

円柱に作用する砕波局部波力に関する実験的研究

榎 木 亨*・後 野 正 雄**

1. ま え が き

海岸・海洋構造物に作用する砕波波力は過去において多くの研究が行われているにもかかわらず、なお未解決の問題が数多く残されている。特に円柱構造物に作用する砕波波力に関しては合田 et al.¹⁾, Kjeldsen²⁾ らの研究を数えるのみで十分な成果が得られているとは言い難い。合田らは円柱構造物に作用する砕波波力を全体波力として取扱い、水上飛行機の着水問題を適用した方法で砕波波力の衝撃的な力を理論的に導びいている。著者らは本論文において円柱構造物の局部波力の特性を合田の理論との対比の上で明らかにしようとしているので、ここにまず合田の理論の概要を紹介しておこう。合田は図-1 (A) に示すように円柱に衝突する砕波波形を前面が直立した水面と仮定し、この直立部が円柱に波速 C で衝突することにより衝撃力が発生するとした。この衝突の結果円柱は付加質量 M_0 を得る。そしてこの付加質量 M_0 は直立水面が接している円柱の投影断面長さ b (図-1 B 参照) と等しい幅の無限長平板がその面と直角方向に加速度運動した場合の付加質量の半分に等しいとして次式で与えた。

$$M_0 = \frac{\pi}{8} \cdot \frac{\rho}{g} b^2 \dots\dots\dots (1)$$

ここに ρ : 単位体積重量, g : 重力加速度である。その結果円柱の相対的運動量に時間的変化が生じ、次式に示すような力が発生する。

$$F = d(M_0 \cdot C) / dt \dots\dots\dots (2)$$

ここに C : 直立水面の水面速度 (波速) である。いま b は時間の関数であるので、(1) 式を (2) 式に代入すると微小幅 dz に作用する砕波衝撃力 dF は次式のように求められる。

$$dF = \frac{\pi \rho}{2g} C^2 D (1 - t/\tau) dz \dots\dots\dots (3)$$

$$\tau = \frac{D}{2C} \dots\dots\dots (4)$$

この合田の考え方は先に述べたように静止水面への落体

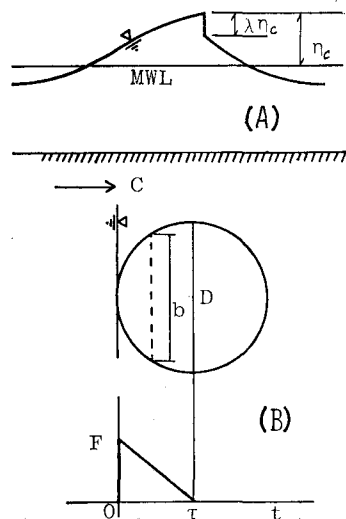


図-1 砕波衝撃力に関する合田モデルの説明図 (合田による)¹⁾

問題として取り扱ったものである。

一方、海洋構造物の側から円柱に作用する砕波波力を考えていく場合、海洋構造物の継手部の疲労破壊問題等部材設計に重要な局部応力問題に密接な関係にある局部波力の特性は極めて重要な問題と考えられる。すなわち数十分の1秒という極めて短かい作用時間に強大な力を生じる砕波波力は構造物全体よりも、より高い固有振動数を有する部材や円柱断面内の局所的な応力発生をうながすことが考えられるからである。本研究はこのような観点から砕波の局部波力に注目し、直立円柱に作用する砕波局部波力の特性、特にその時系列特性に注目して議論したものである。

2. 実験装置

実験は大阪大学工学部水工実験室の屋内水槽 (26m × 0.95m × 0.70m) を用いて行なった。実験波は気圧式孤立波発生装置を用いて発生せしめた孤立波を用いている。また水槽内部には 1/40 の勾配を設け砕波させた。今回実験に使用した模型円柱は図-2 に示すように高さ 14cm, 直径 6.2cm の鋼製円柱の 4ヶ所に切り込みを設け高さ 1.0cm, 厚さ 6mm の半リング型波力センサーを

* 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

取り付けたものである。センサーの両端には直径 5.6mm の孔が設けられており、この部分の歪を計測することにより波力が求められる。自由振動実験の結果、センサーの固有振動数は 1.45 kHz であった。また自由振動は正弦減衰振動を示し、1 自由度の振動方程式でその振動特性を十分に表わすことができる。以上のことにより本実験で用いた砕波局部波力センサーは 300 Hz 程度までの変動外力に対しては外力の最大値の 4% 以下の誤差で計測が可能である。また模型円柱に作用した波の波速、波形等は 16mm 高速度シネカメラにより水槽側方より 200

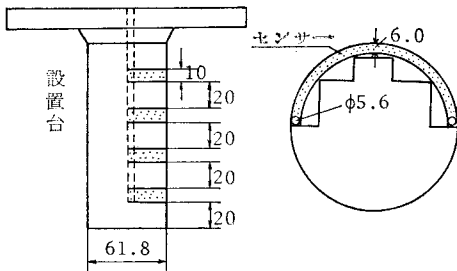


図-2 模型円柱と計測用センサー

コマ/秒で撮影した結果より解析するようにし、そのため 16mm 高速度シネカメラは砕波局部波力センサーと同期させ、両者の比較ができるようにした。今回の実験において発生させた波はすべてプランジング型砕波を示し、最大波頂高発生地点で定義した砕波点は円柱設置点より沖側 15 cm 程度に存在する。またその最大波頂高は約 12 cm で一定とした。このことより円柱設置地点はすべての場合砕波帯内に存在している。前述の合田の理論に従えば、砕波衝撃力は自由水面の進行速度の 2 乗に比例するので、ここでは波速のかわりに各センサーに衝突する自由水面の水平方向速度をフィルム解析により求めたが、以後これを波面速度と呼ぶ。また砕波点に構造物が設置されていないためその波形は合田が仮定したような直立水面は生じなかった。

3. 砕波局部波力の実態

図-3 に実験により得られた砕波局部波力の時系列の 1 例を示す。図中に表われている細かな振動は雑音であるが、求めるべき現象に非常に高い周波数成分による変動が含まれている可能性があるため除去せずに記録に残

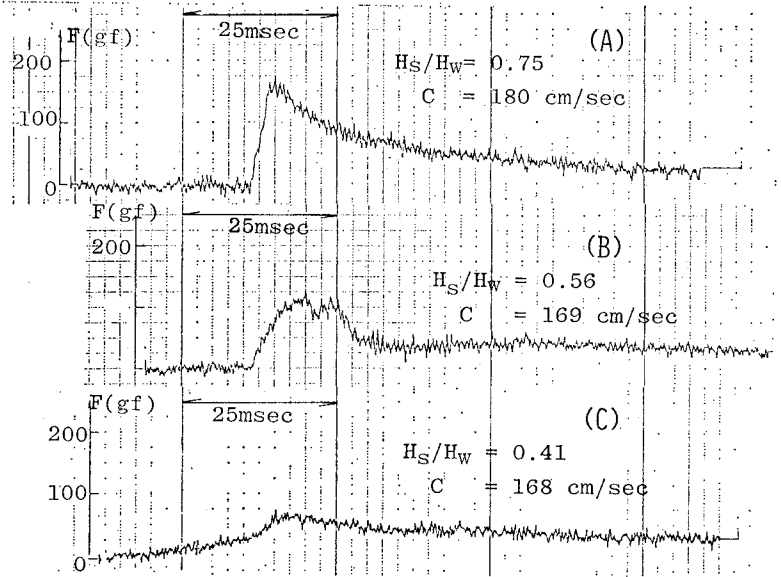


図-3 砕波局部波力の時系列の 1 例

しておいた。また図中の H_s/H_w はセンサー取り付け部の相対設置高さを示している。ここに H_s : 静水面よりセンサー中央部までの距離、 H_w : センサーに砕波波力が作用し始めた瞬間における静水面からの砕波波頂高である。なお図中の C は前述の波面速度を示す。図-3 (A), (B), (C) はそれぞれ H_s/H_w が 0.75, 0.56, 0.41 の場合の記録であるが、 H_s/H_w の最も高い図-3 (A) においては砕波局部波力の時系列が合田らの示した逆三角形に近い形を示しているのに対し相対設置高が低くなるにつれて逆三角形の特徴である急激な立ちあがりが見られなくなる。特に (C) の $H_s/H_w=0.4$ では衝撃力の存在は全くみられない。構造物の設計においては図-3 (A) のタイプのような砕波衝撃力が重要と考えられるが、このような衝撃力のあらわれる位置は相対設置高 H_s/H_w が 0.5 から 0.7 前後の領域であり、この領域での砕波局部波力はこの (A) のタイプの時系列が一般的である。この (A) のタイプの時系列の一般的特性を模式的に表わすと図-4 のように示すことができよう。すなわち砕波局部波力の作用開始後 2~8 ミリ秒程度の短い時間に急激に立ちあがり最大値に達する (図中区間 OA)。最

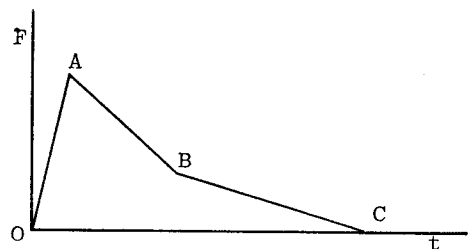


図-4 砕波局部波力の時系列の模式図

大値が現われた後10数ミリ秒の間比較的早く減少し(区間 $\overline{AB}$), その後は緩やかな勾配で減少し波力はゼロに戻ってしまう(区間 $\overline{BC}$). この時系列においてピーク点Aは明確であるが, 減少部での勾配の変化点Bは明確な場合もあり明確でない場合もある. また砕波局部波力の立ちあがりの開始からゼロに戻るまでの時間(区間 $\overline{OC}$)はセンサーに波が作用している時間と一致していることから, この緩やかな勾配の部分は砕波衝撃力の一部としてではなく, いわゆる抗力に類似した波力と考えられる. 図-4の区間 $\overline{OAB}$ が砕波衝撃力の作用時間であると考え, その時間を合田らの理論値と比較した場合実験値の方が長くなっている. この砕波局部波力の時系列特性においてもっとも重要と考えられるのは波力開始直後の急激な立ちあがりであろう. 前述のように合田らの理論では砕波衝撃力が逆三角形の時系列を示している. これは直立波面が円柱に接触した瞬間, すなわち円柱と直立水面との接触面積が理論的にゼロである瞬間に砕波衝撃力がゼロから最大値まで変化するという不連続性を示している. 合田の理論が極めて簡単なモデル設定であるとはいえ, 上述の瞬間的に最大値になるということは無理があり, 特に砕波衝撃力による構造物の動的応答を考える場合, 構造物の固有振動数が高くなる程この立ちあがりの存在は残留振動の大きさに影響を与えると考えられ, この立ちあがりに要する時間を無視することができない. さらにこの最大値 F_m の鉛直分布を示したのが図-5である. 図-5の波力は合田の理論値と比較

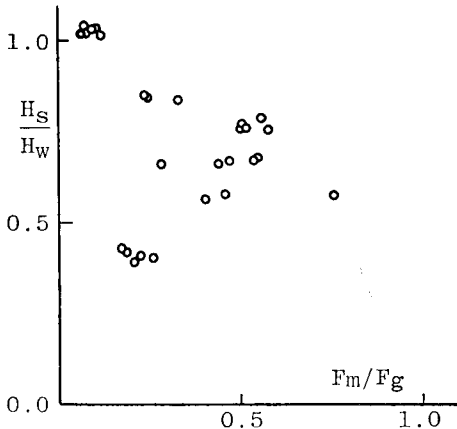


図-5 最大砕波局部波力の鉛直分布

する意味で合田の理論による最大波力 F_g で無次元化してあるが, この図より合田らの理論に比して実験値は小さく, 最大で0.75程度しか示していないことがわかる. またその鉛直方向分布としては相対設置高 H_s/H_w が0.6~0.7でピークを持ち, それ以上および以下では相対設置高に比例して減少する傾向をもっている. なお図中で H_s/H_w が1.0を越えた所においても実験値が存在す

るのは波の円柱へのはいあがりによって生じたものである.

4. 修正波力式について

前節で述べたように, 砕波局部波力の時系列において合田らの理論では説明できない点が生じた. この原因としては次の2つの点が考えられる.

- (i) 砕波前面の直立した水面の仮定
- (ii) 円柱の付加質量の算定方法

ここでは(i)の仮定に注目し, 衝突時の水面の勾配を考慮して合田の理論を修正した式を導いてみる. いま図-6に示すように円柱に入射する砕波前面が角度 θ を持つ直線水面であり, 直径 D の直立円柱に水平方向の波面速度 C で衝突するものとし, さらに水面が円柱を通過するまでこの角度 θ および波面速度 C は変化しないものと仮定する. 鉛直 z 方向に微小区間 $[0, \delta]$ を考え, 円柱の前面 $z=0$ の点に水面が接触した瞬間を時刻 $t=0$ とする. この時任意点 z において水面が円柱前面に接触するのは

$$t = z/C \cdot \cot \theta \quad \dots\dots\dots (5)$$

だけ遅れることになる. 任意の微小幅 dz においては合田の理論が適用できると仮定すると, 区間 $[z, z+dz]$ に作用する衝撃力 dF は

$$dF = \frac{\pi}{2} \rho C^2 D \left\{ 1 - \frac{1}{\tau} \left(t - \frac{z}{C} \cot \theta \right) \right\} \times W \left(t - \frac{z}{C} \cot \theta, \frac{z}{C} \cot \theta + \tau \right) \cdot dz \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに

$$W(t-a, b) = \begin{cases} 1 & a \leq t \leq b \\ 0 & t < a, t > b \end{cases} \quad \dots\dots\dots (7)$$

と表わすことができる. 次に区間 $[0, \delta]$ に作用する衝撃力を F とし, F と t を次のように無次元化して表す. ここに τ は式(4)による合田の衝撃砕波力の作用時間である.

$$F^* = F / (\pi \rho C^2 D \delta / 2g) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$t^* = t / \tau \quad \dots\dots\dots (9)$$

(6), (8), (9)式より無次元衝撃波力は次式のようになる.

$$F^* = \int_0^{\delta} \frac{1}{\delta} \left(1 - t^* + \frac{z}{C\tau} \cot \theta \right) \times W \left(t^* - \frac{z}{C\tau} \cot \theta, \frac{z}{C\tau} \cot \theta + \tau \right) dz \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで

$$z^* \equiv z / \delta \quad \dots\dots\dots (11)$$

$$\beta \equiv C\tau / \delta \cdot \tan \theta \quad \dots\dots\dots (12)$$

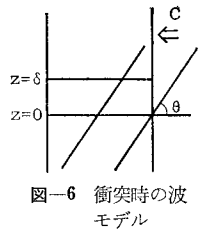


図-6 衝突時の波モデル

とすると (10) 式は次のように書きかえられる

$$F^* = \int_0^1 \left(1 - t^* + \frac{z^*}{\beta} \right) \cdot W \left(t^* - \frac{z^*}{\beta}, 1 + \frac{z^*}{\beta} \right) \cdot dz^* \quad \dots\dots\dots (13)$$

上式の被積分関数が 0 以外の値を取るのは (7) 式より

$$z^*/\beta \leq t^* \leq 1 + z^*/\beta \quad \dots\dots\dots (14)$$

の領域においてである。従って z^* による積分は β および t^* によって積分領域が制限されることになる。このことに注意して (13) 式の積分を実行すると β および t^* によって場合分けされて以下になる。

$$\left. \begin{array}{l} \text{(i) } \beta \geq 1 \text{ の場合} \\ \quad \text{(a) } 0 \leq t^* \leq 1/\beta \\ \quad \quad F^* = \beta \left(t^* - \frac{1}{2} t^{*2} \right) \\ \quad \text{(b) } 1/\beta \leq t^* \leq 1 \\ \quad \quad F^* = 1 - t^* + 1/2\beta \\ \quad \text{(c) } 1 \leq t^* \leq 1 + 1/\beta \\ \quad \quad F^* = \frac{\beta}{2} \left(1 - t^* + \frac{1}{\beta} \right)^2 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{(ii) } \beta \leq 1 \text{ の場合} \\ \quad \text{(a) } 0 \leq t^* \leq 1 \\ \quad \quad F^* = \beta \left(t^* - \frac{1}{2} t^{*2} \right) \\ \quad \text{(b) } 1 \leq t^* \leq 1/\beta \\ \quad \quad F^* = \beta/2 \\ \quad \text{(c) } 1/\beta \leq t^* \leq 1 + 1/\beta \\ \quad \quad F^* = \frac{\beta}{2} \left(1 - t^* + \frac{1}{\beta} \right)^2 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (15)$$

ここで β は今対象としている区間長 δ において 図-7 の破線で示している勾配と水面勾配との比であり、水面勾配の方が大きな 図-7 (A) は $\beta > 1$ となり、逆に水面勾配が緩やかな 図-7 (B) の場合は $\beta < 1$ となる。従って対象とする区間長 δ の大きさによって砕波衝撃力の特性が変化することになる。図-8 はこの特性の変化を模式的に表示したものである。図-8 (A), (B) はそれぞれ $\beta > 1, \beta < 1$ の場合の F^* の変化特性を示したものであって、 $F^* = 1, t^* = 1$ は (8), (9) 式よりそれぞれ合田らの理論による砕波衝撃力の最大値および作用時間に等しい。砕波衝撃力の最大値は合田らのそれに比して $\beta > 1$ の場合は $1 - 1/2\beta$, $\beta < 1$ の場合は $\beta/2$ と小さくなることになる。しかしながら、 $\beta > 1$ の場合前節で示

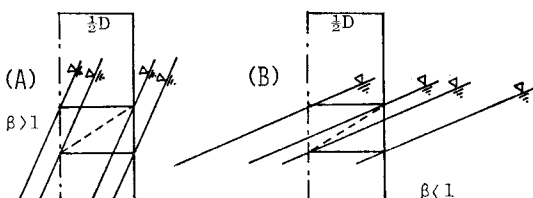


図-7 β と水面勾配の関係

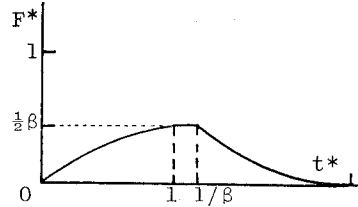
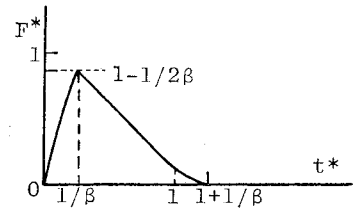


図-8 修正波力式の模式図

したたちあがりの特徴が明確に表われており、図-3 (A) の実験結果をよく表現している。また $\beta < 1$ の場合は 図-3 (B) の実験結果とよく似た傾向を示している。16 mm フィルムより得られた水面速度、水面角度を用いて実験値と比較した結果が 図-9 である。図-9 (A) (B) はそれぞれ 図-3 (A) (B) に対応し、図中白丸は実験値を実線は理論値を示している。これによると 図-9 (A) においては最大値が現われるまでのたちあがり時間に対する実験値と理論値はほぼ一致しているが、絶対値については大きな差異を示す。また (B) については絶対値も異なり、たちあがり時間についても十分一致しているとはいいがたい。さらに (A) (B) とともに理論値は短時

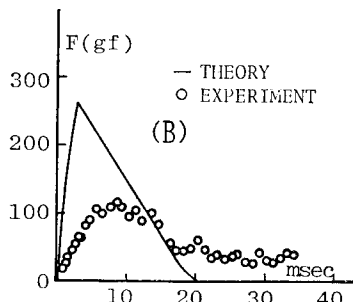
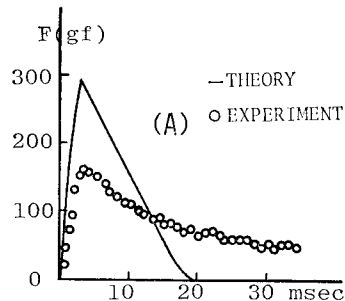


図-9 修正波力式と実験値との比較

間で衝撃力がゼロに戻っているのに対して実験値は長く尾を引いた形状を示している。前述のようにこの部分は抗力に類似した流体力であろうと思われるので、著者らの修正式にこの抗力項を加味する必要が生じる。またこの理論算定に用いた波面角度も極めて乱れの大きい状態での測定であり、上述の理論値と実験値の差異もこの測定の困難さにも基因している。以上本論文で提案した修正式は不十分ではあるが砕波衝撃力の時系列のたちあがり変化をあらわしたものと評価できよう。この点を詳しく調べるために $\beta > 1$ の場合について無次元衝撃力の最大値 $F_{\max}^*$ と無次元たちあがり時間 t_p^* を書きかえると次のようである。

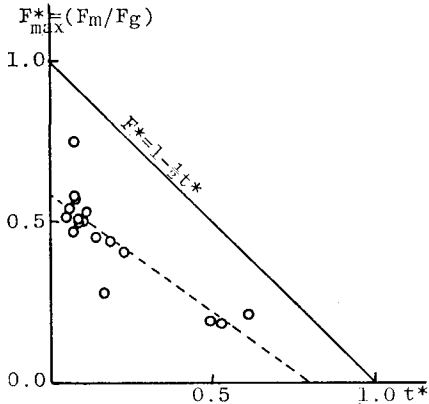
$$F_{\max}^* = 1 - 1/2\beta \dots\dots\dots(16)$$

$$t_p^* = 1/\beta \dots\dots\dots(17)$$

したがって両者は次式に示すような関係を持つ。

$$F_{\max}^* = 1 - \frac{1}{2}t_p^* \dots\dots\dots(18)$$

図一10 はこの無次元化した最大値 $F_{\max}^*$ と最大値のあらわれる無次元たちあがり時間 t_p^* の関係について実験



図一10 最大砕波局部波力とたちあがり時間の関係

値との比較を行なったものである。図一10において示されるように、 $F_{\max}^*$ の絶対値は理論と実験値とは一致しているとはいいがたいが、(18)式で示される $F_{\max}^*$ と t_p^* との関係はその定性的な傾向(勾配)においてほぼ一致しているとみなせる。したがって修正波力式は3.で詳述した砕波局部波力の時系列特性をある程度説明しているものといえよう。

5. あとがき

本論文においてはまず円柱に作用する砕波局部波力の時系列特性を示し、その実態を明らかにした。特に砕波力作用直後のたちあがりに注目し、これに対する考察を加えた。つぎにこの実態を説明するため、衝突波面の勾配を考慮して合田らの理論に修正を加えた。その結果たちあがり時間と最大値との関係が水面勾配により規定されることを示した。さらにその最大値については合田らの理論および修正理論ともにまだ実験値との差異は大きく、過大評価している。この差異の原因としては、本実験の場合、波はすべて砕波後の乱れを含んだものであり、砕波前面に存在する多くの気泡によって水のみかけの質量が減少したためと考えているが、まだその実態については明らかにしていない。

最後に本研究は文部省科学研究費補助金(奨励研究A)の援助により行なったものであることを付記するとともに実験・解析に当り当時学部学生であった伊藤博人・吉村文章両君に御協力いただいた。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6号，pp. 1~30, 1966.
- 2) Kjeldson, S. P.: Shock pressures from deep water breaking waves, Int. Symp. Hydrodynamics in Ocean Eng., pp. 567~583, 1981.