

一様水深波動場に設置された鉛直板周りの流れ場の数値解析

小田 一紀*・重松 孝昌**・横山 真也***

1. はじめに

浅海域における波浪制御構造物として景観や水質環境、生態系の保全にも配慮した没水形式の構造物が多く用いられるようになってきた。これらは人工リーフのような透水層内での流体粘性と透水層天端上での碎波によって波浪エネルギーを逸散させるのものと、人工海藻やフラップボードと呼ばれる揺動あるいは屈撓する多数の繊維材や板材の周縁から発生する渦によって波浪エネルギーを逸散させるのものとに大別できる。

本研究は、後者に属する構造物のエネルギー逸散機構と波浪変形機構を解明することを最終的な目的として、その基本的な構造物モデルである一様水深波浪場に設置された変形しない1枚の鉛直板を対象としてその周辺の流れ場の解明を試みる。

従来、この種の研究は、主としてポテンシャル流理論に基づいて日野ら(1971a; 1971b)、Liu et al. (1982)、池田ら(1985)、吉田ら(1988)によってなされているが、鉛直板の先端から発生する渦によるエネルギー逸散に着目したものは日野らおよび池田らの研究のみである。それらも最終的には簡単な渦モデルを用いてエネルギー逸散量を推定するに止まっている。

一方、辻本(1991; 1992)、伊福ら(1994; 1995)、および小田ら(1995)は、流体の運動と連続の方程式を直接数値解析し、砂漣や人工海藻周辺の流れ場の構造を解明する試みを行っている。しかし、それらの解析は、移動境界である自由水面の影響を数値計算に取り入れることが困難であるので対象物が自由水面に影響を及ぼさないと仮定し、図-1に示すような水面下の限定された計算領域1を対象として計算を行っている。さらに、その計算領域の両側端で流速と圧力を既知量として強制的に与えているなどの問題点を有している。

本研究では、これらの問題点を克服するため自由水面、鉛直板および水域両端の鉛直開境界における境界条件を満足させて解く数値解析法を開発し、その計算結果に基

づいて鉛直板周辺流れ場の構造を検討する。

2. 計算手法

本研究では、従来のこの種の研究と同様に、標準型 $k-\varepsilon$ 乱流モデルを用いて鉛直板周辺の流体運動の解析を行った。ただし、境界条件としては従来の計算で行われていたように計算領域の両側端(図-1中の境界1、2)および上側境界(同図、境界3)条件として流速成分や圧力を既知データとして与えるのではなく、以下のように設定した。沖側側端における境界条件としてストークスの第3近似解より求められる流速、圧力および水位変動を与え、岸側側端では式(1)で表わされる Sommerfeld の放射境界条件を適用した。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + C \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 C は波速、 Φ は物理変数を表す。また、水底における境界条件としては流速成分に対しては non-slip の条件を課し、乱れエネルギー k およびエネルギー散逸率

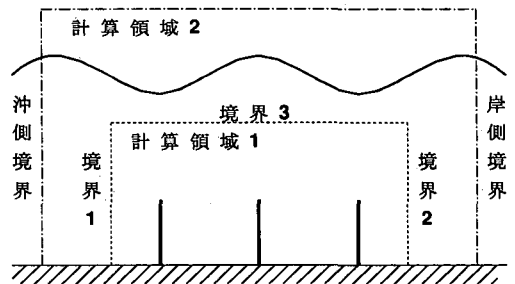


図-1 計算領域

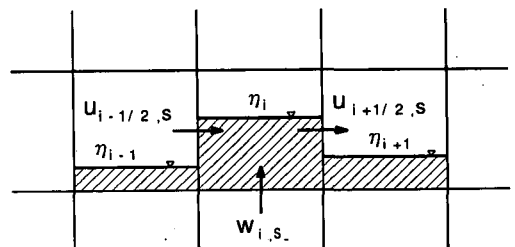


図-2 水表面の計算手法

* 正会員 工博 大阪市立大学教授 工学部土木工学科
 ** 正会員 工修 大阪市立大学助手 工学部土木工学科
 *** 工修 鉄建建設株式会社

ε は壁関数法によってその値を決定した。

時々刻々と変化する水面の位置は、図-2 に示す変数を用いて式 (2) によって算出した。

$$\eta_i^{n+1} = \eta_i^n + \frac{\Delta t}{\Delta x_i} \left\{ w_{i,s} \Delta x_i + \frac{u_{i-1/2,s} + |u_{i-1/2,s}|}{2} \eta_{i-1} + \frac{u_{i-1/2,s} - |u_{i-1/2,s}|}{2} \eta_i - \frac{u_{i+1/2,s} + |u_{i+1/2,s}|}{2} \eta_i - \frac{u_{i+1/2,s} - |u_{i+1/2,s}|}{2} \eta_{i+1} \right\} \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 u, w は水面における流速の水平および鉛直方向成分、 η は水表面位置、 Δt は計算のタイムステップ、 Δx は水平方向の計算メッシュ幅を表している。式 (2) 中の流速成分は SMAC 法 (Anthony et. al.; 1970) および米山ら (1995) にしたがって決定した。また、 k, ε の水面における境界条件は、辻本 (1995) に倣ってそれらの鉛直方向の勾配が 0 として計算を行った。

3. 計算条件

計算領域は水平方向に $5L$ (L : 波長) とし、鉛直方向には $1.4h$ (h : 水深) とした。メッシュの刻み幅は $\Delta x/L = 1/50$, $\Delta z/h = 1/20$ とし、タイムステップ Δt は $\Delta t/T = 1/64$ (T : 周期) とした。鉛直板は $x/L = 2.5$ の位置に 1 枚だけ設置した場合を対象とし、その高さ d を $d/h = 0.2, 0.4, 0.6$ として計算した。また水深と波条件は、 $h = 50$ cm, $T = 1.79$ sec, $H/L = 0.03$ (H : 波高) とした。

4. 計算結果および考察

4.1 実験値と計算値との比較

図-3 は、 $d/h = 0.2$ の鉛直板から岸側に 7 cm 離れた地点における水平速度成分の鉛直分布の計算値と実験値の比較を行ったもので、鉛直板直上で水面がゼロアップク

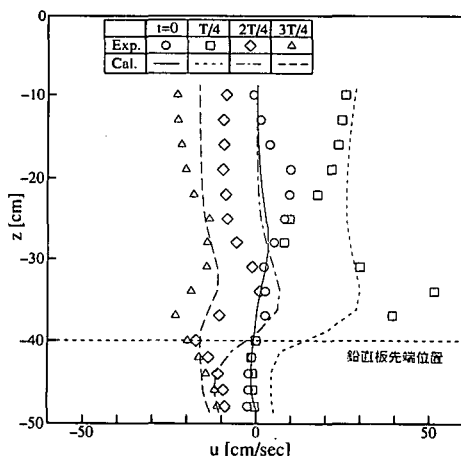


図-3 実験値と計算値の比較

ロスする位相を 0 としている。実験における流速の測定には 2 次元電磁流速計を用いた。同図によれば、実験値と計算値とは、その値や各位相における鉛直分布のピークの出現する位置が若干ずれている。これは、ここで用いた鉛直板近傍における計算メッシュ幅が比較的大きかったことが主な原因であると考えられるが、大局的に見て両者はほぼ一致しているといえる。

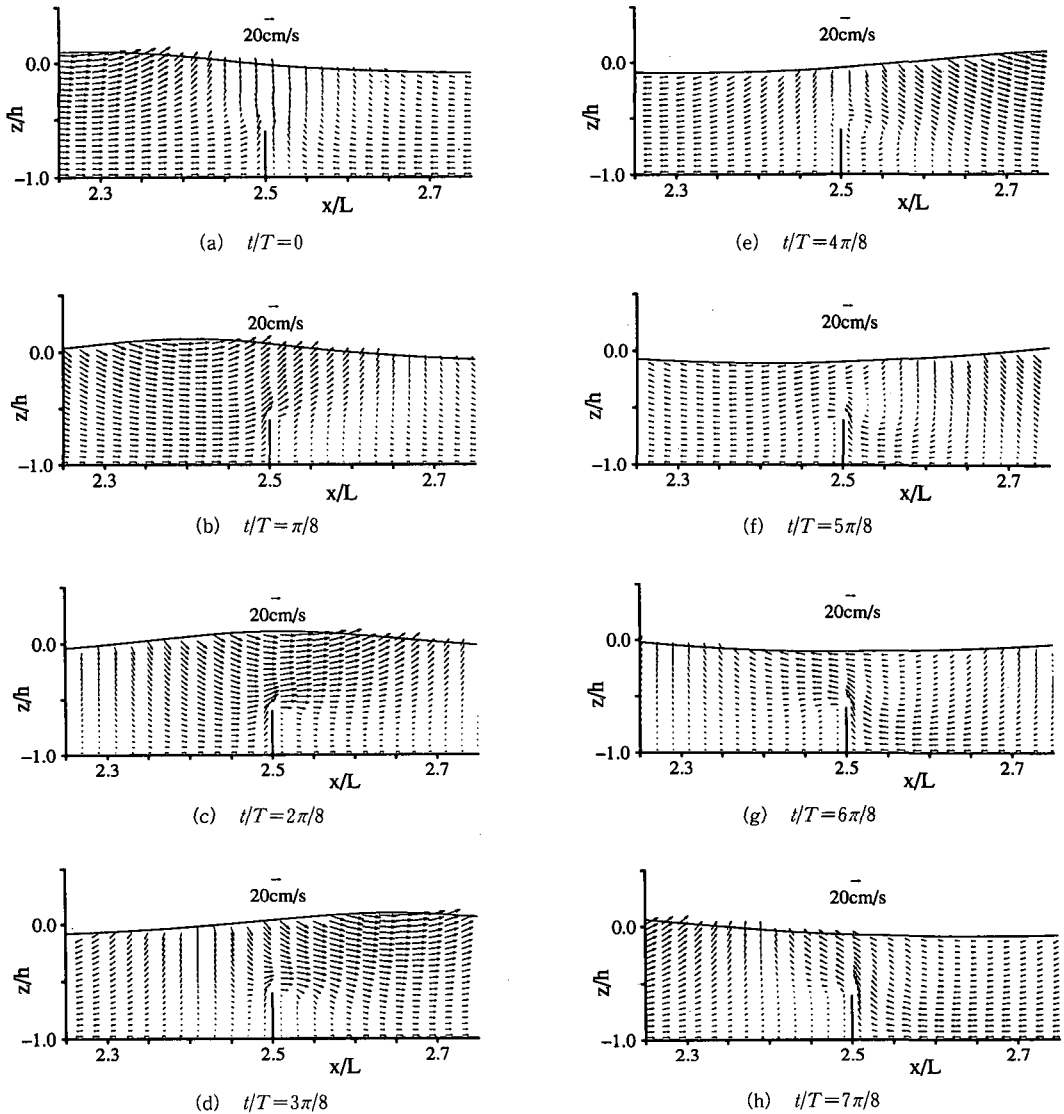
4.2 鉛直板近傍における渦の挙動

図-4 は、 $d/h = 0.4$ の鉛直板周辺の各位相毎の流速ベクトルと水面形を示したものである。本手法を用いて得られた計算結果によれば、鉛直板の設置位置で水粒子の水平速度成分が岸向き (図の右側) になる位相 (図-4 (c)~(e)) では、鉛直板の上端から流れが剥離してその直ぐ岸側に後流域を形成し、水面がほぼゼロダウンする位相の時に明確な渦の形成が見られる (図-4 (e) 参照)。一方、水平速度成分が沖向きになる位相 (図-4 (f)~(h)) では、鉛直板上端で流れは剥離するが、岸側で見られたような明確な渦の形成は見られない。このような渦形成の非対称性は、既に日野ら (1971a; 1971b) や池田ら (1985) の実験的研究によっても指摘されている。今回行った計算条件ではメッシュサイズが比較的大きいので、彼らが行っているような渦の移動形態のような詳細な検討はできないが、波動場であるにもかかわらず渦が鉛直板の岸側と沖側とで対称に形成されない理由は次のように説明することができる。

一般的に、水平流速が岸向きになる位相では、板の岸側で時計回りの渦が形成される。鉛直板直上を波がゼロアップして山が通過するまでの位相では、その岸側には流速の小さな後流域が形成されるが、このとき、板の岸側の水粒子は波運動による上向き成分を有しているため、時計回りの渦の生成が抑制される。その後、波の山が板上を通過してゼロダウンする位相では、水粒子は波運動によって下向き成分を有するようになり、時計回りの渦の生成を助長するようになる。このようにして、ゼロダウンの位相時に最も明確な渦流が形成される。

一方、鉛直板の直上の水平流速が沖向きになる位相でも、板の沖側には流速の小さな後流域が形成される。しかし、波の谷が板上を通過してゼロアップする位相では、板沖側の水粒子は岸向きかつ上向きの波運動による成分が大きくなるため、反時計回りの渦流の形成が抑制される。これらの相反する回転方向を持つ流れがぶつかって、鉛直板近傍では湧昇流が発生するようになる。この湧昇流は d/h の増加とともに大きくなり、 $d/h = 0.6$ では水面までかなりはやい流速を有するようになる。

すなわち、鉛直板の岸側と沖側に見られる非対称な渦流の生成には、渦流の回転方向と波動による水粒子の運動の方向が密接に関係していることになる。

図—4 流速ベクトルと水面形の経時変化 ($d/h=0.4$ の場合)

4.3 一周期平均流速

図—5 は、一周期平均流速ベクトルを示したものである。鉛直板の沖側に着目すれば、 $d/h=0.4, 0.6$ の場合には反時計回りの循環流が存在するが、 $d/h=0.2$ の場合には水底近傍に鉛直板に向かう流れが見られるものの循環流の存在は見られない。鉛直板の岸側に着目すれば、いずれの場合も時計回りの循環流が形成されていることがわかる。また、その循環流が形成される領域は鉛直板が高くなるほど大きくなり、 $d/h=0.6$ の場合には $x/L=3.0$ にまで達している。鉛直板極近傍では、鉛直上向きの湧昇流が発生しており、この湧昇流も鉛直板が高くなるほど速くなっている。

4.4 乱れエネルギーの分布

図—6 は鉛直板の上端で生成される乱れエネルギー k の分布を示したもので、相対的に水深が浅くなるため鉛直板の影響が最も顕著に現れる位相にあたる、板の直上を波の谷が通過する位相時の分布である。同図によれば、乱れエネルギーはいずれの d/h に対しても水面まで分布し、その最大値は d/h の増加とともに増大し、また、その出現位置はより水面近傍に現れるようになることがわかる。鉛直板を設置しない場合の k の計算値が $z/h > -0.5$ では 1 以下であったことを勘案すれば、比較的その高さが低いと思われる $d/h=0.2$ の場合でさえも、鉛直板の影響は水面にまで及んでいることがわかる。このことは、水底に設置された構造物近傍の乱流構造を解明するため

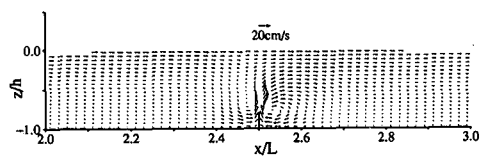
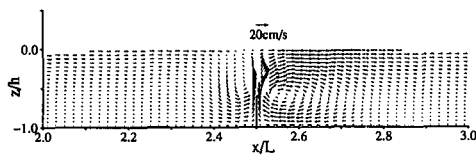
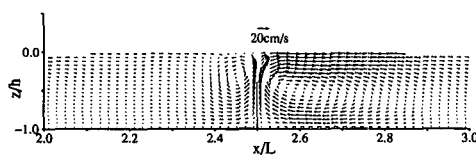
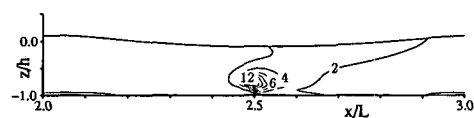
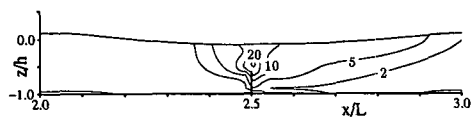
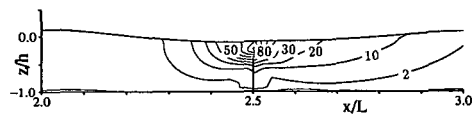
(a) $d/h=0.2$ の場合(b) $d/h=0.4$ の場合(c) $d/h=0.6$ の場合

図-5 一周期平均流速ベクトル

(a) $d/h=0.2$ の場合(b) $d/h=0.4$ の場合(c) $d/h=0.6$ の場合図-6 乱れエネルギーの空間分布 [cm^2/s^2]

には、水面をも含めて解析する必要があることを示唆しているものと考えられる。また、本手法を用いた計算結果によれば、 k の分布領域は d/h の増大とともに水平方向にも広く分布するようになり、いずれの d/h に対しても沖側よりも岸側に広く分布するようになることがわかる。

4.5 渦度の分布

図-7 は、 $d/h=0.6$ の場合の渦度分布の経時変化を示したものである。ただし、図中の実線は正（反時計回り）、点線は負の値を持つことを意味する。同図によれば、鉛

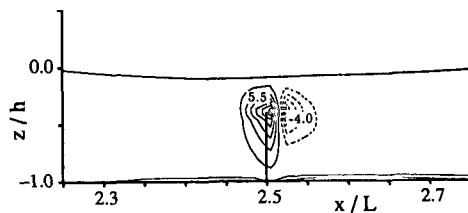
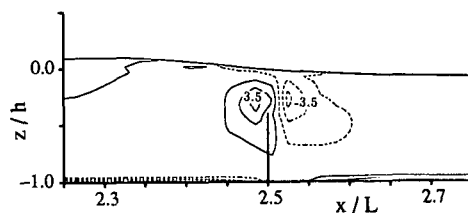
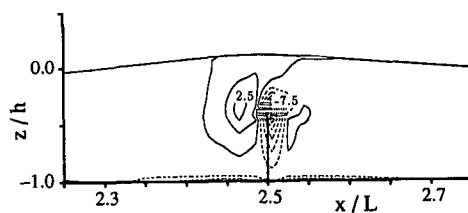
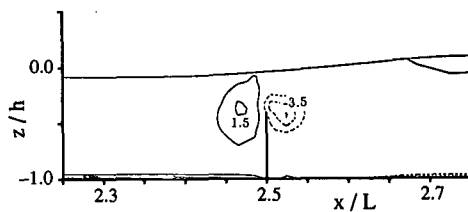
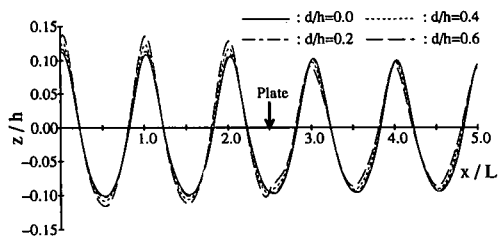
(a) $t=0$ (b) $t=\pi/2$ (c) $t=\pi$ (d) $t=3\pi/2$

図-7 渦度の空間分布

直板直上を谷が通過する位相（同図 (a)）あるいは山 ($l/T = \pi$) が通過する位相時（同図 (c)）に渦度の値が大きくなっているが、山が通過する場合の渦度のほうがその最大値は大きく、前述したような鉛直板の沖側と岸側に発生する渦の非対称性を確認できる。また、水面がゼロアップする位相時とゼロダウンする位相時とは渦度の分布は全く異なっていることがわかる。すなわち、ゼロダウン時（同図 (d)）にはその分布領域は比較的小さいが、ゼロアップ時（同図 (b)）には渦度の分布領域は広く、特に、負の渦度を持つ領域は水面にまで達している。鉛直板を波の山が通過する位相では正の渦度を持つ領域が水面に達していることを考慮すれば、鉛直板の上端部で発生する渦流が水面に及ぼす影響は、 $l/T = \pi/2 \sim \pi$ の水面が上昇する位相時に大きくなることがわかる。これは、この位相の時には鉛直板近傍の鉛直流速は上向きが卓越しており、この上向き流速によって鉛直板の上端で発生



図—8 水面変動量

した渦流が水面に輸送されるためであると考えられる。

4.6 単一鉛直板による波浪制御効果

日野ら (1971) によれば, 単一鉛直板による波浪制御の効果は極めて小さい。図—8 は本数値計算による空間波形を示したもので, 鉛直板の直上を波の谷が通過する位相時の計算結果である。同図によれば, 鉛直板が高くなるほど沖側 (図の左側) 波高が大きくなり, 岸側 (図の右側) では波高が小さくなっていることがわかる。最も影響の大きい $d/h=0.6$ の場合の反射率は 0.2 程度で, 透過率は 0.9 程度であった。また, $d/h=0.6$ の場合には, 鉛直板直上では水面に隆起が見られるようになるが, これは前述した鉛直上向き流の発生によるもので, 実験でも観察されている。

5. 結 論

本研究では, 水面形状を考慮することができる乱流モデルを構築し, それを波動場に置かれた鉛直板周りの流れ解析に適用した。計算結果により, 得られた知見を要約すると以下のようである。

(1) 鉛直板の岸側と沖側に形成される非対称性渦の生成機構には, 渦流の回転方向と波動による水粒子の軌道運動の方向とが密接に関係していることが明らかになった。

(2) 鉛直板によって生成される乱れエネルギーは沖側よりも岸側に広く分布し, その高さが比較的低い $d/h=0.2$ の場合も水面まで分布する。また, 鉛直板上端で生成した乱れは, 波によって水面へと輸送される。し

たがって, 水底に設置された構造物周りの乱流解析を行う際には, 水面の影響を考慮して解析する必要があることが確認された。

以上のように, 本数値解析手法を用いて得られた計算結果より鉛直板周辺の流れ場の構造を詳細に検討することができた。今後は, 人工海藻や鉛直板列型構造物の波浪制御機構の解明に役立てたいと考えている。

参 考 文 献

- 池田修駿介・浅枝 隆・野本健司・木村恵利子 (1985): 波動場に置かれた垂直板付近の発生渦の特性とエネルギー逸散, 土木学会論文集, 第 363 号/II-4, pp. 87-96.
- 伊福 誠・岩田充浩・米澤泰雄・坂田則彦 (1994): 人工海藻周辺の流れと漂砂, 海岸工学論文集, 第 41 巻, pp. 566-570.
- 伊福 誠・岩田充浩・小田一紀 (1995): 人工海藻周辺の流れと漂砂—LES と porous body model による解析—, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 461-465.
- 小田一紀・東海博司・横山真也 (1995): 弾性変形する難揺動型人工海藻帯近傍における流れ場の数値解析, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 216-220.
- 辻本剛三 (1991): 砂灘上のような剝離を伴う流れ場への乱流モデルの適用について, 海岸工学論文集, 第 38 巻, pp. 216-220.
- 辻本剛三 (1992): 藻場が存在する場における流れと浮遊砂濃度, 海岸工学論文集, 第 39 巻, pp. 276-280.
- 辻本剛三 (1995): 乱流モデルによる単純化された藻場上の流れと浮遊砂濃度特性について, 海岸工学論文集, 第 42 巻, pp. 451-455.
- 日野幹雄・山崎丈夫 (1971a): 垂直板による波の反射率・透過率およびエネルギー損失, 土木学会論文報告集, 第 190 号, pp. 75-80.
- 日野幹雄・山崎丈夫 (1971b): 波による鉛直板よりの渦の形成とエネルギー逸散, 第 18 回海岸工学講演会論文集, pp. 61-95.
- 吉田明德・木佐賢 徹・古賀諭志・小島治幸 (1988): 複列鉛直板潜堤による波の制御, 第 35 回海岸工学講演会論文集, pp. 537-541.
- 米山 望・守屋祥一 (1995): 自由液面解析コード (FRESH-2 D) の開発, 電力中央研究所報告, U 94036, 39 p.
- Anthony A. Amsden (1970): The SMAC Method: A Numerical Technique for Calculating Incompressible Fluid Flows, Los Alamos Scientific Laboratory of the University of California, 85 p.
- Philip L-F. Liu (1982): Wave Scattering by a Rigid Thin Barrier, Journal of the Waterways Harbors and Coastal Engineering Division, Vol. 108, pp. 479-491.