

潜水室によるダムの補修工事

Engineering News-Record/高崎 一郎

杭打ちハンマーについての比較実験

Proc. of A.S.C.E., SM/竹下 周成

膨張コンクリートの力学挙動におよぼす拘束度の影響

Proc. of A.S.T.M./田沢 栄一

風洞実験における方向スペクトル

Proc. of A.S.C.E., WW/鈴木 禧実

壁噴流としての跳水

Proc. of A.S.C.E., HY/細井 将右

る過機構の解析

Proc. of A.S.C.E., SA/松尾 友矩

潜水室によるダムの補修工事

“Week-Long Dives Save Millions”

Engineering News-Record, Vol. 175, No. 14, pp. 27~29, September 30 (1965)

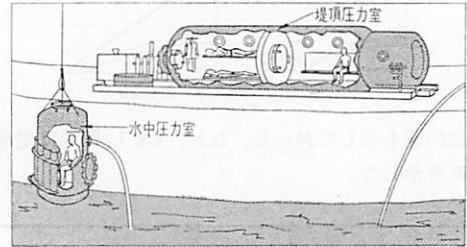
表題の方法は、アメリカバージニア州の Smith Mountain ダムの除塵格子の補修工事に採用されたものであって、短時間に圧力変化をくり返すことを避ければ、人間は水中かなりの圧力のもとでも長時間作業ができるという原理に立脚したものである。実験的な試みは、すでに何例か報告されているが、実用化されたのは本工事が始めてであろう。

Smith Mountain ダムは、高さ 70 m、堤頂長 250 m のコンクリートアーチダムで、 $1.2 \times 10^9 \text{ m}^3$ の貯水量を有し、現在 4 基の発電機を備え、うち 2 基は夜間揚水ポンプとなる。最大出力は 440 000 kW である。ダムの工事は 1960 年 5 月に開始され、1963 年 9 月に完成した。65 年春には貯水量が予定の値に達したので試運転とともに各部の点検を開始したところ、防塵用のスクリーンに不備が発見され、取換工事が不可避と判断されたのである。

工事は、ボルト止めのスクリーンを新しいものと取換えるだけの単純なもので、事実 4 つのユニットの内 2 個はまったく問題がなく、潜水夫を使って作業を終了している。しかし、残り 2 個はそれぞれ水面下 45 m および 60 m という深い位置にあるので問題は別である。普通に考えられるのは、ダムの水をすべて放水してしまうことと、始めの 2 個と同じように潜水夫を使って作業することである。しかし、前者の場合ダムの水位を現在の状態にもどすのに約 2 年を要し、その間の発電停止による損害はばく大なものであるし、後者によった場合、工期は約 1 年とすることが可能であるが、熟練した潜水夫を多数要し、しかもこの種の工事の常としてきわめて能率

が悪く、決して経済的とはいえない。例えば、潜水夫の作業時間は一日に 30 分しか取れず、気圧変化への順応時間は 1.5 時間も必要である。しかるに、本工事の方法によれば、潜水夫は 1 回に 2 時間の作業を日に 2 回行なうことが可能であり、一組 4 人の作業は結局通常の潜水夫 32 人分に相当することになり、約 40 日で工事を完成することが可能である。

図-1



ボイラー作業と愛称されるこの方式は、図-1 に示すような二基のボイラー状タンクを基幹としている。ダム堤頂に置かれた水平タンクは径 2.1 m、長さ 6.4 m で、出入口と食事などの搬入口とを有し、非番にあたる潜水夫の生活場所である。内部は気密扉を有する隔壁によって二室に分れており、室内にはテーブル、寝台などが備わっている。垂直タンクは SDC (Submersible Decompression Chamber) とよばれ、径 1.5 m、高さ 2.5 m であり底部には水中で潜水夫の出入する圧力扉があり、側面には水平タンクとの往來を可能にする圧力扉がある。タンクの生活は 4 人一組が出入口より水平タンク内に入ったときに始まり、圧力扉が閉じられると、酸素、窒素、ヘリウムよりなる気体でタンク内の気圧は水面下作業位置の水圧まで上昇する。気体の成分比は明らかにされていないが、酸素の分圧を 0.4 気圧に保つことが重要である。圧力に慣れた 2 人の潜水夫が SDC 内に入ると両タンクは切離され、SDC は水面下の作業位置まで降下する。潜水夫は底部の扉を開き水中に出るが、内部の気圧のため SDC 内は水が侵入しない。SDC と潜水夫は一本の命綱で結ばれているが、この命綱をとおして呼吸のための混合気体を送られ、照明用の電気と通信が保たれている。さらに作業中の水温 (4°C) によって体が冷えるのを防ぐために約 45°C の湯水が送られ作業服の内部を循環するようになっている。潜水夫の活動範囲は SDC を中心に約 15 m に限られている。SDC の底部には約 700 kg のおもりがあり常時の浮上を防いでいるが、緊急時には潜水夫自らこのおもりを取りのぞくことができ、SDC は急速に浮上する。このための内部の安全設備も完全である。

作業は、一組 4 人が連続一週間行ないつぎの組と交代する。この方式の成否は、両タンク内および作業中の潜水夫に対しての正確な気圧、なかんずく酸素の分圧を正

確に保つ自動調整機構にかかっているといても過音ではないだろう。

(委員 高崎 一郎)

杭打ちハンマーについての比較実験

“Michigan Study of Pile Driving Hammers”

William & Housel

Proc. of A.S.C.E. SM., Vol. 91, No. 5, pp. 37~64,

September (1965)

本論文は、アメリカ ミシガン州において 88 本の杭により 10 種の杭打ちハンマーについて行なった比較実験の結果をのべたものである。実験は、地盤状態が異なった 3 つの場所で、1961 年 10 月から 1962 年 3 月までぶっつけで行なわれた。ここでは紙面の都合上データの一部と結果だけしかのべないが、それぞれのハンマーの特性やその他のデータについては原文を参照していただきたい。

実験の項目は、所定の杭を所定の深さまで打ち込むに要する打撃数、打ち込み速度、杭に伝えられるエネルギーの 3 つである。

前者の 2 つについては 図-1、1.2 のようにそれほどの違いは見られなかったが、重いハンマーほど打撃数が少なくてすむが、打ち込み速度が遅いという結果を得た。しかし、これは地盤の性質によるもので、 図-3

のように地盤が硬いと軽いハンマーでは駄目になってくる。要するに、硬い地盤では重いハンマー、軟かい地盤では軽いハンマーがよいということになる。

杭に伝えられるエネルギーは、全体をとおしてハンマー一明細書に書かれている値の 25% ないし 60% の値がえ

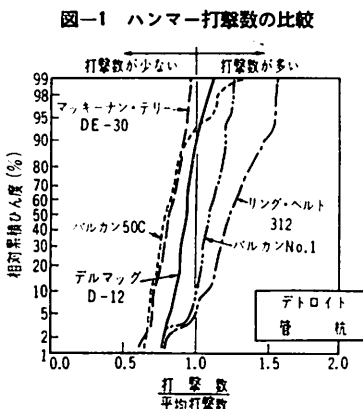


図-1 ハンマー打撃数の比較

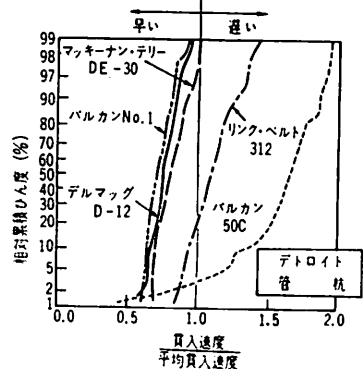


図-2 貫入速度の比較

図-3 打撃数への地盤の影響

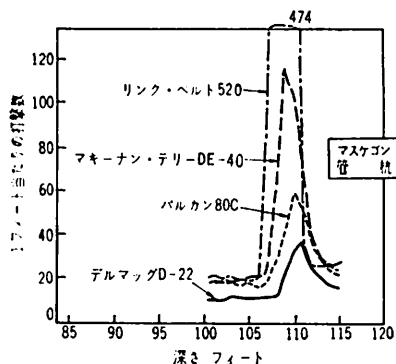
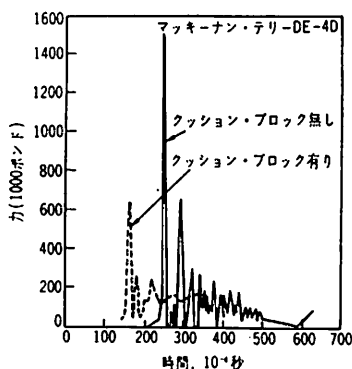


図-4 クッション・ブロックの影響



られた。このエネルギーも操作法、地盤状態、杭の形式、クッション・ブロックの形式などに影響される。特にクッション・ブロックには大きく影響される。 図-4 は杭の頂部の応力へのクッション・ブロックの影響を示したものである。

(委員 竹下 周成)

膨張コンクリートの力学挙動におよぼす拘束度の影響

“Effect of Degree of Restraint on Mechanical Behavior of Expansive Concrete”

Bertero, V. and Polivka, M.

Proc. of A.S.T.M., Vol. 64, pp. 797~815

(1964)

サルホアルミナス系膨張セメントを用いたコンクリートの性状が、実際に用いられる場合の外的な拘束度によって大きく変わることに着目し、ボンドを絶った鉄筋で一軸拘束の程度を変え、セルフストレス、拘束された状態での圧縮強度、弾性係数などの測定を行なった。鉄筋比に最適範囲が存在し、この実験の条件では 1~2% になった。

供試体は 図-1 に示すが、鉄筋比 6.47% の場合は両側にさらに 2 本の鉄筋をチャンネルで組んだわくで固定

図-1 供試体

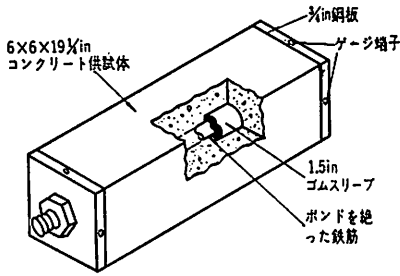


図-2 鉄筋比と供試体の縦膨張の関係

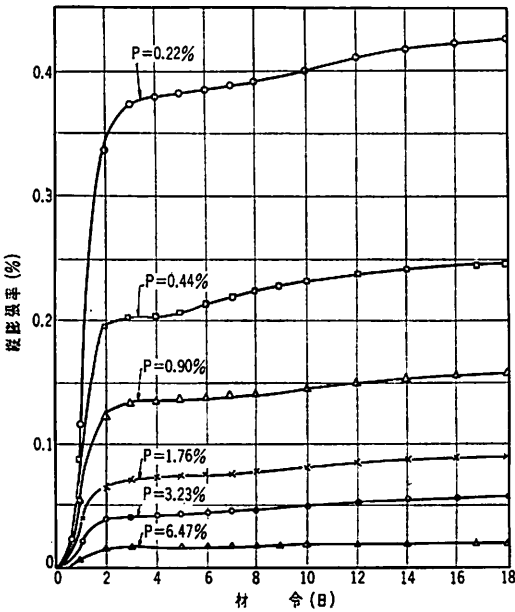


図-3 供試体の横膨張

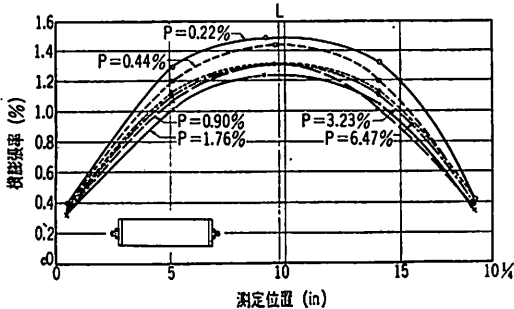
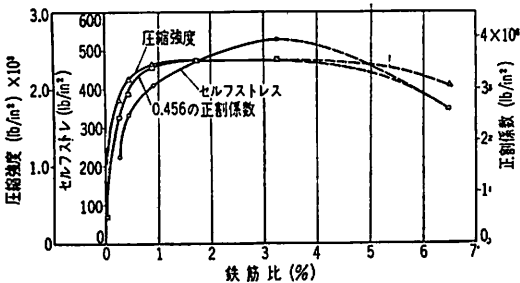


図-4 鉄筋比と脆性質の関係



している。

実験に用いたコンクリートは、内割 30.8% の膨張成分をふくむ膨張セメントを使用し、カリフォルニア地区の天然骨材を細骨材率 41% で用いた。w/c は 43% で単位セメント量 6.5 袋/yd³ のものである (膨張成分は Klein 組成のもの)。

打設後 6 時間で型わくの拘束を解き、18 時間で脱型後、石灰の飽和溶液に浸せきして、水養生に移した。材令 18 日の測定終了まで水養生 (70°F) を行なった。

図-2 は、whittemore ゲージで測定した供試体表面の縦膨張の関係を示す。鉄筋比が大となると実際に生ずる膨張は極端に小さくなる。

図-3 は、材令 18 日の横膨張を測定位置に対して示したもので、端部ではプレートの影響で膨張が小さく、中央部で最大となる。

図-4 は、生じたセルフ ストレス、拘束された状態での圧縮強度、正割係数を鉄筋比に対して示したものである。いずれも拘束を受けた状態での性質は、無拘束に比べてよく、拘束が大きくなり過ぎると再び低下している。なお、この実験では、膨張率 (e) と鉄筋比 (p) は $e = 14.0 p^{-0.760}$ の関係となったが、この定数は種々の条件に対して検討の必要がある。(委員 田沢 栄一)

風洞実験における方向スペクトル

“Directional Spectra of Laboratory Wind Waves”
 Mobarek, I.E.
 Proc. of A.S.C.E., WW, Vol. 91, No. 3, pp. 91~116
 August (1965)

近年、大洋の波の発生、減衰、伝播の機構およびその

図-1 風洞付水槽および波高計設置位置

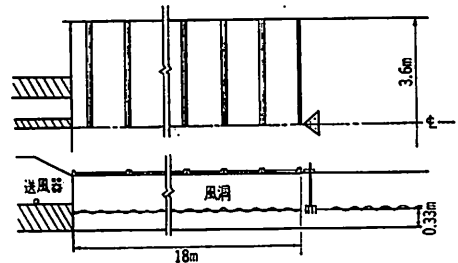


図-2 波高計 4 個の場合の配置図

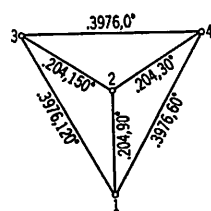
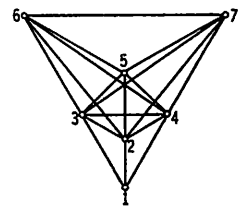


図-3 波高計 7 個の場合の配置図



予報法などに関する研究が進み、その詳細を記述するために方向スペクトルが用いられることが多い。本報告では、風洞は実験水槽で発生する風波の方向スペクトルを測定し、二、三の興味ある結果をえている。

(1) 実験施設

実験は図-1に示すような長さ 18 m, 幅 3.6 m, 深さ 0.33 m の風洞付水槽を用いて行なわれた。風洞と水面の間は 1.2 cm である。水面の変動は抵抗線式波高計を図-2,3 のように 4 個および 7 個星型に配置し各点で測定した。

(2) 一般理論

x 軸方向に長さ W, y 軸方向に Z, 時間軸上 S で囲まれたランダムな水面の変位は次式であらわされる。

$$N(x,y,t) = \sum_{W=-\infty}^{\infty} \sum_{z=-\infty}^{\infty} \sum_{S=-\infty}^{\infty} \bar{A}(W,Z,S) \cdot e^{i2\pi(l_W x + m_z y - f t + \alpha_W \cdot z)} \dots\dots(1)$$

ここに A; 成分波の振幅, α ; 成分波の位相, l_W および m_z ; 波数平面内の波数 $K(w,z)$ の水平および垂直成分, f_s ; 波の個々の周波数である。式(1)の相互相関関数からコスペクトル (Co-spectrum) $C(X,Y,f)$, コードレイチャー スペクトル (quadrature spectrum) を求めれば、方向スペクトル $E(l,m,f)$ はつぎのように求められる。

$$E(l,m,f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [C(X,Y,f) + iQ(X,Y,f)] \cdot e^{-i2\pi(lX+mY)} dXdY \dots\dots(2)$$

$e(X,Y,f)$ および $Q(X,Y,f)$ が波高計のある特定な列間でのみ存在し、他の場合には 0 であるときには、方向スペクトルは式(2)から直接求められ (直接法) 極座標変換をすると式(3)のごとくなる。

$$E(f,\theta) = \sum_{n=-a}^a [C_n(f) \cos\{2\pi KD_n \cos(\theta-\theta_n)\} + Q_n(f) \sin\{2\pi KD_n \cos(\theta-\theta_n)\}] \dots\dots(3)$$

C_n, Q_n は $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm a$ に対応する値であり、 a は配列における波高計の対の数であり $l=K \cos \theta, m=K \sin \theta, K=2\pi/g(f^2), X=D_n \cos \theta_n, Y=D_n \sin \theta_n$ と変換されている。

またエネルギー $E(f,\theta)$ がある有限個の方向 $\theta_1, \theta_2, \dots, \theta_d$ に集中している離散型の場合には

$$C_n(f) + iQ_n(f) = \sum_{m=1}^d a_m \exp [i 2\pi k D_n \cos(\theta_n - \theta_m)] \dots\dots(4)$$

a_m は波高計の対の数であり、 d は $d < 2n+1$ の制限を受ける数である。

$$a_1 \dots a_d \text{ の値は } S(n,m) = \exp [i 2\pi K D_n \cos(\theta_n - \theta_m)]$$

とした場合の $r_n = C_n + iQ_n = \sum_{m=1}^d a(m) S(n,m), n=1, 2, \dots, n'$ と始めから知られている $C_n + iQ_n = R$ との差が最小になるように求める。

(3) 実験の結果

風下側に設置された 4 個の波高計により得られた資料から、0.05 秒ごとに平均水面からの偏差をサンプリングしてラグを 100 として $C(X,Y,t)$ および $Q(X,Y,t)$ を求め、これを用いて、直接法および離散エネルギー法により方向スペクトルを求めたところ Longuet-Higgins, Chase その他の結果を考えあわせれば妥当なものであった。

しかし 7 個の波高計から得られた結果は相反するものがあつたため、水位変動が、1.5, 1.6, 1.7, ... 2.5 cycle/sec の周波数成分をもち、そのエネルギーが 40°, 70°, 100°

図-4 理論波を使用して直接法により求めた方向スペクトル

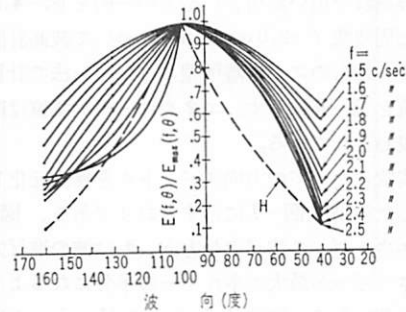


図-5 理論波を使用して離散エネルギー法により求めた方向スペクトル

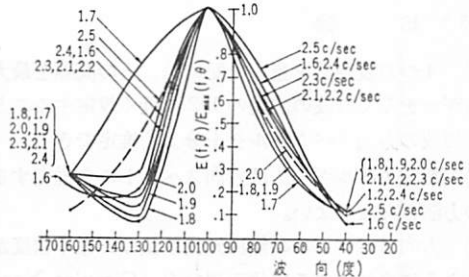


図-6 実測された方向スペクトル (表波の周波数 2.0 cycle/sec)

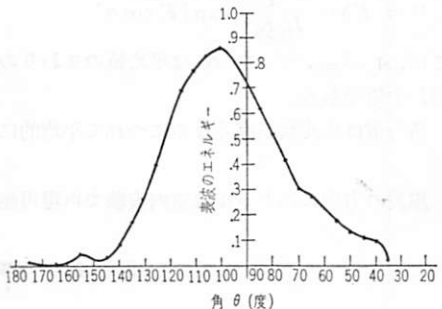
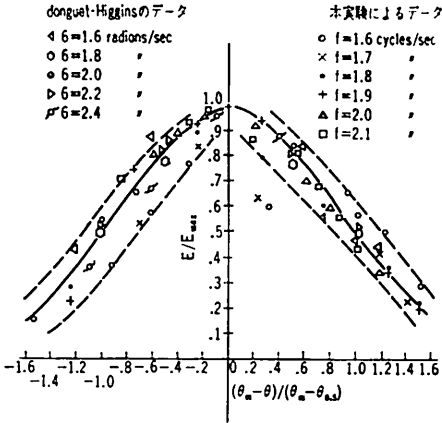


図-7 無次元化された方向スペクトル図



130° および 160° の方向に 1:2:3:2:1 の割合で進行するような 11 個の素波からなる理論波でシュミレートし、直接法、離散エネルギー法で方向スペクトルを求めた。理論波を用いた場合の結果の一例を図-4,5 に示す。また周波数 $f=2.0$ cycle/sec について波高計間隔を大きくとったものにつき離散型エネルギー法で計算された実測値を図-6 に示す。エネルギーの実測値は縦軸で 5 倍に表わされている。

各周波数についての方向スペクトルを無次元化してプロットした結果は図-7 に示すとおりである。図中 θ_m は最大エネルギーの波が進む方向、 θ は波の進行方向、 θ_s エネルギーが最大エネルギーの半分になるような第 1 象限の角である。図には Longuet-Higgins の資料を無次元化して同時にプロットしてある。

(5) 結 論

- 1) 4 つの波高計を星型に配列し、その間隔を最大エネルギーをふくむ波の波長の 1/2 に近く設定することにより風波の方向スペクトルを十分よく推定できる。
- 2) 離散エネルギー法は方向スペクトルを推定する最良の方法と考えてよい。
- 3) 方向スペクトルの無次元表示値は、確率密度が次のように表わされる環状正規分布 (Circular Normal Distribution) も非常によく一致する。

$$P(\alpha, K) = \frac{1}{I_0(K)} \exp [K \cos \alpha]$$

ここに、 $\alpha = \theta_{max} - \theta$ 、で K は平均値のまわりの集中度を表わす値である。

- 4) 角分散は周波数が高くなるにつれて平均的に増大する。
- 5) 風波の方向スペクトルは室内実験で再現可能である。

(委員 鈴木 裕典)

壁噴流としての跳水

“The Hydraulic Jump as a Wall Jet”

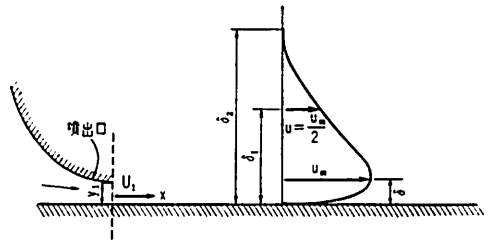
Rajaratnam, N.

Proc. of A.S.C.E., HY, Vol. 91, No. 5, pp. 107~132,

September (1965)

壁噴流 (Wall Jet) は、静水あるいは流水に囲まれた境界面に平行あるいはある角度でぶつかる噴流である。図-1 は、典型的な壁噴流の場合で、左方は噴出口付近を示し、右方はある断面での水深方向の流速分布を示す。この図で x は噴出口からの距離を表わし、 y は床(境界面)からの高さである。 δ_2 は噴流の上限の高さを表わし、 $\delta_2 \approx 2.25 \delta_1$ 、そして $\delta \approx 0.16 \delta_1$ 、といわれている。典型的な壁噴流では水深が大きいのので x 方向の圧力こう配は 0 であるが、ここでは自由跳水を逆圧力こう配下の二次元乱流壁噴流と考えて以下の実験的研究が行なわれた。

図-1



実験は、幅 30 cm (12.125 in)、高さ 90 cm、長さ 480 cm の両側壁はガラス、底は真鍮製で平滑な水路で行なわれた。流速は外径 3 mm で、先端は半球状のプラントル型ピトー管で、境界せん断力 (τ_0) は外径 3.0 mm、内径 1.8 mm のプレストン管あるいは外径 1.0 mm、内径 0.60 mm のプレストン管で測定された。実験ケースは表-1 のようである。

表-1

No.	y_1 (cm)	U_1 (cm/sec)	$F_1 = \frac{U_1}{\sqrt{g y_1}}$	$R_1 = \frac{U_1 y_1}{\nu}$
A	1.55	381.2	9.78	5.25×10^4
B	4.11	280.7	4.42	10.3×10^4
C	3.81	195.4	3.20	6.62×10^4
D	3.87	335.3	5.45	11.5×10^4
E	6.13	207.6	2.68	11.3×10^4
F	3.84	374.9	6.12	12.8×10^4
G	1.98	399.3	9.05	7.05×10^4
H	3.09	365.8	6.65	10.1×10^4
I	3.81	238.7	3.90	8.1×10^4

圧力分布を測定したところ図-2 ようになり、跳水中では静水圧分布になっていないことがわかる。

流速分布の測定結果は図-3 に示され、Schwarz と Cosart の典型的な壁噴流についての曲線と対照させている。ちなみに潜り跳水 ($y_2 : y_1$ の共役(常流)水深、 y_2 : 跳水下流水深とすると、 $y_1 > y_2$) については同じく Rajaratnam によって前号 Vol. 91, No. HY 4 に報告さ

図-2

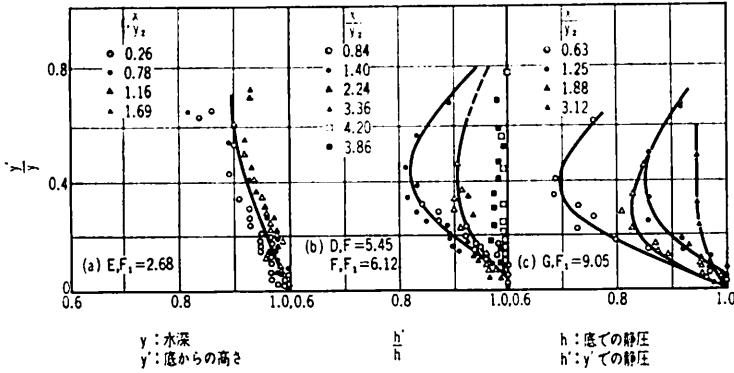


図-3

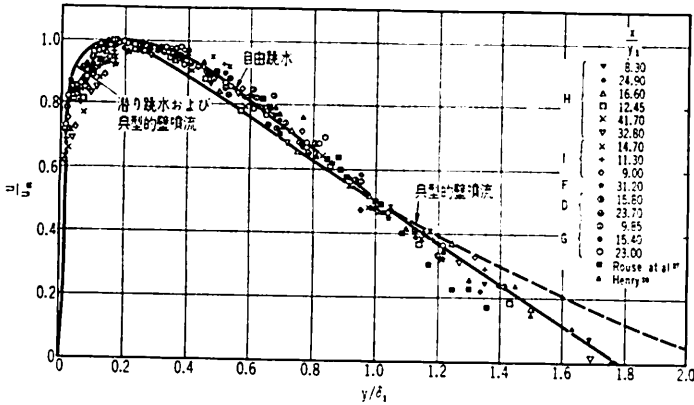


図-4

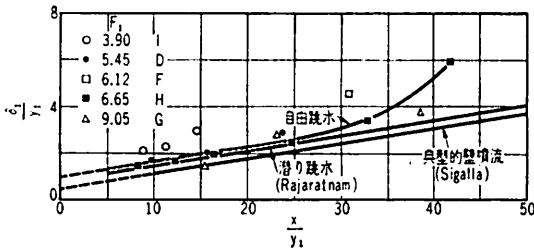


図-5

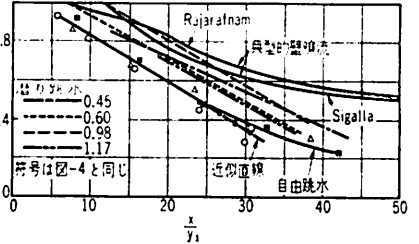
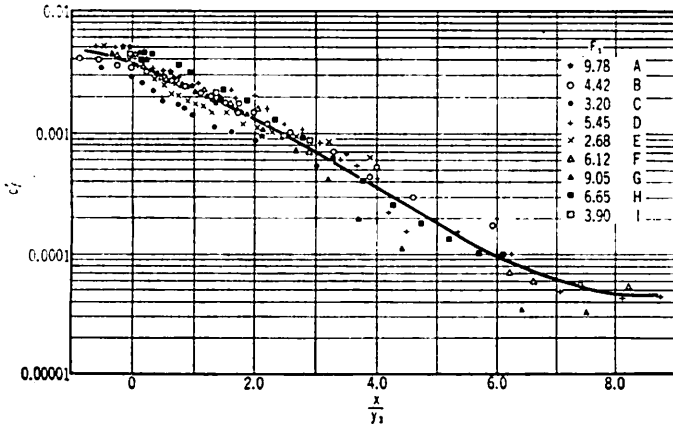


図-6



れており、それによると $y/\delta_1 < 1$ では典型的壁噴流の値と一致し、 y/δ_1 では自由跳水に対するものに近い曲線が描かれている。

噴流の広がり方については 図-4 のようで、典型的壁噴流、潜り跳水よりも上方にでている。

最大流速の減衰の状況は 図-5 のとおりであった。ここで S は潜り係数で、 $(y_2 - y_1)/y_2$ である。

境界せん断力の縦断分布は、 $C_f' = \tau_0/(\rho U_m^2/2)$ とすれば 図-6 のようになり、もし $C_f = \tau_0/(\rho U_m^2/2)$ とすれば $C_f = 0.0424/(U_m \delta/\nu)^{0.25}$ で近似される。

表面渦の末端での水深を y_r とすると、 $y_r/y_2 = 0.834 + 0.012 F_1$ で与えられる結果がでた。

つぎに、 P : 圧力、 M : 運動量とし、添字の 1 は噴出口のもの、2 は跳水末端のものを表すこととし、 P_f は跳水区間内でのせん断力の積分値とすれば、

$$P_1 - P_2 - P_f = M_2 - M_1 \dots (1)$$

L_j : 跳水の長さ、 ρ : 密度、 g :

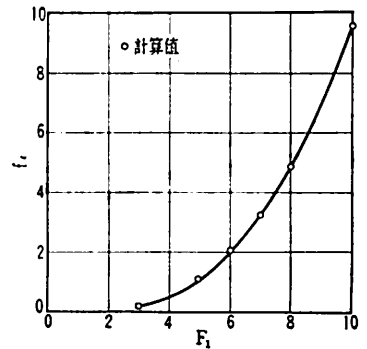
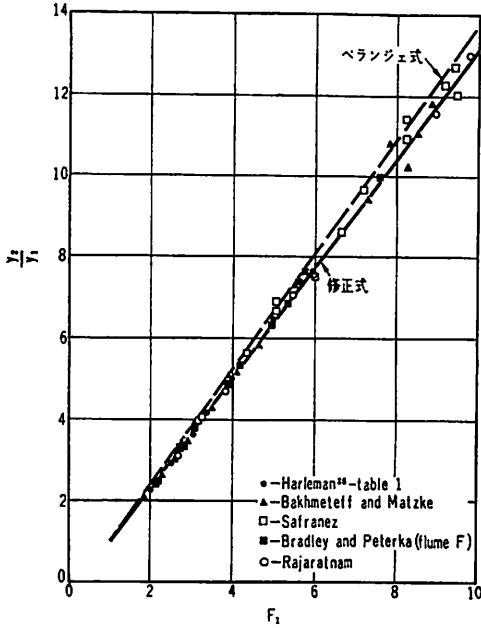


図-8



重力加速度として、

$$P_f = \int_0^{L_j} \tau_0 dx = (\rho U_i^2 / 2) \int_0^{L_j} C_f' dx$$

$$= y_2 \cdot (\rho U_i^2 / 2) \int_0^{L_j / y_2} C_f' d(x / y_2)$$

$$E = P_f / (\rho g y_1^2 / 2) = F_1^2 \cdot (y_2 / y_1)$$

$$\int_0^{L_j / y_2} C_f' d(x / y_2) = E(F_1)$$

この式に図-8の結果を入れて計算すると図-7のようになる。式(1)を変形して

$$(y_2 / y_1)^2 - (y_2 / y_1) (1 + \epsilon + 2F_1^2) + 2F_1^2 = 0 \dots (2)$$

これを計算すると図-8のようになり、ベランジェの式(式(2)で $\epsilon=0$ の場合)よりも実測値に近い。

さらに跳水の逆流部分にふくまれる運動量、エネルギーは、順流部分にふくまれるそれらと比較して無視できるとして、水位縦断、エネルギー線の計算を試みている。水位縦断は実測値よりも多少高めにしている。

(委員 細井 将右)

ろ過機構の解析

“Research on Variables Affecting Filtration”
Ives K.J. and Sholji, I.
Proc. of A.S.C.E., SA. Vol. 91, No. 4, pp. 1~18,
August (1965)

急速ろ過池の理論的および実験的な解析はいろいろ行なわれてきているが、ろ過効率 (filter efficiency) とろ材の大きさ、ろ過速度、粘性などとの間の関係についてはまだ定説が確立されていない。

急速ろ過の機構は、1) ろ床の深さ; L , 2) ろ材の大きさ; d , 3) ろ材の材質, 4) ろ速; v , 5) 流入水濁度; C_0 , 6) 濁質の性質, 7) 水温; θ , 8) 空げき率; f , といったような各種の変数の影響を受けているものであると考えられる。

今回の研究においては、濁質として、直径 1.3μ , 密度 1.4 gr/cm^3 の塩化ビニールの微小球を使い、ろ材、流入水濁度 (200 mg/l) は不変として解析を行なった。

ろ過機構の理論的な解析としては、岩崎氏の

$$-\frac{\partial C}{\partial L} = \lambda C \dots (1)$$

という関係式が基礎となる。 λ ; はろ過係数とよばれ、ろ過効率を示す指標となるものである。この λ に対して J. Ives は、つぎのような関係式を導いた。

$$\lambda = \lambda_0 + C\sigma - \frac{\phi\sigma^2}{(f-\sigma)} \dots (2)$$

ただし λ_0 ; 初期のろ過係数, C ; 第一ろ過係数定数
 σ ; 沈積量, ϕ ; 第二ろ過係数定数
 f ; 空げき率

しかし、ここに導入した λ_0, C, ϕ , はまた、ろ速 (v), ろ材の大きさ (d), 空げき率 (f), 水温 (θ) などの変化によって変わってくるものであることが明らかになってきた。式(2)との関連において、 λ との関係を定性的に解析すると、

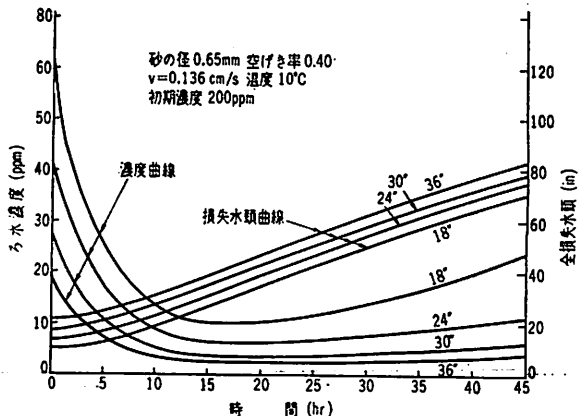
$$\lambda \propto \left\{ \frac{\lambda_0}{C} \right\} = \text{const.} \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{v} \cdot \frac{1}{\mu^{\nu}} \dots (3)$$

ただし μ ; 粘性係数 (温度の影響が入ってくる)
 ν ; ペキ数を示す定数

のようになることが考えられる。

そしてこれらの関係を実験的に求めてみると、つぎのようになっていることがわかる。

図-1 ろ床の深さを4種類に変えたときのろ水濁度、全損失水頭の時間変化の計算値 (1 in = 2.54 cm)



$$\lambda_0 \propto \frac{1}{d \cdot v \cdot \mu^2}, \phi \propto \frac{1}{d \cdot v \cdot \mu^2}$$

$$C \propto \frac{1}{d \cdot v \cdot \mu^{1.5}} \dots \dots \dots (4)$$

また、濁質に関する連続の式

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = -v \frac{\partial C}{\partial L} \dots \dots \dots (5)$$

と式(1)を式(2)~(4)の関係において連立させて解けば、ろ床内部での濁質の濃度、沈積量が求められ、それにとまう損失水頭(h)も計算することができることになる。

$$h = h_0 + K \sigma \dots \dots \dots (6)$$

ただし h_0 ; 初期の単位深さあたりの損失水頭

K; 損失水頭定数

したがって、全損失水頭(H)は、

$$H = \int_0^L h_0 dL + K \int_0^L \sigma dL \dots \dots \dots (7)$$

として求められる。

急速ろ過の一例として、 $v=0.136$ cm/sec, $d=0.065$ cm, $\theta=10^\circ\text{C}$, $\mu=0.0131$ poises の条件の下で、 λ_0, C, ϕ に対しては、実験により求めた $\lambda_0=0.0265$ cm⁻¹, $C=1.9$ cm⁻¹, $\phi=3.8$ cm⁻¹ の係数を使った場合について、理論的な解析を電子計算機で行なってみた。その結果については図-1に示すような傾向として計算された。

(委員 松尾 友矩)

プログラムの登録について

日本電子工業振興協会では電子計算機プログラムの有効的な相互利用のため、一般性のあるプログラムの登録を受けています。ご希望の方は下記の条件をご参照の上登録事務局へご連絡下さい。

- 登録の条件**
1. 公表してもよいプログラム
 2. プログラム内容を提供できるプログラム
 3. プログラム記述言語が、原則として ALGOL, FORTRAN, COBOL または 同レベルのもので書かれたプログラム
 4. 他の機関に発表されたプログラムでも良い
- 登録事務局** 東京都港区芝琴平町 35 (船舶振興ビル 4階)
社団法人 日本電子工業振興協会電子計算機部
プログラム登録事務局 電 502-2371 内線 350

Dr. T. IWINSKI : Theory of Beams

梁の理論

前北海道開発庁事務次官
日本建設コンサルタント
株式会社顧問・工学博士

猪瀬寧雄

北海道開発庁
開発専門官

竹下 淳 訳編

・簡明で直截な入門書ノ

—ラプラス変換の技術問題への応用—

本書は、構造力学において取り扱う最も基本的なものの1つである梁をとりあげ、この解析に対して演算子法の一部をなすラプラス変換の応用方法を説明したものである。

2つの支点上の梁について種々の端部支持条件(自由端、固定端等)を与えてその解を求め、さらにまた固定した支点および弾性支点上の連続梁の解を示し、想定されるすべての形の荷重を考慮して詳しく論じた。

一般に線形微分方程式(とくに定数係数の)を境界条件に合わせて解く問題では、ラプラス変換は有力な武器であり、ラプラス変換表を利用することによって他の計算方法に比較して計算手間の省ける場合が多い。この意味でラプラス変換法を会得することは、土木建築の技術者にとって極めて有意義であると信ずる。

訳編者は、本書を一層わかり易く読めるように、補遺としてラプラス変換に関する初歩的な事項、梁についての基本的なことから簡潔に総論、そのほか参考として構造の異なるいろいろの梁に各種の荷重が作用した場合の構造力学的諸元、実際の計算に必要な断面2次モーメント表などを付加して読者の便を図った。また、実際上の目的から幾つかの例題について数値計算をも含めて、本書の解法を用いて解いた<計算例>を配置した。

- 【主要目次】** I. 序論 1. 階段関数および多階段関数 2. ラプラス変換に関する予備知識 II. 梁の理論 1. 仮定、弾性曲線の微分方程式、荷重関数 2. 単一径間の梁の弾性曲線 3. 単一径間の梁の静力学的な量の決定 4. 三支点上の梁 5. 連続梁の弾性曲線 6. 三連モーメントの定理 7. 弾性支点上の単径間梁 8. 弾性支点上の連続梁 9. 五連モーメントの定理 10. 曲げ剛性の変化する梁の弾性曲線 <補遺> 1. 梁について 2. ラプラス変換について 3. 計算例 4. 付表

・A5判上製函入クロス装
定価 650 円 予 100
好評発売中

鉄 道 工 学 工学博士 森島宗太郎著 [A5判 224頁 定価 900円]

最新の技術をもれなく懇切に解明した新進技術者向きの好著

森北出版株式会社

東京・神田・小川町3の10
振替東京34757 電(292)2601(代)