

斜めに放流される表層密度噴流の流軸の 曲がりに関する研究

玉井 信行*・有田 正光**

1. はじめに

汀線に対してある角度を持って浅海域に放出された表層放出温排水は Near-Field において流軸が曲げられて汀線に沿って流動する様になる (Pattern I, 図-1 参照). さらに流動して連行現象の小さな Far-Field においては流軸が沖合に曲げられる (Pattern II). 本研究は主としてこのような流軸の曲がりについて説明を試みようとするものである.

2. 福島第一原子力発電所の実測結果

福島第一原子力発電所の北側 5 号機 (＃5) の出力, 設計排水量, 設計水温上昇値はそれぞれ 78.4 万 kW, 47.4 m³/sec, 8.4°C であり, 放出口幅は 11.4 m である. なお, 放出口は汀線に対して 45° の角度を持っている. 放出水温 18°C, 放出場的水温 10°C, 放出水深 1.5 m として放出密度フルード数を計算してみると 22 程度であり, 同放水路からの放出は高密度フルード数による放出である事が分かる. 図-1 は 5 号機より放出された温排水の拡散に関する実測結果の 1 例であり¹⁾, 代表的な例を示してある. 第 1 章で述べた様な Pattern I, Pattern II の流軸の曲がり方が明瞭である.

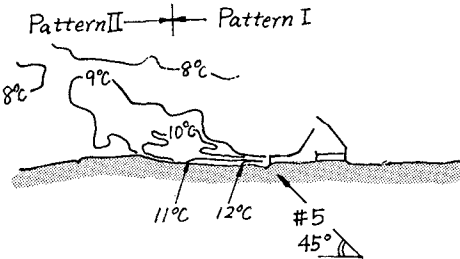


図-1 実測例

3. 連行に伴う流れの場について

本論文においては噴流中心軸と海岸線とは放出時に 45° をなす場合を取り上げ, 流軸の曲がりとは流軸左右の連行流速の違いによる圧力差にあるものとして解く事に

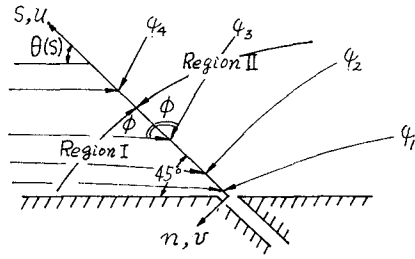


図-2 座標系と放出場の領域分割

する.
速行速度は放出軸上に強さの異なる吸込みを配列してその流れ関数を導く事によって求める事とした. また解を求める都合上 図-2 に示す様に領域を 2 分割し, Region I, Region II とした. 以下にそれぞれの領域についての解を求めてゆく事にする (壁面に直交する噴流の放出については G. I. Taylor⁴⁾ により解が得られている).

3.1 Region I, II に対する解

ここでは問題の簡単化の為に密度差のない 2 次元噴流を考える. 噴流の周囲水よりの連行を近似する為に放出軸に吸込みを連続的に配列する事にする. 噴流の連行速度は噴流軸上速度に比例する事が知られている. ところで平面噴流の軸上流速は流軸方向の距離の -1/2 乗で減少してゆくの, 放出軸方向に強さが $\alpha\eta^{-1/2}$ で減少してゆく吸込みを配列した場合の解を求める事とする (ここで η は s 軸上に取った長さである). 解析において海岸線による壁面の効果を近似する為に鏡像の位置に仮想的な吸込みを配置する.

まず, 点 $(0, \eta)$, $(\eta, 0)$ に強さ $\alpha\eta^{-1/2}$ の対称な吸込みが存在する場合の流れ関数 ψ_i を求める. 座標系は図-3

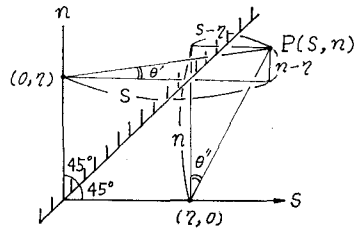


図-3 対称な吸込みがある場合の模式図

* 正会員 工博 東京大学助教授 工学部土木工学科
** 正会員 工修 東京電機大学助手 理工学部建設工学科

に示す通りであり、2つの吸込みにより点 $P(S, n)$ において生ずる流れ関数 $\phi_i(S, n)$ の値は次式で示される。

$$\begin{aligned}\phi_i(s, n) &= -\alpha_1 \eta^{-1/2} \theta' - \alpha_1 \eta^{-1/2} \left(\frac{\pi}{2} - \theta'' \right) \\ &= -\alpha_1 \eta^{-1/2} \tan^{-1} \frac{n-\eta}{s} \\ &\quad - \alpha_1 \eta^{-1/2} \left(\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{s-\eta}{n} \right) \quad \dots (3.1)\end{aligned}$$

従って s, n 軸上に配列された強さ $\alpha_1 \eta^{-1/2}$ の影響は点源からの影響を重ね合わせればよく、式 (3.2) を得る。

$$\begin{aligned}\phi(s, n) &= \sum \phi_i(s, n) \\ &= \int_0^\infty \left\{ -\alpha_1 \eta^{-1/2} \tan^{-1} \frac{n-\eta}{s} \right. \\ &\quad \left. - \alpha_1 \eta^{-1/2} \left(\frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \frac{s-\eta}{n} \right) \right\} d\eta \\ &\quad \dots (3.2)\end{aligned}$$

上式を積分して、 $s > 0, n > 0$ (Region I の条件) および海岸線 $n=s$ において $\phi(s, n)=0$ の条件を課すと、Region I に対する流れ関数として式 (3.3) を得る。

$$\phi(s, n) = \sqrt{2} \pi \alpha_1 (\sqrt{\sqrt{s^2+n^2}+s} - \sqrt{\sqrt{s^2+n^2}+n}) \quad \dots (3.3)$$

式 (3.3) を s 軸上の値について書き直すと式 (3.4) となる。

$$\phi(s, n) = \sqrt{2} (\sqrt{2}-1) \pi \alpha_1 s^{1/2} \quad \dots (3.4)$$

ここで α_1 は定数で後に定める。式 (3.4) より流れ関数の値は s 軸上において $s^{1/2}$ に比例して増加してゆくことが分る。

Region II に対しては Region I と同様にして次式を得る。

$$\phi(s, n) = \begin{cases} -\sqrt{2} \pi \alpha_2 (\sqrt{\sqrt{s^2+n^2}+n} \\ \quad + \sqrt{\sqrt{s^2+n^2}+s}); & s > 0, n > 0 \\ -\sqrt{2} \pi \alpha_2 (-\sqrt{\sqrt{s^2+n^2}+n} \\ \quad + \sqrt{\sqrt{s^2+n^2}+s}); & s < 0, n < 0 \end{cases} \quad \dots (3.5)$$

ここに α_2 は定数であり、 α_1 とともに次節で定められる。

3.2 定数 α_1, α_2 の決定

表層放出鉛直次元均質噴流に関する著者の1人の実験によれば、平面噴流の軸上流速を次式で表現することができる。

$$\frac{u_c}{u_0} = \left(\frac{1}{5} \frac{s}{B} \right)^{-1/2} \quad \dots (3.6)$$

ここで B は放出口幅である。

式 (3.6) を利用して連行速度の n 方向成分: v (この項が Jet の流量増加に寄与する) を前節で求めた流れ関数と結びつけて考える。式 (3.7), (3.8) を等置することにより Region I, Region II に対応する α_1, α_2 は求られて式 (3.9) が得られる。

$$\begin{aligned}\frac{\partial \phi(s, 0)}{\partial s} &= \frac{\sqrt{2}(\sqrt{2}-1)}{2} \pi \alpha_1 s^{-1/2} \\ &= \frac{\sqrt{2}(\sqrt{2}+1)}{2} \pi \alpha_2 s^{-1/2} \\ &\quad \dots (3.7)\end{aligned}$$

$$\frac{\partial \phi(s, 0)}{\partial s} = v = \alpha_h u_0 = \alpha_h u_0 \sqrt{5B} s^{-1/2} \quad \dots (3.8)$$

$$\alpha_1 = \frac{2\alpha_h u_0 \sqrt{5B}}{\sqrt{2}(\sqrt{2}-1)}, \quad \alpha_2 = \frac{2\alpha_h u_0 \sqrt{5B}}{\sqrt{2}(\sqrt{2}+1)} \quad \dots (3.9)$$

ここに α_h は水平連行係数である。

4. Pattern I の噴流流軸の曲がりに関する基本式

4.1 領域 I, II 間の連行速度、水位差、圧力差

前章で求めた流れ関数より連行速度の n 成分 v を定め、それより流線に沿う連行速度の絶対値 q を求めると式 (4.1) となる。

$$\left. \begin{aligned} v &= \alpha_h u_0 \sqrt{5B} s^{-1/2} \\ q &= v / \sin \phi \end{aligned} \right\} \quad \dots (4.1)$$

ここに ϕ は流線の流軸に対する入射角。

Region I と Region II では ϕ の値が異なる為に連行速度が異なる。その為に両域間に水位差が生ずるが、その水位差をベルヌーイの式を使用して定める。

以下の式で添字 1 は Region I の諸量である事を示し、添字 2 は Region II の諸量である事を示す。両領域について立てられたベルヌーイの式より次式が得られる (図-4 参照)。

$$\frac{q_1^2}{2g} H_1 + H_1 = \frac{q_2^2}{2g} (H_1 + \Delta H) + (H_1 + \Delta H)^2 \quad \dots (4.2)$$

ここに、 q は連行速度、 g は重力の加速度であり、添字は領域を示す。従ってここで H_1 を H と記すと ΔH について式 (4.3)、また噴流両側における静水圧の差 Δp は式 (4.4) で与えられる。

$$\Delta H = \frac{H/2g(q_1^2 - q_2^2)}{(2H + q_2^2/2g)} \quad \dots (4.3)$$

$$\Delta p \approx -\rho g \Delta H H \quad \dots (4.4)$$

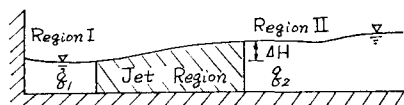


図-4 噴流の両側面における水位差、圧力差

4.2 n 方向の運動方程式

流軸の曲がりを定める式は n 方向の運動を記述する

方程式である。\$n\$ 方向の運動量保存則は次式で与えられる。

$$\frac{\partial uv}{\partial s} + \frac{\partial v^2}{\partial n} + \frac{\partial vw}{\partial z} - u^2 \frac{\partial \theta}{\partial s} = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial p}{\partial n} - \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{v'v'}}{\partial n} - \frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} \quad (4.5)$$

ここに \$s, n, z\$ はそれぞれ流軸方向、流軸に直交する方向、鉛直方向の座標；\$u, v, w\$ はそれぞれ \$s, n, z\$ 方向の流速；\$u', v', w'\$ はそれぞれ \$u, v, w\$ の速度変動成分；である。式 (4.5) で圧力 \$p\$ を \$p \approx \rho_a g z - \rho_a \overline{w'^2}\$, さらに平面 2 次元的現象を考えて \$w \approx 0\$, また噴流内で \$v \approx 0\$ と考える。さらに底面摩擦の効果を無視した上で各項の比較を行い、主要な項のみを残すと式 (4.6) を得る。

$$\frac{\partial v^2}{\partial n} - u^2 \frac{\partial \theta}{\partial s} = -\frac{1}{\rho_a} \frac{\partial}{\partial n} (\rho_a g z) \quad (4.6)$$

なお、本論文においては放出場の流れの影響は考慮していない。式 (4.6) を \$z\$ 方向に \$0 < z < H\$, \$n\$ 方向に \$-kb < n < kb\$ の範囲で積分すると式 (4.7) を得る。ここに \$n = \pm kb\$ は噴流の中心軸から外縁までの距離を表す。

$$M(s) \frac{\partial \theta(s)}{\partial s} = \int_0^H (v_{n=kb}^2 - v_{n=-kb}^2) dz + \frac{1}{\rho_a} \int_0^H (p_{n=kb} - p_{n=-kb}) dz \quad (4.7)$$

上式において \$M(s)\$ は噴流の持つ運動量、\$v_{n=kb}^2, v_{n=-kb}^2\$ はそれぞれ噴流の左右の外縁における連行速度の \$n\$ 方向成分の 2 乗である。連行水量が左右対称であるとの理論上の条件より、式 (4.7) の右辺の第 1 項の積分は 0 である。また \$P_{n=kb}, P_{n=-kb}\$ は噴流外縁に噴流の両側面から掛かる圧力であり、その差が式 (4.4) で与えられている。式 (4.4) を式 (4.7) の右辺第 2 項に入れて流軸の曲がりに対する基本式として式 (4.8) を得る。

$$\frac{\partial \theta(s)}{\partial s} = -\frac{1}{M(s)} (g \Delta H) \quad (4.8)$$

ここで以後の計算の簡単化の為に放出運動量は保存されたと考える。つまり \$M(s) = M(0) = u_0^2 B H\$ と考えると、\$s_r = s/B\$ と無次元化して式 (4.9) が得られる。

$$\frac{\partial \theta(s_r)}{\partial s_r} = -\frac{g B}{u_0^2} \frac{\Delta H}{B} \quad (4.9)$$

上式を流軸の曲がりに関する基本式として具体的な計算例を後章に示す。

5. 歪模型によるシミュレーション

福島第 1 原子力発電所の 5 号機からの拡散をシミュレートする為に歪模型による実験を行った (水平スケール 1/1500, 鉛直スケール 1/300)。歪み度については和田・加藤²⁾の研究を参考にした。また水平方向の再現域は汀

線方向 10 km, 沖合方向 3 km であり、海底勾配は当海域の発電所付近の平均的勾配を 1/100 と定めて模型上は全域一様な海底勾配とした。力学的な相似条件は放出密度フルード数の一致である。実験に当り、欠損密度 (\$\Delta \rho / \rho\$) を原型と模型で一致させる事にすると模型放出流量は式 (5.1) で与えられる。

$$Q_m = \left(\frac{h_{0m}}{h_{0p}} \right)^{3/2} \left(\frac{B_m}{B_p} \right) Q_p \quad (5.1)$$

ここに \$Q\$: 放出流量, \$h_0\$: 放出水深, \$m\$: 模型値を表わす添字, \$p\$: 原型の値を表わす添字, である。具体的に 5 号機からの放出流量 (47.4 m³/sec) を模型値に直すと \$(h_{0m}/h_{0p}) = 1/300, B_m/B_p = 1/1500\$ であるから \$Q_m \approx 6\$ cc/sec となる。

潮の干満などに対応する種々の実験条件の基に行った軸上温度上昇について 図-5 に示す。同図は実験結果および実測データの範囲を比較したものであり、その一致の度合は良好であるといえる。なお実験データは放出場に流れのある場合のものを含んでいない。また 図-6 は実験において得られた代表的な表面温度分布例であり、Pattern I, Pattern II の流軸の曲がりが見られる。しかしながら 図-1 との比較において流軸の曲がり完全には相似とはならない事が分かる。この点については後記するが、実験は比較的良く実測結果を再現していると言事ができる。そこで以後の議論は本実験装置を使用して行った結果を対象として進める事とする。

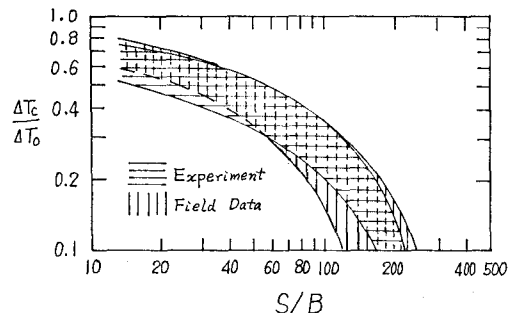


図-5 軸上温度上昇に関する実験結果と実測結果の比較

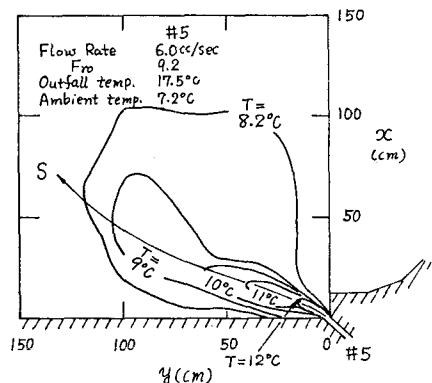


図-6 表面内温度分布に関する実験結果の一例

6. Pattern I の流軸の曲がりに関する比較

福島第1発電所の歪模型による実験条件より、連行係数を0.05として連行流速、そしてそれに基づく水位差を式(4.3)より計算すると式(6.1)を得る。

$$\frac{\Delta H}{B} = 0.006 \left(\frac{s}{B} \right)^{-1} \quad \dots\dots\dots (6.1)$$

上式を式(4.9)に代入し積分すると $\theta(s)$ について式(6.2)を得る。

$$\theta(s_r) = \theta(0) - 0.029 \log s_r \quad \dots\dots\dots (6.2)$$

ここに $\theta(0)$ は原点における角度で 45° である。式(6.2)で実験例について具体的な計算を行った結果を表-1に示してある。同表より $s/B=20$ ($s=15$ cm) で 5° , $s/B=400$ ($s=300$ cm) で 10° 流軸が曲げられる事が分る。ここで計算される流軸の曲がりとは実験結果(図

表-1 流軸の曲がりに関する計算例

s/B	θ (degree)	s (cm)	s/B	θ (degree)	s (cm)
0	45°	0	10	41.2°	7.50
1	45°	0.75	20	40.0°	15.0
2	43.8°	1.50	100	37.3°	75.0
5	42.3°	3.75	400	35.0°	300.0

注: $H_0=0.65$ cm, $B=0.75$ cm, $u_0=12.3$ cm/sec

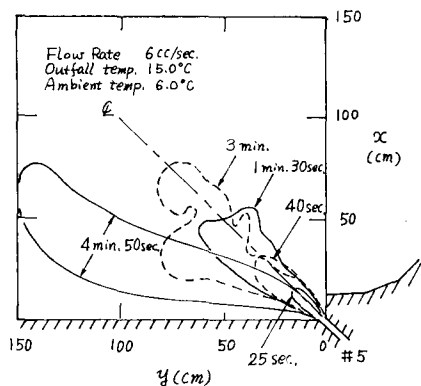


図-7 流軸の曲がりに関する実験

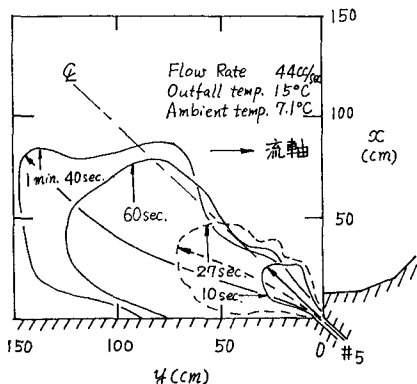


図-8 流軸の曲がりに関する実験

—6) よりかなり小さい事が分かる。しかしながら、ここで行った計算は流軸を放出軸に固定し、その上に吸込みが配列された場合の圧力差に基づいて計算されたものである。この傾向は当然の結果である。現実には一旦流軸が曲げられればさらに両領域の圧力差が増大し、ますます流軸が曲げられるという過程を通じて最終的な流軸の曲がり決定されると考えられる。図-7に放出軸方向へ出された温水噴流が時間経過とともに段々汀線方向へ寄せられる経過を示す。この実験は図-6と同一の放出条件で行われ、上記の推論が正しい事を裏付けている。図-8は水理条件が実物と相似ではないが放出流量を44 cc/secと増加させ、目視による連行現象をより顕著にした上で行った実験結果であり同図よりも流軸が曲がってゆく過程を読み取ることができる。

7. Pattern II の流軸の曲がりに関する考察

流軸が Pattern I の流軸の曲がりの後、沖合に曲げられる Pattern II の現象について考察する。Pattern II と類似の現象として小森等⁹⁾による福島第1原子力発電所の南側放水路の実験結果がある。彼等は放出海域が浅海域である為に海底摩擦の効果が大きく噴流はより摩擦の小さい、より深い方向へ移動していくという説明をしている。本研究の5号機からの拡散の場合には第4章、6章で述べた機構により Pattern I の流軸の曲がりを生じ、その為に温排水は汀線に平行に流動する様になる。その後の Pattern II の現象は南側排水路からの拡散と同じ機構で温排水が沖合へ向かうと考えられる。この点を確認する為に一様水深を持つ場に 45° の角度で放出される場合の実験を付加した。その結果、Pattern II 領域での沖合への流軸の曲がりが小さい事を確認した。従って連行が支配的でなくなる Far Field での密度噴流の軸の曲がりは、底面摩擦力により支配されるという上記の様な説明が正しいものと考えられる。

8. まとめ

汀線に対して斜めに放出された温排水の流軸が曲がる事、また歪模型実験によってその様な現象の一般的特徴が再現しうる事を示し、さらに Pattern I の現象についての理論的解析を試みた。

ところで実験による流軸の曲がりは定性的には一致するが、実測の方の曲がりが強いという事が認められる。これは実験上現場の碎波滞の効果などが再現されていない事も一因と考えられるが、さらに実験技術上の問題も考えられる。Pattern II の現象は噴流底面に作用する摩擦応力が関与すると考えられるので、今後この種の実験においては噴流底面に作用する摩擦応力の効果に十分注意して実験を行う必要がある。また流軸の曲がりに関する考察を付加する為に均質噴流の場合の実験を追加して

行った。その結果、密度噴流の場合と均質噴流の場合とで流軸の曲がりに関して顕著な差異は認められなかった。この事よりこのような流軸の曲がりは浅海域に放出された噴流の一般的特徴であると考えられた。

謝辞： 本研究における貴重な資料の提供および現場観察に便宜を計って下さった東京電力関係者各位並びに東京電機大学野口俊郎教授に感謝の意を表わします。

研究の過程においては東京電機大学小野久彦教授より種々の激励を頂いた。また実験に当っては昭和 56 年度卒研究生、久保田誠（現：大成温調）、小林秀敏（現：宗藤

建設）の両名の協力があった。記して謝意を表わします。

参 考 文 献

- 1) 福島県温排水管理委員会：昭和49年度温排水調査報告書～昭和53年度温排水調査報告書。
- 2) 和田 明・加藤正進：水理実験による拡散予測手法の適用性に関する研究——模型縮尺（歪み度）の影響，日本海洋学会，1975。
- 3) 小森修蔵・田中寛好・和田 明：碎波滞近傍における温排水の移流拡散に関する実験的検討，電力中央研究所・土木技術研究所報告 No. 377108, 1978。
- 4) Taylor, G. I.: Flow Induced by Jets, Journal of The Aero-Space Sciences, July, 1958, pp. 464~465.