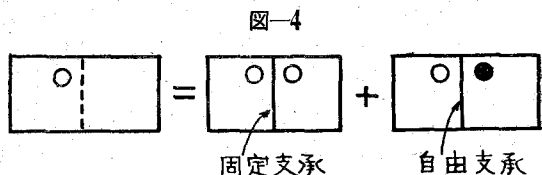


板を解く方法で、静定の場合は、(1)と同様に、接合辺の格点数に等しい元数の連立方程式を解けばよい。不静定の場合はもつと元数が増えて面倒である。

(4) 連続平板の解法 n 径間連続から対称 $2n$ 径間を求めるには、図-4のように、接合辺が夫々固定、自由支承である n 径間2個2組を組合せればよい。その他の場合は又別の工夫が必要である。



(5) フラット・スラブの解法 上記(2), (3)の方法等で先ず中間支柱のない平板の解 $\zeta = a^{-1/2}h$

を求め、次に中間支柱点の h を未知数としてその点の $\zeta = 0$ の条件から解を得る。

(6) 弾性基礎上の平板 各格点につき、順次 h_i の代りに $h_i + K_i \zeta_i$ (K_i : 弾性支持に関する係数、一格点につき一定とする) と置きかえ、(2)の(ii)同様、一格点づゝ解き直していけばよい。

〔附記〕 本研究は、文部省科学研究費によるものゝ一部であり、深甚の謝意を表する。

(1-11) Y形分岐管の補剛材応力

准員 日本大学工学部 遠藤 篤 康

ペンストックのような水圧鋼管のY形分岐部には、特に補剛材が必要であるが図-1に示したような輪形補剛材と馬蹄形補剛材によつて補剛されているとき、これらの応力を求めようとする。

この場合、各補剛材は内部から作用する水圧によつて変形するが、A及びBの連結部においての変位は各補剛材につき等量であるを条件とする。

又、馬蹄形補剛材の端部に端モーメントが起る。これは輪形補剛材のA及びB点にネジリを与えるのでこの作用をも考慮する。

図-1 分岐管補剛材

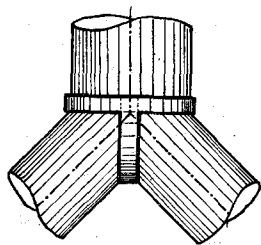
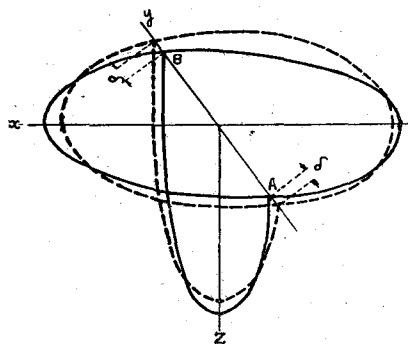


図-2



(1-12) 堤内応力の光弾性学的研究

准員 京都大学工学研究所 丹羽 義 次

堰堤を合理的に設計するためには、先ず内部応力を適確に把握しなければならない。しかしながら従来の解析法では、いずれも半無限長の堰堤基本三角形断面を対象としているのであつて、弾性学的に厳密に計算しても堤底附近の応力分布を明かにすることができず、その安全度検定に充分の信頼が置き難いわけである。それゆゑ著者は基礎の影響を明かにするため、堤体及び基礎図形を単位円領域に等角写像し、この領域内で成立する potential function によつて応力を表わし、1例として正三角形断面の堤体が静水圧を受ける場合の数値計算及び光弾性実験を行つた。これらの結果から適当な境界応力条件を採用するならば、等角写像法によつて正確な

堤内応力を算定しうることが明かになった。

次に堆砂圧、氷圧等種々の外力によつて惹起せられる堤内応力分布の詳細な光弾性学的研究を行い、特に堤体と基礎の接触線に沿う応力分布が従来の計算結果と著しく異なることを指摘した。その他堤体の fillet の応力集中の緩和効果を明かにし、堤体にうがたれた監査廊周辺の応力分布に対する諸研究者の解法を実験的に検照した。

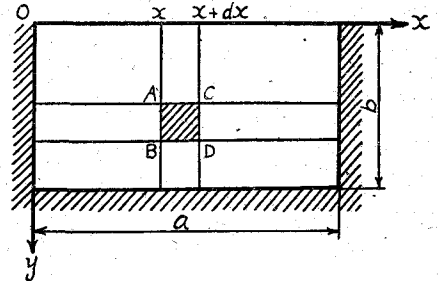
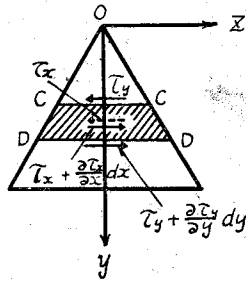
(1-13) 土堰堤の強制振動について (3 次元的研究)*

正員 京都大学防災研究所 ○畑 中 元 弘

准員 京都大学工学部 谷 本 喜 一

土堰堤に作用する地震力の影響を考へて振動学的取扱をする場合には、撓み振動よりもむしろ剪断振動を問題とすべきことが明らかにされている。この問題に関する従来の研究は専ら 2 次元の場合に限られていて両側の地

山の影響は全く考慮されていない。従つてこの場合の振動性状は実際とはかなり異なるものと考えられ、この点を明らかにするために図の如き簡単な断面形の場合について 3 次元の考察を試み、まず最初として堰堤背面に水のない場合を取扱つた。



理論式 座標軸を図の如くとり

x 方向の変位を w とすれば、土堰堤の振動の微分方程式は次の如く書き表わされる。

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = C_0^2 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) + C_1^2 \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2 \partial t} \right) + C_0^2 \frac{1}{y} \frac{\partial w}{\partial y} + C_1^2 \frac{1}{y} \frac{\partial^2 w}{\partial y \partial t} \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに $C_0^2 = G/\rho$, $C_1^2 = \gamma_t/\rho$

但し G : 剪断弾性係数, γ_t : 剪断粘性係数
 ρ : 密度

境界条件は最も一般的に

$$\left. \begin{aligned} (w)_{x=0} &= f(t), & (w)_{x=a} &= f(t) \\ \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)_{y=0} &= 0, & (w)_{y=b} &= f(t) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2)$$

とし、初期条件は次の如きものとする。

$$(w)_{t=0} = 0, \quad \left(\frac{\partial w}{\partial t} \right)_{t=0} = 0 \quad \dots\dots\dots (3)$$

この場合の解は Duhamel の定理を用いて次の如く書き表わされる。

$$\left. \begin{aligned} w = \frac{4}{ab} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{s=1}^{\infty} \{ 1 + (-1)^{n+1} \} \cdot \frac{a}{n\pi} \cdot \frac{b}{\lambda_s} \cdot \frac{n_0^2}{\sqrt{n_0^2 - \varepsilon^2}} \sin \frac{n\pi}{a} x \cdot \frac{J_0 \left(\frac{\lambda_s}{b} y \right)}{J_1(\lambda_s)} \cdot e^{-\varepsilon t} \\ \times \int_0^t f(\tau) e^{\varepsilon \tau} \sin \sqrt{n_0^2 - \varepsilon^2} (t - \tau) d\tau \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに $n_0^2 = G/\rho \cdot \{ (n\pi/a)^2 + (\lambda_s/b)^2 \}$
 $\varepsilon = \gamma_t/2 \cdot \{ (n\pi/a)^2 + (\lambda_s/b)^2 \}$

強制変位 $f(t)$ が簡単な函数で式 (4) の積分項が積分可能の場合は問題ないが、一般の地震動の如く複雑な場合でも単位図の方法を用いて解析出来ることを示した。

* 自由振動については著者の 1 人が関西工学連合講演会 (昭 26.10) において講演