

汀線に対して斜めに放流される噴流の再付着現象に関する実験的研究

Experimental Study on the Reattachment of Jets Obliquely Discharged on the Shore

東京電機大学理工学部 工博 有田 正 光
東京大学工学部 工博 玉井 信 行

1. はじめに

汀線に対して斜めに放流される温排水の流軸が曲げられ汀線に再付着し、沿岸に沿って流動する現象については著者等^{1),2)}によって検討され、その原因が温噴流左右の連行流速の非対称性に基づくものとして解析がなされ、その仮説が検証された。

本研究は工学的にはより重要な定常状態における再付着現象に影響を及ぼすと考えられる、④放出角度、⑤放出密度フルード数、⑥放出口前面の水深、⑦放出口前面の海底勾配の4因子の効果について水理模型実験によって検討する。また、その様な再付着現象を伴う流れの構造を調べる為に風洞実験による測定結果を示し、新たな知見を求める事とする。

2. 実験方法

2-1 水理模型実験

実験に使用したのは $1.5\text{ m} \times 3\text{ m} \times 0.06\text{ m}$ の平面水槽であり、幅 $B_0 = 5\text{ mm}$ の放出口が設置してある。代表的放出口水深 H_0 は 3 cm であり、その場合の放出流量は $10\text{ cc/sec} \sim 45\text{ cc/sec}$ 程度である。実験においては放出角度 θ_0 が大きく、限界角に近い場合は微妙な初期条件などの影響を受けて再付着するか否か、その挙動が安定しない。しかし、再付着が生じうる最大の条件を求めることは工学的には意義が大きいので、再付着のための限界面を求める場合には、円弧状の流れの誘導板を使用して流況を安定化する事とし、放出初期に一定程度、この円弧板で流れを誘導して結果を判定した。

2-2 風洞実験

電圧変換により噴出流速が自由に变化させうる小型風洞を使用し、アクリル製の二次元放出口場に噴出させた。放出口形状は幅 $B_0 = 5\text{ cm}$ 、高さ $H_0 = 0.5\text{ cm}$ であり、幅・高さ比 $B_0/H_0 = 10$ の矩形である。放出角度 θ_0 は $\theta_0 = 90^\circ, 55^\circ, 45^\circ$ の三種類とした。

流速測定にはX型の熱線流速計を使用し、2方向の流速を測定した。熱線流速計のセンサーの位置は3軸方向に 0.1 mm の精度で位置設定が可能である。

3. 水理実験結果と考察

実験結果を整理し、4因子の再付着現象に及ぼす影響について、3-1節から3-4節において順次述べる。

3-1 放出角度 θ_0 の効果

放出角度は再付着現象に対し、最も大きな影響を与えるものであると考えられる。図-1はコアンダ効果に関するSawyerの理論解析結果³⁾(図中破線)、Bourqueの実験⁴⁾、著者等による水平二次元的に均質噴流が表層放流される場合の実験結果、高密度フルード数で浅海域に表層放出される福島第一原子力発電所の実測結果およびPoint-Beach原子力発電所の実測結果を比較したものである。同図で B_0 は放出口幅であり、 ℓ は放出口から再付着点までの距離である。同図はそれぞれの結果が良く一致している事を示している。この事より、著者等の対象とする表層放出温排水の流軸の汀線方向への曲がり、コアンダ効果によるものと考えられる事ができる。Bourque等の実験によると放出レイノルズ数が十分に大きい場合の限界角は 64° である。

従って放水口の設計に当たっても同程度の角度が限界角であると考えられる。同図における実験・実測結果は式(1)で近似しうる。

$$\frac{\ell}{B_0} = \frac{400}{(64 - \theta_0)} - 6.25 \quad \dots\dots\dots(1)$$

また、同図中の Point-Beach 原子力発電所における実測例の水表面における温水の拡がりを示すものが図-2 である。同発電所の放出角度は $\theta_0 = 60^\circ$ であり、また放出密度フルード数も $F_{d0} = 2.5$ と比較的小さいので流軸の曲がりとはそれほど強くない。なお、実測時における環境水の流速・風速はともに 0 m/sec と報告されている。

3-2 放出密度フルード数 F_{d0} の効果

図3は平面二次元的に放出角度 45° で表層放流される温水の無次元上昇温度 $\Delta T / \Delta T_0$ (ΔT_0 放流水と周囲水との温度差) が 0.2 となる温噴流の拡がりの外縁を示すものである。同図より、 F_{d0} が大きい程、強い再付着現象を示す事が分る。しかしながら $F_{d0} < 4$ (ここでは $F_{d0} = 3$) の場合はかなり大きく拡がり再付着現象が弱くなっている事が認められる。この事は再付着現象は低密度フルード数で急激に変化するものである事を示している。 F_{d0} が小さくなると再付着効果が弱くなる事の理由は、温度差に基づく密度流効果によって付着流線に囲まれる連行渦の領域と自由領域との圧力差が小さくなる為と考えられる。

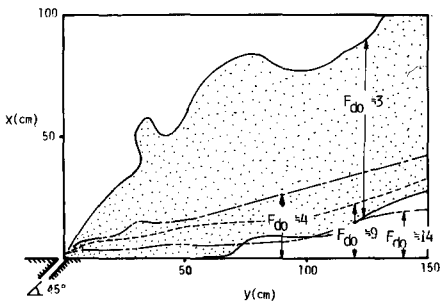


図3 放出密度フルード数の違いに基づく拡がりの変化

3-3 放出口前面水深 H_b の効果

放出口前面水深とは図4に示す様に、ここでは水底から放出口底面までの高さを意味する。 H_b が比較的大きい場合、図4に示される様に強い連行渦の領域(領域Ⅰ)へ領域Ⅱから連行水が噴流底面下を通して補給される。この事によって領域Ⅰの圧力が上昇し、再付着現象は生じづらくなると考えられる。図5は放出角度 45° で均質噴流が放流される場合の H_b/H_0 (H_0 は放出口水深) の違いに基づく ℓ の変化を示すものである。同図より、 H_b/H_0 が大きい程、再付着現象が弱くなってゆく事が明らかである。また同図における実験結果は次式で近似できる。

$$\frac{\ell}{B_0} = 140 \left(\frac{H_b}{H_0} \right)^{1.7} + 10 \quad (\text{放出角度 } 45^\circ) \quad \dots\dots\dots(2)$$

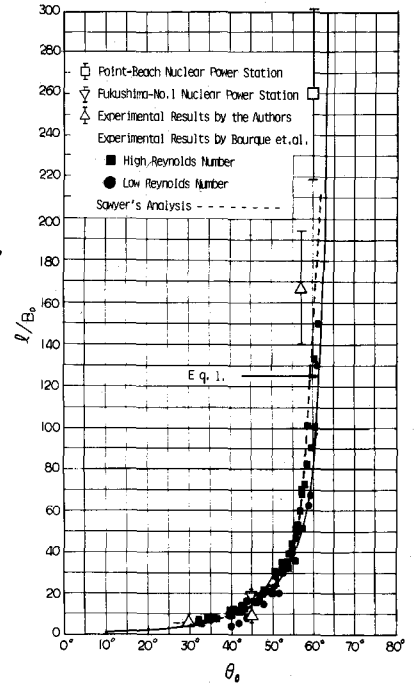


図1 放出角度と再付着点の位置の関係

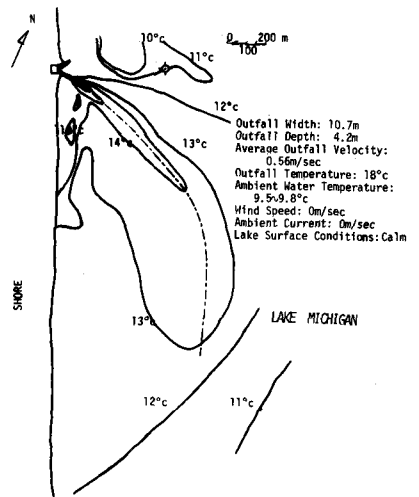


図2 Point-Beach 原子力発電所の実測例

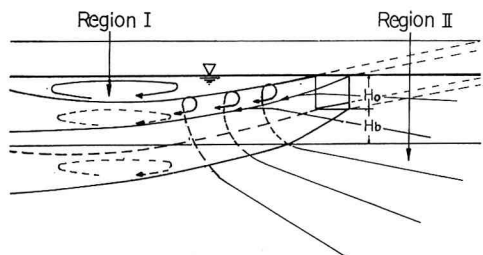


図4 放出口前面水深が比較的に深い場合の流れの模式図

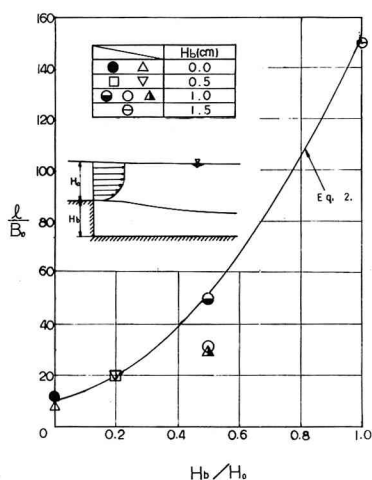


図5 放出口前面水深の違いに基づく再付着点の変化 ($\theta_0=45^\circ$)

3-4 海底勾配 I の効果

放水口前面水深 $H_b = 0$ cm, 放出角度 45° の場合の再付着現象に対する底面勾配の影響を調べる事とした。噴流が斜面上を流動する場合、噴流に及ぼす斜面の効果によって噴流はより摩擦の小さい、より深い沖合側へ移動してゆくものと考えられる。この様に斜面の効果は再付着を促す方向とは逆に働くものであり、斜面の存在は再付着点までの長さ l を大きくする様に働らくものと考えられる。図6は斜面勾配の変化に伴う l の変化を示すものであり、上述の考察を裏付けている。同図に示す実験結果は式(3)で近似しうる。

$$\frac{l}{B_0} = 470I + 10 \quad (\text{放出角度 } 45^\circ) \dots\dots\dots (3)$$

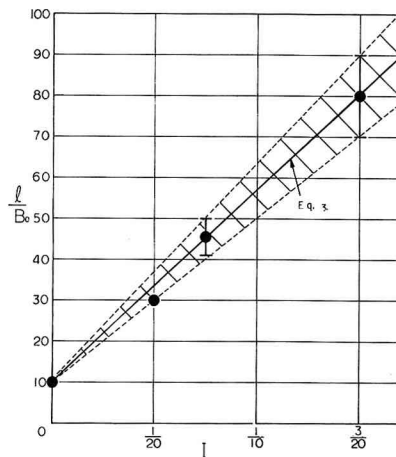


図6 斜面勾配の変化に基づく再付着点の変化 ($\theta_0=45^\circ$)

4. 風洞実験結果と考察

4-1 流れの可視化による観察

写真1, 2は流動パラフィンミスト法による流れの可視化の結果を高性能ボラロイドカメラ(Polaroid 600 SE)によって撮影したものであり、 $\theta_0=45^\circ, 55^\circ$ の場合の流況を示すものである。同写真にはコアンダ効果による流軸の曲がりが見事に示されており、再付着点の位置は図-1の結果とほぼ一致する。

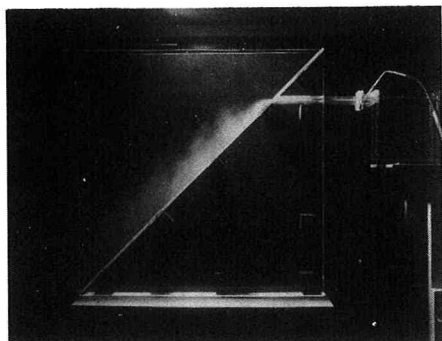


写真1 流れの可視化写真($\theta_0=45^\circ$)

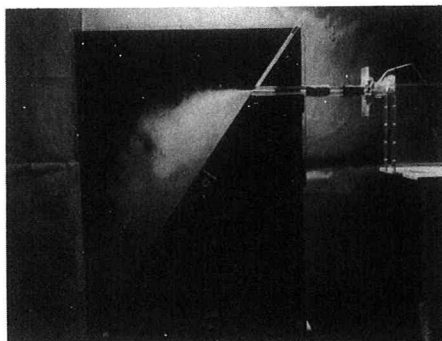


写真2 流れの可視化写真($\theta_0=55^\circ$)

4-2 放出角度 $\theta_0 = 45^\circ$ の流れの構造

本論文においては $\theta_0 = 45^\circ$ の場合の測定結果のみを示す事とする。測定に当り流れの二次元性のチェックが行われ、実験結果より二次元性は良好であると見做された。

図7は流れのベクトル図を示すものであるが、同図より、放出された噴流がコアンダ効果によって壁面に再附着し、以後、壁面噴流に類似な流動を示している事が認められる。また同図において放出から再附着に至るまでの間に生ずる連行渦の領域で渦下部の放出口に向う流れの存在域に相当する部分については、今回は測定されていない。

図8は乱れ諸量の分布図であり、 $\sqrt{u'^2} : \bullet$ は x 方向の乱れの強さ、 $\sqrt{v'^2} : \circ$ は y 方向の乱れの強さ、 $-\overline{u'v'}/\sqrt{u'^2}\sqrt{v'^2} : \odot$ はレイノルズ応力 $-\overline{u'v'}$ を $\sqrt{u'^2}$ 、 $\sqrt{v'^2}$ で無次元化したものである。同図より乱れ諸量が壁面の影響を受け再附着に至るまで大きく変化し、壁面噴流の乱れ諸量へと変化してゆく様子が分る。

4-3 流れの領域分割

$\theta_0 = 45^\circ$ の場合の噴流の流れの特徴による領域分割を図9に示す。同図における再附着領域は噴流放出から再附着に至る領域であり流軸の曲がりと後述の様に自由領域側からの流量の増加が顕著な領域である。遷移領域は再附着領域から壁面噴流領域への遷移域であり、さらに壁面噴流領域は流れが壁面噴流としての挙動を示す領域である。

図10はほぼ壁面噴流と見做せる位置、つまり $X = 80, 100, 150\text{cm}$ における流速の X 成分の分布を描いたものである。ここに、 X は壁に沿う方向、 Y はそれと垂直な方向を示す。同図における実線は滑面上における壁面噴流の従来の実験結果を示すものであり、破線は k_e/H_0 (k_e は有効粗度) $= 0.121$ の場合の二次元壁面噴流について Rajaratnam (1965) の実験結果を示すものであるが、著者等のデータは壁面粗度の影響を受ける場合の Rajaratnam の実験データに良く一致している。従って、この領域の流れは二次元壁面噴流の領域であると見做す事ができる。

4-4 流軸の曲がりと混合

斜めに放出される噴流の混合現象、つまり周囲流体との混合量

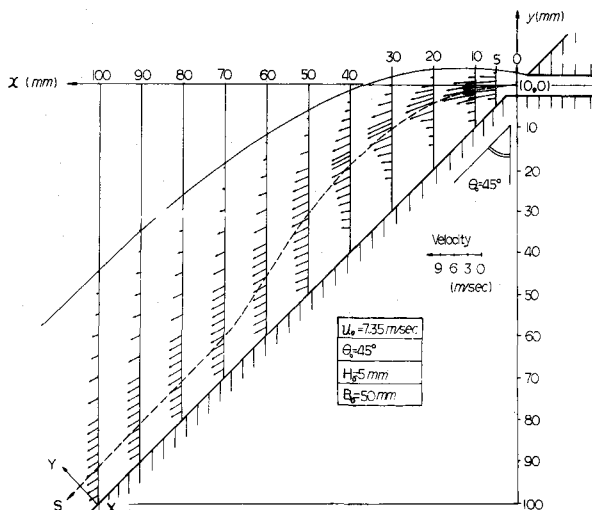


図7 流れのベクトル図 (彎曲噴流: $\theta_0 = 45^\circ$)

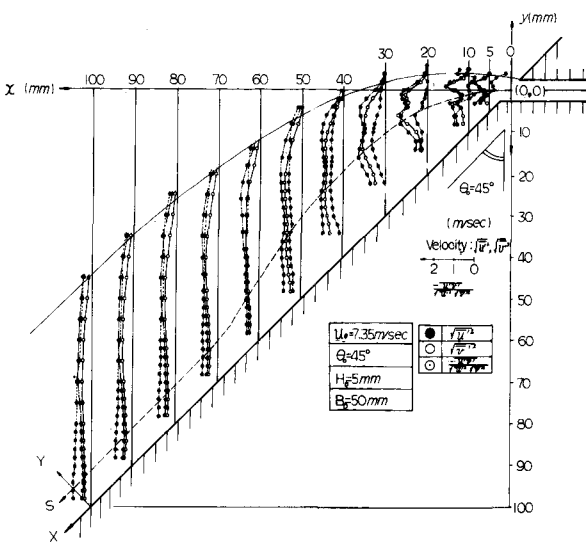


図8 乱れ諸量の分布図 (彎曲噴流: $\theta_0 = 45^\circ$)

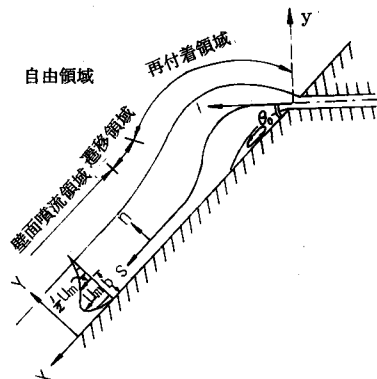


図9 彎曲噴流の流れの特徴による領域分割

を求める事は工学的に重要である。

対称噴流 $\theta_0 = 90^\circ$ と放出角度 $\theta_0 = 45^\circ$ の彎曲噴流の場合における無次元流量の流軸方向の変化を比較したものが図 11 である。同図中の縦軸の Q_0 は放出流量であり、 Q は任意の流軸上における流量である。なお、流軸（S 軸）は流速最大の位置を結ぶ事によって得られた。同図より $\theta_0 = 45^\circ$ の場合の流量は壁面側からの連行が抑制されているにもかかわらず S/H_0 ($H_0 = 5\text{mm}$) $= 20 \sim 30$ の区間 ($\theta_0 = 45^\circ$ の場合は壁面噴流領域に対応する) における流量は $\theta_0 = 90^\circ$ の場合とほぼ同様な値となっている事が分る。この事は噴流が彎曲すると誘引される連行流量は噴流の両側で大幅に違う事は自明であるが、それにもかかわらず全体としての流量は彎曲していない場合とあまり変わらないという事を示しているものである。また同様の実験結果が Sawyer によっても報告されている。

ところで、桑原・内田⁵⁾は非圧縮性流体に関する定常な彎曲した平面噴流の解析を行っている。その中で彼等は遠心力の効果が乱流混合に及ぼす影響を考慮する為に Sawyer が導入した式(4)を使用した。

$$\begin{aligned} \tau \text{ (乱流剪断力)} &= -\rho \overline{u'v'} \\ &= \rho \nu_T \left(\frac{\partial u}{\partial n} - cku \right) \dots (4) \end{aligned}$$

ここに、 ρ = 流体の密度、 ν_T = 曲率が 0 のときの渦動粘性係数、 u = S 方向の流速、 c = 定数、 k = 流線の曲率。

ところで層流における剪断応力は境界層近似をすると遠心力の効果を考慮して、 ν を動粘性係数とすると、 $\tau = \rho \nu (\partial u / \partial y - ku)$ と表わされるものである。従って式(4)は乱流においては単に層流における動粘性係数が変化するのみであると考えたと $c=1$ となるが、実際には c はこれより大きく ($c>3$) なることが知られている。

桑原・内田はその解析結果より著者等および Sawyer の実験において示された、『噴流が彎曲すると壁面側（低圧側）における連行が抑制されると共に、自由領域側（高圧側）からの連行が促進され、結果として全体としての連行流量はあまり変わらない』という結論を導いている。このように彎曲噴流では自由領域と壁面領域でレイノルズ応力（または渦動粘性係数）が増減する。レイノルズの相似が成立すると考えれば、同様なことが物質輸送にもあてはまり、彎曲噴流の両側で連行流量の増減が生ずると考えられる。

以上の事より、最終的に彎曲噴流と対称噴流を希釈混合の観点から比較すると、『彎曲噴流の希釈混合の割合はその再付着点近傍においては対称噴流とほぼ同様な値となり、その後の壁面噴流領域においては壁面側の連行がない為に対称噴流の場合より連行量は小さくなる』と考えられる。要するに、高密度フルード数で汀線に斜めに表層放出される温排水はその再付着領域で十分な希釈水量が得られなければ、その後は壁面噴流として汀線に沿って流動する為に希釈水量が小さく、汀線方向に高温域が伸びる温排水の拡がりとなると考えられる。この効果は放出角度の小さい、再付着効果の大きい場合程、強くなるものと考えられる。

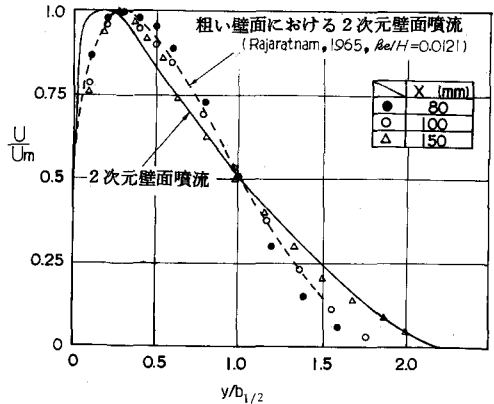


図 10 壁面噴流領域の X 方向流速分布

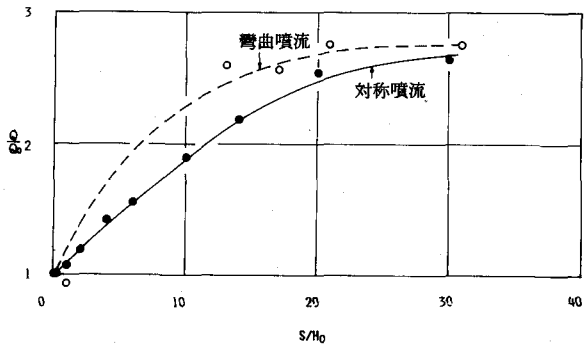


図 11 流量の増加割合 (●: $\theta_0 = 90^\circ$, ○: $\theta_0 = 45^\circ$)

5. 結 論

本研究における主要な結論をとりまとめると以下の通りである。

①本研究で取扱った表層放出密度噴流の再付着現象はコアンダ効果に基づくものである。また、その効果は式(1)で近似され、限界角はほぼ 64° である。

②密度流効果は再付着現象が弱くなる様に働く。

③放水口前面水深が大きい場合、再付着現象は生じづらくなる。またその効果は式(2)で表わされる。

④海底勾配が小さい程、再付着現象は生じづらくなる。またその効果は式(3)で表わされる。

⑤再付着現象を伴う流れの領域はその特徴に応じて、再付着領域、遷移領域、壁面噴流領域に分割される。

⑥彎曲噴流の希釈混合は壁面側からの連行量が抑制されるにもかかわらず、自由領域側（高圧側）からの連行量が増加する事により、再付着領域終了点においては対称噴流の場合と比較してその値はほとんど変らない。これは自由領域側において遠心力の効果によりレイノルズストレスが大きくなる為に混合量が増加する事によると考えられる。

⑦ 放出角度が小さい温排水の放出においては流れのほとんどの流程が壁面噴流として流動する事となる為に汀線方向に細長い高温域を持つ拡がりを示す事となると考えられる。

参考文献

- 1) 玉井信行・有田正光：斜めに放流される表層放出密度流の流軸の曲がりに関する研究，海岸工学講演会論文集，第29巻，pp. 535～539，1982。
- 2) Tamai, N. and M. Arita : Bending of the axis of a surface buoyant jet obliquely discharged on the shore, JHHE, vol. 2, No 1, pp. 15～26, 1984。
- 3) Sawyer R. A. : Two-dimensional reattaching jet flows including the effect of curvature on entrainment, JFM, vol. 17, pp. 481～489, 1963。
- 4) Bourque, C. and B. G. Newman : Reattachment of a two-dimensional incompressible jet to an adjacent flat plate, Aer. Quart, vol. 11, pp. 201～232, 1960。
- 5) 桑原宏成・内田茂男：非圧縮性流体に関する彎曲した乱流平面噴流の解析，日本航空宇宙学会誌，第20巻，第322号，1980。