

砕波帯内二次元定常流速場の推算に関する考察

岡安章夫*・柴山知也**・堀川清司***

1. はじめに

砕波帯は、波の減衰、漂砂移動、物質拡散等、海岸工学上重要な諸現象の起きている場であるが、これらの現象を定量的に評価するためには砕波帯内の流速場を精度良く推算することが不可欠である。近年、流速測定技術の進歩と共に流速の測定データをもとに砕波帯内流速場の構造を解明しようとする試みが盛んに行われるようになり、平均流、乱れ強度、渦度等の時空間分布特性あるいは砕波による大規模渦の構造などについて多くの知見が得られつつある。しかしながら、これまでは構造の解明が主たる目的であり、その成果を流速場の推算にフィードバックした例は少ない。本研究では、まず一様勾配斜面上の砕波について2成分レーザー・ドプラー流速計(LDV)による流速場の綿密な測定を行い、定常流速、一周期平均のレイノルズ応力や渦動粘性係数等の二次元分布を評価した。さらに、これらの結果を踏まえて、流れ関数法により波動流速成分を計算することを前提とした上で、砕波の突っ込み、surface roller の発達・減衰、遡上等の波の進行状況によって規定されるパラメーターと水位変動の一周期間の時系列データから、砕波帯内のトロフ・レベルより下での岸沖方向定常流速の二次元分布を推算する方法について検討することを目的とした。

2. 実験方法

実験には、長さ 23m、幅 0.8m の二次元波動水槽を用い、1/20 一様勾配斜面を 9m に渡って設置した。さらに、現象の二次元性を良くするために水路中央に仕切り板を設けた。実験条件を表-1に示す。なお、砕波形式は plunging 型である。実験において測定した項目は水位変動と流速である。測定領域は砕波点直前から静水位汀線までであり、静水位汀線を基準として岸方向に x 軸を、静水位から鉛直上向きに z 軸を設定した。測定点岸沖方向に 10cm 間隔、鉛直方向には底面上 2mm を始点としてトロフ下に汀線付近を除き最低 7 点設定されるように 2.5~10mm 間隔に配置した。測定点の総数は 332 点である。詳細を図-1に示す。

各測定点における水面変動と流速の測定には、それぞれ容量式波高計と LDV を用いた。本実験で用いた LDV は、直交する 2 成分を同時に測定でき、今回はこれを岸沖、鉛直方向成分に割り当てた。

表-1 実験条件

T (周期)	H_1 (一様水深波高)	H_0/L_0 (換算砕波波形勾配)	H_0/h_b (砕波波高水深比)
1.50 s	8.15 cm	0.0249	0.954

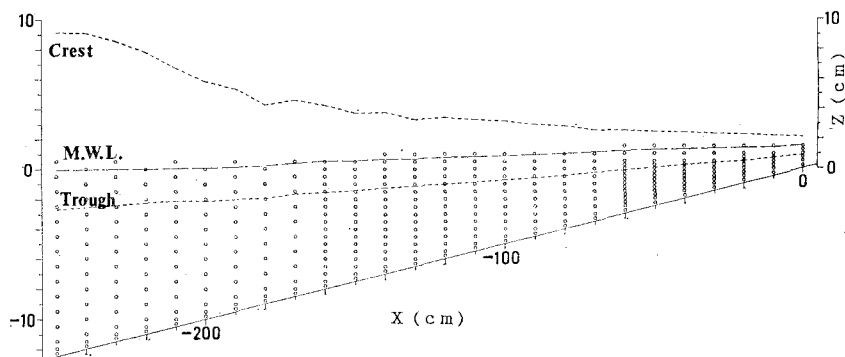


図-1 測定点配置

* 学生会員 工修 東京大学大学院工学系研究科

** 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科

*** 正会員 工博 東京大学教授 工学部土木工学科

3. データの処理

流速計の出力はサンプリング間隔 10ms で AD 変換し、100 周期間の記録を計算機で流速値に変換し、得られた流速データから岸沖、鉛直それぞれの位相平均流速 $\langle u \rangle$, $\langle w \rangle$ を求めた。また、乱れは後述する理由により、位相平均流速からの偏差として定義し、同じく各位相でのアンサンブル平均として乱れ強度 u' , w' , レイノルズ応力 $-\rho u'w'$ を計算した。各々の位相平均値の算定にあたっては、10 波以上のデータが得られれば有意とした。定常流速、一周期平均レイノルズ応力等については、これらの位相平均値を一周期間に渡り平均することによって求めた。

4. 測定結果

(1) 目視による観察結果

2. で述べた座標系を用いると、砕波点は $X_b = -250$ cm, 突っ込み点は $X_p = -215$ cm にあたる。また、突っ込み点から岸側には水表面上に連続的に渦が形成されるが、この渦が比較的安定した surface roller となって進行するのは、 $X_i = -170$ cm 辺りからである。この surface roller が減衰し始めるのは $X_d = -80$ cm で、平均汀線は $X_s = 50$ cm であった。

(2) 位相平均法と移動平均法による乱れの相違

図-2 は、 $x = -100$ cm, 底面上 2 cm の測定点における岸沖方向流速の実測値 u に対する、位相平均法による平均流速 $\langle u \rangle$ と 0.11s の移動平均法による平均流速 $\bar{u}$ との比較である。この図は、砕波帯内では一波ごとの組織的な変動(砕波点のゆらぎなどに起因する)の方が 10 Hz 以上の高周波の乱れよりかなり大きいことを示しており、組織的な変動成分を乱れに含まない従来の一般的な概念から考えると位相平均法による乱れの定義は適当でないと言える。また酒井ら²⁾も、レイノルズ応力を考える上では乱れを移動平均からの偏差として定義する方法が適当であると述べている。しかし、それぞれの方法

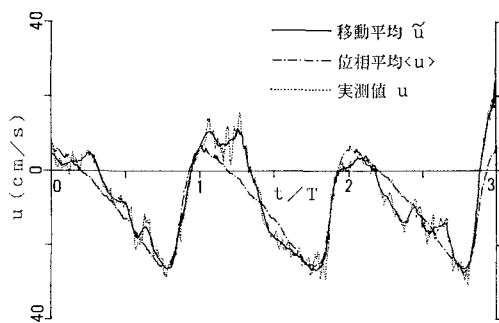


図-2 位相平均流速と移動平均流速の実流速との対比

による一周期平均レイノルズ応力、 $-\rho(u - \langle u \rangle)(w - \langle w \rangle)$ と $-\rho(u - \bar{u})(w - \bar{w})$ (いずれの場合においても便宜上レイノルズ応力と呼ぶことにする)を比較すると、図-3 に示したように位相平均法によるものの方がずっと大きく、移動平均法によるものは図にはほとんど現われない。これは砕波帯内での運動量交換においては、組織的な変動成分による低周波の偏差が支配的な役割を果していることを示していると考えられる。従って、後述するような渦動粘性係数モデルを用いて砕波帯内の二次元定常流速場を評価するにあたっては、むしろ位相平均法によって乱れを定義する方法が適当であると考えられる。

5. 二次元定常流速場のモデル化

(1) 断面平均定常流速の岸沖方向分布

砕波帯内をボア状を呈して進行する波においては、その質量輸送に波峰前面に形成される surface roller が大きな役割を果たすと考えられる。従って、トロフ・レベルより下での断面平均定常流速の岸沖方向分布を評価する際には、波動成分による寄与とこの surface roller による寄与の両者を考えなければならない。磯部ら²⁾によれば、砕波帯内の波動流速成分は流れ関数法による計算結果と良く一致する。そこで、波動流速成分には流れ関数法による計算値 u_s を用いることとした。また、sur-

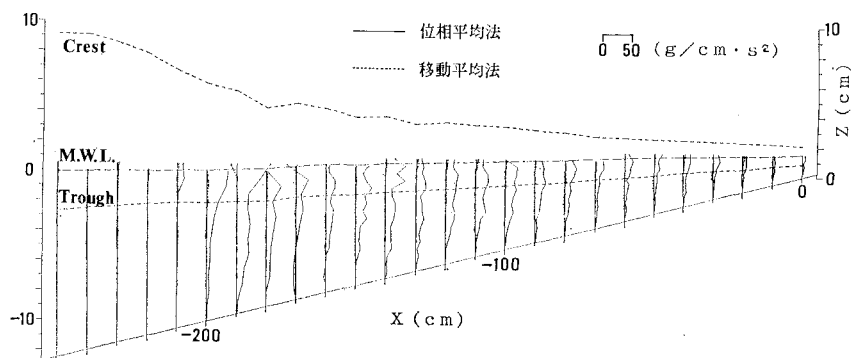


図-3 位相平均法と移動平均法による一周期平均レイノルズ応力分布の比較

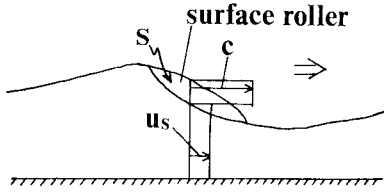


図-4 ポア状の波の流速分布の仮定

face roller 内部の流速分布が一様に波速 c と等しいと簡単化して、ポア状を呈して進行する波の流速分布を図-4 に示すように仮定した。

この surface roller の xz 平面への投影面積を S とし、surface roller による質量輸送と波動流速成分による質量輸送の和がトロフより下の冲向き定常流速と釣り合うとすれば、計算によって求まる断面平均岸沖定常流速 U_c は、底面からトロフまでの高さ d_t と波長 L とを用いて、

$$U_c = U_s + U_r = U_s + \frac{S}{d_t L} c \quad \dots\dots\dots (1)$$

と表せる。 U_s , U_r はそれぞれ U_c への波動流速成分と surface roller による寄与分である。

ここで surface roller の断面積 S を波高 H と波長 L で無次元化し、さらにその発達度を表すパラメーターとして、surface roller 発達領域 ($X_t \leq x \leq X_d$) で 1, 突っ込み点以深 ($x \leq X_p$) と汀線 ($x = X_s$) で 0, それらの間は線形に補間をしたパラメーター κ ,

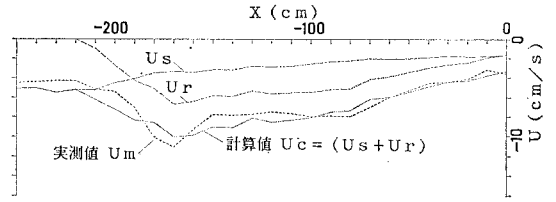
$$\kappa = \begin{cases} 0 & (x \leq X_p), \\ \frac{X_p - x}{X_p - X_t} & (X_p < x \leq X_t), \\ 1 & (X_t < x \leq X_d), \\ \frac{x - X_s}{X_d - X_s} & (X_d < x \leq X_s) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (2)$$

を便宜的に導入して、

$$S = \kappa A H L \quad \dots\dots\dots (3)$$

と表すと、式 (1) は、

$$U_c = U_s + \frac{\kappa A H}{d_t} c \quad \dots\dots\dots (4)$$


 図-5 断面平均定常流の計算値 (U_c) と実測値 (U_m)

と書き直せる。 A は定数で、式 (4) による U_c が実測値 U_m と最も良く合うように、 $A=0.06$ とした。また、波速としては孤立波理論に基づき、

$$c = \sqrt{g(h+H)} \quad \dots\dots\dots (5)$$

を用いた。 g は重力加速度、 h は平均水深である。

図-5 は、式 (4) によって計算された U_c とそれに対応する実測値 U_m との比較であるが、両者は全般に良く一致している。

(2) 定常流速の鉛直方向分布

Svendsen³⁾ は、渦動粘性係数モデルを用いて岸沖定常流速の鉛直分布を求める試みをしているが、柴山ら⁴⁾によると、特に底面付近でその一致度が良くない。そこで、ここでは得られた流速データから直接渦動粘性係数 ν_t を計算し、定常流速の鉛直方向分布を評価することを試みる。

渦動粘性係数モデルを用いると、水平面内に作用する一周期平均の剪断力 $\bar{\tau}$ と定常流速 U の関係は、

$$\bar{\tau} = \rho \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (6)$$

となる。図-3 に示した一周期平均レイノルズ応力から、 $\partial \bar{\tau} / \partial z$ を一定とみなすと仮定すれば、式 (6) は、

$$\frac{\partial \bar{\tau}}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\rho \nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \right) = \alpha_1(x) = \text{const.} \quad \dots\dots\dots (7)$$

と書ける。また、図-6 は、各位相ごとに求めた渦動粘性係数の一周期平均値であるが、その鉛直分布は底面の近傍を除けば、トロフより下では一定とみなせる。そこで、渦動粘性係数を鉛直方向に一定と仮定すると式 (7) は、

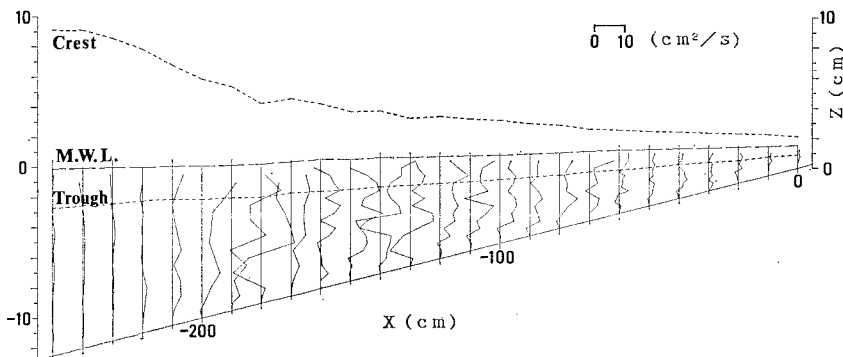


図-6 一周期平均渦動粘性係数の分布

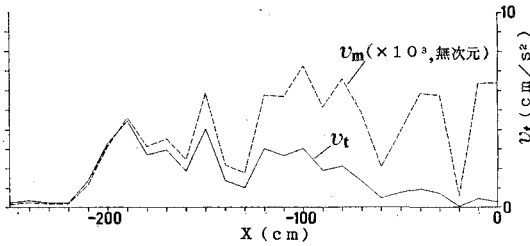


図-7 渦動粘性係数の断面平均と無次元値の分布

$$\frac{\partial \bar{\tau}}{\partial z} = \rho \nu_t \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \quad \dots\dots\dots (8)$$

さらに,

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial z} \nu_t = \alpha(x) \quad \dots\dots\dots (9)$$

となる。図-7 は、 ν_t のトロフ下での断面平均を c と d_t でわって無次元化した ν_m の分布であるが、 ν_m は突っ込み点から急激に増加した後、 $x \geq X_i$ (-170 cm) ではばらつきはあるものの、

$$\nu_m = 0.005 \sim 0.006 \quad (x \geq X_i) \quad \dots\dots\dots (10)$$

とみなせる。そこで、

$$\nu_t = 0.005 \sim 0.006 c d_t \quad (x \geq X_i) \quad \dots\dots\dots (11)$$

とする。また、式(7)の α_1 を $\rho c^2/d_t$ でわった無次元値も $x \geq X_i$ では一定値をとるとみなすことができ、 α_1 は、

$$\alpha_1 = 0.0012 c^2/d_t \quad (x \geq X_i) \quad \dots\dots\dots (12)$$

と表せる。従って、式(9)の α は $x \geq X_i$ で、

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \alpha_1 / \nu_t \approx 0.2 c/d_t^2 \quad (x \geq X_i) \quad \dots\dots\dots (13)$$

となる。突っ込み点より沖側では α は十分小さいので、 $\alpha=0$ と考え安定した surface roller が形成されるまでの間を線形に補間することとし、

$$\kappa' = \begin{cases} 0 & (x \leq X_p), \\ \frac{X_p - x}{X_p - X_i} & (X_p < x \leq X_i), \\ 1 & (X_i < x \leq X_s) \end{cases} \quad \dots\dots\dots (14)$$

なるパラメーター κ' を導入すると、 α は、

$$\alpha = 0.2 \kappa' c/d_t^2 \quad \dots\dots\dots (15)$$

と表せる。

また、乱れが大きい領域では、柴山ら⁴⁾も述べているように底面境界層が発達しないため、底面境界条件をスリップ条件で与えるのが妥当であると考えられるが、碎波点付近では、磯部⁵⁾が述べるように、底面でのオイラ一定常流速 U_b を 0 とした方が良いと思われる。そこで、スリップ条件を用いて求めた底面での定常流速 U_{b0} と、式(2)の κ を用いて、

$$U_b = \kappa U_{b0} \quad \dots\dots\dots (16)$$

と表す。

以上の条件から、式(9)を解くと、 $z' = z + h_0$ として次式を得る。 h_0 は静水深である。

$$U = \frac{1}{2} \alpha z'^2 + 2(1-\kappa) U_{b0} \frac{z'}{d_t} + \kappa U_{b0} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ただし、

$$U_{b0} = U_c - \frac{1}{6} \alpha d_t^2$$

これにより計算された岸沖方向定常流速と実測値との比較を、図-8 に示す。計算値と実験結果は比較的良く一致しているが、 $X_p \leq x \leq X_i$ では一致度が良くない。これは、線形補間のものが妥当でないことと、突っ込み点付近の水面下に形成される大規模な組織渦の影響によると考えられる。また、底面付近の一致が良くないのは渦動粘性係数の底面付近の値の与え方に問題があるためと思われる。

6. 結 論

2成分レーザー・ドブラー流速計による碎波帯内流速場の綿密な測定を基に、水位変動のデータからトロフ・レベルより下での岸沖定常流速の二次元分布を推算する方法について検討した。その際、一周期平均レイノルズ応力 $-\rho u'w'$ の鉛直方向微分の値は一定であり、一周期平均渦動粘性係数 ν_t も鉛直方向に一定と仮定した。その結果以下の結論を得た。

1) 断面平均岸沖定常流速成分は、流れ関数法による波動流速成分からの寄与分 U_s と波峰前面に形成される

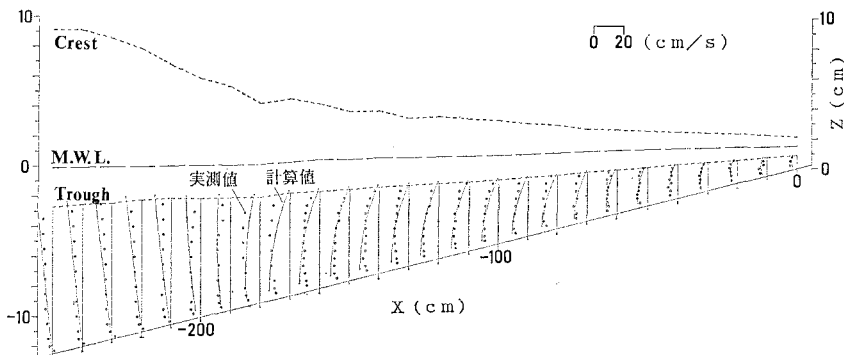


図-8 二次元定常流速の計算値と実測値

surface roller による寄与分 U_r とに分けて考えることができる。surface roller による岸向き質量輸送は、突っ込み点以深で 0, surface roller 発達領域である定数, 汀線で 0 となるパラメーターに波高と波長を乗ずることにより定量的に評価することが可能である。

2) surface roller が発達している領域では, u_i が鉛直方向に変化しないと仮定し底面での境界条件をスリップ条件で与えることにより, 定常流速成分の鉛直分布を評価できる。一方, 砕波点近傍等 surface roller のない領域では, 底面での定常流速を 0 とした方が実測値と良い一致を示す。計算した定常流速成分の二次元分布と実測値とは突っ込み点付近を除けば良い一致を示していると言える。ただし, 上述のパラメーターに乗ずる定数は実測データから定めた。

なお, 本研究は文部省科研費一般 A (No. 60426039, 代表者堀川清司) による研究であることを付記する。

参考文献

- 1) 酒井哲郎・三反畑勇: 砕波による乱れのレイノルズ応力について, 第 30 回海岸工学講演会論文集, pp. 30~34, 1983.
- 2) 磯部雅彦・福田直利・堀川清司: 砕波帯における流速場に関する二次元実験, 第 26 回海岸工学講演会論文集, pp. 41~45, 1979.
- 3) Svendsen, I. A.: Mass flux and undertow in a surf zone, Coastal Eng., Vol. 8, pp. 347~365, 1984.
- 4) 柴山知也・樋口雄一・岡安章夫: バックウォッシュと巻き砕波による砕波帯内流速場の構造, 第 32 回海岸工学講演会論文集, pp. 65~69, 1985.
- 5) 磯部雅彦: 砕波帯付近における底面質量輸送速度に関する研究, 第 29 回海岸工学講演会論文集, pp. 140~144, 1982.