

任意形状を有する大陸棚の乱泥流による海底渓谷形成機構

The Formation of Submarine Gullies on Continental Shelves with Arbitrary Shapes by Turbidity Currents

山口健治*・泉 典洋**

Kenji YAMAGUCHI and Norihiro IZUMI

*学生会員 東北大学大学院工学研究科土木工学専攻 (〒 980-8579 仙台市青葉区荒巻字青葉 06)

**正会員 PhD 北海道大学教授 大学院工学研究科環境フィールド工学専攻 (〒 060-8628 札幌市北区北 13 条)

Patterns of parallel submarine gullies with regular transverse spacing are observed at continental margins. These gullies are thought to be formed by turbidity currents. In this study, the existing model is extended to more general cases in which the slope profile is arbitrary and the entrainment of fresh seawater cannot be neglected. A linear stability analysis is performed with the use of the layer-averaged momentum and continuity equations of turbidity currents, a dispersion equation of suspended sediment, and the Exner equation extended for the seabed subject to erosion and deposition due to turbidity currents. The analysis shows that the dominant spacing of submarine gullies on slopes with arbitrary shapes is of the order of 800-1600 times the Richardson-critical layer thickness of turbidity currents.

Key Words : turbidity current, Richardson-critical point, continental shelves, continental slopes, submarine canyon, linear stability analysis

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ガリ群が形成されており、陸上に形成される溪谷に非常に良く似た幾何学的形状を有していることが分かっている¹⁾。このガリ群の主な成因として乱泥流が考えられている。2003 年 9 月の十勝沖地震の際、海洋研究開発機構 (JAMSTEC) の海底ステーションにおいて乱泥流が観測され、その後の調査によってステーションの下流において乱泥流によって運ばれた泥の堆積が確認された²⁾。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。この乱泥流は海底面を流下するとき底面からの土砂の巻き上げや底面への土砂の堆積、上層からの水の連行によってその浮遊土砂濃度を変化させる。浮遊土砂濃度が増加すると自重の流下方向成分が増減するために、乱泥流は海底面上を加速もしくは減速しながら流れるという特性を持っている。流下に伴って底面からの土砂の巻き上げが底面への土砂の堆積量を上回る場合、乱泥流は継続的に加速することが分かっている³⁾。このとき海底面は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^{3),4)}。

乱泥流が流動する大陸縁辺部は勾配の緩やかな大陸棚 (勾配 0.001 程度) とその沖側に続く比較的勾配の急な大陸斜面 (勾配 0.025 程度) で構成されている⁵⁾。図-1 はその大陸縁辺部と、その上を流下する乱泥流の様子を概念的に表したものである。海底峡谷が大陸棚から大陸斜面に亘って形成されていることを考えれば、

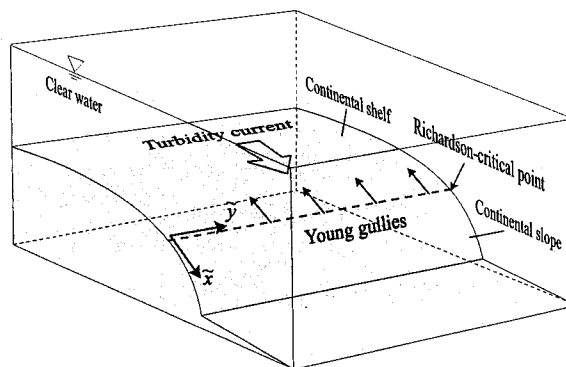


図-1 大陸縁辺部とその上を流下する乱泥流の概念図。

乱泥流は大陸棚上で発生した後、大陸棚上を流下して、さらに下流の大陸斜面上を流下していることになる。起伏のないまっさらな大陸棚上に乱泥流が流れると、その侵食作用によって流れの横断方向 (y 方向) に固有の間隔を持つガリ群が形成される。さらにその上を乱泥流が流れることによって、ガリ群はより大きな溪谷群へと発達していく。

海底峡谷の形成仮定をモデル化した既存の研究⁴⁾では、一定の形状を保ちながら上流側へ後退する保存型の斜面が仮定され、また上層からの海水の連行も無視されていた。本研究では任意の断面形を有する大陸棚 (ただし横断方向には水平) を仮定し、上層からの水の連行を考慮に入れ、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乱泥流による海底峡谷の初期形成機構について理論的に検証する。

ここで e_w は乱泥流が上層の海水を連行する際の連行係数である。この連行係数について Parker ら³⁾は次の実験式を提案している。

$$e_w = \frac{p}{q + Ri} \quad (7)$$

ここで p および q は経験的に得られるパラメータで、それぞれ $p=0.001531$, $q=0.0204$ とする。浮遊土砂の移流方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial \tilde{C} \tilde{h}}{\partial \tilde{t}} + \frac{\partial \tilde{U} \tilde{C} \tilde{h}}{\partial \tilde{x}} + \frac{\partial \tilde{V} \tilde{C} \tilde{h}}{\partial \tilde{y}} = v_s (E - D) \quad (8)$$

ここで E および D はそれぞれ底質の無次元巻上げ速度および堆積速度である。巻き上げ速度 E について Garcia ら⁷⁾は底面の摩擦速度が大きくなると、浮遊砂濃度が 0.3 の一定値に漸近するような次式を提案している。

$$E_s = \frac{AZ_u^5}{1 + \frac{A}{0.3} Z_u^5}, \quad (9a)$$

$$Z_u = \frac{u^*}{v_s} R_p^n, \quad R_p = \frac{\sqrt{RgD_s D_s}}{\nu} \quad (9b, c)$$

ここで v_s は浮遊砂の沈降速度、 u^* は摩擦速度、 D_s は浮遊砂の粒径、 ν は動粘性係数、 A および n は実験から得られる係数であり、それぞれ 1×10^{-7} および 0.6 である。これらの結果は擬似的な乱泥流に関する実験から得られたものであり、本研究においても底面の巻き上げ速度はこの式を用いることにする。堆積速度 D は次式で表せる。

$$D = r_0 \tilde{C}, \quad r_0 = \frac{\tilde{c}_b}{\tilde{C}} \quad (10a, b)$$

ここで $\tilde{c}_b$ は底面付近における浮遊粒子濃度である。また r_0 は底面近傍と層平均した浮遊砂濃度の比であり、Parker ら³⁾によれば、1.6 の定数で近似することができる。ここでもこの定数 1.6 を用いる。

底面上における底質粒子の連続式は次式で表せる。

$$(1 - \lambda_p) \frac{\partial \tilde{\eta}}{\partial \tilde{t}} = v_s (D - E) \quad (11)$$

ここで λ_p は空隙率である。

3.2 無次元化および正規化

次のような無次元化および正規化を導入する。

$$(\tilde{U}, \tilde{V}) = \tilde{U}_c (U, V), \quad (\tilde{x}, \tilde{y}) = \frac{\tilde{H}_c}{c_D} (x, y), \quad (12a, b)$$

$$\tilde{C} = \tilde{C}_c C, \quad (\tilde{H}, \tilde{\eta}) = \tilde{H}_c (h, \eta), \quad (12c, d)$$

$$E = E_c \frac{(1 + \phi \beta^5) U^5}{1 + \phi \beta^5 U^5}, \quad D = D_c C, \quad (12e, f)$$

$$\tilde{t} = \left[\frac{(1 - \lambda_p) \tilde{H}_c}{v_s D_c} \right] t \quad (12g)$$

ただし、

$$\phi = \frac{A}{0.3} \left(\frac{r_0}{\sqrt{c_D}} R_p^n \right)^5 \quad (13)$$

ここで下付きの c はリチャードソン限界点における各変数の値を表す。これらの無次元化および正規化を用いると式 (4)-(11) は次のように書き直される。

$$\alpha \frac{\partial U h}{\partial t} + \frac{\partial U^2 h}{\partial x} + \frac{\partial UV h}{\partial x} = -\frac{1}{2} h^2 \frac{\partial C}{\partial x} - Ch \frac{\partial h}{\partial x} - Ch \frac{\partial \eta}{\partial x} + Ch \sigma - (U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}} U \quad (14)$$

$$\alpha \frac{\partial V h}{\partial t} + \frac{\partial UV h}{\partial x} + \frac{\partial V^2 h}{\partial y} = -\frac{1}{2} h^2 \frac{\partial C}{\partial y} - Ch \frac{\partial h}{\partial y} - Ch \frac{\partial \eta}{\partial y} - (U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}} V \quad (15)$$

$$\alpha \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial U h}{\partial x} + \frac{\partial V h}{\partial y} = e_w (U^2 + V^2)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

$$\alpha \beta \frac{\partial Ch}{\partial t} + \beta \left(\frac{\partial U Ch}{\partial x} + \frac{\partial V Ch}{\partial y} \right) = \gamma \frac{(1 + \phi \beta^5) (U^2 + V^2)^{\frac{5}{2}}}{1 + \phi \beta^5 (U^2 + V^2)^{\frac{5}{2}}} - C \quad (17)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = C - \gamma \frac{(1 + \phi \beta^5) (U^2 + V^2)^{\frac{5}{2}}}{1 + \phi \beta^5 (U^2 + V^2)^{\frac{5}{2}}} \quad (18)$$

ここで σ は大陸棚上流方向遠点における正規化された斜面勾配、 α は流れおよび斜面形状変化の時間スケールの比、 β 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、 γ 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。各無次元パラメータは以下のように表せる。

$$\sigma = \frac{S}{c_D}, \quad \alpha = \frac{v_s D_c}{(1 - \lambda_p) c_D \tilde{U}_c}, \quad (19a, b)$$

$$\beta = \frac{c_D \tilde{U}_c \tilde{C}_c}{v_s D_c}, \quad \gamma = \frac{E_c}{D_c} \quad (19c, d)$$

一旦発生した乱泥流はかなり長時間に亘って継続することが観測によって確認されている⁸⁾。そこで本研究において乱泥流の流れを定常とみなし、式 (14)-(17) の非定常項を無視する。ただし、式 (18) の非定常項は流れ自体の時間変化ではなく、斜面形状の時間変化を示しているため残すことにする。

4. 一次元基本解

4.1 支配方程式

乱泥流の流れの流下方向成分のみを考え、 V を無視すると式 (14)-(17) は次のようになる。

$$\frac{\partial U^2 h}{\partial x} = -\frac{h^2}{2} \frac{\partial C}{\partial x} - Ch \frac{\partial h}{\partial x} - Ch \frac{\partial \eta}{\partial x} + Ch \sigma - U |U| \quad (20)$$

$$\frac{\partial U h}{\partial x} = e_w U \quad (21)$$

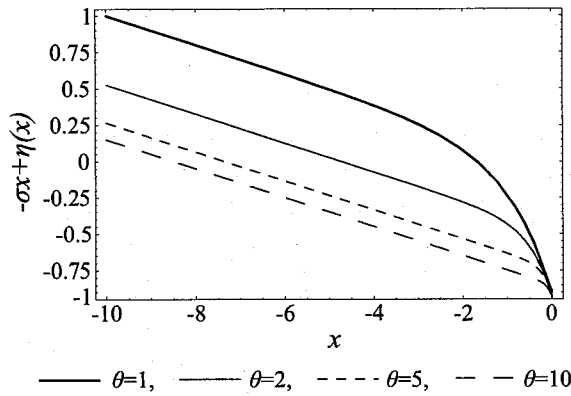


図-3 基準からの実際の底面高さ, $\sigma=0.1$.

$$\beta \frac{\partial UCh}{\partial x} = \gamma \frac{(1 + \phi\beta^5) U^5}{1 + \phi\beta^5 U^5} - C \quad (22)$$

次に基本状態における大陸棚の斜面形状を決定する。斜面勾配が大陸棚上流の一定勾配 σ に漸近すると仮定し、原点からの底面高さ η を次式で表す。

$$\eta = \frac{1}{\theta} \left(\sigma - \frac{S_c}{c_D} \right) e^{\theta x} \quad (23)$$

ここで θ は斜面形状の曲率を表すパラメータ, S_c はリチャードソン限界点における斜面勾配である。この式(23)と式(3)より次の式が得られる。

$$S_c = c_D \quad (24)$$

図-3 は基準からの実際の底面高さを表す $-\sigma x + \eta$ の流下方向変位を示したものである。曲率 θ を 1, 2, 5, 10 とした 4 つのケースについて示した。これによれば θ が小さくなると、リチャードソン限界点における曲率半径は大きくなることが分かる。

式(20)–(22)を解くためには 3 つの境界条件が要求される。前述したようにリチャードソン限界点に原点を取り、 U, C , および h はそこでの値によって無次元化されているので次式が成り立つ。

$$U = 1, \quad C = 1, \quad h = 1 \quad \text{at} \quad x = 0 \quad (25)$$

4.2 結果と考察

支配方程式(20)–(22)を式(25)の境界条件の下原点から上流方向に積分した結果得られた U, C, η , および $\eta+h$ の流下方向変位すなわち一次元基本解を図-4に示す。(a) および (b), (c) はそれぞれ $(\sigma, \beta, \gamma) = (0.1, 1.0, 3.0)$ および $(0.1, 1, 6.0)$, $(0.17, 1, 6.0)$ としたケースである。これらの結果は乱泥流の大陸棚上での挙動を表している。

図-4(a)を見ると、流速は流下とともに減少し原点付近の斜面勾配の変化によって急激に増加している。浮遊砂濃度に関しても流下とともに減少し原点付近において急激に増加している。また、層厚は流下とともに

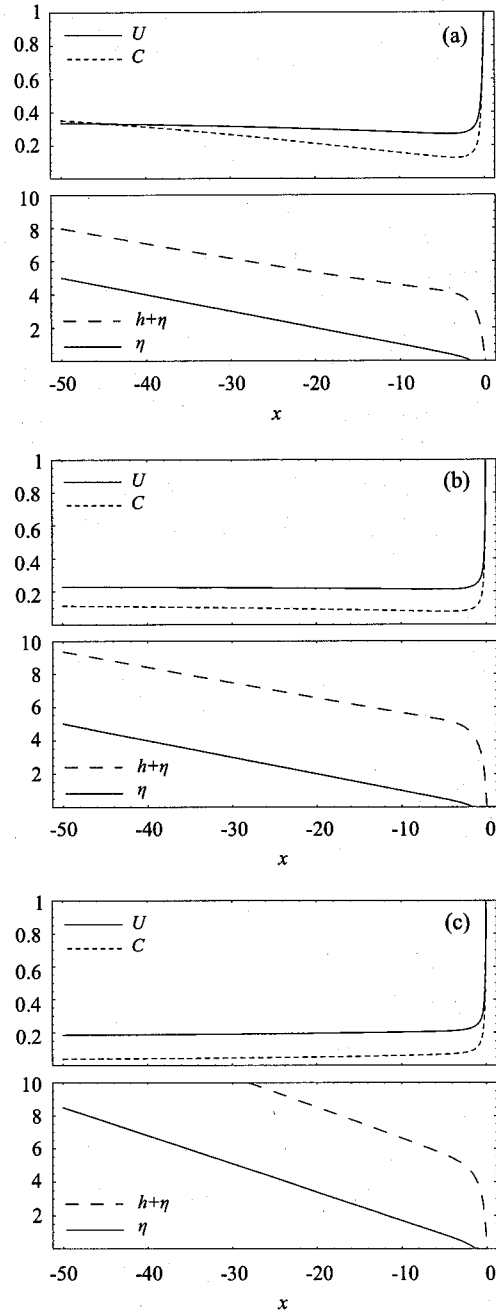


図-4 一次元基本解 (a) $\sigma = 0.1, \beta = 1.0, \gamma = 3.0$, (b) $\sigma = 0.1, \beta = 1.0, \gamma = 6.0$, (c) $\sigma = 0.17, \beta = 1.0, \gamma = 6.0$.

緩やかに増加し原点付近において急激に減少するという結果が得られた。

図-4(b)を見ると、流速、浮遊砂濃度および層厚は原点付近の斜面勾配の変化によって急激な変化を見せているものの、上流方向遠点においてはほぼ一定である。つまりこのケースについては擬似的な等流状態が成立しているといえる。

図-4(c)を見ると、流速および浮遊砂濃度は流下とともに緩やかに増加し原点付近の勾配の変化によって急激に増加している。層厚は流下とともに緩やかに

増加し原点付近において急激に減少する。また、これらのケースにおいても上流方向遠点では各変数の値はほぼ一定である。

5. 線形安定解析

5.1 摂動展開

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。

$$U = U_0(x) + aU_1(x)e^{\Omega t} \cos ky \quad (26a)$$

$$V = aV_1(x)e^{\Omega t} \sin ky \quad (26b)$$

$$C = C_0(x) + aC_1(x)e^{\Omega t} \cos ky \quad (26c)$$

$$h = h_0(x) + ah_1(x)e^{\Omega t} \cos ky \quad (26d)$$

$$\eta = \eta_0(x) + a\eta_1(x)e^{\Omega t} \cos ky \quad (26e)$$

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の手法では微小であるとみなせる。 Ω 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, 初期段階のガリ群は発達することになる。

これらの摂動を式 (14)–(18) に代入し, $O(a)$ で整理すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} & 2h_0U_0'U_1 + 2U_0U_0'h_1 + 2U_0h_0\frac{dU_1}{dx} + 2U_0h_0'U_1 \\ & + (U_0^2 + C_0h_0)\frac{dh_1}{dx} + kU_0h_0V_1 + \frac{1}{2}h_0^2\frac{dC_1}{dx} \\ & + h_0C_0'h_1 + C_0h_0'h_1 + h_0h_0'C_1 \\ & + C_0\eta_0'C_1 + C_0h_0\frac{d\eta_1}{dx} \\ & - (h_0C_1 + C_0h_1)\sigma + 2U_0U_1 = 0 \quad (27) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & h_0U_0'V_1 + U_0h_0\frac{dV_1}{dx} + U_0h_0'V_1 - \frac{k}{2}h_0^2C_1 \\ & + kC_0h_0h_1 - kC_0h_0\eta_1 + U_0V_1 = 0 \quad (28) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{qU_0^2(qU_0^2U_1 + 3C_0h_0U_1 - U_0h_0C_1 - U_0C_0h_0)}{c_D(qU_0^2 + C_0h_0)^2} \\ & + (U_0 + h_0)\frac{dh_1}{dx} + h_0'U_1 + U_0'h_1 + kh_0V_1 = 0 \quad (29) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \beta(h_0C_0' + C_0h_0')U_1 - \frac{5(\phi\beta^5 + 1)\gamma U_0^4 U_1}{(1 + \phi\beta^5 U_0^5)^2} \\ & + \beta C_0h_0\frac{dU_1}{dx} + k\beta C_0h_0V_1 + \beta(U_0h_0' + h_0U_0')C_1 \\ & + \beta h_0U_0\frac{dC_1}{dx} + \beta(U_0C_0' + C_0U_0')h_1 \\ & + \beta U_0C_0\frac{dh_1}{dx} = 0 \quad (30) \end{aligned}$$

$$\frac{5(\phi\beta^5 + 1)\gamma U_0^4 U_1}{(1 + \phi\beta^5 U_0^5)^2} - C_1 + \Omega\eta_1 = 0 \quad (31)$$

ここで' はそれぞれ x による全微分を表す。

5.2 境界条件および解法

リチャードソン限界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。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。

$$U_1 = V_1 = C_1 = h_1 = \eta_1 = 0 \quad \text{as } x \rightarrow -\infty \quad (32)$$

ただし, 数値計算においては $-\infty$ を十分に大きい x の値によって近似する。ここでは $x = -50$ を用いることとする。

方程式 (27)–(31) を境界条件 (32) の下で解く為に, Chebyshev 多項式展開を用いたスペクトルコロケーション法を採用する。Chebyshev 多項式展開を導入する前に, 変数 x を Chebyshev 多項式の変数である ξ に変換する必要がある。 x および ξ の定義域はそれぞれ $[-50, 0]$ および $[-1, 1]$ であるので, x は次のように変換される。

$$x = -25(\xi + 1) \quad (-1 \leq \xi \leq 1) \quad (33)$$

U_1, V_1, C_1, h_1 , および η_1 を Chebyshev 多項式展開を用いて次のように展開する。

$$\begin{aligned} f_j(\xi) &= \sum_{i=0}^{N-1} a_{ij}T_i(\xi) = \sum_{i=0}^{N-1} a_{ij}T_i\left(-\frac{1}{25}x - 1\right) \\ &\quad (j = 1, 2, \dots, 5) \quad (34) \end{aligned}$$

ここで f_j ($j = 1, 2, \dots, 5$) はそれぞれ U_1, V_1, C_1, h_1 および η_1 であり, T_i および $a_{j,i}$ は Chebyshev 多項式展開における i 番目の項およびその係数, N は Chebyshev 多項式の項数である。変数 ξ のコロケーションポイントを次に表す。

$$\xi_i = \cos\left(\frac{i\pi}{N}\right) \quad (i = 0, 1, \dots, N) \quad (35)$$

式 (34) を式 (27)–(31) および (32) に代入し, この点において整理すると次式が得られる。

$$\mathbf{A}\bar{\mathbf{u}} = \Omega\mathbf{B}\bar{\mathbf{u}}$$

$$\bar{\mathbf{u}} = [a_{1,0}, \dots, a_{1,N-1}, a_{2,0}, \dots, a_{5,N-1}]^T \quad (36)$$

ここで $\mathbf{A}$ および $\mathbf{B}$ は $5N \times 5N$ の行列であり, 上式は Ω を固有値とする一般化固有値問題を構成している。この式 (36) を解くことによって擾乱の発達率 Ω の値を得る。ここで Ω は次のように表すことができる。

$$\Omega = \Omega(k; \beta, \gamma, \theta, \sigma) \quad (37)$$

本研究では斜面形状の曲率に関する無次元パラメータ θ を変化させることによって, 大陸棚の形状を任意形状に拡大する。

6. 結果と考察

6.1 擾乱の発達率に関する考察

図-5(a) および (b), (c), (d) はそれぞれ $\gamma=4.0$ および 5.0, 6.0, 7.0 とした場合の k および θ による擾乱の発達率 Ω の変化を示したものである。図によると Ω は一般に次のような特徴を有していることが分かる。

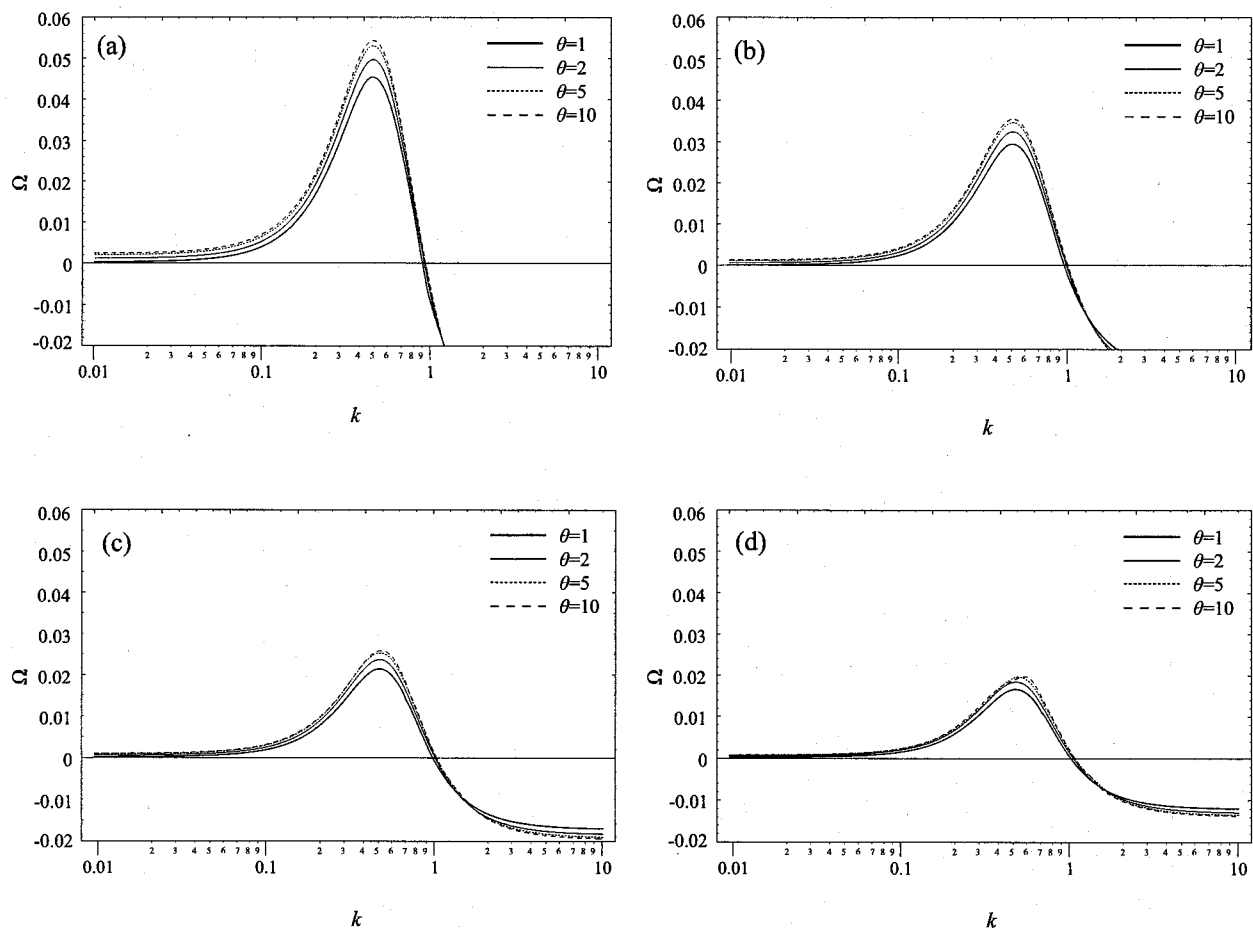


図-5 擾乱の発達率 Ω の k および γ , θ による変化. $\beta=1.0$, $\sigma=0.1$, (a) $\gamma=4.0$, (b) $\gamma=5.0$, (c) $\gamma=6.0$, (d) $\gamma=7.0$.

擾乱の波数 $k \rightarrow 0$ の極限において Ω は 0 に漸近する。そして k が大きくなると Ω は正の領域を増加し最大値をとる。さらに k が大きくなると Ω は減少し、 k がおよそ 1.0 を超えると Ω は負の値をとる。いずれのケースについても斜面勾配の曲率 θ の値が大きくなると Ω の値は大きくなる傾向がある。ただし、 θ の変化によって Ω が最大となる卓越波数の値には変化は見られず、その値は 0.4 から 0.6 程度となるという結果が得られた。

これら四つの図を比較すると次のことが明らかとなった。 γ の値が大きくなると Ω の値は小さくなる。つまりリチャードソン限界点における侵食速度が大きいと擾乱の発達率は小さくなる。ただし、擾乱の卓越波数は γ の値によってほとんど変化しないという結果が得られた。

図-6(a) は $\sigma=0.5$ および $\beta=0.1$, $\gamma=4.0$ とした場合の k および θ による擾乱の発達率 Ω の変化を示したものである。これによれば θ が大きくなると Ω は小さくなる傾向にある。また、 Ω が最大となる卓越波数が存在し、その値は θ の値に関わらず 0.5 から 0.7 程度となる。図-6(b) は $\sigma=0.5$ および $\beta=0.1$, $\theta=1.0$ とした場合の k および θ による擾乱の発達率 Ω の変化を示した図である。この図から γ の値が大きくなると Ω が小

さくなる様子が分かる。また、 Ω が最大となる卓越波数が存在し、その値は 0.5 から 0.8 程度となる。そして卓越波数は γ の変化にあまり影響を受けないことが分かった。以上の結果より一般に大陸棚の正規化された斜面勾配 σ の値が大きいほうが卓越波数が大きくなるという結果が得られた。

図-7(a) および (b) はそれぞれ一次元基本解に与えた擾乱が発達する場合および減衰する場合における摂動量の流下方向分布を示す。いずれのケースについても $\beta=1.0$ および $\gamma=4.0$, $\theta=1.0$ であり、(a) では $k=0.4$, (b) では $k=1.5$ とした。これによると各変数の摂動量は上流方向において 0 に漸近している様子が見られる。(a) と (b) を比較すると擾乱の発達する (a) のケースではより上流まで摂動が存在していることが分かる。つまり (a) のケースにおいては流下方向により広範囲に亘って底面の侵食が生じることになる。

6.2 海底溪谷の初期形成間隔について

本研究によって得られる初期溪谷群発生の波数特性を整理すると次のようになる。一般に波数が 1 以下の領域において擾乱が発達し、海底溪谷群の初期形成が起こりうる。擾乱の発達率が最大となるピークが存在し、

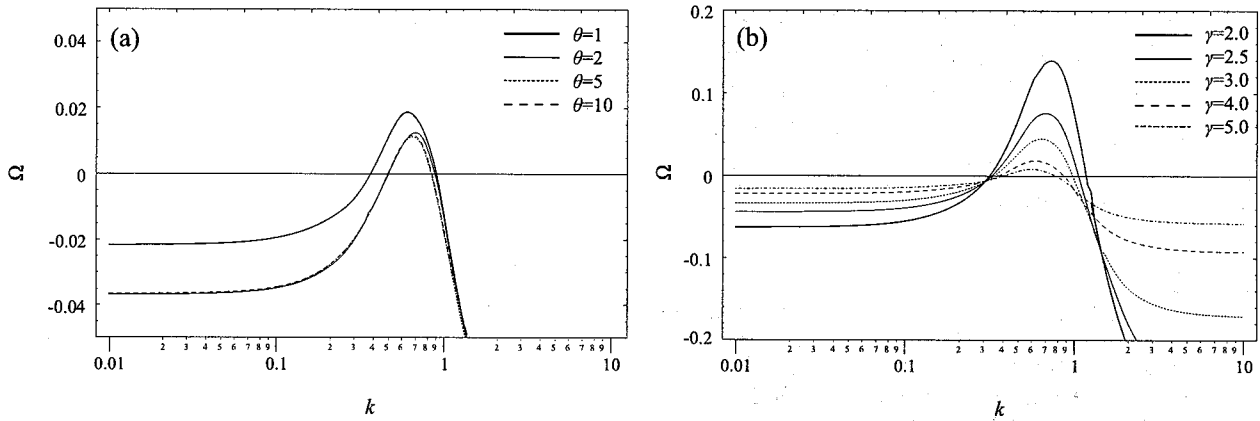


図-6 擾乱の発達率 Ω の k および γ , θ による変化. $\beta=0.1$, $\sigma=0.5$, (a) $\gamma=4.0$, (b) $\theta=1.0$.

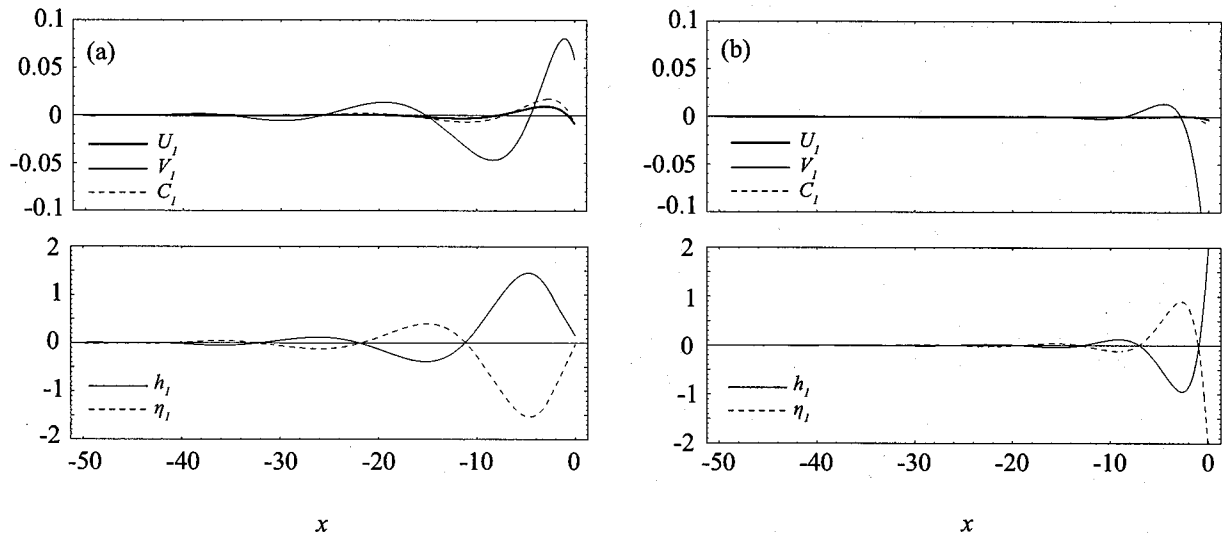


図-7 摂動量の流下方向分布. $\beta=1.0$, $\sigma=0.1$, $\theta=1.0$, (a) $k=0.4$, (b) $k=1.5$.

そのときの卓越波数は斜面形状の曲率や原点における侵食速度と堆積速度の比にあまり影響を受けず、その値は0.4から0.8程度となる。ただし、大陸棚上流の一定勾配が大きくなると卓越波数は若干大きくなる傾向にある。

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。

$$\tilde{\lambda} = \frac{2\pi\tilde{H}_c}{c_D k} \quad (38)$$

前述したように底面の抵抗係数は平均して0.01のオーダーをとる。したがって波数に関する前述の結果は、波長がリチャードソン限界水深の約600倍より大きい擾乱のみが発達し、卓越波長はリチャードソン限界水深の800倍から1600倍程度であることを意味している。そしてこの結果が溪谷群の初期形成間隔を表している。

観測によると形成間もない海底溪谷の最上流部における間隔は数百mから数kmであることが分かっている⁹⁾。それに対して本研究の理論によれば、大陸棚に

発生するガリの間隔はリチャードソン限界水深の800倍から1600倍程度になる。観測によってリチャードソン限界水深の値が0.1から1mのオーダーであることが予測されることから、海底溪谷の初期形成間隔は80から1600mであるという結果が得られる。この理論値は実測値とよく適合していると言える。

7. 結論

任意の形状を有する大陸棚上に乱泥流によって形成される海底溪谷について線形安定解析の手法を用いてその初期形成機構を理論的に説明した。その際、底面からの乱泥流層内への土砂の巻上げだけでなく、上層からの海水の連行も考慮に入れた。

理論によれば、大陸棚上にはリチャードソン限界水深の800倍から1600倍程度の間隔でガリが形成されることが分かった。そしてこの値は限界点における侵食速度や斜面形状の曲率にあまり影響を受けないという

結果が得られた。ただし、大陸棚上流の一定勾配の値が大きくなるとガリの形成間隔は小さくなる傾向にある。リチャードソン限界水深が0.1から1mのオーダーであるとする、ガリの初期形成間隔は80から1600mということになり、観測されている値とよく適合しているという結果が得られた。

参考文献

- 1) McGregor, B. A.: The submerged continental margin. *American Scientist*, Vol. 72, pp. 275-281, 1984.
- 2) 三ヶ田均, 松本浩幸, 大塚梨代: 巨大地震を待ち受けるケーブル式海底観測網。日本地震学会広報誌ないふる, 第44号 pp. 4-5, 2004.
- 3) Parker, G., Fukushima, Y., and Pantin, H. M.: Self-accelerating turbidity currents, *J. Fluid Mech*, Vol. 171, pp. 145-181, 1986.
- 4) 泉 典洋: 乱泥流による海底溪谷の形成理論, 土木学会論文集, No.712/ -60, pp. 45-46, 2002.
- 5) Heezen, B. C., Tharp, M., and Ewing, M.: The North Atlantic: The floor of the oceans, I, The North Atlantic, *Geol. Soc. Am. Spec. Pap.*, 65, 121p, 1952.
- 6) Garcia, M. and Parker, G.: Entrainment of bed sediment into suspension, *J. Hydraul. Eng.*, Vol. 117, No. 4, pp. 414-435, 1991.
- 7) Garcia, M. and Parker, G.: Experiments on the entrainment of sediment into suspension by a dense bottom current, *J. Geophys. Res.*, Vol. 98, No. C3, pp. 4793-4807, 1993.
- 8) Heezen, B. C., and Ewing, M.: Turbidity currents and submarine slumps, and the 1929 Grand Banks Earthquake, *Am. J. Sci.*, Vol. 250, pp. 849-873, 1952.
- 9) McAdoo, B. G., Pratson, L. and Orange, D. L.: Submarine landslide geomorphology, US continental slope, *Marine Geology*, Vol. 169, pp. 103-136, 2000.

(2007年4月12日 受付)