

多孔質体によって誘起される流れの時間的・空間的乱れ特性について

重松孝昌¹・中條壯大²・辻本剛三³

屈折率整合法を用いた画像計測手法によって、多孔質体の間隙部およびその上・下流部に及ぶ大領域を対象とした流速場を高時間解像度で計測し、さらに、多孔質体の異なる断面で計測を行うことによって、多孔質体内流れの準 3 次元構造の把握を試みた。計測結果に基づいて、スペクトル、乱流諸量を算定し、流れの時・空間的変動特性について検討を行った。その結果、断面毎に値の差異は見られたが、分布形状は類似しており、全断面平均値として多孔質体内部の乱流諸量を求めることができた。また、異なる渦動粘性モデルを用いて多孔質体内外の渦動粘性係数を推定し、定量的な比較を行った。

1. 序 論

閉鎖性海域の水質改善に関する手法のひとつとして、透過性構造物が挙げられる。海水等が礫間を通過する際に、濾過あるいは付着生物による栄養塩の吸収等を期待する礫間接触酸化法はその代表例である。また、近年、成例が数多く見られる人工干潟や人工海浜なども、その縁辺部は石積構造となっているものが多く、石積堤の間隙部の流動を把握することは、人工干潟や人工海浜などの物理的安定性を検討する上でも重要な要素の一つである。このような多孔質体間隙やその周辺の流動機構を把握することの重要性は認識されてきたものの、技術的制約のために計測例は非常に少なく、十分な知見が得られていないのが実情である。すなわち、実際の多孔質体内部の流れ場の計測が必要となっている。

このような背景の下、重松ら(2004)は、屈折率整合法を用いて、一方向流れ場中に置かれた多孔質体内部の流れ場の画像計測を行い、多孔質体間隙部およびその近傍の乱流量の検討を行っている。しかし、時間解像度が 1/15 秒と粗いこと、多孔質体のある一断面についての知見しか得られていないこと、撮影領域を分割して撮影せざるを得なかったために、流れの空間構造の瞬間値およびその時間変動を十分に把握できていないこと、等の課題を有していた。そこで、本研究では、3 台の高速ビデオカメラを用い、高時間解像度で大領域を同時に撮影して、流れの時・空間構造の詳細を把握することを目的とした。

2. 実験装置および実験条件

実験は、図-1 に示すような長さ 0.6 m の水平部を有する U 字型管路を用いて行い、その中央部に多孔質体模型を設置し、一端から流体を注入して他端から自由越流

させて、一方向定常流を発生させた。無色透明なシリコン(信越化学(株): KE108)を用いて直径 $D=2$ cm の球を作成し、これを接着して長さ 12 cm、高さ 5 cm、幅 5 cm の多孔質体の模型を製作した。屈折率整合法(江藤ら, 1996)を適用するにあたり、流体には、重量百分率が約 40 % のヨウ化ナトリウム水溶液(動粘性係数 $\nu=0.9 \times 10^{-2}$ cm²/s)を用いた。また、トレーサーには、比重 1.4、粒径約 50 μ m のポリ塩化ビニル製の粒子を用いた。

画像の計測に用いたシステムは、高速度カメラ(FASTCAM-1280PCI 1K-FM (1280×1024 pixel), (株)フォトン)3 台と、可視化用連続光源(DPSS Green Laser DPGL5W, (株)日本レーザー)1 台である。レンズには、Ai Micro Nikkor 55 mm/F2.8S ((株)Nikon)を使用した。本システムでは、PC を用いて 3 台の高速度カメラの同期をとっており、高時間解像度・高空間解像度で、大領域の撮影が可能である。本研究では、多孔質体の間隙部およびその近傍(約 25 cm)を、空間解像度 0.011 cm/pixel, 時間解像度 1/250 秒で 3072 枚/台(約 12 秒間)撮影した。

実験は暗室で行い、レーザーシートを管路上面から管路の中心軸に平行に照射して、レーザーシート内のトレーサーを撮影した。さらに、レーザーシートをカメラ方向に 0.25 cm 隔でスライドさせて、間隙部の形状が異なる 7 断面で、同様の撮影を行った。

3. 解析手法

画像解析のアルゴリズムは、竹原ら(2000)が開発した

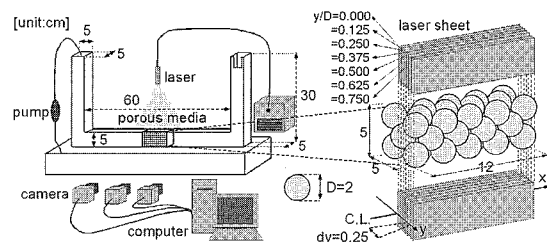


図-1 実験装置の概要と計測断面

1 正会員 博(工) 大阪市立大学助教授工学研究科都市系専攻
2 学生会員 大阪市立大学大学院工学研究科都市系専攻
3 フェロー 工博 神戸市立工業高等学校教授

Super-Resolution KC 法を用いた。画像解析の前後に適した操作の詳細は、重松ら(2004)を参照されたい。

Super-Resolution KC 法は PTV 法の一つであり、したがって、撮影されたトレーサー数が多いれば高空間解像度の情報が得られる。その一方で、トレーサーが存在した地点における流速しか求められないため、任意の位置における流速の時間変動などを検討するためには、何らかの操作を施してその地点における流速を求めなければならない。そこで、本研究では、次の要領で任意地点における各時刻の流速を求めた。

(1) 補間流速

逆距離加重法を用いて、計測流速から任意地点における補間流速ベクトル v_I を次式より求める。

$$v_I(x_c, z_c) = \sum_{m=1}^M (\omega_m v_m) / \sum_{m=1}^M \omega_m \quad (1)$$

$$\omega_m = \ell_1^2 / \{ (x_m - x_c)^2 + (z_m - z_c)^2 \} \quad (2)$$

ここに、 (x_c, z_c) は任意の格子点の座標、 v_m は m 番目のトレーサー粒子の流速、 (x_m, z_m) はその座標、 m は格子点を中心に半径 ℓ_1 の領域(補間領域)内に存在する実測流速の個数、 ω_m は重み係数である。

(2) 空間平均流速

任意の格子点 (x_c, z_c) を中心に、半径 ℓ_2 の領域(空間平均領域)内に存在する計測データを用いて、当該領域の空間平均流速ベクトル v_M を求める。

$$v_M(x_c, z_c) = \sum_{n=1}^N v_n / N \quad (3)$$

v_n は当該領域内に存在する n 番目の実測流速ベクトルで、 N はその個数である。式(1)で求められる v_I は任意点における流速の実測(推定)値を表し、式(3)で求められる v_M は空間平均流速値を表している。 v_I および v_M は、それぞれ、補間領域および空間平均領域の大きさに依存するが、本研究では、 $\ell_1 = \ell_2 = 0.5 \text{ cm}$ として求めた。

4. 実験結果

(1) 流速の空間分布

図-2 および図-3 は、それぞれ、 v_I および v_M の時間平均値 $\bar{v}_I$ 、 $\bar{v}_M$ の分布を示したものである。いずれの図においても、多孔質体間隙部の流速は、断面 $y/D=0.0$ では小さく、また、断面 $y/D=0.375$ では大きくなっており、断面によって流速が随分と異なることが確認される。間隙部の大きさが $y/D=0.0$ と同じである断面 $y/D=0.750$ の多孔質体間隙部における流速は、 $y/D=0.0$ と同様に小さな値を示すが、多孔質体の下流部における両者の流況は、随分と異なることがわかる。このように断面 y/D によって、多孔質体間隙部や下流域における流速の値やその分布は大きく変化することが示されるとともに、時間平均量として現象を捉える場合に

は、 $\bar{v}_I$ と $\bar{v}_M$ には大きな差は見られないことがわかる。

図-4 および図-5 は、それぞれ、断面 $y/D=0.0$ における流速 v_I および v_M の瞬間値の経時変化を示したものである。 v_I と v_M の瞬間値を比較すると、 v_I の方が流速の空間的なばらつきが大きいものの、流れの概況はほぼ同じであると言える。

(2) 流速の経時変化とパワースペクトル

図-6 に示す、断面 $y/D=0.0$ 内における $z/D=0.0$ 上の点 A～点 F における補間流速 v_I の経時変化を図-7 に、空間平均流速 v_M の経時変化を図-8 に示す。図中の u 、 w は、それぞれ水平・鉛直方向成分を表す。図-9 には、 v_M のスペクトルを示した。

図-7 と図-8 を比較すると、 v_I および v_M の各速度成分の経時変化の大きな傾向は類似しているが、 v_I の速度偏差は v_M のそれと比較して非常に大きいことがわかる。その原因として、補間流速を求める際に用いた逆距離加重法が補間距離に敏感であることや、空間平均流速そのものが既に平均量であることが挙げられる。

点 A における流れは、層流であると考えられるので、図-9 に示した u_M 、 w_M のスペクトル値(概ね $10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$ 以下)はノイズであると判断できる。点 B は多孔質体流入直後の空隙内の点で、上流部の流速成分と比較すると、速度偏差が大きくなるとともに、水平方向成分が減少していることがわかる。この場合のスペクトルを見ると、高周波数帯でスペクトルの値が若干大きくなっている。C 点は多孔質体内を $4.9D$ 下流した空隙内の点である。B 点と比較すると速度偏差がやや大きくなっており、さらに、やや周期的な変動が確認され、その結果、スペクトル図でも高周波数帯だけでなく、低周波数帯でもエネルギーが上昇していることがわかる。D 点は多孔質体の下流側極近傍の点である。水平方向成分には顕著な周期的変動が見られる。その結果、スペクトル図においては、低周波数帯におけるエネルギーが大きく増加していることがわかる。しかし、高周波成分は概ね $10^{-5} \text{ cm}^2 \cdot \text{s}$ 程度で、点 C の高周波数帯における値よりも低下している。E 点、F 点はそれぞれ、 $1.8D$ 、 $3D$ だけ多孔質体よりも下流の点である。D 点の時系列変化と併せてみれば、下流域において多孔質体から離れるとともに、水平方向成分の周期的な変動が小さくなり、鉛直方向成分の周期的変動が顕著になっていることがわかる。多孔質体下流部におけるスペクトルは、全般的に Kolmogorov の $-5/3$ 乗則に沿ったエネルギー分布が確認され、エネルギーのピーク値は流下とともに減少し、高周波数帯へと遷移することがわかる。すなわち、大規模渦運動から小規模渦運動への遷移と減衰の過程が計測できていると考えられる。

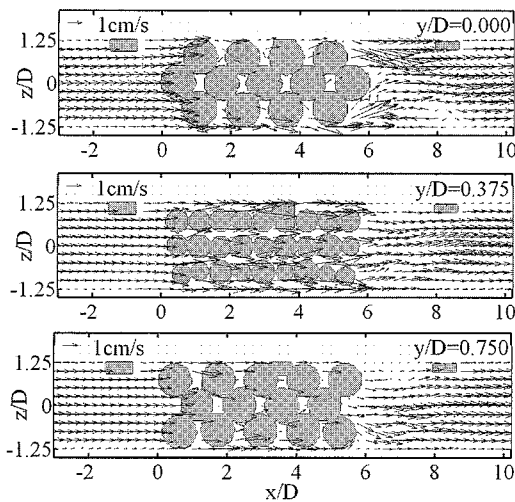


図-2 $\overline{v}_I$ の空間分布

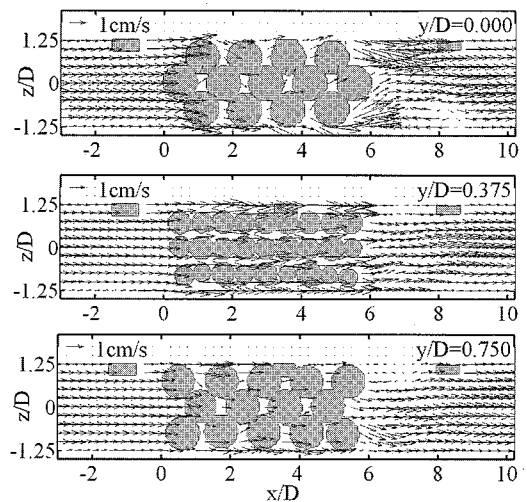


図-3 $\overline{v}_M$ の空間分布

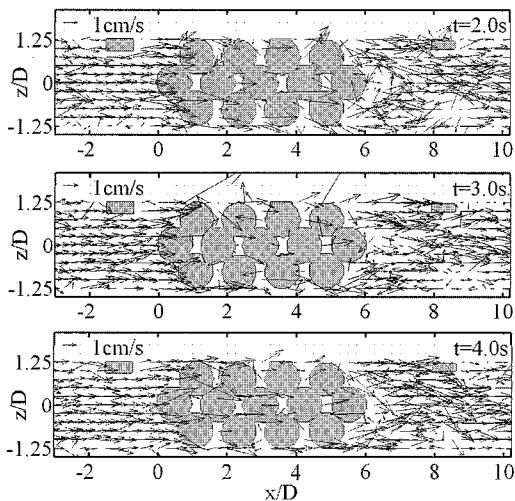


図-4 v_I の時間変化 ($y/D=0.0$)

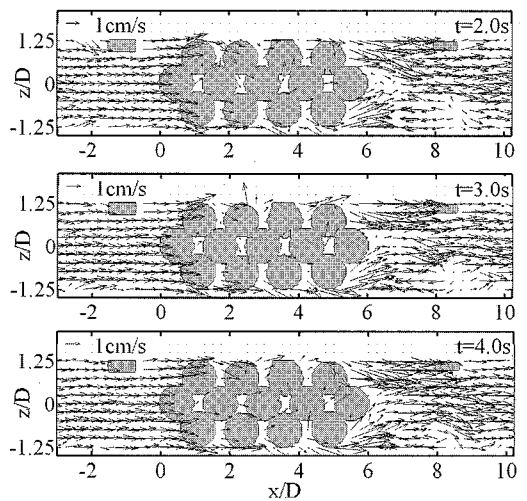


図-5 v_M の時間変化 ($y/D=0.0$)

(3) 乱流諸量の解析

任意の点 (x, z) における補間流速 $v_I(x, z)$ の時間平均値 $\overline{v}_I(x, z)$ を求め、これからの偏差を変動流速 $v'_I(x, z)$ と定義することにすれば、次式で示されるような乱れエネルギーが定義される。

$$k_I(x, z) = \overline{v_I'^2(x, z)} / 2 \quad (4)$$

また、空間平均流速 $v_M(x, z)$ を用いて空間平均領域内の各流速計測地点における速度偏差 $v'_M(x_n, z_n)$ を求めれば、次式で示されるような乱れエネルギーが定義される。

$$k_M(x, z) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \overline{v_M'^2(x_n, z_n)} / 2 \quad (5)$$

乱れエネルギーの時間平均量 $\overline{k}$ の鉛直断面平均量を $\langle k \rangle$ とし、さらに、全計測断面 (7 断面) に対するその平均値を $\langle\langle k \rangle\rangle$ と表すことにする。図-10 および図-11 に、接近流速 V_0 で無次元化した $\langle k_I \rangle^*$ および $\langle k_M \rangle^*$ の分布と、

$\langle\langle k_I \rangle\rangle^*$ および $\langle\langle k_M \rangle\rangle^*$ の分布を示す。 $\langle k_I \rangle^*$ 、 $\langle k_M \rangle^*$ ともに、多孔質体流入前は断面 (y/D) による差はほとんどないが、多孔質体内及び下流域においては断面 y/D によって値あるいはその変動の傾向が異なることがわかる。これは、図-2 に空隙形状を示したように、計測断面における水の通りの道の連続性に起因して計測断面内の乱れ特性が異なるためであると考えられる。また、間隙部では、いずれの断面においても $\langle k_I \rangle$ および $\langle k_M \rangle$ は増減が大きい、間隙部内ではその変動はほぼ一定であると見なせる。多孔質体内では、 $\langle\langle k_I \rangle\rangle^* = 0.12$ 、 $\langle\langle k_M \rangle\rangle^* = 0.65$ であった。多孔質体内の下流端近傍から乱れエネルギーは急激に増加し、多孔質体から流出した直後で最大値を示す。この最大値は、断面 y/D によって異なり、 $\langle\langle k_I \rangle\rangle^* = 0.25$ 、 $\langle\langle k_M \rangle\rangle^* = 1.48$ であった。 $\langle\langle k_I \rangle\rangle^*$ のこの値は、多孔質体の長さが短い場合に計測された重松ら

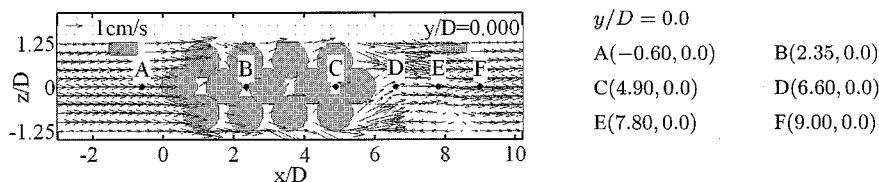


図-6 定点計測の位置

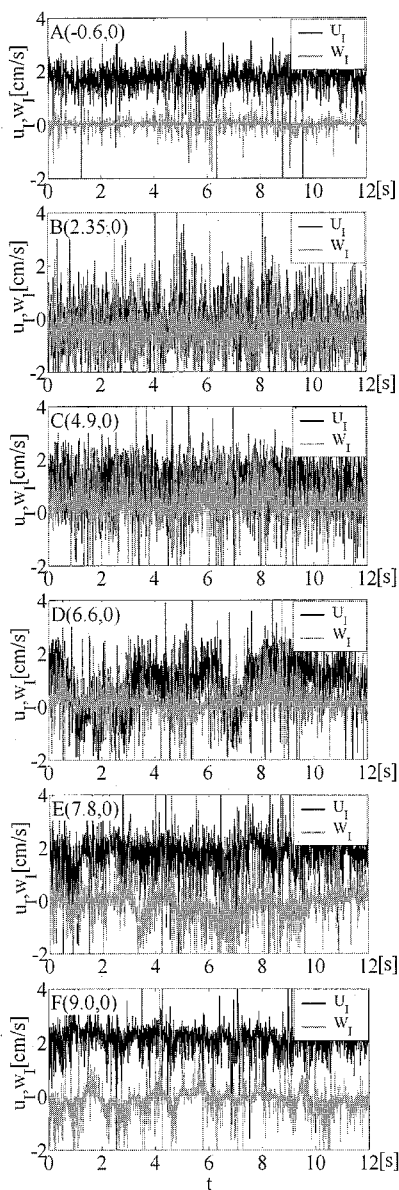
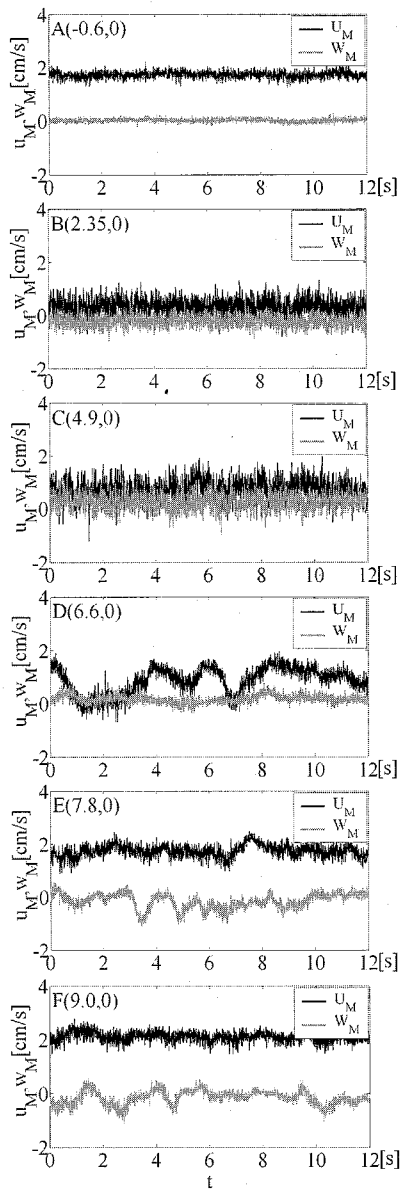
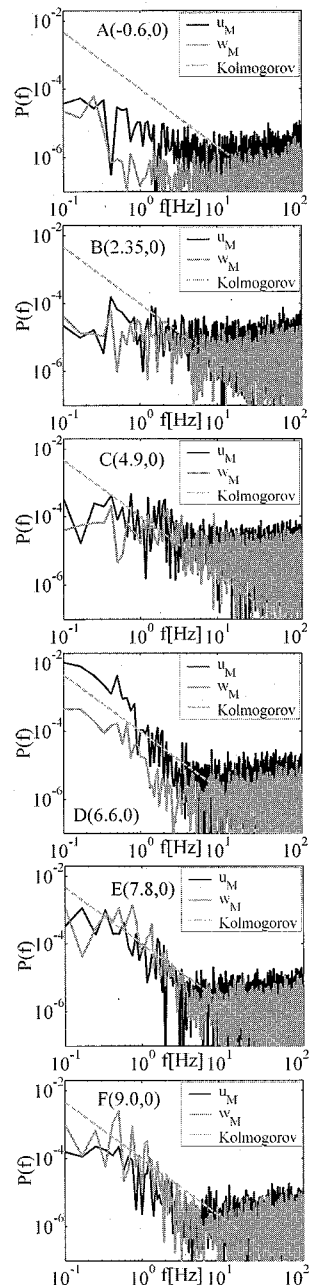
図-7 u_I, w_I の時間変化図-8 u_M, w_M の時間変化

図-9 パワースペクトル

(2004)に示された値とほぼ等しい値であった。乱れエネルギーはいずれの断面でも、ピーク値を示した後に減衰し、多孔質体通過後、およそ $4D$ 流下した地点では、流入前とほぼ同じ値になっている。

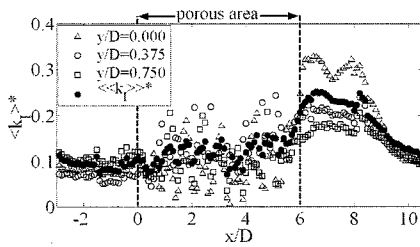


図-10 $\langle k_I \rangle^*$ の分布

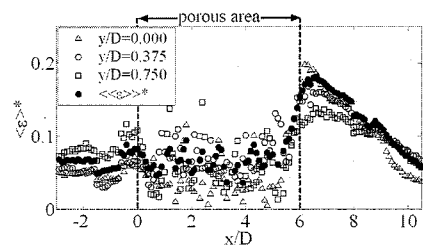


図-12 $\langle \epsilon \rangle^*$ の分布

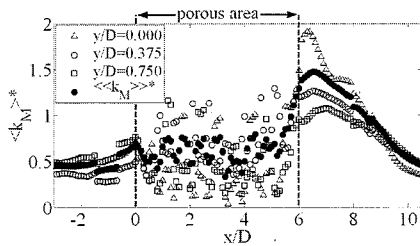


図-11 $\langle k_M \rangle^*$ の分布

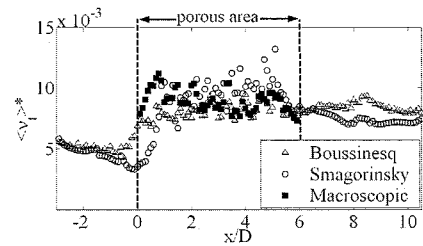


図-13 $\langle \nu_I \rangle^*$ の分布

次に、次式によって、エネルギー散逸率を算出した。

$$\epsilon = \frac{\nu}{2} \left(\frac{\partial u'_1}{\partial z} + \frac{\partial w'_1}{\partial x} \right)^2 \dots \dots \dots (6)$$

接近流速 V_0 と粒子径 D で無次元化した $\langle \epsilon \rangle^*$ 、およびその断面平均量 $\langle \langle \epsilon \rangle^* \rangle$ を図-12 に示す。エネルギー散逸率も乱れエネルギーと同様の傾向を示し、多孔質体内で平均値は 0.07、多孔質体流出直後のピーク値は 0.18 であった。このピーク値も重松ら (2004) とほぼ等しい値である。

さらに、計測データに基づいて渦動粘性係数を推定した。用いたモデルは、Boussinesq モデル (式 (7)), Smagorinsky モデル (式 (8)), Macroscopic モデル (多孔質体内のみに適用可能) (式 (9), (10)) である。

$$\nu_{IB} = \frac{-u'_1 w'_1}{(\partial u'_1 / \partial z + \partial w'_1 / \partial x)} \dots \dots \dots (7)$$

$$\nu_{IS} = (C_s \Delta)^2 \left\{ 2 \left(\frac{\partial u_M}{\partial z} + \frac{\partial w_M}{\partial x} \right)^2 \right\}^{1/2} \dots \dots \dots (8)$$

$$\nu_{IM} = \frac{F}{\sigma} \sqrt{v_I^2} \sqrt{K} \dots \dots \dots (9)$$

$$F = \frac{1.75}{\sqrt{150\phi^3}}, K = \frac{\phi^3 D^2}{150(1-\phi)^2} \dots \dots \dots (10)$$

ここで、 C_s は Smagorinsky 定数 ($C_s=0.173$)、 σ はダルシー則を乱流場に拡張したことによる補正係数 ($\sigma=2.0$)、 ϕ は多孔質体の空隙率 ($\phi=0.447$) である。各モデルより求めた渦動粘性係数を、接近流速 V_0 と粒子径 D で無次元化し、計測断面で平均化した断面平均量を図-13 に示す。 $\langle \nu_{IB} \rangle^*$ と $\langle \nu_{IS} \rangle^*$ は、上流部ではほぼ同じ値を取り、多孔質体内ではある値を中心として一定量の変動を有している。多孔質体内の平均値は、

$\langle \nu_{IB} \rangle^* = 8.1 \times 10^{-3}$ 、 $\langle \nu_{IS} \rangle^* = 9.0 \times 10^{-3}$ 、 $\langle \nu_{IM} \rangle^* = 8.9 \times 10^{-3}$ であった。また、多孔質体下流端近傍で値はやや減少し、下流域では $\langle \nu_{IB} \rangle^* = 8.4 \times 10^{-3}$ 、 $\langle \nu_{IS} \rangle^* = 7.1 \times 10^{-3}$ 程度の値になっている。

仮に、多孔質体内における $\langle \nu_{IB} \rangle^*$ と、 $\langle \nu_{IS} \rangle^*$ および $\langle \nu_{IM} \rangle^*$ が同じ値を有するようなモデル定数 C_s および σ を求めると、 $C_s=0.164$ 、 $\sigma=2.2$ であった。

5. 結 論

(1) 多孔質体間隙部およびその下流域における流況は、計測断面によって随分と異なることが、確認された。(2) 層流状態で多孔質体に流入した流れが、その間隙を流下するとともに乱れが増加し、多孔質体を通過した後は組織的渦構造を有する過程を、高時間解像度・高空間解像度の計測データに基づいて明らかにした。(3) 乱れエネルギーやエネルギー散逸率は、多孔質体では局所変動を繰り返すものの、ほぼ一定の値を有し、多孔質体通過直後に最大値を取り、その後、減衰することが明らかになった。(4) 異なるモデル式を用いて、多孔質体内およびその近傍の渦動粘性係数を提示した。

参 考 文 献

- 重松孝昌・塩足純一・竹原幸生・辻本剛三 (2004)：一方向流中に置かれた多孔質体による乱流の生成・減衰過程に関する基礎実験，海岸工学論文集，第 51 巻，pp. 661-665.
- 江藤剛治・竹原幸生・横山雄一・井出康夫 (1996)：水流の可視化に必要な関連技術の開発－比重整合法，屈折率整合法，多波長計測－，土木学会論文集，No. 566，pp. 84-106.
- 竹原幸生・R. J. Adrian・江藤剛治 (2000)：KC 法を用いた Super-Resolution PIV の提案，水工学論文集，第 44 巻，pp. 431-436.