

II-28 開水路急転部の水理学的性態に関する研究

(とくに、流れの非対称性について)

京都大学工学部 正員 工博 石原藤次郎

京都大学大学院 学生員 工修 志方俊之

1. 緒言

著者は開水路急転部におけるエネルギー損失の機構を明らかにするため、才一段階として、遷移水面形状を分類して、一次元運動量解析を行ない、つぎに急転部近傍における主流方向の流速分布を調べ、噴流理論適用の可能性について検討を加えた。急転部を通過する流れを取り扱う場合、これを側壁の拘束を受ける流れの場に放出される噴流の拡散現象と考える立場をとり、後流を含む流れのパターンを決定し、流れが対称である場合についてはすでに解析を行なった。

しかしながら、急転部にあらわれる実際の流れでは、ほとんど対称な拡散をすることなく、下流側水路のいずれかの側へかたより、非対称の剝離領域が形成される。この事実は従来から多くの研究者によって経験的に指摘されてきたが、本報告では、簡単な非対称流れのモデルを用い、剝離領域の長さに関する解析を試みた。

2. 非対称性の原因

急転部における流れの非対称性の原因としては、まず才1に水路の製作誤差や設置誤差による非対称性が考えられる。しかしながら、片側の剝離領域に水を補給したり、あるいはまた強制的に後流などによって流れを反対側に偏向させると、流れはその状態のまま安定するという事実は、この才1の原因のみで説明することができない。

才2の原因として考えられるのは、後流補給に関する初期条件の非対称性に起因する“Coanda 効果”である。すなわち、噴流が下流側水路に放出されると、その結果、噴流による連行現象が生じる。その際、連行される流体量と補給するため、下流側水路の両側に後流が発生するわけであるが、水面変動や流速分布などの初期条件に微小な非対称性があると、後流による流体の補給にも数量の差を生じ、その結果、噴流を横切つて圧力差が生じる。つぎに、この圧力差によって噴流に若干の弯曲が与えられ、弯曲した側の剝離領域に対する流体の補給はさらに減少する。これはさらに弯曲を増大させ、弯曲による遠心力と圧力差がバランスする状態まで弯曲して安定状態に至る。

このように、噴流が固体壁面の近くでそれに引き寄せられ、弯曲する強い傾向を示すことは、通常よく観察される現象であつて Coanda がこの現象を内燃機関の排気効率改善、高推力ノズルの噴出能力増大、および翼の揚力係数増大などに利用したことから、“Coanda 効果”と呼ばれている。

以上に述べた2つの主要な原因によって、急転部における噴流は偏向して拡散すると考えられるが、これは右がいに独立しているわけではなく、後流補給の初期条件の非対称性は才1の原因によって影響を受ける場合も多いと考えられるから、これら2つの原因が結合して噴流の偏向を支配しているものとみえよう。

3. 非対称流れのモデル

噴流は弯曲して周囲の流体を連行しつつ下流側水路側壁に衝突(Reattaching)して2分され、流れの一部の体積は小さな剝離領域に後流として返される。安定状態では連行される流体量と後流として

夫々の端部条件を満足する振動波形を表-1のように仮定する。これを上述のIzabelaの式に代入し Q_n で偏微分することにより振動数を得る式が導かれる。

面外振動の場合は伊藤、深沢両氏により誘導された式を用いた。

固有振動数の理論値及び実験値をまとめたものを表-2に示す。比較のため面内振動においてはStüssiの式による値を示す。又振動モードの一例を図-3に示す。

実験値は仮定したモードより直梁の振動モード

に近く、これは他の端部条件の場合にも同じことがいえる。従ってアーチの耐震性を概算的に調べる場合には、Stüssiの式により固有振動数と、又直梁の式より振動モードを求めても近似的には十分である。

尚実験により得られた対数減衰率は面内面外の対称振動では2.03～2.08の範囲であるが、面内非対称の振動では0.15～0.34と非常に大きな結果が得られた。

強制振動による変位

強制振動を加えて模型に面外振動させ、クラウン部の変位を測定した。

結果の一例を図-4に示す。

図によるとテーパがついた場合は変位が少く、特に死荷重が増加した場合の変位の増加量はテーパのない場合に比べはるかに少くなる。これらの事からも面外振動に対してはテーパをつけた方が有利であるといえる。尚端部条件の違いによって変位に差はみられなかった。

終りに本研究は文部省科学研究費の補助を受けたことを記す。

	対称一次	非対称一次
2ヒンジ	$\eta = \sum Q_n \sin \frac{n\pi}{2} x$ ($n=1, 3, 5, \dots$)	$\eta = Q \sin \frac{\pi}{2} x$
無ヒンジ	$\eta = \sum Q_n (1 - \cos \frac{n\pi}{2} x)$ ($n=2, 4, 6, \dots$)	$\eta = Q (\sin \frac{\pi}{2} x - \frac{1}{2} \sin \frac{4\pi}{2} x)$

表-1

			Izabela	Stüssi	実験値	
					テーパなし	テーパあり
面内振動	2ヒンジ	対称一次	7.36	6.84	7.6	7.5
		非対称一次	3.10	3.26	3.5	3.4
	無ヒンジ	対称一次	10.25	—	10.0	10.0
		非対称一次	6.65	4.69	5.2	6.0
面外振動	2ヒンジ	対称一次	11.9	—	9.4	10.5
	無ヒンジ	対称一次	11.9	—	10.0	11.2

表-2 固有振動数(%)

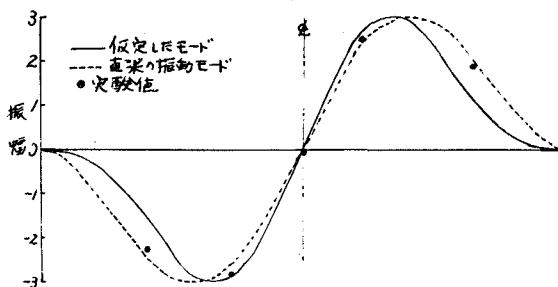


図-3 面内振動モード(無ヒンジ)

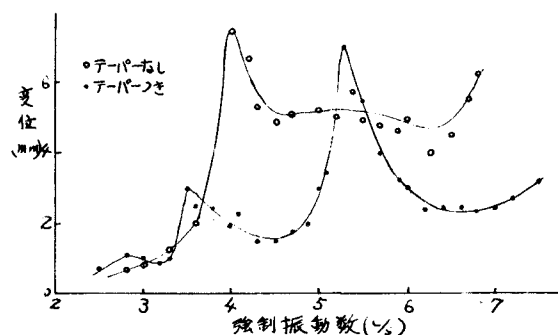


図-4 強制振動によるクラウン部の変位(無ヒンジ)

[参考文献] (1) Stüssi, F; "Aktuelle Baustatische Probleme der konstruktionspraxis,"

Schweiz Bauzeitung (1935)

(2) 伊藤、深沢; 「円弧アーチの固有振動数」土木学会第17回講演概要集(1962)

そうすれば (1) 式に $u_m = 0.1$ を代入して、つぎの (8) 式が得られる。

$$\frac{y_1}{S_1} = \frac{C_3}{\sigma} \quad (8)$$

ここに、 y_1 : S_1 断面における噴流の半高、 C_3 : 定数 (0.002)

S 座標は急流断面を原点としてゐるのではなく、2次元理想噴流理論の仮想発源に原点をとてゐるから、急流断面の S 座標を S_0 とおくと、(6) 式から S_0 に関して (9) 式が得られる。

$$S_0 = \frac{C_1}{2C_2} B, \sigma \quad (9)$$

つぎに、図-1 における幾何学的条件から

$$S_1 - S_0 = R\theta \quad (10)$$

$$l = R \sin \theta \quad (11)$$

$$AB = R(1 - \cos \theta) + y_1 \cos \theta - \frac{1}{2} B, \quad (12)$$

となる。さらに単位時間についての、噴流中心線と Reattaching streamline との間の流れの質量は一定で急流部から放出される質量と等しくなければならぬから、

$$\frac{1}{2} Q = \frac{1}{2} \sqrt{MBP} = P \int_0^{y_R} u dy = \sqrt{\frac{1}{2C_1} \frac{MSP}{\sigma}} \int_0^{y_R} \{1 - (1 - \eta^2)^2\} d\eta = T \sqrt{\frac{1}{2C_1} \frac{MSP}{\sigma}} \quad (13)$$

ここに、 y_R : 噴流中心線と Reattaching streamline の中、 $y_R = 1 - \sigma \frac{y_R}{S}$ 、 $T = \int_0^1 \{1 - (1 - \eta^2)^2\} d\eta$ 。

(13) 式において $S = S_1$ における T を T_1 と書くと (9) 式の関係を用いて (14) 式が得られる。

$$T_1^2 = C_2^2 \frac{S_1}{S_1} \quad (14)$$

(10) ~ (14) 式の関係から、水路中拡大比 β_0 、剥離領域の長さ (l で近似する)、および噴流と横切る圧力差と無次元量と表わすことが出来る。すなわち、急流断面における平均流速を U_0 として、

$$\frac{AB}{B_1} = \frac{1}{2}(1 - \beta_0) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{C_1 \sigma}{\theta} \left(\frac{1}{T_1^2} - \frac{1}{C_2^2} \right) (1 - \cos \theta) + C_1 C_3 \frac{\cos \theta}{T_1^2} - 1 \right\} \quad (15)$$

$$\frac{l}{AB} = \frac{C_1 \sigma \sin \theta \left(\frac{1}{T_1^2} - \frac{1}{C_2^2} \right)}{\left\{ \frac{C_1 \sigma}{\theta} \left(\frac{1}{T_1^2} - \frac{1}{C_2^2} \right) (1 - \cos \theta) + C_1 C_3 \frac{\cos \theta}{T_1^2} - 1 \right\}} \quad (16)$$

$$\frac{x_0 - x_i}{\frac{U_0^2}{2g}} = \frac{4\theta}{C_1 \sigma \left(\frac{1}{T_1^2} - \frac{1}{C_2^2} \right)} \quad (17)$$

つぎに T_1 と θ との関係を与える必要がある。そのためには Reattaching point における連続の条件と運動量のバランスを考えなくてはならない。Reattaching point において衝突した噴流は二分され、一部は後流となり、他の一部は流下方向の流れとなる。この流れとそれぞれ最大流速 $u_m, \phi(\theta)$ 、と u_m 、とする (4) 式の流速分布の半分を持つものとする。(図-2 参照)。このように考えて釣合の条件を調べる。ただし $\phi(\theta)$ は $\phi(0) = 0$ 、 $\phi(\frac{\pi}{2}) = 1$ の条件を満たす任意の関数で u_m は $S = S_1$ における噴流の中心線流速である。 T_1 と θ との関係は $\phi(\theta) = \sin \theta$ として

$$T_1 = C_2 \left\{ 1 - 2 \left(\frac{1 - \cos \theta}{1 + \sin \theta} \right) \right\} \quad (18)$$

となる。(15) 式と (18) 式から図-3 が得られ、水路中拡大比が与えられるとき θ の値が得られると、噴流の衝突角が求められる。

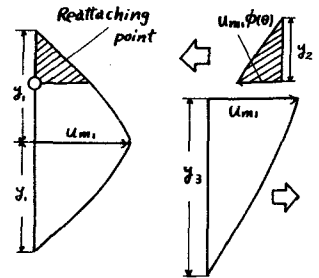


Fig-2

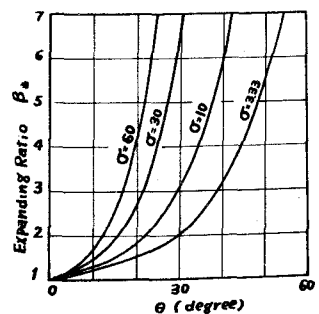


Fig-3

5. 実験結果に対する考察.

実験水路(Manningの粗度 $n=0.011$) はこう配 $1/500$, 長さ $14m$, 中 $15cm$ および $30cm$ 中央に急拡部が設けられている. 実験流量は $4 \sim 10 \text{ l/sec}$ ぞ, 接近流のFroude数が 0.4 以下の流れについて行った.

剥離領域の形状および大きさはピトー管による流量測定と写真撮影(Flow visualization tracerにはキレン, 四塩化炭素, 酸化鉛, アルコール, アルミ粉 およびおがくずの混合液を使用)によって測定した.

図-4はピトー管によって測定した混合領域内の流速分布の一例である. $X=10cm$ の値は Zone of flow establishment 内におけるもの, $X=45cm$ の値は Potential coreの消滅した断面(図-1のS断面にほぼ対応)における流速分布であり, Reattachingするまでは, ほぼ2次元理想噴流の流速分布と(1)式のように仮定してよいと思われる.

$X=100cm$ の値は Reattaching 後の流速分布を代表するもので下流側水路側壁による運動量の反射のため, 流速分布は(1)式からはずれている.

図-5は, (15)式(16)式および(18)式から得られた理論曲線と σ をパラメータとして描いたもので, 同時に従来の実験値がプロットされている. この図から急拡部にあらわれる実際の弯曲した噴流では, σ の値が2次元理想噴流の $\sigma=3.33$ の値に比較していずれも大きい値を示しており, 比較的拡大比の小さい開水路急拡部においては $\sigma=10 \sim 60$ に変化させ, 拡大比の大きい場合には $\sigma=10$ と評価してよいことが明らかとなった. このように β_* の小さい場合に σ が急激に大きくなるのは, Flow establishment の

状態で Reattaching すること, および噴流弯曲のため噴流内縁では遠心力によって拡散が抑制されることによるものと考えられる. しかしながら, 解析にあたって多くの仮定をとる(16)式は, さらに改良すべきもので, とくに(17)式については実際の現象にある関係を導くべく検討を加えなければならぬと考えている.

参考文献

- (1) C. Bourque & B.G. Newman "Reattachment of two dimensional incompressible jet to an adjacent flat plate" Aero. Quart. 1959.
- (2) R.A. Sawyer "The flow due to a two-dimensional jet issuing parallel to a flat plate." J. of Fluid. Mech. 9 1960.

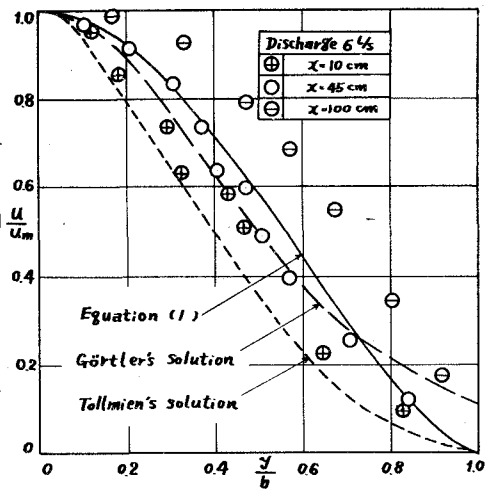


Fig-4

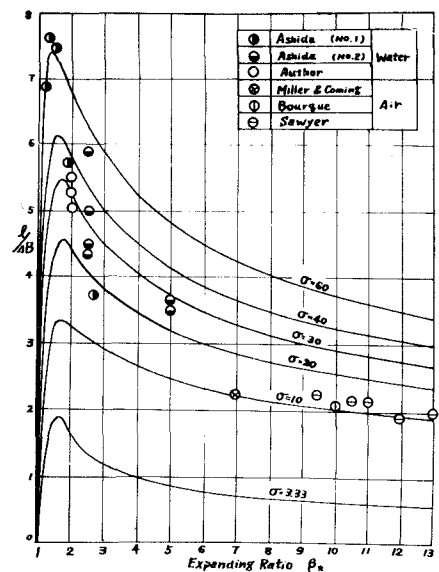


Fig-5