

垂直二次元性噴流の相互干渉に関する研究

北大工 正 長谷川 和義

北大工 正 山 岡 勲

はじめに： 複数噴流は、拡散効果を高める目的で、いろいろな方面に用いられはじめているが、互に隣接することによっておこる干渉効果など、複数噴流の基礎的な性質については、あまり知られておらず、合理的な設計をおこなうにあたって、基礎研究が要求されている。

1. 理論的背景

規模の等しい二つの噴流が、隣あって拡散すると、図-1に示すように、噴流境界が互いに交わらない領域では、噴流中心軸の接近現象がおこり、境界が交わり、拡散域が重なるところでは、流速分布の変形がおこる。前者は、二つの噴流の干渉側の接近流速が、互に遮断されて境界に囲まれるAA'Cの部分に、紙面に垂直な向きの補償流が発生し、損失を生ずるためと考えられ、後者は、二つの境界層内の運動量が、重ねあわせられるためと考えられる。干渉しあう噴流の解は、したがって、互いに接近する噴流軸の方程式と、変形した流速分布を決定することによって得られる。

図に示すように x, y 軸をとり、それぞれの方向の流速を u, v とすれば、境界層内で、

$$u u_x + v u_y = -\frac{1}{\rho} p_x + \frac{1}{\rho} \tau_y \quad \cdots (1) \quad u v_x + v v_y = -\frac{1}{\rho} p_y + \frac{1}{\rho} \tau_x \quad \cdots (2) \quad u_x + v_y = 0 \quad \cdots (3)$$

ただし、 p ：圧力、 τ ：せん断力、 ρ ：水の密度、 x, y サフィックスは、 x, y に関する偏微分を表わす。

オーダー解析によれば、 p_y が δ のオーダーにあるとき、 p_x は δ^2 のオーダーにあるので、後者は省略することができ、また噴流軸の曲り方があまり大きくないので、 τ に関して

$$\tau = \rho \epsilon u_y \quad \text{ただし、}\epsilon: \text{渦粘性係数} \quad \cdots (4)$$

を仮定することができる。したがって、(1)、(2)は、

$$u u_x + v u_y = \epsilon u_{yy} \quad \cdots (1') \quad u v_x + v v_y = -\frac{1}{\rho} p_y + \epsilon u_{yx} \quad \cdots (2')$$

これらの式が、解析のための基礎式となる。

2. 流速分布

実験によれば、図-1の、 $s < x < x_0$ の範囲で、それぞれの噴流中心流速 u_{max} は、 $x^{\frac{1}{2}}$ に逆比例して減衰し、また、 u は、中心軸にほぼ対称に分布して相似性が成り立っている。ただし、 s は、ポテンシャルコアが消失し、乱れが十分に発達するところまでの距離であり、 x_0 は、両噴流境界の交点の x 座標である。

今、図の右側の噴流に着目すれば、Goertler⁴⁾の方法によって、(5)を仮定することができる。

$$u = \psi_y = U_s (x/s)^{-\frac{1}{2}} f(\eta) = U_s (x/s)^{-\frac{1}{2}} F' \quad \cdots (5) \quad \text{ただし、}\eta = \sigma \frac{y - Y(x)}{x} \quad \cdots (6)$$

ここで、 ψ ：流れ関数、 U_s ： $x=s$ における代表流速、 η ：相似軸、 $f(\eta)$ ：相似形状を与える関数、 σ ：噴流の広がり幅に関するパラメータ、および、 $F' = \frac{dF(\eta)}{d\eta} = f(\eta)$ 、 $Y(x)$ ：噴流中心軸を与える x の関数

(5)を積分すれば、(3)を満たす $\psi = U_s \frac{s^{\frac{1}{2}}}{\sigma} F(\eta)$ を得るので、

$$v = -\psi_x = U_s (x/s)^{-\frac{1}{2}} \frac{1}{\sigma} \left\{ (\sigma Y'(\eta)) F' - \frac{1}{2} F \right\} \quad \text{ただし、} Y' = \frac{dY(x)}{dx} \quad \cdots (7)$$

一方、Goertlerによれば、相似流れにおける ϵ は、 $x^{\frac{1}{2}}$ に比例し、

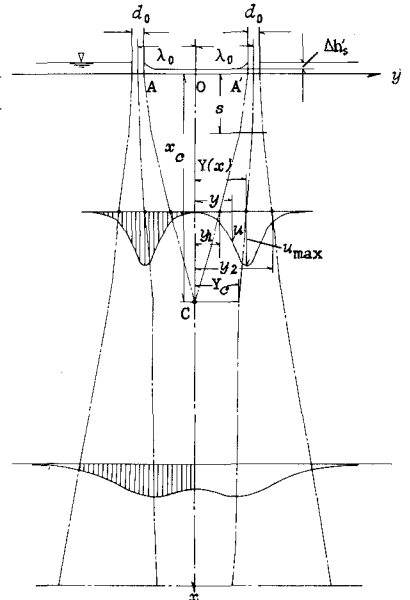


FIG. 1

$$\varepsilon = \varepsilon_s (x/s)^{\frac{1}{2}} \quad \text{ただし, } \varepsilon_s: x=s \text{ における } \varepsilon \text{ の値} \quad \text{----- (8)}$$

(5), (7), (8) を (1)' に代入整理し, $\sigma = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{U_s^5}{\varepsilon_s}}$ とおけば,

$$F'^2 + FF'' + \frac{1}{2} F''' = 0 \quad \text{----- (9)}$$

が得られ, (7) 式の形にもかかわらず, Görtler の得た相似方程式と一致する。境界条件は、噴流の干渉側と外側とは異なるが、境界内で、流速分布の対称性が認められるので、外側の条件, $\eta \rightarrow \infty$ で $F' \rightarrow 0$, および, $\eta = 0$ で, $F' = 1$, $F = 0$ を用いれば, 結局, (10), (11), (12) を得る。

$$F = \tanh \eta \quad \text{---- (10)}, \quad U = U_s (x/s)^{-\frac{1}{2}} \operatorname{sech}^2 \eta \quad \text{---- (11)}, \quad v = \frac{U_s}{2\sigma} (x/s)^{-\frac{1}{2}} \{2(\sigma Y + \eta) \operatorname{sech}^2 \eta - \tanh \eta\} \quad \text{---- (12)}$$

(11) は, Görtler の噴流解そのままであるが, (12) は, 式中に σY を含む点で異なり, 軸のかたよりがたよりに v が変ることを示している。(11) はさらに, Görtler によって,

$$U = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{K_m \sigma}{x}} \operatorname{sech}^2 \eta \quad \text{ただし, } p K_m = \int_{-\infty}^{\infty} U^2 d\eta = \text{噴流の全運動量}$$

と表わされるので, $K_m = U_0^2 d_0$ を仮定すれば, (11)' を得る。

$$U = \frac{\sqrt{3\sigma}}{2} \frac{U_0}{\sqrt{x/d_0}} \operatorname{sech}^2 \eta \quad \text{ただし, } U_0: \text{噴流孔からの流入流速, } d_0: \text{噴流孔の幅} \quad \text{----- (11)'}$$

(11)' は, $s < x < x_c$ の範囲で成立すると考えられるが, 中心流速の 20% を割る, 流速分布の裾部, とくに干渉側の裾部までは成立しない。この部分では, もう一方の噴流の運動量に加わり, また補償流の影響を受け, 場合によっては, 剥離を生じて逆流が観測されるなど, 複雑な現象を呈する。運動量の重なりを重視すれば, 左側の噴流の流速分布が, (11)' に, $\eta = \sigma \frac{y+Y(x)}{x}$ を入れて求められるので, 両者の運動量の和の平方として, 次の近似解を得る。

$$U = \frac{\sqrt{3\sigma}}{2} \frac{U_0}{\sqrt{x/d_0}} \sqrt{\operatorname{sech}^4 \sigma \frac{y-Y(x)}{x} + \operatorname{sech}^4 \sigma \frac{y+Y(x)}{x}} \quad \text{----- (13)}$$

(13) は, 中心流速の 20% の境界を越える干渉側の部分について考えた式であるが, $\sigma \frac{y-Y(x)}{x}$ が境界内にあるとき, $\sigma \frac{y+Y(x)}{x}$ は十分大きな値をとるので $\sqrt{\quad}$ 内の第二項はほぼ 0 となって (11)' に一致し, 逆の場合も成り立つので結局, (13) は, y の全域で使うことができる。

一方, 両境界層が交わる $x > x_c$ の部分では, $p_y = 0$ となって, 軸の実質的なかたよりがなくなるとともに, 本格的な運動量の重ねあわせが始まり, (13) と同様にして (13)' を考えることができる。

$$U = \frac{\sqrt{3\sigma}}{2} \frac{U_0}{\sqrt{x/d_0}} \sqrt{\operatorname{sech}^4 \sigma \frac{y-Y_c}{x} + \operatorname{sech}^4 \sigma \frac{y+Y_c}{x}} \quad \text{ただし, } Y_c = Y(x_c) \quad \text{----- (13)'}$$

3. 噴流軸方程式

3-1: $x < x_c$ における噴流軸方程式

y 方向の運動方程式 (2)' に, (5), (7), (8) を代入し, $\sigma^2 = \frac{1}{4} \frac{U_s^5}{\varepsilon_s}$ などの関係を用いて整理すれば,

$$U_s^2 s x^{-2} \left\{ (4\sigma x Y'' - 2\sigma Y' - 2\eta) F'^2 - 2(\sigma Y + \eta) FF'' + F'' + (\sigma Y + \eta) F''' \right\} = -\frac{1}{p} 4\sigma p_y \quad \text{----- (14)}$$

ここで, $Y(x)$ を求めるために, 上式を, 境界の $y = y_1(x)$ から $y = y_2(x)$ まで y で積分することを考える。

(6) から, $dy = \frac{x}{\sigma} d\eta$, $\eta_1 = \sigma \frac{y_1(x) - Y(x)}{x}$, $\eta_2 = \sigma \frac{y_2(x) - Y(x)}{x}$ などの関係が求まるので, (14) の左辺の積分は左辺積分 = $U_s^2 s x^{-2} \left[4x^2 Y'' \int_{\eta_1}^{\eta_2} F'^2 d\eta - 2x Y' [FF' - \frac{1}{2} F'']_{\eta_1}^{\eta_2} - 2 \frac{x}{\sigma} \left[\eta (FF' - \frac{1}{2} F'') \right]_{\eta_1}^{\eta_2} + \frac{x}{\sigma} [F^2]_{\eta_1}^{\eta_2} \right]$

流速分布の対称性を仮定すれば, $\eta_1 = -\eta_2$ さらに, $F = \tanh \eta$, $F' = \operatorname{sech}^2 \eta$, $F'' = -2 \operatorname{sech}^2 \eta \tanh \eta$ を入れて,

$$= 8 U_s^2 s x^{-1} \left[x Y'' \tanh \eta_2 \left(1 - \frac{1}{3} \tanh^2 \eta_2 \right) - Y' \tanh \eta_2 \operatorname{sech}^2 \eta_2 \right]$$

一方, 右辺の積分は, 噴流の干渉側と外側の境界における圧力差を $p_g dh$ と表わせば,

$$-\int_{y_1}^{y_2} \frac{1}{\rho} 4\sigma p_y dy = -4\sigma g dh$$

以上より, $Y(x)$ に関する次の方程式を得る。

$$x Y'' - \alpha Y' + \beta x = 0 \quad \text{----- (15)}$$

$$\text{ただし, } \alpha = \frac{3 \operatorname{sech}^2 \eta_2}{\operatorname{sech}^2 \eta_2 + 2}, \quad \beta = \frac{3\sigma g ah}{2 U_s^2 s} \frac{1}{\tanh \eta_2 (3 - \tanh^2 \eta_2)} \quad \text{----- (16)}$$

(15) は, 積分の後に, 適当な変数変換をおこなうことによって変数分離形になおすことができ, (17) の解を得る。

$$Y(x) = \frac{\beta}{2(\alpha-1)} x^2 + C_2 x^{\alpha+1} - \frac{C_1}{\alpha+1} \quad \text{ただし, } C_1, C_2: \text{未定係数} \quad \text{----- (17)}$$

境界条件, $x=0$ において $Y = \lambda_0$ を用いて, $C_1 = -(\alpha-1)\lambda_0$ が決まり, C_2 は, 次のように決定される。

二つの噴流境界の交互では $v=0$, すなわち (2) 式から

$$2(\sigma Y(x_c) - \gamma_2) \operatorname{sech}^2 \gamma_2 + \tanh \gamma_2 = 0 \quad (2)'$$

一方, (7) 式から, $Y(x_c) = \frac{\beta}{\alpha-1} x_c + C_2(\alpha+1)x_c^\alpha$ を得るので, 上式に入れて, $C_2 = \left\{ (\gamma_2 - \frac{\tanh \gamma_2}{2 \operatorname{sech}^2 \gamma_2}) \frac{1}{\sigma} - \frac{\beta}{\alpha-1} x_c \right\} \frac{1}{\alpha+1} x_c^{-\alpha}$ が決まる。 C_1, C_2 を (7) に代入して (8) を得る。

$$Y(x) = \frac{\beta}{2(\alpha-1)} x^2 + \left(\frac{\gamma_2 - \gamma}{\sigma} - \frac{\beta}{\alpha-1} x_c \right) \frac{x_c^{-\alpha}}{\alpha+1} x^{\alpha+1} + \lambda_0 \quad \text{ただし, } Y = \frac{\tanh \gamma_2}{2 \operatorname{sech}^2 \gamma_2} \quad (8)$$

(8) のうち, α, γ は, 噴流境界を与える γ_2 が決まれば決まる定数であるが, β については未定項 Δh を含み, 決定できない。 Δh はなる圧力降下は, 二つの噴流の干渉側の境界に囲まれる領域に, 両噴流の接近流速に対する補償流が発生し, 損失が生ずるためと考えられる。実験によれば, Δh は, 噴流孔の長手方向に沿って大きな変化はないようであり, 二次元的な扱いが可能である。このことは, Δh を規定する速度水頭が, 噴流の干渉側の境界における接近流速の平均による水頭となっていることを示唆している。(2) 式から, 干渉側の境界における接近流速は, $U_0 = \frac{U_s}{2\sigma} (x/s)^{-\frac{1}{2}} \left\{ 2(\sigma Y - \gamma_2) \operatorname{sech}^2 \gamma_2 + \tanh \gamma_2 \right\}$ これを水深方向に 0 から x_c まで平均すると, 途中, (2)' などの関係式を用いて, $U_m = \frac{1}{x_c} \int_0^{x_c} U_0 dx = -2 U_s \frac{1}{\sigma} x_c^{-1} \operatorname{sech}^2 \gamma_2 \int_0^{x_c} x^{\frac{1}{2}} Y'' dx$ (8) から Y'' を求めれば, 積分の中も計算できて, 結局,

$$U_m = 2 U_s \frac{1}{\sigma} \operatorname{sech}^2 \gamma_2 \left\{ \frac{2}{3} \frac{\beta}{2\alpha+1} x_c^{\frac{1}{2}} - \frac{\alpha}{\sigma} (\gamma_2 - \gamma) x_c^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (9)$$

そこで

$$\Delta h = a_0 \frac{U_m^2}{2g} \quad \text{ただし, } a_0: \text{損失 } \Delta h \text{ に関する係数} \quad (20)$$

を仮定すると, (4), (9), (20) から, β に関して次の二次式が得られる。

$$\beta^2 - \frac{9}{2} \frac{(2\alpha+1)^2}{\sigma} \left\{ \frac{2}{3} \frac{\alpha(\gamma_2 - \gamma)}{2\alpha+1} + \frac{\gamma}{a_0 \alpha} \right\} x_c^{-1} \beta + \frac{9}{4} \left\{ \frac{\alpha(2\alpha+1)(\gamma_2 - \gamma)^2}{\sigma} \right\} x_c^{-2} = 0$$

したがって, β は, 次の二根をもつことになる。

$$\beta = \frac{9}{4} \frac{(2\alpha+1)^2 \gamma}{\sigma a_0 \alpha} (A+1 \pm \sqrt{2A+1}) x_c^{-1} \quad \text{ただし, } A = \frac{2}{3} \frac{\alpha^2(\gamma_2 - \gamma)}{(2\alpha+1)\gamma} a_0 \quad (21)$$

非常に興味深いことに, $2A+1 > 0$ であれば, β は二実根をもつことになる。このことは, β に含まれる Δh に, 安定に存在できる解が二つあることを示しており, これに対応して, 噴流軸が二つ存在することになる。

(21) を (8) に代入して整理すれば,

$$Y(x) = \frac{9}{8} \frac{(2\alpha+1)^2 \gamma}{\sigma a_0 \alpha (\alpha-1)} (A+1 \pm \sqrt{2A+1}) x_c^{-1} x^2 + \left\{ \frac{\gamma_2 - \gamma}{\sigma} - \frac{9}{4} \frac{(2\alpha+1)^2 \gamma}{\sigma a_0 \alpha (\alpha-1)} \cdot (A+1 \pm \sqrt{2A+1}) \right\} \times \frac{x_c^{-\alpha}}{\alpha+1} x^{\alpha+1} + \lambda_0 \quad (22)$$

一方, x_c は, (6) に, $\gamma = \gamma_1 = -\gamma_2$, $x = x_c$, $Y = 0$ を代入して得られる $Y(x_c) = \frac{\gamma_2}{\sigma} x_c$ なる関係式と, (22) に x_c を代入して得られる式とから, (23) のように求まる。

$$x_c = (\alpha+1) \lambda_0 \left\{ \frac{\alpha \gamma_2 + \gamma}{\sigma} - \frac{9}{8} \frac{(2\alpha+1)^2 \gamma}{\sigma a_0 \alpha} (A+1 \pm \sqrt{2A+1}) \right\}^{-1} \quad (23)$$

(23) を (22) に代入して, 噴流軸は最終的に求められたことになる。

表現に一般性をもたせるために, (22), (23) の両辺を λ_0 で割ると, (22)', (23)' の無次元軸方程式が得られる。

$$Y_* = \frac{9}{8} \frac{(2\alpha+1)^2 \gamma}{\sigma a_0 \alpha (\alpha-1)} (A+1 \pm \sqrt{2A+1}) x_{*c}^{-1} x_*^2 + \left\{ \frac{\gamma_2 - \gamma}{\sigma} - \frac{9}{4} \frac{(2\alpha+1)^2 \gamma}{\sigma a_0 \alpha (\alpha-1)} (A+1 \pm \sqrt{2A+1}) \right\} \times \frac{x_{*c}^{-\alpha}}{\alpha+1} x_*^{\alpha+1} + 1 \quad (22)'$$

$$x_{*c} = (\alpha+1) \left\{ \frac{\alpha \gamma_2 + \gamma}{\sigma} - \frac{9}{8} \frac{(2\alpha+1)^2 \gamma}{\sigma a_0 \alpha} (A+1 \pm \sqrt{2A+1}) \right\}^{-1} \quad (23)'$$

ただし, $Y_* = Y/\lambda_0$, $x_* = x/\lambda_0$, $x_{*c} = x_c/\lambda_0$ においてある。

ところで, α, γ, A などを規定する γ_2 と a_0 の決定は, 実験にまたねばならない。噴流境界の γ_2 については有限領域の問題を解く場合に, しばしば中心流速の 15% の線を採用するが, われわれのおこなった噴流孔間隔を 7 種類に変えた, 7 ケースの実験によれば, 全ての実験値を満足する値として, $\operatorname{sech}^2 \gamma_2 = 0.2$, すなわち中心流速の 20% を与える $\gamma_2 = 1.44$ が得られる。今, $\gamma_2 = 1.44$ として, $2A+1 = 0$, すなわち β の重根を与える a_0 を求めると, $a_0 = 43.9$ が得られる。当然のことながら, この場合には, Y_* は一つのみになり,

$$Y_* = -0.0109 x_*^2 - 0.0075 x_*^{1.273} + 1, \quad x_{*c} = 4.119 \quad (24)$$

(24)を満す実験例は、噴流孔間隔 $2\lambda_0 = 7.5 \text{ cm}$ 、および 18.5 cm に見られ、図 2-1 に示すとおりである。一方、 $\alpha_0 < 43.9$ であれば、解が二つ存在することになるが、残りの実験例がこれに該当するものと思われる。すなわち、 $\alpha_0 = 41.6$ 程度にとると、(22)'、(23)' の複号に対応して、

$$Y_* = -0.0164 X_*^2 + 0.0214 X_*^{1.273} + 1, \quad X_{*c} = 4.399 \quad \text{----- (25)}$$

および

$$Y_* = -0.0071 X_*^2 - 0.0254 X_*^{1.273} + 1, \quad X_{*c} = 3.962 \quad \text{----- (26)}$$

なる二つの軸が得られ、 $2\lambda_0 = 3.75 \text{ cm}$ 、 6 cm 、 10 cm 、 13 cm の各ケースは、ほぼ (26) 式上にのり (図 2-2)， $2\lambda_0 = 5 \text{ cm}$ のケースは (25) 式上に分れてのり (図 2-3)。いかなる条件のもとで (24)~(26) などが表われるかは、現在のところ不明であるが、実験中に、しばしば噴流中心が変化することを確認しており、 α_0 、すなわち補償流の損失のあらわれ方の微妙な違いによって、いずれの形をも取り得ると考えられる。

3-2: $X > X_c$ における噴流軸方程式

X が X_c を越えた部分では、両境界層は重なりあい、 $P_y = 0$ とみなし得るようになる。したがって、この部分の軸の変化は、流速分布の変形によつて見かけ上あらわれるのみである。見かけの軸の方程式は、流速分布の極大点を連ねたものとなるから、 $U_y = 0$ を満す Y の式として得られる。すなわち、(13)' より U_y を求め、必要な項のみを残して $= 0$ とおけば、

$$\text{sech}^4 \sigma \frac{Y - Y_c}{X} \tanh \sigma \frac{Y - Y_c}{X} + \text{sech}^4 \sigma \frac{Y + Y_c}{X} \tanh \sigma \frac{Y + Y_c}{X} = 0 \quad (27)$$

(27) より Y を求め、 λ_0 によつて無次元化すれば、(28)の軸方程式を得る。

$$Y_* = \frac{1}{2\sigma} \ln \left\{ \frac{1 + \sqrt{S(X_*)}}{1 - \sqrt{S(X_*)}} \right\}$$

$$S(X_*) = \frac{5 \text{sech}^2 \sigma \frac{Y_c}{X_*} - 2 \sqrt{5 \text{sech}^4 \sigma \frac{Y_{*c}}{X_*} - 4 \text{sech}^2 \sigma \frac{Y_{*c}}{X_*} + 4}}{\text{sech}^4 \sigma \frac{Y_{*c}}{X_*} + 3 \text{sech}^2 \sigma \frac{Y_{*c}}{X_*} - 4} \quad (28)$$

$$Y_{*c} = Y_*(X_{*c})$$

面噴流の極点が一一致するのは、 $Y_* = 0$ 、においてであるから、(28)によれば、

$S(X_*) = 0$ の場合となり、このとき $X_* = X_{*cr}$ とすれば、

$$\text{sech}^2 \sigma \frac{Y_{*c}}{X_{*cr}} = 0.8 \quad \text{すなわち} \quad \sigma \frac{Y_{*c}}{X_{*cr}} = 0.48 \quad \text{を得る。}$$

一方、 $Y_{*c} = \frac{Y_c}{\sigma} X_{*c}$ の関係にあるから、

$$X_{*cr} = \frac{1.44}{0.48} X_{*c} = 3 X_{*c} \quad \text{----- (29)}$$

したがって、 $X_* > 3 X_{*c}$ あるいは、 $X > 3 X_c$ においては、面噴流軸が一一致し、あたかも、 X 、 Y の原点に $2d_0$ の幅をもつ噴流孔が存在するように拡散する。

図 2 に、(28)を描いてあるが、実測の極点位置とはややずれている。しかし実測の極点位置は、 X が大きくなるにつれて推定し難くなり、(28)の検討は、むしろ、(13)' の流速分布が妥当か否かによっておこなわれなければならない。

4. 実測値による検討

図の 3 は、 $2\lambda_0 = 10 \text{ cm}$ のケースについて、 $Y(x)$ に (26) を用い、(13) および (13)' から流速分布を求め、実測値と比較したもので、実線は理論値、白円は実測の値を示す。ただし、 $d_0 = 1.1 \text{ cm}$ 、 $U_0 = 320.7 \text{ cm/sec}$ 、 $\sigma = 7.7$

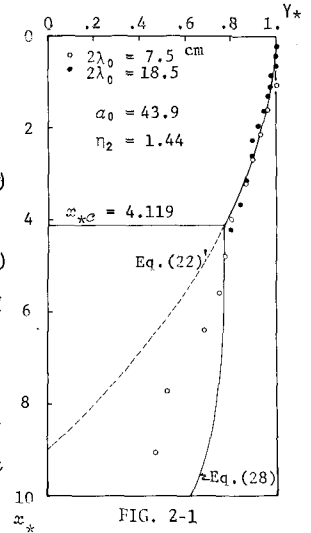


FIG. 2-1

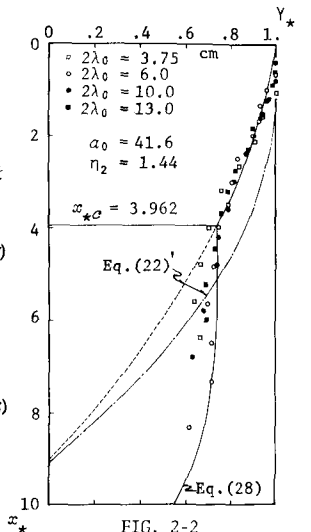


FIG. 2-2

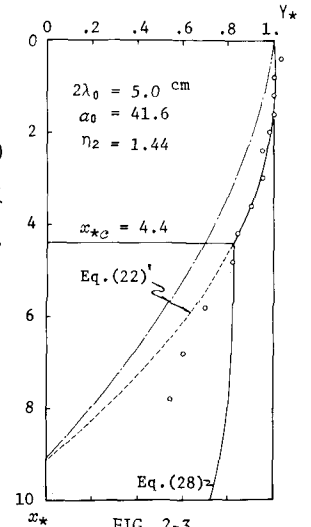


FIG. 2-3

を用いている。分布は、 x の大きいところでも比較的よくあ
っており、したがって、見かけの軸の式(28)も妥当であること
がわかる。しかし、図によれば、 $x < x_c$ の範囲では、理論
値が実測値をやや上まわっており、この範囲では $\alpha > 7.7$ と
した方がよいように思われる。 Δh は、(6)、(21)、および、

$$U_s^2 s = \frac{3}{4} \sigma U_0^2 d_0 \quad \text{などから、}$$

$$\Delta h = \frac{27}{85 \alpha_0} \left(\frac{2\alpha+1}{\alpha} \right)^2 \tanh^2 \eta_2 \{ A+1 \pm \sqrt{2A+1} \} x_c^{-1} \frac{U_0^2}{2g} d_0 \quad (30)$$

によって求めることができ、今のケースの場合には、 $\Delta h = 0.23 \text{ cm}$

を得る。ピトー管の静圧部の読みから、各水深ごとの境界近傍
の静圧の差をとって、 x_c までの間で平均すると 0.19 cm となり
大体の一致をみる。しかし、実測の Δh は、 x の小さいところ
で大きく、 x_c に近づくにつれて減少し、 x_c 近傍では逆に干
渉側の水圧の方が大きくて $\Delta h < 0$ になっている。このこと
から明かなように、(22)などで表わされる軸は、実際の場合の
平均的な位置を示すのであって、 $p_x = 0$ の当初の仮定からも
当然のことと考えられる。なお、以上のことと関連して、噴流孔の干渉側と外側との表面の水位差 Δh_s は、 Δh
よりも大きく、上記のケースの場合には、約3倍であった。

まとめ： 規模の等しい二つの二次元性噴流が、静水池内に干渉しながら拡散する場合について解析し、次の
結果を得た。

1)、中心流速の20%の点を連ねた噴流境界が、互い交わる点を x_c としたとき、 $x < x_c$ の領域と、 $x > x_c$ の領
域とでは、干渉の様子が異なる。すなわち、 $x < x_c$ の領域では、噴流中心軸の接近現象がみられ、流速分布は相
似性を示すのに対し、 $x > x_c$ の領域では、軸の接近は、流速分布の変形によって見かけ上おこるのみであり、流
速分布は、互いの運動量を重ねあわせて変化し、相似性を失う。

2)、 $x < x_c$ における流速分布は、境界からはずれた点も含めて(13)式で一括して表わされる。このとき、
 α は7.7より大きめの値を用いた方がよい。

3)、 $x > x_c$ における流速分布は(13)'で表わされる。このとき、 α は7.7程度でよい。 x が $3x_c$ を越える
と二つの噴流は一つになり、原点に2倍の幅をもった噴流孔が存在するのと同様になる。

4)、 $x < x_c$ における噴流軸の接近は、境界に囲まれる水域を流れる補償流による圧力低下が原因と考えら
れ、噴流軸の方程式は、一般に(22)'で表わされる二つが存在する。実験では重根をとる場合も存在し、同一実
験中にも軸の変換が認められるので、実用的には(25)と(26)の範囲内で変動するものと考えた方がよい。

5)、 $x > x_c$ においては、実質的な軸の接近はおこらず、見かけの軸の式は(28)で示される。

6)、境界の交点 x_c は(23)で与えられ、二つの軸に対応して二点存在し得る。

7)、圧力降下 Δh は(30)によって計算でき、やはり、二つの軸に対応して、二つの値が存在する。実測
では、 Δh は、水深方向に減少する分布をしており、(30)は平均値を与える。

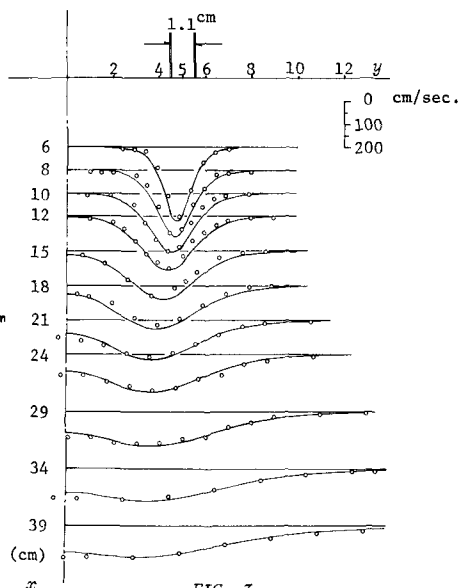


FIG. 3

本論文を作製するにあたり、盛 信博、花里 隆、両氏の卒業論文のデータを使用させていただいた。また、
図面作製と計算に、道口技官の手を煩した。記して三氏に謝意を表す。

参考文献

- 1) 長谷川・盛・山岡：「静水池中における垂直噴流の相互干渉について」，土木学会第26回年次学術講演会講演集第2部（昭和46年），P. 241～244
- 2) 盛 信博：「噴流拡散の相互干渉に関する実験的研究」，北海道大学工学部卒業論文，（1971年2月）
- 3) 花里 隆：「噴流拡散の相互干渉に関する実験的研究」，北海道大学工学部卒業論文，（1972年3月）
- 4) Göertler, von H. : “ Berechnung von Aufgabe der freien Turbulenz auf Grund eines neuen Näherungsansatzes ” , ZAMM , 22 (1942)
- 5) Schlichting, H. : “ Boundarylayer Theory ” 6th, ed. (1968) ,
- 6) Fleming G. K. , Alpay S. A. : “ Similarity Solution for the Curved Two-Dimensional Jet ” , Journ. of Applied Mechanics , (Dec. 1972)
- 7) 村岡 浩爾：「ジェット流」，水理学・水文学における最近の進歩（土木学会関西支部編），（昭和42年3月）
- 8) 斎藤 隆：「境界の影響を受ける二次元噴流の特性」 土木学会論文報告集 No. 164 , (1969年4月)