

円柱に作用する不規則波力の特性

——慣性項の支配的となる場合について——

榎 木 亨*・中 村 孝 幸**

1. 緒 言

円柱構造物は作用する外力の小さいという水理特性及び構造物としても比較的剛性が高いということから、近年海洋構造物の部材として利用されることが多い。

この円柱部材に作用する波力の研究は過去においても数多く行なわれているが、近年波浪を不規則波として取扱った研究が、Wiegel¹⁾, Borgman^{2),3)}, Bretschneider⁴⁾, Pierson⁵⁾, Jen⁶⁾, Paape⁷⁾ らによって発表され、波高と極大波力の確率分布の関係や、波力における抗力係数、慣性係数の推算法、さらには時系列的な水面変動と波力変動との統計的研究などが明らかにされている。

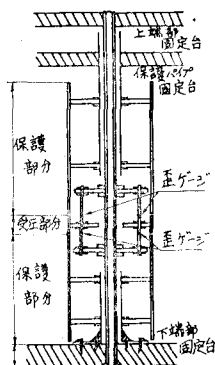
しかしながら、Borgman²⁾, Bretschneider⁴⁾ らの不規則変動素波を単弦波と仮定できるとした研究は、現在よく用いられている不規則波を有義波とおきかえて波力算定を行なう方法の妥当性にも関連し、波力に及ぼす波動場の非線形効果の検討も必要としよう。この点に関してはエネルギースペクトラムの変動による波力の非線形性の解析を試みた Paape の研究があるが、本研究は Paape と同様の手法を用いてこれらを詳しく調べるため、さらに波力を円柱の局部波力としてとらえ、水深方向に異なる点での局部波力特性を明らかにするとともに、先に述べた有義波法処理の妥当性を、有義波特性をもつ規則波力との対応において検討したものである。なお本研究においては、第1報として解析の容易な、また実験の行ないやすい慣性力の卓越した場合のみをとりあげていることをあらかじめ断っておきたい。

2. 実験装置、および実験方法

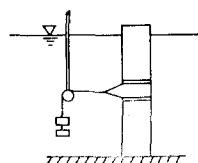
実験は、大阪大学工学部における2次元の不規則波発生装置を用いて行なったが水槽の規模は高さ95cm、幅70cm、長さ30cmである。不規則波発生装置はすでに報告したように、ホワイトノイズをバンドパスフィルターにより遮断し、それを入力として造波板を不規則振動せしめて発生させる方法であり、波力測定用円柱パイプは、造波板より12mの位置で、水槽の中心に設置されている。なお水面変動は、円柱パイプ中心の沖側1m付近と円柱パイプ真横13cmの位置の2カ所で測定す

ることとし、波力測定装置図一

1にはすように、外径7.8cm、肉厚0.1cmの塩ビパイプを用いている。この波力測定装置は部分波力を測定できるように受圧部(長さ5cm)と受圧部上下の流れを乱さないようにするための保護部分の3部分からなっており、その受圧部分は両端固定ばりを介して、中心支持柱に間接的に取り付けられ、防水型ひずみゲージをもって構成されている。なおこのひずみゲージはこのほかに2ゲージ法で貼りつけてある。また保護部分は中心支持柱に与える影響を排除するため独立に支持されている。この波力計のキャリブレーションは、滑車を利用して定格荷重20g重を100g重まで漸増させ両



図一 波力測定装置



図二 キャリブレーション

方向について行ない、良好な線形性を得た。さらに波力測定装置の揚力方向に対する検定も行なったが、これに関しては直方向の数パーセントの感度しかなかった。波力装置のキャリブレーション図を図二に示す。なお波力計の空中固有振動数は、自由振動実験により求め、位置によっても異なるが、ほぼ22~32Hzの間にあり、波の周波数と比較して十分に波力測定が行なえるものと思われる。実験中、水深は70cmに保持し、波力は受圧部中心が水面より59cm、46cm、32.5cmの位置で、受圧部長さ5cmの部分波力を測定した。このとき受圧部は常に水面下にあるようにした。なお、水面変動の記録は、波力変動との時間ずれのない円柱パイプ真横の記録を以下の解析に用いた。

3. 極大波力と波力変動の確率分布に基づく解析

(1) 波高と各水深における極大波力の統計的解析

水面変動 $\eta(t)$ が、エルゴード性を有する定常ガウス不規則過程の標本関数で、 $\eta(t)$ のスペクトルが狭帯域スペクトルと仮定できるなら、波高 H の確率分布は、

* 正会員 工博 大阪大学教授 工学部土木工学科

** 学生会員 工修 大阪大学大学院工学研究科

Rayleigh 分布となることが知られている。また、そのとき円柱の任意長さ B に作用する波力の波伝播方向における極大値は、波力のうち慣性項が支配的で (理論的には、極大慣性力が極大抗力の2倍以上であればよい^{2),4)}、波動場が微小振幅波理論で表現できるとするならば、波高と同様に式 (1) で示される Rayleigh 分布となることが、Borgman²⁾、および Bretschneider⁴⁾ などによって導かれている。

$$p(F) \cdot dF = \frac{2F}{F_r} \cdot \exp \left[- \left(\frac{F}{F_r} \right)^2 \right] \cdot dF \dots (1)$$

ここに、 $F_r = E[F^2]$ で、 F は波伝播方向の極大波力である。

微小振幅波の場合、波高 H と極大波力 F の間には慣性力が支配的であるとしていることにより、式 (2) が成立する。

$$\begin{aligned} F &= C_M \cdot \rho \cdot \frac{\pi D^2}{4} \left[\int_{z_L}^{z_L+B} \frac{\partial u}{\partial t} dz \right]_{\max} \\ &= \left\{ \frac{C_M \rho g \pi D^2}{8} \cdot \frac{\cosh k(z_L+B) - \cosh k z_L}{\cosh k h} \right\} H \\ &= K \cdot H \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

ここで、座標系は、図-3に示すようにとっている。また、 C_M ：慣性係数、 ρ ：流体密度、 D ：円柱の径、 g ：重力加速度、 B ：受圧部分の長さ、 h ：水深、 z_L ：底面より受圧部下端までの距離、 u ：水粒子水平速度、 k ：波数で、波のスペクトルのピーク周波数 f_p と式 (3) の関係にある。

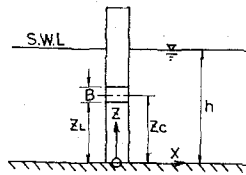


図-3 座標系

$$(2\pi f_p)^2 = g \cdot k \cdot \tanh(kh) \dots \dots \dots (3)$$

したがって、Longuet-Higginsにより与えられている波高についての統計量の関係は、極大波力についても同様に適用できることになる。また、式 (2) の関係から、波高、極大波力の間には式 (4) および式 (5) が成立し、波高と極大波力より C_M を推算することができる。

$$E[F/F_r \geq F_p] = K \cdot E[H/H_r \geq H_p] \dots \dots \dots (4)$$

$$E[F^m] = K^m E[H^m] \dots \dots \dots (5)$$

ここに、 H_p 、 F_p は p % の超過確率を与える波高、極大波力であり、 K は式 (2) の K である。

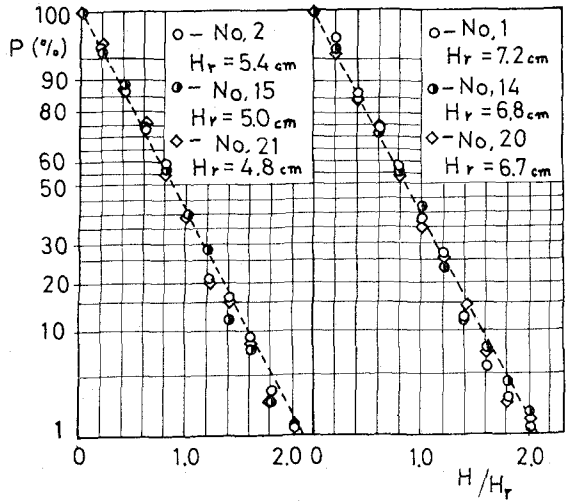


図-4 波高分布

実験値として波高、極大波力はゼロアップクロス法で、150 波相当量を対象にして波については波高と周期、波力については波伝播方向における極大波力を読みとり、これらの分布を超過確率で Rayleigh 紙にプロットしたのが図-4、図-5である。図中の点線は Rayleigh 分布の理論値で、右側が波のパワースペクトラムが大きなもの、左側が小さなもの、ケース番号 No. 1, 2 が受

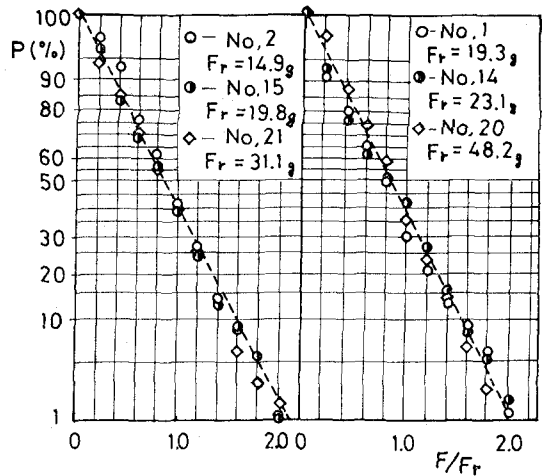


図-5 極大波力分布

表-1 波高、極大波力の統計量

No.	H_r (cm)	$H_{1/10}/H_r$	$H_{1/3}/H_r$	$\sigma^2 \eta$ (cm ²)	s	F_r (g)	$F_{1/10}/F_r$	$F_{1/3}/F_r$	$C_{M1/10}$	$C_{M1/3}$	C_{Mm}	z_e/h
1	7.2	1.71	1.38	6.6	0.52	19.3	1.92	1.44	2.41	2.48	2.02	0.464
2	5.4	1.76	1.40	3.9	0.53	14.9	1.72	1.38	2.03	2.44	3.10	0.464
14	6.8	1.76	1.39	6.2	0.53	23.1	1.84	1.45	2.00	1.89	1.90	0.657
15	5.0	1.72	1.39	3.2	0.51	19.8	1.78	1.41	2.15	2.19	2.14	0.657
20	6.7	1.77	1.42	5.5	0.53	48.2	1.68	1.38	2.40	2.54	2.31	0.842
21	4.8	1.73	1.40	3.0	0.52	31.1	1.73	1.40	2.11	2.07	1.91	0.842
理論値	1.80		1.42				1.80	1.42				

圧部下部, No.14, 15 が中央部, No.20, 21 が上部になっている。なお図中の H_r , F_r は、波高、極大波力（伝播方向における）の2乗平均の平方根である。この図より波高、波力ともに本実験の場合、波のパワー、受圧部の位置に関係なく先に述べたように Rayleigh 分布によく一致しているが、この実験における波高、極大波力の諸特性を表-1に示す。ここに $H_{1/n}$, $F_{1/n}$ は波高、極大波力の $1/n$ 有義量であり、 σ^2_η は波のパワースペクトラム、 ϵ はスペクトル幅、 z_0 は水底より受圧部中心位置までの距離である。また、 $C_{M(1/n)}$ は式 (4) より、 C_{Mm} は式 (5) の $m=1$ とした式より算定した慣性係数の推定値である。この表からも $H_{1/n}/H_r$, $F_{1/n}/F_r$ の値は、Longuet-Higgins の理論値に近似しており、分布形に対する波のパワーおよび受圧部位置の相違による顕著な影響は認め難い。次に慣性係数 C_M に注目してみると、各超過確率、受圧部位置、波のパワーに関係なく散らばっている。この理由については、Wiegel⁸⁾ が指摘しているように、不規則素波を単弦波として処理している結果と波力算定時の非線形性を線形化している結果などの影響と考えられる。これらの影響をより実用的な見地より明らかにするために、従来よりよく行なわれている有義波処

理、つまり不規則波浪の代表である有義波を規則波として円柱に作用させたときの波力 $F_{R(1/n)}$ と不規則波力のデータ処理によって得られる有義波力 $F_{1/n}$ の比較を受圧部位置と波のパワーの大小に区別して示したのが図-6である。なおこの場合の規則波の周期としては、超過確率 $1/3$, $1/10$ について式 (3) で説明した波のスペクトルのピーク周期 $\hat{T}$ と抽出した有義波高に対応した周期の平均 $T_{H(1/n)}$ を用いたものとの2つを採用し、図-6中にはその波力を進行方向⊕と逆方向⊖の場合についてそれぞれ求めている。この図より、受圧部が上部にあるとき $F_{1/n} > F_{R(1/n)}$ で、中央部 $F_{1/n} < F_{R(1/n)}$ 、下部で $F_{1/n} \approx F_{R(1/n)}$ になっており、これらの傾向は波のパワーの大小に影響されず、いずれの場合も同じ傾向が認められる。これらの比は、微小振幅正弦波の理論によれば式 (4) より推察されるように1となるはずである。このように規則波力と不規則波力の比が1とならない理由の一つは先に述べた不規則素波の非単弦性にあると考えられるが、しかし $F_{R(1/n)}/F_{1/n}$ の比がいずれの場合も鉛直方向に中ぶくみの傾向を示すことについては、この波の非単弦性のみで説明がつかず、水粒子の分布状況が計測されていないので十分な推論はできないが、極値波力に関する規則波と不規則波の特性の相違、あるいは不規則波力なるがゆえの非線形特性が現われたのではなからうか。なお、これらの非線形性、慣性係数については、上述等の理由より、この手法では不規則波であるがゆえの特性を指摘することは困難のように思える。したがって、これらを検証するため、以下において不規則波浪および波力の時系列的取扱いに基づいて解析を進める。

(2) 各水深における波力変動と水面変動の確率分布
一般に、不規則波浪の水面変動 $\eta(t)$ は、エルゴード性を有する定常ガウス不規則過程の標本関数と仮定されているので、水面変動により生じられる水粒子水平加速度 $a(t)$ についても同様に仮定できるとすれば、円柱の単位長さに作用する波力変動 $\xi(t)$ の確率密度は、慣性項の支配的となる場合には、式 (5) で示すガウス分布となる（ここで、 $\bar{\xi} = E[\xi] = 0$ ）。

$$p(\xi) \cdot d\xi = \frac{1}{\sqrt{2\pi C_2^2 \sigma_a^2}} \cdot \exp\left[-\frac{\xi^2}{2C_2^2 \sigma_a^2}\right] d\xi \quad (5)$$

ここに、 $C_2 = C_M \rho \frac{\pi D^2}{4}$ は想定した受圧部位置における水粒子の水平加速度の分散で、水面変動のスペクトルより線形波動理論を用いて計算することができる。このとき、 $\xi(t)$ と $a(t)$ とは線形関係となり、両者の分散量 σ_ξ^2 , σ_a^2 の間には式 (6) が成立し、この関係より慣性係数は一義的に決定されることになる。

$$\left\{ C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \right\}^2 \cdot \sigma_a^2 = \sigma_\xi^2 \quad (6)$$

なお、抗力の影響が無視できない場合について、

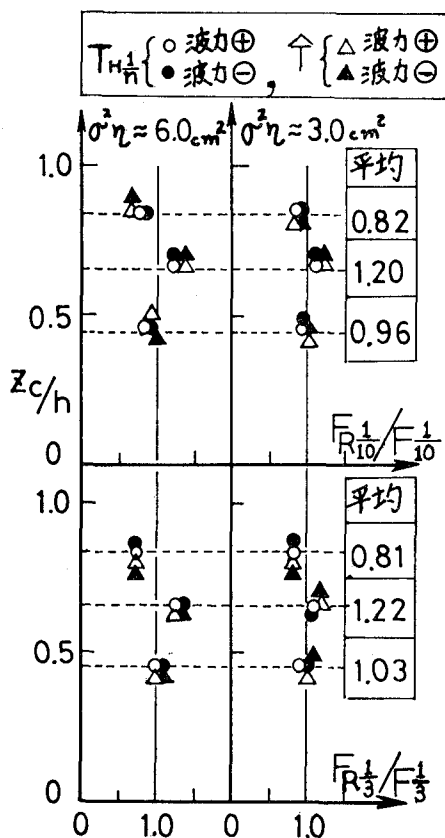


図-6 $F_{R(1/n)}$ と $F_{1/n}$ の比

Pierson と Holms⁵⁾ が導いている抗力係数、慣性係数の推定法は、式(6)と同様のモーメント法であり、式(7)に示すものである。

$$\left\{ \begin{aligned} \left\{ \frac{1}{2} C_D \cdot \rho \cdot D \right\} \cdot \sigma_u^2 &= \left\{ \frac{E[\xi^4] - 3\{E[\xi^2]\}^2}{78} \right\}^{1/4} \\ \left\{ C_M \cdot \rho \cdot \frac{\pi D^2}{4} \right\} \cdot \sigma_a^2 &= E[\xi^2] \\ &- 3 \left\{ \frac{E[\xi^4] - 3\{E[\xi^2]\}^2}{78} \right\}^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 σ_u^2 は受圧部位置における水粒子の水平速度の分散である。

慣性力が支配的となる場合には、上述したように波力変動はガウス分布となり、 $\delta = E[\xi^4] - 3\{E[\xi^2]\}^2 = 0$ であり、式(7)の前者は0に、後者は式(6)に一致することになる。したがって δ の値は抗力の影響の度合を示す指標とも考えられ、理論的には式(8)で与えられる。

$$\delta = E[\xi^4] - 3\{E[\xi^2]\}^2 = 78 C_1^4 \sigma_u^8 \geq 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 $C_1 = \frac{1}{2} C_D \cdot \rho \cdot D$ である。

また、波力変動の確率分布のひずみ度 α_ξ 、尖度 β_ξ は式(9)、式(10)で示され、抗力の影響が無視し得ない場合には、尖度は3より大きくなることがわかる。

$$\text{ひずみ度} \quad \alpha_\xi = \mu_3 / \mu_2^{3/2} = 0 \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\begin{aligned} \text{尖度} \quad \beta_\xi &= \mu_4 / \mu_2^2 = 3 \\ &+ \frac{78 C_1^4 \sigma_u^8}{(3 C_1^2 \sigma_u^4 + C_2^2 \sigma_a^2)^2} \geq 3 \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

ここに、 μ_n は平均値まわりの n 次モーメントである。実測水面変動、波力変動は、3. (1) と同様のデータを用いて、時間間隔 1/10 sec で同時に数値化し、データ数 2 600 個を分布形の決定に用いた。波力変動 $\xi(t)$ には、受圧部 5 cm 当りの実測部分波力を単位長さ当りに換算し、これを使って分布形を求めている。図-7 は、波力変動 $\xi(t)$ を規準化された $\{\xi(t) - \bar{\xi}(t)\} / \sigma_\xi$ でもって、累積分布として正規確率紙上にプロットしたものであって、図中の実線はガウス分布の理論値を示しており、左側が水面変動のパワースペクトラムが大きな場合、右側が小さな場合をそれぞれ示している。なお、ケース番号は、3. (1) と同様である。この図より波力変動は波のパワー、受圧部位置に関係なくガウス分布にきわめて近似してはいるが、No. 1, No.

20 を除いてガウス分布よりさらに分布幅が小さく、尖度 $\beta_\xi < 3$ が推測される。また、水面変動の分布形については表-2 に示しておく。表-2 中の実験番号は表-1 と対応するもので外径 4.2 cm のパイプを用い、受圧部が上部にある No. 45, No. 51 のケースをもつけ加えてあ

る。表-2 中のひずみ度 α_η に着目すると、ガウス分布の理論値 0 に近いが、正值で左傾形状となっており従来の観測結果と一致している。また、尖度 β_η については理論値 3 の近傍にあるが、No. 20, 45, 51 の値は理論値の 3 に比較しやや大きな値を与えているようである。また、 $\bar{\eta}$ は、きわめて 0 に近く静水面と平均水面の一致度は良いようであって、この点での Wave set-up は認められない。

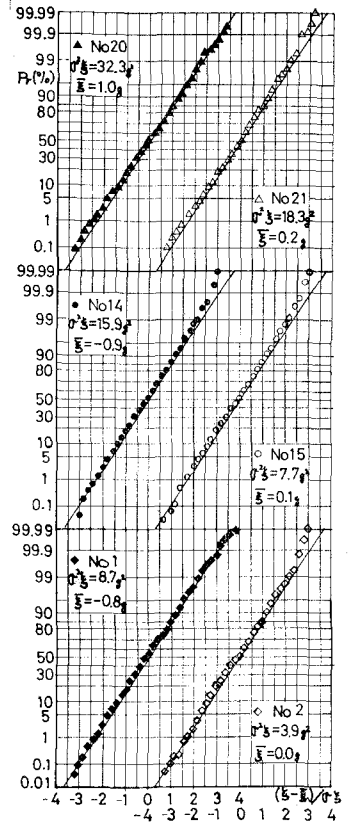


図-7 波力変動の累積分布

表-2 水面変動の分布特性

No.	σ_η^2 (cm ²)	α_η	β_η	$\bar{\eta}$ (cm)
1	6.6	0.25	3.11	-0.01
2	3.9	0.08	3.16	0.01
14	6.2	0.17	2.92	-0.03
15	3.2	0.18	3.16	-0.04
20	5.5	0.09	3.27	0.01
21	3.0	0.05	2.88	-0.01
45	5.5	0.26	3.28	-0.05
51	5.3	0.04	3.25	-0.08

表-3 波力変動の分布特性および C_M 値

No.	δ'	α_ξ	β_ξ	β_ξ / β_η	C_M	C_D	円柱径 (cm)	z_0 / h
1	-0.04	0.00	2.96	0.95	2.47		7.8	0.464
2	-0.28	0.01	2.73	0.86	2.30		7.8	0.464
14	-0.26	0.00	2.74	0.94	2.28		7.8	0.657
15	-0.19	0.00	2.81	0.89	2.28		7.8	0.657
20	+0.25	0.03	3.25	0.99	2.05 (1.87)	(4.00)	7.8	0.842
21	-0.05	0.00	2.96	1.03	2.00		7.8	0.842
44	+0.42	0.00	3.42	1.30	2.21	2.92	4.2	0.842
51	+0.90	0.00	3.90	1.20	1.97	3.09	4.2	0.842

波力の分布形より、分布特性値、および抗力項の影響を示す式(8)の値と式(7)、(6)に基づく慣性係数 C_M の推定値などを表-3に示す。尖度については、波と波力の対応性から $\beta_\varepsilon/\beta_\eta$ の比も示してあり、式(8)の δ については、 $\delta'=\delta/\sigma_\varepsilon^4$ で示した。この表から径7.8 cm のケースでは、No.20を除いて尖度 β_ε はガウス分布の理論値3より小さくなっており、式(10)で示される $\beta_\varepsilon \geq 3$ に反し、また抗力項の影響度合を示す δ についても負となり、式(7)から考えて負の抗力が存在するという結果を示していることになる。この理由には、 δ 、 β_ε が高次モーメントに基づく量であるための誤差の影響や、入力である水面変動の確率分布が完全にはガウス分布となっていないことによる影響等と推定されるが十分明らかではない。したがって δ_1' についてはほぼ0とみなしてよからう。径7.8 cm のケースの場合、波力の尖度 β_ε は、波の尖度 β_η と比較して等しいか小さくなる傾向があり、受圧部が上部にあるとき波のパワーに関係なく $\beta_\varepsilon/\beta_\eta \approx 1$ 、中央部、下部では $\beta_\varepsilon/\beta_\eta < 1$ で、波のパワーの大きな場合 $\beta_\varepsilon/\beta_\eta$ も大きくなっている。このことから波力は水深効果によるフィルター作用を受けているものと考えられる。また、ひずみ度 α_ε は波のそれ(α_η)と比較して相対的に小さくなり、きわめて0に近い。この事実は水面変動の非線形性による3次モーメント(α_η)が、波力(α_ε)では0になることより、波の非線形性が無視されうること示しているものと考えられる。径4.2 cm のNo. 45, No. 51の場合、 $\beta_\varepsilon/\beta_\eta > 1$ 、 $\delta' > 0$ で比較的两値ともに大きく、抗力の影響が現われるものと思われる。

上述の考察より、径7.8 cm のケースについては、抗力の影響を無視して解析を進めてよいようであって、式(6)により算定した C_M 値を表-3に示しており、No.20については式(7)による C_M 値、 C_D 値も()の中に示した。 C_M 値は、受圧部が上部になるほど減少していることが認められる。しかしながら波のパワー σ_η^2 による相違によって系統的な C_M の変化は見出されず、先に述べた波動の非線形効果が波力においては無視できることを示唆しているものと思われる。この鉛直特性は実験数が少ないため断定しがたいが、Piersonら⁴⁾の示唆と一致していることを付記しておく。径4.8 cm のNo. 45と51については、式(7)より C_M 値、 C_D 値を算定した。この C_D 値は一般的に用いられている。 $C_D=1$ よりきわめて大きい、これは式(7)が δ に基づくもので、No.45, 51のケースのように慣性力の卓越量が大きい場合、慣性力の推定誤差が抗力に大きく影響を及ぼしやすく、正確な C_D の推定値は得られなかったためではないかと考えている。

4. 波のスペクトルと波力スペクトルに基づく解析

3.(1), 3.(2)で、径7.8 cm の実験値が慣性力が支配的である場合となることを示した。このように波力において、慣性力が支配的となる場合、水面変動のスペクトル $S_\eta(t)$ と部分波力のスペクトル $S_F(t)$ の間には、微小振幅波理論が仮定されるとすれば、式(11)の線形システムが成立する。そこでこの両者のスペクトルより $C_2=C_M \frac{\pi D^2}{4}$ を求め、 C_2 より得られた C_M 値を比較することにより波のパワーの C_M 値に対する影響を検討してみよう。

$$S_F(t) = C_2^2 \cdot g^2 \{ [\sinh k(z_L + B) - \sinh k z_L] / \cosh kh \}^2 \cdot S_\eta(f) \\ = C_2^2 \cdot T_1^2(f) \cdot S_\eta(f) \dots\dots\dots (11)$$

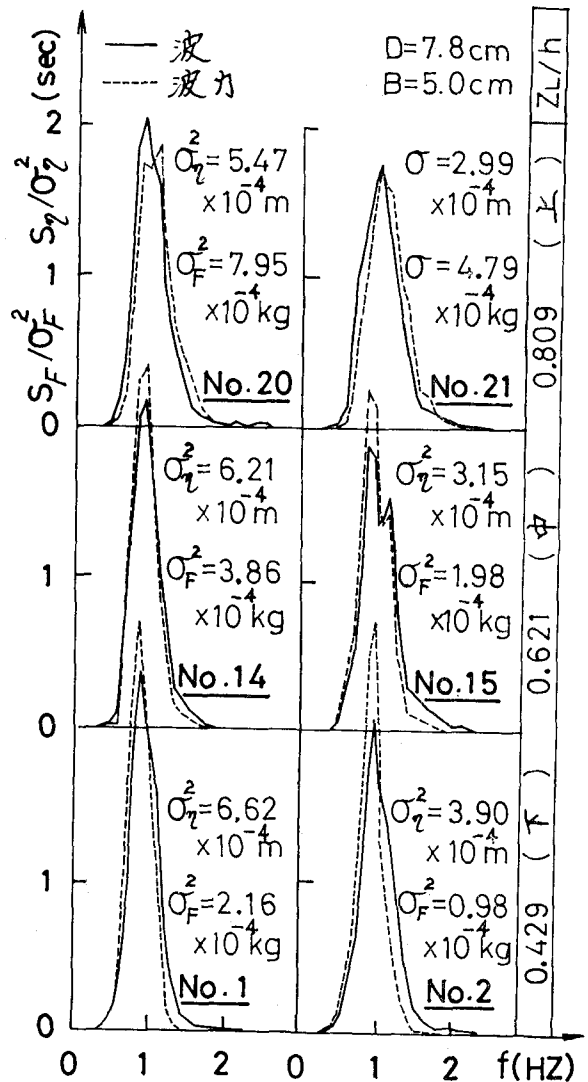


図-8 波と波力のスペクトル

なお、 $S_T(f)$ 、 $S_F(f)$ は、前述した実験記録を用いて 260 sec の同時記録より、ラプタイム 1/10 sec、等価自由度 72 で B-T 法により計算した。図-8 にこの $S_T(f)$ と $S_F(f)$ をそれぞれのパワースペクトラム σ_T^2 、 σ_F^2 で除したスペクトル密度で示す。この図より、受圧部が水面に近づくほど $S_F(f)$ が、高周波側に移行していることが認められるが、この事実はすでに 48 年度関西支部年講⁹⁾に発表したように、式(11)中の $T_L(f)$ の水深変化に伴うピークの移動により説明される。この $S_T(f)$ と $S_F(f)$ の実測値を用いて、式(11)により C_M 値を算定し周波数領域で表示したのが図-9 である。これより、スペクトル密度の比較的大きな領域では、各水深位置でほぼ一定の値となり、1.9~2.4 の範囲にあるが、低周波

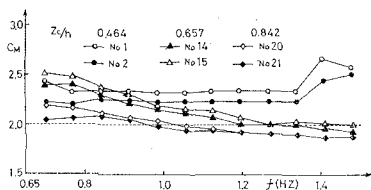


図-9 各水深における C_M 値

側、高周波側では、やや大きく現われている。これは密度推定値が小さく、ノイズ等の影響を大きく受けやすいためと考えている。この図よりもわかるように前に述べた波のパワーの増減による C_M 値の変動は、各水深位置とも見られない。この結果は Paape の全体波力の結果とも一致している。また、 C_M に対するスペクトル形状の変化による影響もこの図からは認めがたい。しかしながら、 C_M 値の鉛直特性については、3. (2) で指摘したように水深方向に増大する傾向が認められ、上部で 1.9~2.1、中央部で 2.0~2.2、下部で 2.2~2.4 と下部になるにしたがって増加しているが、これは Keulegan-Carpenter が指摘したように、 $U_{\max} T/D < 15$ より小さい場合には、 $U_{\max} T/D$ の減少とともに C_M は増加する事実と一致するものである。

5. 結 語

以上、慣性力が支配的となる場合について、円柱に作用する不規則波力の局部波力を、深さ方向に異なる 3 点で測定し、極値統計、スペクトル解析を含む時系列統計に基づき、 C_M 値の鉛直特性、波力に及ぼす波の非線形性等を検討してきた。そして、極値統計については、従来の有義波法処理が、波力算定に妥当か否かについても検討した。その結果、極値統計による解析では、不規則変動の素波を単弦波の処理することによる影響が大きく、有義波による波力算定をそのまま有義不規則波力として

採用することには問題があると思われる。また、 C_M 値についても、この処理によるばらつきが見られ、規則波実験に基づく C_M 値をそのまま不規則波に適用することには疑問がある。また、このような処理の影響を受けない時系列統計に基づく解析によると、波力に及ぼす波の非線形効果は認めがたく、微小振幅波理論が適用できると思われる。さらに、 C_M 値の鉛直特性については、水面付近になるほど減少する傾向が認められ、Pierson の示唆と一致している。しかし、この傾向については、昭和 48 年度年次講演会¹¹⁾に発表した規則波力の傾向と部分的に相違しているため、この鉛直特性が不規則であるがゆえの特性なのか追加検討の余地があり、さらに局部波力と全体波力との関係についても比較検討する必要がある。今後さらに検討を進めていきたいと考えている。最後に本研究に際し協力していただいた寺崎元学生(現東洋建設勤務)に深く謝意を表わすものである。

参 考 文 献

- 1) Wiegel, R. L., K. E. Beeble and J. Moon.: Ocean wave forces on circular cylindrical piles, Proc. ASCE. Vol. 83, No. HY2, 1957, pp. 1~36.
- 2) Borgman, L. E.: Wave forces on piling for narrow-band spectra, Proc. ASCE, Vol. 91, No. WW 3, 1965, pp. 65~90.
- 3) Borgman, L. E.: Spectral analysis of ocean wave forces on piling, Proc. ASCE, Vol. 93, No. WW 2, 1967, pp. 129~156.
- 4) Bretschneider, C. L.: Probability distribution of wave force, Proc. ASCE. Vol. 93, No. WW 2, 1967, pp. 5~26.
- 5) Pierson, W. J. and P. Holms: Irregular wave forces on a pile, Proc. ASCE, Vol. 91, No. WW 4, 1965, pp. 1~10.
- 6) Jen, Y.: Laboratory study of inertia forces on a pile, Proc. ASCE, Vol. 94, No. WW 1, 1968, pp. 59~76.
- 7) Paape, A.: Wave forces on piles in relation to wave energy spectra, Proc. 11th Conf. on Coastal Eng., 1968, pp. 934~940.
- 8) Wiegel, R. L.: Wave and effects on pile-supported structures, Proc. Res. on Wave Action, Vol. 1, 1969.
- 9) 榎木・中村: 円柱に作用する不規則波力の統計的解析, 昭和 48 年度関西支部年次講演会講演集 1973.
- 10) Keulegan, G. H. and L. H. Carpenter: Forces on cylinders and plates in an oscillating fluid, Jour. Res. Nat. Bur. Stand., 60(5), 1958, pp. 423~440.
- 11) 榎木・中村: 円柱構造物に及ぼす規則波による局部波力の特性について, 土木学会第 28 回年次学術講演会講演集, 1973.