

管内二相乱流の未知高次相関量の非接触計測と
乱流モデルの検討

神戸大学大学院自然科学研究科

細川 茂雄

管内二相乱流の未知高次相関量の非接触計測と乱流モデルの検討

1. 研究の背景と目的

気体と液体とで構成される気液二相流は、火力・原子力発電所、化学プラント、石油輸送パイプライン、空調装置の熱交換器内など、幅広い工業機器内で利用されている。これらの機器の合理的設計、安全性・信頼性向上のために、気液二相流の流動特性を把握し、精度良く予測することが要求されている。近年の計算機処理速度や記憶素子の著しい発達を背景として、数値シミュレーション技術が急速に発展しているが、設計・開発に寄与できる精度の高い予測手法を確率するためには解決すべき問題が少なくない。特に、乱流のモデル化に関しては、単相流においてさえ未解決の問題が多く、幅広い流動条件下において二相乱流を精度良く予測できるモデルは存在しない。

二相乱流構造の把握および気泡誘起乱れのモデル化を行う上で、レイノルズ応力の計測データ蓄積とその特性解明が不可欠である。しかし、これまでの研究の多くは、管軸方向の液相乱れのみを取り扱ったものが殆どであり、円周方向、半径方向の乱れおよびレイノルズ応力を計測した例は数少ない。僅かに Serizawa ら^{[1][2]}による熱線流速計を用いた軸方向、半径方向の乱れおよびレイノルズ応力の計測、および Wang ら^[3]による3-D円錐プローブを用いたレイノルズ応力の計測例がある程度であり、更なる基礎データの蓄積が必要である。また、これらの研究では、計測器のセンサー部を流れ場に挿入しているため、センサー部が流れ場へ与える影響を評価する必要がある。これらの既存データの検証および実験データの精度向上の為に、レイノルズ応力の非接触な計測が望まれる。

気液二相流における代表的な非接触測定法として、レーザドップラー流速計(LDV)が挙げられる。LDVは時間、空間、速度の解像度が高く、局所速度の多次元同時計測が可能である。しかし、円管内二相流においては、一般に連続相と管壁との屈折率が異なるために円管の曲率によるレーザ光の屈折が問題となり、二方向速度成分の同時計測が困難である。二方向速度成分やレイノルズ応力の計測例が少ないのは、このことに起因する。一方、単相流では、管材料と同じ屈折率の流体を用いることで屈折率の影響を無くして(インデックスマッチング)レイノルズ応力を計測した例が存在する。しかし、気液二相流では、液体の物性が流動に与える影響が大きく、また相似側が確立されていないため、異なる流体を使用して得られた知見を、実器に多く見られる水-空気系二相流へ適用することは困難である。

そこで、本研究では円管内水-空気系二相乱流におけるレイノルズ応力等の高次相関量を含む乱流特性を非接触で測定できる計測方法を構築する。具体的には、試験部円管に水と極めて近い屈折率を有する管(FEP管)を用いることで前述の屈折率の問題を解決し、LDVを用いて二方向成分の同時計測を可能とする。また、気泡径、断面平均ボイド率を一定とした条件で液相流束を変化させて管内乱流特性を測定し、気泡と乱れ速度、レイノルズ応力との相互干渉を調べる。さらに、実験データから、乱流のモデル化に関する基礎的知見を得ることを目的とする。

2. 研究方法・研究内容

本研究で用いた実験装置の概略図を図1に示す。装置は液相供給部、気相供給部、気液混合部、試験部から構成される。試験流体として気相には常温・常圧の空気、液相には常温・常圧の水を用いた。なお、水にはLDV計測に必要な散乱粒子(SiO_2 :平均粒径 $3\mu\text{m}$)をあらかじめ混入している。

水はモノポンプにより供給され、空気はコンプレッサにより供給される。水流量は受け止めによって測定し、実験中も流量が一定に保たれていることを確認した。また、

空気流量は流量計と水上置換により測定するとともに、流量計によって実験中の流量が一定に保たれていることを確認した。水と空気は、気泡生成部で混合され、気液二相流として管長 $L=2.0(\text{m})$ 、管内径 $D=20(\text{mm})$ のフッ素樹脂製鉛直円管 (FEP 樹脂製円管) 内を上向きに流れる。水は、上部タンクから下部タンクに戻され、モノポンプから再供給される。また空気は上部タンクにおいて大気中に開放される。

試験部である上部 $0.5(\text{m})$ では、LDV で 2 方向速度成分を同時測定するために、円管を $41 \times 41(\text{mm})$ のアクリル製矩形ダクトで覆った (図 2)。すなわち、水 ($n=1.333$) とほぼ同じ屈折率 ($n=1.338$) をもつ FEP 管内に試験流体を流し、その周りを水で満たした矩形アクリル管で囲むことによって、レーザ光の管壁での屈折を無くした。これにより、液相速度の 2 成分 (もしくは 3 成分) の同時測定が可能になる。なお、FEP 管は完全に透明ではないが、LDV 計測および画像の撮影上、支障がなかったことを付記しておく。

実験条件を表 1 に示す。ここで、 $\langle J_G \rangle$ 、 $\langle J_L \rangle$ はそれぞれ断面平均液相、気相流束を、 d_B はビデオ画像より求めた気泡の平均球等価直径を、 $\langle \alpha_G \rangle$ は画像処理による予備実験によって測定した気相体積率、 Re は液相レイノルズ数を表している。液相速度の計測は LDV (DANTEC 社製: 60X) を用いて行った。測定断面は試験部入口から $1500(\text{mm})$ 上方 (気泡生成部より $1650(\text{mm})$ 上方) とし、LDV プローブを試験部に対して前後にトラバースさせることで軸方向と周方向、左右にトラバースすることで軸方向と半径方向の二方向液相速度の同時測定を行った。測定点は、管中央より 1mm 間隔で $r=0 \sim 9(\text{mm})$ までの 10 点と $r=9(\text{mm})$ より $0.2(\text{mm})$ 間隔で $r=9.2 \sim 9.8(\text{mm})$ までの 4 点の計 14 点とした。また各点のサンプル数は、乱流条件では 50,000 個、層流条件では 25000 個とした。各点の測定時間は乱流条件で約 1 分、層流条件で約 10 分であった。

表 1 実験条件

	$\langle J_L \rangle$ (m/s)	$\langle J_G \rangle$ (m/s)	d_B (mm)	$\langle \alpha_G \rangle$ (%)	Re (-)	T_L ()
Case 1-tp	0.045	0.0065	3.73	1.9	900	20.7
Case 1-sp	0.045	0	-	0	900	21.0
Case 2-tp	0.5	0.015	3.66	1.9	9960	21.3
Case 2-sp	0.5	0	-	0	9960	19.8
Case 3-tp	0.9	0.02	3.22	1.9	17900	21.2
Case 3-sp	0.9	0	-	0	17900	20.1

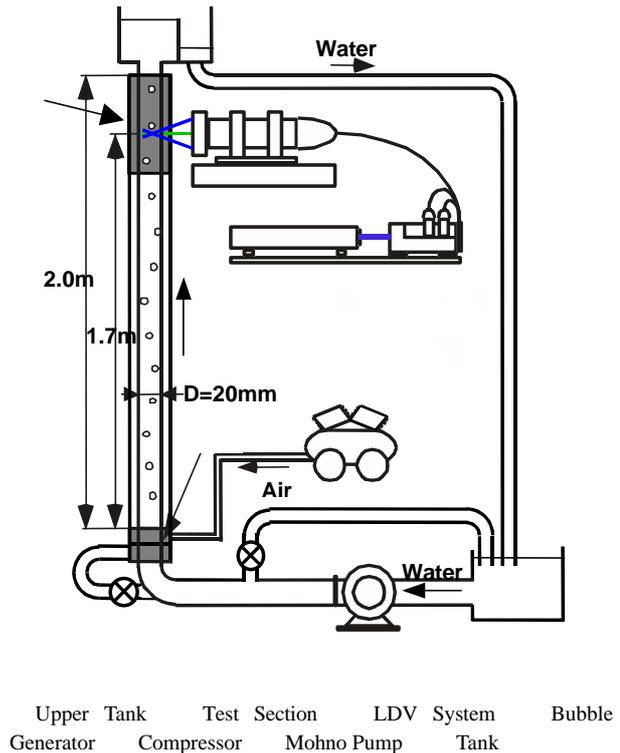


図 1 実験装置概略図

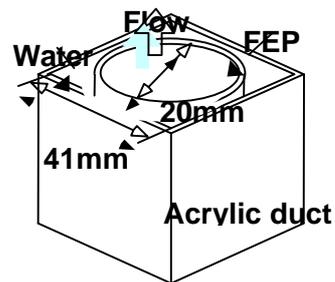


図 2 試験部概略図

3. 研究結果

試験部におけるレーザビームの屈折の影響を評価するために、試験部にレーザビームを入射させ、試験部通過後にビームの角度がどれだけ変化したかを調べた。図3は、試験部入射ビームに対する試験部通過後のビームの角度とレーザビーム入射位置 r を管半径 R で無次元した値 r/R を示している。水、FEP管、ポリカーボネート管の屈折率は、それぞれ 1.333、1.338、1.587 である。ポリカーボネート管の場合は、ビームが大きく屈折するのに対し、FEP管を用いた場合の屈折はほぼ無視できるレベルまで低減されており、FEP管が光学計測に有益であることが確認できた。

FEP管を用いて計測した乱流諸量の妥当性を確認するため、本実験で得られたレイノルズ応力 $\overline{u'^2}$ 、 $\overline{v'^2}$ 、 $\overline{w'^2}$ 、 $\overline{u'v'}$ を既存のデータ (Laufer^[4], Park^[5], Hosokawa^[6]) と比較し、図4、5に示す。なお、各値は、軸方向平均速度 $\overline{U_c}$ または $\overline{u'^2}$ 、 $\overline{v'^2}$ で無次元化している。ここで、Laufer^[4]のデータはレイノルズ数 $Re=500000$ 、Parkら^[5]のデータは $Re=8800 \sim 9200$ 、また、Hosokawaら^[6]のデータは $Re=20000$ の条件で測定されている。また、本実験の管内径が 20mm であるのに対して、Laufer、Parkら、Hosokawaらの用いた管内径はそれぞれ 247mm、51mm、30mm である。図4、図5より各レイノルズ応力の分布はよく一致しており、本実験で得られたレイノルズ応力の測定値が妥当であり、FEP管を用いた多次元速度成分同時計測法が有効であることが確認できた。

レイノルズ応力の各成分の分布を図6(a)~(e)に示す。図中の $\overline{u'^2}$ は単相流を $\overline{u'^2}$ は気泡流を表す。レイノルズ応力の成分の中では、軸方向成分 $\overline{u'^2}$ が最も大きく、その大きさは $\overline{u'v'}$ の約 10 倍程度である。また半径方向成分 $\overline{v'^2}$ 、周方向成分 $\overline{w'^2}$ の大きさは $\overline{u'^2}$ の約半分である。従来、気泡誘起乱流の強さは $\overline{u'^2} : \overline{v'^2} : \overline{w'^2} = 4:3:3$ とモデル化されてきたが、本結果より $\overline{u'^2} : \overline{v'^2} : \overline{w'^2} = 2:1:1$ であることがわかる。円管内乱流では、流れ場の軸対称性から $\overline{u'w'}$ 、 $\overline{v'w'}$ は零となるべきであり、気泡流においてもボイド率分布

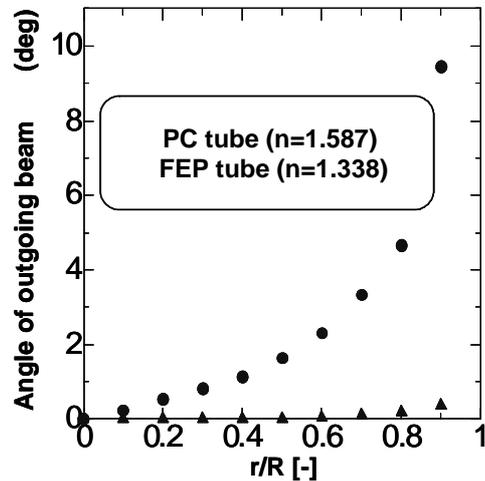
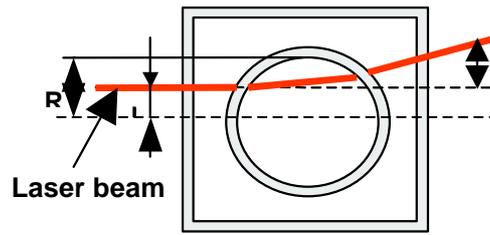


図3 試験部入射前後のビームの角度

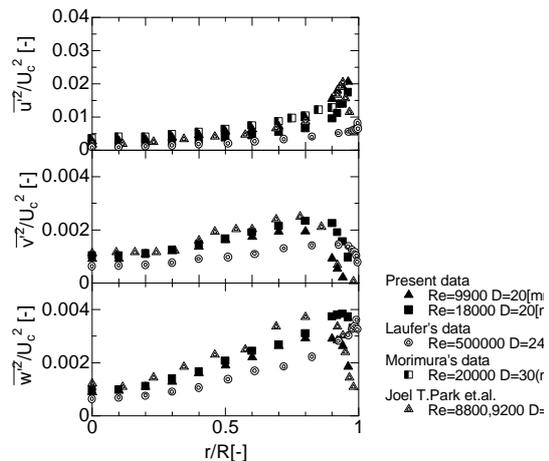


図4 レイノルズ応力の検証 ($\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$)

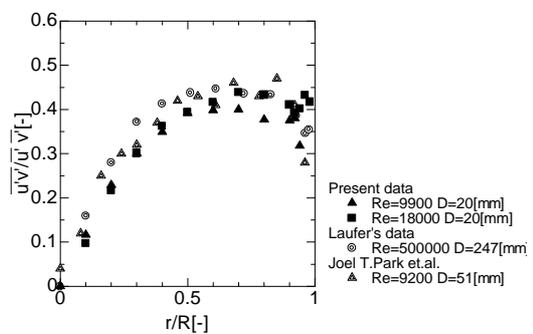


図5 レイノルズ応力の検証 ($\overline{u'v'}$)

が軸対称である限り零となるべきである。図 6(e)より、計測したすべての条件で $\overline{u'w'}$ はほぼ零を示しており、ボイド率分布が時間平均的に軸対称であることと計測データの信頼性が高いことが確認できる。

層流条件 (Case1) で、気泡流の $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$ の分布は管中央で高く、管壁に近づくにつれて低くなっており、ボイド率分布とよく対応した分布となっている。一方、気泡流の $\overline{u'v'}$ の分布は $r/R=0.6$ 付近で最大となっている。 $\overline{u'v'}$ は軸対称性から管中央で零となるため、 $\overline{u'v'}$ のピークはボイド率分布のピークより壁側に近づいている。一方、乱流条件 (Case2,3) では、単相流、気泡流ともに $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$ の分布は管中央で低く、管壁で高くなっている。つまり、乱れは壁におけるせん断により主に生成されている。Case2 では $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$ ともに単相流に比べて気泡流の方が大きくなっている。また、 $\overline{u'v'}$ は管壁付近で単相流に比べて気泡流の方が大きくなっている。一方 Case3 では、 $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$ ともに単相流に比べて気泡流の方が管壁付近では大きく、 $r/R < 0.7$ の領域では小さくなっている。 $\overline{u'v'}$ は管全域で単相流に比べて気泡流の方が小さくなっており、気泡の存在が乱れを抑制していることがわかる。

レイノルズ応力方程式には変動速度の 3 重相関項が含まれている。従って、レイノルズ応力方程式を解くためには、この 3 重相関に関する情報が必要不可欠である。しかし、これまでに管内気泡流における 3 重相関に関する実験データは殆ど無い。そこで、本実験で得られた変動速度の 3 重相関の分布を図 7(a) ~ (e) に示す。図中の \circ は単相流、 \triangle は気泡流を表している。層流条件 (Case1) では、 $\overline{u'v'^2}$, $\overline{u'w'^2}$ が管中心で高くなっており、乱流条件 (Case2,3) では、壁付近で各相関項が大きい。つまり、乱れの生成が大きいところで 3 重相関項が大きくなっていることがわかる。3 重相関項は乱れの消散と関わっており、局所平衡状態では乱れの消散と生成がバランスしていることから、本結果が妥当であることがわかる。ところで、乱流モデルにおける Closure 問題を解決するためには、高次の相関項を低次の相関項を用いて

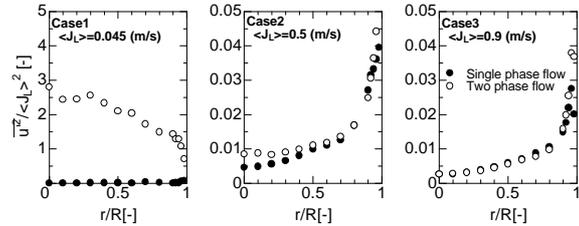


図 6 (a) レイノルズ応力分布($\overline{u'^2}$)

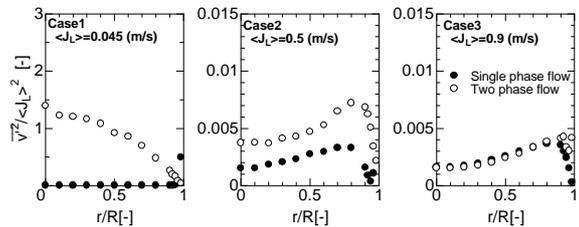


図 6 (b) レイノルズ応力分布($\overline{v'^2}$)

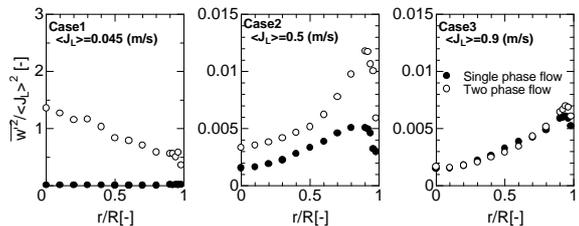


図 6 (c) レイノルズ応力分布($\overline{w'^2}$)

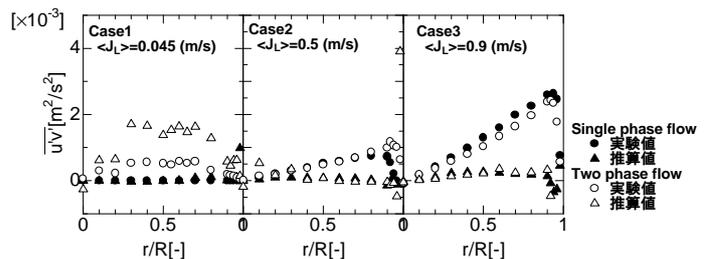


図 6 (d) レイノルズ応力分布($\overline{u'v'}$)

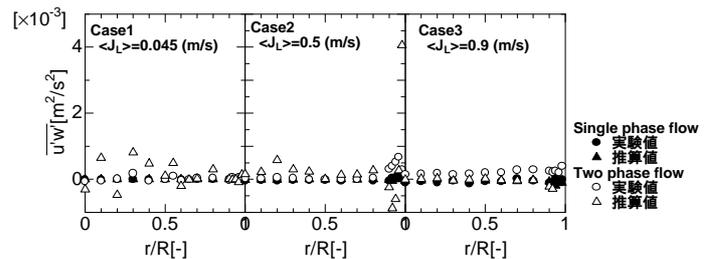


図 6 (e) レイノルズ応力分布($\overline{u'w'}$)

モデル化する必要がある。そこでは、 $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{u'^2v'}$, $\overline{u'^2w'}$, $\overline{u'v'^2}$, $\overline{u'w'^2}$ の 6 成分を、 $\overline{u'^3}$, $\overline{v'^3}$, $\overline{w'^3}$ と $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$ を用いて次式で評価し、実験値と比較した。

$$\overline{u_i' u_j'} = \frac{\overline{u_i'^3}}{u_i'^2} \times \frac{\overline{u_j'^3}}{u_j'^2} \quad (1)$$

$$\overline{u_i' u_i' u_j'} = \overline{u_i'^2} \times \frac{\overline{u_j'^3}}{u_j'^2} \quad (2)$$

図 6(d),(e)および図 7(a)~(d)中に推算値を（単相流）および（気泡流）で示す。図 7(a)~(d)より 3 重相関は、定性的には式(2)で良好に評価できることがわかる。定量的には、推算値が実験値よりも大きい値をとる傾向があるが、オーダーは十分評価できている。一方、図 6(d)に示す $\overline{u'v'}$ は、定性的な一致は見られるものの、実験値と推算値の差が大きく、式(2)による評価は適切でないと考えられる。

既存の乱流モデルを評価するため、レイノルズせん断応力の測定値 τ_{B_Exp} と既存の乱流モデル (Kataoka & Serizawa^[7], Sato & Sekoguchi^[8]) で算出した τ_B を比較し、図 8 に示す。ここで、 τ_{B_Exp} は気泡によるレイノルズせん断応力の増加量であり、 $\tau_{B_Exp} = \rho(\overline{u'v'_{\eta}} - \overline{u'v'_{sp}})$ で評価した。一方、円管内気泡流において気泡流により生じるレイノルズ応力は、渦粘性仮説を用いて $t_B = re_B(\partial U / \partial y)$ で表される。ここで ε_B は渦消散量であり、Kataoka & Serizawa は $e_{B_K} = (1/3)a_G d_B n_L$ 、Sato & Sekoguchi は ε_B を $e_{B_S} = 0.6a_G d_B u_R$ でモデル化した。ここで、 ν_L は連続相の動粘度、 u_R は気液間相対速度である。これらのモデルから τ_B を算出するに際し、 α_G および $\partial U / \partial y$ には実験値を用い、 u_R は静止液中を上昇する気泡の終端速度と等しいと仮定した。これらのモデルが対象とする乱れが促進される条件である Case2 では、両モデルともに壁面近傍での増加傾向を良好に予測している。特に Kataoka & Serizawa のモデルは管中央部で、Sato & Sekoguchi のモデルは壁付近で、定量的にもよい一致を示している。一方、層流条件 (Case1) では、両方のモデルとも τ_B を過小評価する。したがって、これらのモデルを気泡塔などの層流条件に適用した場

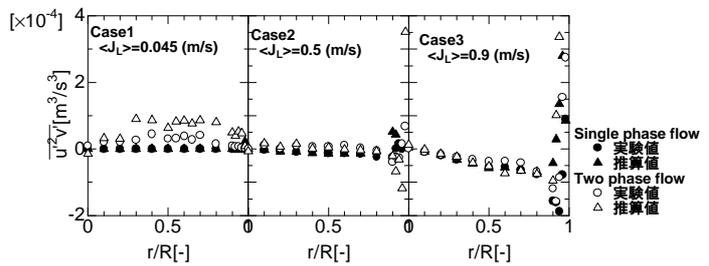


図 7 (a) 実験値と推算値の比較 ($\overline{u'^2 v'}$)

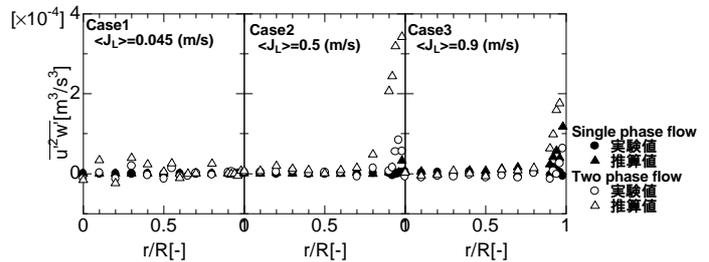


図 7 (b) 実験値と推算値の比較 ($\overline{u'^2 w'}$)

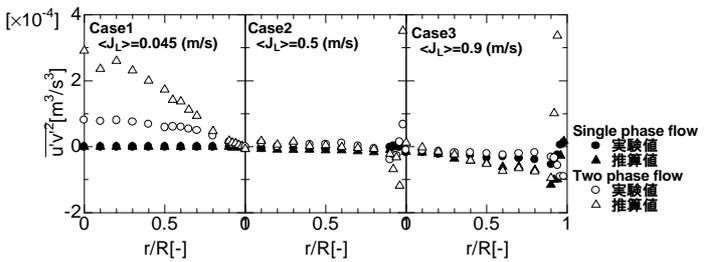


図 7 (c) 実験値と推算値の比較 ($\overline{u'v'^2}$)

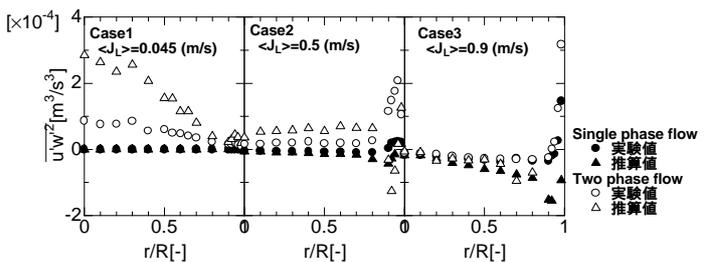


図 7 (d) 実験値と推算値の比較 ($\overline{u'w'^2}$)

合には、気泡によるレイノルズせん断応力を過小評価し、誤差が大きくなる。また、これらのモデルは常に正の値を示すため、乱れの減衰が起こる乱流条件 (Case3) では、気泡の存在による乱れの減衰を表現することができていない。以上より、既存の渦粘性仮説に基づく乱流モデルの問題点は、層流における気泡誘起乱流の評価と高液流束における乱れの抑制の評価にあることが確認できた。

4 . 研究がもたらす効果および波及効果

本研究は、従来計測が困難であった円管内水 - 空気系二相流の乱流特性を詳細に計測する方法を与えており、二相乱流研究および研究・開発における乱流計測に大きく貢献できる。また、本手法は、光学計測全てに適用可能であり、管内二相流研究に与える影響は大きい。さらに、本研究で得られた知見は、気液二相気泡流における乱流モデルの高精度化に強く関係しており、今後のモデル改良に大きく貢献できるものである。

5 . 参考文献

- [1] Serizawa, A., Tsuda, K. and Kataoka, I. Measurement Techniques in Gas-Liquid Two-Phase Flows, IUTAN Symposium Nancy, France, Hemisphere. (1983).
- [2] Serizawa, A., Kataoka, I. Turbulence Suppression in Bubbly Two-Phase Flow, Nuclear Engineering and Design, 122, 1-16 (1990).
- [3] S. K. Wang, S. J. Lee, O. C. Jones Jr. and R. T. Lahey Jr. 3-D turbulence structure and phase distribution measurements in bubbly two-phase flows, Int. J. Multiphase Flow, vol.13, No. 3, 327-343 (1987).
- [4] Laufer, J. NACA Technical Reports, No. 1174. (1954).
- [5] Joel T. Park, Richard J. Mannheimer, Terrence A. Grimley, Thomas B. Morrow, Velocity Measurements of Transparent Non-Newtonian Pipeline Slurries with Laser Doppler Anemometry, Applications of Laser Anemometry to Fluid Mechanics, 4th International Symposium (1988).
- [6] Hosokawa, S., Tomiyama, A., et al., Influences of Relative Velocity on Turbulent Intensity in Gas-Solid Two-Phase Flow in a Vertical Pipe, ICMF'98 (1998).
- [7] Kataoka, I. and Serizawa, A., Analyses of the Radial Distribution of Averaged Velocity and Turbulent Velocity in Bubbly Two-Phase flow, The 1st JSME/ASME Int. Conf. On Nuclear Engineering (ICONE-1), Tokyo, Nov.4-7(1991).
- [8] Sato, Y. and Sekoguchi, K., Liquid Velocity Distribution in Two-Phase Bubbly Flow, Int. J. Multiphase Flow, 2, 79-95 (1975).
- [9] Hosokawa, S., Tomiyama, A., Turbulence Modification due to Bubbles and Particles in Dispersed Two-Phase Upflows in a Vertical Pipe, 7th ICONE (1999).
- [10] Hinze, J.O., Turbulence, McGRAWHILL (1959)

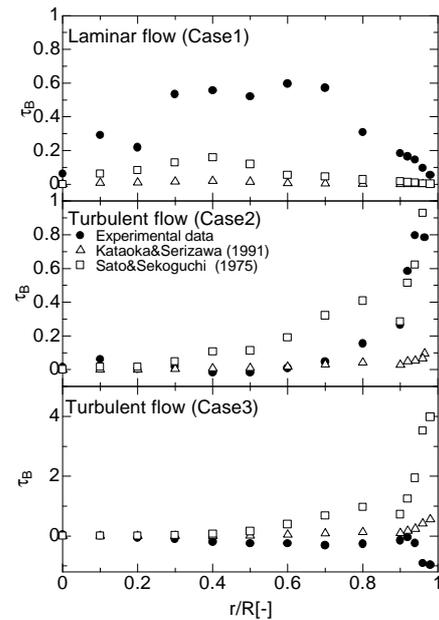


図8 乱流モデルとの比較