

半円筒消波ケ-ツの衝撃碎波圧低減効果について

Shock wave pressure on a caisson with semi-circular hollow projections

多田二三男*・松見吉晴**・藤田篤***

Fumio Tada, Yoshiharu Matumi, Atusi Fujita

This study focuses on the shock wave pressures on a wave dissipating caisson with semi-circular hollow projections in front of the wall, both theoretically and experimentally. Through a series of experiments in shallow and deep sea wave conditions, the model of the nonporous semi-circular wall reduces the shock pressure by 20 ~ 30% compared with the ordinary caisson of vertical wall and porous type reduces more. Especially in shallow sea wave conditions, the least shock pressure are obtained when the opening ratio is 30%, the value of the shock pressure is approximately 45% of the same on the vertical wall. A theoretical model of the shock pressure proposed for the nonporous semi-circular wall is verified through the experiments, and the function of the porous wall are examined by numerical simulation.

Keywords : Shock wave pressure, Caisson with semi-circular hollow projections

1. はじめに

波力を軽減したり、反射波による波高の増大や攪乱を抑える構造物の一つに、前面に透過壁と遊水室を有する消波ケ-ツがある。直立透過壁タイプの消波ケ-ツに関しては、その消波特性について多くの理論的・実験的研究が行われているが、遊水部が半円筒状の消波ケ-ツの消波特性に関しては、研究例が少ない。著者らはこれまでに、水深 20m に設置されたケ-ツを想定した模型実験（ここでは深海域と称す）を行い、半円筒消波ケ-ツの消波効果及び衝撃碎波力の低減効果を計測した（多田ら、1997）。その結果、前面壁が不透過壁で遊水部を有さない不透過壁半円筒においても、円筒形状による衝撃碎波力の低減効果を確認した。そして不透過壁半円筒に作用する衝撃力のピーク値までの経時変化を算出するモデルを提案し、実験値との良好な適合性を確認した（木村ら、1997）。今回は、水深 8m を想定した模型実験（浅海域と称す）を追加し、前回の実験結果と合わせ半円筒消波ケ-ツの衝撃碎波圧低減効果を定量的に把握した。その結果、浅海域においても衝撃力のピーク値に関し、算出モデルが適用可能であるという結論を得た。また浅海域では、スリットの入った透過壁と遊水室による波圧低減効果が顕著に現れたので、わき出し点分布法を用いた数値シミュレーションにより、スリット開口率と波圧低減効果との定性的な相関を確認した。

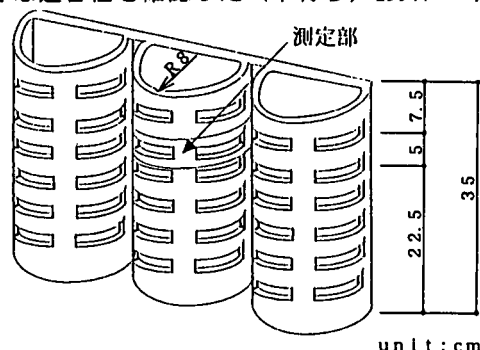


図-1 半円筒消波ケ-ツ模型

2. 実験概要

2.1 実験装置

実験は、長さ 29m、幅 0.5m、高さ 0.75m の一次元水槽の一部を用いて行った。アクリル製ケ-ツ模型はスリットのない半円筒、スリット付き半円筒（開口率 45%、30%、15%）及び通常の直立壁ケ-ツの 5 種類を用意し、図-2.1 に示すような斜面勾配 1/2 の鋼製マウンド上に設置した。模型の設置水深は 25cm（以下深海域実験）と 10cm（以下浅海域実験）の 2 ケ-スとし、各模型には、後部が板バネで支えられた測定部を静水面を中心とした ± 2.5cm の部分に取り付け、水平方向波力を測定した。なお、測定系の固有振動成分は谷本ら(1983)の方法で取り除いた。

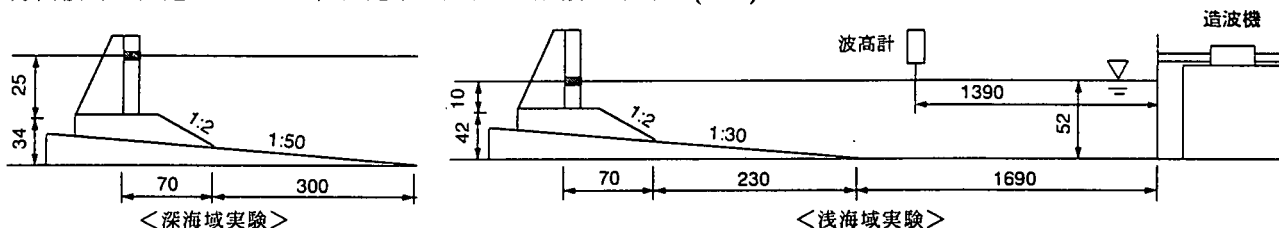


図-2.1 実験装置

* 正会員 大豊建設(株)土木本部 (104 東京都中央区新川 1-24-4)

** 正会員 鳥取大学工学部社会開発システム工学科

*** 正会員 鳥取大学大学院工学研究科社会開発システム専攻

2.2 実験波

実験には、造波板を静止の状態から規則的に駆動させたときに発生する過渡状態の波を用いた。ケ-リンの手前で砕波が起るように周期、波高をそれぞれ変化させた。結果的に衝撃波圧が生じたのは、深海域において周期 1.3s、波高 27cm のときであり、浅海域においては周期 1.2s、波高 24cm のときであった。これを実験波として 5 種類のケ-リン模型に各 10 回作用させた。静水面を中心とした上下方向幅 5 cm に作用する水平方向波力の時間変化測定例を図-2.2 に示す。

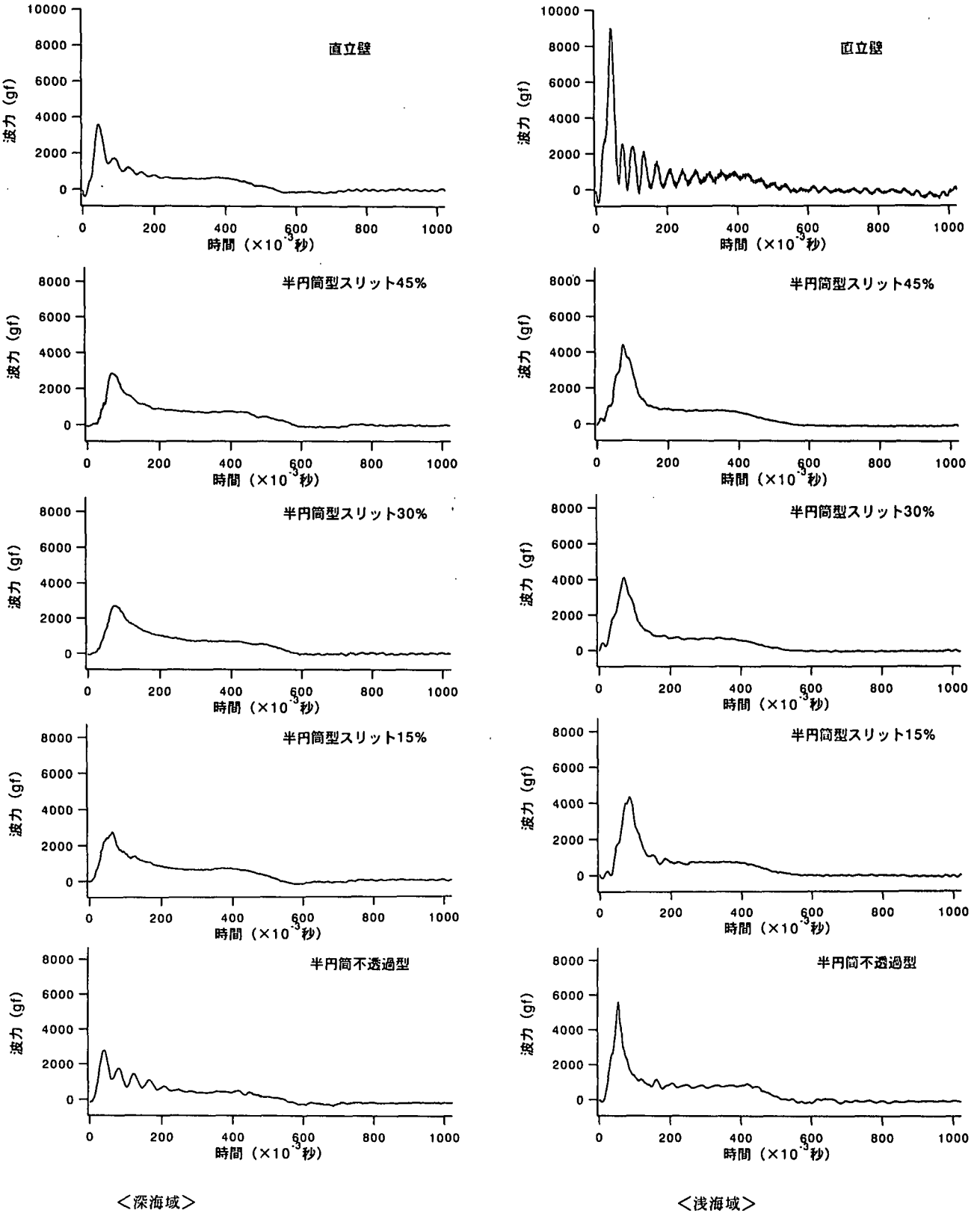


図-2.2 波力の時間変化の測定例

2.3 実験結果

各ケーソン模型に作用した最大波力(衝撃砕波力)を図-2.3 に示す。この最大波力は、静水面を中心とした上下方向幅 5 cm に作用した波力の時間変化(測定例 図-2.2)より、そのピーク値をケーソンの形状別に整理したものである。この図では比較のため、通常の直立壁ケーソンを開口率 100 %の縦軸上にプロットした。深海域実験においては、傾斜した波面前面に発生した Surface-roller が衝突する時に衝撃力が生じており、浅海域では、ほぼ垂直に切り立った波本体が衝突する時に衝撃力が発生した。このような砕波形状の違いにより、浅海域の衝撃力はより大きなものとなった。また、深海域実験においてはスリットによる波圧低減効果はあまり認められなかったが、半円筒の形状効果により、開口率 0 ~ 45 %のいずれの半円筒消波ケーソンにおいても作用波力のピーク値は直立壁と比べ約 20 %低減した。一方、浅海域ではスリットの効果は顕著であり、スリットの無い不透過半円筒タイプでは直立壁の場合に比して約 55 %波力が低減した。この深海域と浅海域の2種類の実験により、半円筒ケーソンは半円筒の形状による効果及びスリット透過壁とその背面の遊水室による効果の相乗効果により波力を低減させることが確認できたと同時に、波力が強いほどそれぞれの低減効果が增大するという結果を得た。以下に半円およびスリットによる波圧低減効果に関し理論検討を行う。

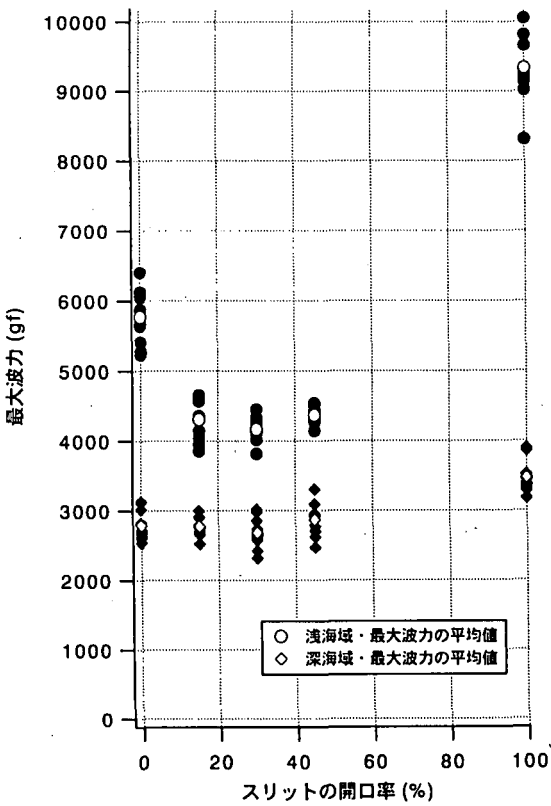


図-2.3 形状別最大波力

3. 半円筒に作用する衝撃圧

3.1 衝撃圧算定式(楕円モデル)

円柱に働く衝撃砕波力の研究は、水面に落下する物体に働く衝撃力を算定した Karman(1929)の付加質量理論や Wagner(1932)のモデルが基礎となっている場合が多い。彼らの研究によれば、衝突する物体と水面との接触面が短い時間で拡大することにより衝撃力が発生し、接触面が拡大する速度が遅いほど衝撃力は小さくなる。したがって半円筒は直立壁と比べ、衝突時の接触面の拡大速度が遅くなるので衝撃力が低減されるのである。

著者らは、波面と半円筒との衝突を、図- 3.1(下)に示す半円と水面との衝突問題に置き換え、水面下の半円周辺の流れを楕円周辺の流れで近似し(楕円モデル)、半円に作用する衝撃砕波圧の算定式を導いた(木村ら,1997)。このモデルは Wagner と同様に、衝突物体周りの複素ポテンシャルより流体力を求めるものであるが、彼の研究では流体に突入する物体の流体表面に接している部分と幅の等しい平板を仮定しているのに対し、楕円で近似したものである。この厚みのある楕円を仮定した事により、Wagner モデルにおいて流速が無限大となる仮想平板端部の特異点問題は解消する。

図- 3.1(下)の楕円モデルにおいて、楕円の長半径 A と短半径 B は、円筒の半径 D、衝突速度 V、水面と半円との衝突からの経過時間 t により、 $A=\sqrt{D^2-(D-Vt)^2}$ 、 $B=Vt$ で表される。

また、楕円を過ぎる一様流の複素ポテンシャル ω_z ($z=x+iy$) は次式で表される。

$$\omega_z = \frac{-iV}{2} \left\{ z + \sqrt{z^2 - 4a^2} - \frac{R^2(z - \sqrt{z^2 - 4a^2})}{a^2} \right\} \quad (1)$$

ここに $R=(A+B)/2$ 、 $a^2=(A^2-B^2)/4$ である。

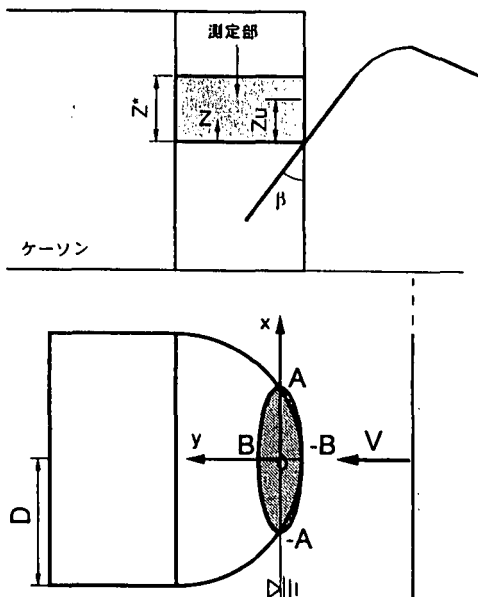


図-3.1 半円筒側面図(上)、楕円による近似(下)

この複素ポテンシャル ω_z を圧力方程式に代入することにより、 $y < 0$ における楕円表面の点 z_p に作用する圧力 p は、以下のように求まる。

$$p = -\rho \operatorname{Real} \left\{ \left(\frac{\partial \omega_z}{\partial z_p} \frac{dz_p}{dt} \right) + \left(\frac{\partial \omega_z}{\partial a} \frac{da}{dt} \right) + \left(\frac{\partial \omega_z}{\partial R} \frac{dR}{dt} \right) - \frac{1}{2} \left| \frac{d\omega_z}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dz} \right|^2 \right\} \quad (2)$$

ここに $\zeta = Re^{i\alpha}$ ($\pi \leq \alpha \leq 2\pi$)である。

したがって、単位厚み当たりの半円筒に作用する、波の進行方向(図-3.1の y 軸方向)における波圧合力 f は、次式のような衝突からの経過時間 t の関数として求められる。

$$f(t) = \int_{z_p} p(z_p) \sin \gamma dz_p \quad (3)$$

ここに、 γ は z_p における y 軸と楕円表面とのなす角度である。

3.2 半円筒に作用する波圧の計算値と実験値との比較

図-3.1(上)の様に、ケツに衝突する波面の傾斜角を β とすれば、半円筒の測定部に作用する波力は、楕円ポテンシャルにより以下のように算出できる。

ケツに衝突する波の作用開始時刻は、 Z 方向の上方向になるほどわずかずつ遅れる。波力測定部の下端を $Z=0$ とし、この点に波が到達する時刻を $t=0$ とすれば、 Z 点における波の作用開始時刻は $t=(Z \tan \beta)/V$ となる。これを $t(Z)$ と表すと、静水面付近の Z 軸方向の幅 Z の区間に作用する y 方向の波力の時間変化 $F(t)$ は、(3)式より算出された単位厚み当たりの円柱に作用する波圧合力 f を、以下のように積分することにより求まる。

$$F(t) = \int_0^{Z_u} f\{t-t(Z)\} dZ \quad (4)$$

上式にて、ケツの静水面を中心とした上下5cm幅($Z=5\text{cm}$)に作用する波力の時間変化の計算値を図-3.2に示す。ここではWagnerのような半円に沿う流体のpile upは考慮していない。図中の破線は、浅海域と深海域の実験で測定した不透過半円筒に働く波力ピーク値の高さ(図-2.3の平均値)を示したものである。この計算では波とケツとの衝突速度として、深海域ではほぼ深海波の波速とSurface-rollerの進行速度は一致すると考え、周期より計算した波速(203cm/s)を用いた。また浅海域では、衝突速度は深海波の波速より速いことが実験より確認されたので、高速ビデオより測定した波速(212cm/s)を用いた。波面とケツとの衝突角度 β に関しては、高速ビデオにおいても波の崩れが激しく正確な値を決められなかったので、浅海域においては $\beta=0^\circ \sim 5^\circ$ 、深海域においては $\beta=35^\circ \sim 45^\circ$ の範囲でパラメータとして変化させ計算した。その結果波力のピーク値に関しては、浅海域においては $\beta=0^\circ$ 、深海域においては $\beta=40^\circ$ の時に計算値と実験値がほぼ同等になった。これらの β の値は深海域と浅海域における衝突波面の形状の違いをおおよそ示すものであった。衝突開始から波力がピークに達するまでの立ち上がり時間に関しては、深海域実験では $\beta=40^\circ$ の計算値とほぼ同じであったが、浅海域においては、実験では深海域と同じような立ち上がり時間が測定されたのに対し、 $\beta=0^\circ$ の計算値では、衝突時にピークに達しており一致しなかった。今後、測定系による応答遅れを評価した上で検証を行いたい。

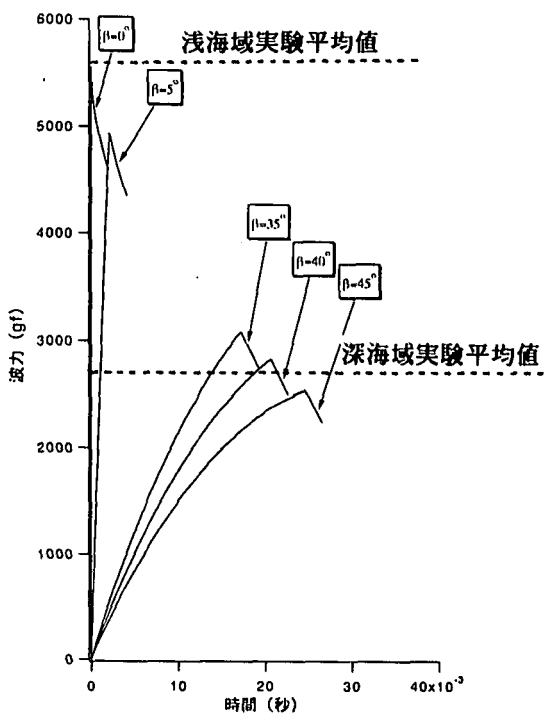


図-3.2 楕円ポテンシャルによる衝撃力の計算結果

4. 数値シミュレーションによるスリット効果の検証

ここでは、わき出し点分布法を用いた数値シミュレーションで半円筒型ケーソンの表面に開けたスリットによる衝撃量低減の効果について検討する。

従来、物体の付加質量係数に関する算定方法は、物体周辺の流れを表す複素速度ポテンシャルを用いて圧力方程式もしくは Blasius 公式より計算される流体力から求める方法、すなわち付加質量係数を物体が受ける加速度に比例する流体抵抗力の比例定数と定義する方法と、物体の運動に伴って生じる流体場の運動エネルギーの増分量と物体を流体に置き換えたときの運動エネルギーが等価になるように流体質量に掛けられた係数として求める方法がある。両者の値は、ポテンシャル論に基づく限り同じになることはよく知られている。ここでは、計算が比較的容易な後者の方法を採用して付加質量係数を求める。

スリット壁が移動することによって生じる流体場の運動エネルギーの増分量 T_w は、ポテンシャル論より速度ポテンシャルを Φ とすれば次式で与えられる。

$$T_w = -\frac{\rho}{2} \oint_c \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial n} dc \quad (5)$$

ここに、 ρ は流体の密度、 $\partial/\partial n$ はスリット壁表面での法線方向微分を表し、 c はスリット壁表面上の位置である。

一方、スリット壁を流体に置き換えたときの運動エネルギー E_w は、スリット壁の体積を V 、付加質量係数を C_M 、スリット壁の移動速度を v_0 とすると、次式で表示される。

$$E_w = \frac{\rho}{2} C_M V v_0^2 \quad (6)$$

ここに、 $\rho C_M V$ は付加質量である。

付加質量係数は、速度ポテンシャルより求めた流体場の運動エネルギー T_w とスリット壁を流体に置き換えた運動エネルギー E_w が等しいことから、式 (5) 及び式 (6) より与えられる。

ここでは、流体場として無限静止流体場を対象として解析を進めることにした。スリット壁の境界表示に対してわき出し分布法を採用すると、式 (5) の速度ポテンシャル Φ は次式のように表される。

$$\Phi = \text{Real} \left[\oint D(z_c) \{ \log(z - z_c) + \log(z - \bar{z}_c) \} dc \right] \quad (7)$$

ここで、 $\text{Real} []$ は実数部を表し、 $D(z)$ はスリット壁表面上 z に置かれたわき出し強さで、スリット壁表面上の流体速度とスリット壁表面の運動の法線速度が等しくなる条件より決定される。また、式 (5) の $\Phi \cdot \partial \Phi / \partial n$ の計算については、スリット壁表面を線素分に分割し、その中点に湧き出しを置くことにより数値積分を行っている。

図-4.1 はスリット付き半円筒と、それをモデル化したスリット付き平板を示したものである。図中で平板の幅は流体に接している部分の半円筒の幅に等しく、厚みは流体の中に入っている部分の厚みに等しくした。ただし、Wagner のような堤体に沿う流体の pile up は考慮していない。すなわち、モデルの平板の厚みの増加率は一定である。またスリット

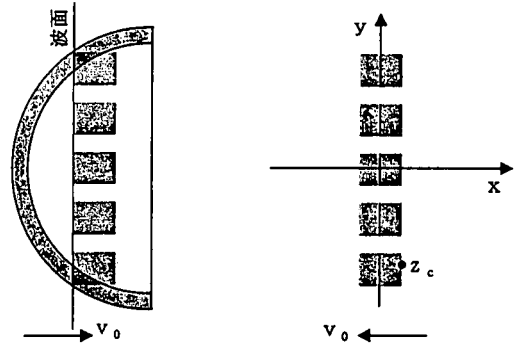


図-4.1 半円筒スリットのモデル化

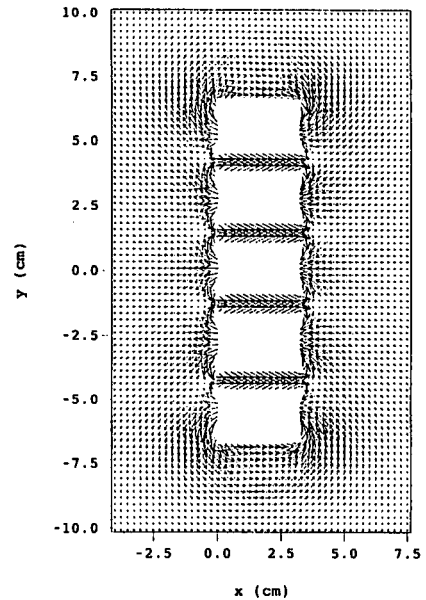


図-4.2 スリット付き平板周りの流れ

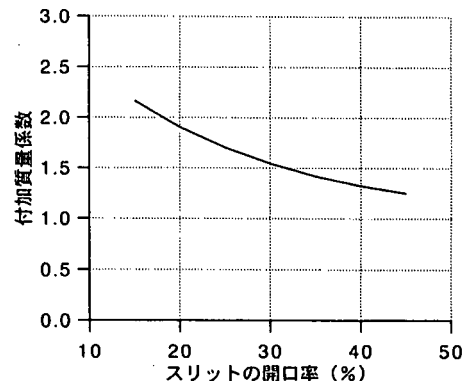


図-4.3 付加質量係数とスリット開口率

の幅は全幅に開口率を掛けた値を4で割った値を用いた。図-4.2はスリット壁を図面左方向へ移動させたときの計算結果の一例を示したもので、 $v_0 = 203\text{cm/s}$ 、平板の幅 12.87cm 、スリットの幅 0.804cm （開口率 25 %）の場合のモデル平板周辺の速度ベクトル分布を示したものである。計算にはわき出し点分布法を用いた。平板の隅角部はその点が特異点となることを防ぐために、わき出し点分布法で一般的によく採用されるテーパーをつけて計算を行った。計算結果を式(5)、(6)に代入して計算した付加質量係数 C_{MA} と開口率の関係を示したものが図-4.3である。図からわかるように開口率の増加にともなって C_{MA} が減少している。図-2.3では開口率が30 %付近で衝撃波力が極小値をとり、それ以後は開口率とともに衝撃波力が増加する。開口率が大きな場合には遊水部内の水位上昇は速やかでありスリットを通過した波の運動量は内部の流体を介して背後のケーソン表面に伝達されるため衝撃力が大きくなる。図-4.1に示す平板スリットモデルでは、このスリット壁通過流体の背後のケーソン表面に対する伝達過程が考慮されていないため開口率が大きくなっても付加質量係数が増加しないが、30 %程度までの部分については C_{MA} の下に凸な減少傾向が再現できており、スリットの存在が砕波衝撃波圧のピークを下げる効果を持つことを示すことができた。

5. 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) 深海域実験においては、スリット開口率の効果は顕著ではないものの、半円筒消波ケーソンに作用する波力ピーク値は直立壁と比べ約20 %低減した。
- 2) 浅海域ではスリットの効果は顕著であり、不透過半円筒の低減率が約40 %であったのに対し、スリット開口率30 %のタイプでは直立壁の場合に比して約55 %波力ピーク値が低減した。
- 3) 浅海域及び深海域とも不透過半円筒に作用する衝撃力のピーク値は、著者らの提案した楕円モデルにより推定できる。
- 4) スリットによる波圧低減効果は数値シミュレーションにより定性的に把握できた。

最後に、本研究にあたり鳥取大学の木村晃教授のご指導を受けた。ここに記して感謝の意を表す次第である。

参考文献

- 1) 多田二三男・木村 晃・平田健人(1997)：半円型消波ケーソンに作用する衝撃砕波圧について，海洋開発論文集 Vol.12, pp.567-573.
- 2) 木村 晃・多田二三男・松見吉晴(1997)：大きな水深に設置された構造物に作用する砕波衝撃圧について，海岸工学論文集 第44巻, pp.781-785.
- 3) 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.
- 4) 今井 功：流体力学，前編，裳華房。
- 5) 松浦義一：船体振動と付加質量，1972年度水工学に関する夏期研修会講義集，Bコース，pp.B-8-1～B-8-24，1973.
- 6) 岩佐義朗：水理学，朝倉書店。
- 7) 榎木 亨編著：波と漂砂と構造物，技報堂出版。