

運輸省港湾技術研究所

港湾技術研究所 報告

REPORT OF
THE PORT AND HARBOUR RESEARCH
INSTITUTE

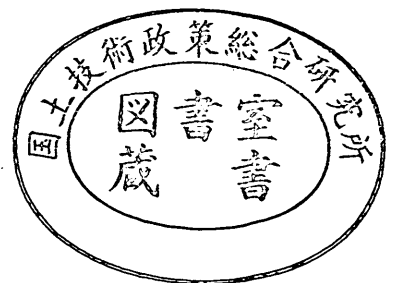
MINISTRY OF TRANSPORT

VOL. 25

NO. 2

JUNE 1986

NAGASE, YOKOSUKA, JAPAN



港湾技術研究所報告 (REPORT OF P.H.R.I.)

第25巻 第2号 (Vol. 25, No. 2), 1986年6月 (June 1986)

目 次 (CONTENTS)

1. 二山型スペクトル波による混成堤に働く波力と設計周期の算定法
..... 谷本勝利・木村克俊・Antonio Paulo dos Santos Pinto..... 3
(Random Wave Forces and Design Wave Periods of Composite Breakwaters under
the Action of Double Peaked Spectral Waves
.....Katsutoshi TANIMOTO, Katsutoshi KIMURA
and Antonio Paulo dos Santos Pinto)
2. 円柱に働く衝撃碎波力に関する実験的研究
.....谷本勝利・高橋重雄・金子忠男・塩田啓介・小藏紘一郎..... 29
(Experimental Study on Impulsive Forces by Breaking Waves on Circular Cylinder
.....Katsutoshi TANIMOTO, Shigeo TAKAHASHI, Tadao KANEKO,
Keisuke SHIOTA and Koichiro OGURA)
3. 深層混合処理工法による現場処理土の工学的特性.....田中洋行・寺師昌明..... 89
(Properties of Treated Soils Formed Insitu by Deep Mixing Method
..... Hiroyuki TANAKA and Masaaki TERASHI)

2. 円柱に働く衝撃砕波力に関する実験的研究

谷本勝利* 高橋重雄** 金子忠男***
塩田啓介**** 小藏紘一郎*****

要 旨

海岸・海洋構造物を支える円柱部材等に砕波が作用する場合には抗力および慣性力に加えて衝撃砕波力が働く。しかし、衝撃砕波力の特性は十分解明されておらず、いまだ一般的な算定法は得られていない。そのため、円柱と水面の衝突による衝撃力の理論的考察および模型実験を行い、両者の結果をもとに砕波形式や円柱の傾斜角の影響を考慮した衝撃砕波力の算定法を提案した。

円柱周面に沿って水面が上昇する pile-up の現象を考慮した Wagner 理論によれば、Karman 理論に比べて衝撃力のピーク値は増大し、作用時間は0.4倍程度に減少する。また、Wagner 理論による力積値は Karman 理論の0.6~0.7倍になることが示される。

実験は波力実験および応答実験の2種類で、それぞれ規則波および不規則波に対して実施した。これによって、衝撃砕波力は三角形分布に近く、その大きさは崩れ波型から巻き波型へ遷移するにつれて、また円柱が沖方向に傾斜するにつれて増大すること、不規則波の最大衝撃砕波力は有義波周期と同じ周期の規則波の場合に比べて20~50%大きいこと、衝撃砕波力は作用時間が非常に短く通常の部材の場合衝撃応答係数は0.5程度であることなどが明らかとなった。

提案した算定モデルの概要は以下のとおりである。

- 1) 衝撃砕波力は波頂と静水面の間の上半分に円柱軸に沿って二等辺三角形で与える。
- 2) 軸に沿う分布におけるピーク波力 f_{pm} は Karman 理論によるピーク値 f_{Km} に補正係数 ν を乗じ、 $f_{pm} = \nu f_{Km}$ で与える。
- 3) 時間変化は前傾三角形とし、作用時間 τ は $0.25D/C_n$ で与える。ここに D は円柱の直径、 C_n は円柱と直角方向の砕波波速成分である。

補正係数 ν については実験結果に基づき砕波形式を表す新しいパラメータ $i/(H_b/L_0)$ および円柱の傾斜角 θ の関数として定式化した。ここに、 i は海底勾配、 H_b は砕波波高、 L_0 は沖波波長である。算定モデルによる計算値の実験値に対する誤差は、合波力で約30%以内、ピーク値および応答実験における等価波力で約40%以内である。

* 水工部 防波堤研究室長

** 水工部 波エネルギー研究室長

*** 川崎製鉄株式会社 研究開発センター主任研究員

**** 川崎製鉄株式会社 研究開発センター

***** 前掲沿岸開発技術研究センター 第二調査研究部長

2. Experimental Study on Impulsive Forces by Breaking Waves on Circular Cylinder

Katsutoshi TANIMOTO* Shigeo TAKAHASHI**
Tadao KANEKO*** Keisuke SHIOTA*** Koichiro OGURA****

Synopsis

When breaking waves act on cylindrical members supporting coastal and off-shore structures, impact forces are observed in addition to drag and inertia forces. The characteristics of the impact forces by breaking wave, however, have not been studied sufficiently yet, and the general estimation method of the forces has not been established. A calculation method of the forces is proposed in the present paper on the basis of the experimental results with some theoretical considerations.

Wave forces on the cylinder by both regular and irregular trains of waves are measured in a large wave flume. The strains on a model cylinder to the shock forces are also measured. The followings are found by the experiments:

- 1) The shape of the impact force distribution along the cylinder axis is triangular.
- 2) The total forces by breaking waves increase as the breaker type varies from spilling to plunging and as the cylinder inclines to seaward. A newly proposed "breaking force parameter" can represent the variation of the force due to the breaker type variation.
- 3) The maximum total forces by random waves are larger by 20 to 50% than those by regular waves with the same period as that of the significant wave.
- 4) The duration time of the impact force is about 40 % of the value predicted by Karman and is close to the value by the Wagner's theory.
- 5) The strains on the model cylinder are small due to the response characteristics including the higher order mode of the response.

In the proposed method of the force calculation, it is assumed that the impulsive force acts on the upper half portion between the still water level and the wave crest and that the distribution shape of the force is triangular. The peak value in the distribution, f_{pm} , is expressed by νf_{Km} , where f_{Km} is a factor to adjust the difference between the Karman's value and the experimental value. The adjustment factor ν is the function of the "breaking force parameter" and the cylinder inclination. The breaking force parameter is evaluated by $i/(H_{max}/L_0)$ for random waves, where i is the sea bottom slope, H_{max} is the highest wave height and L_0 is the wavelength of the significant wave in deep water. The time history of the impact force is given as a triangular pulse with a vertical rise. The duration time is determined as $0.25 D/C_n$, where D is the diameter of cylinder and C_n is the breaking wave velocity component perpendicular to the cylinder axis.

* Chief of the Breakwaters Laboratory, Hydraulic Engineering Division

** Chief of the Wave Power Laboratory, Hydraulic Engineering Division

*** Research and Development Center, Kawasaki Steel Corporation

**** Formerly, Coastal Development Institute of Technology

目 次

要 旨	29
1. ま え が き	33
2. 理論的な取り扱い法と既往の研究	33
2.1 水面と円柱の衝突	33
2.2 円柱に働く衝撃碎波力に関する既往の研究	37
3. 実験の方法	39
3.1 実験の概要	39
3.2 波力実験の方法	41
3.3 応答実験の方法	43
4. 実験波の特性	44
4.1 測定および解析の方法	44
4.2 規則波の特性	44
4.3 不規則波の特性	46
5. 波力実験の結果	52
5.1 規則波実験の結果	52
5.2 不規則波実験の結果	60
6. 応答実験の結果	67
6.1 規則波実験の結果	67
6.2 不規則波実験の結果	71
7. 実験結果による算定モデルの検討	73
7.1 算定モデルの提案	73
7.2 補正係数 ν の検討	76
7.3 衝撃碎波力の実験値との比較	80
7.4 等価波力の実験値との比較	81
7.5 現地条件に対する計算例	82
8. む す び	84
参考文献	85
主要記号一覧表	86

1. まえがき

一般に、海岸・海洋構造物を支える円柱部材に働く波力は、抗力と慣性力の和として表されるモリソン式を用いて算定される。しかし、砕波が作用する場合には切り立った波面が円柱に衝突する瞬間に衝撃的な波力が発生するので、波力の算定には抗力および慣性力に加えてこの衝撃砕波力を考慮しなければならない。

円柱に働く衝撃砕波力の研究は古くは Ross (1955, 1959)^{1),2)} や Hall (1958)³⁾ によって模型実験が行われており、その実験結果に基づいた算定式が Shore Protection Manual (1975)⁴⁾ に示されている。それによれば、砕波が作用する場合の波力を抗力項のみで表し、抗力係数を通常の場合の 2.5 倍にとることとしている。しかし、Ross や Hall の実験は衝撃砕波力が非常に大きく現れる急勾配斜面で行われたものであり、上述の算定法による計算値は緩勾配斜面の場合は過大となると考えられる。また、ピーク値のみの情報しか得られないために、衝撃力に対する構造物の動的応答を予測することができない。

これに対し、合田ら (1966)⁵⁾ は水上飛行機のフロートの着水衝撃力を扱った Karman (1929)⁶⁾ の付加質量理論を柱体に働く衝撃砕波力の問題に応用し、砕波の切り立った波面の高さを砕波巻き込み率によって表す計算モデルを提案するとともに、1/10 および 1/100 勾配斜面の実験結果から砕波巻き込み率を逆算してその算定図を示している。この方法は衝撃砕波力が砕波形式によって影響されることを考慮することができ、また衝撃力の時間変化が算定されるため構造物の動的挙動の予測も可能であり、実用的といえる。

さらに、同様な研究が堀川ら (1973)⁷⁾ および光易ら (1973)⁸⁾ によっても行われており、樫木ら (1982, 1983)^{9),10)} は波面の傾斜を考慮した衝撃砕波力の算定法を検討している。これらの研究によって、衝撃砕波力の実態も逐次解明されてきたが、まだ次のような点についてはほとんど明らかにされていない。

1) 傾斜した円柱に働く衝撃砕波力

上述した従来の研究はすべて直円柱を対象としたものであるが、シーバースや棧橋等の実際の杭式構造物では斜杭など傾斜した部材も多く使われ、傾斜円柱に働く衝撃砕波力の研究が必要である。傾斜した円柱に働く非砕波による波力は数多く研究されており¹¹⁾、また傾斜した平板に働く深海波の砕波による衝撃圧に関

する研究¹²⁾などはあるものの、傾斜した円柱に働く衝撃砕波力に関する研究は見当たらない。

2) 不規則波の砕波による衝撃波力

実際の海の波は不規則であり、不規則波による波力の解明が重要である。これについては Ochi ら (1984)¹³⁾ が砕波を含む不規則波によって円柱前面に働く局所的な波圧の統計的性質を論じているほか、現地での観測が試みられている¹⁴⁾ものの、まだ十分には解明されていない。

本研究は主としてこの二つの問題に取り組んだもので、傾斜した場合を含めた円柱に働く規則波および不規則波による衝撃砕波力の特性を明らかにし、鉛直分布および時間変化を精度高く推定できる衝撃砕波力の算定法を求めることを目的としたものである。

本報告では、まず物体と水面の衝突に関する理論に基づいて円柱に働く衝撃力について考察するとともに、既往の研究を概観する。次に、規則波および不規則波による実験を行って円柱に働く衝撃砕波力の特性を明らかにし、最後に衝撃砕波力の一般的な算定法を検討する。実施した実験は傾斜および直円柱に働く衝撃砕波力に関するものと衝撃砕波力を受けた場合の直円柱の動的応答に関するものの 2 種である。

2. 理論的な取り扱い法と既往の研究

2.1 水面と円柱の衝突

(1) Karman の付加質量理論

Karman は楔形物体が水面に落下したときの衝撃力の算定式を平板の仮想質量の概念を用いて導いた⁶⁾。合田ら⁵⁾ は Karman の理論を水面と円柱の衝突問題に適用し、円柱に働く衝撃力の計算式を示しているが、これらの理論の概要は次のとおりである。

水面が柱体に衝突する瞬間には水粒子の一部が進行を妨げられるため、柱体は付加質量 M_0 を得ることになる。柱体に働く力 F は付加質量の時間変化に比例するから次式によって求まる。

$$F = \frac{d}{dt} (M_0 V) \quad (2.1)$$

ここに、 t : 時間、 V : 水面と円柱の衝突速度である。

Karman は付加質量 M_0 を無限長の平板が水中でその面と直角方向に加速度運動を行うときの付加質量の半分であると仮定し、水面における柱体の幅を $2b$ として次式で表している。

$$M_v = \frac{\pi w_0 b^2}{2g} \quad (2.2)$$

ここに、 w_0 ：水の単位体積重量、 g ：重力加速度である。柱体が円断面である場合には b は次式で与える。

$$b = \sqrt{DVt - V^2 t^2} \quad (2.3)$$

ここに、 D は円柱の直径である。式 (2.2) および (2.3) を式 (2.1) に代入すると、微小長さ dz に働く衝撃力 dF_1 が次のとおり求まる。

$$dF_1 = \frac{\pi}{2g} w_0 V^2 D \left(1 - \frac{t}{\tau'}\right) dz \quad (2.4)$$

$$\tau' = \frac{D}{2V} \quad (2.5)$$

ここに、 τ' は衝撃力の作用時間である。式 (2.4) で表される衝撃力は衝突の瞬間にピークに達する前傾三角形型の時間変化をする。

(2) Wagner の衝撃圧理論

Wagner (1932)¹⁵⁾ は仮想平板のまわりの流れのポテンシャルを用いる理論によってくさび (楔) 形物体に働く着水衝撃圧の計算式を導いた。Wagner の理論ではくさびの面にそって水面が上昇する pile-up 現象を考慮しており、また、物体表面の圧力分布を求めることができる。谷本ら (1978)¹⁶⁾ は Karman と Wagner の理論によるくさび形物体に働く衝撃力の合力を比較し、Wagner の理論では水面の pile-up を考慮していることにより付加質量の時間変化率が Karman の場合の $\pi/2$ 倍となるため、合力のピーク値が $\pi/2$ 倍になることを示している。

ここでは Wagner の理論に従って物体の形状が異なる場合の衝撃圧の違いを検討し、円柱に働く衝撃圧および合力の特性を Karman の理論と対比して論じる。

図-2.1 に示すように、直径 D の円柱に水面が速度 V

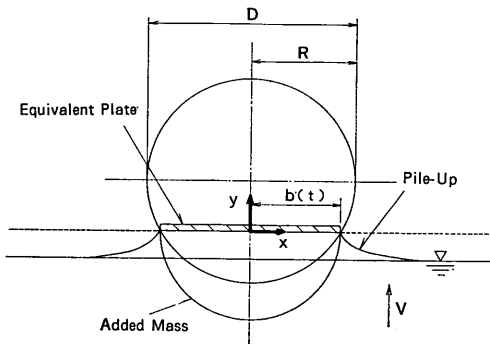


図-2.1 Wagner 理論による円柱と水面の衝突

で衝突する場合を考える。衝突時には物体の表面にそって水面が上昇する pile-up が発生するが、pile-up した水面と物体表面の2つの接点を結ぶ位置に幅 $2b$ の仮想平板を考える。平板と鉛直に速度 V の定常流がある場合の平板まわりの複素ポテンシャル ω は、 x 軸を板に平行にとり、 y 軸を鉛直にとった複素平面 $s = x + jy$ によって、

$$\omega = jV\sqrt{s^2 - b^2} \quad (2.6)$$

で表される。ここに、 j は虚数単位で $j^2 = -1$ である。 $|x| \leq b, y = 0$ ではポテンシャル ϕ が次式で表される。

$$\phi = -V\sqrt{b^2 - x^2} \quad (2.7)$$

また、 $|x| \geq b, y = 0$ では流れ関数 ψ が次式となる。

$$\psi = V\sqrt{x^2 - b^2} \quad (2.8)$$

y 方向の流速 v は $\partial\psi/\partial x$ によって求まり、式 (2.8) を計算することによって次のようになる。

$$v = \frac{V}{\sqrt{1 - \left(\frac{b'}{x'}\right)^2}} \quad (2.9)$$

ここに、 $b' = b/R, x' = x/R$ で、 R は円柱の半径である。

式 (2.9) を時間 t で積分することによって、pile-up した水面形が求まる。したがって円柱の底部を基準にとった場合の仮想平板端部 $x' = b'$ における水面の位置 y_1 は次式で表される。

$$\frac{y_1}{R} = \int_0^{x'} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{b'}{x'}\right)^2}} \frac{dt'}{db'} db' \quad (2.10)$$

物体の形状を x' の関数で表し、式 (2.10) と等しくおいて解けば、 t' と b' の関係が得られる。Wagner は物体の形状をべき数の和で近似し、 t' と b' の関係を解く方法を示している。すなわち、

$$\frac{y_1}{R} = \beta_0 x' + \beta_1 (x')^2 + \beta_2 (x')^3 + \beta_3 (x')^4 \quad (2.11)$$

とおいて式 (2.10) を解けば次式が得られる。

$$\frac{dt'}{db'} = \frac{2}{\pi} \beta_0 + \beta_1 b' + \frac{4}{\pi} \beta_2 (b')^2 + \frac{3}{2} \beta_3 (b')^3 \quad (2.12)$$

ここに、 $\beta_0 \sim \beta_3$ は形状を表す係数である。式 (2.12) について数値計算を行えば pile-up を考慮した場合の時間 t' と仮想平板の幅 b' との関係が求まる。

一方、物体表面の圧力 p は式 (2.7) の速度ポテンシャルを圧力方程式に代入することによって次のとおり表される。

$$p = \frac{w_0}{2g} V^2 K$$

$$= \frac{w_0}{2g} V^2 (K_1 + K_2) \quad (2.13)$$

$$K_1 = \frac{\left(\frac{x}{b}\right)^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2}} \frac{db'}{dt'} \quad (2.14)$$

$$K_2 = -\frac{\left(\frac{x}{b}\right)^2}{1 - \left(\frac{x}{b}\right)^2} \quad (2.15)$$

ここで、 K_1 は仮想平板が拡大することによる項であり、 K_2 は平板表面の流速による項である。

したがって、式 (2.12) によって求めた t' と b' の関係を用いて式 (2.13)~(2.15) を計算することにより物体表面の衝撃圧が得られる。

(3) 衝撃圧の計算例

ここで、物体の形状を式 (2.16) のように表し、 $m = 1 \sim 4$ とおいた場合について発生する衝撃圧の計算を行って、物体形状による衝撃圧の違いや円柱に近い形状の場合の衝撃圧の特性を考察する。

$$\frac{y_1}{R} = \left(\frac{x}{R}\right)^m \quad (2.16)$$

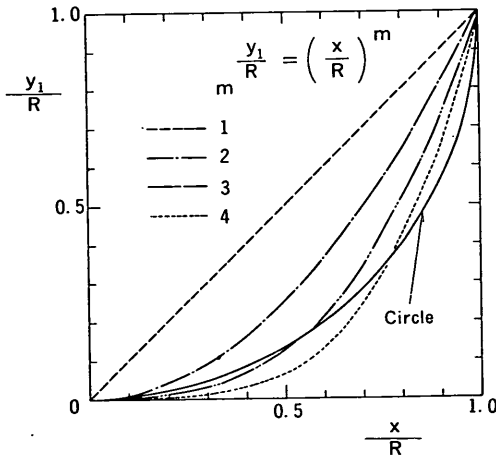


図-2.2 計算の対象とする物体の形状

図-2.2 はおのおの m に対する物体の形状を示したものであり、破線、一点鎖線、二点鎖線および点線はそれぞれ $m = 1, 2, 3$ および 4 の場合である。また、実線は円形を表す。 $m = 1$ の場合は衝突角が 45° のくさび形物体となる。 m が大きくなるにつれて物体の底部が張

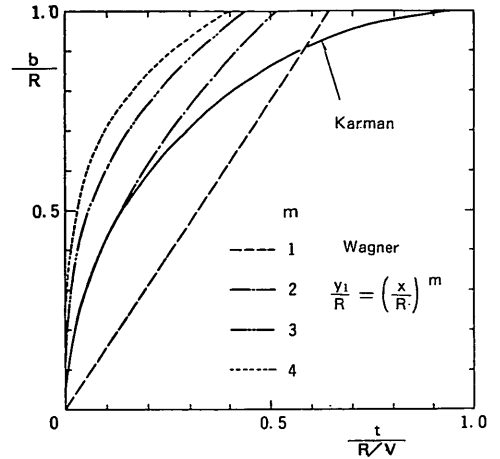


図-2.3 仮想平板の幅と時間の関係

り出し、 $m = 3$ および 4 の場合には円形に近くなる。

図-2.3 は式 (2.12) を数値計算によって解き、 t と b の関係を求めた結果である。横軸は時間 t を乱されない水面が半径を通過するのに要する時間 R/V で無次元化して示してある。実線は円柱について pile-up を考慮しない Karman 理論によって求めた式 (2.3) の結果である。Wagner 理論によれば pile-up により水面が物体に沿って上昇するため、 $b/R = 1$ となる時間すなわち衝撃圧の作用時間が Karman 理論より短くなる。この傾向は m が大きくなるほど顕著となり、物体形状が円形に近い $m = 3$ および 4 の場合の作用時間は pile-up を考慮しない場合の約 0.4 倍である。

図-2.4 は $m = 3$ の場合における衝撃圧の同時分布を $t/(R/V) = 0.0120, 0.0277$ および 0.0928 について示したものである。破線および点線はそれぞれ式 (2.14) および式 (2.15) で示す各項の計算値であり、斜線で示す部分がこれらの和によって求まる衝撃圧である。衝突の初期には仮想平板の拡大による項が卓越した値をとり、平板の端部に鋭いピークを有する分布となるが、衝突が進行するに伴って流速による負の圧力の影響が現れ、合圧力は急速に低減して平坦な分布形となる。

図-2.5 は $m = 3$ の場合について $x/R = 0.3, 0.5$ および 0.7 の位置における圧力の時間変化を示すものである。物体前面付近では衝突の瞬間に極めて大きい圧力が発生する。物体の側面に向うにしたがってピーク値は大きく低減する。

図-2.6 は物体表面に働く正の圧力を積分して求めた

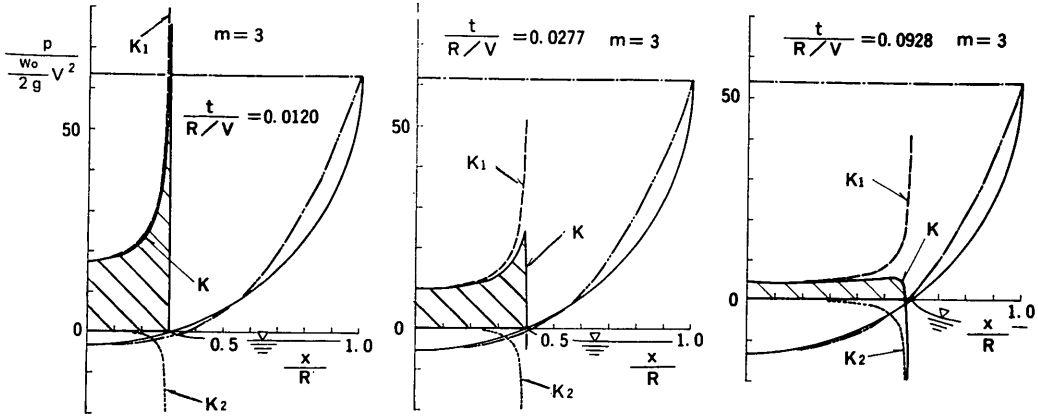


図-2.4 衝撃圧の同時分布

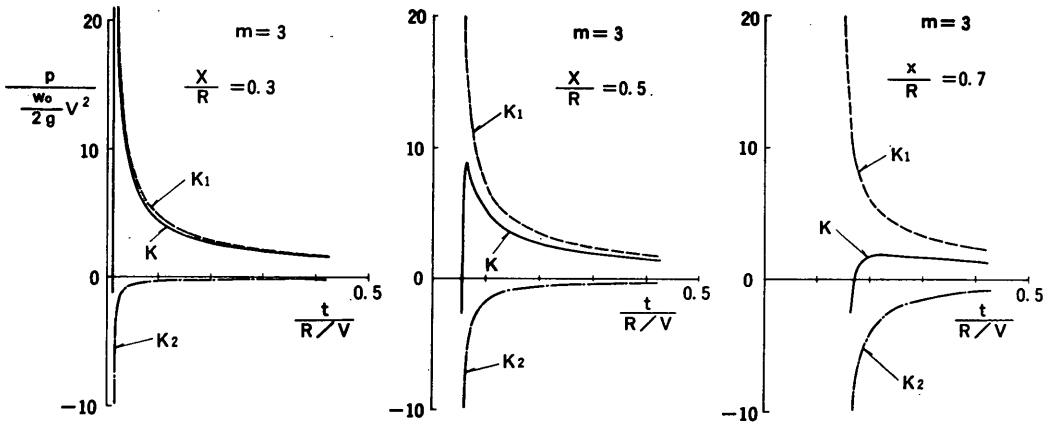


図-2.5 衝撃圧の時間変化

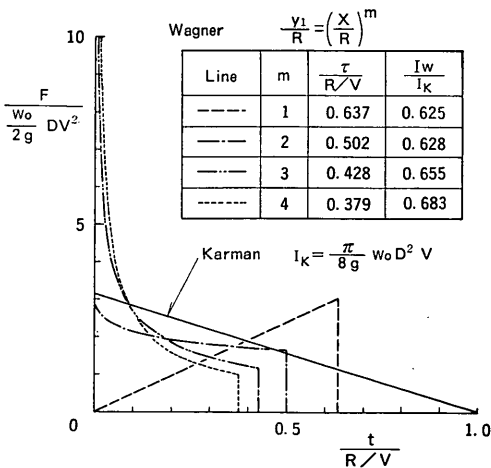


図-2.6 合力の時間変化

合力の時間変化を比較したものである。 $m=1$ のくさび形物体の場合は後傾三角形の衝撃力となる。 $m=2$ の放物線形物体の場合はく(矩)形に近く、時間変化が比較的小さい。 $m=3$ および4の円形に近い場合は衝突の瞬間に鋭いピークが現れ、その後急速に低減する双曲線形の衝撃力となる。 b' を0.005間隔にとり式(2.12)を計算して求めた $m=3$ の場合のピーク値は471であり、実線で示されるKarman理論のピーク値 π の100倍以上の値となる。Wagner理論による合力の力積値 I_w はKarman理論による力積値 I_K の60~70%程度であるが、 m が大きくなるにつれて若干大きくなる。これは、Wagner理論では物体表面の流速による圧力低下を考慮しているためである。

なお、Wagner理論においてpile-upを考慮せずに円

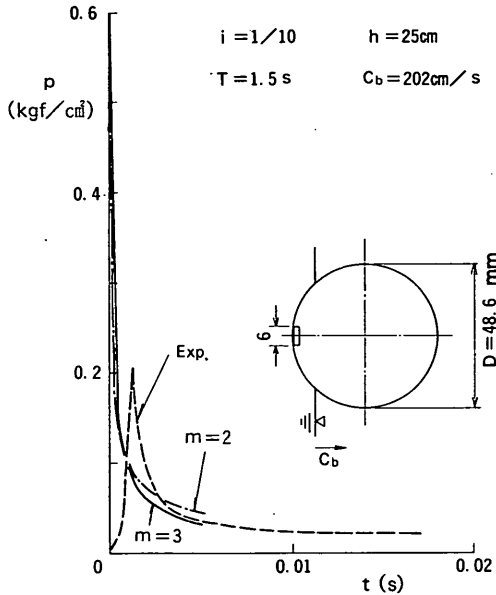


図-2.7 衝撃砕波圧時間変化の計算値と実験値の比較

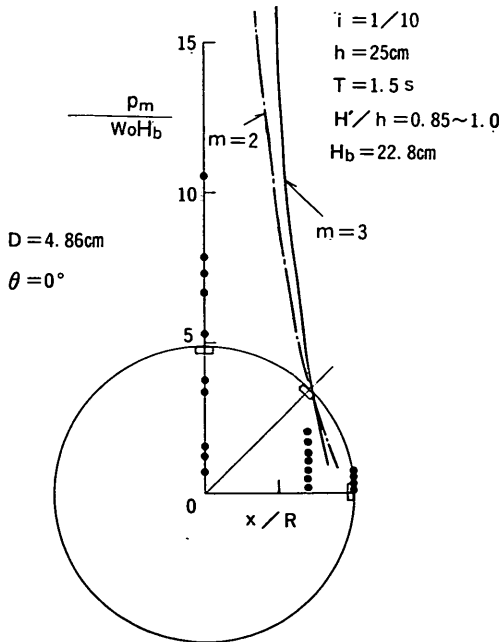


図-2.8 衝撃砕波圧分布の計算値と実験値の比較

柱に働く合力を計算したところ、ピーク値および作用時間は Karman 理論と全く同じ値となるものの、時間変化は双曲線形となり、力積値は 0.524 倍に減少する結果が得られた。

(4) 円柱に作用する衝撃圧の計算値と実験値の比較

つぎに、著者らが行った直径 $D=4.86\text{ cm}$ の直円柱に働く海底勾配 $i=1/10$ 、水深 $h=25\text{ cm}$ 、周期 $T=1.5\text{ s}$ の砕波による衝撃波圧測定結果¹⁷⁾と $m=2$ および 3 の場合の計算結果を比較してみる。図-2.7 は円柱前面に働く衝撃砕波圧についての比較であり、実線および 1 点鎖線がそれぞれ $m=3$ および 2 の場合の計算結果、破線が実験結果である。計算では波圧計の受圧面積の影響¹⁸⁾を考慮している。これによると、計算によるピーク値は実験値に比べてかなり大きい。また、実験結果には計算結果に現われない 0.001s 程度の立ち上がり時間が認められる。しかしながら、ピーク後の圧力低下の傾向はともに双曲線形を示している。

図-2.8 はピーク波圧の円周方向分布について比較したものである。円柱前面では計算値が実験値に比べて極端に大きい値を示す。これは、円柱前面では円柱表面と波面の衝突角が小さく、Wagner 理論の適用領域から外れるためと思われる。

以上、Wagner 理論によって円柱と水面の衝突時の衝撃圧を考察してきたが、Karman 理論との主要な相違をまとめると次のとおりである。

- ① pile-up によって仮想平板の拡大が急速となり、衝突の瞬間に極めて強大な衝撃波圧が発生する。合力のピーク値は Karman 理論に比べて大きい。
- ② pile-up によって合力の作用時間は Karman 理論の約 0.4 倍に短くなる。
- ③ 物体面の流速により圧力の低下が生じ、合力の力積値は Karman 理論の 60~70% に減少する。

2.2 円柱に働く衝撃砕波力に関する既往の研究

(1) 合田ほかの研究

合田ら⁹⁾は砕波直後の巻き込みによって高さ $\lambda\eta_b$ の鉛直水面が形成され、これが砕波の波速 C_b で前進して柱体に衝突するものと考え、直円柱に働く衝撃砕波力の算定式を提案している。ただし、 η_b は静水面を基準とした砕波の波頂高であり、 λ は鉛直水面の高さと波頂の高さの比で砕波巻き込み率と称している。

直円柱に働く衝撃砕波力 F_I の計算式は式 (2.4) に示した Karman 型の衝撃力理論式を $\lambda\eta_b$ の範囲で積分することによって求めており、次式で表される。

$$F_I = \frac{\pi}{2g} w_0 C \frac{1}{2} D \lambda \eta_0 \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) \quad (2.17)$$

直円柱に働く砕波の合力 F はモリソン式で表される抵抗力 F_D および慣性力 F_M に式 (2.17) で示される衝撃砕波力を加えることによって次式のように求まる。

$$F = F_D + F_M + F_I \quad (2.18)$$

なお、 F_D および F_M は波の位相差を考慮し、砕波巻き込み率 λ を用いて次式で求めることとしている。

$$F_D = w_0 C_D D H_b^2 K_D (1 - \lambda)^2 \quad (2.19)$$

$$F_M = w_0 C_M D^2 H_b K_M \sqrt{1 - (1 - \lambda)^2} \quad (2.20)$$

ここに、 C_D および C_M はそれぞれ抵抗力係数および慣性力係数である。また、 K_D は水深波長比 h/L と波高水深比 H_b/h との関数で、 K_M は h/L の関数である。合田らの計算モデルに含まれる砕波巻き込み率 λ は、砕波の巻き込みの強さを表す一つのパラメータであり、波の砕け方によって変化する。これらについて、海底勾配 $i=1/10$ および $1/100$ の模型実験を行い、円柱の波力応答記録から λ を逆算して、海底勾配 i と水深・波長比 h/L との関係で表した算定図を作成している。それによると、 λ は海底勾配 i が急なほど大きく、 $i=1/100$ のとき $\lambda=0.02 \sim 0.1$ 、 $i=1/10$ のとき $0.15 \sim 0.6$ の間で変化している。また、同一海底勾配においては h/L が小さいほど大きくなる傾向を示している。このような λ の変化を波の砕け方と関連して考察しており、一般に海底勾配 i が急で相対水深 h/L が小さいほど砕波の波形は崩れ波型から巻き波型に移行し、大きな巻き込みをみせるようになることによるものと説明している。

一方、Wiegel¹⁹⁾ は合田らの衝撃砕波力モデルを紹介し、計算式に含まれるパラメータの算定方法について考察している。砕波巻き込み率 λ については、合田らと同様に波の砕け方と密接な関係があることを指摘し、砕波形式を支配するパラメータとして海底勾配 i および沖波形勾配 H_0/L_0 で表される surf-similarity parameter $i/\sqrt{H_0/L_0}$ をとり上げ、砕波形式の分類表を示している。ただし、 λ の定量的な評価は行っていない。

堀川ら⁷⁾ は直径が比較的大きい円柱に作用する砕波力について実験的検討を行っている。実験は $1/30$ 勾配斜面上の水深 20 cm の地点に直径 $D=50\text{ cm}$ および 13 cm の円柱を設置し、周期 $T=1.0 \sim 2.0\text{ s}$ の波を作用させたものである。これによる砕波巻き込み率 λ は合田らの $1/10$ および $1/100$ 勾配斜面上での実験結果の中間の値をとっている。また、抵抗力および慣性力と衝撃砕波力を加え合

せて砕波の合力を算定する場合には円柱前面と中心位置間の位相差を考慮する必要があることを指摘している。

(2) 樁木らの研究^{9),10)}

樁木らは衝撃砕波力に対して動的にตอบสนองしない半リング型の波力センサーを使用し、円柱に作用する孤立波および規則波の砕波局所波力の時間変化を計測することに成功している。孤立波の実験では、衝撃砕波力の立ち上がり時間の存在を明らかにしている。また、合田らの理論に修正を加え、衝突波面の勾配を考慮した計算式を示し、立ち上がり時間とピーク値の関係が水面の勾配によって規定されることを示している。規則波の実験では衝撃砕波力の大きさが砕波形式を表す surf-similarity parameter と砕波点から見た円柱の設置位置に強く支配されることを指摘している。

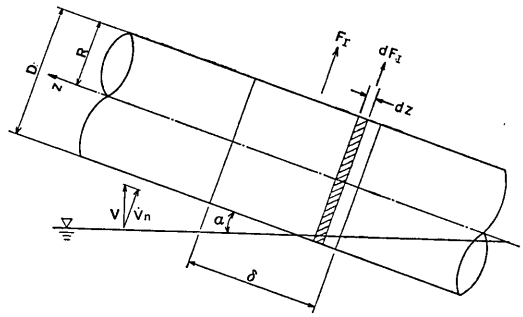


図-2.9 傾斜した円柱と水面の衝突

図-2.9 は傾斜した円柱が速度 V で落下し、水面と角度 α をなして衝突した状態を表したものである。このとき長さ δ の円柱部分に働く衝撃力 F_I は、速度 V の円柱と直角方向成分 V_n を衝突速度とし、円柱軸 z 方向の衝

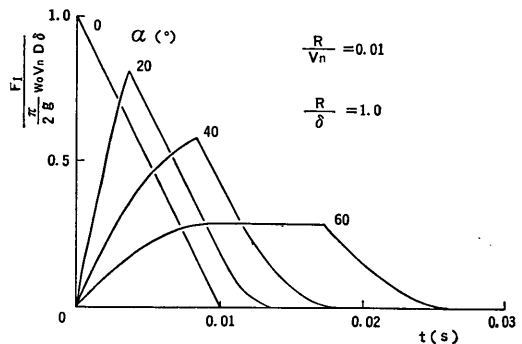


図-2.10 衝撃力に及ぼす衝突角の影響⁹⁾

突の時間遅れを考慮して微小長さ dz に働く衝撃力 dF_I を表す式 (2.4) を積分することによって求まる。

樫木ら¹⁰⁾はこの考え方に基づいて、 dF_I として式 (2.4) で示される Karman 型の衝撃力を用い、直円柱に傾斜した直線波面が衝突する場合における円柱のある長さに関与する衝撃力の計算式を誘導している。

図-2.10 は樫木らの式を用いて 図-2.9 に示した状態での円柱と水面の衝突による衝撃力を衝突角 α が異なる場合について計算したものである。 α が 0° の場合は円柱前面と水面が一致しているときであるが、衝撃力の時間変化は前傾三角形型となっている。 α がしだいに大きくなるにつれてピーク値が低下するとともに、立ち上がり時間および作用時間が長くなり滑らかな時間変化となる。

(3) 著者らの研究^{17),20)}

著者らは1/10, 1/30および1/100 勾配斜面上の傾斜円柱に働く衝撃碎波力実験を行い、衝撃碎波力の大きさは円柱の傾斜角および斜面勾配と密接な関係を有し、円柱が沖方向に傾くほど、また、海底勾配が急になるほど大きくなることを確認した。また、1/10勾配斜面上の円柱の波圧実験を行い、円柱周囲の局所的な衝撃碎波圧を測定し、波圧の時間変化およびピーク波圧の分布を明らかにした。さらに、合田らのモデルを拡張して得られる傾斜円柱に働く衝撃碎波力算定モデルについて次のような検討を行った。

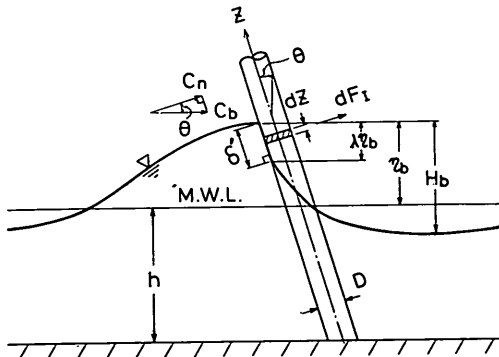


図-2.11 傾斜円柱に衝突する碎波モデル¹⁷⁾

図-2.11 のように、傾斜角 θ の円柱に高さ $\lambda\eta_b$ で円柱の傾斜と等しい角度を有する直線波面が衝突すると考える。波面と円柱の衝突速度は碎波波速 C_b の円柱と直角方向成分 C_n で与えられる。波面と円柱の衝突部分の長さを δ' で表し、この部分に働く衝撃力を式 (2.4) に示

した Karman 型の理論式を適用して積分を行うと衝撃碎波力 F_I は次式で与えられる。

$$F_I = \frac{\pi}{2g} w_0 C_n^2 D \delta' \left(1 - \frac{t}{\tau'}\right) \quad (2.21)$$

$$C_n = C_b \cos \theta \quad (2.22)$$

$$\delta' = \frac{\lambda\eta_b}{\cos \theta} \quad (2.23)$$

$$\tau' = \frac{D}{2C_n} \quad (2.24)$$

著者らは小型模型実験により式 (2.23) に含まれる碎波巻き込み率 λ を求めた。そして、 λ は 5.1 (5) で後述する海底勾配 i と碎波波高・沖波波長比 H_b/L_0 で表されるパラメータ $i/(H_b/L_0)$ が大きいほど増大するとともに、円柱が沖方向に傾斜するほど大きな値をとる結果を得ている。

3. 実験の方法

3.1 実験の概要

(1) 実験水路および海底模型

実験に用いた水路は長さ105m、幅3m、深さ2.5mの大型造波水路である。当水路は 図-3.1 に平面図を示しているように、造波板位置より42m地点から隔壁を設けてあり、幅80cmと205cmの水路に二分してある。模型を設置したのはこのうち狭いほうの水路である。造波機は低慣性直流電動機駆動のピストン型で、入力信号に追従して任意波形の波を造波することができる。

実験で対象とした海底勾配 i は 1/30と1/100の2種類である。ただし、図-3.2 (a), (b)に断面図を示しているように、いずれも造波板から28m地点までは水平床で、そのあと複合斜面(固定床)としたものである。すなわち、最初の3m区間は1/15勾配で同じであるが、(a)はそのあと26m区間を1/100、21.5m区間を1/30の勾配とし、(b)は11m区間を1/24、36.5m区間を1/100勾配としたもので、水路端は勾配1/20の栗石被覆の消波斜面である。模型円柱はいずれも造波板から72m地点に設け、(a)の場合勾配1/30斜面の始点から15mの位置、(b)の場合勾配1/100斜面の始点から30mの位置にあたる。このように海底模型を複合斜面としたのは当水路には既に勾配1/15の取り付け部を有した勾配1/100の水路床が設けてあること、側面の観測ガラス窓等の関係で模型円柱の設置位置を固定する必要があったことなどの理由による。

(2) 実験の種類および実験条件

今回実施した実験は次の2種に大別される。

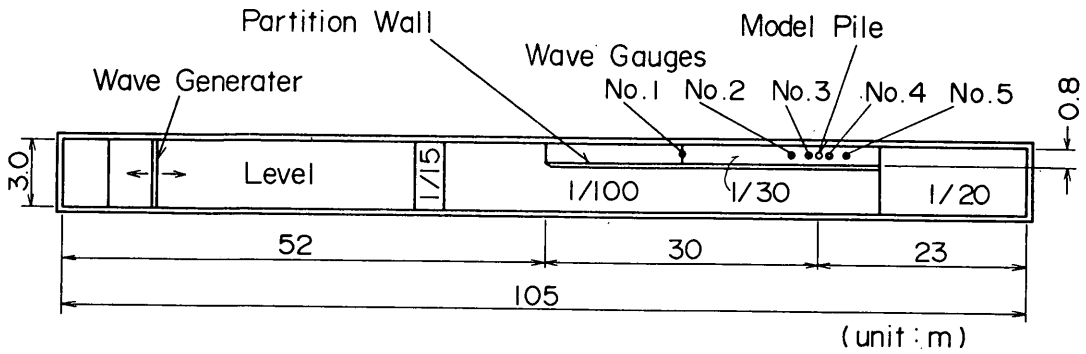


図-3.1 水路の平面形状と波高検定位置

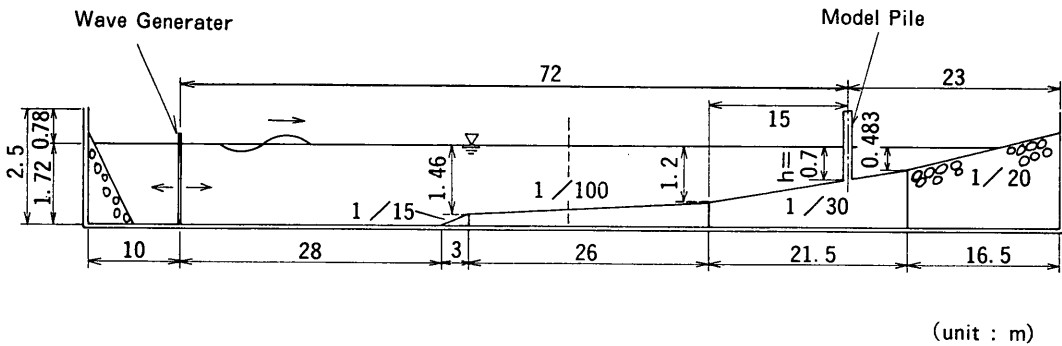


図-3.2(a) 水路の断面 ($i=1/30$)

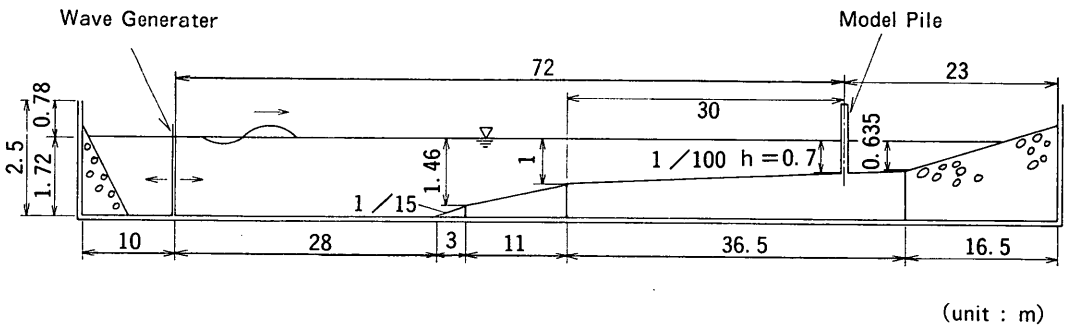


図-3.2(b) 水路の断面 ($i=1/100$)

- ① 円柱に働く波力実験
 - ② 波力に対する円柱の応答実験
- ①は円柱に働く波力特性を検討するもので、衝撃力に対する動的応答が小さく、衝撃波力をできるだけ忠実に検出できるようにくふうしたセンサーを用いて、円柱の軸方向微小長さの要素に働く波力を種々の高さで測定し

ている。②は現地の鋼管杭の振動特性を考慮した模型円柱を用いて、碎波力に対する動的応答特性を検討するもので、海底固定、上端自由および海底、上端固定の2種の支持条件に対し、曲げひずみをストレインゲージで測定している。これらの測定法については節を改めて後述する。表-1 は実験の概要をまとめて示したものである。

円柱に働く衝撃碎波力に関する実験的研究

表-1 実験の概要

模型寸法	実験の種類	実験の目的	海底勾配 i	円柱の傾斜角 $\theta(^{\circ})$	実験波の種類	波の周期(s) (波種)
$D = 14.0\text{ cm}$	波力実験	碎波力の実態の究明	1/30	30	規則波	$T = 2.0, 3.0, 4.0$
				15		
$h = 70.0\text{ cm}$	波力実験	碎波力の実態の究明	1/30	0	規則波	$T = 2.0, 3.0, 4.0$
				-15		
$h = 70.0\text{ cm}$	波力実験	碎波力の実態の究明	1/100	30	不規則波	$T_{1/3} = 2.0, 3.0, 4.0$ (A) (B) (C)
				0		
$h = 70.0\text{ cm}$	応答実験 (上端自由 および 上端固定)	円柱の動的挙動の究明	1/30	0	規則波	$T = 2.0, 3.0, 4.0$
				1/100		

円柱の直径 D は 14.0 cm, 水深 h は 70.0 cm の 1 種であり, 模型縮尺を 7/100 とすると, 現地で直径 2 m, 水深 10 m に対応する。円柱設置付近の海底勾配は前述したように 1/30 と 1/100 の 2 種で, 波力実験の場合には円柱の傾斜角 θ を $-30^{\circ} \sim 30^{\circ}$ の範囲で 5 種に変化させているが, 応答実験は $\theta = 0^{\circ}$ の条件のみである。ここに, 傾斜角 θ は鉛直の場合を 0° として, 沖側に傾いている状態を正と定義している。

実験波はいずれの実験においても規則波と不規則波の両方を用いており, 規則波の周期 T および不規則波の有義波周期 $T_{1/3}$ は 2.0, 3.0, 4.0 の 3 種である。波高条件は規則波の場合 7 種類, 不規則波の場合 3 種類に変化させている。これらの実験波の特性については 4. で後述する。

3.2 波力実験の方法

(1) 模型円柱および波力センサー

図-3.3 に模型円柱の設置状況を示す。この実験では円柱の傾斜角を変化させるため, 水路床内に表面が凹状の鋼製の固定治具をあらかじめ設置し, これに模型円柱をボルトで結合して支持する方法を用いた。この固定治具の凹部は円柱を通す孔を有する鋼板で被覆して海底床と平面を保つようにしている。また, 模型円柱の上端は H 型鋼などを用いて水路側壁に固定し, 剛度を増すようにした。

模型円柱は 60 mm × 100 mm の短形断面鋼製支柱に軸方向高さが 7 cm のアルミパイプ製の波力センサーおよび高さ 24.5 cm のダミーパイプを 1 mm 程度の透き間を

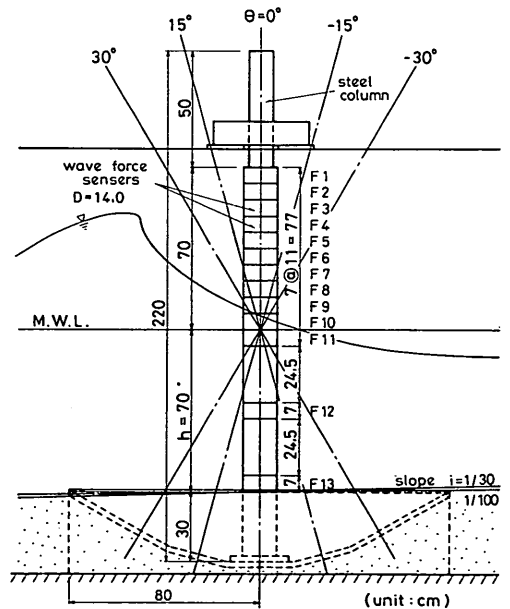


図-3.3 波力測定装置

持たせて積み重ね固定したもので, 波力センサーは静水面より上に 10 個 (F1~F10), 下に 3 個 (F11~F13), 合計 13 個である。また, この円柱全体は厚さ 0.08 mm のビニールで被覆してあり, アルミパイプの透き間から円柱内部に水粒子が入り出りするのを防止している。

波力センサーは, 図-3.4 にその断面図を示している

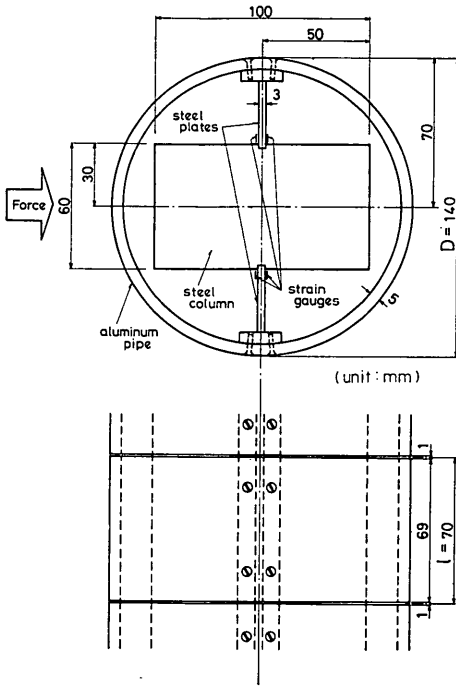


図-3.4 波力センサー

表-2 波力センサーの特性

感 度 (μ /kgf)	固有振動数 f_n (Hz)		減 衰 定 数 β	
	空 中	水 中	空 中	水 中
8.77	745	422	0.026	0.068

ように、厚さ5mm、外寸直径140mmのアルミパイプを厚さ3mmの2枚の鋼製板ばねによってく形支柱に固定した構造である。板ばね支柱付近にひずみゲージを貼り付けており、この部分に発生する曲げひずみを検出することによってパイプの外周辺に働く板ばねと直角方向の波力を測定できる。表-2はこの波力センサーの特性を示したもので、感度は 8.77μ /kgf、固有振動数は空中で745Hz、水中で422Hz、減衰定数 β は空中で0.026、水中で0.068である。ただし、空中での特性値は円柱の内外に水がない状態で行ったセンサーF1~F13の自由振動試験の結果の平均値であり、水中での特性値は内外に水がある状態で行ったF12の試験結果である。

(2) 測定および解析の方法

規則波実験においては、波力センサー→動ひずみ測定

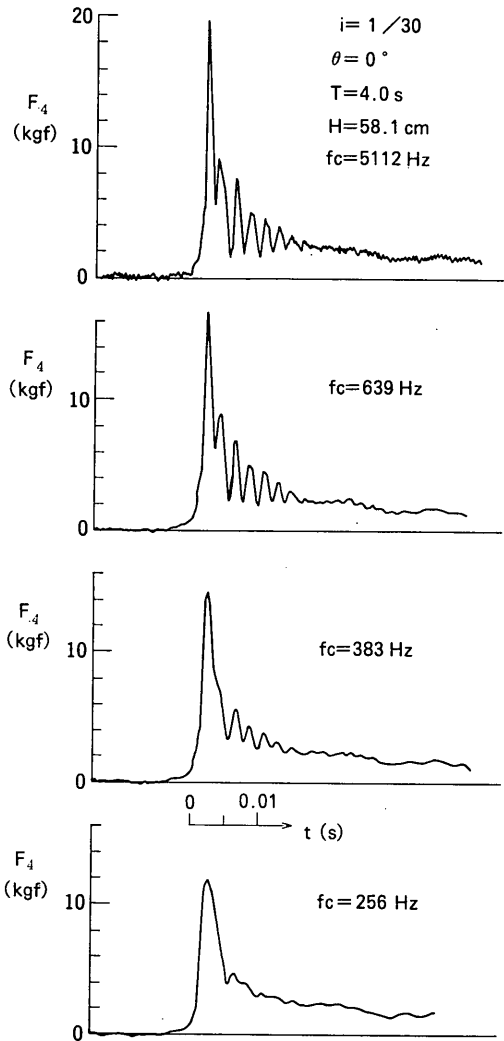


図-3.5 ローパスフィルターの効果

器→ローパスフィルター→ミニコンピュータ（不規則波実験制御解析装置DS-600）のオンラインシステムによって波力データの収録および解析を行った。一方、不規則波実験においては、動ひずみ測定器の出力をデータレコーダーにいったん収録し、計測時とは別に解析する手法をとった。波力の解析はまずゼロアップクロス法による一波一波の識別を行って、波別ごとのセンサー位置での波力および全波力のピーク値の統計解析結果、代表波力の軸方向同時分布および時間変化などを求めるものである。今回の実験では、波別の識別は円柱より沖側に

50 cm 離れた位置で測定した水位波形に基づいた。

以上の測定系において、ローパスフィルターはノイズカットのためのみならず波力センサーの応答結果から衝撃波力を適切に推定するために用いている。つまり、今回使用した波力センサーは前述したように固有振動数が高いものであるけれども、それでも非常に強い衝撃波力が作用する場合には衝撃応答による振動が現れる。筆者らはこうした衝撃応答波形から作用衝撃力の波形を推定するために、ローパスフィルターを適切に用いる方法について検討しており、衝撃力の作用時間が測定系の固有周期の2倍より大きく、かつ測定系の減衰定数が小さい場合には、ローパスフィルターのカットオフ周波数を固有振動数の55%にとることによって、作用衝撃力を精度高く推定できることを示している²¹⁾。今回の実験においてもその方法を適用したもので、以下その検討結果の例を述べる。図-3.5は波力センサーF4の衝撃応答波形をデータレコーダに収録し、それをカットオフ周波数 f_c を種々に変化したローパスフィルターを通して出力したときの波形を示したものである。 $f_c=5112\text{Hz}$ の場合は波力センサーの応答波形そのものを示していると考えられることができるが、衝撃応答による振動が顕著に現れている。カットオフ周波数を小さくするにつれて、ピーク値が低下するとともに、振動が減少しているようすが認められる。 $f_c=383\text{Hz}$ の条件が波力センサーの空中固有振動数 $f_n=745\text{Hz}$ の0.51倍に相当している。この波形は前傾三角形型に近く、作用時間は0.01 s程度と推定される。したがって、波力センサーの固有周期0.00133 sの7.5倍であり、ローパスフィルターが適用できる範囲にある。また、ピーク値が $f_c=5112\text{Hz}$ の場合の約0.7倍に低下しているが、これらの波形の変化は先に行った数値解析の結果とよく一致していることから、最適カットオフ周波数に近い条件であることが確認できる。

以上の予備検討結果に基づいて、今回の実験では衝撃碎波力が顕著に働く静水面より上の波力センサー F1~F10についてはカットオフ周波数を400Hzにとることとした。また、静水面より下にある波力センサーについては、衝撃波力がほとんど働かないので、20Hzのカットオフ周波数とした。ただし、静水面より上の波力センサーであっても、波の条件によって衝撃波力が作用しない場合には、カットオフ周波数を20Hzとしている。AD変換の際のサンプリングタイムはすべて0.0005sである。

3.3 応答実験の方法

(1) 模型円柱の諸元および力学的特性

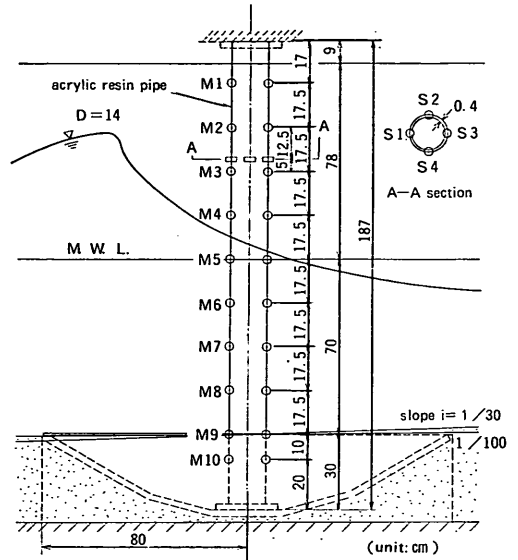


図-3.6 応答実験の装置

応答実験に用いた模型円柱の設置状況を 図-3.6 に示す。模型円柱は肉厚4 mmの亚克力パイプで、波力実験の場合と同様に水路床内に設けた器具に固定した。円柱の全長は187 cmで、下端固定位置は水底面上30 cmである。また、水深は70 cmで、上端の静水面上の高さは87 cmとなる。この上端は固定と自由の2種の条件を対象としており、これに応じて模型円柱も2種類製作した。

円柱には波力作用下での挙動を測定するために防水型ひずみゲージを貼り付けてある。図中その位置を示しているが、M1~M10は曲げモーメント測定のためのもので、それぞれ円柱の前面と後面の2枚のゲージを一組としている。また、S1~S4は円形断面の変形を測定するためのもので、静水面上40 cmの円周方向に貼付している。これらのひずみゲージはいずれも円柱の外周面に貼り付けたものである。

表-3 模型円柱の振動特性

種類	上端自由 (Free)		上端固定 (Fixed)	
	固有振動数 $f_n(\text{Hz})$	激衰定数 β	固有振動数 $f_n(\text{Hz})$	減衰定数 β
空中	13.48	0.0353	77.05	0.0268
水中	9.17	0.0342	28.49	0.0374

この模型円柱のヤング率検定試験および自由振動試験を行った。ヤング率 E は上端自由の模型で $3.63 \times 10^4 \text{ kgf/cm}^2$ 、上端固定の模型で $3.70 \times 10^4 \text{ kgf/cm}^2$ である。また、自由振動試験の結果は表-3に示しているが、静水中での固有振動数は上端自由の模型で 9.17 Hz 、上端固定の模型で 28.5 Hz である。これらは、幾何学的模型縮尺を $7/100$ としたとき、現地換算値でそれぞれ 2.43 Hz 、 7.54 Hz に対応する。現地条件を直径 2 m 、肉厚 25 mm の鋼管杭として有限要素法で計算した上端自由の静水中固有振動数は 1.97 Hz であるので、模型円柱の固有振動数は水深 10 m 程度における鋼管杭の代表的固有振動数に対応するものと考えてよい。

(2) 測定および解析の方法

M1~M10は2ゲージ法により曲げひずみを測定するようにブリッジを組み、S1~S4は1ゲージ法によってひずみを測定するようにブリッジを組んだ。ただし、S1~S4については水路側壁に貼り付けたダミーゲージを用いて温度補償を行っている。

測定および解析のシステムは波力実験の場合と同じである。この場合、ローパスフィルターのカットオフ周波数は 100 Hz とし、データのサンプリングタイムは 0.0005 s とした。また、解析では各測点での曲げモーメント、ひずみを出力するほか、M1とM2の曲げモーメントの差およびM9とM10の曲げモーメントの差を計算し、その和をとることによって円柱に働く静的に等価な全波力を出力した。

4. 実験波の特性

4.1 測定および解析の方法

(1) 造波の方法

当水路の造波機は低慣性直流電動機駆動のピストン型であり、位置制御または推力制御による造波が可能であるが、今回の実験では位置制御を用いた。実験波は規則波と不規則波の2種に大別できる。そのうち規則波はファンクションジェネレータを使用して正弦波形の信号を入力し、不規則波は当水路専用のミニコンピュータ(DS-600)によって作成した不規則波信号を入力して造波した。波高は入力基準電圧を調整することによって変化させた。

(2) 波高検定位置および解析の方法

波力実験等を行う前に、模型円柱がない状態で実験波の検定を行った。波高の測点は前出の図-3.1に示しておいたようにNo.1~No.5の5点で、波高計はいずれも容

量式である。これらの波高測点のうち、No.1は沖側の波高を測定するもので、実験対象の海底勾配の始点、すなわち $i=1/30$ の場合には円柱設置位置の 15 m 前方、 $i=1/100$ の場合には 30 m 前方に設置した。これらの水深はそれぞれ 120 cm および 100 cm である。一方、No.2~No.5は円柱設置位置付近の波高を測定するもので、No.3およびNo.4は円柱位置を中心として波長 L (不規則波の場合は有義波の波長) の $1/10$ 間隔で設置し、No.2、No.5はそれぞれNo.3、No.4、から沖側および岸側に $L/4$ の間隔で設置した。

実験波の解析は規則波の場合は波形をペン書きレコーダに記録し、これを読み取ることによる。不規則波の場合は不規則波実験解析装置(DS-600)に収録し、ゼロアップクロス解析、スペクトル解析などを行った。

4.2 規則波の特性

(1) ストロークと波高の関係

規則波の周期 T は $2, 3, 4 \text{ s}$ の3種類で、それぞれ定常状態における21波、15波、13波を解析の対象とした。

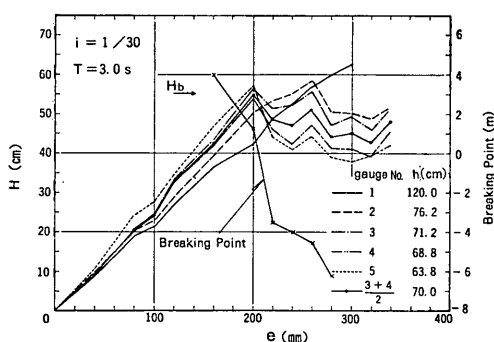


図-4.1 ストロークと各測点での波高との関係 ($i=1/30$)

図-4.1は $i=1/30$ 、 $T=3.0 \text{ s}$ の場合の造波板ストローク e と測点 No.1~No.5での波高 H の関係を例示したものである。また、目視によって判定した砕波点の位置も円柱設置位置からの距離(沖側を正)で示してある。波高はストロークが大きくなるにつれて増加するが、砕波後の領域では低下している。また、測点によって水深が異なるので波高が異なり、砕波以前の領域では浅水変形の影響によって岸側の測点ほど波高が大きくなっており、砕波後の領域では沖側の測点ほど波高が大きくなっている。

これらの測点のうち、模型円柱設置位置に最も近いの

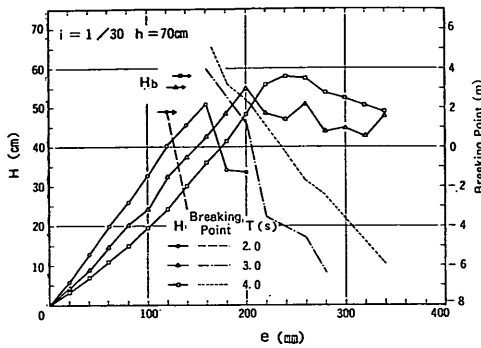


図-4.2(a) ストロークと入射波高の関係
($i=1/30$)

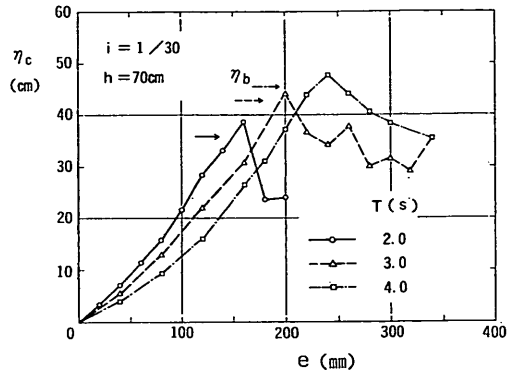


図-4.3(a) ストロークと波頂高の関係
($i=1/30$)

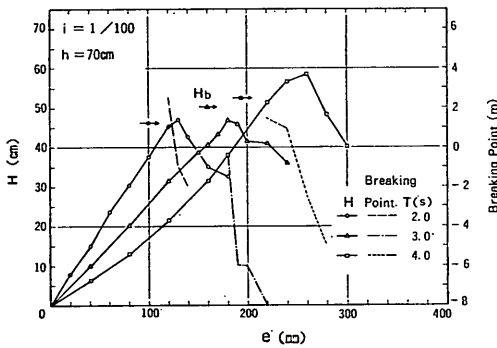


図-4.2(b) ストロークと入射波高の関係
($i=1/100$)

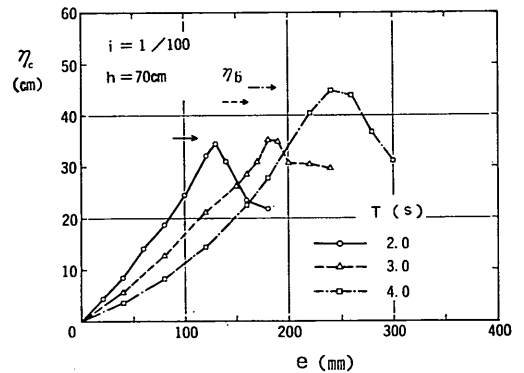


図-4.3(b) ストロークと波頂高の関係
($i=1/100$)

は No.3と No.4である。そのため、これらの測点での平均値を円柱への入射波高と考える。図-4.2(a), (b)はこの入射波高Hを造波板のストロークeに対してプロットしたもので、(a)が $i=1/30$ 、(b)が $1/100$ の場合の結果である。同図には各周期条件別の砕波点の距離および合田の砕波指標²³⁾から求めた水深70cmでの砕波波高 H_b も示してある。砕波波高の計算値と測定波高の最大値は $i=1/30$ の $T=2.0$ s、 $i=1/100$ の $T=3.0$ s、 4.0 sの条件でやや違いが認められるが、その差は10%程度以内であり、よく合っているといえる。また、波高が最大となるときに砕波距離も $i=1/30$ の $T=2.0$ sの条件を除いてほぼ0であり、目視による砕波点とよく一致している。図-4.3(a), (b)は造波板のストロークと静水面上の波頂高 η_c の関係を示したものである。砕波指標から求めた水深70cmでの砕波の波頂高 η_b も矢印で示してあるが、 $i=1/100$ の $T=3.0$ sの条件を除いて測定値の最大値によく

合っている。

(2) 砕波指標による砕波諸元

以上、砕波波高および砕波の波頂高について、測定値と砕波指標による計算値を比較したが、これらの値は砕波指標によっては適切に推定できるといえる。そのため、後述の規則波による衝撃砕波力の算定法の検討においては砕波の諸元は砕波指標によって与える。表-4は今回の実験条件における砕波指標による砕波の諸元をまとめて示したものである。表中、 L_0 は沖波の波長、 C_b は次式で求めた砕波の波速である。

$$C_b = \sqrt{g(h + \eta_b)} \quad (4.1)$$

表-5は巻き波型砕波が顕著に現れた $i=1/30$ 、 $T=3.0$ 、 4.0 s、および $i=1/100$ 、 $T=4.0$ sの場合について、水路側面から撮影した16mmフィルムカメラの連続写真から算出した砕波波面の進行速度と式(4.1)による計算

表-4 砕波指標による砕波の諸元

h (cm)	i	T (s)	L_0 (m)	h/L_0	H_b/h	η_b/h	H_b (cm)	η_b (cm)	C_b (cm/s)	$\frac{i}{H_b/L_0}$
70	1/30	2.0	6.24	0.1122	0.70	0.51	49.0	35.7	322	0.425
		3.0	14.04	0.0499	0.79	0.61	55.3	42.7	332	0.846
		4.0	24.96	0.0280	0.83	0.65	58.1	45.5	336	1.437
	1/100	2.0	6.24	0.1122	0.66	0.51	46.2	35.7	322	0.135
		3.0	14.04	0.0499	0.72	0.61	50.4	42.7	332	0.279
		4.0	24.96	0.0280	0.75	0.65	52.4	45.5	336	0.476

表-5 砕波波速の実測値と計算値

i	T (s)	C_b (cm/s)		
		実験値		計算値
		平均値	標準偏差	
1/30	3	339	19.5	332
	4	330	28.7	336
1/100	4	349	23.2	336

値を比較したものであるが、両者はほぼ一致している。

(3) 実験波の選定

実験波の波高条件は、今回の実験が砕波力を中心とするものであるため、砕波条件を中心に細かく選定する必要がある。そのために、波高条件を砕波指標から求めた砕波波高 H_b に対する仮想通過波高 H' の比 H'/H_b が 0.5, 0.8, 0.9, 1.0, 1.1, 1.2 および 1.7 になるように定め、前出の 図-4.2 の関係からそれぞれの条件に対応する造波板のストローク e を決定した。ただし、衝撃砕波力が顕著に現れる条件についてはこれ以外にも適宜波高条件を補間し、砕波力の最大値をとらえるようにした。ここに、仮想通過波高はストロークと波高の関係において、砕波後の領域においても非砕波領域での傾向を沖側測点での関係を参照しながら伸ばしたときの仮想の通過波高である。これは砕波後の波に対して沖側での砕波波高を与えることに相当する。

4.3 不規則波の特性

(1) 波種および代表波諸元の表示法

不規則波は Bretschneider-光易型のスペクトルを目標として作成した信号により発生させた。目標とした有義波周期は 2s, 3s, 4s の 3 種で、これらを A 波, B 波, C 波と呼ぶ。それぞれ 200 波程度の長さの波群を A

波は 3 種 (A1~A3), B 波は 10 種 (B1~B10), C 波は 3 種 (C1~C3) 作成した。これらの波群は A 波, B 波, C 波の波種ごとに目標スペクトルは同じで、成分波の位相のみが異なるものである。

不規則波の代表波の定義は通常の場合と同じで、各波群の最高波高, 1/10 最大波高, 有義波高, 平均波高を $H_{max}, H_{1/10}, H_{1/3}, H_{mean}$, 最高波周期, 1/10 最大波周期, 有義波周期, 平均周期を $T_{max}, T_{1/10}, T_{1/3}, T_{mean}$ と表記する。これらの同一目標スペクトルに対する波群の平均値を $\bar{H}_{1/3}$ のように一を付けて表し、波群全体での最高波の波高, 周期を $\hat{H}_{max}, \hat{T}_{max}$ で表す。

なお、波の反射率は測点 No.3 および No.4 の記録を用

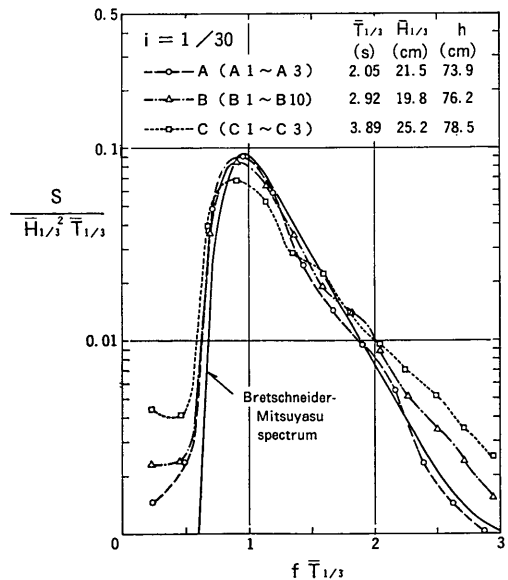


図-4.4(a) 不規則波のスペクトル ($i=1/30$)

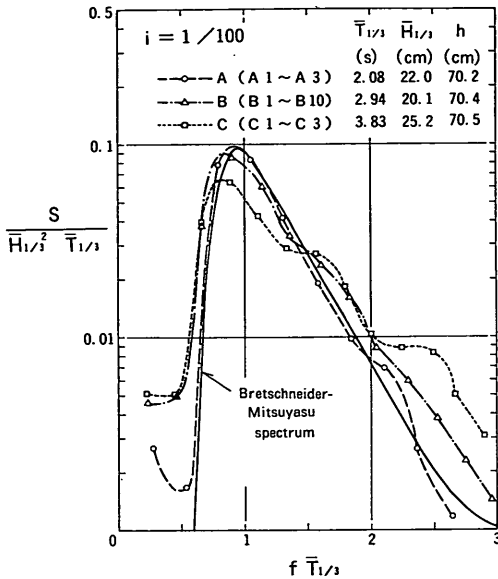


図-4.4(b) 不規則波のスペクトル ($i=1/100$)

いて分離計算²³⁾を行った結果0.1~0.2程度であったので、測点での波高をそのまま入射波高とみなして十分である。

(2) 発生波のスペクトル

図-4.4(a), (b)はそれぞれ $i=1/30$, $1/100$ の場合の測点 No.3での記録から求めた発生波のスペクトルを示したものである。いずれも砕波が生じないような波高レベルの小さい条件での結果であり、波種ごとに各波群のス

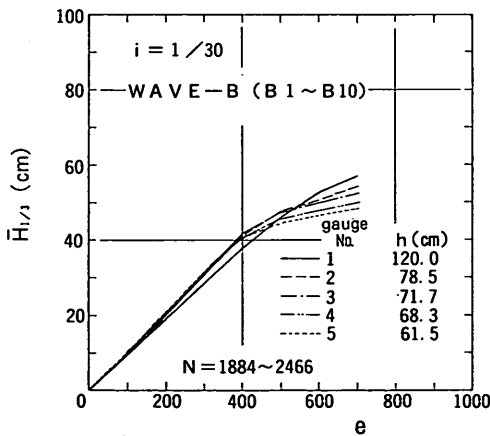


図-4.5 入力基準ストロークと各点の有義波高の関係

ベクトルを平均したもので、有義波諸元によって無次元化してある。同図の実線は深部で目標とした Bretschneider-光易型のスペクトルであるが、発生波のスペクトルは有義波周期が長くなるにつれて、ピークが低下し、スペクトルの幅が広がる傾向を示している。

(3) 入力基準ストロークと波高の関係

図-4.5 は $i=1/30$, B波 (B1~B10) について、入力基準ストローク e と測点 No.1~No.5 での有義波高 $H_{1/3}$ (10波群の平均値) の関係を示すものである。規則波の場合と同様に、 e が比較的小さいところでは浅水変形の影響で岸側の波高が若干大きくなっており、 e の大きいところでは砕波の影響で逆に岸側の波高が小さくなっている。

図-4.6(a), (b)にそれぞれ $i=1/30$ および $1/100$ の場合

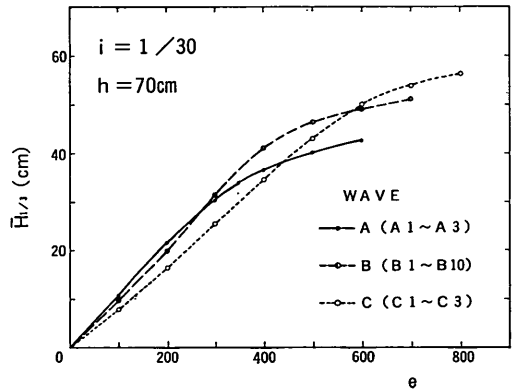


図-4.6(a) 入力基準ストロークと有義波高の関係 ($i=1/30$)

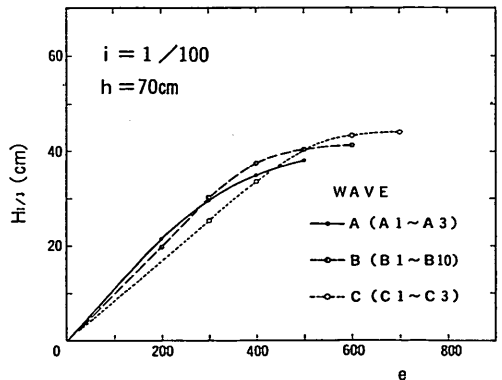


図-4.6(b) 入力基準ストロークと有義波高の関係 ($i=1/100$)

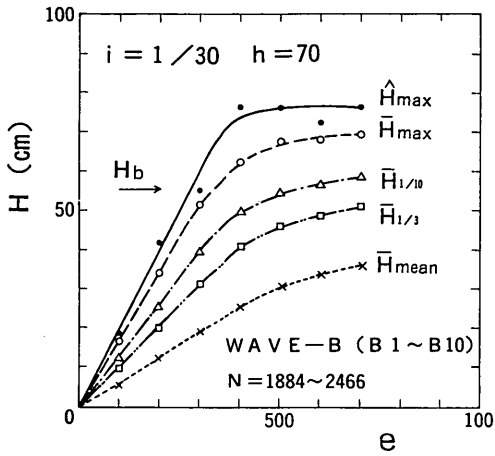


図-4.7 入力基準ストロークと代表波高の関係

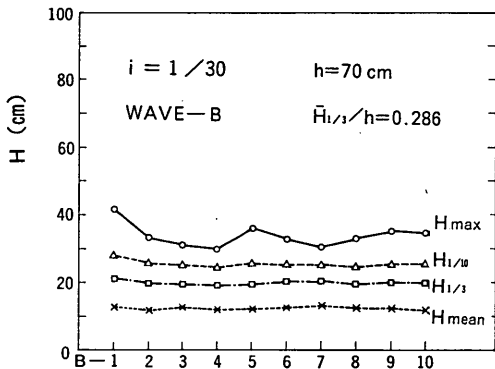


図-4.8(a) 波群による代表波高の違い
($i=1/30$, $\bar{H}_{1/3}/h=0.286$)

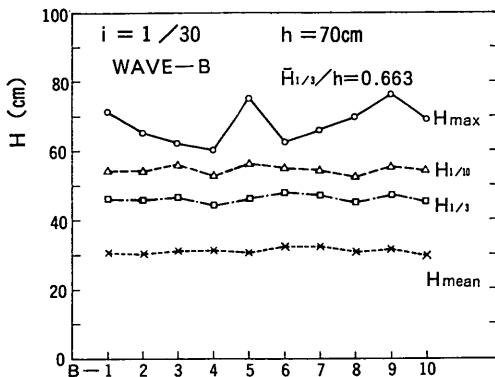


図-4.8(b) 波群による代表波高の違い
($i=1/30$, $\bar{H}_{1/3}/h=0.663$)

のA波, B波, C波の円柱位置における有義波高 $H_{1/3}$ の関係を示している。ここに, 円柱位置における波高は測点No.3とNo.4での波高の島均値である。いずれの結果においても, 入力基準ストロークが大きくなるにつれて砕波による頭打ち傾向が認められる。また, 有義波周期を用いて規則波の砕波指標から求めた砕波波高 H_b と比較すると, 不規則波の波高は有義波高であるためこれよりは小さいけれども, $i=1/30$ のC波の場合はそれに近い値まで伸びている。

さらに, 図-4.7は $i=1/30$, B波の例について, 入力基準ストローク e に対し円柱位置での種々の代表波高をプロットしたものである。 $e=300$ 程度まではいずれの代表波高も直線的に増大しているが, e が大きくなるにつれて砕波の影響によって鈍化傾向を示す。特に, 最高波高の最大値 \hat{H}_{max} は $e=400$ 程度からほぼ一定値となっている。図中, 規則波の砕波限界波高を矢印で示しているけれども, 不規則波の最高波高は平均値であってもこれより大きく, この例の場合 $H_{1/10}$ がほぼ H_b 程度まで伸びていることが知られる。

(4) 代表波諸元の変動性および比の関係

図-4.8(a), (b)は $i=1/30$, B波について, 波群による代表波高の変化を見たものである。横軸に波群B1~B10をとっている。(a)は非砕波, (b)は砕波条件の場合であるが, いずれも H_{max} の変動が大きい。

表-6は有義波高を基準として代表波高の比の平均値と標準偏差をまとめて示したものである。 $H_{1/10}/H_{1/3}$ や $H_{mean}/H_{1/3}$ の平均値は波高をレーリー分布としたときの理論値にはほぼ一致している。また, $H_{max}/H_{1/3}$ の平均値は $H_{1/3}/h < 0.4$ では1.53~1.71で200波の理論による期待値に近い。この値は波高レベルが大きくなるにつれて砕波の影響によって小さくなり, $i=1/100$ の $H_{1/3}/h=0.599$ では1.29となっている。表には示していないけれども約200波中の最高波高の変動係数は条件によって0.041~0.099の範囲である。なお, 表中の波数 N は10波群の総計で, 1波群あたり200波を目標としたものであるが, 実現値は波高レベルによって変化している。

一方, 表-7は代表波の周期の比を同様に示したものである。波高レベルが大きくなるにつれて, 有義波周期を基準とした周期比はやや大きくなる傾向にある。

(5) 最高波高と最高波頂高の関係

図-4.9(a), (b)は最高波高 H_{max} と最高波頂高 η_{max} の関係をそれぞれ $i=1/30$ および $i=1/100$ の場合について示したものである。データは非常にばらついている

円柱に働く衝撃砕波力に関する実験的研究

表-6 代表波高の関係 (B1~B10)

i	$\frac{H_{1/3}}{h}$	波 数 N	$H_{max}/\bar{H}_{1/3}$		$H_{1/10}/\bar{H}_{1/3}$		$H_{mean}/\bar{H}_{1/3}$	
			平 均 値	標 準 偏 差	平 均 値	標 準 偏 差	平 均 値	標 準 偏 差
$\frac{1}{30}$	0.141	2466	1.67	0.113	1.26	0.042	0.603	0.033
	0.286	2314	1.71	0.167	1.28	0.047	0.617	0.022
	0.447	2208	1.65	0.100	1.28	0.038	0.622	0.025
	0.586	2114	1.52	0.148	1.22	0.039	0.637	0.025
	0.663	2024	1.47	0.114	1.18	0.027	0.670	0.020
	0.699	1942	1.40	0.082	1.16	0.036	0.700	0.018
	0.730	1884	1.36	0.090	1.16	0.043	0.721	0.024
$\frac{1}{100}$	0.140	2300	1.59	0.153	1.25	0.045	0.626	0.025
	0.284	2246	1.65	0.164	1.25	0.034	0.639	0.019
	0.433	2189	1.53	0.071	1.24	0.034	0.638	0.023
	0.539	2093	1.42	0.076	1.18	0.027	0.663	0.019
	0.584	1990	1.34	0.097	1.14	0.024	0.705	0.022
	0.599	1929	1.29	0.053	1.13	0.023	0.733	0.022

表-7 代表周期の関係 (B1~B10)

i	$\frac{H_{1/3}}{h}$	$T_{1/3}$ (s)	$T_{max}/\bar{T}_{1/3}$		$T_{1/10}/\bar{T}_{1/3}$		$T_{mean}/\bar{T}_{1/3}$	
			平 均 値	標 準 偏 差	平 均 値	標 準 偏 差	平 均 値	標 準 偏 差
$\frac{1}{30}$	0.141	2.90	1.06	0.104	1.05	0.104	0.755	0.033
	0.286	2.94	1.04	0.119	1.03	0.036	0.793	0.016
	0.447	2.97	1.11	0.142	1.04	0.047	0.822	0.022
	0.586	3.04	1.21	0.198	1.05	0.029	0.839	0.023
	0.663	3.15	1.27	0.127	1.07	0.048	0.844	0.023
	0.699	3.29	1.22	0.091	1.09	0.039	0.839	0.016
	0.730	3.39	1.25	0.137	1.09	0.021	0.844	0.013
$\frac{1}{100}$	0.140	2.91	1.04	0.135	1.01	0.036	0.804	0.025
	0.284	2.96	1.16	0.155	1.05	0.031	0.811	0.018
	0.433	3.01	1.17	0.112	1.10	0.064	0.811	0.025
	0.539	3.13	1.19	0.111	1.07	0.045	0.818	0.014
	0.584	3.17	1.25	0.185	1.10	0.048	0.852	0.021
	0.599	3.29	1.27	0.226	1.08	0.035	0.845	0.021

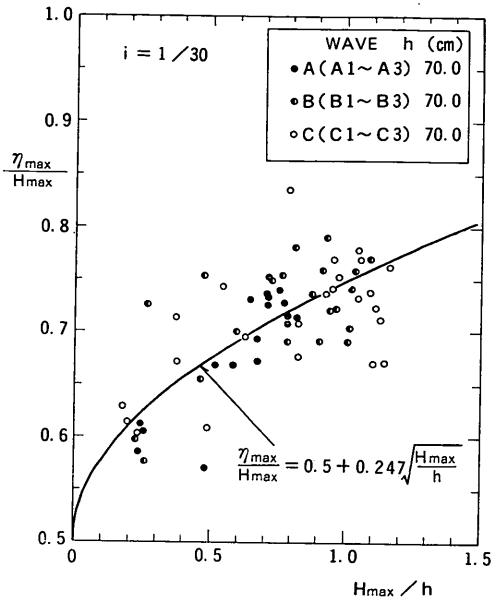


図-4.9(a) 最高波頂高と最高波高の関係
($i=1/30$)

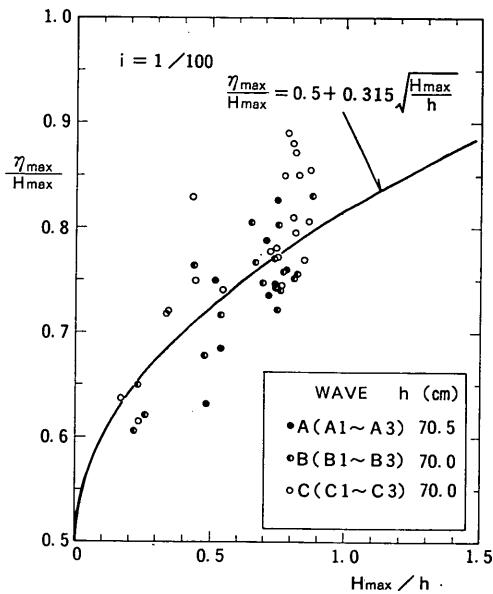


図-4.9(b) 最高波頂高と最高波高の関係
($i=1/100$)

が、 H_{max}/h の増大に伴う η_{max}/H_{max} の増加割合は $i=1/100$ のほうが $i=1/30$ の場合より大きい傾向にある。図中の曲線はそれぞれの平均的関係を表したもので、次式で与えられる。

$i=1/30$ の場合：

$$\frac{\eta_{max}}{H_{max}} = 0.5 + 0.247\sqrt{\frac{H_{max}}{h}} \quad (4.2)$$

$i=1/100$ の場合

$$\frac{\eta_{max}}{H_{max}} = 0.5 + 0.315\sqrt{\frac{H_{max}}{h}} \quad (4.3)$$

なお、 η_{max} と H_{max} の波は必ずしも同一でないが、 η_{max} は最高波あるいは最高波に近い波によって生じている。

(6) 実験波の諸元

実験における波高レベルは 図-4.10 に示す手順で決定

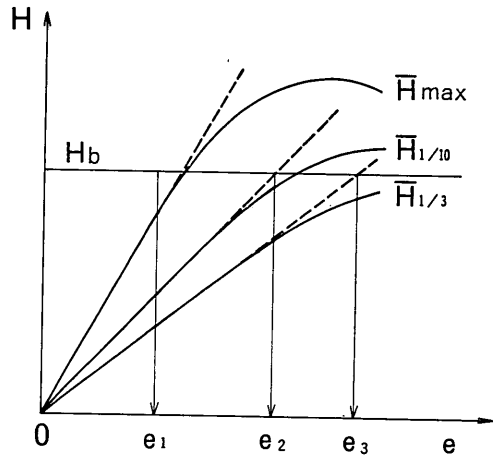


図-4.10 実験波の選定方法

した。すなわち、海底勾配および波種の条件ごとに入力基準ストロークと代表波高の関係図を作成し、 H_{max} 、 $H_{1/10}$ および $H_{1/3}$ のそれぞれについてストロークの小さい領域での直線関係を延長して (図の破線)、規則波に対する砕波限界波高 H_b との交点に対応する e の値を実験に用いる入力基準ストロークとした。ただし、 H_{max} との交点については、やや小さい条件を採用している。図中、これらを e_1 、 e_2 、 e_3 で示しているが、 e_1 は砕波を含まない波、 e_2 および e_3 は砕波を含む波である。

表-8 にこうして決定した全ケースについての実験波の諸元を示す。B波については、A波、C波との一連の

円柱に働く衝撃碎波力に関する実験的研究

表-8(a) 不規則波実験ケースと波の諸元 ($i=1/30$)

波種	波群	波数	e	代表周期 (s)					代表波高 (cm)					代表波高比				$\frac{\hat{H}_{1/3}}{h}$
				\hat{T}_{max}	\bar{T}_{max}	$\bar{T}_{1/10}$	$\bar{T}_{1/3}$	\bar{T}_{mean}	\hat{H}_{max}	\bar{H}_{max}	$\bar{H}_{1/10}$	$\bar{H}_{1/3}$	\bar{H}_{mean}	$\frac{\hat{H}_{max}}{\bar{H}_{1/3}}$	$\frac{\bar{H}_{max}}{\bar{H}_{1/3}}$	$\frac{\bar{H}_{1/10}}{\bar{H}_{1/3}}$	$\frac{\bar{H}_{1/3}}{\bar{H}_{mean}}$	
A	A1 } A3	600	200	1.98	2.08	2.08	2.06	1.70	41.0	37.0	27.6	21.5	13.1	1.90	1.72	1.28	1.65	0.307
			360	2.42	2.39	2.26	2.19	2.02	54.6	50.1	42.0	34.4	21.8	1.55	1.46	1.22	1.58	0.491
			467	2.56	2.49	2.32	2.30	2.13	53.3	51.8	46.1	38.4	25.6	1.35	1.33	1.18	1.52	0.556
B	B1 } B3	600	250	3.37	3.13	3.16	2.95	2.40	48.6	44.6	33.2	25.9	15.9	1.91	1.73	1.29	1.63	0.370
			424	2.89	3.47	3.29	3.08	2.56	65.4	62.2	50.8	42.1	27.1	1.56	1.48	1.21	1.56	0.601
			536	3.96	3.95	3.53	3.22	2.70	71.7	68.6	55.9	47.2	31.9	1.52	1.45	1.19	1.48	0.674
	B1 } B10	2000	250	3.37	3.18	3.06	2.96	2.39	48.6	43.0	32.8	25.7	15.9	1.93	1.68	1.28	1.61	0.367
			424	4.22	3.76	3.23	3.24	3.07	76.7	63.7	51.2	42.3	27.3	1.82	1.51	1.21	1.55	0.604
			536	3.73	4.00	3.45	3.20	2.70	75.1	68.2	55.5	47.3	32.2	1.59	1.44	1.17	1.47	0.676
C	C1 } C3	600	300	4.67	4.77	4.15	3.90	3.02	58.1	46.7	32.7	25.5	15.4	2.28	1.72	1.28	1.66	0.364
			540	5.18	5.31	4.53	4.01	3.18	78.4	71.5	56.8	45.9	28.7	1.72	1.57	1.24	1.60	0.656
			690	5.60	5.76	4.71	4.19	3.25	81.3	76.8	64.1	53.6	35.2	1.52	1.44	1.19	1.52	0.766

表-8(b) 不規則波実験ケースと波の諸元 ($i=1/100$)

波種	波群	波数	e	代表周期 (s)					代表波高 (cm)					代表波高比				$\frac{H_{1/3}}{h}$
				\hat{T}_{max}	\bar{T}_{max}	$\bar{T}_{1/10}$	$\bar{T}_{1/3}$	\bar{T}_{mean}	\hat{H}_{max}	\bar{H}_{max}	$\bar{H}_{1/10}$	$\bar{H}_{1/3}$	\bar{H}_{mean}	$\frac{\hat{H}_{max}}{\bar{H}_{1/3}}$	$\frac{\bar{H}_{max}}{\bar{H}_{1/3}}$	$\frac{\bar{H}_{1/10}}{\bar{H}_{1/3}}$	$\frac{\bar{H}_{1/3}}{\bar{H}_{mean}}$	
A	A1 } A3	600	200	2.08	2.16	2.07	2.08	1.75	37.2	35.1	27.4	21.8	13.8	1.71	1.61	1.21	1.60	0.311
			341	2.32	2.33	2.31	2.22	1.99	47.8	44.7	38.0	32.0	20.9	1.51	1.41	1.19	1.53	0.457
			434	2.47	2.54	2.41	2.33	2.11	49.9	48.6	42.2	36.3	24.4	1.38	1.35	1.17	1.48	0.519
B	B1 } B3	600	250	3.39	3.43	3.35	2.98	2.37	43.1	40.4	31.5	25.1	15.8	1.75	1.63	1.27	1.59	0.359
			404	4.37	4.41	3.39	3.14	2.54	56.7	54.0	44.6	37.7	24.7	1.50	1.43	1.18	1.54	0.539
			506	4.17	4.09	3.46	3.25	2.67	60.9	56.5	46.1	40.6	28.3	1.50	1.39	1.14	1.43	0.580
	B1 } B10	2000	250	3.41	3.48	3.20	2.99	2.42	43.9	39.7	31.2	25.1	16.0	1.78	1.59	1.24	1.57	0.359
			404	4.01	3.74	3.36	3.13	2.57	59.0	53.5	44.7	37.8	25.2	1.56	1.42	1.18	1.52	0.540
			506	4.22	3.98	3.48	3.25	2.70	61.1	55.0	46.4	41.0	28.9	1.49	1.34	1.14	1.42	0.586
C	C1 } C3	600	300	5.11	4.83	4.10	3.84	2.90	56.2	49.2	33.3	25.4	15.1	2.21	1.94	1.31	1.68	0.363
			480	5.12	4.76	4.30	3.90	2.99	58.6	56.7	46.9	39.0	24.2	1.49	1.46	1.20	1.63	0.557
			625	6.26	5.57	4.55	4.03	3.10	59.9	58.2	50.5	43.6	29.0	1.38	1.34	1.16	1.50	0.623

実験においてはB1～B3を用い、統計的性質を調べる実験においてはB1～B10を用いた。

5. 波力実験の結果

5.1 規則波実験の結果

(1) 波の衝突状況と記録例

写真-1(a)～(c)は砕波が円柱に衝突した瞬間の状態を示すものである。(a)は $\theta=0^\circ$, $i=1/30$, $T=3.0\text{s}$ の場合で砕波形式は巻き波型である。砕波の前面が立ち上がり、円柱に強く衝突している。(b)は $\theta=0^\circ$, $i=1/100$, $T=2.0\text{s}$ の場合で砕波形式は崩れ波型である。波の峰が気泡を含んで乱れた状態で衝突している。(c)は $\theta=30^\circ$, $i=1/30$, $T=3.0\text{s}$ の場合であり、円柱が沖側に傾斜しているため砕波直前の直線的な波面が広い範囲で円柱前面と一致した状態となっている。

写真-2 は $\theta=30^\circ$, $i=1/30$, $T=4.0\text{s}$ の条件にお

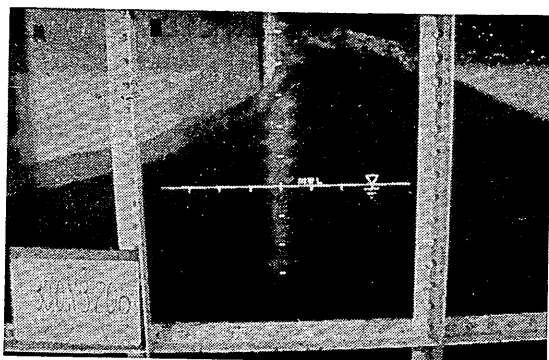


写真-1(a) 波の作用状況
($\theta=0^\circ$, $i=1/30$, $T=3.0\text{s}$)

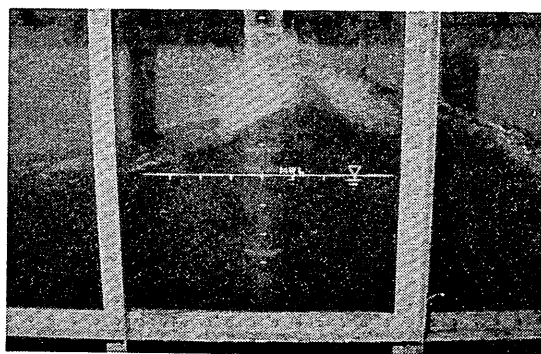


写真-1(b) 波の作用状況
($\theta=0^\circ$, $i=1/100$, $T=2.0\text{s}$)

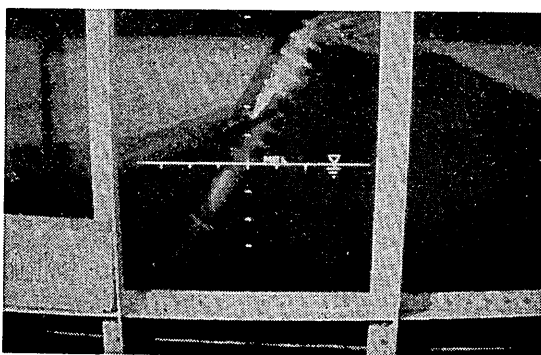


写真-1(c) 波の作用状況
($\theta=30^\circ$, $i=1/30$, $T=3.0\text{s}$)

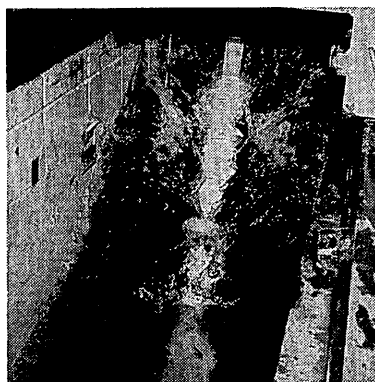


写真-2 波の作用状況
($\theta=30^\circ$, $i=1/30$, $T=4.0\text{s}$)

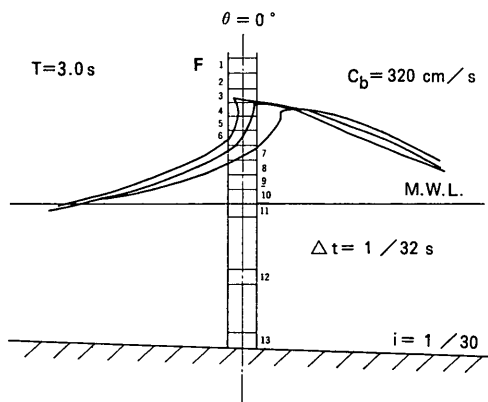


図-5.1 円柱に砕波が衝突する状態

円柱に働く衝撃碎波力に関する実験的研究

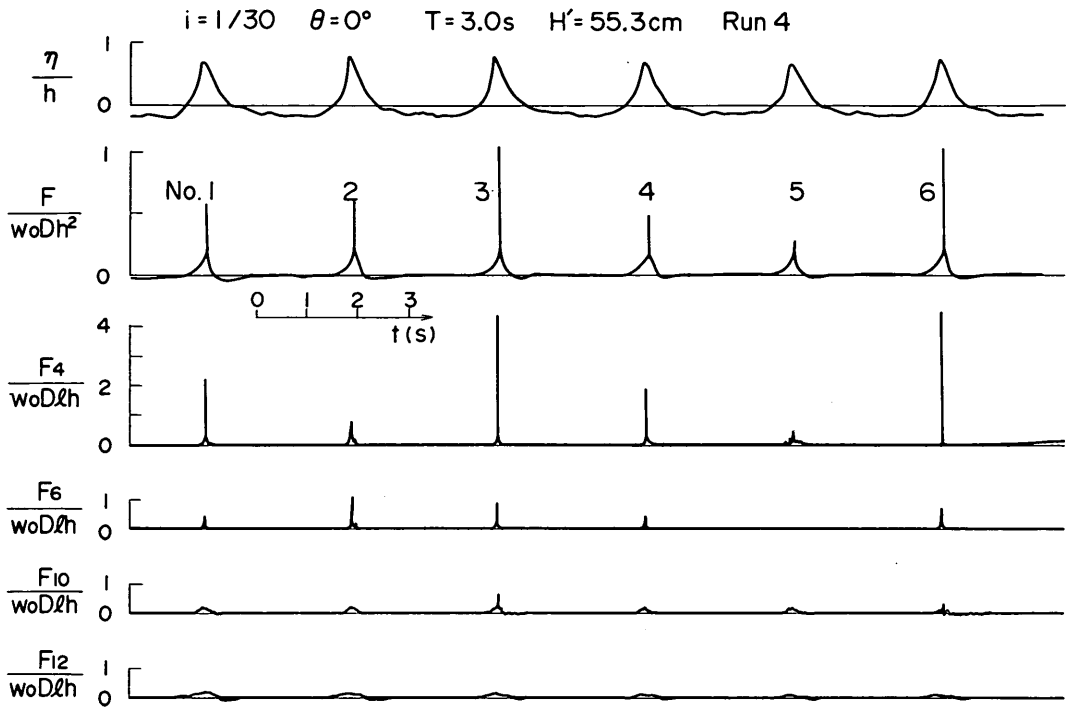


図-5.2 規則波による碎波力の記録例

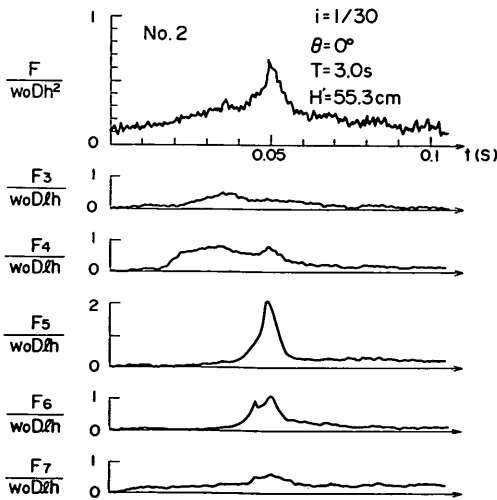


図-5.3(a) 衝撃碎波力の時間変化
(Wave No. 2)

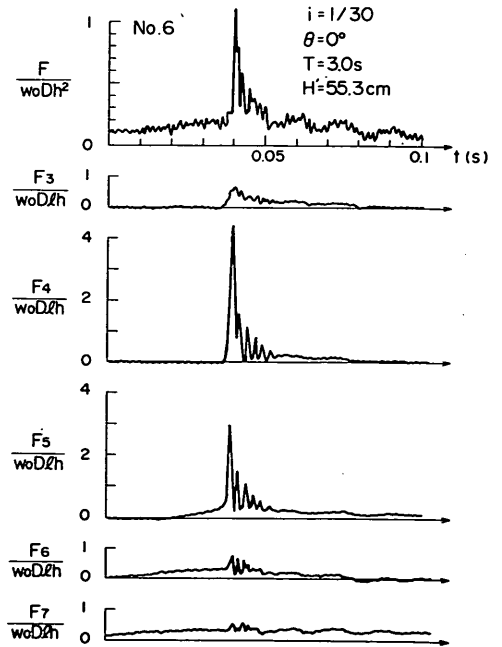


図-5.3(b) 衝撃碎波力の時間変化
(Wave No. 6)

る砕波と円柱の衝突状態を岸側からみたものであり、円柱周辺の水粒子が飛散しているのがよくわかる。

図-5.1は写真-1(a)と同じ条件において砕波が円柱に衝突する状態を16mmフィルムによる連続写真からトレースしたものである。波力センサーF4には波頂付近の直立した波面が強く衝突している。下方へ向うにしたがって波面の傾斜が緩やかになり衝突角が大きくなっている。

図-5.2は同じ $i=1/30$, $\theta=0^\circ$, $T=3.0\text{s}$ の条件での水位および波力の時間変化の記録例である。最上段は水位、2段目が合波力 F 、それより下は局所波力の記録である。局所波力 F_4 , F_6 , F_{10} および F_{12} はそれぞれ図-3.3に示した波力センサーF4, F6, F10およびF12による波力値を示し、水の単位体積重量 w_0 、円柱の直径 D 、波力センサーの受圧高さ l および水深 h を用いた無次元量で表してある。合波力 F および波の峰が強く衝突する位置の F_4 の記録には衝撃的な波力変化が認められるが、1波1波によるピーク値の変動が著しい。静水面付近の F_{10} および静水面と海底との中央位置の F_{12} の波力は小さい。

図-5.3(a)および(b)はそれぞれ図-5.2に示した2番目の波および6番目の波について横軸を引き伸ばして波力の時間変化を詳細にみたものである。ここに、 F_3 , F_5 および F_7 はそれぞれ波力センサーF3, F5およびF7での波力を示す。(a)は合力のピーク値が比較的小さい場合であるが、 F_5 には対称三角形型で、作用時間が約0.015s程度の衝撃力が記録されている。波力センサーの動的応答に起因する残留振動は認められない。 F_3 および F_4 には波力が F_5 より先に作用していることから、波はやや巻き込んだ状態で波頂部から円柱に衝突したものと推定される。局所波力においては衝撃力の作用後に抗力によると思われる微小な波力が継続している。合波力 F では抗力および慣性力による緩やかな変動波力のうえに衝撃力が加わった波形となっている。

一方、(b)は合波力のピーク値が最も大きい波の例である。 F_4 および F_5 の記録には急な立ち上がりと残留振動を有する鋭い衝撃波形が現れている。残留振動を平均化した時間波形は図-2.6に示したWagner理論による双曲線型に近い。立ち上がり時間は0.001sのオーダーであり極めて短い。著者らは以前に円柱の周面に波圧計を取り付け、直円柱に働く衝撃砕波圧を測定している¹⁷⁾。その結果によると衝撃砕波圧は円柱前面付近にのみ働き、立ち上がり時間は0.001s程度であった。今回の実

験は円柱の高さ7cmの部分に働く衝撃力を測ったものであるが、円柱前面の局所的な波圧変化と類似した波形が得られたことから、強い衝撃力は円柱の最前面の狭い範囲にしか働かないと推測できる。衝撃砕波力のピーク値は F_4 が最大で、 F_5 , F_6 と下方へ向うほど小さくなっている。この波は図-5.1に示したものと同一であり、波の峰から下へ向うほど円柱と波面の衝突角が大きい。図-2.10に示した樫木らの計算式による結果から考えて、この衝撃力のピーク値の変化は衝突角の影響によるものと考えられる。 F_3 に発生している波力は波のはい上がりによるものと思われる。

(2) 波高と波力ピーク値の関係

図-5.4(a), (b), は一波一波による合波力のピーク値

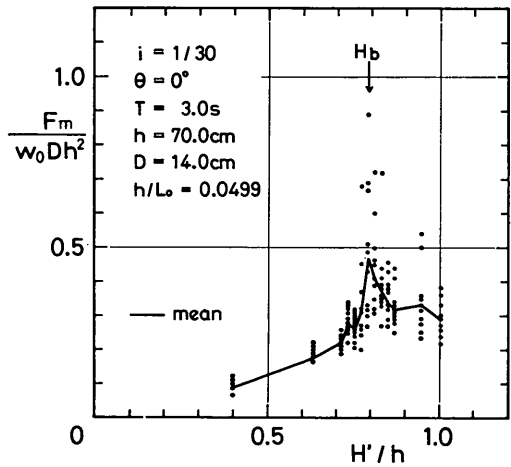


図-5.4(a) 波力ピーク値と仮想通過波高の関係 ($i=1/30$)

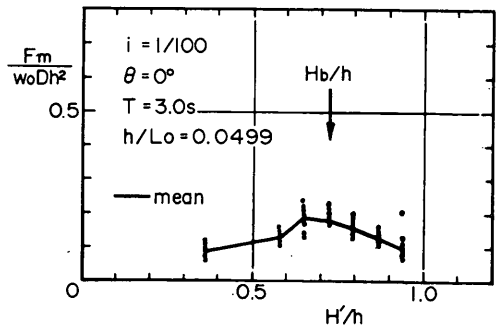


図-5.4(b) 波力ピーク値と仮想通過波高の関係 ($i=1/100$)

F_m と仮想通過波高 H' の関係を示すもので、いずれも円柱の傾斜角 $\theta=0^\circ$ 、周期 $T=3.0\text{s}$ であり、(a)が海底勾配 $i=1/30$ 、(b)が $i=1/100$ の場合である。縦軸は F_m を $w_0 Dh^2$ (ここに、 w_0 は水の単位体積重量) によって、横軸は h によってそれぞれ無次元表示してある。また、碎波指標から算定した碎波波高 H_b に相当する値を矢印で表してある。図中の実線は各波高レベルにおける F_m の平均値を示している。(a)の場合は H' が H_b に近

づくとき衝撃碎波力が働くようになり、 F_m が急速に増大すると同時にばらつきが大きくなっている。波高 H' が H_b より大きくなり、碎波後の波が作用するようになると波の前面が気泡を含んだ乱れた状態で円柱に衝突するようになり、衝撃碎波力は低減する。これに対して(b)の場合は H' が H_b に達しても F_m の増大は比較的小さく、また変動も大きくない。このような碎波力のピーク値の大小は碎波形式と密接な関係があるが、これについては後述する。

(3) 波力の変動性

図-5.5(a), (b)は $i=1/30$, $\theta=0^\circ$, $T=3.0\text{s}$ の条件で F_m が最大値を示した $H'/h=0.79$ のケースについて、8回の繰り返し測定 (Run-1~8) を行い、波高および波力の変動性をみたものである。このうち、(a)は横軸に Run No. をとって、円柱より沖側50cmで測定した一波一波の波高をプロットしたもので、その値は水深によって無次元化してある。1回の Run における波数は14であり、データ総数 N は112個である。図中、各 Run ごとの平均値を実線で結んで示しているが、波高は同一条件においても若干変動しており、その各 Run ごとの平均値もわずかに変動している。この例の場合、全データの平均値 \bar{H}_{mean}/h は0.904、標準偏差 σ は0.0417、変動係数 (標準偏差/平均値) は0.0461である。

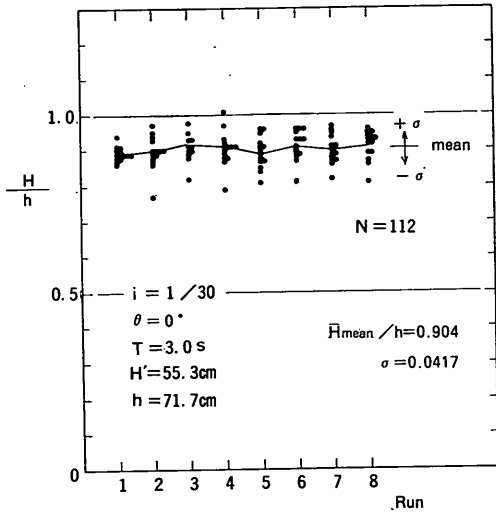


図-5.5(a) 繰り返し実験による波高の変動性

一方、(b)は波力ピーク値 F_m の無次元値を同様にプロットしたものであり、ここでは Run ごとの F_m の平均値 \bar{F}_{mean} のほかに、最大値 F_{max} の値も破線で結んである。これによって、波力は波高に比べてばらつきが非常に大きく、 F_{mean} の変動性も高いことが知られる。この場合の全データの平均値 \bar{F}_{mean} の無次元値は0.46、標準偏差 σ は0.18、変動係数は0.391である。また、Run ごとの最大値 F_{max} についてみれば、平均値 \bar{F}_{max} の無次元値は0.823、標準偏差は0.175、変動係数は0.213である。 F_{max} の最大値は $\bar{F}_{\text{mean}}+3\sigma$ にほぼ等しく、 \bar{F}_{mean} の約2.3倍となっている。

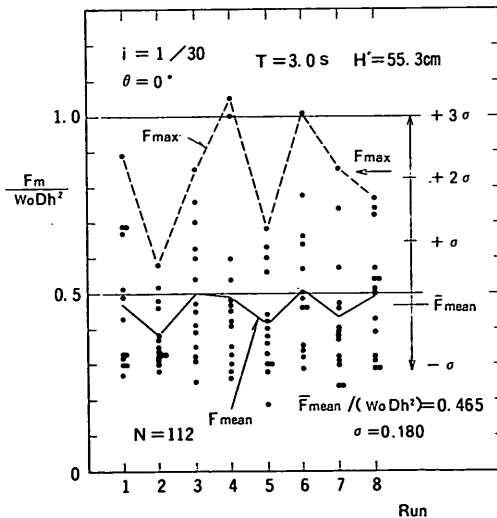


図-5.5(b) 繰り返し実験による波力の変動性

図-5.6(a), (b)はこれらの結果を度数分布のかたちで表したものである。(a)の波高については平均波高 \bar{H}_{mean} 、(b)の波力については平均波力 \bar{F}_{mean} でそれぞれ基準化してある。また、度数はいずれも確率密度のかたちで表示している。これによると、 H/\bar{H}_{mean} は0.84~1.13の範囲にあり、図中点線で示した正規分布に近い。一方、 $F_m/\bar{F}_{\text{mean}}$ は0.22~2.39の範囲に分布しており、その変動幅は波高の約7.6倍である。図中の曲線は対数正規分布を表しているが、 F_m の分布はこれに近い。また、矢

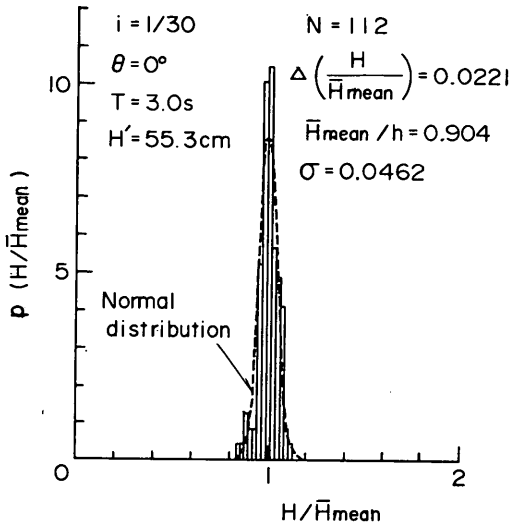


図-5.6(a) 繰り返し実験による波高の頻度分布

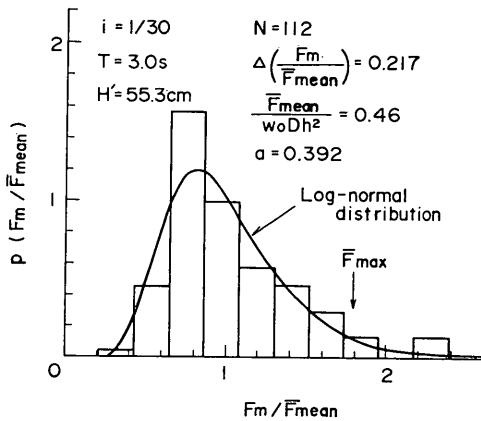


図-5.6(b) 繰り返し実験による波力の頻度分布

印で Run ごとの最大値の平均値 \bar{F}_{max} を示しているが、その値は \bar{F}_{mean} の1.8倍に相当している。

以上、砕波条件における波高と波力の変動例を示したが、これから波高の変動係数が0.0461であるのに対して、波力の変動係数は0.213と、波力の変動性が非常に大きいことが指摘される。したがって、実験においてこの変動性をどう考えて結果を整理するかということが問題となる。これに対し、今回の規則波実験では基本的には起こり得るほぼ最大の波力を対象とすることにした。これは現実の不規則波による一連の波の作用の中ではさまざまな砕波波形があって、最大波力はその中で厳しい

砕波の作用によってもたらされると考えられるためである。ただし、起こり得る最大の波力を対象とするといっても、実際にはこれをとらえることは難しい。前出の図-5.5(b)で示したように、波数14波のうちの最大値は試行によって大きく変化する。したがって、相当多くの繰り返し実験を行って検討する必要があるし、そうしたとしても確定的にはとらえられないものかもしれない。一方、同一偏心に設定しても波高が変化するということが一波一波偏心をわずかに変化させて造波していることにも対応する。そのため、多少あいまいではあるが、今回

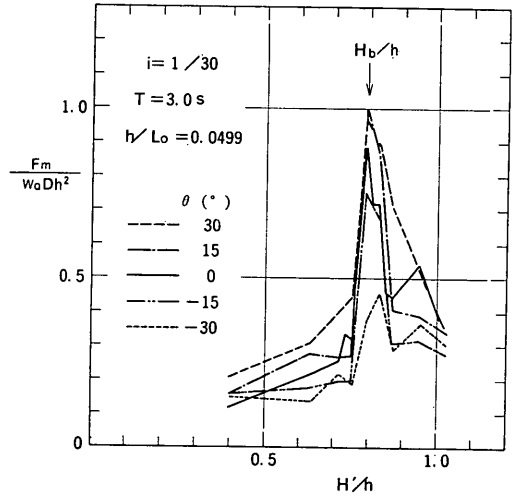


図-5.7(a) 波力に及ぼす円柱の傾斜角の影響 ($i=1/30$)

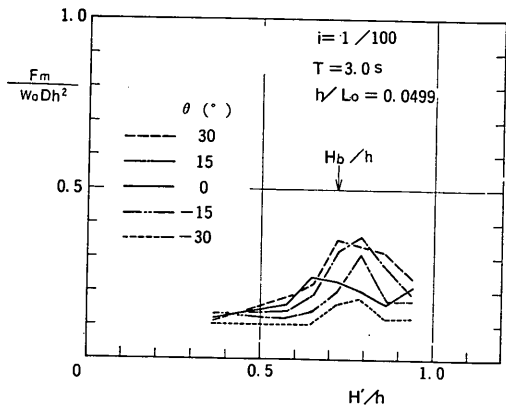


図-5.7(b) 波力に及ぼす円柱の傾斜角の影響 ($i=1/100$)

の実験では同一偏心での繰り返し実験を行わないで、碎波に近い条件でできるだけ細かく造波機偏心を変化させ、その最大値を結果の整理に用いることにした。以下に示す実験値は波高条件別に示す場合は14波のうちの最大値であるが、碎波条件における最終結果の値はこうした偏心を変えていったときの全体における最大の値 (\hat{F} と表記する) である。

(4) 傾斜角による波力の変化

図-5.7(a), (b)は傾斜角をパラメータとして各波高条件での F_m の最大値を示したものである。海底勾配別に周期 $T=3.0$ s の条件での結果を例示しているが、波力は傾斜角によって明らかに変化し、特に碎波条件付近での変化が大きい。

こうした傾斜角の影響がわかりやすいように、横軸に θ をとって、波高を変化させたときの F_m の最大値すな

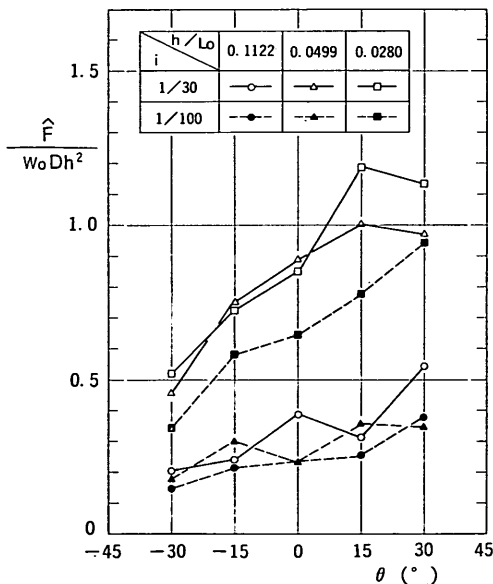


図-5.8 円柱の傾斜角と最大碎波力の関係

わち前述した \hat{F} の値をプロットしたのが図-5.8である。これによると、多少の出入りはあるものの、本実験の範囲では θ が大きくなるにつれて、すなわち円柱が沖方向に傾くにつれて碎波による最大波力が増大する傾向を示している。この傾向は先に実施した小型模型による実験結果^{17), 20)} で既に指摘したところであり、円柱が沖方向に傾くことによって碎波直前の直線的な波面がほぼ平行に衝突するようになるためである。ただし、傾斜角

がある程度以上になると碎波以前の弱い状態で作用するときに対象となり、波力の増大にも限度があると考えられる。図の結果でも $\theta=30^\circ$ で一部その傾向が認められる。

一方、円柱が岸方向に傾いたとき波力が減じるのは、波力が最大となるタイミングが波が碎波して波頂部が落下するときであり、頂部付近では気泡混じりの乱れた波面が衝突し、乱れないでほぼ平行に衝突するのは巻き波波形の最凹部のごく一部であることによる。なお、波力の大きさが海底勾配や周期条件によって著しく変化しているのは碎波形式の違いによるものであり、これについては次項で述べる。

(5) 碎波パラメータによる波力の変化

一般に、碎波の形式は崩れ波、巻き波および砕け寄せ波に分類され、これらの境界が沖波波形勾配 H_0/L_0 、海

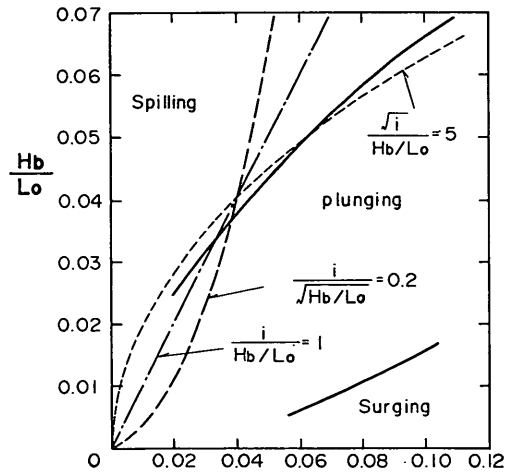


図-5.9 碎波形式の分類

底勾配 i によって図示されている²⁴⁾。図-5.9はこの支配因子のうち H_0/L_0 を H_b/L_0 に換算して碎波形式の境界(図中の太い実線)を示したものである。ここで通常碎波力の面から問題となるのは崩れ波(spilling)と巻き波(plunging)の境界であるが、これは図中点線で示している $\sqrt{i}/(H_b/L_0)=5$ の関係ではほぼ近似できる。一方、Battjes²⁵⁾ は碎波形式が surf similarity parameter と呼ばれる $i/\sqrt{H_b/L_0}$ で分類されることを指摘し、Wiegel は 2.2(1) で述べたようにこのパラメータと碎波巻き込み率を関連づけようと試みている¹⁹⁾。

しかし、図中この値を 0.2 としたときの関係を破線で

例示しているように、これと実線の境界線とは曲率が逆の傾向にある。そこで著者らは先の小型模型による実験結果に対して、円柱に働く碎波力の面からこれらのパラメータを検討してみたが、 $\sqrt{i/(H_b/L_0)}$ および $i/\sqrt{H_b/L_0}$ いずれのパラメータも適切でなく、 $i/(H_b/L_0)$ を用いるのが妥当であることが判明した¹⁷⁾。図中の一点鎖線はこれを1としたときの関係を例示したものであり、他の二つの関係の中間に相当している。今回の実験結果の整理にあたっては、碎波形式を表すパラメータとして $i/(H_b/L_0)$ を採用することとし、以下ではこれを単に碎波パラメータと呼ぶ。

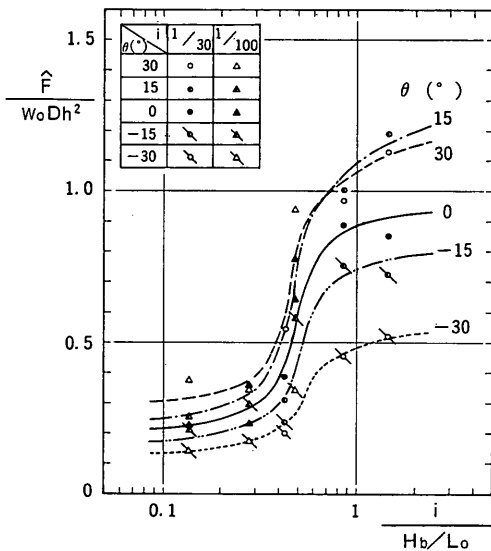


図-5.10 碎波パラメータと最大碎波力の関係

図-5.10はこの碎波パラメータに対して \hat{F} をプロットしたものである。図中、 θ の値別の平均的關係を曲線で示している。いずれの θ についても $i/(H_b/L_0)$ が大きくなるほど \hat{F} が増大する傾向が明らかであり、特に $i/(H_b/L_0)=0.5\sim 1.0$ の領域で急増している。これは $i=1/100\sim 1/30$ 程度の勾配では碎波形式を分類する 図-5.9 の崩れ波と巻き波との境界にほぼ一致しており、崩れ波から巻き波に遷移するにつれて波の前面が切り立って強く衝突するようになることに対応していると考えられる。

ところで、Shore Protection Manual⁴⁾ では碎波のピーク波力を次式で表し、

$$F_m = (1/2) C_D w_0 D H_b^2 \quad (5.1)$$

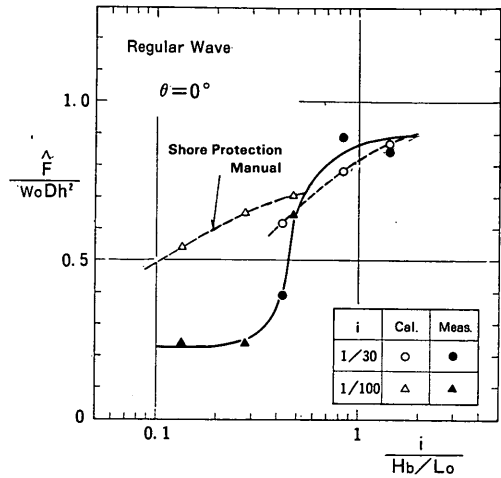


図-5.11 Shore Protection Manual による碎波力の計算値と実験値の比較

抗力係数 C_D を通常の場合の2.5倍にとることを提案している。図-5.11 は式 (5.1) で $C_D=2.5$ とおいたときの計算値と $\theta=0^{\circ}$ の場合の実験値を比較したものである。計算値は $i/(H_b/L_0)$ が大きい巻き波型碎波の領域では実験値とほぼ合っているが、崩れ波型の碎波領域では実験値に比べて相当程度大きな値となっている。これは式 (5.1) が急勾配上の巻き波型碎波の実験結果を基に提案されたことによるもので、緩勾配斜面で崩れ波型碎波が作用するような場合には過大な波力を与えることを例証している。

(6) 波力の同時分布

図-5.12 は碎波力の同時分布の時間的な変化を $i=1/30$, $\theta=0^{\circ}$, $T=4.0s$, $H'/h=0.83$ の条件について例示したものである。縦軸は静水面を原点として円柱軸に沿って上向きを正と定義した座標 z , 横軸は無次元化した局所波力である。衝撃碎波力が発生する直前を時間 $t=0s$ として、0.0860 s 間における変化であるが、 $t=0s$ では小さな波力が静水面上 $z=20cm$ 程度まで作用しているにすぎない。これに対し、 $t=0.0825s$ は合波力が最大となったときで、碎波の波面の強い衝突により $z=40cm$ 付近に突出した大きな波力が現れている。その後、時間の経過とともにピーク値が振動しながら減少しているが、ピーク値の発生位置はこの時間の範囲内では変化していない。

これらの分布はセンサーの高さに関し平均化した局所波力をその中心位置での高さに対してプロットし線で結

円柱に働く衝撃碎波力に関する実験的研究

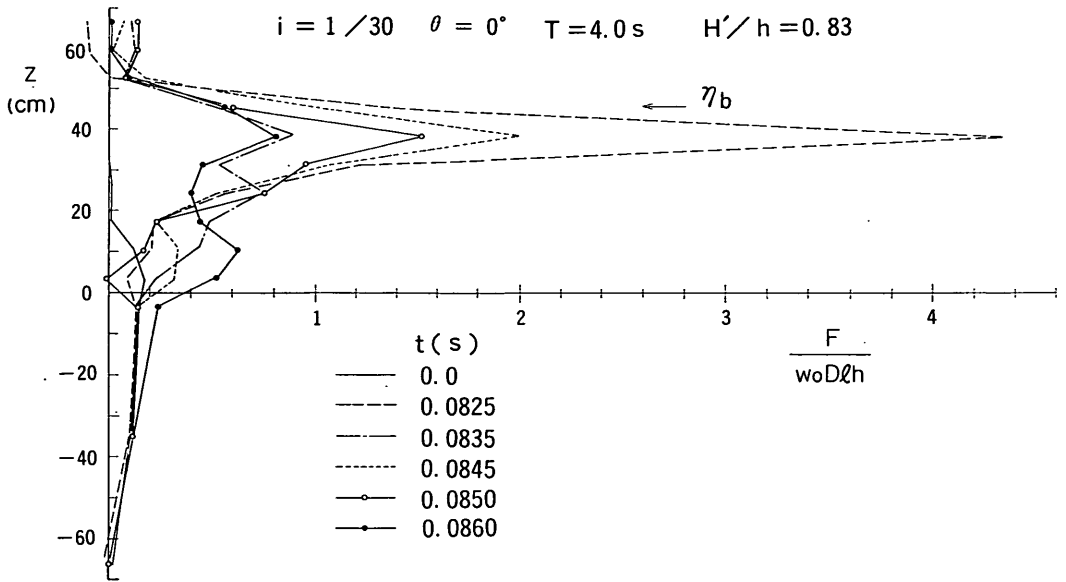


図-5.12 波力同時分布の時間変化

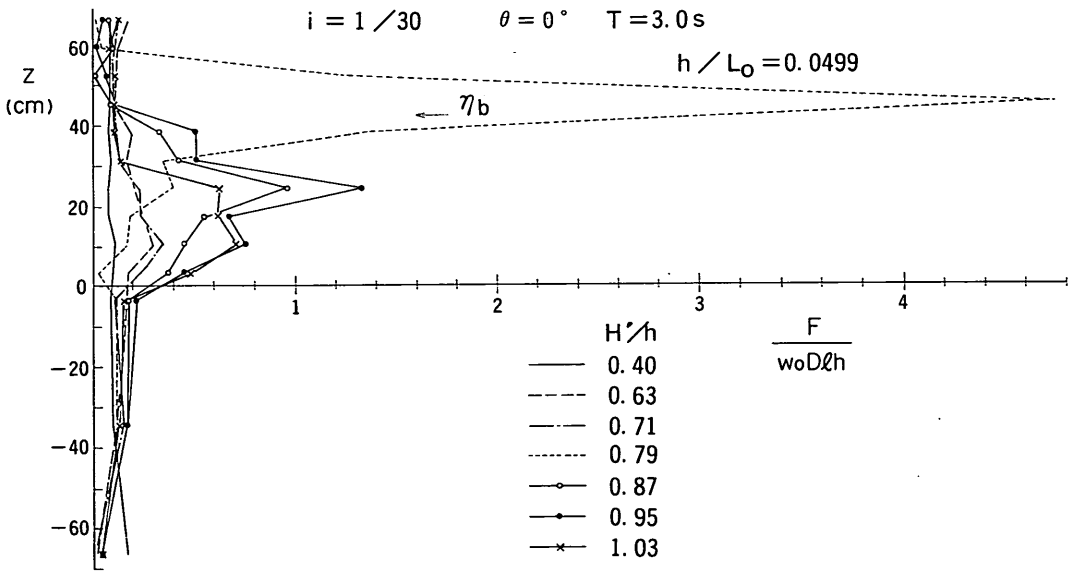


図-5.13 波力同時分布の波高による変化

んだもので、正確な分布を表すものではないが、強い波力は比較的高い位置で発生しており、特に合波力最大時の衝撃碎波力の鉛直分布は二等辺三角形に近いことがわかる。図中、計算で求めた碎波の波頂高 η_b を矢印で示

しているけれども、この場合ピークはやや下方に生じている。

図-5.13 は $i=1/30$, $\theta=0^\circ$, $T=3.0\text{ s}$ の場合について各種の波高条件での合波力最大時の同時分布を示した

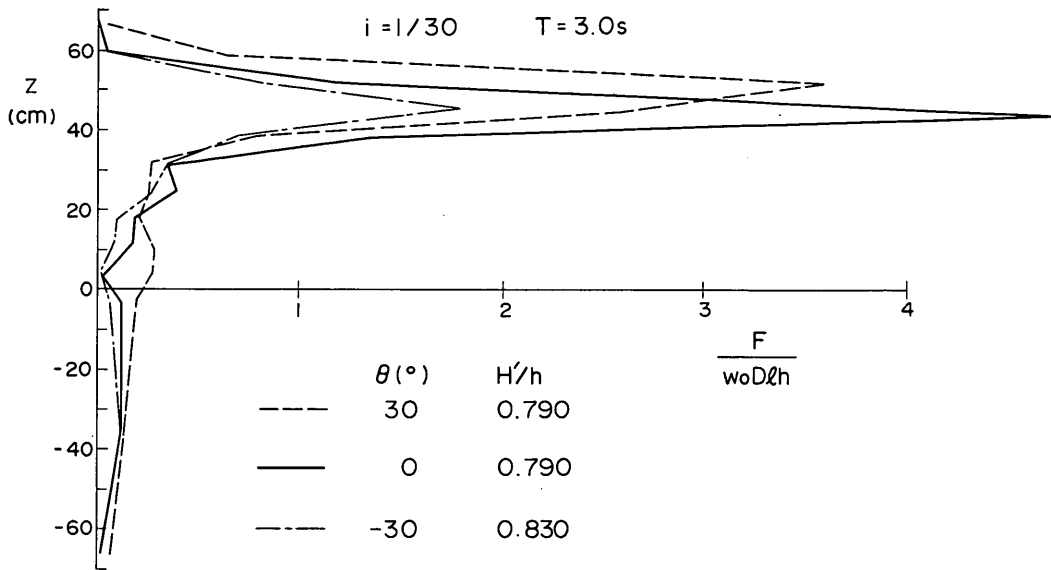


図-5.14 波力同時分布の傾斜角による変化

ものである。 H'/h が0.40~0.71の条件は H' が H_b より小さく非砕波の波に対応する。これらの条件では、波力は通常の抗力と慣性力によって発現するので、分布も滑らかなものとなっている。ただし、 $z=60$ cm付近でも波力の作用が認められるが、これは出力が非常に低レベルであるためノイズを読み取っているものと思われる。これに対し、 H' が H_b にほぼ等しい $H'/h=0.79$ の条件では、 $z=40\sim 50$ cm付近に大きな波力が現れ、波高（正確には衝突波形）のわずかな相違で波力が急変することを示している。 H'/h がこれより大きい条件は砕波後の波の作用に対応している。ピーク値は減少し、その発生位置は波頂と静水面の中間位置に下がる傾向が認められる。静水面下の波力の分布は砕波が作用する場合であってもそれほど変化せず、その大きさは衝撃砕波力に比べてはるかに小さい。

さらに、図-5.14は円柱の傾斜角が変化したときの砕波の作用による合波力最大時の同時分布を例示したものである。傾斜角によって波力のピーク値は変化するものの、衝撃砕波力の分布はいずれも二等辺三角形に近い。

5.2 不規則波実験の結果

(1) 記録例と代表波力の定義

図-5.15は $i=1/30$ 、 $\theta=0^\circ$ 、B波(B5)、 $\bar{H}_{1/3}/h=0.676$ の場合の水位 η 、合波力 F 、局所波力 F_4 、 F_6 、 F_{10} および F_{12} の時間変化を例示したものである。ここに、

水位記録のゼロ線は静水位にとっているの、波形は平均水位の上昇によってやや上方に片寄っている。波力は波の不規則性によって1波1波異なっている。特に、立ち上がりの急な波が作用するとき非常に大きな波力となっており、波高の変化に比べて波力の変化が大きいことがわかる。また、静水面位置の F_{10} や静水面下の F_{12} では、波の変化に応じて1波1波ピークが認められるけれども、静水面上のセンサーには当然のことながらその高さによって波高の大きいときのみ波力が現れている。

不規則波力は水位のゼロアップに基づいて1波を定義して、合波力のピーク値 F_m に対して統計解析を行う。一連の波群の作用による F_m の最大値を最大波力、大きいほうから全体の1/10および1/3の数のピーク値の平均値をそれぞれ1/10および1/3最大波力、全体の平均値を平均波力と呼び、 F_{max} 、 $F_{1/10}$ 、 $F_{1/3}$ および F_{mean} と表記する。また、同一波高レベルでの幾つかの波群についてこれらを平均したものをそれぞれ \bar{F}_{max} 、 $\bar{F}_{1/10}$ 、 $\bar{F}_{1/3}$ および \bar{F}_{mean} で表し、さらに F_{max} の最大値を \hat{F}_{max} で表す。

(2) 波力ピーク値の頻度分布

図-5.16(a)、(b)は波力のピーク値 F_m の頻度分布を確率密度のかたちで示したものである。 $i=1/30$ 、 $\theta=0^\circ$ の条件で、B波の10波群の結果を集計したもので、(a)は砕波がほとんど生じない $\bar{H}_{1/3}/h=0.367$ 、(b)は砕波が相当

円柱に働く衝撃砕波力に関する実験的研究

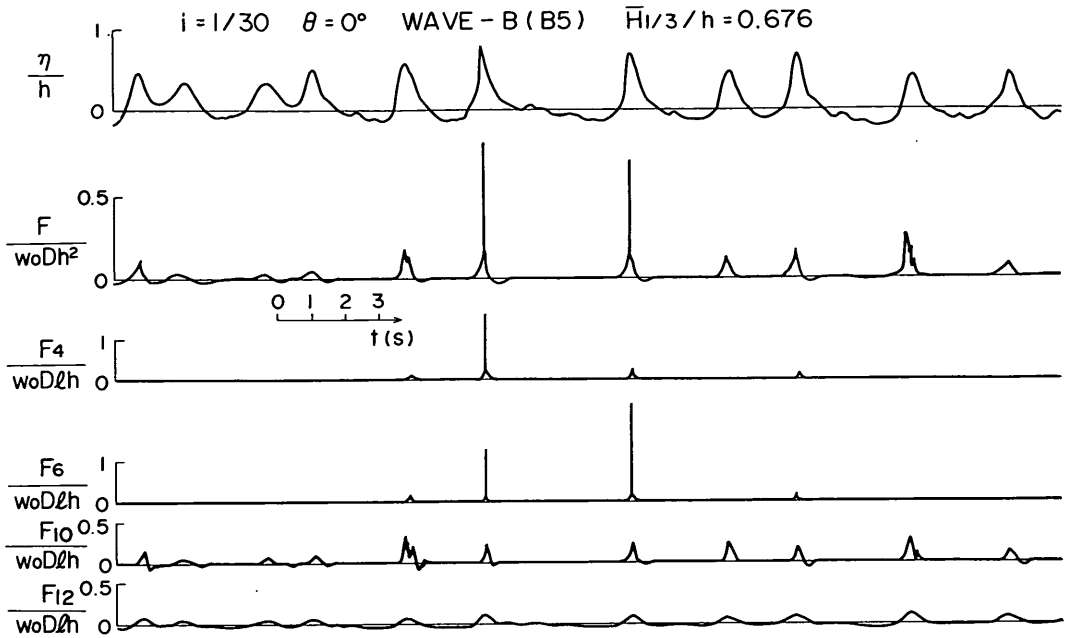


図-5.15 不規則波の波力の記録例

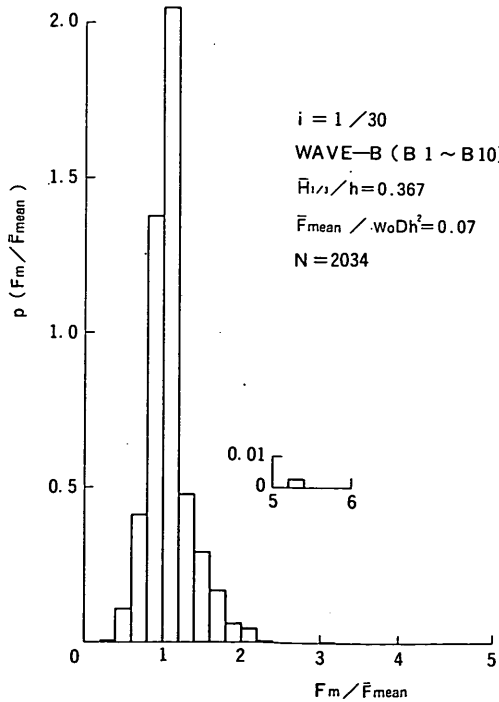


図-5.16(a) 波力ピーク値の頻度分布
($\bar{H}_{1/3}/h = 0.367$)

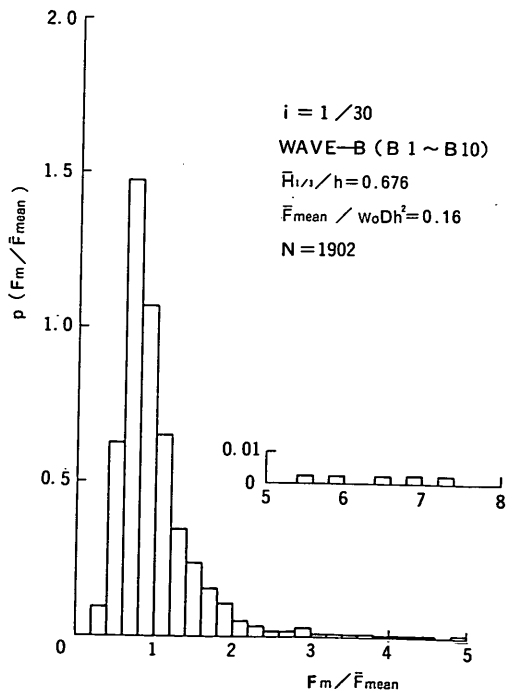


図-5.16(b) 波力ピーク値の頻度分布
($\bar{H}_{1/3}/h = 0.676$)

含まれる $\bar{H}_{1/3}/h=0.676$ の場合である。 F_m は全体の平均値 \bar{F}_{mean} で基準化しているが、(a)の場合の分布の主要域は0.2~2.4で、最頻値は1.0~1.2に現れている。平均波力の無次元値 (\bar{F}_{mean}/w_0Dh^2) は0.07と小さく、非碎波の波による抗力と慣性力に基づいた波力と考えられる。ただし、 $F_m/\bar{F}_{mean}=3.0\sim 3.2$ および5.0~5.2にも波力が出現しているが、これはそれぞれ1度ずつで、波群によって碎波するような波がたまたま含まれていたこ

とによると推測される。これに対して、碎波が相当数含まれる(b)の場合は最頻値が $F_m/\bar{F}_{mean}=0.6\sim 0.8$ と小さいほうへ移行するとともに、 F_m/\bar{F}_{mean} の大きいほうへ長く伸びる分布となっている。特に、 F_m/\bar{F}_{mean} が3程度以上では頻度は小数であるが長く伸びており、最大値は7.2~7.4に達している。この場合、平均波力の無次元値は0.16である。

これらの分布を通常の波高の分布²⁶⁾と対比してみると、両者の違いが明らかである。すなわち、波高分布の場合は波高レベルが大きくなると分布幅が狭くなるのに対し、波力の場合は逆に広がる傾向にある。これは波高は碎波によって制限を受けるようになるのに対し、円柱には強大で変動性の高い衝撃碎波力が働くようになるためである。

(3) 最大波力の変動性

図-5.17(a), (b)は(2)と同条件での波群別の代表波力の無次元値をプロットしたものである。(a)は波高レベルの小さい $\bar{H}_{1/3}/h=0.367$ の条件、(b)は波高レベルの大きい $\bar{H}_{1/3}/h=0.676$ の条件での結果を示している。また、図-5.18はこのうちB3波に限って、同条件で10回繰り返し実験を行ったときの各試行別の代表波力の変化である。図-5.17のB3のケースはこれのRun1に相当して

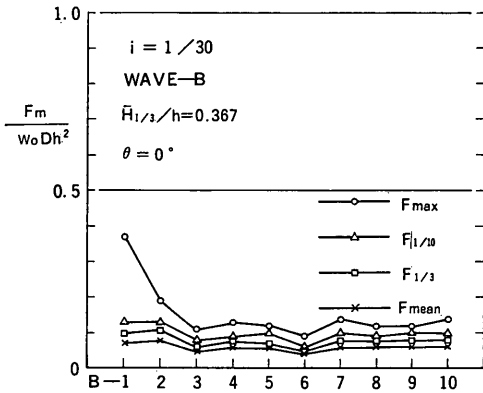


図-5.17(a) 波群による代表波力の変動性 ($\bar{H}_{1/3}/h=0.367$)

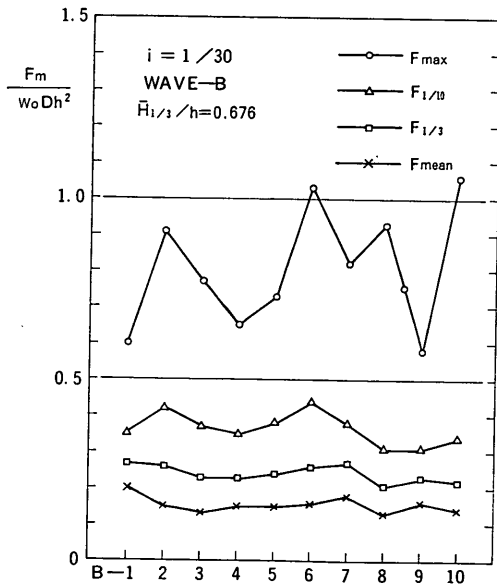


図-5.17(b) 波群による代表波力の変動性 ($\bar{H}_{1/3}/h=0.676$)

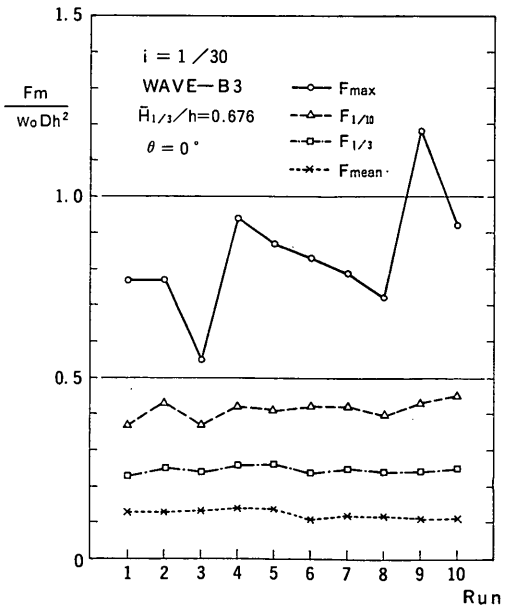


図-5.18 同一波群の繰り返し実験による代表波力の変動性

表-9 最大波力の統計的性質と代表波力比

	i	波の種類	$H_{1/3}/h$	$F_{max}/w_0 D h^2$			$\frac{\bar{F}_{max}}{\bar{F}_{1/3}}$	$\frac{\bar{F}_{1/10}}{\bar{F}_{1/3}}$	$\frac{\bar{F}_{mean}}{\bar{F}_{1/3}}$
				平均値	標準偏差	標準偏差 平均値			
不規則波	1/30	B1~B10	0.367	0.153	0.081	0.529	1.88	1.25	0.752
			0.604	0.599	0.145	0.242	3.16	1.54	0.671
			0.676	0.808	0.172	0.213	3.38	1.51	0.640
		B3 (Run1~10)	0.676	0.834	0.164	0.197	3.39	1.67	0.504
	1/100	B1~B10	0.359	0.116	0.028	0.241	2.00	1.17	0.667
			0.549	0.425	0.199	0.468	3.91	1.45	0.636
			0.586	0.468	0.167	0.357	3.62	1.54	0.615
		B3 (Run1~10)	0.586	0.368	0.083	0.226	2.71	1.49	0.610

いる。さらに、表-9は変動性を調べた全ケースについて最大波力の平均値や標準偏差、および代表波力の平均値の比等をまとめたものであり、以下これらの結果について説明する。

まず、図-5.17(a)の結果では波高レベルが小さいため、ほとんどの場合非砕波の波が作用し、波力の値は全般に小さい。ただし、B1の最大波力が他に比べて大きくなっているが、これは周期との組み合わせ等によって砕波に近い波が作用し衝撃的波力が働いたためと推測される。これを含めた無次元最大波力の平均値±標準偏差の値は 0.153 ± 0.081 である。このように衝撃波力が発生する限界に近い条件においては、最大波力の平均値は小さいのに対し、稀に大きな衝撃波力が発生するので、変動係数は0.529と大きくなっている。この場合の代表波力の平均値の比は表-9に示しているように $\bar{F}_{mean}/\bar{F}_{1/3} = 0.752$ 、 $\bar{F}_{1/10}/\bar{F}_{1/3} = 1.25$ 、 $\bar{F}_{max}/\bar{F}_{1/3} = 1.88$ で、波高の場合の結果とやや異なる程度である。

これに対し、波高レベルの大きい図-5.17(b)の結果では、波力が全般に大きくなり、無次元最大波力の平均値±標準偏差の値は 0.808 ± 0.172 である。標準偏差が(a)に比べて大きくなっているにもかかわらず、平均値がそれ以上の割合で大きくなっているため、変動係数は0.213と小さくなっている。代表波力の平均値の比は、 $\bar{F}_{mean}/\bar{F}_{1/3} = 0.640$ 、 $\bar{F}_{1/10}/\bar{F}_{1/3} = 1.51$ 、 $\bar{F}_{max}/\bar{F}_{1/3} = 3.38$ で、(2)の波力の頻度分布のところで述べたように波高の場合とは著しく異なる。

さらに、同じ波高レベルでB3波を繰り返し作用させ

た図-5.18の結果では、 \bar{F}_{mean} 、 $\bar{F}_{1/3}$ および $\bar{F}_{1/10}$ の変動は波群を変えたときに比べて小さいようであるが、 \bar{F}_{max} は相当変動しており、平均値±標準偏差の値は 0.834 ± 0.164 で、変動係数は0.197である。また、表-9には $i=1/100$ に対して $\bar{H}_{1/3}/h=0.586$ の条件で同様な結果を示しているが、この場合波群を変えた実験における無次元最大波力の平均値±標準偏差の値は 0.468 ± 0.167 、B3波を繰り返したときの値は 0.368 ± 0.083 で、変動係数はそれぞれ0.357および0.226である。

このように砕波が作用するときの最大波力については、同一波群の繰り返しによる変動性が波群を変えた場合よりもやや小さい程度であり、変動は波群による最高波高の現れ方によるよりも円柱に作用するときの微妙な波形の違いの影響が支配的であるといえる。そのため、不規則波群中にどの程度砕波の状態でも円柱に作用する波があるかということが重要となる。つまり、砕波状態で作用する波が多いほど激しい波形で衝突するチャンスが多く、大きな最大波力が発生すると考えることができる。したがって、最大波力の発生についてはこれらを考慮して確率的に取り扱わざるを得ない。しかし、現行の設計体系はそれほど厳密ではなく、確率特性を精密に明らかにすることよりも、不規則波による波力の特性をある程度考慮した算定法を提示することのほうが急務である。このため、今回の実験では同一波高レベルでの波数を合計600波とし、4.3で述べたように仮想有義波高が規則波の砕波限界波高に等しくなるような波高レベルまで実験を行うこととした。

表-10 波数と最大波力の統計量の関係

波の種類	波数	データ数	F_{max}/w_0Dh^2		
			平均値	標準偏差	標準偏差平均値
$i=1/30$ $\theta=0^\circ$ B1~B10	200	10	0.808	0.172	0.213
	400	5	0.940	0.114	0.121
	600	3	0.957	0.064	0.067
	800	2	0.970		
$\bar{H}_{1/3}/h=0.676$	1000	2	0.985		
	2000	1	1.060		
$i=1/100$ $\theta=0^\circ$ B1~B10	200	10	0.468	0.167	0.357
	400	5	0.570	0.170	0.298
	600	3	0.663	0.142	0.214
	800	2	0.650		
$\bar{H}_{1/3}/h=0.468$	1000	2	0.740		
	2000	1	0.790		
規則波 $i=1/30, \theta=0^\circ$ $T=3.0s$ $H/h=0.790$	14	8	0.823	0.175	0.213

なお、表-10 は10波群による実験結果を適当に組み合わせて、200波~2000波の一連のデータとし、 F_{max}/w_0Dh^2 の平均値および標準偏差を示したものである。つまり、波数200のデータは10個で、平均値は10波群それぞれの F_{max}/w_0Dh^2 の平均値である。波数400のデータは2波群ずつ組み合わせたもので、重複を避けているためデータは5個である。波数が多くなるにつれてデータ数は少なくなり、波数2000に対しては1個しかない。したがって、統計的には不十分であるけれど、波数が多くなるにつれて F_{max}/w_0Dh^2 の値が大きくなっているようすがうかがえる。今回の実験で標準とした波数600に対しては、 F_{max}/w_0Dh^2 の平均値±標準偏差の値は $i=1/30$ に対して 0.957 ± 0.064 、 $i=1/100$ に対して 0.663 ± 0.142 であり、変動係数はそれぞれ0.067、0.214となる。同表には5.1で述べた $i=1/30$ に対する規則波の繰り返し実験による結果もあわせて示してある。1回の試行における波数のうちの最大値の平均と標準偏差を示したものであるが、この場合平均値±標準偏差は 0.823 ± 0.175 であり、不規則波に比べて平均値はやや小さく、標準偏差は

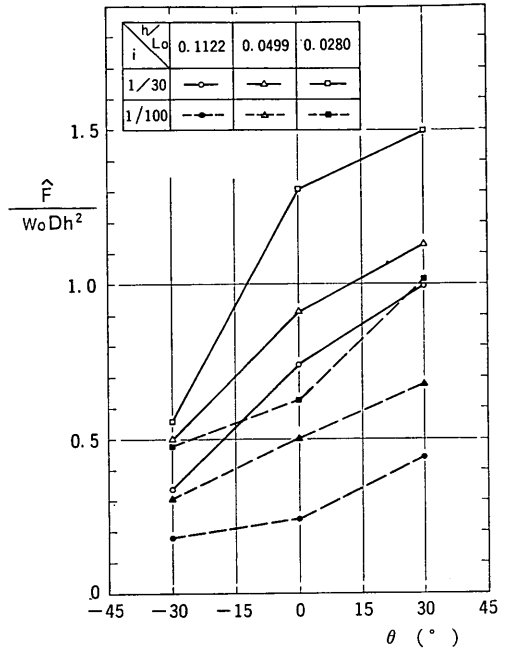


図-5.19 最大碎波力の円柱の傾斜角による変化

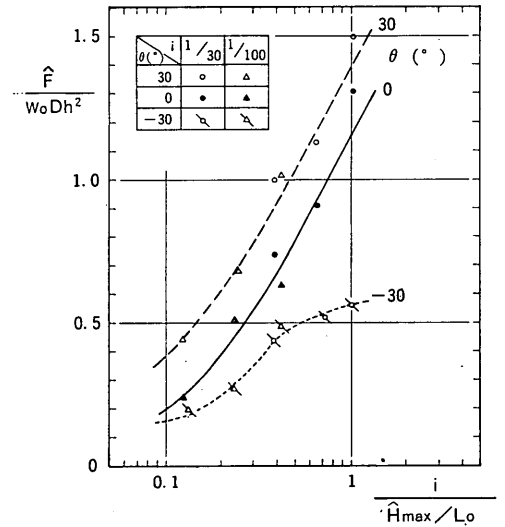


図-5.20 最大碎波力の碎波パラメータによる変化

やや大きい。

(4) 傾斜角による最大波力の変化

図-5.19 は3波群による F_{max} の最大値すなわち600波から成る不規則波の最大碎波力を求め、これを \hat{F} とし、海底勾配 i 、相対水深 h/L_0 をパラメータにとり、円

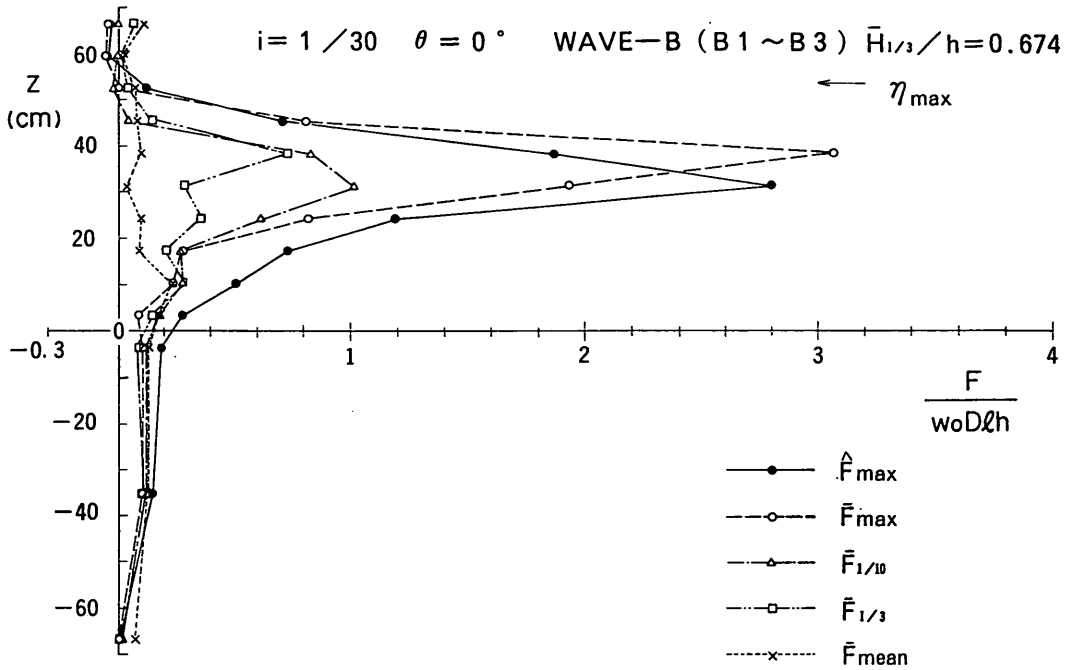


図-5.21(a) 代表波力の同時分布 ($i=1/30$)

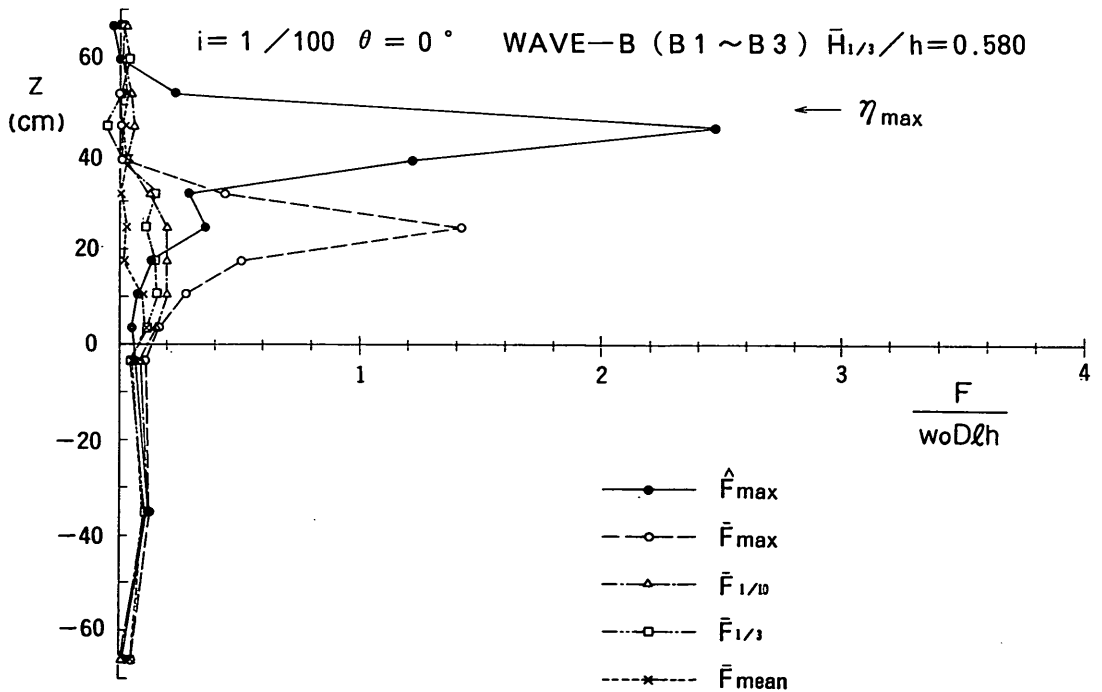


図-5.21(b) 代表波力の同時分布 ($i=1/100$)

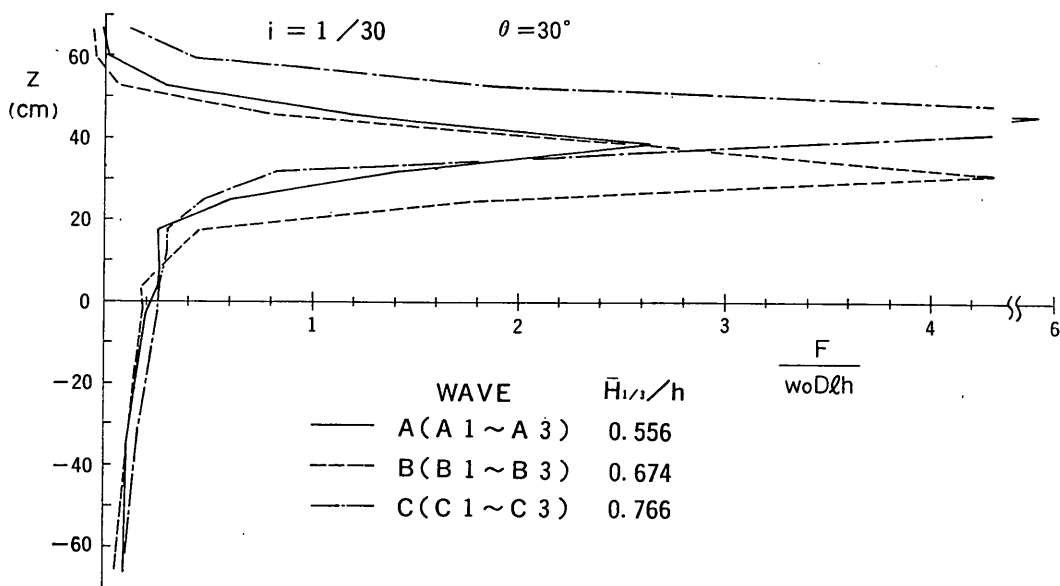


図-5.22(a) 最大波力の同時分布 ($\theta = 30^\circ$)

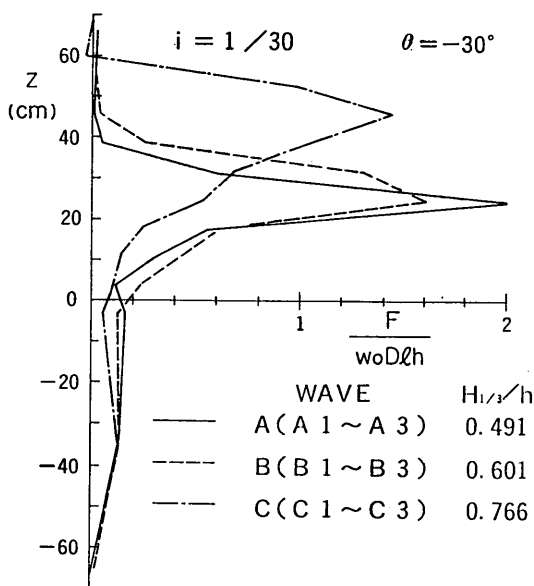


図-5.22(b) 最大波力の同時分布 ($\theta = -30^\circ$)

柱の傾斜角 θ に対しプロットしたものである。ここに、 L_0 は有義波の沖波波長を表す。 \hat{F} は図-5.8に示した規則波の場合と同様に円柱が沖に傾くほど、また、同一海底勾配では波の周期が長くなるほど増大している。

(5) 砕波パラメータによる最大波力の変化

図-5.20は図-5.10に示した規則波の場合と同様に、砕波形式を支配するパラメータと最大波力 \hat{F} の関係をみたものである。横軸には砕波形式を支配するパラメータとして $i/(\hat{H}_{\max}/L_0)$ をとっている。 \hat{F} は $i/(\hat{H}_{\max}/L_0)$ が大きくなるとともに増大しているが、その傾向は図-5.10に示した規則波の場合より直線的である。不規則波の場合は周期との組み合わせ等によってさまざまな波形が生じ、波力も規則波のように急変せず次第に大きくなる傾向があるものと考えられる。

(6) 波力の同時分布

図-5.21(a), (b)は不規則波による波力の同時分布をそれぞれの代表波力について示したもので、 $\theta = 0^\circ$ 、B波(B1~B3)で(a)は $i=1/30$ 、(b)は $i=1/100$ の場合である。同時分布は、 \hat{F}_{\max} が最大となる $\bar{H}_{1/3}/h$ のケースを抽出し、それぞれの代表波力に最も近い波力となる波を波群中から選び出し、円柱に沿う波力分布を示したものである。いずれの場合も \hat{F}_{\max} および F_{\max} には衝撃砕波力が三角形分布で作用していることがわかる。それに対して $\bar{F}_{1/10}$ および $\bar{F}_{1/3}$ の分布はかなり滑らかであり、衝撃力は小さい。 \hat{F}_{\max} の分布を図-5.12~5.14に示した規則波の場合と比較すると衝撃力の作用範囲がやや広いようである。特に(a)の $i=1/30$ 、B波の \hat{F}_{\max} では波頂付近から静水面までの広い範囲に衝撃砕波力の作用が認められる。これは、不規則波の砕波は規則波の

場合よりも砕波波高が大きくなり、巻き込みも大きくなるためと推定される。

図-5.22(a)および(b)は $i=1/30$ で $\theta=30^\circ$ および -30° の場合における \hat{F}_{max} の同時分布をみたものである。規則波の場合と同様に円柱が岸方向に傾斜するとピーク値が減少し、衝撃砕波力が小さくなることがわかる。

6. 応答実験の結果

6.1 規則波実験の結果

(1) 応答波形の例および応答計算例

図-6.1 は $i=1/30$ の場合の上端自由杭に $T=4.0$ s の

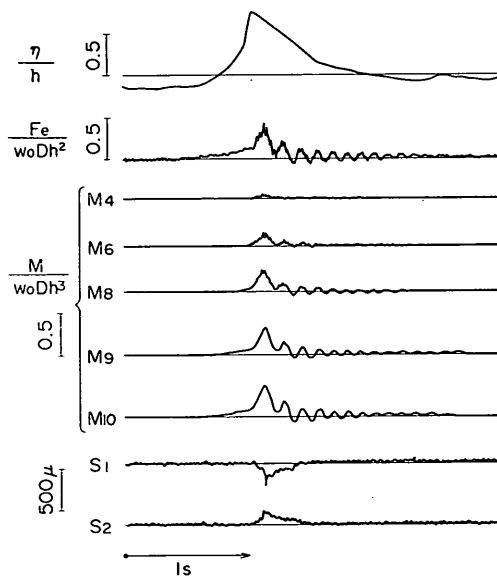


図-6.1 上端自由円柱の応答波形

砕波が作用したときの水位 η 、等価波力 F_e 、曲げモーメント $M_4 \sim M_{10}$ およびひずみ S_1 および S_2 の時間変化を例示したものである。 $M_4 \sim M_{10}$ は図-3.6 に示した測点 $M_4 \sim M_{10}$ での曲げモーメントを示す。 S_1 および S_2 は円周方向に貼付したひずみゲージ S_1 および S_2 によるひずみ値である。 F_e は M_{10} と M_9 の差をとり、これを測点間距離 10cm で除して求めた固定点付近のせん断力である。この場合の円柱は下端固定点の片持ちばりとなせるので、外力が静的である場合には F_e は外力の合力と等しい。しかし、衝撃砕波力が作用した場合には円柱が動的に反応するため、 F_e は円柱の振動による慣性力および減衰力のみで外力の合力と異なってくる

けれども、ここでは F_e を等価波力と呼ぶこととする。また、 η は円柱より沖側 50cm の位置における水位を表す。

水位 η の記録から波頂は静水面より約 54cm 上方を通過していると考えられるが、これはほぼ M_2 の位置と等しい。 M_2 より下方にある $M_4 \sim M_{10}$ には衝撃砕波力によって発生した円柱の振動が記録されている。 $M_4 \sim M_8$ の振動波形には基本振動のうえに高次の振動が現れている。 M_9 および M_{10} にはこれが現れていないようにみえる。しかし、 M_{10} と M_9 の差から求めた等価波力 F_e には $M_4 \sim M_8$ と同様に高次のモードが明りょうに認められることから、 M_9 および M_{10} にも高次振動成分が含まれていることがわかる。このように、衝撃砕波力に対して基本振動のみならず高次の振動が誘起されるのは次の理由によると考えられる。静水面より下方の円柱は内部に水を有し、また円柱外周に付加質量が生じるため、静水面より上の部分と比較すると振動に対する質量がかなり大きい。そのため、円柱には下端を固定された片持ちばりとしての基本振動に加えて、水面に固定点を有するはりとしての高次の振動が発生するものと思われる。

波の峰と静水面の間における円周方向のひずみ S_1

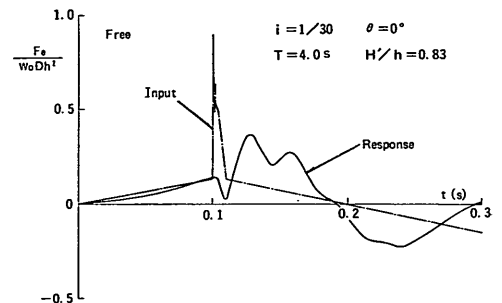


図-6.2(a) 等価波力の計算結果 (上端自由)

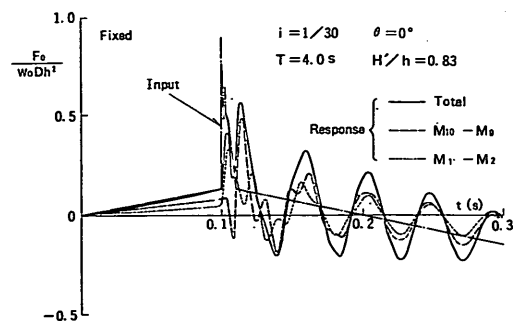


図-6.2(b) 等価波力の計算結果 (上端固定)

および S_2 をみると、波の峰が通過するときに円柱前面にある S_2 は圧縮、円柱側面にある S_2 には引張のひずみが発生しており、波力によって円柱断面が楕円形に変化することがわかる。ただし、円柱断面の固有振動数を測定したところ約 3 kHz であったのに対して、ローパスフィルターのカットオフ周波数が 100 Hz であるため、衝撃破波力に対する応答波形は正確に表されていない。衝撃破波力による円柱断面の変形については 6.2(5) で後述する。

図-6.2 (a)および(b)は衝撃破波力に対する円柱の等価波力の時間変化を計算によって求めたもので、(a)は上端自由、(b)は上端固定の場合である。計算は有限要素法による構造解析プログラム MSC/NASTRAN の直接法による過渡応答計算法による。静水面下では円柱内部の水の質量および円柱周辺の水の付加質量を、また、静水面上では波頂の高さまで水の付加質量を考慮し、減衰定数は表-3 の水中自由振動試験による値を用いた。外力は図-5.13 に示した $i=1/30$, $\theta=0^\circ$, $T=4.0$ s の場合の衝撃破波力同時分布の時間変化を入力した。ただし、衝撃破波力の作用開始時刻を $t=0.1$ s, 立ち上がり時間を 0.001s, 作用時間を 0.01s とした。また、抗力および慣性力に相当する波力は $t=0.0$ s および 0.2s でゼロ, $t=0.1$ s で最大となるような直線変化で近似している。図中の一点鎖線は入力した外力であり、実線は杭の固定部のせん断力の和で表される等価波力である。(b)の破線は M_{10} と M_9 の差から求まる杭下部のせん断力、点線は M_1 と M_2 の差から求まる杭上部のせん断力である。(a)の場合の等価波力には図-6.1 の実験結果にみられるような高次の振動が表れており、ピーク値も 0.37 と実験値の 0.42 に近い。計算では外力のピーク値が 0.89 であるのに対して、等価波力のピーク値は 0.42 倍になっている。これは、振動による慣性力によって円柱に発生するせん断力が外力を静的に与えた場合より低減するため、円柱が柔軟で衝撃力に対して応答しにくいことがわかる。上端自由および上端固定の場合の基本振動数はそれぞれ約 5 Hz および 23 Hz であり、表-3 に示した静水中での自由振動試験結果より小さいが、これは波頂の高さまで水の付加質量を考慮しているためである。なお、静水面上では水の付加質量を考慮しない場合の振動数は上端自由で 8.6 Hz, 上端固定で 25.1 Hz と算定され、試験結果とかなり一致している。このように、有限要素法による計算によれば衝撃破波力に対する円柱の複雑な動的応答を精度良く推定することができる。

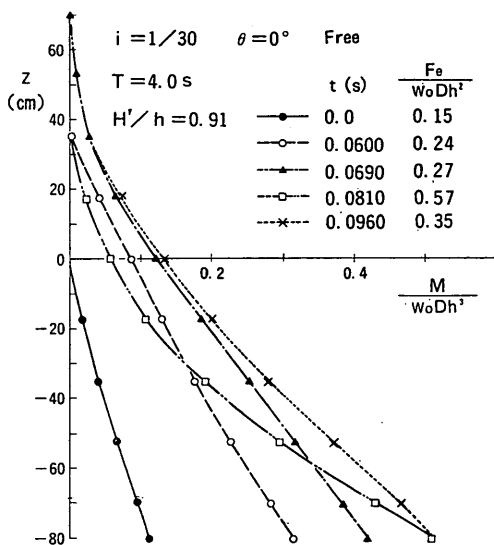


図-6.3(a) 曲げモーメント分布の時間変化 (上端自由)

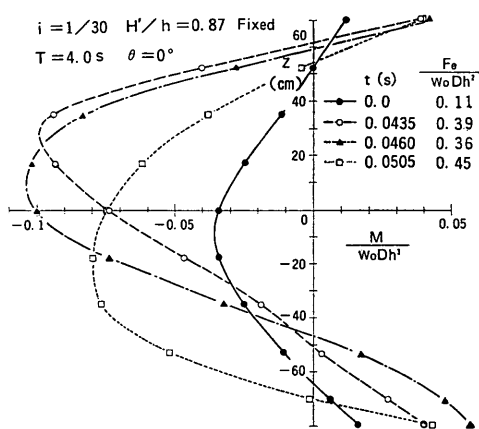


図-6.3(b) 曲げモーメント分布の時間変化 (上端固定)

(2) 曲げモーメント分布の時間変化

図-6.3 (a)および(b)は衝撃破波力が作用した瞬間の曲げモーメント分布の時間変化を $i=1/30$, $T=4.0$ s の場合を例にとって示したものである。(a)および(b)はそれぞれ上端自由 (Free) および上端固定 (Fixed) の結果である。図中には各時間における等価波力 F_e の値も記入してある。(a)の場合には下端の固定点へ向うほど曲げモーメントが大きくなっており、片持ちばりの特性が現れて

いる。衝撃砕波力が作用すると、曲げモーメントのゼロ点が上昇すると同時に分布の勾配が急になり、下方の固定端付近での曲げモーメント値が増大する。(b)では両端が固定されているため、中央部に曲げモーメントの極大値を有する分布形となっている。衝撃砕波力が作用した直後と思われる $t=0.0435s$ ではピーク位置は $z=30cm$ にあるが、時間とともに下降し、 $t=0.0505s$ では静水面より下方に位置しており、円柱の慣性力の影響で複雑に挙動していることがわかる。最大曲げモーメント値は(a)の場合の約1/5で、上端が固定されることによる変形拘束効果が現れている。

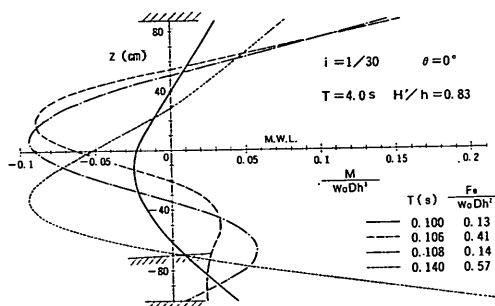


図-6.4 曲げモーメントの時間変化の計算値

図-6.4 は上端固定の場合の曲げモーメント分布の時間変化を 図-6.2 (b)の場合と同じ有限要素法によって計算したものである。時間とともに曲げモーメントのピーク位置が下がる傾向およびピークの値は 図-6.3 (b)の実験結果とよく一致している。実験では固定端近傍の曲げモーメントを測定しなかったために、支間中央部の曲げモーメントが最大となっていたが、計算結果では固定点での曲げモーメント値が支間部よりも大きい値をとっている。

(3) 曲げモーメント分布の海底勾配等による変化

図-6.5 (a)~(d)は代表的実験条件において等価波力 F_0 が最大となったときの曲げモーメントの同時分布を示すものである。(a), (b)は上端自由の場合で(c), (d), は上端固定の場合である。海底勾配の急なほうが曲げモーメントの値は大きくなり、同一海底勾配では波の周期が長くなるほど曲げモーメント値が増大する傾向があり、波力の特性と一致している。ただし、曲げモーメントの分布形状には差がない。

(4) 波高と最大曲げモーメントの関係

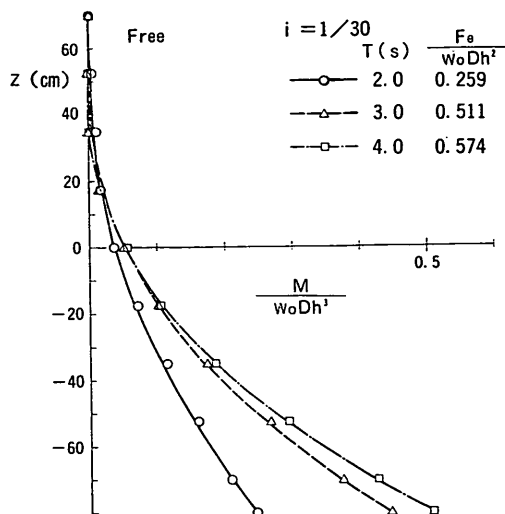


図-6.5(a) 各実験条件における曲げモーメント分布 (上端自由 $i=1/30$)

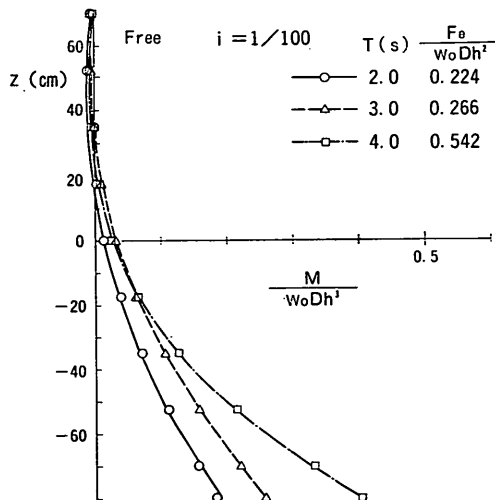


図-6.5(b) 各実験条件における曲げモーメント分布 (上端自由 $i=1/100$)

図-6.6 (a)および(b)は一波一波による曲げモーメントの最大値 M_m と仮想通過波高 H' の関係を $i=1/30$, $T=3.0s$ についてみたもので、(a)は上端自由、(b)は上端固定の場合である。いずれの場合も H' がしだいに大きくなり砕波波高 H_0 付近に達すると M_m は急速に増大しており、図-5.4 に示した波力のピーク値 F_m の傾向と類似している。しかし、衝撃砕波力が作用する場合の

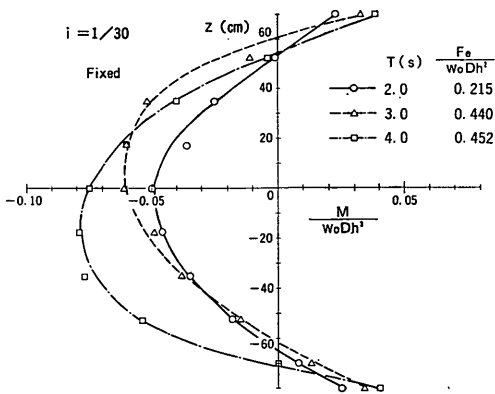


図-6.5(c) 各実験条件における曲げモーメント分布 (上端固定 $i=1/30$)

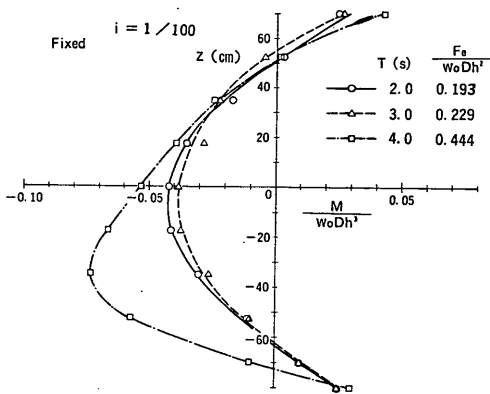


図-6.5(d) 各実験条件における曲げモーメント分布 (上端固定 $i=1/100$)

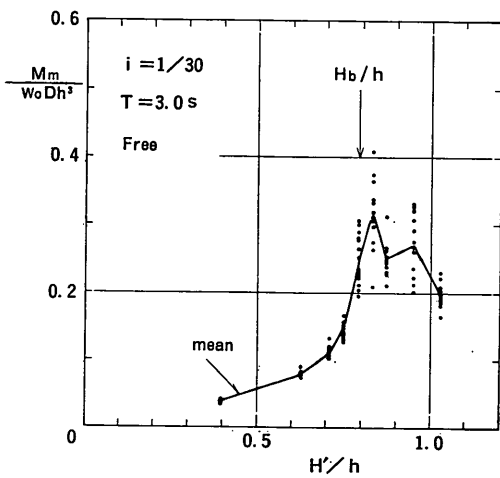


図-6.6(a) 波高と最大曲げモーメントの関係 (上端自由)

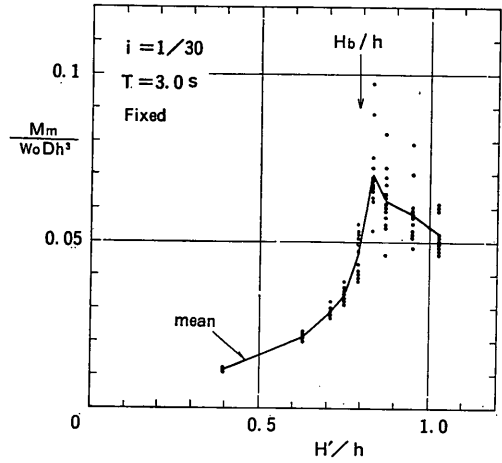


図-6.6(b) 波高と最大曲げモーメントの関係 (上端固定)

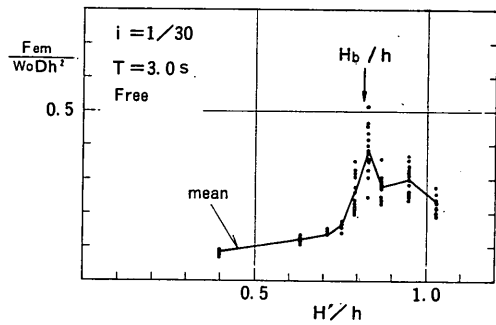


図-6.7(a) 波高と等価波力の関係 (上端自由)

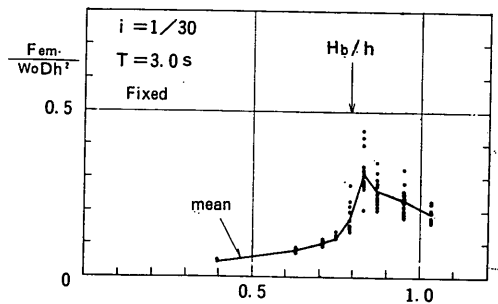


図-6.7(b) 波高と等価波力の関係 (上端固定)

M_m の変動幅は F_m のそれより小さくなっている。これは 6.1 (1) で述べたように衝撃力に対する円柱の応答が小さいため、衝撃砕波力による曲げモーメントが抗力および慣性力を含めた全波力による曲げモーメントに占める割合が低下すること、および円柱の応答の大小は衝撃力のピーク値よりむしろ力積に比例する傾向があり、7.1 (2) で後述するように衝撃砕波力の力積はピーク値に比べて変動が少ないことによるものと考えられる。

(5) 波高と等価波力の関係

図-6.7 (a)および(b)は 図-6.6 と同じ場合について1波1波による等価波力のピーク値 F_{em} と仮想通過波高 H' の関係をみたものである。砕波していない波による F_{em} は 図-5.4 に示した波力のピーク値 F_m とほぼ等しいが、これは波力の時間変化が比較的緩やかであり円柱に動的応答が生じないため、固定部のせん断力の和で表される等価波力と外力が等しくなることによる。砕波が作用するようになると F_{em} は急速に増大しているが、円柱の動的応答効果によって 図-5.4 に示した波力のピーク値 F_m より小さくなっている。すなわち、衝撃砕波力による等価波力は、円柱の慣性力および減衰力によって外力より小さくなる。7.4 (1) に後述するように、応答のピーク値と衝撃力のピーク値の比で表される衝撃応答係数 X_m は 0.5 程度と推定されることから F_{em} は F_m より小さくなったと説明できる。砕波による F_{em} の変動幅は F_m のそれより小さいが、これは M_m の場合と同じ理由によると考えられる。

(6) 砕波パラメータによる等価波力の変化

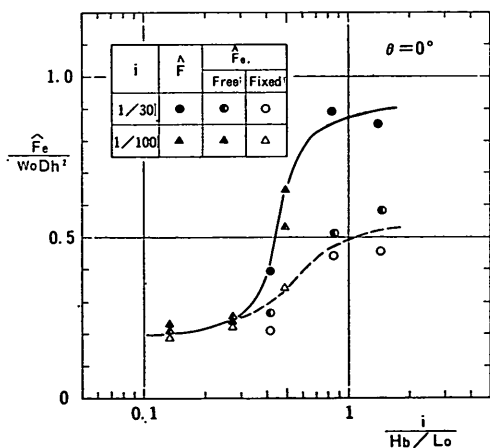


図-6.8 砕波パラメータと等価波力の関係

図-6.8 は全波高についての等価波力の最大値 \hat{F}_e と砕波パラメータ $i/(H_b/L_0)$ との関係を示したものである。同図には 図-5.10 に示した $\theta=0^\circ$ の場合における波力の最大値 \hat{F} の結果も記入してある。 \hat{F}_e は上端自由 (Free), 上端固定 (Fixed) のいずれについても $i/(H_b/L_0)$ とともに増大しており、 \hat{F} の変化傾向と一致している。 $i/(H_b/L_0) < 0.3$ の領域では \hat{F}_e は \hat{F} とほぼ一致しているが、0.3以上になると \hat{F}_e の増加量は \hat{F} の場合より小さくなり、しだいに差が広がる。 $i/(H_b/L_0) = 1$ 付近では \hat{F}_e は \hat{F} の 0.5~0.6 倍になっている。これは、 $i/(H_b/L_0)$ が小さい場合には主として抗力および慣性力の和で表される緩やかな変化の波力が働き、動的な応答が生じないのに対し、 $i/(H_b/L_0)$ が大きくなるにつれて衝撃砕波力が卓越するようになるため、円柱の動的応答の影響によって \hat{F}_e は \hat{F} より小さくなることによる。上端自由と上端固定の \hat{F}_e はほぼ等しく、7.4 (1) に後述する衝撃応答係数 X_m の傾向と一致している。

6.2 不規則波実験の結果

(1) 頻度分布と代表値の定義

1波1波による等価波力 F_{em} の代表値を波群ごとに求め、これをいくつかの波群からなるグループについて平均したものを $(F_e)_{max}$, $(F_e)_{1/10}$, $(F_e)_{1/3}$, $(F_e)_{mean}$ で表し、グループ内での最大等価波力を $(\hat{F}_e)_{max}$ とする。

図-6.9 は F_{em} の頻度分布を $i=1/30$, B波 (B1~B3) の場合について示したもので、(a)は砕波が含まれていない $\bar{H}_{1/3}/h=0.370$, (b)は砕波がかなり含まれている $\bar{H}_{1/3}/h=0.674$ の場合である。(a)の場合は砕波が含まれていないため等価波力と波力は等しいので、図-5.16 (a)に示したピーク波力の分布形と良く一致しているが、(b)の場合は砕波による衝撃力の影響で F_{em} が大きい領域に分布幅が広がっている。しかし、図-5.16 (b)のピーク波力分布に比べると円柱の動的応答の効果により最大値は $(F_e)_{mean}$ の約 4.5 倍におさえられており、 $F_{em}/(F_e)_{mean} = 2\sim 3$ の範囲における頻度が増大している。

(2) 曲げモーメントの分布

図-6.10 は代表等価波力に対する曲げモーメントの同時分布を $i=1/30$, B波 (B1~B3) の砕波が多く含まれている $\bar{H}_{1/3}/h=0.674$ の場合について示したものであり、(a)は上端自由、(b)は上端固定の場合である。各曲げモーメントの分布形はほぼ等しいが、 $(\hat{F}_e)_{max}$ および $(F_e)_{max}$ の曲げモーメント値は $(F_e)_{1/3}$ の 2 倍以上となっている。

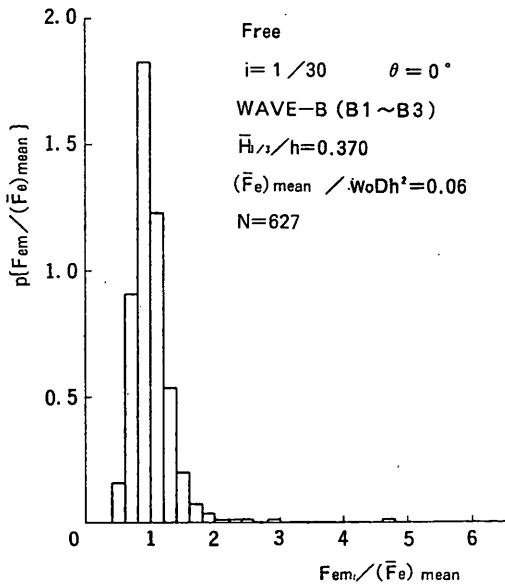


図-6.9(a) 等価波力の頻度分布
($H_{1/3}/h=0.370$)

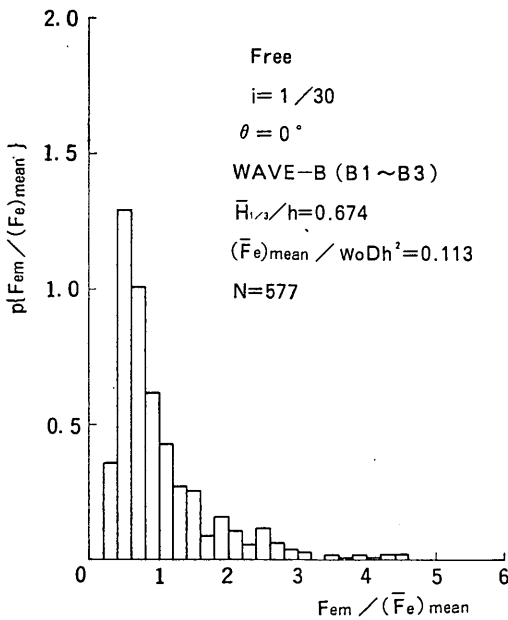


図-6.9(b) 等価波力の頻度分布
($H_{1/3}/h=0.674$)

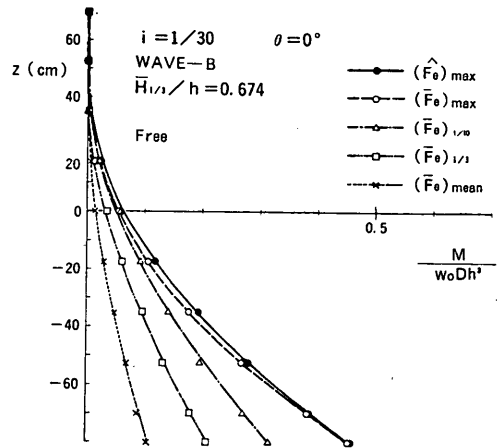


図-6.10(a) 代表等価波力の曲げモーメント分布 (上端自由)

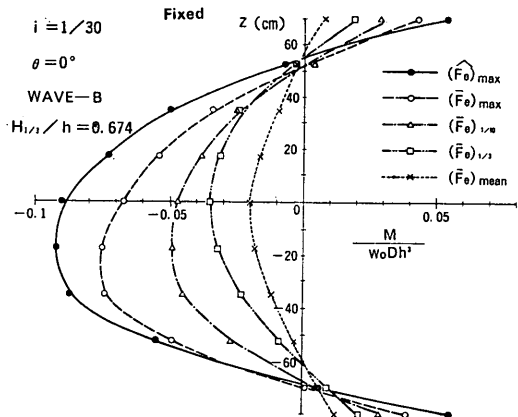


図-6.10(b) 代表等価波力の曲げモーメント分布 (上端固定)

(3) 碎波パラメータによる等価波力の変化

図-6.11 はすべての波高に対する $(\hat{F}_e)_{\max}$ の最大値 \hat{F}_e を求め、碎波パラメータ $i/(\hat{H}_{\max}/L_0)$ との関係を示したものである。同図には 図-5.20 に示したピーク波力の最大値 \hat{F} の値も示してある。図-6.8 に示した規則波の場合と同様には \hat{F}_e は $i/(\hat{H}_{\max}/L_0)$ とともに増大しており、衝撃碎波力が顕著に現れる $i/(\hat{H}_{\max}/L_0)$ が大きい領域においては \hat{F} より小さな値を示している。

(4) 円柱断面の変形

図-6.12 は衝撃碎波力が作用した瞬間の円周方向のひずみ S_1 , S_2 および S_3 の時間変化を $i=1/30$, B波

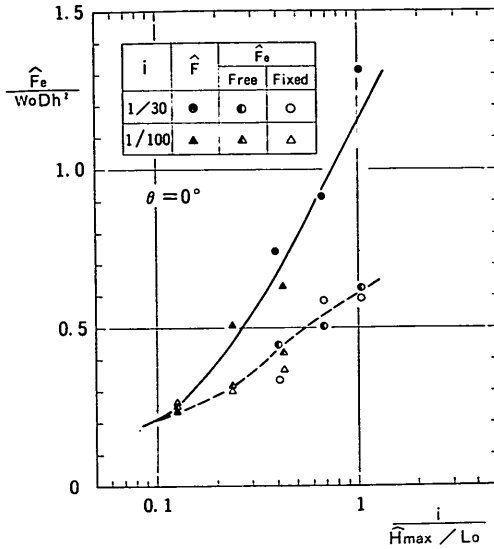


図-6.11 最大等価波力の碎波パラメータによる変化

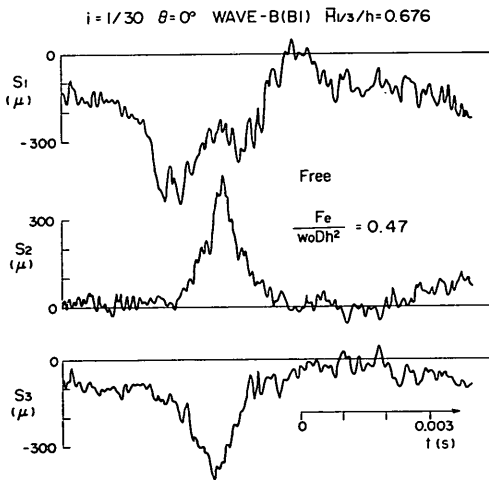


図-6.12 衝撃碎波力による円周方向のひずみ

(B1), $\bar{H}_{1/3}/h = 0.676$ の条件で等価波力 $F_e / (w_0 D h^2)$ が最大の0.47を示した波についてみたものである。この記録は自由振動試験によって得られた円柱断面の固有振動数 3000 Hz に等しい振動が出力されるようにデータレコーダの再生スピードを収録時の1/16にとり、ローパスフィルターのカットオフ周波数を 320 Hz (実時間換算 5120 Hz) として電磁オシログラフに出力したものであ

る。衝撃碎波力によって立ち上がり時間が 0.001s, 継続時間が 0.002~0.003s 程度のひずみが生じている。円柱の前面および後面の S_1 および S_3 のひずみは圧縮側で、側面の S_2 は引っ張りのひずみであり、円柱断面が楕円形に変形していることがわかる。また、 S_2 および S_3 のひずみのピークは S_1 のそれより約 0.00125s 遅れている。いずれのひずみの時間変化にも円柱断面の固有振動は認められない。これは、図-5.3 に示したとおり、衝撃碎波力は 0.001s のオーダーの立ち上がり時間を有し、作用時間も円柱断面の固有周期に比べて長いために動的応答が生じなかったと考えられる。 S_1, S_2 および S_3 のピーク値はそれぞれ $-518\mu, 455\mu$ および -409μ である。ここで、 S_1 の位置に約 $3 w_0 D h$ に相当する 2.0 kgf/cm のピーク値を有し、円柱軸方向の作用幅が 20 cm である二等辺三角形分布の線荷重を静的な外力として与えて 3 次元の有限要素法により円柱の変形を計算すると、 $S_1 = -1,522\mu, S_2 = 449\mu, S_3 = -291\mu$ と算定され、実測値との比はそれぞれ 2.94倍, 0.99倍, 0.71倍となる。 S_1 のひずみは過大に算定されるが、これは、衝撃碎波力を円柱前面に線荷重で与えたためと思われる。

なお、合田らは円柱断面をリングと考えて衝撃碎波力のピーク値を相対する集中荷重で与える方法⁵⁾を示しているが、この場合の最大ひずみは約 7,050 μ と算定され、実測値の 13.6倍にもなる。これは円柱軸方向のたわみ性を考慮していないためであり、適当な方法とはいえない。

7. 実験結果による算定モデルの検討

7.1 算定モデルの提案

今回の波力実験結果と理論的考察を総合して、衝撃碎波力の分布形および時間変化を適切に考慮した算定モデルを提案する。

図-5.12~5.14 および 図-5.21, 5.22 に示した同時分布を参考にして、図-7.1 のように衝撃碎波力の分布をピーク値 f_p , ピーク位置 l_p および作用幅 δ で表される三角形で与える。また、時間変化は作用時間 τ の前傾三角形パルスとする。算定モデルの各パラメータは次のとおり定める。

(1) ピーク値 f_p

分布のピーク値 f_p の大きさおよび時間変化は次式で表す。

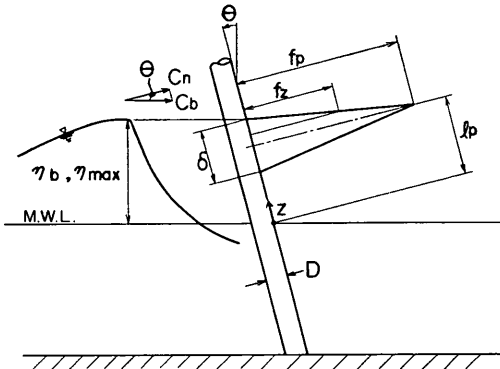


図-7.1 衝撃砕波力算定モデル

$$f_p = f_{pm} \left(1 - \frac{t}{\tau}\right) \quad (7.1)$$

ここに、 f_{pm} は f_p の時間的なピーク値であり Karman 理論に基づく衝撃砕波力のピーク値 f_{Km} に補正係数 ν を乗じる。すなわち、

$$f_{pm} = \nu f_{Km} \quad (7.2)$$

ただし、 f_{Km} は次式で示される。

$$f_{Km} = \frac{\pi}{2g} w_0 C_n^2 D \quad (7.3)$$

ここに、 C_n は円柱に直角方向の波速成分であり、式

(2.22) で計算される。

補正係数 ν は波浪条件や円柱の傾斜角による衝撃砕波力の大きさの変化を表す重要なパラメータであり、この算定法については次節で述べる。

(2) 作用時間 τ

図-7.2 は $i=1/30$, $\theta=0^\circ$, $T=3.0s$, $H'=55.3cm$

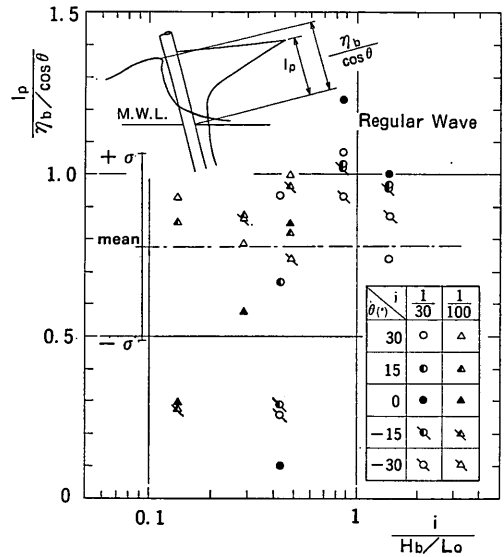


図-7.3(a) 衝撃砕波力のピーク位置 (規則波)

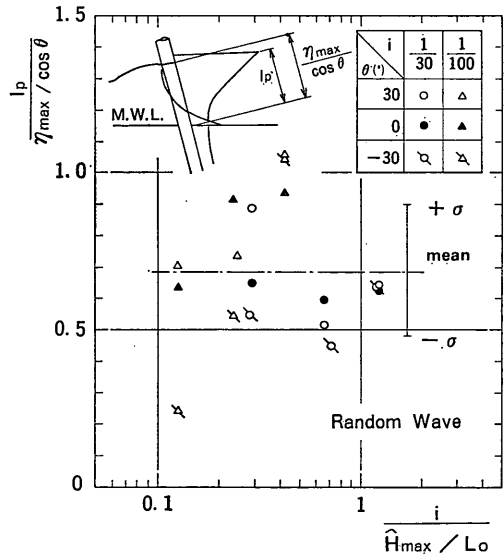


図-7.3(b) 衝撃砕波力のピーク位置 (不規則波)

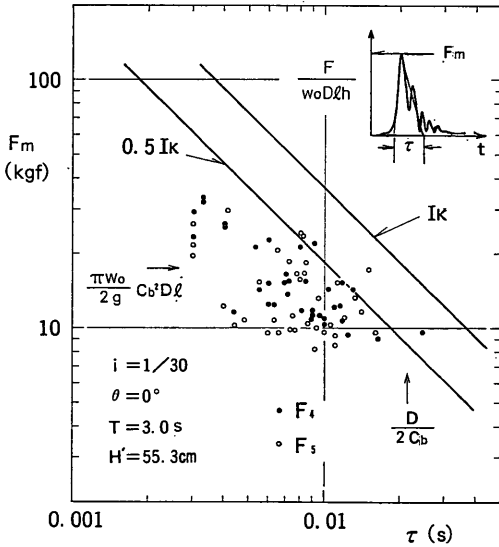


図-7.2 衝撃砕波力の作用時間とピーク値の関係

の条件における規則波の繰り返し実験で得られた F_4 および F_5 の波力時間変化から衝撃砕波力のピーク値および作用時間の関係を求めたものである。波力センサーに働く抗力の最大値 $F/(w_0 D l h) = 0.8$ より大きい波力を衝撃砕波力として抽出し、時間波形を三角形で近似した場合のピーク値を F_m 、作用時間を τ とした。黒丸および白丸はそれぞれ F_4 および F_5 の記録から得られたものを示す。図中の矢印は式 (2.4) および (2.5) で表される Karman 理論によるピーク値および作用時間であり、また実線は力積値が Karman 理論による値 I_K およびその 0.5 倍となる関係を表している。ピーク値は Karman 理論の 0.47~1.95 倍に分布し、平均値は 0.89 倍である。作用時間は $\tau = 0.003 \sim 0.0245$ s の値をとっており、ほとんどが Karman 理論より小さな値を示している。 τ の平均値は 0.00823s で Karman 理論の 0.39 倍である。 τ が小さいほど F_m は大きくなる傾向があり、上限は $0.5 I_K$ の直線に近い。2.1 (2) に述べた Wagner 理論によれば Karman 理論に比べて作用時間は約 0.4 倍で力積値は 0.6~0.7 倍となり、上述の実験結果と良く一致する。したがって、式 (7.1) に含まれる衝撃砕波力の作用時間 τ は次式のように Karman 理論による値の 0.5 倍に定めることとする。

$$\tau = 0.5 \frac{D}{2C_n} \quad (7.4)$$

(3) ピーク位置 l_p

図-7.3 (a), (b) は波力実験による最大波力 \hat{F} の同時分布図における静水面からのピークの高さ l_p と円柱に沿う波頂の高さ $\eta_b / \cos \theta$ あるいは $\eta_{\max} / \cos \theta$ との比を横軸に砕波パラメータをとって示したものである。(a) は規則波、(b) は不規則波の場合であり、後者の η_{\max} は式 (4.2) および (4.3) を用いて \hat{H}_{\max} より算定した。規則波の場合は、砕波パラメータ $i/(H_b/L_0)$ が大きくなるにつれてピーク位置が高くなる傾向があり、砕波形式が巻き波型になると波頂付近に分布のピークが位置する。不規則波の場合は $i/(\hat{H}_{\max}/L_0) = 0.1 \sim 0.4$ の範囲ではピーク位置が高くなる傾向にあるが、0.6 以上になると逆に低下している。これは砕波の巻き込みが極端になると巻き込みの中央部の波面と円柱前面が一致するようになるためと思われる。平均値および標準偏差は規則波の場合 0.780 および 0.288、不規則波の場合 0.684 および 0.213 であり、平均的には波頂の高さの 3/4 付近の値をとっている。したがって、ピーク位置 l_p は次式で定めることとする。

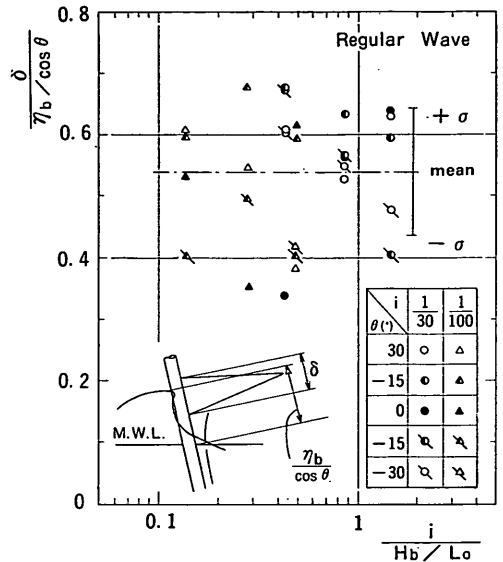


図-7.4(a) 衝撃砕波力の作用幅 (規則波)

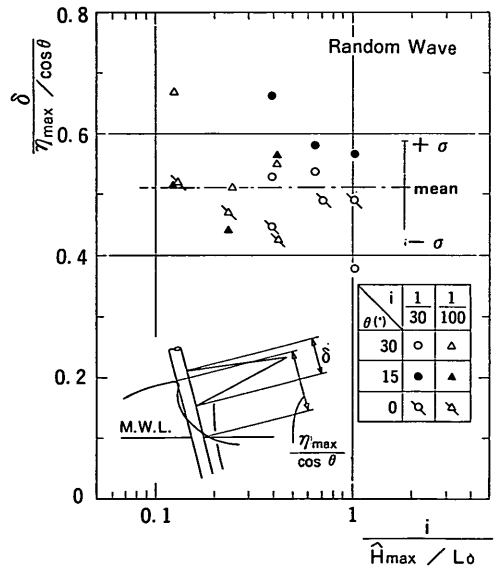


図-7.4(b) 衝撃砕波力の作用幅 (不規則波)

$$l_p = 0.75 \eta_b / \cos \theta \quad (7.5)$$

(4) 作用幅 δ

図-7.4 (a), (b) は最大波力 \hat{F} の同時分布図において衝撃砕波力を三角形で近似して求めた作用幅 δ と波頂の高さの比を示したものであり、(a) は規則波、(b) は不規則波

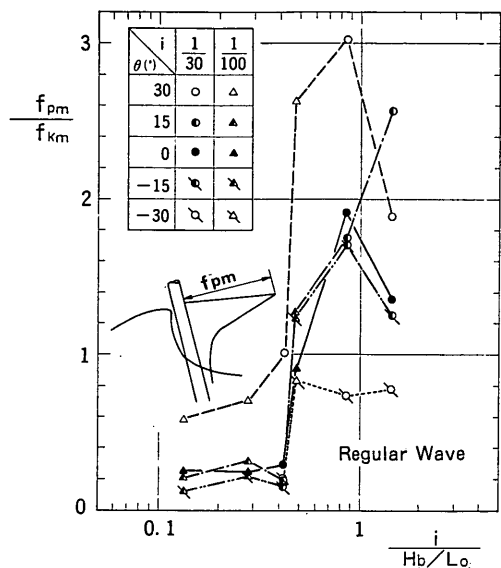


図-7.5(a) Karman 理論によるピーク値との比較 (規則波)

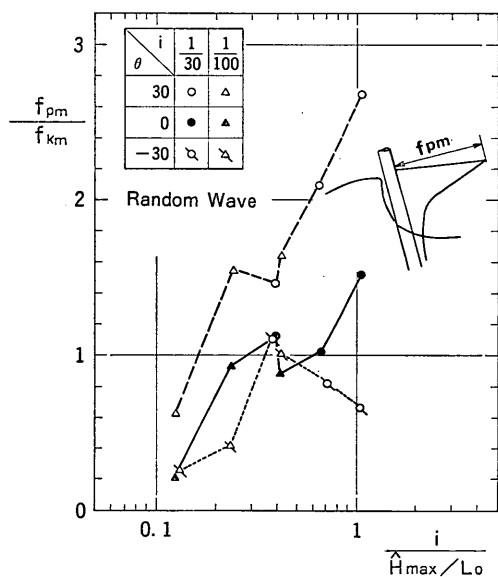


図-7.5(b) Karman 理論によるピーク値との比較 (不規則波)

の場合をそれぞれ示す。いずれの場合も碎波パラメータおよび円柱の傾斜角 θ による変化傾向は認められず、0.3~0.7の間にはばらついている。全データの平均値およ

び標準偏差は規則波の場合 0.539 および 0.104 で不規則波の場合 0.516 および 0.075 であり、碎波形式にかかわらず波頂の高さの半分程度の範囲に衝撃碎波力が働いていることがわかる。これは 写真-1 (a)および(b)に示したとおり、碎波形式にかかわらず波の前面は広い範囲にわたって碎波し円柱と衝突していることによるものである。そこで、作用幅 δ は波頂の高さの半分とし、次のとおり表す。

$$\delta = 0.5\eta_b / \cos \theta \quad (7.6)$$

(5) 分布形 f_z

静水面位置を原点とした円柱に沿う座標軸を z 軸とすると、分布形は次式で与えられる。

$$f_z = \left\{ 1 - \frac{|l_p - z|}{\delta/2} \right\} f_p \quad (7.7)$$

(6) 合力 F_I

衝撃碎波力の合力 F_I は次のとおりとなる。

$$F_I = 0.25 f_p \frac{\eta_b}{\cos \theta} \quad (7.8)$$

また、その時間的なピーク値 F_{Im} は次式で表される。

$$F_{Im} = 0.25 \nu f_{Km} \frac{\eta_b}{\cos \theta} \quad (7.9)$$

上述の算定モデルによる衝撃碎波力は、静水面と波頂間の上半分に二等辺三角形で与えられる。なお、波頂の高さは規則波の η_b で示したが、不規則波の場合は η_{max} とする。

7.2 補正係数 ν の検討

(1) 衝撃碎波力の場所的なピーク値と合力の関係

図-7.5 (a), (b)は最大波力 $F^{\hat{}}$ の同時分布からピーク値 f_{pm} を読み取り、式 (7.3) で示される Karman 理論による計算値に対する比を求め、円柱の傾斜角 θ をパラメータとして碎波パラメータとの関係を示したものである。Karman 理論による計算での碎波波速 C_b は規則波の場合は 表-4 から、また、不規則波の場合は $C_b = \sqrt{g(h + \eta_{max})}$ として算定した。(a)は規則波の場合であるが、 $i/(H_b/L_0)$ が小さく崩れ波型碎波の領域では f_{pm}/f_{Km} は1.0よりかなり小さいけれども、 $i/(H_b/L_0)$ とともに増大し、 $i/(H_b/L_0) = 1.0$ 付近では $\theta = -30^\circ$ の場合を除き $f_{pm}/f_{Km} = 1.7 \sim 3.0$ にも達している。(b)の不規則波の場合も同様な傾向が現れている。

崩れ波型碎波の場合は 写真-1 (b)に示したように碎波の前面が気泡を多く含む乱れた状態で円柱に衝突し、理論的な取扱いのような理想的な衝突でないために衝撃力

は Karman 理論より小さくなる。一方、巻き波型砕波の場合は切り立った乱れの少ない波面が理想的な状態で円柱に衝突するため、2.1 (2) で述べた Wagner 理論の pile-up の効果などによって Karman 理論よりも大きな衝撃力が作用するものと考えられる。同図より f_{pm}/f_{km} の変化傾向は 図-5.10 および 5.20 に示した最大波力の場合と一致していることから、衝撃砕波力の同時分布におけるピーク値が衝撃砕波力の合力の大きさを支配していることがわかる。 f_{pm}/f_{km} の値は式 (7.2) の補正係数 ν とみなすことができるが、波力の算定においては合力が重要である場合が多いため、実験によって得られた衝撃砕波力の合力から式 (7.9) によって ν を逆算することとする。

(2) 補正係数 ν と砕波巻き込み率 λ の関係

合田ら⁹⁾ および著者ら¹⁷⁾ の従来の算定モデルでは、2.2 (1) および (3) に述べたとおり衝撃砕波力の合力の大きさを表すパラメーターとして砕波巻き込み率 λ を導入している。この場合はピーク値を Karman 理論による値に定め、分布を矩形として分布幅を変化させることによって波浪条件および円柱の傾斜角による合力の変化を表すものである。この場合の合力の時間的なピーク値 F_{Im} は式 (2.21)~(2.23) より次のとおりとなる。

$$F_{Im} = f_{km} \frac{\lambda \eta_b}{\cos \theta} \quad (7.10)$$

ここで式 (7.9) および (7.10) より新しい算定モデルにおける補正係数 ν と従来モデルの砕波巻き込み率の間に次の関係が成り立つことがわかる。

$$\nu = 4\lambda \quad (7.11)$$

従来の算定モデルにおける砕波巻き込み率 λ は衝撃砕波力の作用幅の波頂高に対する比というモデル化の仮定から 1.0 以下であるべきである。一方、新しい算定モデルにおける ν は衝撃砕波力の場所的なピーク値の大きさ

を表す意味から考えて理論的な上限はない。式 (7.11) から $\nu > 4$ の場合は $\lambda > 1$ となり、従来の算定モデルでは矛盾が生じるが、これは衝撃砕波力のピーク値が Karman 理論より大きくなる場合があることを考慮していないことに起因するものである。

(3) 衝撃砕波力および補正係数の求め方

本研究では波力の同時分布からピーク衝撃砕波力 F_{Im} を求めることとした。図-7.6 に示す例のように、抗力および慣性力 ($F_D + F_M$) の理論分布形を参考にして静水面より上方の衝撃砕波力発生点を推定し、これより上にある波力値 (斜線部分) を合計することによって。

規則波の場合には、ピーク砕波力の最大値 \hat{F} の同時分布からピーク衝撃砕波力 F_{Im} を求め、表-4 に示した砕波の波頂高 η_b および砕波波速 C_b を式 (7.9) に代入して補正係数 ν を逆算した。

不規則波の場合にはピーク砕波力の最大値として、波種ごとの最大波力 \hat{F}_{max} および各波種に含まれる波群の最大波力の平均値 \bar{F}_{max} の 2 種類について解析を行った。まず、 \hat{F}_{max} および \bar{F}_{max} の波力同時分布よりピーク衝撃砕波力を求め、それぞれ \hat{F}_I および \bar{F}_I とした。ただし、 \bar{F}_I の算出においては 3 波群の \bar{F}_{max} の同時分布を平均した分布形から求めている。波頂高は式 (4.1) および式 (4.2) を用いて算定し、 \hat{H}_{max} および \bar{H}_{max} に対応するものをそれぞれ $\hat{\eta}_{max}$ および $\bar{\eta}_{max}$ とした。砕波波速は $C_b = \sqrt{g(h + \eta_{max})}$ とした。式 (7.9) に \hat{F}_I および $\hat{\eta}_{max}$ を代入して逆算した補正係数を $\hat{\nu}$ とし、 \bar{F}_I および $\bar{\eta}_{max}$ を代入して逆算した場合を $\bar{\nu}$ とした。

図-7.6 には上述の手順によって求めた補正係数 ν を用いて、7.1 (2) の算定モデルから得られる衝撃砕波力の分布形を一点鎖線で示している。計算値は実験値を三角形分布で良く近似していることがわかる。

(4) 規則波の補正係数算定式

表-11 (a), (b) は規則波についての補正係数 ν を全砕波力の最大値 \hat{F} および衝撃砕波力のピーク値 F_{Im} と共に示したものである。

図-7.7 は ν と砕波形式を支配するパラメーター $i/(H_b/L_0)$ および円柱の傾斜角 θ との関係を示したものである。 ν は 図-5.10 に示した全砕波力の場合と同様に $i/(H_b/L_0)$ が大きいほど、また、円柱が沖方向に傾くほど大きな値をとっている。

図中の曲線は ν の変化傾向を次式で近似したものである。

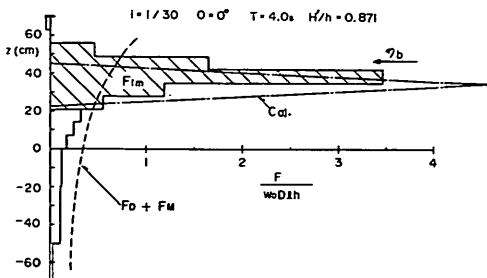


図-7.6 衝撃砕波力の合力の算出方法

表-11(a) 規則波の補正係数の逆算値
($i=1/30$)

i	h/L_0	$\theta(^{\circ})$	\hat{F}	\hat{F}_I	λ	ν
			$w_0 D h^2$	$w_0 D h^2$		
1/30	0.1122	30	0.54	0.326	0.310	1.24
		10	0.32	0.099	0.085	0.34
		0	0.39	0.160	0.132	0.53
		-15	0.24	0.062	0.053	0.21
		-30	0.20	0.058	0.055	0.22
	0.0499	30	0.97	0.703	0.528	2.11
		15	1.00	0.817	0.549	2.20
		0	0.89	0.677	0.440	1.76
		-15	0.75	0.632	0.425	1.70
		-30	0.46	0.337	0.252	1.01
	0.0283	30	1.13	0.922	0.634	2.54
		15	1.19	1.129	0.696	2.78
		0	0.85	0.690	0.411	1.64
		-15	0.73	0.520	0.321	1.28
		-30	0.52	0.322	0.221	0.88

表-11(b) 規則波の補正係数の逆算値
($i=1/100$)

i	h/L_0	$\theta(^{\circ})$	\hat{F}	\hat{F}_I	λ	ν
			$w_0 D h^2$	$w_0 D h^2$		
1/100	0.1122	30	0.48	0.149	0.142	0.57
		15	0.26	0.104	0.089	0.36
		0	0.24	0.151	0.125	0.50
		-15	0.22	0.026	0.022	0.09
		-30	0.15	0.0	0.0	0.0
	0.0499	30	0.34	0.126	0.095	0.38
		15	0.36	0.178	0.120	0.48
		0	0.24	0.060	0.039	0.13
		-15	0.30	0.051	0.033	0.13
		-30	0.18	0.0	0.0	0.0
	0.0280	30	0.94	0.774	0.532	2.13
		15	0.78	0.621	0.382	1.53
		0	0.64	0.511	0.304	1.22
		-15	0.58	0.474	0.292	1.17
		-30	0.35	0.271	0.187	0.75

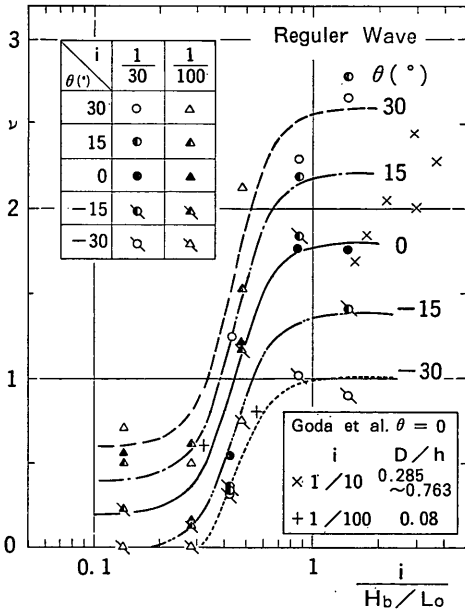


図-7.7 規則波の補正係数

$$\nu = A_1 \tanh \left\{ A_2 \log_{10} \frac{i/(H_b/L_0)}{A_3} \right\} + A_4 \quad (7.12)$$

$$A_1 = 0.8 + 0.4 \sin \theta \quad (7.13)$$

$$A_2 = 6.0 \quad (7.14)$$

$$A_3 = 0.45 \quad (7.15)$$

$$A_4 = 1.0 + 1.2 \sin \theta \quad (7.16)$$

式(7.12)~(7.16)は $i/(H_b/L_0)$ に伴う ν の増大を双曲線関数によって表したものである。 A_2 および A_3 は $i/(H_b/L_0)$ に対する曲線の形を定める値で、前者は曲線の広がり、後者は対称点の位置をそれぞれ表している。 A_1 および A_4 は ν の変化範囲を定めるもので、前者は曲線の変化幅を、後者は対称点の ν の値をそれぞれ示している。円柱の傾斜角の影響は A_1 および A_4 における $\sin \theta$ で考慮されており、円柱が沖方向に傾斜するほど曲線の変化幅が大きくなり、全体的に ν の値が増大している。

同図には合田らが求めた直円柱の碎波巻き込み率 λ を式(7.11)に代入し、補正係数 ν として表した値もプロ

表-12(a) 不規則波の補正係数の逆算値 ($\hat{\nu}$)

i	波種	θ (°)	\hat{H}_{\max} (cm)	$\hat{\eta}_{\max}$ (cm)	$\frac{\hat{F}_{\max}}{w_0 D h^2}$	$\frac{\hat{F}_I}{w_0 D h^2}$	$\hat{\lambda}$	$\hat{\nu}$
1/30	A	30	53.3	38.1	1.00	0.613	0.538	2.15
		0	53.3	38.1	0.74	0.620	0.473	1.89
		-30	54.6	39.2	0.44	0.346	0.293	1.17
	B	30	71.7	53.8	1.13	0.992	0.538	2.15
		0	71.7	53.8	0.91	0.793	0.370	1.48
		-30	65.4	48.3	0.52	0.423	0.265	1.06
	C	30	81.3	62.2	1.50	1.290	0.568	2.27
		0	81.3	62.2	1.31	1.154	0.438	1.75
		-30	81.3	62.2	0.56	0.468	0.208	0.83
1/100	A	30	49.9	38.2	0.44	0.294	0.258	1.03
		0	49.9	38.2	0.24	0.104	0.080	0.32
		-30	47.8	36.3	0.20	0.098	0.093	0.37
	B	30	56.7	44.4	0.68	0.582	0.413	1.65
		0	60.9	48.3	0.51	0.392	0.215	0.86
		-30	60.9	48.3	0.27	0.211	0.135	0.54
	C	30	59.9	47.4	1.01	0.792	0.510	2.04
		0	59.9	47.4	0.63	0.522	0.293	1.17
		-30	59.9	47.4	0.49	0.397	0.258	1.03

表-12(b) 不規則波の補正係数の逆算値 ($\bar{\nu}$)

i	波種	θ (°)	H_{\max} (cm)	$\bar{\eta}_{\max}$ (cm)	$\frac{F_{\max}}{w_0 D h^2}$	$\frac{F_I}{w_0 D h^2}$	$\bar{\lambda}$	$\bar{\nu}$
1/30	A	30	51.8	36.9	0.74	0.592	0.540	2.16
		0	51.8	36.9	0.55	0.463	0.368	1.47
		-30	50.1	35.5	0.34	0.250	0.240	0.96
	B	30	68.6	51.1	0.91	0.756	0.438	1.75
		0	68.6	51.1	0.76	0.662	0.333	1.33
		-30	62.2	45.6	0.38	0.309	0.208	0.83
	C	30	76.8	58.3	1.23	1.069	0.513	2.05
		0	76.8	58.3	1.05	0.911	0.380	1.52
		-30	76.8	58.3	0.48	0.360	0.170	0.68
1/100	A	30	48.6	37.1	0.37	0.230	0.210	0.84
		0	48.6	37.1	0.19	0.088	0.070	0.28
		-30	44.7	37.6	0.16	0.089	0.093	0.37
	B	30	54.0	41.9	0.49	0.397	0.305	1.22
		0	56.5	44.2	0.38	0.294	0.183	0.73
		-30	56.5	44.2	0.24	0.184	0.130	0.52
	C	30	58.2	45.8	0.63	0.495	0.333	1.33
		0	58.2	45.8	0.50	0.376	0.220	0.88
		-30	58.2	45.8	0.27	0.176	0.120	0.48

ットしてあり、海底勾配 i が 1/10 および 1/100 の場合をそれぞれ \times および $+$ 印で示している。これらの値は衝撃碎波力に対する波力測定系の応答波形から等価衝撃碎波力を求め、式 (2.17) で表される衝撃力波形を仮定した 1 自由度振動系の過渡応答解析によりピーク衝撃碎波力を推定し、 λ を逆算して得られたものである。 $i=1/10$ の場合の ν は式 (7.12)~(7.16) によって計算された実線よりやや大きな値をとっているが、今回はこの領域での実験を行っていないので詳しい議論はできない。

(5) 不規則波の補正係数算定式

表-12 (a), (b) に不規則波についての補正係数 $\hat{\nu}$ および $\bar{\nu}$ を全碎波力の最大値 \hat{F}_{\max} , F_{\max} および衝撃碎波力のピーク値 \hat{F}_I , F_I とともに示す。

図-7.8 は規則波の場合と同様に $\hat{\nu}$ および $\bar{\nu}$ を碎波形式を支配するパラメータ $i/(H_{\max}/L_0)$ に対してプロッ

トしたものである。ただし、 H_{\max} は $\hat{\nu}$ の場合は \hat{H}_{\max} 、 $\bar{\nu}$ の場合は \bar{H}_{\max} とし、また、 $L_0=1.56 T^2 i^{1/3}$ として示している。 $\bar{\nu}$ は $\hat{\nu}$ より若干小さな値を示すが、その差は微小である。規則波の場合の 図-7.7 と比較すると、 $i/(H_{\max}/L_0)=1$ 付近においては同程度の値をとっているが、 $i/(H_{\max}/L_0)$ が小さい領域においては規則波の ν より大きな値を示し、全体的になだらかな変化となっている。不規則波の場合には $i/(H_{\max}/L_0)$ が小さい領域においても巻き波型に近い碎波が発生し、ピーク値が大きい衝撃力が働くものと考えられる。このような ν の変化特性を考慮して、式 (7.12) に含まれる定数 A_2 および A_3 を次のとおり修正して不規則波についての補正係数 ν を表すこととする。

$$A_2 = 2.5 \tag{7.17}$$

$$A_3 = 0.25 \tag{7.18}$$

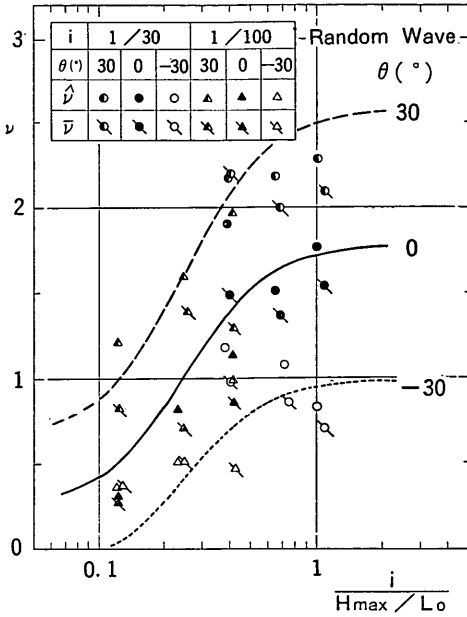


図-7.8 不規則波の補正係数

この修正によって曲線の対称点が $i/(H_{max}/L_0)$ の小さい方向へ移動し、勾配が滑らかになる。円柱の傾斜角の影響は規則波の場合と同じである。

7.3 衝撃砕波力の実験値との比較

(1) ピーク値

図-7.9 (a)および(b)はそれぞれ規則波および不規則波の場合について、式(7.2), および(7.12)~(7.18)によって計算される衝撃砕波力の同時分布におけるピーク値 f_{pm} を実験値と比較したものである。 $f_{pm}/(w_0 D h) > 3$ の範囲では計算値は実測値の約40%の誤差内にある。計算に用いた ν は合力から求めたものであるが、ピーク値についても妥当な算定値が得られることは合力の大きさがピーク値によって支配されることによるものである。

(2) 合力

図-7.10 (a)および(b)はそれぞれ規則波および不規則波の場合について衝撃砕波力の合力の計算値と実験値を比較したものである。規則波の場合、表-4 および式(7.12)~(7.16)によって ν , η_b , C_b を算定し、式(7.9)によってピーク衝撃砕波力 F_{Im} を計算した。また、不規則波の場合は表-12 および式(7.12), (7.13), (7.17), (7.18)によって $\bar{\nu}$, $\bar{\eta}_{max}$ および $\bar{\nu}$, $\bar{\eta}_{max}$ を

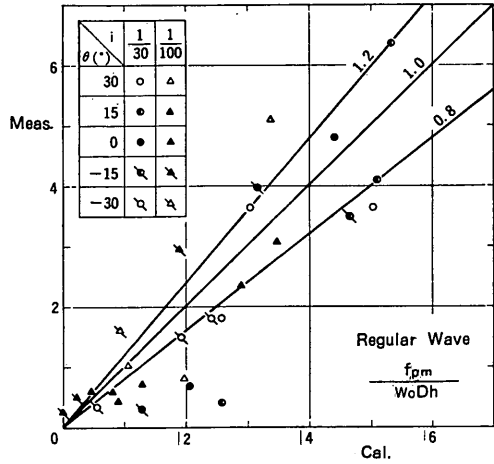


図-7.9(a) 衝撃砕波力分布のピーク値の計算値と実験値の比較(規則波)

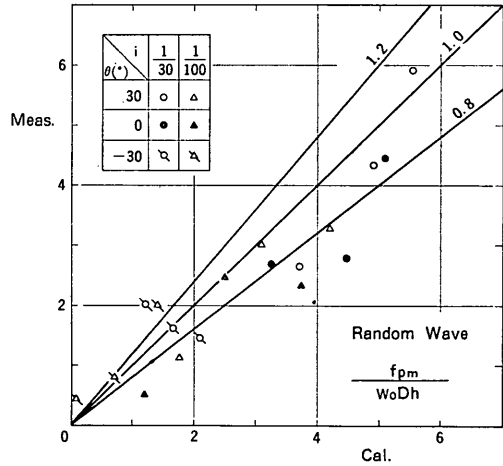


図-7.9(b) 衝撃砕波力分布のピーク値の計算値と実験値の比較(不規則波)

求め、 $C_b = \sqrt{g(h + \eta_{max})}$ によって砕波波速を算定し、式(7.9)によって合力のピーク値 \hat{F}_I および \bar{F}_I を計算した。衝撃砕波力が小さい場合にはややばらつきが大きい、規則波の場合 $F_{Im}/(w_0 D h^2) \geq 0.5$ になると計算値は実測値の0.7~1.1倍の範囲にある。不規則波の場合は $\hat{F}_I/(w_0 D h^2)$ および $\bar{F}_I/(w_0 D h^2)$ が0.8より小さいときは平均的に計算値と実験値は一致しているものの、それより大きい領域では計算値は実験値の1.0~1.3の範囲にあり、やや大きめの値を与えている。

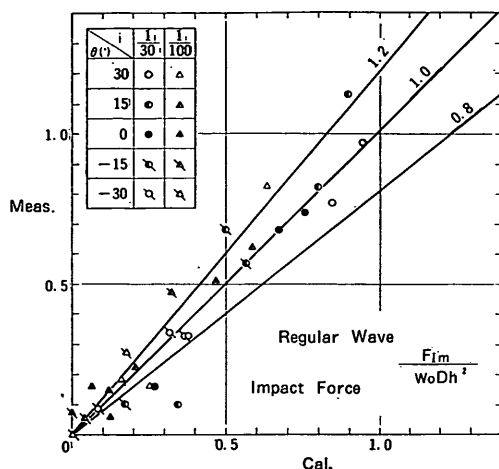


図-7.10(a) 衝撃砕波力の合力の計算値と実験値の比較 (規則波)

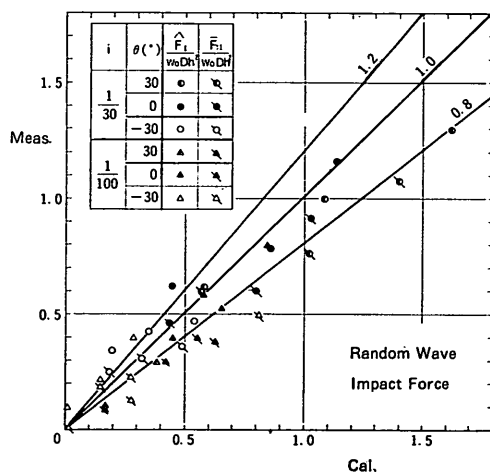


図-7.10(b) 衝撃砕波力の合力の計算値と実験値の比較 (不規則波)

7.4 等価波力の実験値との比較

(1) 衝撃応答係数

図-7.11は6.1(1)に述べた有限要素法によって応答実験に用いたアクリル製円柱の衝撃応答係数 X_m を求めたものである。 X_m は外力のピーク値に対する応答波形のピーク値 F_{em}/F_{Im} である。外力は7.1(2)に述べた算定モデルを参考にして、三角形分布で時間変化が前傾三角形である荷重を $z=30\sim 50$ の範囲に節点荷重として入力し作用時間 τ を $0\sim 0.03s$ に変化させた。図中の

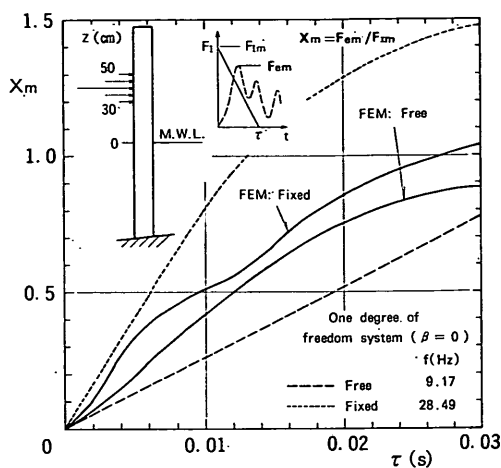


図-7.11 模型円柱の衝撃応答係数

実線はこの有限要素法による計算結果で、Free および Fixed はそれぞれ上端自由および上端固定の場合であるが両者の差は小さい。応答実験における衝撃砕波力の作用時間を算定すると、新しい算定モデルでは式(7.4)より $\tau=0.0098\sim 0.0109s$ 、従来の算定モデルでは式(2.24)より $\tau'=0.0195\sim 0.0217$ となる。したがって X_m は前者の場合 $0.41\sim 0.53$ 、後者の場合 $0.75\sim 0.90$ と算定される。一方、図-6.8 および 図-6.11 に示した応答実験結果において、衝撃砕波力が顕著に現れる横軸が 1.0 の点に着目して、等価波力 F_e と衝撃砕波力 F のピーク値の比を求めると、それぞれ 0.56 および 0.53 程度となる。円柱に動的な応答を発生させない抗力および慣性力成分を差し引けば、衝撃応答係数 X_m はこれよりさらに小さいと推定され、新しい算定モデルの作用時間 τ を用いて求めた値に近いことがわかる。

同図の破線および点線はそれぞれ上端自由および上端固定の円柱の静水中での固有振動数を用いて非減衰1自由度振動系の計算から得られた結果である。有限要素法による結果に比べて上端自由の場合は小さく、上端固定の場合はかなり大きな値をとっており、図-6.8 および 図-6.11 の結果を説明し得ない。これは、6.1(1)に述べたように衝撃砕波力に対して円柱は複雑な応答を呈するため1自由度振動系として計算すると大きな誤差を生じることを意味している。構造物の応力や変形を予測する場合にはできるだけ厳密な応答計算を行う必要があることがよくわかる。

(2) 等価波力

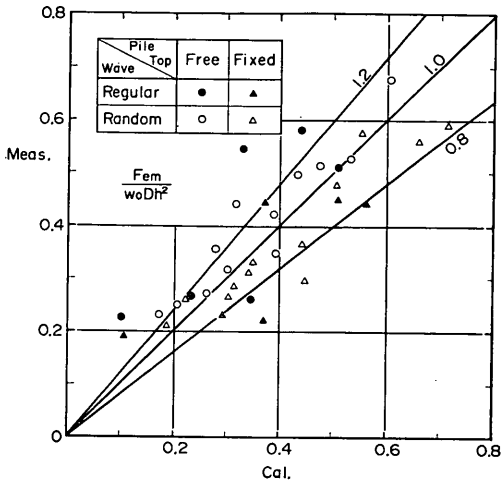


図-7.12 等価波力の計算値と実験値の比較

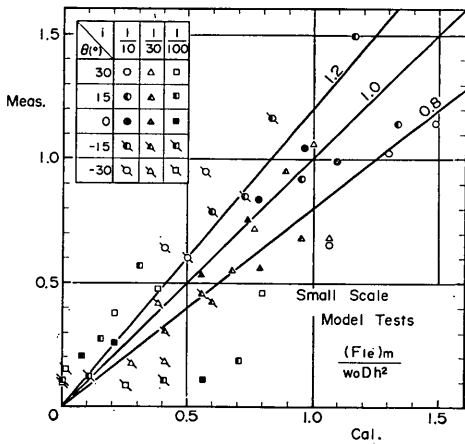


図-7.13 小型模型の等価衝撃破波力の計算値と実験値の比較

図-7.12 は応答実験における等価波力のピーク値 F_{em} について計算値と実験値を比較したものである。計算では衝撃破波力の合力のピーク値 F_{Im} を式 (7.9) によって算定し、これに式 (7.4) の作用時間と 図-7.11 から算定される衝撃応答係数 X_m を乗じることによって衝撃破波力に対する応答のピーク値 $(F_{1e})_m$ を求め、抗力 F_D および慣性力 F_M と加え合せ等価波力のピーク値 F_{em} とした。すなわち、

$$\begin{aligned}
 F_{em} &= (F_{1e})_m + F_D + F_M \\
 &= X_m F_{Im} + F_D + F_M \quad (7.19)
 \end{aligned}$$

ただし、 $F_D + F_M$ は波力実験による同時分布から得られる実験値をそのまま用いて推定した。図-7.11 の衝撃破波力の場合に比べて若干ばらつきが大きい、ほとんどの場合計算値の誤差は40%以内である。これは、式 (7.4) で示される衝撃破波力の作用時間 τ が妥当であり、円柱の動的応答がほぼ適切に算定された結果を示すものである。

図-7.13 は著者らが先に実施した小型模型実験¹⁷⁾によって得られた等価波力における衝撃応答成分 $(F_{1e})_m$ について 図-7.12 の場合と同様な方法による計算値と実験値を比較したものである。 $(F_{1e})_m / (w_0 D h^2) \leq 0.7$ の領域ではややばらつきが大きく、 $i=1/30$ および $1/100$ の場合において計算値がかなり過大なものがみられる。しかし、 $(F_{1e})_m / (w_0 D h^2) > 0.7$ の領域では計算値の誤差は40%程度で、図-7.12 に示した大型模型の場合と等しい。海底勾配が $i=1/10$ の場合は今回の実験条件に含まれていないが、 $i=1/30$ および $1/100$ の場合と同等の誤差領域に含まれていることから、この場合も本算定モデルが適用可能であるといえる。

7.5 現地条件に対する計算例

杭式栈橋を想定した次の設計条件について計算例を示すとともに、従来法による計算結果との比較を行う。

- 水深 $h=8.0\text{m}$
- 有義波周期 $T_{1/3}=10.0\text{s}$
- 換算沖波波高 $H'_0=6.0\text{m}$
- 海底勾配 $i=1/30$ および $1/100$
- 杭の直径 $D=1.0\text{m}$
- 杭の傾斜角 $\theta=0^\circ, \pm 20^\circ$

設計条件から計算に必要なとするパラメータが次のとおり求まる。

$$\begin{aligned}
 L_0 &= 1.56 T_{1/3}^2 = 156\text{m} \\
 H'_0 / L_0 &= 0.0385 \\
 h / H'_0 &= 1.33
 \end{aligned}$$

通常の海洋構造物の設計では最高波高 $H_{\max}=2.0H_{1/3}$ とするが、碎波条件では碎波によって波高が制限されるため、 $H_{\max} \doteq H_{1/250}$ と考えても大差ない。したがって、合田による碎帯波内の波高算定図²⁸⁾から最高波高を算定すると、次のとおりとなる。

$$\begin{aligned}
 i=1/30 \text{ の場合} &: H_{\max}=6.78\text{m} \\
 i=1/100 \text{ の場合} &: H_{\max}=6.06\text{m}
 \end{aligned}$$

式 (4.1) および (4.2) を用いて最高波頂高 η_{\max} を算定すると、

$$i=1/30 \text{ の場合} : \eta_{\max}=4.93\text{m}$$

表-13 衝撃碎波力の算定結果 ($\theta=0^\circ$)

i	θ ($^\circ$)	C_n (cm/s)	f_{Km} (tf/m)	ν	f_{pm} (tf/m)	τ (s)	l_p (m)	δ (m)	F_{Im} (tf)
$\frac{1}{30}$	20	10.6	18.5	2.20	40.7	0.0236	3.94	2.63	53.4
	0	11.3	21.1	1.67	35.2	0.0221	3.70	2.47	43.4
	-20	10.6	18.5	1.15	21.3	0.0236	3.94	2.63	27.9
$\frac{1}{100}$	20	10.5	18.2	1.44	26.2	0.0238	3.75	2.50	32.7
	0	11.2	20.7	1.03	21.3	0.0223	3.52	2.35	25.0
	-20	10.5	18.2	0.61	11.1	0.0238	3.75	2.50	13.9

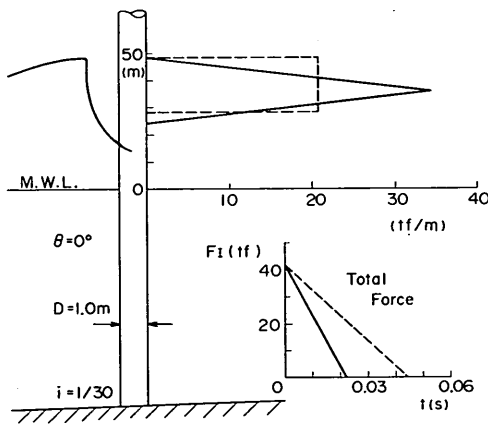


図-7.14(a) 現地条件における計算結果 ($\theta=0^\circ$)

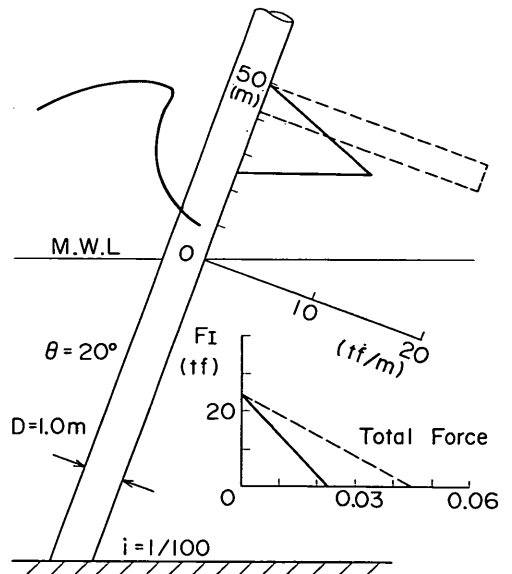


図-7.14(b) 現地条件における計算結果 ($\theta=20^\circ$)

$i=1/100$ の場合： $\eta_{max}=4.69m$

また、碎波パラメータは次のとおりとなる。

$i=1/30$ の場合： $i/(H_{max}/L_0)=0.766$

$i=1/100$ の場合： $i/(H_{max}/L_0)=0.258$

これらのパラメータを用いて、7.1 (2)に述べた計算式および不規則波についての補正係数 ν の計算式 (7.12), (7.13), (7.16), (7.17) および (7.18) を用いて計算を行うと、衝撃碎波力の作用幅 δ 、ピーク位置 l_p 、分布形のピーク値 f_{pm} 、合力のピーク値 F_{Im} および作用時間 τ が表-13のとおり求まる。

図-7.14 (a)および(b)はそれぞれ $i=1/30$, $\theta=0^\circ$ および $i=1/100$, $\theta=20^\circ$ の場合の衝撃碎波力の分布形と合力の時間変化の計算結果である。実線は新しい算定モデルによるもので、破線は 2.2 (3)に述べた著者らの従来法による結果である。ただし、碎波巻き込み率 λ は式

表-14 全碎波力の計算値の比較

i	提案法			Shore Protection Manual
	F_{Im} (tf)	F_D+F_M (tf)	F_m (tf)	F_m (tf)
1/30	43.4	12.0	55.4	59.2
1/100	25.0	10.1	35.1	47.3

(7.11) を用いて ν より算定した。(a)の場合の新しい算定モデルによる分布形は従来法に比べてピーク値が大きく、作用幅がやや広い。(b)の場合は両モデルによる分布形の差が顕著に現れている。新しい算定法による衝撃砕波力の作用時間 τ' は従来法の0.5倍である。

表-14 は $\theta=0^\circ$ で $i=1/30$ および $1/100$ の場合の全砕波力のピーク値 F_m について新しいモデルによる計算結果と式 (5.2) に示した Shore Protection Manual⁴⁾ による計算値を比較したものである。前者の計算における抗力 F_D および慣性力 F_M は式 (2.19) および (2.20) を用いて、 $\delta/\eta_{\max}=0.5$ であることを考慮し、 $\lambda=0.5$ とおいて計算した。抗力係数 C_D および質量係数 C_M は前者の計算ではそれぞれ 1.0 および 2.0 とし、後者では $C_D=2.5$ とおいた。 $i=1/30$ の場合は両者の計算値はほぼ等しいが、 $i=1/100$ の場合の Shore Protection Manual による計算値は新しいモデルによる計算値に比べて 1.35 倍の値をとっている。

8. む す び

本研究で得られた主要な結果は以下のとおりである。

- 1) 物体と水面の衝突に対する Wagner 理論を円柱と水面の衝突に適用すると、衝撃力のピーク値は Karman 理論に比べて大きくなり、作用時間は 0.4 倍程度に減少する。また、Wagner 理論による力積値は Karman 理論の 0.6~0.7 倍になる。これは Wagner 理論では円柱周面に沿って水面が上昇する pile-up の現象および円柱周面の流速による圧力低下を考慮していることによる。
- 2) 傾斜円柱に働く衝撃砕波力は、円柱が沖方向に傾いた場合は直円柱に比べて増大し、逆に岸方向に傾いた場合は減少する。直円柱からの傾き角を沖方向を正として θ と表記したとき、 $\theta=\pm 30^\circ$ の円柱に働く衝撃砕波力は直円柱に比べて 20~50% 程度増減する。
- 3) 衝撃砕波力の大きさは砕波形式に大きく依存する。この場合の砕波形式を決定するパラメータとしては通常 surf similarity parameter と呼ばれているものよりも、 $i/(H_0/L_0)$ のほうが適合性がよい。ここに、 i は海底勾配、 H_0 は砕波波高、 L_0 は深海波の波長である。規則波実験結果においてはこの新しい砕波パラメータの値が 0.3~0.7 で衝撃砕波力が急増する。不規則波の場合には砕波パラメータに対し直線的に増大する傾向を示し、衝撃砕波力の値は有義波周期に等しい周期の規則波によるものより大きくなる。

- 4) 衝撃砕波力は規則波の実験であっても著しく変動する。今回の実験では 14 波中の最大値を整理の対象としたが、これを繰り返して実験した結果の例では最大値の変動係数は 0.2 程度であった。また、不規則波について約 200 波の波で繰り返し実験を行ったときの最大波力の変動係数も 0.2 程度以上であった。こうした変動は最高波高の現れ方というよりも砕波による衝突波形の微妙な変化によるところが大きい。

- 5) 理論的考察および実験結果に基づいて衝撃砕波力の算定法を新しく提案した。その概要は以下のとおりである。

- ① 衝撃砕波力は波頂と静水面の間の上半分に円柱軸に沿って二等辺三角形で与える。
- ② 軸に沿う分布におけるピーク波力 f_{pm} は Karman 理論によるピーク値 f_{km} に補正係数 ν を乗じて与える。
- ③ 時間変化は前傾三角形とし、作用時間 τ は $0.25 D/C_n$ で与える。ここに、 D は円柱の直径、 C_n は円柱と直角方向の砕波波速成分である。

- 6) 補正係数 ν を実験結果に基づき砕波パラメータと傾斜角の関数として定式化した。この方法による計算値の実験値に対する誤差は、合波力で約 30%、ピーク値および応答実験における等価波力で約 40% 以内である。

- 7) 衝撃砕波力は作用時間が短く、設計等においては動的応答を考慮する必要がある。水深 10m 程度における標準的鋼管杭を対象とした応答実験や有限要素法による計算結果では、衝撃応答係数は 0.5 程度であった。こうした動的応答は複雑であり、高次の振動モードが顕著に現れるため解析は精度の高い振動モデルによる必要がある。

- 8) 衝撃砕波力の作用位置では円柱断面が楕円形に変形する。この断面内変形は、通常円柱断面の固有振動周期が衝撃砕波力の作用時間よりも短いので、一般には静的解析でよい。衝撃砕波力を円柱前面に線荷重として与えて 3 次元解析を行ったところ、側面や背面でのひずみは測定値とほぼ一致したが、円柱前面でのひずみは測定値より大きく約 3 倍となった。これは衝撃砕波力を線荷重で与えていることによると考えられる。以上、本研究によって不規則波を含めた広範囲の条件における円柱に働く衝撃砕波力の特性を明らかにし、軸に沿う分布や時間変化を適切に考慮した新しい算定法を提案した。

実際の適用に際しては砕波の影響を考慮した最高波の

諸元を用いることが必要である。また、衝撃砕波力の作用範囲以外等については、抗力と慣性力を考慮する必要があるが、これについてはモリソン式に基づくことができる。

今後の課題としては次の問題が挙げられる。

① 今回の研究では円柱の直径と水深の比が比較的小さい場合を取り扱ったが、海中展望塔や取水設備等のようにこれが大きい場合の衝撃砕波力の特性についてはさらに研究が必要である。

② 円柱断面の変形については衝撃砕波力を静的な線荷重で与えて計算する方法を検討したが、断面の剛性や支持条件等によっては衝撃砕波力の円周方向の分布や時間変化を与える必要があり、より詳細な研究が望まれる。

③ 衝撃砕波力は変動性が高く、今回の整理では実験結果における最大値を対象としたが、さらに確率論的扱いが必要である。

本研究は昭和59～60年度に当所と鋸沿岸開発技術研究センターおよび川崎製鉄株式会社が共同で実施したものである。実験にあたっては、川崎製鉄株式会社の行木安男氏および市井伸二氏に多大な協力を得た。また、当所の合田良実次長には有益なご助言を頂いた。ここに記して感謝の意を表する次第である。

(1986年3月31日受付)

参考文献

- 1) Ross, C. W.: Laboratory study of shock pressures of breaking waves, *TM-59, U.S. Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board, Washington D. C.*, February 1955.
- 2) Ross, C. W.: Large-scale tests of wave forces on piling, *TM-111, U. S. Army, Corps of Engineers, Beach Erosion Board, Washington D. C.*, May 1959.
- 3) Hall, M. A.: Laboratory study of breaking wave forces on piles, *TM-106, U. S. Army, Corps of Engineers, Beach Erosion Board, Washington D. C.*, August 1958.
- 4) Dept. of the Army, Corps of Engineers: Shore Protection Manual-Vol. II, *U. S. Army Coastal Engineering Research Center*, 1975.
- 5) 合田良実・原中祐人・北畑正記: 直柱に働く衝撃砕波力の研究, 港湾技術研究所報告, 第5巻, 第6号, 1966, pp.1~30.
- 6) Von Karman, Th.: The impact on seaplane floats during landing, *NACA, TN 321*, 1929.
- 7) 堀川清司・渡辺 晃・勝井秀博: 円柱に作用する

- 砕波力に関する研究, 第20回海岸工学講演会論文集, 1973, pp.37~42.
- 8) 光易 恒・本多忠夫: 円柱に作用する 砕波の波力, 第20回海岸工学講演会論文集, pp.43~47.
- 9) 樫木 享・後野正雄: 円柱に作用する砕波局部波力に関する実験的研究, 第29回海岸工学講演会論文集, 1982, pp.438~442.
- 10) 樫木 享・後野正雄・岩橋哲哉: 浅海域における円柱構造物の砕波局部衝撃波力特性と全体波力について, 第30回海岸工学講演会論文集, 1983, pp.376~380.
- 11) たとえば, 重村利幸・西村健二・竹内俊雄: 傾斜円柱に作用する波力について, 第25回海岸工学講演会論文集, 1978, pp.367~371.
- 12) Kjeldsen, S. P.: Shock pressures from deep water breaking waves, *Int. Symp. Hydrodynamics in Ocean Engineering*, 1981, pp.567~584.
- 13) Ochi, M. K.・Tsai, C. H.: Prediction of impact pressure induced by breaking waves on vertical cylinders in random seas, *Applied Ocean Research*, Vol. 6, No.3, 1984, pp.157~165.
- 14) 角野隆・百瀬治・関野高志・永井豊: 海洋構造物の実海域実験研究(第3報), 第29回北海道開発局技術研究発表会論文集, 1986.2.
- 15) Wagner, H.: Über Stoss- und Gleitvorgänge an der Oberfläche von Flüssigkeiten, *Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik*, Band 12, Heft 4, 1932, pp.193~215.
- 16) 谷本勝利・高橋重雄・和泉田芳和: 水平版に働く揚圧力に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第17巻, 第2号, 1978, pp.3~47.
- 17) 谷本勝利・高橋重雄・金子忠男・塩田啓介: 傾斜円柱に働く衝撃砕波圧と砕波巻き込み率, 第32回海岸工学講演会論文集, 1985, pp.623~627.
- 18) 高橋重雄・谷本勝利・鈴木論司: 直立型に作用する衝撃波圧の発生機構に関する一考察, 港湾技術研究所報告, 第22巻, 第4号, 1983, pp.3~31.
- 19) Wiegel, R. L.: Forces induced by breakers on piles, *Proc. 19th Coastal Engineering Conference*, 1982, pp.1699~1715.
- 20) 谷本勝利・高橋重雄・金子忠男・塩田啓介: 傾斜円柱に働く衝撃砕波力の実験的研究, 第31回海岸工学講演会論文集, 1984, pp.610~614.
- 21) 谷本勝利・高橋重雄・吉本靖俊: 衝撃応答波形からの外力推定法について, 港湾技研資料, No.474, 1983, 24p.
- 22) 合田良実: 砕波指標の整理について, 土木学会論文報告集, 第180号, 1970, pp.39~49.
- 23) 合田良実・鈴木康正・岸良安治・菊池治: 不規則波実験における入・反射波の分離推定法, 港湾技研資料, No.248, 1976, 24p.
- 24) 土木学会: 水理公式集, 1985, pp.510.

- 25) Battjes, J. A.: Surf similarity, *Proc. 14th Conf. Coastal Eng., ASCE*, 1974, pp.466~480.
 26) 合田良実: 浅海における波浪の碎波変形, 港湾技術研究所報告, 第14巻, 第3号, 1975, pp.59~106.

主要記号一覧表

$A_1 \sim A_4$: 補正係数算定式の係数

b : 仮想平板の半幅

b' : b/R

C_b : 碎波の波速

C_n : 円柱に直角方角の碎波速成分

C_D : 抗力係数

C_M : 質量係数

D : 円柱の直径

$e, e_1 \sim e_3$: 造波板の偏心量または入力基準ストローク

E : ヤング率

f_c : ローパスフィルターのカットオフ周波数

f_n : 固有振動数

f_p : 衝撃碎波力同時分布のピーク値

f_z : 円柱の単位長さあたりの衝撃碎波力強度

f_{pm} : 衝撃碎波力のピーク位置における最大値

f_{Km} : Karman 理論による衝撃碎波力のピーク値

F : 波力の合力または波力の一般的表示

\hat{F} : 碎波力の最大値

$F_1 \sim F_{13}$: 波力センサー F1~F10による測定値

F_e : 等価波力

F_m : 波力の時間的なピーク値

F_D : 抗力

F_I : 衝撃碎波力の合力

F_M : 慣性力

\bar{F}_I : 各種の波群の最大衝撃碎波力の平均値

\hat{F}_I : 各種の波群の最大衝撃碎波力の最大値

F_{em} : 等価波力の時間的なピーク値

F_{max} : 最大波力

$F_{1/10}$: 1/10最大波力

$F_{1/3}$: 1/3最大波力

F_{mean} : 平均波力

\bar{F}_{max} : 各種の波群の最大波力の平均値

$\bar{F}_{1/10}$: 各種の波群の1/10最大波力の平均値

$\bar{F}_{1/3}$: 各種の波群の1/3最大波力の平均値

\bar{F}_{mean} : 各種の波群の平均波力の平均値

\hat{F}_{max} : 各種の波群の最大波力の最大値

$(F_e)_{max}$: 各種の波群の最大等価波力の平均値

$(F_e)_{1/10}$: 各種の波群の1/10最大等価波力の平均値

$(F_e)_{1/3}$: 各種の波群の1/3最大等価波力の平均値

$(F_e)_{mean}$: 各種の波群の平均等価波力の平均値

$(\hat{F}_e)_{max}$: 各種の波群の最大等価波力の最大値

$(F_{Ie})_m$: 衝撃碎波力に対する等価波力の時間的なピーク値

g : 重力加速度

h : 水深

H : 波高

H' : 仮想通過波高

H_0 : 沖波波高

H'_0 : 換算沖波波高

H_b : 碎波波高

H_{max} : 最高波高

$H_{1/250}$: 1/250最大波高

$H_{1/10}$: 1/10最大波高

$H_{1/3}$: 有義波高

H_{mean} : 平均波高

\bar{H}_{max} : 各種の波群の最高波高の平均値

$\bar{H}_{1/10}$: 各種の波群の1/10最大波高の平均値

$\bar{H}_{1/3}$: 各種の波群の有義波高の平均値

\bar{H}_{mean} : 各種の波群の平均波高の平均値

\hat{H}_{max} : 各種の波群の最高波高の最大値

i : 海底勾配

j : 虚数単位

I_K : Karman 理論による衝撃力の力積値

I_W : Wagner 理論による衝撃力の力積値

K : Wagner 理論による衝撃圧の係数

K_1 : 平板の拡大による衝撃圧成分

K_2 : 流速による衝撃圧成分

K_D : 抗力による波力係数

K_M : 慣性力による波力係数

ℓ : 波力センサーの円柱軸方向の長さ

ℓ_p : 衝撃碎波力分布のピークの高さ

L : 波長

L_0 : 沖波波長

m : 物体の形状を表す式におけるべき数

M : 円柱の曲げモーメントの一般的表示

$M_1 \sim M_{10}$: M1~M10 測点における曲げモーメントの測定値

M_m : 最大曲げモーメント

M_0 : 付加質量

n : データのクラス別度数

N : データの総数

p : 衝撃圧強度

R : 円柱の半径

s : 複素平面

$S_1 \sim S_4$: S1~S4測点のひずみ測定値

t : 時間

t' : $t/(R/V)$

T : 波の周期

T_{max} : 最高波の周期

$T_{1/10}$: 1/10最大波の周期

$T_{1/3}$: 有義波の周期

T_{mean} : 平均波の周期

\bar{T}_{max} : 各種の波群の最高波周期の平均値

$\bar{T}_{1/10}$: 各種の波群の1/10最大波周期の平均値

$\bar{T}_{1/3}$: 各種の波群の有義波周期の平均値

\bar{T}_{mean} : 各種の波群の平均波周期の平均値

\hat{T}_{max} : 各種の波群の最高波周期の最大値

円柱に働く衝撃砕波力に関する実験的研究

v : 平板周辺の y 方向流速	η_0 : 砕波の波頂高
V : 水面と円柱の衝突速度	η_e : 波頂高
w_0 : 水の単位体積重量	η_{\max} : 最大波頂高
x : 平板に沿う座標軸	$\bar{\eta}_{\max}$: 各種波群の最大波頂高の平均値
x' : x/R	$\hat{\eta}_{\max}$: 各種波群の最大波頂高の最大値
X_m : 衝撃応答係数	θ : 円柱の傾斜角
y : 平板に直角方向の座標軸	λ : 砕波巻き込み率
y_1 : 物体表面の座標	ν : 衝撃砕波力分布のピーク値の補正係数
z : 円柱に沿う座標軸	σ : 標準偏差の一般的な表示
α : 波面と円柱の衝突角	τ : 衝撃砕波力の作用時間
β : 減衰定数	τ' : Karman 理論による衝撃砕波力の作用時間
$\beta_0 \sim \beta_3$: 物体の表面形状を表す係数	ϕ : 速度ポテンシャル
δ : 衝撃砕波力の作用幅	ϕ : 流れ関数
δ' : 従来モデルにおける衝撃砕波力の作用幅	ω : 複素ポテンシャル
η : 水位	