

港 灣 技 研 資 料

TECHNICAL NOTE OF
PORT AND HARBOUR RESEARCH INSTITUTE
MINISTRY OF TRANSPORT, JAPAN

No. 61 Dec. 1968

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—

合 田 良 実
永 井 康 平

運輸省港湾技術研究所



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——

目 次

要 旨

1. 序 論	3
1.1 経過と目的	3
1.2 観測地点の特徴	5
(1) 風に関する特性	5
(2) フェッチに関する特性	5
1.3 観測計器と仕様	5
2. 本資料で観析した観測データ	5
3. 波の統計的性質	13
3.1 振幅の分布と非線型性について	14
3.2 極大振幅の分布とスペクトル幅パラメーター ϵ について	16
3.3 波高の分布について	19
3.4 周期の分布について	20
3.5 平均波の波高, 周期比について	22
4. 波の発達状態	27
4.1 フェッチ・グラフ	27
4.2 港内波のエネルギー・スペクトル密度の性質	27
(1) エネルギー・スペクトル密度の概念	27
(2) 実測されたエネルギー・スペクトル密度	29
(3) 理論スペクトルとの比較	32
(4) エネルギーからの換算波高と実測波高の比較	34
4.3 風と波の関係	35
(1) 平均風速と波高	35
(2) 風の吹き始めの波高の増加状態	35
(3) 平均の風速変動と波高変動の大きさ	36
(4) 平均の風速と波高の変動の相関について (クロス・スペクトルの性質)	37
5. 平均波の整理法に関する Tucker の方法の検討	42
6. 結 び	45
記 号 表	46
文 献	47
附 録 波の統計的性質を計算するプログラム	49

WAVE OBSERVATION AT THE PORT OF NAGOYA

Second Report

—Analysis of the Records of Wind-Generated Surface Waves Observed at the Inside of the Port—

by Yoshimi Goda* and

Kohei Nagai**

Synopsis

The records of surface waves at short fetches of about 3 km which had been obtained with a capacitance-type wave probe were analysed for their statistical nature and spectral characteristics. The data analysed represent the case when the wind blew with relatively high speed without change of direction.

The frequency distributions of surface elevations and their maxima were compared with the Gaussian distribution. The skewness of distribution of surface elevations, which is a measure of its non-linearity, increases in proportion to the mean wave steepness at the initial stage of wave growth. The spectral width parameter computed from the energy spectrum density for its whole frequency band has a rather large value of about 0.8 in the average. The value is almost equal for all the spectra analysed because of their similar shapes and same frequency range.

The frequency distributions of wave heights and zero-up crossing periods were compared with the Rayleigh distribution. In spite of the existence of non-linearity of surface elevations, the statistical ratios among various mean wave heights except for H_{\max} agree with the theoretical ones which have been derived on the assumption of narrow frequency band of wave spectra, as long as a wave height is defined with zero-up crossing method. The observed values of maximum wave height H_{\max} are larger than the theoretical ones.

In one record of waves generated by gradually increasing wind, it was found that the variance coefficients of mean wind velocity and mean wave height have the same value of 0.2 and the relationship between the mean velocity and mean height is linear. The cross spectral analysis of wind and wave for this record as well as the above results indicate that the length of effective fetch of mean wind velocity on the variation of mean wave height is smaller than that of apparent fetch.

In additions, comparisons of observed data with fetch graphs, one-dimensional energy spectra of theoretical ones, and Tucker's method for mean wave heights are presented in this note.

* Chief of Wave Laboratory, Hydraulics Division.

** Member of Wave Laboratory, Hydraulics Division.

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——

合 田 良 実*
永 井 康 平**

要 旨

名古屋港内の容量型波高計によって、1967年4月から1968年3月までに観測された季節風による表面風波のデータの一部(風速 10m/s, 風向一定, フェッチ<3km, 水深≈7 m)を解析した。

まず、表面波の振幅、極大振幅、波高、周期の統計分布を計算したところ、振幅の非線型性が確認され、波の発生初期には風速と波形勾配と歪度に比例関係があることを見出した。スペクトル幅パラメーター ϵ の意味と計算法を検討し、スペクトル幅の広いことを知った。平均波高比は、ゼロ・アップ・クロス法の波高を使えば、波の非線型性にかかわらず Rayleigh 分布に基く理論値に合うことを示した。但し、 H_{max} は理論値より大きく、 H_{max} の理論比率は実際より過小評価することを指適した。

更に風速の上昇に伴うスペクトルの増大、平均風速と平均波高の間の変動係数が等しいこと、及びクロス・スペクトル解析から風の変動が平均波高変動に及ぼす影響距離は比較的短いことを示した。

その他、フェッチ・グラフ、エネルギー・スペクトル密度、及び Tucker による簡単な平均波整理法等のいわゆる理論値と実測値を比較した。

1. 序 論

1.1 経過と目的

1959年9月、名古屋地方に來襲した伊勢湾台風(台風15号)は湾内各地に高潮による大きな災害をもたらした。名古屋港では、その後、高潮防波堤が港外に建設され(1962年~1964年)、高潮災害に備えている。しかし、幸にも伊勢湾台風以後現在まで、大きな台風に襲われずに済んでいる。

その後1966年9月、第五港湾建設局設計室と港湾技術研究所波浪研究室は図-1の3地点に容量型波高計を取りつけた。そして、計器の改良を行いつつ、定常観測業務を第五港湾建設局設計室が行い、特別なデータ整理を港湾技術研究所波浪研究室で行ってきた。

この波浪観測の目的とするところをまとめると、以下

の諸点が挙げられる。

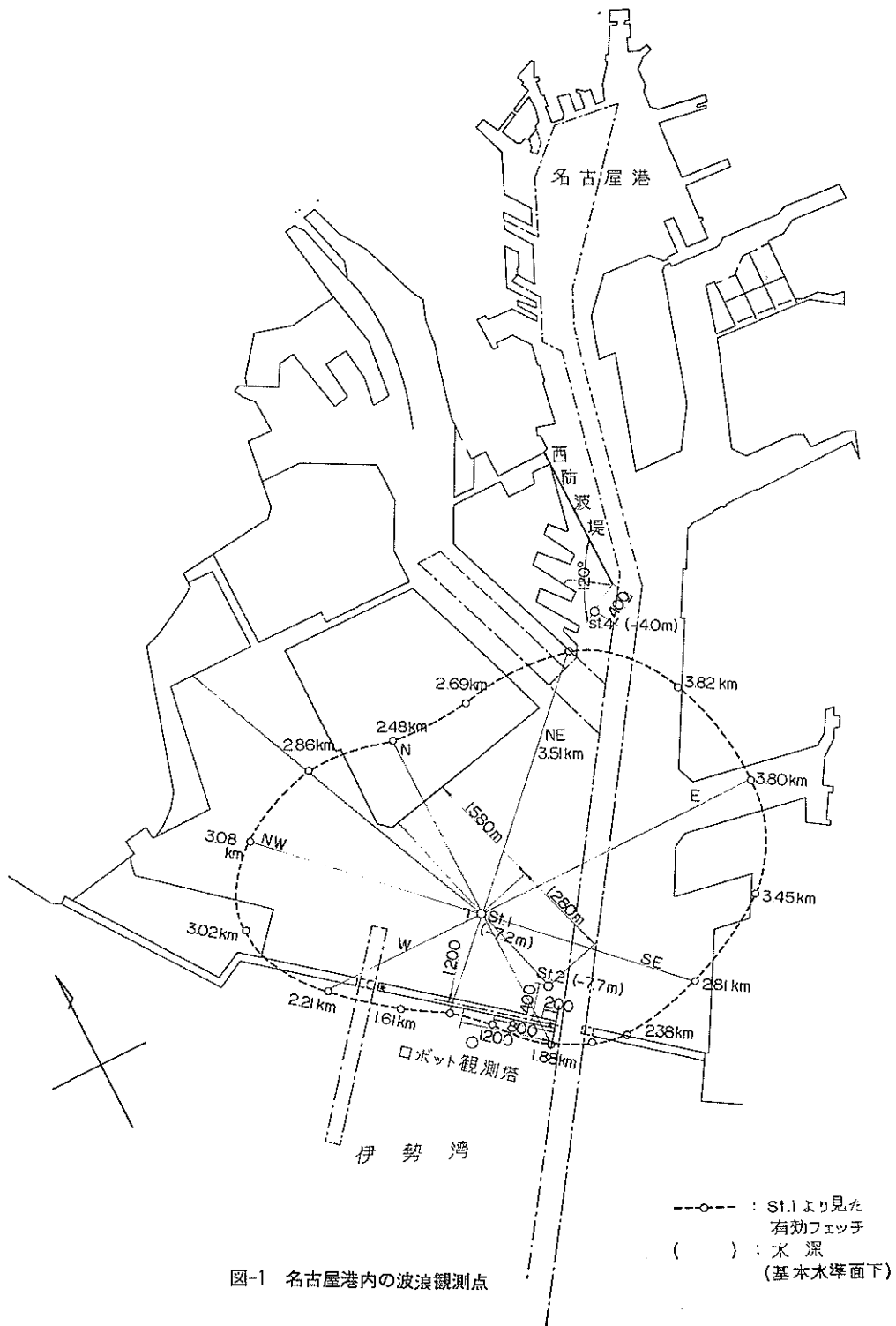
- (a) 台風時の高潮防波堤の効果の観測
- (b) 平常時及び季節風時の港内波の性質の調査
- (c) 容量型波高計の実用化
- (d) 台風時の港内波の性質の研究
- (e) 平常時及び季節風時の風と波の関係の研究

ここで、具体的にこの波浪観測により得られる結果の意義を考えてみる。

第一に、港内発生風波を考えると、当然短いフェッチの波、すなわち発生域の波が対象となる。更に深海性の波である。このことは、いわば台風内(発生域)の波や沖波のモデルとも考えることができる。そういう意味で、海岸を離れた風波の性質を知る基礎資料となろう。例えば、種々の風速に対して波の振幅、波高、周期等がどの様に分布するか、周波数スペクトルがどの様な挙動をするか等が分かれば有益である。

更に、現在まで、風波の発生、発達に関する研究が盛んに行われてきているが、近年、従来の Miles の理論

* 水工部 波浪研究室長
** 水工部 波浪研究室



の不備が実測により指適され (Snyder, et. al. [1966], Barnett, et. al. [1967]), 風波の発生発達の原因をさぐる観測の意義が高まっている。

第二に、港湾構造物に達した波を考えると、名古屋港の様に港口に堅固な防波堤がある場合、台風による波の港口での遮蔽効果を測ることは重要な意味があろう。すなわち、回折波、伝達波を捕えようということである。

このような意味から、上に簡条書きした目的は(a)~(c)が実用的、(d)、(e)が研究的な目的といえよう。

本観測に関しては、1967年6月、「容量型波高計の現地への適用」と題して、装置及び特性試験に関する第一報 (川上, 広本, 阿部, 須藤[1967]) を報告した。

ここに報告する資料においては、上に述べた目的の平常時、季節風時 [(b), (d)] に注目して現在までにとられたデータを選択し、解析した結果をまとめている。

なお、観測台帳は第五港湾建設局から発行の予定である。

1.2 観測地点の特徴

図-1に示した通り、観測地点はステーション (St.) 1, 2, 4の三地点で、いずれも名古屋港高潮防波堤内に位置している。なお、ロボット観測塔が別に高潮防波堤外に置かれている。St. 1 (水深: 基本水準面下7.2m) と St. 2 (水深: 7.7m) はほぼ NNW 方向に並べられ、主に冬期季節風の発達と港外からの侵入波を測得することを目指している。又、ロボット観測塔のデータと比較して、港内外の波の比較も行いうる。その場合、港内奥に位置する St. 4 (水深: 4.0m) のデータも参考になる。

この三点のうち、現在 St. 1 には風向及び風速計 (平均水面上約10m) が設置されており、風と波の関係を調べる上で重要な役割を受けもっている。

(1) 風に関する特性

—WNW~NNWの冬期季節風が著しい—

第五港湾建設局発行の「波浪観測台帳第一集」(1966年11月)によると、上記ロボット観測塔での1964年1月から同年12月迄の風の月別分布 (測得率42.2%) は図-2の通りである。但し、記録は2時間おきで、波の無い時の風は記録されていない。

ここで、WNW~NNWとS~SW, ESE~SSE方向の風速が約10m/sec (風力5) 以上の風が何%起ったかを表にすると、表-1の様になる。

これより、10月から2~5月迄はWNW~NNWの冬期季節風が卓越していることが明らかである。先に述べた通り、St. 2 から St. 1 の方向が大体NNWであるの

表-1 風速 10m/sec を越す風の起った百分率 (%)

月 風向	1	2~5	6	7	8	9	10	11	12
WNW~ NNW	8	11	4	5	2	10	18	36	29
S~SW	0	1	7	9	7	5	1	1	0
ESE~ SSE	0	5	11	4	17	18	0	0	0

はこの季節風による波を測るのに有効である。

(2) フェッチに関する特性

—港内風波のフェッチは短い—

Saville [1954] は、風から波へ伝わる応力が風向の cosine に比例するとした場合、フェッチの長さや幅が限られた不規則な風域の有効フェッチ F_{eff} (effective fetch) が次式で計算できることを示している。

$$F_{eff} = \sum X_i \cos \theta / \sum \cos \theta \dots \dots \dots (1)$$

ここで、 X_i は観測地点から風の主方向をみて、 $\pm 45^\circ$ の間で発生域を細かく分割した主方向からの角度 θ のフェッチである。発生域の幅が充分大きければ、 θ を 6° 間隔にとると、 F_{eff} は主方向のいわゆるフェッチの1.11倍になる。

この方法で、St. 1 からみた名古屋港内の有効フェッチ F_{eff} が図-1に示されている。

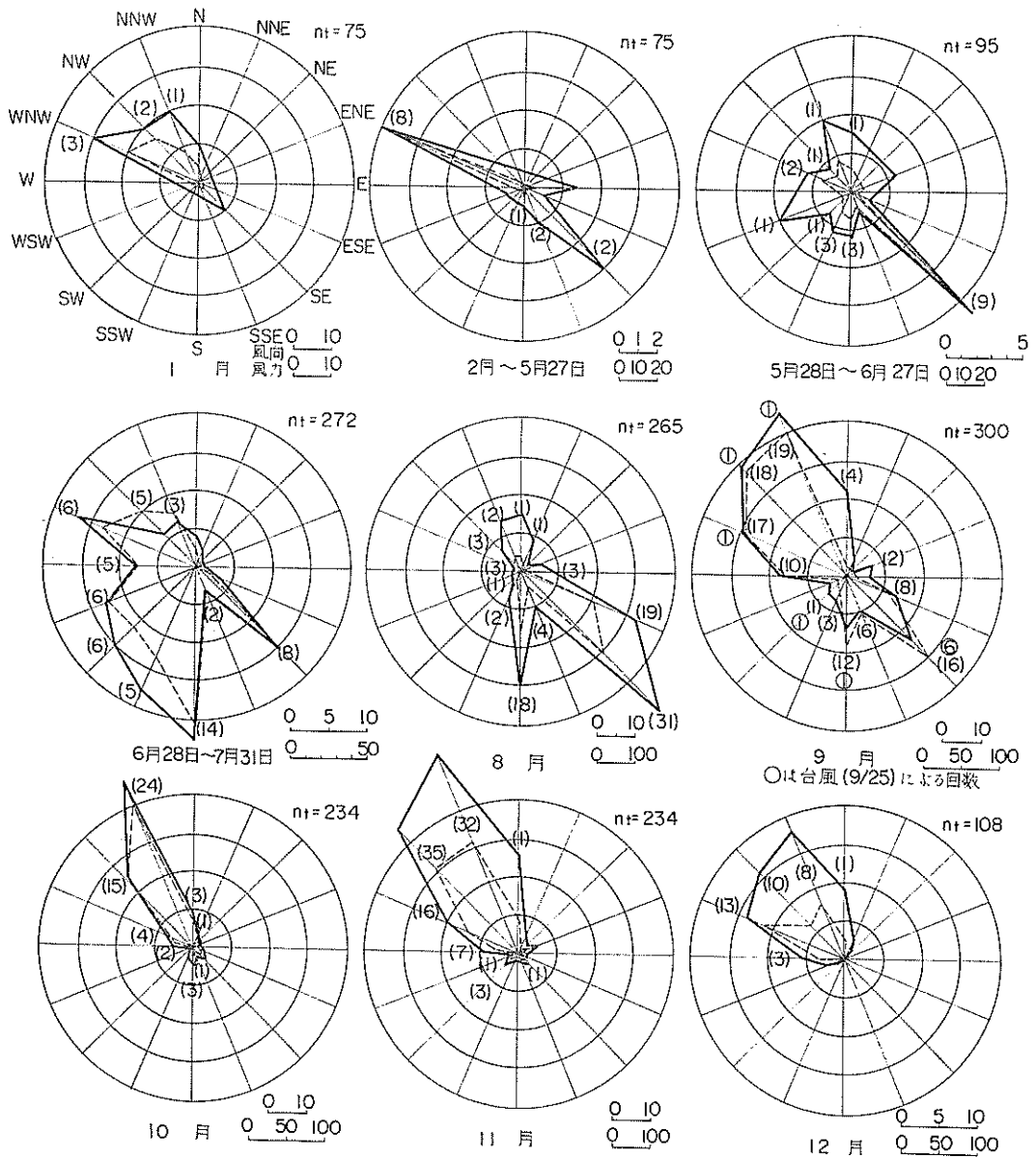
例えば、NW 方向では $F_{eff} = 3.08\text{km}$ で、無次元フェッチ gF_{eff}/U^2 の値は、 $U = 10, 20\text{m/sec}$ に対し、それぞれ 302, 76 となり、フェッチグラフ上では gF/U^2 の小さい領域をしめる。すなわち、その風速で充分発達し切るに必要なフェッチ ($gF/U^2 > 10^5$) よりはるかに小さい。

1.3 観測計器と仕様

St. 1, 2, 4 それぞれの計器についての説明と特性試験は第1報 (川上他 [1967]) に詳しい。容量型波高計の主たる特性は、水表面の波動を被覆線の容量変化に変えて検出する表面波観測装置であり、ヒステリシスも少なく、感度 (精度 0.1%, 応答周波数 0~100c/sec), 直線性, 安定性共に極めてよい。ただし、記録機は検出部と比べて感度, 安定性が劣り、特に電源電圧が12Vより下ると波形の不整が現われる。表-2に計器の仕様を示す。

2. 本資料で解析した観測データ

波の定常観測では、電源の150AHバッテリー2個を毎週取り替え、同時に風と波の記録紙を回収する方式を

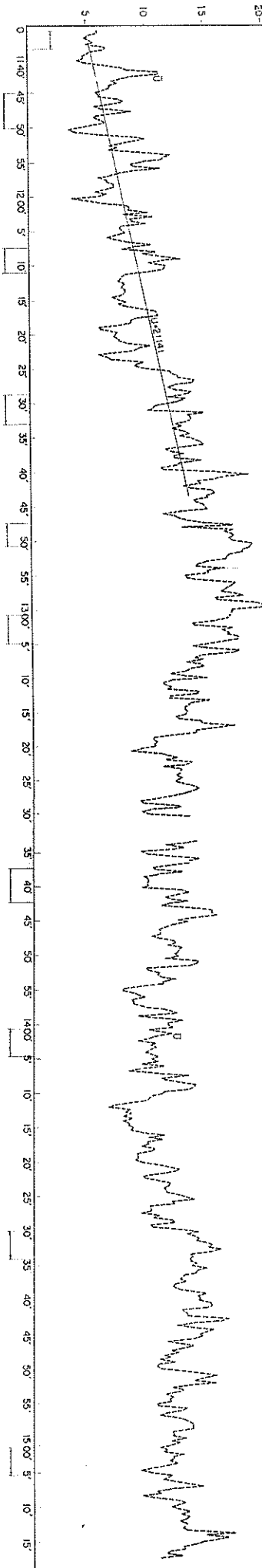


— 風向 (その期間中に起った回数) () 内は風力階級が 5 (風速約 10⁰/sec) を超えた回数
 - - - 風力 (階級の総和) n_t はその期間中の総観測回数

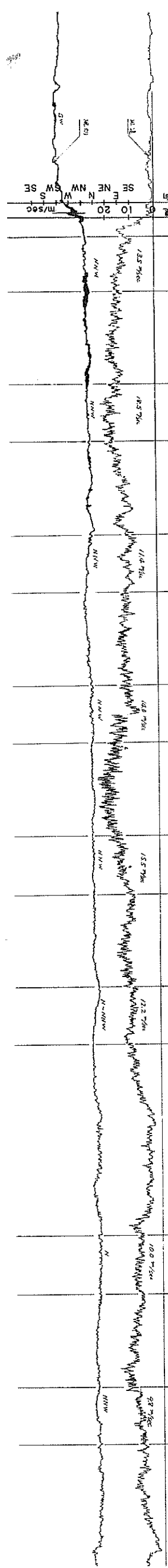
図-2 名古屋港における風向, 風速分布 (1964年1月~12月)

0
5
10
15
20
25
30
35
40
45
50
55
60
65
70
75
80
85
90
95
100
105
110
115
120
125
130
135
140
145
150
155
160
165
170
175
180
185
190
195
200
205
210
215
220
225
230
235
240
245
250
255
260
265
270
275
280
285
290
295
300
305
310
315
320
325
330
335
340
345
350
355
360
365
370
375
380
385
390
395
400
405
410
415
420
425
430
435
440
445
450
455
460
465
470
475
480
485
490
495
500
505
510
515
520
525
530
535
540
545
550
555
560
565
570
575
580
585
590
595
600
605
610
615
620
625
630
635
640
645
650
655
660
665
670
675
680
685
690
695
700
705
710
715
720
725
730
735
740
745
750
755
760
765
770
775
780
785
790
795
800
805
810
815
820
825
830
835
840
845
850
855
860
865
870
875
880
885
890
895
900
905
910
915
920
925
930
935
940
945
950
955
960
965
970
975
980
985
990
995
1000

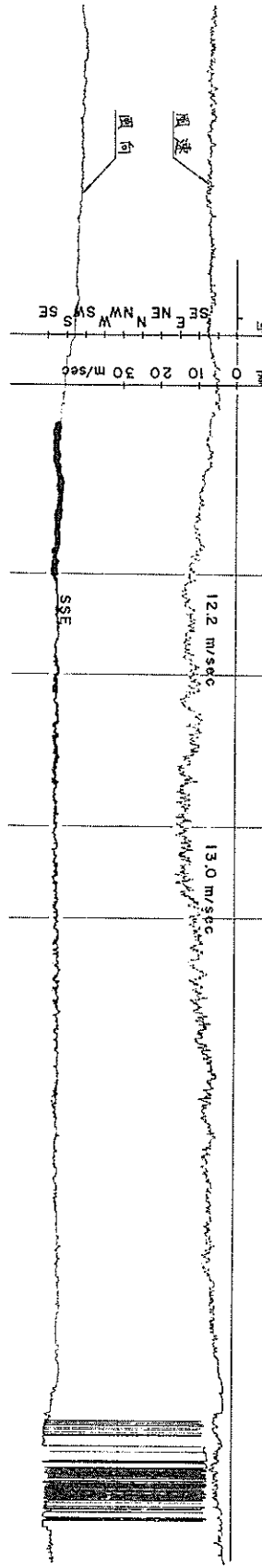
I. 昭和43年3月14日



II. 昭和42年5月14日



III. 昭和42年5月16日



IV. 昭和42年5月19日

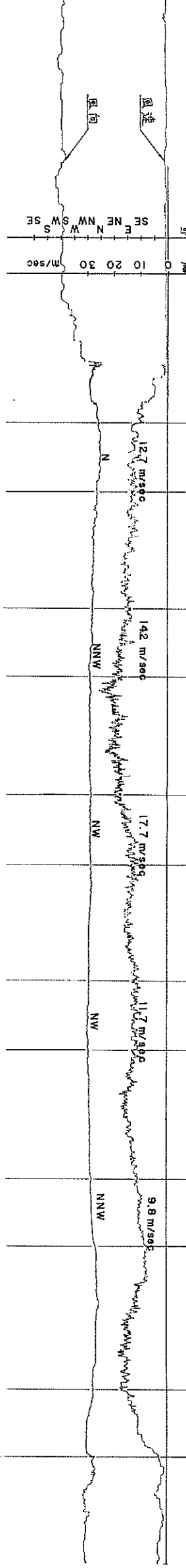


図-3 (1) 風速の記録

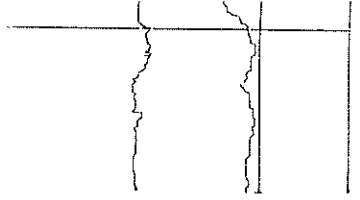
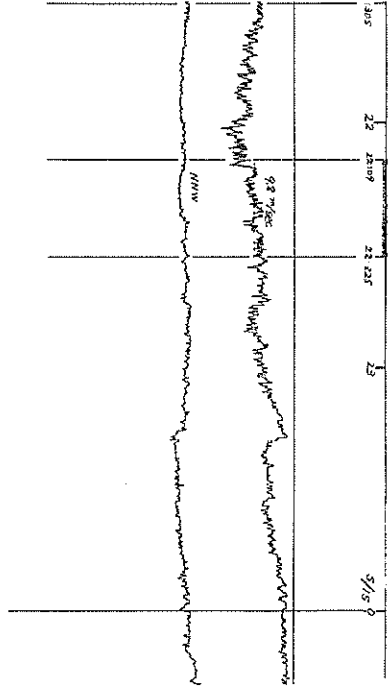


表-2 使用計器と仕様

St.	設置計器	製 品	備 考
1	容量型波高計 記 録 計	電子工業 VM-105型 東亜電波 EPR-2T型	下欄参照 1 ペン
	風 向 計 風 速 計 記 録 計	玉屋風向計 玉屋瞬間指示風速計 東亜電波 EPR-3型	2~60 m/s 3杯 発電型 2 ペン
2	容量型波高計 記 録 計	電子工業 VM-105型 東亜電波 EPR-2 T型	1 ペン
	鉛直風速分布 測定等	東邦電線低風速計を設 置可能	
4	容量型波高計 記 録 計	電子工業 VM-105型 東亜電波 EPR-2 T型	1 ペン

容量型波高計 (電子工業 VM-105型)

	仕 様	備 考
測 定 範 囲	0~50m	ヘッド、記録計により 制約され、0~10m
精 度	0.1%	
ドリフト	0.1%	
応答周波数	0~100c/s	
直 線 性	0.1%	
出 力	±5 V, 20mA	150AHバッテリー 2個使用
電 源	AC85~110V 又はDC12V	

記録計 (東亜電波 EPR-2 T型)

	仕 様	備 考
測 定 範 囲	0~10m	フルスパン: 15cm
精 度	フルスパンの0.5% 300mm/sec以上、フル スケール0.3sec以下	
平 衡 速 度	50μV/H以下	
ドリフト	50μV _{p-p} 以下	
雑 音	50μV _{p-p} 以下	
記録紙	有効幅長 送り速度	150mm, 120m 20, 60, 180mm/M 20, 60, 180mm/H
マ ー カ ー	1時間, 20秒	
消 費 電 力	2.8VA	1 ペン
電 源	AC90~110V又は DC12V	

とっている。

観測塔を設置してより現在まで、名古屋地方を襲った大きな台風が無いことから、台風によって生じた顕著な波は得られていない。また、本資料では次の(1)、(2)の様な制約のため、風速が10m/sec以上で数時間一定方向から吹いた風によって生じた港内発生風波の性質のみを解

表-3 解析に用いたデータ

観測 記号	年月日	観 測 時 刻	風向・平均 風速	観測方法
I	1968 (昭 和43) 3.14	11: 30'~15: 30'	NNE~NW 2~20m/sec	連続観測
		14: 14~14: 37 15: 15~15: 39 16: 17~16: 41 17: 19~17: 43 18: 21~18: 45	NNW 13.5 " 18.5 " 11.4 " 14.0 " 15.5	
II	1967 (昭 和42) 5.14	16: 23~16: 47 17: 26~17: 50	SSE 12.2 " 13.0	"
		15: 57~ 16: 59~ 18: 01~ 19: 03~ 20: 05~	N 12.7 NNW 14.2 N W 17.7 " 11.7 NNW 9.8	
III	1967 (昭 和42) 5.16	16: 23~16: 47 17: 26~17: 50	SSE 12.2 " 13.0	"
		15: 57~ 16: 59~ 18: 01~ 19: 03~ 20: 05~	N 12.7 NNW 14.2 N W 17.7 " 11.7 NNW 9.8	
IV	1967 (昭 和42) 5.19	16: 23~16: 47 17: 26~17: 50	SSE 12.2 " 13.0	"
		15: 57~ 16: 59~ 18: 01~ 19: 03~ 20: 05~	N 12.7 NNW 14.2 N W 17.7 " 11.7 NNW 9.8	

析している。

(1) 10m/sec以上の風が吹いた場合に、一時間ごとに記録する風速設定によって観測した冬期季節風による波の記録が多く得られた。冬期は主にこの風速設定により観測した。

(2) 通常の二時間間隔観測においては、10m/sec以上の風速による波は連続的に記録されなかった。また、風の発達をみるには記録間隔が長すぎる。

今回は、10m/sec以上の風速設定によって、1時間ごとに断続記録された波と、連続観測によって得られた記録のうち、発達する波に注目して、表-3のデータを用いた。観測Iは風速が徐々に上昇した場合で、他は風速が急激に上昇したデータである。

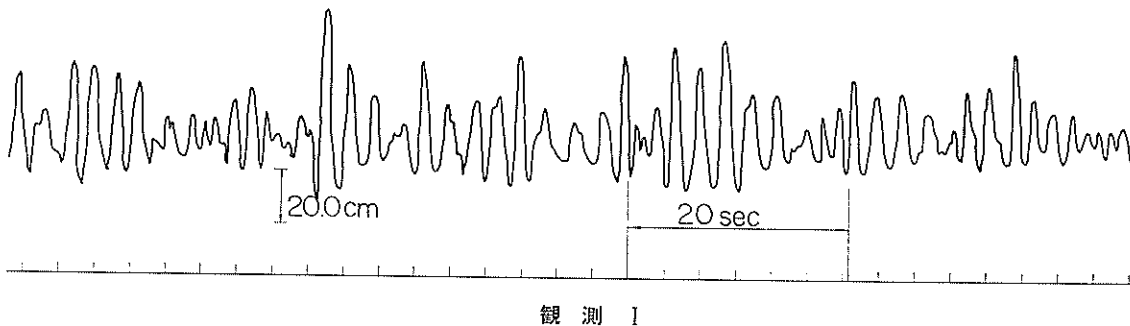
これらの風と波の記録を示すと図-3の通りである。ここで、観測I(1968年3月14日)のデータについては、観測(連続)時間が長く、記録紙の送り速度を変化させたので、風速記録はそのものを載せず、20秒ごとの平均風速 \bar{U} を図示している。観測IVのデータは20秒ごとのタイマーが故障していたので、その前の記録タイマーを用いた。

観測Iについては無風状態及び船による波と共に写真-1~7(10~11頁)に波の状況を示す。

なお、波の振幅の記録については、観測I(1968. 3. 14)で電磁オシログラフ(無現像式)により同時高速記録をとった。電磁オシログラフの応答は、波高計の応答周波数(0~100cycle/sec)に充分追随していると考えら
(13頁につづく)

3/14 13:01'

風向 NW
風速 16.5 m/sec
フェッチ 3.1 km



5/14 18:26'40"

風向 NNW
風速 15.5 m/sec
吹送時間 4時間17分
フェッチ 2.86 km

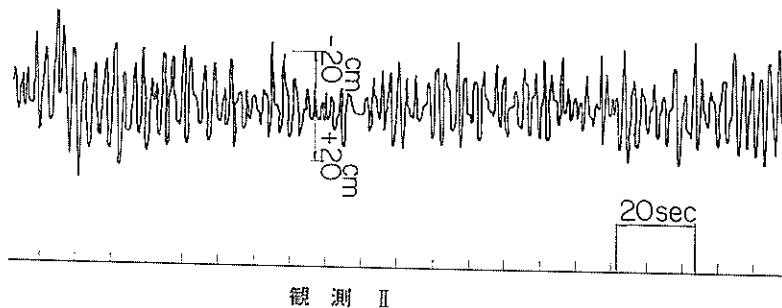
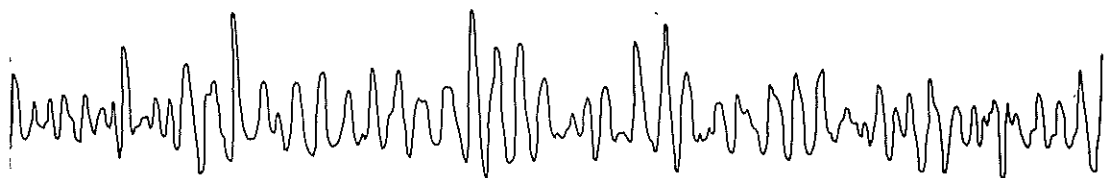
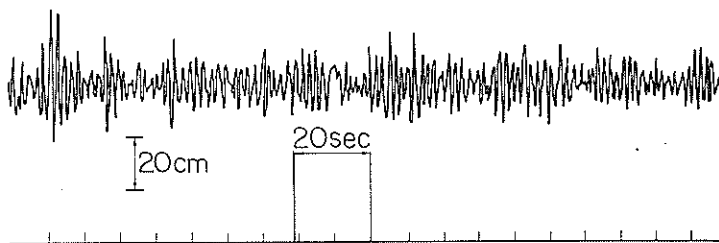


図-3 (2) 波 の



5/19 20:05'

風向 NNW
風速 9.8 m/sec
フェッチ 2.86 km



観測 IV

記 録

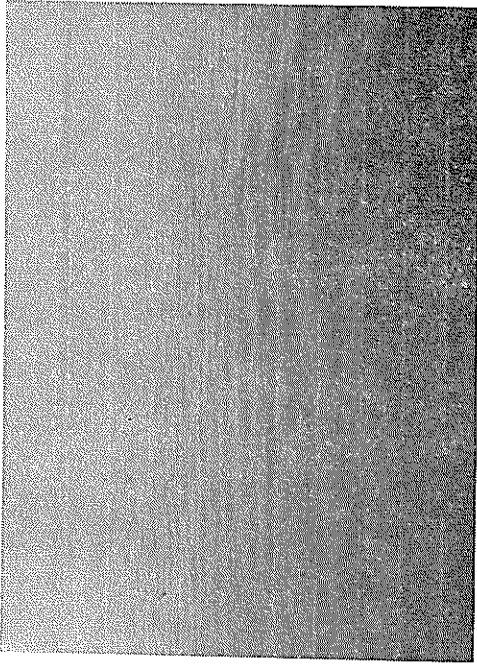


写真-1 無風状態 (1968年3月15日, 14時)

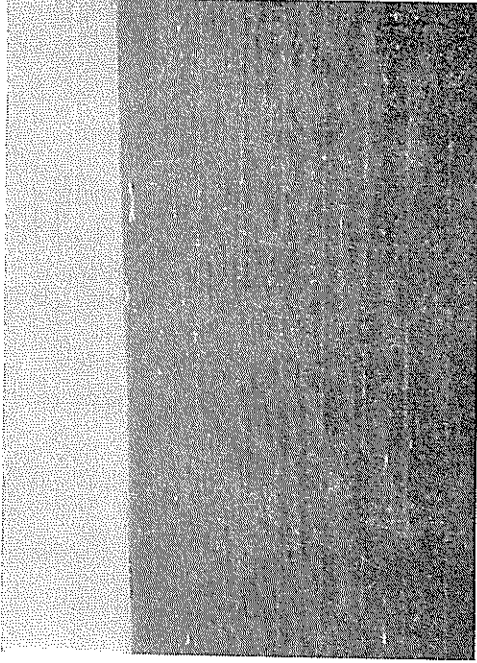


写真-3 1968年3月14日, 13時 ($U=16.5$ m/sec, NW)

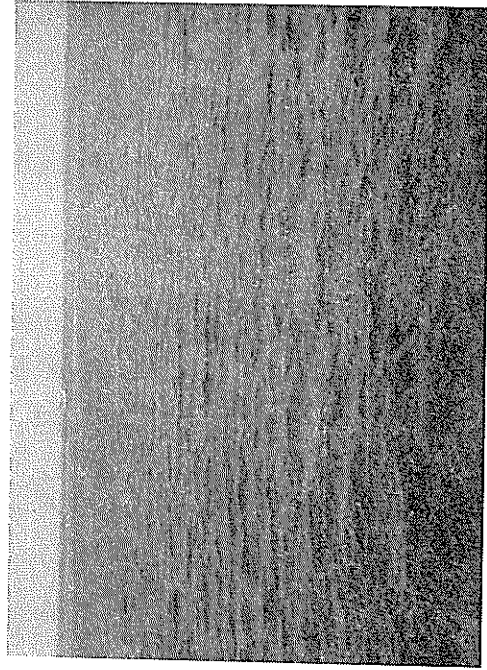


写真-2 1968年3月14日, 12時20分
(風速上界中 $U=12.7$ m/sec, NNW)

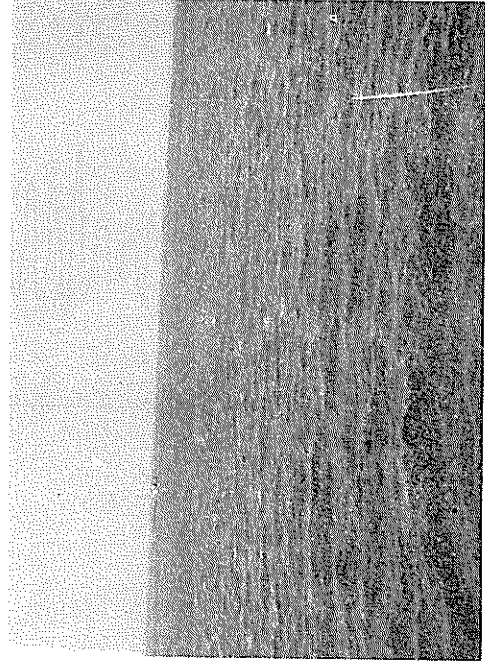


写真-4 1968年3月14日, 15時
(定常風速 $U=11.5$ m/sec, NW)

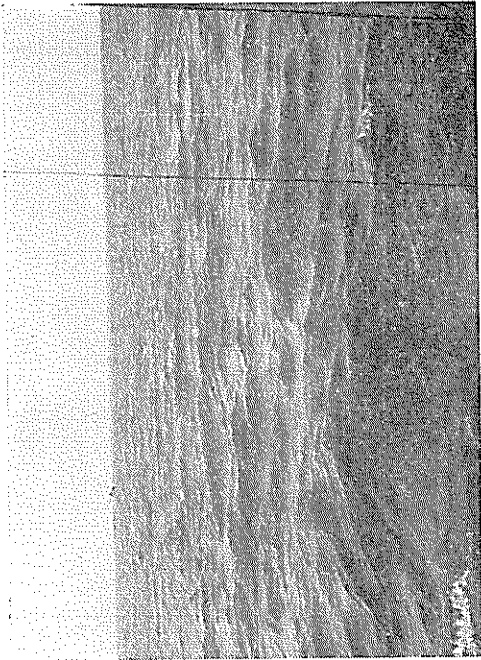


写真-5 1968年3月14日, 15時 近接写真

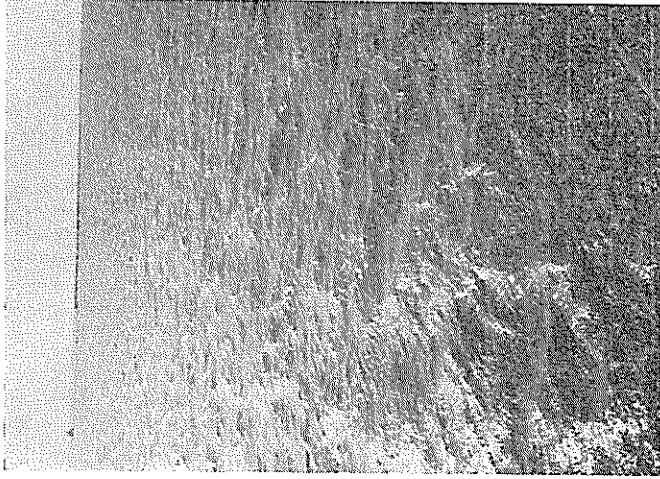


写真-6 1968年3月14日, 15時 風向に対し側面

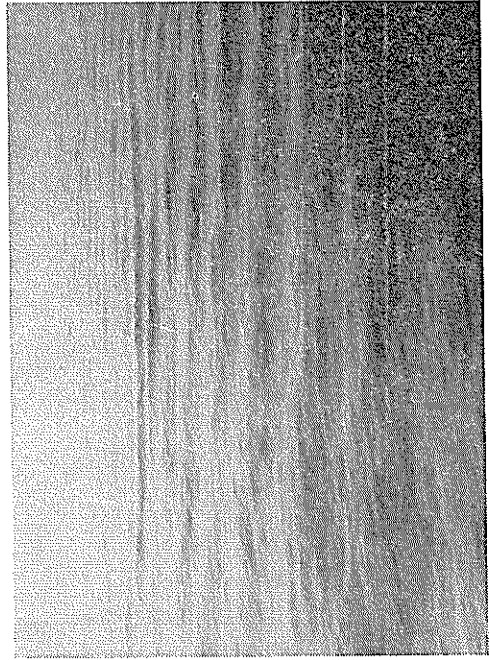


写真-7 船による波(無風状態) 1968年3月15日, 14時30分

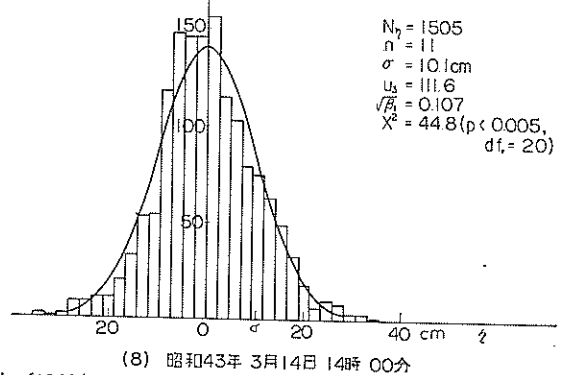
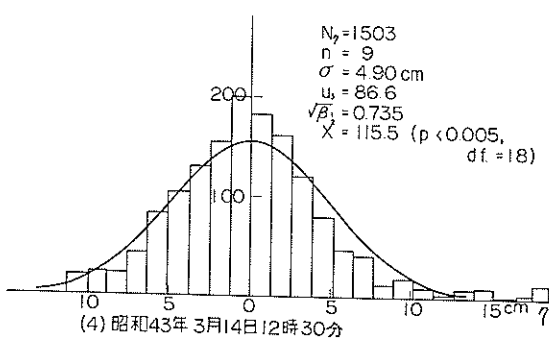
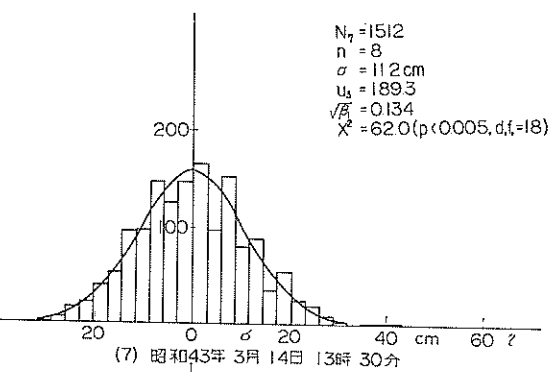
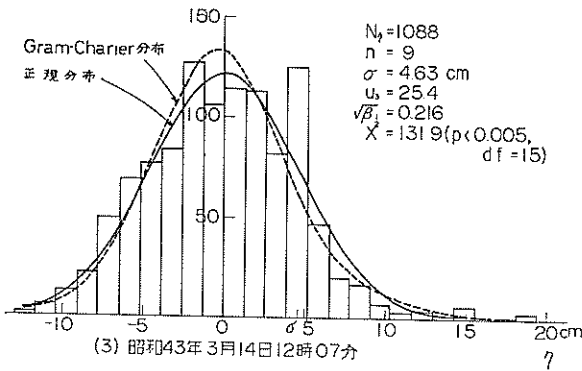
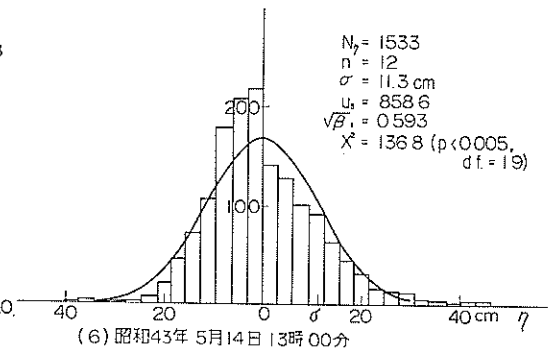
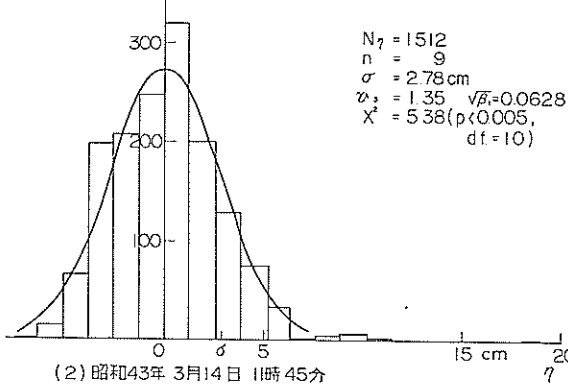
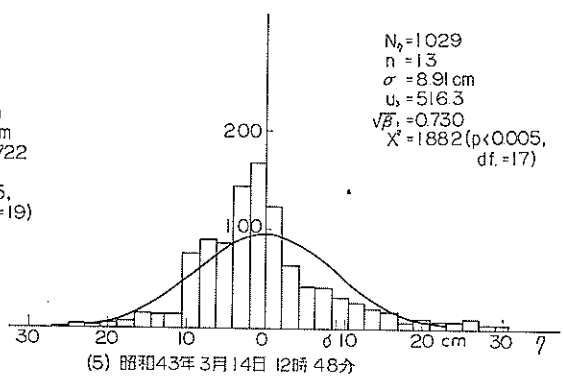
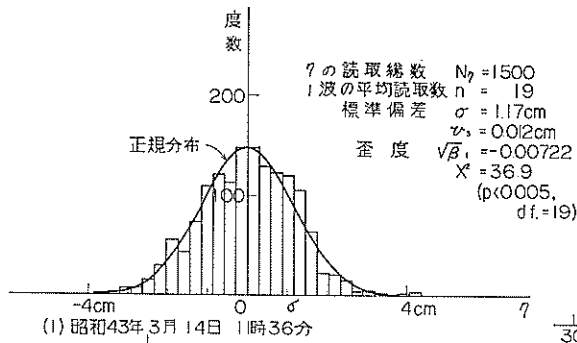


図-4I. 振幅 η の分布 (1968年 3月 14日)

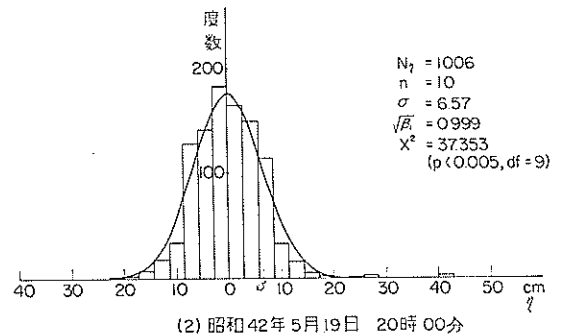
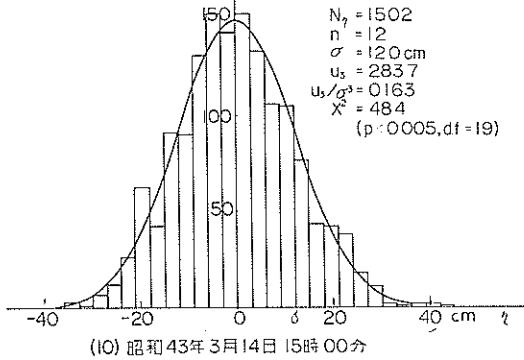
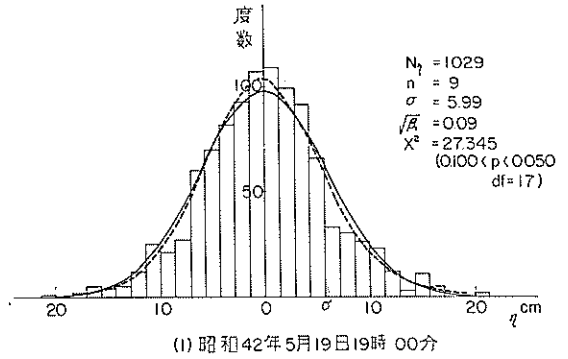
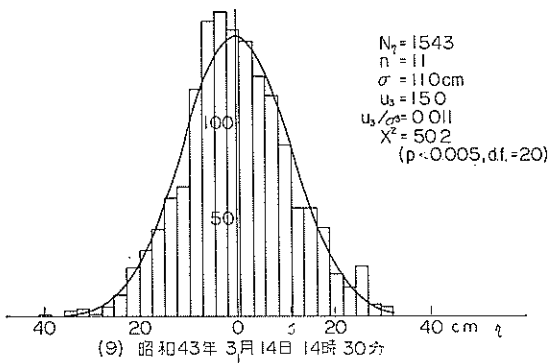


図-4I. つづき

図-4IV. 振幅 η の分布 (1967年 5月19日)

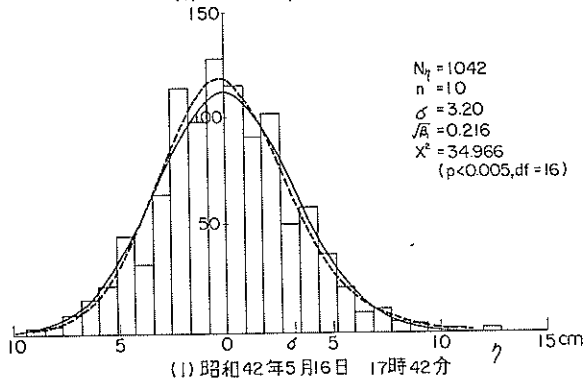
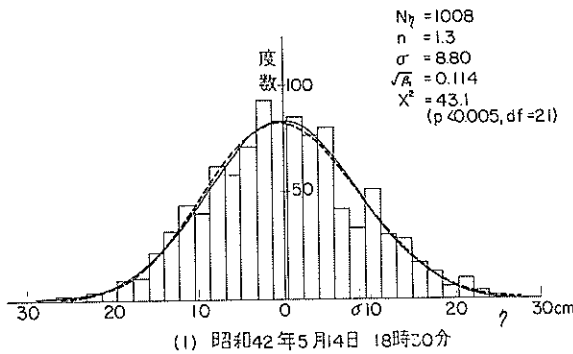


図-4II, III. 振幅 η の分布(1967年 5月14日, 15日)

れるので、ペン記録計の精度を調べてみた。その結果、振幅のペン記録は、周波数約5cycle/secの微小な二次的波峰において、ペンの振れが小さめであることが観察された。しかし、波として5cycle/secの周波数成分は、瞬間風速と振幅のクロス・スペクトルを観測するときの様に5cycle以上の高周波成分も問題となる場合以外は、通常のスペクトル解析では問題とならない。ただ、観測Ⅰ.(1968. 3. 14)の記録以外で、風の吹き始めの波高の小さいとき、ペン記録紙上で約2mmという波高の応答が極めて悪い場合があった。これは記録計の電源電圧の低下のためと考えられる。観測Ⅱ.(1967. 5. 14)では、14時30分にも記録が得られたが、これは上記の場合に該当するので、解析から除いてある。

ここで写真2~5(p.10~11参照)を見ると、観測Ⅰ.(1968. 3. 14)に St.1 からNW方向約1.5kmの所で浚渫船が50m位の輸送パイプを浮かして作業中であることが知れる。この影響を見積るのは困難と考えられる。

3. 波の統計的性質

前章で示したデータから、本章では一点で観測した一連の波の振幅、極大振幅、波高、周期の分布について統計的に解析する。ここでいう統計的性質には長年月にわ

たる統計的確率波高（例えば10年確率波高）等の論議は含まれない。すなわち、一定時間長内の波形を統計的に論ずるものである。

なお、統計量の計算は大部分、当所電子計算機（TOS-BAC 3400）を使って行った。そのプログラムを巻末附録に示している。

3.1 振幅の分布と非線型性について

一点における水位変動 $\eta(t)$ は、実際にはある微小時間間隔 dt ごとに読取られるものであるが、後に 4.2 において述べるエネルギー・スペクトル密度や風波の理論の大部分に密接に関係している。すなわち、風が波に与える乱れの要素が互に独立の時刻と力によって与えられ、それらの変動が単純な sine 成分の和（線型性）と仮定すると、 $\eta(t)$ の分布は十分に長い時間の平均水位 $\bar{\eta}(t) = 0$ の上下に $\eta^2(t)$ を分散とする正規分布(2)式になることが示される。

$$p(\eta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{\eta^2}{2\sigma^2}} \quad (2)$$

ここで、 $p(\eta)$ は η の確率密度、 σ は η の標準偏差（平方根・平均・二乗値）で $\sigma = \sqrt{\overline{\eta^2}}$ である。

上式が成立するのは、 η の変動成分が互に独立で、成分間に非線型干渉が無い場合であり、水圧式波高計の水圧波の変動（Pierson and Marks [1952]）、うねり、船の運動等は近似的にこの仮定を満すといわれている。しかし、風波のように砕波その他の非線型な影響を受ける波ではこの $\eta(t)$ の分布が Gram-Charlier 分布*

$$\eta(t) = \frac{e^{-\frac{\eta^2}{2\sigma^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma} \left[1 + \frac{1}{6}\sqrt{\beta_1}H_3 + \frac{1}{24}(\beta_2 - 3)H_4 \right] \quad (3)$$

ここで、 $H_3 = \eta^3 - 3\eta$

$$H_4 = \eta^4 - 6\eta^2 + 3$$

になるといわれる。（Longuet-Higgins[1963], Kinsman [1960]）。(3)式中の $\sqrt{\beta_1}$ は歪度（skewness）、 β_2 は尖度

* Gram-Charlier 分布は一般には

$$p_0(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(x-b)^2}{2\sigma^2}}, p_n(x) = \frac{d^n p_0(x)}{dx^n}$$

として、 $p(x) = a_0 p_0(x) + a_3 p_3(x) + \dots$

で表わされる。（佐藤 [1943]）、正規分布の $\sqrt{\beta_1} = 0$ 、 $\beta_2 = 3$ である。 $\sqrt{\beta_1}$ の値が正か負によって分布はそれぞれ $\eta = 0$ より左側、右側に片寄り、 $\beta_2 > 3$ で正規分布より尖る。この様な場合、Gram-Charlier 分布でよりよく表わしうる。

（kurtosis）で、次の積率（moment） μ_i

$$\mu_i = \sum \frac{f_i(\eta_i - \bar{\eta})^i}{N} \quad (4)$$

の比

$$\sqrt{\beta_1} = \frac{\mu_3}{\mu_2^{3/2}}, \beta_2 = \frac{\mu_4}{\mu_2^2} \quad (5)$$

で与えられる。ここで、 f_i は η の区間内の度数、 $\bar{\eta}$ は η の平均値、 N は η の総数である。

そこで、今回解析したデータの η の度数分布を求めて、(2)式の正規分布と比較してみると 図-4 I~IV とな

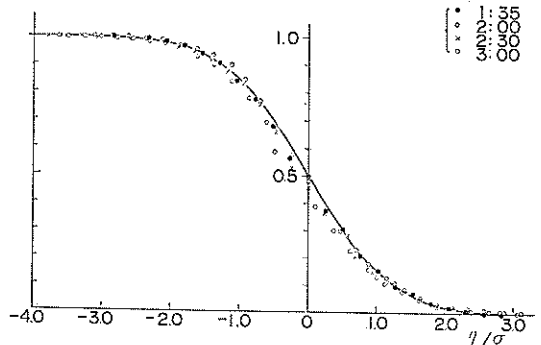
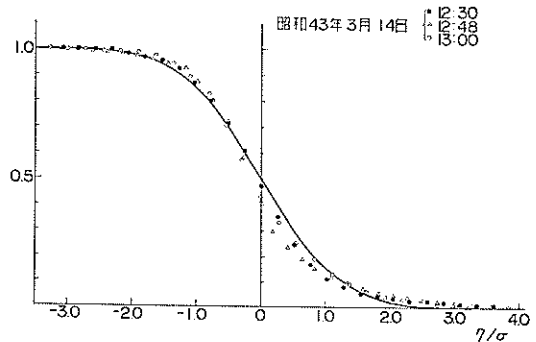
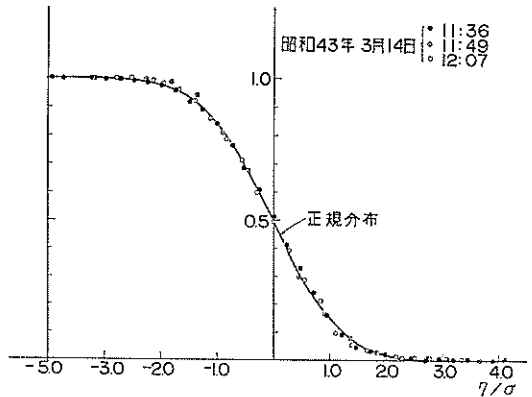


図-5 振幅 η の超過確率（1968年 3月14日）

表-4 η の分布と正規分布との比較結果

観測記号	時刻	風速	N_{η}	n	μ_3 cm ³	σ cm	$\sqrt{\beta_1}$	$\chi^2(P, d. f.)$	$(\overline{H/L})$
I	11:36'~	5.4m/sec	1,500	19	-0.012	1.17	-0.00722	36.9(<0.005, 19)	0.007
	11:45	6.9	1,512	9	1.35	2.78	0.0628	53.8(<0.005, 10)	0.021
	12:07	10.8	1,088	9	25.4	4.63	0.216	132(<0.005, 15)	0.026
	12:28	12.7	1,503	9	86.6	4.90	0.735	115(<0.005, 18)	0.031
	12:47	16.4	1,029	13	516	8.91	0.730	188(<0.005, 17)	0.036
	13:00	16.5	1,533	12	859	11.3	0.593	137(<0.005, 17)	0.048
	13:37	11.0	1,512	8	189	11.2	0.134	62.0(<0.005, 18)	0.072
	14:00	10.5	1,505	11	112	10.1	0.107	44.8(<0.005, 20)	0.061
	14:30	14.3	1,543	11	15.0	11.0	0.011	50.2(<0.005, 20)	0.061
15:01	11.5	1,502	12	284	12.0	0.163	48.4(<0.005, 19)	0.060	
II	15:31	18.5	1,059	18	332.7	6.73	1.09	188(<0.005, 12)	0.024
	16:28	11.4	1,041	11	388.8	5.81	1.98	59.4(<0.005, 19)	0.030
	17:14	14.0	1,024	14	11.4	7.52	0.027	53.8(<0.005, 17)	0.030
	18:26	15.5	1,008	13	77.8	8.80	0.114	43.1(<0.005, 21)	0.032
III	16:23	12.2	1,043	10		2.15	0.0547	128(<0.005, 9)	0.012
	17:26	13.0	1,042	10		3.20	0.216	39.2(<0.005, 17)	0.019
IV	15:57	12.7	1,011	12	-3.59	2.98	-0.135	224(<0.005, 13)	0.018
	16:59	14.2	501	11		7.73	-0.416	47.0(<0.005, 18)	0.031
	18:01	17.7	1,047	11		9.07	0.649	43.5(<0.005, 11)	0.047
	19:03	11.7	1,029	11		5.99	0.091	49.5(<0.005, 19)	0.037
	20:05	9.8	1,006	11		6.57	1.00	38.5(<0.005, 11)	0.040

る。ここで、これらの振幅の読取間隔 Δt は後に表-9に示す通り、 $\Delta t \approx 0.2$ 秒である。この理論曲線は実測値の σ と N を用いて計算したものである。図-5に、横軸を η/σ で無次元化した η の超過確率分布を示す。

ここで、 η の読取り個数 N_{η} 、一波の平均読取数 (N_{η} /波数) n 、三次の積率 μ_3 、標準偏差 σ 、歪度 $\sqrt{\beta_1}$ 、実測値の正規分布に対する χ^2 検定値* (並びに χ^2 の起る超過確率 P , 自由度 $d. f.$)、平均の波形勾配 ($\overline{H/L}$) の計算結果は表-4の通りである。なお、 η の分布の両端の度数が10以下のものは10以上になる様、区間を広げて計算した。

この結果より第一に注目されることは、 χ^2 検定による統計的検定によれば、正規分布は η の分布を表わすには適当でない、すなわち非線型であるといえる。しかし、

* χ^2 検定は期待される理論分布 (この場合、正規分布) に実測分布が合っているか否かを調べるもので、理論度数 F_i 、実測度数 f_i 、分割区間を M とすると $\chi^2 = \sum_{i=1}^M (f_i - F_i)^2 / f_i$ で與えられる。 χ^2 が大きい程理論値は実測値に合わず、超過確率 P が小さくなる。自由度 $d. f.$ は $M-1$ とした。

細部の凹凸だけでなく、分布の傾向を見ると必ずしも総てがあてはまらないわけではない。

まず、観測 I の場合、風が徐々に強くなり、13時過ぎに一旦波は発達し切って、以後やや衰えながらも15時迄10m/sec 以上の強風状態が続いていることに注意すると、12時28分の波まではまだ歪度が増加しながらも正規分布にも近い。しかし、12時47分以後は分布の傾向がほぼ一定し、負の η の値の数が増えている。すなわち、正の歪度をもつ Gram-Charlier 分布というべきである。同時に、波形勾配の上昇も止ることが指適される。

波形勾配と歪度の関係を図示すると図-6の様になる。ここで波形勾配 $\overline{H/L}$ は、ゼロ・アップ・クロス法により求めた1波ごとの波高 H 、周期 T より $H/L = H / (-\frac{gT^2}{2\pi})$ を平均して求めた。これより、初期の風速上昇の段階では Longuet-Higgins [1963] が指適した通り“水面の平方根平均二乗勾配 (*rms surface slope*) に比例して歪度が増加する”と考えうるといえよう。しかし、観測 I の場合、風速の上昇が止ると、風の変動や碎波その他との関係から、このことはいえなくなる。

初期の発達の段階では、大ざっぱに言って図-7の様

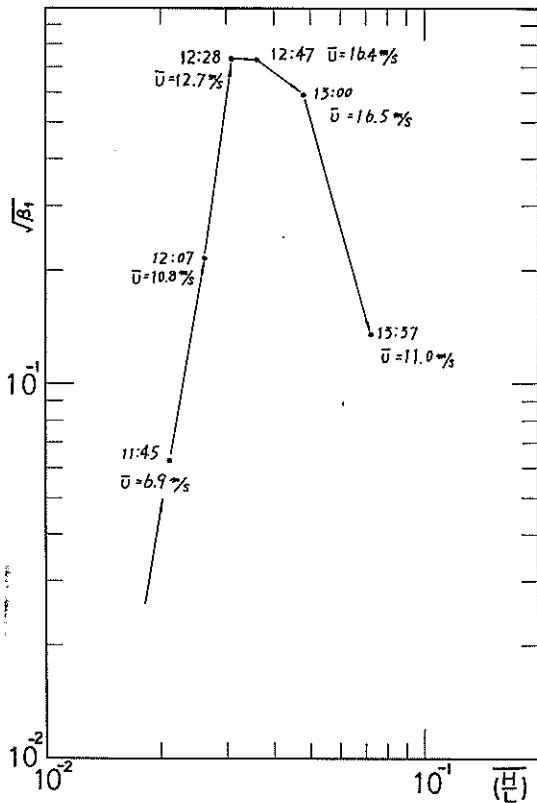


図-6 平均波形勾配 $\left(\frac{H}{L}\right)$ と歪度 $\sqrt{B_1}$ の関係

(風速が徐々に上昇した場合、観測 I)

に発達に従って波形が平均水位に対称でなくなってゆき、 η の大きい値が現れ、波形勾配も大きくなるといえる。

超過確率分布図からみても、初期 (11:36'~12:07') は正規分布にかなりよい一致を示しているが、13時7分になると η の大きいものが現れて変動の幅が広まり、同時に負の $\eta=0$ に近いものが増えて点が立ってくるのが分る。13時35分~15時においては η の大きいものが正規曲線とつり合っているが、負の η の増加がある。

一方、急激に風速の上昇した観測 II、III の場合は、発達の状態は明確でないが、 η の大きい値があり、正規分布より伸びることが指適される。また、歪度も大きい。

この様に η の成分が線型であるという仮定は、港内発生風波の場合、風速の小さな発生初期を除き、ほとんど満されないことが分る。

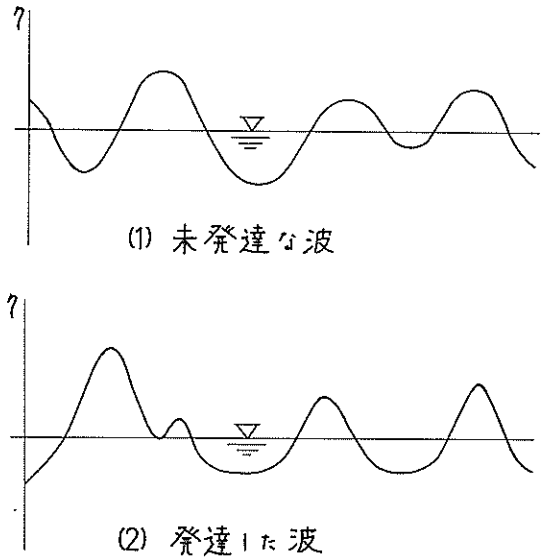


図-7 波形の変化

3.2 極大振幅の分布とスペクトル幅パラメーター ϵ について

波高について調べる前に、振幅 η の分布を補足して、極大振幅 η_{max} の分布を考える。(図-8 参照)

η_{max} は直接の読取値でなく、 dt 間隔で読取った振幅 η より、電子計算機によって二次曲線を内挿して (附録参照)、 η のピーク値を求めたものを用いた。

この η_{max} の分布は波が含む周波数帯と関係し、同時に波高の分布と統計的に関連づける目安となるものである。

Cartwright and Longuet-Higgins [1956] によれば、 η_{max} の確率分布は

$$p(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \left[\epsilon e^{-\frac{\xi^2}{2\epsilon}} + (1-\epsilon)^{\frac{1}{2}} \xi e^{-\frac{1}{2}\xi^2} \int_{-\infty}^{\xi(1-\epsilon)^{1/2}/\epsilon} e^{-\frac{1}{2}x^2} dx \right] \dots \dots \dots (6)$$

となる。ここで、 $\xi = \eta_{max}/\sigma$ 、 $\sigma = \sqrt{\eta^2}$ 、 ϵ はスペクトル幅パラメーターで、後に 4.2 (1) で示すエネルギー・

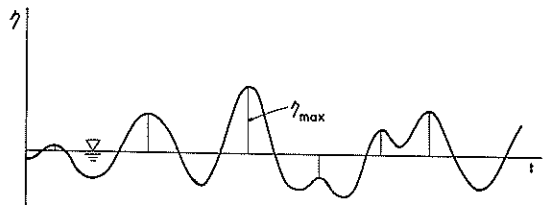


図-8 極大振幅 η_{max} の定義

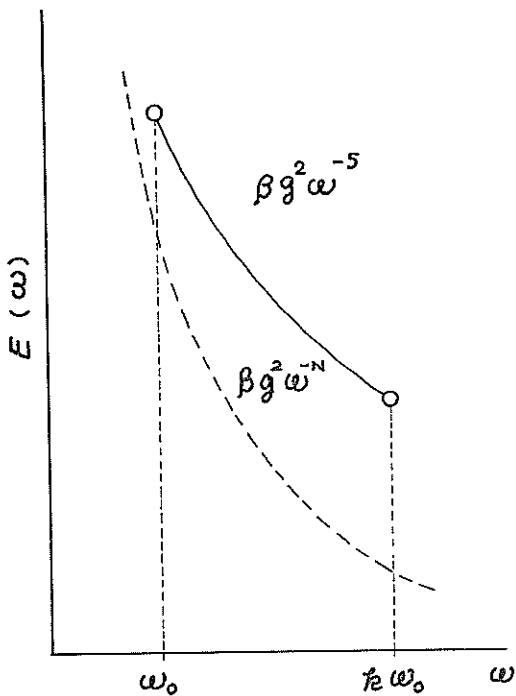


図-9 エネルギー・スペクトル密度 $E(\omega)$ のモデル

スペクトル密度 $E(\omega)$ と関連して、

$$\epsilon^2 = 1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4} \dots \dots \dots (7)$$

と定義される。ただし、 ω は角周波数で $\omega = 2\pi/T$ である。ここで、 m_n は

$$m_n = \int_0^\infty E(\omega) \omega^n d\omega \dots \dots \dots (8)$$

であり、 $E(\omega)$ の n 次のモーメントである。

例えば、図-9 の様に、

$$E(\omega) = \beta g^2 \omega^{-N} \quad \omega_0 < \omega < \infty$$

を仮定すると、 ω の指数 N の値によって、 ϵ の値は(7)、(8)式より表-5 (上欄) の様になる。

$N=5$ の場合、 $\epsilon=1$ である。逆勾配がきつくなり ($N=\infty$ になって)、線スペクトルに近づくとき $\epsilon=0$ となる。

次に、実際の海の風波のスペクトルは $N \approx 5$ であるから、

$$E(\omega) = \beta g^2 \omega^{-5}$$

とし、スペクトル計算の幅を $\omega_0 < \omega < k\omega_0$ 、(k : 任意の定数) に限れば、 k の値により ϵ は表-5 (下欄) の様になる。この様にスペクトルの計算幅 ($k\omega_0$ は η の読

表-5 スペクトル幅 ϵ の値

$$E(\omega) = \beta g^2 \omega^{-N} (\omega_0 < \omega < \infty), \quad \epsilon^2 = 1 - \frac{(1-N)(5-N)}{(3-N)^2}$$

N	5.0	5.5	6.0	6.5	7.0	8.0	10.0	20.0	∞
ϵ	1	0.97	0.67	0.57	0.50	0.40	0.28	0.11	0

$$E(\omega) = \beta g^2 \omega^{-5} (\omega_0 < \omega < k\omega_0), \quad \epsilon^2 = 1 - \frac{k^2-1}{k^2+1} \frac{1}{\ln k}$$

k	1	2	4	8	10	20	50	100	∞
ϵ	0	0.38	0.60	0.72	0.76	0.82	0.86	0.88	1

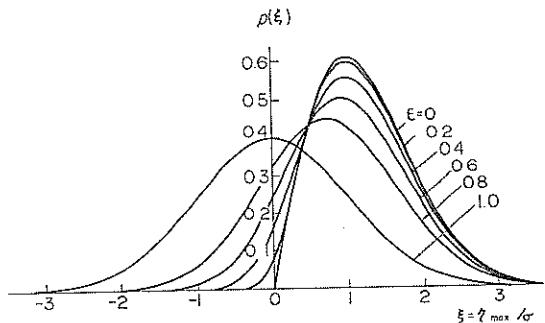


図-10 ϵ の値による η_{\max} の確率密度分布 (Cartwright & Longuet-Higgins [1956] による)

取り間隔で決められる分解能の上限) によって ϵ の値が大きく変ることは注目される。

いずれにせよ ϵ が 0 ならば、(6)式より η_{\max} の分布は Rayleigh 分布となり、そのスペクトルはごく狭い幅のスペクトルをもち、 η_{\max} の分布は波高の分布に一致する。 $\epsilon=1$ ならば正規分布となり、短周期で微少な振幅の波が、振幅の大きい長周期の波に乗っているような、スペクトル幅が広い波を示している。

一方 ϵ は、極大値の平均周期を T_0 、ゼロ・アップ・クロス平均周期を T_z とすると、近似的に

$$\epsilon^2 = 1 - (T_0/T_z)^2 \dots \dots \dots (9)$$

である。(Cartwright and Longuet-Higgins [1956]) (9)式の ϵ はスペクトル計算が不要であるから、実用的である。

(6)式から ϵ の値による η_{\max} の確率密度は図-10 の様に分布する。そこで、表-3 のデータの η_{\max} の分布を図示したものが図-11 である。

(7)、(9)式によって計算した実測値の ϵ は表-6 に示した。ここで、スペクトルによる ϵ (7)式の計算では ω_0 をスペクトルの立ち上りの点 f_{up} にとることにした。

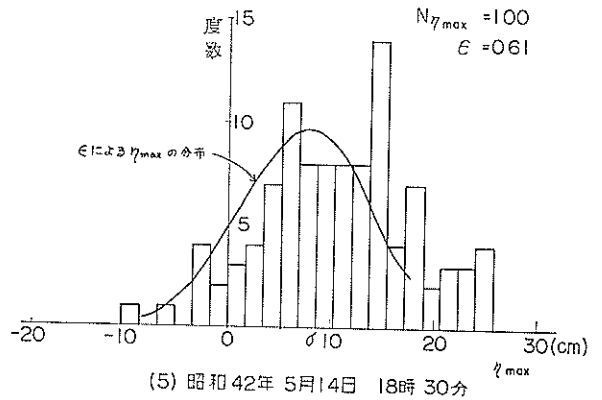
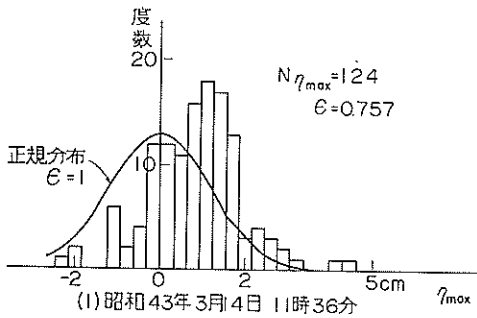


図-11 II. 極大振幅 η_{max} の度数分布
(1967年5月14日)

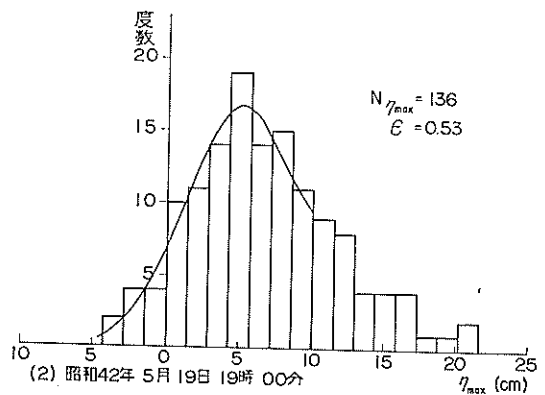
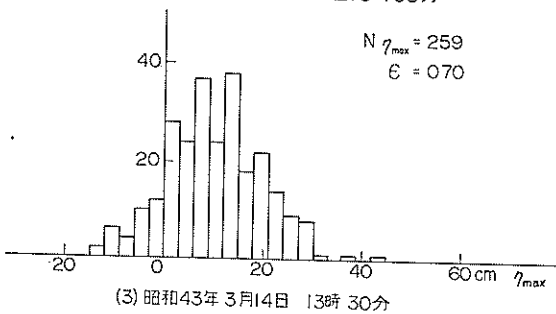
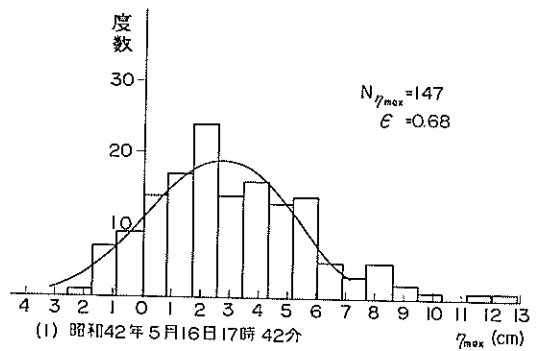
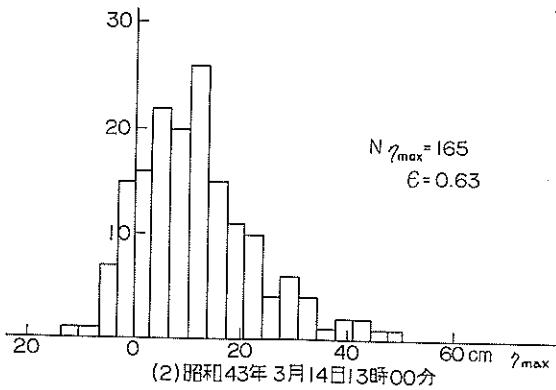


図-11 III, IV. 極大振幅 η_{max} の度数分布
(1967年5月16日, 19日)

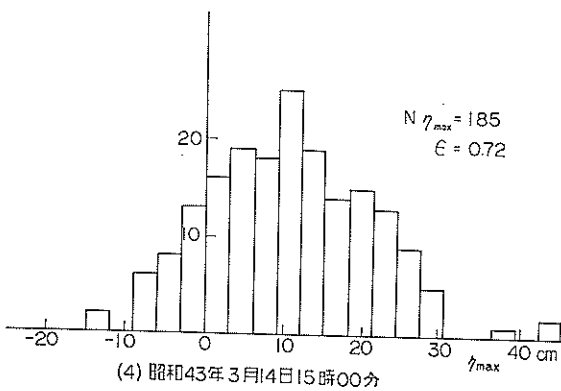


図-11 I. 極大振幅 η_{max} の度数分布
(1968年3月14日)

表-6 スペクトル幅パラメータ ϵ

① 観測記号	② 年月日時	③ 立ち上り周波数 $f_{up}(c/sec)$	④ 折り返し周波数 $f_{max}(c/sec)$	⑤ ϵ_{fm}	⑥ ϵ_{f1}	⑦ ϵ_T
I	1968. 3. 14					
	11: 36	0.17	4.76	0.941	0.477	0.76
	11: 45	0.24	2.50	0.810	0.486	0.70
	12: 07	0.25	2.51	0.767	0.553	0.70
	12: 28	0.58	2.89	0.743	0.512	0.55
	12: 48	0.17	2.85	0.822	0.641	0.69
	13: 00	0.20	3.07	0.858	0.760	0.63
	13: 37	0.20	3.67	0.813	0.813	0.70
	14: 00	0.21	3.22	0.820	0.709	0.68
	14: 30	0.17	3.17	0.843	0.740	0.68
15: 01	0.17	3.10	0.847	0.796	0.72	
II	1967. 5. 14					
	15: 31	0.17	2.85	0.872	0.759	0.82
	16: 20	0.11	2.81	0.832	0.561	0.58
	17: 14	0.23	2.03	0.869	0.705	0.66
	18: 26	0.22	2.77	0.862	0.725	0.61
III	1967. 5. 16					
	16: 23	0.26	2.58	0.830	0.552	0.757
	17: 26	0.26	2.57	0.823	0.572	0.678
IV	1967. 5. 19					
	15: 57	0.22	2.81	0.835	0.602	0.74
	16: 59	0.17	2.58	0.857	0.813	0.462
	18: 01	0.21	2.59	0.867	0.867	0.631
	19: 03	0.26	2.59	0.810	0.676	0.534
20: 05	0.26	2.58	0.842	0.842	0.475	
平均				0.835 ±0.002	0.675	0.655 ±0.008

また、分解能の上限 $k\omega_0$ とスペクトルの大きさの有意性を考慮して、エネルギー・スペクトル密度 $E(f)$ が $1.0\text{cm}^2 \text{sec}$ 以上のスペクトル範囲について ϵ を計算したものの ϵ_{f1} が⑥欄である。スペクトル計算の折り返し周波数 $f_{max} = \frac{1}{2\Delta t}$ までの全スペクトル範囲について計算したものの ϵ_{fm} が⑤欄である。また、(9)式による波形からの近似計算値 ϵ_T は⑦欄に示している。 ϵ_{fm} 、 ϵ_{f1} 、 ϵ_T の平均値はそれぞれ 0.84、0.68、0.66 である。先に述べた通り、スペクトルの立ち上りと折り返し周波数及び勾配が大体等しければ、 ϵ_{fm} の考え方は ϵ の値を同程度に見積るものであることが確かめられる。一方、表-6 の ϵ_{f1} をみると、観測 I の場合、風速の上昇に伴い ϵ の値は増加している。(図-12.2 参照) この様なことから、 ϵ としては ϵ_{f1} か ϵ_T の考え方の方が妥当であろう。この ϵ_T に対

する ϵ_{f1} 、 ϵ_{fm} の値を図-12.1 に示した。いずれにせよ ϵ の値は大体 0.5 より大きく、風波のスペクトル幅が広いことを示している。また、波高分布が $\epsilon \approx 0$ の仮定に基づく Rayleigh 分布になるかどうかの示唆を与えている。

3.3 波高の分布について

図-13 に示す様に、通常のゼロアップクロス法によって波高 H を定義し、その度数分布を求めると図-14 の様になる。図中 N_H は波数である。

波高の分布については Longuet-Higgins [1952, 1956] が、狭い周波数帯 ($\epsilon \approx 0$) の、位相のばらばらな多くの sine 成分の和と考えられる波に対して、Rayleigh 分布になることを示した。すなわち、波高が H と $H+dH$ に入る確率密度は平均波高を \bar{H} とすると

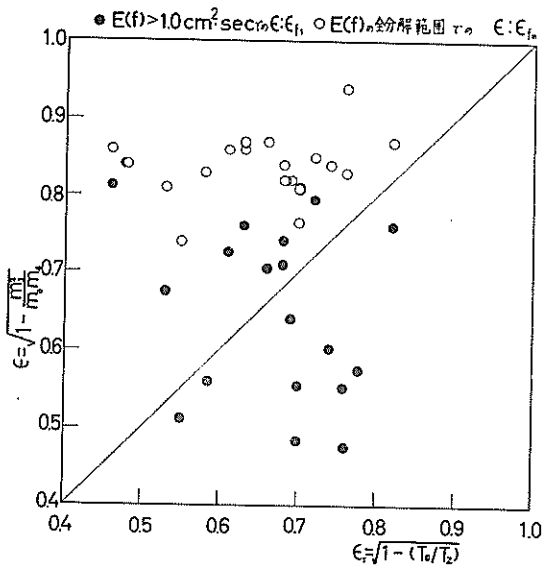


図-12.1 スペクトル幅パラメータ ϵ の値の比較

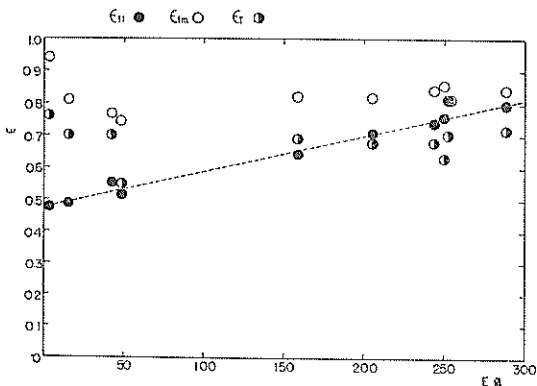


図-12.2 E 値に対するスペクトル幅パラメータ ϵ の比較 (1968 (昭和43) 年3月14日)

$$p(\zeta) = \frac{\pi}{2} \zeta e^{-\frac{\pi}{4} \zeta^2}, \quad \zeta = \frac{H}{\bar{H}} \quad \dots \dots \dots (10)$$

又は,

$$p(H) = \frac{\pi}{2} \frac{H}{\bar{H}^2} e^{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{H}{\bar{H}}\right)^2} \quad \dots \dots \dots (11)$$

で表わされる*。図-14中の実線が、実測の \bar{H} を用いて決めた Rayleigh 分布である。

これを波高の超過確率 $P(\zeta)$ で表わすと、

* Bretschneider ([1959], p.28) も参照。なお、(10) から (11) 式への変換の様な確率密度の変数変換には、 $p(H)dH = p(\zeta)d\zeta$ の関係がある。

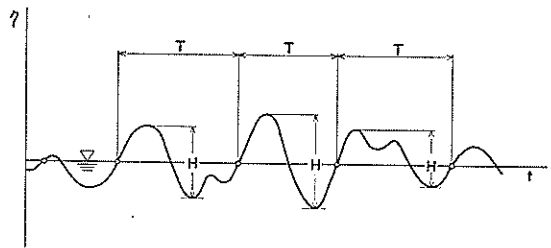


図-13 ゼロ・アップ・クロス法による波高 H 、周期 T の定義

$$P(\zeta) = 1 - \int_0^{\zeta} p(\zeta) d\zeta$$

$$= e^{-\frac{\pi}{4} \zeta^2} = e^{-\frac{\pi}{4} \left(\frac{H}{\bar{H}}\right)^2} \quad \dots \dots \dots (12)$$

となり、図-15 の様に分布する。

図-14, 15より、実測の度数分布と Rayleigh 分布 (11) (12) 式とを比較すると、次の特徴が挙げられる。

一般的に最大波高が大きく、同時に平均波高附近でも多く分布しているので、分布幅が Rayleigh 分布より広い。

この傾向は超過確率図ではよりはっきり現れている。

すなわち、観測 I の11時36分から12時7分までは、 H/\bar{H} の大きい所まで点が伸び、 $H/\bar{H} = 1$ 以下で急激に点が立ち上っている。12時30分から13時においても似ており、ただ、 $H = \bar{H}$ よりやや低い所に多く波高の現れるのがみられる。13時30分から15時の分布では、分割区間ごとに変動はあるが、Rayleigh 分布に近づいているのが注目される。これは波の発達が落ち着き、 η の分布では正規分布に近い Gram-Charlier 分布に表わされたことと対応している。

観測 II ~ IV (1967. 5. 14~19) の分布も Rayleigh 分布より大きな波高のものがあり、同時に平均波高 \bar{H} より小さい波高の度数が多いという傾向がある。

3.4 周期の分布について

次にゼロ・アップ・クロス周期 T (図-13 参照) の度数分布を求めると図-16の通りである。図中、実線により、平均周期 \bar{T} に、実測値を用いて、Bretschneider [1959] の示した周期の Rayleigh 分布 (確率密度)

$$p(\tau) = 2.7\tau^3 e^{-0.675\tau^2}, \quad \tau = \frac{T}{\bar{T}} \quad \dots \dots \dots (13)$$

又は、

$$p(T) = 2.7 \frac{T^3}{\bar{T}^4} e^{-0.675 \left(\frac{T}{\bar{T}}\right)^2} \quad \dots \dots \dots (14)$$

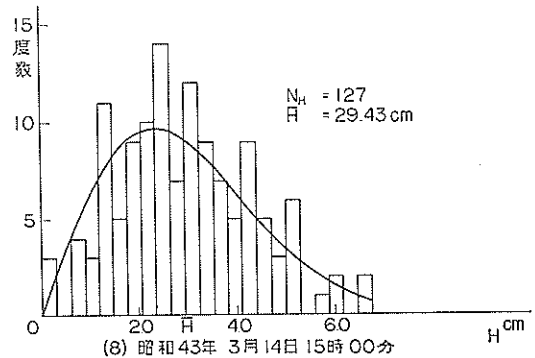
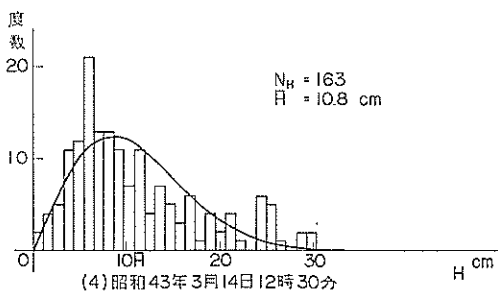
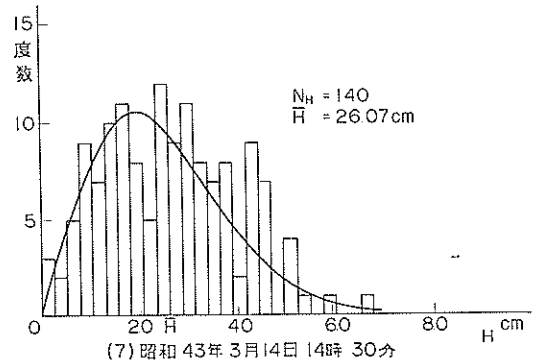
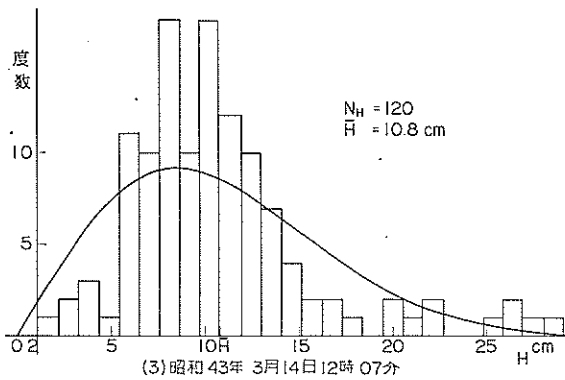
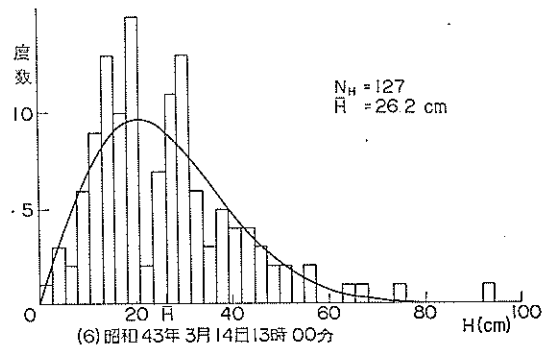
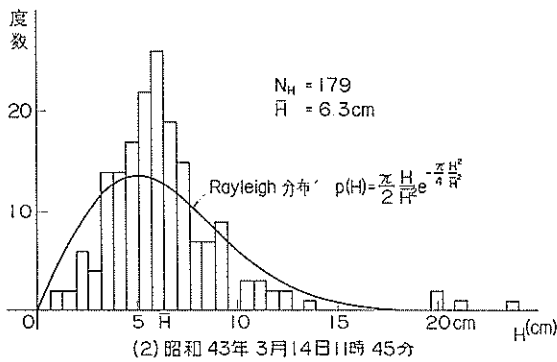
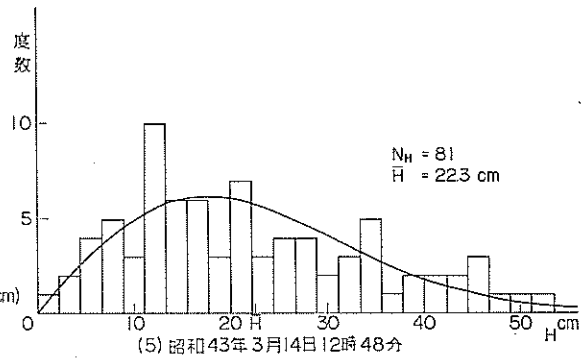
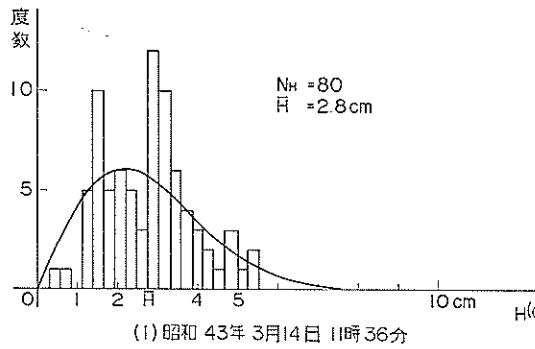
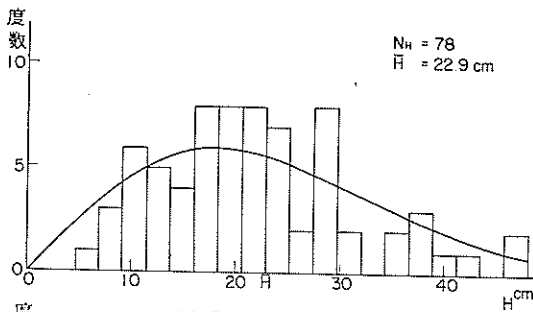
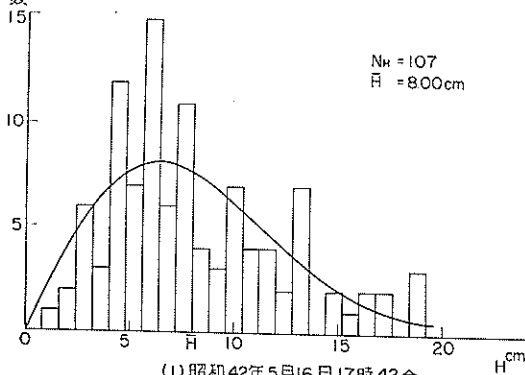


図-14 I. 波高の度数分布 (1968年 3月14日)

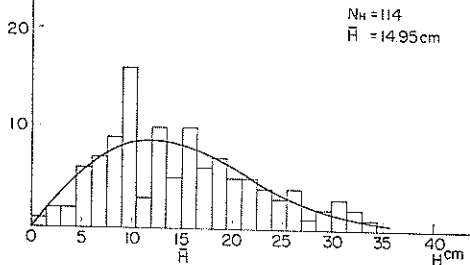


(1) 昭和42年5月14日 18時26分

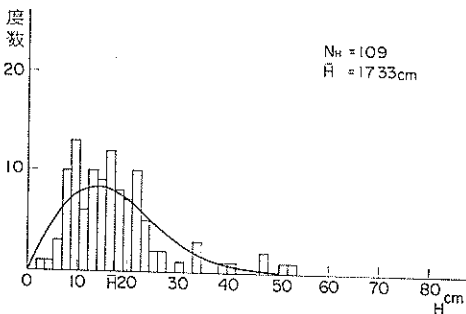


(1) 昭和42年5月16日 17時42分

図-14 II, III. 波高の度数分布 (1967年5月14日, 16日)



(1) 昭和42年5月19日 19時03分



(2) 昭和42年5月19日 20時00分
 図-14 IV. 波高の度数分布 (1967年5月19日)

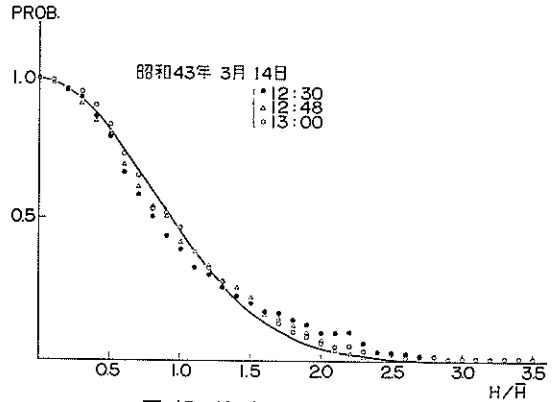


図-15 波高の超過確率 (1968年3月14日, 観測 I.)

を記入してある*。

この T も、波高 H の分布と同様の傾向があり、Rayleigh 分布より長い周期のものが現れ、分布が広く、平均周期 \bar{T} 附近の周期が多い。観測 I のデータでは、波の発達に伴い、周期の多く集った点が短周期から長周期に移行し、(13), (14) 式の分布に近いことが指適される。

3.5 平均波の波高, 周期比について

いままで、3.3, 3.4で波高, 周期の平均値を用いてきたが、ここで改めてゼロ・アップ・クロス法によって定義した実測波の波高の平均値, すなわち $1/10$ 最大波高 $H_{1/10}$ 有義波高 ($1/3$ 最大波高) $H_{1/3}$, 平均波高 \bar{H} 及び各波高に対応した周期を波高の順に並べた周期の平均値 $T_{1/10}$, $T_{1/3}$, \bar{T} を示すと表-7 の様になる。表には、波高周期の最大値とそれぞれの比率も示している。

いままでの論議によって、波のもつ周波数成分の周波数帯は狭い ($\epsilon \approx 0$)、非線型性は少ない ($\sqrt{\beta_1} \approx 0$) という仮定が成立しないことを明らかにしてきた。しかしながら、このような場合に対する波高分布の理論式は求められていないので、 $\epsilon \approx 0$ の仮定で Longuet-Higgins が導いた Rayleigh 分布によって計算される平均波間の波高比の理論値と比較する。

表-7 の値から、 $H_{1/10}$ と $H_{1/3}$, $H_{1/3}$ と \bar{H} を図示すると図-17, 18 の様になり、比を平均すると

$$\frac{H_{1/10}}{H_{1/3}} = 1.30 \pm 0.01 \quad (26\text{頁につづく})$$

* 波長 L の分布を、波高の Rayleigh 分布と同じく、 $p(\lambda) = \pi/2 \lambda e^{-\pi \lambda^2/4}$, $\lambda = \frac{L}{T}$ に従うとし、 $\lambda = a\tau^2$ より、 T の分布が(13)式となる。

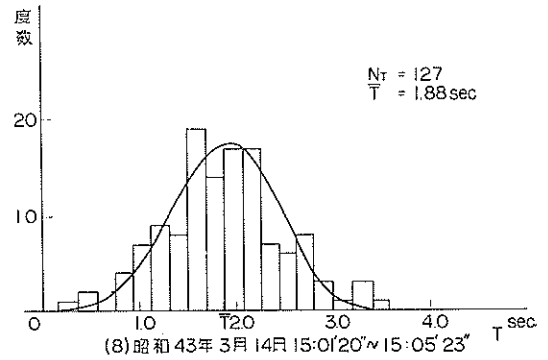
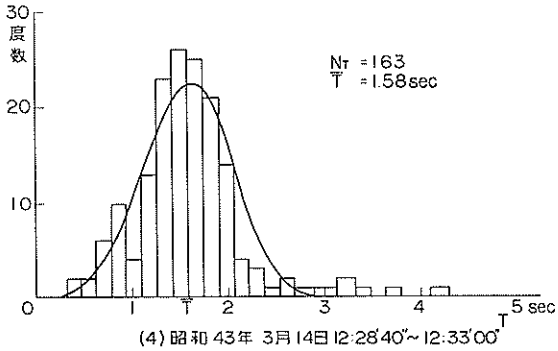
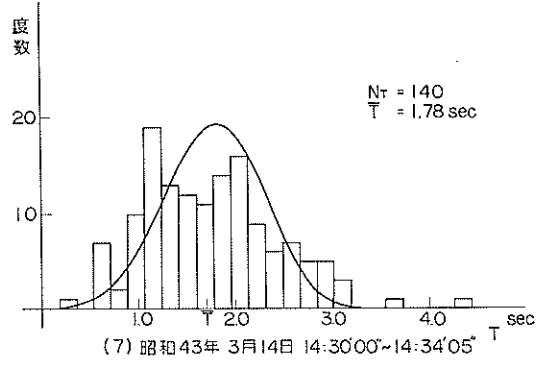
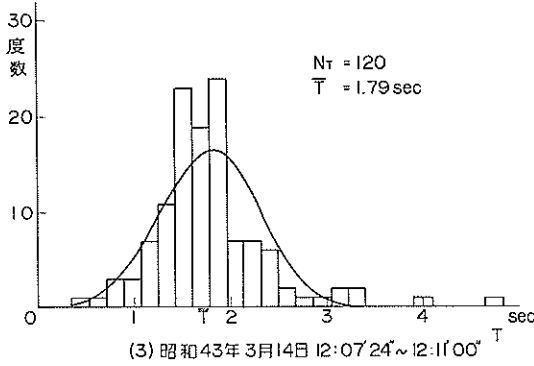
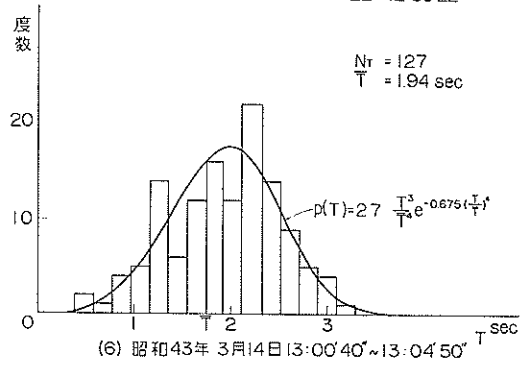
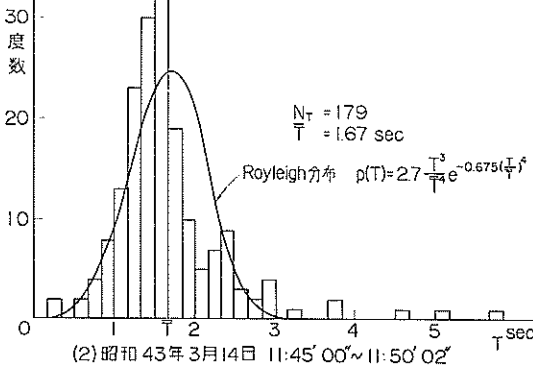
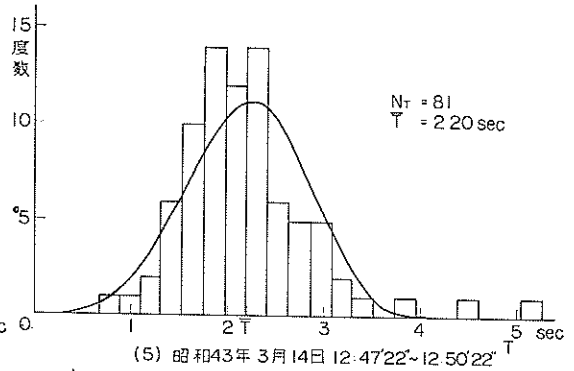
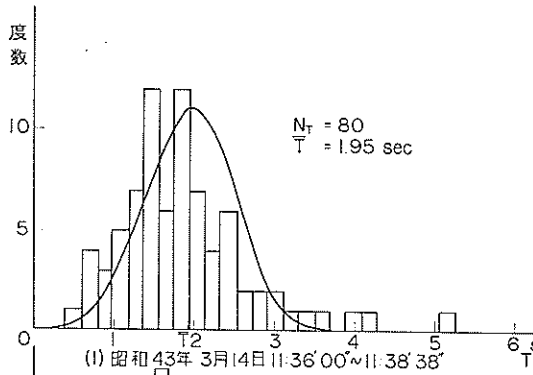


図-16 I. ゼロ・アップ・クロス周期の度数分布 (1968年 3月14日)

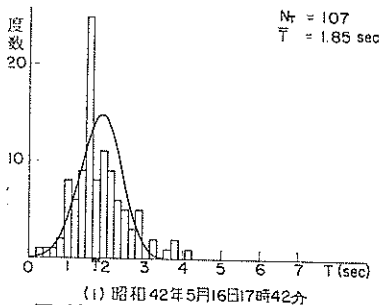
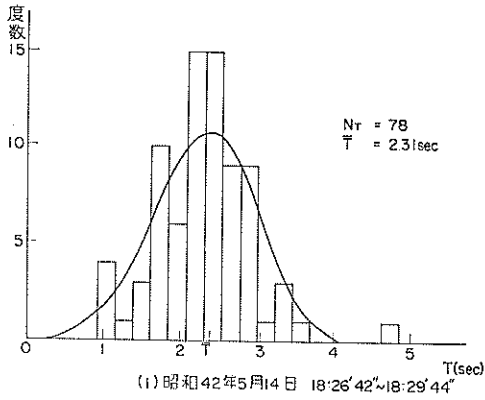


図-16 II, III. ゼロ・アップ・クロス周期の度数分布
(1967年5月14日, 16日)

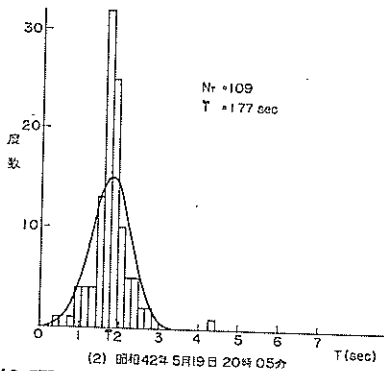
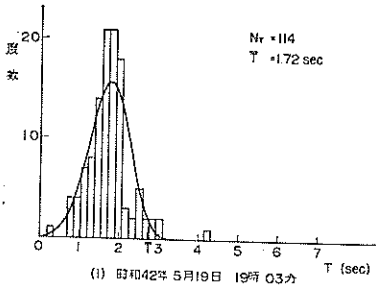


図-16 IV. ゼロ・アップ・クロス周期の度数分布
(1967年5月19日)

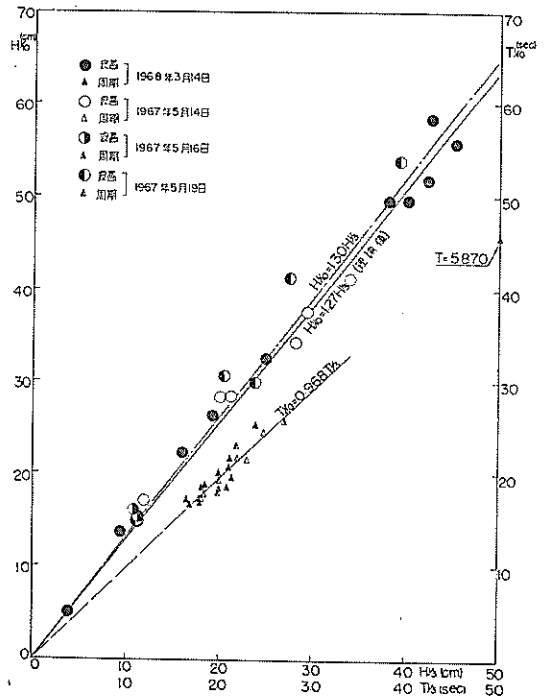


図-17 $H_{1/10}$ と $H_{1/3}$ の関係

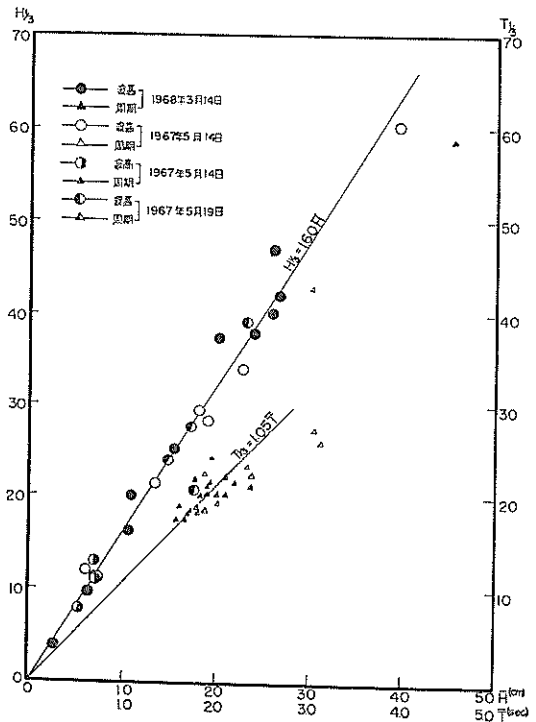


図-18 $H_{1/3}$ と \bar{H} の関係

表-7 波高周期の実測記録読取値と比較

記号	年月日	時刻	風向 風速 m/sec	フェッチ F_{eff} km	H_{max} T_{max} cm sec	$H_{1/10}$ $T_{1/10}$ cm sec	$H_{1/3}$ $T_{1/3}$ cm sec	\bar{H} \bar{T} cm sec	$\frac{H_{max}}{H_{1/3}}$	$\frac{H_{1/10}}{H_{1/3}}$	$\frac{H_{max}}{\bar{H}}$	$\frac{H_{1/3}}{\bar{H}}$	$\frac{T_{1/3}}{\bar{T}}$	備考	
														波数 N	吹き始め時刻
I	1968年 3月14日	11: 36'	NNW 5.4	2.9	5.50 1.96	4.92 2.53	3.98 2.40	2.76 1.95	1.38	1.24	1.99	1.44	1.23	80	11: 徐々 に上昇
		11: 45'	NNE 6.9	2.7	23.56 1.38	13.48 1.65	9.43 1.75	6.34 1.67	2.50	1.53	3.72	1.49	1.05	179	
		12: 07'	NNE 10.8	"	28.91 1.60	22.83 1.72	16.08 1.86	10.81 1.79	1.80	1.42	2.67	1.49	1.04	120	
		12: 28'	NNW 12.7	2.9	29.38 1.56	26.02 1.69	19.15 1.74	10.84 1.58	1.53	1.36	2.70	1.77	1.10	163	
		12: 47'	NW 16.4	3.1	51.89 2.10	46.92 2.07	37.50 2.13	22.26 2.20	1.38	1.24	2.32	1.68	0.97	81	
		13: 00'	NW 16.5	"	91.77 2.40	58.22 2.17	42.50 2.14	26.21 1.94	2.18	1.37	3.50	1.62	1.10	127	
		13: 37'	NW 11.0	"	74.00 1.74	51.85 1.88	42.21 1.86	26.84 1.63	1.75	1.23	2.75	1.57	1.14	185	
		14: 00'	NW 10.5	"	62.69 1.64	49.57 1.83	38.03 1.83	24.11 1.73	1.65	1.30	2.60	1.58	1.06	138	
		14: 30'	NW 14.3	"	66.04 1.88	49.68 1.94	41.37 2.18	26.07 1.78	1.60	1.20	2.53	1.59	1.22	140	
		15: 01'	NW 11.5	"	66.86 2.03	55.70 2.20	45.23 2.08	29.43 1.88	1.48	1.23	2.27	1.54	1.11	127	
II	1967年 5月14日	15: 31'	NNW 18.5	2.9	50.55 1.95	37.61 2.42	29.32 2.49	18.24 3.12	1.73	1.28	2.77	1.61	0.80	59	14: 06'
		16: 28'	NNW 11.4	"	36.88 1.66	28.40 1.77	21.27 1.82	13.49 1.87	1.73	1.33	2.81	1.58	0.97	97	
		17: 14'	NNW 14.0	"	56.67 2.02	34.36 2.17	28.15 2.21	19.10 2.37	2.20	1.22	2.96	1.47	0.93	74	
		18: 26'	NNW 15.5	"	47.70 2.50	41.24 2.14	33.93 2.31	22.93 2.31	1.41	1.22	2.08	1.48	1.00	78	
III	1967年 5月16日	16: 23'	SSE 12.2	2.4	11.3 2.0	9.6 2.0	7.8 2.1	5.3 1.9	1.46	1.24	2.12	1.46	1.08	101	11: 30' 徐々に 上昇
		17: 26'	SSE 13.0	"	18.6 1.6	16.7 1.7	13.0 2.0	8.0 1.9	1.43	1.29	2.33	1.62	1.08	107	
IV	1967年 5月19日	15: 57'	N 12.7	2.5	18.8 1.6	14.7 1.9	11.2 2.0	7.2 2.0	1.68	1.31	2.59	1.54	0.99	87	15: 26'
		16: 59'	NNW 14.2	2.9	31.5 1.7	30.5 1.8	20.5 2.0	17.7 2.1	1.19	1.15	1.78	1.49	0.92	46	
		18: 01'	NW 17.7	3.1	75.1 0.7	53.8 2.3	39.2 2.2	23.2 2.1	1.92	1.37	3.24	1.69	1.06	98	
		19: 03'	NW 11.7	3.1	33.8 1.6	29.9 1.7	23.8 1.8	14.9 1.7	1.42	1.26	2.26	1.59	1.03	114	
		20: 05'	NNW 9.8	2.9	52.7 0.9	41.3 1.7	27.5 1.8	17.3 1.8	1.92	1.50	3.04	1.58	1.01	109	
Rayleigh 分布による理論値									1.27		1.60	1.0~ 1.26			

表-8 gF/U^2 と gH/U^2 , C/U の実測値

記号	年月日,時刻	風向	F_{eff}	gF/U^2	gH/U^2	C/U
I	'68. 3. 14. 11: 36'	NNW	2.86	956	0.0130	0.696
	11: 45	NNE	2.69	554	0.0194	0.386
	12: 07	NNE	2.69	226	0.0140	0.257
	12: 28	NNW	2.86	174	0.0116	0.211
	12: 47	NW	3.08	112	0.0140	0.200
	13: 00	NW	3.08	111	0.0153	0.205
	13: 37	NW	3.08	249	0.0340	0.258
	14: 00	NW	3.08	320	0.0396	0.290
	14: 30	NW	3.08	142	0.0198	0.233
	15: 01	NW	3.08	228	0.0335	0.280
II	'67. 5. 14. 15: 31	NNW	2.86	81.9	0.008	0.198
	16: 28	NNW	2.86	216	0.0160	0.251
	17: 14	NNW	2.86	143	0.0141	0.224
	18: 26	NNW	2.86	117	0.0138	0.223
III	'67. 5. 16. 16: 23	SSE	2.38	156	0.00512	0.264
	17: 26	SSE	2.38	138	0.00751	0.233
IV	'67. 5. 19. 15: 57	N	2.48	155	0.00703	0.248
	16: 59	NNW	2.86	139	0.0129	0.224
	18: 01	NW	3.08	96.3	0.0123	0.185
	19: 03	NW	3.08	220	0.0171	0.227
	20: 05	NNW	2.86	292	0.0280	0.278

$$\frac{H_{1/3}}{\bar{H}} = 1.57 \pm 0.01$$

となる。これは Longuet-Higgins [1952] による理論値 $H_{1/10}/H_{1/3} = 1.27$, $H_{1/3}/\bar{H} = 1.60$ に近い。

一方, $H_{max}/H_{1/3}$, H_{max}/\bar{H} をみると, H_{max} は波数によって異なる*ので, 図-19にこれを示した。図中の実線は理論比率曲線である。この図より, 3.3において指適された通り, 最大波高は Rayleigh 分布より大きいことを示している。すなわち, $H_{max}/H_{1/3}$ は平均12.6%, H_{max}/\bar{H} は 14.1% 過大である。

この様に, 波のスペクトル幅が広く, 非線型性であるにもかかわらず, ゼロ・アップ・クロス法による平均波高と有義波高の間には, $\epsilon \approx 0$ の近似による比率がよく合い, 有義波高とこの近似が工学的には有意であろう。しかし, 最大波高に対して, この近似は適用し難い。

後に 4.2 でエネルギーから有義波高を再検討する。

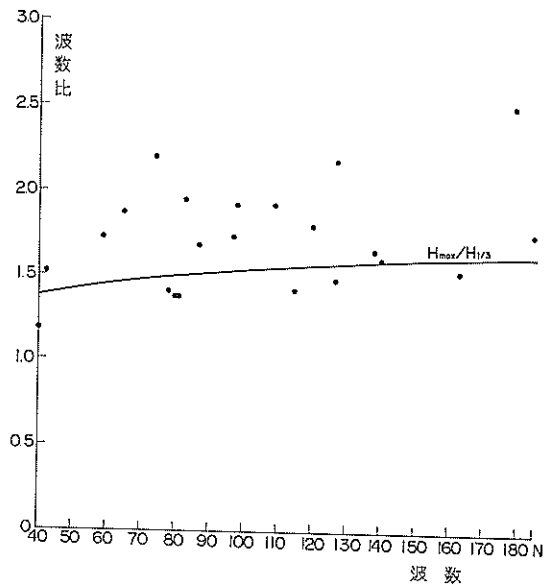


図-19 最大波高 H_{max} と有義波高 $H_{1/3}$ の比と波数の関係

$$H_{max} \approx 0.707 H_{1/3} \sqrt{\ln N}$$

* $H_{max} \approx 1.13 \bar{H} \sqrt{\ln N} = 0.707 H_{1/3} \sqrt{\ln N}$

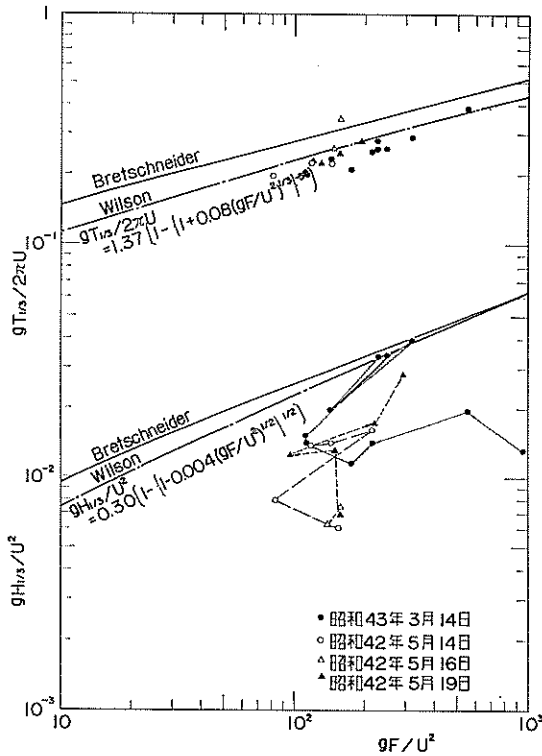


図-20 フェッチ・グラフ
(Bretschneider 及び Wilson の値との比較)

4. 波の発達状態

この章では風と波との関係を更に詳しく検討する。まず、S. M. B. 及び Wilson の与えたフェッチ・グラフと実測値の比較をし、エネルギー・スペクトル密度と風速との関係、平均的な風と波のクロス・スペクトル等を述べる。

4.1 フェッチ・グラフ

表-3 に挙げた実測データの有義波高 $H_{1/3}$ 、有義周期 $T_{1/3}$ (表-7) と平均風速 U 、有効フェッチ F_{eff} より、 gF_{eff}/U^2 に対する $gH_{1/3}/U^2$ 、 $C/U = gT_{1/3}/2\pi U$ を求めると表-8 の通りである。

一方、Bretschneider [1958] と Wilson [1965] はフェッチ・グラフの、前者は図及び数値を、後者は式を与えている。Wilson の式は(15)、(16)式で与えられる。

$$\frac{gH_{1/3}}{U^2} = 0.30 \left[1 - \left\{ 1 + 0.004 \left(\frac{gF}{U^2} \right)^{1/2} \right\}^{-2} \right] \dots \dots (15)$$

$$\frac{C}{U} = 1.37 \left[1 - \left\{ 1 + 0.08 \left(\frac{gF}{U^2} \right)^{1/3} \right\}^{-5} \right] \dots \dots (16)$$

表-8 の値を、Bretschneider の図及び Wilson の式(15)、(16)と比較したものが図-20 である。ここでは吹送時間の短いものから長いものへ矢印で示している。

この図より、観測 I. の 13 時 37 分、14 時、15 時の値以外、無次元波高 $gH_{1/3}/U^2$ は実測値の方が小さい。無次元周期はよく合っている。

各点共、風速の上昇に伴い、Wilson の曲線に近づくのがみられる。

しかし、問題になるのはフェッチであり、果して F_{eff} の全距離を有効に吹送していたかどうか、特に風速の低い、吹送時間の短い波については疑問である。このことは後に 4.3.(4) でクロス・スペクトル解析によりある程度明らかになる。

4.2 港内波のエネルギー・スペクトル密度の性質

以上の各節では、実際の海面に現れた波形(振幅、波高、周期等)について述べてきたが、ここでは波のエネルギー・スペクトル密度*、すなわち海面変動を振幅、周期、位相の異なる多くの単純な正弦曲線に分解して、その各周波数成分の振幅の二乗に相当する量の大きさを議論してゆく。この様なスペクトルの解析により、波の組成や性質について、より深い知識が得られる。

(1) エネルギー・スペクトル密度の概念

いうまでもなく、波をスペクトル解析する意味は、波の変動の大きさをそこに含まれている周波数(周期)と関連させて、その時間的な平均において調べることにある。また、波浪の様な複雑な波を古典的正弦波と結びつけることができる。しかし、スペクトル解析にはいくつかの制約があり、先の節で述べた波の統計的性質が考慮される。

まず、波を統計的な対象、いいかえると確率過程(時刻 t の関数 $x(t, \omega)$ 、 ω はパラメーター、の集りで、それぞれが現れる確率 $dP(\omega)$ が定まっているもの)とみなし、その一つの実現値が $x(t)$ であると考えてゆく。

スペクトル解析には、この $x(t)$ の統計的性質に三つの仮定が課せられる。

第 1 は、定常な確率過程の仮定である。これは $x(t, \omega)$ を時間的にずらして、 $x(t+h, \omega)$ を考えても、変動の様相(平均値、二乗平均値、自己相関関数)に変化がないことを意味する。二乗平均値が有限で、自己相関関数が時間のずれに無関係なら、広い意味で定常である。

* ここで用いるスペクトルは、ある一地点で観測した波形を周波数で分解した周波数スペクトルである。

非定常な変動の例としては、地震の波形があげられる。

第2に、確率過程の時間的平均値 $\bar{x} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t, \omega) dt$ と確率平均値 $\bar{x} = \int x(t, \omega) dP(\omega)$ とが等しいというエルゴート性の仮定である。

海の波では、第1, 第2の仮定はほぼ成立しているともみなしてよい。

第3は、対象が正規過程であるという仮定である。これは対象としているものの確率分布が、平均値, 二乗平均値と自己相関関数で決めうるというものである。ところが、我々の問題とする波の振幅 $\eta(t)$ では、3.1に述べた通り、平均値 $\bar{\eta} = 0$ と分散(平均二乗値) $\bar{\eta}^2$ で決まる正規分布に、 χ^2 検定によれば、合っていないといえる。すなわち、波の非線型性による歪度(三乗平均値に関係)、尖度(四乗平均値に関係する)等を考えた Gram-Charlier 分布の方がよりよく表わせるから、正規分布の仮定は近似的にしか満足できない。この様な非線型性をみるには、三乗平均までを考えたバイ・スペクトル(Bispectrum) (Hasselmann, et. al. [1963]), 更に高次の Trispectrum 等の方法が提案されている。

ここでは、近似的に波の振幅が定常、エルゴート性、正規過程とみなして、Tukeyの方法によりスペクトルを計算する。

仮定により、波の振幅 $\eta(t)$ を

$$\eta(t) \equiv x(t) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(\omega_n t - \alpha_n) \dots\dots\dots (17)$$

$$\omega_n = 2\pi f_n = 2\pi/T_n$$

とおく。すなわち、無限の cosine 成分波の単純な加え合せて η が表わせる。これは正規過程の線型性の仮定 1 を意味している。

次に、実際の記録が有限時間に限られるため、変動 $x(t)$ を $-T/2 < t < T/2$ の間で $x(t)$, その前後ではゼロとなる関数 $x_T(t)$ を考え、エネルギー・スペクトル密度 $E(f)$ は、 $E(f)$ と自己相関関数 $R(\tau)$

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x_T(t) x_T(t+\tau) dt \dots\dots\dots (18)$$

τ : ラグ・タイム

との間に成立つ、Wiener-Khinchine の関係

$$\left. \begin{aligned} R(\tau) &= \int_0^{\infty} E(f) \cos 2\pi f \tau df \\ E(f) &= 4 \int_0^{\infty} R(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (19)$$

より、 $R(\tau)$ をフーリエ変換することにより求められ

る*。この場合、スペクトルの下の面積は分散 $\bar{\eta}^2$ となる。(18), (19)の式では1と2の仮定が用いられる。 $x(t)$ を $x_T(t)$ で置きかえ、 $T \rightarrow \infty$ とする操作で求める $E(f)$ は、実際には近似的な値であるから、計算値 $E(f)$ に対する信頼限界が、 $x(t)$ の読取総数 N と最大ラグタイム τ_{\max} の比の関数(自由度)に関係して与えられる。

更に、この様にして求めたエネルギー・スペクトル密度 $E(\omega)$, $\omega = 2\pi f$, と関係する量として重要なものに E 値と 3.2 に述べたスペクトル幅パラメーター ϵ がある。

E 値は、この場合、 $E(\omega)$ を全周波数について積分した値の2倍で、

$$E = 2 \int_0^{\infty} E(\omega) d\omega \dots\dots\dots (20)$$

これは実測の振幅 $\eta(t)$ の自乗平均の2倍に相当し、波のポテンシャル・エネルギー E_p に比例する量である。すなわち、

$$E_p = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{\rho g}{2T} \int_0^T \eta^2 dt = \frac{1}{4} \rho g E \dots\dots\dots (21)$$

の関係にある。

この E 値は、Longuet-Higgins [1952] によれば、スペクトル幅が狭いとき、波高と

$$\left. \begin{aligned} \bar{H} &= 1.772 \sqrt{E} \\ H_{1/3} &= 2.832 \sqrt{E} \\ H_{1/10} &= 3.600 \sqrt{E} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (22)$$

の関係で結ばれ、これより波高比を求めたのが 3.5 に挙げた理論値である。

* この様に、 $x_T(t)$ の自己相関関数 $R(\tau)$ を出して、それをフーリエ変換し、適当な補正を加えるのが一般的な $E(f)$ の求め方 (Tukey, Hamming の方法他) である。他に Haubrich [1965] の方法では、まず、 $x(t)$ をいくつかの時間区間に分け、それぞれの区間の $x(t)$ を最初にフーリエ変換 $X(f)$ して、次に、その共役複素数 $\bar{X}(f)$ との積 $X\bar{X}$ を全区間で平均し、 $E(f)$ を求める。この方法の方が計算時間は早い、余り用いられていない。

詳しいスペクトル理論及び計算法に就いては以下の文献を参照されたい。

入門的書物として、堀川 [1965], 宮脇 [1961], 理論について Rice [1944], 海の波へのパワー・スペクトルと応用に関して Pierson and Marks [1952], 計算法について Blackman and Tukey [1958], 赤池 [1964], 等。

表-9 スペクトル計算の定数及び結果

記号	年月日	時刻	風向, 風速 (m/sec)	読取 時間 T (sec)	読取 個数 N	読取 間隔 Δt (sec)	最 大 ラ ム m	分解能 Δf cycle/sec	自由度 $d.f.$	f_0 cycle/sec	E 値 (cm^2)
I	1968年 3月14日	11: 36'	NNW 5.4	157.5	1,500	0.11	75	0.0607	50.3	0.44	2.76
		11: 45'	NNE 6.9	302.0	1,512	0.20	75	0.0333	50.7	0.37, 0.62	15.5
		12: 07'	" 10.8	216.5	1,088	0.20	70	0.0357	39.1	0.57	42.8
		12: 28'	NNW 12.7	260.0	1,503	0.17	75	0.0385	50.4	0.57	48.1
		12: 47'	N W 16.4	180.2	1,029	0.18	50	0.0570	51.8	0.46	158.7
		13: 00'	" 16.5	250.0	1,533	0.16	75	0.0409	51.4	0.43	256.0
		13: 37'	" 11.0	302.2	1,512	0.20	75	0.0333	50.7	0.46	252.1
		14: 00'	" 10.5	240.0	1,505	0.16	75	0.0418	50.5	0.50	205.6
		14: 30'	" 14.3	250.0	1,543	0.16	75	0.0411	51.8	0.54	243.4
		15: 01'	" 11.5	242.4	1,502	0.16	75	0.0413	50.4	0.46	288.3
II	1967年 5月14日	15: 31'	NNW 18.5	186.0	1,059	0.18	50	0.0569	53.3	0.46	90.6
		16: 28'	" 11.4	185.0	1,041	0.18	50	0.0562	52.4	0.62	67.5
		17: 14'	" 14.0	180.4	1,024	0.18	50	0.0568	51.5	0.46	113.1
		18: 26'	" 15.5	182.2	1,008	0.18	50	0.0552	50.7	0.39	154.8
III	1967年 5月16日	16: 23'	SSE 12.2	203.0	1,043	0.19	50	0.0513	52.5	0.36, 0.56	9.2
		17: 26'	" 13.0	202.0	1,042	0.19	50	0.0515	52.4	0.36, 0.57	20.5
IV	1967年 5月19日	15: 57'	N 12.7	196.0	1,011	0.18	50	0.0562	50.9	0.36, 0.65	17.7
		16: 59'	NNW 14.2	97.0	501	0.19	30	0.0859	42.0	0.47	119.6
		18: 01'	N W 17.7	202.0	1,047	0.19	50	0.0518	52.7	0.46	164.4
		19: 03'	" 11.7	199.0	1,029	0.19	50	0.0517	51.8	0.34, 0.57	71.7
		20: 05'	NNW 9.8	195.0	1,006	0.19	50	0.0515	50.6	0.54	86.2
V*	1968年 3月15日	14: 30'	0	521.1	1,440	0.36	75	0.0184	48.3	0.28~ 0.34	103.6

* 港内静穏時の主に船によって起った波 (写真-7 参照)

以上の様な周波数スペクトルには、それぞれの成分の位相のずれは現れない、負の周期(座標の逆方向へ進む)成分と正の周期成分の区別はつけられない、エネルギー・スペクトル密度は振幅の二乗に相当する量である、等の特徴から、変動成分の強さをみるのに都合のよいものである。

(2) 実測されたエネルギー・スペクトル密度

(1)の方法 (Tucky, Hamming の方法) によって第1章のデータのエネルギー・スペクトル密度を計算した値が図-21である。計算の定数は表-9に示した。なお、観測 I (昭和43年 ('68) 3月14日) の各時刻の波の状態は写真1~7 (pp.10~11) に示した通りである。

図-21の I. 3月14日のスペクトルをみると、風速の上昇と共にエネルギー密度が大きくなり、同時にエネルギー密度の値が最大となる周波数 (optimum band) f_0 が11時45分に 0.62cycle/sec ($T=1.61sec$), 13時に0.43

cycle/sec ($T=2.33sec$)と低周波数側に移行するのが分かる。(表-9)これは周期 T の分布によって、3.4で予想された結果であり、波の発達を示している。すなわち、風のエネルギーは、波の optimum band 以下の周波数成分を発達させる。これはよく知られている風波の性質である。

一方、optimum band 以上の周波数領域 (equilibrium range) では、通常エネルギーの増加は止るといわれ、Phillips [1958] は次元考察により、

$$E(\omega) = \beta g^2 \omega^{-5} \dots \dots \dots (2)$$

で表わされることを示した。ここで、 $\omega = 2\pi f$, g は重力加速度、 β は定数である。

この式は現在までいくつかの実測値によって β の値が求められ、よく合うことが示されている。しかし、図-21の値では $E(\omega)$ の高周波成分の勾配は f^{-5} に合うが、(32頁につづく)

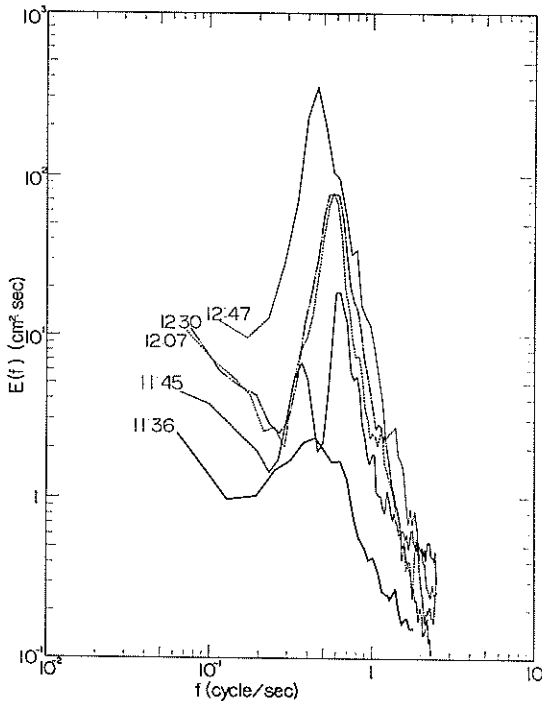


図-21 I. (1) エネルギー・スペクトルの密度
(1968年3月14日)

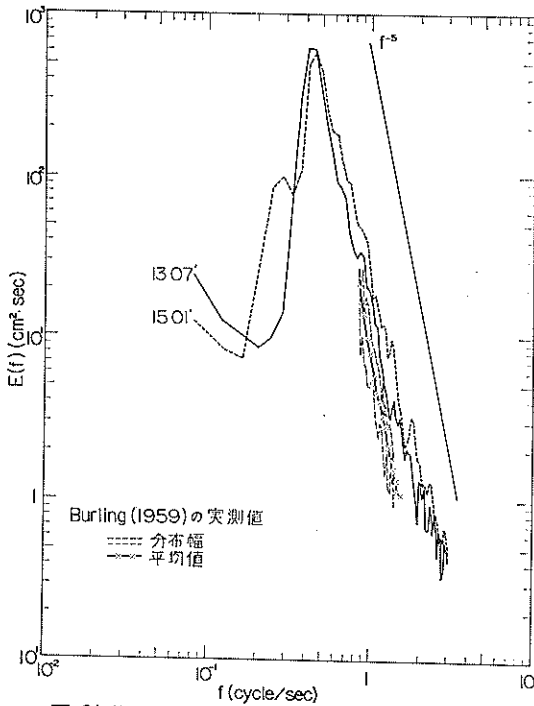


図-21 I. (2) エネルギー・スペクトルの密度
(1968年3月14日, Burling の実測値との比較)

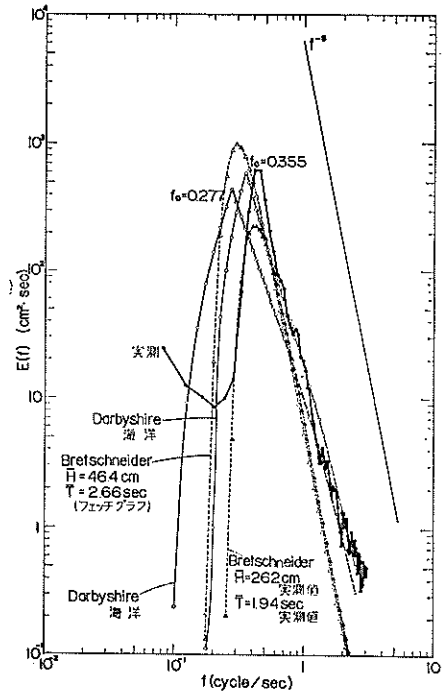


図-21 I. (3) 実測スペクトルと理論スペクトルの比較
(1968年3月14日, 13時7分, 風速 $U=16.5\text{m/sec}$,
フェッチ $F_{eff}=3.08\text{km}$, 相関係数 $r=0.477$)

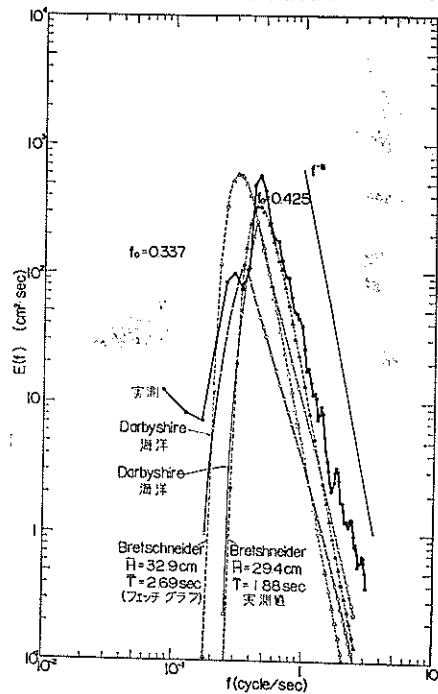


図-21 I. (4) 実測スペクトルと理論スペクトルの比較
(1968年3月14日, 15時, 風速 $U=11.5\text{m/sec}$,
フェッチ $F_{eff}=3.08\text{km}$, 相関係数 $r=0.397$)

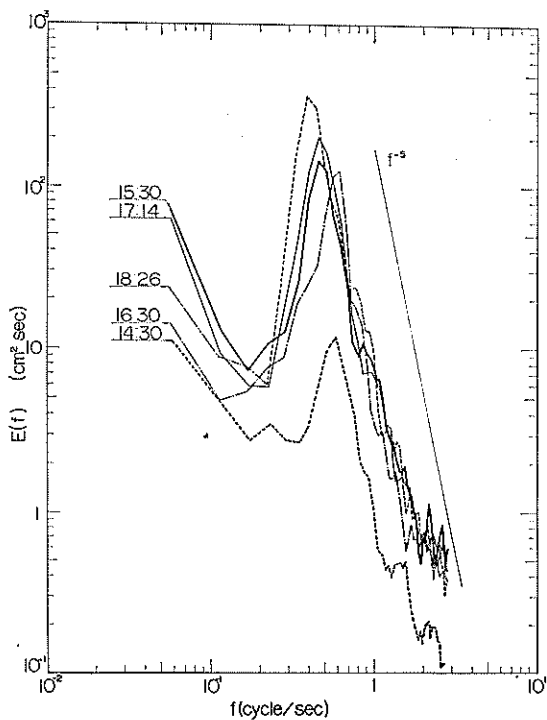


図-21 II. エネルギー・スペクトル密度
(1967年5月14日)

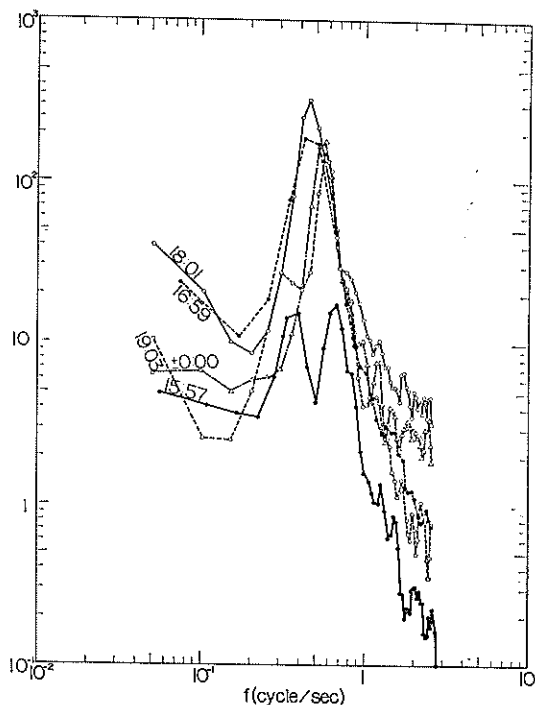


図-21 IV. エネルギー・スペクトル密度
(1967年5月19日)

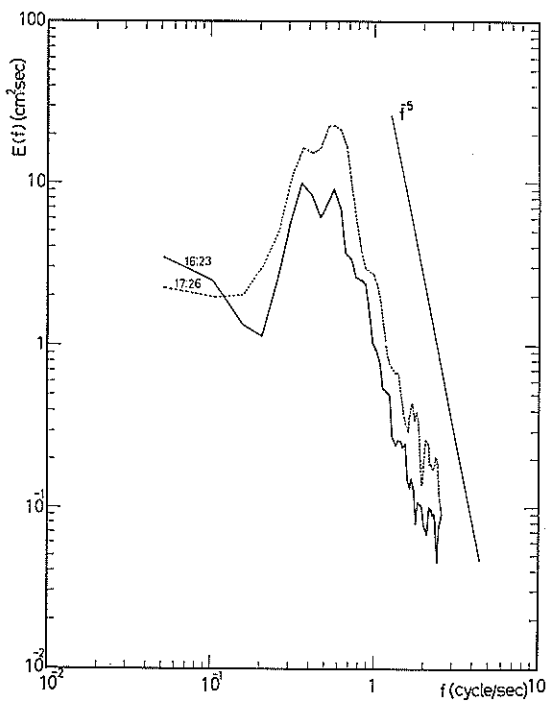


図-21 III. エネルギー・スペクトル密度
(1967年5月16日)

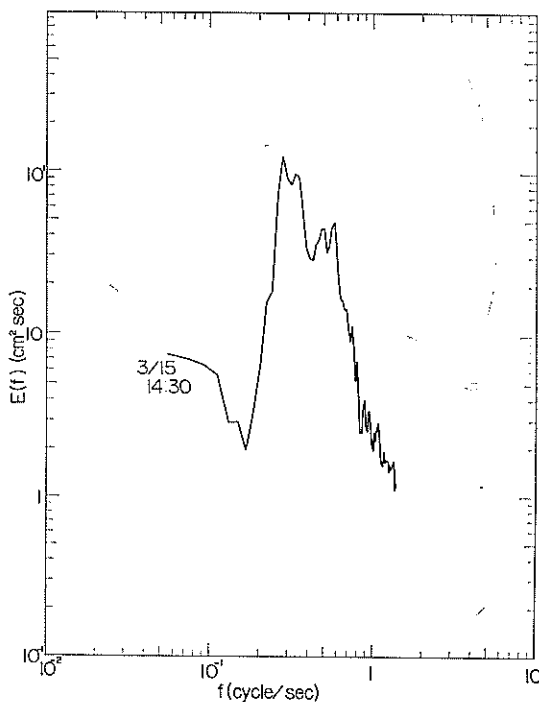


図-21 V. 船の波のエネルギー・スペクトル密度
(1968年3月15日, 14時30分)

その大きさは時刻（風速）と共に、ほぼ並行的に増加して、この考えに合わない。すなわち、11時45分で(2)式の β は 0.0032, 13時には 0.0324 と 10 倍の幅をもって、平均値 $\beta = 0.0178$ を Phillips [1966, p. 114] がまとめた実測値の β (表-10) の平均値 0.0117 と比べると 52% 大きい。

表-10 equilibrium range の定数 β の実測値
(Phillips [1966, p. 114] による)

著者	方法	フェッチ	β
Pierson [1962]	Wave-pole 浮子	300km	1.33×10^{-2}
Burling [1959]	容量型	400~1300m	1.48×10^{-2}
Hicks [1960]	容量型	5~625m	1.21×10^{-2}
Kinsman [1960]	容量型	~2km	1.04×10^{-2}
Longuet- Higgins [1963]	加速度計 浮子	500km	0.80×10^{-2}
平均			1.17×10^{-2}

ちなみに、Burling [1959] のスペクトルの実測値と比較すると図-21. I (2) の通り、我々の値より小さくなっている。

我々の場合、初期の波の発達時には、風速が大きくなると波動の高周波成分も相対的に大きくなるという事実を示して、風と波の変動の関係に未知の要素が隠されていると考えられる。

なお、11時45分の波のスペクトルには $f = 0.37 \text{ cycle/sec}$ と $f_0 = 0.62 \text{ cycle/sec}$ に二つのピークがみられる。これは、写真-7 及び 図-21. V に示した風の無い港内での船の起した波についてスペクトルをとったものと比較すると（船の波の場合、 $f_0 = 0.28 \sim 0.34 \text{ cycle/sec}$ に大きなピークがある）、静穏時にも港内の波に存在する擾乱（船の波その他の伝播波）によるものと考えられる。14時30分のスペクトルの幅の広いのも、この影響であろう。

II においても、風速の大きさによって、同様に f_0 の移動がみられる。

(3) 理論スペクトルとの比較

現在まで、海の波のスペクトルに関して種々の実測又は半理論公式が提案されている。代表的なものに Neumann [1954], Darbyshire [1955, 1961], Roll and Fisher [1956], Bretschneider [1959], Pierson and Moskowitz [1964], 他 Burling, Walden 等があるが、フェッチの影響を考えた Darbyshire と Bretschneider

のものについて、観測 I. 1968年3月14日、13時と15時の実測スペクトルと比較してみる。

Darbyshire のスペクトルは

$$E(f) = 23.9H^2y \exp \left[- \left\{ \frac{y^2(f-f_0)^2}{0.0085[y(f-f_0)+0.042]} \right\}^{\frac{1}{2}} \right] \\ = 0 \text{ for } y(f-f_0) < -0.042 \dots \dots \dots (24)$$

$E(f)$ [feet²·sec] で表わされる。ここで、

$$y = \frac{x^3 + 3x^2 + 65x}{x^3 + 12x^2 + 260x + 80} \dots \dots \dots (25)$$

x : フェッチ [nautical miles]

海岸で

$$\begin{cases} H = 0.054y^{3/2}U^{3/2} \\ \frac{1}{f_0} = 1.55y^{3/4}U^{1/2} \end{cases} \dots \dots \dots (26)$$

海洋で

$$\begin{cases} H = 0.0081y^{3/2}U^2 \\ \frac{1}{f_0} = y^{3/4}(1.94U^{1/2} + 2.5 \times 10^{-7}U^4) \end{cases} \dots \dots \dots (27)$$

ただし、 f_0 : スペクトル最大の周波数 [sec⁻¹]

U : 海面上の風速 [kn]

である。

Bretschneider のスペクトルは、 $\omega = 2\pi f$ で

$$E(\omega) = \frac{3.437(\bar{H})^2[1-r+0.927r^2(2\pi/\omega\bar{T})^2]^2}{1+0.273r^2} \\ \times \left(\frac{2\pi}{T\omega} \right)^4 \frac{1}{\omega} e^{-0.675(2\pi/\omega\bar{T})^4} \dots \dots \dots (28)$$

である。ここで、 \bar{H} : 平均波高、 \bar{T} : 平均周期、 r は波高と波長の相関関数で、いずれも U^2/gF の関数として与えられる。 \bar{H} 、 \bar{T} については 4.1 と $H_{1/3}/\bar{H} = 1.60$, $T_{1/3} = \bar{T}\sqrt{1+0.60r}$ より決り、 r については Bretschneider [1959] に表になって示されている。

これらの式に、観測 I (1968. 3. 14) 13時における、 $F_{eff} = 3.08 \text{ km}$, $U = 16.5 \text{ m/sec}$, 15時における $F_{eff} = 3.08 \text{ km}$, $U = 11.5 \text{ m/sec}$ の値を入れて計算したものが、図-21. I (3), (4) である。Darbyshire のスペクトルは海洋と海岸の二通りについて、Bretschneider のものは、 \bar{H} , \bar{T} , r をフェッチ・グラフより求めたものの二通りについて示している。

なお、波高が近似的に Rayleigh 分布しているとすると単位面積当りの全エネルギー E_{tot} は、

$$E_{tot} = \rho g \bar{\eta}^2 = \rho g E / 2 \approx \rho g \bar{H}^2 \quad (\text{Jour/m}^2)$$

となるので、定義よりこの両者のスペクトルの下の面積は、

$$8E_{tot} / \rho g = 4E = 8\bar{\eta}^2$$

である。一方、我々のスペクトル計算ではスペクトルの下の面積が分散 $\bar{\eta}^2$ であるから、図では Darbyshire と Bretschneider のスペクトルの方を $\bar{\eta}^2$ として示してある。

図より一般的に分かることは、Darbyshire のスペクトルでは海洋の値が海岸のスペクトルと比べ optimum band が大きく、ピーク値が小さい。また、高周波側のスペクトルは f^{-5} より緩勾配である。Bretschneider のスペクトルは立ち上りが急であり、高周波側では f^{-5} の勾配になっている。この両者を比較すると、Darbyshire のスペクトルは optimum band 付近で Bretschneider のものより尖っているが、スペクトルの立ち上りは緩く、高周波側の逆勾配も緩い。両スペクトル共、ピーク点の移動と共に高周波側のスペクトルはその移動方向へほぼ平行に移っている。

以後、スペクトルをみるのに要点となる optimum band とスペクトルの大きさ又はスペクトルの下の面積に注意して比較してゆく。まず、理論値と13時の実測スペクトルと比較する。ここではピーク値は各理論値共かなりよく合っている。その内 optimum band をみて実測値と一番よく適合しているのは Darbyshire の海岸のスペクトルである。しかし、実測スペクトルにより optimum band が 0.10 cycle/sec だけ低く、周期でいえば 0.5 秒だけ長くなっている。Bretschneider のスペクトルは実測値より optimum band が低く、ピーク値は過大である。しかし、実測による $\bar{H} = 26.2 \text{ cm}$ 、 $\bar{T} = 1.94 \text{ sec}$ を使ったスペクトルでは実測スペクトルの内側に入っていて面積は同じ位かやや少ない程度である。またこの場合には、optimum band が一致していて、有義周期となっている。

15時のスペクトルにおいては、13時よりも風速は低いけれども吹送時間が長いことから、ピーク値は理論値よりも実測値の方が大きくなっている。実測値のスペクトル中の港内擾乱による $f_0' = 0.28 \text{ cycle/sec}$ のピークを除いて考えると、Bretschneider のスペクトルは optimum band がやや低く、Darbyshire のスペクトルはピーク値が小さ過ぎる。比較的よく合っているのは $\bar{H} = 29.4 \text{ cm}$ 、 $\bar{T} = 1.88 \text{ sec}$ という実測値を用いた Bretschneider のスペクトルである。

これらのことから、名古屋港の場合、Darbyshire の

スペクトルは風の吹き始めにはよく合うと考えられる。Bretschneider のスペクトルでは、結局、4.1 で述べたフェッチの決め方と同様、 \bar{H} 、 \bar{T} 、 r にいかなる値を用いるかに問題がある。 \bar{U} 、 F_{eff} より Bretschneider のフェッチ・グラフを読んで与えた \bar{H} 、 \bar{T} では optimum band が低目に（有義周期または卓越周期が大きく）出る。

以上述べた通り、フェッチの限られた二つの理論スペ

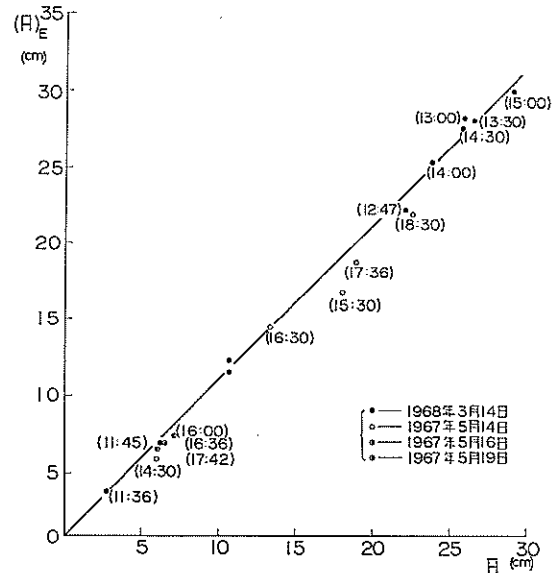


図-22 実測平均波高 \bar{H} とエネルギー換算波高 $(\bar{H})_E$ の比較

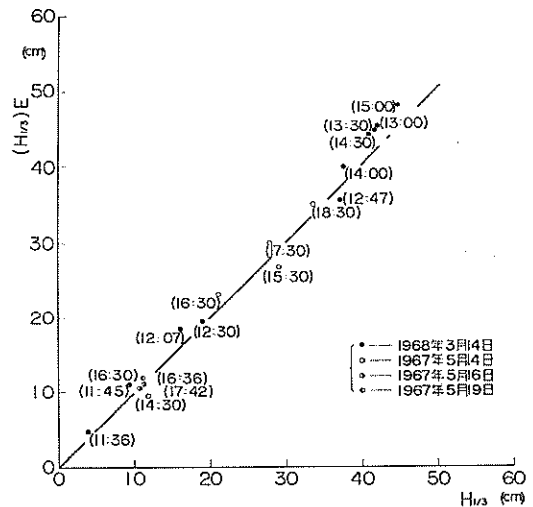


図-23 実測有義波高 $H_{1/3}$ とエネルギー換算波高 $(H_{1/3})_E$ の比較

クトルは、観測地の自然条件と波の発達過程の多様性の故に疑問な点が残る。

(4) エネルギーからの換算波高と実測波高の比較

既に、4.2(1)に於て、 E 値と平均波高の関係式(2)を示した。しかし、この関係はスペクトル幅パラメータ

ϵ が小さい場合であることに注意を要する。

式(2)のもとになる考えは 3.2 に述べた極大振幅 η_{\max} (図-8 参照) の平均

$$\bar{\eta}_{\max}^c = \left\{ \frac{\pi}{2} (1 - \epsilon^2) m_0 \right\}^{1/2} \dots\dots\dots (29)$$

ここで、 $m_0 = \bar{\eta}^2$

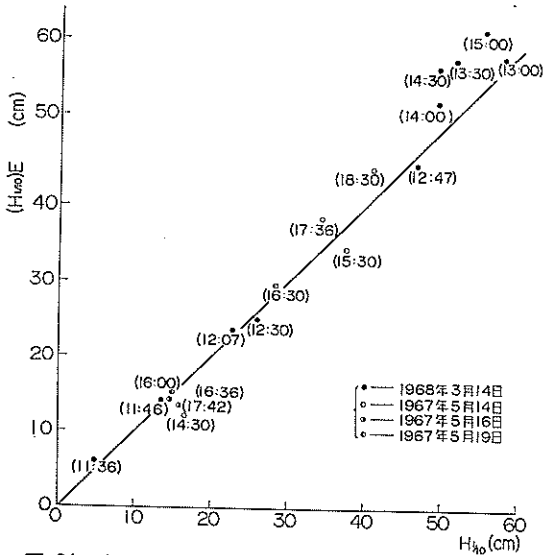


図-24 実測 $1/10$ 最大波高 $H_{1/10}$ とエネルギー換算波高 $(H_{1/10})^E$ の比較

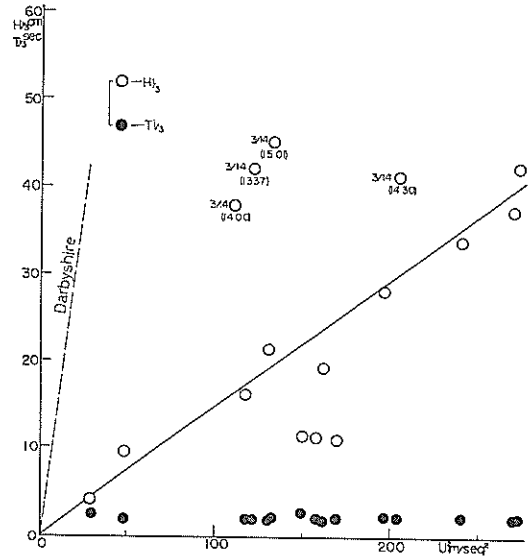


図-25 風速の二乗 U^2 と有義波高 $H_{1/3}$, 周期 $T_{1/3}$ の関係

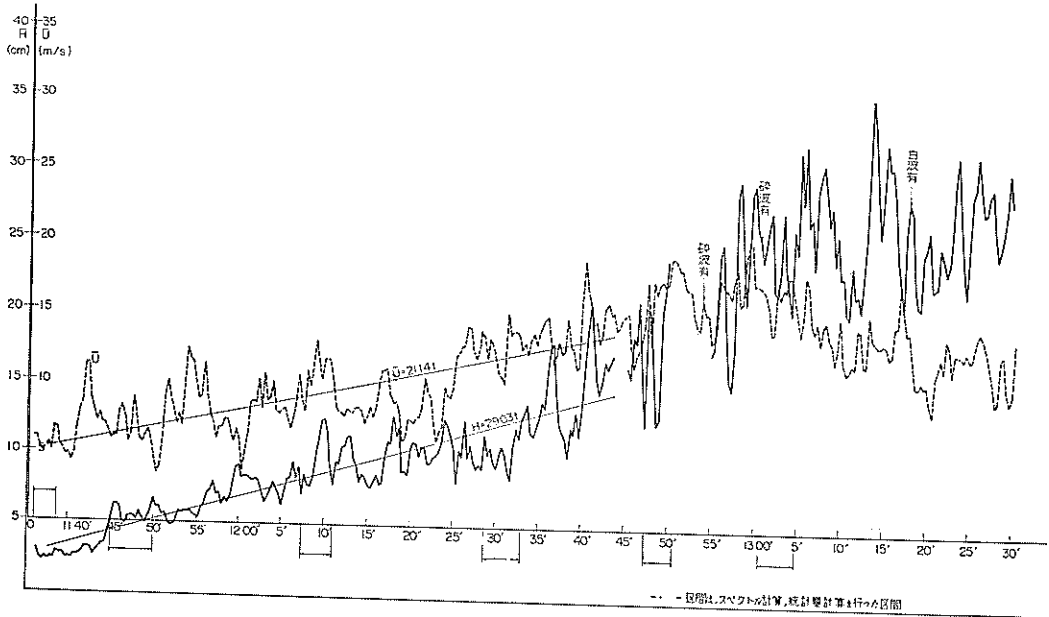


図-26 移動平均波高 (20秒ずらし, 1分間平均)

に依っている。(Cartwright and Longuet-Higgins [1956])。 η_{\max} は負の値もとり、そのような $\eta_{\max} < 0$ の起るのは ϵ が大きい ($0 \ll \epsilon < 1$) 時 (周期の長い波に周期の短い振幅の小さい波が乗っているような波) であることに注意すると、ゼロ・アップ・クロス法で、波形の高周波成分を無視した平均波高 \bar{H} は $\epsilon \approx 0$ の時の $2\bar{\eta}_{\max}$ に相当すると考えうる。

そこで $E = 2\bar{\eta}^2 = 2m_0$ の関係を式(2)に代入し、 $\epsilon = 0$ とおいて、2倍すれば式(2)が求まる。

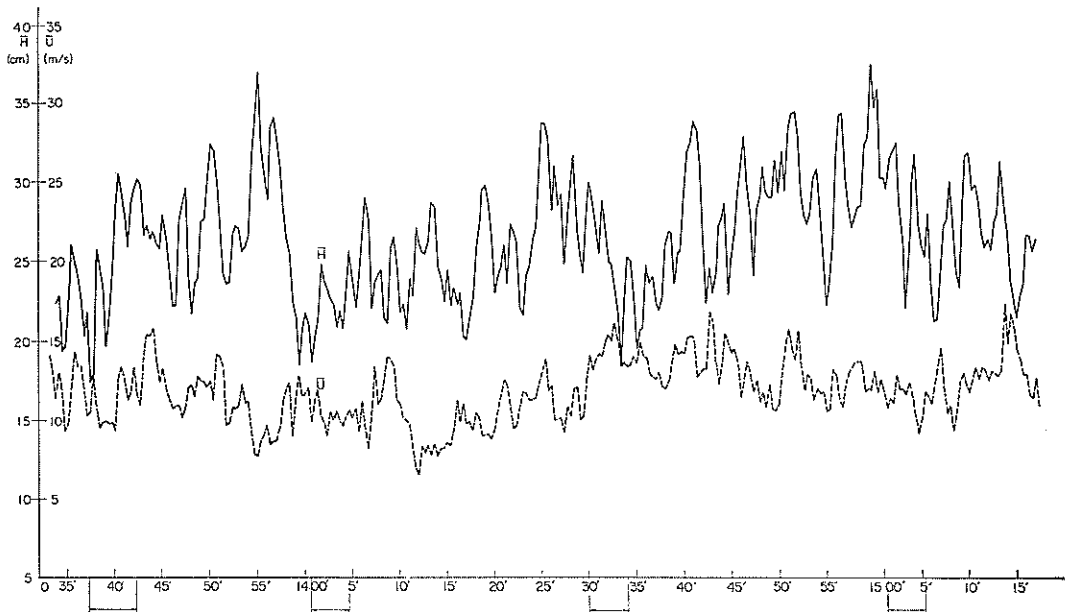
この様に、波高分布は ϵ に関係すると考えられるが、ゼロ・アップ・クロス法によって求めた波高と、式(2)によってエネルギーより換算した波高 ($(\bar{H})_E$ で表わす) を比較すると、図-22, 23 の様に、 \bar{H} と $(\bar{H})_E$ 、 $H_{1/3}$ と $(H_{1/3})_E$ とはよく合っている。すなわち、3.5の波高比でみた通り、ゼロ・アップ・クロス法で求めた平均波高、有義波高は $\epsilon \approx 0$ の仮定による統計的性質式(2)をほぼ満足し、これらの平均波高は工学的にも有効な波高の表示法といえる。

しかし、 $H_{1/10}$ では大きい波高の所においては $(H_{1/10})_E$ の方が実測値より17%大きくなっている。(図-24)、 H_{\max} では図-19 でみた通り、更にばらつきが大きい。

4.3 風と波の関係

(1) 平均風速と波高

現在まで、種々の実測によって、波高は風速の二乗に



と平均風速 (20秒間平均) (1968年3月14日, 観測 I.)

比例するといわれている。そこで、フェッチがほぼ等しいとみなし (表-8), 単に風速の二乗 U^2 と有義波高 $H_{1/3}$ との関係を図示すると 図-25 の様になる。

図中、点線は Darbyshire が海洋で充分発達した波に対して与えた式

$$H_{1/3} = 0.0152 U^2 \dots\dots\dots (30)$$

$$H_{1/3}: [\text{m}], U: [\text{m/sec}]$$

である。

我々の場合はフェッチが短く限られているので、これよりはるかに低い波高である。有義波が大略風速の二乗

$$H_{1/3} = 0.00148 U^2 [\text{m, sec}]$$

にのっているものと、はずれているもののうち、低くははずれているものは急激に風が吹き始めた初期の波で、高いものは、一旦風速が上昇し切って、低下した時のものである。前者は未発達した波で、後者は発達し切った波といえる。

周期 $T_{1/3}$ にはほとんど変化なく、周期 T の度数分布 (3.4) やスペクトル (4.2) にみられたような、風速による発達の状態が出ていない。

(2) 風の吹き始めの波高の増加状態

1968年3月14日の観測値 (I) での平均風速と平均波高の変化を、風速については20秒ごとの平均 \bar{U}_i ($i=1,$

2, 3...) をとり, 波高については, まず20秒間の平均値 H'_i をとり, 次にその前後を入れた3個(1分間)について移動平均したものの $\tilde{H}_i = (H'_{i-1} + H'_i + H'_{i+1})/3$, $j=i+1$ を計算して, 図示すると図-26の様になる。

この11時37分40秒から12時43分40秒(199個)の風速と波高の時間平均は, 最小二乗法により直線で近似すると, $t_i = 20i$ (sec), 11時37分40秒を原点とし,

$$\tilde{H}_i = 0.00290t_i + 3.06 \text{ [cm]} \dots\dots\dots(31)$$

となる。 \tilde{H}_i の全平均値は 8.81cm である。同様に \bar{U}_i は

$$\bar{U}_i = 0.00211t_i + 5.25 \text{ [m/sec]} \dots\dots\dots(32)$$

で, \bar{U}_i の全平均値は 13.62m/sec である。

後半の13時33分40秒から15時17分40秒まで(313個)においては

$$\tilde{H}_i = 0.000636t_i + 24.35 \text{ [cm]} \dots\dots\dots(33)$$

$$\bar{U}_i = 0.000346t_i + 10.76 \text{ [m/sec]} \dots\dots\dots(34)$$

で表わされ, 波高, 風速の全平均値はそれぞれ26.34cm, 11.84m/sec である。

そこで, 風の吹き始めである11時37分40秒から12時43分40秒の各時刻の風速と波高から, 最小二乗法により

$$\tilde{H}_i = \alpha \bar{U}_i^\beta \dots\dots\dots(35)$$

の, α, β を求めると次式のようになる。

$$\tilde{H}_i = 0.0167\bar{U}_i^{0.951} \text{ [m, sec]} \dots\dots\dots(36)$$

\bar{U}_i と \tilde{H}_i の相関係数 r は $r=0.734$ である。これを図示すると図-27の様になる。後に述べる風と波高の応答遅れを考えれば, α, β の値はやや大きくなると思われるが, ほぼ平均波高は平均風速に比例していることが分かる。これ以上の風速に対しては(1)に述べた通り, 波高は風速の二乗以上の割合で上昇している。

(3) 平均の風速変動と波高変動の大きさ

図-26(1968年3月14日, 観測1)の観測値をみると, 11時37分40秒から12時43分40秒までの風の吹き始めにおいては, 平均波高の変動は風速の変動と形がかなりよく似ているのが観察される。

まず, 風速の変動の大きさと波高の変動の大きさを比較してみる。その比較の計算法は以下の通りである。吹き始めの風速の変動については, 全数 $N=199$ 個の風速の平均値 $\bar{U}_{mean}=13.62\text{m/sec}$ と各時刻の \bar{U} の32式から

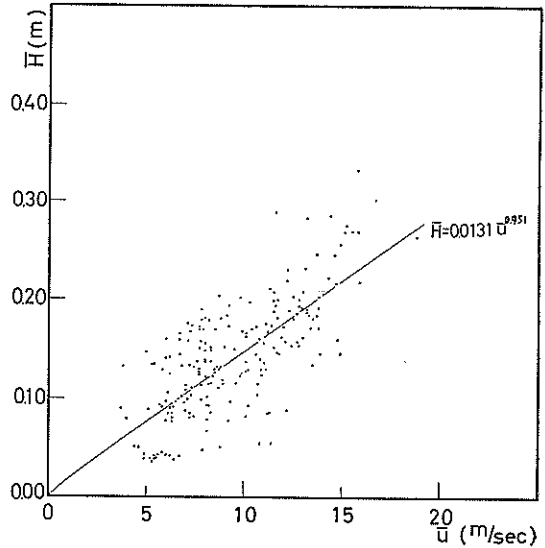


図-27 発生初期の平均風速 \bar{U} と平均波高 \bar{H} の関係 (1968年3月14日, 観測1)

の偏差 $\Delta\bar{U}$ を計算し, 次式より変動係数 CV を求める*。

$$CV = \frac{\sigma}{\bar{U}_{mean}} \dots\dots\dots(37)$$

ここで

$$\sigma = \left(\frac{\sum \Delta\bar{U}^2}{N} \right)^{1/2}$$

この間の波高, 及び後半(13時33分40秒から15時17分40秒まで)の定常状態の風速と波高についても37式と同様にして, CV の計算を行った結果が表-11である。

CV の値が大きい程, 平均値に比べて相対的に変動が大きいことを示す。

表-11より, 風の吹き始めと定常時共に, 風速の変動係数の方が波高の変動係数よりも11%大きい。しかし, 波高と風速の平均値と σ には差があっても, 平均的な風速と波高の変動係数は, この場合, よく合っていると見える。また, 風の吹き始めの方が定常時より変動係数が大きいことは, 前者の値が gustness $g_x \approx 0.2$ に近いことと共に注目される。

* CV は気象学でいう「風の息(gustness)の x 成分 g_x 」に相当する。 g_x は風のある時刻に, ある空間についての平均流を V , それからの x 方向への風速の偏差を u' とすると $g_x = \frac{\sqrt{u'^2}}{V}$ である。 g_x は一般に0.2のオーダーとされている(高橋[1961])。

表-11 平均風速 \bar{U} と平均波高 \bar{H} の変動係数 CV の比較 (1968年3月14日)

	風の吹き始め 11時37分 40秒~12時43分40秒		定常時 13時33分40 秒~15時17分40秒	
	風速 \bar{U} m/sec	波高 \bar{H} cm	風速 \bar{U} m/sec	波高 \bar{H} cm
平均	9.43	8.81	11.84	26.35
σ	1.92	1.60	1.85	3.67
CV	0.204	0.181	0.156	0.139

この結果より、波高の変動は風の変動 (gustness) に密接な関係があることが分かる。

(4) 平均の風速と波高の変動の相関について

(クロス・スペクトルの性質)

更に図-26においては、風速の変動と波高の変動の応答速度が注目される。

風域の風上の点で発生した波が、発達しながら考えている点に到達するに要する時間 (吹送時間) は Sverdrup and Munk [1947] により、

$$t = \int_0^F \frac{1}{C_g} dx = \int_0^F \frac{4\pi}{gT_{1/3}} dx \dots\dots\dots (38)$$

で表わされる。ここで C_g は群速度である。例えば、12時7分のデータでは $T_{1/3} = 1.9\text{sec}$ (表-7) であるから、 $F \approx 2.7\text{km}$ で約30分となる。しかし、実測の \bar{U} と \bar{H} の変動は、一見5、6分の短い時間で応答している。

この様な風と波の関係は、いわば原因と結果の間の位相関係が問題となる事象である。この関係を求めるためにクロス・スペクトルの方法によって取扱ってゆく。

ここでクロス・スペクトルの性質について概説してみる。

風の変動 $w(t)$ と波の変動 $\eta(t)$ が定常、エルゴート性、正規過程とし、

$$\left. \begin{aligned} w(t) &= \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos(\omega_n t - \gamma_n) \\ \eta(t) &= \sum_{n=1}^{\infty} b_n \cos(\omega_n t - \delta_n) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (39)$$

とおく。それぞれの変動の自己相関関数とエネルギー・スペクトル密度は (1) で示した通り (38) 式及び (39) 式で表わされる。

同じ考え方で、 $w(t)$ と $\eta(t)$ の相互相関関数 $R_{w\eta}(\tau)$

は

$$R_{w\eta}(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} w(t)\eta(t+\tau) dt \dots\dots\dots (40)$$

ここで、 τ はラグ・タイムで定義され、これをフーリエ変換すれば、クロス・スペクトル $\phi_{w\eta}(f)$

$$\phi_{w\eta}(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{w\eta}(\tau) e^{-i2\pi f \tau} d\tau \dots\dots\dots (41)$$

が求まる。しかし、クロス・スペクトルの場合、(41) 式はフーリエ積分の原理から sine と cosine の両成分を含み、(40) 式のように単純ではない。すなわち

$$\phi_{w\eta}(f) = P_{w\eta}(f) - iQ_{w\eta}(f) \dots\dots\dots (42)$$

ここで、

$$P_{w\eta}(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{w\eta}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \dots\dots\dots (43)$$

$$Q_{w\eta}(f) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} R_{w\eta}(\tau) \sin 2\pi f \tau d\tau \dots\dots\dots (44)$$

と分解して表わせる。この (43) 式 $P_{w\eta}(f)$ を co-spectrum、(44) 式 $Q_{w\eta}(f)$ を quadrature-spectrum というのであるが、これらのスペクトルが、二つの系 $w(f)$ と $\eta(f)$ の位相関係を求めるものである。すなわち、co-spectrum は $w(f)$ と $\eta(f)$ の二系に共に含まれる同位相のス

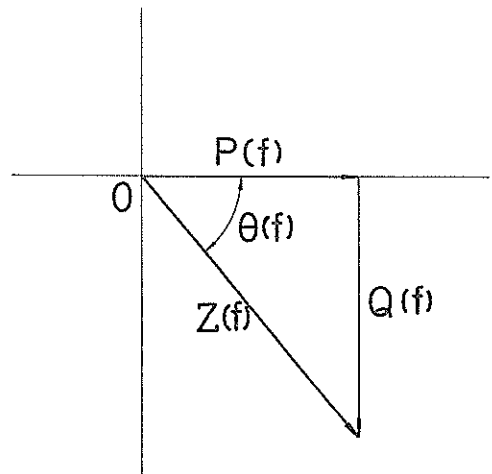


図-28 クロス・スペクトルの極座標表示
Co-Spectrum: $P(f)$
Quad-Spectrum: $Q(f)$
Phase: $\theta(f)$

ベクトルを決め、quadrature-spectrum は 90° 位相のずれたスペクトルを決めるもので、この両者のスペクトルの和がクロス・スペクトルであり、両者の作る偏角が位相のずれである。

これがクロス・スペクトルの意味である。図-28を参照して、極座標で表わすと更にはっきりするであろう。

$$\begin{aligned} \phi_{w\eta}(f) &= Z_{w\eta}(f) [\cos\theta(f) - i\sin\theta(f)] \\ &= Z_{w\eta}(f) e^{-i\theta(f)} \dots\dots\dots (45) \end{aligned}$$

ここで、

$$Z_{w\eta}(f) = \sqrt{P_{w\eta}^2(f) + Q_{w\eta}^2(f)} \dots\dots\dots (46)$$

$$\theta(f) = \tan^{-1} \frac{Q_{w\eta}(f)}{P_{w\eta}(f)} \dots\dots\dots (47)$$

(46)式がクロス・スペクトルの絶対値であり、(47)式が $w(t)$ と $\eta(t)$ の間の位相となる。もし、 $\theta(f) = 0^\circ$ なら、 $w(t)$ と $\eta(t)$ のその周波数成分間に直接瞬間的な応答関係があり、 $\theta = 180^\circ$ なら、逆 (η が最大値の時、 w が最小値) の瞬間的な応答関係がある。

更に、 $w(t)$ の原因によって起る $\eta(t)$ の変動中の外部雑音や糸の非線型性の度合を表わす量として、Coherence がある。いま、波動 $\eta(t)$ が風 $w(t)$ に対する線型の応答 $l(t)$ と雑音 $n(t)$ に分かれていると考える。すなわち、

$$\eta(t) = l(t) + n(t) \dots\dots\dots (48)$$

そうすると、coherence は雑音 $n(t)$ のエネルギー・スペクトル密度 $\phi_n(f)$ と風のエネルギー・スペクトル密度 $\phi_w(f)$ より

$$\text{coherence} = 1 - \frac{\phi_n(f)}{\phi_w(f)} \dots\dots\dots (49)$$

を意味し、これの推定値として

$$\text{Coh}(f) = \frac{Z_{w\eta}(f)}{\sqrt{\phi_w(f) \phi_\eta(f)}} \dots\dots\dots (50)$$

を用いる。ここで、 $\phi_\eta(f)$ は $\eta(t)$ のエネルギー・スペクトル密度である。

Coherence は 0 と 1 の間の値であり、 $\text{Coh}(f) = 1$ なら $w(t)$ と $\eta(t)$ に、完全に線型な相関があり、 $\text{Coh}(f) = 0$ ならば、それが無い。しかし、 $\text{Coh}(f) = 0$ であっても、 $w(t)$ と $\eta(t)$ が独立な変動というのではなく、単に、その間に線型の関係が無いことを意味している。

この様に coherence は二つのランダムな変動間に含

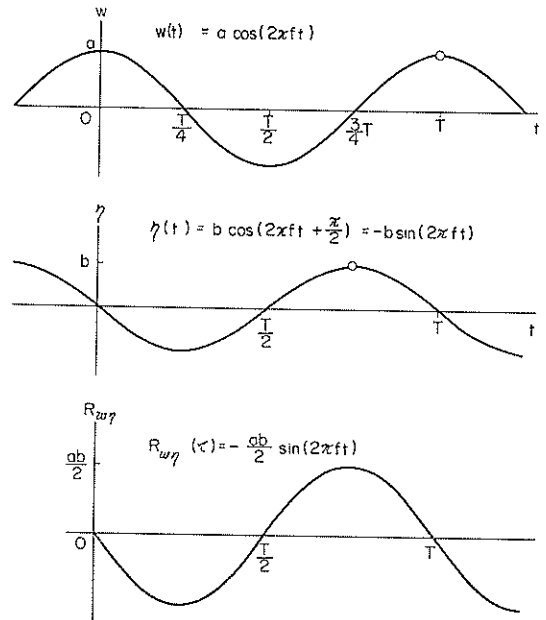


図-29 $w(t)$ と $\eta(t)$ のモデルとその相互相関関数

まれる各周波数の応答の(線型性の)よさを示すもので、coherence のよい所では、(47)式で表わされる二変動の位相差によって、二つの変動の関係が分かるわけである。

ここで理解を深めるために、実際の波形を例にとって、クロス・スペクトルがどうなるかをみてみよう。例えば、振り子の振巾とその振動速度や、船のローリング振幅とローリング速度等は位相が 90° ずれている。よって、co-spectrumにはエネルギーが現れず、quadrature-spectrum のみに現れるはずである。このモデルを最も単純な図-29の様におくと、

$$w(t) = a \cos(2\pi f t) \dots\dots\dots (51)$$

$$\eta(t) = b \cos(2\pi f t + \frac{\pi}{2}) = -b \sin(2\pi f t) \dots\dots (52)$$

$\omega = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}$ として、(40)式より相互相関関数を求めると次のようになる。

$$\begin{aligned} R_{w\eta}(\tau) &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} w(t) \eta(t+\tau) dt \\ &= \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{-ab}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \cos \omega t \sin \omega(t+\tau) dt \\ &= -\frac{ab}{2} \sin \omega \tau \\ &= -\frac{ab}{2} \sin 2\pi f \tau \dots\dots\dots (53) \end{aligned}$$

$R_{w\eta}(\tau)$ を図示すれば図-29 (下図) の様になる。

Co-spectrum, quadrature-spectrum はそれぞれ、(43), (44)式より求めるが、 $R_{w\eta}(\tau)$ が奇関数であることと、周期変動に対してはその一周期分についてのみスペクトル密度を計算すれば近似的に $(-\infty, \infty)$ の範囲のスペクトル密度とみなしてよいこと (堀川 [1965], p.162) より、

$$\begin{aligned} P_{w\eta}(f) &= 4 \int_0^{\frac{1}{f}} R_{w\eta}(\tau) \cos 2\pi f \tau d\tau \\ &= -2ab \int_0^{\frac{1}{f}} \sin 2\pi f \tau \cos 2\pi f \tau d\tau \\ &= 0 \dots\dots\dots (54) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} Q_{w\eta}(f) &= 4 \int_0^{\frac{1}{f}} R_{w\eta}(\tau) \sin 2\pi f \tau d\tau \\ &= -2ab \int_0^{\frac{1}{f}} \sin^2 2\pi f \tau d\tau \\ &= -\frac{ab}{f} \dots\dots\dots (55) \end{aligned}$$

となる。

クロス・スペクトルの絶対値 $Z_{w\eta}(f)$ は(46)式より、

$$\begin{aligned} Z_{w\eta}(f) &= \sqrt{P_{w\eta}^2(f) + Q_{w\eta}^2(f)} \\ &= \frac{ab}{f} \dots\dots\dots (56) \end{aligned}$$

位相のずれ $\theta(f)$ は(47)式より、

$$\begin{aligned} \theta(f) &= \tan^{-1} \frac{Q_{w\eta}(f)}{P_{w\eta}(f)} \\ &= -\frac{\pi}{2} \dots\dots\dots (57) \end{aligned}$$

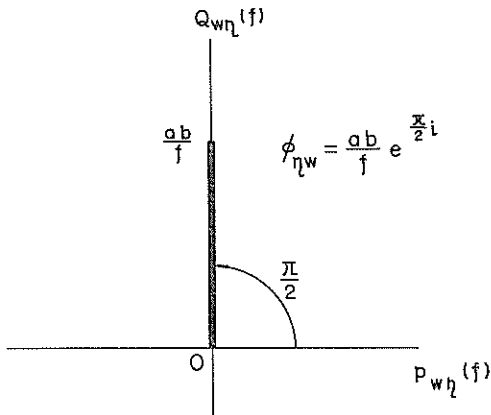


図-30 クロス・スペクトル密度 $\phi_{w\eta}$

すなわち、クロス・スペクトルは

$$\phi_{w\eta}(f) = Z_{w\eta}(f) e^{-i\theta(f)} = \frac{ab}{f} e^{\frac{\pi}{2}i} = \frac{ab}{f} i \dots (58)$$

と求まる。(図-30)

一方、上と同様にして、 $w(t)$, $\eta(t)$ それぞれのエネルギー・スペクトル密度を求めると

$$\phi_w(f) = \frac{a^2}{f} \dots\dots\dots (59)$$

$$\phi_\eta(f) = \frac{b^2}{f} \dots\dots\dots (60)$$

となり、Coherence は(60)式より

$$\begin{aligned} Coh(f) &= \frac{Z_{w\eta}(f)}{\sqrt{\phi_w(f) \phi_\eta(f)}} \\ &= \frac{ab/f}{\sqrt{\frac{a^2}{f} \frac{b^2}{f}}} \\ &= 1 \dots\dots\dots (61) \end{aligned}$$

である。

この様に初めの予想通り、co-spectrum はゼロで、quadrature-spectrum のみが得られた。位相差は $\frac{\pi}{2}$ 、すなわち $T/4$ だけ $\eta(t)$ の遅れがあり、coherence は1で、両者の変動は線型で結ばれていることが分かる。

なお、実際に不規則変動の $P_{w\eta}(f)$, $Q_{w\eta}(f)$ を計算するには、それぞれ covariance $R_{w\eta}^+$,

$$R_{w\eta}^+ = \frac{1}{2(N-p)} \sum_{i=1}^{N-p} (w_i \eta_{i+p} + w_{i+p} \eta_i) \dots\dots (62)$$

と quadrature-variance $R_{w\eta}^-$,

$$R_{w\eta}^- = \frac{1}{2(N-p)} \sum_{i=1}^{N-p} (w_i \eta_{i+p} - w_{i+p} \eta_i) \dots\dots (63)$$

をフーリエ変換して求める。前例においては $R_{w\eta}^+ = 0$, $R_{w\eta}^- = \frac{-ab}{2} \sin \omega t$ 。また、[生のスペクトルは Hamming の方法によって平滑化した。

さて、図-26 のデータにもどると、1分から30分の長さの風と波の変動の応答が問題となることが観察される。これを11時37分40秒から11時43分40秒までの値について、クロス・スペクトルで解析する。この場合、平均風速、平均波高共にはほぼ直線勾配で上昇しているのので(式(31), (32)), その勾配を水平に直して計算した。

計算定数は次の通りである。読取時間間隔 $\Delta t = 20$ 秒、読取個数 $N = 199$, 最大ラグ $m = 60$, 分解能 $\Delta f = 0.000417 \text{ cycle/sec}$, 自由度 $d.f. \approx 5.14$ 。この自由度は小さいけれども、記録の長さの制限と注目している周波

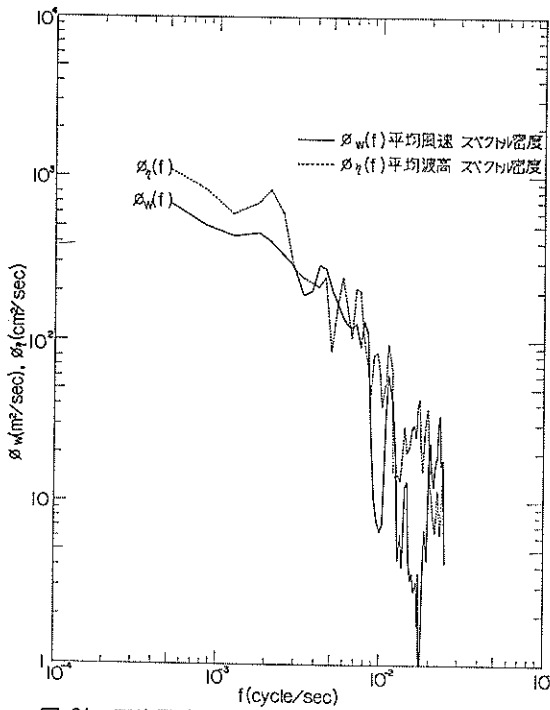


図-31 平均風速と平均波高それぞれのエネルギー・スペクトル密度

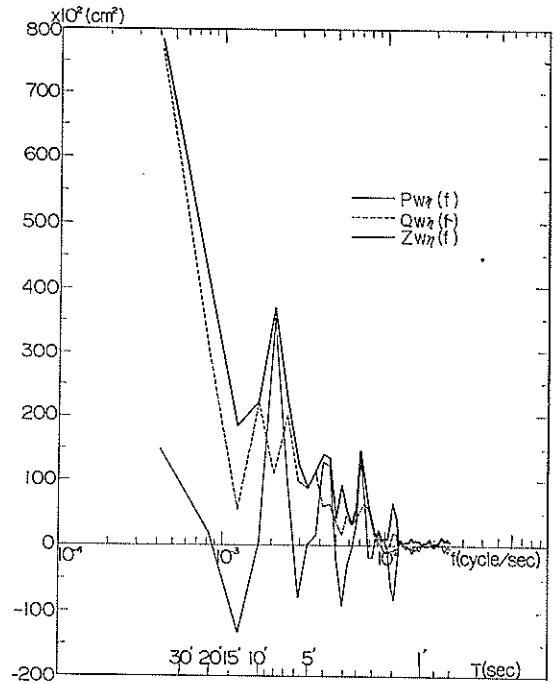


図-33 平均風速と平均波高のクロス・スペクトル密度

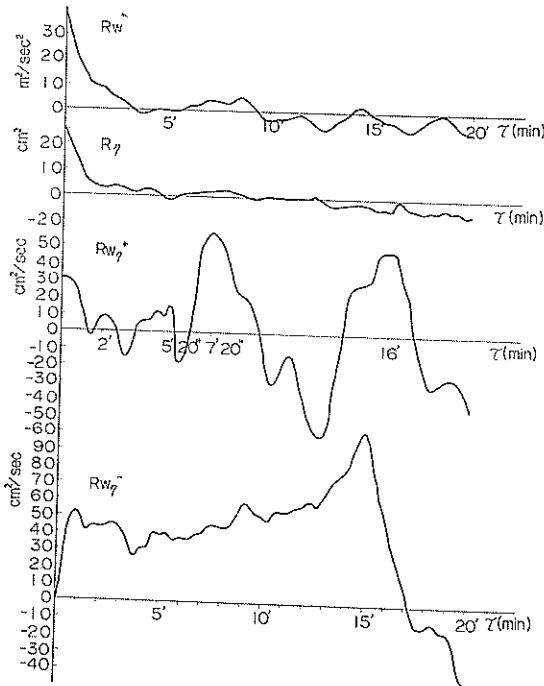


図-32 平均風速と平均波高の自己相関, 相互相関関数 ($m=60$)

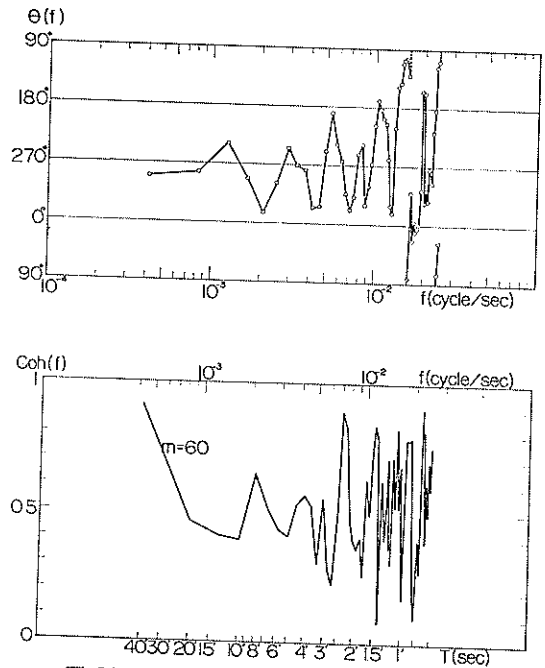


図-34 平均風速と平均波高の coherence と phase

数幅から決定された。

計算結果は図-31から図-34に示している。

まず、図-31で平均風速と平均波高それぞれのエネルギー・スペクトル密度をみると、周波数に反比例（周期に比例）して、エネルギーが増加している。これは風の様な長周期変動になるほど振幅の大きな変動に対して得られるスペクトルの性質である。しかし、細かい変化は必ずしも似てはいない。

平均風速と平均波高それぞれの自己相関関数と $R_{w\eta}^+$ (co-variance), $R_{w\eta}^-$ (quadrature-variance) を示した図-32をみると、風の変動 $w(t)$ と波の変動 $\eta(t)$ 自身は不規則なものであるが、相互の変動は $R_{w\eta}^+$ の図より、ずらし時間 τ が7分～8分（7分20秒）で一番相関が強い。次に大きな相関が16分にあり、4分～5分20秒、2分～2分30秒にも弱い相関のあることがみられる。すなわち、読取時間内で平均的にいって、平均波高の変動はこれらの時間だけおきて、平均風速の変動に追隨している。

図-33のクロス・スペクトルによれば、やはり低周波数（長周期）程両変動間の相関エネルギーが大きく、co-spectrum $P_{w\eta}(f)$ と quadrature-spectrum $Q_{w\eta}(f)$ はそれぞれ値をもち、かなり複雑に変動している。これらの変動のうち、cross spectrum $Z_{w\eta}(f)$ の大きい点（成分周期20分以上、8分、3分50秒、3分、2分24秒、1分30秒等）では注意を要し、風と波の成分間には強い相関をもつ周波数がいくつかに分れている。

クロス・スペクトルの $P_{w\eta}(f)$ と $Q_{w\eta}(f)$ の値の符号を考え、スペクトルの各周波数成分の位相を計算し、coherence と共に示すと図-34の様になる。

まず、coherence は凹凸はあるが、1分30秒～3分の周期成分では約0.5で、 $w(t)$ と $\eta(t)$ の関係の線型性がうかがえる。2分以下の周期成分では、55秒の周期成分 ($f=0.018$) 前後で $Coh=0.7$ と安定している以外、上下変動が激しい。これは高周波成分がスペクトルの値の小さいところであり、しかも分解能を高めているために起ると考えられる。

位相 $\theta(f)$ をみると、高周波側の位相変化が大きいのも上の影響であろう。ただ、この短い周期成分帯のうち、coherence のよい周期55秒成分 ($Coh=0.78$) 前後では位相がゼロで、 $w(t)$ と $\eta(t)$ とは瞬間的に応答しているのが分かる。coherence のよい周波数での coherence と位相の値は表-12にまとめてある。

例えば、7～8分の周期成分においては $Coh \approx 0.64$ であり、位相は約320°、すなわち、周波数は、 $320^\circ/360^\circ$

表-12 クロス・スペクトルの coherence と位相

成分周期	cross spectrum	coherence	位相	おくれ時間
$1/f$	Z cm ²	Coh	θ°	t_i
40'	784.0	0.91	291	32'18''
20'	300.3	0.46	320	17'48''
15'	206.0	0.41	240	10'00''
7'~8'	369.6	0.64	320	6'13''
4'	141.8	0.57	335	3'43''
3'	92.7	0.56	190	1'34''
2'10''~ 2'30''	147.1	0.89	338	2'02''~ 2'21''
1'30''	64.4	0.84	198	49' 5''
55''	10.2	0.78	0	0''

* この成分周期は平均風速、平均波高の成分周期であって、瞬間風速、波の振幅の周期とは異なる。

$\times(7' \sim 8') = 2'2'' \sim 2'21''$ の差で応答している。

この表より、平均風速と平均波高の対応する成分波に分解した正弦波の位相関係は、短い風の変動は速かに波高に反映し、ゆっくりした変動は応答が遅れていることを示している。このことは、振幅が大きく周期の長い風の変動に対しては観測点から遠距離での発生波も平均波高変動に影響をもち、一方周期の短い小さな風の変動は波の発生点から近距離の平均波高変動に影響を与えといえる。

なお、表-12に示した coherence のよい周期成分は cross spectrum $Z_{w\eta}(f)$ が大きい周期の値に一致し、相関関数 $R_{w\eta}^+$ の大きいずらし時間 τ に相当するおくれ時間 t_i をもっている。

いま、最も相互相関の強い7分20秒の周期成分において、平均風速変動の平均波高変動に対する影響距離 X_i を試算してみると、周期の分布3.4の結果により $T_{1/3} = 2.0$ 秒とし、群速度が $gT_{1/3}/(4\pi)$ で求まるとして、おくれ時間 $t_i = 7'20'' = 440''$ であるから

$$\begin{aligned} X_i &= \frac{gT_{1/3}}{4\pi} \times t_i \\ &= \frac{9.8 \times 2.0}{4 \times 3.14} \times 440 \\ &\approx 700\text{m} \end{aligned}$$

と求まる。この値はフェッチ約3kmよりもはるかに短い。

この様な位相及びおくれ時間と写真-2~6 (pp.10~11) において指摘した浚渫船のいることとの関係を見い

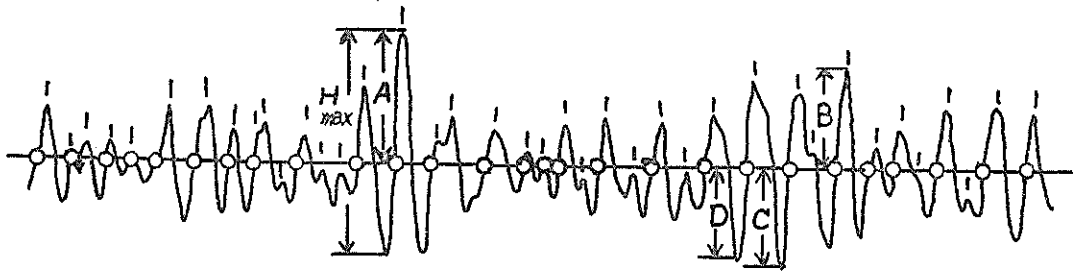


図-35 波高, 切片, 峰の定義 (Tucker [1963] による)

表-13 H_1, H_2 より H_{rms} を換算する表

N_z	θ	H_{rms}/H_1	H_{rms}/H_2	N_z	θ	H_{rms}/H_1	H_{rms}/H_2
10	2.302585	0.21595	0.26211	310	5.736572	0.14155	0.15375
20	2.995732	0.19109	0.22249	320	5.768321	0.14118	0.15329
30	3.401197	0.18024	0.20635	330	5.799093	0.14083	0.15285
40	3.688879	0.17363	0.19683	340	5.828946	0.14050	0.15242
50	3.912023	0.16900	0.19030	350	5.857933	0.14017	0.15201
60	4.094345	0.16549	0.18542	360	5.886104	0.13986	0.15161
70	4.248495	0.16269	0.18158	370	5.913503	0.13955	0.15123
80	4.382027	0.16038	0.17844	380	5.940171	0.13926	0.15086
90	4.499810	0.15843	0.17581	390	5.966147	0.13898	0.15050
100	4.605170	0.15674	0.17355	400	5.991465	0.13870	0.15016
110	4.700480	0.15526	0.17158	410	6.016157	0.13844	0.14982
120	4.787492	0.15395	0.16983	420	6.040255	0.13818	0.14950
130	4.867534	0.15277	0.16828	430	6.063785	0.13793	0.14919
140	4.941642	0.15171	0.16687	440	6.086775	0.13769	0.14888
150	5.010635	0.15073	0.16560	450	6.109248	0.13745	0.14858
160	5.075174	0.14984	0.16443	460	6.131226	0.13722	0.14829
170	5.135798	0.14902	0.16336	470	6.152733	0.13699	0.14801
180	5.192957	0.14826	0.16237	480	6.173786	0.13678	0.14774
190	5.247024	0.14754	0.16144	490	6.194405	0.13656	0.14747
200	5.298317	0.14688	0.16058	500	6.214608	0.13635	0.14721
210	5.347108	0.14625	0.15978	550	6.309918	0.13539	0.14601
220	5.393628	0.14567	0.15902	600	6.396930	0.13452	0.14493
230	5.438079	0.14511	0.15831	650	6.476972	0.13374	0.14396
240	5.480639	0.14459	0.15763	700	6.551080	0.13303	0.14309
250	5.521461	0.14409	0.15699	750	6.620073	0.13238	0.14228
260	5.560682	0.14361	0.15639	800	6.684612	0.13178	0.14154
270	5.598422	0.14316	0.15581	850	6.745236	0.13122	0.14086
280	5.634790	0.14273	0.15526	900	6.802395	0.13070	0.14022
290	5.669881	0.14232	0.15473	950	6.856462	0.13022	0.13962
300	5.703782	0.14192	0.15423	1000	6.907755	0.12976	0.13907

出すことは困難である。

以上本節の(1)から(4)で明らかになったことは、フェッチが短い場合、波の発生初期には、波高の平均法に問題はあるが、風速と波高の変動が同程度の大きさであり、両者の coherence が無視できないことである。風の変動はその大きさに比例して波高を変化させ、しかも風速の上昇に対する波高の増加は直線的な関係にある等である。

これは、3.で述べた波の統計的性質並びに4.1で述べたフェッチの考え方に関連する問題である。

また、風の変動(息)と、より高周波な波と風の変動の関係等を研究することは今後の問題である。

5. 平均波の整理に関する Tucker の方法の検討

3.で計算した有義波他の平均波の解析をして、例えば波浪台帳を作るのには、200波のデータ一つを一人でいうと三時間以上の手間がかかる。また、 η を等間隔に読取って計算機によって統計量やスペクトルを解析するのにも、同じ位の準備時間がかかる。そこでTucker[1963]

表-14 Tuckerの方法による平均波の計算表

記号	年	月	日	時刻	T_{tot} (sec)	N_c	N_z	H_1 (cm)	H_2 (cm)	H_{max} (cm)	T_c (sec)	T_z (sec)	H_{rms} (cm)	$H_{1/0}^{10}$ $5.09H_{rms}$ (cm)	$H_{1/0}^{10}$ $4.0H_{rms}$ (cm)	\bar{H} $2.5H_{rms}$ (cm)	ϵ				
I	1968年	3月	14日	11: 36'	157.5	124	81	8.72	7.40	5.50	1.29	1.94	1.358	6.91 (0.29)	5.43 (0.27)	3.40 (0.19)	0.76				
				11: 45'	302.0	254	180	30.08	33.97	23.56	1.19	1.67	4.988	25.39 (0.47)	19.95 (0.53)	12.47 (0.49)	0.70				
				12: 07'	216.5	169	121	41.03	24.26	28.91	1.28	1.79	5.215	26.54 (0.14)	20.86 (0.23)	13.04 (0.17)	0.70				
				12: 28'	260.0	196	164	39.43	27.96	29.38	1.33	1.59	5.234	26.64 (0.02)	20.94 (0.09)	13.09 (0.17)	0.55				
				12: 47'	180.2	113	82	63.92	53.41	51.89	1.59	2.20	9.824	50.01 (0.06)	39.30 (0.05)	24.56 (0.09)	0.69				
				13: 00'	250.0	165	128	96.38	75.99	91.77	1.51	1.95	13.779	70.13 (0.17)	55.12 (0.23)	34.45 (0.24)	0.63				
				13: 37'	302.2	259	185	80.94	61.66	74.00	1.17	1.63	10.995	55.96 (0.07)	43.98 (0.04)	27.49 (0.02)	0.70				
				14: 00'	240.0	188	138	67.91	67.23	62.69	1.28	1.73	10.750	54.72 (0.09)	43.00 (0.12)	26.88 (0.10)	0.68				
				14: 30'	250.0	193	141	63.18	73.31	66.04	1.30	1.77	10.901	55.49 (0.11)	43.60 (0.05)	27.25 (0.04)	0.68				
				15: 01'	242.4	185	128	88.90	69.99	66.86	1.31	1.88	12.700	64.64 (0.14)	50.80 (0.11)	31.75 (0.07)	0.72				
				II	1967年	5月	14日	15: 31'	186.0	105	60	72.27	30.25	50.55	1.77	3.10	8.784	44.71 (0.16)	35.14 (0.17)	21.96 (0.17)	0.82
								16: 28'	185.0	120	98	44.03	31.64	36.88	1.54	1.89	6.210	31.61 (0.10)	24.84 (0.14)	15.53 (0.13)	0.58
								17: 14'	180.4	100	75	53.84	44.93	56.67	1.80	2.38	8.392	42.72 (0.20)	33.57 (0.16)	20.98 (0.09)	0.66
								18: 26'	182.2	100	79	50.16	49.25	47.70	1.82	2.30	8.429	42.90 (0.04)	33.72 (-0.01)	21.67 (-0.09)	0.61
				III	1967年	5月	16日	16: 23'	203.0	157	102	14.48	11.39	11.33	1.29	1.98	2.115	10.78 (0.12)	8.47 (0.09)	5.31 (0.00)	0.76
17: 26'	202.0	147	108					24.24	18.73	18.63	1.37	1.87	3.496	17.79 (0.07)	13.98 (0.08)	8.76 (0.10)	0.68				
IV	1967年	5月	19日	15: 57'	196.0	131	87	26.69	12.47	18.84	1.37	2.06	3.233	16.46 (0.10)	12.93 (0.13)	8.08 (0.10)	0.74				
				16: 59'	97.0	53	47	38.39	45.05	31.53	1.83	2.06	7.593	38.65 (0.27)	30.37 (0.08)	19.03 (0.07)	0.46				
				18: 01'	202.0	127	98	127.18	59.92	75.12	1.59	2.05	15.191	77.32 (0.44)	60.76 (0.57)	38.07 (0.64)	0.63				
				19: 03'	199.0	136	115	43.12	38.70	33.78	1.46	1.73	6.635	33.77 (0.13)	26.54 (0.11)	16.63 (0.12)	0.53				
				20: 05'	195.0	125	110	85.79	37.89	52.71	1.56	1.77	9.910	50.44 (0.22)	39.64 (0.43)	24.84 (0.43)	0.48				

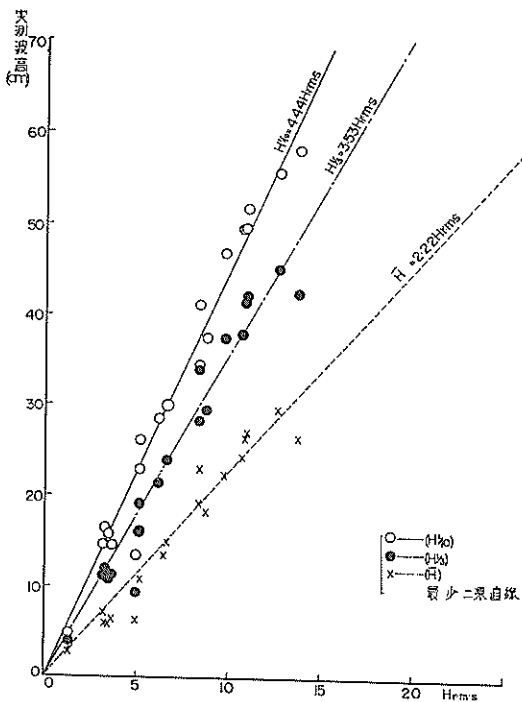


図-36 Tucker の方法による H_{rms} と実測波高の関係

及び Draper [1963] の用いた簡単な平均波整理法で解析し、実測値と比較してみた。この方法によれば、データを30分程度で整理できる。

この方法は以下の諸量を使っている。図-35を参照して

- N_c : 峰 (図中の ') の数
- N_z : 目測で引いた平均水位を下から上に切る [切片 () の数
- T_c : 峰周期 (crest period)
≡ 読取時間 / N_c
- T_z : ゼロ・アップ・クロス周期
≡ 読取時間 / N_z
- A : 正の最大振幅
- B : 正の二番目に大きい振幅
- C : 負の最大振幅の絶対値
- D : 負の二番目に大きい振幅の絶対値
- H_1 : 最高波 = $A + B$
- H_2 : 二番目の最高波 = $C + D$
- H_{rms} : 平方根平均二乗波高 = $\sqrt{\bar{q}^2}$
- H_{max} : 最大波高
- θ : $\ln N_z$

以上の量のうち、 N_c 、 N_z 、 A 、 B 、 C 、 D 、 H_{max} を実際に読取り、 T_c 、 T_z を求め、次に H_1 、 H_2 、 N_z 即ち (θ) を用いて、次式より H_{rms} を計算する。

$$H_{rms} = \frac{H_1}{2\sqrt{2}\theta \left(1 + \frac{0.289}{\theta} - \frac{0.247}{\theta^2}\right)} \dots\dots\dots (64)$$

$$H_{rms} = \frac{H_2}{2\sqrt{2}\theta \left(1 - \frac{0.211}{\theta} - \frac{0.103}{\theta^2}\right)} \dots\dots\dots (65)$$

これを表-13から読取れば、平均波の諸量はスペクトル幅が狭いとして

$$H_{1/10} = 5.09 H_{rms} \dots\dots\dots (66)$$

$$H_{1/3} = 4.00 H_{rms} \dots\dots\dots (67)$$

$$\bar{H} = 2.51 H_{rms} \dots\dots\dots (68)$$

により計算される。(H_1 、 H_2 より求めた H_{rms} の平均値を使う。)

こうして、表-3のデータについて計算した結果が表-14である。表の最後の欄 ϵ はスペクトル幅パラメーター $\epsilon = \sqrt{1 - (N_z/N_c)^2}$ の値である。各波高値の下の () 内の値は実測値に対する偏差の比で、この方法による推定値は平均14~16%実測値より過大であることを示している。これは N_z の個数による誤差としては過大である。これは主に3.1で示した様に、振幅が正規分布より幅広く分布するために、 H_1 、 H_2 が過大に見積られるからである。また ϵ の値が大ききこともこの理論の仮定に合わない。

そこで、(66)、(67)、(68)式の係数を実測値に合わせるために、 H_{rms} に対する実測の $H_{1/10}$ 、 $H_{1/3}$ 、 \bar{H} の関係をプロットし、最小二乗勾配を求めたのが図-36である。この結果、(66)、(67)、(68)式は修正され

$$H_{1/10} = 4.44 H_{rms} \dots\dots\dots (69)$$

$$H_{1/3} = 3.50 H_{rms} \dots\dots\dots (70)$$

$$\bar{H} = 2.22 H_{rms} \dots\dots\dots (71)$$

で表わされる。これらの関係から、 $H_{1/10}/H_{1/3} = 1.27$ 、 $H_{1/3}/\bar{H} = 1.58$ の値が求まるが、3.5に述べた値と比べ、 $H_{1/10}/H_{1/3}$ は2%程小さいが、 $H_{1/3}/\bar{H}$ はよく合っている。なお、(70)式の結果はTucker[1963]の実測値 $H_{max}/H_{rms} = 6.0$ 、 $H_{max}/H_{1/3} = 1.69$ より求めた比 $H_{1/3} = 3.55 H_{rms}$ に近い。

こうして、名古屋港の季節風による風波のデータ整理においては、現地の波の特性を考慮して、Tuckerの方

法を修正し、(69), (70), (71)式によって計算し直したところ、実測波高との推算誤差は平均的に10%以内に収めることができた。

なお、(69)~(71)式の関係が決れば、 N_2 より H_1 , H_2 をパラメーターとして、 $H_{1/10}$, $H_{1/3}$, \bar{H} のグラフを作っておくことにより計算をより早く行えることになる。

6. 結 び

この資料においては、名古屋港内の季節風(フェッチ約3km)による表面波の統計的性質と発達状態を調べたのであるが、その結果をとりまとめると以下の通りである。

(1) 波の振幅は非線型であり、度数分布は正規分布より歪んでいる。その歪度は発生初期においては平均波形勾配に比例し、風速の上昇に伴い増加するが、風速が大きく一定している時には増加は必ずしも生じない。

(2) 極大振幅の分布を決めるスペクトル幅パラメーター ϵ は、風波のスペクトルを $\beta g^2 \omega^{-5}$ とすると、スペクトル計算時の周波数の上限(折り返し周波数)、換言すれば振幅の読取間隔 Δt にはほぼ依存していることを示した。名古屋港内の場合には、振幅を $\Delta t \approx 0.2 \text{ sec}$ で読取ったとき、立ち上り周波数と折り返し周波数及びスペクトルの勾配が大体等しいので、 ϵ はスペクトルの大きさにかかわらず、平均 0.835 ± 0.002 の値が得られた。すなわち、この計算法ではエネルギーの増加にもかかわらず、 ϵ はほとんど同じ値となっている。しかし、エネルギー・スペクトル密度の大きさが $1 \text{ cm}^2 \text{ sec}$ 以上の範囲で計算した ϵ は、風速の上昇(スペクトルの下の面積の増大)に伴い大きくなる。 ϵ の意味として、この様にスペクトルの値に、ある有意範囲をおく考えに基くのが妥当と考えられる。一方、ゼロ・アップ・クロス法により振幅から近似計算した ϵ には特別な性質はみつけれなかったが、同じデータの平均値は 0.655 ± 0.003 である。この値は変動が大きいことを示している。いずれにせよ、名古屋港内での風波のスペクトル幅は広い。よって、

(3) エネルギーと波高を結びつけるときにスペクトルの幅が狭いとする仮定は、名古屋港の風波では成立たない。

(4) 波高、周期の分布は、概して最大値が Rayleigh 分布より大きく、同時に平均波高附近の値を多くとり、分布幅が広い。

(5) 波が非線型でスペクトル幅が広いにもかかわらず、ゼロ・アップ・クロス法による $H_{1/3}/\bar{H}$, $H_{1/10}/H_{1/3}$

の値は、上の(3)の仮定に基く理論値によく合う。しかし、 $H_{\text{max}}/H_{1/3}$, H_{max}/\bar{H} は12~14%理論値より過大で、有義波高を波高のエネルギー的な平均量として考える工学的意味はあるが、エネルギーによって有義波高を最大波高に結びつけるのは危険と考えられる。

(6) S. M. B. 法、Wilson 法により推定した有義波高は実際より大きく、周期はよく合う。無次元フェッチは $100 < g F_{eff}/U^2 < 1000$ に入り、Wilson の理論値の方が実測値に近い。

(7) エネルギー・スペクトル密度の高周波成分は周波数の-5乗に比例するが、エネルギーの飽和領域でなおエネルギー・スペクトル密度の増加がみられる。風速の上昇に伴い optimum band の減少、密度の増加が確かめられた。

(8) いわゆる理論スペクトルの内、Darbyshire と Bretschneider のスペクトルを実測値と比較した所、Darbyshire のものは風速の上昇した時によく合った。Bretschneider のスペクトルは、与える平均波高と周期が、すなわち Bretschneider のフェッチ・グラフが現地波のそれらに合えばよいスペクトルを与えることが分かった。

(9) 発生初期における波では、波高は風の変動に敏感に反応し、平均的に風速の変動と波高の変動は等しい大きさである。(風速、波高の平均値間には、変動係数が約0.2という関係がある)。風の変動(息)の平均波高の変動への影響は成分周期の長いもの程遠距離まで影響する。

(10) 緩やかな風速上昇の場合、風の吹き始めには波高は風速の一乗に比例して増加し、ある程度風速が上昇すると波高は急激に上る。(ただし、これはあるフェッチである風速上昇が完全な波の飽和状態で続く場合とは異っている。)

急激な風速上昇の場合ははっきりつかめていない。

(11) (9)の結果より風の息が波高分布等の波の統計的性質や吹送距離(フェッチ)の考えに影響を与える。

(12) Tucker の方法により、波のデータから簡単に有義波整理をする検討をしたところ、名古屋港の場合、r. m. s. 波高 H_{rms} に対する比例定数を変えれば、10%の誤差を許すなら、使い得ることが分った。

以上の点については、更に台風の波他数多くの実測値により、検討が必要であると思われる。風波の場合には波だけを見ることなく、特に風の性質との関係が重要な要因であることに注意を要する。この意味でも今後、風と波の関係を多くかつ詳しく調べる必要があると考えら

れ、読者各位の御指適、御批判を切望する次第である。

ここで、本観測にあたっては、第五港湾建設局設計室中島幹夫前室長、山田正和室長、富田勇前建設専門官、三枝富士男前建設専門官、川口森人建設専門官、中谷純男技官、杉山茂信技官その他各位の絶大な御協力を頂きましたことを深く感謝致します。

また、1968年3月13日～16日の観測には、水工部波浪研究室福森利夫技官および前室員和泉弘氏が参加した。

なお、本観測の全般的指導は合田がこれにあたり、永井が波浪研究室笹田正技術員の協力を得て、データ解析およびとりまとめを行ったことを付記する。

記 号 表

A : 正の最大振幅	l : 線型信号
a : 規則波又は不規則波の成分波の振幅	m : スペクトル計算の最大ラグ
B : 正の二番目に大きな振幅	m_n : スペクトルの原点回りの n 次モーメント
b : 規則波又は不規則波の成分波の振幅	m_0 : 振幅の分散
C : 波速又は負の最大振幅	N : 振幅データの読取り総数
C_g : 群速度	$N_{()}$: () のデータの数
Coh : coherence	N_c : 峰数
CV : 変動係数	N_z : ゼロ・アップ・クロス数
D : 負の二番目に大きな振幅の絶対値	n : 振幅の一波長間の平均読取数又は雑音信号
$d.f.$: スペクトルの自由度	P : 超過確率
E : E 値 $\equiv 2\sigma^2$	p : 確率密度
$E(\omega), E(f)$: エネルギー・スペクトル密度	$P_{\omega\eta}$: ω と η の co-spectrum
E_{pot} : 単位面積当りのポテンシャル・エネルギー	$Q_{\omega\eta}$: ω と η の quadrature-spectrum
E_{tot} : 単位面積当りの波の全エネルギー	R : 自己相関関数
e : 自然対数の底 $\equiv 2.71828\dots$	$R_{\omega\eta}$: ω と η の相互相関関数
F : フェッチ	r : 波高と波長の相関関数
F_{eff} : 有効フェッチ	T : 周期
f : 周波数 $\equiv \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{T}$	T_c : 峰周期
f_0 : optimum band (スペクトルのピーク値の周波数)	\bar{T} : 平均周期
f_{max} : 折り返し周波数 (スペクトル計算の最大周波数) $\equiv \frac{1}{2\Delta t}$	$T_{1/3}$: 有義周期
f_{up} : スペクトルの立ち上り周波数	$T_{1/10}$: $1/10$ 最大周期
g : 重力加速度 $\equiv 980\text{cm/sec}^2$	T_{max} : 最大周期
H : 波高又は有義波高	T_z : ゼロ・アップ・クロス周期
\bar{H} : 平均波高	t : 時間
$H_{1/3}$: 有義波高	t_i : おくれ時間
$H_{1/10}$: $1/10$ 最大波高	U : 風速
H_{max} : 最大波高	\bar{U} : 平均周期
H_1 : 最高波 ($\equiv A+B$)	w : 例えば風速の様な確率過程
H_2 : 二番目の最高波 ($\equiv C+D$)	X : 吹送距離
H_{rms} : 平方根平均二乗波高	x : 距離, フェッチ, または確率過程
\bar{H} : 移動平均波高	$Z_{\omega\eta}$: ω と η のクロス・スペクトル密度の絶対値
k : スペクトルの幅の係数	α : 位相
L : 波長	β : エネルギー・スペクトル密度の高周波成分の係数
\bar{L} : 平均波長	$\sqrt{\beta_1}$: 歪度

β_2 : 尖度
 γ : 位相
 δ : 位相
 Δf : スペクトルの分解能
 Δt : データの読取間隔
 ϵ : スペクトル幅パラメーター
 ζ : H/\bar{H}
 η : 振幅
 η_{\max} : 極大振幅
 θ : $\ln N_0$ 又はクロス・スペクトル密度の位相
 λ : L/\bar{L}

μ_i : 振幅 η の i 次のモーメント
 ξ : η_{\max}/σ
 π : 円周率 $\approx 3.1415926\dots$
 ρ : 水の密度
 σ : 標準偏差
 τ : T/\bar{T} 又はスペクトル計算のずらし時間 (lag time)
 $\phi_{\omega\eta}$: ω と η のクロス・スペクトル密度
 χ^2 : カイ二乗値
 ω : 角周波数 $\approx 2\pi f = 2\pi/T$ 又は確率パラメーター

文 献

赤池弘次

[1964] スペクトル推定の統計理論, スペクトル推定の実際; 1964年度講習会テキスト, 統計数理研究所

Barnett, T.P. and J.C. Wilkerson

[1967] On the generation of ocean wind waves as inferred from airborne radar measurements of fetch-limited spectra; J. Marine Res., Vol. 25, pp. 292~328

Blackman, R. B. and J. W. Tukey

[1958] The measurement of power spectra from the point of view of communications engineering; Bell. System Tech. J., Vol. 37, 又は Dover Pub., N. Y., 190pp.

Bretschneider, C. L.

[1958] Revisions in wave forecasting: Deep and shallow water; Proc. 6th Conf. Coast. Eng., pp. 30~67

[1959] Wave variability and wave spectra for wind-generated gravity waves; B. E. B. Tech. Memo., No. 118, 191 pp.

Burling, R. W.

[1959] The spectrum of wave at short fetches; Deut. Hydrograph. Zeit., Jahr 12, Heft 2, pp. 45~117

Cartwright, D. E. and M.S. Longuet-Higgins

[1956] The statistical distribution of the maxima of a random function; Proc. Roy. Soc., A Vol. 237, pp. 212~232

Darbyshire, J.

[1961] The one-dimensional wave spectrum in

the Atlantic Ocean and in coastal waters, Proc. Conf. Ocean Wave Spectra, Prentice Hall, pp. 27~31

Draper, L.

[1963] Derivation of a "design wave" from instrumented records of sea waves; Proc. Institution Civil Eng., Vol. 26, pp. 291~304

Hasselmann, K., W. H. Munk and G. McDonald

[1963] Bispectra of ocean waves; in Time Series Analysis, edited by M. Rosenblatt pp. 125~139, John Wiley and Sons., N. Y.

Haubrich, R. A.;

[1965] Earth Noise, 5 to 500 Millicycle per Second; 1. Spectral Stationary, Normality, and Nonlinearity; J. Geoph. Res., Vol. 70, No. 6, pp. 1415~1427

堀川 明

[1965] ランダム変動の解析; 共立出版, 220pp.

川上善久, 広本文泰, 阿藤淑輝, 須藤茂

[1967] 名古屋港における波浪観測—容量型波高計の現地への適用—; 港湾技研資料, No. 32, pp. 55~80

Kinsman, B.

[1960] Surface waves at short fetches and low wind speed—a field study; Chesapeake Bay Inst., Tech. Rep. No. 19

Longuet-Higgins, M. S.

[1952] On the statistical distribution of the height of sea waves; J. Marine Res., Vol. 11, No. 3, pp. 245~266

- [1963] The effect of non-linearities on statistical distributions in the theory of sea waves; *J. Fluid Mech.*, Vol. 17, Pt. 3, pp. 459~480
- 宮脇一男
 [1961] 雑音解析; 朝倉書店, 221pp.
- Phillips, O. M.
 [1958] The equilibrium range in the spectra of wind generated waves; *J. Fluid Mech.*, Vol. 4, Pt. 4, pp. 426~434
 [1966] The dynamics of the upper ocean; Cambridge Univ. Press, 261pp.
- Pierson, W. J. and W. Marks
 [1952] The power spectrum analysis of ocean wave records; *Am. Geoph. Union*, Vol. 33, No. 6, pp. 834~843
- Rice, S. O.
 [1944, 45] Mathematical analysis of random noise; *Bell System. Tech. J.*, Vol. 23 and 24, 又は Selected papers on noise and stochastic process; edited by N. Wax, Dover Pub., N. Y., pp. 133~294
- 佐藤良一郎
 [1943] 数理統計学; 靖風館, 522pp.
- Saville, T. Jr.
 [1954] The effect of fetch width on wave generation; *B.E.B. Tech. Memo.*, No. 70, 9pp.
- Snyder, R.L. and C.S. Cox
 [1966] A field study of the Wind generation of ocean waves; *J. Marine Res.*, Vol. 24, No. 2, pp. 141~178
- Sverdrup, H. O. and W. H. Munk
 [1947] Wind, sea and swell, Theory of relations for forecasting; U. S. Navy H.O. Pub. No. 601
- Tucker, M. J.
 [1963] Analysis of records of sea waves; *Proc. Inst. Civil Eng.*, Vol. 26, No. 10, pp. 305~316
- 高橋浩一郎
 [1961] 応用気象論; 岩波書店, 292pp.
- Wilson, B. W.
 [1965] Numerical Prediction of ocean waves in the North Atlantic for December, 1959; *Deut. Hydrograph. Zeit.*, Jahr. 18, Heft 3, pp. 114~130

附 録

波の統計的性質を計算するプログラム

(TOSBAC 3400, FORTRAN TOPS 1)

1. 目 的	50
2. 計 算 方 法	50
3. 入力形式とオペレート	51
4. プログラムのブロック・チャート	52
5. 計算例と出力形式	54

1. 目的

一点で記録した表面波形を適当な基線より等間隔 Δt で読み取ったデータを使い、ゼロ・アップ・クロス法によって以下の諸量 (1)~(7) を計算して、その波の統計的性質を求めるための電子計算機のプログラムである。(附図-1 参照)

(1) 振幅 η に関する統計量

標準偏差 σ , 歪度 κ , 尖度 β , E 値, ポテンシャル・エネルギー, 度数分布, 超過確率分布と Gauss 分布, Gram-Charlier 分布, χ^2 検定値。

(2) 極大振幅 η_{\max}

スペクトル幅パラメーター ϵ , スペクトルの尖度パラメーター ϕ, θ , 度数分布, 超過確率分布と Gauss 分布, ϵ による分布, χ^2 検定値。

(3) 波高 H

度数分布, 超過確率分布と Rayleigh 分布, 分散, χ^2 検定値, 平均波の波高と波高比。

(4) ゼロ・アップ・クロス周期 T_z と峰周期 T_c

それぞれの度数分布, 超過確率分布と Rayleigh 分布, 分散, χ^2 検定値, 平均波の周期と周期比。

(5) Tucker の波高整理法

$A, B, C, D, H_1, H_2, H_{rms}, T_c, T_z$ 等の値, 平均波の推定値。

(6) フェッチ・グラフ

無次元フェッチ, 波高, 周期等の値。

(7) その他

波長 L , 波速 C , 波形勾配 H/L , 波齡 C/U 等の値。

2. 計算方法

2.1 波高, 周期の読取り

附図-2に示す様な内挿法によってゼロ・アップ・クロス法の切片, 峰を決定して求める。峰の内挿は二次方程式 $\eta = at^2 + bt + c$ を用い, ゼロ・クロス点間で最大の振幅の前後3点の η の値から定数 a, b, c を決定した。

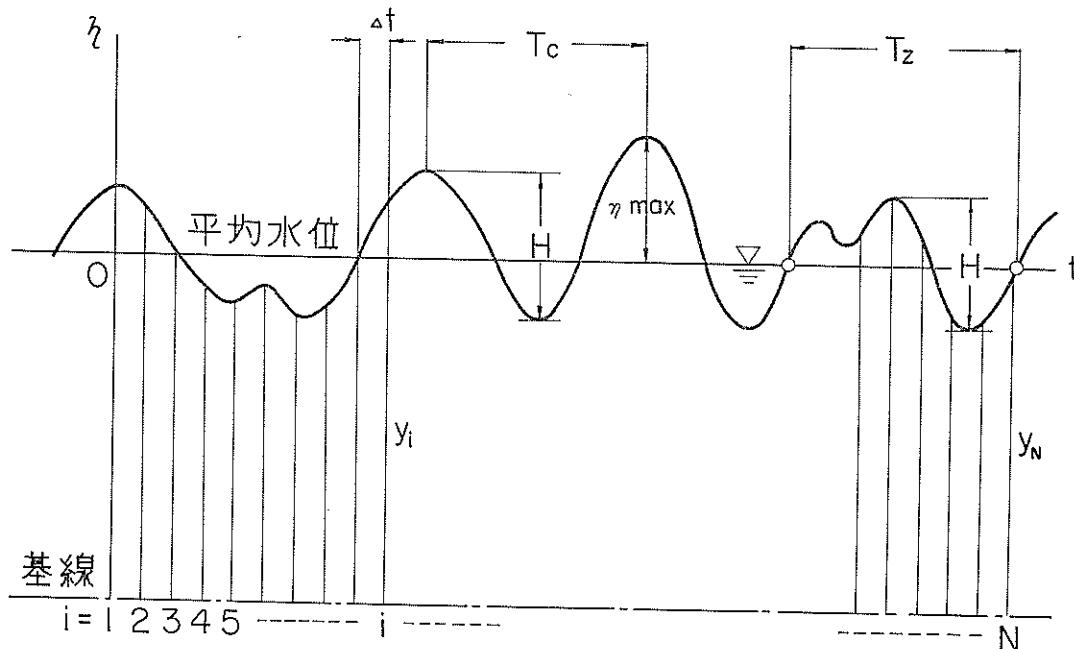
2.2 度数分布

振幅 η , 極大振幅 η_{\max} に関する Gauss 分布は本文(2)式より, 振幅 η の Gram-Charlier 分布は(3)式, ϵ は(9)式, 波高, 周期の Rayleigh 分布はそれぞれ(11), (14)式により計算した。極大振幅 η_{\max} の ϵ に関する理論分布は, (6)式中の積分を

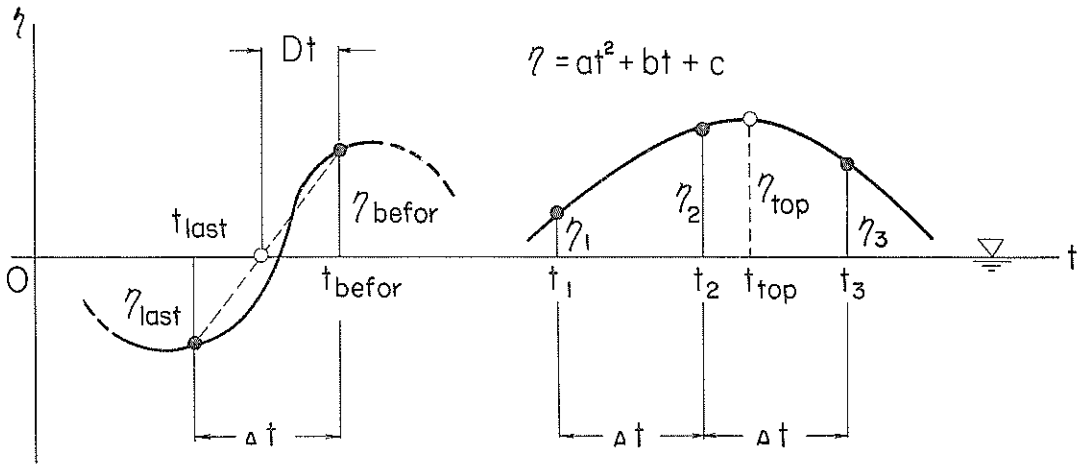
$$\int_{-\infty}^z e^{-\frac{1}{2}x^2} dx = \sqrt{\frac{\pi}{2}} + z\left(1 - \frac{z^2}{6} + \frac{z^4}{40} - \frac{z^6}{168}\right)$$

但し,

$$z = \xi \sqrt{1 - \epsilon^2} / \epsilon$$



附図-1 波のデータの読取法



● 読取点 ○ 内挿点

附図-2 切片, 峰の内挿法

$$\xi = \eta_{\max}/\sigma$$

と近似して計算する。よって、 $z > 1$ の場合はよい近似が得られない。

2.3 χ^2 検定

振幅 η , 極大振幅 η_{\max} については理論度数が 10 以上, 波高 H , 周期 T については理論度数 5 以上の実測度数について χ^2 値を計算する。

3. 入力形式とオペレート

3.1 入力形式

計算データの入力形式 FORMAT は附表-1 に示す。コントロール・データ及び振幅データは“波のスペクトル分析”(港研プログラムライブラリー第 1 集 p.69) と同じである。

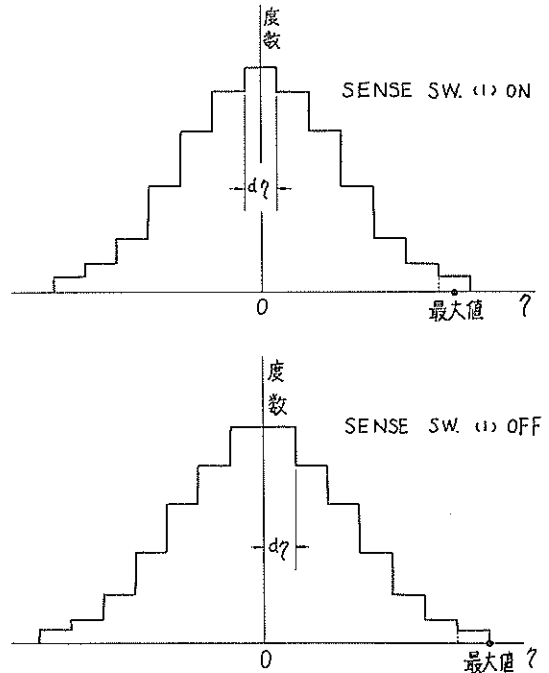
3.2 オペレート

(1) センス・スイッチ (S.W.)

センス・スイッチは S.W.(1) の操作により附図-3 の様に振幅 η , 及び極大振幅 η_{\max} の分布の計算法を分けることができる。

S.W.(2) を押せば, 2.1 に述べた波高周期の読取り中の値をプリントする。

S.W.(3) を押せば, 振幅 η , 極大振幅 η_{\max} , 波高 H , 周期 T を大きい順に並べている途中の値をプリントす

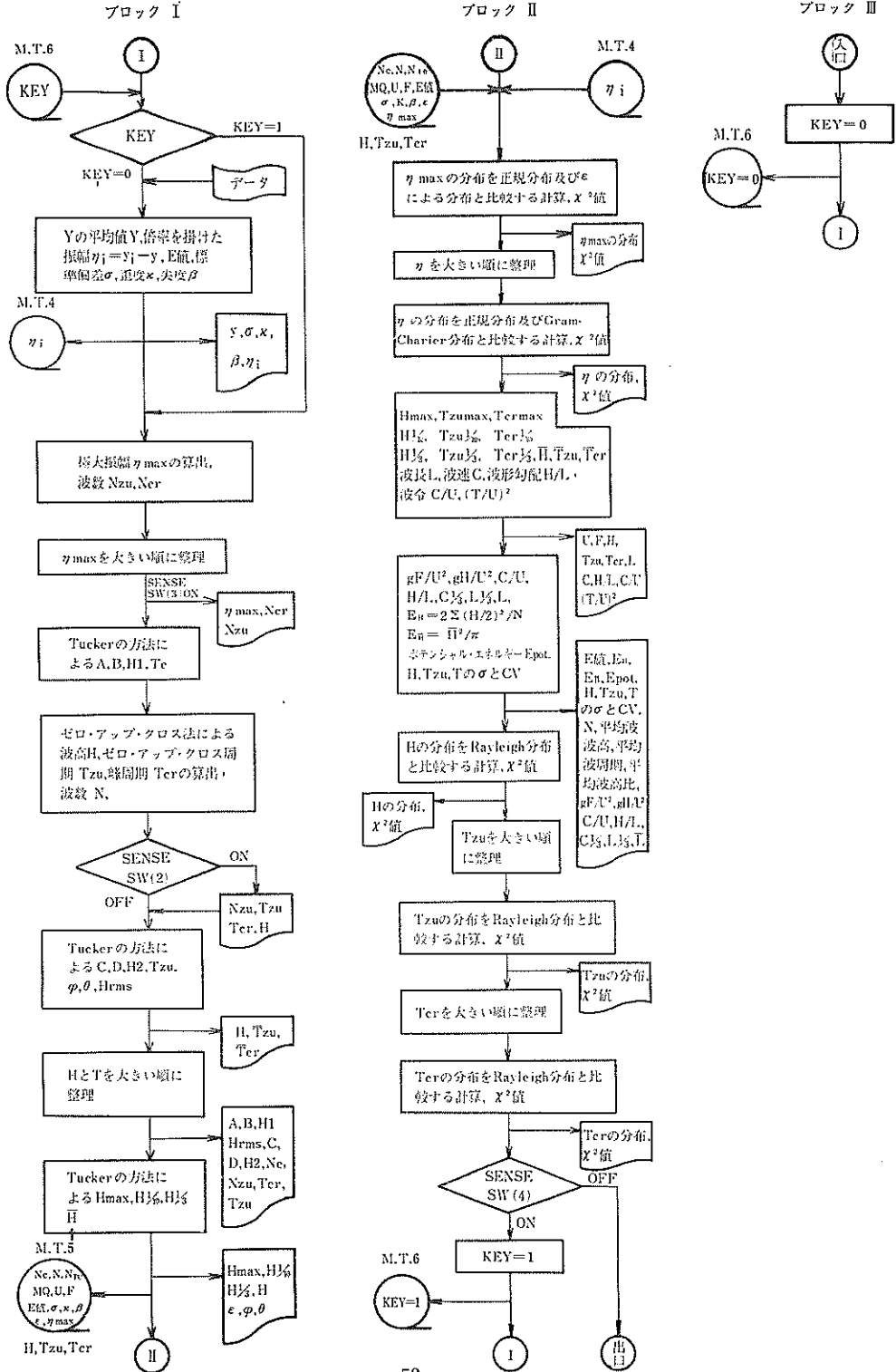


附図-3 ガウス分布の分割法

る。

S.W.(4) を押せば, 一旦ポーズし, データを読んだ後の状態から再計算する。よって, ポーズ中に S.W.(1) ~

附表-2 ブロック・チャート



5. 計算例と出力形式

STATISTICAL DISTRIBUTION OF WAVE TRAIN

68 3 14135 0. 0. 倍率 0.1900

総教INTOTAL = 1512 読取時間間隔 Δt = 0.200000 時間長 TTOT = 302.20000

σ の平均 Y MEAN = 35.1005 標準偏差 SIGMA = 11.226708 歪度 KAPPA = 0.1420 尖度 BETA = 2.8520

AMP,ETA σ の値

1.3795	6.6995	11.4495	26.6095	12.5995	-8.5005	-13.2505	-15.7205	-9.2605	2.7095
10.1195	13.8195	11.4495	0.8095	-1.8505	-3.5605	-7.9305	-8.5005	-1.6605	12.3995
25.3195	21.8995	2.8995	-7.1705	-20.6605	-22.9405	-8.5005	4.9895	16.3395	21.8995
16.7695	9.1695	-8.6905	-17.6205	-22.7505	-18.1905	-2.9905	1.7595	8.2195	19.9995
20.9495	4.7995	-10.7805	-10.7805	-10.9705	-6.6005	0.0405	-0.3305	2.8995	12.2095
15.2495	10.8795	3.4695	-4.1305	-12.4905	-15.7205	-6.5005	2.1395	6.1295	7.0795
7.6495	2.8995	6.5095	1.5695	-3.1805	6.6995	6.6995	4.2295	2.5195	-2.8005
-1.8505	0.6195	-1.4705	2.8995	4.7995	4.7995	8.2195	9.1695	16.1995	7.6495
-8.5005	-12.3005	-17.4305	-6.6005	9.5495	14.2995	7.9395	4.4195	7.0795	3.4695
-5.6505	-8.1205	-2.2305	-0.5205	2.8995	0.9995	4.4195	11.0695	4.2295	0.8095
-0.9005	8.2195	7.0795	1.9495	-4.1305	-2.8005	-2.9405	1.3795	7.6495	10.8795
5.9395	5.5595	7.0795	6.5095	5.7495	4.6095	-3.5605	0.6195	4.6095	1.3795
2.7095	1.9495	1.9495	5.9395	8.2195	1.1895	1.1895	-4.3205	-2.8005	6.6995
7.6495	10.4995	-1.4705	-2.9905	6.6995	19.0495	12.7795	-0.9005	-9.2605	-8.5005
-3.7505	-2.4205	2.8995	11.4495	3.0895	6.5095	10.4995	2.3695	0.9995	-7.8305
2.1395	-2.2305	-0.9005	6.5095	6.6995	11.2595	1.3795	-2.6105	-0.5205	4.7995
6.5095	5.1795	1.9495	-0.3305	5.1795	2.3595	2.3595	9.5495	7.2695	5.1795
-7.7405	-11.1605	-0.9005	12.3995	10.3095	6.6995	8.5995	-0.9005	-2.8005	-3.5005
-4.7005	-0.9005	0.9995	8.5995	12.5895	18.0995	12.3995	-6.6005	-15.3405	-17.7805
-5.2705	4.7995	2.8995	-1.6605	-1.0905	1.7595	6.3195	10.3095	14.4895	6.8895
-8.3105	-12.5305	0.6195	-13.5305	-2.8005	19.9005	0.6195	2.1395	15.8195	15.8195
12.5305	19.9005	19.9005	19.9005	19.9005	19.9005	19.9005	19.9005	19.9005	19.9005
-14.3905	-11.9205	-11.9205	-11.9205	-11.9205	-11.9205	-11.9205	-11.9205	-11.9205	-11.9205
10.9705	10.7805	10.4005	0.0495	-4.5105	-7.5505	-4.1305	8.9795	17.7195	14.2995
6.6995	0.4295	1.1895	-3.7505	-14.5805	-12.3005	4.58405	1.5695	-8.1205	-0.9005
19.6195	11.4495	-6.6005	-16.1005	-14.2005	-8.5005	1.9495	14.2995	23.7995	23.7995
18.2895	-9.0705	-18.7605	-17.4305	-5.6505	10.4995	21.5195	24.1795	21.7095	13.3495
-6.2205	-21.2305	-22.7505	-6.6005	-2.8005	4.7995	12.2095	24.1795	24.1795	16.7695
-1.8505	-9.6405	-9.6405	-9.6405	-9.6405	-9.6405	-9.6405	-9.6405	-9.6405	-9.6405

ETA MAX. 極大振幅

44.9528	55.9875	51.9191	29.3396	28.9751	27.6829	27.4851	27.4443	27.3282	27.0928
27.0564	26.0099	25.2192	25.1055	24.9630	24.5596	24.4881	24.1801	24.1621	24.0730
23.6143	23.3081	23.2447	22.6384	22.0974	21.9658	21.9266	21.9014	21.9012	21.7097
21.5603	21.3769	21.2120	20.9833	20.7697	20.7058	20.6229	20.4851	20.3795	20.3424
20.2916	20.2822	20.2007	20.0469	19.9384	19.5969	19.2977	18.9877	18.6523	18.4819
18.4810	18.3888	18.3641	18.2910	18.0999	18.0099	16.6110	16.5424	16.4922	16.2755
16.2727	16.2375	16.2180	16.0179	15.9634	15.7632	15.6769	15.6530	15.5079	15.4840
15.4818	15.2794	15.2718	15.0866	14.9061	14.7569	14.6166	14.5637	14.4942	14.4914
14.3440	14.3321	14.3007	14.3002	14.0206	13.9839	13.9548	13.6373	13.5439	13.4202
13.3787	13.1476	13.0310	13.0276	12.8571	12.6845	12.6714	12.6179	12.5987	12.5737
12.5514	12.5376	12.5262	12.4965	12.4945	12.4378	12.3241	12.1280	12.0452	12.0197
12.0022	11.9969	11.8438	11.8291	11.7312	11.5703	11.5045	11.3331	11.2797	11.2010
11.0698	10.9242	10.5932	10.5173	10.4409	10.2866	10.0662	9.8168	9.5521	9.4906
9.2328	9.1718	9.1562	9.0952	9.0335	8.9953	8.8175	8.7906	8.7657	8.7365
8.6523	8.6468	8.6030	8.6004	8.5997	8.5044	8.4511	8.3344	8.2385	8.1956
8.0600	7.9036	7.8902	7.8640	7.6918	7.6653	7.6494	7.3213	7.3000	7.2729
7.2700	7.2533	7.2058	7.1335	7.0975	6.9369	6.5541	6.6519	6.5259	6.5154
6.4904	6.4088	6.0486	5.8269	5.7574	5.5670	5.5119	5.4965	5.4407	5.2687
5.2491	5.2019	5.1586	5.0581	4.8943	4.6195	4.5702	4.4970	4.2979	4.2421
3.8337	3.6298	3.5353	3.1370	3.0974	3.0356	3.0157	2.9538	2.9285	2.9232
2.7420	2.7289	2.3762	2.3083	2.1693	2.1395	1.9664	1.8544	1.6988	1.6067
1.5821	1.5726	1.2903	1.2701	1.1442	1.1420	1.0969	1.0559	0.9310	0.7485
0.6235	0.3820	0.3380	0.3362	0.0492	-0.1382	-0.8791	-0.8979	-0.9005	-1.0831
-1.2493	-1.4541	-1.4777	-2.2923	-2.5970	-2.5794	-2.5766	-3.3493	-3.3644	-3.5760
-4.2730	-4.5739	-4.6151	-4.6987	-4.8881	-5.2671	-5.2943	-6.1044	-6.3260	-6.4882
-8.4609	-9.5709	-9.6398	-10.6061	-10.7567	-11.3482	-11.8368	-12.4715	-14.6518	
NWAVE = 185 } 波数									
NPERIO = 185 }									

H(I)	TZU(I)	T(I)	液高	副	集料	50.056	1.70	1.75	44.656	2.00	2.11	34.088	1.87	1.38
39.558	1.75	1.62	23.118	1.87	1.84	50.056	1.70	1.75	44.656	2.00	2.11	34.088	1.87	1.38
1.360	0.22	0.69	31.354	1.93	1.94	11.465	1.71	1.34	10.436	1.09	0.95	2.195	0.32	1.38
33.903	2.21	1.39	22.627	1.95	2.41	12.604	1.39	0.88	13.506	1.30	1.50	14.646	2.05	3.04
12.842	2.29	1.82	14.936	1.00	0.89	29.350	1.63	1.59	19.529	1.57	1.36	4.603	0.59	0.98
14.189	1.17	1.05	7.013	0.99	1.44	21.405	1.80	1.22	21.968	1.88	2.33	33.605	1.81	1.27
7.545	0.77	1.30	23.013	1.70	1.19	8.713	0.80	1.21	41.315	1.97	1.72	27.311	1.67	1.83
22.536	1.60	1.39	14.825	1.13	1.33	43.278	1.77	3.02	40.028	3.02	1.57	35.319	2.17	2.56
42.419	2.10	1.96	41.911	1.94	2.01	29.863	2.28	1.94	32.471	1.70	1.74	31.213	1.67	1.87
50.381	1.59	1.80	48.369	2.24	1.93	27.562	1.95	1.61	13.755	1.80	2.04	24.319	2.28	2.32
33.808	1.67	1.63	26.120	2.31	2.17	10.612	0.91	0.99	10.260	1.26	0.95	12.326	0.94	1.61
36.978	1.74	1.54	36.916	1.58	1.45	16.257	1.32	1.24	27.034	1.94	2.12	32.330	1.99	1.69
5.411	0.75	0.86	39.602	1.73	1.96	37.619	2.31	2.09	20.047	1.08	1.23	23.282	2.02	2.01
18.897	2.39	2.20	19.165	1.93	2.03	17.779	2.04	2.01	24.189	1.14	1.05	25.299	1.39	1.37
11.998	0.67	1.11	33.772	1.59	1.22	16.203	1.00	1.14	15.944	2.26	1.99	6.425	1.00	0.88
29.733	1.50	1.60	7.881	0.85	0.83	14.494	1.20	1.42	31.320	1.87	1.80	16.793	1.23	1.34
24.394	1.50	1.46	25.369	1.69	1.31	25.536	0.99	1.09	24.466	2.43	2.24	22.998	1.80	2.14
35.787	1.94	1.79	32.555	1.51	1.45	14.553	1.39	1.26	18.545	1.09	1.19	40.315	1.50	1.66
23.374	1.53	1.28	7.562	0.57	0.86	26.378	1.47	1.48	42.563	1.61	1.56	35.294	1.98	1.91
22.082	1.22	0.91	14.964	0.94	1.54	42.625	1.96	1.82	41.697	1.74	1.48	22.475	1.32	1.43
31.199	1.78	1.78	25.763	2.08	2.07	16.065	1.75	1.67	13.663	1.25	1.07	6.554	0.77	0.95
20.333	1.41	1.51	15.890	1.85	1.74	26.269	1.55	1.61	45.814	1.62	1.56	26.537	1.39	1.07
13.226	1.17	1.83	24.840	1.98	1.41	23.824	2.51	2.66	28.183	1.34	1.02	13.383	0.85	1.49
29.725	2.24	1.80	38.444	1.44	1.91	32.974	1.63	1.45	39.155	1.61	1.64	38.768	1.85	1.62
38.224	1.76	1.84	42.495	1.30	1.56	47.045	2.10	1.94	32.438	2.39	2.40	44.598	2.18	2.35
56.461	1.96	1.62	31.719	1.98	1.88	12.687	1.02	1.06	22.796	1.56	2.09	31.630	2.18	1.83
6.957	1.11	0.89	22.066	1.51	1.72	19.983	2.31	2.22	19.709	1.64	1.88	29.133	1.71	1.43
29.971	0.16	3.26	74.001	1.74	1.73	39.592	1.68	2.10	28.194	2.58	2.26	48.380	2.12	2.07
35.162	2.48	2.46	31.928	1.72	1.47	4.820	0.69	1.14	28.297	1.58	1.11	13.270	0.79	0.74
4.279	0.41	0.60	11.270	2.05	1.83	16.130	2.21	2.52	41.780	1.73	1.74	16.642	0.94	0.73
13.048	1.25	1.34	29.758	1.88	2.02	62.782	1.79	1.99	56.890	1.87	1.66	47.584	1.48	1.42
42.940	1.61	1.58	50.780	1.97	2.60	54.953	2.16	2.03	25.991	2.08	1.87	10.209	0.73	0.67
17.350	1.19	1.28	21.970	2.50	2.60	30.459	2.11	2.76	21.899	2.06	1.32	34.414	2.08	2.67
29.191	2.01	1.46	26.322	1.83	1.58	13.064	0.84	0.62	5.394	0.86	0.88	6.693	1.35	1.70
23.991	1.68	1.45	15.242	0.77	0.95	32.574	2.08	2.19	21.981	1.14	1.20	28.151	1.70	1.38
13.469	1.35	1.65	36.629	1.66	1.48	43.202	1.92	2.22	42.335	1.97	1.49	26.989	2.82	3.17
49.081	1.70	1.60	53.085	1.59	1.43	40.168	2.12	2.43	30.050	2.02	1.42	7.891	0.66	1.00
33.288	2.09	1.74	9.772	0.45	0.66	37.016	1.35	1.66	44.539	1.71	1.70	48.445	2.30	2.10

DISTRIBUTION OF \bar{X} IA MAX. COMPARED WITH GAUSS.S. 極大振幅の分布

gamma 分布

分割間隔 $\Delta Y = 2.99685$

N	CHUGUCHI \bar{X}	CHU/MEAN \bar{X}/σ	FREQ. DIS. 度数	PROBABILITY 超過確率	理論超過確率		CHI 平方値
					TH. FREQ. DIS. 理論度数	TH. PROB. 理論超過確率	
1	43.4543	3.8706	1	0.003861	0.015395	0.000059	-3.132287
2	40.4575	3.6037	0	0.003861	0.041748	0.000221	-4.581034
3	37.4606	3.3367	1	0.007722	0.105424	0.000628	-5.822840
4	34.4638	3.0698	0	0.007722	0.247910	0.001583	-6.204429
5	31.4669	2.8029	1	0.011583	0.542880	0.003654	-5.021447
6	28.4701	2.5359	8	0.042471	1.107052	0.007955	-1.805631
7	25.4732	2.2690	9	0.077220	2.102254	0.016072	3.443323
8	22.4764	2.0020	14	0.131274	3.717543	0.030426	10.216407
9	19.4795	1.7351	22	0.216215	6.121820	0.054062	17.631989
10	16.4827	1.4682	18	0.285714	9.587690	0.090808	24.603774
11	13.4858	1.2012	38	0.432432	13.405733	0.142067	29.971672
12	10.4890	0.9343	24	0.525097	17.8226907	0.210897	32.681030
13	7.4921	0.6673	37	0.667954	22.075731	0.296132	32.106511
14	4.4953	0.4004	24	0.766615	25.457035	0.394421	28.395015
15	1.4984	0.1335	26	0.868725	27.337210	0.499970	22.531971
16	-1.4984	-0.1335	12	0.915053	27.837210	0.605319	15.981324
17	-4.4953	-0.4004	10	0.953663	25.457035	0.703809	10.095537
18	-7.4921	-0.6673	4	0.969112	22.075731	0.789044	5.657963
19	-10.4890	-0.9343	6	0.992273	17.8226907	0.857873	2.779680
20	-13.4858	-1.2012	2	1.000000	13.405733	0.909333	1.061358
21	-16.4827	-1.4682	2	1.000000	9.587690	0.945879	-0.140127
22	-19.4795	-1.7351	0	1.000000	6.121820	0.969515	-1.437570
23	-22.4764	-2.0020	0	1.000000	3.717543	0.983869	-3.143364
24	-25.4732	-2.2690	0	1.000000	2.102254	0.991986	-5.120367
25	-28.4701	-2.5359	0	1.000000	1.107052	0.996260	-6.845720
26	-31.4669	-2.8029	0	1.000000	0.542880	0.998356	-7.753193
27	-34.4638	-3.0698	0	1.000000	0.247910	0.999313	-7.570706
28	-37.4606	-3.3367	0	1.000000	0.105424	0.999720	-6.454371
29	-40.4575	-3.6037	0	1.000000	0.041748	0.999881	-4.851128
30	-43.4543	-3.8706	0	1.000000	0.015395	0.999941	-3.259266
31	-46.4512	-4.1376	0	1.000000	0.005287	0.999961	-1.933361
32	-49.4480	-4.4045	0	1.000000	0.001691	0.999968	-1.037131
和				259	258.992		161.054
CHI SQ.					107.788		12.458

CHI SQ. χ^2 値

DISTRIBUTION OF WAVE PROFILE ETA COMPARED WITH GAUSS.S 振幅の分布

N	分割間隔 Δt	CHUOCHI η	η/σ	CHU/MEAN	波数 FREQ. DIS.	超過確率 PROBABILITY	理論超過率		和
							TH.FREQ.	DIS.	
1	42.1075	3.7507	0.000661	0.137542	1	0.000091	0.000091	0.173883	0.173883
2	39.2036	3.4920	0.001823	0.351001	1	0.000323	0.000323	0.447716	0.447716
3	36.2996	3.2333	0.001984	0.837644	1	0.000877	0.000877	1.059397	1.059397
4	33.3956	2.9747	0.001984	1.868620	0	0.002114	0.002114	2.314193	2.314193
5	30.4917	2.7160	0.003607	3.902917	0	0.004695	0.004695	4.684234	4.684234
6	27.5877	2.4573	0.009233	7.620218	9	0.009735	0.009735	8.814804	8.814804
7	24.6837	2.1987	0.021823	13.915144	19	0.018938	0.018938	15.469291	15.469291
8	21.7798	1.9400	0.037698	23.765678	24	0.034656	0.034656	25.392671	25.392671
9	18.8758	1.6813	0.074074	37.962507	53	0.059763	0.059763	39.098588	39.098588
10	15.9718	1.4227	0.097232	56.715498	35	0.097274	0.097274	56.617017	56.617017
11	13.0679	1.1640	0.156083	79.240456	89	0.149687	0.149687	77.266936	77.266936
12	10.1639	0.9053	0.209656	103.567158	81	0.218183	0.218183	99.524799	99.524799
13	7.2599	0.6467	0.310847	126.588861	153	0.301906	0.301906	121.067463	121.067463
14	4.3560	0.3880	0.375661	144.714189	98	0.397617	0.397617	139.036578	139.036578
15	-1.4520	-0.1293	0.498677	154.728003	186	0.499950	0.499950	150.548615	150.548615
16	-4.3560	-0.3880	0.595261	144.714189	127	0.597994	0.597994	146.609197	146.609197
17	-7.2599	-0.6467	0.778339	126.588861	148	0.781717	0.781717	131.070777	131.070777
18	-10.1639	-0.9053	0.843254	103.567158	98	0.850213	0.850213	109.200963	109.200963
19	-13.0679	-1.1640	0.907407	79.240456	97	0.902626	0.902626	84.449273	84.449273
20	-15.9718	-1.4227	0.942463	56.715498	53	0.940137	0.940137	60.344447	60.344447
21	-18.8758	-1.6813	0.969377	37.962507	41	0.965244	0.965244	39.621373	39.621373
22	-21.7798	-1.9400	0.984127	23.765678	22	0.980962	0.980962	23.726392	23.726392
23	-24.6837	-2.1987	0.995377	13.915144	17	0.990165	0.990165	12.813380	12.813380
24	-27.5877	-2.4573	0.999339	7.620218	6	0.995203	0.995203	6.121871	6.121871
25	-30.4917	-2.7160	1.000000	3.902917	1	0.997786	0.997786	2.488404	2.488404
26	-33.3956	-2.9747	1.000000	1.868620	0	0.999023	0.999023	0.774676	0.774676
27	-36.2996	-3.2333	1.000000	0.837644	0	0.999577	0.999577	0.103625	0.103625
28	-39.2036	-3.4920	1.000000	0.351001	0	0.999809	0.999809	-0.085656	-0.085656
29	-42.1075	-3.7507	1.000000	0.137542	0	0.999993	0.999993	-0.006347	-0.006347
30	-45.0115	-4.0093	1.000000	0.050423	0	0.999993	0.999993	-0.003319	-0.003319
31	-47.9155	-4.2680	1.000000	0.017226	0	0.999945	0.999945	和 1511.936	和 1511.936
32					和 1512				

CHI SQ. χ^2 値

62.508

60.163

風速

U = 11.0000

ズツ子

FE = 3.0000

N	H	TZEROUP	TORS	L	C	H/L	C/U	(T/U)*2
1	74.001	1.741	1.736	468.546	270.333	0.1579	0.2458	0.00000248
2	62.782	1.793	1.994	620.150	311.308	0.1012	0.2827	0.00000339
3	56.890	1.871	1.656	427.586	258.247	0.1331	0.2348	0.00000227
4	56.461	1.964	1.617	407.751	252.186	0.1585	0.2293	0.00000216
5	54.953	2.156	2.029	642.043	316.450	0.0856	0.2877	0.00000340
6	53.085	1.594	1.426	317.075	222.384	0.1674	0.2022	0.00000168
7	50.780	1.973	2.302	826.754	359.397	0.0614	0.3265	0.00000338
8	50.381	1.568	1.798	504.180	280.424	0.0999	0.2549	0.00000267
9	50.056	1.702	1.745	475.173	272.238	0.1053	0.2475	0.00000252
10	49.081	1.700	1.601	399.888	249.742	0.1227	0.2270	0.00000212
11	48.445	2.004	2.096	682.411	326.565	0.0721	0.2941	0.00000356
12	48.380	2.125	1.928	671.239	300.766	0.0834	0.2734	0.00000307
13	48.369	2.266	1.928	579.977	300.766	0.0834	0.2734	0.00000307
14	47.584	1.478	1.416	312.937	220.929	0.1521	0.2008	0.00000166
15	47.045	2.103	1.956	577.460	242.538	0.1214	0.2206	0.00000200
16	45.814	1.620	1.566	384.615	242.538	0.1214	0.2206	0.00000200
17	44.656	2.000	2.108	692.784	328.717	0.0645	0.2988	0.00000367
18	44.598	2.176	2.648	859.714	366.185	0.0519	0.3329	0.00000456
19	44.539	1.707	1.704	452.726	262.730	0.0984	0.2416	0.00000240
20	43.278	1.775	3.018	1421.048	470.790	0.0305	0.4280	0.00000753
21	43.202	1.916	2.225	772.103	347.325	0.0560	0.3155	0.00000409
22	42.940	1.605	1.580	390.785	246.383	0.1099	0.2244	0.00000207
23	42.625	1.958	1.823	518.611	284.409	0.0922	0.2586	0.00000275
24	42.625	1.611	1.611	380.694	284.409	0.1118	0.2586	0.00000275
25	6.690	1.802	1.699	600.711	264.951	0.0707	0.2407	0.00000318
178	6.551	0.946	0.946	147.567	147.567	0.1342	0.1342	0.00000064
179	6.425	1.001	0.882	121.249	137.319	0.0530	0.1250	0.00000064
180	5.411	0.730	0.660	115.357	134.136	0.0469	0.1219	0.00000061
181	5.394	0.860	0.879	120.456	137.369	0.0448	0.1246	0.00000064
182	4.820	0.694	1.145	204.465	178.580	0.0236	0.1623	0.00000108
183	4.603	0.536	0.981	150.134	156.325	0.0507	0.1391	0.00000080
184	4.279	0.414	0.598	55.767	95.263	0.0767	0.0848	0.00000030
185	2.195	0.317	1.882	297.856	215.339	0.0074	0.1959	0.00000158
185	1.360	0.222	0.693	74.876	108.067	0.0182	0.0982	0.00000040

ENERGY ETA E值 H/2 HMEAN POTENTIAL
 252.07796 450.91690 229.26980 63611.87280

SIGMA H H/2 波D.P.P°周期 T 山峰周期
 標準偏差 13.47447 0.52315 0.51291

變動係數 50.20691% 32.16741% 31.53530%

波數 { TOTAL NUMBER OF WAVES = 185
 N1/10 = 18 N1/3 = 61

HMAX = 74.001 H1/10 = 54.853 H1/3 = 42.205 HMEAN = 26.838
 TMAX = 1.741 T1/10 = 1.879 T1/3 = 1.861 TMEAN = 1.626

CREST TMAX = 1.733 T1/10 = 1.854 T1/3 = 1.821 TMEAN = 1.626
 STEEPNESS JMAX = 0.158 J1/10 = 0.104 J1/3 = 0.089 JMEAN = 0.072

波高比 HMAX/H10 HMAX/H13 HMAX/HMN H10/H13 H10/HMN H13/HMN
 1.4271 1.7534 2.7573 1.2286 1.9321 1.5726

ZERO UP TMAX/T10 TMAX/T13 TMAX/TMN T10/T13 T10/TMN T13/TMN
 0.9265 0.9354 1.0704 1.0097 1.1554 1.1443

CREST 0.9351 0.9519 1.0656 1.0180 1.1396 1.1195

GF/U**2 = 242.97521 GH/U**2 = 0.03418 C/U = 0.25817 H/L = 0.08162
 C1/3 = 283.986 L1/3 = 517.069 LMEAN = 453.63849

DISTRIBUTION OF WAVE HEIGHT COMPARED WITH RAYLEIGH'S 波高の分布

Rayleigh分布

N	分割間隔 H CHUJIKAN	H/H CHUJIKAN	度 FREQUENCY	教 DIS.	超過確率 PROBABILITY	理論超過確率		χ ² 値	
						理論度教 TH. FREQ. DIS.	理論超過確率 TH. PROB.		
1	73.80±2	2.7500	1	0.005403	0.005403	0.210426	0.001137	0.	
2	71.12±4	2.6300	0	0.005403	0.005403	0.309388	0.002813	0.	
3	68.43±6	2.5500	0	0.005403	0.005403	0.448608	0.005237	0.	
4	65.75±8	2.4500	0	0.005403	0.005403	0.638323	0.008688	0.	
5	63.06±9	2.3500	1	0.010811	0.010811	0.822622	0.013513	0.	
6	60.38±3	2.2500	0	0.010811	0.010811	1.226550	0.020143	0.	
7	57.70±5	2.1500	2	0.021622	0.021622	1.655856	0.029093	0.	
8	55.01±7	2.0500	1	0.027027	0.027027	2.155824	0.040963	0.	
9	52.33±9	1.9500	1	0.032432	0.032432	2.859670	0.056420	0.	
10	49.65±1	1.8500	7	0.070273	0.070273	3.656527	0.076185	0.	
11	46.96±3	1.7500	3	0.086485	0.086485	4.589116	0.100991	0.	
12	44.28±5	1.6500	5	0.113514	0.113514	5.651281	0.131539	0.075057	
13	41.59±7	1.5500	11	0.172973	0.172973	6.825662	0.188434	2.552881	
14	38.91±9	1.4500	10	0.227027	0.227027	8.081822	0.212120	0.452269	
15	36.23±12	1.3500	8	0.270270	0.270270	9.575218	0.262797	0.201726	
16	33.54±74	1.2500	13	0.340541	0.340541	10.647364	0.320350	0.519837	
17	30.85±6	1.1500	14	0.416216	0.416216	11.827488	0.384282	0.399054	
18	28.17±8	1.0500	11	0.475676	0.475676	12.835851	0.453665	0.262573	
19	25.49±60	0.9500	15	0.556757	0.556757	13.588696	0.527118	0.146576	
20	22.81±22	0.8500	17	0.648649	0.648649	14.004579	0.602818	0.640687	
21	20.12±84	0.7500	8	0.691892	0.691892	14.041591	0.678557	2.579238	
22	17.44±6	0.6500	8	0.735135	0.735135	13.554787	0.751826	2.276366	
23	14.76±8	0.5500	15	0.816216	0.816216	12.602982	0.819950	0.455899	
24	12.07±1	0.4500	12	0.881081	0.881081	11.154049	0.880242	0.064159	
25	9.39±3	0.3500	6	0.913514	0.913514	9.237950	0.930177	1.134919	
26	6.70±5	0.2500	11	0.973973	0.973973	6.916928	0.967566	2.410240	
27	4.02±7	0.1500	3	0.985189	0.985189	4.282607	0.990715	0.	
28	1.34±9	0.0500	2	1.000000	1.000000	1.450136	0.998554	0.	
和						184.732		χ ²	14.174485

DISTRIBUTION OF ZERO UP PERIOD COMPARED WITH RAYLEIGH'S ZERO-UP-UPPER-CROSS PERIOD OF DISTRIBUTION

Rayleigh分布

N	分割間隔 T _{CH} CHUGUCHI	DY = 0.16263	T _{CH} / T _{CH} CHU / MEAN	度数 FREQ. DIS.	超過確率 PROBABILITY	理論超過確率		χ ² 値
						理論度数 TH.FREQ.DIS.	理論超過確率 TH.PROB.	
1	3.1714		1.9500	1	0.005403	0.021380	0.000116	0.
2	3.0067		1.8500	1	0.010811	0.116480	0.000745	0.
3	2.8461		1.7500	1	0.016215	0.476689	0.003322	0.
4	2.6835		1.6500	0	0.016215	1.507186	0.011469	0.
5	2.5208		1.5500	4	0.037833	3.779845	0.031900	0.
6	2.3582		1.4500	8	0.081081	7.705015	0.073549	0.011293
7	2.1956		1.3500	12	0.145945	13.056987	0.144127	0.085557
8	2.0329		1.2500	26	0.286435	18.774582	0.245611	2.780710
9	1.8703		1.1500	21	0.400000	23.329744	0.371718	0.232652
10	1.7077		1.0500	30	0.562162	25.455359	0.509315	0.811372
11	1.5450		0.9500	21	0.675675	24.713531	0.642901	0.558007
12	1.3824		0.8500	13	0.745945	21.565860	0.759474	3.402320
13	1.2198		0.7500	11	0.805403	17.020220	0.851475	2.122411
14	1.0571		0.6500	12	0.870270	12.160367	0.917206	0.002115
15	0.8945		0.5500	8	0.913514	7.812654	0.959437	0.004493
16	0.7319		0.4500	10	0.967563	4.427434	0.983369	0.
17	0.5692		0.3500	2	0.978573	2.120023	0.994829	0.
18	0.4066		0.2500	2	0.989183	0.778414	0.999036	0.
19	0.2440		0.1500	2	1.000000	0.168524	0.999947	0.
20	0.0813		0.0500	0	1.000000	0.006244	0.999981	0.
			和	185		184.926		χ ² 10.017929

DISTRIBUTION OF CREST PERIOD COMPARED WITH RAYLEIGH'S 峰周期の分布

Rayleigh 分布

分割間隔 DY = 0.16265

N	Tcr CHUDDHI	Tcr / Tcr CHU/MEAN	度 数 FREQ. DIS.	超過確率 PROBABILITY	理論変数 TH.FREQ.DIS.	理論超過確率 TH.PROB.	χ^2 値
1	3.3343	2.0500	1	0.005405	0.002861	0.000015	0.
2	3.1716	1.9500	1	0.010811	0.021380	0.000131	0.
3	3.0090	1.8500	2	0.021622	0.116480	0.000761	0.
4	2.8463	1.7500	0	0.021622	0.476689	0.003337	0.
5	2.6837	1.6500	3	0.037838	1.507186	0.011484	0.
6	2.5210	1.5500	5	0.054865	3.779845	0.031916	0.
7	2.3584	1.4500	6	0.097297	7.705015	0.073565	0.377297
8	2.1957	1.3500	9	0.145945	13.056937	0.144143	1.260536
9	2.0331	1.2500	19	0.248649	18.774582	0.245627	0.002706
10	1.8704	1.1500	20	0.356757	23.329744	0.371734	0.475239
11	1.7078	1.0500	20	0.464865	25.455359	0.509330	1.169142
12	1.5451	0.9500	25	0.600003	24.713531	0.642917	0.003321
13	1.3825	0.8500	28	0.751351	21.565860	0.759489	1.919616
14	1.2198	0.7500	14	0.827027	17.020220	0.851490	0.535935
15	1.0572	0.6500	12	0.891892	12.168367	0.917222	0.002115
16	0.8946	0.5500	13	0.962162	7.812654	0.959452	3.444227
17	0.7319	0.4500	5	0.989189	4.427434	0.983383	0.
18	0.5693	0.3500	2	1.000000	2.120023	0.994844	0.
19	0.4066	0.2500	0	1.000000	0.778414	0.992052	0.
20	0.2440	0.1500	0	1.000000	0.168524	0.999963	0.
21	0.0813	0.0500	0	1.000000	0.006244	0.999996	0.
	和	185	和	184.999			χ^2 9.190133

港湾技研資料 No. 61

1968・12

編集兼発行人 運輸省港湾技術研究所

発行所 運輸省港湾技術研究所
横須賀市長瀬3丁目1番1号

印刷所 株式会社 第一印刷所
東京都中央区湊町2-16