

浮遊粒子を含む乱れ場の乱流特性と拡散 Characteristics of Turbulence and Diffusion of Flow with Suspended Particles

九州大学工学部 正 員 小松利光 T.Komatsu
 九州大学大学院 学生員 細山田得三 T.Hosoyamada
 九州大学大学院 学生員 河野松夫 M.Kawano
 九州大学工学部 正 員 栗谷陽一 Y.Awaya

1. まえがき

混相流における流体の乱れ特性を知ることは工学の幅広い分野にわたって重要な課題となっていることから、これまでも数多くの研究が行われてきた。水工学の分野でも、乱れによって水流中に拡散し運ばれる浮流砂が掃流砂とともに河川における土砂輸送を担っているため、浮流砂の水理について活発な研究が行われてきた。しかしながらその乱流特性は日野¹⁾によって統一的な解釈がなされているものの、詳細については不明な点がまだ多く残されている。これは定常な浮流砂流を作り、かつ正確な乱流計測を行わなければならないという実験的な困難さと現象それ自体の複雑さに起因しているものと思われる。

本文では、浮遊粒子を含む乱れ場の乱流特性を明らかにするため、平均せん断流の存在しない最もシンプルな振動格子乱流を用いて、浮遊粒子の沈降と粒子の乱流拡散が釣り合った定常な固液混相の乱流場を作った。そして非接触型のLDVとFLVを用いて2方向の乱れの同一点同時測定を行い、清水流の場合との比較から浮遊粒子が乱れや乱流拡散に与える影響を明らかにした。

2. 実験方法とデータの解析

2.1 実験装置 実験は水平断面が正方形(25.4cm×25.4cm)で高さ60cmの透明アクリル製水槽を用いて行った。水槽内に底面から20cmのところを水平格子を設置しそれを上下に振動させることにより乱れを発生させた(図-1)。格子は1cm×1cmの角柱を用いて作られており、中心間隔は縦・横ともに10cmの正方向格子である。座標系は格子の平均位置に水平方向にx, y軸を取り鉛直上向きにz軸を取る。乱れの測定はx軸方向の乱れuをFLV(ファイバー型レーザー

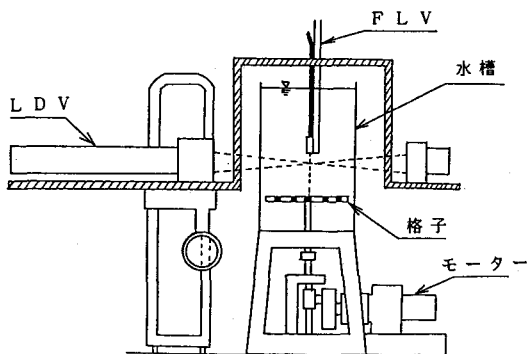


図-1 実験装置

ドップラー流速計)、z方向乱れwをLDV(レーザードップラー流速計)を用いて同一点で同時測定を行った。今回の実験ではx-y平面では乱れの特性は方向性をもたず一様であることが期待できるので、y方向の乱れvは測定しなかった。浮遊粒子として0.8mm~1.2mmの間にふるい分けられたポリスチレン粒子(平均粒径 $d=0.826\text{mm}$)を用いた。粒子の比重は $\sigma=1.045$ 、沈降速度 $w_s=1.31\text{cm/s}$ である。粒子の濃度cは体積濃度とし、濁度計を用いて測定した。なお、レーザー光が、粒子に当たって反応した場合は流体の場合とは異なる異常値が発生するのでしきい値を用いて判定・cutし、直線内挿して処理した。

2.2 実験条件とデータ処理 実験条件は表-1に示している。浮遊粒子の乱れに及ぼす影響を調べるため実験条件を同じにして浮遊粒子のない場合(実験A)とある場合(実験B)の2通りに分けて実験を行った。実験Bでは、測定対象を粒子の沈降と粒子の乱流拡散が釣り合った定常的

な乱れのため、水槽内に粒子を投入した後、乱れが完全に定常状態となるまで待って測定を開始した。乱れと粒子濃度の測定は水槽断面中央部に測線を取り、それぞれ1点につき130sec間測定し、データはデータレコーダーに収録した。z方向の測点の間隔は格子近傍では密に(5mm間隔)し、格子からはなれるに従い徐々に粗(1cm,その後2cm間隔)とした。収録されたデータはA-D変換の後統計処理を行った。サンプリング間隔 $\Delta t=1/37.5$ 秒、1測点当りのデータ個数はu, w, cについてそれぞれ $N=4096$ 個である。

表-1 実験条件

実験番号	作業流体	振動格子		記号
		ストローク(cm)	振動数(HZ)	
EXP-1-A	清水	6.0	4.0	○
EXP-2-A	清水	6.0	3.0	△
EXP-3-A	清水	6.0	3.5	□
EXP-1-B	混相流	6.0	4.0	●
EXP-2-B	混相流	6.0	3.0	▲
EXP-3-B	混相流	6.0	3.5	■

3. 実験結果とその考察

3.1 平均濃度分布 振動格子乱流は平均流の存在しない乱流場であるから濃度の保存式は簡単化されて次のようになる。

$$-w_0 c = K_s \partial c / \partial z \quad (1) \quad (\text{ここに } K_s \text{ は粒子の拡散係数})$$

左辺の沈降による粒子の flux($-w_0 c$)は常に負なので、 $\partial c / \partial z < 0$ となり、濃度 c は z 方向に単調に減少する分布(図-2)となる。

3.2 乱れの歪度・尖度 次に乱れの歪度について考察する。

u については歪度は零なので w について浮遊粒子のある場合と無い場合を併せてプロットしたのが図-3である。かなりの散らばりが見られるが清水の場合 w の歪度は、壁面せん断乱流²⁾の壁面からやや離れた領域とほぼ同程度の0.6程度の値を持ち、非対称性が強い。しかしながら浮遊粒子が存在する場合は粒子濃度 c の大きい格子近傍で歪度が減少し零に近づいている。この点をより明確に示すために、濃度 c に対して w の歪度をプロットしたのが図-4である。c の増加に従って w の歪度は減少しており、流体と粒子の間に相対速度が存在することが wake を引き起こして、その結果、w の正負の乱れを対称な形に近づけていることがわかる。

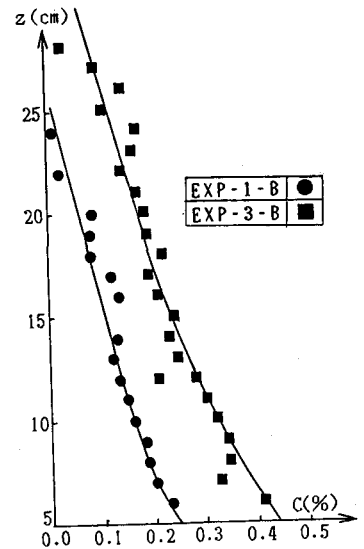


図-2 浮遊粒子濃度分布

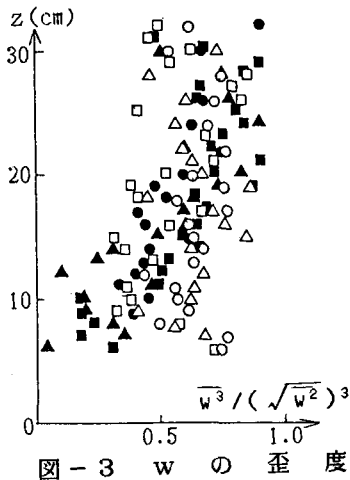


図-3 w の歪度

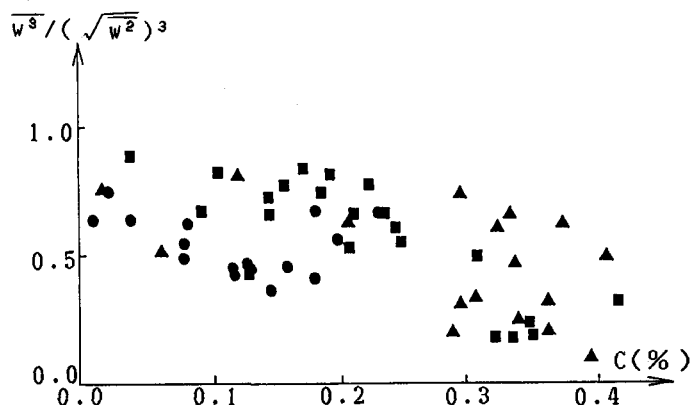


図-4 w の歪度と濃度 c の関係

続いて u 及び w の尖度を図-5、図-6に示す。データはかなりばらついているが、清水の場合 u 、 w ともに平均して3.2程度の尖度を示しているが、粒子が含まれている場合は尖度は u 、 w ともに大きくなる傾向にある。

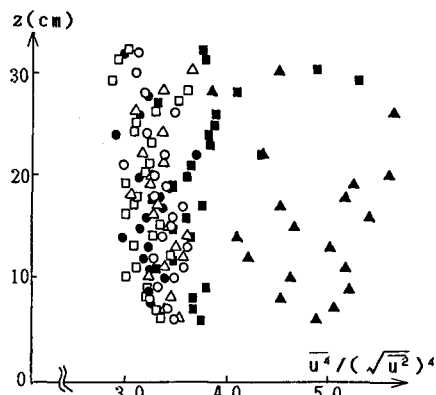


図-5 u の 尖 度

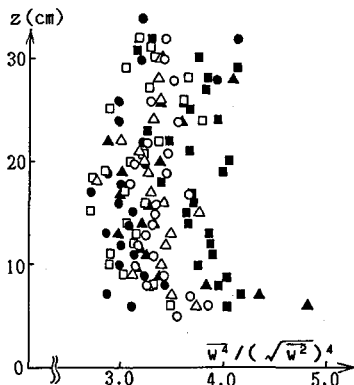


図-6 w の 尖 度

3.3 乱れ強度 浮流砂を含む開水路せん断流の実験で今本・大年³⁾は u の

乱れ強度が底面の粗滑に無関係に水路床付近で清水流の場合に較べて大きくなることを報告している。一方、平野・大本⁴⁾はやはり砂を使った粗面の実験で u の乱れ強度は河床付近で清水流に較べて逆に小さくなるという結果を得ている。

また、日野¹⁾は理論的考察から乱れの強さは粒子の比重が1に近ければ濃度とともに増加の傾向を示すが、比重が1より離れている場合は濃度とともに減衰すると報告している。唯、これらの研究は流れ方向の乱れ u と鉛直方向の乱れ w のそれぞれに及ぶ粒子の影響について詳細な検討を行っている訳ではない。今回の実験で浮遊粒子が存在する場合の u の乱れ強度と清水の場合の同じ位置での乱れ強さの比を粒子濃度 c に対してプロットしたのが図-7である。 c が大きくなるにつれて u の乱れ強度も大きくなっており、中立浮遊粒子の場合⁵⁾と似た傾向を示している。一方、 w の場合は浮遊粒子の鉛直方向の濃度勾配(密度勾配)の影響を直接的に受けるためそのメカニズムは u の場合程簡単ではないが、取り合えず粒子濃度 c で整理したのが図-8である。図

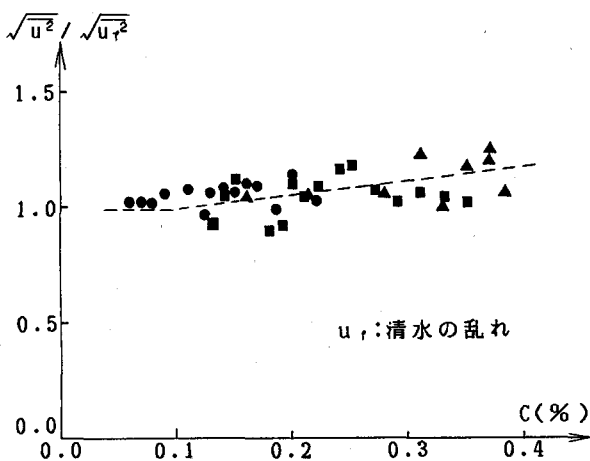


図-7 u の 乱 れ 強 度 の 比 と 濃 度 c の 関 係

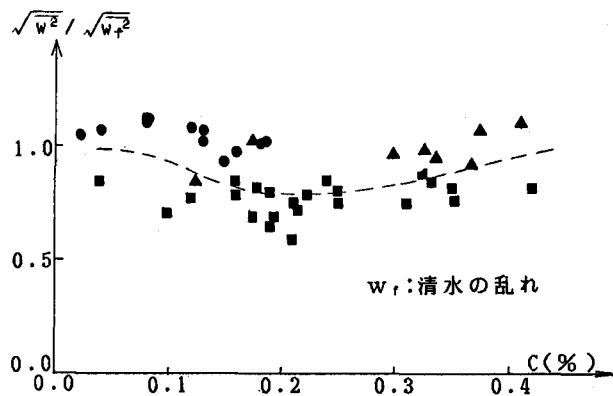


図-8 w の 乱 れ 強 度 の 比 と 濃 度 c の 関 係

ー7と比較してばらつきが大きいのはパラメーターに鉛直方向濃度勾配が入っている為と思われる。鉛直方向の乱れは粒子が水と同じ比重の中立粒子であれば水平方向の乱れと同様、粒子の存在によりエネルギーは単調に増加する。粒子の比重が水より重ければ、粒子の濃度の勾配が安定な密度勾配を生じさせ、この密度勾配が乱れを抑制して乱れエネルギーを減少させるため、本来粒子が存在することによって増加するエネルギーとのバランスの問題となる。cの変化に対しては一旦極小値を取りその後増加傾向を示している。このように浮遊粒子濃度cが乱れに及ぼす影響は水平方向の乱れと鉛直方向の乱れとは大きく異なっている。

3.4 乱れの時間スケール 乱れの時間スケールに及ぼす浮遊粒子濃度の影響について、日野¹⁾は乱れのエネルギー方程式と加速度平衡式で構成された理論的考察から、渦の寿命時間は粒子濃度の影響を受けて変化し、特に中立浮遊粒子の場合は濃度cの増加とともに渦の寿命時間は減少することを示した。一方、今本・大年³⁾は砂を用いた開水路浮流砂実験で、乱れの時間スケールは砂粒濃度の影響をほとんど受けないことを報告している。本実験で得られた乱れの自己相関係数を積分することによって得られる積分タイムスケールをそれぞれu, wについて図-9、図-10に示す。zの増加とともにタイムスケールはほぼ線形的に増加している。ばらつきが大きく定量的な評価は見積りにくい、定性的には浮遊砂の存在により積分タイムスケールは減少する傾向があることがわかる。

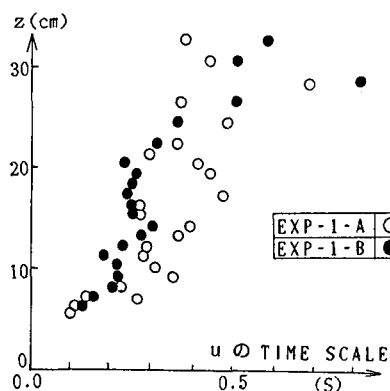


図-9 uのタイムスケール

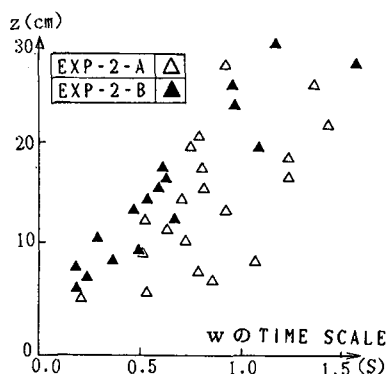


図-10 wのタイムスケール

3.5 乱れのスペクトル 浮遊粒子が存在する場合のスペクトルの変形についてはいくつかの研究があるが未だ統一的な見解は得られていない。今本・大年³⁾は砂を用いた開水路浮流砂実験でスペクトルを測定したが、粒子による乱れエネルギーの増加に伴うスペクトルのパワーの増加は見られたがスペクトルの変形は認められなかったと報告している。林ら⁵⁾は管路を用いた中立浮遊粒子流におけるスペクトルが清水流の場合と比較してその勾配が大きく異なり、-1乗則に近い勾配を取ることを示した。また、川本・榎井ら⁶⁾は乱れのスペクトルを理論的に検討し、浮遊粒子流では高周波側程スペクトルが変形・低下し、粒子濃度が高い程その効果は著しいと主張している。逆に平野・大本ら⁴⁾は高周波側で浮流砂流と清水流のスペクトルはほぼ一致し、低周波域では浮流砂流の方が清水流に較べて小さくなることを観察している。

著者も本実験から数多くのu, wに関するパワースペクトルをFFT法により求め、その変形に関して詳細に検討した。代表例を図-11、12に示す。u, wともに浮遊粒子のある場合、清水の場合と較べて低周波側でパワーが低下し、高周波側でパワーが増加している。したがってスペクトルの勾配は緩やかとなり、通常の-5/3乗則からより緩やかな-1乗則に近づく傾向性が全てのスペクトルに見られた。これは以下の理由に依ると思われる。浮遊粒子が存在することによって粒子

と流体の間にエネルギーのやり取りが起こる。乱れを大小様々なスケールと周波数を持つ渦の集まりであると考え、比較的low周波数のスケールの大きい渦の運動が粒子を連行する結果、粒子にエネルギーを与えることになり流体自身の乱れエネルギーは低下する。一方では粒子が流体に対して相対運動することにより粒子背後にできるwakeが小規模で高周波数の渦を多数発生させこれが高周波数側のスペクトルのパワーの増加に寄与している。このメカニズムが前述の粒子による乱れのタイムスケールの減少とも関わっている。唯、粒子の存在による乱れエネルギーの変化が大きい場合は上述のエネルギー交換のプロセスは同じだが、図-13に示すように2つのスペクトル図が重ならないため、今本・大年らの結果と同様、スペクトルの変形が見分けにくくなることもある。

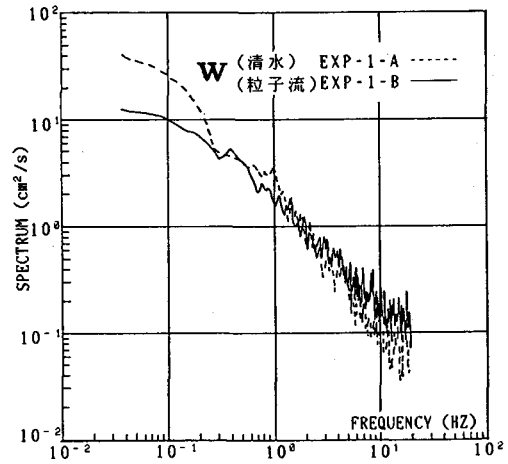


図-11 パワースペクトル

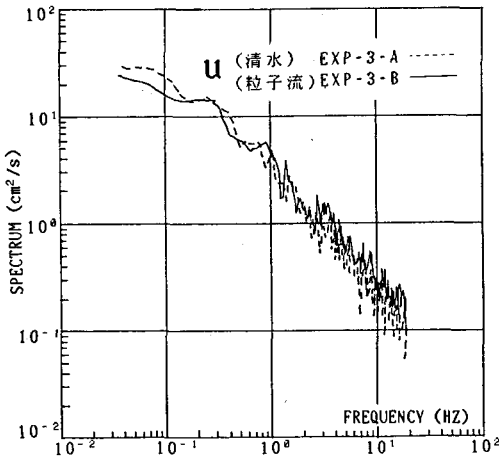


図-12 パワースペクトル

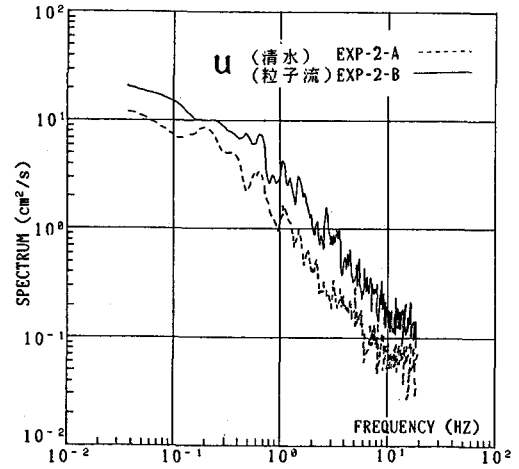


図-13 パワースペクトル

3.6 渦動拡散係数 z 方向の乱れの turbulent flux F は次式により求められる。

$$F = (2\overline{wu^2} + \overline{ww^2})/2 \quad (2)$$

また、乱れエネルギー q^2 は

$$q^2 = (2\overline{u^2} + \overline{w^2})/2 \quad (3)$$

によって表され、実験的に決定される。turbulent fluxをFick型を使って表わすと

$$F = -K_t \cdot \partial q^2 / \partial z \quad (4)$$

となり、乱れの渦動拡散係数 K_t を(4)式から逆算して決定することができる。清水の場合と浮遊粒子が存在する場合について K_t を求め、その一例を図-14に示す。渦動拡散係数は鉛直方向の乱れの強さと乱れのスケールの積に比例すると考えられるが、粒子の存在する場合は清水の場合に較べて乱れの拡散係数が減少している。これは3.3で述べたように w の乱れ強度は粒子の存在によってもそれ程大きくは変化しないが、3.4、3.5に見られるように乱れのスケールが粒子の存在によって減少するからであると考えられる。一方、浮遊粒子の渦動拡散係数 K_s も(1)式から $K_s =$

$-w \cdot c / (\partial c / \partial z)$ のように求めることができる。

得られた結果を図-14にプロットしている。乱れの渦動拡散係数とsame orderであり興味深い。

4. むすび

浮遊粒子を含む乱れの場合の乱流特性を明らかにするため、平均せん断流の存在しない最もシンプルな振動格子乱流を用いて、粒子の沈降と粒子の乱流拡散が釣り合った定常な固液混相の乱流場を作り、FLV, LDVを用いて、乱れを詳細に測定し検討した。2次流を実験的に完全に消せなかったためやや散らばりの多いデータとなったが、得られた結果を要約すると以下のようである。

(1)鉛直方向の乱れ w の歪度は清水の場合と較べて、粒子濃度が大きくなるに従い減少する。これは粒子の運動により w の平均値の回りの正負の乱れが均一化されるためであると思われる。

(2) u , w の尖度はともに粒子の存在により大きくなる傾向がある。

(3)水平方向の乱れ u の強度は粒子濃度 c が大きくなるにつれて単調に増加するが、鉛直方向の乱れ w は、粒子濃度と粒子濃度分布(浮力分布)の双方の影響を受けるため複雑な挙動を示す。

(4)乱れのタイムスケールは、粒子流では清水の場合に較べて減少する。

(5)乱れのスペクトルは粒子の存在により変形する。低周波側でエネルギーは減少し、高周波側でエネルギーは大きくなる。これは流体と浮遊粒子の間のエネルギーのやり取りに起因している。

(6)鉛直方向の乱れの渦動拡散係数は粒子の存在により大きく減少する。これは粒子の存在により乱れのスケールが減少するためである。

(7)今回の実験では清水および混相流体の場合の渦動粘性係数の測定が不可能であったが、(6)の乱れの渦動拡散係数とのアナロジーから渦動粘性係数も浮遊粒子の存在により減少すると思われる。

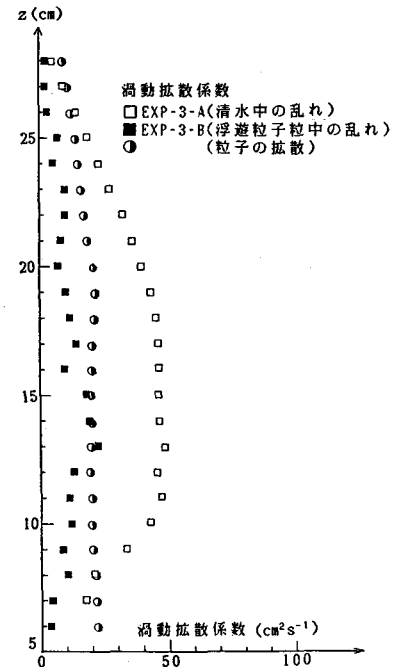


図-14 渦動拡散係数

最後に、本研究に取りかかるきっかけを示唆していただいた九州工業大学助教授藤崎一裕先生に感謝の意を表します。またこの研究の遂行にあたり献身的な努力を願った柴田敏彦技官、院生の加来謙一君に深甚なる謝意を表します。

参考文献

- 1) 日野幹雄, 土木学会論文集, 第92号, PP.11-20, 1963.
- 2) NAKAGAWA, H., I. NEZU, J. Fluid Mech., Vol. 80, PP.99-128, 1977.
- 3) 今本博健・大年邦雄, 京大防災研年報, 第22号B-2, PP.453-468, 1979.
- 4) 平野宗夫・大本照憲・松枝修治, 第30回水理講演会論文集, PP.619-624, 1986.
- 5) 林泰造・佐藤邦明・青野利夫, 第30回水理講演会論文集, PP.625-630, 1986.
- 6) 川本敏道・梶井和朗・神野健二・上田年比古, 第30回水理講演会論文集, PP.643-648, 1986.