

移動床流れにおける浸透流の存在の意義

Interaction between Free Surface Flow and Seepage Flow in Alluvial Streams

○ 金沢大学工学部 正 員 辻本 哲郎
京都大学工学部 正 員 中川 博次

1. ま え が き

河床が砂や礫からなる移動床水路では透水性の良い層内の浸透流と表面流の著しい相互作用が、流れの抵抗や流砂現象さらには移動床過程にも大きく影響しているものと推測される。にもかかわらず、不浸透床上の流砂現象との相違を積極的・具体的に検討しようとした研究は少なかったようである。本研究では、とくに透水性の高い粗砂流路において、浸透流をも考慮して現象を把握しようとするものである。

Chuら¹⁾のイメージによると、境界面での圧力変動が浸透層内に伝播し、その結果浸透流に流速変動を産み、とくに透水性の高い場合に適用される非線型Darcy則²⁾が成立する条件では、非線型性に起因する非対象性によって流下方向、鉛直方向の変動速度の間に相関、いわばみかけの Reynolds 応力を産み出す。境界面近傍での鉛直方向乱れ速度はまさに境界面を通して変動する transpiration (流出入) 速度の存在を示しているし、またみかけ上の Reynolds 応力の存在により浸透層内においても鉛直方向に運動量交換が活発に行われ、Darcy 則の適用では予想し得ない浸透流速プロファイル (せん断流型) の出現を示唆している。さらにこれは表面流にとっては slip 速度として作用し、transpiration とともに表面流の乱流構造を変化させる。このような表面流の変化に伴って流砂運動も大きな影響を受けるものと予想される。例えば、河床波の萌芽となるような進行する砂面擾乱があれば、それに呼応した水面変動、圧力変動が顕在し、これが浸透層内に遅れをもって伝播するとともに浸透流流速変動を産む。このうち主として境界面近傍の特性が表面流乱流構造に大きく影響を与える。河床面近傍の流れの局所の変化に対し、流砂運動の構成要素の一つである pick-up rate は敏感に応答し、step length の働きとあいまって、非平衡流砂過程が助長され、河床波の発達が促されることにもなる。その他にも、移動床現象への貢献はきわめて重要と考えられ、本研究はそれを明らかにするための第一歩としている。

2. 表面流と浸透流の相互作用

(1) 浸透層内の流れ：一定厚さ (H_s) の相当地に loose な透水層上に、等流の表面流が存在する定常 2 次元状態を考える。表面流が存在するとき、境界面 (河床面) に圧力変動が存在し、Chuら¹⁾のモデルのように、非線型Darcy則²⁾の成立する浸透流中にその圧力変動が伝播すると考える。透水層内の局所性を平均化した平均流速 v_s について、非線型Darcy則を抵抗則として用いた Navier-Stokes の式及び連続式において、 v_s を流下方向と鉛直方向の成分、さらにアンサンブル平均と摂動分とに分ける操作 ($v_s = (U_{s1} + u_s, v_s)$) をすると次の式が得られる。

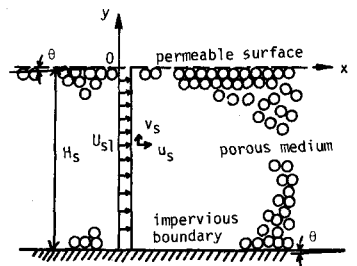


図-1 記号図

$$0 = -(1/\rho)(\partial p/\partial x) + g \sin \theta - (\nu/K)U_{s1} - (C/\sqrt{K})U_{s1}^2 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$0 = -(1/\rho)(\partial p/\partial y) - g \cos \theta \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$(1/n)(\partial u_s/\partial t) = -(1/\rho)(\partial p'/\partial x) - (\nu/K)u_s - (2C/\sqrt{K})U_{s1}u_s \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$(1/n)(\partial v_s/\partial t) = -(1/\rho)(\partial p'/\partial y) - (\nu/K)v_s - (C/\sqrt{K})U_{s1}v_s \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$(\partial u_s/\partial x) + (\partial v_s/\partial y) = 0 \quad \dots\dots\dots (5)$$

但し、 $p = P + p'$: 圧力、 g : 重力加速度、 θ : 河床勾配、 ρ : 水の密度、 ν : 動粘性係数、 n : 透水層の

空隙率, K : 透水係数, C : 浸透流の抵抗則中の非線型項の係数 ($C=0$ なら通常の Darcy 則) である。式(1), (2)より浸透層内平均流速 U_{s1} が次式のように得られる (無次元表示)。

$$R_K \equiv U_{s1} \sqrt{K}/\nu = (-1 + \sqrt{2CR_{K0}})/2C \quad \dots\dots\dots (6)$$

但し, $R_{K0} \equiv gI_s K^{3/2} \nu^{-2}$ (通常の Darcy 則を適用したときの無次元平均流速) である。式(3)~(5)から,

$$(\partial^2 p'/\partial x^2) + (\partial^2 p'/\partial y^2) = -(\rho C/K) \cdot U_{s1} \cdot (\partial u_s/\partial x) \quad \dots\dots\dots (7)$$

のように Poisson 型の方程式が得られる。透水層の上端 (表面流との境界面) において圧力変動があるとし、それを,

$$p'|_{y=0} = \operatorname{Re}\{\tilde{p}'(0)\} \equiv \operatorname{Re}\{p_0 \exp[i(\kappa x + \omega t)]\} \quad \dots\dots\dots (8)$$

とおくと、圧力変動の浸透層内への伝播と、それによって浸透流中に生じる変動流速が次のように表わされることが Chu らによって解析されている^{1), 3)}。それらを整理すると、次のようである。

$$p'(y) = \operatorname{Re}\{[\cosh \beta \kappa (H_s + y)/\cosh \beta \kappa H_s] \cdot \tilde{p}'(0)\} \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$u_s(y) = \operatorname{Re}\{-i[\kappa/(\alpha_1 + i\omega)] \cdot [\cosh \beta \kappa (H_s + y)/\cosh \beta \kappa H_s] \cdot (\tilde{p}'(0)/\rho)\} \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$v_s(y) = \operatorname{Re}\{-\kappa/[(\alpha_1 + i\omega)\beta] \cdot [\sinh \beta \kappa (H_s + y)/\cosh \beta \kappa H_s] \cdot (\tilde{p}'(0)/\rho)\} \quad \dots\dots\dots (11)$$

但し, $2p_0$, ω , κ は河床面での圧力変動の振幅, 角周波数, 角波数であり, $\operatorname{Re}\{\}$ は $\{\}$ 内の実数部分を示す。また,

$$\alpha_1 \equiv n[(\nu/K) + (2C/\sqrt{K})U_{s1}] = n(\nu/K)(1 + 2CR_K) \quad \dots\dots\dots (12)$$

$$\alpha_2 \equiv n[(\nu/K) + (C/\sqrt{K})U_{s1}] = n(\nu/K)(1 + CR_K) \quad \dots\dots\dots (13)$$

$$\beta^2 \equiv (\alpha_2 + i\omega)/(\alpha_1 + i\omega)$$

である。すなわち境界面圧力変動は浸透層にみかけ上「乱れ」を誘起し、とくに $y=0$ においては,

$$v_s(0)/u_* = \operatorname{Re}\{-B_*[\beta/(1+i\omega_*)] \tanh \beta \kappa H_s \cdot [\tilde{p}'(0)/\tau_0]\} \quad \dots\dots\dots (14)$$

が誘起され、これによって必然的に浸透流と表面流との質量交換・運動量交換が生じる。浸透層上の流れにとって、吸込み・吹き出しが周期的に生じていることになる。こうした浸透流速の変動を「乱れ」ととらえ、「乱れ強度」, 「Reynolds 応力」を (変動波の一周期についての平均操作によって) 求めると次式が得られる。

$$\overline{\{u_s(\eta)\}^2}/u_*^2 = [B_*^2 p_{0*}^2/(\omega_*^2 + r_{12}^2)] \cdot f_{uu}(\eta) \quad \dots\dots\dots (15)$$

$$\overline{\{v_s(\eta)\}^2}/u_*^2 = [B_*^2 p_{0*}^2/\Gamma^*(\omega_*)] \cdot f_{vv}(\eta) \quad \dots\dots\dots (16)$$

$$-\overline{u_0(\eta) \cdot v_s(\eta)}/u_*^2 = [B_*^2 p_{0*}^2/\Gamma^*(\omega_*)] \cdot f_{uv} \quad \dots\dots\dots (17)$$

但し, $B_* \equiv (\kappa Ku_*/\nu)/(1 + CR_K)$; $\eta \equiv y/H_s$; $\omega_* \equiv \omega/\alpha_2$; $r_{12} = \alpha_1/\alpha_2$ であり、また

$$f_{uu}(\eta) \equiv \{\cosh 2\beta_r \kappa H_s(1+\eta) + \cos 2\beta_i \kappa H_s(1+\eta)\}/F_* \quad \dots\dots\dots (18)$$

$$f_{vv}(\eta) \equiv \{\cosh 2\beta_r \kappa H_s(1+\eta) + \cos 2\beta_i \kappa H_s(1+\eta)\}/F_* \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$f_{uv}(\eta) \equiv \{\beta_i \sinh 2\beta_r \kappa H_s(1+\eta) - \beta_r \sin 2\beta_i \kappa H_s(1+\eta)\}/F_* \quad \dots\dots\dots (20)$$

$$F_* \equiv \cosh 2\beta_r \kappa H_s + \cos 2\beta_i \kappa H_s \quad \dots\dots\dots (21)$$

$$\Gamma^*(\omega_*) \equiv \sqrt{(\omega_*^2 + 1)(\omega_*^2 + r_{12}^2)} \quad \dots\dots\dots (22)$$

$\beta \equiv \beta_r + i\beta_i$ としている。 $y \rightarrow -0$ では $f_{uu}(\eta) \rightarrow 1$ であり、さらに $\kappa H_s \rightarrow \infty$ とすると $f_{vv}(\eta) \rightarrow 1$ である。また $\kappa H_s \rightarrow \infty$ とすると、式(20)は次のように近似される。

$$f_{uv}(y) = \beta_i \exp[2\beta_r \kappa y] \quad \dots\dots\dots (23)$$

上式をみてわかるように $\beta(\beta_r, \beta_i)$ の値が重要な役割を果たしている。たとえば通常の Darcy 則が成立する場合では $C=0$ でありこのとき $\beta=1$ ($\beta_r=1, \beta_i=0$) となり Reynolds 応力に相当するものは存在し得ない。このように β は非線型性に起因する非対称性指標で、 $\beta_r, \beta_i \sim \omega_*$ の関係を図-2 に示した。また(15)~(17)の計算例を図-3 に示した。

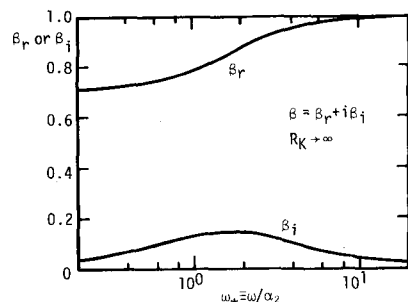


図-2 β_r, β_i と $\omega_* \equiv \omega/\alpha_2$ の関係

さて、Reynolds 応力に相当する成分は浸透層内においても鉛直方向の活発な運動量交換を促す。これにより浸透層上の早い表面流にひきずられて図-4 に示すように付加的な流速 ($U_{s2}(y)$) が浸透層内に発生することになる (浸透流速 $U_s(y) = U_{s1} + U_{s2}(y)$)。いま変動流速による運動量束についても混合距離モデルが適用されるとし、浸透層内の混合距離 ℓ_p が浸透層内の流体塊の運動がその空隙スケールに拘束されるということから $\sqrt{K}$ に比例 (比例定数 α_0) すると考えると、

$$-\rho \overline{u_s v_s} = \rho \ell_p^2 (dU_{s2}/dy)^2 = \rho \alpha_0^2 K (dU_{s2}/dy)^2 \quad \dots\dots\dots (24)$$

となり、式(18)を用いると浸透層内流速分布を求めることができる。いま式(24)の代りに式(24)の近似式を用い、 $y \rightarrow -\infty$ で $U_{s2} \rightarrow 0$ を境界条件として積分定数を決定すると、

$$U_{s2}^+(y) = \frac{B_* p_{0*} \sqrt{\beta_i}}{\alpha_0 \sqrt{K} \kappa \beta_r \sqrt{\Gamma^*(\omega_*)}} \exp(\beta_r \kappa y) \quad \dots\dots\dots (25)$$

が得られる。このような指数型流速分布は異なる仮定を用いて山田ら⁴⁾によっても得られている。式(25)を用いると境界面での浸透流流速が次のように与えられ、これが表面流にとって河床面での一つの境界条件となることになる (もう一つの境界条件は transpiration 速度を与える式(14)である)。

$$U_s^+(0) = U_{s1}^+ \left\{ 1 + \frac{B_* p_{0*} \sqrt{\beta_i}}{R_K (1 + CR_K) \alpha_0 \beta_r \sqrt{\Gamma^*(\omega_*)}} \right\} \quad \dots\dots\dots (26)$$

(2) 透水層上の開水路流れ: 透水層上の開水路流れの一般的な境界条件は、河床面での slip 速度 U_p と、いわゆる transpiration 速度 v_0 (吹き出しを正とする) である。これらが主流流速に比べ充分小さいものとし、さらに簡単のため等流近似で議論を進める。

transpiration 速度のある場合、河床近傍において、流れのせん断応力は、粘性応力、いわゆる Reynolds 応力及び transpiration 速度による運動量束とで分担され、外力と釣り合っている。ところで、ここでは非線型 Darcy 則が適用されるような透水性の高い河床材料すなわち粗い砂礫床を対象としており一般的に水理学的粗面として扱われ、粘性底層も顕在しない。また、通常の壁法則誘導時と同様 $y \ll h$ すると外力 $\tau = \rho g h I_s (1 - y/h) = \tau_0$ と近似され、結局次式を基礎式とする ($\tau_0 = \rho u_*^2$)。

$$\tau_0 = -\rho \overline{uv} + \rho v_0 U \quad \dots\dots\dots (27)$$

Reynolds 応力に対して混合距離理論を適用し、混合距離 $\ell_0 = \kappa_0 y$ (κ_0 : Karman 定数) とすると、

$$(\kappa_0 y^+ / v_0^+) [d(1 + v_0^+ U^+) / dy^+] = \sqrt{1 + v_0^+ U^+} \quad \dots\dots\dots (28)$$

が得られる。但し、 $U^+ \equiv U/u_*$, $v_0^+ \equiv v_0/u_*$, $y^+ \equiv y u_* / \nu$ である。また取り扱い上、 $(1 + v_0^+ U^+) > 0$ すなわち $v_0^+ > -(1/U^+)$ が課されている。 $y = y_0$ (浸透流が無い場合、対数則を適用して流速が 0 となる高さで、 $U = U_p$ を境界条件として式(28)を積分することより、次式が得られる。

$$(2/v_0^+) (\sqrt{1 + v_0^+ U^+} - \sqrt{1 + v_0^+ U_p^+}) = (1/\kappa_0) \ln(y/k_s) + D_r \quad \dots\dots\dots (29)$$

ここで、 $D_r = (1/\kappa_0) \ln(k_s/y_0)$, k_s : 等価砂粗度である。これは、Dorranceらによって最初に導かれたいわゆる 2 乗対数則^{5), 6)}を粗面流れについて導いたものである。上式を U^+ について解くと、

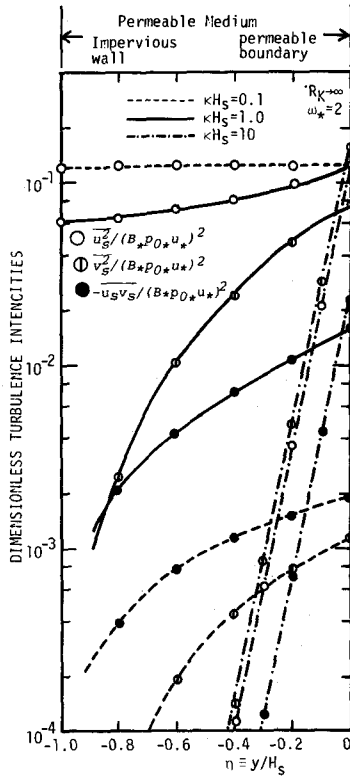


図-3 浸透流のみかけの乱れ特性量

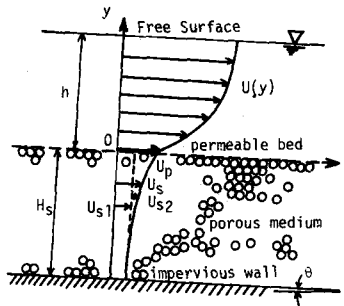


図-4 概念図

$$U^+ = \frac{v_0^+}{4\kappa_0^2} \left(\ln \frac{y}{k_s} \right)^2 + \frac{1}{\kappa_0} \left(\frac{v_0^+}{2} D_r + \sqrt{1 + v_0^+ U_p^+} \right) \ln \frac{y}{k_s} + \left(\frac{v_0^+ D_r}{4} + \sqrt{1 + v_0^+ U_p^+} \right) D_r + U_p^+ \quad (30)$$

である。不浸透床の流れの場合、 $v_0 = U_p = 0$ で、流速分布は、

$$U_n^+ = (1/\kappa_0) \ln(y/k_s) + D_r \quad (31)$$

である。添字 n は不浸透床の上の流れについての諸量を示す。

またここで、 κ_0, D_r は普遍定数と考えている。図-5 は、 $\lambda_2 \equiv U_p^+/u_{*n} = 0$ の場合について、流速分布が $\lambda_1 \equiv v_0^+/u_{*n}$ によってどう変化するのを見たもので、すでに指摘されている⁶⁾ようにみかけ上の Kármán 定数が吹き出しにより減少、吸込みで増加していることが確認される。

(3) 浸透流を伴う流れの抵抗： 式(30), (31) の水深に亘っての積分により、透水層上流れ、不浸透床の上流れの平均流速公式が次のように求められる。

$$U_m^+ = \frac{v_0^+}{4\kappa_0^2} \left(\ln \frac{h}{k_s} \right)^2 + \frac{1}{\kappa_0} \left\{ \left(D_r - \frac{1}{\kappa_0} \right) \frac{v_0^+}{2} + \sqrt{1 + v_0^+ U_p^+} \right\} \left(\ln \frac{h}{k_s} \right) + \left(D_r - \frac{1}{\kappa_0} \right) \left(\sqrt{1 + v_0^+ U_p^+} - \frac{v_0^+}{2} \right) + \frac{v_0^+}{4} D_r + U_p^+ \quad (32)$$

$$U_m^+ = (1/\kappa_0) \ln(h/k_s) + (D_r - 1/\kappa_0) \quad (33)$$

浸透流を伴った表面流と、不浸透性河床の上の流れを表面流についての流水抵抗の観点から比較してみよう。抵抗の比較に当ってはそれがどういう条件でのものかが重要である。ここでは両者がいずれも同一エネルギー勾配の等流状態であり、表面流成分が同一流量（単位幅流量を q と表記）である場合を考える。一般に、抵抗係数 f は、Reynolds 数 ($R_e = U_m h / \nu = q / \nu$) の関数であり、ここでは同じ Reynolds 数で f と f_n とを比較する。いま、抵抗の指標として Ω を次のように定義する。

$$\Omega \equiv \tau_0 / \tau_{0n} = h / h_n = U_{mn} / U_m \quad (34)$$

このとき抵抗係数の比 $\chi \equiv f / f_n = \Omega^3$ となる。式(32), (33)より Ω について次式が得られる。

$$\sqrt{\frac{2}{f_n}} \left[\frac{1}{\Omega} - \sqrt{\Omega + \lambda_1 \lambda_2} - \frac{\lambda_1}{2\kappa_0} \ln \Omega \right] = \frac{\lambda_1}{4} \left[\frac{2}{f_n} + \frac{1}{\kappa_0} \{ (\ln \Omega)^2 + 1 \} \right] + \frac{\ln \Omega}{\kappa_0} \sqrt{\Omega + \lambda_1 \lambda_2} + \lambda_2 \quad (35)$$

但し、 $\lambda_1 \equiv v_0 / u_{*n} = v_0^+ \cdot \sqrt{\Omega}$; $\lambda_2 \equiv U_p / u_{*n} = U_p^+ \cdot \sqrt{\Omega}$ である。 $f_n, \lambda_1, \lambda_2$ が既知であれば上式 Ω に関する方程式である (f_n は連続式と式(33)により与えられた q, k_s, I_e に対して既知である)。上式は Ω について陽に解かれていないが、形式的に、 $\Omega \equiv \Psi(\lambda_1, \lambda_2, f_n)$ と書くこととしよう。図-6 (a) は、 $\lambda_2 = 0$ の場合について $\Omega \sim \lambda_1$ 関係を f_n をパラメータとして示したもので、図-6 (b) は、 $f_n = \text{const.}$ に対し λ_2 をパラメータとして $\Omega \sim \lambda_1$ 関係を示したものである。また図-7 には速度プロファイルも含めて比較している。これらの図より

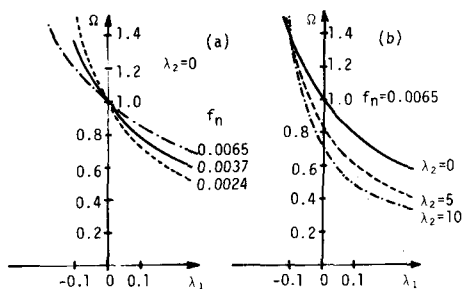


図-6 定常浸透流による抵抗変化

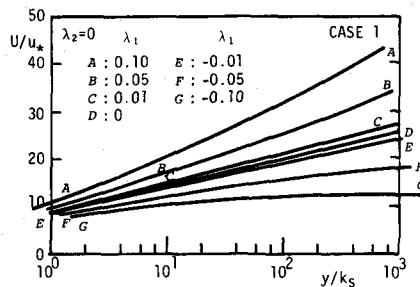


図-5 transpirationの流速分布への影響

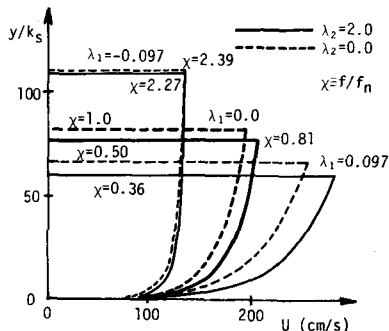


図-7 定常浸透流による速度プロファイルの変化

slip 速度及び吹出しによる抵抗減, 吸込みによる抵抗増が確認される。

さて定常的な transpiration の無い等流状態でも浸透流が伴えば先にも述べたように変動する transpiration 速度が存在する。すなわち $Q = \Psi(\lambda_1, \lambda_2, f_n)$ において λ_1 が平均値 0 で変動する場合の, $Q \sim \lambda_2$ (f_n は与えられる) 関係を調べてみよう。図-6 に示された $Q \sim \lambda_1$ 関係の非線型性により, 変動の累積効果として $\lambda_2 = 0$ の場合にも $E[Q] = 1$ とはならない。 $E[Q]$ は, λ_1 が $(0, \sigma_1^2)$ の正規分布に従い, その有義範囲が $(\lambda_{1min}, \lambda_{1max})$ とするとき, 次式で計算され, その結果が図-8 に示される。

$$E[Q] = \frac{\int_{\lambda_{1min}}^{\lambda_{1max}} \Psi(\lambda_1; \lambda_2, f_n) \phi(\lambda_1) d\lambda_1}{\int_{\lambda_{1min}}^{\lambda_{1max}} \phi(\lambda_1) d\lambda_1} \quad \dots\dots\dots (36)$$

$$\phi(\lambda_1) = (1/\sqrt{2\pi} \sigma_1) \exp(-\lambda_1^2/2\sigma_1^2) \quad \dots\dots\dots (37)$$

式(36)より $\sigma_{s*}^2 \equiv \{v_s(0)\}^2/u_*^2$ を評価すると, $\sigma_1 = \sigma_{s*} \cdot E[Q]$ であるが, 計算においては σ_{s*} を σ_1 と同一視して差支えない。上記の結果, 激しく変動する transpiration 速度によって, 表面流の抵抗増が充分期待される。

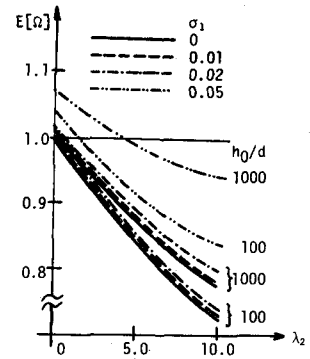


図-8 変動する transpiration 速度の表面流抵抗への効果

3. 浸透流を伴う移動床における流砂モデルの基礎

前章で述べたように透水性の高い浸透層内の流れと表面流との相互作用により, 条件によっては移動床過程へのこれらの影響が無視し得ないと考えられる。しかし, これを積極的に評価しようとした例は少ない。本章では, 先にも述べたように, 圧力変動に伴って吸込み, 吹き出し条件が場所的に分布しかも下流へ伝播する場合に出現する流砂の非平衡過程の解析を念頭に, 浸透流を伴う場合の流砂モデルについて検討を行う。掃流運動に関するこれまでの知識より, 局所的な流れの変化に鋭敏に応答するのは pick-up rate で, 一方 step length はむしろ平均的な流れ (掃流力) と河床面の凹凸 (粒径オーダー) に支配されていると見なせる。したがって検討すべきは, 浸透流を伴う流れの条件の下での pick-up rate と掃流力の関係である。

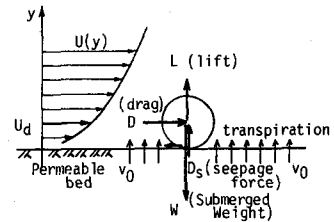


図-9 記号図

浸透性河床上の砂れき粒子に作用する力は, 図-9 に示されるように, 主流による抗力 D , 揚力 L , 浸透流 (ここでは鉛直方向成分, すなわち吹き出し, 吸込みを指す) による抗力 D_s , 砂粒の水中重量 W 及び摩擦力 f_r であり, これらの合力の流下方向成分 F は次のようになる。

$$F/W = [1 + \{k_L + (D_s/D)\mu_f\}] - \mu_f \quad \dots\dots\dots (38)$$

但し, $k_L \equiv L/D$, μ_f : 砂の静止摩擦係数である。

$$W = \rho(\sigma/\rho - 1)A_3gd^3 \quad \dots\dots\dots (39)$$

$$D = \frac{\epsilon_0}{2} C_D \rho U_d^2 A_2 d^2, \quad D_s = \frac{\epsilon_0'}{2} C_D' \rho |v_0| v_0 A_2 d^2 \quad \dots\dots\dots (40)$$

と整理すると (ϵ_0, ϵ_0' : 遮蔽係数; C_D, C_D' : 抗力係数; A_2, A_3 : 砂の形状係数, σ/ρ : 砂の比重, U_d : 河床砂れきの近傍の局所流速), 次式が得られる。

$$F/W = (\epsilon_0/\psi)(\tau_* - \tau_{*c}), \quad \tau_{*c} = \psi\tau_{*cn} \quad \dots\dots\dots (41)$$

$$\epsilon_0 \equiv (\epsilon_0 C_D A_2/2A_3) \cdot U_{dn}^{+2} \quad \dots\dots\dots (42)$$

$$\psi \equiv (1 + k_L \mu_f) / [\phi_0^2 \{1 + (k_L + \phi_1)\mu_f\}] \quad \dots\dots\dots (43)$$

$$\phi_0 \equiv U_d^+ / U_{dn}^+, \quad \phi_1 \equiv k_D v_0^+ / |v_0^+| (U_{dn}^{+2} \phi_0^2), \quad k_D \equiv \epsilon_0' C_D' / (\epsilon_0 C_D) \quad \dots\dots\dots (44)$$

$$\tau_{*c} \equiv \mu_f / \{\epsilon_0 (1 + k_L \mu_f)\} \quad \dots\dots\dots (45)$$

粗い河床材料の場合, $C_D \approx 0.4$ であり, 一方 C_D' は一般に代表流速である v_0 が小さく Stokes 領域になると

考えると、 $C_D' = 24 / (|v_0^+| \cdot Re_*)$ である。なお、 $\tau_* \equiv u_*^2 / \{(\sigma/\rho - 1)gd\}$ 、 $Re_* \equiv u_* d / \nu$ であり、 τ_{*cn} は浸透流が存在しない場合の無次元境界掃流力である。なお、主流の抗力を決める代表流速 U_d を与える高さを $y = k$ とすると、式(3)より $U_{dn}^+ = D_r (= 8.5)$ であり、また式(30)を用いると、

$$\phi_0 = (v_0^+ / 4) D_r + \sqrt{1 + v_0^+ U_p^+ + (U_p^+ / D_r)} \quad \dots\dots\dots (46)$$

である。式(43)で定義された ψ は、浸透流の効果による河床砂れきの移動し難さの指標で、とくに壁面からの流出入に着目、 $U_p^+ = 0$ とするときの $\psi \sim v_0^+$ 関係を図-10に示した。計算に当っては $k_L = 0.85$ 、 $\mu_f = 1.0$ 、また $Re_* \approx 60$ 、 $\epsilon_b/\epsilon_0 = 1$ とすることから $k_D \approx 1/v_0^+$ とした。この結果、吹き出しにより同じ τ_* の値に対して(同じ表面流流量に対する比較の議論ではない)河床砂れき離脱が促進される一方、吸込みに対しては抑制され、いわゆる pick-up rate が圧力変動波

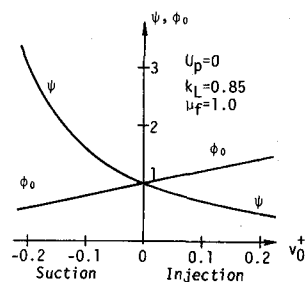


図-10 transpirationによる河床砂れきの移動し難さ指標

にくいからの遅れを呈して波動的に変動することがわかる。浸透流を伴う場合の河床砂れきの pick-up rate は不浸透床で既に得られている推定式⁷⁾を次のように修正して用いられるであろうことが議論の比較によってわかる。

$$p_{s*}(\tau_*) = (F_0/\psi)(\tau_* - k_2 \psi \tau_{*cn})^m \quad \dots\dots\dots (47)$$

但し、 $p_{s*} \equiv p_s \sqrt{d \cdot (\sigma/\rho - 1)g}$ 、 p_s : pick-up rate、 $F_0 = 0.03$ 、 $k_2 = 0.7$ 、 $n = 3$ である。また粗砂では $\tau_{*cn} = 0.05$ である。

4. あ と が き

本研究ではまず壁面圧力変動の浸透層内への伝播と、浸透流のみかけの乱れ特性量の生成について、Chuら¹⁾の方法でモデル化し、さらに浸透層内のみかけの Reynolds 応力に混合距離理論を適用して浸透流の速度プロファイルを誘導した。これらより定常一様な表面流と浸透流の間に存在する変動 transpiration 速度といわゆる slip velocity を推定し、次にこれらを境界条件として課した開水路乱流の構造の変化を2乗対数則の考え方で考察し、表面流の抵抗が浸透流の存在で増加する可能性を示唆した。さらにこれらの成果を移動床過程における浸透流の影響という観点の研究に効かすべく流砂特性について考察、とくに影響を顕著に受けると判断された pick-up rate について、transpiration 速度を考慮した推定式を誘導した。今後、これらの実験的検討を進めるとともに、典型的かつ具体的な事例の研究を行ってゆきたいと考える。

本研究の遂行に当って、昭和59年度文部省科学研究費一般研究(B)「水流と流砂の相互作用に関する研究」(代表：中川博次)の補助を受けた。

参 考 文 献

- 1) Chu and Gelhar: Turbulent flow with granular permeable boundaries, Report, Ralph Parson's Laboratory, M.I.T., No. 148, 1972.
- 2) Ward: Turbulent flow in porous media. Proc. ASCE, Vol. 90, HY 5, 1964.
- 3) 中川・禰津：透水性開水路乱流場における主流と浸透流の相互作用，土木学会論文報告集，第244号，1975.
- 4) 山田・川端：浸透層上の流れの抵抗則に関する理論的研究，土木学会論文報告集，第325号，1982.
- 5) Dorrance and Dore: The effect of mass transfer on the compressible turbulent boundary layer skin friction and heat transfer, Jour. of Aero. Science, Vol. 21, 1954.
- 6) 中川・禰津：壁面流出入を伴う開水路浸透床上の乱流構造に関する研究，土木学会論文報告集，第285号，1979.
- 7) 中川・辻本：水流による砂れきの移動機構に関する基礎的研究，土木学会論文報告集，第244号，1975.