

運輸省港湾技術研究所

# 港湾技術研究所 報告

---

---

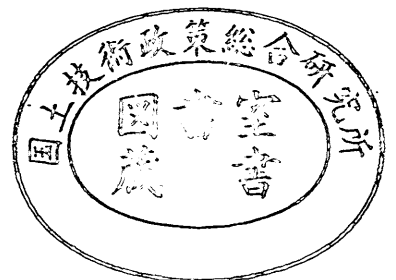
REPORT OF  
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH  
INSTITUTE  
MINISTRY OF TRANSPORT

資料係  
文献複写  
禁持出

---

VOL. 13      NO. 1      MAR. 1974

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



# 港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第13巻 第1号 (Vol. 13, No. 1), 1974年3月 (Mar. 1974)

## 目 次 (CONTENTS)

1. 波浪の統計的性質に関する調査・解析……………合田良実・永井康平……………3  
(Investigation of the Statistical Properties of Sea Waves with Field and Simulation Data……………Yoshimi GODA and Kohei NAGAI)
2. 海洋底における土質力学の問題……………中瀬明男…………… 39  
(Geotechnical Problems of the Ocean Floor ……………Akio NAKASE)
3. ネガティブフリクションに関する実験と考察 (第1報)  
……………高橋邦夫・沢口正俊・善 功企・篠原邦彦・橋本光寿…………… 65  
(Experiment and Study on Negative Skin Friction on Piles (1st Report)  
……………Kunio TAKAHASHI, Masatoshi SAWAGUCHI, Koki ZEN,  
Kunihiko SHINOHARA and Koji HASHIMOTO)
4. ポアソン到着待ち合せモデルの数表——埠頭の数および泊地規模の決定——  
……………奥山育英・笹嶋 博・早藤能伸・中井典倫子…………… 87  
(Table of Poisson Arrival Queueing Model—Optimum Number of Berths and  
Optimum Anchorage Requirements——……………Yasuhide OKUYAMA,  
Hiroshi SASAJIMA, Yoshinobu HAYAFUJI and Noriko NAKAI)

# 1. 波浪の統計的性質に関する調査・解析

合田良実\*・永井康平\*\*

## 要 旨

波群中の波高・周期の分布などの統計的性質を現地波浪の表面波形記録 171 例について調査・解析を行なった。また、波浪の統計量とスペクトルとの関係の補足調査として、線型シミュレーションによる模擬不規則波 4 種類の解析を行なった。現地波浪のうち 92 例は名古屋港における容量型波高計による風波の観測記録であり、深海波に相当する。残りの 79 例は苫小牧港、留雨港、山背泊港（以上は階段抵抗式波高計による）、ならびに金沢港（超音波式波高計）における高波の際の記録であり、浅海波に相当する。

まず、波浪記録の解析にあたっては、サンプリング周期をスペクトルのピークに対応する周期の  $1/20$  以下にすることが必要である。また、ゼロアップクロス点および極大点の数に関する Rice の理論は、海の波に対しては厳密には成立しない。たとえば、ゼロアップクロス法による平均周期をスペクトルから推定した値は、実測値の  $0.83 \pm 0.07$  倍である。

波高については、スペクトル幅パラメーターの値にかかわらず、その分布がレーリー分布で近似できることが確認される。また、波浪の代表値の中では  $H_{1/3}$  および  $T_{1/3}$  が統計的に最も安定である。特に、波形の標準偏差値を  $\eta_{rms}$  として  $H_{1/3} \approx 4.0\eta_{rms}$  の関係が成立し、 $\eta_{rms}$  から直接に  $H_{1/3}$  を推定する可能性を示唆している。

浅海性の影響としては、 $H_{1/3}/h$  の増加につれて skewness,  $\eta_{max}/H_{max}$  が増加し、 $H_{max}/H_{1/3}$  が減少する。また、浅海性の波では  $T_{1/3}/\bar{T}$  の比が大きく（平均 1.23）、スペクトルでは高周波側の勾配が  $f^{-4}$  程度のものが多い。

以上のほか、波高の連の長さその他各種の統計量について整理した結果も示しており、波浪の統計的性質に関する基礎資料として役立つと思われる。

---

\* 海洋水理部 波浪研究室長  
\*\* 前海洋水理部 主任研究官

## 1. Investigation of the Statistical Properties of Sea Waves with Field and Simulation Data

Yoshimi GODA\* and Kohei NAGAI\*\*

### Synopsis

The statistical properties of sea waves and their relation with spectral characteristics were investigated for 171 surface wave records at the coastal water. The relation between wave statistics and wave spectra was further examined with four spectral types of linearly simulated wave profiles. Among the field data, 92 records are of wind waves obtained at Nagoya Port by means of capacitance wave probes; these waves belong to the deepwater waves. Other 79 records are of high seas in the shallow water obtained at the ports of Tomakomai, Rumoi, Yamase-domari (all with step-resistance wave gauges), and Kanazawa (with an ultrasonic wave recorder).

The investigation establishes that the sampling period of wave profile should be less than one twentieth of the wave period corresponding to the spectral peak. Rice's theory on the numbers of zero-up-crossings and maxima is found to require some modification when applied for sea waves. For example, the mean wave periods estimated with wave spectra on the average are  $(0.83 \pm 0.07)$  times those actually counted on wave records.

The distribution of wave heights is confirmed to be well approximated with the Rayleigh distribution irrespective of spectral width parameter. The relation of  $H_{1/3} = 4.0\eta_{rms}$ , which is the root-mean-square value of wave profiles, holds for sea waves inclusive of those with multiple spectral peaks; this indicates the possibility of estimating  $H_{1/3}$  from  $\eta_{rms}$  without counting waves. Among various definitions of mean waves, the significant wave height and period are the most statistically stable ones.

In the shallow water, the skewness of surface elevation and the ratio of  $\eta_{max}/H_{max}$  increase as the wave height increases relative to the water depth, while the ratio of  $H_{max}/H_{1/3}$  decreases. Waves in the shallow water has large values of  $T_{1/3}/\bar{T}$  (1.23 on the average) in comparison with waves in the deepwater (1.07 on the average). Most of wave spectra in the shallow water exhibit the slope of approximately  $f^{-4}$  in the high frequency range.

In addition to the above, the lengths of the runs of wave heights and other statistical properties are examined and presented as fundamental data on wave statistics.

---

\* Chief, Wave Laboratory, Marine Hydrodynamics Division

\*\* Formerly, Senior Research Engineer, Marine Hydrodynamics Division

## 目 次

要 旨	3
1. ま え が き	7
2. 波の統計量とその理論	7
3. 解析に用いたデータ	9
3.1 名古屋港における波浪観測データとそのスペクトル	9
3.2 沿岸波浪の観測データとそのスペクトル	11
3.3 線型シミュレーションによる不規則波データ	13
4. 波浪統計量に及ぼすサンプリング周期の影響	14
4.1 ゼロアップクロス点および極大点の数	15
4.2 スペクトル幅パラメーター	17
4.3 波高および周期	18
5. 波浪諸元の代表値とスペクトルとの関係	20
5.1 波高の代表値	20
5.2 周期の代表値	24
5.3 波浪の理論スペクトルについて	28
6. その他の考察	29
6.1 波の非線型性とその影響	29
6.2 波の最高波頂高	30
6.3 波浪統計量に対する浅海性の影響	31
6.4 波高の連の長さ	31
7. む す び	33
参 考 文 献	34
主要記号表	35
付表-1 波浪の統計量の平均値および標準偏差値	36
付表-2 主要統計量間の相関係数	37

## 1. まえがき

海の波の基本的特性は、その不規則性にある。海面を眺めてみれば明らかのように、波高、周期、波向は1波ごとに異なっており、また波の形も波の上に波が重なった極めて複雑な形状を呈している。

こうした不規則な海の波の性質は、いろいろな周波数成分の無数の微小な波が重畳したものとして理解することができ、成分波のエネルギーの分布状態を表わすものとして波のエネルギー・スペクトルが用いられる。このスペクトルの概念により、波の発生、発達、伝播などの現象を詳しく調べることができ、また、波の屈折、回折などを実際の現象に即して合理的に計算することができる。

しかし、スペクトル解析は万能ではなく、碎波のように非線型性の著しい現象や、越波のように不連続な現象を取り扱うには不向きであり、このような場合には不規則な波群中の1波ずつを切り離して考える方法の方が有効である。すなわち、不規則波中の各波を、その波高と周期に等しい規則波の1波と見なして、各波の性質やその作用を調べる方法である。スペクトル法に対比して、これは波別解析法と呼ぶ<sup>1)</sup>ことができる。

波別解析法は、その基礎として波高・周期の分布など波の統計的性質に関する知識を必要とする。波群中の波高分布はレーリー分布で表わされるとされている<sup>2)~8)</sup>が、各波の波高と周期の相関などはあまり調べられていない。また、レーリー分布にしてもその適用範囲を吟味しておく必要がある。この意味で、現地波浪の観測記録をできるだけ数多く解析し、波浪の統計的性質を明確にしておくことが望まれる。

ここで、スペクトル法、波別解析法、と対比させてはいても、これは解析の便宜上のことであって、波浪の実態は一つである。したがって、スペクトル法と波別解析法とは必要に応じて随時切り換えて使用できなければならない。このためには、波のスペクトルと統計量との関係が明らかになっていることが必要である。

こうした波の統計的性質およびスペクトルとの関係について、著者らは先に名古屋港内の波浪観測記録および線型シミュレーションによる模擬不規則波について検討を行なった<sup>6)~8)</sup>。その後、北海道開発局および第一港湾建設局の関係各位の御好意により、沿岸海域における高波の際の表面波形の記録を拝借し、その解析を行なうことができた。これらの記録は、碎波の影響を受けた浅海域の波浪記録として興味深いものがある。一方、名古屋

港内の波浪は、発生域における深海波と見なされる。そこで本報告では、両者を総合的に検討し、現地波浪の統計的性質についての考察を試みた。また、波の統計量とスペクトルとの関係については数値シミュレーションの追加を行なって、疑問点を解明した。

統計学的な標本処理としては、現地波浪のデータとして入手し得たものすべてを利用し、その中からやや恣意的に選んだデータを解析した点において、厳密性には欠けている。しかし、波浪の統計的性質を多数の実測資料に基づいて検討した点において十分な意義があるものと考え、ここに報告する次第である。

## 2. 波の統計量とその理論

波の統計量については成書にも種々解説されているが、定義を明確にする意味で以下に要約しておく。

### (1) 水位に関する統計量

今、波による水面の上昇量を $\eta$ で表わすと、 $\eta$ は本来連続的に変化する量であるが、観測記録の解析にあたっては、ある一定時間間隔 $\Delta t$ で読み取られた離散的な量として扱われるのが普通である。時間間隔 $\Delta t$ はサンプリング周期と呼ばれる。読み取られた $\eta$ のサンプル数を $N$ として、 $\eta$ に関する統計量は次のように定義される。

$$\text{平均水位: } \bar{\eta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \eta_i \quad (1)$$

$$\text{標準偏差値: } \eta_{\text{rms}} = \left[ \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^2 \right]^{1/2} \quad (2)$$

$$\text{skewness: } \sqrt{\beta_1} = \frac{1}{\eta_{\text{rms}}^3} \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^3 \quad (3)$$

(歪度)

$$\text{kurtosis: } \beta_2 = \frac{1}{\eta_{\text{rms}}^4} \cdot \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\eta_i - \bar{\eta})^4 \quad (4)$$

(尖鋭度)

上記のうち、skewnessとkurtosisは $\eta$ の度数分布の形状を表わす指標で、 $\sqrt{\beta_1} > 0$ ならば $\eta$ の正側に裾を長く引いた分布となり、 $\beta_2$ が大きければ度数分布のピークが尖った形状となる。海の波については、解析の都合上、 $\eta$ が正規分布に従うと仮定することが多い。この仮定は波が線型な場合に成立するもので、その場合はskewnessおよびkurtosisが次の値となる。

$$\sqrt{\beta_1} = 0, \quad \beta_2 = 3 \quad (5)$$

逆に、データについて $\sqrt{\beta_1}$ と $\beta_2$ を調べた結果がほぼ式(5)を満足すれば $\eta$ は正規分布に従い、波は線型であるといわれ、式(5)を満足しなければ波は非線型であるといわれる。

(2) 波 高

不規則な波形の場合は、波群中の各波をどのように定義するかを決めておかなければならない。ここでは、現在、標準的な方法として用いられているゼロアップクロス法で波を定義する。すなわち、水面が上昇しながら平均水位（ゼロ線）を越える時刻から、水面が一度下って次に再び上昇して平均水位を越える時刻までを一つの波と見なし、この時間間隔をその波の周期、その間の最高水位と最低水位との差を波高とする。

不規則な波群においては各波の波高がある幅に分布する。この波高分布については、Longuet-Higgins<sup>2)</sup> によるレーリー分布が適用されることが多い。この分布は、波高の確率密度を  $p(H)$  とし、次式で表わされる。

$$p(H)dH = \frac{\pi}{2} \frac{H}{\bar{H}^2} \exp\left[-\frac{\pi}{4}\left(\frac{H}{\bar{H}}\right)^2\right] dH \quad (6)$$

ただし、 $\bar{H}$  は平均波高である。

波高分布が式(6)で表わされ、しかも  $\eta$  が正規分布する場合、 $1/10$  最大波高  $H_{1/10}$ 、 $1/3$  最大波高  $H_{1/3}$  などの代表波高が次のように計算される。

$$\left. \begin{aligned} H_{1/10} &= 5.090\eta_{rms} = 2.17\bar{H} = 1.271H_{1/3} \\ H_{1/3} &= 4.004\eta_{rms} = 1.597\bar{H} \\ \bar{H} &= 2.507\eta_{rms} = 0.626H_{1/3} \\ \sigma_H &= 1.309\eta_{rms} = 0.522\bar{H} \end{aligned} \right\} (7)$$

なお、 $\sigma_H$  は波高の標準偏差値である。

また、波群中の最高波高  $H_{max}$  に関しては、非常に多数の波高の母集団から任意に選んだ  $N_0$  波中の最高値としてその確率密度が次のように計算される。

$$\left. \begin{aligned} p^*(\zeta_{max})d\zeta_{max} &= \zeta_{max} \xi \exp[-\xi] d\zeta_{max} \\ \text{ここに、} \quad \xi &= N_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\zeta_{max}^2\right] \\ \zeta_{max} &= \frac{H_{max}}{2\eta_{rms}} \end{aligned} \right\} (8)$$

この式は、 $\eta_{max}$  に関する Davenport<sup>9)</sup> の式において  $H_{max} = 2\eta_{max}$  とおいたものである。

$H_{max}$  の期待値（平均値）は、式(8)の確率密度から次のように求められる。

$$\left(\frac{H_{max}}{H_{1/3}}\right) \cong 0.706 \left[ \sqrt{\ln N_0} + \frac{\gamma}{2\sqrt{\ln N_0}} \right] \quad (9)$$

ただし、 $\gamma = 0.5772 \dots$  (オイラーの定数) である。また、 $H_{max}$  の最多値は上式の第1項で与えられる。

さらに、超過発生確率が  $\mu$  であるような  $N_0$  波中の最高波高  $(H_{max})_\mu$  は次のように計算される<sup>1)</sup>。

$$\frac{(H_{max})_\mu}{H_{1/3}} = 0.706 \sqrt{\ln \left[ \frac{N_0}{\ln 1/(1-\mu)} \right]} \quad (10)$$

たとえば、 $H_{max}$  の最多値の超過発生確率は  $\mu = 1 - 1/e = 0.632$  である。

(3) 周 期

波高と同様に、各波の周期もある幅にわたって分布する。周期の分布について Bretschneider<sup>3)</sup> は、 $T^2$  がレーリー分布に従うとして実測データで例証している。

$$p(T)dT = 2.7 \frac{T^3}{\bar{T}^4} \exp\left[-0.675\left(\frac{T}{\bar{T}}\right)^4\right] dT \quad (11)$$

これによると、周期の標準偏差値  $\sigma_T$  は次の値になる。

$$\sigma_T = 0.281\bar{T} \quad (12)$$

この分布は風波についてはほぼ成立する。しかし、うねりと風波が重畳した場合には周期の分布幅が広くなり、式(11)が適用できなくなる<sup>7),8)</sup>。

なお、最高波、 $1/10$  最大波、有義波、平均波などの各周期は波高との関連において定義される量であり、周期そのものの分布とは直接には関係しない。代表波の周期に關係するのは、各波の波高と周期との間の相関係数  $r(H, T)$  である。ここに、

$$r(H, T) = \frac{1}{\sigma_H \sigma_T} \cdot \frac{1}{N_0} \sum_{i=1}^{N_0} (H_i - \bar{H})(T_i - \bar{T}) \quad (13)$$

(4) 波のスペクトルと統計量の関係

波のエネルギースペクトル  $S(f)$  を  $f=0 \sim \infty$  で定義 (one-sided) し、これについて次の積率  $m_n$  を計算する。

$$m_n = \int_0^\infty f^n S(f) df \quad (14)$$

波の統計量の幾つかは  $m_n$  を用いて推定することができる。まず、波形の標準偏差値  $\eta_{rms}$  は  $m_0$  と次の関係にある。

$$\eta_{rms} = \sqrt{m_0} \quad (15)$$

次に、波形記録の長さ  $L$  として、その記録中のゼロアップクロス点の数  $N_0$  および極大点の数  $N_1$  は、Riceの理論<sup>10)</sup> によって次式で推定される。

$$\left. \begin{aligned} N_0 &= L \sqrt{\frac{m_2}{m_0}} \\ N_1 &= L \sqrt{\frac{m_4}{m_2}} \end{aligned} \right\} (16)$$

したがって、ゼロアップクロス法で定義した波の平均周期  $\bar{T}$  は

$$\bar{T} = \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} \equiv T_2 \quad (17)$$

となる。このスペクトルの積率から推定される平均周期をここでは  $T_2$  で表わし、波形から直接求められる値  $\bar{T}$  と区別しておく。

ここで、波のスペクトルの形状を表わすパラメーターについて考察すると、通常は周波数帯の広がりを表わす

量として次のスペクトル幅パラメーター  $\varepsilon$  が用いられる。

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4}} \equiv \varepsilon_s \quad (18)$$

定義から明らかなように  $0 \leq \varepsilon \leq 1$  である。この  $\varepsilon$  は式(18)の関係によって  $N_0$  と  $N_1$  から推定できる。

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \left(\frac{N_0}{N_1}\right)^2} \equiv \varepsilon_T \quad (19)$$

ただし、実際の波形記録から式(19)で推定した値はスペクトルから求めた値よりも小さいのが普通である。そこで、式(18)による値を  $\varepsilon_s$ 、式(19)による値を  $\varepsilon_T$  と区別しておく。

なお、上述の波高のレーリー分布は  $\varepsilon = 0$  のときの理論式であり、その場合は  $N_0 = N_1$  であって波形は振幅が緩やかに変化する滑らかな振動曲線を呈する。ただし、海の波の表面波形では  $N_1 > N_0$ 、 $\varepsilon > 0$  であって、波形は複雑である。

スペクトル幅パラメーター  $\varepsilon$  は、スペクトルの全体の形状というよりも高周波側の勾配に大きく影響される。そこで著者の一人は先に、スペクトルのピークの尖鋭度を表わすものとして次のようなパラメーター  $Q_p$  を提案した<sup>7)</sup>。

$$Q_p = \frac{2 \int_0^\infty f S(f)^2 df}{\left[ \int_0^\infty S(f) df \right]^2} \quad (20)$$

$Q_p$  は white noise の場合に 1.0 の値をとり、スペクトルのピークが鋭いほど大きな値となる。先の線型シミュレーションによる模擬不規則波の解析結果<sup>7)</sup> では、この  $Q_p$  が波高の連の長さに影響を及ぼすことが知られている。

### 3. 解析に用いたデータ

#### 3.1 名古屋港における波浪観測データとそのスペクトル

名古屋港においては、高潮防波堤の外側に1点(St. 3)、内側に2点(St. 1 および 2)、の計3箇所において容量型波高計による表面波形の観測が昭和41年度から実施され、第五港湾建設局が定常観測業務を担当し、特殊なデータ解析を港湾技術研究所が受け持った<sup>6), 8)</sup>。ここでは、先に報告した昭和44年度の強風時の波浪観測記録92ケース<sup>8)</sup>をデータとして使用する。

これらのデータは、波高がある程度大きなことを条件として  $\eta_{rms} \geq 5$  cm のものを選んだもので、各種統計量の平均値および標準偏差値は付表-1、各統計量間の相関係数は付表-2 にまとめられている。なお、波形記録のサ

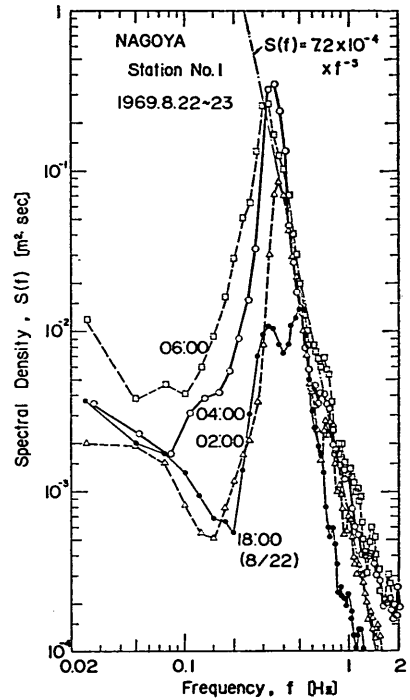


図-1 名古屋港 St. 1 の波浪スペクトルの例

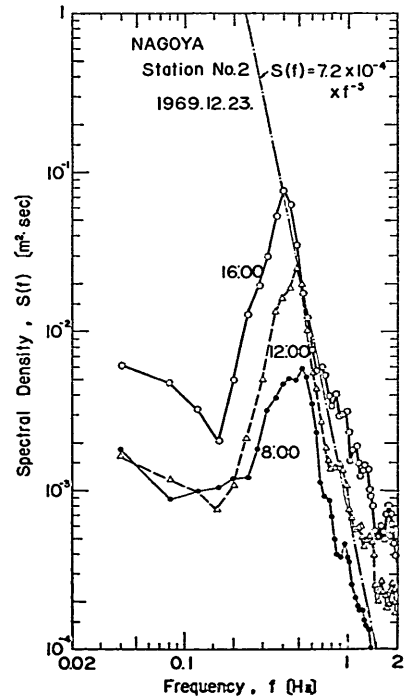


図-2 名古屋港 St. 2 の波浪スペクトルの例



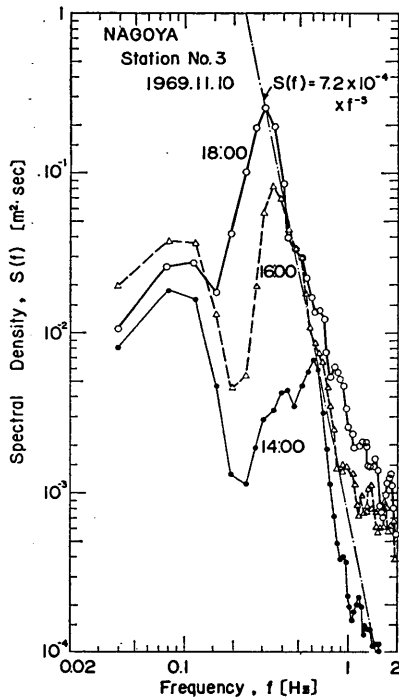


図-3 名古屋港 St. 3 の波浪スペクトルの例

サンプリング周期(読取間隔)は  $\Delta t = 0.25$  sec であるが、一部は  $\Delta t = 0.167$  sec である。

名古屋港の波のスペクトルの例は図-1~3 に示すとおりであり、これらの波の統計量は表-1に示されている。図-1は台風6909号通過時に風向SE、風速10~20m/sの風が有効フェッチ2.8kmで吹送したときのSt.1の波である(観測位置などについては文献<sup>9)</sup>を参照されたい)。図中の一点鎖線の直線はPhillipsの与えた深海波の平衡スペクトル<sup>11)</sup>であり、 $f^{-5}$ に比例している。図-1の波は短い距離を強風が吹送して発生したものであるため、風洞水槽で強制的に発生させた風波のようにスペクトルのピークの高周波側が $f^{-5}$ よりも急傾斜となっている。また、18時の波の $f = 0.33$  Hzの副ピークは、防波堤開口部からの回折波のエネルギーを表わすと考えられる。

次に、図-2はSt.2において風向NW、風速5~10m/sのはぼ常風が吹いたときの波を記録したものであり、有効フェッチは4.2kmである。図-2のうち、18時の波は $\eta_{rms} = 4.8$  cm であるため統計量の検討データには加えていない。

図-3は不連続線の通過に伴うSt.3の波で、風は13時過ぎから急に吹き始めて平均約8m/sの風速を保った。風向はW~NWであり、このため観測値は高潮防波堤

表-1 名古屋港波浪の統計量の例

地点及び年月日	時刻	$\eta_{rms}$ (m)	$\sqrt{\beta_1}$	$\beta_2$	$\epsilon_s$	$Q_p$	$N_0$	$H_{max}$ (m)	$H_{1/3}$ (m)	$\bar{H}$ (m)	$T_{max}$ (s)	$T_{1/3}$ (s)	$\bar{T}$ (s)	$T_z$ (s)	$r(H, T)$
St. 1 1969年8月 22日~23日	18時	0.064	0.645	3.30	0.784	1.82	170	0.395	0.230	0.156	2.03	2.41	2.29	2.07	0.204
	02時	0.107	0.714	3.66	0.777	3.30	164	0.664	0.438	0.269	2.46	2.55	2.46	2.17	0.180
	04時	0.196	0.078	2.88	0.807	4.15	131	1.047	0.804	0.541	2.96	2.86	2.91	2.57	-0.003
	06時	0.195	0.411	2.75	0.840	2.50	146	1.278	0.701	0.484	2.80	3.08	2.77	2.56	0.496
St. 2 1969年 12月23日	08時	0.048	0.206	3.90	0.817	1.35	162	0.292	0.181	0.117	1.97	2.06	2.07	1.72	-a)
	12時	0.079	0.169	4.02	0.810	2.01	151	0.599	0.333	0.204	2.60	2.25	2.23	1.68	—
	16時	0.129	0.330	3.62	0.842	1.91	142	0.999	0.542	0.351	2.31	2.45	2.37	1.80	—
St. 3 <sup>b)</sup> 1969年 11月10日	14時	0.067	0.052	2.97	0.862	0.80	139	0.409	0.234	0.153	1.95	3.07	2.43	2.13	0.374
	16時	0.146	0.647	4.74	0.876	1.36	131	1.219	0.528	0.338	2.66	2.66	2.57	2.10	0.082
	18時	0.217	0.385	3.99	0.885	1.83	122	1.699	0.865	0.521	2.90	3.12	2.75	2.25	0.448

注: a) このデータについては $r(H, T)$ ,  $\sigma_H$ ,  $\sigma_T$ の計算を行っていない。

b) St. 3の波は高潮防波堤からの反射波を含む。

波浪の統計的性質に関する調査・解析

からの反射波を含んでいる。また、 $f=0.1\text{Hz}$  のピークは伊勢湾々口から侵入したうねりに対応すると考えられる。

この図-3や図-1の18時の波のように、名古屋港の波にはスペクトルのピークが複数個のものが幾つかあり、これらはスペクトルのピークが単一のものとは別に統計解析を行なっている。この単一型と複数型の区分はスペクトル形状の観察で決めたが、スペクトルの尖鋭度  $Q_p$  では  $Q_p=1.8$  が境界となっている。

なお、名古屋港の波浪記録には航行船舶の航走波が重なっている場合が多いと考えられる。航走波の大きさは不明であるが、出入港時である速力が遅いことから考えて、周期2~4 sec、波高数cm以下と推測される。ただし、解析の対象としたのは強風時のものなので、航行船舶は少なかったであろう。主航路に近い St.2 については若干の影響が考えられるが、St.1, 3は航路から約1,000m以上離れているので、航走波の影響は小さいと思われる。

3.2 沿岸波浪の観測データとそのスペクトル

データとしては、表-2のように苦小牧港、留萌港および山背泊港における階段抵抗式波高計（接点間隔10cm）の記録、ならびに金沢港および苦小牧港における超音波式波高計の記録を解析したものを用いた。主として顕著な低気圧あるいは台風による高波が発達し減衰する過程の一連の波浪を取り上げたが、高波のデータの個数を増すため  $H_{max}$  が5mを超えるものを記録から拾い出して解析に加えている。

表-2 沿岸波浪の解析データ

番号	観測地点	観測年月日	データ個数	波高計種別	水深(m)	$\Delta t$ (sec)
I	苦小牧港	1965年9月10日~11日	8	階段抵抗式	-10	1.0
II	留萌港	1968年12月23日	6	同上	-11	0.5
III	山背泊港	1970年1月30日 ~2月1日	9	同上	-12	0.5
IV	金沢港	同 上	13	超音波式	-20	1.0
V	留萌港	1970年11月 ~1972年2月	38	階段抵抗式	-11	0.5
VI	苦小牧港	1972年9月16日	3	同上	-13	0.5
VII	同 上	同 上	2	超音波式	-20	0.5

原データは自動平衡型記録計によるアナログ記録であり、これを波形読取装置でさん孔テープに変換し、電子計算機で解析した。ただし、金沢港のデータは第一港湾建設局がカード化したものを使用した。波形の読取個数はデータにより異なり約600~2,000個、データ長にして約600~1,000 secである。スペクトル計算は最大ラグ数50~70で自己相関法により行なった。解析結果から求め

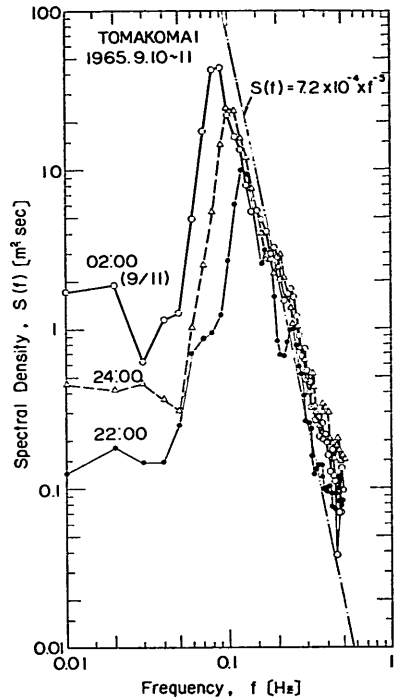


図-4 苦小牧港の波浪スペクトルの例

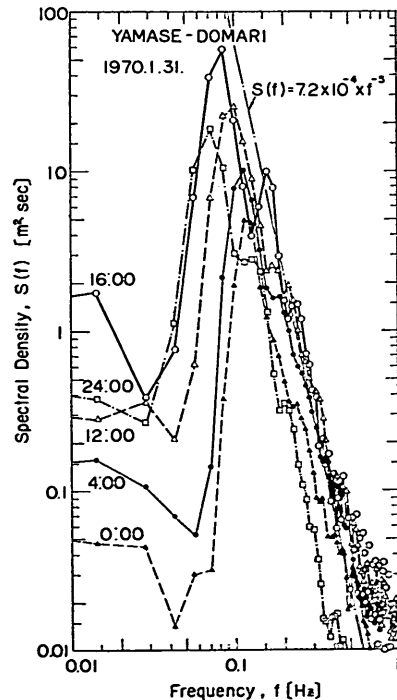


図-5 山背泊港の波浪スペクトルの例

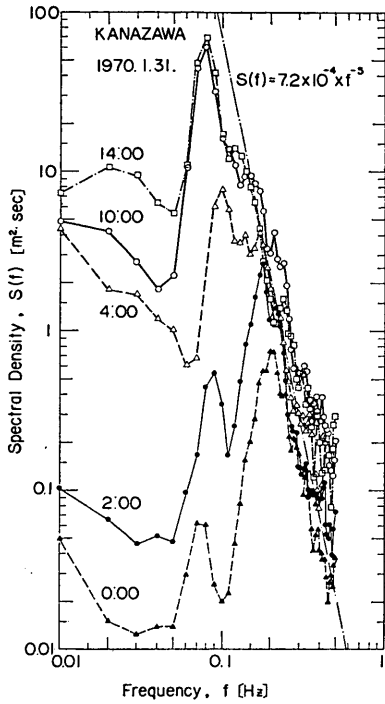


図-6 金沢港の波浪スペクトルの例

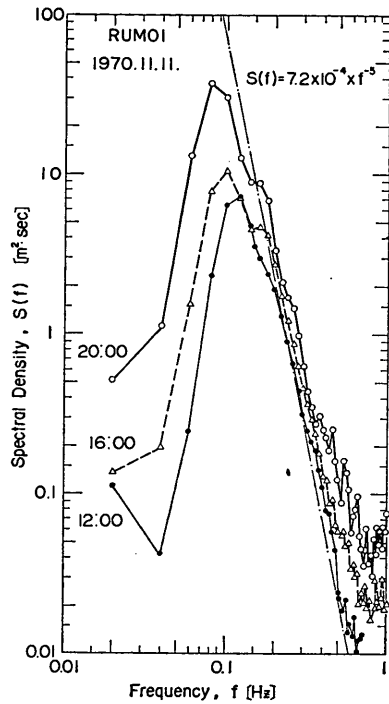


図-7 留萌港の波浪スペクトルの例

表-3 沿岸波浪の統計量の例

地点及び 年月日	時刻	$\eta_{rms}$ (m)	$\sqrt{\beta_1}$	$\beta_2$	$\epsilon_s$	$Q_p$	$N_0$	$H_{max}$ (m)	$H_{1/3}$ (m)	$\bar{H}$ (m)	$T_{max}$ (s)	$T_{1/3}$ (s)	$\bar{T}$ (s)	$T_z$ (s)	$r(H, T)$
苫小牧港 1965年 9月10日 ~11日	22時	0.795	0.312	2.50	0.739	2.15	112	4.07	2.89	2.08	8.45	7.65	6.90	5.99	0.494
	24時	1.209	0.532	3.33	0.789	2.01	105	7.13	4.62	3.07	9.38	8.78	7.64	6.59	0.634
	2時	1.491	0.507	2.93	0.812	1.95	83	8.73	5.81	3.88	11.09	10.86	9.30	7.85	0.621
山背泊港 1970年 1月31日	0時	0.509	0.204	3.23	0.899	2.15	126	3.27	1.95	1.21	8.23	7.70	5.71	5.23	0.741
	4時	0.785	0.481	3.51	0.899	2.10	97	4.97	3.11	2.02	8.89	8.11	6.99	5.61	0.555
	12時	1.215	0.540	3.30	0.921	2.01	88	6.66	5.02	3.12	11.32	9.63	8.02	6.64	0.658
	16時	1.549	0.817	3.45	0.930	1.98	69	8.19	6.16	3.65	11.78	11.85	8.82	7.67	0.750
	24時	0.906	0.935	4.84	0.934	1.93	59	5.74	3.84	2.25	15.55	13.73	11.97	9.80	0.508
金沢港 1970年 1月31日	0時	0.283	-0.017	2.96	0.587	2.07	132	1.56	1.00	0.68	4.82	4.73	4.53	4.17	0.342
	2時	0.470	0.173	3.04	0.652	2.10	112	2.40	1.77	1.15	5.35	5.82	5.30	4.76	0.325
	4時	0.879	0.000	3.50	0.813	1.06	76	4.93	3.28	2.19	8.08	8.24	7.73	6.28	0.189
	10時	1.697	0.208	3.37	0.833	1.66	69	9.62	6.13	4.02	12.06	11.15	8.58	7.82	0.722
	14時	1.781	0.042	2.93	0.861	1.69	51	9.66	6.78	4.33	12.16	11.63	9.62	8.81	0.161
留萌港 1970年 11月11日	12時	0.835	0.656	4.09	0.856	1.61	97	5.55	3.35	2.10	9.19	7.97	6.56	5.62	0.580
	16時	1.025	0.888	4.52	0.907	1.37	90	6.98	4.25	2.58	9.82	8.49	7.09	5.25	0.558
	20時	1.660	0.954	4.23	0.938	1.50	77	8.96	6.89	3.92	12.14	11.05	8.14	6.37	0.791

た統計量の平均値、相関係数などは、名古屋港のデータとあわせて付表-1, 2 にまとめられている。

沿岸波浪のスペクトルの例は図-4~7 に示すとおりである。なお、ここに示した波の統計量は表-3 にとりまとめられてある。図-4 は 1965年 9月10日の台風6523号による苦小牧港の波、図-5, 6 は 1970年 1月31日の台湾坊主による山背泊港 および 金沢港の波、図-7 は 1970年 11月11日の留萌港の波である。山背泊港の24時のスペクトルを除き、いずれも波の発達期および最盛時のスペクトルを示している。

苦小牧港および留萌港の波は波のスペクトルの高周波側が飽和し、低周波側が急速に発達する風波の特性が明瞭に現われており、スペクトルの形状も単純である。山背泊港の波は地形（北海道渡島半島東岸に位置）の影響でうねり性の波浪であり、特に 1月31日24時の波は台湾坊主が十勝沖へ抜けたときのうねりである。また、同一低気圧による金沢港の波では、0時に見られる  $f=0.07 \sim 0.08$  Hz の副ピークが非常な速さで成長したことで、10時および14時の記録で  $f=0.02$  Hz に顕著なエネルギーが存在することが注目される。後者の現象は苦小牧港、山背泊港の波でも認められ、サーフビートのエネルギーを表わすものと推定される。ただ、金沢港の波高計は海岸から約 2,500m 離れた水深 -20mの地点に設置されており、サーフビートの影響がここまで及ぶものかさらに検討する必要がある。ただし、本報告ではサーフビートの可能性の指摘にとどめ、詳細な検討はさらにデータを収集した時点で行なうこととしたい。

図-4~7 には、図-1~3 と同様に Phillips による深海波の平衡スペクトルが細い一点鎖線の直線で示されている。これと比べると、沿岸波浪のスペクトルは高周波側の勾配がやや緩やかであり、 $f^{-m}$  の形では  $m \approx 4$  程度に相当する。この勾配もピーク周波数の 2 倍付近から高周波側に対するもので、ピークの付近までも含めて直線をあてはめると  $m \approx 3$  程度のものもある。すなわち、沿岸波浪のスペクトルはピーク周波数の 2 倍付近にこぶが張り出す形（時にはこれが二次的なピークを示すまでに大きくなる）のものが大半である。これは、波が浅海領域にあるために非線型性が強いことに起因すると考えられる<sup>\*</sup>。

また、スペクトル密度の絶対値で比べてみると、 $f =$

0.2 Hz 付近では Phillips の平衡スペクトルとほぼ同じ値であるけれども、 $f=0.5 \sim 1.0$  Hz では平衡スペクトルよりも遙かに大きな値であることが少なくなく、特に最盛期の波ではそうである。これは波形読取およびスペクトル計算におけるノイズの影響とも考えられるけれども、実際現象としても浅海域の砕波が激しくなることによって高周波数のじょう乱が過度に生成されているのではないかと推測される。

さらに、図-7 の留萌港の例のように波の発達に際して低周波側ばかりでなく高周波側も増大することがある。このようなスペクトルの高周波側におけるエネルギーの増大は図-2, 3 の名古屋港の例でも見られ、また著者らは先に同じ名古屋港の波について同様な例を報告している<sup>6)</sup>。したがって、平衡スペクトルの存在は大局的には間違いないけれども、細部については個々の波浪によって若干異なる様相を呈することがあると考えられる。

### 3.3 線型シミュレーションによる不規則波データ

先に著者の一人は、線型シミュレーションによる模擬不規則波を用いて、スペクトルの形状と波浪統計量の関係を検討した<sup>7)</sup>。この結果、ゼロアップクロス法で定義した波高の分布はスペクトルの形状およびスペクトル幅パラメーターの値に無関係で、実用上レーリー分布と見なせることなどを明らかにした。このシミュレーションの過程において、波形の極大・極小点を落ちこぼれなく拾い出すためには、サンプリング周期を  $\Delta t \leq 0.2/f_{\max}$  とする必要があることが見出された。このサンプリング周期は、折返し周波数として  $f_N = 0.5/\Delta t = 2.5f_{\max}$  までのスペクトル計算を可能とするものであり、波形の識別とスペクトルの計算とではサンプリング周期の所要値が異なることが示唆された。

一方、現地波浪の波形およびスペクトルを解析してみると、スペクトル幅パラメーターの値に関しては必ずといって良いほど、スペクトルから求めた  $\epsilon_s$  の方が波形から推定した  $\epsilon_T$  よりも大きく出る。逆に、ゼロアップクロス法による平均周期に関しては、スペクトルから推定した値の方が小さい。この差異も上述のサンプリング周期の問題に関係しているのではないかと考え、次のような線型シミュレーションの追加実験を実施した。

スペクトルの形状としては先回と同様に次の関数形のものを使い、指数  $m, n$  を表-4 の 4 通りに変えた。

$$S_{\star}(f_{\star}) = \frac{1}{S_0} f_{\star}^{-m} \exp \left[ -\frac{m}{n} f_{\star}^{-n} \right] \quad (21)$$

ここに、

$$S_0 = \int_0^{f_{\star}^{\max}} f_{\star}^{-m} \exp \left[ -\frac{m}{n} f_{\star}^{-n} \right] df_{\star} \quad (22)$$

<sup>\*</sup> 規則波の場合に波高が増大するにつれて基本周波数の 2 倍、3 倍、……の高調波成分が強まるのと類似の現象であり、上述のスペクトルの張り出しあるいは二次的なピークは見掛け上のものと考えられる。

表-4 シミュレーションに用いたスペクトル

記号	$m$	$n$	$f^*_{\min} \sim f^*_{\max}$	$\Delta t$	$L^a)$	$m_2^b)$	$m_4^b)$	
A	4.0	3.2	0.5~30.0	0.025 (0.025)	0.15	75	3.073	109.93
B	5.0	4.0	0.6~30.0	同上		75	1.988	16.205
C	6.0	4.8	0.6~20.0	同上		75	1.617	5.142
D	0	0	0~1.0	0.0833(0.0833)	0.50	250	0.3332	0.1997

注: a)  $L=N \cdot \Delta t$ : 波形データの長さ。  
 b) スペクトルはすべて  $m_0=1$  に正規化されている。

このスペクトルは  $f^*=1$  にピークを持ち、積分値が1、すなわち  $\eta_{rms}=1$  と正規化されている。4種類のスペクトルのうち、B型は風波の理論スペクトルとして Bretschneider<sup>3)</sup> あるいは Pierson-Moskowitz<sup>12)</sup> によって用いられているものであり、A型は高周波側の勾配をB型よりも緩やかにしたもの、C型は逆にやや急にしたものである。また、D型スペクトルは  $f^*=0 \sim 1.0$  の間で一様密度を有する白色雑音である。図-8にA~C型のスペクトル形を示す。

スペクトルの周波数帯の上限値  $f^*_{\max}$  として先回はピーク周波数  $f_p$  の2~10倍に設定し、それより高周波側をカットしたものを使用した。しかし、今回は  $\epsilon_s$  と

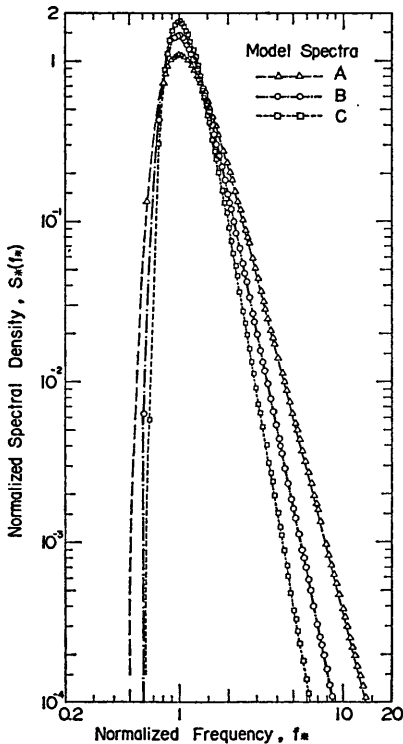


図-8 模擬不規則波 (A~C型) のスペクトル形状

$\epsilon_r$  の差その他を調べるのが目的であるので、 $f^*_{\max}$  をできるだけ高くとることにして、A, B型では  $f^*_{\max}=30$ 、C型は  $f^*_{\max}=20$  とした。

波形のシミュレーションとしては多数の正弦波の合成方式を用い、成分波の数を  $K=100$  とした。すなわち、

$$\eta_* = \sum_{i=1}^{100} A_i \cos(2\pi f^*_i t + \phi_i) \quad (23)$$

ここに、

$$A_i = \sqrt{2S_*(f^*_i) \Delta f^*_i} \quad (24)$$

$\phi_i$ :  $0 \sim 2\pi$  の間に等確率で分布された任意の位相角

なお、本報告ではスペクトルを  $f=0 \sim \infty$  の範囲で定義しているのに対し、前報<sup>7)</sup> では  $f=-\infty \sim \infty$  の two-sided で定義しているので、式(24)の  $A_i$  の係数が  $\sqrt{2}$  だけ異なっている。周波数帯の分割方法は前回と同一である。すなわち、 $f^*_{\min} \sim f^*_{\max}$  の範囲をまず等比級数で分割してから各区内で任意の一つの周波数を選び(乱数による)、これを周波数区分の境界として各区間の中央値を  $f^*_i$ 、その幅を  $\Delta f^*_i$  とした。また、 $\phi_i$  は乱数を用いて選んだ。

今回のシミュレーションの目的はサンプリング周期の影響を調べることにあるので、波形としてはできるだけ密な間隔でシミュレートし、これを全数、一つ置き、二つ置き、……にサンプリングして不規則波形のデータとした。A~C型スペクトルの場合は折返し周波数に換算して  $f^*_N=20.0, 10.0, 6.7, 5.0, 4.0$ 、および  $3.3$ 、D型スペクトルでは  $f^*_N=6.0, 3.0, 2.0, 1.5, 1.2$ 、および  $1.0$  である。模擬不規則波の長さとしては計算機の容量や計算時間を考慮し、 $N_0=100$  波程度を対象として、波形のシミュレート個数を  $N=3,000$  個とした。波形のシミュレーションは各5回繰り返し、その平均値を用いることによって統計量としての変動幅が小さくなるようにした。たとえば、 $\eta_{rms}$  は個々のデータでは  $0.979 \sim 1.015$  の範囲で変動しているが、各5回の平均値としては  $0.994 \sim 1.004$  である。なお、skewness は線型シミュレーションであるから平均としては0であり、また kurtosis は  $2.6 \sim 3.3$ 、平均値で  $2.84 \sim 3.00$  である。

データ解析にあたり、スペクトルの計算はすべて拡大FFT法<sup>13)</sup>により約50点のスペクトル密度を求めた。

なお、本報告においては先に行なったシミュレーションの結果も適宜引用し、今回の結果とあわせて使用している。

#### 4. 波浪統計量に及ぼすサンプリング周期の影響

4.1 極大点およびゼロアップクロス点の数

水面波形は元来連続的に変化するものである。しかし、これを電子計算機などで解析する際には、ある時間間隔毎の特定時刻における値のみが読み取られ、その中間の時刻の値は無視される。したがって、読取り間隔すなわちサンプリング周期が長くなるにつれて波形の微細な形状が脱落し、極大点およびゼロアップクロス点の数が減少することが予想される。

図-9 は線型シミュレーションにおける A 型スペクトルを有する波の波形の一例であり、上から順にサンプリング周期が長くなっている。波形のサンプリングデータとして与えられるものは白丸の点のみであり、破線はこ

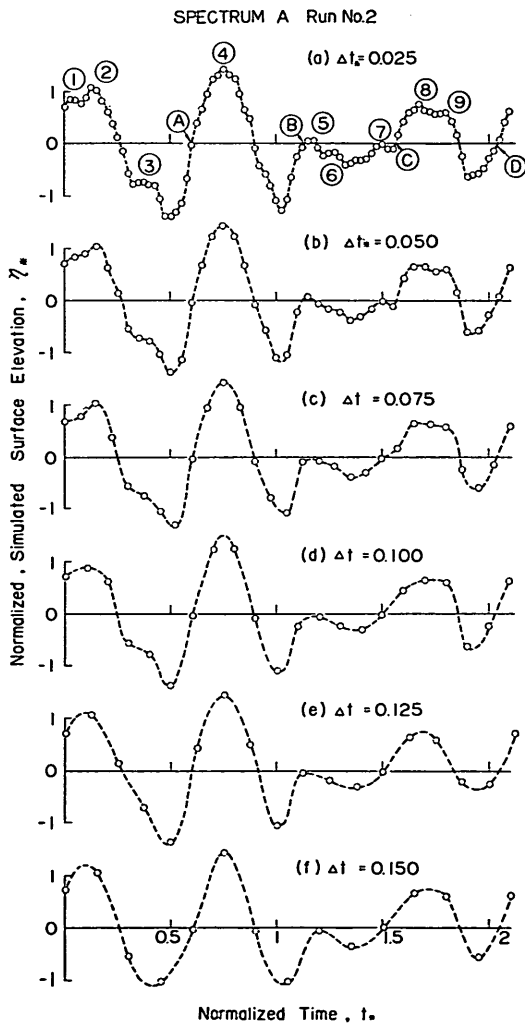


図-9 線型シミュレーションによる波形の例  
— A 型スペクトル —

れらの点を滑らかに結ぶように任意に引いたものである。(a)の  $\Delta t_s=0.025$  の場合は①~⑨の極大点と④~⑩のゼロアップクロス点が認められる。サンプリング周期をこの2倍 ( $\Delta t_s=0.050$ ) にすると、①, ③, ⑥の極大点が脱落し、3倍 ( $\Delta t_s=0.075$ ) にするとさらに⑦, ⑨の極大点が消え、⑩のゼロアップクロス点も現われなくなる。サンプリング周期がさらに広い場合には極大点やゼロアップクロス点の数は変わらないが、サンプリング点から推定した波形が滑らかになる。

図-9 は  $t_s=0\sim 75$  の波形の最初の部分であり、この全体についてエネルギースペクトルを計算した結果が図-10 である。サンプリング周期に対応する折返し周波数の近傍では aliasing のために計算値が振動しながら若干増大する現象が見られる。しかし、 $f^*N$  よりもある程度小さい範囲ではスペクトル密度が図-8 の入力値に一致しており、 $\Delta t_s$  の影響はほとんど見られない。

スペクトルが求められると、式(16)の Rice の理論によって極大点の数  $N_1$  およびゼロアップクロス点の数  $N_0$  が計算できる。これを各サンプリング周期について求め、各5回の試行の平均値を算出した結果が図-11~14 である。これらの図には、波形上で直接読み取った  $N_1, N_0$  の値も併示してある。さらに、入力スペクトルの

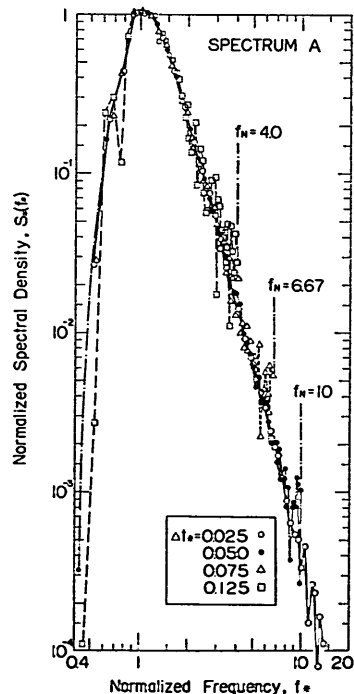


図-10 発生不規則波のスペクトル解析結果の例

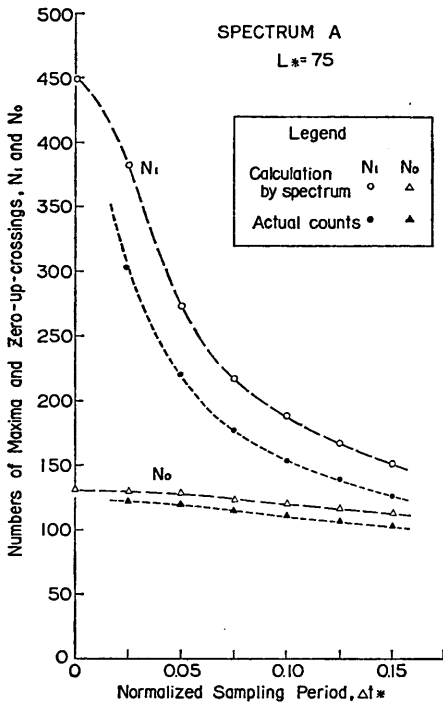


図-11 極大点およびゼロアップクロス点の数(1)  
—A型スペクトル—

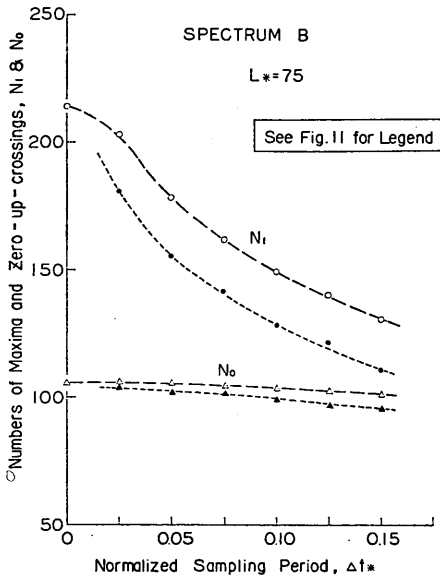


図-12 極大点およびゼロアップクロス点の数(2)  
—B型スペクトル—

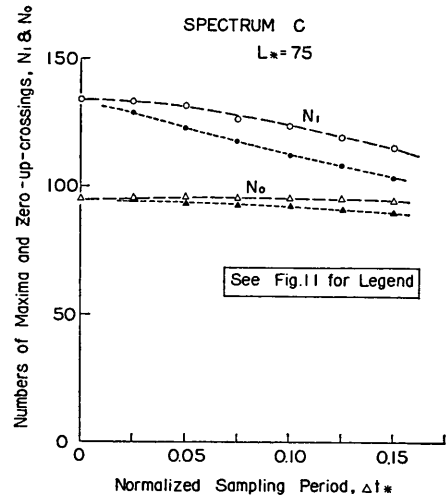


図-13 極大点およびゼロアップクロス点の数(3)  
—C型スペクトル—

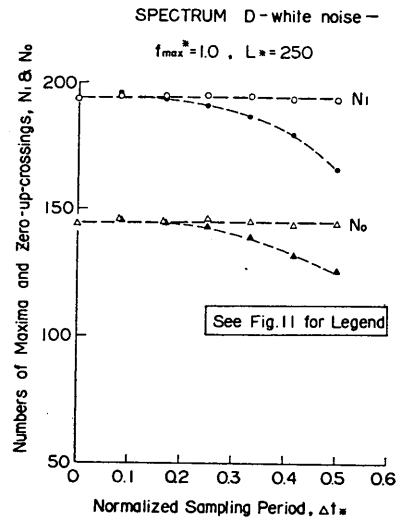


図-14 極大点およびゼロアップクロス点の数(4)  
—D型スペクトル—

$m_2, m_4$  の値から  $\Delta t_* \rightarrow 0$  における  $N_1, N_0$  の値を計算した結果も示されている。

図-11~14 を見ると、スペクトル密度が高周波側に長く裾を引いているA~C型では、サンプリング周期が大きくなるにつれて  $N_1$  が急激に減少し、 $N_0$  も  $N_1$  ほどではないがやはり減少する。これは、 $f^*N = 0.5/\Delta t_*$  の関係によってスペクトルの高周波側が打ち切られるため、 $m_2, m_4$  の値が減少することをそのまま表わしている。一方、D型スペクトルの white noise の場合は、 $f^*_{max}$

=1.0 で入力スペクトルそのものが打ち切られているので、出力スペクトルから求めた  $N_1, N_0$  は  $f^*N = f^*N_{max}$  に至るまではほぼ一定値を保ち、Rice の理論を裏付けている。

こうしたスペクトルから計算される  $N_1, N_0$  に対して、波形から直接に求めた  $N_1, N_0$  は常に小さい値を示しており、その比率も  $\Delta t_*$  の増加につれて減少している(A型スペクトルの  $N_1$  を除く)。D型スペクトルでも  $\Delta t_* \leq 0.167$  ではこの差がほとんど見られないが、 $\Delta t_* \geq 0.25$  ではこの差が急速に増加している。この図-14の結果は、スペクトルの周波数帯がある上限値  $f_{max}$  を持つ場合に波形の極大点やゼロアップクロス点を確実に識別するためには、 $\Delta t_* \leq 0.2, f_N \geq 2.5f_{max}$  とする必要があることを明示している。A~C型スペクトルのように周波数帯の上限値が高い場合には  $f_N \geq 2.5f_{max}$  の条件を満たすことが困難であり、サンプリング点の中間に存在している筈の幾つかの極大点やゼロアップクロス点を拾い落す結果になる。

Collins<sup>5)</sup>はメキシコ湾におけるハリケーンによる波の観測結果を解析し、スペクトルから計算した  $N_1, N_0$  が波形から直接読み取った値よりも大きいことを例示している。Collins はこれを非線型効果、すなわち、スペクトルのピーク付近の成分波の高調波成分のエネルギーが、高周波部分のエネルギーに加算され、後者を見掛け上大きくするため、 $N_1, N_0$  が実際よりも多く見積られることによると述べている。しかし、図-11~14のように線型シミュレーションにおいてもこの差が生ずることは、上述のように離散的サンプリングの影響を第1に考えなければならぬことを示すものである。

波浪のスペクトルを考えてみると、特に風波の場合には約10Hz 付近まで重力波の碎波によるスペクトルの平衡状態が  $f^{-5}$  に比例する形で伸び、それよりも高周波側では表面張力波の碎波の平衡状態として  $f^{-7/3}$  に比例してさらに伸びているといわれる<sup>14)</sup>。したがって、表面波の微細な形状をすべて記録することができたとすると、 $m_2, m_4$  は発散し、 $N_1, N_0$  は無限大となる。実際の観測では波高計の感度や記録器の応答特性によってある周波数以上がカットされるため、 $m_2, m_4$  の発散は生じない。もっとも、測定系の周波数応答精度を高めて行けば  $N_1$  は非常に大きな値になる。 $N_0$  に関しては重力波の領域にとどまる限り、測定系の精度が高まるにつれてある一定値に収束すると考えられる。こうした理想的な測定記録に対するサンプリング周期としては、図-12 などから判断して、 $N_0$  を正しく求めるためには  $\Delta t_* \leq 0.05$ , す

なわちサンプリング周期をスペクトルのピークに対応する周期  $T_p (=1/f_p)$  の  $1/20$  以下にする必要があると思われる。

#### 4.2 スペクトル幅パラメーター

前述のようにスペクトル幅パラメーターはスペクトルの積率から式(8)で定義される一方、 $N_1$  と  $N_0$  とから式(9)でも推定される。まず、模擬不規則波についてスペクトルの計算結果から  $\epsilon_S$  を求めると、図-15 のように  $\Delta t_*$  の増加につれて一様に減少する。これは、図-10に見られるように  $\Delta t_*$  の増加に伴って  $f^*N$  が減少し、計算スペクトルの高周波側が打ち切られることによるものである。 $\Delta t_* = 0$  に対する  $\epsilon_S$  の値は、 $f^*N_{max} = 30$  および 20 の入力スペクトルに対する計算値である。式(9)のスペクトルの指数が  $m \leq 5$  であれば  $f^*N_{max}$  が大きくなるにつれて  $\epsilon_S$  は 1 に漸近する。なお、図には示していないけれども、D型スペクトルでは  $\Delta t_* = 0.5$  に至るまで  $\epsilon_S \approx 0.67$  の一定値を保つ。

こうした  $\Delta t_*$  の影響を現地波浪について調べた結果が図-16<sup>2)</sup>である。横軸は実際のサンプリング周期  $\Delta t$  をスペクトルのピークの周期  $T_p$  で割って無次元化したもの

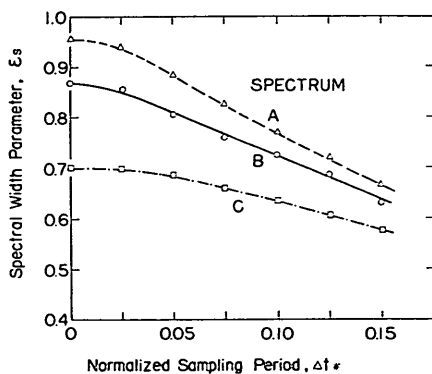


図-15 線型シミュレーションによる  $\epsilon_S$  と  $\Delta t_*$  の関係

で、線型シミュレーションにおける  $\Delta t_*$  と同一である。この図では現地波浪のスペクトル幅パラメーター  $\epsilon_S$  と  $\Delta t/T_p$  との関係が極めて明瞭であり、しかも、線型シミュレーションにおけるA型スペクトルの関係をほぼ下限値としてデータが奇麗に描かれている。前節でも述べたように、風波のスペクトルは非常に高い周波数に至るまで碎波による平衡状態にあるから、スペクトル幅パラメーターは 1.0 に極めて近い値を持つと考えられる。したがって、現地波浪の観測結果から 1.0 よりもかなり小さな  $\epsilon_S$  の値が求められたとすると、それはサンプリング周期



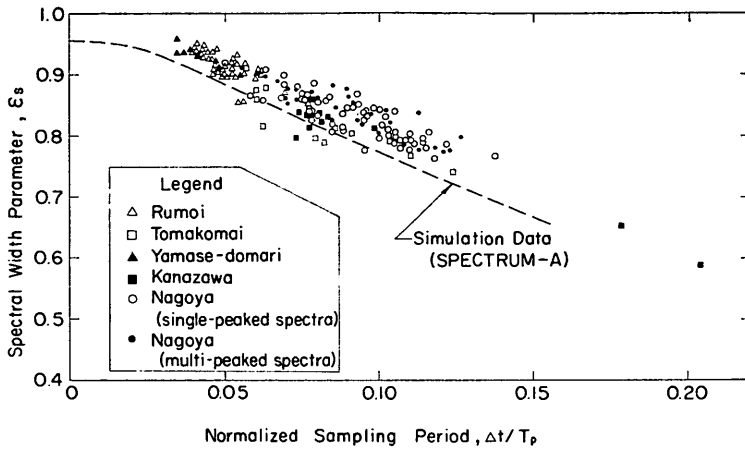


図-16 現地データにおける  $\epsilon_s$  と  $\Delta t/T_p$  の関係

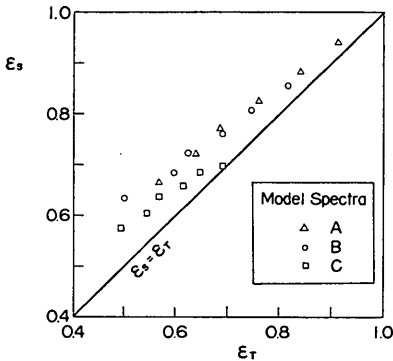


図-17 線型シミュレーションによる  $\epsilon_s$  と  $\epsilon_r$  の関係

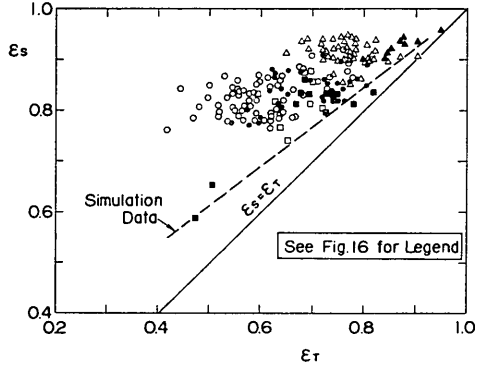


図-18 現地データにおける  $\epsilon_s$  と  $\epsilon_r$  の関係

の影響によって高周波成分が切り捨てられたことによる見掛けの値である公算が大きい。図-16 は、こうした場合の  $\epsilon_s$  に対する  $\Delta t/T_p$  の影響を検討する際の目安になるものと思われる。

一方、スペクトル幅パラメータを  $N_1$  と  $N_0$  から求めた結果が図-17 (線型シミュレーション) および図-18 (現地波浪) である。線型シミュレーションのデータについては  $\epsilon_r$  が  $\epsilon_s$  の 79~99% であり大きな差はないが、現地波浪では  $\epsilon_r$  が  $\epsilon_s$  の 53% に過ぎないこともあり、平均では  $\overline{(\epsilon_r/\epsilon_s)} = 0.799$  である。線型シミュレーションにおける  $\epsilon_s$  と  $\epsilon_r$  の差は、一定時間間隔のサンプリングによって波形の微細な形状が見失なわれることによるものである。現地波浪においてさらに大きい差が出る理由については良く分らないが、波の非線型干渉による高周波側のエネルギー密度の見掛け上の増大や折返し周波数付近のノイズによる影響などで、 $\epsilon_s$  の値が大き目に

出ている可能性もある。図-16 で現地波浪の  $\epsilon_s$  のデータが線型シミュレーションによる値よりも全体的に大きいことは上記の推測を裏付けるものといえよう。

$\epsilon_s$  と  $\epsilon_r$  とで差が見られる場合、スペクトル幅パラメータとしてどちらの値をとるかの問題が生ずる。水理公式集<sup>15)</sup>においてはノイズや折返し周波数の影響を重視して、 $\epsilon_r$  の方が妥当な値を与えるとしている。しかし図-16 に関連して述べたように、風波のスペクトルは本来  $\epsilon=1$  の値を持つものであって、 $\epsilon < 1$  のデータは観測および解析方法の影響によって周波数の十分高い領域を解析できなかった結果であると考えられる。したがって、 $\epsilon_s$  と  $\epsilon_r$  の優劣を論ずることはあまり意味がないが、どちらかといえば本来の定義である  $\epsilon_s$  の方が適当と思われる。

#### 4.3 波高および周期

波高および周期に及ぼすサンプリング周期の影響につ

波浪の統計的性質に関する調査・解析

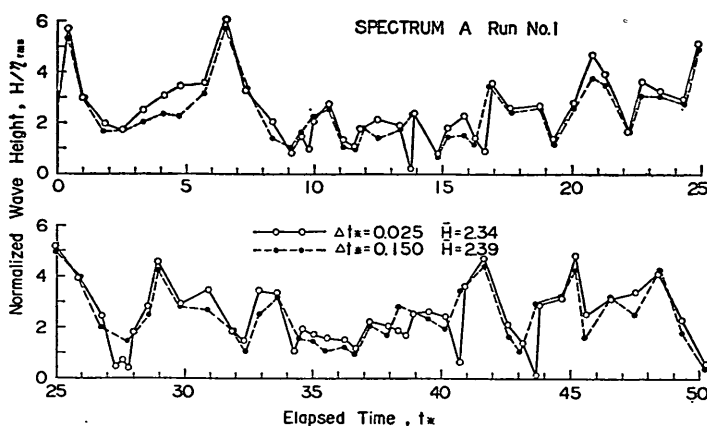


図-19 模擬不規則波の波高の時系列

いては、高橋ほか<sup>16)</sup>が波浪の定常観測におけるデジタル化作業の一過程として検討している。これによると、水位の量子化とあわせ考えると、正弦波を対象とすれば  $\Delta t \leq T_p/40$  の条件が必要であるけれども、実測の水圧波形について  $\Delta t$  を 0.2~2.0 sec で変えて検討した結果では、代表波の波高・周期に影響を及ぼすことなく  $\Delta t$  を 0.5 sec まで広げることができる、とされている。この検討結果では、周期があまり影響されないのに比べて波高の減少が目立つ。これは、サンプリング点の水位の極大・極小値をそのまま波形の極大・極小値と見なすためと思われ、図-9の破線のように中間の波形を内挿すれば波高の減少も少ないものと考えられる。

線型シミュレーション法による模擬不規則波をゼロアップクロス法で解析して、各波の波高を順番に求めた一例が図-19である。横軸は波形の起点からの経過時間  $t_\star = t/T_p$  であり、隣接する波高の点の間の水平距離が周期を表わしている。白丸は  $\Delta t_\star = 0.025$ 、黒丸は  $\Delta t_\star = 0.150$  でサンプリングした波形について求めた波高の時系列を表わしている。波形はA型スペクトルのものであるが、図-9とは別のものである。波形の解析方法は著者らが現地波浪データに対して使用しているもの<sup>6)</sup>と同一であり、波形の極大・極小点は前後3点のサンプリング値に対して放物線をあてはめて推定している。

図-19を調べると、 $t_\star \approx 9.8, 13.8, 16.6, \dots$ などの短周期・小波高の波が  $\Delta t_\star = 0.150$  のサンプリングによって脱落し、これらの部分の周期が伸びている。これは、図-9で④のゼロアップクロス点が消失したのと同じ現象である。サンプリング周期の増大によって消失する波は、元々波高の小さいものが多いので、 $\Delta t_\star$  の増大に伴い波高の小さい部分の波数が減少する。また、波その

ものが変わらない部分でも、水位のサンプリング点の間隔が広がるにつれて1波中の最高水位、最低水位点が脱落する場合が出るため、内挿で補足はしても、一般に各波の波高が減少する傾向にある。ゼロアップクロス点が消失した場合は波形の続き具合によって波高が増大することもある。しかし、上記の一般的な波高減少の傾向の中では少数例に属する。結局、サンプリング周期を大きくすると、i) 短周期の波が脱落し、全体として周期が伸びる、ii) これによって微小波高の波の数が減るとともに、各波の波高も全般的に減少する、の変化が生ずるといえる。

次に、最高波、 $1/3$ 最大波、平均波などの代表波高・周期を求めて、各サンプリング周期毎に5回の試行結果を平均したのが図-20である。この図によると、平均周期  $\bar{T}/T_p$  の増加は明瞭であるがそれ以外の諸量の変化は微弱であり、図-19の結果と矛盾するように見える。まず波高について考えてみると、 $\bar{H}$  については各波の波高が全般的に減少している反面、微小波高の波が消失しているのであるから、全体としては変化しないのも当然といえる。 $H_{1/3}$  に関しては、各波の波高が減少はしても全体の波数も減っているため、その算出の対象とする波高の下限値(これを  $H_{33}$  とする)はほとんど変わっていないことが考えられる。A型スペクトルについて波高のひん度分布の集計表から  $H_{33}$  を推定すると、 $\Delta t_\star = 0.025$  で  $H_{33} = 1.193\bar{H}$ 、 $\Delta t_\star = 0.150$  で  $H_{33} = 1.185\bar{H}$  であって、上記の推測を裏付ける。波高の大きな部分のひん度分布の形状はサンプリング周期を変えてもあまり変化しないであろうから、 $H_{33}$  が変らなければ  $H_{1/3}$  も変化しないということになる。

$H_{\max}$  は  $\Delta t_\star$  の増加によって若干減少 ( $\Delta t_\star = 0.025$

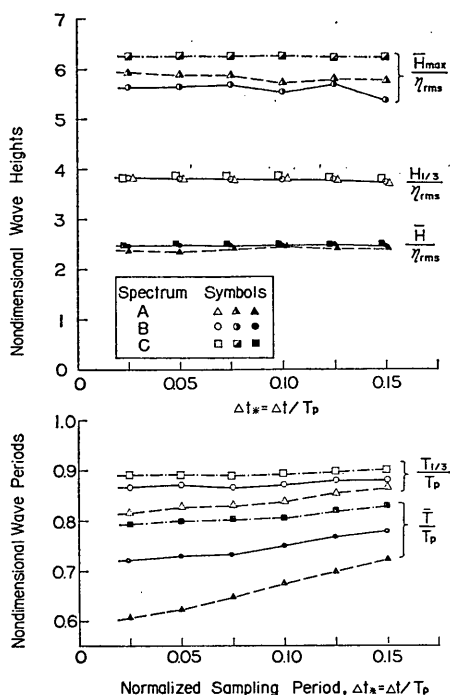


図-20  $\Delta t/T_p$  による波高・周期の変化

~0.150 の間で平均 1~4%) しているがその割合は小さい。これは内挿による補足の効果であり、サンプリング点の最高水位  $\eta_{max}$  について調べた結果では、 $\Delta t_* = 0.025 \sim 0.150$  の間で  $\eta_{max}$  は 6~9% も減少している。最後に  $T_{1/3}$  の変化が小さいことは、サンプリング間隔の増大によって脱落する波は  $1/3$  最大波の対象とならないような小さな波がほとんどであることによって説明され

る。それでも、A型スペクトルの  $T_{1/3}$  が  $\Delta t$  の増加に伴って最大 6% 程度増加しているのは、このスペクトルの場合、各波の波高と周期の相関が高いこと ( $r=0.71$ ) に関係していると思われる。

以上の結果から、波形の極大・極小点を内挿で推定する場合には、代表波高の値は  $\Delta t/T_p = 0.10$  までのサンプリング周期の影響を受けず、 $\Delta t/T_p = 0.15$  でもその影響が弱いといえることができる。これに対して、平均周期はサンプリング周期の影響を受けやすく、特にスペクトルの高周波側の勾配がゆるやかなほど影響が顕著である。高橋ほか<sup>16)</sup>の検討例で周期が安定であったのは、水圧式波高計の記録であるためスペクトルの高周波側が急勾配で減衰していたことによるのではないと思われる。したがって、表面波形について平均周期を確実に求めるためには、サンプリング周期を  $\Delta t_* \leq T_p/20$ 、できれば  $\Delta t \leq T_p/40$  とすることが望ましい。

### 5. 波浪諸元の代表値とスペクトルとの関係

#### 5.1 波高の代表値

##### (1) 波高のレーリー分布

波高のひん度分布は、個々の記録について調べても統計的な変動が大きいため確実なことがいえない。現地波浪データの解析では、各記録毎に波高をそのときの平均波高  $\bar{H}$  で割って正規化し、 $\Delta(H/\bar{H}) = 0.25$  の階級別に波数を集計しておいた。そこでこれを全記録にわたって集計し、各階級別の出現確率として求めた結果が図-21, 22 である。縦軸は、各階級別の波数  $n$  を総波数  $N_0$  および波高比の区間幅  $\Delta(H/\bar{H}) = 0.25$  で割った値である。

図-21 は名古屋港波浪 92 ケースの結果である。図中

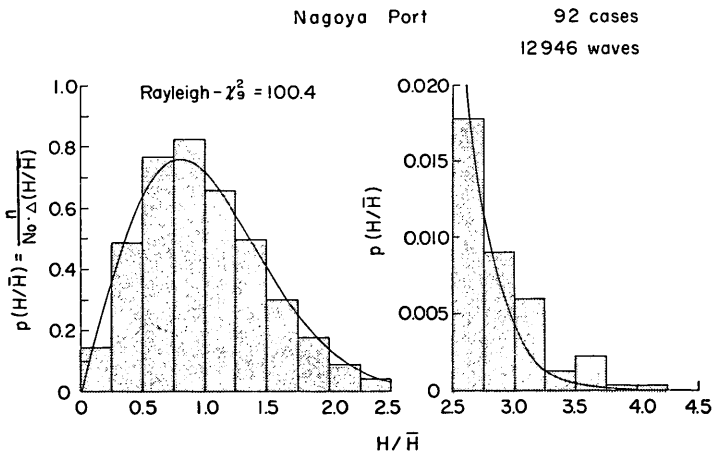


図-21 名古屋港波浪の波高の総ひん度分布

波浪の統計的性質に関する調査・解析

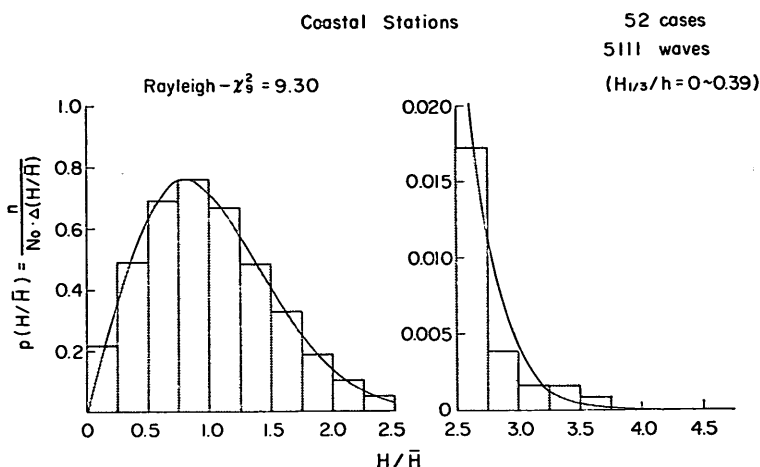


図-22 沿岸波浪の波高の総ひん度分布

の細線で示されているレーリー分布と比べてみると、 $H/\bar{H}=0.5\sim 1.0$ の区間にやや波が集中し、その分だけ  $H/\bar{H}=0.5$  未満および  $H/\bar{H}=1.5\sim 2.5$ の区間の波数が少ない。また、 $H/\bar{H}=3.0$ 以上の区間にレーリー分布では予想できないようなひん度の波の出現が見られる。この全体のひん度分布に対してレーリー分布を仮定したときの  $\chi^2$  検定を行なうと、10階級分割 ( $H/\bar{H} \geq 2.25$ を1区間とする)を用いて  $\chi^2=100.4$ となり、レーリー分布の仮説は棄却される。

次に図-22は沿岸波浪のデータのうち、 $H_{1/3}$ が水深  $h$ の0.4倍未満のもの52ケースを集計した結果である。この  $H_{1/3}/h$ の制限は、6.3で述べる浅海性の影響を入れられないためのものである。沿岸波浪のデータの場合は全体としてレーリー分布にかなり良く合っており、10階級

分割における  $\chi^2$ の値は9.30である。自由度9において  $\chi^2$ がこの値を超える確率は約0.4であるから、レーリー分布の仮説は棄却されない。

さらに、波浪データの解析では各記録ごとに波高分布に対するレーリー分布の適合性の  $\chi^2$  検定を行なっているので、その値の累加ひん度分布を調べてみた(図-23)。この  $\chi^2$  検定は、等間隔の10階級分割を用いている。すなわち区間分割値は  $H/\bar{H}=0, 0.366, 0.533, 0.673, 0.806, 0.939, 1.080, 1.238, 1.432, \text{および } 1.712$ である。図-23中の曲線は、波高の母集団がレーリー分布に従っている場合の  $\chi^2$  値の分布を表わしている。沿岸波浪は  $H_{1/3}/h$ の大きなものも含めた全79ケースの結果であり、理論曲線にかなり近い。名古屋港のデータの場合には  $\chi^2$ の小さな部分はほぼ理論値どおりであるが、 $\chi^2$ の大きな部分が理論値より多数現われており、この差が図-21の総ひん度分布に対する大きな  $\chi^2$  値をもたらしたものと思われる。

以上、レーリー分布の適合性に関しては名古屋港波浪と沿岸波浪とで異なる結果が出たわけで、このままでは結論を下すことができない。ただし、名古屋港のデータがレーリー分布と一致しないといっても、図-21の分布形に見られるようにその差異は小さなものである。したがって、実用的には波高分布をレーリー分布で十分近似できるとと思われる。

(2) 波高比

波高の分布を表わす一つの指標は、代表波高間の比率である。 $H_{max}, H_{1/10}, H_{1/3}, \bar{H}$ などについてこれらの比を求め、そのひん度分布を計算した結果が図-24~27である。いずれも縦軸は確率密度の形である。また、各

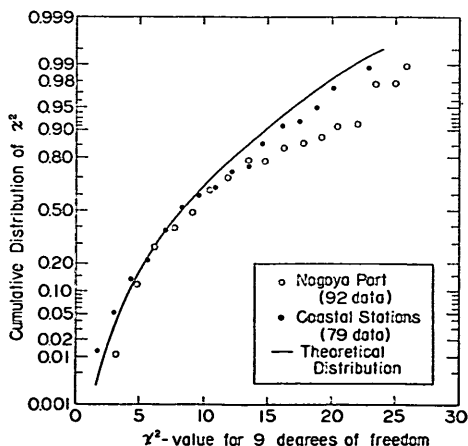


図-23 波高のレーリー分布に対するカイ自乗検定値の累加ひん度分布

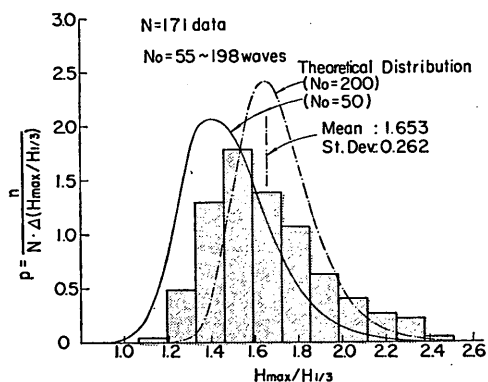


図-24 波高比  $H_{max}/H_{1/3}$  のひん度分布

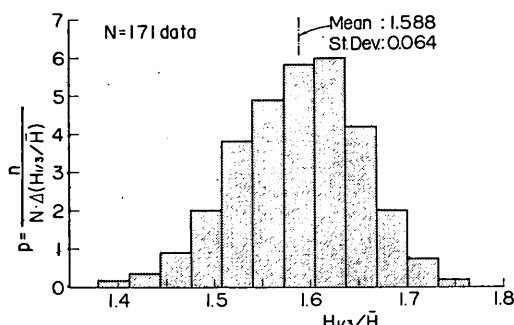


図-26 波高比  $H_{1/3}/\bar{H}$  のひん度分布

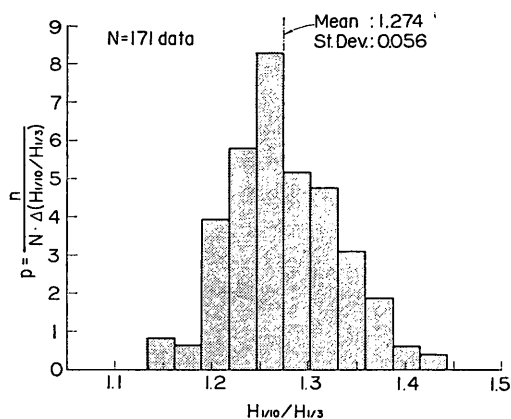


図-25 波高比  $H_{1/10}/H_{1/3}$  のひん度分布

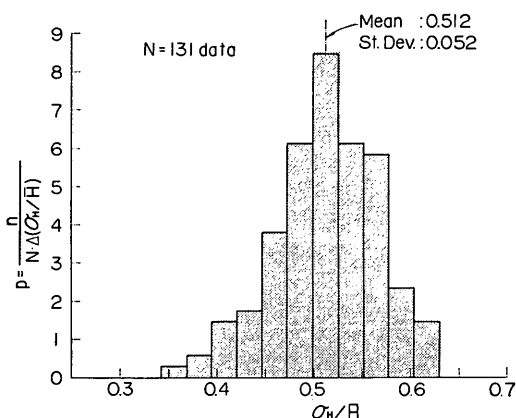


図-27 波高の標準偏差値  $\sigma_H/\bar{H}$  のひん度分布

比率の平均値 (Mean) および標準偏差値 (St. Dev.) を図中に記入してある。名古屋港の波浪データと沿岸波浪のデータとで若干の差が見られるもの ( $H_{max}/H_{1/3}$  および  $H_{1/10}/H_{1/3}$ ) もあるが、ここでは全データのひん度分布として表わしてある。

まず図-24 は  $H_{max}/H_{1/3}$  の比を示しており、 $H_{max}/H_{1/3}$  は 1.1~2.5 の範囲に分布し、平均値は 1.65 である。各データの波数は  $N_0=55\sim 198$ 、平均 113 波であり、波高分布がレーリー分布で表わされるときのこの平均波数に対する  $H_{max}/H_{1/3}$  の平均値は 1.62 であるから、平均値としてはレーリー分布の値にほぼ一致している。また、2. (2) で述べたように  $H_{max}$  は統計的変動量であるから、式(8)を用いて  $H_{max}/H_{1/3}$  の確率密度を  $N_0=50$  および 200 について計算したのが図中の曲線である。実測値は下限値である  $N_0=50$  の曲線の右側にあり、この点ではレーリー分布に基づく理論値に合致している。しかし、実測値の一部は上限値である  $N_0=200$  の曲線

のさらに右側にあり、異常に大きな  $H_{max}/H_{1/3}$  の比が時々現われることを示している。この傾向は、図-21 で  $H/\bar{H}$  の大きな波の出現率が理論値よりも高いことに対応している。

次に図-25は  $H_{1/10}/H_{1/3}$  のひん度分布であり、平均値の 1.274 はレーリー分布の場合の 1.271 の値に極めて良く一致している。また、図-26 は  $H_{1/3}/\bar{H}$  のひん度分布であり、平均値は 1.588 で、これもレーリー分布の場合の 1.597 の値に非常に近い。さらに、図-27 は波高の標準偏差値  $\sigma_H$  と平均波高  $\bar{H}$  との比を示している。レーリー分布の場合は  $\sigma_H/\bar{H}=0.522$  であり、実測値は 0.513 であるから、この比率もレーリー分布による値にほぼ等しい。なお、図-25~27 に見られるように、代表波高間の比というものは確定値ではなく、統計的にある幅で変動する量であることに注意されたい。

こうした波高比と密接な関係にあるパラメーターは波形の kurtosis  $\beta_2$  であり、相関係数で 0.5~0.7 の値を示す(付表-2参照)。しかし、ほかのパラメーターとの間では相関が認められない。 $\beta_2$  が大きいことは、水位のひ

ん度分布が平均値付近に集中している反面、非常に高い所まで伸びていることを表わしているの、 $\beta_2$ と波高比との相関は十分予期される。また、波高比の間では $H_{1/3}/\bar{H}$ と $\sigma_H/\bar{H}$ の相関が極めて高い(0.95~0.97)。これ以外は $H_{1/10}/H_{1/3}$ が $\sigma_H/\bar{H}$ と相関係数にして約0.6の関係を保っている程度で、他はほとんど無相関である。なお、浅海域では $H_{max}/H_{1/3}$ が $H_{1/3}/h$ の増加につれて減少するが、これについては6.3で述べる。

(3) 波高の代表値とスペクトルとの関係

前項で調べたように、代表波高間の比率はレーリー分布による値に極めて近い。また(1)で述べたように、波高分布そのものはレーリー分布と厳密には一致しないけれども、実用的近似としては十分である。

そもそもレーリー分布は、スペクトル幅パラメーター $\varepsilon$ が0に近い狭帯域のスペクトルについて Longuet-Higgins がその妥当性を証明したものであり、 $\varepsilon$ が大きい場合の理論というものは未だ提出されていない。海の波は前章で論じたように $\varepsilon$ が1に極めて近い値のものであり、このような広帯域のスペクトルを持つ波についてもレーリー分布が近似的に成立することはむしろ奇妙である。この秘密は、波をゼロアップクロス法で定義することにありと考えられる。

先に著者の一人が行なった線型シミュレーションにおいても、波をゼロアップクロス法で定義する限り、white noise やピークが二つあるようなスペクトルの場合でも近似的にレーリー分布が成立している。また、本報告で検討した現地波浪にしても、複数個のスペクトルピークを持つ例が少なくない。ゼロアップクロス法の定義によって、スペクトル形状にかかわらず何故レーリー分布が成立するかは一つの興味ある問題といえよう。

さて、波高分布がほぼレーリー分布で表示できるといふことになると、統計値としてはどれか一つの代表波高が分れば他の代表波高も推定できることになる。したがって、問題は統計的の代表値として何が適切かということである。水面変動量として統計的に最も安定なのは標準偏差値 $\eta_{rms}$ である。狭帯域スペクトルの理論によれば、 $H_{1/10}$ 、 $H_{1/3}$ 、 $\bar{H}$ などは式(7)のように $\eta_{rms}$ と比例関係にある。名古屋港および沿岸波浪の全データについて $\eta_{rms}$ との相関を調べてみると、 $H_{1/10}$ は相関係数が0.994、 $H_{1/3}$ は0.997、 $\bar{H}$ は0.996であって、微差ながら $H_{1/3}$ が最も相関が高い。この意味で、統計的には $H_{1/3}$ が最も安定ということになる。 $\bar{H}$ よりも $H_{1/3}$ の方が $\eta_{rms}$ との相関が高いのはやや意外であるが、 $\bar{H}$ はゼロ線に僅かに掛るような微小な波の影響を受けるためかも知れな

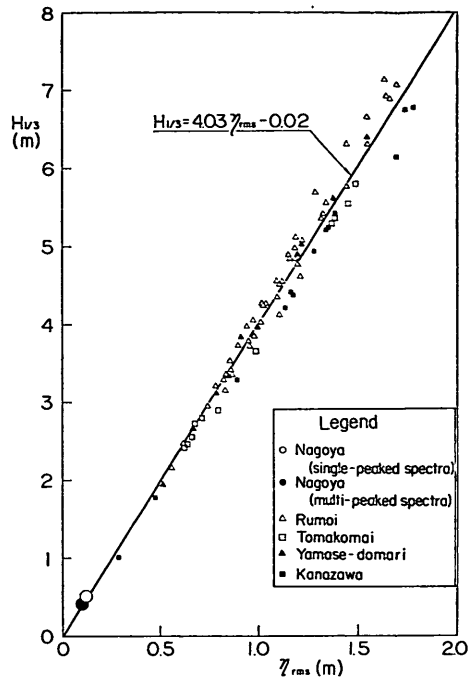


図-28  $H_{1/3}$  と  $\eta_{rms}$  の相関関係

い。

この $H_{1/3}$ と $\eta_{rms}$ との相関関係を示したのが図-28である。名古屋港波浪のデータは絶対値が小さいので平均値でのみ表わしてある。 $H_{1/3}$ と $\eta_{rms}$ の関係は、最小自乗法によるあてはめでは

$$H_{1/3} = 4.03 \eta_{rms} - 0.02 \quad (\text{単位: m}) \quad (24)$$

であり、また、 $H_{1/3}/\eta_{rms}$ の比の平均値および標準偏差値で表わすと

$$\frac{H_{1/3}}{\eta_{rms}} = 3.97 \pm 0.18 \quad (25)$$

である。したがって、 $H_{1/3}$ と $\eta_{rms}$ の比例関係が現地データで確認されただけでなく、その比例関係もレーリー分布による値とほとんど同一である。

既に式(4)で示したように、 $\eta_{rms}$ はスペクトル密度の積分値 $m_0$ と直接に結びついた量であるから、 $H_{1/3}$ も $\eta_{rms}$ を介してスペクトルと結びつけられる。(ただし、スペクトルから $H_{1/3}$ を計算することはできるが、 $H_{1/3}$ からはスペクトルの総量のみでその形を定めることはできない。)海の波の表示としても $H_{1/3}$ は最も良く使われるものであり、今回の結果はこの慣行を統計的に支持したといえる。

また表現を変えれば、波浪のエネルギーレベルを最も直接的に表わすのが $\eta_{rms}^2$ であり、これを波高の単位で

表示したものが  $H_{1/3}$  ということになる。さらに議論を進めれば、ゼロアップクロス法という人工的な方法で定義し解析した代表波高が波の実態なのか、あるいは  $\eta_{rms}^2$  の水面変動のエネルギーレベルの方が波の大きさを正しく表わしているか、という問題である。後者の方をとるならば、波高計はむしろ  $\eta_{rms}$  を計算してこれを4.0倍して波高表示するものの方が本当ということになる。波浪観測記録の整理の困難さを考えると、表面波形計測型の波高計にはこうした有義波高指示計を取り付けてこれを連続表示させ、各波の波形を記録するのは1日4回程度に減らす<sup>17)</sup>のが現実的ではないかと考えられる。

5.2 周期の代表値

(1) 周期の分布

波浪データの解析では、波高と同様に周期についてもその平均値  $\bar{T}$  で正規化した値のひん度分布を集計している。そこで、全記録についてこれを集計し、 $T/\bar{T}$  の確率密度の形で表示したのが図-29である。ただし、周期の分布はスペクトルの形状によって変るため、名古屋港波浪のうちスペクトルのピークが1個のもの、同じく複数個のもの、および沿岸波浪の3種類に分けて整理した。また、Bretschneider の提示した式(11)の分布も細い実線で示してある。

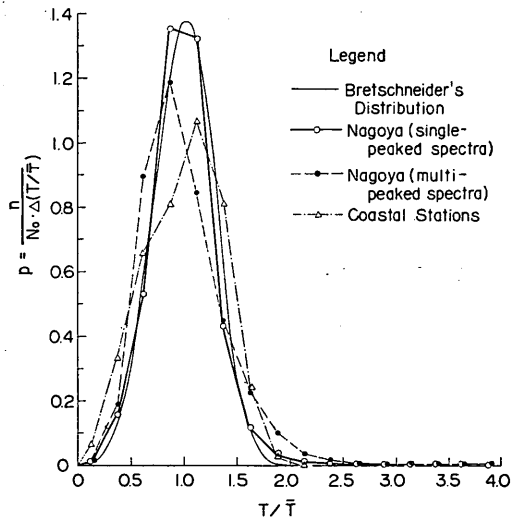


図-29 周期の総ひん度分布

図-29によると、単一スペクトルピークの名古屋港波浪のデータについては式(11)が良く一致しているが、名古屋港波浪データでも複数スペクトルピークのは式(11)に対して正の skewness を持つような分布であり、また沿岸波浪のデータは式(11)よりも広い分布幅を示してい

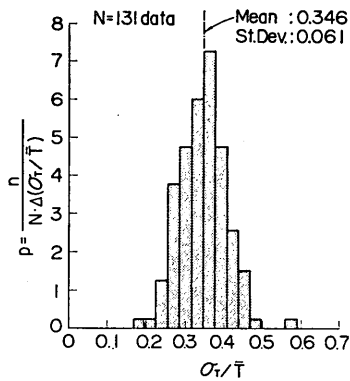


図-30 周期の標準偏差値  $\sigma_T/\bar{T}$  の分布

る。また、名古屋港波浪データのうちの単一スペクトルピークのものでも、 $T/\bar{T} > 1.75$  の出現ひん度は式(11)よりも大きくなっている。先回の線形シミュレーションの結果とあわせ考えると、Bretschneider による式(11)の分布が成立するのは、スペクトルのピークが1個のみで、しかも高周波側の勾配が-5~-6程度の場合に限定されるようである。

こうした周期の分布状況は、周期の標準偏差値  $\sigma_T$  を用いても調べることができる。図-30は  $\sigma_T/\bar{T}$  のひん度分布を示すもので、縦軸は確率密度の形にしてある。全データの平均として  $\overline{\sigma_T/\bar{T}} = 0.35$  であることは、波高の分布 ( $\overline{\sigma_H/\bar{H}} = 0.51$ ) に比べて周期の分布幅が狭いことを示している。また、式(11)の分布では  $\sigma_T/\bar{T} = 0.281$  であるから、現地データの全体としては式(11)よりも分布幅が広いことを表わしている。図-29の分類別に調べると、単一ピークの名古屋港波浪データでは  $\overline{\sigma_T/\bar{T}} = 0.30$  で式(11)の値に近いが、複数ピークの名古屋港波浪データではこの値が0.39と大きく、また沿岸波浪データも0.36とやや大きな値を示している。

(2) 周期比

代表波の周期  $T_{max}$ ,  $T_{1/10}$ ,  $T_{1/3}$ ,  $\bar{T}$  などは、波高との相関の上で定義される量であって周期の分布と直接には関係していないから、図-29のようなひん度分布から求めることができない。今回の名古屋港および沿岸波浪の全データについて、代表波の周期を求め、相互の比率を計算してそのひん度分布を求めた結果が図-31~33である。

まず、最高波の周期は平均的には有義波周期に等しい ( $\overline{T_{max}/T_{1/3}} = 0.99$ )。しかし、 $T_{max}$  は変動が大きく、個々の波群においては  $T_{max} = (0.6 \sim 1.3) T_{1/3}$  の範囲に変動している (図-31)。これに対して  $1/10$  最大波の周期

波浪の統計的性質に関する調査・解析

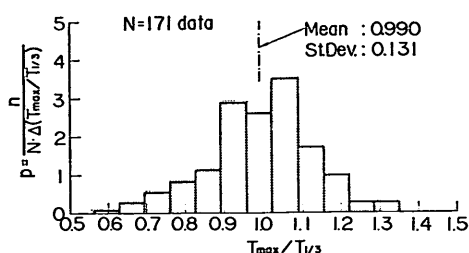


図-31 周期比  $T_{max}/T_{1/3}$  の分布

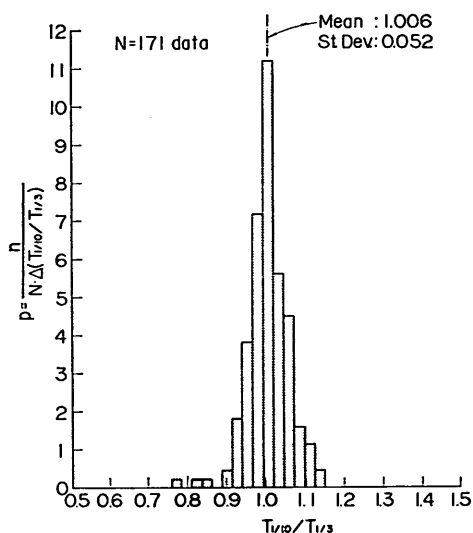


図-32 周期比  $T_{1/10}/T_{1/3}$  の分布

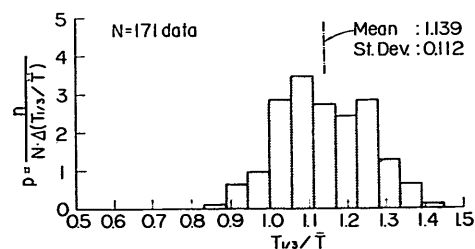


図-33 周期比  $T_{1/3}/\bar{T}$  の分布

は変動が小さく、二、三の例外を除けば  $T_{1/10}=(0.9\sim 1.1)T_{1/3}$  であり、平均的にも  $\overline{T_{1/10}/T_{1/3}}=1.01$  と  $T_{1/3}$  にはほぼ等しい(図-32)。 $T_{max}$ 、 $T_{1/10}$  が平均的に  $T_{1/3}$  にはほぼ等しいことは、有義波の計算対象となる波高の大きな波の間では、波高と周期の相関がほとんどないことを表わしている。

次に有義波の周期そのものは平均周期よりも一般に大きく(図-33)、 $T_{1/3}=(0.9\sim 1.4)\bar{T}$  の間に分布して、

平均的には  $\overline{T_{1/3}/\bar{T}}=1.14$  である。 $T_{1/3}>\bar{T}$  であることは、波群中の波高の小さい波は周期も短い傾向にあることを表わしている。 $T_{1/3}/\bar{T}$  の比は波群中の波高と周期の相関を表わす一つの指標ともいえるもので、後出(図-36)のように相関係数  $r(H, T)$  と密接に関係している。

以上の周期比は全データについて調べた結果である。名古屋港の波浪データと沿岸波浪のデータとを比較すると、後者の方が周期比がやや大きい傾向にある。このうち、 $\overline{T_{max}/T_{1/3}}$  は名古屋港 0.95 に対して沿岸波浪 1.03、 $\overline{T_{1/10}/T_{1/3}}$  は同じく 0.99 に対して 1.02 で、それほど大きな差ではない。しかし、 $\overline{T_{1/3}/\bar{T}}$  は名古屋港 1.07 に対して沿岸波浪 1.23 と 15% 以上も大きい。名古屋港の波浪は水深と周期の関係でいえば深海波であるから、上記の周期比は深海から浅海へ波が伝播するにつれて  $T_{1/3}$  の相対的増大、あるいは  $\bar{T}$  の相対的減少の変化が起きることを示唆している。

(3) 波高と周期の間の相関係数

波高と周期の間の相関係数  $r(H, T)$  は、名古屋港の波浪データと沿岸波浪のデータとで顕著な差が認められる。前者は平均 0.32、後者は 0.62 であり、そのひん度分布はそれぞれ図-34、35 のようになる。

相関係数の影響が著しい統計量の一つは  $T_{1/3}/\bar{T}$  の周

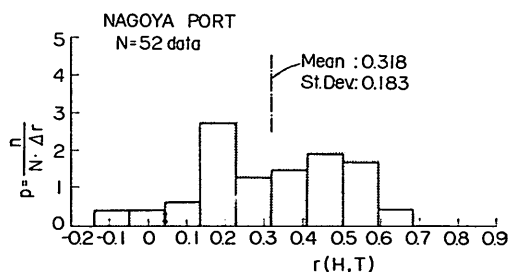


図-34 名古屋港の波浪データにおける波高・周期の相関係数  $r(H, T)$

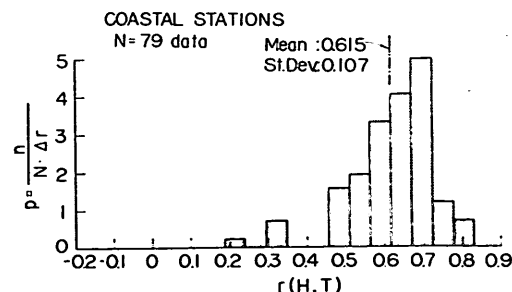


図-35 沿岸波浪のデータにおける波高・周期の相関係数  $r(H, T)$



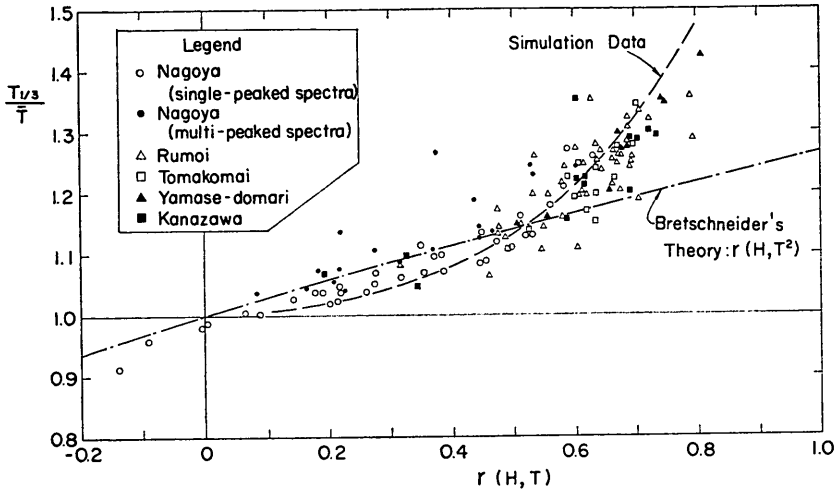


図-36 周期比  $T_{1/3}/\bar{T}$  と相関係数  $r(H, T)$  の関係

期比である。現地データについて両者の関係を示したのが図-36 であり、線型シミュレーションによる傾向とも一致している。また、Bretschneider は波高および周期の自乗値のそれぞれについてレーリー分布を仮定して、 $T_{1/3}/\bar{T}$  と  $r(H, T^2)$  の関係を計算している<sup>3)</sup>。先回の線型シミュレーションでは  $r(H, T^2) \approx r(H, T)$  であったので、Bretschneider の計算結果をそのまま  $T_{1/3}/\bar{T}$  と  $r(H, T)$  の関係と見なして表示したのが図中の一点鎖線である。ただし、この計算値は現地データの傾向に一致していない。この差異は、図-29 に示されたように周期の分布が Bretschneider の仮定した式(11)に合致していないことによると考えられる。

ただ、この相関係数自体がどのようなパラメーターで決まるのかは明確でない。Bretschneider は  $H$  と  $T^2$  の相関係数に関して、 $\epsilon = 0.464$  で  $r(H, T^2) = 1.0$  で、 $\epsilon$  がこれよりも大きくなるにつれて  $r(H, T^2)$  が次第に

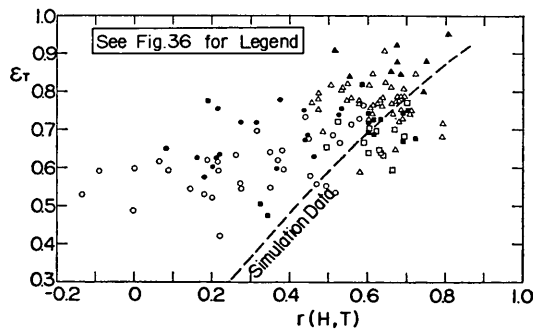


図-37 スペクトル幅パラメーター  $\epsilon r$  と相関係数  $r(H, T)$  の関係

減少して0に向う関係を設定している。しかし、先回の線型シミュレーションでは  $\epsilon$  と  $r(H, T)$  の間にはほぼ正比例の関係が認められた。すなわち、Bretschneider の設定と逆の傾向である。現地波浪のデータについて  $\epsilon$  と  $r(H, T)$  の関係を調べた結果は図-37 であり、 $\epsilon r$  と  $r(H, T)$  がほぼ比例関係にある。ただし、データの散らばりが大きく、また線型シミュレーションによる関係とは一致しない。なお、スペクトル幅パラメーターとしてここでは波数から求めた  $\epsilon r$  を使っている。これをスペクトルの積率から求めた  $\epsilon s$  にすると、データの散らばりがさらに大きくなる。

#### (4) 周期の代表値とスペクトルとの関係

スペクトルから導かれる周期は、Riceの理論によるゼロアップクロス点の平均周期  $T_z$  (式 17)、およびスペクトル密度のピークの周波数  $f_p$  の逆数である  $T_p = 1/f_p$  の二つである。4.1 で述べたように、線型シミュレーションによる模擬不規則波では Rice の理論で求めたゼロアップクロス点の数よりも波形上で直接読み取った数の方が若干小さかった。これは、 $\bar{T}$  よりも  $T_z$  の方が短いことを意味する。計算してみると、 $T_z/\bar{T}$  の値は図-38 のようにサンプリング周期の増加によって僅かながら減少し、 $\Delta t/T_p = 0.15$  で  $T_z/\bar{T} = 0.92 \sim 0.96$  となっている。

一方、現地波浪データについて  $T_z/\bar{T}$  を求め、そのひん度分布を調べた結果が図-39 である。 $T_z/\bar{T}$  は 0.6 ~ 1.0 の範囲に分布し、平均値は 0.83 であって線型シミュレーションにおける値よりもかなり小さい。この  $T_z/\bar{T}$  の比は、名古屋港の波浪データと沿岸波浪のデータとで

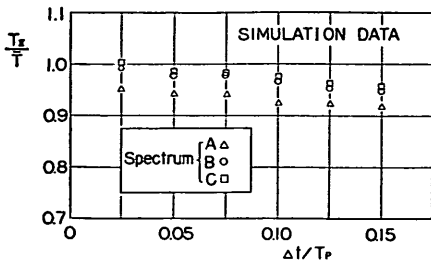


図-38 線型シミュレーションにおける  $T_2/\bar{T}$  の変化

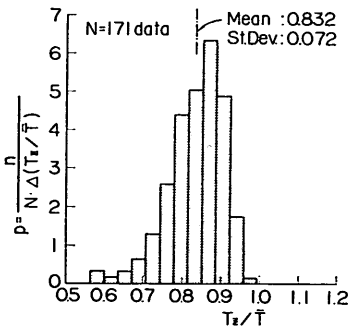


図-39 現地データにおける  $T_2/\bar{T}$  の分布

差は見られず、平均値は両者共に 0.83 である。

$T_2$  が  $\bar{T}$  よりも小さくなる原因としては、波の非線型干渉によって見掛け上、高周波側のエネルギー密度が高く計算されることや、折返し周波数の近傍に見られるノイズの影響などによってスペクトルの積率  $m_2$  が過大に見積られることが考えられる。前者であれば、波の非線型性を表すパラメーターである skewness あるいは  $H/L$ ,  $H/h$  などの量との相関が認められるはずである。しかし、現地データで検討した結果では、沿岸波浪のデータに限定すると skewness と  $-0.69$ ,  $H_{1/3}/h$  と  $-0.68$  の相関が見られるけれども、名古屋港の波浪データではこのような相関が認められず、全体としては skewness との相関係数が  $-0.48$  と低い値しか示さない。結局、原因は良く分からないけれども、海の波については実測の平均周期  $\bar{T}$  が Rice の理論から求めた平均周期  $T_2$  よりも大きく、平均して  $\bar{T} \approx 1.2T_2$  の関係にあるということになる。

次に、スペクトル密度のピークに対応する周期  $T_p$  を基準値として、これに対する有義波周期  $T_{1/3}$  の比を求めた結果を図-40 に示す。スペクトル密度のピークの位置は、スペクトルの計算結果を視察によって平滑化して読みとったものである。Bretschneider<sup>3)</sup> は、個々の波の波高・周期の相関ひん度分布から導いた「スペクトル」

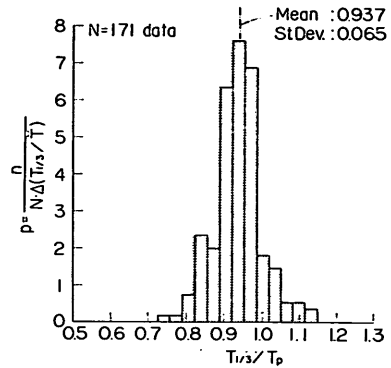


図-40 周期比  $T_{1/3}/T_p$  の分布

において  $T_p = (1.00 \sim 1.04)T_{1/3}$  であり、この意味で  $T_{1/3}$  は有義な周期であるとしている。これに対して光易<sup>18)</sup> は、波浪のスペクトルの標準形の考察において  $T_{1/3} = T_p/1.05$  と設定している（この値は観測データを参照したと思われる）。今回の現地波浪データでは  $T_{1/3} = (0.8 \sim 1.1)T_p$  であり、平均としては  $\overline{T_{1/3}/T_p} = 0.94$  である。もっとも、名古屋港の波浪データは平均値が 0.96、沿岸波浪のデータは平均値が 0.91 であって、深海波と浅海波で若干の差が見られる。この名古屋港のデータの平均値は光易の設定値とほとんど同一であり、深海波については  $T_{1/3} \approx T_p/1.05$  が平均的に成立すると見られる。このような現地データに対して、線型シミュレーションの結果では  $T_{1/3}/T_p \approx 0.87$  と小さい値である（図-20, B型スペクトル）。これは、現地波浪のスペクトルにおいて低周波側の減衰が理論スペクトルのように急激でなく、ある程度のエネルギーレベルを保持していることに関係していると思われる。

また、同様にして  $\bar{T}/T_p$  の比のひん度分布を求めた結果が図-41 である。この周期比は 0.6~1.1 の範囲に分布しており、平均では 0.83 の値を示す。 $T_{1/3}/T_p$  に比べて分散が大きく、また名古屋港の波浪データでは平均値が 0.91、沿岸波浪のデータでは平均値が 0.75 と両者

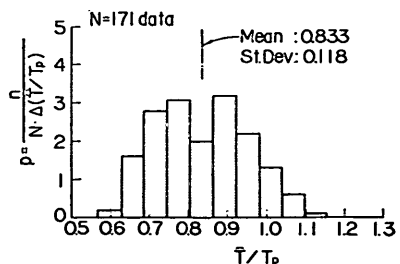


図-41 周期比  $\bar{T}/T_p$  の分布

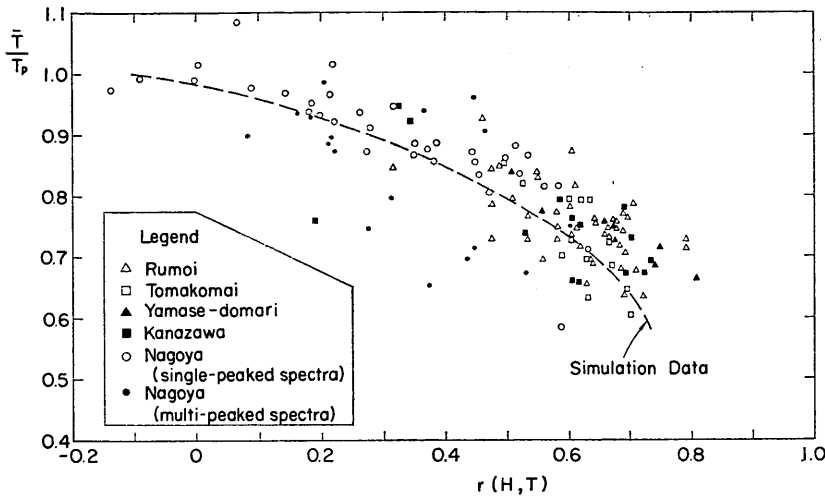


図-42 周期比  $\bar{T}/T_p$  と相関係数  $r(H, T)$  の関係

の差が大きい(図-41の二つのピークは名古屋港および沿岸波浪のそれぞれのピークに対応している)。

この  $\bar{T}/T_p$  の周期比は、図-42 に示すように、波高と周期の間の相関係数  $r(H, T)$  が大きいほど小さい値を示す傾向にある。この傾向は、線型シミュレーションによる結果でもほぼ同一である。 $r(H, T)$  が大きくなることは、前項でも述べたように、波高・周期の共に小さい波が増すことを意味している。また、波高・周期の小さい波の増加は  $T_{1/3}$  が不変のまま  $\bar{T}$  が短くなる結果をもたらす。したがって、図-42 は  $\bar{T}/T_p$  の減少が波高・周期の共に小さい波の増加によるものであることを表わしている。定性的にはスペクトルの高周波側の勾配がゆるやかなほど  $\bar{T}/T_p$  が減少する(図-20のC型→A型スペクトルの変化参照)。名古屋港の波浪データに比べて沿岸波浪のデータの  $\bar{T}/T_p$  の値が小さいのは、スペクトルの高周波側の勾配が  $f^{-4}$  程度でやや緩やかなことに関係しているのであろう。

周期の代表値の観点から考えると、 $\bar{T}$  よりも  $T_{1/3}$  の方が適当である。すなわち、 $T_{1/3}$  はスペクトルピークの周期  $T_p$  の 0.8~1.1 倍の範囲に収まっていて安定であり、他の統計量に影響されることが少ない。また、前述のように平均値としては  $T_{max} \doteq T_{1/10} \doteq T_{1/3}$  であり、 $T_{1/3}$  は波高の大きな波の平均周期を表わしている。したがって、波群の代表波高としては  $H_{1/3}$  を用いるのと同様に、代表周期としては  $T_{1/3}$  を用いるのが適当と判断される。

### 5.3 海の波の標準スペクトルについて

海の波のエネルギースペクトルについては、Neu-

mann<sup>19)</sup> の提案以来、Bretschneider<sup>30),20)</sup>、Pierson-Moskowitz<sup>12)</sup>、光易<sup>21)</sup>、その他によっていろいろな標準形が提出されている。こうした標準スペクトルの効用についてはさまざまな議論があろうが、波の不規則性を工学的問題に導入する立場からは非常に重要なものである。1.でも述べたように、不規則な波浪の作用の解析にあたってはスペクトル法と波別解析法とを組み合わせる必要がある。その際に対象とする波浪のスペクトルが明らかでない場合はむしろ少なく、代表波の波高と周期のみが与えられるのが普通である。しかし、図-1~7 の例のように、海の波のスペクトル形状はうねりなどとの重畳の場合を除けば幾つかの共通の特徴があり、これを取り上げてその標準化を図ることが可能である。上述の標準スペクトルもこうした過程を経て提案されている。したがって、検討の対象とする波浪のスペクトル形が未知であっても、これを海の波のスペクトルの標準形で代用することにより、波のエネルギーがある周波数範囲に分布していることの影響を把握することができる。

上述の観点からは、標準スペクトルとして風速や吹送距離をパラメーターに含むものよりも、波高・周期をパラメーターにして表示したものの方が便利である。波高・周期を用いたスペクトルとしては Bretschneider のものがあり、 $\bar{H}$  と  $\bar{T}$  で表示されている。また、光易は  $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  で表示した形について検討している。前節で述べたように、波高および周期の代表値としては  $\bar{H}$ 、 $\bar{T}$  よりも  $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$  の方が適当であるから、スペクトルの標準形としても  $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$  で表示すべきであろう。光易によると、 $f^{-5} \exp[-f^{-4}]$  型のスペクトルは次

のように表わされる<sup>18)</sup>。

$$S(f) = 0.256 \left( \frac{H_{1/3}}{T_{1/3}} \right)^2 f^{-5} \exp[-1.03(T_{1/3}f)^{-4}] \quad (26)$$

このスペクトルは、次の条件を満足している。

$$m_0 = \int_0^{\infty} S(f) df = 0.0624 H_{1/3}^2 \quad (27)$$

$$T_p = 1.05 T_{1/3} \quad (28)$$

また、高周波側の  $f^{-5}$  の比例定数は、 $L_{1/3} = (g/2\pi) \times T_{1/3}^2$  を用いて、 $H_{1/3}/L_{1/3} = 0.04$  のときに  $10 \times 10^{-4} \text{m}^2 \cdot \text{sec}$ 、 $H_{1/3}/L_{1/3} = 0.03$  のときに  $5.6 \times 10^{-4} \text{m}^2 \cdot \text{sec}$  の値をとり、Phillips の平衡スペクトルの値 ( $7.2 \times 10^{-4} \text{m}^2 \cdot \text{sec}$ ) とほぼ一致する。

なお、Pierson-Moskowitz のスペクトルも周波数  $f$  についての関数形は式(26)と同型である。ただし、これは風速をパラメーターとしているので、 $H_{1/3}$  と  $T_{1/3}$  で表示し直す場合、 $T_p$  をどのように  $T_{1/3}$  と結びつけるかによって定数の値が異なる。先に著者の一人が行なった不規則波の屈折・回折の計算<sup>22)</sup>では、Rice の理論に従って  $\bar{T} = T_x$  とし、 $T_{1/3} = 1.1\bar{T}$  と設定することによって  $T_p = 1.27T_{1/3}$  と定めた。このため、 $f$  についての関数形は同じでも卓越周期の異なる二つのスペクトル、すなわち Bretschneider 型と Pierson-Moskowitz 型の両者について各種の計算を行なう結果となった。

しかし、前節で論じたように海の波に関しては  $\bar{T} = 1.2T_x$  であって、この点で Rice の理論は修正を必要とする。したがって、Pierson-Moskowitz のスペクトルの場合でも実測値に合せて  $T_p = 1.05 T_{1/3}$  とするのが適当である。エネルギーの総量は式(27)で  $H_{1/3}$  と関係づけられているので、周期を上述のように設定することにより、Pierson-Moskowitz のスペクトルも式(26)と全く同じ形に書き直されることになる。

式(26)のスペクトルの特長は、 $f$  についての積分が容易であり、周波数帯を等エネルギーで分割することもむずかしくない。逆に、難点としては低周波側の減衰が急なことが挙げられる。光易<sup>18), 21)</sup> はこれを避けるために観測データに合せて次の型式のスペクトルを提唱している。

$$S(f) = \begin{cases} Af^{-5} \exp[B(f-f_p)] & : f \leq f_p \\ Af^{-5} & : f \geq f_p \end{cases} \quad (29)$$

ここに、 $A$ 、 $B$ ：吹送距離および海面における風の摩擦速度の関数

ただし、このスペクトルの積分は簡単な形では求めら

れない。このため、 $H_{1/3}$ 、 $T_{1/3}$  をパラメーターとする標準形に書き改めることができず、工学的問題に利用することがむずかしい。

いずれにしても、標準スペクトルは一つの近似式であり、実際のスペクトル形状と差のあることは止むを得ない。ただ、今回の線型シミュレーションの結果でも明らかかなように、スペクトルから統計量を推定する際には  $\bar{T}$  と  $T_x$  の差、 $\bar{T}$  と  $T_{1/3}$  の比率、また  $T_{1/3}/T_p$  に関するシミュレーションと現地データの差など幾つかの点に留意する必要がある。これらについて適当な補正をしながら使用するのであれば、式(26)の標準スペクトルは不規則な波の作用の解析において妥当な結果を与えるものと考えられる。

## 6. その他の考察

### 6.1 波の非線型性とその影響

波の非線型性の強さは skewness と kurtosis の値で判断することができる。まず skewness は、名古屋港の波浪データでは  $\sqrt{\beta_1} = 0.325 \pm 0.211$  (平均値±標準偏差値)、沿岸波浪のデータが  $\sqrt{\beta_1} = 0.632 \pm 0.330$  であり、非線型性は強いといえる。skewness に最も関係の大きい統計量は  $H_{1/3}/h$  であり、図-43 のような相関を示す。この図で名古屋港の波浪データは、平均値の上下に標準偏差値をとった線分で示されている。またこの場合、 $\sqrt{\beta_1}$  と  $H_{1/3}/h$  の相関係数は  $r = 0.70$  である。

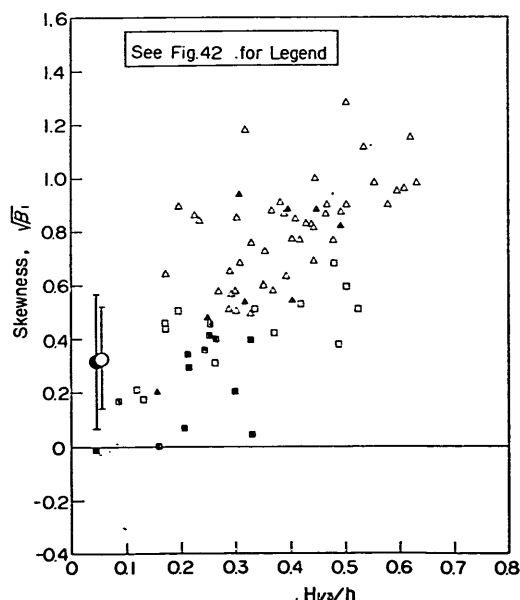


図-43 skewness と相対波高  $H_{1/3}/h$  の関係

skewness に影響を与えるパラメーターとして、柿沼ほか<sup>23)</sup>は波形勾配を挙げている。しかし、今回のデータでは名古屋港の波浪で  $r=0.33$  の相関が認められる程度<sup>8)</sup>で、全体としては相関関係がほとんど見られない。この差異は、水位の計測方法、波形勾配の定義（ここでは  $H_{1/3}/1.56 T_{1/3}^2$  とする）、観測地点の特性、などによるのではないと思われる。ただし、skewness の値としてはほぼ同程度である。

次に、kurtosis については名古屋港の波浪データと沿岸波浪のデータとで差が見られず、図-44 のような分布を示す。分布範囲は 2.5~6.3 で、平均値は 3.74 である。kurtosis は skewness と異なり、 $H_{1/3}/h$  との相関がほとんど認められない ( $r=0.14$ )。また  $H/L_0$  とは無関係 ( $r=-0.04$ ) である。ただ、skewness の大きいものは kurtosis も大きい傾向がやや見られ ( $r=0.54$ )、波の非線型性を表わす二つのパラメーターはある程度関連している。

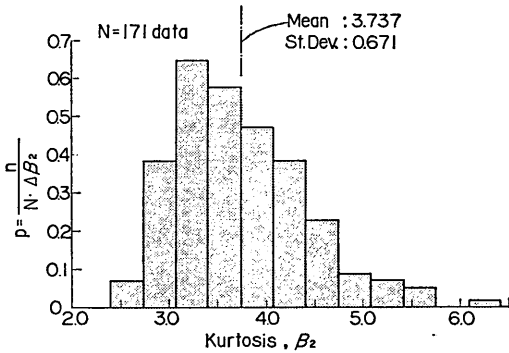


図-44 kurtosis のひん度分布

波の統計量に対する非線型性の影響は、スペクトルと統計量との関係において現われる。スペクトル理論は本来、線型な現象に対して適用されるものであるから、非線型性を含む現象ではデータ解析によって得られるスペクトルの値の一部に非線型干渉に基因する見掛けの値が含まれる。こうした非線型性の影響はスペクトルの積率の計算値に最も著しく現われる。前述のように、波形の極大点やゼロアップクロス点の数に関する Rice の理論が海の波に対して完全には成立しない ( $\epsilon_s > \epsilon_T$ ,  $\bar{T} \cong 1.2 \times T_s$  など) のは、こうした波の非線型性の影響によるところが大きいと考えられる。

### 6.2 波の最高波頂高

波の最高波頂高  $\eta_{max}$  は、海洋構造物の計画・設計などにおいて必要とされるデータである。各観測記録について  $\eta_{max}$  を読みとり、その記録の中の最高波高  $H_{max}$

(必ずしも同一の波とは限らない) との比を求めてみると、 $\eta_{max}/H_{max}$  は総平均で  $0.65 \pm 0.08$  であり、skewness および  $H_{1/3}/h$  と相関があることが認められる。相関係数は前者が  $r=0.65$ 、後者が  $r=0.58$  である。skewness が大きいことは、水位  $\eta$  が正の側で長く裾を引き、 $\eta_{max}$  の大きな値が存在していることを意味しているので、 $\eta_{max}/H_{max}$  との相関は当然といえる。工学的には  $H_{1/3}/h$  との相関の方が利用価値があるので、 $H_{1/3}/h$  を 0.1 ずつの区分に分けて各区間毎に平均値および標準偏差値を求めた結果が図-45 である。

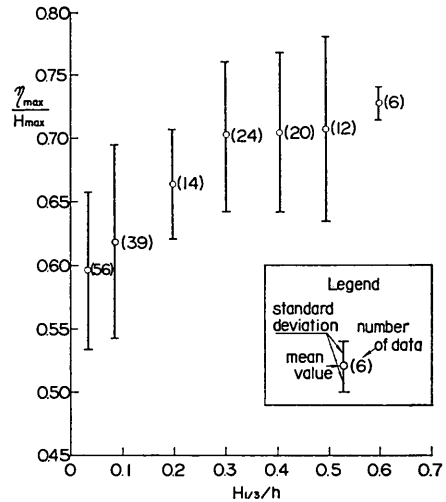


図-45 最高波頂高  $\eta_{max}/H_{max}$  と相対波高  $H_{1/3}/h$  の関係

この図によると、 $\eta_{max}/H_{max}$  は  $H_{1/3}/h=0$  で約 0.6 の値をとり、 $H_{1/3}/h$  の増加とともに次第に増加する傾向が明らかである。深海域における規則波の場合、 $\eta_{max}/H$  は波形勾配にほぼ比例し、碎波限界では ( $\eta_{max}/H$ )<sub>max</sub> = 0.67 である。名古屋港の波浪データでは最高波の波形勾配が平均で 0.07 程度であり、この波形勾配に対応する規則波の  $\eta_{max}/H$  の比は約 0.55 である。したがって、現実の不規則な波では規則波の値よりもやや大きな  $\eta_{max}/H_{max}$  の値を示す傾向にあることになる。

なお、 $\eta_{max}/H_{max}$  と  $H_{1/3}/h$  の全データに対する回帰直線は次のとおりである。

$$\frac{\eta_{max}}{H_{max}} = 0.60 + 0.27 \frac{H_{1/3}}{h} \quad (30)$$

また、データの傾向に合わせて放物線に近似すると、

$$\frac{\eta_{max}}{H_{max}} \cong 0.75 - 0.3 \left( \frac{H_{1/3}}{h} - 0.7 \right)^2$$

$$= 0.60 + 0.42 \frac{H_{1/3}}{h} - 0.3 \left( \frac{H_{1/3}}{h} \right)^2 \quad (31)$$

などがあてはまる。さらに、パラメーターを  $H_{\max}/h$  とする場合の回帰直線は次のとおりである。

$$\frac{\eta_{\max}}{H_{\max}} = 0.59 + 0.19 \frac{H_{\max}}{h} \quad (32)$$

ただし、これらの近似式は平均値に対するものであり、個々のデータに関しては  $\pm 0.10$  程度変動する。

なお、 $\eta_{\max}$  を直接に  $H_{1/3}$  と比較してみると、 $\eta_{\max}/H_{1/3}$  は  $0.72 \sim 1.54$  の範囲に分布し、平均値は  $1.06$  である。この平均値は名古屋港の波浪でも沿岸波浪でも同一であり、 $H_{1/3}/h$  の影響が見られない。すなわち、 $H_{1/3}/h$  が大きいと  $\eta_{\max}/H_{1/3}$  の比が大きいけれども、後述のように  $H_{1/3}/h$  の増加につれて  $H_{\max}/H_{1/3}$  が減少するため、 $\eta_{\max}/H_{1/3}$  の値はほぼ一定となる。仮に、平均値に標準偏差値の1倍を加えたものを設計値として採用すれば、 $\eta_{\max} = 1.23 H_{1/3}$  となる。

### 6.3 波浪統計量に及ぼす浅海性の影響

今までの考察において指摘された浅海性の影響は次のとおりである。

- 1) スペクトルの高周波側の勾配が  $f^{-5}$  よりも緩やかになる。
- 2) 各波の波高と周期の相関が高くなり、 $T_{1/3}/\bar{T}$  の比が大きくなる。
- 3)  $T_{1/3}/T_p$  および  $\bar{T}/T_p$  の比が小さくなり、特に後者の減少が顕著である。
- 4) skewness は  $H_{1/3}/h$  にほぼ比例する。
- 5)  $\eta_{\max}/H_{\max}$  も  $H_{1/3}/h$  の増加に伴って増大する。

以上に加えて、浅海性の影響が顕著な統計量は  $H_{\max}/H_{1/3}$  であり、 $H_{1/3}/h$  が増加するにつれて減少する。これは、浅海においては碎波現象のために水深に対してある比率以上の波高の波が存在し得ないことによるもので

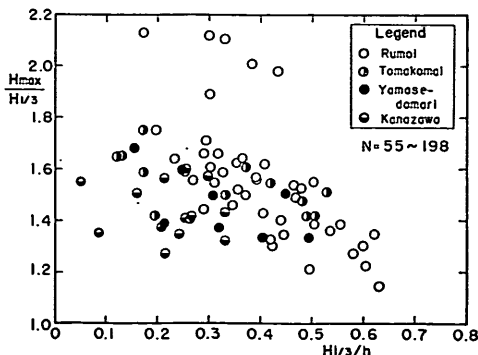


図-46 波高比  $H_{\max}/H_{1/3}$  と相対波高  $H_{1/3}/h$  の相関図

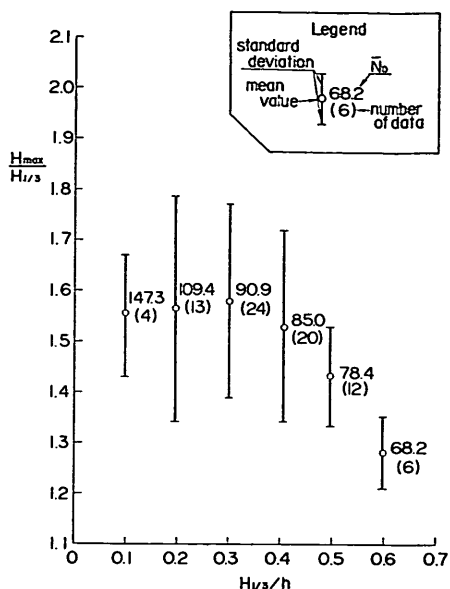


図-47 相対波高  $H_{1/3}/h$  の階級別平均による波高比  $H_{\max}/H_{1/3}$  の変化

ある。 $H_{1/3}/h$  と  $H_{\max}/H_{1/3}$  の関係は、先に著者の一人が水圧式波高計による観測値について指摘<sup>17)</sup>したところであるが、今回の表面波形のデータのうち、沿岸波浪の分について調べてみても、やはり図-46 のように同様の傾向が確認される。ただこの図ではデータのばらつきが大きいので、図-45 と同様に  $H_{1/3}/h$  の区間別に平均値と標準偏差値で表示したのが図-47 である。図中の数字は記録中の平均波数および  $H_{1/3}/h$  の各区間のデータ数である。図では  $H_{1/3}/h \approx 0.3$  でピークのように見えるが、これは  $H_{1/3}/h < 0.3$  のデータ数が少ないための統計的変動によるものであろう。こうした水深による選択的碎波および不規則波の変形については別報で報告の予定である。

### 6.4 波高の連の長さ

波高の連(run)というのは、各波の波高をその出現順序に並べた時系列において、ある設定値を超える波高が連続している部分を指すもので、その波数で連の長さを表わす<sup>23), 24)</sup>。たとえば、図-19の波高の時系列で  $H_{crit.} = 3.0 \eta_{rms}$  を設定すると、最初の2波、次に3波置いた5波が  $H > H_{crit.}$  の連である。

波高の連は、設定波高によりいろいろ定義できる。まず、中央波高  $H_{med}$  よりも大きな波高 ( $H > H_{med}$ ) の連を考え、各データにおける平均長  $\bar{j}_1(H_{med})$  を調べた結果が図-48 である。この連の各記録における平均長は、1.8 から 4.3 まで分布し、総平均値は 2.58 である。図

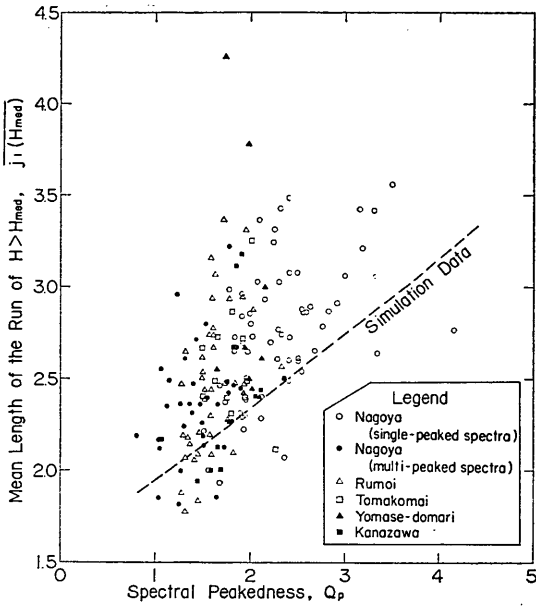


図-48 波高の連 ( $H > H_{med}$ ) の平均長とスペクトルの尖鋭度  $Q_p$  との関係

の横軸はスペクトルの尖鋭度  $Q_p$  (式. 20) であり、線型シミュレーションにおいては図の破線のような関係が認められた。しかし、現地データの場合にはばらつきが大きく、破線はほぼ下限値を与えている。

次に、設定波高を  $H_{1/3}$  としたときの波高の連 ( $H > H_{1/3}$ ) の平均長  $\bar{j}_i(H_{1/3})$  を求めた結果が図-49である。この連の平均長は1.0から2.6まで分布し、総平均値は1.45である。スペクトルの尖鋭度  $Q_p$  との相関は相関係数の値にして0.4と低い。また、線型シミュレーションによる関係は現地データの下限値にほぼ相当する。

図-48, 49は平均長であり、個々の連の長さは大きく変化する。 $H > H_{med}$  の波高の連の総数のうち、各長さの連の相対ひん度を調べた結果が図-50、同様に  $H > H_{1/3}$

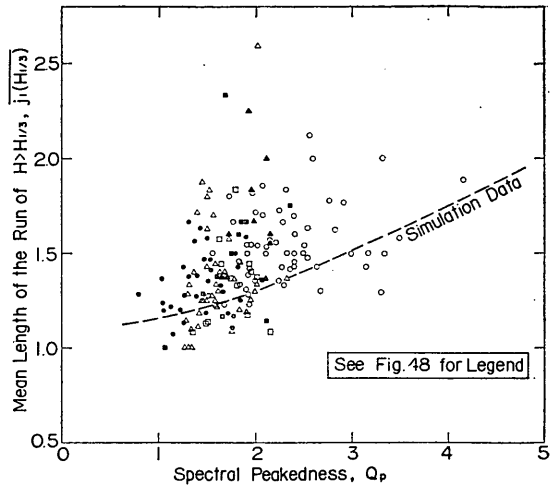


図-49 波高の連 ( $H > H_{1/3}$ ) の平均長とスペクトルの尖鋭度  $Q_p$  との関係

の連について調べたのが図-51である。たとえば、名古屋港の波浪のうちスペクトルのピークが1個のデータは60ケース、総波数8,381波が観測されている。このデータにおいては  $H > H_{med}$  の波高の連が1,524連あり、そのうち34.5%は  $H > H_{med}$  の波が1波現れて2波目は  $H < H_{med}$  となり、同じく23.7%の連では  $H > H_{med}$  の波が2波続いて3波目は  $H < H_{med}$  となっている。また同一のデータにおいて  $H > H_{1/3}$  の波高の連は717連あり、そのうちの65.6%は連の長さが1波、21.8%は連の長さが2波である。すなわち、 $H > H_{1/3}$  の波高が数波も続くことは極めて稀な事象である。

上述のスペクトルピーク単一型の名古屋港の波浪は、平均尖鋭度 ( $\bar{Q}_p = 2.32$ ) がスペクトルピーク複数型の波 ( $\bar{Q}_p = 1.42$ ) よりも大きく、このため波高の連が長いものの出現ひん度が後者よりも多くなっている。沿岸波浪の波は、名古屋港のスペクトルピーク単一型と複数型の

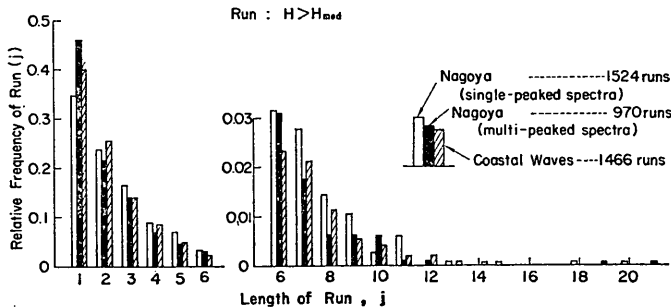


図-50 波高の連 ( $H > H_{med}$ ) の長さの総ひん度分布

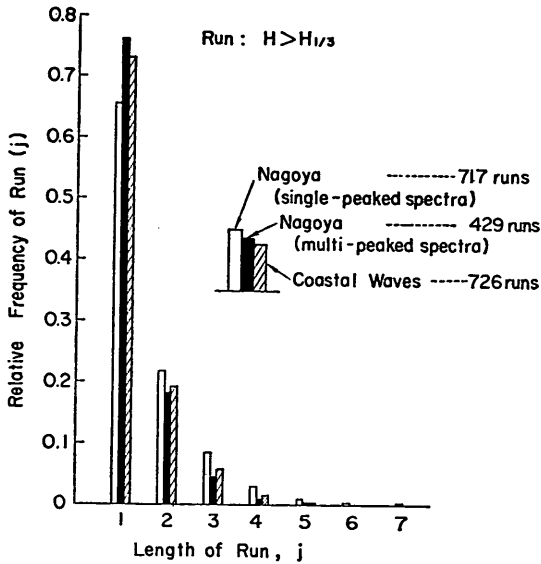


図-51 波高の連 ( $H > H_{1/3}$ ) の長さの総ひん度分布

中間の連の長さを示しており、これはスペクトルの尖鋭度の平均値が  $\bar{Q}_p = 1.70$  と名古屋港の波浪の中間の値であることに対応している。

なお、名古屋港のスペクトルピーク複数型の波浪データの総波数は4,565波、沿岸波浪は7,105波、全体では20,051波である。この総波数から推定すると、 $H > H_{med}$ の波高の連は平均して5.1波に1連現われ、その平均長は2.6波である。また、 $H > H_{1/3}$ の波高の連は平均して10.7波に1連現われ、その平均長は1.45波ということになる。

こうした波高の連の長さは、海岸堤防の越波、波による構造物の共振、斜面堤被覆石の安定性など、構造物に対する不規則波の作用に関係するのではないかと考えられる。現在のところ具体的な応用例は見出されていないが、今後の興味ある問題の一つであろう。

## 7. む す び

まえがきで述べたように、波浪現象は統計的に変動の大きい事象であり、確定的なことをいうことはむずかしい。本報告では、現地波浪171ケースおよび線型シミュレーションによる模擬不規則波4種類の解析に基づいて、波浪の統計的性質を検討した。この検討の範囲内で確認または明らかにすることができた主な事項は次のとおりである。

### (a) 海の波の波形とスペクトルの関係について

1. 波形の極大点およびゼロアップクロス点を確実に

識別するためには、スペクトル成分の周波数の上限値  $f_{max}$  が存在する場合において、サンプリング周期を  $\Delta t \leq 0.2/f_{max}$ 、または折返し周波数を  $f_N \geq 2.5f_{max}$  とする必要がある。

2. 高周波側で  $f^{-5}$  のスペクトル構造を持つ波浪についてはゼロアップクロス周期を確実に求めるためには、スペクトルのピークに対応する周期を  $T_p$  とし、 $\Delta t \leq T_p/20$  とすることが必要である。
3. 波浪のスペクトル幅パラメータは、本来  $\epsilon = 1$  の値を持つものと考えられ、 $\epsilon < 1$  のデータは高周波帯における分解能が不足した結果と推定される。
4. Riceの理論によってスペクトルから推定したゼロアップクロス周期の平均値  $T_z$  は、波形から直接求めた平均周期  $\bar{T}$  よりも短かく、平均的には  $T_z \approx \bar{T}/1.2$  である。この差は波の非線型性その他によるものと思われるが、詳細は不明である。

### (b) 波高および周期について

5. ゼロアップクロス法で定義された波高の分布は、 $\epsilon$ の値にかかわらず、実用上レーリー分布で十分に近似できる。
6. 波高の代表値の中では  $H_{1/3}$  が統計的に最も安定であり、 $H_{1/3} \approx 4.0\eta_{rms}$  の関係が現地データについて成立する。
7. 周期の代表値の中では  $T_{1/3}$  が統計的に最も安定であり、平均的には  $T_{1/3} \approx 0.94T_p$  である。他の代表周期に関しては、 $T_{max} \approx T_{1/10} \approx T_{1/3}$ 、 $\bar{T} = 0.9T_{1/3}$  の関係が平均的に成立する。

### (c) 浅海性の影響について

8. 浅海性の指標として  $H_{1/3}/h$  をとると、その増加につれて skewness,  $\eta_{max}/H_{max}$  が増加、 $H_{max}/H_{1/3}$  は減少する。
9. 浅海性の波ではスペクトルの高周波側の勾配が  $f^{-5}$  よりも緩やかであり、また、 $T_{1/3}/\bar{T}$  の比が大きい。

### (d) 波高の連について

10.  $H > H_{med}$  の波高の連は平均して5.1波に1回現われてその平均長が2.6波、 $H > H_{1/3}$  の波高の連は平均して10.7波に1回現われ、その平均長が1.45波である。
11. 波高の連の長さはスペクトルの尖鋭度の大きい方が長い、変動が著しいため相関はあまり高くない。

最後に、本報告で解析した現地波浪データを餵測し、



記録を取得された運輸省第一港湾建設局、第五港湾建設局、総理府北海道開発局の関係各位の御努力に敬意を表し、観測記録を貸与して下さった御好意に感謝する次第である。また、沿岸波浪データの解析ならびに統計値の整理にあたって東京商船大学 桑島 進講師(昭和47年度文部省内地研究員として当所で研修)、当所海洋水理部波浪研究室の岸良安治技官および神山 豊技官の協力を得たことを記し、謝意を表すものである。

なお、本報告のとりまとめおよび線型シミュレーションの実施は合田が行ない、現地データの統計解析プログラムの開発およびデータ解析は永井が主として担当したことを付記する。

(1973年12月20日受付)

### 参 考 文 献

- 1) 合田良実: 波の不規則性を考慮した設計法について, 昭和46年度港湾技術研究所講演会講演概要, 1971年12月, pp. 1-1~1-33.
- 2) Longuet-Higgins, M.S.: On the statistical distributions of the heights of sea waves, *Jour. Marine Res.*, Vol. IX, No. 3, 1952, pp. 245-266.
- 3) Bretschneider, C.L.: Wave variability and wave spectra for wind-generated gravity waves, *U.S. Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 113*, 1959, 192p.
- 4) Goodnight, R.C. and T.L. Russel: Investigation of the statistics of wave heights, *Jour. Waterways and Harbors Div., Proc. ASCE*, Vol. 89, No. WW2, 1963, pp. 29-55.
- 5) Collins, J.I.: Wave statistics from Hurricane Dora, *Jour. Waterways and Harbors Div., Proc. ASCE*, Vol. 93, No. WW2, 1967, pp. 59-77.
- 6) 合田良実・永井康平: 名古屋港内における波浪観測第2報—港内発生表面波の観測解析結果, 港湾技研資料 No. 61, 1968年12月, 64p.
- 7) Goda, Y.: Numerical experiments on wave statistics with spectral simulation, *Rept. Port and Harbour Res. Inst.*, Vol. 9, No. 3, 1970, pp. 3-57.
- 8) 合田良実・永井康平・伊藤正彦: 名古屋港における波浪観測 第3報—現地波浪の回折現象ならびに統計的性質について—, 港湾技研資料 No.120, 1971年6月, 24p.
- 9) Davenport, A.G.: Note on the distribution of the largest value of a random function with application to gust loading, *Proc. Inst. Civil Eng.*, Vol. 28, 1964, pp. 187-224.
- 10) Rice, S.O.: Mathematical analysis of random noise, reprinted in *Selected Papers on Noise and Stochastic Processes*, Dover Pub., Inc., 1954, pp. 133-294.
- 11) Phillips, O.M.: *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge University Press, 1969, p. 114.
- 12) Pierson, W.J. and L. Moskowitz: A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S.A. Kitaigorodskii, *Jour. Geophysical Res.*, Vol. 69, No. 24, 1964, pp. 5181-5190.
- 13) 桑島 進・永井康平: 任意個数試料のFFT算法とそのスペクトル解析への応用, 港湾技研資料 No. 155, 1973年3月, 33p.
- 14) 前出11) p.118.
- 15) 土木学会: 水理公式集(昭和46年改訂版), 1971年, p.480.
- 16) 高橋智晴・鈴木禧実・佐々木 弘・副島 毅・菅原一晃・中井徹也: 波浪データの集中処理方式について, 港湾技術研究所報告 第10巻 第1号, 1971年3月, pp. 43-76.
- 17) 合田良実: 波浪統計に関する二, 三の考察, 港湾技研資料 No. 39, 1967年12月, pp. 237-255.
- 18) 光易 恒: 風波のスペクトルの発達(2)—有限な吹送距離における風波のスペクトルの形について—, 第17回海岸工学講演会論文集, 1970年11月, pp. 1-7.
- 19) Neumann, G.: On ocean wave spectra and a new method of forecasting wind-generated sea, *U.S. Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board, Tech. Memo., No. 43*, 1953, 42p.
- 20) Bretschneider, C.L.: Significant waves and wave spectrum, *Ocean Industry*, Feb. 1968, pp. 40-46.
- 21) Mitsuyasu, H.: On the growth of the spectrum of wind-generated waves (1), *Rept. Res. Inst. Applied Mech., Kyushu Univ.*, Vol. XVI, No. 55, 1968, pp. 459-482.
- 22) 永井康平: 不規則な海の波の屈折および回折の計算, 港湾技術研究所報告 第11巻 第2号, 1972年6

波浪の統計的性質に関する調査・解析

- 月, pp. 47-119.
- 23) 柿沼忠男・二ツ谷敏雄・川合 茂: 大湊海岸における波浪の変形について(2), 第20回海岸工学講演会論文集, 1973年11月, pp. 535-538.
- 24) 合田良実・永井康平: 造波板の変速運動による発生不規則波のスペクトルについて, 港湾技術研究所報告 第8巻 第3号, 1969年9月, pp. 47-75.

- $N_0$  : ゼロアップクロス法で定義された波の数
- $N_1$  : 波浪記録中の極大点の数
- $p(\ )$  : ( ) 内の変数の確率密度
- $Q_p$  : スペクトルの尖鋭度を表わすパラメータ (式. 20)
- $r$  : 相関係数
- $r(H, T)$  : 波群中の波高・周期の相関係数 (式. 13)
- $S(f)$  : 波のエネルギースペクトル
- $S_*(f_*)$  : 正規化されたエネルギースペクトル
- $t$  : 時間
- $t_*$  : 正規化された時間 ( $=t/T_p$ )
- $T$  : 波の周期
- $T_{max}$  : 最高波の周期
- $T_p$  : スペクトルのピークの周期 ( $=1/f_p$ )
- $T_z$  : Rice の理論 (式. 17) で推定される平均周期
- $T_{1/10}$  :  $1/10$  最大波の周期
- $T_{1/3}$  :  $1/3$  最大波の周期
- $\bar{T}$  : 平均周期
- $\sqrt{\beta_1}$  : 波形の skewness (歪度) (式. 3)
- $\beta_2$  : 波形の kurtosis (尖鋭度) (式. 4)
- $\Delta t$  : サンプリング周期
- $\Delta t_*$  : 正規化されたサンプリング周期 ( $=\Delta t/T_p$ )
- $\epsilon_S$  : スペクトル幅パラメータ (式. 18)
- $\epsilon_T$  :  $N_0$  と  $N_1$  から推定されるスペクトル幅パラメータ (式. 19)
- $\eta$  : 波による水面上昇量
- $\eta_*$  : 正規化された水面上昇量 ( $=\eta/\eta_{rms}$ )
- $\eta_{max}$  : 波群中の最高水面上昇量 (最高波頂高)
- $\eta_{rms}$  : 水面上昇量の標準偏差値
- $\sigma_H$  : 波群中の波高の標準偏差値
- $\sigma_T$  : 波群中の周期の標準偏差値
- $\chi^2$  : カイ自乗値

記号一覧表

- $A_i$  : 不規則波の線型シミュレーションにおける成分波の振幅
- $f$  : 周波数
- $f_*$  : 正規化された周波数 ( $=f/f_p$ )
- $f_{max}$  : スペクトルの周波数帯の上限値
- $f_{min}$  : スペクトルの周波数帯の下限値
- $f_N$  : 折返し周波数 ( $=0.5/\Delta t$ )
- $f_p$  : スペクトルのピークの周波数
- $h$  : 水深
- $H$  : 波高
- $H_{max}$  : 最高波高
- $H_{med}$  : 波高の中央値
- $H_{1/10}$  :  $1/10$  最大波高
- $H_{1/3}$  :  $1/3$  最大波高
- $\bar{H}$  : 平均波高
- $i$  : 序数
- $j_1(H_{med})$  :  $H > H_{med}$  の波高の連の長さ
- $j_1(H_{1/3})$  :  $H > H_{1/3}$  の波高の連の長さ
- $L$  : 波形記録の長さ, あるいは波長
- $L_0$  : 深海波の波長 ( $=gT_{1/3}^2/2\pi$ )
- $m$  : スペクトルの高周波帯の勾配を表わす指数
- $m_n$  : スペクトルの  $n$  次の積率 (式. 14)
- $n$  : 模擬スペクトルの指数, あるいは度数分布の数
- $N$  : 波形のサンプリング点の数, あるいはデータの総数

付表-1 波浪の統計量の平均値と標準偏差値<sup>1)</sup>

種 別	全 デ ー タ	名古屋港全データ	名古屋港データ スペクトル単一型	名古屋港データ スペクトル複合型	沿岸波浪データ
デ ー タ 数 <sup>2)</sup>	171 [131]	92 [52]	60 [34]	32 [18]	79 [79]
〔波 高〕					
$\eta_{rms}$ (m)	0.573 (0.540)	0.121 (0.072)	0.127 (0.066)	0.109 (0.081)	1.099 (0.330)
$H_{max}$ (m)	3.474 (3.115)	0.823 (0.457)	0.866 (0.417)	0.741 (0.513)	6.562 (1.744)
$H_{1/3}$ (m)	2.292 (2.180)	0.474 (0.275)	0.505 (0.251)	0.416 (0.308)	4.409 (1.365)
$\bar{H}$ (m)	1.442 (1.381)	0.300 (0.174)	0.319 (0.161)	0.264 (0.190)	2.772 (0.896)
〔周 期〕					
$N_0$	118.1 (35.7)	140.7 (21.8)	140.0 (21.1)	141.6 (23.3)	91.8 (30.3)
$T_{max}$ (sec)	5.96 (3.99)	2.55 (0.54)	2.53 (0.50)	2.58 (0.62)	9.94 (2.18)
$T_{1/3}$ (sec)	5.88 (3.69)	2.68 (0.47)	2.62 (0.46)	2.79 (0.48)	9.61 (1.82)
$\bar{T}$ (sec)	4.99 (2.88)	2.52 (0.44)	2.51 (0.47)	2.55 (0.39)	7.86 (1.52)
$T_z$ (sec)	4.11 (2.32)	2.09 (0.33)	2.09 (0.33)	2.07 (0.34)	6.47 (1.08)
〔波 形〕					
$\sqrt{\beta_1}$	0.467 (0.291)	0.325 (0.211)	0.330 (0.191)	0.316 (0.244)	0.632 (0.285)
$\beta_2$	3.74 (0.67)	3.71 (0.66)	3.63 (0.62)	3.86 (0.69)	3.77 (0.69)
$H_{1/3}/L_0$	0.0363(0.0132)	0.0410(0.0158)	0.0456(0.0139)	0.0325(0.0157)	0.0307(0.0054)
$H_{1/3}/h$	0.190 (0.175)	0.052 (0.030)	0.056 (0.028)	0.046 (0.034)	0.352 (0.131)
〔スペクトル〕					
$\epsilon_S$	0.854 (0.057)	0.833 (0.037)	0.829 (0.036)	0.842 (0.036)	0.879 (0.065)
$\epsilon_T$	0.684 (0.105)	0.628 (0.087)	0.599 (0.079)	0.685 (0.073)	0.750 (0.084)
$Q_p$	1.87 (0.52)	2.02 (0.63)	2.32 (0.53)	1.42 (0.28)	1.70 (0.27)
〔相対波頂高〕					
$\eta_{max}/H_{max}$	0.647 (0.081)	0.604 (0.070)	0.597 (0.068)	0.619 (0.070)	0.697 (0.061)
$\eta_{max}/H_{1/3}$	1.062 (0.171)	1.065 (0.178)	1.032 (0.159)	1.126 (0.196)	1.058 (0.162)
〔波高比〕					
$H_{max}/H_{1/3}$	1.653 (0.262)	1.769 (0.258)	1.739 (0.251)	1.825 (0.262)	1.519 (0.194)
$H_{1/10}/H_{1/3}$	1.274 (0.056)	1.286 (0.050)	1.281 (0.049)	1.298 (0.053)	1.259 (0.059)
$H_{1/3}/\bar{H}$	1.588 (0.064)	1.580 (0.054)	1.586 (0.056)	1.570 (0.050)	1.596 (0.073)
$\sigma_H/\bar{H}$	0.512 (0.052)	0.500 (0.045)	0.502 (0.047)	0.496 (0.043)	0.519 (0.056)
レ ー リ ー 分 布 : $\chi_9^2$	10.1 (5.6)	10.5 (5.8)	10.4 (5.8)	10.9 (5.8)	9.6 (5.3)
〔周期比〕					
$r(H, T)$	0.497 (0.203)	0.318 (0.183)	0.308 (0.199)	0.337 (0.146)	0.615 (0.107)
$T_{max}/T_{1/3}$	0.990 (0.131)	0.953 (0.139)	0.968 (0.114)	0.926 (0.173)	1.033 (0.107)
$T_{1/10}/T_{1/3}$	1.006 (0.052)	0.993 (0.056)	0.994 (0.033)	0.990 (0.085)	1.021 (0.042)
$T_{1/3}/\bar{T}$	1.139 (0.112)	1.066 (0.080)	1.050 (0.076)	1.095 (0.079)	1.225 (0.078)
$T_z/\bar{T}$	0.832 (0.072)	0.832 (0.067)	0.841 (0.061)	0.815 (0.075)	0.832 (0.077)
$\sigma_T/\bar{T}$	0.346 (0.061)	0.329 (0.078)	0.297 (0.062)	0.391 (0.071)	0.357 (0.042)
$T_{1/3}/T_p$	0.937 (0.065)	0.960 (0.069)	0.957 (0.051)	0.965 (0.094)	0.910 (0.047)
$\bar{T}/T_p$	0.833 (0.118)	0.906 (0.100)	0.917 (0.088)	0.887 (0.117)	0.747 (0.068)
〔波高の連の平均長〕					
$j_1(H_{med})$	2.58 (0.42)	2.63 (0.40)	2.77 (0.37)	2.36 (0.31)	2.52 (0.43)
$j_1(H_{1/3})$	1.45 (0.26)	1.47 (0.21)	1.55 (0.20)	1.34 (0.16)	1.42 (0.30)

注：1) 標準偏差値は括弧内の数値である。

2)  $r(H, T)$ ,  $\sigma_H$ , および  $\sigma_T$  に関する統計量は [ ] 内の数のデータについて計算したものである。

付表-2 主要統計量間の相関係数

種 別	全 データ	名古屋 ①	名古屋 ②	名古屋 ③	沿岸 波浪	種 別	全 データ	名古屋 ①	名古屋 ②	名古屋 ③	沿岸 波浪
データ数 <sup>2)</sup>	171 [131]	92 [52]	60 [34]	32 [18]	79 [79]	データ数	171 [131]	92 [52]	60 [34]	32 [18]	79 [79]
[波高諸元]						[波高~周期]					
$H_{max} \sim \eta_{rms}$	0.984	0.951	0.925	0.982	0.909	$H_{1/3} \sim T_{1/3}$	0.959	0.615	0.697	0.609	0.769
$H_{1/10} \sim \eta_{rms}$	0.995	0.991	0.986	0.997	0.973	$\bar{H} \sim \bar{T}$	0.963	0.582	0.678	0.467	0.821
$H_{1/3} \sim \eta_{rms}$	0.998	0.996	0.995	0.999	0.988	$r(H, T) \sim \eta_{rms}$	0.657	0.021	-0.194	0.468	0.164
$\bar{H} \sim \eta_{rms}$	0.997	0.995	0.994	0.998	0.984	$r(H, T) \sim \varepsilon T$	0.620	0.524	0.562	0.485	0.241
$H_{1/3} \sim \bar{H}$	0.997	0.997	0.996	0.999	0.987	$r(H, T) \sim \Delta t / T_p$	-0.580	-0.523	-0.517	-0.542	-0.429
$\eta_{max} \sim \eta_{rms}$	0.974	0.946	0.927	0.969	0.851	[周期比]					
$\eta_{max} \sim H_{max}$	0.992	0.967	0.957	0.980	0.956	$T_{max} / T_{1/3} \sim r(H, T)$	0.288	0.084	0.091	0.139	0.167
$\eta_{max} \sim H_{1/3}$	0.978	0.946	0.927	0.969	0.877	$T_{1/10} / T_{1/3} \sim r(H, T)$	0.281	0.164	-0.082	0.463	0.121
[周期諸元]						$T_{1/3} / \bar{T} \sim r(H, T)$	0.894	0.876	0.934	0.830	0.807
$T_{max} \sim T_{1/3}$	0.982	0.726	0.816	0.612	0.880	$T_{1/3} / \bar{T} \sim \sigma T / \bar{T}$	0.607	0.524	0.400	0.525	0.790
$T_{1/10} \sim T_{1/3}$	0.997	0.941	0.981	0.880	0.978	$\sigma T / \bar{T} \sim \varepsilon T$	0.529	0.693	0.604	0.668	0.334
$T_{1/3} \sim \bar{T}$	0.991	0.889	0.901	0.901	0.942	$\sigma T / \bar{T} \sim Q_p$	-0.671	-0.791	-0.713	-0.706	-0.231
$T_{1/3} \sim T_p$	0.995	0.927	0.952	0.881	0.962	$T_2 / \bar{T} \sim \sqrt{\beta_1}$	-0.484	0.115	0.001	0.261	-0.690
$\bar{T} \sim T_p$	0.984	0.775	0.806	0.730	0.892	$T_2 / \bar{T} \sim H_{1/3} / h$	-0.474	-0.114	-0.349	0.368	-0.680
$\bar{T} \sim T_2$	0.979	0.883	0.913	0.838	0.842	$T_2 / \bar{T} \sim \Delta t / T_p$	0.198	-0.047	-0.071	-0.041	0.422
[波頂高比]						$\bar{T} / T_p \sim r(H, T)$	-0.809	-0.715	-0.822	-0.578	-0.624
$\eta_{max} / H_{max} \sim \sqrt{\beta_1}$	0.649	0.472	0.483	0.488	0.546	[波 形]					
$\eta_{max} / H_{max} \sim \beta_2$	0.284	0.157	0.012	0.339	0.518	$\sqrt{\beta_1} \sim \eta_{rms}$	0.576	0.238	0.198	0.283	0.321
$\eta_{max} / H_{max} \sim H_{1/3} / h$	0.584	0.098	0.217	-0.012	0.323	$\sqrt{\beta_1} \sim H_{1/3} / h$	0.702	0.233	0.183	0.288	0.708
$\eta_{max} / H_{1/3} \sim \beta_2$	0.678	0.692	0.608	0.785	0.667	$\sqrt{\beta_1} \sim H_{1/3} / L_0$	-0.078	0.330	0.101	0.309	0.211
[波高比]						$\sqrt{\beta_1} \sim \beta_2$	0.536	0.453	0.462	0.471	0.734
$H_{max} / H_{1/3} \sim N_0$	0.502	0.205	0.290	0.053	0.548	$\beta_2 \sim \eta_{rms}$	0.034	-0.140	-0.184	-0.033	0.006
$H_{max} / H_{1/3} \sim \beta_2$	0.474	0.666	0.638	0.693	0.433	$\beta_2 \sim H_{1/3} / h$	0.143	-0.127	-0.156	-0.034	0.327
$H_{max} / H_{1/3} \sim H_{1/3} / h$	-0.521	-0.220	-0.181	-0.231	-0.128	[スペクトル]					
$H_{1/10} / H_{1/3} \sim \beta_2$	0.589	0.697	0.632	0.783	0.548	$\varepsilon S \sim \eta_{rms}$	0.493	0.636	0.696	0.634	0.291
$H_{1/10} / H_{1/3} \sim H_{1/3} / \bar{H}$	0.445	0.471	0.551	0.442	0.512	$\varepsilon S \sim \Delta t / T_p$	-0.931	-0.860	-0.854	-0.875	-0.995
$H_{1/3} / \bar{H} \sim \beta_2$	0.559	0.560	0.565	0.693	0.566	$\varepsilon T \sim \varepsilon S$	0.679	0.538	0.526	0.526	0.425
$H_{1/3} / \bar{H} \sim \sigma_H / \bar{H}$	0.962	0.950	0.882	0.853	0.966	$\varepsilon T \sim \eta_{rms}$	0.529	-0.054	0.044	-0.087	0.035
[波高分布]						$\varepsilon T \sim \Delta t / T_p$	-0.732	-0.543	-0.535	-0.684	-0.692
$\chi^2 \sim \varepsilon T$	-0.068	0.060	-0.055	0.060	-0.062	$Q_p \sim \eta_{rms}$	-0.297	0.141	0.048	0.248	-0.241
$\chi^2 \sim Q_p$	0.053	-0.028	0.162	-0.155	0.212	$Q_p \sim \varepsilon T$	0.503	-0.583	-0.343	-0.721	-0.074
$\sigma_H / \bar{H} \sim \varepsilon T$	0.356	0.310	0.146	0.328	0.323	波高の連の平均長					
$\sigma_H / \bar{H} \sim Q_p$	-0.142	-0.107	-0.123	0.019	-0.075	$j_1(H_{med}) \sim Q_p$	0.521	0.621	0.508	0.262	0.396
						$j_1(H_{1/3}) \sim Q_p$	0.397	0.509	0.309	0.211	0.348
						$j_1(H_{med}) \sim j_1(H_{1/3})$	0.294	0.402	0.325	-0.061	0.202

注: 1) 名古屋①は名古屋港波浪の全データ, 名古屋②は同じくスペクトル単一型, 名古屋③は同じくスペクトル複合型のデータを表わす。

2)  $r(H, T)$ ,  $\sigma_H$ , および  $\sigma T$  に関する統計量は [ ] 内の数のデータについて計算したものである。