

古典を読む

J.-Y. Parlange and D.E. Hill 著

「土壌における浸潤前線不安定性の理論的解析」

安中武幸¹

Reviewing classical studies in soil physics

“ Theoretical analysis of wetting front instability in soils ”

by J.-Y. Parlange and D.E. Hill

Soil Science, Vol. 122, No. 4, 236–239 (1976)

Takeyuki ANNAKA¹

1. はじめに

土壌中における不均一な水の流れは、マクロポアや傾斜した成層など巨視的に不均一な土壌で生じるだけでなく、均一な土壌においても浸潤前線の不安定性によって生じ得る。本シリーズでは「部分流（フィンガー流）の発見とその背景」（田淵，2006）において、著者本人による、部分流（フィンガー流）発見とその成因の解析研究が紹介されている。本報では、Hill and Parlange（1972）に始まる、フィンガー流を「浸潤前線不安定性」と捉えた研究のなかで、フィンガーの大きさ（幅および直径）を水分拡散係数といった土壌水分移動特性（以下、単に土壌特性）と関連づけた論文、Parlange and Hill（1976）、を紹介する。

1950年代には、石油採掘現場の問題（水を圧入して石油を追い出す際に界面の移動速度を大きくすると石油に水が混入すること）に応じて、多孔質体中の混合しない2つの液体界面が不安定となる条件が検討された（Saffman and Taylor, 1958; Chuoke et al., 1959）。土壌への降下浸潤現象の研究においても、1960年代になると細/粗成層での「部分流」（田淵，1961）、閉鎖空気存在下の「舌状の流れ」（Peck, 1965）、さらには撥水性土壌における「フィンガー状の流れ」（Bond, 1968）が報告された。しかしながら、その当時、これらの現象が「界面（浸潤前線）の不安定性」によるものとの認識は生まれなかった。

上記の現象を初めて「浸潤前線不安定性」の問題と捉えて実験的な検討を行なったのが、Hill and Parlange（1972）であった。その後すぐに、Raats（1973）や Philip（1975）によって浸潤前線不安定化の条件が検討された。

Raats（1973）は不安定化の条件を示すにとどまったが、Philip（1975）は水の表面張力による安定化作用をも考慮することにより、不安定となる乱れの臨界波長や最も不安定な波長を考察し、フィンガーの大きさに言及した。しかし、彼が考慮したのは「気-水界面が曲率を持つ時に、水の表面張力の影響によって界面を挟んで曲率に比例する圧力差が生じる」ことであり、土壌特性との関わりは考慮されなかった。

Philip（1975）が考慮しなかった、土壌特性とフィンガーの大きさの関連付けに挑んだのが、Parlange and Hill（1976）であった。彼らは、凸に曲がった浸潤前線の移動速度がその曲率に比例して遅くなることをモデル化する際に水分拡散係数の影響を考慮して、浸潤前線不安定化の条件やフィンガーの大きさの表式を導いた。この発想はその後のフィンガー流に関する研究に多大な影響を与えており、「古典を読む」で紹介する意義のある論文であると考えた。なお、今回取り上げた Parlange and Hill（1976）は、Klute（1952）に始まる水分量表記の Richards 式に関するそれまでの研究成果が駆使された論文であり、筆者には十分な理解が及ばない部分があったことをお断りしておく。

2. 曲がった浸潤前線の移動速度

乾いた土壌への浸潤過程において、背後が飽和している浸潤前線の移動を考える。安定な浸潤前線では凹凸の乱れが生じても前線の移動に伴って解消するが、不安定な場合には乱れが増幅しフィンガー流を形成する（Fig. 1）。乱れによって生じる浸潤前線の凸部が遅くなり、また凹部が速くなる限り、前線は安定である。Philip（1975）は、「浸潤前線の凸部におけるサクシオンは、平らな部分に比べて $2\sigma(r_1^{-1} + r_2^{-1})\rho^{-1}g^{-1}$ だけ小さい」と仮定した（ σ は水の表面張力、 r は曲率半径、 ρ は水の密度、 g は重力加速度）。この結果、凸部の動水勾配が

¹Faculty of Agriculture, Yamagata Univ., 1-23, Wakaba-machi, Tsuruoka, 997-8555, Japan. Corresponding author: 安中武幸, 山形大学農学部
2010年1月7日受稿 2010年2月22日受理
土壌の物理性 114号, 81–86 (2010)

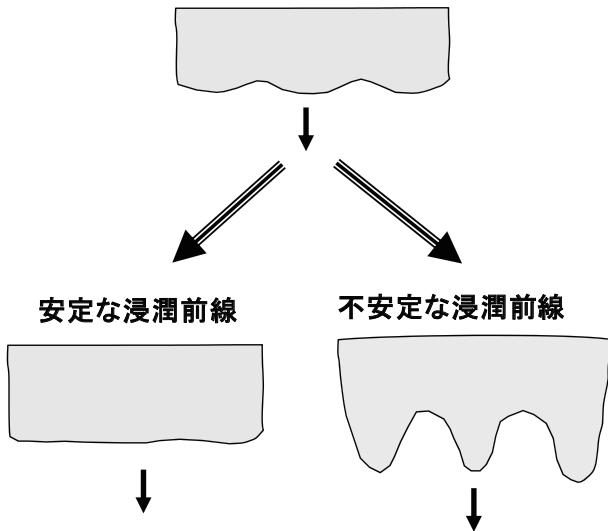


Fig. 1 浸潤前線不安定性によるフィンガー流発生 .
Fingered flow development due to wetting front instability.

小さくなるため前線速度が低下する . しかし , 前述の通り , この仮定は土壌特性と関わりを持たないため , 土壌の違いによる影響が明示されない .

これに対して , Parlange らが試みたことは , 凸型の浸潤前線の速度がその曲率に応じて低下することを (1) 式で表わし , 式中の μ を水分拡散係数と関連付けることである [原著 (1) 式] .

$$u = v - \mu \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (1)$$

ここに , u は曲がった浸潤前線の速度 , v は平らな浸潤前線の速度 , r_1, r_2 は曲率半径である .

円筒形をした空洞からの水平方向・放射状の浸潤過程を対象とする . この場合 , 流量フラックスは

$$Q = -rD \frac{\partial \theta}{\partial r} \quad (2)$$

であり , 基礎方程式は

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(rD \frac{\partial \theta}{\partial r} \right) \quad (3)$$

である . そして , 単位幅の円筒側面を通過する一定の流量は $2\pi Q$ で表される . ここに , θ は体積含水率 , r は軸 (給水位置) からの距離 , D は水分拡散係数 (e.g. Philip, 1969) である . 浸潤前線が飽和水分から初期水分への不連続な水分分布の境界線となる場合 , 軸から浸潤前線までの距離を r_0 とすると ,

$$\frac{d}{dt} \{ \pi r_0^2 (\theta_s - \theta_i) \} = 2\pi Q \quad (4)$$

である . これより , 浸潤前進の速度 dr_0/dt は (5) 式で表される [原著 (2) 式] .

$$r_0 \frac{dr_0}{dt} = \frac{Q}{(\theta_s - \theta_i)} \quad (5)$$

ここに , θ_s, θ_i は飽和および初期水分量である .

続いて , 浸潤前線先端の背後に初期水分から飽和水分に至る水分分布が形成される場合 (以下 , 浸潤前線が厚みを持つ場合) , 水分拡散係数がこの水分分布に与える影響を検討する (Fig. 2) . ただし , ここでは浸潤前線の厚みが乱れの波長に対して無視できる程小さい場合を対象としている . 飽和領域の境界位置を r_s とする時 , これより大きな r とその位置における含水率 θ との関係は次式で近似できる (Parlange, 1973) [原著 (3) 式] .

$$\ln \left(\frac{r}{r_s} \right) = \frac{1}{Q} \int_{\theta}^{\theta_s} D d\theta \quad (6)$$

ここでは $(r - r_s) \ll r_s$ と仮定しているため , $\ln r/r_s$ は $(r - r_s)/r_s$ で置き換えられる . r_i を浸潤前線先端の位置とすれば , そこでは $\theta = \theta_i$ なので , 質量保存則から次式が得られる [原著 (4) 式] .

$$2\pi Q t = \pi r_i^2 (\theta_s - \theta_i) - 2\pi r_i^2 Q^{-1} \int_{\theta_i}^{\theta_s} (\theta_s - \theta) D d\theta \quad (7)$$

(7) 式を時間 t で微分すると ,

$$r_i \frac{dr_i}{dt} = \left\{ (\theta_s - \theta_i) - 2Q^{-1} \int_{\theta_i}^{\theta_s} (\theta_s - \theta) D d\theta \right\}^{-1} Q \quad (8)$$

Parlange らは , この (8) 式と (5) 式との比較により , r_0, r_i, r_s がほぼ等しく , これらに差が生じる場面を除けば相互に置き換えが可能であるとしている .

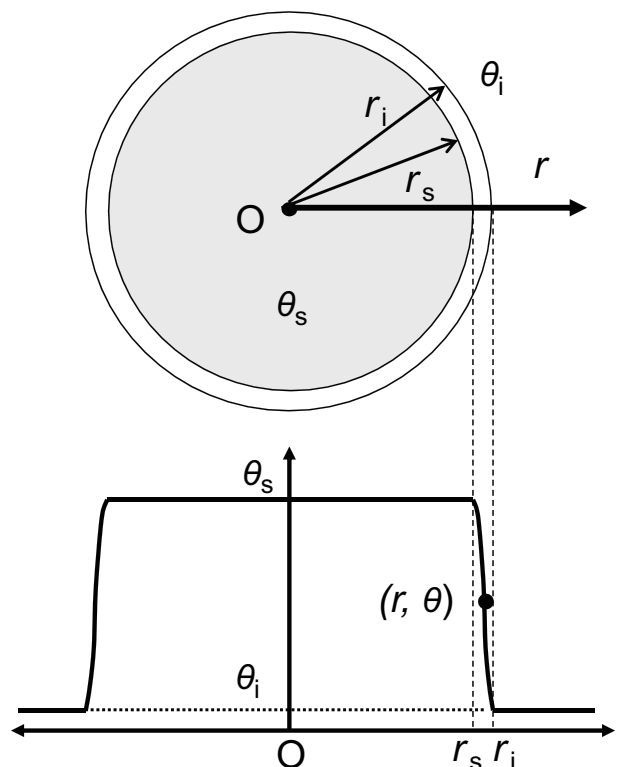


Fig. 2 水分拡散の影響を受けた浸潤前線の構造 (水分分布) .
Structure of the wetting front affected by water diffusion.

(6) 式を時間 t で微分すると, (9) 式が得られる [原著 (5) 式].

$$\frac{dr_i}{dt} - \frac{dr_s}{dt} \cong \frac{1}{r_i(\theta_s - \theta_i)} \int_{\theta_i}^{\theta_s} Dd\theta \quad (9)$$

浸潤前線が厚みを持たなければ, $dr_i/dt = dr_s/dt = dr_0/dt$ である. 一方, 浸潤前線が厚みを持つ場合には, (9) 式右辺が正であることから, 飽和境界の速度 dr_s/dt が浸潤前線先端の速度 dr_i/dt より小さいことになる. この場合, 飽和境界の速度は浸潤前線先端の曲率 $1/r_i$ に比例した遅れを生じる. すなわち, 浸潤前線先端が平らな時 (曲率が 0 の時) $dr_i/dt = dr_s/dt$ であり, 曲率が大きくなる程遅れが大きくなる (これは, 曲率の大きい乱れは解消されやすいことを意味している). (1) 式において, $v = dr_i/dt$, $u = dr_s/dt$ と置き換え, 円筒形空洞の形状より $r_1 = r_i$, $r_2 = \infty$ とおけることから, μ の表式として次式が導かれる [原著 (6) 式].

$$\mu = \frac{\int_{\theta_i}^{\theta_s} Dd\theta}{(\theta_s - \theta_i)} \quad (10)$$

この式は水分拡散係数を初期水分と飽和水分の間で平均したものであるが, この値が大きい程浸潤前線の安定化作用が大きいと考えられる. Parlange らは, (1) 式の μ にこの表式を用い, Saffman and Taylor (1958) にならった, 浸潤前線の安定性解析を行なった.

3. 最も不安定な波長：浸潤前線の安定性解析

時刻 t における, 乱れのない浸潤前線位置を $z = 0$ として, それに (11) 式で表される乱れを加える [原著 (10) 式].

$$z = a \exp(i\lambda y + \omega t) \quad (11)$$

ここに, a は乱れの振幅, λ は乱れの波数, y は水平座標, ω は乱れの増幅パラメータ, i は虚数単位である (Fig. 3). φ を飽和境界背後の全水頭とすると, φ は次のラプラス式を満たす [原著 (11) 式].

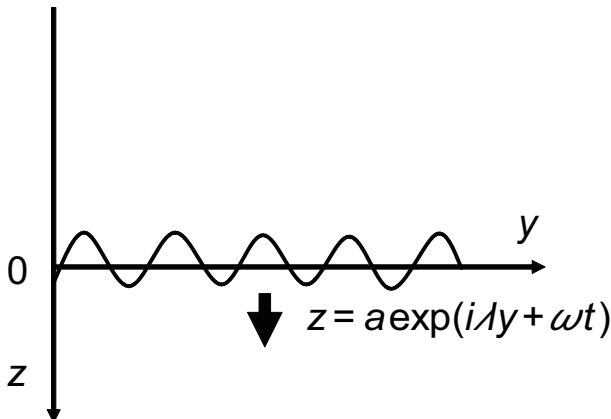


Fig. 3 浸潤前線に加えられた乱れ. Perturbed wetting front.

$$\nabla^2 \varphi = 0 \quad (12)$$

z 方向の流れの速度 q_z は, $-\partial\varphi/\partial z$, すなわち「圧力水頭勾配 + 1」に比例するので [原著 (12) 式],

$$q_z = -K_s(\theta_s - \theta_i)^{-1} \frac{\partial\varphi}{\partial z} \quad (13)$$

ここに, K_s は飽和透水係数である. また, 浸潤前線においては [原著 (13) 式],

$$q_z = u + \frac{\partial z}{\partial t} \quad (14)$$

である. ここで浸潤前線の乱れを表わす (11) 式を用いると曲率 $1/r_i$ は $\partial^2 z / \partial y^2$ で近似でき, u は次式で表される [原著 (14) 式].

$$u = v + a\lambda^2 \mu \exp(i\lambda y + \omega t) \quad (15)$$

また,

$$\frac{\partial z}{\partial t} = a\omega \exp(i\lambda y + \omega t) \quad (16)$$

これらのことから, 浸潤前線 ($z = 0$) においては次式が満たされていなければならない.

$$-K_s(\theta_s - \theta_i)^{-1} \frac{\partial\varphi}{\partial z} = v + a(\lambda^2 \mu + \omega) \exp(i\lambda y + \omega t) \quad (17)$$

この条件を満たし, かつ, $z \rightarrow -\infty$ で乱れが減衰するという条件を満たす (12) 式の解として, 次式が得られる [原著 (15) 式].

$$-K_s(\theta_s - \theta_i)^{-1} \varphi = vz + (\omega\lambda^{-1} + \mu\lambda) a \exp(i\lambda y + \omega t + \lambda z) \quad (18)$$

浸潤前線を挟んで圧力が連続であるとする. 浸潤前線においては,

$$\begin{aligned} -K_s(\theta_s - \theta_i)^{-1} \varphi &= vz + (\omega\lambda^{-1} + \mu\lambda) a \exp(i\lambda y + \omega t) \\ &= vz + (\omega\lambda^{-1} + \mu\lambda)z \end{aligned} \quad (19)$$

であり, $-\partial\varphi/\partial z = 1$ となることから, (20) 式が得られる [原著 (16) 式].

$$K_s(\theta_s - \theta_i)^{-1} - v = \omega\lambda^{-1} + \mu\lambda \quad (20)$$

乱れの増幅パラメータ ω について解くと,

$$\omega = -\mu\lambda^2 + \left\{ K_s(\theta_s - \theta_i)^{-1} - v \right\} \lambda \quad (21)$$

波数 $\lambda > 0$ および $\mu > 0$ であることから, 上に凸の放物

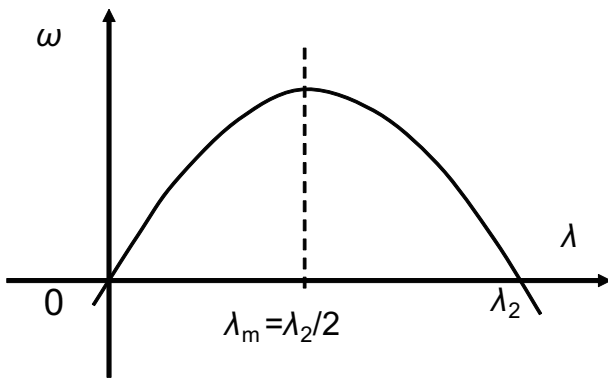


Fig. 4 乱れの増幅パラメーター ω の波数 λ 依存性．
Dependence of the disturbance amplitude ω on the wave number λ .

線が描け (Fig. 4),

$$\lambda_2 = \frac{K_s(\theta_s - \theta_i)^{-1} - \nu}{\mu} \quad (22)$$

である． $\lambda_2 > 0$ であることより， $K_s > \nu(\theta_s - \theta_i) = q$ が得られるが，これは良く知られた浸潤前線不安定化の条件である (Saffman and Taylor, 1958)．最も速く成長する乱れ，すなわち， ω を最大にする λ がフィンガーを生成すると仮定する． $d\omega/d\lambda = 0$ を満たす λ を λ_m とし， μ を (10) 式で置き換えると，(23) 式が得られる [原著 (17) 式]．

$$\lambda_m = \frac{1/2 \{K_s - \nu(\theta_s - \theta_i)\}}{\int_{\theta_i}^{\theta_s} D d\theta} \quad (23)$$

Parlange らは，この波数に対応する波長の半分， $d = \pi/\lambda_m$ がフィンガー幅の何らかの指標となると考え，Philip (1969) の水平浸潤理論における吸水量 S (sorptivity) に関する (24) 式を用いて [原著 (18) 式] (Sawhney and Parlange, 1976)，

$$S^2 = 2(\theta_s - \theta_i) \int_{\theta_i}^{\theta_s} D d\theta \quad (24)$$

フィンガー幅に対する次の表式を得たのである [原著 (19) 式]．

$$d \cong \frac{\pi S^2}{(\theta_s - \theta_i) \{K_s - \nu(\theta_s - \theta_i)\}} \quad (25)$$

なお，(24) 式の吸水量 S と水分拡散係数 D の関係について付録で解説した．

4. 考察：Hill and Parlange (1972) の実験結果との対比など

Parlange らは，Hill and Parlange (1972) の実験結果と比較して， d と $[K_s - \nu(\theta_s - \theta_i)]^{-1}$ との比例関係を示す (25) 式がフィンガー幅の表現としては若干難があるとしている． $Q = \nu(\theta_s - \theta_i)$ が給水速度を表わすので，(25) 式によれば給水速度が増大するとフィンガー幅が大きくなるが，Hill and Parlange (1972) の実験では，給

水速度の変化はフィンガーの幅ではなく本数を変えることが観察されていたからである．理論と実験のこの違いを踏まえ，Parlange らは，最も不安定な波長からフィンガー幅を決めるこの方法があくまで定性的なものとした上で，重要なことは，(25) 式がフィンガー幅を土壌特性と関連付けていることだと述べている．ここで， $R_s = Q/K_s$ とおいて (25) 式を変形すると，

$$d \cong \frac{\pi S^2}{K_s(\theta_s - \theta_i)(1 - R_s)} \quad (26)$$

この式の右辺において， $1/(1 - R_s)$ は給水条件に関わる項であり， $S^2/K_s(\theta_s - \theta_i)$ が水分拡散と重力の影響を与える土壌特性に関わる項である．Parlange らは，この項とフィンガー幅の比例関係が重要であると指摘し，以下の説明を行なっている． $\bar{\beta} = Dd\theta/dK$ という量を θ_i から θ_s まで平均して得られる値 $\bar{\beta}$ は， $S^2/K_s(\theta_s - \theta_i)$ と同等の意味を持つので，フィンガー幅と比例する． $\bar{\beta}$ は土壌水移動における毛管力と重力の相対的重要度を表わし (Philip, 1969)，細粒土では大きな値を示し，したがってフィンガー幅も大きくなる．一方，粗粒土ではそれらが小さくなる．また，初期水分の影響について， θ_i が増大すると封入空気の影響で土壌は細粒土であるかのように振舞うため， S^2 は減少するが K_s がそれ以上に減少して，大きなフィンガー幅をもたらすことになるかと考察している．これら 2 つの結果は，フィンガー幅が本質的に粒度や初期水分と独立であった Philip (1975) の結果と顕著に異なるものである．

5. フィンガーの大きさに関するその後の研究

フィンガー流の研究は，Parlange and Hill (1976) 後の 10 年間は散見される程度であったが，1980 年代後半から急増した．フィンガーの大きさ (幅あるいは直径) に関わる研究としては，浸入フラックスや初期水分に対する依存性が問題となった (e.g. de Rooij, 2000)．

浸入フラックスとフィンガーの大きさの関係については，Parlange らの表式が Hill and Parlange (1972) の実験結果と整合しないことが問題であった．Glass et al. (1989a, b) は，次元解析と系統的な実験により Parlange らのものと同数だけがわずかに異なるフィンガー幅の表式を得た．また，Hill and Parlange (1972) とは異なり，浸入フラックスの増大に伴ってフィンガーの本数はほとんど変化しないが幅が増大するという実験結果を得た．Glass ら (1989b) は，Hill and Parlange (1972) の実験では上層の細粒土が下層の粗粒土層に流れ込んだことや充填時に形成される不均一構造が影響したと判断している．一方，長 (1995) は，浸入フラックスが小さい時はフラックス増大によってフィンガーの大きさは変化せず本数が増えるだけであるが，限界流量を超えるとフィンガーの融合が生じ，大きさの増大と形状の複雑化が起こると指摘した．それから 15 年程経過した現時点でも，この問題については明快な答えは示されていない．

フィンガーの大きさに対する初期水分の影響は、Diment and Watson (1985) や Liu et al. (1994) によって検討された。前者は乾燥砂層ではフィンガー流が生じて、数 % の初期水分がフィンガー発生を抑制することを示した。一方、後者は、Parlange らの表式を拡張して、初期水分が 0 でない時にもフィンガーの大きさを推定できる次式を導出した。

$$d \cong \frac{2\pi\theta_f \left(\frac{dh}{d\theta} \right)}{\eta + 1.5} \quad (27)$$

ここに、 θ_f はフィンガー先端の含水率、 η は不飽和透水係数を $(K/K_s) = (\theta/\theta_s)^\eta$ と表した時のパラメーターである。(27)式は、フィンガー幅が吸水過程の水分特性曲線の勾配 $dh/d\theta$ に比例することを表している。吸水過程の水分特性曲線が初期含水量に依存する(ヒステリシスを示す)ことから、フィンガー幅の初期水分量への依存性が評価できる。(27)式で注意すべき点は、給水条件の影響を無視しているため、浸入フラックスと飽和透水係数の比率が 0 に近い場合にしか適用できないことである。

おわりに

浸潤前線が不安定となった時、そこに加えられた乱れの中からある波長成分が成長しフィンガー流を形成する。このイメージからすると、浸潤前線に加えらるる乱れの性状とそれが成長する過程がフィンガーの大きさを決めていられる。微小な乱れを扱う線形安定性解析では、不安定となる条件と臨界波長・最も不安定となる波長は示せても、それがどのような形状のフィンガーに成長するかまでは示し得ない。最も不安定な波長の半分がフィンガー幅となるとすれば、土壌断面におけるフィンガー断面が占める割合は、2次元の現象であれば常に 0.5 となるはずであるが、実験結果はそれを否定している(例えば、長, 1995)。給水条件・土壌特性とフィンガーの大きさと間隔(本数)の関係は、現時点でも解明されていない問題なのである。この点では、フィンガー流を表現できる新たなモデルの提案(Cueto-Felgueroso and Juanes, 2008, 2009)に見られる、基礎面での積極的な研究展開が注目される。また応用面でも、土壌流亡や土壌浸食の防止を背景にした撥水性土壌における水移動の研究、廃棄物処分場における雨水浸透抑制を目的としたキャピラリーバリアの研究などがみられる。これら基礎・応用両面からの研究により、浸潤前線不安定性についてのより深い理解が期待される。

ここに紹介した Parlange らの論文は、筆者がフィンガー流の研究に取り掛かり、予備実験を行ないながら読んだもののひとつである。論文後半の線形安定性解析は、Saffman and Taylor (1958) および Philip (1975) とほぼ同じなので一応の理解はできた。しかし、前半部分の曲がった浸潤前線の速度に関する表式の導出について

は、「分かった」という実感がなかったことを記憶している。今回改めて読み直して、やはり「分かった」という実感は得られなかった。しかし、 μ が水分拡散係数の平均であることに、いまになって初めて気づいたことは収穫であった。そして、Philip や Parlange らが 1950 年代から行なっていた浸潤に関する一連の理論的研究の成果がフィンガー流研究に応用されていることを確認できた。

最後に、フィンガーの大きさや発生間隔を土壌条件との関連で明らかにするためには、多孔質体中の毛管力など界面に関わる現象のモデル化が不可欠な要素であると思われる。初歩的であるにしても、このことにいち早く気づきモデル化を試みた研究として、Parlange and Hill (1976) はこれからも多くの研究者が参照する論文となることだろう。

付録 吸水度 S と水分拡散係数 D の関係

本文中の(24)式は、Philip の浸潤理論における吸水度 S と水分拡散係数 $D(\theta)$ を関連付けている。この式は、Green-Ampt の浸潤理論と Philip の浸潤理論の比較によって(Jury and Horton, 2006)、以下のように導くことができる。

Philip の水平浸潤理論において、積算浸潤量 I は次式で表される [Jury and Horton, 2006, (4.24) 式]。

$$I = S\sqrt{t} \quad (A1)$$

一方、これを Green-Ampt の理論を用いて表わすと [Jury and Horton, 2006, (4.12) 式]、

$$I = \Delta\theta\sqrt{2D_0t} \quad (A2)$$

ここに、 $\Delta\theta$ は飽和含水率 θ_s と初期含水率 θ_i の差 ($\Delta\theta = \theta_s - \theta_i$)、 D_0 は飽和の水分拡散係数であり、 $D_0 = K_s\Delta h/\Delta\theta$ [Jury and Horton, 2006, (4.11) 式] である (K_s は飽和透水係数、 $\Delta h = h_0 - h_F$ は流入端と浸潤前線における圧力水頭の差を表わす)。(A1)式と(A2)式の右辺を等しいとおくことにより、

$$S = \Delta\theta\sqrt{2D_0} \quad (A3)$$

ここで、 D_0 を本文中の(10)式で与えた水分拡散係数 $D(\theta)$ の θ_i から θ_s までの平均値に置き換えると、(A4)式、すなわち(24)式と同じ関係式が得られる。

$$S^2 = 2(\theta_s - \theta_i)^2 \int_{\theta_i}^{\theta_s} D d\theta / (\theta_s - \theta_i) = 2(\theta_s - \theta_i) \int_{\theta_i}^{\theta_s} D d\theta \quad (A4)$$

引用文献

Bond, R.D. (1968): Water repellent sands. Int. Congr. Soil Sci. Trans., 9: 339-347.

- 長 裕幸 (1995): フィンガリング流の3次元的な形態について 2成層湛水条件下で発生するフィンガリングに関する研究(1). 農土論集, 179: 11-20.
- Chuoke, R.L., van Meurs, P., and van der Poel, C. (1959): The instability of slow, immiscible, viscous liquid-liquid displacements in permeable media. *Petroleum Trans. AIME*, 216: 188-194.
- Cueto-Felgueroso, L. and Juanes, R. (2008): Nonlocal interface dynamics and pattern formation in gravity-driven unsaturated flow through porous media. *Phys. Rev. Lett.*, 101: 244504.
- Cueto-Felgueroso, L. and Juanes, R. (2009): Stability analysis of a phase-field model of gravity-driven unsaturated flow through porous media. *Phys. Rev. E* 79: 036301.
- de Rooij, G.H. (2000): Modeling fingered flow of water in soils owing to wetting front instability: a review. *J. Hydrol.*, 231-232: 277-294.
- Diment, G.A. and Watson, K.K. (1985): Stability analysis of water movement in unsaturated porous materials: 3. Experimental studies. *Water Resour. Res.*, 21: 979-984.
- Glass, R.J., Parlange, J.-Y. and Steenhuis, T.S. (1989a): Wetting front instability: 1. Theoretical discussion and dimensional analysis. *Water Resour. Res.*, 25: 1187-1194.
- Glass, R.J., Steenhuis, T.S. and Parlange, J.-Y. (1989b): Wetting front instability: 2. Experimental determination of relationships between system parameters and two-dimensional unstable flow field behavior in initially dry porous media. *Water Resour. Res.*, 25: 1195-1207.
- Hill, D.E. and Parlange, J.-Y. (1972): Wetting front instability in layered soils. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.*, 36: 697-702.
- Jury, W.A. and Horton, R. (2006): 土壌物理学 - 土中の水・熱・ガス・化学物質移動の基礎と応用 - (取出伸夫監訳: 井上光弘・長裕幸・西村拓・諸泉利嗣・渡辺晋生訳), pp.123-126, 築地書店, 東京.
- Klute, A. (1952): A numerical method for solving the flow equation for water in unsaturated materials. *Soil Sci.*, 73: 105-116.
- Liu, Y., Steenhuis, T.S., and Parlange, J.-Y. (1994): Closed-form solution for finger width in sandy soils at different water contents. *Water Resour. Res.*, 30: 949-952.
- Parlange, J.-Y. (1973): Theory of water movement in soils: 10. Cavities with constant flux. *Soil Sci.*, 116: 1-7.
- Parlange, J.-Y. and Hill, D.E. (1976): Theoretical analysis of wetting front instability in soils. *Soil Sci.*, 122: 236-239.
- Peck, A.J. (1965): Moisture profile development and air compression during water uptake by bounded porous bodies: 3. Vertical columns. *Soil Sci.*, 100: 44-51.
- Philip, J.R. (1969): Theory of infiltration. *Adv. Hydrosoci.*, 5: 215-296.
- Philip, J.R. (1975): Stability analysis of infiltration. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.* 39: 1042-1049.
- Raats, P.A.C. (1973): Unstable wetting fronts in uniform and nonuniform soils. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.*, 37: 681-685.
- Saffman, P.G. and Taylor, G. (1958): The penetration of a fluid into a porous medium or Hele-Shaw cell containing a more viscous liquid. *Proc. Roy. Soc. London A* 245: 312-329.
- Sawhney, B.L. and Parlange, J.-Y. (1976): Radial movement of saturated zone under constant flux: Theory and application to the determination of soil water diffusivity. *Soil Sci. Soc. Am. Proc.*, 40: 635-639.
- 田淵俊雄 (1961): 浸潤とそれに続く浸透(II) — 乾燥ガラス粒の成層におけるタン水降下実験 — . 農土研別冊, 2: 27-36.
- 田淵俊雄 (2006): 部分流(フィンガー流)の発見とその背景. 土壌の物理性, 103: 113-118.

要 旨

浸潤前線不安定性は、均一な土壌において不均一な流れ(フィンガー流)を生じる要因となる。本報では、浸潤前線不安定化条件の研究の中から Parlange and Hill (1976) を紹介した。彼らは、水分拡散の影響によって浸潤前線が曲率に応じて速度低下することをモデル化し、土壌特性として水分拡散係数を考慮した安定性解析を行なった。それ以前に行なわれた安定性解析においては土壌の特性が反映されていなかったため、浸潤前線が不安定となる条件は示せても、フィンガーの大きさ(幅や直径)を土壌の特性と関連付けて議論することができなかった。フィンガーの大きさを対象としたそれ以降の研究はほとんどが彼らの示した表式を前提にしており、この研究の影響が大きかったことを示している。しかしながら、現在に至るまで給水条件、土壌特性とフィンガーの大きさや本数の関連性を明快に示す理論は見当たらない。

キーワード: 浸潤前線不安定性, フィンガー流, 安定性解析, フィンガーの大きさ, 水分拡散係数