

浸透・蒸発現象とその解析

Analysis of Rain-Infiltration and Evaporation from Bare-Surface Soils

下 島 栄 一
Eiichi SHIMOJIMA

1. はじめに

雨水浸透や地面蒸発は、水文循環において、地圏と大気圏の境界面である地表面での境界条件を決定する非常に重要な現象である。

雨水浸透は、流出過程での地表面流出、中間流出、地下水流出の各成分へ、いわゆる有効降雨として雨水を配分する役割を演ずるが、それは同時に種々の物質を地中下方へと輸送するので、土壤水や地下水汚染の問題とも深い係わりをもつ現象でもある。

地面蒸発は、河川流域などでの水収支計算では損失項として寄与するが、またその過程において、土壤水を上方へ移動させ、またそれに溶解している化学物質の輸送に寄与する。従って、地面蒸発は、乾燥・半乾燥地での塩類集積の原因となり、砂漠化の一因ともなっている。蒸発は土壤水が周囲から気化熱としての熱を奪って液体から気体へと相変化をする現象であるので、地面での熱（温度）条件や大気への水蒸気フラックス条件を与える。従って、蒸発は大気の運動を解析する上での重要な境界条件となっている。このような蒸発のソースは、降水が地中に浸透し、そこで一旦貯留された土壤水なのである。

以上のような観点から浸透・蒸発を捉えると、これらは水文学でのみ対象とされる現象でなく、環境工学・農業工学・化学工学等の分野で、特に後者は気象学でも問題となり、いわゆる学際的な現象となっている。

広域場で水収支を調べる場合は、通常、裸地面蒸発と蒸散とを分離することは容易ではなく、これらをまとめて“蒸発散”として扱うことが多い。蒸散は植生の生理面のみならず土壤物理・気象の分野とも密接に関連した重要な現象ではあるが、本稿では、裸地蒸発のみを対象にし、蒸散についての記述は省略する。詳しくは Sharma(1986)¹⁾、Hillel(1980; pp.147-196)²⁾等の著書を参照されたい。また、今までに種々の角度から雨水浸透や裸地面蒸発を扱った著書が出版されているので、本稿では、できる限りそれらと重複するような内容の記述を避け、著者らが研究してきた若干の基本的な問題を中心にして記述する。即ち、雨水浸透については、まず、地中の間隙空気が雨水浸透においてどのような役割を示すかを説明する（第2章）。ついで、場の不均質性と浸透の関わりを若干の例を挙げて説明する（第3章）。他方、裸地蒸発については、地表風の乱れがどのような仕組みで地中での水蒸気輸送に影響を及ぼすかを説明すると共に、蒸発場を大気・土地系として捉えた数値計算例を示し、そこでの蒸発の様子を説明する（第4章）。さらに、蒸発と塩類集積の係わりについて述べる（第5章）。

2. 雨水浸透における間隙空気の役割

従来の多くの雨水浸透の研究³⁾では、雨水が地中に浸透していく過程において、間隙空気が浸透水と自由に交換されるということが一つの前提条件（仮定）となっている。以下この浸透を“解放浸透”と呼ぶ。しかし、地中には、地下水面や岩盤面が有限の深さに存在し、その面での間隙空気の（質量）フラックスは零であるので、間隙空気と浸透水の交換が自由に行われない場合、この空気は浸透水により圧縮・閉塞され、また地表面を通してのみ外界に放出される。このような浸透を“閉塞浸透”と呼ぶ。ここでは、閉塞浸透を対象にして、間隙空気の存在が雨水浸透においてどのような役割をするのかを考えてみる。

2. 1 水・間隙空気の運動を支配する基礎式

解析の簡単化のため、浸透場は一様であり、その構造が時間的に変化せず、また現象は鉛直1次元でなされるものとする。

(1) 不飽和領域

不飽和領域での浸透水の移動は、普通、次に示す Darcy 則 (generalized Darcy's law) に従う。

$$V = -K \cdot \delta(\phi + p_a - Z) / \delta Z \quad (1)$$

あるいは

$$V = -D \cdot \delta \theta / \delta Z + K \cdot (1 - \delta p_a / \delta Z) \quad (2)$$

ここに、 V は水の流量流速 (Darcy 流速)、 Z は地表面よりの深さ、 K は不飽和透水係数、 ϕ は水頭単位でのマトリック・ポテンシャル、 p_a は大気圧を基準とした変動空気圧 (水頭単位)、 θ は体積含水率、 $D(\theta) = K \cdot \delta \phi / \delta \theta$ で、土壌水拡散係数と呼ばれるものである。一般には、 $\phi \sim \theta$ の関係 (土壌水分特性曲線と呼ばれる) はヒステリシスを示すので、複雑な関数形⁴⁾となるが、ここでは、同曲線が一価関数 ($\phi = \phi(\theta)$) で表せるような浸透状況を対象にしている。式(2)では温度勾配項 ($\delta T / \delta Z$) を無視しているが、蒸発を対象にする場合 (第4、5章)、この項を考慮する必要がある場合がある (式(68)参照)。なお、解放浸透の運動の式は、式(1)、(2)で $\delta p_a / \delta Z \rightarrow 0$ としたもので与えられる。この式を modified Darcy's law と呼んでいるが、上記のように従来の浸透の研究はこの式が運動の式となっている。

水の連続式は以下の通りである。

$$\delta \theta / \delta t + \delta V / \delta Z = 0 \quad (3)$$

ここに、 t は時間であり、sink、source の項は省略している。

水分移動の式に対応して、間隙空気の運動も Darcy 則に従うとすれば、この流量流速 (V_a) は次式で表せる。

$$V_a = -K_a \cdot (\delta p_a / \delta Z - \rho_a / \rho) \quad (4)$$

ここに、 K_a は透気係数、 ρ_a は空気密度、 ρ は水の密度である。

間隙空気の連続式は次式となる。

$$\delta(\rho_a \cdot \theta_a) / \delta t + \delta(\rho_a \cdot V_a) / \delta Z = 0 \quad (5)$$

ここに、 $\theta_a = \theta_{sat} - \theta$ で、 θ_{sat} は飽和体積含水率である。

空気を理想気体とみなし、これが等温変化するとすれば、以下の状態方程式が与えられる。

$$\rho_a = \text{const} \cdot P_a = \text{const} \cdot (P_{a0} + p_a) \quad (6)$$

ここに、 P_a は (絶対) 空気圧、 P_{a0} は大気圧で一定とする。

式(1)～式(6)が閉塞浸透の不飽和域での基礎式である。

深さ $Z = L$ に不透水・不透気面 (岩盤) が存在するとすれば、そこでは次の条件式が成立する。

$$V = 0; V_a = 0; Z = L \quad (7)$$

以下の準備として、基礎式を変形しておく。基礎式系に条件式(7)を用いると、つぎの近似式を得る⁵⁾。

$$\delta p_a / \delta Z = -(D \cdot A / K) \cdot \delta \theta / \delta Z + A \cdot (1 - \varepsilon) + (1 - A) \cdot \rho_a / \rho \quad (8)$$

ここに、 $A(\theta) = K / (K + K_a)$ (9)

$$\varepsilon(Z, t) = \int_Z^L (\theta_{sat} - \theta) \cdot \delta P_a / \delta t \cdot dZ / (K \cdot P_a) \quad (10)$$

$P_a(Z, t) = P_{a0}(t) + \Delta p_a(Z, t)$ 但し $P_{a0} \gg |\Delta p_a(Z, t)|$ 、また、 $Z \sim L$ 間では不飽和状態が生起しているとしている。第一次近似として、式(8)で、間隙空気圧の時間変化項 (ε) を他の項に比し小さく無視でき (空気圧の時間変化に関して擬定常の近似化)、また $\rho_a / \rho (\sim 10^{-3}) \rightarrow 0$ とすると、式(8)を式(2)に代入することにより、式(3)は以下のように書き換えられる。

$$\delta \theta / \delta t = \delta \{ D^* \cdot \delta \theta / \delta Z - K^* \} / \delta Z \quad (11)$$

ここに、 $K^*(\theta) = K \cdot (1 - A)$ 、 $D^*(\theta) = D \cdot (1 - A)$

(12)

式(11)を解放浸透の場合の基礎式 ($A \rightarrow 0$ としたもの) と比較すると、不飽和透水係数 $K \rightarrow K^*$ 、土壌水分拡散係数 $D \rightarrow D^*$ と置換されていることが分かる。 K と D は、 θ の全領域 (水蒸気の問題を除外) で $dK/d\theta > 0$ 、 $dD/d\theta > 0$ となるが、 K^* と D^* は全ての θ につき $dK^*/d\theta > 0$ 、 $dD^*/d\theta > 0$ とはならず、 θ の大きな領域で、負の値をとる (図-1 参照)。 $A \rightarrow 0$ とした式(11)の性質は Philip(1969)³⁾ 等により詳しく調べられているが、 K^* と D^* が上記の関数特性を示すため、式(11)の解析に従来の結果をそのまま適用することはできない。

(2) 擬飽和域

図-2 (a) (b) は、下端を密閉した気乾状態の直径 18.5 cm、長さ 153 cm の均一砂柱への湛水浸透 (湛水深 $h_w = 17$ cm) の実験結果を示す。この砂は平均粒径約 0.15 mm の比較的均一なものであり、以下、この砂を K-7 砂と呼ぶ。浸透の進行とともに層底部の空気圧 (p_{a1}) は増加し、また層表面直下に含水率が非常に高い領域 (擬飽和域と呼ぶ) が形成され、時間とともに、それが発達していく様子が分かる。実験開始直後を除外すると、間隙空気は層表面のある限られた場所から間欠的に外界へ放出されることが観察された。この間欠的な放出状況は、微視的にみれば、浸透現象は連続的ではなく、また水平断面的に一様でないことを示唆する。しかし、このような現象を巨視的観点から、一次元連続体として扱うための

"REV (Representative elementary volume)" が定義できるとし、以下での解析では、このような平均化スケールで現象を捉えるものとする。

擬飽和域での浸透水と間隙空気運動が Darcy 則の形式で表示できるとすれば、それぞれは以下の通りである。

$$\underline{V} = \underline{K} \cdot \{1 - (p_{w1} - p_{w0})/Z_1\} \quad (13)$$

$$= \underline{K} \cdot \{1 - (\phi_1 + p_{a1} - p_{w0})/Z_1\} \quad (13')$$

$$\underline{V}_a = \underline{K}_a \cdot (p_{a0} - p_{a1})/Z_1 \quad (14)$$

ここに、 $\underline{V}$ 、 $\underline{V}_a$ は水及び間隙空气の流量流速、 $\underline{K}$ 、 $\underline{K}_a$ は (等価な) 透水係数及び透気係数で一定と仮定、 Z_1 は擬飽和域の厚さ、添字 0、1 は $Z = 0$ 、 $Z = Z_1$ での値を意味し、また p_w は圧力水頭で、 $\phi_1 = p_{w1} - p_{a1}$ である。式(13)～式(14)では、擬飽和域の水分分布は一様かつ一定 ($\theta = \theta_1$) としている。これらの式より、以下の関係を得る⁵⁾。

$$\underline{V} = \alpha_r \cdot \underline{K} \cdot \{1 + (\beta_r/\alpha_r)/Z_1\} \quad (15)$$

$$p_{a1} = (1 - \alpha_r) \cdot Z_1 - \phi_1 + p_{w0} - \beta_r \quad (16)$$

ここに、

$$\alpha_r = \underline{K}_a / (\underline{K}_a + r \cdot \underline{K}) \quad (17) \quad \beta_r = \alpha_r \cdot (-\phi_1 + p_{w0} - p_{a0}) \quad (18)$$

$$\underline{V}_a = -r \cdot \underline{V} \quad (19)$$

であり、 r (> 0) は時間の関数である。 h_w を湛水深とすると、 $p_{w0} = p_{a0} = h_w$ の関係がほぼ成立する⁵⁾。

α_r 、 β_r 、 ϕ_1 、 r は必ずしも一定値を取らず、上記の様な湛水浸透の場合、時間と共に、これらはそれぞれ一定値に漸近するが、その移行は、図-3 のように、 α_r は最初指数関数的に急減し、 β_r は余り変化しない性質を示す。なお、これらの変化はある関数で表すことができる⁵⁾。これらは以下のものに漸近する。

$$\alpha_r \rightarrow \alpha_e \quad (20) \quad \beta_r \rightarrow \beta_e = -\alpha_e \cdot \phi_e / (1 - \alpha_e) \quad (21)$$

$$\phi_1 \rightarrow \phi_e / (1 - \alpha_e) \quad (22) \quad r \rightarrow 1 \quad (23)$$

ここに、 ϕ_e は water entry value (< 0) であり、また K-7 砂 (図-2 の実験例) の場合 $\alpha_e = 0.28$ 、 ϕ_e

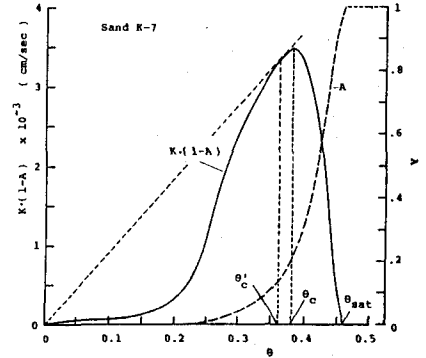


図-1 $K \cdot (1-A)$ と A の関数形
(K-7 砂の場合)

= - 20 cm H₂O となる⁵⁾。この移行は、擬似飽和域の形成過程に基づくものである。

$\underline{V}$ は浸透強度(f)に一致し、また不飽和域の上端($Z = Z_1$)での境界条件は、以下の式で与えられる。

$$V = \underline{V} = f \quad (24), \quad V_s = \underline{V}_s \quad (25), \quad \theta = \theta_1 \quad (26)$$

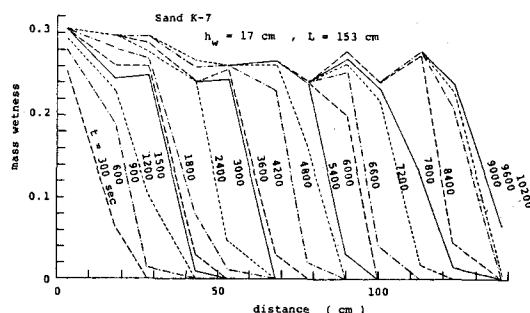


図-2 (a) 水分量分布

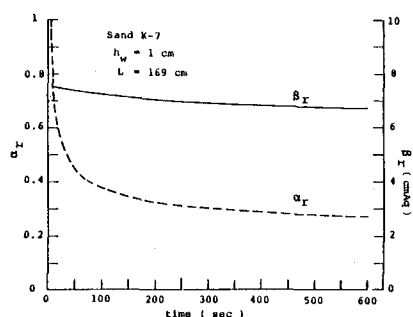


図-3 α_r と β_r の時間変化

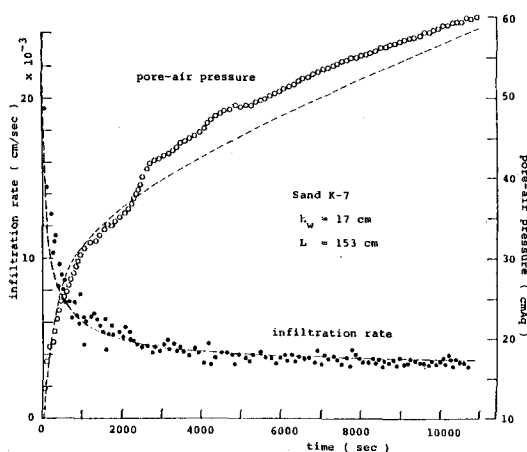


図-2 (b) 浸透強度と空気圧の時間変化

2. 2 均質場への浸透

フラックス条件下の降雨浸透の場合、降雨強度(q)が浸透能(f_c)より小さなきときには、Horton 型の湛水が地表面に生じないし、また $q > f_c$ であっても、ある時間までは湛水が起らない。降雨浸透の理論的解析によると、地表面にこのような湛水が生起するための降雨強度の下限値(q^{**})は $dK^*/d\theta = 0$ となる $\theta = \theta_c$ に対する K^* 値、即ち $K^*(\theta_c) = K^*$ で与えることができる⁷⁾ (図-1 参照)。

$$q^{**} = K^* \quad (27)$$

また K^* 値は土壌により異なるが、上記のような砂では飽和透水係数値の半分程度と考えてよい⁷⁾。

図-4 は気乾状態の K-7 砂層表面上に $q = 9.10 \times 10^{-3}$ cm/h ($> K^*$) の一定強度の降雨を与え続けた場合の実験結果 (丸印) を示す。図中の少し大きめの黒丸印は層表面に湛水が生起し始めた時点を示すが、実験では湛水深が最大で 1 cm となるようにしている。湛水が起ると、層底部での空気圧 (wetting front 前方でのものとみなせる) は急増することが分かるが、これは層表面直下で擬似飽和域が形成されることによって、間隙空气の外界への放出抵抗が増加したことに起因する。湛水浸透に移行した後、時間と共に浸透強度、wetting front の移動速度(ω)や空気圧の増加割合(dp_{aL}/dt)はある一定値に漸近する様子が分かる (図-2 (b) も参照)。この最終的な浸透強度(f_∞)は理論的に次式で与えられる⁵⁾。

$$f_\infty = K^* \quad (28)$$

f_∞ は式 (27) で与えた湛水生起のための降雨強度の下限値と理論上一致するが、実際には、湛水浸透では浸透場に孤立空气がかなりの程度形成され、そのため f_∞ は q^{**} より若干 (15%程度) 小さくなることが実験

的に認められている⁷⁾。

図-4中の破線は以下に示す計算値であり、計算は Parlange の方法⁸⁾⁻¹¹⁾を拡張した半解析的解法によるものであるが、詳細は参考文献 5)、7)を参照されたい。湛水生起前の段階では、まず不飽和域での浸透水の基礎式(11)の近似解 $Z(\theta, t)$ を同方法に従って求め、ついで得た水分の解を $\varepsilon \rightarrow 0$ 、 $\rho_s/\rho \rightarrow 0$ とした式(8)に用いて間隙空気圧の解 $p_a(\theta, t)$ を求めた。湛水生起後では、上記の孤立空気圧が指数関数的に形成され、最終的に $q \rightarrow \infty$ とした湛水浸透の状態に漸近するとして、式(24)-(26)の条件下、 α_e 、 β_e の時間変化を考慮し、式(11)と擬似飽和域の式(15)から水分に関する近似解 $Z(\theta, t)$ を同方法により求め、ついで、それを上記と同様な近似式(8)と擬似飽和域での式(16)に用いて空気圧 $p_a(\theta, t)$ を計算している。計算値は実験値とよく一致していることが分かる。また、図-2(b)中の破線は、湛水浸透に対して同様に求めた計算結果であり、この場合にも計算値は実験値とよく合致していることが分かる。

実験において、湛水後十分時間が経過した段階で認められた浸透特性は上記したが、それらは以下のような関数で表せ、また実験値はこの関係式を満足することが知られている^{5) 7)}。

$$\omega \rightarrow (K^*c' - K^*_0)/(\theta_c' - \theta_0) \quad (29), \quad dp_{aL}/dt \rightarrow A'e \cdot \omega \quad (30)$$

ここに、 θ_0 は一様な初期水分量 (図-2、4の場合、 $\theta_0 = 0$)、 θ_c' は $dK^*/d\theta = (K^* - K^*_0)/(\theta - \theta_0)$ を満たす θ であり (図-1)、また添字 c' は $\theta = \theta_c'$ での値を意味する。また、擬似飽和域の発達には限界があり、式(28)と式(15)、(20)、(21)より、その厚さ (Z_1) は以下の式で与えられる。

$$Z_1 \rightarrow -\alpha_e \cdot K \cdot \{\phi_e/(1 - \alpha_e)\} / (K^* - \alpha_e \cdot K) \quad (31)$$

K-7 砂層の場合約 20 cm である⁵⁾。この発達の状況は、解放湛水浸透で飽和域が際限なく発達するという結果¹²⁾と異なっており、また、両者の (擬似) 飽和域の下方に連なる不飽和域での水分分布特性には類似点と相違点が現れ⁵⁾、興味深い対比となる。

降雨浸透より湛水浸透へ移行した後の浸透方程式は以下のような関数ではば与えることができる⁷⁾。

$$f = C_* \cdot (t + t_0)^{-n}; \quad t \leq t_c \\ f = K^*; \quad t > t_c \quad (32)$$

ここに、 t は湛水生起後の経過時間、 n 、 C_* は正の定数値であって、例えば砂の種類によって変化するもの、 q_0 を湛水開始時の降雨強度とすると、 $t_0 = (q_0/C_*)^{-1/n}$ 、 $t_c = (f_\infty/C_*)^{-1/n} - t_0$ である。例えば、K-7 砂の場合、 $n = 2/5$ 程度となる。なお、 $q_0 \rightarrow \infty$ のとき、 $t_0 \rightarrow 0$ となるので、式(32)の関係は図-5中の二つの直線 (実線) で表せる。図中の黒丸印は基礎式の上記のような計算値である。式(32)は、経験式の Kostakov の浸透方程式⁴⁾と類似であり、また Philip⁸⁾ の提示式 (開放浸透) $f = S/t^{1/2} + K$ (S 、 K は定数) とよく似ているが、 K が理論的には飽和透水係数値となる点が本質的に閉塞浸透の場合と異なっている。

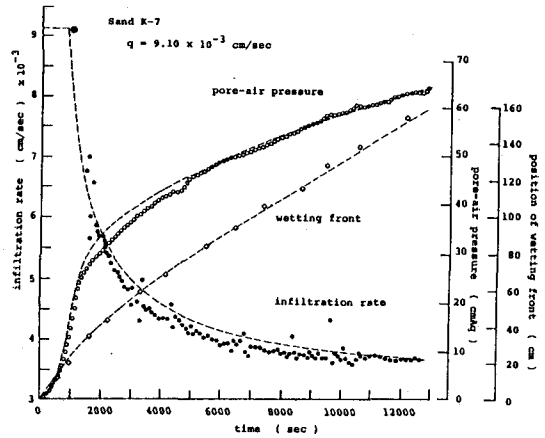


図-4 図-2(b)と同様 (降雨浸透の場合)

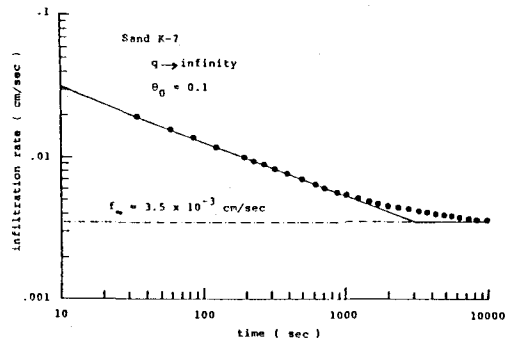


図-5 浸透方程式
(計算条件 $q \rightarrow \infty$ 、 $\theta_0 = 0.1$)

3. 不均質場への浸透

現地の浸透場の水理的性質は場所的に変化することが多く^{13)・14)}、場合によっては先行流(preferential flow)の生起を導く極端な不均質性の存在も指摘されている^{15)・16)}。このような不均質場への閉塞浸透の研究は少なく、一様な浸透場に、周囲の領域より透水性が良いパイル状の不均質部が存在する場合¹⁷⁾や層状の浸透場の場合^{18)・19)}に限られているようである。それらの解析は、第2章で示した均質場の浸透解析の延長として、解明することができる。例えば、前者の場合、wetting front の深さとサンド・パイルの深さの位置関係によって間隙空气の放出経路が異なるという点が浸透現象を理解する上での鍵となっている¹⁷⁾。本章では、後者の場合の一例として、上層が粗粒砂、下層が細粒砂よりなる二層構造の不均質場への閉塞湛水浸透に着目し、層境界の存在が浸透に及ぼす効果を考える。

岩盤には種々のスケールの亀裂が存在するため、そこでの雨水浸透経路の不均質性は特に顕著であるといわれている。これについては、最後に、亀裂堆積岩で構成される山体のトンネル湧水観測を通して雨水浸透の様子を説明する。

3. 1 二層砂層への閉塞浸透

(1) 実験例

図-6は、上層が平均粒径約 0.22 mm の比較的均一な砂層(K-6砂)で厚さ(L_u)が 64 cm、下層がK-7砂の厚さ(L_l)が 105 cm の気乾状態の二層砂層への湛水浸透実験の結果であり、実験では上記の実験例と同様に、層底部は密閉されている。湛水深(h_w)は 1 cm である。図中の“J”は、wetting front が層の境界面に達した時点の意味する。wetting front が層境界に到達すると、それまで急激に減少変化をしていた浸透強度は一時的ではあるが、緩和されてほぼ一定の値を示すようになり、また同 front 前方の間隙空気圧は、より顕著に増加するようになる。なお、この浸透強度の変化の緩和の程度は、解放浸透に比し、顕著となることが分かっている¹⁹⁾。その後、浸透強度が再度減少を始めて緩やかな変化に移行すると、空気圧は緩慢に増加するようになる。そして、時間経過と共に、浸透強度、空気圧の増加割合はほぼ一定となる。また時間と共に、wetting front の移動速度も一定となることが観察されており、これらの様子は第2章で示した単一層での十分時間が経過した後に認められる浸透特性と類似である。

(2) 解析

1) Wetting front が層境界に到達した直後の現象

図-7は、wetting frontの層境界面に到達した付近での浸透状況の計算結果(丸印)を示したものである。条件として、 $L_u = 30$ cm の上層(K-6砂)には、層表面から発達している擬似飽和域とその下方の不飽和域が存在し、下層(K-7砂)には不飽和域のみが存在し、まだ擬似飽和域が形成される前の段階を対象としている。場の初期水分条件は図-6の場合を考慮し、気乾状態にあるとしている。本計算法は第2章で述べた計算法と類似であり、上層の擬似飽和域の基礎式(15)～式(19)と、上・下層の不飽和域での基礎式(11)を、層境界で毛管ポテンシャルと空気圧が連続するという条件及びそこでの上・下層の水・空气のフラックスが連続するという条件で解いているが、詳細は参考文献 18) を参照されたい。実線はK-6砂の単一層の場合の計算値である。計算値は(1)で述べた変化特性(実験結果)を同様に示していることが分かる。

2) Wetting front が下層深く侵入した段階での現象

このような段階での擬似飽和域は、上層の全域と下層のある深さ($Z = L_u + Z_{11} = Z_1$)までに形成される。上・下層の擬似飽和域での水及び間隙空气の流量流速は、それぞれ以下のように与えられる(式(13)、式(14)参照)。

$$V = (L_u + Z_{11} + p_{w0} - p_{w2}) / (L_u/K_u + Z_{11}/K_l) \quad (33)$$

$$V_u = -(p_{u2} - p_{u0}) / (L_{u1}/K_{u1} + Z_{11}/K_{u1}) \quad (34)$$

ここに、添字 u, l は上層、下層での物理量を、また添字 $0, 2$ は $Z = 0, Z = Z_1$ での値を意味する。なお、

式(33)、式(34)では層の境界面で水圧、空気圧の連続性及び両フラックスの連続性を条件として設定している。

式(33)、式(34)で $p_{w0} = p_{u0} = h_w$ 、 $p_{w2} = \phi_{12} + p_{a2}$ (ϕ_{12} は下層擬似飽和域下端での ϕ) と置くと、下層の擬似飽和域下端 ($Z = Z_1$) の空気圧 (p_{a2}) は以下の式で与えられる。

$$p_{a2} = (1 - \alpha_r^*) \cdot Z_1 - (1 - \alpha_r^*) \cdot \phi_{12} + h_w \quad (35)$$

ここに、 $r = -V_s/V$ と置くと、

$$1/\alpha_r^* = 1 + r \cdot (K_i/K_{u1}) \cdot (Z_{11} + (K_{u1}/K_{u0}) \cdot L_u) / (Z_{11} + (K_i/K_{u0}) \cdot L_u) \quad (36)$$

上・下層の空隙構造が相似に近いとすれば、つぎの関係式が近似的に成立する。

$$K_i/K_{u0} = K_{i1}/K_{u0} ; \quad K_{u1}/K_{u0} = K_{i1}/K_{u0} \quad (37)$$

ここに、 K_{j1} ($j = u, i$) は飽和透水係数である。これを式(36)に用いて $r \rightarrow 1$ とすると、 α_r^* は次のように表せる。

$$\alpha_r^* \rightarrow K_{u1}/(K_{u1} + K_{i1}) = \alpha_e^* \quad (38)$$

また、式(35)中の ϕ_{12} は、一様浸透場での結果を考慮すると、以下のように置ける (式(22)参照)。

$$\phi_{12} \rightarrow \phi_{1e}/(1 - \alpha_e^*) \quad (39)$$

ここに、 ϕ_{1e} は下層の water entry value であり、また α_e^* は単層での α_e に一致する (式(20)参照)。

式(35)の誘導過程で、浸透強度 (f) は以下の式で与えることができる (式(15)参照)。

$$f = \alpha_e^* \cdot Z_1 \cdot \{1 - \phi_{1e}/(1 - \alpha_e^*)/Z_1\} / \{L_u/K_{u0} + (Z_1 - L_u)/K_{i1}\} \quad (40)$$

Wetting front が下層に十分深く侵入した段階では、蒸発強度はつぎの f_∞ に近づく (式(25)参照)。

$$f_\infty = \{K_{i1} \cdot (1 - A_{1e})\} \quad (41)$$

ここに、添字 "c" は $\theta = \theta_c$ の値を意味する。従って、式(40)と式(41)より、下層の擬似飽和域の発達には限界があり、その限界の厚さ (Z_{11}) ∞ は以下の式で与えられる。

$$\begin{aligned} (Z_{11})_\infty = [L_u \cdot (K_{1e} \cdot (1 - A_{1e}) / (\alpha_e^* \cdot K_{u0}) - 1) + \phi_{1e} / (1 - \alpha_e^*)] \\ / \{1 - K_{1e} \cdot (1 - A_{1e}) / (\alpha_e^* \cdot K_{i1})\} \end{aligned} \quad (42)$$

式(42)を介して、擬似飽和域下端での間隙空気圧を決定する要素である (Z_{11}) ∞ が上層の厚さや透水性とどのような関係にあるかを調べると、上層が厚いほど、また上層が粗な材質ほど、(Z_{11}) ∞ は大となって、下層

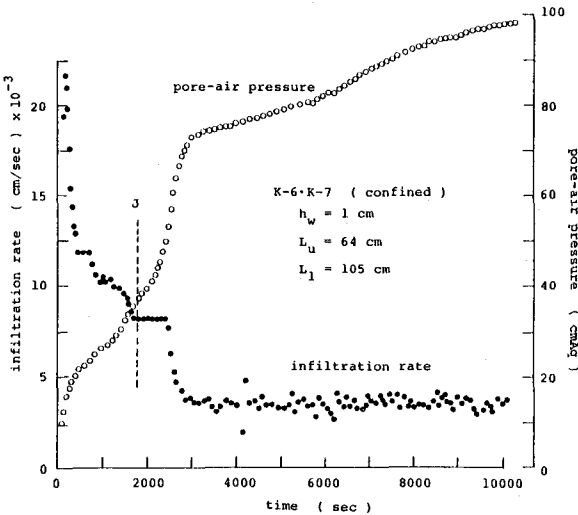


図-6 二層砂層への湛水浸透の実験例

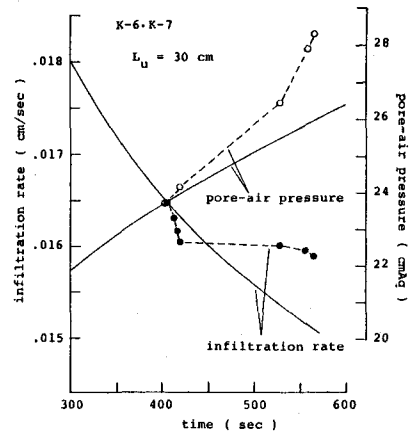


図-7 二層砂層への湛水浸透の計算例

での擬似飽和域はよく発達することが分かる。例えば、 $L_0 = 64$ cm で、下層がK-7砂の場合、上層がK-6砂で $\{Z_{11}\}_{\infty} = 33$ cm (図-6の場合)、K-5砂(平均粒径0.45 mmの砂)では65 cmとなる。

単一層の場合と比べると、二層系では、普通、 $\alpha_e \cdot K_1 < \{K_1 \cdot (1-A_1)\}$ 、 $< \alpha_e \cdot K_0$ の関係が成立するので、二層の場合の方が下層で擬似飽和域がよく発達することが分かる。例えば、K-7の単層では、擬似飽和域は約20 cmまでしか発達しない(第2章参照)ので、上記の計算例よりその様子が分かつ。しかし、いずれの場合にも、最終的浸透強度は同じとなり(式(41)と式(28))、また下層での不飽和域での水分分布や(相対的な)間隙空気圧分布等は単層の場合と同じとなる¹⁸⁾。

3. 2 亀裂岩盤への浸透

図-8は、和歌山県日高郡由良町にある山体トンネルへの湧水流量(Q)の時間変化を示している²⁰⁾。湧水はトンネルの天井からのみ生起しており、これを約4 m²のじょうごに集めて、雨量計で流量(雨量計の日受水高を24で除し、時間単位で表示)を測定したものである。観測点の上部の山体は亀裂堆積岩(主として砂岩)で構成され、土被りは約10 mの厚さである。図より、湧水は、通年を通して緩やかな変化をする基底の流出成分と降雨生起後比較的速く応答する流出成分とで形成されていることが分かる。従って、それぞれの流出成分に寄与する浸透経路・浸透成分が岩盤内に存在することが推測される。岩盤には大きな亀裂と多数の小さな亀裂群が存在しており、前者を浸透経路とする雨水の流れを fissure flow、後者のものを matrix flow と呼ぶことにすると、それぞれは湧水での速い流出成分及び遅い(基底の)流出成分に対応するはずである。このような流出成分の分離の妥当性は、浸透水の岩盤の溶出に因って生起する湧水の水質変化の様子より確認できる²¹⁾。ここでは、とくに fissure flow に着目して、この挙動を調べてみる。

(1) Fissure flow の移動を支配する基礎式

この浸透成分の場合は深さ方向に一様で、またそこでは第2章と同様に“REV”が定義でき、流れは鉛直一次元で扱えるものとする。Fissure flow の亀裂は大きいので、重力項が表面張力項に比し卓越するとし、また第一次近似として、間隙空気圧の影響の問題は除外して考える。この流量流速(q)は、近似的に fissure flow の生起場での体積含水量(θ)の関数で表せるとする。

$$q = a \cdot \theta^n \quad (43)$$

ここに、a、n は一定とする。式(43)右辺を式(1)右辺と比べると、 θ のべき関数は不飽和透水係数(K)に対応することが分かる。

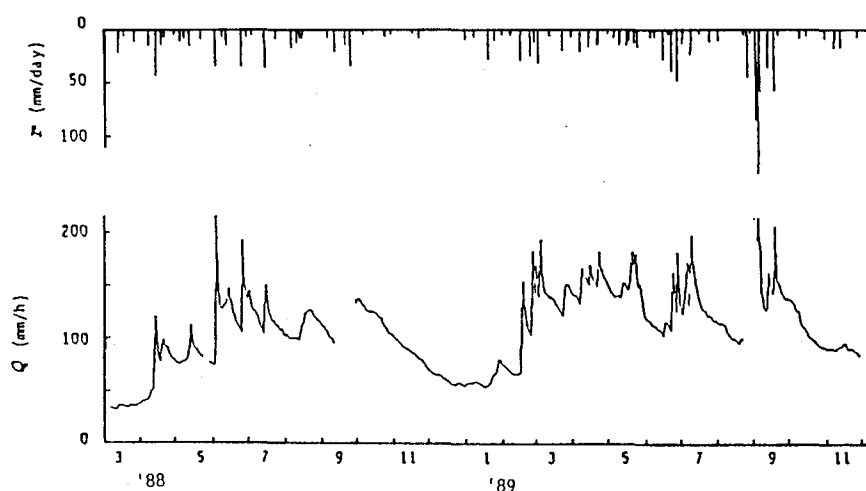


図-8 トンネル湧水流量の時間変化 (r は降雨強度を示す)

連続式 (式(3)) と式(43)より、つぎの関係式を得る。

$$\delta q / \delta t + C(q) \cdot \delta q / \delta Z = 0 \quad (44)$$

ここに、matrix flow の場と水の授受の項は他の項に比し小さいとして省略しており、また

$$C(q) = n \cdot a^{1/n} \cdot q^{1-1/n} \quad (45)$$

式(44)は次式の特性方程式と等価である。

$$dZ/dt = C(q) \text{ で、 } q = \text{const.} \quad (46)$$

Z - t 特性平面で、式(46)で与えられる特性曲線が交差すると、そこでは shock front が形成されるが、この front の移動速度(W)は、連続条件より、次式で与えられる。

$$W = a^{1/n} \cdot (q_+ - q_-) / (q_+^{1/n} - q_-^{1/n}) \quad (47)$$

ここに、添字“+”、“-”は front 直前、直後での値を意味する。なお、n = 2 の場合は解析が容易となる。

(2) 降雨量と浸透時間の関係

数学的取扱いの簡略化のため、浸透場は十分に厚いとする。

以下の初期・境界条件を設定する。

$$\begin{aligned} q &= q_0 = \text{const.}; \quad t < 0, \quad Z > 0 \\ q &= r(t) \quad ; \quad t \geq 0, \quad Z = 0 \end{aligned} \quad (48)$$

ここに、q₀ は小さな値であるとし、t = 0 以降実質的な降雨がある場合を考えている。

このような条件下では、特性平面の原点から shock front が発生し、これが下方の非擾乱域に伝ばんしていく。この移動の様子は以下の式で与えられる²⁰⁾。

$$\int_0^{t'} \{r(t'') - q_0\} \cdot dt'' = (t - t') \cdot \{C[r(t')] \cdot [\theta(0, t') - \theta_0] - [r(t') - q_0]\} \quad (49)$$

ここで、時間 t で、Z = Z に現れる shock front は Z = 0、t = t' を通る特性曲線によって決定されるとしており、また θ₀ は式(43)で q = q₀ としたときの θ 値である。

深さ L に shock front が時刻 t = t_c に始めて達したとし、これが (0, t*) を出発した特性曲線で決まるとすれば、θ₀ → 0 と置ける場合、式(49)より以下の関係を得る。

$$T_c = t_c - t^* = \Lambda / R_c^{n-1} \quad (50)$$

ここに、

$$\Lambda = L^n / a \cdot (n-1)^{n-1} / n^n \quad (51), \quad R_c = \int_0^{t^*} r(t'') \cdot dt'' \quad (52)$$

いま降雨の継続期間は短く、t = t* が降雨終了時に一致するとすれば、R_c は 0 < t < t* 間の総降雨量となるので、式(50)は、shock front が Z = L に達するまでの降雨終了後からの経過時間が、この雨量の (n-1) 乗に反比例することを示唆する。

図-9 は、パルスの降雨事象の場合を対象にして、総降雨量 (R_c に対応) と降雨終了後、図-8 に対応する観測点での湧水流量が増加を始めるまでの時間 (T_c に対応) との関係プロットしたものである。データは暖期 (白丸印) と寒期 (黒丸印) に分類され、それぞれは破線 (勾配 - 1) に従っており、また寒期の方が浸透が速くなることを示している。この結果と式(50)とを対比すると、n = 2 となり、a 値は暖期で 104 m/h、寒期で 568 m/h と評価できる。

(3) 湧水ハイドログラフの計算

図-10 は、湧水流量の観測値 (Q_{o,i}) と計算値 (Q_{c,i}) の比較を示したものである。計算手順は以下の通りである。まず実測ハイトグラフを式(46)、式(47)に用いて、Z = L = 10 m での流量流速 (図中の q) を計算する。当該のトンネル直上には fissure flow に対する飽和域が存在するはずであるので、この飽和域に対して Darcy 則 (式(13)) で、p_{o,i} → 0 としたものに対応) が成立し、この領域の消長は Green & Ampt のモデ

ル²²⁾で表せるとして、設定される基礎式に求まった q (涵養強度) 値を与えて fissure flow による湧水流量 (Q_f) を計算する。ついで、湧水流量が降雨によって増加する直前の湧水は matrix flow によるもの (基底成分) とし、基底の流量 (Q_m) は計算区間では変化せず一定であるとし、 $Q_{cal} = Q_m + Q_f$ を計算湧水量とした。その際、湧水面の降雨に対する支配断面積の問題があるが、詳細は参考文献 20) を参照されたい。計算値は最初の内は実測値とよく合っており、モデルの妥当性がほぼ保証される。しかし、両者は時間経過につれ離反していくが、これは matrix flow による湧水流量 (Q_m) を一定としたことによるものと考えられる。

以上に示したように、岩盤浸透では、場の亀裂の非一様性のため、二つの浸透経路を考える必要があり、またこれらの経路を流下する流れの成分 (fissure flow と matrix flow) を対象にした解析がなされねばならないが、厳密には、両成分を同時に取り扱う必要がある¹⁵⁾。なお、ここでは直接問題視しなかった間隙空气の浸透に及ぶ効果の問題は今後解明しなければならないことは言及するまでもない。

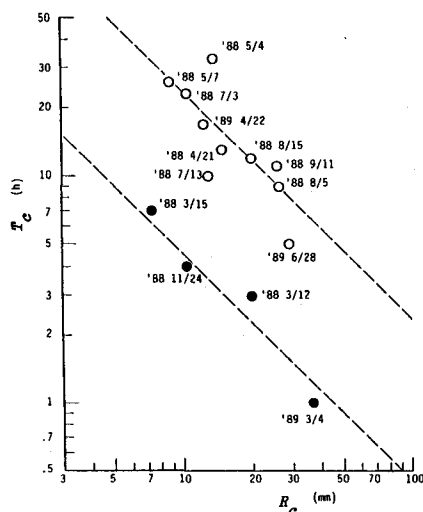


図-9 降雨量と雨水伝ぱん時間との関係

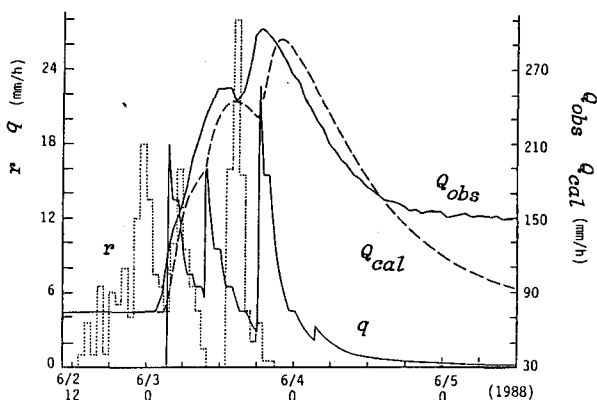


図-10 湧水量の観測値と計算値の比較

4. 裸地蒸発の仕組み

裸地蒸発は土壤水が気化し、大気中に放出される現象であるので、地中側では、水分条件と土壤の水理的・熱的特性が、大気側では地表風の気象学的条件 (風速・温度・湿度) や太陽放射が蒸発過程に影響を及ぼす。従って、蒸発の仕組みを調べるためには、大気の部分と土壤の部分を一体として取り扱う必要があろう。地中での水分や熱の移動の様子は土壤物理学の分野^{21), 23), 24)}で、大気側については気象学の分野^{25), 26)}でかなりの程度解明されてきている。また、比較的最近では、それらに示された大気側と地中側での水分・熱移動に関わる複雑な諸式を同時に数値計算して、蒸発の仕組みを解明するための研究もなされている^{27) - 30)}。しかし、これら二つの領域の境界である地表面付近での蒸発に関わる現象、例えば本章1節で述べる問題等は、十分に解明されていないのが現状である。

4. 1 乱れた地表風による地中の水蒸気輸送の影響

蒸発が地表面下方で生起しているような場合、地中での水の移動の状態を、下方より上方に向かって、主に液水でなされる領域 (L 領域)、液水と水蒸気でなされる領域 (LV 領域)、さらには主に水蒸気でなされる領域 (V 領域) に分けることができる^{31), 32)}。LV 領域は蒸発が生起している部分である。

従来の多くの研究^{23), 24), 27), 31), 33)}では、V 領域での水蒸気移動は、普通分子拡散で行われると考えら

れている。しかし、地上には乱れた風が吹いている場合が多いが、この地表風が地中の水蒸気移動にどのような影響を与えるのかは明確でなく、また、このような現象に着目した研究は多くはない³⁴⁾。ここでは、この問題について調べてみる。

地中に及ぼす地表風の影響として、地表風が地表面を通して下方に侵入し、平均的にみて水平方向の乱れた流れが生ずる場合 (F型) と、この風は圧力変動を伴うので、この変動が地中の (圧縮性) 空気に伝ばする場合 (P型) とに大別できるが、この二つの挙動を分けることは實際上難しい。

(1) 水蒸気移動と乱流拡散係数

P型の場合:

解析の簡単化のため、地中の構造は一様であり、またそこでの不飽和域の水分布も一様であるとする。

間隙空気の挙動は、移動の基礎式(4)~(6)より、つぎの近似式に従う³⁴⁾。

$$\delta p_{\cdot}' / \delta t = D_{\cdot} \cdot \Delta p_{\cdot}' \quad (53)$$

ここに、 $p_{\cdot}'$ は間隙空気圧の変動成分、 Δ はラプラシアン、 $D_{\cdot} = P_{\cdot} \cdot K_{\cdot} / \theta_{\cdot}$ ($= \text{const.}$) で、既に定義したように、 $P_{\cdot}$ は大気圧の平均値 (式(6))、 $\theta_{\cdot}$ は空隙率 ($= \text{const.}$) である。

地表面は水平面であるとし、また直交座標 (X, Y, Z) で、 Z 軸を今まで通り地面からの深さ、 X 軸を風の主流方向とする。

地中の間隙部分での乱れによって生じる水蒸気質量フラックス (F_z) の Z 成分は次式で与えられる。

$$F_z = -\langle \rho_{\cdot}' \cdot V_z \rangle = -D_{\cdot, \rho} \cdot \rho_{\cdot} \cdot \delta \langle q \rangle / \delta Z \quad (54)$$

ここに、 V_z は間隙空気の Darcy 速度 (式(4))、 $\rho_{\cdot}'$ は水蒸気密度の変動成分、 $\langle \rangle$ はアンサンブル平均、 $q (= \rho_{\cdot}' / \rho_{\cdot})$ は比湿、 $\rho_{\cdot}$ は水蒸気密度であり、また、この輸送が混合理論によって表せるとしている。

$$D_{\cdot, \rho} = l^* K_{\cdot} \langle |\delta p_{\cdot}' / \delta Z| \rangle \quad (55)$$

ここに、 l^* は混合距離であり、 $D_{\cdot, \rho}$ はP型の乱流拡散係数である。従って、水蒸気の Z 方向の全質量フラックス (F) は、分子拡散によるものと乱流拡散によるもの (F_z) の和で表すことができる。

$$F = -(D_m^{\text{eff}} + D_{\cdot, \rho}) \cdot \rho_{\cdot} \cdot \delta \langle q \rangle / \delta Z \quad (56)$$

ここに、 $D_m^{\text{eff}} = \theta_{\cdot} \cdot \tau \cdot D_m^{\text{eff}}$ で、 τ は tortuosity、 D_m は水蒸気の分子拡散係数である。

地表面での大気圧の変動成分 ($p_{\cdot, \cdot}'$) が次式のフーリエ積分で表せるとする。

$$p_{\cdot, \cdot}' = \int_{-\infty}^{+\infty} \int \int B(\sigma, \underline{\kappa}) \cdot \exp\{i(\sigma t - \underline{\kappa} \cdot \underline{X})\} d\sigma \cdot d\underline{\kappa} \quad (57)$$

ここに、 $\underline{X} = (X, Y)$ 、 σ は角振動数、 $\underline{\kappa}$ は波数ベクトル (κ_x, κ_y)、 $d\underline{\kappa} = d\kappa_x d\kappa_y$ 、 $i^2 = -1$ 、 B は複素フーリエ関数で、 B^* を B の複素共役関数とすると $B(\sigma, \underline{\kappa}) = B^*(-\sigma, -\underline{\kappa})$ が成立する。

地下のある深さ (L) に非透気面が存在する場合、そこでは、間隙空気に対する Darcy 則 (式(4)右辺第2項省略) より、次式が成立する。

$$\delta p_{\cdot}' / \delta Z = 0; \quad Z = L \quad (58)$$

ここで、対象とする現象は (X, Z) の二次元で扱うことができ、また地表面直上での乱れは凍結乱流³⁵⁾ の仮定が成立する ($\sigma / \kappa_x = U_z$; U_z は一定速度) とする。式(53)を境界条件式(57)、式(58)のもとで解くと以下のような関係式を得る³⁶⁾。ただし、 $L \rightarrow \infty$ とおける場合である。

$$\langle \langle p_{\cdot}'^2 \rangle \rangle = 4\pi \int_0^{\infty} S(f) \cdot \exp(-2\lambda Z) \cdot df \quad (59)$$

$$\langle \langle (\delta p_{\cdot}' / \delta Z)^2 \rangle \rangle = 4\pi \int_0^{\infty} \mu \mu^* \cdot S(f) \cdot \exp(-2\lambda Z) \cdot df \quad (60)$$

ここに、 f は周波数、 $S(f)$ は p_{xx}' のパワースペクトル、 μ^* は μ の複素共役数、 $\mu = -\lambda - i\kappa_z$ 、 $\lambda = \{[\kappa_x^2 + \{\kappa_x^4 + (\sigma/D_s)^2\}^{1/2}]/2\}^{1/2}$ 、 $\kappa_z = \{[\{\kappa_x^4 + (\sigma/D_s)^2\}^{1/2} - \kappa_x^2]/2\}^{1/2}$ 。

$\langle \rangle$ を時間平均の演算子とすると、 $\langle (\delta p_{xx}'/\delta Z)^2 \rangle^{1/2} = \langle |\delta p_{xx}'/\delta Z| \rangle = \langle (\delta p_{xx}'/\delta Z)^2 \rangle^{1/2}$ がほぼ成立すると考えられるので、地面でのパワースペクトル $S(f)$ あるいはある深さ ($Z = Z$) での同スペクトル $S(f;Z)$ 及び混合距離 l^* が決まれば、式(55)で定義した乱流拡散係数 $D_{t,1}$ は評価できることになる。

F 型の場合：

このタイプの挙動が生じうる土壌はその透気性が非常に高く、また地表風の速度が大きな場合と考えられる。地表面直下での気流の挙動は、乱流境界層下の植生 canopy 内でのものと類似であろう。canopy 内の風速分布は近似的に指数関数に従う²⁷⁾。このような類似性に基づけば、地表風によって引き起こされる地中での水蒸気移動の Z 方向の質量フラックスは、式で与えることができる^{28), 29)}。

$$F_t = -\langle \rho_v' \cdot w \rangle = \theta_s \cdot l^{**2} \cdot \rho_s \cdot d\langle u \rangle / dZ \cdot d\langle q \rangle / dZ \quad (61)$$

ここに、 w は鉛直方向の間隙空気の変動速度、 l^{**} は混合距離、 $\langle u \rangle$ は空隙空気の水平方向の平均速度であり、ここでも P 型の挙動で仮定した混合理論が適用できるものと考えている。

従って、式(61)に $\langle u \rangle$ の指数分布形を代入すると、乱流拡散係数 ($D_{t,1}$) は次式で与えられる。

$$D_{t,1} = D_{t,1}^{(0)} \cdot \exp(-Z/Z^{**}) \quad (62)$$

ここに、 $D_{t,1}^{(0)} = \theta_s \cdot l^{**2} \cdot \langle u \rangle_s / Z^{**}$ 、 $Z^{**} = (C_0 A / 4 l^{**2})^{-1/3}$ 、 C_0 は気流の土粒子群による抵抗がその速度の自乗に比例するとした場合の抗力係数、 A は単位体積当りの土粒子の表面積、 $\langle u \rangle_s$ は $Z = 0$ での $\langle u \rangle$ 値である。この場合にも、 Z 方向の水蒸気質量フラックス (F) は以下の式で与えられる (式(56)参照)。

$$F = -(D_m^{eff} + D_{t,1}) \cdot \rho_s \cdot \delta \langle q \rangle / \delta Z \quad (63)$$

(2) 蒸発強度と水蒸気移動抵抗の関係

地上に形成される乱流境界層での風速分布は、地表面ごく近くを除くと、次式に示す対数則 (中立条件下) に従う²⁵⁾。

$$\langle U \rangle / U_* = 1/\kappa_m \cdot \ln(-Z/Z_{0m}) \quad (64)$$

ここに、 $\langle U \rangle$ は平均速度、 U_* は摩擦速度、 Z_{0m} は運動量輸送の粗度長さ、 κ_m は運動量についての Karman 定数である。

水蒸気輸送機構が運動量の場合と同様であるならば、湿度の高さに関する分布もつぎの対数則 (中立条件下) に従う²⁵⁾。

$$\langle q \rangle_s - \langle q \rangle = -\rho \cdot E / (\rho_s \cdot \kappa_q \cdot U_*) \cdot \ln(-Z/Z_{0q}) \quad (65)$$

ここに、 E は蒸発強度 (> 0 、次元は $[L/T]$)、 ρ は水の密度、 Z_{0q} は水蒸気輸送の粗度長さ、 κ_q は水蒸気についての Karman 定数、なお添字 "s" は地表面での値を意味する。

式(64)と式(65)より、次式を得る。

$$E = U_*^2 \cdot \rho_s \cdot (\langle q \rangle_s - \langle q \rangle_b) / (\rho \cdot \langle U \rangle_b) \quad (66)$$

ここに、添字 "b" は乱流境界層上縁での値を意味する。

地中の水蒸気質量フラックス (F) は、P 型の場合、式(56)で、F 型の場合、式(63)で与えられた。これらの式を $F = -\rho \cdot E$ の条件下で積分したものに、式(66)の関係をを用いると、以下の関係式を得る。

$$E/\Delta q = (\rho_s/\rho) \cdot \left[\int_0^{Z_e} (D_m^{eff} + D_{t,1}) \cdot dZ + (\langle U \rangle_b / U_*^2) \right] \quad (67)$$

ここに、 $j = p, f$ であり、 Z_e は蒸発面の深さ、また $\Delta q = (\langle q \rangle_s - \langle q \rangle_b)$ で、添字 "e" は $Z = Z_e$ での値を意味し、またこの深さで蒸発が実質的に生起していると考えている (L/V 領域の厚さ $\rightarrow 0$)。上式右辺の $[\]$ 内の第 1 項は地中での、第 2 項は大気中での水蒸気輸送の抵抗を意味する。

(3) 実験例

重量計に載せた幅 34 cm、長さ 94 cm、深さ 68 cm の K-5 砂及びガラス玉（粒径 12 mm）よりなる多孔質層の表面上に、風洞を介して、一定の風速 ($U = 290, 150 \text{ cm/s}$)、温度 (25°C)、相対湿度 (40 %) の気流を与えて、蒸発実験を行った^{38), 40)}。図-11 (a) (b) はその結果 (丸印) であり、それぞれは砂層及びガラス玉層中の最低温度点の深さ (z_e) と蒸発強度を比湿差 (Δq) で除したもの (式 (67) 左辺) の関係を示す。ここに、図 (a) の黒丸印は定水位、白丸印は変水位の地下水面を多孔質層に設定した場合であり、また図 (b) は全て変水位の条件であるが、これらの初期水分状態は、変水位の場合は地下水面が層表面に一致、また定水位の場合は脱水平衡である。ここでは、最低温度点を蒸発面 ($z = z_e$) とみなし、LV 領域の厚さは零としている。破線は $D_{t,1} = 0$ とした式 (67) 右辺の計算値であり、 $z = z_e$ で水蒸気は飽和であるとした。いずれの場合にも、蒸発面が浅いところでの計算値は実験値と一致していないことが分かる。この結果は層表面付近での水蒸気輸送は分子拡散のみで行われず、これ以外の駆動力 (気流の乱れの影響) が存在することを意味する。

気流を砂層上に与えて、層中の間隙空気圧の変動特性を調べた結果、 $z < 2 - 3 \text{ cm}$ で範囲で二次元 (X, Z)、それ以深では一次元 (Z) の挙動を示した³⁸⁾。そこで、深さ 2 cm でのパワー・スペクトルを用い、 $z < \text{約 } 2 \text{ cm}$ で二次元、 $z > \text{約 } 2 \text{ cm}$ で一次元の圧力変動を考慮して、乱流拡散係数 (式 (55)) を評価し、これを式 (67) 右辺に用いて計算した結果が図-11 (a) の実線である。ここに、未知パラメータとしての混合距離 (l^*) の値は計算値が実験値とよく合致するように選んだが、混合距離は $U = 290 \text{ cm/s}$ で粒径 (0.45 mm) の 10 倍、 $U = 150 \text{ cm/s}$ で 2 倍となった。図より、砂層表面付近での計算結果は実験結果とよく一致していることが分かる。P 型の乱流拡散係数の関数形は複雑であるが、問題となる地表面直下では、F 型と同様、式 (62) での二つのパラメータ ($D_{t,1}^{(0)}$ 、 Z^{**}) を用いた指数関数で近似できる³⁸⁾。これらの値 ($D_{t,1}^{(0)} \rightarrow 1 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、 $Z^{**} \rightarrow 0.4 \text{ cm}$) を適当に決めて計算した結果が図-11 (a) 中の点線であり、これも実験値とよく合致している。

本ガラス玉の空隙径が大きいので、対象としている挙動は F 型を示すと予想される。この乱流拡散係数 (式 (62)) を決める際、 C_0 として完全粗面の抗力係数値 ($C_0 = 0.06/2$) を用い、 $\tau = 0.67$ として、式 (67) 右辺を計算した結果が図-11 (b) の実線である。混合距離 (l^*) の値は計算値が実験値とよく合致するように決めた。 $U = 290 \text{ cm/s}$ 、 $U = 150 \text{ cm/s}$ のいずれの場合にも、混合距離は粒径 (12 mm) の半分となったが、図より、計算値はかなりの深さまで実験値と一致していることが分かる。

以上、いずれの多孔質層についても、地表面近くの部分 ($\sim \text{cm}$) での水蒸気輸送には、地表風による乱れの影響が現れると言える。

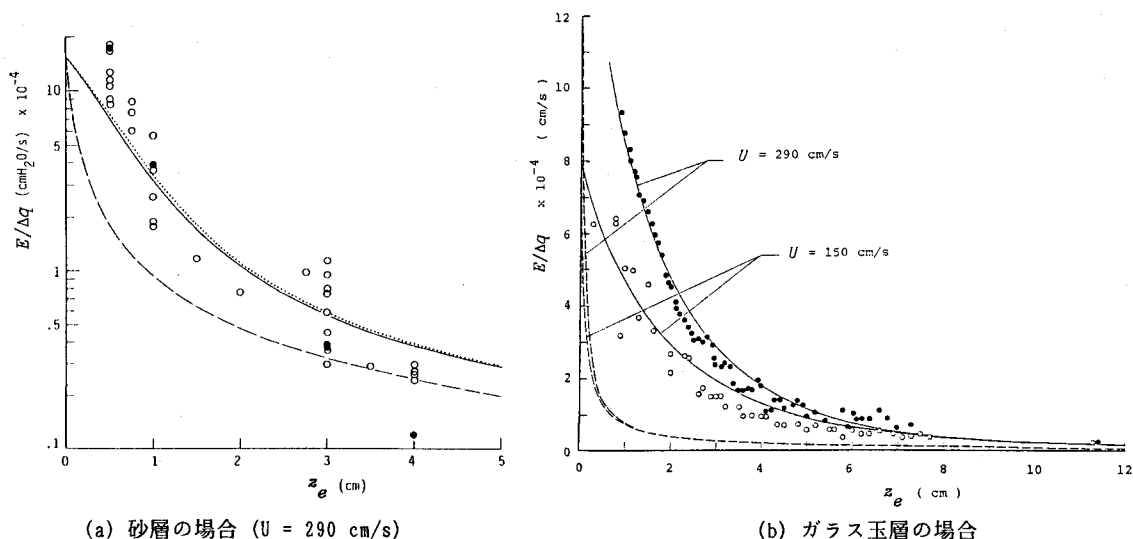


図-11 $E/\Delta q \sim z_e$ の実験値と計算値の比較

4. 2 大気・土地系としての蒸発場

蒸発には熱の挙動が直接問題となり、またそこでの土壌中の水は普通温度勾配下で移動する。従って、液水移動の基礎式の一つである土壌水分特性曲線は第2章での $\phi = \phi(\theta)$ を、温度を T として、 $\phi = \phi(\theta, T)$ と書き換えなければならない。このような考えに基づき、Philip and De Vries (1957)²³⁾ は、温度勾配下の土壌中の水(液水+水蒸気)の移動の式を示したが、現象が鉛直一次元の場合、それは以下の通りである。

$$\delta \theta / \delta t = \delta [D_M \cdot \delta \theta / \delta Z + D_T \cdot \delta T / \delta Z] / \delta Z - \delta K / \delta Z \quad (68)$$

ここに、 D_M は水分勾配に依存する水分拡散係数、 D_T は温度勾配に依存する水分拡散係数と呼ばれるものである。これら係数には、水蒸気移動の項が Kelvin の式²³⁾ を介して含まれているが、この移動は分子拡散でなされるとしている。また、蒸発過程は普通が緩慢であるので、式(68)右辺で本来含まれる $(\delta p_s / \delta Z)$ の項は省略できるはずである。

土壌中の熱移動の式は、現象を鉛直一次元とすると、以下のように与えることができる^{24), 41)}。

$$C \cdot \delta T / \delta t = \delta (\lambda \cdot \delta T / \delta Z) / \delta Z - (\rho \cdot V \cdot C_L + F \cdot C_p) \cdot \delta T / \delta Z - L^* \cdot \rho \cdot E' \quad (69)$$

ここに、 C は土の体積熱容量、 λ は熱伝導率、 L^* は潜熱、 C_L と C_p は液水、水蒸気の比熱、 F と $\rho \cdot V$ はそれぞれ水蒸気と液水の質量フラックス、 E' は水の相変化速度である。

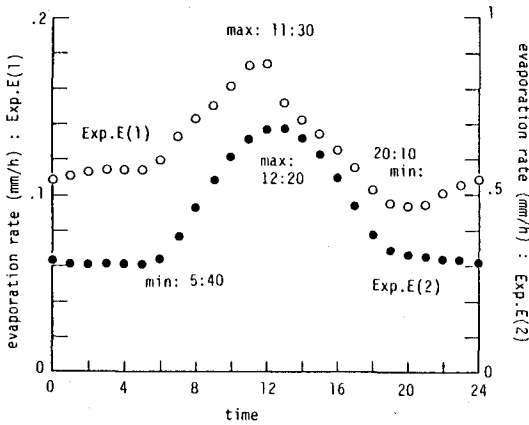


図-1 2 (a) 蒸発強度の時間変化

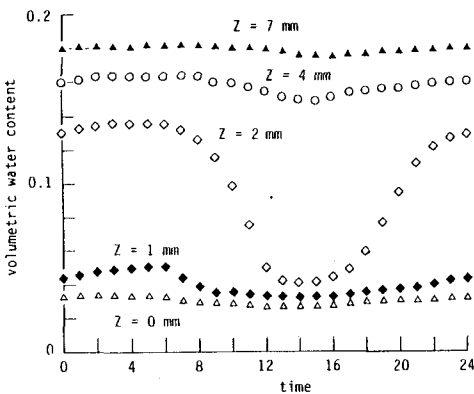


図-1 2 (b) 水分量の時間変化 (Exp. E(1))

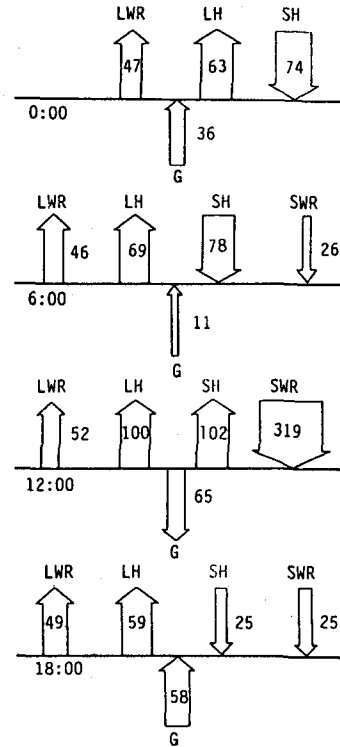


図-1 2 (c) 地面での熱収支 (Exp. E(1))

蒸発場を大気・土地系とみなし、式(68)、式(69)で示したような地中での水・熱移動の基礎式、大気中での安定度を考慮した風速、温度、湿度の分布式(式(64)、(65)参照)、地面での長・短波の放射の条件等の蒸発に関わる基礎式系を数値計算した一例が図-1 2 (a) (b) (c)に示されている。なお、これら計算スキームは用紙の関係上省略するが、詳細は参考文献 27) 28) を参照されたい。計算条件は、地上には一定の風が吹き、高さ 3 m で速度 8 m/s、相対湿度 25 %、温度 20°Cであり、短波放射は 6 a.m. ~ 6 p.m. 間で正弦関数(最大輻射は正午で、 412 W/m^2)に従って日変化をし、また一様な地中には地下水面が常に一定の深さ(h_w)に存在し、そこでの温度は 20°C であるとしている。初期の水分と温度条件はそれぞれ脱水平衡及び一様である。図では、 $h_w = 100 \text{ cm}$ と $h_w = 30 \text{ cm}$ の場合をそれぞれ Exp.E(1)、Exp.E(2)と記している。対象とした土壌²²⁾は、例えば飽和透水係数値が $1.18 \times 10^{-4} \text{ cm/s}$ 、air entry value が -22.4 cm 、飽和体積含水率が 0.4677 を示す。なお、ここでは移流がない場合を考えている。時間経過と共に、蒸発強度は図(a)中の丸印で示したような周期解を示すが、この周期性は短波放射条件によるものである。地下水面の深さによって蒸発強度に差が現れ、またその時間変化にも位相差が現れていることが分かる。また、図(b)より、Exp.E(1)の場合、乾燥域($Z = 0 - 1 \text{ mm}$)と湿潤域($Z > 4 \text{ mm}$)での水分量はほとんど変化しないが、これらの中間域($Z = 2 \text{ mm}$ 付近)では、短波放射の変化と共に明確な時間変化が現れ、昼間では乾燥、夜間では回復の過程を経ていることが分かるが、この変化は現地での様子と一致している。この中間域は蒸発域に一致する。

図(c)は、特定の時刻での地表面でのエネルギー収支を示しており、SWR と LWR はそれぞれ純短波放射と純長波放射の強度、LH は潜熱フラックス、SH は顕熱フラックス、G は地表面直下の熱フラックスを意味し、数値は時刻が正午での潜熱フラックスを 100 として変換してある。図で、夜間には顕熱は下方に、昼間には上方に向かっており、また地中への熱移動は昼間では下方に、夜間では上方に向いている。これらより蒸発の熱源は、夜間では顕熱と地熱、昼間では短波放射であることが分かる。いずれにしても数値計算を通して、熱収支の各要素の挙動が明かとなる。

本計算では、地中の水蒸気輸送式には本章 1 節で述べた地表風の乱れの影響が考慮されていないが、これを適当な関数形、例えば式(62)の表示を用いて計算スキームに組み込むことはさほど難しい問題ではない。大気・土地系の蒸発に関わる諸式を適当にピックアップして数値計算すれば、種々の初期・境界条件下での蒸発の様子を調べることができるのである²⁸⁾⁻³⁰⁾。

5. 蒸発と塩類の集積

塩類を多量に含む土壌水の蒸発現象は、普通の水の場合と比べ以下の点で様相が少し異なる。土壌水が高濃度になるにつれて、飽和水蒸気圧は低下するので^{42)、43)}、地中から大気への水蒸気輸送の駆動力となる水蒸気密度勾配(式(67)での Δq に対応)は小さくなる。また蒸発によって塩が地表面近傍に析出すると、水蒸気移動の通過可能断面積が小さくなって、この移動抵抗を増す^{44)、45)}。これらの現象はいずれも地中での上方に向かう水蒸気移動を困難な方向に導く。さらに塩が地表面に析出すると、そこでの色は白く変化するので、アルベードを増大させる。この効果は蒸発の熱源としての純短波放射を低下させるので^{42)、43)}、地面での熱収支の様子を変化させる。以下では、これらの塩集積の影響のうち、最初の二つの問題につき考える。

(1) L 領域の塩濃度分布と蒸発強度の関係

多量に塩類を含む土壌水による蒸発の様子を調べるため、つぎの実験を行った⁴⁶⁾。重量計に載せた直径 10 cm、長さ 70 cm の砂層(K-5 砂)とガラス玉層(粒径約 0.45 mm)に食塩の水溶液(Cl⁻に対し、 10^4 ppm)を用いて、定水位の地下水面条件で蒸発実験を行ったが、初期水分分布は脱水平衡とした。Cl⁻の飽和濃度値は 20°C で、 $22 \times 10^4 \text{ ppm}$ である。実験後、多孔質層の水分量と濃度の分布を調べるため、用いたカラムは 1 cm あるいは 2 cm の厚みで分解できるようになっており、また実験は恒温・半恒湿室(約 26°C, 40%)で行い、また、層表面上には強制的な気流を与えていないが、これは第 4 章で示した乱れた気流の層中への影響を除外し、対象とする現象の解析を簡単にするためである。

図-13は、地下水面の深さが30 cmの砂層の場合で、経過時間1843 hに測定された塩素イオン濃度(C)の分布(黒丸印)を示す。表面下約2 cmまでの部分には団粒状の塩の析出が認められ、また蒸発強度は $E = 5.5 \times 10^{-3}$ mm/hであった。図より、深さ5 cm付近から上方に向かって濃度が顕著に高くなっていることが分かる。以下では、この濃度分布がどのような関数で決まるかを調べてみる。

液中の塩の移動は以下の式で表せる。

$$\theta \cdot \delta C / \delta t + V \cdot \delta C / \delta Z = \delta \{ D_e^{eff} \cdot \delta C / \delta Z \} / \delta Z \quad (70)$$

ここに、 D_e^{eff} は有効拡散係数で、 $D_e \cdot \tau \cdot \theta$ で近似でき³¹⁾、 D_e は塩の分子拡散係数である。

式(70)で、擬似定常の濃度分布($\delta C / \delta t = 0$)と水分分布($V = -E$)を仮定し、 $Z \rightarrow \infty$ で $C = C_r (= \text{一定})$ 、 $Z = Z^*$ で $C = C^*$ とすると、次式を得る³¹⁾。

$$\frac{(C - C_r)}{(C^* - C_r)} = \exp \{ -E \cdot \int_{Z^*}^Z (1/D_e^{eff}) \cdot dZ \} \quad (71)$$

図中の実線は、測定した水分分布、 $C_r = 10^4$ ppm(初期濃度)、 $Z^* = 3.0$ cmで $C^* = 1.4 \times 10^5$ ppmの条件を式(71)右辺に代入して計算した結果である。計算値は実験値とよく一致していることが分かるが、これは式(71)の前提条件となる水分と濃度に対する擬似定常近似の妥当性を保証するものである。

式(71)の関係は、現地での水分分布と濃度分布の情報より、そこでの蒸発強度が推定できる可能性を示唆するが、この方法で本実験での蒸発強度を求めると、十分良い精度で評価できることが分かった。Allison and Barnes(1985)⁴³⁾、Ullman(1985)⁴⁷⁾、J.V. Turner(CSIRO, Australia; personal communication; 1991)らはオーストラリアの干涸らびた湖底等で塩などの濃度と水分量の分布を測定し、式(71)を介して、そこでの年蒸発量を推定しているが、示され数値の内低いものは約10mm/yrと極めて小さい。このような低い蒸発強度の推定は他の方法では容易ではなかろう。なお、Allison et al.(1983)⁴⁸⁾、Barnes and Allison(1984³¹⁾, 1988⁴⁹⁾)は、本実験と同様な蒸発過程で、LやLV領域での水に含まれる安定同位体(HD0、 ^{18}O)の濃度分布と蒸発強度の関係を議論し、またShimajima et al.(1990)³²⁾は第4章で示した水蒸気(HD0)の移動に及ぼす地表風の乱れの影響と同分布形の関係を検討しているが、そこでの濃度分布は、例えばHD0は H_2O と比べ少し気化しにくいいため、塩濃度の場合と類似な形状を示すのである。

(2) 塩の析出と水蒸気輸送の関係

解析の簡単化のため、塩の析出は層の表面から深さ B_e の間で現れ、また蒸発は深さ $Z = B_e$ の直下で実質上生起しているとする。従って、この場合のV領域は $0 < Z < B_e$ の範囲に存在することになる。上記の実験条件を考慮し、析出領域での水蒸気移動は分子拡散のみでなされるとすれば、そのフラックス(F)は次式で表せる。

$$F = -\rho \cdot E = -\nu \cdot D_v^{eff} \cdot \delta \rho_v / \delta Z \quad (72)$$

ここに、水蒸気の有効拡散係数を(νD_v^{eff})と定義し、 ν は析出による有効断面積の減少を示す補正因子で、一般には Z の関数である。

式(72)を析出の全領域で積分すると、以下の関係を得る。

$$\underline{\nu} = B_e / \{ [0.622 \cdot \rho \cdot E \cdot D_v^{eff} / (R_a \cdot T)] \cdot e_s \cdot (\sigma_r \cdot h_s - h_a) \} \quad (73)$$

ここに、 $\underline{\nu}$ は $0 < Z < B_e$ での ν の平均値、 R_a は乾いた空気的气体定数、 e_s は温度 T での飽和水蒸気圧、 h_s は大気側の相対湿度、 h_a は $Z = B_e$ での相対湿度、 σ_r は土壌水の蒸留水に対する飽和水蒸気圧の比⁴²⁾、また層の内外とも温度は一定としている。

図-13で示した実験例の場合、上記の通り $Z < 2$ cm($= B_e$)の範囲で団粒状の析出が生起している。そこで、 $Z = B_e$ で水蒸気は飽和で、その水蒸気密度はその直下での濃度で決まると考え、式(73)右辺に実験値を代入して $\underline{\nu}$ 値を計算すると、約0.5となった。また、ガラス玉層で $h_w = 30$ cmの場合(図-14参照)、時間1558 hで、厚さ約3.5 cmのクラストが表面より形成され、その下方数mmの部分に、団粒状の析出

がまばらに認められた。この際の蒸発強度は 1.2×10^{-3} mm/h であった。そこで、同様に計算すると、 ρ 値は大略 0.1 となった。 B_e/ρ は塩析出がない場合での蒸発面の深さ (Z_e) に対応するので、本実験の結果をそのような状況に置き換えると、蒸発面が、砂の場合 $Z_e = 2 \text{ cm} \rightarrow 4 \text{ cm}$ 、ガラス玉の場合 $Z_e = 3.5 \text{ cm} \rightarrow 35 \text{ cm}$ の深さに位置することになる。このことより分かるように、塩の析出は V 領域での水蒸気移動に対し重要な抵抗の要因となる。

図-14 は、塩の析出が蒸発強度にどの程度影響を及ぼすかを直接に実験で調べた結果である。これはガラス玉層で、 $h_w = 30 \text{ cm}$ の場合であり、上記と同一濃度の食塩水と蒸留水を用いている。蒸留水の場合、境界条件のため蒸発強度は時間と共に一定値 (3.4×10^{-3} mm/h) となっているが、食塩水の場合の蒸発強度は、最初蒸留水の場合と同じように低減しているが、時間 1000 h 付近から再度急減を始め、時間 1558 h で $E = 1.2 \times 10^{-3}$ mm/h となっている。この値を蒸留水の場合の定常値と比べると、約 35 % ほど小さいことが分かる。厳密に言えば、V 領域下方の水分の少ない部分での水分値は、両者の場合、微妙に違うことが認められているので、そこでの詳細な解析が必要ではあるが、このような蒸発強度の差は塩の析出の結果に因るものと考えてよい。このように、塩の析出はマルチとして蒸発を抑制する効果を与えることになる。

以上、塩の析出や土壌水の塩濃度の増加は、蒸発場の水理的・熱的性質を時間的・場所的に変化させるので、蒸発の仕組みをより一層複雑なものにするのである。

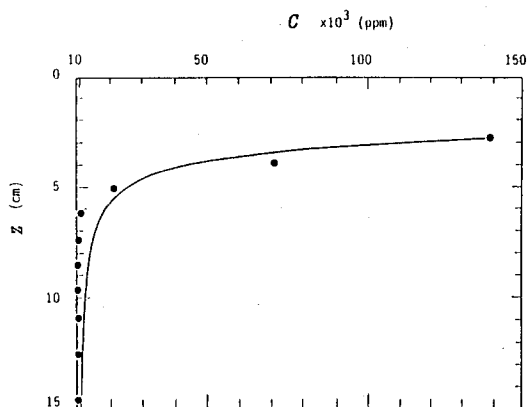


図-13 塩素イオン濃度分布
(砂層の場合)

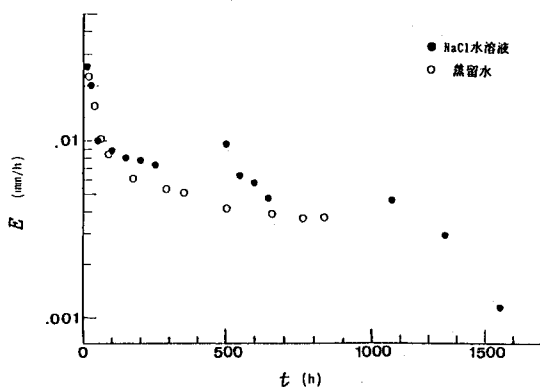


図-14 蒸留水と食塩水による蒸発強度の比較
(ガラス玉層の場合)

6. おわりに

現地での浸透場や蒸発場の水理的また熱的特性は、普通種々のスケールで空間的に、また塩類集積が生起している時のように場合によっては時間的にも一様ではないため、現象を記述する基礎方程式に含まれるパラメータの評価は容易ではない。そのため、それらの解析において、本稿で説明した雨水浸透における間隙空気の閉塞性の影響や乱れた地表風の影響を受ける地中の水蒸気輸送の現象は隠れてしまうのである。浸透・蒸発の現象を広域のスケールで捉えねばならないとき、このような不均質性の問題を、平均操作を含めて、如何に扱うのかは簡単ではなく、実験室スケールの研究と現場の広域スケールの研究の間を埋めるような中間スケールでの研究が不可欠となってくる。

今後、いろいろなスケールで、環境の問題とも関係して、土壌中の水分・物質・熱の移動を数値計算を介して解析することが多くなると予想される。その際、使用している基礎式はどのような物理的意味を含み、また難しい問題ではあるが、その適用範囲はどうであるかに留意して、計算結果を解釈しなければならない。

以上、第1章で述べたように、著者がかって興味を持った浸透・蒸発現象の一側面や現在興味を持っている現象を中心に記述したため、浸透・蒸発現象の全体像を把握することは容易ではないと考えるが、本稿がこれらの現象を理解する上での一助となれば幸いである。

参考文献

- 1) Sharma, M.L.: Evapotranspiration from Plant Communities, Develop. in Agri. and Managed-Forest Ecology 13, Elsevier Sci. Pub., 1984.
- 2) Hillel, D.: Applications of Soil Physics, Academic Press, 1980.
- 3) 例えば、Philip, J.R.: Theory of Infiltration, in "Adv. in HYDROSCIENCE", Vol. 5, pp.215-296, 1969.
- 4) Childs, E.C.: An Introduction to the Physical Basis of SOIL WATER PHENOMENA, A Wiley-Intersci. Pub., 1969.
- 5) Ishihara, Y. and Shimojima, E.: A Role of Pore Air in Infiltration Process, Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol.33, pp.163-222, 1983.
- 6) Bear, J.: Hydraulics of Groundwater, McGraw-Hill, pp.28-31, 1979.
- 7) Shimojima, E. and Ishihara, Y.: Infiltration Process of Rainfall with Constant Intensity, Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol.34, pp.55-104, 1984.
- 8) Parlange, J.-R.: Theory of Water Movement in Soils: 8., Soil Sci., Vol.114, pp.1-4, 1972.
- 9) Parlange, J.-R.: Theory of Water Movement in Soils: 6., Soil Sci., Vol.113, pp.308-312, 1972.
- 10) Philip, J.R. and Knight, J.H.: On Solving the Unsaturated Flow Equation: 3., Soil Sci., Vol. 117, pp.1-13, 1974.
- 11) Knight, J.H. and Philip, J.R.: On Solving the Unsaturated Flow Equation: 2., Soil Sci., Vol. 116, pp.407-416, 1973.
- 12) Philip, J.R.: The Theory of Infiltration: 6, Soil Sci., Vol. 85, pp.278-286, 1957.
- 13) Warrick, A.W. and Nielsen, D.R.: Spatial Variability of Soil Physical Properties in the Field, in "Applications of Soil Physics" ed. by Hillel, D., Academic Press, pp.319-344, 1980.
- 14) Peck, A.J.: Field Variability of Soil Physical Properties, in "Advances in Irrigation" ed. by Hillel, D., Academic Press, pp.189-219, 1983.
- 15) Peter, R.R. and Klavetter, E.A.: A Continuum Model for Water Movement in an Unsaturated Fractured Rock Mass, Water Resou. Res., Vol.24, pp.416-430, 1988.
- 16) Rasmuson, A. and Neretnieks, I.: Radionuclide Transport in Fast Channels in Crystalline Rocks, Water Resou. Res., Vol. 22, pp.1247-1256, 1986.
- 17) Ishihara, Y., Shimojima, E. and Minobe, Y.: Infiltration into a Uniform Sand Column with a Central, Small and Cylindrical Space filled with a Coarser Sand, Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol.37, pp.107-145, 1987.
- 18) 石原安雄・下島栄一: 閉塞湛水浸透における砂層境界の効果について, 京大防災研年報, 第26B-2, pp.197-212, 1983.
- 19) 下島栄一: 雨水の地中への浸透機構に関する研究, 京大博士論文, 1985.
- 20) 石原安雄・下島栄一・三田村克己・田中寅夫・細 善信: 山体トンネル湧水と雨水浸透, 京大防災研年報, 第33-B2, pp.111-131, 1990.
- 21) 下島栄一・永島司郎・吉岡龍馬・田中寅夫・細 善信: 山体トンネル湧水の水質変化と雨水の浸透経路, 土木学会年次学術講演会, 1992.

- 22) Bouwer, H. : Groundwater Hydrology, McGraw-Hill Book Comp., pp.241-244, 1978.
- 23) Philip, J.R. and DeVries, D.A. : Moisture Movement in Porous Materials under Temperature Gradient, Tran. Am. Geophys. Union, Vol.38, pp.222-232, 1957.
- 24) De Vries, D.A. : Simultaneous Transfer of Heat and Moisture in Porous Media, Tran. Am. Geophys. Union, Vol.39, pp.909-916, 1958.
- 25) Brutsaert, W. : Evaporation into the Atmosphere, Reidel Pub. Comp., 1982.
- 26) Philip, J.R. : Advection, Evaporation and Surface Resistance, J. Irrig. Sci., Vol.8, pp.101-114, 1987.
- 27) Bristow, K.L., Campbell, G.S., Papendick, R.I. and Elliott, L.F. : Simulation of Heat and Moisture Transfer through a Surface Residue-Soil System, Agr. and Forest Meteorol., Vol.36, pp.193-214, 1986.
- 28) 葛葉泰久・石原安雄・下島栄一：数値シミュレーションによる裸地蒸発に関する研究(1)，京大防災研年報，第31B-2，pp.255-274，1988.
- 29) 葛葉泰久・池淵周一・島田潤一：大気中の移流と地下水移動を考慮した裸地蒸発のモデル化について，水工学論文集，第36巻，pp.529-534，1992.
- 30) 石原安雄・葛葉泰久・下島栄一：数値シミュレーションによる裸地蒸発に関する研究(2)，京大防災研年報，第32B-2，pp.297-308，1989.
- 31) Barnes, C.J. and Allison, G.B. : The Distribution of Deuterium and ^{18}O in Dry Soils 3., J. Hydrol., Vol.74, pp.119-135, 1984.
- 32) Shimojima, E., Curtis, A.A. and Turner, J.V. : The Mechanism of Evaporation from Sand Columns with Restricted and Unrestricted Water Tables Using Deuterium under Turbulent Air-flow Conditions, J. Hydrol., Vol.117, pp.15-54, 1990.
- 33) Kobayashi, T., Matuda, A. and Machika, M. : A Simple Method for Estimating the Rate of Evaporation from a Dry Sand Surface, J. Agric. Meteorol., Jpn., 44(4), pp. 269-274, 1989.
- 34) 例えば、Farrell, D.A., Greacen, E.L. and Gurr, C.G. : Vapor Transfer in Soil due to Air Turbulence, Soil Sci., Vol.102, 305-313, 1967.
- 35) Hinze, J.O. : Turbulence, 2nd ed., McGraw-Hill, pp.46-47, 1975.
- 36) Ishihara, Y., Shimojima E. and Harada, H. : Water Vapour Transfer beneath Bare Soil Where Evaporation is Influenced by a Turbulent Surface Wind, J. Hydrol., Vol.131, pp.63-104, 1992.
- 37) Inoue, E. : On the Turbulent Structure of Airflow within Crop Canopies, J. Meteorol. Soc. Jpn., Vol.41, 317-326, 1963.
- 38) Ishihara, Y., Shimojima, E. and Minobe, Y. : Water Vapour Transfer in Evaporation from Bare Land, Proc. of 6th IAHR-IPD, Vol.1, pp.33-40, 1988.
- 39) Ishihara, Y. and Shimojima, E. : A Laboratory Experiment on the Evaporation from Bare Land with an Underlying Unrestricted Water Table, Bull. Disas. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ., Vol.39, pp.23-61, 1989.
- 40) 石原安雄・下島栄一・原田 大：拘束され地下水面を下方にもつ裸地蒸発について，京大防災研年報，第32B-2，pp.281-295，1989.
- 41) 土壌物理研究会編：土の物理学，森北出版社，p.287，1979.
- 42) Salhotra, A.M., Adams, E.E. and Harleman, D.R.F., : Effect of Salinity and Ionic Composition on Evaporation: Analysis of Dead Sea Evaporation Pans, Water Resour. Res., Vol.21, pp. 1336-1344, 1985.

- 43) Allison, G.B. and Barnes, C.J.: Estimation of Evaporation from the Normally "Dry" Lake Frome in South Australia, *J. Hydrol.*, Vol.78, pp.229-242, 1985.
- 44) Malek, E., Bingham, G.E. and McCurdy, G.D.: Evapotranspiration from the Margin and Moist Playa of a Closed Desert Valley, *J. Hydrol.*, Vol.120, pp.15-34, 1990.
- 45) Thorburn, P.J., Walker, G.R. and Greacen, E.L.: Diffuse Discharge from Shallow Water Tables in Arid and Semi-Arid Area: Examination of Past Results, *Intern'l Hydrol. and Water Resou. Symposium, Western Australia*, 1991.
- 46) 好田 繁・下島栄一: 裸地蒸発に伴う塩類集積に関する実験的研究, 土木学会年次学術講演会, 1992.
- 47) Ullman, W.J.: Evaporation Rate from a Salt Pan: Estimates from Chemical Profiles in Near-Surfaces Groundwaters, *J. Hydrol.*, Vol. 79, pp.365-373, 1985.
- 48) Allison, G.B., Barnes, C.J. and Hughes, M.W.: The Distribution of Deuterium and ^{18}O in Dry Soils. 2., *J. Hydrol.*, Vol.64, pp.377-397, 1983.
- 49) Barnes, C.J. and Allison, G.B.: Tracing of Water Movement in the Unsaturated Zone Using Stable Isotopes of Hydrogen and Oxygen, *J. Hydrol.*, Vol.100, pp.143-176, 1988.