

非平衡性および三次元性を考慮した簡易浮遊砂計算法の提案

灘 岡 和 夫*・ 蒲 田 浩 久**・ 八 木 宏***

1. はじめに

沿岸域における浮遊砂は、主として碎波帯内で巻き上げられた底質が海浜流等によって他の地点に移流され沈降するという移動形態をとるため、本質的に浮遊砂量がその地点の水理量のみによって規定されない状態、すなわち非平衡状態にある。その最も典型的な例は、碎波帯内の浮遊砂がリップ・カレント等によって沖浜帯に運ばれ沈降・堆積する現象で、この場合には浮遊砂の非平衡性そのものが現象を規定することになる。

ところである地点での非平衡性の強さは、その底面濃度によって決まる底面沈降フラックスと外力による底質の pick-up 量との不釣り合いの程度に依存する(図-1)。したがって非平衡性を正確に考慮するためには底面濃度の値、ひいては濃度の鉛直分布(三次元性)の情報が必要となる。

このような目的のためには浮遊砂に関する移流拡散方程式を鉛直方向にも差分化して解けばよいが、これは断面二次元問題では可能だが(例えば、細川ら¹⁾)、沿岸域のようなかなりの空間的広がりを有する三次元問題への適用は、記憶容量や計算時間がばく大になってしまい非実用的である。そのため従来は、例えば断面一様の濃度

分布として単純化し解くやり方(例えば、榎木ら²⁾)が使われているが、そうすると上述のことから明らかなように底面の沈降フラックスをかなり過小評価してしまう危険性がある。また入江ら³⁾は、鉛直方向に三層程度に濃度分布を分割することにより取り扱っているが、浮遊砂濃度は通常鉛直方向に大きく変化するので、三層程度の分割ではかなり粗い算定結果となってしまうと考えられる。

そこで本研究では、一種の重み付き残差法の考え方をを用いて、出来るだけ簡単でかつある程度の精度を有する非平衡性及び三次元性を考慮出来る計算法を提案することを試みた。

2. 簡易計算法の概要

(1) 基礎方程式ならびに境界条件

浮遊砂に関する問題は、一般的に時間平均濃度 $\bar{C}$ (ここでは以下、見やすくするため $\bar{C}$ をとる) に関する下記の方程式を、与えられた境界条件ならびに初期条件のもとで解くことによって求めることが出来る。

$$\begin{aligned} \frac{\partial C}{\partial t} + U \frac{\partial C}{\partial x} + V \frac{\partial C}{\partial y} + W \frac{\partial C}{\partial z} \\ = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial C}{\partial y} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial C}{\partial z} \right) + W_f \frac{\partial C}{\partial z} \quad \dots\dots\dots (1) \end{aligned}$$

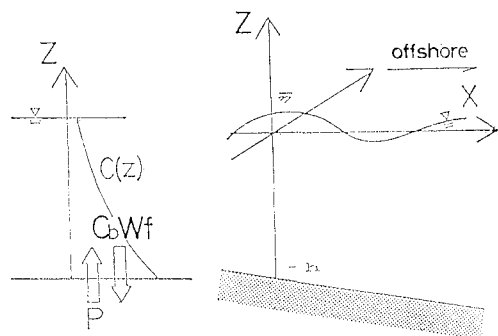
ここに、 K_x, K_y, K_z : x, y, z 方向(図-1 参照)の拡散係数、 U, V, W : x, y, z 方向の流速、 W_f : 沈降速度。

次に境界条件であるが、水面($z=\bar{\eta}$)では、水面を横切る濃度フラックスがゼロという条件、すなわち

$$\begin{aligned} K_x \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{\bar{\eta}} - K_x \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - K_y \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} \\ + W_f C_{\bar{\eta}} = 0 \quad \dots\dots\dots (2) \end{aligned}$$

となる。一方底面($z=-h$)では、いくつかの設定方法が考えられるが(例えば、岡部⁴⁾)、ここでは、その中で最も物理性が高いと考えられる次式を採用する。

$$\begin{aligned} P = -K_z \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{-h} - K_x \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} - K_y \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} \\ \dots\dots\dots (3) \end{aligned}$$



$P = C_b \cdot W_f$: equilibrium
 $P \neq C_b \cdot W_f$: non-equilibrium

図-1 座標軸および非平衡性について

* 正会員 工博 東京工業大学助教授 工学部土木工学科

** 東京工業大学大学院 土木工学専攻

*** 正会員 工修 東京工業大学助手 工学部土木工学科

ここで P は、いわゆる pick-up rate で、対象とする地点の水理量によって規定される外部変数である。 P の与え方としては、平衡状態での沈降フラックス ($C_{be} \cdot W_f$) が pick-up 量に釣り合うことより、平衡底面濃度 C_{be} に関する従来のさまざまな評価方法を利用し $P = C_{be} \cdot W_f$ として算定することが出来る。(ただし、この考え方の妥当性については多少問題があるようである(岡部⁴⁾。)

(2) 簡易計算法

浮遊砂の非平衡性の取扱いについては、河川工学の分野ですでにいくつかの研究が行われてきている。ここで目指している簡易計算法に関しても、例えば最近、黒木ら⁵⁾ が次式の非平衡浮遊砂濃度分布式を提案している。

$$C(\zeta) = C_{be} \cdot \exp(-R\zeta) + R(C_b - C_{be})\zeta \cdot \exp\{-(R+1)\zeta\} \quad \dots (4)$$

ここに、 $\zeta = (h+z)/h$ 、 $R = W_f \cdot h/K_z$ 、 C_b : 底面濃度である。この式は、第二項によってきわめて簡単な形で浮遊砂の非平衡性を表したものであるが、 z 方向に時間遅れを持たない形(すなわち底面での非平衡性 ($C_b - C_{be}$) の影響が瞬時に全断面に伝わる形)となっているため、例えば、平衡状態 ($C_b = C_{be}$) から pick-up 量を急にゼロにしたとき、第二項が急に現れ C が全断面で急増するといった不合理な結果をもたらすことになる。そこでここでは全く別のアプローチにより新たな簡易計算法を作成することを試みた。

まず、非平衡状態においても濃度の鉛直分布形が指数分布形からそれほどはずれることはないという従来の経験的事実を利用し、上記の三次元移流拡散方程式の解の形として次式を仮定する。

$$C(x, y, z, t) = C_b(x, y, t) \cdot \exp(-A(x, y, t) \cdot (h+z)/(h+\bar{\eta})) \quad \dots (5)$$

そして、この C 分布形が断面全体にわたってなるべく基礎式を満足するようにすることを考える。

こうすることにより、 $C(x, y, z, t)$ をもとめる三次元問題を、底面濃度 $C_b(x, y, t)$ と形状パラメータ $A(x, y, t)$ の二つを未知数とする(準)三次元問題に置き換えることが出来る。もちろん実際の分布形は、もっと細かく見ればこの分布形から多少はずれてくる。例えば、水平床で pick-up 量ゼロの状態では $\partial C/\partial z = 0$ ($z = -h$) であるから、底面のごく近傍で指数分布からはずれすることは明らかである。しかし実際上の多くの場合においては、任意の z での濃度の値を局所的に全て正確に見積る必要はなく、非平衡性を十分表現しうる程度に鉛直分布の情報が組み込めればよい。その意味で、ここでは最も簡単でしかも実際の分布形に近いと考えられる指数分布を採用した。(複雑な分布形を仮定しても同様の考え方で定式化できる。その場合は、未知パラメータの数が増えるだけである。)

ところで、ある仮定した分布形が対象とする区間(ここでは $-h \leq z \leq \bar{\eta}$) 全体で基礎式をできるだけ満足するにしようとするというここでの目的は、いわゆる重み付き残差法の考え方そのものに他ならない。そこでここでは、式(5)の中の未知パラメータを重み付き残差法の考え方をを用いて決定した。

いまの場合、直接対象となる未知変数は C_b と A の2つであるが、これに対して基礎式は式(1)の1つだけである。そこでいま、重み関数を1、 C にとってそれをそれぞれ式(1)にかけあわせ、 $z = -h$ から $\bar{\eta}$ まで積分し、その残差をゼロとおけば、次の2つの方程式を得ることができる。

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\bar{\eta}} C dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} C U dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} C V dz \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} K_x \frac{\partial C}{\partial x} dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} K_y \frac{\partial C}{\partial y} dz \\ & \quad - K_x \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - K_y \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} + K_z \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{\bar{\eta}} \\ & \quad + C_{\bar{\eta}} W_f + \left(-K_z \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{-h} - K_x \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} \right. \\ & \quad \left. - K_y \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} \right) - C_{-h} W_f \quad \dots (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \left[\frac{\partial}{\partial t} \int_{-h}^{\bar{\eta}} C^2 dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} C^2 U dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} C^2 V dz \right] \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{\bar{\eta}} K_x C \frac{\partial C}{\partial x} dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_{-h}^{\bar{\eta}} K_y C \frac{\partial C}{\partial y} dz \\ & \quad - \int_{-h}^{\bar{\eta}} K_x \left(\frac{\partial C}{\partial x} \right)^2 dz - \int_{-h}^{\bar{\eta}} K_y \left(\frac{\partial C}{\partial y} \right)^2 dz \\ & \quad - \int_{-h}^{\bar{\eta}} K_z \left(\frac{\partial C}{\partial z} \right)^2 dz - \frac{1}{2} W_f (C_{\bar{\eta}}^2 + C_{-h}^2) \\ & \quad + C_{\bar{\eta}} \left(-K_x \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial x} - K_y \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{\bar{\eta}} \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial y} \right. \\ & \quad \left. + K_z \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{\bar{\eta}} + C_{\bar{\eta}} W_f \right) \\ & \quad + C_{-h} \left(-K_x \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{-h} \frac{\partial h}{\partial x} - K_y \frac{\partial C}{\partial y} \Big|_{-h} \frac{\partial h}{\partial y} \right. \\ & \quad \left. - K_z \frac{\partial C}{\partial z} \Big|_{-h} \right) \quad \dots (7) \end{aligned}$$

ここで、上式中の _____ の部分は、水表面の境界条件式(2)によってゼロであり、_____ の部分は底面境界条件式(3)によって pick-up 量 P となる。これらの境界条件を代入し、さらに、 C の分布形式(5)を代入すると、いくらかの演算の後に、 C_b 、 A に関する次の連立偏微分方程式を最終的に得ることができる。(なお、ここでは P をあくまで外部より与えるべき量としており、式(5)の z に関する微係数を用いて $P = K_z \partial C / \partial z$ ($z = -h$) のような形で与えているわけではないことに注意されたい。)

$$\begin{aligned}
& S_1 \cdot C_{bt} - Q_1 \cdot A_t + S_1 \cdot U \cdot C_{bx} - Q_1 \cdot U \cdot A_x + S_1 \cdot V \cdot C_{by} \\
& - Q_1 \cdot V \cdot A_y - ((h+\bar{\eta}) \cdot U)_x \cdot R_1 - ((h+\bar{\eta}) \cdot V)_y \cdot R_1 \\
& = K_x \cdot T_1x + K_y \cdot T_1y + GHx \cdot h_x + GHy \cdot h_y \\
& + FHx \cdot \bar{\eta}_x + FHy \cdot \bar{\eta}_y + P - C_b \cdot W_f \dots\dots\dots (8) \\
& S_2 \cdot C_{bt} - Q_2 \cdot A_t + S_2 \cdot U \cdot C_{bx} - Q_2 \cdot U \cdot A_x + S_2 \cdot V \cdot C_{by} \\
& - Q_2 \cdot V \cdot A_y - ((h+\bar{\eta}) \cdot U)_x \cdot R_2 - ((h+\bar{\eta}) \cdot V)_y \cdot R_2 \\
& = K_x \cdot T_2x + K_y \cdot T_2y + C_b \cdot GHx \cdot h_x \\
& + C_b \cdot GHy \cdot h_y + C_b \cdot FHx \cdot \bar{\eta}_x \cdot EA_1 \\
& + C_b \cdot FHy \cdot \bar{\eta}_y \cdot EA_1 + P \cdot C_b \\
& - C_b^2 \cdot W_f / 2 \cdot (EA_2 + 1) \\
& + C_b^2 \cdot A / 2 \cdot (h+\bar{\eta}) \cdot K_2 \cdot (EA_2 - 1) \dots\dots\dots (9)
\end{aligned}$$

ここに,

$$\begin{aligned}
EA_1 &= \exp(-A) \\
EA_2 &= \exp(-2A) \\
S_1 &= -(h+\bar{\eta})/A \cdot (EA_1 - 1) \\
Q_1 &= -C_b \cdot (h+\bar{\eta}) \cdot \{EA_1/A + (EA_1 - 1)/A^2\} \\
R_1 &= C_b/A \cdot (EA_1 - 1) \\
S_2 &= -C_b \cdot (h+\bar{\eta})/2A \cdot (EA_2 - 1) \\
Q_2 &= -C_b^2 \cdot (h+\bar{\eta}) \cdot \{EA_2/2A + (EA_2 - 1)/4A^2\} \\
R_2 &= C_b^2 \cdot (EA_2 - 1)/4A \\
GHx &= (C_{bx} - C_b \cdot A \cdot h_x/(h+\bar{\eta})) \cdot K_x \\
GHy &= (C_{by} - C_b \cdot A \cdot h_y/(h+\bar{\eta})) \cdot K_y \\
FHx &= (C_{bx} - C_b \cdot A_x - C_b \cdot A \cdot h_x/(h+\bar{\eta})) \\
& + C_b \cdot A \cdot (h+\bar{\eta})_x/(h+\bar{\eta}) \cdot EA_1 \cdot K_x \\
FHy &= (C_{by} - C_b \cdot A_y - C_b \cdot A \cdot h_y/(h+\bar{\eta})) \\
& + C_b \cdot A \cdot (h+\bar{\eta})_y/(h+\bar{\eta}) \cdot EA_1 \cdot K_y \\
T_1x &= (C_{bxx} - 2C_b \cdot A_x \cdot h_x/(h+\bar{\eta})) \\
& - 2A \cdot h_x \cdot C_{bx}/(h+\bar{\eta}) - C_b \cdot A \cdot h_{xx}/(h+\bar{\eta}) \\
& + C_b \cdot A^2 \cdot (h_x)^2/(h+\bar{\eta})^2 \\
& + 2C_b \cdot A \cdot h_x \cdot (h+\bar{\eta})_x/(h+\bar{\eta})^2 \cdot M_1 \\
& + (2C_b \cdot A_x \cdot (h+\bar{\eta})_x/(h+\bar{\eta})^2 \\
& + 2C_{bx} \cdot A \cdot (h+\bar{\eta})_x/(h+\bar{\eta})^2 \\
& - 2C_b \cdot A^2 \cdot h_x \cdot (h+\bar{\eta})_x/(h+\bar{\eta})^3 \\
& + 2C_b \cdot A \cdot A_x \cdot h_x/(h+\bar{\eta})^2 - 2C_{bx} \cdot A_x/(h+\bar{\eta}) \\
& + C_b \cdot A \cdot (h+\bar{\eta})_{xx}/(h+\bar{\eta})^2 - C_b \cdot A_{xx}/(h+\bar{\eta}) \\
& - 2((h+\bar{\eta})_x)^2 \cdot C_b \cdot A/(h+\bar{\eta})^3 \cdot M_2 \\
& + (-2C_b \cdot A \cdot A_x \cdot (h+\bar{\eta})_x/(h+\bar{\eta})^3 \\
& + C_b \cdot A^2 \cdot ((h+\bar{\eta})_x)^2 / \\
& (h+\bar{\eta})^4 + C_b \cdot A_x^2/(h+\bar{\eta})^2) \cdot M_3 \\
M_1 &= S_1 \\
M_2 &= -(h+\bar{\eta})^2 \cdot \{EA_1/A + (EA_1 - 1)/A^2\} \\
M_3 &= -(h+\bar{\eta})^3/A \cdot (EA_1 + 2EA_1/A + 2(EA_1 - 1)/A^2) \\
N_1 &= S_2 \\
N_2 &= -C_b \cdot (h+\bar{\eta})^2 \cdot \{EA_2/2A + (EA_2 - 1)/4A^2\} \\
N_3 &= -C_b \cdot (h+\bar{\eta})^3/A \cdot (EA_2/2 + EA_2/2A \\
& + (EA_2 - 1)/4A^2)
\end{aligned}$$

T_1y は, 上記の T_1x において x の微分を y の微分に換えることで求めることができる。また T_2x , T_2y につ

いては, T_1x と T_1y において M_1 , M_2 , M_3 をそれぞれ N_1 , N_2 , N_3 に換えることによって求められる。ただし拡散係数以外の F_x 等の記号は, x による偏微分を意味する。なお, 式(8), (9)の導出にあたっては, 簡単のため移流速度 U , V ならびに拡散係数 K_x , K_y , K_z は断面一様 (z に無関係) としており, K_x と K_y の空間微分項は省略してある。

よって, これを通常の差分法によって解けば, C_b , A が求まり $C(x, y, z, t)$ を算定できることになる。

3. 鉛直一次元問題での理論及び実験値との比較

この簡易計算法の妥当性を検証するために, まず鉛直一次元問題に本方法を適用し, Dobbins⁹⁾ による理論解ならびに実験値との比較を試みた。対象としたのは, ある平衡状態 (pick-up 量=沈降フラックス) から pick-up 量を急激に減らし (初期 pick-up 量の 30%), 次の平衡状態になるまでの減衰過程 (ケース1, pick-up 量<沈降フラックス) と, 初期濃度が0の状態から, 底面での pick-up を急に与えることによって底質が上方に拡散されていく過程 (ケース2, pick-up 量>沈降フラックス)

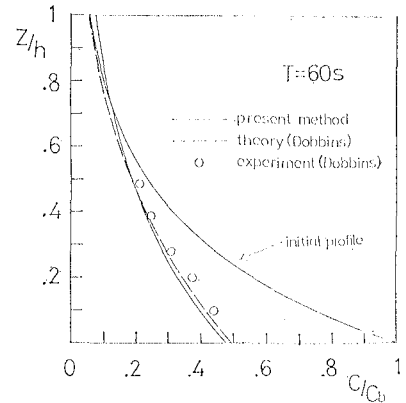


図-2 ケース1の計算結果

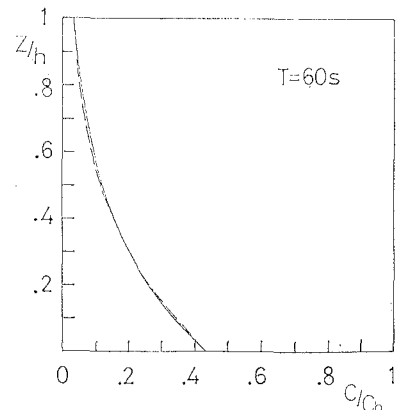


図-3 ケース2の計算結果

の2ケースである。結果をそれぞれ図-2と図-3に示す(計算条件は、 $h=45.2$ cm, $W_f=0.264$ cm/s, $K_z=4.14$ cm²/s) ただし横軸と縦軸の値は、それぞれ前者の初期平衡状態の底面濃度ならびに水深で正規化してある。これを見ると、本方法が未知数2つのきわめて簡単なものであるにもかかわらず、計算値は理論値及び実験値(ただし図-3に関しては実験値がなかった)とほぼ一致していることが分かる。

さらに、本方法では常微分方程式を解くことになるので直接的な差分法に比べて計算時間がかかり短くてすむこと、また差分法ほど時間きざみ Dt の取り方に計算精度が影響を受けないことも併せて確認されている。

4. 沿岸域(三次元問題)への適用

ここでは、三次元問題として沿岸域の浮遊砂問題に適用してみた。手順としては、まず海浜流の基礎式を解いて流れ場を決定し、その流れ場に対して、主に砕波帯内で浮遊砂の pick-up を与える条件で計算を実行した。

(1) 計算条件

表-1と表-2にそれぞれ海浜流と浮遊砂の計算条件を示す。なお、この中の拡散係数や pick-up 量等に関しては、それ自身が大きな研究課題であることから、こ

表-1 海浜流の計算条件

計算領域	: 岸沖(x)方向240 m, 沿岸(y)方向100 m.
格子間隔	: $Dx=Dy=5$ m.
海底勾配	: 1/50.
入射波	: 沖側端で $H(m)=1-0.3\cos(x\pi/100)$, $T=3.0$ s, 直角入射.
水平拡散係数	: Longuet-Higginsの式($K_x=K_y=0.01\times\sqrt{gh}$)を用いてほぼ砕波線まで場加させ、その外は一定値とした。
境界条件	: 岸側端で $U=0$, 沖側端で $\partial\eta/\partial x=0$, 沿岸方向には周期境界条件を用いた。
差分スキーム	: ADI法.

表-2 浮遊砂の計算条件

水平拡散係数	: 表-1と同じ
鉛直拡散係数	: 砕波帯内は、灘岡ら ⁷⁾ の砕波の効果を取り入れた式を用い、砕波帯外では $K_z=0.16\cdot v\cdot h$ (Bijkerの式)とした。
pick-up量	: $P=C_{be}\cdot W_f$, C_{be} は、Lane-Kalinske ⁸⁾ の式中の底面摩擦速度に波による軌道流速の効果を加えて用いた。
沈降速度	: $W_f=0.01$ m/s.
境界条件	: C_b , A の沿岸方向の境界条件は $\partial C_b/\partial y=0$, $\partial A/\partial y=0$ とし、岸沖方向は、岸で濃度0, 沖で $\partial C_b/\partial y=0$, $\partial A/\partial x=0$ とした。
差分スキーム	: 時間項を前進差分, 移流項を風上差分, 拡散項を中央差分で表し、解法としては陽解法を用いた。

(2) 計算結果および考察

図-4に定常状態に達した後の海浜流の計算結果、図

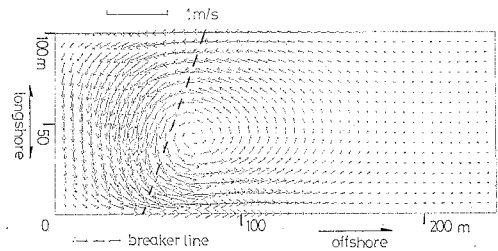


図-4 海浜流の計算結果

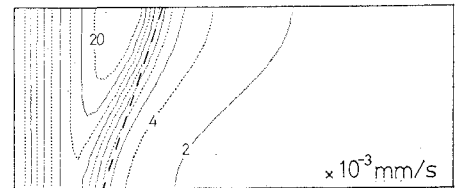


図-5 与えた pick-up 量の分布

では多分に便宜的な与え方となっている。また、本計算では、地形変化の海浜流への影響は考慮していない。図-5に pick-up 量の分布を示す。

次に浮遊砂の計算であるが、ここでは、本計算法と従来の計算方法を比較するために、本計算法を含めて次の3つの方法で計算してみた。

(a) 本計算法

$$\frac{\partial h}{\partial t} = P - C_b \cdot W_f$$

(b) 平衡状態での浮遊砂濃度分布に基づいた局所的平衡漂砂量公式による通常の方法

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y}$$

$$q_x = C_b(K_z/W_f)(1 - \exp(-K_z/W_f \cdot h))U$$

$$q_y = C_b(K_z/W_f)(1 - \exp(-K_z/W_f \cdot h))V$$

(c) 断面一様濃度分布として基礎式を二次元化した非平衡計算法

$$\frac{\partial h}{\partial t} = P - C_m \cdot W_f$$

C_m : 断面平均濃度

このうち(b)に関しては平衡計算なので空間的にすぐもとめられるが、(a)、(c)については $Dt=0.1$ s として断面平均浮遊砂濃度分布がほぼ定常状態になるまで計算した。

図-6から図-8までは、それぞれ(a)、(b)、(c)の方法による計算結果を水深変化量($-dh/dt$)の形で示したものである。(a)と(c)については、ほぼ定常状態に達した後の値)

まず、本計算法の結果を見ると、離岸流によって砕波帯内から沖側へ浮遊砂が移流されることにより、相当沖まで堆積領域が延びていることがわかる。これに対して(b)の局所的漂砂量公式による方法では、(a)に比較

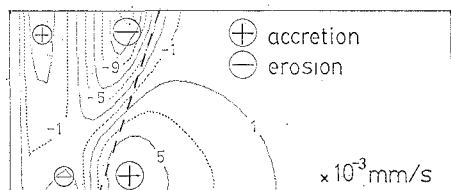


図-6 本計算法による $-dh/dt$ の計算結果

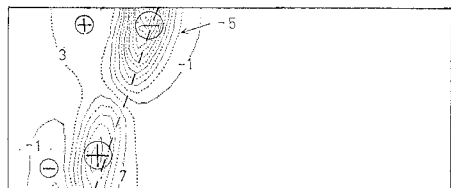


図-7 局所的漂砂量公式による計算結果

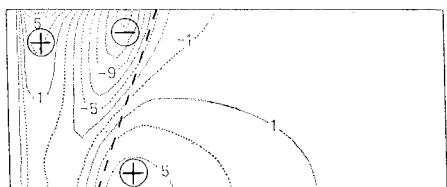


図-8 断面一様にした場合の非平衡計算の結果

してほとんど沖へ移流されず、堆積及び侵食の中心が碎波線に沿っており、その値も大きいことが分かる。これは、碎波点付近で浮遊砂濃度のコントラストが最も大きくなるため、平衡性を仮定するやり方では不可避な現象である。次に(c)の断面一様濃度分布とした方法との比較であるが、この場合は同じ非平衡計算なので移流沈降過程が表現されているものの、逆に本計算法に比べより沖側まで堆積領域が現われていることがわかる。また、碎波帯内においても岸側への移流が強く現れ、岸側での堆積量がかかなり多くなっている。これは、冒頭で述べたように断面濃度を一様にしたために底面濃度を小さ

く見積ってしまい、その結果沈降フラックスが小さく算定され、同時に、水平フラックスが過大評価されたことによる。

5. おわりに

重み付き残差法の考え方をを用いることにより非平衡性及び三次元性を考慮出来る簡易計算法を提案した。また実際の適用例を示すことを通して、碎波帯及びその周辺域の浮遊砂の取り扱いにおいて、非平衡性及び三次元性を考慮することの重要性を具体的に明らかにした。

なおここでは、水平流速を断面一様として取り扱ったがこの簡易計算法と同様な考え方をいれれば流速についても三次元性を考慮出来ると考えられる。この点については別の機会に発表する予定である。

最後に、本研究が、文部省科学研究費一般(c)(代表：灘岡)の補助を受けて行ったものであることを付記し謝意を表します。

参考文献

- 1) 細川恭史・田中則男・久高将信・佐藤勝弘： トレンチ内に堆積する浮泥量の予測手法と現地への適用例，第33回海岸工学講演会論文集，pp. 312～316，1986。
- 2) 榎木 亨・李 宗燮・出口一郎： 河口周辺の海浜流及び地形変動に関する研究，第31回海岸工学講演会論文集，pp. 411～415，1984。
- 3) 入江 功・栗山善昭： 底質の移流・沈降過程を入れた航路・港湾埋没の予測，港研報告，Vol. 24，No. 2，pp. 157～204，1985。
- 4) 岡部健士： 貯水池における堆砂過程とその予測に関する基礎的研究，京都大学学位論文，1982。
- 5) 黒木幹男・史 亜傑・岸 力： 非平衡浮遊砂理論とその応用，第32回水理講演会論文集，pp. 407～411，1988。
- 6) Dobbins, W. E.: Effect of turbulence on sedimentation, Trans. ASCE, Vol. 105, 1944.
- 7) 灘岡和夫・広瀬文人： 碎波の物理過程に基づいた碎波帯内の拡散係数のモデル化，第33回海岸工学講演会論文集，pp. 26～30，1986。
- 8) 土木学会編： 水理公式集，pp. 227