

表層水平ブルームの可視化による水表面温度分布

Distribution of the Surface Temperature
of Horizontal Surface Plumes

高 飛* 山路弘人** 首藤伸夫***

by Fei GAO, Hiroto YAMAJI and Nobuo SHUTO

A Thermal Video System is used to measure instantaneous temperature distributions due to the heated water horizontally discharged into the still water surface. The images are translated into digital data with which several characteristics of the surface plumes are discussed. Coefficients to express the distribution are given in terms of the densimetric Froude number. Contours of the temperature variance and their three-dimensional expression show the generation area of the major eddies, interference and breaking of the eddies and general paths of broken eddies. It is found that mean temperature distribution deviates from the Gaussian distribution.

Keywords: horizontal surface plume, visualization, temperature fluctuation

1. まえがき

静止表層に放出された温排水は、密度流として三次元的に複雑な挙動を示す。1960年代より、温排水に関する数多くの理論的あるいは実験的な研究が積み重ねられてきた^{1),2)}。そこでは流速、温度の平均諸量の分布が実験的によく研究されたが、数値的な扱いにおいては渦動粘性係数や渦動拡散係数を仮定したり、物理的根拠の明白でない実験式を用いるなど曖昧な点が多かった。これは技術上の困難さから、乱れ特性などの測定が十分になされなかったためと考えられる。また、最近の研究によると、積分モデル中によく使われているガウス分布で温度分布を近似するのは、あまり適当ではないことが分かっている³⁾。浮力に影響された、密度流としての温排水の拡がりのメカニズムは単なる噴流と違うからである。

近年の計測技術の進歩とともに、乱流変動と温度変動をも含めた計測が可能となり、レーザードップラー流速計による乱流計測、デジタル温度計による温度変動計測の研究も行われている。しかし、温度変動の計測は数少なく、接触式計測手法での測定では同時に全領域で温度を測れないため、温度変動の空間的な相関をうることは出来ず、その変動や拡散過程などの理解は不十分なままである。非接触式赤外線写真による現地測定の報告はあるが、連続的なものは著者らの知る所では、ほとんどない。本研究では、熱赤外線サーマル

・ビデオ・システムによる表面温度計測と可視化方法とを実施し、温排水拡散の表面温度分布と温度変動とを連続的に計測し、主に表面温度分布形について検討した結果を報告する。

* 学生員 東北大学大学院

** 正会員 東北大学 技官 工学部土木工学科

*** 正会員 東北大学 教授 工学部災害制御研究センター

(〒982 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉)

2. 実験装置と可視化方法

実験は、長さ200cm、幅45cm、深さ45cmの水槽に、1cm×1cmの放出口から表層に水平に放出される三次元熱密度噴流を対象に行った。放出口における水理諸量は右表に示す通りで、流速 $U_o=23.0 \sim 41.5$ cm/s、温度差 $\Delta T_o=10.1 \sim 20.4$ °C、密度フルード数 $F_{do}=11.99 \sim 38.35$ の範囲である。独立変数は放出口でのブルーム速度 U_o 、上昇温度 ΔT_o ($T_o - T_a$) 及び、出口水深 H_o と幅 B_o である。ここに、添字 o と a はそれぞれ放出水の出口における値、及び周囲環境水の値であることを示す。また、出口レイノルズ数 $Re_o = (U_o \cdot (H_o \cdot B_o)^{1/2}) / \nu$ 、出口フルード数 $F_{do}^2 = U_o^2 / ((\rho_o - \rho_a) / \rho_a \cdot g \cdot (H_o \cdot B_o)^{1/2})$ と定義してある。ここに、 ν は水の動粘性係数、 g は重力加速度である。座標系は出口中央の水表面位置を原点として、流下方向に x 軸、横断方向に y 軸とする。

水槽の上方より、熱赤外線サーマル・ビデオ・システム (AVIO・TVS-2000) で、一秒あたり30画面のスピードで、放出口より下流40cmまで、幅約30cmの水表面の温度分布を可視化し、テレビで温度分布をモニターしながら、ビデオに録画した。録画した画像を画像処理装置に読み取り、数値データに変換した。写真-1は、この熱赤外線システムで撮影した、水表面温度分布画像の例である。写真の上部に、カラー (モノクロ) ・コード・バー256階調の各色と温度との対応が示されている。カラーの場合、各画素の色は、赤 (R) と緑 (G) 及び青 (B) に分解される (R, G, B 各8ビット)。モノクロの場合は、R, G, B に代って、輝度値によって白黒画面が表現される。輝度から温度への数値変換の方が容易であるので、ここでは白黒画面を採用した。モノクロ・コード・バーによって得られる、温度と輝度との関係を使って、温度を確定した。

3. 実験結果

3.1 表層温排水の表面温度場の可視化

各時刻の任意点の温度は乱流の影響のもとに、出口の近くにおいて、中心軸の左右に明瞭な渦が交替に生じ、蛇行するように下流に移流しながら、干涉し、合併し、破碎されるのが熱画像上でよく観察される。

熱赤外線サーマル・ビデオ・システムによって把えた表層温排水の測定例を写真-1に、それを画像処理して得られた温度分布のコンターを図-1に示す。 $x < 6$ cmの範囲においては、温度中心軸は位置のズレが小さく、また温度分布は中心線に関して対称に近い。一方、 $x = 8.00$ cmで大規模な渦が形成されるのがみられ、下流に行くと、回転する渦が大規模な渦構造へと発達して、複雑に相互干涉しあいながら、千鳥状の等

表-1 実験条件

RUN	U_o cm/s	T_a °C	ΔT_o °C	Fr_o	Re_o
02	23.0	8.35	10.1	20.3	2300
03		7.46	20.3	11.9	
05	29.0	7.54	10.7	25.7	2900
06		7.24	20.5	15.1	
08	36.3	7.01	10.8	32.8	3600
09		7.21	20.3	19.0	
11	41.5	7.00	10.5	38.3	4150
12		7.19	20.4	21.7	



写真-1 水表面瞬間的温度分布の例

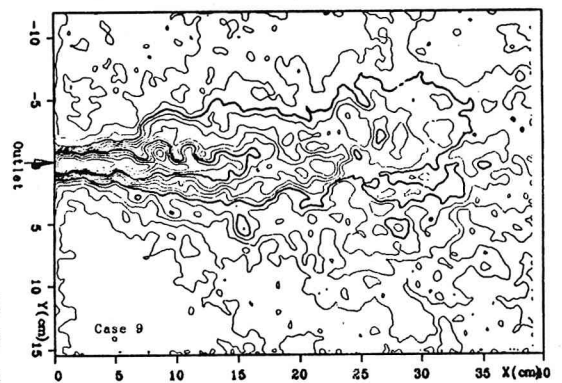


図-1 写真-1と対応する等温線

渦線が形成される。これは、カルマン渦列に似て、中心線に関し非対称な位置関係を保って移流していく。温水中心軸は揺らぎ、蛇行するように見える。

3. 2 瞬間的温度変動について

レイノルズ数が小さい場合は、各時刻の任意点の温度は乱流の影響のもとに変動し、その空間分布が熱画像上でよく観察されるが、レイノルズ数が大きいと、乱れの強さが増加するので、渦が生じる位置や周期、また下流に移流する速度などを観察することが難しくなる。この大規模渦運動の発生、発達及び減衰を調べるために、ケース9の時間経過2.8秒の連続する熱画像画面84枚を温度データに変換した。温度変動 $T'(x, y, t_n)$ は式

$$T'(x, y, t_n) = T(x, y, t_n) - T(x, y), \dots (1)$$

で計算された。ここに、平均温度 $T(x, y)$ は

$$T(x, y) = \frac{1}{N} \cdot \sum_{n=1}^N T(x, y, t_n), (n=1, \dots, N; N=84) \dots (2)$$

で計算される。

(a) 温度変動のエネルギー・スペクトル
 図-2は温度変動のエネルギー・スペクトル $C_k^2 = A_k^2 + B_k^2$ を示す。ここに、 A_k, B_k は次の式で与えられる。

$$A_k = \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} T'_n \cdot \cos \frac{2\pi kn}{N}, (k=0, 1, \dots, N/2) \dots (3a)$$

$$B_k = \frac{2}{N} \sum_{n=0}^{N-1} T'_n \cdot \sin \frac{2\pi kn}{N}, (k=1, 2, \dots, N/2-1) \dots (3b)$$

x が約3.0cmの所では、 $y = \pm 1.0\text{cm}$ に横方向幅約2.0cmの狭い範囲中に変動が集中して発生し、その周波数 f は $f = 30/N$ から $f = 42 \cdot 30/N$ までの間にある。出口から離れ x が大きくなると、高周波数成分がなくなり、また横方向へ変動の幅が広がることが分かる。高周波数の変動部分は、このように減衰しやすい。低周波数成分変動は、 $X = 15\text{cm}$ の所のスペクトル値が $X = 4.6\text{cm}$ 所のそれより数倍大きくなっている。渦の大きさの変化と対応するものである。 $X = 25\text{cm}$ の所では、低周波数成分変動は横方向にさらに広がり、中心線上では弱く、左右で強い二つのグループに分かれて移流して行く。浮力のため、表層温水が両側へ拡がり、これを補償する流れが起り、横断面内で回転流の対が形成されるからであると思われる。

(b) 温度変動の空間的構造

図-3は、それぞれ水面の温度変動の分散

$$T'_{rms}(x, y) = [(1/N) \cdot \sum T'^2(x, y, t_n)]^{1/2}, (n=1, \dots, N) \dots (4)$$

の平面図と立体図である。図-3(a)に示すように、出口から距離6.0cmまでのブルーム・コアーと言われる狭い三角形の領域には乱れがない。出口より、 $x = 4\text{cm}$ 付近までの間で、 $y = \pm 1.5\text{cm}$ 付近に分散値が大きくなる場

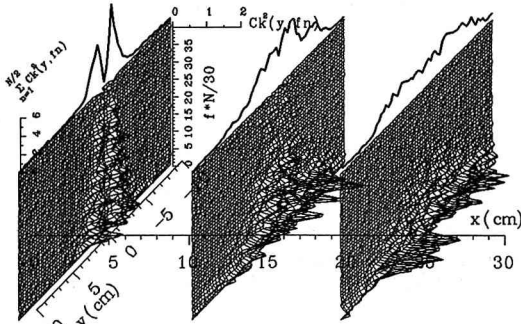


図-2 x に沿った温度変動のスペクトルの変化

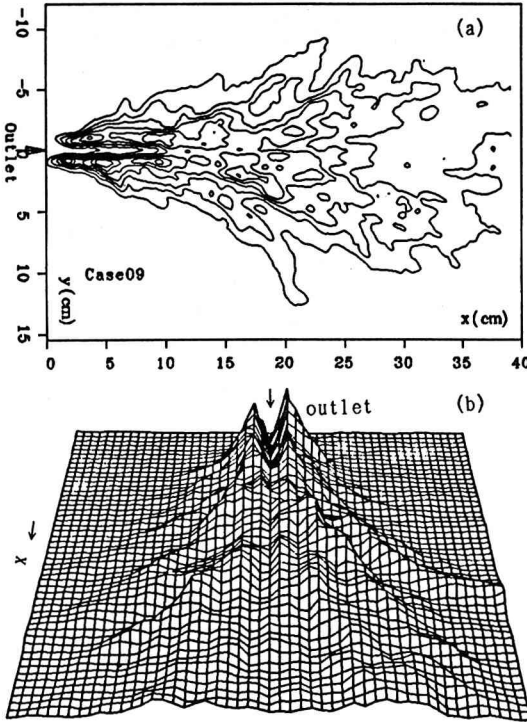


図-3 温度変動の分散

所が2箇所、ほぼ対称に存在する。ここで、放出水と周囲水が、主に流速差が原因となって、激しく混合していることを示唆している。図-2から明らかな通り狭い範囲に、低周波数から高周波数までの成分が含まれたこの二つの渦は、下流に移流するにつれ、その影響域は横断方向にも拡がり、やがて、 $x=10\text{cm}$ 付近の中心線で、お互いに影響しあうようになる。こうなると、図-3(b)に見られるように、分散値の高い鋭いピークは消え、高周波数成分がなくなり、横断方向になだらかな分布を持つようになる。また、放射状に伸びる尾根のつながりは、ここでは温度変動が高いことを意味しており、低周波数成分渦の通過経路とも云うべきものである。

3. 3 時間的に平均した温度分布

時間的に平均した表面温度分布の例を写真-2に示す。対応する温度コンターは図-4に示すように比較的単純な形状をしている。これは時間間隔が1/30秒の、連続する256枚の熱画像を平均したものである。この平均した温度分布によって、次のように表面温度分布の特性をまとめることができる。



写真-2 水表面平均的温度分布の例

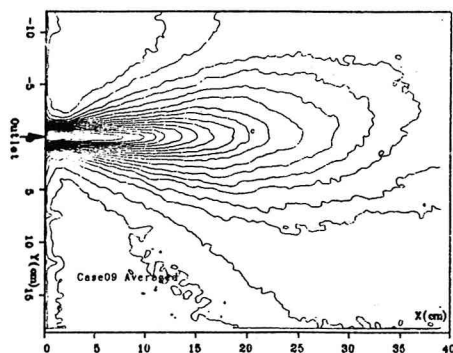


図-4 写真-2と対応する等温線

温水中心軸に沿って水表面上昇温度 $\Delta T_c/\Delta T_o$ の通減特性を示したのが図-5(a, b)である。ここに、 ΔT_c は中心軸上水表面温度 $\Delta T_c(x, 0)$ を示す。中心軸温度の通減 $\Delta T_c/\Delta T_o$ は、 $x/(H_o \cdot B_o)^{1/2} > 10$ の場合密度フルード数の大きい方が、ややゆるやかになる。通減率は約 x^{-1} である。また、水深 D を無次元したパラメタ $D/(H_o \cdot B_o)^{1/2}$ の小さい方が、 $\Delta T_c/\Delta T_o$ の通減率がやや小さい。これは下方からの連行水量が影響したものであろう。

図-6は各流下位置で測定した上昇温度の半値幅 $B_{0.5}$ を示す。ここに、 $B_{0.5}$ は平均上昇温度 $\Delta T(x, y)$ を中心軸上温度 $\Delta T_c(x, 0)$ で無次元表示した時、 $\Delta T/\Delta T_c = 0.5$ となるブルーム幅である。また、流下方向距離 x は出口パラメタ $(H_o \cdot B_o)^{1/2}$ で無次元表示した。もし、 $B_{0.5} = \alpha x$ と仮定すれば、 α と密度フルード数との関係は図-7のようになる。フルード数が大きくなると、 α は小さくなる。

図-8は各流下位置で測定した上昇温度の横方向分布を示す。横方向距離 y を半値幅 $B_{0.5}$ で無次元表示した。図中の太い滑らかな線はガウス分布である。断面内平均温度分布 $\Delta T/\Delta T_c$ をガウス分布で近似するのは不適当であることが分かる。

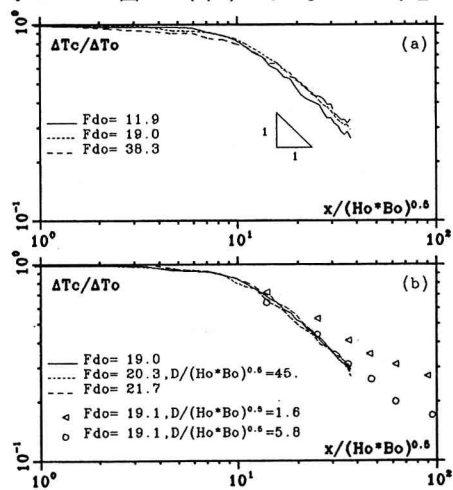


図-5 中心軸に沿った上昇温度の通減

4. 平均した表面温度分布形について

図-9 (文献4) と図-8 から、実験して測定した三次元表面層温排水の表面上昇温度の横方向分布 $\Delta T/\Delta T_c$ をガウス分布で近似するのは不適当であることが分かる^{3), 4), 5)}。単なる噴流と違うのは、浮力を持つブルームが浮力に作用されて、水表面において両側へ拡がりやすいからである。このため、ブルームの両側で水の温度は高くなり、ジェットの場合に良い表現であるガウス分布とは違ったものになる。

文献3) では、温度分布式を

$$\Delta T = \Delta T_c \cdot f_1(y) \cdot f_2(z) \quad \dots \dots (5)$$

と仮定し、さらに、

$$f_1(y) = \exp[-(y/1.201 \cdot B_{0.5})^\beta] \quad \dots \dots (6)$$

と仮定して表示したところ、式中の β が2.ではなく、大体1.の値を取ることが示されている。実は、 β は常数ではない。また半値幅 $B_{0.5}$ 前の係数 $\gamma = 1.201$ も常数ではなく、 β の関数となる。この二つの変数 γ 、 β を決めるのが難しいので、今度は半値幅に変わって、従来の研究でよく使われる、上昇温度が中心線値の $1/e$ の値を取るところの幅 $Y=B_0$ を使って、上昇温度を次の式

$$\Delta T = \Delta T_c \cdot \exp \{-[y/B_0]^\beta\} \quad \dots \dots (7)$$

と仮定し、 β はどんな変数かを調べた。

式(7)より、

$$\beta = \ln [-\ln(\Delta T/\Delta T_c)] / \ln [y/B_0] \quad \dots \dots (8)$$

として実験値から求められる。各ケース毎に流下距離 x に関して平均した β を図-10 に細線で示す。図中の丸印はこれから各ケースの β をさらに平均したものである。太い曲線は β を表現する式

$$\beta = 0.8 \cdot \exp \{-[y/B_0]\} + 0.85 \quad \dots \dots (9)$$

である。

y/B_0 が大きくなると、 β は小さくなる。これは温度の逓減が横方向にゆるやかになることを意味している。 $y/B_0 = 3.0$ の所でも、 $\Delta T/\Delta T_c$ は零に近くならない。 β の変化範囲は $0.85 \sim 1.65$ ぐらいである。本来は、局所的なフルード数などの関数として β を表現すべきであろうが、これは今後の問題である。

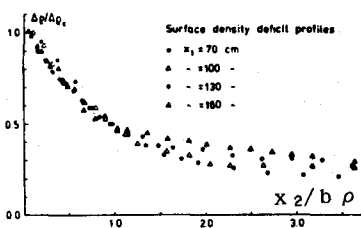


図-9 密度の横方向分布(Wiuff)

図-11 は実験データより描いた

$x=10\text{cm}$ の地点に於ける横方向温度分布である。縦軸と横軸とは無次元にした。図中の太線は式(7)と(9)より、得られた結果である。点線はガウス曲線である。これを見ると、式(7)がガウス分布より良いが、まだ各ケース間の差が残っている事が分かる。

図-12 は x の変化に伴う、実験データ (丸印)、ガウス分布 (点線) 及び式(7) (実線) の比較であ

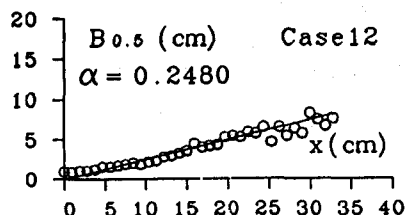


図-6 半値幅と流下距離との関係

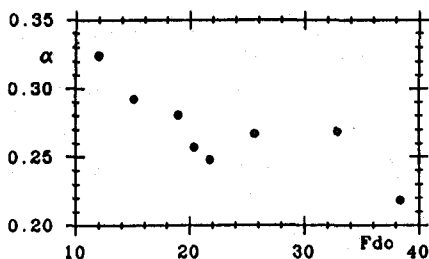


図-7 係数 α と F_{do} との関係

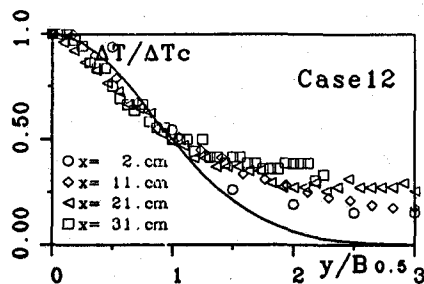


図-8 上昇温度の横方向分布

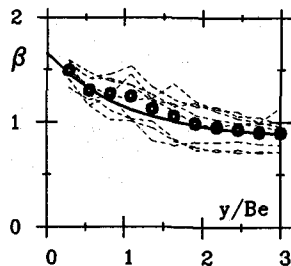


図-10 式(7)中の係数 β

る。横軸は次元を有する長さとしてある。全体にわたって式(7)の合致度が良い事が分かる。

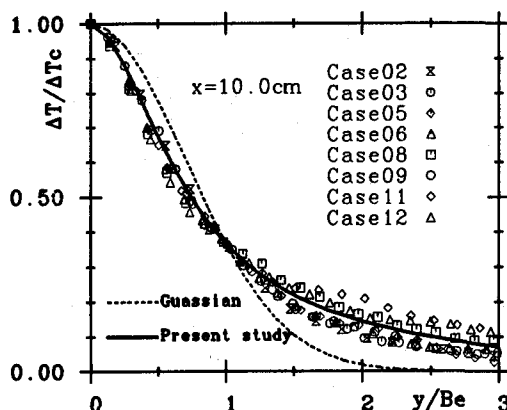


図-11 無次元で式(7)と各実験データの比較

5. おわりに

温度噴流の表面温度分布変化、乱れ構造を調べるには、赤外線サーマル・ビデオ・システムによる可視化と画像処理を併用する手法が有効である。非接触計測法は、温度場を乱すことなく、現象の各瞬間の全体像を連続的に把握することができるという利点があるが、表面しか判らないという欠点もある。

各瞬間の上昇温度分布は、 $x < 6$ cmの範囲で中心線に関してほとんど対称である。 $x = 8 \sim 22$ cmの間では、渦が大規模な構造に発達しながら、相互干渉して、温度中心軸は左右に蛇行している。ここでの温度の変動は、こうした中心軸の揺らぎと対応している。不規則な温度分布は大きな渦の崩壊と関係がある。

出口近くのブルーム・コア領域には温度の乱れがほとんどない。この領域の両側で渦が発生し、全領域の温度変動の原因となる。渦が下流にいくと、その影響範囲は拡大し、ついで渦中の高周波数成分が先に減衰して消滅して行き、残された低周波数成分渦の通過経路として特定の道筋が固定化されやすいことがうかがわれる。

時間的に平均した温度分布は、中心線上では、密度フルード数の大きい方が通減率が小さい。また、水深パラメタ $D/(H_0 + B_0)^{1/2}$ が小さいほど、通減率が小さい。

横方向の温度分布をガウス分布で近似するのは不適當で、特に $y > B_0/5$ において大きな差が存在する。ここでは、ガウス分布に代わって、式(7)、(9)の表現が実験値に適合することを示した。

今後、温度渦の挙動やその機構を検討するために表面流速や、三次元的な流速と温度との相関などを詳細に測定する予定である。

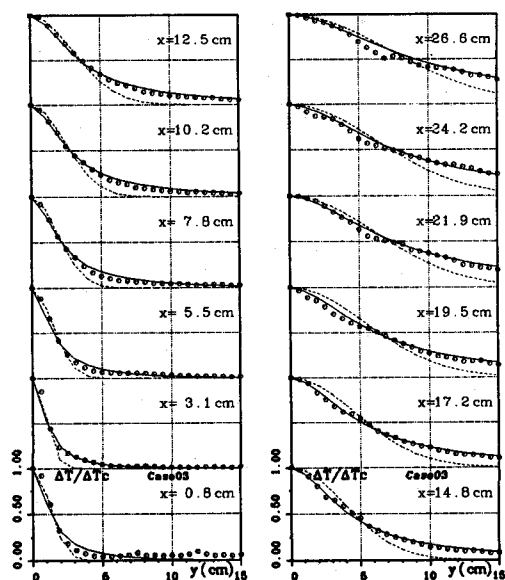


図-12 実験データ、ガウス分布及び式(7)の比較

参考文献

- 1) 室田 明など：第30回水理講演会論文集 pp.649-654. 1986.
- 2) 中辻 啓二：表層密度噴流の混合機構と拡がりに関する基礎的研究 1984.11
- 3) 高、山路、首藤：可視化情報 Vol.10 Suppl. No.2, pp.67-72. 1990.
- 4) Rasmus Wiuff：J. Hydraulics Division, ASCE Vol. 104, No. HY5, pp. 667-679. May, 1978.
- 5) 内海 博：温水ブリュームの内部機構に関する実験的研究 東北大学修論, 1986.3