

九州大学 工学部 正 員 平野宗夫

九州大学 工学部 正 員 大本照憲

九州大学 工学部 学生員 永野 広

1. まえがき

Wall jet については従来 Glauret の解析, Bakke の実験を始め数多くの研究がなされてきたが、それらの多くは相似則を仮定した流速分布と境界層の発達の問題であり、更には、Reynolds 応力に関する Schwarz の理論や、Eskinazi らの実験がある。現実的な側面からは水門や堰下流部の洗掘問題に着眼した工屋、斎藤らの二次元乱流壁面噴流に関するものがある。しかし実際に噴流中の粒子の挙動についての研究はなされておらず、そこで本研究は流れに良く追随し壁面噴流の流れの特性を代表しうるポリスチレン粒子を用いて、その挙動の統計的性質について報告する。

2. 実験方法 実験に用いた水槽は図-1(a)に示す片面アクリル製の幅20cm, 流路長6mの鋼製水路で上流端に噴流発生装置を、下流端には固定堰を設け静水深 h_0 を一定として実験した。流量はバルブの調節と噴流発生装置中央の隔壁を上下して変化させ、流速は水路中央で外径15mm, 内径1.0mmのピトー管を用いて

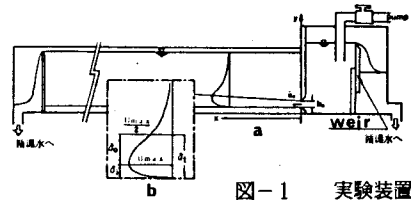


図-1 実験装置

噴流口から5, 10, 15, 20, 30, 40, 50cmの各断面で測定した。粒子の挙動については噴流発生装置のヘッドタンク中に粒径1.7mm, 比重1.07, 沈下速度243cm/sのポリスチレン粒子を混入し、噴出口から飛び出す粒子を16mmカメラでアクリル板側方より撮影し、Sonic Digitizerを用いて時間间隔 $1/32$ secで解析した。実験は二次元乱流壁面噴流を設定し、スリット幅 b_0 が0.5, 1.0cmの二種類について行い、それぞれ流量を変化させて行った。水路底板は滑面であり噴流発生口は上下刃形状にして入口の影響を少なくしてある。なお図-1(b)は以下に用いる記号の説明図である。

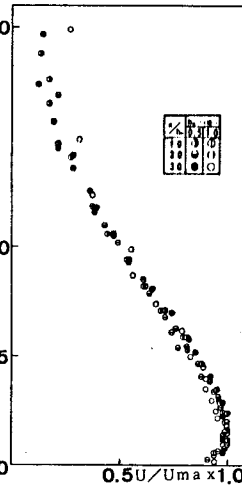


図-2 流速分布 $f(\eta)$

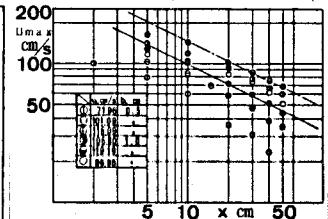


図-3 Uの減衰

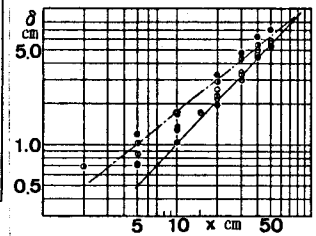


図-4 δ_t の変化

3. 実験結果および考察

図-2はピトー管を用いた流速分布 $f(\eta)$ で横軸は $U=U/U_{max}$, 縦軸は $\eta=y/\delta$ で無次元化してある。出口近傍に於いてPotential flowの残る乱れの拡散領域(Zone of flow establishment)は除外し、それ以降の十分に乱れが発達した確立領域(Zone of established flow)についてのみプロットしたものである。全実験を通じて流速分布の相似則はほぼ成立しているが、 U_{max} より上方の主流部の外縁ではバラツキが大きく、そのバラツキも系統的変化は表われていない。

表-1 Schwarzによる壁面せん断抵抗係数

$f(\eta)dy$	C_1	a	$C_1 \times 10^2$	$C_1 f$	b_0	$Re = U_{max} b_0 / \nu$
2.392	0.250	-0.81	2.392	2.392	0.8	3882
2.607	0.110	-0.84	4.980	1.241	*	8004
2.850	0.030	-0.93	2.874	0.510	*	8747
3.233	0.217	-0.80	0	2.798	1.0	10874
2.885	0.278	-0.48	—	2.874	*	11800
2.320	0.287	-0.48	—	2.178	*	8880
2.6148	0.2038	-0.81	2.827	2.118	*	—

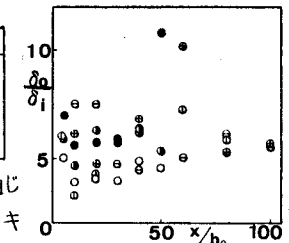


図-5 δ_0/δ_t の変化

流速と噴流幅のx方向の変化を示したのが図-3, 4である。流速としては断面ごとの U_{max} を噴流幅としては内

層厚 d_i と外層厚 d_o との和 d_e で表わしている。相似則の仮定より $U_{max} \propto x^a, d_e \propto x^b$ として a, b を求めると $a=-0.51, b=0.87$ であった。図中に示した直線は b_c が0.5及び1.0のときのものであり、記号は d_e の発達にも同じものを用いている。Glauertの理論によると二次元乱流壁面噴流の相似則は $\alpha=1.4$ として $a=-0.528, b=0.906$ であり、Cosartでは $a=-0.555, b=1.0$ である。 U_{max} についてはこれらの値と大体一致しているが、噴流幅については若干その値が低く x に比例しなかった。これはCosartらは無限水深を対象としているのに対し本実験は有限水深であり、これが効いているのではないかと思われる。次に d_i と d_o の発達率を比較したのが図-5である。

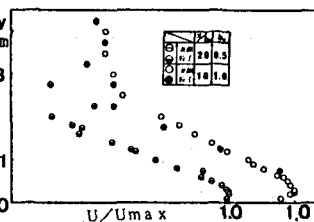


図-6 速度分布の比較

壁面のせん断力は境界層方程式をよに關して0から ∞ まで積分した式に $\int_0^\infty (u^2 - v^2)$ として得られたSchwarzの壁面抵抗係数²⁾ $C_f = -2C_2(2\alpha+1) \int_0^\infty f^2(\eta) d\eta$ (1)を用いて算定し表-1にまとめている。Self-Reserving flowを仮定すると $d_e = C_2 x$ とならなければならないが、本実験では $d_e \propto C_2 x$ であるので $b=1.0$ を仮定し、 $a < 0.5$ についてのみ求めた C_f と a の平均-0.51で計算した C_{f2} の二つを載せている。斉藤: $C_f = 0.9 \times 10^{-2}$, 土屋: $C_f = 1.0 \sim 2.0 \times 10^{-2}$ に比べて多少大きな値となった。

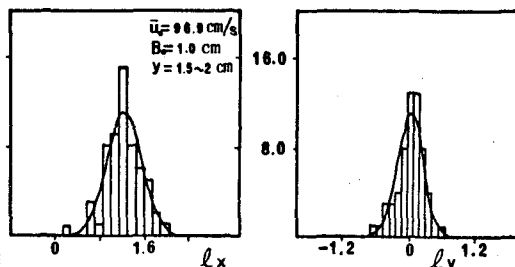


図-7 l_x, l_y の頻度分布

ポリスチレン粒子の流れへの追随性を確かめるため、ピトー管を用いての流速分布と粒子の移動量より求めた速度分布とを比較したのが図-6である。主流部外縁で粒子による速度分布が不規則に変化しているが、流れの大部分において両者は良く一致している。次に粒子の x, y 方向の移動量 (l_x, l_y) の頻度分布を示したのが図-7である。

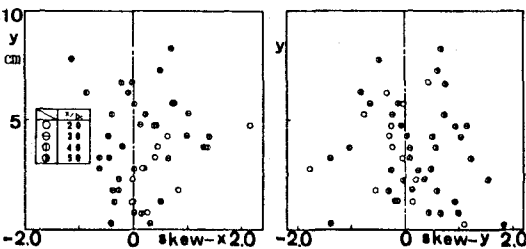


図-8 速度

中の曲線は実験値より得られた平均と標準偏差を用いたGauss分布である。全体として分布形はほぼ双峰形であった。各断面各層の歪度を示したのが図-8である。

乱れの強度 $\sqrt{u^2}, \sqrt{v^2}$ をその点の $\bar{u}$ で割った変動係数 $Var X, Var Y$ の各断面ごとの推移を示したのが図-9である。

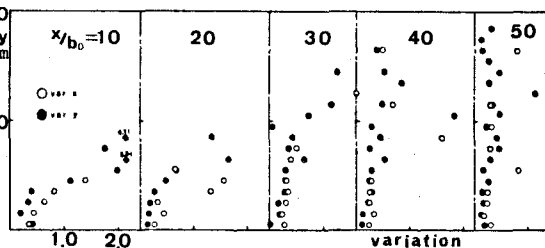


図-9 変動係数

$x/b_0 \geq 20$ で乱れの相似則が成立し、 $x/b_0 \geq 40$ 付近から x, y 両方向とも変動係数は一様に近づく。図-10は各断面に対し深さ方向に l_x と l_y の相関係数をプロットしたものである。パラッキは大きいが一般的にみて壁面付近で最も小さく、 y 方向にほぼ直線的に増加する正の相関があり、境界層内では y によって運動量は下方に、主流部では逆に上方に輸送されていることがわかる。

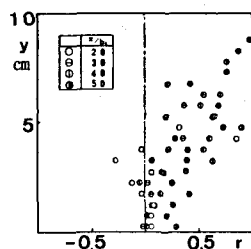


図-10 相関係数

4. あとがき

以上二次元乱流壁面噴流中の粒子の挙動について、その統計的性質を実験により述べてきた。今後は本研究を基にしてPick-up rateまで考慮した、噴流による土砂輸送まで考えてゆきたい。最後に協力して下さった外村氏に謝意を表わします。

参考文献) 1) Glauert, M.B.; The wall jet, Jour. Fluid Mech. vol 1 Part 6, 1956

2) Schwarz, W.H. and W.P. Cosart; The Two-dimensional Wall-jet, Jour. Fluid Mech. ; vol 10, Part 4, 1961