

新 制
工
1087

開水路流れの乱流特性に及ぼす圧力勾配の影響と
組織渦構造に関する研究

1997年3月

門 田 章 宏

開水路流れの乱流特性に及ぼす圧力勾配の影響と
組織渦構造に関する研究

1997年3月

門 田 章 宏

目次

第1章 序論	1
第2章 内部境界層を有する加速・減速流の乱流特性 とその解析手法に関する研究	15
2.1 概説	17
2.1.1 空間的な非一様性を伴った流れ場に関する従来の研究	17
2.1.2 本研究の目的	19
2.2 理論的考察	19
2.3 実験方法および条件	20
2.4 解析方法	22
2.4.1 摩擦速度および底面せん断応力の評価方法	22
2.4.2 圧力勾配を有する流れ場の分類	24
2.5 内部境界層を有する加速・減速流の平均流特性	28
2.5.1 修正形状係数による流れ場の分類	28
2.5.2 基本的乱流統計量の分布特性と圧力勾配との関連	31
2.6 総合的考察	45
参考文献	47
記号表	48
第3章 正弦波床上の基本乱流特性に及ぼす 圧力勾配の影響に関する研究	51
3.1 概説	53
3.1.1 緩やかな圧力勾配を伴った流れ場に関する従来の研究	53
3.1.2 本研究の目的	55
3.2 圧力勾配の影響を考慮した壁法則に関する理論的考察	56
3.2.1 圧力勾配下における混合距離モデルの妥当性	56
3.2.2 流速分布に関するモデルの検討	59
3.3 実験方法および条件	67
3.4 解析方法	69
3.4.1 基本乱流統計量の算出法	69
3.4.2 圧力勾配パラメータ	69
3.5 平均流特性と圧力勾配の影響	71
3.5.1 圧力勾配および水面形の変化特性	71
3.5.2 基本的乱流統計量の分布	74
3.5.3 せん断応力の分布特性	85
3.5.4 圧力勾配の影響を考慮した壁法則の提案	86
3.6 低レイノルズ数乱流モデルによる圧力勾配流れの計算	89
3.6.1 基礎方程式系および数値解法	90

3.6.2	圧力勾配下の開水路流れに関するモデルの提案	91
3.6.3	解析結果と実験データとの比較	92
3.7	総合的考察	95
参考文献		96
記号表		97
第4章	非定常開水路流れの乱流構造に関する基礎的研究	101
4.1	概説	103
4.1.1	非定常開水路流れの乱流構造に関する従来の研究	103
4.1.2	非定常境界層流および閉管路流れの乱流構造に関する従来の研究	104
4.1.3	本研究の目的	106
4.2	理論的考察	107
4.3	実験方法および条件	108
4.4	解析方法	111
4.4.1	非定常流れにおける平均量の定義	111
4.4.2	非定常パラメータ	114
4.5	非定常開水路流れの平均流構造とその時間変化特性	116
4.5.1	自由水面付近の外層における特性と圧力勾配との関連	116
4.5.2	自由水面の存在しない非定常閉管路流れの乱流特性との相違	133
4.5.3	開水路乱流の壁面領域に及ぼす非定常効果	138
4.6	総合的考察	144
参考文献		147
記号表		149
第5章	河床波背後に発生する組織渦の 三次元時空間相関構造に関する研究	153
5.1	概説	155
5.1.1	不連続な境界形状を伴った流れに関する従来の研究	155
5.1.2	本研究の目的	157
5.2	実験方法および条件	158
5.2.1	河床形状および計測区間	158
5.2.2	染料を用いた単一河床波上の可視化実験	159
5.2.3	点計測および二台のレーザ流速計を用いた同時乱流計測	160
5.2.4	染料を用いた可視化とレーザ流速計との同時計測	162
5.3	時空間相関の解析手法	163
5.3.1	瞬間流速時系列のデータ処理方法	163
5.3.2	従来型時空間相関解析	164
5.3.3	条件付き時空間相関解析および判別関数, しきい値の決定手法	166
5.4	可視化実験結果およびレーザ流速計との同時計測	168
5.4.1	剥離渦およびコルク・ボイル渦の可視化	168
5.4.2	再付着点距離の変化特性	172
5.4.3	組織渦の卓越周波数の同定	174
5.4.4	条件付きサンプリング手法に用いるしきい値の決定	176

5.5	点計測による剥離を伴った流れの平均流特性	181
5.5.1	水面形状および圧力変化特性	181
5.5.2	基本的乱流統計量の分布	183
5.6	時空間相関構造解析による河床波背後に発生する組織渦の移流特性	186
5.6.1	従来型時空間相関構造	186
5.6.2	条件付きサンプリング手法による組織渦の検出	189
5.7	総合的考察	193
	参考文献	194
	記号表	196
第6章 河床波上の非定常乱流構造と組織渦に関する研究		199
6.1	概説	201
6.1.1	本研究の目的	201
6.1.2	本研究の概要	202
6.2	実験方法および条件	203
6.2.1	染料注入法および水素気泡法を用いた可視化実験	204
6.2.2	波高計とレーザ流速計による点計測実験および時空間相関実験	205
6.2.3	染料濃度の計測	207
6.3	解析方法	208
6.3.1	時空間相関解析のための固定時間の定義と計測データの処理手順	208
6.3.2	従来型時空間相関解析	209
6.3.3	条件付きサンプリング手法と判別関数・しきい値の定義	209
6.4	染料注入法および水素気泡法による可視化	213
6.4.1	剥離渦およびコルク・ボイル渦の可視化	213
6.4.2	剥離渦およびコルク・ボイル渦の発生形態	215
6.4.3	可視化実験による再付着点距離の変化特性	220
6.5	河床波上の非定常平均流構造	222
6.5.1	水面形の空間分布特性	222
6.5.2	摩擦速度の評価および底面せん断応力の変化特性	223
6.5.3	点計測実験による再付着点距離の変化特性	226
6.5.4	平均流速およびその他の高次相関の分布	229
6.6	増水期・減水期における時空間相関構造の相違および三次元移流特性	233
6.6.1	従来型時空間相関構造	233
6.6.2	条件付きサンプリング手法による組織渦の検出	236
6.7	染料濃度の分布特性	241
6.7.1	染料濃度の拡散特性	241
6.7.2	染料濃度の統計的性質	243
6.8	総合的考察	245
	参考文献	248
	記号表	250
第7章 結論		253

第1章

序 論

組織乱流の発展

流れには層流と乱流とが存在し、河川・湖沼・海岸・海洋などの自然界の流れの大半は、遙かに大きな渦スケールを伴った乱流である。乱流現象の解明は水理学・流体力学の中で最も重要で、かつ流れの制御や水理構造物の合理的な設計に不可欠なものと考えられる。乱流中における平均速度場は、乱れによって生成されるレイノルズ応力によって生成・維持されるため、せん断応力の分布特性が平均速度場を決定づける。レイノルズ応力の発生は互いに垂直な速度変動による運動量の拡散・混合を意味するため、実用工学面で問題とされる物質や熱の拡散・輸送に果たすせん断乱流の役割は重要なものである。このため、機械工学、航空工学、化学工学、海洋学、気象学や河川工学の広範囲な分野で、抵抗則、拡散現象、物質輸送等に関する理論的・実験的研究が精力的に行われ、現在においても有益なデータベースとなる多くの知見が得られている。

乱流中では渦が形成され、流体粒子が不規則に混合しながら流れるため、従来からの一般的な乱流解析では、平均流に乱れによる変動が重ね合わされるものとして扱われてきた。いわゆるレイノルズ分解法である。この乱れ変動による運動量輸送が起因することによりレイノルズ応力が新たな応力として発生し、ナビヤ・ストークスの方程式が完結しなくなる。このため、平均速度場とレイノルズ応力とを決定づけることが乱流研究で最も重要な課題となる。また、物質や熱の拡散、輸送についてもやはり流れの乱れ特性の果たす役割は大きいといえる。従来、平均流との関連においては、渦動粘性モデルや混合距離モデルで代表されるような半経験的モデルに頼ってきた。比較的簡単な流れでは、このように物理的合理性に多少欠けているモデルであっても現象説明には十分な場合が多く、その応用範囲はいまだに広いといえる。しかし、実際の水工学で現れる流れはより複雑なものが多く、それに見合った境界条件のもとでの二次元あるいは三次元流れの解明が必要とされる。そのために、流れに大きな影響を与える乱れ強度やレイノルズ応力等の乱れ特性値に関する普遍的な関係を解明する努力がなされてきた。

このように、1960年代前半までは乱流の不規則性のみが注目されてきたが、近年ではむしろ大規模な組織的運動が現実の乱流の特性であり、乱れを作り出し維持するのに主要な役割を担っていること、せん断乱流の本質である乱れの発生を支配するものとして認められ¹⁾、そうした組織構造(Coherent StructureあるいはOrdered Motion)に関する研究が流体力学の分野で盛んに行われてきた。この組織構造に関する研究の発端が、境界層流れの可視化観測によって空間的、時間的に規則だったバースティング現象が存在することを見いだしたKlineら(1967)²⁾であり、その後、壁面乱流・自由乱流に関する数多くの研究がなされてきた。この結果、噴流・後流・混合層などの自由せん断乱流には、流れの幅や厚さ等のスケールと同程度の大きなスケールを伴った共通の構造が存在すること、さらに、境界層や閉管路流などの壁面乱流においても、境界層の厚さスケールと同程度の大規模運動が発見されるまでに至っている。壁面近傍の粘性底層外縁に存在するバースティング現象は、主として内部変数に支配され組織だった構造を示し、乱れエネルギーやレイノルズ応力の発生の主因であると考えられている。しかし、現在までの組織構造に関する多くの研究は発展途上であり、組織構造が原因となって発生する各種の乱流輸送や壁面形状が及ぼす組織構

造の変化などについては不明確な点が多く、組織渦自身の観測、瞬間流速時系列からの検出あるいはその解析法の確立にとどまっているのが現状であり、工学的な現象という立場での組織構造が果たす役割、すなわち平均流特性やそれに伴う物質・熱輸送等に関して得られた多くの知見と組織構造との関連を明確にするまでには至っていない。

乱流計測手法と乱流解析の手順

乱流現象を解明する際、まず対象とする流れを必要十分な精度を備えた計測機器によって乱流計測する。次に、得られた時系列データを先述したレイノルズ分解法によって乱れ成分と平均流成分とに分離し、流れを支配する方程式と統計理論からの知見に基づいて実験的に解釈するのが一般的である。今日における計算機の飛躍的な発展の中でさえ、このことは現在においても乱流構造の理論的解明はごく一部に限られている事実、研究の一分野として計測機器の確立あるいは計測手法が採用されていることから推測できる。このため、数多くの計測機器、計測手法が開発・研究されてきた。

一般に水の流れを計測する方法には、瞬間流速そのものを定量的に計測する(a)点計測法、流れの全体像を定性的に把握する(b)可視化法の二つが挙げられる。(a)点計測法には、プロペラ流速計、超音波流速計、ホットフィルム流速計やレーザ流速計があり、一方、(b)可視化法では染料注入法、微細粒子によるトレーサ法、バースト現象の解明に用いられた水素気泡法、航空写真測量による実観測等がある。周知の如く、乱流計測を行う際には、対象とする乱流現象あるいはその現象のどの領域に着目するかによって、平均渦径や最大波数などの特性スケールを十分に確認し、センサーのサイズが乱れの最小スケールよりも小さいこと、さらに周波数応答性・追従性を確認した上で、最適と考えられる計測機器・計測手法を選択すべきである。こうしたことから、本論文で行われたような実験室レベルでの計測は、実河川の観測で用いられるプロペラ流速計や超音波流速計と比較して、より厳密な計測機器の選択が要求される。一般に、この特性スケールから評価され十分な精度を満足する測定機器の測定周波数が100Hz以上、センサーの長さが1mm以下が許容範囲であるとされているが³⁾、これらの諸量を満足するものは現在のところホットフィルム流速計とレーザ流速計の二つである。

ホットフィルム流速計は、風洞実験で用いられているホットワイヤー流速計を、電気伝導度の比較的大きい水流中でも安定した乱流計測が可能のように改良、補強したものである。この流速計は、上述の測定条件に加え出力信号の処理が比較的容易であるという点で有効であるが、電圧値に基づいた流速変換後の値や方向性についての較正值は計測環境によって敏感に変化するため、実験前後の厳密な検定が必要とされる。一方、レーザ流速計は、二本のレーザビームが交差する焦点における干渉縞を散乱粒子が横切るときに発生するドップラー周波数 f_D をフォトマルを通じて計測する方法が一般的に用いられている。このドップラー周波数 f_D は流速に比例し、比例定数も既知であるため、直ちに瞬間流速の評価が可能であり速度検定が不要である。また他の流速計のようにプローブが水流を乱すことがないため、フォトマルによる光学系の設定に経験的要素が必要であることやレーザ本体そのものの価格が高価である欠点を除けば

理想的な計測機器と考えられる。最近では、レーザの発光部と受光部であるフォトマルが一体化し、かつこれをファイバケーブルで接続させた流速計が開発され、任意の角度からの流れの計測が可能となっている。

先述した水素気泡法や染料注入法などの可視化法では、点計測では得られない瞬時の流れの空間分布を直感的に把握できる利点がある。特に水素気泡法では、一定時間間隔で白金線にパルス電流を送ることによって、気泡の浮上の影響が無視できる流速の範囲内で、その時間間隔と気泡の空間分布から定量的な流速場の把握が可能である。さらに広範囲な流速下での可視化が要求される場合には、気泡の代わりに水とほぼ同程度の比重を持ち、微細で追従性の良い中立浮遊粒子を用いたトレーサ法が採用される。実験水路を通してスリット光を入射させ、照射断面内のトレーサ粒子を追跡することによって流速場が決定される。このような可視化手法は、流れ場全体の流動やそれに伴う諸現象の物理的理解を容易にできるという特徴を持っているが、従来定性的観測の域を出なかった。しかし最近では、画像解析装置および手法の発達にともなって、トレーサの位置を自動判断して、乱流変動までも高精度に評価しようとする試みがなされている。

高精度な乱流変動を評価する場合、これまでホットフィルムやレーザ流速計による計測が最も有効かつ一般的であったが、近年における写真撮影やビデオカメラによる撮影を行うことで画像の再生・保存が容易となり、また画像解析法の急速な発展にともなって、多種多様な応用分野で定量評価への努力が払われている⁴⁾。PTV (Particle-Tracking Velocimetry) 法や PIV (Particle-Image Velocimetry) 法はデジタル画像処理による流れの可視化画像の定量的解析技術であり、シート状のレーザ光線 (LLS) と CCD カメラを使って水流に追従する微細粒子を画像解析し、広範囲の流速場を瞬時に解析しようとする計測手法である。これらの画像解析手法は、平均流速やレイノルズ応力といった統計的な取り扱いに加えて、各種の組織渦をも解析が可能である。また、コンピュータ関連のハードウェアの進歩により有用な計測技術として認識されつつある。PIV法は、微細粒子群を粒子間の相関を評価することによって追跡することを原理としている。このため、ある程度以上の粒子濃度が要求され、現段階では純粋な水流との対応が問題視される。これに対し、個々の粒子を追跡する PTV 法は、粒子濃度が小さくても計測可能であるが、その追跡アルゴリズムに対象とする流れについての工夫が必要となる⁵⁾。このような問題点が存在するものの、今後の画像解析装置と画像処理手法の発展によって、点として精度良く捉えることのできなかつた乱流計測に代わり、面として評価でき、組織渦のより微細な構造を探ることができる新たな可視化的流速計として必要性、有用性が高まるものと期待される。

こうした計測機器・計測技術の発展の背景には、粘性の影響が支配的となる壁面のごく近傍の領域における乱流統計量の挙動あるいは熱拡散のように、構造解明の対象とする現象・領域が微細なスケールまでも考慮しなければならず、またその基本特性が未知であることにあると考えられる。さらに、得られた時系列データを統計的に扱い、流れの平均流構造の分布特性あるいは組織渦の時間変化・移流特性を議論し、工学的問題に有用な情報を提供したり、より高度なステップへの研究を遂行することにある。時間

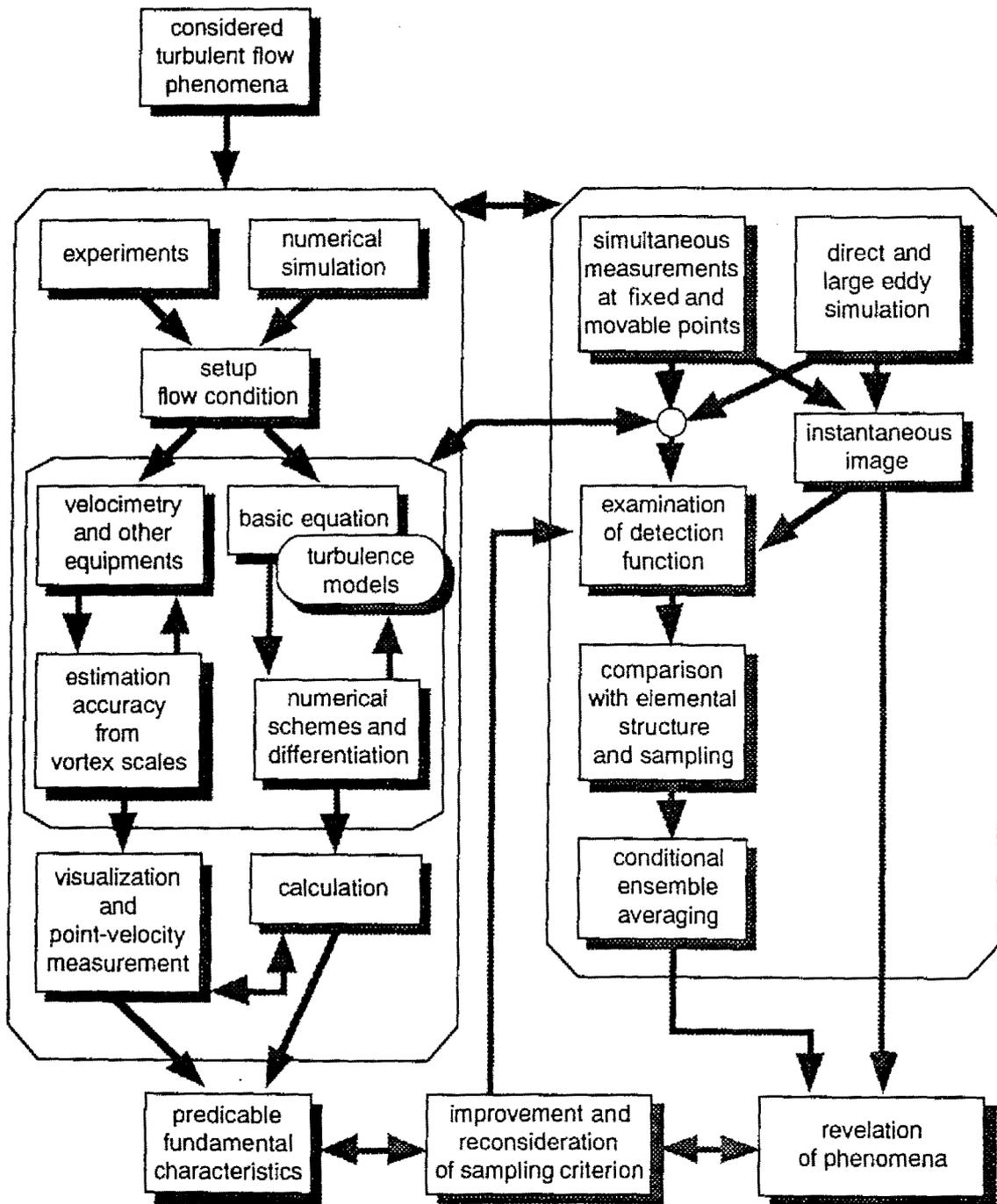


図1-1 乱流計測および解析の一般的手順

的・空間的に不規則に発生すると考えられる現象を捉えるために、一般的な乱流計測・解析では図1-1のような手順が採られる。周期的な現象や外部からの擾乱を与えた現象でない限り、流れの基本特性を容易に推測することは不可能であり、まず対象とする乱流現象を、適切な計測手法・機器を選択することによって計測し、その後得られたデータを一般的な平均化手法に従って乱流統計量を評価して分布特性を議

論したり、可視化手法によって流れの全体像を把握する必要があり、これによって現象解明の手がかりとする。乱流モデルによる解析によって基本的特性を捉えることもしばしば行われるものの、これらは従来から得られた実験による要素がかなりの部分を支配しているため、純粋に未知の現象を把握する段階には現在のところ至っていない。平均流特性、せん断応力特性やこれに付随した他の輸送現象を議論する場合には、点計測による平均流データや数値計算による結果で十分なケースが多いが、間欠的あるいは不規則的に発生すると推測される組織構造を対象とする場合には、その構造自身が未知であることがほとんどであり、定性的でもその基本特性を確認しておく必要がある。

次に、その間欠的・周期的で特徴的な現象をより具体的に把握するために、どのような流れの状況下で発生するかを推測し、これにより設定された条件を用いてその現象のみを抽出、集合平均化する。すなわち、全ての時系列データを単に時間的・空間的に平均し相関をとるのではなく、実際に必要な特徴的な構造やパターンのみを抽出する。この際に用いられる手法が、いわゆる条件付きサンプリング手法でありバースティング現象の解析で最初に用いられた手法である⁶⁾。この抽出の方法は、そのパターンを認識する固定センサーと空間的に離れた他の移動センサーを用いて同時計測したデータを用いる。固定センサーにおける信号レベルがある条件を満たす場合での移動点における信号を集合平均し、ある特徴的な現象のみから構成される乱流構造を組み立てる。このため、組織構造の条件付け、いわゆる検出関数の設定が重要であり、組織構造の特性を十分に踏まえた上で合理的に行われるべきである。検出関数の設定には、固定センサーにおける流速変動や瞬間レイノルズ応力がある値を超える条件とするもの、変動値が負から正の値への急激な変化の後緩やかに逶減するパターンを検出するもの(パターン認識法)など様々なものがあり、このような条件付けを定量化する手法に VITA 法がある。通常、これらの検出関数の設定は、可視化実験や点計測によって得られた組織渦の発生周期や発生パターンなどの基本特性を評価した上で行われる。また、これらの検出関数の設定手法はそれぞれ長所・短所があり、バースティング構造の解明に対してのみ有効であることを認識する必要がある。より複雑な条件下での組織渦構造を評価する際には、様々な検出関数を設定・改良し現象の解明に役立てるべきである。

今日では、組織構造あるいは瞬間像解明の新たな手段として、スーパーコンピュータと数値計算手法を駆使してナビア・ストークス式を直接計算する Direct Numerical Simulation (DNS) が行われており、上述した条件付きサンプリング手法に代替する解析法として確立するまでになった。しかし、計算機および周辺技術の進歩にも関わらず、乱流を厳密な方法で計算することは高レイノルズ数の流れや複雑な境界形状のある流れに関しては今日においても非常に困難なものである。工学的問題で対象とされる現象は空間的に大きなスケールを伴ったものであり、これに対して微小なスケールをも分割して計算を進めることが、計算機の容量と計算時間を要求するからである。すなわち、広範囲なスケールの渦の解像度を得るために格子を小さくする必要があり、さらにクーラン条件の制約のために時間刻みを小さくすることが要求されるために限界がある。こうした問題点を鑑み、ある波数以上の小さなスケールの渦が普遍性を示す特性を考慮してモデル化し、大きなスケールのみについて直接計算する Large Eddy Simulation (LES) が考案

された。この結果、飛躍的に計算時間が短縮され、現在では工学的な現象にも数多く適用されるようになった。今後、LESの応用による乱流現象の解明が多岐にわたるものと期待される。このように、流れの支配方程式を数値的に計算する手法は、数値流体力学(CFD)として確立され、組織乱流構造を解明する手段としての役割を担うものと考えられる。

開水路乱流における組織構造と本論文の構成

境界層流れについて発見されたバースティング現象は、壁面領域での組織だった渦運動であり、粘性底層の外縁で発生する内層程度の高さまでのごく小さなスケールの渦運動である。バースティングは、高速流体が壁面に向かって侵入(sweep)するため、壁面近傍の低速流体が浮上、発達し、渦崩壊を起こすことにより周辺の流体との激しい相互作用を示し(ejection)、再び高速流体が侵入するといった一連の運動を規則的に繰り返す。これに対し、バッファー領域の外側においては、ヘアピン渦、馬蹄型渦あるいは Λ 型渦といった大規模な組織構造が存在し、境界層外縁の間欠領域では、境界層の厚さスケールほどのさらに大きなスケールの三次元的組織構造が発生する。壁面近傍のバースティング現象の発生周期が境界層外縁での流速と境界層厚さなどで外部変数表示されること、またその横断方向間隔が摩擦速度と動粘性係数を用いた内部変数表示される事実から、このバースティング現象で壁面からの瞬間的な上昇を表すejectionに伴う物質・運動量輸送が、あるいはバッファー層を含めた壁面領域からの渦の発達が、それぞれ直接的・間接的に外層における大規模な組織構造の形成に関与していると推測されている。しかし、このような外層・内層相互間の組織渦の関連についての議論は集結していない。

開水路流れにおいてもバースティング現象が発生することがGrass(1971)⁷⁾の可視化実験やNakagawa & Nezu(1976)⁸⁾による時空間相関解析によって確認され、境界層流れと共通した構造であることが示された。実河川の観測においては、これとは異なる様々な大規模組織渦が確認されており、各種の物質輸送がこれらの組織渦によって引き起こされると考えられている。また、自由水面を持たない閉管路の乱流や非乱流部を外側にもつ境界層乱流とは異なった大規模な組織渦が存在する。洪水時の河川流の航空写真には、二次流を引き起こす障害物が存在しないにもかかわらず、河床から巻き上げられた浮遊物の集合によってできる縦渦が見られる⁹⁾。この縦渦はほぼ水深の2倍のスケールで等間隔に整然と現れることが多く、開水路流れに発生するバースティングが外層に到達する場合の間隔とほぼ等しい⁹⁾。このように、壁面領域での組織渦と外部領域での大規模渦の相似な特性が見られることから、それらの発生要因やバースティング現象との関連が推測されるが、現在のところ明確にされていない。

さらに、水面付近の外層においてはコルク・ボイル渦と呼ばれる組織渦が存在し、高濃度の浮遊砂を伴って河床から水面に向かって浮上する現象が観察される。洪水時には、ときおりあたかも大量の水が下から湧き出しているかのように河川の表面に円形に盛り上がりながら流下する。ボイルは、大気中に発生する竜巻と似ているが、その回転は小さく水面で渦輪となって盛り上がり周囲へと拡散しながら流れるように見える。Jackson(1976)¹⁰⁾は、このようなボイルの実観測を行い、河床波の谷からボイルが生じやす

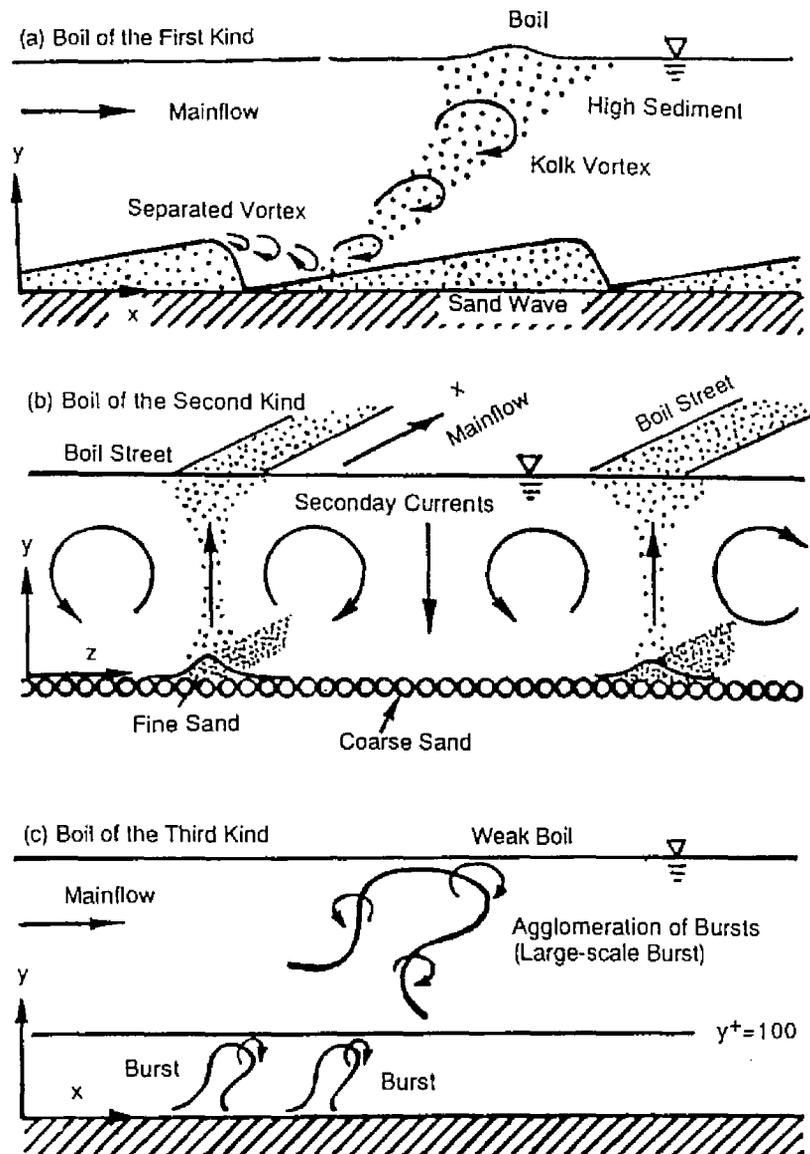


図1-2 コルク・ボイル渦の発生形態

く、その発生周期はバースティング現象の周期同様外部変数で表している。宇民・上野(1977)¹¹⁾や福岡ら(1980)¹²⁾は、ボイルの発生しやすい河床形状で可視化観測を行い、馬蹄型渦モデルで現象が説明されることを示した。これらのボイル渦に関する知見から、最も基本的な流れである直線状の河川にみられるボイル渦は、その発生機構の相違から図1-2に示す三つの形態に分類される。第1種のボイルは砂漣や砂堆の背後に形成されるもので、強いエネルギーを持ち、土砂の浮上輸送の主因となる。第2種のボイルは、縦筋状の sand ribbon との相互作用で発生するセル状の縦渦(二次流)に伴って生ずるものであり、ridge 上に発生する上昇流が水面にまで達する。さらに、第3種のボイルは河床で発生したバースト現象が発達・群体化したものである。河川のように高レイノルズ数の流れでは、第3種のボイルは弱くなるから、第1および2種のボイルが支配的となるものと考えられ、河床形状と密接な関係があることが推

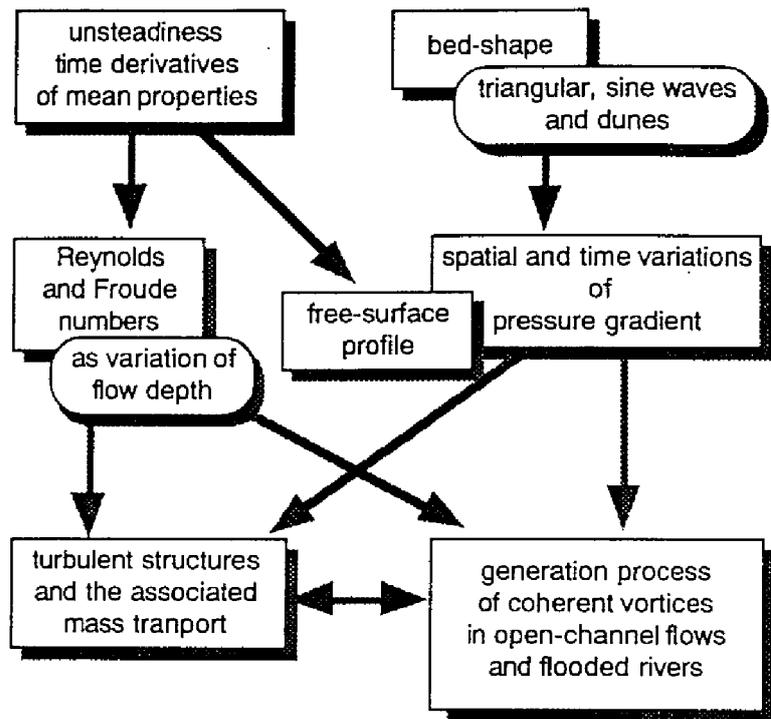


図1-3 流れの空間的非一様性・非定常性と乱流構造との相互作用系

察される。このような実河川に発生する組織構造は、洪水流で観測されることが多く、浮遊砂輸送も激しく起こる。伊勢屋・池田(1986)¹³⁾による大型水路を使った洪水流下での浮遊砂計測では、砂堆の発達期である増水期において、砂堆(dune)の前縁から剥離した強い乱れが再付着点に強く衝突する流れが卓越し、この流れによって砂堆の表面は著しく浸食され、捻れながら強く水面まで上昇する渦、すなわちコルク・ボイル渦が多量の浮遊土砂を伴って発生することが観測されている。一方、減水期においては土砂輸送もほとんど発生せず、それに伴って砂堆は安定する。また、長谷川(1989)¹⁴⁾による石狩川の洪水流の観測結果でも、増水期が浮遊砂濃度が高く、乱れそのものも大きくなることが報告されている。

このように、流量あるいは水深といった水理特性量の時間変化、いわゆる非定常性が、開水路乱流の構造に少なからず影響を与えるものと考えられ、河床形状によって引き起こされる空間的な非一様性に加えて、あるいは洪水時の流量の時間的変化に伴うレイノルズ数の増加や水面形状の変化による効果がその乱流構造に影響を与えるものと見なすことができる。本論文では、この空間的非一様性、すなわち「圧力勾配」の変化による「空間的な加速・減速効果」に着目し、この観点から図1-3に示す圧力勾配・乱流構造間の相互作用系を軸に、開水路流れにおける乱流特性・組織渦構造の解明を行う。なお、以下で述べられる本論文の各章に関する説明は、図1-3に基づいて行われる。

不連続点を伴った流れの境界、すなわち流速分布の変曲点から形成される内部境界層を伴った流れは、流体機械内の流れ、人為的要因の加わった実際の現象で数多く見られ、局所的な加速あるいは減速流が発生している。そこで、第2章では、図1-3における流れの境界形状が乱流特性に与える効果に着目して、

加速・減速流の基本的解析手法の確立を行う。ここでは、水路床に上り・下り勾配部分を設けることによって、内部境界層を伴い、かつ空間的に乱流特性量が収束しない非平衡で局所的な加速・減速流を発生させ、系統的な乱流計測を行った。これによって得られた平均流データから、wake強度パラメータや対数則における積分定数の変化といった外層における流速分布、その他の乱れ高次相関の分布特性について等流状態の乱流特性との比較を行うことによって考察する。さらに、境界層理論に基づいた解析を行うことで、圧力勾配下での境界層流に関する実験データとの比較、修正形状係数を用いた加速・減速流の分類、剥離の発生条件について議論する。また、圧力勾配パラメータを用いた乱流構造に与える加速・減速効果の定量化を行う。

第3章では、河床形状を単純な正弦波にモデル化し、内部境界層の存在しない緩やかな圧力勾配を伴った開水路流れについて、乱流統計量に及ぼす圧力勾配の影響を評価・検討する。ここでは、第2章で行われた外層の特性のみに着目した圧力勾配による影響を評価するだけでなく、粘性底層からバッファ層にかけての、より詳細な乱流計測を行うことによって、壁面領域における乱流統計量の挙動について考察する。さらに、いくつかの境界層乱流で得られた圧力勾配の影響を考慮した流速分布公式をレビューすることにより、開水路流れに適用可能なモデルの改良・提案を行う。また、低レイノルズ乱流モデルを用いた数値計算との比較・検討を行う。

第4章では、前述した洪水河川で見られる組織構造、浮遊砂濃度が増水期・減水期間で必ずしも相似ではないことから、洪水波が形成する非定常性も少なからず影響を与えるものと考え、滑面水路上の非定常流れに関する基礎的研究を行う。ここでは、従来の非定常開水路流れの乱流構造に関する研究より得られた知見を発展させ、乱流構造に及ぼす影響が大きいと考えられる外層の変化に注目し、粘性底層を含めた壁面領域に加えて、低水時から高水時まで変化する領域、すなわち水深増加領域をも含めた外層も詳細に乱流計測することによって、非定常効果を実験的に検討する。また、閉管路流れにおける乱流構造との比較を考察し、非定常開水路流れ特有の乱流構造を明確にする。非定常流れにおける平均流速成分の定義、乱流構造に与える非定常性の影響を定量的に表す非定常パラメータに関する議論・定義を行うことにより、平均流構造の時間変化特性を定量的に考察する。さらに、第2章、第3章で得られた加速・減速流の乱流特性と比較・対応させることにより、洪水波の増水期、減水期の乱流構造の相違が、水面形の時間変化から評価される圧力勾配の変化によって表現可能かどうかの考察も行う。

図1-2に示したように、コルク・ボイル渦の発生要因として、河床形状との関連性も重要となる。そこで第5章では、開水路乱流の組織構造を解明するための一つ的手段として、レイノルズ数の大きな流れで支配的となる第1種のボイルに関して、河床波背後に発生する剥離渦および再付着点からの大規模な組織渦に着目し、それらの時空間的かつ三次元的渦挙動を捉えることを目的とする。以下に述べる一連の実験・解析では、実際の河床波と相似な形状一波と連続的に上流から設置した河床波の二種類を用いることにより、両者の相違を考察する。まず、図1-1の解析手法に従って一台のみのレーザ流速計を用いた多点計測を行い、平均流速および乱れ特性量、再付着点距離を評価し、後に行う二台のレーザ流速計を用い

表1-1 本論文における各章の構成と比較

Chapter	2	3	4	5	6
Flow Fields	Steady Open-Channel	Steady Open-Channel	Unsteady Open-Channel & Closed Duct	Steady Open-Channel	Unsteady Open-Channel
Flow Boundaries	Single Triangular Bed	Single Sine-Formed Wavy Bed	Flat & Smooth Bed	Single & Plural Dune Bed	Plural Dune Bed
Specific Parameters	Shape Factor Pressure-Gradient parameter	Pressure-Gradient Parameter	Unsteadiness Parameter Pressure Gradient	Qualitative Interpretation	Unsteadiness Parameter
Equipment	He-Ne LDA	Argon-Ion FLDA	He-Ne LDA Water-Wave Gauge	2 sets of Argon-Ion FLDA	2 sets of Argon-Ion FLDA Water-Wave Gauge Fiber-Optic Concentration Instruments
Experiments	Point-Velocity Measurement	Point-Velocity Measurement	Point-Velocity Measurement Flow-Depth Variation	Dye-Injection Technique Point-Velocity Measurement Simultaneous Measurement	Dye-Injection & Hydrogen-Bubble Technique Point-Velocity Measurement Simultaneous Measurement Flow-Depth Variation
Analyses	Time-Averaged Structure	Time-Averaged Structure	Fourier Transformed Mean Structure	Time-Averaged Structure Conventional & Conditional Space-time Correlation	Fourier Transformed Mean Structure Conventional & Conditional Space-time Correlation

た同時計測の際の基礎的データベースを得る。さらに、染料による可視化実験を行い、渦の周期、波長、移流速度等を調べ、組織渦の全体構造、動的特性を把握する。

これらの点計測、可視化実験結果を基に、二台のレーザ流速計および自動トラバース装置を用いた同時計測を剥離点および再付着点についてそれぞれ行い、河床波背後で発生する組織渦に関する従来型・条件付き時空間相関解析を行う。条件付きサンプリング手法を適用する際には、剥離渦とコルク・ボイル渦に関する判別関数(あるいは検出関数)の定義を行う必要があるため、あらかじめ染料による可視化とレーザ流速計による同時計測を行っておく。この実験では、可視化実験で撮影されたビデオ画像とレーザ流速計で計測された瞬間流速のスペクトルから求められたそれぞれの発生周期を同定し、二台のレーザ流速計を用いた同時計測実験の水力条件に相当する発生周期を決定する。これにより求められた発生周期と瞬間流速のスペクトルから組織渦を検出するしきい値を決定し、先の二台のレーザ流速計から得られた同時計測データの条件付きサンプリングを行い、条件付き時空間相関構造を解析する。以上のような実験および解析により得られた結果から、単一波と連続波それぞれの河床波背後に発生する組織渦の挙動の違いについて考察し、また従来から提案されている組織渦とコルク・ボイル渦のより実現象に近い渦モデルの提案を行う。

第6章では、第5章で得られた知見、および第4章での滑面非定常開水路流れに関する解析手法を基盤として、連続河床波上の非定常開水路流れに発生する組織構造の解明を行う。まず、これまでの実験・解析手順に従って、染料注入法と水素気泡法を組み合わせた可視化実験を行い、河床波上の非定常開水路流れに発生する大規模な組織渦の発生周期や移流速度などの基本的特性、非定常性が河床波上の組織乱流構造に及ぼす影響を考察する。次に、平均流構造を対象とした点計測実験を行い、空間的な加速・減速効果と非定常効果との比較で増水期・減水期間の相違を考察する。その後、二台の流速計による同時計測の時系列データを用いることにより時空間相関解析を行う。この際、第5章で得られた可視化観測結果をも含めた判別関数の定義を行い、増水期、減水期それぞれの時間帯に発生する組織渦の移流特性について考察する。また、可視化実験結果をより定量的に把握するために、濃度計を用いた計測を行い、濃度の移流・拡散特性について議論する。この第6章は、第2-5章で得られた知見に基づく総括であり、開水路流れに発生する組織構造の一つであるコルク・ボイル渦と加速・減速効果として見た平均流特性との関連を明らかにするものである。

表1-1は、各章における対象とする流れ場、河床形状、乱流特性を定量的に評価するパラメータ、実験および解析手法について整理したものである。

参考文献

- 1) 谷 一郎編：乱流, 丸善, 1980.
- 2) S. J. Kline, W. C. Reynolds, F. A. Shraub & P. W. Runstadler : The structure of turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., vol.30, part 4, pp.741-773, 1967.
- 3) 橋津家久：開水路流の乱流構造に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1977.
- 4) 流れの可視化学会(編)：流れの可視化ハンドブック, 朝倉書店, 1986.
- 5) 津田 宣久・佐賀徹雄・小林敏雄・藤田幸子：乱流計測のための汎用PTVシステムの開発(後方ステップ流れ場の乱流計測), 第8回流れの計測大阪シンポジウム, vol.30, no.17, pp.91-93,1995.
- 6) Blackwelder, R. F & Kaplan, R. E. : On the wall structure of the turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., vol. 76, pp. 89-112, 1976.
- 7) Grass, A. J. : Structural features of turbulent flow over smooth and rough boundaries, J. Fluid Mech., vol. 50, pp.233-255, 1971.
- 8) Nakagawa, H. & Nezu, I. : Structure of space-time correlations of bursting phenomena in an open-channel flow, J.Fluid Mech., vol. 77, pp.531-560, 1976.
- 9) 木下良作：航空写真による洪水流解析の現状と今後の課題, 土木学会論文集, 第345号, pp.1-19, 1984.
- 10) Jackson, R. G. : Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, J. Fluid Mech., vol. 77, pp.531-560, 1976.
- 11) 宇民 正・上野鉄男：可視化法による大スケール乱れに関する研究(2), 京大防災研年報, 20号B-2, pp.331-354, 1977.
- 12) 福岡捷二・福島裕介・奥津一夫：大規模渦によって誘起される上昇流およびボイルの構造, 土木学会論文報告集, 第298号, pp.41-52, 1980.
- 13) 伊勢屋ふじこ・池田 宏：洪水時における砂堆の発達にともなう浮遊砂濃度の変化, 第30回水理講演会論文集, pp.505-510, 1986.
- 14) 長谷川和義：石狩川における流速と浮遊砂濃度の同時計測, 種々のスケールにおける流れと流砂運動の同時計測による土砂輸送・河床変動機構の解明, 科研費報告書(代表：芦田和男), pp.484-485, 1989.

第2章

内部境界層を有する加速・減速流の乱流特性
とその解析手法に関する研究

本章の一部は,

- 1) 福津家久・門田章宏・戸田孝史・中川博次:加速流および減速流の解析手法とその乱流特性,土木学会論文集 No.509/II-30, pp89-97, 1995.
- 2) Nezu, I., Kadota, A. & Nakagawa, H. : Turbulent Structures in Accelerating and Decelerating Open-Channel Flows with Laser Doppler Anemometers, 9th Congress of APD IAHR, Singapore, vol.1, pp.413-420, 1994.

において発表・掲載したものである.

2.1 概 説

本章では、流れの境界形状が開水路流れの乱流特性に与える効果、すなわち圧力勾配の変化による空間的な加速・減速効果に着目し、不連続境界点から発達する内部境界層を伴った三角波床の上の流れを対象に、圧力勾配の影響を受ける流れ場での基本的な解析手法の確立および乱流計測による基本的統計量の分布についての考察を行う。従来より精力的に行われてきた圧力勾配の影響を受ける乱流境界層に関する研究、および水路床形状の空間的な変化特性が及ぼす開水路流れの乱流特性に関する研究のレビューを行った上で、本研究の目的を設定し、レイノルズ方程式に基づいた理論的考察、実験手法、各種パラメータによる流れ場の分類を目的とした解析手法について述べる。その後、計測データに適用し、内部境界層を伴った加速・減速流の実験的考察を行う。

2.1.1 空間的な非一様性を伴った流れ場に関する従来の研究

壁面形状が漸変する場、換言すれば様々な圧力勾配を有する流れ場での乱流構造に関する研究は、境界層流あるいは管路流において数多く存在する。その中の代表的なものとして、Clauser (1954)¹⁾の研究が挙げられる。彼は、逆圧力勾配下での乱流境界層について実験的研究を行っており、レイノルズ数、圧力勾配、摩擦抵抗係数によって各種の実験結果を整理している。また、Klineら (1967)²⁾は、無次元圧力勾配パラメータ K を導入し、このパラメータを用いることによって、各種の無次元特性量を整理した。可視化実験結果によると、 K がある値を超えると、壁からの低速の乱流塊のバーストが観察されなくなることが報告されている。さらに、Coles (1956)³⁾ は、逆圧力勾配下の圧力勾配流れにおいて、外層における平均流速分布の対数則からのずれが無視できないことを初めて指摘し、wake 関数を用いることにより、外層における流速分布を決定した。

小橋・桜井 (1980)⁴⁾ は、境界層の厚さ (あるいは主流速度) が境界層先端からの距離のべき乗に比例して変化する逆圧力勾配下の乱流境界層の間欠領域について、条件付き抽出法および時空間相関解析を用いての構造解明を行っている。その結果、逆圧力勾配のある乱流境界層の間欠領域での構造が、本質的には平板境界層での構造と同じであるが、流速分布に $1/2$ 乗則が現れること、および間欠性が強調されることを明らかにした。また、順圧力勾配、すなわち空間的に加速された乱流境界層の挙動についても実験的研究を行っており⁵⁾、特に加速流の特徴である逆遷移 (再層流化) の機構について考察を行っている。その結果、逆圧力勾配の受ける乱流境界層が、平板乱流境界層と比較して、乱れ強度、レイノルズ応力が小さく、この傾向は壁面近傍において特に著しいことを指摘した。また、エネルギー収支に関する考察では、境界層の壁から離れた部分の対流項と拡散項を除いて、生成項、逸散項を含む全ての項が、平板境界層に較べて小さくなることを指摘した。最近の研究では、Naganoら (1993)⁶⁾ が、変動流速の高次相関のモデルに、従来のゼロ圧力勾配下のものでは表現できないことに注目し、逆圧力勾配が及ぼす境界層流れを乱流

計測することにより、そのモデル化を実験的に検討している。

一方、水理学・水工学の分野においては、水路床形状の空間的変化を有する流れ場や水面形が変化する流れに関するいくつかの研究が、圧力勾配の有する流れに相当すると考えられる。この類の研究は、GrafらのLausanne大学グループや、吉川らの早大グループで盛んに行われているが、境界層流あるいは閉管路流に較べると、最近になってようやく緒についたものであり、不明な点が多いのが実状である。

Kironoto(1993)⁷⁾は、粗面上の不等流下における加速および減速の影響について実験的考察を行っており、主として乱れ強度、レイノルズ応力、渦動粘性係数およびスペクトル特性について考察がなされている。ここでは、Clauserの圧力勾配パラメータ β を導入し、wake強度パラメータ Π や対数則における定数 A 、禰津の普遍分布式に現れる係数との関連を示している。

吉川ら(1987)⁸⁾、(1990)⁹⁾は、水路床を緩勾配から急勾配に変化させたモデルを作製することにより、この水路床上に射流、常流および波状跳水という三つの形態を有する流れを発生させ、その平均流速分布特性、Prandtlの境界層方程式を用いた底面せん断応力についての考察、渦度分布、修正形状係数を用いた流れの分類を行っている。これらの流れが、圧力勾配に大きく影響を受けると考え、排除厚、運動量厚などの境界層の厚さを代表する特性量を用い、修正形状係数を導入し、Rottaの平板境界層における実験結果との対応から、流れの特性を明らかにしている。さらに、常流となる実験条件について、流速分布にベキ乗則を仮定し、Karmanの運動量方程式を導くことによって、底面せん断応力の空間的変化特性を説明している。Cardosoら(1989)¹⁰⁾は、duneなどの河床波上の流れの特性および流砂挙動に注目し、水路床上に上り勾配部分を設け、ピトー管によって計測を行い、さらに、自ら試作したフラッシュマウント型ホットフィルムを用いて、底面せん断応力の直接計測を行った。その結果、加速区間においては、底面せん断応力は顕著に増加し、流速分布は、底面近傍を除く外層の領域で一様化する傾向が見られた。

一方、Tsujiimotoら(1990)¹¹⁾は、粗度急変流れや加速および減速流下におけるレイノルズ応力分布の応答遅れに注目し、粗滑遷移流のデータは禰津らのレーザ流速計によるデータを、加減速流に関しては緩急様々に変化させた上りおよび下り勾配上の流れを計測して得られたデータを用いることにより解析を行っている。レイノルズ応力分布は、粗滑の急変、あるいは河床形態の変化に伴って、底面近傍では瞬時にそれに応答するが、底面から離れるにしたがって応答が遅れる。彼らは、底面せん断応力が水路床の変化に即座に応答して、それが既知であるという設定のもとに、レイノルズ応力分布の緩和過程をインパルス応答の概念を用いてモデル化を行っている。その結果、流速分布、乱れ強度分布およびレイノルズ応力分布の実測値と良好な一致を示した。加速流下における流れの特性は、Cardosoの実験結果と同様な傾向が得られ、減速流下における平均流速分布は、水面付近の外層において大きな流速勾配が観測され、さらに摩擦速度で無次元化された乱れ強度分布あるいはレイノルズ応力分布は、等流時よりも大きく膨らんだ形状となる結果を得ている。

2.1.2 本研究の目的

様々な河床形態を有する流れ場や漸拡、漸縮あるいは急拡、急縮を繰り返す流れ場は、空間的に見て加速、減速を発生させる。また一方、ダム、堰、河道改修工事などによる人為的要因によって、それまでほぼ等流で近似できた流れが、河床勾配が急変するため、そこに加速あるいは減速流が発生し、流れの形態および底面せん断応力、あるいはレイノルズ応力分布が大きく変化する。このような問題は、河川の保全あるいは環境を考える上で非常に重要となる。また、機械工学、航空工学の分野においても、ガスタービン、ディフューザーといった流体機械に発生する圧力勾配流れを解明することは重要なテーマである。にもかかわらず、乱流境界層流と比較して、加速・減速流に関する開水路流れの乱流特性に関する研究は、上記で列挙したもの以外ほとんどなされていない。そこで本研究では、前述した圧力勾配の影響を受ける境界層乱流に関するこれまでの研究を踏まえ、開水路の路床に上り勾配、下り勾配を設け、空間的な加速流および減速流を発生させ、系統的な実験条件、二成分レーザ流速計による乱流計測を行った。以下では、空間的加速および減速流の計測結果から、平均流特性、乱れ特性、あるいは修正形状係数、圧力勾配パラメータなどの境界層理論に基づいた解析手法の検討を行う。

2.2 理論的考察

定常かつ鉛直二次元開水路流れに関するレイノルズ方程式、連続式は、それぞれ次式で表される。

$$U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (2.1)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v^2}) \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (2.3)$$

ここで、 U および V は、それぞれ平均流速の主流方向 (x) および鉛直方向 (y) 成分である。また、 u および v は、それぞれ U, V に対応する乱れ変動成分である。なお、 $U \gg V$ の境界層近似が式(2.2)になされている。一方、全せん断応力 $\tau(y)$ は以下の式で定義される。

$$\frac{\tau(y)}{\rho} = \nu \frac{\partial U}{\partial y} - \overline{uv} \quad (2.4)$$

式(2.1)における圧力勾配 $\partial P / \partial x$ は、開水路流においては、水面勾配と置き換えられるので、

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho g \left(-S_b + \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) \quad (2.5)$$

となる。ここで、 S_b :水路床勾配 (= $\sin \theta$) である。式(2.2)は、厳密に言えば圧力の鉛直方向分布が静水

圧近似できないことを示している。しかしながら、式(2.2)の圧力勾配項が支配的であると考えられるので、右辺第2項は無視できる。したがって、式(2.1)から(2.3)は、Prandtlが導いた境界層方程式と同型のものとなる。

式(2.1)を底面($y=0$)から水面($y=h$)まで積分する。

$$\int_0^h U \frac{\partial U}{\partial x} dy + \int_0^h V \frac{\partial U}{\partial y} dy = - \int_0^h \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} dy + \int_0^h \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} dy \quad (2.6)$$

上式の左辺の積分は、Leibnitzの定理を用いることにより、

$$\int_0^h U \frac{\partial U}{\partial x} dy = \frac{1}{2} \int_0^h \frac{\partial U^2}{\partial x} dy = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h U^2 dy - \frac{1}{2} U_{y=h}^2 \frac{\partial h}{\partial x} \quad (2.7)$$

$$\int_0^h V \frac{\partial U}{\partial y} dy = U_{y=h} V_{y=h} - \int_0^h U \frac{\partial V}{\partial y} dy \quad (2.8)$$

となる。また、連続式(2.3)および水表面条件は、

$$\frac{\partial V}{\partial y} = - \frac{\partial U}{\partial x} \quad \text{and} \quad V_{y=h} = U_{y=h} \frac{\partial h}{\partial x}$$

であるから、これを式(2.8)に代入することにより、

$$\int_0^h V \frac{\partial U}{\partial y} dy = U_{y=h}^2 \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{2} \int_0^h \frac{\partial U^2}{\partial x} dy = \frac{1}{2} U_{y=h}^2 \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \int_0^h U^2 dy \quad (2.9)$$

となる。したがって、式(2.6)は、

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^h U^2 dy = - \int_0^h \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} dy + \int_0^h \frac{\partial \tau}{\partial y} dy \quad (2.10)$$

あるいは、

$$\frac{\partial}{\partial x} \int_0^h U^2 dy = gh \left(S_b - \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) - \frac{\tau_b}{\rho} \quad (2.11)$$

と変形される。したがって、主流方向平均流速 U および水面勾配から、底面せん断応力が評価できる。

2.3 実験方法および条件

本実験で使用した水路は、長さ10m、幅40cmの可変勾配型循環式直線水路(図2-1)である。瞬間流速の測定には、3ビーム前方散乱型偏光2成分レーザ流速計(DANTEC社製)を使用した。この流速計は、レーザの光軸に垂直な任意の2成分の流速を計測することができる。光学系には、3本のレーザビームの焦点における干渉縞を散乱粒子が横切るときに発生する散乱光と入射光の周波数差、すなわちドップラー

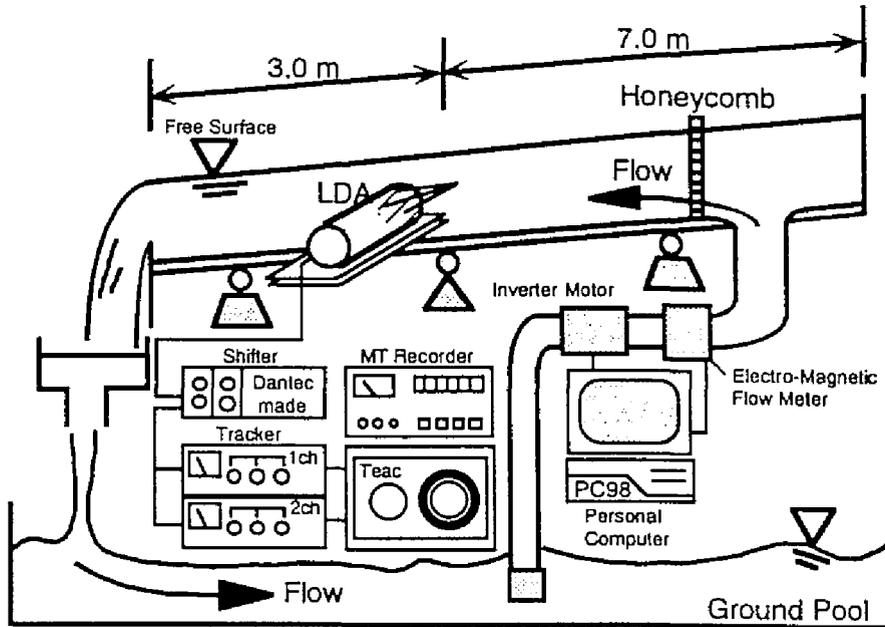


図2-1 実験水路および実験装置

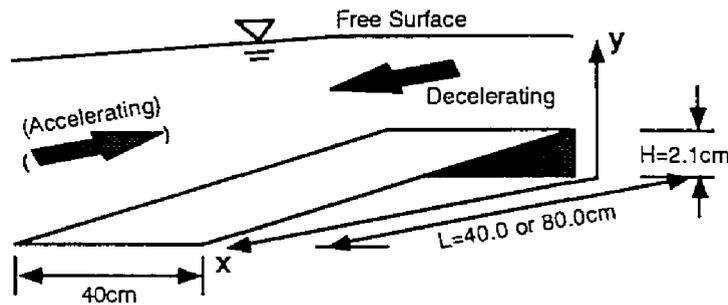


図2-2 斜面のサイズ

表2-1 実験条件

Spatial Accelerating Flow						Spatial Decelerating Flow					
Case	L (cm)	h_u (cm)	h_d (cm)	Re ($\times 10^3$)	Fr_u	Case	L (cm)	h_u (cm)	h_d (cm)	Re ($\times 10^3$)	Fr_u
AC01	40.0	6.4	3.8	7.0	0.34	DC01	40.0	4.0	6.3	7.0	0.69
AC02	40.0	7.4	4.7	10.0	0.39	DC02	40.0	4.7	7.2	10.0	0.78
AC03	80.0	7.6	4.7	10.0	0.38	DC03	80.0	4.8	7.3	10.0	0.75

Subscripts u and d denote the values at upstream and downstream, respectively

周波数 f_D をフォトマルで計測する方法が採用されている。瞬間流速は f_D に比例し、比例定数は光の波長および交差半角で決定されることから、流速検定は不必要となり、高精度に計測することができる。

図2-2および表2-1に、空間的な加速・減速流を発生させる際に用いた斜面、座標系および実験条件を示す。用いた斜面は、鉄板にペンキ塗りされたもので、長さ $L=40, 80\text{cm}$ 、高さ $H=2.1\text{cm}$ の二種類の鉄板である。これらの条件下で発生する加速・減速流は、空間的に一定の圧力勾配に達しない、いわゆる非平衡流れであり、本研究ではこのような非平衡圧力勾配流れを対象とする。斜面の設置に際しては、実験水路の底面と斜面の先端との間、あるいは鉄板どうしの接合部に、段差ができ、かつ粗度の影響がでないよ

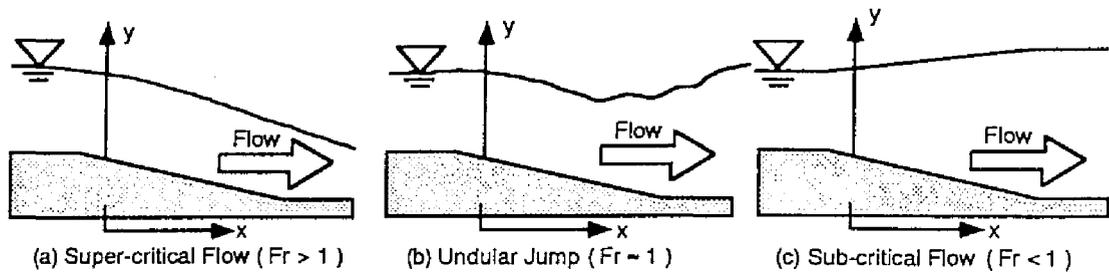


図2-3 下り勾配斜面上の流れの形態

うにビニールテープを張り付け、滑らかに変化させた。図に示すように、勾配が変化する点を主流方向 x の原点(水路上流端から約 $7m$)とし、各計測断面の底面からの鉛直方向の高さを y とした。実験条件の選定に関しては、水路の幅が $40cm$ と比較的狭いために、なるべく水深を落として(アスペクト比 $B/h > 6$)、二次流の影響がでないように注意し、流量を $Q=7, 10(liter/sec)$ の二通りに設定した。水路床勾配は、全ての実験ケースにおいて $S_b=1/1000$ とした。下流端の状態は、加速流に関しては、全く堰上げを行っていない。また、減速流に関しては、堰上げ状態によって図2-3に示すような射流、波状跳水および常流の三種類の流れが考えられるが、射流状態では逆に加速流となるために、上述した加速流の対応から常流を選択し、堰上げ高約 $3cm$ とした。なお、加速流、減速流ともに斜面の上流・下流側の流れは、ほぼ等流状態とみなせる流れであった。

乱流計測の際には、レーザー流速計の光軸を斜面の角度と等しくなるように設定し、底面のごく近傍まで($y=1mm$)計測できるようにした。測定断面は、勾配が変化した地点($x=0$)の付近では密にとり、下流に行くに従って広くなるように設定し、 $L=40cm$ の斜面に関しては、 $x=0, 2, 4, 6, 10, 14, 18, 22, 26, 30, 34, 38cm$ 、 $L=80cm$ の斜面に関しては、 $x=0, 4, 8, 12, 20, 28, 36, 44, 52, 60, 68, 76cm$ の12断面を計測した。また、測点数に関しては、 y 方向に底面近傍の内層($y/h \leq 0.2$)において約 $2mm$ 間隔、水面付近の外層においては $4mm$ 間隔にとり、1断面当たり約19から21点、1ケース当たり合計200点ほどを計測した。なお、サンプリング周波数は $200Hz$ で、サンプリング時間を $60sec$ とした。レーザーからの出力信号は、バイアス、アンプおよびローパスフィルターを通してMTに記録され、AD変換後、京都大学大型計算機センターで統計処理された。

2.4 解析方法

2.4.1 摩擦速度および底面せん断応力の評価方法

摩擦速度は、各種乱れ特性量のスケール則のほか、土砂水理学においても重要なパラメータであり、その評価については非常に厳密に行う必要がある。摩擦速度あるいは底面せん断応力の評価方法については、Cardoso(1989)¹⁰⁾らのように底面せん断応力を直接計測する方法を採用した研究がいくつかあるが、

その計測精度や検定といった問題のために実際の適用性には困難を伴う。そこで、本節では、従来から境界層流に関する研究で提案されている摩擦速度の評価方法について述べる。

(1) 対数則による方法

平均流速 U を水深 h により片対数表示し、内層 ($y/h \leq 0.2$) において直線分布が成立する場合に適応でき、一般に良く用いられる方法である。Nezu & Nakagawa (1993)¹²⁾ は、境界層流、管路流あるいは開水路流れにおいても Karman 定数が主流の条件によらず $\kappa=0.41$ の普遍定数となることを指摘しているため、直線分布が成立する区間のデータ点を取り出して、次式で表される対数則を用いることにより摩擦速度 U_* を評価できる。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{U_* y}{\nu} \right) + A_s \quad (2.12)$$

(2) 流速分布にべき乗則を仮定する方法

平均流速 U を、その断面の最大流速 U_{max} および水深 h (外部変数) で無次元化し、両対数表示させ、その直線分布の傾き $1/n$ と成立する高さ δ から求める方法である¹³⁾。すなわち、流速分布に次式のべき乗則を適応させ、

$$\frac{U}{U_\delta} = \left(\frac{y}{\delta} \right)^{1/n} \quad (2.13)$$

の指数 n と高さ δ における平均流速 U_δ から、次式を用いて摩擦速度を評価する。

$$\frac{U_*}{U_\delta} = \kappa \left(\frac{1}{n+1} \right) \quad (2.14)$$

通常のレイノルズ数では、 $n=7$ 程度であるが、(1) の Karman 定数とは異なって、べき乗数 n は、レイノルズ数の関数であり、常に普遍特性を示さないことがべき乗則の最大の欠点である。

(3) 形状係数による方法

形状係数 $H=\delta^*/\theta$ (δ^* : 排除厚, θ : 運動量厚) は、境界層流において、対象とする流速分布の特性を分類するのによく用いられる。この形状係数 H から、摩擦速度を評価するには、実験により決定される H の関数 $\alpha(H)$ と、運動量厚さで定義される局所レイノルズ数 Re_θ とを用いて、次式で求められる。

$$\frac{\tau_b}{\rho U_{max}^2} = \frac{\alpha(H)}{Re_\theta^{0.268}} \quad (2.15)$$

また、Nezu ら (1987)¹⁴⁾ は、境界層流で用いられていた式 (2.15) と同型の Ludwig-Tillmann の実験公式を、ステップ流れに適応し、常流のケースについてのみ非常によく一致すると報告している。

$$C_f = 2 \left(\frac{U_*}{U_{max}} \right)^2 = \frac{0.256 \times 10^{-0.678H}}{Re_0^{0.268}} \quad (2.16)$$

ここで、 C_f は壁面摩擦係数である。

(4) 相似則 (べき乗則) を仮定した Karman の運動量方程式による方法

Karman の運動量方程式は、もともと境界層厚さ δ を未知量として解くべき方程式ではあるが、これを、逆の観点から、流速分布にべき乗則を仮定し、 δ に境界層厚さを代表する長さスケールのもを用いれば、摩擦速度を求めることができる。

Prandtl の境界層方程式 (2.1) に、べき乗則 (2.13) を代入して、底面から境界層厚さ δ まで積分すると、次式が得られる。

$$\frac{n}{n+2} \delta U_* \frac{\partial U_*}{\partial x} - \frac{1}{n+2} U_*^2 \frac{\partial \delta}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \delta - \frac{1}{\rho} (\tau_b - \tau_\delta) \quad (2.17)$$

ここで、 τ_δ は、境界層厚 δ におけるせん断応力である。

(5) レイノルズ方程式から求める方法

この方法は、純理論的な手法であり、よく摩擦速度あるいは全せん断応力の検証に用いられる。このため、Karman 定数 κ の普遍性を検証する基礎研究には不可欠であり、対数則自体の検証にもなる。等流時ではレイノルズ応力が直線分布するため、摩擦速度は比較的正確に求められるが、二次流や、本研究のような不等流の場合は、数値積分手法あるいは計測データの精度によって大きく変化するので、最も良い方法とはいえない。摩擦速度は、水面勾配および主流方向流速を用いて、式 (2.11) から求められる。本研究では、以上 (1) から (5) までの手法を用いて摩擦速度を評価し、これらの検討を行う。

2.4.2 圧力勾配を有する流れ場の分類

本研究では、対象とする加速・減速流の解析に、圧力勾配の影響を定量的に表す指標として乱流境界層でよく用いられる圧力勾配パラメータを、開水路流れに適応・定義することにより乱流構造との関連を議論する。また、修正形状係数を用いることにより加速・減速の効果を、従来より得られた実験結果の比較とともに分類する。本節では、これら圧力勾配の影響を表すパラメータの定義を以下で行う。

(1) 圧力勾配パラメータ

空間的な加速および減速を有する流れ場の解析に、流れの特性を定量的に表すパラメータとして頻繁に用いられているのが Clauser 型の圧力勾配パラメータである。本節では、Kironoto (1993) が粗面上の不等流に関して導いたパラメータにならって、圧力勾配パラメータを導くことにする。

表2-2 圧力勾配パラメータ β および β_n

Spatial Accelerating Flow

AC01			AC02			AC03		
x (cm)	β	β_n	x (cm)	β	β_n	x (cm)	β	β_n
2.0	-0.62	-5.29	2.0	-0.72	-6.40	4.0	-0.17	-1.69
4.0	-1.29	-11.07	4.0	-0.98	-9.32	8.0	-0.63	-6.06
6.0	-0.84	-7.42	6.0	-1.12	-10.68	12.0	-0.51	-5.42
10.0	-1.28	-12.36	10.0	-1.56	-15.91	20.0	-0.74	-8.26
14.0	-1.49	-14.93	14.0	-1.43	-13.57	28.0	-1.04	-12.17
18.0	-1.34	-13.72	18.0	-1.39	-15.13	36.0	-0.76	-9.07
22.0	-1.54	-16.80	22.0	-1.60	-18.02	45.0	-0.99	-10.98
26.0	-1.61	-18.47	26.0	-1.48	-16.97	52.0	-1.08	-14.60
30.0	-1.50	-17.29	30.0	-1.65	-19.69	60.0	-0.95	-12.55
34.0	-1.59	-19.44	34.0	-1.45	-21.09	68.0	-1.14	-14.96

Spatial Decelerating Flow

DC01			DC02			DC03		
x (cm)	β	β_n	x (cm)	β	β_n	x (cm)	β	β_n
2.0	0.36	3.28	2.0	0.96	9.08	4.0	0.36	3.77
4.0	0.42	3.43	4.0	1.01	9.75	8.0	0.45	4.40
6.0	0.68	5.04	6.0	1.00	8.85	12.0	0.47	4.57
10.0	0.82	7.02	10.0	1.48	12.67	20.0	0.53	5.11
14.0	1.32	8.25	14.0	2.35	17.68	28.0	0.72	5.98
18.0	2.16	13.20	18.0	2.40	19.68	36.0	0.69	6.19
22.0	1.39	9.67	22.0	3.24	20.33	45.0	1.06	7.21
26.0	2.05	10.41	26.0	3.95	26.26	52.0	1.03	7.89
30.0	1.77	11.19	30.0	4.56	29.26	60.0	1.23	8.07
34.0	2.66	16.58	34.0	5.99	35.68	68.0	1.31	8.81

断面平均流速 U_m と運動量補正係数 α は、それぞれ次式で定義される。

$$U_m = \frac{1}{h} \int_0^h U dy \quad \text{and} \quad \alpha = \frac{1}{h U_m^2} \int_0^h U^2 dy$$

上式を、式(2.11)に代入すると、

$$\alpha \frac{U_m}{g} \frac{\partial U_m}{\partial x} + \frac{U_m^2}{g} \frac{\partial \alpha}{\partial x} = \left(S_b - \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) - \frac{\tau_b}{\rho g h} \quad (2.18)$$

運動量補正係数 α は、剥離流れや二次流などのように等流近似できない流れではないとし、簡単に1とする。よって上式は、

$$\frac{U_m}{g} \frac{\partial U_m}{\partial x} - S_b + \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} = - \frac{\tau_b}{\rho g h} \quad (2.19)$$

また、連続式(2.3)から、

$$U_m \frac{\partial h}{\partial x} + h \frac{\partial U_m}{\partial x} = 0 \quad (2.20)$$

式(2.19)および(2.20)は、Saint-Venantの式となる。これらの式と式(2.5)より、

$$\rho U_m^2 \frac{\partial h}{\partial x} = \tau_b \left(1 + \frac{h}{\tau_b} \frac{\partial P}{\partial x} \right) \quad (2.21)$$

式(2.21)より、二次元開水路流場における圧力勾配パラメータを次式で定義する。

$$\beta_n = \frac{h}{\tau_b} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{h}{\tau_b} \left[\rho g \left(-S_b + \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] \quad (2.22)$$

以下、このパラメータを用いることにより、加速および減速流の乱流特性を考察することにする。なお、流れが等流となるとき $\beta_n = -1$ である。

一方、Grafら(1991)¹⁵⁾は、定常鉛直二次元流れに関して、Karmanの運動量方程式から次式を導いた。

$$\rho \frac{\partial}{\partial x} (U_{max}^2 \theta) = \tau_b \left[1 + \frac{\delta^*}{\tau_b} \frac{\partial P}{\partial x} \right] \quad (2.23)$$

上式より、圧力勾配パラメータは以下のように定義される。

$$\beta = \frac{\delta^*}{\tau_b} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.24)$$

これは、Clauser(1954)¹⁾が用いた平衡境界層パラメータであり、流れが等流の場合に、 $\beta = -\delta^*/h$ となる。この平衡境界層パラメータ β は、無次元化に用いる長さスケールに排除厚さ δ^* が用いられている点が、圧力勾配パラメータ β_n と異なる点である。本研究では、境界層流れとの比較が可能な β も取り入れて、流れの特性を考察する。なお、各実験ケースの β および β_n の値を表2-2に示した。

(2) 修正形状係数

対象としている加速流、減速流の特性、あるいは減速流が剥離を伴った流れなのかを定性的に知るパラメータとして、境界層流に関する研究でよく用いられているのが形状係数である。しかし、形状係数は、いくつかの研究者によって提唱されており、それぞれに長所、短所があるので、本研究では、Truckenbrodtが提案した修正形状係数も併せて用いることにする¹⁶⁾。

形状係数は、境界層の厚さを代表する量、すなわち排除厚さ δ^* 、運動量厚さ θ およびエネルギー厚さ θ^* を用いて以下のように定義される。

$$H_{ij} = \delta_i / \delta_j \quad (i, j = 1, 2, 3) \quad (2.25)$$

ここで、

$$\delta_1 (= \delta^*) = \int_0^h \left(1 - \frac{U}{U_h} \right) dy \quad (2.26a)$$

$$\delta_2 (= \theta) = \int_0^h \frac{U}{U_h} \left(1 - \frac{U}{U_h} \right) dy \quad (2.26b)$$

$$\delta_3 (= \theta^*) = \int_0^h \frac{U}{U_h} \left[1 - \left(\frac{U}{U_h} \right)^2 \right] dy \quad (2.26c)$$

ここで, U_h : 水面における平均流速, である. また, 修正形状係数 H は, 次式で定義される.

$$-\frac{dH}{H} = \frac{dH_{32}}{h_2} = \frac{dH_{23}}{h_3} \quad (2.27)$$

ここで, $h_2 = -(H_{12} - 1)H_{32}$, $h_3 = -(H_{12} - 1)H_{23}$ である. この修正形状係数 H は, 圧力勾配によって, 速度分布が圧力勾配のない場合よりどれだけ変化したかを表す.

一方, 流速分布にべき乗則を適用すると, H_{32} と H_{12} の関係が次式で得られる.

$$H_{12} = H_{32} / (3H_{32} - 4) \quad (2.28)$$

式(2.27)を H_{32} に関して積分し, 式(2.28)の関係を代入すると,

$$H = \exp \left[\int_{(H_{32})_{\infty}}^{H_{32}} \frac{3H_{32} - 4}{4H_{32} - 2H_{32}^2} dH_{32} \right]$$

となる. ここで, $(H_{32})_{\infty}$: 圧力勾配のない場合の H_{32} の値, である. さらに上式は,

$$H = \frac{(H_{32})_{\infty}}{H_{32}} \left[\frac{2 - (H_{32})_{\infty}}{2 - H_{32}} \right]^{1/2} \quad (2.29)$$

と変形される. $H_{32} = 1/H_{23}$ の関係を用いると, 次式が得られる.

$$H = a \cdot H_{23} \sqrt{\frac{H_{23}}{H_{23} - 0.5}} \quad (2.30a)$$

$$a = (H_{32})_{\infty} \sqrt{1 - (H_{32})_{\infty}} \quad (2.30b)$$

また, べき乗則と式(2.26)より,

$$\delta_2 = \frac{n}{(n+1)(n+2)} h \quad \text{and} \quad \delta_3 = \frac{2n}{(n+1)(n+3)} h \quad (2.31)$$

式(2.31)を用いることにより $(H_{32})_{\infty}$ は,

$$(H_{32})_{\infty} = \left| \frac{\delta_3}{\delta_2} \right|_{\partial P / \partial x = 0} = \frac{2(n+2)}{n+3} \quad (2.32)$$

したがって, 式(2.32)および(2.30)から, 修正形状係数 H が評価できる. なお, ゼロ圧力勾配時のべき乗数 $n=7$ であるから, $(H_{32})_{\infty} = 1.8$ となる. 修正形状係数 H は, 形状係数 H_{12} と 1 対 1 に対応し, $H > 1$ ならば加速流, $H < 1$ ならば減速流となる. 剥離が生じる場合の H の値の範囲については, いくつかの文献で提示されており¹⁶⁾, Rotta (1969) は, $H \approx 0.723$ で剥離が生じると報告しており, Waltz (1966) によると, $0.736 < H < 0.761$ で剥離が起きるとしている. 一方, Townsend (1960) は, 流速分布 $U(x)$ が x のべき乗に比例するケースについて, $H = 0.784$ で摩擦速度がゼロとなると指摘しており, Truckenbrodt (1974) は, $H \leq 0.723$ で発生すると結論している. 本研究では, これらの値を考慮して,

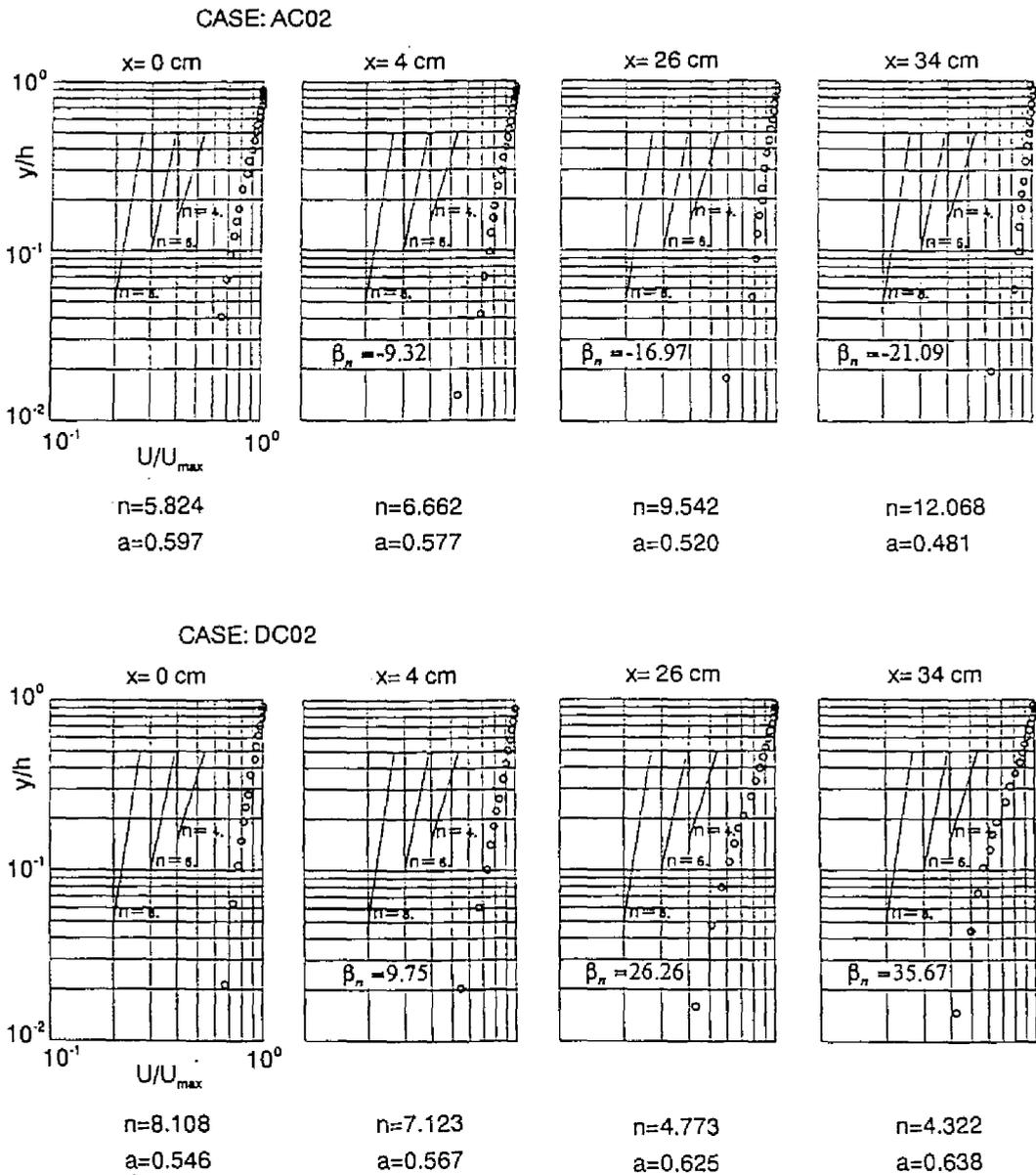


図2-4 べき乗則分布

$$0.723 \leq H \leq 0.761$$

(2.33)

の範囲を剥離発生条件として採用した。

2.5 内部境界層を有する加速・減速流の平均流特性

2.5.1 修正形状係数による流れ場の分類

前節で述べた修正形状係数 H を用いることで、本実験で対象とした流れの加速・減速効果を評価する。まず始めに、式(2.13)で表されるべき乗則の適用性について検討を行い、その後、加速・減速流の特性に

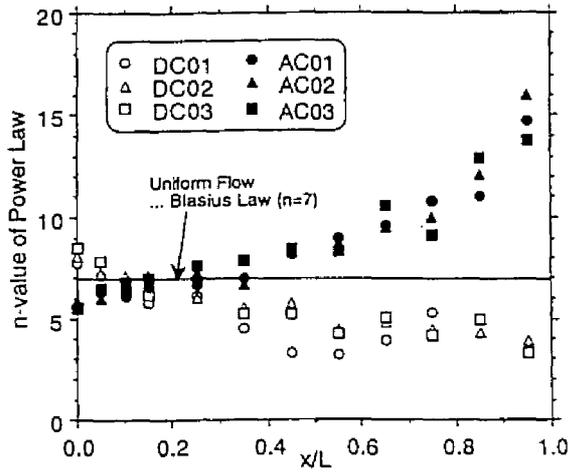


図2-5 べき乗数 n の変化

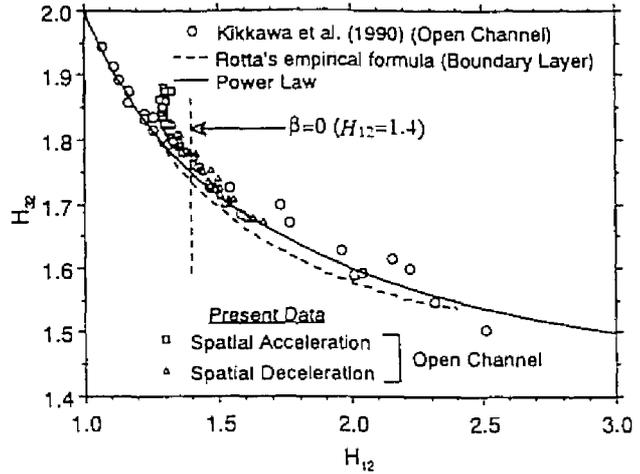


図2-6 形状係数 H_{12} と H_{32} の関係

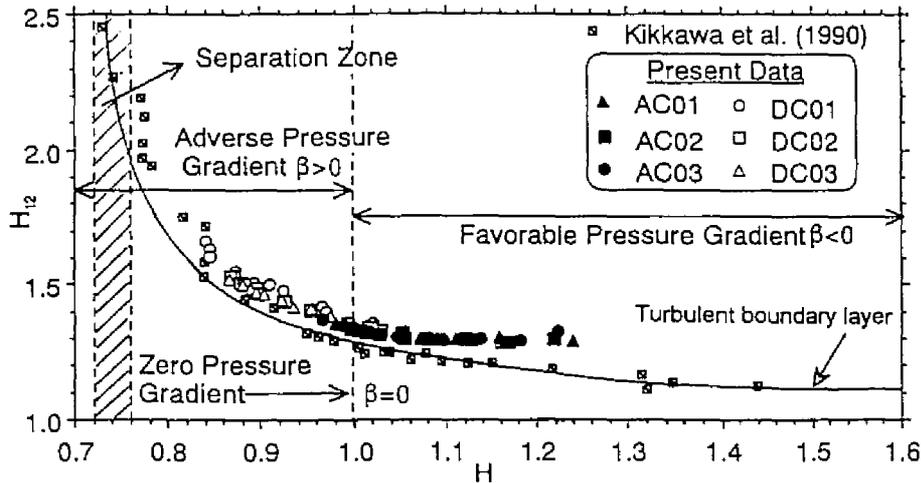


図2-7 修正形状係数 H

ついでに分類を行う。

図2-4は、加速および減速流の平均流速分布を、各計測断面の最大流速 U_{max} および水深 h で無次元化し、両対数表示したものである。ここでは、比較的大きな加速あるいは減速の影響を受けていると考えられる実験ケースのみを表示してある。また、式(2.13)のべき乗数 n の値も併示した。加速流では、全ての断面における分布がほぼ直線分布を示しており、べき乗則による流速分布の適用が有効である。減速流に関しても、水面近傍の流速分布に僅かな変曲点が見られるものの、ほぼべき乗則によって流速分布が表されるものと判断できる。このような直線的な流速分布から、最小二乗法によって求めたべき乗数 n の変化を、原点からの主流方向の距離 x に対して図2-5に示した。べき乗数 n は、加速流では指数的に増加しており、一方、減速流においては、加速流と比較してやや緩い勾配で減少していることが分かる。また、加速・減速の強さに関わらずほぼ一様に変化する。

式(2.26)から境界層の厚さを表す代表長さスケールを計算し、式(2.25)に代入すると、形状係数 H_{ij} を

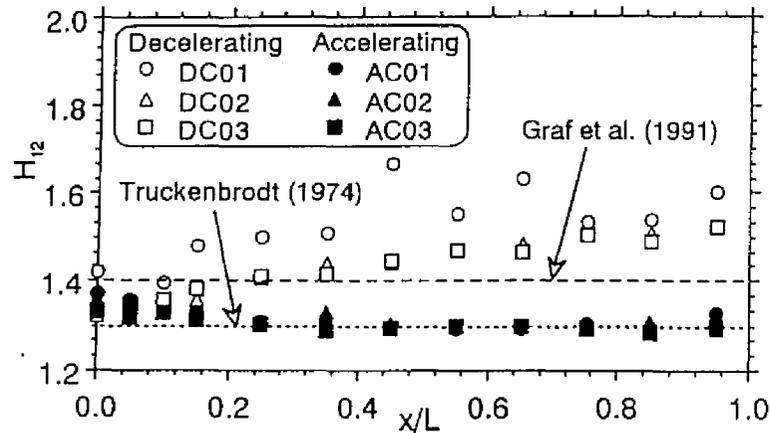


図2-8 形状係数 H_{12} の変化

求めることができる。これから求められる形状係数 H_{12} と H_{32} ，べき乗則を式(2.26)に適用して求められる両者の形状係数の関係，すなわち式(2.28)との比較を図2-6に示した。なお，本研究と同様にべき乗則を適用した吉川ら(1990)⁹⁾の実験データおよびRottaによる実験曲線を，それぞれ白丸および点線で併示した。吉川らは，様々な圧力勾配下での実験を行っており，幅広い範囲でべき乗則の有効性を示していることが分かる。また，本研究の実験データにおいても，べき乗則を適用した曲線とは，加速流の一部のデータを除いて，良好に一致しており，ほぼべき乗則による近似が有効であると考えられる。そこで，式(2.30)および式(2.32)から，修正形状係数 H を計算し，形状係数 H_{12} に対してプロットしたのが図2-7である。図中には，式(2.33)で表される剥離領域，およびゼロ圧力勾配である $H=1$ の値を点線で示してある。また，吉川らの実験データも併示した。これらの実験データ間の比較より，本研究で取り扱う流れは，それほど圧力勾配の大きい流れではないことが分かる。さらに，本研究で対象とする減速流は，剥離を伴った流れではないことが確認できる。減速流は， $H=1$ に対してやや順圧力勾配の流れから比較的大きな逆圧力勾配下の流れに変化し，加速流はやや逆圧力勾配から順圧力勾配下の流れに変化している。減速流のデータが加速流に較べて多少ばらつくのは，図2-4(b)に示したように，加速流に対して減速流のべき乗則に対する適応性が比較的に悪いためであると考えられる。すなわち，本研究のような水路床が急変する減速流では，段落ち流れのように，勾配が変化する地点から内部境界層が存在し，その内部境界層の先端部において流速分布に変曲点が生じるためであり，式(2.26)にべき乗則を適用し，水深 h まで積分することが原因と考えられる。こうしたべき乗則の適用範囲に関する若干の修正が必要であるが，吉川ら(1990)⁹⁾は，平板境界層流れにおけるRottaの修正形状係数 H とべき乗則を適用した H に，それほど相違が見られないことから，べき乗則の有効性を指摘しており，本研究でも，対象としている流れの特性を定性的に知る上ではべき乗則で十分であると考えられる。

一方，Grafら(1991)¹⁵⁾は，形状係数 $H_{12}=1.4$ でゼロ圧力勾配の流れ，この値より上回ると逆圧力勾配下の減速流，これより下では順圧力勾配の流れと判断している。また，Truckenbrodt(1974)¹⁶⁾は，乱流境界層について $H_{12}=1.3$ をゼロ圧力勾配流れと判断している。図2-8は，この形状係数 H_{12} の主流方向変

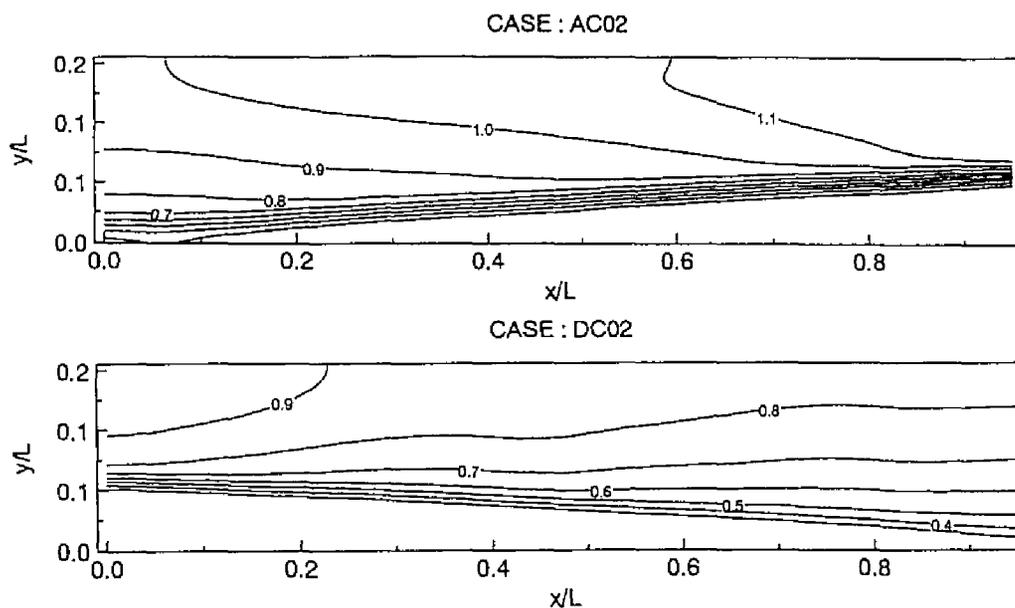


図2-9 主流方向平均流速 U の空間分布

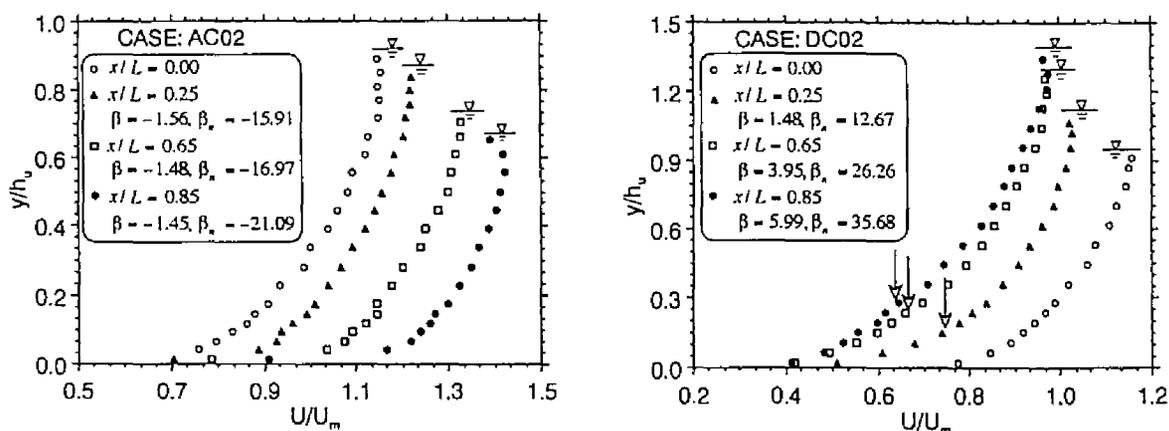


図2-10 主流方向平均流速 U の鉛直方向分布

化を、上記の判断基準も併せて示したものである。加速流、減速流ともに、形状係数の変化に比例して圧力勾配の絶対値が大きくなることが分かり、特に減速流においてはその傾向が顕著である。また、減速流の実験ケース(DC01)においては、圧力勾配の増減を繰り返しながら全体的には増加するが、加速流については、一様に圧力勾配が減少することが確認できる。このことは、加速流における水面形が一様に変化しているのに対し、減速流の水面形が流下方向に多少の擾乱を持って変化することを意味する。

2.5.2 基本的乱流統計量の分布特性と圧力勾配との関連

(1) 平均流速の分布特性と圧力勾配パラメータとの関連

図2-9 は、加速・減速効果の最も大きなケース AC02 および DC02 における主流方向平均流速 U のコンターを示したものである。図中、初期計測断面における最大流速 U_{max0} で無次元化されている。加速流

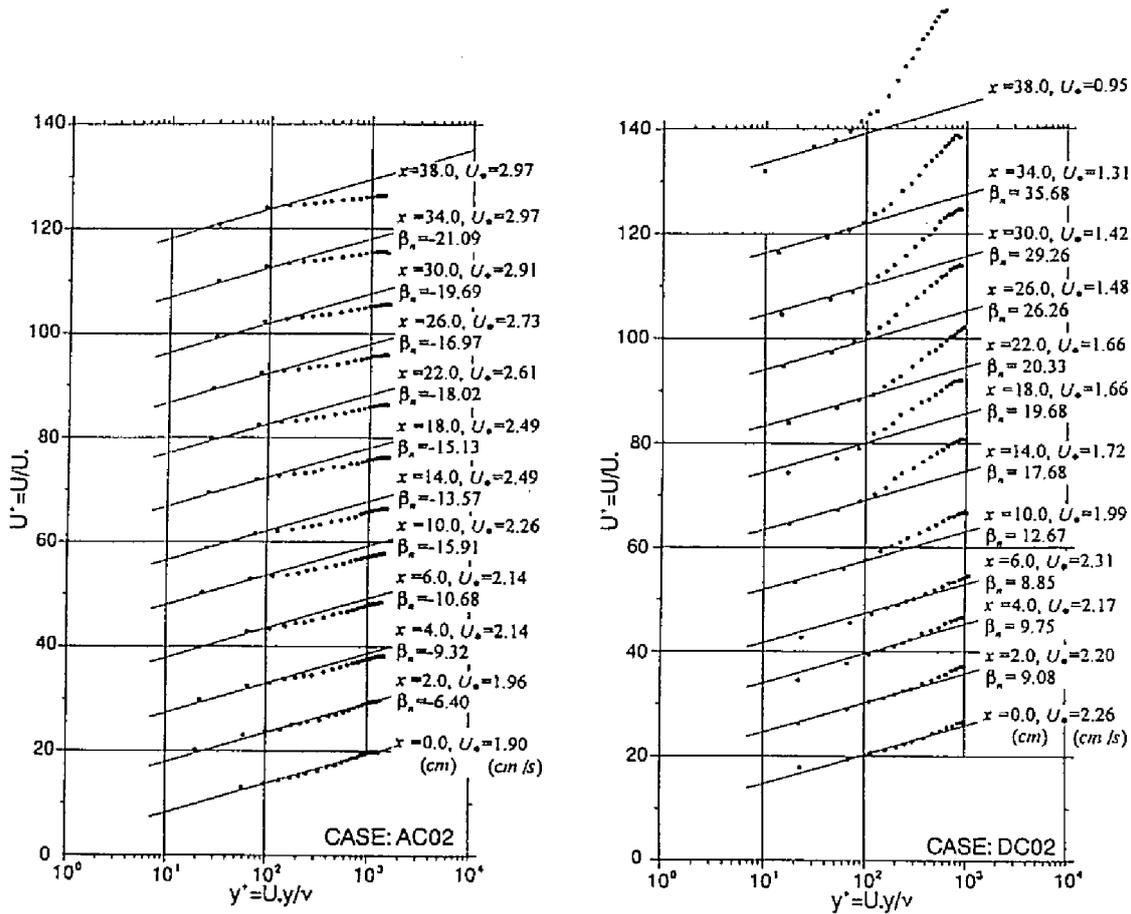


図2-11 平均流速分布(内部変数表示)

においては、下流側で平均流速が大きくなることから、全体的に加速されている様子が分かる。一方、減速流では、下流側の水面付近で減速の程度が弱まることから分かる。このような平均流速 U の変化を、鉛直方向分布として示したものが図2-10である。ここでは、加速あるいは減速の影響の強いケースの計測結果が例示されている。また、平均流速 U は断面平均流速 U_m で、底面からの距離 y は、原点における水深 h_0 で無次元化されている。加速流では、底面のごく近傍で大きな流速勾配が観察されるものの、水面付近では急激にその勾配を減少させる。一方、減速流では、ほぼ一定の比較的大きな勾配を持って水面まで変化することが分かる。すなわち、加速流においては、鉛直方向に一様化の分布を示すのに対して、減速流では大きく逸れることが分かる。また、逆圧力勾配 ($-dP/dx < 0$) の大きな減速流の実験ケースにおいては、图中矢印で示した付近で変曲点が見られ、勾配の急変する地点から新たに内部境界層が発生・発達する様子が確認できる。

さらに、内層における直線分布から評価した摩擦速度 U_* と、動粘性係数 ν を用いて内部変数表示したものが図2-11である。ここで用いた摩擦速度 U_* は、図に示すように粘性底層を除く内層 ($y/h_0 \leq 0.2$ かつ $U_0 y / \nu > 30$) で直線分布する傾向が観察できることから、2.4.1 節で述べた(1)の対数則による方法を用いて評価したものである。外層においては、加速あるいは減速の影響が顕著に観察され、加速ではほと

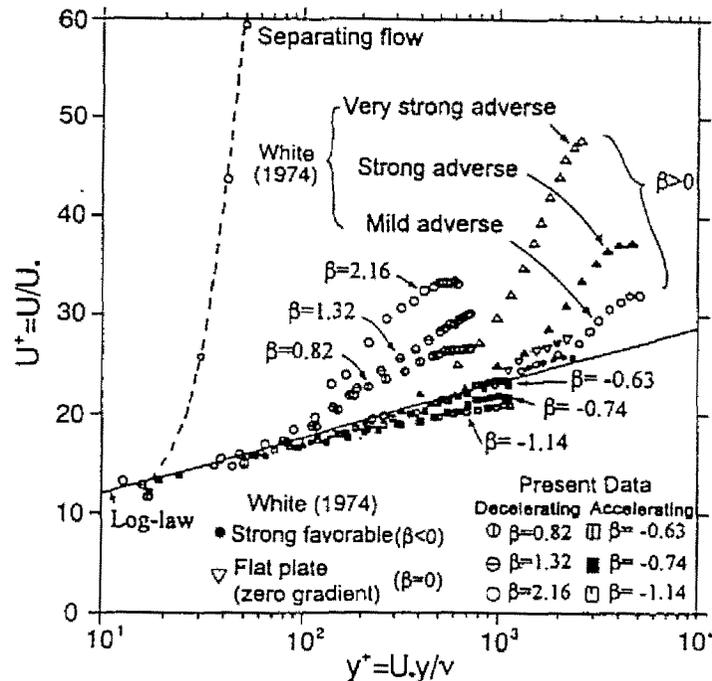


図2-12 平均流速分布に関する境界層流との比較

んど鉛直方向に変化せず一様化の傾向を示すが、減速では、主流方向に従って内層における直線分布からのずれ、すなわち wake が観察される。このような摩擦速度による内部変数表示によって、加速流における U_+ が、下流方向に増加するのに対して減速流では減少し、図2-10で示した傾向がさらに誇張される。また、このような内部変数表示は底面付近の内層においてのみ、その普遍特性が成立するものであって、外層の変化は水深 h で無次元化される外部変数表示によって比較されるべきである。なぜなら、後述する wake 関数に見られるように、self-preserving 状態の成立する外部層の変化は、外部変数を用いることによって記述されるからである。

この内部変数表示された平均流速分布から、代表的なものだけを取り出し、境界層流における White (1974)¹⁷⁾の実験データとともに図2-12に示した。ゼロ圧力勾配の下での流速分布においても、僅かに対数則からのずれ(wake)が観察され、逆圧力勾配が大きくなるにしたがってその傾向が顕著となる。また、wake 領域が拡大するにつれ対数則の成立する範囲が狭くなる。さらに大きな逆圧力勾配の剥離流れに達すると、この対数則からのずれが無窮大となる。この図より、本研究で取り扱う減速流は、比較的大きな逆圧力勾配を持つ流れであることが分かる。一方、順圧力勾配($-dP/dx > 0$)になると、逆にwakeが対数則分布よりも下方で、かつ一様化の傾向が見られる。

上述した外層における平均流速の変化特性を詳細に調べるために、平均流速データを図2-13に速度欠損則表示した。この図からも観察されるように、下流に行くにしたがって、対数則からのずれが大きくなる。加速流においては、負の wake 成分が現れ、一方、減速流においては、かなり大きな正の wake 成分が観測される。Coles (1956)³⁾は、境界層外縁付近の流速分布が自己保存(self-preserving)状態にあることに着目し、外部変数 $\xi = y/h$ の関数、いわゆる wake 関数 $w(\xi)$ を対数則に加え、内層における対数則傾

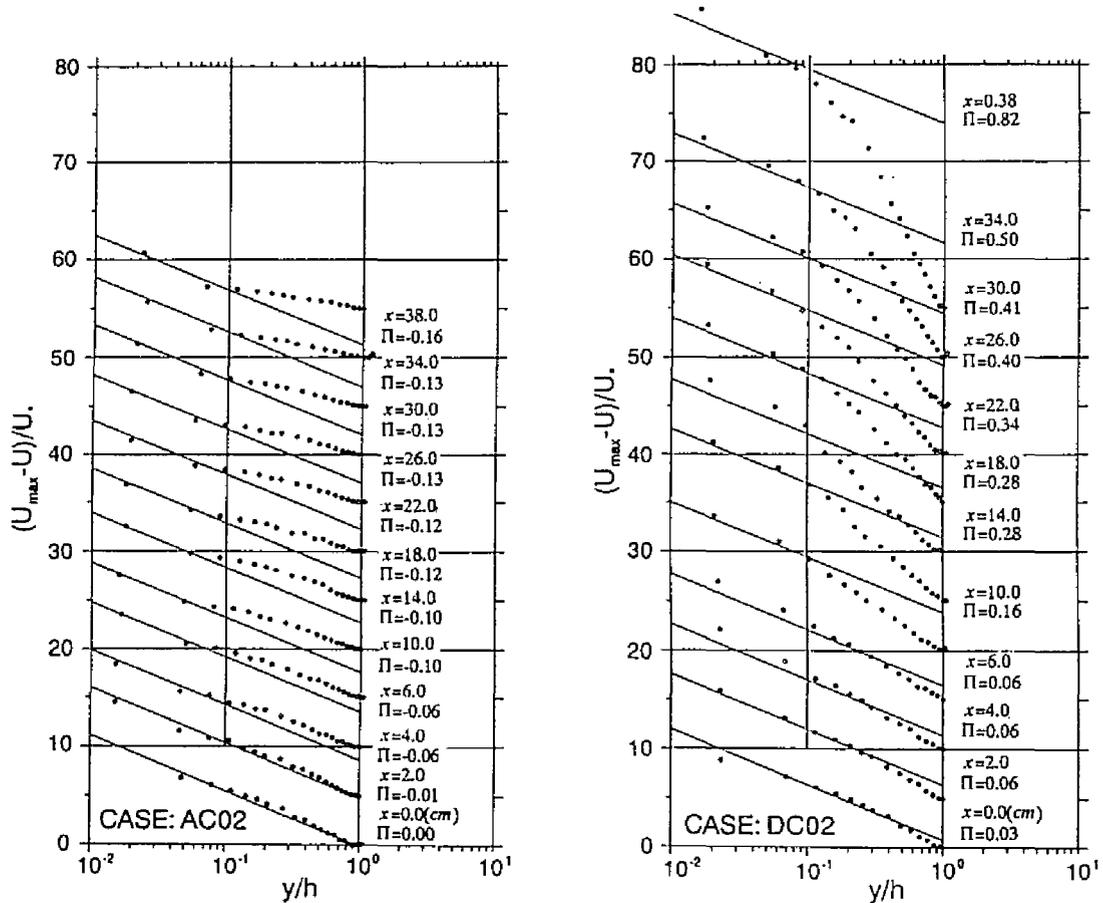


図2-13 平均流速分布(速度欠損則表示)

域から外部層にわたる広範囲な領域で成立する次式の log-wake 則を提案した。

$$\frac{U}{U_s} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{U_s y}{\nu}\right) + A_s + \frac{\Pi}{\kappa} w(\xi) \quad (2.34)$$

ここで、 Π は wake 強度パラメータであり、対数則からのずれを表す指標である。wake 関数の形はいくつか提案されているが、一般に

$$w(\xi) = 2 \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \xi\right) \quad (2.35)$$

がよく用いられる。これらの式を速度欠損表示すると、

$$\frac{U_{max} - U}{U_s} = -\frac{1}{\kappa} \ln \xi + \frac{2\Pi}{\kappa} \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \xi\right) \quad (2.36)$$

となる。上式より、 $\xi=1$ における対数則からのずれが $2\Pi/\kappa$ となることから、wake 強度パラメータ Π が評価できる。図2-14 は、圧力勾配パラメータ β_n に対して、 Π 値の変化を示したものである。Kironoto (1993)⁷⁾ は、アスペクト比 $B/h = 2$ の二次流の影響を受ける流れと、アスペクト比 $B/h > 5$ の二次流のほとんど影響しない流れについて、 β_n と Π 値の関係を、それぞれ次式で決定した。

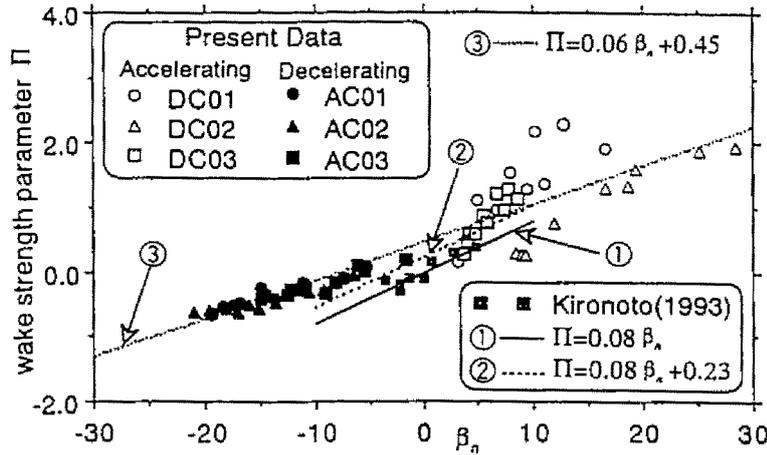


図2-14 圧力勾配パラメータ β_n に対する Π の変化

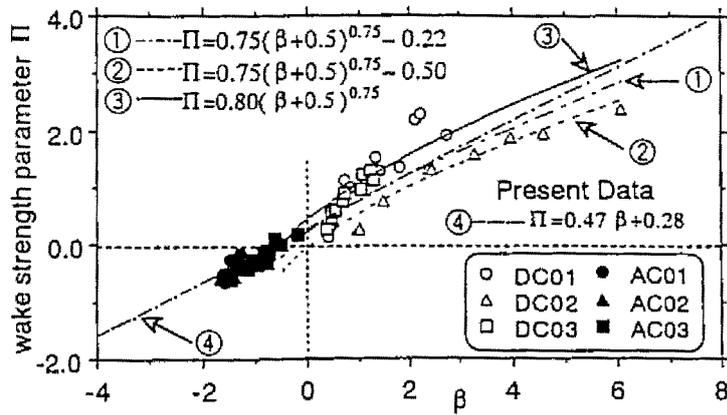


図2-15 Clauser の平衡境界層パラメータ β に対する Π の変化

$$\Pi = 0.08\beta_n \quad (3\text{-D flow, } B/h \approx 2) \quad (2.37)$$

$$\Pi = 0.08\beta_n + 0.23 \quad (2\text{-D flow, } B/h > 5) \quad (2.38)$$

図2-14に、上二式の関係をも、Kironotoによる実験データとともにそれぞれ実線および点線で示した。なお、式(2.37)は、平均流速分布に、二次流の影響である velocity-dip 現象が見られる場合に限り適用できる。しかし、二次流の影響がある三次元的な流れでは、二次元的な流れと解釈して境界層厚 δ を求めるのは困難であり、また平均流速自身の定義も単に時間平均で置き換えられないことから、式(2.37)の適用性に問題点が残る。図2-14より、Kironotoの行った実験は、圧力勾配のごく狭い範囲で行われていることが分かる。これに対し、本実験で取り扱った加速・減速流は比較的大きな圧力勾配の範囲で行われており、 β_n に対する Π の変化も式(2.38)ほど急ではなく、比較的緩い勾配を持って変化していることが認められる。上式は、粗面上の不等流実験で得られたものであり、原点補正量の如何によって大きく変化するため、本研究の滑面乱流の実験結果と、外層の流速分布を決定する Π 値の若干の相違は免れないものと考えられる。また、Kironotoの対象とした加速・減速流が、水路下流側で圧力勾配が一定値に達する平衡流れであったのに対し、本実験の流れは空間的に圧力勾配の変化を有する非平衡流れであったことも、こ

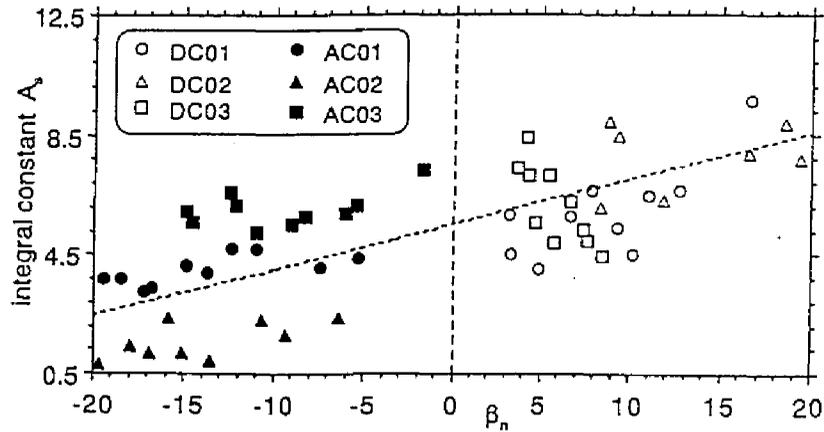


図2-16 圧力勾配パラメータ β_n に対する A_s の変化

これらの相違の一因であると考えられる。以上のことを踏まえ、本研究では、 β_n と Π の関係として次式を得た。

$$\Pi = 0.06\beta_n + 0.45 \quad (2.39)$$

なお、本研究で得られた上式は、数少ない実験ケースから得られたものであり、今後、圧力勾配を様々に変えた実験を詳細に行う必要がある。また、図に見られるように、順圧力勾配の大きな流れにおいても、 Π 値は β_n に対してそれほど変化せず、ほぼ線形的に変化する結果を得た。

さらに、境界層流における Π 値と比較するために、式(2.24)で表される Clauser (1954)¹⁾ の平衡境界層パラメータ β と Π の関係を、図2-15に表示した。図中の曲線は、Clauser が境界層流で得た式、

$$\Pi = 0.80(\beta + 0.5)^{0.75} \quad (2.40)$$

である。上式は、順圧力勾配があまり強くない範囲で直線近似できる。また、図中の一点鎖線および点線は、それぞれ Kironoto (1993)⁷⁾ が、 β_n の関係と同様にアスペクト比 $B/h \approx 2$ の二次流の存在する流れと $B/h > 5$ の二次流の影響のない流れについて得た式であり、次式で表される。

$$\Pi = 0.75(\beta + 0.5)^{0.75} - 0.5 \quad (B/h \approx 2) \quad (2.41)$$

$$\Pi = 0.75(\beta + 0.5)^{0.75} - 0.22 \quad (B/h > 5) \quad (2.42)$$

本実験のデータは、式(2.41)および式(2.42)で表される変化とは若干異なり、特に順圧力勾配下において、緩やかな変化を示している。Kironoto の得た式は、Clauser の関係式(2.40)をほぼ下方へ平行移動したものであり、ほとんど境界層流のものと同様な変化特性を示しているが、一般に外層の分布特性は、境界層と比較して、開水路や閉管路では、それほど顕著とはならないことが知られているので、本来は式(2.42)よりも緩い変化を示すものと考えられる。そこで本研究では、 β と Π の関係式として次式を得た。

$$\Pi = 0.47\beta + 0.28 \quad (2.43)$$

図2-16は、対数則分布式にある定数 A_s の変化を β_n の関数として表示したものである。ばらつきがあ

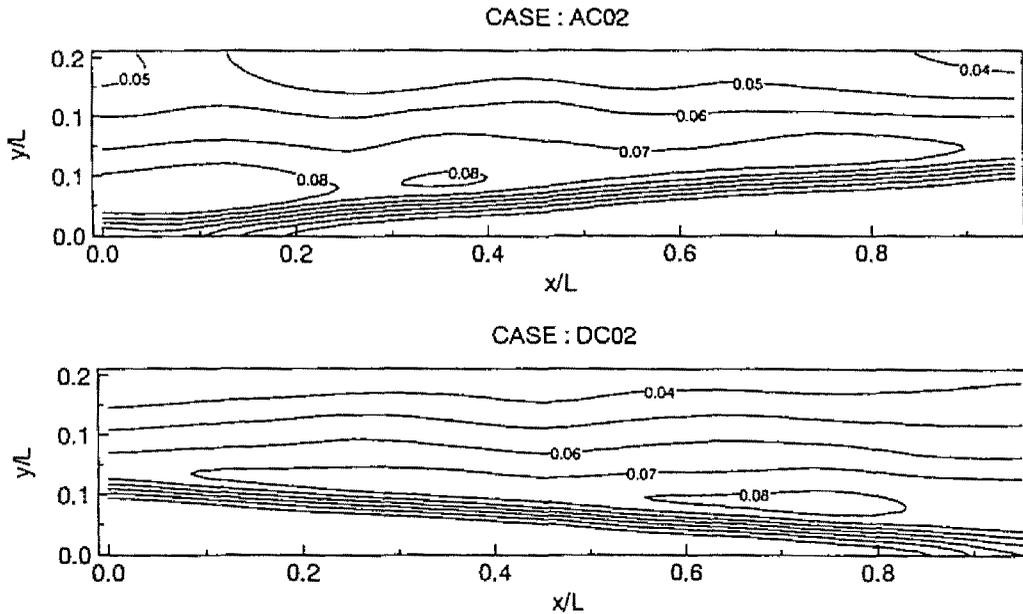


図2-17 乱れ強度の主流方向成分 u'/U_{max0} の空間分布

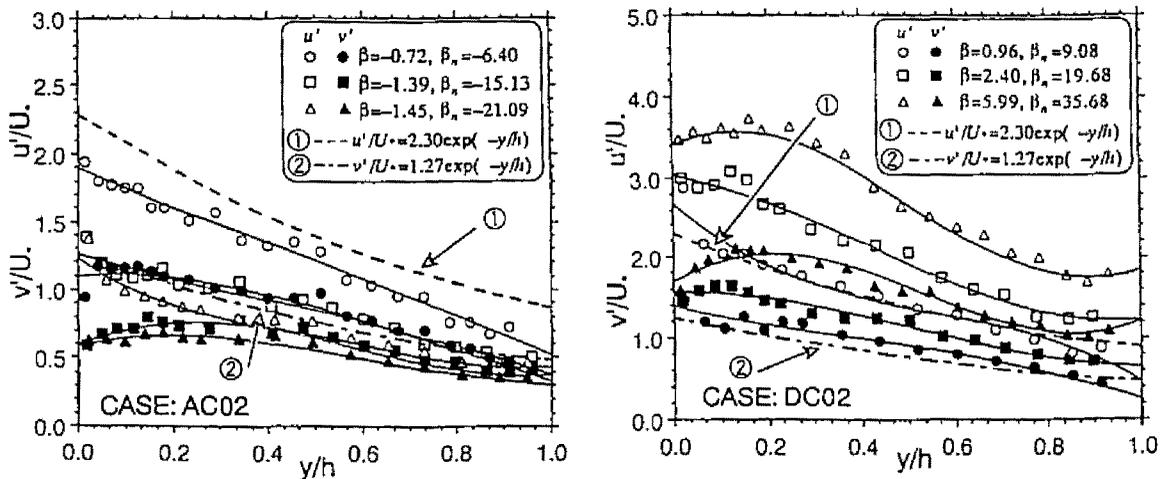


図2-18 乱れ強度の鉛直方向分布

るものの、定数 A_s は減速効果の増加に従って等流時の値 (=5.5) より大きくなり、 β_n に対してほぼ線形関係が成立するものと考えられる。また、これと同様な傾向が、境界層流に関していくつか報告されており、対数則の定数 A_s は、圧力勾配の変化に対して大きく影響を受けるものと考えられる。

(2) 乱れ特性量の分布特性

図2-17 は、 U_{max0} によって無次元化された乱れ強度の主流方向成分 u' の分布をケース AC02 および DC02 について示したものである。加速流では、底面から若干離れた地点の u' が緩やかな増減を繰り返しながら変化していることが分かる。一方、減速流においては、ほぼ加速流とは対称的な分布形であり、 $x/L=0.7$ 付近で最大値を示すことが分かる。これら両者の分布形ともに、底面よりやや離れた領域で加速・減速の

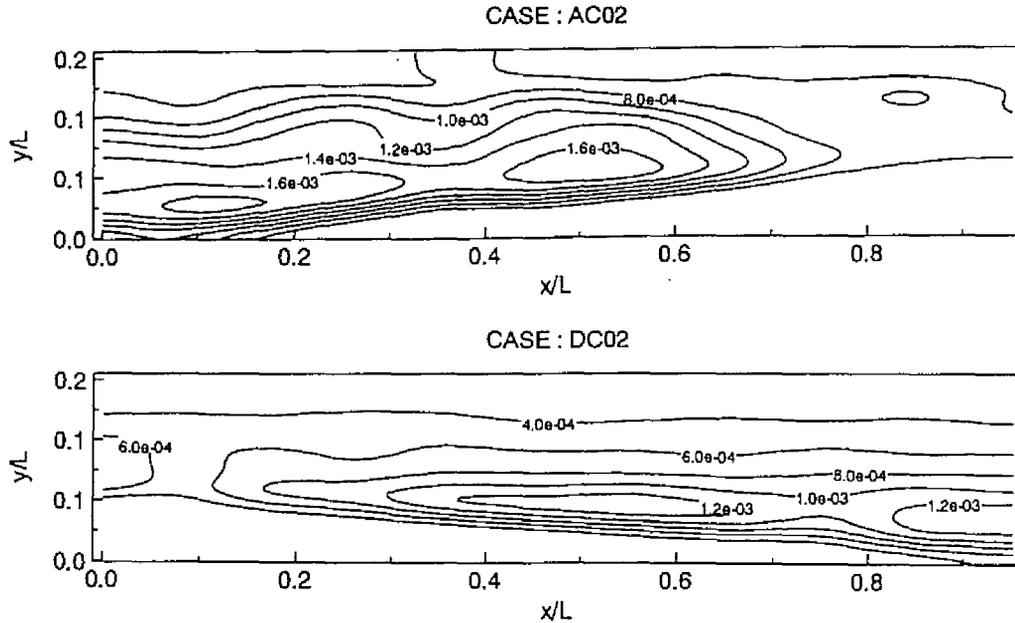


図2-19 レイノルズ応力 $-\overline{uv}/U_{max0}^2$ の空間分布

効果が大きいことが推測できる。このような乱れ強度の変化を、摩擦速度 U_* と各計測断面の水深 h を用いて無次元化し、外部変数表示したものが図2-18である。なお、図中の点線は、次式で表される等流時で成立する福津(1977)¹⁸⁾の普遍関数である。

$$u'/U_* = 2.30 \exp(-\xi) \quad (2.44)$$

$$v'/U_* = 1.27 \exp(-\xi) \quad (2.45)$$

この図より、鉛直方向の乱れ強度 v' は、普遍特性を示したままほとんど変化しないが、主流方向の乱れ強度 u' は、加速の効果が大きくなるにつれて小さくなり、最下流端においては、ほぼ v' の普遍関数と同様な分布を示す。ところが減速流では、逆圧力勾配 ($-dP/dx < 0$) の大きくなる下流側で普遍関数から大きく外れ、かなり膨らんだ形状を示すことが分かる。加速流においては、順圧力勾配 ($-dP/dx > 0$) が大きくなる、すなわち加速の効果が大きくなるほど、主流方向の乱れ強度 u' が鉛直方向の乱れ強度 v' に近づく傾向を示し、乱れの等方化指向が観察される。この結果、鉛直方向の乱れ強度 v' は、主流方向にほとんど変化せず、式(2.45)の普遍関数からそれほど変化しない。これに対して、主流方向の乱れ強度 u' は減少し、式(2.44)の普遍分布から大きく外れ、その傾向は底面付近にまで及ぶことが分かる。一方、減速流では、乱れ強度の主流方向成分 u' 、鉛直方向成分 v' とともに、底面から少し離れた領域で膨らんだ形状を示し、曲率が大きく変わる。この変曲点は、平均流速分布の変曲点とほぼ対応していることが認められる。上述のような乱れ強度の分布特性から、加速・減速の効果は主流方向の乱れ強度 u' の分布に大きく影響し、このような不等流下では、摩擦速度を用いた普遍特性が成立しなくなる。また、これらの乱れ強度の分布は無次元化に用いた摩擦速度の変化特性に大きく依存することも考えられる。

図2-19に、レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の空間的变化を示した。加速流の変化は、ほぼ同一の水理条件であ

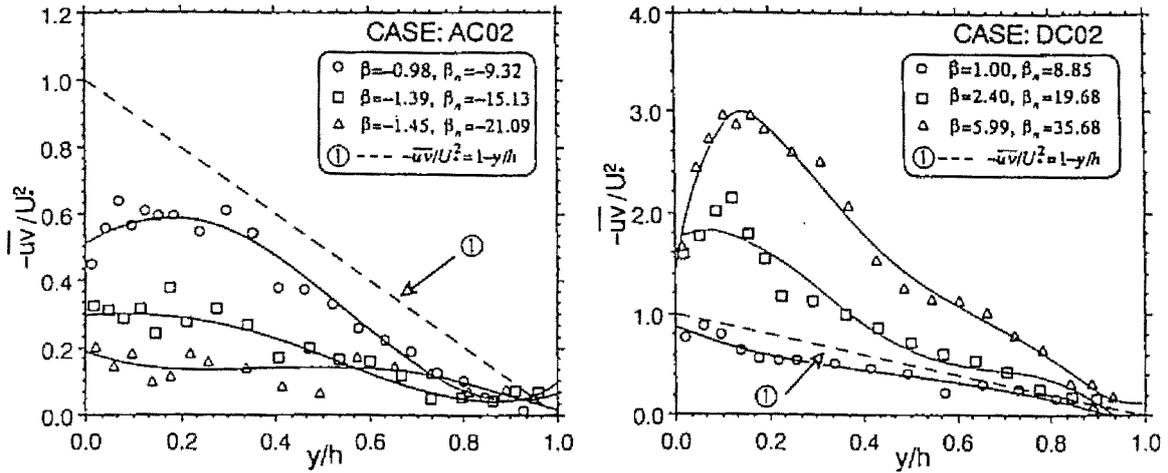


図2-20 レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の鉛直方向分布

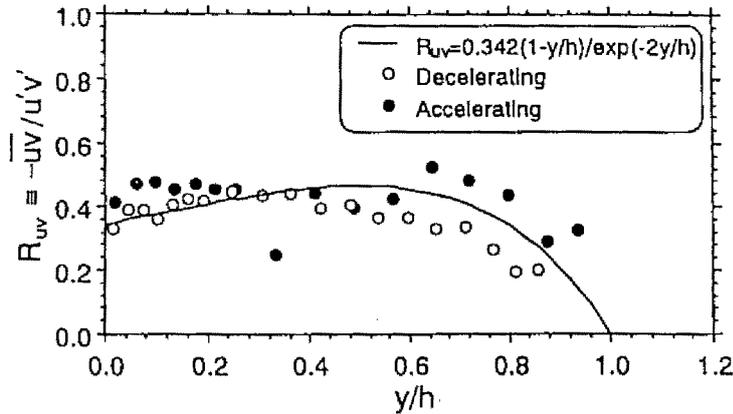


図2-21 相関係数 R_{uv}

るにも関わらず、減速流と比較して増減を繰り返した変化を示し、先に示した乱れ強度分布と相似な変化を示している。また、減速流では、 $x/L=0.5$ 付近で流下方向に徐々に増加している傾向が観察され、それより下流側においては一度減少した後、再び増加傾向を示している。図2-20 はレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の変化を、図2-18 同様に外部変数表示で示したものである。図中の実線は、粘性項を無視した三角形分布であり、次式で表される。

$$-\overline{uv}/U^2 = 1 - \xi \tag{2.46}$$

全体的な傾向として、加速流、減速流ともに普遍特性から大きく外れることが分かる。この図からも分かるように、加速流におけるレイノルズ応力の変化は、加速の効果が大きくなるにつれ、鉛直方向にあまり変化しない様な形状を示す。一方、減速流においては、逆圧力勾配の小さな上流側で、ほぼ三角形形状を示しているのが、減速の効果が大きくなるほど、分布形そのものの拡大傾向が見られ、底面近傍の粘性の影響を受ける領域の変化が変曲点の変化から判断できる。この結果、加速流および減速流における乱れ強度分布同様、レイノルズ応力分布も、加速・減速効果といった圧力勾配の影響によって摩擦速度を用いた普遍特性が成立しないものと考えられる。

一方、レイノルズ応力の相関係数 R_{uv} は、乱れ強度分布に式(2.44)および(2.45)、レイノルズ応力分布に三角形分布式(2.46)を適用すると次式のように表される。

$$R_{uv} = \frac{\overline{-uv}}{\overline{u'v'}} = \frac{0.342(1-\xi)}{\exp(-2\xi)} \quad (2.47)$$

この相関係数 R_{uv} は、乱れ特性量が平均流特性値より他の乱れ特性量と強い相関を持つ、すなわち乱れはそれ自身の間で丸く収まっているという、いわゆる self-consistency を示す一つの指標である。図2-21は、上式から得られる等流時に成立する相関係数と、本研究で得られた実測値とを比較したものである。なお、この図には最も加速・減速の効果が弱いと考えられる実験ケース(AC03, DC03)のみを表示した。実測値は、ややばらつくものの、式(2.47)の相関係数の分布から、系統的なずれが見られる。すなわち、加速流に関しては、等流時のものより相関係数が大きく、減速流では小さくなる。Bradshaw (1965)¹⁹⁾ は、レイノルズ応力の発生に寄与し、乱れの高周波成分から構成される active 成分が乱れの普遍特性を示し、これに対し inactive 成分は壁面から遠く離れた圧力変動に関与した渦なし運動や低周波成分の渦運動から成り立つという active-inactive 理論を提唱した。すなわち、乱れは、全ての成分が普遍関数表示 (similarity) されるとは限らないことを初めて指摘した重要なコンセプトである。減速流におけるこのような傾向は、水面の擾乱による inactive な成分が乱れの強度分布のみに僅かに影響しているものと考えられ、その結果相関係数が小さくなる。一方、加速流においては、そのような影響がほとんどないため、レイノルズ応力と乱れ強度の間に相関が高くなるものと考えられる。

(3) 摩擦速度の変化特性および評価方法の比較

図2-22は、対数則分布から評価した摩擦速度 U_* の主流方向変化を示したものである。図中、摩擦速度 U_* は全断面の平均値で無次元化されている。前述したレイノルズ応力 $\overline{-uv}$ や平均流速 U の分布特性から、加速流では、これらの乱流特性量の鉛直方向の一様化傾向に関わらず主流方向への増加傾向を示し、減速流では減少することから、従来の不等流実験で得られた結果と同様な変化を示している。これらの U_* の変化特性は、平均流速の鉛直方向の勾配による影響に対して、主流方向への加速・減速の強さ、すなわち圧力勾配が次第に大きくなっていることを示している。ケース間の比較では、逆圧力勾配の大きな減速流の実験ケースほど大きな変化特性を示すが、これに対し加速流では、ケース間の相違はほとんど見られず、ほぼ一様な変化特性を示している。このような摩擦速度の変化を、各断面の水深に対して示したのが図2-23である。この図には、加速流、減速流の実験ケース中、同一水理条件に対応するものを、同一のシンボルで表示してある。ほぼ同一の水理条件、減速流は右下から左上に向かって凹型の弧を描きながら変化し、加速流は左上から右下に向かって凸型の弧を描きながら変化する。またその変化は、加速、減速の効果が大きい実験ケースの組み合わせほど顕著となる。したがって、同一水深での加速、減速流の摩擦速度は、加速流の方が大きいといえる。図2-24は、 $f = 8(U_* / U_m)^2$ で定義される摩擦損失係数

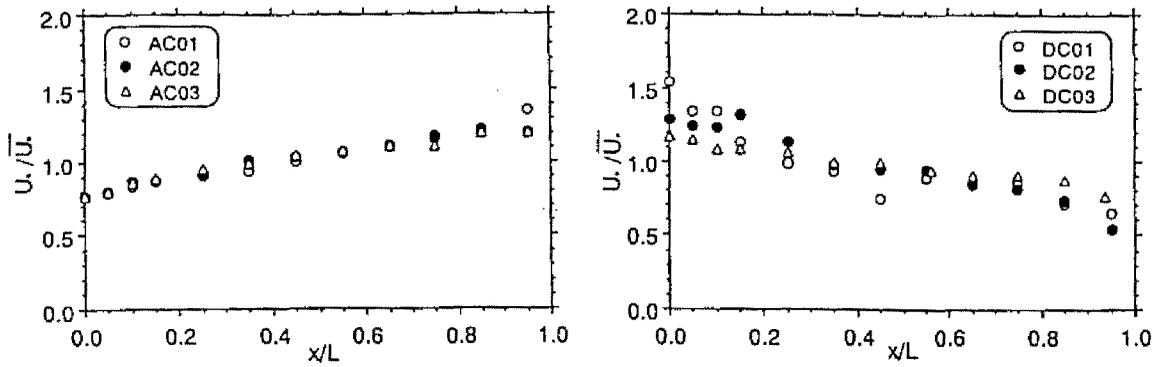


図2-22 摩擦速度 U の主流方向変化

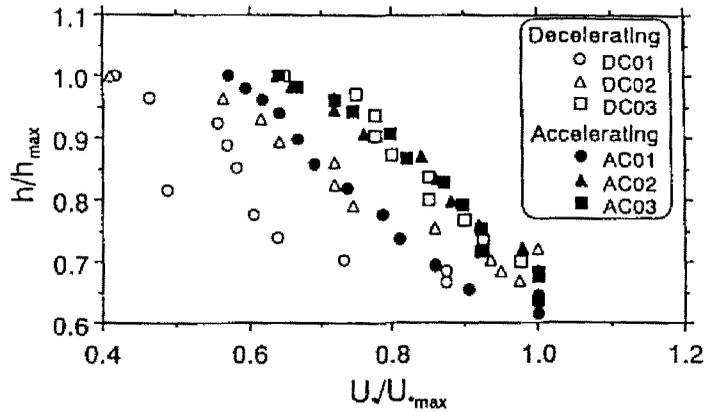


図2-23 水深変化に対する摩擦速度 U の変化

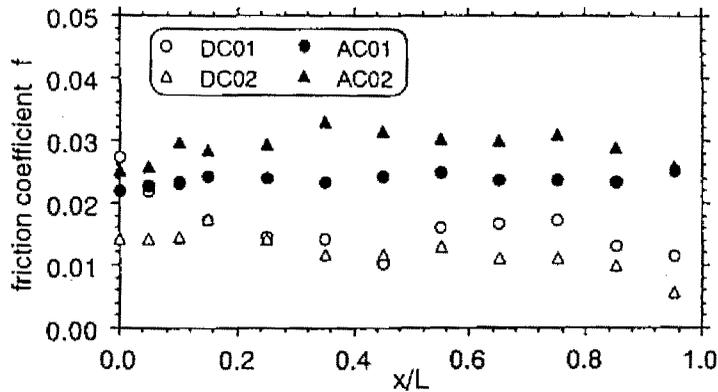


図2-24 摩擦損失係数 f の変化

の主流方向変化を示したものである。加速流の方が、減速流に対して摩擦損失係数 f の値が大きく流下方向に増加する。逆に減速流では流下方向に減少し、これらの傾向は圧力勾配の影響の大きさに応じて変化することが分かる。

次に、2.4.1 節で述べた摩擦速度の評価方法について検討する。なお、(4)のKarmanの運動量方程式にべき乗則を適用した方法は、内部境界層の存在する減速流にしか適用できない。また、この方法には、本来水路床からの影響が及ぶ上限として定義される内部境界層厚 δ を厳密に与えておく必要がある。吉川

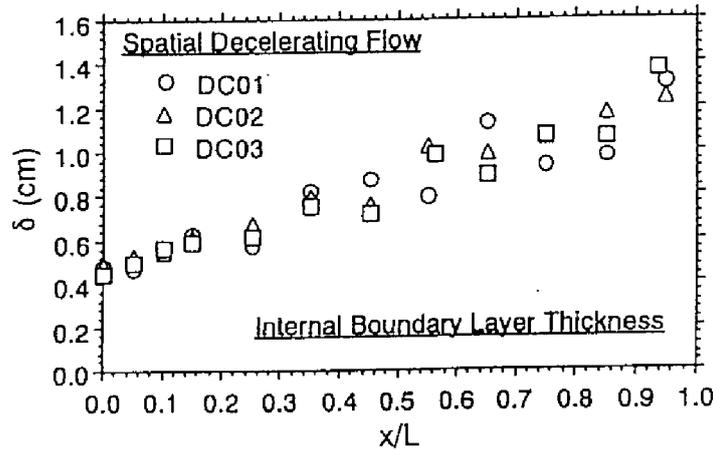


図2-25 減速流における内部境界層厚 δ の変化

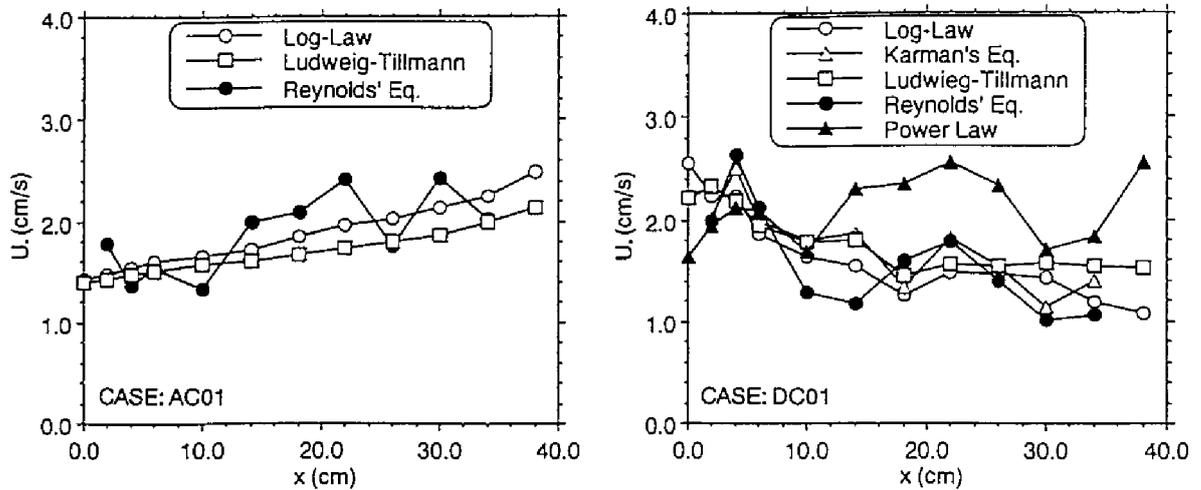
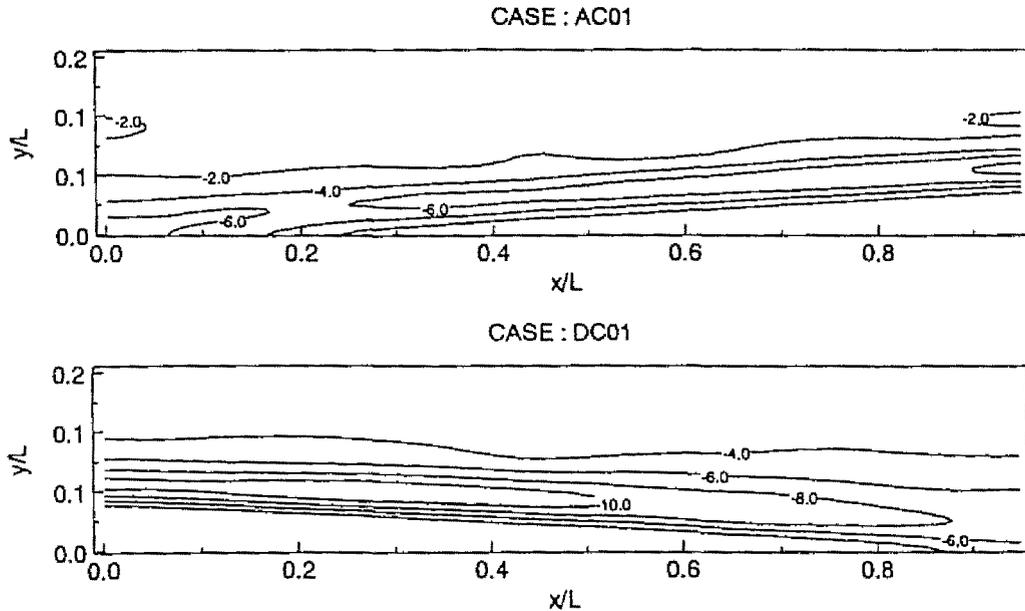


図2-26 摩擦速度 U_τ の評価方法の比較

ら(1987)⁸⁾は、減速流における内部境界層厚 δ を、流速分布の変曲点で定義したところ、内部境界層厚を過大に評価してしまうことになるかと報告している。そこで、実際の内部境界層厚に最も近いと考えられる排除厚さ δ^* を δ とし⁹⁾、この地点におけるせん断応力 τ_0 は、壁面の影響がないものと考えて、 $\tau_0=0$ として式(2.17)から摩擦速度 U_τ を評価した。図2-25は、減速流における内部境界層厚 δ の変化を示したものである。どの実験ケースにおいても、その変化はほぼ一様に増加しているものと考えられる。図2-26は、摩擦速度の評価方法(1)から(5)によって算出した摩擦速度を比較したものである。なお、加速流については、内部境界層が存在しないので、 δ を用いる(2)および(4)の方法を用いた評価は行っていない。加速流については、レイノルズ方程式から評価した値が比較的ばらついており、他の方法との厳密な比較ができないが、大まかな比較として見るならば、対数則による摩擦速度の評価方法、および Ludwig-Tillmannの実験公式による摩擦速度の評価は、妥当な評価方法であるといえる。一方、減速流では、レイノルズ方程式、べき乗則による方法、Karmanの運動量方程式による方法がばらついており、特にべき乗則による方法が顕著である。これは、内部境界層厚 δ の値が厳密でないこと、さらに $\tau_0=0$ としたことが

図2-27 渦度 ω の空間分布

原因と考えられる。先の加速流に関する考察から、対数則による方法が、摩擦速度の評価方法として妥当であるとするならば、べき乗則を用いた方法は適切でないと考えられる。吉川ら(1987)⁸⁾は、流速分布にべき乗則を適用しても問題はないと結論しているが、本実験の結果からみると、べき乗則による摩擦速度の評価は妥当ではないといえる。一方、式(2.16)で表される Ludweig-Tillmann の実験公式による評価は、加速・減速流のどの実験ケースにおいても、良好な一致を示し、Nezu ら(1987)¹⁴⁾の指摘するように、流れが常流となる場合についてのみ適切な評価方法であると考えられる。

(4) 渦度分布、渦動粘性係数および混合距離

図2-27 は、次式で定義される渦度 ω の分布を示したものである。

$$\omega = \frac{\partial V}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.48)$$

上式より、渦度 ω は左回りが正となる。加速流における渦度分布は、底面近傍の極限られた範囲で、負の値をとる高渦度域が観測され、それ以外の範囲ではほぼゼロとなる。特に勾配の急変する地点($x/L=0$)においては、高渦度域が僅かに大きくなっていることから、水路床の変化が流速勾配を大きく変形させ、流れの内部構造に大きく影響を及ぼしていることが分かる。一方、減速流では、底面近傍よりもむしろ底面からやや上方に離れた地点で高渦度域が現れる。これは、減速流の平均流速分布に変曲点が存在し、すなわち内部境界層の存在によって、この付近の流速勾配が大きく渦度分布に影響すると考えられる。また、この高渦度域は、特に勾配急変地点および斜面の中腹付近で顕著となる傾向が見られる。前者については、減速の効果あまり大きくない実験ケースでは、それほど顕著に観察されなかったことから、上述

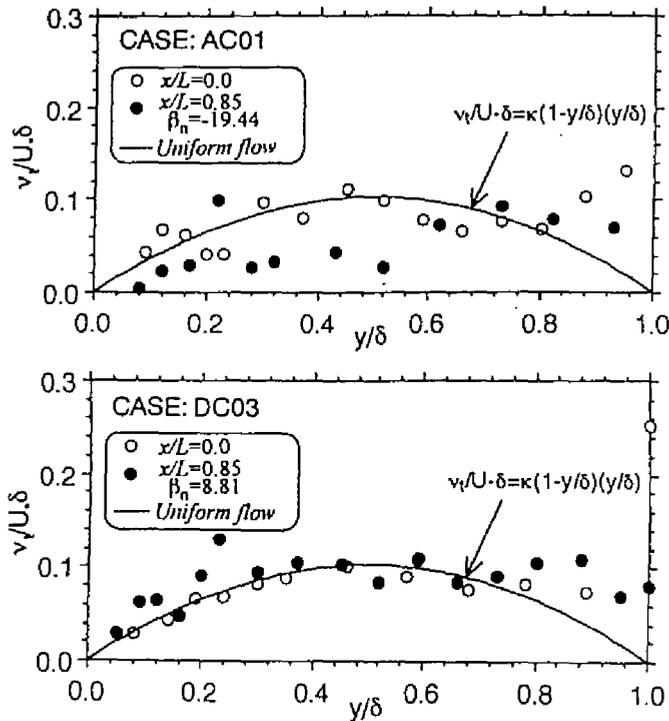


図2-28 渦動粘性係数 v_t の変化

した境界急変によるせん断層と内部境界層が重ね合わさったような効果であり、一方、後者については、主として内部境界層によるものと考えられる。

ところで、渦動粘性係数 v_t は、次式で定義される。

$$v_t = -\overline{uv} \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (2.49)$$

図2-28は、無次元化された渦動粘性係数 $v_t/\delta U$ の空間的な変化を示したものである。ここで、 δ は各断面の最大平均流速 U_{max} における高さである。なお、加速・減速流ともに、上流端および下流端付近の計測断面を一つずつ示した。また、図中の曲線は、式(2.46)および式(2.49)から求められる等流時で成立する渦動粘性係数であり、次式となる。

$$\frac{v_t}{U \cdot \delta} = \kappa \left(1 - \frac{y}{\delta}\right) \frac{y}{\delta} \quad (2.50)$$

これらの図より、水面付近のデータがばらつくものの、加速流では、流下方向に進むにつれて、等流時の分布から減少する傾向が観察される。一方、減速流においては、下流側の断面ほど等流時の分布より大きくなる事が分かる。

また、混合距離 l は、Prandtlの混合距離モデルと、レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の実測値から、次式のように逆算することができる。

$$l^2 = -\overline{uv} \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \frac{\partial U}{\partial y} \quad (2.51)$$

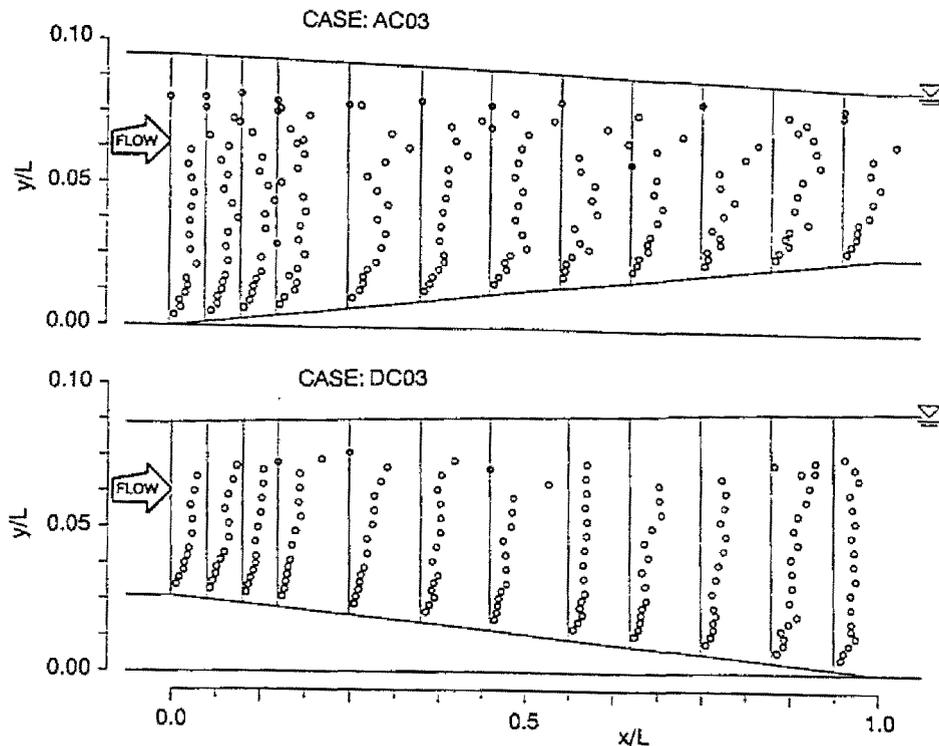
図2-29 混合距離 l の分布

図2-29に、加速および減速流の混合距離 l の空間分布を示した。この図より、加速および減速流ともに、底面近傍では、ほぼ線形的に増加することが分かる。一方、水面付近の外層においては、加速流のデータがばらつくものの、減速流は水面付近で一様化の傾向を示し、加速流は底面付近の勾配より小さな勾配を持って、徐々に大きくなる。混合距離 l が、渦の積分スケールとほぼ同程度のスケールを持つことから、減速流では渦径が小さくなり、乱れの高周波成分が大きくなるものと推測される。

2.6 総合的考察

本研究では、空間的な加速および減速流を、水路床に勾配を設けて擬似的に発生させ、乱流計測を行うことにより、形状係数を用いた流れ場の分類、平均流速分布や乱れ強度分布などの平均流特性の空間的変化等に注目し、実験的あるいは理論的考察を行った。その結果をまとめると以下のことがいえる。

(1) 修正形状係数による流れ場の分類では、べき乗則を導入した修正形状係数を用いることによって、流れ場の特性、すなわち対象とする流れ場がどの程度の圧力勾配を持つのか、あるいは逆圧力勾配の減速流であっても、剥離を伴った流れなのかを、定量的に知ることができる。また、排除厚さおよび運動量厚を用いた形状係数を用いても、圧力勾配の大きさを知ることができる。

(2) 平均流速分布に関する考察においては、底面付近の内層($y/h < 0.2$)において、加速・減速流ともに

ほぼ同様な変化特性を示したが、水面付近の外層においては、両者は全く異なる変化を示した。すなわち、加速流では、鉛直方向に平均流速分布の一樣化傾向が観察されたが、逆圧力勾配の減速流においては、ほぼ排除厚さ δ^* と同じスケールの地点で変曲点が存在し、この地点から上方では、加速流よりも大きな流速勾配を持った分布を示した。さらにこの流速分布を、内部変数表示することによって、加速流、減速流両者ともに、対数則分布から大きく離れる分布形状、すなわち wake 成分の存在が観察された。加速流においては対数則から下方へそれる、すなわち負の wake が現れ、減速流では、むしろ加速流の wake の絶対値よりもかなり大きく、上方にそれる傾向が認められた。しかしながら、水面付近の wake 成分は、摩擦速度が顕著に変化するために見られる傾向であり、水深を用いた無次元化表示 y/δ に対して self-preserving の成立する外層での変化は、むしろこの外部変数表示で比較すべきであることを指摘した。さらに、対数則からのずれの大きさを表す wake 強度パラメータ Π の変化は、圧力勾配パラメータ β_n に対して、順圧力勾配の大きな領域においても、ほぼ線形関係が成立し、境界層流における Π の変化と比較すると、開水路流の変化は境界層流で見られるほど大きくないことが示された。

(3) 乱れ強度、レイノルズ応力に関しては、主流方向にその分布形状を大きく変える傾向が観察された。加速流では、乱れ強度分布が等流時に成立する普遍関数表示より小さくなり、一方、減速流では、特に底面近傍において大きく膨らむ形状を示した。レイノルズ応力に関しても同様に、加速流においては平均流速分布が一樣化するのに伴って、ほぼゼロに近い分布を示し、減速流では平均流速分布の変曲点が存在する地点において、大きく屈折する形状を示し、三角形分布から大きく外れることが分かった。乱れ強度およびレイノルズ応力といった乱れ特性量間の無次元化量である相関係数 R_{uv} の分布より、Bradshaw の提唱するレイノルズ応力に及ぼすことのない水面変動などの低周波成分から構成される inactive 成分が減速流において見られた。

(4) 摩擦速度の変化特性および評価方法の比較に関する考察においては、加速流の摩擦速度の変化が、流下方向に対して増加傾向を示すのに対し、減速流では流下方向に減少する傾向にあることを指摘した。また、いくつかの研究でこれまで使われてきた摩擦速度の評価方法について検討したところ、Ludwig-Tillmann の実験公式によって、常流の場合について、良好に評価できることが示された。

(5) 減速流における渦度分布は、内部境界層外縁において大きな値を示したが、これは平均流速の変曲点がこの付近で存在するためである。また、渦動粘性係数は、等流の分布よりも僅かにそれる傾向が見られ、加速流では、等流時のそれよりも大きくなるのに対し、減速流では等流時の分布より小さくなる。

以上の結果から、表2-3および表2-4のように整理することができる。表2-3は、平均流速の外層における分布特性、摩擦速度の変化などについて、各種パラメータによる加速流、減速流の特性を説明したものである。また、表2-4は、乱れ強度、レイノルズ応力といった基本的乱流特性量の特性的について整理したものであり、乱れの普遍特性からの変化を、等流時のものと併せて示したものである。

表2-3 各種パラメータによる加速および減速流の分類

Type of Flow	Spatial Decelerating Flow	Spatial Accelerating Flow
Pressure Gradient - $1/\rho g \, dP/dx$	negative (< 0)	positive (> 0)
Clauser's Parameter β	positive (> 0)	negative (< 0)
Wake Strength Parameter Π	> 0.2	< 0.2 (negative)
Friction Velocity U_*	decreasing $\rightarrow 0$ (separation)	increasing (relaminarization)
Deviation from Log-Law U/U_*	major $\rightarrow \infty$ (separation)	minor \rightarrow constant
Friction Coefficient f	decreasing	increasing
Shape Factor H	$H > 1.4$	$H < 1.4$

表2-4 空間的加速および減速流の乱流特性

Type of Flow	Spatial Decelerating Flow $\beta > 0$	Uniform Flow $\beta = 0$	Spatial Accelerating Flow $\beta < 0$
Streamwise Turbulent-intensity u'/U_*	larger	universal	smaller
Vertical Turbulent-intensity v'/U_*	larger		smaller
Reynolds-stress $-\overline{uv}/U_*^2$	larger		smaller
Friction Velocity U_*	smaller		larger
u'/v'	larger		smaller
Correlation coefficient $R_{uv} = -\overline{uv}/u'v'$	smaller		larger

参考文献

- 1) Clauser, F. H. : Turbulent Boundary Layers in Adverse Pressure Gradients, J. Aeronautical Sci., vol.21, pp.91-108, 1954.
- 2) S. J. Kline, W. C. Reynolds, F. A. Shraub & P. W. Runstadler : The structure of turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., vol.30, part 4, pp.741-773, 1967.
- 3) Coles, D. : The law of the wake in the turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., vol.1, pp.191-226, 1956.
- 4) 小橋安次郎・桜井昭次 : 逆圧力勾配のある乱流境界層の間欠領域の構造, 日本航空宇宙学会誌, 第28巻, 第316号, pp.239-248, 1980.

- 5) 小橋安次郎・一条真古人: 加速乱流境界層の逆遷移の機構, なかれ, vol.1, pp.137-147, 1982.
- 6) Nagano, Y., Tagawa, M. & Tsuji, T. : Effects of adverse pressure gradients on mean flows and turbulence statistics in a boundary layer, Turbulent Shear Flows 8 (ed. F. Durst et al.), pp.7-21, 1993.
- 7) Kironoto, B. A. : Turbulence characteristics of uniform and non-uniform rough open-channel flow, Doctoral Dissertation, No.1094, Laboratoire de recherches hydrauliques, École Polytechnique Fédérale, Lausanne, Switzerland, 1993.
- 8) 古川恵太・荻原義孝・吉川秀夫・関根正人: 非一様勾配水路における境界層の発達に関する研究, 第31回水理講演会論文集, pp.407-412, 1987.
- 9) 古川恵太・市村知也・関根正人・吉川秀夫: 水路床勾配が漸変する開水路流れ場の解析, 土木学会論文集 No.417/II-13, pp.63-71, 1990.
- 10) Cardoso, A. H., Graf, W. H. & Gust, G. : Spatially accelerating flow in smooth open channel, Proc. 23rd Congress of IAHR, Turbulence in hydraulics, Ottawa, Canada, vol.A, pp.7-14, 1989.
- 11) Tsujimoto, T., Cardoso, A. H. & Saito, A. : Open channel flow with spatially varied bed shear stress, J. Hydro Science and Hydraulic Engineering, vol.8, No.2, pp.81-100, 1990.
- 12) Nezu, I. & Nakagawa, H. : *Turbulence in open-channel flows*, IAHR-Monograph, Balkema, Rotterdam, 1993.
- 13) Sheng-Tien & Kenedy, J. F. : Turbulent flow in wavy pipes, J. Fluid Mech., vol.47, part 3, 1971.
- 14) Nezu, I., Nakagawa, H. & Amano, K. : Evaluation of shear stress in open-channel step flows, 22nd Congress of IAHR, Fluvial Hydraulics, Lausanne, pp.219-220, 1987.
- 15) Graf, W. H. & Altinakar, M. S. : *Hydrodynamique*, Edition Eyrolles, Paris, 1991.
- 16) Schlichting, H. : *Boundary layer theory*, 7th Edition, McGraw-Hill Book Company, New-York, USA., 1979.
- 17) White, F. M. : *Viscous fluid flow*, McGraw-Hill Book Company, New-York, USA., pp.473, 1974.
- 18) 橋津家久: 開水路流の乱流構造に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1977.
- 19) Bradshaw, P. : 'Inactive' motion and pressure fluctuation in turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., vol.30, pp.241-258, 1967.

記号表

本章で用いた記号を以下に列挙する。

A_r, A_s	= 対数則分布式中の粗面・滑面上の切片定数
B	= 水路幅
C_f	= 壁面摩擦係数
f	= 摩擦損失係数

f_D	= レーザ流速計のドップラー周波数
Fr	= フルード数
g	= 重力加速度
h, h_u, h_d	= 水深・上流側水深・下流側水深
H	= 斜面高さあるいは形状係数
L	= 斜面長
n	= べき乗数
P	= 平均圧力
Q	= 流量
Re	= レイノルズ数
R_{uv}	= レイノルズ応力の相関係数
S_b	= 水路床勾配
U_m	= 断面平均流速
U_{max}, U_{max0}	= 最大流速・初期計測断面における最大流速
U_s	= 摩擦速度
u, v	= 平均流速からの主流方向・鉛直方向変動成分
u', v'	= 乱れ強度の主流方向・鉛直方向成分
U, V	= 平均流速の主流方向・鉛直方向成分
$-\overline{uv}$	= レイノルズ応力
$w(\xi)$	= wake 関数
x, y	= 主流方向・鉛直方向座標
α	= 運動量補正係数
β, β_n	= 平衡境界層パラメータ・二次元開水路流場における圧力勾配パラメータ
δ	= 境界層厚および各断面の最大平均流速 U_{max} における高さ
$\delta^*, \theta, \theta^*$	= 排除厚・運動量厚・エネルギー厚
κ	= Karman 定数
ν	= 動粘性係数
ν_t	= 渦動粘性係数
ρ	= 流体の密度
Π	= wake 強度パラメータ
τ, τ_b	= 全せん断応力・底面せん断応力
ω	= 渦度
ξ	= 外部変数

第3章

正弦波床上の基本乱流特性に及ぼす
圧力勾配の影響に関する研究

本章の一部は、

- 1) 瀬津家久・門田章宏・戸田孝史：定常開水路における加速・減速流の乱流構造に関する実験的研究, 水工学論文集, 第40巻, pp755-760, 1996.
- 2) Nezu, I., Kadota, A., Toda, T. & He, J. X. : Turbulent Structures in Open-Channel Flows over Wavy Boundary, Proc. of the 6th Int. Symp. on Flow Modelling and Turbulence Measurements, Tallahassee, pp.91-98, 1996.

において発表したものである。

3.1 概 説

前章において、内部境界層を有する加速・減速流に関する解析手法の確立、さらに従来より境界層乱流、開水路流れで得られた実験値との比較を行うとともに、対数則領域から水面付近までの主として外層における乱流統計量を議論した。これにより得られた知見を基に、本章では不連続境界の存在しない正弦波にモデル化された河床形状上に発生し、かつ緩やかな圧力勾配を伴った加速・減速流に関して、粘性底層からバッファ層にかけての壁面領域の詳細な計測を行うことにより、基本的乱流統計量に及ぼす圧力勾配の影響についての定量的な評価・検討を行う。すなわち、基本的乱流統計量を従来より境界層流の研究で提案されてきた圧力勾配パラメータとの関係として詳細に検討する。他方、圧力勾配下における壁法則について理論的考察を行い、圧力勾配の影響を受ける開水路流れの流速分布を提示する。さらに、各種の境界層乱流で得られた低レイノルズ数乱流モデルの改良・計算を行い、実験値との比較を行う。

3.1.1 緩やかな圧力勾配を伴った流れ場に関する従来の研究

加速・減速流のいわゆる圧力勾配流れに関する研究は、底面せん断応力がゼロとなる剥離流れの予測とともに、ガスタービン、ディフューザー、エアホイールなどの流体機械における逆圧力勾配下の乱流境界層の挙動や熱輸送現象などの解明を目的として、古くより特に機械工学の分野において盛んに行われてきた。また最近では、 k - ϵ モデルに代表される乱流モデルを用いた数値計算の精度向上を目的として、剥離流れをも統一的に予測する壁法則を導入しようという試みもなされている。

中林ら(1989)¹⁾、(1990)²⁾は、流体潤滑軸受のすきま流れにおける乱流の取り扱いを目的として、実験流路固定壁を正弦波状に3周期分変化させ、反対側を移動壁として強いせん断流れと流れ方向に繰り返す圧力勾配が変化する流れの合成された乱流について実験を行っている。中林らは、主に対数則、 $1/2$ 乗則、速度欠損則などの相似則について考察を行い、 $y^+ \leq 7$ では圧力勾配などの流れの状態に関係なく、平衡乱流における粘性底層で成立する普遍則が成立するが、 $y^+ > 7$ のバッファ層から対数則領域にかけては、速度分布形状が平衡時からほぼ平行にずれることを指摘した。また、圧力勾配パラメータ $p^+ = \nu / U^3 \cdot dp/dx$ を、圧力勾配の影響がどの程度壁領域に侵入するかを表す最適なパラメータであると、 p^+ の値が-0.02以下では流れは再層流化を開始し、逆に0.02以上ではバーストの増大が起こるとしている。

Patelら(1991)³⁾は、管路底面を正弦波状に変化させた流れについて、壁近傍は簡単な1方程式モデル、それより上方は通常の k - ϵ モデルを用いることによって、剥離を伴う流れも統一的に取り扱う数値計算の検討を行っている。このモデルでは、非常に大きな圧力勾配下の流れを除けば、外層部では実験値とずれがあったものの、底面近傍から内層域にかけて流速分布を再現できている。

佐野(1992)⁴⁾は、片方の壁は平滑な平板で、他方の壁上に傾き角 θ がそれぞれ 5° 、 10° の山形を連続的

に設置した二次元流路を使用して、圧力勾配が流下方向に繰り返し変化する管内乱流について、流路内の圧力損失、速度分布ならびに熱伝導率などが、圧力勾配の変化によっていかなる影響を受けるかを実験的に研究している。その結果、内層域での流速分布は通常用いられている壁法則とは一致しないことと、熱伝導率は加速域で減少し、減速域で増加することなどを明らかにした。さらには、レイノルズ応力に代表されるような乱れの特性についても考察を進め、乱れ強度、レイノルズ応力は加速域では減少し、減速域では特に減速初期における増加割合が顕著であることを示した。

Nagano ら(1993)⁵⁾は、逆圧力勾配が平板境界層の速度場の基本統計量に及ぼす影響を定量的に明らかにすること、および乱流モデルの開発・改良の指針となる基礎データを得ることを目的として、逆圧力勾配乱流境界層を対象としてホットワイヤ流速計を用いて壁面領域を詳細に計測し、ゼロ圧力勾配乱流境界層と比較・検討を行っている。彼らは、熱線出力に及ぼす壁の影響がプローブ形状、熱線加熱比および壁の材質から決定され、摩擦速度 U_* (または底面せん断応力 τ_b) の大きさに依存せず、壁面近傍の領域では流速分布が単一の曲線上に非常に良くまとまることを確認して、この粘性底層領域の曲線を検定曲線として逆利用することによって、人為的要因を排除して U_* を高精度に決定している。これによって決定された逆圧力勾配下の流速分布は、比較的強い圧力勾配下でも粘性底層では流速分布は直線分布を示すが、内層では標準型対数則分布 (Karman定数 $\kappa=0.41$, 積分定数 $A_3=5.0$) より分布形が下方にずれることが指摘され、この普遍速度分布を壁関数として用いる乱流モデルでは、この種の逆圧力勾配流れの予測に関しては十分な注意が必要であると指摘している。

Spalart & Watmuff (1993)⁶⁾は、周期性を持たない圧力勾配を伴った乱流境界層の直接数値シミュレーション(DNS)による数値計算によって、逆圧力勾配流れにおいては、Nagano らと同様に内層域の流速分布が標準型対数則より下方に分布形が逸れ、順圧力勾配流れにおいては、逆にバッファー層から内層にかけて対数則から上方に分布形がそれることを予測した。

三宅・中島(1994)⁷⁾は、佐野の実験が管路壁面を山形としたことで剥離が発生し流れがより複雑になっていることから、流路壁面を正弦波状に周期的に変化させ、剥離の伴わない圧力勾配流れの乱流計測を行っている。この結果、流速分布に関しては、中林らや佐野と同様の傾向が見られたが、Nagano らの実験や Spalart & Watmuff の数値計算で対象とされた一定の逆圧力勾配および順圧力勾配をもつ境界層流れとは異なった結果が得られている。

これまで述べたように、最近の研究においても、単一の圧力勾配下と周期的に圧力勾配が変化する乱流場の境界条件の違いなどによって、流速分布などに関して研究者間で異なる結果が得られており、圧力勾配が流れに及ぼす影響を的確に評価されているかを判断するには、今もって十分とはいえない。

これら境界層流、管内乱流が空間的に圧力勾配の変化する加速流・減速流であるのに対して、時間的な加速流・減速流として、洪水流に代表される非定常流、および振動流を挙げることができる。非定常流、振動流の時間的な変化特性を、空間的な加速・減速流に置き換えられるかどうか非常に大きな問題として残るが、Akhavan ら(1991)⁸⁾の振動流実験においては、流速分布、乱れ強度およびレイノルズ応力につ

いては加速域、減速域それぞれ通常の分布形から大きく変化し、境界層流などによく似た結果が得られている。しかし、流速分布に関しては粘性底層でわずか1,2点の計測しか行われておらず、また加速域、減速域のみにかぎっても時間的な分布の変動が大きく、単純な比較はできない。

一方、水工学の分野においては、この種の流れは、河床波形成の前段階として、もしくは移動床では定点計測が難しいという観点から、連続した固定正弦波状にモデル化した研究として主に取り扱われてきた。松永ら(1989)⁹⁾は、実験水路底面に正弦波を連続的に設置し、流量を調節することによって dune type と anti-dune type の流れを作り、2成分ホットフィルム流速計および1成分レーザ流速計を用いて計測を行っているが、平均流特性、乱れ特性について加速、減速の効果として境界層流などで見られる傾向は得られていない。数値計算としては、DNSによる任意波状境界上の三次元乱流解析の一環として、日野ら(1993)¹⁰⁾が計算区間底面を正弦波状に変化させた流れを対象として、乱れの統計量や底面せん断応力、圧力勾配などに及ぼす壁面形状の影響について議論している。この数値計算の結果として底面せん断応力は最大値・最小値を境界形状よりも位相が上流側に約1/4波長ずれた場所に持つと予測している。開水路乱流において圧力勾配が流れに及ぼす影響に注目して流れを取り扱っているものとして、スイス・ローザンヌ大学 Graf らのグループを挙げることができる。ごく最近では、Song(1995)¹¹⁾が、水路勾配を調整して水面形を一様に変化させてほぼ平衡状態とした圧力勾配流れの計測を行い、主に乱れ強度、レイノルズ応力、渦動粘性係数などについて考察を行っている。ここでは、圧力勾配パラメータとして Clauser 型の圧力勾配パラメータ β が導入されている。

しかしながら、機械工学の分野と比較すると、開水路乱流では粘性底層を含めた底面の極近傍を計測したものは皆無であり、これまで圧力勾配下の対数則の妥当性などは検討されておらず、その他の乱流統計量に及ぼす圧力勾配の影響に関してもまだ研究の緒についたばかりと言える。

3.1.2 本研究の目的

上述した従来の研究より、加速・減速流つまり、圧力勾配を有する流れ場においては、定常等流時と比較して乱流統計量の分布特性が大きく異なり、それらを評価・解明することは非常に重要といえる。しかしながら、境界層流や管路流と比べて、開水路流れにおいては、自由水面の存在によって乱れの非等方性が引き起こされ、開水路特有の乱流構造が観察されるとともに、水面の変化によって圧力が開放され、圧力勾配の影響がダイレクトに流れの構造に反映されない、いわゆる「遅れ」があり、流れがいわゆる複雑なものとなっている。そして、流れが加速、減速流のみの場合と比較して、加速流・減速流が連続的に現れる流れの場合、流れの周期性や上流側の流れの履歴による影響を検討することも必要となる。以上のことを踏まえ、本研究では、単純化した正弦波状の路床形状モデルによって、定常開水路における加速・減速流の基本的特性を明らかにすることを目的とする。また、この種の圧力勾配流れを対象とした研究は、開水路流ではあまり例がなく、これまで比較的盛んに研究されている乱流境界層などで議論されてきた圧力勾配の影響との比較・検討を行う。

3.2 圧力勾配の影響を考慮した壁法則に関する理論的考察

上述したように、最近では、 $k-\varepsilon$ モデルに代表される乱流モデルを用いた数値計算の精度向上を目的とした壁法則を導入しようという試みがなされている。そこで本研究においても、まず不等流あるいは圧力勾配の影響下での開水路流れに適用できる壁法則について理論的検討を行う。その際、問題となるのは、ゼロ圧力勾配流れで適用されていた混合距離モデルがそのまま適用できるか?であり、これ如何によって導入される壁法則に対する考え方が変わってくる。本節では、まずその問題点について乱れエネルギー輸送方程式より検討し、その後、不等流あるいは圧力勾配の影響下にある開水路流れに適用できる壁法則について、従来の乱流境界層に関するモデルを基に考察する。

3.2.1 圧力勾配下における混合距離モデルの妥当性

近年の乱流計測の高精度化にともなって、混合距離モデルと実際の乱流特性との相違が明らかにされ、これに対する疑問が、ゼロ圧力勾配下の流れにおいてでさえ指摘されるようになった。しかし、この混合距離モデルより導かれる壁法則は、一定せん断層の仮定に従わない領域を含めて、実験値と非常によく一致する。Townsend (1961)¹²⁾は、乱れの発生率と逸散率が釣り合った平衡境界層流について、乱れエネルギー輸送方程式より混合距離モデルを導出し、全く異なった理論的展開による方法を提唱している。

乱れエネルギー輸送方程式の厳密形は、一般に次式で表される。

$$\frac{1}{2} \frac{D\overline{u_i u_i}}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ -\frac{1}{2} \overline{u_i u_i u_j} - \frac{p}{\rho} u_j + \frac{1}{2} \nu \frac{\partial \overline{u_i u_i}}{\partial x_j} \right\} - \left(\overline{u_i u_i} \frac{\partial U_j}{\partial x_j} \right) - \nu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{p}{\rho} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.1)$$

ここで、小文字および大文字記号は、それぞれ変動成分および平均量を示す。また、 $\overline{\quad}$ はアンサンブル平均を示している。また、デカルトテンソル成分 $i=1, 2, 3$ はそれぞれ座標 x, y, z 、速度 u, v, w に対応している。壁面近傍では、上式左辺の移流項および右辺の粘性による拡散を表す項は乱れ変動による拡散と比較して小さく無視でき、また連続式より右辺第4項はゼロとなる。さらに、全せん断応力 $\tau \approx -\overline{uv}$ と仮定するとき、次式の壁面乱流に関する乱れエネルギー輸送方程式が得られる。

$$-\frac{\partial J}{\partial y} + \tau \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \varepsilon = 0 \quad (3.2a)$$

ここで、

$$\text{乱れエネルギーおよび圧力のフラックス: } J = \rho \nu \overline{\left(\frac{1}{2} u_i u_i + \frac{p}{\rho} \right)} \quad (3.2b)$$

$$\text{逸散率: } \varepsilon = \nu \overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} \quad (3.2c)$$

である。Townsend (1961)¹²⁾は、乱れエネルギーフラックスが、せん断応力の $3/2$ 乗に比例するとして、比例定数を圧力勾配の関数として実験的に評価した。この経験的な比例定数は、乱れの生成と逸散が釣り合う平衡領域(順圧力勾配およびゼロ圧力勾配流れ)においてゼロ、剥離の初期離脱領域において正の有限値をとるため、広範囲の圧力勾配下では統一的に取り扱えない欠点がある。また、Townsendの提唱する $3/2$ 乗モデルが、 k - ϵ モデルなどに採用されている勾配拡散モデルより普遍性に欠けるとの指摘が、様々な圧力勾配のもとで実験的に詳細に調べた East & Sawyer (1979)¹³⁾によってなされている。しかし、剥離に限りなく近い逆圧力勾配に限って考えると、乱れエネルギーフラックス J の表現にTownsendの $3/2$ 乗モデルが有効である。よって、次式で示される勾配拡散型および $3/2$ 乗モデルの両者を、それぞれ一定せん断層の存在するゼロ・順圧力勾配、剥離を含む逆圧力勾配流れに対して適用する。

$$J = -\frac{1}{\sigma_k} \left(\tau \frac{dU}{dy} \right) \frac{dk}{dy} = -\frac{\tau}{\sigma_k} \frac{dk}{dU} = -\frac{\tau}{\sigma_k C_D^{1/2} \rho} \frac{d\tau}{dU} \quad (3.3a)$$

$$J \propto \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{3/2} \quad (\text{剥離に限りなく近い逆圧力勾配}) \quad (3.3b)$$

なお、式(3.3a)では、Rottaが提唱した乱れエネルギー $k = 1/2 \cdot \overline{u_i u_i}$ とせん断応力 τ の局所平衡性を仮定している($C_D=0.09$)。また、 σ_k は乱れエネルギーに関する有効プラントル数である。

順圧力勾配からゼロ圧力勾配下の流れにおいては、いわゆる対数則を導くときに用いられる一定せん断層の条件が成立することから、 $\tau = \tau_b = \rho U^2$ —一定の下で乱れエネルギー—流束 $J=0$ の局所平衡条件を導き出すことができる。一方、剥離流れにおけるゼロ応力層においては、せん断応力が主流方向の平均流速の 2 乗に比例することから、

$$J = -\frac{\rho \kappa_0}{\sigma_k C_D^{1/2}} \left(\frac{\tau}{\rho} \right)^{3/2} \quad \text{at} \quad \tau = \rho \left(\frac{\kappa_0 U}{2} \right)^2 \quad (3.4)$$

といった式(3.3b)で表されるTownsendの提唱する $3/2$ 乗モデルが勾配拡散型モデルから導出できることになる。なお、上式における比例定数 κ_0 はStratford (1959)¹⁴⁾の実験によると 0.5 となる。これらの圧力勾配下における関係を、式(3.2a)に代入することにより乱れの発生率 $\tau du/dy$ と逸散率 $\rho \epsilon$ との関係が以下のように得られる。

一定せん断層に関して：

$$\rho \epsilon = \tau \frac{dU}{dy} \quad \text{at} \quad \frac{\tau}{\tau_b} = 1 \quad (3.5a)$$

ゼロ応力層に関して：

$$\rho \epsilon = \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\kappa_0^2}{\sigma_k C_D^{1/2}} \right) \tau \frac{dU}{dy} \quad \text{at} \quad \frac{\tau}{\tau_b} \rightarrow \infty \quad (3.5b)$$

中山・児山(1984)¹⁴⁾は、上式の条件を一括して次式で与えることにより、広範囲に適用できる乱れ発生率と逸散率の関係を導いた。

$$\rho \varepsilon - \tau \frac{dU}{dy} = \frac{3/2 \kappa_0^2}{\sigma_k C_\mu^{1/2}} \left(\frac{\tau - \tau_b}{\tau} \right) \tau \frac{dU}{dy} \quad (3.6)$$

ここで、 $n > 0$ であり、また κ^* は底面せん断応力 τ_b がゼロとなる時 $\kappa^* \rightarrow (3/2)^{1/2} \kappa_0$ となる。彼らの導入したパラメータ κ^* は、圧力勾配に大きく依存すると考えられ、圧力勾配に対して線形的にせん断応力が増加する逆圧力勾配の流れでは、圧力勾配との関係を調べる必要があり、流速分布をモデル化する上で重要なポイントとなる。

上式(3.6)および式(3.3)を式(3.2a)に代入することによって、次式が得られる。

$$\frac{d}{dy} \tau \frac{d\tau}{dU} = \rho \kappa^{*2} \left(\frac{\tau - \tau_b}{\tau} \right)^n \tau \frac{dU}{dy} \quad (3.7)$$

壁面近傍におけるせん断応力分布と流速勾配を、

$$\tau - \tau_b = \frac{d\tau}{dy} \Big|_{y=0} \cdot y = \tau'_b \cdot y \quad \text{and} \quad \frac{dU}{dy} = \text{constant} \quad (3.8)$$

と仮定し、 $\tau'_b \cdot y / \tau_b \ll 1$ として式(3.7)に適用すると次式のように変形される。

$$\frac{\tau'_b}{2} \frac{d}{dy} \left(\frac{dy}{dU} \right)^2 = \rho \kappa^{*2} \left(\frac{\tau'_b}{\tau_b} \right)^n \cdot y^n \quad (3.9)$$

さらに、上式を底面 ($y=0$) からある底面からの距離 y について積分すると流速勾配に関する次式が得られる。

$$\frac{dU}{dy} = \frac{1}{\kappa^* y} \left(\frac{1+n}{2} \frac{\tau_b}{\rho} \right)^{1/2} \left(\frac{\tau_b}{\tau'_b y} \right)^{(n-1)/2} \quad (3.10)$$

流速勾配 dU/dy は $\tau'_b \cdot y / \tau_b \rightarrow 0$ の一定せん断層においても有限値をとる必要があるから、結局上式における指数は $n=1$ となる¹⁵⁾。このことから、広範囲の圧力勾配下で適用できる式(3.10)は、結局次式で表される Prandtl の混合距離の仮説を導くことになる。

$$\frac{\tau_b}{\rho} = -\overline{uv} = \kappa^{*2} y^2 \left| \frac{dU}{dy} \right| \frac{dU}{dy} \quad \text{and} \quad \kappa^* \Big|_{\tau'_b \rightarrow 0} = \kappa (= 0.41) \quad (3.11)$$

よって圧力勾配下においても、その絶対値が大きい限り対数則分布を示すことが指摘される。また上式より、パラメータ κ^* は $\tau / \tau_b \rightarrow \infty$ の極限近くでない限りほぼ 0.41 の Karman 定数とほぼ等しい値をとるものと考えられる。

3.2.2 流速分布に関するモデルの検討

本節では、従来から提案されている流速分布公式とその適応性について検討する。前節において、圧力勾配下の流れにおいても、ゼロ圧力勾配時で成立する Prandtl の混合距離モデルの適応性が検証されたが、これまで提案されてきた流速分布公式の中には、これとは全く別の手法で導かれたもの、いわゆる乱れエネルギー輸送方程式から、逆圧力勾配流れにおけるせん断応力線形増加の仮定に基づいてモデル化されたものと併せて二種類がある。これらは、すべて Ludwig & Tillman (1950)¹⁶⁾, Clauser (1954)¹⁷⁾, Bradshaw & Ferris (1965)¹⁸⁾ 等あるいは他の研究者自身によって得られた圧力勾配に関する実験データからの外挿ではない。Nagano ら (1993)⁹⁾ および Thomas & Hasani (1989)¹⁹⁾ によると、ホットワイヤによる実験データを基に粘性底層の直線分布式から摩擦速度 U_τ を評価すると、この式を適応させる範囲により大きく結果が異なることが指摘されている。このことは最近の DNS による結果からも検証され⁶⁾、摩擦速度の評価には十分注意する必要があると考えられる。上に列挙した研究者たちによる実験データは底面のごく近傍においても、 $y^+ = U_\tau y / \nu = 4$ 程度であり粘性底層の厚さ $y^+ = 6$ に含まれるほど十分なデータは得られていない。また、粘性底層を僅かに越えたところのデータをも考慮してしまうと、減速流では摩擦速度を過小評価することとなり、この結果、平均流速分布は標準型対数則分布 ($\kappa=0.41, A_s=5.0$) より大きく上方に逸れる。一方、大きな圧力勾配の下でも粘性底層の直線分布式が成立するかという疑問が残る。これについては、Nagano らの実験データを除いて粘性底層を厳密に計測したものは皆無であるが、彼らのホットワイヤの壁面に対する特性を考慮し、人為的要因を全く排除した摩擦速度の評価方法では、比較的大きな逆圧力勾配の下でも粘性底層では直線分布式に従うことが示されている。このことは、内層と外層の粘性力と慣性力の大きさの比を考えれば当然のことと考えられる。したがって、圧力勾配の影響を受ける平均流速分布に関するモデル化は、ゼロ圧力勾配で考えられてきた純理論的な手法と、精度の良い実験データからの仮定を用いて行われるべきである。

以下、これまで提案されてきた流速分布モデルに関して、不等流あるいは空間的な加速・減速流に適応できる最適なモデルを、Nagano らの実験結果をもとに考察する。

(1) 乱れエネルギー輸送方程式から導出されたモデル

上述したように圧力勾配下の流速分布モデルの導出に関しては、二つの方法があるが、まず乱れエネルギー輸送方程式から求められたモデルに注目する。まずこの種のモデルに挙げられるのが、Townsend (1961)¹²⁾ のせん断応力分布に線形増加を仮定したモデルである。Townsend は、上述したように式 (3.2b) における乱れエネルギーフラックス J に、式 (3.3b) で表されるような $3/2$ 乗則を仮定した。このエネルギーフラックスの仮説に関する厳密形は次式のように表される。

$$J = \overline{\rho \nu \left(\frac{1}{2} u_i u_i + \frac{p}{\rho} \right)} = -a_2 (2k)^{3/2} \operatorname{sgn} \left\{ \frac{\partial (2k)}{\partial y} \right\} \quad (3.12)$$

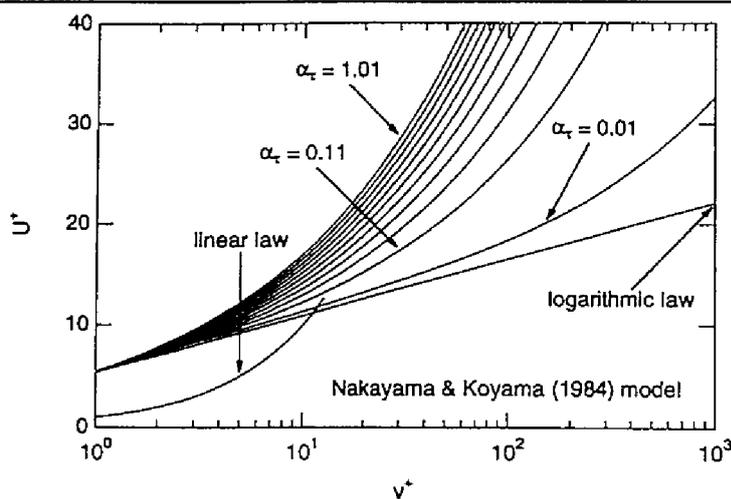


図3-1 中山・児山モデル

ここで、 a_2 は 1 程度の定数である。また、上式右辺における $\text{sgn}\{\partial(2k)/\partial y\}$ は乱れ強度の勾配の正負が正味のエネルギーフラックスを表すように導入されたものである。この式と彼が導入した混合距離 $l = a_1^{3/2} L_s = \kappa y$ を式(3.2a)に代入することにより、平均流速勾配とせん断応力についての関係が次のように得られる。

$$\frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\tau^{1/2}}{\kappa y} \left(1 - B \frac{y}{\tau} \left| \frac{\partial \tau}{\partial y} \right| \right) \quad (3.13)$$

ここで、 $B = 3/2 \cdot \kappa a_2 a_1^{-3/2}$ である。さらに $\tau^+ \equiv \tau/\tau_b = 1 + p^+ y^+$ のせん断応力の線形増加の関係を代入することで、Townsend のモデルが次式で表される。ここで、 p^+ は無次元圧力勾配パラメータである。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \left[\ln \left\{ \frac{(1+p^+ y^+)^{1/2} - 1}{(1+p^+ y^+)^{1/2} + 1} \right\} + 2(1 - B \cdot \text{sgn } p^+) (1+p^+ y^+)^{1/2} \right] + U_t^+ \quad (3.14)$$

また、積分定数 U_t^+ は標準対数則分布における積分定数(滑り速度)に相当するものであり、圧力勾配の影響を大きく受ける。上式(3.14)および式(3.12)ではパラメータ (B あるいは a_2) が存在するために、各圧力勾配の値に対して経験的に決定されなければならない。これは、広範囲の圧力勾配を考慮する上で一般性に欠けることを示している。この問題点に鑑み、中山・児山(1984)¹⁵⁾ は式(3.6)における修正 Karman 定数 κ^* を導入し、かつ指数 $n=1$ として上式と同型の次式を与えた。

$$U^+ = \frac{1}{\kappa^*} \left\{ 3(t - t_s) + \ln \left(\frac{t_s + 1}{t_s - 1} \frac{t - 1}{t + 1} \right) \right\} \quad (3.15)$$

ここで、 $t = \{(1+2\tau^+)/3\}^{1/2}$ であり、 t_s は $U^+=0$ となるときの t の値であり、次式で与えられる。

$$t_s(\alpha_\tau) = \left\{ 1 + \frac{2}{3} \exp(-\kappa A_s) \cdot \alpha_\tau \right\}^{1/2} \approx (1 + 0.074 \alpha_\tau)^{1/2} \quad (3.16)$$

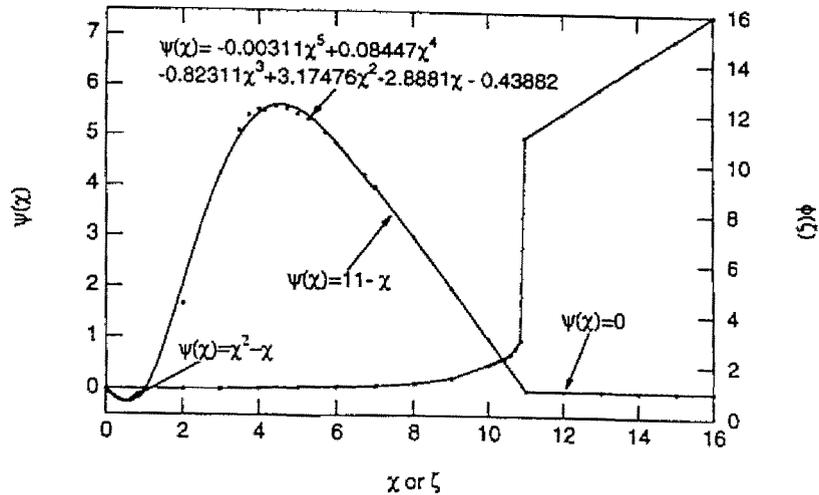


図3-2 有効粘性関数

ここで、 α_s は彼らが導入した圧力勾配パラメータである。上式中、Karman 定数 κ および対数則分布における積分定数 A_s をゼロ圧力勾配時の値としている。中山・児山は修正 Karman 定数 κ^* と圧力勾配パラメータ α_s との関係を一圧力勾配で経験的に決定すべきであるとしているが、大まかに見積もった κ^* の評価では 0.4 から 0.6 までの狭い範囲で、あまり変化しない結果が得られた。また、式(3.15)が壁からの距離ではなくせん断応力と直接結びつけられる点、 $\tau \geq \tau_0$ の条件しか要求していない点でこのモデルの有効性が示唆される。しかし、式(3.16)から推測されるように、 α_s は圧力勾配と関連づけられる積分定数 A_s の関数であり精度よく見積もるにはこれらの関係も実験値から評価する必要がある。また、このモデルは粘性底層からバッファ層までの粘性の影響を考慮していないため、粘性底層をも考慮しようとする本解析には適用不可能である。図3-1に、 $A_s = 5.0$ を仮定した各 α_s の値に関する流速分布の変化を示した。

(2) Prandtl の混合距離モデルを仮定して導出されたモデル

ここでは、Prandtl の混合距離モデルを前提として、かつ圧力勾配の影響を考慮して導出された流速分布モデルについて述べる。Mellor & Gibson (1966)²⁰⁾ あるいは Mellor (1966)²¹⁾ は、Boussinesq の有効粘性(渦動粘性係数) ν_e の関数形を、Millikan (1938)²²⁾ が平均流速が対数分布することを次元解析的に考察した手法を適用することによって決定し、そこから流速分布モデルを導出した。この際に用いられる無次元量を様々な諸量を用いて考察し、結果として無次元有効粘性を次式で与えた。

$$\text{壁面領域に対して: } \frac{\nu_e}{\nu} = \phi\left(\frac{U \cdot y}{\nu}\right) = \phi(\xi) \quad \text{and} \quad \xi = \frac{\kappa^2 y^2}{\nu} \left| \frac{\partial U}{\partial y} \right| \quad (3.17)$$

上式(3.17)と有効粘性を導入したせん断応力の定義 $\tau/\rho = \nu_e \cdot \partial U/\partial y$ と一定せん断層の仮定より、壁面領域に対して以下のように変形される。

$$\phi(\xi) \frac{\partial U^+}{\partial y^+} = 1 \quad \text{and} \quad \xi = \kappa^2 y^{+2} \frac{\partial U^+}{\partial y^+} \quad (3.18)$$

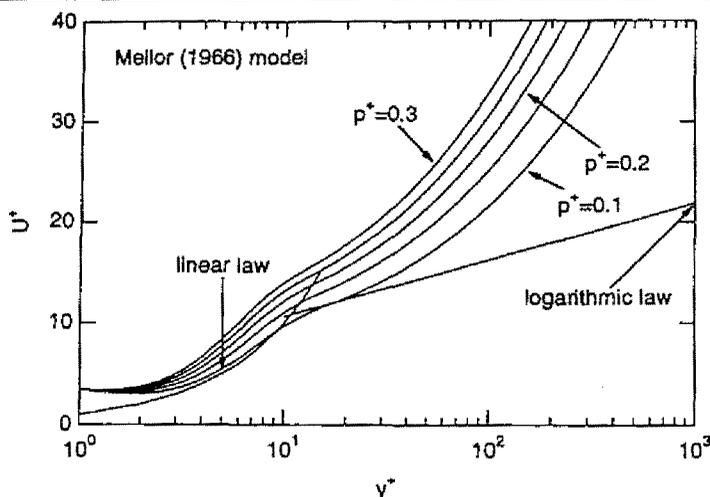


図3-3 Mellor モデル

この式と実験値から $\phi(\xi)$ を評価するのであるが、Mellor は Laufer (1954)²³⁾ のパイプ流れに関する実験データを用いて有効粘性関数 ϕ の評価を行っている。なお、この方法より得られた $\phi(\xi)$ を図3-2 に併示してある。この図より、 ϕ の変化は一意では決められない複雑な変化を示しており、これを圧力勾配下の流れに適用するのは困難である。

再度、式(3.17)、 $\tau/\rho = \nu_e \cdot \partial U/\partial y$ の関係と新たな変数 $\chi = (\tau/\rho)^{1/2} \kappa y/\nu$ を用いると、 $\xi\phi(\xi) = \chi^2$ が得られる。さらに、 $\xi = \psi(\chi) + \chi$ という関数 ψ を導入すると、

$$\frac{\kappa^2 y^2}{\nu} \frac{\partial U}{\partial y} = \psi(\chi) + \left(\frac{\tau}{\rho}\right)^{1/2} \frac{\kappa y}{\nu} \quad (3.19)$$

と変形される。上式の積分を行うことにより、前節の乱れエネルギー輸送方程式から得られた流速分布とほぼ同様のものが Mellor によって得られている。圧力勾配が小さい範囲において、

$$U^+ = U_v^+ + \frac{2}{\kappa} \left[(1 + p^+ y^+)^{1/2} - 1 \right] + \frac{1}{\kappa} \ln \left[\frac{4(1 + p^+ y^+)^{1/2} - 1}{p^+ (1 + p^+ y^+)^{1/2} + 1} \right] \quad (3.20a)$$

$$\text{and } U_v^+ = \lim_{\xi \rightarrow 0} \left[\int_{\xi}^{\infty} \frac{\psi(\chi)}{\kappa^2 y^+} dy^+ - \frac{\ln \xi}{\kappa} \right] \quad (3.20b)$$

となる。ここで、 χ はせん断応力線形増加の関係を用いると $\chi = \kappa(1 + p^+ y^+)^{1/2} y^+$ となる。なお図3-2に χ と $\psi(\chi)$ の関係を示してある。また、図3-3に式(3.20)のモデルの圧力勾配による変化を示してあるが、中山・児山(1984)¹⁵⁾ のモデルとは異なり、粘性の効果(式(3.20)における U_v^+)が考慮されていることが分かる。これら両者のモデルともに、せん断応力分布に線形増加の関係 $\tau^+ = 1 + P^+ y^+$ が導入されているが、この関係が成立するのは、後述するように、せいぜい $y^+ = 10$ 前後であり、式形を単純化するためにそれが全領域に対して適応されているところに問題があると考えられる。その結果、最近の乱流境界層に関

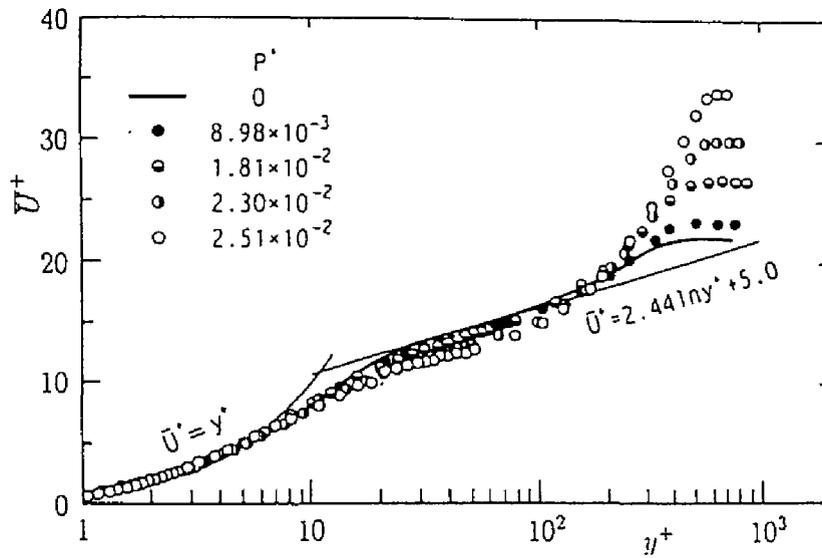


図3-4(a) Nagano らによる実験結果

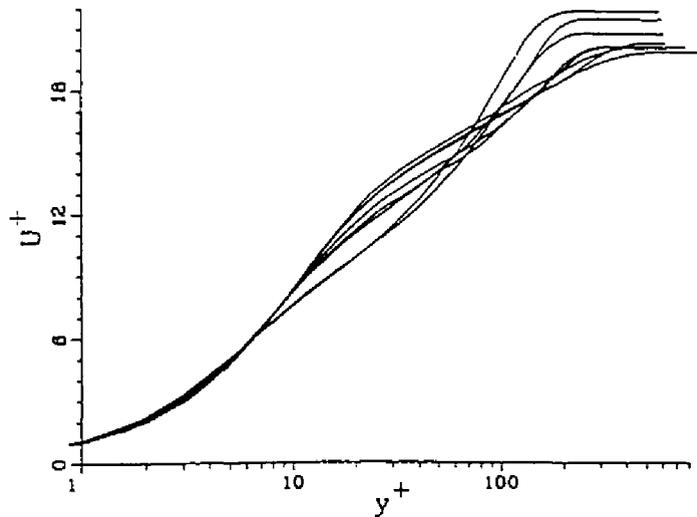


図3-4(b) Spalart & Watmuff による計算結果 (DNS)

する実験結果⁹⁾から得られるバッファ層付近において標準型対数則分布から下に逸れる傾向が図3-3には表されていない。実際、バッファ層付近においては、外層の変化とは異なり逆圧力勾配が大きくなるにつれて僅かに下方に逸れる(図3-4)。

周知のごとく Prandtl の混合距離モデルを用いてせん断応力 τ は以下で表される。

$$\tau^+ = \frac{\partial U^+}{\partial y^+} + l^+ \frac{\partial U^+}{\partial y^+} \left| \frac{\partial U^+}{\partial y^+} \right| \quad (3.21)$$

なお、各諸量は全て内部変数表示されている。この式より $\partial U^+ / \partial y^+$ について解くと、

$$U^+ = 2 \int_0^{y^+} \frac{\tau^+}{1 + \sqrt{1 + 4l^{+2}\tau^+}} dy^+ \quad (3.22)$$

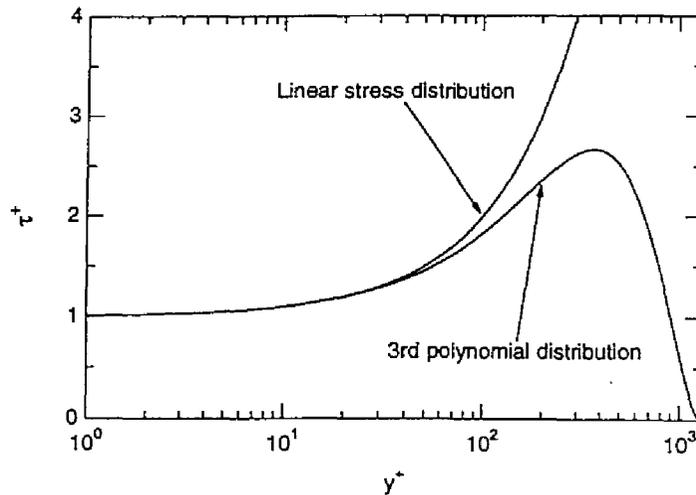


図3-5 全せん断応力

が得られる。一定せん断層の下で、混合距離を壁からの距離に比例するとして $l^+ = \kappa y^+$ とするとき、通常の標準型対数則が得られ、一方、壁面の極近傍で $l^+ = 0$ とするとき粘性底層における直線分布式が得られる。混合距離モデルから流速分布をモデル化する場合、式(3.22)から分かるように圧力勾配下におけるせん断応力、混合距離をどう表すかが重要な問題となる。Thomas & Hasani (1989)¹⁹⁾ は圧力勾配や壁からの流出入(transpiration)のある乱流境界層のせん断応力分布について、逆圧力勾配下における線形増加の関係ではなく、層流境界層で開発した次式で与えられる N 次の多項式で近似した。

$$\tau^+ = \sum_{n=0}^N a_n \xi^n + B_M \frac{U}{U_\delta} \quad (3.23)$$

ここで、 U_δ および B_M はそれぞれ境界層外部における流速、壁からの流出入の効果を示すパラメータ、 a_n は ξ^n の係数である。また、 $\xi = y/h$ である。Thomas & Hasani は、運動方程式を積分して求めたせん断応力分布式と式(3.23)との比較、さらに次式で表されるような境界条件を考慮することにより、式(3.25)で表される3次のせん断応力分布が最も実験値と適合することを示した。

$$\begin{cases} \tau = 0 & U = U_\delta & \text{at } y = \delta \\ \frac{\partial \tau}{\partial y} = 0 & \frac{\partial U}{\partial y} = 0 & \text{at } y = \delta \\ \text{and} \\ \frac{\partial^i \tau}{\partial y^i} = 0 & \frac{\partial^i U}{\partial y^i} = 0 & \text{at } y = \delta \end{cases} \quad (3.24)$$

$$\tau^+ = 1 + \beta \xi + B_M \frac{U}{U_\delta} - (3 + 2\beta + 3B_M) \xi^2 + (2 + \beta + 2B_M) \xi^3 \quad (3.25)$$

上式(3.25)を吸い込みの効果がないものとして $B_M = 0$ とし、内部変数表示すると、

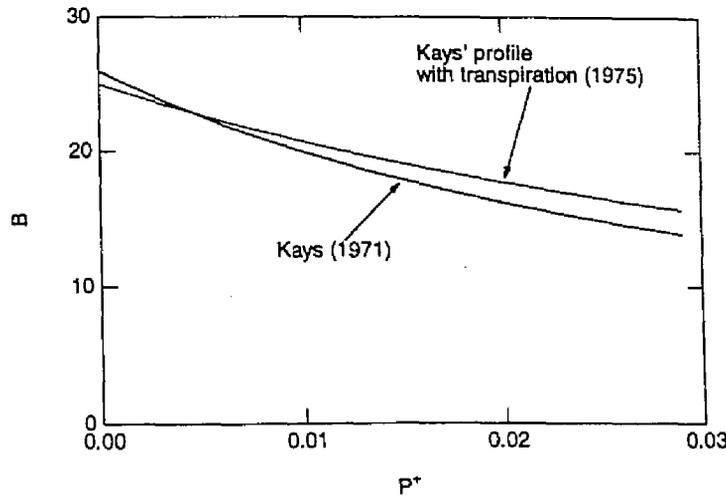


図3-6 van Driest damping factor B

$$\tau^+ = (1 + p^+ y^+) - (3 + 2p^+ R_*) \cdot (y^+ / R_*)^2 + (2 + p^+ R_*) \cdot (y^+ / R_*)^3 \quad (3.26)$$

と変形される。ここで、 β はClauerの圧力勾配パラメータであり、 $R_* = U_* \delta / \nu$ である。図3-5に上式で表されるせん断応力分布とこれまで述べてきたモデルで適応されていた逆圧力勾配における線形増加の関係の一例を示した。先述したせん断応力の線形増加の変化は、 $y^+ = 10$ 程度までであることが分かる。その結果、図3-4に示された底面の極近傍から欠損領域までの広範囲の領域を上述してきたモデルでは説明できないことになる。

一方、混合距離 l^+ については、van Driestの減衰関数 Γ によって次式のように与える。

$$l^+ = \kappa y^+ \Gamma(y^+) \quad \text{and} \quad \Gamma(y^+) = \{1 - \exp(-y^+ / B)\} \quad (3.27)$$

ここで、 B はdamping factorであり、圧力勾配のある流れについて、Kays (1971)²⁴⁾によって次式のように半経験的に与えられている。

$$B = \frac{26}{1 + 30.18 p^+} \quad (3.28)$$

さらに、Kays & Moffat (1971)²⁵⁾は、次式で表される流出入の効果が付加したdamping factorを内層について与えている。

$$B = \frac{25}{d \left(v_0^+ + \frac{b p^+}{1 + c v_0^+} \right) + 1} \quad (3.29)$$

ここで、 v_0 は流出入流速であり、パラメータ b, c は逆圧力勾配の流れに対して経験的に、 $b = 2.9, c = 0$ と定められており、また吸い込み流速がゼロの場合 $d = 9$ である。図3-6は、式(3.28)および式(3.29)で表されるdamping factorの変化を示したものである。両者は、圧力勾配の小さな領域においてほぼ同様な傾向を示していることが分かる。

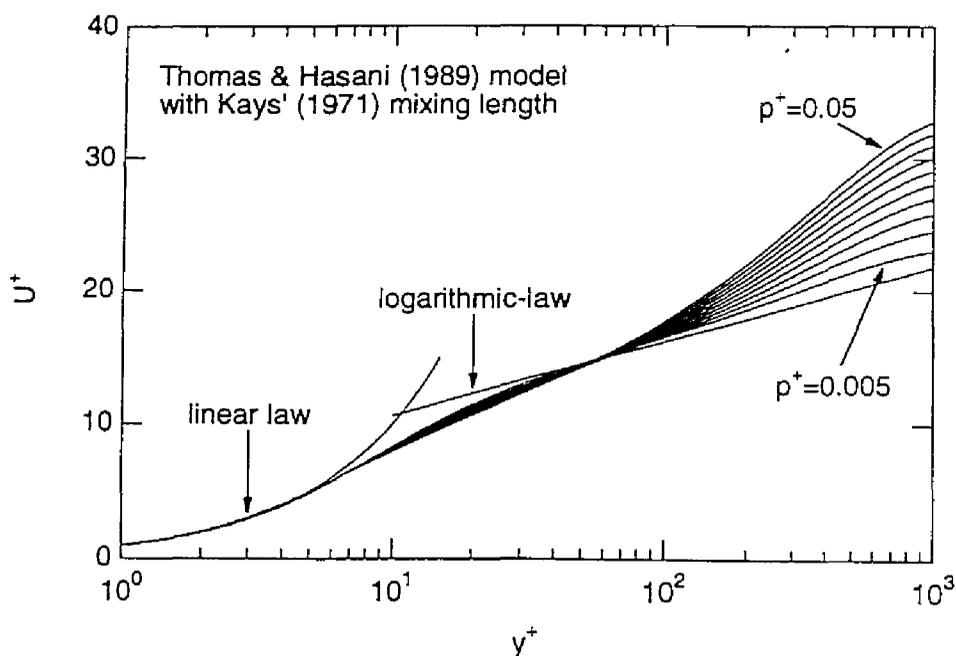


図3-7 Thomas & Hasani モデル

図3-7は、式(3.22)、(3.26)、(3.27)および(3.28)を用いて計算した流速分布の圧力勾配に対する変化を示している。図3-4に示した乱流境界層における実験結果およびDNSによる結果と、バッファー層から対数則領域における変曲点、外層における立ち上がりの部分においてよく一致していることが分かる。このように、粘性底層から外層までほぼ全域で一致するのは、せん断応力分布に式(3.26)で表される関係を用いたためであり、このようなせん断応力の関係を上述した他のモデルで記述するのは困難である。

本節では、圧力勾配に影響される流れにおいて Prandtl の混合距離モデルが成立し、圧力勾配の小さな流れにおいては対数則分布を示すことを乱れエネルギーの輸送方程式より導出した。さらに、これまで乱流境界層流の研究において提案されてきた流速分布モデルについての検討を行った。その結果、混合距離理論に基づいた式(3.22)で表される平均流速分布とせん断応力分布についての仮説を設けることによって、粘性底層から外層に至るほぼ全領域において良好に再現できることが分かった。一方、圧力勾配に支配される開水路流れの平均流速分布には、外層の立ち上がりなどいくつか乱流境界層とは大きく異なる傾向が観察される。これをモデル化するには、

- (1) 圧力勾配に対するせん断応力分布の最適化
- (2) 圧力勾配と damping factor B との関連

に関する考察が必要になると考えられる。これに関する考察は、本研究の実験結果と併せて後述することにする。

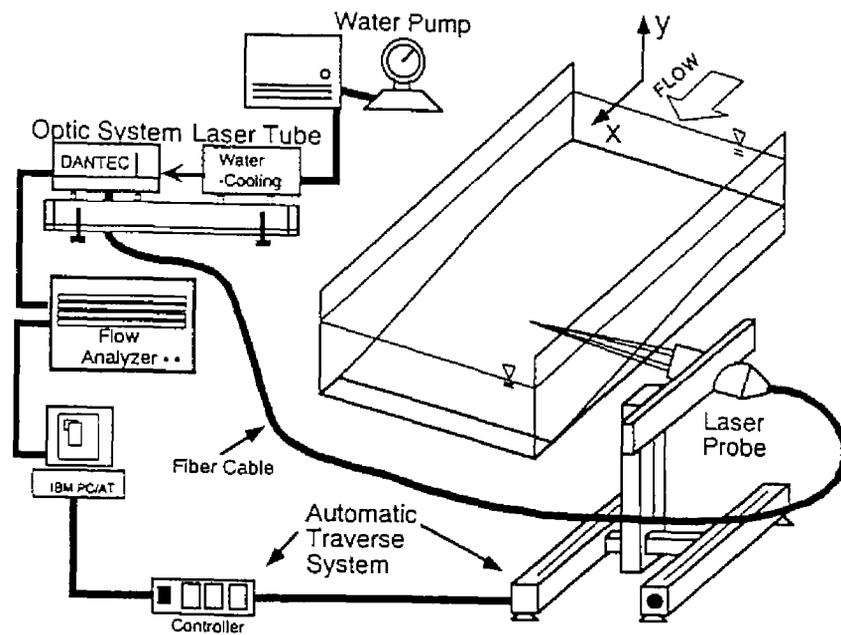


図3-8 自動トラバース装置を組み合わせたレーザ流速計周辺の計測システム

3.3 実験方法および条件

本実験では、前章の図2-1で示した水路の上流端より約7mの地点から、正弦波状に変化させたベニヤ製の路床を半波長分または一波長分を水平路床上に設置して、加速流もしくは減速流、一波長分設置した場合は加速流から減速流に連続的に遷移する流れを作った。なお、ベニヤ製の正弦波路床については、数回にわたってペンキを重ね塗りすることによって十分に滑面とみなせる状態とした。また、計測区間から水路上流端および下流端までは鉄板を敷き、水路全体を通して流れが滑らかに遷移するように配慮した。

図3-8に瞬間流速の測定に用いたレーザ流速計の計測システムを示した。使用したレーザ流速計は4ビーム後方散乱型2成分ファイバーレーザ流速計(DANTEC社製)で、この流速計は、レーザ光のON/OFF、シフト光の位相制御、バイアス制御など、計測時に必要な全ての設定がコンピュータ支援で行われ、ドップラー信号が相関法によって処理されている。また、自動トラバース装置(誤差0.1mm以下)と組み合わせて使用することで、精度良くかつ効率的な計測を行うことができる。このようにして得られた計測データには、ドップラー信号より計算された粒子速度とともにバーストの開始時間(散乱粒子の測定ボリューム到着時間)、バースト継続時間(散乱粒子の測定ボリューム通過時間)などが記録され、ワークステーションに転送された後、流速変換および基本乱流統計量に関する統計処理が行われた。

図3-9および表3-1に、それぞれ本実験の座標系、実験条件を示した。本研究においては、流れの及ぼ

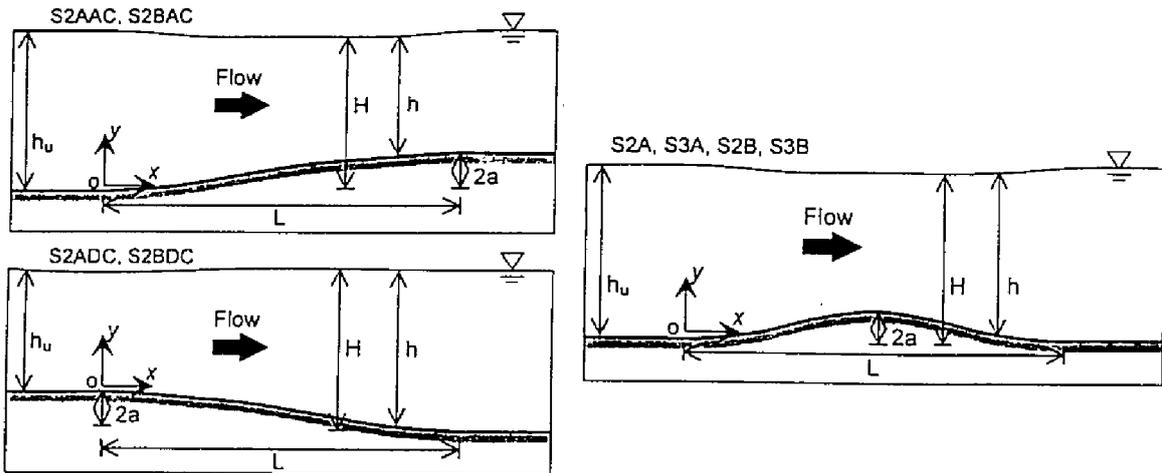


図3-9 座標系および正弦波河床形状

表3-1 実験条件

Case	L(cm)	2a(cm)	Q(l/s)	hu(cm)	Re	Fr	U_{τ} (cm/s)
S2AAC		1.0		6.0		0.124	0.481
S2BAC	40.0	2.0		6.0	5000	0.143	0.444
S2ADC		1.0	2.0	5.0		0.124	0.592
S2BDC		2.0		4.0		0.143	0.730

Case	L(cm)	2a(cm)	Q(l/s)	hu(cm)	Re	Fr	U_{τ} (cm/s)
S2A		1.0	2.0		5000	0.077	0.341
S3A	40.0	1.0	3.0		7500	0.116	0.497
S2B		2.0	2.0	8.0	5000	0.086	0.355
S3B		2.0	3.0		7500	0.129	0.518

L: half wave length, 2a: wave height, Q: water discharge,
 hu: flow depth at upstream, Re: Reynolds number,
 Fr: Froude number, U_{τ} : friction velocity at $x=0$

L: wave length, 2a: wave height, Q: water discharge,
 hu: flow depth at upstream, Re: Reynolds number,
 Fr: Froude number, U_{τ} : friction velocity at $x=0$

す圧力勾配の影響を評価する目的から、流れの周期性や上流の流れの履歴などをできるだけ排除するために、正弦波半波長の加速流もしくは減速流のみが現れる単純なモデルを採用した。正弦波半波長の形状については、路床変化区間長さ $L=40\text{cm}$ (このとき正弦波の波長 $\lambda=2L=80\text{cm}$) の固定で、振幅 $a=0.5, 1.0\text{cm}$ ($2a=1.0, 2.0\text{cm}$) の二種類とし、流量 $Q=2.0$ (liter/sec) の一定で壁面領域が詳細に計測できる遅い流れとして、加速流、減速流それぞれ二種類の計4ケースの計測を行った。計測点は、横断面水路中央において、上流側の路床勾配が変化する地点を原点として、流下方向に8cm間隔で7断面、それぞれの断面について底面極近傍で計測点が密になるように鉛直方向に50点の、計350点とした。水深については、計測区間における最大水深が約6cmとなるように下流堰を調整し、各ケースともポイントゲージを使用して計測区間について4cm間隔で水面形を計測した。

また、流れが連続的に加速されたり減速されたりする場合、上流側の流れの影響などによって現象がより複雑になると思われる。本実験では、比較のために正弦波一波長を設置し、加速流、減速流が連続的に現れるケースについても計測を行った。正弦波形状は、路床変化区間長さ $L=40\text{cm}$ (このとき正弦波の波長 $\lambda=L=40\text{cm}$)、振幅 $a=0.5, 1.0\text{cm}$ ($2a=1.0, 2.0\text{cm}$) の二種類とし、流量 $Q=2.0, 3.0$ (liter/sec) と組み合わせること計4ケースとした。1ケースにつき計測断面は流下方向に4cm間隔で12断面、各断面とも鉛直方向

に70点の計840点、水深は計測断面上流側で $h_w=8.0\text{cm}$ の固定とした。水面形の計測に関しては、正弦波半波長の場合と同様である。なお、 $2a=2.0\text{cm}$ のケース(S2BおよびS3B)では、 $x/L=0.7$ 付近で剥離が発生していた。

3.4 解析方法

3.4.1 基本乱流統計量の算出法

従来用いられていたレーザ流速計は、不等間隔で得られた生データを等間隔に信号処理して記録していたのに対して、今回本実験で用いたレーザ流速計は、測定ボリュームを通過した粒子の流速を逐一計測・記録するシステム(この場合、計測データは不等間隔となる)となっているため、より高精度に瞬間流速を計測することができると考えられる。しかしながら、例えば壁近傍の非常に流速の遅い領域の計測のような、計測時間あたりの測定粒子の個数が少ない場合は、平均流速などの時間平均量を若干誤評価する可能性がある。そこで、本研究では平均流速、乱れ強度、レイノルズ応力の基本乱流統計量の算出に、単純平均量の代わりにそれぞれ次の重み付き平均量を用いることとする。

$$U_{\text{weighted}} = \frac{\sum_i \bar{u}_i \Delta t_i}{\sum_i \Delta t_i}, \quad \overline{u^2}_{\text{weighted}} = \frac{\sum_i (\bar{u}_i - U)^2 \Delta t_i}{\sum_i \Delta t_i}, \quad \overline{uv}_{\text{weighted}} = \frac{\sum_i (\bar{u}_i - U)(\bar{v}_i - V) \Delta t_i}{\sum_i \Delta t_i} \quad (3.30)$$

ここで、重み $\Delta t_i = (t_i - t_{i-1})/2 + (t_{i+1} - t_i)/2$ で、 t_i は散乱粒子の測定ボリューム到着時間である。なお、上述の重み付け平均をする場合と通常の算術平均をする場合の差は、底面近傍の領域で10%程度重み付け平均値が小さく、一方水面付近の領域ではほとんど差が確認されなかった。

3.4.2 圧力勾配パラメータ

圧力勾配パラメータ p^* は、圧力勾配の大きさを定量的に表す指標として乱流境界層の解析で良く用いられており、次式で定義される。

$$p^* = \frac{\nu}{\rho U^3} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (3.31)$$

p^* は、圧力勾配 dP/dx を内部変数 U 、および ν で無次元化した、いわゆる圧力勾配の内部変数表示である。 $p^*>0$ で減速流(逆圧力勾配)、 $p^*<0$ で加速流(順圧力勾配)を示す。一方、Clauser(1954)¹⁷⁾は、平衡境界層パラメータとして β を次式のように定義した。

$$\beta = \frac{\delta^*}{\tau_b} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (3.32)$$

ここで、 p^* はパラメータの無次元化に、粘性低層の厚さを表すパラメータである ν/U を用いており、

表3-2 圧力勾配パラメータ

S2AAC					S2BAC				
x(cm)	p ⁺	β	p ^{+b}	β _n	x(cm)	p ⁺	β	p ^{+b}	β _n
0	-1.24	-48.01	-1.01	-254.16	0	-0.58	-20.86	-1.53	-357.38
8	-2.74	-89.42	-0.85	-162.26	8	-5.72	-199.70	-0.94	-222.73
16	-3.02	-99.33	-0.13	-32.12	16	-5.02	-167.72	-0.25	-63.74
24	-2.20	-64.33	0.08	20.65	24	-3.60	-94.63	-0.09	-23.34
32	-1.35	-40.83	0.05	11.87	32	-1.82	-48.08	-0.12	-30.62
40	-0.07	-2.08	-0.03	-8.41	40	-0.32	-8.50	-0.17	-40.52
48	0.18	5.26	0.14	35.54	48	0.28	5.03	0.00	0.66

S2ADC					S2BDC				
x(cm)	p ⁺	β	p ^{+b}	β _n	x(cm)	p ⁺	β	p ^{+b}	β _n
0	-0.12	-4.18	-0.05	-12.59	0	0.25	8.48	0.16	40.71
8	1.54	53.85	-0.22	-54.93	8	1.99	70.50	0.26	66.74
16	2.30	89.91	-0.14	-34.32	16	4.76	194.73	0.23	54.24
24	3.73	154.13	0.16	39.42	24	6.35	313.83	0.10	23.75
32	2.75	132.57	0.51	127.17	32	4.17	240.12	0.12	30.89
40	0.62	28.24	0.55	141.35	40	0.67	40.24	0.14	38.74
48	0.17	8.81	0.04	12.22	48	-0.26	-18.55	-0.28	-83.79

S2A					S3A				
x(cm)	p ⁺	β	p ^{+b}	β _n	x(cm)	p ⁺	β	p ^{+b}	β _n
0	-0.92	-27.46	-0.89	-202.15	0	-1.64	-81.46	-0.86	-356.80
4	-8.57	-283.37	-0.19	-58.16	4	-3.48	-172.57	-0.09	-40.61
8	-12.72	-387.18	-0.12	-37.31	8	-3.46	-163.89	0.13	58.01
12	-10.23	-277.18	-0.24	-78.34	12	-3.49	-155.01	0.08	35.81
16	-4.85	-124.47	-0.37	-125.22	16	-1.87	-68.31	-0.05	-24.72
20	-0.43	-9.66	-0.48	-169.01	20	0.23	7.64	-0.23	-104.72
24	7.40	160.09	-1.11	-321.47	24	1.90	61.17	-0.58	-234.61
28	14.87	439.38	-1.66	-440.63	28	3.86	132.00	-0.89	-345.20
32	17.70	521.32	-1.83	-454.12	32	6.80	218.09	-1.32	-454.17
36	10.29	319.50	-0.48	-141.29	36	4.99	195.47	-0.71	-255.67
40	6.80	283.47	0.99	277.50	40	1.31	58.89	0.46	175.13
44	-8.65	-313.52	3.28	929.64	44	-0.09	-3.96	1.79	736.01

S2B					S3B				
x(cm)	p ⁺	β	p ^{+b}	β _n	x(cm)	p ⁺	β	p ^{+b}	β _n
0	0.00	0.14	1.85	542.71	0	0.84	44.33	1.70	711.47
4	-17.38	-721.24	0.27	80.18	4	-5.53	-286.77	0.57	240.40
8	-21.09	-816.97	-0.43	-134.82	8	-6.20	-318.33	-0.08	-35.98
12	-11.50	-349.98	-0.43	-148.39	12	-3.90	-164.20	-0.22	-106.35
16	-5.63	-161.76	-0.35	-124.13	16	-2.24	-76.13	-0.21	-106.29
20	-0.63	-14.30	-0.34	-113.15	20	-0.13	-3.72	-0.22	-103.96
24	13.06	349.10	-0.60	-157.40	24	3.50	96.22	-0.35	-137.45
28	—	—	—	—	28	—	—	—	—
32	—	—	—	—	32	—	—	—	—
36	—	—	—	—	36	19.87	955.00	0.37	100.38
40	4.24	186.71	-0.80	-193.58	40	1.07	66.04	0.39	147.20
44	0.58	29.66	-1.06	-303.80	44	1.19	83.73	0.34	144.86

一方、βは代わりに境界層の厚さを代表する量である排除厚δ*を用いた、いわゆる外部変数表示である。

Song (1995)¹¹⁾は、粗面上の不等流の解析に、レイノルズ方程式から次式で定義される Clauser 型の圧力勾配パラメータ β_nを導いた。

$$\beta_n = \frac{h}{\tau_b} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{h}{\tau_b} \left[\rho g \left(-S_b + \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] \quad (3.33)$$

ここで、S_bは水路床勾配 (= sin θ) である。これより、流れが等流 (dh/dx=0) となると β_n = -1 となる。

開水路流れでは、一般に Song の定義したように ∂P/∂x = ρg(-S_b + cos θ · dh/dx) であるが、境界層流におけるゼロ圧力勾配流れに対応するのが、開水路流では等流時 (dh/dx=0) に相当することから、本研究では、等流時の ∂P/∂x = -ρg sin θ を差し引いて、圧力勾配パラメータ p⁺ および β を定義する。

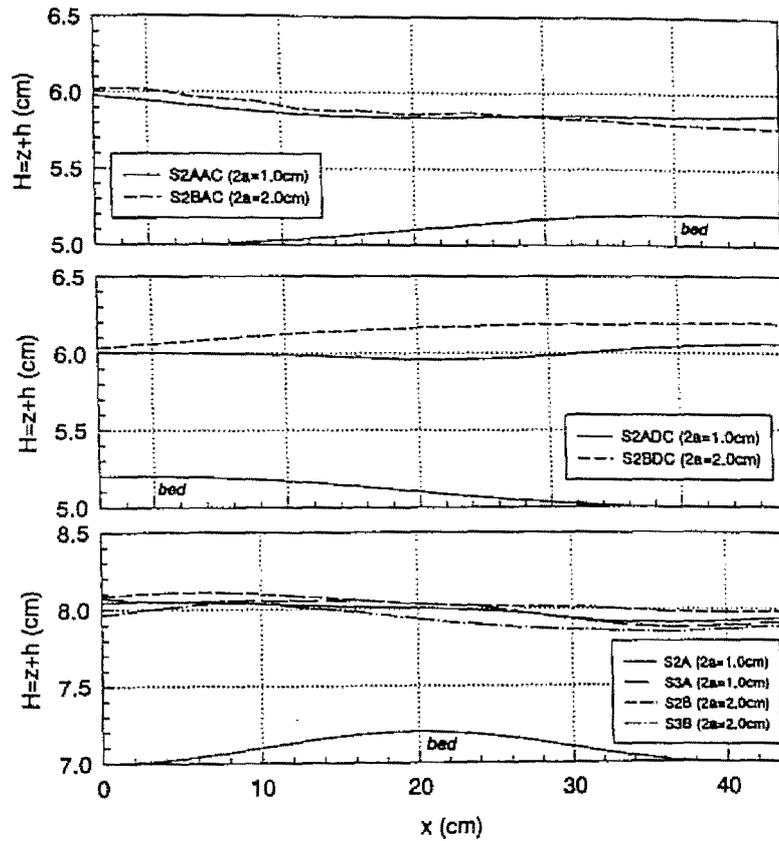


図3-10 水面形

$$p^+ = \frac{v}{\rho U^2} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{v}{\rho U^2} \rho g \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \quad (3.34)$$

$$\beta = \frac{\delta^*}{\tau_b} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\delta^*}{\tau_b} \rho g \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \quad (3.35)$$

なお、比較のために等流時の圧力勾配 ($\partial P / \partial x = -\rho g \sin \theta$) も含んだものとして、

$$p_b^+ = \frac{v}{\rho U^2} \left[\rho g \left(-S_b + \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) \right] \quad (3.36)$$

についても併せて評価した。

表3-2に、式(3.33), (3.34), (3.45) および(3.36)より評価した本研究の全実験ケースにおける値を示した。

3.5 平均流特性と圧力勾配の影響

3.5.1 圧力勾配および水面形の変化特性

図3-10に、正弦波半波長の加速流、減速流および正弦波一波長の加速・減速の連続する流れにおける水面形変化を示す。本研究では全ケースともフルード数が0.1前後の非常に水面の穏やかな流れを対象と

第3章 正弦波床上の基本乱流特性に及ぼす圧力勾配の影響に関する研究

したため、水面形の変化幅は、いずれのケースにおいても計測区間全体で最大 $2mm$ 程度とごく小さなものとなった。正弦波半波長のケースについては、まず、加速流の場合、計測区間上流側($x=10cm$ 付近)で比較的大きく水面が低下し、加速の効果が現れている。実験ケースS2AACとS2BACを比較すると、正弦波路床の勾配が大きいS2BACの方が水面の乱れが大きい。一方、減速流の場合、ケースS2ADCでは、計測区間前半部でいったん水面は低下して、計測区間下流側で上昇しているのに対して、S2BDCは計測区間全体を通して水面はゆるやかに上昇している。正弦波一波長の場合、ケースによって多少の違いはあるが、計測部上流の加速域で上昇した水面が、正弦波頂部後方($x=30cm$ 付近)で大きく低下する傾向が見られる。

図3-11に、前節で定義した圧力勾配パラメータ p^* , β , p_b^* , β_n の流下方向変化をそれぞれ示す。開水路流れにおいては「水面勾配」によって圧力勾配が評価できるが、先述したように本研究では p^* , β については、圧力勾配を「水深勾配」によって評価した。なお、図中には、正弦波半波長の場合の加速流と減速流を併せて表示してある。まず、正弦波半波長のケースについて各種パラメータの全体的な傾向について比較してみると、圧力勾配 $\partial P/\partial x$ を水深勾配より評価した p^* , β については、正弦波路床形状に良く対応した変化傾向を示し、S2AAC, S2BACの加速流では、計測区間全域でほぼ負の値、S2ADC, S2BDCの減速流は正の値となる。また、 $x/L < 0.0$ および $x/L > 1.0$ の路床平坦部では、加速流、減速流ともゼロに近い値をとる。一方、圧力勾配を水面勾配によって評価した p_b^* , β_n については加速流、減速流で定性的な傾向が見られず、パラメータとして圧力勾配の定量的な評価が系統的にできない。これは、本実験ケースが対象としたのがフルード数0.1前後の流れで、水路路床の形状変化に対する応答性がそれほど良くないためであり、加速・減速の全体的な水面の変化傾向がはっきりと現れないことが理由として挙げられる。このような場合、局所的なごく小さな水面の変化によって圧力勾配が大きく変化してしまうことから、非常に高精度に水面形を計測することが要求される。これより、本研究が対象とする流れでは、圧力勾配 $\partial P/\partial x$ を水深勾配より評価した p^* , β によって以降の整理・解析を進める方が良いと考えられる。ただし、従来境界層流や管内乱流で用いられている圧力勾配パラメータと比較すると、数値的にはかなり大きな値で評価することになるため、単純に圧力勾配が強い弱いといった比較はできないため若干の注意が必要となる。

p^* と β とを比較すると、相対的には両パラメータとも同様の傾向を示すが、ピークの値に注目すると、 p^* が正弦波路床の勾配が同じ場合、加速流、減速流でほぼ同程度の値を示すのに対して、 β は減速流のケース(S2ADC, S2BDC)でより大きな値となる傾向がある。これは、圧力勾配パラメータの無次元化に境界層厚さの代表スケールである排除厚 δ^* を用いたためと考えられる。加速流、減速流それぞれにおける p^* の変化特性を見てみると、加速流のケース(AC)では、計測区間前半部($0.2 < x/L < 0.4$ 付近)でピーク値をとり、その後流下方向に緩やかに変化していく傾向がある。一方、減速流のケース(DC)では、計測区間中央部($0.5 < x/L < 0.6$ 付近)でピーク値をとり、加速流と比較すると逆対称な変化特性を示す。

正弦波一波長の加速・減速の連続する流れについても、各種パラメータの変化傾向は、半波長のケース

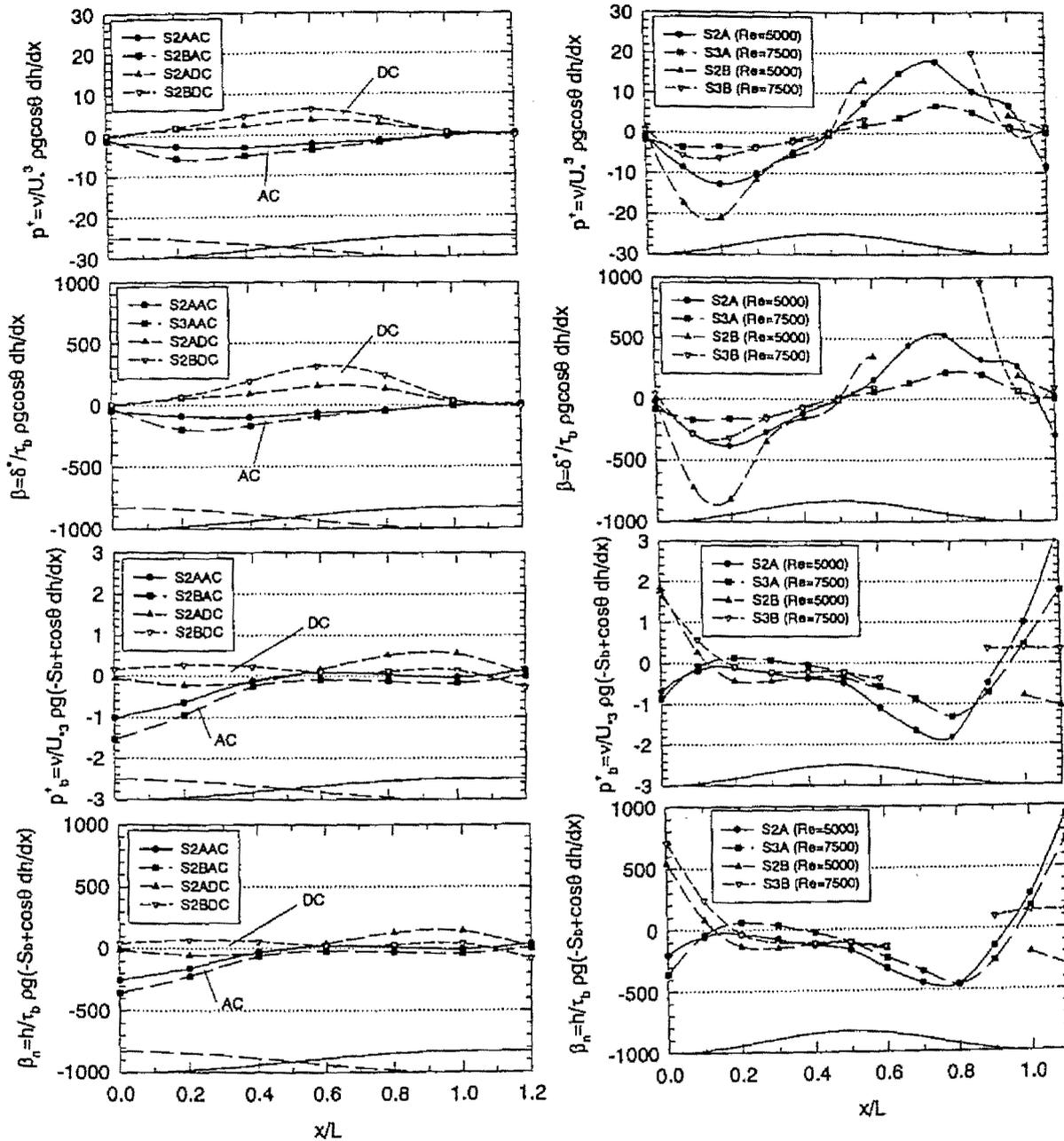


図3-11 圧力勾配パラメータの流下方向変化

と同様のことが言える。 p^* のみに注目すると、半波長の場合でも見られたように $x/L < 0.5$ の加速流域では、区間上流側 ($0.1 < x/L < 0.2$) でピーク値をとり、減速域では比較的逆対称な変化特性を示し、この点に関しては、加速流もしくは減速流のみの流れと、加速から減速に連続的に変化する流れで同じ傾向が見られる。ただし、加速域 ($x/L < 0.5$) と減速域 ($x/L > 0.5$) で p^* の絶対値を比較すると、減速域で加速域の2倍程度の大きな値をとっており、流れが加速から減速に移る影響が現れていると考えられる。また、路床勾配が同じ場合、レイノルズ数 Re の小さな S2A, S2B のケースで圧力勾配パラメータは大きな値を取り、流れが圧力勾配によって受ける影響が大きいことが分かる。なお、これら S2A, S2B のケースについて

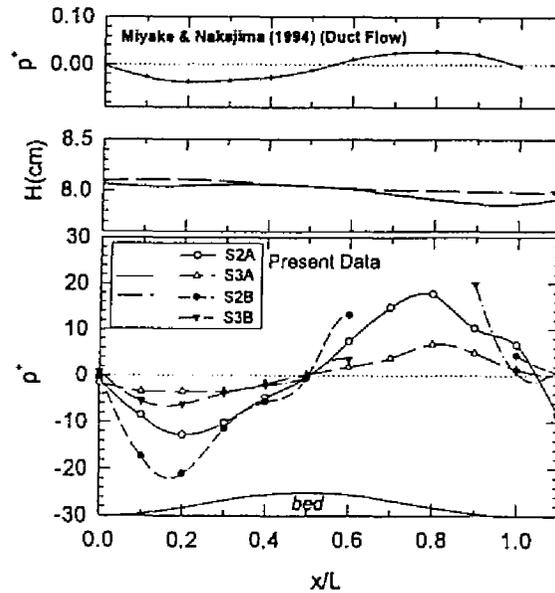


図3-12 圧力勾配パラメータに関する管路流との比較

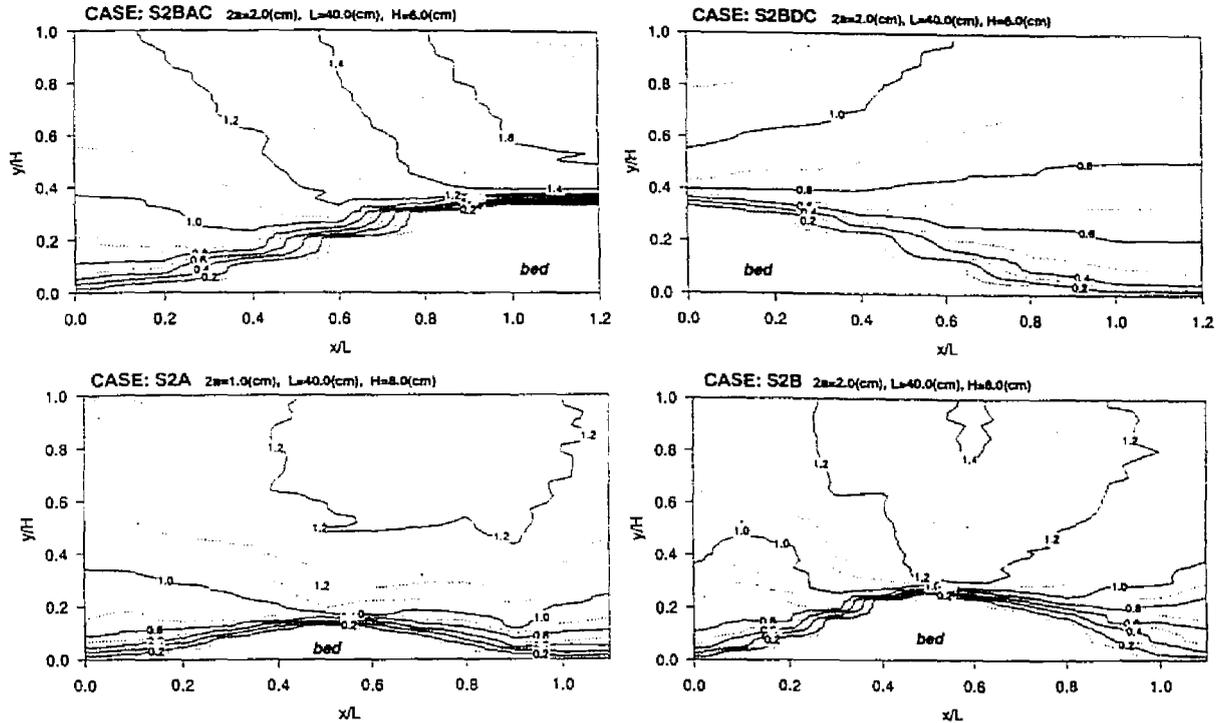
ては、正弦波頂部後方の $x/L=0.7$ 付近で剥離が発生しており、この場合従来より用いられてきた圧力勾配パラメータでは圧力勾配を評価できない。図3-12は、圧力勾配パラメータ p^* について、三宅・中島の管内乱流における p^* と比較したものである。本実験2ケースのみ水面形 H を併示した。三宅・中島は、管路底面を連続的に変化させ流れに周期性を持たせているのに対して、本実験ケースは、正弦波一波長のみを設置しただけで違いはあるが、正弦波の形状はほぼ同形状である。管路流においては、 p^* は管路高さとはほぼ同位相で滑らかな変化特性を示し、本実験ケースのようなピーク値のずれは現れていない。

3.5.2 基本的乱流統計量の分布

(1) 平均流速の分布特性

図3-13に主流方向平均流速 U のコンターを示す。平均流速については初期断面 ($x/L=0.0$) における断面平均流速 U_{m0} によって無次元化してある。平均流速に関しては、正弦波半波長の加速流、減速流とも良好に流れが再現できていることがわかる。加速流については、計測区間下流側の底面付近で非常にコンターの間隔が密になっており、鉛直方向の流速勾配が大きくなっていることがわかる。一波長の加速→減速流でも同様に正弦波頂部付近でコンターが密になり、流速勾配が大きくなっているが、水深方向中央から水面付近にかけては、計測区間中央から下流側にかけて流速の大きな領域が分布しており、上流側の加速の効果と思われる。加速→減速流で $x/L=0.7$ 付近で剥離の発生しているケース S2B において負の値が現れていないのは、剥離が発生している領域が底面付近の領域に限られているため、その他の領域についても、コンター図からは剥離が発生していることによる大きな影響は見ることができない。

このような平均流速の変化を摩擦速度 U_τ および動粘性係数 ν を用いて内部変数表示したものが図3-14で

図3-13 主流方向平均流速 U の空間分布

ある。摩擦速度 U_* の評価方法としては、粘性底層領域まで流速を計測することに成功し、かつ、Naganoら(1993)⁵⁾の指摘するように粘性底層領域において流速が直線分布する傾向が見られたので、粘性底層域の直線分布式 $U^+ = y^+$ より U_* を評価した。なお、各断面の分布は鉛直方向に10ずつずらして表示してある。図中の実線は、粘性底層の直線分布および等流時に成立する対数則分布である。正弦波半波長の加速流においては、初期断面においてほぼ定常等流時の対数則分布が成立するが、流下方向に流れが加速されることによって、まず、外層部の流速が標準型対数則より下方にずれ始め、その直後よりバッファ層から内層にかけては逆に定常等流時の分布形より上方に分布形が逸れ、最終的に下流側断面において内層域の流速分布が標準型対数則から上方にずれる。この結果は、Spalart & Watmuff(1993)⁶⁾による順圧力勾配乱流境界層の数値計算結果と良く一致している。一方、減速流については、 $x/L=0.4$ 付近の断面から外層部では流速分布が大きく上方にそれ、逆にバッファ層部の流速分布が落ち込み始める。さらに流下方向に進むと、バッファ層の落ち込みが内層域に拡大していき、最終的に下流側断面において、内層部は新たな直線分布を示すことがわかる。これは、Naganoらの逆圧力勾配流れにおける実験結果と良く一致していると言える。開水路流においては、これまで、圧力勾配流れは $\kappa=0.41$ の一定、切片定数 A_s をフリーにすることで、対数則が成立することを仮定し、外層部の流速分布形の変化を議論したものがほとんどであったが、本実験のように、定常等流時に近い分布形から、圧力勾配の影響によって流速分布が遷移していく過程が示されたことの意義は大きい。しかしながら、圧力勾配流れの流速分布形を議論する上では、流れが平衡状態にあるかどうかの問題として残る。本実験ケースにおいても、下流側断面 ($x/L > 1.0$) での

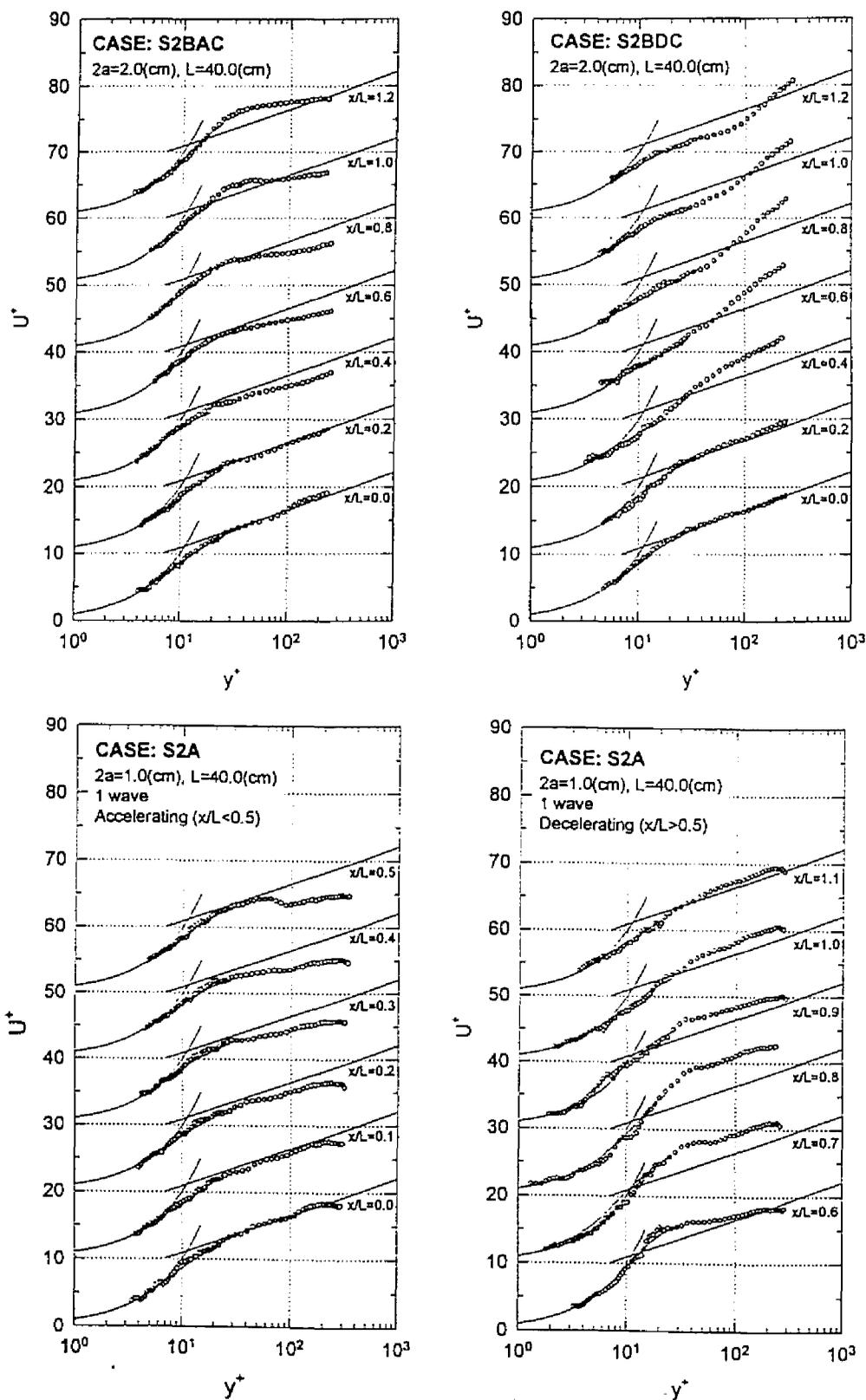


図3-14 平均流速分布 (内部変数表示)

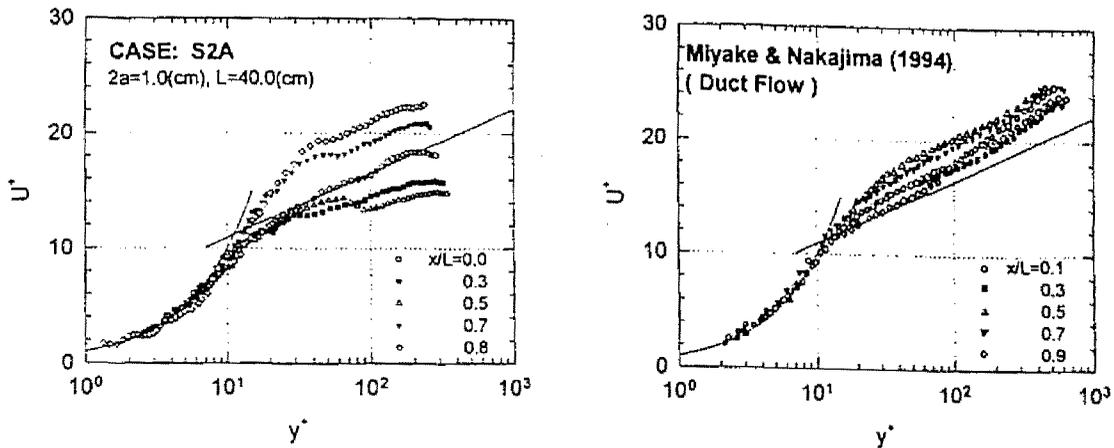


図3-15 平均流速分布に関する管路流との比較

流速分布が、単純に圧力勾配の影響として良いか、水路路床が平行に戻ることによる影響などのその他の要因も考慮すべきかで現象の解釈が大きく異なることもあり得る。よって、十分に長い遷移区間を設けたほぼ平衡状態と見なせるような圧力勾配流れを対象とした実験等による検証が必要と考えられる。一波長の加速→減速流に関しては、計測区間前半部の加速区間で、半波長加速流の場合と同様の変化特性が見られるが、減速区間においては、半波長減速流のような内層の流速分布は見られず、また外層の分布形も異なる。これは、上流からの履歴として加速の効果が減速区間に影響するためで、通常の減速流のみの場合と比較して、路床形状に対して場所的に遅れが生じている。

図3-15は、本実験の正弦波一波長を設置したケースと三宅・中島(1994)⁷⁾の波状流路内乱流の実験結果を比較したものである。三宅・中島の実験結果では、計測区間全域を通じて内層から外層にかけての流速分布が標準型対数則より上方に位置し、流れの周期性による影響が大きいことがわかる。全体の流速分布の変化を比較すると、本実験ケースの方が平衡時に比べて流速分布が大きく変化しており、本研究で対象としている流れは、かなり大きな圧力勾配をもつ流れであると言える。

(2) 乱れ特性量の分布特性

図3-16は、各断面の摩擦速度 U_* によって無次元化した乱れ強度 u', v' の水深方向変化を y/h に対して表示したものである。図中の実線および破線は、次の等流時で成立する普遍分布式²⁶⁾である。

$$u'/U_* = 2.30 \exp(-y/h) \quad (3.37)$$

$$v'/U_* = 1.27 \exp(-y/h) \quad (3.38)$$

ここでは、各断面の分布形を横軸方向に5ずつずらして並べて表示した。半波長のケースについては、加速流の場合、 u' の分布形が全体的に v' に添うように抑圧され、下流側断面の半水深高さでは乱れの等方化傾向が見られる。 v' については底面近傍から $y/h=0.2$ 付近までは加速の影響が現れるものの外層域の分布形は大きく変化せず、 u' と比較して加速効果に対する応答性に差があると推測される。減速流の場合は、底面付近の u' の分布形に注目すると $x/L=0.4$ 付近までは一旦乱れが増加するが、さらに流下方向に

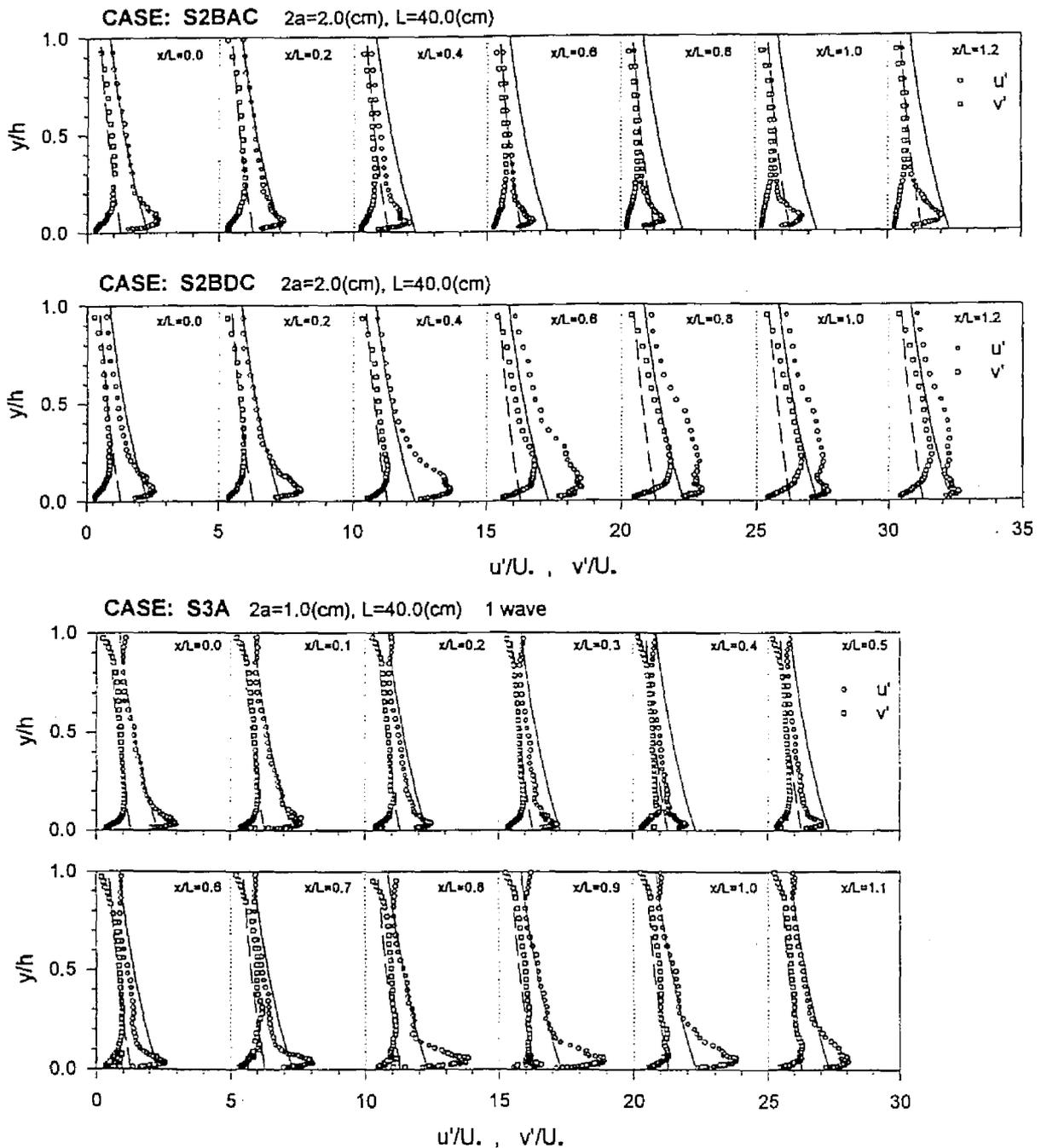


図3-16 乱れ強度分布(外部変数表示)

減速されると、逆にピーク値自体は減少し始め、分布形の膨らみが鉛直上方に伝わっていく。外層 ($y/h > 0.2$) における分布形の膨らみは、Naganoらによる乱流境界層においても同様に指摘されている。この時、 v' についても底面付近から鉛直方向に伝わるように乱れが増加し、加速流と比較してさらに複雑な乱れ構造が存在すると考えられる。一般に河床波背後に剥離が発生する場合、水面に向かってボイルなどの組織渦が発生することが知られており、その前段階として鉛直方向に乱れが喚起されるものと想像される。一波長のケースについては、 $x/L > 0.5$ の減速流域において底面付近の u' が増大するものの、減速流のみの場

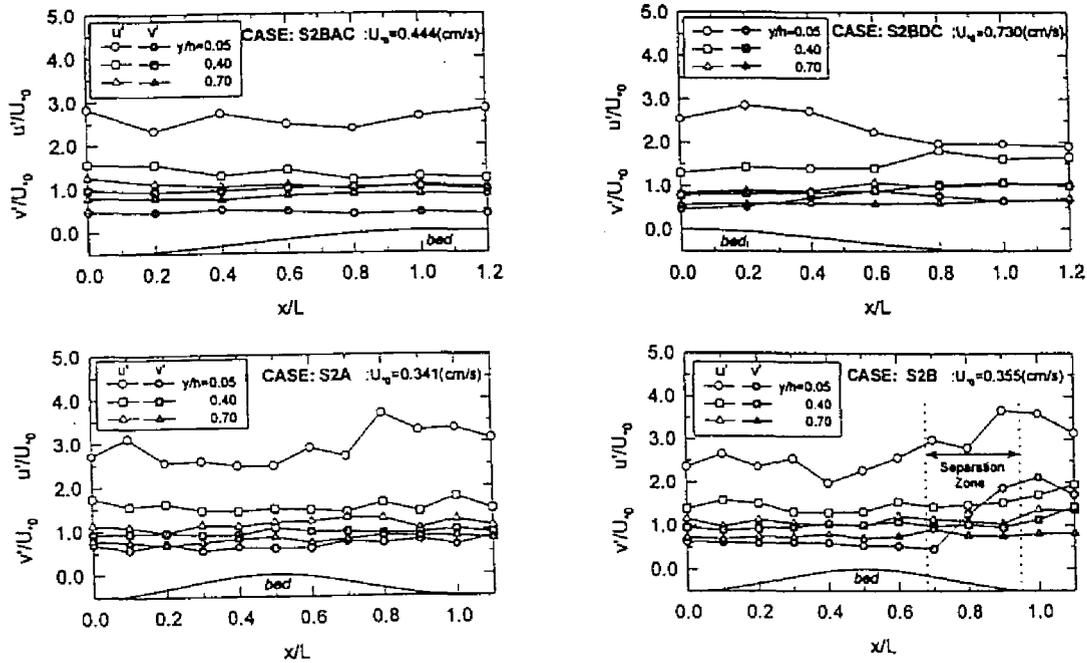


図3-17 乱れ強度の流下方向変化

合で見られたような外層での膨らみは現れていない。これは、前半部の加速区間において外層部の u' が抑圧されていることの影響が減速域まで及ぶためと考えられる。

図3-17 に乱れ強度 u', v' の流下方向変化を、 $y/h=0.05, 0.40, 0.70$ の断面についてそれぞれ示す。 u' および v' は、初期断面の摩擦速度 U_0 によって無次元化してある。正弦波半波長のケースについては、特に $y/h=0.05$ の底面近くにおいて図3-16 で述べたような変化が見られる。 $x/L=0.7, 0.8, 0.9$ で剥離を起こしているケース S2B については、剥離によって v' の値が2倍以上にはね上がっており、剥離が発生したことによる影響が底面付近の v' に最も効くことがわかる。

図3-16 の乱れ強度分布を y^+ に対して表示したのが図3-18 である。図中の実線は、van Driest の damping function Γ を導入して、粘性の効果を取り入れた主流方向の乱れ強度分布である。

$$u'/U_0 = D_u \exp(-y^+/R_0) \cdot \Gamma(y^+) + Cy^+ \cdot \{1 - \Gamma(y^+)\} \tag{3.39a}$$

$$\text{and } \Gamma(y^+) = 1 - \exp(-y^+/B) \tag{3.39b}$$

なお、等流時では、damping factor B は粘性底層厚の $B=10$ となる。底面ごく近傍のみに注目すると、正弦波半波長、一波長の場合とも乱れ強度 u' は初期断面ではほぼ定常等流時の普遍分布を示し、加速域では一様に減少、減速域では一様に増加する。 y^+ のごく小さな領域に限定して考えると、式(3.39a)は、

$$u'/U_0 = Cy^+ \tag{3.40}$$

に漸近する。本実験ケースにおいても $y^+ < 10$ の領域では式(3.40)の比例関係を示す傾向があり、かなり圧力勾配の大きな開水路流れにおいても式(3.40)は成立すると言える。加速流では $C < 0.3$ 、減速流では $C > 0.3$ となる。一般に加速流では粘性底層厚が小さく、減速流では大きくなると考えられるが、底面のご

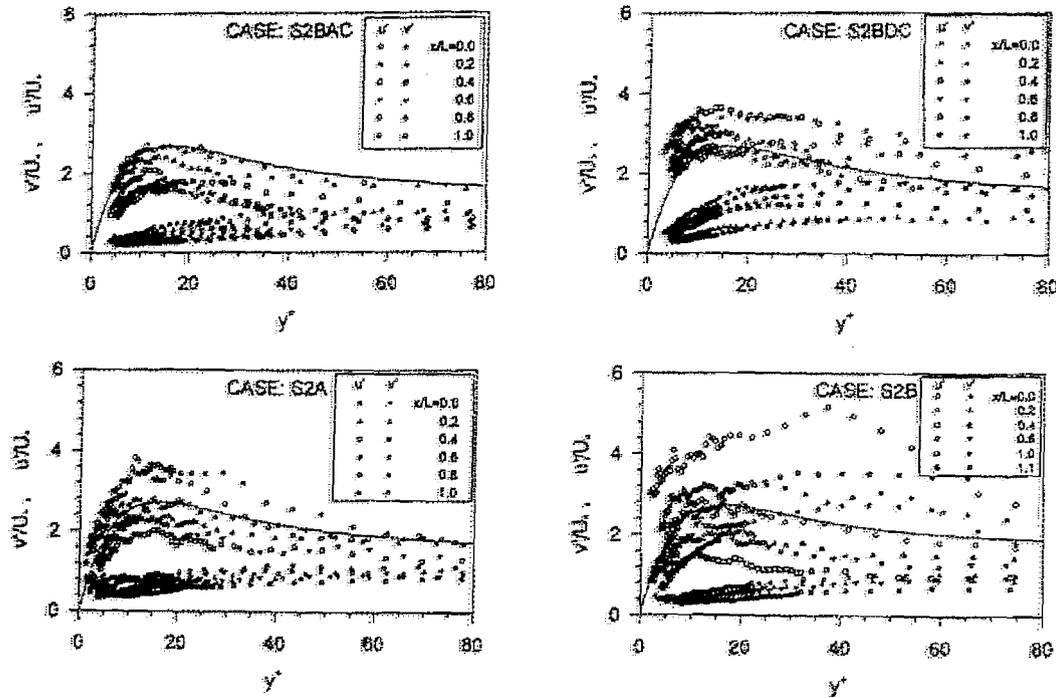


図3-18 乱れ強度分布(内部変数表示)

く近傍における乱れ強度分布の勾配の変化に関係していると考えられる。

次に、各断面におけるレイノルズ応力の水深方向変化を図3-19に示す。図中の直線は、次式の粘性項を省略した三角形分布である。

$$-\overline{uv}/U^2 = 1 - y/h \quad (3.41)$$

ここでは、各断面の分布を横軸方向に2だけずらして並べて表示してある。また、高さ $y/h=0.05, 0.40, 0.70$ における $-\overline{uv}$ の流下方向変化を図3-20に示す。 $-\overline{uv}$ は、初期断面の摩擦速度 U_{cf} によって無次元化してある。いずれのケースにおいても、計測区間上流側では普遍分布に添った分布形を示すが、半波長加速流では、流下方向に加速されることによってピーク値周辺から分布形が押さえ込まれるように小さくなる。一方、減速流では、底面付近で $-\overline{uv}$ は大きな値をとり、流下方向に進むに従って水深方向に分布形が広がっていく傾向が見られる。これは、図3-20で $y/h=0.05$ の $-\overline{uv}$ と $y/h=0.40$ の値が減速域下流側で逆転していることから良くわかる。乱れ強度分布においても、減速流では乱れの増大が鉛直方向上方に拡大する傾向が確認されており、減速流における大きな特徴であると言える。一波長の加速→減速流では、ケースS2Bの剥離発生域において底面付近の $-\overline{uv}$ がきわめて大きな値をとり、 v' とともに剥離の影響が大きいと言える。

図3-21は、 U_r で無次元化した $-\overline{uv}$ を y' に対してプロットした内部変数表示である。図中の曲線は、定常等流時で成立する式で、次のように表される。

$$\frac{-\overline{uv}}{U_r^2} = \frac{\tau(y)}{\rho U_r^2} - \frac{1}{U_r^2} v \frac{dU}{dy} = \left(1 - \frac{y}{h}\right) - \frac{dU^+}{dy^+} \quad (3.42)$$

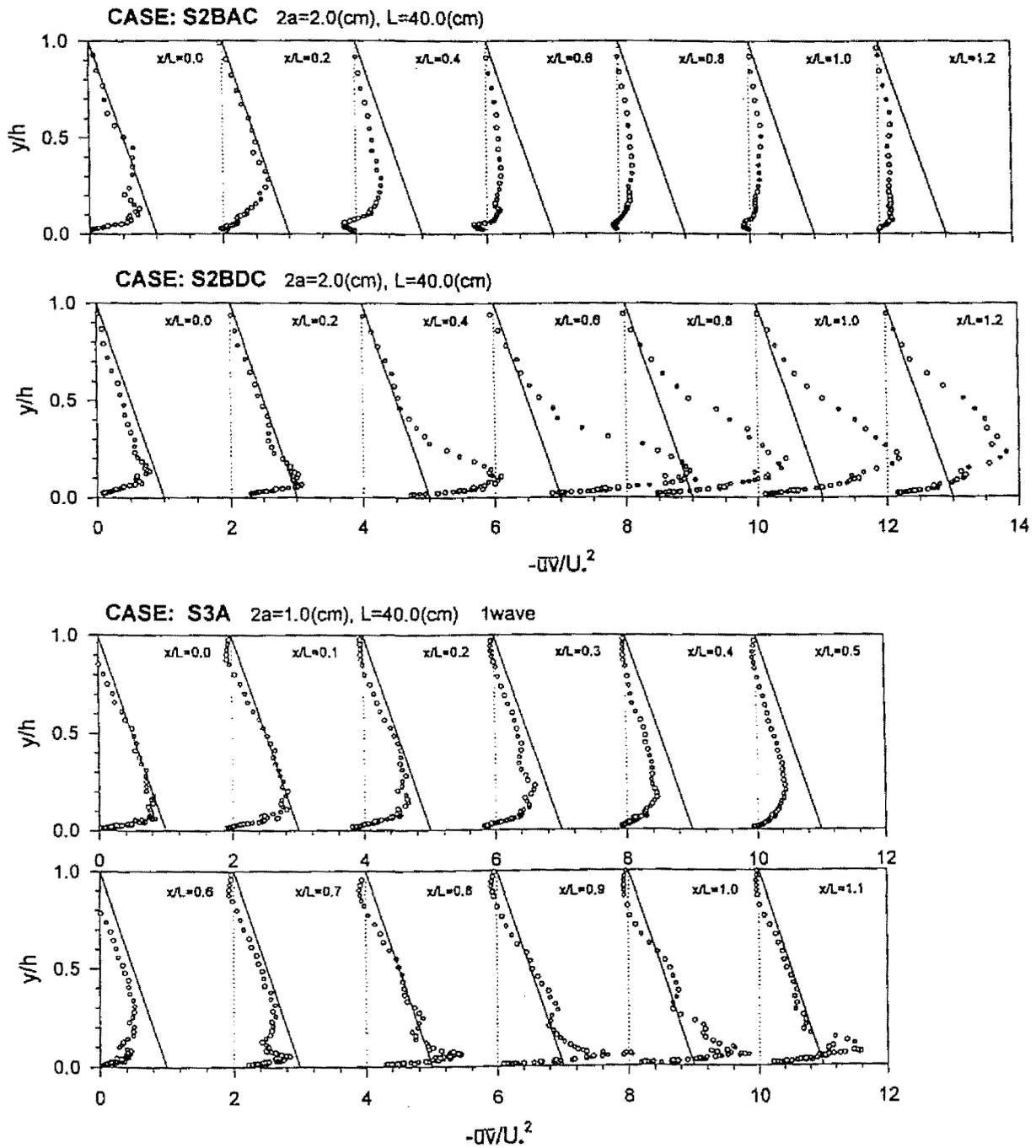


図3-19 レイノルズ応力分布(外部変数表示)

ここで、 τ はせん断応力である。データのばらつきが大きい、底面極近傍まで含めて概ね乱れ強度分布と同様な特性が見られる。

乱れ強度分布、レイノルズ応力分布における全体的な傾向として、 u' が加速、減速といった流れの変化の影響に比較的好く応答するのに対して、 v' および $-\overline{uv}$ は若干の応答の遅れがあるようである。また、流れが加速→減速に連続的に遷移する場合の減速域でその傾向が顕著に見られる。

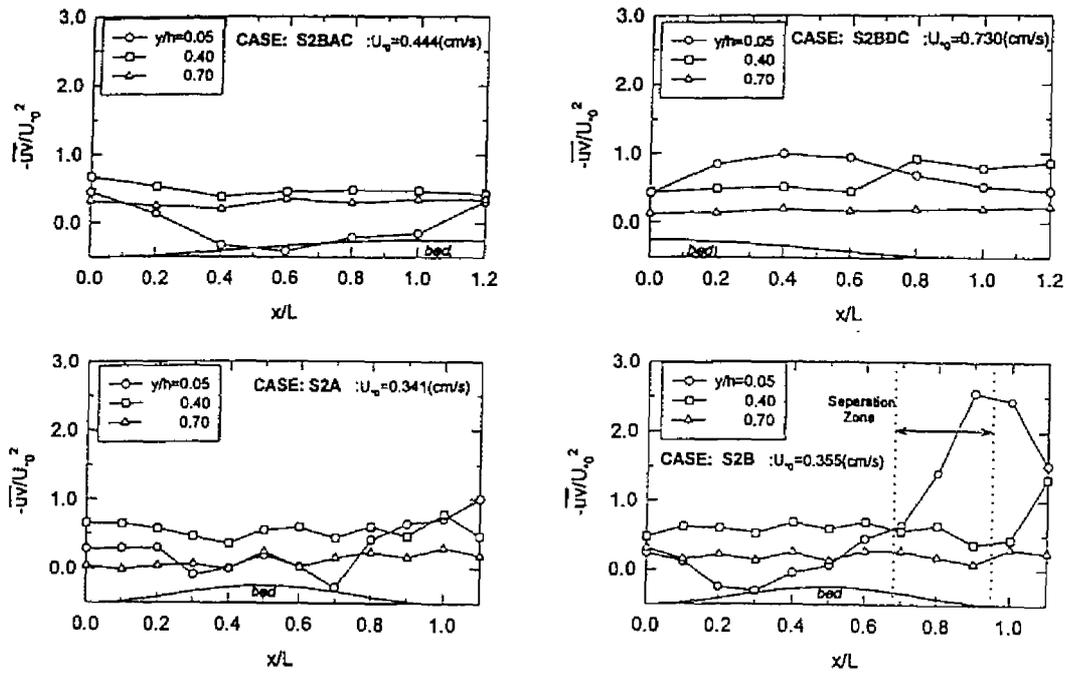


図3-20 レイノルズ応力の流下方向変化

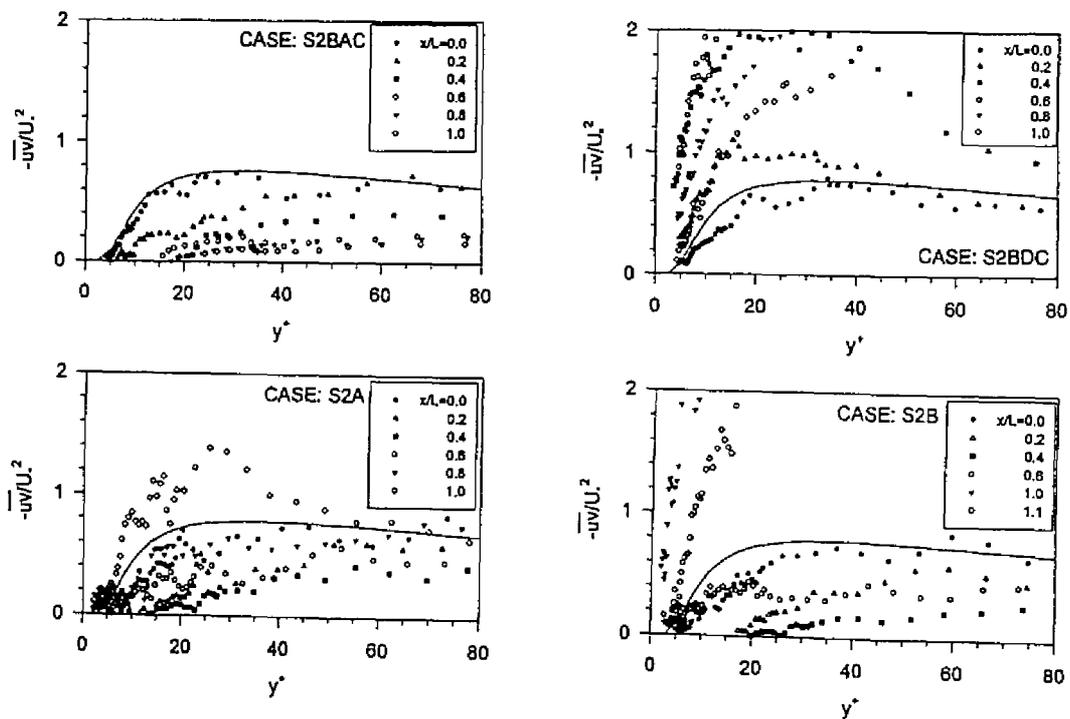


図3-21 レイノルズ応力分布 (内部変数表示)

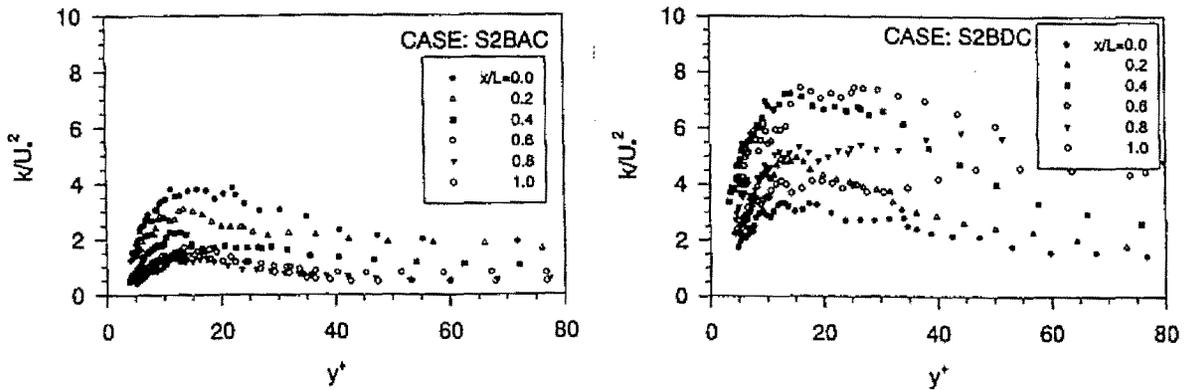


図3-22 乱れエネルギー k

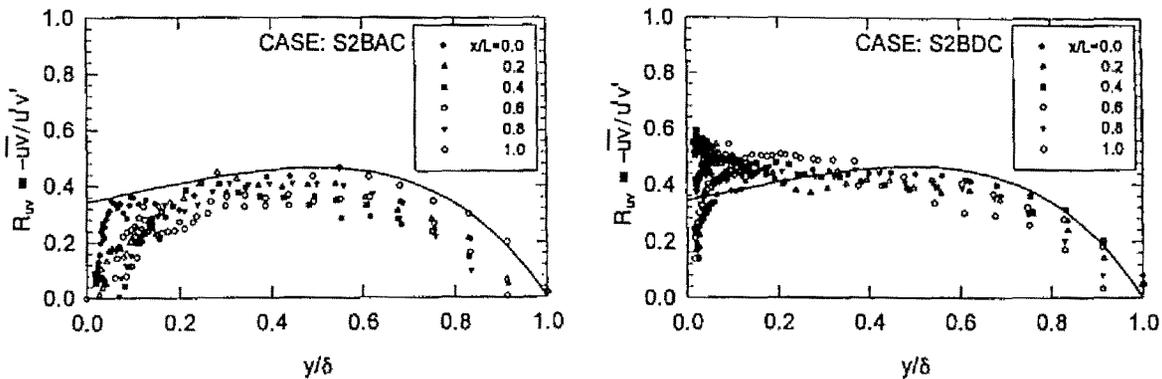


図3-23 相関係数 R_{uv}

(3) 乱れ発生機構と自己保存性

図3-22は、各断面の乱れエネルギー $k = (u'^2 + v'^2 + w'^2)/2$ を y^+ に対して示したものである。ここでは、乱れ強度の横断方向成分 w' を計測していないため便宜的に $w'=0$ とした。加速流においては初期断面から流下方向に加速されることによって k は一様に減少、減速流では逆に一様に増加する。これは、乱れ強度分布 u' で見られた傾向と同様なもので、 $y^+ < 10$ の領域で比例関係を示すことも一致する。

また、図3-23は各断面の相関係数 $R_{uv} = \overline{-uv}/\overline{u'v'}$ を等流時の分布と比較したものである。なお、鉛直方向座標 y は、各断面の最大平均流速における高さ δ によって無次元化してある。底面付近の領域において、加速流では、初期断面に比較して相関係数 R は小さくなり、減速流では逆に大きくなる傾向が見られる。さらに、図3-24に構造パラメータ $R_k = \overline{-uv}/2k$ の分布を示した。図中の実線は等流時に成立する式で、次式で与えられる。

$$R_k = \frac{\overline{-uv}}{2k} = \frac{1 - y/h}{9.56 \exp(-2y/h)} \quad (3.43)$$

相関係数 R と同様に、底面付近の領域において、加速流では、初期断面に比較して R_k は小さく、減速流では逆に大きくなる。一方、外層においては分布形が逆転する傾向があり、垂直応力とせん断応力との間に、加速・減速流でそれぞれ応答の遅れが生じているものと考えられる。

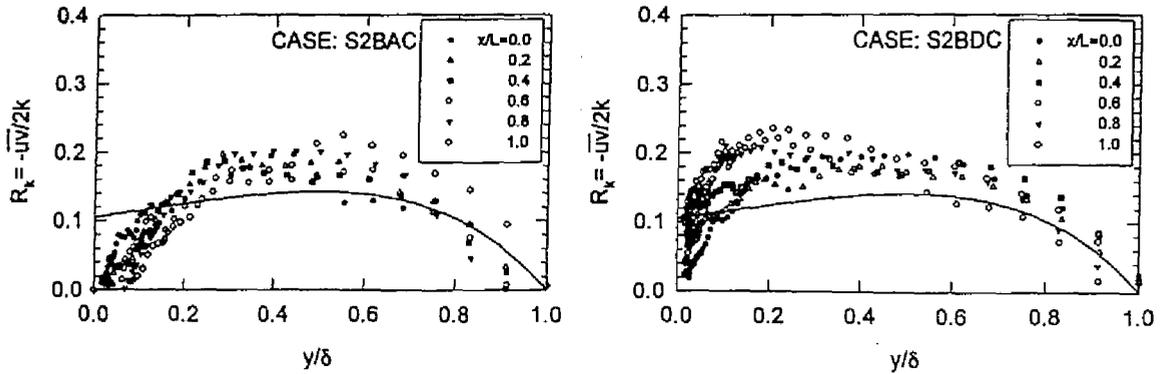


図3-24 乱れエネルギー k に対するレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の比

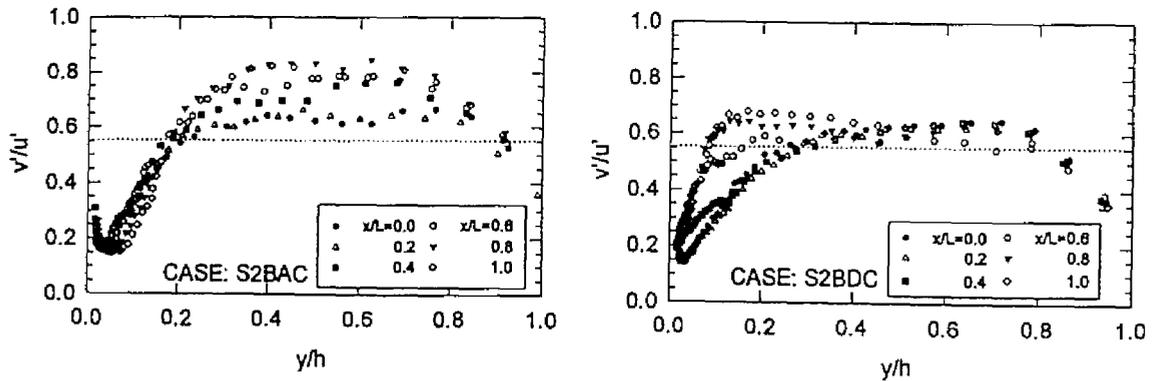


図3-25 乱れ強度比 v'/u'

図3-25は、乱れ強度 u' に対する v' の比を y/h に対して示したものである。図中の点線は、式(3.37)および(3.38)から、 $v'/u'=0.55$ としたものである。加速流では、底面付近では分布形そのものが大きくは変化せず、加速の影響は u' と v' で同程度もしくは小さいと言える。しかし、 $y/h>0.2$ 以上では大きく1に近づき、乱れの等方位指向がここでも確認できる。一方、減速流では、計測区間の下流側断面で底面近傍の v'/u' が初期断面に比べて大きくなり、減速流では v' の挙動が底面付近で重要であると言える。 $y/h>0.5$ の領域では加速流のような大きな変化は見られず、乱れ強度 u' および v' に相対的に及ぼす圧力勾配の影響が、加速流と減速流でそれぞれ異なった領域でより効くものと考えられる。

乱れの発生率 G は、次式より求めることができる。

$$G = -\overline{uv} \frac{\partial U}{\partial y} - (u'^2 + v'^2) \frac{\partial U}{\partial x} \quad (3.44)$$

ここで、垂直応力成分はかなり小さいため、上式第1項目が支配的である。図3-26に摩擦速度 U_* および水深 h で無次元化した発生率 G の分布を示す。加速流では流下方向に G は減少し、乱れの生成が低下する。一方、減速流では、 $x/L=0.4\sim 0.6$ 付近で G は増大し、乱れの生成が活発化する。比較的圧力勾配の緩やかなNaganoら(1993)⁹⁾の境界層流実験の結果では、逆圧力勾配領域の壁面近傍では乱れの発生率は低下し、乱れ強さは減衰すると報告されている。しかしながら、三宅・中島(1994)¹⁰⁾も指摘するように、

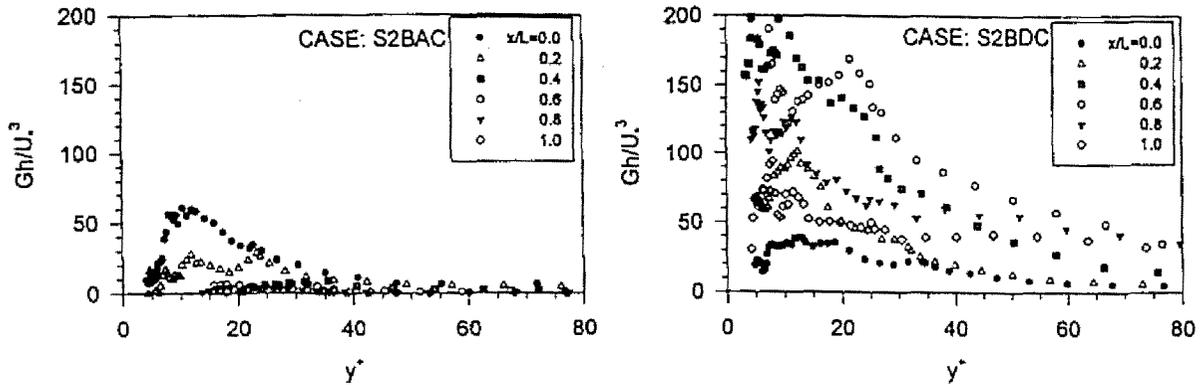


図3-26 乱れ発生率 G

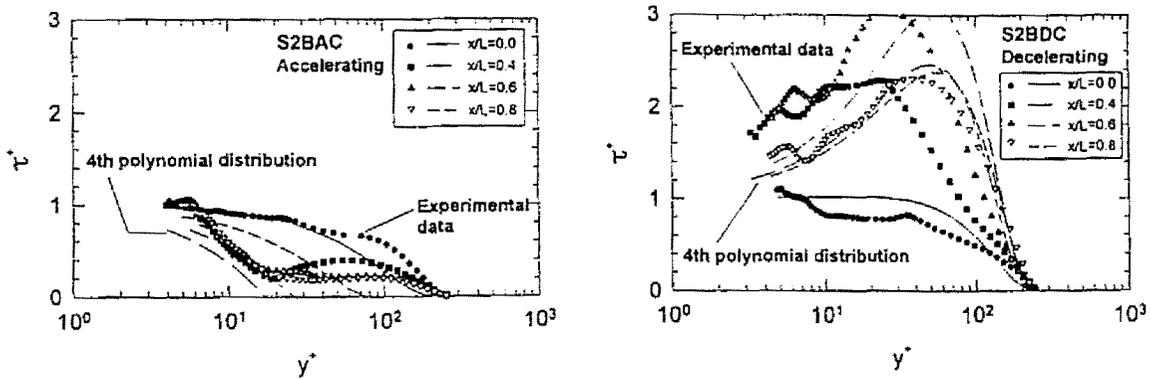


図3-27 全せん断応力分布と多項式近似

圧力勾配のかなり大きな流れについては、減速によって逆に乱れは大きくなると予測され、本実験結果はこれを示すものであると考えられる。

3.5.3 せん断応力の分布特性

ここでは、3.2節で述べた問題点に基づいて、圧力勾配に対するせん断応力分布の最適化を行う。図3-27は $\tau^+ = -\overline{uv}/U^2 + dU^+/dy^+$ に実験データを適用して求めた全せん断応力分布である。 τ および y は摩擦速度 U_* と動粘性係数 ν によって無次元化してある。底面近傍では実験データから得られる $-\overline{uv}$ と流速勾配がばらつくために多少分布形が歪んでいるが、加速域で分布形は下方に落ち込み、減速域で増加し $y^+=20\sim60$ 付近で最大となる。3.2節で述べたように、Thomas & Hasani (1989)¹⁹⁾は、逆圧力勾配下におけるせん断応力分布を層流境界層で開発した N 次の多項式(3.23)によって近似した。そこで本研究においても、境界層厚 δ を水深 h に置き換えることで境界条件(3.24)を開水路に適用して多項式的最適化を行い、せん断応力分布を以下の多項式で近似した。

$$\tau^+ = (1 + a_{1p}y^+) - (3 + 2a_{1p}R_*) \cdot (y^+/R_*)^2 + (2 + a_{1p}R_*) \cdot (y^+/R_*)^3 \quad (3.45)$$

$$\begin{aligned} \tau^+ = & (1 + a_2 p^+ y^+) - (6 + 3a_2 p^+ R_*) \cdot (y^+ / R_*)^2 \\ & + (8 + 3a_2 p^+ R_*) \cdot (y^+ / R_*)^3 - (3 + a_2 p^+ R_*) \cdot (y^+ / R_*)^4 \end{aligned} \quad (3.46)$$

ここで、 $a_1=0.01$, $a_2=0.014$ である。図3-27 に上記の式 (3.46) によって近似したせん断応力分布を併示した。減速流については全体の傾向は似ているものの、ピーク値の位置および外層における分布形が実験値と違う傾向が見られる。一方、加速流については、底面近傍から $y^+=20$ 程度まではある程度再現されているものの、外層における分布は実験値の傾向すら捉えられていない。これは、Thomas & Hasani が近似式を導出する際に、逆圧力勾配流れのみを対象としたためと思われる。いずれにしても、特に外層部については加速流・減速流ともさらに検討を加える必要がある。

3.5.4 圧力勾配の影響を考慮した壁法則の提案

これまで、圧力勾配下の定常開水路流れの乱流構造について、平均流速分布や乱れ特性の議論を行ってきた。これらの分布特性を圧力勾配の影響を定量的に表すパラメータである p^+ によって評価できれば、逆に p^+ から流れの特性をあらかじめ予想することが可能となる。特に $k-\epsilon$ モデルに代表される数値計算においては、壁近傍の境界条件として通常の壁法則を与えるが、本研究でも示したように、圧力勾配下の流れに対して通常対数則が成立すると仮定することには明らかに無理がある。

3.2 節において圧力勾配下の乱流境界層を対象として、ゼロ圧力勾配流れで適用されていた混合距離モデルの適合性および流速分布モデルについて検討を行った。その結果、圧力勾配に影響される流れにおいても Prandtl の混合距離モデルが成立し、それより導かれる平均流速分布とせん断応力を p^+ の多項式で近似することによって、粘性底層から外層にいたるほぼ全領域において良好に流速分布を再現できることがわかった。本研究の実験ケースにおいても、正弦波半波長の加速流もしくは減速流のみのケースにおいては、圧力勾配下の乱流境界層流と良く似た平均流速分布が得られており、圧力勾配下の開水路流についても境界層流に対する考え方に従って、流速分布のモデル化を試みる。

せん断応力 τ^+ の p^+ に対する最適化に関しては、前節で述べたように p^+ の 3 次もしくは 4 次の多項式近似では、特に外層において実験値とずれが大きく十分圧力勾配の影響を反映できるとは言えない。今後の方向としては、近似式自体の見直しの他に、本研究では圧力勾配が大きく、定常等流時から遷移していく流れを対象としたために、圧力勾配に対して分布形の応答のずれがあることも十分に考慮することが必要である。遅れが無視できる平衡状態に近い圧力勾配流れも対象に含めて、さらに検討を加えることが必要であると考えられる。

Nagano ら (1993)⁹⁾ は、逆圧力勾配流れにおいても Prandtl の混合距離モデルが成立し、van Driest の damping function が有効であると指摘した。図3-28 は、混合距離モデルを仮定して得られる流速分布式 (3.22) に実験値より得られる τ^+ を適用して、 μ^+ には式 (3.27) を仮定して、本実験ケースの粘性底層からバッファ層までの流速分布を用いて求めた damping factor B の流下方向変化を示したものである。また、各

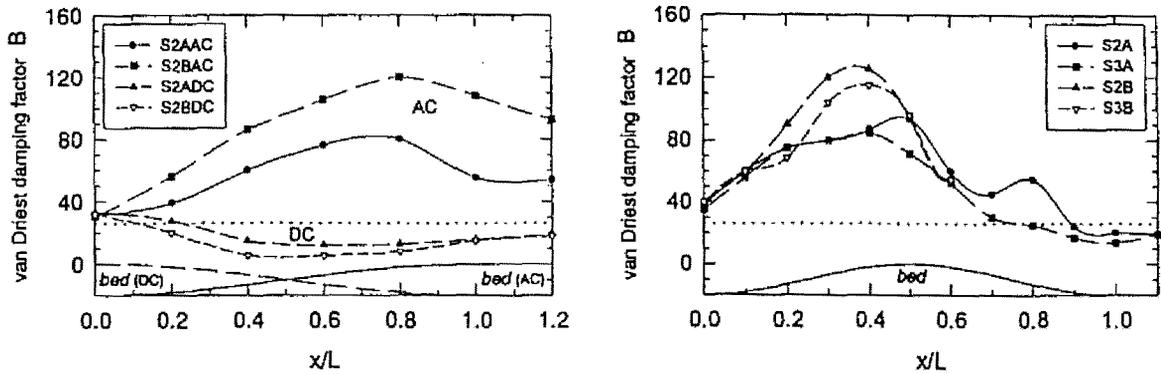


図3-28 damping factor B の流下方向変化

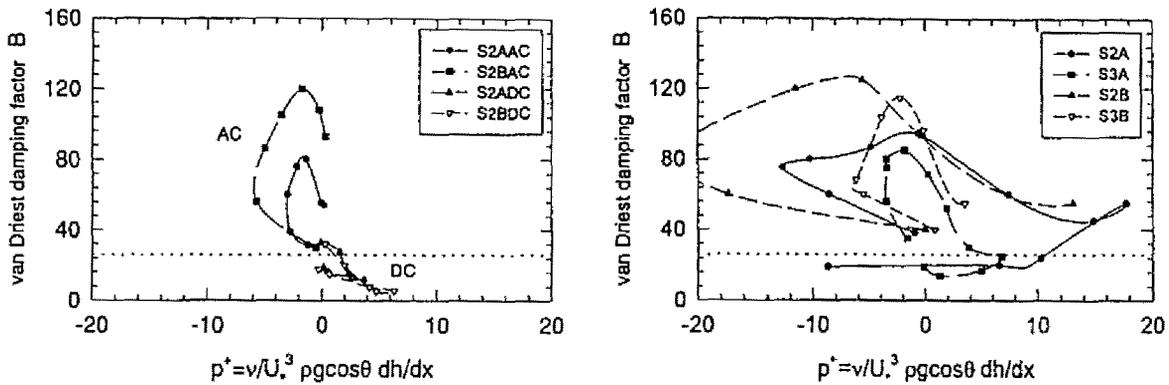


図3-29 p^* に対する damping factor B の変化

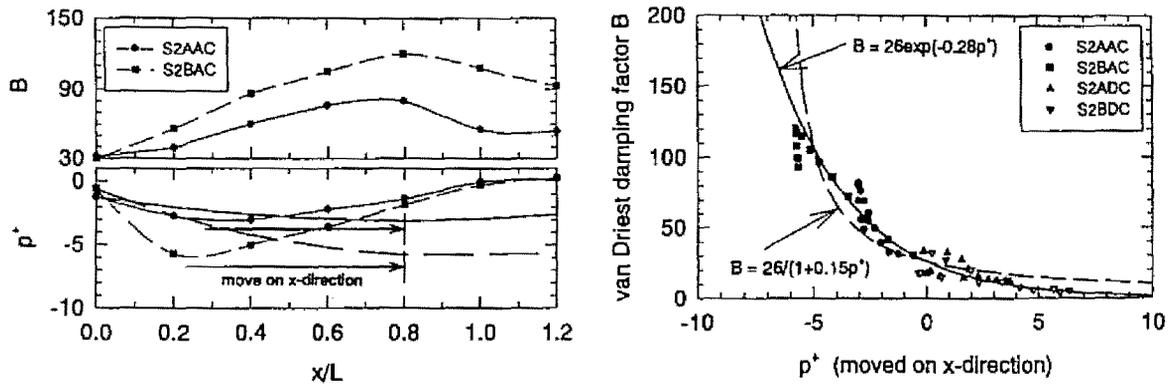


図3-30 応答の遅れを考慮した p^* に対する B の変化

断面の p^* に対してプロットしたものが図3-29である。図3-29において、特に加速域で B が p^* に対してループを描くように変化するのは、 p^* の流下方向変化を示した図3-11と B の流下方向変化を示した図3-28を比較したときに、減速流では両者のピーク値の位置がほぼ一致しているのに対して、加速流では明らかにピーク位置がずれており、いわゆる「遅れ」が存在するためである。この遅れを考慮して、ピーク位置が一致するように各断面の p^* をずらしてプロットし直したものが図3-30である。ばらつきはあるものの、ある曲線上に分布する傾向が見られる。図中の破線は Kays (1971)²⁴⁾ が境界層流で定めた

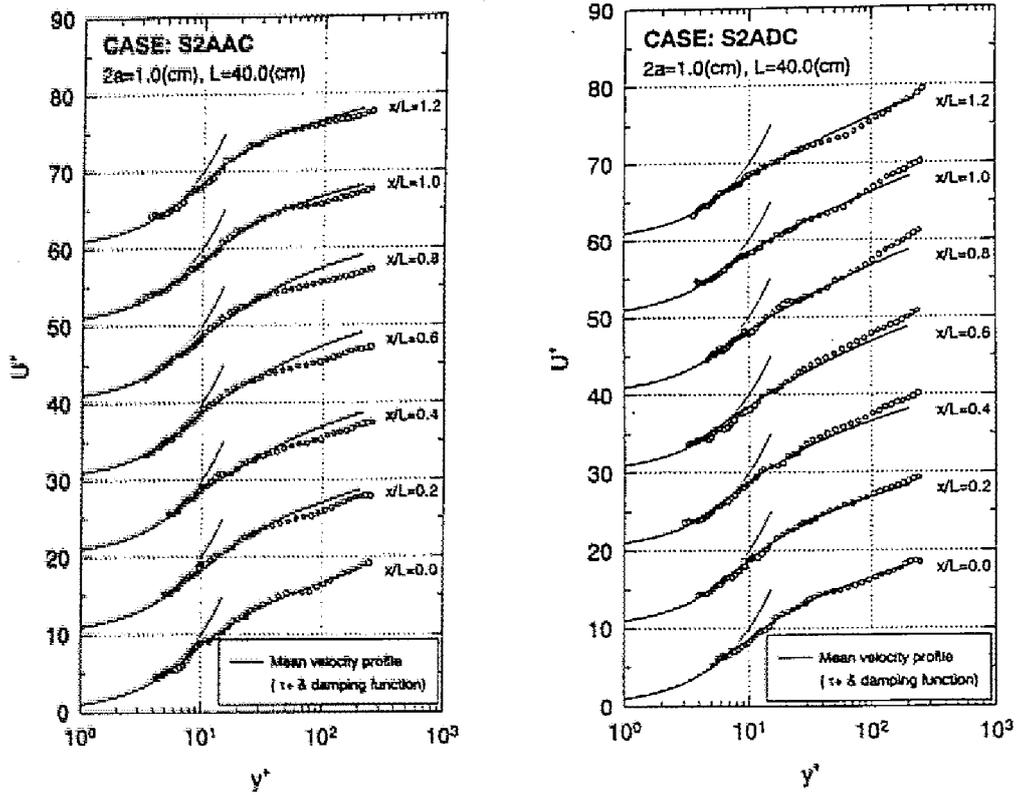


図3-31 実験値 τ^+ からの平均流速分布の再現

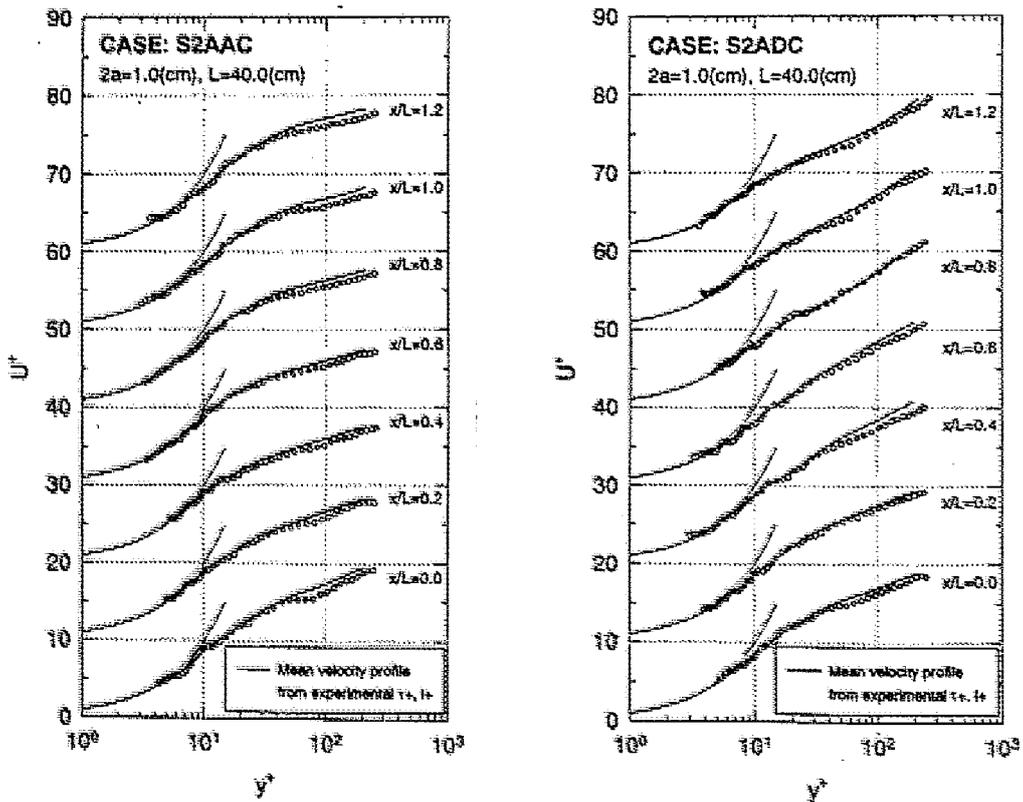


図3-32 実験値 τ^+ および U^+ からの平均流速分布の再現

半経験式(3.28)を、本実験における圧力勾配において最適化した式で、

$$B = \frac{26}{1 + 0.15p^+} \quad (3.47)$$

である。また、実線は実験データに最も良く合うように近似して求めたもので、次のように表される。

$$B = 26 \exp(-0.28p^+) \quad (3.48)$$

しかしながら、図3-29を見ると圧力勾配 p^+ が非常に大きくなるS2AとS2Bでは、 p^+ に対して式(3.48)から求められるほど B は大きくならないことから、圧力勾配がさらに大きな場合には適用できない可能性がある。

以上の議論を踏まえて、本研究の開水路流れにおいても流速分布の再現を試みる。この時、本実験ケースにおいては τ の最適化が十分でなかったために τ には実験値をそのまま適用することとする。混合距離 l^+ には開水路流れにおける水面付近の減衰の効果を考慮して次式のように与える。

$$l^+ = \kappa y^+ \sqrt{1 - y/h} \cdot \Gamma(y^+), \quad \Gamma(y^+) = \left\{ 1 - \exp(-y^+/B) \right\} \quad (3.49)$$

上式により計算された流速分布を半波長のケースについて図3-31に示す。各断面の流速分布を鉛直方向に10ずつずらして表示してある。図中の白丸が実験値で、実線で表した曲線がせん断応力 τ および式(3.49)より再現された流速分布である。これより、粘性底層から内層にかけては概ね良好に分布形が再現されるが、外層においては実際の分布形の変化に全く追従できていない。そこで、式(3.49)の代わりに実験値より求めた l^+ を式(3.22)に代入して求めた流速分布を図3-32に示す。加速・減速流ともに粘性底層から水面付近まで非常に良好に流速分布が再現されている。この結果から、圧力勾配下の開水路流れにおいても、Prandtlの混合距離モデルが有効であり、せん断応力 τ に加えて混合距離 l^+ の分布についても、圧力勾配 p^+ に対して最適化することによって、流速分布のモデル化が可能であると言える。この流速分布モデルが確立されれば、数値計算モデルに組み込むことで、より簡単に高精度な圧力勾配流れの数値予測が可能になると考えられる。

3.6 低レイノルズ数乱流モデルによる圧力勾配流れの計算

本節では、上述のゼロ方程式モデルを用いた圧力勾配流れの計算に役立つ流速分布公式の確立に加え、二方程式モデルである低レイノルズ数乱流モデルを用いた数値計算を行う。前節で示したように、せん断応力の近似を壁面領域から水面近傍の外層までの全領域について行うことが困難であることから、壁面領域のみについて、せん断応力分布を圧力勾配の関数として最適化し、これを低レイノルズ数乱流モデルに組み込むことで、圧力勾配下の開水路流れの数値計算を行う。特に、加速から減速へと変化する正弦波一波長上の流れは、乱流統計量の分布に圧力勾配に対して大きな「遅れ」を伴った特性を示したことから、

この圧力勾配に対する位相差を考慮したモデルを開発する。

3.6.1 基礎方程式系および数値解法

境界層流、開水路流れあるいは本研究で取り扱う正弦波上の流れなど、空間的に一様・非一様に関わらず、流れの境界が存在する場合、特に壁面近傍において乱れの非等方性が観察される。このため、等方性乱流を仮定して開発された標準型 k - ϵ モデルの適用範囲には限界がある。この問題点を解消するために、第一格子点をパーファー層を超えた領域で第一格子点を設定し、壁関数により境界条件を設定することによって、橋渡しさせる操作が行われてきた。しかし、本研究の対象とする圧力勾配下の開水路流れにおいては、対数則に代表される壁関数の適用が困難である。そこで、以下で述べる壁面領域の乱れの漸近挙動を考慮した低レイノルズ数乱流モデルを用いる。現在用いられている低レイノルズ数乱流モデルには、まず一つに壁面での ϵ の境界条件がゼロとなるように補正項を付加し計算が容易に行えるようにしたものがある。このタイプのモデルでは、乱れの漸近挙動が完全には満たされていなく、高プラントル流体の熱伝導を伴う流れなど壁面近傍の乱流諸量に支配される現象の解析では予測精度が悪くなるという欠点がある。他のモデルは、前者を改良したものであり、乱れの漸近挙動が再現できる。前者の代表的なものに Jones-Launder (JL), Launder-Sharma (LS), Nagano-Hishida (NH) があり、後者には Myong-Kasagi (MK), Nagano-Tagawa (NT) が挙げられる。一方、圧力勾配下の境界層乱流に関する乱流モデルも、最近になりいくつか提案されているが、服部・長野(1993)²⁷⁾は先の二つのタイプの利点を考慮したモデルを開発し、乱れの壁面漸近条件を満たし、かつ計算が簡便となる ϵ の壁面境界条件をゼロにするモデルを構築した。ここではこの服部・長野(HN)によるモデルを基に、開水路流れに適用できるモデルを開発する。

まず、鉛直二次元場における流れの連続式、運動方程式はそれぞれ、

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.50)$$

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \overline{u_i u_j} \right) \quad (3.51)$$

で表される。また、式(3.51)式におけるレイノルズ応力 $\overline{u_i u_j}$ は、次式によって表される。

$$\overline{u_i u_j} = \nu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (3.52)$$

ここで、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。

標準型モデルでは、渦動粘性係数 $\nu_t \propto$ (乱れの速度) \times (乱れの空間スケール)とし、乱れの代表速度として乱れエネルギー $k^{1/2}$ 、一方空間スケールとして $L_e = k^{3/2}/\epsilon$ を用いて、 $\nu_t = C_\mu k^{1/2} L_e = C_\mu k^2/\epsilon$ と表される。しかし、壁面近傍の領域においては、この渦動粘性係数 ν_t に一致しないため、低レイノルズ数モデルでは、一般にモデル関数 f_μ を組み込んだ以下の表現が用いられる。

$$v_t = C_\mu f_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.53)$$

さらに、乱れエネルギー k および逸散率 ε に関する方程式は以下のように表される。

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right\} - \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon - D \quad (3.54)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \left(v + \frac{v_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right\} - C_{\varepsilon 1} f_1 \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i u_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} f_2 \frac{\varepsilon^2}{k} + E \quad (3.55)$$

ここで、 $C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$ はモデル定数、 f_μ, f_1, f_2 は乱流モデル関数、 D, E は k および ε に関する補正項である。この補正項を導入し、逸散率 ε について新たな変数 $\tilde{\varepsilon}$ を設けることにより、壁面境界値をゼロと置くことができるように、

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon + 2\nu \left(\frac{\partial^2 \sqrt{k}}{\partial y^2} \right) \quad (3.56)$$

を式(3.53)から(3.55)の式に導入し、数値計算を行う。

一方、本研究で用いた計算手法は、有限体積法を基にしている。偏微分方程式の離散化は、Patanker (1980)²⁸⁾ や PASSABLE コードを開発した Leschziner (1982)²⁹⁾ の方法によった。計算格子は、鉛直方向 y に 201 点で、公比 1.045 の等比級数的な格子を用いたため、壁面近傍で細くなるようにし、格子間隔に依存しない解が得られていることが確認されている。また、第一格子点は粘性底層内に置き、主流方向 x の計算間隔は、計算の安定性のため $\Delta x < \nu/U$ の範囲内とした。境界条件については、全ての諸量に関して壁面でゼロとし、水面においては対称条件を用いた。

3.6.2 圧力勾配下の開水路流れに関するモデルの提案

服部・長野 (1993)²⁷⁾ は、上述したように JL, LS のタイプのモデルが乱れの漸近条件を満たさず、MK, HN モデルは、数値計算上不安定になりやすいことから、圧力勾配下の境界層乱流に関して、両者の欠点を含まないモデルを開発した。彼らは、乱れの壁面漸近挙動を満たすために、モデル関数 f_μ は $f_\mu \propto y^{-1}$ が要求され、急激な圧力勾配下の流れでは van Driest の damping function が底面せん断応力のみ依存して、圧力勾配による混合距離の変化が表しきれないとして、全せん断応力 τ を用いた混合距離のモデル化によって、モデル関数 f_μ を次式で表した。

$$f_\mu = \left\{ 1 - \exp\left(\frac{y^+}{A^+}\right) \right\}^2 \left[1 + \left(\frac{B_{\mu 1}}{R_t^{3/4}}\right) \exp\left\{-\left(\frac{R_t}{B_{\mu 2}}\right)^2\right\} \right] \quad (3.57)$$

ここで、 $A^+ = A_0^+ / \tau^+$, R_t : 乱流レイノルズ数である。また、 $\tau^+ = \tau / \tau_b \cong 1 + y^+ p^+$ であり、 y^+ の代表値として 11.8 を用いて $\tau^+ = 1 + 11.8 p^+$ とした。モデル関数 f_μ が 1 を超えないように補正したのが、上式

中後半部の指数関数である。

一方、DNS データにおける ε の壁に近づくに従って増加するといった壁面漸近挙動に基づいたモデルには付加項がさらに多くなることから、工学・技術計算に適しないと考え、レイノルズ応力と平均流速のみの予測精度向上を目指し、以下のようにモデル定数、モデル関数を設定した。

$$C_\mu = 0.09, C_{\varepsilon 1} = 1.45, C_{\varepsilon 2} = 1.9 \quad (3.58a)$$

$$\sigma_k = 1.4, \sigma_\varepsilon = 1.3 \quad (3.58b)$$

$$f_1 = 1, f_2 = 1 - \exp(-R_f^2) \quad (3.58c)$$

$$D = -2\nu \left(\frac{\partial \sqrt{k}}{\partial y} \right)^2, E = \nu v_i \left(1 - f_w \right) \left(\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} \right)^2 \quad (3.58d)$$

$$A^* = 30/\tau^*, B_{\mu 1} = 20, B_{\mu 2} = 120, \tau^* = 1 + 11.8p^* \quad (3.58e)$$

圧力勾配下の境界層乱流に関する計算では、彼らの逆圧力勾配に関する実験データおよび順圧力勾配に関する DNS データとの比較から満足のいく結果が得られている。上式から分かるように、圧力勾配パラメータ p^* が陽的にモデルに反映されているため、圧力勾配に対する検討が比較的容易である。したがって、このモデルに基づいて、圧力勾配下の開水路流れに関する乱流モデルの開発を行う。

先述したように、空間的に非一様な河床形状の上での開水路流れは、河床形状の変化に対して引き起こされる圧力勾配の変化に対し、直ちに流れ場が反応しない位相差を伴った「遅れ」が自由水面の存在する開水路特有の現象であり、この遅れに対する考慮が必要である。ただし、三宅・中島(1994)⁷⁾は、壁面形状が繰り返し周期的に変化する閉管路流れに関して、開水路同様に遅れを伴った特性を見出した。彼らは、壁面領域における全せん断応力が、特に圧力勾配 p^* に対して影響を受けると指摘し、壁面領域内のせん断応力の最適化を行った。これと同様に、本研究の正弦波一波長の実験ケースでは、圧力勾配のせん断応力分布に及ぼす影響は、壁面領域に対して顕著であることから、三宅・中島の結果に基づき、HN モデルのせん断応力に関する近似を改良し、水面でせん断応力がゼロに近づく事実から、指数関数を用いて次式で表現する。

$$\tau^* = 1 + y^* p^* \left\{ \exp\left(-\frac{y^*}{30}\right) \right\} \quad (3.59)$$

3.6.3 解析結果と実験データとの比較

図3-33は、正弦波一波長のケース S2A に関する計算結果と実験データとの比較を行ったものである。図中、平均流速 U の外部・内部変数表示、乱れエネルギー k およびレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の分布について示した。なお、逸散率 ε の実験データに関しては、壁面領域の流れが非常に遅い流れであるため底面付近の十分なサンプル数が得られず、 ε の評価に必要なスペクトルの計算ができなかったためここには示していない。上記で示したモデルによる計算は、実測値を的確に表現しているものと考えられる。特に平

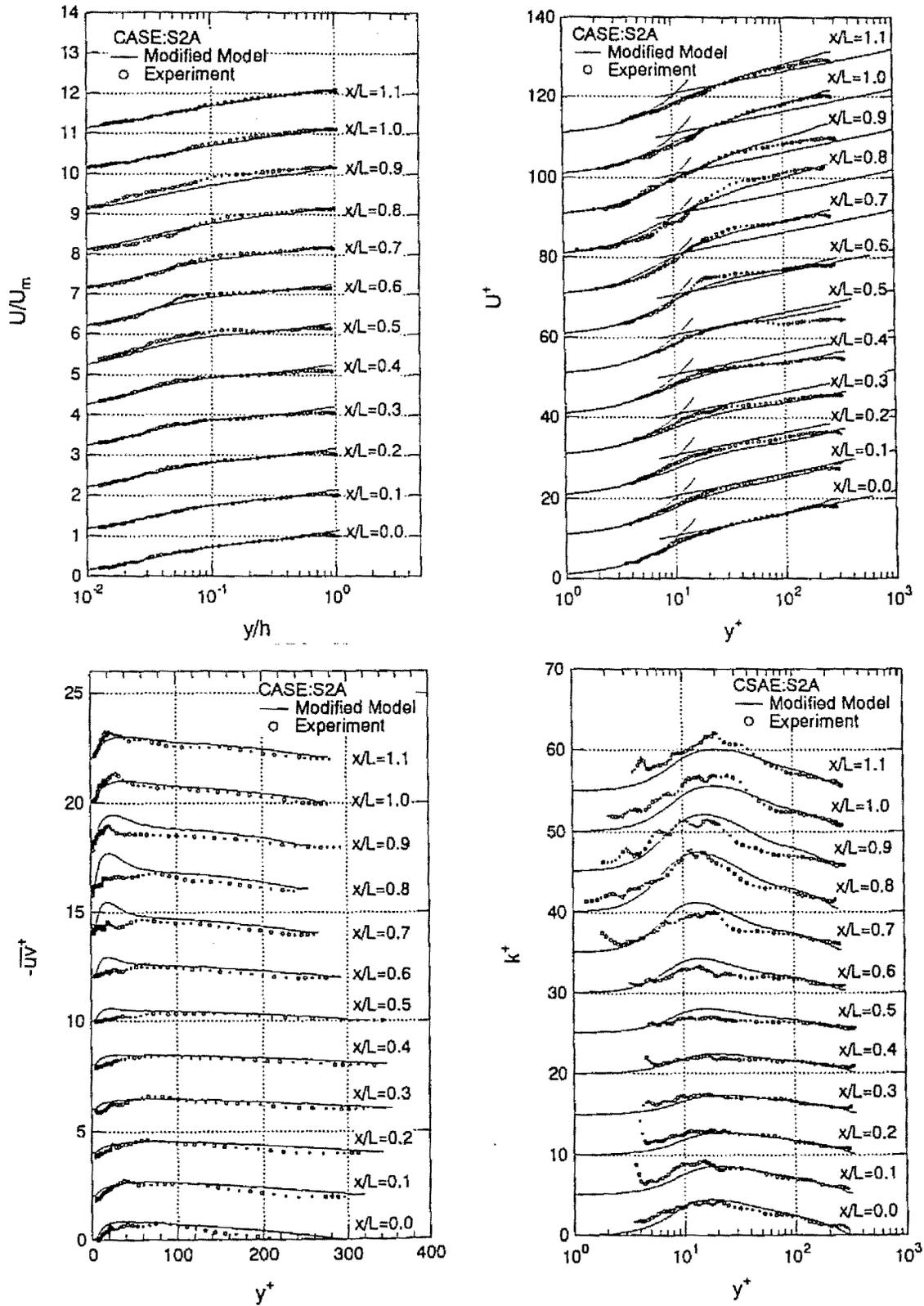


図3-33 正弦波一波長のケース S2A に関する計算結果と実験データとの比較

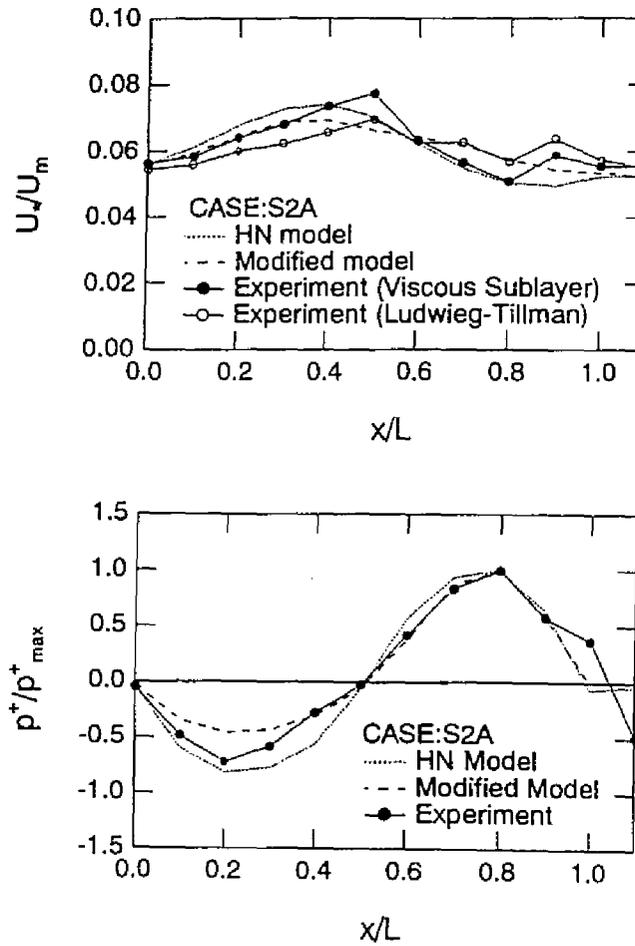


図3-34 摩擦速度 U および圧力勾配パラメータ p^* の比較

均流速に関しては、バッファー層における変曲点の特性が一致しないものの、外部変数表示・内部変数表示ともに、加速域で対数則分布より下方に逸れ、減速域で上方に逸れるという一般的な分布特性が現れている。また、正弦波後半部の逆圧力勾配下 ($p^* > 0$) の領域で、上流側の順圧力勾配である加速流の影響を受けつつ、「遅れ」を伴って変化している様子が伺える。また、レイノルズ応力あるいは乱れエネルギーに関しては、計算値および実測値とも全体的には一致しているが、正弦波後半部の底面付近の減速領域で乱れが大きくなり、また有効データ数が少ないことから、レイノルズ応力の実測値の評価に若干問題があるものの、底面付近において計算値ほど実測値が変化しない。この領域では、線形増加のせん断応力分布に水面付近に向かう減衰効果を導入するだけでは表現できないと推測される。さらに、図3-34は、摩擦速度 U および圧力勾配パラメータ p^* の比較を示したものである。図中、HNモデルによる計算結果も示した。正弦波頂部の下流側の領域では良好に再現できるものと考えられる。

3.7 総合的考察

本章では、正弦波状に緩やかに変化させた路床上の加速流・減速流を対象とすることで、主として剥離を伴わない圧力勾配流れの乱流構造の実験的考察を行い、以下のような知見が得られた。

(1) 本研究では、圧力勾配の影響を定量的に表すパラメータ p^* を「水深勾配」によって定義した。この時、加速流(順圧力勾配)では、 p^* は路床変化区間の上流側でピーク値をとり、一方の減速流(逆圧力勾配)では、路床変化区間のほぼ中央でピーク値をとる傾向があった。乱流統計量の変化傾向は、概ね加速流域では p^* に対して「遅れ」を生じ、減速流では一致する傾向にあったが、流れを加速から減速流に連続的に遷移させた場合、この「遅れ」が累積する。流れの構造に圧力勾配がダイレクトに効く境界層流や管路流と比較した場合、圧力勾配下の開水路においては、この空間的な遅れの取り扱いが重要である。

(2) 平均流速分布については、粘性底層まで計測することによって、等流に近い状態から圧力勾配によって流速分布が変化していく過程を詳細に捉えることができた。本研究が対象とした流れは、境界層流などと比較するとかなり大きな圧力勾配を持つ流れと言えるが、粘性底層における流速の直線分布式は成立し、この式より摩擦速度 U_* を評価することができる。

(3) 乱れ特性量については、内部変数表示した乱れ強度、レイノルズ応力等は、底面のごく近傍で y^* に対して比例関係を示す傾向がある。このとき加速流では、乱れの生成は減少し、減速流では逆に活発化する。また、圧力勾配 p^* に対する応答性は、乱れ強度 u' が比較的よく応答するのに対して、 v' およびレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ には遅れが存在するようである。

(4) 圧力勾配流れにも適用可能な流速モデルとして、本研究では、Prandtl の混合距離モデルに基づいた流速モデルの提案を行った。この際、せん断応力分布 τ の変化を圧力勾配 p^* によって最適化することに加えて、混合距離 l^* についても p^* による最適化が必要となる。本研究では τ , l^* とも、十分な検討が行えたとは言い難いが、最終的には数値計算の境界条件として組み込むことで、この種の圧力勾配流れの予測の精度向上が期待できる。

(5) 乱流モデルによる圧力勾配下の開水路流れに関する数値計算では、最近の圧力勾配の影響を受ける境界層乱流で提案されているモデルに、開水路の壁面領域に適用可能なせん断応力分布を組み込むことで、乱流特性量の分布に関する遅れの現象が再現可能であることが分かった。

参考文献

- 1) 中林功一・鬼頭修巳・岩田祐司:乱流潤滑に関する基礎研究(第2報,圧力こう配の繰返しがある場合の速度分布),日本機械学会論文集(B編),55巻519号,pp.3321-3327,1989.
- 2) 中林功一・鬼頭修巳・岩田祐司:乱流潤滑に関する基礎研究(第3報,速度分布則の考察と乱流構造),日本機械学会論文集(B編),56巻522号,pp.382-387,1990.
- 3) Patel, V. C., Chon, J. T. & Yoon, J. Y. : Turbulent flow in a channel with a wavy wall, J. Fluids Engrg., 113(4), pp.579-586, 1991.
- 4) 佐野政利:周期的に拡大縮小を繰返す管内乱流の流動と熱伝達(速度分布と乱流特性),日本機械学会論文集(B編),58巻549号,pp.38-43,1992.
- 5) Nagano, Y., Tagawa, M. & Tsuji, T. : Effects of adverse pressure gradients on mean flows and turbulence statistics in a boundary layer., Turbulent Shear Flows 8 (ed. F. Durst et al.), Springer-Verlag Berlin Heidelberg, pp.7-21, 1993.
- 6) Spalart, P R. & Watmuff, J. H. : Experimental and numerical study of a turbulent boundary layer with pressure gradients, J. Fluid Mech., vol.249, pp.337-373, 1993.
- 7) 三宅 裕・中島正弘:波状流路内乱流の計測,日本機械学会論文集(B編),60巻570号,pp.51-58, 1994.
- 8) Akhavan, R., Kamm, R. D. & Shapiro, A. H. : An investigation of turbulence in bounded oscillatory stokes flows part 1. experiments, J. Fluid Mech., vol. 225, pp. 395-422, 1991.
- 9) 松永信博・竹原幸生・柴田敏彦・小松利光:固定波面上の開水路乱流特性,第33回水理講演会論文集,pp.493-498,1989.
- 10) 日野幹雄・奥村卓也:直接数値計算による任意波状境界上の3次元乱流の解析,水工学論文集,第37巻,pp.769-774,1993.
- 11) Song, T. : Velocity and turbulence distribution in non-uniform and unsteady open-channel flow, Doctoral dissertation, Ecole Polytechnique Fédérale, Lausanne, Switzerland, 1995.
- 12) Townsend, A. A. : Equilibrium layers and wall turbulence, J. Fluid Mech., vol.11, pp.97-120, 1961.
- 13) East, L. F. & Sawyer, W. G. : AGARD CPP, 271, 6-1, 1979.
- 14) Stratford, B. S. : The prediction of separation of the turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., vol. 5, pp.1-16, 1959.
- 15) 中山 顕・児山 仁:正圧力勾配下における乱流境界層に関する壁法則,日本機械学会論文集(B編),50巻453号,pp.1403-1406,1984.

- 16) Ludweig, H. & Tillman, W. : Investigations of the wall shearing stress in turbulent boundary layers, NACA 1285, 1950; ; Translated from Ing. Arch., vol.17, pp.288-299, 1949.
- 17) Clauser, F. : Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients, J. Aeronautical Sciences, vol.21, pp.91-108, 1954.
- 18) Bradshaw, P. & Ferriss, D. H. : The response of a retarded equilibrium turbulent boundary layer to the sudden removal of pressure gradient, NPL Aero Report, 1965.
- 19) Thomas, L. C. & Hasani, S. M. F. : Supplementary boundary-layer approximations for turbulent Flow, transactions of the ASME, vol.111, pp.420-427, 1989.
- 20) Mellor, G. L. & Gibson, D. M. : Equilibrium turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., vol.24, part 2, pp.225-253, 1966.
- 21) Mellor, G. L. : The effects of pressure gradients on turbulent flow near a smooth wall, J. Fluid Mech., vol.24, part 2, pp.255-274., 1966.
- 22) Millikan, C. B. A. : A critical discussion of turbulent flows in channels and circular tubes, Proc. Fifth Inter. Congr. Appl. Mech., pp.386-392, 1938.
- 23) Laufer, J. : The structure of turbulence in fully developed pipe flow, NACA Rep., No. 1174, 1954.
- 24) Kays, W. M. : Heat transfer to the transpired boundary layer, ASME Paper No.71-HT-44, 1971.
- 25) Kays, W. M. & Moffat, R. J. : Studies in convection, 1, Academic Press, London, pp.213-319, 1971.
- 26) Nezu, I. & Nakagawa, H. : *Turbulence in open-channel flows*, IAHR-Monograph, Balkema, Rotterdam, 1993.
- 27) 服部博文・長野靖尚 : k - ϵ 乱流モデルによる圧力勾配を伴う流れの乱流解析, 日本機械学会論文集(B編), 59 巻 560 号, pp.41-46, 1993.
- 28) Patanker, S. V. : *Numerical heat transfer and fluid flow*, Hemisphere, 1980.
- 29) Leschziner, M. A. : *An introduction and guide to the computer code PASSABLE*, UMIST, 1982.

記号表

本章で用いた記号を以下に列挙する.

a	= 正弦波路床形状の振幅
A_s	= 対数則分布式中の滑面上の切片定数
B	= van Driest の damping factor
C	= 壁面領域における主流方向乱れ強度分布の勾配 ($u'/U_* = Cy^+$)
Fr	= フルード数
g	= 重力加速度

第3章 正弦波床上の基本乱流特性に及ぼす圧力勾配の影響に関する研究

G	= 乱れ発生率
h	= 水深, 各計測断面の河床から水面までの鉛直方向距離
h_u	= 正弦波の上流側水深
H	= 水位, 基準面から水面までの鉛直方向距離
J	= 乱れエネルギー (および圧力の) フラックス
k	= 乱れエネルギー
l	= 混合距離
L	= 路床変化区間長さ
p	= 圧力の変動成分
p^+, p_b^+	= 内部変数を用いた無次元圧力勾配パラメータ
P	= 平均圧力
Q	= 流量
R_*	= 摩擦速度 U_* と水深 h を用いたレイノルズ数
Re	= 断面平均流速 U_m と水深 h を用いたレイノルズ数
R_k	= 構造パラメータ
R_{uv}	= レイノルズ応力の相関係数
S_b	= 水路床勾配 (=sin θ)
t	= 時間
u, v	= 平均流速からの主流方向・鉛直方向変動成分
u', v'	= 乱れ強度の主流方向・鉛直方向成分
U, V	= 平均流速の主流方向・鉛直方向成分
U_*, U_{*0}	= 摩擦速度・初期計測断面の摩擦速度
U_δ	= 境界層外縁における主流方向平均流速
U_{m0}	= 初期計測断面における断面平均流速
$-\overline{uv}$	= レイノルズ応力
x, y	= 主流方向・鉛直方向座標
α_τ	= 中山・児山 (1984) ¹⁵⁾ による圧力勾配パラメータ
β, β_n	= 外部変数を用いた圧力勾配パラメータ
δ	= 最大平均流速における高さ
δ^*	= 排除厚
ε	= 逸散率
ϕ, ψ	= 有効粘性関数
Γ	= van Driest の減衰関数

κ	= Karman 定数
κ^*	= 修正 Karman 定数
λ	= 正弦波の波長
ν	= 動粘性係数
ν_e	= Boussinesq の有効粘性係数
ρ	= 流体の密度
σ_k	= 乱れエネルギーに関する有効プラントル数
τ, τ_b	= 全せん断応力・底面せん断応力
v_0	= 壁面からの流出入流速
ξ	= 外部変数 ($=y/h$)

第4章

非定常開水路流れの乱流構造に関する基礎的研究

本章の一部は、

- 1) Kadota, A. : Significant Difference between Turbulence Characteristics of Unsteady Flows in Open-Channels and Pipes, Proc. of XXV Congress of IAHR, Student Paper Session, pp.49-56, 1993.
 - 2) Nezu, I., Kadota, A. & Nakagawa, H. : Experimental Study on Turbulent Structures in Unsteady Open-Channel Flows, Proc. Hydr. Meas. and Exp., ASCE, Buffalo, pp.185-194, 1994.
 - 3) 橋津家久・門田章宏・中川博次：非定常開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文集 No.491/II-27, pp81-88, 1994.
 - 4) 橋津家久・門田章宏・中川博次：自由水面領域の非定常乱流特性に関する研究, 土木学会論文集 No.509/II-30, pp121-130, 1995.
 - 5) 橋津家久・門田章宏・中川博次：開水路乱流の粘性底層および壁面領域に及ぼす非定常効果, 水工学論文集, 第 39 巻, pp833-838, 1995.
- において発表・掲載したものである。

4.1 概 説

本章では、流れの非定常性が乱流構造に及ぼす効果について実験的考察を行う。まず、従来の非定常開水路流れあるいは境界層・閉管路流に関する研究で用いられている実験結果や解析手法を踏まえた上で、開水路流れの乱流構造に及ぼす非定常性の影響が大きいと考えられる外層の分布特性に着目する。低水時から高水時まで変化する領域、すなわち水深増加領域をも含めた外層を詳細に乱流計測することによって、乱流統計量の分布特性に与える効果を圧力勾配との関連で検討する。次に、自由水面を有する開水路流れ特有の現象を明確にするために非定常閉管路流との比較を行う。さらに、粘性底層を含めた底面のごく近傍の領域を詳細に乱流計測することにより、摩擦速度の評価あるいは内部変数表示された乱れ特性量への非定常効果を検討する。

4.1.1 非定常開水路流れの乱流構造に関する従来の研究

従来の非定常開水路流れの乱流構造に関する研究は少なく、また洪水時の流れの抵抗則や水面形の算出は、洪水時のピーク流量を基準とした準定常流解析が大半であり、その内部構造については不明な点が多いのが実状である。

このような状況の中、林・大島(1988)¹⁾は、三次元複列正弦波床上で非定常流れの乱流計測を行い、先鞭をつけた。林・大島は、流速測定にホットフィルム流速計を使用し、流量制御にはバルブをサーボ駆動装置によって遠隔操作を行う方法を用いている。また、無次元パラメータ σ を、実河川で発生する洪水波形のものと一致させることによって、水理条件を決定している。流速計測には、河床の空間的な加速および減速の影響を無視できる領域とできない領域とを区別し、それぞれの領域を乱流計測することによって、洪水の増水期および減水期の乱れ特性について考察している。その結果、同一水深時における増水期および減水期における平均流速、乱れ強度およびレイノルズ応力は、河床波による空間的な加速、減速の影響にかかわらず増水期の方が大きくなると指摘した。さらに、水理特性量の時間変化は、水位のピーク以前に、流速、次に流量のピークが現れると結論した。この傾向は古くから指摘されているもので多くの実河川で観測されており、最近では、長谷川(1989)²⁾が、石狩川における洪水流を実測することによって、増水期の方が浮遊砂濃度が高く、また乱れも強くなると報告している。一方、林らは、増水期のスペクトルが減水期のそれよりも3倍程度大きくなることを指摘している。

富永ら(1989)³⁾は、バルブを急激に解放させることで段波的な非定常流を滑面水路床上に発生させ、ファイバー型のレーザ流速計を用いることにより、乱流計測を行っている。また、ベースフロー水深からピークフローまで変化する領域、すなわち水深増加領域の計測も行っている。その結果、水深変化に対する摩擦速度の変化は、定常流を仮定した場合に直線状の変化を示すのに対し、平均流速分布の勾配から評価した摩擦速度は、楕円状のループを描き、また、この両者の摩擦速度の時間変化は位相差を伴うと示唆

した。外層における平均流速分布は、対数則から大きくはずれ、wakeが観測される。また、乱れ強度分布、レイノルズ応力分布に関して検討したところ、乱れ強度の鉛直方向成分 v' が、水深ピーク時の水面付近において若干増加傾向を示すものの、全体的に見るとほぼその普遍特性が成立すると指摘した。

Grafらのスイス・ローザンヌ大学グループは、不等流乱流や非定常乱流の基礎的研究で鋭一遂行している。この中で、Tuら(1993)⁹⁾は、増水時間 ΔT に対する水深変化 Δh の割合を基準に、実河川に発生する洪水流と同様の非定常流を粗面水路上に発生させ、平均流速分布、レイノルズ応力分布、あるいは浮遊砂濃度分布について、実験的・理論的研究を行っている。計測は小型プロペラ流速計であるが、平均流速の時間的変化特性に関しては、水面付近の方が、底面近傍の流速よりも早くピークに達し、増水期と減水期の同一水深時においては増水期の方が大きくなると結論した。一方、せん断応力特性については、水面付近の方が、平均流速同様、早くピークに達し、非定常項が水深方向に非線形に変化するため、せん断応力分布が、増水期においては凹型の分布となり減水期においては凸型の分布となると推測した。またTuらは、圧力勾配を有する境界層流の解析でよく用いられているClauserの平衡境界層パラメータに基づいて、境界層外縁での運動方程式を用い、かつ流速分布にべき乗則を適用することによって非定常パラメータ β を導出し、このパラメータを用いることによって、wake強度パラメータ Π や、対数則に現れる積分定数 A などの各種水理特性量との関連を提示している。

さらに本研究グループでも、これまで非定常開水路流れにおける乱流構造、あるいは流れ構造と河床形状の相互関係に関して基礎的研究を行ってきた^{5,6,7)}。その結果、底面近傍の内層においては、定常流と同じく普遍特性が成立するものの、自由水面付近の外層においては、特に平均流速分布におけるwakeの変化などに代表されるように、その影響が顕著となることを推測した。中川ら(1993)⁸⁾は、流れの内部機構と河床変動機構との相互作用の観点から、洪水の非定常性が必ずしも無視できないと考え、流れの構造に及ぼす非定常効果について実験的研究を行っている。また、非定常開水路流れの構造に及ぼす影響は、空間的加速・減速の効果として出現すると考え、不等流の流れ特性についての検討も行っている。特に、レイノルズ応力分布に関する理論的考察においては、非定常性の強いダイナミックな流れにおいても、移流項が大きく、非定常項と同オーダーで変化すると示唆した。

4.1.2 非定常境界層流および閉管路流れの乱流構造に関する従来の研究

非定常閉管路(ダクト)流れの代表的なものとして、振動流が挙げられる。振動流は、その一周期中で、ゼロ流速を中心に加速から減速、減速から加速と流速が変化するため、非定常項を無視し得ないこと、常に変動する圧力勾配に支配されているなどの特徴があり、乱流遷移、抵抗則、乱流構造などの面で準定常流とみなすことのできない現象である。また、振動流は、サージングや水撃圧、エンジン内の流れなどの工学的問題のほかに、血管内の流れなどの脈動流や呼吸器官系においても観察される現象であり、様々な分野で研究の対象とされる流れである。

Mizushimaら(1975)⁹⁾は、振動乱流におけるバーストの動的過程を解明するために、実験的研究を行っ

ており、特に管路の半径方向の乱れの発生およびその伝播プロセスについて詳細に検討している。その結果、ある地点から管路の中心軸へと乱れが伝播する時間は、定常状態の乱流の平均バースト周期とよく一致し、このことからバーストの全サイクルは鉛直方向の乱れの伝播によって特性づけられ、また平均バースト周期は、管路の半径により左右されることを示唆した。特に注目すべき点は、瞬間流速および乱れ強度分布は、ある振動周期によって二つに分類され、振動周期が長い場合、定常流と似た特性となる。一方、振動周期が短い高周波振動では、流速分布は定常流のものとは異なった形となり、乱れ強度は流速の向きとは逆位相で振動する。その後、Ramaprian & Tu (1980)¹⁰⁾ も、正弦波上の流れに乗った振動流について同様な知見を得ており、振動乱流における特性は、ストローハル数あるいは振動周波数によって分類されるとしている。

日野ら (1982)¹¹⁾ は、従来の振動流に関する研究が抵抗則や平均流速分布に関するものが主であったのに注目し、また流れに強制的かつ周期的にエネルギーを供給すれば、乱れの発生やエネルギーの輸送機構に関して、これまでとは違った面から接近できるのではないかという考えから、振動流の乱れの統計的性質や発生・発達過程について、熱線流速計を用いて空気流を計測することにより実験的研究を行っている。これらの実験的研究から、交番振動流の加速期と減速期での乱れは全く異なる特性を示し、乱れの発生は主に最大流速時から減速期にわたって行われること、乱れは壁面近傍で発生し、はじめは壁面近くに限られるが、やがて断面中央に向かって輸送され、乱れエネルギーの急増とともに、高周波の乱れが卓越すると報告されている。また、乱れ変動の確率分布は、加速期には対称となるが、減速期には正の側に片寄った分布となり、減速時、特に ejection 時の流速分布は対数則の成立する範囲が広くなると結論した。

また、林・大橋 (1982)¹²⁾ は、大型管水路における往復境界層の流れを、複数点同時計測することによって、流速分布、せん断応力分布あるいは乱れエネルギー等について実験的考察を行っている。さらに林・大橋は、水素気泡法と薄層ミルク法による可視化実験も行っており、その結果、減速時後期の乱れの発生発達過程は一方向定常流におけるバースティング現象と酷似するが、加速時初期の乱れは往復流に特有の大規模渦構造であることを明らかにした。

最近、山口 (1992)¹³⁾ は、拍動流に関する研究の優れたレビューを行っている。さらに山口は、人間のように大型動物の心臓血管系において、血流のピーク速度を用いたレイノルズ数が 10,000 を超える場所があるのに注目し、また、狭窄した血管内の流れあるいは心臓内部の奇形による短絡血流が乱流となるのに注目して、犬を用いた動物実験で、ホットフィルム流速計を用いた乱流計測を行っている。その結果、大動脈の乱流は、大動脈の血流がピークとなる時間よりやや遅れて始まり、大動脈血流速度の減速時にわたって発達、減衰し、各心拍の終わりには乱れが消滅すると報告している。

一方、Carr (1981)¹⁴⁾ も、非定常乱流境界層の研究に関する実験データを集積し、優れたレビューを残している。ここでは、瞬間流速あるいはせん断応力を測定した全ての実験を調べており、様々なタイプの実験装置の説明や測定方法あるいは測定結果がリストアップされている。Carr は、既存の実験データから得た結果として、いくつかのケースにおいて、振動流の乱流構造は、それと等価な定常流における流速

分布とほとんど変わりはなく、非定常性の影響は壁付近の薄い層に限定され、境界層外部の領域では、それほど強くは影響を受けないことを示した。ストローハル数および振動振幅を用いて、準定常で近似できる流れとそうでない流れとを分離・整理し、Mizushimaらの研究に評価を与えている。

上記では、非定常開水路流れに関する従来の研究、非定常閉管路流および境界層流の研究を代表するものとして振動流あるいは拍動流に関する研究をレビューした。しかしながら、本研究で対象とする非定常開水路流れは、振動流のように、ゼロ流速を中心に正および負の加速、減速を繰り返す流れではなく、ベースフロー流速からの正の加速および減速流れであるので、上述した振動流の特性とは異なった結果が得られるものと推測される。

4.1.3 本研究の目的

開水路流れにおいては、流量の時間的変化にともなって水深も変化し、これと同時に水面形が変化する。こうした非定常性によって、単にレイノルズ数の増加・減少といった効果だけでなく、水面形の空間的な分布によって生まれる圧力勾配が空間的にも非一様性を伴った流れ構造を生成し、結果として圧力勾配に支配された乱流構造を示すものと考えられる。

一方、開水路流特有の、自由水面の存在によって、乱れの非等方性が引き起こされ、開水路特有の乱流構造が観察される。特に実河川においては、コルク・ボイル渦に代表されるように、河床形状と流れの非定常性との相互作用により、流れの構造に支配的となる組織渦が観察される。したがって、非定常開水路流れにおける乱流構造やせん断応力の分布特性あるいはそれらに及ぼす非定常効果、さらには物質輸送との関連を解明することが重要となる。上述したように、非定常開水路流れに関する研究は、実験装置や計測機器の制約などから、これまでほとんど行われておらず、また準定常解析では説明できない現象がいくつか存在するために、非定常開水路流れの平均流特性に関して、また外層における変化、瞬間流特性に関してはその乱流特性自身について不明な点がいくつか存在する。さらに、圧力勾配の影響を受けると考えられる非定常開水路流れは、底面付近の乱流特性をも実験的に検証する必要がある。定常流でさえ、粘性底層を含めた底面の極近傍を計測した例は皆無であり、摩擦速度の評価あるいは内部変数表示された乱れ特性量など、圧力勾配下の対数則の妥当性を検討する上で基本となる。

そこで、本研究では、非定常開水路流れにおける基礎的な乱流特性に注目し、粘性底層を含めた壁面領域だけでなく、特に非定常性によって大きく影響を受けると考えられる外層を対象として、その特性を明らかにする。また、その外層における変化・分布特性に関して、自由水面のない閉管路流れとの相違点を考察する。

4.2 理論的考察

非定常流れに関するレイノルズ方程式および連続式は、それぞれ次式で表される。

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \quad (4.2)$$

ここで、 U および V は、それぞれ平均流速の主流方向 (x)、鉛直方向 (y) 成分である。また、 P は位置水頭も含めた水平面から考えた全圧力、また τ は、全せん断応力であり、

$$\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial y} - \rho \overline{uv} \quad (4.3)$$

と表される。ここで、 u および v は、それぞれ U, V に対応する乱れ変動流速成分である。また、連続式 (4.2) より、式 (4.1) は、

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial U^2}{\partial x} + \frac{\partial UV}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (4.4)$$

と変形される。

平均流速の鉛直方向成分 V は、 U に較べて全断面にわたりほぼゼロとなると考えると、式 (4.4) の左辺第3項目は無視される。一方、非定常開水路流れにおいては、式 (4.4) の圧力勾配項は、水面勾配を用いて、次式のように変形される。

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \rho g \left(-S_b + \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) \quad (4.5)$$

ここで、 S_b は水路床勾配 ($= \sin \theta$)、 h は水深である。

さらに、式 (4.5) 中の水深勾配は、長波の伝播速度 $c = U_m + \sqrt{gh}$ を用いて (U_m : 断面平均流速)、

$$\frac{\partial h}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.6)$$

とする。この仮定より式 (4.4) の左辺第2項も、

$$\frac{\partial U^2}{\partial x} = -\frac{1}{c} \frac{\partial U^2}{\partial t} \quad (4.7)$$

と変形される。したがって、式 (4.5), (4.6) および (4.7) を用いて、式 (4.4) は、

$$\frac{\partial U}{\partial t} - \frac{1}{c} \frac{\partial U^2}{\partial t} = g \left(S_b + \cos \theta \frac{1}{c} \frac{\partial h}{\partial t} \right) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau}{\partial y} \quad (4.8)$$

となる。上式をある高さ y から自由水面 $y=h$ まで積分するとせん断応力 $\tau(t,y)$ が得られる。 $y=h$ で、 $\tau =$

0となることに注意して、

$$0 - \frac{\tau}{\rho} = -g \left(S_b + \cos \theta \frac{1}{c} \frac{\partial h}{\partial t} \right) (h-y) + \int_y^h \frac{\partial U}{\partial t} dy - \frac{1}{c} \int_y^h \frac{\partial U^2}{\partial t} dy \quad (4.9)$$

したがって、

$$\frac{\tau}{\rho} = g S_s (h-y) - \int_y^h \frac{\partial U}{\partial t} dy + \frac{1}{c} \int_y^h \frac{\partial U^2}{\partial t} dy \quad (4.10)$$

ここで、 S_s は、水面勾配である。さらに、底面せん断応力 τ_b は、

$$\frac{\tau_b}{\rho} = g S_s h - \int_0^h \frac{\partial U}{\partial t} dy + \frac{1}{c} \int_0^h \frac{\partial U^2}{\partial t} dy \cong g S_s R - \frac{1}{B} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{1}{c} \int_0^h \frac{\partial U^2}{\partial t} dy \quad (4.11)$$

ここで、 B は水路幅、 R は径深で、側壁の影響を考慮する場合に適用される。したがって、水面勾配 S_s は、増水期に大きくなるから、底面せん断応力 τ_b も増加し、逆に減速期では減少することが推測される。このことについての詳細は、後述することにする。

4.3 実験方法および条件

本実験で使用した水路は、長さ 10m、幅 40cm の可変勾配型循環式直線水路である。流量制御は、コンピュータで制御される電磁流量計とインバーターモータの回転数を同期・制御することによって行われた。瞬間流速の測定には、第2章で使用したものと同一の3ビーム前方散乱型偏光2成分レーザー流速計(DANTEC社製)を使用した。この流速計は、レーザーの光軸周りに光学系全体を回転でき、任意の2成分の流速を底面のごく近傍から水面までの全領域を高精度に計測できる。非定常開水路実験における水深変化の計測には、容量式波高計(計測技研製)が、一方、閉管路実験における圧力測定には低容量圧力変換器および動ひずみ計(共和電業製)が用いられた。非定常閉管路流の実験では、アクリル板で作製された蓋を鋼製フレームから固定し、また蓋の両脇には水が漏れないようにゴム製のマットで側面のガラスと密着させた。また、堰の高さは、ほぼ蓋の高さと等しく調節され、下流端の水面が振動していないことを確認した。また、閉管路内に空気が残留しないように注意して計測を開始した。

計測区間は、上流からの流れが十分に発達している必要があり、上流端から7mの地点にレーザー流速計が設置された。また、水路床は滑面とし、波高変動計測地点は、波高計によって流れが乱されないように、流速計測地点のやや下流側に設定された。堰上げは、減水期における水深変化や、摩擦速度の変化への影響を最小限にとどめるために、できるだけ低くなるように注意した。これまでの非定常開水路流れに関する実験結果によると、ピークフロー時の水深が高い場合に、平均流速のピークが水面下に現れる velocity-dip 現象や、レイノルズ応力分布が半水深付近でゼロとなる現象が見られ、二次流の影響であるこ

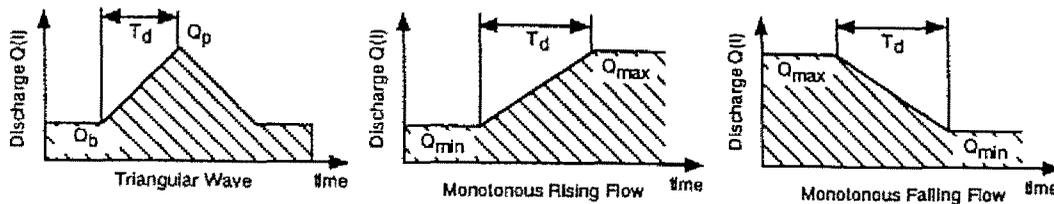


図4-1 ハイドログラフ

表4-1 実験条件(三角波)

Experimental conditions for triangular wave.

(open channel)

Case	T_d (sec)	Q_b (liter/s)	Q_p (liter/s)	h_b (cm)	h_p (cm)	Re_b ($\times 10^3$)	Re_p ($\times 10^3$)	Fr_b	Fr_p	S_b	α ($\times 10^{-3}$)
SC3T1	60	5.0	15.48	4.05	6.60	12.7	39.4	0.49	0.73	1/600	0.95
SC3T2	90	5.0	15.87	4.10	6.80	12.7	40.4	0.48	0.71	1/600	0.68
SC3T3	120	5.0	16.19	4.10	6.90	12.7	41.2	0.48	0.71	1/600	0.52
SD3T1	60	2.5	7.3	4.05	5.85	6.3	18.7	0.24	0.41	1/1000	1.28
SD3T2	90	2.5	7.6	4.00	6.00	6.3	19.4	0.25	0.41	1/1000	0.94
SD3T3	120	2.5	7.7	4.00	6.00	6.3	19.7	0.25	0.42	1/1000	0.70

(closed duct)

Case	T_d (sec)	Q_b (liter/s)	Q_p (liter/s)	Re_b ($\times 10^3$)	Re_p ($\times 10^3$)	Fr_b	Fr_p
PA3T1	60	2.5	7.06	2.8	7.9	0.19	0.54
PA3T2	90	2.5	7.18	2.8	8.0	0.19	0.55
PA3T3	120	2.5	7.22	2.8	8.1	0.19	0.55
PB3T1	60	2.5	10.00	2.8	11.2	0.19	0.77
PB3T2	90	2.5	10.00	2.8	11.2	0.19	0.77
PB3T3	120	2.5	11.00	2.8	12.3	0.19	0.85

Cases SC and SD indicate open-channel flows, PA and PB closed-duct flows.

T_d : duration time from base depth to peak one.

Q : discharge, h : depth, Re : Reynolds number, Fr : Froude number,

S_b : Bed Slope, α : unsteadiness parameter adopted in the present study.

とが推測された¹⁵⁾。最近、Nezuら(1993)¹⁶⁾は、定常流でアスペクト比 B/h がほぼ5以下の水路を「狭水路」と定義し、水路中央断面でも二次流の影響が無視できないことを指摘している。そこで、非定常開水路流れに関する今回の実験でもこの二次流の発生基準が適用できると考え、ピーク水深でも $B/h_p > 6$ を満足するように、水路床勾配を1/1000, 1/600の二種類を選択し、なるべくピーク時の水深を押さえるようにした。

外層における時間変化に着目した非定常開水路実験では、流量変化として、実際の洪水流の最も単純な形状であり、また洪水流の本質的な特性を失わない三角波を採用した(図4-1)。表4-1に示すように、ベースフロー時の流量 Q_b をレイノルズ数の大小を変えて二通り設定した。なお、 α は本研究で定義した乱流構造に与える非定常性の影響を定量的に表す非定常パラメータであり、このことについては次節で後述する。全ての実験ケースにおいて、ピーク時の流量 Q_p を、それぞれのベースフロー時の流量に対してほぼ3倍になるように設定した。さらに、非定常性については、水位上昇時間 $T_d = 60, 90, 120 \text{ sec}$ の三通り変化させ、合計6ケースの実験を行った。計測点は、底面のごく近傍の内層と、水深増加領域を含めた外層

表4-2 実験条件(単調増水・単調減水)

Experimental conditions for monotonical rising & falling flows.

Case	T _d (sec)	Q _{min} (liter/s)	Q _{max} (liter/s)	h _{min} (mm)	h _{max} (mm)	Re _{min} (X10 ³)	Re _{max} (X10 ³)	Fr _{min}	Fr _{max}	S _b	α (X10 ⁻³)
MRA31	60	3.0	9.0	59.5	82.0	7.8	23.4	0.17	0.31	0.0	1.87
MRA32	90	3.0	9.0	59.0	81.5	7.9	23.6	0.17	0.31	0.0	1.24
MRA33	120	3.0	9.0	61.0	82.0	7.8	23.5	0.16	0.31	0.0	0.88
MRB31	60	1.2	3.6	72.0	86.0	3.1	9.4	0.05	0.11	0.0	3.19
MFA31	60	3.0	9.0	62.5	85.0	7.8	23.5	0.15	0.29	0.0	1.95
MFA32	90	3.0	9.0	62.0	84.0	7.8	23.5	0.16	0.30	0.0	1.26
MFA33	120	3.0	9.0	61.5	84.5	7.9	23.6	0.16	0.29	0.0	0.99
MFB31	60	1.2	3.6	72.0	87.0	3.1	9.5	0.05	0.11	0.0	3.45

Cases MRA and MRB indicate monotonical rising flows, MFA and MFB monotonical falling flows.
 T_d : duration time from minimum depth to maximum one (MRA, MRB), or from maximum to minimum (MFA, MFB), Q : discharge, h : depth, Re : Reynolds number, Fr : Froude number,
 S_b : Bed Slope, α : unsteadiness parameter adopted in the present study.

とを詳細に計測し、かつ検討するため、鉛直方向に合計35点計測した。

また、上述した外層に着目した開水路実験の結果と比較する意味で行った閉管路実験では、波高計の代わりに2台の圧力計を流速計測地点(開水路実験と同一)の上下流側1mの地点にそれぞれ設置した。蓋の高さ2rは、流量制御バルブの容量、蓋の強度を考慮して6cmとした。したがって、アスペクト比B/2r=6.7であるから、水路中央には二次流による影響がないものと考えられる。また、水路床勾配は、水平とした。

開水路実験同様、流量変化を三角波とし(表4-1)、全ての実験ケースにおいてベースフロー時の流量Q_b=2.5(liter/sec)とした。また、ピーク時の流量Q_pをQ_bのほぼ3倍および4倍になるように設定し、水位上昇時間T_dを60,90,120secの三通り変化させ、合計6ケースの実験を行った。計測点は、底面近傍から、閉管路の中心軸の少し上までを詳細に計測し、鉛直方向に合計20点計測した。

一方、非定常開水路流れの壁面領域に着目した実験では、上流からの履歴の影響を最小限に防ぎ、非定常流れの基本的特性を検討する意味で単調増水、単調減水のハイドログラフとした(図4-1)。実験は、単調増水、単調減水それぞれ4ケース行われ(表4-2)、内1ケースは粘性底層の厚さが増すように設定された。なお、最大水深時ではアスペクト比が二次流の影響のある限界値(=5~6)に達しているが、この実験はy/h<0.2の壁面領域に着目したものであり、その影響は無視できると考えられる。測定点は、y=0.5mmの地点からy/h=0.4(対数則領域を僅かに越えたところ)までの領域を、底面近傍では0.1mm間隔で、対数則領域では1mm間隔で、ほぼ50点計測した。

上記全ての実験において、サンプリング周波数を200Hzとし、計測時間をベースフロー時30sec、減水(増水)後定常時100secを含めた220~370sec測定し、各計測点について44,000~74,000個のデータを得た。レーザー流速計および波高計からの出力データは、AD変換後MTに記録され、京都大学大型計算機センターで統計処理された。

4.4 解析方法

本研究で対象とするような非定常流、あるいは定常流であっても流れの蛇行性や縦渦などのような不規則性のある三次元的な流れにおいては、周期的、あるいは組織的な非定常性をも一種の平均流速成分(極低周波の成分のことであるが、本研究では簡単に「平均流速成分」という)として取り扱うべきであり、いかにしてその定義を行うかが、乱流構造を考える上で重要となる。本節では、その平均流速データの定義方法および流れの非定常性を定量的に表すパラメータとして用いられる非定常パラメータについて議論する。

4.4.1 非定常流れにおける平均量の定義

平均流速は、対象としている流れに大規模な組織構造やなんらかの周期性が見られない場合は、アンサンブル平均が時間平均で置き換えられるという、すなわちエルゴード性が成立する。しかしながら、本研究のような非定常流れにおいては、平均流速自体が周期的に変化しており、これを有意に分離できる方法が必要となる。非定常流れにおける平均流速の定義には、一般に(1)集合平均法、(2)移動平均法および(3)周波数領域法が用いられる。

(1) 集合平均法(アンサンブル平均法)

集合平均法は、同一波を何度も繰り返し発生させそれを単に算術平均したり、同位相の波を重ね合わせて、平均流速と定義する方法で、特に後者は同位相アンサンブル平均法と呼ばれる。振動流、転波列あるいは血管内の脈動流などのように再起性の高い間欠流の解析においては、この方法が一般に用いられている。レイノルズ方程式が、集合平均の概念のもとに導出された方程式であるので、理論上この方法が最も最適である。しかしながら、僅かな出力電圧の降下などの計測機器の制約、あるいは本研究が取り扱うような非定常開水路流れにおいては、一つの波を計測するのに10分程度かかるため、集合平均に耐えられるだけの波の個数を得るには、かなりの労力と非常に長時間の実験を要する。したがって、いくつかの研究においては、以下に述べる(2)あるいは(3)の方法が採用されている。

(2) 移動平均法

移動平均法では、離散的に瞬間流速 \bar{u}_i ($i = 1, 2, \dots, n$) で表し、 $N (= 2m+1)$ 個の離散点からなる重み関数 $w(j)$ (ただし、 $j = -m, \dots, -1, 0, 1, \dots, m$) を用いて、平滑値 U_i を次式で求める方法である。

$$U_i = \frac{1}{W} \sum_{j=-m}^m w(j) \bar{u}_{i+j} \quad (i = m+1, m+2, \dots, n-m) \quad (4.12a)$$

$$W = \sum_{j=-m}^m w(j) \quad (4.12b)$$

ここで、 W は正規化のための定数である。この重み関数 $w(j)$ は、アナログフィルタのインパルス応答の時間軸を逆にとったものに相当する。しかし、アナログフィルタのインパルス応答が、常に現在と過去の値のみを対象とした非対称な形であるのに対して、移動平均法での重み関数では任意の関数形を用いることができる点に大きな違いがある。重み関数の形としてよく用いられているのが、 $w(j)$ を一定とした単純移動平均法や2次・3次多項式適合法のような $j=0$ に対して対称な形である。この方法は、プログラミングするときにも容易で、また計算時間も短いことから、使用頻度も高い。しかしながら、実験データの両端部分、すなわち $i=1, 2, \dots, m$ あるいは $i=n-m+1, \dots, n$ の部分の合計 $2m$ 個のデータに関する平均流速を定義できず、one-side平均しなければならない。また、この方法は(3)の周波数領域法におけるローパスフィルタに相当するが、そのフィルタの形状が明確でないという欠点がある。

(3) 周波数領域法(フーリエ成分法、最適推定フーリエ級数法)

この方法は、最適項数で打ち切った有限項フーリエ級数をあてはめて、周期変動成分と乱れ成分とを分離する方法である。すなわち、瞬間流速の時系列 $\bar{u}_i (i=1, 2, \dots, n)$ を、離散型のフーリエ変換にかけて周波数領域に移したのち、基本振動から $(m-1)/2$ 倍振動までの低周波成分を取り出して合成し、これをフーリエ変換したものを平均流速とするものである。

$$U_i = \frac{1}{2} a_0 + \sum_{k=1}^{(m-1)/2} \left(a_k \cos \frac{2\pi k i}{n} + b_k \sin \frac{2\pi k i}{n} \right) \quad (i=1, 2, 3, \dots, n) \quad (4.13a)$$

$$a_k = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \bar{u}_i \cos \frac{2\pi k i}{n} \quad (k=0, 1, 2, \dots, m-1/2) \quad (4.13b)$$

$$b_k = \frac{2}{n} \sum_{i=1}^n \bar{u}_i \sin \frac{2\pi k i}{n} \quad (k=0, 1, 2, \dots, m-1/2) \quad (4.13c)$$

この方法で重要なことは、フーリエ級数の項数 m を何項までとるかということである。これに対する考え方として、次式で表される分散 σ^2 を用いる方法がある。

$$\sigma^2(U_i) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (U_i - \bar{U})^2, \quad \bar{U} = a_0 \quad (4.14)$$

$$\hat{\sigma}^2(U_i)_k = (a_k^2 + b_k^2)/2 \quad (k=0, 1, 2, \dots, m-1/2) \quad (4.15)$$

次に、式(4.14), (4.15)を用いて、各項数 k 毎の累積分散を次式で計算する。

$$\text{Var}(U_i) = \left[\hat{\sigma}^2(U_i)_k / \sigma^2(U_i) \right] \times 100 \quad (k=0, 1, 2, \dots, m-1/2) \quad (4.16)$$

上式で表される累積分散を計算して99%を満足するような m をもって最適項数と定める¹²⁾。その他、 m

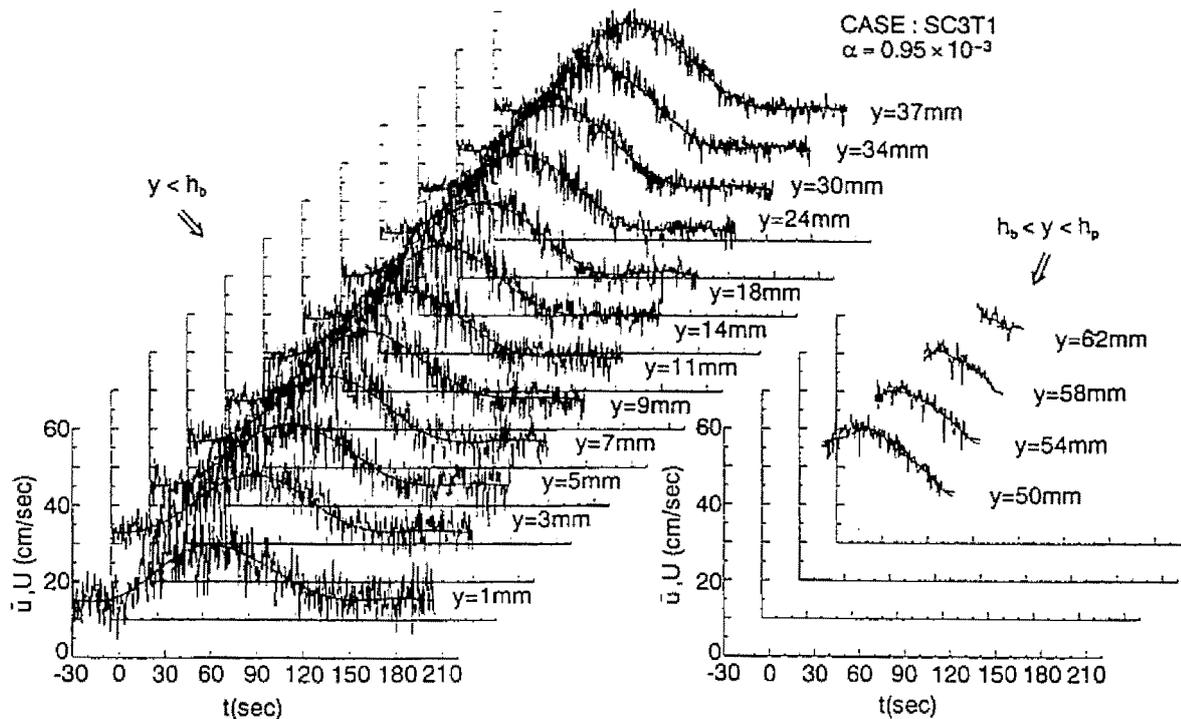


図4-2 周波数領域法による平均流速および瞬間流速の時系列

の値をいろいろ変え、乱れ変動成分 u の自己相関係数を求め、この自己相関係数が m によってあまり変わらなくなったところで、最適項数と定める方法がある¹⁷⁾。

Nezu & Nakagawa (1991)⁵⁾ は、(2) の移動平均法と (3) の周波数領域法から得られた平均流データを、50 波の集合平均データに対応させたところ、(2) の方法はデータのばらつきが大きく、移動平均幅によって変動するので、(3) の周波数領域法を採用している。また、フーリエ項数 m をいろいろ変化させたところ、 $m=7$ が集合平均データとよく一致したことを指摘した。さらに、乱れのバースト周期よりも 3 オーダー以上大きくとったために、極低周波の平均流と高周波の乱れとを、合理的に分離できるものと結論した。また、中川ら (1993)⁸⁾ は、上記の累積分散による方法と同様に、流れの持つ本来の変動エネルギーと周波数領域法によって決定された流速が持つ変動エネルギーとの比を 0.5 の一定値とし、彼らが導入した非定常パラメータ β' の関数として、実験的にフーリエ項数 m' を求め、次式を得ている。

$$m' = 7.5(\beta')^{-2/3} + 1 \quad (4.17)$$

本実験のデータを上式にあてはめてみたところ、全ケースの平均値として $m'=3$ となり、中川らのフーリエ項数 m' は本研究での $2m'+1=7$ となる。したがって、周波数領域法を非定常開水路流れにおける平均流速の決定手法として用いる場合、フーリエ項数 $m=7$ が最適であることが示唆される。

以上の検討により、本研究では (3) の周波数領域法を用いることにする。図4-2は、周波数領域法を用いて解析した平均流速 U と瞬間流速 \bar{u} の時系列の一例である。水深増加領域 ($y > h_b$) の瞬間流速が、バースフロー水深以下の領域 ($y < h_b$) と同様に精度よく計測でき、また、周波数領域法による平均流速の決定

法が全領域にわたって適用できると考えられる。しかしながら、本研究で扱う流れのような非定常流れは、元来、平均流速が時間的に変化し、さらに乱れ成分も時間的に変化する非線形現象であるので、周波数領域法を用いることにより、乱れの時系列を正弦波および余弦波の重ね合わせによって線形的に近似することは、あくまで便法であると考えられる。また、これらを有益に分離する新たな解析手法を開発する必要があり、これについては今後の研究課題である。

4.4.2 非定常パラメータ

非定常開水路流れにおいては、その非定常性の大きさを表すある種のパラメータを導入し、非定常流の諸特性がそのパラメータで整理されることが望ましい。

Hayashi (1951)¹⁸⁾ は、一様水路上の洪水波を kinematic wave として理論的に解析するにあたって、波頂(水深ピーク時)における水位変動加速度 \ddot{h}_p と重力加速度 g との比により流れ特性が記述できると考え、一次元運動方程式に無次元量

$$\sigma = \sqrt{-\ddot{h}_p / (gS_b)} \quad (4.18)$$

を導入し、 $\sigma \ll 1$ の場合に波頂付近で σ に関する逐次近似解を求め、その解が実際の洪水波の低減特性をよく説明することを見いだした。しかし、この理論では波形全体にわたる追跡ができないので、実際には各地点での $\ddot{h}_p = \partial^2 h_p / \partial t^2$ の値を求めることは困難である。また、実験においても \ddot{h}_p を $\ddot{h}_p \sim t^2$ で近似して求めても正確な値は期待できない。

一方、高橋 (1969)¹⁹⁾ は、鉛直および水平方向の加速度をむしろ省略して、一次元運動方程式中に非定常パラメータ

$$\lambda = V_s / (cS_b) \quad (4.19)$$

を導入している。ここで、 $V_s = (h_p - h_b) / T_d$ は水位の上昇速度、 $c = \sqrt{gh_p}$ は長波の伝播速度である。また h_b と h_p は、それぞれベース時およびピーク時の水深である。よって、式(4.19)は、水位上昇速度と長波の伝播速度の鉛直成分の比を表す。 $\lambda \ll 1$ なら、kinematic wave として伝播し、 $\lambda \gg 1$ なら段波のような非定常性の強い流れを表す。

さらに、中川ら (1993)⁹⁾ は、流れ構造に及ぼす非定常効果が空間的な圧力勾配による効果であると考え、Clauser 型の非定常パラメータを導出し、かつ長さスケールおよび速度スケールに、ベースフローにおける値を用いることにより次式を得た。

$$\beta' = \frac{\phi_b}{Fr_b} \frac{1}{U} \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.20)$$

ここで、 ϕ は流速係数、 Fr はフルード数で、添字 b はベースフロー時における値を示す。

上記した非定常パラメータ σ, λ および β' の共通する点は、水深の時間的変化に対して水路床勾配に関する量が用いられていることにある。すなわち、水路床勾配が1オーダー小さくなると、これらの非定

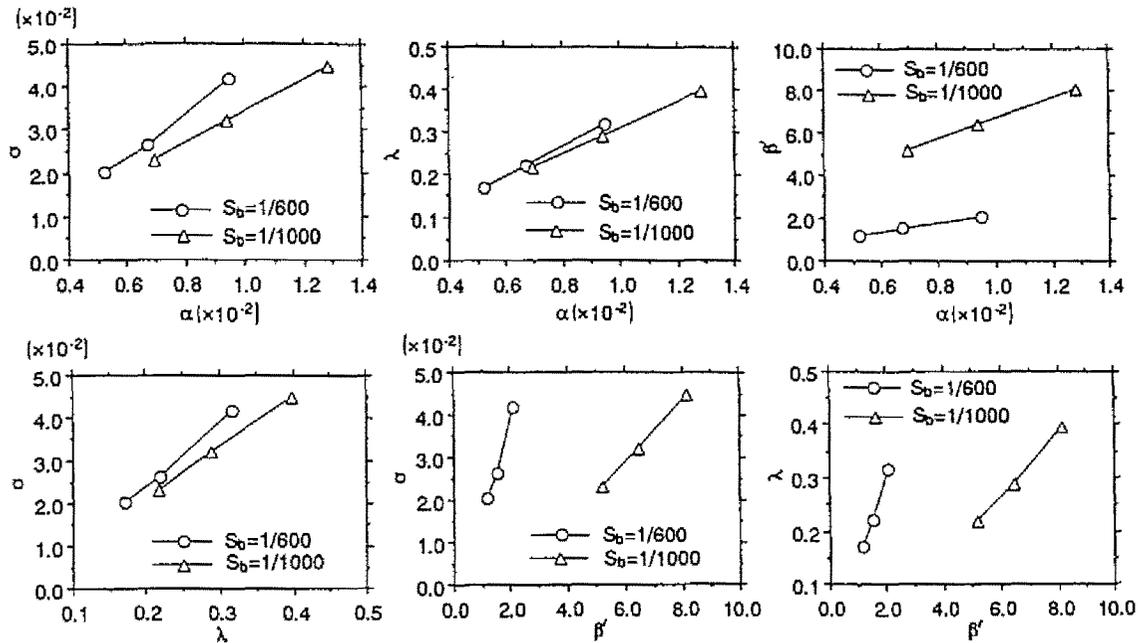


図4-3 各種の非定常パラメータ間の相互関係

常パラメータの値がほぼ1オーダー大きくなる。勾配がわずかに変化するだけのほぼ同様な水理条件の下でも、非定常性に与える影響が大きく変化することになり、この観点で見るとあまり適切ではないといえる。したがって、非定常パラメータを定義する際には水深の時間変化を、何を用いて無次元化するかが重要な鍵となり、これについては今後の課題であるが、圧力勾配の乱流構造に与える影響に着目した場合、以下の非定常パラメータ α が最適であると考えられる。

本研究では、kinematicな準定常的な乱流だけでなく、非定常性の強いdynamicな乱流構造をも対象とし、圧力勾配の変化が流れの平均流構造に与える影響が大きいことに着目して、次のように非定常パラメータ α を導入する。

まず、非定常開水路流れにおける圧力勾配は、底面からの圧力 P を $P = \rho g (h-y) \cos \theta$ と静水圧分布で近似すると、式(4.5)を考慮して、

$$\frac{dP}{dx} = \rho g \left\{ \left(-S_b + \cos \theta \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{1}{U_m} \frac{\partial h}{\partial t} \right\} \quad (4.21)$$

となる。ここで、断面平均流速 U_m は、乱れの移流速度として近似的に表すことにする。さらに、式(4.6)から、

$$\frac{dP}{dx} = \rho g \left\{ -S_b + \frac{1}{U_m} \frac{\partial h}{\partial t} \left(1 - \cos \theta \frac{U}{c} \right) \right\} \quad (4.22)$$

ここで、波速 $c > U_m$ であるから、

$$\frac{dP}{dx} = \rho g \left\{ -S_b + \frac{1}{U_m} \frac{\partial h}{\partial t} \right\} \quad (4.23)$$

表4-3 本実験データから評価した非定常パラメータ

Case	present study α ($\times 10^{-3}$)	Hayashi σ ($\times 10^{-2}$)	Takahashi λ	Nakagawa et al. β'
SC3T1	0.95	4.18	0.32	2.08
SC3T2	0.68	2.62	0.22	1.51
SC3T3	0.52	2.03	0.17	1.14
SD3T1	1.28	4.47	0.40	8.10
SD3T2	0.94	3.21	0.29	6.45
SD3T3	0.70	2.29	0.22	5.16

となる。上式の右辺第2項が非定常性の影響を示す項と考えて、非定常パラメータ α を次式で定義する。

$$\alpha = \frac{1}{U_m} \frac{\partial h}{\partial t} \approx \frac{1}{U_c} \frac{h_p - h_b}{T_d} \quad (4.24)$$

ここで、 $U_c = (U_{mb} + U_{mp})/2$ である。また、 U_{mb} および U_{mp} は、それぞれベースフロー時およびピーク時の断面平均流速、 T_d は水位上昇時間である。

したがって、式(4.24)は、水深の時間的変化と乱れの移流速度の比であると解釈できる。図4-3は、本実験のデータを用いて、本研究で提示した α と従来の研究より導出された σ , λ および β' それぞれの相互関係を示したものである。なお、Hayashiの提示している σ に関しては、 \dot{h}_p を評価するのに Lagrange 補間を用いて2次多項式に変換して求めた。この図より、本研究で用いる非定常パラメータ α と他の非定常パラメータには、同一水路床勾配に関して、線形関係が成立すると考えられる。しかし、 α と σ あるいは α と β' の関係図にあるように、水路床勾配のわずかな変化により、ほぼ同一の α に対して大きく変化することが分かる。なお、表4-3に、本実験で行った非定常開水路実験について計算したこれらの非定常パラメータの値を示してある。本研究では、開水路流れの乱流構造に及ぼす非定常効果について述べる場合、非定常パラメータ α を用いて、各種特性量の整理を行うことにする。

4.5 非定常開水路流れの平均流構造とその時間変化特性

4.5.1 自由水面付近の外層における特性と圧力勾配との関連

(1) 圧力勾配および水面形の時間変化特性

非定常流れ特有の、かつ重要な特性の一つとして、圧力勾配、あるいは開水路流れにおいては水面勾配の時間変化が挙げられる。非定常開水路流れにおけるベースフローからの圧力勾配の変化は、式(4.23)より、次式のように表される。

$$-\frac{1}{\rho g} \frac{dP}{dx} = -\frac{1}{U_m} \frac{\partial h}{\partial t} \quad (4.25)$$

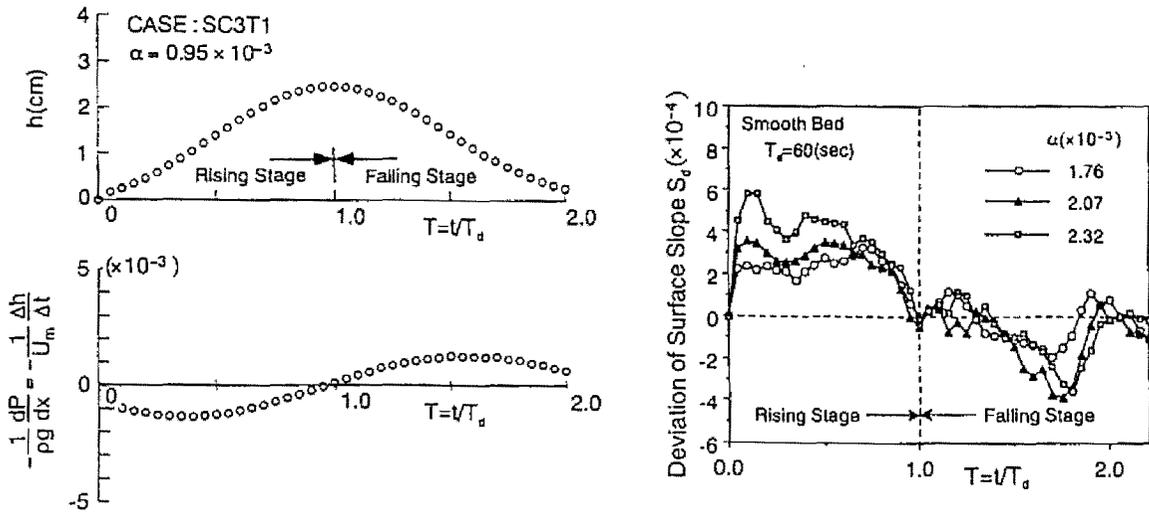


図4-4 圧力勾配および水面勾配の時間変化

上式を用いて計算した圧力勾配 $-1/\rho g \cdot \partial P / \partial x$ の結果が、水深変化 $\Delta h = h - h_b$ とともに図4-4 に示されている。図中、 T は、水深立ち上がりからピーク時までの時間、すなわち水位上昇時間 T_d で無次元化された時間であり、 $0 < T < 1$ が増水期、 $1 < T < 2$ が減水期に相当する。この図から、水深の増加開始とともに、非定常開水路流れにおける圧力勾配は負の値をとるが、一方、減水期にはいると圧力勾配は正の値をとることが分かる。すなわち、非定常開水路流れの増水期は $-dP/dx < 0$ となる逆圧力勾配下の流れであり、減水期においては順圧力勾配下の流れとなる。また、非定常流れを各時間固定して考えると、Bernoulliの式から、

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{U^2}{2} \right) = - \frac{1}{\rho g} \frac{dP}{dx} \tag{4.26}$$

であり、上式から、順圧力勾配の下の流れは空間的に加速され、一方、逆圧力勾配の下では空間的に減速されることが理解できる。したがって、空間的な加速期は非定常開水路流れの減水期に、逆に逆圧力勾配を伴った空間的減速期は、開水路の増水期に相当する。

図4-4に、水面勾配の変化が比較的容易に得られやすい条件、すなわち非定常性の強い条件下で、二台の波高計を流速計測地点の上流側および下流側に設置して得られた計測結果を示した(波高計の間隔 $\Delta x = 200\text{cm}$)。水面勾配 S_s は水深勾配の時間変化 $\Delta h(t)/\Delta x$ から次式により求めた。

$$S_s \cong S_b - \cos\theta \frac{\Delta h(t)}{\Delta x} \tag{4.27}$$

なお、この図に示した水面勾配の値はベースフローからの変化 $S_d(t) = S_s(t) - S_s(0)$ である。図より、増水期に増加し、減水期に減少するといった傾向を示し、非定常性の大きな実験ケースほど、すなわち非定常パラメータ α の値が大きくなるほど増水期・減水期間の偏差が大きくなる。さらに、式(4.21)式の第2項目の非定常性による変化が、第1項目より1オーダー以上大きいことが判断でき、本実験データに関

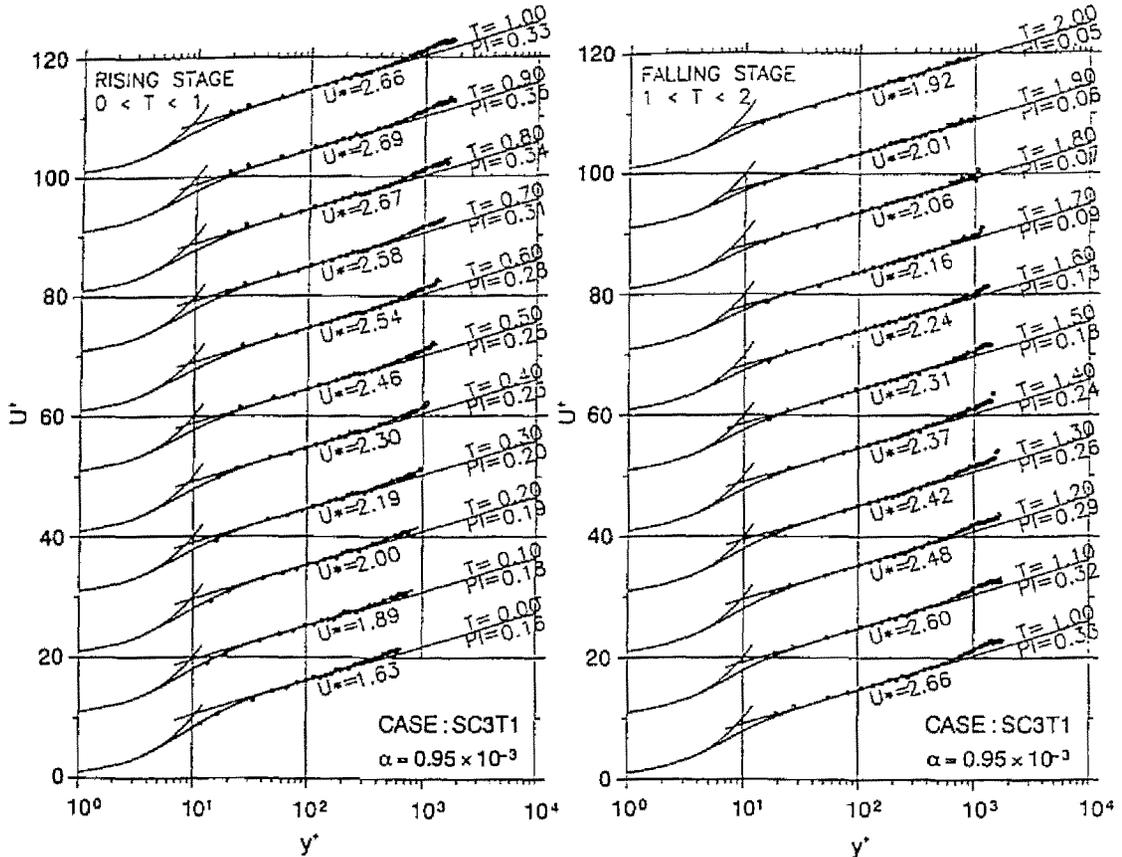


図4-5 平均流速分布 (内部変数表示, $PI = \text{wake 強度パラメータ}$)

しては、水深の時間変化による影響が増水期の空間的減速流、減水期の空間的加速流を形成していることが、これからも分かる。

(2) 平均流速の分布特性とその時間的变化

先述した周波数領域法を用いて決定した平均流速 U を、内部変数表示で図4-5に示してある。また、各位相の流速分布は、それぞれ縦軸方向に10ずつ移動させて表示した。底面の極近傍においては、粘性底層からバッファー層、さらに対数則が成立する乱流域に至るまでの流速分布に滑らかな変化が見られる。一方、粘性底層、およびバッファー層を除いた内層 ($y^+ = U \cdot y / \nu > 30$ かつ $\xi = y/h \leq 0.2$) においては、増水期および減水期を通してほぼ直線分布していることが分かる。このことより、比較的非定常性の強い開水路流れにおいても、底面付近は、Prandtl-Karmanの壁法則、すなわち対数則が成立するといえる。また、Karman定数 K は、境界層流れ、閉管路流、さらに開水路流れにおいても $K=0.41$ の普遍定数であることが報告されているので²⁰⁾、この値を非定常開水路流れにも適用することにした。したがって、摩擦速度 U_τ が平均流速の直線分布の勾配から評価できる。本研究では、底面付近および自由水面付近のデータを除いた、最も直線としての相関が高い平均流速データのみを取りだし、最小二乗近似を用いて、摩擦速度 U_τ を評価した。さらに、対数分布式における積分定数 A_0 が、ベースフロー時(増水前の初期定

常時)において、ほぼ5.5前後になるように、測定点の高さ y を調節し、その後の増水期および減水期における摩擦速度の評価には、この調節された y を用いて行っている。さらに、この図には、粘性底層内で成立する直線分布、

$$U^+ = y^+ \quad (4.28)$$

および粘性底層から対数則領域にかけて成立する Prandtl の混合距離理論に van Driest の damping function Γ を導入した流速分布も比較のために併示してある。ここで、 $U^+ = U/U_*$ である。図4-5より、水深の増加とともに、すなわち U_* の増加とともに、粘性底層からバッファー層までの厚さが、わずかに減少している傾向が観察され、それにともない対数則の成立する範囲が広がっていることが分かる。一方、水深増加領域を含めた自由水面付近での外層 ($\xi \geq 0.2$) の流速分布を観察すると、対数則分布からのずれが無視できない領域が、特に水深ピーク時前後に見られる。すでに第2章の2.5.2で述べたように、Coles (1956)²¹⁾ は、境界層外縁付近における流速分布が対数則からそれることに着目して、後流則、すなわち次式で表される wake 則を導入した。

$$\frac{U}{U_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{U \cdot y}{\nu} \right) + A_s + \frac{\Pi}{\kappa} w(\xi) \quad (4.29)$$

$$\text{and } w(\xi) = 2 \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \xi \right) \quad (4.30)$$

また、Nezu & Rodi (1986)²²⁾ は、開水路流れにおいても Coles による wake 関数が適用できること、さらに wake 強度パラメータ Π がレイノルズ数の関数であることを指摘した。このことは、境界層流においても、運動量厚 δ を用いたレイノルズ数 Re_δ が大きくなるほど、wake の領域が広くなり、逆に対数則の成立する範囲が狭くなることでも一般に知られている。

そこで、非定常開水路流れにおいても、内層で対数則が成立し、外層において wake が観察できたので、式(4.30)における Π を評価することにした。 Π の評価に際しては、図4-5に示されるように、水面付近の流速低下現象 (velocity-dip) といった二次流による影響がほとんど観察されないことから、水面に最も近いデータ点を最大流速 U_{max} とし、その地点の高さを水深 h として、以下の速度欠損則表示、

$$\frac{U_{max} - U}{U_*} = -\frac{1}{\kappa} \ln \xi + \frac{2\Pi}{\kappa} \cos^2 \left(\frac{\pi}{2} \xi \right) \quad (4.31)$$

を用いて第一次近似値を求めた。式(4.31)から右辺第2項を消去すると、対数則のみの速度欠損則表示となる。このときの $y=h$ における値と式(4.31)での値との差が、 $2\Pi/\kappa$ と等しくなることから、wake 強度パラメータ Π が評価できる。しかしながら、ある位相において、水面付近の平均流速データが多少ばらつく傾向が見られたので、上記の方法で Π を評価した後、式(4.29)、(4.30)からの逆算で修正を行うことにより第二次近似値を求めた。

図4-6は、式(4.31)による速度欠損則表示と Π の変化を示したものである。この表示で見ると、wake の変化がよく観察できる。 Π 値は水深がピークとなる時間 ($T=1$) 以前に、最大値に達し、また増水期の

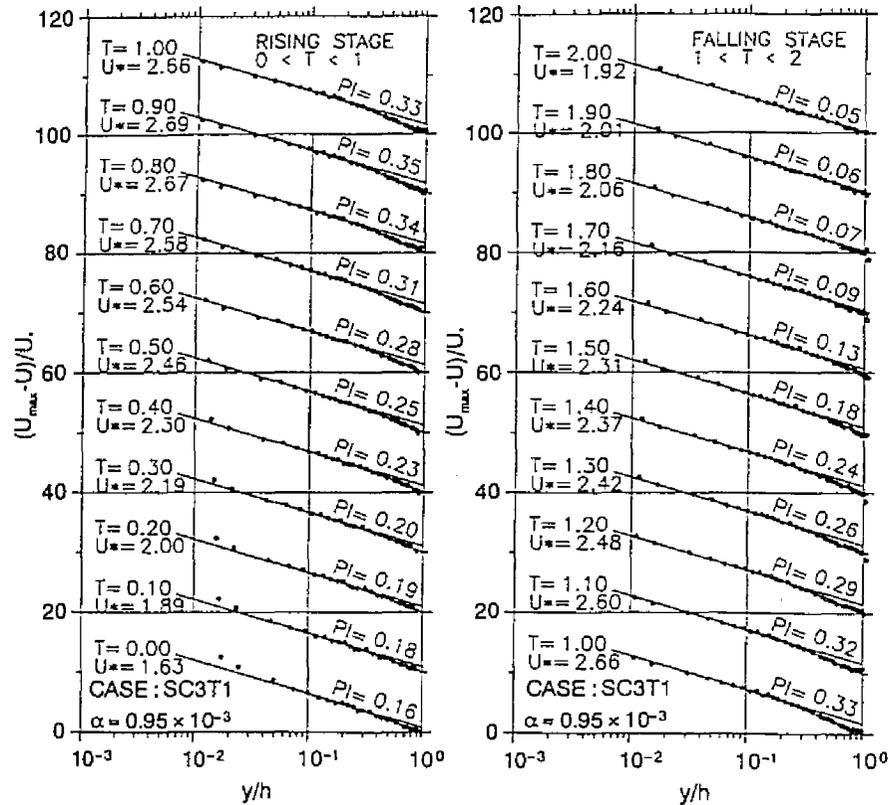


図4-6 平均流速分布(速度欠損則表示, $PI = \text{wake 強度パラメータ}$)

方が減水期よりも顕著となる。この Π の変化を時間軸に対して示したのが図4-7である。ここには、各実験ケースの変化を非定常性を変化させて表示した。この図においても見られるように、増水期における Π の変化は、急激に増加する。また、水深のピーク時以前に最大値に達し、非定常性が強いケースほど、早く最大値に達することが分かる。一方、水深のピーク時以降、すなわち減水期における Π の変化は増水期に較べてゆっくりと減少する。Nezu & Rodiの指摘するように、ベースフロー時の定常流に関しては、レイノルズ数の大きい方が Π の値が大きくなる。しかしながら、その後の Π の変化は各位相におけるレイノルズ数に影響を受けないようである。また、ある実験ケースにおいては減水終了時 ($T=2$) に、ベースフロー時の Π の値より小さくなる傾向が見られ、その後は定常流であるにも関わらず、ふらつきながらベースフロー時の Π の値に戻る傾向が観察される。これまでの予備実験を含めた実験データの解析から、 Π 値は僅かな水面の擾乱によって、すなわち圧力勾配の変動によって大きく影響を受けると考えられる。たとえば、本研究で用いた比較的短い水路では、減水期以降の下流堰による反射波によって生じたものと考えられる。事実、水深の変化あるいは後述する摩擦速度の変化に、 Π の変化と共通の傾向が観察された。

図4-8は、式(4.25)の圧力勾配の変化に対して、 Π 値の変化を無次元時間 T をパラメータにとって示したものである。圧力勾配に対する Π の変化は、増水期から減水期にかけて、「時計回り」のループ状

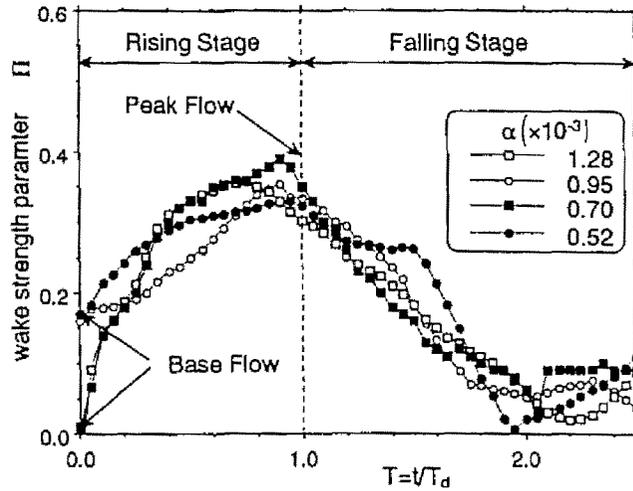


図4-7 wake 強度パラメータ Π の時間変化

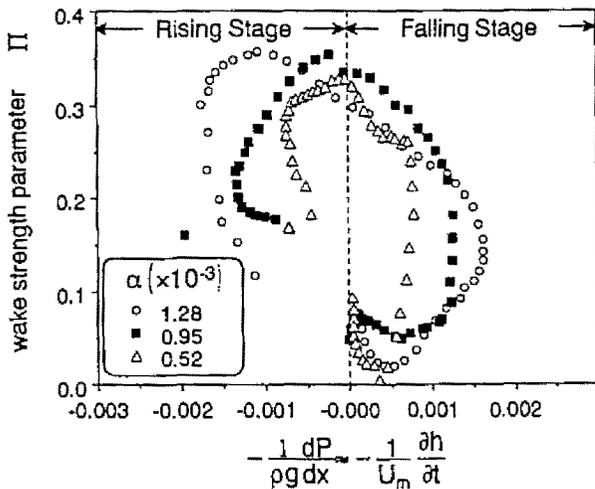


図4-8 圧力勾配に対する Π の変化

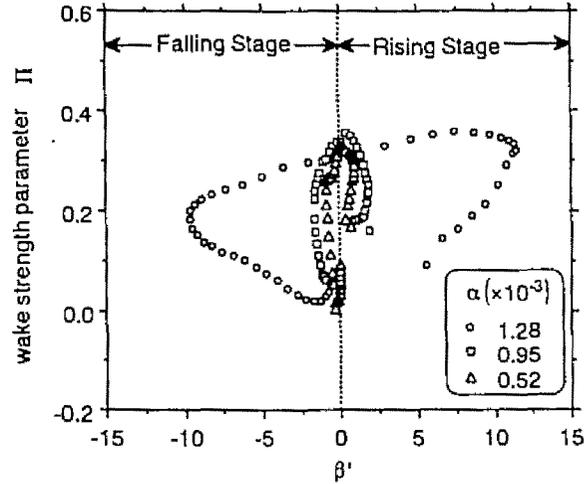


図4-9 圧力勾配パラメータ β' に対する Π の変化

の変化を示し、かつそのループの描く面積は非定常性が強くなるほど、大きくなるようである。また、 $-1/\rho g \cdot \partial P / \partial x = 0$ の線を軸としてみると、非定常性が強いほど、増水期の方が大きくなることから、Clauser (1954)²³⁾ は、wake 強度パラメータ Π と平衡境界層パラメータ β との関係を次式で結びつけた。

$$\Pi = 0.8(\beta + 0.5)^{0.75} \quad (4.32)$$

この式は、順圧力勾配 ($-dP/dx > 0$) があまり大きくない範囲で直線近似できる。図4-9は、式(4.20)で表される中川ら (1992)⁸⁾ の Clauser 型パラメータを瞬時のもので表されると考え、これを本研究のデータを用いて評価し、図4-8と同様に Π に対して示した図である。しかし、その傾向は反時計回りの変化が異なるのみで、式(4.32)で表される直線的な関係が見られず、式(4.20)におけるベースフローの値で与えられる量を瞬時のものと置き換えても傾向は同じであった。Tuら (1993)⁹⁾ は、彼らの導いた非定常パラメータと Π 値を線形関係で結びつけているが、彼らのパラメータは、流速分布にべき乗則を適用した点

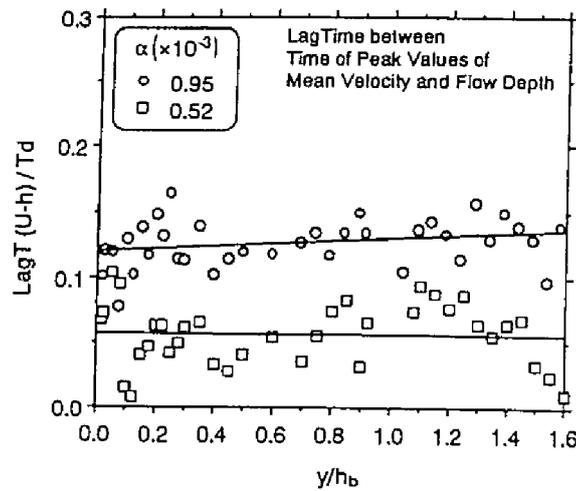


図4-10 平均流速 U と水深 h の位相差

に問題があり、また、 Π 値もかなりのばらつきがあるため、線形で近似できるとはいえない。定常、かつ空間的な加速あるいは減速を有する流れにおける Π 値の変化は、境界層流、開水路流れにおいても Clauser 型パラメータに対してほぼ線形関係が成立するが、上述した Π 値の変化は、準定常で解析できない非定常流特有の現象と考えられる。

図4-10は、各計測断面の平均流速および水深の時系列から、ピーク時間に関する両者の位相差を計算し、底面からの高さ y に対して、非定常性を変化させて表示したものである。なお、 y は、ベースフロー時の水深 h_b で無次元化されており、 $y/h_b > 1$ が水深増加領域に相当する。各断面のデータは比較的ばらつくものの、底面の極近傍においては、ほとんど非定常性によって変化せず、ほぼ一定となる。一方、水深増加領域を含む水面付近の領域に近づくにつれて、その位相差は大きくなり、また非定常性の強いケースほど、その傾向が顕著となることが分かる。この現象は、 Tu によっても、水面に近づくにつれて平均流速のピーク時が水深よりも早くピークに達することが報告されており、粘性力に対する慣性力の影響が、水面に近づくにつれて大きくなっていることを意味する。また、後述するように同一水深に対する平均流速は、増水期の方が大きくなる傾向が観察され、さらに、水面に近づくにつれてその差は大きくなる。このような平均流速の時間変化は、少なからずせん断特性に影響を及ぼすと考えられる。

(3) 乱れ強度およびレイノルズ応力分布

一般に、定常開水路流れにおいては、自由水面の存在によって乱れの非等方向性が誘発され、乱れ強度分布に、開水路特有の傾向が見られる。特にフルード数が1に近い限界流状態では、普遍関数から系統的なずれを示すことが指摘されている。一方、レイノルズ応力分布に関しては、その傾向が見られず、閉管

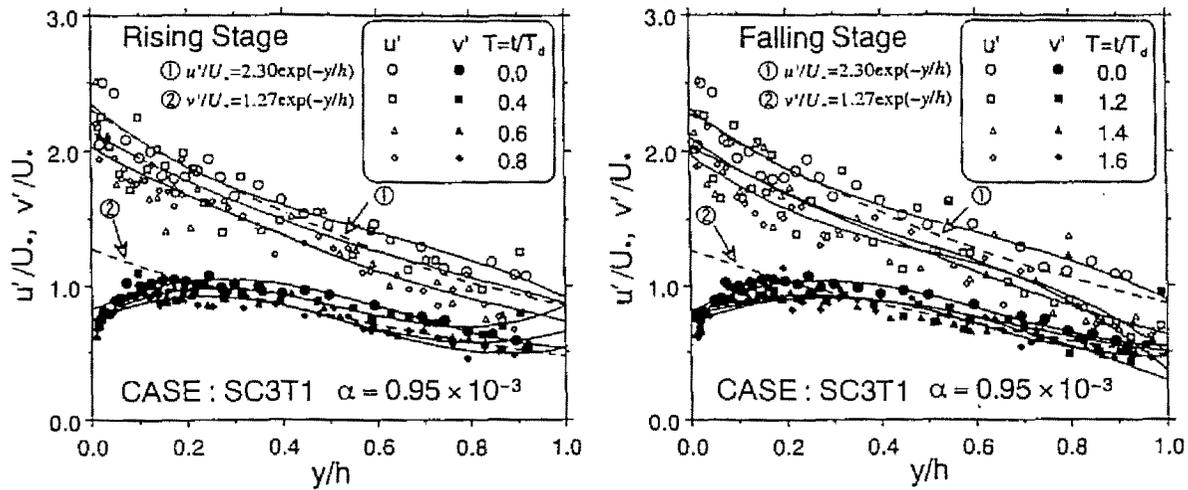


図4-11 乱れ強度の鉛直方向分布

路流同様、三角形分布を示す。福津(1977)²⁴⁾は、Bradshaw(1967)²⁵⁾の active-inactive 理論を開水路流に適用して、乱れ強度分布に開水路特有の inactive 成分が、「限界流に近い流れ」のみに現れることを指摘した。非定常開水路流れにおいても、水面変動による inactive 成分が、乱れ強度の特性に定常流とは異なった現象が見られるものと期待される。

図4-11は、摩擦速度 U および各位相における水深 h で無次元化表示したものである。図中の曲線は、次式の等流状態で成立する乱れ強度分布である²⁰⁾。

$$u'/U = 2.30 \exp(-\xi) \quad (4.33)$$

$$v'/U = 1.27 \exp(-\xi) \quad (4.34)$$

全位相にわたって、乱れ強度分布はほぼ相似の形を保っており、特に水深増加領域においては、概して鉛直方向にほとんど変化がないことが分かる。しかし、底面近傍の領域においては、無次元化の方法に問題があるものの、鉛直方向の乱れ強度 v' の曲率に変化しているようであり、前節で述べた粘性底層の厚さが変化していることがこの図からも観察できる。また一方、自由水面付近の領域においては、水深ピーク時 ($T=1$) の前後から、 $u' \approx v'$ の等方性乱れが観察され、閉管路流れと同様な傾向が観察される。この傾向は、ベースフロー水深以下の領域のみの計測では確認できない現象であり、従来の非定常開水路流れの乱流構造に関する研究においては、ほぼその普遍特性が保たれると考えられていたが、非定常性の影響は水深増加領域を含む外層に現れるものと考えられる。富永ら(1989)³⁾は、本研究と同様に、段波的な非定常流れにおける水深増加領域の乱流計測を行っており、乱れ強度分布に普遍特性が成立すると結論している。しかし、その分布形状を見ると、増水期において、外層付近に普遍特性から比較的大きくそれている。図4-11 からはその傾向があまり観察できないが、外層における乱れ強度分布は、増水期では普遍関数分布から大きくなり、一方、減水期においては、普遍分布より小さくなることが指摘できる。

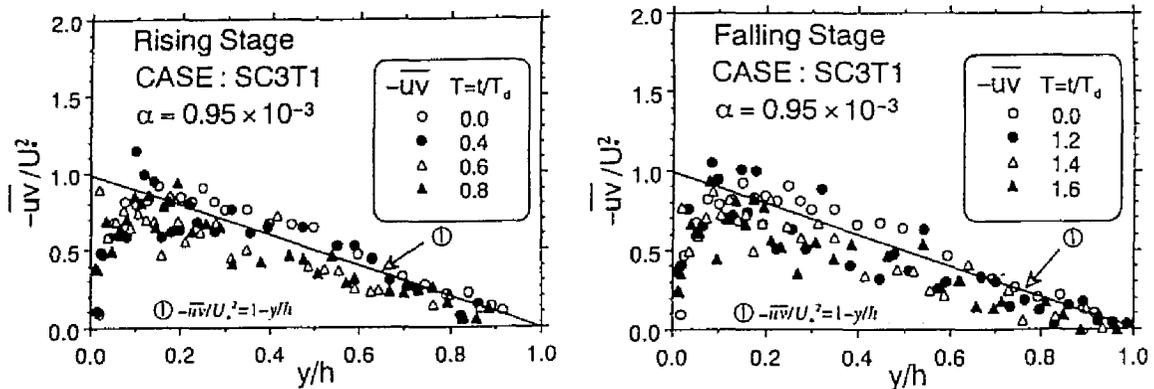


図4-12 レイノルズ応力の鉛直方向分布

図4-12は、乱れ強度分布同様、レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ を水深 h を用いて外部変数表示したものである。図中に示す直線は、粘性項を省略した三角形分布式、

$$-\overline{uv}/U^2 = 1 - \xi \quad (4.35)$$

である。計測値は多少ばらついているが、各位相のレイノルズ応力分布は、底面付近から水深増加領域に至るまで、ほぼ相似な三角形状を保ちながら変化を示しており、摩擦速度を用いて無次元化すれば、その普遍特性を示すといえる。したがって、非定常開水路流れにおけるレイノルズ応力の分布特性は、普遍特性を示す active 成分が主に影響しているのに対し、一方、乱れ強度分布の外層における変化は、水面変動などの低周波成分や上流からの流れの履歴 (flow history) の影響が現れる inactive な成分の影響であると考えられる。このことによって、乱れ強度分布は水面付近の外層において普遍関数からはずれ、レイノルズ応力分布は三角形分布を示すものと考えられる。

図4-13は、乱れ強度とレイノルズ応力の比である相関係数 $R_{uv} = -\overline{uv}/u'v'$ を示したものである。図中の点線は等流時に成立する分布、実線は増水期および減水期それぞれの実測値を用いて内挿したものである。減水期の自由水面付近において、等流時で成立する点線の分布から大きく下方にそれる傾向がある。これは、上述したように、この領域における乱れ強度が、式(4.33)および(4.34)で表される普遍特性を示さないためである。また、レイノルズ応力の分布特性は、式(4.35)の普遍特性を示し、active 成分の寄与が大きいのに対し、乱れ強度の自由水面付近の変化は、普遍特性を示さず、inactive 成分が大きいものと考えられる。

図4-14は、増水期における乱れ強度の平均値 u'_r, v'_r の減水期の平均値 u'_f, v'_f に対する比を各計測点に対して表示したものである。なお、計測点の高さ y は、ベースフロー時の水深 h_b で無次元化されている。したがって、 $y/h_b > 1$ の領域は水深増加領域に相当する。図より、増水期における乱れ強度は、 u', v' とともに減水期よりも大きくなる。しかもその傾向は、水面に近づくにつれて顕著となり、 $y/h_b = 1.2$ の地点まで増加し続ける。すなわち、この地点までは増水期と減水期の乱れ強度の平均値の差が大きくなることを意味し、かつ増水期において乱れが大きくなることを示している。さらに、非定常性が強くなるほどその傾

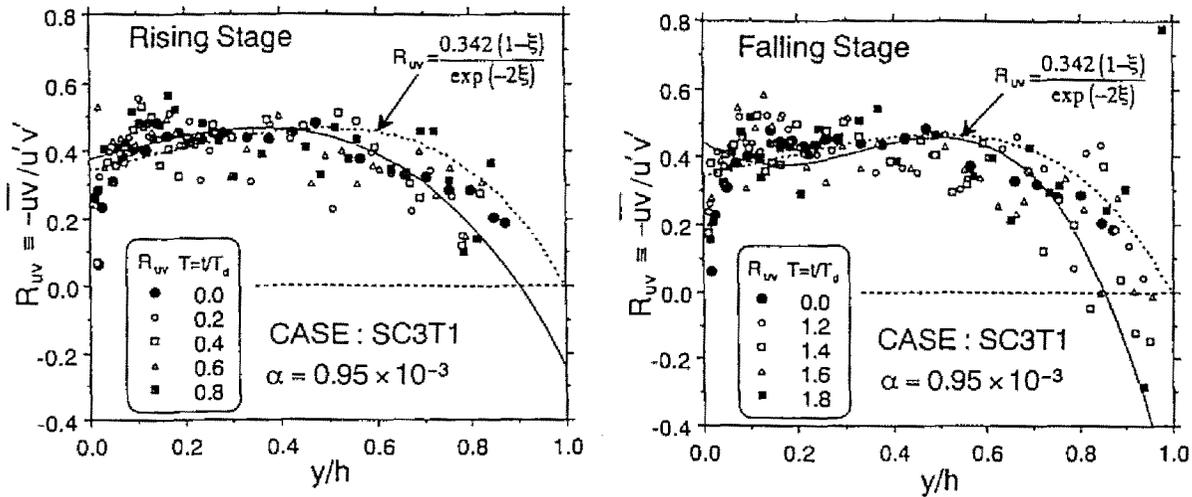


図4-13 相関係数 R_{uv}

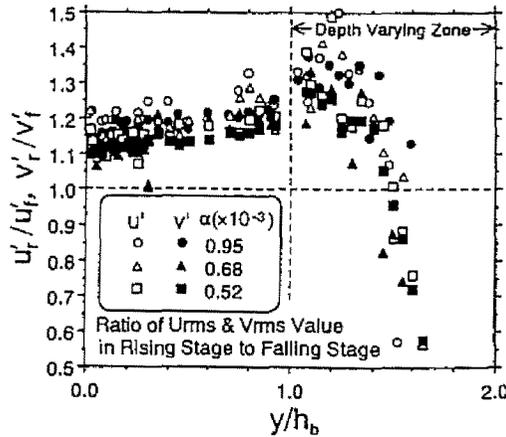


図4-14 増水期の平均乱れ強度に対する減水期の比

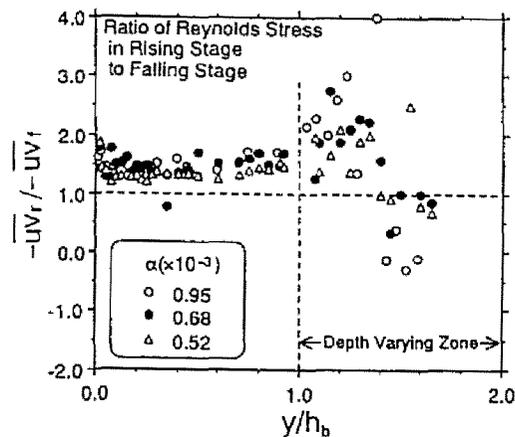


図4-15 増水期の平均レイノルズ応力に対する減水期の比

向は顕著となる。この地点を過ぎてからは、 $y/h_b=1.5$ の付近で逆に減少傾向を示し始め、ついには両者の比が1より小さくなる。これは、底面付近とは逆に減水期の方が乱れが大きくなることを示している。しかし、乱れ強度の絶対値自身は、底面近傍の方が当然大きくなるから、水深増加領域におけるこれらの傾向は、それほど顕著ではなく、全位相にわたってほぼ一定値となるものと考えられる。

増水期におけるレイノルズ応力の平均値の減水期のレイノルズ応力に対する比 $-\overline{uv}_r / -\overline{uv}_f$ を、各断面の高さに対して図4-15に示した。乱れ強度に関する比と同様に、 $y/h_b=1.2$ まで増加傾向を示すが、この地点を過ぎると減少し、逆に減水期の方が乱れが大きくなる。しかし、水面付近ほどレイノルズ応力が小さくなることから、概して増水期の方が乱れが大きくなることが理解できる。

図4-16は、ベースフローからの水深変化 Δh に対して、平均流速 U 、レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ および乱れ強度 u', v' の変化を、各計測断面毎に、無次元時間 T をパラメータにとって示したものであり、非定常性の異なる2ケースを、それぞれ示した。また、図中の平均流速および乱れ特性量は、それぞれ各断面に

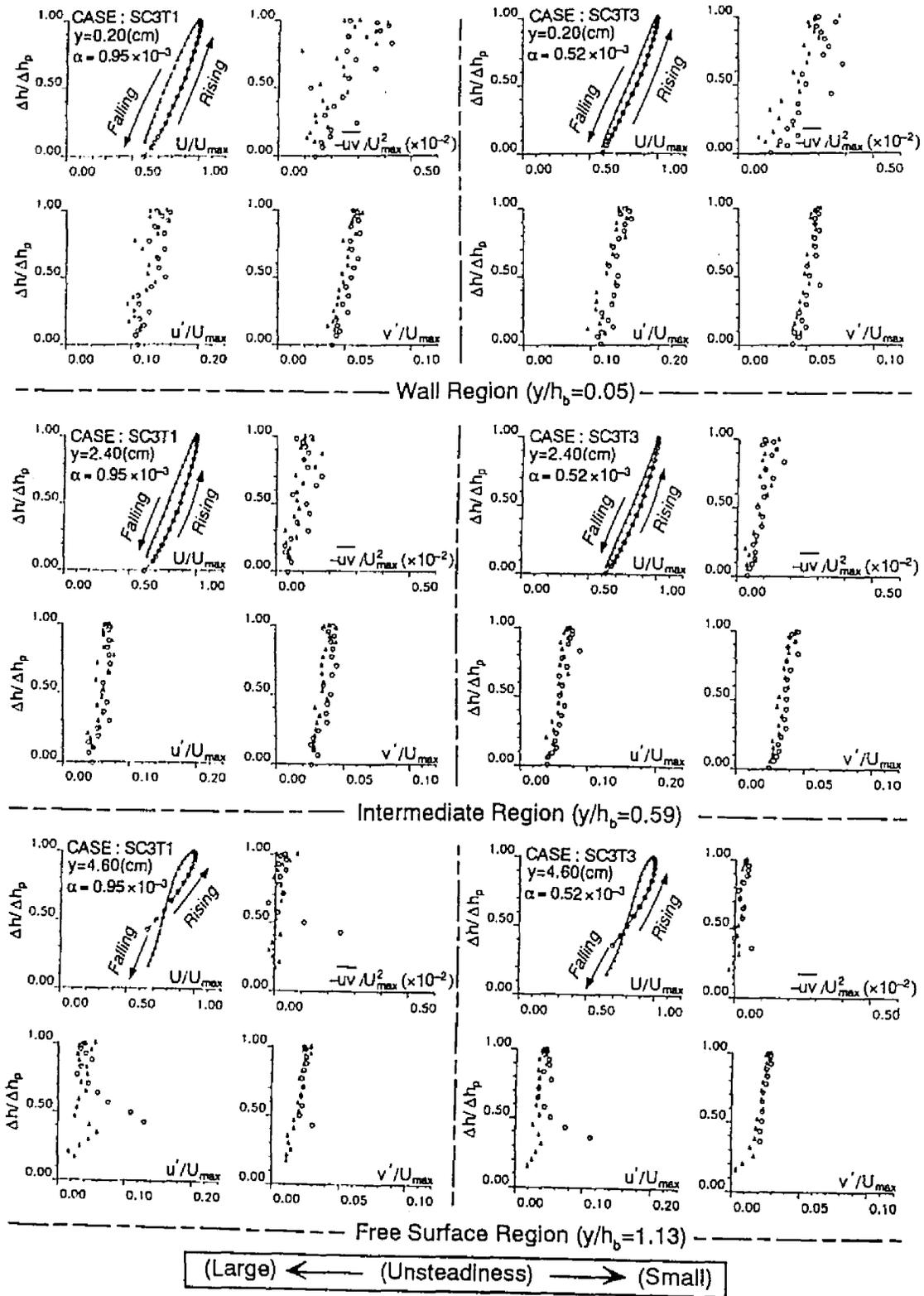


図4-16 水深変化に対する平均流速，乱れ強度およびレイノルズ応力の変化

おける平均流速の時系列の最大値 U_{max} で無次元化されてある。水深変化に対するこれらの変化は、「反時計回り」のループ状の変化を示す。この反時計回りのループは水面に近づくにつれて細くなり、水深増加領域にはいると、このループが交差するような形状となる。このことは、平均流速および乱れ特性量が、同一水深に対して、減水期よりも増水期の方が大きくなることを示している。ただし、水深増加領域の一部の位相の変化については、減水期の方が大きくなる傾向が見られ、水面に近づくにつれて、交差する度合いが大きくなる。したがって、水面近傍においては、図4-14 および 図4-15 に示したように、減水期の乱れ強度やレイノルズ応力の平均値が、増水期より大きくなる。底面付近のレイノルズ応力、乱れ強度の変化は、平均流速のループと同様な変化を示し、そのループの傾きもほぼ同一となる。しかし、水面に近づくにつれて、特に水深増加領域においては、ループの変化は相似であるが、その傾きは一致しない。一方、非定常性の相違から観察すると、非定常性が強いケースほど、平均流速、乱れ特性量の描くループの拡がりが大きくなることが分かる。また、それらの傾きは、非定常性によって変化しないことが分かる。

(4) せん断応力に及ぼす非定常効果と時間変化特性

式(4.9)あるいは式(4.10)より、

$$\begin{aligned} \frac{\tau(t,y)}{\rho} &= gS_b(h-y) + \cos\theta \frac{1}{c} \frac{\partial h}{\partial t} (h-y) - \int_y^h \frac{\partial U}{\partial t} dy + \frac{1}{c} \int_y^h \frac{\partial U^2}{\partial t} dy \\ &= \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_4 \end{aligned} \quad (4.36)$$

と変形される。ここで、 τ_1 :水路床勾配、 τ_2 :水深勾配、 τ_3, τ_4 :慣性力を表す項である。上式を、それぞれの項に分けて計算したのが図4-17である。なお、この図には、増水期および減水期それぞれ代表的な位相のみを取り出して表示してある。また、平均流速分布も併示してある。 τ_1 は、全位相にわたって常に正となり、一方、 τ_2 は増水期において正、減水期においては負となる。 τ_3 すなわち非定常項が、増水期において負、減水期において正となり、その絶対値は τ_4 の絶対値より大きくなる。また、それらの大きさは、 τ_3 の絶対値が、 τ_4 と比較して3から4倍ほど大きくなる。したがって、非定常性は、 τ_2 が減水期において負の値をとり τ_1 を減少させるために、特に減水期において大きく、一方、増水期においても無視できるほど小さくないことが分かる。中川ら(1993)⁸⁾は、非定常性の強いdynamicな流れにおいても τ_3 はほぼゼロとなる、あるいは τ_4 の絶対値が大きくなり、非定常項を上回ると結論した。しかしながら、本研究の実験データからはその傾向が観察されず、また先述した非定常パラメータ β' の値から考えると、本研究で対象とした非定常開水路流れが、dynamicな流れに属しているにも関わらず、 τ_3 の項、すなわち非定常項が上回った。彼らの対象とした非定常流れは、 β' の値で比較すると、最大2程度であり、本研究では8である。非定常性の極弱い流れを計算すると、非定常項が小さくなる結果、 τ_3 と τ_4 がほぼ同程度となりキャンセルされる。したがって、より非定常性の強い流れでは、レイノルズ応力分布に及ぼす非

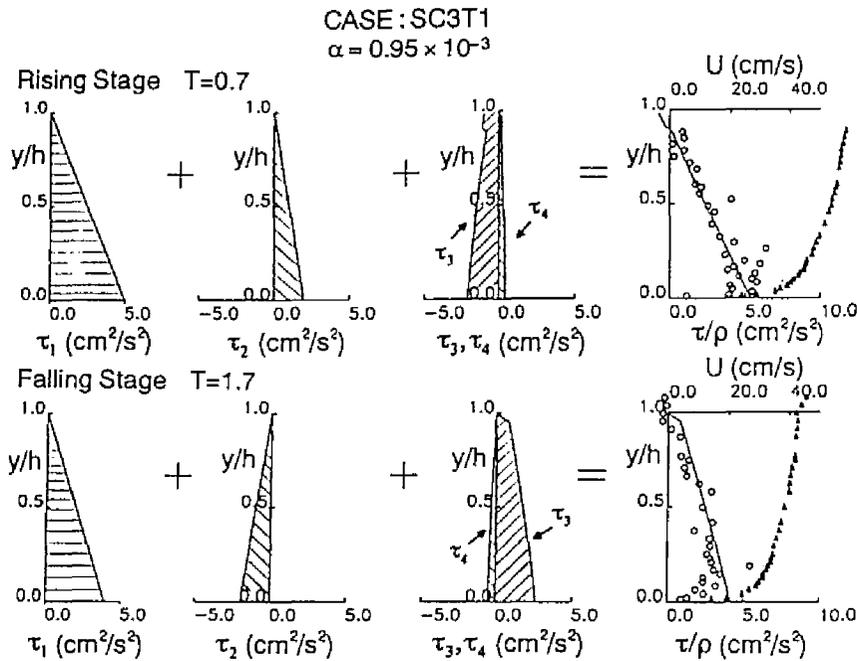


図4-17 せん断応力分布に及ぼす非定常効果

定常項の影響が比較的大きいものと考えられる。また、 τ_4 を無視しても、全体のスケールから考えれば、それほど影響は受けないものと考えられる。さらに、図4-12に示したように、レイノルズ応力を対数則から評価した摩擦速度を用いて無次元化すると、ほぼ三角形分布の普遍特性を示すのは、この方法で評価した摩擦速度の中に非定常性の影響が少なからず含まれているからであり、また、式(4.36)の τ_3 の非定常項が鉛直方向にほぼ線形的に変化するためであると考えられる。

一方、摩擦速度 U 、あるいは底面せん断応力 τ_b は、乱流理論において最も重要な特性速度スケールであり、各種の乱れ特性量の普遍関数表示や組織渦などのスケール則を確立する上で重要なパラメータである。また、流砂水理学においても、Rouse公式に代表される浮遊砂濃度分布には、摩擦速度 U が重要なパラメータとして導入される。ここでは、平均流速の直線勾配から決定した摩擦速度から、非定常開水路流れにおける底面せん断応力の変化特性について考察する。

図4-18は、対数則から評価した底面せん断応力 τ_b の時間変化を示す一例である。図中、ベースフローからの水深変化 Δh も併示してある。底面せん断応力の時間変化は、wake強度パラメータ Π の変化と同様に、水深が最大値をとる時刻($T=1$)より以前にピークに達し、その位相差は非定常性が強くなるほど、すなわち非定常パラメータの値が大きくなるにつれて、大きくなることから分かる。また、その変化は増水期では急激に増加し、減水期においては、水深の変化に伴って徐々に減少する。このような底面せん断応力の変化を、水深変化 Δh に対して示したものが図4-19である。水深変化に対する底面せん断応力の変化は、図4-18で水深と底面せん断応力の変化に位相差が見られたことから、反時計回りのループを描く

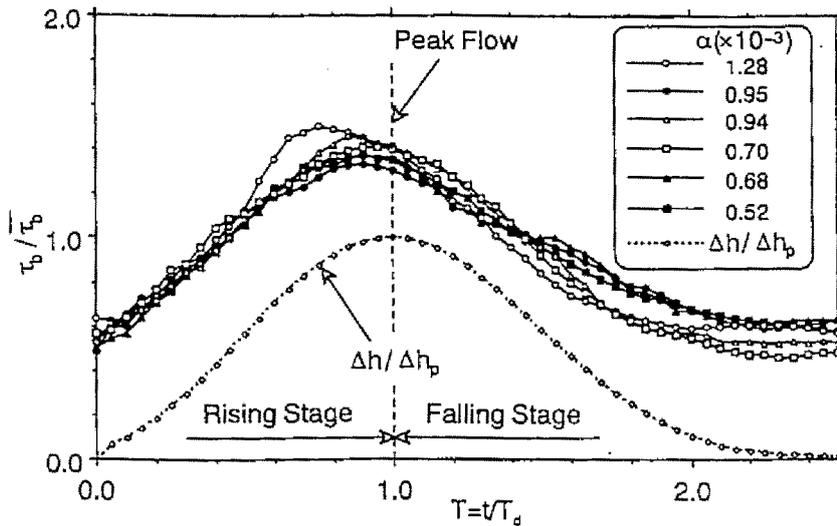


図4-18 底面せん断応力 τ_b の時間変化

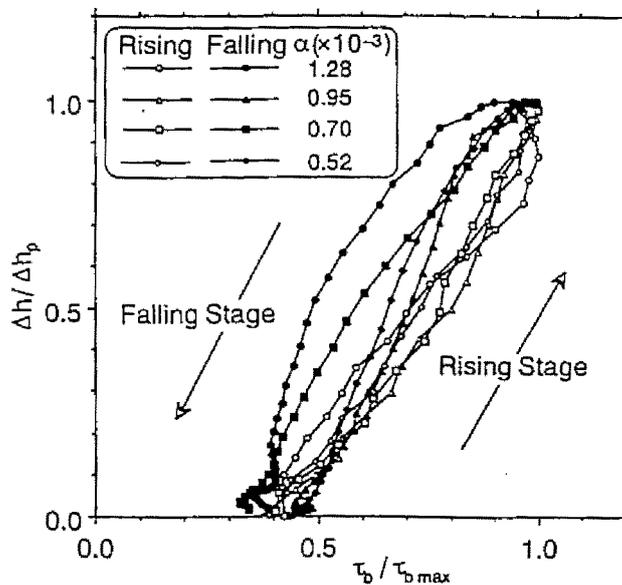


図4-19 水深変化 Δh に対する底面せん断応力 τ_b の変化

ことになる。また、この変化の拡がり是非定常性が強いほど大きくなる。このことから、同一水深で増水期および減水期を比較すると、増水期の方が底面せん断応力が大きくなることが分かる。また、洪水時に浮遊砂濃度のピーク時と水深のピーク時に位相差を伴うこと、あるいは摩擦速度の変化と水深の変化とに位相差を伴うことが、いくつかの河川において観測されており²⁾、この現象は上述した底面せん断応力の変化特性に深く依存しているものと考えられる。

先のレイノルズ応力の変化特性に関する理論的考察で述べたように、本研究で扱うような非定常性の強いdynamicな流れにおいては、移流項を無視してもほとんどその影響はないと考えられたので、式(4.11)から、

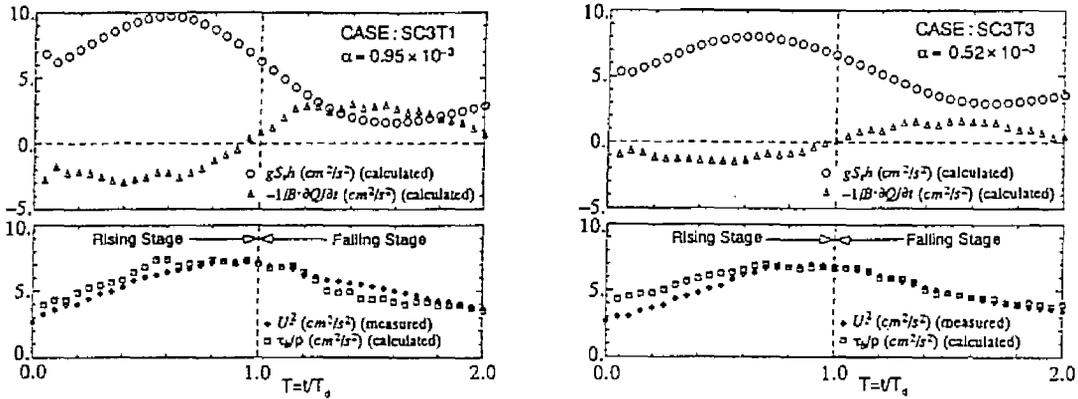


図4-20 底面せん断応力 τ_b に及ぼす非定常効果

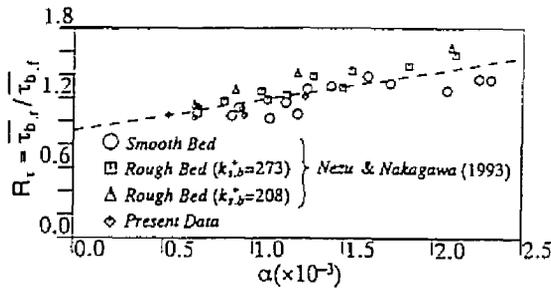


図4-21 減水期の τ_b の平均値に対する増水期の比

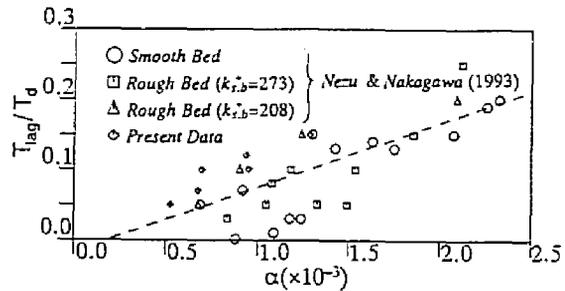


図4-22 τ_b に対する水深変化の時間遅れ

$$\frac{\tau_b}{\rho} \cong gS_s h - \int_0^h \frac{\partial U}{\partial t} dy \cong gS_s R - \frac{1}{B} \frac{\partial Q}{\partial t} = \tau_1 + \tau_2 \quad (4.37)$$

と近似できる。上式の τ_1, τ_2 および τ_b/ρ の変化を示したものが図4-20である。この図には、平均流速分布から評価した底面せん断応力の変化も併示してある。式(4.37)から計算した底面せん断応力と、平均流速から評価した底面せん断応力とは、ほぼ一致しており、式(4.37)の妥当性が確認できる。水面勾配の項 τ_1 の変化は増水期において大きく、減水期では減少するのに対して、非定常項 τ_2 は全く逆の変化を示している。また、非定常項 τ_2 は減水期において特に支配的であり、非定常性が強い場合は水面勾配の項を上回る位相が観察できる。また、上記のような水面勾配の項の変化と非定常項の変化によって、底面せん断応力が水深のピークより以前に最大値に達することが説明できる。

図4-21は、非定常パラメータ α の関数として、底面せん断応力の増水期と減水期における平均値の比 R_c を示したものである。この図には、過去の粗面および滑面に関する実験データ⁶⁾も併せて示してある。この図から明らかなように、 R_c は、非定常パラメータに対してほぼ直線的に変化しており、非定常性が強くなるほど、 R_c が大きくなることを示している。また、この傾向は境界壁面の粗滑に関わらず、線形的に増加することが分かる。さらに、図4-22に、非定常パラメータ α に対して、水深と底面せん断応力のピーク時間の位相差 T_{lag} を示した。なお、位相差 T_{lag} は、増水期間に対する占有率を示すために、水位上昇時間 T_d で無次元化してある。非定常パラメータ α と R_c の関係と同様に、 α に対して線形的な増

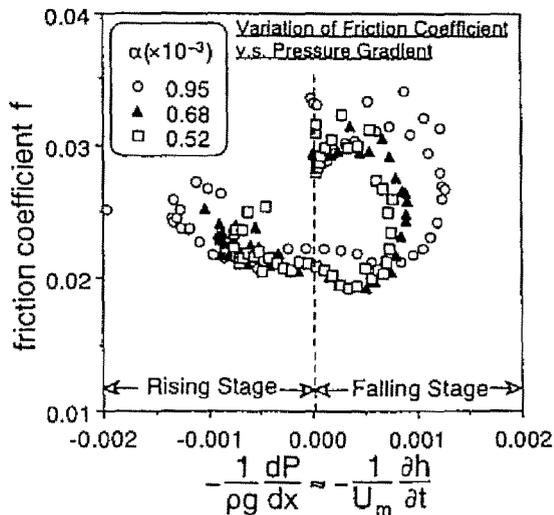


図4-23 圧力勾配に対する摩擦損失係数 f

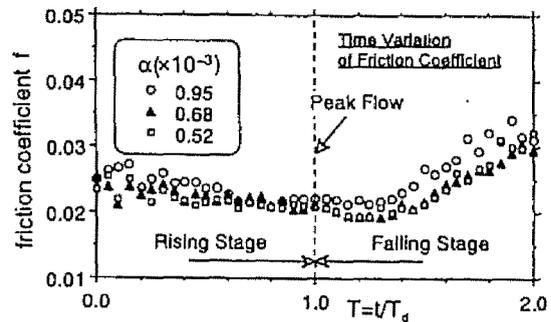


図4-24 摩擦損失係数 f の時間変化

加を示し、またその傾向は底面の粗滑に関係しないようであり、 α によって非定常効果が良好に整理できると考えられる。すなわち、非定常性が強くなると、この位相差が大きくなることを示している。4.4.2節で述べたように、水路床勾配 S_b を含む他の非定常パラメータを用いると、これらの特性は S_b や底面の粗滑に依存し、単一の曲線は得られない。

図4-23は、 $f = 8(U_c/U_m)^2$ で定義される摩擦損失係数の変化を、式(4.25)で表されるベースフローからの圧力勾配の変化に対してプロットした図である。その時間変化は、逆圧力勾配の左下から、順圧力勾配の右上に反時計回りの変化を示している。したがって、減水期の方が摩擦損失係数が大きくなり、この傾向は非定常性が強いほど顕著となることがいえる。さらに、その摩擦損失係数の変化を時間軸に対して示したのが図4-24である。水深のピーク時までは、やや減少傾向を示すものの、減水期にはいと急激に増加し始める。上述した摩擦損失係数の変化特性は、実河川においても Coleman (1962)²⁶⁾によって同様な傾向が観測されている。

(5) 乱れ発生機構

乱流現象の取り扱いには、乱れ変動を「渦の集合体」と考える立場と、「波の集合体」と考えるものがある。たとえばカメラを壁面付近の流速とほぼ同速度で移動しながら写真を撮ると、壁面近傍の渦の集合が鮮明に現れてくる。一方、高速度で撮影すると、その速度に応じた渦運動が観察される。したがって、水素気泡法などの可視化手法や条件付きサンプリング手法は、乱流を渦の集合体と考えて誕生した解析手法であり、一方、スペクトルあるいは乱れ変動の確率分布を調べるのは、波の集合体と考えたものである。ここでは、非定常開水路流れの乱流現象を、波の集合体であると考えた立場からスペクトル分布特性、あるいは skewness や flatness について考察する。

非定常流れに関するスペクトルの計算手法は、今日に至るまで確立されていないのが現状である。そ

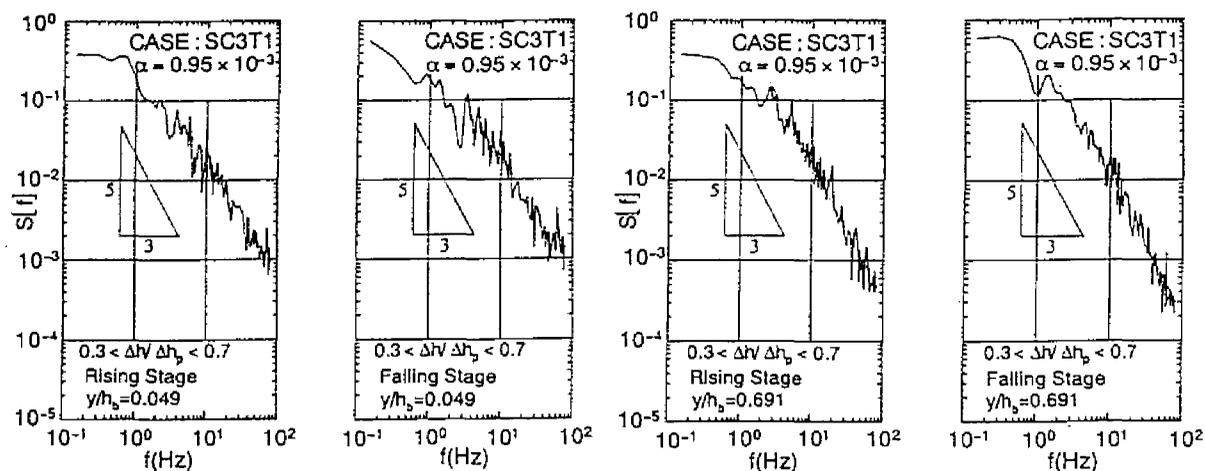


図4-25 スペクトル分布

ここで、本研究では、周波数領域法による平均流速データと瞬間流速から得られる乱れ成分を用いて、あるベースフローからの水深変化に含まれる領域において、定常流と同様に、FFTを用いたスペクトルを計算した。図4-25に、非定常開水路流れにおけるスペクトル分布を示している。また、この図の左側が増水期、右側が減水期に対応する。なお、スペクトルの計算には、ベースフローからの水深変化 Δh が $0.3 < \Delta h / \Delta h_b < 0.7$ を満たす乱れ成分を用いている。 $y/h_b = 0.691$ の水面付近の分布においてはKolmogoroffの $-5/3$ 乗則の成立する範囲、すなわち粘性の作用が無関係となる慣性小領域が僅かに見られる。ところが一方、減水期においてはスペクトル分布の傾きの絶対値が、高周波数領域において僅かに大きくなり、その結果、 $-5/3$ 乗則の成立する範囲が広がる。このことは、水面付近においては、乱れの生成が減水期において卓越しているのに対して、増水期においては、乱れの逸散が卓越していることを意味する。さらに、底面近傍($y/h_b = 0.049$)の増水期において、慣性小領域が水面近傍の分布と同様に僅かな範囲で見られる。しかしながら、減水期では逆にスペクトル分布の傾きの絶対値が小さくなり、慣性小領域はさらに狭くなる。すなわち、底面近傍においては、増水期の方が乱れの生成が卓越していると考えられる。したがって、図4-16で示したように、底面付近では増水期の乱れの方が減水期に較べて大きい、水面付近においてはその傾向が弱まるものと考えられる。

図4-26は、上記のスペクトルの計算で用いた水深変化領域の乱れ成分データから、各成分の乱れ強度で無次元化されたSkewness因子 S_u およびFlatness因子 F_u を計算したものである。なお、乱れ成分の確率分布がGauss分布に従うならば、 $S_u = 0, F_u = 3$ となる。このことより、図に示されるSkewness因子およびFlatness因子は、僅かにこれらの値から外れている。まず、Skewness因子について見ると、極底面近傍を除けば、 S_u は増水期と減水期の値では符号が異なる。すなわち、Gaussian値($=0$)に対してほぼ対称であり、増水期における乱れ成分の確率分布は、負の方向に偏るのに対して、減水期はおよそ正の方向に偏る傾向がある。一方、Flatness因子は、全体としてはGaussian値よりやや小さくなっているが、ベース

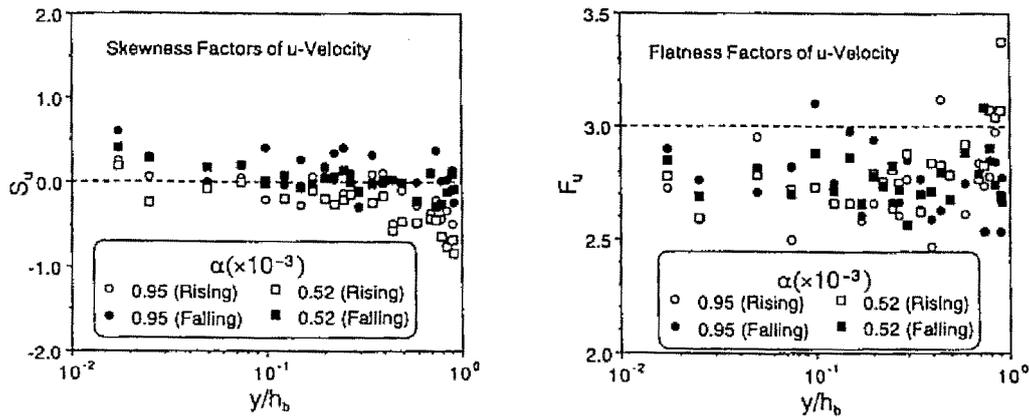


図4-26 Skewness, Flatness 因子の鉛直方向分布

フロー水深付近で増水期がこの値より大きく、減水期では小さくなっていることが分かる。乱れ強度で無次元化されているために、増水期、減水期の乱れの強さについては分からないが、先述したようにこの付近の両者の差が最も大きくなることから、乱れの間欠性が増水期において減水期よりも強いことが分かる。

4.5.2 自由水面の存在しない非定常閉管路流れの乱流特性との相違

非定常閉管路流れにおける乱流特性の検討を行う前に、まず本実験で製作した閉管路がどのくらいの適応性をもつのかについて、ベースフロー時の流量 $Q_b = 2.5$ (liter/sec) を基準とした定常流を計測し、従来の研究から得られた実験データとの比較・検討を行う。

図4-27は、平均流速の速度欠損則表示および乱れ強度分布について、Laufer (1954)²⁷⁾ と Clark (1968)²⁸⁾ のパイプ流における実験データと本実験のデータとを比較したものである。図中には、Lauferによって得られた速度欠損則およびべき乗則の分布を併示してある。平均流速分布に関しては、Lauferの得た実験データとほぼ一致しており、また本実験データの対数則分布式における定数 A_3 がほぼ5となる結果を得ている。また、管路中央軸付近の対数則からのずれも、およそ相似であるといえる。一方、乱れ強度分布に関しては、主流方向乱れ強度 u' は、ほぼ彼らの実験データと一致している。しかし、鉛直方向の乱れ強度 v' に関しては、その分布形状は彼らのデータと相似であるが、パイプ流における円周方向成分 w' のように僅かに大きな値をとる。これは、本実験における閉管路の底面と蓋の材質が異なるため、鉛直方向の乱れが非対称になったためと推測される。レイノルズ数が大きく異なるので厳密な比較はできないが、管路中央軸付近で乱れ強度が開水路流れに較べて僅かに大きくなること、さらに $u' = v'$ の乱れの等方向性が観察される。このことより、本研究における閉管路流れは、十分にその特性を検討できるものと考えられる。

以下、非定常閉管路流れにおける平均流構造の分布特性やその時間変化特性について述べる。本研究では、非定常閉管路流れにおける平均流速の定義に、開水路同様、周波数領域法を用い、圧力のピーク前後

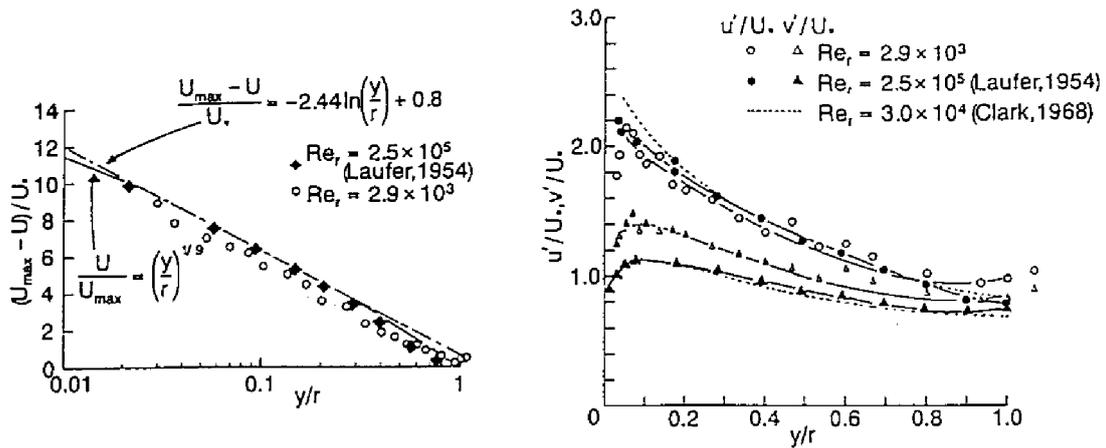


図4-27 既存のデータと本実験の閉管路流データとの比較

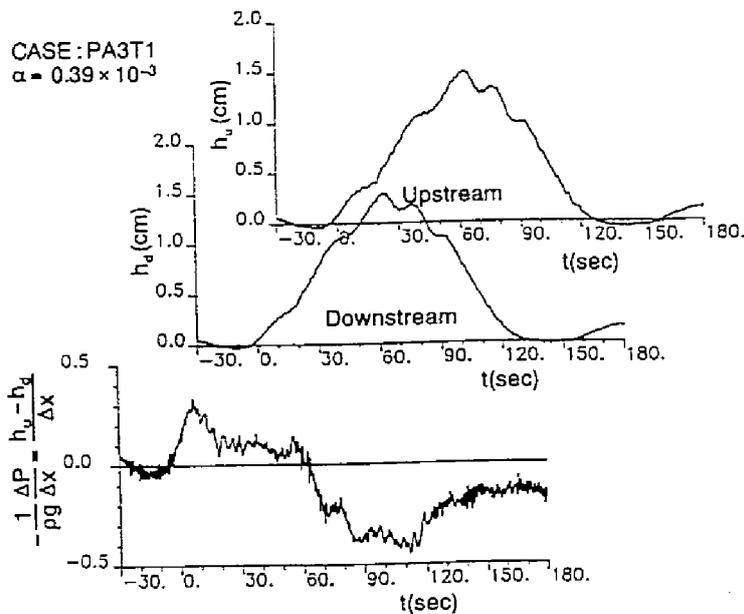


図4-28 非定常閉管路流れにおける圧力勾配の時間変化

で、「加速期」, 「減速期」と定義することにした。また、水位上昇時間 T_d に対応させて、圧力の上昇時間 T_d とし、また圧力を水頭に置き換えて非定常パラメータ α を定義し、閉管路流れの諸特性について開水路流れのそれと比較できるように留意した。

閉管路実験で瞬間流速との同時計測を行う前に、まず二台の圧力計を用いて、圧力勾配を実測した。なお、サンプリング周波数を 20Hz とし、信号処理に関しては TEAC 社製の DR-F1 に記録し、パーソナルコンピュータで電算処理した。図4-28 は、上流端および下流端におけるベースフローからの圧力の時間変化および圧力勾配 $-1/\rho g \cdot \partial P / \partial x$ の変化を示したものである。この図に示される圧力は、水頭に置き換えて表示されてある。圧力のピーク時を境界として、それ以前が加速期、以後が減速期となる。加速期においては、圧力勾配が正となるいわゆる順圧力勾配が観測され、一方、減速期においては、圧力勾配

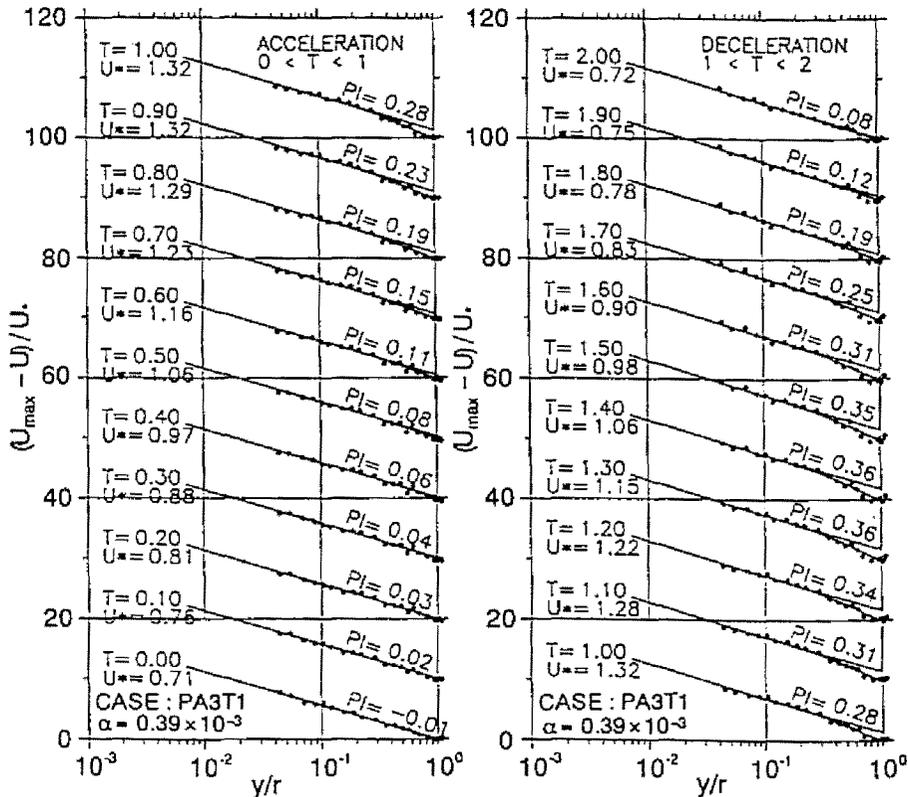


図4-29 平均流速分布(速度欠損則表示, 閉管路流, $PI = \text{wake 強度パラメータ}$)

が負となり, 逆圧力勾配が観測される。また, 減速期の圧力勾配の絶対値が加速期に較べて僅かに大きくなる傾向がある。減速後の圧力の変化に大きくふらつく傾向が見られるが, これは圧力計のドリフトの影響であると考えられる。

図4-29は, 非常閉管路流れにおける平均流速を速度欠損則表示したものである。外層における対数則からのずれ, あるいはwake強度パラメータ Π は, 明らかに減速期の方が大きく, 無次元時間 $T=1.3$ あたりでピークに達することが分かる。この Π の変化を, 時間軸に対して示したのが図4-30である。開水路流れとは逆に, 圧力がピークとなる時間 ($T=1$) より後に最大値を示す。その変化の様子は, 非常性が強いケースほどゆっくりと増加し, その後は急に減少する。すなわち, 非常性が強いケースほど, 圧力のピーク時より遅くピークに達することが分かる。開水路流れの Π 値の最大値は, 非常性が変化してもその値が変化しないのと相違して, Π の最大値は, 非常性が強いほど, 大きくなるようである。一方, その Π 値の変化を, 圧力勾配 $-1/\rho g \cdot \partial P / \partial x$ に対して, 無次元時間をパラメータにとって示したのが図4-31である。圧力勾配に対する Π 値の変化は, 非常開水路流れにおける Π の変化が「時計回り」のループ状の変化を示したのとは逆に, 「反時計回り」の変化を示す。また, その変化は非常性が大きいほど大きくなる。この図からも示されるように, 非常流においては, 流れが空間的に減速されているとき, すなわち逆圧力勾配のとき, 一般に Π 値が大きくなるといえる。

図4-32は, 加速期における平均乱れ強度およびレイノルズ応力の, 減速期の平均値に対する比を, 各

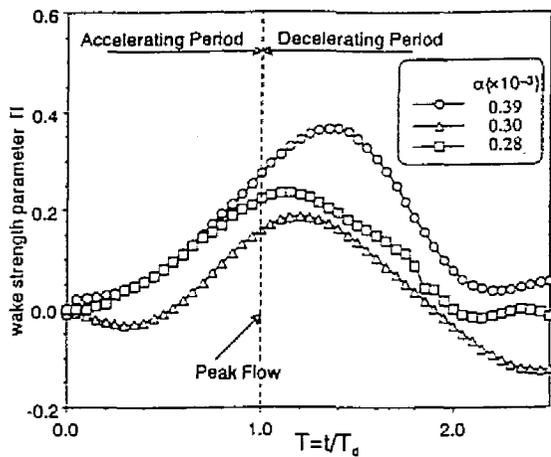


図4-30 wake 強度パラメータ Π の時間変化

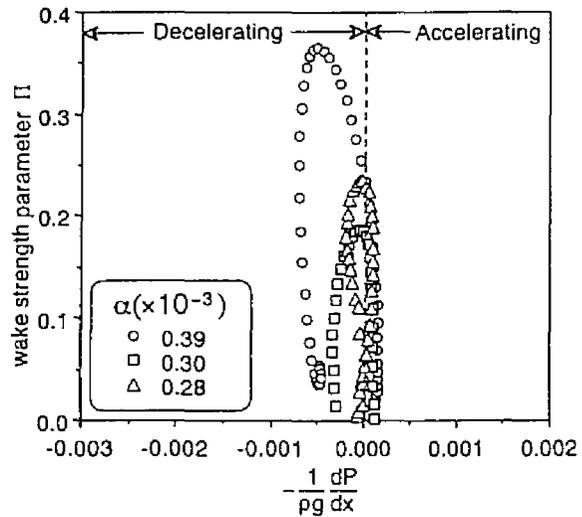


図4-31 圧力勾配に対する Π の変化

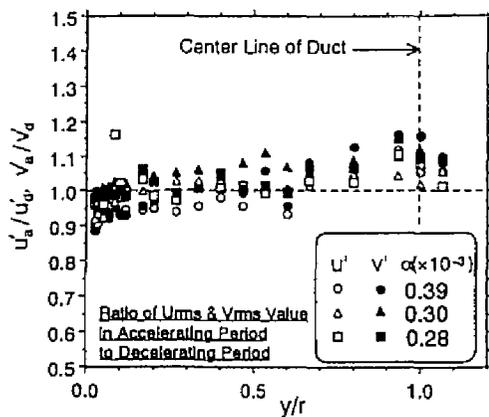
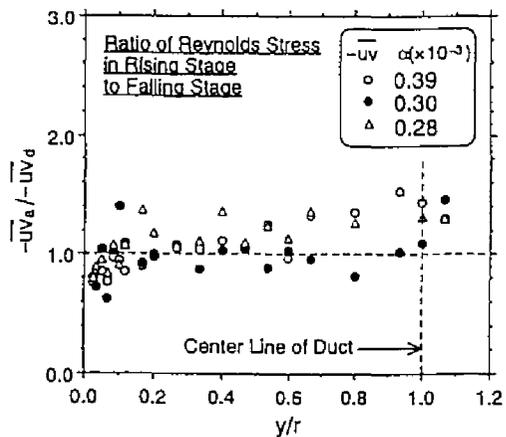


図4-32 減速期の平均乱れ強度および平均レイノルズ応力に対する加速期の比



計測点の高さに対してプロットした図である。全体を通してみるとほぼ1であり、開水路流れと比較するとそれほど顕著ではないが、底面付近においては減速期の方が乱れが大きく、一方、管路中央軸 ($y/r=1$) 付近においては、加速期の方が大きくなる傾向が見られる。先述したように、非定常開水路流れの底面付近における乱れ強度は、増水期の方が大きくなる。しかし、閉管路流れでは減速期における乱れ強度の方が底面付近において僅かに大きくなる。したがって、これら乱れ特性量の時間的変化から見ると、両者は全く逆の特性を持つといえるが、開水路の増水期は空間的に減速流であることを考慮すると、全く同じ特性であると考えられる。

図4-33は、非定常閉管路流れにおける底面せん断応力 τ_b を示したものである。また、この図には圧力の変化も併示してある。この図より、底面せん断応力 τ_b の変化は、非定常性が極弱いケースにおいては、 τ_b のピーク時が、ほぼ圧力のピーク時とほぼ同時刻か、あるいはそれ以前となっているが、非定常性が強くなるにつれてそのピーク時間は遅れていき、圧力のピーク時間より遅く最大値に達することが分か

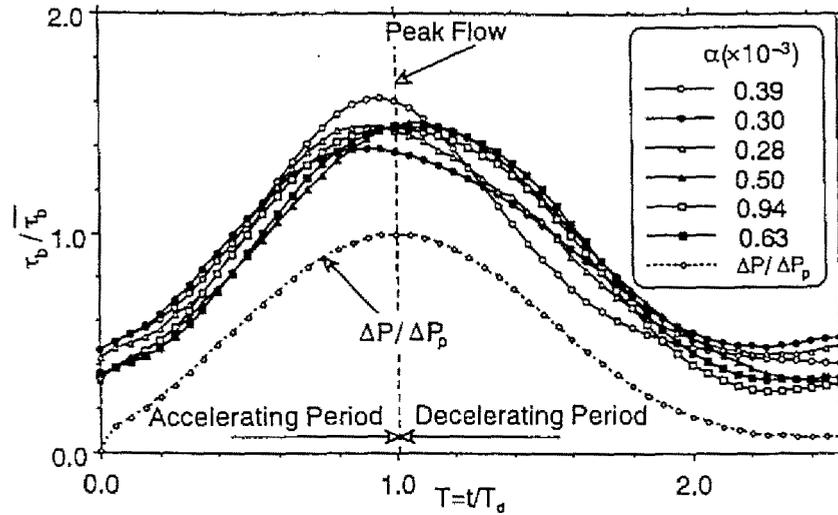


図4-33 底面せん断応力 τ_b の時間変化 (閉管路流)

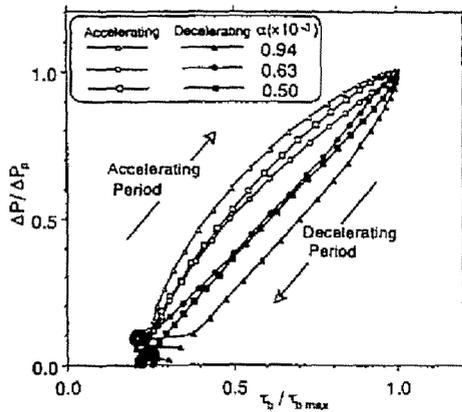


図4-34 圧力変化 ΔP に対する τ_b の変化

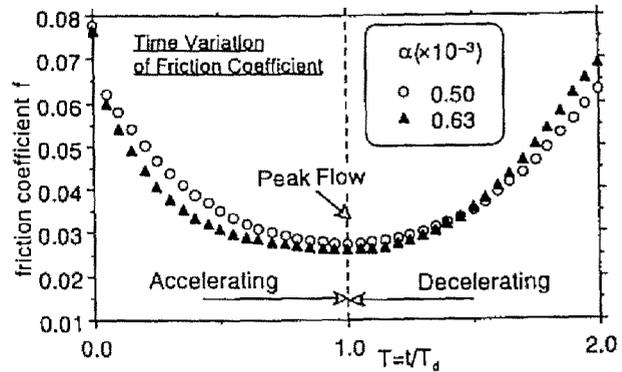


図4-35 摩擦損失係数 f の時間変化

る。非定常開水路流れと比較できる非定常パラメータ α の範囲は、 $\alpha > 0.5$ 程度であることから、この範囲に入っている実験ケースのみを観察すると、 τ_b は一般に圧力のピーク時より遅く最大値に達すると考えられる。本研究のような非定常閉管路流れを対象とした従来の研究は皆無に近いので、厳密な結論は下せないが、日野ら(1982)¹¹⁾も交番振動流の実験結果から同様な結果を得ている。したがって、非定常閉管路流における底面せん断応力の変化は、圧力のピーク時より遅くピークに達すると考えられる。また、ベースフローからの圧力変化 ΔP に対して表示したものが図4-34である。圧力変化に対する τ_b の変化は、非定常開水路流れと相反して、時計回りのループ状の変化を示していることが分かり、底面せん断応力に関して、加速期と減速期の圧力の等しい条件下では、減速期の方が大きくなると考えられる。一方、摩擦損失係数 f の変化を時間軸に対して示したのが図4-35である。この図にも示されるように、 f の最小値が圧力のピーク時以後に現れていることから、加速期の方が f の値は大きくなる。したがって、非定常開水路流れにおいては減速期の方が f の値が大きくなることから、流れが空間的に加速されているときに増加するものと考えられる。また、パイプ流を計測した Carstens (1959)²⁹⁾らによってこれと同様な傾向

が得られている。

4.5.3 開水路乱流の壁面領域に及ぼす非定常効果

これまで述べてきたように、非定常開水路流れにおいては、不等流下で観察される乱流特性と同様に、時々刻々と変化する流量および自由水面によって引き起こされる圧力勾配が、外層における平均流、乱れ特性量に少なからず影響を及ぼすことが解明された。

圧力勾配を有する乱流境界層に関する研究は、古くは Preston tube を用いて底面せん断応力を直接計測した Stratford (1959)³⁰⁾の研究、Coles (1956)²¹⁾や McDonald (1969)³¹⁾に代表されるように粘性底層および外層の平均流速分布を圧力勾配の関数として評価した研究、スペクトル分布特性、乱れの高次相関を、剥離領域にまで詳細に調べた Simpson ら (1981)³²⁾の研究が挙げられ、非常に多くの研究者によって精力的に行われてきた。一方最近では、計測機器および計算機の発達に伴い、ホットワイヤーを用いて粘性底層内を詳細に計測した Nagano ら (1993)³³⁾および佐野 (1992)³⁴⁾、周期的な圧力勾配を有する境界層について LES を行った三宅・梶島 (1990)³⁵⁾、DNS による Spalart & Watmuff (1993)³⁶⁾によって壁面領域内の乱流特性が調べられている。これらの研究によると、これまで普遍性を保つと考えられていた壁面領域の平均流特性が、ゼロ圧力勾配のものと大きく異なることが確認されている。Nagano らは、比較的強い逆圧力勾配の下でも Karman 定数 κ は普遍であるが、流速分布自身は、標準型対数則分布 ($\kappa=0.41, A_s=5.0$) より下方に逸れることを指摘した。また、同様な結果が Spalart & Watmuff の DNS によって得られている。しかし、その結果はその他の研究者とは大きく異なり、 κ が圧力勾配に大きく影響を受け、逆圧力勾配での流速分布が標準型対数則よりかなり上方に逸れる結果を得たものもある。したがって、圧力勾配が境界層の挙動や熱・物質輸送現象にどのような影響をもたらすのかは未だ明らかにされていないのが現状である。こうした問題点を踏まえ、本節では、上流からの履歴の効果の少ない単調増水・単調減水の非定常流れを対象に、粘性底層を含めた壁面領域の乱流特性と圧力勾配との関連について実験的に考察する。

(1) 摩擦速度の評価および平均流速分布に関する検討

ここでは、壁面領域の特性がどの程度の圧力勾配に支配されるのかを検討するために、圧力勾配を内部変数で無次元化した次式で表される無次元圧力勾配パラメータ p^* を用いる。

$$p^* = \frac{\nu}{\rho U^3} \frac{dP}{dx} \quad (4.38)$$

図4-36はこの圧力勾配パラメータ p^* の変化を示したものである。単調増水ではゼロ圧力勾配から急激に増加し、 $T=1$ に近づくにつれて緩やかに減少する。一方、単調減水では圧力勾配の絶対値が単調増水と比較して大きく、そのピークの位置が実験ケース間で大きく変わることが分かる。水位上昇・下降時間 T_d で無次元化されているためこの図からは直接判断し難いが、非定常性が大きなケースほど p^* は単調増水では早くピークに達し、その絶対値も大きくなる。また、単調減水ではその逆の傾向が観察される。

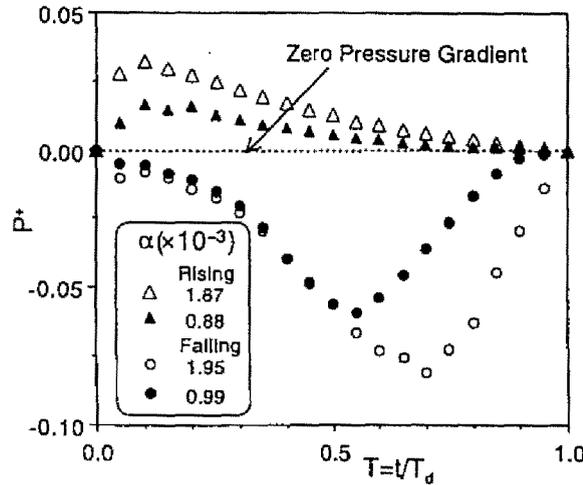


図4-36 圧力勾配パラメータ p^* の変化

ところで、完全に発達した滑面鉛直二次元開水路流れに関して、レイノルズ応力を Prandtl の混合距離理論を用いて表すことにより次式が得られる²⁰⁾。

$$\frac{dU^+}{dy^+} = \frac{2(1-\xi)}{1 + \sqrt{1 + 4l^{*2}(1-\xi)}} \quad (4.39)$$

ここで、 $l^* = U_* l / \nu$ (無次元混合距離) である。壁面領域 ($\xi < 0.2$) においては、次式で表される van Driest の damping function Γ を用いて混合距離 l^* が与えられる。

$$l^* = ky^+ \Gamma(y^+) \quad \text{and} \quad \Gamma(y^+) = 1 - \exp(-y^+ / B) \quad (4.40)$$

ここで、 B は van Driest damping factor である。その結果、式(4.40)を用いて式(4.39)を積分することにより、以下の壁法則が得られる。

$$U^+ = y^+ \quad (y^+ \ll B) \quad (4.41)$$

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + A, \quad (B < y^+ < 0.2R_*) \quad (4.42)$$

ここで、 $R_* = U_* h / \nu$ である。

図4-37は、最も圧力勾配の影響が大きい単調増水・減水の実験ケース(MRB31 および MFB31)における平均流速分布を内部変数表示したものである。なお、この図に表示されている摩擦速度 U_* は、式(4.42)の対数則分布から評価されたものであり、理論式(4.39)および(4.41)、(4.42)の分布も併示した。この図より、全ての位相において、強い圧力勾配の下でも、 $y^+ > 30$ の内層で平均流速が対数則分布しており、また、粘性底層内では式(4.41)の直線分布式にほぼフィットしていることが分かる。しかしながら、粘性底層の直線分布式(4.41)と対数則分布式(4.42)の交点の位置を観察すると、流速分布自身が相似な形状を保ちながら上下に変化し、粘性の影響する領域が変化していることが分かる。図4-38に、粘性底層の厚さを表すパラメータである式(4.40)の van Driest damping factor B の時間変化を示した。単調増水における

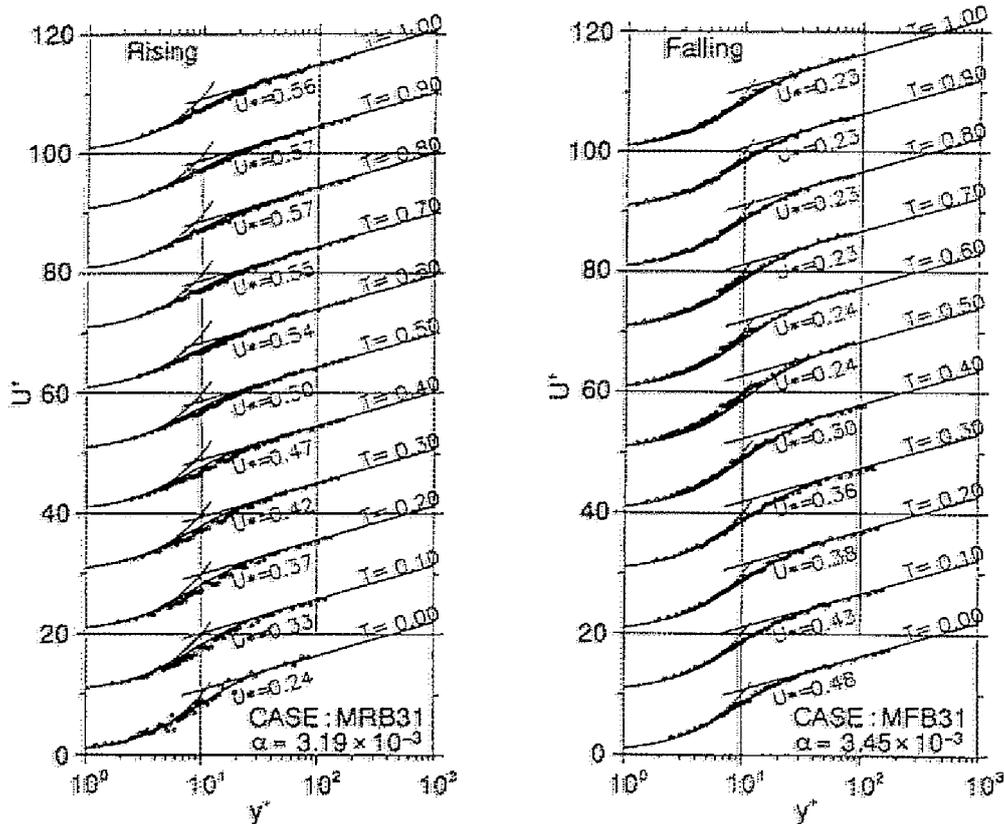


図4-37 壁面領域における平均流速分布(内部変数表示)

B の変化は、定常等流時における値 ($=26$) から減少し、水深がピークとなる以前に最小値に達する。その後、 B が定常等流時の値に戻っていく様子が観察される。すなわち、粘性底層厚が、 B の変化とともに減少し $T=1.0$ に近づくにつれて回復することを示している。また、その絶対値は非定常性の強いケースほど大きくなる。単調増水が逆圧力勾配(空間的減速流)に対応することから、このような変化特性は、Nagano ら(1990)²³⁾ の逆圧力勾配乱流境界層における結果と一致する。一方、単調減水では、単調増水とは逆の傾向を示している。図4-39は、damping factor B の変化を圧力勾配パラメータ p^* に対して示したものである。圧力勾配に対する B の変化は、定常等流時の値 ($p^*=0$ で $B=26$) を原点として、単調増水では第4象限に時計回りの変化を、単調減水では第2象限に時計回りの変化を示している。このようなループ状の変化は B と p^* の変化に位相差が存在しているためであり、両者の関係が線形的に決まる境界層流れとは異なり注目される。すなわち各時刻の圧力勾配で特性が決まるのではなく、多少の遅れを持って変化する開水路特有の現象と考えられる。

乱流境界層の解析では、粘性底層内の流速分布が、比較的大きな圧力勾配の下でも式(4.41)の直線分布に従うとし、この式から摩擦速度 U_* が評価される。そこで本研究でも、同様に粘性底層の式から U_* を評価し、対数則による摩擦速度の評価方法の妥当性を検討した。図4-40は、式(4.41)と(4.42)から評価された摩擦速度の比較を行ったものである。両者は、摩擦速度の大きな領域を除いてほぼ一致しているこ

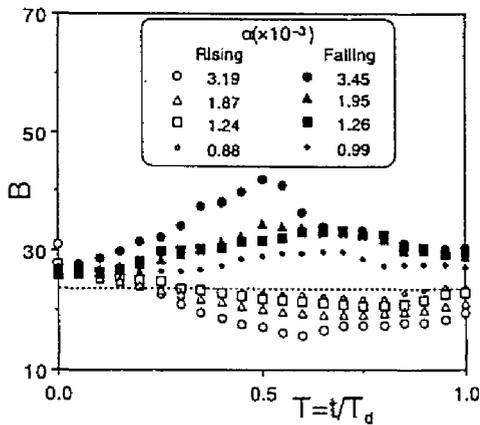


図4-38 van Driest damping factor B の時間変化

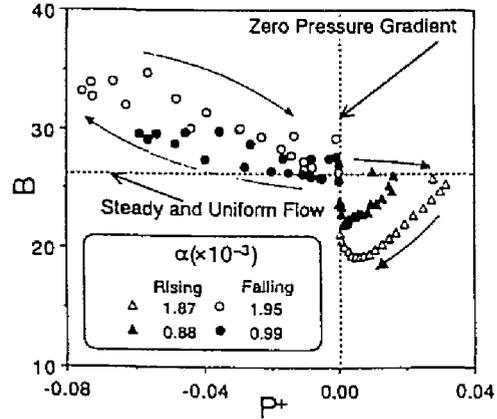


図4-39 圧力勾配パラメータ p^+ に対する B の変化

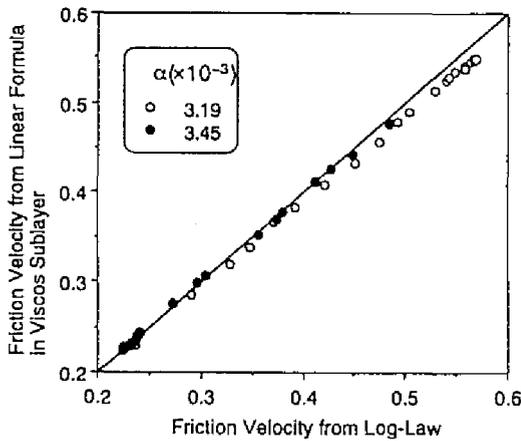


図4-40 摩擦速度の評価方法の比較

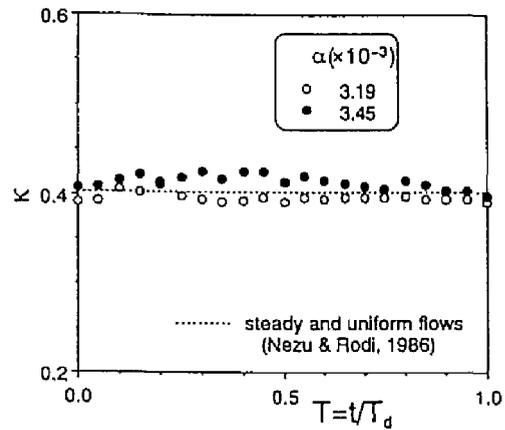


図4-41 Karman定数 κ の変化

とが分かり、対数則による評価方法が、強い非定常性の下でも妥当であることが示されている。図4-41は、粘性底層の直線分布式から評価した摩擦速度を式(4.42)に代入して逆算されたKarman定数 κ を時間軸に対して示したものである。 κ はどの位相においてもほぼ0.41の一定値を示しているが、単調減水では僅かに上方に逸れ、単調増水では下方に移動する。しかし、ここで示した実験ケースはかなり非定常性の強いクリティカルなケースであるので、通常の開水路における非定常性ならば、ほぼ0.41の普遍定数であると結論づけてよい。

(2) 乱れ特性量の変化

図4-42は、乱れ強度の主流・鉛直方向成分 u', v' の分布を内部変数表示したものである。なお、図中の曲線は、van Driestの damping function Γ を導入して、粘性の効果を取り入れた主流方向の乱れ強度分布である²⁰⁾。

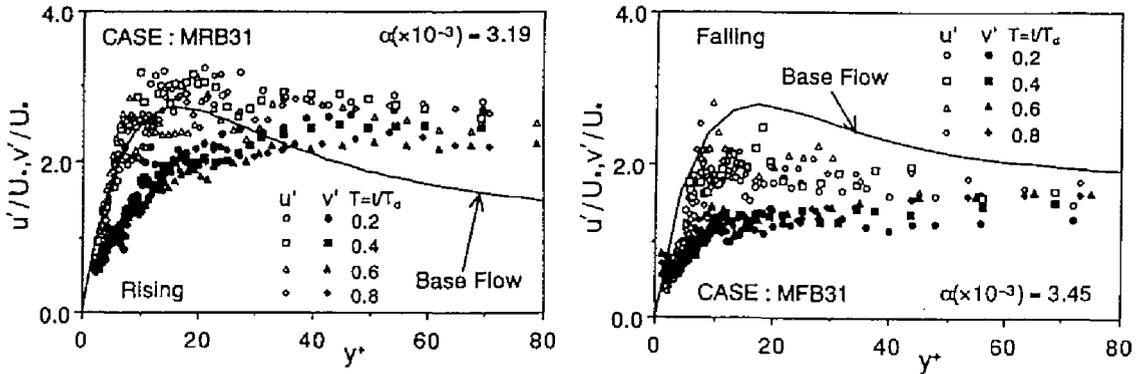


図4-42 乱れ強度の鉛直方向分布(内部変数表示)

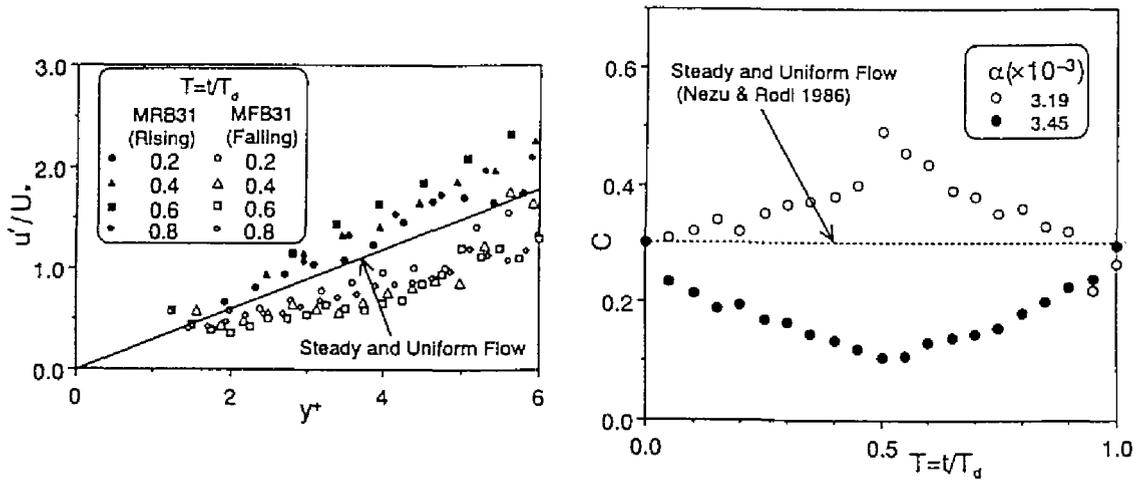


図4-43 粘性底層における乱れ強度 u' の分布

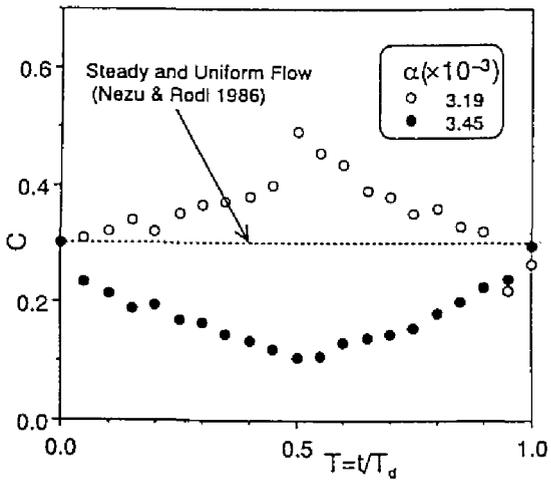


図4-44 乱れ強度分布の傾き C

$$\frac{u'}{U} = D_u \exp\left(-\frac{y^+}{R}\right) \cdot \Gamma(y^+) + Cy^+ \cdot \{1 - \Gamma(y^+)\} \quad (4.43)$$

なお、定常等流時では $D_u=2.30, C=0.3$ 、および式(4.40)の damping factor B は粘性底層厚の $B=10$ となる。境界層流あるいは不等流下で観測されるように、単調増水では空間的な減速の効果によって定常等流時の分布より大きく上方に逸れ、逆に単調減水では下方に逸れる。また、単調減水では乱れの等方化指向が、単調元帥と比較して $y^+>40$ の領域で大きく、空間的加速の影響がここでも見られる。一方、ごく底面近傍 ($y^+<10$) の領域では、 u' および v' にほぼ原点を通る比例関係があるようである。この傾向は、定常流に関する実験結果からも示されている²⁰⁾。 y^+ のごく小さな領域に限定して考えると、式(4.43)は、

$$u'/U = Cy^+ \quad (4.44)$$

に漸近する。図4-43は、主流方向の乱れ強度 u' の分布を粘性底層の部分拡大して示したものである。 u' は粘性底層内 ($y^+<5$) においてほぼ比例関係にあり、単調増水では定常等流時の勾配よりも急になり、一方、単調減水では緩やかになる。この勾配 C の時間変化を図4-44に示す。ほぼ同程度の非定常性を持つ単調増水および単調減水の C の変化はほぼ対称的であり、定常時の値からピーク時までの差は約0.2程

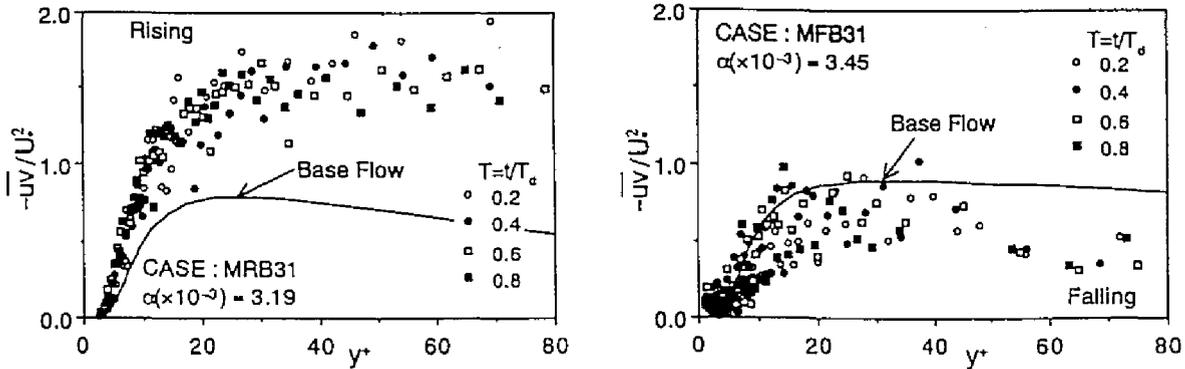


図4-45 レイノルズ応力の鉛直方向分布 (内部変数表示)

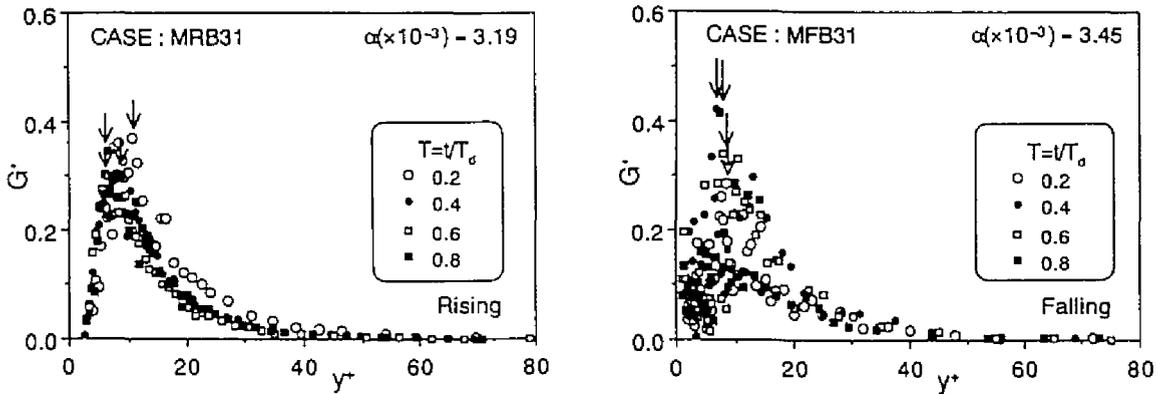


図4-46 乱れ発生率 G^+ の分布

度である。このような乱れ強度分布の変化特性は、先述した粘性底層厚の変化に関係していると考えられる。すなわち、図4-42で示されたように、単調増水では、乱れ強度分布の勾配が急になる結果、底面付近で突き出したような分布となり、さらにその乱れ強度のピークの位置が底面側に移動する。単調減水ではその逆のことが言える。

図4-45は、レイノルズ応力分布を、乱れ強度分布と同様に内部変数表示したものである。図中の曲線は、定常等流時で成立するレイノルズ応力分布で、次式で表される。

$$\frac{-\overline{uv}}{U^2} = \frac{\tau(y)}{\rho U^2} - \frac{1}{U^2} v \frac{dU}{dy} = (1 - \xi) - \frac{dU^+}{dy^+} \quad (4.45)$$

レイノルズ応力分布は、底面近傍において式(4.45)の分布から大きく逸れ、空間的加速・減速の影響が現れており、先の乱れ強度分布の変化と比較して大きく逸れることから、圧力勾配下の壁面領域における乱れの非等方性が存在するものと考えられる。また、単調減水ではデータが多少ばらつくが、 y^+ に対するレイノルズ応力の傾きは、乱れ強度と同様な変化を示している。図4-46は、次式の乱れ発生率 G^+ の分布を示したものである。

$$G^+ = \frac{-\overline{uv}}{U^2} \frac{dU^+}{dy^+} \quad (4.46)$$

G^+ は単調減水に比べて、増水期における乱れの増加傾向に対応して概ね単調増水の方が大きくなる。ピーク的位置(矢印)をみると僅かに変化するようであるが、ほぼ一定の位置を示している。

上記の非定常流れの壁面領域における乱流統計量の分布特性より、非定常効果の一つである圧力勾配の平均流および乱れ特性値に及ぼす影響は、ごく最近の乱流境界層の研究で得られたものとはほぼ一致する結果が得られた。非定常性が大きい開水路乱流でも Karman 定数 κ がほぼ普遍定数となるが、van Driest damping factor B の圧力勾配パラメータ p^+ に対する変化には、圧力勾配に対して一意に決定される境界層流れとは異なる傾向が観察され、このような特性は両者の間に位相差があるためであり、非定常開水路流れ特有の現象であるといえる。

4.6 総合的考察

本研究では、非定常開水路流れにおける乱流構造、特に平均流速分布、乱れ強度、レイノルズ応力分布、底面せん断応力の時間変化などの平均流特性について実験的に考察し、また非定常閉管路流れの乱流構造との比較を行うことにより、非定常開水路流れ特有の現象あるいは乱流構造に及ぼす非定常効果について考察を行った。さらに、粘性底層を含めた壁面領域の特性を、等流時の分布との比較、圧力勾配との関連として議論した。これらの非定常開水路流れの乱流特性に関する結果より、以下の様にまとめることができる。

(1) 外層に着目した非定常開水路流れの乱流特性に関する考察では、自由水面付近の外層において、平均流速分布が対数則分布から僅かにそれる現象、すなわち wake 成分が現れ、特に増水において顕著な傾向が見られた。また、その変化は水深のピーク時以前に最大値に達する。

(2) 乱れ強度およびレイノルズ応力に関する考察では、底面近傍において増水期の方が乱れが強く、乱れ強度分布のベースフロー水深以下の領域においては、ほぼその普遍特性を示す。しかしながら、水面付近の水深増加領域においては、増水期および減水期における乱れ強度の差は小さいものの、減水期の方が乱れが強くなる領域が観察された。また、レイノルズ応力分布は、全位相にわたってほぼ三角形分布を示すことが分かった。Bradshaw の提示する乱れの active, inactive は、せん断乱流の特徴であるレイノルズ応力の発生に寄与するか否かで区分されている。非定常開水路流れの乱れ強度分布は、水面付近の外層、特に水深増加領域において、その普遍関数表示から僅かに小さくなる。しかしながら、レイノルズ応力分布に関しては、ほぼ粘性項を無視した三角形分布に従うことから、水面変動などの低周波成分による inactive 成分の影響であると考えられる。橋津(1977)²⁵⁾は、洪水波などの準定常的な波動をともなう流れ等においても inactive 成分は無視できないと予測している。したがって、非定常開水路流れにおいても、この効果が比較的大きくなるものと考えられる。

(3) せん断応力分布に及ぼす非定常効果に関する考察では、特に非定常性の強い dynamic な流れにおい

表4-4 空間的加速・減速の効果として捉えた場合の非定常流れの乱流特性

Pressure Gradient $-1/\rho g \, dP/dx$	Positive (> 0) Spatially Accelerating	Negative (< 0) Spatially Decelerating
Unsteady Open-Channel Flow	Falling Stage ($\partial h/\partial t < 0$)	Rising Stage ($\partial h/\partial t > 0$)
Unsteady Pipe (Duct) Flow	Accelerating Period ($\partial P/\partial t > 0$)	Decelerating Period ($\partial P/\partial t < 0$)
Deviation from Log-Law in Outer Layer (Wake)	Smaller and Positive	Larger and Positive
Bed Shear Stress	Smaller	Larger
Production of Turbulence	Decreasing	Increasing

て、非定常項が移流項よりも大きく、移流項が非定常項を上回ることはないことが分かった。底面せん断応力の時間変化は、水深のピーク時以前に最大値に達する。また、水深変化に対する底面せん断応力の変化は、反時計回りのループ状の変化を示し、増水期および減水期の同一水深時における底面せん断応力は、増水期の方が大きくなることが分かった。さらに、非定常パラメータ α を用いることによって、底面せん断応力と水深変化との位相差などの非定常効果が良好に整理される。

(4) スペクトル分布などの乱れ発生機構に関する考察においても、増水期で乱れの生成が卓越している結果が得られ、非定常開水路流れにおいては、増水期において乱れが強くなる。

(5) 自由水面の有無による乱流構造の相違に着目した非定常閉管路流の実験結果より、底面近傍の平均流速分布は開水路流れと比較して顕著な差異を示さなかったものの、管路中央軸付近の外層に wake 成分が現れ、特に減速期において大きくなることが分かった。その wake の変化は、圧力のピーク時以後に最大値に達する。また、乱れ強度分布は管路中央軸付近において閉管路流特有の乱れの等方均一性の現象が観察された。底面せん断応力の時間変化は、非定常性が強い流れに限り、圧力のピーク時以後に最大値が現れる。したがって、非定常閉管路流れにおいては、乱れが減速期において強くなると言える。

非定常開水路流れおよび閉管路流の相違を空間的な加速あるいは減速の効果としてとらえると、表4-4のように整理される。非定常開水路流れの増水期は、逆圧力勾配下の流れであるから、空間的に見れば減速流となる。また、減水期は順圧力勾配の空間的な加速流である。したがって、底面せん断応力あるいは wake は、逆圧力勾配の流れで顕著となり、順圧力勾配の流れでは小さくなる。また、乱れ特性量の変化も同様なことがいえる。このような観点で見ると、非定常開水路流れおよび非定常閉管路流れは、本質的に同じであり、逆圧力勾配下においてこれらの特性が顕著となる。

(6) 粘性底層を含めた壁面領域の乱流特性に及ぼす非定常効果に関する検討では、圧力勾配に対する「位

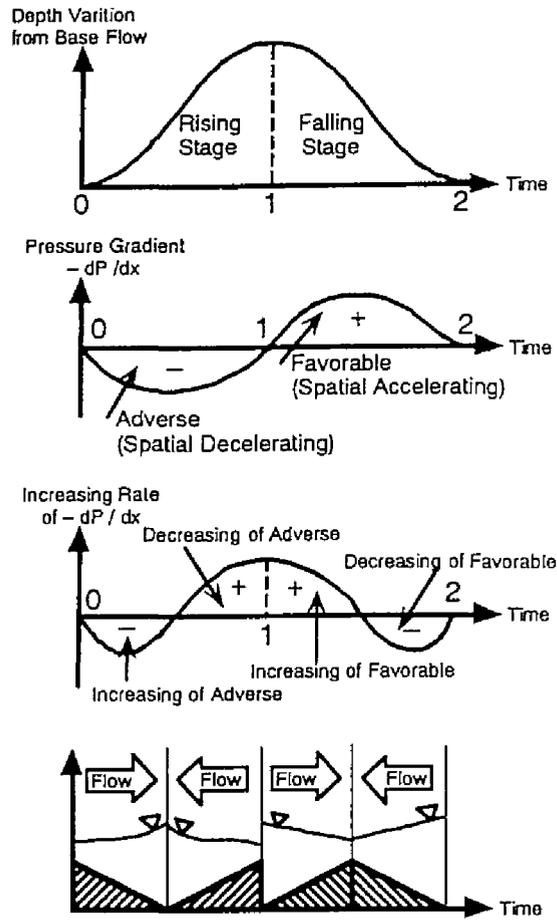


図4-47 圧力勾配の増加率から考えた非定常開水路流れの乱流特性

相遅れ」の現象を除けば、ごく最近の圧力勾配下の乱流境界層で得られている結果とほぼ同様な傾向を示した。また、水面形が緩やかに変化し、圧力勾配の影響を受ける非定常開水路流れにおいても Karman 定数 κ が普遍定数 0.41 の値を示す。粘性の影響を受ける領域の厚さを定量的に表す van Driest の damping factor B は圧力勾配パラメータ p^+ に対して時計回りの変化特性を示した。この傾向は、両者の間に位相差が存在するためであり、この点に関しては、圧力勾配に対して一意に決定される境界層流れとは異なった開水路流れ特有の現象であると言える。

これまで述べてきたことから、非定常開水路流れにおける乱流構造は、非定常閉管路流れおよび空間的な加速、減速を有する流れの乱流構造と、圧力勾配の変化、すなわち空間的な加速、減速の効果として捉えるならば、いくつかの点に関してほぼ等価であることが分かる。図4-47に示すように、非定常開水路流れの圧力勾配の変化は、水深ピーク時においてゼロとなり、この圧力ピーク時前後で、増水期、減水期に分かれる。さらに、増水期の逆圧力勾配のピーク時前後、減水期の順圧力勾配のピーク時前後と、四つの区間に分ける。こう考えると、増水期における乱れの増加率は、増水期における逆圧力勾配のピーク時で最も大きくなるが、やがて水深ピーク時に向かって、乱れの増加率は正值をとるものの、その絶対値自

身は減少する。その後、増加率は負の値をとり、順圧力勾配のピーク時に向かって、その絶対値を増加させる。すなわち、この期間においては、最も乱れの減少率が大きくなる。その後、順圧力勾配のピーク時を迎えるとその減少率は弱まる。したがって、このような乱れの増加率の変化は、空間的な加速、減速を持つ流れと等しくなる。

参考文献

- 1) 林 泰造・大島正憲: Kinematic Wave としての非定常性が水流の乱れ構造に及ぼす影響の研究, 第 32 回水理講演会論文集, pp.607-612, 1988.
- 2) 長谷川和義: 石狩川における流速と浮遊砂濃度の同時計測, 種々のスケールにおける流れと流砂運動の同時計測による土砂輸送・河床変動機構の解明, 科研費報告書(代表: 芦田和男), pp.484-485, 1989.
- 3) 冨永晃宏・小葉竹重機・湯下孝司: 非定常開水路流の乱流構造, 土木学会第 44 回年次学術講演会概要集, pp.484-485, 1989.
- 4) Tu, H., Graf, W. H. & Tamai, N. : Unsteady open-channel flow – its mean structure and suspended sediment load transport, 河道の水理と河川環境シンポジウム論文集, 土木学会, pp.191-198, 1993.
- 5) Nezu, I. & Nakagawa, H. : Turbulent structures over dunes and its role on suspended sediments in steady and unsteady open-channel flows, Proc. of Int. Symp. on Transport of Suspended Sediments and its Mathematical Modelling, IAHR, Firenze, pp.165-189, 1991.
- 6) Nezu, I., Nakagawa, H., Ishida, Y. & Kadota, A. : Bed shear stress in unsteady open-channel flows, ASCE Hydraulic Conference, San Francisco, HM-1, 1993.
- 7) Kadota, A. : Significant difference between turbulence characteristics of unsteady flows in open-channels and pipes, Proc. of XXV Congress of IAHR, Student Paper Session, pp.49-56, 1993.
- 8) 中川博次・村上正吾・長谷川昌明: 非定常開水路流れに関する実験的研究, 「非定常な流れ場における土砂輸送理論の体系化に関する研究」研究成果報告書(代表: 中川博次), pp.17-36, 1993.
- 9) Mizushima, T., Maruyama, T., & Hirasawa, H. : Structure of the turbulence in pulsating pipe flows, J.Chemical Engrg. of Japan, vol.8, no.3, 1975.
- 10) Ramaprian, B. R. & Suen-Wei Tu : An experimental study of oscillatory pipe flow at transitional Reynolds numbers, J. Fluid Mech., vol.100, part 3, pp.513-544, 1980.
- 11) 日野幹雄・柏柳正之・中山哲蔵・原輝彦: 交番振動流の乱流構造に関する実験的研究(1) 乱れの統計量について - (2) 乱れの素過程について, ながれ, vol.1, pp.180-195, pp.274-284, 1982.

- 12) 林 泰造・大橋正和：往復境界層の乱流構造, ながれ, vol.1, pp.197-207, 1982.
- 13) 山口隆美：大動脈に発生する乱流, 第24回乱流シンポジウム講演論文集, pp.48-53, 1992.
- 14) Carr, L. W. : A review of unsteady turbulent boundary-layer experiments, in unsteady turbulent shear flows, IUTAM Symposium, Toulouse, France, Michel, R. et al. eds., pp.3-34, 1981.
- 15) 中川博次・瀬津家久・石田吉宏・門田章宏：開水路流れの乱流構造に及ぼす非定常効果に関する研究, 関西支部年次学術講演会概要集, II-54, 1993.
- 16) Nezu, I., Tominaga, A. & Nakagawa, H. : Field measurements of secondary currents in straight rivers, J. Hydr. Engrg., ASCE, vol.119, No.5, Paper No.4321, 1993.
- 17) 林 泰造・日野幹雄：河川・振動流の乱れ, 乱流現象の科学, 巽友正編, pp.507 - 559, 1989.
- 18) Hayashi, T. : Mathematical theory and experimental study of flood waves, Trans. of JSCE, no.18, pp.13-26, 1951.
- 19) 高橋 保：一様水路の不定流, 京都大学防災研究所年報, 第12号B, pp.515-527, 1969.
- 20) Nezu, I. & Nakagawa, H. : *Turbulence in open-channel flows*, IAHR-Monograph, Balkema Publishers, Rotterdam, 1993.
- 21) Coles, D. : The law of the wake in the turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., vol.1, pp.191-226, 1956.
- 22) Nezu, I. & Rodi, W. : Open-channel flow measurements with a laser doppler anemometer, J. Hydr. Engrg., ASCE, vol.112, pp.335-355, 1986.
- 23) Clauser, F. H. : Turbulent boundary layers in adverse pressure gradients, J. Aeronautical Sci., vol.21, pp.91-108, 1954.
- 24) 瀬津家久：開水路流の乱流構造に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1977.
- 25) Bradshaw, P. : 'Inactive' motion and pressure fluctuation in turbulent boundary layers, J. Fluid Mech., vol.30, pp.241-258, 1967.
- 26) Coleman, N. L. : Observations of resistance coefficients in a natural channel, IASH, Commission of Land Erosion, Bari, Italy, October, pp.336-352, 1962.
- 27) Laufer, J. : National Advisory Comm. Aeronautical Tech. Repts. No. 1174, 1954.
- 28) Clark, J. A. : A study of incompressible turbulent boundary layers in channel flow, J. Basic Engrg., ASME, 109, pp.1424-1440, 1968.
- 29) Carstens, M. R. & Roller, J. E. : Boundary - shear stress in unsteady turbulent pipe flow, J. Hydr. Div., ASCE, vol.85, HY2, pp.67-81, 1959.
- 30) Stratford, B. S. : An experimental flow with zero skin friction throughout its region of pressure rise, J. Fluid Mech., vol.5, pp.17, 1959.

- 31) McDonald, H. : The effect of pressure gradient on the law of the wall in turbulent flow, J. Fluid Mech., vol.35, pt.2, pp.311-336, 1969.
- 32) Simpson R. L., Chew, Y. T. & Shivaprasad, B.G. : The structure of a separating turbulent boundary layer part 2. higher-order turbulence results, J. Fluid Mech., vol. 113, pp.53-73., 1981.
- 33) Nagano. Y., Tagawa, M. & Tsuji, T. : Effects of adverse pressure gradients on mean flows and turbulence statistics in a boundary layer, Turbulent Shear Flows 8 (ed. F.Durst et al.), Springer-Verlag Berlin, pp.7-21, 1993.
- 34) 佐野政利: 周期的に拡大縮小を繰り返す管内乱流の流動と熱伝達(速度分布と乱流特性), 日本機械学会論文集(B編), 58巻549号, pp.38-43, 1992.
- 35) 三宅 裕・梶島岳夫: 周期的圧力勾配のある平板間乱流の LES, 日本機械学会論文集(B編), 56巻530号, pp.56-63, 1990.
- 36) Spalart P. R. & Watmuff, J. H. : Experimental and numerical study of a turbulent boundary layer with pressure gradients, J. Fluid Mech., vol.249, pp.337-373, 1993.

記号表

本章で用いた記号を以下に列挙する.

A_r, A_s	= 対数則分布式中の粗面・滑面上の切片定数
B	= 水路幅および van Driest の damping factor
c	= 長波の伝播速度
C	= 壁面領域における主流方向乱れ強度分布の勾配 ($u'/U_* = Cy^+$)
D_u	= 壁面領域を考慮した乱れ強度分布式中の定数
f	= 摩擦損失係数
Fr	= フルード数
F_u	= flatness 因子
g	= 重力加速度
G	= 乱れ発生率
h	= 水深
l	= 混合距離
m	= フーリエ級数の項数
p^+	= 無次元圧力勾配パラメータ

P	= 平均圧力
Q	= 流量
r	= 壁面から閉管路中央軸までの距離
R	= 径深
R_*	= 摩擦速度 U_* と水深 h を用いたレイノルズ数
Re	= 断面平均流速 U_m と水深 h を用いたレイノルズ数
R_{τ}	= 底面せん断応力 τ_b の増水期と減水期における平均値の比
R_{uv}	= レイノルズ応力の相関係数
S_b	= 水路床勾配
S_s	= 水面勾配
S_u	= skewness 因子
t	= 時間
T	= 水位上昇時間 T_d で無次元化された時間
T_d	= 水位上昇時間および圧力上昇時間
T_{lag}	= 水深と底面せん断応力のピーク時間の位相差
u, v	= 平均流速からの主流方向・鉛直方向変動成分
u', v'	= 乱れ強度の主流方向・鉛直方向成分
U, V	= 平均流速の主流方向・鉛直方向成分
$\overline{-uv}$	= レイノルズ応力
U_c	= 乱れの移流速度
\bar{u}	= 瞬間流速の主流方向成分
U_m	= 断面平均流速
U_{max}	= 最大流速あるいは水表面における平均流速
U_*	= 摩擦速度
V_s	= 水位上昇速度
$w(\xi)$	= wake 関数
x, y	= 主流方向・鉛直方向座標
$\alpha, \beta', \sigma, \lambda$	= 非定常パラメータ
β	= Clauser の平衡境界層パラメータ
δ	= 運動量厚
ϕ	= 流速係数

Γ	= van Driest の減衰関数
κ	= Karman 定数
μ	= 粘性係数
ν	= 動粘性係数
Π	= wake 強度パラメータ
ρ	= 流体の密度
τ, τ_b	= 全せん断応力・底面せん断応力
ξ	= 外部変数 ($=y/h$)

第5章

河床波背後に発生する組織渦の
三次元時空間相関構造に関する研究

本章の一部は、

- 1) Nezu, I., Kadota, A. & Kurata, M. : Free-surface Flow Structures of Space-time Correlation of Coherent Vortices Generated behind Dune Bed, Proc. of the 6th Int. Symp. on Flow Modelling and Turbulence Measurements, Tallahassee, pp.695-702, 1996.
- 2) Nezu, I. & Kadota, A. : Three-dimensional Structure of Space-time Correlation on Coherent Vortices Generated behind Dune Crest, J. Hydraulic Research, (to be published).

において発表・掲載したものである。

5.1 概 説

本章では、実河川で発生し、河床形状との関係が大きいと考えられる大規模組織渦に着目し、河床波背後に発生する剥離渦および再付着点から上昇・発達するコルク・ボイル渦を対象とする。そこで、可視化実験や二台の流速計による同時計測実験を行い、時空間相関解析を行うことによって組織渦の動的挙動を捉える。開水路に発生する大規模組織渦が、sand ribbon や dune といった不連続な河床波形状上に発生することから、実観測結果や、ステップ流れ等の不連続境界形状上の流れに関する従来の研究をレビューした後、染料による可視化実験、二台の流速計による流速間の同時計測実験等の実験方法、条件付き時空間相関解析のための解析手順を述べる。実験結果の考察では、まず河床波上の基本的特性を調べる上で、可視化実験による組織渦の発生周期、再付着点距離の変化を従来の後方ステップ流のデータと比較するとともに、条件付きサンプリング手法を用いた解析に必要な判別関数・しきい値の定義を行う。また、点計測データから、平均流速、乱れ特性量といった基本的乱流統計量の分布について調べる。これらの基本的特性から得られた情報を基に、従来型および条件付き時空間相関解析に適用し、河床波背後に発生する大規模組織渦の三次元的特性について議論し、より実現象に近い渦モデルの提案を行う。

5.1.1 不連続な境界形状を伴った流れに関する従来の研究

境界層流に関する多くの発見以来、開水路乱流においても様々な組織的構造が存在することが明らかにされてきた。河床近傍の内層には乱れエネルギー発生機構であるバースティング現象が周期的に発生し、一方、外層においては河床近くで発生した強い上昇渦(コルク)とそれが水面に達して渦輪のように盛り上がるボイルが存在し、土砂の巻き上げの主因となっている。このボイル渦は、実河川でよく観察されており、Matthes (1947)¹⁾ は河床材料が水面まで到達することから、強いたつ巻き状の上昇渦が存在すると予想し、ボイルと土砂輸送の関連を初めて示唆した。木下 (1984)²⁾ は、航空写真測量より並列らせん流の存在を指摘し、縦筋状の低速域にボイル列を見いだした。また、Coleman (1969)³⁾ は、洪水が長時間安定する東パキスタンのブラマプトラ川の観察より、十分に発達した dune の谷部から強いコルク・ボイル渦が発生し、このボイル列は横断方向に並び、さらにその主流方向間隔がほぼ dune の波長に一致すること、sand ridges の河床上のボイルが dune によるボイルより弱いことを指摘した。このような河川での観測例を再整理した Jackson (1976)⁴⁾ は、ボイル渦の発生周期 T_{boil} が水深 h および最大流速 U_{max} で、 $T_{boil} \cdot U_{max} / h \cong 7.6$ と外部変数表示されることを見いだした。大谷・八畝 (1977)⁵⁾ は、石狩川で河床形状と浮遊砂分布の変化との関係を検討した。その結果、浅瀬が発達しているところでは、浮遊砂分布が著しく変形すると報告している。以上のような報告により、河床形状がボイルの発生に大きな影響を与え、浮遊砂量とも強い関連を持つと考えられ、実河川ではこの三者が密接に関係しているといえる。

これらの実河川での観測では、水面下の乱流の組織的構造を捉えることは困難である。そこで、この現

象を実験室で再現した例として、宇民・上野(1977)⁹⁾や、福岡ら(1980)⁷⁾が挙げられる。彼らは、上昇渦が発生しやすい河床条件で可視化実験を行うことにより大規模な渦運動特性を観察し、馬蹄型渦モデルによって現象を説明した。また、Ikeda & Asaeda(1983)⁸⁾は、河床波上の移動床流れにおいて浮遊砂濃度を計測し、上昇渦に伴う浮遊砂濃度が河床形態と密接に関連することを示した。板倉(1984)⁹⁾は、河床波上では平坦床上とは異なり、河床波上の定まった位置から非常に大規模な乱れが発生し、浮遊砂現象の起こる要因の一つとなっていることを示唆した。このように、ボイルは土砂や底泥の巻き上げ、浮上現象の原因として水工学的にも注目され、その発生機構の解明が重要視されている。Müller & Gyr(1986)¹⁰⁾はこれらの現象解明の重要性を強調している。

河床波上の流れに関する研究と同様に盛んに行われているステップ剥離流の研究は、Nakagawa & Nezu(1987)¹¹⁾、福津ら(1987)¹²⁾、Nezu & Nakagawa(1989)¹³⁾によって、これまで系統的に進められてきた。その結果、ステップ頂部で成立する対数則分布は、流れの剥離を伴って、混合層で成立するガウス分布へと移行するが、再付着点から内部境界層が発達するため再び対数則へと回復する特性がみられた¹¹⁾。また、その回復過程では射流の方が常流に比べてかなり早くなることが解明された。さらに、再付着点その平均値を中心に50%程度も変動していることが解明され、この結果は管路のステップ流におけるEaton & Johnston(1982)¹⁴⁾の結果とほぼ一致しており、この逆流域の伸縮が何らかの組織渦を放出するものと示唆された。そこで、Nezu & Nakagawa(1989)¹³⁾は、圧力変動と流速変動との条件付き解析によって、再付着点付近から発生するボイル渦の存在を示した。また、ステップ剥離流とその幾何形状は異なるものの、よく類似した特性を示す流れとして前縁剥離流がある。木谷・佐々木(1984)¹⁵⁾やCherryら(1984)¹⁶⁾は、前縁剥離流において、逆流域(剥離泡)の変形、すなわち再付着点の変動に伴って低周波変動渦が放出されると指摘している。ステップ流および前縁剥離流の性質は、再付着点を伴う剥離流が存在するという点で河床波上の流れと同様であると考えられる。したがって、河床波上の流れにおけるボイルについても、再付着点付近の挙動によって生じていると推測される。

剥離流れを伴う河床波モデルの流れについて論じる際には、Raudkivi(1963)¹⁷⁾によるホットフィルムのデータがよく引用されるが、逆流のある剥離流をホットフィルムで計測することは困難であることが従来より指摘され、事実Etheridge & Kemp(1978)¹⁸⁾は、この問題点に着目して一成分レーザ流速計でこの種の剥離流を初めて計測し、Raudkiviのデータは不正確であることを指摘した。中川ら(1988)¹⁹⁾は、河床波上の組織渦の二次元的な可視化を行い、コルク・ボイル渦の発生の原因の一つとして、剥離渦の発達、移流現象を挙げ、この渦の動特性が再付着点に落下するものと、落下しないものがあり、両者の相互作用により、コルク・ボイル渦が発生、発達することを示唆している。さらに中川ら(1989)²⁰⁾は、河床波上の流れを中央縦断面について二成分レーザ流速計により二次元的に計測し、河床波上の乱流構造を明らかにした。また、河床波クレストで発生する剥離渦が再付着点付近の低周波変動に及ぼす影響とコルク・ボイル渦の放出という一連の組織渦の発生、発達機構とコルク・ボイル渦が引き起こす土砂浮上現象について二次元的に解明した。福津ら(1991)²¹⁾は、これまで二次元的な解釈をしてきた河床波上の乱流構造、

土砂輸送機構について可視化手法、レーザ流速計およびホットフィルム流速計を用いた同時計測を三次元的に行うことによって、河床波上の流れに存在する組織的構造の発達、移流過程を三次元的に解明し、さらにコルク・ボイル渦によって発生すると考えられている高濃度流体の上昇、移流過程を三次元的に解明した。

このようにステップ流、前縁剥離流および三角河床波などの単純な境界形状を有する流れについての基礎的乱流特性、組織構造とそれに伴う物質輸送との関連についての研究は、これまで非常に精力的に行われてきた。しかしながら、実際の河床波を模擬していない単純な流れのみを取り扱っている点に併せて、組織渦構造の時空間的挙動を解析する際の基準の決定、例えば時空間相関解析における判別関数、しきい値などの同定、逆流域など多様な流れに与えるホットフィルムのプローブの擾乱の影響など、免れ得ない問題点がいくつか残るのも実状である。さらに、これまで提唱されてきた渦モデルの三次元的な構造には確定的なものがなく、さらに詳細に検討する必要があると考えられる。

5.1.2 本研究の目的

前述したように、実河川で発生する大規模な組織渦とそれに伴って発生する土砂輸送現象は、河床形状との関係が非常に大きい。そこで本研究では、開水路乱流の組織構造を解明するための一つの手段として、河床波背後に発生する剥離渦および再付着点からの大規模な組織渦に着目し、それらの時空間的渦挙動を捉えることを目的とする。具体的には、実際の河床波と相似な形状一波と連続波の二種類を用いて、(1)染料による可視化実験、(2)二台のファイバー型レーザ流速計を用いた同時計測、(3)一台のみのレーザ流速計による多点計測、(4)染料による可視化とレーザ流速計を用いた同時計測を多面的に行い、単一波と連続波それぞれの河床波背後に発生する組織渦の挙動の違いについて考察し、また剥離渦とコルク・ボイル渦の物理モデルの提案を行う。

本実験では、まず、一台のみのレーザ流速計を用いた多点計測を行い、平均流速および乱れ特性量、再付着点距離を評価し、後に行う二台のレーザ流速計を用いた同時計測の際の基礎的データベースを得る。次に、染料による可視化実験を行い、渦の周期、波長、移流速度などを調べ、組織渦の全体構造を捉える。さらに、二台のレーザ流速計および自動トラバース装置を用いた同時計測を剥離点および再付着点についてそれぞれ行い、河床波背後で発生する組織渦の時空間相関構造を捉える。最後に、条件付きサンプリング手法を用いて解析を行うために、染料による可視化とレーザ流速計による同時計測を行う。ここでは、可視化実験によって撮影されたビデオ画像およびレーザ流速計で計測された瞬間流速のスペクトルから求められたそれぞれの発生周期を同定することによって、二台のレーザ流速計を用いた同時計測実験の水理条件に相当する発生周期を決定する。これにより求められた発生周期と瞬間流速のスペクトルから組織渦を検出するしきい値を決定し、判別関数を用いて、先の二台のレーザ流速計から得られたデータの条件付きサンプリングを行い、条件付き時空間相関構造を調べる。以上のような実験および解析により得られた結果から、前述したように単一波と連続波それぞれの河床波背後に発生する組織渦の挙動の違いにつ

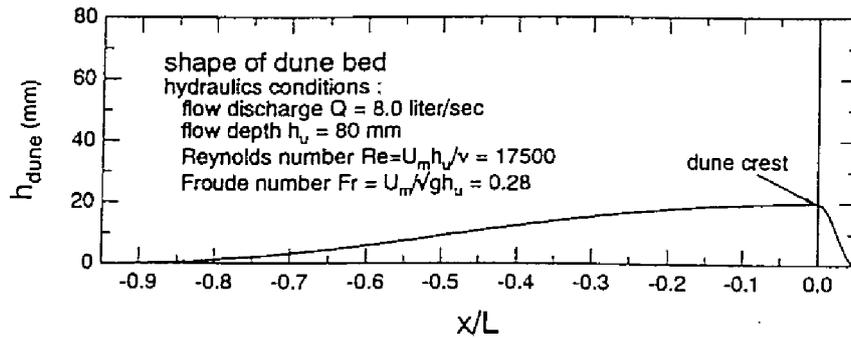


図5-1 河床形状

いて考察し、また従来から提案されている組織渦とコルク・ボイル渦のより実現象に近い渦モデルの提案を行う。

5.2 実験方法および条件

5.2.1 河床形状および計測区間

本実験で使用した水路は、長さ10m、幅40cmの可変勾配型循環式直線水路である。本研究における一連の実験(可視化あるいは同時計測)で採用された河床波は、次式の正弦波で表される波高形状 h_{dune} が用いられ、水平に勾配が調整された水路床上に設置された(図5-1)。なお、次式で表される関数決定には以下で述べる河床波クレストの水深に対する高さなど実河川で発達するdune形状との相似性を考慮し、滑らかな関数を採用した。

$$h_{dune}(X) = 10.0 \left\{ \sin \left(\pi \left(2X + \frac{1}{2} \right) \right) + 1 \right\}$$

$$\text{in which, } \begin{cases} X = 20x' / 38 & \text{for } -0.95 < x' \leq 0.0 \\ X = 10x' - 9 & \text{for } 0.0 < x' \leq 0.05 \end{cases} \quad (5.1)$$

ここで、 x' は河床波長 L で無次元化された主流方向距離である。なお、図5-1に示すように全ての実験における座標原点を河床波クレストの直下とした。この河床形状は、実河川で最も典型的に見られる二次元状のdune波形($h_s/L=1/20$, h_s :波高)と波長・水深比($L/h_u=5$, h_u :上流側水深)となるように選択し、 $L=40\text{cm}$, $h_s=2\text{cm}$, $h_u=8\text{cm}$ を採用した。なお、河床波は全てペニヤ製で丁寧に作成され、その表面にはペンキ塗装され滑面状態とした。このような河床波を、単一波の実験では1枚、連続波の実験では15枚それぞれ使用した。計測区間は、上流からの流れが十分に発達し、下流ゲートの堰上げ背水の影響が無視できるように、上流から約7mの位置に設けた。

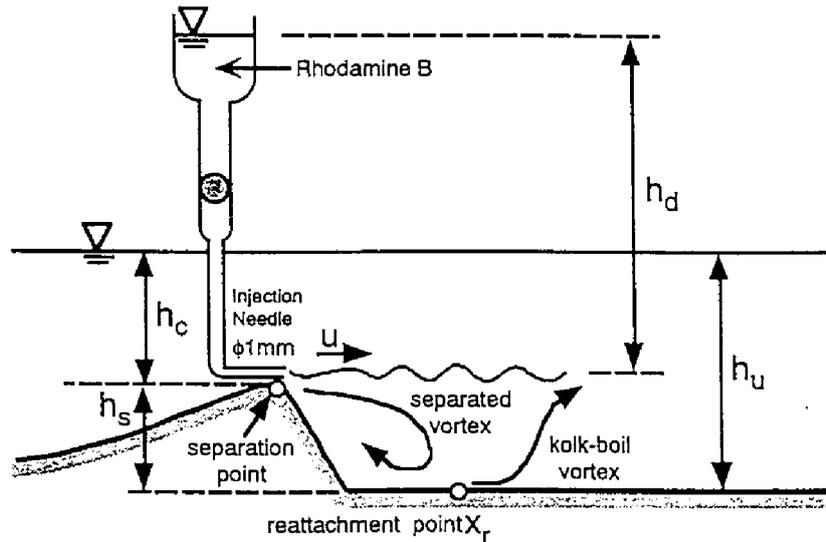


図5-2 染料注入法による可視化実験装置

表5-1 実験条件(染料注入法)

Case	Discharge Q (liter/sec)	Flow depth over dune crest h_c (cm)	Reynolds number $Re = U_m h_c / \nu$	Froude number $F_r = U_m / \sqrt{g h_c}$
DAVAS	0.5	6.00	1.1×10^3	0.02
DAVBS	1.0	6.00	2.2×10^3	0.04
DAVCS	1.5	6.00	3.3×10^3	0.06
DAVDS	2.0	6.00	4.4×10^3	0.08
DAVES	2.5	6.00	5.5×10^3	0.10

5.2.2 染料を用いた単一河床波上の可視化実験

まず、単一河床波クレストから発生する剥離渦についての発生周期、波長などの基本的特性を調べるために染料を用いた可視化実験を行った。図5-2に染料を用いた単一波河床波上の可視化実験の装置を示した。この可視化実験装置は、染料タンク(2 liter)からチューブによって結ばれた注射針2本の先端を横断方向に河床波クレストの先端に合わせるように設置した。染料には Rhodamine B (赤色)を採用し、実験の際に流す染料の量は、ビニールチューブの間に介されたコックで微調整できる。また水路側面および水面側からビデオカメラを、それと同時に側面側から35mm スティールカメラを設置し、ビデオ画像についてはデジタルカウンターを通してビデオレコーダーに撮影・記録した。実験に際しては、コックを微調整して染料の流出速度が注射針の針先付近の水流速度と等しくなるように注意した。表5-1に可視化実験の条件を示す。クレスト上の水深は、 $h_c=60\text{mm}$ で一定とし、流量 Q については、表に示すように染料が拡散して可視化実験が不鮮明とならない程度の五つの条件を選び、それぞれ計測時間を60minとした。

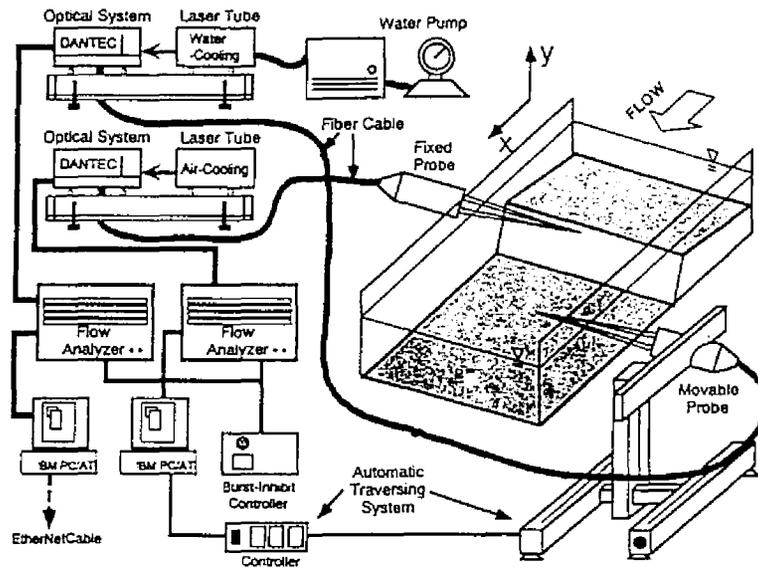


図5-3 二台のレーザ流速計による同時計測システム

表5-2 実験条件(二台のレーザ流速計による同時計測)

Case	Discharge Q (liter/sec)	Flow Depth over dune crest h_c (cm)	Reynolds number $Re = U_m h_c / \nu$	Froude number $F_r = U_m / \sqrt{g h_c}$	Location of fixed point for air-cooling FLDA	Geometrical type of dune bed
D8AC	8.0	6.00	1.3×10^4	0.33	Crest	Single
D8BC	8.0	6.00	1.3×10^4	0.33	Reattachment	Single
D8CC	8.0	6.00	1.3×10^4	0.33	Crest	Plural
D8DC	8.0	6.00	1.3×10^4	0.33	Reattachment	Plural

5.2.3 点計測および二台のレーザ流速計を用いた同時乱流計測

図5-3に点計測および二台のレーザ流速計を用いた同時計測実験の計測システムを示してある。瞬間流速の測定には、DANTEC社製の空冷(100mW)および水冷(2W)の4ビーム後方散乱型アルゴン-イオン・ファイバーレーザ流速計(FLDA)を使用した。点計測では、高出力レーザ光である水冷のレーザ流速計一台のみを使用し、鉛直方向(y)および主流方向(x)の移動には、自動トラバース装置(0.1mm以下の誤差)によってコンピュータ制御した。また、時空間相関解析を目的とした同時計測にあたっては、空冷のレーザ流速計を固定点計測用に用い、水冷の流速計を移動プローブとして先に述べた自動トラバース装置によってコンピュータ制御した。さらに、同時計測の際、計測開始時点すなわち計測トリガーを制御することが重要になるが、本実験では図に示すBurst-Inhibit Controllerを用いてレーザ流速計からのバースト入力信号のon/offを制御することによって、計測開始時点までは瞬間流速のデータを受け付けない方式を採用した。これらのレーザ流速計周辺の計測システムでは、バースト信号のシフト光の位相、バイアス制御などの計測に必要なすべての設定がIBM製のコンピュータ支援で行うことが可能であり、またドップラー信号が相関法によって処理されるため、従来のトラッカー法やカウンター法による流速計より高性

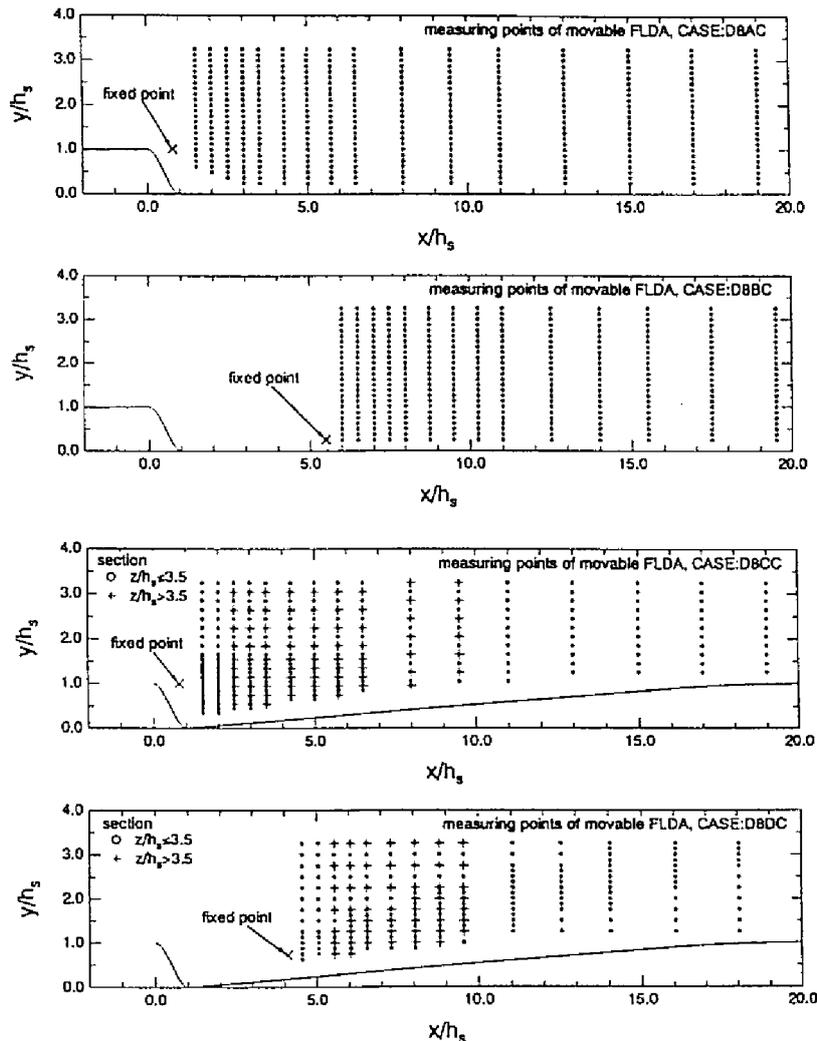


図5-4 移動プローブの計測位置

能である。このようにして得られた計測データは、ネットワークを使用してワークステーションに転送され、流速変換および基本乱流統計量に関する統計処理が行われた。

平均流構造の解明を目的とする点計測は、水冷のレーザ流速計を移動プローブとして、上流側4cmから下流側42cmまでの領域を18断面、1断面あたり45点で合計810点、底面付近、逆流域を詳細に計測した。なお、点計測の実験条件は1ケースのみで図5-1に併記されている。一方、可視化実験および点計測から得られた知見を基にして、再付着点あるいは逆流域などを確認した後、時空間相関解析のための同時乱流計測を行った。表5-2にその同時計測の実験条件を示し、さらに、図5-4に単一波・連続波それぞれの固定および移動プローブについての計測点を示した。すべての実験を通して、流量 Q については $Q=8.0$ (liter/sec)で一定とし、剥離点および再付着点の二種類の固定点を設け、合計四種類の実験を行った。計測断面については、例えば単一波で固定点がクレストの場合、横断方向の中央断面では流下方向に17断面とした。また、組織構造を三次元的に捉えるため、連続河床波のみについて $z/h_s = 0.0, 0.25, 0.5, 1.0$,

表5-3 実験条件(可視化とレーザ流速計による同時計測)

Case	Discharge Q (liter/sec)	Flow depth over dune crest h_c (cm)	Reynolds number $Re = U_m h_c / \nu$	Froude number $Fr = U_m / \sqrt{gh_c}$	Location of injection needle
DAVLBS	1.0	6.00	2.2×10^3	0.04	Crest
DAVLBR	1.0	6.00	2.2×10^3	0.04	Reattachment
DAVLDS	2.0	6.00	4.4×10^3	0.08	Crest
DAVLDR	2.0	6.00	4.4×10^3	0.08	Reattachment
DBVLBS	1.0	6.00	2.2×10^3	0.04	Crest
DBVLBR	1.0	6.00	2.2×10^3	0.04	Reattachment
DBVLDS	2.0	6.00	4.4×10^3	0.08	Crest
DBVLDR	2.0	6.00	4.4×10^3	0.08	Reattachment

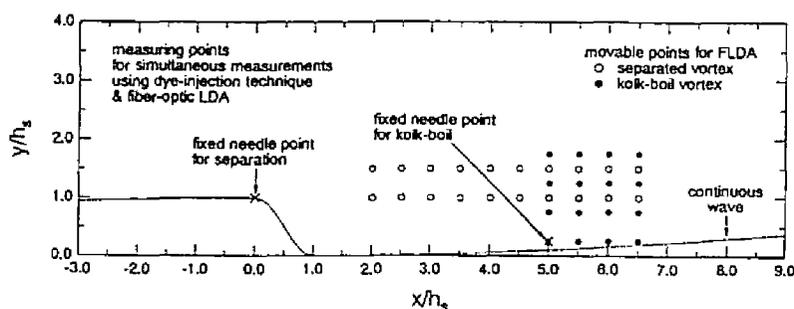


図5-5 可視化とレーザ流速計との同時計測実験の計測点

2.0, 3.5, 5.5, 7.5 の8断面を考え、中央断面から離れるにしたがって、最下流側から1断面ずつ測定断面を減らしていった。さらに、 $x/h_s = 3.5, 5.5, 7.5$ の3断面については、互いに向かい合うレーザ光の干渉などがあり、また相関値自身も小さいものと考え、上流側から始めの2断面については計測を行っていない。なお、計測時間は、点計測、同時計測ともに60secとした。測定周波数は、レーザパワーの強い水冷で500Hz、空冷については120Hz程度であった。

5.2.4 染料を用いた可視化とレーザ流速計との同時計測

条件付きサンプリング手法における判別関数の定義、しきい値の決定を行うために、染料を用いた可視化とレーザ流速計との同時計測を行った。染料を用いた可視化とレーザ流速計との同時計測の実験装置は、先の図5-2および図5-3で示した実験装置を組み合わせたものとなっている。染料による可視化の装置は、ビデオカメラを水路側面や下流側にのみ設置した以外は先の実験と同一のものを使用した。流速の測定には水冷のレーザ流速計のみを使用したため、二台のレーザ流速計を用いた同時計測の固定プローブの代わりに染料注入針を用いた実験装置と考えることができる。この実験では、ビデオ画像から求められた剥離渦、コルク・ボイル渦それぞれについての発生周期と、レーザ流速計によって得られた瞬間流速の時系列から評価されたスペクトルの卓越周波数とを同定する。その後、得られた卓越周波数を満足させるように、固定点の瞬間流速時系列をあらかじめ定義した判別条件にかけて得られた発生個数を選定、両者を同定し、しきい値を求める。表5-3で各ケースの水理条件を、図5-5に可視化とレーザの同時

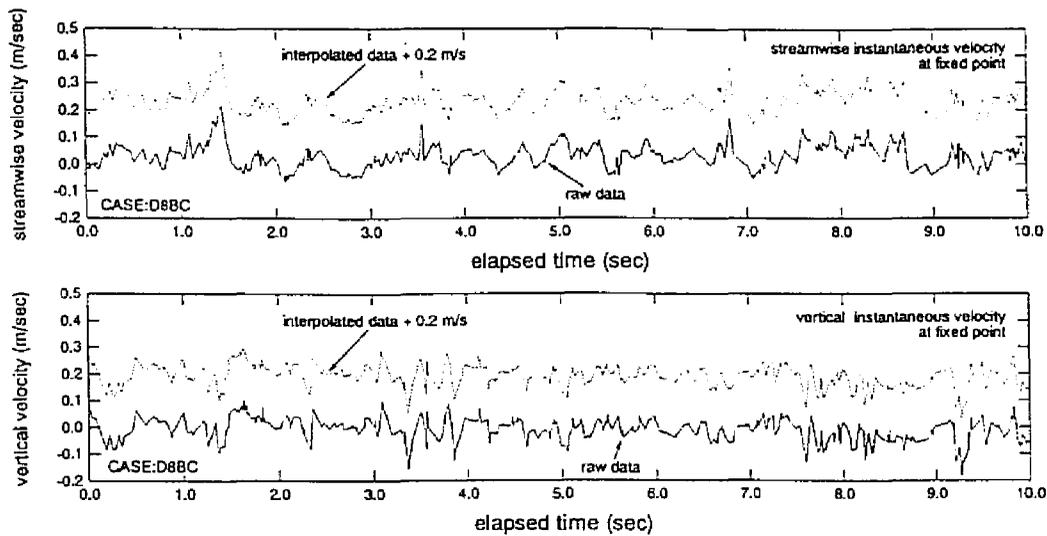


図5-6 レーザ流速計によって得られた生データと補間値との比較

計測における計測点をそれぞれ示した。ここでも単一波、連続波それぞれについて、剥離点および再付着点の二種類の固定点，すなわち染料注射針の位置を設定し，合計四種類の実験を行った。なお，染料の通過経路がレーザの焦点を完全に塞ぐ場合，データレートが極端に落ちるため，染料注入針とレーザ光の焦点位置を横断方向に $2mm$ 程度空けて計測を行った。また，各水理条件における再付着点の位置については，レーザ流速計で計測することにより予め求めた。その後，可視化された組織渦をビデオで撮影し，同時に水冷のレーザ流速計を用いて計測時間 $120sec$ で計測を行った。

5.3 時空間相関の解析手法

5.3.1 瞬間流速時系列のデータ処理方法

本実験で用いられた二台のレーザ流速計より得られたデータは，微小計測ボリューム，すなわちレーザ光の焦点に散乱粒子が通過した時点での瞬時の流速データが得られるために，従来の計測器とは異なり不等時間間隔のデータである。

一般に，粘性底層，バッファ層のように壁面の影響や粘性の影響により流速が急減速される領域では計測ボリュームを通る散乱粒子の頻度は小さく，逆に速度が大きな水面付近の外層ではその頻度が大きくなる。すなわち，大きな流速ほど得られるデータ数が多くなる。このために，得られたデータからアンサンブル平均化された量を求める際，単に算術平均では大きな流速の方に偏ってしまうために，離散的な瞬間流速の時系列に重み付けを考慮する必要がある。さらに，時空間相関解析やスペクトル解析のように長時間平均や組織構造を調べる場合，FLDAで得られたデータを等間隔に補間する必要がある。

そこで、本研究では上記のことを考慮して、単純な線形補間である三角形重み付け補間法を採用した。図5-6は固定点におけるFLDAの生データと補間データ(100Hzに線形補間)の時系列を比較したものである。なお、この図には両者の流速を明確に比較するために補間後の流速を0.2m/secだけ上方にずらしてある。補間法には今後詳細な議論が必要であるが(特に測定周波数の悪い領域を計測する場合)、最低測定周波数が相関解析に十分耐え得るほどであったために等間隔に補間したデータでも十分であると考えられ、以下このデータを用いて解析することにする。

5.3.2 従来型時空間相関解析

一般に、時刻 t における点 x のある変量の値 $\varphi(x,t)$ と、時刻 $t+\tau$ での点 $x+r$ における値 $\varphi(x+r,t+\tau)$ との時空間相関関数は、

$$C(x,r,t,\tau) = \overline{\varphi(x,t)\varphi(x+r,t+\tau)} \quad (5.2)$$

で定義される。流れ場の流速変動をはじめとする複数の変量を取り扱うとき、これと同様に、点 $P_i(x,t)$ における変量 $\varphi_i(x,t)$ と、点 $P_j(x+r,t+\tau)$ における $\varphi_j(x+r,t+\tau)$ との時空間相互相関関数は、

$$C_{\varphi_i, \varphi_j}(x,r,t,\tau) = \overline{\varphi_i(x,t)\varphi_j(x+r,t+\tau)} \quad (5.3)$$

で定義される。本研究では x, y 方向の流速変動 $\bar{u}(x,t), \bar{v}(x,t)$ の計測を三次元的に行ったため、時空間相関係数は固定された代表点 P と任意の点 Q の流速変動成分 u_i, u_j においてそれぞれ乱れ強度 u'_i, u'_j で規格化され、時空間相関係数が次式で定義される²⁾。

$$C_{u_i, u_j}(x, \Delta x; y, \Delta y; z, \Delta z; t, \tau) = \frac{\overline{u_i(x, y, z, t)u_j(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z, t + \tau)}}{u'_i(x, y, z, t)u'_j(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z, t + \tau)} \quad (5.4)$$

ここで、 (x, y, z) は点 P の座標、 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ は点 Q の点 P に対する遅れ距離、 τ は遅れ時間である。一般に、定常エルゴード性が成立する場合、上式は時刻 t に依存しない。

乱流場の統計的特性は流下方向に急激な変化はせず、その渦特性が一定速度 U_c で下流方向に変形なしに、いわゆる凍った状態で移流されると仮定できることがある。この仮定はTaylorによって導入され、Taylorの凍結乱流の仮説(Taylor's hypothesis of frozen turbulence)と呼ばれる。この仮定の下で、ある状態を持った流体塊は時間 τ 後には x 方向に、 $\xi = U_c\tau$ だけ離れた点に移流される。すなわち、時間的・空間的に遅れを持った2点間の流速変動の間に以下の関係が成立する。

$$\begin{aligned} u(0, 0, 0; 0) &\equiv u(U_c\tau, 0, 0; \tau) \\ u(-U_c\tau, 0, 0; 0) &\equiv u(0, 0, 0; \tau) \\ u(-\xi, 0, 0; 0) &\equiv u\left(0, 0, 0; \frac{\xi}{U_c}\right) \end{aligned} \quad (5.5)$$

この流速の関係が成立するとき、基準点 (x_0, y_0, z_0) に対する遅れ距離をそれぞれ (ξ, η, ζ) 、遅れ時間を τ として、次のような時空間相関係数の関係が得られる。

$$C_{uu}(\xi, \eta, \zeta; \tau) = \frac{\overline{u(x_0, y_0, z_0, t)u(x_0 + \xi, y_0 + \eta, z_0 + \zeta, t + \tau)}}{u'(x_0, y_0, z_0, t)u'(x_0 + \xi, y_0 + \eta, z_0 + \zeta, t + \tau)}$$

$$\cong C_{uu}(\xi - U_c \tau, \eta, \zeta; 0) \cong C_{uu}\left(0, \eta, \zeta; \tau - \frac{\xi}{U_c}\right) \quad (5.6)$$

一方、流下方向に距離 r 離れた点の主流速の空間相関 $R_x(r)$ はフーリエ変換を用いて次式で表される。

$$R_x(r) = \frac{\overline{u(x)u(x+r)}}{u'(x)u'(x+r)} = \int_0^{\infty} S(k_w) \cos(k_w r) dk_w \quad (5.7)$$

$$S(k_w) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R_x(r) \cos(k_w r) dr \quad (5.8)$$

ここで、 $S(k_w)$ は相互相関関数のフーリエ変換であり、波数スペクトルと呼ばれる。また、 k_w は波数であり、長さの逆数の次元を持つ物理変数である。 R_x を r で二階微分し、 $r=0$ を代入すると次式が得られる。

$$\left. \frac{d^2}{dr^2} R_x(r) \right|_{r=0} = - \int_0^{\infty} k_w^2 S(k_w) dk_w \quad (5.9)$$

また、式(5.7)より

$$\left. \frac{d^2}{dr^2} R_x(r) \right|_{r=0} = - \frac{1}{u'^2} \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2} \quad (5.10)$$

となる。また、等方性乱流においてはエネルギー逸散率 ε が

$$\varepsilon = 15\nu \overline{\left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2} \quad (5.11)$$

で表現されるから、

$$\int_0^{\infty} k_w^2 S(k_w) dk_w = \frac{\varepsilon}{15\nu u'^2} = \frac{1}{\lambda^2} \quad (5.12)$$

と表すことができる。 λ は Taylor のマイクロスケールと呼ばれる渦(乱れ)のマイクロスケールである。また、 $k_w^2 S(k_w)$ は逸散スペクトルと呼ばれ、逸散率 ε に深い関係がある。一方、式(5.8)より $k_w=0$ として、

$$S(k_w = 0) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R_x(r) dr \quad (5.13)$$

となり、

$$L_x = \int_0^{\infty} R_x(r) dr \quad (5.14)$$

と定義すれば,

$$L_x = \frac{\pi}{2} S(0) = \frac{\pi}{2} \lim_{k_w \rightarrow 0} S(k_w) \quad (5.15)$$

と表すとき, L_x は乱れのマクロスケールと呼ばれる.

5.3.3 条件付き時空間相関解析および判別関数, しきい値の決定手法

上記の従来型時空間相関解析では, いわゆる平均的な渦の移流速度, 移流する方向およびそのスケールを計算することができる. しかし, 流速変動を単に時空間的に長時間平均した結果得られる相関係数を求めても, 着目している渦などの特徴的な現象やそれに伴う種々の乱流輸送現象を平滑化してしまうという欠点がある. 取り扱う現象による流速変動が他の流速変動成分に比べて特に大きいものであったり, 時系列が周期的な変動をする現象であるときにはそれほど影響がないが, 場合によっては現象のデータが時空間的に平均化されて, 検出できなくなる.

このような欠点に着目して導入された手法に条件付きサンプリング手法がある. この手法は, ある固定点の流速の値が渦のある条件を満たした場合や変動が特有のパターンに当てはまったときの, ある遅れ距離や遅れ時間を持った現象のみを抽出し, 集合平均化する方法であり, ある局所的な特有の現象を捉えようとする手法である. 本研究で扱うような河床波上の流れに発生する組織渦にもこの手法を適用する. 河床波上の流れに発生する組織渦も, またバースティング現象と同様に準周期的 (quasi-ordered) な過程を示すが, 時空間的にはランダムであり, この場合も従来型の時空間相関解析では捉えることのできない現象である. 条件付きサンプリング手法では, この quasi-ordered 過程を有意に検出することができ, 次式で一般に定義される.

$$\langle q(x_0, y_0, z_0, \Delta x; \Delta y; \Delta z; t, \tau) \rangle = \frac{\int q(x_1, y_1, z_1, t + \tau) \cdot I(x_0, y_0, z_0, t) dt}{\int I(x_0, y_0, z_0, t) dt} \quad (5.16)$$

ここで, q は流速などの任意の乱流変動量を一般に示し, $\langle \rangle$ は抽出後集合平均化された量を表す. また, 添え字0および1はそれぞれ固定点とそれより遅れ時間 τ , 遅れ距離 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ を持つ移動点の乱流変動の値を示す. さらに, $I(x_0, y_0, z_0, t)$ は対象とする乱流現象を抽出する判別関数であり, 各々の現象に応じて的確に定義されなければならない.

本研究では, 先述した染料による可視化実験とレーザ流速計との同時計測実験によりしきい値 (threshold level) を決定する. ここで議論される判別関数は, Lu & Willmarth (1973)²³⁾, Nakagawa & Nezu (1977)²⁴⁾に

よって開発された流速変動 $u-v$ の四象限区分しきい値法と運動量 u^2 (正確には ρu^2 であるが、 ρ は一定であるから一般には省略される) の鉛直方向の移流を表す 3 次相関 u^2v の二種類である。四象限区分しきい値法では、河床波上の種々の乱流諸量から組織渦の発生、発達過程を検出する情報源 (判別関数) として瞬間レイノルズ応力を採用し、これを $u-v$ 平面の四象限に区分する。例えば、第 2 象限に相当する ejection-like motion を検出するには、判別関数 $I(t)$ を以下のように与える。

$$I(x_0, y_0, z_0, t) = \begin{cases} 1: u < 0 \text{ and } v > 0 \\ 0: \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.17)$$

四象限区分を用いた条件付きサンプリング手法では、次式で表されるようになるしきい値 H を導入し、 H より大きな渦強度をカウントする。河床波クレスト (dune crest) から発生する剥離渦および再付着点 (reattachment point) から発生するコルク・ボイル渦についてそれぞれ次式を用いるものとする。

$$I_C(t) = I_4 = \begin{cases} 1: u > 0, v < 0 \text{ and } |uv/u'v'| \geq H_C \\ 0: \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.18)$$

$$I_R(t) = I_2 = \begin{cases} 1: u < 0, v > 0 \text{ and } |uv/u'v'| \geq H_R \\ 0: \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.19)$$

上式は、Lu & Willmarth や Nakagawa & Nezu がバースティング現象に適用した手法を援用したものである。 I_C はクレスト (crest) から発生する剥離渦のうち、高速度 ($u > 0$) 流体塊が再付着点へと降下する ($v < 0$) 条件を満たす。運動を検出するものとして、一方、 I_R は再付着点 (reattachment point) からの低速流体塊の上昇と考えられるコルク・ボイル渦の運動を表す。これらは、バースティング現象の ejection, sweep 現象に対応するが、本質的に異なるものである。

さらに、次式で表される 3 次相関 u^2v を用いた判別関数を考慮する。

$$I_C(t) = \begin{cases} 1: u > 0, v < 0 \text{ and } |u^2v/u'^2v'| \geq H_C \\ 0: \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.20)$$

$$I_R(t) = \begin{cases} 1: u < 0, v > 0 \text{ and } |u^2v/u'^2v'| \geq H_R \\ 0: \text{otherwise} \end{cases} \quad (5.21)$$

上式は、剥離渦およびコルク・ボイル渦について、それぞれ運動量 u^2v の鉛直方向下方 ($v < 0$)、上方 ($v > 0$) への瞬間的な輸送をそれぞれ表したものである。しきい値 H_C および H_R を決定するために、可視化とレーザ流速計の同時計測を行うことについては前述した通りであるが、具体的な決定手順については次の単一河床上の剥離渦の特性を述べた可視化のみの結果とともに述べることにする。

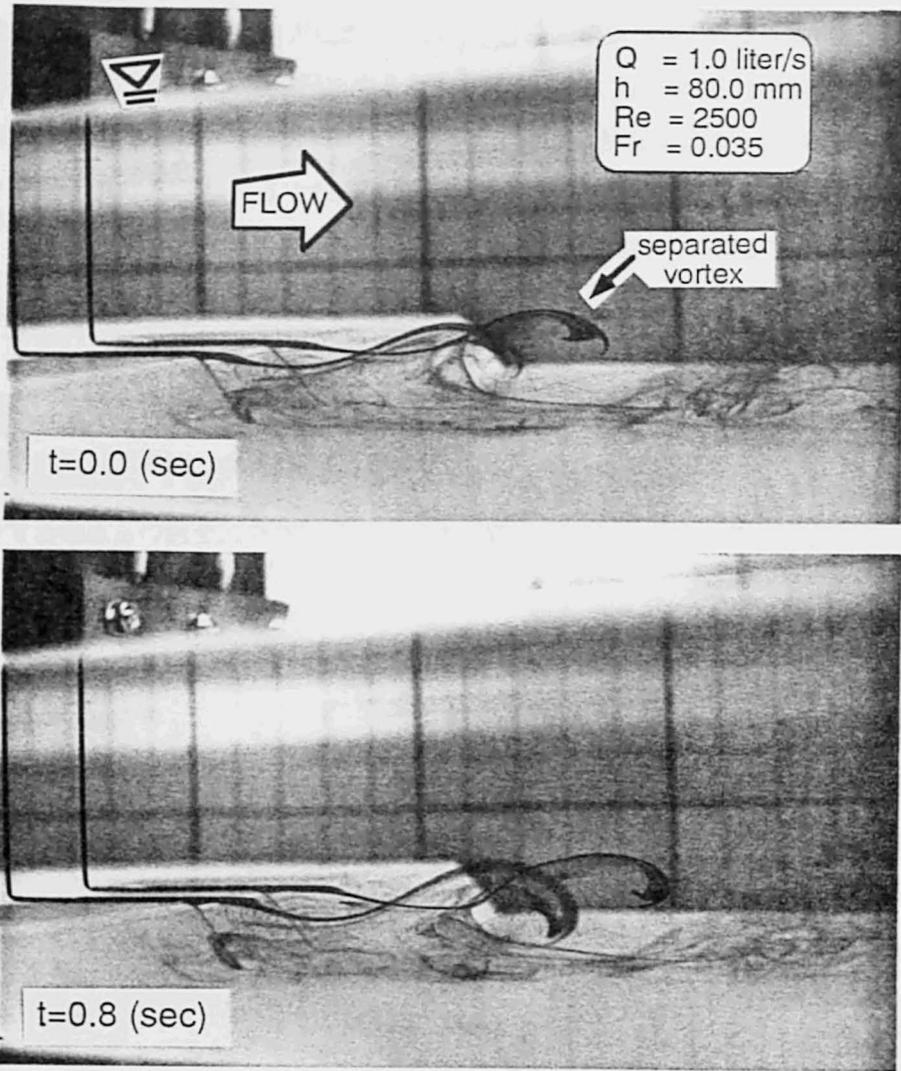


図5-7 河床波クレストから発生する剥離渦 (CASE: DAVLBS)

5.4 可視化実験結果およびレーザ流速計との同時計測

5.4.1 剥離渦およびコルク・ボイル渦の可視化

河床波上の流れの組織的構造を定性的に解明するために、河床波クレストから発生する剥離渦および再付着点から発生するコルク・ボイル渦を染料による可視化実験で捉えた。なお、本研究で取り扱う流れが、渦の発生位置などの特性について自由せん断流れと類似なものであると考え、河床波クレストから発生する組織渦の基本特性に関する考察が単一河床波を中心に詳細に行われた。図5-7は、35mmカメラで撮影された可視化実験結果の一例である。クレストから発生した剥離渦は、僅かに浮上した後、直前に発生した渦を巻き込み、クレスト直下部の低流速域と外層部の高速流域の間の流速差により、一種のキャビティ流れのような様相を呈していることが分かる。また、移流していくに従って渦の厚さが大きくなっ

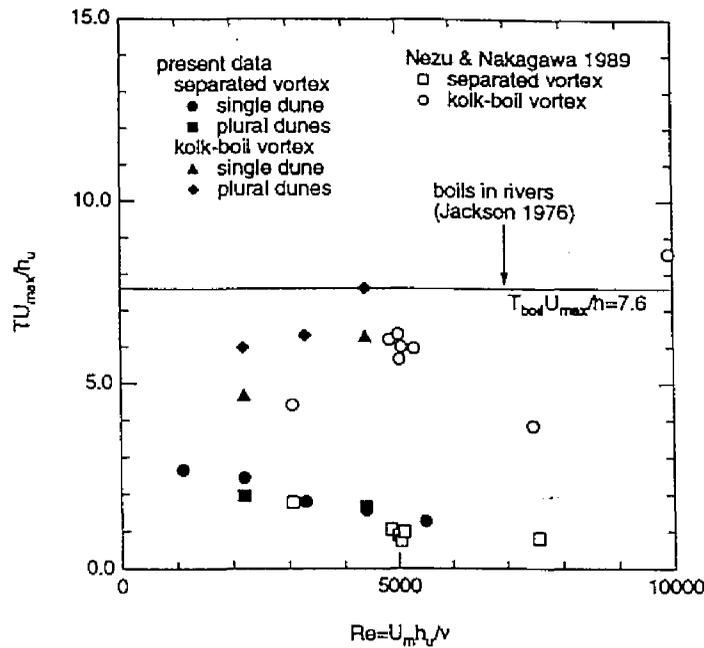


図5-8 レイノルズ数に対する剥離渦，コルク・ボイル渦の発生周期

ている。写真では確認できないが、最後に渦は形を崩しながら直進移流していく様子が観測された。

河床波クレストから発生する剥離渦については、可視化実験で撮影されたビデオ画像を5ケース全てについて解析することにより、その発生周期、波長などの基本特性についても調べた。また、コルク・ボイル渦についてもレーザ流速計との同時計測データより評価した。

図5-8に、断面平均流速 U_m および上流側水深 h_u を基準としたレイノルズ数に対する剥離渦の発生周期 T の関係を示した。この図には Nezu & Nakagawa (1989)²⁰⁾ によって得られた可視化実験結果と実河川のボイルを観測した Jackson (1976)⁴⁾ の結果 ($T_{boil} U_{max} / h_u = 7.6$) も併示した。なお、 T_{boil} はコルク・ボイル渦の発生周期であり、 U_{max} は最大流速、すなわち水面における流速である。解析にあたっては、120secの間の渦の発生個数を調べる作業を各実験ケースについて10回程度行い、その平均値から発生周期を求めた。単一河床波、連続河床波ともに剥離渦の発生周期は、レイノルズ数が増加するに従って短くなるのに対して、コルク・ボイル渦の発生周期は、逆に長くなる傾向を示し、Nezu & Nakagawa による結果と同様な傾向を示している。また、単一波と連続波との相違は、剥離渦については本実験では観測されずほぼ同一の特性を持つものと考えられるが、コルク・ボイル渦については図から分かるように値に開きが生じた。このことから、コルク・ボイル渦の発生機構が、河床の形状に大きく影響され、河床波クレストから発生した剥離渦のエネルギーを再付着点からコルク・ボイル渦へと伝える条件がより大きく備わっているものと考えられる。

図5-9は、単一河床波上の剥離渦に関して、レイノルズ数と渦の移流速度 U_c との関係を示したものである。ここで、 h_c は河床波クレスト上の水深である。移流速度を決定する判断基準としては、渦の巻く

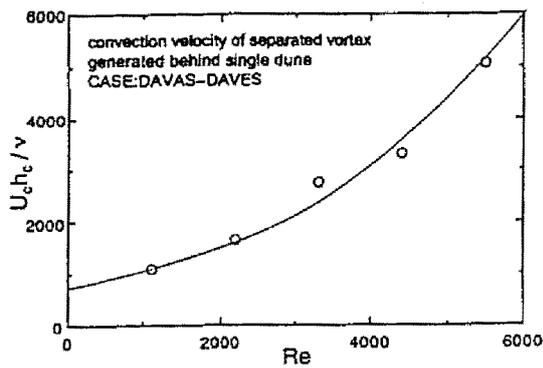


図5-9 剥離渦の移流速度 U_c

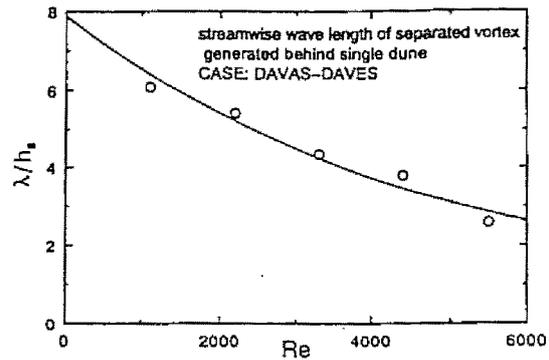


図5-10 剥離渦の波長 λ

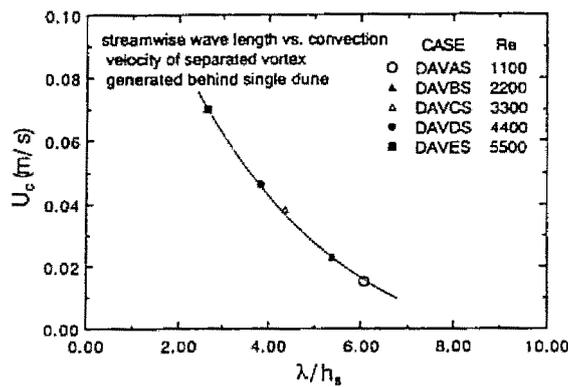


図5-11 波長 λ と移流速度 U_c の関係

位置や染料の拡散する位置が各ケースによって異なることにより全ケース共通の区間をとることは不可能であったため、各ケースについて渦が発生し、一度速度が鈍った後、再び高速流域に出る位置よりも下流側で、かつ染料の拡散する位置よりも上流側の範囲に計測区間を設定して計測した。サンプル数は各ケースにつき50個程度である。移流速度 U_c は放物線に近い形状を描いて増加しているが、これは剥離渦を伴った流体塊が比較的レイノルズ数の小さな流れであるため再付着点からの上昇渦の影響をあまり受けずに、かつ周囲の流速に乗って移流していることが推測される。この剥離渦の波長 λ をレイノルズ数の関数として表示したのが図5-10である。波長 λ は波高 h_s 、すなわち河床波クレストの高さで無次元化した。波長 λ の決定には、続けて発生した二つの渦の先端間の距離で定義しサンプル数は50個程度とした。結果として、波長はほぼ直線的に減少している。この波長 λ に対する、先の移流速度 U_c との関係を表したものが図5-11である。波長と移流速度は反比例、すなわち渦と渦の間隔が大きくなるに従って、その渦の移流速度は小さくなり、レイノルズ数と渦の発生頻度の関係がここにおいても示されている。さらに、渦の厚さを、流下方向の径 r_x と鉛直方向の径 r_y それぞれについて調べた。図5-12は、その渦の径 r_x および r_y とレイノルズ数との関係を示したものである。ここで、渦の厚さは、渦が一回転してもとの位置に戻ったときの径 r_x, r_y と定義したが、ケースによっては渦が回転しないものもあり、その場合は定義に従ったものだけを抽出した。そのためサンプル数は25~30個程度となった。流下方向の径 r_x およ

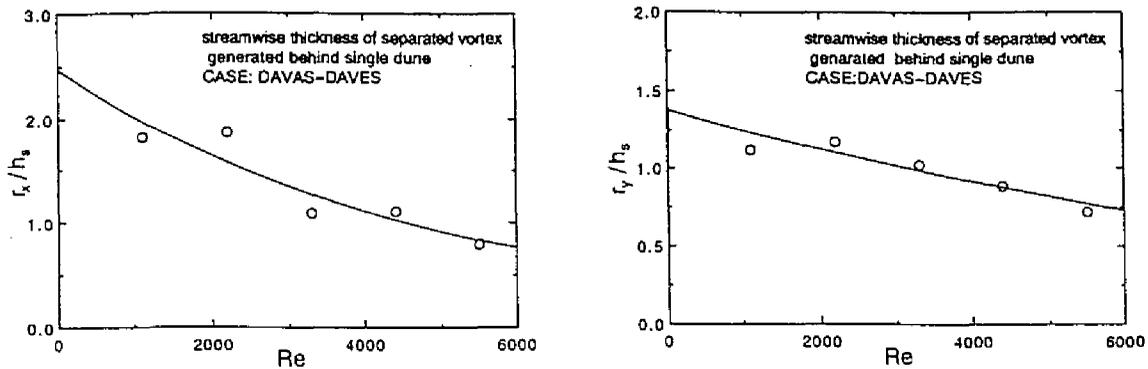


図5-12 剥離渦の主流方向厚さ r_x および鉛直方向厚さ r_y

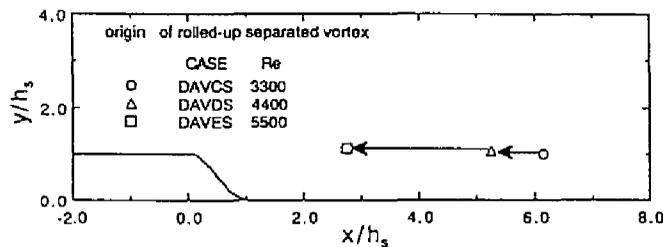


図5-13 剥離渦の発生位置 (roll-up)

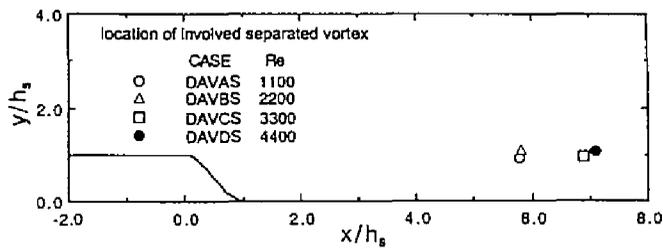


図5-14 前方の剥離渦を巻き込む (pairing) 位置

び鉛直方向の径 r_y は、多少ばらつきがあるものの全体的にレイノルズ数に対して減少傾向にあるといえる。これは、レイノルズ数の小さい領域では、剥離渦の持つエネルギー自体が小さく、ゆっくりと移流している間に再付着点から上昇してくるコルク・ボイル渦に押し上げられ、結果として渦径が大きくなるためと推測される。

剥離渦が発生したと考えられる roll-up の位置を 図5-13 に河床波上に示した。roll-up の位置は、注射針の先から注入された染料がしばらく直進した後低速流域に入り減速して僅かに下降するものと、そのまま高速域を移流していくものとに分かれることによって、全体として変曲点を持つ曲線状態となり、その時の変曲点の位置であると判断して定義した。レイノルズ数の増加に伴って、渦の発生する位置は上流側に遷移していることがわかる。レイノルズ数が小さい流れほど、再付着点距離が長くなり、それに伴って低速流域も下流方向に伸びるということが渦の発生位置に影響していると考えられる。さらに、剥離渦の合体が起こり始める pairing の位置を 図5-14 に示した。pairing はケースによってほとんど認められなかつ

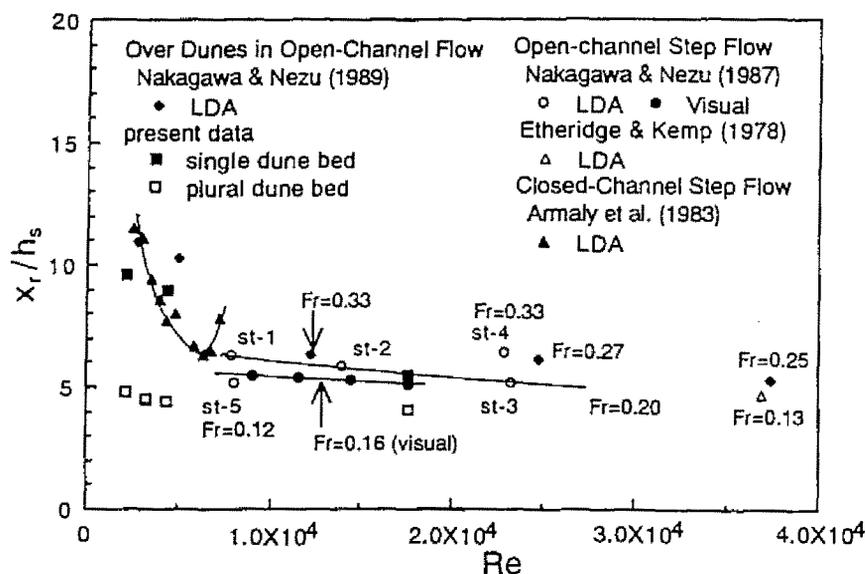


図5-15 レイノルズ数に対する再付着点距離

たため、サンプル数は20～30個程度となった。結果は、roll-upの場合の逆の傾向を示し pairingの位置は下流側に遷移することが分かる。渦は発生後、高速域をほぼ直進移流するため、レイノルズ数が大きい流れほど pairingの起こるまでに運ばれる距離が長くなると推測される。これらの位置の判定にはある程度の主観は免れないが、全ケースとも可視化実験を撮影したビデオで同一の判断基準を設けて行った。

5.4.2 再付着点距離の変化特性

河床波上の組織渦の一つであるコルク・ボイル渦の動的特性を把握するうえで重要な点は、コルク・ボイル渦の発生位置となる再付着点を確定することである。今回の可視化実験では、再付着点の位置は確認できなかった。これは、単一河床波であったため連続河床波に比べて再付着点から発生するボイルがクレストから直進移流した剥離渦よりも非常に弱く、その結果染料による可視化によって再付着点が確認できないものと考えられる。また、実際の再付着点は時間的にかなり上下流に変動するから、固定注射針による染料注入法にも限界がある。そのため、空冷のレーザ流速計を用いた点計測から、再付着点を定量的に評価した。この点計測の結果、クレスト直下では、比較的弱い逆流域が存在しかつ再付着点が存在することがわかり、可視化実験では確認できなかった再付着点の位置を逆流率の値とも比較して決定した。また、染料による可視化とレーザ流速計との同時計測の際に再付着点から発生するコルク・ボイル渦を捉えるためには、染料を注入する注射針の先を再付着点の位置に合わせる必要があるため、その際にも再付着点の位置を評価した。以上のような作業を、連続河床波の場合についても同様に行い、再付着点の位置を決定した。その結果を示したのが図5-15であり、再付着点距離 x_r をレイノルズ数 Re の関数で示した。図中には、Etheridge & Kemp(1978)¹⁸⁾、Armalyら(1983)²⁵⁾、Nezu & Nakagawa(1987)¹¹⁾、Nezu & Nakagawa(1989)¹³⁾によって得られたデータを併示した。まず、単一河床波の再付着点距離は、連続河床波のもの

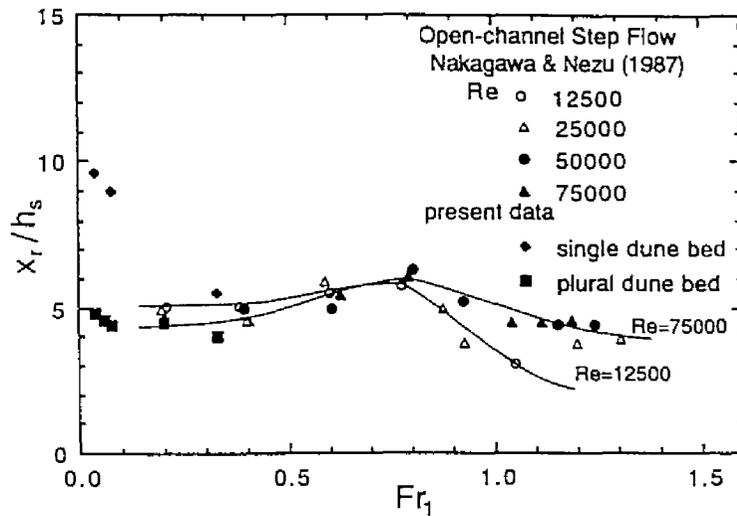


図5-16 フルード数に対する再付着点距離

比較して長くなる。再付着点が、河床波クレストから発生した剥離渦を伴った流体塊が再び河床波上に着地する位置のことを意味するから、連続波の場合より後に流体塊が河床に衝突する単一波の場合の方が再付着点がより下流側に存在するのは明らかなことである。また、従来の実験結果から、レイノルズ数が増加するに従って再付着点距離が一定値に近づくことが図から言えるが、今回の実験、特に連続河床波の実験からも同様の結果が得られた。

再付着点距離 x_r とフルード数 Fr_1 との関係を示したものが図5-16である。なお、フルード数 Fr_1 は $Fr_1 = U_m / \sqrt{gh_1}$ (U_m : 断面平均流速, h_1 : は河床波クレスト上の水深(= h_c))で定義されるものである。この図中には、Nezu & Nakagawa(1987)¹¹⁾の実験結果も併せて示した。フルード数の場合もレイノルズ数と同様な結果、すなわち単一河床波上の再付着点距離が、連続波のものより長くなり、またフルード数の増加とともに再付着点距離が一定値に近づく傾向が認められる。

最後に、図5-17に河床波クレスト上の水深 h_1 と下流側水深 h_2 との比に対する再付着点距離 x_r の関係を示した。なお、図中には、Narayananら(1974)²⁶⁾, Durst & Tropea(1983)²⁷⁾, Nezu & Nakagawa(1987)¹¹⁾の実験結果を併示した。本実験では水深比 h_2/h_1 が一定で行ったため考察はできないが、従来の実験結果から判断して、レイノルズ数が一定の場合、水深比が大きくなる、すなわち下流側水深に比して河床波クレストの波高が高くなるに従って、再付着点距離が長くなると言える。これも、再付着点の定義から考えれば、高い位置から剥離した渦を伴った流体塊の方がより遠くで河床波上に着地することは明らかである。

5.4.3 組織渦の卓越周波数の同定

条件付きサンプリング手法における判別関数の定義や、しきい値の決定を行うために、染料を用いた可視化とレーザ流速計との同時計測を単一河床波および連続河床波それぞれについて行った。図5-18に、

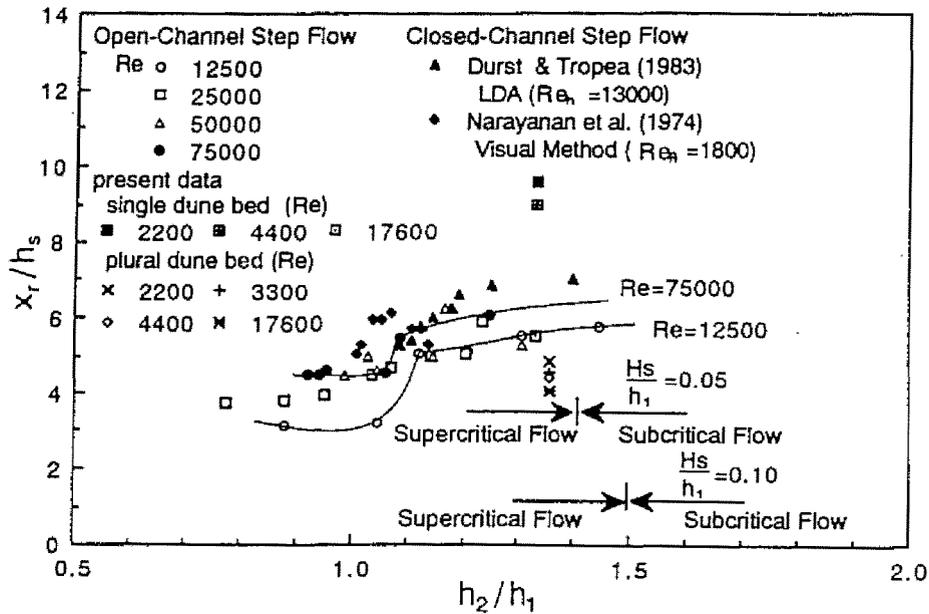


図5-17 上流側・下流側水深比と再付着点距離との関係

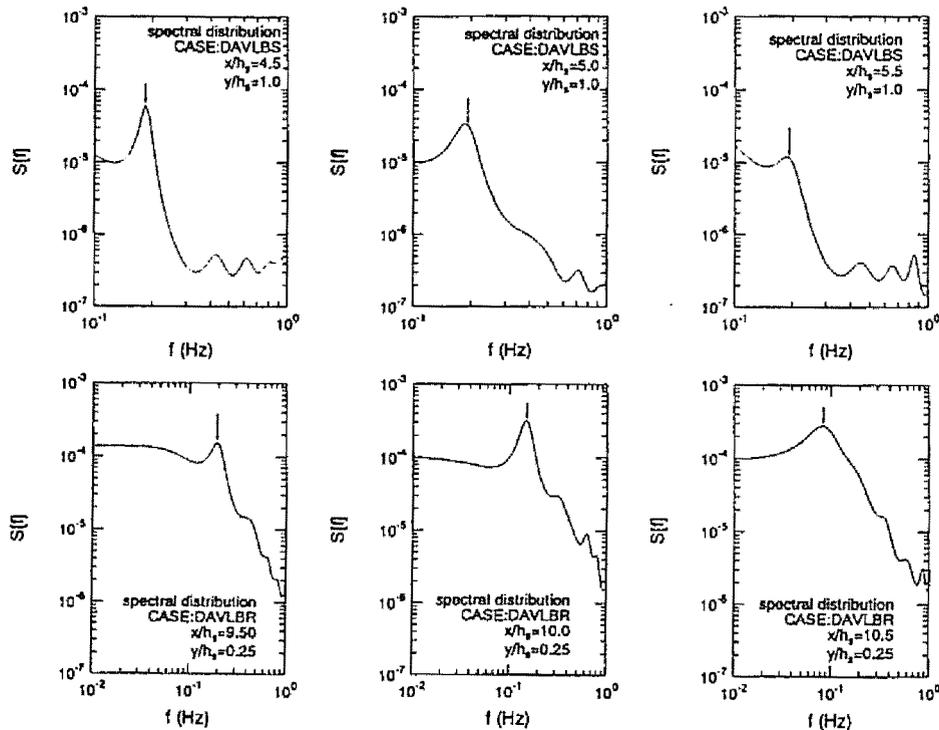


図5-18 スペクトル分布(可視化とレーザ流速計との同時計測実験)

レーザ流速計によって得られた瞬間流速の時系列から評価したスペクトルを示した。 図中、スペクトルの特徴ある波形を選び矢印で示している。 これと並行して、染料を用いた可視化実験で撮影されたビデオ画像から、剥離渦、コルク・ボイル渦それぞれについての発生周波数を求めた。 このビデオ画像解析にあたっては、各計測点についてレーザ流速計の計測時間 120sec の間の渦の発生数をカウントし、周波数を決定した。 以上のようにして流速の時系列から求められたスペクトルとビデオ画像の解析から得られた二

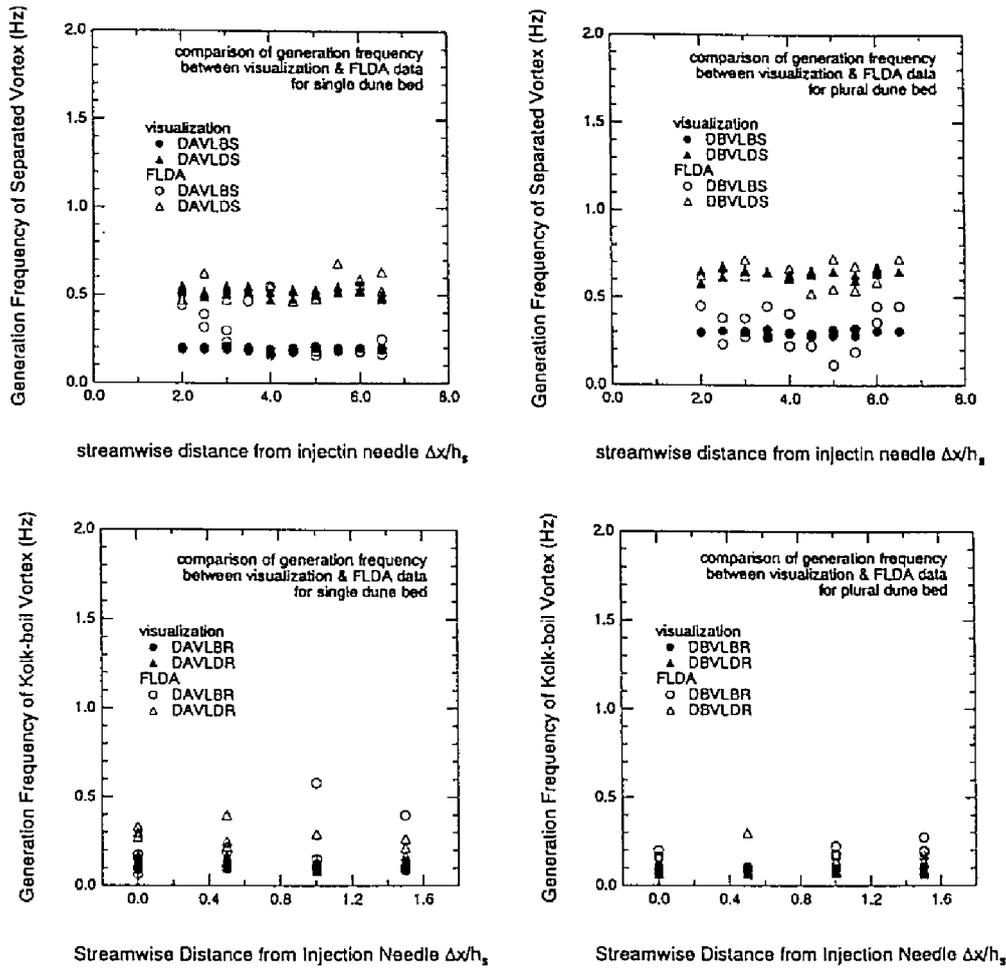


図5-19 可視化観測とスペクトル分布から評価された組織渦の卓越周波数の比較

つの周波数を、染料を注入する注射針の先端から流下方向への距離 Δx に対して同じ図中に示したものが図5-19である。ここで各実験ケースについて上に述べた二つの周波数を同定し、流速の時系列から得られた特徴ある波の中から、ビデオ画像の解析によって得られた周波数とほぼ一致する波を選定し、これを卓越周波数とする。図から分かるように、剥離渦およびコルク・ボイル渦のいずれのケースも、多少ばらついてはいるが視覚的に渦が通ったと判断される計測点では比較的良好に周波数が一致しており、これに基づいて卓越周波数を決定した。また剥離渦の実験ケース (DBVLBS) では、再付着点付近 ($x/h_s=5.0$) でコルク・ボイル渦の発生周波数である低周波成分が卓越し、コルク・ボイル渦の動特性が周波数特性からも認識されたといえる。

5.4.4 条件付きサンプリング手法に用いるしきい値の決定

ここでは、まず二台のレーザ流速計を用いた同時計測の水理条件に相当する組織渦の発生周期を決定し、その後に条件付きサンプリング手法に用いるしきい値を求める。前節で得られた卓越周期を図5-8のデータも併せてレイノルズ数 Re の関数として表示したものを剥離渦、コルク・ボイル渦それぞれについて

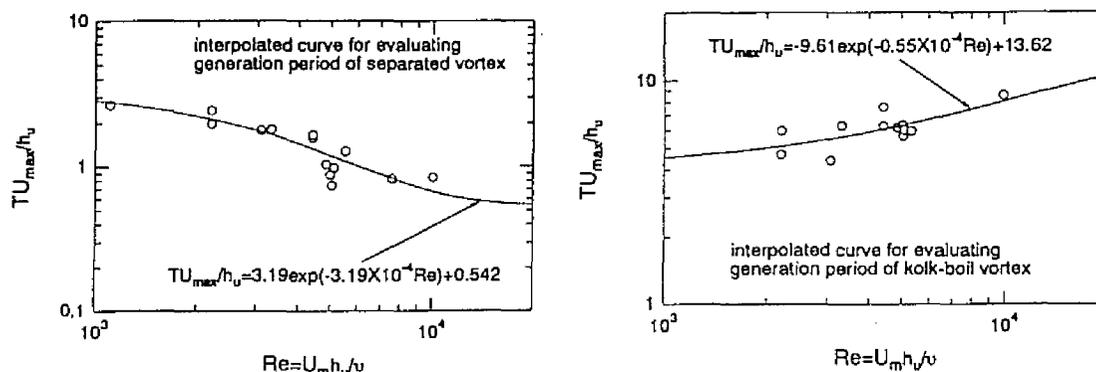


図5-20 レイノルズ数に対する剥離渦，コルク・ボイル渦の発生周期の関数近似

表5-4 同時計測実験の水理条件に相当する組織渦の発生周波数

Case	Reynolds Number	Non-dimensional Generation Period	Maximum Mean Velocity	Location of Fixed Point	Flow Depth at Upstream Side	Generation Period	Generation Frequency
	$Re = \frac{U_m h_u}{\nu}$	$\frac{TU_{max}}{h_u}$	U_{max} (cm/sec)			T (sec)	f (Hz)
D8AC	17830	0.55	32.9	Sep.	8.0	0.135	7.43
D8BC	17507	9.95	32.9	Rea.	8.0	2.422	0.41
D8CC	17550	0.55	35.2	Sep.	8.0	0.126	7.94
D8DC	17500	9.95	35.2	Rea.	8.0	2.260	0.44

Sep. : separation point, Rea. : reattachment point.

図5-20に示す。ここで、図中のような近似曲線を考えることによって、二台のレーザ流速計を用いた同時計測の際の水理条件(図5-1)に相当する渦の発生周期を決定する。なお、近似曲線の決定には、レイノルズ数がある値を越えるとはほぼ一定に収束すると仮定して、指数関数の形を採用した。こうして決定された渦の発生周期をその水理条件と併せて各ケースについて示したものが表5-4である。以上のような手順で、染料による可視化が不可能な高レイノルズ数の流れにおける剥離渦およびコルク・ボイル渦の周期を決定した。

次に、条件付きサンプリング手法に用いるしきい値を決定するために、判別関数を導入する。判別関数には、瞬間レイノルズ応力 $-uv(t)$ および運動量 u^2 の鉛直方向の移流を表す3次相 $-u^2v(t)$ の二種類をまず始めに定義した。図5-21に瞬間レイノルズ応力 $-uv(t)$ と3次相関 $-u^2v(t)$ の時系列を併せて各実験ケースについて示した。より高次の判別関数ほど際立った波形を示していることが分かる。ここで、流速変動 uv の四象限区分しきい値法などを用い、判別関数にかけて得られた発生個数(時系列における山の数)の選定を行い、コルク・ボイル渦の発生周波数に相当するしきい値をそれぞれについて求めた。なお、固定点が再付着点のケースは、単一・連続河床波ともに周波数が非常に小さな値となり、今回の実験の計測時間 60sec ではサンプルされるデータ数が少なくなるため、卓越周波数を 1.0Hz と設定してしきい値決定を行った。このようにして各実験ケースについて求めた瞬間レイノルズ応力 $-uv(t)$ および3次相関 $-u^2v(t)$ に対するしきい値を表5-5にそれぞれ示した。図5-22は、剥離渦およびコルク・ボイル渦の固定点にお

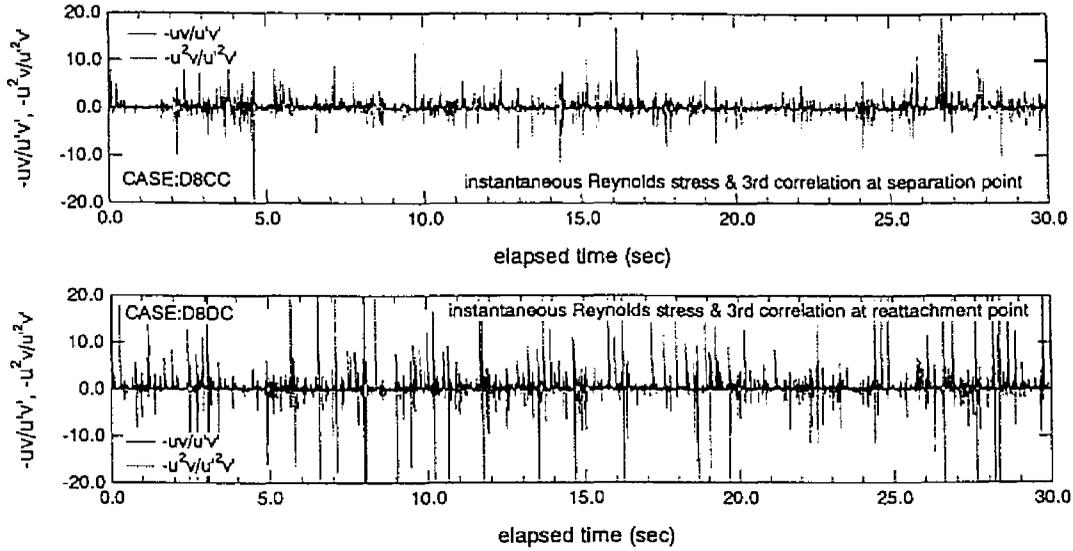


図5-21 瞬間レイノルズ応力 $-uv(t)$ および3次相関 $-u^2v(t)$ の時系列

表5-5 条件付きサンプリング手法におけるしきい値

Case	Type of Dune Bed Configuration	Location of Fixed Point	Detection Function $I(t)$	Threshold Value H
D8AC	Single	Separation	$\frac{-uv}{u'v'}$	1.05
			$\frac{-u^2v}{u'^2v'}$	1.09
D8BC	Single	Reattachment	$\frac{-uv}{u'v'}$	2.44
			$\frac{-u^2v}{u'^2v'}$	3.96
D8CC	Plural	Separation	$\frac{-uv}{u'v'}$	1.34
			$\frac{-u^2v}{u'^2v'}$	1.71
D8DC	Plural	Reattachment	$\frac{-uv}{u'v'}$	5.30
			$\frac{-u^2v}{u'^2v'}$	12.14

ける条件付き自己相関 $\langle u \rangle_{fx} / u'$ および $\langle v \rangle_{fx} / v'$ の分布を、先の二つの判別関数について示すものである。条件付き自己相関の式は、式(5.16)より、

$$\langle u \rangle_{fx} = \frac{\int u(x_0, y_0, z_0, t + \tau) \cdot I(x_0, y_0, z_0, t) dt}{\int I(x_0, y_0, z_0, t) dt} \quad (5.22)$$

で表される。図より $\tau=0$ で剥離渦、コルク・ボイル渦がそれぞれ検出されていることが分かる。剥離渦では、 $\langle u \rangle$ は正、 $\langle v \rangle$ は負となり、剥離点から高速流体塊が下降する様子が伺える。それとは逆に、コ

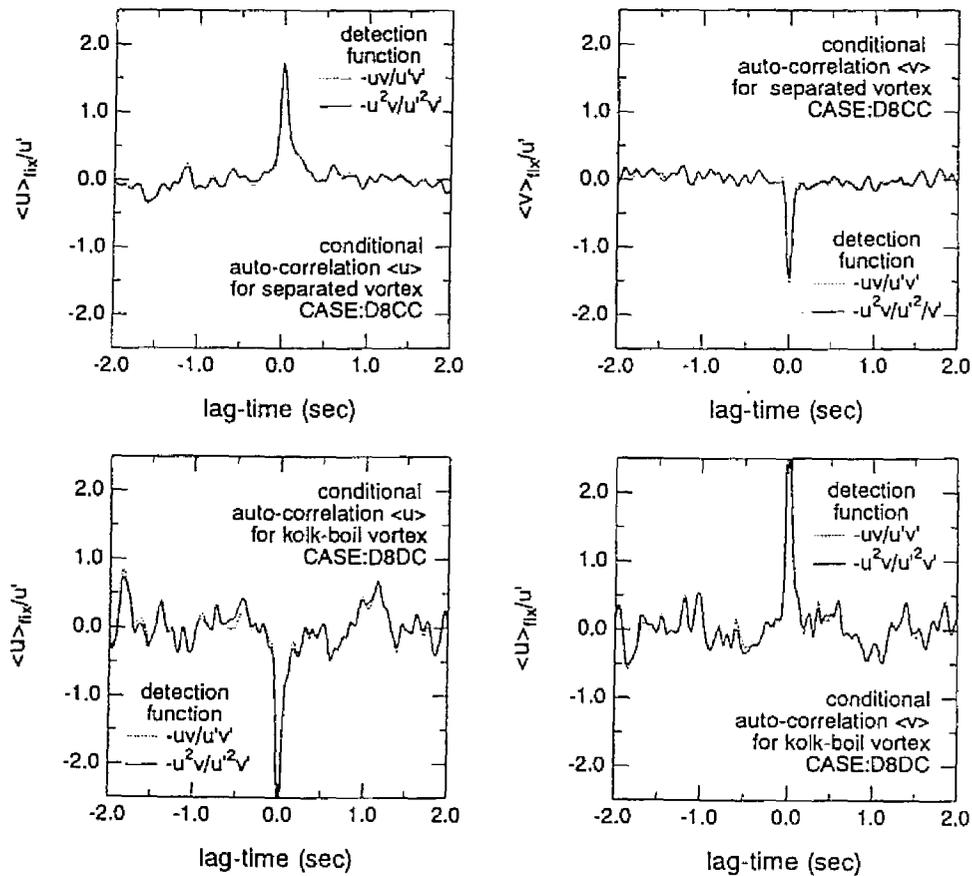


図5-22 条件付き自己相関 $\langle u \rangle_{fl}/u'$ および $\langle v \rangle_{fl}/v'$ の分布

ルク・ボイル渦では $\langle u \rangle$ は負, $\langle v \rangle$ は正となり, 再付着点から低速流体塊が浮上していることが分かる。また, 連続河床波のコルク・ボイル渦の条件付き自己相関係数の値が, 剥離渦に比べ非常に高いことが認められる。この結果から, 再付着点からの低速流体塊の浮上がより顕著であり, 先程の可視化観測結果とも併せて考察すると, コルク・ボイル渦の発生, 挙動は河床波形状に大きく依存しているといえる。なお, 上に定義した二つの判別関数から得られる条件付き自己相関係数の分布はほぼ一致しているため, 条件付きサンプリングのためのしきい値は瞬間レイノルズ数 $-\nu(t)$ を判別関数とした際に得られるもののみを採用することにした。

図5-23 にレイノルズ応力の四象限区分を示す。图中的 $RS_1, RS_2, RS_3, RS_4, RS_5, T_5$ は次式のように定義される。

$$\begin{cases} RS_i(H) = \int_H^\infty w \cdot p_i(w) dw \geq 0, (i = 2, 4) \\ RS_i(H) = \int_{-\infty}^H w \cdot p_i(w) dw \leq 0, (i = 1, 3) \end{cases} \quad (5.23)$$

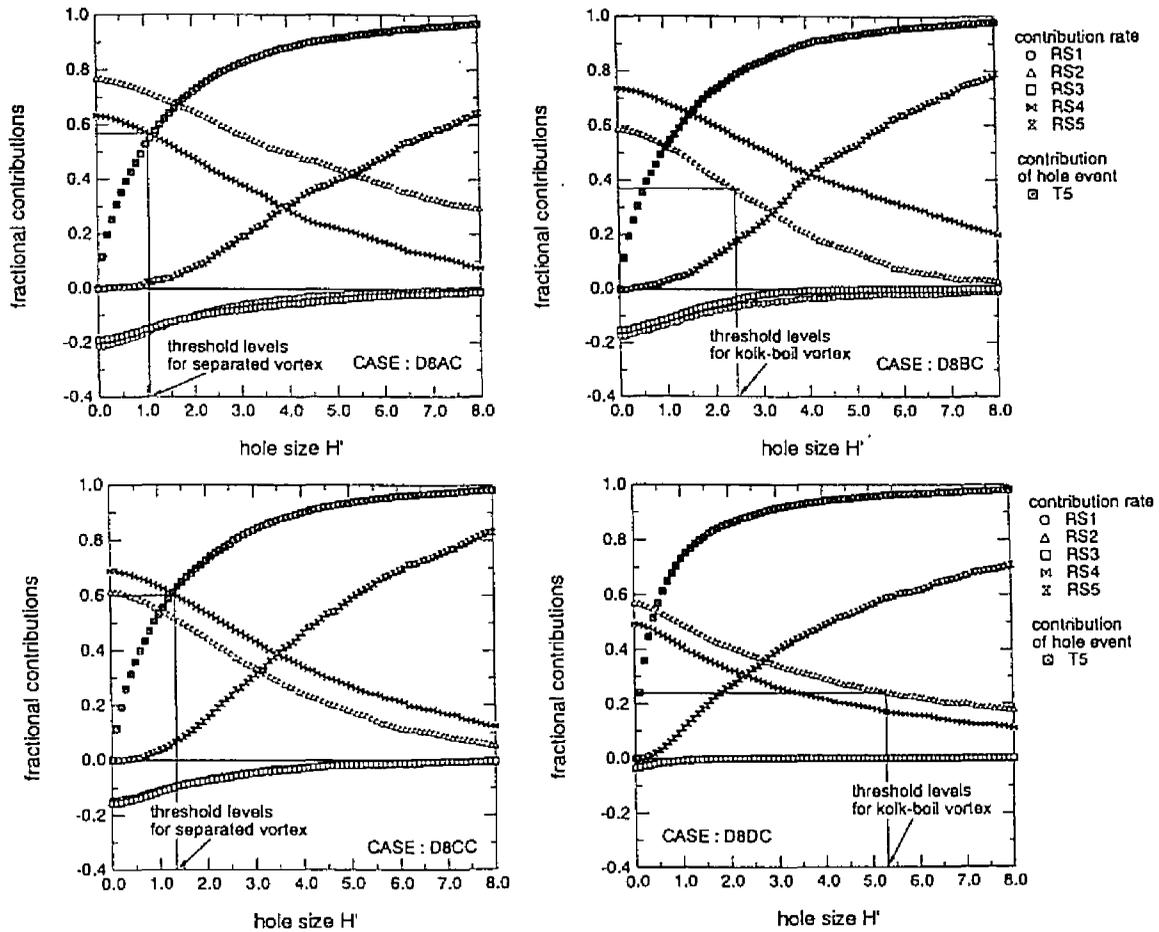


図5-23 レイノルズ応力に対する各象限の寄与率

$$T_5(H) = \int_{-H}^H p_w(w) dw = 1 - \{T_1(H) + T_2(H) + T_3(H) + T_4(H)\} \quad (5.24)$$

$$RS_5(H) = \int_{-H}^H w \cdot p_w(w) dw = 1 - \{RS_1(H) + RS_2(H) + RS_3(H) + RS_4(H)\} \quad (5.25)$$

ここに、例えば $p_2(w)$ は、四象限区分の第2象限に相当する、再付着点から上昇する低速流体塊のような流れの瞬間レイノルズ応力の確率密度関数を意味し、 RS_2 はレイノルズ応力に対する寄与率を、また T_2 は時間占有率を表している。同様に、 RS_5, T_5 は四象限区分でしきい値の内側の領域 (hole 領域) の瞬間レイノルズ応力の平均レイノルズ応力に対する寄与率、時間占有率である。固定点が再付着点の場合、単一河床波および連続河床波での第2象限 RS_2 について考えてみると hole size H が大きくなるにつれ、連続河床波の方が単一河床波よりも値が大きくなることから、連続河床波の方が単一河床波よりも再付着点付近からの低速流体塊の上昇の度合いが強いことが言え、先の条件付き自己相関で得られた結果と一致した。図5-24は、時空間相関実験における固定点のデータから求めた平均レイノルズ応力の

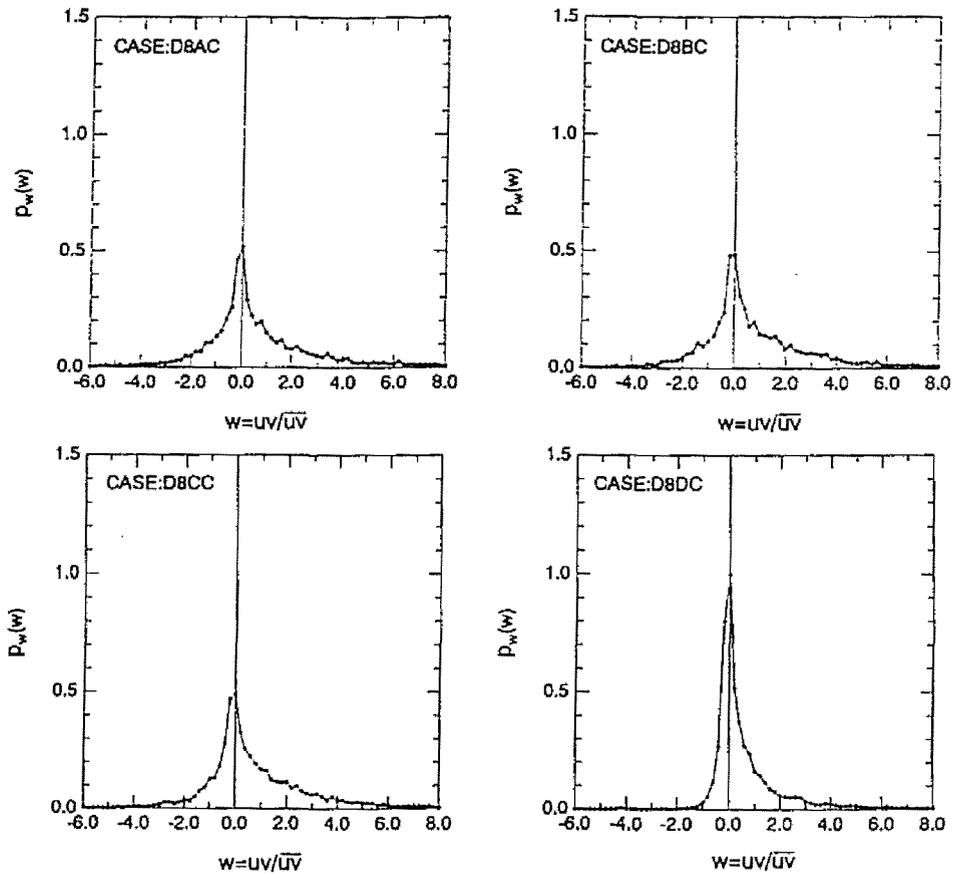


図5-24 変動レイノルズ応力の確率密度関数

確率密度関数 $P_w(w) = p_1(w) + p_2(w) + p_3(w) + p_4(w)$ を示したものである。全体を通していえることは、瞬間レイノルズ応力は多少正の領域に偏る、つまり四象限区分の第2象限 ($u < 0, v > 0$)、第4象限 ($u > 0, v < 0$) に多く分布しているということである。この中で、連続河床波の固定点が再付着点のケースで、平均レイノルズ応力のピークの値が他のケースに比べ非常に高くなり原点まわりに集中して分布していることがこの図から判断できる。可視化実験の際の知見から、再付着点における瞬間的な乱れ変動の大きさは鉛直方向の v の方が大きいといえるため、瞬間レイノルズ応力の値がゼロ付近をとるとき流下方向の乱れ u の大きさは非常に小さなものとなり、結局この図からも、連続河床波における再付着点付近から上昇する ($v > 0$) 低速流体塊 ($u < 0$) の存在が顕著に見られる。以上、条件付き自己相関、レイノルズ応力の四象限区分および平均レイノルズ応力の確率密度関数を示したいずれの図においても、連続河床波で固定点が再付着点のケースで特徴ある結果が得られ、再付着点付近から発生するコルク・ボイル渦の存在を確認できたといえる。

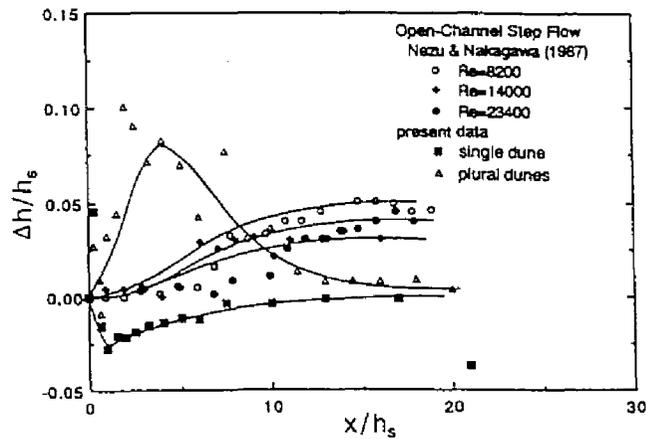


図5-25 クレストからの水位変化 Δh

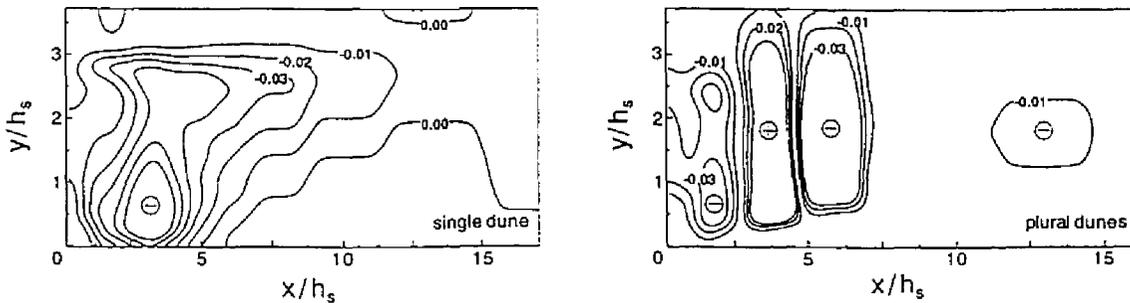


図5-26 動圧力 ΔP の空間分布

5.5 点計測による剥離を伴った流れの平均流特性

空間的に非一様な境界をもつ流れ，すなわち空間的な加速あるいは減速流は，上流側および下流側の圧力差，換言すれば圧力勾配の大きさによってその平均流特性を定常等流時の特性から大きく変化させる。本研究で取り扱う剥離流れ，ステップ流れなどにおいてもやはり，急激な境界の変化を持つ不連続点上で圧力勾配が非常に大きく，平均流構造だけでなく後述する時空間相関構造までも変化させると推測される。そこで本節では，時空間相関実験の結果を議論する前に，これと同一の条件(図5-1)で行った点計測のデータを用いて，水面形あるいは平均流速分布などの基本的乱流統計量について考察することにする。

5.5.1 水面形状および圧力変化特性

図5-25 は河床波クレストからの水位 Δh の主流方向変化を示したものである。図中，Nezu & Nakagawa (1987)²⁸⁾ による後方ステップ流のデータも併示した。クレスト直下流部では一度急激に下降し，値に開きはあるものの，単一河床波における水位変化の特性は，ほぼステップ流のそれとほぼ同様な変化を示している。ステップ流ほどではないが， $x/h_s=5$ の再付着点を過ぎると水位が上昇する傾向が見られる。一方，

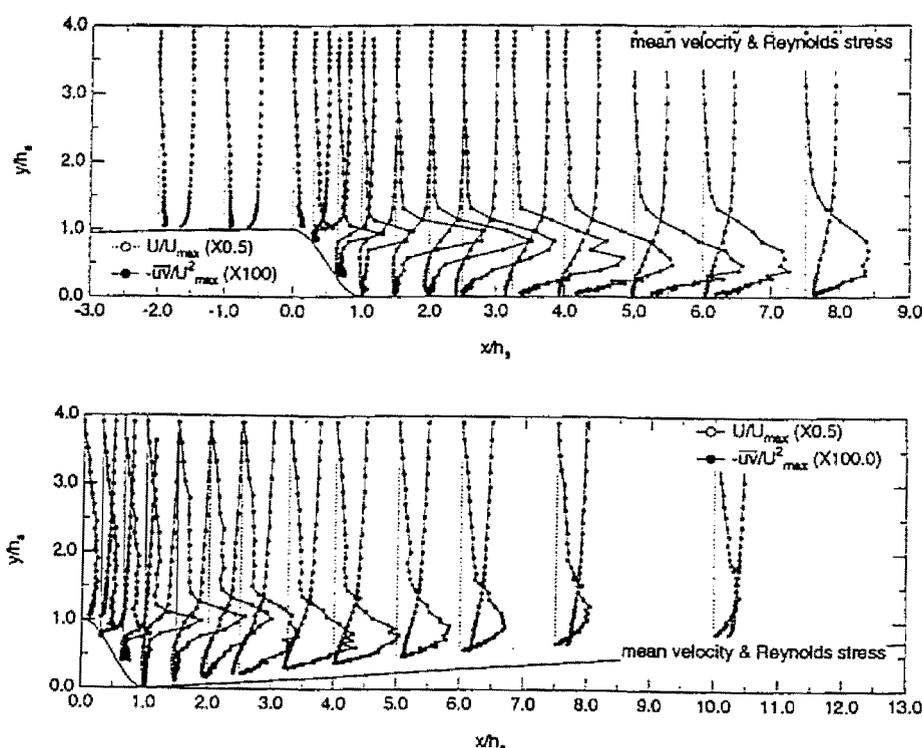


図5-27 平均流速およびレイノルズ応力分布

連続河床波においては、クレスト直下部から再付着点を僅かに過ぎたあたりまで、ステップ流や単一河床波とは全く異なる水位変化を示している。これは前方の河床波が存在するために、クレスト直下では急激な減速の影響を受けて水位が一旦急上昇するものの、それより下流部では緩やかな加速の影響によって下降し、さらに下流に行くに従って一様な水面に収束するものと考えられる。このような特性は、次式で表される動圧力分布 ΔP の変化において顕著に観察され、この動圧力 ΔP の空間分布を図5-26 に示した。

$$\frac{P(y)}{\rho} = g \cdot \cos\theta(h-y) + \frac{\Delta P(y)}{\rho} \quad (5.26)$$

$$\frac{\Delta P(y)}{\rho} = \int_y^h \frac{\partial}{\partial x} (UV + \overline{uv}) dy + [V^2 + \overline{v^2}] \quad (5.27)$$

上式より、動圧力 ΔP は静水圧分布からの差であり、式(5.27)に乱れの実測値を代入して計算された。単一波上の動圧力分布は、クレストから剥離した流れが境界の影響を受けることなくそのまま噴流のように発達するステップ流的な分布を示している。一方、連続河床波上の動圧力分布は、先に示した水位の変化に対応して正負をとる点が特徴で、前方の河床波による緩やかな加速の影響が現れている。このように、水面形あるいは動圧力の変化特性においても、単一波と連続波とは大きな違いがあり、クレスト背後の剥離流れと境界形状との相互作用が、乱流構造に与える影響の重要な要素であると推測される。

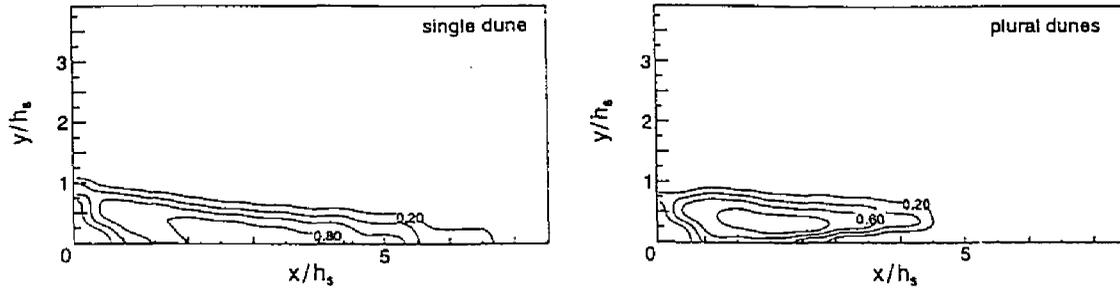


図5-28 逆流率 I_r の分布

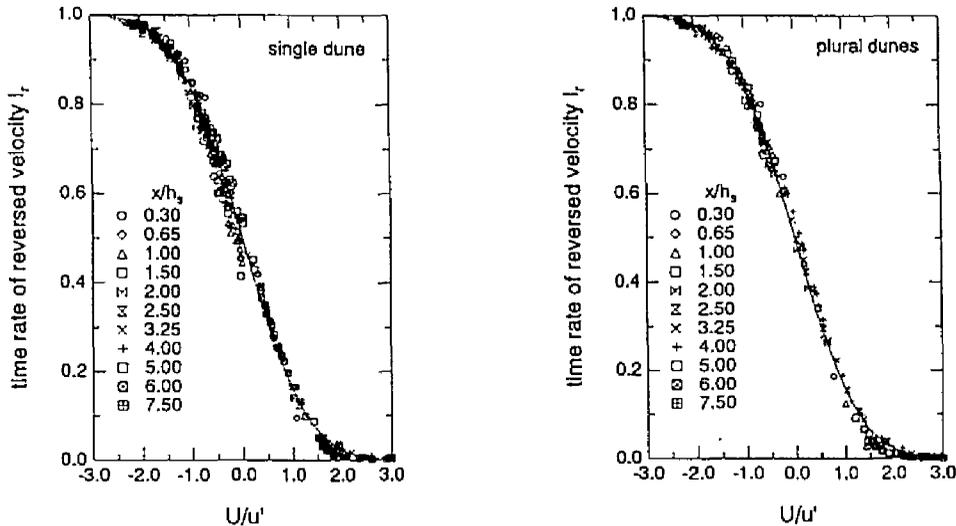


図5-29 平均流速・乱れ強度比 U/u' に対する I_r の関係

5.5.2 基本的乱流統計量の分布

図5-27 は、主流方向平均流速 U およびレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の流れ場全体の分布を示したものである。なお、各諸量は全断面最大流速 U_{max} で無次元化されている。単一波、連続波の両者ともに、剥離渦が通過する経路に従って平均流速分布に変曲点、およびレイノルズ応力分布にピークが観測される。剥離渦の通過経路は、単一波の場合ほぼクレストと等しい高さを保っているようであるが、連続波の場合はクレスト直下流部で一度上方に僅かに移動することが確認でき、再付着点から水面に向かって発生する比較的大きなコルクボイル渦の影響が出ているものと推測される。また、クレスト直下では比較的弱い逆流域が存在し、再付着点が存在することがわかる。これら二つの河床波上の流れは水理条件がほぼ同一なことを考慮すると、連続波のレイノルズ応力が、前方の河床波による加速の効果によって小さくなるものと考えられる。

先述した二台のレーザ流速計による同時計測実験では、固定プローブの位置を剥離点および再付着点に設定した。したがって、まず再付着点の位置を平均流速の主流方向変化から評価する必要がある。図5-28 は、各計測点における全時系列内で、逆流した瞬間流速の占める割合、すなわち逆流率 I_r のコンターを

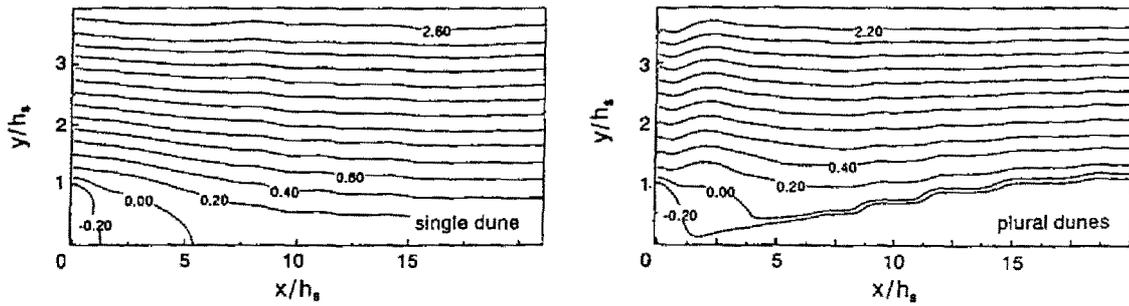


図5-30 流線 $\psi/(h_s U_{max}^2)$ の分布

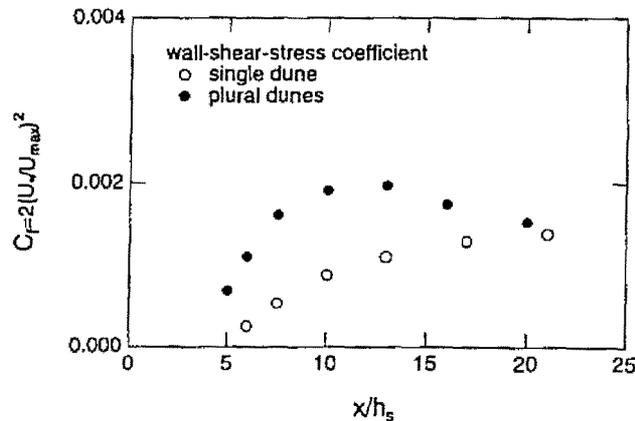


図5-31 壁面摩擦係数 C_f の変化

示したものである。順流および逆流の割合が等しい ($I_r=0.5$)、つまり平均流速がゼロとなる底面上の点が再付着点と定義できるが、単一波の方が再付着点距離が長くなることは自明である。一方、図5-29に平均流速・乱れ強度比 U/u' に対する I_r の関係を示した。なお、図中の実線は、瞬間流速の乱れ変動成分が正規分布する場合の逆流率の関係を示しており、次式で表される¹³⁾。

$$I_r = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left(\frac{U}{\sqrt{2}u'} \right) \right\} \quad (5.28)$$

ここで、 $\operatorname{erf}(x)$ は誤差関数である。クレスト直下流では上式で表される分布より僅かに逸れているものの、下流側に行くに従い実線に沿うようになり、逆流域以外の領域において、乱れ変動成分がほぼ正規分布に従うものと推測される。図5-30は流線 $\psi/(h_s U_{max}^2)$ の分布を示したものであり、 $\psi=0$ の等値線がちょうど底面に交わる点が再付着点に対応することが分かる。

底面せん断応力に及ぼす河床形状の影響を調べるために、図5-31に壁面摩擦係数 $C_f (=2U_w^2/U_{max}^2)$ の変化を再付着点より下流側についてのみ示した。なお、 C_f の評価には次式で表される Ludwig-Tillmann の実験公式が用いられた。

$$C_f = 0.256 \cdot 10^{-0.678 H} \cdot R_0^{-0.268} \quad (5.29)$$

ここで、 $H=\theta_1/\theta_2$ 、 $R_0=U_{max}\theta_2/\nu$ であり、 θ_1 および θ_2 はそれぞれ排除厚さ、運動量厚さである。この図に

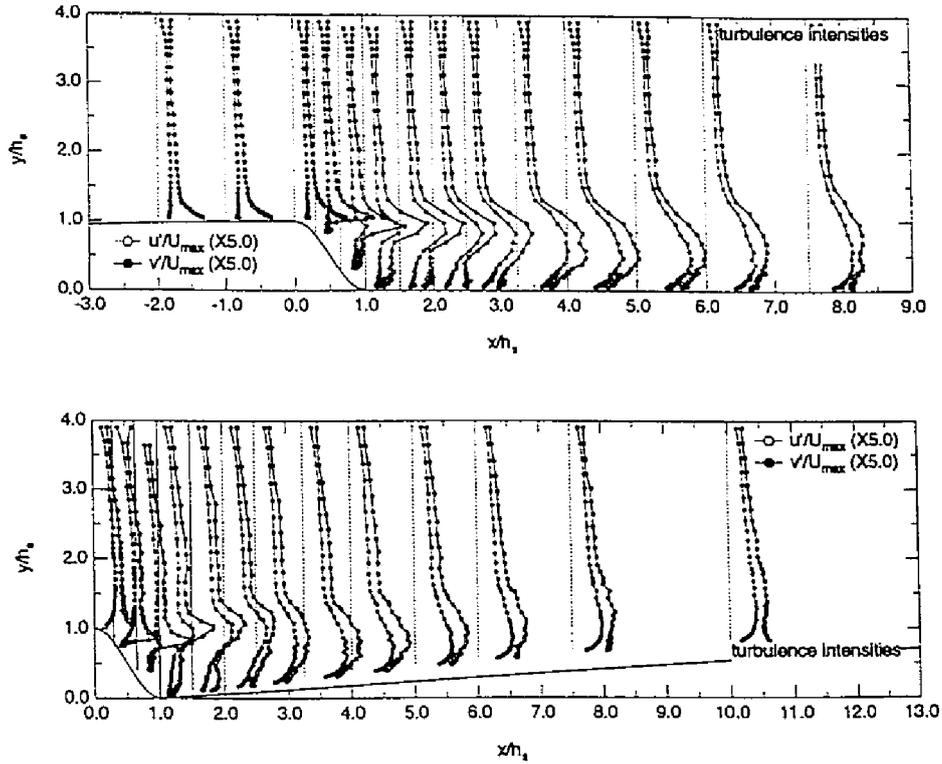


図5-32 乱れ強度の主流方向および鉛直方向成分 u' , v' の分布

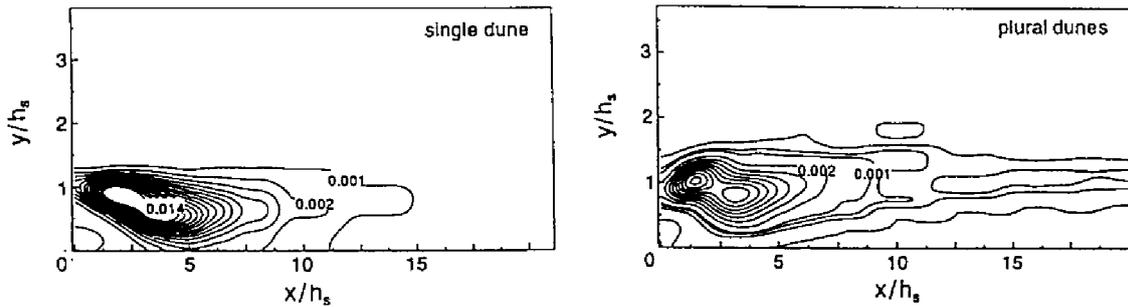


図5-33 乱れ発生率 G の分布

においてもやはり、連続波における前方の河床波の影響が現れており、加速の効果によって底面せん断が大きくなる傾向がある。

図5-32は、それぞれ乱れ強度の主流方向および鉛直方向成分 u' , v' の流れ場全体の分布を示したものである。 u' および v' の変化は、底面付近を除いてほぼ一対一に対応しており、乱れの等方化指向が観察される。これは特に単一波で水面付近の外層において明確である。これらの乱れ特性量自身の値では、やはりこれまでに述べてきたように加速の効果によって連続波の方が小さくなる。また、乱れ強度どうしの変化と同様にレイノルズ応力の変化も対応しており、これら乱れ特性量の間と比較的高い相関があるものと考えられる。図5-33は、乱れ発生率 G の分布を示したものである。なお図中の値は、全断面最大流速 U_{max} とクレストの高さ h_s とで無次元化されている。この図より、連続波の方が主流方向に抑制された分布

を示すことが分かる。

上述の平均流特性に関する結果より、連続波と単一波の平均的乱流構造の相違は、主として剥離直後の河床波形状の違いによって生じるといえる。その結果、動圧力分布や再付着点距離、乱れの発生機構に大きな相違を生み出すものと考えられる。

5.6 時空間相関構造解析による河床波背後に発生する組織渦の移流特性

本節では、二台のレーザ流速計を用いた同時計測の結果から、河床波背後に発生する組織渦の時空間相関構造を解明し、その結果から単一河床波と連続河床波での組織渦の挙動の違いについての考察および組織渦のモデルの提示を行う。まず従来型時空間相関解析による考察を行い、長時間平均的な河床波上の組織構造を把握する。その後、条件付きサンプリング手法を用いた時空間相関解析を行い、河床波背後に発生する組織渦を検出する。

5.6.1 従来型時空間相関構造

(1) 河床波クレストから発生する剥離渦

中央鉛直断面内における時空間相関構造について、図5-34 および 図5-35 に、それぞれ単一波、連続波に関する時空間相関係数 C_{uv} , C_{uv} の変化を示した。なお、この図には、上から遅れ時間 $\tau=0.0, 0.2, 0.4\text{sec}$ の順で示しており、以下全ての時空間相関に関する図は同様に表示されてある。

単一波の場合、 C_{uv} の高相関領域が、再付着点付近 ($x/h_s=5$) に降下し、その後水面に向かって若干浮上しながら移流される様子が観測される。一方、 $\tau=0.0\text{sec}$ で下流側に存在する高相関領域は、再付着点付近に下降せず、そのまま流下方向に移流されていることが分かる。このことから、単一波では、ジェット流や段落ち流れのように流れが放射状に広がり、再付着点付近への流れと直進移流する二つの剥離渦が間欠的に発生しているものと考えられる。これら二つの流れの内、下降する剥離渦が河床と衝突する位置が、単一波における再付着点と定義できる。下方に分かれた渦は壁面とのせん断を受けるため、高相関領域が自由乱流であるジェット流のように対称な流れとはならず、その結果、この図に見られるように、鉛直方向に非対称な等値線を描くものと推測される。

これに対し 図5-34 の連続波の C_{uv} の高相関領域の移流特性を観察すると、上述した単一波の特性は見られず、剥離渦の下端が前方の河床波に衝突するように、直接再付着点に向かう流れが卓越していることが認められ、この衝突位置が連続波の再付着点位置であると考えられる。前方の河床波の影響を受けることによって、空間的な加速の影響を受けることにより主流方向への移流も大きくなる。また、前方の河床波に再付着した流れが、その河床形状に沿って大きく、かつ広範囲な上昇流を形成しており、単一波より

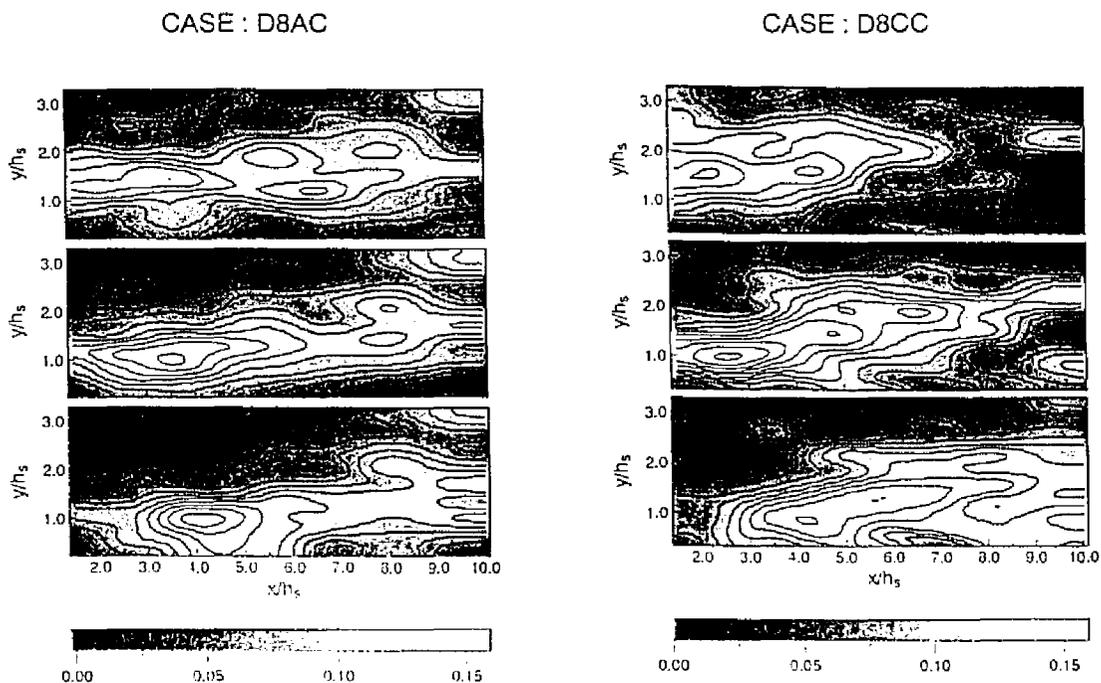


図5-34 剥離渦に関する従来型時空間相関係数 C_{uu} (左図: 単一波, 右図: 連続波)

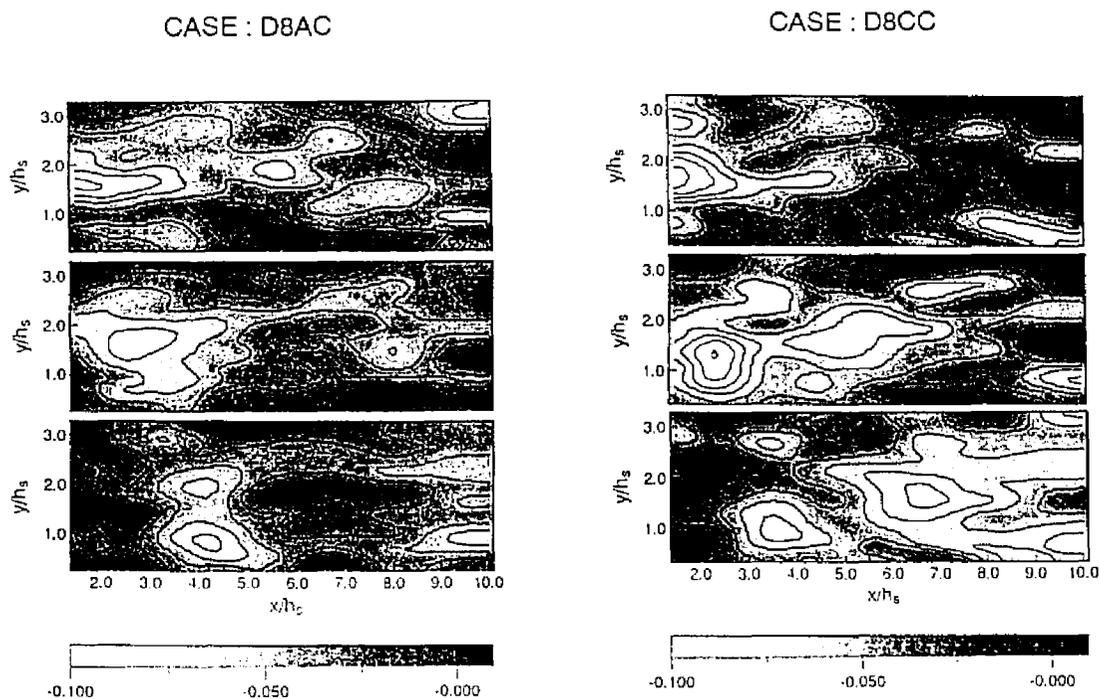


図5-35 剥離渦に関する従来型時空間相関係数 C_{uv} (左図: 単一波, 右図: 連続波)

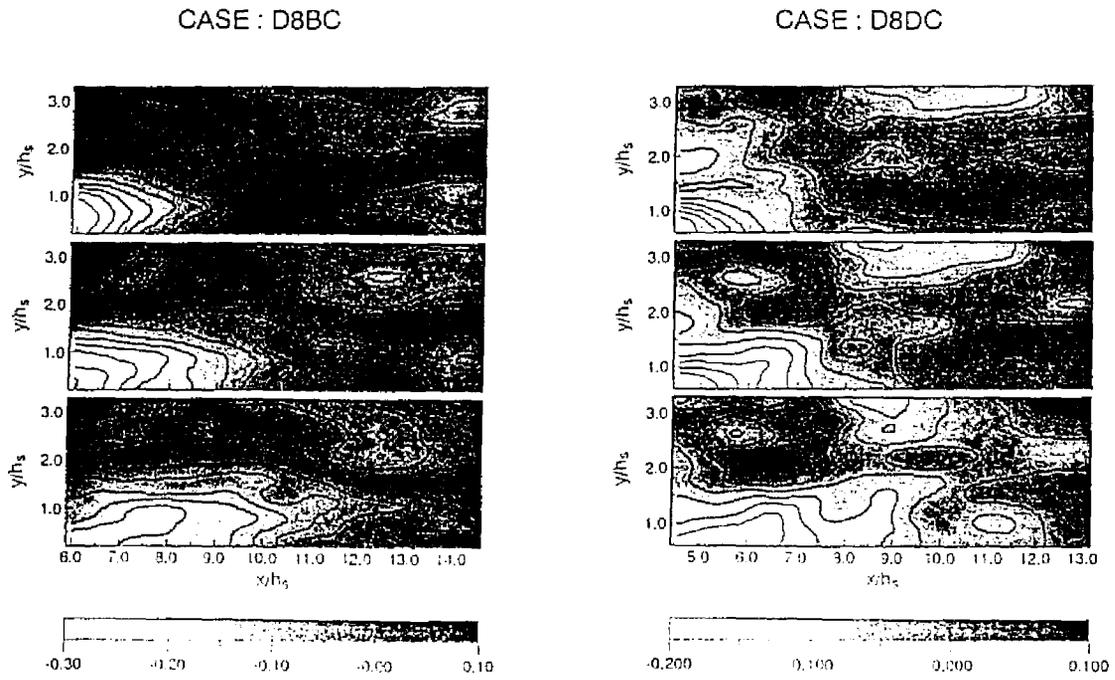


図5-36 コルク・ボイル渦に関する従来型時空間相関係数 C_{vv} (左図：単一波, 右図：連続波)

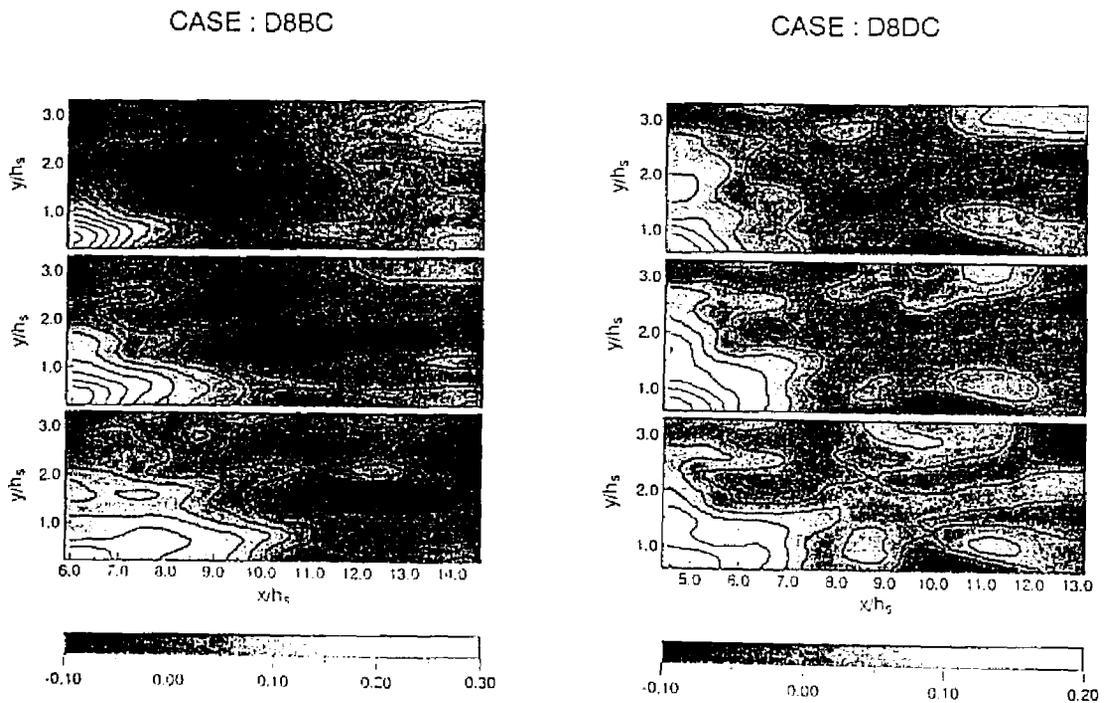


図5-37 コルク・ボイル渦に関する従来型時空間相関係数 C_w (左図：単一波, 右図：連続波)

も強いエネルギーを伴って上昇する様子が伺える。また、実河川に発生するボイル渦もこの河床形状によるところが大きいものと推測される。図5-35の時空間相関係数 C_w の変化については、特に連続波における高相関領域の移流特性に上述した傾向が顕著に観察される。すなわち、河床波クレストから再付着点に向かう強い下降流($\tau=0.0, 0.2sec$)が、あるいはその再付着点からの流れが強い上昇傾向を示しながら主流方向に移流される様子($\tau=0.2, 0.4sec$)が確認できる。一方、単一波においても、相関値そのものは小さいが剥離渦が、二つの流れに分裂する様子($\tau=0.4sec$)が分かる。

(2) 再付着点から発生するコルク・ボイル渦

図5-36 および図5-37に、剥離渦の分布同様にそれぞれ単一河床波および連続河床波に関する時空間相関係数 C_u, C_w の遅れ時間 τ に対する変化を示す。上述した剥離渦の移流特性からも推測されたように、単一波・連続波の二つの河床形状上の違いによる影響が現れている。すなわち、時空間相関係数 C_u, C_w の高相関領域とともに、単一波では、連続波に較べて水面方向にあまり上昇せず、相関値自身も小さい。これは、再付着点からの上昇渦に加えて、河床波クレストから再付着点に下降せずそのまま直進移流した剥離渦を捉えたものと判断できる。連続波と比較して、このクレストからの主流方向に直進してきた流れが、強いエネルギーを伴ったものであるため、再付着点からの弱い上昇流がこの剥離渦によってかき消され、図に示したような移流特性を示すものと考えられる。これに対し、連続波における時空間相関係数 C_u, C_w の変化では、高相関領域に見られる強いエネルギーを伴った流れが、水面に向かった上昇流として確認できる。また、水面付近においても、単一波の分布と比較して比較的大きな相関が観察されることから、再付着点からの強い上昇流の存在が指摘される。

5.6.2 条件付きサンプリング手法による組織渦の検出

従来型時空間相関解析手法では不可能であった組織渦の瞬間的挙動を、ある特有のパターンに当てはまったときのみ抽出を行う条件付きサンプリング手法によって時空間的に捉える。さらに連続波については、従来型時空間相関解析の鉛直中央断面内の特性だけでなく、横断方向も考慮した三次元特性について考察することにする。

(1) 河床波クレストから発生する剥離渦

5.4節で定義した判別関数およびしきい値を用い、条件付きサンプリング手法により抽出された主流方向変動流速 $\langle u \rangle$ を、単一波・連続波それぞれについて図5-38に示した。この図は、河床波クレストで発生した剥離渦を $\tau=0.0sec$ で検出した時の空間構造を、遅れ時間 τ を変化させて捉えたものである。この図より、先述した従来型時空間相関をより明確に捉えたものになっていることが分かる。単一波の剥離渦の移流特性より、主流方向に直進する傾向が強く、水面付近の外層における相関値がさほど高くなく、これが確認できる。クレストからの下降流を判別条件としたために、再付着点に向かう流れと再付着点に到

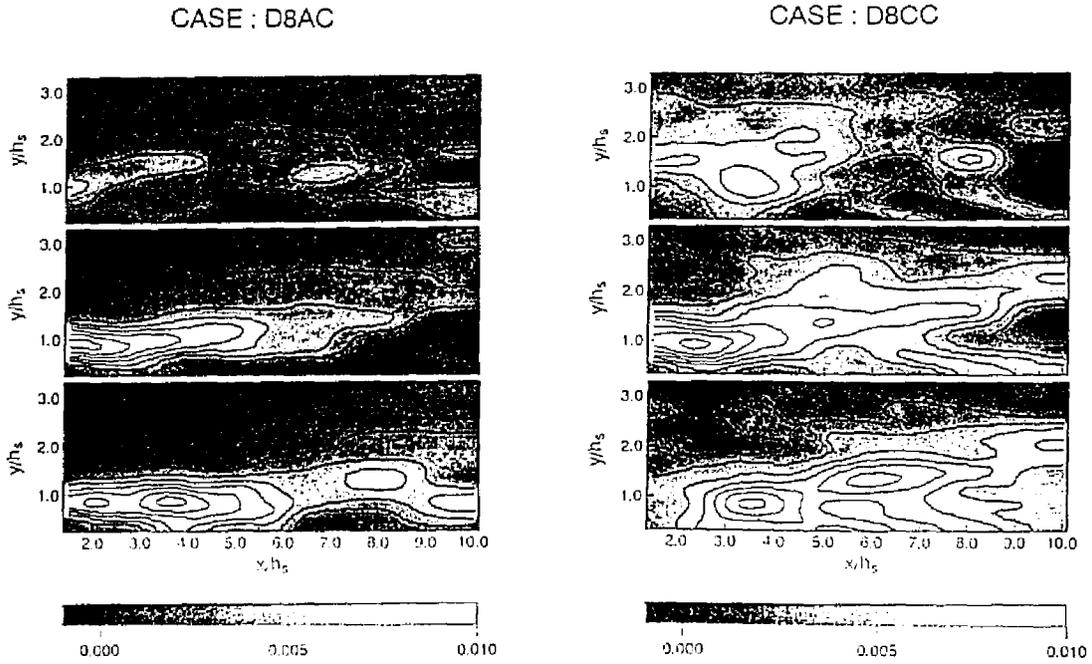


図5-38 剥離渦に関する条件付き時空間相関係数 $\langle u \rangle$ (左図: 単一波, 右図: 連続波)

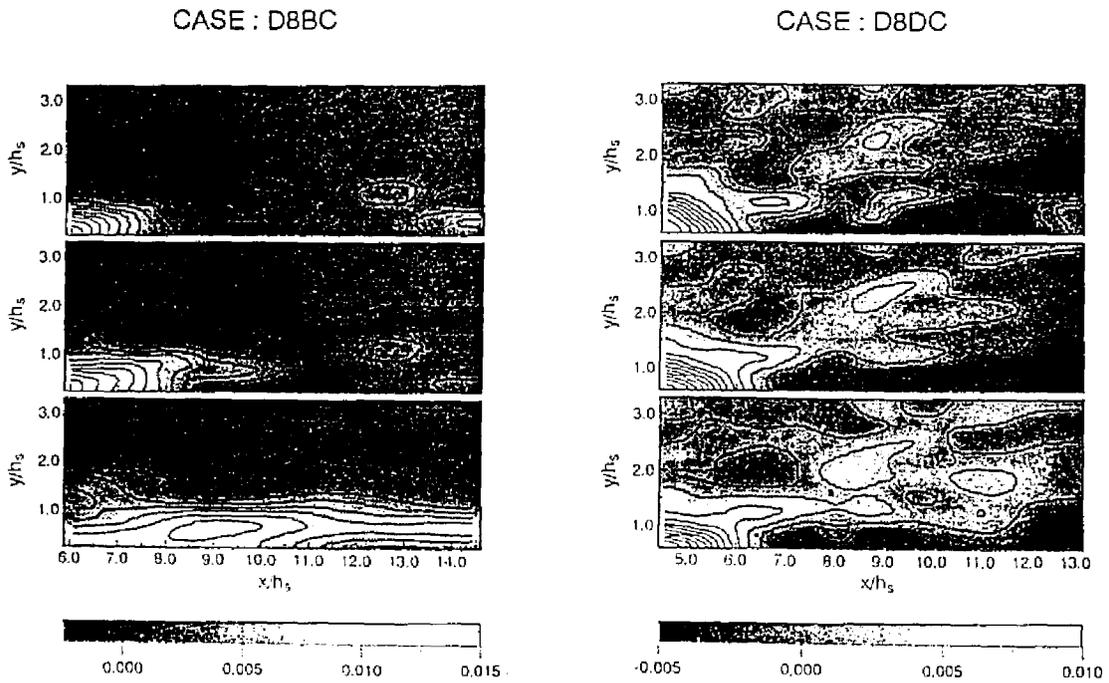


図5-39 コルク・ボイル渦に関する条件付き時空間相関係数 $\langle v \rangle$ (左図: 単一波, 右図: 連続波)

達せずそのまま移流する分裂した二つの流れは同時に抽出することはできなかったが、クレストからの流れの一部が再付着点のやや上流側に到達し($\tau=0.4\text{sec}$)、その上方で主流方向に平行な流れが僅かに観察される。これに対し連続波の剥離渦の移流特性を見ると、再付着点付近に降下するとともに、河床形状の変化に伴う加速流の効果によって流下方向への移流は大きく、かつ上方に広範囲に広がる様子が伺える。すなわち、従来型時空間相関で述べたクレストから再付着点に向かう流れ、再付着した河床から反射するような上昇流がはっきりと捉えられている。

(2) 再付着点から発生するコルク・ボイル渦

図5-39は、コルク・ボイル渦の動特性を再付着点からの上昇流を条件として抽出した鉛直方向変動流速 $\langle v \rangle$ を、単一波・連続波それぞれについて示したものである。剥離渦同様に、単一波において検出された渦は、あまり上昇傾向を示さず、むしろ再付着点からの上昇渦のエネルギーが弱いために、固定点とした再付着点より上流側から流れてきた剥離渦の影響を大きく受けたものとなっている。この結果、図5-38に見られた単一波上の剥離渦の移流速度とほぼ同程度に移流され、かつ鉛直方向の渦径が小さく、主流方向へ大きく引き延ばされた変化特性を示すことが分かる。一方、連続波における再付着点からの上昇渦の移流特性を見ると、先に示した剥離渦の移流速度と比較してかなり小さく、上流からの剥離渦の影響を受けると言うよりはむしろ、クレストから下降した剥離渦が前方の河床波の上り勾配の影響によって上方に反射され、主流方向の移流速度が抑制されるものと考えられる。これに応じて、鉛直方向の移流速度が増し、単一波と比較して比較的高い相関領域が水面に向かって分布していることが分かる。上記の単一波および連続波上の再付着点からの上昇渦の移流特性より、本研究で定義した判別条件およびしきい値を用いることでコルク・ボイル渦の発生・発達過程の一部である渦の上昇過程のみが再現できただけであるが、実河川に発生するコルク・ボイル渦は、前方に存在する河床形状に大きく依存しているものと考えられる。

(3) 連続波床上の剥離渦およびコルク・ボイル渦の三次元特性

上述した鉛直断面内の移流特性から、連続波床上に発生する組織渦が前方の河床形状の効果による影響が大きいことが分かった。そこで、この連続河床波上の組織渦の移流特性をさらに三次元に拡張して考察を行うことにする。図5-40は、連続波床上に発生する剥離渦に関する条件付き時空間相関 $\langle u \rangle$ 、コルク・ボイルに渦関する条件付き時空間相関 $\langle v \rangle$ の三次元分布を示したものである。図中、正および負の代表的な二つの値のみの表面を示しており、それぞれグレーおよび黒色で表している。剥離渦については、横断方向に相関値の高い領域(高速縞)と低い領域(低速縞)が交互にかつ明瞭に現れ、三次元性の強い分布を示していることが分かる。中央断面($z/h_s=0$)における高速縞が、遅れ時間に対して水面上方に突出するような変化特性を呈していることから、この図においても先述した前方の河床波の影響による強い上昇渦が、発生・発達する様子が分かる。また、この低速縞・高速縞間の間隔はほとんど一定のまま移流される

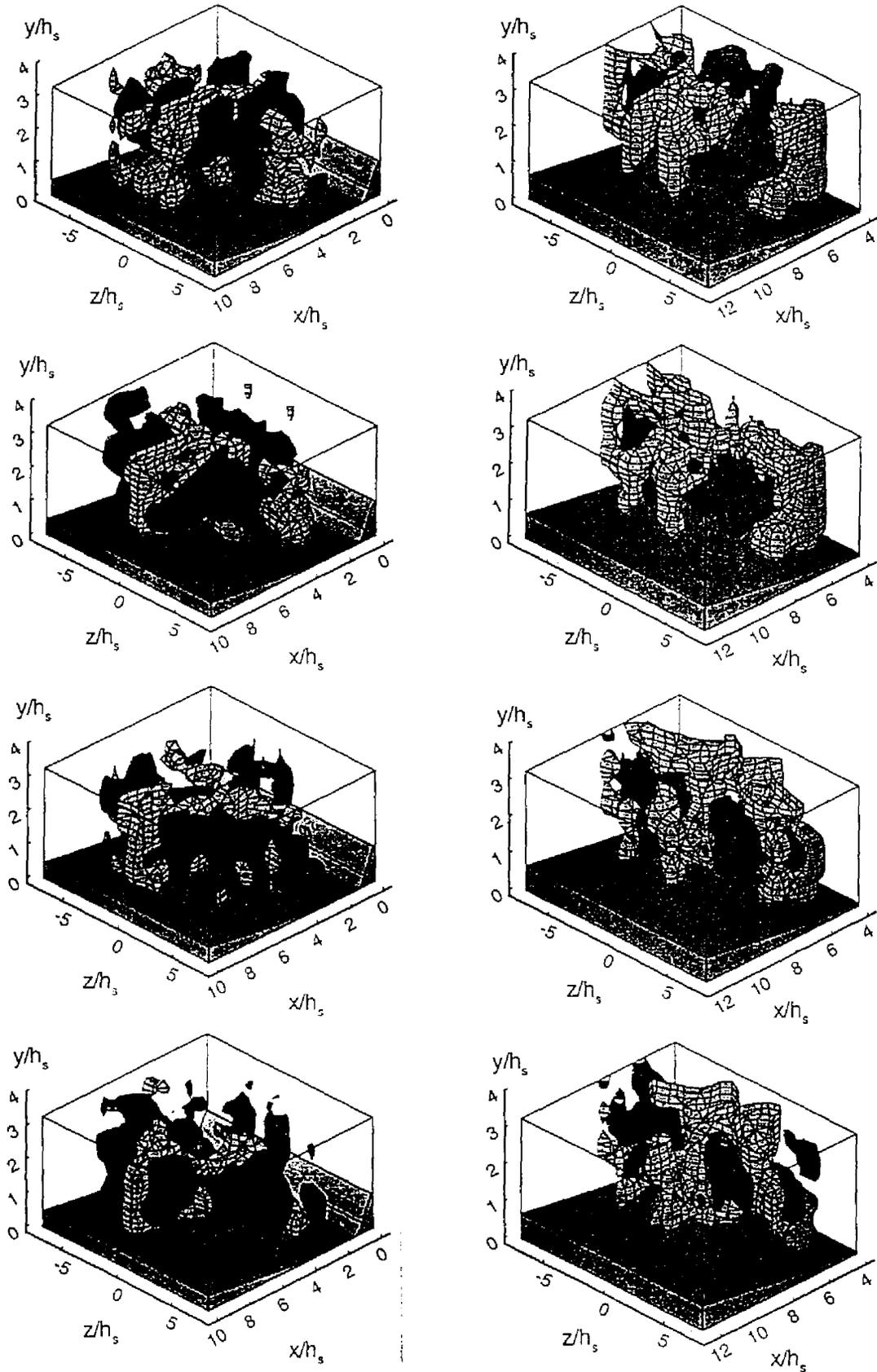


図5-40 連続河床波上の組織渦に関する条件付き時空間相関係数の三次元分布
 (左図：剥離渦 (DSCC), 右図：コルク・ボイル渦 (D8DC), 上から遅れ時間 $\tau=0.0, 0.2, 0.4, 0.6\text{sec}$)

ことが分かる。この間隔は概算でほぼ水深スケールと同オーダー(7.5cm)であることが分かった。

一方、コルク・ボイル渦の条件付き時空間相関 $\langle v \rangle$ の分布を観察すると、剥離渦と比較してより複雑な分布を示しており、低速渦・高速渦が交互に現れる点は剥離渦と共通するものがあるが、その間隔は狭く約5cmである。このコルク・ボイル渦の高相関領域の分布特性を見ると、 $\tau=0.0\text{sec}$ で水面付近に低速渦の占める割合が大きかったのが、 $\tau=0.6\text{sec}$ で高速渦、すなわち瞬間的に鉛直方向上方に向かう流れが卓越することが分かる。すなわち、水面に存在した負の相関領域が底面方向に潜り込み、これによって代わって正の高速渦が水面に現れるような変化特性を示す。このことから、前方の河床形状の影響に伴って発生する再付着点からの強い上昇流の存在が確認できる。

このような剥離渦、コルク・ボイル渦に関する鉛直中央断面および三次元空間内の時空間相関構造に関する考察、および条件付きサンプリング手法における厳密な判別条件の定義により、連続河床波背後に発生する組織渦構造が、横断方向に高速・低速流体を伴う渦構造を呈していること、剥離渦とコルク・ボイルとの間の相互関係を見いだすことが可能となった。

5.7 総合的考察

本研究では、単一河床波および連続河床波背後に発生する剥離渦、コルク・ボイル渦の時空間相関構造を解明する目的の下で、染料を用いた可視化実験による組織渦の全体像の把握、時空間相関解析における判別関数の定義、しきい値の決定を行った。次に平均流構造把握のための点計測を行い、また二台のレーザ流速計、自動トラバース装置および計測開始点を調整するトリガー装置を組み合わせた同時計測システムを駆使し、そこから得られたデータを時空間相関解析に適用した。また、単一河床波と連続河床波との相違が、平均流特性をはじめ、時空間相関構造にも顕著な差が認められた。その結果を以下のようにまとめることができる。

(1) 染料による可視化実験結果から、組織渦の発生周期、移流速度、再付着点距離の変化特性などを考察した。単一河床波、連続河床波の相違は、特に再付着点から上昇するコルク・ボイル渦について観測され、河床形状との関連、すなわち連続波における前方の河床波が剥離渦からコルク・ボイル渦への遷移・変換過程を強調することが示唆された。

(2) 染料による可視化実験とレーザ流速計による同時計測実験から、組織渦の発生周期を同定し、そこから得られた周期に基づいて本研究で定義した二種類の判別関数に適用し、条件付きサンプリング手法に用いるしきい値の決定を厳密に行った。

(3) 平均流構造の解明を目的とした点計測の結果から、二種類の河床波における水面形の分布形状、動圧力分布に顕著な差が認められ、それが加速あるいは減速の効果として乱流統計量の分布に反映されることが確認された。

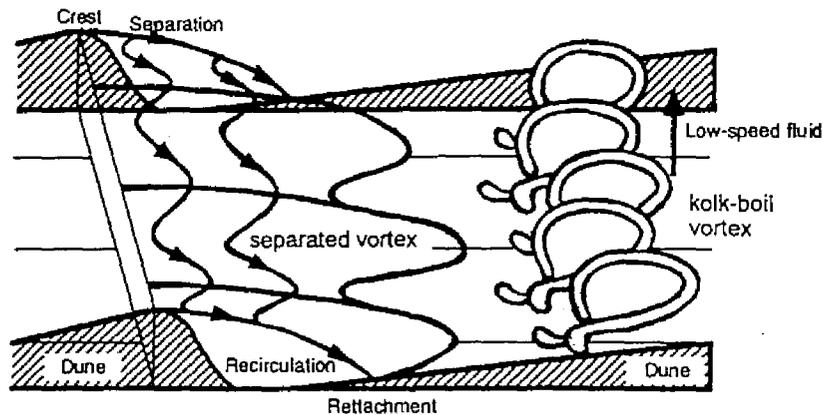


図5-41 連続河床波背後に発生する組織渦の物理モデル

(4) 二台のレーザ流速計による同時計測実験から得られた結果から、従来型および条件付き時空間相関係数の三次元構造について考察を行った。単一波および連続河床波背後の組織渦の特性に、横断方向の特性(三次元性)と河床形状との関連を考察し、従来から提案されている組織渦モデルの修正を行った。

これまでに得られた結果を総合し、かつ従来の組織渦のモデルを考慮した上で、連続河床波上の組織渦のモデルを図5-41に示した。なお、モデル化には Nezu & Nakagawa (1993)²⁹⁾の三角波上の流れによって得られた組織渦のモデルを基準にした。剥離渦に関しては、クレストから河床に向かって降下する数本の高速渦・低速渦からなる渦管の挙動から、いわゆる π 型渦が確認され、コルク・ボイル渦に関しては、これと相似な渦形状を示すものの、剥離渦と比較して、また三角波床上的モデルと比較して、コルク・ボイル渦が上流からの剥離渦の影響と再付着点からの上昇渦とが融合したものであるため、その間隔は狭くなると考えられる。

参考文献

- 1) Matthes, G. H. : Macroturbulence in natural stream flow, Trans., Amer. geophy. union. vol.28, pp.255-265, 1947.
- 2) 木下良作: 航空写真による洪水流解析の現状と今後の課題, 土木学会論文集, 第345号, pp.1-19, 1984.
- 3) Coleman, J. M. : Brahmaputra river ; Channel process and sedimentation, Sediment. Geol., vol.3, pp.129-239, 1969.
- 4) Jackson, R. G. : Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, J. Fluid Mech., vol.77, 1976.
- 5) 大谷守正・八鉄 功: 河底地形が浮泥分布に及ぼす影響, 第32回土木学会年次学術講演会概要集II, pp.509-510, 1977.

- 6) 宇民 正・上野鉄男：可視化法による大スケール乱れに関する研究(2), 京大防災研年報, 第 20 号, B-2, 1977.
- 7) 福岡捷二・福嶋祐介・奥津一夫：大規模渦によって誘起される上昇流およびボイルの構造, 土木学会論文報告集, 第 298 号, 1980.
- 8) Ikeda, S. & Asaeda, T. : Sediment suspension with rippled bed, J. Hydraulic Engrg., vol.109, pp.409-423, 1983.
- 9) 板倉忠興：河川における乱流拡散現象に関する研究, 北海道大学学位論文, 1984.
- 10) Müller, A. & Gyr, A. : On the vortex formation in the mixing layer behind dunes, J. Hydraulic Res., vol.24, pp.359-375, 1986.
- 11) Nakagawa, H. & Nezu, I. : Experimental investigation on turbulent structure of backward-facing step flow in an open channel, J. Hydraulic. Res., IAHR, vol.25, pp.67-88, 1987.
- 12) 瀬津家久・中川博次・天野邦彦：開水路段落ちにおける剥離流の乱流構造に関する研究, 第 30 回水理講演会論文集, pp.601-606, 1986.
- 13) Nezu, I. & Nakagawa, H. : Turbulent structure of backward-facing step flow and coherent vortex shedding from reattachment in open-channel flows, Turbulent Shear Flows, Springer-Verlag, vol.6, pp.313-337, 1989.
- 14) Eaton, J. K. & Johnston, J. P. : Low frequency unsteadiness of a reattaching turbulent shear layer, Turbulent Shear Flows, Springer-Verlag, vol.3, pp.162-170, 1982.
- 15) 木谷 勝・佐々木久郎：前縁剥離渦の乱流構造, 日本機化学会論文集, 第 50 巻, 454 号, pp.1483-1490, 1984.
- 16) Cherry, N. J., Hiller, R. & Latour, M. E. M. P. : Unsteady measurements in a separated and reattaching flow, J. Fluid Mech., vol.144, pp.13-46, 1984.
- 17) Raudkivi, A. J. : Study of sediment ripple formation, J. Hydr. Div., ASCE, HY-6, pp.15-33, 1963.
- 18) Etheridge, D. W. & Kemp, P. H. : Measurements of turbulent flow downstream of a rearward-facing step, J. Fluid Mech., vol.86, pp.545-566, 1978.
- 19) 中川博次・瀬津家久・金沢文彦：河床波下流の組織渦と変動特性に関する研究, 第 43 回土木学会年次講演会論文集 II, pp.370-371, 1988.
- 20) Nezu, I. & Nakagawa, H. : Accurate measurements of space-time correlations of coherent vortex behind dunes in turbulent open-channel flows with combination of laser-Doppler anemometer and hot-film anemometer, Proc. Workshop on Instrumentation for Hydraulics Laboratories, IAHR, Burlington, Canada, pp.29-44, 1989.
- 21) 瀬津家久・中川博次・金沢文彦・越智 厚：LDA とホットフィルムの同時使用による河床波背後の組織渦の時空間相関計測, 第 6 回流れの計測大阪シンポジウム, pp.36-46, 1991.
- 22) Nezu, I. & Nakagawa, H. : *Turbulence in Open Channel Flow*, IAHR Monograph, Balkema., 1993.

- 23) Lu, S. S. & Willmarth, W. W. : Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., vol.60, pp.209-224, 1973.
- 24) Nakagawa, H. & Nezu, I. : Prediction of the contributions to the Reynolds stress from the bursting events in open-channel flows, J. Fluid Mech., vol.80, pp.99-128, 1977.
- 25) Armary, B. F., Pereira, J. C. F. & Schonung, B. : Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow, J. Fluid Mech., vol.127, pp.473-496, 1983.
- 26) Narayanan, M. A. B., Khadgi, Y. N. & Viswanath, P. R. : Similarities in pressure distribution in separated flow behind backward-facing steps, Aeron. Q., vol.25, pp.305-312, 1974.
- 27) Durst, F. & Tropea, C. : Flows over two-dimensional backward-facing steps, IUTAM Symp. on Structure of Complex Turbulent Shear Flow, ed. by R. Dumas and L. Fulachier (Springer, Berlin, Heidelberg), pp.41-52, 1983.
- 28) Nezu, I. & Nakagawa, H. : Evaluation of shear stress in open-channel step flows, Fluvial Hydraulics, ed. by W. R. White, 22nd Congress of IAHR, Lausanne, pp.219-220, 1987.
- 29) Nezu, I. & Nakagawa, H. : Three-dimensional structures of coherent vortices generated behind dunes in turbulent free-surface flows, Refined Flows Modelling and Turbulence Measurements, Proc. of the 5th International Symp., Paris, pp.603-612, 1993.

記号表

本章で用いた記号を以下に列挙する。

C_f	= 壁面摩擦係数
$C_{u_i u_j}$	= 空間的に離れた二点間の流速変動に関する従来型時空間相関係数
Fr	= フルード数
g	= 重力加速度
G	= 乱れ発生率
h_c	= 河床波クレスト (crest) 上の水深
h_{dune}	= 河床波形状
h_s	= 河床波クレストの高さ
h_u	= 上流側水深
h	= 水深
H	= 形状係数 (排除厚・運動量厚の比)
H_C, H_R	= 条件付きサンプリングにおける剥離渦, コルク・ボイル渦のしきい値

I_C, I_R	= 条件付きサンプリングにおける判別関数
I_r	= 逆流率
L	= 河床波長
L_x	= 乱れのマクロスケール
$\langle q \rangle$	= 条件付きサンプリングによって抽出された任意変数
Q	= 流量
r_x, r_y	= 主流方向・鉛直方向の渦の厚さ
Re	= レイノルズ数
R_θ	= 運動量厚 θ_2 と最大流速 U_{max} を用いたレイノルズ数
$S(k_w)$	= 波数スペクトル
t	= 時間
T	= 発生周期
T_{boil}	= コルク・ボイル渦の発生周期
u, v	= 平均流速からの主流方向・鉛直方向変動成分
u', v'	= 乱れ強度の主流方向・鉛直方向成分
U, V	= 平均流速の主流方向・鉛直方向成分
$-\overline{uv}$	= レイノルズ応力
U_c	= 組織渦の移流速度
U_m	= 断面平均流速
U_{max}	= 最大流速
x, y, z	= 主流方向・鉛直方向・横断方向座標
x_r	= 再付着点距離
ΔP	= 動圧力(静水圧分布からの差)
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	= 時空間相関係数に関する遅れ距離
ε	= エネルギー逸散率
η	= Kolmogoroff のミクロスケール
λ	= Taylor のミクロスケールあるいは剥離渦の波長
ν	= 動粘性係数
θ_1, θ_2	= 排除厚さ・運動量厚さ
ρ	= 流体の密度
τ	= 時空間相関係数における遅れ時間

第6章

河床波上の非定常乱流構造と組織渦に関する研究

本章の一部は,

- 1) 瀬津家久・門田章宏・新橋秀樹・倉田昌明:河床波上の非定常開水路流れに発生する組織渦の可視化実験,水工学論文集,第41巻,1997.
 - 2) Nezu, I., Kadota, A., Shinbashi, H. & Kurata, M. : Conditional Sampling Analysis on Coherent Vortices in Unsteady Open-channel Flows over Dune Bed, Proc. of XXVII IAHR Congress, San Francisco, 1997.
- において発表・掲載予定である.

6.1 概 説

本章では、前章までで得られた解析手法、実験結果に基づき、流れの非定常性と河床形状が生み出す空間的な流れの非一様性が、河床波背後の乱流特性、組織渦構造に与える影響について実験的考察を行う。まず、本研究の目的を述べた後、一連の実験・解析手順の概略を示す。次に、基本的渦構造を把握するための染料注入法と水素気泡法とを組み合わせた可視化実験、平均流構造の解明のための点計測実験、時空間相関構造を解析するための二台の流速計による同時計測実験、および可視化実験結果をより定量化するための濃度計測実験についての説明を行う。特に従来型あるいは条件付き時空間相関解析においては、増水期・減水期間の相違、すなわち各位相における組織渦の発生形態、移流特性を見るために、「固定時間」の定義、判別関数およびしきい値の決定方法についての議論を行う。最後に、上記の実験結果について、前章までで得られた知見との関連も含めて考察を行い、本論文の総括とする。

6.1.1 本研究の目的

開水路乱流において観察される平均流特性や組織渦構造には、その特徴的な境界である自由水面に起因する乱れの非等方性による現象がいくつか存在する。さらに実河川においては、縦渦やコルク・ボイル渦と呼ばれる大規模な組織渦構造が河床形状と水面との相互作用により発生し、特に後者は高濃度の浮遊砂を伴いながら河川の表面に環状に盛り上がり流下する¹⁾。このボイル渦はその発生形態から基本的に三つに分類されるが、その内、第1種のボイルは砂漕や砂堆の背後に形成され、かつ強いエネルギーを伴って移流し、土砂の浮遊機構の主因となる¹⁾。

実河川で発生する組織渦構造の観測例として、木下(1984)²⁾による航空写真、長谷川(1989)³⁾による石狩川の洪水流を実測した研究が挙げられる。その結果、浮遊砂濃度や乱れ特性の増水期、減水期間の相違など洪水流特有の現象が得られており、このことは準定常流解析に限界があることを示していると考えられる。林・大島(1988)⁴⁾は、三次元複列正弦波床上の非定常流れの乱流計測を行うことにより、乱流特性に与える河床波の空間的加速・減速と水面の時間的变化との効果の比較について考察を行った。また、非定常乱流に関する最近の室内実験では、滑面平坦路床での乱流計測を行ったNezuら(1994)⁵⁾や、粗面上の流れの計測を行ったSong(1994)⁶⁾、また三角形型の河床波模型を風洞内に設置し乱流計測を行った金子ら(1996)⁷⁾が挙げられ、これまで実験装置や計測機器の制約などから計測困難とされてきた非定常開水路流れの乱流構造にも、ほぼその基本乱流統計量の分布特性に関しては理解されつつあると言ってよい。

本論文における一連の研究では、洪水波が作り出す非定常性も少なからず開水路流れの乱流構造に影響を与えるものと考え、第4章において滑面平坦路床上の非定常流れを乱流計測し、乱流特性量の水深変化に対する反時計回りのループ状の変化特性、あるいは水深変化に対する平均流速、底面せん断応力の

位相差など、実河川に見られる特性がある程度まで再現可能となり、有益な結果が得られた。一方、第5章では、染料を用いた可視化実験および時空間相関解析により単一波、連続波床上的組織渦の移流特性の相違を考察することで、河床形状が組織渦構造に与える影響を議論し、連続波における前方の河床形状が、コルク・ボイル渦の上昇過程に大きく影響することが明らかとなった。また、剥離渦、コルク・ボイル渦の三次元特性に関する考察より、低速渦・高速渦を有する複雑な渦構造を呈しており、特にコルク・ボイル渦は剥離渦と比較して、狭い間隔で配列される渦構造が確認された。

上述した実験結果より、本研究では、前章までで構築された実験装置、解析手法を活用することで、河床波上の非定常開水路流れにおける平均流特性・組織渦構造に関して、染料注入法と水素気泡法による可視化実験、点計測実験、二台の流速計による同時計測実験、さらには可視化実験を定量化する濃度計による実験を行う。これら一連の実験結果から、第2章あるいは第3章における、圧力勾配の影響について得られた知見に基づいた議論も含め、流れの非定常性および河床形状が、河床波背後に形成される平均流構造および組織渦構造に与える効果について、洪水時の増水期・減水期における乱流構造の相違に着目した実験的考察を行う。

6.1.2 本研究の概要

図6-1に本研究の実験・解析手順の概要を示す。本研究では、前章で用いた実際の河床波と相似な滑面河床波上に非定常流を流した状況下で、(1)染料による可視化実験、(2)一台のみのレーザ流速計による多点計測、(3)二台のレーザ流速計を用いた同時計測、(4)濃度計との同時計測、を総合的に行う。なお(2)から(4)の実験については計測の際に波高計も同時に使用し、増水期・減水期の定義を行うとともに、ベースフローから水深ピーク時、さらに減水期にかけての非定常流特有の時間変化特性と乱流特性量との関係を明確にする。これらの結果から河床波背後に発生する剥離渦、ならびに再付着点から発生するコルク・ボイル渦の時空間的渦挙動を捉え、最終的に非定常性を考慮したそれぞれの渦の物理モデルの提案を行う。

これらの実験・解析では、まず染料注入法および水素気泡法を組み合わせた可視化実験を行うことによって組織渦の発生周期、波長、移流速度などを調べ、組織渦の基本的かつ全体的な構造を捉える。次に一台のレーザ流速計および波高計を用いた多点計測を行い、平均流速、乱れ特性量および再付着点距離をその時間変化特性を中心に評価し、後述する二台のレーザ流速計を用いた同時乱流計測および濃度計測結果の解析のための基礎的な知見を得る。さらに、二台のレーザ流速計と波高計を用いた同時計測を剥離渦、コルク・ボイル渦それぞれについて行い、前章で示した従来型時空間相関と条件付きサンプリング手法といった二つの解析手法を援用・修正することによって、河床波背後に発生する組織渦の時空間構造に与える非定常性の影響を捉える。先に示した可視化実験における染料注入法と濃度計、さらにレーザ流速計と波高計をも組み合わせることによって濃度計測を行い、濃度分布特性とその統計的性質、条件付きサンプリング手法による解析を行う。これら一連の実験結果を総合的に踏まえた上で、洪水時の増水期・減

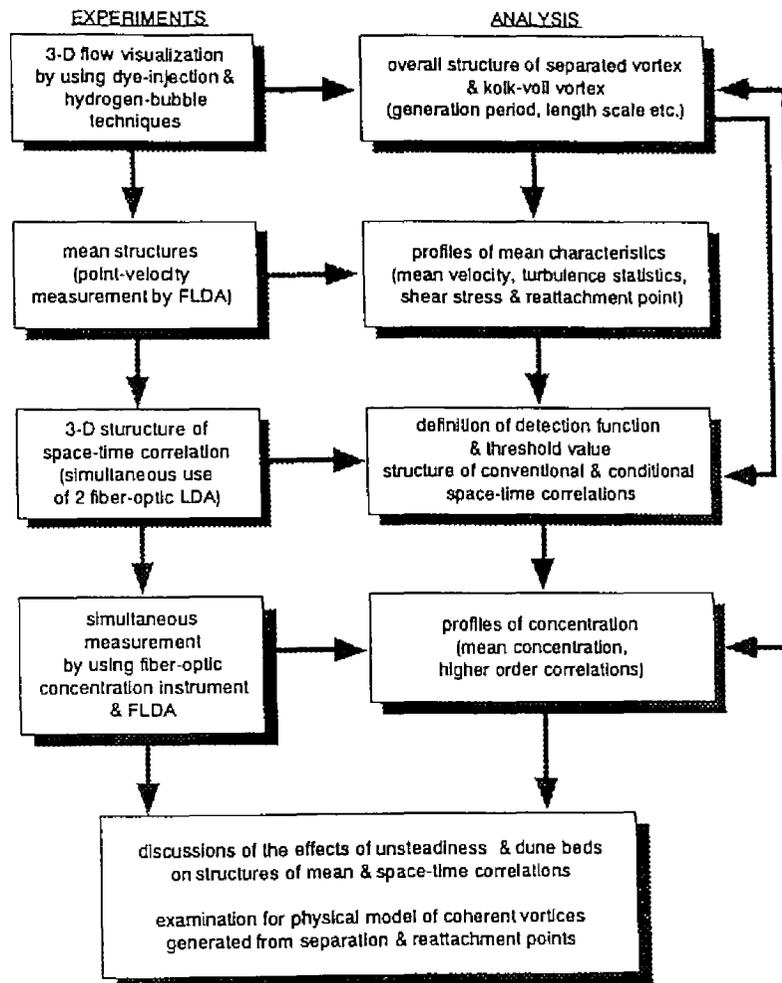


図6-1 本研究の実験・解析手順

水期の相違を考慮した，組織渦の挙動に関する物理モデルを，剥離渦，コルク・ボイル渦のそれぞれについて考察することにする。

6.2 実験方法および条件

本実験で使用した水路は，長さ 10m，幅 40cm の可変勾配型直線水路である。流量制御には，電磁流量計とインバータ・モータの回転数を同期・制御することによって行われた。後述する可視化実験，時空間相関実験などの一連の実験で用いた河床形状は，第 5 章で用いたものと同じであり，クレスト高 $h_s (=2\text{cm})$ に対する水深 $h_u (=8\text{cm})$ ，および水深 h_u に対する波長 $L (=40\text{cm})$ の比などを考慮し，実河川で見られる典型的な二次元状の dune 波形を採用した。なお，本実験では，この河床波を水路上流端から連続的に設置し，一連の計測を行った。

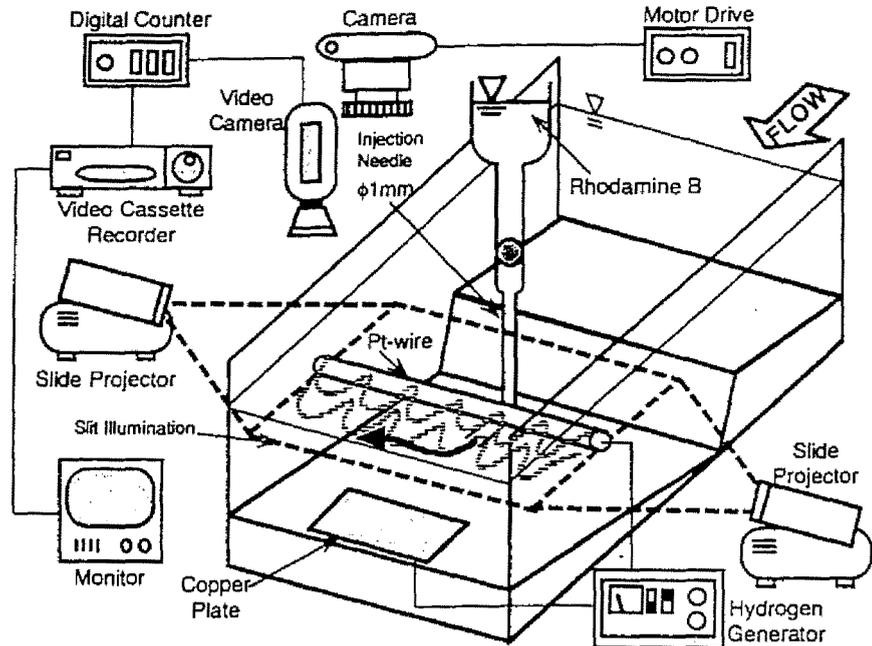


図6-2 染料注入法および水素気泡法を用いた可視化実験装置

表6-1 実験条件(可視化実験)

Case	T_d (sec)	h_{cb} (mm)	h_{cp} (mm)	Q_b (liter/s)	Q_p (liter/s)	Re_b ($\times 10^3$)	Re_p ($\times 10^3$)	Fr_b	Fr_p	α ($\times 10^{-3}$)
VT1	60	60.0	67.0	1.60	3.20	4.1	8.2	0.09	0.15	1.25
VT2	120	60.0	68.0	1.60	3.20	4.1	8.2	0.09	0.14	0.72

Subscripts b and p denote base and peak flows, respectively.
 T_d : duration time from base depth to peak one, Q : discharge, h : depth, Re : Reynolds number,
 Fr : Froude number, α : unsteadiness parameter adopted in the present study.

6.2.1 染料注入法および水素気泡法を用いた可視化実験

図6-2に染料注入法および水素気泡法を組み合わせた可視化実験装置を示す。なお、水素気泡法による可視化観測は、再付着点から発生するコルク・ボイル渦を明確に捉えるためのものであり、剥離渦に関する可視化実験では染料注入法のみを使用した。図に示すように、実験装置は染料タンク、ビニールチューブ、ガラスコックおよび染料を流す注射針(内径1mm)に加え、コルク・ボイル渦の挙動を捉えるための、水素気泡発生装置(KENEK製)およびスライドプロジェクタから構成されている。染料には赤色のRhodamine Bを用いた。

可視化実験は、染料タンクからチューブによって結ばれた注射針の先端を、剥離渦の場合クレストの先端に、またコルク・ボイル渦の場合再付着点付近に合わせるように設置して行われた。このようにして可視化された組織渦の内、剥離渦については、35mmカメラおよびビデオカメラによって水路の側面側から撮影した。一方、コルク・ボイル渦については、スライドプロジェクタのスリット光を水路側方から水面

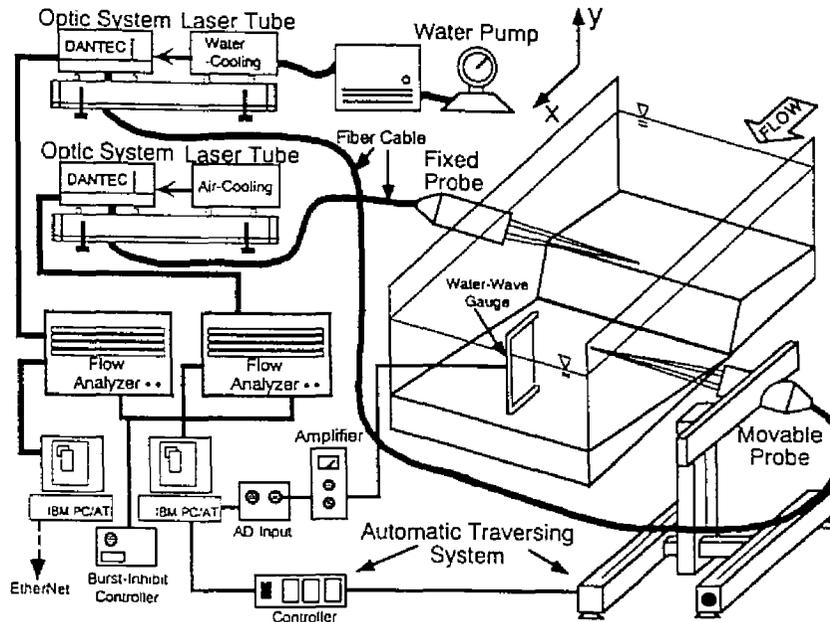


図6-3 二台のレーザ流速計と波高計を組み合わせた計測システム

付近の $y/h_s=3.0, 3.5$ の高さに照射した。染料注入法と水素気泡法とを組み合わせることによって、底面から水面付近まで発達する上昇渦がスリット光を通過していく様子を、水路上方から剥離渦の場合と同様に撮影した。

表6-1に、可視化実験条件を示す。後述する他の実験も含めて非定常流の波形として三角波を採用し、水深立ち上がりからピーク時までの時間、すなわち水位上昇時間 T_d が 60, 120sec の 2 ケースについて行った。なお、 α は非定常性の大きさを示すマクロなパラメータであり⁹⁾、次式で定義される。

$$\alpha = \frac{2}{U_{mb} + U_{mp}} \frac{h_{cp} - h_{cb}}{T_d} \quad (6.1)$$

ここで、 U_m は断面平均流速であり、添字 b および p はそれぞれベースフロー時、水深ピーク時の値を示す。なお、式(6.1)中の水深については、全て河床波クレスト上の水深 h_c として定義する。

6.2.2 波高計とレーザ流速計による点計測実験および時空間相関実験

図6-3に二台のレーザ流速計と自動トラバース装置および波高計を組み合わせた計測システムを示した。点計測実験では、DANTEC社製の水冷(2W)4ビーム後方散乱型アルゴン・イオン・ファイバーレーザ流速計(FLDA)一台のみを使用し、これを自動トラバース装置(0.1mm以下の誤差)に設置することで各計測点の瞬間流速を測定した。一方、時空間相関実験である空間的に離れた2点間の流速の同時計測には、上記の流速計に加えて、空冷のレーザ流速計(100mW)を使用し、剥離渦に関しては河床波クレストに、またコルク・ボイル渦に関しては再付着点付近に固定プローブとして設置した。これらのレーザ流

表6-2 実験条件(点計測)

Case	T_d (sec)	h_{cb} (mm)	h_{cp} (mm)	Q_b (liter/s)	Q_p (liter/s)	Re_b ($\times 10^3$)	Re_p ($\times 10^3$)	Fr_b	Fr_p	α ($\times 10^{-3}$)
DUP31	60	40.0	65.0	5.00	13.61	14.0	38.1	0.50	0.66	1.00
DUP32	90	40.0	67.0	5.00	14.01	14.1	39.6	0.50	0.65	0.72
DUQ31	60	40.0	58.5	3.00	8.40	8.3	23.2	0.30	0.47	1.13

表6-3 実験条件(同時計測)

Case	T_d (sec)	h_{cb} (mm)	h_{cp} (mm)	Q_b (liter/s)	Q_p (liter/s)	Re_b ($\times 10^3$)	Re_p ($\times 10^3$)	Fr_b	Fr_p	α ($\times 10^{-3}$)
DUC31	60	40.0	64.5	5.00	13.57	12.9	35.0	0.50	0.66	0.97
DVC31	60	40.0	64.5	5.00	13.57	12.7	34.5	0.50	0.66	0.97

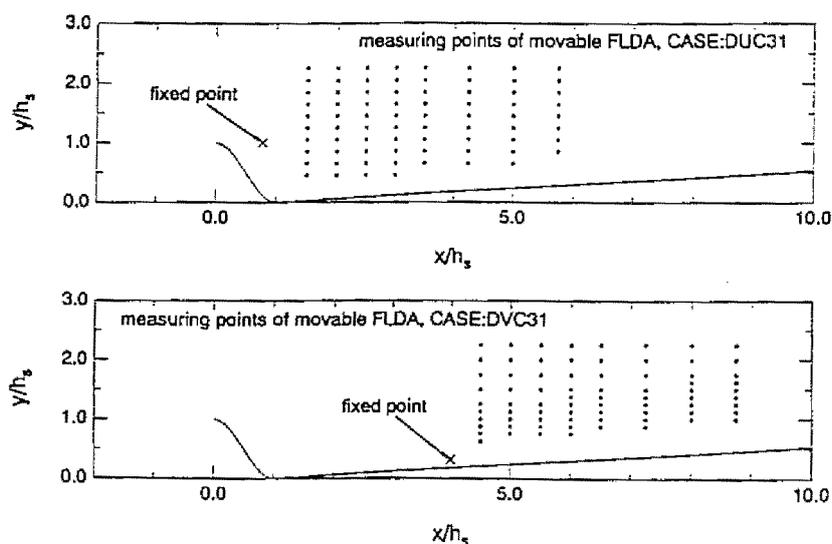


図6-4 移動プローブの計測位置

速計周辺のシステムでは、シフト光の位相、バイアス制御などの計測に必要な全ての設定がIBM製のコンピュータ支援で行うことが可能である。これら点計測および時空間相関計測の二つの実験ともに、容量式波高計(KENEK製)を併用して、水深の時間変化の測定も同時に行った。図に示すように、波高計の信号が、AD変換器の外部入力信号としてレーザ流速計を制御するコンピュータに取り込まれるシステムとなっている。なお、レーザ流速計等の測定周波数は、空冷について約120 Hz、水冷について約300 Hzである。さらに同時計測の際には、二台の流速計と波高計との計測開始時間(トリガー)を合わせることが重要となるが、図のBurst-Inhibit Controllerを計測開始前にoffにすることによって、これらの計測機器からの信号を完全にシャットアウトし、一方計測開始時点でonすることで一度にデータを取り込むようなシステムとしている。

表6-2 および表6-3に、それぞれ点計測、時空間相関実験の条件を示した。三角波状に変化を示す流量の設定には、第4章の実験条件を基準とし、ピークフロー時の流量をベースフロー時(初期定常時)の流量のほぼ3倍になるように設定し、点計測については増水時間 $T_d=60, 90\text{sec}$ の2種類を採用し、時空

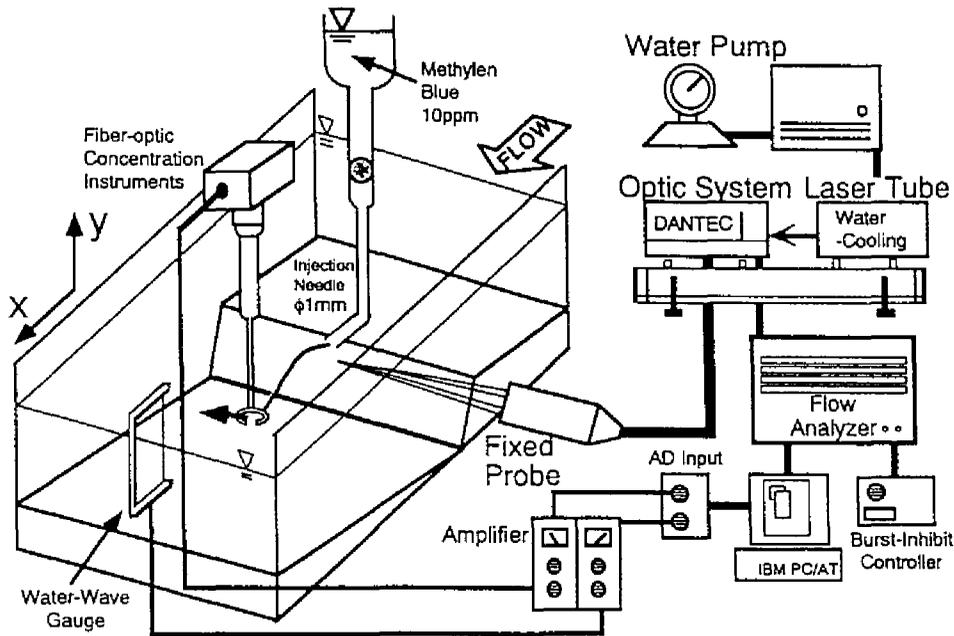


図6-5 染料注入法と濃度計を組み合わせた計測システム

表6-4 実験条件(濃度計測)

Case	T_d (sec)	h_{cb} (mm)	h_{cp} (mm)	Q_b (liter/s)	Q_p (liter/s)	Re_b ($\times 10^3$)	Re_p ($\times 10^3$)	Fr_b	Fr_p	α ($\times 10^{-3}$)
VT1CS	60	60.0	67.0	1.60	3.06	3.45	6.59	0.09	0.15	1.20
VT1CR	60	60.0	67.0	1.60	3.06	3.41	6.52	0.09	0.15	1.20

間相関実験については点計測のケース DUP31 の実験条件を基準に剥離渦、コルク・ボイル渦をそれぞれ計測した。測定断面および測定点は、河床波クレストを主流方向の原点とし、点計測に関してはこの原点から 1cm 間隔で 15 断面、1 鉛直断面当たり約 8 点、計 120 点の計測を行った。一方、時空間相関実験に関しては、図6-4 に示すように、剥離渦、コルク・ボイル渦それぞれについて、二つのレーザ流速計による相互間の干渉がない範囲を検証し、固定点のやや下流側から $1, 1.5\text{cm}$ 間隔で 8 断面、1 鉛直断面当たり約 9~10 点、計 74~75 点の計測を行った。これらの剥離渦、コルク・ボイル渦に関する鉛直中央断面の計測点を、時空間相関構造の三次元性を議論するために横断方向 (x) にも拡張し、 $z/h_s = 0.0, 0.25, 0.5, 1.0, 2.0, 3.5, 5.5, 7.5$ の計 8 断面の計測を行った。なお、1 計測点当たりの計測時間は、ベースフロー時 30sec 、増減水時間 $120\sim 180\text{sec}$ 、減水後の 100sec の計 $250\sim 310\text{sec}$ である。

6.2.3 染料濃度の計測

先述した可視化実験をより定量的に把握する目的で、濃度計を用いて染料注入法による染料自身の濃度計測を行った。図6-5 にこれらの手法を組み合わせた計測システムを示してある。濃度の測定には、光学式濃度計(正豊工学社製)を使用し、波高計同様にアンプを通じてレーザ流速計を制御するコンピュータ

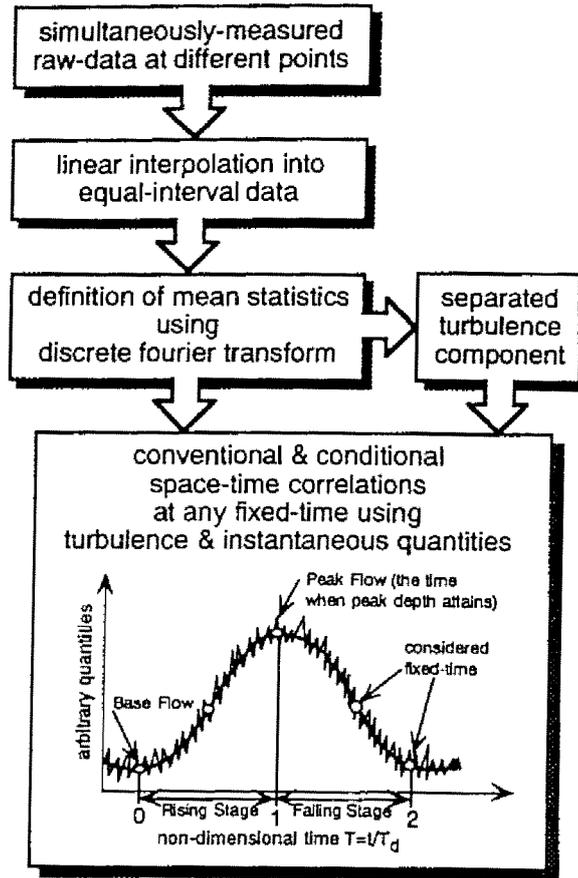


図6-6 非定常流れの時空間相関解析の手順

に外部入力信号として接続した。この実験で使用した染料は、10ppmに希釈した Methylene Blue (青色) を使用した。実験に際しては、可視化実験同様に染料注入針を剥離渦については河床波クレストに、コルク・ボイル渦については再付着点付近に設置し、かつ水冷のレーザ流速計の焦点位置を、染料注入針の付近に染料の流れる軌跡と重ならないようにそれぞれ設置した。また、濃度計のキャリブレーションを実験開始前後に行い、電圧に対して線形関係を確認した後、実験を開始した。表6-4に剥離渦に関する濃度計測(VT1CS)およびコルク・ボイル渦に関する計測(VT1CR)の実験条件を示す。これらの実験条件は先の可視化実験における実験ケース(VT1)を基準とするものである。移動プローブとしての濃度計の計測位置は、時空間相関実験のものとはほぼ同一である。

6.3 解析方法

6.3.1 時空間相関解析のための固定時間の定義と計測データの処理手順

図6-6は、非定常開水路流れの時空間相関解析におけるデータの解析手順を示したものである。二台のレーザ流速計より得られたデータは、微小計測ボリュームに散乱粒子が通過した時点での瞬時の流速

データが得られるために不等時間間隔のデータである。そこで、最も単純な線形補間を行うとともに、三角形重み付け補間法を採用し、空冷のレーザ流速計の測定周波数に合わせ100Hzに線形補間した。その後、非定常流れの平均流速を決定する。平均流速成分の定義には、実験条件により差が出ないこと、長時間の計測を要しないことからこれまで第4章で用いられた周波数領域法を採用した(フーリエ項数 $m=7$)。これにより得られた平均流データから乱れ成分を分離し、このデータを時空間相関解析に適用する。本研究では非定常流れの時空間相関を評価する意味で、各位相における組織渦の移流過程を議論する必要があるため、図に示すように「固定時間」を定義し、各固定時間から発生する組織渦構造について時空間相関係数を評価し、各々の移流過程の他に、増水期・減水期間の相違についても考察する。

6.3.2 従来型時空間相関解析

ある固定点 $P(x, y, z)$ における乱れ成分 u_i と任意の地点 $Q(x+\Delta x, y+\Delta y, z+\Delta z)$ における乱れ成分 u_j の従来型時空間相関係数 $C_{u_i u_j}$ は、次式で定義される。

$$C_{u_i u_j}(x, \Delta x; y, \Delta y; z, \Delta z; t_{fix} + t, \tau) = \frac{u_i(x, y, z, t_{fix} + t) u_j(x + \Delta x, y + \Delta y, z + \Delta z, t_{fix} + t + \tau)}{u_i' u_j'} \quad (6.2)$$

ここで、 τ は遅れ時間で、 u_1 および u_2 はそれぞれ、乱れ成分の主流方向(u)、鉛直方向成分(v)に対応する。 t_{fix} は固定時間として定義した時間であり、上式はその固定時間からの時空間相関を表している。前図同様、図6-6の最下部に固定時間の定義を示しており、水位上昇時間で無次元化された時間 T で表すと、 $T=0, 0.5, 1, 1.5, 2$ の五つの固定時間を定義した。各固定時間における時空間相関の時系列データの適用範囲は、その固定時間から次の固定時間までの範囲であり、上式はその区間の乱れ強度で無次元化されている。

6.3.3 条件付きサンプリング手法と判別関数・しきい値の定義

条件付き時空間相関解析は、ある固定点の流速の値が渦のある条件を満たした場合や変動が特有のパターンに当てはまったときの、ある遅れ距離や遅れ時間を持った現象のみを抽出し、集合平均化する方法である。後述する固定点の判別条件を採用し、各固定時間に対する組織渦構造を捉える。条件付き時空間相関係数は、一般に次式で定義される。

$$\langle q(x_0, y_0, z_0, \Delta x; \Delta y; \Delta z; t_{fix} + t, \tau) \rangle = \frac{\int q(x_1, y_1, z_1, t_{fix} + t + \tau) \cdot I(x_0, y_0, z_0, t_{fix} + t) dt}{\int I(x_0, y_0, z_0, t_{fix} + t) dt} \quad (6.3)$$

ここで、 q は流速などの任意の乱流変動量を一般に示し、 $\langle \rangle$ は抽出後集合平均化された量を表わす。また、添え字0および1はそれぞれ固定点とそれより遅れ時間 τ 、遅れ距離 $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ を持つ移動点の乱流

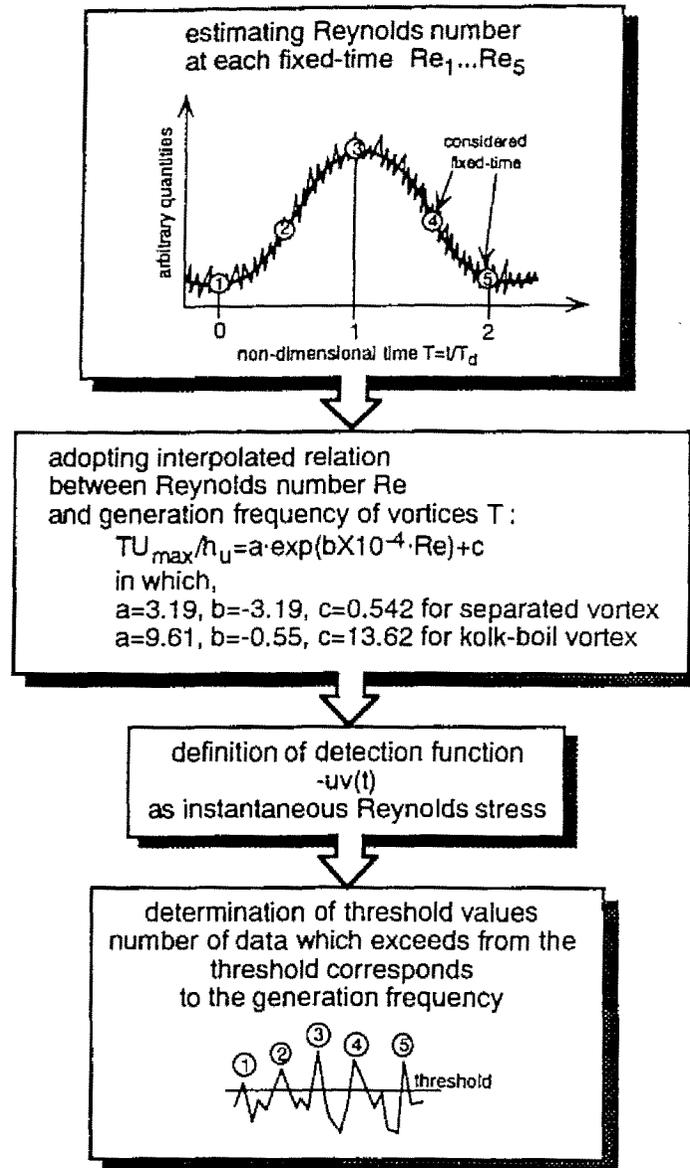


図6-7 条件付きサンプリングにおけるしきい値の決定手法

変動の値を示す。さらに、 $I(x_0, y_0, z_0, t_{fix} + t)$ は、対象とする乱流現象を抽出する判別関数であり、各々の現象に応じた的確に定義されなければならない。

図6-7は条件付きサンプリング手法におけるしきい値の決定手法の手順を示したものである。しきい値の決定の際には、第5章の染料による可視化実験とレーザ流速計との同時計測実験から得られた次式で表されるレイノルズ数 Re と組織渦の発生周期 T_{vortex} の関係を用いる。

$$\frac{T_{vortex} U_{max}}{h_u} = a \cdot \exp(b \times 10^{-4} \cdot Re) + c$$

$$\begin{cases} a = 3.19, b = -3.19 \text{ and } c = 0.542 & \text{for separated vortex} \\ a = 9.61, b = -0.55 \text{ and } c = 13.62 & \text{for kolk-boil vortex} \end{cases} \quad (6.4)$$

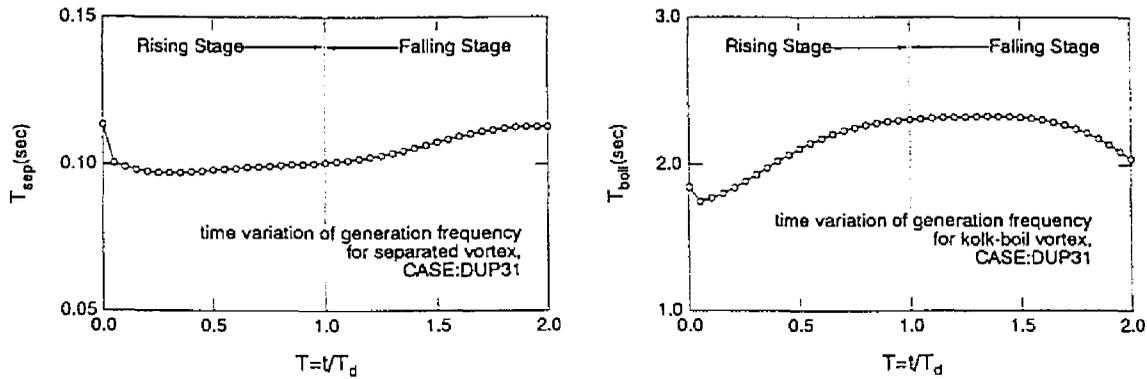


図6-8 近似式により求めた組織渦の発生周期の変化

表6-5 各固定時間におけるレイノルズ数および組織渦の発生周期

Case	Fixed Point	Fixed Time	Reynolds Number	Non-dimensional Generation Period	Maximum Mean Velocity	Flow Depth at Upstream h_u	Generation Period	Generation Frequency
			$Re = \frac{U_m h_u}{\nu}$	$\frac{T U_{max}}{h_u}$	U_{max} (cm/sec)	$= h_s + h_c(t)$ (cm)		
DUC31	Sep.	1 (T=0.0)	14587	0.5724	30.1	6.0	0.113	8.811
		2 (T=0.5)	28933	0.5423	41.4	7.5	0.098	10.209
		3 (T=1.0)	38059	0.5420	45.7	8.5	0.101	9.941
		4 (T=1.5)	29403	0.5423	39.4	7.8	0.107	9.296
		5 (T=2.0)	17752	0.5531	31.7	6.5	0.112	8.867
DVC31	Rea.	1 (T=0.0)	14587	9.3119	30.1	6.0	1.846	0.541
		2 (T=0.5)	28933	11.6629	41.4	7.5	2.107	0.475
		3 (T=1.0)	38059	12.4352	45.7	8.5	2.308	0.433
		4 (T=1.5)	29403	11.7128	39.4	7.8	2.323	0.430
		5 (T=2.0)	17752	10.0001	31.7	6.5	2.039	0.490

Sep.: separation point, Rea.: reattachment point

上式は、レイノルズ数が増加すると組織渦の発生周期一定値に達するという実測値に基づいた仮定の下に導入されたものである。なお、本実験で採用した条件は、水深ピーク時においても常流の範囲内であるので、レイノルズ数とフルード数是一对一に対応し、フルード数との関係もやはり上式同様に表されるものと考えられる。次に、ほぼ同一の水理条件により行われた点計測のデータより各位相時間におけるレイノルズ数を評価し、式(6.4)により組織渦の発生周期(発生周波数)を求める。これにより求めた発生周期を図6-8に示した。剥離渦はレイノルズ数の増加に従って減少し、逆にコルク・ボイル渦の周期は増加するという現象を捉えている。なお、表6-5に各固定時間におけるレイノルズ数、発生周期を示した。

次に判別関数の定義であるが、ここで定義される判別関数は、Lu & Willmarth (1973)⁸⁾、Nakagawa & Nezu (1977)⁹⁾によって開発された流速変動 $u-v$ の四象限区分しきい値法を用いることにする。四象限区分しきい値法では、河床波上の種々の乱流諸量から組織渦の発生、発達過程を検出する情報源(判別関数)として瞬間レイノルズ応力を採用し、これを $u-v$ 平面の四象限に区分する。四象限区分を用いた条件付きサンプリング手法では、次式で表わされるしきい値 H を導入し、 H より大きな渦強度をカウントする。河床波クレスト (dune crest) から発生する剥離渦および再付着点 (reattachment point) から発生するコルク・

表6-6 各固定時間におけるしきい値

Case	Fixed Point	Detection Function $I(t)$	Fixed Time	Threshold Value H
DUC31	Separation	$-uv/u'v'$	1 (T=0.0)	0.1089
			2 (T=0.5)	0.1116
			3 (T=1.0)	0.1091
			4 (T=1.5)	0.1335
			5 (T=2.0)	0.1645
DVC31	Reattachment	$-uv/u'v'$	1 (T=0.0)	1.5145
			2 (T=0.5)	1.6070
			3 (T=1.0)	1.5533
			4 (T=1.5)	1.6234
			5 (T=2.0)	1.5311

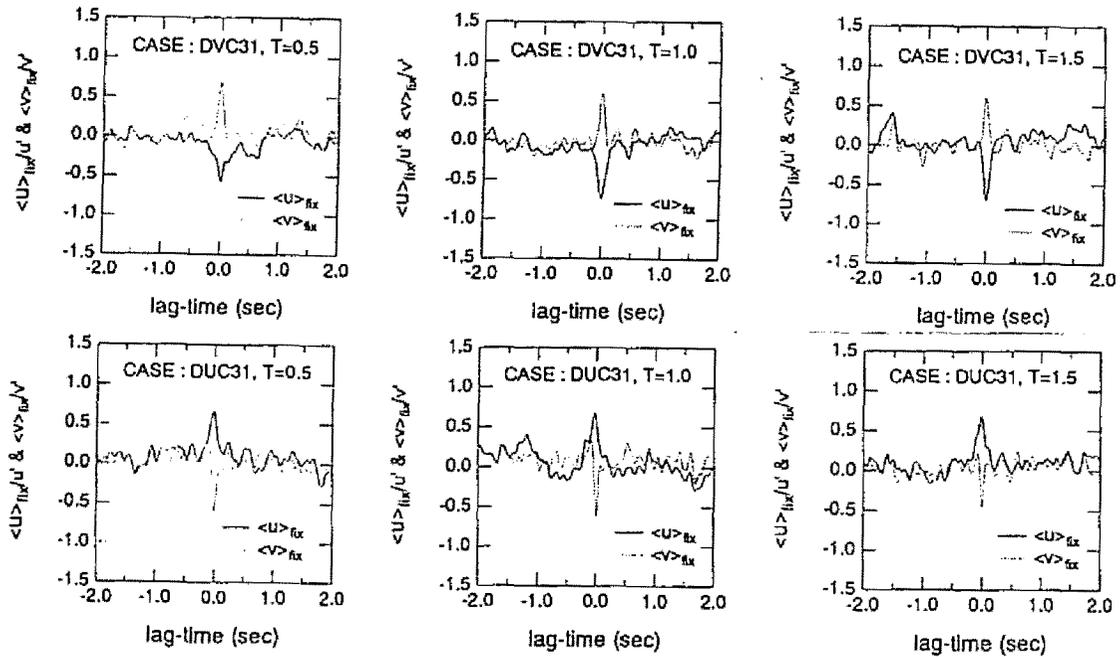


図6-9 条件付き自己相関係数の変化

ボイル渦についてそれぞれ次式を用いるものとする。

$$I_C(t) = I_4 = \begin{cases} 1: u > 0, v < 0 \text{ and } |uv/u'v'| \geq H_C \\ 0: \text{otherwise} \end{cases} \quad (6.5)$$

$$I_R(t) = I_2 = \begin{cases} 1: u < 0, v > 0 \text{ and } |uv/u'v'| \geq H_R \\ 0: \text{otherwise} \end{cases} \quad (6.6)$$

I_C はクレストから発生する剥離渦のうち、高速度 ($u > 0$) 流体塊が再付着点へと降下する ($v < 0$) 条件を満たす運動を検出するものとして、一方 I_R は低速流体塊の上昇と考えられるコルク・ボイル渦の運動を表わす。これらは、パースティング現象の ejection, sweep 現象に対応するが、本質的に異なるものである。

さらに、上式 (6.5) および (6.6) を満たす時系列のデータ個数が、上述の方法で評価された組織渦の発

生周波数と対応するようなしきい値 H_C, H_R を求める。表6-6は上記の手順により決定された H_C, H_R の値を示したものである。また、図6-9はこのしきい値を用いて評価した条件付き自己相関係数であり、次式で表される。

$$\begin{aligned} \left\langle u_i(x_0, y_0, z_0, \Delta x = 0; \Delta y = 0; \Delta z = 0; t_{fx} + t, \tau) \right\rangle &= \langle u \rangle_{fx} \\ &= \frac{\int_T u_i(x_0, y_0, z_0, t_{fx} + t + \tau) \cdot I(x_0, y_0, z_0, t_{fx} + t) dt}{\int_T I(x_0, y_0, z_0, t_{fx} + t) dt} \end{aligned} \quad (6.7)$$

図より遅れ時間 $\tau=0$ で、剥離渦についてはどの固定時間においても $\langle u \rangle$ は正、 $\langle v \rangle$ は負となり、剥離渦の下降の様子、コルク・ボイル渦については $\langle u \rangle$ は負、 $\langle v \rangle$ は正となり再付着点からの上昇が捉えられている。したがって、以下の条件付き時空間相関解析でこれらのしきい値を適用することにする。

6.4 染料注入法および水素気泡法による可視化

第5章では、河床波背後で形成される剥離渦によって惹起されたかなり強い組織渦、すなわち上述の第1種のコルク・ボイル渦に着目し、連続河床波上の三次元時空間構造を解明した。その結果、再付着点から発生するコルク・ボイル渦は、Müller & Gyr (1986)¹⁰⁾ が流れの可視化観測から提案した馬蹄型渦モデルによって良好に説明できると結論した。また、前方の河床形状が剥離渦、コルク・ボイル渦の発生機構に大きな影響を与えることが示唆された。しかしながら、コルク・ボイル渦は洪水時に頻繁に発生することが知られており、流量が時間的に変化する非定常性をも考慮した組織渦の発生機構についてより詳細な検討が必要である。そこで本節では、染料注入法および水素気泡法による可視化実験結果に関して、河床波上の非定常開水路流れに発生する大規模な組織渦の発生周期や移流速度などの基本的特性を明らかにし、非定常性が河床波上の組織乱流構造に及ぼす影響について考察する。

6.4.1 剥離渦およびコルク・ボイル渦の可視化

河床波上の流れの組織的構造を定性的に解明するために、河床波のクレスト部分から発生する剥離渦および再付着点から水面付近まで発達・上昇するコルク・ボイル渦を、染料および水素気泡法を用いた可視化実験で捉えた。なお、定常流に関する第5章のデータとの比較検討も併せて行うことにする。

図6-10は、35mmカメラで撮影された可視化実験結果の一例であり、増水期及び減水期それぞれにおける剥離渦の特性を良好に捉えたものである。増水期の剥離渦は、減水期のものと比較して流下方向への移流が抑制されるとともに、渦の上昇傾向がやや強いといえる。これは、非定常流れの時間的な加速および減速と、河床波の存在による空間的な加速および減速という二つの効果の相互作用により生じた結果と

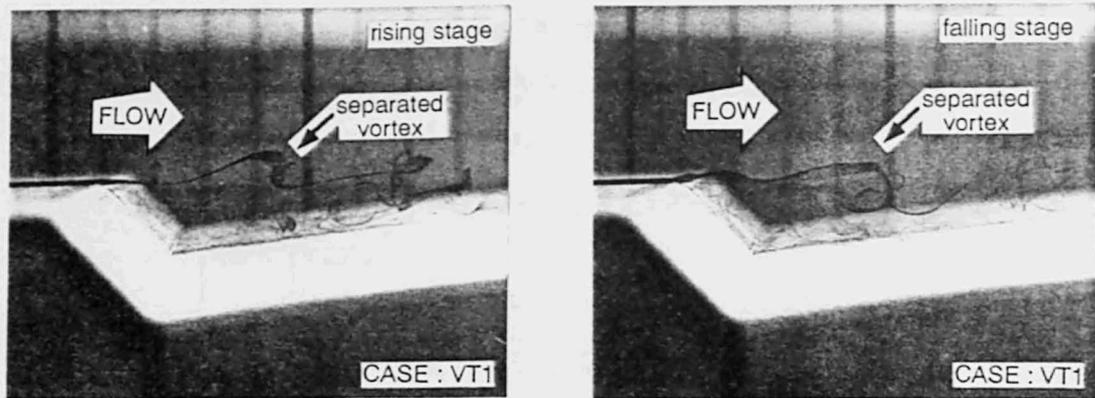


図6-10 染料注入法によって可視化された剥離渦

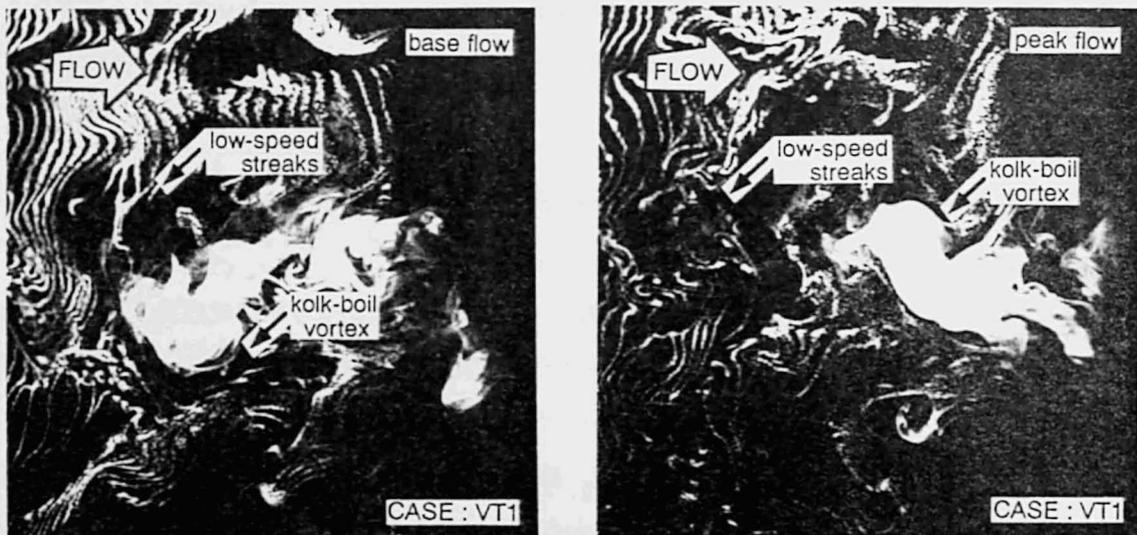


図6-11 染料注入法および染料注入法によって可視化されたコルク・ボイル渦

推察される。すなわち、時間的な加速および減速を空間的なものに置き換えるならば、非定常流れの増水期は、空間的に見れば減速流となり、一方減水期は、順圧力勾配の空間的な加速流となる¹⁴⁾。したがって、前方の河床波による加速の影響を常に受けつつも、増水期には空間的な減速流の効果が生じるため、それらの相互作用によって上述したような結果が得られたと考えられる。同様に、図6-11は定常時および水深ピーク時におけるコルク・ボイル渦を比較したものである。増水するにつれて、発生位置が下流側に移行していく様子が伺える。このことと、コルク・ボイル渦が発生すると考えられている再付着点位置が、後述するように増水期に最も手前、すなわち上流側に存在することから推測して、コルク・ボイル渦の流下方向への移流速度が、増水分に比例して大きくなることを示しているといえる。また、同時に撮影されたビデオ画像から、流れの縞構造が次第に形成されていき、その後低速流体塊を伴って沸き上がるように発生するコルク・ボイル渦を、水素気泡法を用いた可視化によって確認することができた。

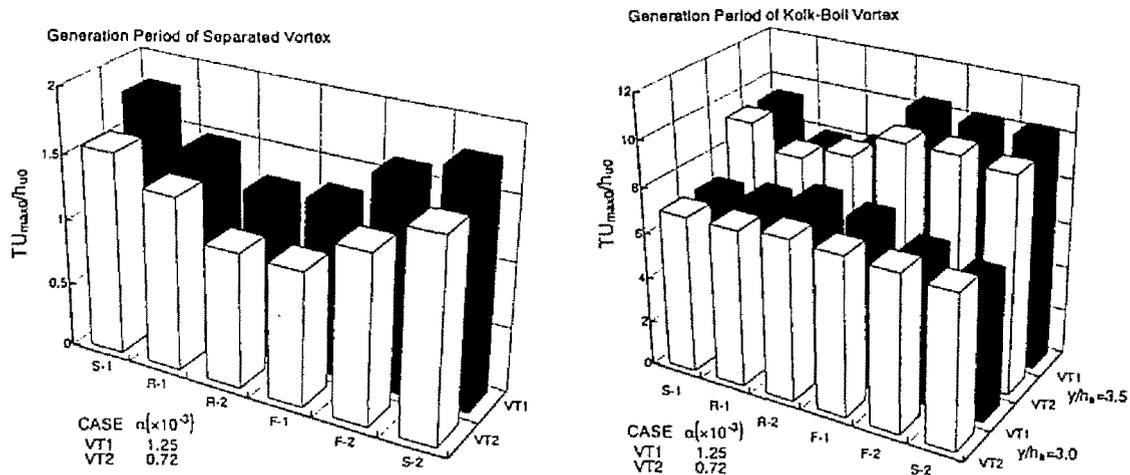


図6-12 剥離渦およびコルク・ボイル渦の発生周期の時間変化

6.4.2 剥離渦およびコルク・ボイル渦の発生形態

図6-12は、染料注入法による結果から評価した剥離渦の発生周期と、染料注入法・水素気泡法を組み合わせた可視化画像から評価したコルク・ボイル渦の発生周期それぞれについて、その時間変化を示したものである。なお、コルク・ボイル渦については、6.2.1節で述べたようにスリット光の高さを二種類($y/h_s=3.0, 3.5$)設定して水路上方から撮影したため、それぞれの高さからの画像から評価した発生周期の変化を示している。また、諸量の時間変化特性を評価する際、増水期、減水期それぞれ二つの区間に分け(R-1, R-2, F-1, F-2)、ベースフロー時および減水期後の定常時(S-1, S-2)と併せて六つの区間での平均値を求めた。なお、図中に示した発生周期は、剥離渦(T_{sep})、コルク・ボイル渦(T_{boil})ともに、増水開始時間 $T=0$ の全断面における最大流速 U_{max0} と上流側水深 h_{u0} によって外部変数表示されている。図より、非定常性の影響の強い、非定常パラメータ α の大きな実験ケース(VT1)が、剥離渦、コルク・ボイル渦ともに顕著な変化特性を示していることが分かる。

剥離渦の場合、発生周期の値は増水とともに減少し、増水期の後半(R-2)にピークを持った後、減水期で増加するといった推移を辿る。 $y/h_s=3.0$ の高さにスリット光を照射して検出されたコルク・ボイル渦の発生周期は、増水開始後に増加し、増水期の後半(R-2)のピークを境に減少に転じる。一方、より水面付近に照射した場合($y/h_s=3.5$)、反対に増水期で減少傾向を示し、最小値を示す。これら両者の発生周期に関する相違は、コルク・ボイル渦の発生・発達過程をより明確に捉えたものと言える。すなわち、非定常性の影響が大きくなる領域が、粘性より慣性力の大きな水面付近の外層部であることから、低速流体塊を伴った再付着点からの上昇渦(コルク)は、水面に到達する(ボイル)までに外層部の慣性力、すなわち減水期における空間的加速の効果によって、減水期では増水期と比較してさらに流下方向に流されてしまい、観測区間に現れないか、あるいはそのまま主流方向に移流される可能性があると考えられる。また、移動床形態との関連があるものの、実河川で観測されているボイル渦は、水面上方から観測されていることを考慮に入れると、上述したコルク・ボイル渦の発生形態に関わっているものと推測される。

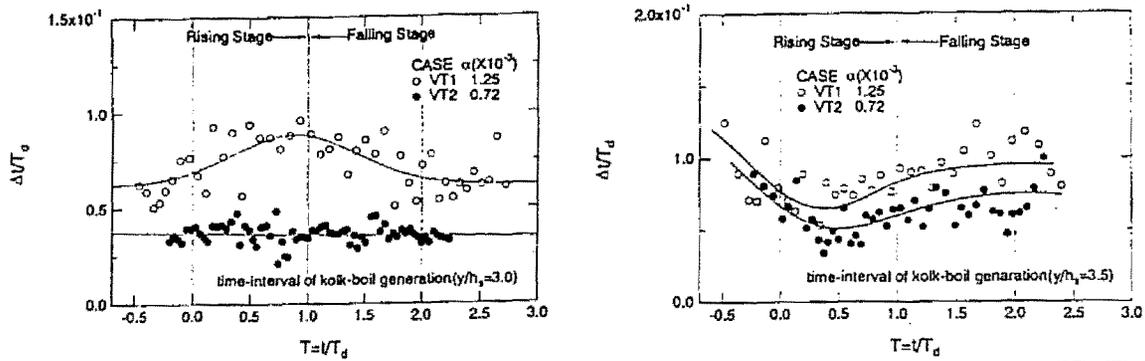


図6-13 コルク・ボイル渦の発生時間間隔 Δt

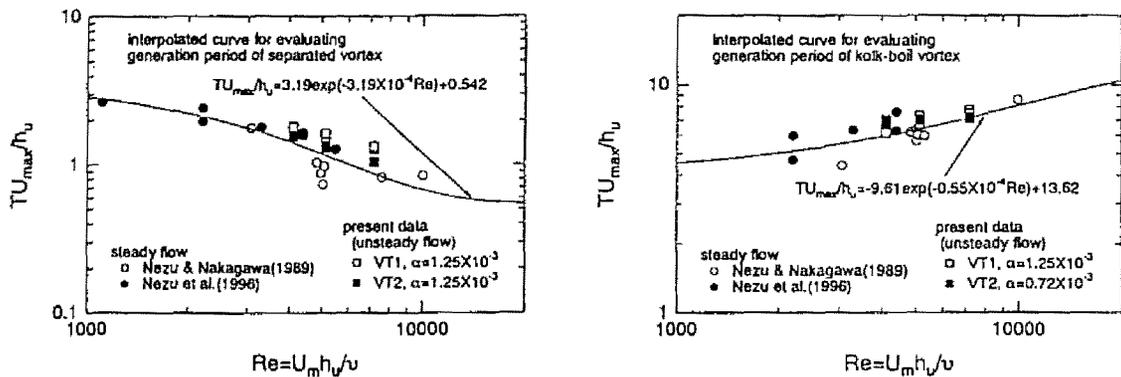


図6-14 レイノルズ数に対する剥離渦およびコルク・ボイル渦の発生周期

さらに図6-13に、上記二つの高さで照射したコルク・ボイル渦に関して、時間 t に対する発生時間間隔 Δt 、すなわち個々の渦についての発生周期を、水位上昇時間 T_d で無次元化した形で示した。ケース間で無次元化量 T_d の値が異なることによる縦軸のスケールの差を考慮しても、非定常性の高いケース(VT1)の方が変動幅が大きく、非定常開水路流れにおけるコルク・ボイル渦の特徴がこの図からも確認できる。また、 $y/h_s=3.0$ の増水期および減水期の比較をすると、減水期における分布領域の方がやや下方に存在し、発生頻度の高いことが伺える。これは、ここで設定した高さ($y/h_s=3.0$)のスリット光を通過する渦が、上昇するコルクを捉えたものであり、それが必ずしも水面まで到達するボイル渦を形成するものではないことが理由に挙げられる。スリット光の高さ $y/h_s=3.5$ における発生周期の時間変化特性を比較すると、両者の変化特性には顕著な差異が見られ、増減の傾向が逆転している様子が伺える。一般に、非定常流れにおける鉛直方向の乱れ強度に関するループ特性から、同一水深における比較で増水期の方が高い値をとることが知られており⁹⁾、このことから増水期では、クレスト付近から間欠的な剥離渦が広範囲に渡って頻繁に放出されるものの、その分河床波上に再付着した後に形成される上昇渦自身の持つエネルギーは小さくなると推測される。しかし、増水期の上昇渦(コルク渦)は、クレストから放出された主流方向やや上向きの流れによってボイル渦に発達し、また空間的な減速の影響により生じた弱い外層流れのために、主流方向に流されることなく上昇し水面まで到達する。これに対して、減水期におけるボイル渦では、逆に大きな上昇エネルギーを持ったコルク渦が再付着点から頻繁に発生するが、空間的な加速流の

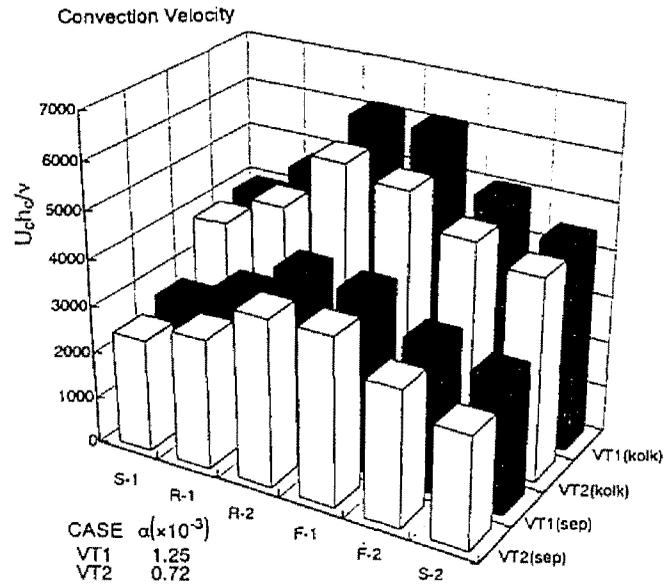


図6-15 剥離渦およびコルク・ボイル渦の移流速度の時間変化

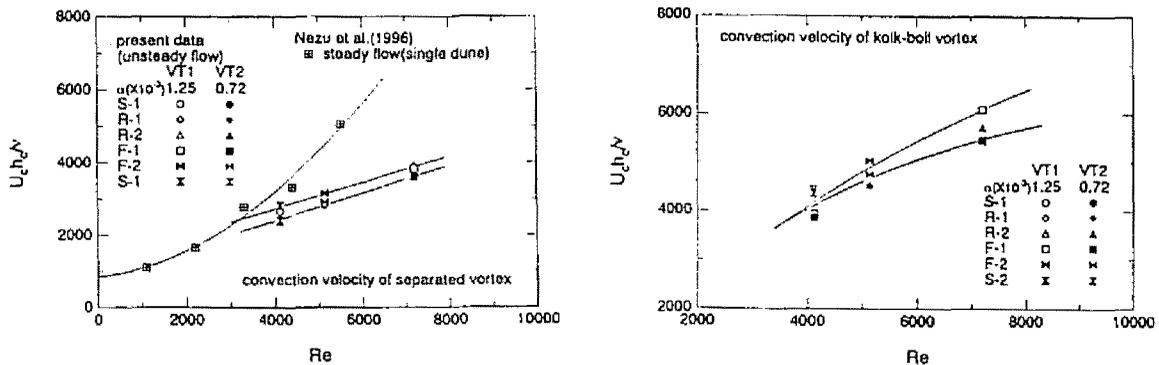


図6-16 レイノルズ数に対する剥離渦およびコルク・ボイル渦の移流速度

効果により外層で流下方向への移流の影響を受け、水面ではあまり観測されないと考えられる。

図6-14は、剥離渦およびコルク・ボイル渦の発生周期を、断面平均流速 U_m および上流側水深 h_u を用いて表されたレイノルズ数 $Re \equiv U_m h_u / \nu$ に対して示したものである。この図には、Nezu & Nakagawa (1989)¹²⁾ および Nezu ら (1996)¹³⁾ の可視化実験結果も併示した。また、式(6.4)で表される近似曲線を図中に併示した。発生周期は、剥離渦の場合レイノルズ数の増加に伴って減少する一方、コルク・ボイル渦ではこれとは逆に増加傾向を示す。また、これらの傾向は過去の実験から得られた結果と一致する。

図6-15に、剥離渦およびコルク・ボイル渦の移流速度の時間変化特性を示した。ここで、 h_c は河床波クレスト上の水深である。なお、移流速度を評価する上での判断基準としては、剥離渦の場合は、再付着点に向かう渦とそのまま直進移流する渦の二種類が存在するため、渦が発生する位置よりも下流側で、かつ再付着点よりも上流側に全ケース共通の計測区間を設定した。また、コルク・ボイル渦についても、渦管の頭部がスリット光を通過し始める位置よりも下流側で共通の区間をとり解析を行った。一方、図6-16はレイノルズ数に対する移流速度の関係を示したものである。なお、剥離渦については、Nezu ら (1996)¹³⁾

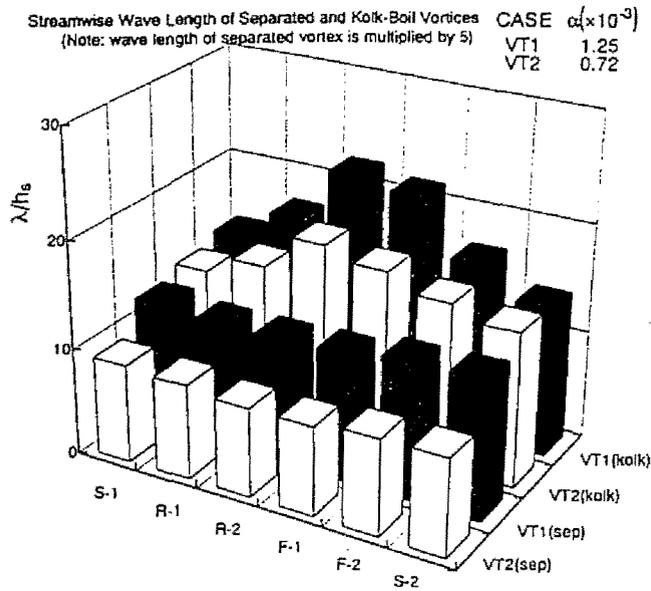


図6-17 剥離渦, コルク・ボイル渦の波長入の時間変化

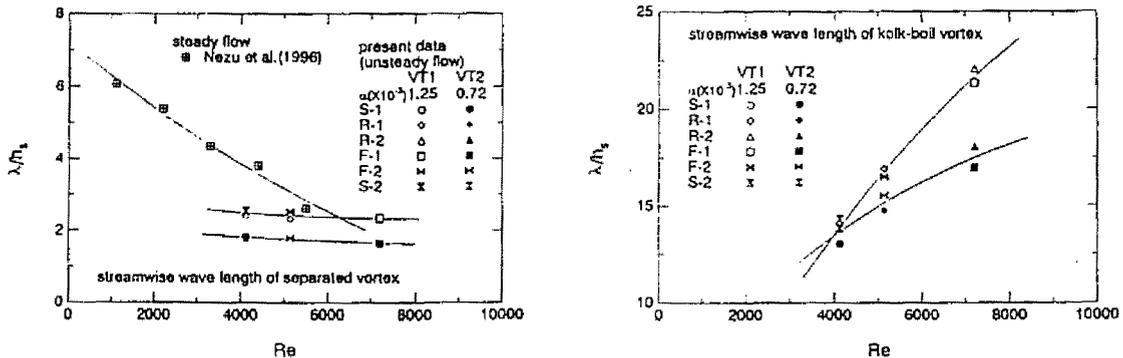


図6-18 レイノルズ数に対する剥離渦, コルク・ボイル渦の波長入

の単一河床波の実験結果を併せて示した。これらの二つの図では、コルク・ボイル渦の移流速度の変化特性がスリット光に高さに依存しなかったため、 $y/h_s=3.0$ の高さのみについて示した。増水期でレイノルズ数が増加するにつれ、剥離渦、コルク・ボイル渦ともに移流速度は上昇し、減水期でレイノルズ数が減少するとともに移流速度は逆に減少するという傾向が見られる。渦が周囲の流速に付随して流下方向に移流していることを考えれば明らかなことである。特にコルク・ボイル渦では、増水期の前半(R-1)と減水期の後半(F-2)において、いずれのケースについても減水期の方が渦の流下方向への移流速度が大きくなり、ここでも加速の効果が大きい減水期の特徴が見受けられる。剥離渦に関しては、Nezuらの単一河床波と比較してレイノルズ数に対する傾きが緩やかになっており、クレスト前方の河床形状の相違による影響がかなり顕著に表れている。また非定常性の高いケース(VT1)の方が移流速度は僅かに大きな値をとるが、この傾向はケース間でピーク水深が異なることから同じレイノルズ数における断面平均流速に微妙な差が生じることに起因していると考えられる。上述の移流速度に関する結果においても、剥離渦およびコルク・ボイル渦ともに移流速度に対しても非定常性の効果が現れている。

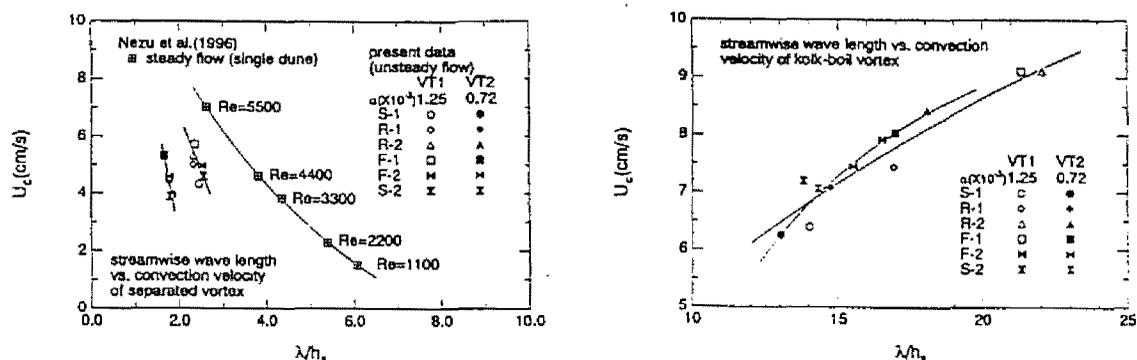
図6-19 波長 λ に対する移流速度 U_c の関係

図6-17は、剥離渦、コルク・ボイル渦($y/h_s=3.0$)の波長 λ の時間変化について示したものである。なお波長 λ は、渦の周期 T_{sep} あるいは T_{boil} と移流速度 U_c の積で表し、波高 h_s で無次元化した。図より、剥離渦は減少した後増加に転じているのに対して、コルク・ボイル渦では逆の傾向が現れる。いずれの組織渦も移流速度の時間変化が同様な増減の傾向を示すことを考慮すれば、発生周期の増減が双方の波長の時間変化特性の相違に大きな影響を与えていると解釈できる。また、非定常性の高いケース(VT1)の方が値、変化量ともに大きくなり、非定常性による影響の大きさも伺える。また、剥離渦よりコルク・ボイル渦の方が波長は大きく、大規模な組織渦であることが分かる。

さらに図6-18に、レイノルズ数と組織渦の波長 λ との関係を示す。剥離渦、コルク・ボイル渦のいずれの図からも、非定常性の効果が確認できる。また剥離渦に関してNezuら(1996)¹³⁾の単一河床波の結果と比較すると、波長の変化量は非常に小さいものとなる。これは前方の河床波の存在の有無により、上述した周期、移流速度と併せて波長の変化に影響を与えていると考えられ、この周期、移流速度および波長の三者の関係は非常に興味深い。このことを踏まえて、図6-19に波長 λ に対する移流速度 U_c の関係を示した。図から、剥離渦では波長と移流速度は反比例、すなわち渦どうしの間隔が開くにつれて移流速度は小さくなる傾向にあるが、コルク・ボイル渦では逆の変化を示す。また剥離渦については、Nezuらの単一波との比較を行ったが、本実験結果の方が移流速度、波長ともに変化量は小さく、特に波長の変化量の相違が際立っている。非定常性の影響は、傾きおよび値そのものにも現れた。

図6-20は、組織渦が発生したと考えられるroll-upの位置を示したもので、剥離渦についてのみ観測を行った。roll-upの位置は、注射針によって注入された染料が、低速流域に入り僅かに下降するものとそのまま高速流域を直進移流するものとの流速差によって生じる変曲点の位置であると判断した。後述するように、増水期に上流側へ、また減水期に下流側に移行する性質を持つ再付着点位置とほぼ同様な変化特性を示しており、roll-upの位置は再付着点位置と関連のある特性量であると考えられる。このことは、次に示す図6-21のroll-upの位置とレイノルズ数との関係からも判断でき、その再付着点距離が本実験と比較して下流側に存在するNezuらの単一河床波のケースとは、低レイノルズ数域で特に値の開きが生じた。

さらに、剥離渦の動的特性のもう一つの指標として、図6-22および図6-23に、渦の合体し始めるpair-

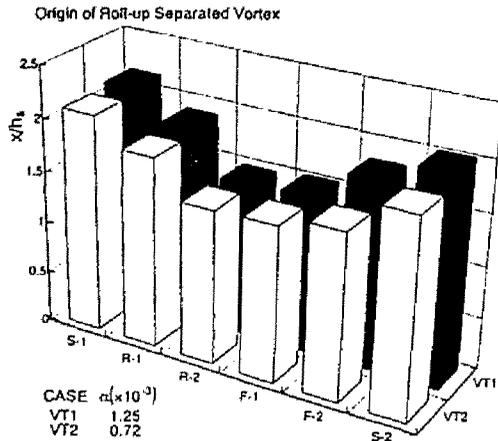


図6-20 剥離渦の発生位置 (roll-up)

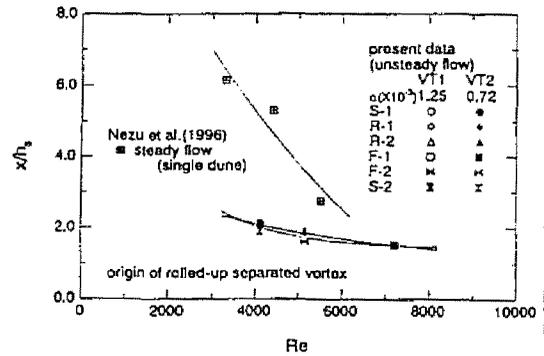


図6-21 レイノルズ数に対する剥離渦の発生位置

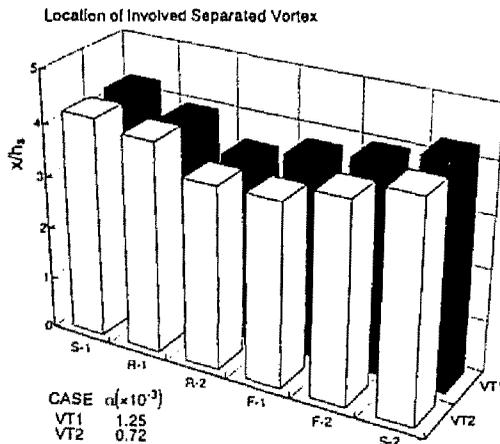


図6-22 剥離渦の pairing 位置

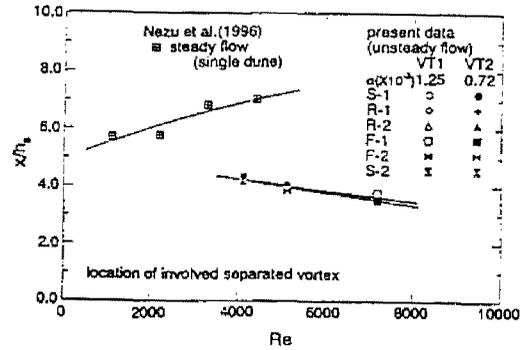


図6-23 レイノルズ数に対する剥離渦の pairing 位置

ing 位置の時間変化およびレイノルズ数との関係をそれぞれ示した。レイノルズ数に対する pairing の位置は、図に併示した Nezu らの単一河床波定常流の結果と全く逆の変化を示している。これは、単一河床波では、渦の発生後、高速流域をほぼ直進移流するため、レイノルズ数の大きな流れの方が pairing が生じるまでに流下方向に運ばれる距離が大きくなるが、本実験では、前方の河床波の影響を受け、再付着点付近の低速流域における渦の pairing が卓越するため、レイノルズ数が大きくなるにつれて再付着点距離が短くなり、それに伴って逆に pairing の位置が上流側に遷移するものと考えられる。また、上記の理由により、図6-22 の pairing 位置の時間変化では、roll-up 位置と同様な変化特性を示している。

6.4.3 可視化実験による再付着点距離の変化特性

河床波上の組織渦の一つであるコルク・ボイル渦の動的特性を把握する上で重要な点は、コルク・ボイル渦の発生源となる再付着点の位置について検討することである。そこで今回の可視化実験では、非定常性が再付着点距離の変化特性に及ぼす影響について検討した。

図6-24 に、再付着点距離 x_r の平均値および標準偏差についての時間変化を示した。図には、Nezu &

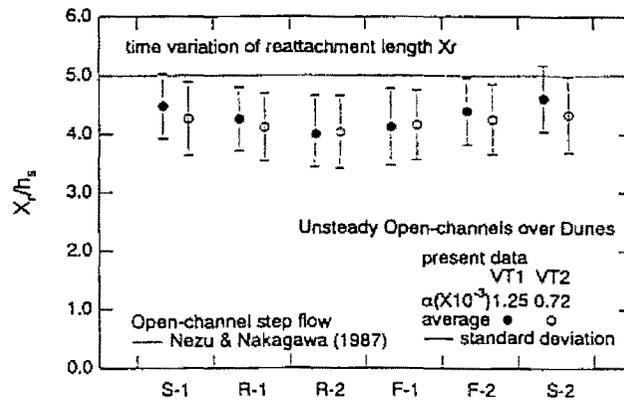


図6-24 再付着点距離 x_r の平均値および標準偏差の時間変化

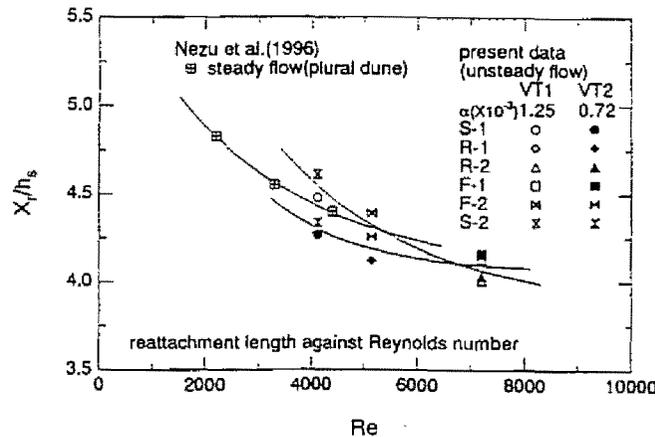


図6-25 レイノルズ数に対する再付着点距離 x_r の変化

Nakagawa (1987)¹⁴⁾ のステップ流の結果 ($x_r/h_s=5.0$) も併示した。再付着点距離の値がステップ流の場合と比較して小さくなっているのは、剥離点の前方に存在する河床波の影響である¹³⁾。時間変化特性に関しては、増水期でレイノルズ数が増加するにつれ再付着点距離は短くなり、かつ R-2 でピークの値を持つ。一方、減水期では逆に再付着点位置は下流側に移行していく傾向が認められる。これは、平均流速の時間変化特性に関して、増水期と減水期の同一水深時においては増水期の方が大きくなる¹⁵⁾ ことにも関係していると考えられる。再付着点位置の変化幅に関して、非定常性の大きなケース (VT1) が低いケース (VT2) に比べ大きいことから、非定常性が再付着点距離に影響を与える一つの重要な要素となっていることが分かる。図6-25 は、再付着点距離 x_r をレイノルズ数の関数で示したものである。図には、Nezuら (1996)¹³⁾ の連続波の結果も併示した。再付着点距離に関しては定常流れとさほど値に差は見られないが、先述したような、レイノルズ数に対する再付着点距離の値は非定常性が大きくなるにつれ傾きが急になるという傾向が伺える。以上の剥離渦、コルク・ボイル渦に関する可視化実験の結果より、大規模組織渦の基本特性に対する流れの非定常性の影響が認められ、それが時間的および空間的な加速、減速の効果の相互作用として組織渦の動的特性に現れることが確認された。

6.5 河床波上の非定常平均流構造

先述したように、これまで実験装置や計測機器の制約などから非定常流れの計測は困難とされてきたが、Tuら(1993)¹⁵⁾の非定常開水路流れ、金子ら(1996)⁷⁾の三角波上の非定常空気乱流の計測などから、平均流構造の分布特性について共通の見解が得られている。そこで本節では、点計測による河床波上の平均流特性、すなわち平均流速分布や乱れ特性量の分布特性とそれらに及ぼす非定常効果、底面せん断応力の評価および時間変化等について、従来の研究で得られた知見との対応から考察を行い、また増水期、減水期間の平均流特性の相違などの非定常性にも着目し、議論を行う。

6.5.1 水面形の空間分布特性

図6-26は、ベースフロー時($T=0$)の水面形を、河床波クレストにおける水位($=h_s+h_c$)からの差 Δh として示したものである。図中、比較のために、Nakagawa & Nezu(1987)¹⁴⁾によるステップ流に関する水面形の実験結果およびNezuら(1996)¹³⁾の河床波上定常流の結果も併示した。河床形状の不連続性による減速の効果を受けるクレスト直下部において、急激に主流方向に従って $x/h_s=7.0$ 前後まで低下し、その後一定の変化を示す傾向が現れている。さらに、前方の河床波による加速の影響を受けると考えられる下流部では、これより上流側の急激な水面勾配と比較して緩やかな勾配を保ちながら変化し、再び次のクレスト上で回復していることが分かる。レイノルズ数の大きなNezuらの結果と比較すると異なった水面形状を示しているが、レイノルズ数の大きな流れほどクレストからの急激な減速効果を受け、その効果をさらに下流側まで維持するという、いわゆる急激な河床形状の変化に対して水理特性が直ちに反応しない開水路特有の「遅れ」の現象が現れるものと考えられる。また、本実験の水面形状から、フルード数の小さな実験ケースほど、下流側からの影響を受けやすく、クレストより下流側に存在する前方の河床波の影響が現れ、結果として上記のような水面形の降下現象が見られるものと考えられる。一方、急激な段落ち部からの減速の効果を受けるステップ流では、水面形が一度上昇するものの、その減速効果が徐々に弱まり一定値に落ちつく様相を呈している。また、ステップ流においても位相差が現れているが、本実験データやNezuらの結果と比較してさらに大きな「遅れ」が存在していることが分かる。

一方、ベースフローからの水面形の変化を同様に図6-27に示した。図中、 $0<T<1$ が増水期、 $1<T<2$ が減水期に相当する。上述したベースフロー時における水面形との対応から、各位相時間におけるレイノルズ数の増加・減少にともなって、図6-26に併示したレイノルズ数の比較的大きな条件下で行ったNezuら(1996)¹³⁾の水面形状と相似な水面形状を示していることが分かる。特にピークフロー時($T=1$)においてレイノルズ数の大きくなる実験ケースDUP31では、クレスト直下の剥離領域における空間的減速流の効果が現れ、水面形がこの付近において一度増加し、その後前方の河床の効果によって減少する傾向が現れている。一方、レイノルズ数の変化が増減水時にあまり変化しないケースDUQ31では、上記した傾向がほ

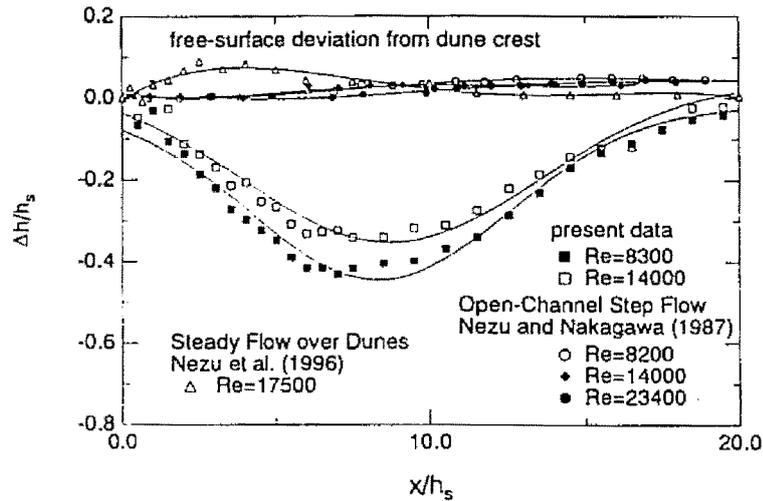


図6-26 ベースフロー時の水面形

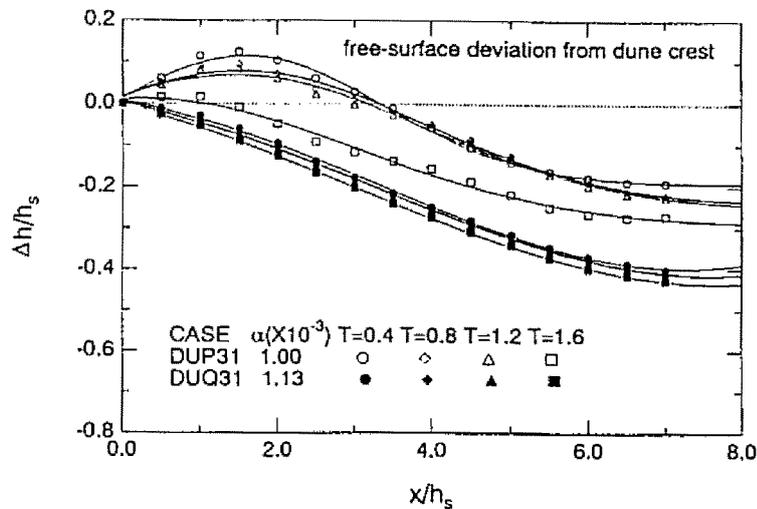


図6-27 ベースフロー時からの水面形の変化

とんど現れず、水深そのものがレイノルズ数の増加に従って上昇・低下するのみであり、一定の形状を相似に保ちながらあまり変化しないことが分かる。例えば、クレスト直下での $x/h_s=1.0\sim 3.0$ で両ケースの比較を行うと、DUP31の方がその減速効果が明確に現れていることが分かる。

6.5.2 摩擦速度の評価および底面せん断応力の変化特性

摩擦速度 U_τ は、土砂水理学や乱流理論において最も重要な特性速度スケールであり、各種の乱れ統計量の内部変数表示の際には、その摩擦速度の厳密な評価が要求される。従来より、摩擦速度は対数則や運動方程式の積分により評価されることが一般的であったが、不連続な境界形状の存在する剥離流れに関しては、対数分布の領域が小さくなるなどの理由でこれらの方法による評価は困難となる。本論文の一連の研究では、これまで三角波や正弦波など、様々な不等流について各種の評価方法による検討を行った。そ

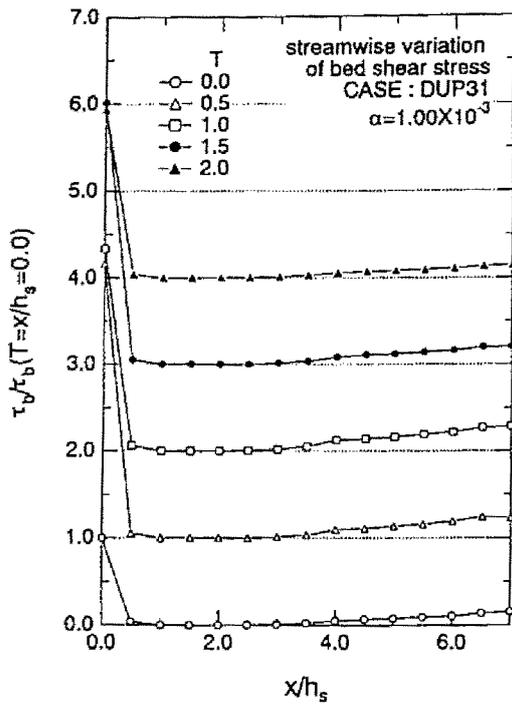


図6-28 底面せん断応力の空間分布

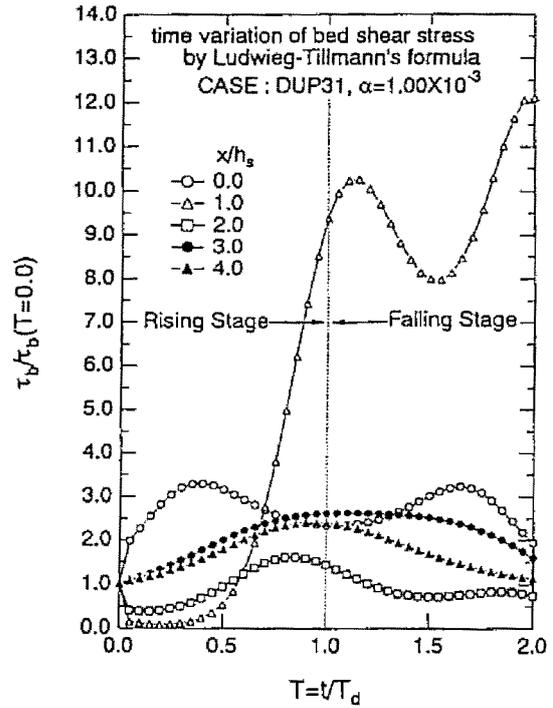


図6-29 底面せん断応力の時間変化

の結果、次式で表される形状係数 H を用いた Ludwig-Tillmann の実験公式が非常に良く一致していると判断した。

$$C_f = 2(U_c / U_{max})^2 = 0.256 \times 10^{-0.678H} Re_\theta^{-0.268} \quad (6.8)$$

ここで、形状係数 $H = \delta^* / \theta$, $Re_\theta = U_{max} \theta / \nu$ 。また、 δ^* は排除厚および θ は運動量厚である。図6-28は、上式によって評価した底面せん断応力 $\tau_b = \rho U^2$ の変化を、後述する時空間相関実験とほぼ同一の水理条件である DUP31 について示したものである。なお、この図に示した底面せん断応力は、河床波クレスト上の初期計測断面 ($x/h_s=0$) におけるベースフロー時 ($T=0$) の値で無次元化されている。また、各無次元時間 T の変化を縦軸方向に1ずつシフトさせて表示してある。クレストの直下 ($x/h_s=1$) で τ_b がゼロに近い値をとり、逆圧力勾配の大きな剥離を伴った急激な減速流においても上式が妥当であることを示している。その時間変化に関しては、最も増減水の影響を受ける断面がクレスト上の $x/h_s=0$ であり、それから流下方向では剥離の影響により時間変化の度合いはごく小さく、再付着点付近 ($x/h_s=4$) から再び増減水区間にわたって変化する傾向にある。

次に、これらの底面せん断応力 τ_b の変化を詳細に検討するために時間軸に対して図6-29に示した。ここでは、 τ_b の変化を各断面のベースフロー時の値 $\tau_b(T=0)$ で無次元化してある。クレスト上 ($x/h_s=0$) における底面せん断応力の時間変化は、水深ピーク時 ($T=1$) 以前で一旦ピークを示すといったこれまでの平坦滑面上の非定常流れと同様な傾向を示すものの、さらにこの水深ピーク時以降に二度目のピークが現れることが分かる。これは、上流からの履歴である加速流の効果で、他の下流側の断面とは異なった変化を

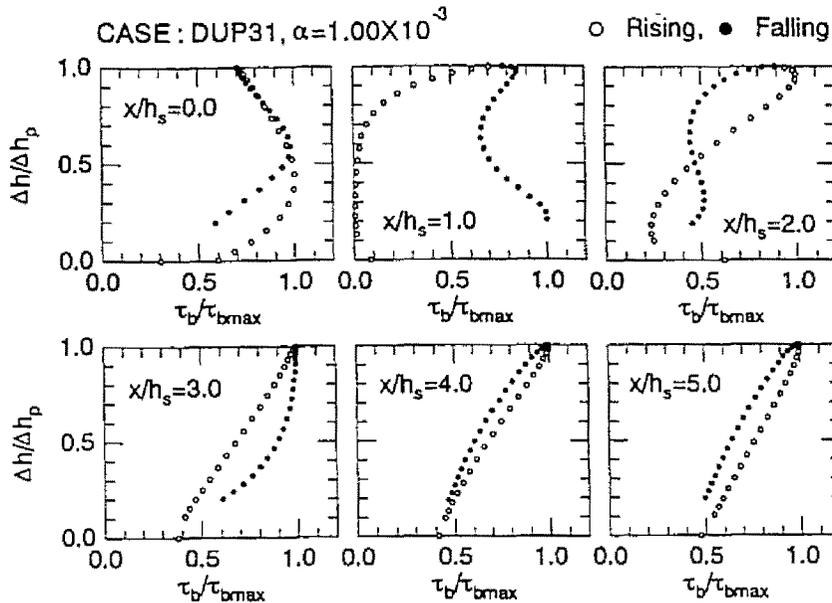


図6-30 水深変化 Δh に対する底面せん断応力の変化

示していると考えられる。すなわち、圧力勾配の変化特性を考慮すると、時間的に流量の増加する増水期は空間的に見れば減速流であり、一方減水期は空間的加速流であるから¹⁾、クレストより上流側の上り勾配を伴った河床波形状による加速の効果に増長されて、減水期に底面せん断応力が増加傾向を示すものと考えられる。クレストの直下流部 ($x/h_s=1$) では、流れが剥離するために大きな減速流域に入るため底面せん断応力の絶対値は小さくなるものの、その変化特性に関しては、増水期における空間的な減速流の効果によって摩擦速度が一度減少し、その効果が弱まるにつれて、あるいは減水期における空間的加速の効果によって再び増加し、減水期でピークを示すクレスト上と同様の傾向を示している。さらに下流部 ($x/h_s>2$) では、レイノルズ数の増加に比例して変化しており、水深ピーク時以前に最大値を示すといった平坦滑面上の非定常流と同様な変化特性を示しており⁵⁾、水深・底面せん断応力間の位相差が現れていることが認められる。

図6-30 に、ベースフローからの水深差 $\Delta h=h-h_b$ に対して底面せん断応力の変化を示した。図6-29 に示した底面せん断応力の時間変化に対する水深変化の位相差のために、全ての計測断面に対して時計回り、あるいは反時計回りのループ特性を示していることが分かる。クレスト上の $x/h_s=0$ の水深に対する変化では、上述した上流からの加速の影響のために、増水期・減水期それぞれに二つのピークが現れ、これによって水深ピーク時付近の一部の時間帯に対して増水期から減水期にかけての僅かな時計回りの変化を示していることが分かる。他の増水直後と減水期からその後の定常時における比較を行うと、同一水深時に対して増水期の方が大きくなることが分かる。また、剥離直後の $x/h_s=1$ の地点では、明らかに底面せん断応力が減水期において大きくなり、この時間帯において上昇傾向を示すことから、水深変化に対して時計回りの変化を示す。このような時計回りの傾向は、再付着点付近 ($x/h_s=4$) まで同様であり、再付着

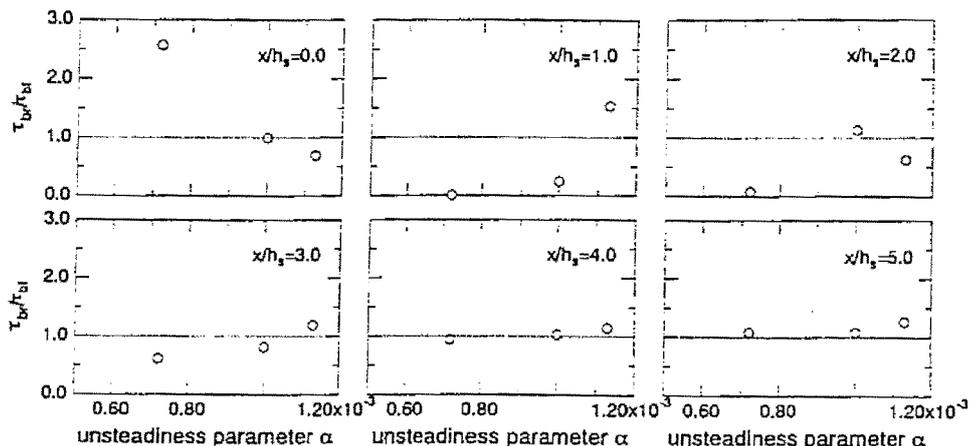


図6-31 増水期における底面せん断応力 τ_b の平均値の減水期に対する比

点付近の逆流域の複雑な構造と、剥離による底面せん断応力そのものの絶対値がごく小さくなること、さらに非定常性によって引き起こされる空間的な加速・減速の効果が絡まった複雑な様相を示している。一方、再付着点より下流側では、従来より得られている平坦滑面上の非定常流と同様な反時計回りの変化を示し、底面せん断応力が水深変化よりも前にピークを示すことが分かる。上記の底面せん断応力の変化特性より、実河川の観測で得られた乱れ特性量のループ特性と同様に、同一水深時では増水期、減水期間の相違が現れ、河床形状の効果と併せて非定常性による影響も存在することが分かる。

図6-31は、増水期における底面せん断応力 τ_b の平均値の減水期に対する比を、点計測に関する全ての実験ケースについて、非定常パラメータ α の関数として示したものである。これまで述べた底面せん断応力に関する傾向が、非定常性が大きくなるにつれて顕著になることが分かる。特にクレスト上 ($x/h_s=0$) の増水期・減水期間の比は、非定常性が大きくなるにつれて空間的加速の効果を受ける減水期の方が大きくなる。一方、再付着点付近までの逆流域では、先述したように河床形状や増減水の効果などの複雑な要因によって、非定常パラメータ α に対して一意に決定されないことが分かる。これより下流側では、やはり非定常性によって右上がりの傾向を示すことから、減水期と比較して増水期における底面せん断応力が大きくなる特性がある。

6.5.3 点計測実験による再付着点距離の変化特性

実河川に発生する大規模組織渦の一つであるボイル渦の動的特性を把握する上で重要な点は、その発生源となる再付着点距離を正確に評価することであり、河床波クレスト背後における逆流域の高精度な計測が前提条件となる。また、ステップ流に関する数値計算の予測精度も再付着点距離で検証されることが多い。本実験における再付着点距離 x_r の評価には、点計測から得られた時系列データを基に逆流率(全時系列データに対する負の流速の割合)や流線の分布から総合的に行われた。これにより評価された再付着点は、後述する時空間相関実験のコルク・ボイル渦に関する固定プローブの位置決定に用いられる。

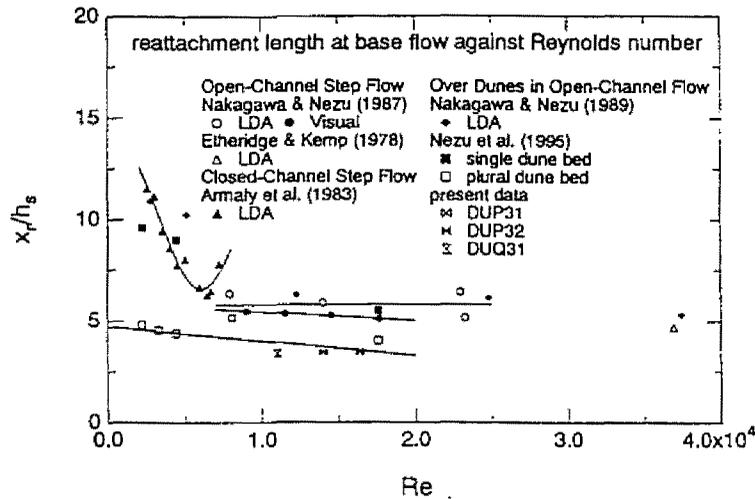


図6-32 ベースフロー時の再付着点距離 x_r とステップ流との比較

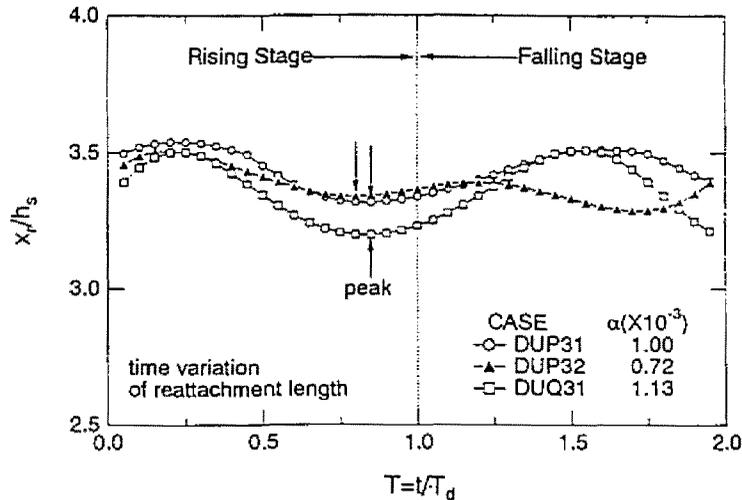


図6-33 再付着点距離 x_r の時間変化

図6-32 は、ベースフロー時の再付着点距離 x_r を、ステップ流に関する Nezu & Nakagawa (1987)¹⁴⁾, Etheridge & Kemp (1978)¹⁶⁾, Armaly ら (1983)¹⁷⁾ のデータ、および単一・連続河床波に関する Nezu ら (1996)¹³⁾ のデータも併せて示したものである。ステップ流および単一・連続河床波の場合、それぞれについて各々の特徴が現れていることが分かる。単一河床波の場合、後方ステップ流とほぼその形状が同一であると考えられるため、低レイノルズ数領域において再付着点距離が急増する。一方、連続河床波では、前方の河床波が存在するためにその傾向が現れず、河床波クレストから発生した剥離渦が衝突する再付着点は、ステップ流と比較して短く、レイノルズ数に対する変化特性が若干減少傾向にある程度である。また、本実験で用いた連続河床波における再付着点距離の変化も、これと同様の变化特性を示していることが確認できる。

図6-33 はベースフロー時以降 ($T > 0$) の再付着点距離 x_r の時間変化を示したものである。増水開始直後は全てのケース間に差異は見られないものの、水深が増加するにつれて大きな変化を示していることが分

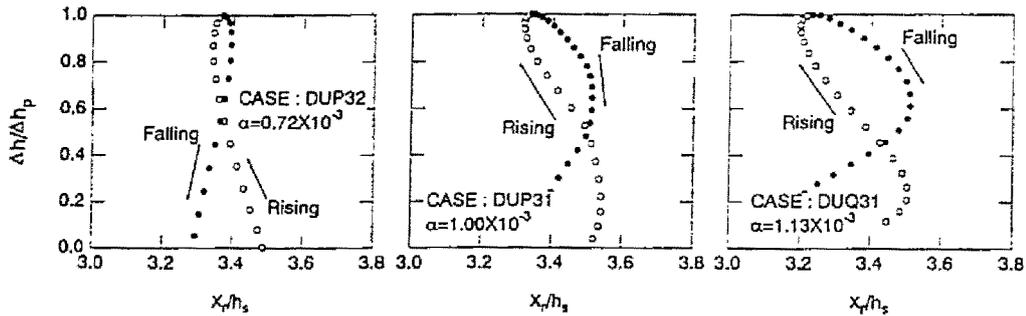


図6-34 水深変化 Δh ($x/h_s=0$) に対する再付着点距離 x_r の時間変化

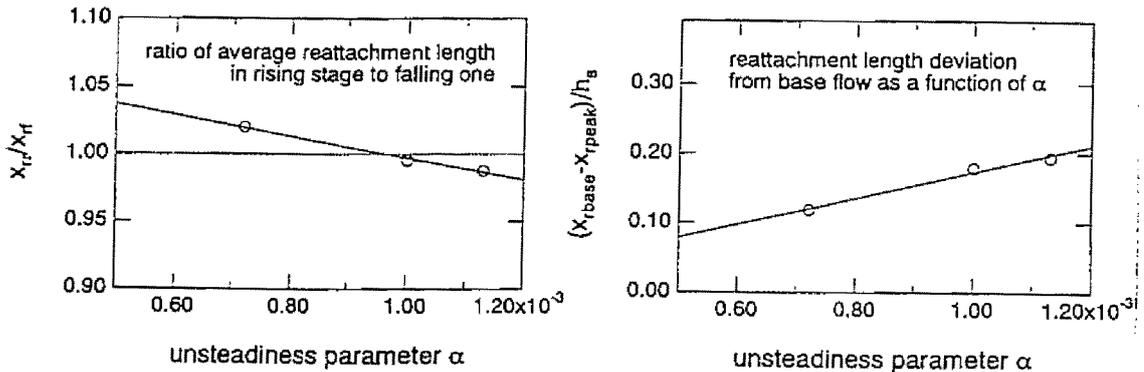


図6-35 減水期の平均再付着点距離に対する増水期の比 x_{rr}/x_{rf} および再付着点距離の最大と最小値の差 $x_{rbase} - x_{rpeak}$

かる。負のピーク値は、水深ピーク時 ($T=1$) 以前に存在し、水深変化に対して位相差を伴った変化を示している。また、非定常性の大きな、非定常パラメータ α の大きなケースほど、水深ピーク時において再付着点距離が短くなる傾向がある。

この水深変化に対する再付着点距離の位相差を議論するために、無次元時間 T をパラメータにし、クレスト上の水深変化 Δh ($x/h_s=0$) に対して図6-34に非定常パラメータ α の小さなケースから順に示した。上述した x_r の水深ピーク時以外の増水直後および減水期後の変化が、それぞれ極大値を示すために、この付近では増水期の方が再付着点距離が長くなる。一方、最もレイノルズ数の増加の影響が現れる水深ピーク時前後では、逆に増水期の方が再付着点距離が短くなるのが分かり、河床波クレストから再付着点に向かう剥離渦の、河床波面に対する角度が急になっていることが推測される。これは、伊勢屋・池田 (1986)¹⁸⁾ が大型水路において観測した、増水期における浮遊砂濃度の増加とこれに伴うボイル渦の顕著な発生と対応しているものと考えられる。また、その付近のループの面積は非定常性の大きなケースにおいて大きくなり、その傾きも負の方向に急となる。このことは、同一水深でも増水期と減水期とでは逆流域の様子が異なっていることを示している。図6-35は、非定常パラメータ α の関数として、減水期の平均値に対する増水期の比 x_{rr}/x_{rf} 、再付着点距離の最大と最小値の差 $x_{rbase} - x_{rpeak}$ を示したものである。データ点が少ないものの、 α に対して一意の関係が得られていることが分かる。

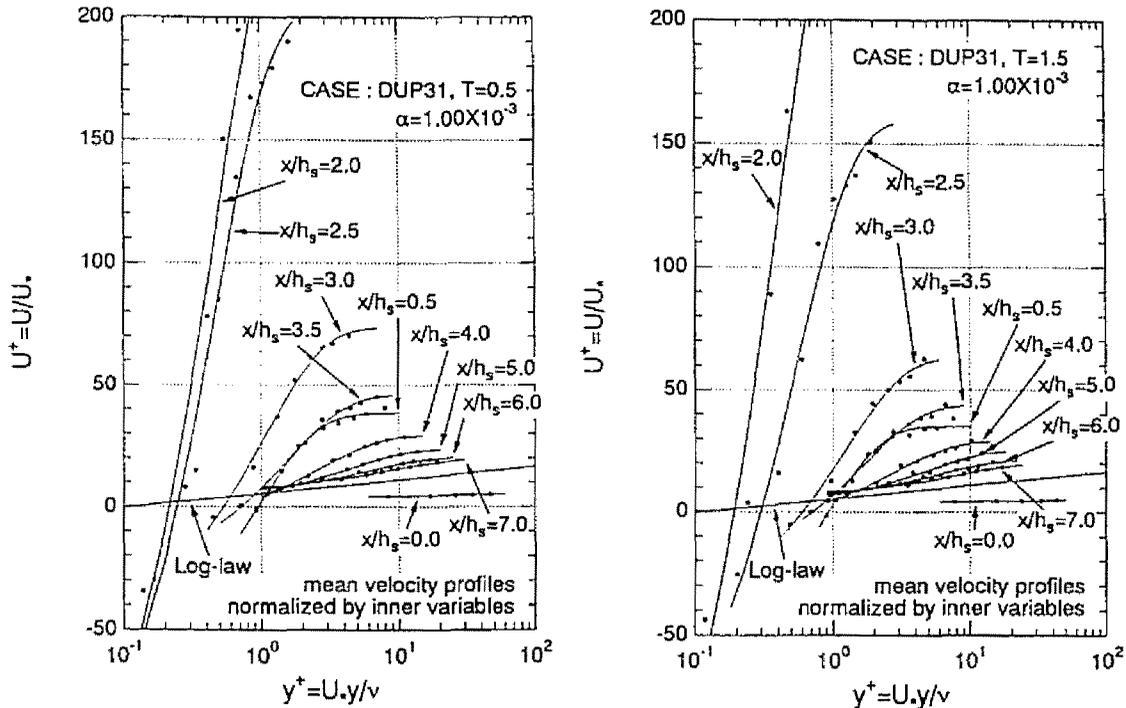


図6-36 平均流速分布の主流方向変化(左図:増水期, 右図:減水期)

6.5.4 平均流速およびその他の高次相関の分布

ここでは、先述した Ludwig-Tillmann の実験公式(6.8)により評価した摩擦速度 U_s を用いて無次元化された平均流速、乱れ強度およびレイノルズ応力といった基本的乱流統計量の分布特性について、またそれらの時間変化特性について以下考察する。

図6-36は、ケース DUP31 の平均流速分布の主流方向変化を増水期 ($T=0.5$) および減水期 ($T=1.5$) の二つの代表的な時間帯について示したものである。図中、等流時に成立する対数則分布も実線で併示した。図より、増水期・減水期ともに、クレスト上 ($x/h_s=0$) の分布は、先の底面せん断応力の増水期あるいは減水期において二つのピークを伴った増加傾向に応じて、上流からの加速流の影響により対数則分布から下方に逸れることが分かる。一方、急激な減速の影響を受け、剥離流れの発生するクレスト直下流部では、摩擦速度がゼロに収束するために、内部変数表示の平均流速分布は定常等流時の分布より大きく上方に逸れる。さらに再付着点付近 ($x/h_s=4$) から下流部では、前方の河床波の漸縮による加速効果によってクレスト直下流部の急激な減速効果が弱まり、対数則分布へと漸近していく様子が伺える。

クレスト上あるいは再付着点より下流部では、増水期・減水期間であまり相違が見られず、内部変数表示された平均流速分布が相似形を伴った普遍性を示していることから、摩擦速度の変化に応じて流速分布も変化していると考えられる。ところが、逆流域に相当する $x/h_s=2.5 \sim 3.5$ 付近の分布は他の分布よりも増水期・減水期間で比較的変動が大きく、先述した逆流域における非定常性と再付着点との変化特性との絡みで引き起こされる底面せん断応力(摩擦速度)のループ特性と密接に関係していると考えられる。

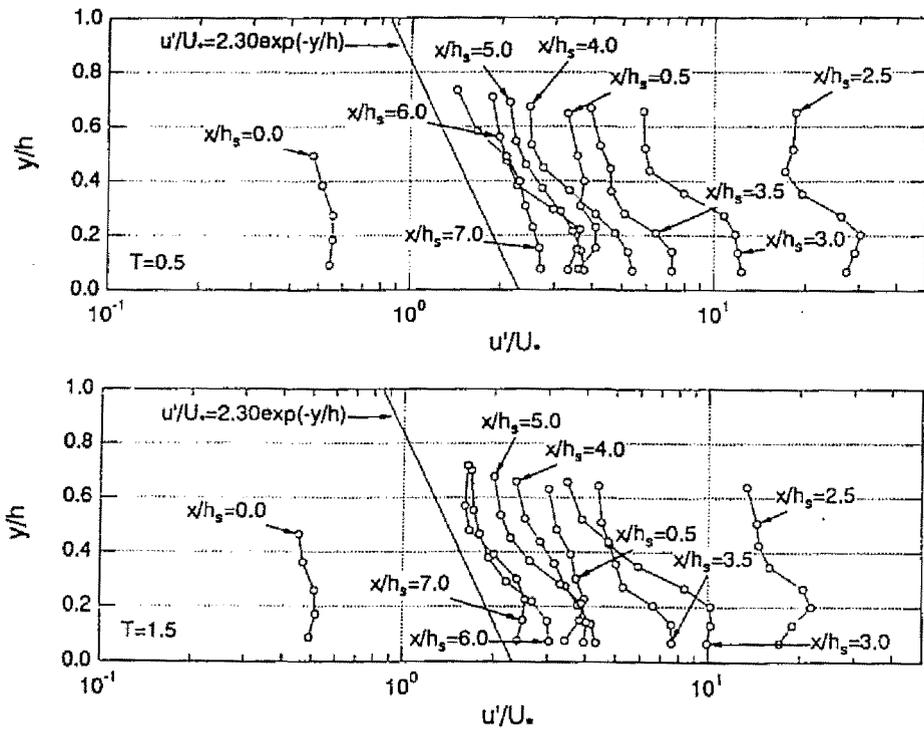


図6-37 主流方向乱れ強度 u' の鉛直方向分布 (上図: 増水期, 下図: 減水期)

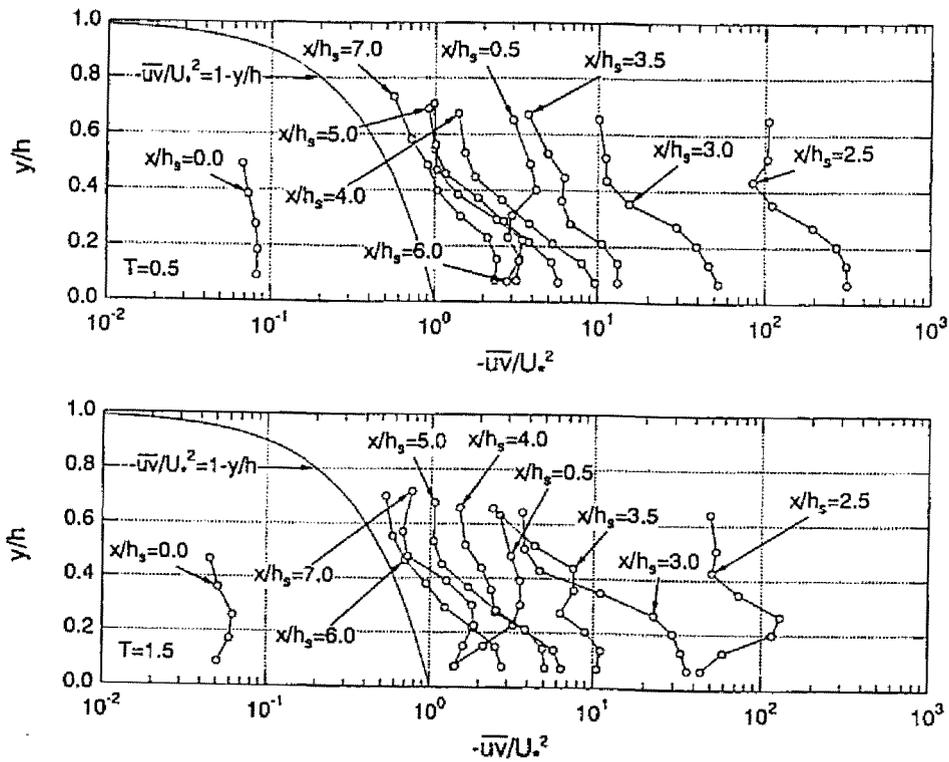


図6-38 レイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の鉛直方向分布 (上図: 増水期, 下図: 減水期)

図6-36 同様、増水期・減水期における主流方向乱れ強度 u' およびレイノルズ応力 $-\overline{uv}$ の鉛直方向分布の変化を、それぞれ図6-37 および図6-38 に片対数表示した。図6-37 および図6-38 の実線は、それぞれ滑面上の等流時に成立する普遍分布¹⁾、レイノルズ応力の三角形分布である。

乱れ強度、レイノルズ応力ともに平均流速同様、クレスト上の分布が定常等流時の実線より小さく空間的加速流の特性が認められる。その地点より下流側では急激な減速の効果が現れ、やがて前方の河床波の影響により等流時の分布分布に収束する。ここでも同様に、増水期・減水期間の差が大きいのは $x/h_s=2.5 \sim 3.5$ の分布である。

減水期におけるレイノルズ応力の鉛直方向の分布形状に着目すると、剥離直後 ($x/h_s=0.5, 2.5$) の底面付近 ($y/h < 0.4$) の分布に変曲点(分布形の膨らみ)が観察され、一方、再付着点距離手前よりやや下流側 ($x/h_s > 3$) ではその点が顕著に見られないことから、それらの点を通してできる軌跡が、大きなせん断層が形成され剥離渦が再付着点付近に衝突するまでの道筋となることが推測できる。また、 $x/h_s=2.5$ における変曲点が、増水期と比較して顕著となることから、水深ピーク時前後で減水期の方が再付着点距離が長くなる傾向と対応しているものと考えられる。

図6-39 は、同様にベースフローからの水深差 Δh に対して平均流速 U 、乱れ強度の主流・鉛直方向成分 (u', v')、レイノルズ応力の変化を、クレスト上および再付着点周辺の底面付近からそれぞれ代表的な点について示したものである。各乱流統計量は、各点における最大平均流速 U_{max} で無次元化されている。

水深変化に対する各諸量の変化は、明らかに水深変化に対して位相差を伴ったループ状の変化特性を示しており、非定常性の影響が現れている。また、これらの特性は洪水河川で観察される事実でもある。同一水深に関してその変化を見ると、先に示したせん断応力のループ特性も併せて、増水期・減水期間で乱流特性も大きく異なることになる。クレスト上 ($x/h_s=0$) におけるこれらの変化は、右側に傾いた、いわゆるレイノルズ数の増加に従って増加する傾向、さらに反時計回りの変化特性を示していることから、増水期・減水期の空間的減速・加速効果が、それぞれの区間における乱れの増加・減少に寄与しているものと考えられる。相対的に $x/h_s=4$ のループ特性と比較して小さいのはクレスト上流側の加速区間の影響、すなわち上流からの履歴の影響であると考えられる。

ループの描く面積の大きな、非定常性の影響を大きく受ける地点は、再付着点付近の $x/h_s=3$ の変化でありクレスト上の変化と比較してかなり大きくなる。また、他の地点の変化と比較して、乱れ特性量の変化はほぼ同様なループ特性を示しているが、平均流速の変化がやや左に傾き、かつ反時計回りの変化特性を示している。これは、再付着点距離が最も短くなる時間が水深ピーク時以前に存在すること、あるいは水深ピーク時前後で増水期よりも減水期の方が再付着点距離が長いことが理由として挙げられる。換言すれば、再付着点距離がこの図に示す断面 ($x/h_s=3$) より遠ざかり、その分負の流速が増大するためであると考えられる。

この再付着点を境にして、さらに下流側の断面 ($x/h_s=4$) では、平均流速の変化は右よりの反時計回りのループを示していることが分かる。一方、乱れの絶対値は異なるものの、再付着点の上流側や下流側で乱

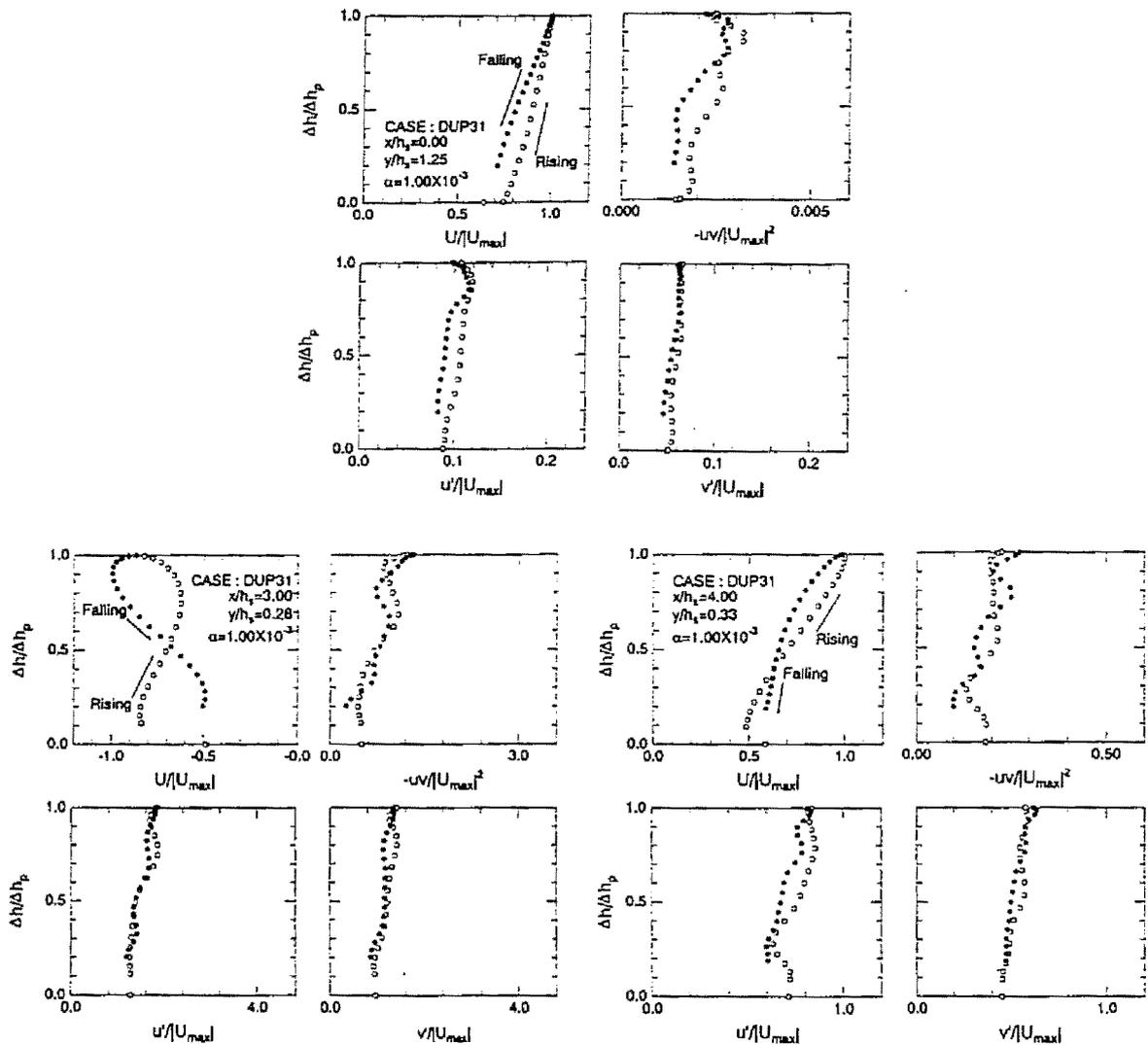


図6-39 ベースフローからの水深変化 Δh に対する平均流速 U 、乱れ強度の主流・鉛直方向成分 (u' , v')、レイノルズ応力の変化

れ統計量の変化は同様な変化特性を示していることから、水深の上昇・降下といった非定常性の影響が、平均流速および乱れ特性量の増水期・減水期間の差を形成しているものと考えられる。

以上の水面形、せん断応力、再付着点距離および基本的乱流統計量の水深に対する位相差に関して、従来の研究で得られたステップ流や河床波上の定常流の再付着点距離との比較により非定常性や河床形状の影響について考察した。底面せん断応力、乱流特性量の分布特性やループ特性より、非定常性の影響を受ける領域が空間的に異なり、コルク・ボイル渦の発生源である再付着点付近に顕著な特性が観察された。

6.6 増水期・減水期における時空間相関構造の相違および三次元移流特性

洪水河川で発生する縦渦、コルク・ボイル渦などの組織渦の観測結果には、洪水時の増水期・減水期間での組織渦構造の相違がいくつか報告されている。特に低速流体塊を伴って上昇するコルク・ボイル渦と浮遊砂濃度の特性は、洪水時の増水区間で顕著となる。すなわち、再付着点から発生するコルク・ボイル渦は増水期において頻繁に水面まで高濃度の浮遊砂を伴って上昇し、河床の発達も大きくなる。これに対し、減水期では、浮遊砂濃度も小さくかつ河床も安定する。こうした増水期から減水期への洪水区間の組織渦構造の解明には、洪水時の非定常性をも含めた考察が必要であり、水位の上昇から降下といった変化過程の中での組織渦の様子を捉えることが必要となる。そこで本節では、二台のレーザ流速計により空間的に異なる二点間の瞬間流速を同時計測して得られたデータを、時空間相関解析に適用することによって、その組織渦の時空間相関構造を解明する。

6.6.1 従来型時空間相関構造

(1) 河床波クレストから発生する剥離渦

図6-40は、それぞれ河床波クレストから発生する剥離渦に関して二つの固定時間($T=0.5, 1$)からの時空間相関係数 C_{uv} の変化を示したものである。なお、図中の縦方向の並びは遅れ時間 $\tau=0, 0.05, 0.1, 0.15, 0.2\text{sec}$ の変化、横方向の並びは固定時間の変化を示し、左図は増水期、右図は減水期に対応する。図より、全体的に増水期・減水期ともに剥離点よりやや上方に高相関領域が存在することが認められる。増水期においては、底面方向のみならず、水面側にも広がる傾向を見せ、高相関領域も流下方向に拡大した分布を示す。これに対し減水期では高相関領域の厚さが比較的薄く、かつ再付着点付近に達するものがあり、クレスト上部から黒い負の相関領域が押し寄せてくるとともに正の高相関領域が下降気味の移流特性を示す。点計測で得られたクレスト付近の鉛直方向の乱れ強度に関するループ特性から、増水期における乱れ強度、すなわち鉛直方向の流体の変動が減水期と比較して大きくなるが、このことは増水期における高相関領域の流下方向への拡大傾向と対応しているものと考えられる。時間的な増水および減水の変化は、それぞれ空間的な減速流、加速流に対応すること、この非定常性による影響は粘性の効果が支配的な壁面領域よりも慣性の効果が大きな外層において大きいことから、増水期における剥離渦は水面付近の外層で一旦主流方向に抑制され、それにより鉛直方向の変動が再配分され大きくなる。一方、減水期では空間的な加速の効果が大きくなるために鉛直方向の変動が抑制されるとともに主流方向への移流が大きく、水面付近にはあまり高相関領域が現れず、平均的なクレストから下降流のみが支配的となり、結果として図に見られるように再付着点付近に大きな相関領域が形成される。このことは、可視化観測で得られた増水期における剥離渦の先端の水面方向へ浮上するような様子、減水期におけるやや下向きの変化に良く一致

CASE : DUC31

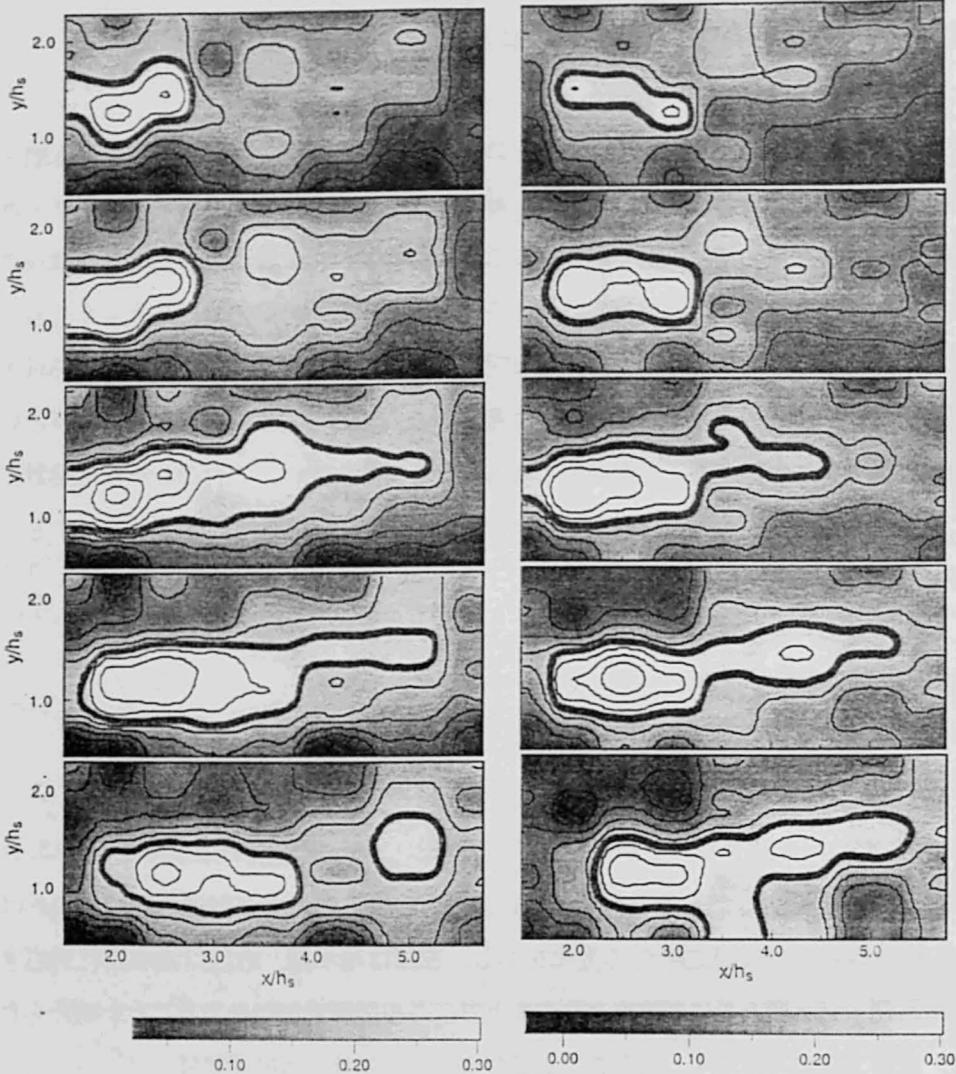


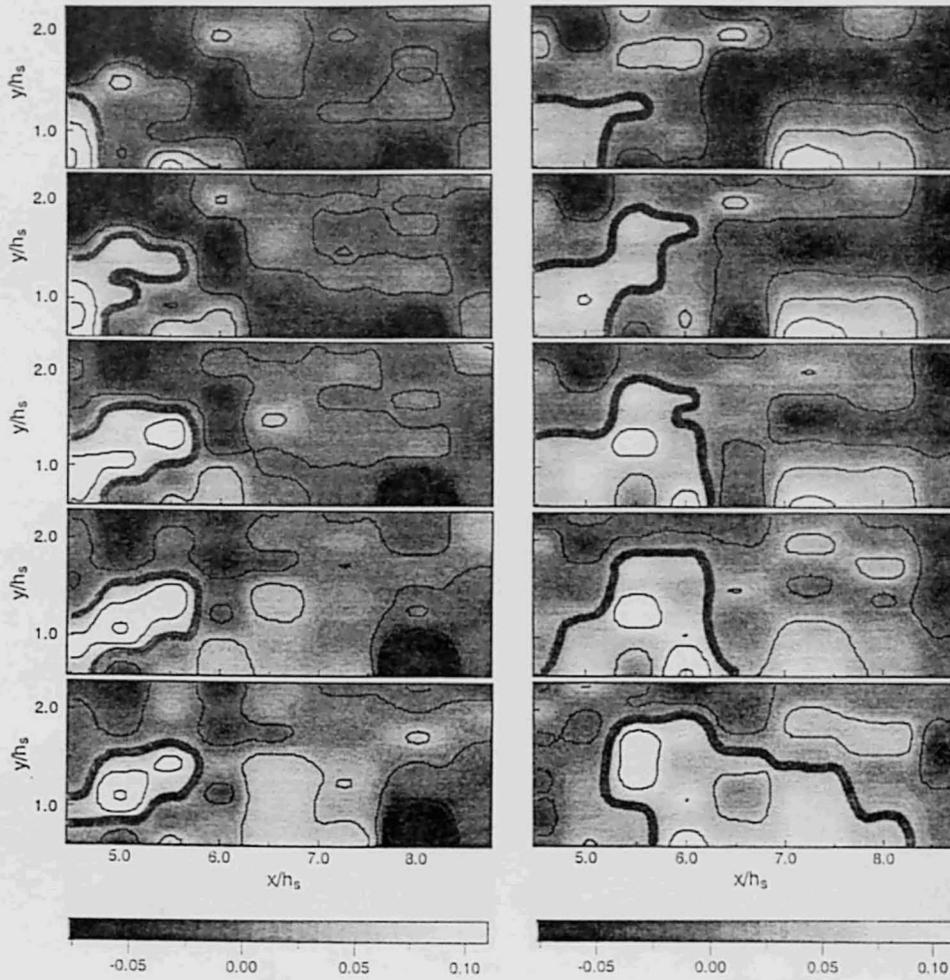
図6-40 剥離渦に関する時空間相関係数 C_{uu} (左図: 増水期, 右図: 減水期)

していると考えられる。

(2) 再付着点から発生するコルク・ボイル渦

剥離渦同様, 図6-41は, それぞれコルク・ボイル渦に関して従来型時空間相関係数 C_w の移流特性を示したものである。 C_w の分布を見ると, 増水期において黒い負の相関が水面から再付着点のやや下流側に向かって下降し, いわゆる sweep 的な流れが存在し, その後正の相関が上昇するように変化することが分かる。一方減水期においては, 増水期で観察された sweep 的な流れは存在せず, 反対に正の相関が鉛直方向に広がった特性を示す。時空間相関 C_w の高相関領域の占める割合は, むしろ水深ピーク時から減水期にかけて広く, 再付着点からの上昇流体(コルク)のもつエネルギーは, 空間的に加速されている減水期で河床形状による加速の影響に増長されて強くなると考えられる。

CASE : DVC31

図6-41 コルク・ボイル渦に関する時空間相関係数 C_w (左図:増水期, 右図:減水期)

洪水時の大規模組織渦に関する実観測結果では、コルク・ボイル渦が増水期において顕著であるとされているが、この現象は上述した実験結果から次のように解釈できる。減水期においては、再付着点からの上昇流体が強いエネルギー(高相関領域で表される流体塊)を伴って発生するが、外層の空間的に加速された流体が水面までの到達を阻害し、さらに主流方向に移流させる。一方、増水期においては、先に述べたようにクレストからの剥離渦が鉛直方向に拡大した分布となり、主流方向のエネルギーは弱くなる。その結果、間欠的にクレストから下降した流れは再付着点に衝突し弱い上昇流を形成するが、この弱い上昇流を他の間欠的に発生したクレストからの上昇流体が上層まで引き上げ、かつ外層の流れが空間的に減速流であるためにこの上昇流体を阻害することなく水面まで現れる。したがって、増水期に現れる洪水河川に発生するコルク・ボイル渦は弱いエネルギーを伴った低速流体塊となる。

CASE : DUC31

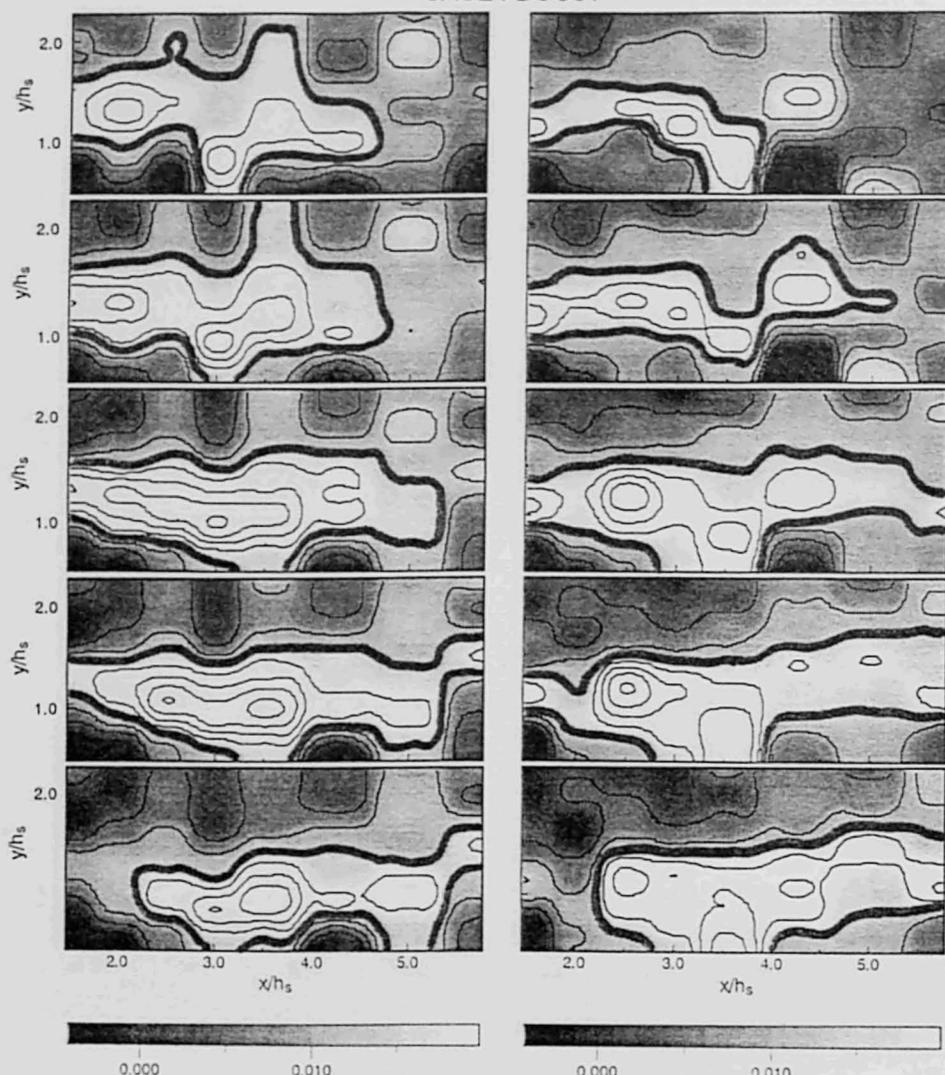


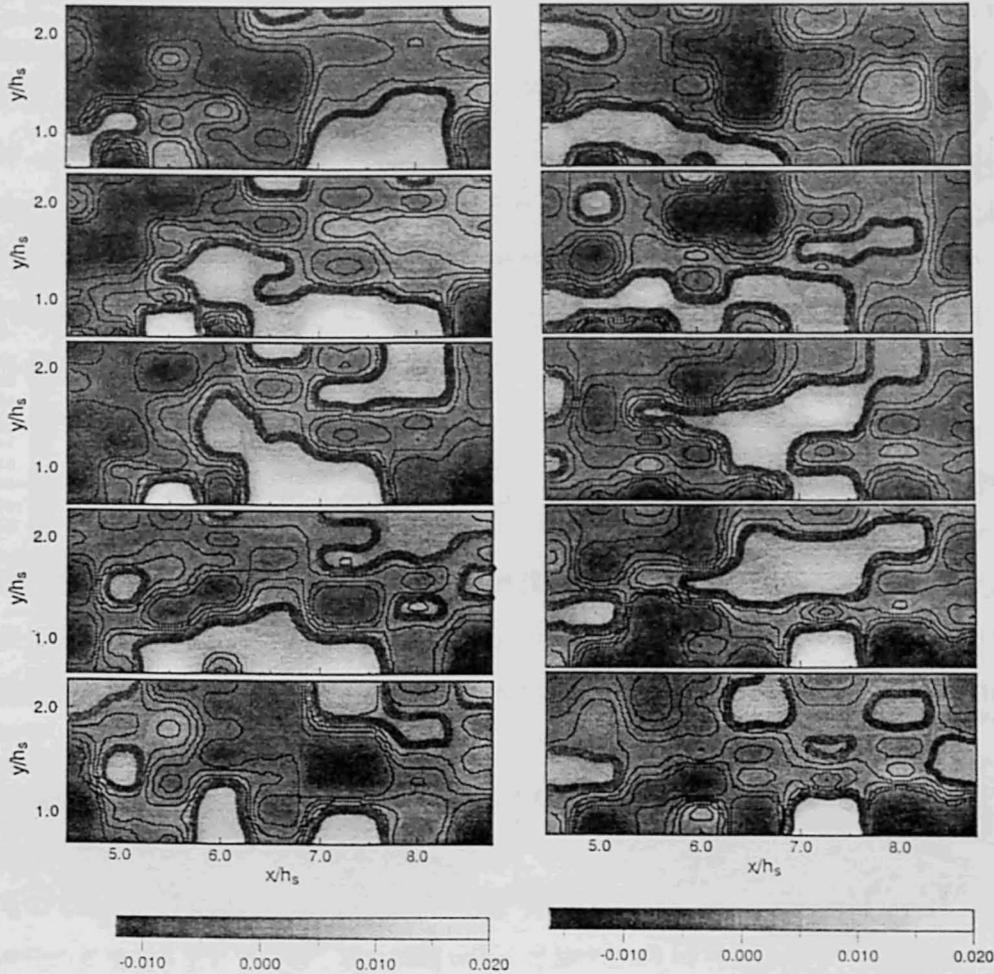
図6-42 剥離渦に関する条件付き時空間相関係数 $\langle u \rangle$ (左図:増水期, 右図:減水期)

6.6.2 条件付きサンプリング手法による組織渦の検出

(1) 河床波クレストから発生する剥離渦

図6-42は、式(6.3)および判別関数(6.5)によって抽出された主流方向変動流速 $\langle u \rangle$ の分布を示したものである。式(6.5)による判別条件を、河床波クレストから再付着点に向かう下降流の条件としたために、高相関領域の分布は主にクレストからの下降の様子を明確に捉えている。特に減水期の $\langle u \rangle$ の分布特性は強い下降流を捉えており、再付着点からやや下流側までの領域に高い相関領域が存在することが分かる。また、固定点である剥離点からの高相関領域の拡大の様子は、 $\tau=0.1\text{sec}$ までの変化を見ると増水期において顕著であり、減水期の剥離点直下流の様子は、鉛直方向の幅の狭い分布形を示している。この傾向は図6-40の従来型時空間相関 C_{uv} の変化特性よりも明確に捉えられており、本研究で採用したしきい値の決定手法が妥当であることを示している。

CASE : DVC31

図6-43 コルク・ボイル渦に関する条件付き時空間相関係数 $\langle v \rangle$ (左図: 増水期, 右図: 減水期)

(2) 再付着点から発生するコルク・ボイル渦

判別関数(6.6)によって抽出したコルク・ボイル渦に関する鉛直方向変動流速 $\langle v \rangle$ の分布を図6-43に示した。コルク・ボイル渦に関する条件付き時空間相関係数 $\langle v \rangle$ の分布は、減水期において強い上昇流体の変化を示しているものの、増水期においては先の従来型の相関係数で得られた分布とは異なった変化を示している。すなわち式(6.6)の判別条件で得られるサンプリング $\langle v \rangle$ は、水面付近の外層においてより顕著な高相関領域が捉えられており、先述した弱いエネルギーを持ったコルク・ボイル渦が抽出できたものと考えられる。一方、減水期側においては負の相関が高相関領域を流下方向に持ち上げるようにして左斜め上方から sweep 的に底面に向かって入り込み、結果として正の領域が強いエネルギーを持って、かつ移流速度の大きな状態で主流方向上方に運ばれることが分かる。すなわち、式(6.6)による条件付きサンプリングは、増水期ではボイル渦を検出し、減水期では再付着点からの強い上昇渦を捉えることが可能なことを示している。

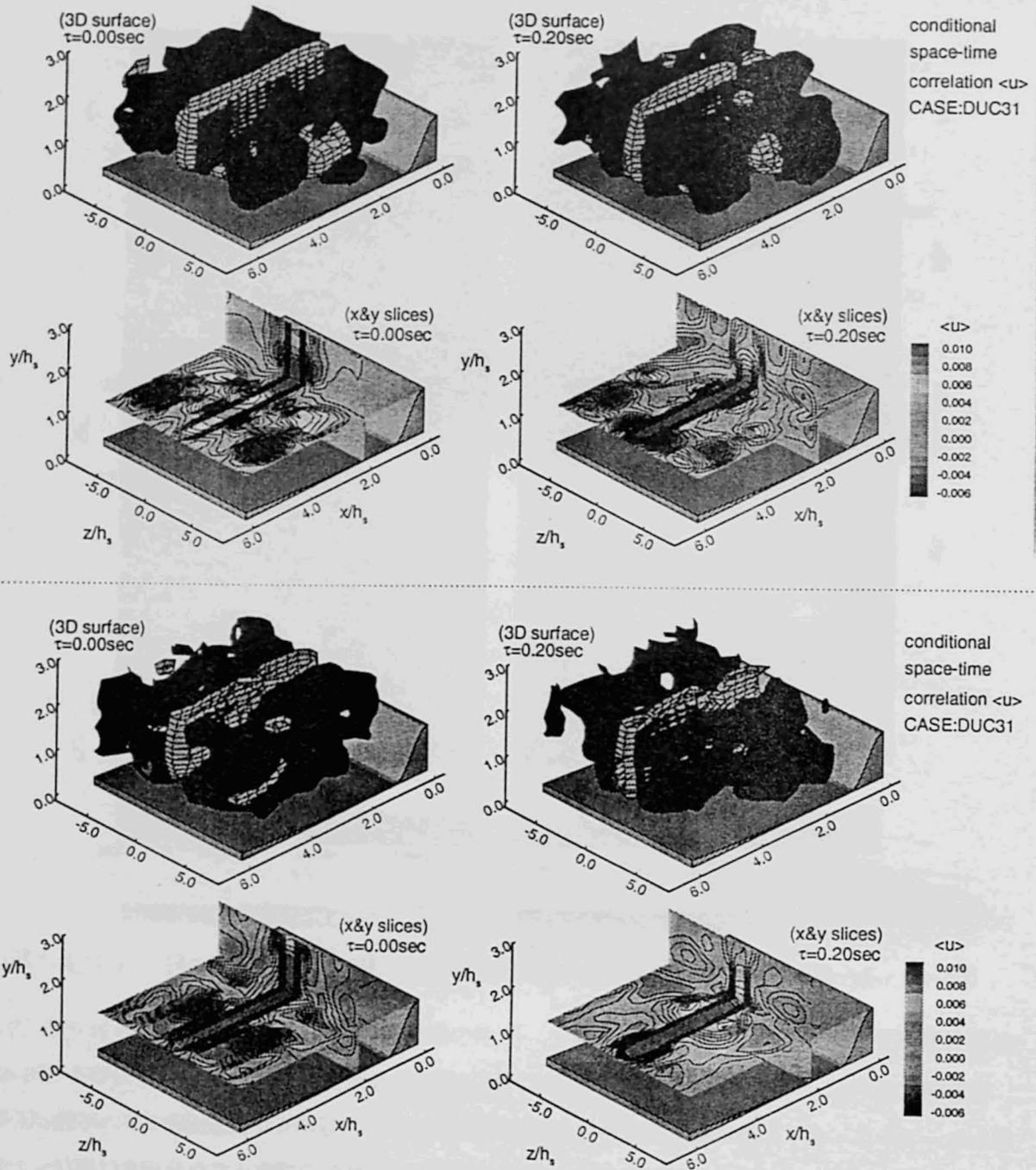


図6-44 剥離渦に関する $\langle u \rangle$ の三次元分布(上図:増水期, 下図:減水期)

(3) 剥離渦およびコルク・ボイル渦の三次元特性

これまで述べた鉛直断面内の条件付き時空間相関構造の特性を, さらに三次元的に拡張し, 横断方向の分布特性も併せて考察する. 図6-44は, 遅れ時間 $\tau=0, 0.2\text{sec}$ について, 剥離渦に関する条件付き時空間相関係数 $\langle u \rangle$ を, 三次元分布として, また $y/h_s=1$ の水平断面および $x/h_s=2$ の横断面として示したものである. なお, 三次元分布に関しては, 正および負の代表的な二つの値に関する表面のみを示しており, そ

それぞれグレーおよび黒色で表している。また、この図の上方に増水期から水深ピーク時に向かう剥離渦の移流過程(固定時間 $T=0.5$)、下方に水深ピーク時から減水期への移流過程(固定時間 $T=1.0$)を示した。これらの図より、定常流に関して得られた Nezu ら(1996)¹³⁾の三次元特性同様に、横断方向に高・低相関領域を伴った、高速・低速渦を有する渦構造が明らかに確認できる。水平断面のクレスト直下 ($x/h_s=2$) 付近の分布から、中央断面 ($z/h_s=0$) における相関値が最も高く、これに隣接して負の相関が狭い間隔で存在し、次に横断方向に広い間隔を持った正の相関領域が観察される。すなわち、増水期において、正の相関で表されるクレストからの瞬間的な高速流体塊が、先に述べた鉛直方向だけでなく横断方向にも大きく広がった分布形を示すことが分かる。また、遅れ時間に対する水平断面の分布特性より、先に述べた水路側壁側の正の相関領域の主流方向への移流が小さいことが判断できる。

一方、水平断面の特性から、概して減水期における剥離渦の移流は増水期と比較して大きくなることが分かる。また、 $\tau=0\text{sec}$ における $x/h_s=2$ あるいは $x/h_s=4$ 付近の横断方向の渦構造の分布を見ると、負の相関で表される低速流体塊の分布が広く、その分高速流体塊の再付着点に向かう流れのみが卓越し、横断方向にあまり広がらない特性を示していることが分かる。こうした減水期における特性は、 $\tau=0.2\text{sec}$ ではほとんど観察されず、前方の河床形状による影響と減水期との空間的加速の効果による移流が卓越しているものと考えられる。

剥離渦同様、図6-45 は、遅れ時間 $\tau=0, 0.2\text{sec}$ について、コルク・ボイル渦に関する条件付き時空間相関係数 $\langle v \rangle$ の三次元分布、また $y/h_s=1$ の水平断面、および再付着点より下流側の $x/h_s=5$ の横断面分布を示したものである。コルク・ボイル渦に関しても、Nezu らの得た結果同様に、剥離渦と比較してより複雑な三次元の渦構造を呈している。遅れ時間 $\tau=0\text{sec}$ における $x/h_s=5$ 付近の水平・横断面の分布から、高・低速流体塊の渦構造の間隔は剥離渦より狭く、正・負の相関領域が互いにほぼ等間隔に配置されている。この付近より下流側では、高速流体塊で表される正の相関が水路側壁側に広がり、負の相関値が狭くなることから、いわゆる馬蹄型の渦構造の特性が確認される。

増水期における遅れ時間に対する移流特性を見ると、特に三次元分布において確認されるのは、 $\tau=0\text{sec}$ の水面付近で下流側にあった負の相関が、 $\tau=0.2\text{sec}$ の分布では横断方向にやや広がった正の高速流体塊に代わっており、先の鉛直断面の特性では確認できなかったボイルの起源となる上昇流体が見られる。しかし、減水期における $\tau=0.2\text{sec}$ の下流側の高速流体の分布は、 $\tau=0\text{sec}$ の下流側の分布と比較して、増水期において見られた水面に向かう上昇傾向でなく、むしろ主流方向への移流が卓越した特性を示しており、先の鉛直断面内の時空間相関に関して述べた特性が、より明確に現れたと言える。

上述の鉛直断面内および三次元分布の特性から、コルク・ボイル渦は、剥離渦と再付着点からの上昇流体塊とが融合したものであることが分かる。同一のレイノルズ数(あるいは水深)で増水期・減水期間の比較を行うと、剥離渦は増水期において空間的に減速され、クレストからの急激な減速効果と相まって鉛直方向や横断方向に広がった分布、あるいは間欠的に上下方向に放出されたような流れ特性を示す。このことは、鉛直方向の乱れ強度のループ特性である同一水深で増水期の方が乱れ強度が大きいことから推

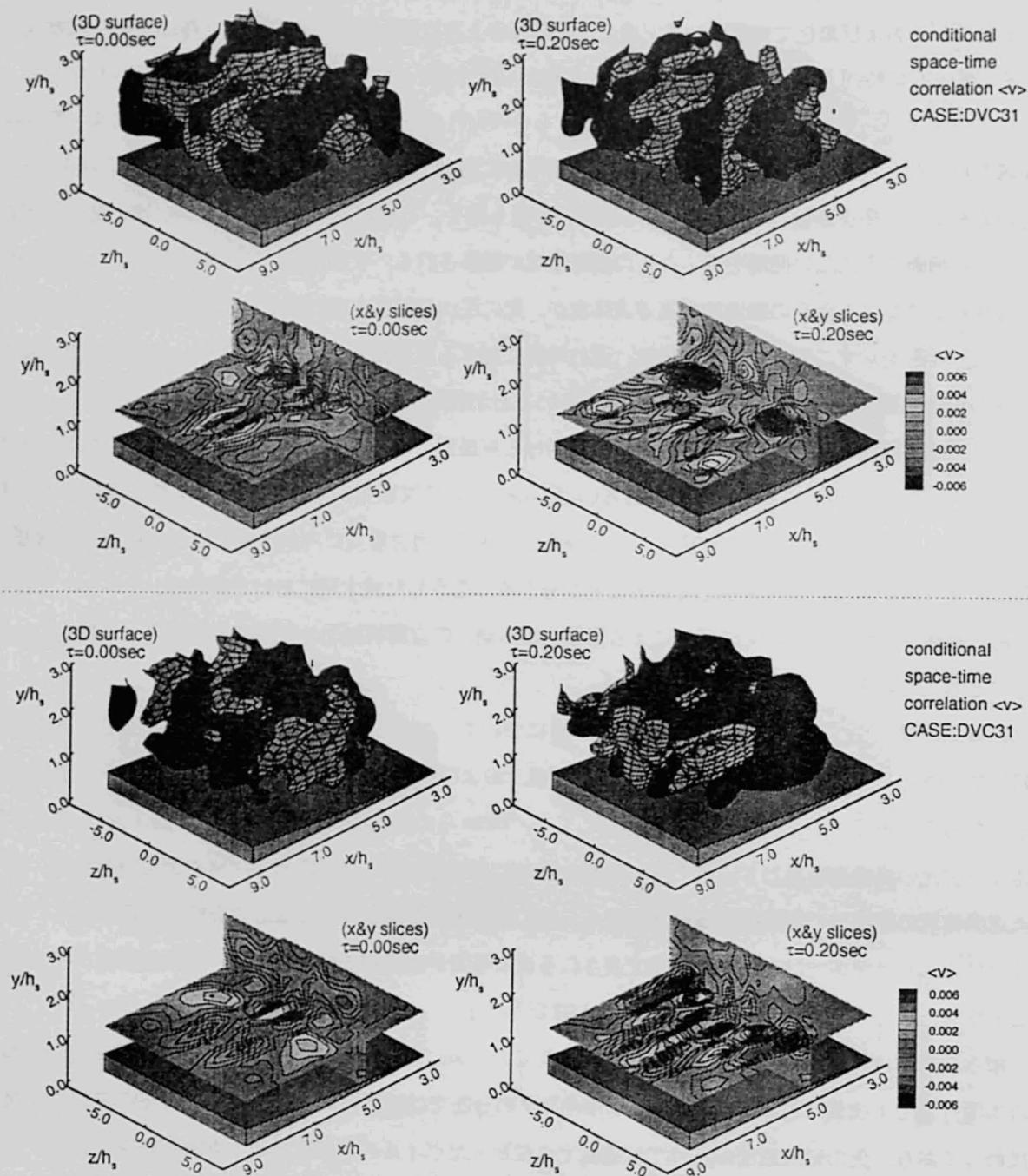


図6-45 コルク・ボイル渦に関する $\langle v \rangle$ の三次元分布 (上図: 増水期, 下図: 減水期)

測できる。増水期では、この内、上方に広がった流れが、下方に間欠的に送り出された流れが再付着点に衝突し上昇する流れを増長して、水面にまで輸送する。この時、水面付近の外層部の流れは空間的な減速効果が顕著であるから、この上昇流体塊を阻害することなく水面に達しボイル渦を形成する。一方、減水期においては、クレストからの剥離渦は拡散することなく再付着点まで到達し、そこから強いやや主流方向向きの上昇流を形成するが、外層の強い加速流によって下流側に運ばれ、水面まで到達しないことが考えられる。

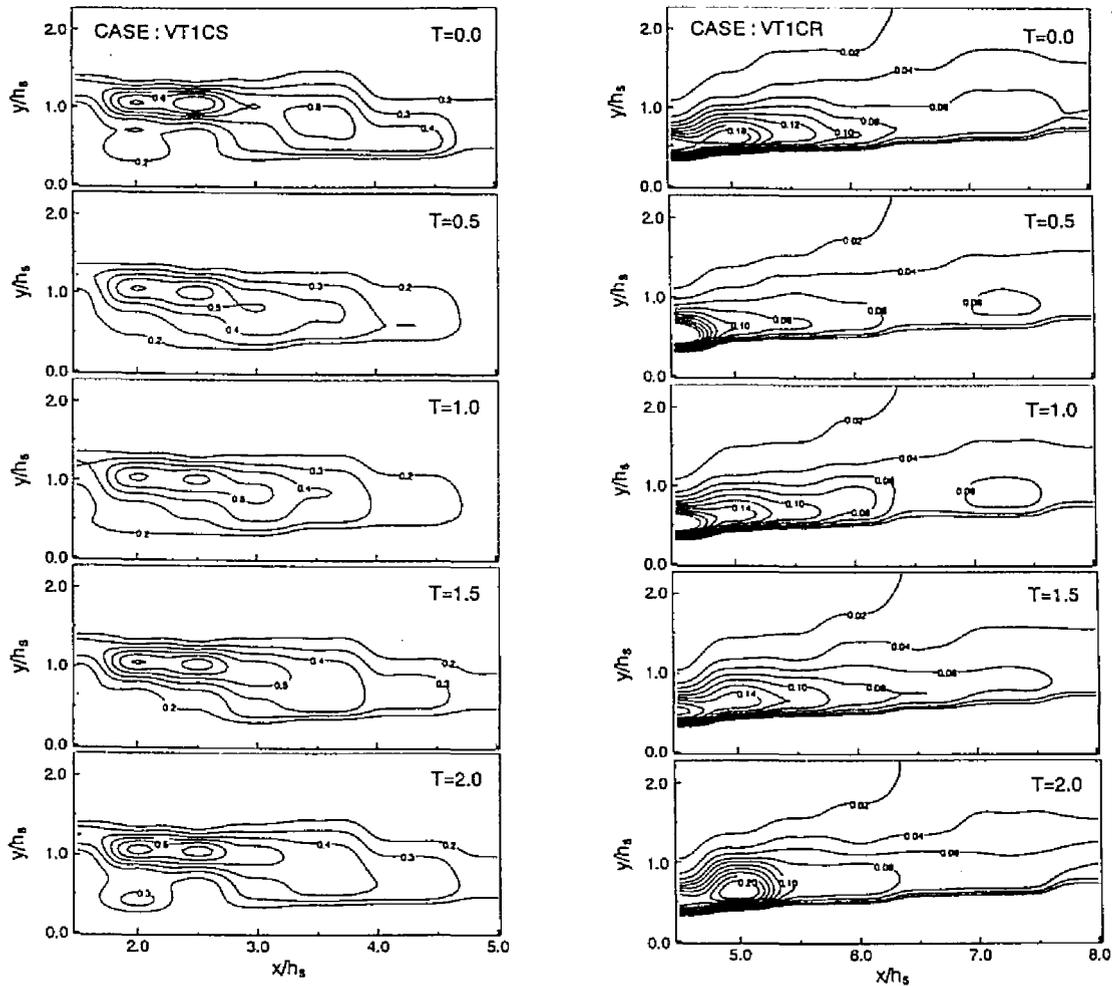


図6-46 染料濃度の拡散過程 (左図:剥離渦, 右図:コルク・ボイル渦)

6.7 染料濃度の分布特性

本研究では、先の染料注入法を用いた可視化実験を、より定量的に把握する意味で濃度計と染料注入法を組み合わせた実験を行った。本節では、この実験で得られた濃度の時系列を統計的に扱い、染料濃度の拡散分布、統計的性質および時間変化特性について考察する。

6.7.1 染料濃度の拡散特性

図6-46は、剥離渦、コルク・ボイル渦それぞれに関する染料濃度の拡散過程を示したものである。なお、図中の濃度の単位はppmである。剥離点の場合、例えば0.4ppmの等値線に関してその時間変化を観察すると、レイノルズ数の増加とともにその領域が上流側に遷移していることが分かる。この領域の先端が、可視化で観測された再付着点の周りに位置していることから、この図に捉えられた濃度分布は剥離渦

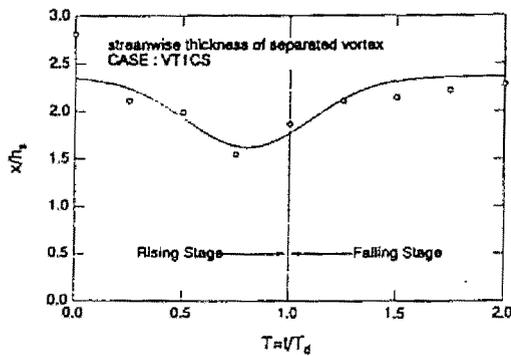


図6-47 剥離渦の主流方向厚

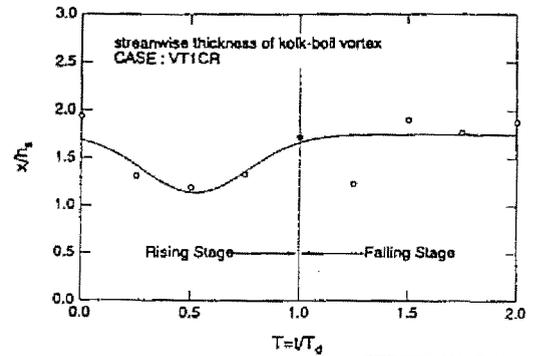


図6-48 コルク・ボイル渦の主流方向厚

の通過する軌跡とも対応しているものと考えられる。また、その先端の時間変化を見ると、水深ピーク時 ($T=1$) 以前で最もクレスト側に位置しているようであり、減水期の方が増水期と比較して長くなるといった可視化実験で得られた再付着点距離の時間変化に対応するものと判断できる。さらに、 $0.3\sim 0.5ppm$ の等値線では、 $T=1.5$ において流下方向にその領域が拡大していることが伺える。濃度が高いほど組織渦が存在する可能性が高いと考えられるため、増水期にはクレストからの剥離渦が広い範囲にわたって拡散されるが、減水期にはそれほど拡散されずに再付着点まで到達し、これまで可視化実験や点計測で得られた事実と一致する。

一方、コルク・ボイル渦に関しては、 $0.06ppm$ の等値線から判断して、減水期における主流方向への濃度拡散が、増水期と比較して大きくなっていることが分かり、空間的な加速の効果による主流方向への大きな移流特性が現れている。また、全体的な傾向として、剥離渦同様に、水深ピーク時より以前に、同じ等値線の先端が最も上流側に位置することが分かる。増水期の $T=0.5$ において、濃度分布の主流方向に対する勾配が僅かに急になっており、この付近で染料が澱んだ状態になっていることが伺える。

さらに、図6-47は、剥離渦の厚さを表す代表スケールとして、 $0.4ppm$ の等値線の領域に関する主流方向の厚さを示したのものである。剥離渦の厚さは、増水期において比較的急な勾配を伴って減少し、その後の減水期では緩やかにベースフロー時の値に回復する様子が確認できる。上述した濃度の分布特性から、再付着点に到達する剥離渦が水深ピーク時手前 ($T=0.75$) で最もクレスト側に寄ることが分かる。剥離渦同様、コルク・ボイル渦に関して、図6-48に主流方向厚さを表す代表スケールを示した。この図には、 $0.08ppm$ の等値線の領域に関するものを示してある。剥離渦同様、水深ピーク時以前に最小値を示すことから、増水期におけるコルク・ボイル渦は、比較的低速の流体塊であるため、それ自身が持つエネルギーが弱く主流方向に移流されず上昇傾向があるのに対し、減水期では高速流体であるが主流方向への移流が卓越するものと解釈できる。

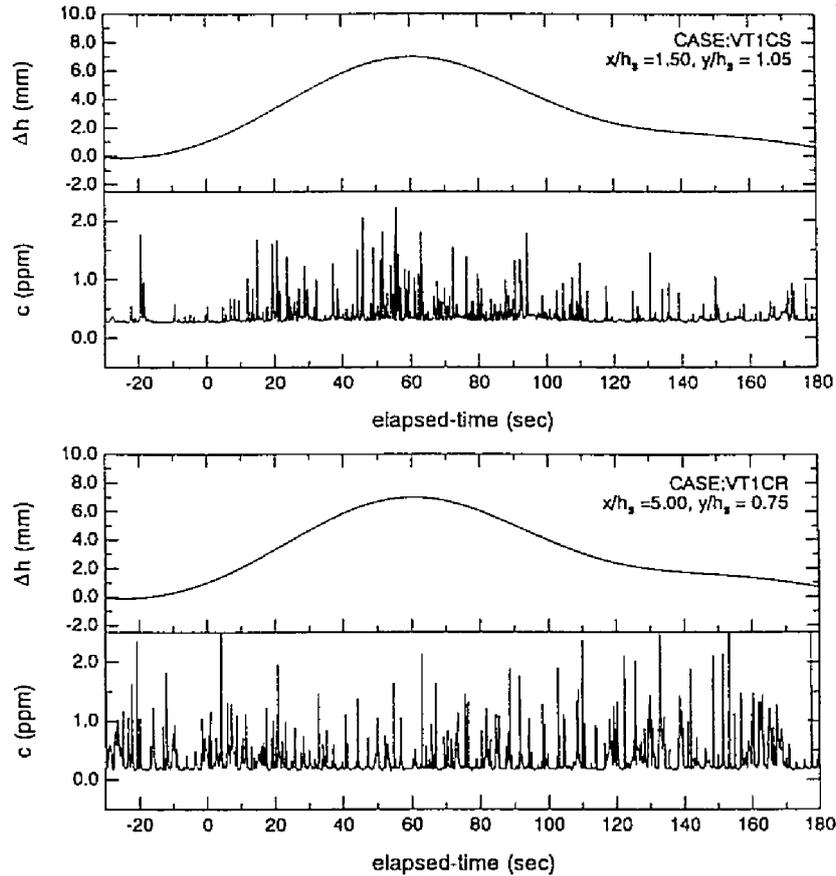


図6-49 瞬間濃度時系列(上図:剥離渦, 下図:コルク・ボイル渦)

6.7.2 染料濃度の統計的性質

前節では、平均的な濃度分布を示したが、長時間平均の平均濃度では瞬間値の特性が消えてしまうことから、ここでは平均濃度よりも組織渦の通過とより関係があると考えられる濃度の乱れ変動特性量を取り扱い、組織渦の挙動について考察を行う。

図6-49は光学式濃度計から得られた瞬間濃度時系列の一例であり、剥離渦、コルク・ボイル渦それぞれについて、染料注入針より最も近い計測点のデータについて示したものである。なお、図には水深 h の時間変化も併示した。染料の計測プローブの位置を通過する時、組織渦の瞬間的な軌跡と判断できることから、剥離渦の通過あるいは発生が、増水に伴うレイノルズ数の増加に従って、剥離渦では水深ピーク時付近で頻繁に発生する。一方、コルク・ボイル渦に関しては、これとは逆にベースフロー時と水深ピーク後の減水期にかけて、頻繁に発生していることが分かる。また、剥離渦と比較して、コルク・ボイル渦の方がより間欠的な変化を示していることが分かる。

このような間欠的な濃度時系列の変化特性を詳細に調べるため、図6-50に、増水期($T=0.5$)、減水期($T=1.5$)の代表的な時間帯における濃度のflatness因子を鉛直方向分布として示した。各分布の値は、初期計測断面の最大値 c_{max0} で無次元化されている。剥離渦の場合、全ての位相時間において $x/h_s=3.0$ の再付

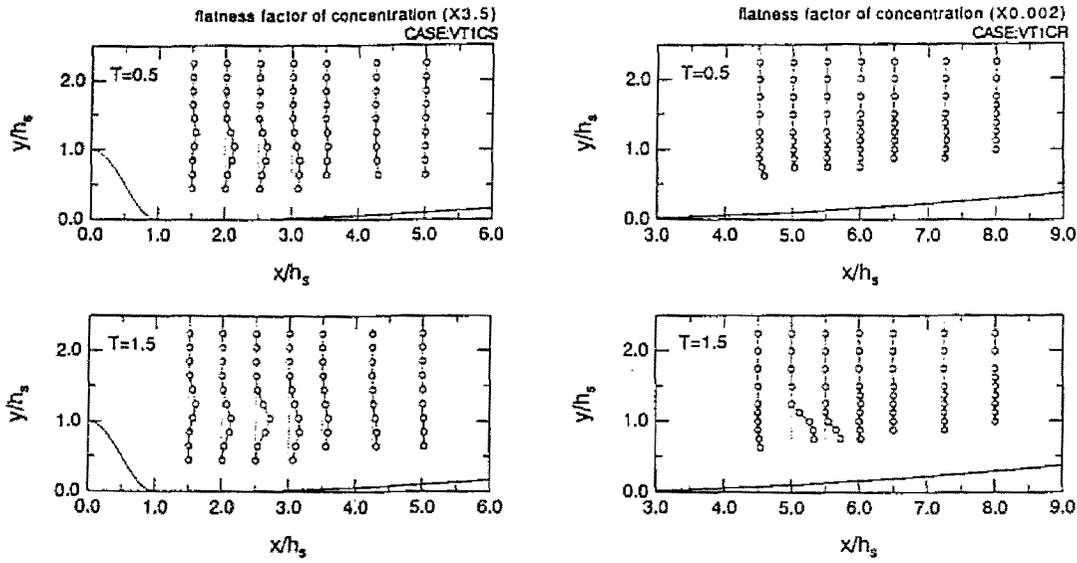


図6-50 濃度時系列に関する flatness 因子の鉛直方向分布

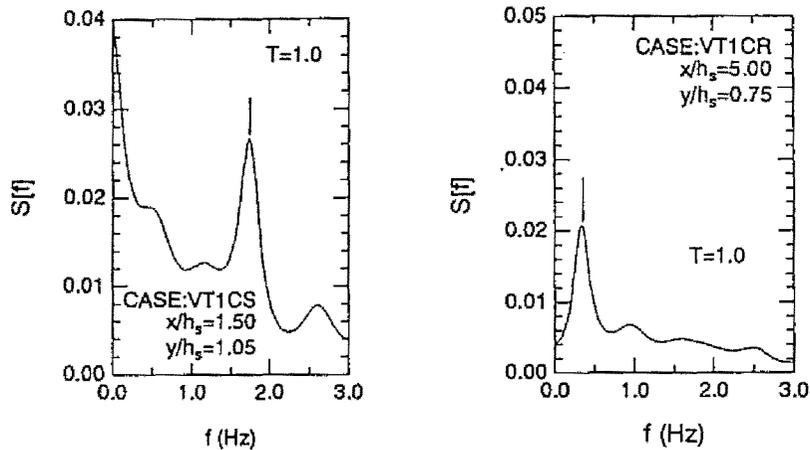


図6-51 濃度時系列から求めたスペクトル分布

着点付近で極大値を示すことから、濃度変動の間欠性の大きさがこの地点に現れている。また、各分布のピークに関して増水期、減水期の比較を行うと、若干減水期に分布が下流側に広がる傾向が見られる。また、各分布の変曲点の位置の遷移から、減水期の方がやや主流方向に平行な変化を示している。一方、コルク・ボイル渦の場合は、増水期と比較して減水期の方が再付着点付近での変動が大きく、また、flatness 因子の高い領域が水面方向に向かって拡大していることが特徴的であり、再付着点からの渦特性がここにおいても確認される。さらに図6-51は、図6-49の時系列を用いて計算したスペクトル分布を示したものである。なお、最も特徴的な波形を図中の矢印で示した。上述した間欠性のある濃度時系列から得られたスペクトル分布は、低周波数領域に顕著なピークが存在することが分かる。このようなスペクトル分布に見られるピーク周波数を組織渦の卓越周波数とし、クレストからの水位変化 Δh に対する変化を示したのが図6-52である。剥離渦の場合、増水するに従って卓越周波数が上昇し、剥離渦の発生が頻繁になるが、減水期には卓越周波数も減少し、渦の発生も少なくなる。また同一水深時の周波数を増水期、減水期

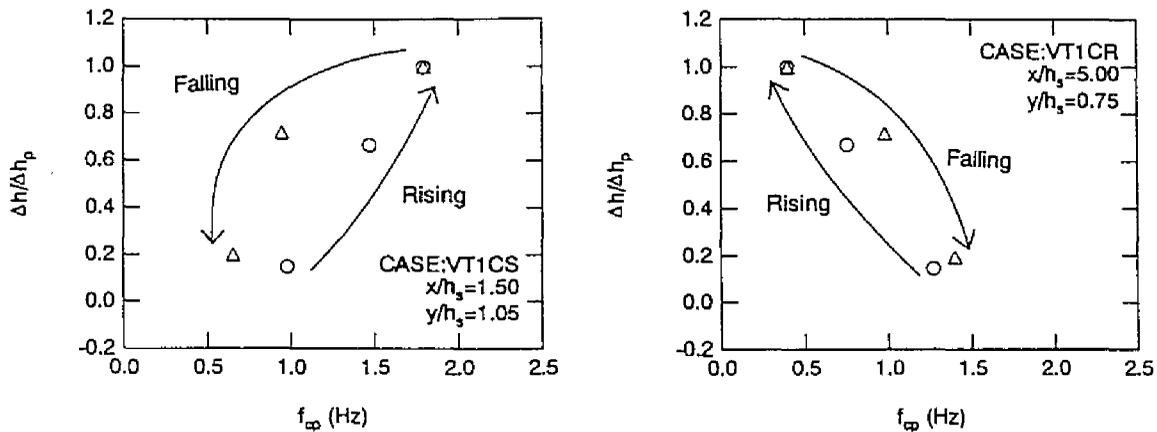


図6-52 ベースフローからの水深変化と卓越周波数との関係

で比較すると増水期で大きく、いわゆる水深変化に対する反時計回りのループ特性を示すことが分かる。一方、コルク・ボイル渦の場合は、逆に増水期に減少傾向を示すといった、レイノルズ数に対する反比例関係が見られる。そのループ特性は時計回りの変化を示し、同一水深時に減水期の方が周波数が大きくなる。ここで捉えたコルク・ボイル渦が、その一部である河床近傍の上昇渦(コルク渦)であることを考慮すると、可視化実験で得られた定性的な結果と良好な一致を示している。

6.8 総合的考察

本研究では、実河川に発生する組織渦構造に、洪水波によって形成される非定常性が少なからず影響を与えるものと考え、河床波上の非定常乱流構造について、染料注入法と水素気泡法を用いた可視化実験、平均流構造の解明を目的とした点計測実験、組織渦の三次元移流特性の解明を目的とした時空間相関実験、さらに可視化実験をより定量化する目的で濃度計を用いた染料濃度計測の実験を総合的に行った。これらの実験結果より、河床波上の平均流構造、あるいはその背後に発生する剥離渦、コルク・ボイル渦の移流特性について、洪水時の増水期および減水期における相違、あるいは河床形状や水面形の時間変化が作り出す空間的加速・減速効果の観点から実験的考察を行った。これら四つの実験結果より、それぞれ以下のようにまとめることができる。

(1) 染料注入法および水素気泡法を用いた可視化実験では、剥離渦、コルク・ボイル渦それぞれの発生周期、移流速度、再付着点距離の時間変化などを考察することにより、増水期・減水期の組織渦構造の基本的特性を把握することが可能となった。特に、スリット光の高さを変えて行った可視化映像から、コルク・ボイル渦の発生周期を評価し、各高さにおける発生周期の時間変化特性が異なることから、コルク・ボイル渦の発生・発達過程が、増水期では鉛直方向に大きく拡大傾向を示すが、減水期ではあまり変動せず再付着点に向かう剥離渦の影響が大きいことが分かった。また、減水期と比較して増水期の方が、再付

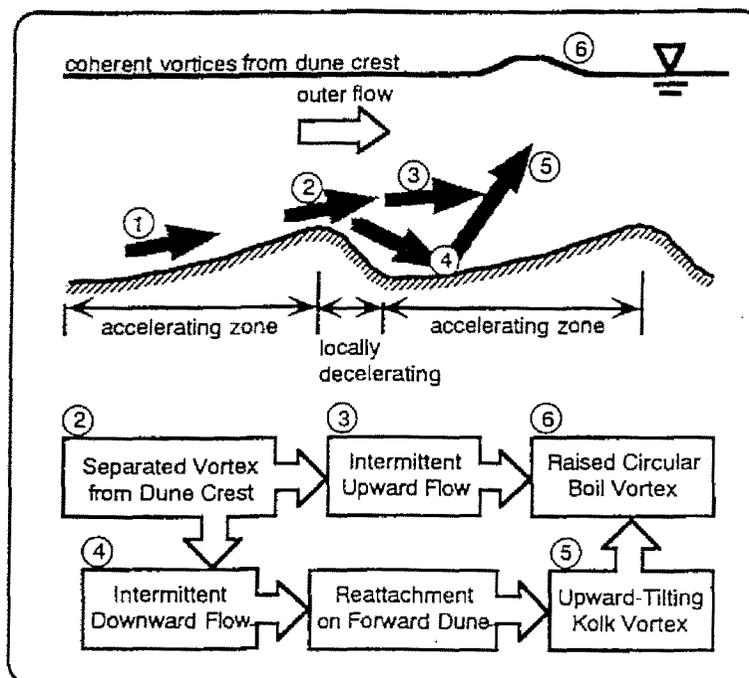


図6-53 鉛直断面内の組織渦の発生形態

着点距離が短くなり、水深が最大値を示す時以前に最小値を示す傾向を定性的に確認した。

(2) 平均流構造の解明を目的とした点計測実験では、水面形、底面せん断応力、再付着点距離および基本的乱流統計量の分布特性に関して、従来のステップ流や河床波上定常流で得られた実験結果と比較することによって考察を行った。水面形の時間変化に関する考察から、増水期におけるレイノルズ数の増加に従って、河床波クレスト直後に急激な減速効果が現れることを確認した。また、フルード数の小さな実験ケースでは、下流側に存在する前方の河床波の影響によって、水面形状自身は相似で時間的に変化しないことが分かった。底面せん断応力に及ぼす非定常効果に関する考察では、ループ特性は普遍であるものの、水深変化に対する変化特性が空間的に大きく異なる傾向が現れ、各計測断面で河床形状による効果と水深の上昇・降下といった非定常性の影響、レイノルズ数の増加・減少の効果が絡まった現象が、特にクレスト直後の逆流域において存在することが分かった。この傾向は、水深変化に対する平均流速、乱れ特性量についても同様なことが言える。この結果、底面せん断応力の増水期に対する減水期の比については、非定常パラメータ α に対して一意に決定されない結果が示された。また、摩擦速度によって内部変数表示された基本的乱流統計量の分布は、この逆流域付近において最も非定常性による影響が現れ、それ以外の計測断面における分布はほぼ普遍性を示していることが分かった。

(3) 河床波背後に発生する組織渦構造のより詳細な解明を目的として、二台のレーザ流速計と波高計を組み合わせた時空間相関実験を行った。空間的に離れた二点間の瞬間時系列データを用いた時空間相関解析においては、洪水波の各位相から発生する組織渦を捉えるため、「固定時間」を定義し、各固定時間から発生する組織渦の移流特性について考察した。特に条件付き時空間相関解析においては、これまでの定

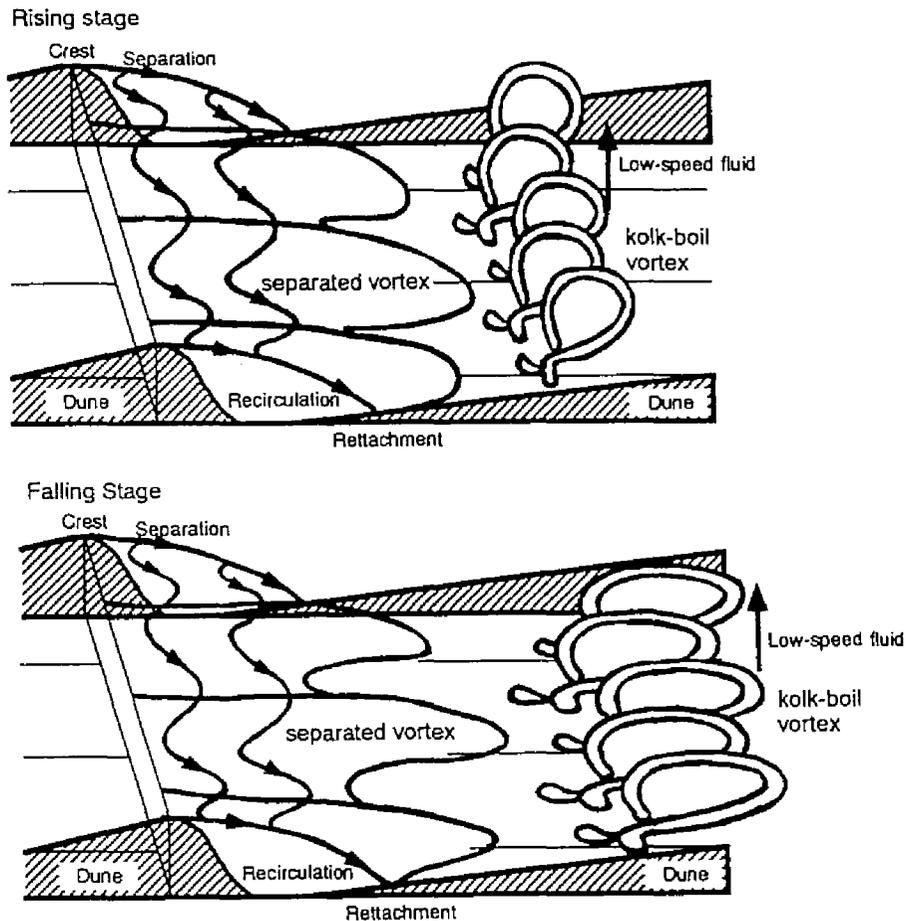


図6-54 増水期・減水期に発生する組織渦の物理モデル

常流に関する判別関数，しきい値の決定手法を基にして，本研究における非正常流れに適用した，その結果，可視化実験結果で推測された剥離渦，コルク・ボイル渦の移流特性が良好に再現可能であり，移動床との関連性は残されるものの，実河川で観察される乱れ特性や組織渦の発生機構が説明可能である。

ここで対象とした鉛直断面内の剥離渦，コルク・ボイル渦の発生形態を，上述の実験結果に基づいて図6-53に示した。①加速区間を通過した上流からの流れが，②クレストで剥離流れを形成し，③主流方向上向きに移流するものと④前方の河床に下降し再付着するものとが間欠的に発生する。さらに④によって惹起された⑤再付着点からの上昇渦の一部は間欠的に③の影響を受け水面まで上昇し，⑥コルク・ボイル渦を形成し，他は外層流れの影響を大きく受け，水面に到達することなく流下方向に移流される。実河川で観測されるコルク・ボイル渦は，剥離渦と再付着点からの上昇流体塊とが融合したものである。同一のレイノルズ数(あるいは水深)で増水期・減水期間の比較を行うと，剥離渦は増水期において空間的に減速され，クレストからの急激な減速効果と相まって鉛直方向に広がった分布，あるいは間欠的に上下方向に放出されたような流れ特性を示す。このことは，鉛直方向の乱れ強度のループ特性である同一水深で増水期の方が乱れ強度が大きいことから判断できる。増水期では，この内，上方に広がった流

れが、下方に間欠的に送り出された流れが再付着点に衝突し上昇する流れを増長して、水面にまで輸送する。この時、水面付近の外層の流れは空間的な減速効果が顕著であるから、この上昇流体塊を阻害することなく水面に達しボイル渦を形成する。一方、減水期においては、クレストからの剥離渦は拡散することなく再付着点まで到達し、そこから強い主流方向よりの上昇流を形成するが、外層の強い加速流によって下流側に運ばれ水面に現れないものと考えられる。

さらに、条件付き時空間相関係数の三次元移流特性から、増水期・減水期におけるそれぞれの組織渦モデルを図6-54のように表した。上述した増水期における剥離渦の鉛直断面内の特性は、横断方向に関しても同様である。すなわち、鉛直断面内において鉛直方向に拡大傾向を示した増水期の特性は、横断方向にも同様な特性を示し、減水期と比較して瞬間的な高速流体が横断方向に広がった特性を示す。また、再付着点距離が比較的手前に存在すること、上向きの流れも卓越する剥離渦、および増水期における空間的な減速効果によって、また比較的狭い間隔で、馬蹄渦型にコルク・ボイル渦が急な勾配で水面上まで発達する。一方、減水期における組織渦は、空間的な加速効果が大きくなること、剥離渦の到達する再付着点距離が長くなることから、乱れは全ての方向について抑制され、結果として高速流体塊の幅が狭い特性を示し、再付着点から反射したコルク渦も、この剥離渦の影響を大きく残したまま下流側へ移流されるものと考えられる。本研究の実験では、完全に発達したボイル渦は捉えられなかったが、その発生・発達過程に関しては、鉛直断面、三次元内の特性ともに上記のことが言えると考えられる。

(4) 可視化実験結果をより定量的に把握するために、光学式濃度計を用いた染料の濃度計測を行った。この結果、染料濃度の空間分布や拡散特性、組織渦の間欠性、水深に対する卓越周波数の変化特性を捉えることができた。

参考文献

- 1) Nezu, I. & Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, LAHR-Monograph, Balkema, Rotterdam, 1993.
- 2) 木下良作: 航空写真による洪水流解析の現状と今後の課題, 土木学会論文集, 第345号, pp.1-19, 1984.
- 3) 長谷川和義: 石狩川における流速と浮遊砂濃度の同時計測, 種々のスケールにおける流れと流砂運動の同時計測による土砂輸送・河床変動機構の解明, 科研費報告書(代表: 芦田和男), pp.484-485, 1989.
- 4) 林 泰造・大島正憲: Kinematic Wave としての非定常性が水流の乱れ構造に及ぼす影響の研究, 第32回水理講演会論文集, pp.607-612, 1988.
- 5) Nezu, I., Kadota, A. & Nakagawa, H. : Experimental study on turbulent structures in unsteady open-channel flows, Proc. of Fundamentals Advancements in Hydraulic Measurements and Experimentation, ASCE, Buffalo, pp.185-194, 1994.

- 6) Song, T. : Velocity and turbulence distribution in non-uniform and unsteady open-channel flow, Doctoral Dissertation, No.1324, Laboratoire de recherches hydrauliques, École Polytechnique Fédérale, Lausanne, Switzerland, 1994.
- 7) 金子浩士・Tu, H.・河原能久・玉井信行 : Dune 上の非定常空気乱流に関する実験的研究, 水工学論文集第 40 巻, pp.749-754, 1996.
- 8) Lu, S. S. & Willmarth, W. W. : Measurements of the structure of the Reynolds stress in a turbulent boundary layer, J. Fluid Mech., vol. 60, pp.209-224, 1973.
- 9) Nakagawa, H. & Nezu, I. : Prediction of the contributions to the Reynolds stress from the bursting events in open-channel flows, J. Fluid Mech., vol.80, pp.99-128, 1977.
- 10) Müller, A. & Gyr, A. : On the vortex formation in the mixing layer behind dunes, J. Hydraulic Res., vol.24, pp.359-375, 1986.
- 11) Kadota, A. : Significant difference between turbulence characteristics of unsteady flows in open-channels and pipes, Proc. of XXV Congress of IAHR, Student Paper Session, pp.49-56, 1993.
- 12) Nezu, I. & Nakagawa, H. : Accurate measurements of space-time correlations of coherent vortex behind dunes in turbulent open-channel flows with combination of laser-Doppler anemometer and hot-film anemometer, Proc. Workshop on Instrumentation for Hydraulics Laboratories, IAHR, Burlington, Canada, pp.29-44, 1989.
- 13) Nezu, I., Kadota, A. & Kurata, M. : Free-surface flow structures of space-time correlation of coherent vortices generated behind dune bed, Proc. of the 6th Int. Symp. on Flow Modelling and Turbulence Measurements, Tallahassee, pp.695-702, 1996.
- 14) Nezu, I. & Nakagawa, H. : Evaluation of shear stress in open-channel step flows, Fluvial Hydraulics, ed. by W. R. White, 22nd Congress of IAHR, Lausanne, pp.219-220, 1987.
- 15) Tu, H., Graf, W. H. & Tamai, N. : Unsteady Open-channel flow – its mean structure and suspended sediment load transport, 河道の水理と河川環境シンポジウム論文集, 土木学会, pp.191-198, 1993.
- 16) Etheridge, D. W. & Kemp, P. H. : Measurements of turbulent flow downstream of a rearward-facing step, J. Fluid Mech., vol.86, pp.545-566, 1978.
- 17) Armory, B. F., Pereira, J. C. F. & Schonung, B. : Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow, J. Fluid Mech., vol.127, pp.473-496, 1983.
- 18) 伊勢屋ふじこ・池田 宏 : 洪水時における砂堆の発達にともなう浮遊砂濃度の変化, 第30回水理講演会論文集, pp.505-510, 1986.

記号表

本章で用いた記号を以下に列挙する.

C_f	= 壁面摩擦係数
$C_{u_i u_j}$	= 空間的に離れた二点間の流速変動に関する従来型時空間相関係数
Fr	= フルード数
g	= 重力加速度
h	= 水深
h_c	= 河床波クレスト (crest) 上の水深
h_s	= 河床波クレストの高さ
h_u, h_{u0}	= 上流側水深・ベースフロー時 ($T=0$) の上流側水深
H	= 形状係数 (排除厚・運動量厚の比)
H_C, H_R	= 条件付きサンプリングにおける剥離渦, コルク・ボイル渦のしきい値
I_C, I_R	= 条件付きサンプリングにおける判別関数
I_r	= 逆流率
L	= 河床波長
$\langle q \rangle$	= 条件付きサンプリングによって抽出された任意変数
Q	= 流量
Re	= 断面平均流速 U_m と水深 h を用いたレイノルズ数
R_0	= 運動量厚 θ_2 と最大流速 U_{max} を用いたレイノルズ数
t	= 時間
t_{fx}	= 時空間相関解析における固定時間
T	= 水位上昇時間 T_d で無次元化された時間および組織渦の発生周期
T_d	= 水位上昇時間および圧力上昇時間
u, v	= 平均流速からの主流方向・鉛直方向変動成分
u', v'	= 乱れ強度の主流方向・鉛直方向成分
U	= 平均流速の主流方向成分
U_c	= 組織渦の移流速度
U_{max0}	= ベースフロー時 ($T=0$) の全断面最大流速
U_m	= 断面平均流速
U_*	= 摩擦速度
$\overline{-uv}$	= レイノルズ応力

x_r	= 再付着点距離
x, y, z	= 主流方向・鉛直方向・横断方向座標
α	= 非定常パラメータ
δ^*, θ	= 排除厚さ・運動量厚さ
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	= 時空間相関係数に関する遅れ距離
Δt	= 組織渦の発生時間間隔
λ	= 剥離渦の波長
ν	= 動粘性係数
τ	= 時空間相関係数における遅れ時間
τ_b	= 底面せん断応力

第7章

結 論

本論文における一連の研究は、河床形状の変化や流れの非定常性によって形成される流れの空間的非一様性が及ぼす空間的・時間的な圧力勾配の変化、結果として影響が及ぼされる開水路乱流の平均流構造あるいは組織渦構造に着目したものである。この空間的非一様性、すなわち「圧力勾配」の変化による「空間的加速・減速効果」に関して、三角波・正弦波床上の流れや、非定常開水路流れを対象とし、主に点計測実験からの結果を用いることにより、流れ場を分類するパラメータといった解析手法の確立、基本的乱流特性に関する基礎的知見を得た。これにより得られた情報を基に、河床形状と流れの非定常性との相互作用で発生する実河川の組織渦構造について、河床波上の定常・非定常流れを染料注入法などの可視化や二台の流速計によって得られた乱流計測データから解析を行い、その発生・発達機構に関する議論を行った。以下、各章における研究の成果を要約し、結論とする。

まず第1章では、ランダムな取り扱いによる統計的平均流構造を対象とした研究から、今日における組織構造の研究に至った背景を示し、現在における計測機器・計測手法の発展と、これに付随して確立された解析手法の一般の手順を述べた。また、開水路乱流に見られる組織渦構造の発見、および洪水河川に存在するコルク・ボイル渦の発生形態を示し、この内第1種のボイルが河床波背後に形成されること、多量の浮遊砂を伴って発生することを述べ、河床形状や非定常性によって引き起こされる空間的非一様性の観点から、本研究の位置付けおよび目的を示した。

次に、第2章では、流れの境界形状が乱流特性に与える効果に着目して、三角形の上り・下り勾配部分を水路床に設けることによって、不連続境界点から発達する内部境界層を伴った空間的な加速・減速流を発生させ、平均流構造解明を主眼に置いた乱流計測を行った。また、境界層理論に基づいた解析を行い、修正形状係数を用いた流れ場の分類、圧力勾配パラメータの定義とその変化、平均流特性の空間的変化について考察を行った。この結果、べき乗則を導入した修正形状係数を用いることにより、対象とする流れがどの程度の加速・減速効果を受けるのかを、従来の境界層乱流に関する結果との比較で分類できた。また、従来の研究で提案されてきた摩擦速度の評価方法について検討したところ、Ludwig-Tillmannの実験公式による評価が、ステップ流れを含めた急激な河床勾配を有する流れに対しても妥当であることが分かった。一方、基本的乱流統計量の分布特性に関して、平均流速分布の外層における変化を、wake強度パラメータ Π を導入することにより議論し、空間的変化や圧力勾配との関連について考察した。また、乱れ強度、レイノルズ応力に関しては、特に底面付近の分布に圧力勾配の効果が現れることが分かった。

第3章では、第2章で得られた基礎的知見、解析手法を援用することにより、緩やかな圧力勾配を伴った加速・減速流に関する考察を行った。ここでは、正弦波路床上に圧力勾配流れを発生させ、主に粘性底層からバッファー層にかけての壁面領域の詳細な計測を行うことによって、乱流統計量の分布を圧力勾配パラメータの関係として検討した。また、従来から考案されている圧力勾配下の流速分布公式に関する議論から、混合距離に基づくモデルが圧力勾配下の流れに対して適切であることを指摘し、流速分布の計測結果から混合距離モデルの妥当性を示した。さらに、境界層乱流で得られた低レイノルズ数乱流モデルの改良を行い、実験値との比較を行った。これらの実験・解析結果より、壁面領域の乱れ特性量の分布が等

流状態の分布から圧力勾配によって変化していく過程を詳細に捉えることが可能となった。さらに、正弦波一波長の流れに関する乱れ特性量の分布に、河床形状に対する「遅れ」の特性が観察され、圧力勾配の影響を受ける開水路においては、この空間的な遅れの取り扱いが重要であるといえる。

一方第4章では、流れの非定常性が空間的な加速・減速流を形成することに着目し、滑面平坦路床上における非定常開水路流れの乱流構造を対象とした。まず、非定常性の効果が最も大きくなる外層の変化に着目して、水深増加領域を含めた乱流計測を行うことにより、乱流統計量の分布特性に及ぼす非定常効果に関する実験的検討を行った。また、開水路流れ特有の現象を明確にするため、同様に計測を行った閉管路流れの乱流構造との比較を行った。さらに、壁面領域の特性を考察することにより、摩擦速度の評価あるいは内部変数表示の乱れ特性量の分布に対して議論した。非定常開水路流れにおける特徴的な現象は、水深に対して平均流速や乱れ特性量が反時計回りのループ状の変化を示すことであり、同一水深に対して増水期におけるこれらの乱流特性量が減水期と比較して大きくなることである。この反時計回りの傾向は、洪水河川で計測された結果と一致し、洪水波による非定常性が乱流構造とそれに伴う物質輸送に少なからず影響を及ぼすことが推測された。この結果、非定常開水路流れにおける乱流構造は、レイノルズ応力に及ぼす inactive 成分の影響の存在する自由水面付近の乱流特性量の分布を除いて、ほぼ空間的な加速・減速の効果として捉えることが可能であることが分かった。また、非定常性の影響下でも、Karman 定数は $\kappa=0.41$ の普遍定数であること、壁面領域の厚さを表す van Driest の damping factor B が圧力勾配に対して反時計回りの特性を示し、外層だけでなく壁面付近の特性にも非定常性の影響が現れることが確認された。

第5章および第6章においては、実河川に発生し、河床形状との関係が大きいと考えられる大規模組織渦に着目し、河床波背後に発生する剥離渦および再付着点からのコルク・ボイル渦を対象とした。ここでは、実河川の dune 形状を考慮した河床形状を作成することにより可視化実験、点計測実験および時空間相関実験を行い、組織渦の発生機構について総合的に考察した。特に、第5章においては河床形状のみの影響を考慮するため、定常流に関する実験を行い、条件付き時空間相関解析の判別条件設定のための基礎データベースを得た。ここで得られた情報から、第6章では、同一の河床形状上に非定常流れを発生させ、同様な乱流計測を行った。この結果、実河川や大型水路実験で得られているボイル渦の発生と浮遊砂輸送の増水期・減水期の相違が、これまでの一連の研究で得られた空間的加速・減速効果および非定常効果を考慮することによって、これまでの流れ構造のみの考察で、ある程度まで説明できることが分かった。また、水路横断方向を含めた三次元空間内の時空間相関構造を考察することにより、低速流体・高速流体の並ぶ縞構造が確認され、点計測で得られた増水期・減水期間の乱れの相違や再付着点距離の変化特性を対応させることによって、剥離渦、コルク・ボイル渦それぞれの発生形態をモデル化した。

本論文で論じた流れの境界形状や非定常性による「空間的非一様性」は、自然界の流れあるいは人為的要因の加わった流れといった様々な場所において存在する。このことから、本論文で一連の研究によって得られた成果は、こうした流れの構造を考える上で有益な基礎情報を提供するものと考えられる。

謝 辞

本論文における一連の研究を遂行するにあたり、終始適切かつ懇切丁寧な指導を賜った、京都大学工学研究科環境地球工学教室 福津家久 教授、修士課程在籍中から博士後期課程進学にわたって懇切な指導および温かい励ましを賜った京都大学名誉教授 中川博次 先生(立命館大学教授)に謹んで感謝の意を表するとともに、京都大学大学院工学研究科環境地球工学専攻への入学を推薦して下さった愛媛大学工学部環境建設工学科 鈴木幸一 教授に心から感謝する次第である。

解析手順、計測装置の使い方など基礎から指導を賜った石田吉宏 氏、本研究の実験、解析などで献身的なご協力をいただいた戸田孝史 氏、新橋秀樹 氏、本論文の図面作成、編集などで多大な労力を費やしてくれた倉田昌明 氏に感謝の意を表する。最後に、京都大学大学院工学研究科博士後期課程を修了するまで長い間励まし、支援してくれた父 門田熊一、さらに本論文が完成するまで御指導、御鞭撻をいただいた全ての人に対し、心より感謝する次第である。