

水圧変動波形と水面波形の相関性

本 間 仁*・堀 川 清 司**・小 森 修 蔵***

1. 緒 論

現在行なわれている主要な波浪観測法は、波による水圧変化を測定するものである。この方法は水中に設置された水圧式波高計で水中圧力の変動を測定し、水面の波形を推算するものである。

襲来する波が微小振幅波であると仮定すると、水中圧力変動と水面波形の間には、

$$\Delta p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = \rho g \eta \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh} \dots\dots\dots (1)$$

Δp : 水中圧力変動, ρ : 海水の密度, g : 重力の加速度, η : 水面波形, $k = \frac{2\pi}{L}$, L : 波長, h : 水深, z : 静水面より上向きの高さ

の関係がある。ところがこの式は実際観測を行なってみると正確ではなく、直接観測法によるよりも水面波形が小さく出てくる傾向にある。そして単一周期の規則正しい波に対しても成立しない。この理由として考えられることは、

- (1) 微小振幅を仮定した理論式を使っていること。
- (2) 波高計が海底に設置された場合には、当然海底地形の影響を受けること。
- (3) 表面波が多数の波より合成されており、水中圧力は波長によって減衰率を異にしていること。
- (4) 表面波形の非線型性の影響。
- (5) 海底が透水性である場合には、これを通して流れが起こるための圧力低下が考えられること。
- (6) 波高計のための水粒子運動の乱れが起こること。
- (7) 測定装置の特性の影響。

等である。しかし、式(1)は不十分であるとはいえ、近似式としての意味を持つものであるから実用上の便を考えて、波高補正係数 n なるものを乗じて有限振幅波にも適用している。すなわち

$$n \Delta p = \rho g \eta \frac{\cosh k(h+z)}{\cosh kh}$$

とする。ここで $\frac{\Delta p}{\rho g} = \eta_p$ (圧力変動波形) において書き直し、

$$\eta = n \eta_p \frac{\cosh kh}{\cosh k(h+z)} \dots\dots\dots (2)$$

なる式を換算式として用いている。

この波高補正係数 n は一般には1より大きいある定数とされており、人によってさまざまな値が提唱されている^{1), 2), 3), 4), 5)}。現在までに報告されている結果をまとめてみると、表-1 のようである。しかしながら、より厳密な条件で構造物を設計しようとする場合には、 n の値の少しの変動が設計波高を大きく変えてしまい、これでは不十分である。そこでこの波高補正係数 n をいろいろな角度から検討し、より明確にしようとして実験ならびに考察を行なった。以下その結果をここに報告する。

表-1 従来発表されている波高補正係数 n

	人 名	n	場 所
実験室	Folsom 浜田・光易・長谷	1.07	Vicksburg 水理実験所
		1.1	California 大学
		1.09	港湾技術研究所
現 地	Folsom	1.06	Half Moon Bay
		1.08	
		1.18	
	Seiwell	1.31	Estero Bay
		1.37	
		1.37	
	井島・柴山・高橋	1.37 (1.35)	Cuttyhunk
		1.34	
			Bermuda (平均値) 久里浜湾

2. 実験条件

実験に使用した水路は、長さ 36 m, 幅 60 cm, 高さ 90 cm の風洞水路であり、水深は常に 40 cm とした。水路の一端には 1/10 勾配に砂を敷き、その上に消波ブロック模型を積み上げて反射波の発生を少なくするように努めた。波発生にはフラッター式造波板と風洞の両方を用いた。また、実験に使用した標準の波高 H , 周期 T , 水圧式波高計の受圧面の深さ d , 風速 V は表-2 のようである。これら諸元を組み合わせ、実験ケースは全部で 192 ケースとなった。風速 0 m/s の場合を規則波とし、その他の場合を不規則波とした。不規則波としては、

表-2 実験条件

フラッターで与える		V(m/s)	d(cm)
H(cm)	T(sec)		
0	0	0	15
5	0.6	5	25
10	1.3	10	30
15	2.0	15	

- ① 風のみあてて波を発生させたもの(フ

* 正 会 員 工博 東京大学教授 工学部
** 正 会 員 工博 東京大学助教授 工学部
*** 学生会員 工修 東京大学大学院

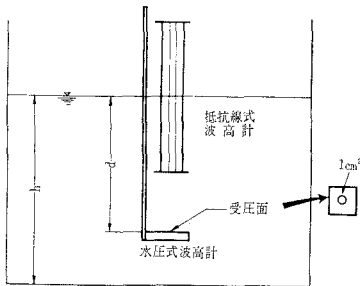
ラッターで与える H, T はともに 0) 一風波

- ② フラッター式造波板で規則的な波を起こし、それに風をあてて不規則性を加味させたもの一半不規則波

の2通りで発生させたものを用いた。

風速測定にはピトー管を用いた。波高計の位置は波が十分発達したと考えられる、造波板より 23 m のところとした。また、水圧式波高計の受圧面の垂直位置は、深さ $d=30, 25, 15$ cm の3通りとし、水面波形は抵抗線式波高計を用い、水圧式波高計の真上で測定した。抵抗線式波高計は一般に使われている2本のニクロム線を張り渡したものであり、水圧式波高計は受圧面積 1 cm^2 の磁歪式のもので、受圧面を上向きにし、ポイントゲージでつり下げた。波高計の設置の状態を図-1に掲げた。また、波形は電磁オシログラフで同時に記録した。

図-1 波高計設置図



3. 実験結果と考察

電磁オシログラフで撮影した結果の例を図-2, 3, 4に掲げた。図-2 は規則波、図-3, 4 は不規則波の例である。実線で表わしたものが抵抗線式波高計でとらえた水面波形であり、点線の方が水圧式波高計の記録である。これら3つの図はおおの感度が異なるために図からただちに比較検討できないがおおよその特徴はつかむことができる。すなわち規則波の方は両波形がきわめてよく似ており、山と谷とが行儀よく対応している。ところが図-3, 図-4 の不規則波の方は水面波形が複雑に変化している。以下これらの実験結果をいろいろの面から検討してみようと思う。

(1) 統計的取扱

a) 規則波の n について オシログラフに得られた水面波形、圧力波形からそれぞれの波高を読み取り、 H, H_p とすると、それらの間には式(2)を変形して

$$n = \frac{H \cosh \frac{2\pi(h-d)}{L}}{H_p \cosh \frac{2\pi h}{L}} \quad (3)$$

という関係式が成立している。この式

図-2 規則波の記録例

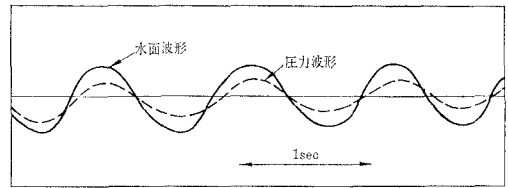


図-3 風のみあてた場合の記録例

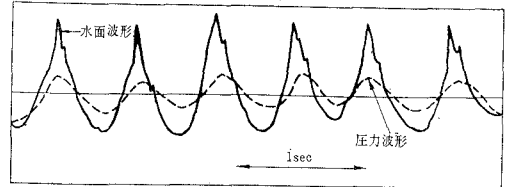
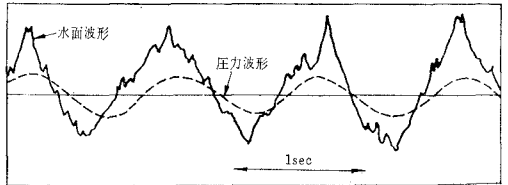


図-4 フラッター(+)風の場合の記録例

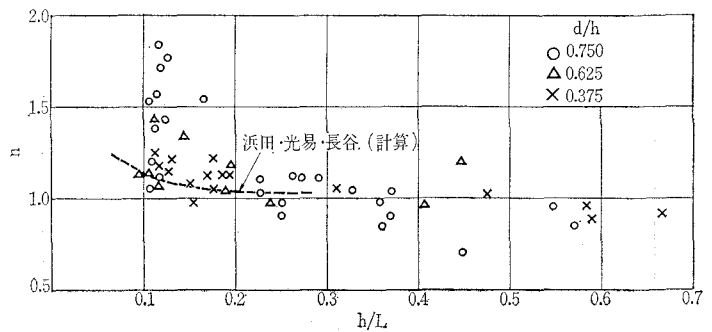


を用いて n を計算し、プロットしたのが図-5である。縦軸には n 、横軸には h/L がとってある。この図をみると n のちらばりは大きい h/L が増加するにしたがって n は減少していることがわかる。図中点線で示したのは、Stokes の方法を浅海の場合に延長した田中^{6), 7)}の式を用い、浜田・光易・長谷がこれらの実験条件に応じて n の理論値を計算したものであるが、傾向がかなり一致している。筆者らは Skjelbreia の有限振幅波式を用いて検討したが、それについては後述する。さてパラメーターとしては d/h をとってみたが、これによってカーブをわけるのは不可能である。ここに得られた値は規則的な波にのみ適用できるもので、果たして不規則波に対してもそのままではまるかどうかはつぎの問題である。

b) 不規則波の n について

- ① 有義波より算出した n : つぎに不規則波について

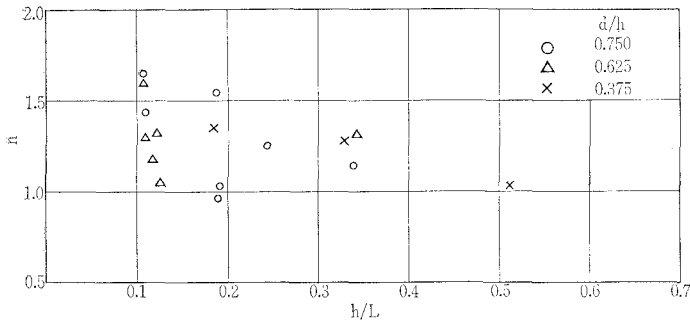
図-5 規則波の n



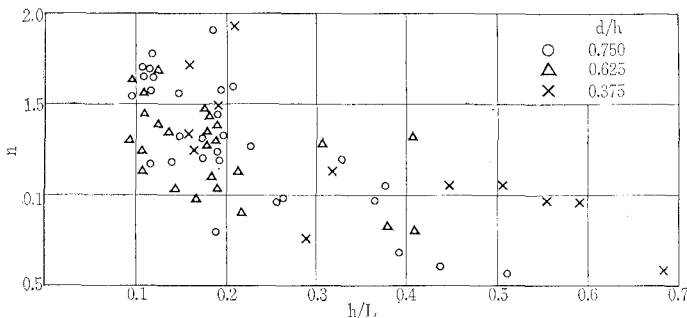
有義波高を求め、それについて n を算出してみた。有義波高は原則として 100 波観測して計算したが、一部 85 波程度のものもある。 n の算出にあたっては、規則波の場合と同じ式 (3) を用いた。プロットした結果は図—6 である。データの数も十分でなく、この図より結論をひきだすのは危険であるが、これを前に求めた 図—5 とくらべてみると、有義波の n の方がちらばりが大きい。しかしながら、 h/L が大きくなると n が小さくなってゆく傾向は読み取れる。ちらばりが大きいのはいろいろの原因が考えられるが、

- (1) 水圧式波高計の性能
- (2) 水圧式波高計がとらえる波高の意味
- (3) みかけの周期を使って L を算出している

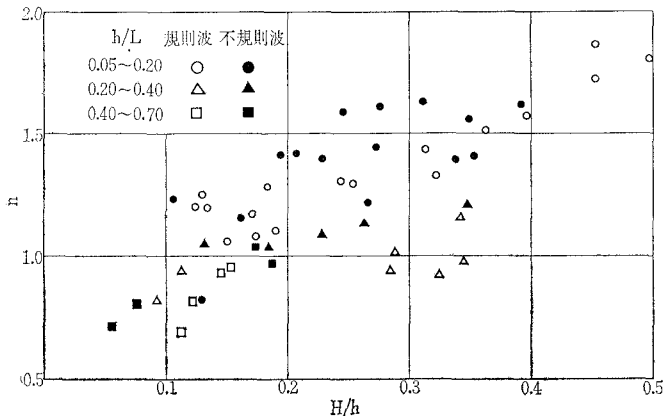
図—6 有義波より算出した n



図—7 1 波対応で算出した n



図—8 波高補正係数 n に対する H/h の影響



(4) n は h/L のみの関数ではない

等が主たるものであろう。水圧式波高計がとらえる波高は受圧面の真上の波高ではなく、ある範囲の平均的なものと考えられる。とすると鋭い波形をもつ一連の波の有義波は抵抗線式波高計では大きく、水圧式波高計では小さく、したがって n は大きくなると考えられる。また先に述べたことであるが水圧式波高計の性能や、水圧計を入れたための水粒子の動圧の変化の影響も無視できない。さらに n を算出するにあたって、みかけの周期を使っていることも大いに問題であらう。これらについては後で詳しく検討しようと思う。

② 1 波対応で算出した n : 一連の不規則波の中から任意に波形を選び、圧力波高と水面波高から見かけの周

期を使って 1 波ごとの n を出したのが 図—7 である。1 波ごとの対応になるとさすがに n のちらばりも大きく、0.5~2.0 の広きにわたるが、それでも h/L の増加にともない n は減少する傾向にある。

n を左右する要素を考えればつぎのように表わされる。

$$n = f(H, h, d, L)$$

これを無次元化すれば、

$$n = \varphi\left(\frac{H}{h}, \frac{h}{L}, \frac{d}{h}\right) \quad \dots (4)$$

となる。図—5, 6, 7 より明らかなように d/h の影響は無視してよいようである (これについては、別の角度からも検討を加える)。したがって

$$n = \varphi\left(\frac{H}{h}, \frac{h}{L}\right) \dots \dots \dots (5)$$

となる。 h/L についてはすでに論じたから、つぎに H/h の影響をみてみよう。

横軸に H/h , 縦軸に n をとって整理したのが 図—8 である。パラメーターには h/L をとったが、これを見ると H/h の増加にしたがって n は大きくなってゆく傾向にあることがわかる。 h/L を横軸にとって整理した 図—5, 6, 7 等よりむしろすっきりしているようにみえる。

(2) スペクトルによる分析^{8), 9), 10), 11), 12), 13), 14)}

a) パワー スペクトル 海面の状態を表わすのに、つぎのような式が用いられる。

$$\eta(t) = \int_0^\infty \cos\{\omega t + \varphi(\omega)\} \cdot \sqrt{\{A(\omega)\}^2 d\omega} \quad \dots \dots (6)$$

この式は海面がランダムな周期とランダムな位相をもつ微小波高の単弦波の集合

であるとみなしているわけで、ここに

ω : 波の周波数, $\varphi(\omega)$: $0 \sim 2\pi$ 間のランダムな位相

$$\left. \begin{aligned} \{A(\omega)\}^2 &= \{A(\omega)\}^2 & \omega \geq 0 \\ &= 0 & \omega \leq 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (7)$$

であり, $\{A(\omega)\}^2$ がパワー スペクトルである。

これを計算するには, Wiener-Khinchine の関係式が適用される。すなわち, 一般にパワー スペクトル $P(\omega)$, 自己相関関数を $R(\tau)$ とすると

$$\begin{aligned} P(\omega) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) \exp(-j\omega\tau) d\tau \\ &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \omega\tau d\tau \dots\dots\dots (8) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R(\tau) &= \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega) \exp(j\omega\tau) d\omega \\ &= 2 \int_0^{\infty} P(\omega) \cos \omega\tau d\omega \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

となり,

$$\{A(\omega)\}^2 = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \omega\tau d\tau \dots\dots\dots (10)$$

となっている。また $R(\tau)$ は

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \eta(t) \eta(t+\tau) dt \dots\dots\dots (11)$$

として求められる。

実際に得られた データからパワー スペクトルを計算するには, まず記録波形を時刻 $t_1, t_2, \dots, t_N$ にわけて各時刻 t_n の海面水位を $\eta(t)$ とする。すなわち

$$t_2 - t_1 = t_3 - t_2 = \dots = t_N - t_{N-1} = \Delta t$$

とした場合, 時間的遅れ $\tau = t_{n+k} - t_n$ に対する自己相関関数は,

$$\begin{aligned} R(k) &= \frac{1}{N-k} \sum_{n=1}^{N-k} \eta(t_n) \eta(t_{n+k}) \\ &\quad (k=0, 1, \dots, m) \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ただし,

$$\bar{\eta}(t_n) = \eta(t_n) - \bar{\eta}, \quad \bar{\eta} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \eta(t_n)$$

である。これを変換して

$$\begin{aligned} P\left(\frac{r}{m} \frac{1}{2\Delta t}\right) &= \Delta t \left\{ R(0) \right. \\ &\quad \left. + 2 \sum_{k=1}^{m-1} R(k) \cos\left(2\pi \frac{r}{2m} k\right) + (-1)^r R(m) \right\} \\ &\quad (r=0, 1, \dots, m) \dots\dots\dots (13) \end{aligned}$$

ただし,

$$\begin{aligned} P\left(\frac{-r}{m} \frac{1}{2\Delta t}\right) &= P\left(\frac{r}{m} \frac{1}{2\Delta t}\right) \\ P\left(\frac{m+r}{m} \frac{1}{2\Delta t}\right) &= P\left(\frac{m-r}{m} \frac{1}{2\Delta t}\right) \end{aligned}$$

となる。しかし記録の長さが有限時間であり, また時刻を分割するためひずみを生じているので, このひずみを修正するため, つぎの関係式を用いる。

$$\begin{aligned} \bar{P}\left(\frac{r}{m} \frac{1}{2\Delta t}\right) &= \sum_{n=-i}^i a_n P\left(\frac{r-n}{m} \frac{1}{2\Delta t}\right) \\ &\quad (r=0, 1, \dots, m) \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

ここに a_n は Window といわれるもので表-3 の値が用いられている。なお Window については赤池によって, 詳しい研究が発表されている。

表-3 Window

	a_0	$a_1=a_{-1}$	$a_2=a_{-2}$	$a_3=a_{-3}$
Hamming	0.54	0.23	0	0
Hanning	0.50	0.25	0	0
赤池 W_1	0.5132	0.2434	0	0
W_2	0.6398	0.2401	-0.0600	0
W_3	0.7029	0.2228	-0.0891	0.0149

さて, 実験水路で起こした不規則波のパワー スペクトルを計算してみた。不規則波はすでに述べたように,

- ① 風のみで発生させたもの
- ② フラッター (+) 風で発生させたもの

の2種類に大別することができる。ここにその計算結果の例をあげると図-9(a), 図-10(a)になる。計算にあたっては, 読み取り間隔 $\Delta t = 1/15$ sec, 読み取り総数 $N = 1000$ 個, lag の最大値 $m = 70$ にとっている。

従来 Pierson らによって計算精度が検討され, 自由度 f なる概念を導入し, 自由度は高い方が望ましいとされているが, 赤池によれば自由度をそれほど高くしないでも安定した結果が得られるということである。

図-9(a) 風のみによる波のパワースペクトル

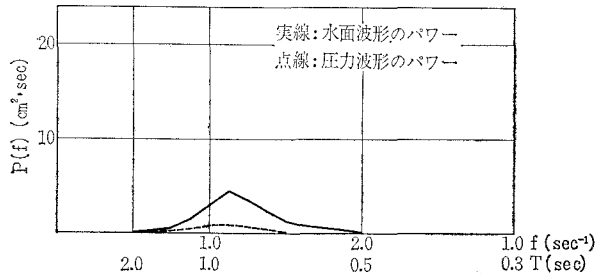


図-9(b) 周波数応答関数(風のみ)の波

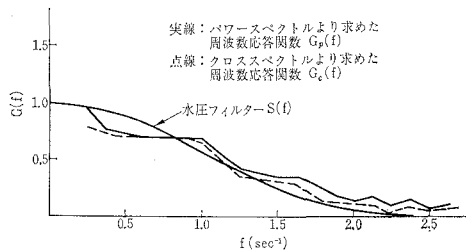
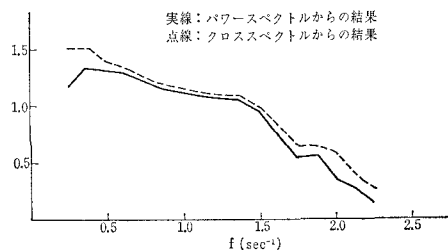


図-9(c) 波高補正係数(風のみ)の波

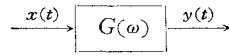


筆者らも計算精度を調べるために N は 2000 まで、また m は 120 まで大きくし、比較してみたが、前記の値程度で十分信頼できる結果が得られることがわかった。

図-9(a) が ① の場合であり、図-10(a) が ② の場合である。① の場合、すなわち、風だけで波を発生させた時は 1 箇所山がでるだけであるが、② の場合、すなわちフラッター(+)風の場合には 2 倍周波数、3 倍周波数のところに山がでてくるのが大きな相違点である。なお、図中実線で表わしたのが、抵抗線式波高計でとらえた水面波形から計算したパワー $P_q(f)$ であり、点線の方は水圧式波高計を用いて測定した圧力変動波形からのパワー $P_p(f)$ である。両者を較べてみると ①、②いずれの場合も水圧式波高計では高周波がカットされていることがわかる。このことについてはつぎの節でく

わしく検討しよう。風のみで波を発生させる場合とフラッターも併用する場合とでは、パワーの形がかなり違っていることは、注目してよいであろう。

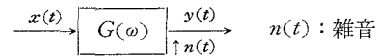
b) 周波数応答関数 時間に関する関数 $x(t)$ が応答関数 $G(\omega)$ の系を通して、 $y(t)$ になったとしよう。



こういった問題を解くとき、普通にとられる方法は、 $x(t)$ 、 $y(t)$ を ω の関数に変換し、

$$Y(\omega) = G(\omega) \cdot X(\omega)$$

の関係式より $G(\omega)$ を決定している。特に $G(\omega)$ が周波数 f に関する応答関数である時、 $G(f)$ は周波数応答関数と呼ばれる。上にモデルとして考えた系は外部から雑音が入ってこない場合であるが、自然界の現象は何かの形で雑音が入ってくるのが普通である。これをモデル化するとつぎのようになる。



このような系を解析するには、クロス スペクトルを導入する必要がある。入力のパワー スペクトルを $P_{xx}(f)$ 、出力のそれを $P_{yy}(f)$ 、入力と出力のクロス スペクトルを $P_{yx}(f)$ 、雑音のパワー スペクトルを $P_{nn}(f)$ とすると、

$$P_{yy}(f) = |G(f)|^2 P_{xx}(f) + P_{nn}(f) \quad (15)$$

$$P_{yx}(f) = G(f) P_{xx}(f) \quad (16)$$

が成立している。

ここで、水面波形 η と水中圧力波形 η_p の関係として式 (2) を少し変形して、

$$\eta_p = \frac{\cosh k(h-d)}{n \cosh kh} \eta \quad (17)$$

をうる。ここで η を入力、 η_p を出力と考えるとこの系の理論的な周波数応答関数は、

$$G_I(f) = \frac{\cosh k(h-d)}{n \cosh kh} \quad (18)$$

と考えられる。また一方雑音がないと仮定すれば式 (15) より、

$$G_p(f) = \sqrt{\frac{P_{yy}(f)}{P_{xx}(f)}} \quad (19)$$

となり、 $G_p(f)$ を計算すれば、これが実測値から求めた周波数応答関数になるはずである。したがって各周波数に関し、水圧フィルター $S(f)$

$$S(f) = \frac{\cosh k(h-d)}{\cosh kh} \quad (20)$$

を計算し、

$$S(f)/G_p(f) \quad (21)$$

をつくれば周波数に関し n がどのように変化しているかわかるはずである。

以上の考え方は雑音が入ってこないと仮定した時の計算方法である。雑音を考慮しなければならない場合は式

図-10(a) フラッター(+)風による波のパワースペクトル

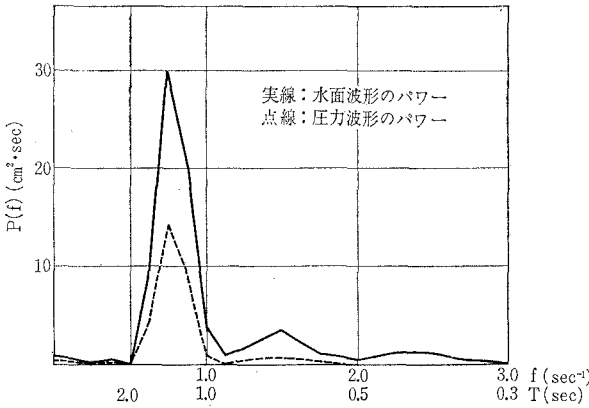


図-10(b) 周波数応答関数 (フラッター(+)風による波)

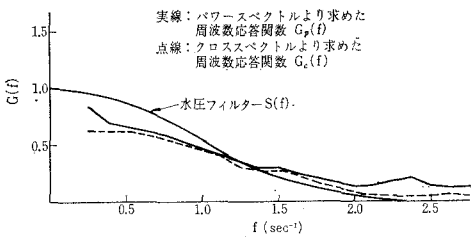
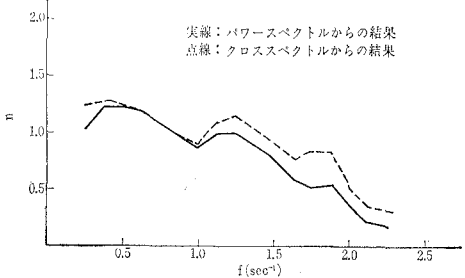


図-10(c) 波高補正係数 (フラッター(+)風による波)



(16) を用いて応答関数を出す必要がある。

水圧フィルター $S(f)$ 、パワー スペクトルから求めた周波数応答関数 $G_p(f)$ 、クロス スペクトルから求めた周波数応答関数 $G_c(f)$ をまとめてプロットしたのが図-9(b), 図-10(b) である。図-9(b) が風波の場合であり、図-10(b) がフラッター (+) 風の場合である。高周波域で $G_p(f)$, $G_c(f)$ の一致が悪いのは雑音が入っているためと考えられる。このことは Draper¹⁵⁾ によっても指摘されている。図-9(c), 図-10(c) は、周波数にしたがって n がどのように変化しているかをプロット

図-11(a) 水面波形のパワーの例

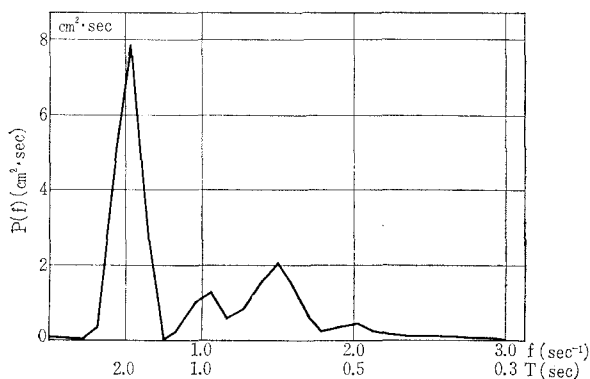


図-11(b) 水圧式波高計設置水深の異なった場合の n

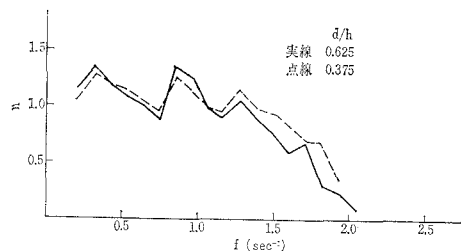
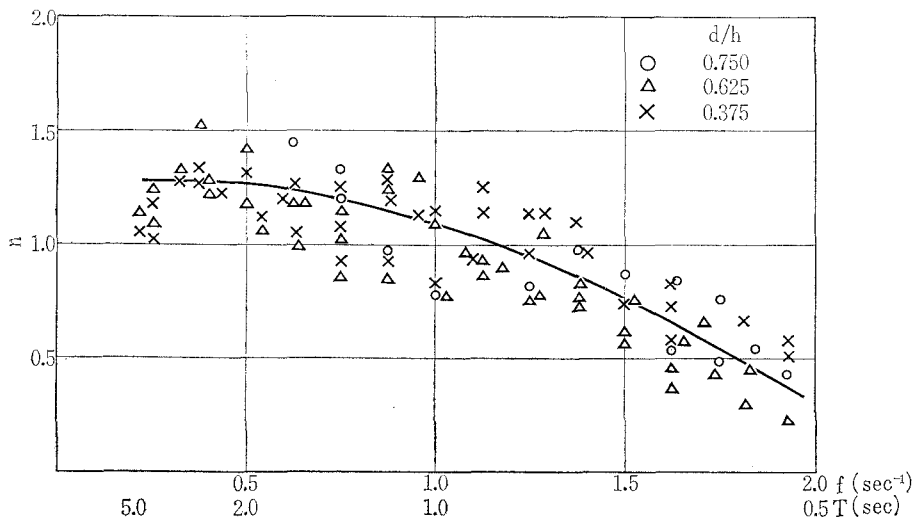


図-12 周波数で整理した場合の波高補正係数 n



した図である。風のみで波を発生させた場合には、 n がきわめてなめらかな変化をしているが、フラッター (+) 風の場合には途中でいくつかの山がでてくる。これは先に掲げたパワーの図と比較してみるとかなり興味があると思われる。すなわちパワーの大きいところでは n も大きくなっている。

また従来、水中圧力変動から水面波形を推算する場合、周波数の高いところで極端に大きい値が出るのが報告されているが、これは

(1) 高周波数域では n が小さくなっているのに、低、中周波数域と同じ n の値を用いて換算しているため。

(2) 高周波数域では、水圧式波高計に真のパワーより雑音のパワーが大きくてくるが、この全体に n をかけて算出しているため。

であろうと思われる。このことは光易¹⁶⁾ が指摘している通りであり、また浜田¹⁷⁾ によれば、この原因は波の内部干渉のためであるらしいということである。

ここでもう一度 n を支配する要素を考えてみよう。すでに述べたように、一般的に式 (4) で表わされる。これを成分波で考えてみると、

$$n = \varphi_1 \left(\frac{a_i}{h}, \frac{hf_i^2}{g}, \frac{d}{h} \right) \dots\dots\dots (22)$$

g : 重力の加速度, f_i : 周波数, a_i : 周波数 f_i の成分波の振幅

となる。

d と a_i の影響をみるために、水面波形のパワーが図-11(a) に与えられるような波形を水圧式波高計の設置水深 $d=15$ cm と 25 cm のところで観測し、 n を出したのが 図-11(b) である。 f の増加にしたがって、 n は波うちながらも減少の傾向にある。さらに、図-11(a) と比較しながら見てみると、パワーの大きいところで n

の値が大きくなっている。このことは図-9(c), 図-10(c)でも見られたことである。また d を大きく変えても n はあまり変わらないことが読みとれる。これは水圧フィルターがかなり強い高周波カットフィルターであることを意味している。以上よりして d よりも a_i の影響の方が強いということがいえる。

さて n を f に関していろいろ検討してきたが、それらをまとめてプロットしてみると図-12のようになる。パラメーターとして d/h をとっているが、 d/h の影響は小さく、パワーの大きいところ、すなわち成分波の振幅が大きいところで n が大きいと解釈した方がよさそうである。図に平均的な曲線を入れておいたが、パワーが大きいところでは、この曲線より少し大きい値を使い、パワーが小さいところでは少し小さい値を選べば、かなり妥当な波高が推算できるものと思われる。

4. 有限振幅波理論の適用

式(1)が実際現象にあわず、波高補正係数 n が必要となってくるのは、換算式として微小振幅波による式を用いているためではないかと考えられる。そこで有限振幅波理論による式と微小振幅波理論による式を比較検討してみることにする。

光易¹⁶⁾は Skjelbreia¹⁸⁾によって求められた3次近似の有限振幅波の式を用いて水中圧力の式を求めているが、それによると、水中圧力 p は

$$\begin{aligned} \frac{p}{\rho} = & c^2 \left\{ -\frac{1}{4} F_1^2 \cosh 2k(h+z) + F_1 \left[\cosh k(h+z) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{2} F_2 \cosh 3k(h+z) \right] \cos \theta \right. \\ & + \left[F_2 \cosh 2k(h+z) - \frac{1}{4} F_1^2 \right] \cos 2\theta \\ & + \left[F_3 \cosh 3k(h+z) \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} F_1 F_2 \cosh k(h+z) \right] \cos 3\theta \left. \right\} - gz + \text{const.} \\ & \dots\dots\dots(23) \end{aligned}$$

ただし、

$$\begin{aligned} c^2 = & \frac{g}{k} \tanh kh \left[1 + (ka)^2 \frac{\cosh 4kh + 8}{8 \sinh^4 kh} \right] \\ F_1 = & ka \frac{1}{\sinh kh}, \quad F_2 = \frac{3}{4} (ka)^2 \frac{1}{\sinh^4 kh} \\ F_3 = & \frac{3}{64} (ka)^3 \frac{11 - 2 \cosh 2kh}{\sinh^7 kh} \\ H = & 2a + \frac{1}{2} a^3 k^2 f_3(kh) \\ f_3(kh) = & \frac{3(8 \cosh^2 kh + 1)}{16 \sinh^6 kh} \end{aligned}$$

で与えられる。まずこの式の第1項である $\cos \theta$ の項のみをとって考えれば水中圧力変動 Δp は、

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{\rho} = & c^2 F_1 \left[\cosh k(h+z) \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} F_2 \cosh 3k(h+z) \right] \cos \theta \dots\dots(24) \end{aligned}$$

となる。ところで一方微小振幅波理論をもとにし、波高補正係数 n を考えに入れた式(2)から、

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{\rho} = & g \eta \frac{\cosh k(h+z)}{n \cosh kh} = \frac{H}{2a} a k c^2 \frac{\cosh k(h+z)}{n \sinh kh} \\ & \cdot \cos \theta = \frac{H}{2a} \frac{c^2}{n} F_1 \cosh k(h+z) \cos \theta \dots\dots(25) \end{aligned}$$

となる。したがって高次の項を無視すれば、 n は次式によってあらわされることになる。

$$\frac{1}{n} = \left[1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{F_2 \cosh 3k(h+z)}{\cosh k(h+z)} \right] \left(\frac{2a}{H} \right) \dots\dots(26)$$

そこでいくつかの場合について Skjelbreia の原論文の表から F_2 および $(2a/H)$ の値を求め、 n を計算した結果を表-4に示す。

表-4 Skjelbreia の有限振幅波式を使って
計算した波高補正係数 n

$\frac{h}{L}$	$\frac{H}{L}$	$\frac{d}{h}$	n	$\frac{h}{L}$	$\frac{H}{L}$	$\frac{d}{h}$	n
0.1	0.01	0.30	1.00	0.3	0.05	0.30	1.00
		0.50	1.00			0.50	1.00
		1.00	1.00			1.00	1.00
	0.05	0.30	1.25		0.08	0.30	1.03
		0.50	1.23			0.50	1.03
		1.00	1.21			1.00	1.03
0.2	0.01	0.30	1.58		0.10	0.30	1.04
		0.50	1.53			0.50	1.04
		1.00	1.49			1.00	1.04
	0.05	0.30	1.00		0.13	0.30	1.06
		0.50	1.00			0.50	1.06
		1.00	1.00			1.00	1.06
0.3	0.01	0.30	1.01	0.4	0.01	0.30	1.00
		0.50	1.00			0.50	1.00
		1.00	1.00			1.00	1.00
	0.05	0.30	1.07		0.05	0.30	1.00
		0.50	1.06			0.50	1.00
		1.00	1.06			1.00	1.00
0.4	0.01	0.30	1.13		0.08	0.30	1.00
		0.50	1.10			0.50	1.00
		1.00	1.08			1.00	1.00
	0.05	0.30	1.14		0.10	0.30	1.04
		0.50	1.12			0.50	1.04
		1.00	1.11			1.00	1.04
0.5	0.01	0.30	1.00	0.5	0.01	0.30	1.05
		0.50	1.00			0.50	1.05
		1.00	1.00			1.00	1.05
	0.05	0.30	1.00		0.05	0.30	1.00
		0.50	1.00			0.50	1.00
		1.00	1.00			1.00	1.00

計算例がまだ十分でないので明確なことはいえないが、この表よりつぎのことが読みとれると思われる。

- (1) n は h/L の増加にしたがい、減少する傾向にある。
- (2) d/h が小さい方が(すなわち水面に近い方が) n は大きくなるが、計算の範囲ではこの影響はきわめてわずかである。
- (3) H/L すなわち steepness が大きくなると n は大きくなるが、この傾向は h/L が 0.2 より小さい領域で特に大きい。

以上のことは、われわれが実験から得た結果をかなりよく説明している。実験で d/h の影響を無視してもよいような結果が出てきたのは、測定誤差の中に入ってしまったためであろう。しかしながら n の値が 1.0 より

小さくなることはこの計算では説明できないが、もっと計算例を多くすることおよび有限振幅波の高次の項も考慮に入れた場合についての検討がさらに必要である。

5. 結 言

以上波高補正係数 n についていろいろ検討を加えてみたが、得られた結果をまとめてみると、

(1) n の値はきわめて変動の大きいものであり、単一周期の波である規則波に対しても一定値は得られない。

(2) しかし n の範囲は1波対応で算出しても、だいたい 0.5~2.0 の範囲におさまリ、有義波高などに関しではもっと狭い範囲に落ちつく。

(3) n は h/L によって整理してみると、 h/L が大きくなると減少することは、波の種類によらず成立している。

(4) h/L を固定した場合には n は H/h の関数となり、 H/h の増加にしたがって増加する傾向がある。

(5) n を波の周波数によって整理してみると、ずっとせまい範囲に落ちつき、周波数の増加にしたがって、 n が小さくなっていることがわかる。

(6) 有限振幅波の理論で第1項までとって考えると、実験から得られた n の値の性質をかなり説明できる。

しかしながら実験から得られた n の値が h/L の小さい領域では第1項までとった理論値より大きくなり、 h/L の大きい領域では理論値より小さくなり、しかも 1.0 を割る値がでてくるのは説明できない。これは実験誤差によるものかどうか検討が必要である。

さらに水面波形のパワー スペクトルと水中圧力変動波形のパワー スペクトルおよび両者のクロス スペクトルをとってみると

高周波数域では雑音が混入しており、これが周波数の高い波(周期の短い波)を実際より大きく見積ってしまう結果をまねいている。

ことがわかった。

今後、 h を変えた場合の影響、あるいは現地の波についても以上述べてきた傾向がみられるかどうか研究を重ねてゆくつもりである。

本研究をすすめるにあたって、パワー、周波数応答関数の理論、計算等については統計数理研究所の菅原正巳博士(現防災センター)、赤池弘次博士に多くお世話になった。

またデータ処理にあたっては土木研究所の首藤伸夫氏の好意によること大であった。これらの方々に、心より謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) 浜田徳一・光易 恒・長谷直樹：進行波による水底圧力の変動，海岸工学講演会講演集 (1955)。
- 2) Folsom, R.G.: Measurements of ocean waves, Transactions of American Geophysical Union (1949)。
- 3) Seiwel, H.R.: Investigation of underwater pressure records and simultaneous sea surface patterns, Transactions of American Geophysical Union (1947)。
- 4) 井島武士・柴山煒彦：波高計による波浪の観測(第2報)，運輸技術研究所報告 (1953)。
- 5) 井島武士・高橋智晴・中村憲一：同上(第3報)，同上 (1954)。
- 6) 田中 清：防波堤の水理，水工学の最近の進歩 (1953)。
- 7) 田中 清：海の波の解析概説，海岸工学講演会講演集 (1955)。
- 8) Pierson, W.J. and W. Marks: The power spectrum analysis of ocean-wave records, Transactions of American Geophysical Union Vol. 33, No.6 (1952)。
- 9) 宮脇一男：雑音解析，朝倉書店。
- 10) 赤池弘次：不規則振動のスペクトル解析，統計数理研究所 (1962)。
- 11) 赤池弘次：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。
- 12) 降旗常雄：Ocean waves の沿岸観測について——問題点，ならびに二・三の知見——，沿岸海洋研究ノート，第3巻 第1号 (1964)。
- 13) 川鍋安次：計算機によるスペクトル解析の仕方と実際例，海上気象参考資料，その IV，神戸海洋気象台 (1965)。
- 14) 第 18 回建設省技術研究発表会，波浪の研究，建設省土木研究所 (1964)。
- 15) Draper, L.: Attenuation of sea waves with depth, La Houille Blanche, 12 (1957)。
- 16) 光易 恒：波圧論，1965 年度水工学に関する夏期研修会講義集。
- 17) 浜田徳一：波浪スペクトル論とその応用，同上。
- 18) Skjelbreia, L.: Gravity waves, Stokes third order approximation, Tables of functions, Council on Wave Research, The Engineering Foundation (1958)。
- 19) 堀川清司・小森修蔵・松田芳夫：水圧式波浪計に関する一考察，第 19 回土木学会学術講演会 (1964)。
- 20) 堀川清司・小森修蔵・田中和博：水圧式波浪計に関する一考察(II)，第 20 回土木学会学術講演会 (1965)。