

樹木状植生を持つ河床上の流れの 乱流構造とその数値解析法

HYDRODYNAMIC STRUCTURE AND NUMERICAL METHOD OF FLOWS ON RIVERBEDS VEGETATED BY WOODY PLANTS

湯城豊勝¹・岡部健士²・濱井宣明³

Toyokatsu YUUKI, Takeshi OKABE, Nobuaki HAMAI

¹正会員 工修 阿南高専助教授 建設システム工学科 (〒774-0017 徳島県阿南市見能林町青木 265)

²正会員 工博 徳島大学教授 工学部建設工学科 (〒770-8506 徳島市南常三島町 2-1)

³正会員 工修 建設省四国地方建設局大渡ダム管理所 (〒781-1802 高知県高岡郡仁淀村高瀬 3815)

Experiments were carried out with models of trees arranged on a flume bed in a staggered manner. The model of a tree consisted of the parts of a stem and a canopy. Streamwise and normal velocity components were measured with 2-D LDV at many densely arranged observation points. The flow field lower than the top level of the model is found to be characterized by pairs of counter-rotating streamwise vortices. The axis of each vortex seems to vertically meander under the influence of the canopy parts of the models of trees, while its transverse location is considered almost rigid. The flow structure is analyzed on the basis of a horizontally averaged Reynolds equation, and it is confirmed that the dispersive flux plays an important role in the relationship of momentum conservation. Numerical model which treats the terms of Reynolds stress and dispersive flux independently gives accurate distributions of flow velocity and Reynolds stress.

Key Words : *woody plant, hydrodynamic structure, dispersive flux, k-ε turbulent flow model*

1. はじめに

近年、河川改修において治水・利水に加え、環境機能の整備に重点を置いた取り組みが盛んに行われるようになり、河道内植生が重要視されるようになった。このため、植生を伴う河床上の流れに関する研究が盛んに行われてきており、数々の有用な成果が挙げられている。その理論解析の例として、室田・福原¹⁾、あるいは清水・辻本²⁾らは混合距離理論に基づき流速分布を定式化しており、渡邊・北條³⁾は渦動粘性係数を用いた応力モデルに基づき流速分布の摂動解を得ている。高次の乱流クロージャーモデルを適用した例としては、清水・辻本・中川⁴⁾の研究に注目される。彼らは定常な鉛直2次元乱流の運動量保存式を、Wilson・Shaw⁵⁾に倣い、植生の存在を考慮しつつ空間平均化したのち、レイノルズ応力と dispersive flux を合わせたものに Launder・Spalding⁶⁾の k-εモデルを適用することを骨子とした数値解析を行っている。ただし、従来の研究の大半は直立性円柱のように単純な幾何特性を持つ植生モデルを用いたものである。これに対して、実河川には複雑な幾何特性を持つ様々

な種類の植生が繁茂しており、植生を伴う河床上の流れの汎用的な数値解法を確立するためには、より実際のものに近い植生モデルを対象にした研究を進めることが必要である。

このような観点から、筆者ら⁵⁾は、灌木状および樹木状の本木類を模擬した植生モデルを用いた水理実験により、流速分布の基礎資料を集積してきた。また、清水らの k-εモデルを樹木状植生の場合に拡張する方法についても検討してきた。しかし、筆者らのこれまでの実験ではピトー管による時間平均流速場に関する情報しか得られていない。また、k-εモデルによる計算結果は必ずしも十分良好に流速分布を再現できるものではなかった。

そこで、本研究ではレーザードップラー流速計により詳細な乱流計測を実施し、流れの乱流構造の把握を試みた。流れの数値解法については、従来は無視されていた dispersive flux を考慮することの効果を検討した。

2. 水理実験

(1) 実験方法

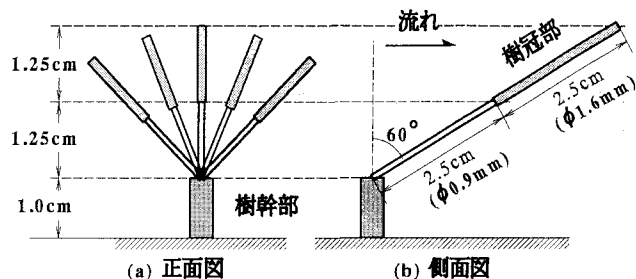


図-1 実験で用いた植生モデルの単体

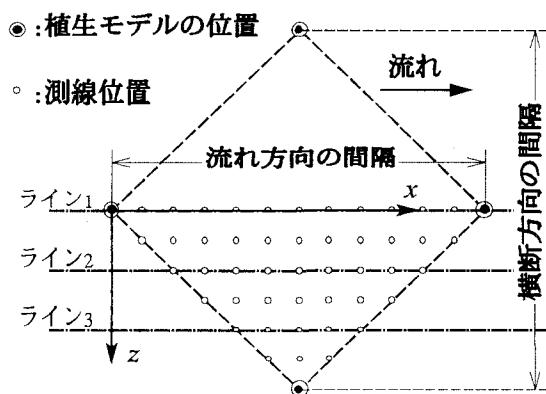


図-2 配列メッシュ内の測線位置

実験には、長さ 7m、幅 0.4m の水路を使用した。図-1 に実験で使用した樹木状植生モデルの概要を示す。この植生モデルは、直立した樹幹部と流れによって撓んだ枝の樹冠部を持つ樹木を想定している。実験では、このような植生モデルを水路床の 6m の区間に一様な密度で配列した。配列パターンは縦・横断方向間隔が 12cm × 12cm、あるいは 6cm × 6cm の千鳥状とした。以下、これらをそれぞれ「疎配列」および「密配列」と呼ぶ。

実験では疎、密の植生モデル配列に対して各 1 ケースの等流を作り、後述のように高密度に配置した鉛直測線に沿って 2 成分 LDV による乱流流速計測を行った。実験条件を表-1 に示す。ここに、水路床勾配 i と水深 h をそれぞれ 1/510 と 6.00cm に固定し、流量 Q のみを変化させている。流速計測では、主流方向、水深方向上向き、および横断方向・左岸から右岸向きの座標軸をそれぞれ x 、 y および z とし、このうち x 、 y 方向の流速成分 u 、 v のみを計測対象とした。測線は、図-2 に示すような植生モデル配列の単位メッシュ領域内に縦・横断方向間隔を 1.0cm として配置し、各測線上には 10 あるいは 16 個の測点を適当な間隔で設定した。そして、各測点では、サンプリング周波数を 50Hz とし、160 秒間の計測を行った。

各測点の流速データからは、まず u 、 v の時間平均値 U 、 V を求めたのち、それらの変動成分 u' 、 v' よりレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ を計算した。さらに、 U 、 V の実測値を用いて 3 次元流れの連続式を数値積分することにより、 z 方向の時間平均流速成分 W を算定した。

表-1 水理条件

ケース	間 隔 (c m)	Q (l / s)	i	h (c m)
1	12	8.18	1/510	6.00
2	6	4.83	1/510	6.00

(2) 実験結果ならびに考察

ここでは、紙面の関係上ケース 1 を中心に実験結果の概要を述べる。

a) 縦断面内の流況

図-3 は、ケース 1 について、図-2 に示すライン 1、2 および 3 を含む縦断面内の流況を描いたものである。ここに、流速ベクトル (U, V) を矢線で、各測線に沿うレイノルズ応力の実測値を種々の描点で、さらにその空間平均値の分布を破線で示している。ただし、局所的な $-\overline{u'v'}$ の値とその高さ別の空間平均値 $(-\overline{u'v'})_{av}$ は h 、 i 、重力加速度 g から求められるみかけの底面せん断応力によって基準化されている。図中の 1 点鎖線はみかけのせん断応力 τ_a の理論直線である。なお、以下においては、植生モデルの頂点より高い領域および低い領域をそれぞれ「表面層」および「植生層」と呼ぶことにする。

さて、流速ベクトルに着目すると、植生層内の流速ベクトルは、とくに樹冠部の範囲において、ある程度大きい鉛直成分を持っていることが分かる。一方、表面層の流速ベクトルは、植生モデル直上を除くと河床にほぼ平行になっている。ライン別の図を比較すると、植生層内の流速ベクトルがライン 1 に沿っては上向きで、ライン 2、3 に沿っては下向きになっている傾向を見いだすことができる。また、主流方向流速は、ライン 1 では y とともに単調増加しているが、ライン 2、3 では樹冠部の中間点付近で極小値をとる傾向を呈している。このような流速の分布特性は、縦断方向に延びる中心軸を持つ組織的渦構造の存在を示唆するが、詳しくは後述する。

つぎに、レイノルズ応力について述べる。表面層内の $-\overline{u'v'}$ の分布形は、場所によって多少のずれはあるものの τ_a の直線とほぼ一致している。一方、植生層内にはいと、計測位置が下がるにつれて τ_a の分布線から急速に離れ、樹冠部の中間よりやや下で $-\overline{u'v'}$ がほぼ 0 または負の値を示している。この結果、 $-\overline{u'v'}$ は植生頂で最大値をとるような性状を呈している。 $-\overline{u'v'}$ が 0 または負になった場所より下方では、河床に近づくにつれて再度わずかに増大している。レイノルズ応力の空間平均値とその測線ごとの分布形をライン別に比較すると、ライン 1 では $-\overline{u'v'}$ が $(-\overline{u'v'})_{av}$ よりも大きく、2 と 3 に沿っては逆になっている。とくに、河床近傍では、ライン 1 での流速がライン 2、3 におけるものよりかなり小さいにもかかわらず、ライン 1 での $-\overline{u'v'}$ がライン 2、3 のものより明らかに大きくなっていることが分かる。これは、河床近傍では流向がライン 2、3 からライン 1

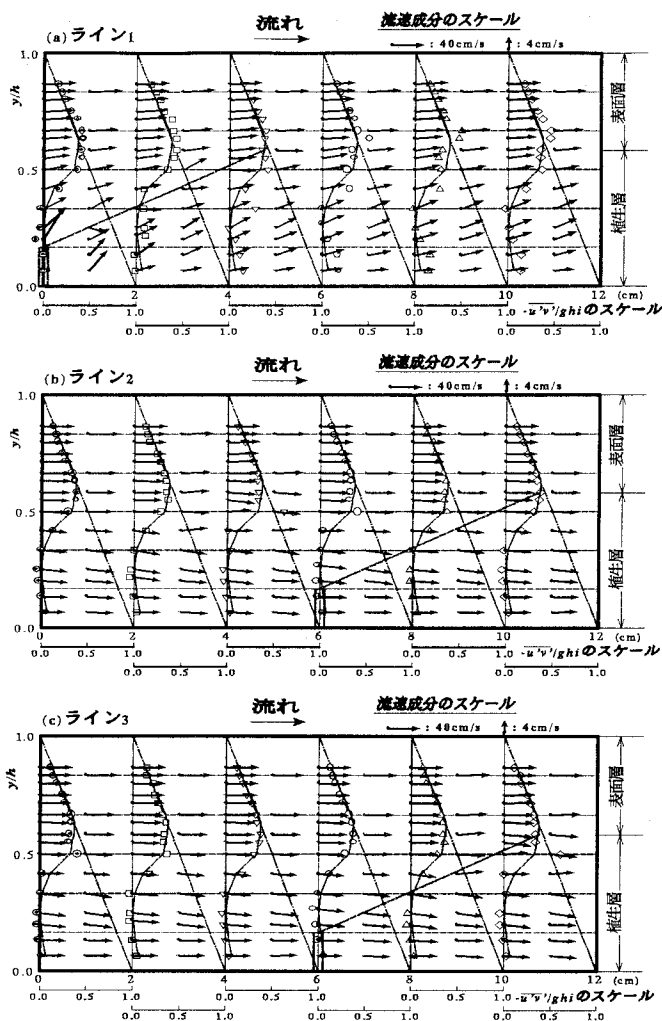


図-3 縦断流況(ケース1, 疎配列)

の方向で、しかも下向きとなっているため、ライン2と3の周辺で河床に接近した比較的高速で乱れの小さい流体が河床に接触しつつライン1の方向に移動する間に、乱れが発達させられた結果と考えられる。

以上、ケース1における縦断面内流況の特徴を述べてきたが、それとほぼ同様の傾向がケース2においても見いだされた。ただし、植生層内の流速分布形には、ケース1のライン2, 3について指摘されたようなくぼみがほとんど現れず、全層内の流速分布はむしろ tangent-hyperbolic 型に近いものとなっていた。一方、レイノルズ応力においても、ライン1とライン2, 3の間での違いがケース1ほど明瞭ではなかった。換言すれば、ケース2の植生層内での流れは、いわゆる固有浸透流に近い様相を呈していた。

b) 横断面内の流況

図-4はケース1について、流速ベクトル(V , W)と x 軸回りの渦度 $\omega_x (= \partial V / \partial z - \partial W / \partial y)$ の横断面分布を代表的な断面について示したものである。ただし、 x , z の座標値は図-2の x , z 軸に対するものである。なお、連続の式から W を計算する際の数値積分では、ライン1の上で $W=0$ の境界条件を与えた。

すべての断面図において、明瞭な渦流の存在が認められる。渦の回転方向は縦断方向に連続しており、いわゆる縦渦に類似した渦構造が存在していることが分かる。これらの渦構造は、植生モデルの縦断配列線(ライン1)に対して対称的に、かつ隣り合う配列線の間には互いに逆回転(counter rotating)する渦対が存在するような状況で維持されている。渦の中心軸の位置は横断方向にはほぼ固定されているが、鉛直方向には若干の上下動がある。例えば $z=0\text{cm}$ の縦断面に接する渦に注目すると、 $x=0\text{cm}$ の断面ではその中心が樹幹部の頂点よりわずかに上方に位置しているが、流下につれて $x=9\text{cm}$ の断面に至ると樹冠部の中間的な高さまでに達し、下流側の植生モデルの断面で再び下降している。この間、渦度は植生モデルの断面で最大となり、流下につれて減少している。このことより上述のような渦構造は、植生モデルの憩流面内に形成される剥離渦がもつ循環を主な駆動力として維持されているものと推察される。また、植生層内ほど明瞭ではないが、表面層にも植生層内の渦と上下で対になった渦流の存在が認められる。以上のような渦構造の存在は、流れ内部の運動量保存関係や浮遊砂の挙動などをモデル化する際に、考慮される必要があるように思われる。

c) 空間平均された流れ

これまで示してきたように、樹木のようにスケールが大きい抵抗体を伴う開水路流れの内部構造は、等流であつたとしても3次元的な特性を呈する。ただし、抵抗体など実用上の諸問題との関連では、一般に河床と平行な平面内で平均化された流れ場が考察あるいは解析の対象となる。例えば、植生を伴う定常な開水路流れのレイノルズ方程式を、第2節で定義した (x, z) 平面内で空間的に積分平均し、植生表面上の圧力の合力に相当する項を抗力係数の定義に従って書き直すと次式を得る^{4), 6)}。

$$0 = g_i - \frac{1}{2} C_D \lambda \langle U \rangle^2 + \frac{\partial}{\partial y} \langle -u'v' \rangle + \frac{\partial}{\partial y} \langle -U''V'' \rangle \dots \dots (1)$$

ここに、 C_D =抗力係数、 λ =植生の流水単位容積あたりの抵抗(遮蔽)面積。また、表記法 $\langle \cdot \rangle$ は、空間的に平均化された水理量であることを意味し、 U'' , V'' は、それぞれ $\langle U \rangle$, $\langle V \rangle$ からの偏差を表す。

式(1)の右辺最終項の $\langle -U''V'' \rangle$ は、時間平均流れの上昇場と下降場の間で、鉛直方向に輸送される流体塊がもつ単位容積あたりの運動量が相違するために生じる非ゼロの運動量輸送収支で、dispersive flux (以下、d. f. と表す)と呼ばれている。このd. f.の特性に関しては、筆者らの知る限り直接的に計測した例がなく、それがどの程度の重要性を有しているかについてはほとんど明らかにされていないが、(1)式を用いた数値計算などでは、その効果を仮に第3項のレイノルズ応力(turbulent flux)に含めるという考えのもとに省略されてきた⁴⁾。このような取り扱い方は、とくに直立した植生モデルの場合には、 V が元々小さいことから十分に妥当と判断される。しかし、d. f.は本来、レイノルズ応力とは異質なもので

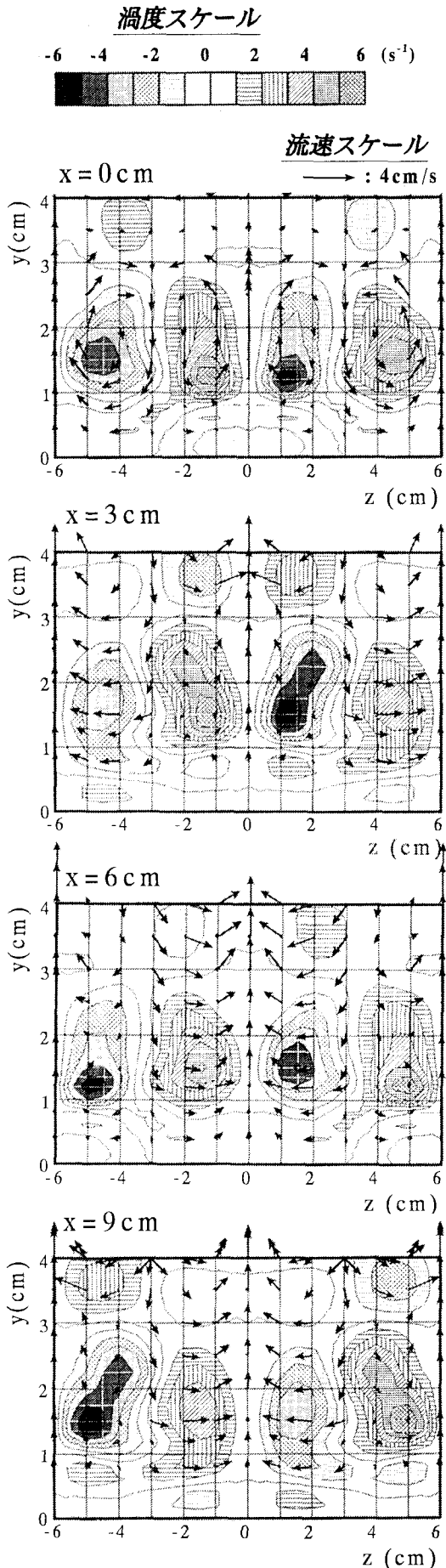


図-4 横断流況 (ケース1, 疎配列)

ある。したがって、本実験の流れのようにその内部が顕著に3次元化している場合については、その重要度や特性を十分に調べておく必要があると思われる。

図-5は(1)式を $y=y\sim h$ の間で積分した結果、

$$1 - y/h = \frac{1}{ghi} \int_y^h \frac{1}{2} C_D \lambda \langle U \rangle^2 dy + \frac{1}{ghi} \langle -u'v' \rangle + \frac{1}{ghi} \langle -U''V'' \rangle \dots (2)$$

について、本実験の計測データから各項の大きさの鉛直分布性状を描いたものである。ここに、上式の右辺第2項、第3項は、各測点において直接計測された局所的な値を均一な重みで集計・平均することにより計算された。

さて、図-5において、折線と◎の描点との差がd.f.に相当する。植生層内の比較的下位の領域で明らかにd.f.の存在が確認される。そして、その大きさはケース1, 2ともに樹幹の頂部付近で最大値をとり、その上下ではほぼ直線的に減少している。最大値はケース1および2において、それぞれ見かけのせん断力との比が約35%および25%程度になっている。なお、このような値の違いは主に V'' の大きさの相違に起因していた。

とくに、植生層内において、d.f.とレイノルズ応力の和の鉛直分布(◎)が、レイノルズ応力のみ分布形(折線)とはまったく傾向を異にしている点は非常に重要なことである。すなわち、このようなd.f.をレイノルズ応力に含める形式で取り扱うと、樹木状植生周辺の計算において大きな誤差を生む可能性がある。そこで、次節においては実際の数値計算を通してこの点を検討する。

d) 抗力係数

抗力係数 C_D は数値解析を行う上での重要なパラメータの1つであるが、樹木の枝のように主流と斜交する抵抗体については、その特性がほとんど明らかにされていない。そこで式(1)に実験結果を適用して、 C_D の鉛直分布を逆推定した。結果を図-6に紹介する。図では参考のために局所的な $\langle U \rangle$ と枝部あるいは幹部の直径 d に基づく局所的なレイノルズ数も参考のために示した。

C_D 値は植生モデルの頂部付近を除いて、ケース2におけるものがケース1より小さくなっている。これは遮蔽効果によるものと思われる。また、流れと斜交する樹冠部の C_D は、それと直交する樹幹部のものより5~60%小さい値をとっているが、この数値(減少率)はHoerner⁷⁾の実験値より小さくなっている。

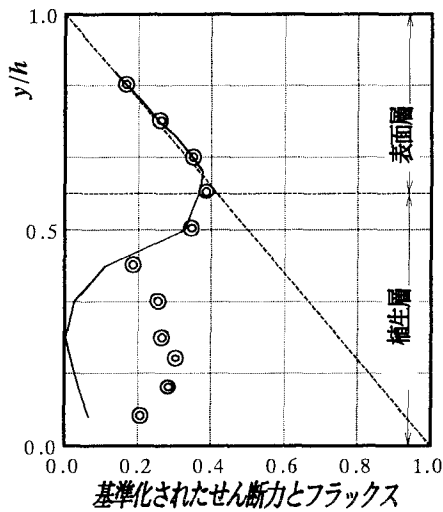
3. 乱流数値解法に関する検討

(1) k-εモデルの基礎式^{4), 6)}

筆者らは、既に1次元k-ε乱流モデルを基本にした数値解法の適用例を紹介している⁵⁾。その結果では、密配列の場合にはある程度満足できる再現性が認められたものの、疎配列の場合には植生層内における流速分布形の特性が定性的にも十分には表現しえなかった。すなわち、

⊙ : turbulent flux + dispersive flux

(a) ケース 1



(b) ケース 2

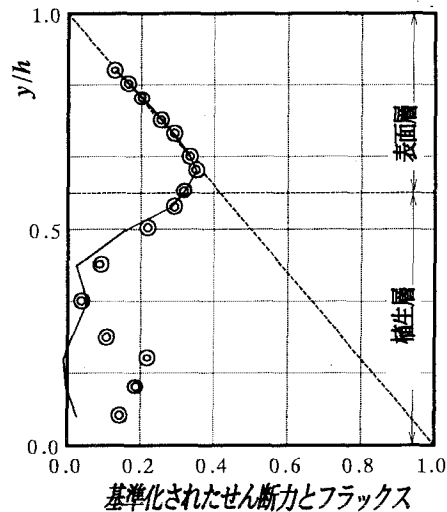


図-5 空間平均された流れの応力配分

後者の場合、流速分布形は植生層内でゆるやかなS字状を呈するが、計算ではほぼ直線的なものが求められた。これは、前節のc)でも指摘したようにレイノルズ応力とd.f.を分離しなかったことに起因していると推察された。そこで、本研究ではd.f.を厳密に取り扱うことによって、計算結果がどの程度改善されるかを検討した。この際の計算方法は前報⁵⁾に準拠させた。すなわち、d.f.を分離する場合には基礎式として以下の3式を用いた(U に付すべき記号 $\langle \cdot \rangle$ を省略)。これに対して、d.f.を分離しない場合については式(3)の左辺第4項を省略した。

$$\frac{\partial}{\partial y} \left\{ (v_t + \nu) \frac{\partial U}{\partial y} \right\} - \frac{1}{2} C_D \lambda |U| U + g \sin \theta + \frac{\partial}{\partial y} \langle -U'' v'' \rangle = 0 \dots (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\frac{v_t}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial y} \right\} - \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) k + v_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + C_{fk} \frac{1}{2} C_D \lambda |U| U^2 = 0 \dots (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left(\frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right\} - \left(C_2 \frac{\varepsilon}{k} \right) \varepsilon + C_1 \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) \left\{ v_t \left(\frac{\partial U}{\partial y} \right)^2 + C_{f\varepsilon} \frac{1}{2} C_D \lambda |U| U^2 \right\} = 0 \dots (5)$$

ここに、 θ = 河床傾斜角、 k = 乱れエネルギー、 ε = 乱れエネルギー逸散率、 ν = 水の動粘性係数、 v_t = 乱流による渦動粘性係数、 σ_k 、 σ_ε 、 C_1 、 C_2 、 C_{fk} 、 $C_{f\varepsilon}$ = モデルパラメーターである。

d.f.を分離したときの数値計算では、それに実測値

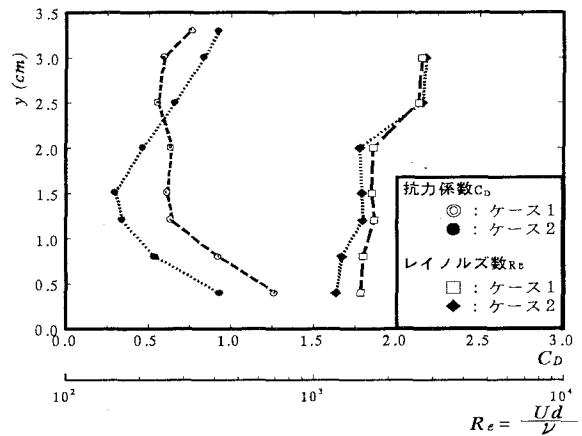


図-6 抗力係数

を与えるとともに、 C_D についても図-6の分布形を数値化して与えて、流速分布とレイノルズ応力を計算した。また、d.f.を分離しないときの計算でも C_D に対して実測値を与えた。その他のモデルパラメーターは、いずれの場合も前報⁵⁾と同じ数値に設定された。数値計算法はPatankar⁸⁾のSIMPLEアルゴリズムと同様な収束手法とした。

(2) 計算結果ならびに考察

流下方向流速とレイノルズ応力について、それぞれの計算値と実測値の比較を図-7に示す。まず流速分布に注目する。実測された流速分布形の特徴は、ケース1、2のいずれにおいても、それが植生層内でゆるやかなS字状を呈し、流速が植生層の中位よりやや上方で極小値を、水路底近傍で極大値をとっている点である。しかしながら、d.f.を分離しない場合の計算結果では、ケース1、2ともに、流速が河床からの高さとともに単調に増加するのみで、上述した実測結果の特徴がほとんど窺え

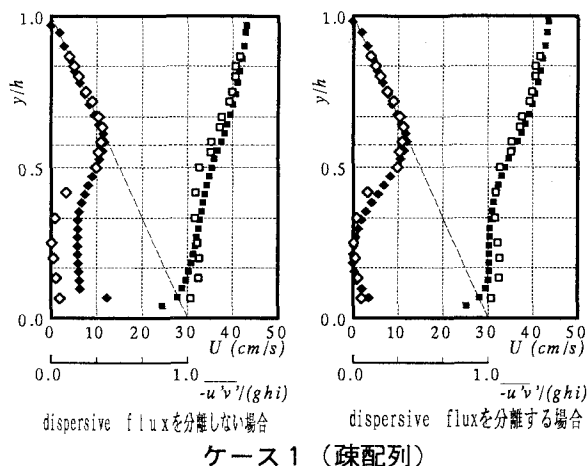


図-7 k-εモデルによる計算結果および実測値

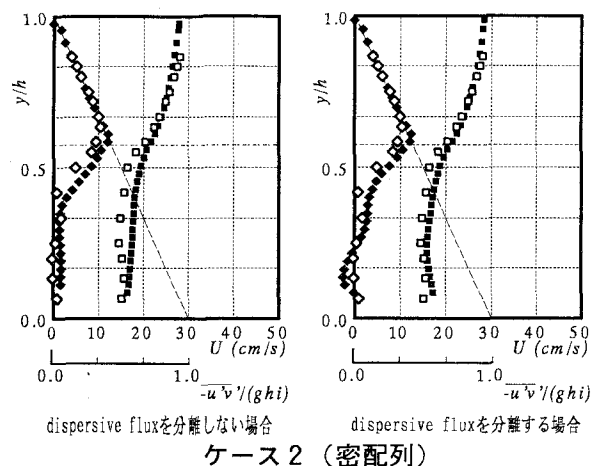
ない。これに対して、d.f.を分離した場合には、計算値と実測値の定性的傾向がかなり類似してきている。とくにケース2の計算結果では、樹幹部よりやや上方で流速が極小値をとる様相が極めて明瞭に再現されている。ただし、この場合、流速が植生層内のほぼ全域にわたって一様に、実測値より若干大きめに計算されている。この理由は、図-6に基づいて与えた C_D が小さすぎたためであると思われる。

つぎに、レイノルズ応力に注目する。実測値は、いずれのケースでも水面から河床に向かって直線的に増加し、植生モデルの頂部付近で最大値を示したのち急激に減少する。すなわち、レイノルズ応力が植生モデルの抵抗効果などによりみかけの剪断応力から大幅に欠損している。減少後のレイノルズ応力は、樹冠部中間よりやや下方でほぼゼロ値あるいは負値をとり、河床近傍で再度わずかに増大する。さて、d.f.を分離しない場合の計算値は、ケース1では植生層のほぼ全域で実測値より著しく大きい。ケース2では、両者が比較的良好に一致しているが、レイノルズ応力が負値となるまでに減少する実測の傾向が計算により十分有効には再現されていない。一方、d.f.を分離した計算は、ケース1、2ともに、実測結果を細部に至るまで良好に再現しているといえる。

以上、樹木状植生帯を通過する流れの数値解析において計算精度を向上させるためには、従来まではレイノルズ応力に含めていた d.f. を分離して取り扱うのが望ましいということが確認された。とくに、レイノルズ応力を精度良く計算できることは、Reynolds Analogy に基づく浮遊砂現象の解析などの精度向上に資するものと思われる。

4. あとがき

本研究では、樹木状の植生帯を通過する流れの乱流構造を水理実験を通して把握するとともに、その数値計算法については、dispersive flux (d.f.) を従来より厳密に取り扱うことの効果を検討した。



ケース2 (密配列)

レイノルズ応力 流速
◇: 実測値 □: 実測値
◆: 計算値 ■: 計算値

実験においては、LDVを使って極めて詳細な流速測定を行った。その結果、流れの中には縦渦に類似した特徴的な渦構造が存在することが把握されるとともに、このような渦構造は流れの数値解析や浮遊砂の挙動の予測において無視できないことが指摘された。また、実測データを用いて d.f. を直接的に計量した結果、空間平均された流れ場の運動量保存関係の中において d.f. はかなり重要な役割を果たしていることが明らかにされた。k-ε乱流モデルによる数値計算においては、d.f. をレイノルズ応力から分離して取り扱うことにより、空間平均された流れ場の再現精度が分離しない場合よりも確実に向上することが検証された。今後は、d.f. の実用的なモデル化を検討する必要がある。

参考文献

- 1) 室田明・福原輝幸：直立性の植物を有する開水路流れの構造について，第28回水理講演会論文集，pp. 225-231，1984。
- 2) 清水義彦・辻本哲郎・中川博次・北村忠紀：直立性植物層を有する開水路の流れ構造について，第28回水理講演会論文集，pp. 225-231，1983。
- 3) 渡邊康玄・北條紘次・清水康行：樹木の存在する河道の流況特性，水工学論文集，第34巻，1991。
- 4) 清水義彦・辻本哲郎・中川博次：直立植生層を伴う流れ場の数値計算に関する研究，土木学会論文集，No. 447，II-19，pp. 35-44，1992。
- 5) 井上貴之・岡部健士・濱井宣明・湯城豊勝：樹木状の植生を伴う河床上の流れと掃流砂量に関する研究，水工学論文集，第43巻，1999。
- 6) M. R. Raupach・A. S. Thom：Turbulence in and above plant canopies，Ann. Rev. Fluid Mech.，13，pp. 97-129，1981。
- 7) S. F. Hoerner：FLUID-DYNAMIC DRAG，pp. 3-11
- 8) S. V. Patankar (水谷幸夫・香月正司共訳)：コンピュータによる熱移動と流れの数値解析，森北出版，pp. 24-48，1995。

(2000. 10. 2 受付)