

砕波帯内における底面境界層流れの回転流速場への影響

Influence of boundary layer flow upon rotational flow in surf zone

北海道大学大学院工学研究科 ○学生員 榎野英之 (Hideyuki Kashino)
 北海道大学大学院工学研究科 正 員 渡部靖憲 (Yasunori Watanabe)
 北海道大学大学院工学研究科 フェロー 佐伯浩 (Hiroshi Saeki)

1. はじめに

任意の流速場は、ヘルムホルツ分解によって非回転・回転流れに分離可能である。砕波を通じて底面極近傍を除いて非回転ポテンシャル流れと近似し得る波動場においては、大規模水平渦を中心とした回転流れへと遷移し同時に生成される乱れと共に複雑な流速場を形成する (Veeramony ら (2000))。砕波帯の特徴としては、砕波によって生成された回転流速と底面近傍で発達する回転流速とが影響し合い複雑な流速場を構成している。渡部ら (2004) は三次元 LES により、瞬時流速を非回転・回転流速への分離解法を導き、底面境界層の影響を無視した砕波のみに起因した、非回転流速場から回転流速場への遷移について報告している。しかし、砕波帯の非回転・回転流速場を再現するには、砕波帯内の流体運動の特徴の一つである、底面による乱れを考慮することが欠かすことができない。三次元 LES はグリッド幅より小さいスケール運動を LES 乱流モデルで記述しグリッド幅より大きいスケール運動のみを直接計算することによって乱流解析することができ RANS などの計算方法より時間的なコストも低減することができ今後実海域などでの適用を考えた場合一番有効な方法だといえる。

そして、近年の計算機の発達によって、RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equation model) や LES (Large Eddy Simulation) 等の乱流モデルによって複雑な流れにも適用されてきている。しかし、境界層を解像する場合に膨大な数のグリッドが必要となり、計算コストや工学的な観点などからも考慮すると、計算格子に幅の制限などにより境界層を解像することは困難になる。

LES はグリッド幅より大きいスケール運動のみを直接計算するのだが、底面近傍の乱流の発達により乱流境界層は早く発達しまい、LES は乱流モデル依存して過剰乱流拡散が底面近傍の強剪断流によって誘発されてしまいこのような底面近傍において流速が著しく増大してしまうようなケースが起きてしまいます。また我々の既存の研究において底面の乱れが境界層外縁の流体運動にも大きく寄与していることが分かっています。そこで、底質輸送などの問題を考える場合底面極近傍の流速を正しく評価していかなければならない。

そのため、固体壁との境界層を何らかの形で近似し得るような境界条件を与えることが必要となってくる。そこで、今までいくつかの研究がなされている。Balaras ら (1996) は、LES の底面のグリッドの下部に微細なグリッド

に組み込み、そこを境界層近似された方程式を解くことによって壁面応力を求める TLM (Two-Layer-Model) や、Spalart (1997) らは底面付近を RANS を用いて、壁から離れたところでは LES で解くハイブリッドな手法の DES (Detached Eddy Simulation) などが提案されている。

本研究では境界層近傍に別の格子を組み込み境界層近似された方程式を解くことによって壁面応力を求める TLM (Two-Layer-Model) を用いて、底面極近傍をより正確に解像し、砕波帯の底面境界層流れが回転流速場に及ぼす影響を調べ、水深積分型波動モデルに対して、乱れを適切に評価することを目的としており、その基礎的な研究として既存の三次元 LES に TLM を導入しその有効性を検討する。

2. 数値計算法

2.1 Large Eddy Simulation

Navier-Stokes 式を支配方程式とし、繰り込み群理論をベースとした非線形格子粘性モデルを適用した三次元 LES によって計算した (Watanabe・Saeki 1999)。圧力に関するポアソン方程式は irregular-star 法ベースの Multigrid 法、運動方程式は多段階分離解法、予測子修正子法、CIP 法を用いた。計算領域は波の進行方向に対して一定の斜度を持つ二次元波動水槽型の三次元計算領域において実行した。境界条件は両側壁には周期境界条件を与え、入射境界には 2 次クノイド波を造波した。砕波形態は巻き波砕波とテストケースとしての非砕波で計算を行った。(図 - 1, 表 - 1 参照)

2.2 Two Layer Model

今回、底面境界層を近似するにあたり、Balaras ら (1996) と同様の TLM (Two-Layer-model) を適用した。三次元 LES の底面のグリッドの下に微細なグリッド (secondary grid) を組み込んでいく。(図 - 2 参照) secondary grid 内は次の境界層近似された方程式を解いていく。境界層内を Reynolds 数の小さい流れと仮定し、今回は非線形項は無視した。

$$\frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}_j} (\mathbf{u}_i \mathbf{u}_j) = -\frac{\partial P}{\partial \mathbf{x}_i} + \frac{\partial}{\partial z} \left[(\nu + \nu_t) \frac{\partial \mathbf{u}_i}{\partial z} \right] \quad (1)$$

ここで、固体境界層が x-y 平面上にあるので $i=1, 2$ とする。鉛直流速は連続式を適用することにより得られる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

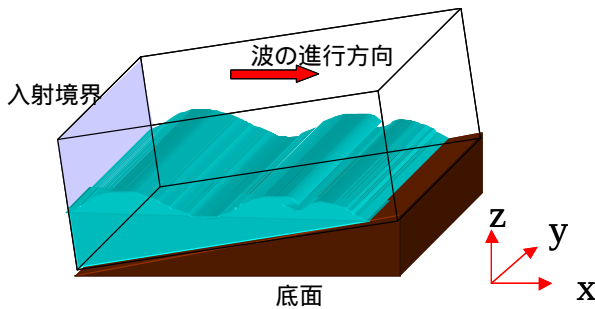


図 - 1 計算領域

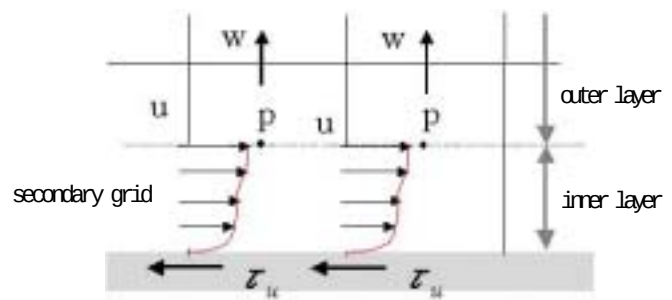


図 - 2 secondary grid の概念図

内層においては渦粘性が重要な役割を果たす．

$$\nu_t = (\kappa z)^2 D(z) |S| \quad (3)$$

ν_t は渦動粘性係数．渦粘性を表すために混合長モデルを適用している．

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

$$D(z) = \{1 - \exp[-(z^+ / A^+)]\} \quad (5)$$

κ はカルマン定数． $|S|$ は歪み率， D は damping function， z^+ は壁座標 ($z^+ = z u_\tau / \nu$) である． $A^+ = 25$ とする．

LESとsecondary gridの結合点(LESでの一番底面に近いグリッドとsecondary gridの一番上部のグリッド)では水平流速とスパン方向流速を一致させる．secondary grid内の圧力の鉛直変化はないとする．secondary gridで得られた流速を元に底面剪断力を算出する．この値を用いて外層の底面でのグリッドでの流速を算出する．

そして今回はLESとsecondary gridとの結合点においてWang・Moin(2002)の用いたDynamic wall modelingを適用した．これはLESとsecondary gridの結合点において $\nu_{sgs} = \nu_t$ となるように κ の値を変動させるものである．

3. 結果

まずは始めに、既存のLESにTLMを導入することにより、LESで得られる結果がより有意な結果を示しているかを確認する必要がある。そこで今回は底面勾配なしの計算領域で非砕波の条件で計算を実行した。

図 - 3 はLESとTLMの水平流速と鉛直流速の鉛直分布と

TLMにおけるsecondary grid内水平および鉛直流速の同様の図を表したものです。ほぼ同じ様な鉛直分布を示しているが底面境界層付近での流速に差異が見られる。これまでのLESで見受けられた底面付近での流速の乱流拡散が見られず底面での流速が正しく評価されていることが言え、既存のLESでの問題点が改善されてる事が言え、TLMが有効であることが確認できた。secondary grid内の同様の図においてもよい結果を示している。

図 - 4 はcase5(Dynamic wall modelingを適用した

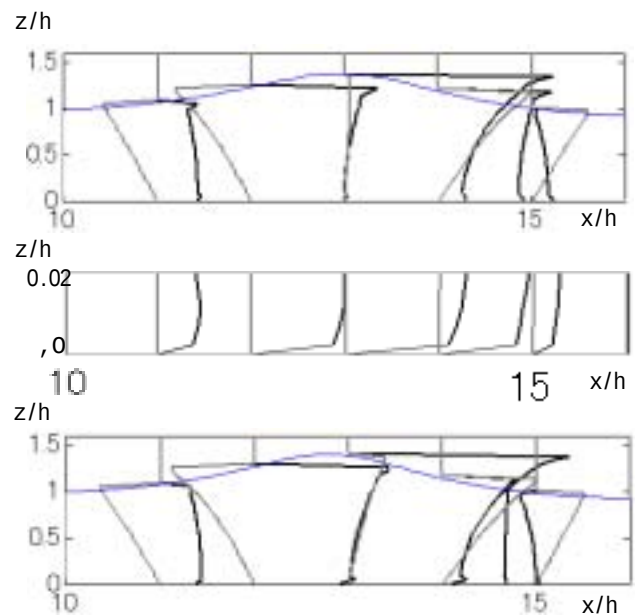


図 - 3 上：TLM(case2)での流速の鉛直分布
中：TLM(case2)のsecondary grid内の流速の鉛直分布
下：LES(case1)の流速の鉛直分布
(黒：水平流速，灰：鉛直流速)

表 - 1 計算条件及び波浪条件

	Breaker type	Simulation type	Bottom slope	T(S)	Wave Hight/ Water Deapth	Reynolds number	B.C for a Bottom	B.C for a Bottom in inner layer	grid number in outer layer (x,y,,z)	embedded grid in inner layer			
case1	Non Breaking	LES	non	2.75	0.45	389830	non slip		564,26,41				
case2		TLM						non slip	564,13,71	5			
case3	Plunging	LES	1/20						564,26,41	5			
case4		TLM	slip				non slip						
case5		TI M&DWM					non slip						

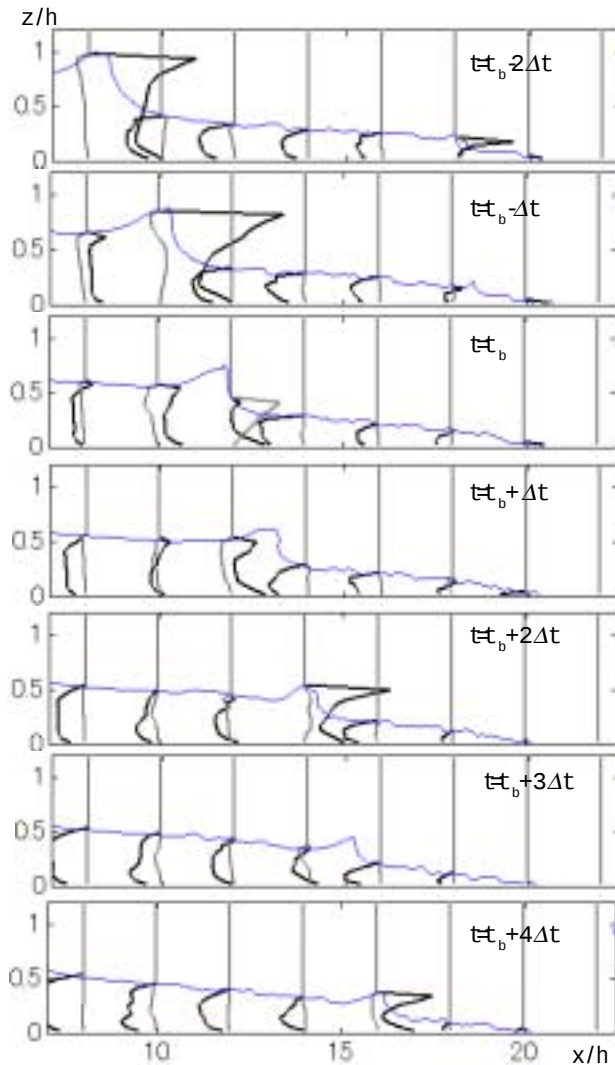


図 - 4 Daydynamic wall modelingを適用したTLM(case5)での流速の鉛直分布(時間間隔: $\Delta t = T/8$, ここで T : 周期, t_b : 碎波位相 黒: 水平流速, 灰: 鉛直流速)

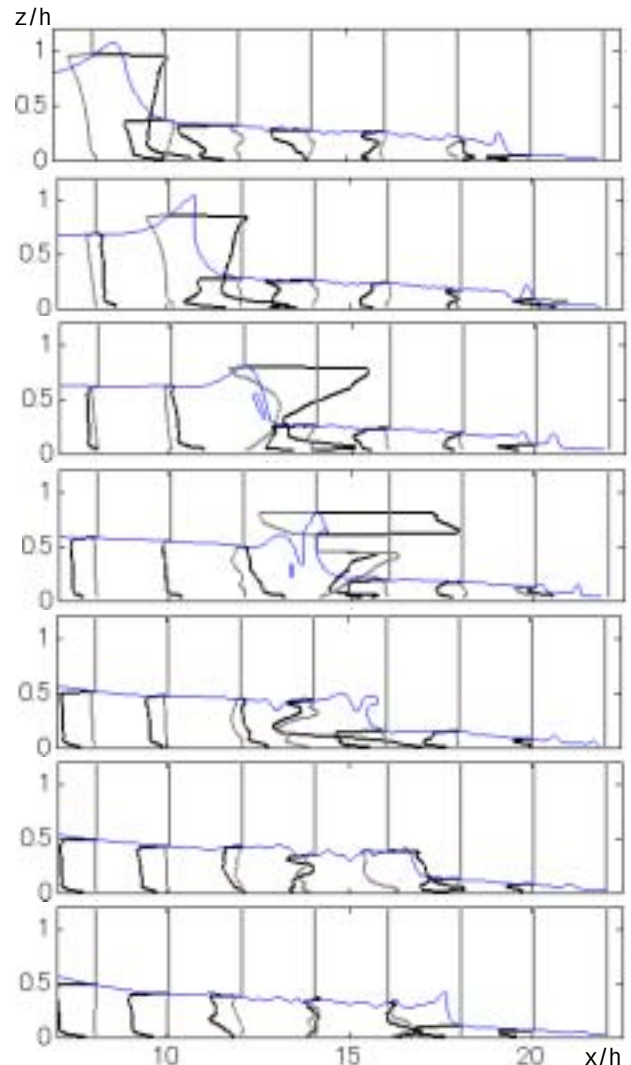


図 - 5 LES(case3)での流速の鉛直分布(時間間隔: $\Delta t = T/8$, T : 周期 黒: 水平流速, 灰: 鉛直流速)

TLM)の碎波直前($t = t_b - 2\Delta t$)からの水平及び鉛直流速の鉛直分布の時空間変化を示したものである。また、図 - 5 は case3(LES)での同一位相における同様の図である。両者を比較すると碎波直前までは流速及び水面形など非常によく似た流体運動をしていることが確認できるが、碎波直前において底面での流速に差異が見られる。特に case3 においては波峰部での流速の絶対値よりも大きい値の流速が底面近傍で発生している。これは LES が乱流モデル依存をしまい過剰乱流拡散が底面近傍の強剪断流によって誘発されてしまい、このような底面近傍において流速が著しく増大しているものと思われる。それに対して case5 では乱流拡散が起きてはいるが、その影響は case3 に比較した場合、押さえられていることが確認できる。このことは TLM の妥当性を表していると思われる。

一方、碎波後の流体には、水面形及び、流速の鉛直分

布に非常に大きな差異が見受けられる。特に碎波帯では case3 での底面での数値拡散が特に増大している。これが、碎波帯での流体運動の特徴である、碎波による乱れと、底面での流速の鉛直勾配によって発生する過剰な乱れが影響し合って、複雑な流速場を形成している。また過剰乱流拡散を減少させている case5 においては底面の乱れと、碎波による乱れとが影響し合って、乱流場を形成している。

図 - 6 は図 - 4 の $t = t_b + 2\Delta t$ と同位相の TLM で算出した secondary grid 内の流速の鉛直分布である。比較的良好に底面境界層内を算出していることが確認でき、TLM が碎波帯内においても有効な計算法であると言える。

図 - 7 は図 - 4 の碎波位相での Daydynamic wall modeling で算出した κ である。カルマン定数は実験的に 0.4 とされていたが、このように結合部分で値を一致させることにより LES との計算がより改善された。

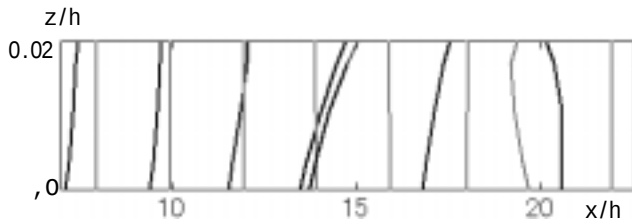


図 - 6 case5での secondary grid内の流速の鉛直分布
(黒：水平流速，灰：鉛直流速)

4. 結論

三次元LESを用いて、底面のグリッドの下に、微細なグリッドを組み込むことによって底面境界層を近似するTLMを適用し、その効果について議論した。

底面境界層を近似することができ、グリッド幅の制限による過剰乱流拡散を低減することができた。LESを工学的な適用を考える場合、グリッド数などの制限から底面境界層を何らかの形で表す必要性があると言える。

また既存のLESで行った砕波による乱れのみを抽出し流速の回転・非回転の分離(渡部ら(2004))を用いて底面境界層を近似することによって、TLMを用いて底面境界層を近似することによって適切に底面の乱れを考慮した流速の回転・非回転流速の分離にも期待できる。

しかしながら、砕波帯は大規模水平渦を中心とした複雑な3次元流速場であるために、TLMにおいても底面の境界条件、適切な配置するグリッド数などの条件および、他の境界層を近似する計算法(DES等)との比較等などを行い更なる検討をし、底面境界層を表す必要性は十分にあると言える。

参考文献

- 1) 渡部靖憲, 樫野英之, 佐伯浩(2004): 砕波に伴う非回転流速場から回転流速場への遷移に関する研究, 海岸工学論文集, 第51巻, pp101-105

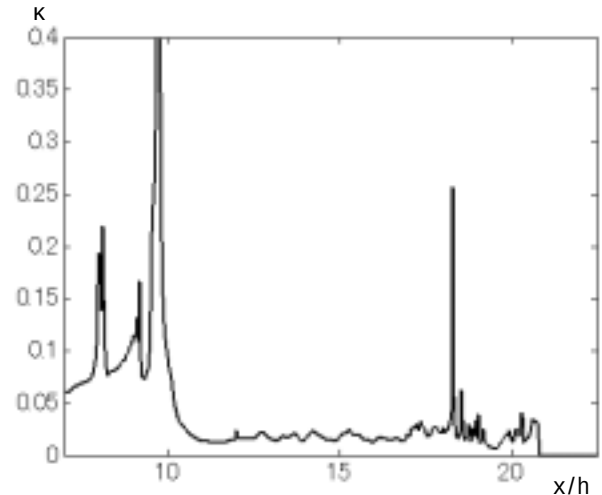


図 - 7 case5(砕波位相)でのDynamic wall modelingでのκ

- 2) Watanabe, Y. and H. Saeki (1999): Three-dimensional large eddy simulation of breaking waves, Coastal Eng., Vol. 41, pp.281-301
- 3) Cabot, W., Moin, P., (2000) Approximate wall boundary conditions in large-eddy simulation of high Reynolds number flows. Flow Turbul. Comb. 63, 269.
- 4) Spart, P. R., Allmaras, S. R., (1994): A one-equation turbulence model for aerodynamics flows. La Recherche Aeronautique Vol. 5
- 5) E. Balaras, C. Benocci, and U. Piomelli (1996): Two-layer approximate boundary conditions for large-eddy simulation, AIAA J., Vol. 34, pp.1111-1119
- 6) Wang, M., Moin, P., (2002): Dynamic wall modeling for large eddy simulation of complex turbulent flow. Phys. Fluids Vol. 14, pp2043-2051