

# 大陸棚上における乱泥流による海底峡谷の初期形成について

東北大学大学院 学生会員 山口健治  
北海道大学大学院 正会員 泉 典洋

## 1. はじめに

海底の大陸棚周辺部には平行に一定間隔で並んだ無数の溪谷群が形成されており、これらの溪谷群の主な成因として乱泥流が考えられている。乱泥流というのは、海底面を流下する高濃度の浮遊土砂を含んだ密度流のことである。Fig. 1 のように乱泥流が海底を流下するとき、底面からの土砂の巻き上げを行い海底面を侵食する。このとき海底面は大きく侵食されることになり、乱泥流は海底峡谷の成因となる可能性がある<sup>1),2)</sup>。流れによる侵食が流下に従って増大する場合、上に凸の形状が上流側に後退するような侵食面(自己保存型斜面)が形成されることがある。そしてその形状は任意ではなく、乱泥流の侵食速度などのパラメータの値によって決定される。本研究はこの自己保存型斜面形状を仮定し、乱泥流を定式化する。そして線形安定解析の手法を用いて溪谷群の形成間隔について理論的に考察する。

## 2. モデルおよび定式化

### 2.1 乱泥流の支配方程式

Fig. 1 に示すように大陸棚上を流下する乱泥流を二次元的に考える。すると原点における値によって無次元化された運動方程式は以下ようになる。

$$\alpha \frac{\partial U h}{\partial t} + \frac{\partial U^2 h}{\partial x} + \frac{\partial U V h}{\partial x} = -\frac{1}{2} h^2 \frac{\partial C}{\partial x} - C h \frac{\partial h}{\partial x} - C h \frac{\partial \eta}{\partial x} + C h \sigma - (U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}} U \quad (1)$$

$$\alpha \frac{\partial V h}{\partial t} + \frac{\partial U V h}{\partial x} + \frac{\partial V^2 h}{\partial y} = -\frac{1}{2} h^2 \frac{\partial C}{\partial y} - C h \frac{\partial h}{\partial y} - C h \frac{\partial \eta}{\partial y} - (U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}} V \quad (2)$$

ここで  $x$  および  $y$  はそれぞれ流下方向および横断方向座標、 $t$  は時間、 $U$  および  $V$  はそれぞれ層厚方向に平均した  $x$  および  $y$  方向の流速成分、 $h$  は乱泥流の層厚、 $C$  は層厚方向に平均した浮遊砂濃度、 $\eta$  は大陸棚上流の一樣勾配斜面を基準にしたときの底面高さである。

水の連続式および土砂の移流方程式は次式で表せる。

$$\alpha \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial U h}{\partial x} + \frac{\partial V h}{\partial y} = e_w (U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

$$\alpha \beta \frac{\partial C h}{\partial t} + \beta h \left( \frac{\partial U C}{\partial x} + \frac{\partial V C}{\partial y} \right) = \gamma (U^2 + V^2) \quad (4)$$

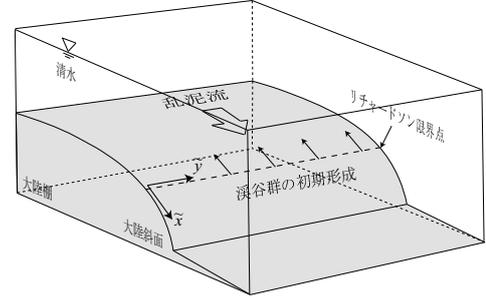


Fig.1 大陸棚とその上を流下する乱泥流の概念図。

ここで  $e_w$  は水の連行係数である。底面上における底質粒子の連続式は次式で表せる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = C - \gamma (U^2 + V^2) \quad (5)$$

ここで  $\sigma$  は大陸棚上流方向遠点における正規化された斜面勾配、 $\beta$  はリチャードソン限界点における乱泥流の浮遊性能を表すパラメータ、 $\gamma$  はリチャードソン限界点における侵食速度と堆積速度の比である。

### 2.2 一次元基本状態

流れが横断方向に一樣だと仮定し、 $V$  を無視すると式(1)-(5)は次のようになる。

$$U \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{h}{2} \frac{\partial C}{\partial x} - C \frac{\partial h}{\partial x} - C \frac{\partial \eta}{\partial x} + C \sigma - \frac{U^2}{h} \quad (6)$$

$$\frac{\partial U h}{\partial x} = e_w U, \quad \beta C h \frac{\partial U}{\partial x} + \beta U \frac{\partial C h}{\partial x} = \gamma U^2 - C \quad (7a, b)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial x} = C - \gamma U^2 \quad (8)$$

形状を維持しながら上流方向に一定速度  $f$  で移動する解を求めるために、次のような座標変換を用いる。

$$x^* = x + ft, \quad t^* = t \quad (9a, b)$$

ここで  $f$  は侵食面の移動速度である。座標変換(9)を代入し、時間  $t^*$  に依存する項を落とし、さらに簡略化のために  $*$  を落とす。いま、上流方向のある点 ( $x = L$ ) において浮遊砂濃度および層厚の変化量が0となる擬似的な等流状態を仮定する。すると解析区間の終点における境界条件は以下ようになる。

$$\gamma \sigma - h^{-1} - p(qh + \gamma h^2)^{-1} = 0 \quad \text{at } x = L \quad (10a)$$

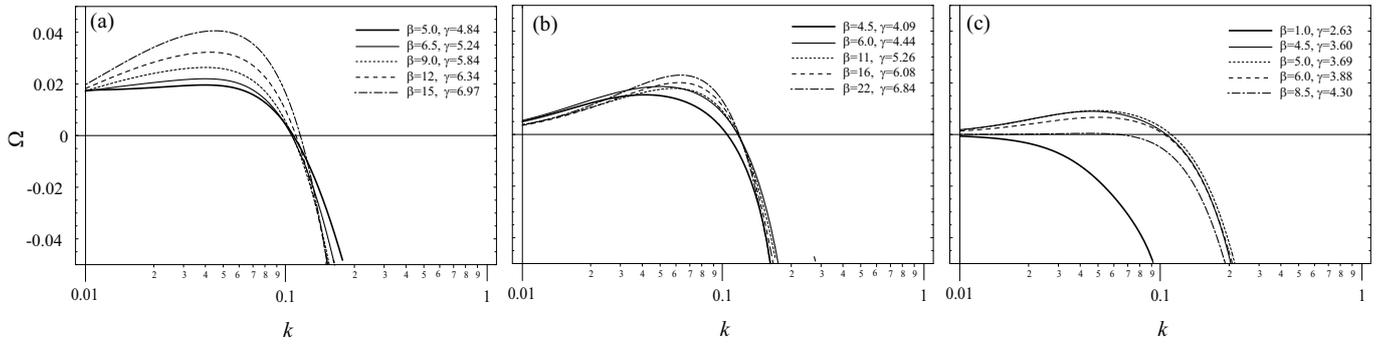


Fig.2 基本状態に与えた擾乱の発達率  $\Omega$  の波数  $k$  による変化 (a)  $\sigma=0.01$  (b)  $\sigma=0.05$  (c)  $\sigma=0.1$ .

$$\gamma U^2 - C = 0 \quad \text{at} \quad x = L \quad (10b)$$

また、支配方程式は各変数の原点における値によって無次元化されているため、原点における境界条件は次のようになる。

$$U = C = h = 1 \quad \text{at} \quad x = 0 \quad (11)$$

上式の境界条件において式 (1)-(5) を解き、モデルの一次元基本解を求める。

### 3. 線形安定解析

前項の一次元基本解に対して横断方向 ( $y$  方向) に次のような擾乱を与える。

$$(U, C, h, \eta) = (U_0(x), C_0(x), h_0(x), \eta_0(x)) + a(U_1(x), C_1(x), h_1(x), \eta_1(x)) e^{\Omega t} \cos ky \quad (12)$$

$$V = aV_1(x) e^{\Omega t} \sin ky \quad (13)$$

ここで下付きの 0 は前項で求めた一次元基本解、 $a$  は摂動の振幅であり線形安定解析では微小であるとみなせる。 $\Omega$  および  $k$  はそれぞれ擾乱の発達率および波数である。 $\Omega > 0$  となるときに流れは擾乱に対して不安定となり、初期段階の渓谷群は発達することになる。ここで原点から上流方向遠点において摂動が消滅すると仮定すると上流方向遠点における境界条件は以下ようになる。

$$U_1 = V_1 = C_1 = h_1 = \eta_1 = 0 \quad \text{at} \quad x = L \quad (14)$$

式 (12) および (13) を式 (1)-(5) に代入し  $O(a)$  で整理すると原点では正則条件が要求され、次式で表せる。

$$\begin{aligned} & \left[ 2\beta^{-1} + e_w + 2f\beta^{-1}\gamma - 4f\gamma - f(C'_0 + 2h'_0 - 2U'_0) \right] U_1 \\ & - kV_1 + \left[ f^{-1} - \frac{\beta^{-1}}{2} - e_w - \sigma + h'_0 + \eta'_0 \right] C_1 \\ & - \left[ e_w + 1 + U'_0 \right] h_1 - f^{-1}\Omega\eta_1 = 0 \quad (15) \end{aligned}$$

支配方程式を式 (14) および (15) において解く。ここでは Chebyshev 多項式展開を用いたスペクトル法によって擾乱の発達率  $\Omega$  の値を求める。

### 4. 結果と考察

Fig. 2 は (a) に斜面勾配  $\sigma = 0.01$ , (b) に  $\sigma = 0.05$ , (c) に  $\sigma = 0.1$  としたときの  $k$  および  $\gamma$  による擾乱の発達率  $\Omega$  の変化を示したものである。いずれの  $\beta$  および  $\gamma$  の値についても前述の一次元基本状態における境界を満たすように選択してある。図によると  $\Omega$  は一般に次のような特徴を有していることが分かる。擾乱の波数  $k=0.01 \sim 0.1$  において  $\Omega$  は正の領域を増加し、 $k$  の値が 0.1 を超えると  $\Omega$  は負の領域を減少する。また、いずれのグラフにおいても  $\Omega$  が最大となる卓越波数が存在する。卓越波数の値は Fig. 2(a) では  $k=0.5$ , (b) では  $k=0.7$ , (c) では  $k=0.8$  程度となる。大陸棚上流の正規化された斜面勾配  $\sigma$  の値が大きいケースほど、卓越波数が大きくなる傾向があるということが分かる。また、いずれのケースについても  $\beta$  および  $\gamma$  の値の違いによる卓越波数の変化は小さいという結果となった。

ここで擾乱の波数  $k$  と波長の次元量  $\tilde{\lambda}$  には次のような関係がある。

$$\tilde{\lambda} = \frac{2\pi\tilde{H}_c}{c_D k} \quad (16)$$

これによれば渓谷群の初期形成間隔は限界水深の 800 ~ 1300 倍程度であるという結果が得られた。

### 5. 結論

自己保存型斜面上の上に形成される海底渓谷について、乱泥流を定式化し上流において擬似的な等流解を求め、線形安定解析を行った。これによれば、卓越波数は大陸棚の斜面勾配の増大によって大きくなることが分かった。そして渓谷群の初期形成間隔は限界水深の 800 ~ 1300 倍程度であるという結果が得られた。

#### 参考文献

- 1) Parker, G. Fukushima, Y., and Pantin, H. M.: Self-accelerating turbidity currents, *J. Fluid Mech.*, Vol. 171, pp. 145–181, 1986.
- 2) 泉 典洋: 乱泥流による海底渓谷の形成理論, 土木学会論文集, No.712/ -60, pp. 45–46, 2002.