

矩形障害物に波が作用した場合の波圧シミュレーション

九州工業大学 工学部 学生員○畠中 真一
九州工業大学 工学部 正 員 久保 喜延

1. まえがき 土木工学の分野では近海から海岸域での海洋波の挙動に関して、多くの研究がなされているが、数値的解法の多くは流体の支配方程式を深さ方向に積分して、次元を下げるという単純化を行い、自由表面条件も線形化したものが多い。しかし、津波の問題のように、波形が急峻になり波高が大きくなる現象では、得ようとする解そのものの条件が問題の中に現れてくるなど、自由表面条件の非線形性が現象と密接に結びついており、単純化された解析的手法には限界があるものと考えられる。このため、波の性質を捉えようとするとき、この非線形性のより厳密な取扱いが必要であると考え、本研究では自由表面条件を考慮しながらMAC法に基づきNavier-Stokes方程式を有限差分法によって直接積分し、波浪現象の矩形障害物に及ぼす影響を検討する際の手がかりとする。併せて、水槽実験を行い、実測結果との比較を行う。

2. 基礎式とアルゴリズム 本研究における基礎式は非圧縮性粘性流体に関するNavier-Stokesの運動方程式および連続の式である。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) + g \quad (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (3)$$

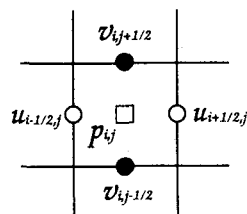


図1. Staggered Mesh系における速度圧力定義点

ここで、 (u, v) : (x, y) 方向の速度成分、 p :圧力、 ρ :密度、 ν :動粘性係数、 g :重力加速度。

式(1)(2)を有限差分表示し、計算領域を x, y 方向の長さがそれぞれ $\Delta x, \Delta y$ の矩形Cellに分割し、圧力および速度を評価する点を図1のようにStaggered Mesh系にとる。差分化の際、対流項については第二次上流差分を用いた。この方法は、数値粘性を必要とせず、正確度の面でも、1次の正確度しか持たない第1次上流差分よりも高い正確度を持つという特徴がある。⁽¹⁾

計算は既知の速度場から、連続の式を用いて次のTime StepでのDivergenceを0と仮定することによりSOR法により圧力場を求める。速度場と圧力場を求めることができれば、次のTime Stepの速度を仮定することができ、再び圧力場の計算が可能となり、この繰り返しでTime Marchingが進行する。また、周期波は流入境界において周期波の速度成分を与えることで発生させる。

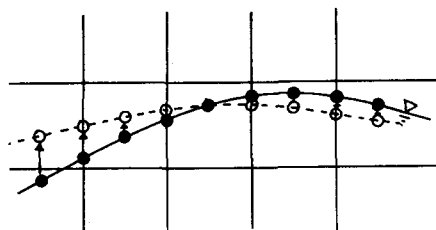


図2. Markerによる自由表面の追跡

$$u_{inflow} = h_0 \sigma \frac{\cosh(Kd_0 + y_j)}{\sinh(Kd_0)} \cdot \sin(\sigma t - Kx_0) \quad (4)$$

$$v_{inflow} = h_0 \sigma \frac{\sinh(Kd_0 + y_j + \Delta y/2)}{\sinh(Kd_0)} \cdot \cos(\sigma t - K(x_0 - \Delta x/2)) \quad (5)$$

ここで、 h_0 :波の片振幅、 σ :角周波数、 K :波数、 d_0 :静水深、 t :時刻

また、自由表面上に配置された流体粒子は常に自由表面上に位置し続けるという運動学的条件の下で、Marker粒子を初期条件で自由表面上に配置し、これを追跡することで自由表面の位置を認識し、これに該当

する格子をSurface Cellとして識別する。M A C法ではMarkerの追跡はX, Y両方向に関して行うものとされるが、本研究では碎波には至らない範囲の波を取り扱うという条件の下で、Marker粒子の追跡はY方向のみとした。条件として自由表面での圧力は大気圧に等しいとするため、Markerの移動をY方向のみとすることにより、自由表面付近での圧力の計算が簡便化される。

3. 数値計算 水路長160.0cm, 水深35.0cmの数値水槽内に喫水7.8cm, 幅10.0cmの矩形固定浮体を設定し、左端を波源とし波長 $\lambda=100$ cm, 波高 $h_0=2.5$ cmの周期波を作用させたときの時刻 $t=3.24$ (sec)における計算結果を図3(b)~(d)に、比較のため固定浮体を除いた場合での同条件・同時刻の造波シミュレーションを図3(a)に示す。なお、格子幅は1.0cm $\times$ 1.0cm、動粘性係数 $\nu=0.01$ としている。図3(b)において、浮体後面側での波高や速度ベクトルは、前面側に比べて著しく減少している。このことより、浮体によって波力は反射され後面側に伝達される波のエネルギーが小さくなっていることが分かる。また、固定浮体を設置しない場合に比べて、前面での波形変化が大きくなっている原因は、流入条件が固定されているため浮体によって反射された波が流入境界で反射され、流入境界と浮体の間で重複波となっていることが考えられる。

図4は物体表面に位置する流体Cellの圧力から静水圧を差し引き、最大値と最小値を結んだものである。前面側に比べ、後面側の圧力変動は小さくなっている。従って、浮体に作用する波力は、前面側の圧力が支配的であると言える。

4. 実験との比較

実験方法 実験はピストン式造波機を備えた長さ $L=20.0$ m, 幅 $B=1.2$ m, 深さ $H=1.5$ m, 静水深を $d_0=1.0$ mとし、2次元模型実験を行った。供試模型は高さ $h=31.0$ cm, 流下方向幅 $b=28.0$ cmの矩形浮体を水深15.0cmの位置に固定し、これに周期 $T=1.04$ s, 波高 $h_0=3.6$ cmの波を作用させたときに浮体が受ける波圧を測定した。

計算条件 計算領域を長さ4.0m以上, 水深 $d_0=1.0$ mとし、実験と同規模の固定浮体を設定し、これに実験と同等な波を作用させた。また、計算のための諸条件を表1に示す。

この実験結果と数値計算結果の比較検討については、講演時に述べる予定である。

- (参考文献) (1)Roache, P. J.:Computational Fluid Dynamics, Hermosa Publishers, 1976
- (2)H. Miyata and I. Takao: Nonlinear Ship Waves: Advances in Applied Mechanics, Vol. 24
- (3)畠中, 久保:浮体の水槽実験における二次元性について, 土木学会西部支部研究発表会1991. 3

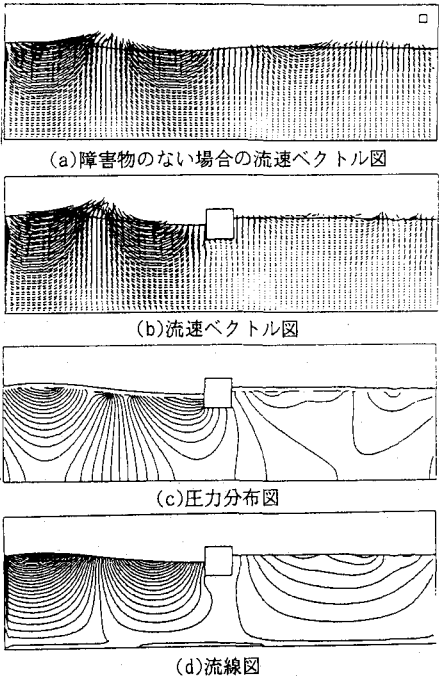


図3. 時刻3.24(sec)におけるシミュレーション結果

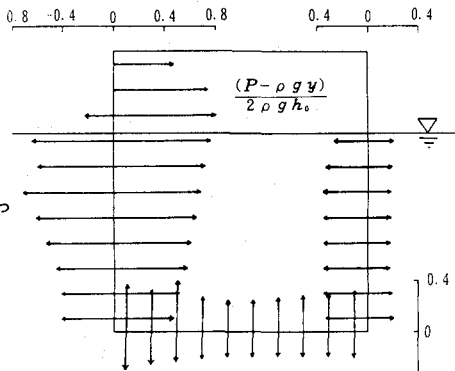


図4. 浮体に作用する圧力変動

表1. 数値計算の諸条件

セルサイズ	D X	20.0	mm
	D Y	20.0	mm
最大時間刻み幅		0.01	sec
動粘性係数		1.14×10^{-2}	cm ² /sec
波高		3.6	cm
Marker 個数		4	/DX
収束判定規準値		1.0×10^{-3}	/sec ²