

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

榎 木 亨*・後 野 正 雄**・岩 橋 哲 哉***

1. ま え が き

円柱に作用する砕波波力に関しては、先に合田 et al.¹⁾, Kjeldsen²⁾, 著者ら³⁾の研究があるが、その研究例はきわめて少なく十分な成果が得られているとは言いがたい。すなわち、合田らは砕波前面に鉛直の自由水面を持つ波形モデルを仮定し、この部分に落体問題によく用いられる付加質量変化を用いて砕波波力の算定式を提案している。しかし、これらはいずれも現象のモデル化における提案であり、砕波波力の実態解明はその衝撃的な性質から当時の計測技術ではきわめて困難であったものと思われる。これに対して、昨年度著者らは半リング型波力センサーを用いることによって、円柱に作用する砕波局部波力の時間変化の計測に成功し、衝撃波力の立ち上がり時間の存在を指摘するなど、砕波局部波力の基本的な特性を解明した。しかし、この結果は孤立波を用いた実験によるものであり、砕波形式であるとか円柱の設置位置等による砕波局部波力特性の変化、全体波力としての特性などについては明らかにすることができなかった。

そこで、本研究では、鉛直円柱に作用する規則波砕波による局部衝撃力の時系列およびピーク値の鉛直方向分布を求め、特に、円柱の設置位置と砕波形式の相異に伴う局部衝撃波力特性の変化を明らかにしようとしたものである。さらに、鉛直方向分布を積分することにより、全体衝撃波力を求め局部波力と同様に円柱の設置位置および砕波形式に伴う全体衝撃波力の変化を調べるとともに、合田の波形モデルに用いられている砕波巻き込み率 λ の値についても検討を加える。最後に円柱に働く全波力として全体衝撃波力およびモリソン波力に静水圧の効果を加えた力を想定し、この全波力とモリソン波力との比較を行ない、実際の設計波力に対する検討を行なう。

2. 実験装置及び実験方法

本実験で用いた実験装置は前報と同様の半リング型波力センサーであって、その詳細については参考文献 3)

を参照していただきたい。また、波の測定方法も前報と同様である。砕波は水槽内に 1/15, 1/30 の二種類の一樣勾配斜面を設置することにより生ぜしめた。また、円柱は、一箇所に固定し、円柱設置位置での水深は 7 cm, 10 cm の 2 種類について行なった。実験に用いた波は、規則波で周期 1.0~2.5 sec の範囲で数種類の周期を固定し、同一周期の波について波高を変化させることにより砕波点を円柱沖測から岸測まで変化させて設置位置の効果を調べることにした。

写真解析の結果、本実験で用いた波は円柱を通過する前後で波形の変化が小さく、ほぼ相似形の波形を有するものがほとんどであったため、上記写真解析より得られた波峰の水平方向移動速度をもって波速とした。得られた波速は多少のばらつきはあるが、孤立波第二次近似解の波速の理論値とほぼ一致していることが確かめられ、解析の際、波速としてはこの理論値を用いた。なお、砕波点の決定は写真観測より波峰近傍に気泡の発生した瞬間の波頂位置をもって砕波点とした。

3. 砕波局部衝撃波力の特性

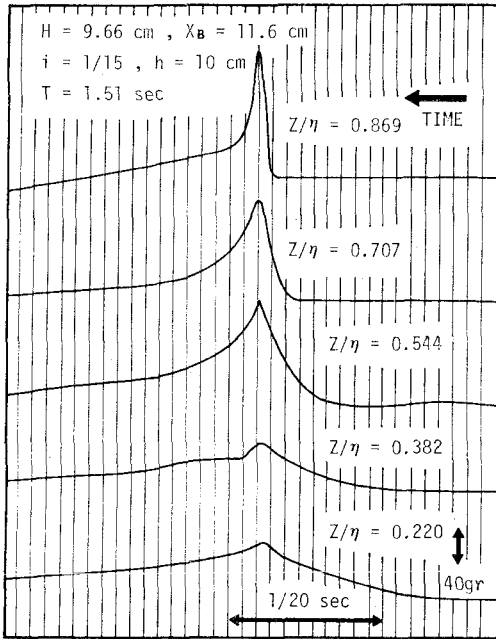
3.1 局部衝撃波力の時系列特性

実験より得られた局部衝撃波力の時系列の一例を図 1 に示す。この例は、plunging 型砕波の波に対して砕波点から岸側 11.6 cm の所に、円柱が設置された場合の 5 個の波力センサーによる同時記録であり、図中の z/η は各波力センサーの位置を示している。ここに z は静水面から波力センサー中心までの高さ、 η は円柱前面での入射波の波頂高である。局部衝撃波力の時系列は前報に示した著者らの孤立波による実験結果と類似し、力が 0 からピーク値になるまでの立ち上がり時間のきわめて短い衝撃波力の様子が示されている。しかし、衝撃波力特性は z/η の大きい位置、すなわち波峰に近い点ほど顕著であり、同時にその作用開始時刻も遅れていくことがわかる。しかし、各作用位置において力がピークとなる時刻(以後ピーク時刻とする)はその作用位置 z/η にかかわらずほぼ同時に表われる。図 2 はこの実態を明らかにするために波力の作用位置別による作用開始時刻とピーク時刻の差異を示したものであり、図中白丸、黒丸はそれ

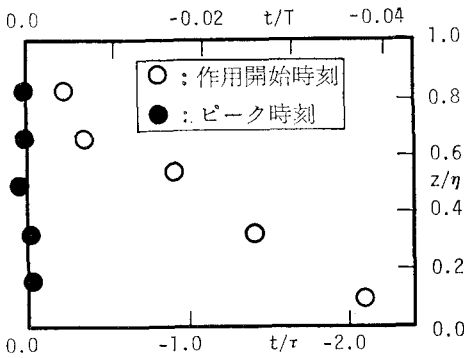
* 正会員 工博 大阪大学工学部教授 土木工学科

** 正会員 大阪大学工学部助手 土木工学科

*** 正会員 工修 神戸市役所



図—1 局部衝撃波力の時系列の数1例



図—2 ピーク時刻と作用開始時刻

ぞれ作用開始時刻，ピーク時刻を示している．図中横軸には各時刻を落体問題における衝撃力の作用時間 $\tau = D/2C$ (ここに D は円柱径， C は波速) と波の周期 T で無次元化した2つの時間 t/τ と t/T を上下に示してある．

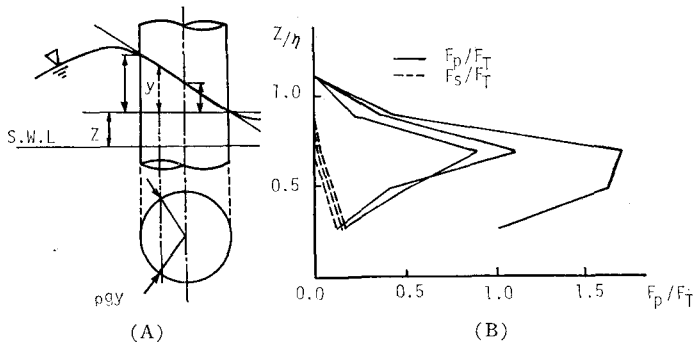
またその原点は各局部衝撃波力のピーク値のうち，最大値を示した作用位置におけるピーク時刻をとって示したものである．この図からわかるように，局部衝撃波力の作用開始時刻に比べ作用位置によるピーク時刻による差異はきわめて小さく，局部衝撃波力の鉛直方向分布を考える場合においても各作用位置におけるピーク時刻を同時に見なしてピーク値だけを論議しても差しつかえない．また，作用位置の低い場合その立ちあがり時間は合田の衝撃力作用時間 τ の2倍程度となっており，作用時間 τ が速度 C をもつ自由表面が円柱の半径分の距離を通過する時間であること，および自由表面が力センサーに波接触する瞬間と作用開始時刻がほぼ同時と見なせることから，ピーク時刻においては半リング型波力センサーが静水圧による力の成分も同時に検出していることになる．従ってこの静水圧による力を補正しなければ衝撃波力そのものを評価することができない．次節においてこの補正方法について述べておく．

3.2 実験値の補正について

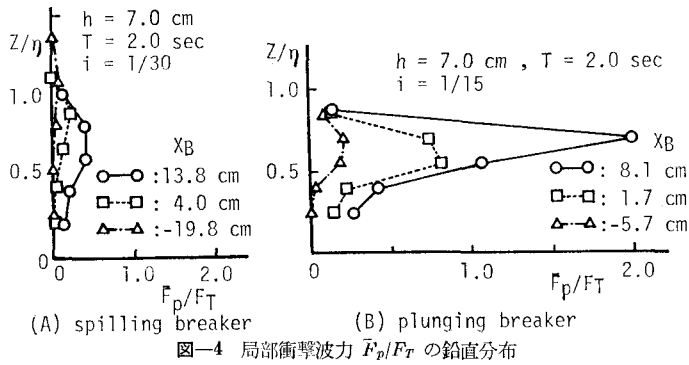
図—3 (A) はピーク時刻における円柱近傍の水面形状を模式的に示したものである．今この図において円柱前面から中心を切る水面を平面と仮定し波力センサーの中心線から水面までの高さ y をとすれば，静水圧は $\rho g y$ であらわすことができ，波力センサーが検出する全静水圧力 F_s は波力センサーの幅を b として次式のように表わされる．

$$F_s = \int_0^\pi \rho g y \cdot b \cdot \sin \theta \cdot \frac{D}{2} d\theta \dots\dots\dots (1)$$

図—3 (B) は各局部衝撃波力のピーク値から式 (1) による静水圧 F_s を差し引いた力 F_p と F_s との比較を示したものであって，縦軸には波力の作用位置 z/η ，横軸には F_s ， F_p を合田らによる衝撃波力の最大値 $F_T = \pi/2 \cdot \gamma/g \cdot C^2 D$ で無次元化した値を取り示している． F_p/F_T の図は鉛直方向分布を示したものと言える．ここに γ は，水の単位体積重量である．この図より波力センサーが検出する静水圧 F_s は F_p に比して小さいと思われるが，本論文ではこの静水圧を補正した値 F_p の連続した3波



図—3 ピーク値の静水圧補正

図-4 局部衝撃波力 $\bar{F}_p/F_T$ の鉛直分布

による平均値 $\bar{F}_p$ をもって局部衝撃波力のピーク値と見なし、入射波の円柱前面における波高 H 、および作用位置 z/η についても3波の平均値を用いることにする。

3.3 局部衝撃波力のピーク値の鉛直方向分布特性

図-4 (A), (B) に plunging 型砕波, spilling 型砕波の2種類の波による砕波局部衝撃波力のピーク値 $\bar{F}_p/F_T$ の鉛直方向分布を示す。図中の○□△記号は砕波点から見た円柱の設置位置 X_B の差異を示し、それぞれ砕波点より岸側、砕波点近傍、沖側に円柱が設置されている場合を示す。この図より砕波形式にかかわらず円柱の設置位置 X_B が砕波点より沖側から岸側へと移行するにつれて $\bar{F}_p/F_T$ が大きくなり、一方砕波形式によってその絶対値が大きく異なっている。このように円柱の設置位置および砕波形式が砕波局部衝撃波力の特性に大きな影響を与えることは設計において十分注意しなければならない事実であろう。しかしながらその鉛直分布の形状は同じ砕波形であるならばほぼ相似形を保っており、特に plunging 型砕波の場合(図-4 (B))にはこの傾向が顕著である。このことから $\bar{F}_p/F_T$ の鉛直分布中の最大値 $\bar{F}_{p\max}/F_T$ の特性によって砕波局部衝撃波力の特性を代表せしめることができると考えられるので、以下にこの最大値について議論を進めていこう。

図-5 は局部衝撃波力の鉛直分布中の最大値 $\bar{F}_{p\max}/F_T$ の作用位置 z/η とその絶対値の関係を示したものである。図中の記号は先に述べた砕波形式を定量的に評価するために Surf-similarity parameter $I_r = i/(H/L_0)^{1/2}$ を

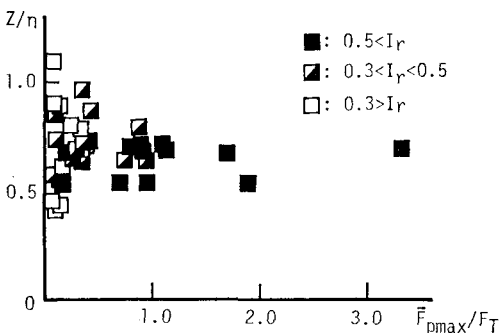
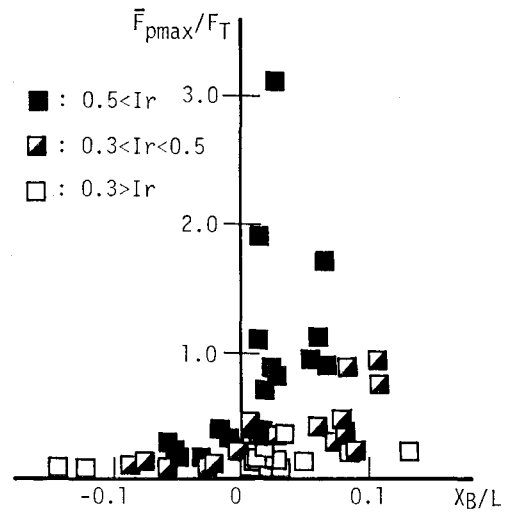


図-5 鉛直分布中の最大値とその作用位置

用いて実験値を分類表示したもので $I_r > 0.5$, $0.5 > I_r > 0.3$, $0.3 > I_r$ がそれぞれ plunging 型, 中間型, spilling 型の砕波を示している。なお、ここで I_r に用いた波高は円柱前面の波高であり、Battjes⁴⁾ の砕波型分類と値が異なるのはこの波高の差異によるものである。図-5 より鉛直分布中の最大値 $\bar{F}_{p\max}/F_T$ の大きな場合ほどその作用位置は $z/\eta = 0.6 \sim 0.7$ に集中していることがわかる。また $\bar{F}_{p\max}/F_T$ が大きい波は plunging 型に集中し、小さなものは spilling 型に多い。

一般に物体に働く流体力は流体粒子の速度の2乗あるいは加速度に比例した形で与えられる。一方、最近の砕波に関する数値計算⁵⁾、あるいは砕波時の水粒子速度の測定⁶⁾ などから砕波時には波峰近傍で水粒子速度が最大値を生じると言われており、この両者を考え合わせると、波峰近傍で最大の流体力が働くと考えられがちである。しかし 図-4, 図-5 から見て円柱に作用する砕波波力に関してはこの考え方は成立しないことは明らかである。このことから砕波衝撃力を水粒子速度のみで評価することができないのではないかと考えられる。

図-6 は鉛直分布中の最大値の円柱設置位置による変

図-6 $\bar{F}_{p\max}/F_T$ の円柱設置位置による変化

化を示したもので縦軸に $\bar{F}_{p\max}/F_T$ をとり、横軸には砕波点から円柱前面までの距離 X_B を波長 L で無次元化した相対設置位置 X_B/L をとって示した。図中 $X_B/L > 0$ は砕波点より岸側、 $X_B/L < 0$ は沖側に円柱が設置されていることを表わしている。なお図中の記号は図一5と同様 I_r による分類を示している。これより砕波点より沖側に円柱が設置された場合には砕波型にかかわらず、合田の理論値の 1/2 以下の値を示している。しかし、円柱が岸側にある場合には plunging 型砕波による局部衝撃波力は急激に大きくなり、合田の理論値の 3.3 倍もの値を示す場合も生じている。一方 spilling 型砕波については、砕波点の岸・沖側による明確な差異は見受けられず、合田の理論値の 1/2 を上回る結果は得られなかった。また、中間型は $X_B/L < 0.1$ においては砕波後 $\bar{F}_{p\max}/F_T$ の値が増加する傾向にある。以上のように、砕波局部波力は、その円柱設置位置および砕波型 (I_r の値) によって大きく異なり、特に plunging 型砕波の場合にはその最大値の推定に注意を必要としよう。

4. 円柱に働く砕波全体波力と全波力の特性

4.1 砕波全体波力の推算と砕波巻き込み率

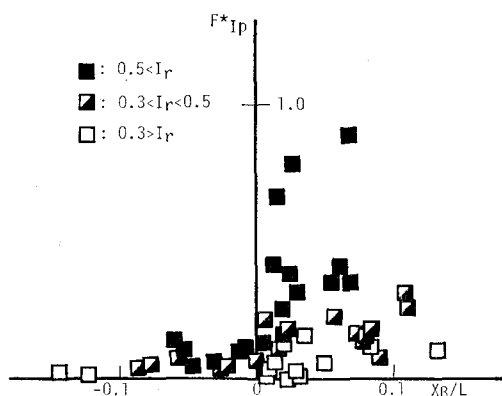
3.1 で述べたように局部衝撃波力のピーク値はその作用位置に係わらずほぼ同時刻に表われており、図一4に示したような局部衝撃波力の鉛直分布を積分して求めた値は鉛直円柱に作用する砕波全体衝撃波力のピーク値を与えるものと考えてさしつかえない。本論文では図一4の $\bar{F}_p/F_T$ をその計測範囲に関して作用位置 z/η で積分することにより無次元全体衝撃波力 F_{Ip}^* を求めた。また局部衝撃波力の鉛直分布の特性より $z/\eta=0$ および $z/\eta=1$ で $\bar{F}_p/F_T \approx 0$ と見なせることから F_{Ip}^* を次式のように表わしう。

$$F_{Ip}^* = \int_0^1 \bar{F}_p/F_T \cdot d(z/\eta) = \int_0^1 (\bar{F}_p/F_T) \cdot \frac{1}{\eta} dz \\ = \int_0^1 \frac{\bar{F}_p}{\pi/2 \cdot \gamma/g \cdot C^2 D \eta} \cdot dz \dots\dots\dots (2)$$

合田モデルによる砕波衝撃波力のピーク値は $\pi/2 \cdot \gamma/g \cdot C^2 D \lambda \eta$ として表わせることから、これを式 (2) と較べることにより次式が得られる。

$$F_{Ip}^* = \lambda \dots\dots\dots (3)$$

すなわち本論文で求めた無次元全体衝撃波力 F_{Ip}^* は合田による砕波巻き込み率 λ と同じものを意味するものと解釈できよう。図一7はこの F_{Ip}^* の円柱設置位置 X_B/L による変化を示したもので、図中の記号は前述のものと同様砕波形式を表わしている。 F_{Ip}^* の X_B/L による変化特性は図一6に示した局部衝撃波力の最大値 $\bar{F}_{p\max}/F_T$ の X_B/L による変化によく似ており、これは局部衝撃波力の鉛直分布がその大きさに係わらず相似形を有することから当然の結果といえよう。一方 F_{Ip}^* を式 (3) に



図一7 全体衝撃波力 F_{Ip}^* の円柱設置位置による変化

従って砕波巻き込み率 λ として解釈すると、従来合田理論においては spilling 型には $\lambda=0.1$ 、plunging 型には $\lambda=0.4$ がよく採用されているが、 λ はこのような一定値で考えるものではなく、 I_r および X_B/L によって大きく変化し最大 0.9 もの値を示すことがある。従来の λ の値と本実験結果との差異の原因としては本実験結果が動的応答を含まない直接的な計測値から求めた結果であるのに対し、従来の結果は合田モデルを仮定した上で求められる衝撃応答係数を用いて動的応答値から逆算されていること、および円柱の設置位置による変化を考慮していないことによるものと考えられる。従って合田モデルを用いて実構造物を設計するためには砕波巻き込み率 λ の I_r および X_B/L による変化をさらに詳細に求めておく必要があろう。

4.2 砕波近傍の波による全波力

一般に円柱に作用する波力の算定には抗力項および慣性力項の和として表わされているモリソン公式が用いられている。この慣性力は MacCamy-Fuchs の回折理論⁹⁾による圧力を小口径の仮定を用いて円柱まわりに積分することにより導びかれ、この際円柱まわりの水位差により生じる静水圧の効果は積分により 0 となりモリソン公式には現われてこない。しかし、砕波近傍の波では波形の非対称性が大きく円柱前後面の水位差は十分大きい。従って円柱に作用する全波力に対する静水圧の効果は無視し難い。またモリソン公式中の抗力係数 C_D 、慣性力係数 C_M に上記静水圧の効果を implicit に含める方法も考えられるが、このような領域での C_D 、 C_M の算定もきわめて難しい。従って本論文では円柱に作用する静水圧の効果を次に述べるように別途考慮し、円柱に作用する全波力はモリソン公式による波力、砕波全体衝撃波力、静水圧の効果の三種の流体力の和として表わそうと考えた。ここでの静水圧の効果は 3.2 で述べたものと同様の方法で推算する。すなわち衝撃波力のピーク時刻において円柱の水面による切断面が円柱前後面における水位で決定される平面であると仮定する。静水面から自由水面

までの高さを η_y とすると 図-3(A) と同様の方法で静水圧による力 F_{sp} は次のようになる。

$$F_{sp} = \int_0^{\eta_y} \frac{2\pi}{2} \cdot d\theta \cdot \int_{-h}^{\eta_y} \rho g(\eta_y - z) \sin \theta \cdot dz \quad \dots\dots(4)$$

また、モリソン公式による波力 $F_{morisson}$ は水粒子速度、加速度として波速の計算に用いた孤立波理論による値を用い、 C_D 、 C_M はそれぞれ 1.5、2.2 の値を用いて計算により求めた。また砕波全体衝撃波力 F_{Ip} は式 (2) を変形して次のようになる。

$$F_{Ip} = \int_0^{\eta} \bar{F}_p dz = \frac{\pi \gamma}{2g} C_D^2 D \gamma \cdot F_{Ip}^* \quad \dots\dots(5)$$

以上より円柱に作用する全波力 F_{total} は次式で示される。

$$F_{total} = F_{morisson} + F_{Ip} + F_{sp} \quad \dots\dots(6)$$

図-8 は $F_{sp}/F_{morisson}$ の X_B/L の関係を示したものである。この図より F_{sp} は $F_{morisson}$ の 0.4~0.7 倍程度の値を示し決して無視できる程度の値ではないことがわかる。また $F_{sp}/F_{morisson}$ は X_B/L に係わらずほぼ一定値を示している。一方 I_r による $F_{sp}/F_{morisson}$ の変化も認められなかったのでここでは I_r による分類は行っていない。図-9 は、縦軸に $F_{total}/F_{morisson}$ 、横軸に

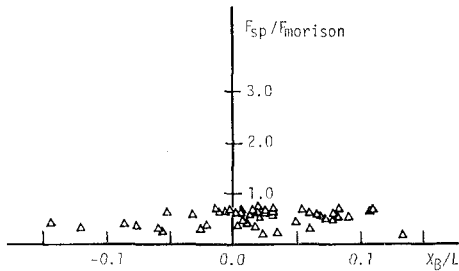


図-8 円柱に働く静水圧力とモリソン波力の比較

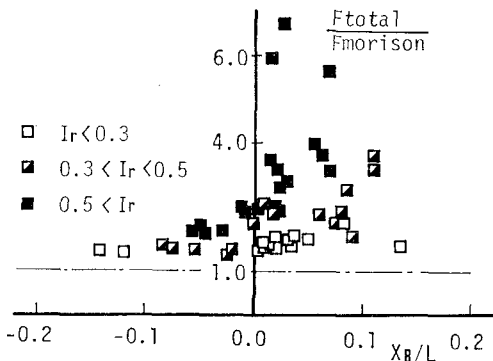


図-9 円柱に働く全波力とモリソン波力の比較

X_B/L を取り、両者の関係を I_r によって整理したものである。ここで $F_{morisson}$ は 1 波中の最大値を用いている。この図より $F_{total}/F_{morisson}$ は最大で 7.0 もの値を示し、特に I_r の大きな場合には砕波衝撃波力が非常に強大な力であり、砕波近傍の構造物設計においてモリソン公式のみによる算定がいかに危険かが理解できよう。

5. あとがき

本研究は円柱に作用する砕波衝撃波力の鉛直分布を明らかにし、その絶対値が 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実験的に示した。しかし、この結果を実験設計に用いるためには衝撃波力の発生機構の解明が必要である。すなわち現象の本質が明らかでないままに実験結果を実際設計に用いることは、ハドソン式中の K_D 値のように工学的係数の物理的意味あるいはその絶対値の問題であるとか、相似性の問題等を包み込んでしまうことになる。特に砕波衝撃波力の場合、波峰に含まれる気泡の果たす役割が不明のままに画一的に Fluid 則を用いて実際設計を行なうことは非常に危険な結果を与える可能性があると言える。

最後に本研究は、文部省科学研究費(奨励研究(A))による研究の一部であることを付記するとともに、実験・解析に当り本学大学院生吉村文章君、当時学部学生横田直幸君にご協力いただいた。ここに謝意を表するしだいである。

参考文献

- 1) 合田良実・原中裕人・北畑正記: 直柱に働く衝撃波力の研究, 運輸省港湾技術研究所報告, 第5巻, 6号, 1966.
- 2) Kjeldsen, S. P.: Shock pressure from deep water breaking waves, Hydrodynamics in Ocean Eng., pp. 567~583, 1981.
- 3) 榎木 亨・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, pp. 438~442, 1982.
- 4) Battjes, J. B.: Surf-similarity, Proc. 14th Conf. Coastal Eng., pp. 466~480, 1974.
- 5) Peregrine, D. H., E. D. Cokelet, P. McIver: Fluid mechanics of waves approaching breaking, Proc. 17th Conf. Coastal Eng., pp. 512~528, 1980.
- 6) Hedges, T. S., M. S. Kirkgoz: An experimental study on the transformation zone of plunging breakers, Coastal Eng., No. 4, pp. 319~333, 1981.
- 7) MacCamy, R. C., R. A. Fuchs: Wave forces on piles; A diffraction theory, Tech. Memo. No. 69, Beach Erosion Board, 1954.