

側方からの剥離を伴う平板に作用する波力に関する研究

石田 啓*・斎藤武久**・鞍田一剛**・清水康輔***

1. 緒 論

波力によるクリーンエネルギーの獲得を目的とし、著者らは、波受け板の振り子運動をギアとワンウェイクラッチを用いて高効率で同一方向の回転運動に変換する新たな波力伝達装置(写真-1)の開発に成功した(石田ら, 1997)が、この装置の具体的な設計では、波受け板の初動に要する波力の算定が不可欠となる。この場合、流体場は平板側方からの剥離渦を伴うため、波力の算定には剥離現象を考慮できる解析を必要とするが、従来の数値解析法では、柱体断面を対象とした2次元計算に限られており、また3次元 Navier-Stokes 式を用いる方法は高レイノルズ数領域を取り扱うことが困難であった。著者らは既に境界要素法を用いて、任意断面形状を有する柱体に作用する波力の数値解析法を提示し、極めて容易に実用的な高レイノルズ数および高 KC 数領域に対する計算を可能にした(石田ら, 1994)。しかし、この場合、波力の算定の際、複素速度ポテンシャルを用いるため、直接3次元解析への拡張が困難であった。そこで本研究では、各水平断面ごとに計算を行った後に、これらを鉛直方向に接続する擬似的な3次元数値解析法を提示する。次に、平板を用いた波力実験を行い、計算値と実験値の比較から本解析法の有用性を検証すると共に、平板に働く波力特性の解明を行う。

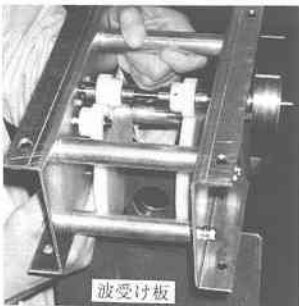


写真-1 新しい波力伝達機構

2. 数値解析法

図-1に座標系を示すが、静水面上に座標原点 O をとり、鉛直方向に z 軸、水平方向に x 軸および y 軸をとる。また、図中において ∂C および ∂B は対象とする任意鉛直位置の2次元水平断面における無限境界および平板表面を表す。流体を非粘性、非圧縮および非回転と仮定し、支配方程式として、速度ポテンシャル ϕ に関するラプラスの式を用い、境界条件として、平板表面上における法線方向速度をゼロとする壁面境界条件を用いる。ただし、上述の速度ポテンシャル ϕ は、入射波の速度ポテンシャル ϕ_w 、平板の存在によって平板周辺に生じる擾乱速度の速度ポテンシャル ϕ_b および剥離後流域を近似する渦点の速度ポテンシャル ϕ_v を線形的に重ね合わせたものとする。

数値解析法の手順を以下に示す。

① 支配方程式を境界条件式に代入して得られる循環密度 $\gamma(\xi)$ に関する積分方程式

$$\frac{1}{2\pi} \int_{\partial B} \frac{\partial}{\partial n} \gamma(\xi) \tan^{-1} \frac{y-\eta}{x-\xi} d\xi = -\frac{\partial \phi_w}{\partial n} - \sum_{k=1}^M \left\{ \frac{\Gamma_{kl}}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \tan^{-1} \frac{y-y_{kl}}{x-x_{kl}} \right\} \dots \dots (1)$$

を境界要素法を用いて解き、任意鉛直位置の平板断面周りの流況解析を行う。

式(1)において、 $\partial/\partial n$ は平板表面上における法線方向微分を表し、 ξ は平板表面上の任意点 $\xi=(\xi, \eta)$ を表す。また、本研究では ϕ_w として微小振幅波の速度ポテンシャルを用い、 ϕ_b として平板表面上に配置された循環密

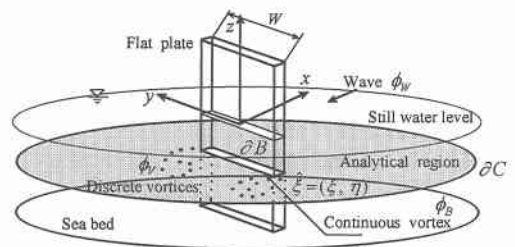
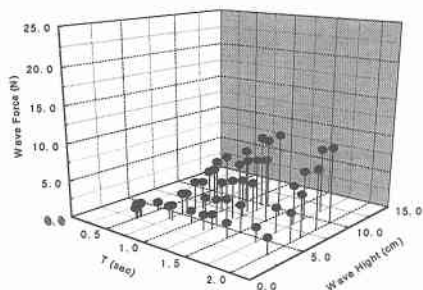
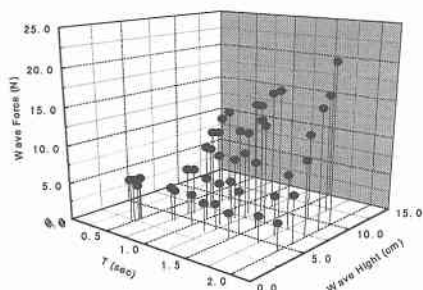


図-1 座標系

* 正会員 工博 金沢大学教授 工学部土木建設工学科
 ** 正会員 工修 金沢大学助手 工学部土木建設工学科
 *** 金沢大学大学院工学研究科



(a) 平板幅 8 cm



(b) 平板幅 12 cm

図-4 平板に作用する全波力の特性 (波峰の位相)

のである。図より、平板幅の違いによらず、波高の変化に対して全波力の変化は大きいことが分かる。また、ほぼ同一な波高および周期の入射波に対して、平板幅 8 cm の場合に比べて平板幅 12 cm の場合に、平板幅の増加率を上回る割合で全波力が増加していることが分かる。この理由として、平板の違いによって水槽の閉塞率が異なるため、要因の限定は困難であるが、一つの要因として、平板幅の違いが、後流域に形成される渦対の形状に差異を生じさせることが考えられる。

4. 計算結果および実験結果との比較

全波力の計算値および実験値との比較の前に、水平 2 次元断面に対する計算結果の例を示す。平板幅を 12 cm とし、波高 6.5 cm、周期 1.5 s の入射波を作用させた場合で、図-5 および図-6 に静水面下 5 cm および 25 cm における平板断面周りのベクトル図および平板断面に作用する波力の時間変化図をそれぞれ示す。なお、平板表面の分割個数は 50 とし、各分割要素中において、循環密度 $\gamma(\hat{s})$ は一定値とした。図-5 において、矢印の長さは、各点の水粒子速度を入射波の水粒子速度の平板重心位置の速度で基準化したものである。また、 t/T は実時間を周期で基準化した無次元時間を示す。ところで、後に示す全波力の計算結果も含めて、本研究では入射波の周期の第 2 周期目における計算値を使用している。ただし、0.25 および 0.75 がそれぞれ水面変動の波峰ピーク時の位相

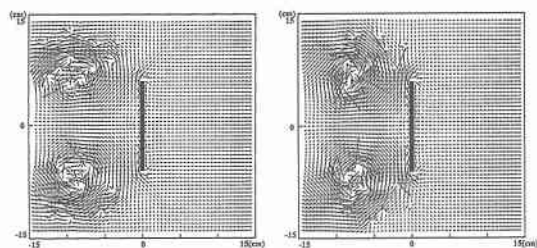
(a) $z = -5$ cm(b) $z = -25$ cm

図-5 平板断面周りのベクトル図

($W=12$ cm, $T=1.5$ s, $t/T=0.5$)

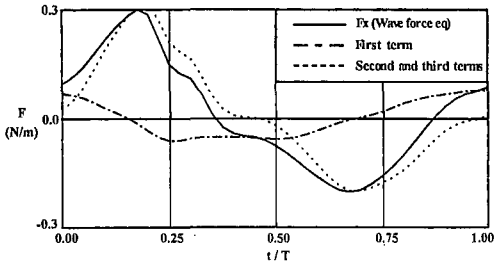
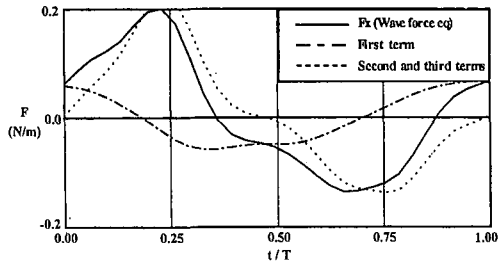
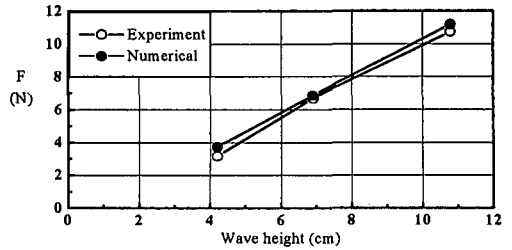
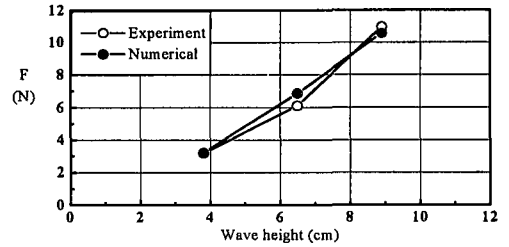
および波谷ピーク時の位相を表すように、実時間は第 2 周期目開始をゼロとした。

図-5(a) および (b) ともに、平板背後の対称渦対の形成を確認することができる。また、鉛直位置の違いにより、形成された渦対の径の大きさに違いが生じていることが分かる。このことは鉛直方向の水粒子速度の違いに応じて、渦対放出時間間隔を変化させたことによって、水粒子速度の小さい平板下部で、渦対の径が小さく計算された結果であり、渦の 3 次元的な構造のうち、擬似的にはあるが、鉛直方向に対する渦径の違いを表現しているものである。

図-6(a) および (b) では、波力式 (2) の右辺第 1 項 (慣性力)、右辺第 2 項と第 3 項の和 (抗力) (石田ら, 1992) および両者の和の時間変化を示しているが、右辺第 1 項に比べて右辺第 2 項と第 3 項の和の方がはるかに大きな値となっている。平板の場合、明確な剝離が生じるために、作用する波力として、後流渦の発生に伴う抗力が極めて重要となることが分かる。ところで、平板の場合、板厚が薄いために断面積が非常に小さく、そのためモリソン公式の形で波力を表現する場合、慣性力を議論することは困難となるが、著者らはモリソン公式を用いることなく、波力を式 (2) で表現し、平板表面上の循環量を伴う項を慣性力、放出渦の循環量を伴う項を抗力と定義している。

次に、数値計算による全波力の計算結果と実験結果との比較を行う。

本研究において、全波力の計算値は、各水平 2 次元断面において計算された波力を鉛直方向へ積分することによって求めるが、この時、鉛直方向への計算点の個数が問題となる。ここでは、予備計算の結果から、鉛直方向へ等間隔に 9 点の計算点を設けて、全波力の算定を行った。また、時間とともに水表面が変動することを全波力の算定に考慮することは極めて困難となるため、本研究では、次の 2 通りにより、計算値と実験値との比較を行った。まずはじめに、波谷の位置から鉛直方向下向きへ計

(a) $z = -5 \text{ cm}$ (b) $z = -25 \text{ cm}$ 図-6 平板断面に作用する波力の時間変化
($W = 12 \text{ cm}$, $T = 1.5 \text{ s}$)(a) $T = 1.0 \text{ s}$ (b) $T = 1.5 \text{ s}$ 図-7 全波力の比較 ($W = 12 \text{ cm}$)

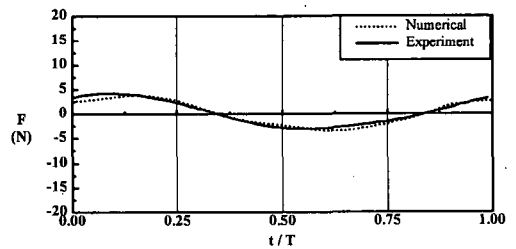
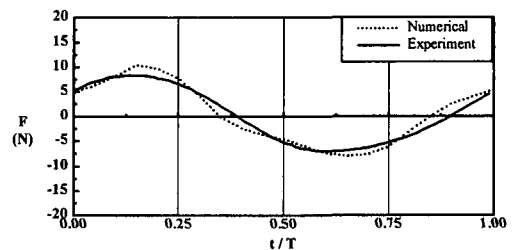
算点を設置し、単純に、各計算点における波谷の位相において、波力の最大値を加えた全波力の値と、実験結果における波谷の位相の全波力の最大値とを比較する。各計算点の波谷の位相における最大波力の出現時間は異なるため、この場合は最も粗い計算値と実験値との比較となる。

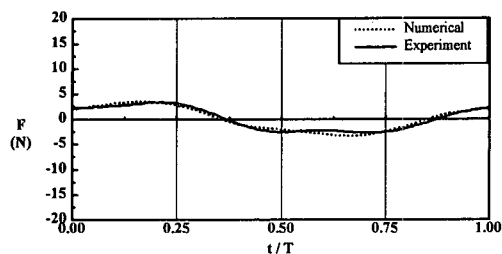
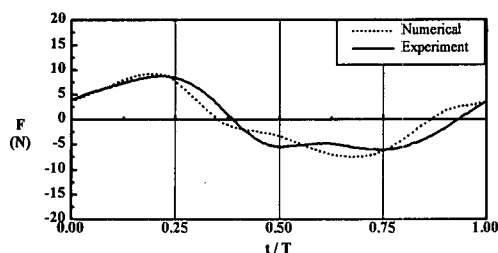
図-7(a) および (b) に平板幅 12 cm の場合で、周期がそれぞれ 1 s および 1.5 s の場合の結果を示す。図中において○が実験値、●が計算値を表す。図より、計算値と実験値は非常に良く一致しており、各水平 2 次元断面に作用する波力の最大値を単純に加えることにより、波谷の位相における全波力の最大値は十分予測可能であることが分かる。なお、平板幅 8 cm の場合にも同様な結果が得られた。

次に、静水面の位置から鉛直方向下向きに計算点を設置し、各水平断面において、異なる Δt 間の 2 つの波力を線形的に内挿し、各断面における波力の計算値を同一の時間で加えることによって全波力および全波力の時間変化を求め、実験値との比較を行う。

図-8(a) および (b) に平板幅 12 cm 、入射波の周期が 1 s の場合で、波高が 4.2 cm および 6.9 cm の場合における全波力の時間変化を示す。図中において実線が実験値を表し、破線が計算値を表す。なお、実験結果において、連続する全波力の時間変化から計算結果と同期な 1 周期分の全波力の時間変化を抽出する際には、同時に計測された水面変動記録中の静水面の位置における時間を

ゼロ ($t/T = 0.0$) として計算値と実験値を同期させた。この時、実験結果において、それぞれの水面変動が有する 1 周期分の時間にはほとんど差はなく、規則的な水面変動が得られていた。図より、波高 4.2 cm および 6.9 cm の場合ともに、計算値は全波力の時間変化および最大値の両者とも、実験値と良く一致している。なお、実験結果において、波峰の位相における全波力の最大値は波谷の位相における全波力に比べて、値が大きいことが分か

(a) $H = 4.2 \text{ cm}$ (b) $H = 6.9 \text{ cm}$ 図-8 全波力の時間変化の比較 ($W = 12 \text{ cm}$, $T = 1 \text{ s}$)

(a) $H=3.8$ cm(b) $H=6.5$ cm図-9 全波力の時間変化の比較 ($W=12$ cm, $T=1.5$ s)

る。特に、波高の増加に伴ってその傾向は顕著となっているが、この理由として、波峰および波谷の位相における、流速分布の違いにより、波谷の位相に比べ、波峰の位相において平板後流域に形成される渦対の循環量が大きな値を持つことが、1つの要因として考えられる。

次に、図-9(a) および (b) に平板幅 12 cm、入射波の周期が 1.5 s の場合で、波高が 3.8 cm および 6.5 cm の場合における全波力の時間変化を示す。この場合、周期 1 s の場合と同様に、計算値は実験値と非常に良く一致している。なお、平板幅 8 cm の場合にも同様な結果が得られた。以上より、本研究で提示した擬似的な 3 次元数値解析法により、平板に作用する全波力の予測が可能とな

ることが確認された。なお、入射波条件などの本解析法の適用限界については現在検討中である。

5. 結 論

側方からの剥離を伴う平板に働く全波力の算定に対して、2次元断面に対する境界要素法を擬似的に3次元解析へ拡張する数値解析法を提示した。この際、流況解析においては鉛直方向へ変化する渦径の状況が再現された。また、波力解析から、平板の場合、慣性力に比べて、抗力が極めて卓越することが分かった。

実験結果より、側方から剥離を伴う平板に作用する波力の特徴として、同一の入射波に対して、平板に作用する全波力は平板幅の増加率を上回る割合で増加すること、波谷の位相に比べ波峰の位相における全波力の値が大きいことが分かった。さらに、本解析法による全波力の計算値は実験値と極めて良く一致し、本解析法の有用性が実証された。

参 考 文 献

- 石田 啓・北山 真 (1992): 波による正四角柱の後流渦および波力に関する研究, 土木学会論文集, No. 456, II-21, pp. 55-64.
- 石田 啓・斎藤武久・矢富盟祥・水谷二延 (1994): 境界要素法による波助場の柱体周りの流況および波力の解析, 海岸工学論文集, 第41巻, pp. 866-870.
- 石田 啓・高地 健・大貝秀司・斎藤武久 (1997): 波浪エネルギー抽出装置の開発に関する研究, 日本海域研究所報告, 第28号, pp. 1-12.
- Clements, R. R. (1973): An inviscid model of two-dimensional vortex shedding, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 57, part 2, pp. 321-336.
- Sarpkaya, T. (1975): An inviscid model of two-dimensional vortex shedding for transient and asymptotically steady separated flow over an inclined plate, *J. Fluid. Mech.*, Vol. 68, pp. 109-128.