

Multimodality in the Process of Water Absorption by a Textile

NISHIMURA Taro^a, TOKUMOTO Yukihiko^{b,*}, KOMORI Takashi^c

^a Faculty of Textile Science, Kyoto Institute of Technology, Sakyo-ku, Kyoto 606-8585, Japan

^b Kyoto Prefectural Institute for Northern Industry, 139-1 Tanba Mineyama-cho, Kyotango, Kyoto 627-0011, Japan

^c Faculty of Regional Studies, Gifu University, 1-1 Yanagido, Gifu 501-1193, Japan

Received 22 February 2006; accepted for publication 17 September 2006

Abstract

An equation of motion to describe the water penetration through a textile is derived on the basis of Darcy's law of fluid flow through general porous media. Experiments revealed that the process of fluid penetration seems to be composed of a few partial modes each of which this equation could describe, though not the whole process. As the authors reported earlier, a similar multimodality of process is found in the retardation-time spectrum; the spectrum is abstracted from the weight-time curve of absorbed water being led by the idea that the process may be assumed as a kind of retardation phenomenon such as the creep of a viscoelastic material put under a load. Identifying these two multimodalities with the aid of the equation of penetration gives a clue to clarify what kinds of flow paths play typical roles when a textile absorbs water.

Key Words: Water absorption by textile, Darcy's law, Retardation phenomenon, Spectral analysis, Modal decomposition

織物による吸水過程の多モード性

西村太良^a, 徳本幸紘^{b,*}, 小森尚志^c

1. はじめに

水や各種液体の吸収材として種々の繊維集合体を利用される。高い吸液機能をもった製品の設計・開発にとって、繊維自体の吸着能の向上に加えて、繊維集団における浸透過程を理解し制御する研究が不可欠となる。これまでの研究のなかで、測定の方法や原理が注目されるものに、多賀谷ら[1] (電気容量法による浸透計測)、米田・丹羽[2] (布面内radial浸透の追跡)、勢田[3]、および勢田・西村[4] (レーザー走査マイクロメータによる測定)、米田・丹羽[5] (圧力センサによる測定)、勢田[6] (吸水フロントと吸水量の同時計測)などがある。繊維種や集合構造による吸水の違いに関する研究としては、上掲の著者に加え、松川ら[7]、團野ら[8]、後藤・田川[9]が挙げられる。これら従来の研究の多くは、測定結果をWashburn [10]の毛管浸透流の方程式 (以下、WEと略称) やその構成パラメータに関連づけて分析・考察を試みているが、ほとんどの著者が実験結果とWEとの不一致を報告している。

上掲の米田・丹羽[5]は、布面に垂直な方向の浸透がWEで説明できないことを確かめ、代わって、拡散物質濃度に線形依存する係数をもつ拡散方程式の解によるあてはめを試し、吸水曲線がよく再現できると報告している。拡散型偏微分方程式を試す動機を、ランダム流路におけるパーコレーションの研究分野からの知見に求めるなど、興味深く示唆に富むとりくみではあるが、方程式が力学の基本法則から誘導されていないこと、そのためにパラメータの同定に恣意的な仮定導入を余儀なくされることなど、課題も残されている。

また、勢田[6]は織物のバイレック法吸水曲線がやはりWEに合わない指摘し、Gillespie [11]がWEを拡張して導いた式 (GE) の適合性を調べ、よく一致すると報告している。しかし、彼がWEとして用いている、吸水量が時間の平方根に比例するという関係は、バイレック法では重要な因子となる重力項を無視したときのWEの解であり、本来のWEはじつは微分方程式としてはGEと等価であることに気づけば、少なくともその実測例はWEでも説明できたはずだと推量される。

このように従来の研究者が分析や考察において理論的拠り

* 連絡先: 京都府織物・機械金属振興センター 627-0011 京都府京丹後市峰山町丹波139-1
E-mail: tokumoto@silk.pref.kyoto.jp, Tel: +81-772-62-7400, Fax: +81-772-62-5240

所としてきたWEは、本質的に一様径の一円管内における流れのものであり、繊維集合体のランダムな流路での浸透について何らかの示唆を与えうるとはいえ自明な直接的対応関係はない。そのため、考察内容の、空隙構造に関連する意義は限定的なものにとどまり、また、WEと実際との不一致についての原因究明も十分にできなかったように思われる。

筆者らは前報[12]で、既存の方程式や何かもっともらしく思われるモデルなどとの適合性の問題はさておいて、織物における浸透現象に内在する複雑さの全体像を探る一手段として、浸透を一種の遅延現象としてとらえ、全過程をさまざまな時定数をもった線形遅延要素の重ね合わせとして展開することを試みた。そして、繊維種や織り密度の違いが、展開係数の相対比分布、すなわち遅延スペクトルの形に明瞭に現れることを確認した。スペクトルにおける比較的小さな違いを捨象して見れば、(少なくとも平織りの)布は種類や織り密度の違いにかかわらず、その吸水過程には3つの代表要素的遅延過程が重なっていて、それらはオーダーの異なる遅延時間を持っていること、このような特徴は種々の織物に共通した何らかの特有の構造を反映している、との確信を得た。しかし、そのような代表的過程を同定ないし特定するためには、繊維集合体における浸透過程を記述する力学の助けが不可欠である。しかもその力学は、少なくとも、WE方程式のような毛細管浸透流についてのものでなく、織物の複雑な空隙構造を反映するパラメタを含む運動方程式でなければならないと考えられる。

そこで本研究では、WE(ないしGE)の弱点を補完しようものとして、現象論的法則ではあるがランダム多孔系における流れへの適用性が確立されているDarcyの法則[13]に基づいて一つの方程式を導く。それはWEとは対照的にランダム流路の構造を反映しうるパラメタ(透過率)を含んでいるが、数学的な形としてはWEと等価であり、実際の吸水量変化の定量的説明はWEと同程度にしかできない。しかし、方程式の解の特徴から、前報で確認した代表要素的な遅延過程の遅延時間を流路の構造パラメタに結びつける関係を導くことができる。この関係を拠り所にして、前報における分析と考察の結果を再検討し、織物における浸透遅延の多重性と、それをもたらす浸透流路の多重性を明らかにする。

2. 実験

本論文では、筆者らが前報[12]で報告した測定と解析の結果に対し、新たな理論的視点による分析と考察を加えることを目的とするので、実験方法および試料調整に関する記述は省略する。ただし、測定に供した試料の諸元については前報に掲載した表をTable 1として再掲する。

3. 理論

3.1 吸水過程の基本式

A. 運動方程式：水が毛管力によって汲み上げられていく過

Table 1 Elemental properties of the specimen textiles.

Material	Specimen	Yarn	Density/cm		Thickness (mm)
			A	B	
Cotton	CTTN0	40/1	30	56	0.260
	CTTN1	40/1	15	56	0.200
	CTTN2	40/1	7.5	56	0.196
Glass	GLSSF	2/26(A), 1/26(B)	23	23	0.095
Vinylidene*	VNLDN	900d/30f	13	18	0.423

A: Parallel to the water flow. B: Perpendicular to the water flow.

* Polyvinylidene chloride.

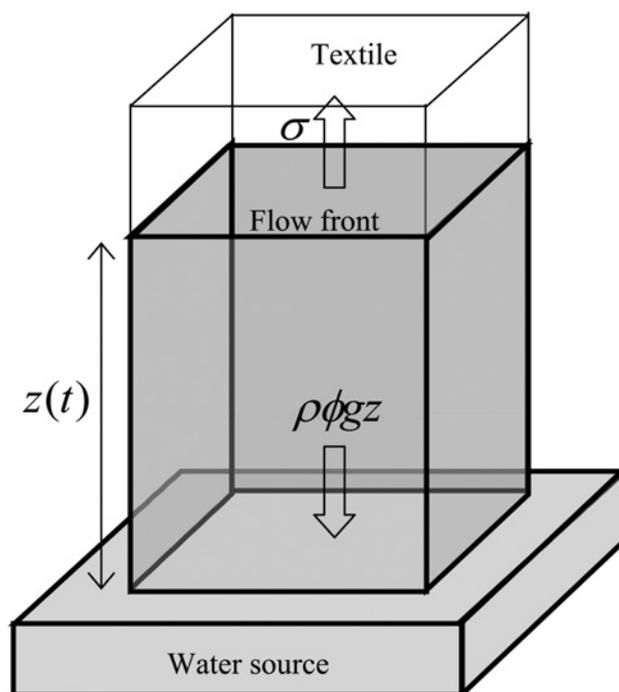


Fig. 1 Dynamics of water flow through a textile.

程を考える (Fig. 1)。汲み上げられた水の上部自由面(フロント)の、給水面からの高さを z とする。また、フロントに生じる毛管力の鉛直方向成分の合計を試料断面積で除したものを揚水力と呼び、 σ で表す。

フロントより下の部分はいたるところつねに吸水飽和に達していることと、繊維内部への水の浸透はないことを仮定すると、浸透水柱下端部(給水面)における圧力は、揚水力を考慮して $\rho g \phi z - \sigma$ に等しい。ここで、 ρ は水の密度、 ϕ は織物の空隙体積分率、 g は重力加速度である。したがって、浸透水柱内 z 方向に形成される圧力勾配は $(\rho g \phi z - \sigma)/z$ に等しく、とくにフロントの位置で次式が成りたつ。

$$\frac{dp}{dz} = \frac{(\rho g \phi z - \sigma)}{z}. \quad (1)$$

ここで、 p は水柱内の圧力である。試料の単位断面を単位時間に通過する水の体積 q は、時間変数を t として、

$$q = \phi \frac{dz}{dt} \quad (2)$$

により表される。また、多孔物質内の流れに関するDarcy [13]の法則によれば、 k を透過率(比透過率ともいう。specific

permeability), η を流体の粘性係数とすると,

$$q = -\frac{k}{\eta} \frac{dp}{dz} \quad (3)$$

が成り立つ. 以上3式から次式が得られる.

$$\frac{dz}{dt} = \frac{k}{\eta\phi} \frac{\sigma - \rho g \phi z}{z} \quad (4)$$

式(4)は, 径が一様な一本の毛細円管を上昇する液体の運動方程式として Washburn [10]により導かれたもの (WE) と数学形式上は同じである. 実際, WEにおいて, r を毛管半径, γ を液体の表面張力, θ を前進接触角とすると,

$$\frac{\sigma}{\phi} \leftrightarrow \frac{2\gamma \cos\theta}{r}, k \leftrightarrow \frac{1}{8} r^2 \quad (5)$$

という置き換えで両者はたがいに入れ替わる. しかし, 式(5)は自明な同等関係ではないから, 物理的には両者が等価であるとは言えない.

B. 解の特徴: 初期条件 $z(0)=0$ のもとで式(4)を積分すると, 次の関係が得られる.

$$-\ln\left(1 - \frac{z}{z^*}\right) - \frac{z}{z^*} = \frac{t}{t^*} \quad (6)$$

したがって,

$$\left(1 - \frac{z}{z^*}\right) e^{z/z^*} = e^{-t/t^*} \quad (7)$$

ここで, 長さの単位をもつ定数 z^* と時間の単位をもつ定数 t^* を次のように定義した.

$$z^* \equiv \frac{\sigma/\phi}{\rho g}, t^* \equiv \frac{\sigma/\phi}{(\rho g)^2 k/\eta} = \frac{z^*}{\rho g k/\eta} \quad (8)$$

式(7)において $t \rightarrow \infty$ の極限をとると, $z \rightarrow z^*$ が導かれるから, z^* はフロントの平衡高さである. 実際, この高さにおいて吸水柱にはたらく重力 $\rho g \phi z^*$ と揚水力と σ が釣り合う.

なお, 式(6)を吸水量 m を用いて書き直せば, 試料織物の断面積を A とすると $m(t) \equiv \rho \phi A z(t)$, $m^* \equiv \rho \phi A z^*$ だから, 式(6)と(7)は

$$-\ln\left(1 - \frac{m}{m^*}\right) - \frac{m}{m^*} = \frac{t}{t^*} \quad (6')$$

$$\left(1 - \frac{m}{m^*}\right) e^{m/m^*} = e^{-t/t^*} \quad (7')$$

となる. 式(6)または(6')を基本式, 時定数 t^* を基本式の特徴時間と呼ぶことにする.

C. 透過率の構成式: 透過率 k と細孔構造パラメタとの一般的な関係は

$$k = \frac{\phi^3}{T^2 S^2} \quad (9)$$

である[13]. ここで, T は曲路率 (tortuosity), S は細孔の平均比表面積 (単位体積の多孔系が含む空隙壁の面積) である.

曲路率 T は流路の屈曲度や, 断面積の不均一さが大きいほど大きな値をとる.

3.2 実際との比較

吸水過程が基本式(6')に従うなら, $-\ln(1-m/m^*)-m/m^*$ 対 t のグラフは直線になるはずである. しかし, Fig. 2に示した実測例 (CTTN0, GLSSF, VNLDN) はどれも予測に合わない. また, ここには示さないが, CTTN1とCTTN2の試料でも同様であった. しかし, 同図に破線で例示したように, 少なくとも区分的な時間範囲内ではほぼ決まった特性時間 t^* をもって基本式に従っていて, 異なる時間区分の t^* の値には明瞭な違いがあるように見受けられる. すなわち, 織物の吸水は, 一つひとつは基本式に概略従うが速度が大きく異なる数個の過程が互いにほぼ独立に進行する現象であると考えられる.

この推測は前報[12]で得た知見とも符合する. すなわち筆者らは, 測定吸水量 $m(t)$ を, 遅延時間が連続値をとる無数の線形遅延要素の重ね合わせとみなして, 各要素からの寄与を遅延時間分布の密度すなわちスペクトル関数として求めた (前報に掲載したものから3例をFig. 3に再掲する). その結果, 遅延時間スペクトルには数個の離散的な位置に明瞭なピークが現れ, しかも, 異なるピークを代表する遅延時間の大きさにはオーダーの違いがあることが確認された. また, 測定吸水量 $m(t)$ を, 主要なピークの個数と同数の離散的な線形遅延要素の重ね合わせとして表しても, かなりよい再現性が認められた (Fig. 3). これらの事実もやはり, 織物の吸水過程が, 浸透速度が大きく異なる複数の互いにほぼ独立した過程が複合したものであることを強く示唆している.

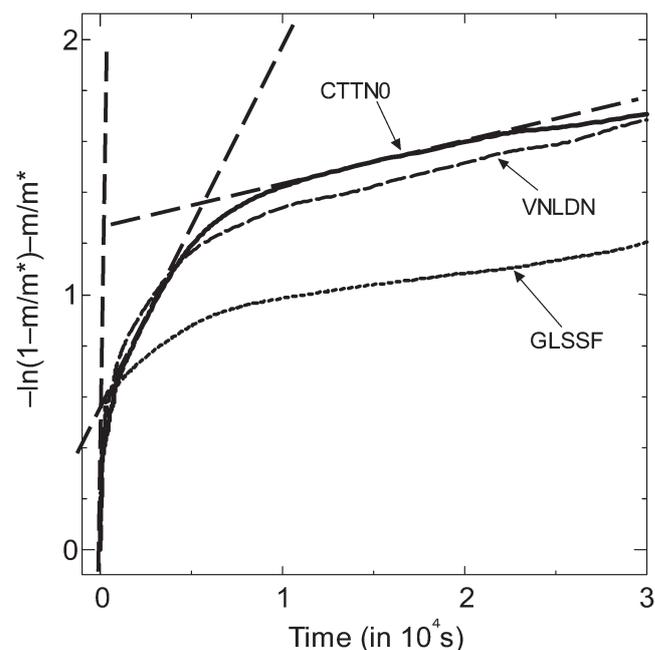


Fig. 2 Comparing the absorption behavior observed with that predicted by the basic equation.

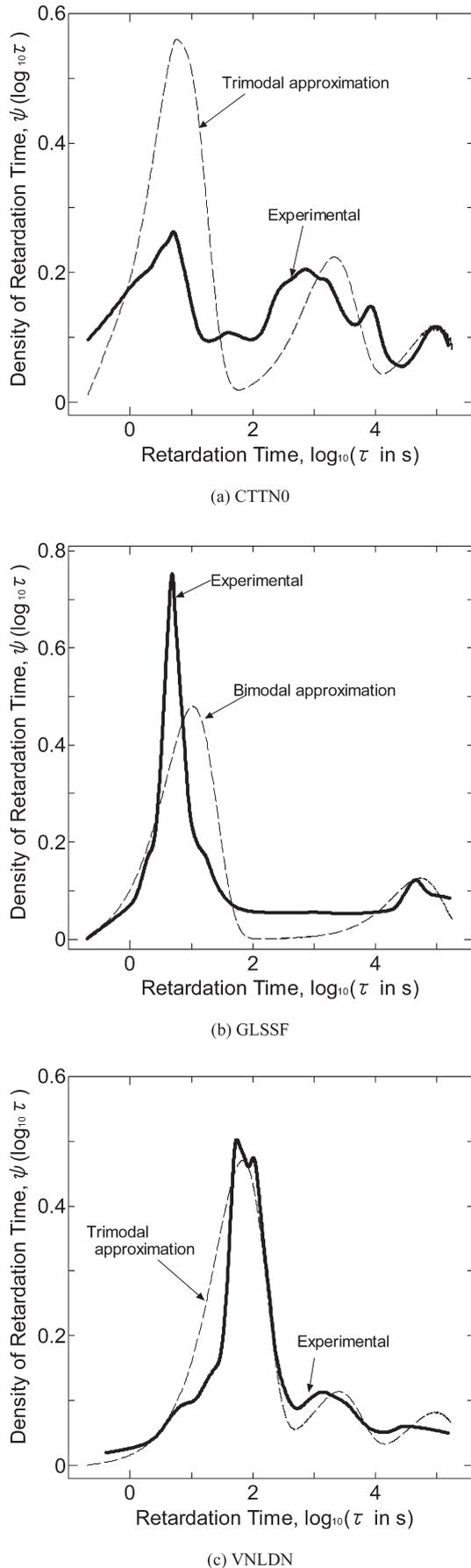


Fig. 3 Comparing the retardation spectra observed with those derived from their multimodal approximations.

3.3 特性時間と遅延時間

前報[12]で、時間の関数としての吸水量 $m(t)$ を、異なる遅延時間をもつ線形遅延要素の重ね合わせとして見ることを試した。遅延時間 τ として連続変数を想定した場合は、 τ の分布密度 (スペクトル) を $\psi(\ln\tau)$ として、

$$m(t) = m^* \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\ln\tau) (1 - e^{-t/\tau}) d(\ln\tau). \quad (10)$$

また、離散的な遅延時間 τ_k ($k=1, 2, 3, \dots$) を想定した場合は、それぞれの寄与率を ψ_k として

$$m(t) = m^* \sum_k \psi_k (1 - e^{-t/\tau_k}) \quad (11)$$

によって展開した^[註1]。

このような展開のパラメタ τ (ないし τ_k) と、前節で導いた運動方程式に含まれる定数係数から決まる特性時間 i^* とは概念上別のものである。しかも τ は線形遅延系のふるまいを表わす式 $1 - z/z^* = \exp(-t/\tau)$ の特性パラメタであるのに対して、 i^* は、それとよく似てはいるが異なる関係 $(1 - z/z^*) \exp(z/z^*) = \exp(-t/i^*)$ (式(7)) の特性パラメタである。

しかし、式(7)から

$$1 - \frac{z}{z^*} = \frac{1}{e} e^{-t/i^*} + \frac{1}{e^2} e^{-t/(i^*/2)} + \frac{3}{2e^3} e^{-t/(i^*/3)} + \dots \quad (12)$$

という関係が導かれる^[註2]。つまり、基本式が示す挙動は、 $i^*, i^*/2, i^*/3, \dots$ という遅延時間をもつ無数の線形遅延系の重ね合わせと考えられるが、高次展開項は1次項に比べて寄与率が小さく、しかも時間経過につれより速く0に近づくから、過程のごく初期を除けば、基本式に従う系は特性時間 i^* を遅延時間としてもつ線形遅延系とみなしてよい。したがって、吸水の全過程の中で、特定の τ 値をもって進行する要素的な遅延過程は、式(4)を成立させるのと同じ力学原理に従っている、とみなしてよいと思われる。このことを認めれば、要素的な過程の遅延時間 τ と、その過程を記述する運動方程式の特性時間 i^* とを近似的に等置することができる。すなわち、

$$\tau \approx i^* \quad (13)$$

ただし、特性時間 i^* を定義する式(8)のパラメタ σ, ϕ , および k は、浸透過程全体に関するものではなく、遅延時間 τ で特性づけられる要素的な過程のものと考えなくてはならない。

4. 考察とむすび

4.1 モード解析データ

以上の理論を拠り所に、前報[12]で行ったモード解析の結果について考察を試みる。ここでの議論に必要なデータを前報のTable 2と3から引用し、それぞれTable 2および3として示す。Table 2は繊維種が違う試料GLSSF, CTTN0, VNLNDに関するもの、Table 3は縦糸密度が異なる綿布に関するもので、スペクトルピークが2つしか認められなかった

Table 2 Estimated mode parameters of GLSSF, CTTN0, and VNLDN.

Specimen	m^* (g)	ψ_1 (%)	ψ_2 (%)	ψ_3 (%)	τ_1 (s)	τ_2 (s)	τ_3 (s)	$\langle r^2 \rangle$
GLSSF ^(*)	0.72	79.2	20.8	—	10.5	54.0×10^3	—	3.66×10^{-5}
CTTN0	1.08	62.9	24.1	13.0	6.78	2.04×10^3	0.94×10^5	1.44×10^{-5}
VNLDN	0.78	70.5	16.7	12.8	67.9	2.43×10^3	0.96×10^5	1.09×10^{-5}

(*) Dimodal analysis.

Table 3 Estimated trimodal parameters for the three cotton specimens of different densities.

Specimen	m^* (g)	ψ_1 (%)	ψ_2 (%)	ψ_3 (%)	τ_1 (s)	τ_2 (s)	τ_3 (s)	$\langle r^2 \rangle$
CTTN0	1.08	62.9	24.1	13.0	6.78	2.04×10^3	0.940×10^5	1.44×10^{-5}
CTTN1	1.20	75.0	14.2	10.8	1.80	1.77×10^3	0.814×10^5	0.40×10^{-5}
CTTN2	1.14	73.7	15.8	10.5	3.95	2.12×10^3	1.48×10^5	0.82×10^{-5}

GLSSFについては2モードによる展開, その他はすべて3モード展開による解析の結果である。

なお, 同一素材材料について繰り返した3回の実験により, 最終吸水量(約48時間後の値)の間には最大15%程度のバラツキが見られるものの, モード解析により推定された各モードの寄与率および代表遅延時間におけるバラツキは高々5%程度であることを確認した。

4.2 代表モードと流路群

3.2節で言及したように, 前報[12]における解析は, 織物の吸水過程は, 細部の違いを捨象すれば2ないし3つの遅延時間 τ_k ($k=1, 2, 3, \dots$)をもつ代表モードの重ね合わせで近似できることを示唆している。そして, それらの代表遅延時間のオーダーがはっきり異なっていることは, 少なくともこれらのモードは互いにほぼ独立した, 異なる流路をたどる浸透であることを意味している。したがって, 織物内には2ないし3つのほぼ独立した流路群があり^[註3], それぞれの群について空隙率 ϕ_k , 透過率 k_k , 浸透流フロント $z_k(t)$ が定義でき, それぞれに形成される揚水力 σ_k によって流れが駆動されるとみなすことによって, 個々の浸透に3節の力学理論を適用できると考えられる。

この考えと3.3節の結論, 式(13), および式(8)に基づけば, 代表モードの遅延時間 τ_k は

$$\tau_k \approx \frac{\sigma_k / \phi_k}{(\rho g)^2 k_k / \eta} = \frac{z_k^*}{\rho g k_k / \eta} \quad (14)$$

という関係によって, 対応する流路群の構造パラメータに結びつけることができる。そして, 系全体が吸水平衡に達したときには全モードのフロントは同じ高さに達しているはずだから, z_k^* はすべて同じ値になる。つまり, 式(8)の第1式により, どのモードの σ_k / ϕ_k も等しいことになり, したがって, 式(14)から, 流路群による遅延時間の違いは透過率の違いだけで決まると結論される。

4.3 流路群の同定

以上の仮説を前提にして各流路群はどのようなものか推量

Table 4 Rough comparison of structural parameter among the three assumptive groups of flow path.

Group of Flow Path	Porosity ϕ	Tortuosity T	S. S. Area S	Permeability. k
G_1	L	S	S	L
G_2	M	M	L	M
G_3	S	L	M	S

L: Larger than the other two groups.

M: Medium of the three groups.

S: Smaller than the other two groups.

してみる。前節最後の記述から, 透過率 k の大きい流路群ほど遅延時間が小さい。式(9)によれば, k を大きくする構造的要因は, 1) 流路の空隙率 ϕ が大きい, 2) 流路の屈曲が少なく, 曲率 T が小さい, 3) 流路壁の比表面積 S が小さい, の3つである。これら構造因子に明らかな違いがあると思われる流路群の候補として, 以下の3つを想定してみる。

G_1 : 隣接する縦糸の間隙を流れる。

G_2 : 縦糸内部で隣接する繊維の間隙を流れる。

G_3 : 縦糸と横糸の交差部で分岐を經由して流れる^[註3]。

構造パラメータ ϕ , T , および S それぞれについて想定流路間の大小関係をおおざっぱに推測し, Table 4に示す。Lは他の2流路より大きい, Mは中間, Sは他の2流路より小さい, を意味する。同表 k の列に, これらパラメータの大小関係と式(9)の成り立ちから推測される透過率の大小関係を掲げる。なお, Table 4の内容は直感に基づくもので, 定量的な裏付けはない。

このような推測がもし妥当であるとすれば, 綿布の3試料とVNLDNのどれもが示す3つのモードは, 遅延時間の短い順に, G_1 , G_2 , G_3 という流路群に対応すると考えられる。

他方, GLSSFには2個のモードしか認められない。前報[12]のFig. 1が示すように, GLSSFは糸の間隙が非常に広い。これは, 空隙率 ϕ が大きいことと, 流路壁の比表面積 S が小さいことを意味する。後者による減少効果が前者による増大効果より優って透過率が小さくなり(遅延時間が大きくなり), 流路群 G_1 の遅延時間がたまたま流路群 G_2 あるいは G_3 と同程度になっているのかもしれない。あるいは, 糸間隙が広すぎて, 連続した毛管流が形成されにくく, このモードがもともと存在しない可能性も考えられる。

4.4 織り密度の違いの効果

Table 3の綿布についての解析データに基づいて, 縦糸の間引きがもたらす効果を考察する。表に示した各パラメータ値の試料間差異には測定やモード解析の誤差に由来する部分もありうるが, 研究の現段階ではその検証ができないので, とりあえずこれらの差を有意なもののみとみなすことにする。

A. 平衡吸水量 m^* : CTTN0より他の2つ(CTTN1, CTTN2)のほうが大きいのは, 糸の間引きにより試料全体の空隙率が増し, 空隙が保有する水量が増加したものと考えられる。CTTN2がCTTN1より下回っていることについては, CTTN2は空隙率では後者より大であるが, 他方, 空隙の比表面積は

低下し、界面張力による水保有の容量がかえって減少したことによると推量される。

B. 第1モード遅延時間 τ_1 ：このモードが流路群 G_1 に対応すると考えれば、 τ_1 の試料間差異は糸の間引きによる ϕ_1 の増加、 T_1 の低下、および S_1 の減少による透過率 k_1 の変化によるものとして理解できる。すなわち、間引き試料の τ_1 が原布より小さいのは、 ϕ_1 の増加と T_1 の低下による k_1 の増大に起因し、CTTN2の τ_1 がCTTN1より大きいのは、比表面積 S_1 の減少により前2者の効果が打ち消されて k_1 が減少したものと考えられる。この解釈は上記Aにおける解釈とも両立する。

C. 第2モード遅延時間 τ_2 ：このモードが流路群 G_2 に対応するならば、遅延時間 τ_2 は、第1モードとは対照的に縦糸密度にはよらないはずである。なぜなら、縦糸内の繊維間隙からなる流路群 G_2 の場合、空隙率、曲路率および比表面積はすべて縦糸における繊維集合構造によって基本的に決まり、縦糸密度とは無縁と考えられるから。

実際にはこのモードにわずかな試料間差があることは、流路群間の相互干渉により他のモードから影響を受けたことによると考えられる^[註3]。Table 3が示すように、糸の間引きによる遅延時間の増減の位相が3つのモードとも一致していることは、この推量を支持しているのかもしれない。また、糸密度を変えたことによる変動率^[註5]が、 τ_1 は119%、 τ_3 は62%であるのに対して、 τ_2 は18%と圧倒的に小さいという事実は、第2モードの浸透経路が、基本的に織り密度に関係しない流路、すなわち縦糸内部の流路群 G_2 であるとする仮説を強く支持する。

D. 第3モード遅延時間 τ_3 ：このモードが G_3 に対応するならば、CTTN2と他の2試料との差異は、間引きのために、縦横糸の交差部で生じる水平方向分岐流の流路が長くなることと、分岐流が主流に合流して上昇するとき利用する縦糸間の間隙が広くなることに関係すると考えられる^[註4]。前者は曲路率 T_3 の増加を、後者は ϕ_3 の増大と S_3 の減少をもたらす。CTTN2にみられる τ_3 の大きな増加は、 T_3 の増加と S_3 の減少によるものと推量される。

E. モード寄与率 ψ_k ：縦糸数が減ることは、縦糸内繊維間隙からなる流路群の寄与が減少することであるから、前述の仮説によれば第2モードの寄与率 ψ_2 の低下が予測される。Table 3はそのことを裏付けている。ただし、CTTN1とCTTN2では逆転し、後者の方が大きい。その原因は他のモードからの干渉にあるのかもしれない。あるいは、離散モード展開近似の誤差によるのかもしれない。事実、モード寄与率は、本来は遅延スペクトルに現れる個々のピークの面積比として算出すべきものであり、単なる離散モード展開近似で推定された値にどれほど信頼性があるかは不明である。このような不確定要素があるので、寄与率に関するこれ以上の考察は割愛する。

4.5 むすび

もっともらしいものとして3種類の流路群を想定し、それらにおける浸透が、前報の遅延スペクトル解析で確認された3つの代表遅延モードに対応するという仮説に基づく以上の

分析は、全体として自己矛盾をきたさない。このことから、この仮説が現象の本質をかなりよくとらえているのではないかと思われる。しかし、Table 4の前提と上記分析で決定的役割を果たす透過率について、それを決める3つの構造パラメタ（空隙率、曲路率、比表面積）に定量的証拠をあたえることができていない。その意味で、現段階では織物の吸水過程における多モード性について、単にありうる可能性を示唆したにとどまる。

これら構造パラメタの値を、想定する流路群ごとに分離評価することは実験的には困難であると思われる。幾何モデルを用い、計算によって概算することはできるかもしれない。少なくとも、幾何学的な量である空隙率と比表面積については可能と思われる。他方、曲路率は流路の幾何学だけではなく、流れの力学にも関係するパラメタである[13]ため、推定にはなお一層の困難が伴うと予想される。

なお、Table 2と3には、上の考察で取り上げたもの以外にも注目すべき解析結果が含まれている。たとえば、GLSSF、CTTN0、およびVNLDNという、水に対する親和性がかなり異なると思われる織物の間には、 τ_1 や τ_2 の大きさに顕著な違いが認められる (Table 2)。これらの差異には、流路構造の違いのみならず繊維のぬれ特性の違いも関係していると考えられる。もし、モードパラメタと界面の性質との関係を問題にすることになれば、式(5) (3.1節 A) の対応関係が一つの拠り所になるはずである。つまり、Washburnの方程式と筆者らの方程式とは互いに補完し合う関係にあるといえる。両者を融合する理論に到達するには、そのことに焦点を合わせた系統的実験研究が必要となろう。たとえば、織り糸の構造と織り構造がどちらもほぼ同等で繊維種だけが違うような一連の試料について調べるのが望まれる。

また、提示した理論では繊維内部への浸透は考慮していない。したがって、現段階では繊維内浸透の効果や素材間の違いなどについては議論できない。もし繊維内浸透が特定の時定数で特徴付けられるような過程であって、それが繊維間浸透の時定数とオーダー的に違い、しかもそれによる水の輸送量がある程度の比率を占めていれば、遅延スペクトル上でその存在が確認できる可能性がある。しかし、繊維内浸透は流体力学的な流れではなく、拡散流れである可能性が高い。とすれば、その進行は時間に対して指数関数的に依存するのではなく、時間の平方根に依存することになり、したがって、遅延スペクトルにピークをもたらすことはないのかもしれない。この問題も今後とりくむべき課題として残されている。

[註1] スペクトル $\psi(\ln\tau)$ とモードの寄与率 ψ_k はそれぞれ次の規格化条件を満たす。

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(\ln\tau) d(\ln\tau) = 1; \quad \sum_k \psi_k = 1.$$

また、連続スペクトルの場合、与えられた関数 $m(t)$ に対して式(10)を満たす $\psi(\ln\tau)$ は、第1次近似では次式で求められる[14]。

$$\psi(\ln\tau) = \frac{1}{m} \frac{dm(\tau)}{d(\ln\tau)}.$$

[註2] 式(7)の両辺を e で除した式において、右辺を $\varepsilon \equiv e^{-1} e^{-t/\tau}$ とし、左辺を $\zeta \equiv 1 - z/z^*$ のべき級数に展開すると、

$$\zeta - \zeta^2 + \frac{1}{2} \zeta^3 - \dots = \varepsilon.$$

この代数方程式の解 ζ を ε のべき級数の形で求めると、

$$\zeta = \varepsilon + \varepsilon^2 + \frac{3}{2} \varepsilon^3 + \dots$$

すなわち、

$$1 - \frac{z}{z^*} = \frac{1}{e} e^{-t/\tau} + \frac{1}{e^2} e^{-t/(2\tau)} + \frac{3}{2e^3} e^{-t/(3\tau)} + \dots$$

[註3] ‘ほぼ独立した流路群’というとき、異なる流路群が物理的に分離していること、あるいは、相互の境界が規定できることのいずれも想定していない。浸透流の中に力学的にほぼ自己決定するような部分流れがあること、つまり、流れの他の部分との相互作用を無視すれば、ある一組のパラメタで構成された一つの運動方程式で完全に記述できるような部分流れがある、という意味でこのような表現を用いている。

[註4] 現実には、糸の交差部で生じる分岐流が下から上へ連続した一本の流れを形成するわけではない。分岐流も縦糸間あるいは縦糸繊維間の流れ（本流）に合流するから、完全に独立した流れを考えることはできない。本流の中の、分岐による正味の寄与に相当する水の流れがあたかも下から上へ連続しているように仮想しているにすぎない。

[註5] 変動率 \equiv (最大値-最小値) \div 平均値。

References

- [1] Tagaya H, Haikata J, Nakata K, Nishizawa K (1987) Sen-i Gakkaishi, **43**, 422-429
- [2] Yoneda M, Niwa M (1992) Sen-i Gakkaishi, **48**, 288-298
- [3] Seta J (1993) Nihon Kasei Gakkaishi, **44**, 499-503
- [4] Seta J, Nishimura T (1993) Nihon Kasei Gakkaishi, **44**, 567-571
- [5] Yoneda M, Niwa M (1993) Sen-i Gakkaishi, **49**, 243-253
- [6] Seta J (2002) Nihon Kasei Gakkaishi, **53**, 355-359
- [7] Matsukawa S, Sasabayashi Y, Ishihara M (1986) Sen-i Gakkaishi, **42**, 256-259
- [8] Danno T, Murakami K, Kamimura Y (1999) Bull Kochi Women's Univ, **48**, 1-5
- [9] Gotoh K, Tagawa M (2001) Nihon Kasei Gakkaishi, **52**, 849-854
- [10] Washburn E (1921) Phys Rev, **17**, 273-283
- [11] Gillespie T (1959) J Colloid Sci, **14**, 123-130
- [12] Tokumoto Y, Kamo M, Nishimura T, Komori T (2006) J Text Eng, **52**, 153-158
- [13] Scheidegger AE (1960) "The Physics of Flow through Porous Media", University of Toronto Press
- [14] Schwalz F (1951) Physica, **17**, 830-865