

II-330

熱対流乱流場の画像計測

神戸大学工学部	正員	道奥康治
三菱重工業	正員	島崎正則
近畿大学理工学部	正員	江藤剛治
近畿大学理工学部	正員	竹原幸生

1. はじめに

第3, 第4著者の開発したトレーサー粒子と¹⁾, 画像上の多数の粒子の自動追跡アルゴリズム²⁾を用いて, Rayleigh-Benard 型自由対流場の流体運動と熱計測を行った。ただし, 今回は試験的な計測である。結果を第1, 第2筆者が検討中の自己相似解³⁾と, Adrian によるレーザドプラー流速計と熱電対による計測結果⁴⁾と比較する。

2. 実験方法

25cm×25cmの水平形状を有する透明ガラス製水槽を用いて, 熱対流の水理実験を行った。熱電対を鉛直方向20点に配し, 水温の多点連続計測を行う。流速はマイクロプロセルトレーサーを用いて画像計測する。本実験における水理条件を表-1に示す。同表中, $z_*=h$: 層厚, $w_*= (\alpha H_s g h)^{1/3}$: 対流の代表速度, $\theta_*=H_s/w_*$: 温度の代表スケール, H_s (°Ccm/sec): 底面から供給される単位面積あたりの温度フラックス, α : 熱膨張係数, g : 重力加速度, $Pe=w_* z_*/\kappa_T$: ペクレ数, κ_T : 熱拡散係数, である。

(z_*, θ_*, w_*)は対流層スケールの現象に着目した場合の長さ, 温度, 速度の外部変数である。一方, 壁付近の底層に着目した場合には, 各量に関して内部変数(z_o, θ_o, w_o)を代表量とした規準化を施す。ここで, $z_o=\kappa_T/w_o$, $\theta_o=H_s/w_o$, $w_o=(\alpha g H_s \kappa_T)^{1/4}$, と定義される。

3. 実験結果

図-1a)は外部変数(z_*, θ_*)によって規準化された平均温度分布を示す。同図中に示された曲線は各実験ケースに対する乱流モデルの解析値をあらわす。外部スケールにしておよそ $\tilde{z}=0.0\sim0.2$ の範囲が高温の熱境界層となっており温度勾配が大きい。これより上方の対流層では乱流が発達しており, ほぼ一様な水温分布を呈する。解析値はこれを良好に再現している。

図-1b)は同じく外部変数により無次元化された温度変動強度 $\tilde{\sigma}_\theta=\sigma_\theta/\theta_*= \sqrt{\theta'^2}/\theta_*$ の鉛直分布を示す。同じく, 曲線は乱流モデルの解析結果である。熱電対の計測精度が十分でないためデータがばらついているが, 底面 $\tilde{z}=0$ において $\sigma_\theta=0$ となり熱境界層内で σ_θ がピークを呈し, $\tilde{z}$ の増加とともに単調減少する傾向がみられる。サーミスターを用いれば計測精度は改善されるが, 時定数が大きいため変動成分の計測に限界がある。より高精度の多点温度計測システムを開発する必要がある。

マイクロプロセルトレーサー画像を粒子追跡して得られた乱流強度の水平・鉛直成分 $\tilde{\sigma}_u=\sigma_u/w_*= \sqrt{u'^2}/w_*$, $\tilde{\sigma}_w=\sigma_w/w_*= \sqrt{w'^2}/w_*$ の分布(外部変数表示)を図-2a), b)に各々示す(Adrianの実験値を○で併記した)。これは1/3秒間隔で約30秒間粒子を追跡した結果である。

図-3は下端壁面境界層近傍の流況をクローズアップして計測し, 内部変数表示した乱流強度の壁付近の分布 $\tilde{\sigma}_w(\tilde{z})$ をあらわす。これは1/30秒間隔で約3.5秒間しか粒子追跡を行っておらず, 湧昇や下降等の全フェイズを平均したものとはなっていない。全フェイズを取るにより一致度はより高くなる可能性がある。

4. 流速の画像計測に関する考察

乱流強度分布(図-2, 3)の計測結果について考察する。

a)外部変数表示した乱流強度の水平成分 $\tilde{\sigma}_u$ (図-2a))は, Pe の増加—すなわち対流強度の増加とともに増加している。本画像計測結果は高ペクレ数のもとでLDVを用いて得られたAdrianの実験値とともに対流層中央付

近で σ_w が小さく、上下端境界付近で極大値をとる傾向にあるが、乱流モデル（図中曲線）はこれを再現することはできない。大きなペクレ数における本実験値とAdrianの実験値との整合性より、マイクロカプセルトレーサー粒子が熱密度流場においても良好に追跡し、粒子追跡による計測が妥当であることが推察される。

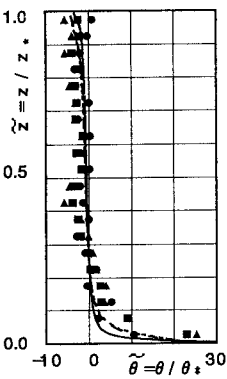
b)鉛直方向成分 σ_w （図-2b））についてもAdrianの計測値と本実験値の一致は比較的良好である。この場合、乱流モデルは前者に近い値を示している。

c)熱境界層スケール(内部変数表示)により表示した σ_w は曲線で示す乱流モデル解析結果とほぼ一致している。

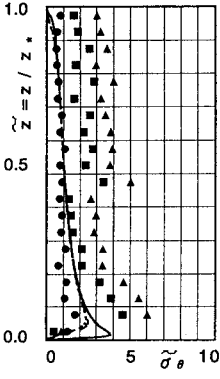
今回は粒子追跡法の妥当性を検証するための予備的実験であったが、マイクロカプセルトレーサー粒子を熱密度流現象の流速計測に適用できる見通しを得た。温度勾配の大きな熱境界層付近の乱流計測に際してはLDVによる計測に限界があると思われ、この点本計測手法は大きな可能性を有すると考えられる。今後、計測を積み重ねて熱対流場の乱流構造を解明し、乱流の定式化に反映させる予定である。

表-1 実験条件

	Theory	Symbol	z (cm)	w (cm/s)	θ ($^{\circ}$ C)	H_0 ($^{\circ}$ C cm/s)	Pe
Case 1	————	●	9	0.610	0.139	0.0850	2719
Case 2	-----	■	4	0.182	0.028	0.0507	490
Case 3	- - - - -	▲	4	0.209	0.037	0.0077	562
Adrian's Experiments		○	$Pe=3,864\sim12,152$				

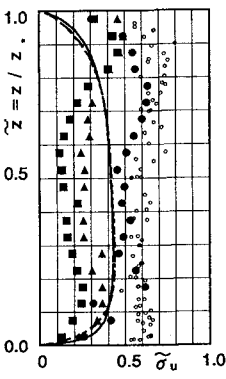


a)平均温度分布

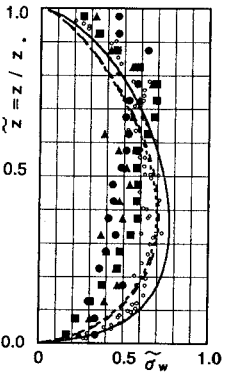


b)温度変動強度分布

図-1 温度特性分布（外部変数表示）



a)水平方向成分



b)鉛直方向成分

図-2 乱流強度分布（外部変数表示）

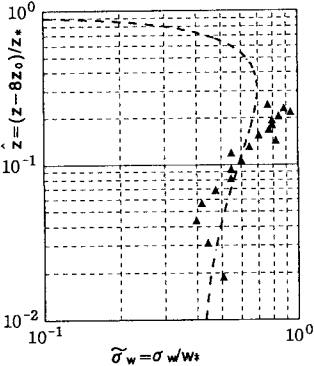


図-3 乱流強度の鉛直方向成分の分布（内部変数表示）

参考文献

- 1)Etoh, T. and Takehara, K., Tracer particles of which specific gravity is unity, Flow Visualization VI, pp.878-881, 1992.
- 2)竹原・江藤・道奥・島崎, 画像上の多数の粒子の自動追跡アルゴリズム, 第48回年次学術講演会, 1993.
- 3)道奥・島崎, 熱対流乱流場の自己相似解, 水工学論文集, 第37巻, pp.343-348, 1993.
- 4)Adrian, R.J., Turbulent thermal convection in wide horizontal fluid layers, Experiments in Fluids, Vol.4, pp.121-141, 1986.