

非平衡状態での浮遊砂濃度分布

CONCENTRATION DISTRIBUTION OF SUSPENDED SEDIMENT
UNDER NON-EQUILIBRIUM CONDITIONS

辻本 哲郎*・斎藤 彰**

By Tetsuro TSUJIMOTO and Akira SAITO

The concentration distribution of suspended sediment under non-equilibrium conditions due to the change of bed shear stress was investigated by focussing the analogy between the transient process of the Reynolds-stress distribution and that of the turbulent flux of suspended sediment. The impulse response of the Reynolds-stress distribution was empirically determined by a classic wind-tunnel data, and its applicability to that of an open channel flow was certificated by the recent accurate data of turbulence measurements in the flow with abrupt change of bottom roughness. By applying this impulse response, the suspended sediment-flux distribution due to turbulence in the transient process was described. Moreover, by using the boundary condition at the water surface, the suspended sediment concentration distribution under non-equilibrium conditions was deduced. The proposed method to estimate the non-equilibrium suspended sediment concentration revealed that the so-called adaptation length of suspended load reaches a few hundred times flow depth.

Keywords: suspended sediment, non-equilibrium sediment transport, concentration profile, transient process, Reynolds stress

1. 序 論

近年複雑な境界条件や、非定常・不等流条件下での流砂挙動 (transition process of sediment transport) が注目されている^{1)~5)}。すなわち、流砂の非平衡性や、流れの時間・空間加速度の流砂過程への影響を従来の流砂モデルにどう取り込むかが大きな課題となっている。ここでは、流砂の非平衡が浮遊砂濃度分布に与える影響について、すなわち非平衡状態での浮遊砂濃度分布について検討する。

非平衡状態での浮遊砂濃度分布は、貯水池や水路内トレンチでの河床変動予測精度を向上させるほか、浮遊砂の砂面不安定への影響を調べる際に有用である。

流砂は掃流砂と浮遊砂に分けて取り扱われるが、前者はほとんど河床に沿って流送されるため流砂量に及ぼす非平衡性の影響を直接考えれば良いのに対し、後者では水深にわたって分布して流送されるため、流砂量だけでなく分布形に対する効果も適切に表現されねばならない。また一般に、浮遊砂の方が、掃流砂に比べ境界条件や水理条件の変化に応答するのにより長い「緩和距離」

を必要とすることが容易に予想され、非平衡状態の浮遊砂過程の適切な記述は工学的に重要と考えられる。早くから、Kalinske⁶⁾らによってこうした効果が検討されていたが、Yalin and Finlayson⁷⁾の固定床に接続する移動床での濃度分布の発達過程の実験結果が発表されて以降、非平衡状態での濃度分布形状への注目が高まったといえる。

掃流砂については、中川・辻本⁸⁾が pick-up rate (河床砂の単位時間当たりの離脱確率密度) と step length (河床から離脱して掃流運動する砂が河床に停止するまでに移動する距離) からなる流砂モデルに基づいて、非平衡流砂量のみならずそれによって生み出される砂面不安定なども合理的かつ巧みに説明した。このモデルでは、砂の step length の分布関数がインパルス応答の働きをして、掃流力の変化に瞬時に追従して変化する pick-up rate から畳み込み積分の形式で非平衡流砂過程を記述しており、「緩和モデル」とよぶのがふさわしいと考えられる⁵⁾。流砂機構そのものについていえば、質量保存則と平衡状態での pick-up rate や平均 step length を推定するための運動量保存則からなっており、非平衡状態での運動量の保存についての議論が曖昧にされているが、砂面不安定現象のほか、混合粒径砂の流砂量に現れる粒径別の非平衡、それによる粗粒化や表層

* 正会員 工博 金沢大学助教授 工学部土木建設工学科
(〒920 金沢市小立野 2-40-20)

** 正会員 工修 清水建設(株)

粒度の不安定などが説明される⁹⁾など、非平衡流砂量式に最も必要な、モデルがもつ現象に対する見透しの良さが具備されているといえよう。

浮遊砂については、pick-rateを浮遊砂の発生確率密度（掃流砂から浮遊への遷移確率密度）に、掃流砂のstep lengthを浮遊砂のexcursion length（掃流砂が浮遊に遷移してから再び河床に接触するまでの流下距離）に置き換えて、bed material load（掃流砂と浮遊砂の両方を含む）の非平衡流送モデルへの拡張が提案されている¹⁰⁾が、浮遊砂の濃度分布の変化まで容易に記述されるモデルには至っていない。

こうした考え方はもともと粒子運動をラグランジュ的に追跡するもので、そうした立場では、浮遊粒子の運動を確率過程としてシミュレートする方法が考えられ、芦田・藤田¹¹⁾、Bechteler and Faber¹²⁾らによる研究が発表されている。シミュレーションでは濃度分布が解析的に表現できないこと、シミュレーションを構成する素過程の評価や浮遊運動を離散化する時間刻みの問題¹³⁾など難しい問題が必ずしも十分に解決されていない。

浮遊砂の濃度分布については拡散方程式を用いた記述が一般的であるが、この場合移流項を考慮した拡散方程式でここで対象とする非平衡浮遊砂過程の記述が可能である。こうした立場の研究はKerssenesら¹⁴⁾、道上ら¹⁵⁾、Selik and Roid¹⁶⁾によって行われているが、数値計算に頼るしかなく、便宜的に定義された適合距離(adaptation length)の計算例を示したもの^{14), 15)}があるとはいえ、非平衡浮遊砂濃度分布の特性がそれによって十分明らかにされたとは言いがたい。もっとも、Selik and Roid¹⁶⁾が示すように、こうした数値計算によって従来の実験結果(Yalin and Finlayson⁷⁾、Van Rijn¹⁷⁾による固定床に接続する移動床での浮遊砂濃度分布の発達過程、芦田・岡部¹⁸⁾による濃度分布の発達・減衰過程)を説明できる。

拡散方程式を数値計算で解く方法が、非平衡状態の濃度分布の特徴を容易に表現するという面に欠けることに鑑み、最近、黒木ら¹⁹⁾は、非平衡濃度分布の特徴をうまく表わす分布式を導いている。従来のいくつかの実測濃度分布との一致が主張されているが、非平衡状態では、分布形が流下距離の関数になること、底面濃度の緩和過程も分布形状の緩和と相互干渉していることを考えると十分なものではない。

本研究では、上述の研究現況を踏まえ、適用性の広い中川・辻本⁸⁾の掃流砂についての緩和モデルの概念を受け継ぎ、それを二次元に拡張して濃度分布に適用すること、乱れによる浮遊砂フラックスとレイノルズ応力(水の運動量フラックス)の輸送過程の相似性に着目することの2点を鍵として、非平衡状態での浮遊砂濃度分布の遷移過程の記述を試みるものである。本研究では、基礎

的研究として、河床の摩擦速度が急変する場を考え、浮遊砂濃度分布あるいは流速分布が、変化後の摩擦速度に対応した新しい平衡状態へ達する過程を対象とする。後述するように、緩和過程はインパルス応答を与え、これを用いた畳み込み積分で、任意のパターンの摩擦速度の変化に対応する浮遊砂濃度分布を推定することもできる。

2. 底面粗度急変後のレイノルズ応力分布の遷移過程²¹⁾

乱れによる浮遊砂の(鉛直方向)フラックス $(\overline{c'v'})$ の測定に比べ計測の容易な水の運動量フラックスであるレイノルズ応力 $(-\rho\overline{u'v'})$ に着目する。ここに、 c' :浮遊砂濃度の変動成分、 u' , v' :乱れの流下方向・鉛直方向成分、 ρ :水の密度である。

底面粗度を急変させたときのレイノルズ応力分布の遷移過程についてはJacobs²¹⁾による古典的風洞実験結果が有名(たとえばSchlichting²²⁾のBoundary-Layer Theoryにも紹介されている)である。Fig. 1に示すように、レイノルズ応力分布の緩和は、底面では(厳密に言えば多少の遅れ、前倒しがあるが)ほぼ瞬時的であるのに対し、底面から離れるに従って緩和距離が長くなっている。図中、 y は底面から測られた高さ、 h はレイノルズ応力がゼロとなる高さ(二次元開水距流れでは水深に相当する)、 τ :レイノルズ応力、 u_{*0} :粗度急変前の

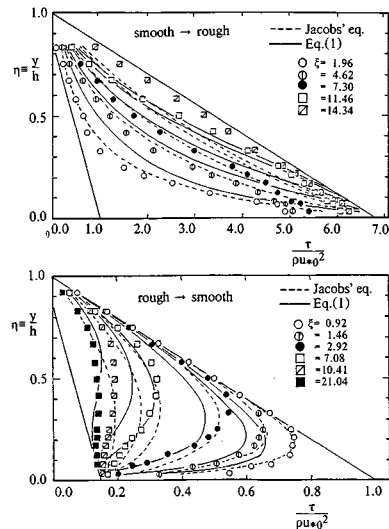


Fig. 1 Transient process of Reynolds-stress distribution due to abrupt change of bottom roughness in a wind tunnel (measured by Jacobs).

注1) この章の記述は開水路加速流の特性について論じた著者らの既発表論文²⁰⁾と一部重複するが、非平衡浮遊砂濃度分布の議論をするのにも不可欠なものである。

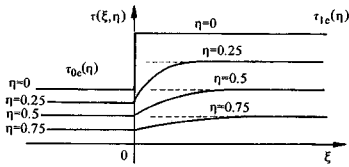


Fig. 2 Schematic figure of the relaxation of Reynolds-stress distribution.

摩擦速度, ξ : 粗度急変点からの流下距離 (x) を h で無次元化したものである。平衡状態ではレイノルズ応力は三角形分布となる。相対高さ ($\eta = y/h$) の等しい位置でのレイノルズ応力の流下方向変化を概略的に示すと Fig. 2 のようであり, これを次式のように近似する。

$$\tau(\xi, \eta) = (1 - \eta)\tau_{00} = (\tau_{01} - \tau_{00})(1 - \eta) \cdot [1 - \exp\{-\xi/\Lambda(\eta)\}] \dots \dots (1)$$

ここに, $\tau_{00} \equiv \rho u_*^2$: 底面せん断応力, $\Lambda(\eta)$ は各相対高さでのレイノルズ応力の緩和距離スケール (流下方向距離を h で無次元化したもの) である。また添字 0, 1 はそれぞれ粗度急変前後での値を示す。このとき, 底面粗度 (底面せん断応力) の変化に対するインパルス応答 $g_R(\xi)$ は,

$$g_R(\xi) = [1/\Lambda(\eta)] \cdot \exp\{-\xi/\Lambda(\eta)\} \dots \dots (2)$$

のようになり, これを用いると, 底面せん断応力の任意のパターンの変化 ($\tau_0(\xi)$) に対するレイノルズ応力分布の遷移過程は, 次の畳み込み積分で記述される。

$$\tau(\xi, \eta) = (1 - \eta) \int_0^\infty \tau_0(\xi - \delta) g_R(\delta | \eta) d\delta \dots \dots (3)$$

Jacobs²¹⁾ のデータを式 (1) に適合させて緩和距離の相対高さに対する変化を調べると Fig. 3 が得られ, ここでは次のように表わされるものとした。

$$\Lambda(\eta) = 20 \eta (1 + 1.5 \eta^3) \dots \dots (4)$$

最近では k - ϵ モデルの適用などで粗度急変後の流れの解析が試みられるようになってきた²³⁾が, 底面せん断応力の任意の変化に対する応答特性などはその立場からでは膨大な計算を要する。粗度急変後の流れだけについても信頼性のある解析が可能となった場合にはそれをもとに (ここでは実験的に定めた) 式 (4) を解析結果の近

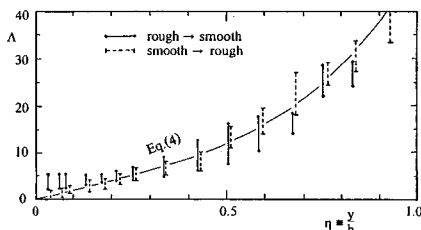


Fig. 3 Variation of the relaxation scale of Reynolds-stress against the relative height.

似として与えることが望ましいと考えられる。

式 (4) を式 (1) に代入して計算される結果を Fig. 1 に実線で示した。Jacobs 自身の経験式 (Fig. 1 に破線で併示した) に比べ精度的に劣らない近似といえる。

開水路流れについても, 最近になって粗度急変部が注目され, 神田ら²³⁾, 祢津ら²⁴⁾によって測定結果が発表されている。特に祢津らのデータはレーザードップラー流速計を用いた精度良いものと考えられ, そのデータ²²⁾を用いて本モデルの開水路流れへの適用性を検討する。

祢津らによる底面粗度急変後の流れのレイノルズ応力緩和過程を Fig. 4 に, 式 (1), (4) による計算結果とともに示した。ここでは底面粗度の変化を摩擦速度の急変と理想化して扱っている。なお, 祢津ら²⁴⁾は粗度急変部での底面せん断応力のオーバーシュート現象を実験によって指摘している。この効果は掃流砂現象には直接影響するが, 本論文では流速分布・浮遊砂濃度分布を扱っており, オーバーシュートの効果を見ても結果に及ぼす影響は小さいものと判断した。粗度急変前後の摩擦速度をそれぞれ u_{*0} , u_{*1} と表わし, これらをおののの平衡状態のレイノルズ応力分布の $\eta=0$ での外挿値として与えた。また図中の β は次のように定義したものである: $\beta \equiv u_{*1}/u_{*0}$ 。この結果, Jacobs の風洞実験データに対して同定したパラメーターを変更することなく, 開水路でのレイノルズ応力緩和が説明できることがわか

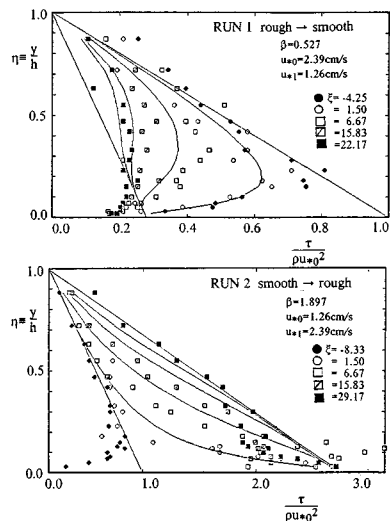


Fig. 4 Transient process of Reynolds-stress distribution due to abrupt change of bed roughness in open channel flow (measured by Nezu et al.).

注 2) 祢津らの実験データは, 文献 24) で述べられている実験についてその詳細が公表されている鈴木康弘「開水路粗度急変流の平均流構造に関する実験的研究」(京都大学卒業論文, 1989) より, 著者らが独自に整理したものである。

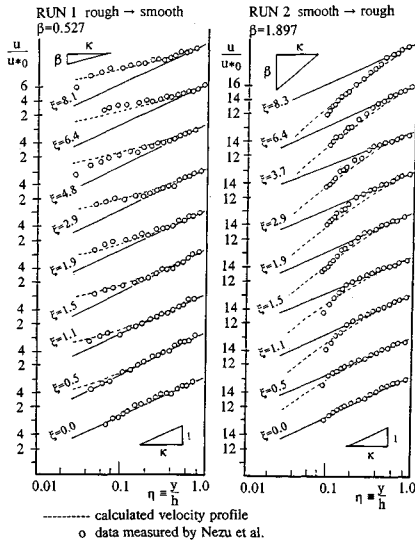


Fig. 5 Transient process of velocity distribution due to abrupt change of bed roughness.

る。先にも述べたように、運動量拡散と浮遊砂の拡散の相似性、さらに、浮遊砂拡散係数が渦動粘性係数とほとんど変わらないことを考慮すると、式(2)、(4)で与えられるレイノルズ応力分布のインパルス応答は、ほとんどそのまま乱れによる浮遊砂フラックス分布のその代用できるものと推測される。

なお遷移過程におけるレイノルズ応力分布が推定されると、たとえば混合距離モデルの適用によって流速分布が求められる。Fig. 5は津津ら²⁴⁾の実験データと本研究で提案した緩和モデルによる計算結果(混合距離 l を、 $l/h = x\eta\sqrt{1-\eta}$ と仮定した、ただし x : カルマン定数)を比較したもので、粗度急変前の対数則流速分布から粗度急変後のそれに底面近傍から順次応答していく様子が的確に記述できている。

3. 非平衡状態での乱れによる浮遊砂フラックス分布

乱れによる運動量フラックス(レイノルズ応力)、浮遊砂フラックスはそれぞれ次のように表現される。

$$\tau = -\rho u'v' = \rho\nu_t(du/dy) \dots\dots\dots (5)$$

$$\Psi = \overline{c'v'} = -\epsilon_s(dC/dy) \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $u(y)$: 流速分布、 $C(y)$: 浮遊砂濃度分布、 ν_t : 渦動粘性係数、 ϵ_s : 浮遊砂の拡散係数である。先に述べたように、乱れによる浮遊砂フラックスと運動量フラックスの遷移の相似性から、先に求めた摩擦速度の変化に対するレイノルズ応力のインパルス応答はそのまま浮遊砂フラックスの応答にも適用されるものと考えられ、それゆえ次の式が書ける。

$$\Psi(\xi, \eta) = \int_0^\infty \Psi_e(\xi - \delta, \eta) g_R(\delta|\eta) d\delta \dots\dots\dots (7)$$

ここで添字 e は平衡状態での値を示す。また、 $g_R(\delta|\eta)$ は式(2)、(4)により与えられるものがそのまま使える。

浮遊砂の平衡状態においては、乱れによる上向きの浮遊砂フラックスは、沈降フラックスとつり合うから、

$$\Psi_e(\xi, \eta) = w_0 \cdot C_e(\xi, \eta) \dots\dots\dots (8)$$

である。ここに、 w_0 : 砂の沈降速度である。式(6)を代入することから平衡状態の濃度分布が求められ、特に浮遊砂の拡散係数に便宜的に渦動粘性係数の水深平均値を用いると、

$$\epsilon_s = xu_*h/6 \dots\dots\dots (9)$$

$$C_e(\eta)/C_{ae} = \exp(-E\eta) \dots\dots\dots (10)$$

となり、よって、

$$\Psi_e(\eta) = C_{ae}w_0 \cdot \exp(-E\eta) \dots\dots\dots (11)$$

となる。ここに、 C_a : 底面濃度 ($\eta=0$ での C の値)、 $E \equiv w_0/\epsilon_s = (6/x)(w_0/u_*)$ である。

ところで、平衡状態での基準面濃度についてはこれまで多くの研究が行われてはいるもののどれが適切か判断するのは難しい現状である²⁵⁾。ここでは基準面をほぼ底面にとっていることから Einstein の考え方²⁶⁾、すなわち基準面濃度を掃流砂濃度とみなすのが適当と考えられる。Einstein に倣い、掃流層厚さを粒径(d)の2倍、掃流砂の運動速度を $11.6 u_*$ とし、掃流砂量式としてスイス公式²⁵⁾を適用すると、平衡状態の底面濃度は、

$$C_{ae} = 0.345 \tau_*^2 (1 - \tau_{*c}/\tau_*)^{3/2} \dots\dots\dots (12)$$

で推定される。ここに、 $\tau_* \equiv u_*^2/(\sigma/\rho - 1)gd$: 無次元掃流力、 τ_{*c} : 無次元限界掃流力、 σ : 砂の密度である無次元掃流力は、砂の性質 ($d_* \equiv (\sigma/\rho - 1)gd^3/\nu^2$, ν : 動粘性係数) が与えられると、次のように (w_0/u_*) を使って書き直せる。

$$\tau_* = (u_*/w_0)^2 \{w_0/\sqrt{(\sigma/\rho - 1)gd}\}^2 \dots\dots\dots (13)$$

$$w_0/\sqrt{(\sigma/\rho - 1)gd} = \sqrt{(2/3) + (36/d_*)} - \sqrt{36/d_*} \dots\dots\dots (14)$$

式(14)は Rubey の式とよばれる²⁵⁾。また無次元限界掃流力については岩垣公式²⁷⁾を次のように近似して用いる。

$$u_{*c}/w_0 = (0.0455 d_*)^{-0.65} + 0.25 \dots\dots\dots (15)$$

ここに、 u_{*c} は限界掃流力に相当する摩擦速度である。Fig. 6に示すように式(15)は岩垣公式の良い近似となっている。以上により、式(13)、(14)および(15)を式(12)に代入することにより平衡状態の底面濃度が推定されることになる。

いま、摩擦速度が $\xi=0$ で u_{*0} から u_{*1} に急変した場合を考える。このときの浮遊砂の乱れによるフラックスの分布の遷移は次式で表現される。

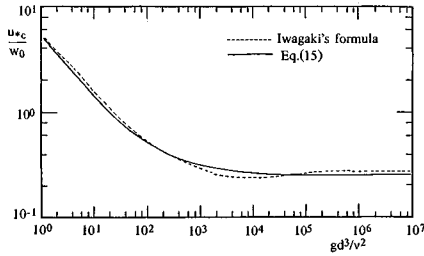


Fig. 6 Critical shear velocity.

$$\Psi(\xi, \eta) = \Psi_{e0}(\eta) \cdot \exp\{-\xi/\Lambda(\eta)\} + [1 - \exp\{-\xi/\Lambda(\eta)\}] \cdot \Psi_{e1}(\eta) \dots\dots\dots(16)$$

$$\Psi_{e0}(\eta) = C_{ae0} w_0 \cdot \exp(-E_0 \eta) \dots\dots\dots(17)$$

$$\Psi_{e1}(\eta) = C_{ae1} w_0 \cdot \exp(-E_1 \eta) \dots\dots\dots(18)$$

ここに、添字 0, 1 はそれぞれ摩擦速度の急変前後の量であることを示す。 $\gamma_c \equiv C_{ae1}/C_{ae0}$, $\gamma_E \equiv E_1/E_0 = u_{*0}/u_{*1}$ とおき、式 (16) を急変前の浮遊砂フラックスの底面での値 ($\Psi_{00} = \Psi_{e0}(0) = C_{ae0} w_0$) で規準化して書き直すと、次のようである。

$$\Psi(\xi, \eta) / \Psi_{00} = \exp(-E_0 \eta) \cdot \exp\{-\xi/\Lambda(\eta)\} + \gamma_c \cdot \exp(-\gamma_E E_0 \eta) [1 - \exp\{-\xi/\Lambda(\eta)\}] \dots\dots\dots(19)$$

式 (12) から (15) を用いると、 γ_c と (u_{*0}/u_{*1}) との関係は (w_0/u_{*0}) をパラメーターにして、Fig. 7 に示すようになる。Fig. 7 には γ_E と (u_{*0}/u_{*1}) の関係も併示してある。

以上の結果を用いて摩擦速度が急変した後の乱れによる浮遊砂フラックス分布の変化過程を計算した例を Fig. 8 に示す。レイノルズ応力分布と同様、新しい摩擦速度での平衡分布へ底面から順次適応していく様子が表わされている。2成分流速計によってレイノルズ応力は比較的容易に測定されるが、乱れによる浮遊砂フラックスは、濃度計と流速計のプロープを同一点に置いて同時計測する必要から実測が難しい。最近神田ら²⁸⁾は同一断面で流速・濃度の同時計測を行い、便宜的に乱れによる浮遊砂フラックス分布を実験によって得ている。2つのプロープ間の相関性の問題、データのばらつきがあるものの、実験結果は Fig. 8 と (無次元化の様式が異なるので直接比較することはできないが) 定性的に良く一致し

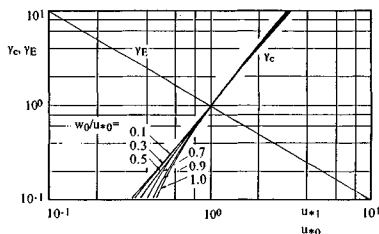


Fig. 7 Variation of γ_c and γ_E against (u_{*0}/u_{*1}).

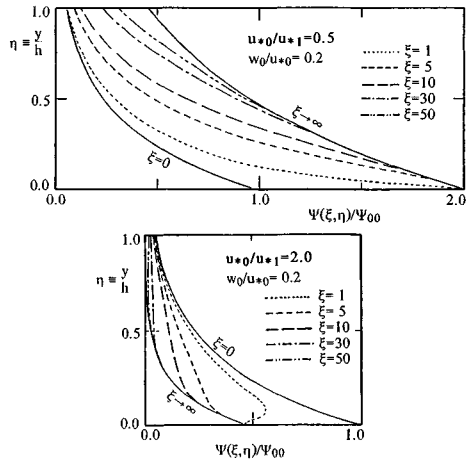


Fig. 8 Transient process of turbulent flux distribution of suspended sediment due to abrupt change of shear velocity.

ており、本研究で提案する手法の有効性が支持されると考える。

4. 非平衡状態での浮遊砂濃度分布

乱れによる浮遊砂フラックス $\Psi(\xi, \eta)$ が推定されると、式 (6) より、水深方向の積分によって浮遊砂濃度分布 $C(\xi, \eta)$ が得られる。

$$C(\xi, \eta) = \int_0^\infty \Psi(\xi, \eta) / \varepsilon_s d\xi \dots\dots\dots(20)$$

浮遊砂の拡散係数 ε_s を水深にわたって一定 (平均値を用いる、式 (9)) とすると、上式の ε_s は積分の外へ出る。また積分条件は、底面 ($\eta=0$) において、

$$C(\xi, 0) = C_d(\xi) \dots\dots\dots(21)$$

水面では砂粒子が水面を突き抜けられないことより、

$$C(\xi, 1) = \Psi(\xi, 1) / w_0 \dots\dots\dots(22)$$

である。平衡状態では $\Psi_d(\xi, 1) = C_{ae} w_0 \cdot \exp(-E)$ であるからこの条件は底面条件が与えるもの以上に何ら情報を提供せず、底面条件、すなわち底面濃度の推定が境界条件を決定する。しかし非平衡状態では、底面濃度も変化しており、非平衡状態での底面濃度 $C_d(\xi)$ を推定するモデルが必要となり (平衡状態のモデルがそのまま適用されない)、底面濃度の変化過程は水深にわたっての濃度分布形の変化過程に相当影響されているものと推定されるので、 $C_d(\xi)$ を独立に決めるわけにゆかない。そこで $C_d(\xi)$ を残したまま式 (20) の積分を実行すると、Fig. 9 に示すように $\Omega(\xi, \eta) \equiv [C(\xi, \eta) - C_d(\xi)] / C_{ae0}$ の変化過程が描ける。

Fig. 9 の表現において最も平衡状態で差の現われる水面での値に着目し、水面での値が新しい平衡状態でのその $100 \pm 5\%$ となる状態を濃度分布形の「適合限界」

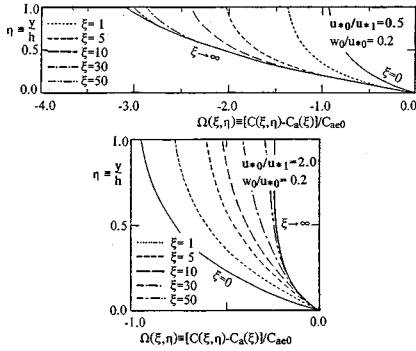


Fig. 9 Longitudinal variation of $\Omega(\eta)$ in the transient process.

と定義し, Kerssensら¹⁴⁾や道上ら¹⁵⁾に倣ってその「適合距離」(adaptation length)を定義した。これを L_{as} と表わし, 水深 h で無次元化して (u_*/u_{*1}) に対して描いたものを Fig. 10 に示した。Fig. 10 より, 摩擦速度急減後(堆積傾向)のほうが, 砂粒子の沈降速度が小さいほど, あるいは初期摩擦速度の大きいほど濃度分布形の適合距離の長いことがわかる。ただし, 適合距離の値や特性は, 適合限界の定義によって大きく異なり, あくまで緩和の遅速の目安に過ぎない。

ところで, 非平衡状態についての本研究で提案した方法では, 先に乱れによる浮遊砂フラックス分布 $(\Psi(\xi, \eta))$ が決定され(そこでは平衡状態の底面濃度の推定のみが必要である), よって水面境界条件式(式(22))の右辺が既知となっている。すなわち,

$$C(\xi, 1)/C_{ae0} = \exp(-E_0) \cdot [\exp(-\xi/\Lambda_1) + \gamma_c \exp(-\gamma_E) | 1 - \exp(-\xi/\Lambda_1)] \dots (23)$$

ここに, $\Lambda_1 \equiv \Lambda(1)$ である。これを境界条件として式(20)を積分することから濃度分布(絶対濃度分布)が次のように求められる。

$$C(\xi, \eta)/C_{ae0} = \Omega(\xi, \eta) - \Omega(\xi, 1) + C(\xi, 1)/C_{ae0} \dots (24)$$

計算された例を摩擦速度急変前の底面濃度(平衡)で無次元化して示したのが Fig. 11 である。乱れによる浮遊砂フラックスが底面から順次新しい平衡状態へ適合して

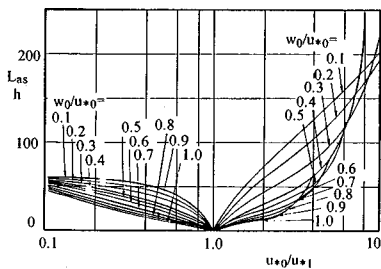


Fig. 10 Adaptation length of suspended sediment concentration profile.

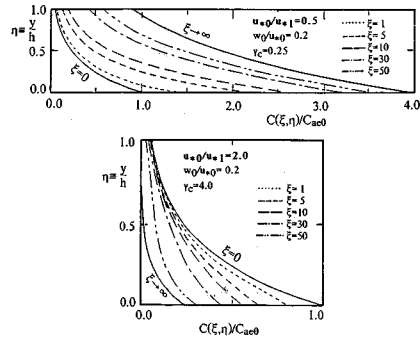


Fig. 11 Variation of suspended sediment concentration distribution under non-equilibrium condition.

ゆくことに対応して, 濃度分布の勾配が底面から順次適合してゆくのわかる。濃度分布をおのおのの地点での局所的底面濃度で規準化して表現した例は Fig. 12 に示される。このような表現では, Fig. 9 以上に, 非平衡状態での濃度分布形のゆがみの大きいことが認識できる。

Fig. 11 のように非平衡状態での浮遊砂の絶対濃度の分布が求められたので, 逆に非平衡状態における底面濃度の変化過程 $(C_a(\xi))$ を次式によって知ることができる。

$$C_a(\xi)/C_{ae0} = C(\xi, 1)/C_{ae0} - \Omega(\xi, 1) \dots (25)$$

計算されたいくつかの底面濃度の変化例を Fig. 13 に示した。このような変化過程より, 先と同様, 新しい平衡値の $100 \pm 5\%$ で定義した底面濃度の「適合距離」 L_{ac} を算定した (Fig. 14 参照)。Fig. 10 に示した L_{as} と比較すると, ほぼ同オーダーであるが, 摩擦速度急増後では底面濃度の緩和が分布形のそれに比べ若干遅れる傾向と

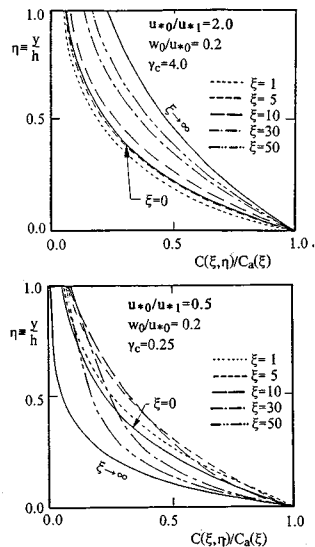


Fig. 12 Variation of normalized profile of suspended sediment concentration under non-equilibrium condition.

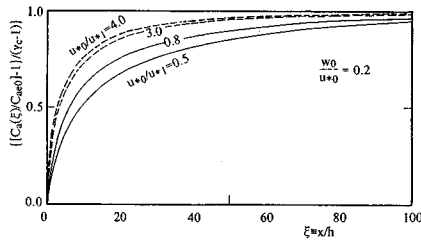


Fig. 13 Variation of bottom concentration of suspended sediment under non-equilibrium condition.

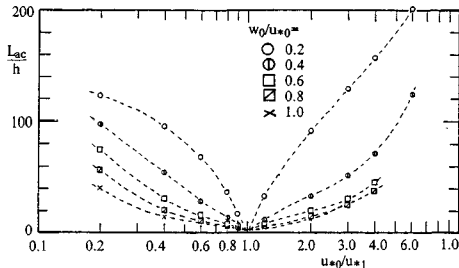


Fig. 14 Adaptation length of bottom concentration of suspended sediment.

なっている。

5. 従来の実験結果との比較について

浮遊砂の非平衡流送過程については、先にも述べたようにいくつか従来より実験結果が得られている。その代表的なものは固定床に接続する移動床上で上流から給砂のない場合で (Yalin and Finlayson⁷⁾, Van Rijn¹⁷⁾), 移動床での摩擦速度を u_* , 平衡底面濃度を C_{ae} , $\Psi_{e0} = C_{ae}w_0$ と書くと、乱れによる浮遊砂フラックスの変化は、 $\Psi(\xi, \eta)/\Psi_{e0} = 1 - \exp\{-\xi/\Lambda(\eta)\}$ (26) で表わされ、式 (20) の積分を次の水面での境界条件を課して行うことより、濃度分布形の遷移過程が記述される。

$$C(\xi, 1)/C_{ae} = \exp(-E) [1 - \exp(-\xi/\Lambda_1)] \dots (27)$$

Fig. 13 は、本モデルでの計算結果と Yalin and Finlayson⁷⁾ の実験結果とを比較したもので、良く合致している。Yalin らの実験条件の詳細は明記されていないが、彼らが示した平衡濃度分布より式 (26) 中の E を推定して計算を行った ($E=3.5$)。

より一般的な非平衡実験については実験条件の設定が技術的に難しいことからこれまでの測定例はきわめて少ない。特に本論文で論じた平衡状態にある浮遊砂流が摩擦速度の急変で平衡状態に向かう過程については測定例がない。芦田・岡部¹⁸⁾, 神田ら²⁸⁾ は、給砂や路床 (粗度) 条件を変化させた場での浮遊砂濃度分布を実測し、濃度分布の発達・減衰過程での興味ある実験を行っているが、水路上流端で給砂量を制御しており、どちらかとい

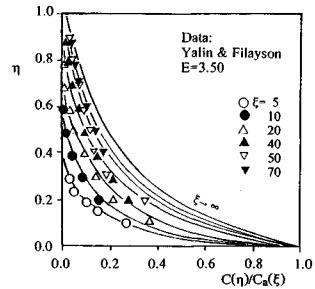


Fig. 15 Example of the variation of suspended sediment concentration distribution at downstream of rigid bed.

えば wash load 的な特性が強い。すなわち路床条件変化後、あるいは変化前も含め浮遊砂量が平衡に達していない。ただし濃度分布形は、流砂量の非平衡あるいは不飽和にもかかわらず非平衡過程を経て平衡に達しているものと思われる。こうした場合でも基本的には本モデルの適用が可能である (基本的に本モデルは流砂量の非平衡過程というより濃度分布形の非平衡過程を扱っている)。ただしこの場合基本式 (19) において γ_e を別途与えなければならない。すなわち wash load 的な流送であるため流量にかかわる底面濃度は直接摩擦速度や砂粒子の性質と結びつけられない (たとえば神田ら²⁸⁾ の実験のように路床粗度を急変させると、bed material load の場合は、Fig. 7 に示すようにに摩擦速度の増加に対して底面濃度の増加が見込まれるが、固定床上で堆積を生じないように流送させた実験では、摩擦速度の増加による濃度分布形の一樣化傾向がかえって底面濃度を減少させ

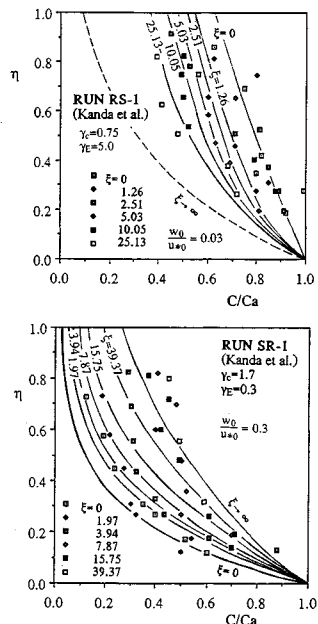


Fig. 16 Examples of development and decaying processes of suspended sediment concentration distributions.

る結果をもたらすこともある)。

Fig. 16 は、神田ら²⁸⁾の実験結果に本モデルを適用した例である。適用にあたっては、 $\xi=0$, $\xi \rightarrow \infty$ の相対濃度分布形 (C/C_0)の比較から γ_E を、絶対濃度分布の測定結果より γ_c を推定して用いた。これらの値は図中に示す。この図によると、測定精度の問題もあって、適合性の定量的判定は難しいが、本モデルで非平衡浮遊砂濃度分布変化の特徴は十分記述し得るものとする。

6. 結 論

本研究は、路床条件の変化に伴う流速分布と浮遊砂濃度分布の変化過程を、乱れによる運動量、浮遊砂のフラックスの分布の遷移過程という観点からみると、レイノルズ相似から予想される記述の相似性が期待されることに着目して、これらを総合的に記述しようとして試みたものである。

路床条件に対するこれらのフラックス分布の応答が底面で早く、底面から離れるに従って遅いという特徴を、相対高さごとに緩和距離の異なる指数関数で表現し、そのパラメーターをレイノルズ応力 (運動量フラックス) 分布についての古典的風洞実験結果を用いて同定した。また、指数関数近似を用いているためこうした緩和過程のインパルス応答を容易に求めることができ、したがって路床条件 (ここでは摩擦速度で代表した) の任意の変化に対するこれらフラックス分布形の遷移過程が積み込み積分によって容易に記述されることとなった。

次に、最近の精度良い開水路粗度急変流での乱流計測結果を用いて、ここで提案した緩和モデルがパラメーターも変化させることなく開水路流れでのレイノルズ応力分布の遷移過程にそのまま適用できることを知った。たとえばこれと混合距離モデルを併用することで、粗度急変流れでの流速分布の変化過程がうまく記述された (非平衡状態での浮遊砂量変化を考える場合、後述する濃度分布とともに流速分布が適切に予測されねばならず、このようにして得られる流速分布は後述する非平衡濃度分布と精度上整合性を保っている)。

乱れによる運動量と浮遊砂の輸送の相似性に着目すると、レイノルズ応力分布の緩和についてのインパルス応答はそのまま乱れによる浮遊砂フラックス分布の緩和過程にも適用できるものと期待され、特に摩擦速度が急変する場を対象として非平衡浮遊砂濃度分布の変化過程を記述する手法を提案した。浮遊砂濃度分布は乱れによる浮遊砂フラックス分布の水深方向の積分で与えられるが、その境界条件として、水面では緩和モデルによって推定された浮遊砂フラックスが沈降フラックスと釣り合うことから水面での濃度が容易に知られることを利用した。ここでは、浮遊砂の拡散係数は渦動粘性係数と等し

く水深平均値により一定として扱ったが、こうしたモデルでは底面濃度を掃流砂濃度と考えるのが適当と判断し、従来の研究成果を本手法に使いやすいよう整理した。

浮遊砂の非平衡状態を対象とした従来のいくつかの測定例に本手法を適用した結果、非平衡状態での浮遊砂濃度分布の変化をかなりうまく説明できるものと結論される。

今後の課題と考えられるものとして、次が挙げられる。

(1) 本論文で提案した緩和モデルは複雑な路床条件の変化に対してもインパルス応答を用いて解析的検討を容易にするものではあるが、そのパラメーターの決定については、流れの基礎式に基づいた解析によって、本研究で提案した経験式の普遍性を検討すべきである。

(2) 非平衡状態の浮遊砂についてのこれまでの実験は必ずしも十分でなく、特に乱れによる浮遊砂フラックスの精度良い実測の方法、条件設定についての工夫が重要である。

(3) 河床波の発達した水路で、非平衡浮遊砂の議論がどのように必要かを明らかにし、本研究成果を用いてそれに貢献する。

なお、本研究にあたって、平成元年度文部省科学研究費補助金・総合研究 (A)「各種水域の乱流構造特性とその移動床問題への水工学的応用に関する研究」(研究代表者：中川博次京都大学教授, No. 01302046) の補助を得たことを付記し、謝意を表する。

参 考 文 献

- 1) Jain, S. C. : Sediment transport under nonequilibrium conditions. Proc. NATO Workshop on Movable Bed Physical Models, De Voorst, The Netherlands, 1987.
- 2) Di Silvio, G. : Adaptation processes through the surface of sedimentary systems. Proc. EUROMECH 215, Mechanics of Sediment Transport in Fluvial and Marine Environments, St. Margherita, Italy, 1987.
- 3) Yen, B. C. : Significance of nonuniform, unsteady and nonequilibrium conditions in fluvial channels. Proc. Int. Conf. Fluvial Hydraul., Budapest, Hungary, pp. 112~118, 1988.
- 4) Klaassen, G. J. : On time scale of transient processes in rivers. Proc. Int. Conf. Fluvial Hydraul., Budapest, Hungary, pp. 343~360, 1988.
- 5) 辻本哲郎・森 明巨・岡部健士・大本照憲：流砂の非平衡の論理とその応用，第33回水理講演会論文集，pp. 445~461, 1989.
- 6) Kalinske, A. : Suspended material transportation under non-equilibrium conditions. Trans. Amer. Geophys. Union, 1940.
- 7) Yalin, M. S. and Finlayson, G. D. : On the development of the distribution of suspended load. Proc. 15th IAHR Cong., Istanbul, Turkey, Vol. 1, pp. 287~294, 1973.

- 8) Nakagawa, H. and Tsujimoto, T. : Sand bed in stability due to bed load motion. J. Hydraul. Div., ASCE, Vol.106, HY 12, pp.2029~2051, 1980.
 - 9) 辻本哲郎：河床表層粒度構成の不安定現象としての縦断交互分級の形成機構，土木学会論文集，第411号／II-12, pp.143~150, 1989.
 - 10) Nakagawa, H., Tsujimoto, T. and Murakami, S. : Bed material load transport including saltation and suspension. Proc. 4th Int. Symp. River Sedimentation, Beijing, China, IV-18, pp.1~8, 1989.
 - 11) 芦田和男・藤田正治：平衡・非平衡浮遊流砂算定の確率モデル，土木学会論文集，第375号／II-6, pp.107~116, 1986.
 - 12) Bechteler, W. and Faber, K. : Stochastic model for suspended solids dispersion. J. Hydraul. Eng., ASCE, Vol.111, No.1, pp.64~78, 1985.
 - 13) 辻本哲郎：乱流による土砂輸送—浮遊砂の拡散係数に関する検討，第30回水理講演会論文集，pp.637~642, 1986.
 - 14) Kerssens, P. J. M., Prins, A. and van Rijn, L. C. : Model for suspended sediment transport. J. Hydraul. Div., ASCE, Vol.105, HY 5, pp.461~471, 1979.
 - 15) 道上正規・平井真砂郎・海賀 真：非平衡状態の浮遊砂の濃度分布特性について，土木学会第36語年次学術講演会講演概要集，II-303, 1981.
 - 16) Çelic, I. and Rodi, W. : A deposition-entrainment model for suspended sediment transport. Sonderforschungsbereich 215, Univ. of Karlsruhe, 1984.
 - 17) Van Rijn, L. C. : Entrainment of fine sediment particles-Development of concentration profiles in a steady uniform flow without initial sediment load. Rep. Delft Hydraulic Lab., M 1531, 1983.
 - 18) 芦田和男・岡部健士：非平衡な浮遊砂濃度の算定法に関する研究，第26回水理講演会論文集，pp.153~157, 1982.
 - 19) 黒木幹男・史 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.407~412, 1988.
 - 20) 辻本哲郎・A. カルドーン・斎藤 彰：底面せん断応力が変化する開水路流れの特性，水工学論文集，第34巻，pp.433~438, 1990.
 - 21) Jacobs, W. : Unformung eines turbulenten Geschwindigkeits-Profils. Z. Angew. Math. und Mech., 19, pp.87~100, 1939.
 - 22) Schlichting, H. : Boundary-Layer Theory. 6th Ed., McGraw-Hill, pp.615~616, 1968.
 - 23) 神田佳一・村本嘉雄・藤田裕一郎：開水路底面粗度急変部の乱流構造，第33回水理講演会論文集，pp.499~504, 1989.
 - 24) 祢津家久・中川博次・瀬谷和彦・鈴木康弘：開水路粗度急変流れの流速分布及び河床せん断応力の応答特性，水工学論文集，第34巻，pp.505~510, 1990.
 - 25) たとえば，中川博次・辻本哲郎：移動床流れの水理，新体系土木工学23，技報堂出版，310 p., 1986.
 - 26) Einstein, H. A. : The bed load function for sediment transportation in open channel flows. Tech. Bull., U. S. Dep. Agr., Soil Conservation Service, No.1026, 78 p., 1950.
 - 27) 岩垣雄一：限界掃流力の流体力学的研究，土木学会論文集，第41号，pp.1~21, 1956.
 - 28) 神田佳一・村本嘉雄・藤田裕一郎・矢田哲朗：開水路粗度急変部における乱れ特性と浮遊砂濃度の遷移過程，京都大学防災研究所年報，第32号，B-2, pp.619~639, 1989. (1990.3.19・受付)
-