

複断面河道に設置されたわんどの水理特性と
その維持機構に関する研究

2011 年 1 月

鄭 載勲

目 次

第1章 序論	3
1. 1 研究の背景	3
1. 2 研究の目的	6
1. 3 基礎的知見	8
1. 3. 1 河川の複断面構造	8
1. 3. 2 複断面水路の流れ	8
1. 3. 3 可視化に関する基礎的知見	9
1. 3. 4 実験装置	16
第2章 水制により形成されたわんど周辺の流れ構造	20
2. 1 はじめに	20
2. 2 実験方法および実験条件	21
2. 3 複断面河道の流れ構造	23
2. 4 高水敷に水制を有する複断面河道の流れ構造	24
2. 4. 1 平均流速構造	24
2. 4. 2 浮遊砂堆積状況	28
2. 4. 3 2次流構造	29
2. 5 おわりに	32
第3章 高水敷掘削型わんどの水理特性とその解析	33
3. 1 はじめに	33
3. 2 高水敷掘削型わんどの事例研究	34
3. 2. 1 現地観測結果	35
3. 2. 2 水深平均2次元数値計算	37
3. 2. 3 実験結果と数値計算の比較	40
3. 3 高水敷わんどを越流する場合の3次元流れ構造	44
3. 3. 1 実験方法および実験条件	44
3. 3. 2 3次元乱流モデルによる数値計算方法	46
(1) 基礎方程式	46
(2) 基礎方程式の一般形表示	48
(3) 基礎方程式の離散化	49
(4) 圧力補正式	52

(5) 離散化方程式の解法	53
(6) 境界条件	54
3. 3. 3 実験結果および数値計算結果の比較	55
(1) 平均流速構造	55
(2) 2次流構造	60
(3) 乱流構造	62
3. 4 おわりに	65
 第4章 高水敷わんどの流れと土砂堆積に及ぼすわんど形状の影響	66
4. 1 はじめに	66
4. 2 実験方法および実験条件	67
4. 3 実験結果および考察	69
4. 3. 1 わんど内の砂堆積状況	69
4. 3. 2 平均流速構造	72
4. 3. 3 2次流構造	75
4. 3. 4 土砂輸送機構と形状の効果	77
4. 4 おわりに	78
 第5章 高水敷わんどの水交換に及ぼす開口部形状の影響	79
5. 1 はじめに	79
5. 2 実験方法および実験条件	80
5. 3 開口部の向きの影響	82
5. 4 開口部位置の影響	83
5. 5 開口部長さの影響	83
5. 6 流れ構造の特性	85
5. 7 水交換速度の比較	91
5. 8 おわりに	95
 第6章 結論	96
 参考文献	99

第1章 序 論

1. 研究背景

川は人間にとって豊かな恵みをもたらし、もっとも身近に感じてきた自然の1つである。また、川とその周辺は人間にとって貴重な財産であるばかりでなく、多くの生物の生息場となっている重要な場所である。その環境を保全して生物との共生をはかっていくことは人類が存続していく上で、基本的に大切なことであるという認識が強くなっている。こうした流れの中で、最近の川づくりは、治水・利水・環境を含めた総合的な河川整備が進められるようになってきた。その一環として各地で環境との調和を考慮した多自然川づくりが進められている。魚の住みやすい川づくりとして、魚の移動の障害となっている河川を横断する構造物への魚道の設置、直線化した河道に瀬や淵、さらには「わんど」の設置などの事業がそれである。「わんど」とは明治時代に護岸目的の治水構造物として設置された水制の周辺に、土砂が堆積して形成された止水域であり、静水を好む魚種や稚魚の格好の生活、避難場所となっている。このような「わんど」は、多様な生態系を保全する水域の一つとして注目され、各地で保全・造成されている¹⁾。

図-1.1 の中の右のように木曽川下流域の背割堤付近には、主に明治期に設置された数十基ものケレップ水制が存在し、特異な景観を呈している。水制周辺にはわんど群が形成され、多様な生態系を育むなど、極めて良好な河川環境が出現し、特に補修等を必要とせずに長期間にわたり維持されている。この付近はかつて長良川、揖斐川と合わせて三川が複雑に合流していたが、明治期にデレイケらのもとで三川に分離された。木曽川と長良川の間は背割堤で区切られ、背割堤に沿って数十基のケレップ水制が築造されている。この付近は 26km 地点の木曽川大堰までが感潮区間であり、潮汐による水位変動を受けるが、塩分遡上の影響が見られるのはおよそ 17km 地点付近までとされる。また、背割堤を介して隣接する長良川の水位は河口堰の影響を受けて高く保たれ、木曽川との間には干潮時に 2m 前後の水位差を生じることから、これに起因する伏流水の



図-1.1 矢田川わんど（左）と木曽川わんど群（右）

挙動に留意する必要がある。水制間の土砂の堆積に着目すると、上流に行くほど堆積量が多い傾向が見られる。近年各地で進められるようになった多自然型川づくりが未だ試行錯誤の域を脱せず、成功とはいえない例も多いことを考えると、水制によるわんどの形成過程、水理特性等を詳細かつ多角的に検討することは、今後の川づくりを考える上で有意義な指針を与えるものと予想される²⁾。また、図-1.1の左の図のように平成20年3月矢田川右岸(2.2k+60km)に直線河道に人工的につくられた「矢田川子供水辺わんど」(以下矢田川わんど)が完成した。このわんどは、わんど開口部付近にひし形の置石工が設置されている。その目的はわんど内への流れを誘導することと中州の創出である。わんど周辺では複雑な流れとなっており、施工直後から著しい土砂の堆積が見られ、河床変動を予測することが必要となる³⁾⁴⁾。

また、図-1.2のように木曽川水系の一級河川である揖斐川では、高水敷の掘削により大正時代設置されたケレップ水制が出現し、中水敷上に水制が置かれた形の河道が形成された。このような水制を有する複断面河道では、水制の本来の設置目的と河道の通水能向上といった治水面での目的を並立させることが重要な課題となる。また、水制周辺では平水時および洪水時に局所的洗掘や水制域内の土砂堆積が起こり、形成された中水敷は河川平水位との比高によってその後の土砂堆積状況と植生繁茂状況が変化し、再び高水敷化する可能性もある。このような現象はわんどの地形を形成させる過程において重要な手掛かりになっており、したがって、水制周辺の流れ構造や土砂の輸送機構を把握する必要がある^{5),6)}。



図-1.2 揖斐川の水制と掘削工事

淀川わんど（図-1.3）は、淀川の改修工事によって生まれたものであり、明治期に行われた淀川の改修工事では、蒸気船が遡行しやすいように、あえて水路を曲折させて流れを緩める工事が行なわれた。水路が曲がった部分は水圧の影響を受けやすいので、岸から川に向かって垂直に水制とよばれる河川構造物を設置した。やがてこの水制に囲まれたところに土砂がたまり、その上に水際を好む植生が繁茂し、現在のわんどの元の形が作られた。わんどは、水流が穏やかなので、淡水魚の生息に適しており、水生植物が繁茂するところは、魚の産卵や稚魚が暮らす絶好の場所となっている。水の流れや深さなどが微妙に異なるため、それぞれのわんどは独自の生態系を形成している。淀川のワンドが天然記念物の稀少種イタセンバラの生息地として注目されるようになると、河川に生物多様性をもたらす要素のひとつとして、河川改修にあわせてわんどを整備するケースが増えている。



図-1.3 淀川わんど群

1.2 研究目的

わんどがその生態学的な役割を維持するためには、さまざまな水理的課題を解決しなければならない。わんどにおける水理学的課題と解明すべき現象のまとめを図-1.4に示す。また、わんど流れにおける様々なパラメータと研究アプローチを図-1.5に示す。水理学的課題として次のことが挙げられる。

- ① わんどに堆積する土砂量を最小限にすること。
- ② わんどでの局所洗掘を抑制することによりわんどの安定性を確保すること。
- ③ わんどの存在による水深の増加を予測し対策を立てること。
- ④ わんど内の水質悪化を防止すること。
- ⑤ わんど内静隠域を確保すること。

適度な土砂の堆積は、植生を促すなど生態系にとって好ましいと考えられる。しかしながら、過度に土砂が堆積し、死水域の閉塞等が生じれば、生態系に大きな影響を及ぼすことになり、場合によっては死水域の当初の機能が失われることにつながる。また、平水時における本流とわんど水域の適切な水交換およびわんど水域の適切な流速分布を見出すことである。わんどは水理的にも特色のある生息場である。わんどの保全、創成を行うためには平常時の水の流れ、水温、水質などがわんどを利用する生物にとって望ましい環境であるかどうかを検討することが必要である。一方、一旦大きな出水があれば、土砂や枯れた植物やゴミがわんど内には堆積し、平常時のわんどの機能を劣化させる。少なくとも出水時にわんどが大きな変化を受けないように、位置や大きさ、形状を注意深く選択しなければならない。わんどには本川以上に個性があるため、多面的に考察することが重要である。そこで本研究では、高水敷掘削型わんどにおける水理特性を検討し、わんどの長期的な維持管理への指針を与えることを目的とする。

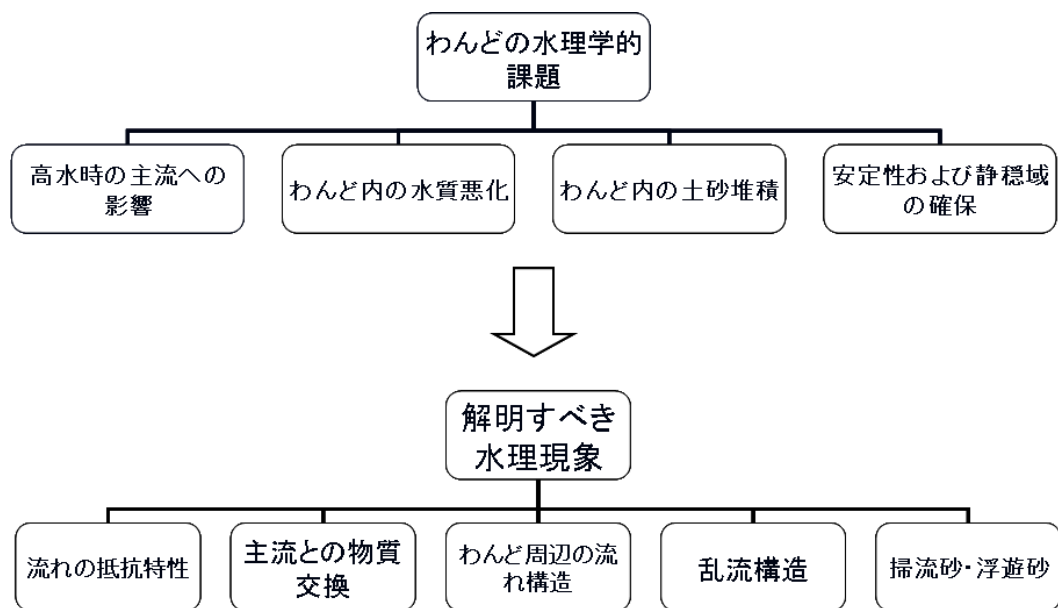


図-1.4 わんどにおける水理学的課題と解明すべき水理現象

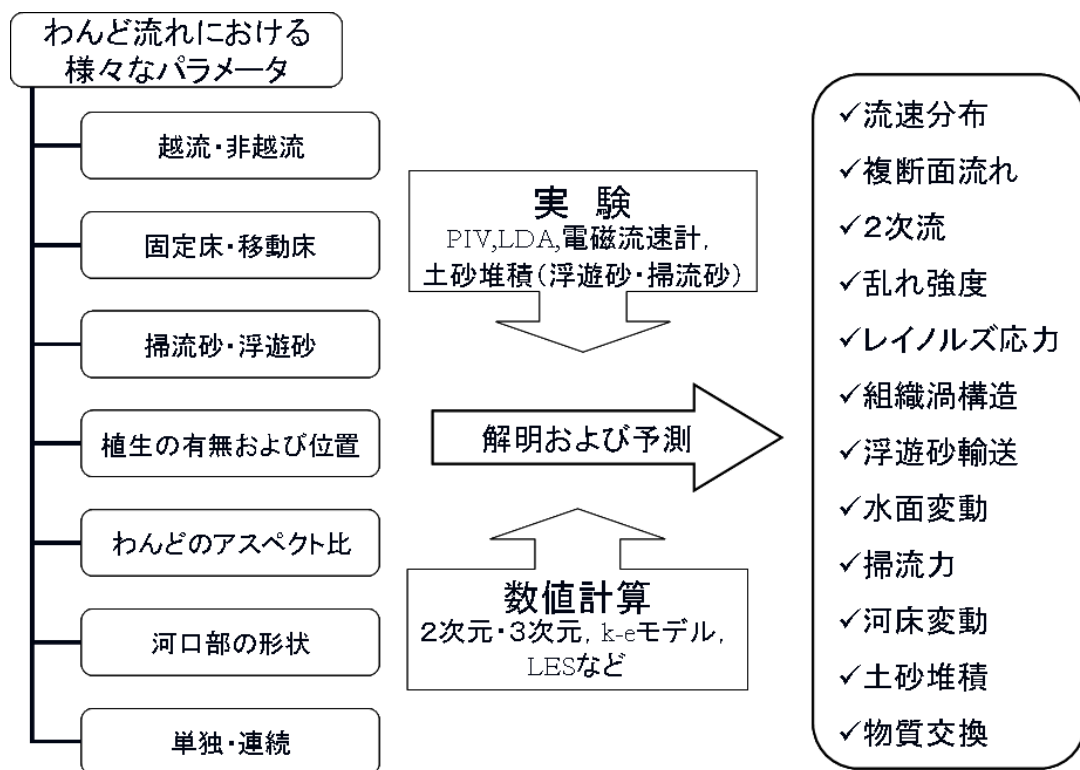


図-1.5 わんどにおける研究アプローチ

1.3 基礎的知見

本研究では複断面河道に設置された高水敷わんどを対象としたものでその周辺の水理的諸現象を把握するためには、複断面河道の流れ構造について知る必要がある。また、本研究で主に用いられている流速計測手法の一つである PIV 法についてもその理論的概念を知る必要がある。以下に複断面と PIV に関する基礎的知見を述べる。

1.3.1 河川の複断面構造

都市近郊の中・大河川は、一般的に川を低水路と高水敷に分ける複断面構造が採られている。複断面には高水敷があり、高水時の水面幅が低水時の水面幅に比べて大きく広がることから、高水敷の水深が浅くなり流速も遅くなる。この断面形は洪水時に堤防を守るために好都合と言える。平水時には、外部堤防いっぱい水を流すと水位が低くなりどの部分を流れるか不安定になるので、低水路を設けて流路を安定させる。平水時の高水敷は貴重な親水空間として利用されることが多く、公園やスポーツ施設、レクリエーション施設等の設置が進められ、高度に利用されつつある。

1.3.2 複断面水路の流れ⁷⁾

複断面河道においては、低水路の流れと高水敷の流れの流速差に伴い低水路河岸渦が生じ、河床せん断力より大きな河岸せん断力が生じることがある。低水路河岸渦は間欠的に発生し、流下しながら発達し、やがて消滅するものであるが、この渦によって低水路の速い流れが高水敷に侵入し、高水敷の遅い流れが低水路に侵入している。その結果、低水路の流れは減速され、高水敷の流れは加速される。ただし、高水敷の幅と低水路河岸渦のスケールの関係で、河岸渦が高水敷に大きく入り込む場合には高水敷の流れが減速されることもある。河岸せん断力と流速差の関係は非線形であるため、低水路の流れの減速と高水敷の流れの加速が全流量に与える効果は相殺されず、一般に全流量は減少する。あるいは流量を一定とすれば水位が上昇する。また、低水路の流れと高水敷上の流れとが干渉し、その境界では水面に向かう斜昇流が存在し、図-1.6 に見られるような複断面流れに特有な渦が形成される。

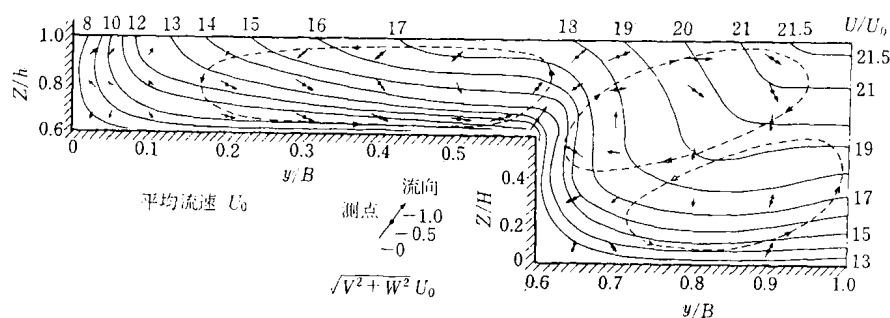


図-1.6 複断面開水路における速度ベクトル計測例

1.3.3 可視化に関する基礎的知見

①画像解析による流速計測方法

近年、流れ場の流速計測手法として画像計測が注目されている。それは、従来の流速計による手法では困難であった、流れ場における複雑で瞬間的な流れを捕らえることができるからである。特に時間的な流速変化の激しい局所流の乱流構造や、剥離渦運動量輸送を伴う大規模渦などの構造は、非常に瞬間的に捕らえなければならない。そのため、組織構造の瞬間的な広域情報が得られるような流れ場の可視化が、必要かつ重要な問題となってくる。従来からの方法としては水素気泡法、染料注入法、微細粒子法等があり、これらにより可視化された流れ場の画像を解析する事によって流速計測が行われる。つまり、画像解析手法は諸現象の物理的理解を容易にし、面的でかつ時系列変化を容易に追えるという特性を持っているのである。また写真撮影やビデオ撮影によって再生・保存が可能であり、近年のハードウェアやビジュアル技術の著しい発展によって、明確な画像による複雑で大量な計算も可能になっており、問題点であった精度も向上しつつある。

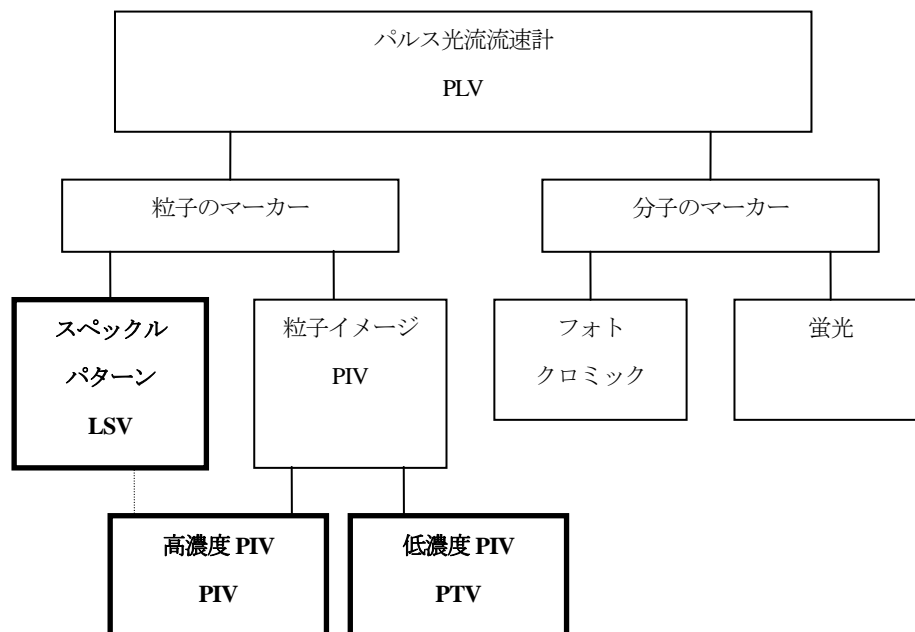


図-1.7 粒子画像計測計とパルス光流速計の関係

②PIV 法

画像計測法として近年発達してきた中に、PIV (Particle Image Velocimetry) がある。これは文字通り、粒子画像流速計と呼ばれ、流れ場の構造を見るマーカーとして微細な粒子を用いたものである。この方法は、1991 年に R. Adrian 教授が面的計測を行ったのが最初で⁸⁾、以前は Pulsed Light Velocimetry (パルス光流速計) と呼ばれていたものであった。図-1.7 にパルス光流速計 (PLV) と粒子画像流速計 (PIV) の関係を示す⁹⁾。

まず、マーカーとして分子を入れるか粒子を入れるかによってその後の処理が違ってくる。粒子を入れる場合は Photochromic、あるいは Fluorescent という蛍光発光でこれを追っていく。粒子を入れる場合は、その Speckle Patterns を調べるのか Particle Images を調べるのかで異なり、後者はさらに高濃度 PIV と低濃度 PIV に区分けされる。粒子の分布イメージを追うものを PIV、粒子一個ずつを追うものを特に PTV (Particle Tracking Image) と呼び分けるが、これら全体を称して PIV と呼んでいる。

低濃度 PIV (以後 PTV) はトレーサ粒子の重心位置を追跡する粒子追跡法であり、比較的粒子径の大きなトレーサを用いる。PTV は、2 もしくは 3 台のカメラで同時撮影することにより三次元空間の計測が可能で、粒子の高濃度散布が困難な、超高速の流れや気体の流れ計測に用いられる。一方、液体には通常高濃度 PIV がよく用いられる。それは、PTV では空間分解能を高めるために粒子濃度を増大させると、粒子同士が付着し合ったりあるいは重なって見えたりするために粒子重心座標の算出が困難になるのに対して、高濃度 PIV では粒子分布状況をほとんど気にせずには様な格子点上で流速分布が得られ、画像ノイズに対しても非常にタフであり実用的な手法であるためである。

PIV の測定原理は、ある画面内における微小時間 Δt の間に動いた距離が面的に測ればよいわけであるが、高濃度 PIV では一般的に相関法が行われている。これは、ある面のパターンの認識を行い、それによって流体の移動量を測定する方法である。パターンが似ているかどうかを、画像の相関により求めている。本研究ではこの高濃度 PIV を用いるため、以後単に PIV と記す時は特に説明がない場合、高濃度 PIV を指すものとする。

③PIV 画像処理

最近のデジタル PIV 画像処理において、光学的システムが非常に複雑になるのは、単にフーリエ光学の知識が必要になるだけでなく、電機部品や画像処理、コンピュータなどの知識が必要となるということに起因している。コンピュータの速さやメモリの記憶容量が加速度的に増大した現在では、相関処理を全部デジタルで処理可能になってきた。

ここでは、2 フレーム／単一露光 PIV を相互相関法によって処理する方法を述べる。PIV 画像処理における相互相関法を考える前に、まず、光シートを使った基本的な PIV システムにより撮影された 1 組 (2 枚) の PIV 画像を考える。粒子は十分に短い光パルスにより撮影され、きれいな粒子像が得られているものとする。2 枚目の画像は微小時間後に撮影され、流れによって運ばれる。ここでは、3 次元性などの複雑な問題はとりあえず無視する。この 1 組の画像から、直線

的な移動ベクトルを求める。実際の粒子は曲線を描いて移動するが、2枚の画像からはこの情報を得ることはできない。また、画像が2枚だけなので、加速度も計測できない。さらに、粒子の個数密度は十分平均的で、個々の粒子の移動を追跡することはできないが、ある程度は、粒子群の移動を見ることが出来る。個々の粒子対は場の線形移動をしているが、移動ベクトルは粒子群の移動として捕える。実際には小領域や調査領域窓を考え、統計処理によって解析することになる。(図-1.8 参照)

信号(画像)処理の点から見ると、1枚目の画像はシステムへの入力と考え、システムの出力が2枚目の画像と考えることができる。(図-1.9 参照) システムの伝達関数 H によって、入力画像 I を出力画像 I' に変換する。また、伝達関数は移動ベクトル d とノイズ N から成っている。この移動ベクトル d が画像中の粒子移動を表し、これを求めることが目的となる。この関数は、 $\delta(x-d)$ の畳み込みとして得られる。図-1.9に示されているノイズ N は、画像記録ノイズや3次元性などから成っている。もし、 d と N がわかっていれば、入力画像 I から出力 I' への伝達関数が判る。逆に入力 I と出力 I' から、ノイズ N を除去した移動関数 d を予測することが目的となる。信号(画像)が連続でない、つまり、背景が移動情報を持っていないことから、この移動関数 d は局所的な検査領域に基づいた統計的处理によって算出する必要がある。

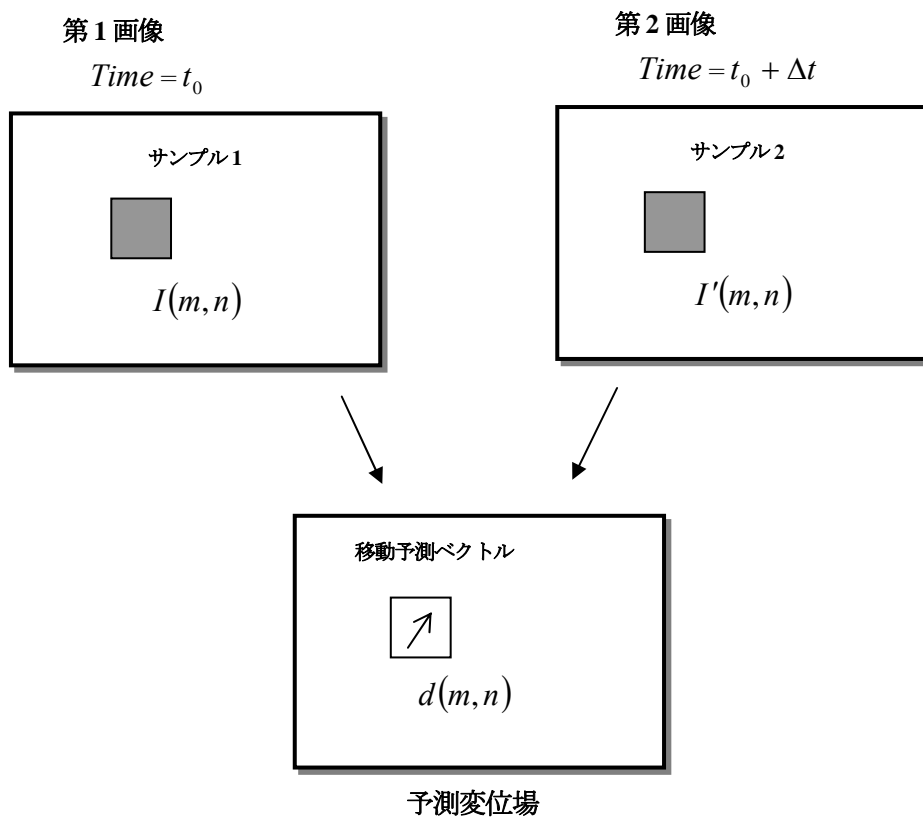


図-1.8 2 フレーム／単一露光粒子画像におけるフレーム画像の概念

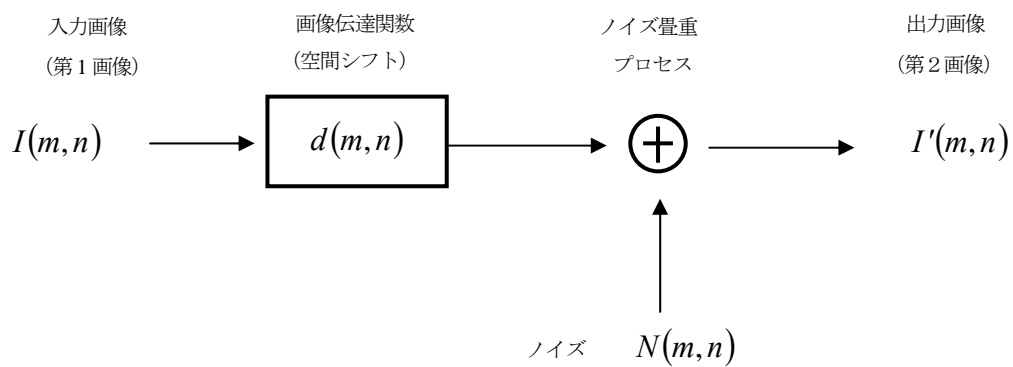


図-1.9 2 画像間の関係を線形化した信号処理モデル

④相関法

相関法 (Correlation Analysis) は濃淡相関法とも呼ばれ、PTV のようにトレーサー粒子自身を追うのではなく、トレーサー粒子の分布状態すなわち画像の濃淡を追跡するものであり、濃度のパターンが移動しているような、いわゆるピンぼけに近いような画像に対しても適用が可能である。また、一つの画像自身で相関をとっていくものを自己相関法 (Auto-correlation Analysis)、連続する二つの画像で相関をとっていくものを相互相関法 (Cross-correlation Analysis) と呼ぶが、本研究においては相互相関法を用いるため、以後はこれを単に相関法と呼ぶことにする。

次に、相関法の原理について示す。

ある画面 (マトリックス) があって、それと似かよったものを探すと、相関のピークが出てくる。相関は次式で表される相関係数によって評価される。

$$R(\xi, \eta) = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=0}^{m-1} (f(i, j) - f_{av}) \cdot (g(i + \xi, j + \eta) - g_{av})}{\sqrt{\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=0}^{m-1} (f(i, j) - f_{av})^2} \sqrt{\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=0}^{m-1} (g(i + \xi, j + \eta) - g_{av})^2}}$$

$$f_{av} = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=0}^{m-1} f(i, j)}{n \cdot m}, g_{av} = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} \sum_{j=0}^{m-1} g(i + \xi, j + \eta)}{n \cdot m} \quad (1-1)$$

$f(i + j)$, $g(i + \xi, j + \eta)$ は相関をとる両画像の空間関数である。式(1-1)の $R(\xi, \eta)$ は相関係数と呼ばれ、これが直接、相関の強さを表すものである。実際にはこの空間関数は、検査エリア (検査窓, 参照フレーム) と呼ばれる、画像を格子状に切り分けた 1 エリアを対象に計算されている。これを図-1.10 に示すが、この検査エリアを探索エリアの上で動かして、パターンの似たものを探しているものである。ときどきベクトルが誤認されることがあるが、それは非常に似かよったパターンが存在するためである。従って、探索を行うときには検査エリアの周りを探して、少なくとも第 1 番目から第 3 番目くらいまでのデータを取って、それで周り合わせて最も適切なものを選ぶというアルゴリズムが必要である。速度ベクトルの算出は、得られた適切なパターンまでの移動量を画像間の時間で除すれば求まる。

適切なパターンを選ぶためのアルゴリズムは様々だが、最もポピュラーなものは正規分布を用いるものである。これは、相関関数を求めてそこから最大値を探し、さらにその最大値を中心として相関関数に正規分布を当てはめる、という方法で行われる。またこれは、ピクセル間の補間をすることにもなる。デジタル PIV の場合、通常の CCD カメラは 500×500 程度の画素であるため、大体 10 ピクセル (画素) から 20 ピクセル動いたところの相関を取るとすると、10 ピクセルの移動量の場合 1 ピクセルが最小分解能であるため、精度としては $1/10$ の誤差を生じていることになる。そこで、ピクセル間の補間を行い、精度向上を図る必要が生じてくるのである。正規分布で補間するアルゴリズムの場合、最小分解能である 1 ピクセル以下の精密度である約 0.2 ピクセルが得られる。

そうして求まった速度ベクトルから、画質等の理由によってエラーベクトルが多く算出されることがある。このエラーベクトルの摘出・除去とそこへの補間ベクトルの挿入にも、様々なアルゴリズムが開発されている。最も基本的なのは、計測対象の流れに合わせて考えるものであり、予想されるベクトルの大きさと角度の範囲を設定して、これにはずれるものを異常ベクトルとして除去するものである。本研究では、この手法は用いずに異常ベクトルが極力発生しないよう試行錯誤を重ね良い画像を得るようにした。

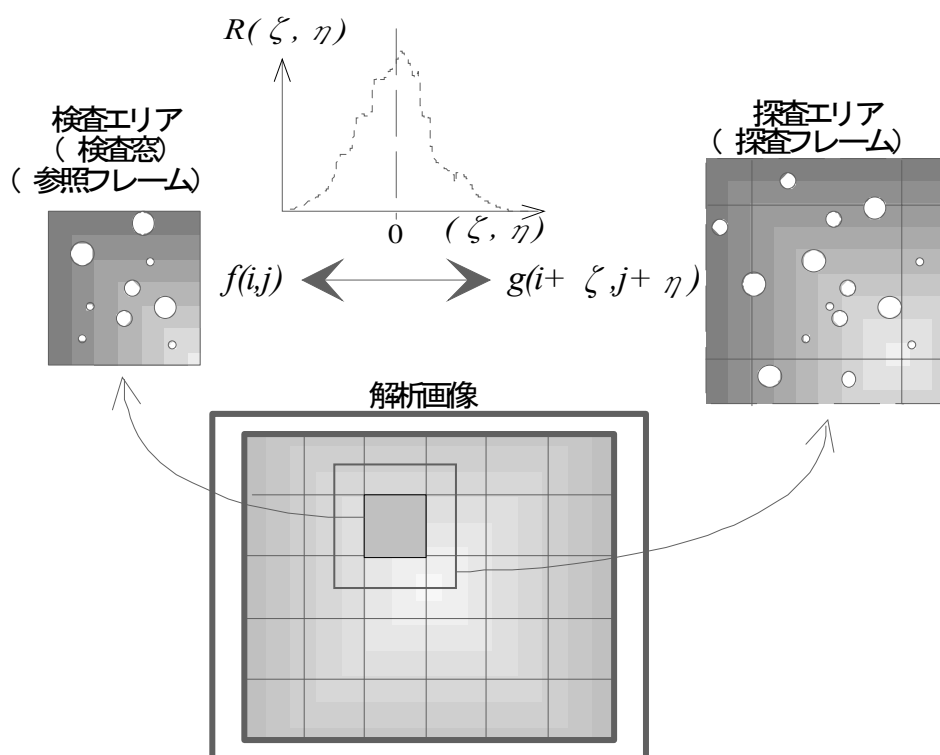


図-1.10 画像検査エリアと相関係数

⑤二値化相関法

流れ場内で運動するトレーサ粒子は、それぞれの粒子がばらばらに動いているのではなく、速度場に沿って動いている。たいていの場合はトレーサ粒子直径や粒子間隔は、速度場の勾配に比べて小さい。このような時には、隣り合うトレーサ粒子は似たような動きをするので、粒子の分布パターンは大きく変わらない。これを利用したのが粒子分布相関法または二値化相関法と呼ばれる手法である。二値化相関法は短い時間間隔で撮影された2枚の画像を用いるが、図-1.11 粒子画像を模式的に表している。第一画像で斜線を入れているのが着目粒子であり、第2画像が移動先を探そうとしている粒子像である。そして、着目粒子のまわりに四角く囲んだ領域が相関領域と呼ばれるもので、この領域の粒子分布パターンを使って第2像での粒子位置が正しいかどうか判断するのである。このとき相互相関法と同様にして、第2像において粒子分布パタ

ーンが似たものを、相関係数を用いて探すのである。図-1.11 の第 2 像で斜線をいれた粒子のまわりの分布パターンと第 1 像の相関領域におけるパターンを見比べるとよくわかる。さらに、本手法では、パターンの相関をとるのに画像を二値化して計算時間の短縮を行っている。本手法が、二値化相関法と呼ばれる由縁である。これは、画像の類似度について相関係数を用いて評価するのであるが、ここでは粒子の分布パターンのみに着目しているため、粒子像の重心位置または二値化した画像情報のみで十分であると考えて、相関係数の計算を簡略化するのである。これにより、粒子同定のための計算時間は飛躍的に短くなり、身近にある計算機で処理が可能になった。

⑥レーザーの種類¹⁰⁾

本研究では Ar レーザーを PIV 計測に用いた。このレーザーは He-Ne レーザーと比べ特徴的なのは、何色ものレーザー光線を出せるということである。すなわち He-Ne レーザーが赤一色しか出せないのに対し、Ar レーザー光線をプリズムで分けると緑、青、紫の 3 色のレーザー光線を得ている。Ar レーザーは He-Ne レーザーに比べ寿命は短いですが、非常に明るいため応用範囲が大きくなる。

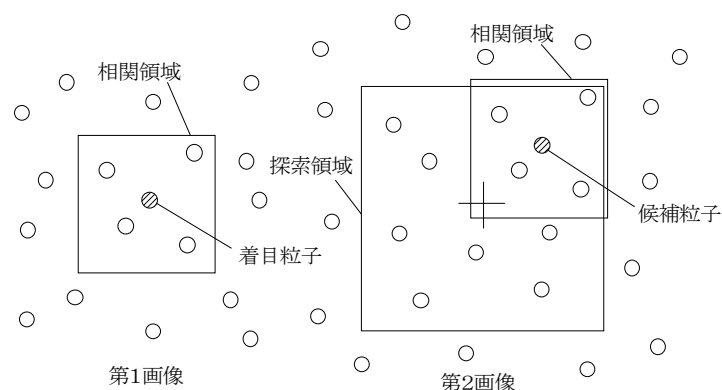


図-1.11 二値化相関法の計測原理

1.3.4 実験装置

本研究の実験に使用した水路は図-1.12 と図-1.13 に示すように、全長 7.5m、幅 0.3m の勾配可変型・長方形断面開水路である。水路勾配は、ケース毎に水路下部にある昇降装置とレベル測量より調節した。水路床には塩化ビニール板を敷き、レーザー光の反射を防ぐため、計測位置の周辺では塩化ビニール板に黒色の塗装を施した。また計測位置近くの片側側面にも、同様に黒色塗装された板を置いた。

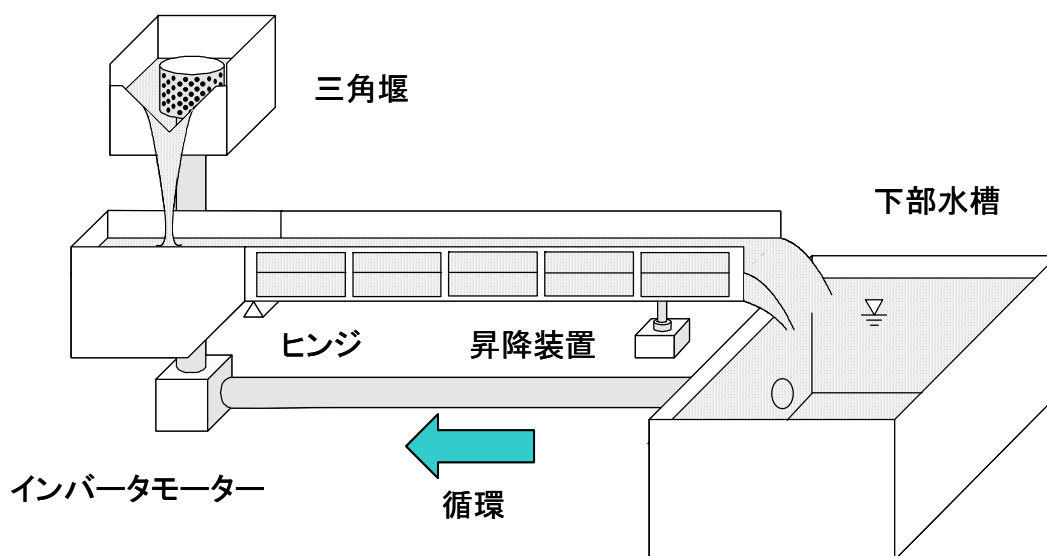


図-1.12 水路全体図

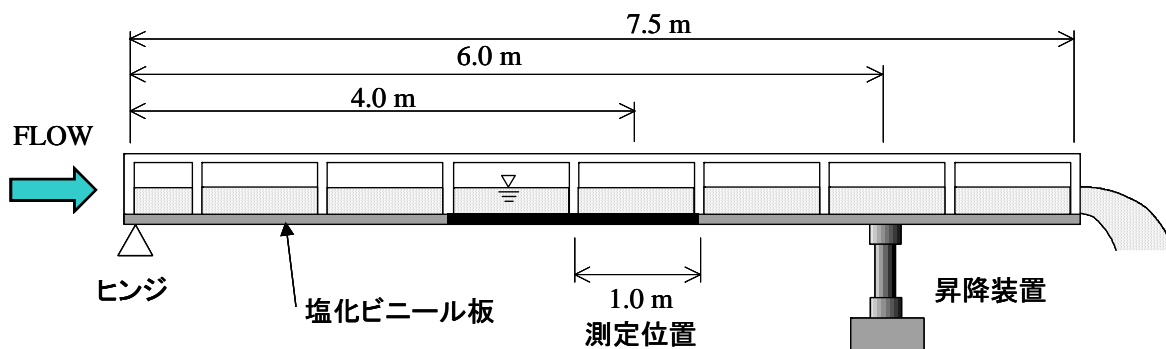


図-1.13 水路縦断面図

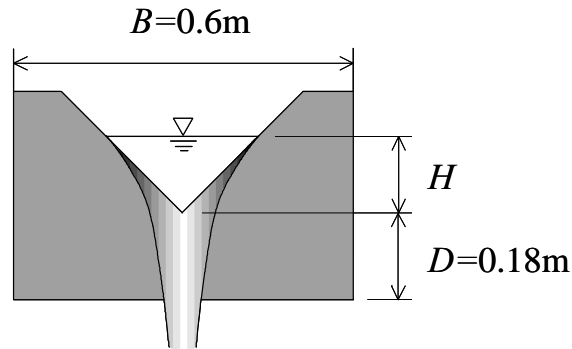


図-1.14 三角堰詳細図

流量はインバータモータを手動で調節することによりコントロールし，流量の測定には水路上流部に設置された三角堰の水位を基に，以下の三角堰の流量式から算出した．

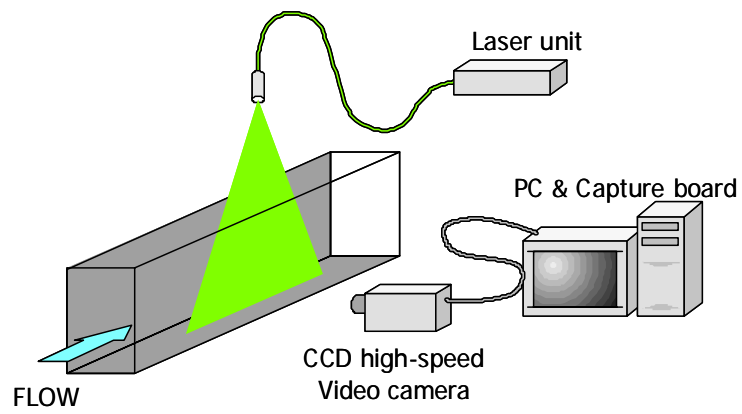
$$Q = K_o H^{5/2} \quad (1.2)$$

ここに， H は越流水深， K_o は流量係数であり，SI単位系では次のように表わされる．

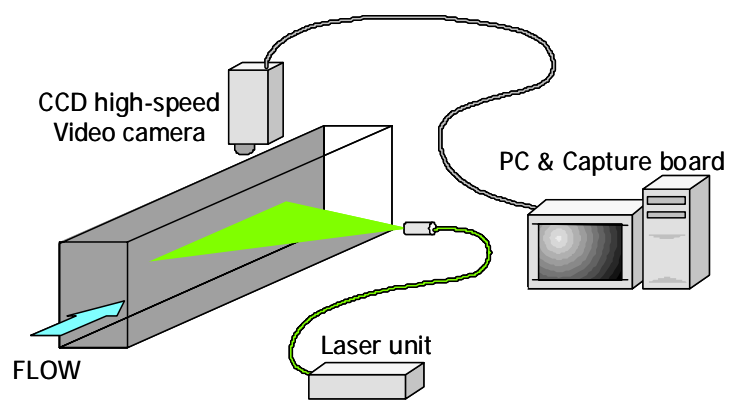
$$K_o = 1.354 + \frac{0.004}{H} + \left(0.14 + \frac{0.2}{\sqrt{D}} \right) \left(\frac{H}{B} - 0.09 \right)^2 \quad (1.3)$$

D は水路底面から堰頂までの高さ， B は水路幅である．この式の適用範囲は， $0.5\text{m} \leq B \leq 1.2\text{m}$ ， $0.1\text{m} \leq D \leq 0.75\text{m}$ ， $0.07\text{m} \leq H \leq 0.26\text{m}$ （ただし $H \leq B/3$ ）である．

本研究の実験に使用した PIV 可視化装置の概要を図-1.15 に示す．計測は高速ビデオカメラを用いてフレームレート 1/200sec で撮影し，連続撮影可能な 3600 枚の画像を得た．この画像は 640 × 480 画素の BMP ファイルとしてハードディスクに記録された後，VISIFLOW (AEA Technology) PIV システムを用いて FFT 相互相関法により画像解析され，約 16 秒間の流速データを取得した．また相関法では検査領域・探査領域を 32 × 32 画素，オーバーラップを 75% として解析した．



(a) 鉛直断面計測



(b) 水平断面計測

図-1.15 PIV可視化装置

本論文の構成

本論文は全体で 6 章から成る.

第 2 章では, 水制により形成されたわんど周辺の流れ構造について述べる. この研究では PIV 計測法を用い, 水平断面と鉛直断面を細かく撮影することによって複断面や水制周辺の 3 次元的流れ構造を解析した. また, 水制の長さと流量を変化させ, その効果について検討した. さらに, 土砂堆積実験を行い, 水制周辺の浮遊砂の局所的堆積状況について述べる.

第 3 章では, 高水敷の一部を掘削した形の高水敷わんど周辺の流れ構造について, 矢田川わんどにおける見地観測と 2 次元数値計算を行い, その結果を比較する. さらに高水敷わんど周辺の流れが複雑かつ土砂輸送が顕著である高水時を対象とし, 流量と水深を変化させ, わんど周辺に見られる 3 次元流れ構造について述べる. また, 流れの 3 次元数値計算を行い, その流れ場における 3 次元的流れ構造の再現を試みた.

第 4 章では, 様々な形状を持つわんどを単純モデル化して, その周辺に生じる 3 次元流れ構造と土砂堆積について実験的検討を行った. 実験結果からわんど周辺の流れ構造と土砂堆積機構について述べる.

第 5 章ではわんどと主流域をつなぐ連絡水路に着目し, 開口部の形状がわんど内の流れ構造と主流との水交換機能に及ぼす影響について述べる.

最後に第 6 章で結論を示す.

第2章 水制により形成されたわんど周辺の流れ構造

2.1 はじめに

わんどは水制の周辺に土砂が堆積して形成される場合もあり、その例として、第1章にも述べたように淀川のわんど群、木曽川の水制群周辺のわんどなどが挙げられる。これらのわんどは現在もその地形の変化が流水や流砂によって進行中であり、わんどの変遷過程を考える上で重要な研究対象となっている¹⁾。近年、豪雨による河川の氾濫災害が多発する中、流下能力を増大させ、河川環境を長期的に維持する目的で、高水敷の一部掘削による河積の拡大工事が各地で行われている。このような掘削により、複断面河道の高水敷と低水路の間に冠水頻度が高い中水敷と呼ばれる空間が形成され、この中水敷に水制が出現した例がある。木曽川水系の一級河川である揖斐川では、高水敷の掘削により大正時代設置されたケレップ水制が出現し、中水敷上に水制が置かれた形の河道が形成された。このような水制を有する複断面河道では、水制の本来の設置目的と河道の通水能向上といった治水面での目的を並立させることが重要な課題となる。また、水制周辺では平水時および洪水時に局所的洗掘や水制域内の土砂堆積が起こり、形成された中水敷は河川平水位との比高によってその後の土砂堆積状況と植生繁茂状況が変化し、再び高水敷化する可能性もある。このような現象はわんどの地形を形成させる過程において重要な手掛かりになっており、したがって、水制周辺の流れ構造や土砂の輸送機構を把握する必要がある。ここでは、水制群周辺の低水路河床の低下と水制間の土砂堆積による高水敷化の進行過程において比高の高い位置に水制が置かれた場合を対象としている。

水制周辺の流れ構造や河床変動については数多くの研究がなされているが^{11),12),13),14)}、ほとんどの研究が低水路流れを対象としたものが多く、本研究のような高水敷上に水制が設けられた場合の研究は少ない。また、複断面河道の流れに関する研究は数多く、2次流構造や大規模平面渦構造などの3次元流れ構造が明らかにされている^{15),16),17),18)}。Weitbrecht¹⁹⁾と Sturm²⁰⁾の研究では高水敷上に水制を設置し、水制周辺の渦構造や局所洗掘、また、高水敷と低水路との境界部流れを2次元的に検討している。しかし、複断面河道と水制周辺の流れ場はその境界部に発生する大規模渦や水はねなどによる複雑な3次元流れ構造が支配的であると思われる。このような複断面水制周辺の流れを把握することが、複断面河道における土砂堆積機構を知る上で重要である。

そこで、本研究では水制を有する複断面河道の流れ構造について実験的研究を行った。PIV計測法を用い、水平断面と鉛直断面を細かく撮影することによって複断面や水制周辺の3次元流れ構造を解析した。また、水制の長さや流量を変化させ、その効果について検討した。さらに、土砂堆積実験を行い、水制周辺の浮遊砂の局所的堆積状況を調べた。

2.2 実験方法および実験条件

実験水路は、長さ 8m, 幅 30cm, 勾配 1/1000 の長方形勾配可変型水路を用いた。水路左岸に幅 20cm の塩ビ板を設置し高さ 2cm の高水敷を作り、水路の中間部、上流端から 4.5～5.0m の範囲に 2 基の水制を設置し水制区間とした。上流側の水制を第 1 水制、下流側の水制を第 2 水制とし、水制モデルの単体は、高水敷上に高さ 2cm, 幅 0.5cm, 長さ 20cm と 10cm のアクリル製板を 33cm の間隔で側壁に対して直角に配置した。実験ケースおよび水制模型配置は図-2.1 に示す通りであり、実験条件を表-1 に示す。水制長さが 20cm の場合がケース A, 10cm の場合をケース B とし、流量 $Q=1.6\text{l/s}$ の越流型水制がシリーズ 1, $Q=0.8\text{l/s}$ の非越流型水制をシリーズ 2 とし、ケース名の後にこの番号を付けている。水制無しの場合は流量 $Q=1.6\text{l/s}$, 低水路水深 6cm をケース H6 とし、流量 $Q=0.8\text{l/s}$, 低水路水深 4cm の場合をケース H4 とした。流れの可視化には、比重 1.02, 粒径 50micron のナイロン樹脂粒子をトレーサーとして用い、厚さ約 3mm のシート状にした 500mW アルゴンレーザー光 (Ion Laser Technology) を開水路鉛直縦断面 (x - z 平面) と水平断面 (x - y 平面) に照射した。レーザーシートの鉛直縦断面の照射位置は全てのケースで 28 断面 (左岸側側壁から $y=10\sim 270\text{mm}$ までの 10mm 間隔と高水敷と低水路の境界面の $y=205\text{mm}$)、水平断面の照射位置は低水路水深 6cm の場合に 11 断面 (河床から $z=5\sim 55\text{mm}$ を 5mm 間隔) を、低水路水深 4cm の場合は 7 断面 (河床から $z=5\sim 35\text{mm}$ を 5mm 間隔) を設定した。これは鉛直断面と水平断面を合成することによってその流れ場に置いての 3 次元流れ構造を捉えるためである。

この可視化画像は高速 CCD カメラを用いて 1 秒間 200 フレームで撮影され、パソコン側のキャプチャーボードにより、ハードディスクに 640×480 画素の BMP ファイルとして記録された。画像計測には VISIFLOW (AEA Technology) PIV システムを用い、相互相関法により画像解析した。相関法では検査エリアを 32×32 画素、オーバーラップは 75% とし、一画素の実長が 0.54687mm/pixel の画像をパソコンのメモリ容量範囲内の連続撮影可能な計 3200 枚、約 16 秒間平均値の流速ベクトルデータを得た後、統計処理した。

砂堆積実験は、固定床において平均粒径 0.075mm の珪砂を用い、上流端に設置した給砂装置から平均 150g/min の給砂を行い、3 時間後に堆積状況を写真撮影した。この実験は、砂をトレーサーとして循環させて局所的堆積状況を調べ、流れとの関係を検討しようとしたもので、平衡的な流砂輸送を対象としたものではない。

表-2.1 実験条件

ケース	流量 $Q(l/s)$	断面平均流速 $U_m(cm/sec)$	低水路水深 $H(cm)$	高水敷水深 $h(cm)$	水制長 $L(cm)$	水路勾配 I
H6	1.6	11.4	6	4	—	1/1000
H4	0.8	10.0	4	2	—	
A1	1.6	11.4	6	4	20	
A2	0.8	10.0	4	2	10	
B1	1.6	11.4	6	4	20	
B2	0.8	10.0	4	2	10	

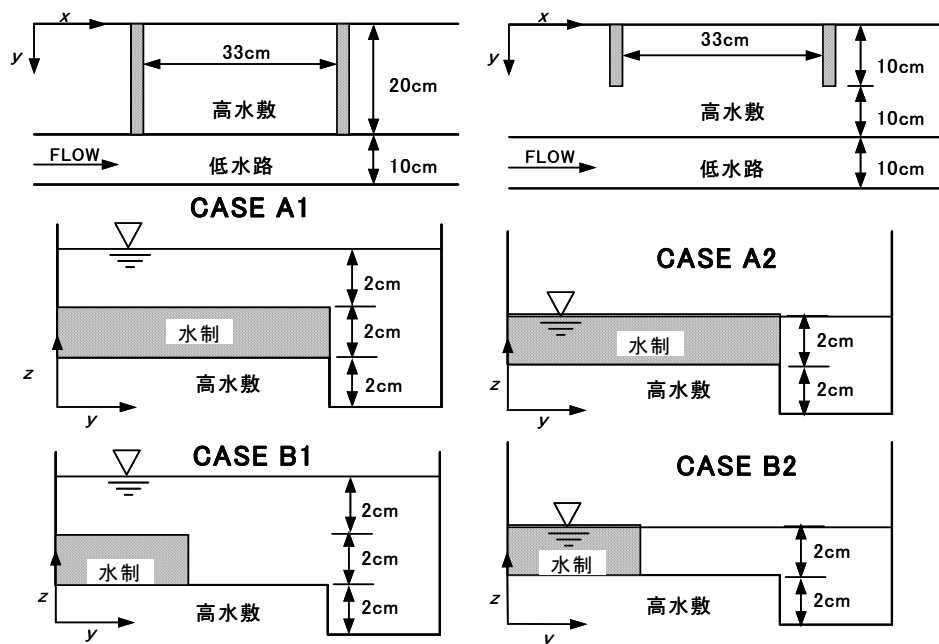


図-2.1 実験ケースおよび水制模型配置図

2.3 複断面河道の流れ構造

本研究では、PIV 計測の水平断面と鉛直断面を細かく撮り、それらの各断面における横断方向速度成分 v と鉛直方向速度成分 w を合成することによって 2 次流を再現することができた。図-2.2 にケース H6 と H4 の 2 次流ベクトルと主流速分布を示す。従来の複断面開水路流れの研究と同様に高水敷と低水路の境界部に斜昇流が見られるが、水深の変化による渦構造は若干異なる傾向が現れた。2 次流ベクトルでは水深の深いケース H6 では斜昇流に伴って生じる高水敷上の反時計回りの渦が形成されているが、水深が浅いケース H4 ではそれが見られず、境界部で水面向きの強い斜昇流が見られる。2 次流速の最大値は H6 で最大流速の 3.4%, H4 で 6.4% であり、H4 の方が大きい。従来報告されている 2 次流速の大きさと同程度である^{16),18)}。主流速分布では、ケース H6 の高水敷上の奥まで速い流速が存在しているのに対し、ケース H4 の高水敷上では全体的に遅い流速を示している。また、ケース H6 と H4 における高水敷の角付近 ($y=20\text{cm}$, $z=2\text{cm}$) の領域に着目するとコンターが低水路側の水面方向へと張り出して分布していることがわかる。これは 2 次流の運動量輸送によるものと考えられる。さらに、最大流速に注目するとケース H4 では低水路中央部の水面付近に存在しているのに対し、水深が深いケース H6 では低水路と高水敷上に発生している。このことは、高水敷の角から上昇した斜昇流が徐々に低水路側と高水敷に向かう流れに分離した結果、水面付近で高水敷に向かう流れが高運動量塊を高水敷上に移流させた結果生じるものと考えられる。

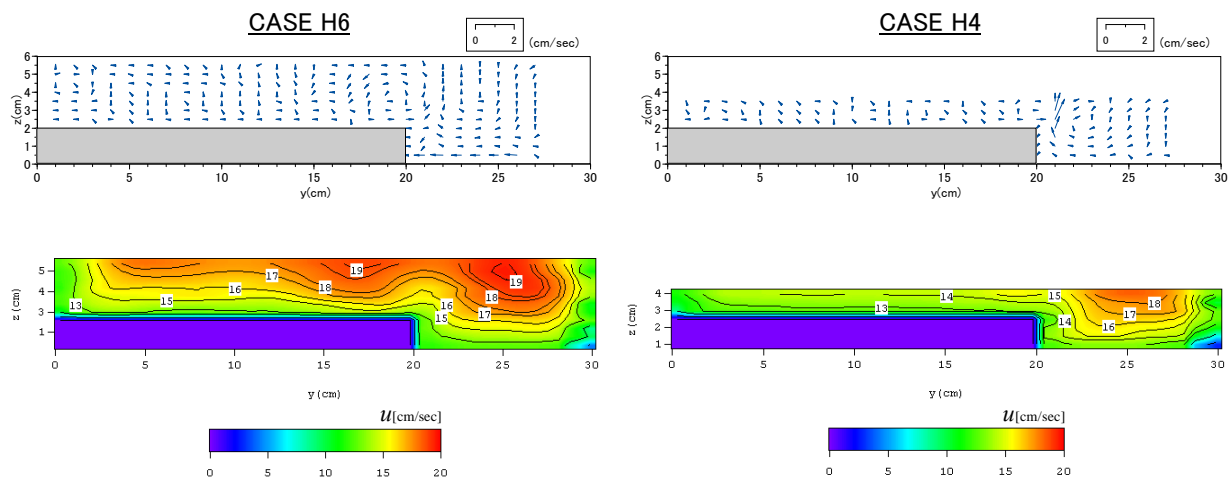


図-2.2 2 次流ベクトルと主流速分布

2.4 高水時に水制を有する複断面河道の流れ構造

2.4.1 平均流速構造

水制を有する複断面流れの場合は複断面流れと水制周辺の流れとの相互作用により複雑な3次元流れ構造が見られる。まず、PIV結果得られた16秒間の時間平均流速ベクトルについて説明する。図-2.3に水制先端部における横断方向流速 v の比較を示す。ここで示す正の値は低水路から高水敷へ向かう流れの流速であり、負の値は低水路に向かう流れの流速である。第1水制で水はねによる v の値は越流型と非越流型ともに水制長が長いケースの方が大きな値を示している。また、水制域内への入り込み（正に値）と低水路へ出て行く流れ（負の値）のパターンが非越流と越流で逆になっているのがわかる。

図-2.4に各ケースにおける $z=25\text{mm}$ での水平断面時間平均流速ベクトルを、図-2.5に短い水制先端部（ $y=105\text{mm}$ ）と高水敷・低水路の境界部（ $y=205\text{mm}$ ）における鉛直断面時間平均流速ベクトルを示す。図-2.3は高水敷から5mm上の断面であり、高水敷上の流れと低水路流れの相互関係をよく捉えたものであると考えられる。全ケースにおいて第一水制の先端部からの水はねが見られるが、その大きさや再付着点の距離は各ケースで異なるパターンを示している。越流型水制のケースA1とB1では水制先端のすぐ後に小さい渦が確認できる。また、第1水制と第2水制の後方に水制頂部を乗り越えた剥離渦の再付着点が $x=15\text{cm}$ と $x=42\text{cm}$ の位置で形成されている。非越流型水制であるケースA2とB2の水平断面では水制域全体をカバーする循環渦が見られるが、長い水制の場合が短い水制より強い回転を示している。ケースB2の場合、第1水制の先端に形成された水はねが下流側 $x=25\text{cm}$ 付近まで達しており、水制長が短い場合でも水はねの影響は低水路まで及んでいる。

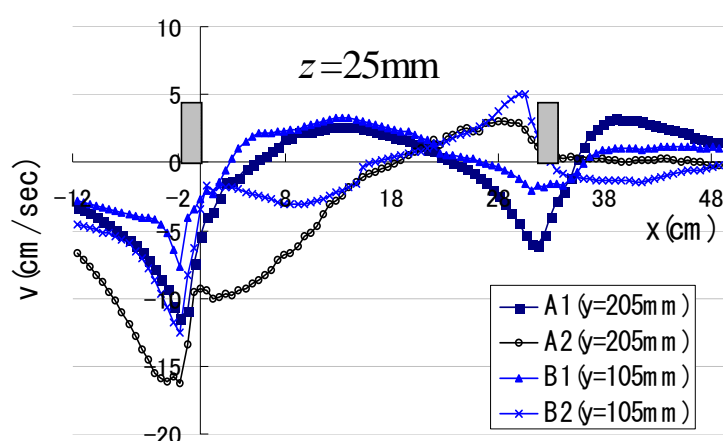


図-2.3 横断方向流速縦断分布

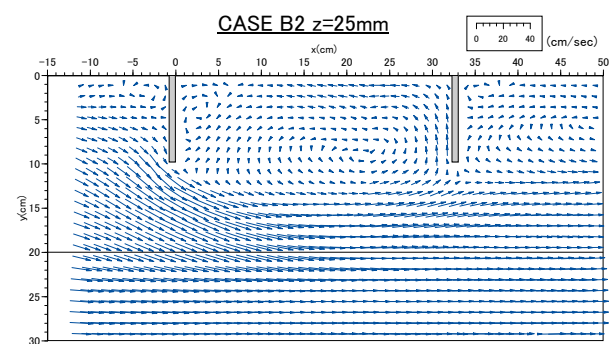
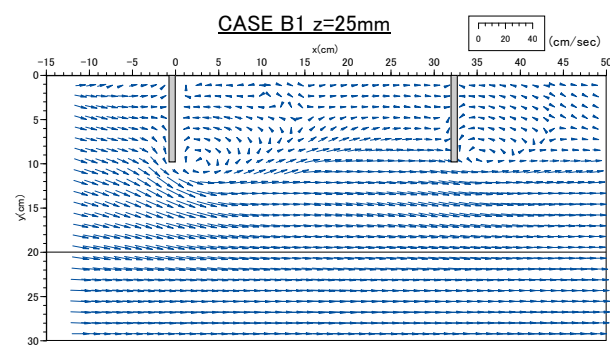
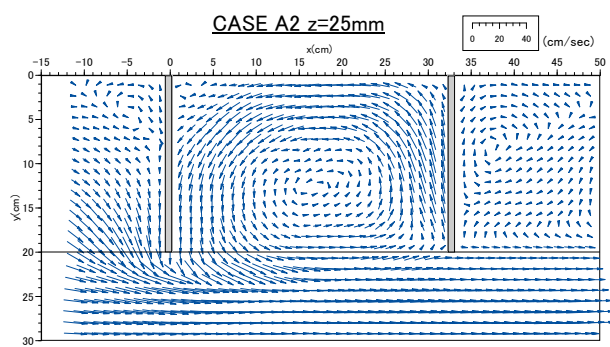
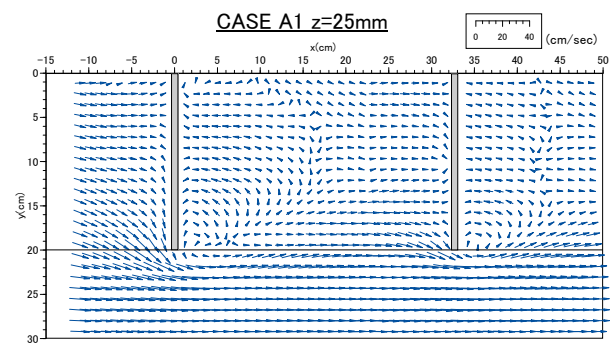


図-2.4 水平断面時間平均流速ベクトル

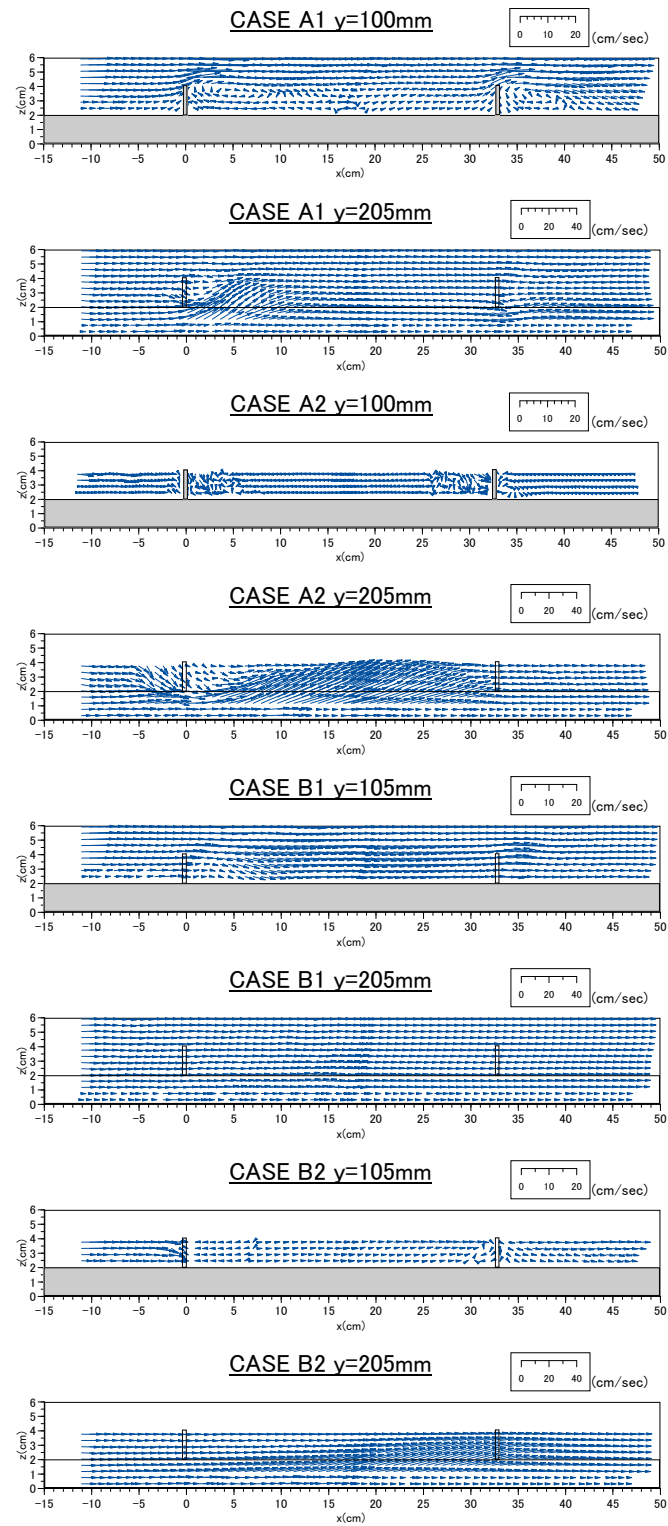


図-2.5 鉛直断面時間平均流速ベクトル

図-2.5 の鉛直断面時間平均流速ベクトルでは、水制域内 ($y=100\text{mm}$) において越流型水制であるケース A1 と B1 の水制のすぐ後に水はねによる剥離渦が現れる。高水敷と低水路の境界部においてケース A1 と A2 の水制の前方で下降流が発生し、水制の後方では上昇流が見られる。ケース A2 では第1水制から第2水制まで強い上昇流が見られる。また、ケース B1 ではその傾向が見られないがケース B2 では高水敷と低水路の境界部の第2水制を過ぎた所まで上昇流が観察できる。ケース B1, B2 の水制先端領域では、ケース A1, A2 のような上昇流が見られず、ケース B1 の第1水制の後方では下降流が現れる。図-2.4 のケース B2 の水平断面ベクトルで示したように第1水制から剥離された低水路に向かう流れ成分が下流側低水路まで維持され、低水路の流れに影響したものと考えられる。このような水制先端で河床底面に潜り込んで再び上昇する流れは水制局所洗掘の原因となる。短い水制の場合は水制の先端が高水敷上に位置しているため、高水敷の維持管理に重大な問題になる。

図-2.6 に複断面と低水路の境界部における鉛直方向流速 w の分布を示す。これは境界部での上昇流（正の値）および下降流（負の値）を示したもので低水路における土砂の巻上げや沈降に大きく関わる。長い水制のケース A1, A2 では第1水制の前方で下降し、後方で上昇している。ケース A1, A2 で、ピークの値はほぼ同じであるが、A2 では水制域内の広い範囲で大きい値をとる。ケース A1 では第2水制領域でも下降と上昇流が見られる。短い水制のケース B1, B2 の第1水制のかなり後ろに上昇流が見られるが、ケース B1 は比較的小さい値であり、B2 では第2水制の前方で大きい値を示している。

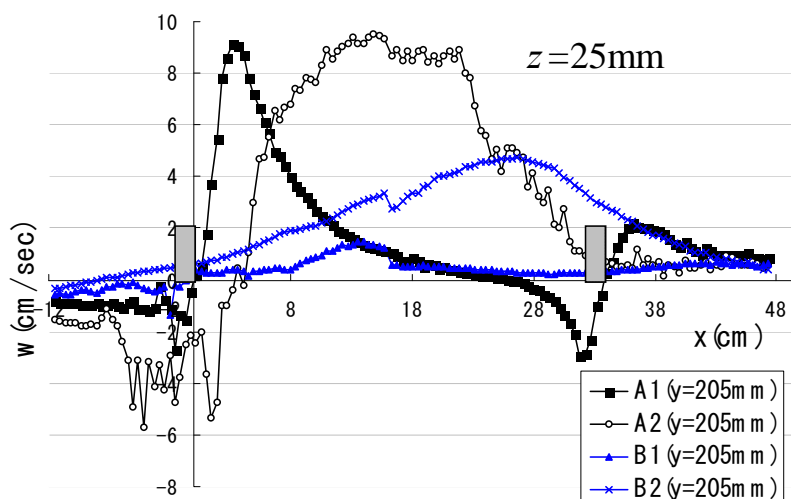


図-2.6 鉛直方向流速縦断分布

2.4.2 浮遊砂堆積状況

土砂堆積実験による浮遊砂堆積形状を図-2.7 に示す。この堆積形状は図-2.3 の水平断面ベクトルで示した流れ構造とよく関係付けられる。ケース A1 と B1 では第 1 水制と第 2 水制の後方で水制の長さに沿って堆積が見られる。これは水制頂点を乗り越えた流砂が水制域内で発生する剥離渦に巻き込まれ、さらに、上流に向かう逆流が原因である。また、水制域内の中央部から見られる堆積のパターンはケース A1 と B1 で同じ傾向を示している。これは、第 1 水制後方で起きる水はねの再付着が原因で水平断面ベクトル図に見られる再付着点を繋ぐ横断線とほぼ一致している。ケース A2 の場合は水制域内で発生する大きい循環渦が支配的で流速が遅くなる中央部に堆積が集中している。しかし、ケース B2 では水制域内下流側に一つの大規模循環渦が見られ、その上流側に遅い流速に伴う薄い堆積形状を示している。

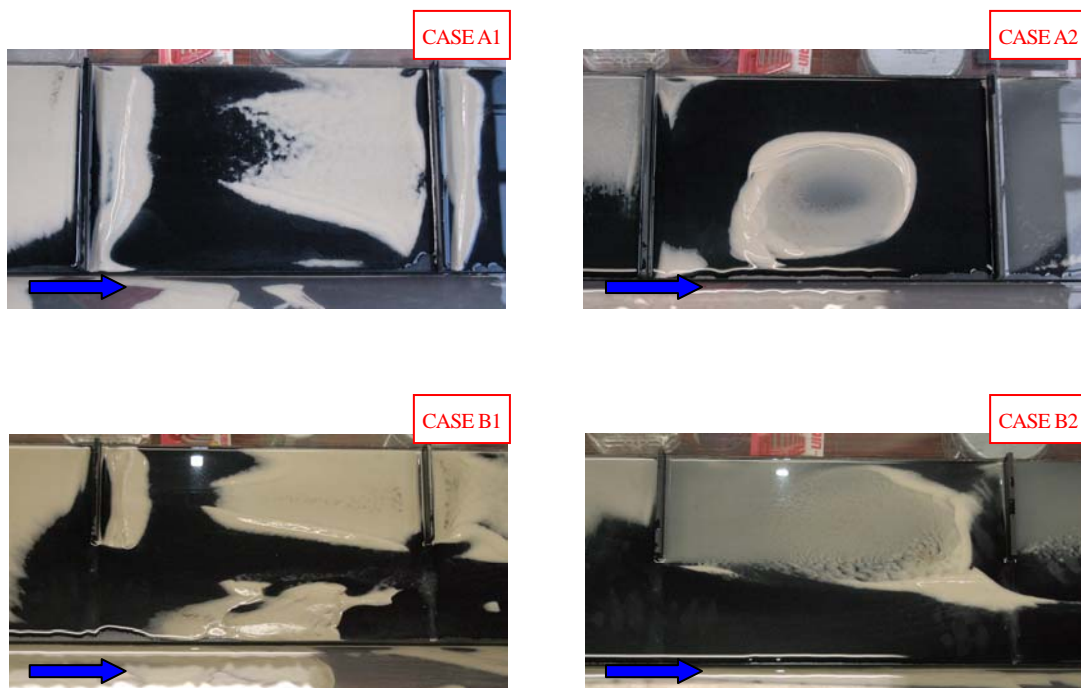


図-2.7 浮遊砂堆積形状

2.4.3 2次流構造

高水敷水制では、水制域内の流体と主流域の流れとの交換および水制頂部の流れとの交換が両方存在し、さらに、複断面流れの特徴である2次流の存在がより複雑な3次元構造を示す。

ここでは、第1水制の上流側から第2水制までの2次流構造について説明する。まず、実験水路の座標系は第1水制の左岸側を $x=0$, $y=0$ とし、流下方向に対して正の値とする。

図-2.8, 図-2.9, 図-2.10, 図-2.11に各ケースにおける2次流ベクトルを示す。まず、長い水制のケースA1, A2は水制の長さで複断面の幅が同じで、水制の先端と高水敷・低水路の境界部が同じ位置であることから水制の水はねによる低水路流れへの影響が大きいと考えられる。ケースA1, A2の第1水制のすぐ後($x=0\text{mm}$)では両方とも $y=20\text{cm}$ の境界部で低水路底面に向かう下降流が発生しているが、下流側に行くにつれて2次流のパターンが変わる。水制域の中間部である $x=150\text{mm}$ では、時計周りの渦が水制先端の上層部に見られる越流型水制のケースA1に対し、ケースA2では低水路の横断面半分にかけて、強い上昇流を伴う渦が形成されている。上流側($x=0\text{mm}$)の低水路底面の境界部に注目すると、高水敷から低水路に向かう比較的強い流れが存在しており、この流れが主流域の流れと相互作用して低水路と高水敷との境界部に渦を形成させ、さらに流下方向へ移動するらせん流の形となって現れる。ケースA1の第2水制の前方($x=320\text{mm}$)では、水制によって妨げられた流れが水面および低水路に向かう流れと変化し、 $x=150\text{mm}$ で見られた渦が消滅されている。

しかし、ケースA2では、第2水制の先方で水制域の奥部に向かう強い流れが形成されており、低水路では規模は小さいが $x=150\text{mm}$ の位置で見られた渦の成分が残されている。短い水制の場合(図-2.9と図-2.10)は、 $x=0$ の位置で水制先端部から低水路に向かう流れが生じ、低水路付近では下降流になって境界部で高水敷高さ程度の渦が形成されているのがわかる。非越流型水制のケースB2の $x=150\text{mm}$ では境界部の渦が発達しているが、越流型のケースB1ではその規模が小さくなっている。むしろ第1水制後方の高水敷中央付近に時計回りの2次流が確認できる。また、ケースB2の $x=320\text{mm}$ の位置では、境界部の上昇流が高水敷上に乗り上げられ、水制の奥部へ向かう流れになっているのに対し、ケースB1では、逆に低水路に向かう流れが見られる。これは越流型水制の第1水制の先端で形成された水はねが、第2水制前方で再び起こることが原因である。

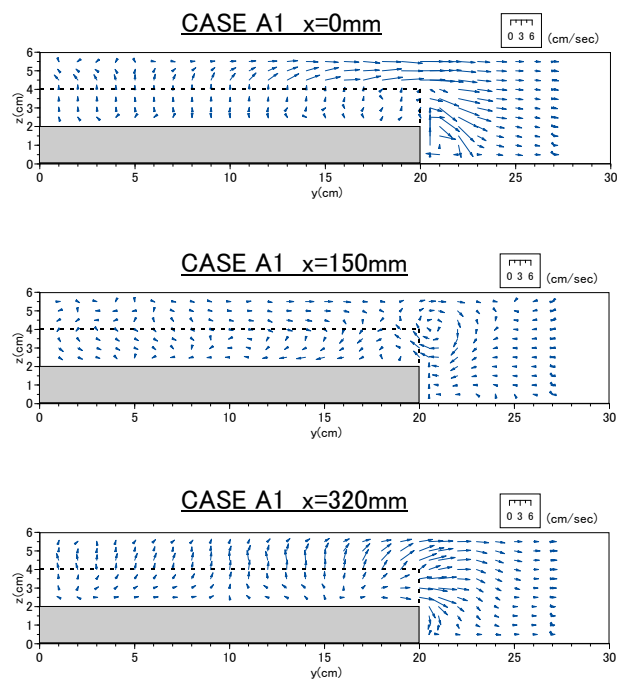


図-2.8 ケース A1 における 2 次流ベクトル

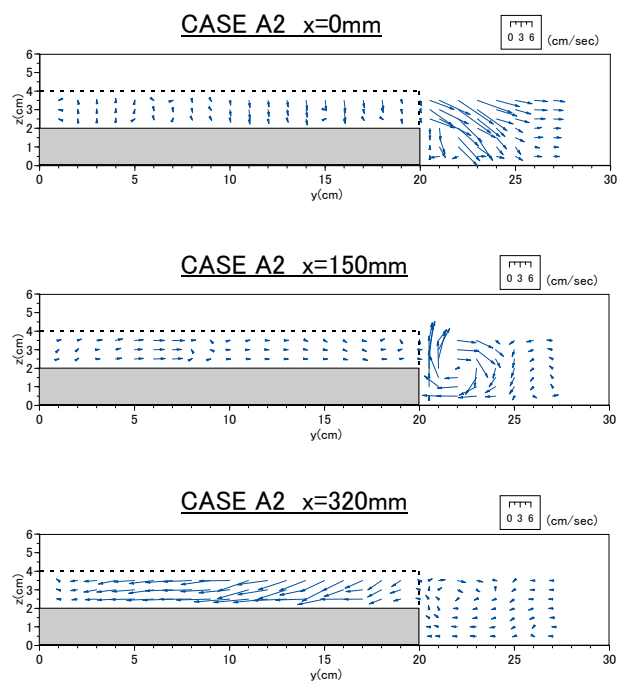


図-2.9 ケース A2 における 2 次流ベクトル

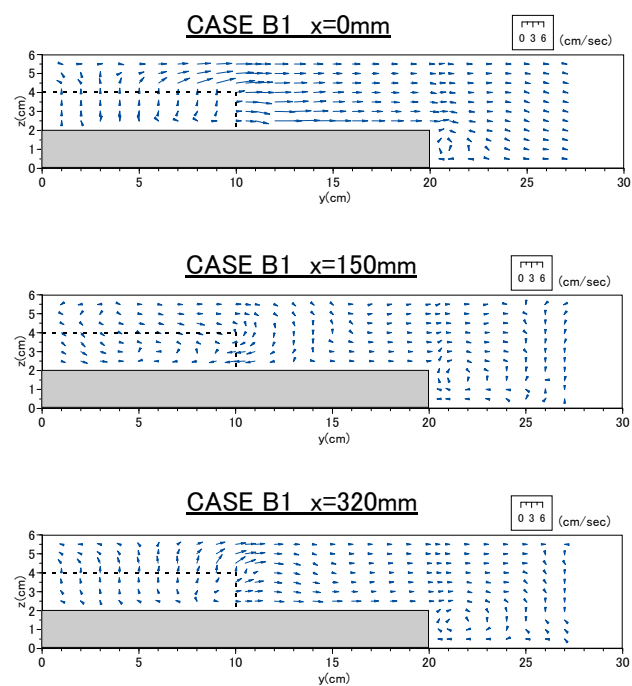


図-2.10 ケース B1 における 2 次流ベクトル

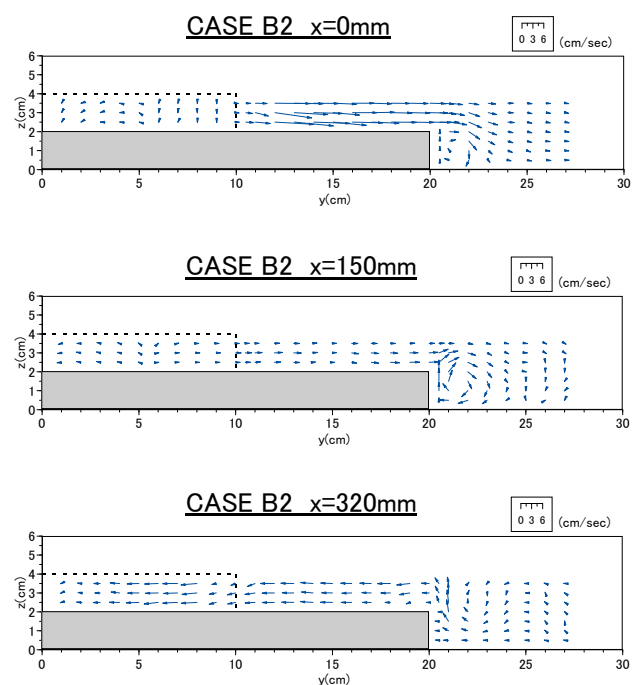


図-2.11 ケース B2 における 2 次流ベクトル

2.5 おわりに

PIV 可視化法によって複断面河道および高水敷上の水制周辺に生じる流れの 3 次元構造を捉えることができた。また、水制の長さや水深を変化させ、その周辺の流れ構造を比較した。水制無しの複断面では典型的な 2 次流構造が捉えられており、水深変化による 2 次流のパターンや高水敷および低水路で生じる最大流速の分布について考察できた。高水敷上に水制があるケースにおいて、長い水制の場合は第 1 水制による水はねの影響は非常に大きく、低水路において強い上昇流や下降流を形成する。一方、短い水制の場合は第 1 水制の水はね効果が高水敷上から低水路の流れにまで及ぼすことがわかった。また、越流型と非越流型それぞれで、水制長さの変化にかかわらず同じパターンの 2 次流構造が見られた。

以上の結果から高水敷上に水制がある場合は水制周辺で生じる流れ構造が高水敷および低水路流れに大きく影響することと、このような流れ構造がもたらす土砂堆積機構についてもある程度予測できることがわかった。しかし、水制を中水敷の維持・形成に利用する上で限られた実験の範囲では不十分な点があり、複々断面のようなより複雑な条件における実験や精度の高い土砂堆積実験を行う必要があると考える。

第3章 複断面河道に設けられたわんど周辺の流れ構造

3.1 はじめに

多様性豊かな河川生態系を保全するための水域の一つであるわんどは、その生態学的な役割の維持のために解決すべきさまざまな水理的問題を抱えている。まず、平水時の流れにおいてはわんど内の水質悪化を抑制しながら魚類の繁殖や稚魚の生殖空間を確保することが重要である。また、出水時にわんど周辺の局所洗掘や堆積する土砂量を最小限にすることによりわんどの安定性を保つことが課題として挙げられる。高水時には掃流砂とともに浮遊砂の輸送が活発であり、低水路と高水敷上を流れる浮遊砂のわんど内への堆積が予想される。このようなわんど内での土砂堆積は植生の侵入を促進させ、最終的にはわんどそのものが埋没される危険性もある。これらの問題を解決するためにはわんど周辺の流れ構造を把握するとともに土砂堆積機構を明らかにする必要がある。

一般にわんどは高水敷を有する複断面河道の高水敷を掘り込むように設置されたものが多いため、大規模出水時に低水路流れと高水敷上の流れによりわんど周辺は複雑な流れが形成される。高水時にわんど周辺に生じる流れの特徴はわんどの上下流部にそれぞれ段落ち、段上がりによる特有な循環流が形成される。また、低水路からわんど内部へ入り込む流れによりわんど域内では大規模渦が形成される。このような流れは水理学的にも特徴のある流れ場であり、わんど流れとして様々な研究が行われている。木村²¹⁾らは開水路死水域内の流れに対し二次元の数値解析を行い、低水時のせん断不安定に起因する渦とセイシュとの共鳴現象などを再現している。禰津²²⁾らはわんどのアスペクト比を変化させ、わんど内の乱流特性と組織渦との関係を求めている。Jalil²³⁾らは、開水路キャビティー内の流れを水深が高水敷より小さい場合と大きい場合とに分けてそれぞれ流れの可視化、流速測定を行い、低水時にはキャビティー内の流れはほぼ二次元的で循環流が生じること、また高水時には鉛直方向の循環流が生じる複雑な流れであることを示している。

わんどにおいては浮遊砂の堆積が問題となるが、掃流砂輸送が活発な河川においてわんどを施工した場合は、拡幅による流速低下により掃流砂がわんどに堆積し閉塞することが懸念される。この場合は浮遊砂堆積に関わる流れ構造とは異なるメカニズムに支配されていると考えられる。しかし、この問題についてはあまり研究されておらず、現地データも少ない。ちょうど愛知県の矢田川では高水敷を掘削して人工わんどが新たに建設されたばかりであり、建設後わんど開口部付近に大規模な砂礫の堆積が発生した。そこで、本章では、矢田川の人工わんど周辺の河床変動の様子や河床材料の変化、流れ構造を現地観測により調査した。また、現地観測により明らかになった問題を詳細に検討するため、現地形状を再現した実験および数値計算を実施し、わんどにおける掃流砂問題について検討した。また、ここではわんど開口部に置き石工が設置されており、これが土砂輸送に及ぼす効果についても検討した。一方、出水時にわんど周辺の現地観測データを得ることは困難であるため、実験により流れの特性を把握する試みが行われている^{24),25),26)}。

また、複断面わんどにおける流れ場の解析や諸現象を理解するためには流れの3次元数値解析が有用であると考えられる。本章では、高水敷わんど周辺の流れ構造が複雑かつ土砂輸送が顕著である高水時を対象とし、流量と水深を変化させ、わんど周辺の流れ構造を実験的に明らかにした。流れ構造についてはPIV法を用いてわんど周辺の流速を詳細に計測し、その3次元流れ構造について検討した。さらに流れの3次元数値計算を行い、その流れ場における3次元流れ構造の再現を試みた。

3.2 高水敷掘削型わんどの事例研究

現地観測は名古屋市内を流れる矢田川に2008年3月に施工された人工わんど周辺で実施した。設置箇所はほぼ直線区間であり、低水路の右岸高水敷を掘削して、図-3.1に示すような形状のわんどを施工した。観測は流れ方向160m区間、河道横断方向65m区間を対象とした。施工された人工わんどの側岸は傾斜を有しており、低水時は開口部100m、奥行き25m、高水時は開口部140m、奥行き35mの台形型である。また、 $x=65\text{m}$ 、 $y=45\text{m}$ には、わんど内に流れを呼び込むために、長さ10m、幅5m、高さ0.8mの砕石を用いた透過性ひし形置石工が設置されている。低水路の幅は約30m、平均河床勾配は1/800である。現地調査として、河床形状、河床材料粒径分布および流速の計測を行った。河床形状の調査は、トータルステーションを用いて流れ方向10m、河道横断方向3m間隔で河床形状の測量を行った。河床材料については、2008年8月、11月および2009年4月に図-3.1中の番号の地点において、河床表面から10cm程度までを採取し、ふるい分け試験により粒径分布を調べた。河床形状の観測の間には何回かの出水があった。観測地点から約1.5km上流の瀬古観測所の水位記録を図-3.2に示す。国土交通省中部地方整備局庄内川河川事務所の水位・流量曲線によれば、1.8mで流量が約50m³/sであり、これ以上の出水は2008年3月から7月の第1回観測前までに12回あった。8月末には水位4.37mの大規模な出水があり、これは

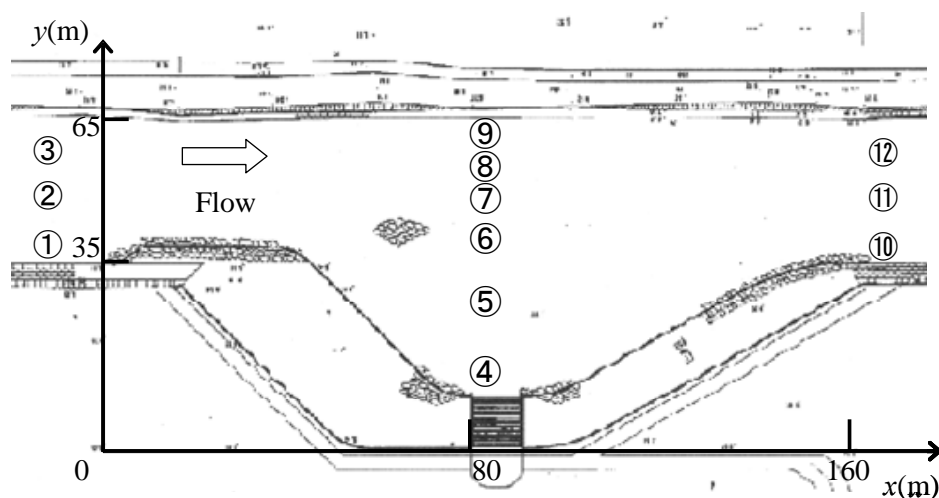


図-3.1 矢田川わんどの平面図

流量 627m³/s に相当し、高水敷高さ 2.8m を大きく越える出水であった。

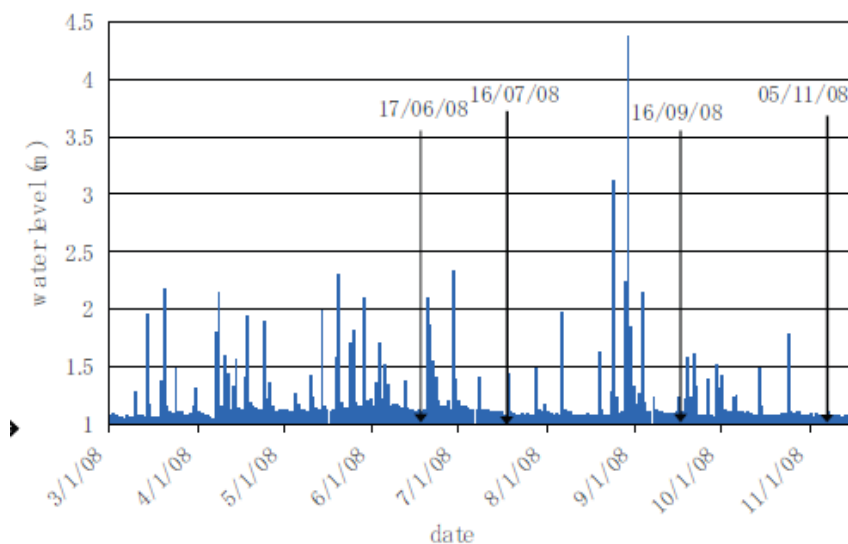
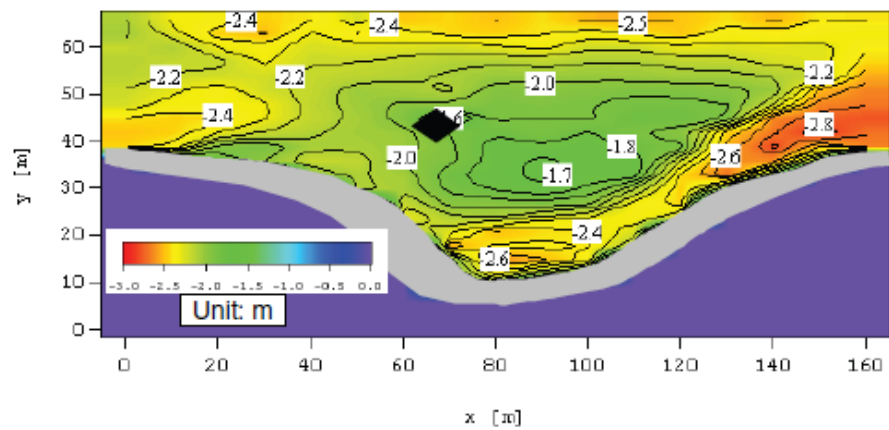


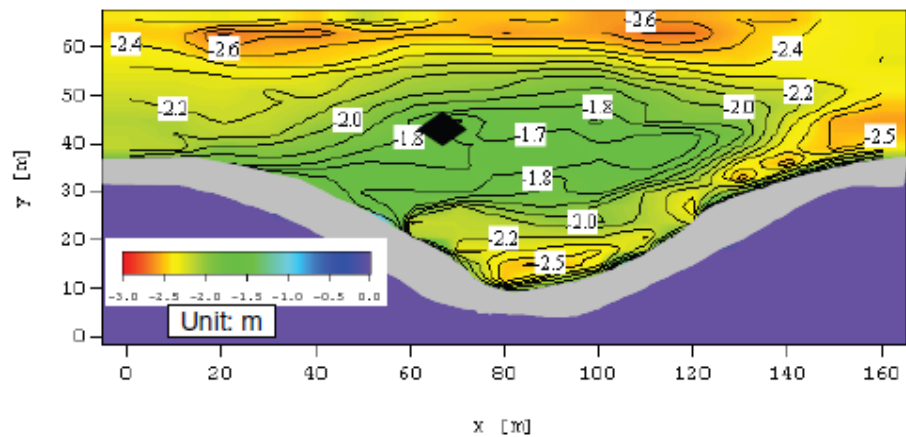
図-3.2 水位変化と観測日

3.2.1 現地観測結果

図-3.3 に河床高計測結果を示す。2008 年 7 月期の河床形状はわんど開口部中央に砂州が広がっている状態である。これに至るまでの経緯は計測を行っていないが、写真による観測から判断すると、まず菱形置き石工の後方に堆積が発生し、これがしだいに下流側およびわんど側へ発達していった経緯が認められる。7 月の河床形状の形成には、河道の急拡による影響とともに、置き石工の影響が大きいものと推測される。平水時に水面に出る砂州形状は、平水時の水深を考慮し、図では河床高が 1.0m 以上とみなせる。わんど開口部の上流側は瀬になっており、下流域は淵を形成している。9 月期では、8 月末の大規模な出水により 7 月に観測されたわんど開口部の瀬に土砂がさらに堆積した。その結果、右岸と砂州がつながり、わんど開口部の上流側が閉塞した。この閉塞に伴い左岸側の上、中流での河床が低下し、淵が創出されている。11 月期では、9 月期からの大きな変化は見られないが、若干の砂州の拡大が確認された。2009 年 4 月期では上流部左岸で河床が浅くなっている。砂州については、全体的にわんど方向に移動しており、わんど領域が狭くなっている。図-3.2 からわかるように、9 月までは比較的大きな出水が頻繁に発生しており、出水の度に堆積量が増加してきたと考えられる。8 月末には高水敷を越える大規模出水があり、9 月の計測では大きく増加し、特にわんどの上流部での堆積が顕著であった。その後 4 月までは出水頻度が小さくなったため増加速度は小さくなっているものの、出水によって堆積量は増加し続けていることがわかる。この段階では砂州高さの増大とわんど側への延伸がみられる。



(a) 2008 年 7 月



(b) 2008 年 11 月

図-3.3 河床形状の変化

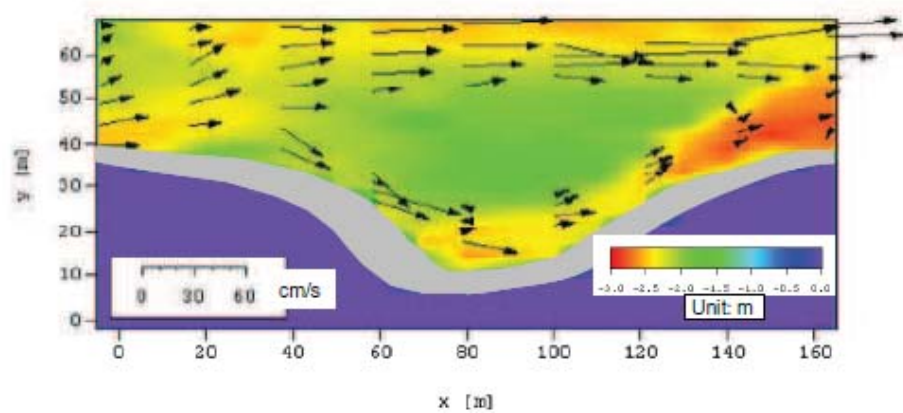


図-3.4 流速ベクトル（見地観測）

流速計測は2008年7月16日,11月5,6日に超音波ドップラー流速計（Nortek 社製 ADV）を用いて行った．計測条件はサンプリング周波数20Hz，サンプリング数4096で205秒間計測している．7月の計測では，鉛直方向には，1点法または2点法により平均流速を求めた．計測された流速ベクトルを図-3.4に示す．7月期はわんど上流部が閉塞していないことから，流れは砂州を回り込むように流れている．わんどの上流部は平瀬状で右岸から左岸の深場へ曲がりながら流れている．わんど入り口の右岸側は早瀬となりわんど内へ流れているが，わんどの下流では水深が深く流速が低下している．

3.2.2 水深平均2次流数値計算

出水時の流れが河床に与える影響を数値計算により検討した．数値計算の基礎方程式には水深平均の平面2次元開水路流れの運動方程式および連続式を用いた．水深平均された開水路平面2次元流れの運動方程式および連続式は次式で表される．

$$\frac{\partial hu}{\partial t} + \frac{\partial hu u}{\partial x} + \frac{\partial huv}{\partial y} = -gh \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h \tau_{xy}}{\partial y} \quad (3-1)$$

$$\frac{\partial hv}{\partial t} + \frac{\partial huv}{\partial x} + \frac{\partial hv v}{\partial y} = -gh \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\tau_{by}}{\rho} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial h \tau_{yy}}{\partial y} \quad (3-2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial hu}{\partial x} + \frac{\partial hv}{\partial y} = 0 \quad (3-3)$$

ここに， $H = h + z$ ：水位

u ：流下方向水深平均流速

v ：横断方向水深平均流速

z ：河床高

h ：水深

ρ ：流体の密度

g ：重力加速度

τ_{bx}, τ_{by} ： x, y 方向の底面せん断応力

$\tau_{xx}, \tau_{xy}, \tau_{yy}$ ：水深平均レイノルズ応力

である．底面せん断応力は Manning 式を用いて以下のように表現する．

$$\frac{\tau_{bx}}{\rho} = \frac{gn^2}{\sqrt[3]{h}} u \sqrt{u^2 + v^2}, \quad \frac{\tau_{by}}{\rho} = \frac{gn^2}{\sqrt[3]{h}} v \sqrt{u^2 + v^2} \quad (n : \text{マンニングの粗度係数}) \quad (3-4)$$

水深平均のレイノルズ応力は渦動粘性モデルを用いて次式のように表す。

$$\tau_{xx} = 2(\nu_t + \nu) \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}k, \quad \tau_{xy} = (\nu_t + \nu) \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right), \quad \tau_{yy} = 2(\nu_t + \nu) \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}k \quad (3-5)$$

ここに ν_t は渦動粘性係数である。渦動粘性係数については、 $k - \varepsilon$ モデルを採用する。

・ $k - \varepsilon$ モデル (2 方程式モデル)

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3-6)$$

C_μ は定数、 ε は水深平均の粘性逸散率である。 k および ε は次の輸送方程式より得られる。

$$\frac{\partial hk}{\partial t} + \frac{\partial hUk}{\partial x} + \frac{\partial hVk}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial hk}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial hk}{\partial y} \right) + P_h + P_k - h\varepsilon \quad (3-7)$$

$$\frac{\partial h\varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial hU\varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial hV\varepsilon}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial h\varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial h\varepsilon}{\partial y} \right) + (C_{\varepsilon 1} P_h - C_{\varepsilon 2} h\varepsilon) + P_\varepsilon \quad (3-8)$$

ここに、 P_h は水深平均の乱れ生成項、 P_k 、 P_ε は k および ε の底面せん断による消失項である。

$$P_h = \frac{\nu_t}{h} \left\{ 2 \left(\frac{\partial hU}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial hV}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial hU}{\partial y} + \frac{\partial hV}{\partial x} \right)^2 \right\} \quad (3-9)$$

$$P_k = \frac{u_*^3}{\sqrt{C_f}} \quad (3-10)$$

$$P_\varepsilon = \frac{C_{\varepsilon 1} C_{\varepsilon 2} \sqrt{C_\mu} u_*^4}{C_f^{3/4} h} \quad (3-11)$$

ここに、 C_f は底面摩擦損失係数であり、マニング式を用いると、

$$C_f = \frac{gn^2}{h^{1/3}} \quad (3-12)$$

また，摩擦速度は

$$u_* = \frac{\sqrt{gn}}{h^{1/6}} \sqrt{u^2 + v^2} \quad (3-13)$$

と表される．上記の定数は表 3.1 のように設定した．

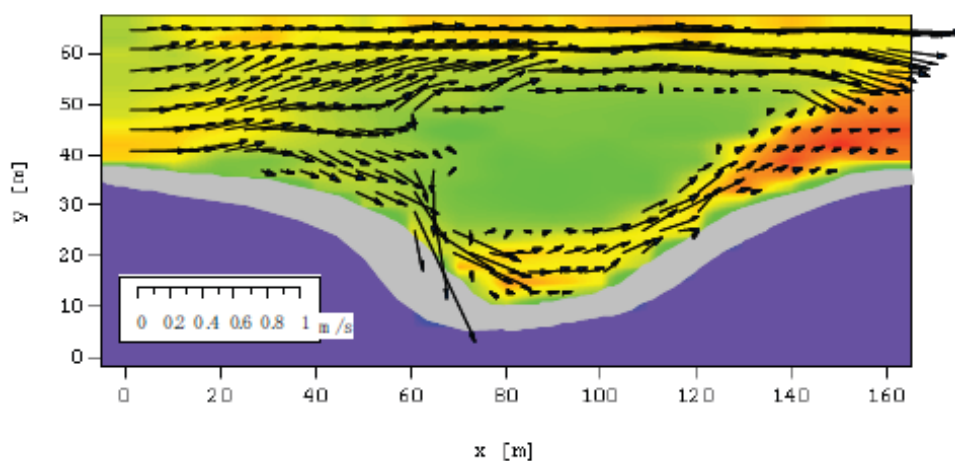
表 3.1 各種定数とその値

C_μ	σ_k	σ_ε	$C_{\varepsilon l}$	$C_{\varepsilon 2}$	$C_{\varepsilon \Gamma}$
0.09	1	1.3	1.44	1.92	3.6

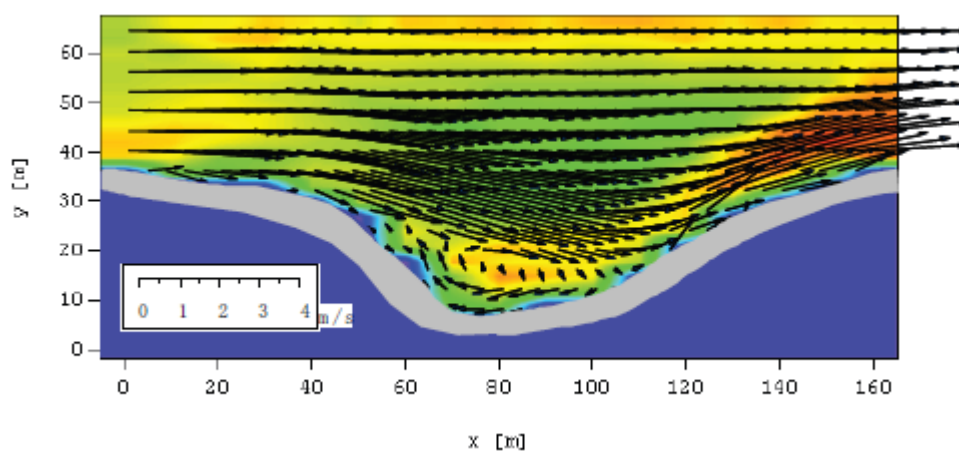
3.2.3 実験結果と数値計算の比較

まず、平水時において数値モデルの妥当性の検証を行うこととし、観測より得られた7月の河床形状を用いて、流量 $Q=2.4\text{m}^3/\text{s}$ 、下流端水深 $h_0=0.75\text{m}$ として計算を行った。次に、低水路が満水となる出水を想定した計算条件として、流量 $Q=150\text{m}^3/\text{s}$ 、下流端水深 $h_0=2.0\text{m}$ とした。図-3.5に両ケースの数値計算結果の流速ベクトルを示す。わんど上流入口の早瀬上の流れが過大評価となっているものの、全体としては良好な再現性を示している。

平水時では、観測で確認されたわんど内での流速低下や高速域が上流部右岸から中流部左岸に遷移していく流れが再現されている。一方、出水時は砂州上にも流れが見られ、砂州前半部の流れはわんどに向かう流れ構造になっている。そのため、渦の発生領域はわんど奥部に限られる。また砂州後半部の流れはわんど下流側壁に沿い主流側へ向かい加速されている。



(a) 平水時



(b) 出水時

図-3.5 流速ベクトル（数値計算）

また、出水時に河床変動が発生すると考えられるが、出水時の現地観測は非常に困難であるため、実験により出水が河床に与える影響について検討した。また砂州の形成に影響を与えたと考えられるひし型置石工の効果についても検討した。実験には全長13m、幅0.6m、高さ0.3mの水路を使用し、フルードの相似則に従い現地形状を再現した歪み模型を作成した。歪み模型の縮尺は水平縮尺1/117、鉛直縮尺1/36である。水路の河床は平坦固定床とし、河床勾配は1/800である。置石工は、長さ10cm、幅8cm、高さ4cmの不透過ひし型柱模型を用い、 $x=45\text{cm}$ 、 $y=38\text{cm}$ に設置した。流量は $Q=0.006\text{m}^3/\text{s}$ 、水深は $h=5.5\text{cm}$ とし、この水理条件は現地河川で低水路満水となる $Q=150\text{m}^3/\text{s}$ 、 $h=2.0\text{m}$ を想定している。

ここでは、実験結果と数値計算結果の流れ構造について比較を行う。図-3.6に $z=1.0\text{cm}$ における実験結果の流速ベクトルを、図-3.7に数値計算結果の流速ベクトルを示す。実験と数値計算の結果からみると両方とも置石工を設置していない場合は、主流部からわんど内に流入する流れは下流部のみで確認される。わんど内では主流部に対する流速の低下、および再循環渦の発生が確認される。またわんど下流部と主流部の境界では、わんどに向かう流れが主流側に方向を変えたとともに、河道幅の減少に伴い加速される。一方、置石工を設置した場合は、置石工の影響により流れが分断され、わんど内に流れが流入している。これに伴ってわんど内では横断方向の幅が縮小した再循環渦が形成されている。また、置石工の背後では流速の低下や置石工の後方に入り込む流れが確認される。置石工の前後で流向の違いが見られるものの、全体としては良好な再現性を示している。

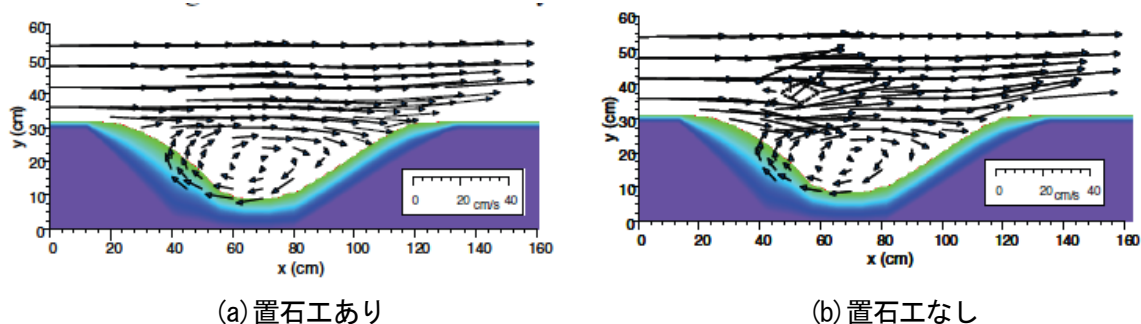


図-3.6 流速ベクトル（実験結果）

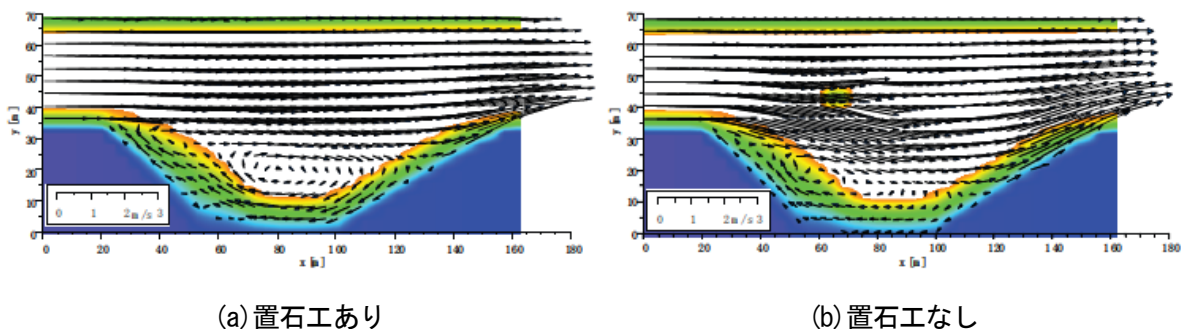


図-3.7 流速ベクトル（計算結果）

次に、計算による底面せん断応力 τ_{bx} の計算結果を図-3.8に示す。上流域の右岸では、水深が浅い領域が広がっており τ_{bx} の値が大きく、わんど内へ張り出す形で減少している。わんど内および砂州後半部では小さな値となり、下流出口に沿って再び増大している。計算領域の河床材料の平均粒径は3.30mm で、限界掃流力 τ_c は岩垣の式より2.67N/m²あることから、河床変動はほぼ全域で発生すると考えられる。上流域で流出した掃流砂が、砂州の右岸側外縁に沿いわんど側へ輸送され、わんど内で発生している渦構造により堆積すると考えられる。

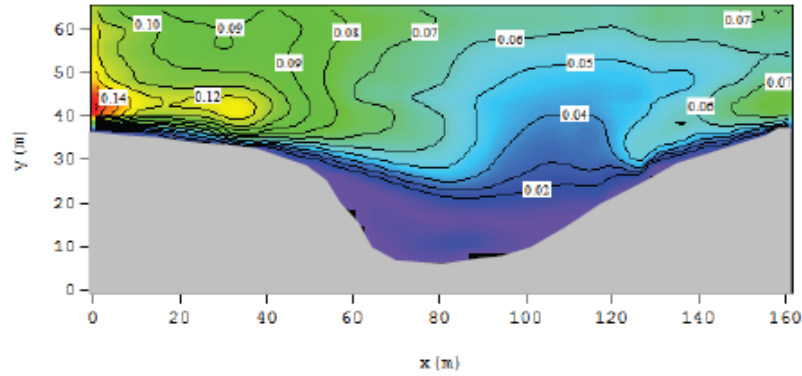


図-3.8 出水時の底面せん断応力分布 τ_{bx}

次に、7月の河床形状を初期条件として2次元河床変動計算を行った。計算には流砂の連続式および流砂量式として Meyer-peter・Müller の式を用いた。

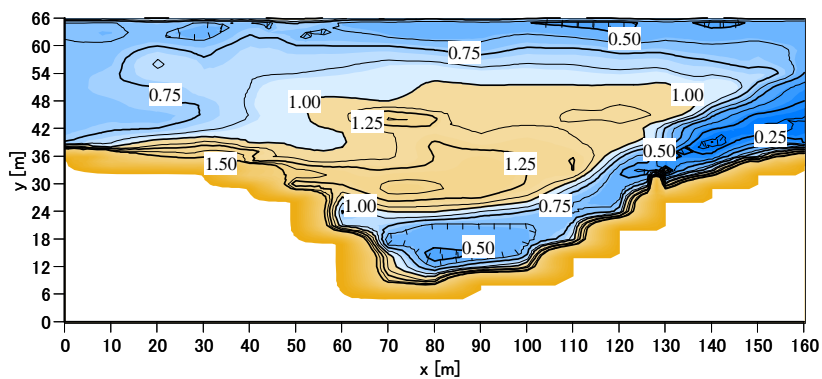
$$\frac{\partial z}{\partial t} + \frac{1}{(1-\lambda)} \left(\frac{\partial q_{Bx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{By}}{\partial y} \right) = 0 \quad (3-14)$$

$$\frac{q_B}{\sqrt{s}gd^3} = 8(\tau_*' - \tau_{*c})^{1.5} \quad (3-15)$$

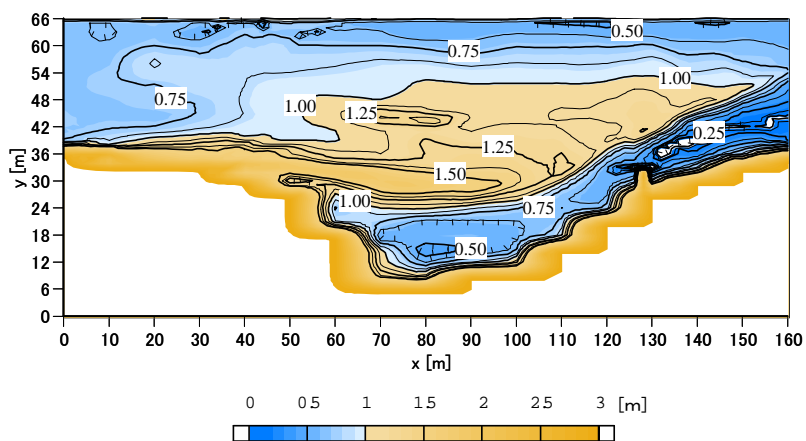
$$q_{Bx} = \frac{U}{\sqrt{U^2 + V^2}} q_B, \quad q_{By} = \frac{V}{\sqrt{U^2 + V^2}} q_B \quad (3-16)$$

ここに、 q_B は主方向の単位幅流砂量、 q_{Bx} と q_{By} はその x 方向および y 方向成分、 λ は空隙率、 s は砂の水中比重、 d は砂の粒径、 τ_*' は有効底面せん断応力、 τ_{*c} 無次元限界掃流力である。今回の計算では二次流の効果や河床勾配の効果は考慮せず、流砂輸送方向を流速ベクトルの方向と一

致させた。出水時の流れの計算と同様の条件で2時間および4時間経過後の河床形状計算結果を図-3.9に示す。9月の観測で得られた河床形状と同じように、わんど上流部においての砂の堆積が現れ、砂州と右岸がつながり、わんど側へ堆積が進行する過程が再現される。



(a) $t=2\text{hr}$ における河床高



(b) $t=4\text{hr}$ における河床高

図-3.9 河床変動数値計算結果

3.3 高水敷わんどを越流する場合の3次元流れ構造

3.3.1 実験方法および実験条件

実験水路は、長さ8m、幅30cm、勾配1/1000の長方形勾配可変型水路を用いた。水路左岸に幅20cmの塩ビ板を設置し高さ4cmの高水敷を作り、水路の中間部、上流端から5.0mのところに高水敷を掘り込むようにわんど区間を設けた。わんどモデルは開口部長さ15cm、奥行き10cmの長方形わんどである。実験水路におけるわんどの配置は図-3.10に示す通りであり、実験条件を表-3.2に示す。水深 $H=6.5\text{cm}$, $H=7.5\text{cm}$, $H=8.5\text{cm}$ に対しそれぞれの流量を $Q=1.7\text{l/s}$, $Q=2.5\text{l/s}$, $Q=3.7\text{l/s}$ とした。これは実河川で見られる大規模出水時の増水過程を想定した水理条件である。座標系としては、流下方向に x 軸を、横断方向に y 軸を、 x 軸と垂直上向きを z 軸とした。流れの可視化には、比重1.02、粒径80micronのナイロン樹脂粒子をトレーサとして用い、厚さ約3mmのシート状にした500mW アルゴンレーザー光(Ion Laser Technology)を開水路鉛直縦断面(x - z 平面)と水平断面(x - y 平面)に照射した。レーザーシートの鉛直縦断面の照射位置は全てのケースで29断面(左岸側側壁から $y=1\sim 29\text{cm}$ までの1cm間隔)、水平断面の照射位置は低水路水深6.5cmの場合に12断面(河床から $z=0.5\sim 6\text{cm}$ までの0.5m間隔)を、低水路水深7.5cmの場合は14断面(河床から $z=0.5\sim 7\text{cm}$ までの0.5cm)を、低水路水深8.5cmの場合は16断面(河床から $z=0.5\sim 8\text{cm}$ までの5cm)を設定した。これは鉛直断面と水平断面を合成することによってその流れ場における3次元流れ構造を捉えるためである。

この可視化画像は高速 CCD カメラを用いて 1 秒間 200 フレームで撮影され、パソコン側のキャプチャーボードにより、ハードディスクに 640×480 画素の BMP ファイルとして記録された。画像計測には VISIFLOW (AEA Technology) PIV システムを用い、相互相関法により画像解析した。相関法では検査エリアを 32×32 画素、オーバーラップは 75%とし、一画素の実長が 0.54687mm/pixel の画像をパソコンのメモリ容量範囲内の連続撮影可能な計 3200 枚、約 16 秒間平均値の流速ベクトルデータを得た後、統計処理した。

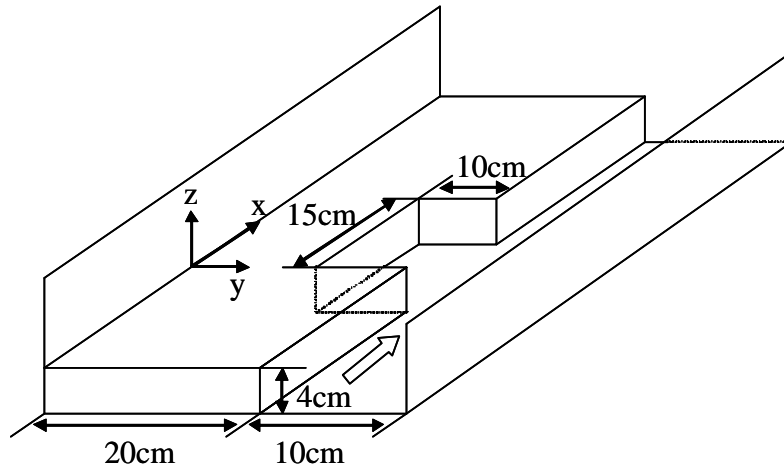


図-3.10 実験水路

表-3.2 実験条件

CASE	HW6	HW7	HW8
$Q(\text{cm}^3/\text{s})$	1685	2504	3711
$H(\text{cm})$	6.5	7.5	8.5
$h(\text{cm})$	2.5	3.5	4.5
$U_m(\text{cm/s})$	25.92	33.39	43.66
$U_f(\text{cm/s})$	14.65	17.27	21.21
I	1/1000		

3.3.2 3次元乱流モデルによる数値計算方法

本研究では高水時のわんど周辺に生じる3次元性の強い流れ構造を予測するため、3次元数値計算を試みた。3次元乱流の数値計算には様々な計算手法があるが、ここでは低コストで比較的簡単な標準型 $k-\varepsilon$ モデルを採用し、その流れ場における数値計算手法の妥当性について実験結果と比較したものである。計算条件は実験条件と同じ水理条件で行った。

(1) 基礎方程式

$k-\varepsilon$ モデルの基礎式は、連続式、運動方程式、 k 方程式、 ε 方程式から構成される。これらの式を以下に示す。

① 連続式

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial W}{\partial z} = 0 \quad (3-17)$$

② 運動方程式

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial UU}{\partial x} + \frac{\partial UV}{\partial y} + \frac{\partial UW}{\partial z} = -g \frac{\partial H}{\partial x} - F_x + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yx}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right) \quad (3-18)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + \frac{\partial UV}{\partial x} + \frac{\partial VV}{\partial y} + \frac{\partial WV}{\partial z} = -g \frac{\partial H}{\partial y} - F_y + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zy}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) \quad (3-19)$$

$$\frac{\partial W}{\partial t} + \frac{\partial UW}{\partial x} + \frac{\partial VW}{\partial y} + \frac{\partial WW}{\partial z} = -g \frac{\partial H}{\partial z} - F_z + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{xz}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{yz}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 W}{\partial z^2} \right) \quad (3-20)$$

③ レイノルズ応力（渦動粘性モデル）

$$\frac{\tau_{xx}}{\rho} = -\overline{u^2} = 2\nu_{txx} \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right) - \frac{2}{3}k \quad (3-21)$$

$$\frac{\tau_{yy}}{\rho} = -\overline{v^2} = 2\nu_{tyy} \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right) - \frac{2}{3}k \quad (3-22)$$

$$\frac{\tau_{zz}}{\rho} = -\overline{w^2} = 2\nu_{tzz} \left(\frac{\partial W}{\partial z} \right) - \frac{2}{3}k \quad (3-23)$$

$$\frac{\tau_{yx}}{\rho} = \frac{\tau_{xy}}{\rho} = -\overline{uv} = \nu_{txy} \left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x} \right) \quad (3-24)$$

$$\frac{\tau_{zy}}{\rho} = \frac{\tau_{yz}}{\rho} = -\overline{vw} = \nu_{tyz} \left(\frac{\partial W}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial z} \right) \quad (3-25)$$

$$\frac{\tau_{xz}}{\rho} = \frac{\tau_{zx}}{\rho} = -\overline{uw} = \nu_{tzx} \left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial W}{\partial x} \right) \quad (3-26)$$

④ 乱れエネルギー

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{u^2} + \overline{v^2} + \overline{w^2} \right) \quad (3-27)$$

⑤ 渦動粘性係数 (2 方程式)

$$\nu_{txx} = \nu_{t yy} = \nu_{tzz} = \nu_{txy} = \nu_{tyz} = \nu_{t zx} = \nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3-28)$$

⑥ 乱れエネルギー k の輸送方程式

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial U k}{\partial x} + \frac{\partial V k}{\partial y} + \frac{\partial W k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial z} \right) + P_k - \varepsilon \quad (3-29)$$

ここで,

$$P_k = -\overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \quad : \text{乱れの生成率} \quad (3-30)$$

ε : 乱れエネルギーの逸散率

⑦ 逸散率 ε の輸送方程式

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial U \varepsilon}{\partial x} + \frac{\partial V \varepsilon}{\partial y} + \frac{\partial W \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad (3-31)$$

⑧ モデル定数の値

$$C_\mu : 0.09, \quad \sigma_k : 1.0, \quad \sigma_\varepsilon : 1.3, \quad C_{\varepsilon 1} : 1.44, \quad C_{\varepsilon 2} : 1.92$$

(2) 基礎方程式の一般形表示

基礎方程式(3-17)～(3-20)を一般保存式(3-23)の形に当てはめると、未知変数 U 、 V 、 W 、 H に関する同型の輸送方程式で表すことができる。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(U\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(V\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(W\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) = S_\Phi \quad (3-32)$$

ここに、 Φ は輸送される変数であり、 S_Φ はこれに対する外力項、 Γ は有効粘性係数であり、それぞれについて以下のように書き表せる。

U 方程式： $\Phi = U$ ， $\Gamma = \nu_t$

$$S_\Phi = -g \frac{\partial H}{\partial x} - F_x + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial W}{\partial x} \right) \quad (3-33)$$

V 方程式： $\Phi = V$ ， $\Gamma = \nu_t$

$$S_\Phi = -g \frac{\partial H}{\partial y} - F_y + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial V}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial W}{\partial y} \right) \quad (3-34)$$

W 方程式： $\Phi = W$ ， $\Gamma = \nu_t$

$$S_\Phi = -g \frac{\partial H}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\nu_t \frac{\partial U}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu_t \frac{\partial V}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial W}{\partial z} \right) \quad (3-35)$$

連続式： $\Phi = 1$ ， $\Gamma = 0$

$$S_\Phi = 0 \quad (3-36)$$

k 方程式： $\Phi = k$ ， $\Gamma = \nu_t / \sigma_k$

$$S_\Phi = P_k - \varepsilon \quad (3-37)$$

ε 方程式： $\Phi = \varepsilon$ ， $\Gamma = \nu_t / \sigma_k$

$$S_\Phi = \frac{\varepsilon}{k} [C_1 \{P_k - \varepsilon\} - C_2 \varepsilon] \quad (3-38)$$

(3) 基礎方程式の離散化

先に示した一般保存式に対して有限体積法（コントロールボリューム法）による離散化を行う．各変数の配置にはスタッガード格子を用いる．格子の設定に際しては図-3.11 に示すように，まずコントロールボリュームの検査面を境界面と重なるように設定した後，区分されたコントロールボリュームの中心に圧力，水深等のスカラー量を定義するスカラー格子点をおく．各速度成分はそれに垂直な検査面上で定義するので，面上での圧力計算では速度を内挿しなくてよい．スタッガード格子配列では，各速度成分がその上流と下流の圧力差により強く支配されるという物理的効果を合理的に表しており，波状圧力場の形成を防止することができる．

一般保存形式を有限体積法で離散化するにあたり，図-3.11 の実線で囲む U-コントロールボリュームに注目する．それぞれの変数の定義格子点については大文字（S, N, W, E, B, T）を，検査面については小文字（s, n, w, e, b, t）を添字として用いる．微小時間を対象に時刻 t から $t+\Delta t$ まで積分し，コントロールボリュームに対して x 方向には検査面 w から e まで， y 方向には検査面 s から n まで， z 方向には b から t まで積分した後，時間刻み Δt で割ると次式のようになる．

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial \Phi}{\partial t} dx dy dz dt + \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(U\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(V\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(W\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \right\} dx dy dz dt = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e S_\Phi dx dy dz dt \end{aligned} \quad (3-39)$$

式(3-30)の第1項は非定常項，第2項は対流および拡散項，第3項は生成項を表している．時間積分には完全陰解法を採用し，時間 Δt 後における値は添字を省略し，現在時刻に関しては上付添字 0 を付すこととする．

それぞれの項について離散化すると以下ようになる．本研究では，水深を固定し圧力勾配のみを考慮した計算と水面勾配を考慮した計算を行った，水深は圧力から算出し水面勾配の変化とともに格子の修正を行う．ここで，水深を固定した計算では $\Delta z_e = \Delta z_w$ ， $\Delta z_n = \Delta z_s$ とする．

非定常項：

$$\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \frac{\partial \Phi}{\partial t} dx dy dz dt = \frac{\Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta t} (\Phi_P - \Phi_P^0) \quad (3-40)$$

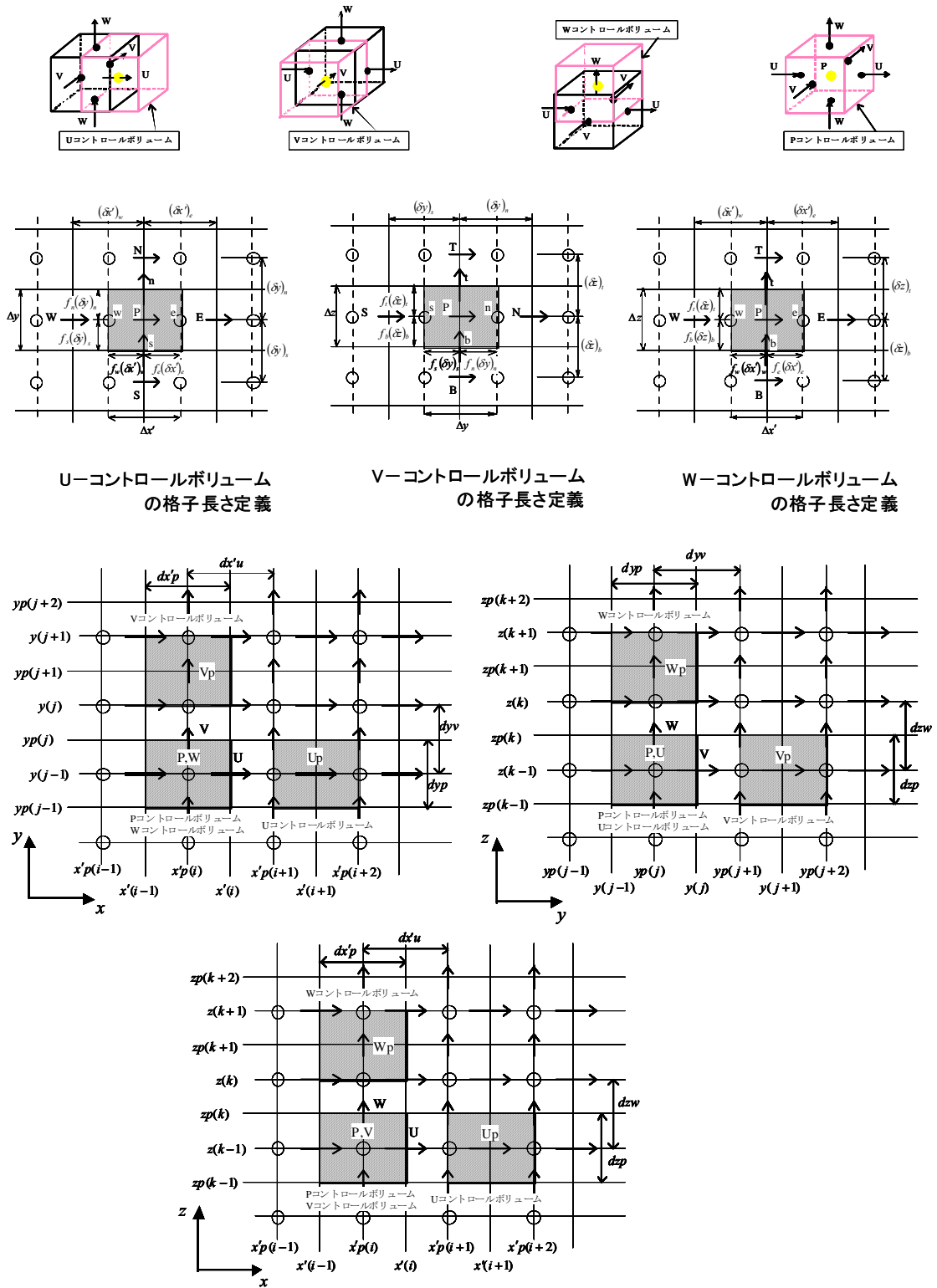


図-3.11 スタッガード格子

対流および拡散項：

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \int_b^t \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(U\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(V\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(W\Phi - \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) \right\} dx dy dz dt \\
&= \Delta y \left[U_e \{f_e \Phi_E + (1-f_e)\Phi_P\} \Delta z_e - \frac{\Gamma_e (\Phi_E - \Phi_P) \Delta z_e}{(\delta x)_e} - U_w \{f_w \Phi_W + (1-f_w)\Phi_P\} \Delta z_w - \frac{\Gamma_w (\Phi_P - \Phi_W) \Delta z_w}{(\delta x)_w} \right] \\
&+ \Delta x \left[V_n \{f_n \Phi_N + (1-f_n)\Phi_P\} \Delta z_n - \frac{\Gamma_n (\Phi_N - \Phi_P) \Delta z_n}{(\delta y)_n} - V_s \{f_s \Phi_S + (1-f_s)\Phi_P\} \Delta z_s - \frac{\Gamma_s (\Phi_P - \Phi_S) \Delta z_s}{(\delta y)_s} \right] \\
&+ \Delta x \Delta y \left[W_t \{f_t \Phi_T + (1-f_t)\Phi_P\} - \frac{\Gamma_t (\Phi_T - \Phi_P)}{(\delta z)_t} - W_b \{f_b \Phi_B + (1-f_b)\Phi_P\} - \frac{\Gamma_b (\Phi_P - \Phi_B)}{(\delta y)_b} \right]
\end{aligned} \tag{3-41}$$

生成項：

$$\frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \int_b^t S_\Phi dx dy dz dt = S_\Phi \Delta x \Delta y \Delta z = (S_C + S_P \Phi_P) \Delta x \Delta y \Delta z \tag{3-42}$$

式(3-32)では生成項 S_Φ が線形近似されるものとしている。 f_e , f_w , f_n , f_s , f_t および f_b は不等間隔格子の場合の比例配分定数である。以上より，一般化輸送方程式の離散化方程式は次式のようになる。

$$a_P \Phi_P = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + a_T \Phi_T + a_B \Phi_B + b \tag{3-43}$$

ここに，

$$\begin{aligned}
a_E &= -f_e F_e + \frac{\Gamma_e \Delta y \Delta z}{(\delta x)_e}, \quad a_W = f_w F_w + \frac{\Gamma_w \Delta y \Delta z}{(\delta x)_w}, \quad a_N = -f_n F_n + \frac{\Gamma_n \Delta x \Delta z}{(\delta y)_n}, \quad a_S = f_s F_s + \frac{\Gamma_s \Delta x \Delta z}{(\delta y)_s} \\
a_B &= -f_b F_b + \frac{\Gamma_b \Delta x \Delta y}{(\delta z)_b}, \quad a_T = f_t F_t + \frac{\Gamma_t \Delta x \Delta y}{(\delta z)_t}
\end{aligned} \tag{3-44}$$

$$F_e = U_e \Delta y \Delta z, \quad F_w = U_w \Delta y \Delta z, \quad F_n = V_n \Delta x \Delta z, \quad F_s = V_s \Delta x \Delta z, \quad F_t = W_t \Delta x \Delta y, \quad F_b = W_b \Delta x \Delta y \tag{3-45}$$

$$a_P = \frac{\Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta t} + a_E + a_W + a_N + a_S + a_T + a_B - S_P \Delta x \Delta y \Delta z \tag{3-46}$$

$$b = S_C \Delta x \Delta y \Delta z + \frac{\Delta x \Delta y \Delta z}{\Delta t} \Phi_P^0 \tag{3-47}$$

ここに、圧力項(水位)は特別な配慮をするため他の生成項と切り離して取り扱う。

$$\begin{aligned}
 a_p U_p &= a_e U_e + a_w U_w + a_n U_n + a_s U_s + a_t U_t + a_b U_b + \Delta y (g H_w \Delta z_w - g H_e \Delta z_e) + b \\
 a_p V_p &= a_e V_e + a_w V_w + a_n V_n + a_s V_s + a_t V_t + a_b V_b + \Delta x' (g H_s \Delta z_s - g H_n \Delta z_n) + b \\
 a_p W_p &= a_e W_e + a_w W_w + a_n W_n + a_s W_s + a_t W_t + a_b W_b + \Delta x' \Delta y (g H_b - g H_t) + b
 \end{aligned} \tag{3-48}$$

ここで用いた添字 s, n, w, e, b, t および S, N, W, E, B, T はあくまでも各変数のコントロールボリュームに対する相対位置関係を示すものであり、同じ記号を用いても実際にはそれぞれに応じた異なる位置または値を示していることに注意する必要がある。

(4) 圧力補正式

圧力場すなわち水位が与えられれば U , V , W 方程式から流速を計算できるが、水位は連続式から求める必要がある。ここでは連続式を運動量方程式と組み合わせて圧力補正式を導く SIMPLE 法を用いる。

連続式は次のように離散化される。

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} \int_w^e \int_s^n \left\{ \frac{\partial}{\partial x} (U) + \frac{\partial}{\partial y} (V) + \frac{\partial}{\partial z} (W) \right\} dt dx dy dz \\
 = (U_e \Delta z_e - U_w \Delta z_w) \Delta y + (V_n \Delta z_n - V_s \Delta z_s) \Delta x + (W_t - W_b) \Delta x \Delta y
 \end{aligned} \tag{3-49}$$

ここで、速度を予測値と補正值に分ける。速度補正值は近似的に圧力補正值の勾配と関係付けられる。圧力を密度で除した値を便宜的に P と書くことにすると、速度は次のように表される。

$$\begin{aligned}
 U_e &= U_e^* + d_e (P'_p - P'_e), \quad d_e = \Delta y \Delta z_e / a_e & U_w &= U_w^* + d_w (P'_w - P'_p), \quad d_w = \Delta y \Delta z_w / a_w \\
 V_n &= V_n^* + d_n (P'_p - P'_n), \quad d_n = \Delta x \Delta z_n / a_n & V_s &= V_s^* + d_s (P'_s - P'_p), \quad d_s = \Delta x \Delta z_s / a_s \\
 W_t &= W_t^* + d_t (P'_p - P'_t), \quad d_t = \Delta x \Delta y / a_t & W_b &= W_b^* + d_b (P'_b - P'_p), \quad d_b = \Delta x \Delta y / a_b
 \end{aligned} \tag{3-50}$$

ここに、上付き添字*は予測値、' は補正值を意味する。また係数 a_e , a_w , a_n , a_s , a_t , a_b は圧力のコントロールボリューム境界面上で定義されるそれぞれの速度の離散式における係数 a_p の値である。式(3-41)を式(3-40)に代入すると、一般化輸送方程式の離散化方程式と同型の P' に関する水位補正式が得られる。

$$a_p P'_p = a_e P'_e + a_w P'_w + a_n P'_n + a_s P'_s + a_t P'_t + a_b P'_b + b \tag{3-51}$$

$$a_E = d_e \Delta y \Delta z_e, \quad a_W = d_w \Delta y \Delta z_w, \quad a_N = d_n \Delta x \Delta z_n, \quad a_S = d_s \Delta x \Delta z_s, \quad a_T = d_t \Delta x \Delta y, \quad a_B = d_b \Delta x \Delta y \quad (3-52)$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S + a_T + a_B \quad (3-53)$$

$$b = (U_w^* \Delta z_w - U_e^* \Delta z_e) \Delta y + (V_s^* \Delta z_s - V_n^* \Delta z_n) \Delta x + (W_b^* - W_t^*) \Delta x \Delta y \quad (3-54)$$

ここで、 $d_e, d_w, d_n, d_s, d_t, d_b$ は U, V, W の運動方程式の計算時に算出しておく。また、境界で圧力が既知の場合は、そこでの補正值 P' を 0 とおき、速度が既知の境界では速度補正值が 0 であるから、境界面に垂直な P' の勾配を 0 とすればよい。

(5) 離散化方程式の解法

式(3-34)を U, V, W に対して適用した式(3-42)の代数式は、3重対角行列解法 (TDMA) と緩加法の組み合わせ (線順法) によって解かれる。一般的に支配方程式が一般形保存式で示されるような対流と拡散が共存する場合において移流項または対流項に通常を中心差分を用いると、レイノルズ数が高くなるにつれて破滅的な結果に至りやすく、その対策として風上差分を用いる。ここで、移流項と拡散項の比であるペクレ数 Pe が $-2 < Pe < 2$ と移流が拡散に比べて小さいときは中心差分で表し、 $|Pe| > 2$ と移流が拡散に比べて大きくなったときは1次精度の風上差分によって表現するとともに拡散項を 0 にする「ハイブリット法」を用いる事で厳密解への近似を行う。

この場合、式(3-34)で定義される係数を次のように置き換える。

$$a_E = \max(a_E, -F_e, 0) \quad a_W = \max(a_W, F_w, 0) \quad a_N = \max(a_N, -F_n, 0) \quad a_S = \max(a_S, F_s, 0) \\ a_T = \max(a_T, -F_t, 0) \quad a_B = \max(a_B, F_b, 0) \quad (3-55)$$

ここに $\max()$ はすべての要素の中から最大値を取ることを意味する。

また、計算の安定のため不足緩和係数 α を導入する。すなわち、

$$\Phi_P = \Phi_P^n + \alpha (\Phi_P^{n+1} - \Phi_P^n) \quad (3-56)$$

として計算の更新を行うものである。ここに、上付き添字 n は n 回目の繰り返し計算の結果を意味する。また、圧力すなわち水位に対しては、

$$P = P^* + \alpha_p P' \quad (3-57)$$

として更新する。一般に圧力補正值 P' に関しては不足緩和を行う必要はなく、 $\alpha_p = 1.0$ とする。

(6) 境界条件

乱流状態にある壁面流れは，速度勾配が大きいため多くの格子点が必要とされるが，壁法則により壁面付近の格子点を抑え壁面境界層の対数領域における点を壁面の第一格子点として計算を行う． $k-\varepsilon$ モデルで用いた境界条件について次に示す．

< $k-\varepsilon$ モデル>

摩擦速度 u_* は，乱流エネルギー k を用いて次式で与える．

$$u_* = C_\mu^{1/4} k^{1/2} \quad (3-58)$$

壁面せん断応力 τ_w は，対数則が成立するものとして，次のように与える．

$$\tau_w = \left[\frac{\rho u_*}{\left\{ \frac{1}{\kappa} \ln(Ey^+) \right\}} \right] \quad (3-59)$$

k ， ε の輸送方程式における底面境界では，ソース項に含まれる乱れエネルギーの生成項や逸散率を決める際には，速度勾配項を対数則，乱れの局所平衡に基づき決める必要がある．

まず， k 輸送方程式については，

$$\int P_k dx dy dz \cong \int \tau_w \frac{\partial U}{\partial y} dx dy = \tau_w \frac{U_P}{y_P} \Delta x \Delta y \Delta z \quad (3-60)$$

$$\int \varepsilon dx dy dz = \left[C_\mu^{3/4} k^{1/2} \ln(Ey_P^+) / (\kappa y_P) \right] k \Delta x \Delta y \Delta z \quad (3-61)$$

となり， ε 輸送方程式については，

$$\int \varepsilon dx dy dz = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y_P} \Delta x \Delta y \Delta z \quad (3-62)$$

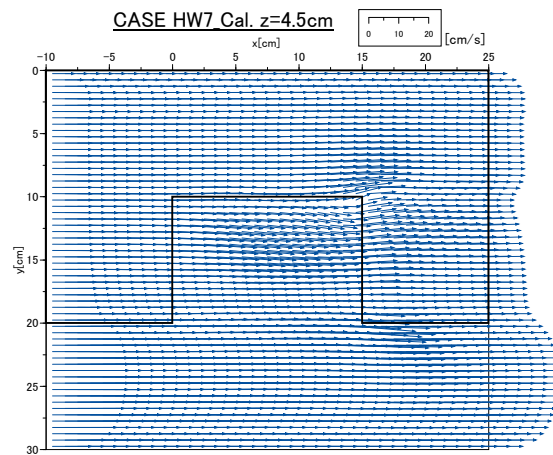
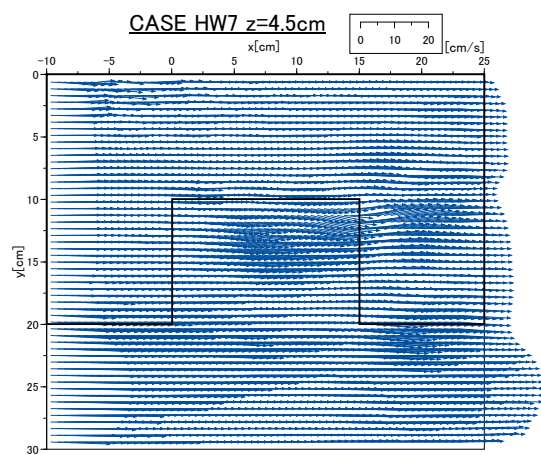
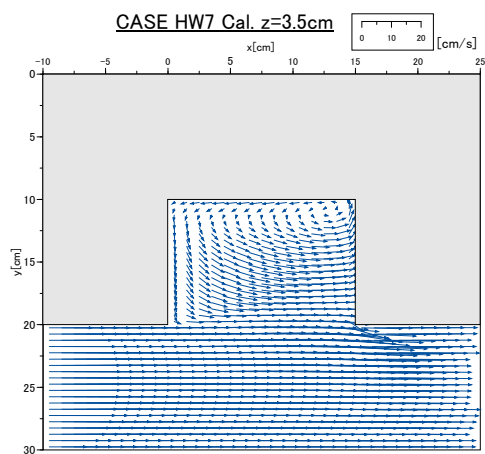
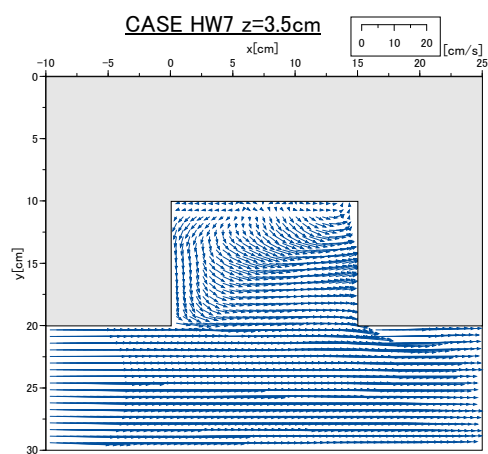
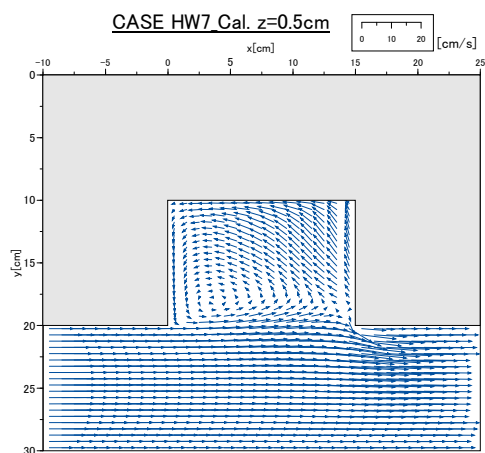
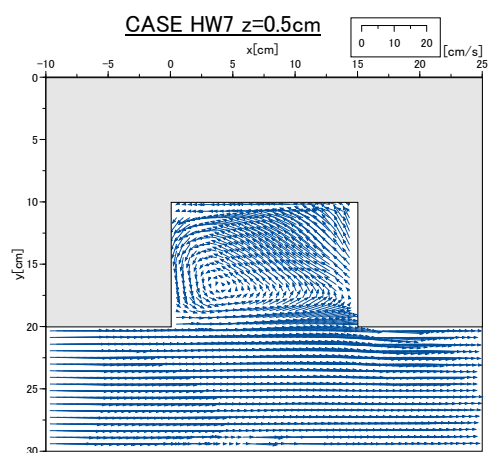
となる．ここに， y_P ：壁面と境界格子中心までの距離， u^* ：摩擦速度 とする．

入口の境界条件としては，流量 Q に対し U を流量が一致するように対数則分布で与え $V=0$ ， $W=0$ とする．

3.3.3 実験結果と数値計算結果の比較

(1) 平均流速構造

PIV 実験および数値計算から得られた水平断面の平均流速ベクトルを図-3.12 に示す。すべてのケース HW6, HW7, HW8 で同じパターンのベクトル分布が見られたため、その代表的なケースとしてケース HW7 の例を挙げて説明する。まず、(a)実験結果に着目すると、水路底面付近である $z=0.5\text{cm}$ の断面では、わんど開口部下流端の主流部との境界面でわんど内に入り込む流れが見られ、わんど内部上流側で中心を持つ大規模な循環渦が発生している。一方、 $z=3.5\text{cm}$ の断面ではわんど域内の広い範囲で流下方向に向かう流れが形成されていることが観察できる。高水敷高さより 0.5cm 上である $z=4.5\text{cm}$ のベクトル図では、わんど奥部の側壁とわんど下流側の壁との境界部($x=15\text{cm}$, $y=10\text{cm}$)で流向が二つに分かれて、左岸側に向かう流れと主流部へ向かう流れが形成されている。この流れにより高水敷とわんど奥部の側壁との境界部($y=10\text{cm}$)の下流側に低速域が存在することが流速分布から確認できる。また、(b)数値計算結果から得られたベクトル図でも循環渦の形成位置、流向のパターン、境界部での流速分布が実験結果とほぼ一致していることが分かる。このような平均流速ベクトルの水深方向の変化は高水時における複断面わんど流れの特徴であり、平水時に見られる一様な平面的渦構造とは異なる点である。これは高水敷上の流れと低水路の流れの相互作用で現れる 3 次元的な流れに起因すると考えられる。



(a) P I V結果

(b) 数値計算結果

図-3.12 水平断面時間平均流速ベクトルの例

高水時にはわんど上流部の段落ち流れと下流部の段上がり流れにより、わんど内には特有な渦構造が形成される。図-3.13 にケース HW7 の縦断面平均流速ベクトルを示す。ここでは、わんど奥部の側壁付近の断面を $y=12\text{cm}$ ，わんど中央部の断面を $y=15\text{cm}$ ，わんど開口部付近の断面を $y=18\text{cm}$ とし，考察を行う。

まず，実験結果の $y=12\text{cm}$ の断面の場合は，わんど下流端の壁付近で横断方向に軸を持つ渦が確認できるが，それ以外の領域では逆流が形成されている。これは，水平断面で見られた大規模な循環渦の影響でわんど奥部の壁に沿った形で流れが逆流していると考えられる。

一方，断面 $y=15\text{cm}$ では，段落ち部から発生した剥離渦の再付着により，わんど全域にかけて循環渦が確認できる。しかし，主流部とわんどとの境界部付近である $y=18\text{cm}$ では段上がり部の前方で小規模な鉛直渦が見られるものの， $x=5\text{cm}\sim x=10\text{cm}$ の範囲では複雑なベクトルを示しており，境界部では3次元的な流れの存在が示唆される。数値計算の結果から得られたベクトル図では，わんど域内で段落ち流れの特有な鉛直分布が認められるが，実験結果との比較では $y=18\text{cm}$ の断面において相違点が見られる。しかし，全体として断面ごとの渦の形成位置や渦のスケールが実験結果と数値計算結果の比較で一致している部分が多く，その再現性は良好であると考えられる。

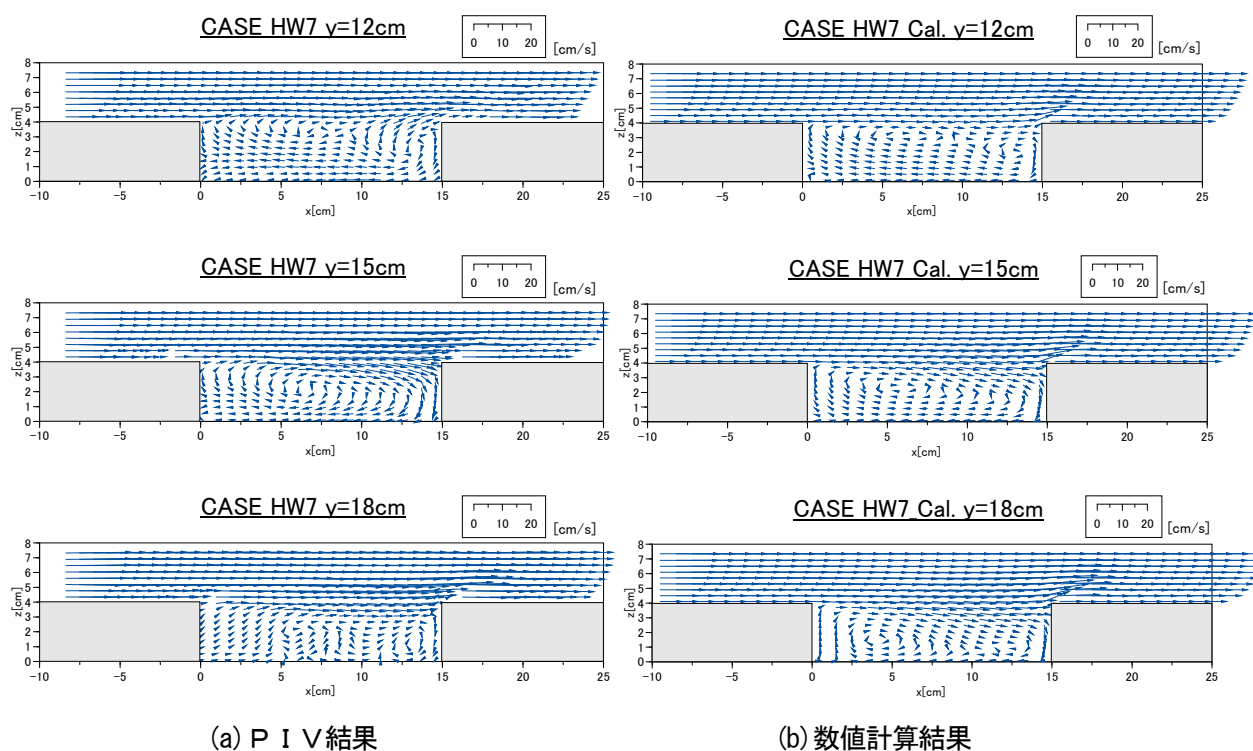


図-3.13 縦断面時間平均流速ベクトルの例

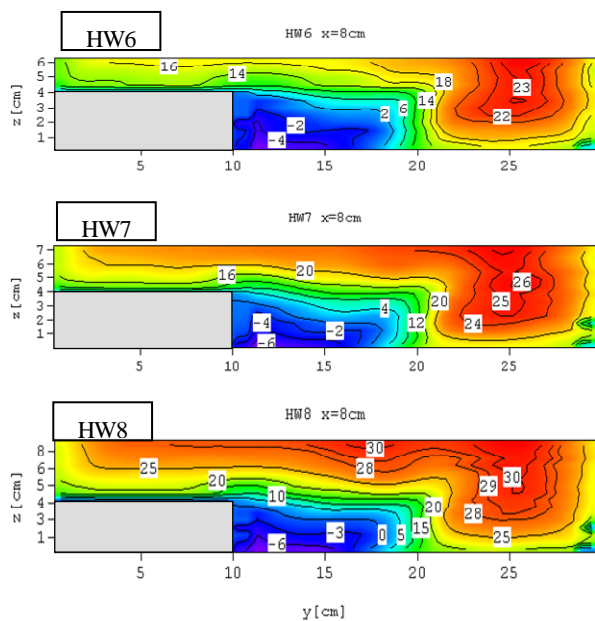
図-3.14 にわんど内の流下方向中間部($x=8\text{cm}$)における各ケースの平均主流速横断分布を示す。ここで、 $y=10\text{cm}\sim y=20\text{cm}$ の範囲がわんど域であり、いずれのケースにおいてもわんど奥部の河床底面付近で逆流が確認できる。また、わんど域内の $y=15\text{cm}$ の付近では正の値の等高線が下向きに凹んでいることが見てわかる。これは、図-3.13 に示した $y=15\text{cm}$ の断面で見られる段落ち流れの再付着によりその位置で順流域が形成されたものであると考えられる。また、わんど開口部・低水路の境界部ではわんど内に 2cm 程度入った所まで正の値が見られる。実験結果に着目すると、低水路の中央部に主流速の最大値が見られ、ケース HW8 ではわんど域の水面付近でも最大値が存在している。また、わんど奥部の境界部で等高線が少し盛り上がり、図-3.12 の $z=4.5\text{cm}$ の断面で示された流速分布のようにこの位置で主流速が低速化していることがわかる。

さらに、わんど開口部と低水路との境界部で低水路に向かって主流速分布が張り出していることが確認できる。特に各ケースの流速分布を比較すると水深が一番大きいケース HW8 で張り出し大きくなっている。これは典型的な複断面流れにおいて境界部で生じる斜昇流によるものであり、その影響がわんど中間部まで維持されているものと思われる。計算結果の流速分布ではそれが見当たらないが、わんど域内の流速分布の傾向は実験結果とある程度一致している。

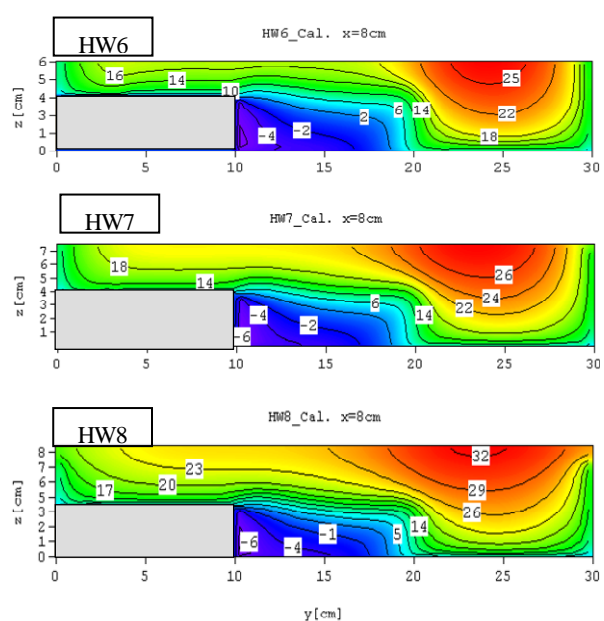
平水時のわんど流れに関する研究では、わんど内で形成される大規模循環渦の平面的な 2 次元構造について検討したものが多く、数値計算においても水深平均された 2 次元計算が大半である。しかし、高水時のようなわんどを乗り越える流れが存在する場合は、わんど域上部と低水路との境界面が二つ存在することになり、その境界面での流れ構造は複雑であると推測される。ここでは、わんど開口部と低水路との境界部における 3 次元的な流れ構造について検討する。

図-3.15 は主流部からわんど内へ流出する流れの特性を捉えるため横断方向流速 V の縦断分布を示したものである。ここで、 $x=0\text{cm}$ の位置がわんど上流側壁付近であり、 $x=15\text{cm}$ がわんど下流側壁付近である。また、コンター図で示す負の値は低水路からわんど奥へ向かう流れを示しており、正の値は低水路へ向かう流れを意味する。いずれの断面においてもわんど下流側壁付近の底面で負の値のピークが、わんど上流側壁付近の高水敷高さ辺りで正の値のピークが確認できる。さらに、わんど域内を斜めに切ったような形の境界に正と負の流速が分布しており、負の値は水路底面に沿った形で上流側に、正の値は高水敷高さと同じ高さで下流側に伸びている。

このことから、わんど域全体にかけて 3 次元的な流れ構造が形成されていることが認められる。特に各断面の負の値の大きさに注目すると、わんど開口部からわんど奥部へ行くにつれ大きい値を示しており、わんど内へ入り込んだ流れがわんど奥部で加速化されているものと思われる。この流れの傾向によりわんど域内奥部で横断方向流速成分の強い乱れが現れると予測される。

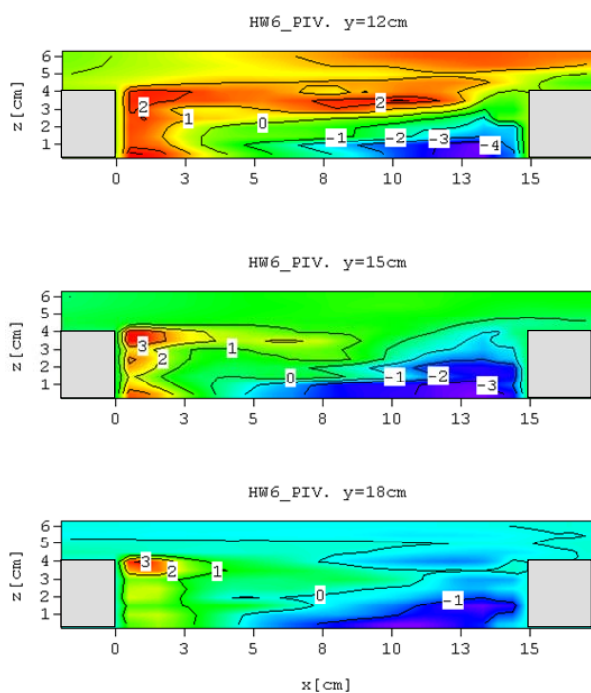


(a) P I V結果

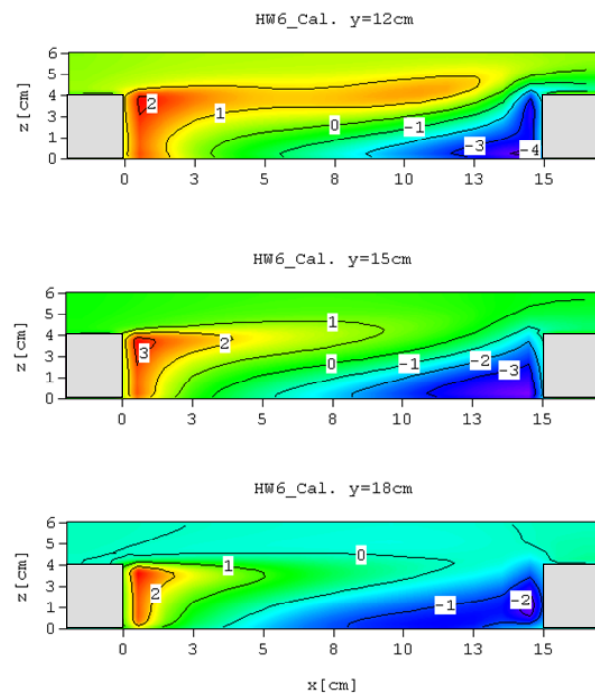


(b) 数値計算結果

図-3.14 平均主流速横断分布コンター



(a) P I V結果



(b) 数値計算結果

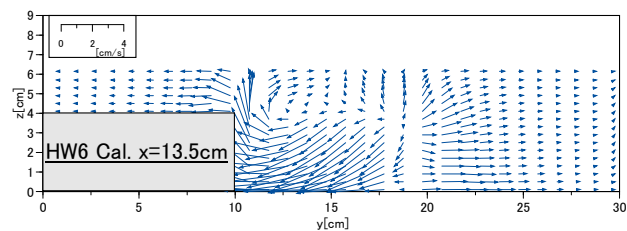
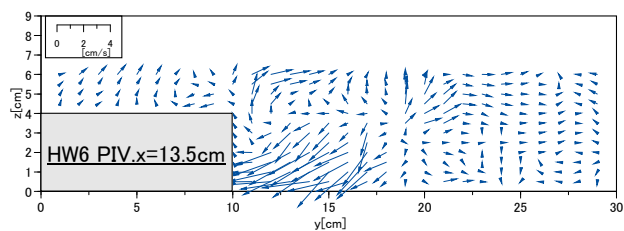
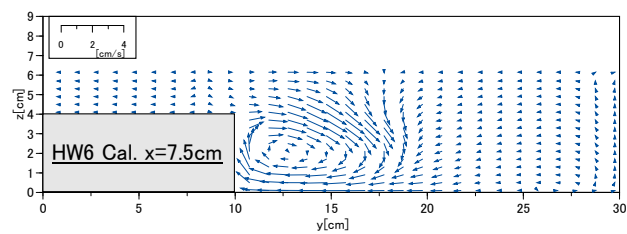
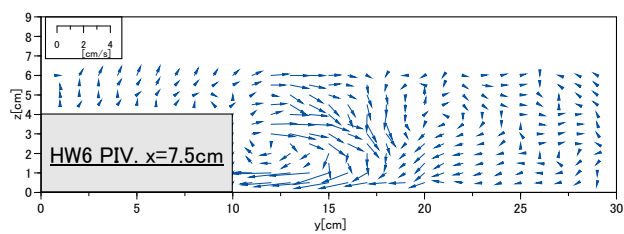
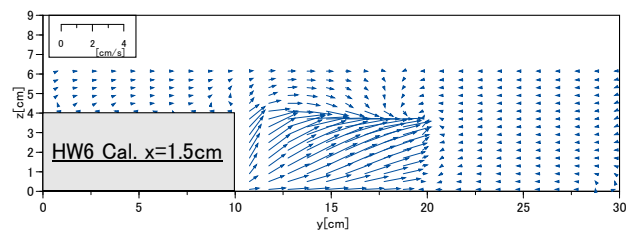
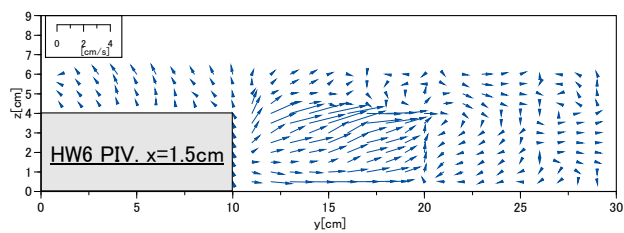
図-3.15 平均横断方向流速縦断分布コンター

(2) 2 次流構造

PIV 実験ではわんど周辺の流れ場の水平断面と鉛直断面を細かく撮り、それらの各断面においての横断方向流速成分 V と鉛直方向流速成分 W を合成することによって 2 次流を再現することができた。図-3.16 にケース HW6 の 2 次流ベクトルを示す。ここに示す流下方向座標 $x=1.5\text{cm}$, $x=7.5\text{cm}$, $x=13.5\text{cm}$ はそれぞれわんど上流側の段落ち部、わんど中間部、わんど下流側の段上がり部付近であり、わんど域は $y=10\sim y=20\text{cm}$ の範囲である。段落ち部である $x=1.5\text{cm}$ の断面ではわんど域に低水路へ向かう流れが存在しているが、低水路との境界部である $y=20\text{cm}$ の位置で主流部の流れの干渉によりベクトルの向きと大きさが変化していることが分かる。また、斜め上向きの低水路への流れが高水敷高さ付近で集中している。これはわんど上流側壁面に沿った形で上昇した流れが低水路流れや高水敷上の流れに合流したものであると考えられる。わんど中間部である $x=7.5\text{cm}$ の断面では流下方向に軸をもつ時計回りの渦が形成されており、数値計算の結果からもその傾向が確認できる。これは、高水時に高水敷を乗り越える流れが存在する場合、わんど域内では 3 次元性の強い流れが生じることを示しており、わんど域内における土砂輸送や土砂堆積機構を解明することに当たって重要な現象であると考えられる。

わんど下流側の段上がり部である $x=13.5\text{cm}$ ではわんど下流側の壁の影響により、低水路へ向かう流れとわんど奥へ向かう流れが分かれて形成され、わんど奥部では局所洗掘発生の原因と考えられる底面向きの流れが見られる。また、計算結果では $y=10\text{cm}$ の領域で側壁に沿った形で大きく上昇する流れが見られ、実験結果でそのベクトルの大きさが小さくなっている。このようなベクトル分布はわんど下流側の上部で水面上昇を示唆しており、水面変動を考慮した数値計算では VOF 法²⁷⁾ などの使用が有効であると考えられるが、いずれの断面においてもわんど域の上層部に低水路へ向かう流れが存在しており、数値計算の結果でもその傾向は見られる。

ここで、実験結果と数値計算の結果との比較で見られる 2 次流の再現性の問題点となるのは、本計算で用いた標準型 $k-\varepsilon$ モデルでは第 2 種 2 次流が再現できないことである。乱れの非等方性に起因する第 2 種 2 次流は標準型 $k-\varepsilon$ モデルのような等方性の乱流モデルでは再現できない。したがって、複断面開水路流れの 3 次元流れ構造の計算では、非線形 $k-\varepsilon$ モデル²⁸⁾ や LES のような高次モデルの使用が必要である。しかし、図-3.16 に示すようにわんど域内で形成される流れの傾向は実験結果と数値計算結果がよく一致しており、今回のような局所的に変化が激しい流れ場を持つわんど域内での流れ構造においてはよく再現できていると考えられる。



(a) P I V 結果

(b) 数値計算結果

図-3.16 2次流ベクトル

(3) 乱流構造

PIV 実験で得られた流下方向の流速変動成分に関する乱れ強度 u' を図-3.17 に、横断方向流速変動成分の乱れ強度 v' を図-3.18 に示す。これは、いずれのケースでも類似した傾向が見られたため、ケース HW7 の例を代表的に挙げたものである。図-3.17 の乱れ強度 u' に着目すると、わんど開口部の境界部の下流域で最大値が発生していることがわかる。この領域で乱れが活発に発達していると考えられるが、わんど内奥部でも比較的弱い乱れが確認される。これは高水時の流れによってわんど境界部だけでなく、わんど域内でも流下方向流速の乱れが存在していると考えられる。

図-3.18 の横断方向の流速変動成分の乱れ強度 v' では u' とは異なる傾向を示している。乱れ強度の最大値がわんど下流域の広い範囲で現れ、他の流域ではそれが見当たらない。従来の研究では、平水時にわんど開口部の境界面で乱れ強度 v' の最大値がよく見られているが、今回の実験結果では違う傾向を示している。これはわんど周辺、特に境界面での流れ構造が3次元的に変動していることが原因であると考えられる。

図-3.19 にレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の水平断面の分布の実験結果と数値計算結果を示す。まず、実験結果の底面付近である $z=0.5\text{cm}$ では最大値がわんど下流側の境界部に存在し、さらにわんど域内中央部でも比較的小さい値が存在する。また、段上がり部と段落ち部で負の値を示している。この底面でのレイノルズ分布は $z=3.5\text{cm}$ の断面で大きく変化し、最大値がわんど奥部に移動していることがわかる。底面近傍の断面では境界部付近で運動量輸送が活発に行われ、高水敷高さより 0.5cm 低い断面ではわんど奥部に運動量輸送が活発である領域が形成される。これは平水時のわんど境界部で見られる乱流構造とは異なり、わんどを越流するような条件の実際の河川において、わんど底面付近で生じる掃流砂の移動や高水敷を乗り越えて移動する浮遊砂の挙動を解明するための重要な現象の一つであると考えられる。計算結果は実験結果と相違が見られるものの底面近傍($z=0.5\text{cm}$)で境界付近の値が大きく、高水敷高さ近傍($z=3.5\text{cm}$)ではわんど奥部に正の値を示す領域が見られており、この特性は実験の傾向を再現している。また、図-3.12 の水平断面平均流速ベクトルで見られた水深方向に変化する流れの特性がここでも同じ傾向で現れており、このようなわんど周辺の流れは3次元性が強い流れ構造を形成していると言える。

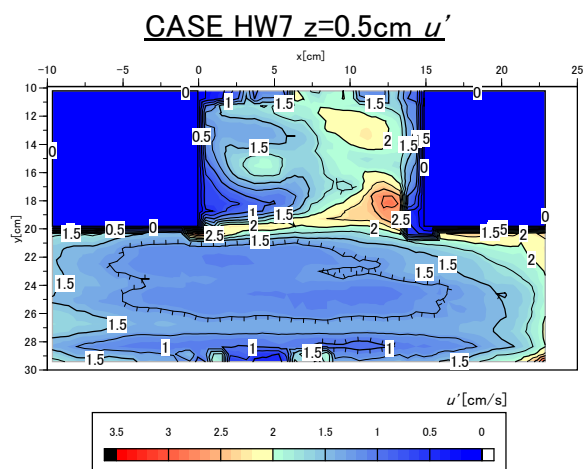


図 3.17 乱れ強度 u' (実験結果)

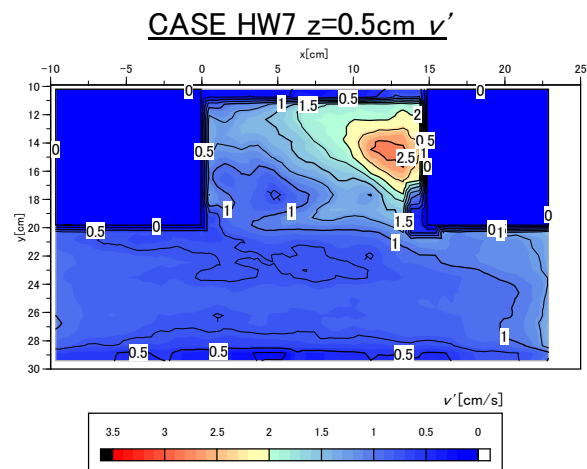
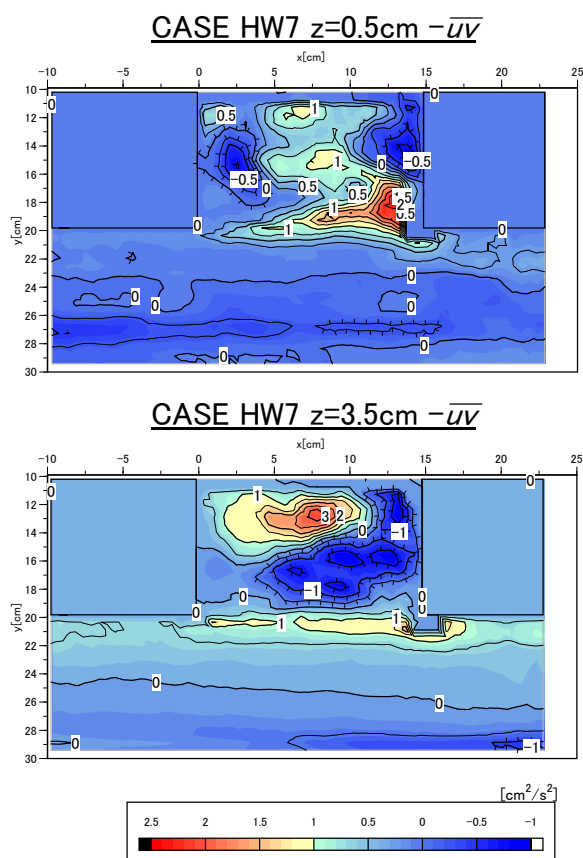
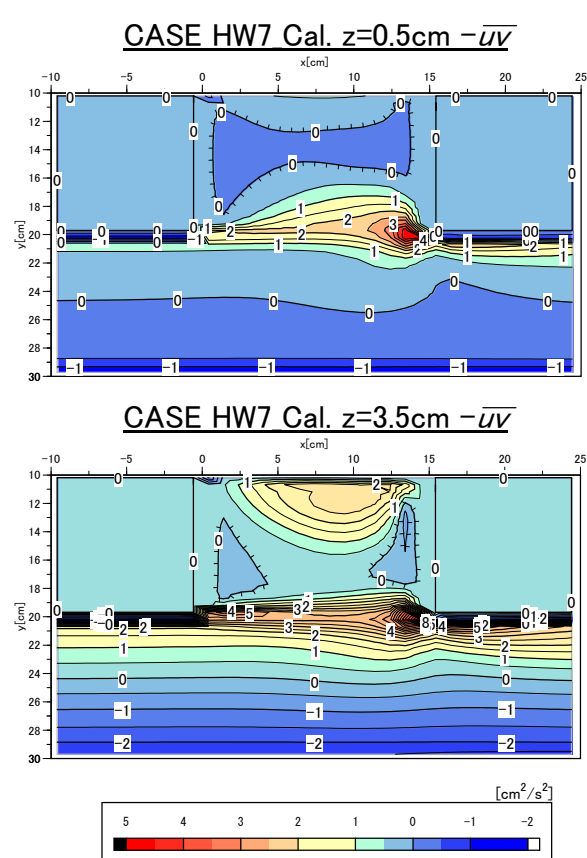


図-3.18 乱れ強度 v' (実験結果)



(a) P I V結果



(b) 数値計算結果

図-3.19 レイノルズ応力 $-\overline{uv}$

図-3.20 にレイノルズ応力 $-\overline{uw}$ の鉛直断面の分布を示す。実験結果では、わんど奥部付近である断面 $y=12\text{cm}$ に負の値のピークが高水敷高さでわんど上部に広く範囲している。わんど中間部である $y=15\text{cm}$ の断面では、負の値のピークがわんど下流側に存在し、負の値の領域が高水敷高さより低い位置に形成されている。一方、わんど開口部と低水路境界面の付近である $y=18\text{cm}$ の断面では負の値の分布がわんど上部から底面まで見られる。わんど奥部では負の値の分布がわんど上部の細い範囲に位置していたが、それがわんど開口部に行くにしたがってわんど内に移動してその範囲も広がっている。数値計算結果でも実験結果と同様に、高水敷高さ付近を境界とした広い範囲で負の値が存在しており、段上がり部である $x=15\text{cm}$ の高水敷の頂部端で値のピークが見られる。

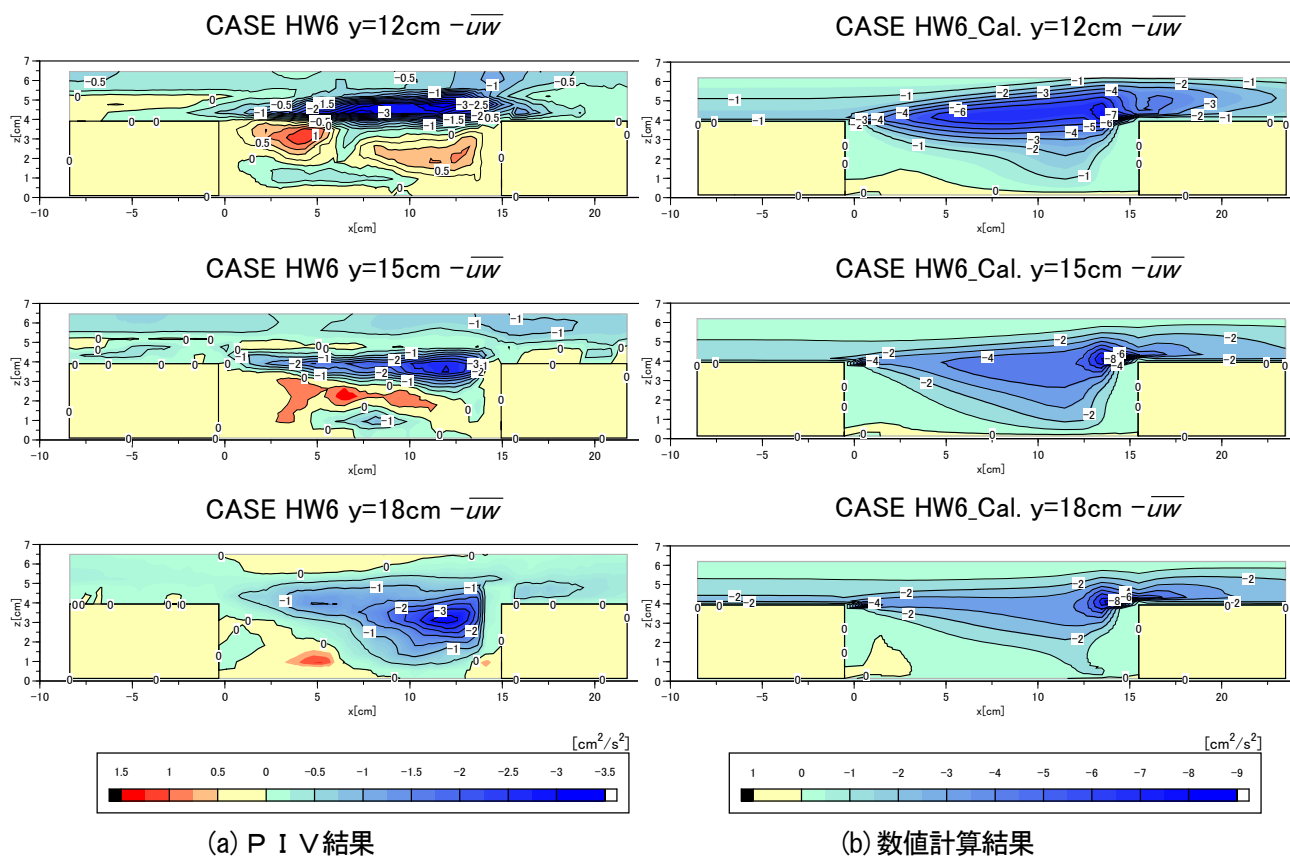


図-3.20 レイノルズ応力 $-\overline{uw}$

3.4 おわりに

矢田川に設置された人工わんどにおける現地観測と、実験、数値計算による検討から、直線河道のわんどにおける掃流砂の挙動について検討した。現地観測から、わんど内やひし型置石工の後方に砂が大規模に堆積する過程が明らかにされた。掃流砂の堆積量については、出水の頻度および規模が関係していることが認められた。

実験では掃流砂が移動すると考えられる出水時の影響を検討した結果、置石工周辺の底面での流れ構造と無次元底面せん断応力分布より、置石工の設置が砂州形成に大きな影響を与えたと推測された。

数値計算に関しては、砂州堆積後の形状の上に出水を想定した流れの計算を行い、砂州を乗り越える流れと底面せん断応力分布が詳細に得られ、河床変動計算では、わんど上流部における砂の堆積および砂州と右岸の連結によるわんどの閉塞を再現することができた。

以上より、掃流砂輸送が活発な河川においては、拡幅部による流速低下によって、砂州の形成やわんどの開口部の閉塞、さらにはわんどそのものの埋没といった問題が発生することが示された。また、置き石工のような流れを誘導する構造物の設置が河床変動に与える影響は大きく、慎重な計画が必要であることがわかった。こうした構造物をわんどの形状維持に用いるためには、さらに掃流砂の挙動の解明およびわんど形状や置石工の設置位置について検討する必要がある。

また、高水時には高水敷を乗り越える流れによりわんど周辺には二つの境界面が存在し、その境界面からの流水の出入りによってわんど域内には複雑な3次元流れ構造が見られた。特に、横断方向流速の縦断面分布ではわんど開口部の下流側底面に主流からの流れが入り込み、上流側にわんど内部から主流部向きの流れ分布が示された。さらに、わんどの形状により、高水時にはわんどの上下流部にそれぞれ段落ち、段上がりによる特有な循環流が形成されることがわかった。数値計算の結果と実験結果との比較ではある程度良好な再現性が見られたが、今回の研究で用いた乱流モデルでは第2種2次流の再現ができなかった。標準型 $k-\varepsilon$ モデルのような等方性の乱流モデルは乱流の非線形に起因する2次流特性を再現することはできない。しかし、高水時のわんど内の流れのように変化が激しい流れ場においてはその3次元的な流れ構造の傾向を定性的に再現できることがわかった。

第4章 複断面わんどの流れと土砂堆積に及ぼすわんど形状の影響

4.1 はじめに

近年、環境への意識の高まりから河川管理においても自然環境保全、復元の取り組みとして多自然川づくりが注目されるようになった。その中で、わんどという河川の一つの機能について注目が集まっている。河川の死水域となるため、水辺の生物の生息域や非難域、生態系の維持や繁殖、子供達にとっての遊び場など、様々な役割を担うことを期待されており、人工的に設置されることもある。このように設置された人工わんどはその大半が経験的なものが多く、わんどを維持・管理するのには様々な問題がある。特に河川構造物、植生、地形に影響された水流が土砂を移動させ、地形変化を通してわんどの安全性や機能を低下させることが懸念されている。このような問題を解決するために、わんどについて様々な研究がなされている^{21),25)}。開口部の形や遮蔽物、アスペクト比などに着目した研究やわんど内の水交換についての研究は多く見られる。わんどの形成要因として、水制周辺に土砂が堆積して形成された場合は、水制の設置角度によって様々なわんど形状を有すると考えられる。矢田川わんどのように人工的に作られた台形わんどもある³⁾。さらに、実際の河川に見られるわんどは高水敷を有する複断面河道の高水敷を掘り込むように設置されたものが多いため、大規模出水時に低水路流れと高水敷上の流れにより形成されるわんど周辺の複雑な流れを把握する必要がある。また、段落ち、段上がりの角度によって土砂堆積を制御することも考えられる。わんど周辺の局所洗掘や堆積する土砂量を最小限にすることでわんどの安定性を保つために、様々な形状を有するわんど周辺の流れ構造や土砂堆積機構について検討する必要がある。

一方、複断面河道の流れに関する研究は数多く、2次流構造や大規模平面渦構造などの3次元流れ構造が明らかにされている^{22),25)}。また、開水路側岸に凹部を設けてわんど流れの構造を検討した研究も多く見られるが²⁶⁾、これらのほとんどはわんど域を越流する流れのない2次元的な流れ場を対象としている。またこうした凹部を越流する流れの例として、越流型水制の水制域の流れ構造がある。著者らは越流型水制において水制高さ、水制設置角度、水制間隔をパラメータとしてPIV計測による実験的検討をしてきた。そこで本研究では、複断面河道の高水敷の一部に設置された様々な形状を持つわんどを単純モデル化してその周辺の生じる土砂堆積について実験的検討を行った。わんどの形状については4つのパターンを用いて土砂堆積形状を調べた。さらに、土砂堆積機構を明確にするためPIV実験を行い、わんど周辺の流れ場における3次元流れ構造を実験的に明らかにしようとするものである。

4.2 実験方法および実験条件

PIV 実験の水路は、長さ8m、幅30cm、勾配1/1000の長方形勾配可変型水路を用いた。水路左岸側に幅20cm の塩ビ板を設置し高さ4cm の高水敷を作り、水路の中間部、上流端から5.0m のところに高水敷を掘り込むようにわんど区間を設けた。わんどモデルは図-4.1に示すように4つのケースを用いた。形状によるケース名は長方形を T、台形を D、流下方向に対し上向きわんどを U、下向きわんどを S とした。実験水路におけるわんどの配置は図-4.1に示す。実験はわんど長さ B を4通り変化させたが、砂堆積形状および流れ構造は流下方向に引き伸ばされただけで大きな変化が見られなかったため、最も典型的な長さのケースのみ結果を示すこととする。実験条件を表-4.1に示す。ここで、 h は高水敷上の水深、 U_m は平均主流速、 U_f は高水敷上の平均流速である。水深 $H=6.5\text{cm}$ 流量 $Q=1.7\text{l/s}$ としたのは高水敷を乗り越えるような出水時を仮定したものである。座標系は、流下方向に x 軸を、横断方向に y 軸を、 x 軸と垂直上向きを z 軸とし、 x 軸はわんど内奥部の上流側を、 y 軸は左岸側を、 z 軸は水路底面をそれぞれの原点とした。流れの可視化には、比重1.02、粒径80micron のナイロン樹脂粒子をトレーサーとして用い、厚さ約3mm のシート状にした500mW アルゴンレーザー光(Ion Laser Technology)を開水路鉛直縦断面(x - z 平面)と水平断面(x - y 平面)に照射した。レーザーシートの鉛直縦断面の照射位置は全てのケースでわんど域周辺の12断面(左岸側側壁から $y=10\sim 21\text{cm}$ までの1cm 間隔)、水平断面の照射位置は低水路水深6.5cm に対し12断面(河床から $z=0.5\sim 6\text{cm}$ までの0.5cm 間隔)を設定した。これは鉛直断面と水平断面を合成することによってわんど周辺に置いての3次元流れ構造を捉えるためである。この可視化画像は高速 CCD カメラを用いて1秒間200フレームで撮影され、パソコン側のキャプチャーボードにより、ハードディスクに640×480画素の BMP ファイルとして記録された。画像計測には VISIFLOW (AEA Technology) PIV システムを用い、相互相関法により画像解析した。相関法では検査エリアを32×32画素、オーバーラップは75%とし、一画素の実長が0.54687mm/pixel の画像をパソコンのメモリ容量範囲内の連続撮影可能な計3200枚、約16秒間平均値の流速ベクトルデータを得た後、統計処理した。砂堆積実験は、固定床において平均粒径0.08mm の珪砂を用い、貯水槽に0.350m³の水と5kg の砂を入れ攪拌した状態でポンプにより循環させた。これにより低水路及び高水敷上に河床波を伴う掃流砂と浮遊砂が発生しているが、今回の実験ではわんど内に溜まる砂の堆積形状を見るため通水1時間後に堆積状況を写真撮影し、わんど域内に堆積した砂の量を計測した。この実験は、砂をトレーサーとして循環させて局所的堆積状況を調べ、流れとの関係を検討しようとしたもので、平衡状態での土砂輸送を対象としたものではない。

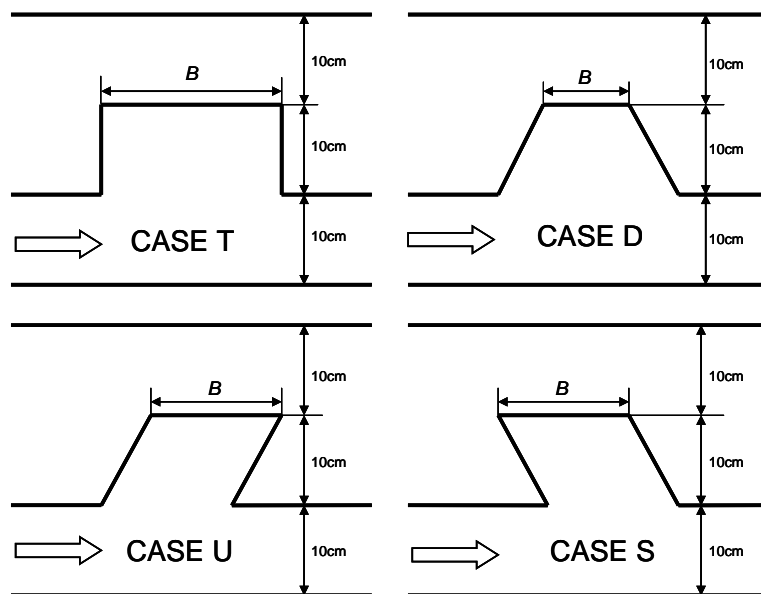


図-4.1 実験ケース

表-4.1 実験条件

CASE	T	D	U	S
$B[\text{cm}]$	15,20,25,30	5,10,15,20	15,20,25,30	15,20,25,30
$H[\text{cm}]$	6.5			
$h[\text{cm}]$	2.5			
$U_m[\text{cm/s}]$	25.92			
$U_f[\text{cm/s}]$	14.65			
$Q[\text{cm}^3/\text{s}]$	1685			
I	1/1000			

4.3 実験結果および考察

4.3.1 わんど内の砂堆積状況

図-4.2, 図-4.3, 図-4.4 に各ケースにおける砂堆積形状を示す。図の通り低水路には流水による河床波が生じており、いずれのケースにおいてもわんど開口部に低水路からわんど内へ入り込むような砂の移動が見られた。これはわんど開口部と低水路との境界部で流速の差で生じるせん断不安定による渦拡散によるものと考えられる。また、わんど内下流端では堆積が見られず、その領域が低水路まで延びている。これは複断面わんどにおいて流れが高水敷を越流する場合、わんど下流側の段上がり部で生じる下降流を伴う横断渦の影響と考えられる。形状による違いとしてケース T とケース S では、わんど域内の全体に砂が堆積しているのに対し、ケース D と U ではわんど内中央部に堆積していない領域が見られる。これは高水敷の段落ち部の剥離渦の再付着がこの領域で生じるためと考えられる。これらのわんどの上流側の側壁が上向きになっていることが共通点であり、それによってわんど内に生じる流れ構造が類似していると考えられる。ケース T と S では流れ構造が異なるものと予想される。このような流れ場の3次元性と2次流の影響を考察する必要がある。これについては後で考察する。

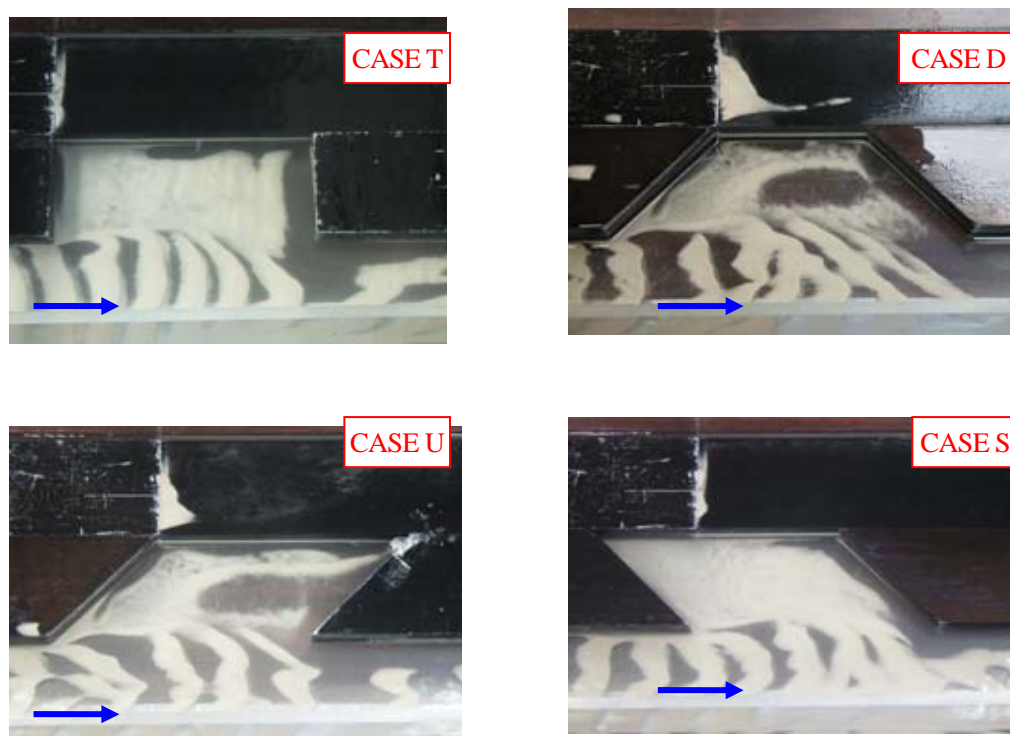


図-4.2 砂堆積形状

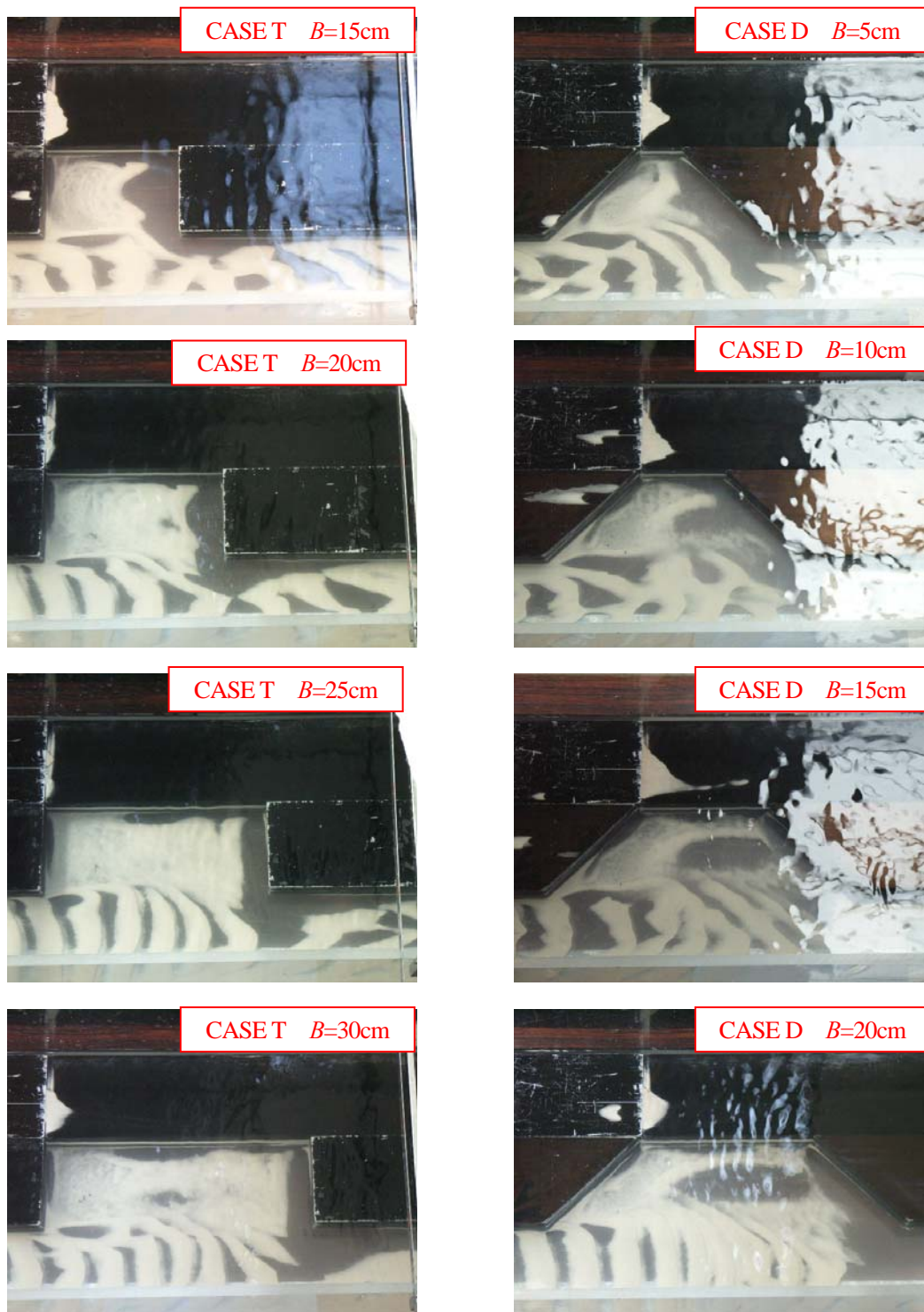


図-4.3 各ケースの砂堆積形状（ケース T とケース D）

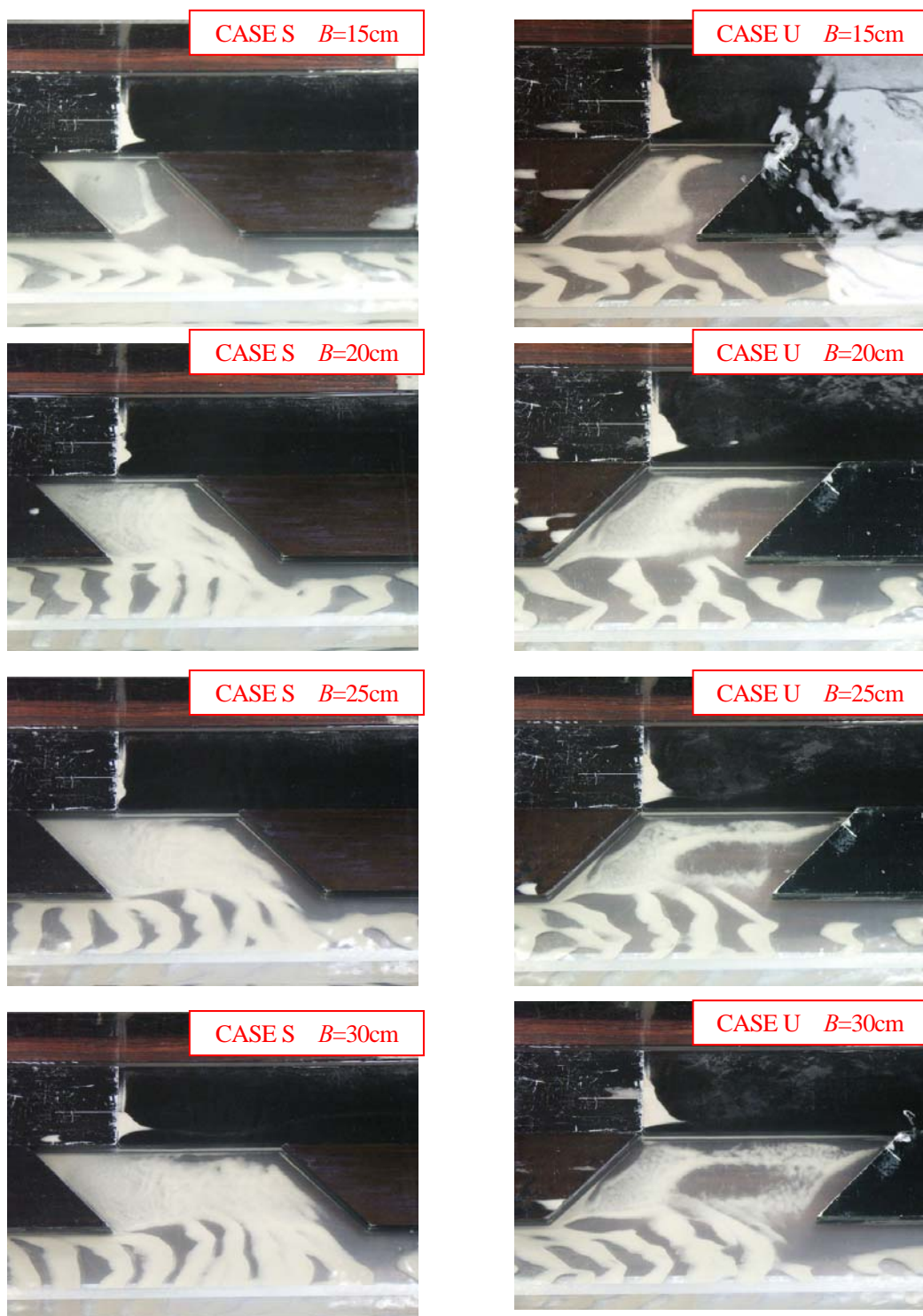


図-4.4 各ケースの砂堆積形状 (ケース S とケース U)

図-4.5 に通水 1 時間のわんど内砂堆積重量を示す。これは、各ケースのわんど域の面積は同じで、同一の水理条件で砂実験を行った結果であるが、たまた、今回の実験のように固定床で行われた砂実験では洗掘が発生しないため、完全移動床実験とは異なる可能性はあるが、堆積形状の再現性は高く形状による相対的な比較は十分可能である。長方形わんどと下向きわんどが比較的大きな値を示して台形わんどと上向きわんどは堆積量が少ない。このことは図-4.2 の写真で見られる堆積しない領域の影響が大きく関係していると考えられる。

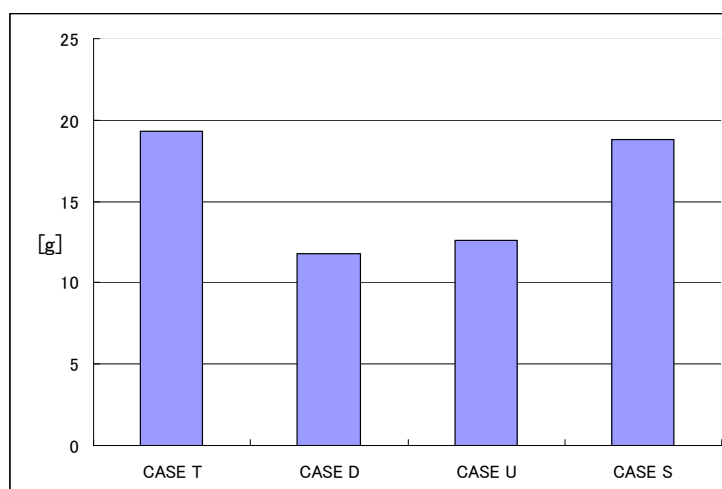


図-4.5 砂堆積量

4.3.2 平均流速構造

堆積形状からわかるようにわんど開口部と低水路との境界部では活発な物質輸送が生じると考えられ、その境界部における横断方向流速 v について検討する。図-4.6 に $y=18\text{cm}$ における各ケースの横断方向流速の縦断分布を示す。ここに示す正の値はわんど内から低水路へ向かう流れを表し、負の値は低水路からわんど内へ入り込む流れを意味する。まず、長方形わんどのケース T ではわんど下流側の底面付近から流れが入り込み、上流側の高水敷高さに沿って出でいく流れが形成されている。わんど下流端の段上がり部では水はねによる正の値が現れている。台形わんどのケース D はわんど上流側と下流側の壁付近で正の値が、わんど中間部である $x=1\sim13\text{cm}$ にかけて入り込みが見られるが、底面付近のみでその負の値が分布している。一方、上向きわんどであるケース U では下流のわんど壁高さにかけて負の値が現れておりわんど中間部の底面でもマイナスの値が存在している。これは、わんど形状が下流端の方が上流側に向かって出でいくからである。下向きわんどのケース S もケース D と同じ傾向を表しているが、上流側で正の値が少し下流の方に分布しているのがわかる。これはケース U のようなわんど形状が流れの流下方向に逆ら

う形状ではなく、その反対の形状をもっていて低水路へ向かう流れの値も全体的に小さくなって
いる。このようにわんどの形状の違いによる境界面での流速分布は明確に異なっており、さらに
高水敷上を越流する流れの場合は3次元性が強く現れている。この横断方向流速分布とケースご
との砂堆積量を比較してみると底面付近でわんど内への入り込みが大きいケースTとSが堆積量
も多くなったおり、ケースDよりケースUの方が負の値が比較的多く存在しているため堆積量も
若干多い。ケースUのようなわんど開口部の向きが主流の影響を受けやすい形状ではわんど域に
高速流が存在し、土砂が溜まりにくくなると考えられる。

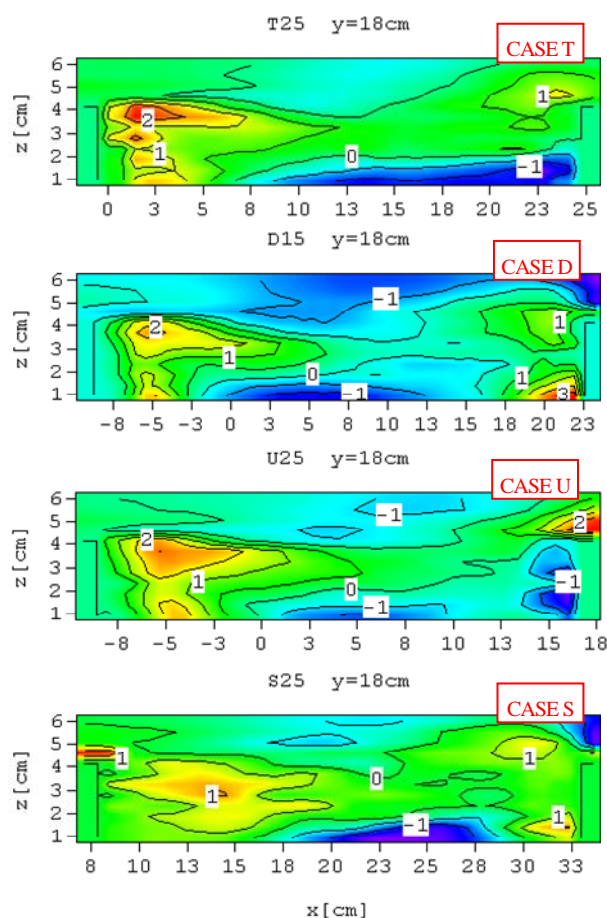


図-4.6 横断方向流速 v の縦断分布

水路底面付近である $z=0.5\text{cm}$ における水平断面流速ベクトルを図-4.7に示す。いずれのケース
においてもわんどの下流端では先端部で水はねが生じており、ケースDにおいてはその現象が著
しく下流側の低水路まで影響している。下流側のわんど形状が斜め流下方向で類似しているケー
スSの場合も水はねが見られるが、その規模はケースDより小さい。これは、ケースDの方が
境界部で主流からの入り込むような流れが発達しており、この流れが下流端の壁に衝突して水は
ねが大きくなっている。砂堆積形状から見てわんど下流端の低水路まで非堆積領域が広がって

いる。また、長方形わんどケース T、台形わんどケース D、上向きわんどケース U では、わんど域内の上流側に循環渦が形成されているが、下向きわんどケース S では明確に見られない。しかし、ケース S の上流側のわんど奥部に小規模渦が現れており、この領域で流速が落ち、入ってきた砂が溜まると考えられる。また、全ケースでわんど奥部の壁に沿って逆流が存在しているのが確認できる。図-4.8 にわんど中央部付近である $y=15\text{cm}$ の鉛直断面流速ベクトルを示す。いずれのケースにおいても高水敷を乗り越える流れによりわんど域上流側で逆流を伴う横断渦が形成されている。さらに、ケース T と S ではわんど域下流端に小規模横断渦が確認できる。一方、ケース D と U では段落ち部から剥離した流れの再付着がわんど域内で顕著に見られ、その流れが下降流となって底面付近まで及ぼしている。このような流れによってこの近辺の底面付近では砂が堆積しにくくなると思われる。

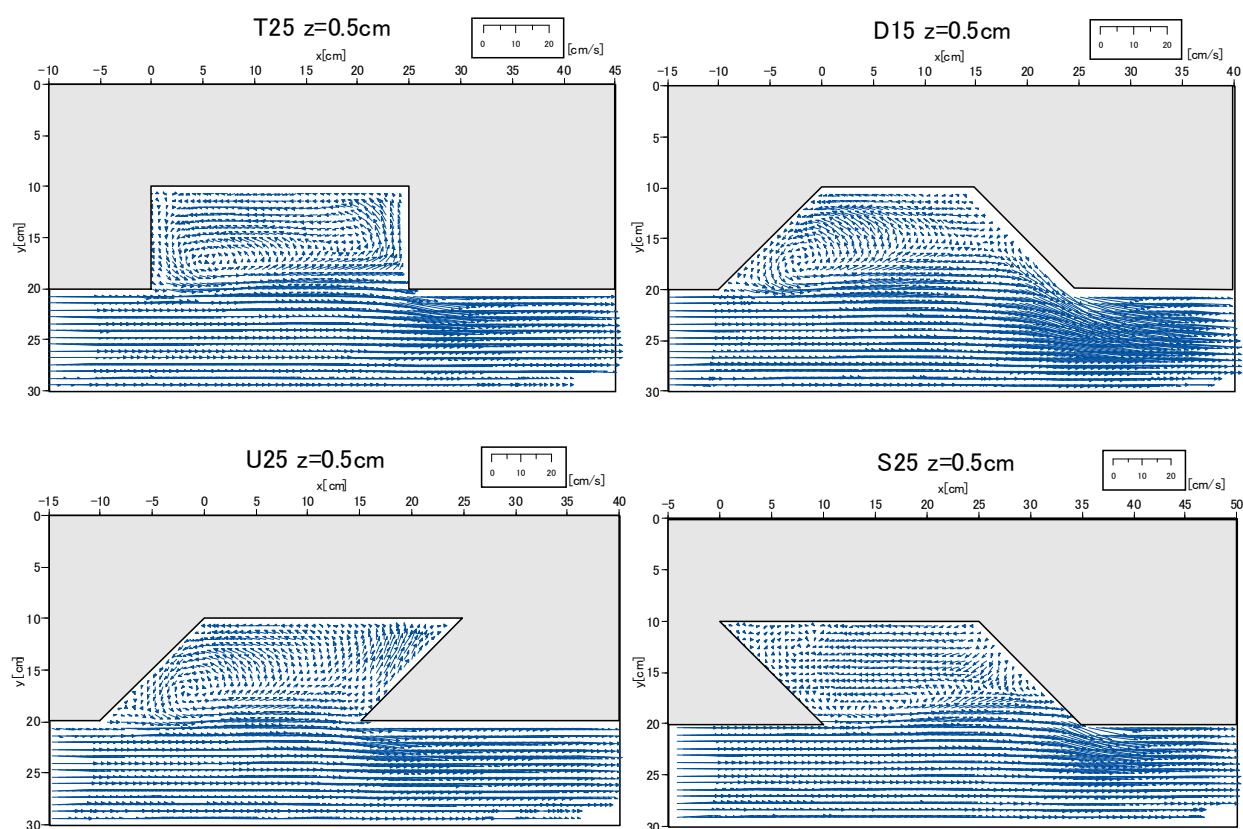


図-4.7 水平断面流速ベクトル

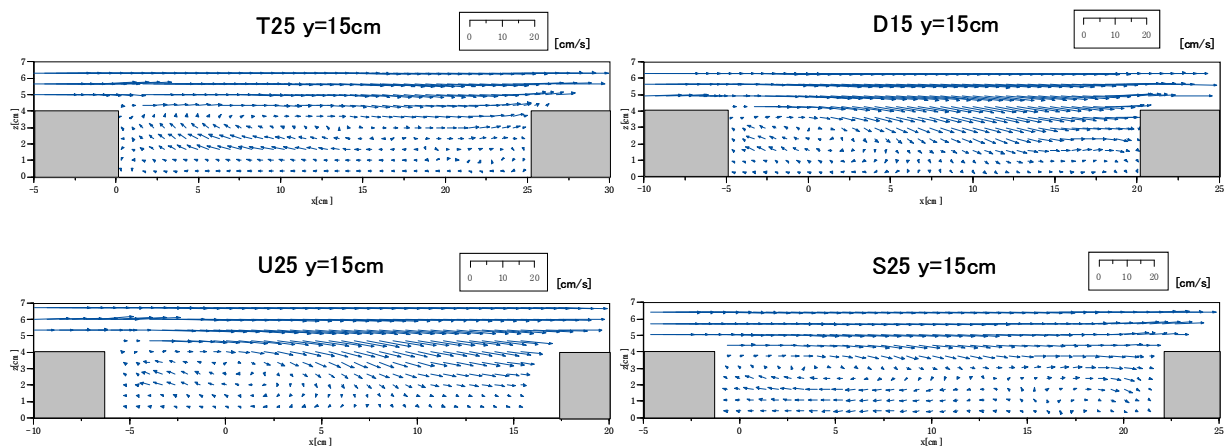


図-4.8 鉛直断面流速ベクトル

4.3.3 2次流ベクトル

PIV実験で得られた水平断面と鉛直断面のそれぞれの流速成分を合成して2次流ベクトルを見ることができる。水平断面では流下方向流速 u と横断方向流速 v を、鉛直断面では u に加えて垂直方向流速 w を取得し、その流れ場における座標系に合わせて流速を合成することによって流れ場の3次元構造が明らかになる。しかし、PIV法ではその流れ場の流速を全体にかけて同時に計測することは困難であるため、一断面ずつ計測を行い、時間平均的な流速データを用いることになる。

本研究は、複断面河道に設けられたわんど周辺の土砂堆積機構を明確にしようとしたもので、そのためにはわんど周辺の流れ構造を明らかにする必要がある。特に土砂の堆積が顕著であるわんど域内の流れ構造を説明するには2次流構造が不可欠である。

図-4.9, 図-4.10, 図-4.11, 図-4.12に各ケースのわんど域内の2次流ベクトルを示す。このベクトルはわんどの領域だけ示したものである。まず、長方形わんどの上流側壁面付近である $x=3\text{cm}$ のベクトルに着目すると $y=15\text{cm}$ の付近から低水路へ向かう流れが形成されており、これはわんど域内に見られる大規模循環渦の端である。さらに、流下方向に行くにつれて2次流が変化し、わんど下流側の壁付近である $x=22\text{cm}$ ではわんど奥部への流れと低水路への流れが分かれて形成されている。この断面の底面付近の流速は比較的早く、図-4.2で見られる非堆積領域を形成させると思われる。図-4.10の台形わんどでは $y=14\text{cm}\sim 18\text{cm}$ の範囲で底面向きの流れが強く、土砂を堆積させない流れとなっている。わんど奥部から半分にわたる縦渦が見られる。また、全断面でわんど中央部に集中し底面でわんど奥の側壁へ向かう流れが確認できる。図-4.11の上向きわんどの2次流ベクトルをみると台形わんどの流れ構造と類似している。その理由については、台形わんどの上流側壁面の向きと上向きわんどの上流側壁面の向きは同じ角度で、斜め水制

で見られる現象と同様に、流下する流れは水制の軸方向の直角に曲げられる性質を持つからである。これによって縦渦が形成され、台形わんどのケースと上向きわんどのケースの堆積形状が同じパターンであることを説明できる。これは、上流側の段落ち部から剥離した流れがわんど域内に再付着することで縦渦を形成させると考えられる。図-4.12 の下向きわんどのケースでは、下向きの流れが見られたものの、台形および上向きのケースに比べて明確な2次流構造は見られない。

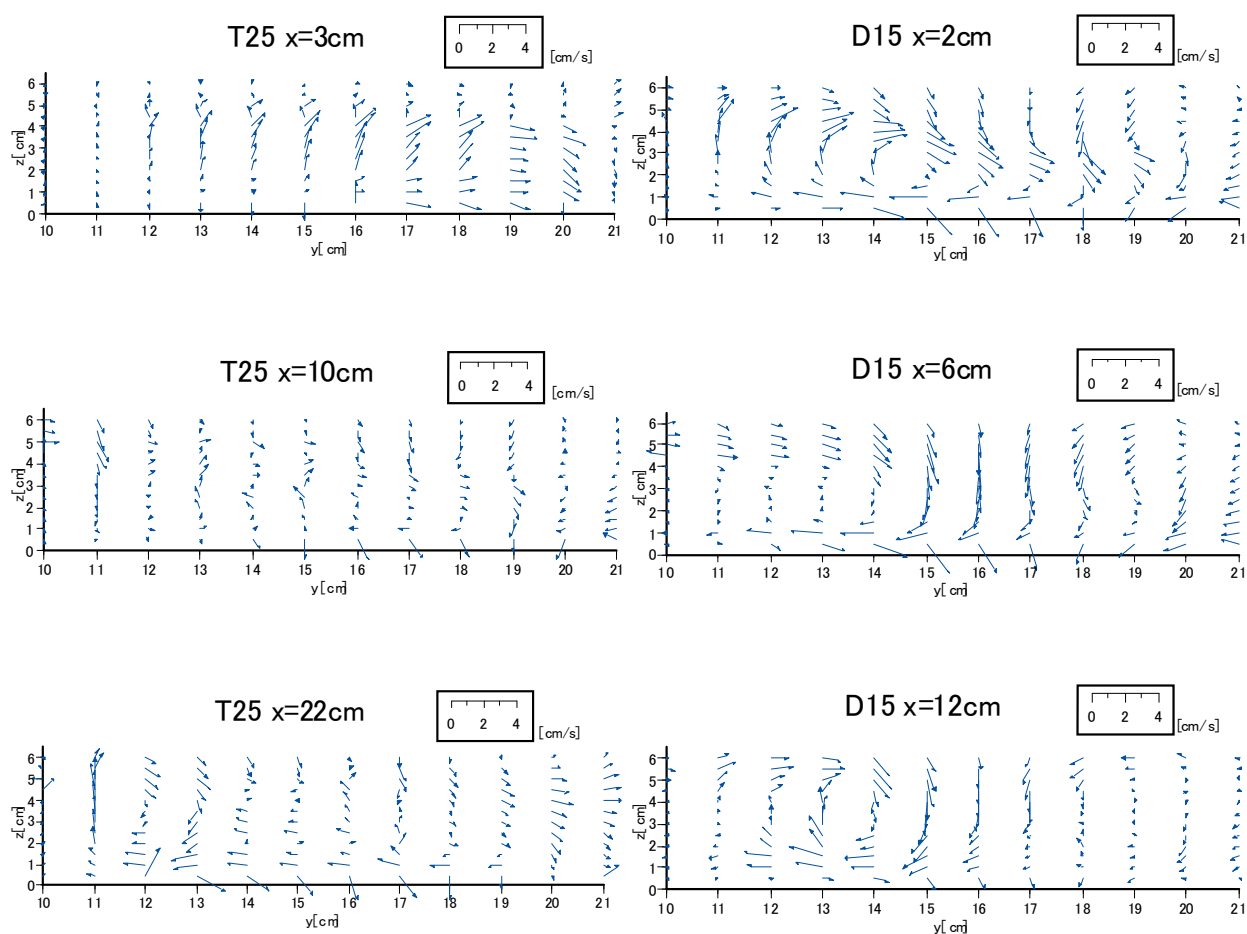


図-4.9 長方形わんど域内の2次流ベクトル

図-4.10 台形形わんど域内の2次流ベクトル

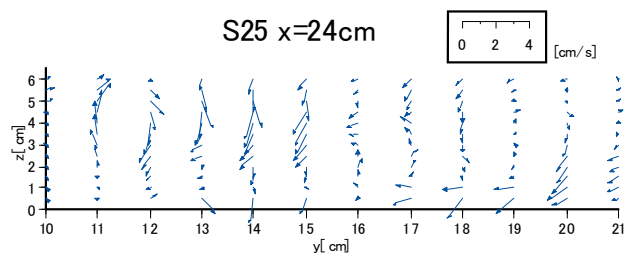
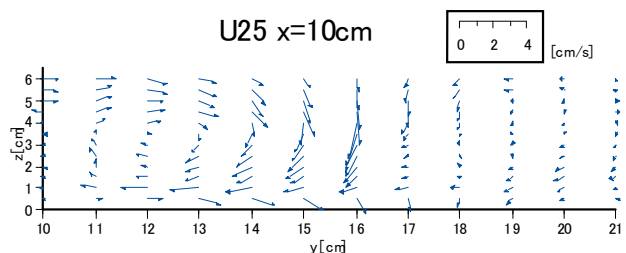
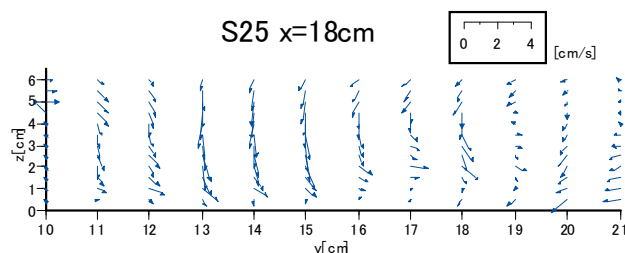
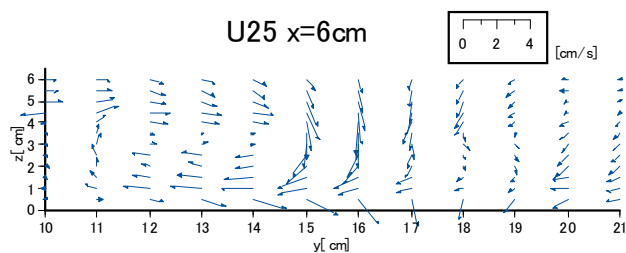
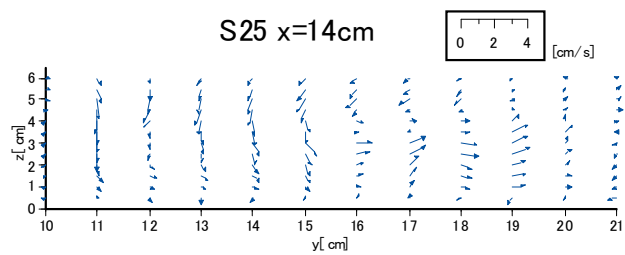
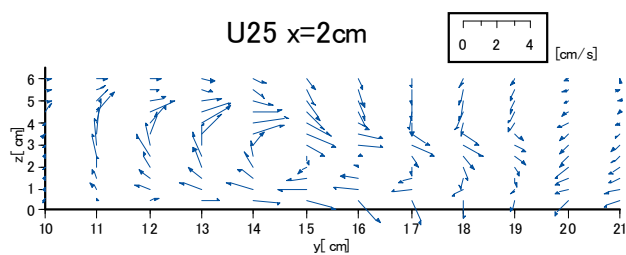


図-11 上向きわんど域内の2次流ベクトル

図-12 下向きわんど域内の2次流ベクトル

4.3.4 土砂輸送機構と形状の効果

わんどの形状による流れ構造の違いは著しく、わんど内への土砂輸送にも与える影響は大きい。土砂実験結果で見られた堆積状況と堆積量の変化はわんどの形状によって明確に示された。まず、わんど内の堆積量は長方形わんどと下向きわんどのケースがほぼ同じ値を示しており、台形と上向きわんども堆積量は同様であるがその量は比較的少なくなっている。また、堆積状況から見ると長方形わんどと下向きわんどの堆積形状は類似しており、台形わんどと上向きわんどの堆積形状もほぼ同じ傾向を示している。ここで、台形わんどと上向きわんど内の非堆積領域に注目してみるとその領域が形成される位置が両方ともほぼ一致しており、これは2次流構造で示された縦渦の発生パターンと関係している。このような現象は高水敷上を越流する流れにより形成される段落ち流れとわんど形状により形成される複雑な流れ構造が引き起こすものである。

4. おわりに

今回の研究では、様々な形状を持つ複断面わんどを対象にし、その周辺に生じる土砂堆積機構や3次元流れ構造を解明するため砂実験とPIV実験を行った。

砂堆積実験ではわんど形状の違いにより堆積量や堆積形状の変化が明確に現れた。長方形わんどと下向きわんどのほうが台形わんどと上向きわんどに比べて堆積量が多く見られ、堆積形状については台形わんどと上向きわんどが同じ傾向を示した。

PIV実験結果から土砂堆積機構について検討した結果、越流する複断面わんど周辺の流れ構造は3次元的であり、その詳細を調べることで土砂堆積機構を説明することができた。特に各ケースの2次流ベクトルを解析することでわんど域内に生じる土砂堆積のメカニズムやわんど形状による流れ構造の変化を明らかにした。

第5章 高水敷わんどの水交換に及ぼす開口部形状の影響

5.1 はじめに

魚類の生息環境の確保や水域から陸域への生態系の連続性の創出を目指した多自然型川づくりにとって河川の側岸の多様性が重要とされる。このような河岸の重要な形状要素の一つとして、河川の側岸に沿う湾状の淀み水域があげられる。このような水域のうち、平水時に流水域と開口部で接続しているものを「わんど」といい、平水時に流水域と接続していないものを「たまり」という。わんどは平水時には魚類の産卵や子稚魚期の生活場、他の生物の生息・生育に適した環境空間であり、洪水時には魚類の避難場の役割をするとされている¹⁾。明治時代に淀川や木曽三川に低水路維持のために設置された水制の周辺に土砂が堆積して良好なわんどが形成された例のように、生態環境改善の効果を期待してわんどを人工的につくる取り組みが行われている。また、砂州上の細流の作用と植生の繁茂等によって自然に形成されたわんどが存在する。

わんどの生態学的な役割を維持するための課題として、平水時には閉鎖的になりがちな水域の水質悪化が考えられ、これを防止するには静穏域を確保しながら適度な水交換が必要となる。高水時には土砂堆積によるわんどの閉塞や破壊が考えられ、防止策としてわんどを越流する洪水流による土砂堆積を考慮した位置および形状の選定あるいは保全策が必要となる。前者の課題については、側岸に凹部を設置したわんどの水理学的機能について実験的、数値的研究が数多く行われている。これらは主流と停滞水域の境界部におけるせん断不安定渦の発生と下流壁面に沿う凹部内への流入に伴う再循環渦の形成機構や水面変動に着目しているものである^{24),25),29),30)}。また、わんど周辺の流れの制御に関する研究や^{31),32),33)}、水制群によるわんど形成プロセスに関する研究や^{34),35)}、わんどの生態系と物理環境に関する現地観測に基づく研究がいくつか行われている^{2),36)}。次に後者の洪水時のわんど内流況に関する実験的研究¹³⁾や独立行政法人土木研究所の自然共生研究センターのわんど研究ゾーンを利用した研究がある³⁷⁾。



図-5.1 淀川の樟葉わんど

本研究では、時間的に大部分を占める平水時のわんど内の水質環境に着目した。実際、主流域と細い連絡水路で接続するようなわんどが数多く存在するとともに、人工わんどについては淀川の樟葉わんど³⁶⁾や木曽川の起地区の人工わんど群において同様の形状が作られている。これまでの実験的研究は開口部の広い、いわゆるサイドキャビティにおける流れ構造に関するものがほとんどであった。開口部が細く狭められたわんどにおいては主流との水交換が著しく低下するおそれがあるが、長期的には有効な水交換が存在し、わんど内の水質が維持されているものと考えられる³⁷⁾。わんどと主流の開口部の形状によって水の交換やわんど内流速にどのように変化するかを明らかにすることが必要である。そこで、わんどと主流域をつなぐ開口部の長さや向きを変化させた実験を行い、これらがわんど内の流れ構造と主流との水交換機能に及ぼす影響について検討した。

5.2 実験方法および実験条件

実験水路は長さ 7.5m、幅 30cm、高さ 40cm の長方形断面開水路を勾配 1/800 に設定して用いた。わんど形状は長さ 15cm、奥行き 9cm の長方形と上流から 4.0m の位置にわんど域を設けた。わんど開口部には厚さ 1cm または 3cm の板を設置し、向きの異なる幅 3cm の開口部を設けた。この場合も主流部の幅は 15cm とし、わんどの奥行き長さは 9cm と一定にした。流量は 1.89 l/s とし、水深はわんど域で 4cm となるように水路下流部の堰上げにより調整した。主流部の平均流速は 31.5cm/s である。このときフルード数は 0.503、レイノルズ数は 7244 である。主流・わんど開口部形状および位置は長さや向きの組み合わせにより図-5.2 に示すように 13 ケースとした。開口部の向きは FW1.1, 1.4, 1.5, 2.1, 3.1, 3.4, 3.5, 4.1, 5.1 が直角、FW1.2, 3.2 が下流向き 45°, FW13, 3.3 が上流向き 45° である。斜め開口部の場合、わんど内の中央 3cm が開口部となるように形状を設定した。

計測はわんど内の流れ構造に着目した可視化 PIV 法による流速ベクトル計測と水交換速度に着目した画像撮影による濁度経時変化計測を行った。PIV 計測の流れの可視化には、直径 50 ミクロン、比重 1.02 のナイロン樹脂粒子を用い、厚さ約 3mm のシート状にしたアルゴンレーザー光を開水路水平断面に照射した。レーザーシートの照射位置は水平断面に 3 断面(z=5,20,35mm)を設定した。この可視化画像はビデオカメラを用いて 1/30s で撮影した。画像計測には DIPFLOW(DIRECT)PIV システムを用い、相互相関法により画像解析し、1800 データ 60 秒間平均値の流速ベクトルデータを取得した。なおわんど内平均流速は PIV による流速ベクトル計測位置の合成流速絶対値のアンサンブル平均である。

濁度計測はいったん開口部を遮蔽して、わんど内をアクアブルーによって一定濃度になるように満たした後、遮蔽部を取り去る実験を行った。この染料の流出状況をわんど上面からビデオで撮影し、ビデオ画像から一定間隔で取り出した静止画像より RGB 値を取得し、これを白黒画像へ信号を変換させて濃淡情報として表す方法を用いた。静止画像は 60 コマごとに 2 秒間隔で作成し、わんど内の画面を 10×10 の 100 の格子を設定し、各格子点の濃淡強度を読み取ってから

全体の平均値を求めた。濃淡強度は 262.5 が黒, 0 が白となるように変換される。これにより得られた値を本実験における濁度と定義し、濁度の時系列変化が得られた。なお実験ケースとしては、わんど開口形状は開口長と開口向き、開口位置の違いにより図-5.2 に示す 13 ケースとした。

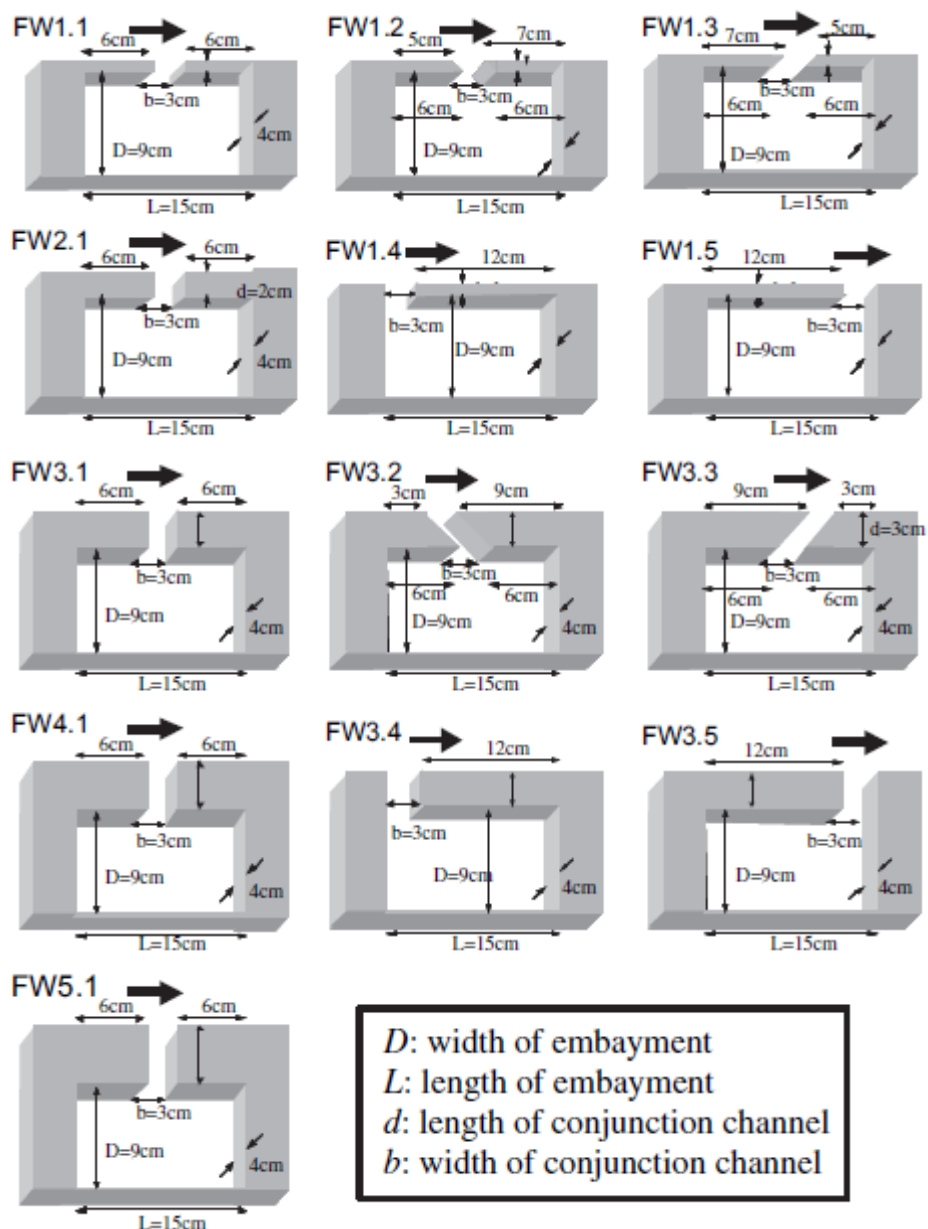


図-5.2 わんど開口部の形状と位置

5.3 開口部の向きの影響

水深方向において断面ごとにわずかな流れ構造の違いが見られるが、その3次元的な流れ構造については5.6の節で述べる。ケースFW1.1, 1.2, 1.3の $z=20\text{mm}$ の断面における流速ベクトルを図-5.3に示す。図のようにわんど内の流れのパターンは開口部の向きによって異なる傾向を示している。一般的に主流の流れが下流側わんど開口壁にぶつかることで直接流入してくる。ケースFW1.1では、主流から流入した流れによってわんど内の上流側と下流側に二つの循環渦が形成されている。下流向きのケースでは、わんど内の上流側に時計回りの大規模循環渦が見られるものの下流側では半時計回りの小規模渦が見られる。この二つのケースでは、わんど内にはほぼ同じ再循環流速を示している。一方、上流向きのケースFW1.3では開口部に流速の大きい渦が発生し、その渦に主流の流れがいったん取り込まれた後に放出されることでわんど内に侵入してくるという間接的な流入が発生している。また、この流入と流出の複雑な運動によってわんど内での再循環を引き起こす。この場合、再循環流速の大きさはケースFW1.1とFW1.2の半分程度である。開口部での間欠的な流入は比較的弱い再循環を引き起こす。

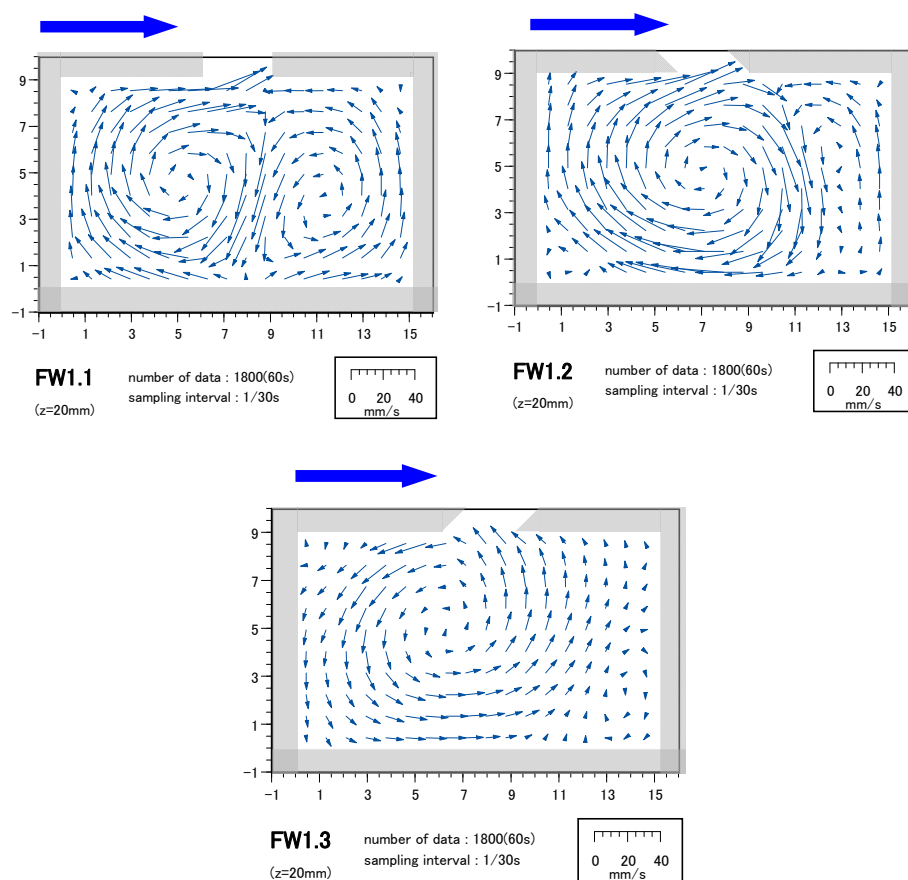


図-5.3 開口部角度による流速ベクトル

5.4 開口部の位置の影響

この節では、開口部の位置によるわんど域の影響について述べる。図-5.4 にケース FW1.4 と FW1.5 の時間平均流速ベクトルを示す。開口がわんど下流側に位置するケース FW1.5 では、わんど下流部に入り込んだ流れによってわんど域の全体にかけて大規模渦が形成されている。一方、わんど域上流側では小さい渦が観測される。開口がわんど上流側に位置するケース FW1.4 では、開口部から直接わんど内に入り込む流れが見られず、開口部の領域で小さい再循環渦が形成されている。その渦を図の中に示す。開口部とわんどの境界部で形成された逆流によってわんど域上流側の壁に沿った流れを引き起こし、わんどの3分の2を占める領域で再循環流が形成されている。わんど内の循環渦のスケールはケース FW1.5 とほぼ同じである。ここで、PIV 解析の際、わんど内と開口部を同時に解析するのが困難であるため、開口部での流速ベクトルを示すことができなかった。その詳細については第5.6節で述べることにする。

5.5 開口部の長さの影響

開口部の長さはわんど中央部で1cmから5cmまで変化させた。図-5.5 にケース FW2.1, FW3.1, FW4.1, FW5.1 の流速ベクトルを示す。ここで開口部における渦構造は図式で示す。開口部の長さが2cmであるケース FW2.1 と長さが1cmであるケース FW1.1 と比較してみると、わんど内の流れ構造が明確に異なっていることがわかる。すべてのケースにおいて開口部に形成された開口渦が確認できる。この開口渦によって形成されるわんど内の再循環渦の傾向はケース FW1.4 と同じである。開口部の長さが3cmであるケース FW3.1 の場合は、流れのパターンとその発生メカニズムはケース FW2.1 とほぼ同じである。この開口渦は上下しながら間欠的にわんど内に入り込んでいく。また、開口部の長さが4cmであるケース FW4.1 でもわんど内の再循環渦の発生メカニズムがケース FW2.1 および FW3.1 とほぼ同じであるが、渦の規模は小さい。図-5.5 に示した FW4.1 と FW5.1 の流速ベクトルのスケールは FW2.1 と FW3.1 より小さい値で示している。また、前のケースと流れのパターンが少し異なっている。この違いは開口部のアスペクト比によってわんど内の再循環渦の形成に影響するものと考えられる。この開口渦の発生メカニズムは明確ではないが、下流側壁付近の発生する局所的な圧力の変化が要因であると考えられる。開口部の長さが5cmである FW5.1 では、渦の発生メカニズムが他のケースと異なっている。これは、流れ方向の長さが奥行き長さより短く、開口渦が直接わんど内の流れに影響しないためである。二次的に引き起こされた流れは開口部の上流側の壁に沿って入り込み、わんど域全体にかけて一対の渦を形成させる。

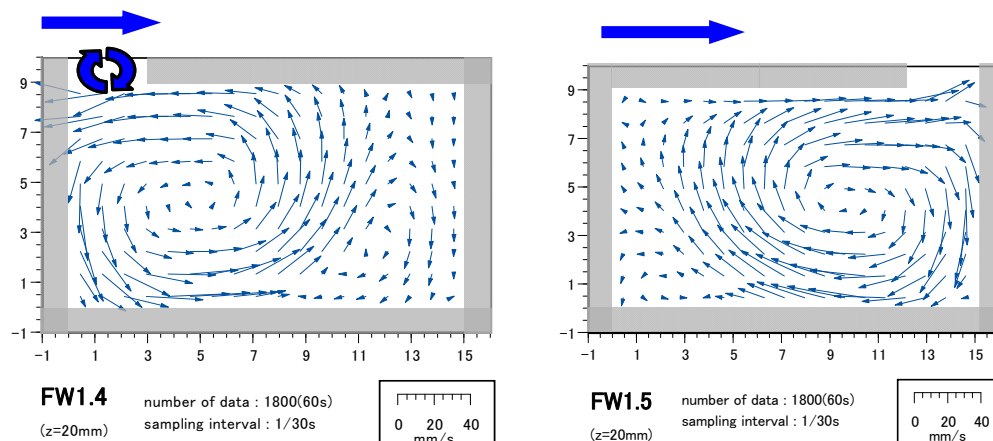


図-5.4 開口部位置による流速ベクトル

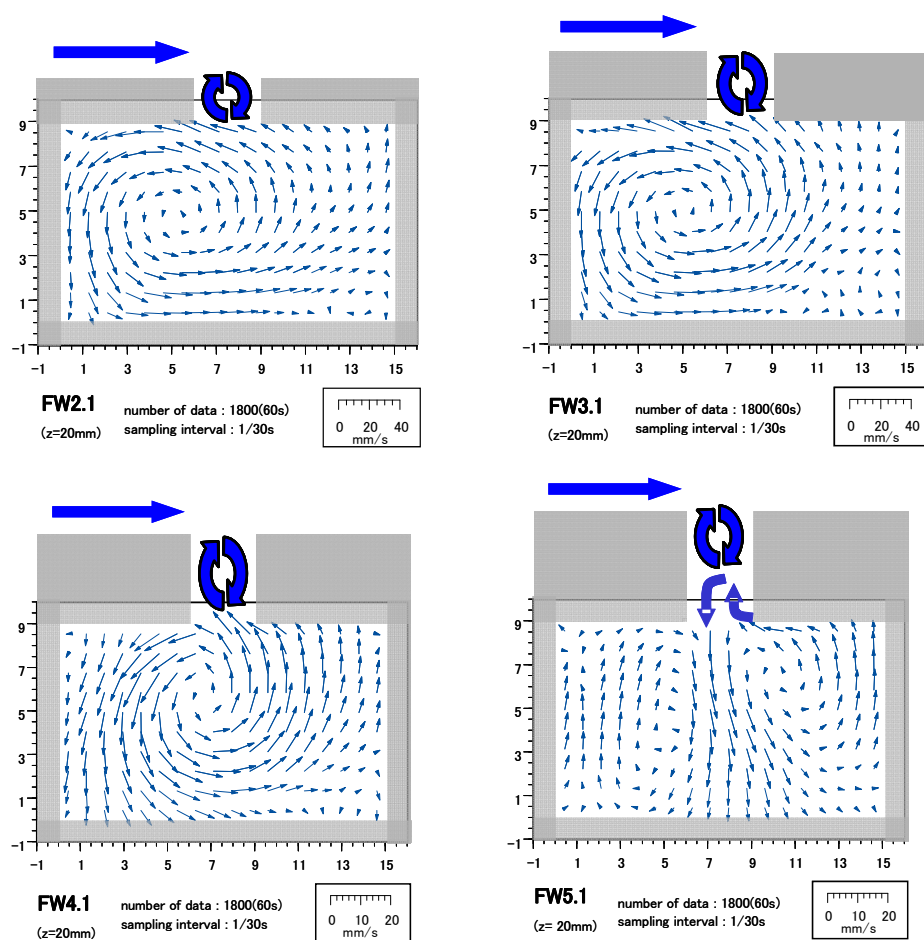


図-5.5 開口部長さによる流速ベクトル

5.6 流れ構造の特性

多くのケースで、最初に形成された開口渦が二次的にわんど内の再循環渦を引き起こすような2段階の相互作用メカニズムが確認された。開口部領域の流れ構造を明確にするため、その領域において16×16ピクセルの画像でPIV解析を行った。開口部とわんどとの相互作用がかなり間欠的であったため、わんど内の渦発生メカニズムがとらえるように10秒間の短い平均時間を用いた。図-5.6に開口部における流速ベクトルを示す。ケースFW1.4では、開口渦が円形に近いものになっており、その渦がわんど域まで入り込んでいる。ケースFW2.1とFW3.1では、FW1.4と同じ渦構造が見られるが、その大きさは小さくなっている。ケースFW5.1の場合、流れ構造がかなり複雑で不安定な特徴を示している。開口渦からわんど内に少し入った領域では、上流側壁近くにわんど内へ向かう流れが見られ、下流側壁付近では外向きの流れが観測されている。この入り込む流れは長時間平均したベクトルで見られるわんど奥に向かうまっすぐな流れを引き起こす。

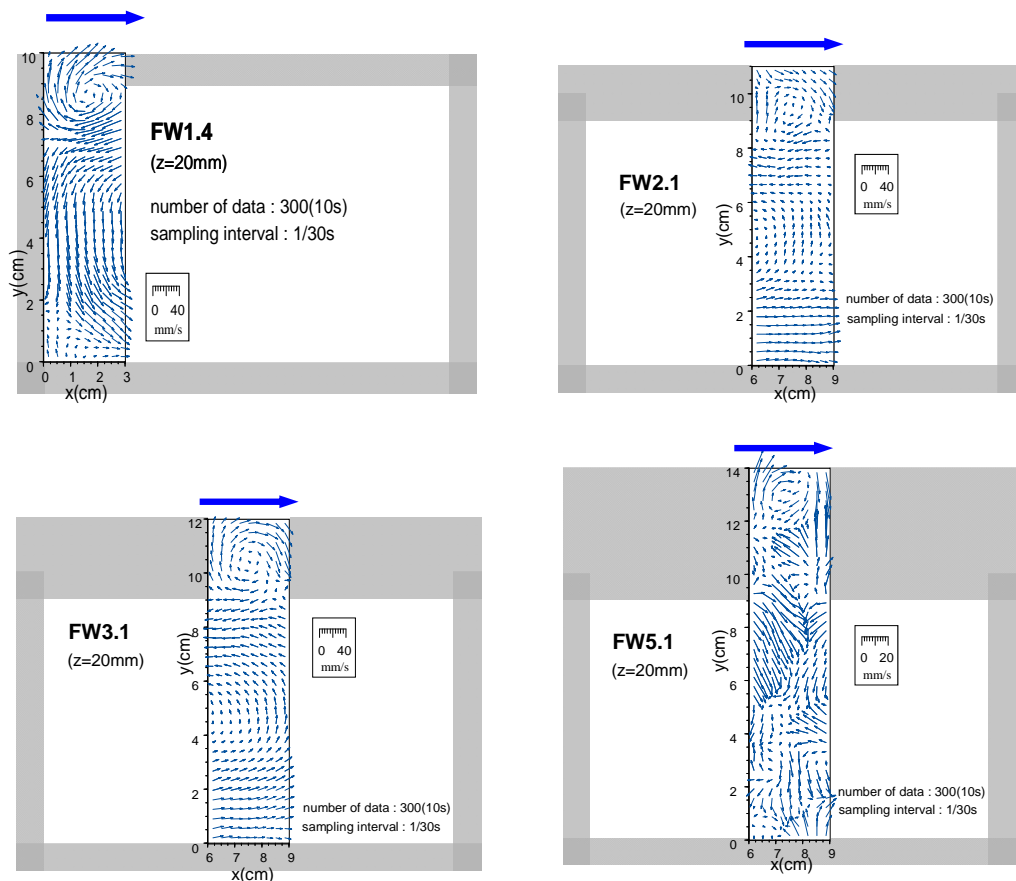


図-5.6 開口部における流速ベクトル

ここでは、開口部の角度と位置を変化させた開口部長さ3cmであるケースについて考察を行う。図-5.7にそれぞれのケースの流速ベクトルを示す。すべてのケースで2段階の相互作用メカニズムを有している。ケースFW3.3とFW3.4の場合と、ケースFW1.3とFW1.4の場合における流れのパターンがそれぞれ類似している。これらのケースのわんど内の流速が他のケースに比べてかなり低速となっている。しかし、ケースFW3.2とFW3.5の場合では、流れの傾向が反対となっている。FW3.2の場合は、FW1.2のような開口渦がわんど域内に入り込む流れが確認できない。わんど内への間欠的な流れの入り込みはまっすぐな流入を引き起こし、さらに一対の渦を形成させる。ケースFW3.5の場合では、開口渦による開口部付近の逆流がわんど内で反時計回りの再循環を引き起こすのはケースFW3.1、FW3.4と同様であるが、流速は遅くなっている。

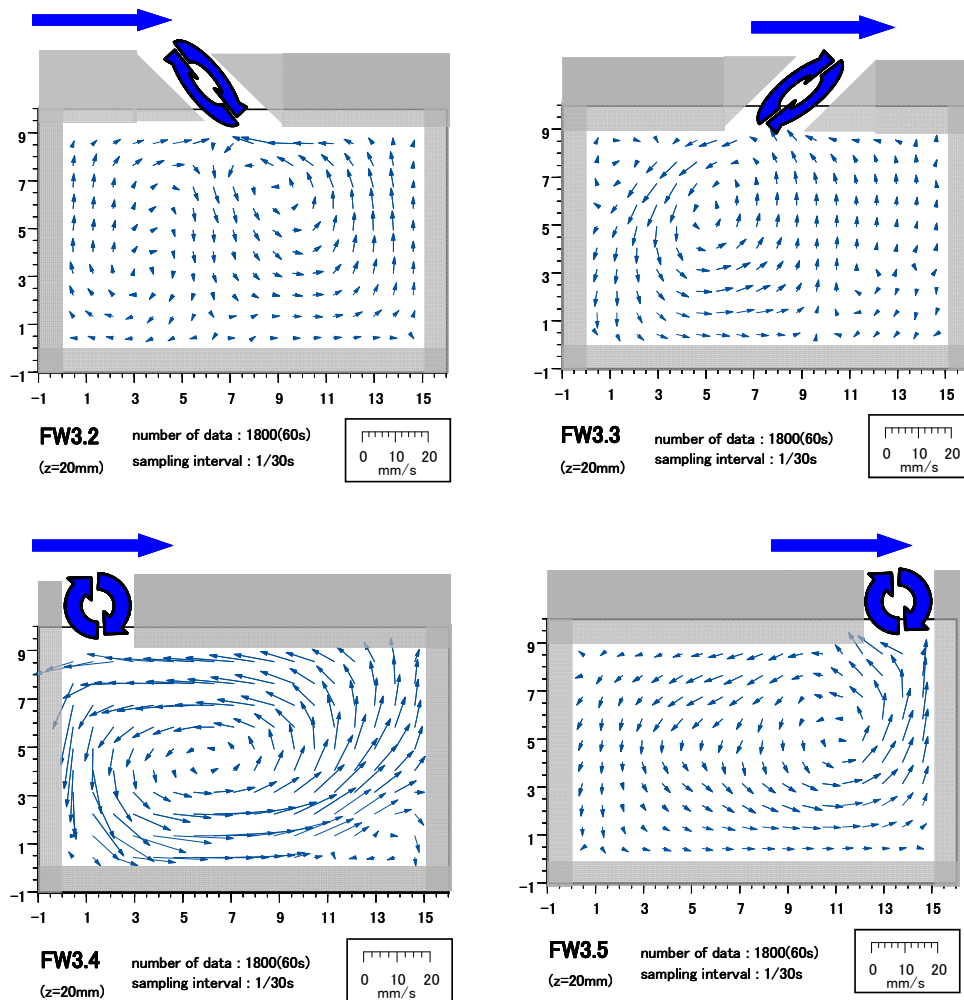


図-5.7 様々な開口部形状による流速ベクトル ($d=3\text{cm}$)

長時間平均流速ベクトルは瞬時に起こる瞬間流速ベクトルを積分した結果であると考えられる。流れの間欠的な挙動は開口部のわんど内付近で観測される。図-5.8 に各ケースの間欠的特性が見られる瞬間流速ベクトルの例を示す。開口部の近い領域では流出と流入が交互に発生している。FW1.3 の場合は、わんど内上流側に安定した渦が存在しているが、下流側壁付近では時に流向を変える流れが確認できる。ケース FW4.1 の場合は、わんど内に流れが時々現れているが、時には流出を時には流入を繰り返している。渦構造の瞬時性は明確ではない。

ここでの流れ条件ではかなり安定した流れ構造を示している。流量が変わると流れ構造はことによって不安定になる。予備実験では流れ構造が交互に変わるのが観測された。図-5.9 にこの不安定現象の例を示す。流量は今の条件より半分にした。最初に、図-5.9 の左のベクトル図ではケース FW1.1 と同様の渦構造が現れた。そして時間が経過するとともに、図-5.9 の右のベクトル図のように流れ構造が変化し、それ以上の変化は見られない。最初のパターンの持続時間は 60 秒～180 秒であった。わんど域内の流れ構造はわんどの形状と主流速の条件によって変化しやすいことがわかった。

中間水深における水平断面のベクトル図では典型的な流れ構造を示しているが、異なる水深の断面ではわずかな違いが見られる。図-5.10 に示すように、開口部長さが 3cm であるケースの $z=5\text{mm}$ と $z=35\text{mm}$ おける流速ベクトル図に注目すると、その流れ構造の 3 次元特性が明確に観測できる。一般に、開口渦によって形成された典型的な流れ構造は底面でわんど域全体を覆うように形成されるが、水面変動によってその領域が狭まれている。ケース FW3.4 の例では、再循環渦が底面付近にわんど域全体をかけて形成されているが、底面からの上昇流によって引き起こされた左向きの流れが起因でその大きさが小さくなっている。ケース FW3.2 の場合、底面付近でわんど内へのまっすぐな流入がわんど奥の側壁にぶつかっているが、自由水面付近では底面からの上昇流の影響でその流れが側壁まで達していない。このケースの場合、わんど底面付近の開口部で入り込む流れが支配的で、自由水面近くでは開口部に集中する流れが支配的である。

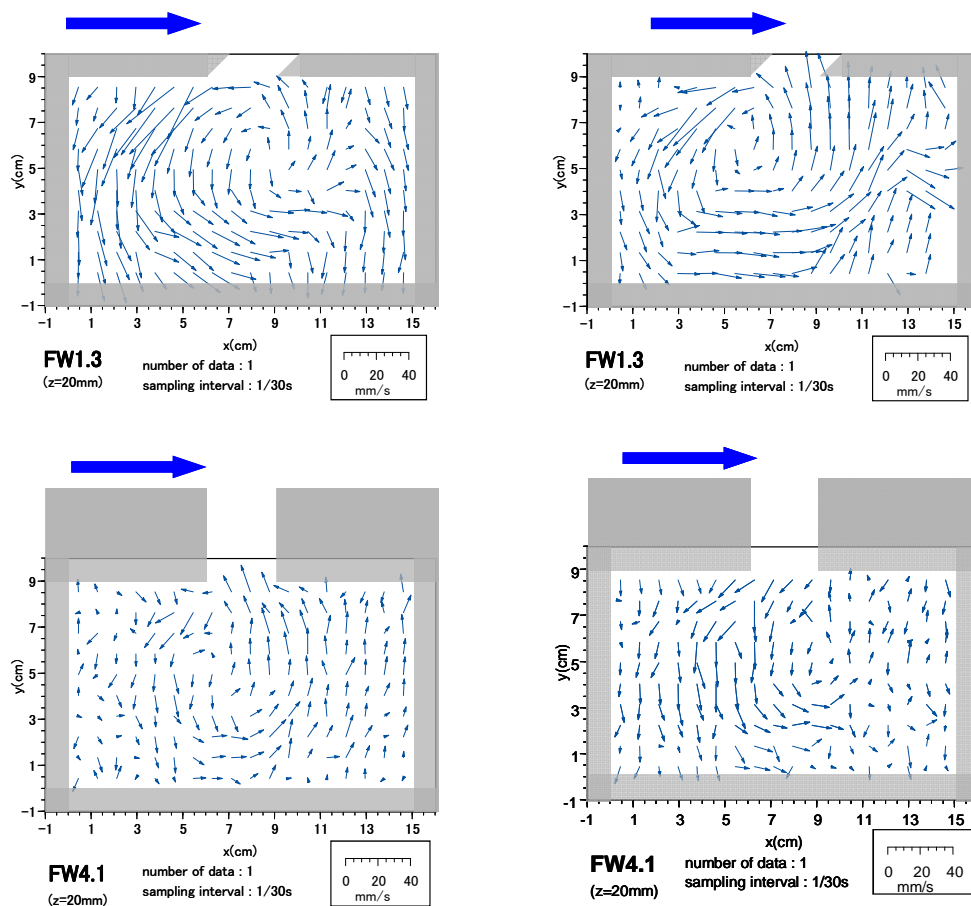


図-5.8 瞬間流速ベクトルの例

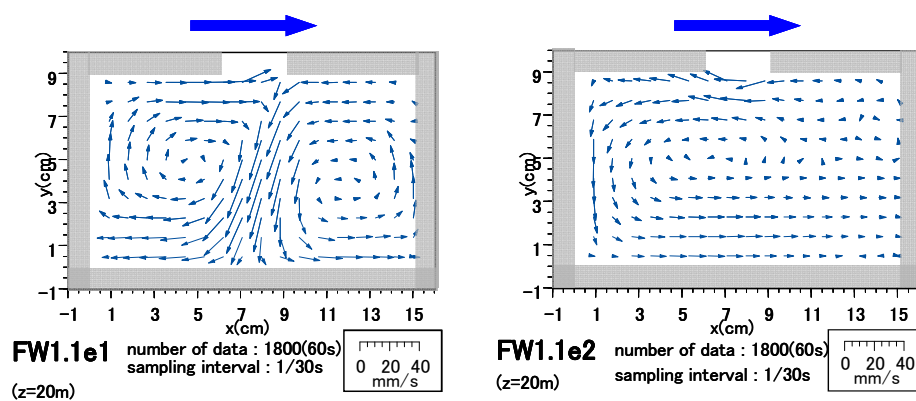


図-5.9 主流速の影響 ($Q=0.83\text{l/s}$)

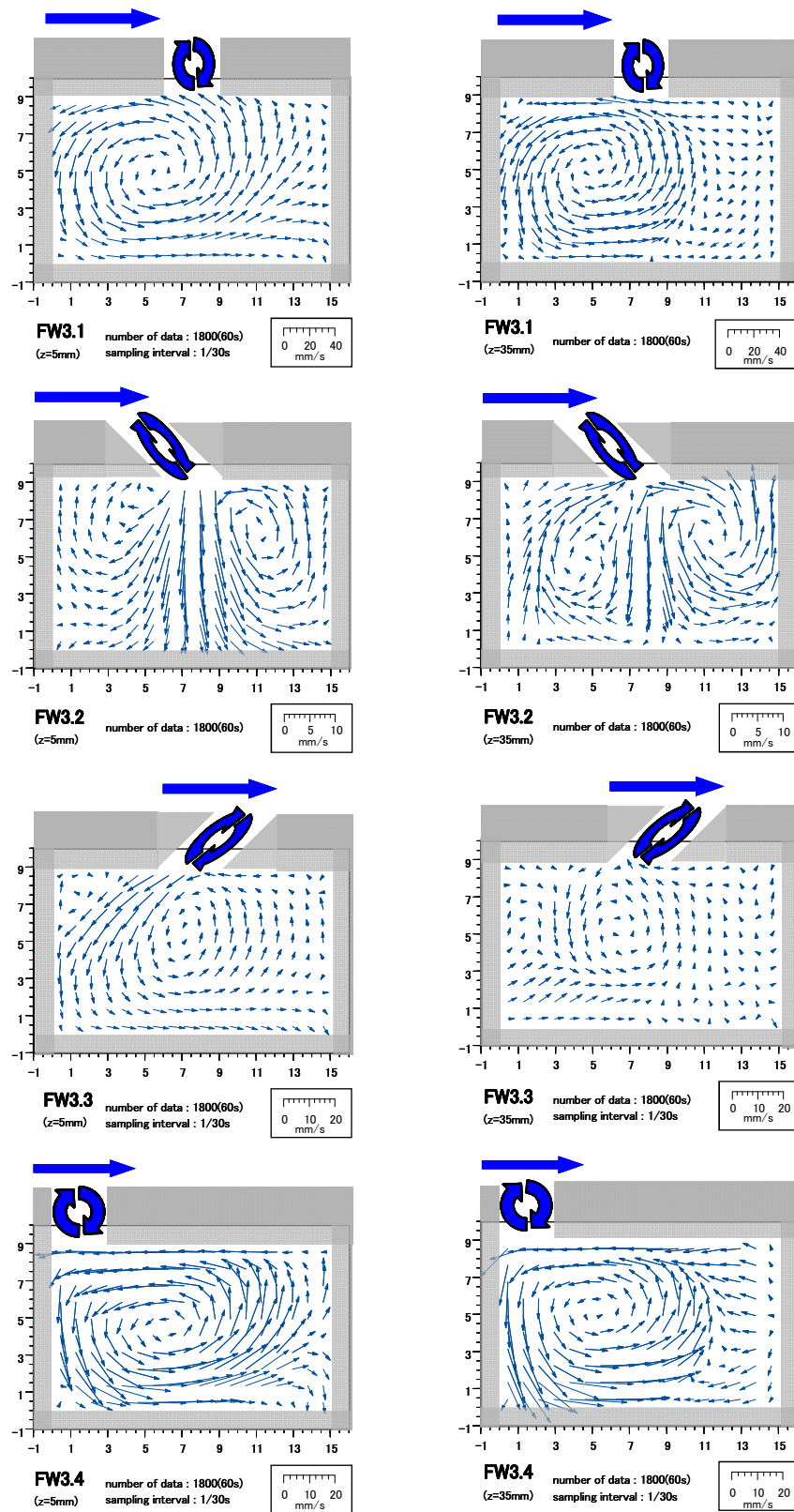


図-5.10 底面および水面付近の流速ベクトル

図-5.11 にわんど内の平均流速 V_a と平均主流速 V_0 との比を示す。開口部長さが 1cm であるケースでは、平均流速が約 $0.05V_0$ であるが、ケース FW1.3 だけ平均流速が約 $0.025V_0$ を示している。開口部長さが増加するとともに平均流速も小さくなっており、それがケース FW5.1 で $0.01V_0$ に達している。開口部長さ 3cm のケースでは、FW3.4 と FW3.1 の平均流速がほぼ同じ程度であるが、他のケースがその値が非常に小さい。

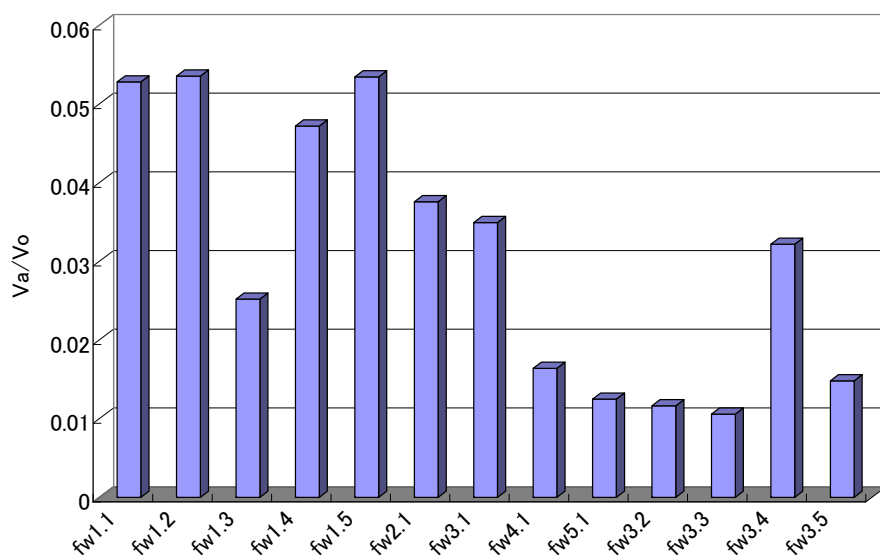


図-5.11 わんど内の平均流速

5.7 水交換実験の結果

平水時のわんどの水質維持については、本川との水交換速度が重要な指標となる。わんど内の流速だけでは実際の水交換量は不明である。ここでは染料を用いた濃度変化速度を計測して水交換速度を求めた。実際の染料濃度と画像の濃淡強度の関係は濃淡強度が 180 以下ではほぼ線形であることを検定で確認しているため、ここでは濃淡強度そのものを相対的な指標として用いた。実験はまず開口部を遮蔽してわんど内を一定濃度の染料液で満たす。この時の濃淡強度を基準濃度 C_0 とする。開口部遮蔽を解除してからの各時間ステップにおける濃淡強度のわんど内空間平均値 C をビデオ画像計測から求めた。染料実験における例を図-5.12 に示す。ここで流れ構造をわかりやすくするため矢印をつけて図式化した。この時、主流部からわんど内へ入り込んだ流れによって染料の濃度が薄まり明るい色になっている。図中の暗い部分は染料がまだ拡散していない流れによって染料が集まった場所である。図-5.13 にわんど内における濃度の経時変化を片対数表示し、3 つのグループに分けて示す。遮蔽板を取り外した後すぐにわんど内の水交換が始まり、十分発達した混合まで時間を要する。条件によって混合開始時間は 10 秒から 60 秒かかる。これがほぼ直線分布することから指数近似を適用する。近似曲線を次式のように求めた。

$$\ln\left(\frac{C}{C_0}\right) = -\frac{t}{T_r} + A \quad (5-1)$$

ここで $1/T_r$ は傾きを、 A は切片を示す。 T_r は滞留時間を指示しており、その値は図-5.13 に示している。最初のグループでは FW1.2 の質量交換が最も速く、FW1.1 と FW1.5 はほとんど同様である。また、ケース FW1.3 の場合が最も遅く、FW1.4 のケースは二番に質量交換率が遅い。2 番目のグループでは、開口部長さの増加に従って質量交換はより遅くなっている。滞留時間は 3 つのグループに分かれており、最も速いのが FW1.1 で 2 番目は FW2.1 と FW3.1、最も遅いのは FW4.1 と FW5.1 である。3 番目のグループでは、FW3.4 と FW3.5 が図-5.13 の上で示された開口部長さ 1cm のケースと違う傾向を表している。質量交換は FW3.4 の場合でより速くなっており、ケース FW3.5 は FW1.4 と FW1.5 のそれぞれのケースと比較的に遅くなっている。また、これから水交換速度 V_e を以下のように定義する。

$$V_e = \frac{D \cdot L}{T_r \cdot b} \quad (5-2)$$

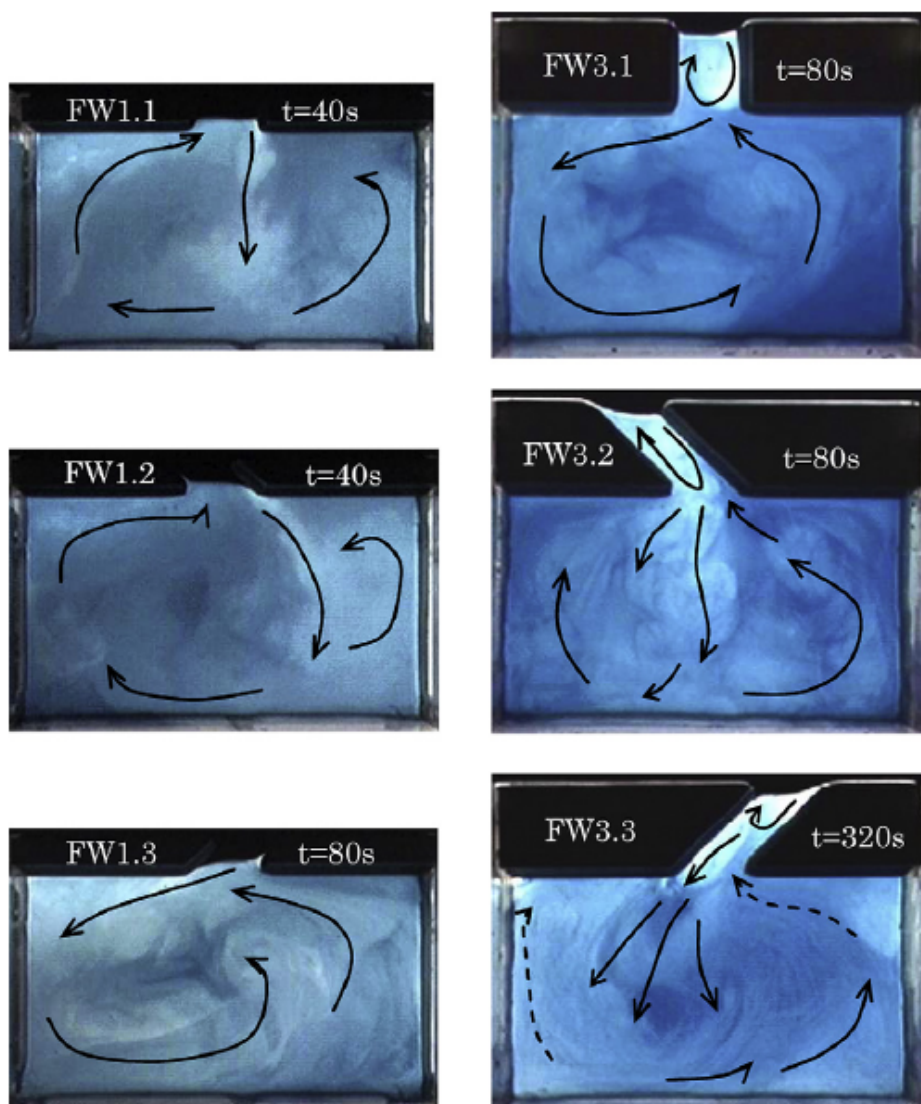


図-5.12 濁度実験の例

ここで D はわんど奥行き, L はわんど長さ, b は開口部の幅である. この定義よりわんど内平均流速と水交換速度を比較した結果を図-14 に示す. この水交換速度はわんど内の水の交換の速さを示し, 大きければ交換が早いということを示す. 一般に, 水交換速度はわんど内の流速スケールに比例している. しかし, いくつかのケースで, 開口部とわんど内に形成される渦構造の影響を受けている. ケース FW3.2 の水交換速度はわんど内の平均流速と比べて非常に高い値を示している. この場合の 3 次元流れ構造は図-5.10 で確認できる. 水の流れは底面付近で入り込みが支配的で, 自由水面付近で合流域を形成させる. このような 3 次元流れによって質量交換は加速されと考えられる. また, ケース FW3.1 と FW3.5 における水交換速度も比較的速い値を示しているがこの理由は不明である. 今回の実験では乱れ特性について検討していない. 開口部における流れの周期的な変動は質量交換の過程において重要な要素であると考えられる.

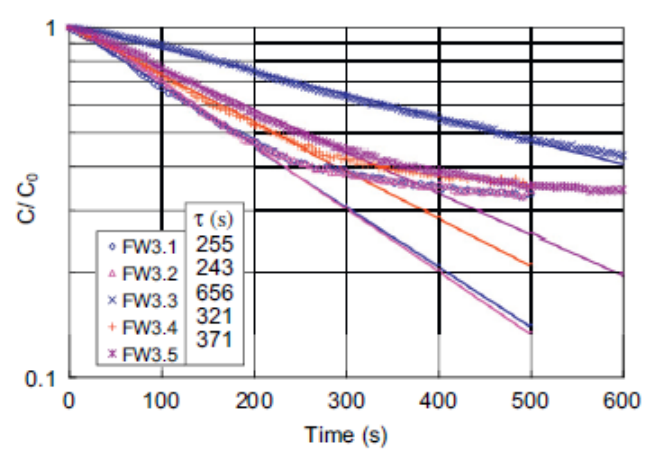
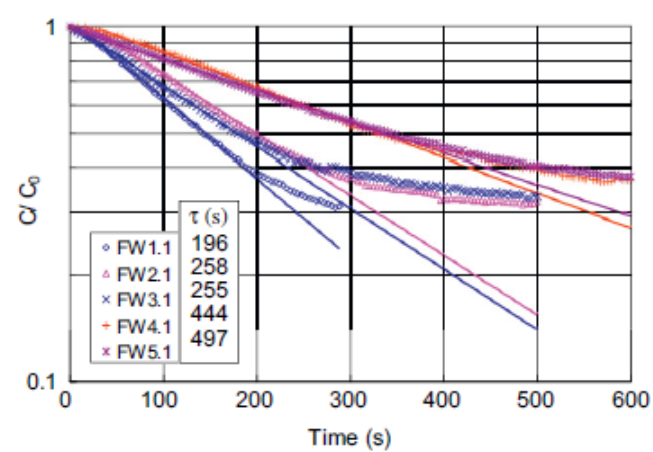
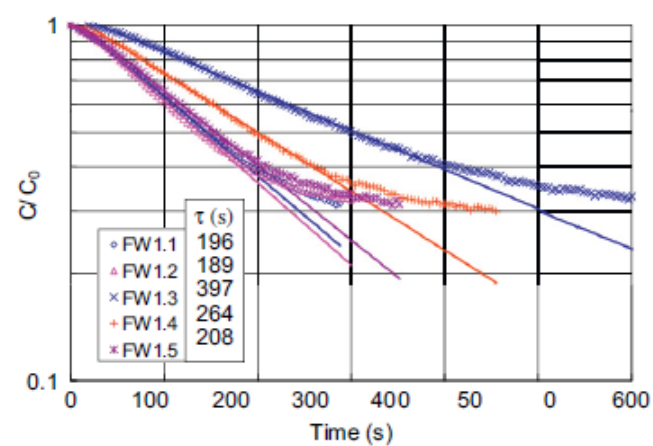


図-5.13 染料濃度の経時変化

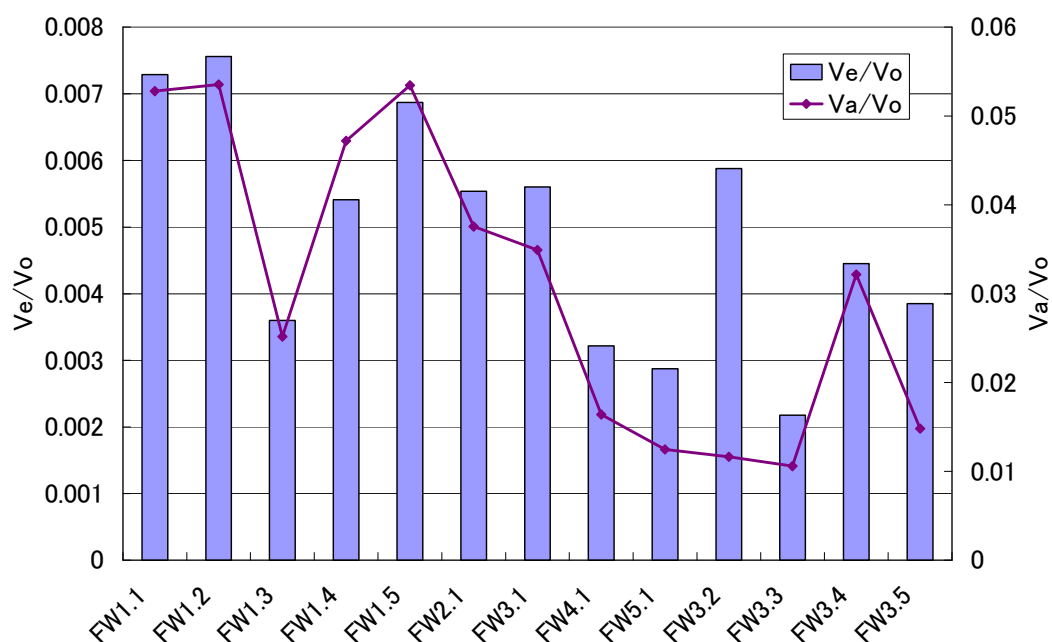


図-5.14 水交換速度

5.8 おわりに

本流とわんどが細い連絡水路で接続しているわんどにおいて、平水時の水質に影響する水交換とわんど内の流れ構造との関係について実験的に検討した。本川わんど連絡水路の角度によってわんど内の渦構造は大きく変化する。連絡水路長い場合、連絡水路内に渦構造が形成され、これが間欠的にわんど内へ侵入することによってわんど内渦が形成される。したがって、連絡水路が短い場合とは全く異なる渦構造が形成される可能性がある。ただし連絡水路の渦を通して間接的に再循環渦が形成されるため、わんど内の流速は直接形成されるケースに比べて小さい。水交換速度はわんど内に発生する流れの流速におおむね比例するが、渦構造の形態により影響される。このようなわんどの設計にあたっては連絡水路長さとかわんどに対する角度の関係を考慮する必要がある。

第6章 結論

以上、高水敷掘削型わんどにおける水理特性について実験および数値計算によって検討を行った。各章で得られた主な結果を以下に要約して示す。

第2章では、PIV可視化法によって複断面河道および高水敷上の水制周辺に生じる流れの3次元構造を捉えることができた。また、水制の長さや水深を変化させ、その周辺の流れ構造を比較した。水制無しの複断面では典型的な2次流構造が捉えられており、水深変化による2次流のパターンや高水敷および低水路で生じる最大流速の分布について考察できた。高水敷上に水制があるケースにおいて、長い水制の場合は第1水制による水はねの影響は非常に大きく、低水路において強い上昇流や下降流を形成する。一方、短い水制の場合は第1水制の水はね効果が高水敷上から低水路の流れにまで及ぼすことがわかった。また、越流型と非越流型それぞれで、水制長さの変化にかかわらず同じパターンの2次流構造が見られた。

以上の結果から高水敷上に水制がある場合は水制周辺で生じる流れ構造が高水敷および低水路流れに大きく影響することと、このような流れ構造がもたらす土砂堆積機構についてもある程度予測できることがわかった。しかし、水制を中水敷の維持・形成に利用する上で限られた実験の範囲では不十分な点があり、複々断面のようなより複雑な条件における実験や精度の高い土砂堆積実験を行う必要があると考える。

第3章では、矢田川に設置された人工わんどにおける現地観測と、実験、数値計算による検討から、直線河道のわんどにおける掃流砂の挙動について検討した。現地観測から、わんど内やひし型置石工の後方に砂が大規模に堆積する過程が明らかにされた。掃流砂の堆積量については、出水の頻度および規模が関係していることが認められた。

実験では掃流砂が移動すると考えられる出水時の影響を検討した結果、置石工周辺の底面での流れ構造と無次元底面せん断応力分布より、置石工の設置が砂州形成に大きな影響を与えたと推測された。

数値計算に関しては、砂州堆積後の形状の上に出水を想定した流れの計算を行い、砂州を乗り越える流れと底面せん断応力分布が詳細に得られ、河床変動計算では、わんど上流部における砂の堆積および砂州と右岸の連結によるわんどの閉塞を再現することができた。

以上より、掃流砂輸送が活発な河川においては、拡幅部による流速低下によって、砂州の形成やわんどの開口部の閉塞、さらにはわんどそのものの埋没といった問題が発生することが示された。また、置き石工のような流れを誘導する構造物の設置が河床変動に与える影響は大きく、慎重な計画が必要であることがわかった。こうした構造物をわんどの形状維持に用いるためには、さらに掃流砂の挙動の解明およびわんど形状や置石工の設置位置について検討する必要がある。

また、PIV実験および3次元数値計算を行い、高水時における複断面わんど周辺の3次元流れ

構造について検討した。また、PIV 実験で得られた結果と数値計算で得られた結果を比較することでその再現性について検討した。

高水時には高水敷を乗り越える流れによりわんど周辺には二つの境界面が存在し、その境界面からの流水の出入りによってわんど域内には複雑な 3 次元流れ構造が見られた。特に、横断方向流速の縦断面分布ではわんど開口部の下流側底面に主流からの流れが入り込み、上流側にわんど内部から主流部向きの流れ分布が示された。さらに、わんどの形状により、高水時にはわんどの上下流部にそれぞれ段落ち、段上がりによる特有な循環流が形成されることがわかった。数値計算の結果と実験結果との比較ではある程度良好な再現性が見られたが、今回の研究で用いた乱流モデルでは第 2 種 2 次流の再現ができなかった。標準型 $k-\varepsilon$ モデルのような等方性の乱流モデルは乱流の非線形に起因する 2 次流特性を再現することはできない。しかし、高水時のわんど内の流れのように変化が激しい流れ場においてはその 3 次元的な流れ構造の傾向を定性的に再現できることがわかった。

第 4 章では、様々な形状を持つ複断面わんどを対象にし、その周辺に生じる土砂堆積機構や 3 次元流れ構造を解明するため砂実験と PIV 実験を行った。

砂堆積実験ではわんど形状の違いにより堆積量や堆積形状の変化が明確に現れた。長方形わんどと下向きわんどのほうが台形わんどと上向きわんどに比べて堆積量が多く見られ、堆積形状については台形わんどと上向きわんどが同じ傾向を示した。

PIV 実験結果から土砂堆積機構について検討した結果、流速分布からは土砂堆積量についてある程度分かることができた。また、越流する複断面わんど周辺の流れ構造は複雑であり、その詳細を調べることで土砂堆積機構を説明することができた。特に各ケースの 2 次流ベクトルを解析することでわんど域内に生じる土砂堆積のメカニズムやわんど形状による流れ構造の変化を明らかにした。

第 5 章では、本流とわんどが細い連絡水路で接続しているわんどにおいて、平水時の水質に影響する水交換とわんど内の流れ構造との関係について実験的に検討した。本川・わんど連絡水路の角度によってわんど内の渦構造は大きく変化する。連絡水路長い場合、連絡水路内に渦構造が形成され、これが間欠的にわんど内へ侵入することによってわんど内渦が形成される。したがって、連絡水路が短い場合とは全く異なる渦構造が形成される可能性がある。ただし連絡水路の渦を通して間接的に再循環渦が形成されるため、わんど内の流速は直接形成されるケースに比べて小さい。水交換速度はわんど内に発生する流れの流速におおむね比例するが、渦構造の形態により影響される。このようなわんどの設計にあたっては連絡水路長さやわんどに対する角度の関係を考慮する必要がある。

以上の研究成果から、複断面流れにおいて高水敷部分にわんどを設置する場合の水理特性が明らかにされ、環境に配慮した河道の設計指針に資することが期待される。

謝 辞

本研究の遂行と本論文の取りまとめにあたり，終始懇切なる御指導，御激励と，細部にわたり御教示を賜りました名古屋工業大学工学研究科 教授 富永晃宏先生に深甚なる謝意を表する次第です．また，実験をはじめとして著者の留学生活に関する色んなアドバイスを頂きました名古屋工業大学 技官 尾澤敏行氏に謹んで感謝の意を表します．

名古屋工業大学河川研究室の卒業生および在学生の皆様方には，実験および数値計算等に関しまして多大な御協力を賜りました．ここに記して心より御礼申し上げます．

長い間著者を物心両面で支えてくれた韓国の家族にも大変お世話になりました．ここに記して感謝申し上げます．

参考文献

- 1) 「わんどの機能と保全・創造～豊かな河川環境を目指して～」，(財)河川環境管理財団 大阪研究所，1999
- 2) 木村一郎，北村忠紀，鷺見哲也，武田誠，鬼束幸樹，庄建治朗，大塚康：木曽川感潮域に設置された水制群周辺のワンド形成過程と河川環境に関する共同研究河川，技術論文集，第 8 巻，2002 年 6 月
- 3) 富永晃宏，榊卓也：川幅急変部を有する砂礫床河川における乱流計測と摩擦速度の評価，応用力学，vol.12，pp.673-680，2009
- 4) 富永晃宏，榊卓也：砂礫床河川に設置された人工わんど周辺の河床変動，水工学論文集，vol.54，pp.793-798，2010
- 5) 富永晃宏，鄭載勲，阪巻実佳：複断面開水路高水敷に設けられた凹部の流れ構造，応用力学，vol.8，pp.883-891，2005
- 6) 鄭載勲，富永晃宏：高水敷に水制を有する複断面河道の流れ構造，水工学論文集，vol.53，pp.913-918，2009
- 7) 「水理公式集－昭和 60 年版－」土木学会，pp.193-201，1980
- 8) 「PIV の基礎と応用－粒子画像流速測定法－」，M.ラッフェル・C.E.ヴィラート・J.コンペンハンス，監修：小林俊夫，訳：岡本孝司，川端正昭，西尾茂，シュプリンガー・フェアラーク東京，2000
- 9) 竹原幸夫・江藤剛治・道奥康治：粒子追跡による流れ計測のための新技術の開発，水工学論文集，Vol.38，pp.689-696，1994
- 10) 「レーザーの世界 ～未来の光レーザー光線の解説～」，青山邦章・守屋博之・分部至郎，暁印書館，1981
- 11) 富永晃宏，中野義郎，藤田享良：越流型水制域内の流れ構造の可視化解析，水工学論文集，第 44 巻，pp.1041-1046，2000.
- 12) 富永晃宏，中野義郎，井嶋康二，長坂剛：越流型水制域内の流れ構造に及ぼす相対水制高の影響，応用力学論文集，vol.3，pp.805-812，2000.
- 13) 富永晃宏，中居毅，内藤健，中村尚子：開水路湾曲部に設置した透過水制の流れと河床変動に及ぼす影響，水工学論文集，Vol.48，pp.547-552，2004.
- 14) 川口広司，岡信昌利，福岡捷二：越流型水制群に作用する流体力の特性，水工学論文集，vol.4，pp.1065-1070，2000.
- 15) 瀬津家久，鬼束幸樹，相良幸輝，池谷和哉：かぶり水深の変化が複断面開水路流れの組織渦に及ぼす影響に関する研究，土木学会論文集，No.649/II-51，pp.1-15，2000.
- 16) 石垣泰輔，今本博健：可視化法による複断面開水路流れの 3 次元構造に関する研究，土木学会論文集，No.515/II-31，pp.45-54，1995.
- 17) 池田駿介，村山，空閑：複断面開水路水平渦の安定性とその 3 次元構造，土木学会論文集，

- No.509/II-30, pp.131-142, 1995.
- 18) Tominaga, A. and Nezu, I., Turbulent structure in compound open channel flows, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, 117(1), pp.21-41, 1991.
 - 19) Weitbrecht, V., Socolofsky, S. A., Jirka, G. H. : Experiments on mass exchange between groin fields and main stream in rivers, in *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 134, No.2, pp.173-183, 2008.
 - 20) Sturm, T. W. : Scour around bankline and setback abutments in compound channels, in *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol.132, No.1, pp.21-32, 2006.
 - 21) 木村一郎, 細田尚, 友近文志 : 死水域を伴う開水路流れの非定常振動特性, 水工学論文集, 38 巻, pp. 425-430, 1994
 - 22) 禰津家久, 鬼束幸樹, 高橋俊介 : 開水路わんどモデル内の乱流特性と組織渦, 土木学会論文集 II, 684 巻, pp.11-20, 2001
 - 23) M.A.Jalil, Y. Kawahara, N. Tamai and K. Kan : Experimental Investigation of Flow in Embayment, 水工学論文集, 37 巻, 1993
 - 24) 中川研造, M.A.Jalil, 河原能久, 菅和利 : 人工ワンド周辺部の流れ場に関する実験的研究, 河道の水理と河川環境シンポジウム論文集, 1 巻, pp.89-94, 1993
 - 25) 木村一郎, 細田尚, 村本嘉雄, 安永良 : 開水路流れにおける死水域内の流体振動に及ぼす水理パラメータの効果, 水工学論文集, 39 巻, pp. 779-784, 1995
 - 26) 禰津家久, 鬼束幸樹, 池谷和哉 : P I Vを用いた開水路凹部流れにおける水平渦構造の解析, 土木学会論文集 II, 677 巻, pp. 53-61, 2001
 - 27) Hirt, C.W. and Nichols, B.D. : Volume of fluid method for the dynamics of free boundaries,, *J.Comp.Phys*, Vol.39, pp.201-225, 1981
 - 28) Hosoda, T., Sakurai, T., Kimura, I. and Muramoto, Y. : 3-D computation of compound open channel flows with horizontal vortices and secondary currents by means of non-linear k-e model, *J. of Hydroscience and Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.17, No.2, pp.87-96, 1999
 - 29) 木村一郎, 細田尚, 安永良, 村本嘉雄 : 開水路流れ止水域周辺の水面振動・流体混合特性, 水工学論文集, 第 41 巻, pp.711-716, 1997.
 - 30) 武藤裕則・馬場康之・藤田一郎・綾史郎 : わんどの形成過程に関する一考察ー死水域の速度分布ー, 河川技術論文集, Vol.8, pp.383-388, 2002.
 - 31) 禰津家久, 鬼束幸樹, 池谷和哉, 高橋俊介 : わんど形状が河川に及ぼす影響に関する水理学的研究, 応用力学論文集, Vol3, pp.813-820, 2000.
 - 32) 富永晃宏・谷川幸男・久田陽史 : 人工わんどの水交換機構とその制御に関する研究, 水工学論文集, 第 46 巻, 571-576, 2002.
 - 33) 富永晃宏・久田陽久 : 人工わんどの水交換機構に与えるわんど形状と植生の影響に関する研究, 水工学論文集, vol.47, 517-522, 2003.
 - 34) 武藤裕則・北村耕一・中川一 : 水制群による砂州上わんど・たまりの形成に関する実験的検討, 河川技術論文集, 第 11 巻, pp.417-422, 2005.

- 35) 北村忠紀, 山田淳夫, 辻本哲郎 : 水制背後の局所河床低下におけるわんど地形の形成, 河川技術論文集, 第 7 巻, pp.327-332, 2001.
- 36) 鍛冶塩太・綾史郎・武藤裕則・馬場康之・中西章・出口恭・藤田一郎・竜門俊次 : 淀川楠葉復元ワンド群の水理環境, 水工学論文集, 第 50 巻, pp.1117-1122, 2006.
- 37) 富永晃宏・谷川幸男 : 非定常流における人工わんどの水交換について, 平成 12 年度自然共生研究センター研究報告書, 209-212, 2001