

中立浮遊粒子を含む乱れ場の乱流空間特性

SPATIAL CHARACTERISTICS OF TURBULENCE WITH NEUTRALLY SUSPENDED PARTICLES

小松利光¹・押川英夫²・竹内美礼³

Toshimitsu KOMATSU, Hideo OSHIKAWA and Mirei TAKEUCHI

¹フェロー 工博 九州大学大学院教授 工学研究科海洋システム工学専攻 (〒812-8581福岡市東区箱崎 6-10-1)²正会員 工修 九州大学大学院助手 工学研究科海洋システム工学専攻 (同上)³学生員 九州大学大学院 工学研究科修士課程建設システム工学専攻 (同上)

Turbulence modulation in a flow with neutrally suspended particles has been experimentally investigated. The turbulent field generated by an oscillating grid was adopted as a basic turbulent field. Since there is no mean shear flow in it, the steady state can be easily attained. In the present study, the spatial characteristics, such as 1-dimensional wave number spectra and integral-length scales, in multiphase turbulent flows have been examined on the basis of measurements by traversing FLV. The main results are as follows:

When neutrally suspended particles exist in the flow, new eddies whose dimensionless wave number $kd/2\pi$ is about 0.2 are generated. The eddies seem to be those of wake due to a relative velocity between a particle and ambient fluid because the value of $kd/2\pi$ corresponds to the Strouhal number S found behind a rigid sphere in an uniform flow. Consequently, a wave number spectrum has a peak around $kd/2\pi=0.2$ if a comparably large number of spherical particles are contained in the flow.

Key Words: Turbulence Modulation, Neutrally Suspended Particle, Oscillating Grid Turbulence, Wave Number Spectrum, Strouhal Number

1. 緒言

固体粒子と乱流の相互干渉による乱流構造の変化に関する研究は、従来より数多くなされてきた。中でもGore & Crowe¹⁾による乱れのスケールに着目した整理は画期的で、粒子の混入による乱れ強度の変化に対して新しい知見を与えている。しかしながら従来の研究はレーザー流速計の点計測によるアプローチが殆どであり^{2)~6)}、粒子混入による乱れ特性の変化を空間構造の面から解明している研究は少ない。最近では、菱田ら⁷⁾がDPIVを用いて固体粒子群と乱流の相互干渉を調べているが、彼らの研究では波数帯を二つに分けて取り扱い、低波数側のスペクトルの評価には水路中央部の一点の時系列を用いており、空間構造の評価の難しさを示している。

固液混相流においては、固体粒子の運動がそれ自身の沈降速度と乱れ速度という分離して評価しにくい二つの要素に影響されているため、現象の把握が一段と困難になっている。そこで、粒子の沈降性が無視できてより簡単な中立浮遊粒子に関する研究が行われるようになった⁸⁾。Elata & Ippen⁹⁾による開水路流、三村ら¹⁰⁾、林ら¹¹⁾による管路流、小松ら^{12),13)}によ

る振動格子乱流場における研究などが代表的であり幾つかの知見が得られているが、精度の高い測定が容易でないこともあり、中立浮遊粒子流に関してさえその乱流特性にはいまだに不明な点が多い。

このような背景のもと、本研究は平均せん断流の存在しない比較的単純な定常乱れである振動格子乱流場において固体粒子を中立浮遊させ、レーザー流速計の移動計測により粒子混入による乱流特性の変化を空間構造的に調べたものである。波数空間の細部における微妙な差異を検出するため、とくに今回は同一条件における測定回数を大幅に増やし、データの信頼性を高めることに留意している。

2. 実験装置および方法

本研究で用いた実験装置の概要を図-1に示す。水槽は長さ 200.0 cm, 高さ 50.0 cm, 幅 25.0 cm のアクリル製で、水槽底部から 20.0 cm 上方にメッシュサイズ 4.419 cm, 栈幅 0.884 cm の角柱正方格子を取り付け、それを鉛直に振動させることにより定常な乱れ場を発生させた。乱れの計測にはファイバー型レーザー流速計 (FLV) を使用し、それを水槽と独立させ

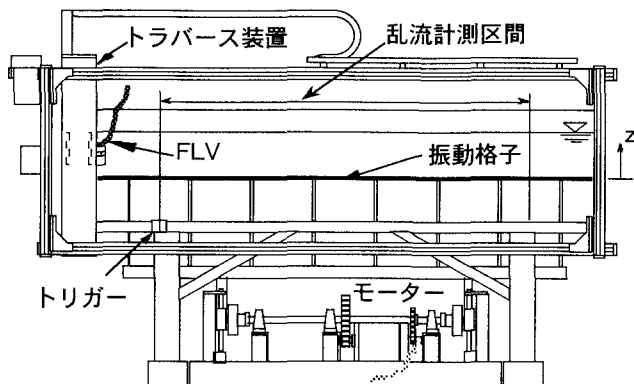


図-1 実験装置の概略

表-1 粒子の特性量

粒径(mm)	比重	粒子緩和時間(s)	沈降速度(cm/s)
0.41	1.06	0.015	0.476
0.67	1.06	0.039	0.851
1.02	1.06	0.090	1.45
1.55	1.05	0.21	2.08
1.85	1.05	0.29	2.46
2.19	1.05	0.41	3.01
2.44	1.05	0.51	3.11

た自動トラバース装置に取り付け、水平方向に一定速度 22.0 cm/s で滑らかに走行させて水平方向の流速の計測を行うことにより、乱れの空間特性量を測定した。1 回の走行で得られた出力信号は、サンプリング間隔 $\Delta t = 1/1000$ 秒で AD 変換され、8192 個のデータとして収録された。また、空間的に厳密に同一区間のデータ収集が何度でもできるように工夫（トリガー）がなされている。また参考のために行われた周波数スペクトルを求めるための定点測定は、水槽中心付近に FLV を固定しサンプリング間隔 $\Delta t = 1/100$ 秒で行われ、16384 個のデータが収録された。

実験は水深を 45.0 cm で一定とし、奥行き方向の測定位置は側壁の影響と格子の配置、FLV の特性等を考慮してレーザーが入射する側の側壁から 6.3 cm の位置とした。鉛直方向の測定断面は格子の振動中心を $z=0$ として鉛直上向きを正とした z 座標の $z=11.5$ cm の位置であり、 z を変化させた予備実験においてこの位置で乱れは適度に大きく（データの S-N 比が良くなる）、また乱れの異方性も小さくなっていた。格子の振動数は 4.0 Hz、ストロークは 6.0 cm に固定した。格子の振動に伴う水面変動は非常に小さいことが確認されている。尚、レーザー光が粒子と衝突した場合に発生すると思われる異常値については、しきい値を用いて cut・補正している。しきい値は、流速の生データから計算される乱れ強度の 4 倍とした。この数値は、流速の生データの度数分布を作成し、分布の中心から離れた裾野にできる小さなピークの位置

表-2 実験条件

測定方法	同条件下の測定回数	粒径(mm)	粒子濃度 (%)			
			0	0.005	0.05	0.15
移動測定	200	0.41	○	○	○	○
		0.67	○	○	○	○
		1.02	○	○	○	○
		1.55	○	○	○	○
		2.19	○	○	○	○
	500	0.41	○	○	○	○
		1.02	○	○	○	○
		1.55	○	○	○	○
		1.85	○	○	○	○
		2.19	○	○	○	○
定点測定	20	1.02	○	○	○	○
		2.44	○	○	○	○

から設定された。この条件で異常値として認識されるデータの割合は僅か 0.1% 程度である。

浮遊粒子としては 7 種類の粒径のポリスチレン粒子を用い、中立浮遊させるために作業流体を粒子と同比重の塩水とした。比較のための粒子濃度 $C = 0$ （以後、清水と呼ぶ）の実験でも極力条件を同じにするため同比重の塩水を用いている。実験は粒子濃度が $C = 0.005 \sim 0.15\%$ の範囲で行われた。実験に用いた粒子に関する諸量を表-1、実験条件を表-2に示す。表-1 中の粒子緩和時間 τ_p は仮想質量を考慮した以下の式(1)で流体を水として求め、粒子の終局沈降速度は水道水を用いた静水中での実測に基づいた値である。

$$\tau_p = \frac{2\rho_p + \rho_f}{36\rho_f} \frac{d^2}{\nu} \quad (1)$$

ここで ρ_p , $\rho_f (=1.0 \text{ g/cm}^3)$ はそれぞれ粒子および流体の密度、 ν は動粘性係数であり $0.01 (\text{cm}^2/\text{s})$ としている。今回の実験は混相流における乱流変調の内部構造をスペクトルの各波数毎に調べることを目的としているため、同一条件の測定回数を 200 回または 500 回と非常に多くして ensemble 平均を行っている。尚、実験条件の微妙な変化（例えば水温、相対密度差、seeding や界面活性剤の量などの微妙な違い）が結果を大きく左右する可能性があるため、清水の実験は粒子混入前に毎回測定しており、また振動格子を長時間用いることによる水温上昇も冷却装置を用いて調整している。水温調整は実験が半ケースおよびそのケースが終了した時点で冷却装置を水槽内に浸し、清水の場合の初期水温まで冷却した。

この種の研究で重要なパラメータの一つである Kolmogorov のマイクロスケールは、清水における実験から求められたスペクトル分布に、小松ら¹⁴⁾による慣性領域におけるスペクトル分布の普遍式を適用

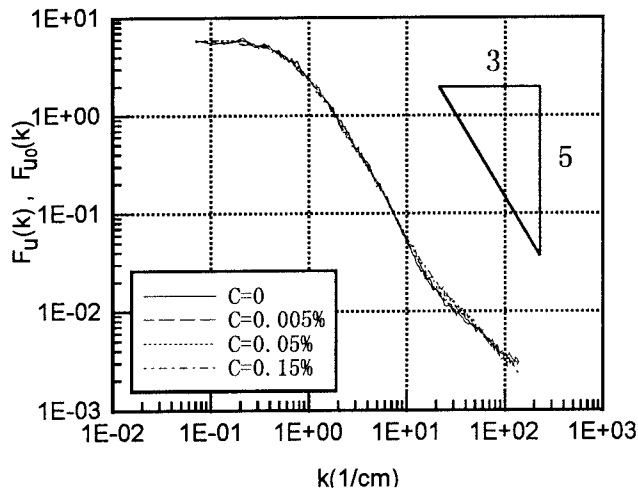


図-2 波数スペクトル $F_u(k)$ ($d=2.44\text{mm}$, 500回)

して求められたエネルギー散逸率 ε から計算したところ $160\mu\text{m}$ であった。この値は実験に用いた最小粒径 ($410\mu\text{m}$) よりもかなり小さい。但し、この際の ν も塩分の影響を無視して $0.01(\text{cm}^2/\text{s})$ としている。

尚、本研究の測定結果は全て各条件毎に得られた数多くの測定結果の ensemble 平均に基づくものであり、波数毎の議論を可能とするため三角フィルターを用いた波数空間に渡る移動平均は出来る限り行わないよう留意した。

3. 実験結果と考察

(1) 波数スペクトル

清水に対する水平方向の乱れの 1 次元波数スペクトル $F_{u0}(k)$ 、および各条件に対して得られた粒子混入時のスペクトル $F_u(k)$ の例として、粒径 $d=2.44\text{mm}$ の場合における結果 (500回測定の ensemble 平均値) を図-2に示す。測定回数を非常に多くしたため、スペクトルの波形は局所的な変動が少なく非常に滑らかなものとなっている。清水の $F_{u0}(k)$ において、慣性領域における $-5/3$ 乗のスペクトルが明確に現れており、精度の良い結果が得られていることが期待できる。また、図-3は参考のために行った同条件下における定点測定に基づく周波数スペクトル $F_u(f)$ および $F_{u0}(f)$ の結果である。局所的なスペクトル波形にはやや違いがあるが、平衡領域においては波数スペクトルと同様周波数スペクトルでも $-5/3$ 乗則が成立している。

林ら¹⁾は管水路における中立浮遊粒子流の実験に基づいて、粒子を混入した場合のスペクトルの変形に関して、(周波数) スペクトルの勾配は濃度の増加に対応して -1 乗則に近くなると結論づけている。しかし、図-2、図-3に示されているように今回の実験結果からは全ての実験条件において、波数スペクトル、周波数スペクトルには粒子混入によるスペクトルの概形の変化は明確には見られなかった。高

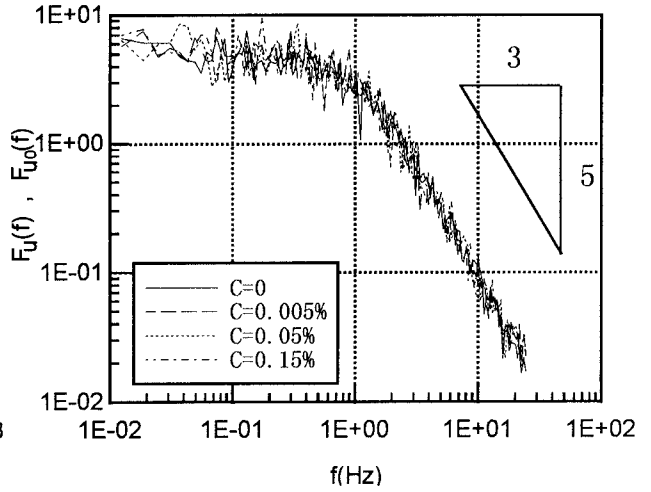


図-3 周波数スペクトル $F_u(f)$ ($d=2.44\text{mm}$, 20回)

波数側において微小な変化が現れたのみである。この違いの原因は現時点で明確にはできないが、彼らの実験はせん断流場で行われており、基本的な流れ場が異なる、比重 1.06 の粒子をそのまま用いている、粒子濃度が我々の実験に比べて非常に濃い等が挙げられる。

(2) 固体粒子による乱流構造の変化

粒子混入による乱れ構造の変化をより明確にするため、各波数の乱れの渦径を意味する $2\pi/k$ に対する粒径 d の比である $kd/2\pi$ を横軸に、 $F_u(k)$ と $F_{u0}(k)$ の比 $F_u(k)/F_{u0}(k)$ を縦軸にしてプロットしたものが図-4である。但しこの表示では変動が大きかったため、200回の測定の ensemble 平均である $d=0.67\text{mm}$ の場合、即ち図-4a)はフィルター幅 10 、それ以外はフィルター幅 5 で三角フィルターをかけている。また極端に高波数側では図-2の高波数側 ($k \geq 20$) に見られるようにノイズの影響をかなり受けており、 $F_u(k)$ と $F_{u0}(k)$ の正確な測定が出来ていない (少なくとも清水時の粘性領域のスペクトルの勾配は慣性領域のそれより急勾配でなければならない) のでノイズの影響を受けていると思われる領域は cut した。尚、横軸 $kd/2\pi$ は Gore & Crowe¹⁾ が示した粒子混入による乱れ強度の増減を評価するための特性量 d/L (L は平均渦径) を、渦の各スケール毎の値としたものに相当する。

図-4から粒径 d が小さくなるにつれて、やや高波数側に大きなピーク (粒子が混入されている時のスペクトルのパワーの増加を意味する) が現れ、またこのピークは粒子濃度の増加に伴って高くなっていることがわかる。ここでこのピークの生成および粒径が大きくなるにつれてそのピークが減衰していくメカニズムについて考察する。

まずピークの生成に関してであるが、これは粒子一流体間の相間相対速度によって粒子背後に新たに

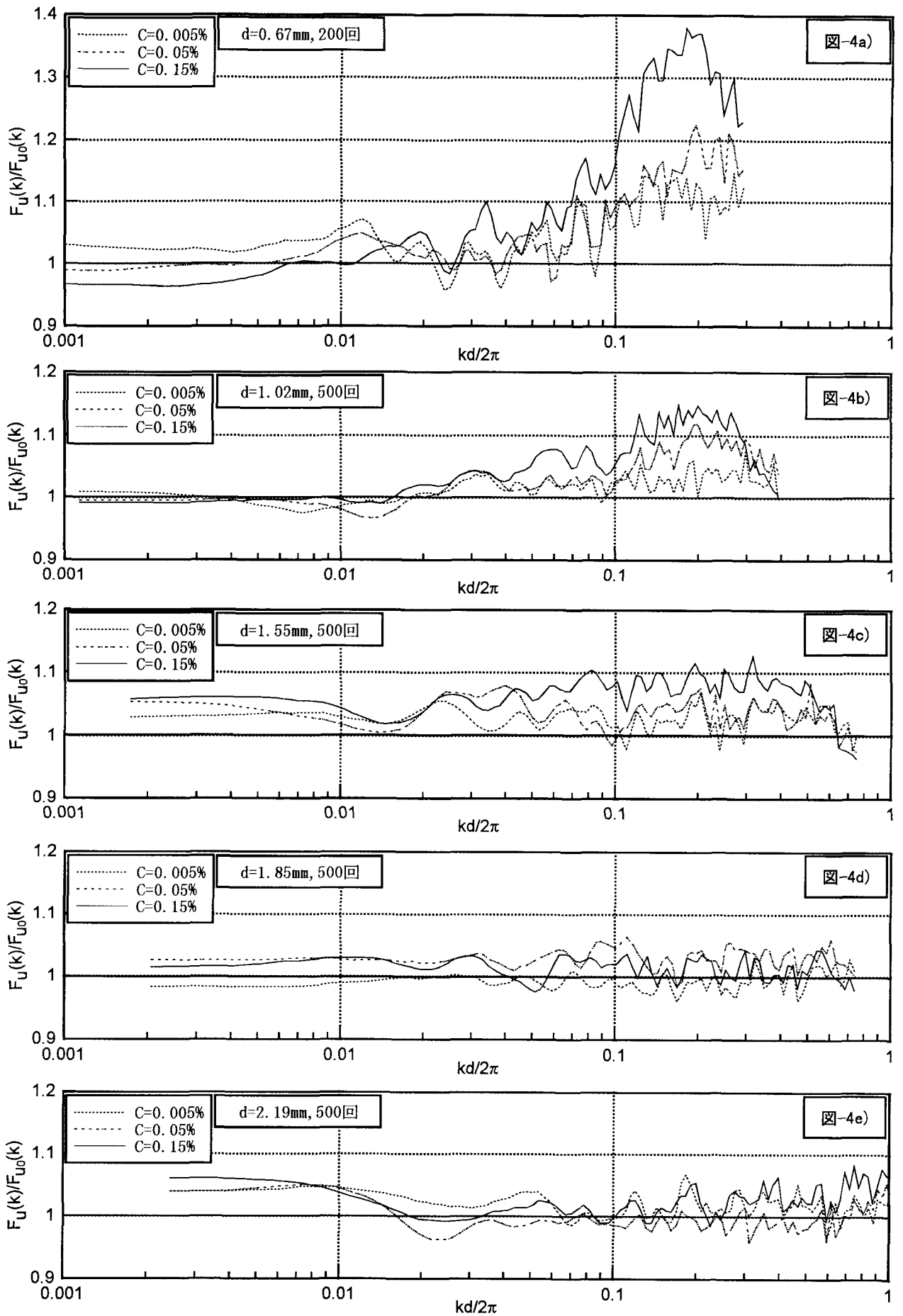


図-4 正規化された波数スペクトル $F_U(k)/F_{U0}(k)$

発生したwakeによるものと考えられる。球背後に発生する後流に関して、坂本ら¹⁵⁾は一様流場に球を固定してその背後の乱れを測定することで以下の様な知見を見出している。

[1] 球背後に発生する渦のStrouhal数 ($S_t \equiv fd/U$) はレイノルズ数 ($R_e \equiv Ud/\nu$) によって若干変化するが0.2程度 (0.16~0.24) であり、これは球後方に流出するwakeの交互の変動に基づいている (low mode の渦)。ここに、 f : 渦の発生周波数、 U : 主流の流速である。

[2] R_e が800を超えるともう1種類の別の S_t が検出される (high mode の渦) が、この渦のエネルギーレベルは low mode の渦のそれに比べかなり小さい。

ここで、図-4a), b) からこのピークの中心付近の無次元波数 $kd/2\pi$ は約0.2であることがわかる。前述の S_t を凍結乱流の仮定 ($k=2\pi f/U$) のもとに波数表示すると $S_t = fd/U = kd/2\pi$ となり、本研究で用いている無次元波数 $kd/2\pi$ は S_t に相当することになる。これらの点を考慮すると、 $kd/2\pi=0.2$ において発生したピークは坂本ら¹⁵⁾ による low mode の渦によるものと推定される。このことはまた、辻ら¹⁶⁾ が管内流中に固定された球群の背後における乱れを測定し、検出されたスペクトルのわずかなピークに対応した S_t を求めたところ、 $S_t=0.10\sim0.23$ の範囲であったことにも対応しているものと思われる。但し我々の実験 (辻ら¹⁶⁾ の実験も同様) では high mode の渦は検出されなかった。これは我々の実験が $R_e \leq 800$ に相当していた、或るいは坂本ら¹⁵⁾ が述べているように high mode の渦のエネルギーレベルが低いために、二相流における我々の実験では検出しきれなかった等の理由が考えられる。

次に粒径の増加に伴うピークの減衰、および粒子濃度の増加に伴うピークの高さの増加について考察する。これはレーザー流速計が移動計測の際に計測する粒子近傍のwake領域の測定頻度に起因しているものと考えられる。粒子濃度が同じでも粒径が小さい図-4a), b) の場合には、粒径が大きい場合と比較して渦の発生周期は短く粒子数は多くなるため、発生直後のwake領域をレーザーが測定する頻度が増えることになり、スペクトルに大きなピークが生じるものと思われる。逆に同濃度で粒径が大きい場合粒子数は少なくなり、渦の発生周期は長くなるためにレーザーが移動中に測定するのは、大部分が発生時のwakeから減衰 (カスケード・ダウンによるエネルギーの高波数側への移行やエネルギー散逸による) した後の流体部分となることから、図-4d), e) にはピークが明確に現れなかったものと考えられる。同

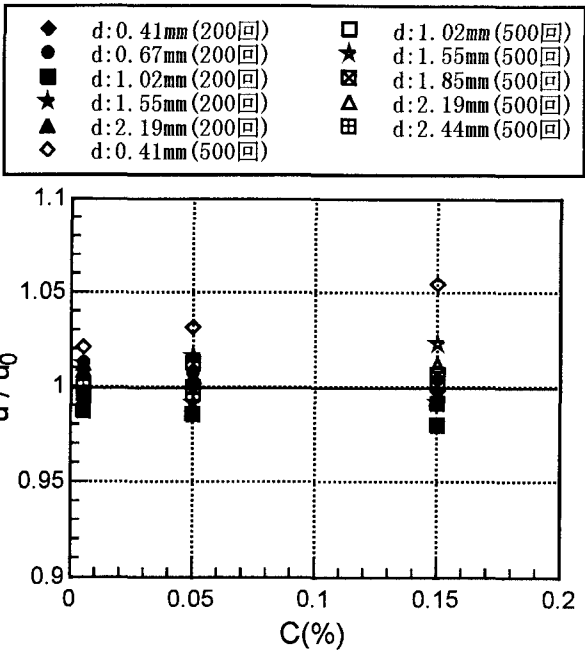


図-5 乱れ強度の増減

一粒径では粒子濃度が高い程レーザーが粒子近傍のwake領域を捕らえる頻度が高くなるので、 $kd/2\pi=0.2$ 付近のピークが高くなる。但し、この実験で行われた粒子濃度が従来の研究^{4,5)} より若干高いことを考えると、粒径が小さい場合には粒子間相互作用が生じている可能性もある。

(3) 乱れ強度と平均渦径

粒子濃度の増加に伴う乱れ強度の変化を調べるために、粒子濃度を横軸、清水時の乱れ強度 u_0 に対する粒子混入時の乱れ強度 u の比を縦軸として示したものが図-5である。中立浮遊粒子に対する今回の実験条件下では乱れ強度は殆ど変化していない。図-4に見られたように、パワーが元々小さい高波数側でしかスペクトルの値に顕著な変化が生じなかったということから乱れ強度はそれ程変わらないという結果となっている。但し、 $d=0.41\text{mm}$, 500回の結果では、濃度の増加に伴う乱れ強度の増加が比較的明瞭に現れている。しかし、増加の割合は5%程度と小さく、また同じ粒径で200回の結果ではその様な傾向は現れていない。更に、この粒径では $kd/2\pi=0.2$ の付近がノイズに影響された領域になるため、 $d=0.41\text{mm}$, 500回に見られた濃度の増加に伴う乱れ強度の増加の信頼性には若干の疑問が残る。

最後に粒子混入による平均渦径の変化に関して考察する。図-6は横軸に粒子濃度、縦軸に清水時の積分長さスケール L_{u0} に対する粒子混入時の積分長さスケール L_u の比をとったものである。Parthasarathyら⁴⁾ の実験で積分長さスケールが粒径等に依存しなかつ

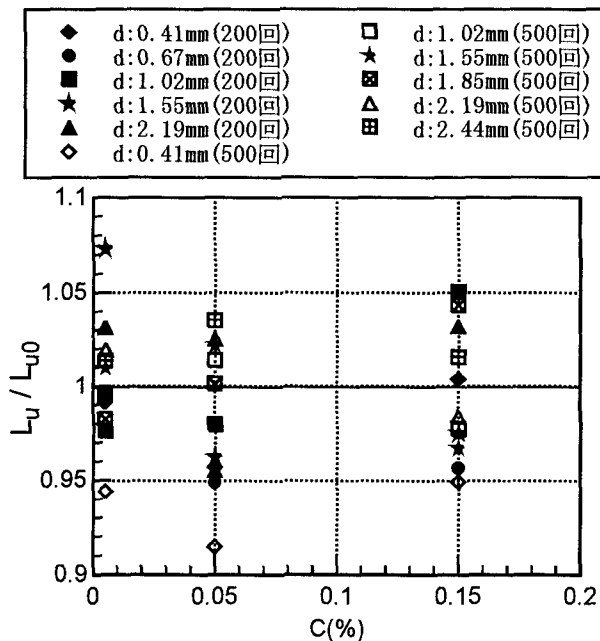


図-6 乱れの積分長さスケールの増減

たのに似て、今回の実験条件下でも粒子混入による積分長さスケールの変化は殆ど見られなかった。

4. 結論

乱れ場として平均せん断流のない単純な定常乱流場である振動格子乱流場を採用し、FLVの移動計測に基づいて中立浮遊粒子混入による乱流変調の内部空間構造を調べた。今回の実験条件下において得られた知見を要約すると以下のようになる。

1) 中立浮遊粒子混入による乱れのスペクトルの変化はそれ程大きくはなく、通常見かける両対数表示のスペクトルの図ではそれ程変化は見られない。尚、これは周波数スペクトルでも同様である。

2) 中立浮遊粒子を混入した二相流においても、一樣流中に固定した球の後流のStrouhal数に対応した $kd/2\pi=0.2$ 付近の波数において、相間相対速度により生じるwakeによる乱れのproductionが存在し、そのためスペクトルにピークができる。とくに同濃度では粒径が小さい場合、渦の発生周期は短くなり粒子の数は多くなるため、その波数付近におけるスペクトルのパワーの増加が実験的に検出され易くなる。逆に同濃度で粒径が大きい場合粒子数が減少し渦の発生周期も長くなるため、wakeにより発生した乱れもカスケード・ダウンして散逸するようになり殆ど検出されなくなる。

3) 中立浮遊粒子では、濃度や粒径にも因るが粒子混入による乱れ強度や積分長さスケールの変化は現れにくい。即ち2)で述べた相間相対速度に基づき発生するwakeは、比較的高波数側のスペクトルのパ

ワーが小さい波数で発生するため、乱れ強度や乱れのスケールには影響しにくいと言える。

参考文献

- 1) R. A. Gore and C.T. Crowe: Effect of Particle size on modulating turbulent intensity, Int. J. Multiphase Flow, Vol. 15, No. 2, pp.279-285, 1989.
- 2) Y. Tsuji, Y. Morikawa and H. Shiomi: LDV measurements of an air-solid two-phase flow in a vertical pipe, J. Fluid. Mech., Vol. 139, pp.417-434, 1984.
- 3) 菱田公一, 金子和裕, 前田昌信: 固気二相軸対称噴流の乱れ構造, 日本機械学会論文集 (B編), 51巻, 467号, pp.2330-2337, 1985.
- 4) R.N. Parthasarathy and G.M. Faeth: Turbulence modulation in homogeneous dilute particle-laden flows, J. Fluid. Mech., Vol. 220, pp.485-514, 1990.
- 5) 玉井昌宏, 村岡浩爾, 清水一博: 固体粒子の一樣沈降により誘起される乱流場と振動格子乱流の相互作用に関する研究, 土木学会論文集, No. 521/II-32, pp.49-58, 1995.
- 6) 二瓶泰雄, 灘岡和夫, 中村則保: 粒子濃度が鉛直二次元固液二相噴流の乱流特性に及ぼす効果, 水工学論文集, Vol.42, pp.1177-1182, 1998.
- 7) 菱田公一, 半沢 陽, 榎原 潤, 佐藤洋平, 前田昌信: 固液二相矩形管内流の乱流構造 (第1報, DPIVによる流れ場の測定), 日本機械学会論文集 (B編), 62巻, 593号, pp.18-25, 1996.
- 8) 吉川秀夫編: 流砂の水理学, 丸善, pp.95-100, 1985.
- 9) Elata C. and Ippen A.T.: The dynamics of open channel flow with suspensions of neutrally buoyant particles, Hydrodynamic Lab., Tech. Rep., No.45, Dept. of Civil and Sanitary Eng., MIT, 1961.
- 10) 三村信男, 松尾友矩: 中立粒子浮遊流とカオリンブロック, カオリン浮遊流の乱流特性, 土木学会論文集, 第284号, pp.49-58, 1979.
- 11) 林 泰造, 佐藤邦明, 青野利夫: 中立浮遊粒子を含む水流の乱流構造に関する実験的研究, 第30回水理講演会論文集, pp.625-630, 1986.
- 12) 小松利光, 山口正久, 朝位孝二, 榎 利博: 固液混相流の乱れ特性に関する研究, 第33回水理講演会論文集, pp.601-606, 1989.
- 13) 小松利光, 柴田敏彦, 朝位孝二: 浮遊粒子を含む流れの乱流特性に関する実験的研究, 水工学論文集, Vol.34, pp.211-216, 1990.
- 14) 小松利光, 松本泰司, 柴田敏彦, 榎東一郎: 平衡波数領域における乱れエネルギーのスペクトル特性, 土木学会論文集, No. 405/II-11, pp.109-118, 1989.
- 15) 坂本弘志, 羽二生博之, 中村知己: 一樣流中にある球から放出される渦に関する実験的研究, 日本機械学会論文集 (B編), 55巻, 515号, pp.1889-1895, 1989.
- 16) 辻 裕, 森川敬信, 藤原好隆: 固定された球群を内部にもつ管内の流れ, 日本機械学会論文集 (B編), 50巻, 449号, pp.202-209, 1984.

(1998. 9. 30受付)