

砂漣上の三次元波動乱流境界層流れの力学特性

渡 部 靖 憲*・松 本 卓**・佐 伯 浩***

浅海域に発達する乱流境界層は海底砂の浮遊、輸送に極めて大きな影響を与える。底面形状に依存し発達するとみられる波動境界層の三次元化によって鉛直方向に強化される乱れ及び底面せん断力の影響は、浅海域における底質の浮遊、輸送を考える上で不可欠なものである。この論文は、線形並びに非線形波動下の、振幅の異なる砂漣上に発達する三次元波動境界層流れを LES によって計算し、境界層厚の砂漣依存性、層内の乱流せん断力鉛直水平分布、局所底面せん断力分布さらに境界層内平均回転流速の分布について解析を行い、それぞれのスケール流れ間の関係と相互作用に関して考察するものである。

1. はじめに

砂漣上に発達する乱流境界層内では、クレスト部で生成される剝離渦だけではなく旋回性の軸を有するゲルトラー渦から構成される三次元的組織渦構造が形成される (Scandura et al. 2001)。著者ら (2002) は、線形波下の三次元境界層流れについて三次元 Large Eddy Simulation (以下 LES) を実行し、実験室スケールの波動下では主流流速と同オーダーのスパン方向流速が発生し、同時に発達する三次元組織渦が浮遊砂の対流過程に影響を与える可能性を指摘した。一方、非線形水面波下では位相に依存する加速効果により境界層内の流速分布は線形のものとは異なり、さらにこの効果は砂漣底面上では剝離渦生成輸送に大きな影響を与える。

一方、波動境界層内では、水面波の波長スケールで変動する波動流速、生成される渦に代表される個々の砂漣スケール回転流速、そして小スケール乱れと時間平均流として現れる boundary-layer drift と 4 つのスケールの流れが共存する。実海域に対する波動計算において浮遊砂巻上げの外力となる砂漣底面上の局所流を広域スケールで評価するためには、波動方程式モデルに対するポテンシャル流速から砂漣境界層内の局所流を予測すること及び逆に前述の個々のスケール流速の境界層内の積分量としてポテンシャル平均流速へ寄与を適切に表現するモデルを構築することは不可欠であり、これが本研究の最終目的である。

この論文では、線形並びに非線形波下の異なる形状を有する砂漣上に発達する三次元境界層流れを LES によって計算を行い、境界層厚の砂漣形状依存性、層内の乱流せん断力鉛直水平分布、局所底面せん断力分布さらに境界層内平均回転流速の分布について議論を行う。

2. 解析方法

(1) 計算方法

著者ら (2002) が提案した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 が微小振幅波及びストークス波下一波長に渡る砂漣底面近傍の境界層を含む領域において実行される。砂漣はクレスト線が波の進行と直交する様に配置され、砂漣表面に適合する楕円型方程式により計算された準直交格子が流体域に対して生成される。基本波数成分の波高が同一の微小振幅波及びストークス波の流速及び圧力が計算領域上縁で与えられ、砂漣表面では nonslip 条件が与えられる。なお、波向き方向及びスパン方向に周期境界条件が課せられている。砂漣振幅の異なる三種類の砂漣上の流れが計算される。波浪、砂漣及び計算条件を表-1 に示す。なお、砂漣波長は本計算と同一波浪下において著者ら (2002) が行った移動床実験で計測されたものと同一であり、また case 1 及び case 2 の砂漣振幅は同実験で計測されたものと同一である。

(2) 解析対象流速の定義

砂漣上の乱流量に関する過去の多くの実験的研究では、アンサンブル平均あるいは位相平均量を基礎とした物理量であるのに対して LES では瞬時のグリッドスケール物理量が解かれるため、両者を対応させる必要がある。瞬時グリッドスケール流速 u_i^c は位相平均グリッドスケール $\overline{u_i^c}$ とそれからの逸脱流速 u_i^e を使って次の関係をもつ。

$$u_i^c = \overline{u_i^c} + u_i^e \dots\dots\dots (1)$$

フィルター操作されない実流速の位相平均量 $\overline{u_i}$ はサブグリッド流速 u_i^s を使って次の関係を持つ。

表-1 波浪及び砂漣条件

	波浪条件						砂漣条件		
	水面波	波高	波長	周期	水深	$Re(Ls^*u/b)$	振幅	波長	個数
case 1	stokes wave	5 cm	160 cm	1.25 s	20 cm	13850	4 mm	5 cm	32
case 2	airy wave					14708			
case 3	stokes wave					13850	2 mm		
case 4							1 mm		

* 正 会 員 工 博 北海道大学助手 大学院工学研究科環境資源工学専攻
** 学生会員 北海道大学大学院 工学研究科環境資源工学専攻
*** フェロー 工 博 北海道大学教授 大学院工学研究科環境資源工学専攻

$$\overline{u_i} = \overline{u_i^c} + \overline{u_i^s} \dots\dots\dots (2)$$

実流速は $u_i = \overline{u_i} + u_i'$ の関係を有するため、実流速に対する Reynolds stress $\overline{u_i' u_j'}$ は以下の様に表される。

$$\overline{u_i' u_j'} = \overline{u_i^c u_j^c} + \overline{u_i^s u_j^s} - \overline{u_i^c u_j^s} - \overline{u_i^s u_j^c} \dots\dots\dots (3)$$

上式右辺第三項は第一及び第二項よりオーダーが小さく(渡部ら, 2001), 第四及び五項のクロス項も十分無視し得る。よって, 本論文では

$$\overline{u_i' u_j'} = \overline{u_i^c u_j^c} + \overline{u_i^s u_j^s} \dots\dots\dots (4)$$

として LES 結果から位相平均に対する Reynolds stress を評価する。流速場が準定常状態に到達 (16 周期) 後, 32 試行に対する位相平均がとられる。

波動境界層流れに非常に大きな役割をもつ回転流れについて調査すべき物理量を整理するため, 実流速 u_i を回転 u_i^r 及び非回転流れ u_i^p に分離し, 水面の境界条件を適用した水深積分された運動方程式を以下に示す。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} u_i^p dz + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-h}^{\eta} u_i^p u_j^p dz \\ & + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-h}^{\eta} p^p dz - p^p|_{-h} \frac{\partial h}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\eta} u_i^r dz \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \int_{-h}^{\eta} u_i^r u_j^r dz + \frac{\partial}{\partial x_j} \int_{-h}^{\eta} u_i^r u_j^p dz \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \int_{-h}^{\eta} u_i^p u_j^r dz + \frac{\partial}{\partial x_i} \int_{-h}^{\eta} p^r dz - p^r|_{-h} \frac{\partial h}{\partial x_i} \\ & = - \frac{\partial}{\partial x_j} \int_{-h}^{\eta} R_{ij} dz + \frac{\partial}{\partial x_1} \int_{-h}^{\eta} S_{1i} dz \\ & - \frac{\partial}{\partial x_2} \int_{-h}^{\eta} S_{12} dz - S_{ij}|_{-h} \frac{\partial h}{\partial x_j} - S_{i3} \dots\dots\dots (5) \end{aligned}$$

ここで, Reynolds stress テンソル $R_{ij} = \overline{u_i' u_j'}$, S_{ij} は粘性せん断力テンソル, h は水深, δ は境界層厚さであり, η は水面変位を表す。なお, 境界層外縁では非回転流速のみが存在すると仮定し, $z = -h + \delta$ において回転流速に関わる物理量は全て 0 としている。非回転流速に関わる上式の第一から五項目までは何らかの水深積分型波動方程式で近似可能であり, その他の項が波動境界層流れとして明らかにすべき項である。なお, 回転流速成分は, 乱流境界層理論という速度欠損に相当し, この境界層内の積分方程式では同様に境界層厚さ δ , 排除厚さ ($\delta' = \int_{-h}^{-h+\delta} (1 - u/u^p) dz$), 運動量厚さ ($\theta = \int_{-h}^{-h+\delta} u/u^p (1 - u/u^p) dz$) に関連する回転流速及びその二乗の境界層積分及び底面せん断力 S_{13} 及び S_{23} が境界層を特徴付けるパラメータとなる。底面せん断力は底面に隣接するグリッドの値で近似しそれぞれの砂漣形状に対してその分布と絶対値について比較を行った。

3. 結 果

(1) 流速分布

図-1 は, ストークス波下の振幅の異なる砂漣上境界層内位相平均回転流速ベクトルを表したものである。ここで, 回転流速は計算によって得た流速からポテンシャル流れの解析解を差し引いたものと定義している。砂漣振幅の増大に伴い両クレスト部の主流に対して下流部近傍で流速の逆転が発生し, 境界層の剝離が発生する (case 3 参照)。実験室スケールでの安定砂漣形状と同等の case 1 では剝離渦スケールの顕著な増大と境界層の上方への発達を確認できる。砂漣の発達と共に境界層厚だけではなく局所回転流速の顕著な増幅 (case 4 を 1 とすると case 3 では約 2 倍, case 1 では約 5 倍のクレスト上での最大増幅率をもつ) が現れる。

三次元境界層流を構成するスパン方向流速は Reynolds 数に依存する (渡部ら, 2002) だけではなく, 砂漣形状にも顕著な依存性を示す。図-2 はそれぞれの砂漣形状に対する底面に隣接する瞬時スパン方向流速平面分布を表したものである。砂漣の発達過程に対応する case 4 及び 3 では, 流速の絶対値も小さく, 瞬時流速であるにもかかわらず流れが計算領域中央に対して対称な分布となる。また, 砂漣の発達と共にスパン方向の高波数成分の発達が顕著となり, さらなる発達が何らかの相互作用を経て case 1 に見られるような対象性の崩壊を結果として生じさせるものと考ええる。また, 瞬時スパン流速の対象性あるいは規則性は, 特定の波数モードに対する層流状態での不安定性の発達を意味するものである。なお, スパン流速の絶対値が十分に発達する case 1 においてもその位相平均流速は他の成分に比して非常に小さく無視しえる。この結果は統計的な観点では, スパン流速の発生はランダム性が強く主として乱れエネルギーあるいは Reynolds stress としてその影響が現れると考えることができる。詳細は 3(3) で議論を行う。

図-3 は, それぞれのケースに対する水平, 鉛直そしてスパン流速の一波長平均値の鉛直分布を表したもので, この水平平均流速は時間平均流速である boundary layer drift に対応する。底面の極近傍では, 砂漣振幅が増大するに従ってその波向き方向への流速ピークが減少する一方, 流速変動域が鉛直方向に広がる。また, 同時に鉛直平均流速の発達もまた明確に確認できる。底質輸送の観点では, 砂漣の発達と共に, 掃流砂に寄与する可能性がある底面近傍の波向き流速が浮遊に関わる鉛直循環流速に変換されると解釈できる。また, case 3 及び 4 ではほぼゼロ流速であった一波長平均スパン流速が case 1 において有意な分布を持つ結果は, 時間平均流としても三次元的循環流が形成されていることを示唆している。

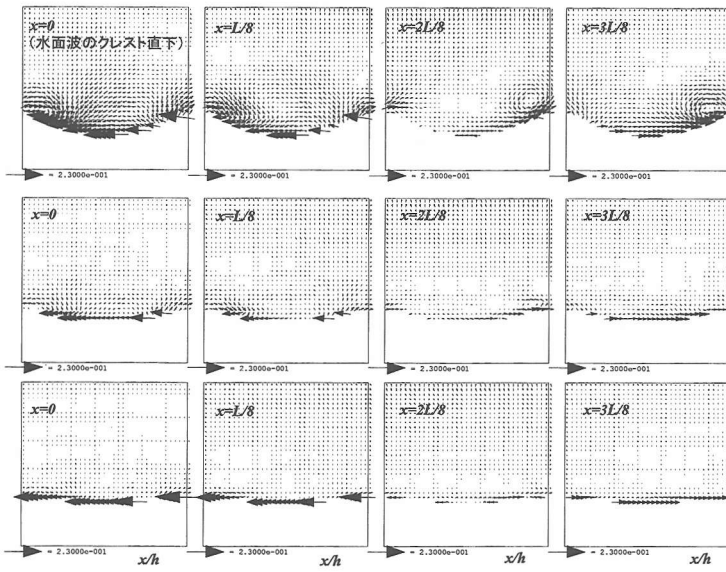


図-1 境界層内位相平均回転流速ベクトル (上: case 1, 中: case 3, 下: case 4)

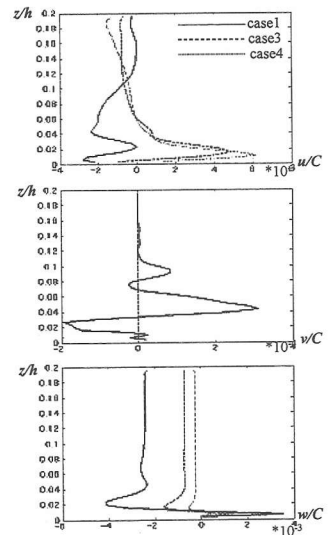


図-3 一波長平均流速の鉛直分布 (上: 波向流速, 中: スパン方向流速, 下: 鉛直流速)

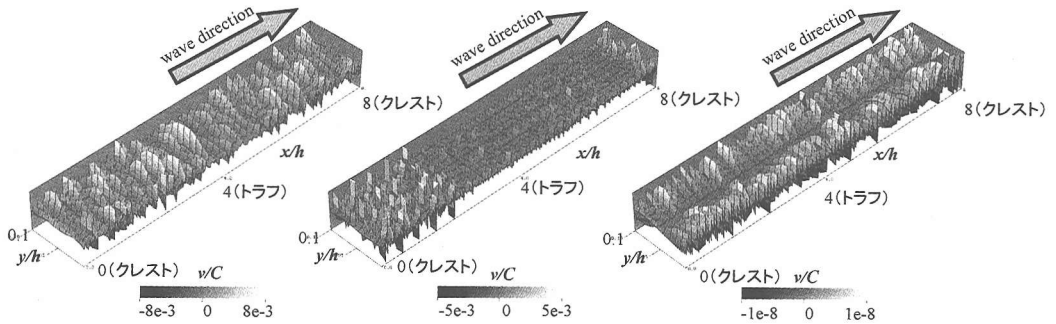


図-2 底面に隣接するグリッドの瞬時スパン方向流速 (左: case 1, 中: case 3, 右: case 4)

(2) 境界層

砂漣上の乱流境界層厚を δ_{99} (局所流速が境界層外縁流速振幅の 99% となる高さ) と定義し以下に議論を行う。

図-4 は, case 1 に対する δ_{99} と層流境界層厚 δ_L との比の水面波一波長に渡る変動を表したものである。境界層厚は砂漣スケールで大きく変動し, 最大境界層厚は水面波のクレスト及びトラフ直下と位相差をもって発生する。局所的には境界層外縁流速が正の領域では砂漣クレスト部よりトラフ部の境界層厚が発達し, 負の領域では逆にクレスト部が卓越する。これは非線形波下での両領域での剥離渦の放出過程の差異が原因である。砂漣波形勾配に応じて層流境界層厚 (0.64 mm) の数十倍から 50 倍を超える乱流境界層厚 (数 cm) が発達する。

次に, 砂漣の局所形状から水面波スケールの境界層厚変動の考えていく。図-5 は, 砂漣振幅の異なる各ケースに対する砂漣クレスト, トラフ, 及びその中間の 2 つの

最大傾斜点における境界層厚の一波長あたりの変動を表したものである。砂漣振幅が増加するに従い, 水面波スケールの変動に位相差が変化すると同時に波向方向の高波数成分が明確に増加しているのが分かる。砂漣振幅が小さいケースでは, 境界層厚は僅かな地形変動に起因する局所流速強化に起因して変化し基本的には境界層外縁の流速分布に強く支配されるが, 砂漣振幅の増大と共に境界層の剥離, 剥離渦の浮遊並びに 2 次渦の発生により境界層外縁流速以外がこれを支配的に特徴付けるファクターとなることを表している。

図-6 は水面波スケールの境界層厚とストークス波下の境界層外縁水平流速との相互相関と表したものである。平均的な境界層厚は境界層外縁流速が最大加速度を示す位相 ($L/4$ と $3L/4$) 近傍においてどのケースも最大値を表すことがわかる。高波数変動の原因となる剥離を含む局所的境界層厚を特定するためには, 砂漣地形近傍

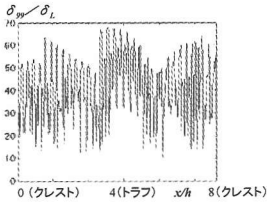


図-4 水面波一波長あたりの境界層厚分布

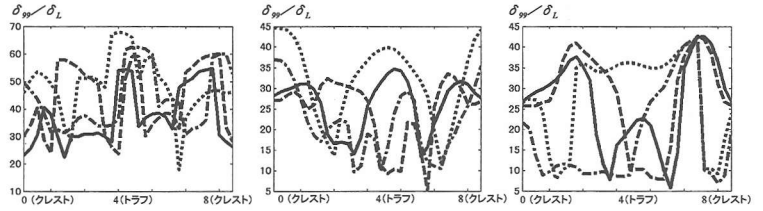


図-5 水面波一波長あたりの境界層厚の変動
(左: case 1, 中: case 3, 右: case 4)

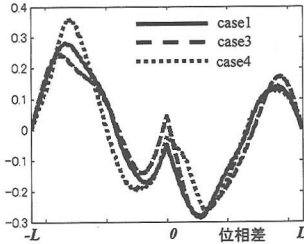


図-6 境界層厚と境界層外縁水平流速との相互相関

の局所応力について調べる必要がある。

(3) 応力分布

図-7 に case 1 に対する波向方向及びスパン方向位相平均局所底面せん断力の空間分布を表す。波向方向の局所底面せん断力は砂漣のスケールで変動しスパン方向に

も小さな変動を示す。また、底面せん断力は境界層外縁流速と位相差をもって変化し、その包絡線はピークは約 $L/10$ 水面波の波峰より先行する。またスパン方向せん断力は波向方向のそれよりも 1 オーダー小さい値となりその変動はランダム性をもつ。

図-8 は case 3 及び 4 のスパン方向摩擦を表したものである。砂漣振幅の増加と共にスパン方向せん断力のスパン方向変動モードが高次化し、同時にその絶対値のオーダーが顕著に増加するのがわかる。水平移動床から発達する砂漣の成長過程において、波向き方向には砂漣波長に規定されたスケールのせん断力変動が常に卓越するが、スパン方向にはその成長に応じてスパン方向モードもまた変化するといえる。砂輸送の視点では底面せん断力の接線方向勾配が重要であり、水面波スケールの変動と比べて砂漣スケールの変動が圧倒的に大きい。

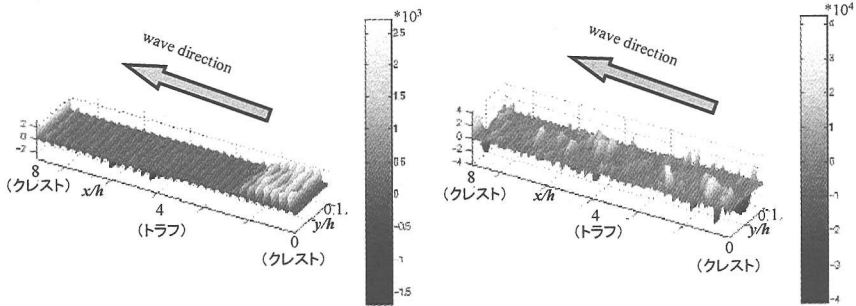


図-7 波向方向 (左) 及びスパン方向 (右) 局所底面摩擦係数の分布

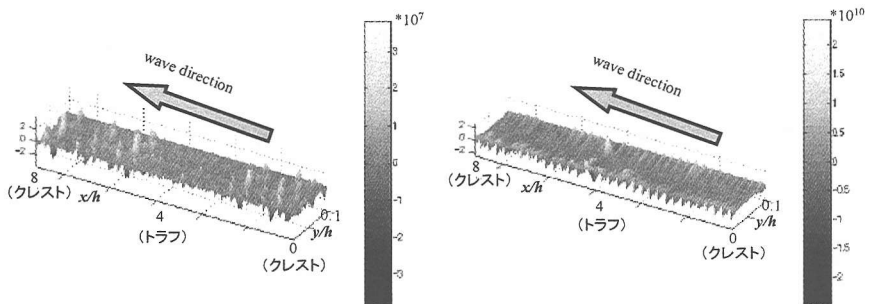


図-8 スパン方向局所底面摩擦係数の分布 (左: case 3, 右: case 4)

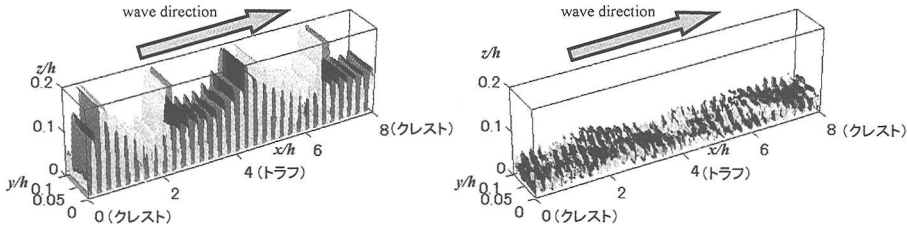
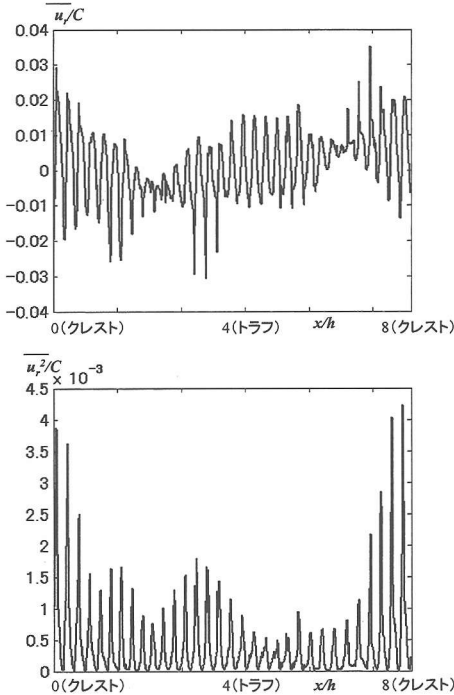
図-9 水面波一波長あたりの Reynolds stress R_{13} 及び R_{23} の分布 ($\pm 10^{-6}$)図-10 水面波一波長あたりの平均回転流速の境界層積分
(上: $\int_{-h}^{-h+\delta_{99}} u^p dz$, 下: $\int_{-h}^{-h+\delta_{99}} (u^p)^2 dz$)

図-9 は, case 1 に対する Reynolds stress R_{13} 及び R_{23} (式 4 参照) の分布 (等応力面) を表したものである。 R_{13} は位相差をもって水面波スケールで変動する断面二次元的分布を示し、一波長内に 4 つの包絡線ピークをもつ。水面波峰及び谷部直下の包絡線ピークに比べ最大加速位相近傍でのピークは非常に急峻であり砂漣上の境界層流れに対して力学的に大きな役割を果たしていると考えられる。 R_{23} は, スパン方向にも変動する複雑な分布を示すが、水面波スケールの変動では最大加速速度を示す位相において包絡線ピークを有することが R_{13} と異なる。

水深積分型波動方程式で境界層流れを特徴付ける回転流れに関する境界層厚積分量 $\int_{-h}^{-h+\delta_{99}} u^p dz$ 及び $\int_{-h}^{-h+\delta_{99}} (u^p)^2 dz$ (式 5 参照) の波向変動を図-10 に表す。前者は,

砂漣スケール (波数 $k_s = 32k_w$, k_w ; 水面波の波数) の近傍波数 $k = 31k_w$ と $33k_w$ が重合する分布となり、砂漣の存在による回転流速の局所変化と境界層厚変動が僅かな位相差をもって変動していることがわかる。また、前述のように砂漣振幅に応じて流況が大きく変化するにも関わらず、両者の包絡線の波向変化は砂漣振幅に依存せず、その絶対値のみ増幅する傾向をもつことが明らかとなった。

4. 結 論

砂漣の発達に伴う境界層流れについて個々のスケールに対する力学特性を LES 結果から議論を行った。砂漣振幅の増加に伴い境界層厚が発達し、局所回転流速も顕著に増幅する。境界層厚は砂漣スケールで大きく変動し、砂漣波形勾配に応じて層流境界層厚の数十倍から 50 倍を超える乱流境界層厚が発達する。平均的な境界層厚は境界層外縁流速が最大化速度を示す位相近傍で最大値を表す。

スパン方向せん断は、砂漣振幅の増加と共にその絶対値のオーダーが顕著に増加し、スパン方向変動モードが高次化する。

R_{13} は位相差をもって水面波スケールで変動する断面二次元的分布を示し、一波長内に 4 つの包絡線ピークをもつ。 R_{23} は, スパン方向にも変動する複雑な分布を示すが、水面波スケールの変動では最大加速速度を示す位相において包絡線ピークを有する。

境界層厚積分量の波向変化から、砂漣の存在による回転流速の局所変化と境界層厚変動が僅かな位相差をもって変動していた。包絡線の波向変化は砂漣振幅に依存せず、絶対値のみ変化する。

参 考 文 献

- 渡部靖憲・松本 卓・佐伯 浩 (2002): 波動乱流境界層の三次元化と乱流拡散に関する研究, 海岸工学論文集, 第 49 巻 (2), pp. 76-80.
- Scandura, P., G. Vittori and P. Blondeaux (2000): Three-dimensional oscillatory flow over steep ripples, J. Fluid Mech., Vol. 412, pp. 355-378.