

中央大学理工学部 正員 林 泰造

中央大学大学院 学生員 ○柴原 哲也

1. はじめに

発電所から放出される温排水は、海底勾配をもつところに放出されることが多く、海底勾配が温排水の拡散に与える影響も少なくないと思われる。本研究は、温噴流が海底勾配のない所に放出された場合と、海底勾配のある所に放出された場合の各拡がり状態を比較することより、海底勾配が表面放出温噴流の拡がりにも与える影響を明らかにするものである。

2. 実験装置および方法

実験に用いた水槽は、図-1に示されるように長さ12m、幅5.4m、高さ0.5mの平面水槽であり、放出口は5X5cmの矩形水路で図示の位置に取り付けられている。放出口敷面の高さは水槽底面から0.4mとなっている。勾配は、図-1の中の点線の部分に設けた。水温の測定には空工業社製のサーミスタを1.0cm間隔で10本、クシ型に鉛直方向に配置したものを4セット用い、これを1本のフレームに取り付けトラバースさせることにより、各点の測定を行った。データは、同社製のA-D変換器内蔵、プリンター付きのデータ集録装置K-700を使用して自動記録させた。以下の説明にあたり座標系は図-2に示すものを用いることにする。

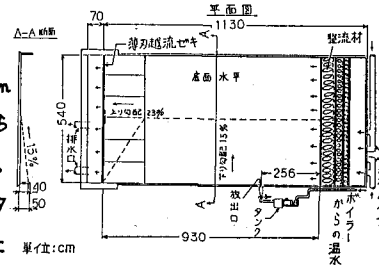


図-1 実験装置

3. 実験結果および考察

RUN1は、海底勾配を設けずに行った実験であり、RUN2は、勾配 $I=15\%$ の海底勾配を設けて行った実験である。放出温噴流の内部フルード数 B がクロススケント比は両場合において殆ど同一になるようにして実験を行った。実験条件は表-1の通りである。

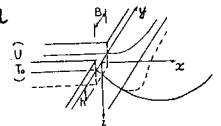


図-2 座標系

表-1 実験条件

	RUN-1	RUN-2
放出温水の温度 T_0	30.8 °C	19.7 °C
放出場の温度 T_a	18.5 °C	5.3 °C
放出上界温度 ΔT_0	12.3 °C	14.4 °C
放出流量 Q_0	0.360 l/s	0.248 l/s
放出温水の流速 U	14.3 cm/s	9.91 cm/s
放出場の表面平均流速 V_a	3.75 cm/s	2.75 cm/s
放出温水の内部フルード数 Fr	3.66	3.51
放出温水のレイノルズ数 Re	8882	4028
クロススケント比 V_a/U	0.261	0.278
放出口アスペクト比 b/B	1.00	1.00

図-3(a)は海底勾配のない場合、(b)は海底勾配のある場合の各 $x/\sqrt{A}=1$ 及び11の断面内の等上昇温度図であり、 A は放出口断面積、丸印(点)は上昇水温の測定点である。ここにいう“海底勾配がない場合”とは温噴流が水深の十分に大きい水域に放出された場合に当たり、また“海底勾配がある場合”とは浅水域に放出される場のものに当る。

図-3(a)と(b)とを比べてみると、 $x/\sqrt{A}=1$ の断面においては、(b)では浅水域の海底の存在の影響は顕著であり、温噴流はその下方への拡がり阻止されて水面と海底との間に挟みつけられ(a)に比べてより左右(y方向)に拡がっており、クロススケントのかなり上流側にまで張り出して拡がっている。また(b)において $\Delta T/\Delta T_0$ の値が0.2以上の領域の等上昇温度線は海底に至るまで殆ど鉛直になっており、(a)において存在するよう下方からの連行希線が殆どないことを示している。また(b)においてはクロススケントは、温噴流の慣性によりその進路がこの $x/\sqrt{A}=1$ の断面において殆ど完全にブロックされていることが認められる。

図-3の $x/\sqrt{A}=11$ の断面においては、(a)と(b)とでは $\Delta T/\Delta T_0$ の値が0.3程度以上の部分の存在位置はあまり変わらないが温噴流と入射するクロススケントとの境界面の傾きが異っており、(b)の方がずっと緩い。またこの境界面における法線方向の温度勾配が(a)におけるより緩やかである。これは(b)においては $x/\sqrt{A}=1$ の断面において見られたような、 x の値の初期における温噴流が水面と海底との間に挟みつけられてクロススケントの上流側にまで中の膨む拡がりの構造が x の大きい所でも残っていることによると考えられる。

次に図-4は海底勾配のない場合とある場合における $y/\sqrt{A}=0$ および10の各断面における上昇水温分布を対比し

て示したものである。

図4で $y/\sqrt{A}=0$ の断面においては(a)に比べて(b)の方が温噴流の温度上昇範囲は沖の方向により長く伸びている。これは(b)の場合には、海底の存在により、放出口付近における下方からの冷水の連行が抑制されたためである。

図4で $y/\sqrt{A}=10$ の断面においても(a)に比べて(b)の方が温噴流の拡がり範囲はやはり全体的に沖方向により伸びているが、さらにこのほかに(b)においては $x/\sqrt{A}=0$ の付近で水温の上昇範囲が下方まで及んでいることが注目される。

これは(b)の場合には図3の $x/\sqrt{A}=1$ の断面について認めたように $x/\sqrt{A}$ の値が小さい範囲では放出温噴流がその構性によりクロスカレントをブロックし、 $y>0$ の水域を遮蔽するにためそこでは(a)の場合よりも希釈作用が小さくなっているためであると考えられる。

以上のように浅海域に放出された温噴流の拡がりの構造は十分に水深の大きい海域に放出された場合の拡がりのそれとその細部において随分と異なっているので、十分に水深の大きい場合についてのいわゆる断面積分モデルによる数値計算とはかなり実験結果とかけ離れた結果しか得られないのではないかというようにはいじめは考えられるのであるが、浅海域の場合においてもこの断面積分モデルにおいて下方からの連行係数 α_2 を小さくして計算を行えば温噴流の表面拡がりの全体的な形状については竟外と実験に近い結果を得ることができるようである。

図6は断面積分モデルとして Shirazi-Davis のモデルをとり上げ $\alpha_2=0.045$, $\alpha_y=0.01$, $C_D=1.0$ (α_y : 水平連行係数, C_D : 噴流の抵抗力係数) として計算したものである。この例からも見られるように、 $4T/\Delta T_0$ の値が0.2程度以上の温噴流のいわば主要部分をなす範囲の拡がりについては、浅海域の場合にも断面積分モデルによりかなりよく説明がつくといえるが $4T/\Delta T_0$ の値が0.2程度以下の拡がりの範囲まで問題にせねばならない時には、これは今のところこの断面積分モデルの適用範囲の限界をこえることと言わねばならないであろう。もし $4T/\Delta T_0$ の値が0.1程度までも問題とせねばならないときには断面

積分モデルの精度のもう一段の精度の改善が必要となる。筆者等は今後 $4T/\Delta T_0$ の値

が0.2前後の上昇温度の拡がり範囲のより詳細な研究のためより測点の間隔を細かくして実験を行い、またその範囲をも対象としようように理論の改善に向けて研究してゆく積りである。

4. 謝辞 本研究の遂行に対して熱心に協力せられた中央大学8年度学部卒業生 岡村信夫、松倉清一、前田敏也、市川梓の4君に深甚なる謝意を表する。

5. 参考文献 林・大橋・朱雀・関口, 第27回水講演文集, 1983, pp. 123~129

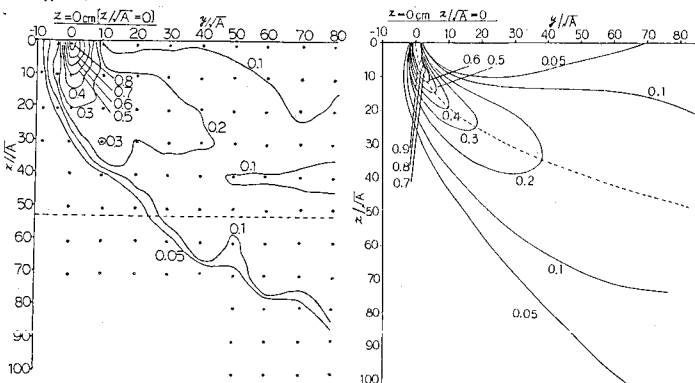
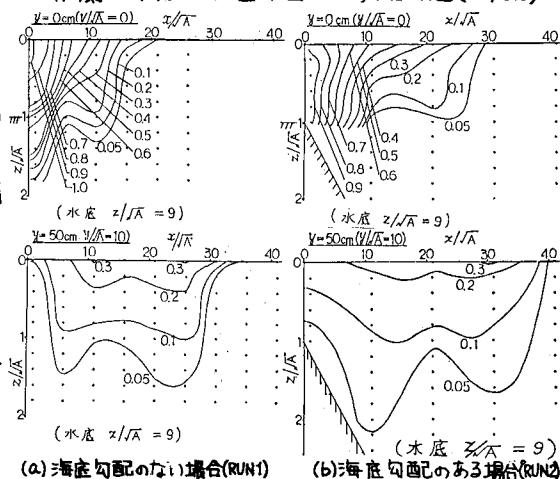
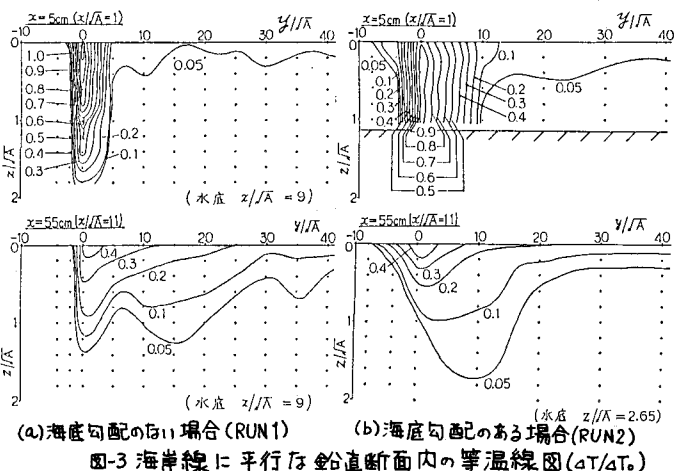


図6 “積分型モデル”による数値計算結果