

溪流の淵・瀬の水理とその応用

Hydraulic Characteristics of Mountain Streams and Their Practical Application

長谷川 和義

Kazuyoshi Hasegawa

1. はじめに

著者(1988)は、9年前の水工学研修会に機会を得て、「山地河川の形態と流れ」と題する講義をさせていただいたことがある。そのころ、山地河川にかかわる水工学分野の研究は降雨流出や土石流の研究をのぞいて数が少なく、もっぱら地形学や林学の立場からの研究が多数をしめていた。その後の9年は、多様な生物にとって良好な生息空間をいかに維持創出するか、安らぎのある景観とはどのようなものか、という環境学的なアプローチが急速に広がった時期であった。河川の淵・瀬が注目されるようになったのももちろんこうした背景によるものである。

河川流域は、基岩・土壌・水・植物・動物が一体となってその場の気候条件の下にある系をなしている。こうした全体像をとらえることはもとより難しく、力学系以外の多くの法則がかかわっていて、今後ともそれらを一つひとつ明らかにしていく必要がある。しかし、流れと形態という河川の骨格をなす性質は、土砂水理学の膨大な知識によってかなり明確にすることが可能であり、特に設計論の立場からは、淵瀬などの形態の力学的安定性を解明することが不可欠になっている。

本論では、溪流における様々な形態のうち、小規模の単位形態である礫列（リブ）とそれらからなる早瀬、および小規模単位形態の礫段（ステップ・プール）とそれらからなる小滝域を重点的に取り上げ、これまでに分かってきたことを整理して述べるとともに、その応用についても触れるつもりである。なお、上流から下流まで河川の全体を工学的に大分類する試みが山本(1994)によって試みられているが、本論で取り上げるのは「セグメント M」の山間地域であり、ここでいう「溪流」は、源頭部に近い部分（1次河道）を除いたそれより下流の急流礫河川とすることにしよう。

2. 溪流形態のスケールと分類

溪流河川の河道・河床形態に関する分類とその用語は、研究分野や研究者ごとに異なっており、しかもかなり錯綜している。岸ら(1987)、前テキスト(1988)、Hasegawa ら(1990)は、河床縦断起伏の波長に着目して「大規模河床起伏（谷幅スケール）」、「中規模河床起伏（「うねり」）（流路幅の数倍スケール）」、「小規模河床起伏（「リブ」、「ステップ・プール」）（流路幅の数分の1～1倍スケール）」という分類をおこない、それぞれの成因について考察してきた。沢田・芦田(1989)も同様の観測結果を示している。この分類は、水理学的な視点が明瞭であり成因を解明するには都合がよいが、淵や瀬という形態的イメージがやや希薄である。一方、Grant ら(1990)は、試験地溪流の形態を詳しく調べ、それらを、リブとプールからなる“sub unit”（細分単位）スケール、これらの連続と大きなプールからなる“channel unit”（流路単位）スケール、および流路幅の $10^2 \sim 10^3$ 倍のスケールの“reach”（区域）によって大別している。この分類は、上述の著者らのものとほとんど同じである。その上で Grant らは、「流路単位」の形態として5種類を認め、“Pools”（淵），“Riffles”（浅瀬），“Rapids”（早瀬），“Cascades”（小滝域），“Steps”（段落ち）をあげている。これらの形態的特徴

は表―1に説明するとおりであるが、それぞれは河床勾配と密接に関係しており、上述の順に急な勾配地域に存在する。小規模河床波のまとまりがひとつの特徴的な中規模河床波を形成していることはわれわれの調査でも確かめられており、淵瀬の性格をとらえる意味でこの分類は優れている。しかし、成因的には十分整理がついていないようであり、ここでは著者の考える成因を含めて上記の形態（および呼称）を整理検討することにする。表―2がその試案である。

表―1 各種流路単位形態の特徴（Grant ら（1990））

Pools （淵）	小規模の跳水や水面不安定が起きている以外は穏やかな常流流域で、低水時にはいくつかの礫が水面から出ることもある。普通、最大水深は入り口部の流れの速いところにあり、下流出口に向けて次第に浅くなっている。
Riffles （浅瀬）	局所的な水面不安定や河床礫上の跳水を伴う常流流域で、水面に典型的なさざ波が立っている。淵に比べて水深が浅く、流速は早い。パラバラの礫や砂群が見られるが、リブを構成していない。
Rapids （早瀬）	15～50%の面積が射流になっており、礫群が、流路にほぼ直交する不規則なリブを形づくっている。低水時にはこれが水面から出る。これがステップと称されることもあり、その下流にくぼみ（小淵）が続いている。
Cascades （小滝域）	0.2～1mの高さをもつ発達したステップ礫の上を、滝状に流下する流れが連続する急流域の流れで、流路幅より狭いや流れの穏やかな小淵部をもつ。50%以上が射流域になっており、下流側に向けて収束する流れ方をする。また、大礫タイプと岩盤タイプの二種類がある。
Steps （段落ち）	流路軸にほぼ直角な短い1～2mの滝で、上流の背水プールと下流の潜りプールを分けている。普通、動かない巨礫や中小礫・流木をとらえた岩盤のあるところに存在する。

表―2 渓流形態のスケールと分類

波長スケール	形態（呼称）	成因または形成場所	材料粒径	平面形状との関係	河床勾配との関係
流路幅～それ以下規模	礫列	反砂堆・分級	中礫		2～4%以上 急なほど短波長
	礫段	反砂堆・分級と水面波	大中礫		4～10%以上の急勾配
流路幅～数倍規模	淵	交互砂礫州・長波反砂堆の谷部・後背部	小礫・砂		1%以下の緩勾配
	浅瀬	交互砂礫州・長波反砂堆の前傾部	中小砂礫	礫列連続	1～2%
	早瀬	同 上	大中礫		2～4%以上
	小滝域	同 上	大中礫	礫段連続	4～10%以上の急勾配
谷幅～数倍規模	段落ち	交互砂礫州の前縁？	巨礫・流木		10～40%の急勾配
		？		谷幅の広狭に関係	緩急を形成

さて、表―2における「礫列」は、これまでリブと呼称してきた流路軸に直交する礫の連なりで、小規模スケールの階段状河床形態である（写真―1）。この形態は礫列の下流に広がる浅いプール部とセットであり、両者を含めたものとする。「礫段」も小規模スケールの階段状河床形状で、これまでステップ・プールと称してきたものである。より落差の大きなステップに囲まれた3次元的形態であり、大礫間からの滝状流下とその下流での深いプール（小淵）の存在が特徴である（写真―2）。やはり、段とその下の小淵の両者を含めたものとする。これらの水理学的特性についてはすぐ後で詳述する。

次に、「淵」、「浅瀬」、「早瀬」、「小滝域」、「段落ち」の各形態は、写真―3A～Eに示すようなものである。これらと礫列、礫段の関係は、一般に図―1のようになる。すなわち、流路幅の1～数倍の波長スケールをもつ中規模河床波（著者は交互砂礫州や長波長の反砂堆が候補になるものとする）の前傾斜面上に礫列や礫段が発達する。その勾配が2%以下の緩い場合は礫列も発達せず、浅瀬が形成される。これは、表―1にあるように低水時には大部分が常流であり、交互砂州や流路蛇行を伴うことがある。還元される小規模形態は、砂堆に類するものであろう。河川生態学的な分類でいう「平瀬」も類似した形態と考えられるが、平瀬は中下流部のBb型、Bc型に多く認められるようであり、むしろ交互砂州との



写真―1 礫列（リブ）の例



写真―2 礫段（ステップ・プール）の例



写真-3A 淵(荒川水系浦山川)



写真-3B 浅瀬(豊平川水系薄別川)



写真-3C 礫列と早瀬(豊平川水系白水川) 写真-3D 礫段と小滝域(豊平川水系小川) 写真-3E 段落ち(小川)

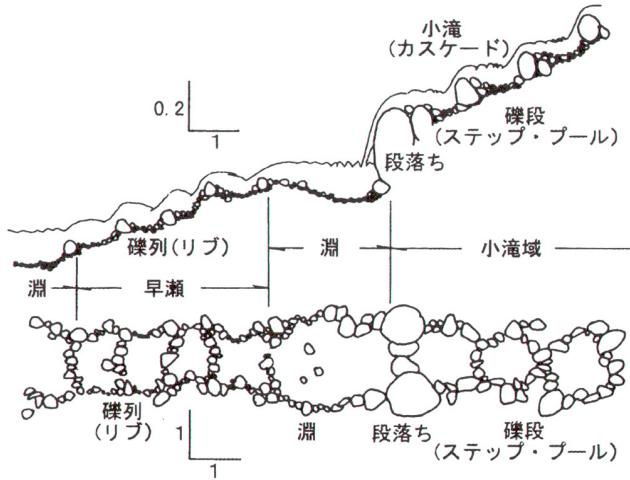


図-1 中規模波と小規模波の関係

関連が深いものと推定する。最近、池田・戸田(1996)、池田・戸田・佐野(1997)は環境学的視点から、「チャラ瀬」「ガラ瀬」の区分を示している。前者は、水深が浅く水面が波立っているが、気泡の混入が起こっていない部分であり、後者は、前者と似た流況であるが水面の波立ちが激しく、気泡の混入が起こっている部分としている。

2～5%勾配の場合では礫列が連続し、流れは表—1の早瀬の性質を示す。一方、流路勾配が4～5%以上で礫列や礫段が連続する流れ場では、段からそれに続く小淵への小さな滝状の流れ込みが顕著であり、水面が常時波立ち白濁している。今のところ、このような流れ域に対する適当な日本語はないようで、ここでは「小滝域」としておいた。河川生態学の立場からはこの区間をAa型として区分し、水流が段差をもって淵に落ち込むこ

とを特徴にあげている。礫列の並ぶ流れ場は同じく「早瀬」としているようである。

中規模河床波の谷部や後背面は勾配が緩く、淵を形成する。しかし、中規模波の発達が十分でない場合は必ずしも淵が形成されるとは限らず、瀬・淵の交番が曖昧になることもあるようである。河川生態学における淵の分類は多岐にわたっており、生態との関連が調べられている。

「段落ち」の成因は不明であるが、交互砂礫州の前縁の落ち込みに対応している可能性がある。著者ら(1986)の調査(豊平川水系薄別川支川小川など)では、流路幅の3～5倍ごとに現れ、表―1の記述に近い性質を示す。この意味で、個々の形態は小規模スケールになるが、成因的には中規模に含めうるものであろう。

以上の定義の上で、本講義では礫列と早瀬、および礫段と小滝域を取り上げて論を進める。溪流の自然的改修や人工的創生を念頭に置いた場合、研究が進み性質のはっきりしたこれらの形態を利用することが望まれるからである。

3. 礫列(リブ)と早瀬の形態

3―1. 礫列の性質

写真―3Cは、礫列が連続して並ぶ早瀬の例(豊平川水系白水仙)であり、やや流量の多い時期のものである。礫の大部分が水面下になっている。流路を横断して平行に並ぶ白波が認められるが、これらの場所に礫列があつて流れが下流に落ち込み、直後に跳水を起こしている様子が分かる。Peterson・Mohanty(1960)は、このような流れを“tumbling flow”と名付けている。

礫列の平均間隔(波長)λは、Judd・Peterson(1969)が次式で示したように、流路勾配Iの増加とともに減少する。

$$\lambda = \frac{K}{I^a} \tag{1}$$

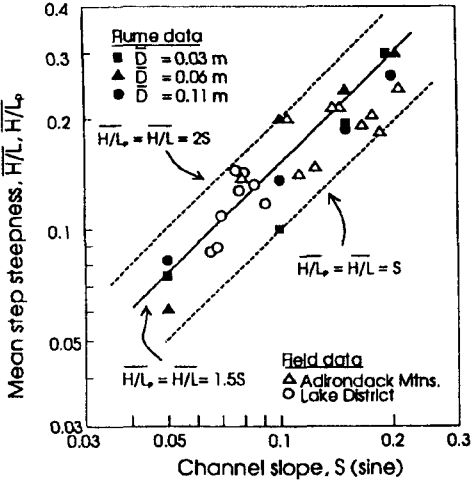
ただし、K=河床砂礫の代表高さにかかわる係数、a=定数であり、これまでに表―3のような観測結果が報じられている。ただし、データはかなりばらついており(Whittaker(1987)は、相関係数0.68を報じている)、大体の目安とすべきものである。Grantらは、French Pete川などの値がTorlesse川などの値に一致するのは、河床礫径が似かよっているためだろうと推定している。

表―3 礫列間隔に関する定数値

観測者	観測河川	K	a
Hayward(1980)	Torlesse川、Irishman川(ニュージーランド)	0.311	1.188
Whittaker(1987)			
森ら(1986)	白水仙	0.787	0.522
Grantら(1990)	Lookout川、French-Pete川(米オレゴン)	0.311	1.188

一方、礫列の高さ(波高)Δの分布は、前テキスト(1988)に示したように、礫列を構成する砂礫の中軸径ないしは河床表面礫径の長軸径の分布にはほぼ一致する。また、礫列の代表波高(50%波高)は、河床表面礫の中軸径の84%径に大体等しい(白水仙)。すなわち、大部分の礫列は、1層の礫(径Ds)によって形成されており、

$$\Delta = D_s = d_{84} \tag{2}$$

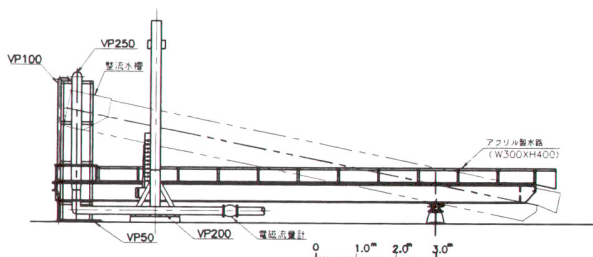


図―2 階段状河床の平均波形勾配と流路勾配の関係(H=波高(Δ)、L、Lp=波長(λ))(Abrahamsら(1995))

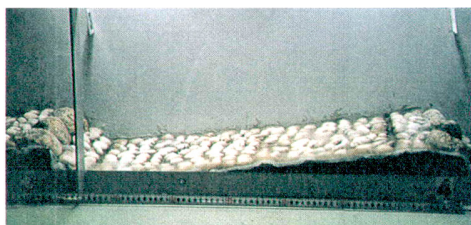
である。このような性質は礫列の成因と密接に関係しているものと見られ、形成時流量のもとで、河床の最大礫径に近い礫がちょうど限界掃流力状態になって取り残されたものであることを示唆する。最近、Abrahams・Li(1995)は、図一2に示すように自然溪流における礫列の波形勾配 Δ/λ と流路勾配 I の比 $\Delta/\lambda I$ が、最小1、最大2、平均1.5になっていることを主張している。この性質が普遍的だとすれば、式(1)の関係は $a=1$ 、 $K=\Delta/1.5$ となり、Whittakerらの値は妥当なものとなる。彼はこの特徴を成因に絡めて説明しているが、後に触れる。

3-2. 礫列をともなう早瀬の流況

礫列が形成された後には、多くの流れはその形状に支配されるようになる。流量の違いによってどのような流況が生ずるのであろうか。最近、竜澤ら(1997)は、礫列を人工的に作り魚道に応用しようとする観点からこの問題に関する実験を進めている。すなわち、図一3のような幅30cm、長さ11mの水路に、写真一4に示す波長75cm、平均波高7.5cmの礫列を6列にわたって設置し、3~30リットル/秒の流量をあたえてその水面形状を詳細に測っている。礫列構成礫には平均短軸径7.5cmの自然玉石が用いられており、淵部分の河床には下流の礫列にすり付くほぼ直線的な盛り上げがなされている。河床表面は、短軸径1~3cmの玉石でおおわれ固定されている。流路勾配は、 $I=1/20$ (RunA)、および $1/10$ (RunB)に設定されており、淵部の河床は前者で上り勾配、後者でほぼ水



図一3 使用実験水路概要

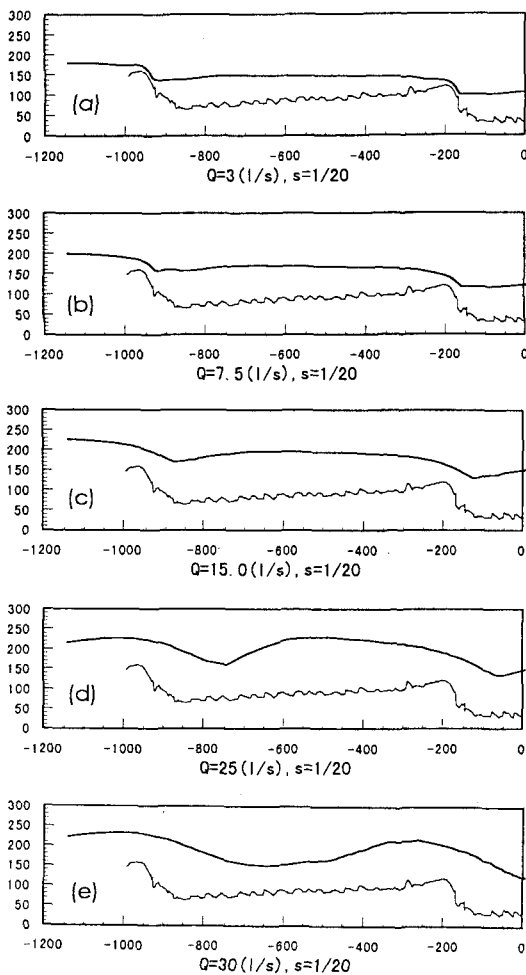


写真一4 礫列の配置

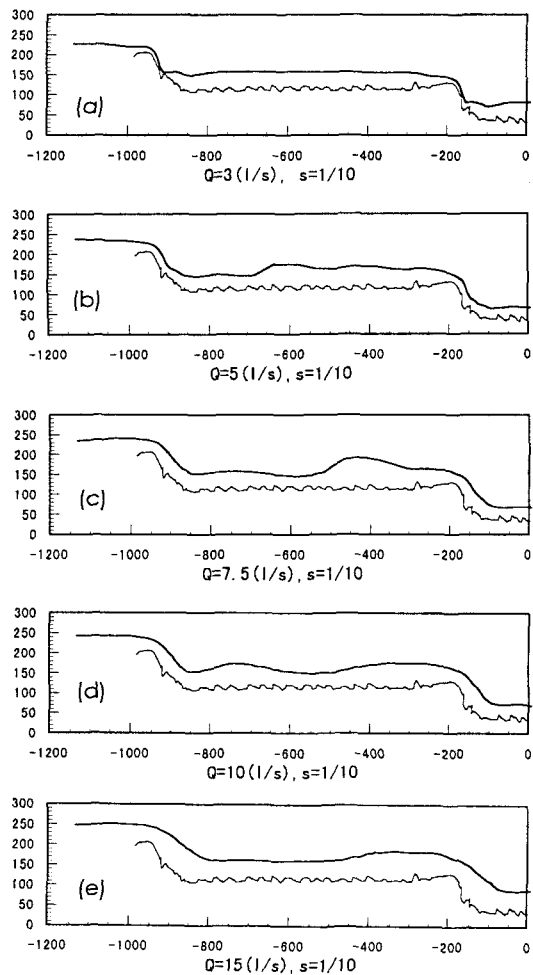
平勾配になっている。礫列の波形勾配と流路勾配の比が最小1、最大2程度であるならば、この実験ではその最小と最大のケースについて見ていることになる。礫列の頂部は横断方向に見て玉石が隣り合うところできぼんでおり、流れは純粹に2次元的ではない。図一4(a)~、図一5(a)~は、水路中心線に沿って測られた水面形状の結果を示すものである。RunA、RunBの両シリーズを通じて、次の特徴をあげることができる。

- (1) 4リットル/秒以下の小流量の流れは堰流れに近く、淵部の水面はほぼ水平で流速もごく小さい。このため、越流が完全越流に近いものとなり、また、落水水脈は淵中に拡散してエネルギーを失う。
- (2) 5リットル/秒を越えると、流量の増加とともに越流後の射流域が長くなり、途中で何らかのタイプの跳水を生じて常流に遷移する。tumbling flowである。ただし、淵部が逆勾配のRunAは、礫列を越流してすぐにステップの途中ないしは直下において跳水を起こしている。小流量時には、下流側礫列の堰上げによる潜り跳水状態との区別がつけにくい。跳水の下流には、S1曲線からM1曲線に接続する膨らんだ水面形が現れ、流量を増やしてもこの状態がしばらく続く。写真一3Cも直下跳水状態に近く、早瀬で最も普通に見られる流れといえる。RunAでプール部に明瞭な跳水が見られるのは、25リットル/秒を越えるあたりからである。
- (3) RunAでは、流量が27.5リットル/秒を越えたところで全域射流になる。このときの水面は激しく波立っており、射流に特徴的な斜め交錯水面波が礫列波長に同調する条件では、波高が水深の1.5倍以上に達する3次元波が現れる。

山地溪流はこのような不等流性の強い流れであり、局所的な変化を詳細に知ることは一般に不可能である。個々の礫列の水面形や流速分布を知ることも重要であるが、通常必要とされるものは早瀬域を全体としてみた流速や水深である。このような立場で平均流速を考えた場合、多くの研究者が次のHey(1979)式の適合性のよ



図－４ (a)～(e) 礫列実験 RunA における水面形
(竜澤ら(1997))



図－５ (a)～(e) 礫列実験 RunB における水面形
(竜澤ら(1997))

さを指摘している。

$$\frac{U}{\sqrt{gRI}} = 5.75 \log \left(\frac{aR}{3.5d_{84}} \right), \quad a = 11.16 \text{ (矩形断面)} \sim 13.46 \quad (3)$$

ただし、 U =平均流速、 R =径深、 a =流路断面によって異なる定数である。前テキストに説明したように、この式は h/d_{90} が 1 以下でもなお成立しており、早瀬域のみならず小滝域でもある程度利用できるようなのである。しかし、射流の連続する流れ場では、 $ks=3.5d_{84}$ (ks :粗度高) とする抵抗評価は大きすぎるようで、むしろ $ks=d_{84}$ とした方が実測値に合う。すなわち、礫列などの成因となる反砂堆が形成される流れ場の流速は、

$$\frac{U}{\sqrt{gRI}} = 5.75 \log \left(\frac{aR}{d_{84}} \right) \quad (4)$$

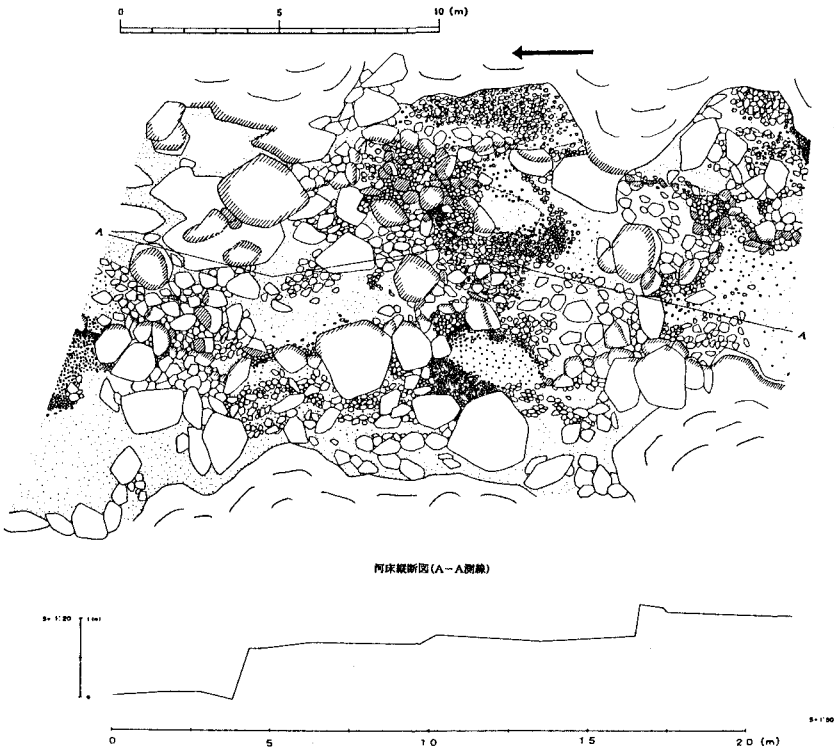
によって表現されるものと考えられる。後の使用のためにこの式のべき関数近似をおこなうと、次式になる。

$$\frac{U}{\sqrt{gRI}} = 6.5 \left(\frac{R}{d_{84}} \right)^{\frac{1}{4}} \tag{5}$$

4. 礫段（ステップ・プール）と小滝域の流況

4－1. 礫段の性質

図-6 は、竜澤ら(1997)によってとらえられた詳細な礫段構造の平面図である（荒川水系浦山川）。A-A 測線に沿う縦断形状も合わせて載せている。平面図中、点で示している部分は砂が現れている部分であり、流速の遅い淵に対応する。このように、礫段の礫は淵を囲んで楕円状に並んでいるのが特徴であり、しかも横断方向に複数の淵をもつことが多い。流下方向の波長はこの例でも 7～8m と川幅程度であり、一般に礫列とあまり変わらない。このため、構成礫の径があまり大きくない場合、礫列との見分けがつけにくい。しかし、弧状に連なった礫は流れの収束をもたらし、まとまった落下流脈は小さな滝状を呈して河床を洗掘し、相対的に深い淵を形成する。また、小滝域全体の河床起伏に対してスペクトル解析を試みると、ある基準波長の整数倍の波長の波が卓越することが知られており（前テキスト）、水面波との関連の強いことが示唆される。



図－6 荒川水系浦山川河床形態測量成果図（竜澤ら(1997)）

礫段の波高は礫列の場合とあまり違いがなく、ほぼ式(2)が成り立つと考えてよい。一般に礫段の波高が大きいのは構成礫が大きいことによるもので、淵が相対的に深いにもかかわらず、波高は1からせいぜい4層の礫で形づくられていることが多い。しかし、将棋倒しのように複数の礫が伏瓦構造をもって上流側に重なっている例も多く見られ、その組み合わせは非常に強固である。沢田・芦田(1989)は、神通川水系足洗谷・ヒル谷(流路幅4m)の調査において700m区間に190のプールを認め、その平均容積が 0.189m^3 、全体で 35m^3 になること、これらによって全流砂量の割程度が調節されることを指摘している。

写真-5は、井川で見られた規模の小さな多列の礫段である。成因は同一で水面波によるものと考えられるが、形態から言ってむしろ「礫環」と呼ぶ方がふさわしい。このように、この種の形態は必ずしも急勾配区間でのみ発生するものではない。急勾配部の巨礫で構成されたものの以外は、一般に破壊されやすいのであろう。



写真-5 多列モードの礫環

4-2. 礫段をとまなう小滝域の流れの特徴

写真-3Dは、礫段の連なりをとまなう小滝域の流れの例である。このように、低水時には水脈が完全に分かれ、礫間の狭い流下口のみから越流する。流量が大きくなるにしたがい礫が水面下に隠れるようになるが、主な水脈は複数に分かれて流下する。現在までのところ、このような流れを詳しく調べた研究は見あたらない。著者ら(1985)はかなり前に、急勾配の一樣幅水路中に水路幅の1/3ほどの径をもつ礫を、2個1個2個1個と繰り返して配置することでこの現象を模擬できると考え、実験をおこなった。講演時に紹介しよう。

5. 礫列(リブ)・礫段(ステップ・プール)の成因と研究

5-1. 成因研究の系譜

前節に見たように、河床勾配が2~3%程度以上の溪流河川には、川幅程度のスケールをもつ階段状の起伏が多数見られる。段(ステップ)の直下には淵(プール)が広がり、やがて浅瀬となって次の段に至る。早くにこうした形状に注目し、その成因が反砂堆と同じものではないかということを指摘したのは、地質学の研究者達であった。Power(1961)は、カリフォルニアの岩石層に上流側に移動したと考えられる河床の層理を見だし、その成因が反砂堆ではないかと推定した。Middleton(1965)は、細砂を用いた大型の水路実験をおこない、反砂堆河床の堆積層理は非常に曖昧で、しかも斜交層理ではなくむしろレンズ状になることを指摘した。Walker(1967)、Hand(1969)、Skipper(1971)は、反砂堆説の検証をおこなうとともに、理論波長を用いて層理の波長から形成時の流れの流速・流向、水深の推定を試みた。Shaw・Kellerhals(1977)は、砂利河川のNorth Sakatchewan川において2種類の反砂堆の存在を認めた。ひとつは、等間隔で平面的に見て直線的な峰線をもつ20cmほどの波高の横断的尾根であり、今一つは、間に鞍部をとまなう30cmほどの二つのピークをもった規則的に並ぶ河床形である。前者は明らかに今日いうところの礫列(リブ)であり、後者は、モード2の礫段(ステップ・プール)に対応したものであろう。彼らはいくつかの反砂堆の波長理論を比較検討し、各理論で波数とフルード数の関係曲線がほとんど似たものになるが、波長から形成時の水理量を推定する際には大きな開きが生ずることを指摘した。最近、横川ら(1995)は、堆積岩層中に見いだされた流水成の「ハンモック状斜交層理」が、堆積環境中に形成された3次元反砂堆に他ならないことを著者らとの共同実験によって確かめている。

一方、土木工学や地形学など現世河川の研究では、Peterson・Mohanty(1960)、Leopold・Wolman・

Miller(1964)などが、早くから実験水路や野外観測を通じて階段状河床形状の存在を指摘している。Leopoldらは、その形成にとって河床材料の非均質性が不可欠の要件であると述べている。McDonald・Banerjee(1971)は初めて“transverse rib”の用語を用いた。その後 McDonald・Day(1978)は、実験をもとに、その成因が次々に上流に生ずる跳水にあると考えた。本邦では、Ashida・Takahashi・Sawada(1976)が、ヒル谷の土砂流出の研究において階段状河床の観測結果を示したのが最も早いようである。

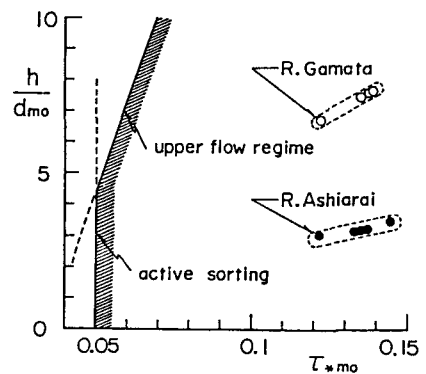
実際の溪流における階段状河床形態についてまとめた水理学的成因研究をおこなったのは、Whittaker・Jaeggi(1982)である。彼らは実験によって、反砂堆による河床変形と分級作用による粗粒化層の形成がその形成原因であると結論づけている。芦田・江頭・安東(1984)は Whittaker らの研究を一步進め、後述のように礫列形成の必要十分条件を明らかにした。その後藤田ら(1996a,b)によっても応用が図られている。

一方、礫段の成因研究は、Hasegawa ら(1990)、長谷川・上林(1996)、上林・長谷川(1996,1997)など以外にはほとんど見あたらない。この後紹介するように、著者らは、3次元水面波によって変形を受けた3次元反砂堆が環状礫段の成因であろうと考えている。

さて、以上のような反砂堆・分級説に対していくつかの異説も提出されている。その中で、特に興味深い最近の Abrahams・Li(1995)の説について触れておこう。彼らは、年間を通じてほとんど砂礫が水面に没することのない砂漠中の河川においても礫列が認められるという Whol・Groddek(1994)の反砂堆説への疑問をもとに、抵抗係数最大化説を主張している。彼らは、横断方向に平行する木製棧で仕切った階段状底面水路の移動床実験をおこない、棧間隔(波長)、棧高さ(波高)、水路勾配を種々に変えて平衡時の流れの抵抗係数をもとめ、一定水路勾配の一つの波高ごとに抵抗係数がある波長で極大値をもつことを見いだした。これらの極大値を示す実験の波形勾配(波高 Δ /波長 λ)を集め、水路勾配 I に対しプロットしたものが図一2である。同図中には自然河川のステップ・プールの波形勾配と河床勾配のデータもプロットしてあり、それらは一致して $I < \Delta/\lambda < 2I$ のなかにあり、平均 $\Delta/\lambda = 1.5I$ を示している。このことから、ステップ・プールは流れの抵抗係数を最大化するように波長、波高を選択して形成されると主張している。ちなみに、このときの平均流速の実験値を用いて反砂堆形成領域区分図にプロットすると、点の大部分が形成領域外に落ちる。この説は、自然の礫列や礫段が流れに対して最大の抵抗係数をあたえることを示唆した点において傾聴に値するが、なぜ最大化するのか、最大化がいかに礫列を生み出すのかという疑問には相変わらず答えておらず、反砂堆説を否定する根拠としては弱い。反砂堆説に基づいても、波形勾配が上記の範囲におさまることを示すことは可能であろう。

5-2. 礫列の形成条件と破壊条件

既述のように、芦田・江頭・安東は、多数の実験をもとに礫列の形成条件を次のように整理し提案している。すなわち、(1)河床材料が混合砂であること。(2)流れが射流であること。(3)初期河床で平均粒径、あるいはそれ以上の粒径の砂礫が移動し、分級活動が活発に起こること。(4)最大径の礫が移動しないこと。彼らはこれらの条件から、水深・平均粒径比 h/d_m と平均粒径砂の無次元掃流力 τ_{*m} をパラメータとして図一7のような形成領域を示している。藤田ら(1996a)は、千代川水系河川の階段状河床を調べ、同じ形成領域図に1年、5年、20年の確率洪水に対する水理量を用いたプロットをおこなって、領域に入る確率年が5年であること、この水理量で評価した無次元波数とフルード数の関係が、Kennedy(1963)の式に一致することを明らかにし、形成流量が5年確率に相当するとしている。



図一7 礫列の発生領域(江頭ら(1985))

一方、破壊条件は礫列構成礫が移動する、すなわち上記(4)の条件が崩れる場合と考えられるが、江頭ら(1986)は、形成後の河床面粗粒化のために抵抗特性と流砂特性が変化し、一般に破壊流量は形成流量よりかなり大きくなることを指摘している。藤田ら(1996b)は、上述の千代川水系河川にこの考えを適用して、破壊流量の確率年が20年から40年になると推定している。

5-3. 礫列の波長・波形勾配

反砂堆・分級説が正しい限り、礫列の波長は反砂堆の理論波長に近い値をとるはずである。これまでに提案された反砂堆波長の主な理論式のうち、Kennedy(1963)による卓越波数式は、式(6)である。

$$Fr^2 = \frac{2 + kh \tanh(kh)}{(kh)^2 + 3kh \tanh(kh)} \quad (6)$$

また、Reynolds(1965)による発生限界、林(1970)による発生限界($C=0$)、Parker(1975)による発生上限は同じ式で、式(7)にて表される。

$$Fr^2 = \frac{1}{kh \tanh(kh)} \quad (7)$$

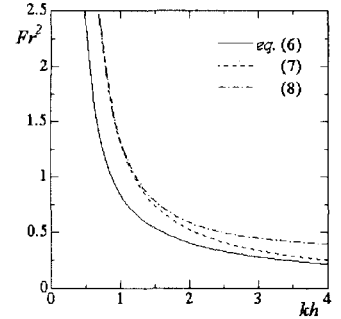


図-8 反砂堆の理論波数と近似式

ただし、 k =反砂堆の波数= $2\pi/\lambda$ 、 Fr =平均流のフルード数、 h =平均流の水深。

図-8は、式(6)、(7)を比較したものである。これらを用いて波数からフルード数を推定する際には、Shawらが主張しているように波数のわずかな違いで推定フルード数に大きな開きができるが、フルード数から波数を推定する場合にはそれほど違いがでない。また、林によれば、式(7)は発生限界曲線の一つで反砂堆に対してのみ成り立ち、実験値に非常に近い値をとる。式形も簡単なので、ここでは波長推定式として式(7)を使うことにする。さらに簡略表現するために、テーラー展開をおこない第2項までとると次式になる(図-8参照)。

$$Fr^2 = \frac{1}{(kh)^2} + \frac{1}{3} \quad (8)$$

これから波長式として、

$$\lambda = 2\pi h \sqrt{Fr^2 - \frac{1}{3}} \quad (9)$$

が得られる。礫列の波長は、ほぼこの式に従うものと考えられる。一方、礫列波高は式(3)が成り立つので、波形勾配は、

$$\frac{\Delta}{\lambda} = \frac{D_s}{2\pi h \sqrt{Fr^2 - \frac{1}{3}}} \quad (10)$$

のように表される。ここで、芦田・江頭らの発生条件(4)を想定して D_s の礫が限界掃流力状態にあるものとすれば、

$$\tau_* = \frac{hl}{sD_s} = \chi \tau_{*c0} \quad (11)$$

ただし、 τ_{*c0} は水平床における D_s 径の礫の限界掃流力、 χ は混合粒径による影響、小水深・大粒径のもたら

す影響、急水路勾配の影響などによる修正係数、sは礫の水中比重である。ここではごく単純に、 $\tau_{*o}=0.05$ 、 $\chi=1$ 、 $s=1.65$ としておこう。式(10)に式(11)を代入し、これらの値を用いて整理すれば、次式となる。

$$\frac{\Delta}{\lambda I} = \frac{1.93}{\sqrt{Fr^2 - \frac{1}{3}}}$$

(12)

いま、溪流河川で礫列形成時に通常起こると推定されるフルード数の範囲、 $Fr=1.1\sim2.0$ を代入すると $\Delta/\lambda I=2.06\sim1.01$ となり、さきの Abrahams・Li の指摘した範囲にほぼおさまる。したがって、反砂堆発生のほかに礫列構成礫が限界掃流力状態にあることを前提にすれば、図－2の性質を説明することができるわけである。

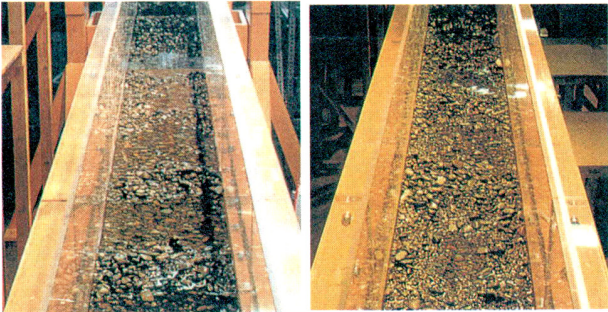
5－4．礫段形成における水面波の役割

長谷川・上林(1996)、上林・長谷川(1996)は、幅 30cm、長さ 10m の可傾斜水路を用いて無給砂の礫列、礫段の発生実験（北大 RunA、北大 RunB）をおこない、その成因について調べてきた。RunA に用いられた河床材料は $d_{16}=0.17\text{cm}$ 、 $d_{50}=0.43\text{cm}$ 、 $d_{84}=0.73\text{cm}$ 、最大粒径=3cm の混合粒径砂礫であり、通水後に分級を受けた表層粒径は、およそ $d_{50}=0.23\text{cm}$ 、 $d_{84}=1.1\text{cm}$ であった。RunB に用いられた材料は、 $d_{50}=0.38\text{cm}$ 、 $d_{84}=0.65\text{cm}$ 、最大粒径=3cm であり、分級後はおよそ $d_{50}=0.87\text{cm}$ 、 $d_{84}=1.52\text{cm}$ である。水理条件と発生河床波を表－4 に示す。

表－4 北大 RunA、RunB 実験における水理諸量

Run	流路勾配	流量 (l/s)	平均水深 (cm)	平均流速 (cm/s)	フルード数	形態	波長 (cm)	波高 (cm)	モード
A-1	0.0741	18.95	5.18	122.	1.71	礫列	71.4	4.0	—
A-2	0.0637	27.47	6.42	143.	1.80	礫列	80.9	4.5	—
A-3	0.0523	22.05	6.97	105.	1.27	—	—	—	—
A-4	0.0735	18.04	5.17	116.	1.63	礫段	58.8	4.1	1
B-1	0.0637	10.65	3.8	93.4	1.53	平坦	—	—	—
B-2	0.0611	21.09	5.5	131.5	1.79	礫列	—	—	—
B-3	0.0611	16.22	4.81	112.4	1.64	礫段部分	(52.)	—	1
B-4	0.0384	15.03	4.83	103.7	1.51	礫段全面	(44.)	—	1
B-5	0.0401	11.39	4.65	81.6	1.21	礫段部分	(33.)	—	1
B-6	0.0417	23.53	6.9	113.7	1.38	平坦	—	—	—
B-7	0.0408	18.73	6.5	96.1	1.20	礫段全面	(50.)	—	1
B-8	0.0286	15.3	6.73	75.8	0.93	礫段全面	(50.)	—	1
B-9	0.0304	10.86	4.55	79.6	1.19	礫段部分	(33.)	—	1
B-10	0.028	21.69	7.65	94.5	1.09	礫段部分	(60.)	—	1
B-11	0.0297	24.46	8.45	96.5	1.06	礫列	(50.)	—	—

写真－6(a)、6(b)は、それぞれ典型的な礫列（RunB-3）と礫段（RunB-4）の発生を示すものである。前者のような礫列実験では、通水後まもなく反砂堆が成長しはじめ上流にさかのぼる。峰から下流にかけて分級がすすみ、大きめの礫が残されて形状を保つ。このときの水面波は2次元적であり、水切りによって強制的に斜め交錯水面波を起こしても1波長程度で減衰し、河床への影響は現れない。これに対して後者の礫段が発生した実験では、はじめ同じように反砂堆が成長するが、その峰線の両側岸付近から斜め交錯水面波が生じ、2つの斜め波の谷



写真－6(a) 礫列発生実験

写真－6(b) 礫段発生実験

線が重なる部分で深くぼみが、峰線が重なる部分で大きな高まりができ、これに沿って河床にも同じ形の 3 次元波が連なるようになる。写真-6(a)、6(b)はこの状態で停水したものである。通水を続けると、3 次元水面波は砕波するまでになりその後すみやかに河床が平坦化し、始めからのプロセスをくり返す。前者と後者の違いは、後者では反砂堆の波長と斜め交錯波の流下方向波長が一致しているのに対して、前者ではこれらが一致していないことである。すなわち、大振幅の 3 次元水面波が河床起伏と自由水面波の共振現象として生じ、その水面波の影響で河床の 3 次元的再構成がおこなわれ礫段が形成されるものといえる。

いま、斜め交錯波の波数とフルード数の関係を、微小振幅を仮定した定常 Airy 波の分散関係によってあたえることにする。実験によれば、かなり大きな振幅の水面波に対してもこの関係が成り立つ。すなわち、

$$Fr^2 = \frac{\beta h \tanh(\beta h)}{(k_w h)^2}, \quad \beta = \sqrt{k_w^2 + l_w^2} \quad (13)$$

ただし、 k_w =斜め交錯波の流下方向波数= $2\pi/\lambda_w$ 、 l_w =斜め交錯波の横断方向波数= $2m\pi/B$ 、 B =水路幅、 m =斜め交錯波の横断方向波数モード（波長が水路幅に一致する場合に 1）で整数をとる。扱いを簡単にするために、式(13)の近似表現をおこなうと、次式になる。

$$Fr^2 = \frac{\alpha \beta h}{(k_w h)^2}, \quad \alpha = 0.83 \quad (14)$$

礫段の発生条件は、上式に含まれる λ_w と式(9)の λ が一致することであるから、式(8)の k を式(14)の k_w に代入して整理すると、

$$Fr^4 = \alpha^2 \left\{ Fr^2 - \frac{1}{3} + \left(\frac{2m\pi h}{B} \right)^2 \left(Fr^2 - \frac{1}{3} \right)^2 \right\} \quad (15)$$

を得る。したがって、条件を満たすべき水深が、

$$h = \frac{B}{2m\pi} \frac{\sqrt{Fr^4 - \alpha^2 \left(Fr^2 - \frac{1}{3} \right)}}{\alpha \left(Fr^2 - \frac{1}{3} \right)} \approx 0.2 \frac{B}{m} \quad (16)$$

のようにあたえられる。式(16)の後半の近似関係は、 Fr の値を 1 以上の範囲でさまざまに変えても、前半における Fr の関数値がほとんど変化しないことによる。結局、礫段は、

$$m = \frac{0.2B}{h} = \frac{B}{5h} \quad (17)$$

によって求められる m が、整数となる場合に形成されることになる。この式から判断する限り、一般に m の値は 1 より大きいことが多いようである。先に示した写真-3D のプール中央に大きな礫があることに注目願いたい。この礫段は 2 列モードと考えられ、注意してみるとほかの礫段も複数モードであることが多い。写真-5 は、 m が非常に大きい多列モードの例である。大きな m が現れるのは水深が小さい場合であり、動かす得る礫の径が小さなものになるため容易に破壊される。普段、写真-5 のような多列の礫環を見る機会が少ないのは、このような理由によるものであろう。

ところで、河床波の λ と水面波の λ_w が完全に一致しなくとも互いに近い値をもつ場合には、ちょうど群波あるいはうねりの概念と同様に、部分的に位相が重なり礫段の部分発生が起こる。部分発生が認められた RunB-5、9、10 の実験によると発生区間の礫段の個数は 2 程度であり、また、うねりの最大振幅の 3/4 の範囲までが発生可能と仮定すると、河床波と水面波の間で $\pm \lambda/9$ 程度の波長の違いがあることになる。このとき、 $k_w \approx k \pm k/9$ となるので式(14)に代入した上で式(8)を用いると、結果的に

$$0.16 \frac{B}{m} < h < 0.24 \frac{B}{m} \quad (18)$$

が部分発生領域となる。

さて、式(5)において $R=h$ とみなして U を求め、流量 $Q=UBh$ から水深を導くと、

$$h = \left(\frac{d_{84}^{\frac{1}{4}} Q}{6.5 \sqrt{gIB}} \right)^{\frac{4}{7}} \quad (19)$$

この式を式(18)に代入することにより、発生領域を流量

Q と勾配 I によって表すことができる。図-9 は、本実

験水路に関して求めた $Q-I$ による発生領域である。図中央の右上がり曲線が式(19)に、これを挟む 2 本の破線が式(18)の上下限に対応している。ただし、 $m=1$ としており、射流限界、および 50% 粒径・最大粒径に関する限界掃流力曲線も同時に描いている。プロット点は RunB のデータである。全面発生を見た RunB-4、7、8 が中央の実線近傍に、部分発生が生じた RunB-3、5、9、10 が両側破線付近に、非発生の RunB-1、2、6、11 がほぼ境界の外にあって、礫段の発生非発生がよく分離されている。

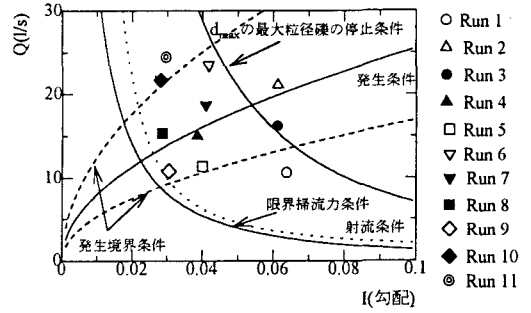


図-9 礫段発生条件の検証

6. 礫列—早瀬、礫段—小滝域の設計のために

6-1. 礫列の設計値推定

計画流量 $\hat{Q}$ と計画河床勾配 $\hat{I}$ 、計画川幅 $\hat{B}$ をあたえて礫列波長 $\hat{\lambda}$ および波高 $\hat{\Delta}$ を推定し、新たに早瀬溪流を創出する場合を考えよう。5-3 項に述べた関係式を利用することができるが、礫列の波高 $\hat{\Delta}$ が新たに未知数となり式数が不足する。そこで式(19)と式(2)を新たに加え、式(11)を用いると、

$$\hat{D}_s = (6.5)^{-\frac{2}{3}} (s\chi\tau_{*c0})^{\frac{7}{6}} \left(\frac{\hat{Q}^2}{g\hat{B}^2} \right)^{\frac{1}{3}} \hat{I}^{\frac{5}{6}} \quad (20)$$

を得る。前節と同様に $\chi=1$ 、 $s=1.65$ 、 $\tau_{*c0}=0.05$ とみなし、また $\{\hat{Q}^2/(g\hat{B}^2)\}^{1/3}=\hat{h}_c$ と置き換えると、次の波高の推定式が導かれることになる。

$$\hat{\Delta} = \hat{D}_s = 5.29 \hat{I}^{\frac{5}{6}} \hat{h}_c \quad (21)$$

一方、式(5)の R を $\hat{h}$ に変えた式から、

$$Fr^2 = \left\{ 6.5 \left(\frac{\hat{h}}{\hat{D}_s} \right)^{\frac{1}{4}} \right\}^2 \hat{I} \quad (22)$$

となるので、再び式(11)を使って右边を $\hat{I}$ のみの式とし、式(21)とともに式(12)に代入すれば、結果的に波長の推定式(23)を得る。

$$\hat{\lambda} = 2.75 \hat{I}^{-\frac{1}{6}} \sqrt{12.14 \sqrt{\hat{I}} - \frac{1}{3}} \cdot \hat{h}_c \quad (23)$$

この結果は、波長が勾配とともに緩やかに増加することを示し、冒頭に見た礫列波長の性質、式(1)に反しているかに見える。原因は、式(21)の波高推定式が勾配とともに増加するようになっていて、その関係が式(23)中

に取り込まれたことにある。式(1)は、一つの河川に対して成り立つ関係であり、波高（礫高）に対して一定値を想定している。あまり長くない区間について見れば、河床構成材料の分布がそれほど変わらないことの反映であろう。これに対し、式(23)は異なる河川の異なる流量状態の波長を見たもので、 λ/h_c の形にすればスケールの異なる流路間の比較が可能となる。また、式(21)、式(23)から波形勾配を求めると、式(12)と同内容のものが得られる。いずれにしても、実測値による検証が必要であろう。

6-2. 礫段の設計値推定

礫段形成時の流れは水面波を伴う射流であり、その平均流速が式(5)に従うものと考え、礫段の波高・波長の推定も礫列の場合とまったく同様に式(21)・式(23)によって可能になる。違いは、横断列数モード $\hat{m}$ の推定をおこない、その整数値を知ることが必要になることである。式(17)に式(11)、式(21)を適用して整理すると、 $\hat{m}$ は以下のように表される。

$$\hat{m} = 0.457 \hat{I}^{\frac{1}{6}} \frac{\hat{B}}{\hat{h}_c} \quad (24)$$

一般に礫径の大きい礫段に対し、 $\alpha=1$ などの仮定をおくことはかなり問題がある。もとより、式(5)、式(11)の成立にも疑問があり、この面の研究もさまざまに進められている。しかし、ここでは単純な仮定のままで得られた結果について、実験値、現地計測値との照合をおこなう。

6-3. 実測値による検証

照合に用いる実験値は、北大 RunA、北大 RunB である。このうち、RunB は礫段の形成水理量を調べることを主目的にしたため、河床形状の計測がおこなわれていない。斜め写真から波長の推定が可能なので、その値を使用することにした。したがって、RunB の波長の精度は高くない。RunA は、ポイントゲージによる河床計測がなされており、ゼロアップクロス法で波長・波高を求めるとともに、自己相関法、パワースペクトル法によっても波長を算定し比較した。RunA-1、A-2 に関しては 1 実験に 3 回停水して河床計測がなされており、波長についてはこれらの分散の小さいスペクトル法による値の平均値を採用した。現地計測資料のうち、白水川、小川は前テキスト(1988)によるものであり、形成時流量は推定値である。蒲田川は江頭ら(1985)によるもので、流量は過去 6 回の出水記録から求められている。ともに文献を参考にされたい。

図-10 は、式(21)を $\hat{\Delta}/\hat{h}_c$ と $\hat{I}$ との関係に直し、礫列・礫段の区別をせずに実測値と比較したものである。データ数は少ないが、予想以上に一致を示している。したがって、逆に現河床における d_{84} を調べて式(21)から $\hat{h}_c$ を算定し、それから設計流量を推定するという利用法も考えられよう。

図-11 は、式(23)を $\lambda/\hat{h}_c$ と $\hat{I}$ の関係に直し、実測値と比べたものである。同様に礫列・礫段の区別をしていない。実験値がやや大きめ、河川の値がやや小さめに現れているが、推定線は中央にある。多くの

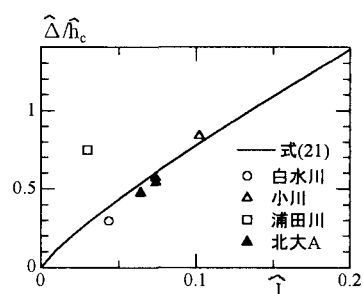


図-10 波高推定式の検証

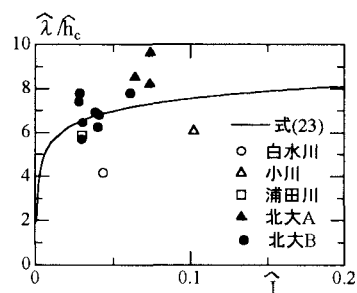


図-11 波長推定式の検証

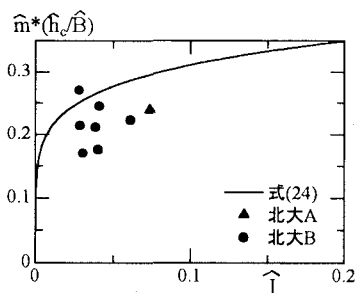


図-12 モード数推定式の検証

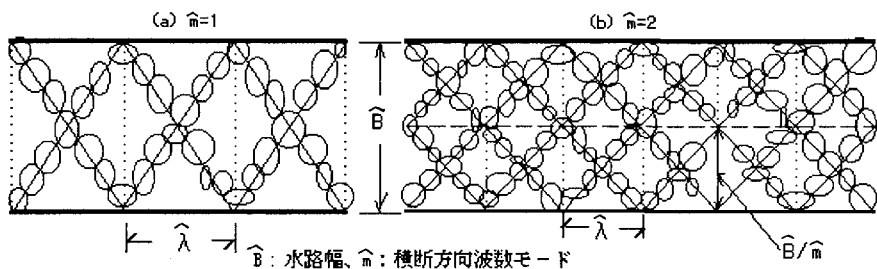
仮定がなされている割には妥当な結果といえよう。流量、勾配をあたえて礫列や礫段の大略の波長を知るのに利用できるであろう。

しかし、波高・波長の議論にはいくつかの注意が必要である。一つの溪流で見ても波高・波長は幅広い値をとっており、対数正規分布ないしはガンマ分布に従うことが多い。したがって、最頻値、平均値、中央値などが互いにかなり異なっている。理論線との比較がどの値に対してなされるべきか、逆に推定値が求まったとして、実際の施工の際にどのように変化をつけるかなどについては現在のところ十分答えられない。計画論としては、破壊されずに維持される期間が問題となるが、破壊流量を流量時系列をもとに判定する前述の江頭らや藤田らの方法が重要となろう。

図一12 は、式(24)を変形して描いたものであり、 $m=1$ と判断された礫段の実験値のみを比較に載せている。部分発生データの混じっているせいもあるがばらつきが大きい。したがって、式(24)はモード数の概略値の算定に利用できるとしても、礫段形成の判定条件として使用するには難があるように思われる。判定は何らかの方法で精度よく水深を推定した上で、式(18)を満たす整数 $\hat{m}$ が存在するか否かによってなされるべきであろう。

6－4. 設計のまとめ

- (1) 一つの早瀬や小滝域の範囲は、せいぜい流路幅の 10 倍程度の区間である。区間平均勾配が 3%以上 10% 以下の区間には礫列、10%前後の急勾配区間には礫段を想定する。
- (2) 計画流量が定まっている場合には、式(21)・式(23)から波高、波長を推定する。計画流量が明確でない場合は、現地の河床材料調査により d_{84} 礫径など代表径を知り、式(21)の逆算で $\hat{h}_c$ を求め、ついで式(23)から波長を推定する。
- (3) 礫段のモード推定には式(18)を用い、計画流量時の水深に対して式(18)を満たす整数 $\hat{m}$ を見いだす。
- (4) 礫列・礫段ともに $\hat{\Delta}$ 程度の径をもつ一層の礫で構成することを基本とし、これらの礫を何らかの基礎処理をおこなった上でかみ合わせよく並べる。
- (5) 礫列は、平均 $\hat{\lambda}$ の間隔で流路軸に直交させるのが基本形であるが、さまざまなバリエーションを工夫する。
- (6) 礫段は、 $\hat{m}=1$ の場合には図一13a のように、 $\hat{m}=2$ の場合には図一13b のように並べるのが基本であるが、どの礫も均等な大きさにせず、写真一3D や図一6 に見られるように、下流に向かって凸型や凹型($\hat{m}=1$)あるいは W 型($\hat{m}=2$)の部分做强固にするなど工夫する。



図一 1 3 礫段礫の配列法

7. 早瀬の水面形領域区分—魚道設計のために

7－1. 水面形区分の理論

早瀬や小滝域の流れを魚道などに利用する際には、図一4、5 に示したような水面形がどのような条件で発生

するかを知っておく必要がある。ここでは、前テキストにも紹介した池内・山田ら(1986)の理論の応用をはかる。いま、礫列の平均河床勾配に沿って流れの運動を考え、重力の流下方向成分と河床抵抗が平衡しているものと仮定すれば、礫列上の流れは、図-14のような水平床上に突起が存在する比エネルギーの保存される流れのモデルに置き換えることができる。このような流れに関して、突起の上流側と突起上の2点の水面間にベルヌイ式をたてると、水深比 $y=h_1/h_0$ に関してよく知られた次の3次方程式が導かれる。

$$y^3 - \left(\frac{1}{2} F_0^2 + 1 - \eta \right) y^2 + \frac{1}{2} F_0^2 = 0 \quad (25)$$

ただし、 $F_0^2 = U_0^2 / gh_0$ 、 $\eta = \Delta / h_0$ 、 U_0 = 上流側断面における平均流速、 h_0 = 上流側断面における水深、 h_1 = 突起上断面における水深、 Δ = 突起高さ、 g = 重力加速度である。

ベルヌイ式は流線が連続している場合にのみ成り立ち、その場合に常流水深が射流水深のいずれかをとる。すなわち、流線不連続となる跳水が起こることなく2つの水深が現れるためには、上の3次方程式が1負2正の実根をもつ必要がある。この条件は、式(25)の判別式が負となることである。逆に正となる場合は、流線の連続が保証されない状態、すなわち跳水状態が発生することになる。判別式が正となる条件は、

$$\eta = \frac{\Delta}{h_0} > \frac{1}{2} F_0^2 - \frac{3}{2} F_0^{\frac{2}{3}} + 1 \quad (26)$$

である。しかし、一度跳水が起きた状態から射流へもどる条件については、式(25)に跳水による損失項を加えて判断する必要がある。また、この場合の判別式は負になるべきである。結果を記述すれば、以下になる。

$$\eta = \frac{\Delta}{h_0} < \frac{1}{2} F_0^2 - \frac{3}{2} F_0^{\frac{2}{3}} + 1 - \frac{(\sqrt{1+8F_0^2} - 3)^3}{16(\sqrt{1+8F_0^2} - 1)} \quad (27)$$

次に、跳水水深が下流礫列構成礫の高さを超えられない場合、背水が上流礫列にまでおよんで潜り跳水状態になるものと考えられる。この条件は、運動量式から導いた跳水水深の式を使って次のように表される。

$$\eta = \frac{\Delta}{h_0} > \frac{1}{2} (\sqrt{1+8F_0^2} - 1) \quad (28)$$

Δ/h_0 がある程度以上大きくなると、最初に仮定した重力の流下方向成分と河床抵抗の平衡という概念が成り立たなくなり、式(25)自身が成立しない「落下流」になるものと考えられる。一つのプールから堰流れで次のプールに落ち込む形態が続くだけになる。この条件は、突起高が上流側の比エネルギーよりも大きくなる式(29)の条件にてあたえられる。

$$\eta = \frac{\Delta}{h_0} > 1 + \frac{1}{2} F_0^2 \quad (29)$$

以上によっておおよその水面形の分類が可能であるが、 F_0 、 h_0 を含んだままでは使いにくい。そこで、式(30)の流速係数 ϕ_0 を導入し、 F_0 、 h_0 を式(31)、(32)のように置き換える。

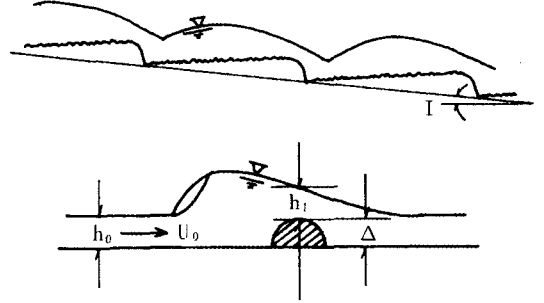


図-14 突起流れのモデル

$$U_0 = \varphi_0 \sqrt{gh_0 I} \quad (30)$$

$$F_0^2 = \varphi_0^2 I \quad (31)$$

$$h_0 = \varphi_0^{-\frac{2}{3}} I^{-\frac{1}{3}} h_c \quad (32)$$

ただし、 φ_0 を一定値に見なしている。本来 φ_0 は式(4)や(5)であたえられるべきであるが、その場合 h_0 などを陽な形で導くことができなくなること、水深に対してあまり急激な変化をしないことからこのような仮定をおく。また、限界水深 h_c は流量を代表するパラメータであるが、前節と異なり任意の値である。上式を各区分式に代入すると、以下の一連の式になる。

射流から跳水流への遷移境界、

$$\frac{h_c}{\Delta} < \left(\frac{1}{2} \varphi_0^{\frac{4}{3}} I^{\frac{2}{3}} + \varphi_0^{-\frac{2}{3}} I^{-\frac{1}{3}} - \frac{3}{2} \right)^{-1} \quad (33)$$

跳水流から射流への遷移境界

$$\frac{h_c}{\Delta} > \varphi_0^{\frac{2}{3}} I^{\frac{1}{3}} \left[\frac{1}{2} \varphi_0^2 I - \frac{3}{2} \varphi_0^{\frac{2}{3}} I^{\frac{1}{3}} + 1 - \frac{(\sqrt{1+8\varphi_0^2 I} - 3)^3}{16(\sqrt{1+8\varphi_0^2 I} - 1)} \right]^{-1} \quad (34)$$

跳水流から潜り流への遷移境界

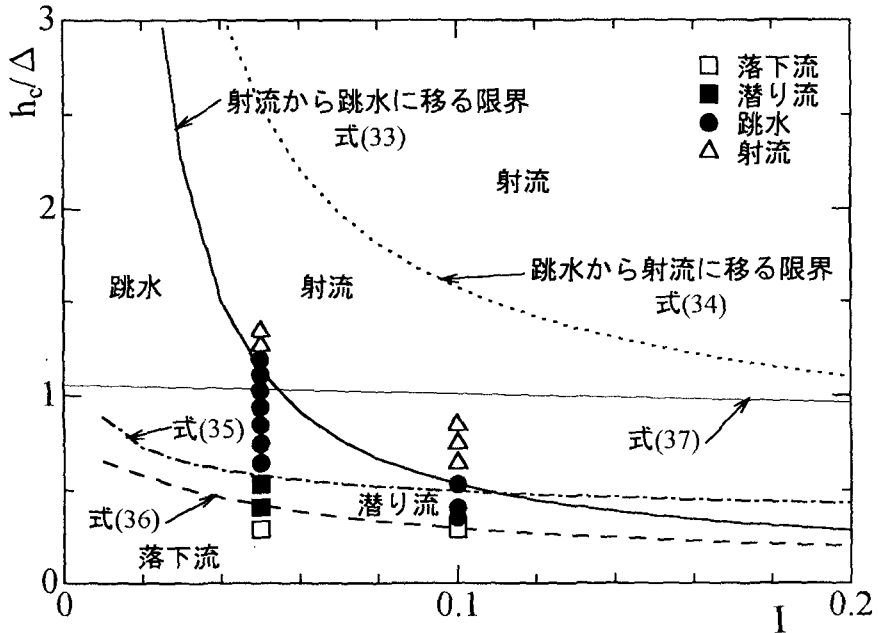
$$\frac{h_c}{\Delta} < 2 \varphi_0^{\frac{2}{3}} I^{\frac{1}{3}} (\sqrt{1+8\varphi_0^2 I} - 1)^{-1} \quad (35)$$

潜り流から落下流への遷移境界

$$\frac{h_c}{\Delta} < \varphi_0^{\frac{2}{3}} I^{\frac{1}{3}} \left(1 + \frac{1}{2} \varphi_0^2 I \right)^{-1} \quad (36)$$

7-2. 実験値との照合

図-15 は、 $\varphi_0=12$ をあてて式(33)～(36)の境界を描いたものである。プロット点は竜澤らの礫列実験の値である。少流量時における跳水流、潜り流、落下流の識別は難しく、ここでは、明瞭な S1 の水面形曲線が現れている場合を跳水、プール部の水面がほぼ水平な場合を落下流とし、その中間を潜り流として分類した。図によれば、上式によって大体の区分ができているようである。ただし、ここでの射流は流量を上げながら発生させたものであり、式(34)境界（図-15 中の点線）の上にくるべきものと考えられるが、式(33)境界（同図中太実線）の外にプロットされている。理由として、跳水長に比して礫列波長が短く、十分なエネルギー減衰がなされないまま次のステップを迎えることがあげられる。実際、Forster・Skrinde は、堰による強制跳水実験をおこない、跳水始点と堰までの長さ（跳水長）と跳水最大水深の比が 3～10 の間（一般に 5）にあることを示している。竜澤らの実験 RunA-10、RunB-4 は射流化する直前の跳水実験であり、最大跳水水深がそれぞれ 15cm、8cm ほどである。したがって、それぞれ 75cm、40cm ほどの跳水区間が必要であり、跳水始点がプール長の 1/3 から 1/2 の位置にあることから明らかに長さが不足している。これらを勘案すれば、礫列の流れでは式(34)の境界は必要ないのかも知れない。



図一15 水面形区分式の検証

図一15 ではまた、RunB の跳水実験値が式(35)の潜り流の範囲に重なっている。もともと判別が難しく、いずれと見るか微妙な問題であるが、跳水が不完全なことと関係しているように思われる。理論上は完全跳水による式(28)の扱いをしているが、実際は不完全な跳水状態にありエネルギーの損失が少ない。このため、実験では式(28)による障壁を越える事態が起こっているのであろう。

最後に、 ϕ_0 について触れる。図一15 の区分に必要な $\phi_0=12$ という値は、水路の粗度状態に照らしてかなり大きな値である。これは、理論式における U_0 を礫列前面急斜面部の射流流速に対応させる必要から生ずる問題である。すなわち、3-2 で述べたように、射流が生ずる場所は実験の大部分で礫列前面の急勾配部であり、一方、式(30)は平均勾配 I をもって流速を評価している。したがって、見かけの流速係数が 2 倍ほど大きくなるものと考えられる。図一15 を実際に使用できるものにするためには、現地調査を合わせて進めていく必要がある。

なお、図中には、ダムの階段式減勢工における nappe flow (跳水を伴う流れ) と skimming flow (空気混入を伴う射流) の区分に関する Chanson(1994)の経験式 (式(37)) が細実線で描かれている。

$$\frac{h_c}{\Delta} = 1.057 - 0.465I \quad (37)$$

この式は、 I の増加とともに式(34)に漸近しているようであり、急勾配部分で両者はかなり近づく。

8. おわりに

瀬淵の創生をはかるためには、図一1 に概念を示したように中規模波の性質について知ることが非常に重要である。大規模反砂堆、砂礫州などが成因候補として有力である。後者に関しては、中島形成を伴う流路の分岐合流も気になる存在である。しかし、中規模波分野の研究は遅れており、また紙数の都合もあってほとんど取り上げることができなかった。小規模波についてもアウトラインを示すのにとどまり、自信のある結論はほ

とんどない状況である。ただ、小規模波の関連では、紹介しきれなかった水理学上の多くの成果一粒径別限界掃流力、急勾配水路の限界掃流力、巨礫の移動限界、分級理論、各種抵抗則、河床波理論等々があり、今後より正確なものにしよう可能性がある。また、淵瀬河床の平衡時粒度分布や各種流況と生態系との関連を明らかにすることは、本テーマの大課題である。いずれも若い研究者の意欲的取り組みが期待されている。

参考文献

- Abrahams, A D., and G. Li(1995): Step-pool streams: Adjustment to maximum flow resistance, *Water Resources Research*, Vol. 31, No.10, pp. 2593-2602.
- Ashida, K., T. Takahashi and T. Sawada(1976): Sediment yield and transport on a mountain small watershed, *Bull. Disaster Prevention Research Institute, Kyoto Univ.*, Vol. 26, Part 3, No. 240, pp. 119-144.
- 芦田和男・江頭進治・安東尚美(1984): 階段状河床形の形成機構と形状特性に関する研究、第 28 回水理講演会論文集、pp. 743-749.
- Chanson, H.(1994): Comparison of energy dissipation between nappe and skimming flow regimes on stepped chutes, *Journal of Hydraulic Research*, Vol.32, No.2, pp. 213-218.
- 江頭進治・芦田和男・沢田豊明・西本直史(1985): 山地河道における階段状河床形の形状特性、第 29 回水理講演会論文集、pp. 537-542.
- 江頭進治・芦田和男・西本直史(1986): 階段状河床波と流砂の挙動、第 30 回水理講演会論文集、pp.223-228.
- 藤田正治・道上正規(1996a): 千代川における淵の構造と魚類の生息環境、水工学論文集、第 40 巻、pp. 181-186.
- 藤田正治・道上正規(1996b): 階段状河床形態の淵の形成と破壊、土木学会第 51 回年次学術講演会、II-296、pp. 592-593.
- Grant, G. E., F. J. Swanson and M. G. Wolman(1990):Pattern and origin of stepped-bed morphology in high-gradient streams, Western Cascades, Oregon, *Geological Society of America*, Vol. 102, pp. 340-352.
- Hand, B.M.(1969): Antidune as trochoidal waves, *Journal of Sedimentary Petrology*, Vol. 39, No. 4, pp. 1302-1309.
- 長谷川和義(1988): 山地河川の形態と流れ、水工学シリーズ 88-A-8、土木学会水理委員会、pp. 1-22.
- Hasegawa, K., A. Mori and S. Ishikawa(1990): Bed topography and sediment transport during flood in mountainous rivers, *Int. Conference on RIVER FLOOD HYDRAULICS (edited by W. R. White, John Wiley & Sons)*, pp. 27-336.
- 長谷川和義・上林悟(1996): 溪流における淵・瀬(ステップ・プール)の形成機構とその設計指針、水工学論文集、第 40 巻、pp. 893-900.
- Hayashi, T.(1970): Formation of dunes and antidunes in open channels, *Journal of Hydraulic Division, Proc. of ASCE*, Vol. 96, No. HY2, pp. 357-366.
- 池内正幸・山田正・村上良宏(1986): 溪流を模擬した開水路流れの水面形遷移と抵抗則に関する研究、第 30 回水理講演会論文集、pp. 73-78.
- 池田駿介・戸田祐嗣(1996): 瀬の水理特性に関する現地計測、水工学論文集、第 40 巻、pp. 901-906.
- 池田駿介・戸田祐嗣・佐野貴之(1997): 瀬の空間構造と環境特性に関する現地計測、水工学論文集、第 41 巻、pp. 277-282.
- Judd, H. E. and D. F. Peterson(1969): Hydraulics of large bed element channels, *Rep. PRWG 17-6, Utah Wat. Res. Lab.*, Utah State Univ.
- 上林悟・長谷川和義(1996): ステップ・プールの部分発生要因とその発生領域、土木学会北海道支部論文報告集、第 52 号(B)、pp. 184-187.
- 上林悟・長谷川和義(1997): 山地河川の 3 次元河床波発生に関する水理学的解析、土木学会北海道支部論文報告集、

第 53 号(B)、pp. 32-37.

- Kennedy, J. F.(1963): The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 16, pp. 521-544.
- 岸力・森明巨・長谷川和義・黒木幹男(1987): 山地河川における土砂輸送と河床形状に関する調査研究、「比較河川学の研究」15、文部省科学研究費成果報告書(代表 岸力)、pp. 343-364.
- Leopold, L., G. Wolman and J. Miller(1964): *Fluvial Processes in Geomorphology*, W. H. Freeman and Co., pp. 520
- McDonald, B. C. and I. Banerjee(1971): Sediments and bed forms on a braided outwash plain, *Canadian Journal of Earth Sciences*, Vol.8, pp. 1282-1301.
- McDonald, B. C. and T. J. Day(1978): An experimental flume study on the formation of transverse ribs, *Current Research, Part A, Geological Survey Canada*, pp. 441-451.
- Middleton, G.V.(1965): Antidune cross-bedding in a large flume, *Journal of Sedimentary Petrology*, Vol.35, No.4, pp. 922-927.
- Parker, G.(1975): Sediment inertia as cause of river antidunes, *Journal of Hydraulic Division, Proc. of ASCE*, Vol.101, No. HY2, pp.211-221.
- Peterson, D. F. and P. K. Mohanty(1960): Flume studies of flow in steep rough channels, *Journal of Hydraulic Division, Proc. of ASCE*, Vol. 86, No. HY9, pp.55-76.
- Power, W.R.(1961): Backset beds in the coso formation Inyo county, California, *Journal of Sedimentary Petrology*, Vol.31, No.4, pp. 603-607.
- Reynolds, A.J.(1965): Waves on the erodible bed of an open channel, *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 22, 114-133.
- 沢田豊明・芦田和男(1989): 山地溪流における流路形態と土砂流出、第 33 回水理講演会論文集、pp. 373-378.
- Shaw, J. and R. Kellerhals(1977): Paleohydraulic interpretation of antidune bedforms with applications to antidunes in gravel, *Journal of Sedimentary Petrology*, Vol. 47, No. 1, pp. 257-266.
- Skipper, K.. (1971): Antidune cross-stratification in a turbidite sequence, Cloridorme formation, Gaspe, Quebec, *Sedimentology*,17, pp. 51-68.
- 竜澤宏昌・安養寺学(1997): ダムの魚道に関する研究、水資源開発公団試験研究報告(作成中)。
- Walker, R.G.(1967): Upper flow regime bed forms in turbidites of the hatch formation, Devonian of New York State, *Journal of Sedimentary Petrology*, Vol.37, No.4, pp. 1052-1058.
- Whittaker, J. G. and M. N. R. Jaeggi(1982): Origin of step-pool systems in mountain streams, *Journal of Hydraulics Division, Proc. of ASCE*, pp. 758-773.
- Whittaker, J. G.(1987): Sediment transport in step-pool streams, "Sediment Transport in Gravel Bed Rivers" (Edited by C.R. Thorne, J. C. Bathurst and R. D. Hey),18, John Wiley & Sons. pp.545-579.
- Whole, E. E. and T. Grodek (1994): Channel bed-steps along Nahal Yael, Negev desert, Israel, *Geomorphology*9, pp. 117-126.
- 山本晃一(1994): 「沖積河川学 堆積環境の視点から」、山海堂。
- 横川美和・遠藤徳孝・長谷川和義・上林悟(1995): 三次元水面波と HCS mimics、堆積学研究会講演要旨。