

砕波下流速場の相関構造に関する実験的研究

青 野 利 夫*・服 部 昌 太 郎**

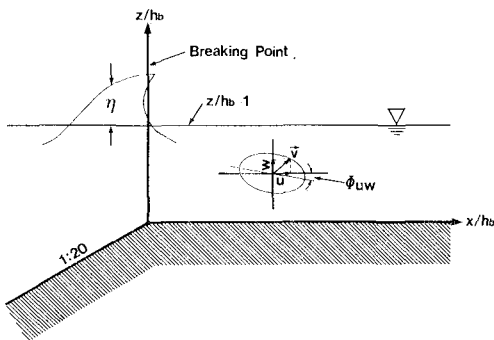
1. ま え が き

砕波帯内での波高減衰やエネルギー逸散の機構を検討する上で、この領域でのエネルギー収支を明らかにする必要がある。この場合、様々な時間スケールを持つ乱れが砕波によって生成されるが、入射波の基本周波数から高調波の周波数域にある乱れのエネルギーが重要なものとなる。この周波数域での乱れ成分の分離結果はデータ解析手法によって異なり、これが砕波下でのエネルギー収支の算定を困難にさせている。

本研究では、水平・鉛直水粒子速度間のクロススペクトルと水粒子速度ベクトルに対する回転スペクトルとによって、波の高調波域とほぼ一致する低周波域でのコヒーレントな乱れの構造特性を検討した。また、この周波数域での乱れを重視した乱れの分離法を提案し、測定結果によってその妥当性を確かめた。

2. 実験装置及び方法

実験は、 $0.3 \times 0.55 \times 20$ m の両面ガラス張りの二次元波動水槽内に、 $1/20$ 勾配斜面とそれに接続する水平床よりなる模型海浜地形を設置して行った。水面と水粒子速度変動の測定には、分圧式波高計と二成分 LDA 流速計を使用した。実験波は一様水深部 ($h=37$ cm) での波高 $H_2=4.25$ cm, 周期 $T=1.25$ s ($H_0/L_0=0.0153$), 砕波水深 $h_b=7$ cm で砕波波高 $H_b=6.5$ cm である。



図—1 座標系と記号

測定データは、サンプリング周波数 200 Hz で 90 秒間分を AD 変換して、電算処理を行った。座標系と記号を図—1 に示す。実験方法とデータ処理の詳細は、前報¹⁾を参照されたい。

3. 回転スペクトル解析の波動流速場への適用

3.1 非砕波流速場の回転スペクトル

小高ら²⁾は、アーセル数 $Ur=25.50$ の実験データとストークス波 5 次近似解との非砕波波動場の解析を回転スペクトルによって行い、回転スペクトルの有用性を確かめた。本研究では、さらに非砕波波動場の回転スペクトルの特性をクノイド波 3 次近似解 ($Ur=93.75$) と砕波点近傍での実測データの回転スペクトル諸量 (S_+ , S_- : 反時計・時計スペクトル, $S_t=S_++S_-$: 全スペクトル, C_R : 回転係数, ϕ_{uw} : 水粒子運動の軌道長軸方向, E : 長軸方向安定度) に加えて水平・鉛直水粒子速度 u , w 間のコヒーレンス γ_{uw}^2 と位相差 θ_{uw} によって検討を行った。その結果クノイド波の回転スペクトルの基本的特性は、ストークス波の場合とほぼ同一であることが認められた。砕波点を含む波動場での、回転スペクトル特性を以下に示す。すなわち、

- (a) C_R : 高調波域で高次になるにつれて水粒子速度ベクトルの軌道は楕円から円 ($C_R=-1$) に移行する。
- (b) ϕ_{uw} : 水粒子速度ベクトル軌道長軸方向は水平である。
- (c) E (回転スペクトルのコヒーレンス): γ_{uw}^2 と類似したスペクトル形状を示し、3 倍以上の高調波域ではパワー比 S_w/S_u の低下によって、 E は若干低下する³⁾。

3.2 回転スペクトルとクロススペクトルの関係

クロススペクトルとの関係を用いることにより、回転スペクトル解析から得られる、波動速度場の周波数空間での諸特性は一層明確になる。回転スペクトルとクロススペクトルの間には、式 (1)~(3) の関係がある。

$$\phi_{uw} = \tan^{-1} (2\gamma_{uw} \sqrt{S_u \cdot S_w} \cdot \cos \theta_{uw} / (S_u - S_w)) / 2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$C_R = -2\gamma_{uw} \sqrt{S_u \cdot S_w} \cdot \sin \theta_{uw} / (S_u + S_w) \quad \dots\dots\dots (2)$$

* 正会員 工修 中央大学助手 理工学部土木工学科

** 正会員 工博 中央大学教授 理工学部土木工学科

$$E = \frac{(S_u - S_w)^2 - 4\gamma_{uw}^2 \cdot S_u \cdot S_w \cdot \cos^2 \theta_{uw}}{(S_u + S_w)^2 - 4\gamma_{uw}^2 \cdot S_u \cdot S_w \cdot \sin^2 \theta_{uw}} \quad \dots\dots (3)$$

ここで、 $S_u (=S_U + S_{u'})$ と $S_w (=S_W + S_{w'})$: 全流速成分のスペクトル、 U, W と u', w' : 水平・鉛直流速の波動成分と乱れ成分を示す添字である。

波動と乱れが共存する碎波帯内での回転スペクトルの特性を明らかにするため、碎波帯内の上層と中層³⁾での実験結果 (図-4) にもとづいて、相対パワー比を $S_w/S_u = 0.025$ と 0.200 として式 (1)~(3) の関係を示したものが図-2 (a), (b), (c) である。回転スペクトル諸量とクロススペクトル諸量間には以下のような関係が存在する。

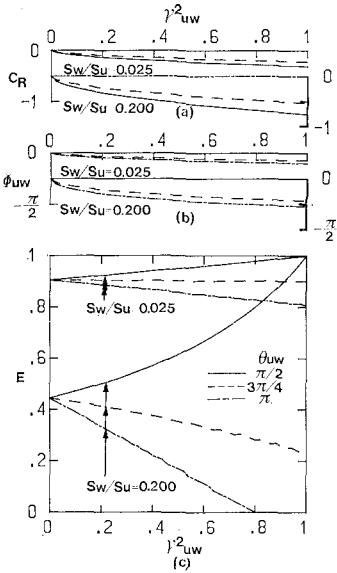


図-2 回転スペクトルとクロススペクトルの関係

- C_R : $\theta_{uw} = \pi/2$ では γ_{uw}^2 , S_w/S_u の増大に応じて -1 に漸近する。 θ_{uw} が $\pi/2$ からずれるに従って C_R のゼロからの偏差は小さくなり、 $\theta_{uw} = \pi$ では $C_R = 0$ となる。また $\gamma_{uw}^2 = 0$ では ϕ_{uw} と C_R はともに常にゼロとなる。
- ϕ_{uw} : $\theta_{uw} = \pi/2$ では S_w/S_u , γ_{uw}^2 と無関係に $\phi_{uw} = 0$ となるが、 θ_{uw} が $\pi/2$ からずれると S_w/S_u , γ_{uw}^2 の増大に伴って ϕ_{uw} はゼロからずれる。
- E : $\theta_{uw} = \pi/2$ の時のみ $\gamma_{uw}^2 = 1$ で $E = 1$ となる。また $\gamma_{uw}^2 = 0$ で E はゼロにならず、 S_w/S_u の減少に応じて E は 1 に近づく。 θ_{uw} が $\pi/2$ よりある程度ずれると、 γ_{uw}^2 の増加に伴い E は逆に低下する。
- $C_R = \pm 1$ では水粒子速度ベクトルは円軌道をえがき、 ϕ_{uw} は物理的な意味を持たなくなる。 E は不定となり回転スペクトル解析は適用できない。回転およびクロススペクトル量間の関係 (a)~(d) に基

づいて、純波動場、完全乱流場、および波動・乱れの共存場についての検討を以下に行う。

(1) 純波動成分の場合 ($u=U, w=W$)

$\theta_{uw} = \pi/2$, $\gamma_{uw}^2 = 1$ であり常に $E = 1$, $\phi_{uw} = 0$ となる。水底に向ってパワー比 S_w/S_u が減少するため、速度ベクトル軌道の偏平化が進み ($C_R \rightarrow 0$)、水底面では直線軌道となる。 $\gamma_{uw}^2 = 1$ で θ_{uw} が $\pi/2$ よりずれる場合として、波動境界層と境界層外縁流速に顕在化する底面勾配の効果が考えられる。この場合、流速軌道長軸の方向は水平からはずれ、 $E < 1$ となる。また、速度ベクトル楕円軌道は $\theta_{uw} = \pi/2$ の時より直線軌道に近づく。

(2) 完全乱流場の場合 ($u=u', w=w'$)

$\gamma_{uw}^2 = 0$ であり、位相差 θ_{uw} に関係なく $\phi_{uw} = 0$, $C_R = 0$ となる。従って、乱れ流速軌道はスペクトル上では直線軌道となるが、長軸の安定度 (E) は極端に低下する。

(3) 波動と乱れが共存する場合 ($u=U+u', w=W+w'$)

$0 \leq \gamma_{uw}^2 \leq 1$ であることから、 $\theta = \pi/2$ のとき $\phi_{uw} = 0$ となり、 C_R と E は上記 (1) と (2) の場合の間で変化する。流速ベクトル軌道 (C_R) は水深方向だけでなく、乱れの存在によって軌道特性は変化する。位相差が $\theta_{uw} \neq \pi/2$ となると $\phi_{uw} \neq 0$ となり、 E の低下は $\theta_{uw} = \pi/2$ の場合に比べて大きくなる。

4. 碎波帯内流速場の相関特性

前章の回転・クロス両スペクトルの特性をもとに、波動成分の乱れ成分と共存する周波数域での u, w 間の相

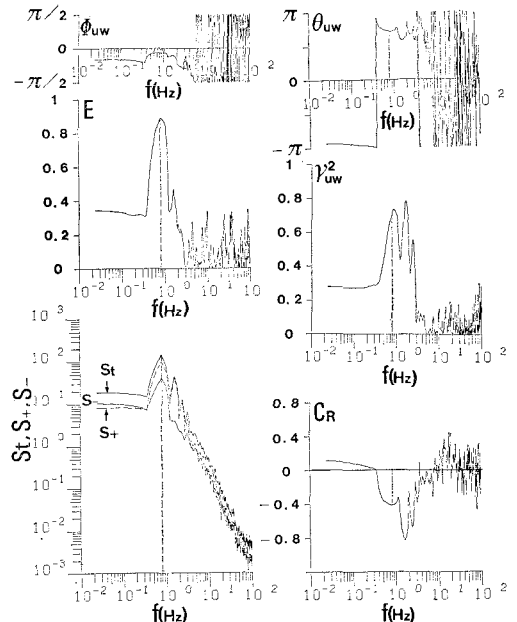


図-3 回転・クロススペクトル解析結果例 ($x/h_b = 5$, $z/h_b = 0.77$)

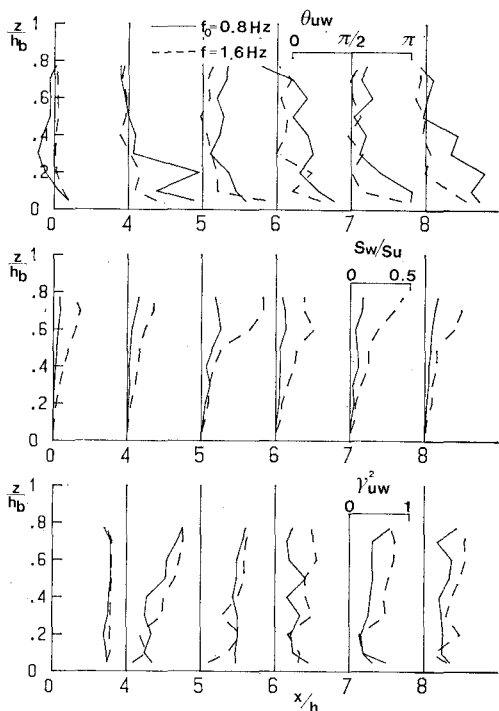
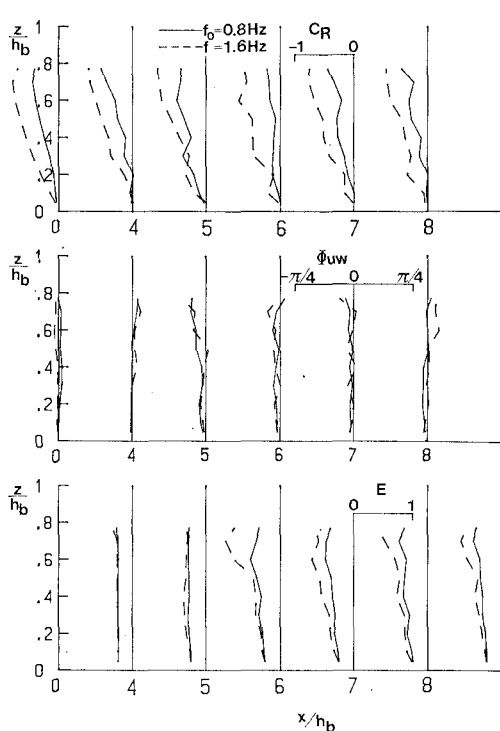
図-4 S_w/S_u , γ_{uw}^2 , θ_{uw} の空間分布

図-5 回転スペクトル諸量の空間分布

関構造を検討する。

図-3は、inner region と outer region⁴⁾の境界近傍であり水面より生成される乱れの影響が強い、砕波点からの無次元距離 $x/h_b=5$ の、 $z/h_b=0.77$ (波谷直下)での実験結果より計算した回転スペクトル諸量とクロススペクトル量 γ_{uw}^2 , θ_{uw} を示したものである。

同図より入射波周波数 ($f_0=0.8$ Hz) から四倍周波数では、 γ_{uw}^2 は低下し、水面より生成される乱れの影響が波動成分全体に及んでいる。また、 θ_{uw} も $\pi/2$ よりずれている〔以後 θ_{uw} のずれと記す〕。回転スペクトル C_R は入射波の二倍周波まで強い波動性が存在することを示している。 E は基本周波数で 0.87、それより高周波側では急激に低下し、 γ_{uw}^2 と異なるスペクトル形状を呈する。基本周波数での E の低下は、 θ_{uw} のずれと γ_{uw}^2 の低下とによって起こり、二倍周波での E の低下は基本周波数に比較して S_w/S_u (f_0 で 0.12, $2f_0$ で 0.51) が增大することによる。

図-4 と 5 は基本周波数 ($f_0=0.8$ Hz) と、二倍周波数の S_w/S_u , γ_{uw}^2 , θ_{uw} と回転スペクトル諸量の空間分布を示したものである。図-4 より、基本周波数での θ_{uw} は inner region ($4 < x/h_b < 12$) では全水深にわたって $\pi/2 < \theta_{uw} < \pi$ とずれが顕著となる。これは θ_{uw} のずれが組織的要因により生じていることを意味する。outer region ($0 \leq x/h_b < 4$) では底面付近で θ_{uw} のずれが認められる。また、二倍周波数でのずれは、基本周波

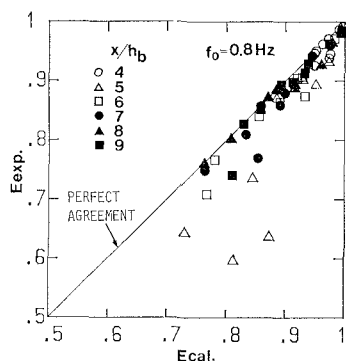
数に比較して小さくなる傾向がある。 θ_{uw} のずれは、水面変動 η と u および w 間のクロススペクトル解析 (θ_{yu}, θ_{yw}) から、 w の位相のずれによることが明らかとなった。このことは、流速変動の大きさが u に比べて小さい w が、波面崩壊による周期的な水塊の突入の影響を大きく受けることに起因していると考えられる。

S_w/S_u は、 w の水深方向の減少に応じて水面から底面に向かって減少する。 γ_{uw}^2 は inner region 全体で顕著に低下するが、基本周波数に比較して二倍周波数で高くなる傾向が認められる。

図-4 と 5 から、inner region での基本・二倍周波数の水粒子運動の軌跡の様相が推定しうる。砕波帯内上・中層 ($z/h_b > 0.2$) では、純波動場では認められない顕著な γ_{uw}^2 の低下と θ_{uw} のずれとともに、軌道長軸方向の水平よりのずれとその安定度の低下が空間的に変化することが認められる。すなわち、この周波数域での流体運動にも砕波によって水面から持込まれる乱れが影響をおよぼしている。

一方、下層部 ($z/h_b < 0.2$) ではパワー比が $S_w/S_u \ll 1$ であることから、水粒子運動は波動性の高いものとなっている。

図-6 は基本周波数での実験結果と式 (1) より $\theta_{uw} = \pi/2$ として計算した E とを比較した図である。実験結果で E が顕著に低下する領域では計算値との一致度は良好でなく、水面付近での波動性の低下に θ_{uw} のず

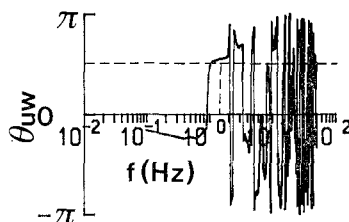
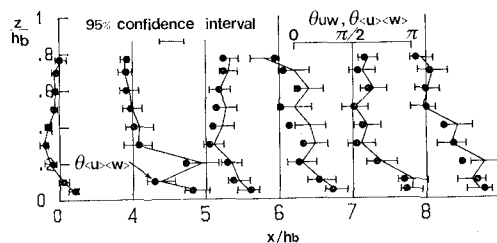

 図-6 実験値と $\theta_{uw}=\pi/2$ として計算した E の比較

れ、すなわち水面よりの突入水塊による影響が強いことを示している。

5. 位相差の $\pi/2$ からのずれとその原因

碎波帯内流速場の入射波の高調波域に相当する周波数帯での回転スペクトル諸量の特性から、波面崩壊による水塊の突入によって θ_{uw} のずれが発生し、波動性が低下することが明らかとなった。しかし、 θ_{uw} のずれが発生する原因に、1. スペクトル解析手法 (FFT 法) のもつ誤差、2. 波動境界層、3. 傾斜底面の存在があげられ以下順を追って検討する。(1) FFT 法による誤差は、クノイド波の基本周波数での θ_{uw} について検討した結果、無視できるものであった。(2) 波動境界層内の θ_{uw} のずれは、二次のオーダーまで考慮した波動境界層理論⁵⁾より $\theta_{uw} \approx 3\pi/4$ となる。本実験での層流境界層厚 $\delta=0.06$ cm, 乱流境界層としても 0.3 cm⁶⁾ 程度と推定されその影響は底面付近に限定される。(3) 斜面の存在による軌道長軸方向が水平でないためにおこる位相差のずれは、本測定が水平床上で行われていることから碎波帯内の実験結果には殆ど影響しない。しかし、斜面と水平床の接続点とほぼ一致する碎波点の $z/h_b=0.05$ ($z=0.35$ cm) での実験結果にたいして、底面勾配の効果による u 成分の w 成分へのもれを考慮して位相差を計算すると、 $\theta_{uw}=0.57\pi$ となり実験値 ($\approx 0.62\pi$) とほぼ同じになる。これより碎波点近傍の底面付近の実験結果に見られる θ_{uw} のずれは斜面勾配によるといえる。以上の検討結果より、碎波帯内の位相差のずれは上記 (1)~(3) によるものではなく、水塊の突入によるとする本研究の考えが妥当であることがわかる。

碎波下では水塊の突入により生成する組織的構造を有する乱れの存在が知られている。この乱れには u, w 間に相関があり、これが波動成分流速間の位相差に影響をおよぼすと考えられる。このコヒーレントな乱れの効果を検討するために行った数値シミュレーション結果を図-7 に示す。ストークス波 5 次近似解に、数値フィル


 図-7 数値シミュレーションによる位相差 θ_{uw}
 計算条件 ($T=0.68$ s, $H=3.35$ cm, $h=7$ cm, $U_R=25.5$, $z=3.5$ cm)

 図-8 θ_{uw} の 95% 信頼区間と $\theta_{w<w>}$ の空間分布

ター法で生成した u', w' 間の相関がゼロでない一3乗則に従う乱れを重ねたモデル流速場を回転スペクトル解析した。このシミュレーション結果より、 θ_{uw} は基本周波数付近で $\pi/2$ よりずれており、この θ_{uw} のずれは u', w' 間の相関度と乱れの強さに応じて変化することが認められた。また、乱れ流速間の相関 $-u'w'^{(1)}$ の位相変化から平均的な水塊の突入位相を推定し、その位相にのみ乱れを重ねて図-7と同様のシミュレーションを行うと位相差は $\pi/2 < \theta_{uw} < \pi$ となることが認められた。

この結果をもとに碎波帯内の θ_{uw} のずれる原因を考察する。図-8 は基本周波数での θ_{uw} の 95% 信頼区間⁷⁾と位相平均流速の位相差 $\theta_{w<w>}$ の空間分布を示したものである。図-8 より θ_{uw} の信頼区間は inner region で大きくなり、 θ_{uw} の不規則性は強まる。また θ_{uw} と $\theta_{w<w>}$ との比較から inner region の中、上層での両者間の一致の程度は低下する。これは、碎波の一波ごとの水塊の突入位相の変動を示し、これらの結果と数値シミュレーション結果より θ_{uw} の上、中層でのずれが、水塊の突入により生成される微弱な相関をもちランダムに位相が変化する乱れによっておこされることを示している。

6. 低周波乱れの分離法とその適用例

回転・クロススペクトルから、波動崩壊による水塊突入によって生ずる入射波とほぼ同一の時間スケールをもつ乱れが、碎波帯内の上、中層での回転スペクトルに変化を引き起こすことが明らかとなった。

この低周波域に存在する乱れの分離を u, w 間の相関を考慮して行うことを考える。乱れが存在する場合は、

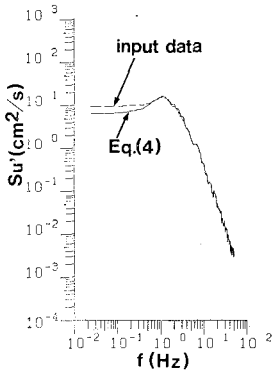


図-9 シミュレーションによる $S_{u'}$ の分離結果

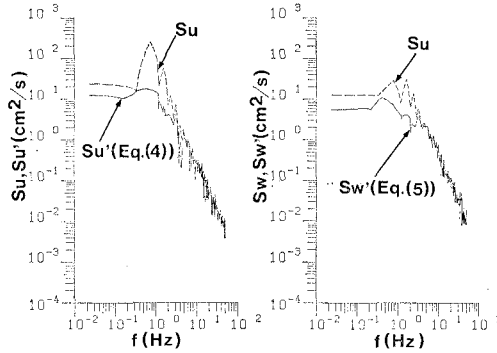


図-10 $S_{u'}$, $S_{w'}$ の分離結果例 ($x/h_b=5$, $z/h_b=0.77$)

u , w 間の相関関係のみでは乱れの分離ができない。このため補助的に η と u , w 間の相関を考慮して、 $r_{\eta u}^2$ と $r_{\eta w}^2$, $r_{\eta u}^2$ とを連立して解くことにより、測定スペクトルより乱れのスペクトルを分離する式 (4) と (5) を導いた。

$$(S_{w'}/S_U)^2 + 2S_{u'}/S_U + \{1 - r_{\eta u}^2/(r_{\eta u}^2 \cdot r_{\eta w}^2)\} = 0 \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$(S_{w'}/S_W)^2 + 2S_{w'}/S_W + \{1 - r_{\eta w}^2/(r_{\eta u}^2 \cdot r_{\eta w}^2)\} = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここで、 $r_{\eta u}^2$ と $r_{\eta w}^2$: 水面変動と水粒子速度成分 u , w とのコヒーレンスで、 η にも水面擾乱の存在を容認している。式 (4) と (5) による乱れの分離の有効性を検証するために、図-7 と同様な乱れの数値シミュレーションを行い、入力した乱れのスペクトルと分離した乱れのスペクトルを比較した。図-9 はその結果で、分離スペクトルと入力スペクトルの一致度は良好である。図-10 は、砕波による乱れが最もつよい $x/h_b=5$, $z/h_b=0.77$ での実験データより乱れの分離を行った計算例で、実線が乱れスペクトル $S_{u'}$ と $S_{w'}$, 破線が全スペクトル S_u と S_w である。低周波域での分離結果は良好で、著者らが行った $r_{\eta u}$ フィルター法による乱れスペクトルの分離

に比較して、スペクトルに不自然なピークは見られずまたスペクトルレベルが向上するなど低周波域での分離結果が著しく改善されている。 $r_{\eta u}$ フィルター法と式 (4) と (5) による乱れスペクトルの分離法の改善度を調べるため、上記の二方法によって分離した $S_{u'}$ と $S_{w'}$ とにより計算される乱れ強度 u'_{rms} の分布を比較したものが図-11 である。従来手法と比較して、本手

法はエネルギーレベルの高い低周波乱れ成分をより妥当に抽出していることがわかる。

7. 結 論

本研究では、これまで存在が確認されているものの、その実体が明らかでない、砕波によるコヒーレントな乱れの構造特性を解明するため、水面変動 η を媒介せずに u , w 間のクロススペクトルと同時に流速ベクトルに対する回転スペクトルによる解析法を併用することを提案した。入射波の高調波域では、波動に見られない水粒子速度 u , w 間の位相の $\pi/2$ よりのずれが認められ、この現象を手がかりとしてコヒーレントな乱れの生成が、水面よりの突入水塊によってなされることが回転スペクトル解析により明かとなった。この結果より低周波域の乱れの分離手法を提案し、数値実験によって手法の妥当性を確認した。また本手法を砕波帯内の実験データに適用した結果、著者らが従来行ってきた手法と比較してより妥当な乱れエネルギーの算定が可能となった。

参 考 文 献

- 1) 青野利夫・服部昌太郎: 回転スペクトルを用いた砕波下での大規模渦に関する実験的研究, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 6~10, 1986.
- 2) 小高 巖・青野利夫・服部昌太郎: 単一周期波動場の回転スペクトル, 第42回年次学術講演会概要集, II-480~481, 1987.
- 3) 磯部雅彦: クロススペクトル解析におけるコヒーレンス低下の原因に関する考察, 横浜国立大学水理研究室報告, YNU-HY-82-4, pp. 1~30, 1982.
- 4) Svendsen, I. A.: Wave heights and set-up in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, pp. 347~365, 1984.
- 5) 水口 優: 波動境界層の二次の解について, 第33回海岸工学講演会論文集, pp. 46~50, 1986.
- 6) 渡辺 晃: 振動流境界層と海浜過程, 水工学シリーズ 79-B-3, 土木学会水理委員会, B-33, pp. 1~17, 1979.
- 7) Bendat, J. S. and A. G. Piersol: RANDOM DATA; Analysis and Measurement Procedures, Wiley International, pp. 192~199, 1981.

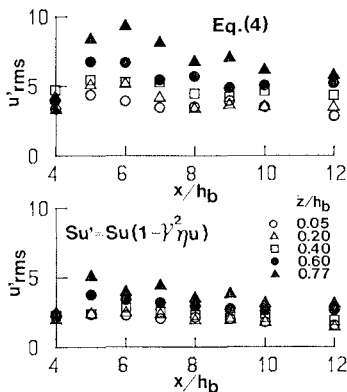


図-11 u'_{rms} の空間分布