

大陸棚上から大陸斜面を流下する乱泥流の運動特性

The behavior of turbidity currents flowing down from continental shelves to continental slopes

山口健治*・泉 典洋**

Kenji YAMAGUTI 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

**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

A mathematical model of turbidity currents flowing down from continental shelves to continental slopes is presented in this study. The layer-averaged momentum and continuity equations of turbidity currents, and the dispersion equation of suspended sediment are integrated with the use of a regularity condition satisfied at the Richardson critical point between continental shelves and continental slopes. The results of the analysis show that steady turbidity currents flowing from continental shelves to continental slopes can be realized only when the critical layer thickness is smaller than a certain value. It is also found that turbidity currents are mildly accelerated on continental slopes while turbidity currents are decelerated on continental shelves in the downstream direction. These results suggest that only turbidity currents with sufficiently large suspended concentration can reach the Richardson critical point, and that turbidity currents flowing from continental shelves to continental slopes have to be generated somewhere not far upstream from the Richardson critical point.

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

1. はじめに

海洋において高濃度の浮遊土砂を含んだ流れが底面付近に発生すると、乱泥流と呼ばれる密度流が形成される。この乱泥流は海底を流下するとき底面からの土砂の巻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。浮遊土砂濃度が変化すると自重の流下方向成分が増減するため、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され、時として非常に長い距離を流下することが知られている。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^{1),2)}。

図-1は大陸棚から大陸斜面に至る大陸縁辺部と、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。勾配の緩やかな大陸棚（勾配 0.001 程度）のさらに沖側に比較的勾配の急な大陸斜面（勾配 0.025 程度）が続いている³⁾。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、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。

Parker ら¹⁾は、大陸斜面上を流下する乱泥流を流れの連続式および運動方程式、浮遊土砂の移流方程式の三つの式で構成される 3 方程式モデルによって定式化した。しかしこの 3 方程式モデルによって再現された乱泥流は、流下とともに浮遊土砂量が非現実的な値にまで増加してしまい、実際のものとはかけ離れたものになってしまう。そこで Parker ら¹⁾は 3 方程式モデル

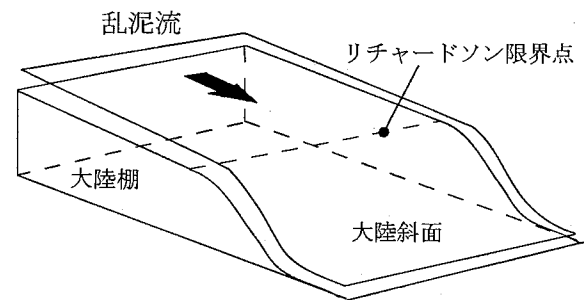


図-1 大陸縁辺部とそこを流下する乱泥流の概念図。

に乱流エネルギー保存の式を加えた 4 方程式モデルを用いて乱泥流を再現し、急な勾配を持つ大陸斜面上では、乱泥流は土砂を巻上げながら継続的に加速し得るという結果を得ている。

確かに Parker ら¹⁾のモデルでは乱流エネルギー保存式を加えることによって現実的な乱泥流を再現することが可能となった。しかし、3 方程式モデルが現実的な乱泥流を再現できない理由は、必ずしも乱流エネルギー保存式を欠いたことではない。Parker ら¹⁾は、底面からの浮遊砂の巻上げ量式として、よく用いられる摩擦速度のべき乗に比例するという関係式を用いているが、その際のべき数として 10 という非常に大きな値を用いている。この様に大きいべき数を仮定すると、流速が大きい範囲で、土砂の巻上げ量が流速の増加に伴ってあまりに急激に大きくなってしまふ。すると浮遊砂巻上げ量の増加率が乱流エネルギーの増加率を上回ってしまい、十分な乱流エネルギーを持たないにも

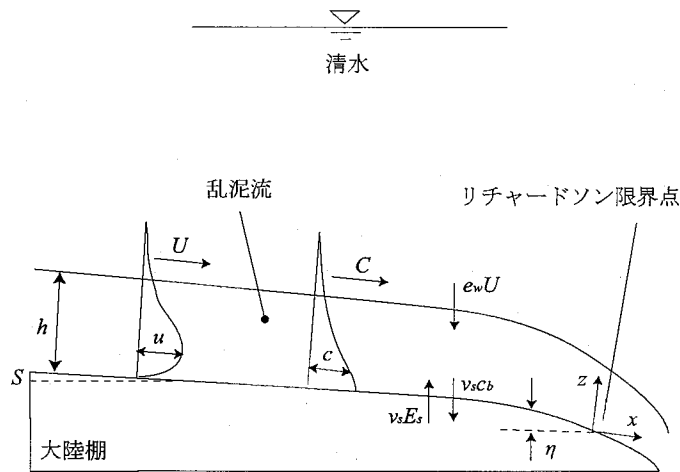


図-2 乱泥流の概念図.

かわらず、浮遊砂濃度が増加し過ぎてしまうのである。このことは10というべき数が大きすぎることを示唆している。

本研究では、再構築された3方程式モデルによって乱泥流を定式化し、海底の大陸斜面を流下する乱泥流の運動特性を検証する。そしてこれまで未解明であった大陸棚上から大陸斜面上を流下する乱泥流の挙動を明らかにする。さらにこの解析結果もとに、大陸棚上発生した乱泥流が大陸斜面に達するための条件について考察することを目的とする。

2. モデル

密度流である乱泥流はリチャードソン数 Ri によって常流と射流に分類することができる。リチャードソン数は密度流における重力（浮力）項と移流項の関係を表す無次元数であり、次式で表すことができる。

$$Ri = \frac{RgCh}{U^2} \quad (1)$$

ここで R は土砂の水中比重 ($= 1.65$)、 g は重力加速度 ($= 9.8 \text{ m/s}^2$)、 C および U はそれぞれ層厚方向に平均した浮遊砂濃度および流速、 h は層厚である。このリチャードソン数が1よりも大きいと流れは常流になり、1よりも小さいと射流になる。

ここで仮想的に等流状態が実現していると仮定すると次式が成立する。

$$\rho c_D U^2 = \rho RgChS \quad (2)$$

ここで ρ は水の密度 ($= 1000 \text{ kg/m}^3$)、 S は斜面勾配である。式 (1) および (2) より次式が得られる。

$$Ri = \frac{c_D}{S} \quad (3)$$

ここで c_D は底面の抵抗係数であり、典型的な値は0.01のオーダーであるといわれている^{2), 5)}。したがって典型的な大陸棚および大陸斜面の勾配を考えると定常な乱泥流は大陸棚上では常流であり、大陸斜面上では射

流となることが予想される。そのとき図-1に示すように、大陸棚と大陸斜面の間にはリチャードソン数が1となるリチャードソン限界点が存在することになる²⁾。つまり大陸棚上で発生した乱泥流はこの大陸棚下流端に存在するリチャードソン限界点に向かって流下することになり、開水路流の場合のフルード限界点と同様に、このリチャードソン限界点が大陸棚上の常流を下流端境界条件として、大陸斜面上の射流を上流端境界条件として決定している。

次節以降では、このリチャードソン限界点を起点として支配方程式を上流および下流方向に積分することによって、定常な乱泥流の層厚平均した流速や浮遊砂濃度、層厚の流下方向分布を求め、大陸棚および大陸斜面上における定常な乱泥流の運動特性を明らかにする。

3. 定式化

3.1 乱泥流の支配方程式

図-2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。原点をリチャードソン限界点に置き、流下方向に x 軸、層厚方向に z 軸をとると、層厚 h および流速 u 、浮遊土砂濃度 c は x および z の関数として表される。乱泥流の流下方向 (x 方向) 長さスケールが層厚方向 (z 方向) 長さスケールに比べて十分大きいとき、乱泥流の運動は層厚方向に平均した次の流れの運動方程式および浮遊砂移流方程式、流れの連続式を用いて表すことができる。

$$\frac{\partial U h}{\partial t} + \frac{\partial U^2 h}{\partial x} = -\frac{1}{2} Rg \frac{\partial C h^2}{\partial x} + RgChS - u_*^2 \quad (4)$$

$$\frac{\partial Ch}{\partial t} + \frac{\partial UCh}{\partial x} = v_s (E_s - r_0 C) \quad (5)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial U h}{\partial x} = e_w U \quad (6)$$

ここで

$$r_0 = \frac{c_b}{C} \quad (7)$$

であり、 t は時間、 u_* は摩擦速度、 v_s は浮遊土砂の沈降速度、 E_s は浮遊砂の無次元巻上げ量、 e_w は上層からの海水の流入量を表す水の連行係数、 c_b は底面付近の浮遊砂濃度、 r_0 は浮遊土砂濃度と底面付近の土砂濃度の比である。 r_0 の値は1.6の定数で近似することができることが判っており¹⁾、本研究においてもこの近似値を用いる。式(5)は左辺の移流項が底面からの土砂の巻上げ量と底面への堆積量の差で決定されることを示している。土砂の巻上げ量が堆積量を上回る場合、式(5)の左辺は正の値となり、浮遊土砂濃度は流下とともに増加することになる。すると式(4)右辺の $RgChS$ が増大し、その結果乱泥流は加速する。これが乱泥流が加速するメカニズムである。

摩擦速度は次式で表すことができる。

$$u_* = (c_D U^2)^{1/2} \quad (8)$$

浮遊土砂の沈降速度は、次のRubeyの準理論式⁶⁾を用いる。

$$v_s = \sqrt{RgD_s} \left(\sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36}{d_*}} - \sqrt{\frac{36}{d_*}} \right), \quad d_* = \frac{RgD_s^3}{\nu^2} \quad (9a, b)$$

ここで D_s は土砂の粒径、 ν は水の動粘性係数である。

水の連行係数 e_w はParkerら¹⁾の提案した次式を用いる。

$$e_w = \frac{a}{b + Ri} \quad (10)$$

ここで a および b は経験的に得られるパラメータで、それぞれ $a = 0.001531$ 、 $b = 0.0204$ とする。

土砂の無次元巻上げ量は次式で定義する。

$$E_s = K \left(\frac{u_*}{v_s} \right)^n \quad (11)$$

ここで K および n は経験的に得られる定数である。式(11)の土砂の巻上げ量については様々なものが提案されている。Parkerら¹⁾の理論においては、土砂の巻上げ量式として摩擦速度のほぼ10乗に比例するという実験式を用いていた。またその後Garcia and Parker⁴⁾は、Parkerら¹⁾が用いたものと同一の実験結果を用いて再整理し、土砂の巻上げ量が摩擦速度のほぼ5乗に比例するという実験式を提案している。これらの実験式は底面にデューンが形成された状態における実験データを用いて提案されたものであることに注意する必要がある。乱泥流の流速がある程度大きいupper regimeでは底面にデューンは形成されず平坦床であることが予想される。底面にデューンが形成されていると全剪断力と有効剪断力の間には次のような関係が存在することが判っている。

$$\tau^* = 0.06 + 0.4\tau^{*2} \quad (12)$$

ここで τ^* および τ はそれぞれ ρRgD_s で無次元された有効底面剪断力および全底面剪断力である。上式は τ^* が比較的大きい領域で、全底面剪断力が有効底面剪断力のほぼ1/2乗に比例することを意味している。Garcia and Parker⁴⁾が用いた底面剪断力は全底面剪断力であることから、有効底面摩擦速度を用いた場合、土砂の巻

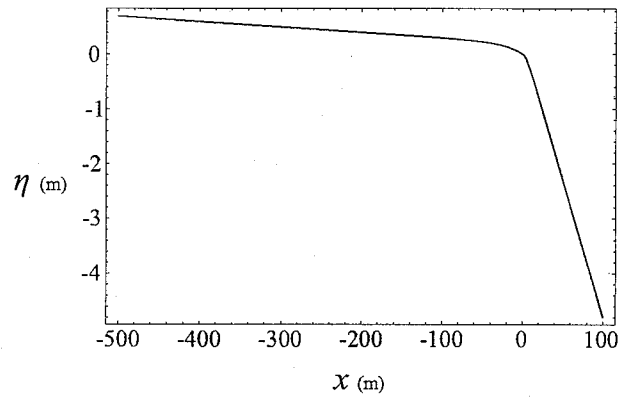


図-3 式(12)によって表される斜面形状。 $c_D = 0.01$, $\theta = 10$, $h_c = 2.0$ m, $S_u = 0.001$, $S_d = 0.05$ 。

上げ量式における摩擦速度のべき乗は5のほぼ半分程度の値であることになる。本研究では、デューンが形成されない条件で行われた実験結果から提案されたIkedaら⁷⁾の提案式を用い、式(11)において $K = 6.7 \times 10^{-5}$ および $n = 2$ を用いて土砂の巻上げ量を見積もることにする。

前述したようにリチャードソン限界点では斜面勾配 S は底面の抵抗係数 c_D と等しくなる。そこで原点において勾配が抵抗係数と等しくなるような次の斜面形状を仮定する。

$$\eta = \begin{cases} -S_u x - \frac{h_c}{\theta} \left[\exp \theta (c_D - S_u) \frac{x}{h_c} - 1 \right] & x < 0 \\ -S_d x - \frac{h_c}{\theta} \left[\exp \theta (c_D - S_d) \frac{x}{h_c} - 1 \right] & x \geq 0 \end{cases} \quad (13)$$

そのとき斜面勾配 S は次のように表される。

$$S = \begin{cases} -S_u - (c_D - S_u) \exp \theta (c_D - S_u) \frac{x}{h_c} & x < 0 \\ -S_d - (c_D - S_d) \exp \theta (c_D - S_d) \frac{x}{h_c} & x \geq 0 \end{cases} \quad (14)$$

ここで θ は斜面形状の曲率を表す無次元パラメータ、 h_c はリチャードソン限界点における層厚である。上式は、上流および下流方向無限遠点において、それぞれ勾配 S_u および S_d の一定勾配斜面に漸近する形となっている。 $c_D = 0.01$, $\theta = 10$, $h_c = 2.0$ mとし、 $S_u = 0.001$, $S_d = 0.05$ としたとき斜面形状を図-3に示した。リチャードソン限界点（原点）において斜面高さ η の x に関する二階微分は不連続となるが、流れの方程式には一階微分しか現れないため解析上問題はない。

浮遊土砂濃度の代わりに単位時間当たりの土砂移動量である浮遊砂フラックス ψ を導入する。 ψ は次式で表される

$$\psi = UCh \quad (15)$$

一旦発生した乱泥流は、かなり長期間に亘って継続することが観測されている⁸⁾。すなわち乱泥流の先端部と後端部近くを除けば、非定常性の影響は小さく、乱泥流はほとんど定常であるとみなすことができる。そ

ここで式 (4)-(6) について時間微分項を無視し、式 (15) を用いて整理すると次式が得られる。

$$\frac{dh}{dx} = \frac{-RiS + e_w \left(2 - \frac{1}{2} Ri\right) + \frac{u_*^2}{U^2} + \frac{v_s r_0 Ri}{2U} \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1\right)}{1 - Ri} \quad (16)$$

$$\frac{h}{U} \frac{dU}{dx} = \frac{RiS - e_w \left(1 + \frac{1}{2} Ri\right) - \frac{u_*^2}{U^2} - \frac{v_s r_0 Ri}{2U} \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1\right)}{1 - Ri} \quad (17)$$

$$\frac{h}{\psi} \frac{d\psi}{dx} = \frac{v_s r_0}{U} \left(\frac{\psi_e}{\psi} - 1\right) \quad (18)$$

ここで

$$\psi_e = \frac{E_s h U}{r_0} \quad (19)$$

このようにして得られた h および U , ψ に関する三つの常微分方程式を上流方向（下流方向）に積分すると、大陸棚上（大陸斜面上）における乱泥流の流速 U および浮遊砂フラックス ψ , 層厚 h の x 方向分布を求めることができる。

3.2 境界条件

前述したように乱泥流は大陸棚上では常流で流れているため、境界条件は常流域の下流端であるリチャードソン限界点において与える必要がある。リチャードソン限界点における層厚および流速、浮遊砂フラックスをそれぞれ h_c および U_c , ψ_c とおくと、境界条件は次のように表される。

$$h = h_c, \quad U = U_c, \quad \psi = \psi_c \quad \text{at} \quad x = 0 \quad (20)$$

リチャードソン限界点ではリチャードソン数が 1 となるので式 (1) より次式が成り立つ。

$$\frac{Rg\psi_c}{U_c^3} = 1 \quad (21)$$

このとき式 (16) および式 (17) の右辺において分母が 0 となってしまう、値が無限大に発散してしまう。そこで分母が 0 となると同時に分子も 0 となる正則条件が要求される。この正則条件は式 (16) と式 (17) で同じ形となり、次式で表せる。

$$S - \frac{3a}{2(b+1)} - c_D - \frac{r_0 v_s}{2U_c} \left(\frac{Kc_D h_c U_c^3}{r_0 v_s^2 \psi_c} - 1 \right) = 0 \quad (22)$$

これと式 (21) を U_c および ψ_c について整理すると次の二式が導ける。

$$U_c = \frac{-KRgc_D(b+1)h_c + r_0 v_s^2 + br_0 v_s^2}{v_s(3a - 2S - 2bS + 2c_D + 2bc_D)} \quad (23)$$

$$\psi_c = \frac{U_c^3}{Rg} \quad (24)$$

上式は、リチャードソン限界点における層厚 h_c を与えると限界流速 U_c と限界浮遊砂フラックス ψ_c は一意に決定されることを意味している。図-4 は h_c を変化させたときの U_c および ψ_c の値の変化を表す。それぞれ底面の抵抗係数 c_D を大陸棚上の代表的な値である 0.01

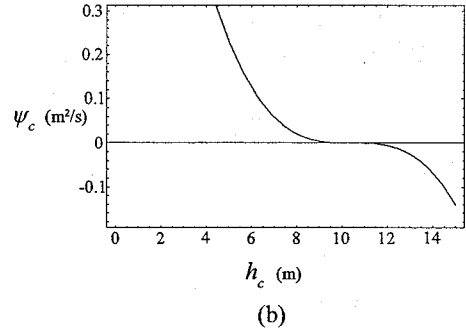
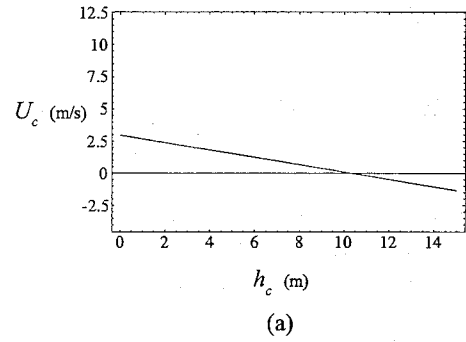


図-4 リチャードソン限界点における層厚 h_c による (a) 限界流速 U_c と (b) 限界浮遊砂フラックス ψ_c の変化。

とした。図よりわかるように h_c が約 10 m を超えると U_c および ψ_c の値は負となることがわかる。 U_c の値が負となることは有り得ないので式 (23) より次の関係が満たされなければならない。

$$h_c < \frac{r_0 v_s^2 + br_0 v_s^2}{KRgc_D(b+1)} \quad (25)$$

この結果によると、リチャードソン限界点における層厚は任意に大きな値をとることはできず、パラメータの値によってその上限が制約されるということがわかる。今回の解析に用いた値を代入した場合、

$$h_c < 10.4105 \quad (26)$$

となり、これはリチャードソン限界点での層厚が約 10 m 以下の場合にしか定常な乱泥流は実現し得ないという重要な事実を意味している。そこで h_c の値が 1.00, 1.50, 2.00, 4.00, 6.00, 8.00 m の六つのケースについて、支配方程式を積分することによって U および ψ , h の流下方向分布を求める。各ケースにおける h_c および U_c , ψ_c の値を表-1 に示す。

3.3 特異点解析

前述したようにリチャードソン数が 1 のとき、式 (16) および (17) の分母は 0 となり、リチャードソン限界点は数学的に特異点となる。このため実際には式 (20) を境界条件として用いることはできない。そこで特異点解析の手法を用いて、リチャードソン限界点近傍における解の挙動を明らかにする。

表-1 解析で用いた境界条件.

	h_c (m)	U_c (m/s)	ψ_c (m ² /s)
Case1	1.00	2.70	1.22
Case2	1.50	2.56	1.03
Case3	2.00	2.41	0.869
Case4	4.00	1.84	0.385
Case5	6.00	1.27	0.125
Case6	8.00	0.691	0.0204

リチャードソン限界点近傍における h および U , ψ を次のように表す.

$$h = h_c + h_1 \hat{x}, \quad (27a)$$

$$U = U_c + U_1 \hat{x}, \quad (27b)$$

$$\psi = \psi_c + \psi_1 \hat{x} \quad (27c)$$

ここで h_1 および U_1 , ψ_1 はそれぞれ層厚 h , 流速 U および浮遊砂フラックス ψ の特異点近傍における勾配を表す. そして $\hat{x}$ は流下方向の特異点からのずれであり, この値は微小であるとみなしてよい. 式 (27a)–(27c) を式 (16)–(18) に代入して特異点周りでテーラー展開し, $\hat{x}$ の二次以上の項を微小として無視する. そして式 (22) の正則条件を用いて整理すると h_1 および U_1 , ψ_1 の値は h_c および U_c , ψ_c によって次のように表すことができる.

$$h_1 = \frac{1}{3\frac{U_1}{U_c} - \frac{\psi_1}{\psi_c}} \left[\frac{Kc_D h_c U_c^2}{2v_s \psi_c} \frac{h_1}{h_c} + \left\{ 3S - \frac{3a}{2(b+1)} + \frac{9a}{2(b+1)^2} + \frac{2v_s r_0}{U_c} - \frac{Kc_D h_c U_c^2}{2v_s \psi_c} \right\} \frac{U_1}{U_c} - \left\{ S + \frac{a}{2(b+1)} + \frac{3a}{2(b+1)^2} + \frac{2v_s r_0}{U_c} \right\} \frac{\psi_1}{\psi_c} \right] \quad (28)$$

$$U_1 = \frac{U_c}{h_c \left(3\frac{U_1}{U_c} - \frac{\psi_1}{\psi_c} \right)} \left[-\frac{Kc_D h_c U_c^2}{2v_s \psi_c} \frac{h_1}{h_c} + \left\{ -3S + \frac{3a}{2(b+1)} - \frac{9a}{2(b+1)^2} - \frac{2v_s r_0}{U_c} + \frac{Kc_D h_c U_c^2}{2v_s \psi_c} \right\} \frac{U_1}{U_c} + \left\{ S - \frac{a}{2(b+1)} + \frac{3a}{2(b+1)^2} + \frac{2v_s r_0}{U_c} \right\} \frac{\psi_1}{\psi_c} \right] \quad (29)$$

$$\psi_1 = \frac{Kc_D U_c^2}{v_s} - \frac{r_0 v_s \psi_c}{h_c U_c} \quad (30)$$

式 (28)–(30) からは $\hat{x}$ が消えているため, h_1 および U_1 , ψ_1 についての連立方程式系となる. ただし, 式 (30) に関しては $\hat{x}$ を式から消すために, $\hat{x}$ の一次の項も無視

した. U_c および ψ_c の値は, h_c の値が与えられると, 式 (23) および (24) を用いて一意的に決まるので, 結局 $\hat{x}$ のついた変数は h_c を与えれば一意的に決まる. すなわち特異点近傍では層厚および流速, 浮遊砂フラックスは x について線形的に変化することがわかる. 式 (27) の $\hat{x}$ に微小な値を代入し, 得られた h , U , ψ の値を実際の境界条件として式 (16)–(18) を積分すればよい.

4. 結果および考察

4.1 大陸斜面上を流下する乱泥流

表-1 に示した六つのケースについて, 支配方程式 (16)–(18) を下流方向に積分することによって得られた h および U , ψ の流下方向分布を図示したのが図-5 である. 図-5(a)–(f) はそれぞれ Case 1–6 の結果に対応している. 積分の際には, 前節の特異点解析によって得られた, 特異点からわずかに下流の値を上流端境界条件として用いている. またここでは計算結果の比較を容易にするため, リチャードソン限界点での値を用いて次のように無次元化した値を図示している.

$$h = h_c h^*, \quad U = U_c U^* \quad (31a, b)$$

$$\psi = \psi_c \psi^*, \quad \eta = h_c \eta^* \quad x = h_c x^* \quad (31c-e)$$

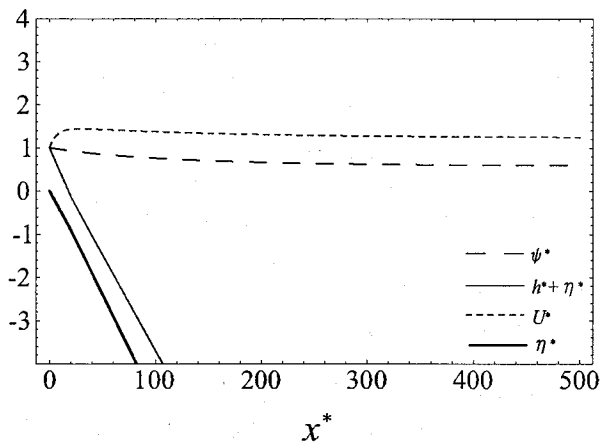
また, 層厚については $h^* + \eta^*$ の解を示した. これは実際の乱泥流層の上面の位置を表している.

六つのケースに共通して挙げられる特徴は次の通りである. 層厚は, いずれの場合においても原点付近で一旦減少した後, 流下方向に緩やかに増加する様子が判る. また層厚の増加量は微小であり, 大陸斜面を流下する乱泥流は層厚をあまり変化させないことが判る. 一方流速は, 原点付近で急激に増加し, 十分下流において流下方向に緩やかに増加する.

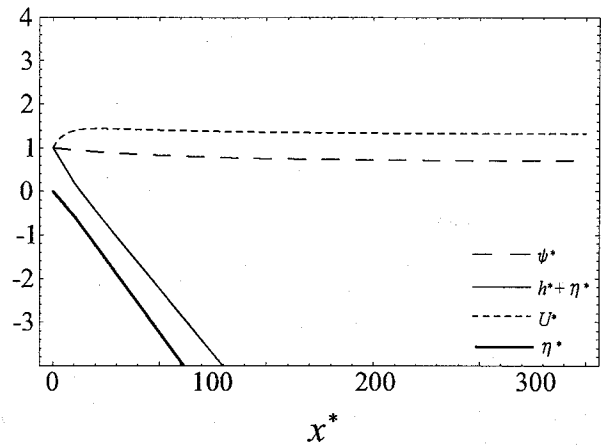
浮遊砂フラックスについては, ケースによって若干異なる様子が判る. (a) の場合は 1000 m 流下した地点での浮遊砂フラックスは原点における値とほとんど変わらない. しかし (e) については 1000 m 流下すると原点における値の約 2 倍, (f) については約 4 倍になっている. 流速に関しても (a) では原点近くの急激な加速の後, 1000 m 流下する間も増加量は微小なものに過ぎないが, (f) では 1000 m 流下すると原点における値の約 2 倍に増加している. 以上のことからリチャードソン限界点における層厚の値が大きいときほど浮遊砂フラックスの増加量が大きく, 加速の度合いも大きいことが分かる. また今回の解析ではいずれのケースにおいても, 最終的には流下とともに乱泥流は加速され, 浮遊砂フラックスは増加するという結果が得られた.

4.2 大陸棚上を流下する乱泥流

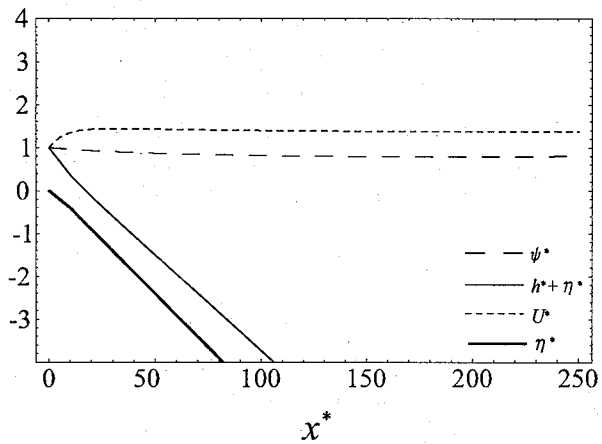
次に乱泥流の大陸棚上での挙動を調べる. 前節の大陸斜面上を流下する乱泥流では流下方向に支配方程式を積分したが, 大陸棚上を流下する乱泥流は常流であるためリチャードソン限界点から上流方向に積分を行った. ただし, この場合においても特異点解析によって得られた, 特異点よりわずかに上流の値を境界条件



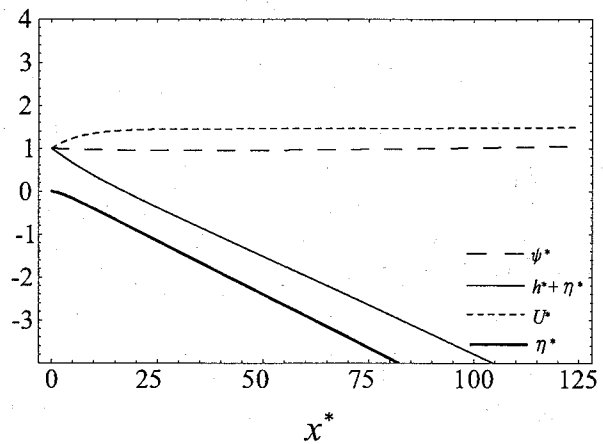
(a)



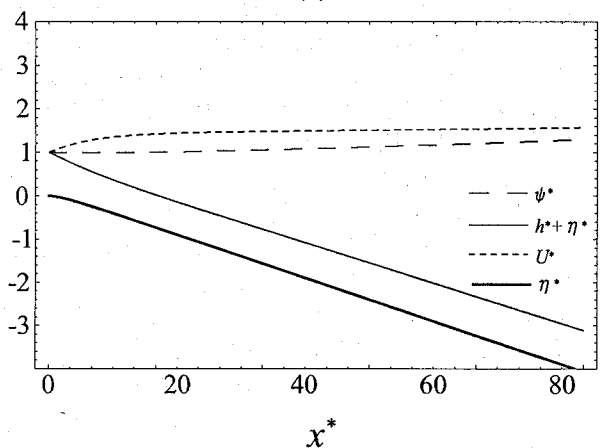
(b)



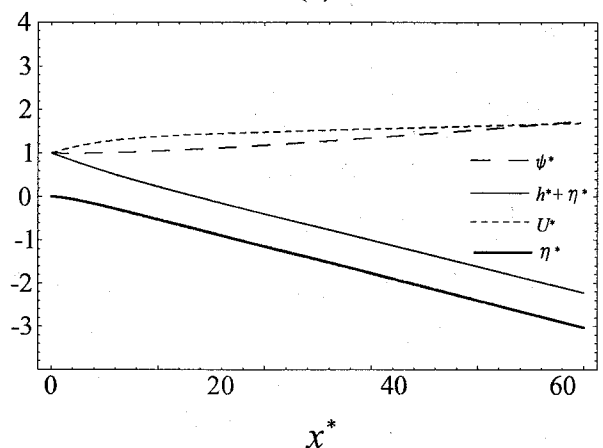
(c)



(d)



(e)



(f)

図-5 大陸斜面上における乱泥流の層厚 h および層厚平均した流速 U および浮遊砂フラックス ψ の流下方向変化. (a) Case 1 ($h_c = 1$ m), (b) Case 2 ($h_c = 1.5$ m), (c) Case 3 ($h_c = 2$ m), (d) Case 4 ($h_c = 4$ m), (e) Case 5 ($h_c = 6$ m), (f) Case 6 ($h_c = 8$ m).

として用いている. 図-6 に式 (31) によって無次元化された層厚 h^* および流速 U^* , 浮遊砂フラックス ψ^* を示す. 図-6(a)-(f) はそれぞれ Case 1-6 の結果を示したものである.

いずれのケースにおいても, 原点より十分上流の勾

配が一定の領域では, 流下とともに層厚 h^* は増加し, 流速 U^* は減少する様子が見て取れる. そして原点近傍の勾配が急激に増加する領域で h^* は急激に減少し, U^* は増加する. 浮遊砂フラックス ψ^* については全領域で減少するが, 下流に行くにしたがって減少率が小

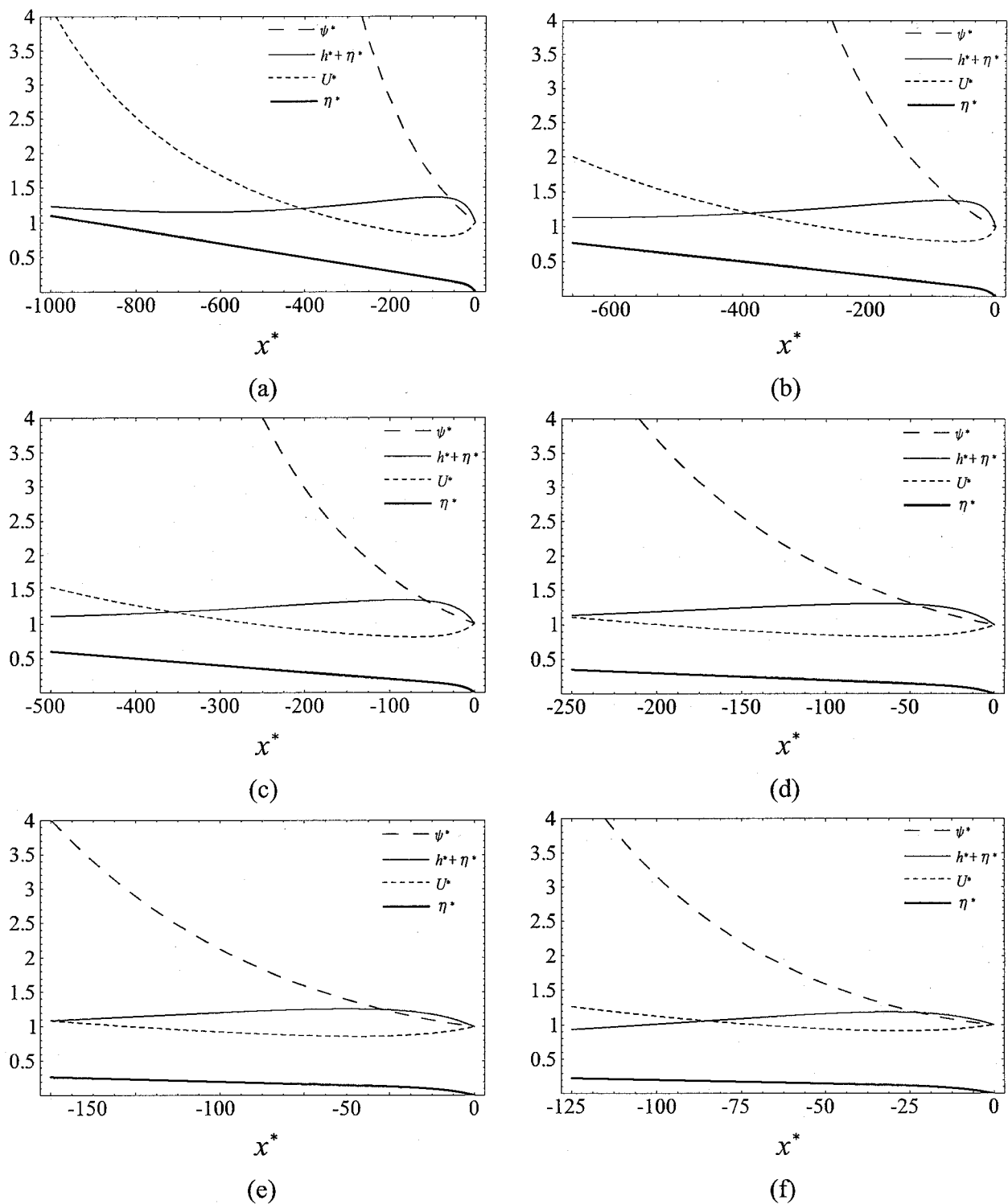


図-6 大陸棚上における乱泥流の層厚 h ，層厚平均した流速 U および浮遊砂フラックス ψ の流下方向変化. (a) Case 1 ($h_c = 1$ m), (b) Case 2 ($h_c = 1.5$ m), (c) Case 3 ($h_c = 2$ m), (d) Case 4 ($h_c = 4$ m), (e) Case 5 ($h_c = 6$ m), (f) Case 6 ($h_c = 8$ m).

さくなっていることが判る。勾配の緩やかな大陸棚上では、乱泥流は減衰する傾向にあり、原点近傍の勾配の増加によってのみ、 h^* は若干減少し、 U^* は若干増加する。このことは、流速と浮遊砂フラックスがある程度以上大きく、層厚がある程度以上小さい乱泥流でなければ、リチャードソン限界点まで到達できないこと

を意味している。特に流下方向における流速の減少速度や層厚の増加速度に比較して、浮遊砂フラックスの減少速度が非常に大きいことから、大陸棚上で発生した乱泥流の浮遊砂濃度が十分に大きくなければ、乱泥流は大陸斜面まで到達できないことが予想される。また浮遊砂濃度には上限があることを考え併せれば、あ

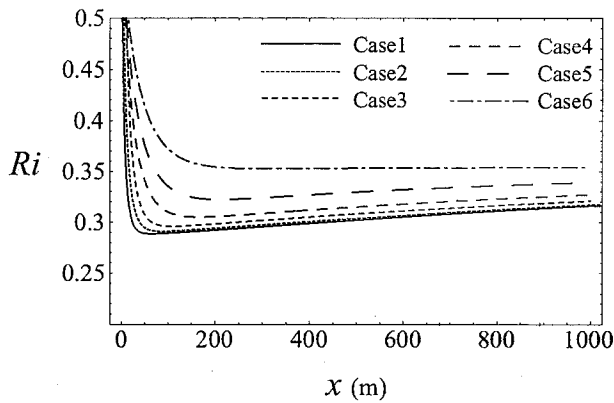


図-7 大陸斜面上におけるリチャードソン数の流下方向変化.

まり上流で発生した乱泥流もやはり大陸斜面まで到達できないことが考えられる。このことは、大陸棚で発生しリチャードソン限界点を越えて大陸斜面上を流下する乱泥流は、リチャードソン限界点からあまり遠くない限られた範囲で発生する必要があることを意味している。

4.3 リチャードソン数の流下方向変化

図-7に大陸斜面上を流下する乱泥流のリチャードソン数の流下方向変化を表す。いずれのケースにおいてもリチャードソン数は1よりも小さく流れは射流となっている。また、原点近傍で急激に減少した後はゆっくりと増加する様子がわかる。さらに、リチャードソン限界点における層厚が大きいほうがリチャードソン数の値も大きい。

図-8は大陸棚上を流下する乱泥流についてリチャードソン数の流下方向変化を示したものである。図によれば、いずれのケースにおいても大陸棚上ではリチャードソン数は1より大きく常流となっており、流下とともに斜面勾配が大きくなるにしたがって、1に向かって減少していることが分かる。また、リチャードソン限界点における層厚が大きいほうがリチャードソン数の値は小さい。

5. 結論

大陸棚および大陸斜面上を流下する定常な乱泥流を層厚方向に平均した流れの運動方程式および連続式、浮遊砂の移流方程式を用いて定式化した。大陸棚と大陸斜面の境界に現れるリチャードソン限界点において正則条件が要求されることを用いて、支配方程式を上流下流両方向に積分し、大陸棚からリチャードソン限界点を越えて大陸斜面上を流下する乱泥流の挙動を明らかにした。

解析の結果、大陸斜面上を流下する乱泥流は一般に層厚を減少させ、浮遊砂フラックスを増加させながら緩やかに加速することが判った。

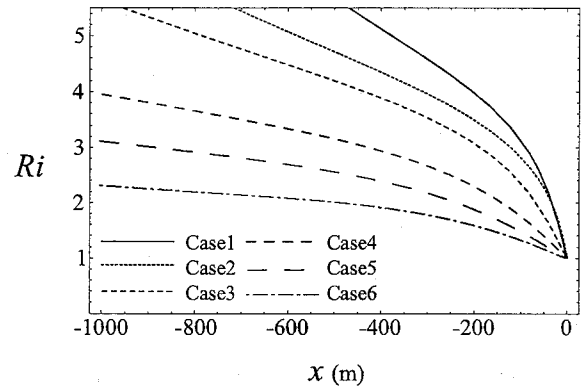


図-8 大陸棚上におけるリチャードソン数の流下方向変化.

一方緩勾配斜面上では乱泥流は一般に減衰する傾向にあり、陸棚上で発生した乱泥流がリチャードソン限界点を越えて大陸斜面に達するためには流速と浮遊砂フラックスがある程度大きく、層厚がある程度小さくなくてはならないことが明らかとなった。特に、発生時において浮遊砂濃度が大きいことが重要である。また同時に、大陸棚上ではリチャードソン限界点から上流方向に離れると多量の土砂を浮遊しなければならないという結果が得られた。このことから、大陸棚上で発生しリチャードソン限界点に達するような乱泥流は、リチャードソン限界点から比較的近い地点で発生しているということが予想される。

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: 乱泥流による海底深谷の形成理論, 土木学会論文集, No.712/ -60, pp. 45-46, 2002.
- 3) 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.
- 4) Garcia, M. and Parker, G.: Entrainment of bed sediment into suspension, *J. Hydraul. Eng.*, Vol. 117, No. 4, pp. 414-435, 1991.
- 5) 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.
- 6) 中川博次, 辻本哲郎: 移動床流れの水理, 博報堂出版, 324p, 1986.
- 7) Ikeda, S., Izumi, N., and Ito, R.: Effects of pile dikes on flow retardation and sediment transport, *J. Hydraul. Eng.*, Vol. 117, No. 11, pp. 1459-1478, 1992.
- 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.

(2006年4月13日 受付)