

非保存力を受ける弾性系の安定  
 (Jour. of Applied Mech.)/川口昌宏  
 補強ばりのある版斜橋の模型実験  
 (Concrete & Const. Eng.)/中山紀男  
 渦の自由表面形状と相似条件  
 (La Houille Blanche)/早川典生  
 潮流による海水の乱流混合  
 (地物シリーズ (ソ連))/鹿島遼一  
 大量輸送機関の計画における利用者基準  
 (Proc. of A.S.C.E., UP)/椎名 彪  
 アメリカの都市塵芥問題  
 (Proc. of A.S.C.E., SA)/中田 肇

非保存力を受ける弾性系の安定

“On the Stability of Elastic Systems Subjected to Nonconservative Forces”  
 Herrmann, G., Bungay, R.W.  
 Journal of Applied Mechanics Vol. 31, No. 3,  
 pp. 435~440, September (1964)

(1) 問題の概観

弾性系の釣合いの安定は、ごく最近まで釣合いの分岐に基くオイラーの方法によって解析されてきた。しかし、Pflüger が 1950 年に、図-1 (a) のような上端で常に接線方向を保つ荷重を受ける柱にオイラー法を適用したところ、オイラー座屈荷重が現われないことが見出された。これによって、オイラー法に欠陥があることが明らかとなった。その後、オイラー法が適用できなかったのは、力が非保存力であるためとされたが、しかし、図-1 (b) の非保存系ではオイラー荷重が求められることが示され、オイラー荷重の有無は、支持条件にも関係していることが明らかにされた。オイラー法を補うものとして、Kinetic Method がある。これは、系に適当な乱れを与えたときに、釣合った状態の近くでは見られない運動が起こる最小の荷重を限界荷重とするものである。オイラー荷重は、安定限界のうちのある一部を示している。

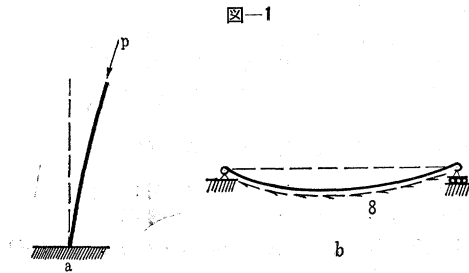


図-1

(2) モデルとその解析

本論文は、非保存系の安定問題をより明確にしようとしたもので、図-1 (a) のモデルとして図-2 の 2 自由度系を考えた。荷重は上端に鉛直と  $\alpha\varphi_2$  なる角度で加わるものとし、 $\alpha$  を変化させて限界荷重  $p$  と不安定現象とを考察した。

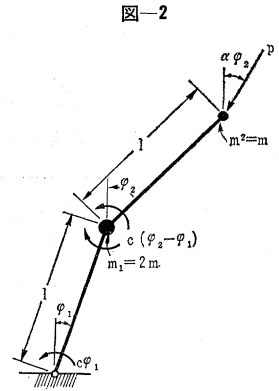


図-2

ラグランジェの方程式は  $\varphi_1$  と  $\varphi_2$  の連立方程式となり、  
 $\varphi_k = A_k e^{i\omega t}$  ( $k=1, 2$ )

と置いて振動数方程式を求めると

$$A(\omega^2)^2 + B(\omega^2 pl) + C(pl)^2 + D(\omega^2) + E(pl) + F = 0$$

$\alpha$  のいかんによらず

$$B^2 - 4AC > 0$$

であるから、 $\omega^2 - P$  は双曲線となる。特に  $0 \leq \alpha \leq 1$  についてしらべると  $0 \leq \alpha < 0.345$  のとき図-3、 $0.345 < \alpha \leq 1$  で図-4 のとき双曲線が現われる。 $\omega^2$  と振動性状とはつぎのようである。

- |   |                      |                 |
|---|----------------------|-----------------|
| 実 | $\omega_{1,2}^2 > 0$ | 安定              |
|   | $\omega^2 = 0$       | 発散 (divergence) |
|   |                      | この条件からオイラー荷重を得る |
| 虚 | $\omega^2 < 0$       | 発散 (divergence) |
|   | $\omega^2$           | フラッター           |

これを図-4 に示す。 $\alpha$  をパラメーターとして、上の安定条件より  $P$  を求めた結果を整理したものが図-5 である。図中の  $\alpha_{tr}$  は前出の 0.345、 $\alpha' = 0.423$  は  $\omega_1^2 = \omega_2^2 = 0$ 、すなわちオイラー荷重とフラッター荷重とが一致するときであり、 $\alpha_{cr} = 0.556$  は  $\omega^2 = 0$  が見られる限界、すなわちオイラー荷重が見られる限界の  $\alpha$  である。図-5 で  $\alpha = \alpha_1$  のとき、荷重を増加していくと  $P = P_1$  で発散する。 $P_1$  はオイラー荷重と一致して

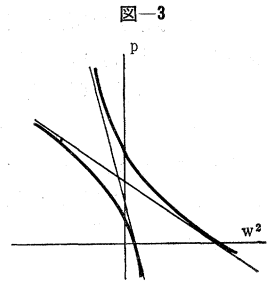


図-3

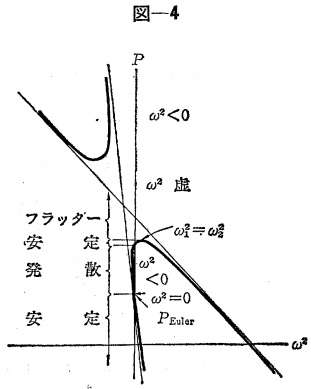
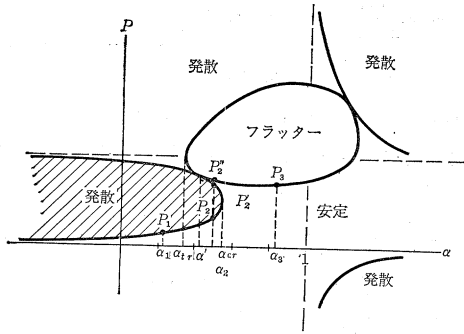


図-4

図-5



いる。 $\alpha = \alpha_2$  のとき、オイラー荷重と等しいで  $P_2$  で系は発散し、 $P_2'$  で再び安定となり  $P_2''$  でフラッターを起こす。 $\alpha = \alpha_3$  ではオイラー荷重はもはや現われず、フラッターを生じて不安定となる。なお  $\alpha_{cr}$  は系の弾性および幾何学的性質によって変化し、極限として1になる。

(委員 川口昌宏)

### 補強ばりのある版斜橋の模型実験

“Stresses in Stiffening Beams of Skewed-slab Bridges”

Kennedy, J.B. and Rezansoff, T.

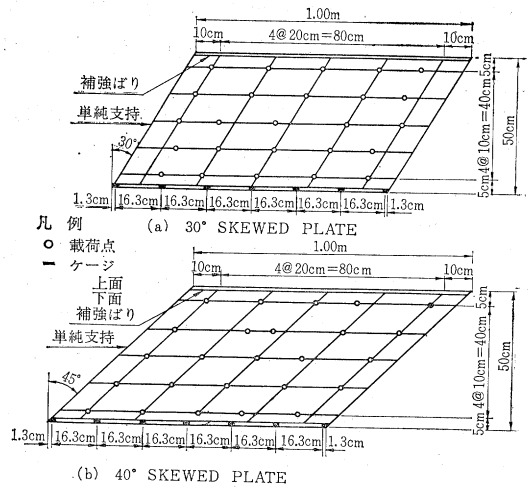
Concrete and Constructional Engineering, Vol. LIX, No. 7, pp. 204~247, July (1964)

比較的小スパンで幅員の大きな橋にRC版橋がしばしば用いられるが、この論文は、まだ正確な理論解の得られていない、補強ばり付きの版斜橋の応力状態、なかなか補強ばりの方を調べるため、アルミ板を用いた模型実験を行ない、その結果を示したものである。

なお、筆者らは別に、電子計算機によって同様な版の応力解析を試みているが<sup>1)</sup>、補強ばりの方は信頼性が乏しいとしている。

試験片としては、厚さ 6 mm、幅 50 cm のアルミ板を使用し、支点間隔を 1 m、斜角を 30° および 45° とし

図-1 模型版



た。

補強ばりの効果を再現するものとして、厚さ 3 mm、幅 1.3 cm のアルミの帯を板の両側に上下 1 枚ずつリベットでとりつけた。

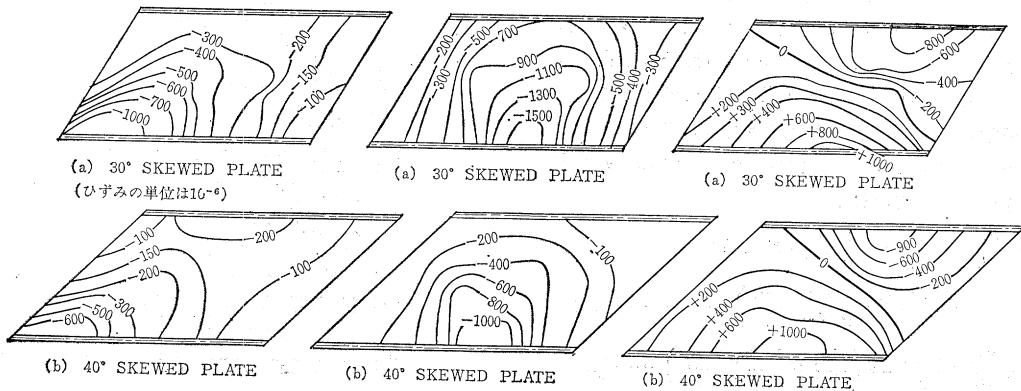
この補強ばり上の数点における影響面を求めるのが実験の主目的になる。影響面とは、はりの影響線を 2 次元的に拡大したもので、点荷重を版上でいろいろ動かしながらはりの特定の個所に生じるひずみを測定し、その箇所に同一ひずみを生じさせるような点をつないだものである。

図-1 に示すように、格子状の荷重点をとって順次加圧し、補強ばりに生じるひずみをゲージ長 3 mm のフォイルゲージで測定した。

荷重の大きさは、どの荷重点にきた場合でもすべてのゲージに感じるようにと 147 kg を選んだ。また加圧棒は  $\phi 6$  mm として版の変形後も版面に垂直になるようにした。

ひずみの読み取りは、最初、版を自由に変形させ、ついで支点の浮き上がりをナイフエッジで押えたのちに行

図-2 はりの影響面



なった。

補強ばりの上縁のひずみに対して描かれた影響面のうち、代表的なものとして、点 2, 5, 7 の場合を 図-2 に示す。

以上の実験の結果、つぎのようなことが認められた。

1) 斜版と一体となった補強ばりに働く曲げモーメントは、鋭角隅部近くでは比較的小さく、斜角が増すにつれ減少する。

2) はりのスパン中央部に働く曲げモーメントは、斜角が大きくなるにしたがい、少しずつ減少する。これは版に加わった荷重のかんりの部分が、版の鈍角隅部近くのはりに伝わるためである。また、最大曲げモーメント部はスパン中央でなく、鈍角隅部の方へ寄る。

3) はりの鈍角隅部に近いところでは、荷重位置により、大きな曲げモーメントの反転が起こる可能性がある。そして斜角が増すにしたがい、その反転は大きくなる。この実験の場合では、正の曲げモーメントの 1/2 以上の負の曲げモーメントが生じている。

参考文献

- 1) "Series solution of skewed stiffness plates": Kennedy, J.B. and Huggins, M.W. Proc. of the ASCE, Vol. 90, EM 4, pp. 179~184, Aug. (1964)

(委員 中山紀男)

渦の自由表面形状と相似条件

"La Surface libre et les conditions de similitude du vortex"

Holtorf, G.

La Houille Blanche, pp. 377~384, No. 3, Mai-Jun (1964)

流出口上の水深が浅い場合には、つぎの関係式の成り立つ渦運動をともって流れる。

$$rv_\varphi = \text{const.} = r'v'_\varphi$$

この式はある距離  $r'$  での「初期運動量モーメント」が流出口までの間で保持されることを示している。実在流体の場合は運動量モーメントはほとんど完全に摩擦損失によって消費され、自由表面は一定の水位までおちこむにすぎない。Einstein et Li は (1) 鉛直速度成分は無視できる。(2) 流出口上での一様な流出速度分布、などを仮定して Navier-Stokes 方程式を積分することにより、運動量モーメントの減衰を与える式を導いた。

Einstein et Li の仮定によれば Navier-Stokes 方程式はつぎのように書かれる。

$$v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_\varphi^2}{r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial r} (P + rh) + \nu \left( \frac{\partial^2 v_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial r} - \frac{v_r}{r^2} \right) \dots\dots\dots (1)$$

$$v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + \frac{v_r v_\varphi}{r} = \nu \left( \frac{\partial^2 v_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - \frac{v_\varphi}{r^2} \right) \dots\dots\dots (2)$$

$v_r$  はつぎの式で与えられる。

$$v_r = \begin{cases} \frac{Q_e}{2\pi hr} & r \geq r_e \\ \frac{Q_e r}{2\pi hr_e^2} & r \leq r_e \end{cases} \dots\dots\dots (3)$$

ただし  $r_e$  は流出口半径、 $Q_e$  は流出量である。

ここでは式 (1) を積分して自由表面の形状を求める。すなわち、

$$\frac{v_r^2}{2} - \int \frac{v_\varphi^2}{r} dr = -\frac{P+rh}{\rho} + C \dots\dots\dots (1.1)$$

$r \geq r_e$  の領域について、Einstein et Li より

$$rv_\varphi = r'v'_\varphi [B - (B-1)R^{(2-A)}]$$

$$B = \frac{R_e V_{\varphi e} - R_e^{(2-A)}}{1 - R_e^{(2-A)}}, R = \frac{r}{r'}, A = \frac{Q_e}{2\pi h\nu}$$

で表わされる。水については  $A > 10$  であり、その時  $B \rightarrow 1$ ,  $R_e V_{\varphi e} \rightarrow 1$  であるから式 (1.1) はつぎのように積分される。

$$h = H - \frac{v_r^2}{2g} - \frac{[v'_\varphi(r'/r)]^2}{2g} \dots\dots\dots (1.2)$$

$H$  は  $r=r'$  におけるエネルギー水頭である。

$r \leq r_e$  に対しては

$$\int \frac{v_\varphi^2}{r} dr = \frac{r_e^2 v_{\varphi e}^2}{(e^{-A/2} - 1)^2} \int \frac{(e^{(-A/2)(r/r_e)} - 1)^2}{r^3} dr$$

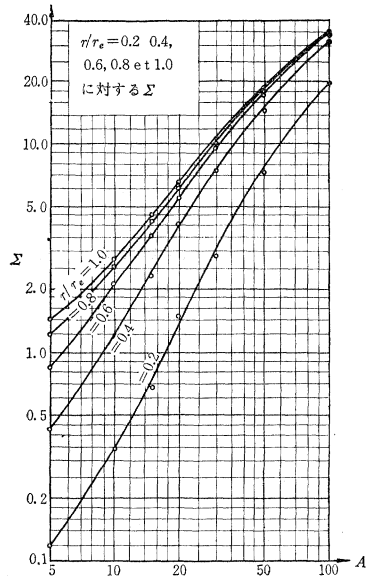
で与えられる。右辺は級数展開をして項別積分を行なう。

$$\int \frac{v_\varphi^2}{r} dr = \frac{v_{\varphi e}^2}{(e^{-A/2} - 1)^2} \Sigma$$

$$\Sigma = \frac{2(A/2)^2 (r/r_e)^2}{2.2!} - \frac{6(A/2)^3 (r/r_e)^4}{4.3!} + \dots\dots$$

$$+ \frac{(\alpha^n - \alpha) [-(A/2)]^n (r/r_e)^{(2n-2)}}{(\alpha^n - \alpha) n!} + \dots\dots$$

図-1  $\Sigma-A$



$\Sigma$  は収束がおそいのでこれを図式積分したものが図-1である。

この  $\Sigma$  を用いると式 (1.1) はつぎのように与えられる。

$$h = h_0 - \frac{v_p^2}{2g} + \frac{v_p^2}{g(1 - e^{-(A/2)^2})^2} \Sigma \dots\dots\dots(1.3)$$

ただし、

$h_0$  は  $r=0$  の水深を表わす。

図-2 は  $(H-h_0)$  を 図-3 は  $(H-h)$  を Karlsruhe の実験値と比較して理論の正しさが検証された。

図-2 渦の最大低下量

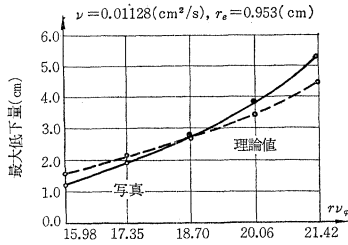
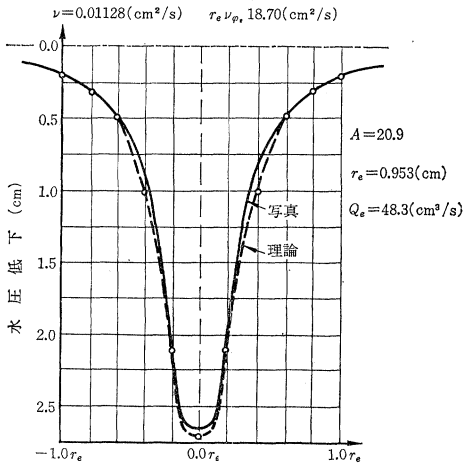


図-3 渦断面図



$A$  の十分大きな値に対して、式 (1.2), (1.3) において半径方向の速度成分は無視できて、無次元数で表わせば近似的に次式で与えられる。

$$\frac{H-h}{r_e} = \frac{r_e^2}{2r^2} \mathfrak{F}_{rot r_e}, \quad r \geq r_e$$

$$\frac{h-h_0}{r_e} = \mathfrak{F}_{rot r_e} \cdot \Sigma[\mathfrak{F}_{rad r_e}; (r/r_e)], \quad r \leq r_e$$

ただし、

$$\mathfrak{F}_{rot r_e} = v_p^2 / g r_e, \quad \mathfrak{F}_{rad r_e} = A \text{ である。}$$

一個の実験模型に対して、二個の異なる相似条件が存在することは実験を困難にする。

相似則の適用は幾何学的条件により異なる。

(早川典生)

## 潮流による海水の乱流混合

“О Турбулентном Перемешивании Воб при Наличии Приливных Течений”

Шапкина, В.Ф.

Известия Академии Наук СССР (Издательство Академии Наук СССР) Серия Геофизическая (地球物理シリーズ) No. 8, 1964

波の諸元と海洋表層における渦粘性の関係を表わす公式は Доброклонский (ドブクロンスキー)、Китай-горобский (キタイゴロツキー) らによって得られた。しかし多くの水域で水の混合は風による波または流れによるばかりでなく潮流にも関連する。潮流は普通 250~300 cm/sec に達し、水深の小さい水域では底面の摩擦はかなりの流速勾配と付加的乱れ混合を惹起する。風による混合深さよりも水深の大きい場合、強い潮流は一定の形式で夏期の海水中の温度分布を変えるはずである。半経験的乱流理論から

$$A = \rho l^2 |da/dz|, \quad F = A da/dz \dots\dots\dots(1)$$

ここで  $F$ : 摩擦力,  $l$ : 混合距離,  $A$ : 渦粘性係数  
潮流の摩擦力は近似的に深さに関して直線的に変化するとする。混合距離  $l$  は固体壁からの距離に比例すると考えられるが、海面自身も乱れの脈動に対して減衰的な作用を示すので固体壁と似ている。したがって  $l$  はまた表面からの距離に比例するとし  $l \propto z(1-z/H)$ , ただし  $H$ : 水深,  $z$ : 水面からの距離。

式 (1) に基づき、

$$\frac{du}{dz} = \frac{\sqrt{F_H \cdot z/H}}{\sqrt{\rho \cdot l}} \dots\dots\dots(2)$$

(ただし  $F_H$ : 底面における摩擦)

$l = \kappa z(1-z/H)$  とし,  $z = H - h_0$  ( $h_0$ : 海底粗度) で  $u=0$  とすると表面での流速は

$$u_0 = \frac{1}{\kappa} \sqrt{\frac{F_H}{\rho}} \ln \frac{\sqrt{H} + \sqrt{H-h_0}}{\sqrt{H} - \sqrt{H-h_0}} \dots\dots\dots(3)$$

$F_H$  を  $u_0$  で表わして式 (2) を書き換えれば式 (1) の  $A$  の表示はつぎようになる。

$$A = \frac{\rho \kappa^2 U_0 Z \sqrt{Z} (H-Z)}{H \sqrt{H} \ln \frac{\sqrt{H} + \sqrt{H-h_0}}{\sqrt{H} - \sqrt{H-h_0}}} \dots\dots\dots(4)$$

$A$  は  $z=0$  と  $z=H$  で 0 になり,  $z=3/5 H$  で最大値に達する。 $h_0$  という量はあまり研究されていないが、水深はつねに海底粗度を形成する物体より若干のオーダーだけが大きく、この量の変化は式 (4) によって算定される  $A$  の値に余り現われない。量  $\kappa$  の選定に幾分の困難がある。管路の実験では 0.31~0.44 であるとされたが大きなスケールの運動に対しては恐らく異なる値をもつはずである。ここでは Д.У. Вапняр (バプニヤル) の潮流に対する算定より 0.2 としておく。

表-1 A の値 (g/cm·sec) H=120 m, h=3 m, T=6 sec, L=50 m の場合

| $z_0$ (cm/sec) | 0   | 30  | 50  | 200  | 300  | 350  |
|----------------|-----|-----|-----|------|------|------|
| 0              | 10  | 10  | 11  | 14   | 16   | 17   |
| 10             | 770 | 814 | 842 | 799  | 1205 | 1278 |
| 30             | 324 | 380 | 584 | 1362 | 1884 | 2137 |
| 50             | 45  | 305 | 479 | 1781 | 2649 | 3083 |
| 100            | 0   | 210 | 350 | 1400 | 2100 | 2450 |
| 115            | 0   | 57  | 95  | 380  | 570  | 665  |

表-2 K の値 (cm<sup>2</sup>/sec)

| z (m) | K    |       |        |
|-------|------|-------|--------|
|       | 観測 I | 観測 II | 観測 III |
| 5     | 25   | 12    | 10     |
| 10    | 32   | 27    | 15     |
| 20    | 89   | 77    | 50     |
| 30    | 342  | 100   | 174    |
| 40    | 417  | 205   | 108    |
| 50    | 502  | 303   | 221    |
| 60    | 478  | 453   | 507    |
| 80    | 283  | 315   | 593    |
| 100   | 171  | 155   | 298    |

潮流と波浪が同時に作用している場合は、熱伝達は明らかに波による混合だけの場合より大きい深さまである。このときの A の表示はつぎのようになる。

$$A = \rho l^2 \left( \frac{du}{dz}_{\text{tide}} + \frac{du}{dz}_{\text{wave}} \right)$$

$$l = \kappa(z_0 + z)(1 - z/H)$$

すなわち l は海面で 0 にならず  $\kappa z_0$  に等しい。ただし  $z_0$  は波に関連する量である (例えば Цикнов によれば,  $z_0 = L/6\pi$ , Кигайгородский によれば  $z_0 = 0.2h$ , L: 波長, h: 波高)。水面近くでは  $l \approx \kappa(z_0 + z)$ , 底面近くでは  $l \approx \kappa(H - z)$  である。

$$\frac{du}{dz}_{\text{wave}} = \frac{8he^{-2\pi z/L}}{TL} \quad (T: \text{周期}); \quad \frac{du}{dz}_{\text{tide}} = \frac{\sqrt{F}}{l \cdot \sqrt{\rho}}$$

ただし  $F = F_H(z_0 + z)/H$ ,  $F_H$ : 底での摩擦で  $u_0$  によって表わされるとしよう。

$$\frac{8h}{TL} = \alpha, \quad \frac{2\pi}{L} = \beta, \quad \ln \frac{\sqrt{H} + \sqrt{H - h_0}}{\sqrt{H} - \sqrt{H - h_0}} = \gamma$$

とおくと

$$A = \frac{\rho \kappa^2 (z_0 + z)^2 (H - z)^2}{H^2} \left[ \frac{\sqrt{H} u_0}{\gamma \sqrt{z_0 + z} (H - z)} + \alpha e^{-\beta z} \right] \dots \dots \dots (5)$$

$u_0 = 0$  で  $z_0 = 0.2h$  ならこの式は Кигайгородский の公式になる。このように算定した A の実際性を評価するために、水温と流れの観測により間接的に算定した乱れ交換係数と比較する。

水深 120 m の強い潮流 (270~290 cm/sec) のあると

ところで互いに 1 mile の間隔の 4 点の観測所で各層の水温を 2 時間おき、流速を 15 分おきに同時観測した資料を用いた。

水温を  $\theta$  とすると時間平均化 (2 時間) した形で

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial z} \left( K_z \frac{\partial \theta}{\partial z} \right)$$

ここで

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} = \bar{u} \frac{\partial \theta}{\partial x}, \quad v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \bar{v} \frac{\partial \theta}{\partial y}, \quad K_z \frac{\partial \theta}{\partial z} = \bar{K}_z \frac{\partial \theta}{\partial z}$$

と仮定する。

5~10 m 以下では熱伝達は乱流混合によるだけと考えられるので上式から各 z における  $\bar{K}_z$  を算定できる。 $\bar{K}_z$  算定には流速が 270~290 cm/sec の最大値に達する 2 時間を探った。K と A/ρ を比較しよう (表参照)。

比 A/ρ K (Prandtl 数) は海水にたいしては 10 であるから、

$$K = \frac{A}{\rho} 10^{-1}$$

表によると K と (A/ρ)10<sup>-1</sup> の一致はないが、同じオーダーであり特に重要なことは深さ方向の変化の傾向が同一である。水深の半分よりやや大きい深さで最大になり底に近づくにしたがって減少している。実際には係数 K がほとんど底面まで相当の大きさのままであり、このことは海中全層にわたり激しい熱交換のあることを示している。さらに (A/ρ) × 10<sup>-1</sup> を熱交換係数として水温分布を計算すると、流速 50~70 cm/sec になると躍層における温度勾配は急激に減少し、流速 100 cm/sec 以上では躍層はほとんどなくなり海水は完全に混合することがわかる。大洋と比較して、浅海では潮流は底面摩擦のために付加的混合を惹起し、温度成層の形成を妨げるということは実測によって確認された。 (鹿島達一)

### 大量輸送機関の計画における利用者基準

"User Criteria for Rapid Transit Planning"  
Claffey, P.J.  
Proc. of A.S.C.E., UP, Vol. 90, No. 1,  
September (1964)

大都市における大量輸送機関の重要性は、自動車の普及にもかかわらずますます増大してきた。しかし、その計画は需要に正しく適合したものでないが、需要の想定には他の交通機関との分担割合を適確に把握せねばならない。そのためのサービス基準として一般的には (1) 時間, (2) 快適さ, (3) 便利さ, (4) 運賃, (5) 安全といった要素が考えられる。この論文はこれらの要素に評価検討を加えたものである。

1959 年に行なった連邦道路局の調査によると、郊外地域における乗用車のトラベルは、時間、経費、安全、快適さ、便利さの 4 要素に影響されることがわかった。

最近の都市交通に関するレポートでは、時間、快適さ、便利さ、プライバシーの4要素について言及している。また、シカゴにおける交通機関利用調査では時間、快適さ、経費、代替交通手段の有用性について述べている。上述の連邦道路局調査では、有料道路とそれに平行する一般道路との交通特性を比較したが、そのルートの選択に当っては安全が最も低いウェイトを示している。すなわち、有料道路を選んだ人の73~83%は時間節約のためであり、一方、一般道路では12~32%の人が時間節約のために選んでいる。便利さと快適さについては有料道路の5~11%、一般道路の15~24%の人が選択の理由にあげている。有料道路利用者のうち運賃節約を理由にしている人はほとんどなく、一般道路利用者のうち9~16%が経費節約のために選んでいる。安全を理由に選択したのは両方の道路とも5%以下であった。都市内の大量輸送機関利用者についても同様に考えられるとすれば、時間は最も重要な要素であり、ついで便利さ、快適さ、安全の要素が重要となってくる。

シカゴにおける調査でも、交通機関の選択に当って自動車利用者については時間が最も重要な要素で、快適さ、経費がそれについているが、大量輸送機関利用者にとっては経費はかなり重要な要素であり、相当多数の者が経費を考えて大量輸送機関を利用している。

### (1) 時間

都市交通を考える際の時間の定義には、全所要時間、乗車時間、理想的状態の下での最少時間などがあるが、最も実用的なものは非乗車時間をふくめたトリップに要する全時間をとることである。例えば、大量輸送機関を用いた場合には、駅までの歩行時間、乗車時間、乗換時間、着駅からの歩行時間などを合せたものである。

都市における一般的な時間節約額に関する基本的研究はまだ行なわれていないが、自動車のトリップについてAASHOは2.6セント/分を道路計画に用いており、連邦道路局は2.4セント/分を採用している。将来の大量輸送機関利用者は自動車も保有しているであろうから、その選択は同じ評価基準で行なわれると考えられる。ここでは暫定的に上記の平均値である2.5セント/分を採用したい。

### (2) 快適さ

この要素が不明確のままおかれている一つの理由は時間と快適度の効果を分離するのが難しいからである。例えば、短トリップの場合には快適さはあまり問題とならず、速度が遅く、長いトリップの場合には非常に重要である。都市交通における快適さの相対的重要性はよく知られていないが、潜在的な大量輸送機関利用者は座席の得

られること、その幅、間隔、柔らかさ、騒音、空気の温度、照明、動きの安定性などを問題としている。大量輸送機関の計画に際しては自動車利用者を吸引する手段としてその快適さを高めるのは重要なことである。快適さの評価の困難なことは快適さを計る方法のないことである。快適さの基準を定める最良のアプローチは直接各快適さを示す項目について大量輸送機関利用に影響する条件の範囲を定めることである。

### (3) 便利さ

交通計画における便利さの要素の重要性を把握することは快適さの要素と同様に難しいことであるが、一般には大量輸送機関利用者にとっては重要な要素であり、特に自動車に転換し兼ねない利用者には重要な要素であることが知られている。

この要素を把握するアプローチの方法としては快適さと同様の方法をとることが最良であると考えられる。

### (4) 運賃

運賃を基準にふくめることについては利用者の支払能力と関係することであるから、その点について考慮が必要である。利用者にとって運賃は大切な問題であるが、モードの決定に際しては時間や快適さよりも重要でない。しかし大量輸送機関利用者は自動車利用者よりは影響をうける。運賃についての基準は、サービスに対する需要曲線を作成することにより得られる。すなわち縦軸に大量輸送機関の量、横軸に運賃をプロットすれば求められる。しかしこの需要曲線は、時間、快適さ、便利さ、安全性、利用者の所得水準、他の交通機関の利用者の所得水準、他の交通機関の利用の度合などによって影響されるので、各ルートごとに曲線を求めなければならない。

### (5) 安全

都市内では重大事故のひん度は少なく一般に関心がうすい。アメリカ政府の調査によると都市内自動車交通1億台、咄当り2~4人の事故死亡者が生じているが、大量輸送機関についてはこの率はさらに低い。

(委員 椎名 彪)

## アメリカの都市塵芥問題

“Municipal Incineration of Refuse: Foreword and Introduction”  
Committee on Municipal Refuse Practices, ASCE  
Proc. of A.S.C.E., SA, Vol. 90, No. 3, pp. 13-26,  
June (1964)

これは年ごとに増大する都市塵芥の処理問題をアメリカ土木学会が調査したもので、専門委員会である塵芥問

題委員会 (Committee on Municipal Refuse Practices) の連載報告の序および現状概括に当たるものである。

現在、都市塵芥の処理は焼却炉によって焼却するか、あるいは sanitary landfill と称して、埋立処分後、表面を土砂で覆うかのいずれかが実用的であって単なる投棄処分、あるいは廃品回収・家畜飼料の回収またはたい肥製造 (コンポスト) 等々は非衛生的であり、すべて不完全かつ非実用的である。

sanitary landfill は、地方都市における塵芥処理として、適当な投棄地点があれば好都合であるが、付近に上水水源がある場合、飲料水を汚染する恐れがある。所要経費は焼却炉による場合の 1/4-1/2 であり、すべての塵芥を材質・大きさ・含水率に関係なく処分できる利点がある。これに対し適当な投棄地点を持たない中都市、あるいは高度に市街地化した大都市においては塵芥焼却炉が建設され運転されている。この傾向は将来ますますはっきりしてくるものと考えられ、大都市における塵芥処理は、現在 (1964 年)、焼却以外に適当な方法が考えられない。

塵芥処理場はアメリカに約 600 ヲ所、日量 15 000 t の焼却能力が有り、機械化が進んでいて電気集塵機により

媒煙を除去するので、郊外地ばかりでなく中心市街地にも建設することができる。焼却場の建設は一都市一カ所を原則とし、無差別に収集した塵芥を完全焼却し、原容積の 1/10 程度としたものを適当な地点に投棄する。処理施設の計画に当っては、上屋 40~50 年、炉 10~15 年の耐用年数を考慮し、これに見合った塵芥量によって設計する。塵芥量の日変動・年間変動は 15% を考える。炉の運転は週 7 日、24 時間の連続作業とするのが経済的であり、また実塵芥量の 15~20% 増を設計数量とするのが望ましい。焼却場建設費は処理能力 1t/日 当たり、

表-1 焼却費 (1960年 5施設平均) 3 000~5 500 ドル (用地費はふくまず), 経常費の一例をみると (表-1) 償却費をふくめ、塵芥 1t 当り 5 ドルである。(委員 中田 肇)

|        |                 |
|--------|-----------------|
| 運転労務費  | 2.20 ドル         |
| 営繕労務費  | 0.13 "          |
| 灰の処理   | 0.74 "          |
| 雑      | 0.25 "          |
| 小計     | 3.32 " (直接費)    |
| 諸手当    | 0.72 "          |
| 自動車維持費 | 0.08 "          |
| 光熱水費   | 0.16 "          |
| 減価償却費  | 0.71 "          |
| 小計     | 1.67 " (間接費)    |
| 計      | 5.00 " (1.0t 当) |

## 改訂第2版第3刷出来

吉町太郎一著

# 鋼橋の理論と計算

総論——単構橋の応力解析——鈹桁橋および I 桁橋の設計——

単構橋の設計——桁の横振動と衝撃——構脚橋と高架鉄道——

突桁橋——連続桁橋——ラーメン橋——拱橋——吊橋——可動橋

附 録——鋼道路橋設計示方書

B 5 判 724 頁 挿入図 850 定価 2,800 円

東京神田石崎書店 振替東京 79048