27)
	$T_{1/10}/T_{1/3}$	0.99 (0.02)	0.97 (0.04)	1.00 (0.04)	1.02 (0.05)	1.08 (0.07)	1.03 (0.05)
	$T_{1/3}/\bar{T}$	1.10 (0.03)	1.10 (0.03)	1.13 (0.03)	1.16 (0.03)	1.25 (0.04)	1.33 (0.05)
相関係数	$r(H, T)$	0.43 (0.06)	0.37 (0.06)	0.41 (0.04)	0.41 (0.05)	0.51 (0.05)	0.69 (0.09)
	$r_{H_{1/3}}(H, T)$	-0.07 (0.09)	-0.03 (0.09)	-0.03 (0.09)	0.02 (0.10)	0.16 (0.09)	0.10 (0.14)

(注) 各数値は算術平均値および標準偏差 (括弧内) を示す

数確認されている⁹⁾。図-7は、各波種ごとに波高3種、波群5種の合計15個の累積データを用いて波高分布を求めた結果である。波高は平均波高 \bar{H} で無次元化しており、 $\Delta(H/\bar{H})=0.2$ ごとの出現度数を確率密度の形で表示している。実線で示したのはレーリー分布であり、その理論式は波高比 $x=H/\bar{H}$ を用いて次式で表される。

$$P(x) = \frac{\pi}{2} x \exp\left[-\frac{\pi}{4} x^2\right] \quad (5)$$

実験値はレーリー分布にほぼ一致しているが、波高と周期の相関係数 $r(H, T)$ (表-3 参照) が他と比べて高い S-1 ではピーク値が理論値より小さい。

代表波間の波高比の計算結果を 表-2 に示す。波高分布がレーリー分布で表される場合の理論値は $H_{1/10}/H_{1/3} = 1.27$, $H_{1/3}/\bar{H} = 1.60$ であるが、今回の実験値では単峰型でやや大きい値を得ているものの理論値との差は小さい。一方、 $H_{\max}/H_{1/3}$ の値は波数 N_W とともに増大し、その平均値の理論値は $N_W=150$ で 1.67, $N_W=300$ で 1.77 となる。実験結果は D-2 の値が若干小さい以外はおおむね理論値と一致している。

4.3 周期分布と代表波間の周期比

(1) 周期分布

各波種ごとに周期分布を求めた結果を 図-8 に示す。波高分布と同様に平均周期で無次元化して確率密度を求めたものである。周期の分布幅は単峰型の S-1 では T/\bar{T} が 1.8, S-2 では 2.2 がその上限であるのに対し、二山型では D-1~D-4 のいずれについても T/\bar{T} が 2.5 を上まわる周期が記録されている。また、単峰型の S-1 および S-2 では $T/\bar{T} = 1.0$ を中心として周期分布がほぼ対称形であるのに対し、二山型の D-1~D-4 では分布のデータが T/\bar{T} の小さな方向に移動している。

(2) 代表波間の周期比

代表波の周期のうち、 T_{\max} , $T_{1/10}$ および $T_{1/3}$ は波高との相関によって定義された量であり、波高比に対して用いたような頻度分布に基づく理論式はない。既出の表-2 に示した代表波間の周期比によると、 $T_{\max}/T_{1/3} = 0.86 \sim 1.01$, $T_{1/10}/T_{1/3} = 0.98 \sim 1.03$ である。 T_{\max} はもともと変動性が高く、現地観測データでも $T_{\max}/T_{1/3}$ は 0.6 ~ 1.3 という幅があることを考えると、二山型スペクトルに対しても平均的には $T_{\max} \approx T_{1/10} \approx T_{1/3}$ という関係が成立すると考えてもよいようである。

同じく 表-2 には、有義波の計算対象となる波についての波高と周期の相関係数 ($r_{H_{1/3}}(H, T)$ と記す) を示しているが、いずれの波種に対してもその値はほぼ 0 に

等しい。このことは波高の大きな波 (レーリー分布の場合 $H/\bar{H} \geq 1.183$) に対しては波高と周期が無相関であることを意味し、 $T_{\max} \approx T_{1/10} \approx T_{1/3}$ という平均的關係を裏付けるものである。

これに対し、 $T_{1/3}/\bar{T}$ は波群全体を対象として波高と周期の相関を表す指標であり、 $T_{1/3}/\bar{T}$ が 1.0 に近いほど両者の相関が低いことを意味する。表-2 の実験結果では、S-1, D-1~D-4, S-2 の順に $T_{1/3}/\bar{T}$ の値が増大する傾向があるが、同じ表中に示した $r(H, T)$ も S-1 を除けば同様に小さくなっており、両者の相関の低下を示している。S-1 での傾向の違いの理由は明らかではないが、相関係数 $r(H, T)$ と $T_{1/3}/\bar{T}$ の傾向は、後述する波高と周期の結合分布の形状によって変化するようである。

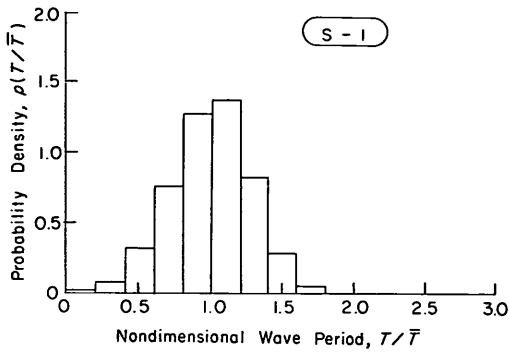
4.4 波高と周期の結合分布

結合分布の標準形については、Longuet-Higgins が狭帯域スペクトルを前提として提案しているが⁹⁾、実際の海の波は周波数の帯域幅がかなり広いため理論をそのまま適用できない。波浪統計量に対する周波数スペクトル形状の影響については、合田が数値シミュレーションにより定性的な検討を行っているが¹⁰⁾、結合分布と周波数スペクトル形状を結びつける理論はいまだ得られていない。

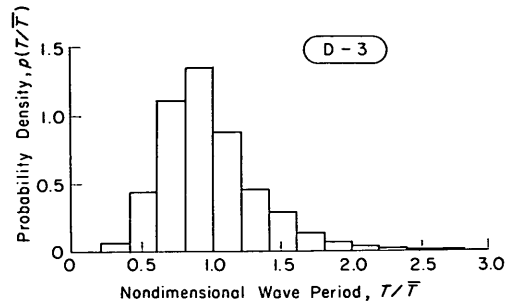
波高と周期の結合分布を各波種ごとに 図-9 に示す。波高、周期の区間幅はこれまで同様 0.2 とし、図中には確率密度 $p(x, \tau) = 0.1, 0.5, 1.0$ を示す等確率密度曲線を記入してある。これによると x の値が 1 程度より低い範囲では結合分布が $x=0, \tau=0$ の座標原点の方向に流れているが、その傾向にはスペクトル形状による差異がないことがわかる。一方、結合分布全体の傾向としては、二山型スペクトル波の場合、単峰型に比べて τ が大きい方向に結合分布が広がるのが特徴的である。このことは先に示した周期分布の分布幅が広がっていることに対応している。また D-1 を除く二山型スペクトル波では、とくに $x=1$ 以上の波の周期が伸びる傾向が顕著である。

以上のような二山型スペクトル波の特質を、有義波周期の異なる 2 波群の波形の重ね合わせによってみてみる。図-10 は $\eta_I(H_{1/3}=7.3 \text{ cm}, T_{1/3}=1.05 \text{ s})$ と $\eta_{II}(H_{1/3}=18.5 \text{ cm}, T_{1/3}=3.14 \text{ s})$ のシミュレーション波形と、両者の和 $\eta_I + \eta_{II}$ ($H_{1/3}=20.4 \text{ cm}, T_{1/3}=2.45 \text{ s})$ の波形を示したものである。このうち η_{II} と $\eta_I + \eta_{II}$ の波形にはゼロアップクロス点を示すとともに、波の番号を付

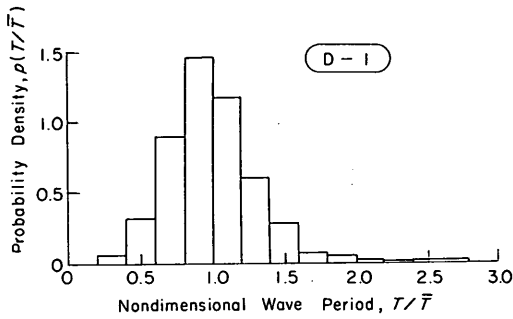
二山型スペクトル波による混成堤に働く波力と設計周期の算定法



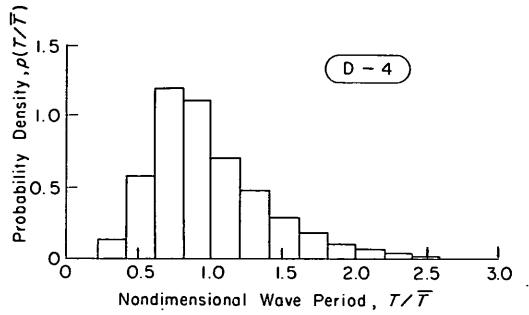
(1) 単峰型 (S-1)



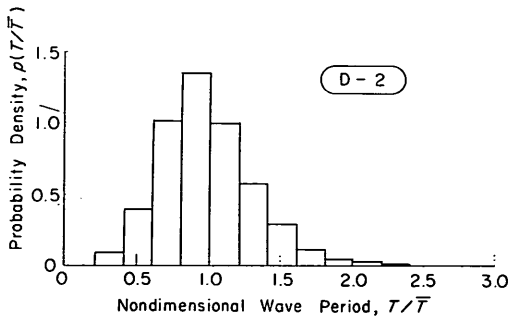
(4) 二山型 (D-3)



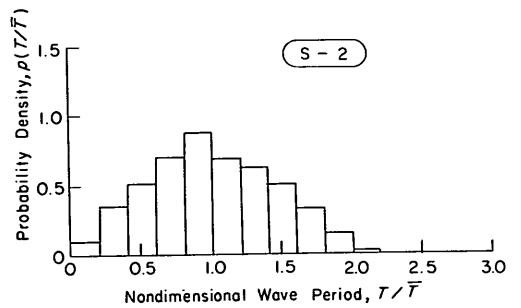
(2) 二山型 (D-1)



(5) 二山型 (D-4)

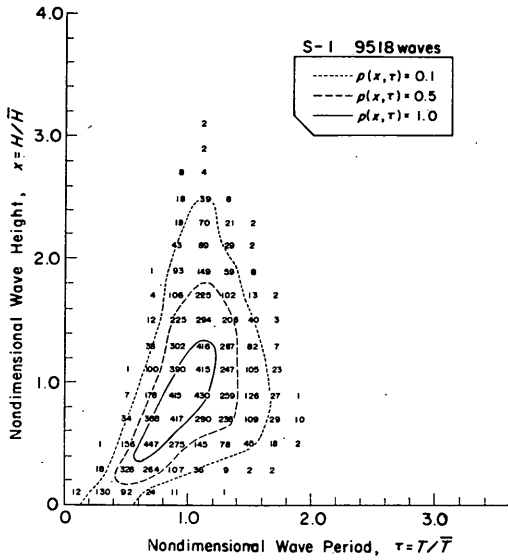


(3) 二山型 (D-2)

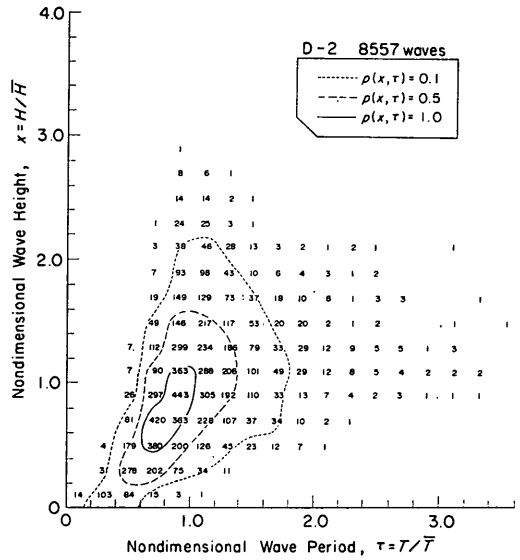


(6) 単峰型 (S-2)

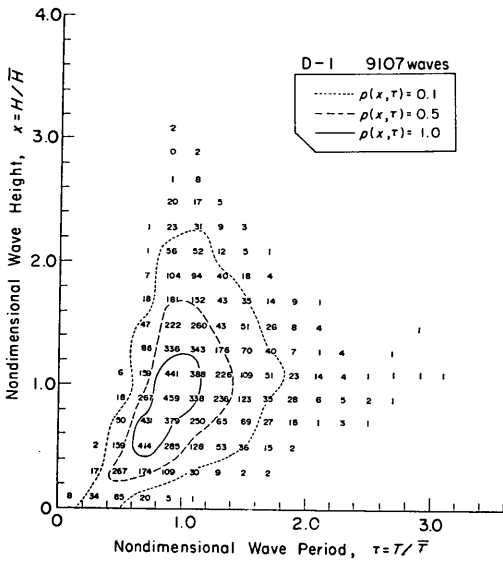
図-8 周期の相対度数分布



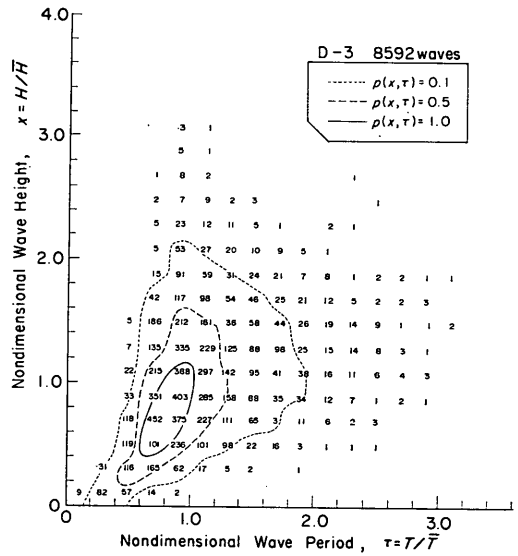
(1) 単峰型 (S-1)



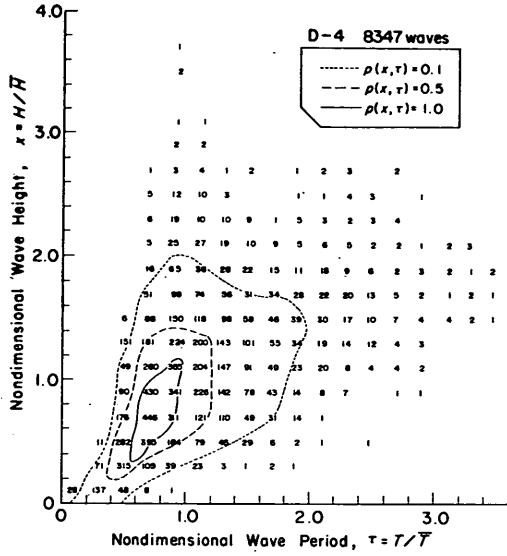
(3) 二山型 (D-2)



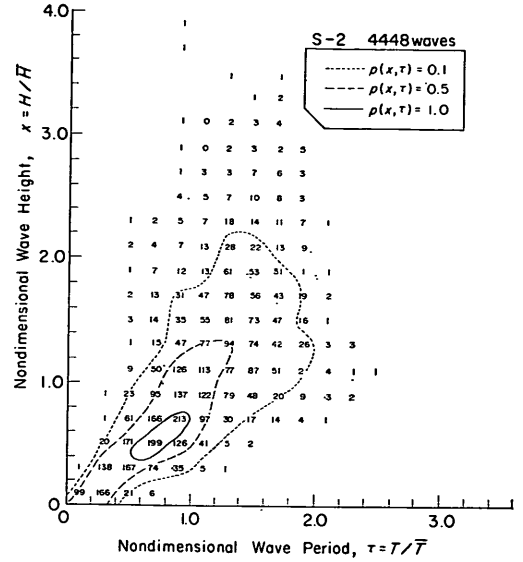
(2) 二山型 (D-1)



(4) 二山型 (D-3)



(5) 二山型 (D-4)



(6) 単峰型 (S-2)

図-9 波高と周期の結合分布

している。波高が比較的大きい η_{11} の⑧、⑨の波は短周期波の重畳によってもゼロアップクロス点の間隔はそれほど変化しないけれども、波高の小さな①～⑦の波の場合は波形がゼロ線を横切る回数が増加し、周期の短い波の数がふえることがわかる。二山型スペクトル波のシミュレーション波形にみられるこうした傾向が、波高と周期の結合分布で比較的大きな波の周期が大きいほ

うへ広がっていることや、先に示した周期分布で分布幅が広がるとともに、その最頻値に対応する周期が平均周期に比べて若干短くなることに現れたと考えられる。

5. 二山型スペクトル波による混成堤直立部に働く波力

5.1 測定および解析の方法

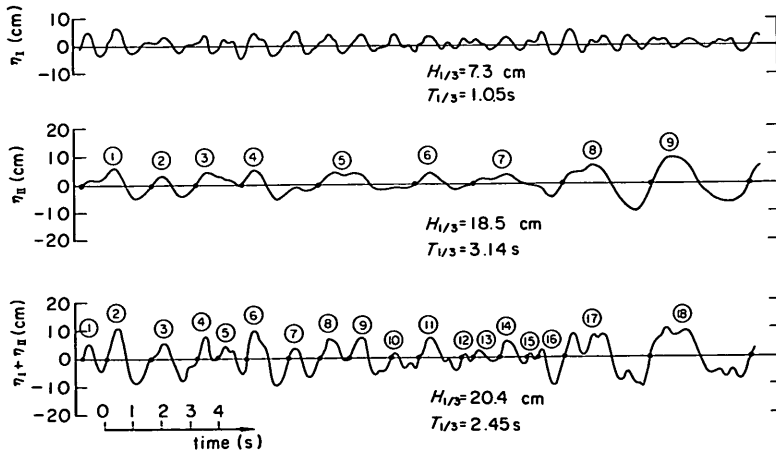


図-10 2波群の重畳の例

(1) 実験模型

水路内に混成堤模型を設置して単峰型スペクトル波 (S-1, S-2) および二山型スペクトル波 (D-1~D-4) を作用させ、混成堤直立部に働く波力を測定した。

ケーソン模型は図-11 に示すような高さ 42.5 cm、幅 50.0 cm のものをアクリル板で製作した。水路直角方向の長さは水路幅 50.0 cm に対して左右 1.5 cm ずつ隙間を設け、幅 47.0 cm とした。水深は 3. で述べた実験と同じく $h=43.0$ cm とし、マウンド比水深 $d/h=0.72$ 、および天端高 $h_c=12.5$ cm は一定とした。

波力の測定には専用架台から吊下げた 2 台のロードセルを用い、ケーソン模型を治具を介してこれに取り付けた。また、ケーソン底面とマウンドの間には 1 cm のクリアランスを設けている。測定系全体としての固有振動数は水中で約 10 Hz であり、応答性はあまり高くない。

(2) 実験波

実験波は二山型スペクトル 4 種、単峰型スペクトル 2 種の合計 6 波種に対して、波群を 5 種、波高を 3 種に変化させ、合わせて $6 \times 5 \times 3 = 90$ ケースとした。波高条件は $H_{1/3}/h$ が 0.3 以下の重複波領域に限定しているため衝撃的な波力が発生しないことから、測定系の応答性が低いことに問題はない。

入射波高は、波力データと同時に波高測点 No.1 と No.2 (前出 図-3 参照) で取得した水位データから分離入射波高 (有義波高) を計算し、これを堤体位置での値に換算した。また、最高波高および 1/10 最大波高は前出の

表-2 に示した各波種ごとの代表波高比の平均値を用いて決定した。

(3) 波力データの解析方法

測得データの解析はオフラインで実施し、データレコーダーの出力をローパスフィルターに通してノイズを除去した上で、不規則波実験解析装置 (DS-600)¹¹⁾ で処理した。一波ごとの識別はロードセルによる波力波形を基準としたが、堤体の振動等によって生ずる波力波形のゼロ線を横切る振動を一波と数えないように、適当な最小周期を与えて処理している。一般に、波力波形の波数は波の波数より少くなるが¹¹⁾、ここでは波力の解析時間を波の検定時の解析時間と同じにし、両者の波数の差の分だけ大きさ 0 の波力のデータがあると考えた。

5.2 波力の相対度数分布

波力波形をゼロアップクロス法で波別解析し、波高の場合と同様に最大波力、1/10 最大波力、有義波力および平均波力を求めた。以下、波力の表示にあたっては波力を直立部の高さで除した平均波力強度 \bar{p} の形に統一し、それぞれの代表波力強度を \bar{p}_{max} 、 $\bar{p}_{1/10}$ 、 $\bar{p}_{1/3}$ および \bar{p}_{mean} と表す。

図-12 は、 $H_{1/3}/h$ が 0.19~0.25 のケースを例として、各波種ごとの波力の相対度数分布を示したもので、波力は有義波力 $\bar{p}_{1/3}$ で無次元化してある。また、相対度数は次式によって確率密度 $p(\bar{p}/\bar{p}_{1/3})$ のかたちで表示してある。

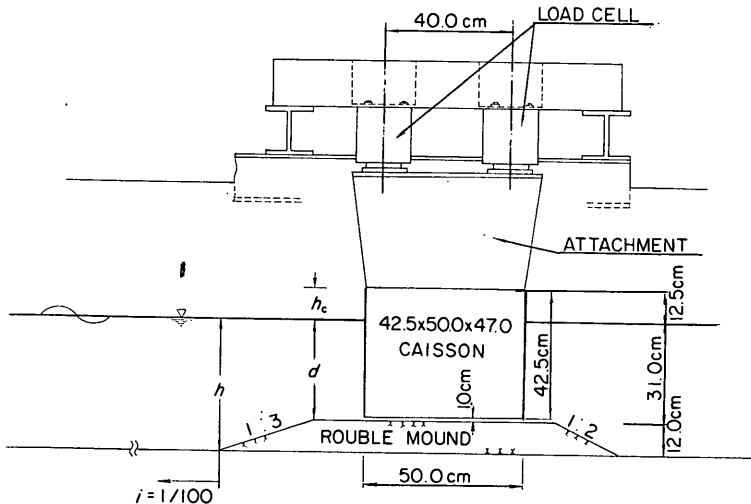
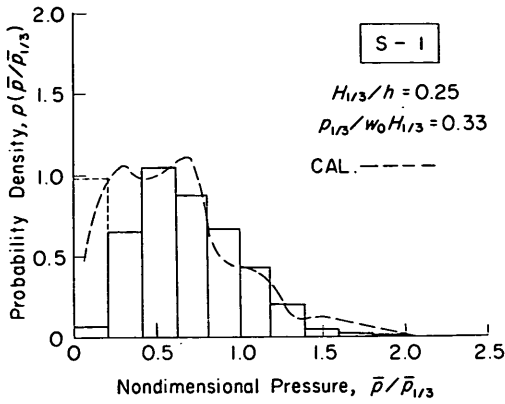
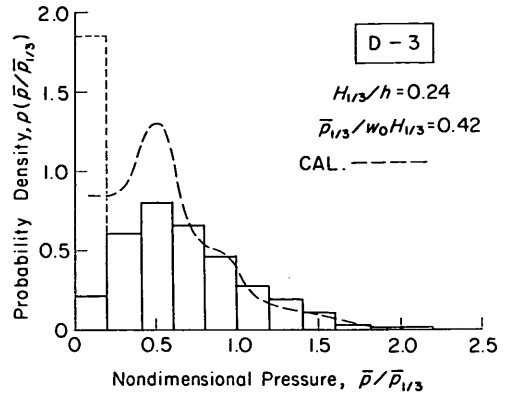


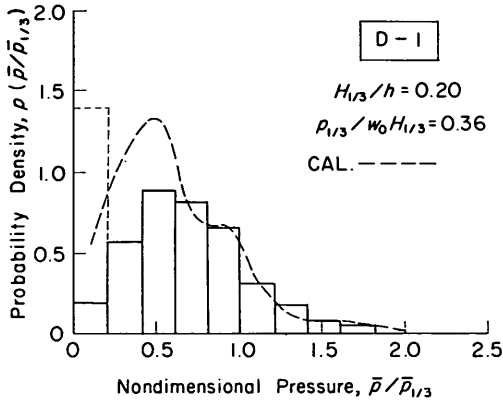
図-11 実験模型の断面図



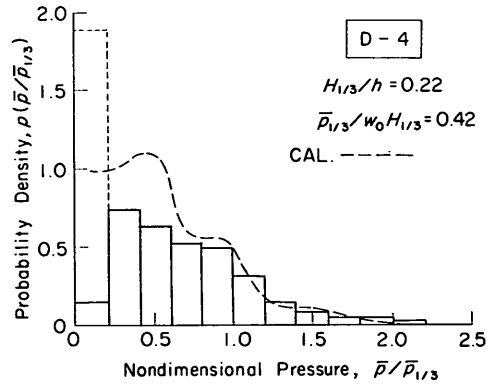
(1) 単峰型 (S-1)



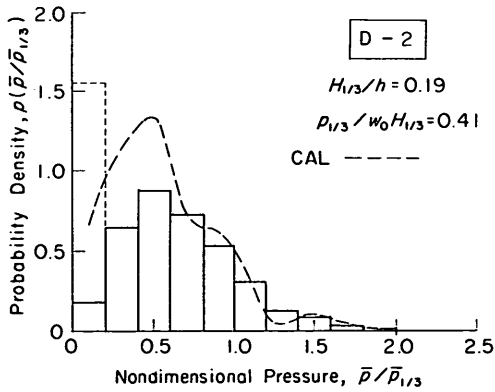
(4) 二山型 (D-3)



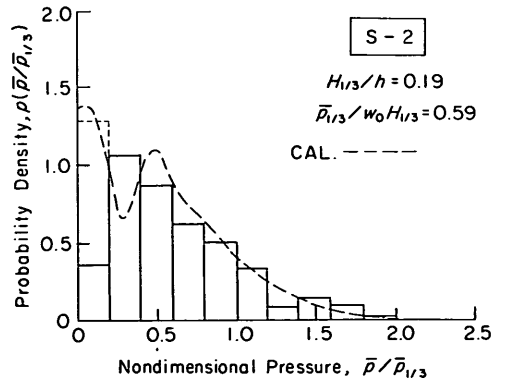
(2) 二山型 (D-1)



(5) 二山型 (D-4)



(3) 二山型 (D-2)



(6) 単峰型 (S-2)

図-12 波力の相対度数分布

表-3 代表波力比

	$\frac{H_{1/3}}{h}$	$\frac{\bar{p}_{max}}{\bar{p}_{1/3}}$	$\frac{\bar{p}_{1/10}}{\bar{p}_{1/3}}$	$\frac{\bar{p}_{max}}{\bar{p}_{1/3}}$
S-1	0.16	1.69	1.23	0.562
	0.25	1.86	1.32	0.575
	0.29	2.26	1.23	0.575
D-1	0.20	1.75	1.27	0.518
	0.25	1.80	1.27	0.526
	0.28	1.82	1.26	0.529
D-2	0.16	1.84	1.34	0.495
	0.19	1.77	1.29	0.498
	0.23	1.97	1.37	0.541
D-3	0.22	2.10	1.33	0.478
	0.24	2.18	1.36	0.493
	0.29	2.28	1.41	0.500
D-4	0.19	1.89	1.43	0.448
	0.22	2.05	1.50	0.474
	0.28	2.35	1.42	0.457
S-2	0.19	1.91	1.45	0.513
	0.23	1.84	1.42	0.498
	0.27	1.87	1.39	0.508

$$p(\bar{p}/\bar{p}_{1/3}) = \frac{n}{N_w \Delta(\bar{p}/\bar{p}_{1/3})} \quad (6)$$

ここに、 N_w は総度数、 $\Delta(\bar{p}/\bar{p}_{1/3})$ はクラスの分割幅、 n は各クラスに含まれる度数である。この場合、総度数は作用した波の総度数をとっているため、次式で示す波数の減少分に相当する相対度数（確率密度）を含んでいる。

$$p(\bar{p}/\bar{p}_{1/3}) = \frac{N_w - N_p}{N_w \Delta(\bar{p}/\bar{p}_{1/3})} \quad (7)$$

ここに、 N_p は波力の度数であり、図中の点線部分が式(7)の相対度数に対応するが、どの波種に対しても N_p は N_w の70~80%程度であり、この影響が大きい。その理由としては、実験範囲を重複波領域に限定したため、測得された波力の絶対値が小さくノイズレベルと区別がつかない場合が多いことが考えられる。図-12に示した波力の相対度数分布では波種ごとの分布幅に差異はみられず、 $\bar{p}/\bar{p}_{1/3} = 1.8 \sim 2.2$ がその上限である。また、最小クラスを除いた最頻値は、 $\bar{p}/\bar{p}_{1/3} = 0.2 \sim 0.4$ または $0.4 \sim 0.6$ のいずれかのクラスに属している。

同図には、波高と周期の結合分布から合田式を用いて計算した波力の確率密度分布曲線を破線で示してある。結合分布は無堤時のものであり、実際に堤体に作用した波とは若干異なるが、無次元表示での両者の差異は小さいと考えられるのでそのまま用いている。計算結果は若

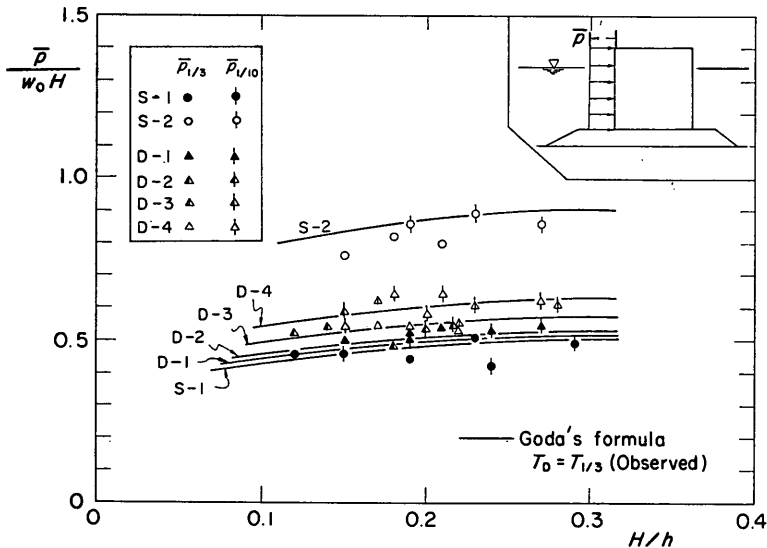


図-13 代表波力と代表波高の関係 (1/10最大波力, 有義波力)

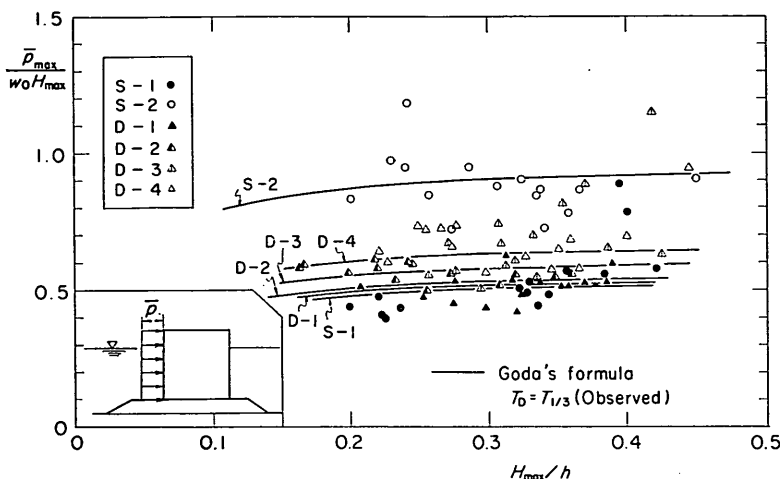


図-14 最大波力と最高波高の関係

干脈動しているけれども、いずれの波種についても $\bar{p} / \bar{p}_{1/3}$ が 0.6 以上の場合は計算曲線と実測値がほぼ一致している。

5.3 代表波力比および代表波力と代表波高の関係

(1) 代表波力比

表-3 は有義波力を基準とした他の代表波力の比（5 波群の平均値）を各波種ごとに示している。 $\bar{p}_{max} / \bar{p}_{1/3}$ については、ばらついているけれども、全体としては波種による差異は認められない。一方、 $\bar{p}_{1/10} / \bar{p}_{1/3}$ については、おおむね S-1, D-1~D-4, S-2 の順にその値が増加し、逆に $\bar{p}_{mean} / \bar{p}_{1/3}$ では S-2 を除けば同じ順序でその値が減少している。しかし、変動の範囲は $\bar{p}_{1/10} / \bar{p}_{1/3}$ で 1.2~1.5, $\bar{p}_{mean} / \bar{p}_{1/3}$ で 0.4~0.6 であり、区間幅を 0.2 として表した 図-12 の分布形には明りょうな差異として現れない程度である。

(2) 代表波力と代表波高の関係

図-13, 14 は代表波力強度をそれぞれの代表波高で除して無次元化した値と、水深で無次元化した代表波高の関係を示したものである。図-13 は 1/10 最大波力と有義波力を対象として 5 波群の平均値を、図-14 は最大波力を対象として各波群の個々の値をプロットしたものである。両図には実測された有義波周期に合田式を適用して求めた計算曲線もあわせて示してある。

図-13 の 1/10 最大波力および有義波力については、単峰型の S-1, S-2 で計算曲線が実験値の上限に位置しているのに対し、二山型の場合は計算曲線が実験値の平均

的な位置にある。一方、最大波力はもともと波群による変動が大きく、今回のように実験範囲を重複波領域に限定した場合でもばらつきが大きい。しかし、実験値の平均的な傾向に注目すると、無次元波力強度は S-1, D-1~D-4, S-2 の順に増大しており、計算曲線も対応する実験値の平均的な傾向を表している。防波堤の設計においては最大波力が検討の対象となるが、最大波力の計算値に対する実測値の変動性には、スペクトル形による差異はみられない。したがって二山型スペクトル波に対して有義波周期を用いて合田式で波力を計算することの妥当性は、単峰型スペクトル波に対する現行の方法の妥当性と同一の水準にあるといえる。以下、設計に用いる二山型スペクトル波の周期の算定法について検討する。

6. 二山型スペクトル波の有義波周期の算定法

6.1 合田の方法

合田は卓越周期の異なる 2 種の波群が重畳した場合の代表周期の算定法を提案しているが¹²⁾、これを有義波周期に適用したのが次式である。

$$(T_{1/3})_a = \sqrt{\frac{(H_{1/3})_I^2 + (H_{1/3})_{II}^2}{(T_{1/3})_I^2 + (T_{1/3})_{II}^2}} \quad (8)$$

ここに、添字の I, II は重畳前のそれぞれの波群を意味するものである。式(8)の適合性については、合田が数値シミュレーションにより若干の検討を行い、I と II の波高比によっては計算値が実測値より小さくなることを指

摘している。

以下、水路実験結果と現地観測データに基づいてこれを検討してみる。その際 $(T_{1/3})_G$ の計算には $(H_{1/3})_I / (H_{1/3})_{II}$ 、 $(T_{1/3})_I$ および $(T_{1/3})_{II}$ の値が必要となるが、これらについては次のように求める。まず、波高比については二山型のスペクトルがくぼみとなる周波数 f_* に着目して次式で求める。

$$(H_{1/3})_I / (H_{1/3})_{II} = \sqrt{E / E_* - 1} \quad (9)$$

ここに、

$$E_* = \int_0^{f_*} S(f) df \quad (10)$$

$$E = \int_0^{\infty} S(f) df \quad (11)$$

また、 $(T_{1/3})_I$ および $(T_{1/3})_{II}$ については、水路実験結果と数値シミュレーションの場合には I、II のそれぞれのピークに相当する単峰型スペクトル波の有義波周期の実測値を用いる。現地観測データのようにこれらが既知でない場合は、スペクトルのピーク周波数 f_p を求め、次の経験式を用いて有義波周期に換算する。

$$T_{1/3} = 1 / (1.05 f_p) \quad (12)$$

図-15 は、水路実験結果と現地観測データを用いて有義波周期の計算値 $(T_{1/3})_G$ と実測した有義波周期の比を示したもので、横軸は波高比 $(H_{1/3})_I / (H_{1/3})_{II}$ である。

水路実験結果では波高比とともに実測値のほうが大きくなり、最大で計算値を12%程度上まっている。現地観測データでは周期比 $(T_{1/3})_I / (T_{1/3})_{II}$ の値によって記号を違えて示しているが、周期比が0.4以上の場合は水路実験結果と同じように変化しており、その傾向を実線で示している。これに対し、周期比が0.4未満の場合はデータのばらつきが大きいけれども、平均的には破線で示す傾向が認められ、最大で45%程度の差がある。

6.2 数値シミュレーションによる検討

(1) 計算条件

以上の検討の結果、波高比および周期比によって合田の方法の適合性が変化することが明らかである。そこで、より広範囲の条件に対して数値シミュレーションを実施して同様の検討を行った。

不規則波形のシミュレーションデータは、水路実験用造波信号と同じく逆FFT法により作成した。データの時間間隔 Δt は全ケースを通じて0.1sとし、8,192個の時系列データを得た。また、同一のケースに対しては成分波の位相が異なる10波群についてシミュレーションを実施し、得られた結果を平均した。

スペクトルは Wallops 型¹³⁾の線形和で与え、短周期側を $m=5$ (Bretschneider・光易型) で一定とし、長周

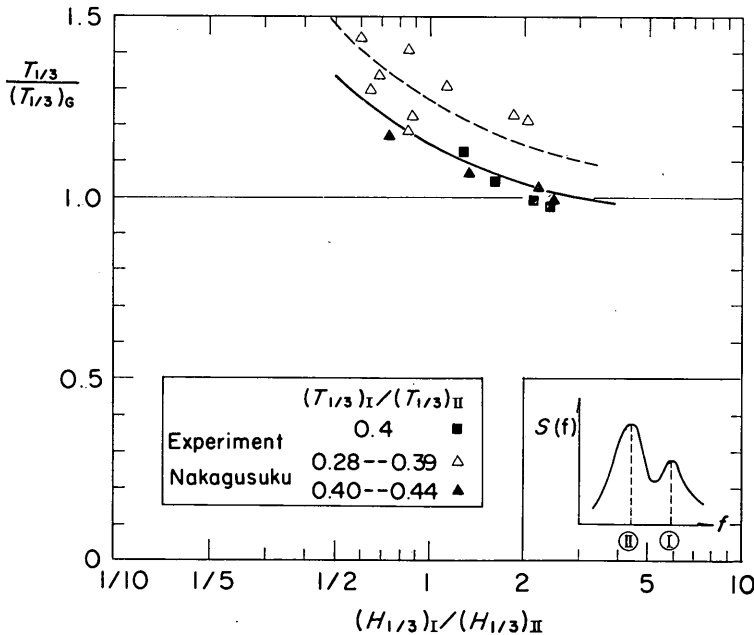


図-15 合田の方法による計算値と実測値の比較

期側の m の値を変化させた。すなわち、波群 I, II に対応するピーク周期を T_{pI} , T_{pII} として、

$$S(f) = 1.25(H_{1/3})_I^2 T_{pI}^{-4} f^{-5} \exp[-1.25(T_{pI}f)^{-4}] + \alpha(H_{1/3})_{II}^2 T_{pII}^{1-m} f^{-m} \exp\left[-\frac{m}{4}(T_{pII}f)^{-4}\right] \quad (13)$$

と表される。ここに、

$$\alpha = \frac{(m/4)^{(m-1)/4}}{4F[m-1/4]} \quad (14)$$

式(14)で $m=5$ の場合には T_{pI}/T_{pII} と $(T_{1/3})_I/(T_{1/3})_{II}$ が等しいが、 $m \neq 5$ の場合には両者が一致しないため、 $(T_{1/3})_I/(T_{1/3})_{II}$ が所定の値になるように式(13)に代入する T_{pII} の値を調整した。

表-4 数値シミュレーションの条件

$(T_{1/3})_I/(T_{1/3})_I$	$(H_{1/3})_I/(H_{1/3})_{II}$
0.1, 0.2*, 0.3*, 0.4*, 0.5*, 0.6, 0.7	0.03, 0.05, 0.07, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.8, 1.0, 2.0, 3.0

(注) *印の周期比については $m=4, 5, 10$, それ以外は $m=5$ のみについてシミュレーションを実施した。

シミュレーションは表-4に示す周期比7種、波高比14種について実施し、このうち周期比0.2~0.5については、 $m=5$ のほかに帯域幅の広い $m=4$ およびうねりを想定した $m=10$ の場合も検討した。

(2) 数値シミュレーション結果

図-16に数値シミュレーションの結果を示す。なお、図中の実線については後述する。 $T_{1/3}/(T_{1/3})_G$ の変化はピーク値を中心に左右対称であり、波高比 $(H_{1/3})_I/(H_{1/3})_{II}$ が0.5以上の部分は前出の図-15水路実験結果および現地観測データにほぼ一致している。また、周期比が小さいほど $T_{1/3}/(T_{1/3})_G$ のピーク値が大きくなり、そのときの波高比も小さくなる傾向がみられる。

図-17は、周期比が0.4の場合について、 m の値による波高比と $T_{1/3}/(T_{1/3})_G$ の関係の相違を示したものである。 $m=4, 5, 10$ の順に、 $T_{1/3}/(T_{1/3})_G$ の値が大きくなっているが、 $m=4$ および $m=10$ のデータは $m=5$ の場合のおおむね±10%の範囲内にあることがわかる。

また、他の周期比の結果も含めて、 $m=5$ の $T_{1/3}/(T_{1/3})_G$ の値に対する $m=10$ および $m=4$ のその比を求め、前者の最大値および後者の最小値を示したのが表-5である。これによると周期比が0.3のときに m の値による差異が最大で、 $m=10$ の場合は $m=5$ の1.08倍、

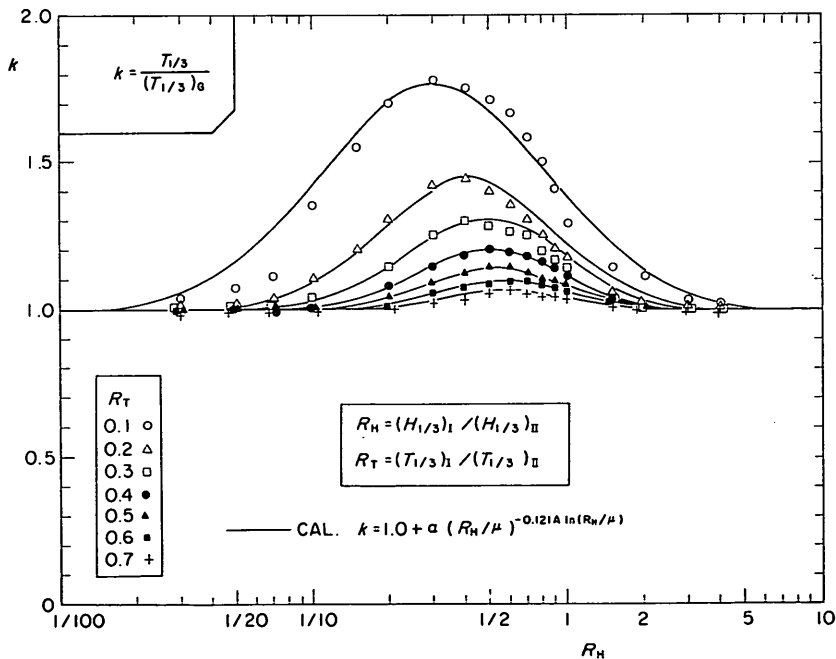


図-16 数値シミュレーション結果

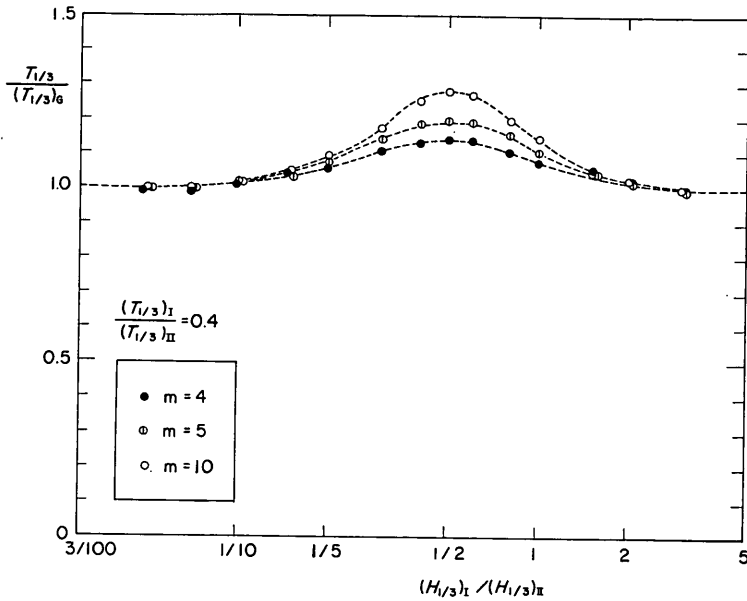


図-17 スペクトルパラメーター m による相違

表-5 周期比ごとの m の影響

$(T_{1/3})_I / (T_{1/3})_{II}$	$K = T_{1/3} / (T_{1/3})_0$	
	$\frac{K_{m=10}}{K_{m=5}}$ の最大値	$\frac{K_{m=4}}{K_{m=5}}$ の最小値
0.2	1.07	0.95
0.3	1.08	0.93
0.4	1.07	0.95
0.5	1.05	0.95

$m=4$ の場合は $m=5$ の 0.93 倍であり、いずれも $m=5$ の値の 10% の範囲内にある。

6.3 修正方法の提案

(1) 合田の方法の誘導

前節において、実測した有義波周期と合田の方法で求めたその比が重畳前の 2 種の波群の波高比および周期比により変化することが明らかとなった。ここではスペクトルと周期の関係を解析的に示すことにより、合田の方法における誤差の理由について若干の考察を行う。

スペクトルと周期の関係を結びつける方法としては、Rice の理論¹⁴⁾ が知られている。スペクトルの標準形として先の式(13)と同様に Wallops 型の線型和を用いるならば、スペクトルから求めた平均周期 $T_{0.2}$ は次式で示される。

$$T_{0.2} = \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} = \sqrt{\frac{(H_{1/3})_I^2 + (H_{1/3})_{II}^2}{\lambda_I \frac{(H_{1/3})_I^2}{(T_p)_I^2} + \lambda_{II} \frac{(H_{1/3})_{II}^2}{(T_p)_{II}^2}}} \quad (15)$$

ここに、

$$m_n = \int_0^\infty f^n S(f) df \quad (16)$$

また、 λ は一般に m のみの関数として次式で表される。

$$\lambda = \frac{(m/4)^{1/2} \Gamma[(m-3)/4]}{\Gamma[(m-1)/4]} \quad (17)$$

式(17)で波群 I、II ともに $m=5$ (Bretschneider・光易型) とすると $\lambda=1.982$ となる。さらに、

$$T_p = 1.05 T_{1/3} \quad (18)$$

という関係を用いると、式(15)は有義波高、周期を用いて次式のように書き換えられる。

$$T_{0.2} = 0.746 \sqrt{\frac{(H_{1/3})_I^2 + (H_{1/3})_{II}^2}{\frac{(H_{1/3})_I^2}{T_{1/3}_I^2} + \frac{(H_{1/3})_{II}^2}{(T_{1/3})_{II}^2}}} \quad (19)$$

一方、 $T_{0.2}$ とゼロアップクロスによる有義波周期との間には、一般に Bretschneider・光易型で表される風波については次式が導かれる¹⁵⁾。

$$T_{0.2} = 0.746 T_{1/3} \quad (20)$$

式(19)と式(20)から、 $T_{0.2}$ を消去すると式(8)の合田の方法が得られる。

しかしながら、二山型スペクトル波の場合には、式(20)で示したような $T_{0.2}$ と $T_{1/3}$ の関係は成立せず、 ε が大

きくなるほど $T_{0.2}/T_{1/3}$ が減少することが指摘されている¹⁶⁾。一方, 3. で述べた二山型スペクトルについての水路実験結果(表-2 参照)では, D-1~D-4の順に ε の値が大きくなっているが, 合田の方法の適合性もその順で悪くなっていることから, この理由を $T_{0.2}/T_{1/3}$ の違いで説明できる。この点を考慮して合田の方法の算定式に修正係数を乗ずることで推定精度を向上させることにする。

(2) 修正係数の定式化

すでに示した図-16で合田の方法による計算値($T_{1/3}$)_Gと実測値 $T_{1/3}$ の比を k として, 波高比および周期比による k の変化傾向を明らかにしているが, この関係に図中の実線をあてはめ次のように定式化した。

$$k = 1.0 + \alpha(R_H/\mu) - 0.121A \ln(R_H/\mu) \quad (21)$$

ここに,

$$R_T = (T_{1/3})_I / (T_{1/3})_{II} \quad (0.1 \leq R_T \leq 1) \quad (22)$$

$$R_H = (H_{1/3})_I / (H_{1/3})_{II} \quad (23)$$

また, 式(21)中の係数は以下の式で表す。

$$A = \begin{cases} 13.97 + 4.33 \ln R_T & (0.1 \leq R_T < 0.4) \\ 10.0 & (0.4 \leq R_T \leq 1) \end{cases} \quad (24)$$

$$\mu = \begin{cases} 0.632 + 0.144 \ln R_T & (0.1 \leq R_T \leq 0.8) \\ 0.6 & (0.8 \leq R_T < 1) \end{cases} \quad (25)$$

$$\alpha = 0.08(\ln R_T)^2 - 0.15 \ln R_T \quad (26)$$

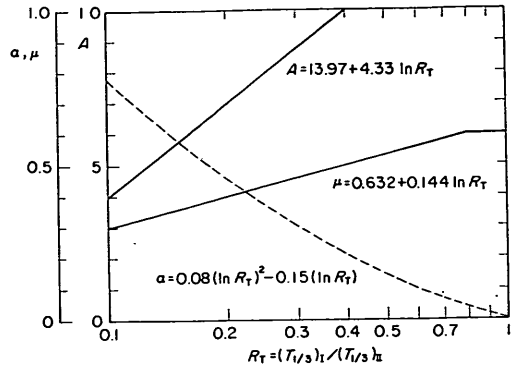


図-18 修正係数のパラメータの算定図

図-18 はこれらの値の算定図である。

以上の修正方法を水路実験結果, 現地観測データおよび数値シミュレーション結果に適用し, 計算値($T_{1/3}$)_{CAL}と実測した $T_{1/3}$ を比較したのが図-19である。まず, 数値シミュレーション結果のうち $m=5$ のケースは, 修正係数決定の際の目標としたデータであり, ここでの計算値と実測値の差異は図-16のプロットデータと実線の差を意味するものである。結果はほぼ $T_{1/3}/(T_{1/3})_{CAL} = 1.0$ の直線上的にっており, 修正係数の定式化の精度は十分といえる。

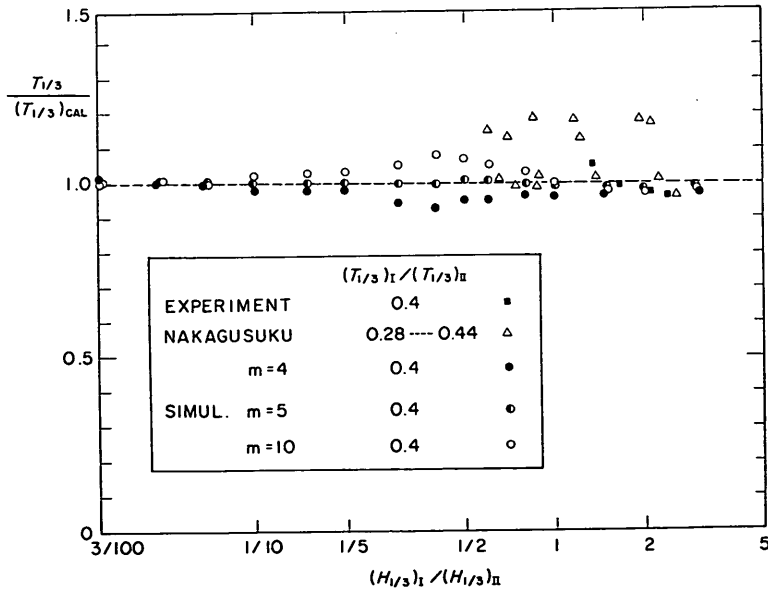


図-19 提案した算定法の適合性

水路実験結果では $T_{1/3}$ と $(T_{1/3})_{CAL}$ の差は±5%以内であり、修正係数の導入により算定精度がかなり向上したといえる。一方、現地観測データでは $T_{1/3}/(T_{1/3})_{CAL}$ が±5%以内に約半数のデータが入っているものの、なお20%程度実測値が上まわるデータがみられる。これらは修正前は $(T_{1/3})_G$ に対して40%以上大きかったデータであり、算定値はかなり実測値に近づいたといえる。現地観測データにおけるこうした差異のおもな理由は、重畳前の2種の波群に対する有義波周期を、それぞれのスペクトルピークから求めたことによる誤差と考えられる。

一方、数値シミュレーションにより、長周期側のスペクトル形を変化させた場合の結果も同図に示しているが、これによると $m=4$ 、 $m=10$ の場合に本方法を用いると10%程度の誤差が生じることがわかる。

7. ま と め

本研究による主要な結論をとりまとめると次のとおりである。

- 1) 二山型スペクトルの場合は、単峰型に比べて波の周期の分布幅が広がる傾向があるが、代表周期 T_{max} 、 $T_{1/10}$ および $T_{1/3}$ の相互間の関係には、スペクトルの形状による差異はみられない。また、波高分布は二山型スペクトルに対してもレーリー分布が適合する。
- 2) 二山型スペクトル波による混成堤直立部に働く波力の相対度数分布は、波高と周期の確率分布に合田式を適用することによりほぼ推定できる。
- 3) 代表波力の実測値と、有義波周期を用いて合田式で計算した値を比較すると、1/10最大波力および有義波力に対して両者はよく一致する。一方、最大波力については実測値のばらつきが大きいものの、計算値に対する実測値の変動性にはスペクトル形状による差異はみられない。したがって混成堤の設計波力の算定において、二山型スペクトル波に対してその有義波周期を合田式に適用することの妥当性は、単峰型スペクトル波に対する現行法の妥当性と同一の水準にある。
- 4) 合田が示した二山型スペクトル波に対する代表周期の算定法の有義波周期への適合性を検討した結果、計算値と実測値の間に系統的な差異が生じた。そこで数値シミュレーション結果に基づいてその修正係数を定式化した。

- 5) 4)で述べた修正方法を用いれば、重畳前の2種の波群がともに Bretschneider・光易型で表される風波に近い場合には5%の精度で重畳後の有義波周期が推定できる。また、長周期側のスペクトルの帯域幅が広がったり、うねりのようにスペクトルのピークが鋭いケースに本方法を適用した場合には、実測値に対して10%程度の誤差が生じる。

本研究は、沖縄開発庁沖縄総合事務局の要請で当所が実施したものである。著者のひとり Antonio Paulo dos Santos Pinto は、国際協力事業団を通じて昭和60年1月から7月まで当所に外国人研修員として在籍し本研究に従事した。

なお、本報告で使用した現地観測データは沖縄総合事務局が取得し、その解析は同事務局と当所海象観測研究室が共同で実施したものである。水路実験の実施にあたっては、横浜国立大学大学院生杉浦淳氏の協力を得た。また、当所の合田良実次長には終始貴重な御教示を頂いた。ここに記して上記各位に深く感謝する次第である。

(1986年3月31日受付)

参 考 文 献

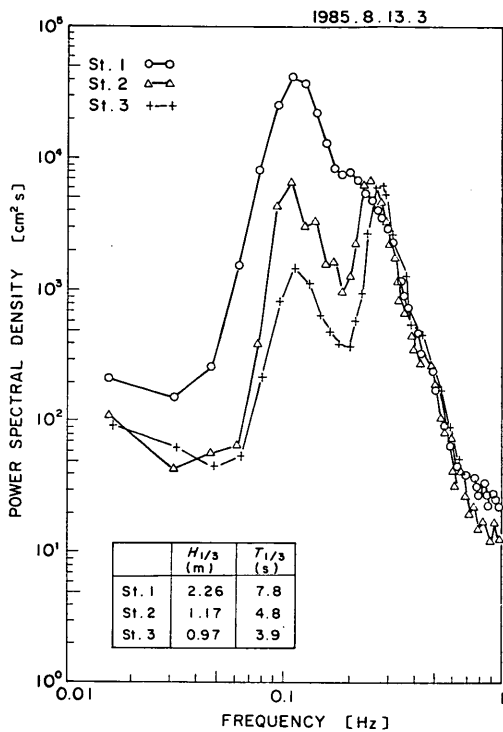
- 1) Goda, Y.: Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, Vol. 9, No. 3, 1970, pp. 3-26.
- 2) 高橋智晴・広瀬宗一・菅原一晃・橋本典明: 波浪に関する拠点観測10か年統計(昭和45年~昭和54年), 港湾技研資料, No.401, 1981, 711p.
- 3) 谷本勝利・吉本靖俊・高橋重雄: 大水深波浪制御構造物に関する水工的研究(その1), 港湾技研資料 No.516, 1985, pp. 11~13.
- 4) 富田英治: 不規則波実験制御解析システムについて, 港湾技研資料, No.452, 1983, 34p.
- 5) たとえば, 合田良実: 港湾構造物の耐波設計, 鹿島出版会, 1977, pp. 170.
- 6) 前掲1), pp. 15~16.
- 7) 合田良実・永井康平: 波浪の統計的性質に関する調査・解析, 港湾技術研究所報告, 第13巻, 第1号, 1974, pp. 9~11.
- 8) 前掲7), pp. 23.
- 9) たとえば前掲5), pp. 182.
- 10) 合田良実: 波浪の統計的性質に関する二, 三の数値的検討, 港湾技術研究所報告, 第24巻, 第4号 1985, pp. 65~102.
- 11) 谷本勝利・高橋重雄・明瀬一行: 防波堤直立部に働く不規則波力に関する実験的研究, 港湾技術研

- 究所報告, 第23巻, 第3号, 1984, pp. 47~99.
 12) 前掲1), pp. 44.
 13) たとえば前掲10), pp. 72.
 14) たとえば前掲5), pp. 178.
 15) 合田良実: 波浪の統計的性質とその応用, 水工学に関する夏期講習会講義集, 1975, pp. 11.
 16) A Review on Statistical Interpretation of Wave Data, Rept. Port and Harbour Res. Inst., Vol. 18, No.1, 1979, pp. 24.

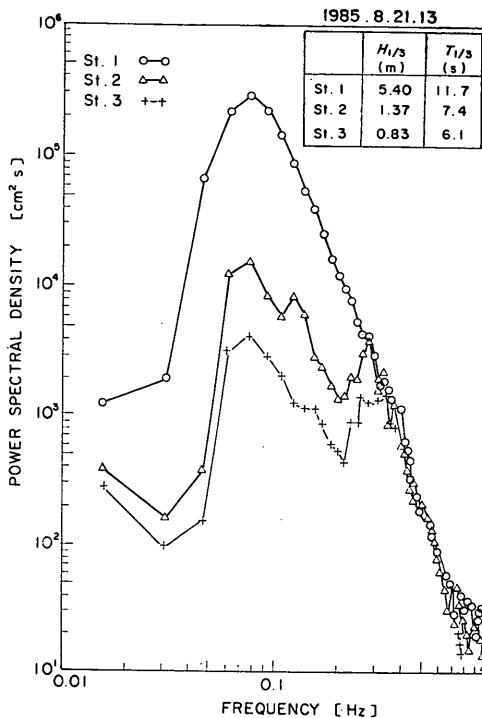
主要記号一覧表

d : マウンド被覆工天端面上の水深
 f : 周波数
 f_p : 周波数スペクトルのピーク周波数
 H : 波高の一般表示
 H_{max} : 最高波高
 $H_{1/10}$: 1/10最大波高
 $H_{1/3}$: 有義波高
 $(H_{1/3})_I$: 短周期側の波群の有義波高 (二山型スペクトル波)
 $(H_{1/3})_{II}$: 長周期側の波群の有義波高 (二山型スペクトル波)
 \bar{H} : 平均波高
 h : 堤体設置位置での水深
 m : 周波数スペクトル (式. 13) の形状パラメーター
 m_n : 周波数スペクトルの m 次モーメント
 N_p : 波力波形の総波数
 N_w : 総波数
 n : データのクラス別度数
 \bar{p} : 波圧強度の一般表示

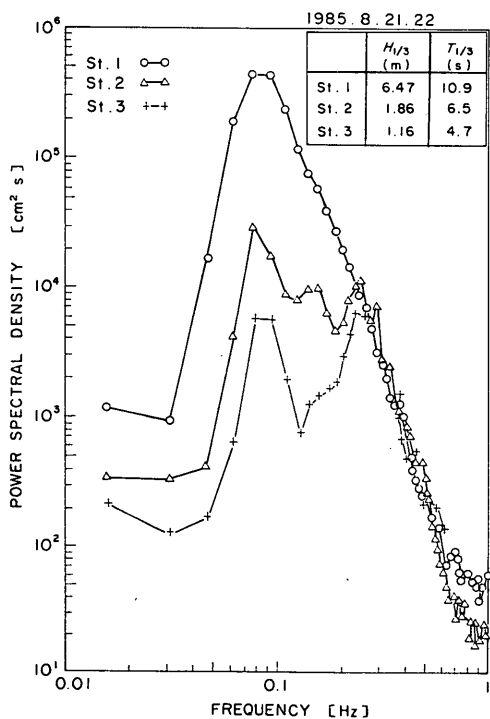
\bar{p}_{max} : 最大波圧強度
 $\bar{p}_{1/10}$: 1/10最大波圧強度
 $\bar{p}_{1/3}$: 有義波圧強度
 \bar{p}_{mean} : 平均波圧強度
 Q_p : 周波数スペクトルの尖鋭度
 $r(H, T)$: 波高と周期の相関係数
 $r_{H1/3}(H, T)$: 波群中の波高の大きい方から数えて 1/3 の数の波についての波高と周期の相関係数
 $S(f)$: 周波数スペクトル
 t : 時間
 T_{max} : 最高波の周期
 T_p : スペクトルのピークに対応する周期
 $T_{1/10}$: 1/10最大波の周期
 $T_{1/3}$: 有義波周期
 $(T_{1/3})_G$: 合田の方法で求めた二山型スペクトル波の有義波周期
 $(T_{1/3})_{CAL}$: 提案した方法で求めた二山型スペクトル波の有義波周期
 $(T_{1/3})_I$: 短周期側の波群の有義波周期 (二山型スペクトル波)
 $(T_{1/3})_{II}$: 長周期側の波群の有義波周期 (二山型スペクトル波)
 $T_{0,2}$: 周波数スペクトルの 0 次および 2 次モーメントで定義される平均周期
 \bar{T} : ゼロアップクロス法で定義した平均周期
 w_0 : 流体の単位体積重量
 x : 無次元波高 ($=H/\bar{H}$)
 Δt : サンプリング周期
 ε : スペクトル幅パラメーター
 η : 水位
 τ : 無次元周期 ($=T/\bar{T}$)



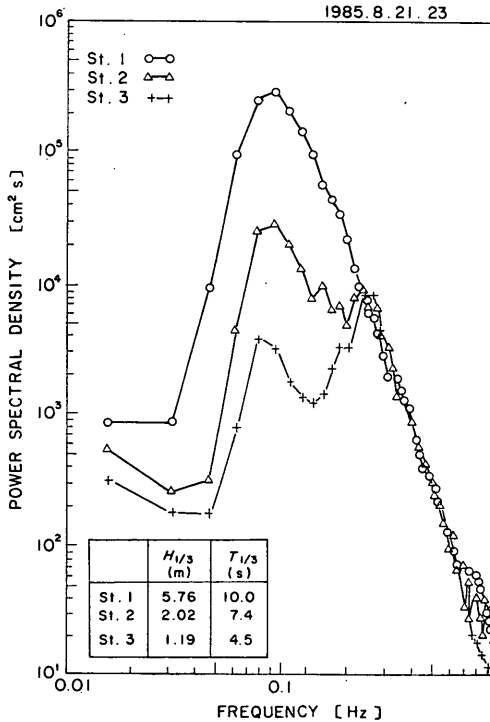
付図 1



付図 2

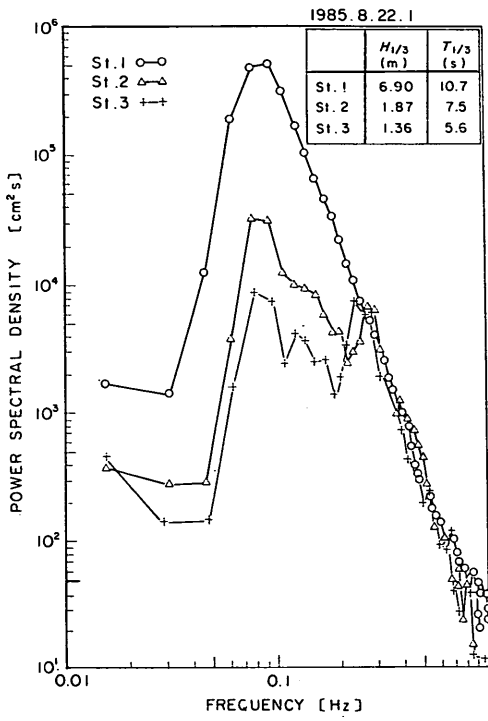


付図 3

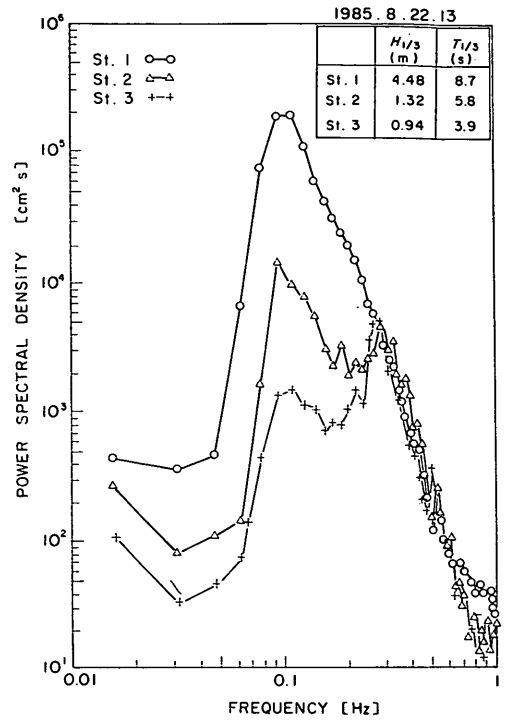


付図 4

二山型スペクトル波による混成堤に働く波力と設計周期の算定法



付 図 5



付 図 6