

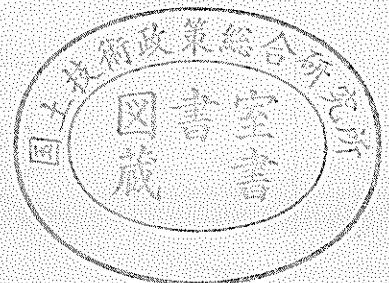
運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 8 NO. 3 SEPT. 1969

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告は第7巻第1号より年4回定期的に刊行する。ただし第1巻から第6巻および欧文編第1号から第15号までは下記のとおり不定期に刊行された。報告の入手を希望する方は論文番号を明記して港湾技術研究所長に申し込んで下さい。

和文篇 (Japanese Edition)

- Vol. 1. No. 1 (1963)
- Vol. 2. Nos. 1~3 (1963~1964)
- Vol. 3. Nos. 1~7 (1964)
- Vol. 4. Nos. 1~11 (1965)
- Vol. 5. Nos. 1~15 (1966)
- Vol. 6. Nos. 1~8 (1967)

欧文篇 (English Edition)

Report Nos. 1~15 (1963~1967)

The Report of the Port and Harbour Research Institute is published quarterly, either in Japanese or in occidental languages. The title and synopsis are given both in Japanese and in occidental languages.

The report prior to the seventh volume were published in two series in Japanese and English as listed above.

The copies of the Report are distributed to the agencies interested on the basis of mutual exchange of technical publication.

Inquiries relating to the Report should be addressed to the director of the Institute specifying the numbers of papers in concern.

港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第8巻 第3号 (Vol. 8, No. 3), 1969年9月 (Sept. 1969)

目 次 (CONTENTS)

1. Re-analysis of Laboratory Data on Wave Transmission over Breakwaters
..... Yoshimi GODA..... 3
(防波堤の伝達波高に関する実験値の再整理について.....合田良実)
2. 長周期波に対する防波堤の効果に関する計算 (第5報)
——八戸港の津波計算——.....伊藤喜行・谷本勝利・木原 力..... 19
(Digital Computation on the Effect of Breakwaters Against Long-period Waves
(5th Report) —For the Case of Hachinohe Port—
..... Yoshiyuki ITO, Katsutoshi TANIMOTO and Tsutomu KIHARA)
3. 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
.....合田良実・永井康平..... 47
(On the Spectrum of Irregular Waves Generated by the Variable Motion of Wave
Paddles..... Yoshimi GODA and Kohei NAGAI)
4. 粘土試料の攪乱に関する研究 (第2報)
——不飽和粘土のサンプリングに伴なう応力変化について——
.....奥村樹郎..... 77
(Studies on the Disturbance of Clay Samples (2nd Report) —Stress Changes of an
Unsaturated Clay during Sampling— Tatsuro OKUMURA)
5. 空港舗装用アスファルト材料の耐摩耗性とその試験方法について
.....赤塚雄三・関 博・小野寺幸夫..... 99
Abrasion of Asphalt Concrete for Runway Pavement and its Testing Method
..... Yuzo AKATSUKA, Hiroshi SEKI and Sachio ONODERA)

3. 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

合 田 良 実*・永 井 康 平**

要 旨

本報告はできるだけ簡易な方法によって実験用の不規則波を発生させる造波方法を理論と実験から検討したもので、この方法は無段変速機を備えた通常の規則波用の造波機を用いて任意の不規則波を発生し得る点に特長がある。

水路に設けられた造波板を変速運動させたときに発生する不規則波のスペクトルを考えると、発生波の波形が微小時間中は正弦波の一部であるとみなせる場合には、そのエネルギー・スペクトル密度を微小時間毎の規則波のエネルギー和で表わすことができる。この解析によれば、造波板の偏心距離は変えずに周期だけを微小時間毎（連続的または一波毎）に変える造波法によっても任意の所要スペクトルをもつ不規則波を発生できる。

この理論を造波実験で検討したところ、エネルギー・スペクトル密度の積分値（水位変動の分散値）については理論値と実測値との間に14%の差異が見られたけれども、この理論を用いて発生不規則波のスペクトルの制御を十分行い得ることが明らかとなった。これの応用として、二台の造波板の偏心は変えずに、周期だけを予め設定したパターンで連続的に変化させる造波実験の結果を示した。発生波のエネルギー・スペクトル密度は、手動変速の影響と高周波成分の応答の悪さのために、24%だけ期待したスペクトルより小さかったが、発生波の統計的性質は現地風波の例と比較してほぼ満足し得るものであった。特に波高の連なり方を調べる中央波高上下の連の平均長は、両波とも2.7で、ほとんど同じ性質をもっていることを知った。

* 水工部 波浪研究室長

** 水工部 波浪研究室

3. On the Spectrum of Irregular Waves Generated by the Variable Motion of Wave Paddles

Yoshimi GODA*

Kohei NAGAI**

Synopsis

A simple technique has been developed for the generation of irregular waves in a wave channel. The technique is characterized by the producibility of any given spectrum of irregular waves by means of frequency control of regular wave generators.

The energy spectrum density of irregular waves generated by a variable motion of a wave paddle can be calculated as the sum of energy of every regular wave within an infinitesimal time. The calculation is applicable when the irregular waves can be expressed with the sequences of some segments of sinusoidal waves. A preliminary experiment has shown the validity of the calculation.

Another experiment was performed with the frequency controlled motions of two wave paddles. The motions were determined on the basis of the above mentioned theory. In this experiment the train of irregular waves which had the desired spectrum was generated satisfactorily. The statistical characteristics of the experimental wave heights and their orders of appearance were in agreement with those of actual wind waves observed at the Port of Nagoya. The analysis of runs of wave height sequences for a train of experimental waves and that of actual waves showed that the mean lengths separated by the median wave heights were 2.7 in both cases.

* Chief of Wave Laboratory, Hydraulics Division

** Member of Wave Laboratory, Hydraulics Division

目 次

要 旨	47
1. ま え が き	51
2. 造波板の不規則運動による発生波スペクトルの理論	51
2.1 一般のスペクトル成分理論	51
2.2 造波板運動の時間変化に基づく理論	52
2.3 所要スペクトルを得る造波板運転法	54
3. 造波実験による理論の検討 (複数の造波板の周期を連続的に変えた場合)	56
3.1 実験装置とその特性	56
3.2 予備実験による検討	58
3.3 所要スペクトルを設定した造波実験	59
(1) 所要スペクトルと造波板の運転の設定	59
(2) 発生波実験結果	62
3.4 実験波と現地波の統計的性質	68
(1) 波の諸元の統計的解析	68
(2) 波高の連なりの解析	68
4. ま と め	72
参 考 文 献	73
記 号 表	74

1. まえがき

港湾構造物に作用する実際の海の波は、台風時の波浪に代表される不規則な波である。この現地波の不規則性を考慮して、波浪による各種の物理現象の実験も、近年は不規則波で行なわれるようになってきた。

さて、実際に不規則波で実験しようとする、期待する大きさの不規則波を作るのがなかなか難しい。また、波高や周期ばかりでなく、その統計的性質やさらにスペクトル特性までも再現するような不規則波を発生させるには、造波方法について十分に検討しておかなければならない。

不規則波の発生法としては、送風機を用いて水面上に風を送り、風波の自然発生機構をそっくり再現する方法と、造波板その他の人為的発生機構による方法の二通りに分けられる。副次的方法としては、波が反射、回折、屈折、分散等を起こすような何らかの手段を水槽に施す方法も考えられよう。こうして造波した不規則波は、方向成分および周波数成分のエネルギー分布や振幅、波高、周期等の度数分布を解析して、その波の性質を知ることができる。たとえば、送風機で起した不規則波は必ず方向成分をもつけれども、一枚の造波板で起した不規則波の方向成分は一方向であるという性質がある。

ここで、上に挙げた方法の内、本報告で扱う造波板を不規則に運動させる方式の不規則波発生法を調べてみると、これには

- i) 期待する不規則波の波形を作りうる造波板の運動自身を、応答関数を用いて決定する最も一般的な方法¹⁻⁴⁾。
- ii) いくつかの正弦波を重ね合わせた信号通りに造波板を動かす方法^{5,6)}。この場合、発生不規則波の所要スペクトルと造波板運動に含まれる正弦波のスペクトルとは造波板の伝達特性で関連づけられる。
- iii) 造波板の周期を不規則に変え、その度数を必要な不規則波のスペクトルが作れる回数だけ運転する方法⁷⁾。

の三通りが挙げられる。もちろん、これらの造波装置としては、規則波発生装置にない特殊な演算、運転制御等の電氣的機械的装置が必要となる。装置としては i) が最も複雑で、iii) が最も易しいといえる。装置の目的からいって、所要のスペクトルまたは波形が作り得れば、造波方法はできるだけ簡単な方がよいことはいうまでも

ない。

そこで、本報告では、これらの不規則波発生法の如何を問わず、造波板が不規則に運動したときの発生不規則波のスペクトルとその造波板の発生し得る規則波との関係を一般的に示し、これの応用として、任意のスペクトルをもつ不規則波を簡易に発生させる方法について考察する。

まず、2) において、この理論を示す。さらに所要のスペクトルをもつ波を作る造波板の運転法について述べる。3) ではこの理論に従い、複数の造波板の周期だけを連続的に変える造波方法で所要のスペクトルをもつ波を作り得るかどうか、すなわち、一般に用いられている無段変速装置を有する規則波発生用造波機を用いて所要の不規則波を作り得るかどうかを実験で検討する。また、その発生波の統計的性質、特に、波高の連なり方について若干の検討を加える。

2. 造波板の不規則運動による発生波スペクトルの理論

2.1 一般のスペクトル成分理論

最初に一般的な場合として、造波板が予め定められた運転方式に従って不規則に運動している状態を考えよう。この造波板運動は、パワー・スペクトルまたは成分波の和として解析することができるし、運転者はまた運転方式を設定することによってそのスペクトル成分を知っているはずである。そこで、造波板の平均位置からの変位 $x(t)^*$ を n 成分波の和として、

$$x(t) = \sum_n a_n \cos(2\pi f_n t - \alpha_n) \quad \dots\dots(1)$$

と表わすことができる。同様に、この造波板運動によって起った波を水路のある一点で観測すれば、その平均水面からの水位変化 $\eta(t)$ は、周波数成分に分解して、

$$\eta(t) = \sum_n w_n \cos(2\pi f_n t - \epsilon_n) \quad \dots\dots(2)$$

と表わされる。つぎに、造波板の運動と発生波のエネルギー・スペクトル密度を f の片側（正の周波数）について定義し、それぞれ $P(f)$ 、 $E(f)$ とすると、

$$E(f) = |K(f)|^2 P(f) \quad \dots\dots(3)$$

で結ばれる。ここで、 $K(f)$ は造波装置の造波特性によって決まるもので、いわゆる system function といわれるものである。

* 本文で使用する記号は p. 74-75 に一覧表として掲げたので参照されたい。

一方、式(1)より造波板の変位 $x(t)$ の分散 $\overline{x^2}$ を計算すると

$$\overline{x^2} = \sum a_n^2 / 2 \quad \dots\dots(4)$$

である。この分散はエネルギー・スペクトル密度 $P(f)$ の定義により、

$$\overline{x^2} = \int_0^\infty P(f)df = \sum_n P(f_n) \Delta f_n \quad \dots\dots(5)$$

の関係にある。式(5)中の f_n 周波数におけるエネルギー・スペクトル密度 $P(f_n)$ は、式(1)の線型性の仮定によって、分散の式(4)の第 n 項にしか関係しない。よって、式(4)、(5)より、造波板運動のエネルギー・スペクトル密度 $P(f_n)$ は

$$P(f_n) = \frac{a_n^2}{2\Delta f} \quad \dots\dots(6)$$

で与えられる。同様にして式(2)より、発生波のエネルギー・スペクトル密度 $E(f_n)$ は式(6)と同じ形で求められる。従って、式(3)の関係により、 $E(f_n)$ は

$$E(f_n) = \frac{w_n^2}{2\Delta f_n} = \frac{|K(f_n)|^2 a_n^2}{2\Delta f_n} \quad \dots\dots(7)$$

で求められる。

ここで、発生不規則波の成分振幅 w_n と造波板の規則運動による規則波の振幅 w_n' との関係を調べてみる。式(7)より、発生不規則波の成分振幅 w_n と造波板の成分振幅 a_n との間には

$$w_n = |K(f_n)| a_n \quad \dots\dots(8)$$

の関係にある。一方、造波板が丁度周波数 f_n 、振幅 a_n で正弦運動をしている場合、発生規則波が微小振幅波すなわち正弦波で表わせるとすると、発生規則波の振幅 w_n' は

$$w_n' = A(f_n) a_n \quad \dots\dots(9)$$

で表わされる。ここで、 $A(f_n)$ は造波板の規則波発生特性値である。しかるに、式(1)、(2)の線型性の仮定から、造波板の特性値 $|K(f_n)|$ は各成分規則波での発生特性値 $A(f_n)$ と一致する。従って、式(8)、(9)より

$$w_n = w_n' \quad \dots\dots(10)$$

となる。このように微小振幅波の考えによれば造波機構の線型性が成立つので、 w_n として規則波振幅を用いて、式(7)より、発生波のスペクトル密度を推定し得る。

式(3)以下に述べたスペクトル密度の対応の考えに基づいて不規則波を発生する装置としては、前章の ii), iii) に挙げたものがある。実際にこの方法で造波した例⁹⁾によると、周波数 $f_n < 1.0$ cycle/sec においては式(10)がよく成り立っているが、 $f_n \geq 1.0$ cycle/sec では $w_n' \ll w_n$

となっている。

以上述べて来た諸関係は既によく知られているものであるが、次節において述べる理論の基礎として用いられる。

2.2 造波板運動の時間変化に基づく理論

前節の解析は、不規則な造波板の運動の時々刻々の変化は追わずに、全体として含まれる成分波の振幅あるいはそのエネルギーに着目したのであるが、本節では造波板の運動を時間とともに追跡する方式によって解析してみよう。

まず、その造波板の運転時間を微小時間 dt で区切って考える。各微小時間 dt の間における造波板の運動を正弦波で近似し、その時刻 t_i での周波数を f_i 、偏心距離(振幅)を e_i とする。運転時間中の dt の何回かにわたって同じ周波数が現れたとしても、便宜上その周波数を時刻の順番 i によって区別して考える。 e_i についても同じである。一般的には、 f_{i+j} が f_i と同じ周波数であっても、偏心距離 e_{i+j} は必ずしも e_i と一致しないことに注意されたい。

この各 f_i, e_i に対する規則波の発生波振幅を w_i とすると、 w_i は既知量である。そうすると、この場合は図-1に示すように、造波板が微小時間 dt だけ周波数 f_i 、偏心距離 e_i の状態で振幅 w_i の規則波を発生し、次の時刻では別の周波数 f_{i+1} 、偏心距離 e_{i+1} で振幅 w_{i+1} の規則波を発生していることになる。このような発生不規則波の時刻 t_i での平均水面からの水位 $\eta_i(t)$ は、造波板前部で

$$\eta_i(t) = w_i \sin(2\pi f_i t + \epsilon_i) \quad \dots\dots(11)$$

$(i-1)dt \leq t \leq i dt$

と表わされる。実際の波は波形が連続であるから、各時刻の位相 ϵ_i は

$$\begin{aligned} \eta_{i-1}[(i-1)dt] &= \eta_i[(i-1)dt] \\ &= w_{i-1} \sin[2\pi f_{i-1}(i-1)dt + \epsilon_{i-1}] \\ &= w_i \sin[2\pi f_i(i-1)dt + \epsilon_i] \dots\dots(12) \end{aligned}$$

の条件を満足するものとする。

ここで、波の観測時間長 t_0 を $t_0 = m dt$ とすると、 t_0 時間の分散 $\overline{\eta^2}$ は、つぎのようにして求められる。

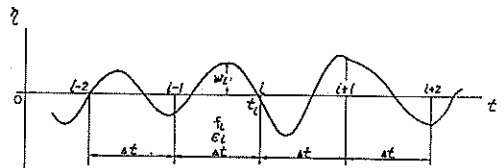


図-1 造波板の不規則運動による波のモデル

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

$$\begin{aligned} \bar{\eta}^2 &= \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \eta^2(t) dt \\ &= \frac{1}{t_0} \left\{ \int_0^{dt} \eta_1^2(t) dt + \int_{dt}^{2dt} \eta_2^2(t) dt + \dots \right. \\ &\quad \left. + \int_{(i-1)dt}^{idt} \eta_i^2(t) dt + \dots + \int_{(m-1)dt}^{m dt} \eta_m^2(t) dt \right\} \\ &= \frac{1}{t_0} \sum_{i=1}^m \left[\int_{(i-1)dt}^{idt} \{ w_i \sin(2\pi f_i t + \epsilon_i) \}^2 dt \right] \end{aligned} \quad \dots\dots (13)$$

式(13)の積分中の振幅 w_i は、上に仮定した造波板運動の性質から、 $(i-1)dt \leq t \leq idt$ の間では一定であるので、積分の外に出せる。よって、

$$\begin{aligned} \bar{\eta}^2 &= \frac{1}{t_0} \sum_{i=1}^m w_i^2 \int_{(i-1)dt}^{idt} \sin^2(2\pi f_i t + \epsilon_i) dt \\ &= \frac{1}{t_0} \sum_{i=1}^m \frac{w_i^2}{2} \left\{ dt - \left[\frac{\sin(4\pi f_i t + 2\epsilon_i)}{4\pi f_i} \right]_{(i-1)dt}^{idt} \right\} \end{aligned} \quad \dots\dots (14)$$

ここで、 $dt \rightarrow 0$ の極限を考えると、上式はつぎのように書き改められる。

$$\bar{\eta}^2 = \sum_{i=1}^m \frac{w_i^2}{2} [1 - \cos 2[2\pi f_i(i dt) + \epsilon_i]] \frac{dt}{t_0} \quad \dots\dots (15)$$

ここで、式(15)右辺第2項は、時刻 $t_i = idt$, $i=1, 2, \dots, m$ でのエネルギーにその時の f_i および ϵ_i の2倍で決る余弦を掛けたものの和となっている。従って f_i と ϵ_i のとり方によって、分散 $\bar{\eta}^2$ の値は $\pm 100\%$ 異なることになる。しかし、実際に造波された不規則波では、以下に述べる理由によって、この第2項は消去されると考えられる。まず、 $\eta(t)$ をランダム過程とみなすことにする。そして、 $\eta(t)$ は十分長い時間をとると定常、エルゴート性、正規過程になっていると仮定する。そうすると、任意のある時刻 t_i の振幅と時間勾配は正規分布をする確率で起っており、また、それらの時間的な分布も正規分布をし、平均値は零である。これは、 $A_i = 2\pi f_i(i dt) + \epsilon_i$ が 0 と 2π の間で一様に分布することを意味している。そこで、式(15)第2項の $w_i^2 \cos 2A_i = w_i^2 (\cos^2 A_i - \sin^2 A_i)$ に注目すると i を非常に多くとれば、上に述べた条件から、この項は近似的に零となると考えられる。

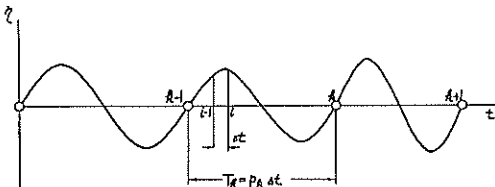


図-2 周波数変化の緩やかな波のモデル

この場合、式(15)は簡単になり、

$$\bar{\eta}^2 = \sum_{i=1}^m \frac{w_i^2}{2} \frac{dt}{t_0} \quad \dots\dots (16)$$

と表わされる。

なお、式(16)は図-2のような周期 $T_k = p_k dt$ と比較して周波数変化が時間的に緩やかな波、または、少くとも一周期は正弦波とみなし得る波では完全に成立しているのが知れる。すなわち、各一周期の間で波形を正弦波

$$\eta_k = w_k \sin(2\pi f_k t + \epsilon_k) \quad \dots\dots (17)$$

$$\sum_{j=1}^{k-1} p_j dt \leq t \leq \sum_{j=1}^k p_j dt, \quad k=1, 2, \dots, l \quad \dots\dots (18)$$

で表わす。式(18)の時間内では、 dt 間の諸量は

$$\left. \begin{aligned} w_i &= w_k \\ f_i &= f_k \\ \epsilon_i &= \epsilon_k \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (19)$$

と一定値を保つ。波形の総時間 t_0 は

$$t_0 = m dt = \sum_{i=1}^m dt = \left(\sum_{k=1}^l p_k \right) dt = \sum_{k=1}^l T_k \quad \dots\dots (20)$$

であるから、分散 $\bar{\eta}^2$ は

$$\begin{aligned} \bar{\eta}^2 &= \frac{1}{t_0} \int_0^{t_0} \eta^2(t) dt \\ &= \frac{1}{t_0} \sum_{k=1}^l \int_{t_k}^{t_k + T_k} \{ w_k \sin(2\pi f_k t + \epsilon_k) \}^2 dt \\ &= \sum_{k=1}^l \frac{w_k^2}{2} \frac{p_k dt}{t_0} = \sum_{i=1}^m \frac{w_i^2}{2} \frac{dt}{t_0} \end{aligned} \quad \dots\dots (21)$$

となり、これは式(16)と一致している。

最後に、上に求めた分散の式(16)と発生波のエネルギー・スペクトル密度を結びつける。分散はエネルギー・スペクトル密度 $E(f)$ と f 軸との間の面積であることを用い、前出の式(4)、(5)、(6)の関係より求めることができる。すなわち、波の水位 $\eta(t)$ が定常、エルゴート性正規過程であるか、発生波の少くとも一波ずつが正弦波で近似されれば、

$$E(f_i) = \frac{w_i^2}{2} \frac{1}{t_0} \frac{dt}{df_i} \quad \dots\dots (22)$$

となる。これが求めるエネルギー・スペクトル密度である。

式(22)中の dt/df_i は周波数の変え方によって決る機械定数ともいわれるべきものである。ここで注意されるべきことは、造波板が t_0 の間に振幅 w_i をもつ周波数 f_i を dt ずつ k_i 回回転した場合は dt を $k_i dt$ とすることである。なぜなら、最初に f_i の中に同じ周波数があってもそれらを別のものと仮定して式(16)を導いたからである。

式(22)を(7)と比較すると、つぎのような事実がわかる。それは、“不規則波のある周波数のエネルギー・スペクトル密度は、その周波数の規則波のエネルギー・スペクトル密度と造波機的全運転時間に対するその周波数で運転された時間の比率を掛けたものである”ということである。

こうして、造波機が周波数 f_i 、偏心 e_i で規則的に運転されたときの発生規則波の振幅 w_i 、もしくは波高 $H_i=2w_i$ がわかれば、式(22)より、造波機の運転方法を調節して、任意の所要スペクトルをもつ波を作れることがわかる。

なお、ここで N 台の造波板をそれぞれ不規則に運動させて不規則波を造波した場合を考えてみる。この場合、発生する合成不規則波 $\eta(t)$ は、各造波機の発生波 $\eta_i(t)$ の和で表わされるから、

$$\eta(t) = \sum_{i=1}^N \eta_i(t) \quad \dots\dots(23)$$

である。その合成波のエネルギー・スペクトル密度 $E(f)$ は、 η_i と η_{i+1} の間に全く相関がなく、合成波 $\eta(t)$ の平均値が零であれば、

$$E(f) = \sum_{i=1}^N E_i(f) \quad \dots\dots(24)$$

となる。従って、合成不規則波のエネルギー・スペクトル密度 $E(f)$ を求めることは、上に述べた一台の造波板の作る波のエネルギー・スペクトル $E_i(f)$ を求める問題に帰すると考えてよい。

2.3 所要スペクトルを得る造波板運転法

上に導いた発生不規則波のエネルギー・スペクトル密度 $E(f)$ の式(22)を用いれば、任意の所要スペクトルをもつ不規則波を作ることができると考えられる。そこで、実験に際して期待するエネルギー・スペクトル密度 $E(f_i)$ をもつ波を造波する方法を考えてみる。

式(22)は造波板の運動を時間的に追って、各微小時間毎の発生波を規則波で表わすことにより導いた発生波のエネルギー・スペクトル密度である。従って、発生波が所要スペクトルをもつように、造波板の周波数と偏心距離を時間的にどう変えればよいかというのが本節の問題となる。以下にその造波板の運転法を具体的に述べてみる。

まず、式(22)の誘導においては Δt を一定とし、 Δf_i には特に制限をおこななかった。もともと、 $\Delta t/\Delta f_i$ を調節して所要のスペクトルを作るのであるけれども、ここでは Δf_i を一定として、 f_i 周波数での造波板運転時間長 Δt を加減する方法を述べることにする。このことは

式(22)を用いる上で、本質的になんらの違いもない。

なお、これまでは添字 i を Δt 毎の時刻の順番を示すために用いたが、以下においては、 i は周波数、 j は造波板の偏心距離のそれぞれを大きさの順にならべた順番を示すことにする。たとえば、周波数 f_i 、偏心距離 e_j はそれぞれ決った一つの値であり、 t_0 時間中に同じ f_i 、 e_j がいくつか現れるのが普通である。

1) 作るべき波のスペクトルの決定
(現地波と実験波のスペクトルの相似)

まず最初にするべき波のスペクトルの大きさと形を決めなくてはならない。通常は実験対象とする現地波の有義波高 $H_{1/3}$ と有義周期 $T_{1/3}$ が与えられるのであるが、ここでは実測によるかまたは後に 3.3 で示すような方法等を用いるかして、すでに現地波のスペクトル $E(f_i)$ がわかっているものとする。この場合現地波を s 倍に縮尺して実験すると、実験波のスペクトル $E'(f'_i)$ は 図-3 を参照して、以下のように決定させる。

実験波の長さのディメンションを s 倍に縮尺し、フルードの相似則を用いて実験するとすると、実験波の周期 T'_i と現地波の周期 T_i との間は

$$T'_i = \sqrt{s} T_i \quad \dots\dots(25)$$

の関係にある。よって、周期の逆数である周波数では

$$\left. \begin{aligned} f'_i &= f_i / \sqrt{s} \\ \Delta f' &= \Delta f / \sqrt{s} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(26)$$

と表わされる。一方、エネルギー・スペクトル密度と f 軸との間の面積

$$\left. \begin{aligned} A &= \sum_i E(f_i) \Delta f \\ A' &= \sum_i E'(f'_i) \Delta f' = \sum_i \frac{E'(f'_i)}{\sqrt{s}} \Delta f \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots(27)$$

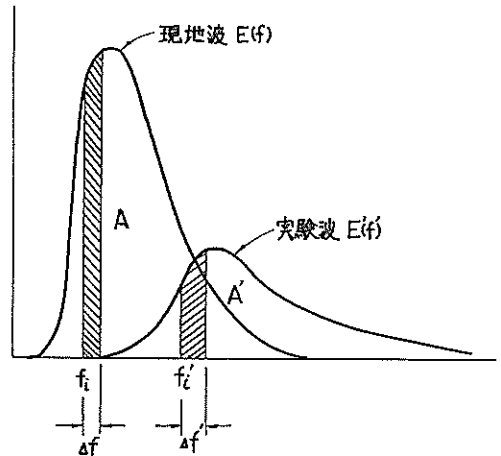


図-3 現地波と実験波のスペクトルの相似

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

は式(5)より分散 \bar{v}^2 であるから、長さの二乗のディメンションをもっているので、

$$A' = s^2 A \quad \dots\dots (28)$$

でなくてはならない。式(27),(28)より、実験波のエネルギー・スペクトル密度 $E'(f')$ は

$$E'(f') = s^2 \sqrt{s} E(f) \quad \dots\dots (29)$$

で求められる。これを実験での期待スペクトル $E_e(f)$ とよぶことにする。

2) 規則波振幅のデータ

造波機の造波特性曲線が得られていればこれを参照し、得られていなければ造波特性試験を行なって、実験対象とする期待スペクトルの周波数 f_i の全範囲にわたり、実験水深 h における偏心板の偏心距離 e_j と発生規則波の振幅 w_{ij} の関係を細かく調べておく。

以下、図4を参照して、式(22)に基づく造波板の運転法の決定順序を述べる。

3) 周波数の微小分割間隔 Δf と偏心距離 e_j の決定

ここで、造波機の特長によって方法は二通りに分けられる。一つは、運転中に偏心距離を変えられる造波機、もう一つは偏心距離を変えられない造波機の場合である。

a) 運転中に偏心距離を変えられる造波機

まず、 Δf をスペクトルの周波数幅を20~100等分するように決定する。これは、後に実測不規則波形のスペクトル計算を行なうとき、波形を読みとる間隔 Δt_M とスペクトルの分割数 M から決まるスペクトルの周波数分割幅 $\Delta f = 1/(2M\Delta t_M)$ を考慮して、それと一致させるのがよい。 Δf を決めたら、2) の w_{ij} を用いて w_{ij}^2

$/(2\Delta f)$ を計算しておく。つぎに、

$$\sum \frac{\Delta t}{t_0} = \sum_{i=1}^M \frac{E_e(f_i)}{w_{ij}^2/(2\Delta f)} \quad \dots\dots (30)$$

が1になるように、 w_{ij} の組合わせを決める。いいかえれば、式(30)を満足する適当な規則波振幅 w_{ij} になるように周波数 f_i での造波板の偏心距離 e_j を選ぶ。

b) 運転中に偏心距離を変えられない造波機

この場合、a) と同様にして Δf を決定した後、式(30)の値が1となるような偏心距離 e_j を見つける。

4) 造波板の運転時間 t_0 の決定

つぎに、造波機と水路の特性および実験目的から、造波板の運転時間 t_0 を決める。実際には、 t_0 は波の観測時間を意味し、造波板は t_0 時間よりも長い時間において同じ運転法で運転されるべきものである。

以上2)~4)の諸量から、造波板の偏心距離 e_j 、周波数 f_i に対する $w_{ij}^2/(2\Delta f \cdot t_0)$ を計算しておく。

5) 各周波数 f_i 、偏心距離 e_j に対する運転時間長 Δt_i の決定

すでに3)で f_i と e_j は1対1の対応で決まっているので、最後に式(22)より、スペクトルの周波数 f_i での前後 Δf 間隔で

$$\Delta t_i = E_e(f_i) \left(\frac{w_{ij}^2}{2} \frac{1}{\Delta f \cdot t_0} \right) \quad \dots\dots (31)$$

となる、偏心距離 e_j での運転時間 Δt_i を決定する。なお、 E_e と w_{ij}^2 が比例する場合は Δt_i は一定となる。

6) 運転曲線の決定

周波数の変動の往復回数を考え、 f_i に対する Δt_i を

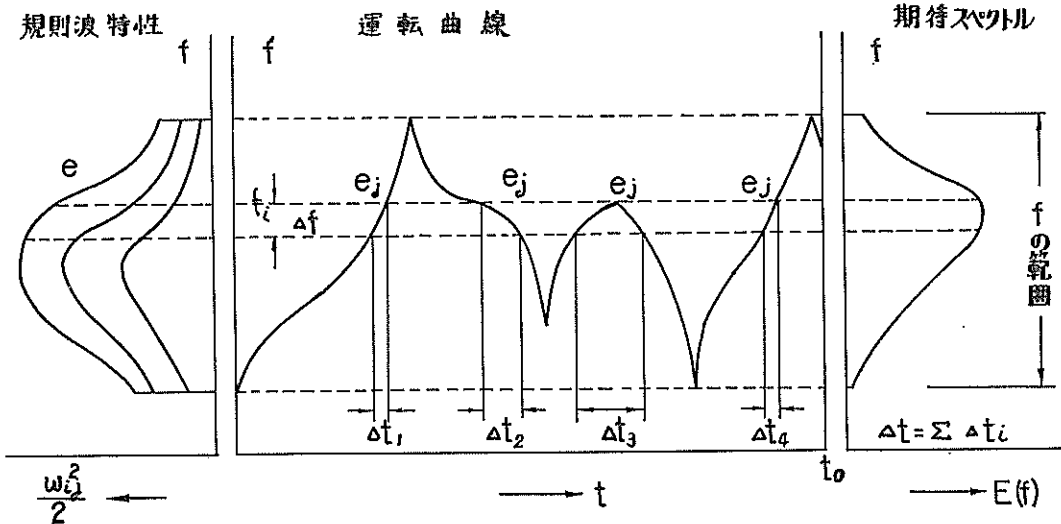


図4 造波板の運転法の決定

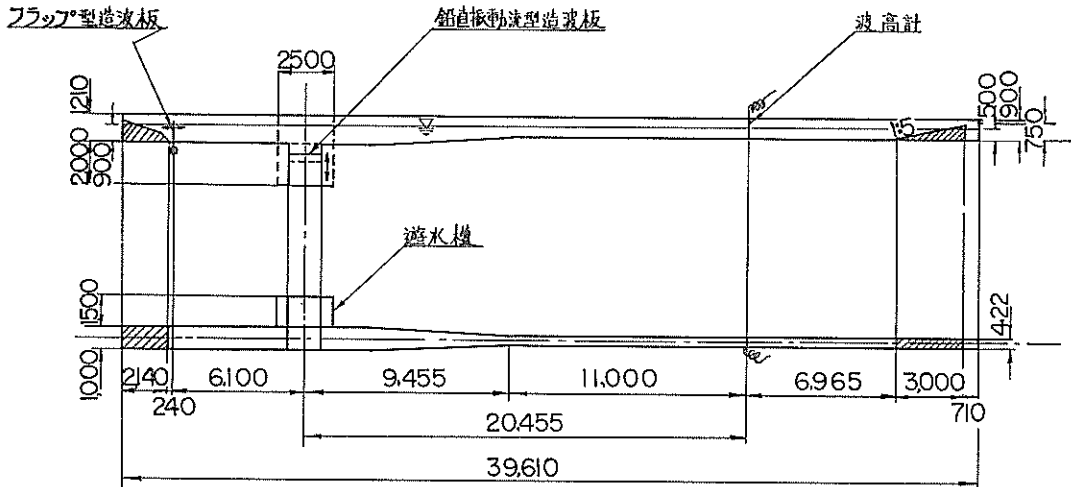


図-5 無反射性造波水路 (単位 mm)
側面図 (上图) および平面図 (下图)

配分し、周波数 f_i と偏心距離 e_j の時間変動曲線を決める。

実験において、この運転曲線に従った造波板の運転を行えば、所要のスペクトルが得られる。

ここで留意すべきことは、観測時間 t_0 中にある周波数 f_i を数多く起こすようにするなりして、発生波ができる限り定常、エルゴート性、正規過程の条件を満たすようにする必要があることである。たとえば、上の方法は造波板の振幅を一定にして周期だけを一波ずつ、または緩やかに変える簡易な不規則波の造波方法にも有効なものである。しかしそのとき、上の三条件を満たさなくなる恐れがある。特に周波数の変化が単調すぎて、造波機によっては波の諸元の統計的性質にかたよりを生ずることが考えられる。そのような場合には複数の造波板を水路に設けることを考える必要がある。なお、造波板を t_0 時間だけ動かす場合には、観測点を造波板から余り離すと発生波の速度分散のためにスペクトルに歪みを生ずるので、適当な位置に設けないと厳密なスペクトル設定が困難となる。

表-1 造波機とその性能

	鉛直振動流型	フラップ型
モーター馬力	30IP	2IP
偏心距離: e	0.0~20.0 cm	0.0~40.0 cm
周期: T	1.1*~3.5 sec	0.7~4.0 sec
最大波高**	30 cm	30 cm

* 設計周期 1.5~3.5 sec ** 水深 $h=50$ cm

3. 造波実験による理論の検討

(複数の造波板の周期を連続的に変えた場合)

3.1 実験装置とその特性

本章では上に述べた理論式(22)が、単一の造波板の周期を連続的に変えた運転によって発生する波のスペクトルと合うか否かを検討する。さらに応用として、2.3の方法に基づいて複数の造波板を予め決めた時間変化曲線に従い、その偏心距離を一定にし周期を変えた時に、所要のスペクトルが得られるかどうかを検討する。

本実験に用いた水路は、図-5に示すような、フラップ型および鉛直振動流型(無反射性)造波板を有する無反射性造波水路である。

この水路の特徴は、フラップと図-5の水路右端からの反射波が鉛直振動流型造波板上でほとんど再反射されず(反射率約15%)に通過することである。従って不規則波の発生に関しては、フラップ型造波機の波と鉛直振動流型造波機の波の重ね合せに好都合である。

造波機の仕様を表-1に示す。

表-1中で、周期 T については、鉛直振動流型はボタン操作で自動連続変化、フラップ型は手動連続変化させることが可能である。一方、造波板の偏心距離 e は両造波機とも、運転中に変化させることはできない。

この両造波機の規則波の造波性能は、規則波振幅を $a = w_{ij} = H_{ij}/2$ で表わし、図-6のようなものである。ただし偏心距離 $e_j=5$ cm, 水路水深 $h=50$ cm, 波の観測

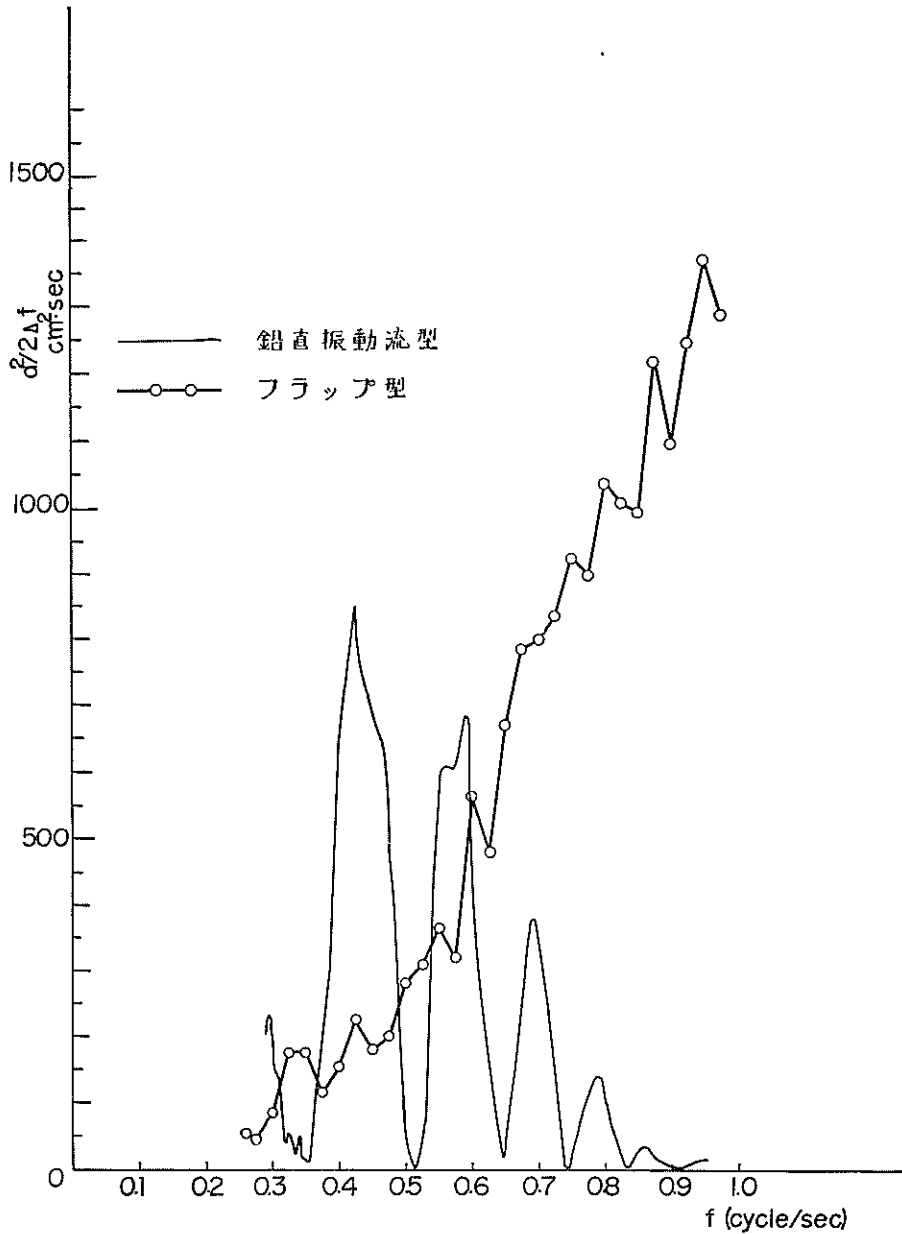


図-6 両造波機の造波特性
 (偏心距離 $e_j=5$ cm, 水深 $h=50$ cm, $\Delta f=0.025$ cycle/sec)

点は鉛直振動流型造波板より 20.45 m の位置である。鉛直振動流型の造波特性として、周波数 $f=0.340, 0.512, 0.643, 0.748, 0.833, 0.909, 0.978$ cycle/sec においてはフラップからの反射波と発生波の位相が 180° ずれるために振幅がゼロになる。特性試験についての詳細は、

竹田・永井³⁾を参照されたい。

また、式(22)を用いて発生波のスペクトルを求めるためには造波板の運動を予め知っておかなければならないので、写真・1~3 に示すような測定装置を両造波機にとりつけた。この装置により造波板の変位を 1 cm 間隔で

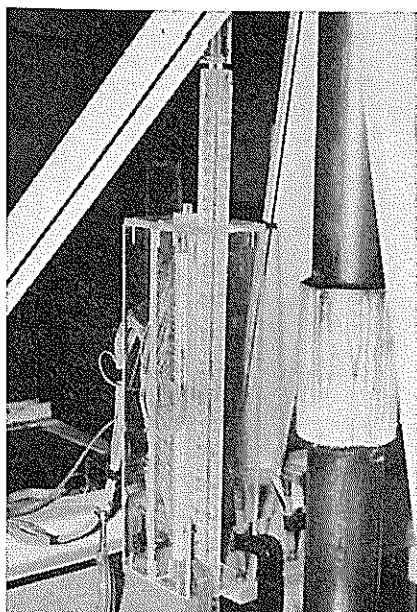


写真-1 鉛直振動流型造波板運動測定装置(前面)

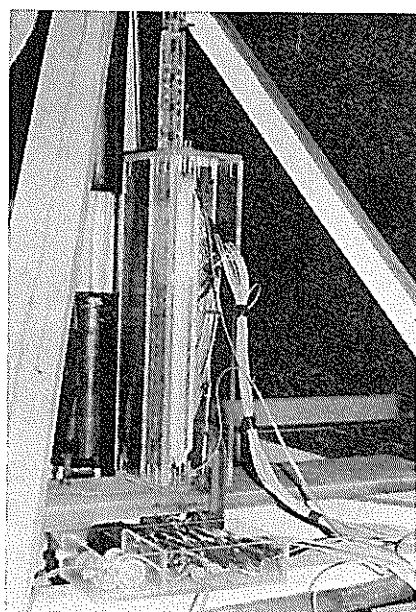


写真-2 鉛直振動流型造波板運動測定装置(後面)

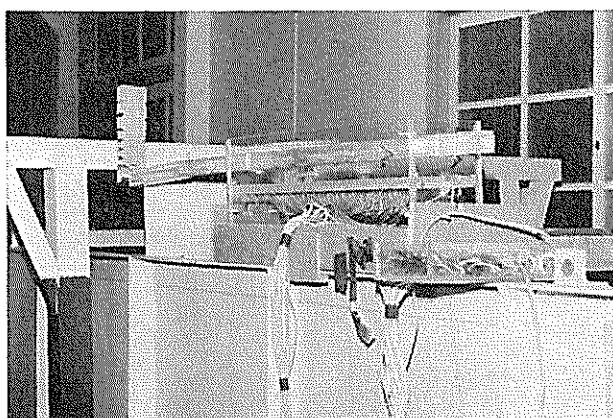


写真-3 フラップ型造波板運動測定装置

記録することができる。

波の測定は容量型および抵抗線型波高計で行い、造波板運動と同時に記録した。

3.2 予備実験による検討

前節に述べた通り、この水路の造波機は運転中に造波板の偏心距離を変えることはできないが、周期を連続的に変化させることができる。とくに鉛直振動流型造波板ではボタン操作だけで自動的に周期を連続変化させ得るので、その周期を往復変化させることにより、発生スペクトルの式(22)が実際に合うかどうか検討した。

最初に鉛直振動流型造波機の自動変速による周波数時間変化図を示したものが図-7である。これより、この造波機の変速特性は $\Delta f/\Delta t$ が一定で

$$\Delta f/\Delta t = \begin{cases} 0.0242 & \text{増速} \\ -0.0225 & \text{減速} \end{cases} \text{ (cycle/sec}^2\text{)} \quad (32)$$

であることがわかる。

そこで、偏心距離 $e=5$ cm, 周期 $T=3.3\sim 1.3$ sec, 変速周期 101 sec で鉛直振動流型造波機の周期を連続変化したときの不規則波の代表的な実測波形, 波高分布, スペクトル図を図-8に示した。写真-4~7に発生波の

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

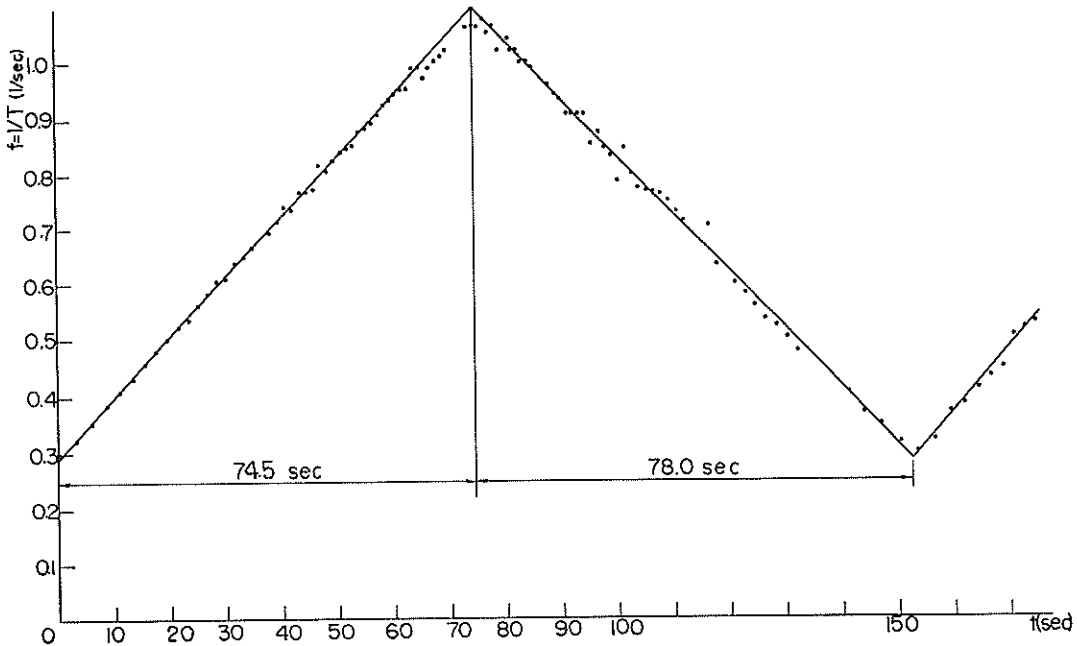


図-7 鉛直振動流型造波機の周波数変化図 (ボタン操作)

一連の観測結果を掲げた。波は向って左側より進んで来ている。静水面を示す白テープの幅は 1.9 cm である。

図-8 中(1)波形をみると、当然のことながら、造波板の周期が連続的に変化するに従い、図-6 に示した波高特性でもって、周波数が徐々に変化している一種のビートになっていることがわかる。図中矢印で周期 T を示しているのは、その時刻の造波板の運転周期であって、波形の周期ではない。(2), (3) の波高の分布は Longuet-Higgins⁹⁾ による狭帯域スペクトル波の波高の Rayleigh 分布

$$p(H) = \frac{\pi}{2} \frac{H}{\bar{H}^2} \exp \left[-\frac{\pi}{4} \left(\frac{H}{\bar{H}} \right)^2 \right] \quad \dots (33)$$

と比べてかなりよい一致を示している。

さて、(4) のスペクトルは実測波形のスペクトルと、造波板の運動特性 (図-6, 図-7) を用いて式(22)から計算したスペクトルとを比較したものである。スペクトル計算の定数は、 $\Delta f = 0.02$ cycle/sec, 自由度 $d.f. = 20.4$, 水位読取数 $N = 811$, スペクトル分割数 $m = 100$, 読取時間間隔 $\Delta t = 0.25$ sec である。実線の発生波形のスペクトル分解結果 $E_m(f)$ と、点線の規則波振幅と造波板の運動から式(22)より計算したスペクトル $E_a(f)$ との特性は非常によく合っている。ただし高周波側程ピーク値に差があり、分散において、

$$\left. \begin{aligned} \bar{\eta}^2 &= \int_0^{\infty} E_m(f) df = 6.39 \text{ cm}^2 \\ \bar{\eta}^2 &= \int_0^{\infty} E_a(f) df = 7.46 \text{ cm}^2 \end{aligned} \right\} \dots (34)$$

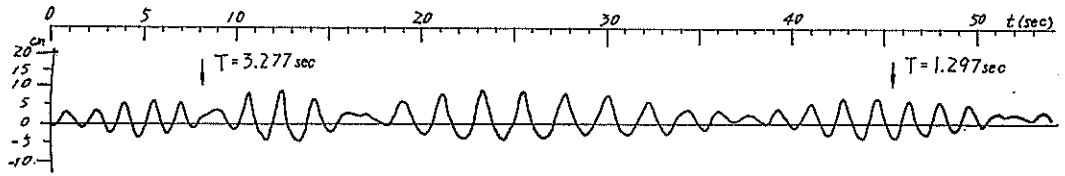
の差が生じた。 $E_a(f)$ の方が $E_m(f)$ より 14% 大きいことがわかる。これは、周波数が 2 往復する時間でのスペクトルであるので式(15)中の ϵ_i の項が働いていると考えられるが、スペクトル密度が大きいく所 (とくに高周波側) ほどそれらの差が大きいことから、この差異は ϵ_i の効果よりもむしろ周波数を連続的に変えた時、規則波波高の高い周波数 (とくに高周波側) で、不規則発生波が規則波に対応させられないための誤差であろう。

この実験から、式(22)で計算したスペクトルは約 15% 程度の差異で、造波板の周波数を連続的に変える実際の造波結果と合うことがわかった。このことは逆に、期待するスペクトルの形状が w_{ij}^2 の特性曲線にほぼ相似しているような場合には、 $\Delta f / \Delta t$ を一定とした運転法によって所要の波を同程度の誤差のもとに発生できることを意味している。

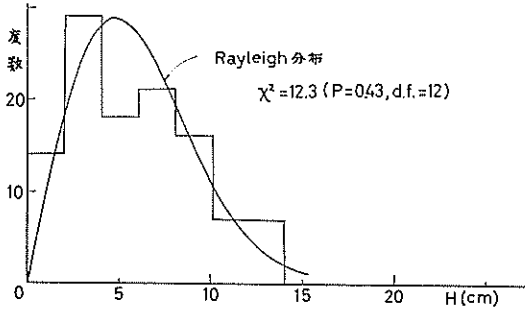
3.3 所要スペクトルを設定した造波実験

(1) 所要スペクトルと造波板の運転の設定

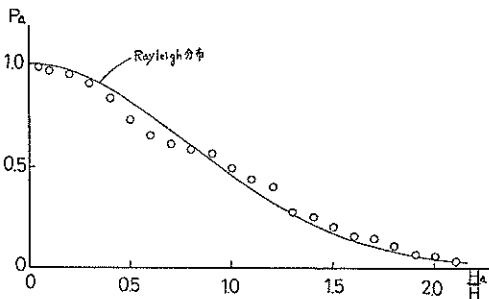
上の予備実験の結果から、式(22)の方式で所要のスペクトルを作る考え方が妥当であると判断されたので、予め所要スペクトルを設定し、造波板を 2.3 の方法に従っ



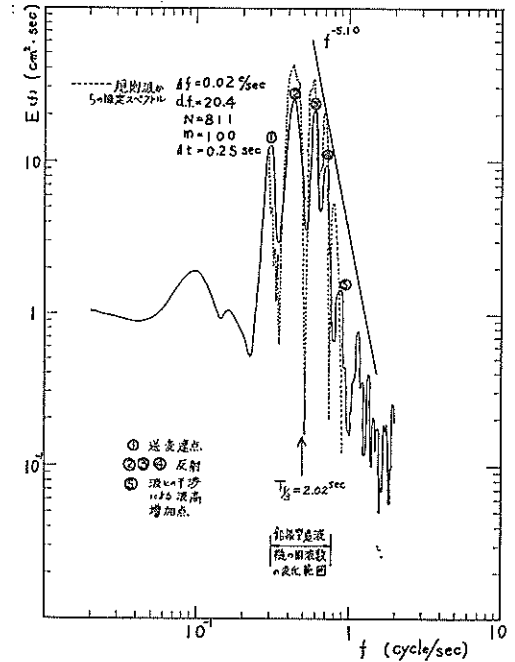
(1) 波形



(2) 波高の度数分布



(3) 波高の超過確率



(4) エネルギー・スペクトル密度

図-8 鉛直振動流型造波機の周期を連続変化したときの不規則波
($e=5 \text{ cm}$, $T=3.3 \sim 1.3 \text{ sec}$, 変速周期 101 sec)

て運転してできた不規則波のスペクトルを最初に設定した値と一致するかどうか検討してみた。この際、前節図-8(1)のように、単一の造波板だけの運転では、発生波がビート状になる可能性が強いため、これを避けるために、鉛直振動流型とフラップ型造波機の両方の周期を連続的に変えて運転することにした。

実験波の波高、周期としては、台風 6624 号の大阪湾での湾内発生風波の推定値（運輸省第三港湾建設局・港湾技術¹⁰⁾）を縮尺 $s=1/20$ として考えてみた。この波の諸元は表-2 のようなものである。 E は P-N-J 法で用いられる E -値、 h は水深である。

現地波と実験波のスペクトルとして、“現地波スペク

表-2 現地波と実験波の諸元 ($s=1/20$)

	$H_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (sec)	$\frac{E}{2} = \bar{\eta}^2$ (cm^2)	h (m)	備 考
現地波	300	6.00	5630	10.0	$F=50 \text{ km}$, $U=15.0 \text{ m/sec}$
実験波	15.0	1.34	14.1	0.50	

トル” $E_p(f)$ は Bretschneider¹¹⁾ の飽和状態の波のスペクトル

$$E_p(f) = \frac{3.437}{8} \frac{\bar{H}^2}{T^4} \frac{\exp\left[-0.675\left(\frac{1}{Tf}\right)^4\right]}{f^5} \dots (35)$$

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

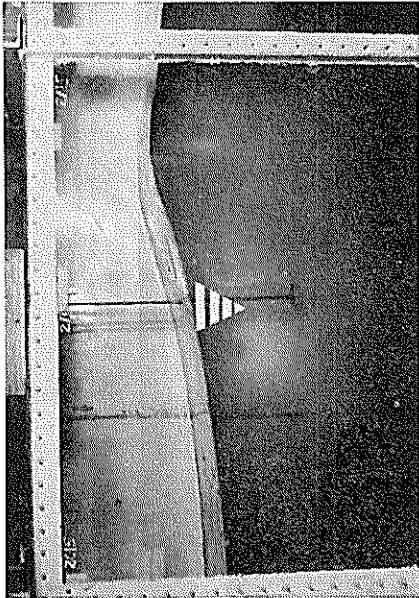


写真-5

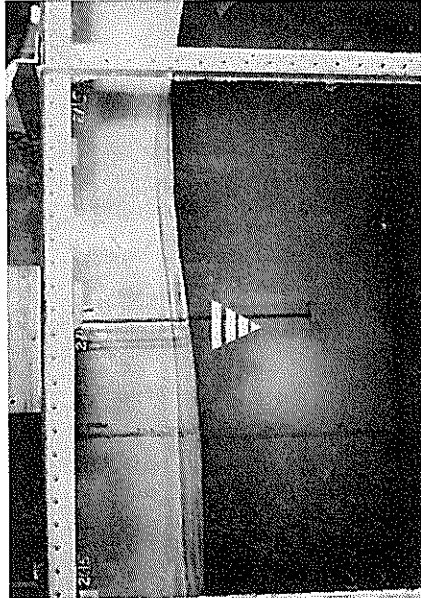


写真-7

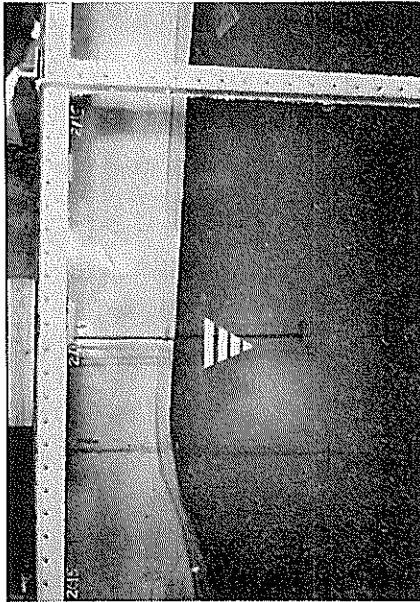


写真-4

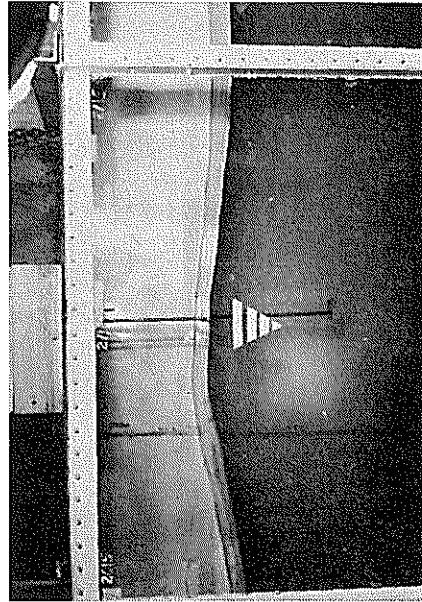


写真-6

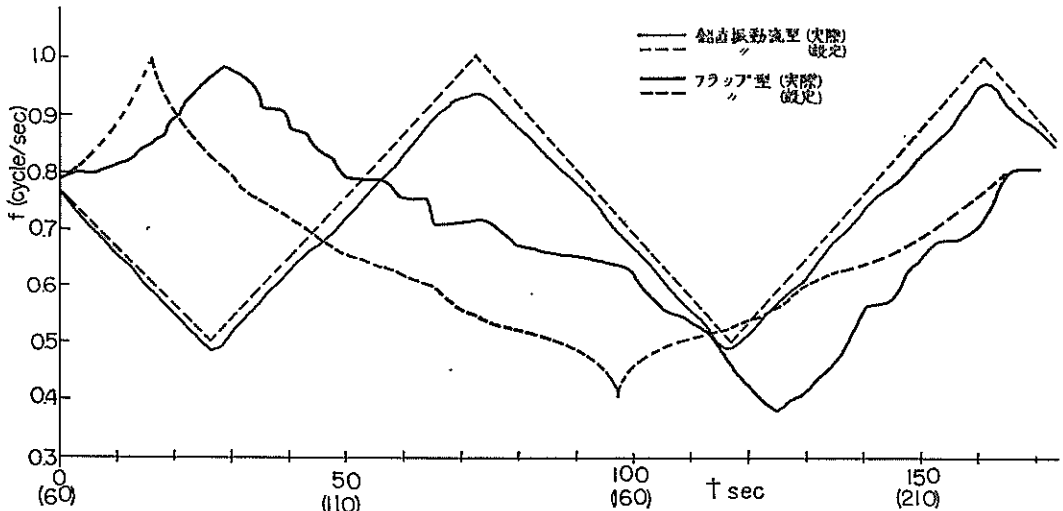


図-9 造波板の運転経過と設定曲線の比較

を用い、式(26)、(29)より縮尺 $s=1/20$ に縮め、実験波の“期待スペクトル” $E_e(f)$ を決定した。この $E_e(f)$ は後に図-11に示している。

実際の造波に際しては、鉛直振動流型造波機については式(32)で表わされるボタン操作による変速を行ない、フラップ型造波機は鉛直振動流型だけでは設定しきれないスペクトル特性を補償するような形で手動変速を行なった。また、設定スペクトルの高さとしては、造波機の運転周波数の外へもエネルギーが逃げることで、上述のように発生波のエネルギーは式(22)による計算値よりやや低いこと、その他の損失を考慮して、周波数 $0.4 \leq f \leq 1.0$ cycle/sec の範囲で $E_e(f)$ を2倍したものを“設定スペクトル” $E_s(f)$ とした(図-10)。

こうして決定したスペクトルを作るために、2.3で述べた方法により造波板の運転法を決定した。その周波数時間曲線は次項で図-9に示した。

(2) 発生波実験結果

鉛直振動流型およびフラップ型造波機の運転結果は図-9に示す通りである。この図からわかるように、鉛直振動流型は 0.05 cycle/sec ほど設定よりも周波数が低く運転されており、またフラップ型は手動変速のため、増速時の運転が著しく設定曲線からずれている。とくに高周波側の周波数の変化がおそ過ぎ、低周波側では早い。また中央周波数附近に停滞もみられる。

前項に述べたこの設定運転による“設定スペクトル”と、図-9の実際の運転に基いて式(22)から計算した“計算スペクトル”を比較すると図-10の通りである。“計

表-3 設定スペクトルと計算スペクトルの比較

	分散 $\bar{\eta}^2$ (cm ²)	$H_{1/3}$ (cm)
設定スペクトル	22.8	19.1
計算スペクトル	23.4	19.3

算スペクトル”を“設定スペクトル”と比較すると、上に述べた運転の設定曲線からのずれの影響がはっきり現れている。すなわち、計算値は高周波側で高く、低周波側で低く、中央に造波板の停滞による山ができています。しかし、全エネルギー(分散)では、表-3のように2.6%の差しかない。

この“設定スペクトル”は表-2の波を20分の1に縮尺した波のエネルギーを、 $0.4 \sim 1.0$ cycle/sec の周波数帯に限って2倍したものであった。そこで、実際にこの運転で発生した波のスペクトル“実験スペクトル”と現地波の20分の1の縮尺スペクトル“期待スペクトル”を比較したものが、図-11である。その波の諸元は表-4のような結果である。

表-4の“実験スペクトル”の分散の値 17.8 cm² は、この波を起した造波板の運転から計算した値 23.4 cm²

表-4 期待スペクトルと実験スペクトルの比較

	分散 $\bar{\eta}^2$ (cm ²)	$H_{1/3}$ (cm)	$T_{1/3}$ (sec)
期待スペクトル	14.1	15.0	1.34
実験スペクトル	17.8	15.5	1.46

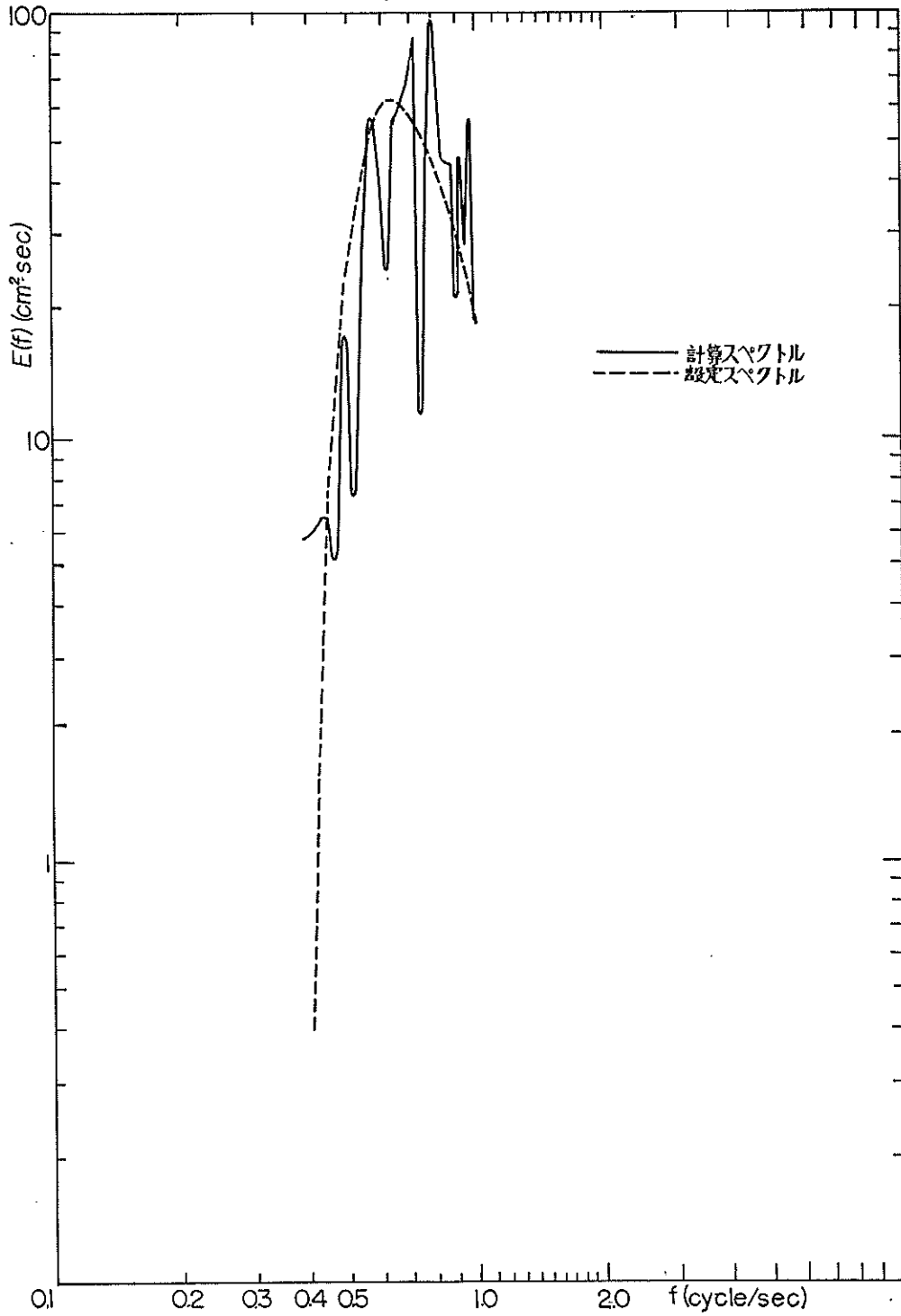


図-10 設定スペクトルと実際の造波板運動に基づく計算スペクトルの比較

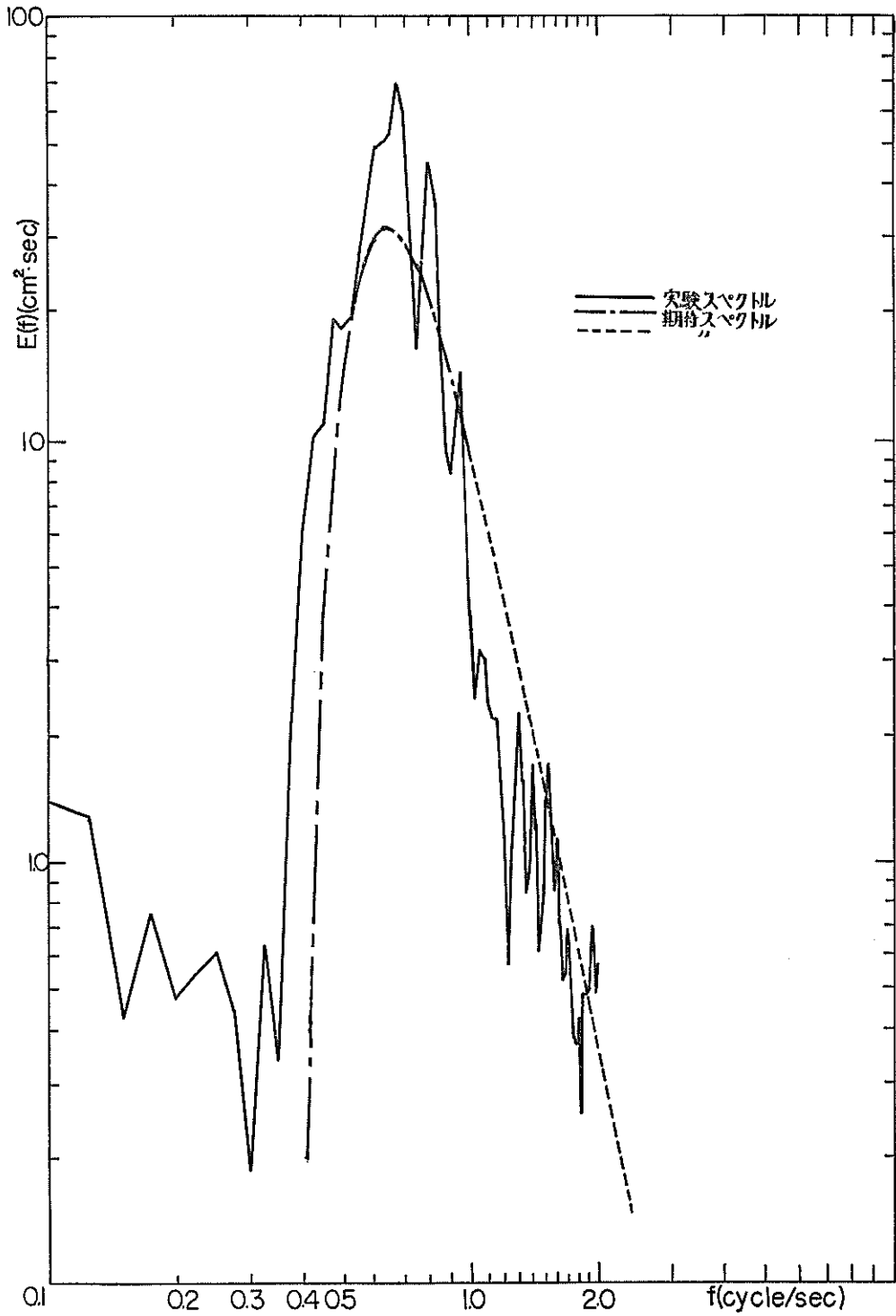


図-11 期待スペクトルと実際の実験波スペクトルの比較

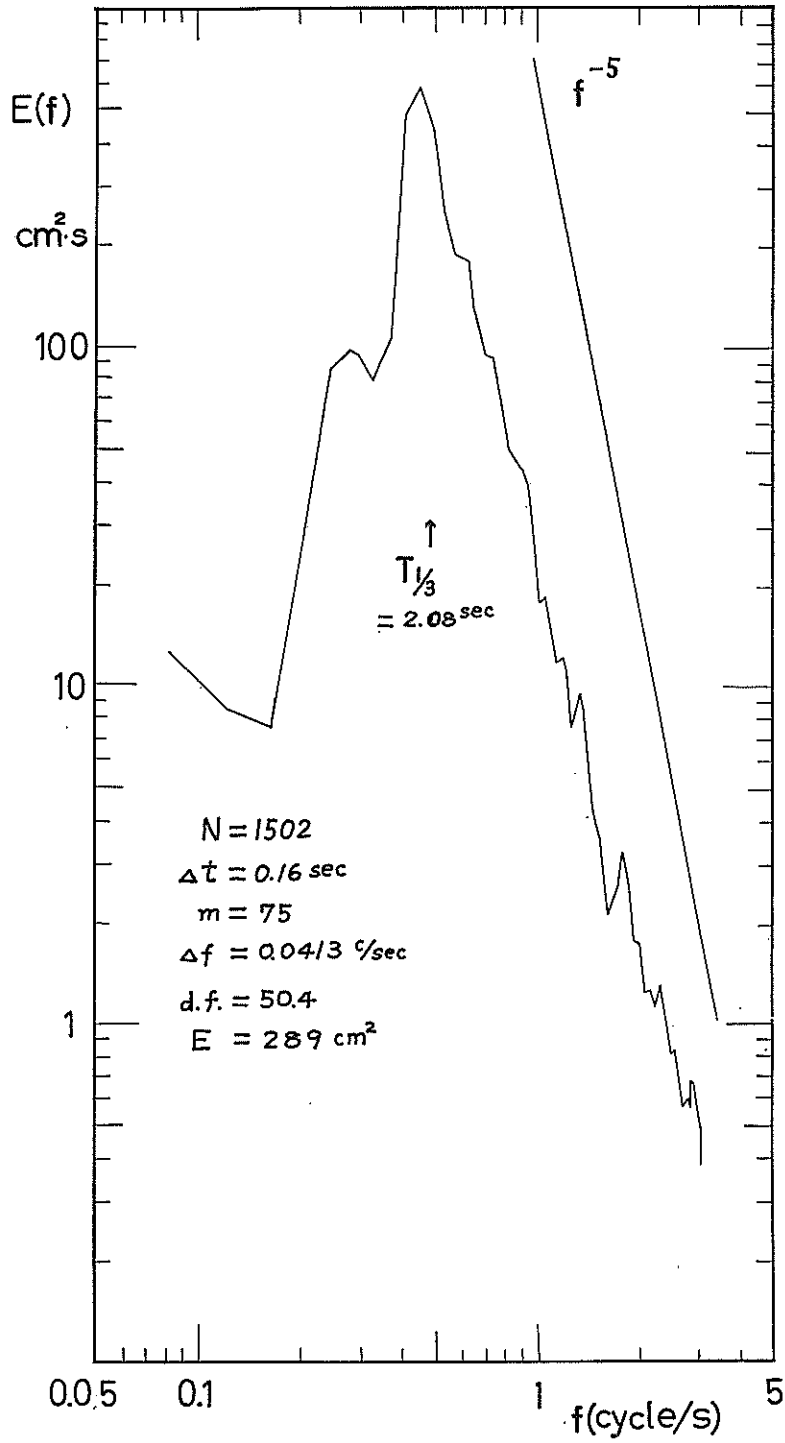
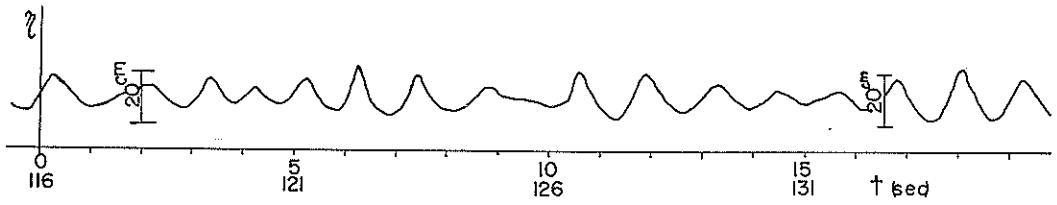
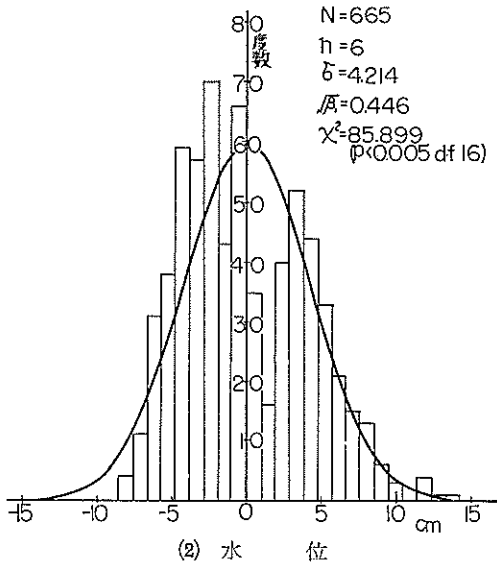


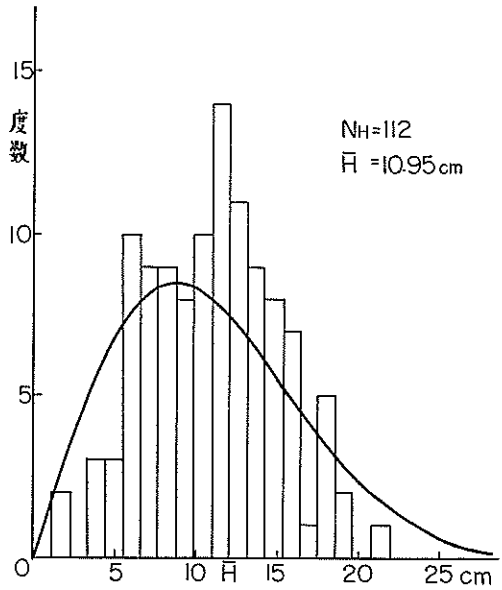
図-12 現地表面風波のエネルギー・スペクトルの例
 (名古屋港内1968年3月14日15時, $U=11.5 \text{ m/sec}$, $F_{\text{eff}}=3.08 \text{ km}$, $h=7.7 \text{ m}$)



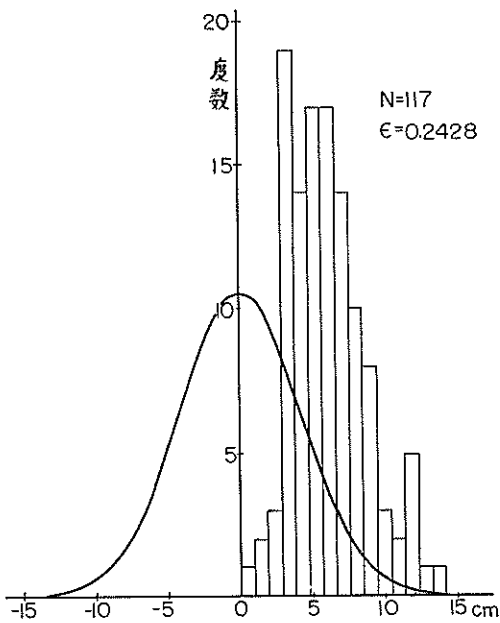
(1) 波 形



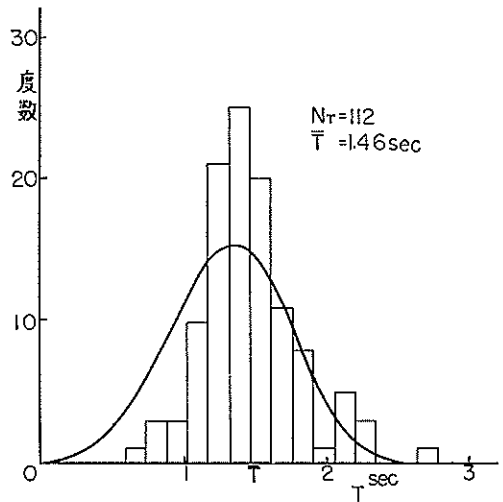
(2) 水 位



(4) 波 高



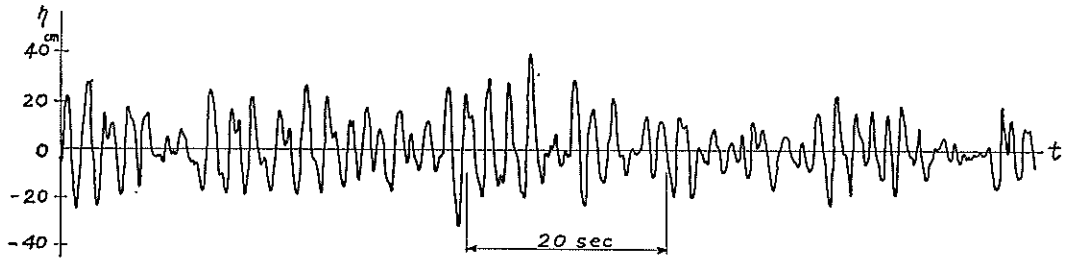
(3) 極 大 振 幅



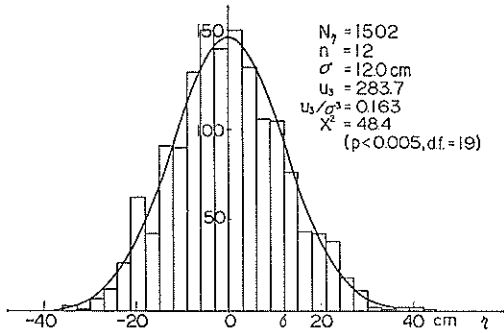
(5) 周 期

図-13 実験不規則波の統計的分布

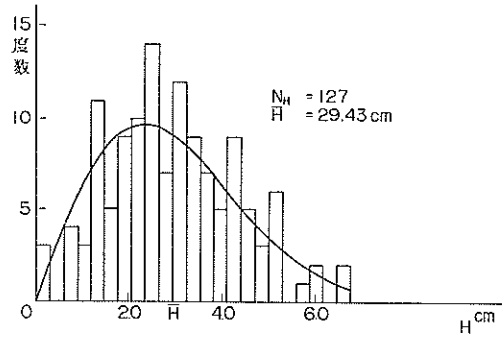
造波板の変速運動による発生不規則波のスペクトルについて



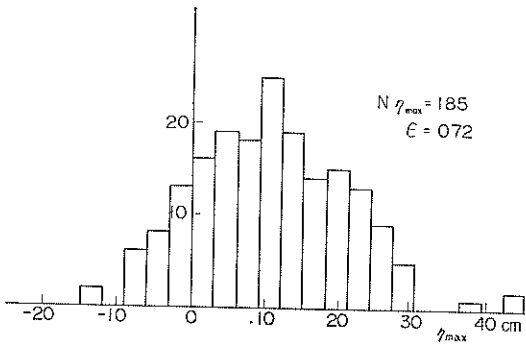
(1) 波 形



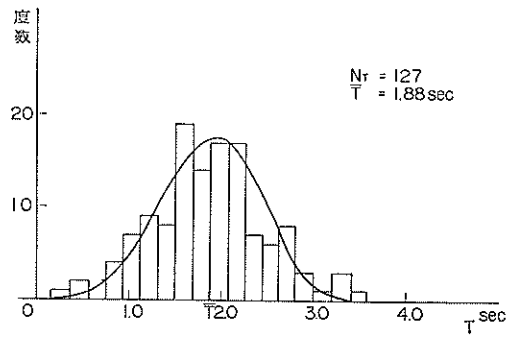
(2) 水 位



(4) 波 高



(3) 極大振幅



(5) 周 期

図-14 現地表面風波の統計的分布

(表-3) と比べて 24% 小さい。このことは前節の予備実験においても見られたことであるが、高周波成分が十分発生させられないためであり、この原因としては、低周波数へのエネルギー移行、その他の非線型性のためと考えられる。また表-4 の期待スペクトルと実験スペクトルの比較から判断すると、 $E_e(f)$ を $E_o(f)$ の 2 倍としたのはやや過大であったと思われる。

以上の実験の結果、二台の造波機の造波板を連続的に変速した場合にも、20% 前後の差異で、式 (22) に基づく期待するスペクトルをもつ波が得られることがわかる。

3.4 実験波と現地波の統計的性質

実験で用いる不規則波は、そのエネルギー・スペクトル密度が現地波と相似であるばかりでなく、その波形の統計的性質も相似である必要がある。そこで、上の実験で得られた波の波高、周期、振幅、極大振幅などの統計的性質について検討し、現地波との比較を行なった。現地波としては、名古屋港内における表面風波の記録(合田・永井¹²⁾)の内、1968年3月14日15時(風速 $U=11.5$ m/sec, 有効フェッチ $F_{eff}=3.08$ km, 水深 $h=7.7$ m) のものを取りあげた。この波のエネルギー・スペクトル密度は図-12 のようなものである。

(1) 波の諸元の統計的解析

図-12 の現地表面風波および前節の実験波の波形と水位、極大振幅、波高、ゼロ・アップ・クロス周期の度数分布を比較したものが図-13, 14 である。両者の波の諸値を比較表示すると表-5 の通りである。

まず、図-13, 14 (2) の水位 η の分布をみると、現地波の方が実験波より歪度が小さく、正規分布(図中実線)に近い。すなわち、実験波はより非線型である。この原因としては、図-11 の実験波スペクトルの周波数幅が 0.4~1.0 cycle/sec と狭く、しかも浅海波であることが考えられる。このためゼロ附近の正の振幅が少く、正と負で分布は二山に分かれている。図-13, 14 (3) の極大振幅 η_{max} の分布をみると、当然のことながら、実験波のスペクトル幅は現地波のそれよりもはるかに狭い。現

地波では負の極大振幅(波形の上に凸の振幅)が現れているけれども、実験波には全く現れない。すなわち、実験波はスペクトル幅が狭いために、波谷がなめらかな波となっている。図-13, 14 (4) の波高の分布は、現地波では狭帯域スペクトル ($\epsilon=0$) の理論分布式 (33) の Rayleigh 分布(図中実線)にかなり乗っているが、実験波は平均波高前後で波高の集中がみられ、とくに高い波高も現れていない。このため、実験波の有義波高 $H_{1/3}=15.5$ cm は、その分散 $\overline{\eta^2}=17.8$ cm² から、Longuet-Higgins⁹⁾ による狭帯域スペクトルでの

$$H_{1/3}=2.832 \sqrt{E}=2.832 \sqrt{2\eta^2} \quad \dots (36)$$

の関係から計算した値 16.9 cm より 8% ほど小さくなっている。このことは実験波の水位分布が二山にわかれていることから起っていることと推察される。なお、現地波は線型でないことが普通で、名古屋港内の他のデータではやはり平均波高附近への波高の集中がみられる。図-13, 14 (5) の周期の分布においては実験波のスペクトル幅が狭いために、平均周期附近の周期が多く現れている。なお、図中の実線は、平均波周期 \bar{T} に実測値を用いて、Bretschneider¹¹⁾ の示した周期の Rayleigh 分布

$$p(T)=2.7 \frac{T^3}{\bar{T}^4} \exp\left(-0.675 \left(\frac{T}{\bar{T}}\right)^4\right) \quad \dots (37)$$

を計算したものである。

以上の解析結果、この実験波は造波機の特徴から発生周波数の範囲に制限を設けたために、現地波よりスペクトル幅が狭くなっており、また非線型で、有義波高は狭帯域スペクトル波の有義波高より 8% 程度低いという特徴があげられる。

(2) 波高の連なるの解析

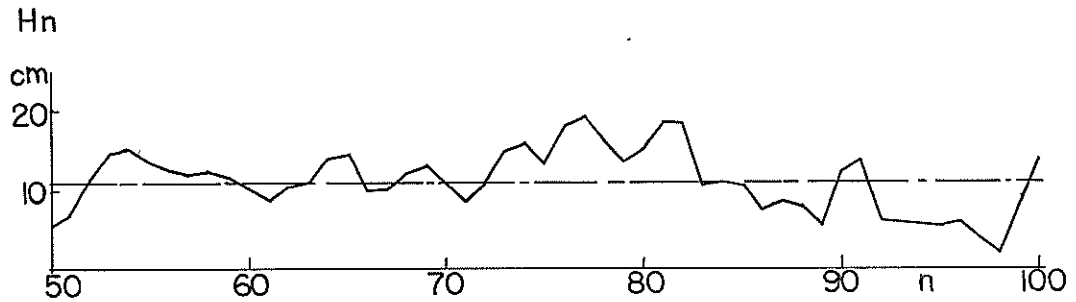
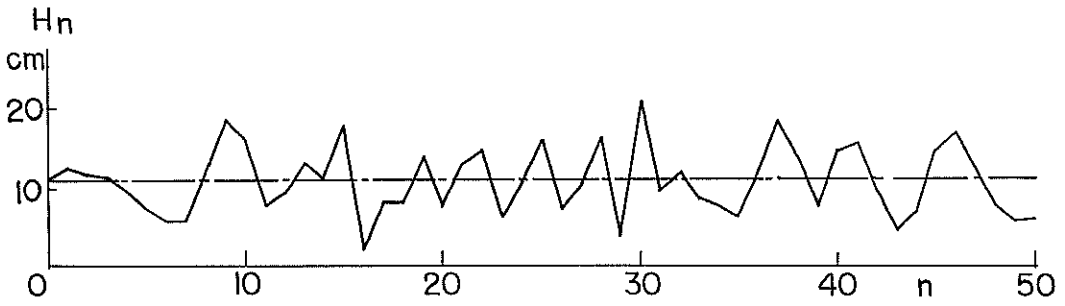
不規則波の作用する堤体での波圧や越波の実験では、大きな波高がどの位連続して起るかということが統計的に重要な問題である。そこで、この項では、現地波と実験波の波高の連なりについて比較検討してみる。

まず、問題を単純化するために、ゼロ・アップ・クロス法で読みとった波高を現れた順に並べ、その周期は除去して考える。こうして、横軸に波順 n 、縦軸に波高

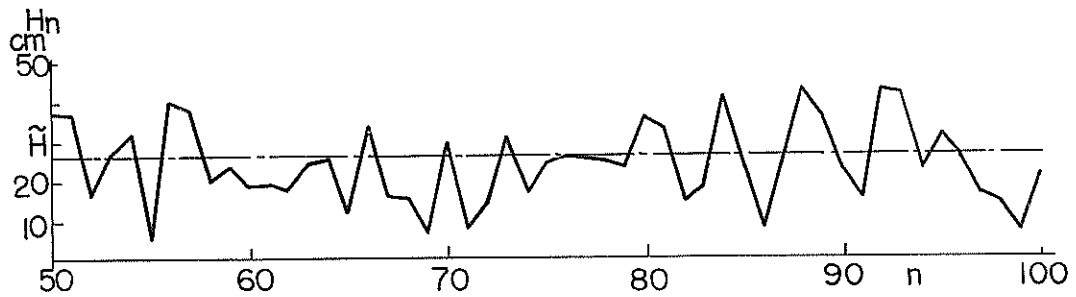
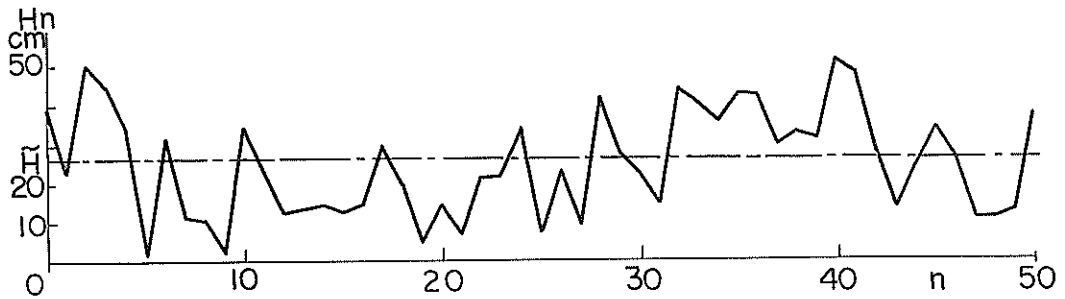
表-5 現地波と実験波の諸値の比較

	分散 $\overline{\eta^2}$ (cm ²)	歪度 $\sqrt{\beta_1}$	スペクトル幅 ϵ	平均波高 \bar{H} (cm)	平均波周期 \bar{T} (sec)	波高比 $H_{1/3}/\bar{H}$	周期比 $T_{1/3}/\bar{T}$
現地波	144	0.163	0.72	29.4	1.9	1.54	1.1
実験波	17.8	0.446	0.24	10.9	1.5	1.41	1.0

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



(1) 実験波



(2) 現地表面風波

図-15 波高列 H_n の連

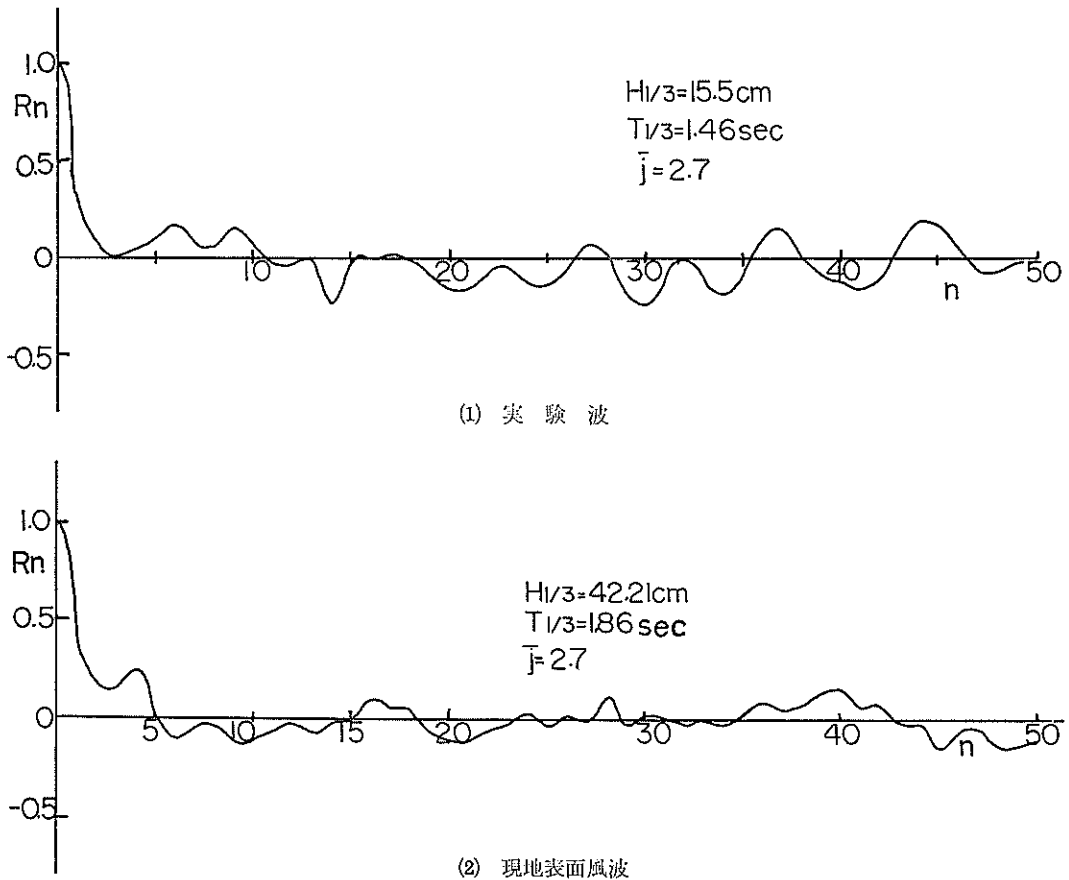


図-16 波高列 H_n の自己相関係数

H_n をとって図示すると、図-15 のような結果が得られる。図中 (1) は上の実験波で、(2) は名古屋港内の現地波のものである。この波高 H_n の時系列から波高の連なり方を解析するには次の二通りの方法が考えられる。

- i) H_n の自己相関係数 $R_n(\tau)$ を計算し、その最初に $R_n=0$ と交わるラグ τ 、または、最初は下に凸となる τ を知り H_n の不規則性を知る目安とする。さらに $R_n(\tau)$ の形から周期性を読みとる。
- ii) いわゆる連 (Run) の考え方を導入し、ある波高の上下で何波の波が続いて起るかを解析する。

まず、i) の考え方に従い 図-15 の波高列の自己相関係数

$$R_n(\tau) = \left(\frac{1}{N-\tau} \sum_{n=1}^{N-n} H_n H_{n+\tau} \right) / R_n(0) \quad \dots (38)$$

を計算すると 図-16 のようになる。実験波 (1) では 5 波程度の周期性が読み取られる。現地波の方でも弱い周期

性が認められるが、このままでは波高の連なり方を十分知ることができない。

つぎは、ii) の連の考えによって、波高列を中央波高 \bar{H} で高低 2 等分し*、 \bar{H} の上下片側に j 波続けて起った場合、長さ j の連と定義し、その連の数を k_j とする。連の総数 k は

* 波高が Rayleigh 分布すれば
 $\bar{H} = 0.9394 \bar{H}$

である。

このように H_n を \bar{H} の上下に分けずに、 H_n と H_{n+1} の差が正か負であることに注目し、その符号の連なり方から波高の変化の仕方を知る方法も考えられるが、その場合、正負の符号の配列が全部同じ確率では起らないので、完全に不規則な連の理論を統計的に適用できなくなる。そこで、本報告では中央波高で分けることにした。この場合には、波高が中央波高の上下にある確率は 1/2 で等しい。

表-6 実験波と現地波の波高の連の比較

	波数 N	連の総数 k	期待値 $E(k)$	分散 $D^2(k)$	平均連長 \bar{j}	最も長い連長 j
実験波	112	42	56.5	27.8	2.7	11
現地波	184	69	92.5	45.8	2.7	12

$$k = \sum_j k_j \quad \dots\dots (39)$$

である。波数を N とすると、完全に不規則な波高列では k の期待値 $E(k)$ と分散 $D^2(k)$ は

$$\left. \begin{aligned} E(k) &= \frac{1}{2}(N+1) \\ D^2(k) &= \frac{1}{4}(N-1) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (40)$$

となることが知られている。(たとえば, Fisz¹³⁾)

ここでは、つぎのような連の長さ j の確率分布 $p(j)$ と連の平均長 \bar{j} を考えてみる。

$$p(j) = j k_j / N \quad \dots\dots (41)$$

$$\bar{j} = \sum_j j k_j / k = N/k \quad \dots\dots (42)$$

もしも H_n が完全に不規則であれば、式 (40), (42) より連の長さの期待値は

$$E(j) = \frac{N}{E(k)} = \frac{2N}{N+1} \sim 2 \quad \dots\dots (43)$$

となる筈である。

実験波と現地波について、式 (39)~(42) の連の諸値をまとめると表-6 のようになる。

また、式 (41) から、 j の長さの連の確率分布は 図-17 のように得られた。

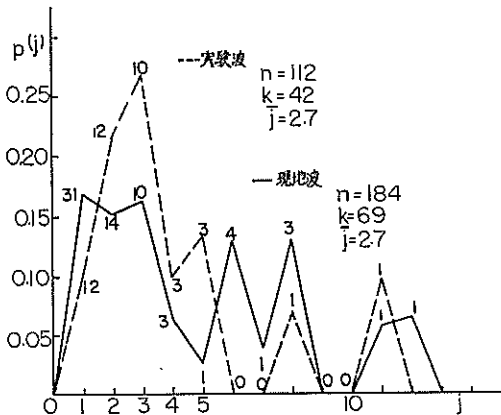


図-17 波高列 H_n の連の長さ j の確率分布 (数字は j の長さの連の個数 k_j を示す)

表-6 の結果から、 H_n をまったく不規則な統計量とみなした期待値 $E(k)$ と実際の連の総数 k との間には、偏差が実験波で 2.8σ 、現地波で 3.4σ (σ は標準偏差で $\sigma = \sqrt{D^2(k)}$) もあって、この波高列はまったく不規則な時系列であるとはいえないことがわかる。図-17 からは、この両者は比較的良好似た波高の連なり方をしており、平均の連の長さ \bar{j} は両者とも一致している。なお、図中の折線上の数値は k_j を示している。

こうして、この実験波の波高の連なり方は名古屋港の風波の一例と似たものであることがわかった。しかし、異なった条件での現地の波はスペクトルの形や幅、非線型性等によってその波高の連の性質も異なるものと考えられる。この点については、今後検討されるべき課題である。

なお、ここで注目されることは、自己相関係数と連の平均長の関係である。この両者はなんらかの形で結びつきがある筈であるが、実際、図-16 との比較から、連の平均長は自己相関係数が最初に下に凸となる波数のラグにほとんど一致していることがわかる。このことは波高列 H_n が正規分布を成し*、波数 n に対する H_n の変動の周波数成分がごく狭い場合にはつぎのようにして証明される。

いま、 H_n の時系列に対して形式的にパワー・スペクトルを考えると、変動の周波数幅が狭いという仮定から、これはたとえば 図-18 のように $\omega_1 \sim \omega_2$ の間に一様分布する形で表わすことができる。そうすると、Rice¹⁴⁾ により平均の角周波数 $\bar{\omega}$ は

$$\bar{\omega} = \left[\frac{\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 S(\omega) d\omega}{\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) d\omega} \right]^{1/2} = \sqrt{(\omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_1 \omega_2) / 3} \quad \dots\dots (44)$$

である。スペクトル $S(\omega)$ の幅 $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ がごく狭いと考えると、 $\bar{\omega}$ と H_n の平均周期 \bar{T}_H とは

* 狭帯域の波の波高分布は式 (33) のように Rayleigh 分布をするが、実際の波では正規分布で近似しうる場合も多い。

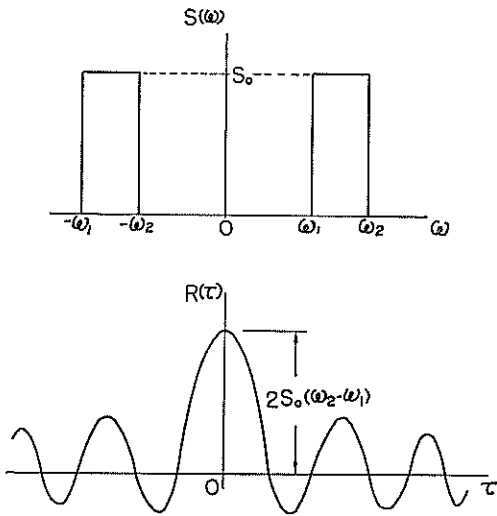


図-18 波高列 H_n のパワー・スペクトル密度 $S(\omega)$ と自己相関関数 $R(\tau)$

$$\bar{T}_H = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\sqrt{3}\pi}{\sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_1\omega_2}} \quad \dots\dots(45)$$

の関係にある。また、狭帯域の波高列 H_n の中央波高上下の連の平均長 \bar{j} は、この平均周期 \bar{T}_H の2分の1と考えられるから、 $\omega_2/\omega_1 = 1 + \delta$, $\delta \ll 1$ として

$$\begin{aligned} \bar{j} &= \frac{\bar{T}_H}{2} = \frac{\sqrt{3}\pi}{\sqrt{\omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_1\omega_2}} \\ &= \frac{\pi}{\omega_1 \sqrt{1 + \delta + \delta^2/3}} \quad \dots\dots(46) \end{aligned}$$

となる。

一方、この波高列の自己相関関数は

$$\begin{aligned} R(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega\tau} d\omega \\ &= 2S_0 \frac{\sin \omega_2\tau - \sin \omega_1\tau}{\tau} \quad \dots\dots(47) \end{aligned}$$

であり、 $R(\tau)$ の最初に下に凸となる τ の値 τ_l は

$$\begin{aligned} R'(\tau) &= 2S_0 \left\{ \frac{\omega_2 \cos \omega_2\tau - \omega_1 \cos \omega_1\tau}{\tau} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sin \omega_2\tau - \sin \omega_1\tau}{\tau^2} \right\} = 0 \end{aligned}$$

より、

$$\frac{\cos(1+\delta)\omega_1\tau}{\cos\left(1+\frac{\delta}{2}\right)\omega_1\tau} \frac{\frac{\delta}{2}\omega_1}{\sin\frac{\delta}{2}\omega_1\tau} - \omega_1 \tan\left(1+\frac{\delta}{2}\right)\omega_1\tau = \frac{1}{\tau} \quad \dots\dots(48)$$

を τ について解けば求められる。

たとえば、 $\delta=0$ ($\omega_1=\omega_2=\omega$) に近づけた場合は式(46)より \bar{j} は

$$\bar{j} = \frac{\pi}{\omega}$$

であり、式(48)は

$$\tan \omega\tau = 0$$

となって、 $\tau=0, \pi/\omega, 2\pi/\omega, \dots\dots$ ゆえ、求めるラグ τ_l は

$$\tau_l = \frac{\pi}{\omega}$$

である。この場合、 \bar{j} と τ_l は完全に一致する。

さて、式(48)を δ について級数展開し、 δ の三乗以上の項を無視すると

$$\omega_1\tau \tan \omega_1\tau = -\frac{2+3\delta}{\delta(1+\delta)} \quad \dots\dots(49)$$

となる。式(49)より、 τ_l は π/ω_1 よりやや小さな値となることがわかる。ここで、改めて式(48)を Newton の近似法を用いて $\omega_1=1$ の場合に、小数点以下10桁まで τ_l の近似計算をし、式(46)の \bar{j} と比較すると表-7 のようにな

表-7 波高列の連の平均長 \bar{j} と自己相関関数の最初の下に凸となるラグ τ_l の関係 ($\omega_1=1$)

δ	1.0	0.5	0.2	0.1	0.05	0.01	0
\bar{j}	2.057	2.497	2.852	2.991	3.065	3.126	π
τ_l	2.015	2.479	2.848	2.990	3.064	3.126	π

る。この両者の差 $\bar{j} - \tau_l$ を ω_1/ω_2 に対して図示すると図-19 のようになり、 ω_2 が ω_1 に近づくに従い急激に \bar{j} と τ_l は一致することがわかる。表-7 においては $\delta=1.0$ すなわち、 $\omega_2=2\omega_1$ ($\omega_1=1.0$) の場合でも \bar{j} と τ_l が 2% しか違わないことを示している。

この結果、波高の時系列 H_n の変動の周波数幅が狭く、 H_n が正規分布すれば、 H_n の中央波高上下の連の平均長を考えると H_n の自己相関関数の最初に下に凸となるラグを考えることは同じことであることがわかる。

4. ま と め

以上、本報告ではできるだけ簡易な方法によって実験用の不規則波を発生させる造波法を理論と実験から検討してきた。ここでその結果をまとめてみる。

(i) 造波板が不規則な変速運動を行なっていると

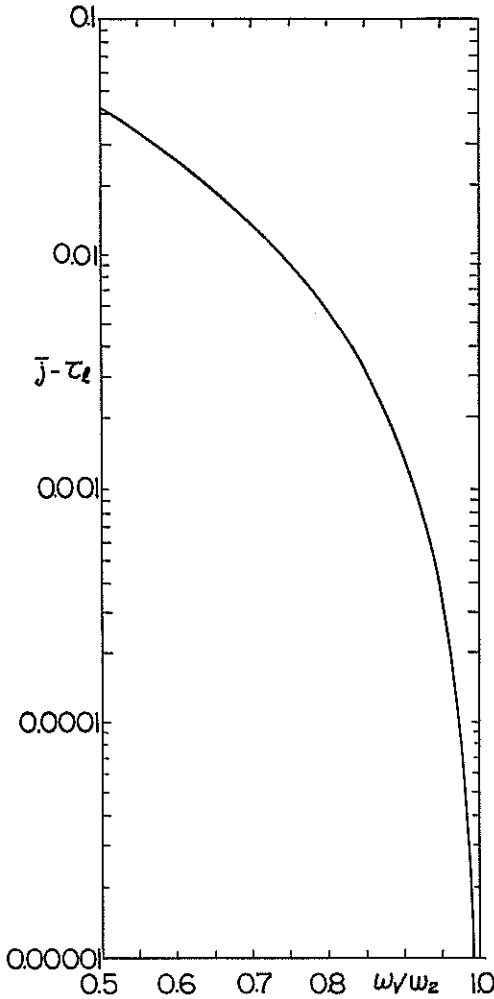


図-19 波高列 H_n の連の平均長 \bar{j} と τ_i の差

き、その運動の時間変化を追うことにより、発生波のエネルギー・スペクトル密度を知ることができる。

いま水路に発生する不規則波が微小時間中は正弦波の一部であるとみなせるならば、発生波のエネルギー・スペクトル密度は微小時間ごとの規則波のエネルギー（波高の二乗の函数）和で表わされる。この結果、造波板の運転経過を知れば、発生波のエネルギー・スペクトル密度は規則波の波高を用いて計算できる。いいかえると、ある周波数での発生波のスペクトル密度は、全時間の内、何割だけその周波数で造波板を運転するかによって決まるものである。

(ii) この理論から逆に造波板の運転法を適切に設定

すれば、比較的簡単な機構の造波機によって、任意のスペクトル密度をもつ不規則波を発生し得る。すなわち、造波板の偏心距離を変えることなく、周期だけを一波ずつまたは緩やかに変え得る造波機を用いて、各成分周波数での造波板の運転時間を調節すればよい。ただし、造波機特性から波の統計的性質、とくに周期と波高の現れ方が偏る恐れのあるときは、複数の造波機を同時に運転する必要が生じる。

(iii) 実際に一台の造波機の周期を連続的に変えて造波した実験によって、上に述べた造波板の運転経過から計算した発生波のスペクトル密度は、実際の発生波のスペクトル密度と 15% 以内の差異で合うことがわかった。

(iv) これの応用として、二台の造波板の周期を予め設定した通りに連続的に変化させた造波実験で、所要のスペクトル密度をもつ波を作り得ることが示された。(i) による計算値と発生波のスペクトル密度との差は 24% であった。発生波の波高の統計的分布とその連なり方は、現地風波の例と比較してほぼ満足されるものであった。

(v) とくに、波高の連なり方は“連”の考えによって検討したところ、現地波とよく似た性質をもっていることがわかった。なおこの“連”の平均長を考えると、これは波高の連なり方をみるよいパラメーターであると考えられる。

最後に、本報告のための実験および整理に当っては当研究室伊藤正彦技官の協力に負うところが多かったことを記し、ここに謝意を表します。なお、本報告は合田の指導のもとに永井が解析およびとりまとめを行なったものである。

参 考 文 献

- 1) Dost, M.H.: Reproduction of recorded ocean waves in a ship model towing tank, Part I; *Univ. of Calif., I.E.R. Report*, Series 61, Issue 16, May 1958, 18 pp.
- 2) Cuthkert, J.W.: Generation of irregular waves in the University of California's towing tank; *Paper presented to the Northern California Session of the Society of Naval Architects and Marine Engineers*, Apr. 1959, 17 pp.
- 3) Sibul, O.J.: Reproduction of irregular long crested waves in a ship model towing tank; *Presentation at the 13th meeting of the American Towing Tank Conference*, Sept. 1962, 15 pp.
- 4) Svee, R. and A. Tørum: The stability properties of the Svee-Block; *XXIst International Navigation*

- Congress. S, II-1, 1965, pp. 133~162.
- 5) Tsuruta, Senri: A tentative design of an irregular wave generator; *Modern Trend in Hydraulic Engineering Research, Golden Jubilee Symposia*, Vol. 2; Central Water and Power Research Station, Poona, India, 1966, pp. 55~59.
 - 6) 岩垣雄一, 土屋義人, 石田明, 後藤克彦: 不規則波発生機の試作とそれによる波の特性に関する研究; 土木学会関西支部年次学術講演会(昭和44年度)講演概要, 1969, pp. II 31-1~2.
 - 7) 山内保文, 高石敬史, 吉野泰平, 森政彦, 猿田俊彦: 原子力船第一船の波浪中動揺と加速度に関する研究, 船舶技術研究所報告, 第5巻第4号, 1968, pp. 91~145.
 - 8) 竹田英章, 永井康平: 無反射性造波水路における不規則波の性質—鉛直振動流型とフラップ型造波機による波の干渉の利用—; 第6回港湾技研研究発表会講演概要, 1968, pp. 1~40.
 - 9) Longuet-Higgins, M.S.: On the statistical distribution of the height of sea waves; *J. Marine Res.*, Vol. 11, No. 3, 1952, pp. 245~266.
 - 10) 運輸省第三港湾建設局・港湾技研: 大阪湾波浪の統計的推算—中間報告—; 第三港湾建設局神戸調査設計事務所資料 No. 79, 1968, 104 pp.
 - 11) Bretschneider, C.L.: Wave variability and wave spectra for wind-generated gravity waves; *B.E.B. Tech. memo.*, No. 118, 1959, 191 pp.
 - 12) 合田良実, 永井康平: 名古屋港内における波浪観測—第2報—港内発生表面風波の観測解析結果; 港湾技研資料 No. 61, 1968, 64 pp.
 - 13) Fisz, M.: Probability theory and mathematical statistics; *John Wiley & Sons*, N.Y., 1963, p. 423.
 - 14) Rice, S.O.: Mathematical analysis of random noise; *Bell System. Tech. J.*, Vol. 23 & 24, 1944, 45, または Selected papers on noise & stochastic process; edited by N. Wax, *Dover Pub.*, N.Y., pp. 133~294.

記号表

- A: 現地波のエネルギー・スペクトル密度と周波数座標軸の囲む面積 ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- A': 実験波のエネルギー・スペクトル密度と周波数座標軸の囲む面積 ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- A(f_n): 造波板の周波数 f_n での規則波発生特性値
- a_n : 造波板の第 n 周波数成分の振幅 (cm)
- $D^2(k)$: 連の数 k の分散
- df : 周波数の微分 (cycle/sec)
- E: E-値 $= 2\eta^2$ (cm^2)
- $E_c(f)$: 計算エネルギー・スペクトル密度 ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- $E_a(f)$: 期待エネルギー・スペクトル密度 ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)

- E(f): 発生不規則波のエネルギー・スペクトル密度 ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- E'(f'): 模型実験波のエネルギー・スペクトル密度 ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- $E_m(f)$: 実験発生波のエネルギー・スペクトル密度 ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- $E_p(f)$: 現地波のエネルギー・スペクトル密度 ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- e: 自然対数の底 $= 2.71828 \dots$
- e_i : 時刻 t_i での造波板の(偏心盤で設定した)偏心距離 (cm)
- e_j : j 番目の大きさの造波板の偏心距離 (cm)
- F_{eff} : 有効フエッチ (km)
- f : 周波数 $= 1/T$ (cycle/sec)
- f' : 模型実験波の周波数 (cycle/sec)
- f_i : 時刻 t_i での発生正弦波の周波数 (cycle/sec)
- f_k : k 番目の発生正弦波の周波数 (cycle/sec)
- f_n : 第 n 成分波の周波数 (cycle/sec)
- H: 波高 (cm)
- \bar{H} : 平均波高 (cm)
- \tilde{H} : 中央波高 (cm)
- H_{ij} : 造波板運動の周波数 f_i , その偏心距離 e_j での波高 $= 2w_{ij}$ (cm)
- H_n : 波高の時系列の第 n 番目の波高 (cm)
- h: 水深 (cm)
- i: 時刻番号, または周波数の大きさの順の番号
- j: 波高の連の長さ, または造波板の偏心距離の大きさの順の番号
- \bar{j} : 波高の連の平均長
- K(f_n): 周波数 f_n での system function
- k: 正弦波の発生番号または波高の連の総数
- l: 自然数
- M: スペクトル密度の周波数の分割個数
- m: 波の観測時間 t_0 を微小時間 Δt で割った値
- N: 波数または造波板の総数
- n: 周波数成分あるいは波高の番号
- P(f): 造波板変位のエネルギー・スペクトル密度 ($\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- $p(\)$: () 内の量の確率密度
- p_k : $T_k/\Delta t$
- R(τ): H_n の自己相関関数 (cm^2)
- $R_n(\tau)$: H_n の自己相関係数 (cm^2)
- R'(τ): R(τ) の τ についての微分

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

$S(\omega)$: H_n のパワー・スペクトル密度 (cm^2)	α_n : 造波板の変位の第 n 周波数成分正弦波の位相 (rad)
s : 現地波に対する模実験型波の縮尺	$\sqrt{\beta_1}$: 波の振幅の歪度
T : 周期 (sec)	Δf : スペクトルの周波数分割幅 (cycle/sec)
\bar{T} : 平均波周期 (sec)	Δt : 微小時間 (sec)
$T_{1/3}$: 有義波周期 (sec)	δ : 微小な定数
T_k : k 番目の正弦波の周期 (sec)	ϵ : スペクトル幅パラメーター
\bar{T}_H : H_n の変動の平均周期	ϵ_i : f_i 成分波の位相 (rad)
T_i : 現地波周期 (sec)	ϵ_k : k 番目の正弦波の位相 (rad)
T_i' : 模型波周期 (sec)	$\eta(t)$: 発生波の平均水面からの水位変化 (cm)
t : 時間 (sec)	η_i : t_i 時刻の発生波の水位変化 (cm)
t_i : $i\Delta t$ (sec)	η_k : k 番目の正弦波の水位変化 (cm)
t_0 : 観測時間または造波板の運転時間 (sec)	η_n : 第 n 造波板による発生不規則波水位変化 (cm)
U : 風速 (m/sec)	$\bar{\eta}^2$: $\eta(t)$ の分散 (cm^2)
w_i : 時刻 t_i における (造波板の周波数 f_i , 偏心距離 e_i での) 発生規則波振幅 (cm)	π : 円周率 = 3.1415926.....
w_{ij} : 造波板の周波数 f_i , 偏心距離 e_i での発生規則波振幅 (cm)	τ : 自己相関関数のずらし
w_k : 第 k 正弦波の振幅 (cm)	τ_i : 自己相関関数が最初に下に凸となるずらし τ
w_n : 第 n 周波数 f_n の成分波振幅 (cm)	σ : 連の数 k の標準偏差 = $\sqrt{D^2(k)}$
w_n' : 第 n 周波数 f_n の発生規則波振幅 (cm)	ω : H_n の時系列の角周波数 = $2\pi f$ (rad/波数)
$x(t)$: 造波板の平均位置からの変位 (cm)	$\bar{\omega}$: 平均の ω (rad/波数)
	ω_1 : $S(\omega)$ の下限角周波数 (rad/波数)
	ω_2 : $S(\omega)$ の上限角周波数 (rad/波数)