開水路底流型水門の流出機構に関する水理学的研究

昭和47年8月

名　合　宏　之

正　　誤　　表

頁	行	誤	正
4	8	Genilini	Gentilini
6	表1.1, 2	Carstnjen	Carstenjen
	表1.1, 5	Marehi	Marchi
9	8	土木学会誌誌	土木学会誌
	9	Eguation	Equation
	29	Überfallzaller	Überfallzallen
	34	Planschützen	Planschütze
10	3	Sluici	Sluice
	9	Rouré	Rouvé
12	19	$C=\dfrac{C_c}{1+(C_c a/h_1)}$	$C=\dfrac{C_c}{\sqrt{1+(C_c a/h_1)}}$
13	36	断面ⅠとⅡ	断面ⅠとⅢ
14	14	$F_2=\dfrac{v_2}{\sqrt{gC_c a}}$	$F_2=\dfrac{v_2}{\sqrt{gC'_c a}}$
	18	$\dfrac{C_c a}{h_1}$	$\dfrac{C'_c a}{h_1}$
	20	$\dfrac{h_2}{h_1}$	$\dfrac{h_\ell}{h_1}$
22	27	幾可学的	幾何学的
25	13	第Ⅱ	第2
35	8	水深方面	水深方向
37	8	Ⅱ	Ⅲ
41	1	0.3	0.33
44	26	対象的	対称的
46	37	式(2−9)	式(2−9)′
59	2	Infuence	Influence
	15	Proc,	Proc.
	26	Brsun	Braun
	31	Planschützn	Planschütze
	34	Eguation	Equation
62	6	ℓ_2	ℓ_3
64	1, { }内第1項	$\dfrac{1+\zeta_e^{-i\sigma}}{1-\zeta_e^{i\sigma}}$	$\dfrac{1+\zeta_e^{-i\sigma}}{1-\zeta_e^{-i\sigma}}$
	〃　第4項	$\dfrac{1-\zeta_\sigma^{-i\sigma}}{1+\zeta_e^{-i\sigma}}$	$\dfrac{1-\zeta_e^{-i\sigma}}{1+\zeta_e^{-i\sigma}}$
	4	有限乗積る	有限乗積を
	8	$\left(-\dfrac{\sin\sigma_{j-1}+\sin s}{\sin\sigma_{j-1}\quad\sin s}\right)$	$\left(-\dfrac{\sin\sigma_{j-1}+\sin s}{\sin\sigma_{j-1}-\sin s}\right)$
65	9	傾針角	傾斜角
74	5	ほぱ	ほぼ
80	20	ほとんどの差	ほとんど差
93	6	図5.1	図6.1
97	7	図における実線	図における水平な実線
105	24. 式(7−6)	S_B	s_B

開水路底流型水門の流出機構に関する水理学的研究

昭和47年8月

名　合　宏　之

目　　次

緒　　　　　論

流量あるいは水位の制御構造物としての水門は，古くより使用されてきたが，それに課せられる水理学的機能は社会的要請ならびに水工計画の変化にともなって変り，現在ではまったく多様化されている。とくに，近年水資源のより効率的な利用を目的として，河川の上流部にはダム，下流部には河口ぜきなどが建設されるが，水門はこれらの水工施設がもつ機能を遂行するための重要な構造物として位置づけられている。このような状況のもとで，実際に使用される水門には制御方式，設置場所，規模あるいは操作方法などにおいてはさまざまのものがあり，またそれらに対応して各種の水門構造，支持方式などが考案されている。これらの水門がそれぞれの機能を適確に遂行するための合理的な設計法を確立するには，多くの水理学的な問題が解決されなければならない。すなわち，水門の制御構造物としての性格上，各種の水路境界形状・水門形状に対する水位と流量の関係を明らかにすることは基本的な問題であるが，これと関連して流出にともなう種々の水理特性を統一的に把握することは他の水工構造物の設計とも関連して重要な課題である。さらに，近年長径間の水門あるいは高圧下で操作される水門などが多く設置されるに及び，構造物自体の安全性の確保，適確な操作方法の確立の面から，水門に作用する流体力の特性および水門の動的応答特性の解明が急がれている。

従来より水門に関する水理学的な研究は数多くなされているが，基礎となる理論的かつ実験的な研究においては，対象とする流出モデルがあまりにも単純であり，また，その解析手法もむしろ古典流体力学的あるいは古典水理学的なものにとどまるものが多く，流出現象全体を統一的に把握したものは少い。また，水門形状が変化した場合の流出特性の変化について一般的な取り扱いがなされていないため研究成果の実際的な水門への適用性は著しく限られている。したがって，実際の水門の設計に有用な水理学的な資料はきわめて少く，模型実験に頼らざるを得ないのが現状である。ところが，この場合も流出実験における模型の相似性については十分に検討されておらず，実験結果の実物での再現性に疑問な点が多い。このように，水門からの流出現象に関する従来の解析法およびそれによって得られた成果のみでは，各種水門の設計にあたっての力学的基礎はきわめて不明確である。

本研究においては，上述の事情を背景とし，水門の合理的な水理学的設計法をうるための基礎的資料を提示することを目的とし，開水路に設置された底流型水門を用いて，つぎの諸点について考察しようとするものである。

1. 流出にともなう水理諸量の力学的関係
2. 流出実験における模型の相似性
3. 底流型水門の基本的流出特性
4. 水門形状による流出特性の変化

したがって，本研究の内容はつぎの通りである。

第1章では，水門からの流出に関する従来の研究のうち，その代表的なものとして流出流量に関する研究をとりあげて考察し，その問題点を明らかにするとともに以下の研究の方向を示す。

第2章では，水門からの流出における巨視的な水理量の力学的相互関係を1次元解析の手法を用いて明らかにする。

第3章では，水門からの流出の相似条件を，1次元解析の基礎方程式によって，また次元解析の手法によって明らかにする。

第4章では，水平床上の鉛直刃形水門をモデルとして詳細な実験をおこない，流出実験における模型の相似性について考察するとともに，底流型水門の基本的流出特性を明らかにする。

第５章では，水門形状による流出特性の変化についての基礎的な考察をおこなう。すなわち，形状的に各種の水門の基本となるスキンプレートが直線状に構成された水門の流出特性について，理論的かつ実験的な考察をおこなう。

第６章では，第５章で得られた結果をもとにして，各種の実用水門の流出流量を取り扱うに際しての形状のモデル化を試み，その適用性について考察する。

第７章では，水門に作用する流体力の基本的な特性を解明するため，第５章で取りあげた水門をモデルとして水門形状による平均流体力の変化の特性について考察する。

第 1 章　従来の研究

水門の流出機構に関する研究は，従来より数多くおこなわれているが，制御構造物としての性格上，大部分の研究においては流出流量特性の解明に重点が置かれている。この場合，単に水位と流量の関係を実験的に定めるという巨視的な手法のものと，流出現象の内部機構にまで立ち入って流量を表現しようとするものとがある。実物に対する水理模型実験においては，ほとんど前者の手法が用いられている。また，後者は理論的な研究および基礎的な実験的研究にみられるもので，それらの研究の主題はほとんどの場合縮流係数の特性の解明に置かれている。これらの研究は，各種の水門形状および水路境界形状のものについておこなわれているが，本章においては，これらのうちもっとも単純な流出モデルである，水平水路上の鉛直水門についておこなわれた流量係数および縮流係数に関する従来の研究について概述し，水門の流出特性を解明するにあたっての基本的な問題点を明らかにしょう。

第 1 節　流量係数に関する研究

1　自由流出の流量係数

流量係数の値はそれが用いられる流量公式の形によって決まる。図 1.1 に示されるような自由流出に対する流量公式としては，従来よりつぎのようなものが提案されている。

$$Q = C_1 \left[\frac{2}{3} B \sqrt{2g} \left\{ H_0^{\frac{3}{2}} - (H_0 - a)^{\frac{3}{2}} \right\} \right] \quad (1\text{-}1)$$

$$Q = C_2 \, B a \sqrt{2g(h_1 - a/2)} \quad (1\text{-}2)$$

$$Q = C_3 \, B a \sqrt{2g(H_0 - C_c a)} \quad (1\text{-}3)$$

$$Q = C_4 \, B a \sqrt{2g(h_1 - C_c a)} \quad (1\text{-}4)$$

$$Q = C \, B a \sqrt{2gh_1} \quad (1\text{-}5)$$

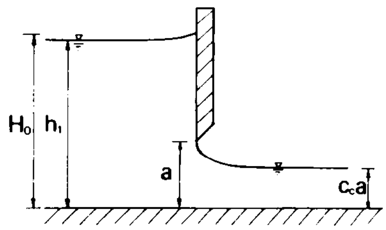


図 1.1　自由流出

ここに Q は流量，B は水路幅，a は水門の開き高，g は重力加速度，H_0 は上流側比エネルギー，h_1 は上流水深，C_c は縮流係数であり，C_1，C_2，C_3，C_4 および C は流量係数である。式（1－1）は，流出断面の水圧を無視して完全流体の仮定のもとに得られた式に流量係数を乗じたものであり，Keuter[1] によって用いられた。彼は $B = 0.65\,m$，$a = 0.041\,m$ の場合の実験によって C_1 の値を求めているが，この場合の実験結果を次式によっても表している。

$$Q = 0.1218 B h_1^{0.55} \quad (m^3/sec) \qquad h_1 > 0.13\,m \qquad (1\text{-}6)$$

$$Q = 0.217 B h_1^{0.88} \quad (m^3/sec) \qquad h_1 < 0.13\,m \qquad (1\text{-}7)$$

しかし，これらの式が一般性を有していないことはいうまでもない。式（1－2）は大気中へのオリフィスからの流出公式と類似のものであり，Unwin[2] によって用いられた。式（1－3）は Knapp[3] によって用いられているが，彼は流量係数をオリフィスの場合に一般に用いられる速度係数および断面係数の積として表わしている。式（1－4）は本間[4] や Rajaratnam ら[5] によって，また式（1－5）は Gentilini[6]，Mostkow[7] および Henry[8] らによって用いられている。流量公式としては，これらのうちのどれを用いても差し支えないが，今日では，実用的に測定の容易な上流水深 h_1 および水門の開き高 a を用いて表わされる式（1－5）を用いるのが一般的

である。従来より得られている流量係数の実験値を式（1－5）の流量係数の形に整理すると図1.2に示されるようである。図中の Müller[9] の理論曲線は，流量係数の主たる構成要素である縮流

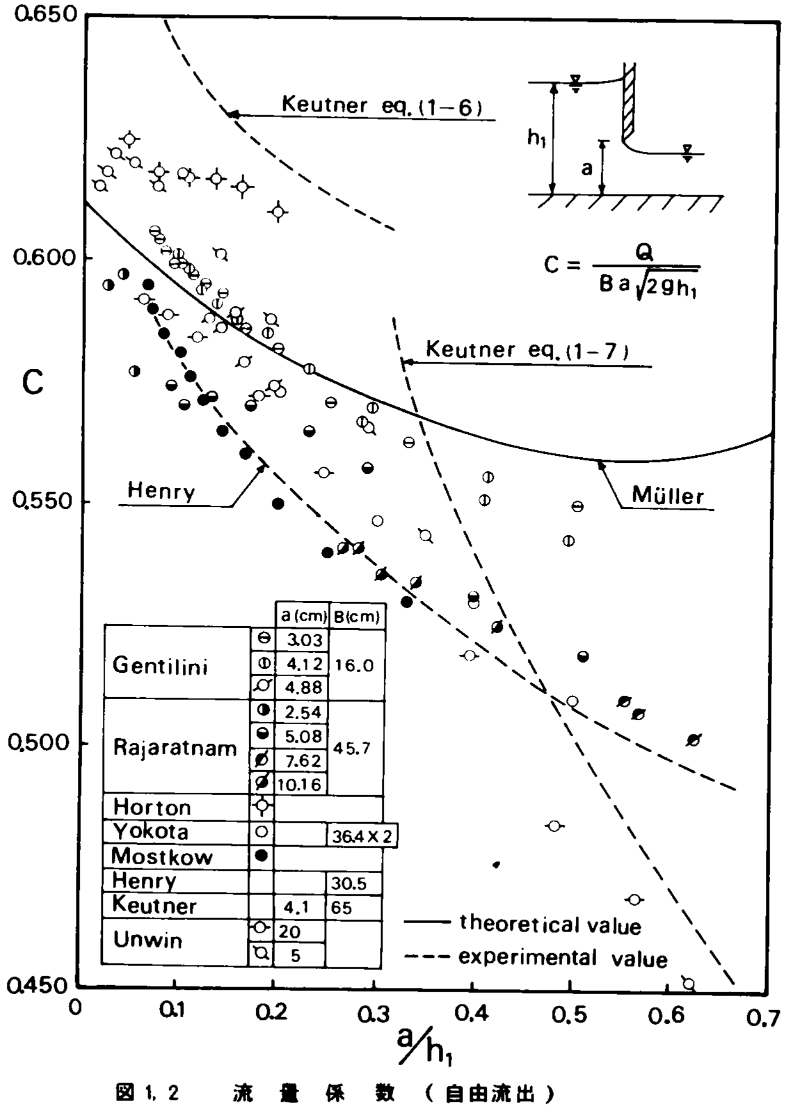


図 1. 2　流量係数（自由流出）

係数 C_c を用い，次式によって得られたものである。

$$C = \frac{C_c}{\sqrt{1 + C_c\left(\frac{a}{h_1}\right)}} \qquad (1-8)$$

この図から，実験値においては約10％程度のばらつきが認められるが，これらのばらつきの原因としてはそれぞれの実験における水路の境界特性および模型の大きさの違いが考えられる。水門の開き高 a および水路幅 B を図中の表に示したが，これらの実験値相互においては，幾何学的な相似性さえも保たれているものがない。したがって，厳密な考察は不可能であるが，Genilini ，Rajaratnam および Unwin などの各実験において a/h_1 が一定の場合，水門の開き高が小さ

くなると流量係数は大きくなる傾向が認められる。このことは縮尺効果の存在を示しており，流出特性を実験的に研究する場合には模型の相似性について慎重に検討する必要があることを示している。また，流出端の形状によって流出特性は変化し，刃形リップや直角リップの場合にも角の少しの丸みが流出流量に大きな影響を与えるとされているが[10]，各実験において用いられた水門の流出端の詳細については明確でなく，その差がばらつきの原因になっているとも考えられる。

つぎに，Müller の理論曲線は，a/h_1 が大きくなると，実験値の傾向からはずれるようである。これは流量係数を式（1－8）のように表わしたこと自体にも問題があるが，さらに用いられた縮流係数の理論値の妥当性にも問題がある。前者については，流量係数の構成要素を明らかにし，それぞれの流量係数に及ぼす影響についての検討が必要であり，また後者については理論解析における仮定についての詳細な検討が必要と考えられる。

2　もぐり流出の流量係数

図 1.3 に示されるようなもぐり流出に対しても種々の流量公式が提案されている[5]が，それらのうち代表的なものはつぎのようである。

$$Q = C_1' \, B \, a \sqrt{2g(h_1 - h_2)} \qquad (1-9)$$

$$Q = C_2' \, B \, a \sqrt{2g(h_1 - h_3)} \qquad (1-10)$$

$$Q = C' \, B \, a \sqrt{2gh_1} \qquad (1-11)$$

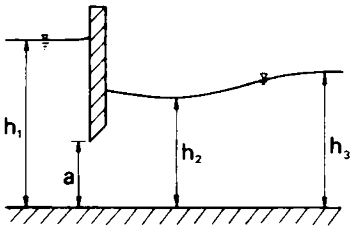


図 1.3　もぐり流出

ここに，h_2 は流出直後の水深，h_3 は下流における一様流の水深であり，C_1'，C_2' および C' は流量係数である。式（1－9）は自由流出の場合の流量公式（1－4）に対応するものとして，Rajaratnam らによって提案されたものであるが[5]，この場合の流量係数は下流水深 h_3 に関係せず，自由流出時の流量係数 C_3 とほぼ同じ値になるとしている。しかし，h_2 の測定断面の位置が不明確であること，また水面の動揺により測定が困難であること，さらに測定できたとしても下流水深 h_3 との関係を明らかにしなければ実用的な流量公式とならないことなどに問題がある。式（1－10）は本間[4]，横田[11] あるいは Blaisdell[12] らによって用いられ，また式（1－11）は自由流出に対する式（1－5）と同じ形のものであり Henry[8] によって用いられている。これらの式の C_2' および C' はともに h_1 および h_3 の関数であるとされている。C_2' および C' の実験値は上述の各研究者によって得られているが，実験条件がそれぞれの場合で異なるため，比較することが困難である。いずれの流量公式を用いるにしてももぐり流出の流量係数に関係する水理量は自由流出の場合に較べて多くなり，それぞれが各種の境界条件および水理条件によって変化するため，流量係数の変化特性はきわめて複雑となることが予想される。したがって，単に水深と流量のみを測定して得られた流量係数が一般的なものであるかどうかは疑問であり，流出現象の内部機構についての検討が必要である。この点に関し，Henry はもぐり流出のモデル化をおこない１次元解析によって理論的な流量係数の表示式を得ており，実験値との比較をおこなってその定性的傾向がよく説明されるとしている。しかし，量的な把握をおこなうには，彼のモデルに用いられる仮想的な縮流係数の検討が必要とされる。なおもぐり流出に対する Henry の解析法については次章において述べる。

第2節　縮流係数に関する研究

水門からの自由流出においては，下流側に縮流断面が生じ，その水深は上流水深と水門の開き高を与えると一義的に決まるとされている。この縮流断面の水深と水門の開き高との比を縮流係数とよぶが，その値が決定されれば，流出流量，水門に作用する圧力の分布あるいは水門近傍の水面形状などが近似的に求まることから，従来の水門の流出機構に関する大部分の研究においては，縮流係数の性質の解明に意が注がれてきた。ここではそれらの研究の歴史的経過，明らかにされた縮流係数の性質，および水理学的問題点について述べる。

水門の縮流係数に関する理論的取り扱いは Koch と Carstenjen[13] の研究に始まる。彼らは水門上流側流出口近傍の流速分布を仮定し，流体に作用する力の釣合いを考えて簡単に縮流係数を求める方法を提案した。この方法および解は，後に Horton[14] や Knapp[15] などによって使われているが，仮定された流速分布の妥当性が明確でないうえ，力学的にも不備な点があるため，現在ではほとんど用いられない。Koch と Carstenjen より約10年ほど遅れて2次元ポテンシャル理論による取り扱いが Müller[9] によって導入された。このような取り扱いは自由流線理論にもとづいた Cisotti[16], や v.Mises[17] の容器からの流出問題，あるいは Betz と Petersohn[18] の格子状に配列された板のまわりの流れの問題の解析法にその基礎を置いている。Müller は Betz と Petersohn の解をそのまま水門のまわりの流れに適用したが，この解は重力場における自由表面の条件を満足していないため，適用範囲は重力の影響（上流側における水位上昇，下流自由表面における速度変化）がほとんど無視される場合に限られた。以後この重力の影響の問題について，多くの研究者によって検討され，種々の修正解が提案されるとともに[19)～27)]，今日では電子計算機を用いることによりほぼ厳密な解が得られるに至っている。すなわち，開水路に設置された水門の場合には Fangmeier[25] と Strelkoff が，管路内の水門については Rouvé と Khader[27] がそれぞれ解を得ている。表1.1にこれらの理論解の特徴をまとめて示す。

<table>
<tr><th>研究者</th><th>年代</th><th colspan="3">モデル・解析法・解の特徴</th><th colspan="2"></th><th>水門上流側</th></tr>
<tr><td>Koch－Carstnjen</td><td>1926</td><td colspan="3">Koch の仮定（Knapp による）を用い，流出口近傍の流体に作用する力の釣合条件より求める</td><td colspan="2" rowspan="5">解析解</td><td>開水路</td></tr>
<tr><td>Müller</td><td>1935</td><td rowspan="9">2次元ポテンシャル理論</td><td colspan="2">重力の影響無視・Betz－Petersohnの解を水門に適用</td><td>開・管水路</td></tr>
<tr><td>Pajer</td><td>1937</td><td rowspan="2">流出断面および縮流断面においてのみ自由表面条件満足</td><td>傾斜角 90°</td><td>開水路</td></tr>
<tr><td>Marchi</td><td>1953</td><td>傾斜角任意</td><td>〃</td></tr>
<tr><td>Benjamin</td><td>1956</td><td colspan="2">定常弧立波理論により Pajer の解を修正</td><td>〃</td></tr>
<tr><td>Southwell－Vaisey</td><td>1946</td><td rowspan="2">上流・下流とも自由表面条件を満足</td><td>ラプラスの式を差分表示しリラクゼーション法による</td><td colspan="2"></td><td>〃</td></tr>
<tr><td>Fangmeier－Strelkoff</td><td>1968</td><td>複素関数論による</td><td rowspan="3">数値解</td><td rowspan="3">電子計算機使用</td><td>〃</td></tr>
<tr><td>Larock</td><td>1969</td><td colspan="2">上流水面水平・下流自由表面条件満足，計算時間少</td><td>開・管水路</td></tr>
<tr><td>Rouvé－Khader</td><td>1969</td><td colspan="2">フルード数をパラメーターとして解を得る</td><td>管水路</td></tr>
</table>

表1.1　縮流係数の理論解

つぎに，縮流係数に関する実験的研究は開水路の場合については Koch－Carstanjen[13)]，Keutner[1)]，Smetana[28)] および Benjamin[22)] などによってなされている。また，管路の場合については Weisbach[29)] や中川[30)] などのものがある。Koch－Carstanjen や Keutner は，それぞれの実験結果より縮流係数は上流水深にはほとんど関係がないとし，とくに後者は水門の開き高 a のみの関数として縮流係数の実験公式を提案している。図1.4には，実験値が a/H_0 （H_0：上流側比エネルギー）の関数として示されている開水路水門の場合の実験結果を前述の理論解とともに示した。

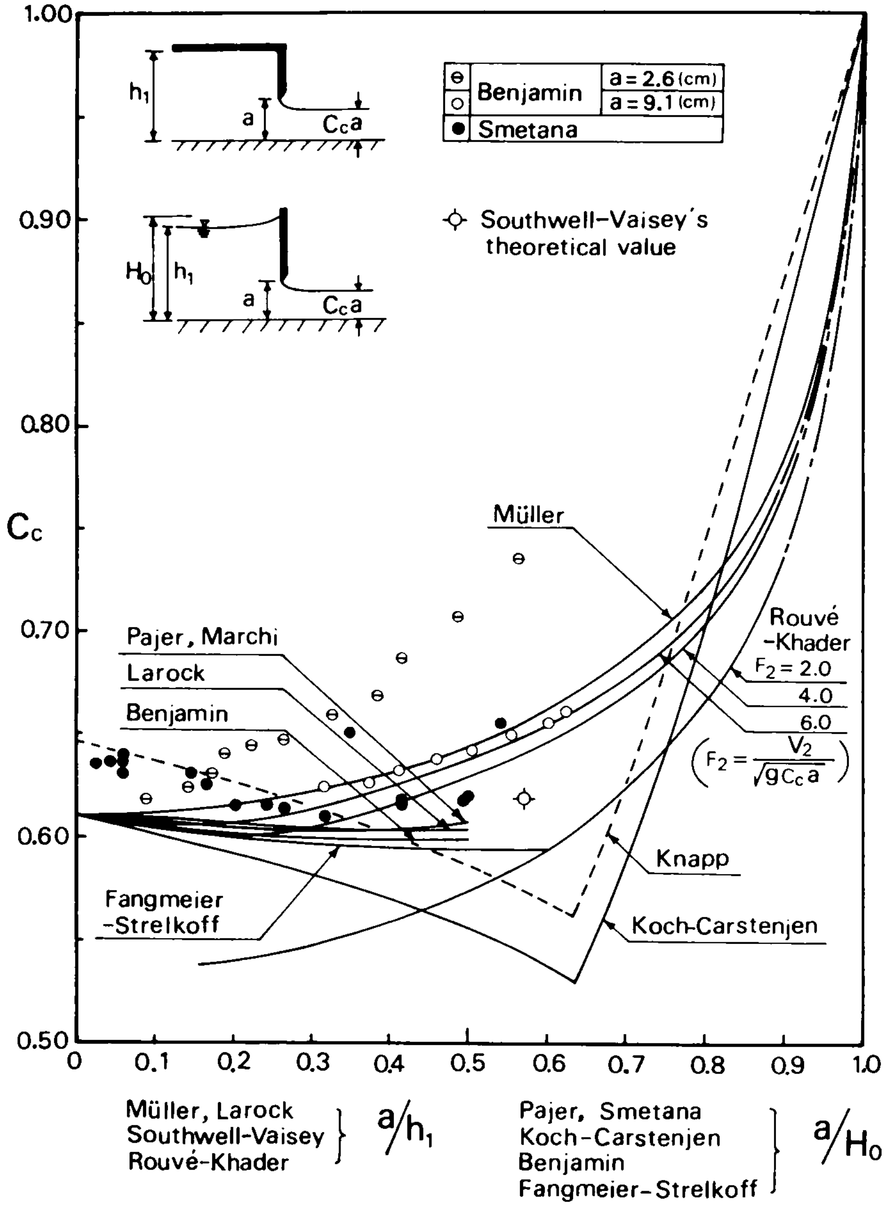


図 1.4　縮　流　係　数

この図より，縮流係数に関する従来の理論的・実験的研究結果はつぎのように説明される。

1) 管水路に対する Rouvé − Khader の解は，a/h_1 が同じ場合，縮流断面のフルード数 F_2 が大きくなる（上流の圧力水頭が増大する）に従って縮流係数が増大することを示している。その上限は，重力の影響がない場合（$F_2=\infty$）で Müller の解に一致する。

2) Fangmeier − Strelkoff の解は，水門上流側が開水路の場合である。したがって，a/h_1 を一定にして，水門上流側が管水路から開水路に変化する場合に，F_2 の変化にともなって縮流係数は Müller の曲線上の値（最大値）から Fangmeier − Strelkoff の曲線上の値（最小値）にまで変化することがわかる。

ところが，Rouvé − Khader は，Fangmeier − Strelkoff の曲線より下の領域の縮流係数を各フルード数に対して計算している。このような領域は上流側水面上の圧力が下流側水面上のそれよりも小さい場合に相当し，実用上はまったく意味のない解である。

3) Pajer，Benjamin，Larock および Fangmeier − Strelkoff の解は，重力の影響を考慮したものであるが，実用上ほとんど同じと考えられる。Larock の解と Fangmeier − Strelkoff のそれとの差は上流側水面を水平と仮定した場合の差を示すが，これは最大約２％程度である。

4) Southwell − Vaisey の解は，理論解析における仮定だけを考えると，Fangmeier − Strelkoff の解と一致すべきものであるが，かなりの差が認められる。これは計算法の違いによる精度の差が現われたものと考えられる。

5) 実験値は非常にばらついているが，Knapp は Smetana の実験値のみを参考にし，実用的には Koch − Carstenjen の理論解を 1.06 倍したものを縮流係数とすることを推奨している。

しかし，Benjamin の実験値をも考慮すると，そのような結論は妥当でないことがわかる。

6) Benjamin の実験結果では，水門の開き高 a を変えると同じ a/H_0 に対して縮流係数は大きく変化し，顕著な縮尺効果が存在することを示している。Benjamin は，これは水路底面に発達する境界層の影響によるであろうと推論している。しかし，縮尺効果の原因として，流出直後の曲率の大きな部分における表面張力の影響や上流側に発生する死水域の大きさの影響なども考えられるため，これらについて総合的な検討が必要であろう。

第３節　結　　語

本章においては，水平水路上の鉛直水門の流量係数および縮流係数に関する従来の理論的・実験的な研究成果を概述した。その結果，明らかにされた事項および以下の研究をすすめるにあたっての問題点を示すと，つぎのとおりである。

1) 自由流出およびもぐり流出の流量係数については，従来より多くの研究者によってまちまちの値が示されている。しかし，それらの妥当性を判断する基準が明確でないため，実際上の使用は不可能である。この点については，理論的研究によって流量係数の構成要素を明確にし，その力学的法則性を究明するとともに，実験条件の違いによる流量係数の変化特性を系統的な研究によって明らかにしていくことが必要である。

2) 流量係数の主たる構成要素である縮流係数については，理論的には２次元ポテンシャル流の仮定のもとではほぼ厳密な解が得られている。しかし，実験値は非常にばらついており，理論値とはかなりの差が存在することが示された。この点については，まず実験値における模型実験の特性（縮尺効果）を明らかにし，そのうえで理論値の妥当性について検討することが必要である。

参 考 文 献

1) Keutner, C. : Wasserabführungsvermögen von scharfkantigen und abgerundeten Planschützen, Die Bautechnik, Heft 21, Mai, 1932.

2) Unwin, W. C. : Hydromechanics, "Encyclopaedia Britanica" 9th ed. vol. 12,1875, p. 464

3) Knapp, F. H. : Ausfluss, Überfall und Druchfluss im Wasserbau, G. Braun, Karlsruhe, 1960, S. 427.

4) 本間 仁: 水門の流出係数に就て, 土木学会誌誌 第27巻第15号, 昭和16年12月.

5) Rajaratnam, N. and Subramanya, K. : Flow Eguation of the Sluice Gate, Jour. Irrigation and Drainage Div., Proc. ASCE., Sept., 1967.

6) Gentilini, B. : Efflusso dalle luci soggiacenti alle paratoie piane inclinate e a settore, L'Energia Elettrica, Giugno, 1941.

7) Mostkow, M. A. : Handbuch der Hydraulik, VEB. Berlin, 1956.

8) Henry, H. R. : Discharge Characteristics of Sluice Gate, Proc. ASCE. vol. 75, Dec. 1949.

9) Müller, H : Rechnerische Ermitlung der Strömungsvorgänge an scharfkantigen Planschützen, Wasserkraft und Wasserwirtschaft, Heft 24, Dec. 1935.

10) 前出3), p423.

11) 横田周平: 水門の流出状態に関する実験的研究, 土木試験所報告, 第49号, 昭和15年1月.

12) Blaisdell, F. W. : Comparison of Sluice-Gate Discharge in Model and Prototype, Trans. ASCE., 1937.

13) Koch, A und Carstenjen, M. : Von der Bewgung des Wassers und den dabai auftretenden Kräften, Springer, Berlin, 1926, S. 100~108.

14) Horton, R. E. : Discharge Coefficients for Tainter Gates, Eng. News-Record, Jan. 4, 1934.

15) 前出3) pp.419~423.

16) Cisotti, U. : Vene fluenti, Rendiconti del Circolo Mathematico di Palermo, Tomo 25, 1908.

17) v. Mises, R. : Berechnung von Ausfluss-und Überfallzaller, V. D. I. 20 Mai, 2 Juni, 9 Juni, 1917.

18) Betz, A. und E. Petersohn,: Anwendung der Theorie der freien Strahlen, Ingenieur-Archiv, 1931.

19) Pajer, G. : Über den Strömungsvorgang an einer unterströmten scharfkantigen Planschützen, ZAMM, Heft 5, 1937.

20) Southwell, R. V. and Vaisey, G. : Relaxation Method Applied to Engineering Problems, 12, Fluid Motions Characterized by "Free" Stream-lines, Philosophical Trans., Royal Society, London, seriesA, vol. 240, 1948.

21) Marchi, E : Sui fenomeni di efflusso piano da luci a battente, Annali di Mathematica Pura ed Appicata, 35, 1953.

22) Benjamin, T. B. : On the Flow in Channels when Rigid Obstacles are placed in the Stream, Jour. Fluid Mechanics, Vol. 1, 1956.

23) Boor, de C. : Flow under Sluice Gate, Project Report under Contract, 1866(34), Harvard Univ., Cambridge,Mar., 1961.
24) Klassen, V. J. : Flow from a Sluici Gate under Gravity, Jour. Mathematical Analysis and Applications, Vol. 19, 1967.
25) Fangmeier, D. D. and Strelkoff T. S. : Solution for Gravity Flow under a Sluice Gate, Jour. EM-Div., Proc. ASCE. Feb. 1968.
26) Larock, B. E. : Gravity-Affected Flow from Planar Sluice Gate, Jour. HY-Div., Proc. ASCE., July 1969.
27) Rouré, G and Khader A. : Transition from a Conduit to Free Surface Flow, Jour. Hydraulic Research, 7, No. 3, 1969.
28) 前出 3)　p 4 1 7 より引用.
29) Anwar, H. O. : Discharge Coefficients for Control Gate, Water Power, April. 1964. より引用.
30) 中川博次：流量配分工の水理機能設計に関する研究（学位論文）, 京都大学, 昭和 4 3 年 5 月.

第２章　水平開水路に設置された水門からの流出の１次元解析[1)]

前章は水門の流出流量特性をとりあげ，考察をすすめたが，水門の水理学的な設計にあたっては，このほかに水門に作用する流体力，水面形状，エネルギー損失あるいは流速分布など各種の特性を明らかにしなければならない。これらの量は互いに独立ではなく，力学的な相互関係を有するものである。本章においては，これらの諸量を代表する巨視的な水理量の関係を１次元解析の手法を用いて明らかにし，その定性的特性を考察する。なお，解析にあたっては，次章以下において考察する水平開水路に設置された水門を対象とする。また水門からの流出形態は下流水深の変化によって自由流出およびもぐり流出に分類されるが，それぞれの流出形態においては流れの様相がまったく異なるため，以下においてはこれらを別々に取り扱う。

第１節　自由流出の１次元解析

図 2.1 に示されるような２次元的な水門からの流出においては，断面Ⅰおよび断面Ⅱの間でつぎのような基礎方程式系が得られる。

連続方程式：

$$q = v_1 h_1 = v_2 h_2 \qquad (2-1)$$

エネルギー方程式：

$$\lambda_1 h_1 + \alpha_1 \frac{v_1^2}{2g} = \lambda_2 h_2 + \alpha_2 \frac{v_2^2}{2g} + k \frac{v_2^2}{2g} \qquad (2-2)$$

運動量方程式（水平方向）：

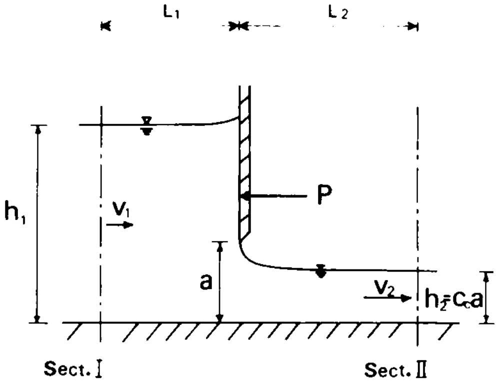


図 2.1　自　由　流　出

$$\frac{1}{2}\lambda_1' h_1^2 + \frac{\beta_1}{g} v_1^2 h_1 = \frac{1}{2}\lambda_2' h_2^2 + \frac{\beta_2}{g} v_2^2 h_2 + P + S \qquad (2-3)$$

これらの式中に含まれる記号は以下のようである。

- q ：単位幅流量
- v_1 , v_2 ：断面Ⅰおよび Ⅱにおける平均流速
- h_1 , h_2 ：　〃　平均水深
- λ_1 , λ_2 ：　〃　エネルギーに関する Jaeger の圧力分布係数
- λ_1' , λ_2' ：断面Ⅰおよび Ⅱにおける運動量に関する Jaeger の圧力分布係数
- α_1 , α_2 ：断面Ⅰおよび Ⅱにおける Coriolis の流速分布補正係数
- β_1 , β_2 ：断面Ⅰおよび Ⅱにおける Boussinesq の流速分布補正係数
- k ：断面Ⅱにおける流速水頭に対するエネルギー損失水頭の割合（エネルギー損失係数）
- P ：流体が水門板から受ける単位幅あたりの水平力
- S ：断面Ⅰおよび Ⅱの間の水路底面における単位幅あたりの摩擦力

自由流出においては，下流側に縮流断面を生じるが，断面Ⅱとしてこの断面を選び，その水深をつぎのようにあらわす。

$$h_2 = C_c\, a \qquad (2-4)$$

ここに a は水門の開き高であり，C_c は縮流係数である。式（２－４）を式（２－１），式（2−2）および式（２－３）に代入し，断面Ⅰおよび断面Ⅱのフルード数，

$$F_1 = \frac{v_1}{\sqrt{(\lambda_1/\alpha_1)\, g\, h_1}} \quad , \quad F_2 = \frac{v_2}{\sqrt{(\lambda_2/\alpha_2)\, g\, h_2}} \qquad (2-5)$$

を用いて整理するとつぎの３つの式が得られる。

$$F_2 = \frac{1}{(C_c\, a/h_1)^{3/2}} \left(\frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^{\frac{1}{2}} F_1 \qquad (2-6)$$

$$F_1^2 = 2 \cdot \left(\frac{\alpha_1}{\lambda_1}\right)\left(\frac{C_c\, a}{h_1}\right)^2 \cdot \frac{\lambda_1 - \lambda_2\,(C_c a/h_1)}{\alpha_2 + k - \alpha_1\,(C_c a/h_1)^2} \qquad (2-7)$$

$$\frac{P}{(h_1^2/2)} = \left(\lambda_1' + 2\,\frac{\beta_1 \lambda_1}{\alpha_1}\, F_1^2\right) - \left(\lambda_2' + 2\,\frac{\beta_2 \lambda_2}{\alpha_2}\, F_2^2\right)\left(\frac{C_c a}{h_1}\right)^2 - \frac{S}{(h_1^2/2)} \qquad (2-8)$$

式（２－７）は変形すると流量表示式となることがわかる。流量公式として式（１－５）を用いると，その場合の流量係数は次式のように表わされる。

$$C = C_c \sqrt{\frac{\lambda_1 - \lambda_2\,(C_c\, a/h_1)}{\alpha_2 + k - \alpha_1 (C_c\, a/h_1)^2}} \qquad (2-9)$$

いま，各断面において圧力分布は静水圧的であり，流速分布は一様であるとし，さらに両断面間におけるエネルギー損失および底面摩擦が無視できるものとすると，これらの式はつぎのようになる。

$$F_2^2 = \frac{2}{(C_c\, a/h_1)\{1 + (C_c\, a/h_1)\}} \qquad (2-6)'$$

$$F_1^2 = 2\,\frac{(C_c a/h_1)^2}{1 + (C_c a/h_1)} \qquad (2-7)'$$

$$\frac{P}{(h_1^2/2)} = \frac{\{1 - (C_c a/h_1)\}^3}{1 + C_c a/h_1} \qquad (2-8)'$$

$$C = \frac{C_c}{1 + (C_c a/h_1)} \qquad (2-9)'$$

式（２－６）′，式（２－７）′および式（２－８）′は Binnie[2] が完全流体の仮定のもとに導いた式と同様であり，また式（２－９）′は Müller が理論的な流量係数として用いた式（１－８）と同じものである。式（２－６）′，式（２－７）′および式（２－８）′の関係を図に示すと，図

2.2 のようである。式（2－6）′，式（2－7）′，式（2－8）′および式（2－9）′より，縮流係数が前章で述べた理論解のように a/h_1 の関数として与えられれば，流出特性を表わす F_1，F_2，$P/(h_1^2/2)$ および C は近似的に a/h_1 のみによって決定される。したがって，自由流出の流出特性の解明にあたっては，縮流係数の特性を把握することがまず第一に重要な課題であることがわかる。流出特性に関してさらに詳細な検討をおこなう場合には，式（2－6），式（2－7），式（2－8）および式（2－9）を用い，その中に含まれる諸係数の水理学的特性を明らかにしなければならない。

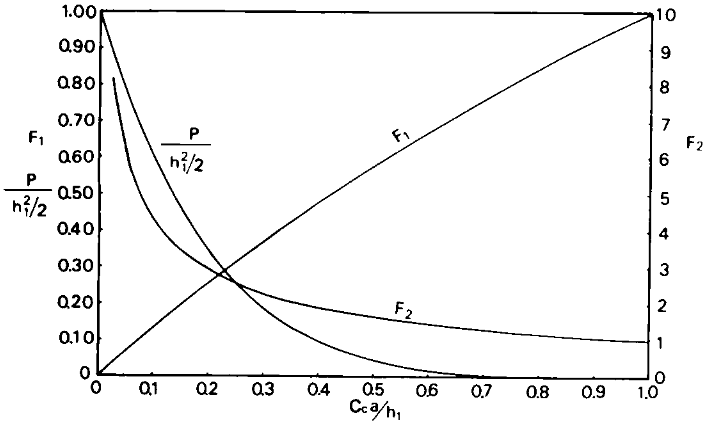


図 2.2　F_1，F_2，$P/(h_1^2/2)$ と $C_c a/h_1$ との関係

第2節　もぐり流出の1次元解析

自由流出ともぐり流出の限界は実験によって決定されなければならないが，経験的には，跳水の先端が縮流断面の位置にある場合とされている。[3] したがって，もぐり流出の形態は流出噴流が大気に接している場合と完全に水中から流出する場合とに分けらる。前者の場合は，下流水深のわずかな変域において現われるものであるので，これを遷移領域とみなし，ここでは，もぐり流出の一般的な形態である図 2.3 に示されるような後者の場合を対象として解析する。このような流出状態は水門下流側における噴流の拡散現象あるいは渦領域の存在などによって特徴づけられる。したがって現象をどのようにモデル化するかがもぐり流出の解析において重要な問題であるが，ここでは Jaeger[4] や Henry[5] の用いた流出モデルを用いて代表的な断面における巨視的な水理量の特性について1次元的な解析をおこない，それらの定性的な特性について考察する。

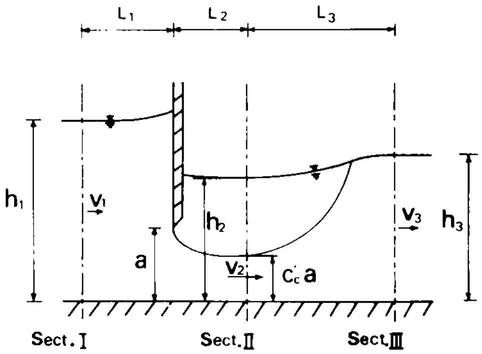


図 2.3　もぐり流出

解析に用いる仮定はつぎのようである。

i）図 2.3 における断面Ⅰ，ⅡおよびⅢにおいては圧力分布は静水圧的である。

ii）断面ⅠとⅡの間におけるエネルギー損失は無視される。

iii）断面ⅠとⅢにおいては，流速分布は一様である。

iv）断面Ⅱにおいては，噴流の流速分布は一様であり，渦となっている部分では流体は流出の特性に直接関係しない。

以上の仮定を用いると，つぎのような基礎方程式系が得られる。

連続方程式：

$$q = v_1 h_1 = v_2 C_c' a = v_3 h_3 \qquad (2-10)$$

エネルギー方程式：

$$h_1 + \frac{v_1^2}{2g} = h_2 + \frac{v_2^2}{2g} = h_3 + \frac{v_3^2}{2g} + h_\ell \qquad (2-11)$$

運動量方程式（水平方向）：

$$\frac{1}{2} h_1^2 + \frac{v_1^2 h_1}{g} - P = \frac{1}{2} h_2^2 + \frac{v_2^2}{g} C_c' a = \frac{1}{2} h_3^2 + \frac{v_3^2}{g} h_3 \qquad (2-12)$$

これらの式中に含まれる h_1，h_2 および h_3 はそれぞれ断面Ⅰ，Ⅱおよび Ⅲにおける水深であり，v_1 および v_3 は断面Ⅰおよび Ⅲにおける流速である。$C_c' a$ は断面Ⅱにおける噴流の厚さであり，v_2 はその流速である。また h_ℓ は断面Ⅰと Ⅲの間におけるエネルギー損失水頭であり，Pは水門板より流体に作用する水平方向の流体力の合力である。このような取り扱いをした場合，縮流係数 C_c' は仮想的なものであり，上述の仮定の不合理な点はすべてこの量の取り方に集約される。なお次章以下において，もぐり流出を対象とする場合には，断面Ⅰ，Ⅱおよび Ⅲをそれぞれ上流一様流の断面，縮流断面および下流一様流の断面と呼ぶことにする。いま，各断面のフルード数

$$F_1 = \frac{v_1}{\sqrt{g h_1}}, \quad F_2 = \frac{v_2}{\sqrt{g C_c a}}, \quad F_3 = \frac{v_3}{\sqrt{g h_3}} \qquad (2-13)$$

を用いて式（２－１０），式（２－１１）および式（2－13）を整理すると，つぎの各式が得られる。

$$F_2 = \left(\frac{C_c' a}{h_1}\right)^{-\frac{3}{2}} F_1 \qquad (2-14)$$

$$F_3 = \left(\frac{h_3}{h_1}\right)^{-\frac{3}{2}} F_1 \qquad (2-15)$$

$$\frac{h_2}{h_1} = 1 + \frac{1}{2} F_1^2 \left\{ 1 - \left(\frac{C_c a}{h_1}\right)^{-2} \right\} \qquad (2-16)$$

$$\left(\frac{h_3}{h_1}\right)^3 - \left\{ \left(\frac{h_2}{h_1}\right)^2 + 2\left(\frac{C_c' a}{h_1}\right)^{-1} F_1^2 \right\} \left(\frac{h_3}{h_1}\right) + 2F_1^2 = 0 \qquad (2-17)$$

$$\frac{h_2}{h_1} = 1 - \frac{h_3}{h_1} + \frac{1}{2} F_1^2 \left\{ 1 - \left(\frac{h_3}{h_1}\right)^{-2} \right\} \qquad (2-18)$$

$$\frac{P}{(h_1^2/2)} = 1 - \left(\frac{h_3}{h_1}\right)^2 + 2F_1^2 \left\{ 1 - \left(\frac{h_3}{h_1}\right)^{-1} \right\} \qquad (2-19)$$

式（２－１４）から式（２－１９）までの６つの式中には９つの無次元量が含まれている。これらの無次元量のうち，縮流係数が他の無次元量で決定されるならば，残りの無次元量のうち任意の２つを与えると，すべての水理量が決定されることになる。いま，$C_c' a/h_1$ と F_1 を変数として他の無次元

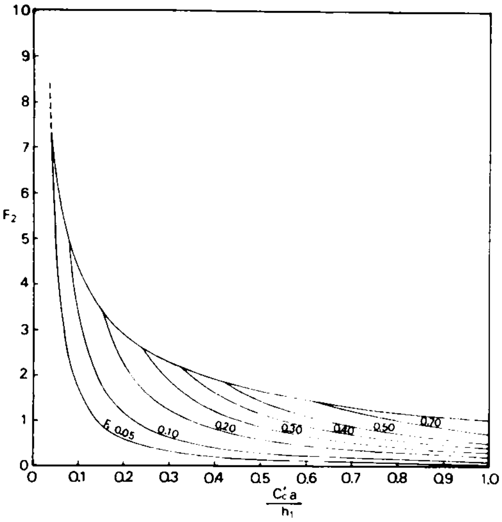


図 2. 4　F $_2$

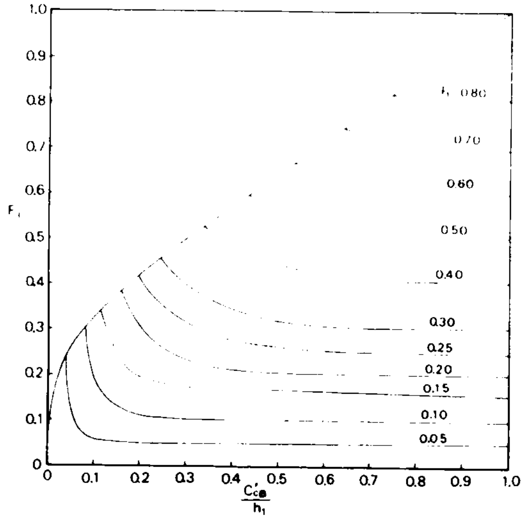


図 2. 5　F $_3$

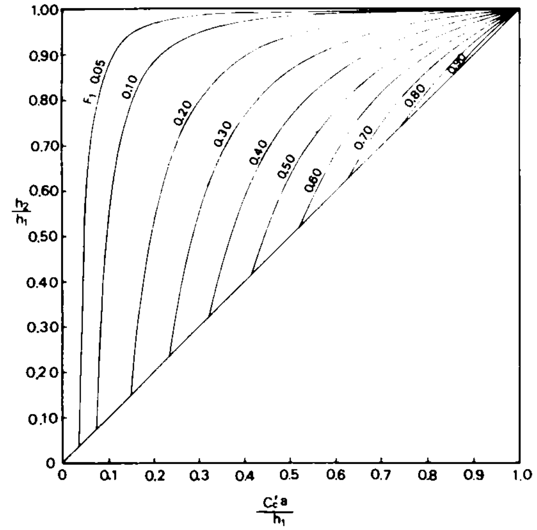


図 2. 6　h $_2$ ／ h $_1$

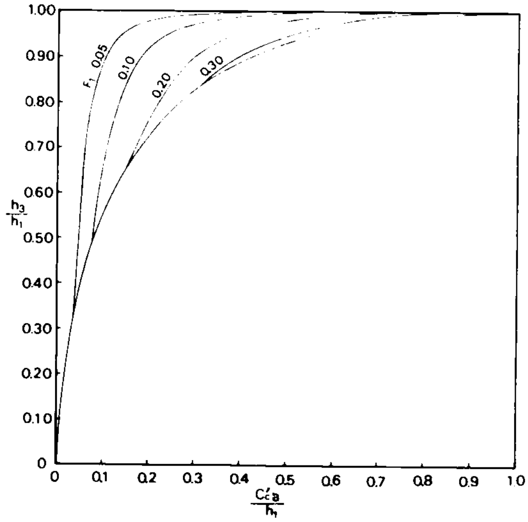


図 2. 7　h $_3$ ／ h $_1$

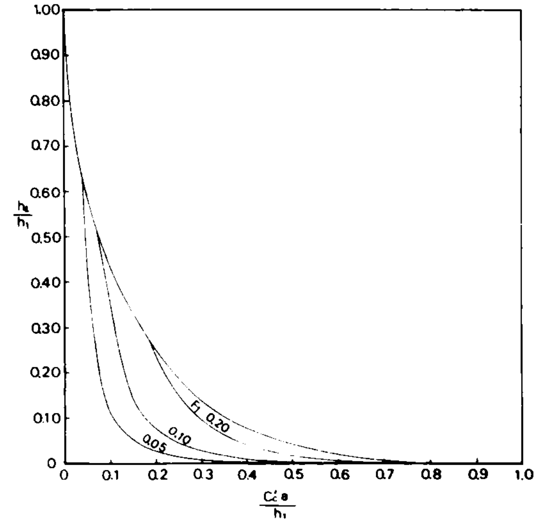


図 2. 8　h $_\ell$ ／ h $_1$

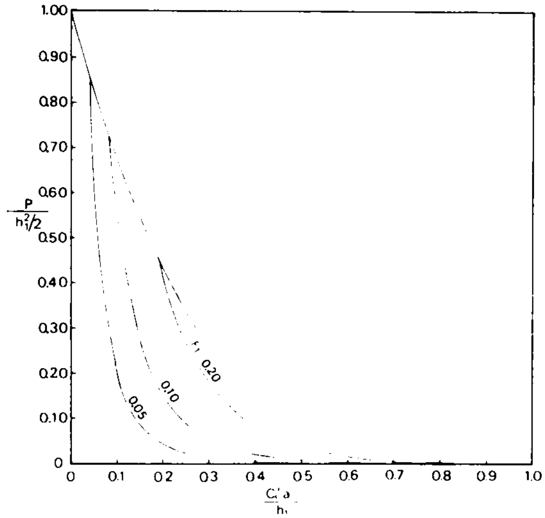


図 2. 9　P ／ (h $_1^2$ ／ 2)

量との関係を示せば，図 2. 4 から図 2. 9 に示されるとおりである。なお，図中の自由流出ともぐり流出との限界を示す曲線は

$$h_2 = C'_c a \qquad (2-20)$$

として求めたものである。流量公式として自由流出の場合と同様な式（1－11）を用いると，流量係数はつぎのように表わされる。

$$C' = \frac{C'_c}{\sqrt{1-(C'_c a/h_1)^2}}\sqrt{1-\frac{h_2}{h_1}} \qquad (2-21)$$

このように，もぐり流出の流出特性は上述の 1 次元解析によって明らかにされるが，この解析法を実用化するためには，仮想的な縮流係数の特性について検討することが必要とされる。

第 3 節　結　　語

本章では，水門からの流出における巨視的な水理量の関係を 1 次元解析の手法を用いて明らかにした。その結果，自由流出に対しては下流側および上流側フルード数，水門に作用する流体力および流量係数の表示式が明らかにされ，近似的にはこれらの量は，縮流係数が与えられれば，開度(a/h_1)のみの関数として表わされることが明らかになった。また，もぐり流出に対しては Jaeger や Henry の流出モデルを用いて解析したが，この場合，仮想的な縮流係数が明らかにされれば，代表的な断面におけるフルード数，水深，もぐり跳水のエネルギー損失，水門に作用する流体力および流量係数などは，この解析に含まれる任意の 2 つの無次元量を用いて表現されることを明らかにした。本章においては，いずれの流出に対しても，代表的な断面を設定してその断面における水理量の特性について解析した。しかし，任意の断面での取り扱いあるいは 2 次元的に変化する水理量の解明にあたっては，適当な流出モデルを設定して局所的な解析が必要である。この点については第 4 章において考察する。

参　考　文　献

1) Iwasa, Y. and Nago, H. : Hydraulic Performances of a Vertical Gate to Effluxes, Memoirs of the Faculty of Engineering, Kyoto University, Vol. 30, Part 2, April, 1968.
2) Binnie, A. M.: The Flow of Water under a Sluice-Gate, Quat. Jour. Mechanics and Applied Mathematics, Vol. 5, Part 4, 1952.
3) Franke, P. G. : The Determination of Discharge below Gates in Case of Variable Tailwater Conditions, Jour. Hydraulic Research, Vol. 7, No. 4, 1969.
4) Jaeger, C. : Engineering Fluid Mechanics, Blackie and Son, London, Glasgow, 1961, p. 155.
5) Henry, H. R. : Discharge Characteristics of Sluice Gate, Proc. ASCE. Vol. 75, Dec. 1949.

第3章　水門からの流出の相似条件

水門の流量係数あるいは縮流係数に顕著な縮尺効果が存在することは，従来よりよく知られているところである。しかし，その原因，特性あるいは限界などについて，系統的な研究はほとんどなされていない。したがって実物と模型との相似性については，不明確な点が非常に多い。実物の設計が，大部分水理模型実験によって得られた資料をもとにしておこなわれている現在，その資料を真に有効にするためには，実物と模型の相似性を明確にすることがまず重要な課題である。本節では，水門からの流出実験における模型の相似条件について一般的な考察をおこなう。

一般に，二つの系が相似であるということは，一つの系において作られた任意の無次元量の値が，他の系の対応する無次元量の値に等しい，ということである。[1]　物理現象を対象とする場合，幾何学的相似，運動学的相似および力学的相似という表現が用いられるが，これは相似な系の物理的内容を表わしたものである。水門からの流出実験における模型と実物との相似とは，力学的相似を意味するが，この場合の相似の条件を得る方法は，現実にある姿をどのような形でシミュレーションするかによって異なる。

シミュレーションとしては，通常，1. 数学的シミュレーションと 2. 物理的シミュレーションとがある。1.の場合は，現象を支配する卓越要素間に存在する法則性を表現した方程式系の同次性により相似条件が得られる。用いられる方程式系は，現象のどのような側面を対象とするかによって異なるが，シミュレーションが適切におこなわれれば，相似条件はただちに求まる。2.の場合は，現象に影響する卓越要素間の実際を何らかの形で再現するもので，その量的関係が明確でないと次元解析をおこない，その結果得られたパラメーターの影響の程度を実験的に明らかにすることによって，卓越する要素間の関係として相似条件が得られる。

以下では，これらの各方法によって，水門からの流出の相似条件を明らかにしよう。

第１節　　１次元解析の基礎方程式から導かれる相似条件

水門からの流出を考える場合，実用的な面からわれわれが対象とする現象は，前章で述べた１次元解析に含まれる断面の平均量である。したがって，この場合の相似条件は，１次元解析の基礎方程式から誘導される。つぎに水門からの流出の相似条件を自由流出およびもぐり流出の場合について述べよう。

自由流出の相似条件

前章で述べた水平床上の鉛直水門からの流出を対象とし，図 2.1 の断面 I および断面 II の間の流体運動に対する相似条件を考える。

まず，幾何学的な相似の条件は，模型と実物における長さの次元量の 比が同じでなければならない。すなわち，つぎの条件が成立する必要がある。

$$n_{h_1} = n_{h_2} = n_a = n_{\mathrm{B}} = n_{\mathrm{L}_1} = n_{\mathrm{L}_2} \qquad (\mathrm{B}：水路幅) \qquad (3-1)$$

ここに，n_{A} は模型と実物における物理量 A の比である。実際上の問題では，この式における n_{h_2} および n_{L_2} が他の長さの縮尺と同じになるかどうかという点が問題となる。とくに n_{h_2} に関しては，$h_2 = C_c a$ であるから，$n_{C_c}=1$，すなわち，縮流係数は模型の大きさを変えても，変化してはならないことを意味している。

式（３－１）で示される幾何学的条件が満足されれば，式（２－１）より運動学的な相似条件，

$$n_{V_1} = n_{V_2} \quad (3-2)$$

は満足される。

力学的関係式として，エネルギー式，式（２－２）を用いると，式（３－１）および式（３－２）を考慮して，つぎの関係式が得られる。

$$n_{F_1} = 1 \qquad (F_1 = v_1 / \sqrt{(\lambda_1 / \alpha_1) g h_1}) \quad (3-3)$$

$$n_{\lambda_1} = n_{\lambda_2} \quad (3-4)$$

$$n_{\alpha_1} = n_{\alpha_2} = n_k \quad (3-5)$$

ところが，λ_1，λ_2，α_1 および α_2 は境界断面で与えられる無次元量である。したがって，これらの量は模型と実物とで等しくなければならない。すなわち，

$$n_{\lambda_1} = n_{\lambda_2} = n_{\alpha_1} = n_{\alpha_2} = 1 \quad (3-6)$$

結局，式（３－３），式（３－４）および式（３－５）は式（３－６）を用いて，つぎのように表わされる。

$$n_{F_1} = 1 \qquad (F_1 = v_1 / \sqrt{g h_1}) \quad (3-7)$$

$$n_{\lambda_1} = n_{\lambda_2} = n_{\alpha_1} = n_{\alpha_2} = n_k = 1 \quad (3-8)$$

力学的関係式として，さらに運動量方程式，式（２－３）を用いた場合には，これらの他に

$$n_S = n_{h_1}^2 \quad (3-9)$$

が加わる。

以上が自由流出の場合の相似条件である。

ここで，これらの相似条件と流量係数との関係について考えてみよう。流量係数は，流量公式（１－５）より，つぎのように表わされる。

$$C = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{v_1}{\sqrt{g h_1}} \cdot \frac{h_1}{a} \quad (3-10)$$

この式より，模型と実物での流量係数の比は，つぎのように表わされる。

$$n_C = n_{F_1} \quad (3-11)$$

一方，流量係数は式（２－９）によっても表わされ，式（３－８）を考慮すれば，次式をうる。

$$n_C = 1$$

したがって，式（３－１）で示される幾何学的な相似条件のほかに，式（３－８）が成立すれば，式（３－７）は自動的に満足されることになる。

もぐり流出の相似条件

もぐり流出は自由流出にくらべて，現象がかなり複雑である。しかし，現象が前章で示したようなモデルで表現できるとすれば，その相似条件は，自由流出の場合と同様の手法で求めることができる。

まず，幾何学的相似条件は，図２.３より，つぎのように表わされる。

$$n_{h_1} = n_{h_2} = n_{h_3} = n_a = n_B = n_{C_c'} = n_{L_1} = n_{L_2} = n_{L_3} \quad (3-13)$$

式（３－１３）の条件が満足された場合，式（２－１０）より運動学的相似条件，

$$n_{V_1} = n_{V_2} = n_{V_3} \qquad (3-14)$$

は満足される。

力学的関係式としては，式（２－１１）および式（２－１２）を用いてもよいが，それらから導かれる式（２－１６）～式（２－１９）を用いると相似条件としては，

$$n_{F_1} = 1 \qquad (3-15)$$

が得られる。

h_2 の相似条件は，他の幾何学的相似条件が満足され，また，式（３－１５）が満足されれば，式（２－１６）で示されるように，自動的に満足される。したがって，式（３－１３）に含まれる n_{h_2} は相似条件としては省いてもよい。また，n_{F_1} は自由流出の場合と同様に，流量係数 C' の模型と実物における比 $n_{C'}$ に等しい。したがって，式（３－１５）の条件は，

$$n_{C'} = 1 \qquad (3-16)$$

と置きかえてもよい。

以上がもぐり流出の場合の相似条件であるが，これらの相似条件のうち，もっとも問題になるのは，縮流係数の相似である。すなわち，この縮流係数は仮想的なものであるため，相似であるか否かを，どのようにして判定するかが困難である。この点については，第４節で述べるように，仮想的な縮流係数を，現実の物理的な量によって評価する方法を見出すことが必要である。

以上は水門からの流出が相似であるための一般的な条件を一次元解析の基礎方程式にもとづいて明らかにした。しかし，実際の水理模型実験においては，これらの相似条件が得られるかどうかということ，さらに，得られるとした場合の模型の大きさはどの程度かということが問題になる。この点については，上述の相似条件を，実験に際して任意に与えうる物理量をもとにした相似条件に書き換える必要がある。つぎにそれを次元解析の手法を用いて明らかにしょう。

第２節　次元解析から導かれる相似条件

ある物理現象の任意の定量的な性質Ａが，n 個の特性変数（characteristic parameters）a_i（$i = 1, 2, \cdots\cdots, n$）によって決定され，その関係が，

$$A = f_A\,(a_1, a_2, \cdots, a_n) \qquad (3-17)$$

によって表わされるとする。この式は次元量の関係を示しているが，π 定理によれば，次元の基本量，すなわち独立な次元を有する任意の３つの特性変数（ここでは a_1，a_2 および a_3 とする）を用いて，式（３－１７）と同等な無次元量の関係式が得られる。すなわち，

$$\pi_A = \varphi_A\,(X_1, X_2, \cdots, X_N) \qquad N = n-3 \qquad (3-18)$$

ここに，π_A は A の無次元量であり，X_1，X_2，$\cdots X_N$ は a_4，a_5，$\cdots$，a_n の無次元量である。

さて，力学的に相似な関係にある模型と実物との間では，長さ，時間および質量の縮尺，n_L，n_T および n_M がそれぞれ一定であるから，式（３－１８）の無次元量の値は両系において同じになる。したがって逆に，式（３－１８）に含まれる無次元量が模型と実物において同じ場合には，それらは互いに力学的相似の関係にある。この場合，任意の物理量の縮尺は n_L，n_T および n_M によって表わされ，また，n_L，n_T および n_M は，独立な次元を有する任意の３つの特性変数の縮尺によって表

わされる。すなわち，この特性変数を，a_1，a_2 および a_3 とすると，

$$
\begin{aligned}
n_{a_1} &= n_L^{\alpha_1}\ n_T^{\beta_1}\ n_M^{\gamma_1} \\
n_{a_2} &= n_L^{\alpha_2}\ n_T^{\beta_2}\ n_M^{\gamma_2} \\
n_{a_3} &= n_L^{\alpha_3}\ n_T^{\beta_3}\ n_M^{\gamma_3}
\end{aligned}
\qquad (3-19)
$$

であるから，この式より逆に，n_L，n_T および n_M はつぎのように表わされる。

$$
\begin{aligned}
n_L &= n_{a_1}^{\bar{\alpha}_1}\ n_{a_2}^{\bar{\beta}_1}\ n_{a_3}^{\bar{\gamma}_1} \\
n_T &= n_{a_1}^{\bar{\alpha}_2}\ n_{a_2}^{\bar{\beta}_2}\ n_{a_3}^{\bar{\gamma}_2} \\
n_M &= n_{a_1}^{\bar{\alpha}_3}\ n_{a_2}^{\bar{\beta}_3}\ n_{a_3}^{\bar{\gamma}_3}
\end{aligned}
\qquad (3-20)
$$

水理模型実験は，実物と同じ流体（水）を用いるから，流体の密度 ρ，粘性係数 μ および重力の加速度は両系において同じである。すなわち，それらの縮尺はつぎのように表わされる。

$$n_\rho = 1\ ,\quad n_\mu = 1\ ,\quad n_g = 1 \qquad (3-21)$$

ρ，μ および g は独立な次元を有しているから，それらを特性変数 a_1，a_2 および a_3 として，式（3－21）を式（3－20）に代入すれば，模型と実物の長さの縮尺は，

$$n_L = 1$$

となる。すなわち，力学的に完全に相似な小模型は水理模型実験ではあり得ないことになる。

ところが，問題にしている現象に対して，上に述べた３つの量のいづれかの影響が無視される場合は，その量が特性変数から除かれ，n_L を任意に選ぶことができる。この場合は模型と実物は部分的に相似な関係となり，小模型による実物の現象の推定が可能となる。一般に開水路の模型実験では，完全な乱流状態を対象とするため，粘性係数 μ が特性変数から除外される。以下で取り扱う水門からの流出現象の相似もこのような相似を意味する。

以上は力学的に相似な模型の概念について一般的に述べたが，つぎに，本節で問題としている水門からの流出の相似条件について具体的に述べよう。

水平直線開水路に設置された模型鉛直刃形水門からの自由流出に関係する定量的な性質 A は，次式のような関数として表わされるであろう。

$$A = f_A\,(a,\ h_1,\ B,\ \rho,\ g,\ \mu,\ \sigma) \qquad (3-22)$$

ここに，a は水門の開き高，h_1 は上流水深，B は水路幅，σ は表面張力である。特性変数の１つとして，一般には，流量あるいは代表流速が用いられるが，いまの場合，これらの量は上に示された特性変数の関数として表わされるため用いていない。いま，a，ρ および g を次元の基本量として，次元解析をおこなうと，式（3－18）に対応する関係として次式が得られる。

$$\pi_A = \varphi_A\left(\frac{a}{h_1}\ ,\ \frac{a}{B}\ ,\ \frac{\sqrt{ga}\cdot a}{\nu}\ ,\ \frac{\sqrt{ga}}{\sqrt{\sigma / a\rho}}\right) \qquad (3-23)$$

ここに，ν は動粘性係数である。模型と実物において π_A が相似であるためには，無次元量 a/h_1，

a/B，$\sqrt{ga}\cdot a/\nu$ および $\sqrt{ga}/\sqrt{\sigma/a\rho}$ がそれぞれの系において同じでなければならない。この条件が満足された場合，完全な相似関係が得られる。ところが，無次元量 $\sqrt{ga}\cdot a/\nu$ および $\sqrt{ga}/\sqrt{\sigma/a\rho}$ は近似的に水門の開き高 a のみの関数であり，模型と実物においてこれらの量は等しくなり得ない。すなわち，これらの量の存在が縮尺効果の原因となる。これらの量の影響が無視される場合には，前述の部分的に相似な模型が得られる。その場合には，模型と実物において，a/h_1 および a/B が等しければ流出現象は相似となる。つぎに，$\sqrt{ga}\cdot a/\nu$ および $\sqrt{ga}/\sqrt{\sigma/a\rho}$ の影響が無視される模型において，水路中心部の現象を対象とする場合には，水路幅の影響を無視しうる場合がある。この場合には，a/h_1 の値が等しければ模型と実物は相似となる。

これらの相似条件の成立限界すなわち，縮尺効果の存在限界は，個々の現象に対する $\sqrt{ga}\cdot a/\nu$，$\sqrt{ga}/\sqrt{\sigma/a\rho}$ および a/B の影響を理論的あるいは実験的に明らかにすることによって得られる。

以上は自由流出の場合について述べたが，もぐり流出の場合には，特性変数としてさらに下流水深 h_3 を付け加えればよい。すなわち，もぐり流出に関する任意の定量的な性質を A' とすれば，式（３－２３）に対応する関係式として次式が得られる。

$$\pi_{A'} = \varphi_{A'}\left(\frac{a}{h_1},\ \frac{a}{h_3},\ \frac{a}{B},\ \frac{\sqrt{ga}\cdot a}{\nu}\right) \qquad (3-24)$$

この式においては，現象に表面張力が影響する要素がないので，それに関するパラメーターは除外している。相似条件については，この式を用いて自由流出の場合と同様に考えればよい。

参 考 文 献

1) Yalin, M. S. : Theory of Hydraulic Models, Macmillan, London, 1971, pp. 39~44.

第4章　鉛直刃形水門の流出機構に関する研究

第2章では，水門からの流出における巨視的な水理諸量の相互関係を1次元解析の手法によって明らかにした。このような解析結果の妥当性あるいは実用性は，解析に含まれる諸係数の水理学的特性を明らかにすることによって検討される。また，この解析においては，代表的な断面の平均量のみを取り扱ったが，合理的な設計資料を得るためには，さらに任意断面における2次元的・3次元的な水理特性が解明されなければならない。本章においては，このような点に関して前章で明らかにした相似条件を考慮しつつ，理論的・実験的な考察をおこなう。なお，本章においては底流出構造物の基本的な水理特性を明らかにすることを目的とし，もっとも単純な流出モデルである水平床上の鉛直刃形水門を対象として考察する。

第1節　自由流出の水理学的性状

1　縮流係数の水理学的特性

水門からの流出機構を解明するうえに，縮流係数の特性の把握がまず重要な課題であることは，第2章で述べたとうりである。また，前節では，縮流係数の相似は水門からの流出現象の基本的な相似条件であることが明らかにされた。ところが，第1章で述べた従来の研究では，縮流係数の実験値は著しくばらつくことが示されている。したがって，これらの実験値を理論解析の基礎的資料とすることも，また実験的研究をすすめる場合に必要な模型の相似を明らかにする資料とすることもできない。本研究では，これらの実験値のばらつきは，主として模型が力学的に相似でないためにおこる，すなわち，縮尺効果に起因するものと考え，縮流係数の縮尺効果の原因，特性および限界について，理論的かつ実験的に考察する。

縮流係数の縮尺効果の特性および限界を明らかにするには，

1　縮流係数に影響する力学的要素を考慮して，流体運動をモデル化し，解析的に検討する方法

2　縮流係数に影響する物理量を次元解析し，各要素の影響の特性を実験的に検討する方法

がある。以下ではそれぞれの方法によって縮流係数の縮尺効果について検討する。

1.1　流体運動のモデル化による縮尺効果の検討

従来の縮流係数の理論的取り扱いでは，流れを完全流体のポテンシャル流と仮定し，力学的要素としては重力のみを考慮したものがほとんどである。この場合の縮流係数の理論解は，第1章で述べたように，a/h_1を与えると一義的に決定される。すなわち，流れは，幾何学的に相似であり，縮流係数の縮尺効果はあり得ない。

縮尺効果は，重力以外の力学的要素が存在する場合に，それの影響の程度が，模型の大きさによって変化するために生じるものである。縮流係数に関する重力以外の力学的要素としては，粘性力および表面張力がある。これらの力学的要素の影響を適切に評価しうる流出モデルを用いて解析すれば，縮尺効果を定性的あるいは定量的に明らかにすることが可能である。

表面張力については，流出断面の直下流に表面曲率の大きな領域が存在し，また，この曲率が模型の大きさによって変化することから，縮流係数の縮尺効果に影響すると考えられる。Gurevich[1)]は，上流水深が無限大の場合について，縮流係数に及ぼす表面張力の影響を解析的に求めている。その結果を用いると，縮流係数に及ぼす影響は非常に小さいことが示される。

縮流係数の縮尺効果は，従来より，主として粘性力の影響によるとされている。水門からの流出において，粘性力の影響が顕著に現われる現象としては，水路底面近傍における粘性力の卓越

した領域の発生と，水門板上流部における死水域の形成とが考えられる。これらの現象を縮尺効果の特性と結びつけるには，流体運動の適切なモデル化が必要である。前者については，Benjamin[2]によって，境界層的概念を導入したモデルが提案されている。彼は，図 1.4 に示されている彼の実験値の縮尺効果は，このモデルによって定性的に説明できるとしている。後者については，Koch と Carstenjen[3]が縮流係数を求めるにあたって，その存在を考慮している。しかし，彼らは死水域の形状は幾何学的に相似であると考えているため，その取り扱いは縮尺効果の解明には直接結びつかない。また，Knapp[4] は死水域の存在が縮流係数に及ぼす影響について，定性的に論じているが，縮尺効果との関係を具体的には取り扱っていない。

ここでは，Benjamin の提案した境界層的概念を導入したモデル，および死水域を考慮したモデルによって，縮尺効果の理論的説明が可能であるかどうかについて検討する。

(1) 境界層的概念を導入したモデルによる縮尺効果の検討

Benjaminが縮尺効果を説明するのに用いた流出モデルは，図 4.1 に示されるように，水路底面近傍の厚さが一定の境界層の領域と，その上部のポテンシャル流とみなされる領域とが合成されたものである。彼は，縮流係数の実験値と，流れ全体をポテンシャル流と仮定した彼の理論値との差△は，近似的に δ / a（δ：境界層の厚さ，a：水門の開き高）に比例するとしている。境界層を層流とみなし，a を境界層の発達に関与する長さの特性量，U を速度の代表量とすると，つぎの関係式が成り立つ。

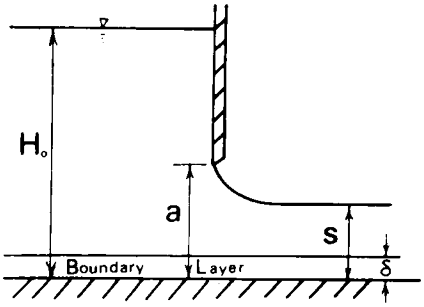


図 4. 1　Benjaminのモデル

$$\frac{\delta}{a} \propto \left(\frac{U \cdot a}{\nu}\right)^{-\frac{1}{2}} \qquad (4-1)$$

a / H_0 を一定にして，大きさの異なる二つの模型（水門の開き高が a_1 および a_2）から得られた縮流係数の実験値を C_{c_1} および C_{c_2} とし，それらと理論値 C_c との差をそれぞれ$\triangle_1$ および$\triangle_2$と表わす（図 4.2）。この場合，両者のフルード数（$F = U / \sqrt{ga}$）を一定として，つぎの関係式が得られる。

$$\frac{\triangle_1}{\triangle_2} = \left(\frac{a_2}{a_1}\right)^{3/4} \qquad (4-2)$$

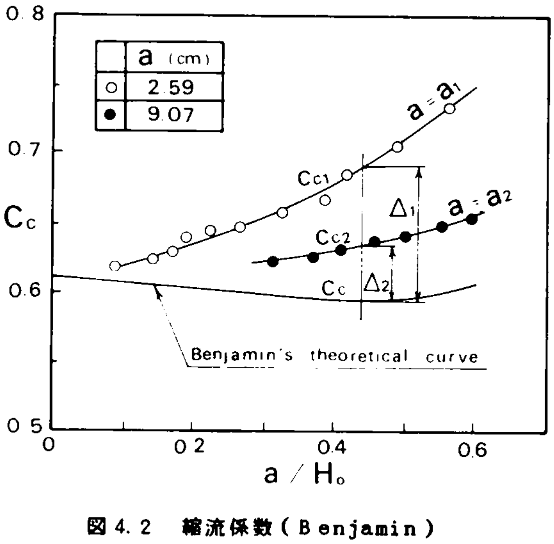


図 4. 2　縮流係数（Benjamin）

Benjamin は，図 4.2 に示される，$a_1 = 2.59\ cm$ および $a_2 = 9.07\ cm$ の

場合の縮流係数の実験値の傾向が，ほぼ式（4—2）によって説明されることから，上述のモデル化が妥当であると述べている。

本研究でおこなった縮流係数の実験値（後述図4.14）をBenjaminの方法で整理した結果は，図4.3に示されるとうりである。ただし，この場合に用いた縮流係数の理論値は，Benjaminの値とほとんど差はないが，それより若干小さく，またより厳密な値である,前述のFangmeier－Strelkoffの理論値である。この図より，本研究の実験より得られた$\triangle_1/\triangle_2$ の変化の範囲は，Benjaminのそれに較べて，非常に大きいことがわかる。図4.4は，$\triangle_1/\triangle_2$ の理論値が1.68の場合について，その実験値のa/h_1およびa/Bに対する変化の傾向を示したものである。この図では，$\triangle_1/\triangle_2$の実験値はa/h_1およびa/Bによって大きく変化し，式（4－2）で示されるような，模型の縦縮尺のみで決定される量ではないことを示している。したがって，Benjaminのモデルは縮流係数の縮尺効果を一般的に示すものではないことがわかる。

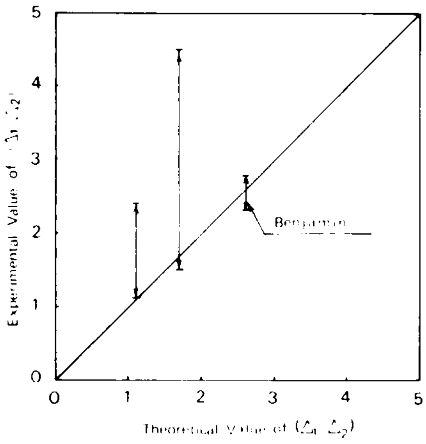


図4.3　（$\triangle_1/\triangle_2$）の値

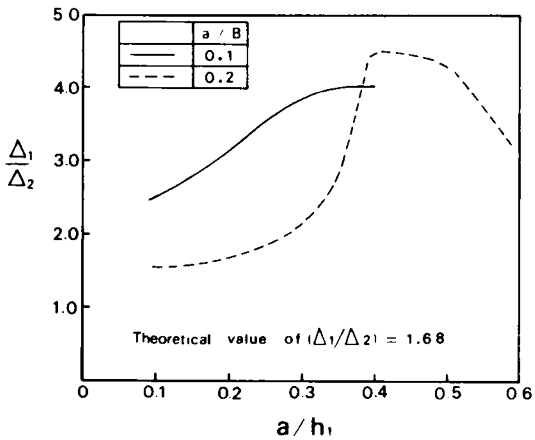


図4.4　（$\triangle_1/\triangle_2$）とa/h_1およびa/Bとの関係

Benjaminのモデルでは，一定厚さの層流境界層を仮定している。しかし，この仮定が妥当であるかどうかは，はなはだ疑問である。以下では，境界層の厚さを必らずしも一定と限らず，また，境界層の特性を実験的に確かめる手法で，境界層の存在による縮尺効果を量的に明らかにし，このようなモデルが妥当であるかどうかを検討してみよう。

δ_*を縮流断面における境界層の排除厚とすると，ポテンシャル流に対するエネルギー式と流量の連続式より，次式が成立する。

$$q = (s - \delta_*)\sqrt{1 - \frac{s}{H_0}} \cdot \sqrt{2gH_0} \qquad (4-3)$$

ここに，qは単位幅流量である。sは縮流断面の水深であり，縮流係数を$\widetilde{C_c}$とすると，次のように表わされる。

$$h = \widetilde{C_c}\, a \qquad (4-4)$$

境界層が存在しない場合の$\widetilde{C_c}$はポテンシャル理論より得られる値C_cにひとしい。その場合のqをq_tと表わせば，式（4－3）はつぎのように表わされる。

$$q_t = C_c \sqrt{1 - C_c \frac{a}{H_0}} \cdot a \sqrt{2gH_0} \qquad (4-5)$$

式（4－3），式（4－4）および式（4－5）より，つぎの関係式が得られる。

$$\frac{q}{a\sqrt{2gH_0}} - \frac{q_t}{a\sqrt{2gH_0}} = \left(\widetilde{C}_c - \frac{\delta_*}{a}\right)\sqrt{1-\widetilde{C}_c\frac{a}{H_0}} - C_c\sqrt{1 - C_c\frac{a}{H_0}} \qquad (4-6)$$

a/H_0が一定の場合，フルード数が同じになるということは，この式の左辺が0になることである。したがって，δ_*/aを求めるとつぎのようになる。

$$\frac{\delta_*}{a} = (\widetilde{C}_c - C_c)\left\{1 - \frac{C_c}{2}\cdot\frac{a}{H_0} - \frac{C_c}{8}(3\widetilde{C}_c + C_c)\left(\frac{a}{H_0}\right)^2 - \cdots\right\} \qquad (4-7)$$

右辺の中括弧内の第3項以下は高次の微小量であるので省略すると，結局，境界層が存在する場合の縮流係数 $\widetilde{C}_c$ と理論値 C_c との差△はつぎのように表わされる。

$$\Delta = \left(1 - \frac{1}{2}C_c\frac{a}{H_0}\right)^{-1}\frac{\delta_*}{a} \qquad (4-8)$$

すなわち，△は排除厚 δ_* がわかれば決定される。

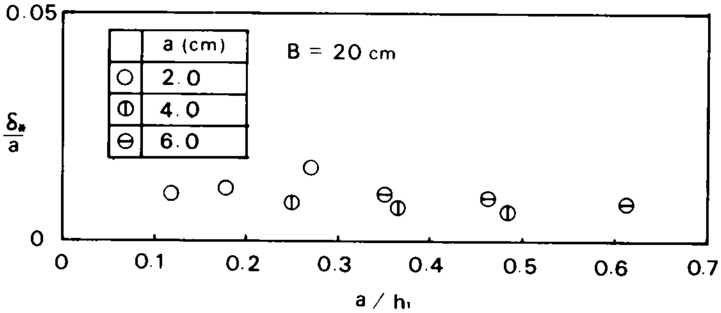


図4.5　排除厚 δ_*

後述（本節第Ⅱ項）するように，流出断面以後の流速分布を測定した結果によると，たしかに，底面近傍における境界層とみなしうる領域と，エネルギー損失がほとんどなく完全流体の流れとみなしうる領域の存在が認められる。そこで，水門の開き高aが，2.0 cm，4.0 cmおよび6.0 cmの場合の流速分布の測定結果より δ_* を求めた結果は，図4.5に示されるようである。この図に示された δ_* の測定断面は，$a = 4.0$ cmおよび6.0 cmの場合はほぼ縮流断面と一致している。$a = 2.0$ cmの場合はかなり下流側であり，縮流断面近傍での δ_* は，この図に示された値よりも若干小さくなるのであろう。なお，著者らはこれらの δ_* の実験結果がほぼ妥当な値であることを，理論的にも明らかにしている。[5)]

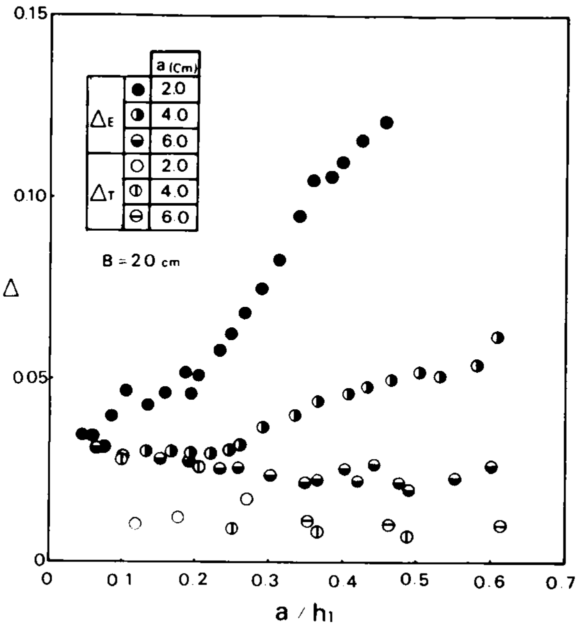


図4.6　△～a/h_1

さて，図4.5に示された δ_* の値を用い，式（4－8）によって計算された△を $\triangle_T$ とし，縮流係数の実験値から求めた△を $\triangle_E$ として，両者を比較すると，図4.6のようである。この図では $\triangle_T$ は $\triangle_E$ よりもかなり小さな値であることがわかる。このように△を量的に評価した結果からも，実際の縮流係数の縮尺効果を説明することはできない。すなわち，境界層の概念を導入したモデルは，縮流係数の縮尺効果を説明するには適切なモデルではないと結論されよう。

(2) 死水域を考慮したモデルによる縮尺効果の検討

水門板の上流部には一般に，図4.7(a)に示されるような死水域が形成される。死水域の存在はそれがない場合に較べて，縮流係数を増大させる効果をもっている。それは死水域が存在することによって，主流の彎曲の程度がゆるやかになるためである。このような流れの縮流係数を求めるに際して，主流を近似的にポテンシャル流とみなし，また主流境界面ABを直線状の固体境界壁A'B'に置き換えて，流れの場を形状的に図4.7(b)のようにモデル化する。このようにモデル化された水門の縮流係数は，第5章で述べるように，a/h_1 が一定の場合，ℓ/a および δ の関数となる。このことは模型の縮尺を変えた場合，ℓ/a および δ が変化すれば，縮流係数の縮尺効果が生じることを意味する。したがって，縮流係数の縮尺効果をこのようなモデルによって検討しようとする場合には，まず模型の大きさを変えた場合の ℓ/a および δ の変化の特性を知らねばならない。ここでは，これらの特性を実験的に明らかにしよう。

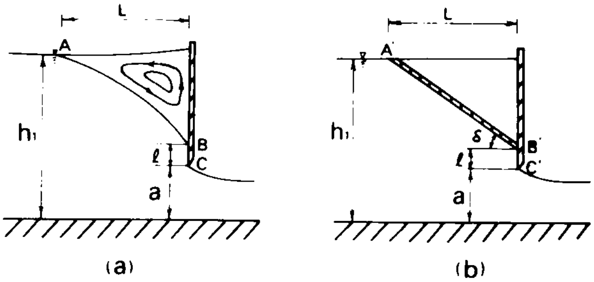


図4.7　死水域とそれを考慮した流出モデル

実験は，幅40cmの水路を用い，水門の開き高を2.0cm，4.0cmおよび8.0cmに変化させておこなった。ℓ の測定は，通水後，水門板にペイントを塗布し，水門板に沿う流れが上下に分かれる点の位置を見い出す方法によった。δ は，水面において流速が0となる位置を測定して求めた。これらの測定はすべて水路中心線上でおこなった。測定された ℓ/a および δ の結果はそれぞれ図4.8および図4.9に示されるとうりである。図4.8より，ℓ/a は h_1/a に対してほぼ直線的に変化することがわかる。また，水門の開き高 a によってその直線のこう配が異なることがわかる。このことは，模型の大きさが変わると流れの場は幾何学的に相似でなくなることを示している。図4.9では，実験値は非常にばらついており，法則性を認めることはできない。ばらつきの最大の原因は測定法にあるであろう。すなわち，水面で流速が0となる位置は，時間的に非常に不安定であるため，明確な点としてとらえ難く，測定誤差が大きくなったと考えられる。

実験結果からは，δ については明確な特性を把握することはできなかったが，ℓ/a については模型の大きさによる変化の特性がかなり明確にされた。いま，かりにどの模型の場合も，またすべての a/h_1 に対して，δ が一定であるとした場合に，上に示した ℓ/a の変化によって各模型の縮流係数が，死水域がない場合に較べてどの程度変化するかを調べてみよう。

いま δ を15°とすると，後述の図5.13を参考にして，各模型の縮流係数と，死水域がないとした場合のそれとの関係は図4.10に示されるようになる。この図に示される理論的な縮流

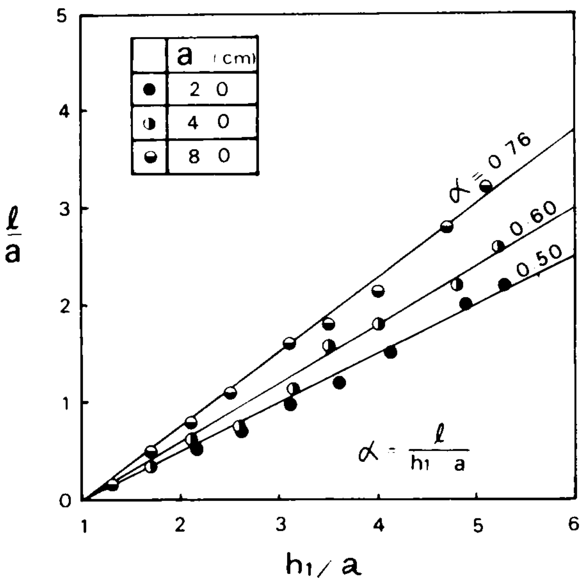


図 4.8　ℓ / a

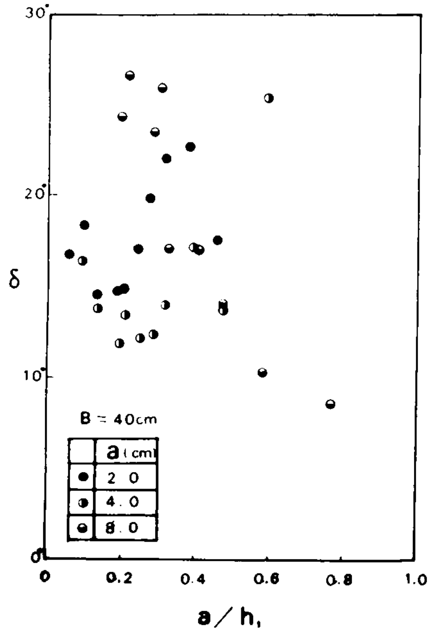


図 4.9　δ

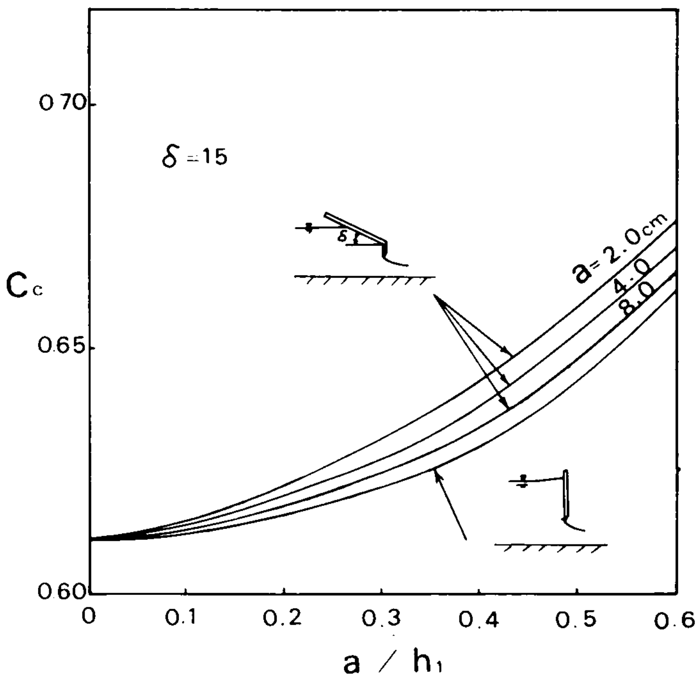


図 4.10　縮流係数

係数は，重力の影響を考慮せずに得られたものである。したがって，その絶対値をそのまま開水路水門の縮流係数として用いることは不適当である。しかし，この図からは，各模型の ℓ / a の値の違いによって生じる縮流係数の変化量を近似的に推定することは可能である。すなわち，図に示される鉛直刃形水門の値と，各模型に対する値との差は，近似的に，死水域がない場合とそれが存在する場合の縮流係数の差を示しているとみなしてもよい。一方，図 4.11 は同じ実験条件のもとで得られた縮流係数の実験値を示している。これらの図を比較すれば，実際の縮流係数に現われる縮尺効果は，死水域を考慮して算出されたものに較べて，量的にはるかに大きい。すなわち，死

水域を考慮したモデルは，実際の縮流係数の縮尺効果を説明するものではないことがわかる。

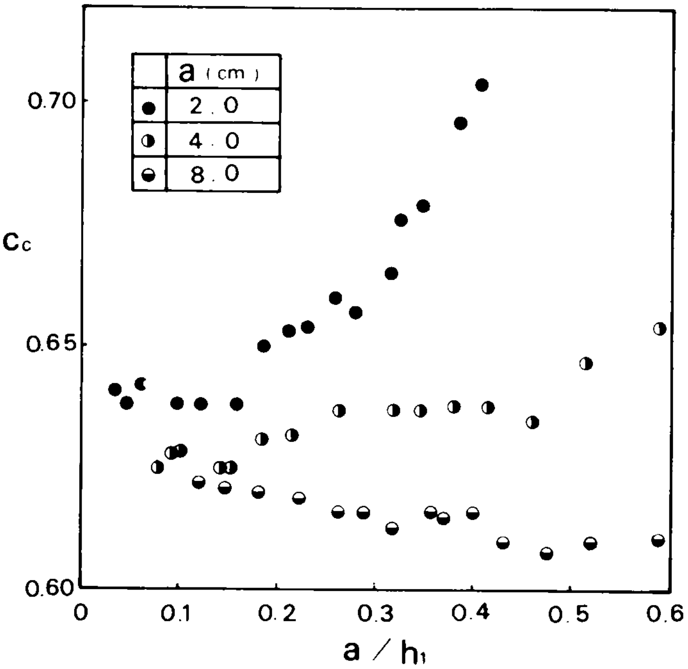


図4.11 縮流係数

以上，境界層的概念を導入したモデルおよび死水域を考慮したモデルによって縮流係数の縮尺効果の力学的説明を試みた。しかし，どちらのモデルによっても，縮尺効果の定量的な評価は全くできないことが明らかにされた。今後，さらに適切なモデル化をおこなっていくためには，ここで取り扱ったモデルの問題点を明らかにしておく必要があろう。両方のモデルに共通している最大の問題点は，主流を完全流体として取り扱っていることである。境界層のモデルのところで述べたように，水門下流側の領域では，たしかに主流は完全流体的とみなせる。しかし，水門上流部から流出断面に至るまでのエネルギー損失はかなり大きい。すなわち，水門上流部では主流は完全流体的ではない。このことはつぎの事実からもいえることである。すなわち，主流が完全流体とみなせる場合には，境界層のモデルにしろ，死水域のモデルにしろ，いずれの場合も，a/h_1 が同じ場合には，どの大きさの模型についても，上流断面のフルード数は一致するはずである。したがって，前節で述べたように，この場合は流量係数が一致しなければならない。図 4.12は流量係数の一例を示したものである。この図より，

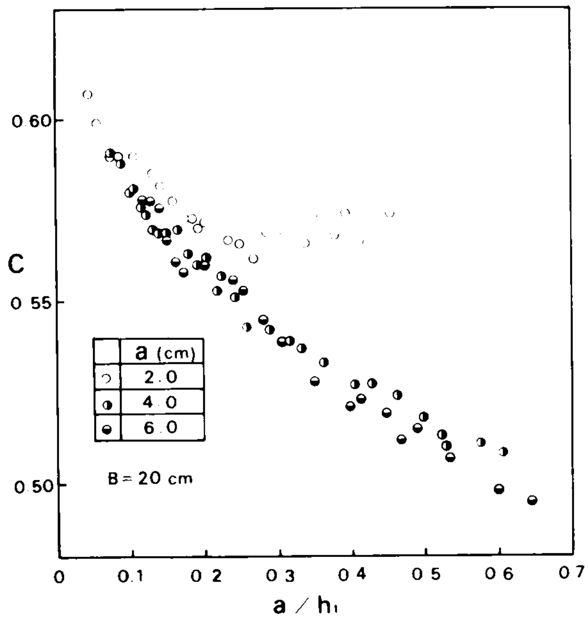


図4.12 流量係数

a/h_1が一定の場合，模型の大きさによって流量係数が著しく変化することがわかる。すなわち，主流が完全流体的でないことを示している。このようなことから，水門からの流出の縮尺

効果を説明するのに，主流を完全流体とみなすモデル化は全く不合理であるといえよう。今後縮尺効果の特性を力学的に解明していくには，詳細な実験的研究によって，流体運動の内部機構を明確にし，実際の現象を適確に表現しうるモデルの確立を図ることが必要であろう。

1.2 次元解析的手法による縮尺効果および水路幅の影響の検討[6)]

1.1では縮流係数の縮尺効果を解析的に説明するには，いまだ流体運動のモデル化が不十分であることが明らかにされた。ここでは，第3章で述べた次元解析の手法を用いて，縮尺効果の特性および水路幅の影響を実験的に考察する。縮流係数は水門からの流出にともなう定量的な性質の無次元量であるから，一般に次式のように表わされる。

$$C_c = \varphi\left(\frac{a}{h_1},\ \frac{a}{B},\ \frac{\sqrt{ga}\cdot a}{\nu},\ \frac{\sqrt{ga}}{\sqrt{\sigma/a\rho}}\right) \qquad (4-9)$$

縮尺効果の原因となる粘性力および表面張力の影響を表わすパラメーター $\sqrt{ga}\cdot a/\nu$ および $\sqrt{ga}/\sqrt{\sigma/a\rho}$ は，近似的に a のみの関数である。したがって，縮尺効果の特性は，a/h_1 および a/B を一定にして a を変化さすことによって明らかにされる。また，水路幅の影響は a/h_1 および a を一定にして，a/B を変化さすことによって明らかにされる。

(1) 実験装置および実験方法

実験には，長さ9.9 m 深さ60 cm，幅40 cmの合成樹脂製の水平直線水路が主水路として用いられた。水路幅20 cmおよび30 cmの場合の実験はこの主水路を仕切っておこなわれている。その場合，それぞれの水路の直線部の長さは4 mおよび6 mである。なお，以下の研究においては，とくに断わらない限り実験はこの主水路を用いておこなわれているが，一部の実験資料においては，別に2種の水路を用いておこなったものもある。主水路および他の2種の水

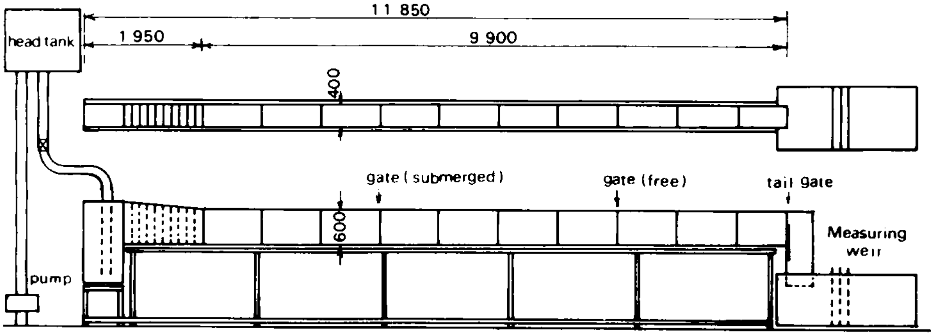


図4.13 a) 実験水路 I (unit:mm)

路をそれぞれ実験水路Ⅰ，Ⅱおよび Ⅲとして図4.13 a)，b)およびc)に示す。水門板は厚さ5 mmのステンレス板を用いたが，その先端の形状は図4.13 d)に示されるようである。縮流水深 h_2 は水門下流側水路中心線に沿う水深のうち最小のものとし，これと水門の開き高 a との比を縮流係数 C_c とした。また，上流水深 h_1 は水門の開き高の約20倍の距離における水深である。実験に用いた水門の開き高は表4.1に示されるとうりである。

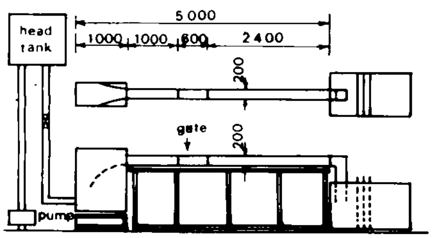


図4.13 b) 実験水路 Ⅱ (unit:mm)

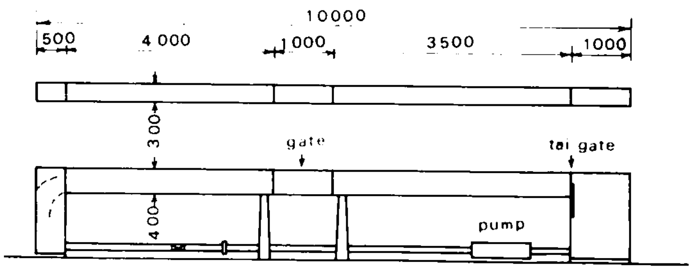


図 4.13 c) 実験水路 III (unit:mm)

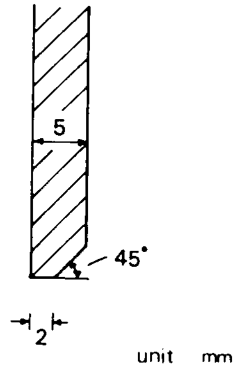


図 4.13 d) リップ形状

表 4.1 実験に用いた水門の開き高

水路幅 B (cm)	水門の開き高 a (cm)							
20	2.0	4.0	6.0	8.0	10.0	12.0	16.0	20.0
30	2.0	3.0	4.0	4.5	6.0	9.0	12.0	15.0
40	2.0	4.0	6.0	8.0	12.0			

(2) 縮尺効果

図 4.14は a/B が 0.1, 0.2, 0.3, 0.4および 0.5の場合の縮流係数を示したものである。図中の実線はFangmeier − Strelkoff[7]の理論値を示している。第1章では，彼らの理論値は a/H_0 の関数として示されているが，ここでは修正して a/h_1 の関数となっている。これらの図から a/B および a/h_1 が一定の場合，模型の大きさ（ a の大きさ ）が変化すると縮流係数の値が変化し，顕著な縮尺効果の存在が認められる。その傾向は模型が小さいほど，また a/h_1 が大きいほど著しくなることがわかる。これらの縮尺効果を無視しうる限界は，各

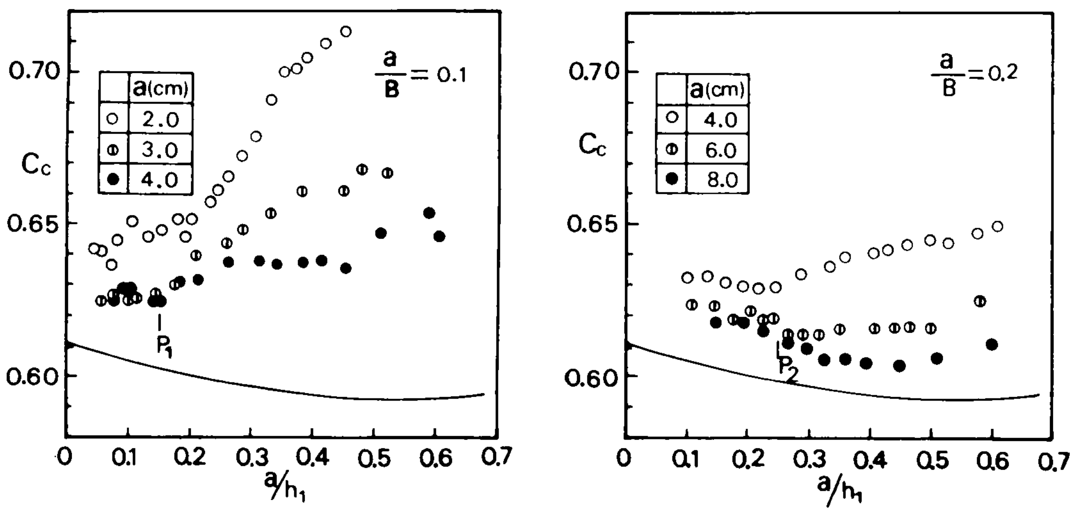


図 4.14 縮流係数の縮尺効果

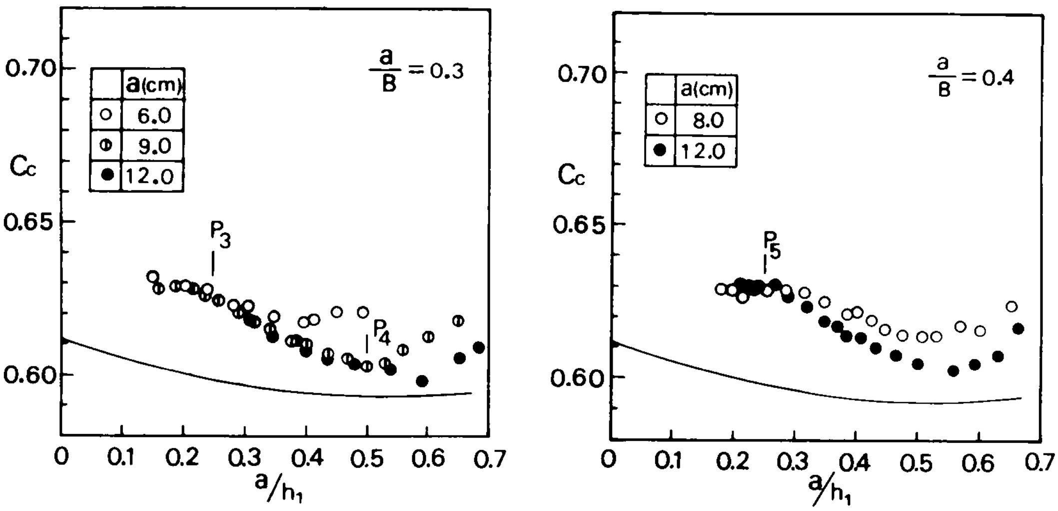


図4.14　縮流係数の縮尺効果

図において異なる開き高に対して得られた縮流係数が一致する場合と考えられる。このような状態の a/B ，a/h_1 および a の関係は，各図に示された p_i（$i=1, \cdots, 6$）を参考にして表4.2のようにまとめられよう。この表には，各 a/B に対して a/h_1 の範囲が限定されているが，これは水路幅の制約により任意の a/h_1 についての限界の大きさが得られなかったためである。この表より，a/B が一定の場合（$a/B=0.3$ の場合参照）a/h_1 が小さくなるにつれて，また a/h_1 が一定の場合 a/B が小さくなるにつれて（$a/B=0.4$，0.3の場合参照），縮尺効果を無視しうる模型の大きさは小さくなることがわかる。このような特性を考慮して，水路条件の特殊な場合である2次元的な水路（$a/B \fallingdotseq 0$）について考えてみると，この表に示された各 a/h_1 に対応する a の値を用いれば，実物と相似な縮流係数をうることができると考えられよう。

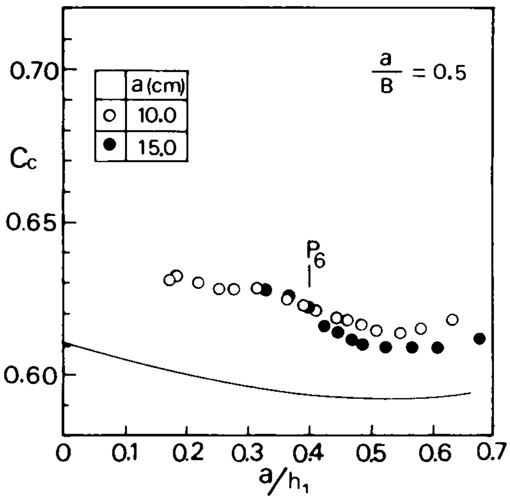


図4.14　縮流係数の縮尺効果

表4.2　縮尺効果を無視しうる a/B，a/h_1 および a の関係

a/B	a/h_1	a (cm)
0.1	< 0.15	> 3
0.2	< 0.25	> 6
0.3	< 0.25	> 6
	< 0.5	> 9
0.4	< 0.25	> 8
0.5	< 0.4	> 10

(3)　水路幅の影響

開き高 a および開度 a/h_1 を一定にして a/B を変化させれば，水路幅の影響を検討することができる。図4.15から図4.19まではそれぞれ a が2.0，4.0，6.0，8.0および12.0 cmの場合の縮流係数を示している。これらの図において，開き高 a のおのおのに対し

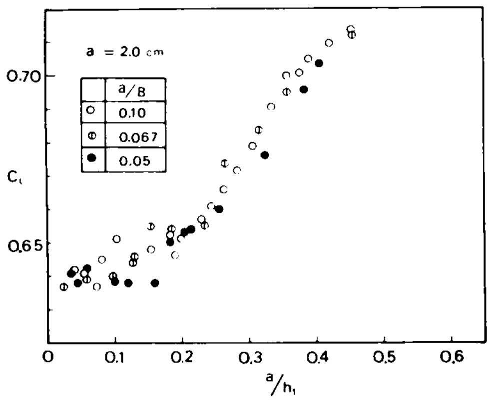


図 4.15　縮流係数（a = 2.0 cm）

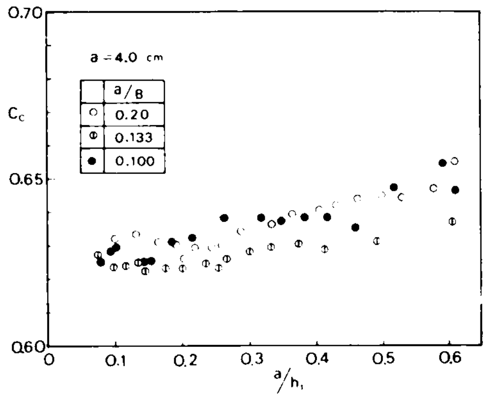


図 4.16　縮流係数（a = 4.0 cm）

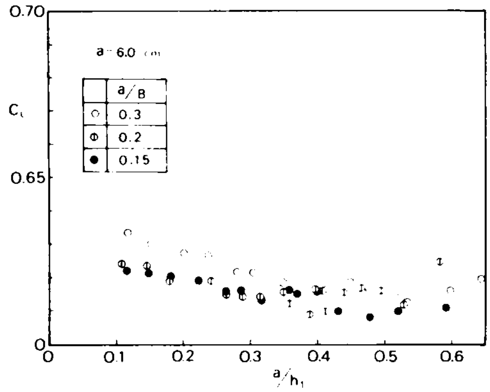


図 4.17　縮流係数（a = 6.0 cm）

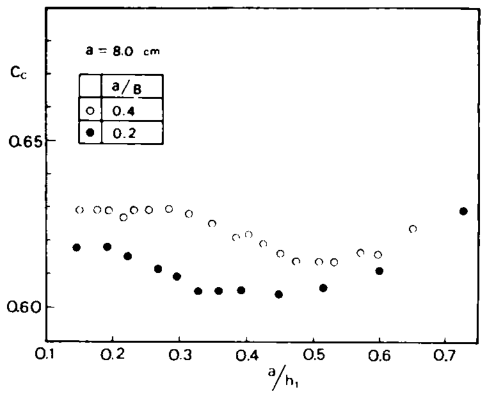


図 4.18　縮流係数（a = 8.0 cm）

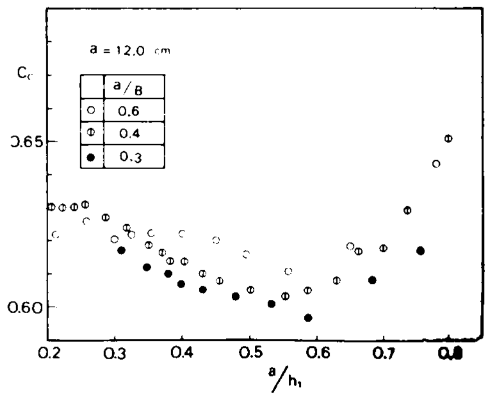


図 4.19　縮流係数（a = 12.0 cm）

て a/B の変化の範囲が小さいため，全体的な傾向を把握することはできない。しかし，a/B が大きくなると，縮流係数は一般に大きくなる傾向が認められる。また，a が 2.0 cmおよび 4.0 cmの場合の実験結果から，それぞれ a/B が 0.1 および 0.2 以下では水路幅の影響は少く，2次元的と考えられる。

図 4.20は，各 a/B に対する実験値のうち，縮尺効果の影響が無視できる値，およびその影響が少ないとみなされる，a のもっとも大きい場合の実験値を示したものである。この図では，a/B が小

さくなると，実験値はFangmeier－Strelkoffの理論値に近づく傾向を示している。このことは，2次元的な水路における縮流係数はこの理論値によってほぼ説明されるものと考えられる。いま，この理論値はa/Bが0の

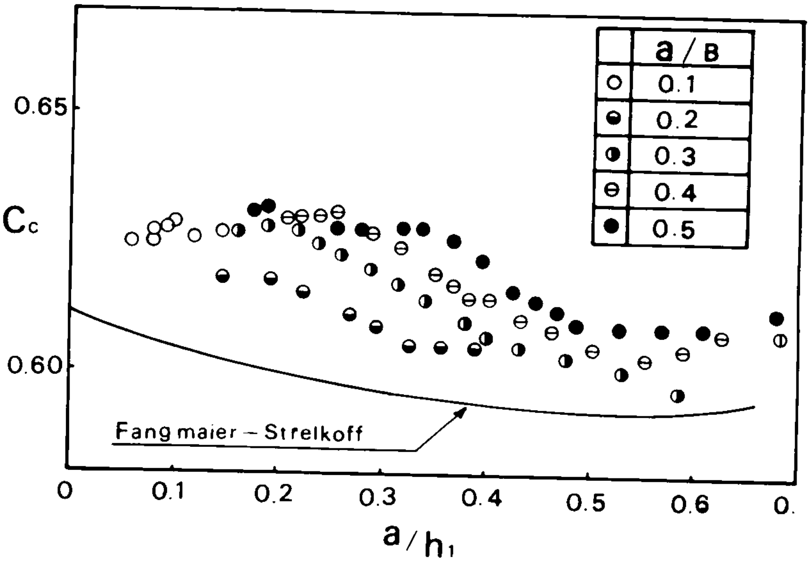


図4.20　縮流係数に及ぼす水路幅の影響

場合の値を代表すると考えると，a/Bが0から0.5まで変化した場合に縮流係数は最大5％程度変化することがわかる。

以上，縮流係数における縮尺効果と水路幅の影響を実験結果にもとづいて次元解析的に考察し，それぞれの定性的傾向をある程度明らかにした。一般的な相似条件の成立限界を得るには至らなかったが，それはここで述べた方法により，今後さらに詳細な実験をおこなうことによって明らかにされるであろう。

2　流速分布特性および圧力分布特性

水門の流出機構を理論的に解析する場合に用いられるモデルを作成するにあたっての基礎的資料として，流速分布および圧力分布の特性を知ることは重要である。ここでは，おのおのの分布形状および，第2章で述べた1次元水理解析に用いられる，流速分布および圧力分布に関する補正係数の特性について述べる。

2.1　流速分布の特性

(1)　上流側流速分布形状

図4.21，図4.22および図4.23は，実験水路Ⅱを用いて得られた，水門上流側の水深方向水平流速分布を示している。

図4.21はa/h_1が一定の場合のx軸方向の流速分布の変化を示している。この場合，x軸は水路底面にとり，水門前面の位置を原点とし，流下方向に正の値をとるものとする。またyは底面よりの高さを表わしている。以下においては，とくに断わらない限りこの座標系を用いる。この図より断面が水門に接近するにしたがって水面近くの流速が減少し，逆に底面近くの流速が増加する傾向が認められる。図4.22はx/aが同じ断面におけるa/h_1に対する流速分布の変化を示している。この図によると，a/h_1が大きいほど水門による流出への影響は少ないことがわかる。このことは，逆にaが一定の場合，水深h_1が大きくなるほど上流への影響範囲が大きくなることを示している。図4.23は，a/h_1およびx/aを一定にして模型の大きさによる流速分布の変化を示したものである。この図では，模型が小さくなるほど，境界

面の影響を受け，流速分布において著しい縮尺効果が現われ，運動学的相似条件が成立していないことを示している。このことは，前節で述べた縮流係数における縮尺効果の特性と類似しており，模型における縮流係数，したがって流出特性を力学的に解析する場合には，上流側流速分布の影響を重視しなければならないことを示している。

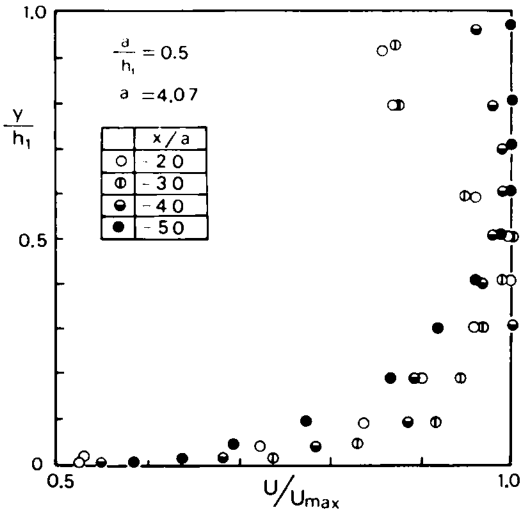


図4．21　上流側流速分布（流下方向の変化）

(2)　下流側流速分布形状

図4.24は実験水路Ⅱを用いて得た水門下流側における水深方向水平流速分布の一例である。この図によると，水門から流出後，x/a が2の断面近傍まではその水深の減少に従って流速は増大し，x/a が2の断面ではほぼ y 方向に一様な流速分布を示し，それ以後の断面では底面近傍において流速の減少が起り，一様な流速分布の部分の流速も x/a の増加とともにわずかではあるが減少する傾向が認められる。

(3)　流速分布補正係数

図4.25 a)およびb)はそれぞれ水門上流断面および下流断面における1次元水理解析法のCoriolisの補正係数 α_1 および α_2 を示している。実験に用いた水路は水路Ⅰ（$B=40$ cm）と水路Ⅱ（$B=20$ cm）である。上流側における測定断面は，水路Ⅰの場合は $x/a=-20$，水路Ⅱの場合は $x/a=-10$ の各断面であり，下流側はどちらの場合も $x/a=2$ の断面である。これらの図より，α_1 および α_2 ともに水路幅が20 cmの水路で得られた値の方が40 cmの水路の場合よりも大きな値を示しており，側壁の影響の差が現われていると考えられる。水路幅が一定の場合，a/h_1 による変化はほとんど認められず，ほぼ一定と考えられる。とくに，水路幅が40 cmの場合の α_2 の値は1に非常に近い値を示している。このことから幅の十分広い水路では実用上 α_2 の値は1とみなしてさしつかえないと考えられる。なお，図4.26は a/B の変化による下流側断面の等流線図の変化の一例を示している。また，図4.27 a)およびb)はそれぞれ水門上流側および下流側断面の Boussinesq の補正係数を示している。

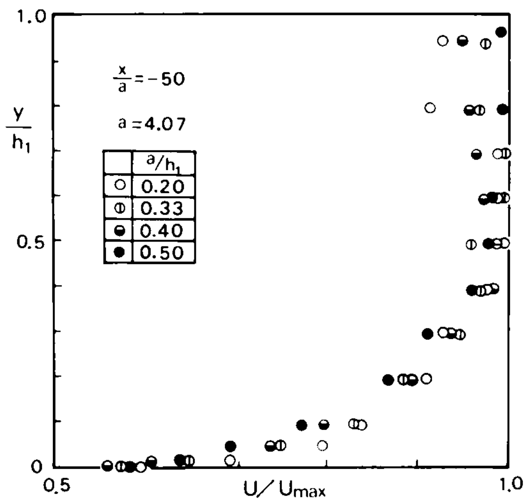


図4．22　上流側流速分布（a/h_1 に対する変化）

2.2 圧力分布特性

(1) 水深方向圧力分布形状

水門からの流出直後は，水面の曲率が大きいため，遠心力の影響が圧力分布に大きく作用する。図 4 28 は流出断面から x/a が 2 の断面までの水深方面圧力分布の変化を示している。この図に示された h は各断面における水深を表わしている。この図によると，x/a が 2 の断面ではほぼ静水圧的な圧力分布になることがわかる。図 4 29 は a/h_1 が変化した場合の流出断面における圧力分布を示している。これらの圧力測定は水平方向に設置された外径 2

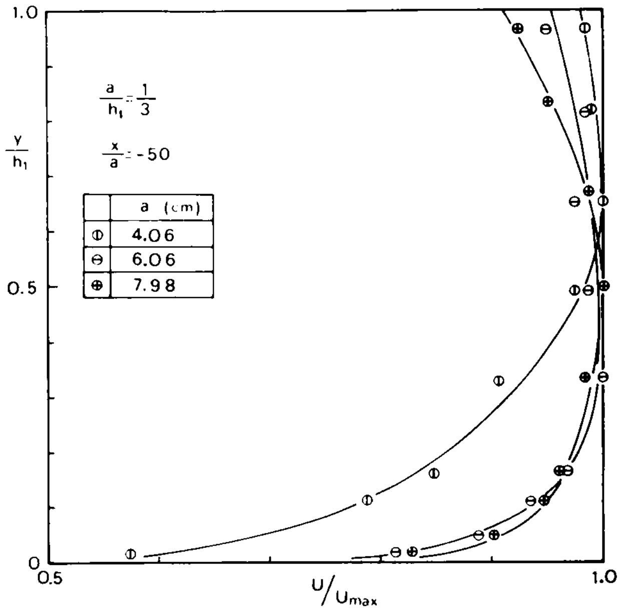


図 4. 23 上流側流速分布（ a に対する変化 ）

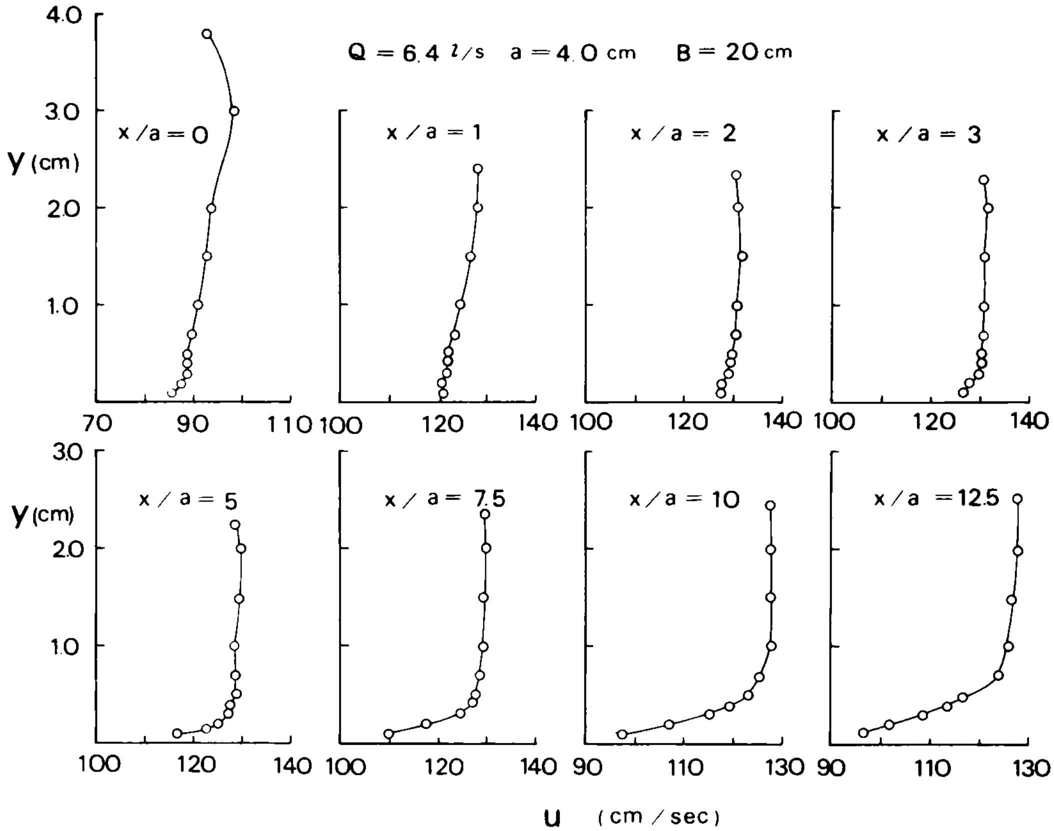


図 4. 24 下流側流速分布

mm，内径１mmのピート静圧管によっているため精度はよくないが，圧力分布の定性的傾向を知ることはできる。図 4.29 において，y/a が０における圧力は水門直下の水路底面上の圧力を示すが，Franke[8] はこの点の圧力 P_a は h_1/a によって一義的に定まる量であるとして実験的に次式を表わしている。

$$\frac{P_a}{\rho g a} = 0.575\,\frac{h_1}{a} + 0.325 \qquad (4-10)$$

図 4.30 は P_a の実験結果を Franke の式と比較したものである。図中の実線は Franke の実験曲線であるが，実験値はこの曲線とかなりよく一致している。なお P_a は完全流体の仮定のもとで，次式のようにあらわされる。

$$\frac{P_a}{\rho g a} = C_c + \frac{(h_1/a)^2}{(h_1/a)+C_c}(1-k C_c^2) \qquad (4-11)$$

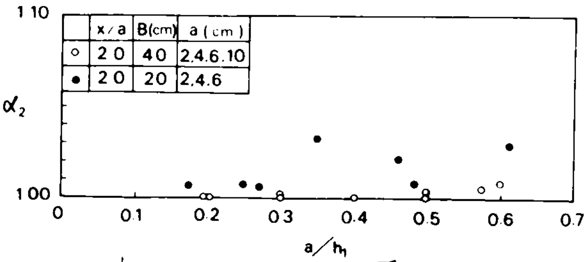
ここに，

$k = U_a/V_a$，

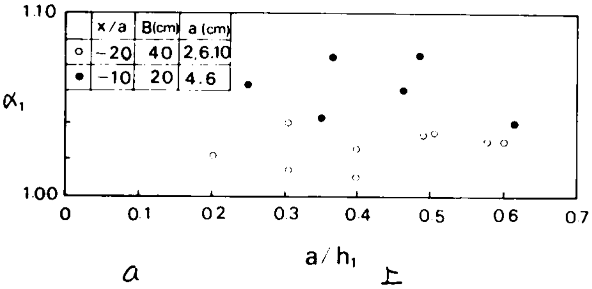
V_a：流出断面の平均流速，

U_a：流出断面の水路底面上の流速。

Franke は流れをポテンシャル流とみなし，Werner の解析法[9] および C_c に対する v.Mises の解を用いて，式（4－11）により P_a の理論値を得ている。この理論曲線は，h_1/a が２から１０までの範囲では，実用上，式（4－10）で示される実験曲線とよく一致することが示されている。表 4.3 は Franke の実験および理論曲線の値を示している。



b　　　　　　　下
図 4.25 a) Coriolis の係数（~~上~~流断面）



a　　　　　　　上
図 4.25 ~~b)~~ Coriolis の係数（~~下~~流断面）

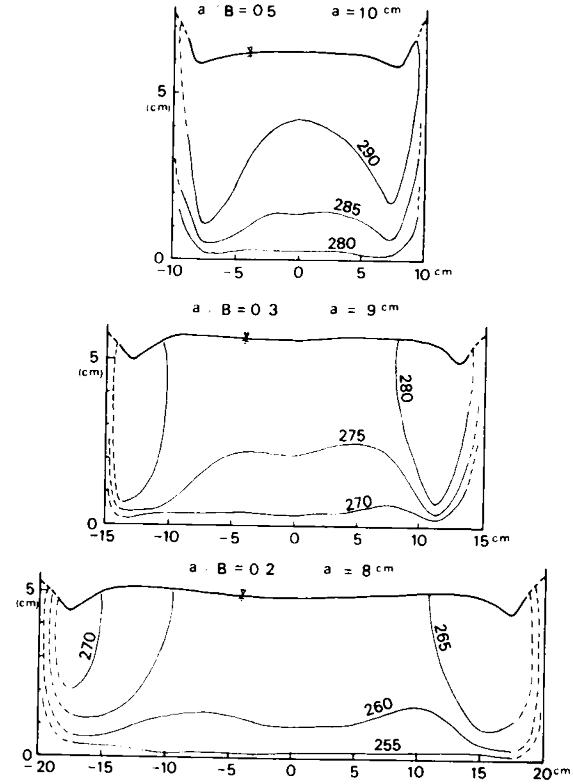
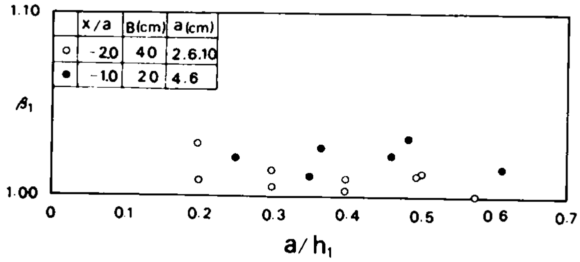


図 4.26　等流速線図（$x/a = 2$，$a/h_1 = 0.2$）

(2) 水門板上の圧力分布[10)]

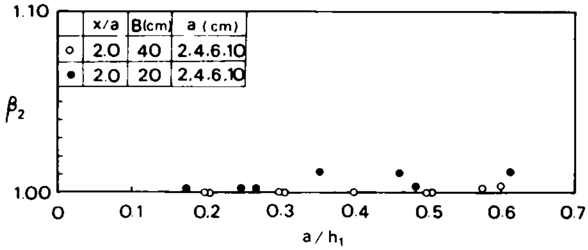
水門板に作用する圧力については従来より多くの研究があるが，ここでは実験結果にもとづいて，これらの研究結果と比較しつつ圧力分布の特性について考察する。圧力の測定は，水路Ⅰに設置された水門板の中央部に取り付けられた内径1㎜の真鍮パイプよりビニールチューブによって差圧計に接続し，静水圧との差を読み取る方法によって行なわれた。

図 4.31は測定された圧力分布の一例である。この図には，Kulka[11)], Knapp[12)], Müller[13)]およびPajer[14)] の理論曲線が同時に示されている。これらの理論曲線を実験値と比較すると，



	x/a	B(cm)	a(cm)
○	-2.0	40	2.6.10
●	-1.0	20	4.6

図 4.27 a) Boussinesqの補正係数（上流断面）



	x/a	B(cm)	a(cm)
○	2.0	40	2.4.6.10
●	2.0	20	2.4.6.10

図 4.27 b) Boussinesqの補正係数（下流断面）

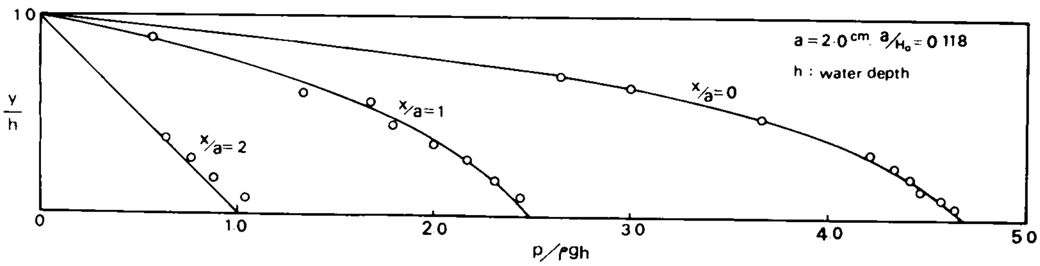
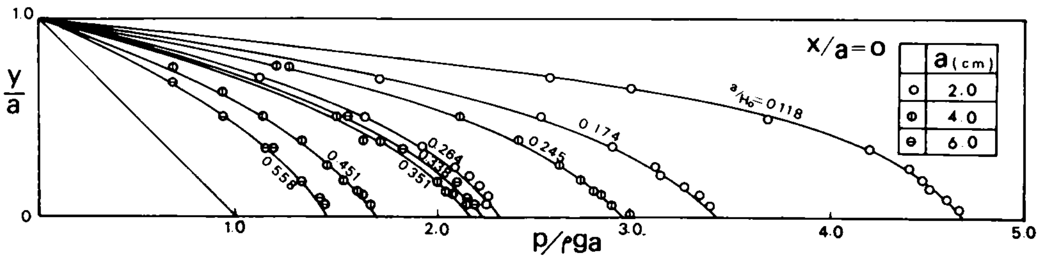


図 4.28 圧力分布（流下方向への変化）



	a (cm)
○	2.0
⊕	4.0
⊖	6.0

図 4.29 圧力分布（流出断面における a/h_1 による変化）

まずKulkaの理論値は非常に小さな圧力を与えていることがわかる。これは，Knappが指摘しているように，その流出モデルがかなり実際の流れと異なっているためと考えられる。しかし，その不合理な点を修正したKnappの理論値も流出端近傍の圧力分布を十分に表現しうるものでないことがわかる。これらの理論曲線に較べ，ポテンシャル理論によって得られたMüllerおよびPajerの理論曲線は実験値とよく一致している。このことは，先に述べたFrankeの得た水門直下の水路底面の圧力がやはりポテンシャル理論

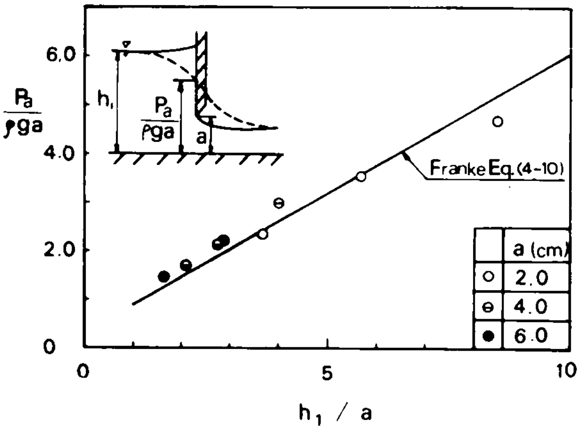


図 4.30 水門直下水路底面上の圧力 P_a

表 4.3 $P_a/\rho g a$ (Franke)

h_1/a		2	3	4	5	10
$\frac{P_a}{\rho g a}$	実験値 式 (4−10)	1,475	2,050	2,625	3,200	6,075
	理論値 式 (4−11)	1,454	2,020	2,594	3,170	6,070

の解とよく一致したことを考慮すると，水門からの流出における圧力分布特性はポテンシャル理論によって十分よく説明されると考え

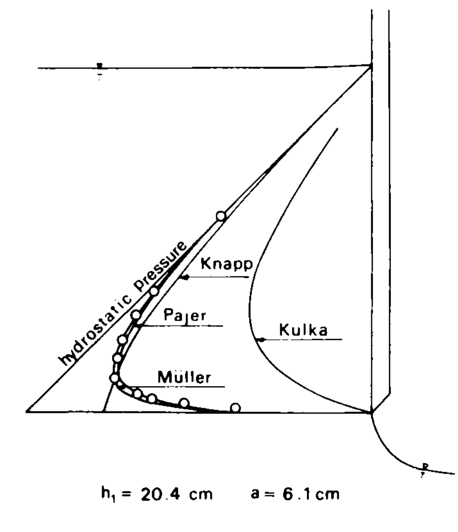


図 4.31 水門板上の圧力分布

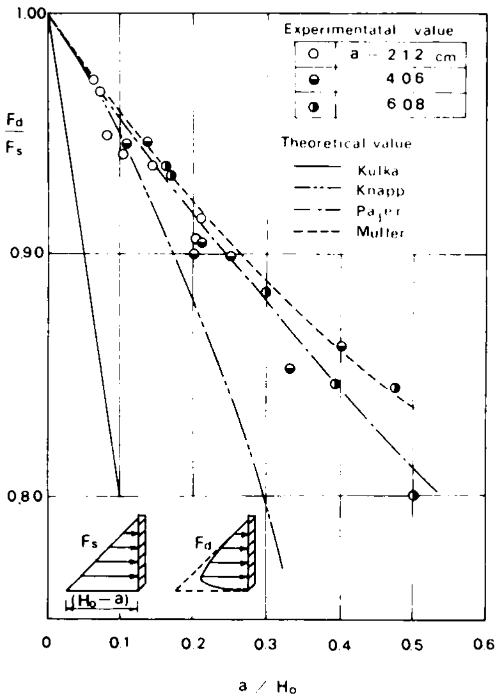


図 4.32 水門板に作用する全圧力

られる。図4.32は測定された水門板上の圧力を積分して得られた全圧力を示したものである。これらの実験値は開き高が2.12 cm，4.06 cmおよび6.08 cmの場合の値であるが，この図から，各場合の実験値はやはりポテンシャル理論による値とほぼ一致し，また縮流係数にみられたような縮尺効果は明確には認められない。

(3) 圧力分布補正係数

図4.33および図4.34は上流における1次元水理解析法のJaegerのエネルギー補正係数を示している。図4.33は x/a が−20の断面における値であるが，a/h_1 に対してほぼ一定であり，1.00とみなしうることがわかる。図4.34は a/h_1 が0.3の場合の測定断面による変化を示しているが，水門近傍では1よりも若干小さくなる傾向を示すが，x/a が−10より上流の断面ではほぼ1.00になることがわかる。

図4.35は水門下流側 x/a が2の断面における値を示しているが，上流側断面における値に較べてかなりばらついている。これは水路側壁近傍において水面の動揺がはげしく測定誤差がかなり影響しているものと思われる。

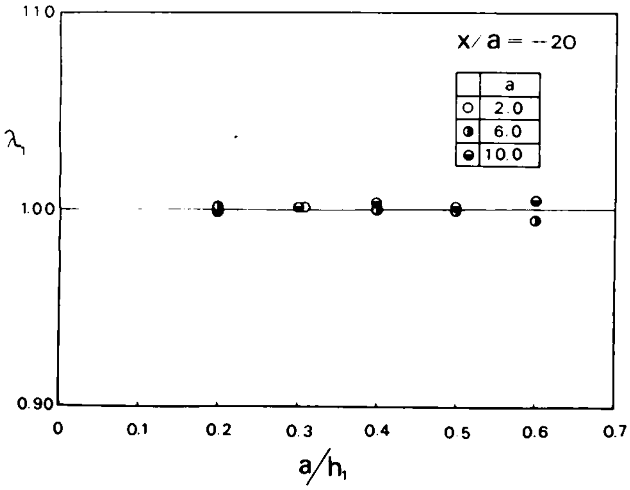


図4.33 圧力分布補正係数（上流断面）

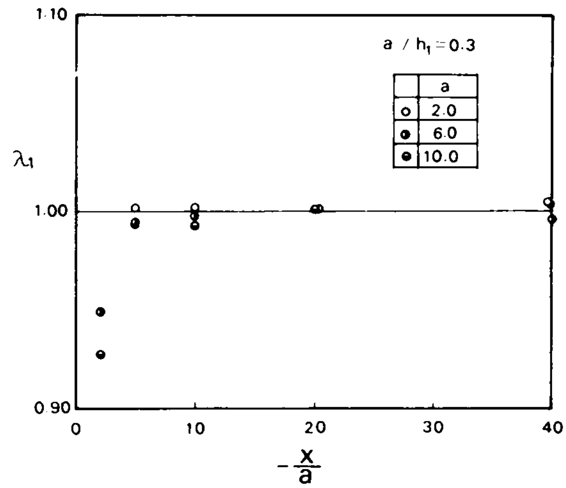


図4.34 圧力分布補正係数（上流断面）

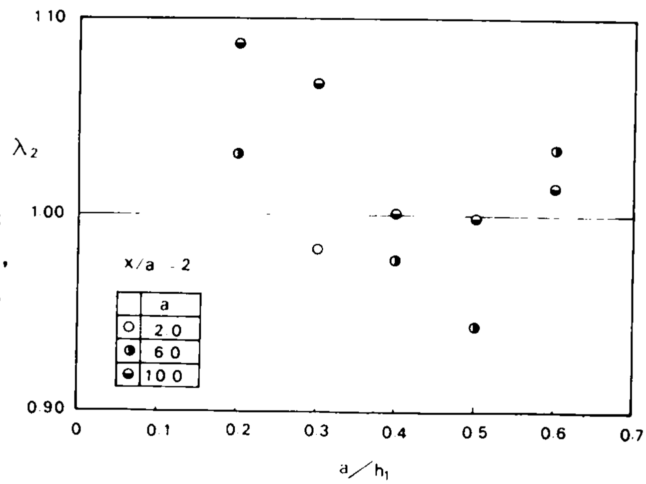


図4.35 圧力分布補正係数（下流断面）

3 水面形特性

第2章で述べた1次元水理解析で示された代表断面の位置を決定するには，水面形状の特性を知ることが必要である。また，本節第1項で述べた縮流係数は水路中心部の値であるが，1次元解析では断面の平均値が必要である。そこで本項では，水門上流側および下流側の縦断水面形状および縮流断面で

の横断水面形状について考察する。

(1)　上流側水面形状

Fangmeier と Strelkoff[15] は水門上流側水面形状をポテンシャル理論を用いて計算しているが，それによると，a/H_0が 0.6 の場合は x/a が－2より上流の領域で，またa/H_0が 0.1 の場合は x/a が－16より上流の領域で，水深はほとんど一定になることが示されている。この理論において，水深が変化するとされる領域（たとえばa/H_0が 0.6 の場合の x/a が－2と 0 の間の領域）の水面は実際の流れでは流出渦などの影響により動揺し，とくに，a/h_1が大きくなるにつれてこの傾向ははげしくなる。いま，このような水面形の特性量の一つとして水門から上流側に十分離れた断面から水門前面までの水位上昇量 Δh をとりあげてみると，この量は近似的に上流断面での流速水頭に等しいと考えられ，つぎのように表わされる。

$$\frac{\Delta h}{h_1} = \frac{1}{2} F_1^2 \qquad (4-12)$$

ここに h_1 は上流断面の水深であり，F_1はその断面のフルード数である。水路Ⅰを用いておこなった実験の結果は図 4.36に示されるとうりである。実験における上流断面は x/a が－10の断面である。この図によると，実験値はかなりばらついているが，水面の動揺による測定誤差をも考慮すると，定性的傾向は式（4－12）によって説明できるものと考えられる。

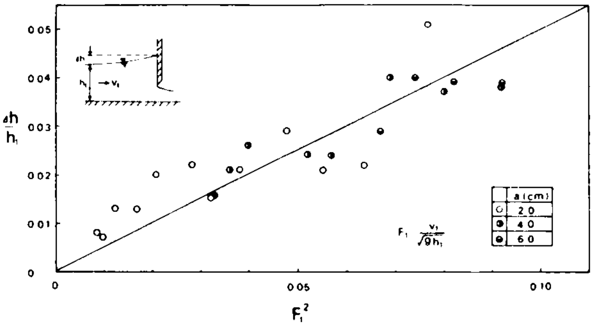


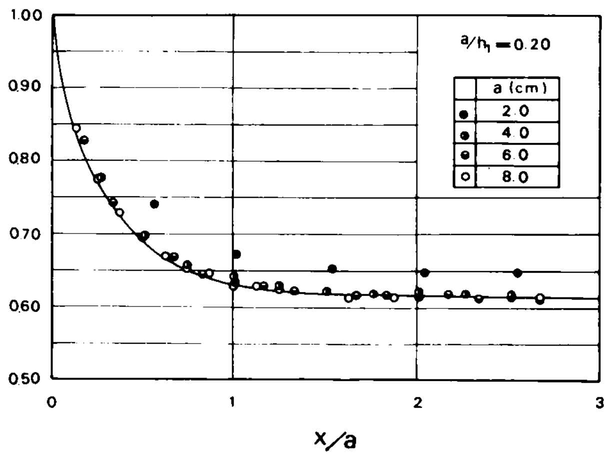
図4.36　水位上昇量

(2)　下流側水面形状

本節第1項で述べた縮流係数は，水門下流側の最浅水深の無次元量であり，水面形の一つの特性量である。ここでは，流出断面より縮流断面までの水面形状について考察する。

この領域は水深の急激な変化によって特徴づけられ，さきに述べたように圧力分布も静水圧分布から著しく偏り，いわゆる急変流の性質を示している。このような流れを，第1章で述べた縮流係数の研究者の多くは，2次元ポテンシャル理論によって解析している。ここでは，これらの解析結果のうち，重力の影響を考慮したPajerの水面形を参考にし，実験結果を用いてその特性について考察する。

図 4.37 a)，b)，c)およびd)は，それぞれa/h_1が 0.2，

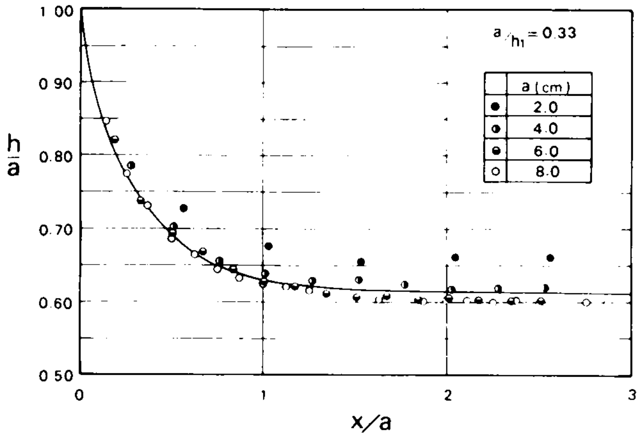


(a)

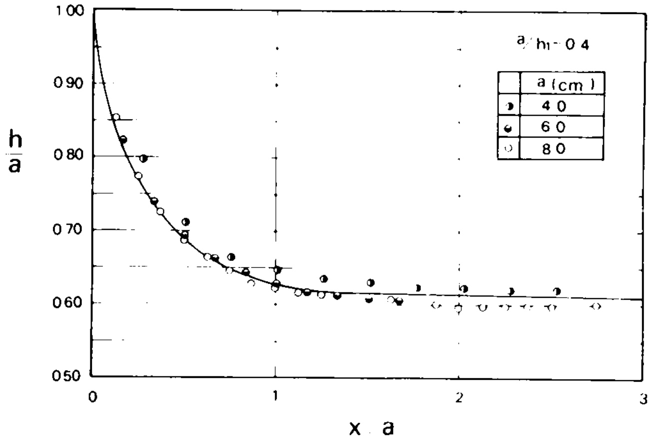
図4.37　下流側水面形状

0.3，0.4および0.5の場合の水深の変化を示している。図中の実線は Pajer の理論水面形である。実験値は，a/h_1が一定の場合，開き高aが小さくなるにつれて大きくなることを示している。また，開き高が8 cmの場合の値とそれより小さい開き高の場合の値との差は，a/h_1が大きくなるにつれて大きくなることを示している。このような傾向は縮流係数の性質と全く一致しており，粘性力の影響による縮尺効果の存在を示すものと考えられる。いま，縮尺効果が少いと考えられるaが6.0 cmおよび8.0 cmの場合の実験値に着目し，さらに，縮流係数に関して Pajer の理論解が Fangmeier と Strelkoff のの厳密解に較べて若干大きい値を与えることを考慮すると，この領域の水面形はポテンシャル理論によって十分よく説明されることがわかる。

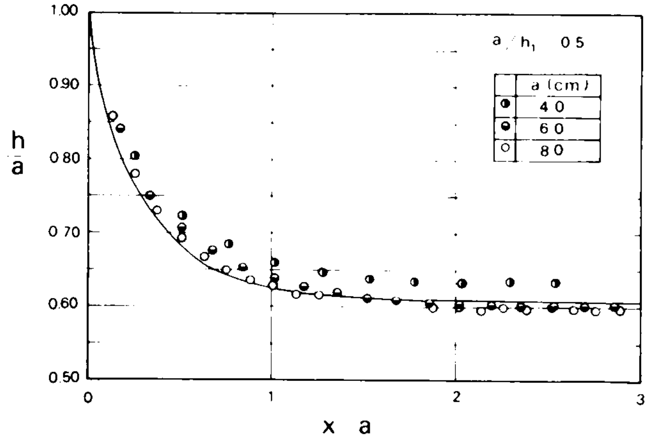
これらの図よりわかるように，縮流断面の位置は，実験的にx/aが2から3の間に存在することがわかる。ポテンシャル理論によると，縮流断面は下流側無限遠に存在する。いま，Pajer の理論曲線においてx/aが2の断面の水深$h_{(x/a=2)}$と無限遠における水深$h_{(x/a=\infty)}$との比を計算すると，表3.4のようになる。この表より，理論的にはx/aが2の断面の水深は無限遠の水深に較べて約2％程度大きな値を与える。しかし，水路底面の摩擦の影響により水深が増大することを考



(b)



(c)



(d)

図 4.37　下流側水面形状

表 4.4　$x=2a$ の水深と $x=\infty$ の水深との比（Pajer）

a/h_1	0.20	0.33	0.40	0.50
$h(x=2a)/h(x=\infty)$	1.020	1.021	1.022	1.024

慮すると，実際の縮流断面の位置が上述の範囲に存在すると考えてもよかろう。

(3)　縮流断面における横断水面形

前項で述べたように，縮流断面は x/a が２から３の間の断面に発生するが，この区間における水深はほぼ一定である。ここでは x/a が２の断面を縮流断面とみなし，この断面における横断方向水面形について考察する。実験は水路Ⅰを用いて水路幅を２０cm，３０cmおよび４０cmに変化させておこなった。図 4.38は水面形の一例を示したものである。この図より，水路中心部より側壁に向って水面が上昇することおよび側壁近傍において水面の凹みが発生することが認められる。水面の上昇の割合および凹みの大きさは a/h_1 が大きくなるにつれて増大し，ある a/h_1 の値において最大となり，それより a/h_1 が大きくなると減少しているようである。この図では，h_1 が 10.18cmではもはや側壁近傍の水面の凹みは認められない。つぎに，図 4.39はこの断面の平均水深と水路中心線上の水深との比 m を示したものである。この図より，m の値は a/h_1 が大きくなると若干大きくなる傾向を示しているが，a/h_1 が 0.4程度までは±１％の範囲内でほぼ 1.00とみなし得る。また a/B に対する顕著な差は認められない。これらのことから，水路中心部の縮流係数は断面の平均値と同じとみなすことができよう。

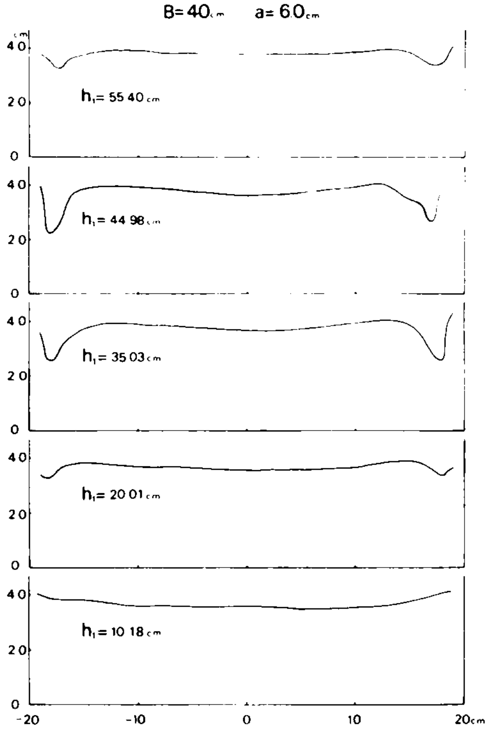


図 4.38　縮流断面における横断水面形状

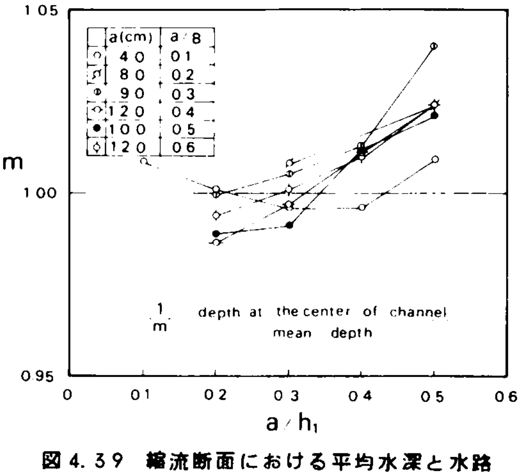


図 4.39　縮流断面における平均水深と水路中心線上の水深との比

4　エネルギー損失特性

流出にともなうエネルギー損失の特性を，第２章で述べたエネルギー損失係数 k の実験値を用いて考察する。以下に述べる k の実験値は，$\alpha_1=\alpha_2=1$，$\lambda_1=\lambda_2=1$ として式（２－２）より求めたものである。図 4.40

は水路幅が一定の場合の水門の開き高aの変化によるkの特性を示したものである。この図では，a/h_1が一定の場合aが小さくなると，kは大きくなることがわかる。図4.41および図4.42は，それぞれaが2.0 cmおよび8.0 cmの場合の水路幅の影響を調べたものである。図4.41より，aが2.0 cmの場合には水路幅による明確な差は認められないが，図4.42に示されるaが8.0 cmの場合には，水路幅が大きくなると（a/Bが小さくなると）kの値は小さくなることがわかる。このことを考えると図4.40におけるaが2.0 cm（$a/B = 0.05$）と8.0（$a/B = 0.20$）の場合のkの値の差はa/Bを一定にした場合の差よりも小さく示されていることがわかる。したがって，エネルギー損失係数における縮尺効果は少くとも図4.40に示される程度は存在すると考えてよいであろう。いま，エネルギー損失係数における水路幅の影響を調べるため，縮流係数において縮尺効果がほとんどなかった実験値の場合は近似的にエネルギー損失係数においても縮尺効果は無視しうると考えて，これらの実験値を整理すると図4.43のようになる。この図では，各a/Bについての実験値がa/h_1の限られた範囲のものについてしか得られていないため詳細な考察は困難である。しかし，a/h_1が一定の場合，a/Bが大きくなるほどkの値は大きくなる傾向が認められる。またa/Bが0.3の場合の実験値はa/h_1が小さくなるにつれて大きくなる傾向を示している。

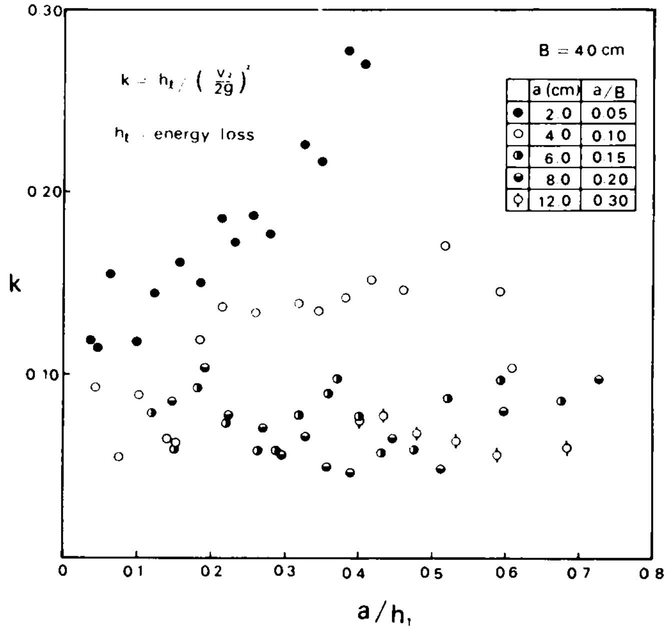


図4.40　エネルギー損失係数

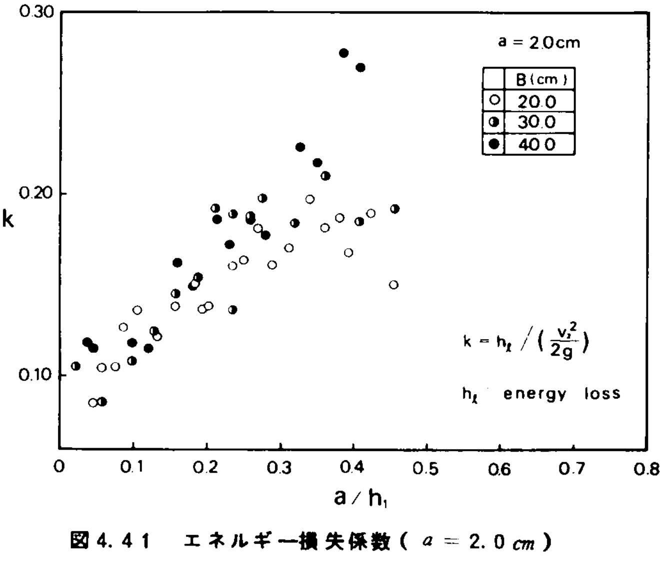


図4.41　エネルギー損失係数（$a = 2.0$ cm）

一般に流出にともなうエネルギー損失としては境界面摩擦によるものと流出渦による乱れの発生によるものとが考えられよう。実験における損失係数の性質として，図4.40におけるaが2.0 cmおよび4.0 cmの場合のようにa/h_1が小さくなるとkの値が減少する場合と，図4.43のa/B

が0.3の場合のように増大する場合とがある。このことについては，定性的にはつぎのように考えることができよう。すなわち，a/h_1が小さくなると流出流速が大きくなることを考えると，前者は管路の場合の摩擦抵抗係数の性質と類似しており，エネルギー損失の機構は主として境界面摩擦によるものと考えられ，またaがかなり大きい場合にa/h_1が小さくなると強度の渦が発生することを考えると後者の場合は主として流出渦にともなうエネルギー損失の特性を表わしているものと考えられる。模型の小さい場合のkの傾向が前者のようであることを考えると，エネルギー損失係数における縮尺効果は主として底面摩擦によるものに現われると考えてよいであろう。また，縮尺効果を無視しうる場合の値として図4.4 3を示したが，この場合のエネルギー損失が主として流出渦に関係すると考えると，流出渦は水路の側壁近傍に対象的に発生することから水路幅が大きくなると（a/Bが小さくなると）エネルギー損失係数が小さくなる傾向は妥当と考えられる。

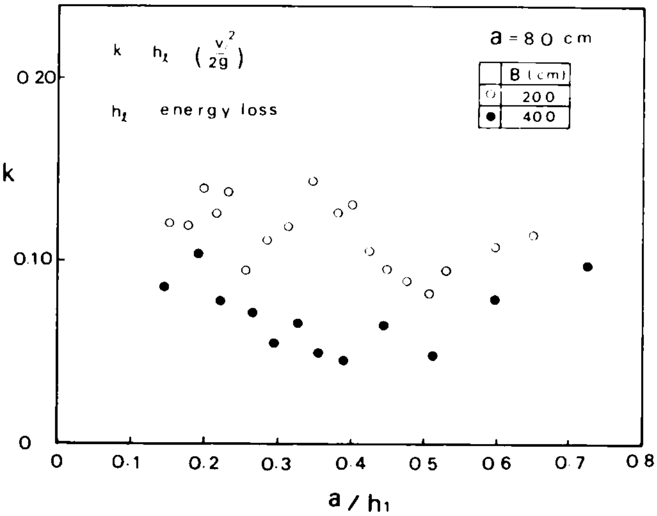


図4. 4 2 エネルギー損失係数（$a=8.0\,cm$）

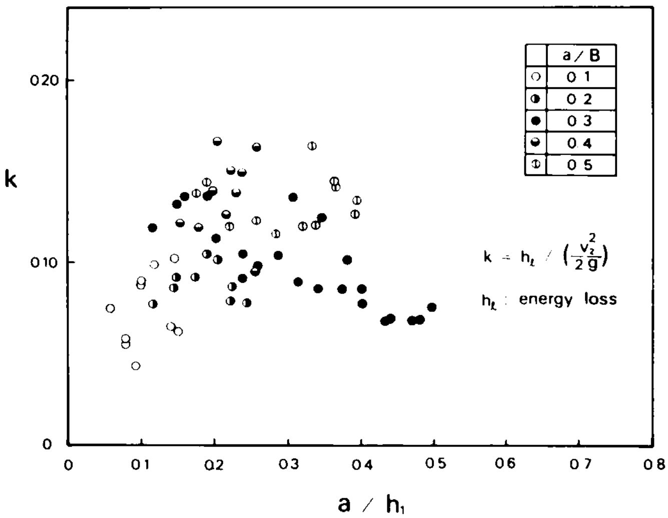


図4. 4 3 縮尺効果を無視しうるエネルギー損失係数

ここに示したエネルギー損失係数の縮尺効果の特性およびa/Bに対する変化の特性は，さきに示した縮流係数におけるそれらの特性とよく類似している。このことは，両者の間には密接な関係があることを意味している。したがって，縮流係数における縮尺効果あるいは水路幅の影響などを理論的に解析しようとする場合には，エネルギー損失の機構を十分考慮した流体運動のモデル化を図る必要があろう。

5 流出流量特性

流出流量特性は流量係数の特性によって表わされる。流量公式として式（1－5）を用いた場合の流量係数は式（2－9）で表わされる。この式からもわかるように流量係数はいままで述べてきた各種の係数をすべて含んでおり，それらの諸係数の特性を総合したものとして，流量係数の特性が表わされる。ここでは，流量係数における縮尺効果および水路幅の影響などについて，この点を

考慮しながら実験結果をもとにして考察する。

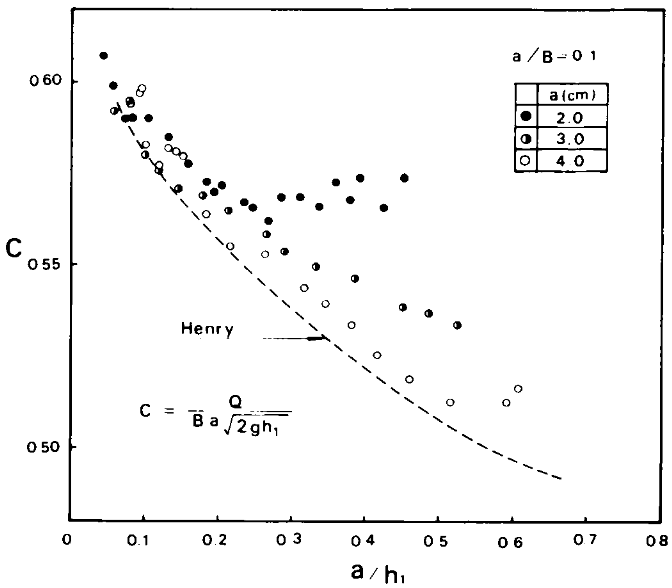
図 4.4 4 a), b), c), d)および e)は，a/B が 0.1，0.2，0.3，0.4 および 0.5 の場合の流量係数を示している。図中の破線は Henry の実験曲線である。この図より実験値の傾向としてつぎのことが認められる。すなわち a/B が 0.1 の場合には，a/h_1 が 0.2 以上では a が小さくなると流量係数は大きくなり，顕著な縮尺効果が存在する。しかし，a/B が 0.1 以外の場合には各場合の実験値は a/h_1 が一定の場合 a の変化により約 2 %程度のばらつきを示すが，ほぼ一定の値を示す。

このような傾向を説明するには，流量係数の各構成要素の縮尺効果が，流量係数に及ぼす影響の仕方を明らかにする必要がある。

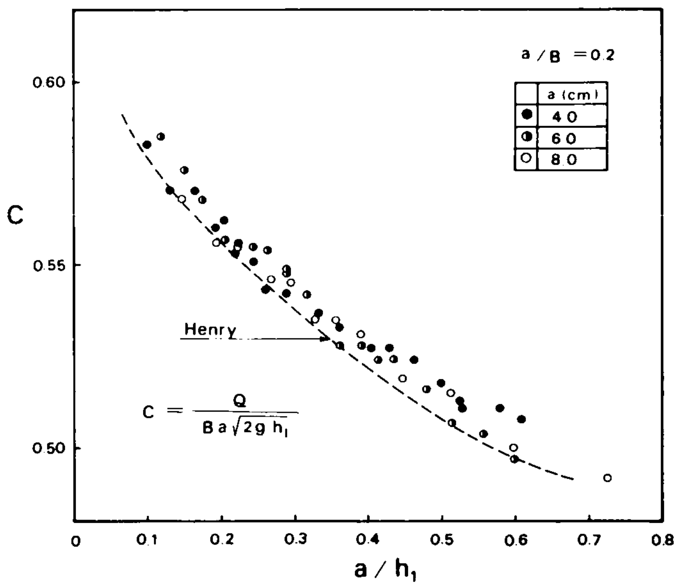
いま，各構成要素を変数 x_i とした場合に，それが基準値 x_{io} から Δx_i だけ変化した場合に，流量係数がその基準値 C_o から ΔC だけ変化するとすれば，それらの関係は近似的に次式で表わされる。

$$\frac{\Delta C}{C_o} \fallingdotseq \eta \frac{\Delta x_i}{x_{io}} \qquad (4-13)$$

この式で示される η の値を各構成要素について計算した結果は図 4.4 5 に示されるようである。ただし，この場合，α_1，α_2，λ_1 および λ_2 の基準値を 1，k のそれを 0，C_c のそれを第 1 章で述べた Fangmeier–Strelkoff の理論値としている。また，$x_i = k$ の場合は式（4－13）の



（a）



（b）

図 4.4 4　流量係数

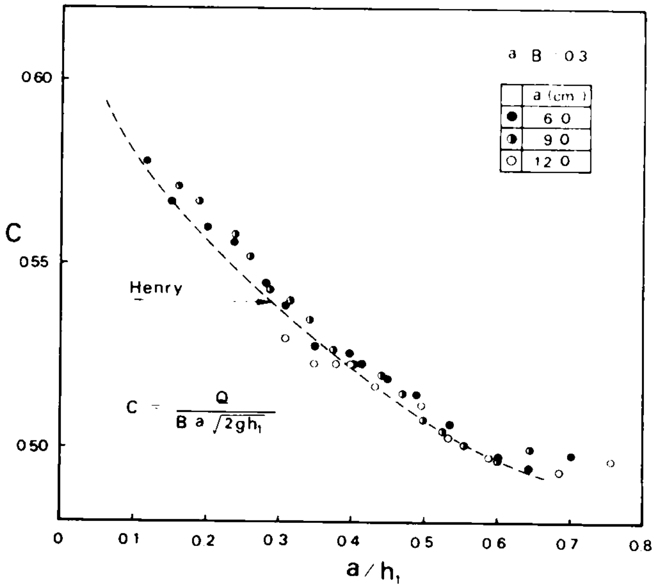
代りに次式を用いる。

$$\frac{\Delta C}{C_o} \doteqdot \eta \Delta x_i \qquad (4-13)$$

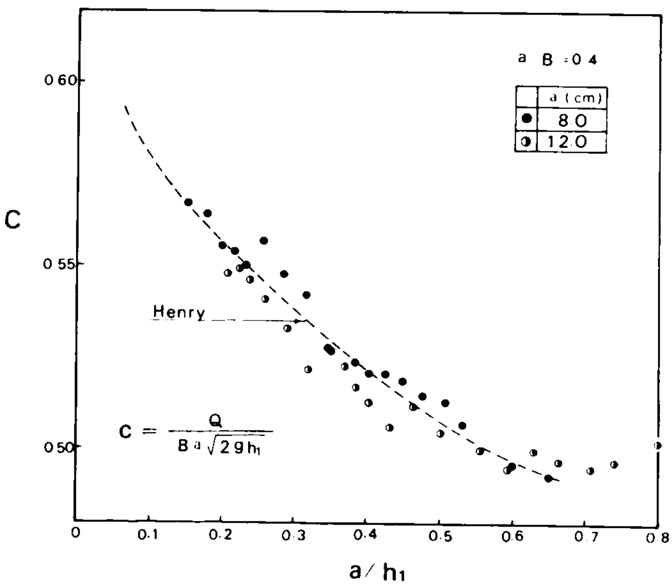
この図のηの値およびさきに示した各構成要素の変化の範囲を考慮すると，α_1, α_2, λ_1およびλ_2 の縮尺効果の流量係数への影響は無視してもよく，結局，縮流係数およびエネルギー損失係数の縮尺効果が流量係数に大きく影響することがわかる。またそれぞれの縮尺効果は流量係数においては，正および負の縮尺効果となって現われることがわかる。

このような各構成要素の縮尺効果の，流量係数に及ぼす影響の仕方を考慮すると，図4.44に示される流量係数の縮尺効果の性質はつぎのように説明されよう。a/Bが0.1の場合に，流量係数に顕著な縮尺効果が現われるのは，縮流係数の縮尺効果の影響の程度がエネルギー損失係数のそれに較べて非常に大きいためであり，また，a/Bが0.1以外の場合にほとんど縮尺効果が認められないのは，両者の影響が相殺し合ったためである。

つぎに，縮流係数およびエネルギー損失係数において縮尺効果を無視できると考えた実験値を整理すると，図4.46のようになる。この図におけるFangmeier－Strelkoffの理論曲線は，彼らの得た縮流係数の理論値を用いて式(2－9)で計算されたものである。この図では，縮流係数およびエネルギー損失係数の場合と同様に，



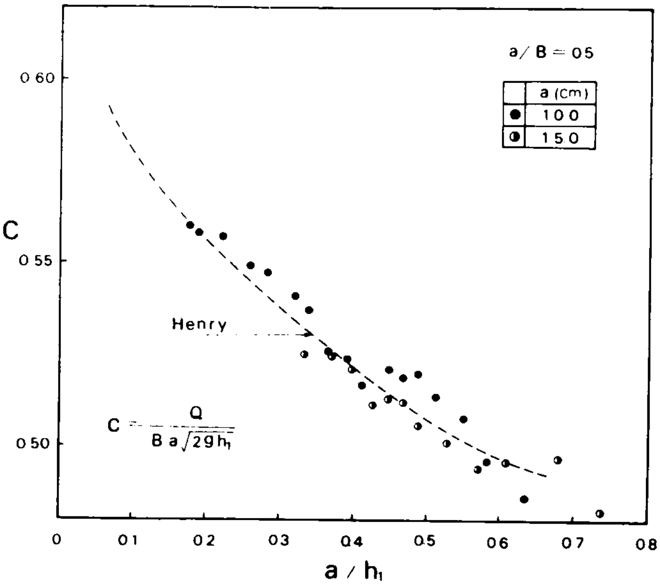
(c)



(d)

図4.44 流量係数

各 a/B に対する実験値が a/h_1 の限られた範囲のものであるが，これらの実験値からは明確な水路幅の影響を認めることはできず，各実験値は平均的な値から約±2%程度の範囲内に含まれるようである。このように流量係数において水路幅の影響がほとんど現われないのは，前述した縮尺効果の場合と同様に，縮流係数およびエネルギー損失係数における水路幅の影響が互いに相殺し合った結果と考えられよう。Fangmeier－Strelkoffの理論曲線はこれらの実験値の上限を与えており，またHenry の実験曲線はこれらの実験値の平均的な値を示していることがわかる。



(e)

図4.44　流量係数

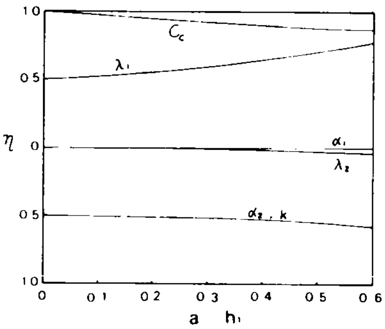


図4.45　$\eta \sim a/h_1$

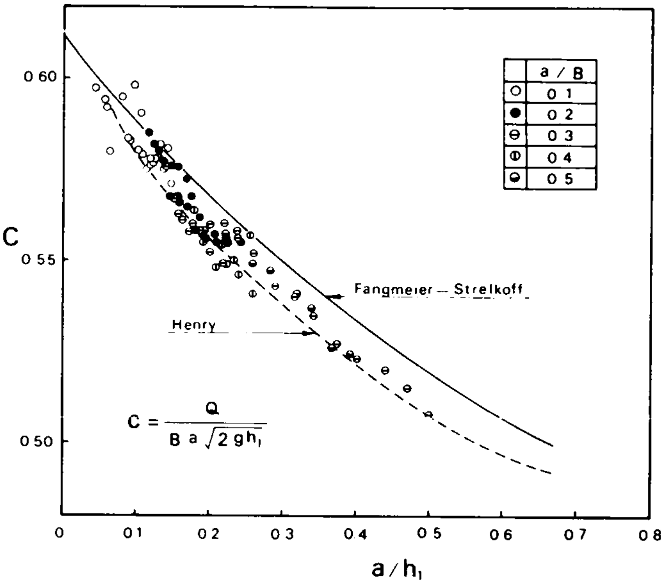


図4.46　縮尺効果を無視しうる流量係数

第2節　もぐり流出の水理学的性状

1　1次元解析結果の検討

第2章で述べたように，もぐり流出の流出特性を1次元的に解析する場合には，縮流係数としてどのような値を採用するかが問題となる。従来より，もぐり流出の縮流係数として種々のものが提案されているが，[16] それらはすべて仮想的なものであり，対象とする解析目的によって異なっている。いま，

第２章で述べた１次元解析のモデルのように，流出断面から縮流断面までは噴流と周囲の流体との間に不連続面が形成されると仮定すれば，下流水深が十分大きい場合には，水門板近傍の水深は流下方向にほぼ一定となることから，この不連続面上の速度は一定とみなすことができる。このような状態では，縮流係数として第１章で述べたMüllerの理論解の適用が力学的に妥当であると考えられる。そこで以下においては，縮流係数としてMüllerの理論値を用い，もぐり流出時の水理諸量の理論値を式（２－１４）から式（２－１５）までの諸式によってて求め，実験結果によってその妥当性について検討する。なお，本項に示す実験値はすべて幅４０cmの水路を用い，水門の開き高を６.０cmとして得られたものである。

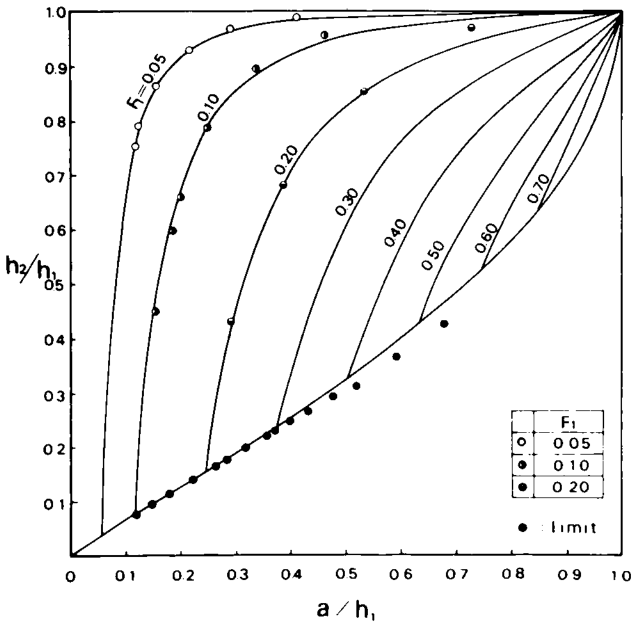


図4.47　$h_2／h_1$

図4.47は，縮流断面の水深を，パラメーター F_1 を用いて $a／h_1$ の関数として表わしたものである。実験においては，縮流断面は自由流出の場合を参考にして，水門の開き高の２倍の距離（$x／a＝2$）のところとし，水深はマノメーターによって水路底の圧力を測定して求めた。このような測定法では，圧力分布が静水圧的であるかどうかが問題となる。図4.48は縮流断面の圧力分布の測定結果である。この図によれば，自由流出ともぐり流出の限界近傍では，底面圧力は静水圧より若干大きな値を示すことがわかる。したがって，図4.47に示される限界近傍の実験値は実際の水深よりも少し大きい値を示しているが，全体的な傾向としては理論曲線とよく一致している。

$a／h_1$ の大きな領域で限界の水深が理論値と一致しないのは，第２節で述べたように，自由流出の縮流係数がMüllerの理論解によっては表わされないことと同じことを示している。

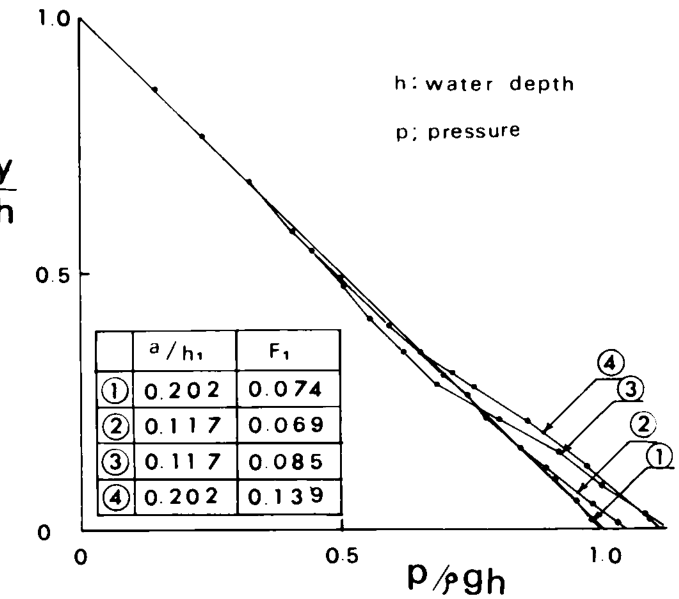


図4.48　縮流断面の圧力分布

図 4.49は下流水深 h_3 の特性を示している。水深の測定断面は下流側最大水深の発生する断面である。この断面は後に述べるもぐり跳水の終了断面とほぼ一致している。この図より，上流側フルード数が小さくまた下流水深が十分大きい場合には，実験値は理論値とよく一致している。しかし，F_1 が大きくなり，また自由流出との限界に近づくにつれて，実験値は理論値と一致しなくなり，限界においては理論曲線との差はかなり大きくなる。この原因については，まず，限界および限界近傍においては縮流係数がMüllerの理論値によって表わされないことが考えられる。この影響を調べるため，自由流出時の縮流係数の実験値を用いて限界状態の h_3/h_1 の値を計算した。その結果は図に示されるとうりであり，これらの計算結果は a/h_1 が大きくなると理論曲線から若干小さくなるが，理論曲線と実験値との差を説明するものではないことがわかる。つぎに，理論においては上流断面と縮流断面との間におけるエネルギー損失は縮流断面の流速に影響し，さらに下流水深に影響すると考えられる。このエネルギー損失を前節で述べたエネルギー損失係数 k によって評価すると，式（2－16）はつぎのように書き改められる。

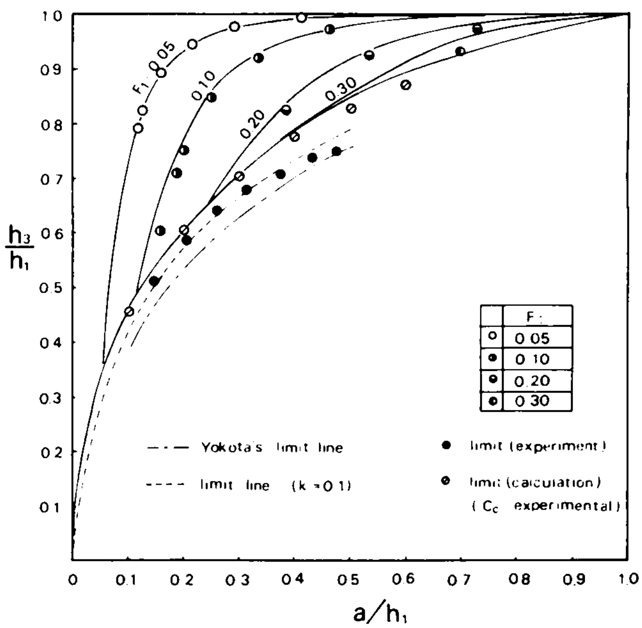


図 4.49　h_3/h_1

$$\frac{h_2}{h_1} = 1 + \frac{1}{2}F_1^2\left\{1 - \left(\frac{C_c' a}{h_1}\right)^{-2}(1 + k)\right\} \qquad (4-14)$$

この式において，縮流係数としてはMüllerの値を用い，k の値を 0.1（前節で述べた実験値の概略値）として限界（$h_2 = C_c' a$）における下流水深を計算すると，図中の破線で示される曲線のようになる。修正された曲線は実験値とほぼ一致することがわかる。このことより，流出流速が大きくなる場合の下流水深の計算においては，上流断面と縮流断面との間のエネルギー損失を考慮しなければならないことがわかる。なお，図中の一点鎖線は横田の実験[17]による限界曲線であるが，本研究の実験結果との差は水路の境界条件の違いによるものと考えられる。

図 4.50は縮流断面ともぐり跳水終了断面との間のエネルギー損失を，また図 4.51はもぐり跳水終了断面のフルード数を示している。これらの図においても，やはり前述の下流水深の場合と同様な傾向がみられる。図中の破線は k を 0.1 とした場合の修正限界曲線であり，実験値の傾向をよく説明していることがわかる。

以上述べたように，第２章で述べたもぐり流出に対する１次元解析の結果は，縮流係数としてMüllerの理論値を用いれば上流側フルード数が小さく，また下流水深の大きい場合には現象をよく説明するものであることがわかった。しかし，上流側フルード数が大きい場合，あるいは自由流出との限界近傍では，理論と実際現象の間にはかなりの差が認められる。この差は，上流断面と縮

流断面との間のエネルギー損失を考慮することによって，ある程度説明されることが明らかにされた。

2 流出流量特性

もぐり流出の流量係数は，１次元解析によって，式（２－２１）のように表わされる。ここでは，Müller の縮流係数を用いた場合の流量係数の理論値の妥当性を実験結果にもとづいて検討するとともに，実験値の特性について考察する。なお，式（２－２１）によって流量係数の理論値を計算する場合には，実用的な意味から上流水深 h_1，水門の開き高 a および下流水深 h_3 を与えた。この場合，h_2 と h_3 の関係は式（２－１６）および式（２－１７）より得られる。

表4.5は水門の開き高が6.0cmの場合の実験値および理論値を示したものである。この表より理論値の実験値に対する割合は，最大1.017，最小0.907であり，平均値は0.962となっている。これらの実験値のばらつきの傾向には，a/h_1 あるいは h_3/a に対する法則性は認められない。しかし，平均値からのずれの大きい実験値の実験条件の特徴としては，上流水深と下流水深の差が小さく，また下流水深が小さい場合が多い。このような実験条件の場合には Henry の与えている流量係数の図からもわかるように，水深の測定誤差が流量係数に大きく影響する。これらのことから実験値のばらつきの原因は主として実験誤差によるものであり，実験値と理論値との比はその平均値によって代表されると考えてさしつかえないであろう。このように考えると，実験値は理論値より約4％程度小さい値であることがわかる。この差の原因としては，やはり前項で述べたような上流断面と縮流断面との間におけるエネルギー損失の影響が考えられよう。なお，Henry の実験曲線か

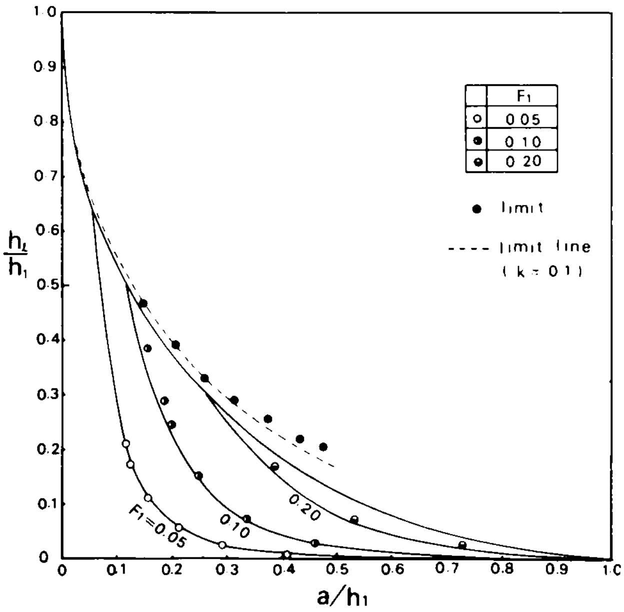


図4.50 h_ℓ/h_1

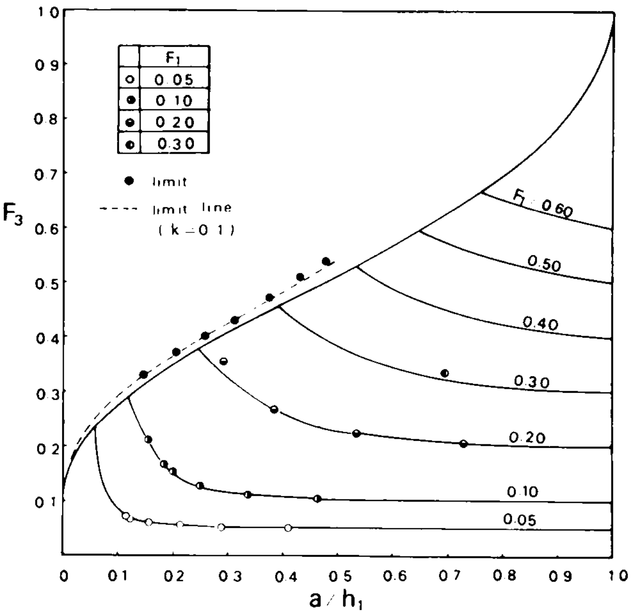


図4.51 F_3

表4.5　流量係数（$a=6.0\,cm$，$B=40\,cm$）

実験番号	a (cm)	Q (cm^3/sec)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	a/h_1	h_3/a	C_E	C_T	C_E/C_T
1	5.98	26192	30.00	18.61	0.199	3.112	0.452	0.497	0.909
2	〃	24027	30.00	19.95	0.199	3.336	0.412	0.447	0.923
3	〃	10652	20.00	18.36	0.299	3.070	0.225	0.224	1.004
4	〃	14705	20.00	16.73	0.299	2.798	0.310	0.325	0.954
5	〃	6903	20.00	19.29	0.299	3.226	0.146	0.145	1.007
6	〃	9818	15.00	13.67	0.399	2.286	0.239	0.260	0.919
7	〃	6653	15.00	14.39	0.399	2.406	0.162	0.173	0.936
8	〃	5772	9.72	9.72	0.598	1.625	0.172	0.169	1.017
9	6.018	15090	53.68	48.83	0.112	8.114	0.193	0.199	0.970
10	6.018	21424	53.77	43.72	0.112	7.265	0.274	0.289	0.948
11	6.015	26300	54.05	39.40	0.111	6.550	0.336	0.352	0.955
12	6.000	30812	53.59	34.64	0.112	5.773	0.396	0.409	0.968
13	6.003	39598	53.87	27.52	0.111	4.584	0.508	0.509	0.998
14	5.995	16940	42.04	36.09	0.143	6.020	0.246	0.267	0.921
15	5.997	24783	42.00	30.20	0.143	5.036	0.360	0.371	0.970
16	5.995	32411	41.97	24.37	0.143	4.065	0.471	0.479	0.983
17	5.983	17992	30.01	24.11	0.199	4.030	0.310	0.323	0.960
18	5.972	28608	29.96	18.26	0.199	3.058	0.494	0.515	0.959
19	5.972	14324	18.00	15.35	0.332	2.570	0.319	0.319	1.000
20	5.993	26228	36.33	24.13	0.165	4.026	0.410	0.425	0.965
21	5.998	35616	45.10	24.15	0.133	4.026	0.499	0.513	0.973
22	5.985	38909	54.65	28.15	0.109	4.703	0.497	0.504	0.986
23	5.993	29844	54.63	37.63	〃	6.279	0.380	0.381	0.997
24	6.012	18596	54.87	47.67	〃	7.929	0.236	0.241	0.979
25	5.992	16356	39.64	34.44	0.151	5.748	0.245	0.250	0.980
26	5.980	24202	39.60	28.30	〃	4.732	0.363	0.380	0.955
27	5.967	32334	39.45	21.44	〃	3.593	0.487	0.537	0.907
28	5.947	22678	24.48	16.88	0.243	2.838	0.435	0.461	0.944
29	5.942	18399	24.57	19.07	0.242	3.209	0.353	0.370	0.954
30	5.962	14062	24.67	21.37	〃	3.584	0.268	0.277	0.968
31	5.940	14149	14.54	12.34	0.409	2.077	0.353	0.362	0.975
32	5.937	8860	14.71	13.82	0.404	2.328	0.220	0.220	1.000
33	5.973	26027	35.63	23.82	0.168	3.988	0.412	0.426	0.967
34	5.960	11508	20.79	18.49	0.287	3.102	0.239	0.263	0.909
35	5.965	26989	28.93	17.93	0.206	3.006	0.475	0.513	0.926
36	5.972	18943	30.05	23.55	0.199	3.943	0.327	0.343	0.953
37	5.997	19998	37.96	30.16	0.158	5.029	0.307	0.319	0.962
38	5.997	37608	48.03	24.33	0.125	4.057	0.511	0.537	0.952
								平均	0.962

ら得た実験値と理論値との比は表4.6に示されるようであり，その平均は0.936程度である。この値は，本研究の実験結果よりは少し小さい値を示している。

つぎに，自由流出の場合には流量係数に縮尺効果が認められたが，もぐり流出の場合にも同様の

表4.6 流量係数（Henry）

a/h_1	h_3/a	C_E	C_T	C_E/C_T
0.063	8.0	0.456	0.470	0.970
〃	7.0	0.493	0.509	0.969
〃	6.0	0.536	0.561	0.955
0.071	8.0	0.416	0.435	0.956
〃	7.0	0.460	0.477	0.964
〃	6.0	0.500	0.526	0.951
0.083	8.0	0.364	0.383	0.950
〃	7.0	0.412	0.434	0.949
〃	6.0	0.460	0.487	0.945
〃	5.0	0.524	0.568	0.923
0.100	8.0	0.276	0.297	0.929
〃	7.0	0.344	0.368	0.935
〃	6.0	0.412	0.434	0.949
〃	5.0	0.476	0.505	0.943
0.125	7.0	0.212	0.238	0.891
〃	6.0	0.320	0.342	0.936
〃	5.0	0.404	0.441	0.916
〃	4.0	0.500	0.547	0.914
0.167	5.0	0.256	0.286	0.895
〃	4.0	0.400	0.424	0.943
0.250	3.0	0.364	0.395	0.922
0.379	2.0	0.452	0.509	0.888
			平　均	0.936

表4.7(1) 流量係数（$a=2.0\ cm$）

実験番号	a (cm)	Q (cm^3/sec)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	a/h_1	h_3/a	C_E	C_T	C_E/C_T
1	1.99	6519	19.89	12.57	0.100	6.317	0.415	0.413	1.005
2	〃	5200	20.00	15.19	〃	7.633	0.330	0.327	1.009
3	〃	3946	9.92	7.38	0.200	3.709	0.356	0.377	0.944
4	〃	1766	10.00	9.53	0.199	4.789	0.158	0.153	1.033
5	〃	5686	10.02	6.02	〃	3.025	0.510	0.532	0.959
								平均	0.990

表 4.7 (2)　流量係数 ($a = 3.0$ cm)

実験番号	a (cm)	Q (cm³/sec)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	a/h_1	h_3/a	C_E	C_T	C_E/C_T
1	2.973	21828	57.52	19.97	0.052	6.717	0.547	0.563	0.972
2	2.978	19347	57.49	26.14	〃	8.778	0.484	0.488	0.992
3	2.987	15719	57.31	35.41	〃	11.855	0.393	0.399	0.985
4	2.992	10494	57.99	47.54	〃	15.889	0.260	0.270	0.963
5	2.965	19217	48.35	18.20	0.061	6.138	0.526	0.556	0.940
6	2.992	16540	48.52	24.22	0.062	8.095	0.448	0.470	0.953
7	2.967	12581	48.70	34.40	0.061	11.594	0.343	0.350	0.980
8	2.967	7552	48.73	43.63	〃	14.705	0.206	0.206	1.000
9	2.912	16878	39.13	16.48	0.074	5.659	0.523	0.538	0.972
1 0	2.968	14266	39.07	20.57	0.076	6.931	0.434	0.464	0.935
1 1	2.970	11698	39.01	27.01	〃	9.094	0.356	0.364	0.978
1 2	2.978	7041	38.96	34.56	〃	11.605	0.214	0.217	0.986
								平 均	0.972

表 4.8　模型と実物における流量係数の比 (Blaisdell　$h_1 = 217.0$ cm)

a (cm) (実物) / h_3 (cm) (実物)	6.096	18.23	30.48	45.72	60.96	76.2	91.44
(模型)	0.41	1.22	2.03	3.05	4.06	5.08	6.10
201.8	1.340	1.039	0.974	0.964	0.966	0.958	0.955
186.5	1.308	1.038	1.011	1.000	1.000	1.000	0.994
171.3	1.308	1.024	1.036	1.018	1.025	1.030	1.021
156.0	1.291	1.044	1.049	1.030	1.029		
140.8	1.301	1.051	1.061	1.041			
125.6	1.280	1.044	1.070				
110.3	1.280	1.050					
95.1	1.279	1.046			自 由 流 出		
79.9	1.284	1.043					
平 均	1.297	1.042	1.034	1.011	1.005	0.996	0.990

ことが考えられる。表 4.7 (1)および表 4.7 (2)はそれぞれ水門の開き高 a が 2.0 cmおよび 3.0 cmの場合の実験結果を示している。この表より，実験値と理論値との比の平均値は，それぞれの場合，0.990 および 0.972 となっており，a が 6.0 cmの場合に較べると，a が小さくなるにつれて比が大きくなっているようである。また，表 4.8 は Blaisdell[13] が Tremont 水門 (Lowell, Mass.) についておこなった実物と 1／15 の模型とにおける流量係数の測定結果から，実物の流量係数に対する模型のそれの比を求めて整理したものである。この表によれば，模型水門の開き高が 2.0 cm以下の場合には，その流量係数は実物よりかなり大きな値を示し，明らかに縮尺効果の存在を示している。しかし，3 cm以上の場合にはほとんど実物の値と一致することを示している。これらのことから，開き高 a が小さい場合 (2 cm以下程度) には，もぐり流出の場合も流量係数において縮尺効

果があらわれる。

このように，開き高が小さい場合に流量係数が大きくなる原因としては，自由流出の場合と同様に縮流係数が大きくなるためであろうと考えられる。しかし，もぐり流出の場合は縮流係数は仮想的なものであるため，明確な物理量として実験的に把握することはできず，直接量的な評価をおこなうことは困難である。ここでは，流速分布の測定結果より，つぎのようにして縮流係数を間接的に推定することを試みた[19]。図 4.52 は x/a が 2.0 の断面における流速分布の一例を示したものであるが，この図にみられるように，水深方向に流速が一定の部分が認められる。この一定流速の部分は噴流理論における constant velocity core[20] の性質を有していると考えられる。したがって，噴流が第 2 章の理論解析におけるモデルのように，流出断面より縮流断面までは周囲の流体と混合せず自由流線を形成すると仮定すれば，噴流の厚さ d にわたって縮流断面近傍において上述の一定流速 $\dot{U}$ をもち，つぎのように表わされよう。

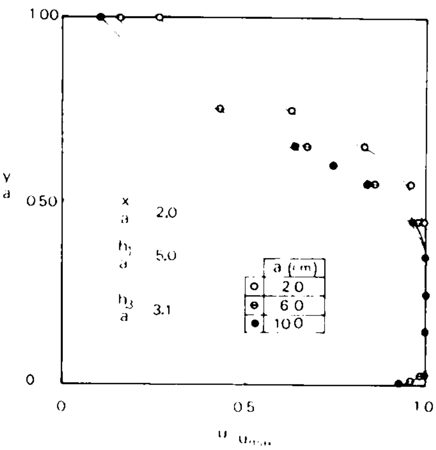


図 4.52　流速分布（$x=2a$）

$$d = \frac{q}{U} \qquad (4-15)$$

ここに q は単位幅流量である。このように考えると，縮流断面は U の最大値が発生する断面であり，その流速を U_{max} とすれば，縮流係数はつぎのようになる。

$$C_c' = \frac{q}{U_{max}\,a} \qquad (4-16)$$

実験結果から，最大流速は x/a が大体 3 までの断面に現われることがわかる。これは自由流出の場合と類似しており，上述の考え方はほぼ妥当であろう。このようにして得られた縮流係数の実験結果は図 4.53 に示されるようである。この図より実験値はかなりばらついているが，a が 2.0 cm の場合の実験値は，a が 6.0 cm および 10.0 cm の場合に較べ全体に大きな値となることを示している。すなわち，開き高 a が小さい場合に流量係数が大きくなる原因は縮流係数にあるということを定性的に説明しているものと考えられる。

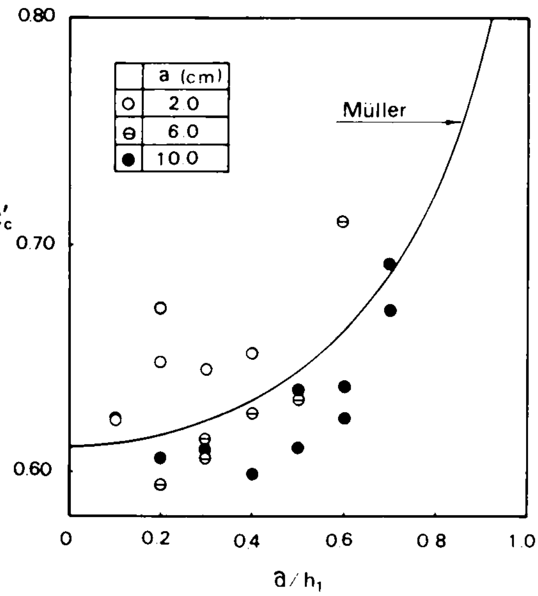


図 4.53　縮流係数

3　もぐり跳水の特性

前項までにおいては，もぐり流出の水理学的な特性量として代表的な断面における

水理諸量をとりあげ，それらの性質について1次元解析の結果にもとづいて考察した。もぐり流出の水理学的特性を解明する場合には，以上のような巨視的な取り扱いのほかに，水門下流部の流出断面より下流一様流に至るまでの流況の変化を把握することが水工学上重要な課題である。この領域における噴流の拡散現象はもぐり跳水と名ずけられているが[21]，その2次元的な水理特性は，下流水深が十分大きい場合には，もぐり噴流の特性に近くなり，また下流水深が小さい場合には自由跳水の特性に近くなる。一般には，これら両者の特性が複合された性質を示し，このような流れを理論的に解析しようとする場合には，それぞれの場合の解析法[22], [23]をそのまま適用することはできない。さらに，噴流が彎曲していること，底面境界層が存在することあるいは平均流の流速分布特性および乱れの特性が未解明であることなどが流れのモデル化を一層困難ならしめている。ここでは，流れのモデル化のための基礎的資料として，また実用的な見地からも重要と考えられるもぐり跳水における最大流速の変化特性，もぐり跳水の長さ，順流の幅および表面渦の長さについて，流速分布の測定結果をもとにして考察する。実験は表4.5に示される実験番号9から21までの13のケースについておこなった。流速の測定は水路中心線に沿っておこなわれたが，各断面内において流速が0となる点の近

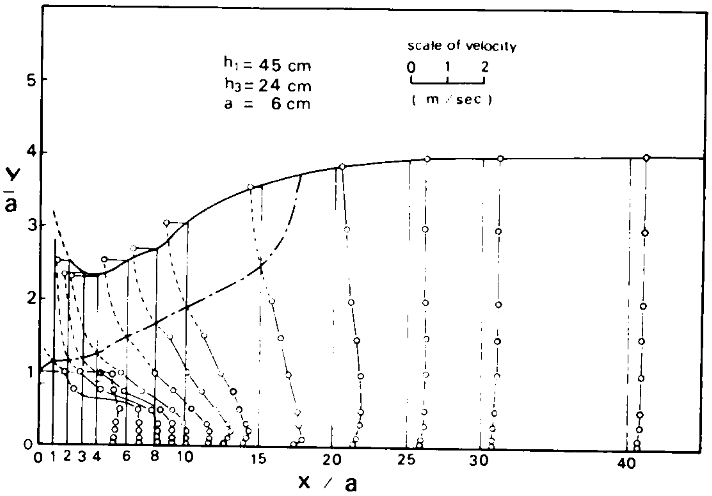


図4.54　もぐり跳水内の流速分布

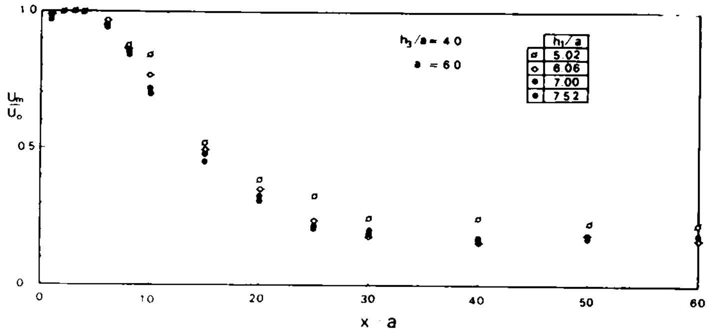


図4.55　最大流速の流下方向への変化（下流水深一定）

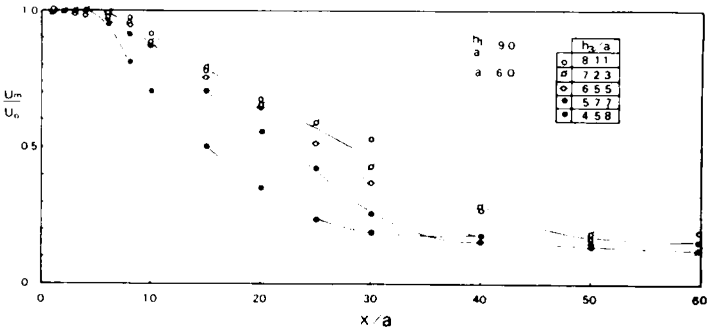


図4.56　最大流速の流下方向への変化（上流水深一定）

傍および逆流領域の流速は測定されていない。流速が0となる位置は，糸を流して流向が逆転する点をみつけて求めた。

図4.54はもぐり跳水内の流速分布の一例である。

図4.55,および図4.56は各断面における最大流速 U_m の流下方向への変化を示している。ここに，U_o は全断面を通じての最大流速である。これらの図によると，流出断面より約4 a の断面まで最大流速は U_o に保持され，その後徐々に減少し，下流の一様流の流速に近づいていくことがわかる。流出断面より下流の一様流に至るまでの距離 L をもぐり跳水の長さとすると，この距離は図4.55より上流水深にはほとんど関係しないことがわかる。また図4.56より，下流水深が小さくなると，Lは短くなることがわかる。いま，Lを各実験について求め，h_3/aの関数として示せば図4.57のようになる。この図に，自由跳水の長さの一例としてSmetanaの公式を実線で示している。この場合，自由跳水の初期水深としては縮流断面における流出噴流の厚さの概略値0.6 a を用いている。この図より，もぐり跳水の長さはおおよそ次式で表わされるとしてよいであろう。

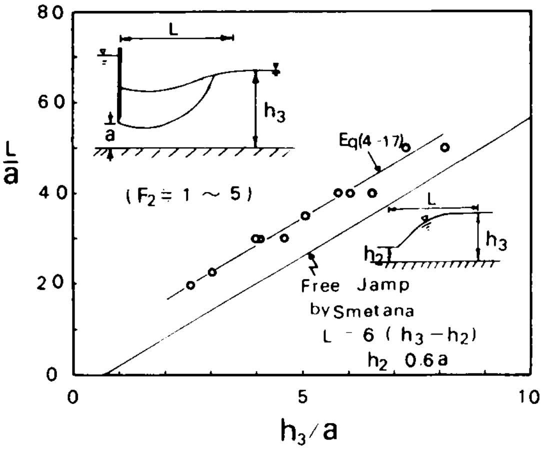


図4.57　跳水の長さ L

$$\frac{L}{a} = 6\left(\frac{h_3}{a}\right) + 4 \qquad (4-17)$$

図4.58は x が4 a の断面から跳水の終了断面までの最大流速のてい減特性を示したものである。この図より，最大流速のてい減の割合は，若干ではあるが流下距離とともにゆるやかになることがみられる。また，その程度は各実験において顕著な差は認められない。

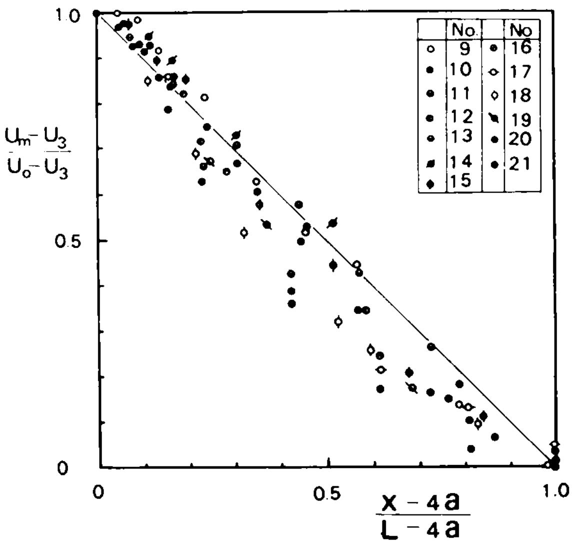


図4.58　最大流速のてい減

つぎに，図4.59および図4.60は流速が0となる位置 y_0 の流下方向への変化を示したものである。$(y_0 - a)/(h_3 - a)$ は $x/(h_3 - a)$ に対してまず直線的に変化するが，約0.5から1.0に至る間に初期の直線的関係からはずれ，急激に増大することがわかる。このような関係，とくに直線的な変化の関係は上流水深および下流水深にはほとんど関係しないようである。椿，古屋[23]はこの直線的な関係を次式で

表わしている。

$$\frac{y_0}{a} = 0.131\frac{x}{a} + 0.61$$

（4－18）

しかし，この直線のこう配は少し大きいようであり，これらの図に示された実験値はおおよそ次式であらわされる。

$$\frac{y_0 - a}{h_3 - a} = \overset{0.09}{\cancel{0.96}}\ \frac{x}{h_3 - a}$$

$$\left(\frac{x}{h_3 - a} < 5\right)$$

（4－19）

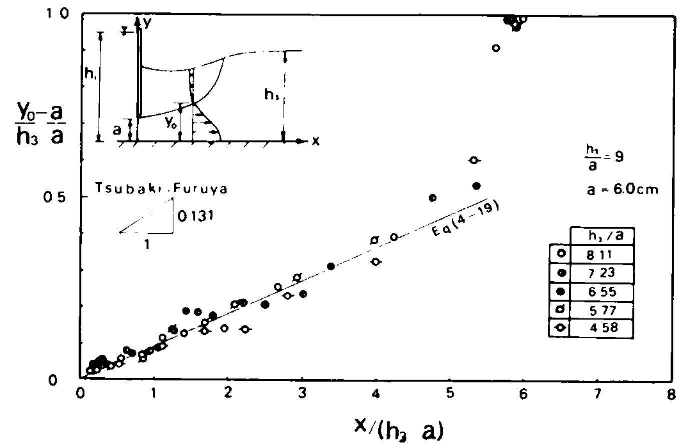


図 4.59　縮流の幅（上流水深一定）

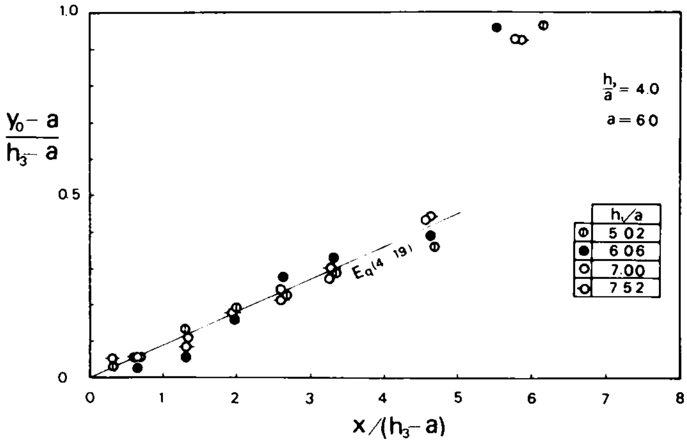


図 4.60　縮流の幅（下流水深一定）

図 4.61は水面における流速が0の断面の流出断面からの距離 L_R（表面渦の長さ）を示したものである。図中の実線は椿，古屋の与えた式であるが，この式は L_R としてはかなり大きな値を与えることがわかる。彼らの公式は式（4－18）において y_0 に下流水深をとり，x を L_R とおいた式を若干修正して求めたものであり，実測結果は示されていない。

第3節　結　　語

本章では，水平床上の鉛直刃形水門をモデルとして，水門の基本的な流出特性について理論的・実験的な考察をおこなった。その結果，明らかにされた事項を列挙すれば，つぎのとうりである。

1　自由流出の水理学的特性

(1)　水門の開き高が小さく，かつ開度が大きい場合には，縮流係数に顕著な縮尺効果が現われ，一般に大きな値を示す。

(2)　a/B および a/h_1 の限定された範囲ではあるが，縮流係数における縮尺効果

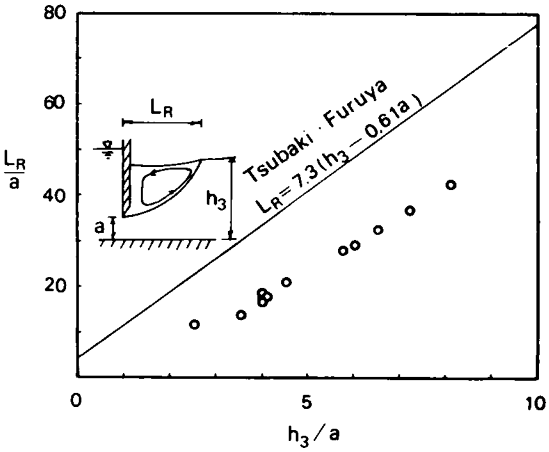


図 4.61　表面渦の長さ

を無視しうる模型の大きさが示され，また a/B および a/h_1 の変化に対する縮尺効果の定性的な傾向が明らかにされた。

(3) 縮流係数における縮尺効果を無視しうる実験値について水路幅の影響を検討した結果，Fangmeier-Strelkoff の理論曲線は実験値の下限を示しており，2次元的な水路の縮流係数としてはほぼ妥当な値を与えることが明らかにされた。また a/B が0から0.5の範囲では，縮流係数は最大約5％程度変化することが明らかにされた。

(4) 縮流断面は流出断面より水門の開き高の2倍から3倍の距離の間に存在し，この断面では流速分布はほぼ一様であり，また圧力分布も静水圧的である。

(5) 水門下流側において，流出断面より縮流断面に至る間の水面形は Pajer の理論とよく一致する。

(6) 水路底面および水門板上の圧力分布はポテンシャル理論によって十分説明される。

(7) エネルギー損失係数には著しい縮尺効果が存在し，その傾向は，模型が小さいほど，また開度 a/h_1 が大きいほど，大きくなる。近似的に縮尺効果を無視しうる実験結果から，k の値は，a/B が一定の場合 a/h_1 が大きくなるほど小さくなり，また a/h_1 が一定の場合 a/B が小さくなるほど小さくなる。

(8) 流量係数における縮尺効果は縮流係数やエネルギー損失係数におけるほど顕著ではないが，開き高 a が小さく，開度 a/h_1 が大きい場合にはかなり大きな縮尺効果が認められる。縮流係数において縮尺効果が無視しうる場合の実験値を用いて水路幅の影響を検討した結果，a/B が0.1から0.5の範囲では，あまり明確な差は認められず，これらの実験値はすべて平均的な値から±2％程度の範囲内に含まれる。Fangmeier-Strelkoff の縮流係数を用いて式（2-9)′によって計算された理論的な流量係数はこれらの実験値の上限を与え，また Henry の実験曲線はこれらの平均的な値とよく一致する。

2 もぐり流出の水理学的特性

(1) 第2章で述べた1次元解析における仮想的な縮流係数として Müller の理論値を用いると，もぐり流出の巨視的な水理量の定性的傾向はよく説明されることが明らかにされた。しかし，詳細に検討すると，自由流出との限界近傍においては理論値と実験値との差は大きくなる傾向が認められた。この差については，上流側断面と縮流断面の間におけるエネルギー損失を考慮することによって定性的に説明することが可能である。

(2) 流量係数は，やはり Müller の縮流係数を用いて式（2-21）によって計算された値によって，定性的にはよく説明されるが，量的には実験値は約4％程度理論値より小さい値を与える。

(3) 水門の開き高が約2cm以下で得られた流量係数には縮尺効果の存在が認められ，大きな値を与える。

(4) もぐり跳水の長さは，上流水深にはほとんど関係なく，下流水深の関数として表わされる。

(5) 渦領域における流速が0となる位置の水路底からの距離は流出断面からの流下距離に対して最初直線的に変化するが，その位置が下流水深の1/2程度になると，その後は急激に増大することが認められた。また，直線的に変化する領域の直線のこう配は椿・古屋の実験曲線よりも若干小さい値である。

(6) 表面渦の長さは下流水深に対して直線的に変化するが，この大きさは椿・古屋らの与えた値よりもかなり小さい。

参　考　文　献

1) Gurevich, M. I. : Infuence of Capillary Forces upon the Coefficient of Contraction of a Jet, Jour. Applied Mathematics and Mechanics, Vol. 25, No. 6, 1961.

2) Benjamin, T. B. : On the Flow in Channels when Rigid Obstacles are placed in the Stream, Jour. Fluid Mechanics, Vol. 1, 1956.

3) Koch, A und Carstenjen, M. : Von der Bewegung des Wassers und den dabai auftretenden Kräften, Springer, Berlin, 1926, S.100.

4) Knapp, F. H. : Ausfluss, Überfall und Durchfluss im Wasserbau, G, Braun, Karlsruhe, 1960, S. 418.

5) 岩佐義朗，名合宏之：水平床上に設置された鉛直水門の流出機構について，土木学会第２０回年次学術講演会講演概要，昭和４０年５月．

6) 名合宏之：鉛直刃形水門の縮流係数における縮尺効果と水路幅の影響について，土木学会第２６回年次学術講演会講演概要，昭和４６年１０月．

7) Fangmeier, D. D. and Strelkoff, T. S. : Solution for Gravity Flow under a Sluice Gate, Jour. EM-Div., Proc, ASCE, Feb. 1968.

8) Franke; P. G. : The Determination of Discharge below Gates in Case of Variable Tailwater Conditions, Jour. Hydraulic Research, Vol. 7, No. 4, 1969.

9) Werner, W. : Ableitung einer kinematischen Beziehung zur Berechnung des Durchflusses unter Planschützen nach der Theorie freier Stromlinien, Wiss. Zeitschr. TU Dresden, 12, No. 6, 1963, pp.1693~1699.（前出８）より引用）

10) 岩佐義朗，名合宏之，堀江毅：水平床上に設置された鉛直水門に作用する流体力について，土木学会関西支部年次学術講演会講演概要，昭和４２年１１月．

11) Kulka, H. : Der Eisenwasserbau,Berlin, 1928, S.127.
(Hartung, F. : Kräftespiel und Gestaltungsmöglichkeiten bei Wehranlagen mit einteiligen Planschützen, Der Bauingenieur, Heft6, Juni 1954 より引用）

12) Knapp, F. H. : Ausfluss, Überfall und Druchfluss im Wasserbau, G. Brsun, Karlsruhe, 1960, S. 164.

13) Müller, H. : Rechnerische Ermittlung der Strömungsvorgänge an scharfkantigen Planschützen, Wasserkraft und Wasserwirtschaft, Heft 24, Dec. 1935.

14) Pajer, G. : Über den Strömungsvorgang an eier unterströmten scharfkantigen Planschützn, ZAMM, Heft 5, 1937.

15) Fangmeier, D. D. and Strelkoff, T. S. : Solution for Gravity Flow under a Sluice Gate, Jour. EM-Div., Proc. ASCE. Feb. 1968.

16) Rajaratnam, N. and Subramanya, K. : Flow Eguation of the Sluice Gate, Jour. Irrigation and Drainage Div., Proc. ASCE., Sept. 1967.

17) 横田周平：水門の流出状態に関する実験的研究，土木試験所報告，第４９号，昭和１５年１月．

18) Blaisdell, F.W. : Camparison of Sluice-Gate Discharge in Model and Prototype, Trans. ASCE., 1937.

19) 名合宏之，桐原圭司：鉛直刃形水門からのもぐり流出について，土木学会第２４回年次学術講演会講演概要，昭和４４年９月．
20) Albertson, M. L. et al : Diffusion of Submerged Jets, Proc. ASCE., Dec. 1948.
21) Rao, G. and Rajaratnam,N. : The Submerged Hydraulic Jump, Jour. HY-Div., Proc. ASCE, Jan. 1963.
22) たとえば前出 20).
23) たとえば，椿東一郎：跳水現象の理論，九州大学流体工学研究所報告，第５巻第２号，昭和２４年．
24) 椿東一郎，古屋朝治：潜流に関する一考察，九州大学応用力学研究所々報，第３号，昭和２８年８月．

第5章　傾斜底水門の流出機構に関する研究

第1節　概　節

前章においては，流出構造物のもっとも単純なモデルである鉛直刃形水門を対象として考察し，水門の基本的な流出特性を明らかにした。本章では，その結果をより一般的なものとするため，水門形状による流出特性の変化について考察する。その場合，対象とする水門としては，形状的に各種の水門の基本になると考えられるスキンプレートが直線状に構成された形状のものを考え，その直線部の長さおよび角度の変化による流出特性の変化について考察する。前章までに述べたように，一般に水平床上の水門の流出特性は縮流係数の特性を知ることによってほぼ明らかにされる。そこで本章においては，上述のような形状の水門の流出特性を解明するに際し，まずその縮流係数の特性を理論的・実験的に明らかにし，つぎに，その結果をもとにして流出現象の特性をあらわす代表量であり，また実用的な見地から重要と考えられる流量係数の特性について考察する。なお，このような水門に作用する流体力の特性については第7章で考察する。

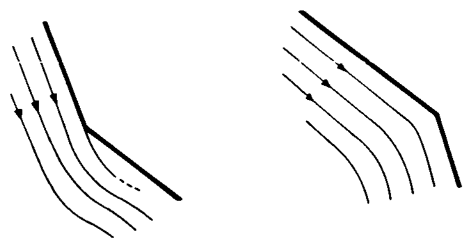
第2節　傾斜底水門の縮流係数に関する理論的考察[1)]

1　流出モデル

本章で対象とする水門の縮流係数を理論的に解析するに際し，流出モデルはつぎのように取り扱われる。

前章までの考察により，鉛直刃形水門の縮流係数としては2次元ポテンシャル理論によって得られた解がほぼ妥当な値を与えることが示された。そこでここでは，流れを2次元ポテンシャル流と仮定する。つぎに，下流自由流線上の速度は一定と仮定しょう。このような仮定のもとに得られる解は，もぐり流出に対しては，ほぼ妥当な値を与えると考えられるが，自由流出の場合には，鉛直刃形水門に対するMüllerの解と同様に，開度が大きくなると，実際の値よりも大きな値を与える。この自由流出の場合の量的な面での不合理な点については，後にその修正方法について検討する。さらに，水門上流側水深の変化は縮流係数にほとんど影響しないことから，上流水面は水平と仮定する。

ここでは，水門の形状としてスキンプレートが直線状に構成されたものを取り扱うが，その場合，図5.1に示されるように，スキンプレートの交点として凸部および凹部が現われる。後者については問題はないが，前者の場合はこの点で流線がはく離することもあろう。しかし，理論的取り扱いでは，この点での流れは，境界面に沿って連続しているとして解析し，流線のはくりの影響については，後に実験的に検討する。



(a)　　(b)

図5.1　凸部および凹部での流れの形態

対象とする流れの平面および水門形状は，図5.2の上半面に示されるようであり，この図において，上流水面はP_0よりP_1まで，水門のスキンプレートはP_1よりP_nまで，また下流自由流線はP_nよりP_{n+1}までで表わされている。P_j（$j=1, 2, \cdots n$）は直線状のスキンプレートの交点を表わしており，l_jはP_{j-1}とP_jの間の部分の長さである。またδ_jはその部分の水平とのなす角度（絶対値）である。

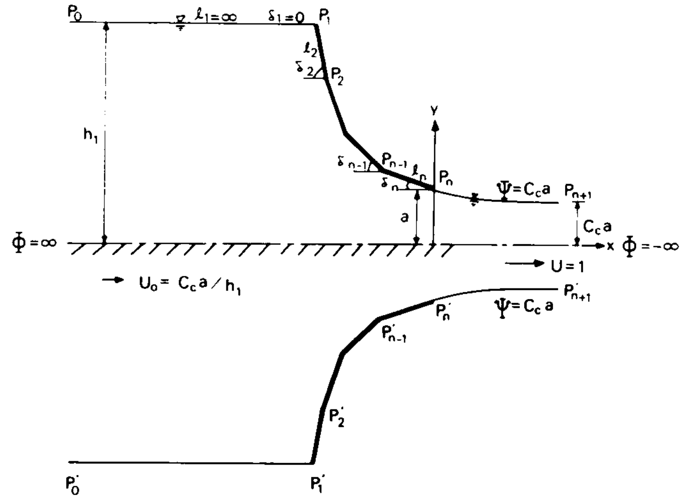


図 5. 2　　流 れ の 平 面　（ z 平面）

2. 解析法

前項で述べた仮定を用いて図 5. 2 の上半面に示された流れを解析する方法としては，n が 2 の場合は v . M i s e s によって研究され，任意の角度についての解が得られている。[2)] n が 3 以上の場合の一般的解析法としては，不連続流の解析における L e v i − C i v i t a の方法を用いた解法を C i s o t t i は示している。[3)] しかし，彼は解析的な解が得られる $\delta_2=\pi/2$，$\delta_3=\pi$ および $l_2=\infty$ の場合，すなわち B o r d a の吸込口の解を得ているにすぎない（この解は n が 2 の場合でも得られる）。最近，L a r o c k は不連続流の解析法として混合境界値問題としての取り扱いを示し，その適用例としてこの種の流出問題を解析している。[4)] しかしこの場合も，n が 3 で a，h_1，l_1，l_2，δ_2 および δ_3 の一つの組合せに対する解を得ているだけで，一般的な数値解を得ているものではない。また，この計算法には所期の境界条件を任意に与えた計算は不可能であるという難点がある。そこでここでは前者の方法を用いた解析を試みる。解析に際しては以後の取り扱いを簡単にするため，流れの平面として図 5. 2 に示されるような対象流を考える。この図においては，U および U_0 はそれぞれ縮流断面および上流一様流の断面における水平方向流速である。縮流断面における速度は，簡単のため，1 とし，座標軸 x，y および速度ポテンシャル Φ，流れ関数 Ψ は図のようにとる。

図 5. 2 に示される流れの平面（ z 平面）に対応する複素ポテンシャル平面（ w 平面）は図 5. 3 に示されるとおりである。この w 平面の帯状領域は，図 5. 4 に示される f 平面の上半面に，つぎの関係によって写像される。

$$w=-\frac{2C_c a}{\pi}\, ln f + iC_c a \qquad (5-1)$$

また f 平面の上半面は図 5. 5 で示される ζ 平面の半径 1 の半円内につぎの関係によって写像される。

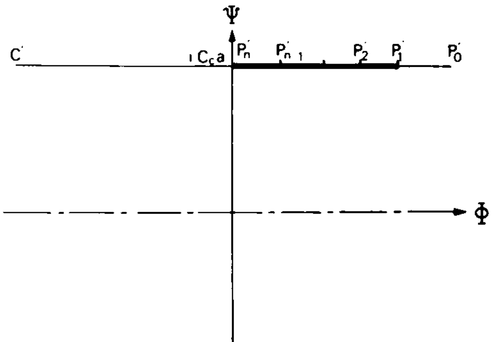


図 5. 3　　w　平　面

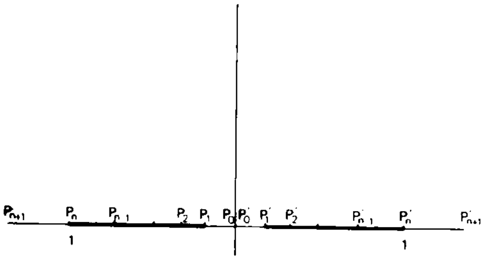


図5. 4　　f　平　面

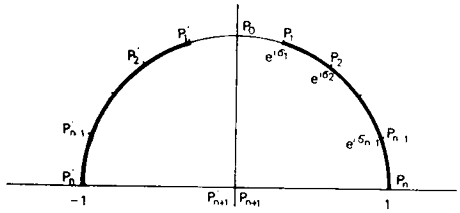


図5. 5　　ζ　平　面

$$f=-\frac{1}{2}\left(\zeta+\frac{1}{\zeta}\right) \qquad (5-2)$$

したがって，w 平面の帯状領域は ζ 平面の半円内につぎの関係によって写像される。

$$w=-\frac{2C_c a}{\pi}\, l\,n\left\{-\frac{1}{2}\left(\zeta+\frac{1}{\zeta}\right)\right\}+i\,C_c a \qquad (5-3)$$

つぎに，次式で定義される ω という関数を導入する。

$$\frac{dw}{dz}=-e^{-i\omega} \qquad (5-4)$$

$$\omega=\theta+i\tau \qquad (5-5)$$

いま q を合速度の大きさ，u および v をそれぞれ速度の x および y 方向成分とすれば，θ および τ との間につぎの関係が存在する。

$$q=e^{\tau}\ ,\quad \frac{u+i\,v}{q}=e^{i\theta} \qquad (5-6)$$

このようにして導入された関数 ω を ζ 平面の半円内で決定すればよいわけであるが，そのためには，Villatの公式[5)] を用いる。この場合，Villatの公式は ζ 平面の円内で ω を定義するものであるから，図5. 5における半円を解析的に接続し全円にする必要がある。すなわち，ζ 平面の実軸上では，τ は0であるから

$$\phi(2\pi-\sigma)=\phi(\sigma) \qquad (5-7)$$

とすればよい。ここに，$\phi(\sigma)$ は円周上の中心角 σ の点における ω の実部である。この関係を用いると，ω はつぎのように表わされる。

$$\omega(\zeta)=\frac{1}{\pi}\int_0^{\pi}\phi(\sigma)\ \frac{1-\zeta^2}{1-2\zeta\cos\sigma+\zeta^2}\ d\sigma \qquad (5-8)$$

さらに現問題では，$\phi(\pi-\sigma)=\phi(\sigma)$ であり，円周上の点 p_j の中心角を σ_j とすれば，$\phi(\sigma)$ の値は

$$\sigma_j<\sigma<\sigma_{j+1}:\ \phi(\sigma)=-\delta_{j+1}\quad (j=0,1,2,\cdots,n-1)$$

となる。ただし，ここで $\sigma_n=0$，$\delta_1=0$，$\delta_{j+1}\geqq 0$ である。したがって，式(5－8)はつぎのように表わされる。

$$\omega(\zeta)=\sum_{j=2}^{n}\frac{\delta_j}{2\pi}\int_{\sigma_{j-1}}^{\sigma_j}\left\{\frac{1+\zeta e^{-i\sigma}}{1-\zeta e^{i\sigma}}+\frac{1+\zeta e^{i\sigma}}{1-\zeta e^{i\sigma}}-\frac{1-\zeta e^{i\sigma}}{1+\zeta e^{i\sigma}}-\frac{1-\zeta\sigma^{-i\sigma}}{1+\zeta e^{-i\sigma}}\right\}d\sigma$$

$$=i\sum_{j=2}^{n}\frac{\delta_j}{\pi}\,ln\left\{\left(\frac{1-\zeta e^{i\sigma_j}}{1+\zeta e^{i\sigma_j}}\right)\left(\frac{e^{i\sigma_j}+\zeta}{e^{i\sigma_j}-\zeta}\right)\left(\frac{e^{i\sigma_{j-1}}-\zeta}{e^{i\sigma_{j-1}}+\zeta}\right)\left(\frac{1+\zeta e^{i\sigma_{j-1}}}{1-\zeta e^{i\sigma_{j-1}}}\right)\right\}$$

$$=i\,ln\prod_{j=2}^{n}\left\{\left(\frac{1-\zeta e^{i\sigma_{j-1}}}{1+\zeta e^{i\sigma_{j-1}}}\right)\left(\frac{e^{i\sigma_{j-1}}+\zeta}{e^{i\sigma_{j-1}}-\zeta}\right)\right\}^{(\delta_{j-1}-\delta_j)/\pi}$$

ここに Π は有限乗積るあらわす。この式を変形すると，

$$e^{i\omega(\zeta)}=\prod_{j=2}^{n}\left\{\left(\frac{1-\zeta e^{i\sigma_{j-1}}}{1+\zeta e^{i\sigma_{j-1}}}\right)\left(\frac{e^{i\sigma_{j-1}}+\zeta}{e^{i\sigma_{j-1}}-\zeta}\right)\right\}^{(\delta_j-\delta_{j-1})/\pi} \qquad (5-9)$$

いま円周上の点を考える場合には，ζにおける偏角をあらためて s と書くことにすると，$\zeta=e^{is}$ とおけばよいから，これを上式に代入して整理すると，つぎの関係が得られる。

$$e^{i\omega(s)}=\prod_{j=2}^{n}\left(-\frac{\sin\sigma_{j-1}+\sin s}{\sin\sigma_{j-1}\quad\sin s}\right)^{(\delta_j-\delta_{j-1})/\pi} \qquad (5-10)$$

また，式（５－３）は円周上で

$$w=-\frac{2C_c a}{\pi}\,ln(-\cos s)+iC_c a$$

とあらわされる。したがって

$$dw=\frac{2C_c a}{\pi}\tan s\,ds \qquad (5-11)$$

式（５－４），式（５－１０）および式（５－１１）を用いると，z 平面における境界面 $P_0\ P_1\cdots P_n$ 上の座標はつぎのように表わされる。

$$z=-\frac{2C_c a}{\pi}\int\prod_{j=2}^{n}\left(-\frac{\sin\sigma_{j-1}+\sin s}{\sin\sigma_{j-1}-\sin s}\right)^{(\delta_j-\delta_{j-1})/\pi}\tan s\,ds+C_0 \qquad (5-12)$$

ここに，C_0 は積分定数である。この式を用いると，水門板上の各直線部分の長さ l_j はつぎのように表わされる。

$$l_j=\frac{2C_c a}{\pi}\left|\int_{\sigma_{j-1}}^{\sigma_j}\prod_{j=2}^{n}\left(-\frac{\sin\sigma_{j-1}+\sin s}{\sin\sigma_{j-1}-\sin s}\right)^{(\delta_j-\delta_{j-1})/\pi}\tan s\,ds\right| \qquad (5-13)$$

$$(j=2,\ 3,\ \cdots,\ n)$$

また，$s=\pi/2$ では $\omega=i\tau$ であるから，式（5－6）および式（5－10）より連続の条件としてつぎの式が得られる。

$$C_c=\frac{1}{(a/h_1)}\prod_{j=2}^{n}\left(\frac{1+\sin\sigma_{j-1}}{1-\sin\sigma_{j-1}}\right)^{(\delta_{j-1}-\delta_j)/\pi} \qquad (5-14)$$

式（5－13）および式（5－14）を用い，さらに水門の幾何学的条件を与えれば，縮流係数が求まる。

3　計算条件および計算方法

前項では，直線状境界面を有する水門の縮流係数の一般的解法を示した。ここでは，n が3の場合で，実用上の多くの水門の基本的な形状になると考えられる図5.6に示されるようなA型および

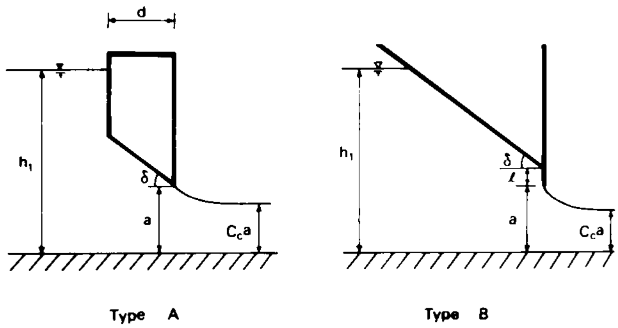


図5.6　傾斜底水門

表5.1　傾斜底水門の幾何学的条件

Type	l_2	l_3	δ_2	δ_3	
A	$h_1-a-d\tan\delta$	$d/\cos\delta$	$\pi/2$	δ	$(\delta<\frac{\pi}{2})$
B	$(h_1-a-l)\tan\delta$	l	δ	$\pi/2$	

B型の水門についての計算をおこなう。これらの水門の幾何学的な条件は表5.1に示されるようである。なお，これらの水門は，以下では傾斜底水門とよぶこととし，δ を底面傾針角，d を水門の厚さ，l をリップ・エクステンション（lip extention）の長さという。

n が3の場合の計算に用いる基礎方程式は，式（5－13）および式（5－14）より，つぎのように表わされる。

$$l_2=\frac{2C_ca}{\pi}\int_{\sigma_2}^{\sigma_1}\left(\frac{\sin\sigma_1+\sin s}{\sin\sigma_1-\sin s}\right)^{\frac{\delta_2}{\pi}}\left(\frac{\sin s+\sin\sigma_2}{\sin s-\sin\sigma_2}\right)^{\frac{(\delta_3-\delta_2)}{\pi}}\tan s\,ds \qquad (5-15)$$

$$l_3=\frac{2C_ca}{\pi}\int_{0}^{\sigma_2}\left(\frac{\sin\sigma_1+\sin s}{\sin\sigma_1-\sin s}\right)^{\frac{\delta_2}{\pi}}\left(\frac{\sin\sigma_2+\sin s}{\sin\sigma_2-\sin s}\right)^{\frac{(\delta_3-\delta_2)}{\pi}}\tan s\,ds \qquad (5-16)$$

$$C_c = \frac{1}{(a/h_1)} \left(\frac{1+\sin\sigma_1}{1-\sin\sigma_1} \right)^{-\frac{\delta_2}{\pi}} \left(\frac{1+\sin\sigma_2}{1-\sin\sigma_2} \right)^{\frac{(\delta_2-\delta_3)}{\pi}} \qquad (5\text{−}17)$$

したがって，これらの式を用いて計算をおこなえばよいが，式（５－１５）および式（５－１６）の右辺に含まれる積分は一般には解析的に求めることが困難であり，数値積分によらなければならない。その場合，Ａ型水門の計算においては式（５－１５）の積分における $s=\sigma_1$ において，またＢ型水門の場合には式（５－１５）における $s=\sigma_1$，$s=\sigma_2$ および式（５－１６）における $s=\sigma_2$ でそれぞれの被積分関数の値が無限大となり，このままの形では数値積分が困難となる。この点については，適当な変数変換により特異性を除去することができる。たとえば，Ｂ型水門の場合の式（５－１５）についてはつぎのようにおこなえばよい。いま，この式の積分項をⅠとあらわし，表5.1の値を用いて書きあらためると，つぎのようになる。

$$\mathrm{I} = \int_{\sigma_2}^{\sigma_1} \left(\frac{\sin\sigma_1+\sin s}{\sin\sigma_1-\sin s} \right)^{\frac{\delta}{\pi}} \left(\frac{\sin s+\sin\sigma_2}{\sin s-\sin\sigma_2} \right)^{\left(\frac{1}{2}-\frac{\delta}{\pi}\right)} \tan s\, ds \qquad (5-18)$$

いま，σ_m を σ_1 と σ_2 の中間の値として，上式の積分をつぎのように分割して考える。

$$\mathrm{I} = \mathrm{I}_1 + \mathrm{I}_2 \qquad (5-19)$$

ここに

$$\mathrm{I}_1 = \int_{\sigma_2}^{\sigma_m} \left(\frac{\sin\sigma_1+\sin s}{\sin\sigma_1-\sin s} \right)^{\frac{\delta}{\pi}} \left(\frac{\sin s+\sin\sigma_2}{\sin s-\sin\sigma_2} \right)^{\left(\frac{1}{2}-\frac{\delta}{\pi}\right)} \tan s\, ds \qquad (5-20)$$

$$\mathrm{I}_2 = \int_{\sigma_m}^{\sigma_1} \left(\frac{\sin\sigma_1+\sin s}{\sin\sigma_1-\sin s} \right)^{\frac{\delta}{\pi}} \left(\frac{\sin s+\sin\sigma_2}{\sin s-\sin\sigma_2} \right)^{\left(\frac{1}{2}-\frac{\delta}{\pi}\right)} \tan s\, ds \qquad (5-21)$$

式（５－２０）については

$$(\sin s - \sin\sigma_2)^{\left(\frac{1}{2}-\frac{\delta}{\pi}\right)} = t$$

また，式（５－２１）については

$$(\sin\sigma_1 - \sin s)^{\frac{\delta}{\pi}} = t$$

という変数変換をおこなうと，式（５－２０）および式（５－２１）はそれぞれつぎのようにあらわされる。

$$\mathrm{I}_1 = \frac{1}{\beta} \int_0^{t_1} \left(\frac{\sin\sigma_1+\sin\sigma_2+t^{1/\beta}}{\sin\sigma_1-\sin\sigma_2-t^{1/\beta}} \right)^{\alpha} (2\sin\sigma_2+t^{1/\beta})^{\beta}$$

$$\times \frac{\sin\sigma_2+t^{1/\beta}}{1-(\sin\sigma_2+t^{1/\beta})^2}\, t^{\left(\frac{1}{\beta}-2\right)}\, dt \qquad (5\text{−}22)$$

$$\mathrm{I}_2 = \frac{1}{\alpha}\int_0^{t_2}\left(\frac{\sin\sigma_1 + \sin\sigma_2 - t^{1/\alpha}}{\sin\sigma_1 - \sin\sigma_2 - t^{1/\alpha}}\right)^{\beta}\left(2\sin\sigma_1 - t^{1/\alpha}\right)^{\alpha} \times \frac{\sin\sigma_1 - t^{1/\alpha}}{1-\left(\sin\sigma_1 - t^{1/\alpha}\right)^2}\, t^{\left(\frac{1}{\alpha}-2\right)}\, dt \qquad (5\text{–}23)$$

これらの式において，α，β，t_1 および t_2 はつぎのようである。

$$\alpha=\delta/\pi\ ,\ \beta=(1/2-\delta/\pi)\ ,\ t_1=(\sin\sigma_m-\sin\sigma_2)^{\beta}\ ,\ t_2=(\sin\sigma_1-\sin\sigma_m)^{\alpha}$$

式（５－２２）および式（５－２３）は特異性を有していないため，適当な分割区間を与えることによって数値積分が可能である。

なお，A型水門においては $l_2=0$，B型水門において $l_3=0$ の各場合は，図5.7に示されるような傾斜水門を表わすことになる。このような場合には，基礎方程式は

$$l=\frac{2C_c a}{\pi}\int_0^{\sigma_1}\left(\frac{\sin\sigma_1+\sin s}{\sin\sigma_1-\sin s}\right)^{\frac{\delta}{\pi}}\tan s\, ds \qquad (5\text{–}24)$$

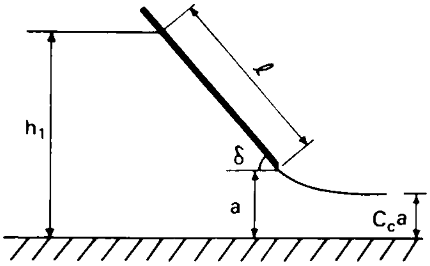


図5.7　傾斜水門

$$C_c=\frac{1}{(a/h_1)}\left(\frac{1+\sin\sigma_1}{1-\sin\sigma_1}\right)^{-\frac{\delta}{\pi}} \qquad (5\text{–}25)$$

となる。ここで，式（５－２４）はつぎのように変形される。

$$l=\frac{C_c a}{\pi}\frac{p}{q}\left[\alpha^{p/q}\int_1^{\infty}\frac{du}{u^{p/q}+\alpha^{p/q}}+\beta^{p/q}\int_1^{\infty}\frac{du}{u^{p/q}+\beta^{p/q}}-2\int_1^{\infty}\frac{du}{u^{p/q}+1}\right] \qquad (5\text{–}26)$$

ここに，

$$\frac{q}{p}=\frac{\delta_2}{\pi}\quad(p,q：整数),\quad \alpha=\left(\frac{1+\sin\sigma_1}{1-\sin\sigma_1}\right)^{q/p},\quad \beta=\frac{1}{\alpha}$$

式（５－２６）に含まれる各積分は，被積分関数が部分分数に展開され，解析的な解が容易に求まる。

4　計算結果とその考察

図5.8から図5.12までには，A型水門において δ が15°，30°，45°，60° および75° の場合の縮流係数の計算結果が示されている。これらの図においては，縮流係数 C_c と a/h_1 の関係が水門の厚さの無次元量 d/a をパラメーターとして表わされている。各図の曲線群の上限はそれぞれの底面傾斜角 δ と同じ傾斜角を有する傾斜水門の縮流係数を与えており，下限は鉛直刃形水門のそれをあらわしている。これらの図より，各傾斜角において d/a が小さい領域ではその値が少し増え

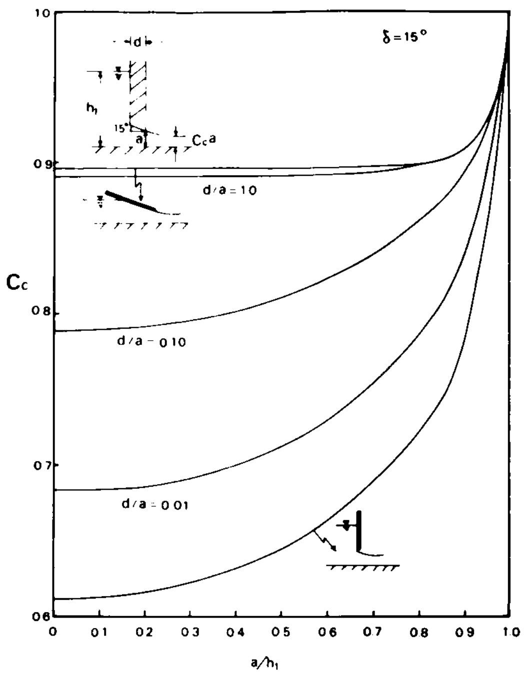


図5. 8　A型水門の縮流係数（δ=15°）

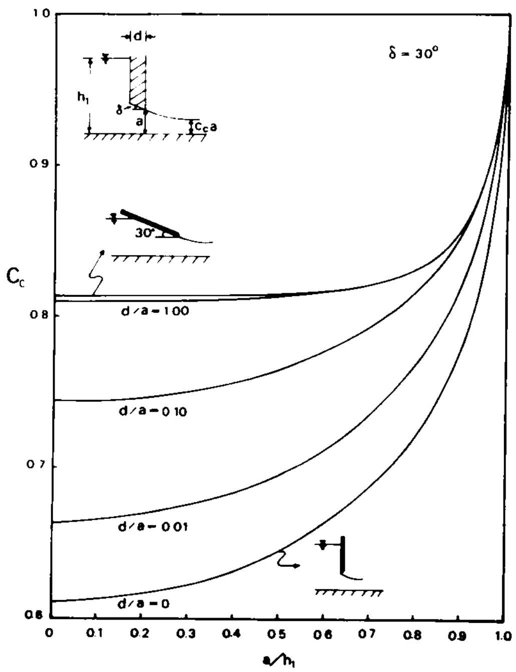


図5. 9　A型水門の縮流係数（δ=30°）

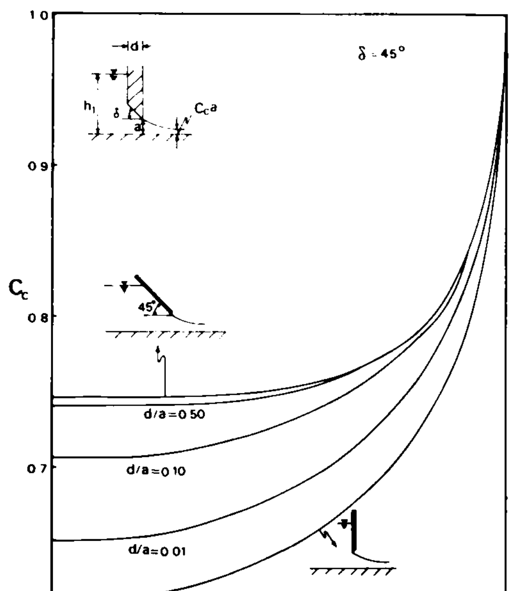


図5. 10 A型水門の縮流係数（δ=45°）

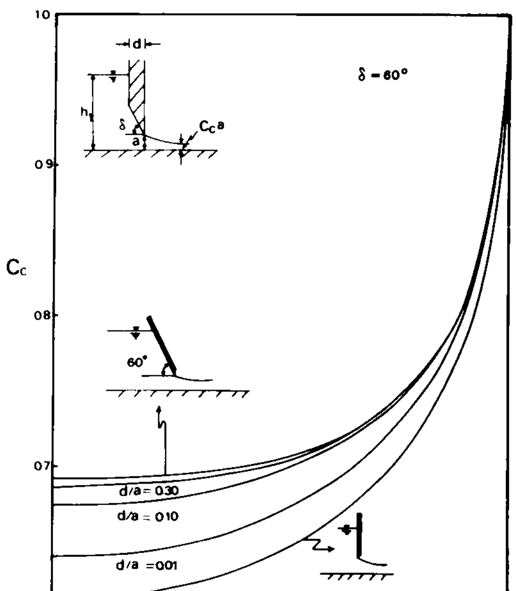


図5. 11 A型水門の縮流係数（δ=60°）

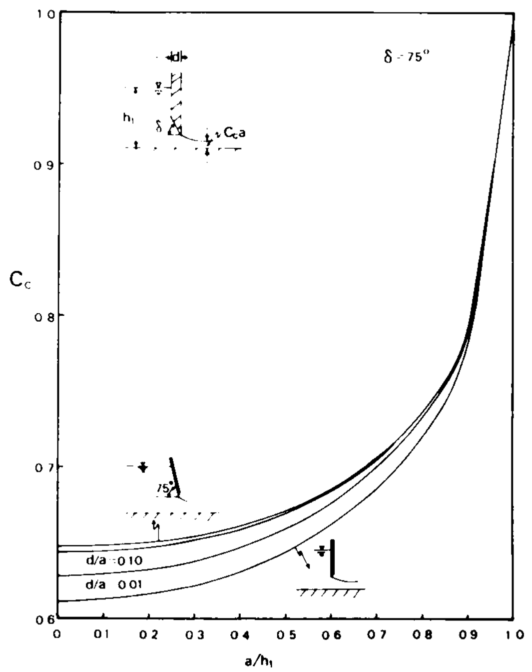


図 5. 12　A 型水門の縮流係数 (δ=75°)

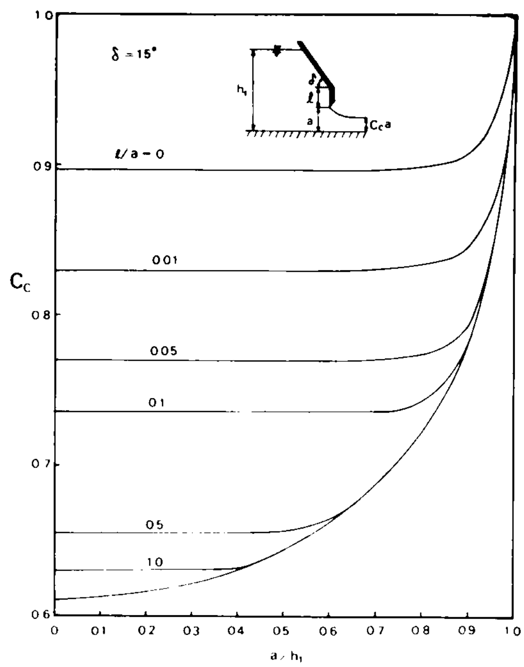


図 5. 13　B 型水門の縮流係数(δ=15°)

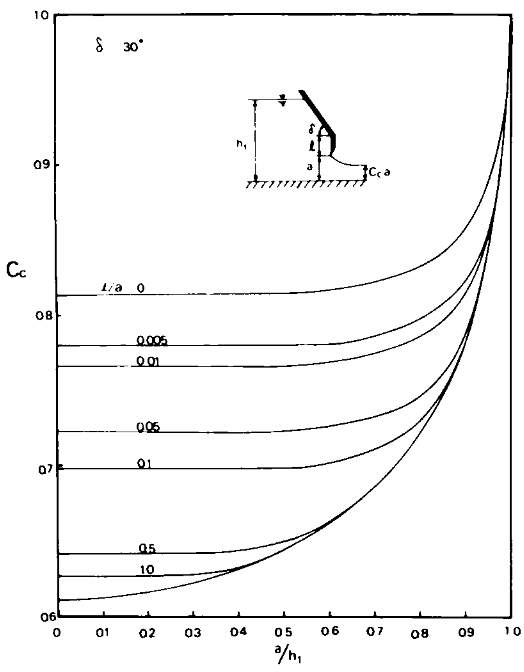


図 5. 14　B 型水門の縮流係数 (δ=30°)

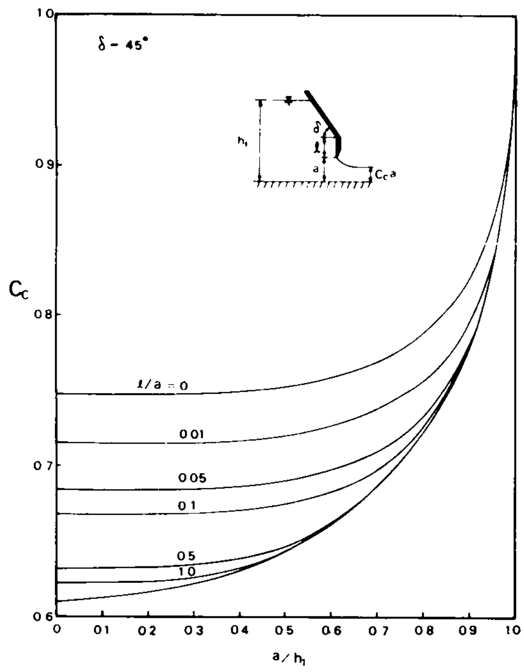


図 5. 15　B 型水門の縮流係数 (δ=45°)

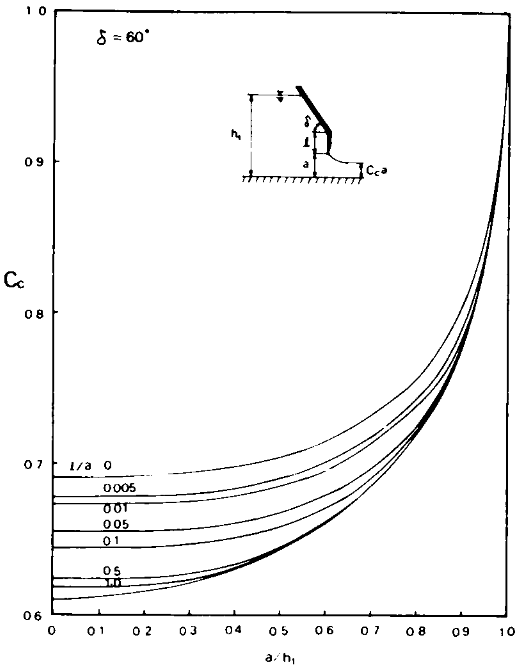


図5. 16　B型水門の縮流係数（δ=60°）

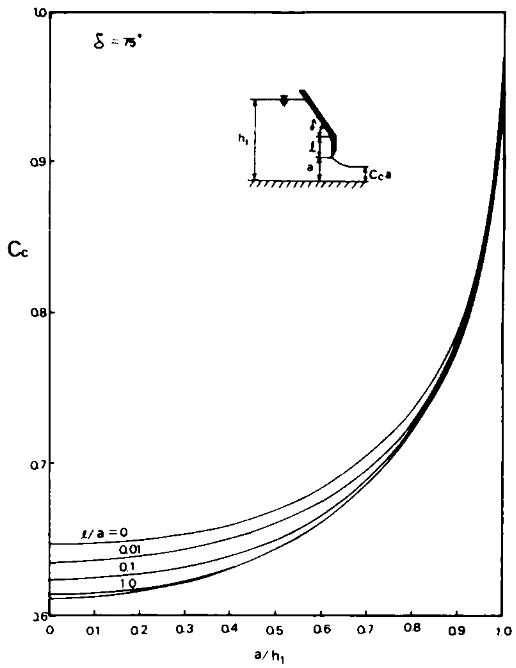


図5. 17　B型水門の縮流係数（δ=75°）

ることによって縮流係数C_cの値は急激に増大し，その増加の割合は傾斜角が小さいほど大きいことがわかる。また，傾斜水門の縮流係数とほぼ等しい値を示すのに必要な傾斜部分の厚さは，傾斜角が大きいほど小さく，傾斜角が75°の場合でd/aの値は0.1，15°の場合で1.0程度である。

図5.13から図5.17までは，B型水門においてδが15°，30°，45°，60°および75°の場合の縮流係数の計算結果を示している。これらの図においては，縮流係数C_cとa/h_1の関係がリップエクステンションの長さの無次元量l/aをパラメーターとして表わされている。また，各図の曲線群の上限および下限はA型水門の場合と同様に傾斜水門の値を示している。これらの図より，各傾斜角においてl/aが小さい領域では，その値が少し増えることによって縮流係数C_cの値は傾斜水門の値から急激に減少し，鉛直刃形水門の値に近づく。その傾向は，A型水門において鉛直刃形水門の値から傾斜水門の値に近づく傾向と同様であることがわかる。

以上のことから，このような傾斜底水門からの流出においては流出端近傍の水門形状が縮流係数したがって流出特性に非常に大きな影響を及ぼすことがわかる。

第3節　傾斜底水門の流出特性に関する実験的考察

本節では，前節で得られた理論的結果の妥当性を検討するとともに，傾斜底水門の流出特性を明らかにするため，傾斜水門および2種（A型およびB型）の傾斜底水門の縮流係数および流量係数について実験的に考察する。なお，本節に示される実験値は，幅が40cmの水路において水門の開き高を6.0cmとして得られたものである。したがって，このような条件のもとでは，第4章で述べたように縮流係数においては縮尺効果が存在するため，得られた実験値については主としてその定性的特性について考察する。また，流量係数については，縮尺効果はほとんどない値が得られると考えられる。

1　縮流係数

以下に述べる縮流係数の実験値は第4章で述べたのと同様に，自由流出の実験によって得られたものである。

(1)　傾斜水門

図5.18は，傾斜角が15°，30°，45°，60°75°および90°の場合の縮流係数の実験値を示している。実験値の傾向は，a/h_1 の大きな部分を除いて図中の実線とほぼ一致している。この実線は，Marchi[6] によって得られた重力の影響を考慮した場合の解である。このMarchiの理論値は，鉛直刃形水門の場合のPajerの理論解と同様の手法で求められたものであり，このような解は，第1章で述べたように，a/h_1 の大きな領域では厳密解より若干大きな値を示すが，ほぼ妥当な値を与えると考えられる。また，図中の破線は前節で得られた重力の影響を無視した場合の理論解である。したがって，各傾斜角に対する実線と破線の差はそれぞれの場合の重力の影響を示していると考えられる。図5.19は a/h_1 に対するこれらの差を示している。この図によると，a/h_1 が大きくなると，重力の影響の程度は大きくなるが，a/h_1 が一定の場合には各傾斜角に対して重力の影響はほぼ同程度であることがわかる。

(2)　A型水門

実験に用いた模型水門は表5.2に示されるとおりである。これらの模型のうち，厚さ d が0.6 cmのものは鉄製であり，他は合成樹脂製である。

表5.2　A型水門模型寸法（縮流係数実験）

δ	d (cm)	d／a (a=6.0cm)
15°	0.6	0.1
30°	0.6 6.0 12.0 24.0	0.1 1.0 2.0 4.0
45°	0.6 6.0 12.0 24.0	0.1 1.0 2.0 4.0
60°	0.6 6.0 12.0 24.0	0.1 1.0 2.0 4.0
75°	0.6	0.1

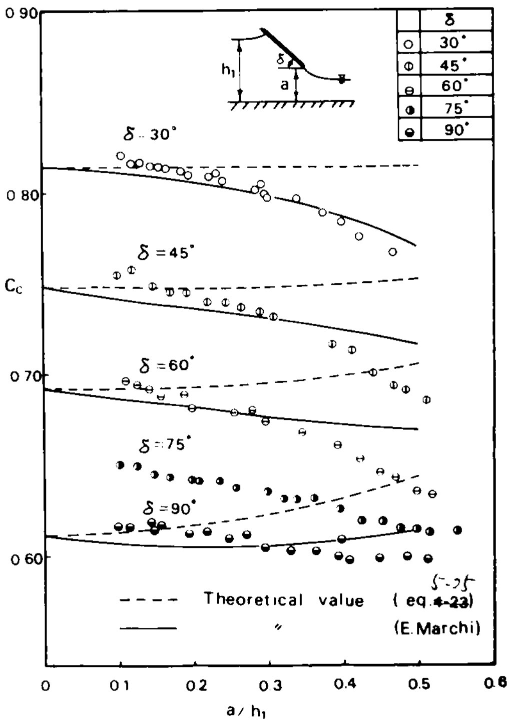


図5.18　傾斜水門の縮流係数

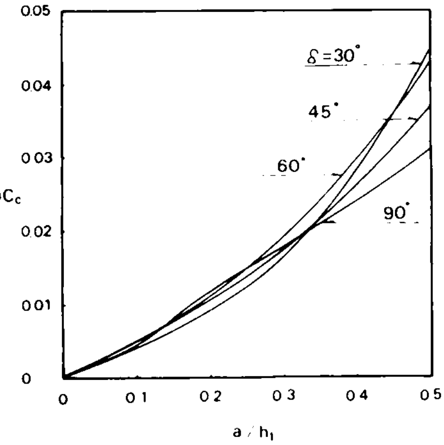


図5.19　縮流係数における重力の影響

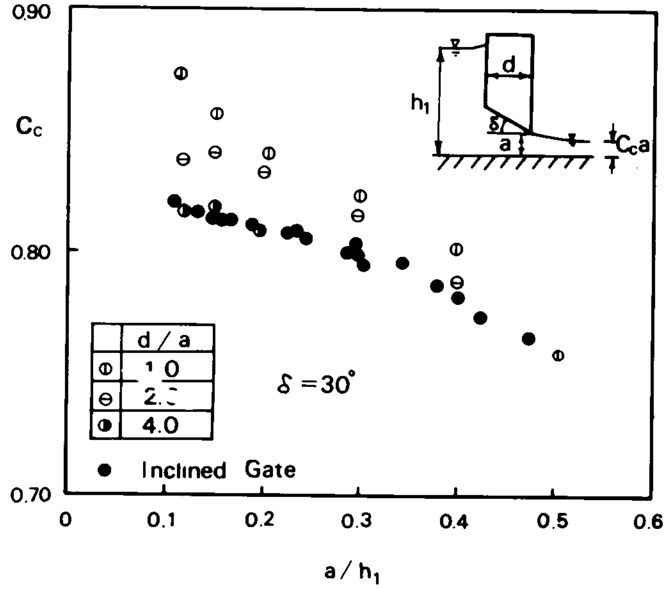


図5.20　　A型水門の縮流係数　（ δ = 30° ）

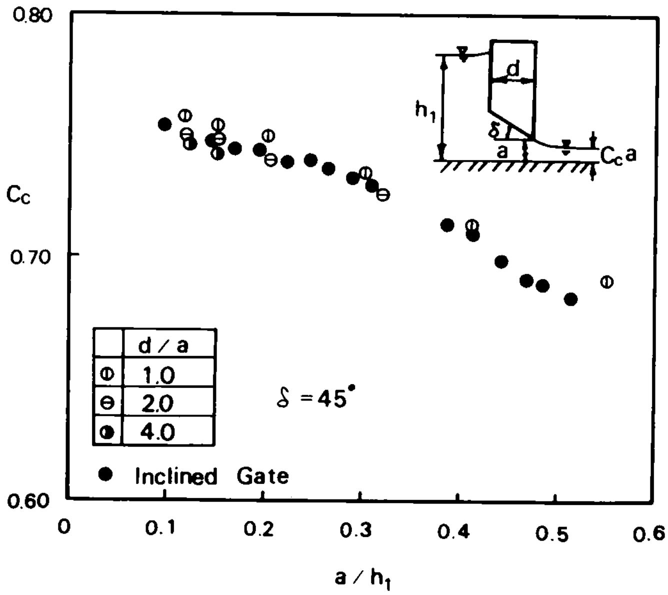


図5.21　　A型水門の縮流係数　（ δ = 45°）

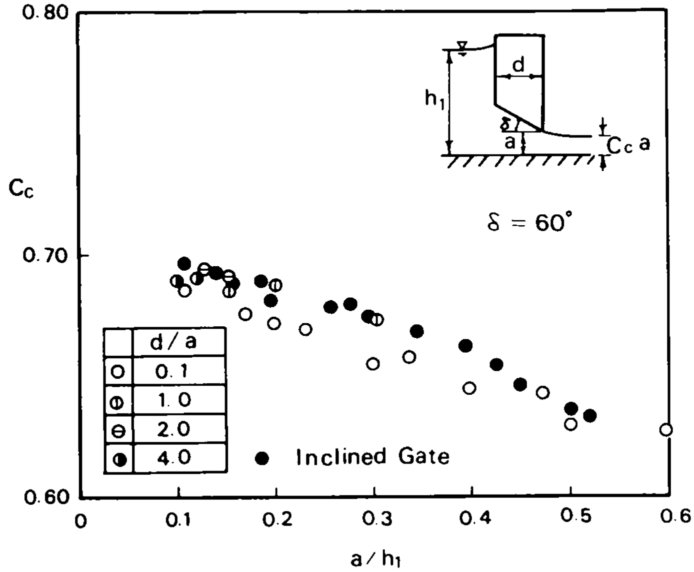


図5. 2 2　　A 型水門の縮流係数　（ $\delta = 60°$）

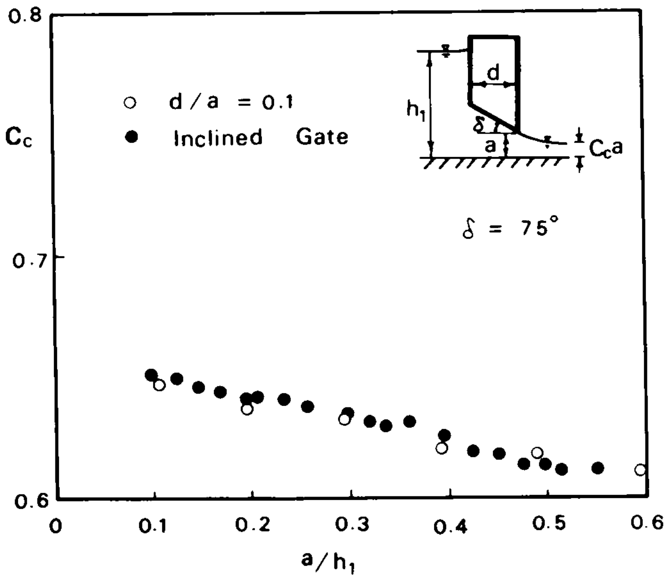


図5. 2 3　　A 型水門の縮流係数　（ $\delta = 75°$）

図5.20から図5.23までは，底面傾斜角δが30°，45°，60° および75° の場合の縮流係数の実験値を示している。これらの図中には，さきに得た傾斜水門の実験値も同時に示されている。δが45°および60°の場合には，d/aが1.0より大きい場合は傾斜水門の値とほぼ一致している。また，δが60°および75°の場合でd/a が0.1の場合には，傾斜水門の値よりは小さく，その差は理論値における差とほぼ同程度であることがわかる。これらのことは，前節で得た理論結果の定性的傾向が妥当であることを示している。しかし，δが30°の場合には，d/a が小さいほど，またa/h_1が小さいほど，傾斜底水門の値は傾斜水門の値よりも大きくなることがわかる。このような傾向は理論結果とは全く異なったものである。この原因としては，実際の流出形態が理論において仮定した連続流の形態とは異なり，図5.1 a) に示されるような水門前面と底面との交点において流線のはく離が起っていると考えられる。はく離領域の存在が縮流係数に及ぼす影響としては，つぎのように考えることができよう。

水門底面下の水脈は，はく離領域の存在によって水平方向に偏向され，縮流効果が小さくなり，はく離領域が存在しない場合に較べて縮流係数は大きくなるであろう。しかし，水門の厚さが大きくなると，形成されたはく離領域は凸角部近傍のみとなり，水門底面下の水脈全体を偏向させる程度は小さくなり，縮流係数に対する影響も小さくなると考えられる。

つぎに，はく離領域の形成および大きさを支配する条件について考えてみると，まず，底面傾斜角が大きい場合には凸角部に沿う流線はなめらかに彎曲する傾向になりはく離が起りにくいであろう。つぎに，上流水深が大きい場合には，凸角部近傍の鉛直方向流速が大きくなり，はく離が起り易くなるとともに，大きなはく離領域を形成することになるであろう。図に示されたA型水門の実験値の傾向は，このようなはく離領域の形成，大きさおよび縮流係数に対する影響に関し定性的な考察結果を裏づけているものと考えられる。また，これらの図には示されなかったが，δが15°，30°および45°の場合でd/a が0.1の場合の実験においては，a/h_1が0.5より小さい領域では，すべてこの凸角部において流線がはく離し，ふたたび底面に接することなく流下した。さらに，図5.24は，δが30°でd/a が1.0の水門において凸角部に半径が0.87 cmおよび1.73 cmの丸味をつけた場合の縮流係数を示したものであるが，縮流係数は丸味の半径が大きくなると，傾斜水門の値に近づくことがわかる。これらのことより，A型水門の場合に傾斜水門の実験値より大きな値を与える場合の流出形態は，水門底面にはく離領域が存在していると考えてよいであろう。

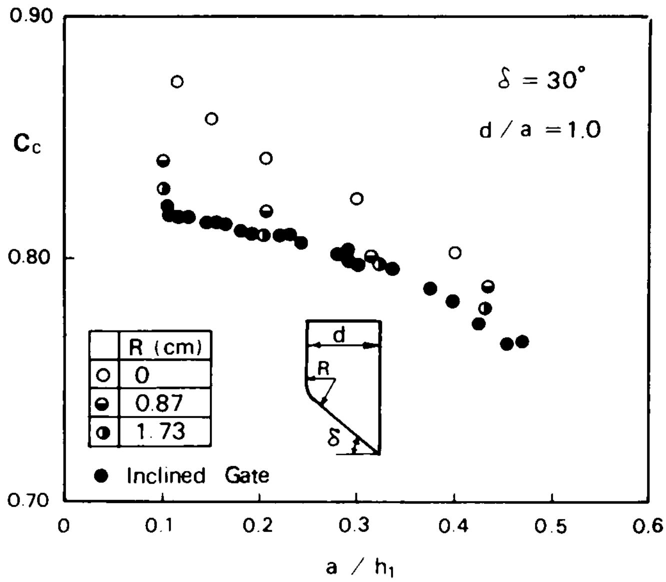


図5.24 縮流係数（凸角部に丸みをつけた場合）

なお，Koch と Carstenjen はここで述べている水門と同様な水門の底面に作用する流体力を計算するに際し，流線がはく離するという条件を考慮している。[7] しかしその場合も，縮

流係数は傾斜水門の値と同じであると考えている。

以上述べたように，A型水門の場合には，水門底面に発生するはく離領域の大きさが縮流係数に大きく影響するが，はく離領域が存在しないかあるいはその影響が小さいと考えられる場合には，d/a が 1.0より大きい場合の縮流係数はほぼ傾斜水門の値とひとしくなると考えてよいことがわかる。

(3) B型水門

実験に用いた模型水門は表5.3に示されるとおりである。なお，B型水門は，図5.6 b) に示されるように，傾斜水門の先端にリップ・エクステンションを付けたものであるが，前項で述べたA型水門の実験結果では，d/aが4.0の場合の縮流係数は傾斜水門の値とよく一致することが示されたので，B型水門の模型としては，A型水門のd/aが 4.0の 模型を傾斜部分として用いた。また，鉛直部分は刃形水門の実験に用いたと同様なステンレス板を用いた。また，実験はa/h_1 が0.110，0.141，0.197 および0.328の場合についておこなった。

表5.3　B型水門模型寸法

δ	l (cm)	l/a ($a=6.0$cm)
30°	0.38	0.063
	0.88	0.146
	1.88	0.313
	2.88	0.479
	5.88	0.979
45°	0.30	0.050
	0.80	0.133
	1.00	0.300
	2.80	0.467
	5.80	0.967
60°	0.10	0.017
	0.60	0.100
	1.60	0.267
	2.60	0.433
	5.60	0.933

この水門についての縮流係数の実験結果を前節の理論結果と直接比較することは適当でない。というのは，理論値には重力の影響が考慮されていないからである。また，この種の水門は，リップ・エクステンションを施すことによって，それを施さない場合に較べてどのように流出特性が変化するかということが問題になる。これらの点を考慮して縮流係数の実験結果を以下のように整理して考察する。

傾斜水門の理論値については，重力の影響はa/h_1が一定の場合各傾斜角についてほぼ同程度であると述べたが，このことを考慮すれば，前節で得た各δおよびl/aの理論値C_cと傾斜角δが90°の場合（鉛直刃形水門）の理論値$C_c(90°)$との差は，重力の影響がある場合にもほとんど同じになると考えられる。そこで実験値

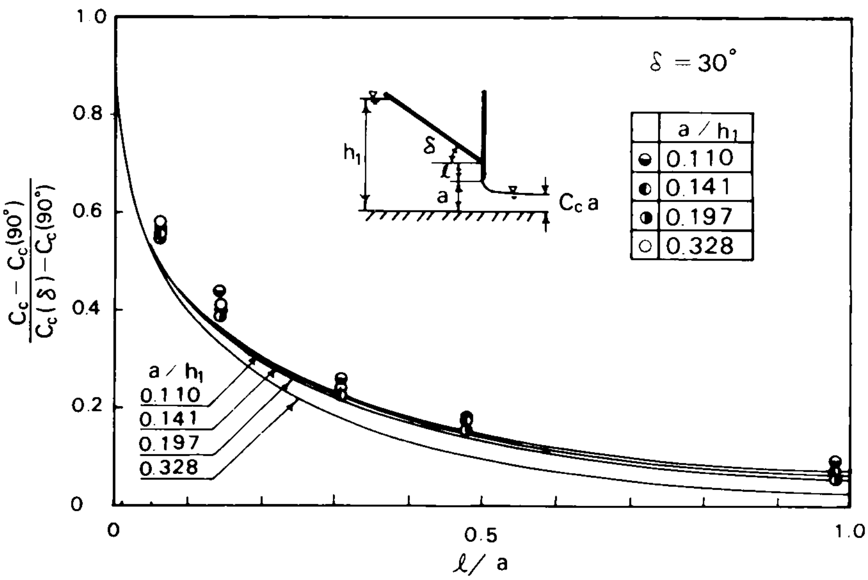


図5.25　B型水門の縮流係数（δ　30°）

においても，各実験値とδが90°の場合の傾斜水門の実験値との差を求め，それらを比較してみる。その結果は，図5.2 5，図5.2 6および図5.27に示されるとおりである。これらの図において，縦軸は上述の差と，各傾斜角δにおける傾斜水門の値$C_c(\delta)$とδが90°の場合の値$C_c(90°)$の差との比を示している。これらの図によれば，実験値はl/aが大きくなると急激に鉛直刃形水門の値に近づき，理論値の傾向とよく一致していることでわかる。それぞれの傾斜角の場合において，実験値と理論値の量的な不一致あるいはa/h_1による変化特性の違いなどがみられるが，これらは実験値における$C_c(\delta)$および$C_c(90°)$のとり方における誤差あるいは縮尺効果などが原因していると考えられる。なお，傾斜水門の縮流係数$C_c(\delta)$および$C_c(90°)$の実験値としては，図5.1 8に示された値を用いた。

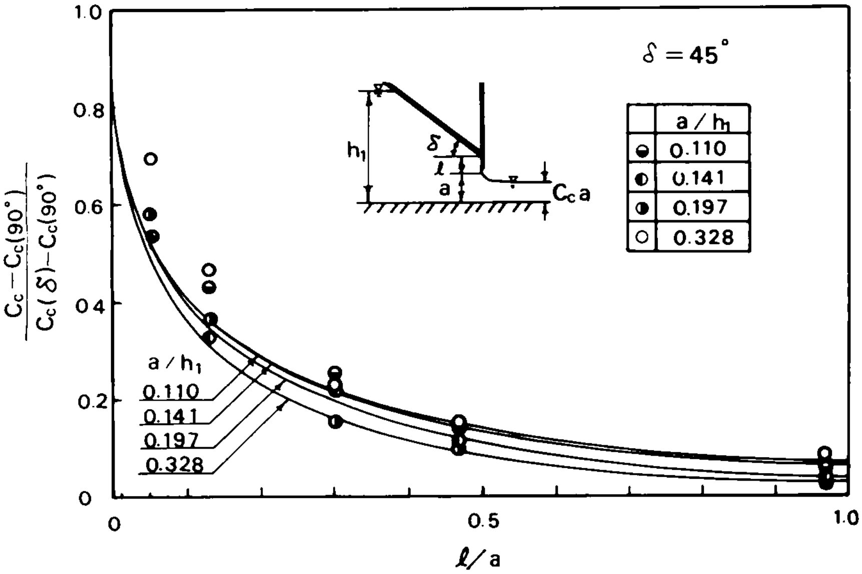


図5.2 6　B型水門の縮流係数（δ = 45°）

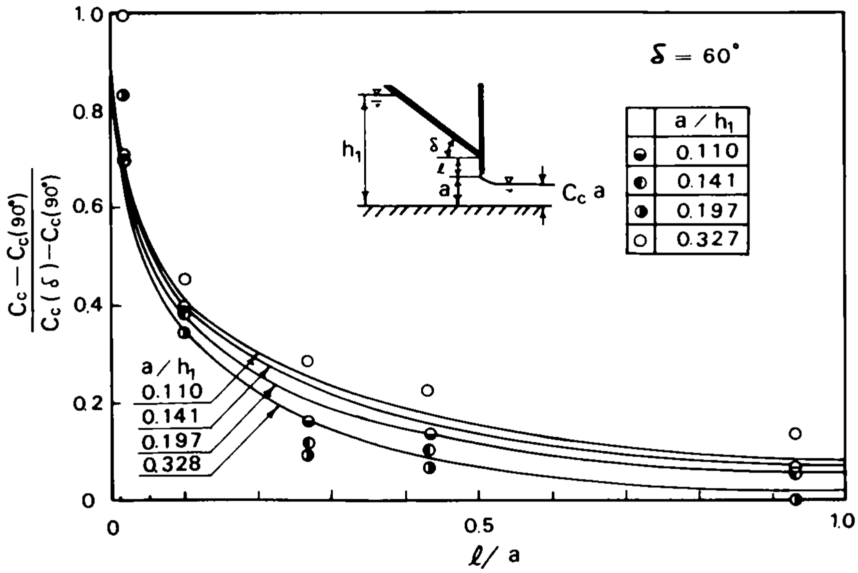


図5.2 7　B型水門の縮流係数（δ = 60°）

2. 自由流出の流量係数[8),9),10)]

(1) 傾斜水門

図5.28は，傾斜角δが15°，30°，45°，60°，75°および90°の場合の傾斜水門の流量係数を示している。図中の曲線は，a/h_1が0.1より大きい領域（実線）では実験値をもとにして描いた実験曲線であり，a/h_1が0から0.1の領域（破線）では，a/h_1が0の場合にはポテンシャル理論による値になるとして描いた推定曲線である。

この図より，a/h_1が0.1より大きい領域では各傾斜角の流量係数はa/h_1に対してほぼ直線的に変化することがわかる。なお，以下に述べる各水門の流量係数を考察する場合に参考にする傾斜水門の実験値としては，この図に示された実験曲線を用いることにする。

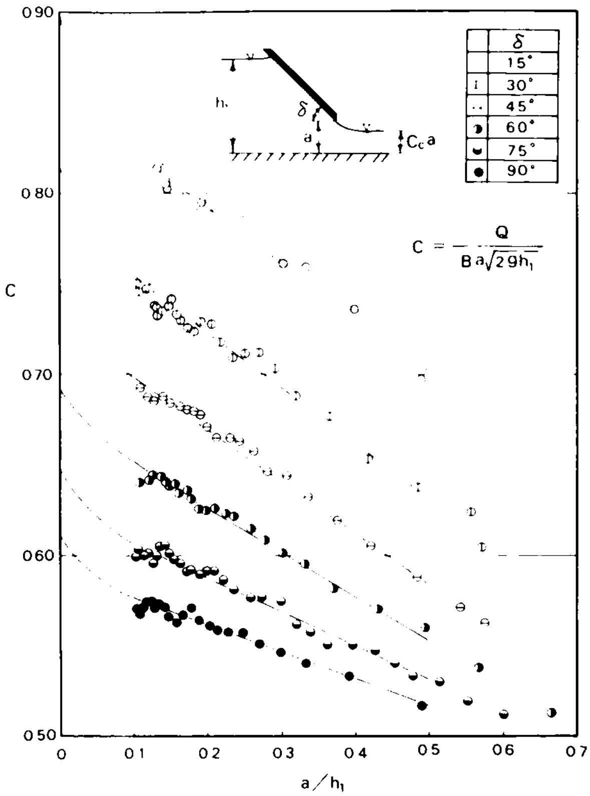


図5.28　傾斜水門の流量係数

(2) A型水門

実験は表5.4に示されている模型水門についておこなった。図5.29から図5.32までは，それぞれ底面傾斜角δが15°，30°，45°および60°の場合の流量係数を示している。これらの各図においては，図5.28に示された傾斜水門に対する実験曲線も同時に示されているが，これと各d/aに対する実験値とを比較すればつぎのことがわかる。δが45°および60°の場合には，d/aが1.0以上ではほとんど傾斜水門の値と一致する。δが60°の場合にはd/aが0.1の場合も他の実験値とほとんど変わらない値を示している。δが30°の場合でd/aが2.0および4.0の場合は傾斜水門の値と一致するとみなせるが，d/aが1.0の場合には少し大きな値になることがわかる。これは前項で述べたように，底面におけるはく離領域の影響で縮流係数が大きくなるためと考えられる。同図には，前項で示した凸角部に半径が1.73cmの丸味をつけた場合の実験値が示されているが，これは傾斜水門の値とよく一致している。したがって，このようなはく離域の大きさを軽減させるよう

表5.4　A型水門模型寸法（流量係数実験）

δ	d (cm)	d/a
15°	24.0	4.0
30°	6.0	1.0
	12.0	2.0
	24.0	4.0
45°	0.6	0.1
	6.0	1.0
	12.0	2.0
	24.0	4.0
60°	0.6	0.1
	6.0	1.0
	12.0	2.0
	24.0	4.0

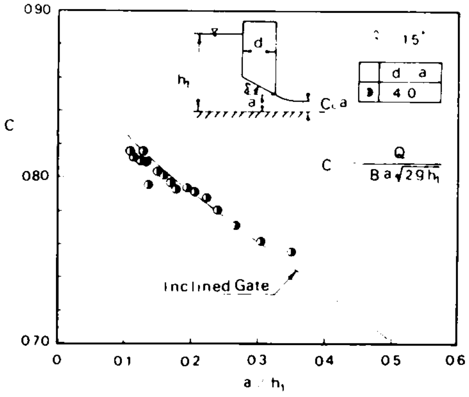


図5. 2 9　A型水門流量係数(δ=15°)

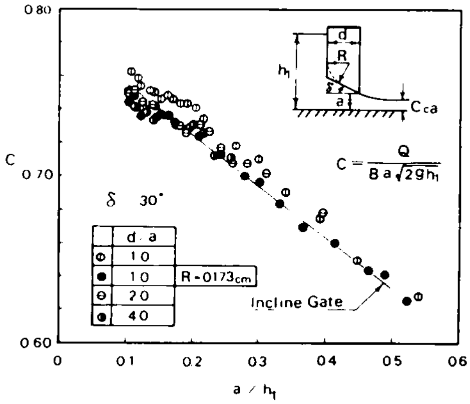


図5. 3 0　A型水門流量係数(δ=30°)

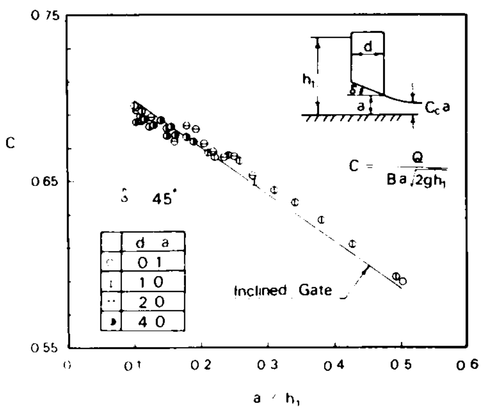


図5. 3 1　A型水門流量係数(δ=45°)

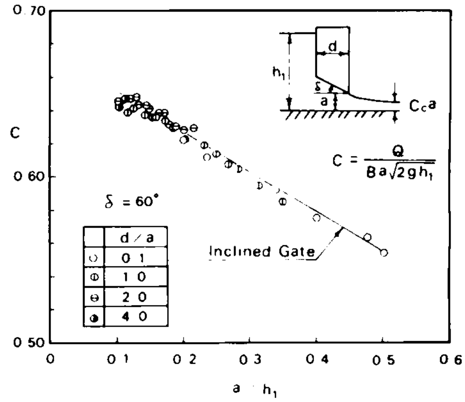


図5. 3 2　A型水門流量係数(δ=60°)

な工夫がなされれば，傾斜角が小さい場合にも d/a が 1.0 以上であれば，流量係数は傾斜水門の値と一致するとみなすことができよう。

(3)　B型水門

実験は縮流係数の場合と同じ模型(表5.3)についておこなった。この水門の流量係数につい

ては，実験値を縮流係数の場合と同様な手法で整理した。その結果は図５３３，図５３４および図５.３５に示されるとおりである。これらの図より，縮流係数の場合と同様に流量係数についても l/a が小さい場合はその値が少し増えると急激に傾斜水門の値から鉛直刃形水門の値に近づくことがわかる。

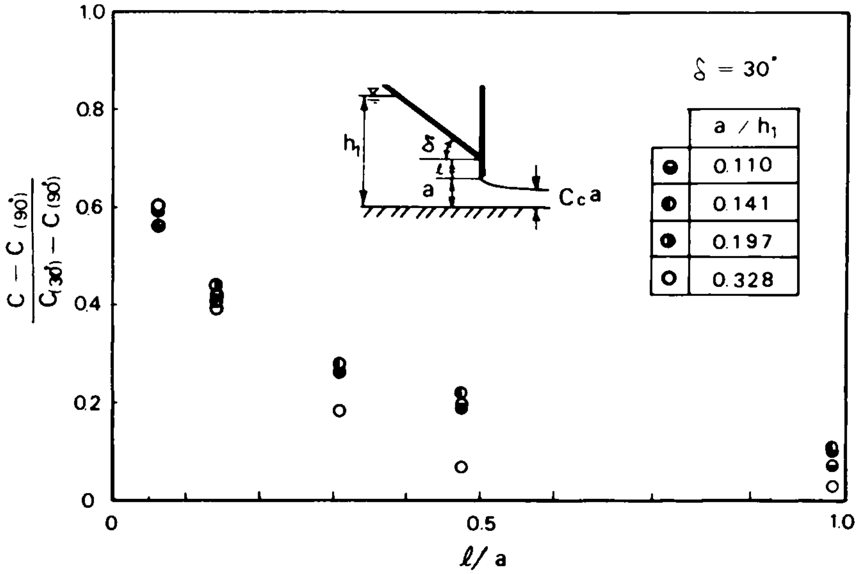


図5.３３　Ｂ型水門の流量係数　（$\delta = 30°$）

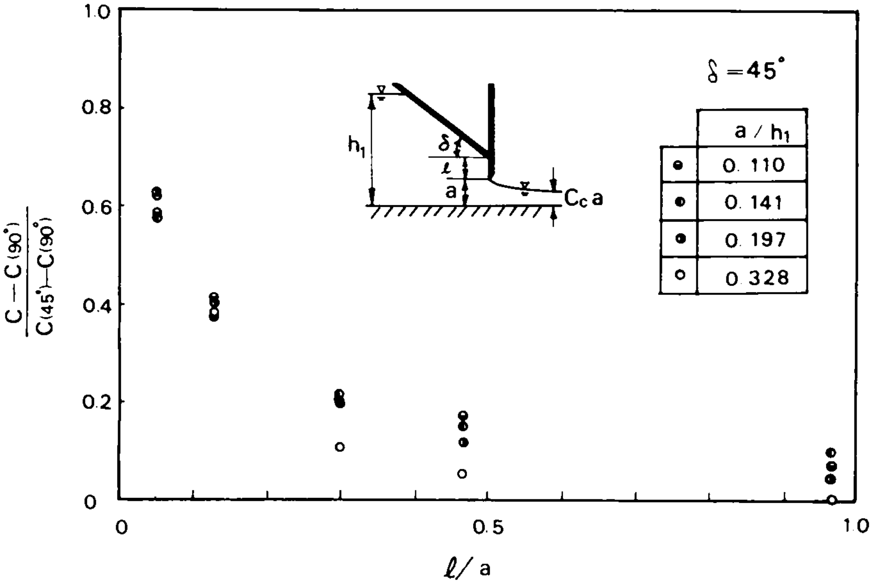


図5.３４　Ｂ型水門の流量係数　（$\delta = 45°$）

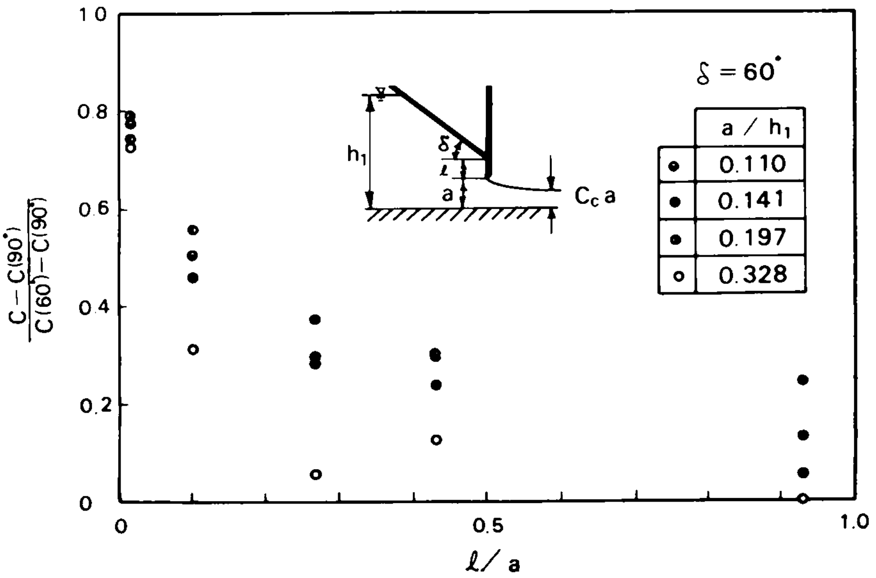


図5.35　B型水門の流量係数　（$\delta=60°$）

3　もぐり流出の流量係数 9),10)

第4章第2節で述べたように，鉛直刃形水門の場合には，もぐり流出の流量係数の理論値は重力の影響を考慮しない縮流係数を用いて式（2－21）によって計算した値がほぼ妥当な値を与えることが示された。そこでここでは，傾斜水門，A型水門およびB型水門の流量係数の理論値を前節で得た縮流係数を用いて計算し，実験結果との比較をおこなう。なお，A型水門に対する縮流係数の理論値としては，自由流出の場合一部の実験値を除いてほとんどの d/a に対して傾斜水門の縮流係数と一致したことから，傾斜水門の理論値を用いることにする。

実験は，傾斜水門については δ が15°，30°，45°，60° および 90° の模型について，A型水門については表5.4に示された模型（ただし $d/a=0.1$ の場合を除く）について，B型水門については表5.3に示された各模型についておこなった。

傾斜水門，A型水門およびB型水門の実験結果は，それぞれ表5.5，表5.6および表5.7に示されるとおりである。なお，傾斜水門で傾斜角90°の場合には，鉛直刃形水門であり，これに対する実験結果はすでに第4章で述べたとおりである。これらの表には，実験値のほかに各実験に対する理論値，および実験値と理論値の比が示されている。前章で述べたように，各実験シリーズの実験値の特性は実験値と理論値の比の平均値によってあらわされると考え，これらをまとめて表5.8に示した。この表より，各実験シリーズに対する C_E/C_T の平均値には，形状による差はほとんど認められない。各平均値を求める場合にそれぞれの実験個数に若干の差があるため，これらの値の重みは多少異なるが，いまこれを1.0とおいてすべての平均値を求めると0.956となる。また，傾斜水門，A型水門およびB型水門について別々に求めると，それぞれ0.956，0.949 および0.960となり，ほとんどの差がないことがわかる。また，これらの値は実験値が理論値に較べ若干小さい値であることを示しているが，前章で考察したように，この程度の差が生じるのはほぼ妥当であるといえる。したがって，これらの形状の水門のもぐり流出の流量係数としては理論値より4％ないし5％程度小さい値を用いればよいことがわかる。

表5.5　もぐり流出流量係数（傾斜水門）

実験番号	δ	a (cm)	h (cm)	h_3 (cm)	Q (cm^3/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T
1	15°	6.027	45.41	26.04	54892	0.743	0.763	1.027
2		6.037	45.53	31.14	43776	0.619	0.607	0.981
3		6.043	45.66	37.44	31252	0.445	0.432	0.971
4		6.042	45.84	42.89	17782	0.260	0.245	0.942
5		6.018	34.55	22.19	46499	0.727	0.742	1.021
6		6.033	34.80	26.19	34735	0.569	0.551	0.968
7		6.028	34.21	29.64	23957	0.401	0.383	0.955
8		6.032	34.60	31.74	18383	0.311	0.293	0.942
9		6.015	24.43	17.94	35576	0.717	0.676	0.943
10		6.018	25.57	21.39	25226	0.489	0.468	0.957
11		6.025	25.63	24.99	9716	0.181	0.180	0.994
12		6.012	14.96	12.89	22031	0.617	0.535	0.867
13		6.017	15.40	14.81	10415	0.276	0.249	0.902
14	30°	6.017	48.33	27.26	49057	0.699	0.662	0.947
15		6.020	48.72	33.36	38889	0.540	0.522	0.967
16		6.033	48.59	39.25	29769	0.409	0.400	0.978
17		6.027	49.73	46.76	16173	0.222	0.215	0.968
18		6.012	36.17	23.86	37732	0.620	0.589	0.950
19		6.017	36.04	26.16	33704	0.531	0.527	0.992
20		6.013	38.57	31.86	25689	0.402	0.388	0.965
21		6.018	38.93	36.79	13773	0.220	0.207	0.941
22		5.993	27.49	20.06	31176	0.578	0.560	0.969
23		6.007	28.91	22.86	26553	0.478	0.464	0.971
24		6.002	28.97	26.56	15388	0.288	0.269	0.934
25		5.997	19.14	15.71	22884	0.514	0.493	0.959
26		5.997	18.92	18.20	9133	0.217	0.198	0.912
27	45°	5.842	51.31	26.28	47391	0.671	0.640	0.954
28		5.845	51.75	32.68	38143	0.529	0.512	0.968
29		5.840	50.67	40.98	26300	0.366	0.357	0.975
30		5.847	51.30	47.13	16448	0.235	0.222	0.945
31		5.833	39.58	23.13	39055	0.632	0.601	0.951
32		5.833	39.50	28.63	29844	0.465	0.460	0.989
33		5.835	39.58	33.53	21458	0.336	0.330	0.982
34		5.853	41.79	39.58	11753	0.193	0.175	0.907
35		5.825	30.46	19.28	34536	0.662	0.607	0.917
36		5.827	30.45	24.28	22713	0.412	0.399	0.968
37		5.833	30.80	29.13	11346	0.204	0.198	0.971

実験番号	δ	a (cm)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	Q(cm³/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T
38	45°	5.815	20.18	15.08	23992	0.563	0.519	0.922
39		5.825	20.56	19.18	11616	0.251	0.248	0.988
40	60°	6.060	46.76	24.56	42739	0.626	0.582	0.930
41		6.052	46.89	29.36	35657	0.500	0.486	0.972
42		6.058	46.55	37.66	24202	0.341	0.331	0.971
43		6.053	47.02	43.61	14617	0.206	0.199	0.966
44		6.057	36.70	21.36	37035	0.614	0.570	0.928
45		6.055	38.44	26.31	30033	0.468	0.452	0.966
46		6.055	37.53	31.36	20392	0.324	0.310	0.957
47		6.052	36.58	34.91	10024	0.168	0.155	0.923
48		6.047	27.60	18.11	30222	0.570	0.537	0.942
49		6.045	27.45	21.26	22541	0.414	0.402	0.971
50		6.048	27.94	24.76	15001	0.282	0.265	0.940
51		6.035	18.45	14.21	21089	0.498	0.459	0.922
52		6.043	18.36	17.71	7813	0.172	0.170	0.988

表5.6　もぐり流出流量係数（A型水門）

実験番号	δ	d / a	a (cm)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	Q(cm³/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T
1	15°	40	5.973	10.06	9.66	14207	0.480	0.424	0.882
2			5.975	14.89	13.39	19671	0.518	0.482	0.929
3			6.003	30.21	24.90	26880	0.490	0.460	0.939
4			6.023	50.03	40.03	33507	0.467	0.444	0.951
5			6.017	50.13	29.63	51481	0.739	0.682	0.923
6			6.012	39.86	37.86	13286	0.236	0.198	0.837
7			6.008	40.00	36.30	20195	0.323	0.300	0.929
8			6.007	29.91	26.61	20311	0.381	0.349	0.917
9			6.012	39.86	36.56	18767	0.305	0.279	0.915
10			6.005	30.07	25.87	23609	0.431	0.405	0.939
11			6.002	40.03	30.13	35335	0.552	0.526	0.952
12			6.003	40.14	28.74	38557	0.601	0.573	0.952
13			6.003	39.85	27.05	41030	0.657	0.611	0.931
14	30°	10	5.983	49.99	26.63	53013	0.699	0.707	1.012
15			5.987	50.87	33.03	41881	0.572	0.553	0.967
16			5.962	50.47	39.63	31753	0.430	0.423	0.983
17			5.998	51.01	47.13	18003	0.250	0.237	0.947
18			5.978	34.46	21.23	42223	0.665	0.679	1.022
19			5.973	35.98	24.93	35335	0.572	0.557	0.973

実験番号	δ	d/a	a (cm)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	Q(cm³/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T
20	30°	1.0	5.983	35.05	28.73	25297	0.417	0.403	0.966
21			5.978	34.80	32.68	13975	0.236	0.223	0.948
22			5.962	19.97	14.88	28831	0.600	0.611	1.019
23			5.965	20.88	17.53	21056	0.456	0.436	0.955
24			5.960	20.20	18.99	11454	0.267	0.241	0.902
25	30°	2.0	6.045	50.0	26.81	52873	0.701	0.698	0.996
26			6.053	50.0	31.0	44298	0.609	0.584	0.959
27			6.043	50.0	48.68	10546	0.147	0.139	0.946
28			6.043	39.98	37.86	13860	0.216	0.205	0.949
29			6.040	40.00	26.41	37773	0.597	0.558	0.935
30			6.027	29.82	20.77	33507	0.614	0.575	0.936
31			6.025	30.00	20.40	37444	0.646	0.640	0.991
32			6.013	14.97	14.19	10944	0.285	0.266	0.933
33			5.950	49.70	34.9	36425	0.519	0.490	0.944
34			5.965	49.26	39.5	29430	0.414	0.397	0.959
35			5.983	50.25	45.5	20425	0.280	0.272	0.971
36			5.983	39.71	34.7	20591	0.337	0.308	0.914
37			5.957	39.57	29.7	29806	0.489	0.449	0.918
38	30°	4.0	6.048	50.00	47.60	14617	0.199	0.193	0.970
39			6.038	50.00	31.7	42052	0.592	0.556	0.939
40			6.025	40.05	38.04	13102	0.209	0.194	0.928
41			6.013	39.82	20.7	38185	0.601	0.568	0.945
42			5.992	29.99	19.71	36913	0.671	0.635	0.946
43			6.003	29.99	21.29	32373	0.588	0.556	0.946
44			5.960	49.13	33.4	37239	0.543	0.503	0.926
45			5.960	49.05	39.6	29093	0.408	0.394	0.966
46			5.958	49.38	45.1	18799	0.268	0.254	0.948
47			5.940	39.48	34.9	19769	0.322	0.299	0.935
48			5.946	39.42	29.4	30641	0.495	0.463	0.966
49	45°	1.0	5.917	48.98	25.0	46145	0.637	0.629	0.987
50			5.922	48.95	26.6	43299	0.640	0.590	0.922
51			5.922	49.36	37.85	29392	0.409	0.399	0.976
52			5.917	39.37	21.6	39933	0.607	0.607	1.000
53			5.922	39.89	24.1	36101	0.600	0.545	0.908
54			5.915	39.57	27.8	30793	0.489	0.467	0.955
55			5.922	39.53	32.0	23679	0.379	0.359	0.947
56			5.908	29.46	18.0	34895	0.675	0.614	0.910
57			5.925	29.60	18.6	33114	0.603	0.580	0.962
58			5.915	29.54	20.3	29430	0.553	0.517	0.935

実験番号	δ	d/a	a (cm)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	Q(cm^3/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T
59	45°	1.0	5.908	29.53	22.0	26120	0.478	0.459	0.960
60			5.897	29.69	25.7	18415	0.331	0.324	0.979
61			5.885	18.86	14.3	24553	0.579	0.542	0.936
62			5.882	19.42	15.4	21390	0.490	0.466	0.951
63			5.890	19.60	17.0	16878	0.370	0.365	0.986
64			5.877	14.28	11.9	18193	0.515	0.463	0.899
65	45°	2.0	6.035	49.33	24.8	43127	0.662	0.575	0.924
66			6.035	49.40	28.9	39723	0.585	0.529	0.904
67			6.037	49.68	38.4	29505	0.404	0.392	0.970
68			6.040	49.58	47.69	11184	0.161	0.148	0.919
69			6.007	39.15	22.50	43256	0.642	0.650	1.012
70			6.012	39.39	22.6	38972	0.643	0.583	0.907
71			6.007	39.36	24.6	36182	0.578	0.542	0.938
72			6.010	39.63	27.1	31869	0.510	0.476	0.933
73			6.010	39.57	31.7	25013	0.389	0.374	0.961
74			6.010	39.76	36.6	15448	0.240	0.230	0.958
75			5.993	28.89	18.7	35496	0.625	0.622	0.995
76			5.992	29.10	19.1	32606	0.622	0.570	0.916
77			5.977	29.47	22.1	27025	0.474	0.470	0.992
78			6.005	29.67	25.8	18607	0.327	0.321	0.982
79			6.000	29.86	20.2	30450	0.570	0.524	0.919
80			5.990	19.41	15.0	21997	0.535	0.471	0.880
81			5.998	19.54	16.5	17406	0.410	0.371	0.905
82			5.992	19.75	18.4	11346	0.259	0.241	0.931
83	45°	4.0	6.013	49.41	27.1	43256	0.632	0.578	0.915
84			6.008	49.43	30.1	39014	0.559	0.522	0.934
85			6.013	49.67	32.9	35415	0.507	0.472	0.931
86			6.012	49.57	37.1	29392	0.427	0.392	0.918
87			6.020	49.76	47.8	11238	0.164	0.149	0.909
88			6.013	49.59	25.6	44955	0.645	0.600	0.930
89			6.012	39.23	22.6	43213	0.647	0.648	1.002
90			6.012	39.02	22.2	40649	0.628	0.611	0.973
91			6.002	39.33	23.0	38020	0.649	0.570	0.878
92			5.997	39.35	24.4	36182	0.584	0.543	0.930
93			5.998	39.53	27.3	31637	0.503	0.474	0.942
94			6.007	39.77	31.8	24765	0.390	0.369	0.946
95			6.003	39.72	36.4	15448	0.246	0.231	0.939
96	60°	1.0	6.045	49.42	27.55	41072	0.560	0.546	0.975
97			6.062	49.55	30.35	37035	0.507	0.490	0.966

実験番号	δ	d/a	a (cm)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	$Q(cm^3/sec)$	C_T	C_E	C_E/C_T
98	60°	1.0	6.062	49.47	33.90	33389	0.445	0.442	0.993
99			6.060	49.57	38.50	27757	0.368	0.367	0.997
100			6.052	49.79	48.50	10050	0.122	0.133	1.090
101			6.043	39.31	22.63	39807	0.590	0.593	1.005
102			6.032	39.40	22.5	38764	0.598	0.578	0.967
103			6.030	39.51	21.71	36141	0.587	0.538	0.917
104			6.037	39.57	23.85	34935	0.547	0.519	0.949
105			6.038	39.61	27.95	29769	0.445	0.442	0.993
106			6.040	39.89	31.70	23159	0.362	0.341	0.942
107			6.035	39.81	36.50	14588	0.225	0.216	0.960
108			6.033	29.35	17.6	33114	0.539	0.572	1.061
109			6.027	29.30	18.2	30831	0.571	0.534	0.935
110			6.030	29.45	19.4	28571	0.541	0.493	0.911
111			6.033	29.46	21.2	24342	0.465	0.420	0.903
112			6.027	29.75	24.7	18225	0.345	0.313	0.907
113			6.023	18.58	13.8	23263	0.572	0.506	0.885
114			6.020	19.35	15.0	19998	0.474	0.426	0.899
115			6.025	19.64	16.5	16356	0.377	0.346	0.918
116			6.022	19.83	18.3	10599	0.251	0.223	0.888
117	60°	2.0	5.985	49.69	24.0	45350	0.582	0.607	1.043
118			6.002	49.49	25.4	41030	0.634	0.549	0.866
119			6.008	49.71	29.2	36709	0.528	0.490	0.928
120			6.005	49.72	32.6	33075	0.469	0.441	0.940
121			6.007	49.85	37.0	27427	0.397	0.365	0.919
122			6.008	49.72	48.1	10024	0.137	0.134	0.978
123			5.983	39.42	21.3	39598	0.576	0.595	1.033
124			5.992	39.34	21.7	38020	0.592	0.572	0.966
125			5.993	39.49	22.9	35536	0.578	0.533	0.922
126			5.992	39.51	23.8	34178	0.547	0.512	0.936
127			6.002	39.57	27.3	29167	0.459	0.436	0.950
128			6.005	39.70	31.6	22678	0.361	0.338	0.936
129			5.995	39.77	36.6	14441	0.220	0.216	0.982
130			5.995	29.64	17.5	32567	0.534	0.563	1.054
131			5.970	29.55	18.2	31022	0.570	0.540	0.947
132			5.973	29.50	19.6	28274	0.529	0.492	0.930
133			5.977	29.62	22.4	24413	0.424	0.424	1.000
134			5.988	29.76	25.1	17344	0.329	0.300	0.912
135	60°	4.0	6.077	58.90	27.1	50424	0.602	0.610	1.013
136			6.087	59.19	28.6	47167	0.625	0.569	0.910

実験番号	δ	d/a	a (cm)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	Q(cm³/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T
137	60°	40	6.087	59.48	31.3	43603	0.565	0.524	0.927
138			6.085	59.47	34.3	40101	0.520	0.483	0.929
139			6.087	59.74	39.9	35496	0.448	0.426	0.951
140			6.093	59.89	49.8	25190	0.310	0.302	0.974
141			6.075	49.43	25.2	45042	0.615	0.596	0.969
142			6.087	49.69	26.0	41455	0.608	0.546	0.898
143			6.087	49.74	29.2	36994	0.530	0.487	0.919
144			6.087	49.72	33.2	33114	0.460	0.436	0.948
145			6.082	49.77	38.0	27647	0.366	0.364	0.995
146			6.092	49.93	48.1	10494	0.145	0.138	0.952

表5.7　もぐり流出流量係数（B型水門）

実験番号	δ	ℓ/a	a (cm)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	Q(cm³/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T
1	30°	0.063	5.918	18.04	15.63	15060	0.360	0.338	0.939
2			5.930	29.93	19.03	31907	0.603	0.555	0.920
3			5.950	30.05	22.48	24589	0.447	0.426	0.953
4			5.933	30.06	26.63	15870	0.287	0.275	0.958
5			5.950	42.00	23.33	41115	0.637	0.602	0.945
6			5.962	42.21	28.48	32489	0.484	0.474	0.979
7			5.955	41.90	36.93	18035	0.278	0.264	0.950
8			5.942	54.00	27.23	47301	0.638	0.612	0.959
9			5.973	54.00	33.78	38640	0.505	0.497	0.984
10			5.972	54.00	45.63	23367	0.310	0.301	0.971
11	30°	0.146	5.925	18.35	16.63	11972	0.278	0.266	0.957
12			5.933	30.04	21.78	24836	0.447	0.431	0.964
13			5.920	29.94	27.33	13258	0.238	0.231	0.971
14			5.920	42.20	23.58	38391	0.580	0.564	0.972
15			5.930	42.10	27.28	32256	0.484	0.473	0.977
16			5.937	53.94	28.03	43733	0.577	0.566	0.981
17			5.965	54.00	34.98	35175	0.463	0.453	0.978
18			5.962	53.90	45.88	21896	0.290	0.282	0.972
19	30°	0.313	5.923	18.09	16.38	11346	0.264	0.254	0.962
20			5.930	30.00	21.53	23748	0.430	0.413	0.960
21			5.932	30.03	26.48	14617	0.264	0.254	0.962
22			5.935	41.85	22.63	37814	0.576	0.556	0.965
23			5.948	42.04	27.18	30412	0.460	0.445	0.967
24			5.972	42.04	37.13	16326	0.250	0.238	0.952

実験番号	δ	ℓ/a	a (cm)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	Q(cm³/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T
25	30°	0.313	5.960	54.00	26.23	44168	0.593	0.569	0.960
26			5.968	54.17	31.33	37076	0.492	0.477	0.970
27			5.985	54.07	47.83	17814	0.242	0.229	0.946
28			5.923	18.07	15.83	12693	0.300	0.285	0.950
29			5.931	30.01	18.23	29731	0.561	0.517	0.922
30			5.953	30.05	21.08	23748	0.436	0.411	0.943
31			5.943	29.96	25.68	15839	0.286	0.275	0.962
32			5.930	42.22	22.53	37403	0.569	0.548	0.963
33			5.965	42.12	37.18	16295	0.246	0.238	0.967
34			5.968	53.85	25.78	43863	0.600	0.566	0.943
35			5.983	54.00	31.88	36425	0.473	0.468	0.989
36			5.977	54.10	44.83	21997	0.291	0.283	0.973
37	30°	0.979	5.913	18.21	15.68	13229	0.310	0.296	0.955
38			5.942	29.74	18.28	28237	0.523	0.492	0.941
39			5.942	29.86	21.08	23090	0.419	0.402	0.958
40			5.950	30.02	25.63	15418	0.281	0.267	0.950
41			5.970	42.00	28.03	27941	0.421	0.408	0.969
42			5.970	42.26	37.03	16143	0.246	0.235	0.955
43			6.005	54.09	34.08	33114	0.432	0.423	0.979
44			5.987	53.84	48.08	16570	0.223	0.213	0.955
45	45°	0.05	5.910	18.12	13.87	20558	0.491	0.461	0.939
46			5.915	18.04	15.49	15358	0.351	0.345	0.983
47			5.930	30.00	18.70	31455	0.585	0.547	0.935
48			5.932	30.20	21.70	25368	0.452	0.439	0.971
49			5.958	30.00	26.15	16143	0.290	0.279	0.962
50			5.958	42.06	23.66	38267	0.574	0.559	0.974
51			5.967	42.00	28.35	30908	0.459	0.451	0.983
52			5.977	42.07	36.47	18703	0.281	0.272	0.968
53			5.992	54.15	34.70	36222	0.467	0.464	0.994
54			6.022	54.07	45.92	22133	0.291	0.282	0.969
55	45°	0.133	5.905	18.00	13.85	19120	0.461	0.431	0.935
56			5.890	18.06	16.09	12358	0.290	0.279	0.962
57			5.938	29.89	18.64	29731	0.550	0.517	0.940
58			5.923	29.65	20.30	25261	0.470	0.442	0.940
59			5.942	29.78	23.78	19282	0.357	0.336	0.941
60			5.943	42.49	22.69	38972	0.602	0.569	0.945
61			5.949	41.82	27.52	29957	0.456	0.440	0.965
62			5.965	41.77	34.72	20327	0.307	0.298	0.971
63			5.768	54.27	26.27	44911	0.607	0.577	0.951

実験番号	δ	ℓ/a	a (cm)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	Q(cm³/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T
64	45°	0.133	5.970	54.19	31.69	38102	0.493	0.490	0.994
65			5.988	54.00	44.32	23228	0.308	0.298	0.968
66	45°	0.300	5.920	17.92	13.82	18415	0.440	0.415	0.943
67			5.922	17.98	15.93	11889	0.287	0.267	0.930
68			5.922	30.13	18.33	29882	0.553	0.519	0.939
69			5.940	30.24	21.34	23888	0.431	0.413	0.958
70			5.942	30.55	24.05	20129	0.354	0.346	0.977
71			5.943	42.26	22.56	37117	0.569	0.543	0.954
72	45°	0.300	5.957	42.11	27.41	29467	0.446	0.430	0.964
73			5.967	42.22	34.77	19998	0.304	0.291	0.957
74			5.957	53.99	26.14	42911	0.577	0.554	0.960
75			5.977	54.20	34.45	33114	0.440	0.425	0.966
76			5.993	53.94	45.53	20756	0.278	0.266	0.957
77	45°	0.467	5.912	18.11	16.11	11944	0.277	0.268	0.968
78			5.933	30.22	20.32	24659	0.456	0.427	0.936
79			5.935	30.17	25.07	16693	0.308	0.289	0.938
80			5.937	42.00	22.35	36750	0.563	0.539	0.957
81			5.980	42.11	34.91	19444	0.295	0.283	0.959
82			5.957	54.00	25.90	42868	0.575	0.553	0.962
83			5.982	54.35	33.00	34895	0.454	0.447	0.985
84			5.992	54.03	44.03	22610	0.299	0.290	0.970
85	45°	0.967	5.935	18.09	16.04	11972	0.276	0.268	0.971
86			5.950	30.10	18.30	28459	0.527	0.492	0.934
87			5.938	30.02	21.27	22644	0.414	0.393	0.949
88			5.947	30.00	27.35	12220	0.215	0.212	0.986
89			5.977	42.15	27.20	28906	0.436	0.421	0.966
90			5.973	42.20	38.45	13888	0.206	0.202	0.981
91			5.965	54.00	25.90	41924	0.560	0.540	0.964
92			5.973	53.97	32.72	33901	0.446	0.436	0.978
93			5.983	53.93	48.83	15900	0.208	0.204	0.961
94	60°	0.017	5.918	18.18	15.73	13925	0.331	0.312	0.943
95			5.935	30.00	20.98	24800	0.460	0.431	0.937
96			5.933	30.25	26.48	15120	0.278	0.262	0.942
97			5.933	42.04	23.08	37690	0.577	0.553	0.958
98			5.947	42.09	27.38	30984	0.468	0.453	0.968
99			5.968	42.07	36.83	17219	0.265	0.251	0.947
100			5.957	53.77	26.23	44955	0.615	0.581	0.945
101			5.965	54.14	33.33	36344	0.475	0.468	0.985
102			5.973	54.10	47.68	18831	0.252	0.242	0.960

実験番号	δ	ℓ/a	a (cm)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	Q(cm³/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T
103	60°	0.100	5.912	18.22	13.43	20525	0.500	0.459	0.918
104			5.903	18.03	15.58	13860	0.318	0.312	0.981
105			5.920	29.98	18.78	28682	0.522	0.500	0.958
106			5.955	30.12	21.13	24378	0.437	0.421	0.963
107			5.953	30.32	27.63	12946	0.223	0.223	1.000
108			5.925	41.92	26.93	30222	0.455	0.445	0.978
109			5.948	41.82	34.63	19900	0.301	0.292	0.970
110			5.938	54.00	26.23	42652	0.576	0.552	0.958
111			5.960	54.05	32.73	35536	0.463	0.458	0.989
112			5.965	54.13	46.78	19379	0.259	0.249	0.961
113	60°	0.267	5.890	17.87	15.83	11917	0.282	0.270	0.957
114			5.913	30.21	21.53	22815	0.414	0.396	0.957
115			5.913	29.96	25.88	15001	0.272	0.262	0.963
116			5.917	41.81	22.38	35616	0.550	0.526	0.956
117			5.928	42.05	27.73	28571	0.429	0.420	0.979
118			5.933	41.92	37.03	15418	0.240	0.227	0.946
119			5.930	54.00	25.58	42695	0.585	0.553	0.945
120			5.943	54.08	30.88	36141	0.476	0.467	0.981
121			5.948	53.80	46.78	18607	0.248	0.241	0.972
122	60°	0.433	5.898	18.08	15.88	12192	0.289	0.275	0.952
123			5.938	29.95	17.98	29467	0.557	0.512	0.919
124			5.940	29.91	21.63	22303	0.402	0.388	0.965
125			5.943	30.06	27.43	11535	0.214	0.200	0.935
126			5.965	42.02	26.73	29731	0.444	0.434	0.977
127			5.963	42.05	34.93	19024	0.289	0.278	0.962
128			5.962	53.85	25.78	42052	0.565	0.543	0.961
129			5.977	54.13	31.98	35215	0.458	0.452	0.987
130			5.993	54.12	46.38	19249	0.258	0.247	0.957
131	60°	0.933	5.902	18.17	16.03	11725	0.280	0.263	0.939
132			5.945	29.96	21.73	21760	0.395	0.378	0.957
133			5.927	29.95	26.43	13601	0.247	0.237	0.960
134			5.925	42.00	22.48	35616	0.534	0.524	0.981
135			5.950	42.00	27.93	27537	0.417	0.403	0.966
136			5.948	42.13	37.23	15090	0.235	0.221	0.940
137			5.945	54.00	25.53	40564	0.567	0.524	0.924
138			5.958	53.92	33.68	31676	0.429	0.409	0.953
139			5.960	54.05	46.83	17657	0.246	0.228	0.927

表5.8　C_E/C_T の平均値

δ	傾斜水門	A 型水門			B 型水門				
		d／a			l／a				
		1.0	2.0	4.0	0.02〜0.06	0.10〜0.15	0.27〜0.31	0.43〜0.48	0.93〜0.98
15°	0.950	−	−	0.934	−	−	−	−	−
30°	0.958	0.972	0.950	0.943	0.956	0.972	0.960	0.957	0.958
45°	0.957	0.951	0.941	0.934	0.968	0.956	0.955	0.959	0.968
60°	0.952	0.955	0.958	0.949	0.954	0.968	0.962	0.957	0.950
90°	0.962	−	−	−	−	−	−	−	−
平均値	0.956	0.949			0.960				

第4節　結　　語

本章では，形状的に各種の水門の基本になると考えられるスキンプレートが直線状に構成された水門を考え，その縮流係数を一般的に求める方法を示し，実際に傾斜底水門について計算をおこない，縮流係数の特性を理論的に明らかにした。さらにその結果をもとにして，傾斜底水門の流出特性について実験的に考察をおこなった。その結果，明らかにされた事項を列挙すればつぎのとおりである。

1) 理論的な解析結果より傾斜底水門の縮流係数は流出端の形状によって大きな影響を受けることが示されたが，このことは実験によっても確められた。すなわち，傾斜底水門のうちA型水門については，水門の厚さが開き高と同程度以上になると，その縮流係数は傾斜水門の値とほぼ等しくなる。しかし，傾斜角度が小さくまた水深の大きい場合には，傾斜水門の値よりも大きくなるが，これは水門底面にはく離領域が形成され，その影響が大きくなるためであることが定性的に確められた。また，B型水門についてはリップ・エクステンションの長さが0から水門の開き高と同じ程度になるまでの間では，その長さが少し増えると縮流係数は急激に減少することが確められた。

2) 自由流出の流量係数については，水門の厚さあるいはリップ・エクステンションの長さの流量係数に及ぼす影響は各水門に対する縮流係数の場合と同様の傾向が認められた。

3) もぐり流出の流量係数については，理論解析によって得られた縮流係数を用いて式（2−21）によって計算された値はほぼ妥当であることが実験によって確められた。また実験値と理論値の比については，各水門形状による差はほとんど認められず，平均的には実験値は理論値より4％ないし5％程度小さい値であることが示された。

参 考 文 献

1） 名合宏之：傾斜底水門の縮流係数の理論解，広島大学工学部研究報告，第１９巻，第１冊，昭和４５年１１月．

2） v.Mises, R. : Berechnung von Ausfluss-und Überfallzallen, V. D. I. 20 Mai, 2 Juni, 9 Juni, 1917.

3） Cisotti, U. : Vene fluenti, Rendiconti del Circolo Mathematico di Palermo, tomo 25, 1908.

4） Larock, B. E. : Jets from Two-Dimensional Symmetric Nozzles of Arbitrary Shape, Jour. Fluid Mechanics, Vol. 37, Part 3, July, 1969.

5） 佐々木達治郎：等角写像の応用，冨山房，昭和１４年　１６５頁．

6） Marchi, E. : Sui fenomeni di efflusso piano da luci a battente, Annali di Mathematica Pura ed Applicata, 35, 1953.

7） Koch, A. und Carstenjen, M. : Von der Bewegung des Wassers und den dabai auftretenden Kräften, Springer, Berlin, 1926, S. 120.

8） 名合宏之：傾斜水門の流出機構，土木学会中国四国支部第２２回学術講演会講演概要，昭和４５年７月．

9） 名合宏之，桐原圭司，楠喜税：傾斜底水門の流量係数について，土木学会中国四国支部第２３回学術講演会講演概要，昭和４６年５月．

10） 名合宏之，渡辺英正：水門の流出機構に及ぼすリップ・エクステンションの影響，土木学会中国四国支部第２４回学術講演会講演概要，昭和４７年５月．

第 6 章　水門形状のモデル化とその適用性に関する研究

第 1 節　概　説

前章では，水門の基本的形状としてスキンプレートが直線状に構成された水門を考え，その流出特性について理論的・実験的な考察をおこなった。しかし，実際に使用される水門形状は上述のような形状を基本としながらも，細部にわたっては，水理学的・構造力学的な見地から曲面を用いた種々の修正がなされ，その修正の仕方によって多くの水門が設計されている。このような水門のうち，鉛直水門の底面が円形のもの，あるいは水門全体が弧形のものなどについては，それぞれ個々に実験的な研究がなされているが[1), 2), 3), 4), 5)]，一般的な形状の場合の流出特性はいまだ明らかにされておらず，現状では実際に用いられる水門については多くの場合，形状が特殊であるということによって模型実験がおこなわれるのが普通である。したがって，水門の水理学的設計法の合理化をはかるためには，任意の形状に対する流出特性を統一的に把握することが重要な課題である。このような観点から，本章では前章で得られた結果をもとにして，流出流量を取り扱うに際しての形状のモデル化を試み，その適用性について検討する。

第 2 節　水門形状のモデル化

各種の底流型水門をその底面形状によって分類すると，図 6. 1 に示されるようである。ただし，この図に示された各水門ではリップ・エクステンションは除いている。この図においてⅠ型は傾斜水門であり，底面は直線状である。Ⅱ型では底面が曲線状であり，実用水門ではこの曲線の形としては円弧，楕円弧あるいは放物線形などが採用されている。とくにスキンプレート全体が円弧の場合には，弧形水門(sector gate, tainter gate)として非常に多く用いられる形状である。Ⅲ型は底面が直線および曲線で構成されたものであり，曲線部には主として円弧が採用されている。これらの水門において，流出流量に影響する底面の形状要素は図に示された記号を用いると表 6. 1 のように整理される。

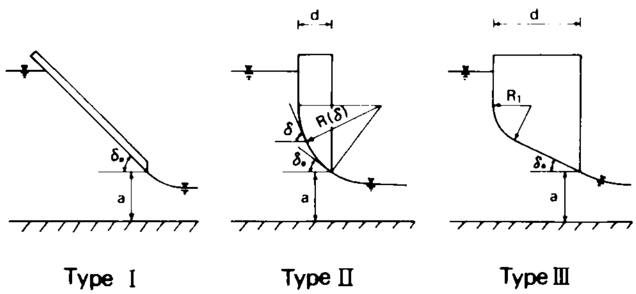


図 6. 1　底流型水門の形状の分類

表 6. 1　流出量に影響する底面形状要素

水　門　形　状	Ⅰ	Ⅱ	Ⅲ
形　状　要　素	δ_0	δ_0 , d , $R(\delta)$	δ_0 , d , R_1

ここに，δ_0 は流出断面における底面傾斜角，d は水門の厚さ，$R(\delta)$ は接線傾斜角が δ における曲率半径，R_1 はⅢ型水門の曲線部（円弧）の曲率半径である。Ⅱ型水門において，曲線部が円弧であれば，形状要素は δ_0 のほかに d あるいは $R(\delta)$ のうちどちらか一方となる。またⅢ

型水門において，R_1 が0の場合は前章で述べたA型水門となる。それぞれの水門の流量係数は一般にはこの表に示された各形状要素の関数として表わされるが，前章で明らかにされた結果から考えると，それらの形状要素のうち，流出端近傍の形状が支配的な要素になるであろう。したがって，流出量を取り扱うにあたっての形状のモデル化では，それぞれの水門の底面形状を傾斜角δ_0の傾斜水門のそれに置き換えることが考えられる。このような考え方は，Horton[6]やKnapp[7]によってテンターゲートの場合に提案されており，Hortonはさらに図5.1のⅢ型水門（beveled lip gate）に対しても適用されるだろうと述べている。そこで本研究においては，このようなモデル化を各種の水門に適用することにする。

このようなモデル化をおこなう場合，任意のδ_0 に対する傾斜水門の流量係数が明らかにされなければならない。この点に関しては，もぐり流出に対しては前章で述べた理論値を用いることにし，自由流出に対しては図5.18に示された傾斜水門の実験値および推定値を用いることにする。

図6.2は，図5.18より得られた各傾斜角δ_0 に対する流量係数の実験曲線（実線）および推定曲線（破線）を示したものである。なお，以上は底面形状のみをとりあげてモデル化を考えたが，リップ・エクステンションのある場合には，前章で考察したように，それの流出量に及ぼす影響は非常に大きい。この点に関しては，上述のモデルにリップ・エクステンションを考慮した前章で述べたB型水門をモデルと考えるのが妥当であろう。

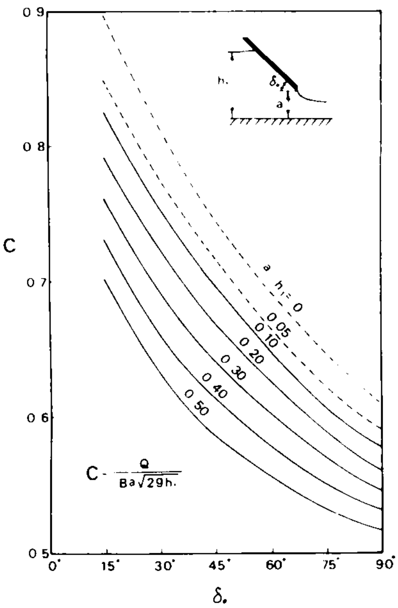


図6.2　δ_0 に対する流量係数

第3節　モデルの適用性

1　モデルの適用性に関する実験的考察

前節で述べた水門形状のモデル化は，前章で述べたA型水門についてはほぼ妥当であることが示されている。ここでは，さらに一般の形状に対するモデル化の妥当性および適用限界について表6.2に示された模型に対する実験結果をもとにして考察する。

表6.2　水門模型寸法

水門形状 / δ_0	Ⅱ d/a	Ⅱ $R(\delta)$	Ⅲ d/a	Ⅲ R_1
0°	1，2	一定	5	6.0 cm
15°	1	〃	5	8.1 cm
30°	0.5，1	〃	—	—
45°	0.33，1	〃	—	—

実験に用いた模型は主としてⅡ型水門であるが，これは，Ⅲ型水門の流量係数は傾斜水門（Ⅰ型水門）とⅡ型水門の中間に存在し，またⅡ型水門の値によって限界が示されると考えたためである。

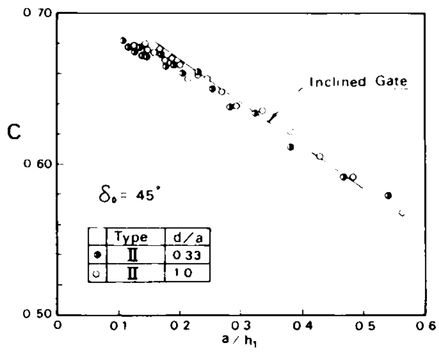


図6.3　自由流出の流量係数

(1)　自由流出

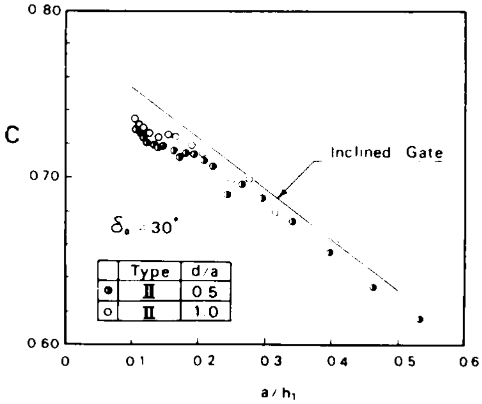


図 6. 4　自由流出の流量係数

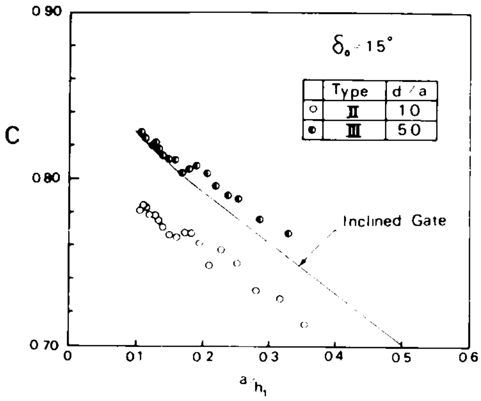


図 6. 5　自由流出の流量係数

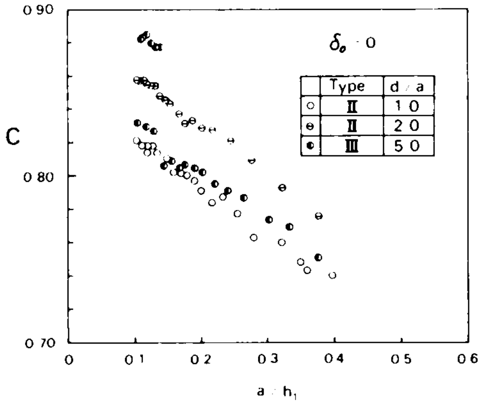


図 6. 6　自由流出の流量係数

図 6.3 から図 6.6 まではそれぞれ δ_0 が 45°, 30°, 15° および 0° の場合の流量係数を示している。各図における実線は，それぞれの場合のモデル水門（傾斜水門）の流量係数を示している。図 6.3，図 6.4 および図 6.5 より，円弧形の底面を有する水門（Ⅱ型水門）の流量係数は各場合の傾斜水門の値よりもほとんどの場合小さくなることがわかる。これは，傾斜水門に較べて鉛直方向流速が大きくなり，縮流効果が大きくなるためと考えられる。このことは，図 6.4 において d/a が小さくなると（曲率が大きくなると）若干ではあるが流量係数が小さくなることからも推定される。また，これらの図において d/a が 1.0 の場合に注目すると δ_0 が大きくなるに従って傾斜水門の値に近づき，δ_0 が 45° では実用上傾斜水門の値と同程度（2％以内の差）になる。δ_0 が 45°の場合は d/a が 0.33 の場合もほとんど同程度の値を示す。これらのことから，δ_0 が 45°以上で，d/a が 0.33 以上の場合は自由流出の流量係数は傾斜水門の値と同程度になると考えてよい。図 6.5 および図 6.6 におけるⅡ型水門の実験においては，流線は図 6.7 に示されるように底面上ではく離するのが認められた。このような状態は，δ_0 が大きくなり，さらに d/a が小さくなることと同じであり，流量係数が小さくなる原因と考えられる。図 6.5 におけるⅢ型水門（$\delta_0 = 15°$）は，d/a が 1.0 のⅡ型水門に d/a が 4.0 の傾斜底水門（A型）を取り付けたものであるが，この場合は，傾斜水門とほぼ同じ値を示している。図 6.6 におけるⅢ型水門（$\delta_0 = 0°$）も d/a が 1.0 のⅡ型水門に d/a が 4.0 の水平底面を有する水門を取り付けたものであるが，この場合は

実験値の傾向に2種のものがみられる。一つは d/a が1.0のⅡ型水門とほぼ同じ値を示すものであり，いま一つは a/h_1 が0.15より小さい領域において図中でもっとも大きな値を示しているものである。前者はⅡ型水門の部分ではく離した流れがそのまま流下した場合であり，後者ははく離した流れがふたたび水平底面に接して流れた場合である。このように δ_0 が小さい場合には，流況が傾斜水門における場合とはかなり異なってくるため，傾斜水門の流量係数の値をそのまま適用するには問題がある。

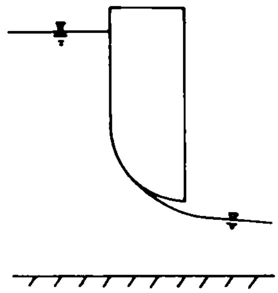


図 6.7　水門底面での流線のはく離

(2)　もぐり流出

表 6.3　もぐり流出の流量係数（typeⅠ，typeⅡ）

実験番号	δ_0	d/a	a(cm)	h_1(cm)	h_3(cm)	Q(cm³/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T	水門形状
1	0°	1.0	6.017	50.02	49.12	9,792	0.154	0.129	0.838	type−Ⅱ
2	〃	〃	〃	50.03	48.43	13,457	0.206	0.179	0.867	〃
3	〃	〃	〃	50.00	45.85	21,156	0.294	0.281	0.953	〃
4	〃	〃	〃	49.99	44.34	24,483	0.392	0.325	0.828	〃
5	〃	〃	6.013	50.03	41.03	31,927	0.502	0.424	0.844	〃
6	〃	〃	6.017	50.05	38.95	35,616	0.563	0.473	0.838	〃
7	〃	〃	6.015	50.06	36.06	40,417	0.645	0.536	0.830	〃
8	〃	〃	5.998	30.10	28.50	13,888	0.298	0.238	0.799	〃
9	〃	〃	5.998	30.00	26.50	20,558	0.452	0.353	0.782	〃
10	〃	〃	5.993	30.06	23.86	29,355	0.629	0.505	0.801	〃
11	〃	〃	6.008	40.00	32.70	29,167	0.532	0.434	0.815	〃
12	〃	〃	5.992	19.98	18.68	13,658	0.395	0.288	0.729	〃
13	〃	2.0	6.007	50.08	48.03	14,529	0.233	0.193	0.828	〃
14	〃	〃	〃	50.00	44.28	26,048	0.394	0.346	0.878	〃
15	〃	〃	〃	50.02	42.02	31,061	0.471	0.413	0.877	〃
16	〃	〃	5.992	50.05	39.00	36,994	0.562	0.493	0.878	〃
17	〃	〃	5.990	49.95	35.80	42,352	0.650	0.565	0.869	〃
18	〃	〃	5.982	40.09	32.84	30,869	0.528	0.460	0.871	〃
19	〃	〃	5.977	30.08	28.33	14,573	0.312	0.251	0.806	〃
20	〃	〃	5.973	29.95	28.00	15,719	0.331	0.272	0.820	〃
21	〃	〃	5.975	30.06	23.91	30,736	0.625	0.530	0.847	〃
22	〃	〃	5.963	20.10	18.95	14,207	0.350	0.300	0.858	〃
23	15°	1.0	6.030	50.00	48.85	11,131	0.154	0.147	0.959	〃
24	〃	〃	6.030	49.97	42.22	24,167	0.408	0.320	0.786	〃
25	〃	〃	6.015	49.96	38.81	34,119	0.496	0.453	0.914	〃
26	〃	〃	6.008	49.90	35.05	39,535	0.586	0.526	0.898	〃
27	〃	〃	6.003	39.93	37.63	14,971	0.253	0.223	0.880	〃
28	〃	〃	〃	40.08	28.23	12,275	0.226	0.182	0.807	〃
29	〃	〃	6.000	40.10	36.35	19,574	0.325	0.291	0.896	〃
30	〃	〃	6.002	40.10	33.05	27,500	0.454	0.409	0.900	〃
31	〃	〃	5.995	30.00	26.55	19,737	0.388	0.339	0.875	〃
32	〃	〃	5.978	19.90	18.75	13,258	0.302	0.281	0.930	〃

実験番号	δ_0	d/a	$a(cm)$	$h_1(cm)$	$h_3(cm)$	$Q(cm^3/sec)$	C_T	C_E	C_E/C_T	水門形状
33	30°	0.5	6.078	50.17	26.63	51,712	0.689	0.678	0.984	type−II
34	〃	〃	6.067	50.77	29.53	45,835	0.655	0.598	0.914	〃
35	〃	〃	6.065	50.51	37.33	34,775	0.481	0.455	947	〃
36	〃	〃	6.073	50.85	47.33	16,693	0.239	0.217	910	〃
37	〃	〃	6.058	34.53	24.43	33,350	0.562	0.529	0.940	〃
38	〃	〃	6.065	35.59	28.53	26,084	0.440	0.407	0.924	〃
39	〃	〃	6.053	35.39	32.73	15,150	0.262	0.237	0.904	〃
40	〃	〃	6.037	20.39	16.33	23,471	0.537	0.486	0.905	〃
41	〃	〃	6.040	19.89	18.43	13,173	0.301	0.276	0.916	〃
42	〃	1.0	5.970	50.10	48.35	11,835	0.170	0.158	0.930	〃
43	〃	〃	〃	50.05	47.65	14,120	0.199	0.189	0.947	〃
44	〃	〃	〃	49.94	45.99	17,940	0.257	0.240	0.933	〃
45	〃	〃	〃	50.06	42.16	25,976	0.366	0.347	0.949	〃
46	〃	〃	5.964	50.00	38.55	31,734	0.449	0.425	0.947	〃
47	〃	〃	5.958	39.98	35.93	18,511	0.302	0.278	0.919	〃
48	〃	〃	5.958	39.80	32.65	25,190	0.406	0.378	0.932	〃
49	〃	〃	5.945	29.95	23.70	25,368	0.471	0.440	0.934	〃
50	〃	〃	5.933	20.03	18.83	11,698	0.268	0.249	0.927	〃
51	〃	〃	5.933	20.08	17.03	18,927	0.448	0.402	0.897	〃
52	45°	0.33	5.938	49.84	25.94	46,056	0.664	0.620	0.934	〃
53	〃	〃	5.948	48.95	32.14	36,060	0.513	0.489	0.953	〃
54	〃	〃	5.935	49.30	40.44	24,836	0.356	0.337	0.947	〃
55	〃	〃	5.940	49.76	46.94	13,687	0.196	0.184	0.939	〃
56	〃	〃	5.927	41.12	22.84	42,309	0.635	0.629	0.991	〃
57	〃	〃	5.937	40.79	28.14	31,791	0.499	0.473	0.948	〃
58	〃	〃	5.943	40.98	31.89	25,725	0.410	0.382	0.932	〃
59	〃	〃	5.932	40.38	36.94	15,150	0.248	0.227	0.915	〃
60	〃	〃	5.907	29.68	19.09	32,958	0.649	0.578	0.891	〃
61	〃	〃	5.922	30.89	22.74	26,084	0.483	0.448	0.928	〃
62	〃	〃	5.918	30.53	27.39	15,031	0.286	0.260	0.909	〃
63	〃	〃	5.907	20.04	14.74	24,659	0.605	0.527	0.871	〃
64	〃	〃	5.907	19.93	17.54	14,764	0.348	0.316	0.908	〃
65	〃	1.0	6.012	50.61	45.55	18,607	0.261	0.245	0.938	〃
66	〃	〃	6.022	51.12	34.59	35,899	0.491	0.470	0.958	〃
67	〃	〃	6.020	49.91	26.11	47,660	0.663	0.632	0.954	〃
68	〃	〃	6.017	35.04	21.53	36,506	0.632	0.578	0.915	〃
69	〃	〃	6.017	34.79	23.66	31,599	0.532	0.502	0.944	〃
70	〃	〃	6.017	35.66	26.70	27,281	0.453	0.428	0.946	〃
71	〃	〃	6.012	34.55	30.70	16,940	0.292	0.270	0.927	〃
72	〃	〃	5.997	20.24	14.41	27,574	0.543	0.577	1.061	〃
73	〃	〃	5.992	19.94	15.54	21,997	0.511	0.464	0.908	〃
74	〃	〃	6.008	19.71	17.44	14,735	0.342	0.311	0.911	〃

実験番号	δ_0	d/a	a(cm)	h_1 (cm)	h_3 (cm)	Q(cm³/sec)	C_T	C_E	C_E/C_T	水門形状
75	45°	1.0	6.003	49.41	40.01	26,192	0.367	0.350	0.955	type−Ⅱ
76	〃	〃	6.025	49.62	29.18	40,086	0.580	0.533	0.919	〃
77	0°	5.0	6.012	30.08	29.38	10,599	0.192	0.181	0.942	type−Ⅲ
78	〃	〃	〃	30.05	29.25	11,481	0.205	0.197	0.961	〃
79	〃	〃	〃	29.97	28.87	13,486	0.242	0.231	0.955	〃
80	〃	〃	6.017	40.02	36.27	22,833	0.367	0.339	0.924	〃
81	〃	〃	〃	40.12	34.79	26,336	0.442	0.390	0.882	〃
82	〃	〃	〃	40.03	34.18	29,205	0.465	0.433	0.931	〃
83	〃	〃	〃	40.10	33.25	31,753	0.506	0.471	0.931	〃
84	〃	〃	〃	40.28	31.68	35,979	0.574	0.532	0.927	〃
85	〃	〃	〃	40.05	30.00	39,347	0.635	0.586	0.923	〃
86	〃	〃	6.012	39.95	28.95	41,072	0.675	0.610	0.904	〃
87	15°	〃	6.06	50.09	46.84	18,607	0.259	0.245	0.943	〃
88	〃	〃	〃	50.02	42.12	29,995	0.411	0.395	0.960	〃
89	〃	〃	6.055	49.98	39.13	35,737	0.489	0.471	0.964	〃
90	〃	〃	〃	49.90	15.80	41,327	0.605	0.545	0.901	〃
91	〃	〃	6.043	49.87	23.32	45,658	0.660	0.604	0.914	〃
92	〃	〃	6.043	39.95	38.61	12,918	0.192	0.190	0.991	〃
93	〃	〃	〃	40.15	36.50	20,294	0.320	0.299	0.934	〃
94	〃	〃	6.045	40.13	35.40	23,436	0.366	0.345	0.941	〃
95	〃	〃	〃	40.08	32.83	30,260	0.462	0.446	0.966	〃
96	〃	〃	6.028	30.73	26.47	23,471	0.427	0.396	0.928	〃
97	〃	〃	〃	20.08	18.54	15,120	0.364	0.316	0.867	〃
98	〃	〃	6.035	20.13	18.33	16,234	0.396	0.338	0.854	〃
99	〃	〃	〃	19.99	17.64	21,424	0.464	0.448	0.966	〃

各模型のもぐり流出の実験値C_E，およびモデル水門に対する理論値C_Tは表6.3に示されるとおりである。前章でおこなったのと同様に，各模型の実験値の特性をC_E/C_Tの平均値で表わし整理すると図6.8に示されるようになる。この図における実線は表4.9に示した傾斜水門に対する平均的な値0.956を示している。この図において，円弧形底面の水門（Ⅱ型水門）のd/aが1.0の場合に着目すると，δ_0が0°に近づくとこの比の値は急激に小さくなる。またδ_0が一定の場合でd/aが小さくなると，やはりこの値は小さくなることを示している。これらは，自由流出の場合に考察したのと同様に，各δ_0に対する傾斜水門の場合に較べて，縮流効果が大きくなるためと考えられる。このように，もぐり流出の場合にお

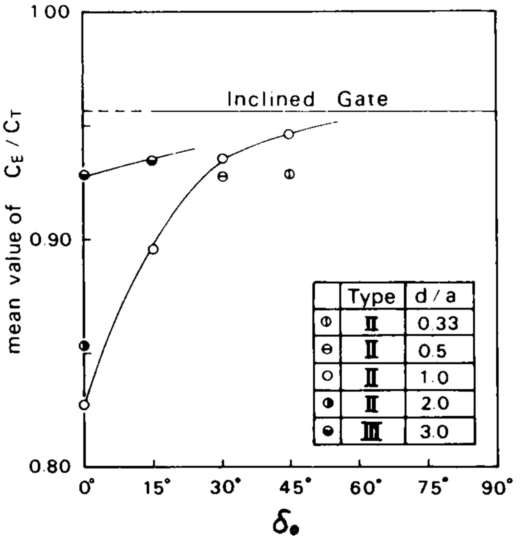


図6.8　C_E/C_Tの平均値

いても d/a および δ_0 が小さい場合には，モデルの適用性にはかなり問題がある。今後さらに高度なモデル化をおこなうためには，とくに δ_0 が小さい場合における水門底面上での流線のはく離の性状について検討しなければならないであろう。

2. 実用水門に対するモデルの適用性

前項ではモデルの適用性について基礎的な考察をおこなったが，ここでは，さらに実用水門の模型実験の結果をもとにして考察をおこなう。

(1) 自由流出

図6.9および図6.10はそれぞれGentilini[4]およびToch とMetzler[5]のおこなったテンターゲートの流量係数を示している。これらの図中の実線は傾斜水門に対する値である。Gentiliniの実験値は少し大きく，またToch とMetzler の実験値は少し小さい値を与えている。しかし，モデルとして用いた傾斜水門の値はこれらの実験値をほぼ代表していると考えられる。なお，Toch とMetzler の実験値は彼らの与えている実験曲線より読みとったものである。

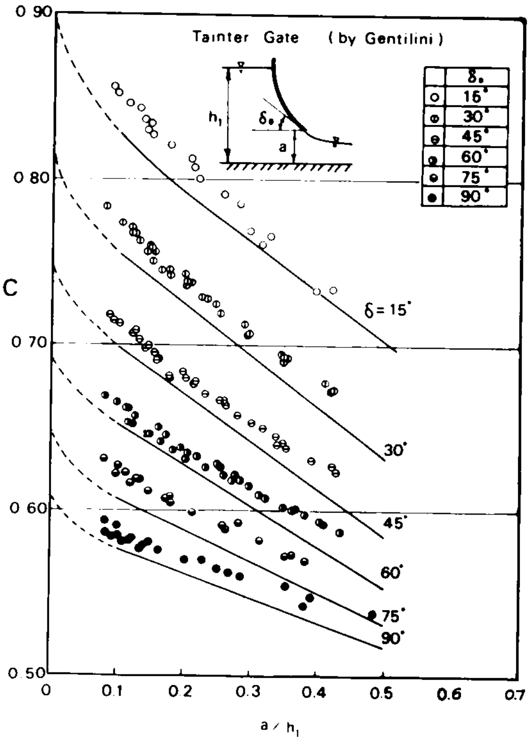


図6.9 流量係数(Gentilini)

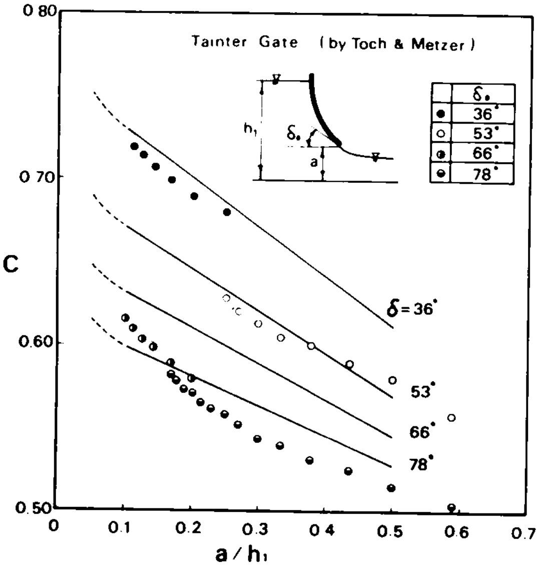


図6.10 流量係数(Toch−Metzler)

図 6.1 1 は飯野川可動ぜきの模型[8]の結果である。水門の形状および実物寸法は図 6.1 2 に示されるようである（模型縮尺 $\frac{1}{10}$ ）。これらの実験結果は，a/h_1 が小さくなるほど，傾斜水門の値からはなれるようであるが，実験は上流水深を一定（ h_1 ＝ 5 9 cm ）にしておこなわれており，a/h_1 が小さくなると水門の開き高は小さくなり（たとえば a/h_1 ＝ 0.0 3 で a ＝ 2 cm ），縮尺効果がかなり存在していることが考えられる。また，これらの水門形状のうち，I － 1 および I － 3 は前章で述べた A 型水門とみなすことができるが，A 型水門については，これらの傾斜角の場合には，傾斜水門の値とよく一致したことから，これらの実験値には模型実験の特性がかなり存在していると考えられる。

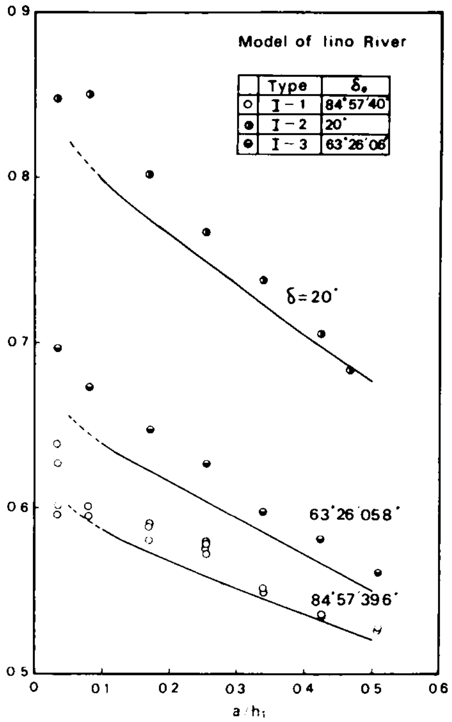


図 6.1 1　流量係数（飯野川可動ぜき）

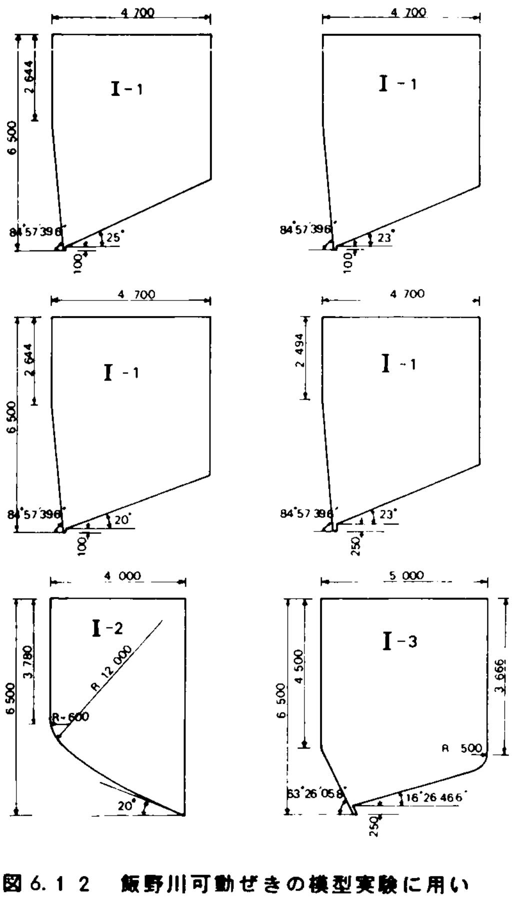
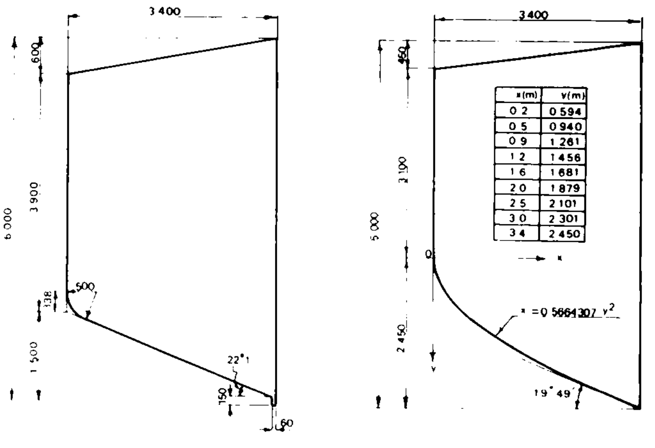


図 6.1 2　飯野川可動ぜきの模型実験に用いられた水門形状と実物寸法（単位mm）

このように模型実験の特性による実験値のばらつきを考慮すれば，上述の形状の実物水門に対しては傾斜水門の値を用いることはほぼ妥当と考えられる。

(2)　もぐり流出

前述の飯野川可動ぜき，および図 6.1 3 に示される芦田川可動ぜき（模型縮尺 $\frac{1}{15}$ ）に対するもぐり流出の実験結果[9]は，表 6.4 および表6.5 に示されるとおりである。これらの水門形状のうち，芦田川の A － 1 はリップ・エクステンションを有しているため，理論値の計算は前章で述べた B 型水門とみなしておこなった。表 6.4 より，飯野川の各水門において実験値の理論値に対する比の平均値は I － 1，I － 2 および I － 3 に対してそれぞれ 0.9 6 3，0.9 6 8 および 0.9 6 9 となり，また表 6.5 より，芦田川の A － 2 の水門に対しては 0.9 5 8 となり，これらの水門に対する流量係数が傾斜水門に対する理論値によってよく説明されることがわかる。



Type A 1　　　　Type A 2

図 6. 1 3　芦田川可動ぜきの模型実験に用いられた水門の形状と実物寸法 (unit:mm)

表 6. 4　もぐり流出の流量係数 (飯野川可動ぜき, 模型縮尺 $\frac{1}{10}$, B = 4. 0 0 m)

実験番号	type	h_1 (m)	a (m)	h_3 (m)	Q (m^3/sec)	C_E	C_T	C_E/C_T
1	I − 1	5. 900	0. 200	2. 100	4. 495	0. 523	0. 536	0. 976
2	〃	〃	〃	2. 500	4. 112	0. 478	0. 499	0. 958
3	〃	〃	〃	3. 000	3. 700	0. 430	0. 456	0. 943
4	〃	〃	〃	4. 000	2. 822	0. 328	0. 365	0. 899
5	〃	〃	〃	4. 991	1. 961	0. 228	0. 251	0. 908
6	〃	〃	0. 500	3. 010	10. 600	0. 493	0. 493	1. 000
7	〃	〃	〃	3. 500	9. 375	0. 436	0. 439	0. 993
8	〃	〃	〃	4. 005	8. 080	0. 376	0. 384	0. 979
9	〃	〃	〃	5. 005	5. 471	0. 254	0. 259	0. 981
10	〃	〃	1. 000	3. 500	21. 320	0. 496	0. 507	0. 978
11	〃	〃	〃	4. 000	17. 614	0. 410	0. 426	0. 962
12	〃	〃	〃	5. 000	11. 716	0. 272	0. 280	0. 971
13	〃	〃	1. 500	4. 000	30. 642	0. 475	0. 495	0. 960
14	〃	〃	〃	4. 500	24. 444	0. 379	0. 393	0. 964
15	〃	〃	〃	5. 000	19. 069	0. 296	0. 304	0. 974
16	〃	〃	2. 000	4. 445	37. 899	0. 449	0. 465	0. 966
17	〃	〃	〃	5. 000	28. 081	0. 326	0. 334	0. 976
18	〃	〃	2. 500	5. 000	37. 916	0. 353	0. 376	0. 939
19	I − 2	〃	0. 2	2. 155	6. 356	0. 739	0. 765	0. 966
20	〃	〃	〃	2. 500	5. 945	0. 691	0. 713	0. 969
21	〃	〃	〃	3. 000	5. 376	0. 625	0. 647	0. 966
22	〃	〃	〃	4. 000	4. 150	0. 482	0. 515	0. 936
23	〃	〃	〃	4. 991	2. 893	0. 336	0. 353	0. 952
24	〃	〃	0. 5	3. 023	15. 653	0. 728	0. 737	0. 988
25	〃	〃	〃	3. 500	13. 700	0. 637	0. 640	0. 995
26	〃	〃	〃	3. 995	11. 500	0. 554	0. 556	0. 996
27	〃	〃	〃	4. 532	9. 830	0. 457	0. 463	0. 987

実験番号	type	h_1 (m)	a (m)	h_3 (m)	Q(m³/sec)	C_E	C_T	C_E/C_T
28	I−2	5.900	0.5	4.995	8.600	0.374	0.373	1.000
29	〃	〃	1.0	4.040	27.006	0.628	0.648	0.969
30	〃	〃	〃	4.500	22.497	0.523	0.534	0.979
31	〃	〃	〃	5.000	17.636	0.410	0.415	0.989
32	〃	〃	1.5	4.500	38.295	0.600	0.640	0.938
33	〃	〃	〃	5.000	29.093	0.451	0.473	0.956
34	〃	〃	2.0	5.000	42.912	0.499	0.534	0.934
35	〃	〃	2.5	5.000	59.182	0.553	0.594	0.931
36	I−3	〃	0.2	2.144	4.861	0.565	0.584	0.967
37	〃	〃	〃	2.510	4.554	0.529	0.546	0.969
38	〃	〃	〃	3.014	4.079	0.474	0.498	0.952
39	〃	〃	〃	4.009	3.200	0.372	0.398	0.935
40	〃	〃	〃	5.000	2.300	0.267	0.273	0.978
41	〃	〃	0.5	3.000	11.574	0.538	0.547	0.984
42	〃	〃	〃	3.530	10.151	0.472	0.480	0.983
43	〃	〃	〃	4.000	8.925	0.415	0.423	0.981
44	〃	〃	〃	4.500	7.534	0.350	0.359	0.975
45	〃	〃	〃	4.971	6.173	0.287	0.290	0.990
46	〃	〃	1.0	3.475	23.749	0.552	0.589	0.937
47	〃	〃	〃	3.972	20.112	0.468	0.477	0.981
48	〃	〃	〃	4.500	16.602	0.386	0.392	0.985
49	〃	〃	〃	5.000	13.203	0.307	0.308	0.997
50	〃	〃	1.5	4.000	34.532	0.535	0.576	0.929
51	〃	〃	〃	4.470	27.670	0.429	0.444	0.966
52	〃	〃	〃	5.000	21.393	0.332	0.336	0.988
53	〃	〃	2.0	4.500	41.900	0.487	0.515	0.946
54	〃	〃	〃	5.000	31.718	0.369	0.383	0.963
55	〃	〃	2.5	5.000	44.627	0.415	0.424	0.979

表6.5　もぐり流出の流量係数（芦田川可動ぜき，模型縮尺 $\frac{1}{15}$，B＝414 m）

実験番号	type	a (m)	h_1 (m)	h_3 (m)	Q(m³/sec)	a/h_1	l/a	C_E	C_T	C_E/C_T
1	A−1	0.250	4.50	2.500	440.1	0.056	0.600	0.453	0.459	0.986
2		〃	〃	2.935	413.1	〃	〃	0.425	0.401	1.060
3		〃	〃	3.823	329.3	〃	〃	0.339	0.260	1.303
4		〃	3.50	1.500	487.3	0.071	〃	0.568	0.559	1.017
5		〃	〃	2.023	434.4	〃	〃	0.507	0.455	1.114
6		〃	〃	2.843	339.2	〃	〃	0.396	0.295	1.341
7		0.500	4.50	2.870	898.7	0.111	0.300	0.462	0.460	1.005
8		〃	〃	3.520	686.3	〃	〃	0.353	0.347	1.017
9		〃	〃	4.161	420.0	〃	〃	0.216	0.200	1.080
10		〃	3.50	2.178	845.0	0.143	〃	0.493	0.496	0.994
11		〃	〃	2.602	662.5	〃	〃	0.386	0.392	0.986
12		〃	〃	3.230	413.0	〃	〃	0.241	0.208	1.158

実験番号	type	a(m)	h_1 (m)	h_3 (m)	Q(m³/sec)	a/h_1	l/a	C_E	C_T	C_E/C_T
13	A－1	1.000	4.50	3.583	1471.2	0.222	0.150	0.378	0.395	0.958
14	〃	〃	〃	4,100	960.0	〃	〃	0.247	0.252	0.980
15	〃	〃	〃	4.398	517.3	〃	〃	0.133	0.125	1.064
16	〃	〃	3.50	2.600	1500.0	0.286	〃	0.437	0.509	0.859
17	〃	〃	〃	3,072	1037.5	〃	〃	0.303	0.318	0.951
18	〃	〃	〃	3.400	570.0	〃	〃	0.166	0.149	1.116
19	〃	2.000	4.50	4.439	845.2	0.444	0.075	0.109	0.126	0.863
20	〃	〃	3.50	3.453	796.7	0.571	〃	0.116	0.146	0.796
21	A－2	0.250	4.500	1.808	795.1	0.056		0.818	0.814	1.005
22	〃	〃	〃	2.363	657.8	〃		0.677	0.664	1.020
23	〃	〃	〃	2,882	555.0	〃		0.571	0.564	1.012
24	〃	〃	〃	3.857	347.2	〃		0.357	0.348	1.026
25	〃	〃	3.500	2.843	339.2	0.071		0.396	0.400	0.990
26	〃	〃	〃	2.362	469.8	〃		0.548	0.546	1.004
27	〃	0.500	4.500	2,800	1200.0	0.111		0.617	0.643	0.960
28	〃	〃	〃	3.432	922.5	〃		0.475	0.486	0.977
29	〃	〃	〃	4.218	481.2	〃		0.248	0.242	1.025
30	〃	〃	3.500	2,075	1161.2	0.143		0.667	0.740	0.915
31	〃	〃	〃	2.542	908.7	〃		0.530	0.553	0.958
32	〃	〃	〃	3.231	462.3	〃		0.270	0.278	0.971
33	〃	1.000	4.500	4.352	701.2	0.222		0.180	0.196	0.918
34	〃	〃	3.500	2.793	1439.6	0.286		0.420	0.590	0.712
35	〃	〃	〃	3.352	700.0	〃		0.204	0.241	0.846

リップ・エクステンションを有する芦田川のA－1の水門については，この値が1.031となり，かなり大きな値を示している。この水門の形状は前章で述べたB型水門とほとんど同じであるが，B型水門に対する本研究の結果では，平均的な値として0.960を得ている。

本研究で用いたB型水門は底面傾斜角が30°，45°および60°のものであり，芦田川のA－1の水門は22°1′である。底面傾斜角が小さくなると，わずかのl/aの変化に対して，縮流係数（したがって，流量係数）が大きく変化するが，このような性質が実験値の差として現われているとも考えられる。

Toch およびMetzler のテンターゲートに対する実験値についても計算をおこなったが，この場合は実験値と理論値の比の平均値は0.84程度となり，かなり小さい値を示した。この場合には，自由流出の場合と同様に，実験値として彼らの実験曲線より読みとったものを使用したため，読みとりの誤差もかなり含まれている。

第4節　結　　語

本章では，各種水門の流出流量を取り扱うに際しての形状のモデル化を試み，その適用性について考察した。その結果，明らかにされた事項および問題点はつぎのとおりである。

1）主として円弧形底面の模型を用いておこなった実験結果からは，水門の厚さdおよび流出断面の底面傾斜角δ_0が大きくなると，その流量係数は同じδ_0を有する傾斜水門の値に近づく傾向を示す。傾斜水門の値とほぼ一致する場合の一般的な限界を得ることはできなかったが，水門の厚さが開き

高と同程度以上で，δ_0 が４５°以上の場合には，流量係数として傾斜水門の値を用いてもよいことが確められた。しかし，δ_0 が0°近傍では流量係数は傾斜水門の値よりも非常に小さくなることが認められた。この原因は，水門底面において流線のはく離がおこり，縮流効果を増大させるためである。

2) 実用水門としてテンターゲートおよび河口ぜきなどに設置される箱型断面の水門をとりあげ，その模型実験の結果を用いてモデルの適用性について考察したが，その結果，各模型実験における縮尺効果を考慮すれば，一部の実験結果を除いてモデルの適用がほぼ妥当であることが明らかにされた。

3) 今後，さらに高度なモデル化をおこなう場合には，本研究でおこなったモデル化の適用限界をさらに明確にするとともに，底面傾斜角が小さい場合の水門底面での流線のはく離性状について詳細な検討が必要である。

参　考　文　献

1) Keutner,C.:Wasserabführungsvermögen von scharfkantigen und abgerundeten Planschützen,Die Bautechnik,Heft 21,Mai, 1932.

2) Koch,A und Carstenjen,M.: Von der Bewegung des Wassers und den dabei anfteten-den Kräften, Springer, Berlin, 1926, S.222

3) 土木学会：水理公式集，昭和３８年８月，１９８頁.

4) Gentilini, B. : Efflusso dalle luci soggiacenti alle paratoie piane inclinate e a settore, L'Energia Elettrica, Giugno, 1941.

5) Toch, A. : Discharge Characteristics of Tainter Gates, Proc. ASCE, Vol. 79, 1953.

6) Horton, R. E. : Discharge Coefficients for Tainter Gates, Eng.News-Record, Jan. 4, 1934.

7) Knapp, F. H. : Ausfluss, Überfall, und Druchfluss im Wasserbau, G. Braun, Karlsruhe, 1960, S. 423.

8) 建設技術研究所：飯野川可動堰ゲート水理模型実験報告書，昭和４３年３月.

9) 建設技術研究所：芦田川河口堰水理模型実験報告書，昭和４５年２月.

第 7 章　水門に作用する流体力特性に関する研究

第 1 節　概　　説

前章までは主として水門の流出流量特性について考察してきたが，水門を設計するに際しては，さらにそれに作用する流体力の特性を把握しなければならない。

水門に作用する流体力は平均的な流体力と変動流体力とに分けられよう。それぞれの流体力に対して水工学上解明しなければならない重要な問題は，前者について高圧ゲートにおけるダウンプルの特性あるいは河口ぜきなどに設置される長径間箱型水門における揚圧力の特性などがあり，また後者には近年問題となっている水門の振動特性の解明と関連して，その発生機構や変動特性などの解明の問題があげられる。これらの問題における流体力の特性は，それぞれ水門形状，支持条件，水路の境界特性あるいは水理条件などによって大きく影響されるため，統一的に把握することは非常に困難である。したがって，従来よりこれに関連した研究も個々の実用水門に対する模型実験的なものが多い。本章では，これらの流体力特性を統一的に解明するための基礎として，水門形状による平均流体力の変化特性を第 5 章で述べた傾斜底水門をモデルとして考察する。

第 2 節　傾斜底水門に作用する流体力に関する理論的考察

対象とする水門は図 7. 1 に示されるような水門であり，これは第 5 章で述べた A 型水門である。第 4 章で述べたように，鉛直刃形水門の場合にはそれに作用する流体力は 2 次元ポテンシャル理論によってよく説明された。そこで，ここでも流れに対しては第 5 章において縮流係数を求める際に用いたと同様の仮定を設けて解析することにする。この場合，やはり上流水面は水平とするが，その大きさは比エネルギー H_0 にひとしいとする。また，もぐり流出の場合下流水面は水平とし，流出断面の水深 h_2 に等しいものとする。さらに，図において曲線ＤＥによって示される自由流線より水面までの領域の圧力分布は静水圧的であるとする。

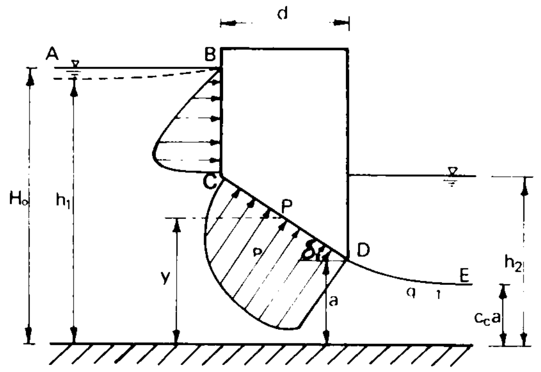


図 7. 1　A 型水門

1. 圧力分布

流出端Ｄにおける流速に対する水門板上の点 P の流速の比を q とすると，点 P の圧力 p は次式であらわされる。

$$\frac{p}{\rho g a} = (1 - q^2)\frac{(H_0 - h_2)}{a} - \frac{(y - h_2)}{a} \tag{7-1}$$

ここに，y は水路底面より測った点 P までの距離であり，ρ は流体密度である。この式より H_0

および h_2 が与えられた場合，y に対する q の値がわかれば，点 P の圧力が求まる。y および q は，第５章で述べた式（５－１２）および式（５－１０）より，つぎのようにあらわされる。

(1) 点 P が境界面 BC 上にある場合

$$\frac{y}{a}=1+\frac{d}{a}\tan\delta+\frac{2Cc}{\pi}\int_{\sigma_2}^{\sigma}\left(\frac{\sin\sigma_1+\sin\sigma}{\sin\sigma_1-\sin\sigma}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\sin\sigma-\sin\sigma_2}{\sin\sigma+\sin\sigma_2}\right)^{\left(\frac{1}{2}-\frac{\delta}{\pi}\right)}\tan\sigma\,d\sigma \tag{7-2}$$

$$q=\left(\frac{\sin\sigma_1-\sin\sigma}{\sin\sigma_1+\sin\sigma}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\sin\sigma+\sin\sigma_2}{\sin\sigma-\sin\sigma_2}\right)^{\left(\frac{1}{2}-\frac{\delta}{\pi}\right)} \tag{7-3}$$

ただし，$\sigma_2<\sigma<\sigma_1$

(2) 点 P が境界面 CD 上にある場合

$$\frac{y}{a}=1+\frac{2Cc}{\pi}\int_{0}^{\sigma}\left(\frac{\sin\sigma_1+\sin\sigma}{\sin\sigma_1-\sin\sigma}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\sin\sigma_2-\sin\sigma}{\sin\sigma_2+\sin\sigma}\right)^{\left(\frac{1}{2}-\frac{\delta}{\pi}\right)}\tan\sigma\,d\sigma \tag{7-4}$$

$$q=\left(\frac{\sin\sigma_1-\sin\sigma}{\sin\sigma_1+\sin\sigma}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\sin\sigma_2+\sin\sigma}{\sin\sigma_2-\sin\sigma}\right)^{\left(\frac{1}{2}-\frac{\delta}{\pi}\right)} \tag{7-5}$$

ただし，$0<\sigma<\sigma_2$

これらの式中の σ は第５章で述べた補助平面（ζ 平面）の変数をあらわしており，σ_1 および σ_2 はそれぞれ σ の点 B および点 C に対応する値である。σ_1，σ_2 および Cc は δ，d/a および a/H_0 を与えると一義的に決定されるので，これらの量をあらかじめ計算しておき，適当な σ を与えることによって任意点の圧力 p を計算することができる。なお，式（７－４）および式（７－５）において $\sigma_1=\sigma_2$ とした場合は，傾斜水門に対する値を与える。このことは第５章で述べた縮流係数の場合と同様である。

2. 全　圧　力

水門板に作用する全圧力 F は上に求めた各点の圧力 p を積分することにより得られる。ここでは，これを水門前面鉛直部（BC 部分）および水門底面（CD 部分）について求めると，つぎのようである。

(1) BC 部分の全圧力

点 C を原点とし，鉛直面に沿って点 B の方向に座標軸 s をとると，BC 部分の全圧力はつぎのようにあらわされる。

$$F=(H_0-a)S_{\mathrm{B}}-\frac{\sin\delta}{2}\cdot S_{\mathrm{B}}-(H_0-h_2)\int_0^{s_{\mathrm{B}}}q^2\,ds \tag{7-6}$$

ここに，s_{B} は s 座標における点 B の値である。s を式（７－　２　）を用いて σ に変換し，さらに式（７－３）を用いると，上式はつぎのようにあらわされる。

$$F=(H_0-a)(H_0-a-d\tan\delta)-\frac{1}{2}(H_0-d\tan\delta)^2$$
$$-(H_0-a)\int_{\sigma_2}^{\sigma_1}\left(\frac{\sin\sigma_1-\sin\sigma}{\sin\sigma_1+\sin\sigma}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\sin\sigma+\sin\sigma_2}{\sin\sigma-\sin\sigma_2}\right)^{\left(\frac{1}{2}-\frac{\delta}{\pi}\right)}\tan\sigma\,d\sigma \tag{7-7}$$

(2) CD部分の全圧力

BC部分と同様な計算をおこない，式（7－4）および式（7－5）を用いると，CD部分の全圧力はつぎのように表わされる。

$$F=(H_0-a)\frac{d}{\cos\delta}-\frac{\sin\delta}{2}\left(\frac{d}{\cos\delta}\right)^2$$

$$-(H_0-h_2)\frac{2Cca}{\pi}\int_0^{\sigma_2}\left(\frac{\sin\sigma_1-\sin\sigma}{\sin\sigma_1+\sin\sigma}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\sin\sigma_2+\sin\sigma}{\sin\sigma_2-\sin\sigma}\right)^{\left(\frac{1}{2}-\frac{\delta}{\pi}\right)}\tan\sigma\, d\sigma \qquad (7-8)$$

式（7－7）および式（7－8）の積分にあたっては，積分の上限あるいは下限において被積分関数が無限大となるが，数値積分をおこなう場合には，第5章で述べた方法によりこのような特異性を除去すればよい。

以上の諸式を用いて水門板各点の圧力および全圧力を計算できるが，このようにして得られた理論解の妥当性および問題点については次節において実験結果をもとにして考察する。

第 3 節　実験結界とその考察

実験は，底面傾斜角が30°，45°および60°の傾斜水門およびそれぞれの底面傾斜角において，d/aが1.0，2.0および4.0の傾斜底水門（A型）についておこなわれている。圧力の測定は，水門板に内径2 mm，外径4 mmの鋼パイプを取り付け，ビニールチューブを通してマノメーターに接続して水柱の高さを読み取る方法によった。

1. 圧 力 分 布

(1) 傾斜水門の圧力分布

図7.2，図7.3および図7.4はδが30°，45°および60°の場合の傾斜水門の圧力分布を示している。これらの図における曲線は前節の方法によって得た理論値を示しているが，実験値はどの傾斜角についても理論値とよく一致していることがわかる。

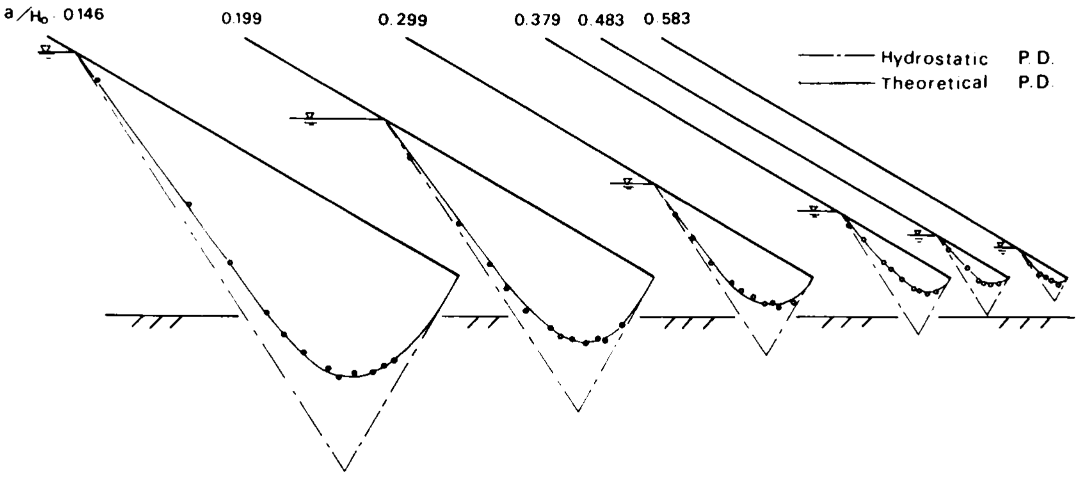


図7.2　傾斜水門の圧力分布（$\delta=30°$）

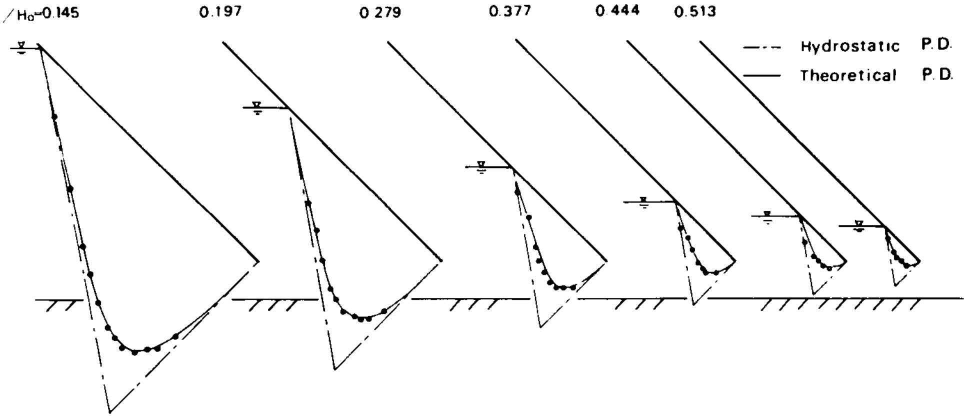


図 7.3 傾斜水門の圧力分布（ δ = 4 5°）

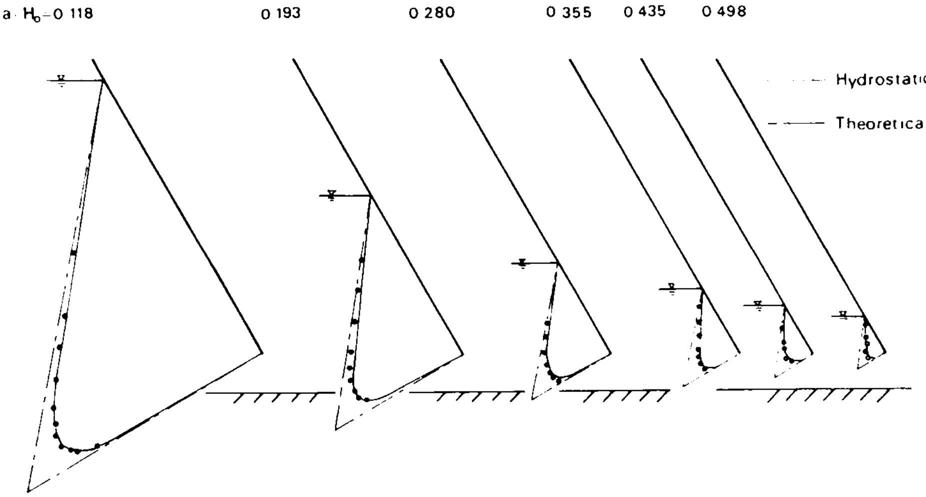
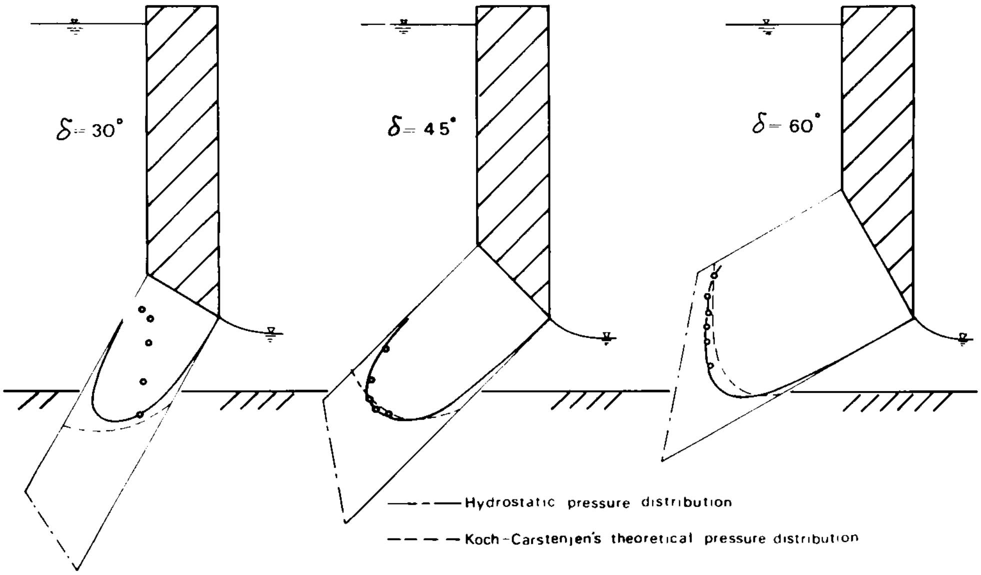


図 7.4 傾斜水門の圧力分布（ δ = 6 0°）

(2) 傾斜底水門の圧力分布

図 7.5 は自由流出の場合で水門の厚さおよび上流水深が一定の場合の傾斜角度による圧力分布の変化を示している。この図より，δ が 4 5°および 6 0°の場合は実験値は理論値とよく一致しているが，δ が 3 0°の場合は大きな差が認められる。この図における破線は Koch と Carstenjen[1]によって提案された圧力分布の理論曲線であるが，これは，流出端における条件（$p=0$）を満足しておらず，水門底面と前面との交点近傍において実験値よりかなり大きな値を示すようである。

図 7.6 は傾斜角および上流水深が一定の場合における水門の厚さによる圧力分布の変化を示している。この図では，水門の厚さを大きくするにつれて理論値と実験値が一致していく傾向にあることがわかる。また，その値は傾斜水門の値に近づいていくことがわかる。



$\frac{a}{h_1} = 0.2 \quad \frac{d}{a} = 1.0$ Free efflux

図 7.5 傾斜底水門の圧力分布（ δ による変化 ）

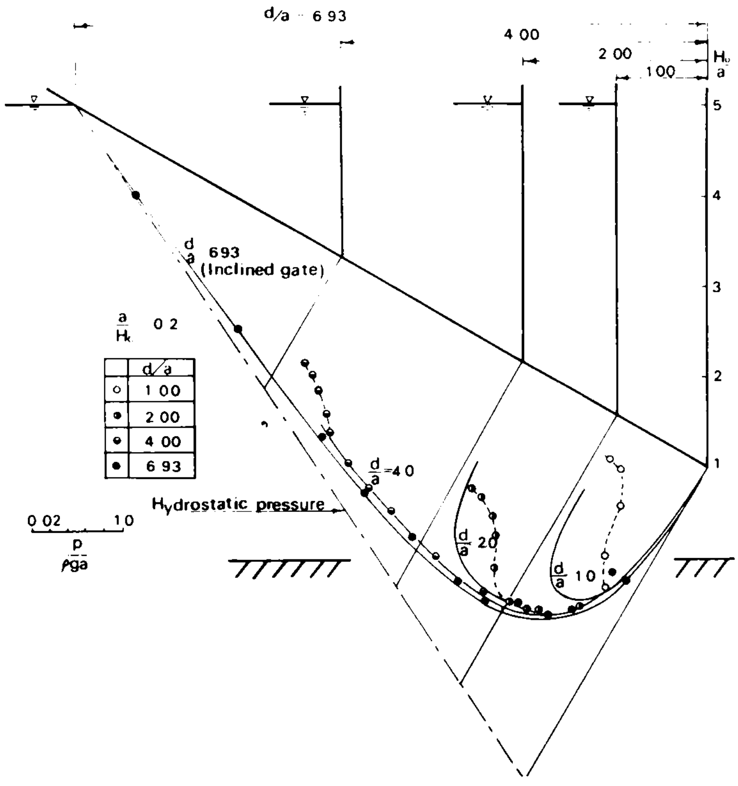


図 7.6 傾斜底水門の圧力分布（ d／a による変化 ）

図 7. 7 は自由流出の場合で傾斜角および水門の厚さが一定の場合における上流水深による圧力分布の変化を示している。この図によると，水門上流面においては実験値と理論値とはかなりよく一致しているが，水門底面とくに上流面との交点近傍においては上流水深が大きくなるにつれて両者の差は大きくなることがわかる。

図 7. 8 は上流水深，水門の厚さおよび傾斜角が一定の場合における下流水深の変化による圧力分布の変化を示している。この図では，下流水深が大きくなるにつれて，実験値と理論値が一致する傾向を示している。

以上の結果より，水門板に作用する圧力分布に関する理論解の適合性は水門底面上流端近傍の流速の大きさおよび底面傾斜角に依存していると考えられる。すなわち，この点近傍の流速が小さい場合および傾斜角が大きい場合には，理論解はかなりよく現象を説明するが，流速が大きくなるにつれて，また傾斜角が小さくなるにつれて，理論値は実験値と一致しなくなるようである。このような傾向は第 5 章で述べた縮流係数の傾向と一致しており，底面上流端近傍で実験値と理論値との差が大きくなる原因は底面にはく離領域が形成されるためと考えられる。

図 7. 9 は本実験において理論値と実験値との差がもっとも大きかった $\delta = 30°$, $d/a = 1.0$, $a/H_0 = 0.1$ の場合において，水門底面と前面との交点凸角部に丸みを施した場合の実験値を示している。この図によると，丸みの半径が 0.8 7 cm および 1.7 3 cm の実験値は理論値と一致する傾向を示している。このことは丸みを施すことによってはく離領域の大きさが小さくなり，それの全体の流れに及ぼす影響が小さくなるためであろう。前述のKoch と Carstenjen の理論曲線は凸角部において流れが連続していると仮定した場合の解であるが，彼らは，またこの点において流れがはく離した場合についても底面における圧力分布の計算法を示している。その方法では，まずはく離領域の大きさを仮定しなければならない。いま，その方法を図 7. 9 の場合に適用すると，凸角部ではく離した流線は

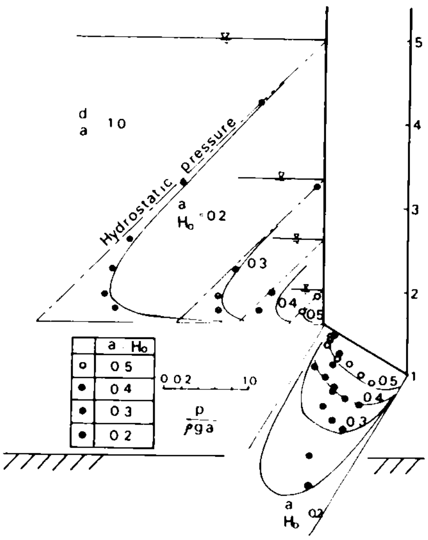


図 7. 7　傾斜底水門の圧力分布
(a/h_1 による変化)

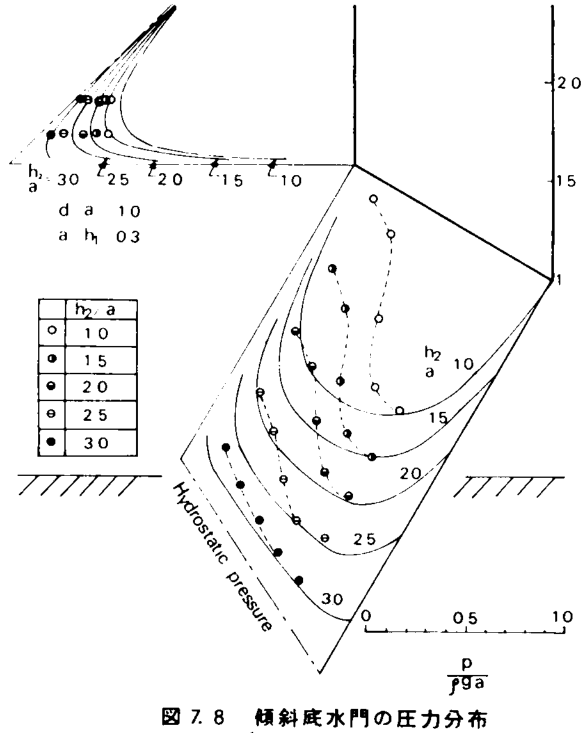


図 7. 8　傾斜底水門の圧力分布
(h_3/a による変化)

ふたたび水門底面に接することなく下流へ流れ去ってしまう。したがって，彼らのモデルを一般的に使用することはできない。

図7.10は，d/a が2.0，a/H_0 が0.2，δ が30°の場合の実験値をKochとCarstenjenのはく離を有する場合の理論値と比較したものである。この図からも彼らの理論におけるはく離領域のモデルは妥当でないことを示している。

以上述べたように，傾斜底水門の圧力分布については，水門底面においてはく離領域が存在し，その程度が大きい場合には本研究で得た理論を適用するには問題があり，今後はく離領域を考慮したより妥当な流出モデルについて理論的な解析をすすめるとともに，はく離領域を除去する方法およびその場合の圧力分布の解析法についても検討していく必要があろう。

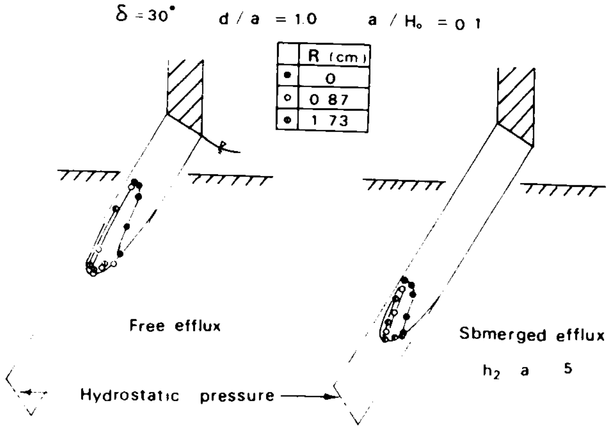


図7.9　凸角部に丸みをつけた場合の圧力分布

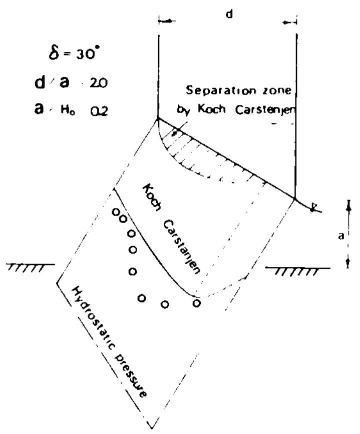


図7.10　はく離を考慮したKoch-Carstenjenの理論圧力分布との比較

2. 全圧力

(1) 傾斜水門

前項で述べたように，傾斜水門に作用する圧力の分布は理論値とよい一致を示した。したがって，全圧力についても理論圧力分布を積分した値によって十分説明されるものと考えられる。このことは，鉛直刃形水門（$\delta = 90°$）についてすでに第4章で述べたように，妥当であることが示されている。そこでここでは，傾斜水門の全圧力については理論値を示すにとどめる。

図7.11は自由流出の場合の各傾斜角に対する全圧力の理論曲線を示している。この図の縦軸は静水圧に対する全圧力の比を示している。この図より，a/H_0 が一定の場合傾斜角が小さくなると静水圧に対する全圧力の比は小さくなっていくことがわかる。

(2) 傾斜底水門

図 7.1 2, 7.1 3 および 7.1 4 は，それぞれ，d/a が 1.0，2.0 および 4.0 の場合の自由流出時の水門底面に作用する全圧力 F_d と，上流水深による静水圧 F_S との比を示している。これらの図において，実線は理論値を示している。1点鎖線より右側の領域は，上流水深が小さくなって傾斜水門からの流出状態となる領域を示しており，この領域での理論値は，図 7.1 1 に示された曲線に一致する。実験値は圧力の測定値を積分して求めたものである。これらの図より理論値は実験値より大きな値を示すことがわかる。

また，一部の実験値を除いては，a/H_0，d/a および δ が大きくなるにつれて，実験値は理論値に近づくことがわかる。実験値のこのような傾向は，前項で述べた圧力分布の実験結果を考慮すると，水門底面に形成されるはく離領域の性質によって支配されていると考えられる。すなわち，d/a が 1.0 で，δ が 30°の場合のように，大きなはく離領域が形成されているとみなされる場合は，実験値と理論値の差は大きい。逆に，d/a が 4.0

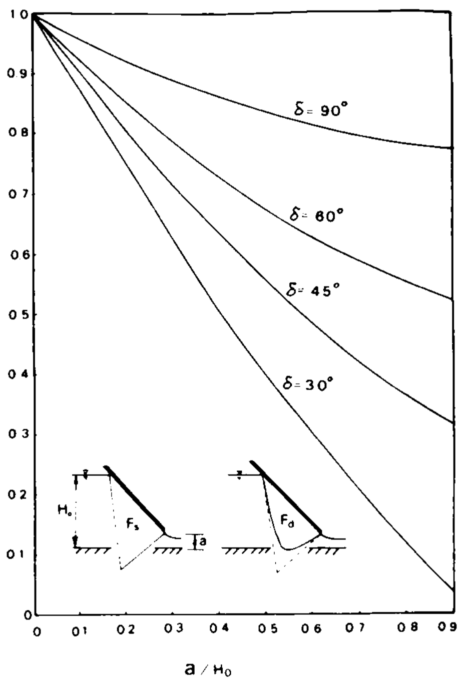


図 7.1 1 傾斜水門の全圧力（理論値）

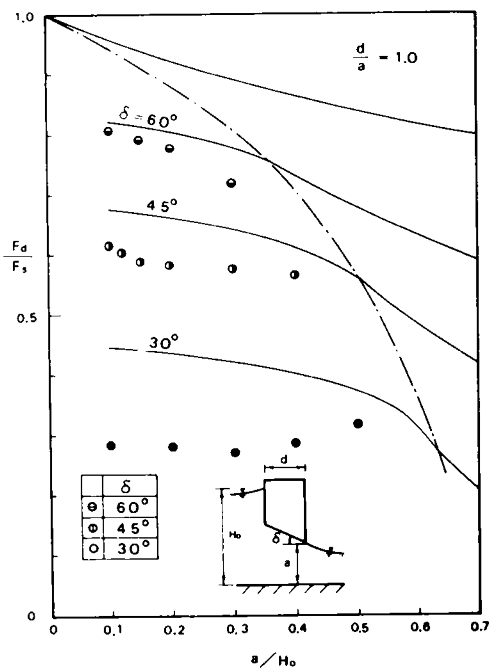


図 7.1 2 傾斜底水門の全圧力
（d＝a）

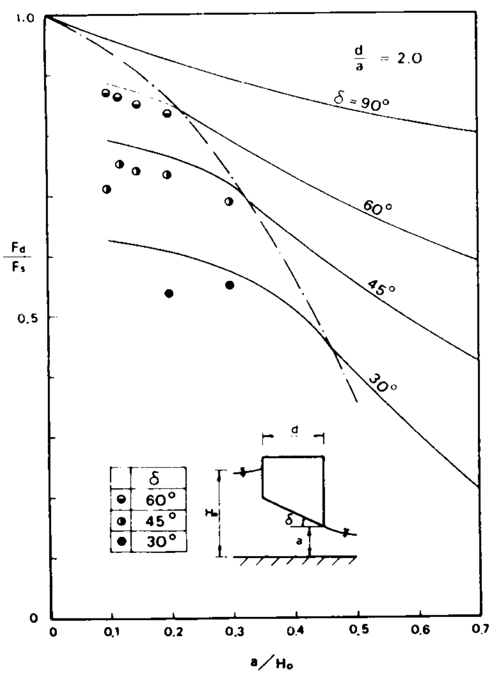


図 7.1 3 傾斜底水門の全圧力
（d＝2a）

の場合のように，はく離領域が非常に小さいとみなされる場合は，実験値はほとんど理論値と一致する。

したがって，水門底面に大きなはく離領域が形成される場合を除いては，底面に作用する全圧力は理論値によってほぼ妥当な値が与えられると考えられよう。

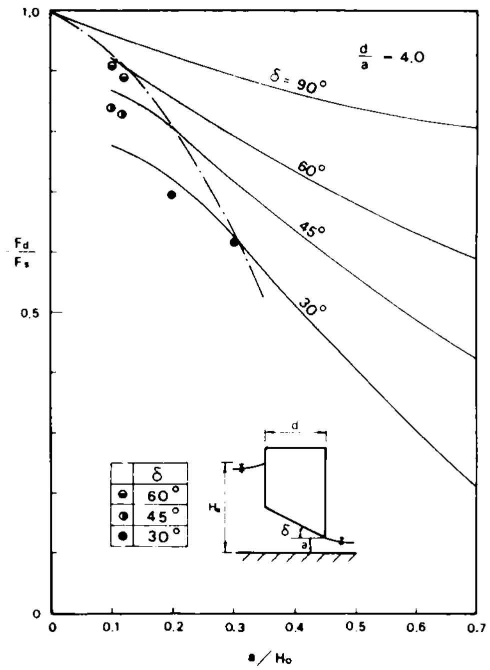


図 7.1 4　傾斜底水門の全圧力（ d = 4 a）

第 4 節　結　語

本章では，水門に作用する流体力特性を解明するための基礎として，水門形状による平均流体力の変化特性について理論的・実験的に考察した。その結果，明らかにされた事項および問題点はつぎのとおりである。

1）第 5 章で述べた A 型水門に作用する平均流体力を 2 次元ポテンシャル理論によって解析し，実験によってその妥当性について検討した結果，水門底面の圧力分布については水門の厚さが大きい場合，上流水深が小さい場合，下流水深が大きい場合および底面傾斜角が大きい場合には実験値は理論値とよい一致を示した。しかし，底面上流端近傍にはく離領域が形成され，それの全体の流れに及ぼす影響が大きいと考えられる場合には両者は一致しなくなることが示された。

2）Koch と Carstenjen によって提案された圧力分布の計算法，とくにはく離領域が存在する場合に対するものは妥当でないことが明らかにされた。

3）水門底面に作用する全圧力については，理論値は実験値より一般に大きな値を与えることが示された。また，底面に形成されるはく離領域が大きいとみなされる場合を除いては，圧力分布の場合と同様に，実験値は理論値とほぼ一致することが明らかにされた。本研究では，実験は a/H_0 が 0.1 以上の比較的低水頭の場合についておこなったが，a/H_0 が 0.1 以下の高水頭の場合には，水門底面においてかなり大きなはく離領域が形成されることが考えられる。

したがって今後は，はく離領域の水理学的性状について詳細に検討するとともに，はく離領域を考慮した場合の流体力の解析法について，研究をすすめていくことが必要であろう。

参　考　文　献

1) Koch, A. und Carstenjen, M. : Von der Bewegung des Wassers und den dabai auftretenden Kräften, Springer, Berlin, 1926, S. 117.

結　　　論

本研究では開水路に設置される底流型水門の水理特性を詳細な実験的研究によって明らかにし，この種の水門の合理的な設計法確立のための基礎的資料を提示した。

以下に本研究において明らかにされた事項を要約して結論とする。

第1章においては，従来の流量係数および縮流係数に関する研究を概述し，その問題点を明らかにするとともに本研究の方向を示した。すなわち，従来の各研究者によって得られている実験値はまちまちであり，またそれらの妥当性を判断する基準が確立されておらず，流出流量に関する水門の水理学的設計法の力学的基礎はきわめて不明確であることを明らかにした。

また，これらの量を統一的に把握するためには流出現象における力学的法則性を明らかにし，模型実験の特性，すなわち実験条件の違いによる流出特性の変化について究明しなければならないことを示した。

第2章においては，水門からの流出における巨視的な水理量の力学的相互関係を1次元解析の手法を用いて明らかにした。その結果，自由流出に対しては下流側および上流側フルード数，水門に作用する流体力および流量係数の一般的表示式が明らかにされ，近似的にはこれらの諸量は縮流係数が与えられれば開度のみの関数となることを明らかにした。また，もぐり流出に対してはJaegerやHenryの流出モデルを用いて解析した結果，この場合は仮想的な縮流係数が明らかにされれば，代表的な断面におけるフルード数・水深・もぐり跳水のエネルギー損失・水門に作用する流体力および流量係数などはこの解析に含まれる任意の2つの無次元量を用いて表現されることを明らにした。

第3章においては，水門からの流出の相似条件を示し，小模型による水門からの流出実験が実物と相似であることの意味および相似模型を得る方法を明らかにした。

すなわち，水門からの流出現象を小模型によって表現することは原則的には不可能である。しかし，粘性力および表面張力の影響が無視できる場合には，小模型によって，実物の現象の推定が可能であり，本研究での水門からの流出実験が，この可能性の追求であることを示した。

第4章においては，水平床上の鉛直刃形水門をモデルとして詳細な実験をおこない，流出実験における模型の相似性および底流型水門の基本的な流出特性を明らかにした。すなわち，自由流出については模型実験の特性である縮尺効果は，水門下流側水深およびエネルギー損失特性において顕著にあらわれることを示し，その定性的定量的特性を把握した。また，2次元ポテンシャル理論の妥当性および適用限界を明らかにした。さらに，流量係数における縮尺効果の特性および縮尺効果を無視しうる場合の流量係数の特性を明らかにした。もぐり流出については仮想的な縮流係数としてMüllerの値を用いることによって，巨視的な水理量の関係は1次元解析の結果によってよく説明されることを示した。また，流量係数についてもその量的な把握をおこなうことが可能であることを示した。さらに，もぐり跳水の特性が実験的に明らかにされた。

第5章においては，水門形状による流出特性の変化について基礎的な考察をおこなうため形状的に各種の水門の基本となる傾斜底水門を考え，その流出特性を明らかにした。すなわち，傾斜底水門の縮流係数を一般的に求める方法を示し，その妥当性および問題点を実験的に明らかにした。また，流出特性の代表量として流出流量をとりあげて考察した。これらの結果，流出端近傍の形状が流出特性に大きな影響を与えることが定量的に明らかにされた。

第6章においては，各種の実用水門の流出流量を取り扱うに際しての水門形状のモデル化を試み，その適用性について考察した。その結果，流出端傾斜角のみによってモデル化することの妥当性および

問題点が明らかにされた。とくに，流出端傾斜角が小さい場合には，水門底面近傍の流況を統一的に把握しモデルの修正をおこなうことが必要であることが示された。

第７章においては，水門に作用する流体力特性を解明するための基礎として，傾斜底水門をモデルとして水門形状による平均流体力の変化特性について考察した。その結果，水門底面に形成されるはく離領域は流体力特性に大きな影響を与えることが示され，今後の解析においてはこの点についての詳細な検討が必要であることが示された。

以上述べたように，本研究においては，底流型水門の基本的な水理特性および形状による流出機構の変化特性が定量的に明らかにされたが，その結果の多くはこの種の水門の合理的な設計法確立のための基礎的な資料を与えたものと考えられる。しかしながら，流体力特性については解析結果の設計法への導入に至るまでには未解明の点が多く，今後さらに検討されなければならない。また，本研究では水平水路における水門を対象としたが，より一般的な設計資料を得るためにはさらに水路形状による流出機構の変化特性を解明していくことが必要であろう。

最後に，本研究を遂行するにあたり，終始懇篤な御指導を賜わった京都大学教授岩佐義朗先生，有益な御助言を賜わった京都大学名誉教授石原藤次郎先生，広島大学教授金丸昭治先生ならびに京都大学教授中川博次先生に深甚の謝意を表する次第である。また実験および資料整理にあたっては，堀江毅君（当時京都大学大学院学生），桐原圭司君（当時広島大学大学院学生）ならびに楠喜税君（当時広島大学大学院学生）より多大の御助力をうけた。ここに深く感謝する次第である。