

II-20

水平表面温排水における温度の拡がり幅について

東北大学大学院 学生員 ○高 飛

東北大学工学部 正 員 山路 弘人

東北大学工学部 正 員 首藤 伸夫

1、はじめに

水平表層に放流された温排水に関する重要な研究の一つとして、噴流の代表スケールの横方向の拡がり幅がある。出口から放出された温度噴流は、乱流混合によってその断面積が増加するだけではなく、浮力にも影響され、図-1に示されるように両側へ強く拡がる。噴流中心軸の底部の水が表層に上昇することとともに、浮力に影響された表層噴流中部の水は噴流の周縁へ流れて行く。横方向への拡がり幅は、噴流と周辺流体との乱流剪断メカニズムにも影響するが、現在のところ、これをよく表現する研究はほとんどない。一般的な手法としては、噴流が下流に行くとき、その拡がり幅の変化を次式を用いて表せよう。

$$\frac{db}{dx} = \left\{ \frac{db}{dx} \right\}_B + \left\{ \frac{db}{dx} \right\}_T \cdots \cdots (1)$$

ここに、 b は噴流の代表幅である。添字 B は浮力、 T は乱流によるものであることを示す。

従来の研究によると、ピュージェットの場合には $(db/dx)_T$ は定数となっている。また、一方で、水平噴流の $(db/dx)_B$ は C/F_d (H. Stefan, 1972)、あるいは $1/(CF_d^2+1)^{1/2}$ (E. Prych, 1972; Sherazi-Pavis et. 1974) のように、フルード数 F_d の-1乗則に従い、他の変数と無関係であると想定されている。

$$(db/dx)_B \propto F_d^{-1} \cdots \cdots (2)$$

ここに、 F_d は中心線上における局所密度フルード数である。

$$F_d = U(x, 0, 0) / (g' h_c)^{1/2} \cdots \cdots (3)$$

ここに、 $g' = g \{ \Delta \rho(x, 0, 0) / \rho_a \}$ 。

一方、中心線上の流速と密度に関しては、実験的に見て、 $U_c(x, 0, 0) \propto U_o * (x/H_o)^{-i}$ 、

$$\Delta \rho_c(x, 0, 0) \propto \Delta \rho_o * (x/H_o)^{-j}$$

が成立する。添字 o は放流口の値であることをしめす。

これを式(3)、式(2)に代入して、

$$(db/dx)_B = F_{d_o}^{-1} \cdot f \left[(x/H_o)^{i-0.5j} (h_c(x)/H_o)^{1/2} \right]$$

が得られる。そのうち、 F_{d_o} は放流密度フルード数。

また、よく用いられる放出口の近く領域における代表幅に関する $b = \alpha x$ ($x \leq 20H_o$) を満足するために、式

$$\alpha_B = \left(\frac{db}{dx} \right)_B = \frac{C_B'}{F_{d_o}} \cdots \cdots (4)$$

が得られる。ここに、 $f \left[(x/H_o)^{i-0.5j} (h_c(x)/H_o)^{1/2} \right]$ は x と無関係な定数 C_B' となる筈である。

式(4)は、 α_B が流体力と浮力の対抗により決められること、またもし放出口での密度フルード数を一定とすれば、流速が変化しても α_B は変わらないこと、を意味している。

しかしながら、多くの研究報告（例えば：J. Gasink, 1979）には、式(4)では説明出来ない場合が示されている。例えば、著者らが実験により得た α と F_{d_o} の関係の図-2に示す。ここで、 b は上昇温度が中心軸上

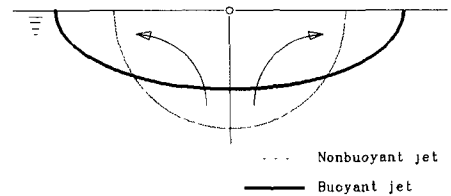


図-1 噴流横断面の概略図

表-1

CASE	02	03	05	06	08	09	11	12
α	.376	.423	.349	.353	.328	.315	.266	.282
F_{d_o}	20.4	12.0	25.7	15.1	32.9	19.0	38.4	21.8
Re_o	2300	2300	2900	2900	3630	3630	4150	4150

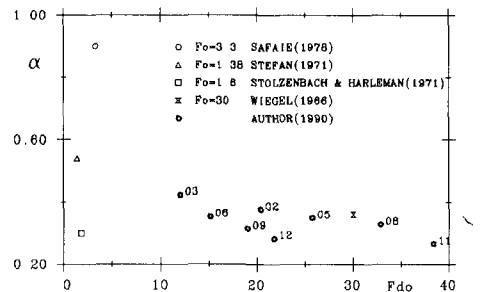


図-2 α と F_{d_o} 数との関係

温度の1/eとなるブルーム幅である。表に示されるように、ケース02, 09, 12 のフルード数は大抵同じであるが、 α の差は大きい。その他、放出流速が大きいほど、 α が小さくなる傾向が示される。

2、 α_B の提案

拡がり角 α_B は下流への移流と浮力による横方向への拡がりとの二つの要素によって決定される。

$$\alpha_B = \frac{\text{横方向拡がり速度 } U_B}{\text{下流へ行く速度 } U} \quad \dots\dots (5)$$

密度差が存在すると水位はそれに対応して、 Δh に高まり、水面近くにおいて横方向に圧力差を生じ、その結果として、 Δh の1/2乗に比例する U_B を発生させる。静的な水位上昇を考えると、 $\Delta h \propto \Delta \rho$ 、従って、 $U_B \propto (\Delta \rho)^{1/2}$ となり、式(2)に対応する。

しかしながら、容易に流動可能な流体の場合、静的な釣合とは異なった状況となりうる。その水位差の最大を与えと考えられる鉛直ブリュームの場合には、 Δh_{max} が $\Delta \rho$ の1/4乗に比例するといわれる(E. Hirst, 1971, et.)。それ故、 $U_B \propto \Delta \rho^{1/8}$ (6)である。式(6)を式(1)に代入すると、次式となる。

$$\alpha_B = \left(\frac{db}{dx}\right)_B = \frac{U_B}{U} \propto \frac{g'^{1/8}}{U} \quad \dots\dots (7)$$

3、密度差および乱流拡散による拡がり角

以上の結果で式(7)を無次元にして、

$$\alpha_B \propto \frac{g'^{1/8}}{U} \propto \frac{(g' h_0)^{1/8}}{U^{1/4} (U h_0 / \nu)^{3/4}}$$

即ち、式(1)に対して

$$\frac{db}{dx} = \frac{C_B'}{F_d^{1/4} Re^{3/4}} + C_T \quad \dots\dots (8)$$

が得られた。ここで、 C_B' 、 C_T が定数、 Re は局所レイノルズ数である。特に、放出口近傍の $b = \alpha x$ の範囲では、 α は次式で表現される。

$$\alpha = \frac{db}{dx} = \frac{C_B}{F_{d0}^{1/4} Re_0^{3/4}} + C_T \quad \dots\dots (9)$$

表-1のデータを使って、 C_B と C_T を最小二乗法によって決定すると、 $C_T = 0.126$ 、 $C_B = 182.5$ という結果が得られる。

ここで、 C_T については、三次元ジェットについてのAlbertsonらの実験結果が参考になる。これを我々のものと同じ定義の幅に対して換算すると、0.127となり、本研究で得られた $C_T = 0.126$ とはほぼ一致していることが分かった。

図-5は α と $F_{d0}^{1/4} Re_0^{3/4}$ との関係を示す。図の中の曲線は式(9)である。

4、おわりに

放出口近くの $x \leq 20H_0$ 程度の範囲について拡がり角を表わす関係を得た。これは噴流効果、密度効果の両方を含んだ形をしている。 $x > 20H_0$ については、今後検討する必要がある。また、式(7)の1/8乗則は鉛直ブリュームの場合の極限状況の結果であり、水平噴流の場合は、静的な場合の1/2と鉛直ブリュームの1/8との間の値 $1/m (2 < m < 8)$ を取ると思われる。これも今後に検討される問題の一つである。

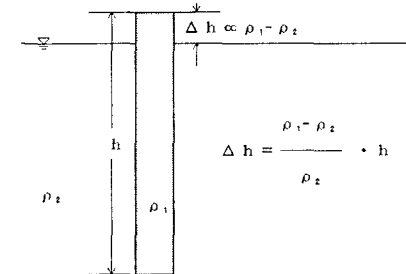


図-3 静的な水位上昇は $\Delta h \propto \Delta \rho$

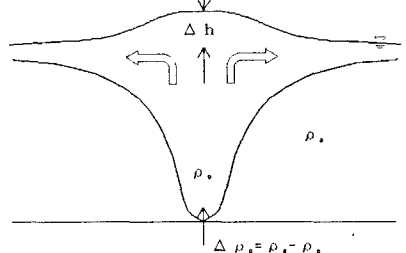


図-4 鉛直ブリュームの場合には $\Delta h \propto \Delta \rho^{1/4}$

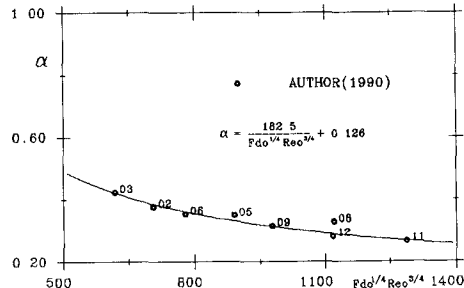


図-5 α と F_{d0} 数、 Re_0 数との関係