

# 砂れん床近傍での浮遊砂濃度と浮遊漂砂量

川 又 良 一\*

## 1. ま え が き

沖浜帯における波による浮遊砂の鉛直濃度分布に関しては、従来よりいくつかの研究が行なわれている<sup>1),2)</sup>。しかしその多くは基準点濃度や拡散係数の定義にあいまいな点があった。最近沢本らは、砂れん床上の渦によって生じる浮遊砂についての基準点濃度を求める方法を提案し、さらに砂れん上方の乱れの精密な測定結果より拡散係数を求め、浮遊砂の拡散領域での鉛直濃度分布を計算している<sup>3),4)</sup>。しかしながら、これらの研究はいずれも、比較的浮遊砂濃度の低い拡散領域を対象としたものであり、底面近傍のより濃度の高い渦層内の現象を表わすことができない。渦層内の浮遊砂濃度については、砂村らの実験的研究があるが、実験条件が限定されており適用範囲に問題がある<sup>5)</sup>。したがって、渦層内の浮遊砂濃度については明らかになっていないのが現状である。

一方、浮遊漂砂として直接地形変化に結びつく浮遊砂は、砂れん床より直接浮遊状態となった底面近傍のものと考えられる<sup>6),7)</sup>。したがって、浮遊漂砂を考慮した地形変化を考える場合には、渦層内の浮遊砂濃度を定量的に把握する必要がある。

本研究は、従来の浮遊砂に関する研究を参考に、砂れん床近傍での浮遊砂濃度を表わすパラメータを求め、その結果を用いた浮遊漂砂量モデルを提案するものである。

## 2. 渦層内の浮遊砂濃度

渦層内の一周期間平均濃度は、高さ方向に均一に分布せず、底面に近いほど高い値を示す。このことは、従来の研究における底面付近の浮遊砂濃度の測定結果や、筆者の実験結果<sup>8)</sup>より明らかである。したがって、拡散層と同様に渦層内においても、鉛直方向の濃度分布を何等かの形で仮定しなければならない。本研究では、渦層内においても拡散現象と類似の関係があるものとして、従来の拡散理論による鉛直濃度分布が適用できるものと考え、まず基準点濃度を求めた。

### (1) 基準点濃度

基準点濃度を求めるに当って、基準点高さ  $a$  と 1 砂

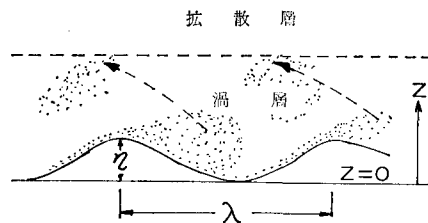


図-1 渦層の模式図

れん長の領域を考える (図-1)。この領域内では浮遊砂は均一に分布するものとして、領域への砂の出入について考察する。沢本らの研究<sup>9)</sup>を参考に、波の一周期間に底面より直接浮遊する砂の量は、底面での一周期間の全掃流砂量に比例するとすれば、

$$q_s^* = \alpha q_b T \quad \dots\dots\dots (1)$$

で表わされる。ここに、 $q_s^*$  は一周期間、単位幅当りに底面より浮遊する砂の体積量、 $q_b$  は一周期平均の単位幅当りの掃流砂の体積量、 $T$  は波の周期、 $\alpha$  は比例定数である。

一方、一周期間に底面に沈降する砂の存在高さは、砂の沈降速度を  $w_s$  とすれば  $w_s T$  で表わされる。したがって、領域内の単位幅当りの浮遊砂粒の個数を  $N$  とすると、底面に沈降する砂粒の個数は  $N w_s T / a$  となり、その体積量は

$$q_s' = \frac{\pi}{6} d^3 N w_s T / a \quad \dots\dots\dots (2)$$

で表わされる。ここに、 $q_s'$  は一周期間に底面に沈降する単位幅当りの砂の体積量、 $d$  は砂の粒径である。浮遊砂濃度が定常状態にあるとすれば  $q_s^* = q_s'$  となるので、領域内の砂粒の全個数は式 (1) と (2) より

$$N = \alpha q_b a \left/ \left( \frac{\pi}{6} d^3 w_s \right) \right.$$

となり、領域内の単位体積当りの水塊に含まれる浮遊砂の体積量  $q_s$  は次式で与えられる。

$$q_s = N \frac{\pi}{6} d^3 / (a \lambda) = \alpha q_b / (w_s \lambda)$$

ここに、 $\lambda$  は砂れんの波長である。これを重量表示に書直すと、

$$C_a = \alpha \rho_s g q_b / (w_s \lambda) \quad \dots\dots\dots (3)$$

となり基準点濃度を表わす。ここに、 $\rho_s$  は砂粒の密度、

$g$  は重力加速度である。

式 (3) の  $q_b$  は、波による砂移動の最大掃流砂量に比例するとして、Madsen・Grant<sup>10)</sup> が掃流漂砂量を求める際に用いた、Brown 型の掃流砂公式をここでも準用する。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} q_b &= \alpha' q_{bm} = \alpha' 40 w_s d \Psi_m^3 \\ \Psi_m &= \tau_{bm} / (\rho g (S-1) d) \\ \tau_{bm} &= f_w \rho u_{bm}^2 / 2 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $q_{bm}$  は波による単位時間、単位幅当りの最大掃流砂量、 $\Psi_m$  は、最大底面剪断力  $\tau_{bm}$  を用いたシールズ数、 $\rho$  は水の密度、 $S$  は砂の比重である。 $f_w$  は Jonsson<sup>11)</sup> の底面摩擦係数で、Nikuradse の相当粗度  $k$  を  $k=d$  として最大水粒子速度  $u_{bm}$  に対して求められる。

## (2) 渦層内の鉛直濃度分布

鉛直濃度分布式としては、波動場での Kajiura<sup>12)</sup> の境界層理論より拡散係数を評価して導びかれた、岸ら<sup>13)</sup> の式 (5) を用いる。

$$\ln \frac{C}{C_a} = - \frac{w_s}{\kappa \alpha^* u_{bm}^*} \ln \frac{z}{a} \dots\dots\dots (5)$$

ここに、 $C$  は底面より高さ  $z$  での浮遊砂濃度で、 $C_a$  は基準点濃度、 $\kappa$  はカルマン定数、 $u_{bm}^*$  は底面摩擦速度の最大値、 $\alpha^*$  は  $u_{bm}^*$  に掛る係数である。

式 (3) に用いた仮定での、浮遊砂が均一に分布している高さは、掃流砂が存在する底面の極く近傍に限られ、また浮遊砂を考える場合には砂れんによる比較的大きな乱れが問題になることなどにより、粗度高さ  $z_0$  を、砂れん高  $\eta$  を用いて Motzfeld<sup>14)</sup> の実験式より  $z_0 = 4\eta/30$  とする。そして基準点高さを  $a = z_0$  として以下の検討を行なう。砂れんのスケールとしては、筆者<sup>15)</sup> および Shibayama ら<sup>16)</sup> の実験の範囲内では図-2 に示すように砂粒径に関係なく砂れん長 ( $\lambda$ ) と砂れん高 ( $\lambda$ ) は共に波による水粒子の軌道半振幅 ( $a_m$ ) にほぼ比例していると考え、

$$\lambda = 1.2 a_m \dots\dots\dots (6)$$

$$\eta = 0.22 a_m \dots\dots\dots (7)$$

で表わす。したがって、基準点高さは式 (8) で示される。

$$a = z_0 = 0.029 a_m \dots\dots\dots (8)$$

式 (3), (4) および (8) を用いて式 (5) を書き直すと式 (9) がえられる。

$$\left. \begin{aligned} C/C_a &= A \gamma \Psi_m^3, \quad C'_a = \rho s g d / a_m, \\ \gamma &= (z/z_0)^{-w_s / \kappa \alpha^* u_{bm}^*} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (9)$$

ここに  $A$  は比例定数である。

$C/C_a$  と  $\Psi_m^3$  の関係を従来の実験結果<sup>17), 18), 19)</sup> を用いて示したものが図-3 である。実験結果の整理には  $\kappa = 0.4$ 、 $u_{bm}^*$  は Nikuradse の相当粗度を  $K = 30 z_0$  として Jonsson<sup>20), 21)</sup> の摩擦係数  $f_w$  を用いて算出した。また  $\alpha^*$  は 1 とした。図-3 に使用した実験は砂れん谷上の  $z \leq 3$  cm の測定結果である。図-3 より  $A$  を約  $6 \times 10^2$  とした場合に式 (9) で実験結果が良く整理される。また  $\alpha^* = 1$  とした場合に、実験値と計算値との良好な一致を得たことより、底面からの砂の浮遊に関しては平均的な流速よりも、最大流速時に生じられる乱れが大きな役割を果たしているといえる。

## (3) 渦層の上限について

図-3 より渦層内の浮存砂の鉛直濃度分布は、式 (9) で表わされる。しかし渦層上端より上方の拡散層に対しては、浮遊形態や乱れの構造が異なるので、式 (9) の適用範囲外であると考えられる。図-4 は筆者<sup>22)</sup> および本間ら<sup>23)</sup> の実験結果と、 $A = 6 \times 10^2$  として式 (9) より計算した浮遊砂の鉛直分布とを比較したものである。計算値は底面より上方に向うに従い実験値より大きな値を示すが、濃度の高い底面付近では両者はほぼ一致している。したがって (9) 式の適用範囲は、浮遊砂が砂れんによって生じた乱れの影響を受ける渦層の上端までと考えることができる。

図-5 は実験値 ( $C_m$ ) と計算値 ( $C_0$ ) の相対誤差 ( $C_0 - C_m$ )/ $C_m$  と  $z/z_0$  の関係を示したものである (図-3 の実験値に加えて  $z > 3$  cm の実験値も含まれる)。図-5 より、 $z/z_0 \leq 15$  までは相対誤差はほぼ  $\pm 1.0$  の範囲にあり、式 (9) が十分適用できると認められる。 $z/z_0 > 15$

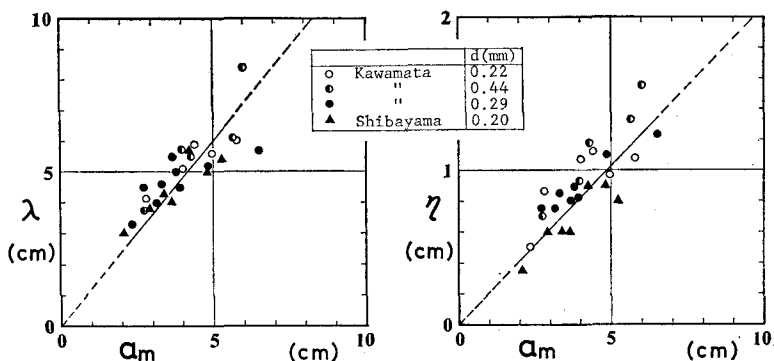


図-2 砂れんのスケールと  $a_m$  の関係

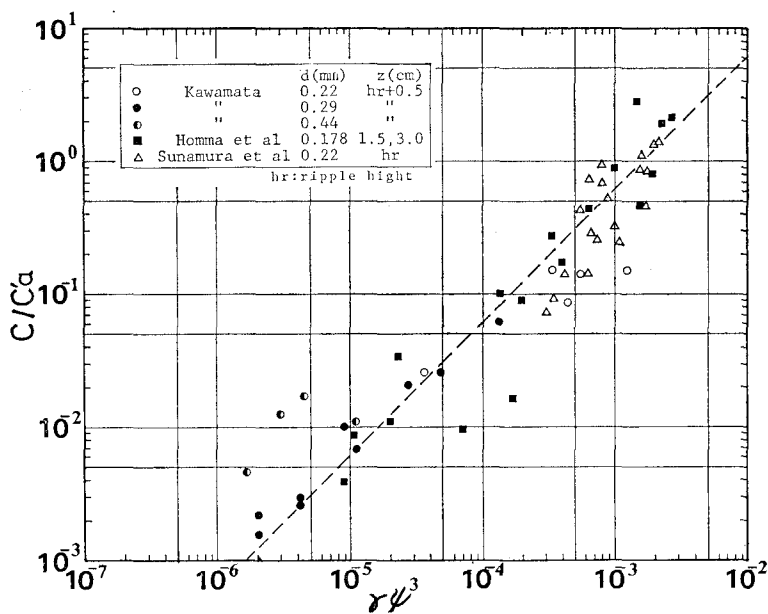


図-3 式(9)と実験値の関係

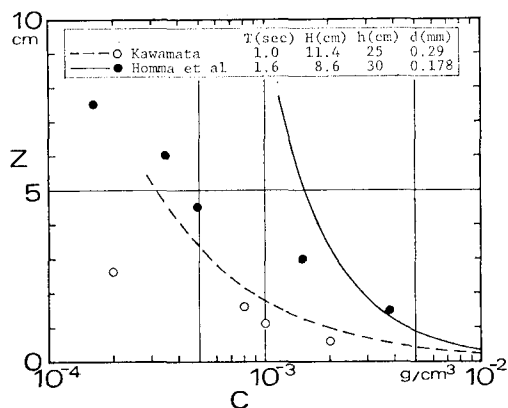
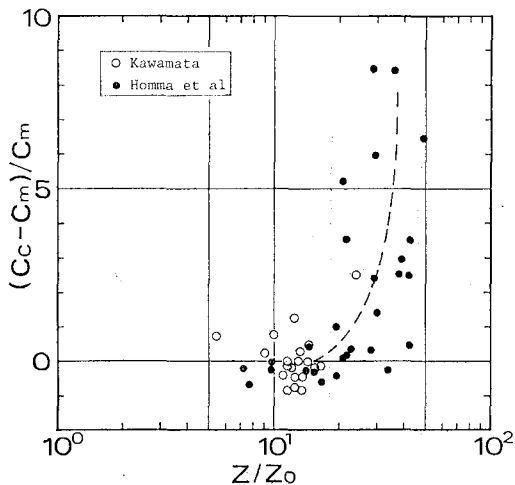


図-4 浮遊砂鉛直濃度分布の実験値と計算値の比較例

図-5 実験値と計算値の相対誤差と  $z/z_0$ 

では相対誤差は急激に大きくなり、底質の浮遊現象が式(9)で表わすことができないことから  $z/z_0 \approx 15$  が渦層の上限と考えられる。この高さは式(7)と(8)より、砂れん高の丁度2倍の高さに相当し、沢本ら<sup>24)</sup>が拡散層の基準点濃度を求めた高さとも一致しているのは興味深い。

### 3. 波による浮遊漂砂量モデル

波による岸沖漂砂量は底質の移動形態によって主に掃流漂砂量と浮遊漂砂量に分けて考えることができる。浮遊漂砂量はさらに拡散層内と渦層内の2つの成分に分けられるが、拡散層での浮遊砂濃度は渦層に比べて小さく、浮遊漂砂量として地形変化に直接結びつくのは渦層内の浮遊砂と考えられる。砂村ら<sup>25)</sup>は、砂れん床上を浮遊状態で移動する砂は水平床面上においては冲向きのものが卓越していることを示した。ここでは式(9)によって計算される渦層内の浮遊砂濃度を用いて冲向浮遊漂砂量の評価を行なうこととした。

漂砂量の評価には、式(10)を用いる。

$$Q_s = C_m z_m v_m \quad (10)$$

ここに、 $Q_s$ は単位時間、単位幅当りの冲向浮遊漂砂量、 $z_m$ は漂砂として移動する浮遊砂の移動高さ、 $C_m$ は底面から  $z_m$  の間での平均浮遊砂濃度、 $v_m$ はその平均移動速度である。

$z_m$  は 2. (2) で示したように渦層の高さがほぼ砂れんの2倍に相当することより、

$$z_m = 2\eta = 0.44a_m \quad (11)$$

とする。浮遊移動する砂は、波の1/4周期の間には波による水粒子の軌道半振幅以上は移動しないことより、浮

遊砂の平均移動速度は式 (12) で表わせる。すなわち、

$$v_m = 4a_m/T = 2u_{bm}/\pi \quad \dots\dots\dots(12)$$

また平均濃度  $C_m$  は式 (9) を用いて、底面よりの高さを  $z=\eta$  として砂れんの高さにおける濃度を用いると、式 (7) と (8) より

$$\left. \begin{aligned} C_m &= 6 \times 10^3 \gamma_m \Psi_m^3 \rho s g d / a_m \\ \gamma_m &= 7.69 - w_s / \kappa \alpha^* u_{bm}^* \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(13)$$

となる。以上の結果を用いた計算結果と砂村ら<sup>26)</sup>の実験結果と比較したのが 図-6 で、図中の実線で与えられる

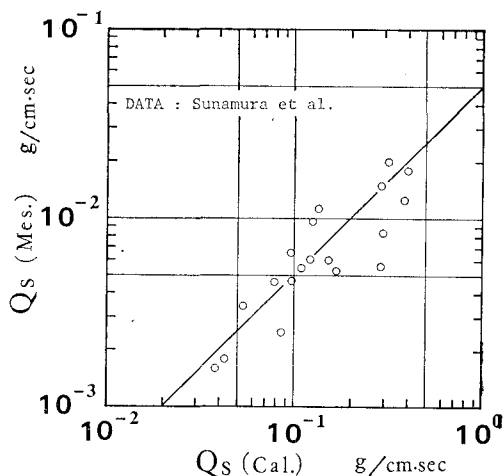


図-6 冲向き浮遊漂砂量の実験値と計算値の比較

$Q_s(\text{Mes.}) = 0.05 Q_s(\text{Cal.})$  の関係がある。したがって、冲向きの浮遊砂量を与える式 (10) は、

$$Q_s = 8.4 \gamma_m \Psi_m^3 \rho s g d u_{bm} \quad \dots\dots\dots(14)$$

となる。しかし浮遊砂はかならずしも沖方向のみに移動するとは限らず、条件によっては全体として岸方向に移動する現象も見られ<sup>27)</sup>、式 (14) の係数には底面勾配の影響や、定常流を含む水粒子速度の非対称性の関数を含むものと考えられる。

岸沖漂砂量については、掃流漂砂量との関連のもとで論じなければならない。ここでは掃流漂砂量式として、Madsen・Grant の型掃流漂砂量式を用いて若干の考察を試みる。

$$Q_b = 12.5 \rho s g d w_s \Psi_m^3 \quad \dots\dots\dots(15)$$

今浮遊漂砂量は冲向き、掃流漂砂量は岸向きに移動する場合の漂砂の卓越方向の判別基準は、式 (16) で与えられる。

$$\frac{Q_b}{Q_s} = 1.5 \frac{w_s}{u_{bm}^*} \left\{ \begin{array}{l} > \dots\dots\text{岸向き} \\ = 1 \dots\dots\text{平衡} \\ < \dots\dots\text{冲向き} \end{array} \right. \quad \dots\dots\dots(16)$$

いま、砂れん上の流れを粗面乱流と仮定すれば、 $f_w = 0.3$  となり<sup>28)</sup>  $u_{bm}^* = 0.39 u_{bm}$  で表わされる。したがって式 (17) は  $w_s/u_{bm}$  のみの関数となる。これは Dean<sup>29)</sup>、

Hattori・Kawamata<sup>30)</sup> が海浜の侵食、堆積を判断する際に用いたパラメータと同じものである。式 (16) において漂砂量が平衡になる条件を計算すると  $w_s/u_{bm} = 0.127$  となるが、このことについては各漂砂量式とともに今後さらに検討する必要がある。

#### 4. あとがき

今まで明らかとなっていなかった砂れん床近傍で浮遊砂の鉛直分布について、渦層内への拡散理論の適用などの大胆な仮定をしたものの、導かれた式 (9) で実験値を十分説明できた。この結果、底面での掃流砂と浮遊砂を結びつけることができた。さらに渦層の上限についても一定の基準を与えることができたと考える。

また渦層内の浮遊砂を用いた冲向き浮遊漂砂量モデルについても、検証に用いた実験条件が限定されているものの、良好な結果を得ることができた。今後漂砂の移動速度等、浮遊、掃流の漂砂量についてさらに検討を加えて、全漂砂量を求める必要がある。さらに現地への適用を考えるに当っては砂れんのスケールや、底質粒径の混合効果等の検討を要する。

本研究を行なうに当たり、終始御指導いただいた中央大学の服部昌太郎教授に感謝いたします。

#### 参 考 文 献

- 堀川清司・渡辺 晃：波運動に伴う乱れと底質の浮遊，第 17 回海講論文集，pp. 229～233，1970。
- 野田英明・岩佐敏博：波による底質の浮遊機構，第 18 回海講論文集，349～353，1971。
- 沢本正樹・山口清一：波によって生じる砂鏈近くの流れのモデル化と浮遊砂濃度の算定法，土木学会論文報告集，第 288 号，pp. 107～113，1979。
- 沢本正樹・山下俊彦・北村 匡：砂鏈上の乱れ強度分布と浮遊砂濃度分布，第 28 回海講論文集，pp. 232～236，1981。
- 砂村継夫・阪東浩造・堀川清司：非対称砂れん上での砂移動機構と漂砂量に関する実験的研究，第 25 回海講論文集，pp. 250～254，1978。
- 前出 5)。
- 野田英明・松原雄平：汀線に直角方向の漂砂，第 25 回海講論文集，pp. 246～249，1978。
- 川又良一：沖浜帯における混合粒径砂の浮遊に関する実験，筑波大学水理実験センター報告，No. 5，pp. 51～56，1981。
- 前出 3)。
- Madsen, O. S. and W. D. Grant: Sediment transport in the coastal environment, Rept. No. 209, Dept. Civil Eng., MIT, 105 p., 1976。
- Jonsson, I. G.: Wave boundary layers and friction factors, Proc. 10th Conf. Coastal Eng., pp. 127～148，1966。
- Kajiura, K.: On the bottom frictional in an oscillatory current, Bull. Earthq. Res. Inst., Vol. 46, pp. 147～173，1966。
- 岸 力・榎 国夫・山崎貞元：波動に依る底質の浮遊，第 20 回年講 (II)，pp. 66-1～66-2，1965。
- Motzfeld, H.: Die turbulente strömung an welligen wanden, Z. angew. Math. u. Mech., 24, pp. 225～

- 253, 1937.
- 15) 前出 8).
- 16) Shibayama, T. and K. Horikawa: Laboratory study on sediment transport mechanism due to wave action, Proc. JSCE, No. 296, pp. 131~141, 1980.
- 17) 前出 8).
- 18) 本間 仁・堀川清司・鹿島遼一: 波による浮遊砂に関する研究, 第 11 回海講論文集, pp. 159~168, 1964.
- 19) 前出 5).
- 20) 前出 11).
- 21) Jonsson, I. G.: Discussion of "Friction factor under oscillatory waves", Proc. ASCE, WW1, pp. 108~109, 1976.
- 22) 前出 8).
- 23) 前出 18).
- 24) 前出 4).
- 25) 前出 5).
- 26) 前出 5).
- 27) 利徳吉彦・渡辺 晃・堀川清司: 二次元海浜変形と岸沖漂砂, 第 28 回海講論文集, pp. 217~221, 1981.
- 28) 前出 21).
- 29) Dean, R. G.: Heuristic models of sand transport in the surf zone, Proc. Eng. Dynamics in the surf zone, pp. 208~214, 1973.
- 30) Hattori, M. and R. Kawamata: Onshore-offshore transport and beach change, Proc. 17th Conf. Coastal Eng., pp. 1175~1193, 1980.
-