

II-82 自由落下水束の実験的研究(第1報) 落下水束の形状と空気連行について

大阪大学工学部 正員 ○室 田 明
同 正員 劉 岳 輝

アーチダムの overtopping による余水放流等のように落下始点で静圧以上の圧力を受けずに放出され以後重力によつて加速されつつ空中を落下する水束を自由落下水束と呼ぶ。Rayleigh に始まり Weber, Defant, Richardson 等によつて微細に至つて解明されている water jet の breakup は slender 円噴流を対象として卓越因子が表面張力であり重力効果を無視しているが我々のここに扱う問題と本質的に異なる。

実験は落差: 6m, 3m, 2m の高架水槽から 20~24 l/sec の範囲の流量を鋭縁矩形堰を越して落下せしめる。落下水束の軸線を Fig. 1 に示す。堰頂での流速 $v_0 = \sqrt[3]{g g_0}$ (g_0 : 堰単位幅当りの流量) を初期速度とする質点落下の軌跡と、物部式: $z = (x + 1/2.155)^{2.33} - 1$ と比較すると我々の実験曲線は常に最も外側に出て $z = (g/2v_0^2)x^{1.8}$ の放物線で表現される。

breakup した後完全飛沫化した領域で (Fig. 2 における方向の) 単位面積当りの飛沫量 $\bar{g}$ の分布の一実験例を Fig. 3 に示し、さらに $\bar{g}/\bar{g}_{max}$ と z/z_0 との無次元表示を Fig. 4 に示す。turbulent jet の流速分布に因する幾何学的相似がこの場合にも拡張されようという期待は外れて正規分布からの歪みはかなり大きい。すなわち落下流量の増加と共に $\bar{g}/\bar{g}_{max}$ の分散が減少して幾何学的相似の原則が破れ、さらに軸線より外側の分散が内側のそれより常に大きく、分布の対称性が成り立たない。

開水路高速流では流入端から発達する乱流境界層が水面に到達する点をもつて空気連行開始点とすることが確認されているが、自由落下水束の空気連行、すなわち initial breakup の現象については上の見解は全く適用しがたい。weir edge からの攪乱発達の計算によると breakup point η_0 が極めて過小になることは勿論であつて、我々の行った高速撮影の記録によると水束表面は落下と共に乱れ波打ち、breakup の瞬間はあつたかゝ水束の「表皮」が引きまわられるが如く飛び散るのが鮮やかに認められる。従つて自由落下水束

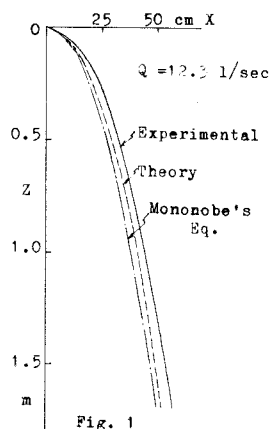


Fig. 1

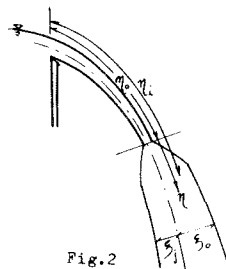


Fig. 2

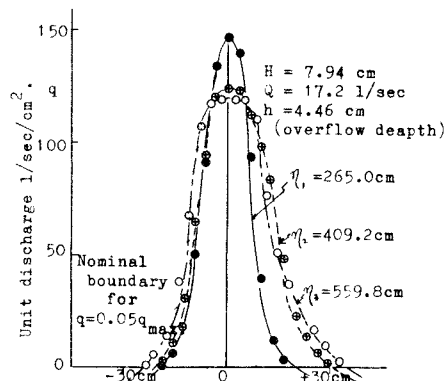


Fig. 3 Unit discharge distribution curves.

の空気連行は開水路波動列と同じ機構で起る
水面の自励振動の breaking である。

Weber は表面張力の支配する slender jet に
おいて初期擾乱の振幅 δ が飛行とともに増幅
されて sinuous break が発生するとし、最近 (1964)
Chen, Davis はその解を turbulent jet に拡張し
break point η_0 として次式を発表した。

$$\eta_0/D = \log \frac{D}{2\delta} W$$

ここに W : Weber 数, D : jet を発するパイプ径。

我々の扱う落下水束はその支配要素が重力であるから、
上式の W に対応するものとして Froude 数 F を、 D の替
りに越流水深 h を用いるべきであるから、落下水束の場合

$$\eta_0/h = \pm (h/\delta, F)$$

$F \equiv U/\sqrt{gh}$ とすると鋭縁堰の場合、 $F: \text{const} (=0.544)$ 、
さらに初期擾乱の振幅 δ が internal turb. の最大渦の大き
さに相当すると考えれば $\delta = ch$ ($c \approx 0.14$)、依って

$$\eta_0/h : \text{const.}$$

の関係が予想される。落差 2m の水槽で堰幅 $b=10, 20$ cm、

落差 6m の水槽で $b=50$ cm として $\eta_0 \sim h$ の実験値を示せば

Fig. 6 の如くであり、以上の予想が証明される。なお堰幅有

限の場合は side contraction が大
きく効いてくるので $\eta_0 \sim h$ の二次
元的解析は十分でない。

前述の如く breakup に寄与す
る水面波動の周波数 f は流下と
共にゆるやかに増加する傾向が
認められるが break point 近くで
の f を流量に関し整理すれば

Fig. 7 の如くである。振動周波数についての無
次元量 (Strouhal 数) fh/U_0 を実験値から求
めると $fh/U_0 = 0.82$ となり Kármán vortex
の Strouhal 数 (0.21) よりかなり大きいこと
は興味ある事実である。

本研究は電源開発株式会社の委託による研究
の一部であることを併記する。

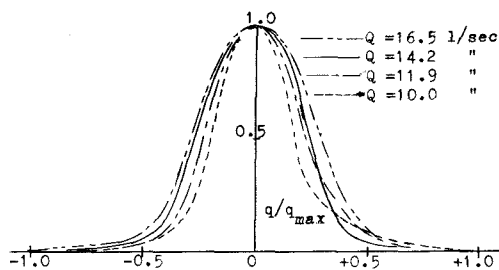


Fig. 4 Relationships between $q/q_{\max}$ and z/z_0 at $Z=5.0$ m.

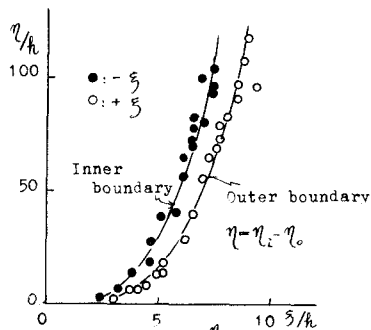


Fig. 5 Relations of η/h with z/h .

($q = 0.05 q_{\max}$ をとって nominal boundary とする)

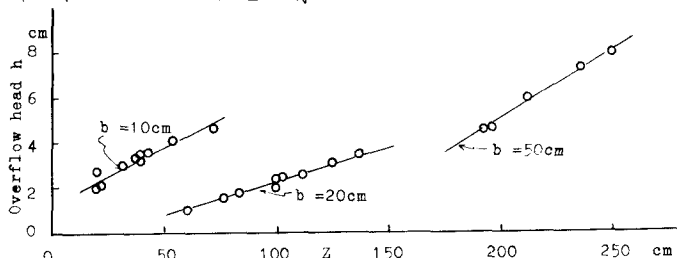


Fig. 6 Relationships between the overflow head and the breaking point.

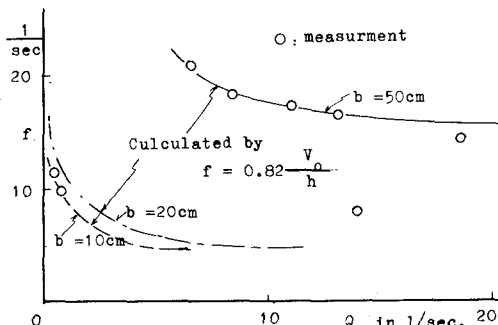


Fig. 7 Frequency of vibration of overflow flux with various width of b in term of Q .