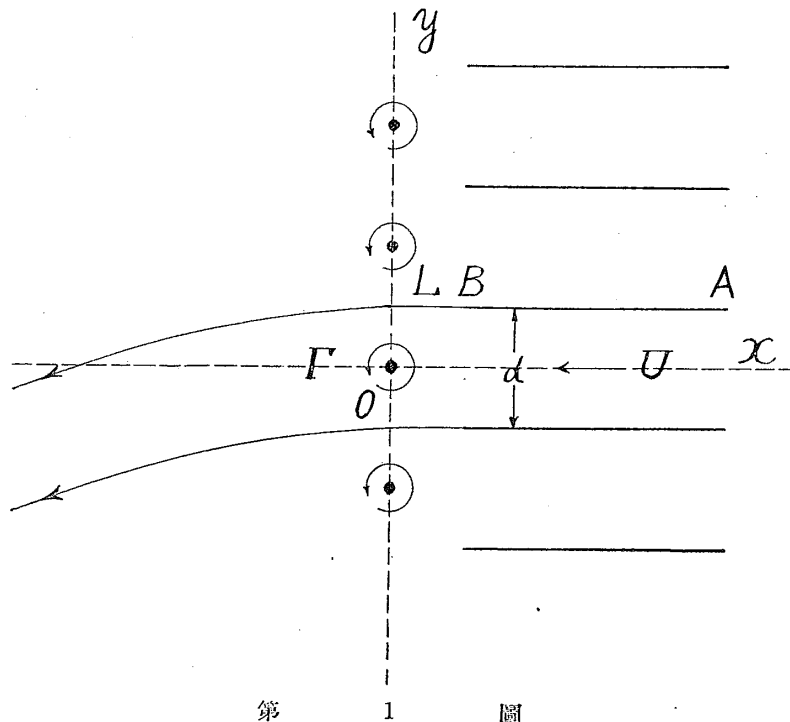


# 風洞の壁が模型の揚力係數に 及ぼす影響に就て

所員 佐々木達治郎

ゲッチンゲン型風洞の中に翼模型を置いた場合揚力及び抗力の變化はプラントルの補正より尙異つた性質の補正が必要である事を數年前述べ、最近國際翼模型試験でためして見た。本彙報第八十六號にて小野は吹出口の影響を略近的に計算して發表された。之は重要な問題であるが限界條件に於て尙不十分な點があるので本論文では限界條件を満す解を求め進んでは吹出口及び吸込口の影響をも論じた。吹出口の影響は最近に伊太利の L. Poggi によつて計算されたが<sup>1)</sup>茲に記載した方法によれば尙簡単に求めることが出来る。

今第 1 圖に示す様に  $BA$  の様な無数の平行な板があり、 $-x$  方向に  $U$  の速さで風が送られるものとする。



第 1 圖

- 1) L. Poggi: On the variations to apply to the results of experiments carried out in the wind tunnel on a wing model. L'Aerotecnica Vol. XI. N. 4. April 1931. p. 424—445.

著者が計算を發表する段になつて此論文に気が付いた。之に就て知らせて下さつた河田氏に御禮を申上げる。

$y$  軸上に 0 点及び之に対応する點に無数の強さ  $\Gamma$  の循環があるものとする。それ故平行な二枚の板及び一つの循環を取れば之は吹出口を考へに入れたデツチング型風洞に相應するのである。<sup>1)</sup>

此場合には複素数速度ポテンシャルは<sup>2)</sup>

$$w = -Uz - \frac{i\Gamma}{2\pi} \log \frac{\sqrt{e^{\frac{2\pi z}{d}} + k} - \sqrt{1+k}}{\sqrt{e^{\frac{2\pi z}{d}} + k} + \sqrt{1+k}} \\ + \frac{i\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{\sqrt{k}}{\sqrt{1+k}} \log \frac{\sqrt{e^{\frac{2\pi z}{d}} + k} - \sqrt{k}}{\sqrt{e^{\frac{2\pi z}{d}} + k} + \sqrt{k}}$$

となる。茲に  $k = e^{\frac{2\pi L}{d}}$  である。

それ故

$$\frac{dw}{dz} = -U - \sqrt{1+k} \frac{e^{\frac{2\pi z}{d}}}{\sqrt{e^{\frac{2\pi z}{d}} + k} (e^{\frac{2\pi z}{d}} - 1)} \\ + \frac{i\Gamma}{d} \cdot \frac{k}{\sqrt{1+k}} \cdot \frac{1}{\sqrt{e^{\frac{2\pi z}{d}} + k}}$$

となる。  $z=0$  では  $-\frac{i\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{z}$  なる項が出て之は 0 に於ける循環の爲の速度ポテンシャルであるから之を引けば他の影響による 0 に於ける速度が出る。即ち

$$\left( \frac{dw}{dz} + \frac{i\Gamma}{2\pi} \frac{1}{z} \right)_{z=0} = -U + \frac{i\Gamma}{2d} \times \frac{1}{1 + e^{-\frac{2\pi L}{d}}}$$

となり

$$u = -U, \\ v = -\frac{\Gamma}{2d} \times \frac{1}{1 + e^{-\frac{2\pi L}{d}}}$$

となる。即ち 0 に於ては下向に

$$\Delta a = \frac{\Gamma}{2d U} \times \frac{1}{1 + e^{-\frac{2\pi L}{d}}}$$

だけ曲けられる。

故に

$$\frac{\partial C_z}{\partial a} = a \quad \text{もし } l \text{ を弦長とすれば}$$

- 1) Free jet とした場合と無限翼列とした場合と近似的な値を與へる事は彙報 83 號に示した。
- 2) 此函数の出し方及び一般の場合に於ける詳細なる計算は報告で發表する。

$$\Delta C_z = -a \frac{C_z l}{4d} \times \frac{1}{1 + e^{-\frac{2\pi L}{d}}}$$

$d = \infty$  の時の  $C_z$  を  $C_{z\infty}$  とすれば

$$\frac{C_z}{C_{z\infty}} = \frac{1}{1 + a \frac{l}{4d} \times \frac{1}{1 + e^{-\frac{2\pi L}{d}}}} \dots \dots \dots (1)$$

となる。之は Poggi の結果と一致する。 $L = \infty$  になれば Kärman の結果と一致する。

$\frac{1}{1 + e^{-\frac{2\pi L}{d}}}$  は小野の  $\kappa$  に相当するものである。今之を  $\frac{L}{d}$  の種々の値に就て計算すれば次表の通りである。

$\frac{1}{1 + e^{-\frac{2\pi L}{d}}}$	0.779	0.925	0.978	0.995	0.999
$\frac{l}{d}$	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0

国際翼試験に利用した風洞に就て小野の補正係数  $\kappa \approx 1 / 1 + e^{-\frac{2\pi L}{d}}$  とを比較して見れば次の様になる。

風 洞	海 軍	陸 軍	航 研	三 菱	川 西
$1 / 1 + e^{-\frac{2\pi L}{d}}$	0.954	0.964	0.988	0.942	0.987
小 野 の $\kappa$	0.910	0.930	0.975	0.891	0.956

之によつて見れば小野の  $\kappa$  は  $1 / 1 + e^{-\frac{2\pi L}{d}}$  に近い値を與へることが解る。

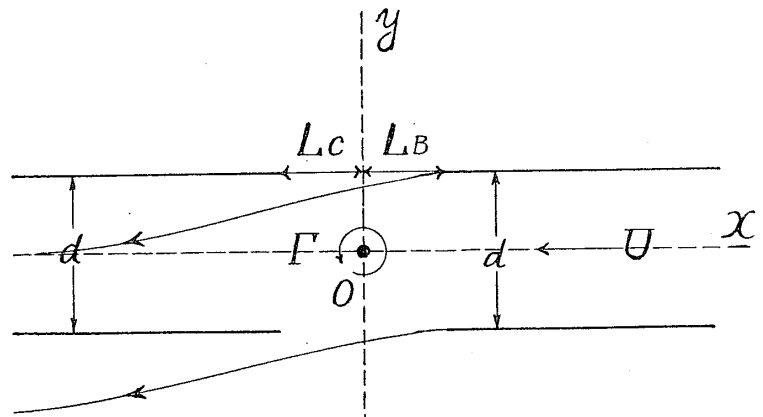
(1) 式は最初の式の導き方からして  $L$  が負の場合にも適用出来る。それ故 N. P. L. 型では影響が小さい事が解る。

次に吸込口の影響であるが、第 2 圖の如き場合を考へれば簡単に計算出来るのであつて

$$\frac{C_z}{C_{z\infty}} = \frac{1}{1 + a \frac{l}{4d} \left[ \frac{1}{1 + e^{-\frac{2\pi L_0}{d}}} - \frac{1}{1 + e^{-\frac{2\pi L_R}{d}}} \right]} \dots \dots \dots (2)$$

となることが證明出来る。

- 1) 計算は報告に發表する。



第 2 圖

(2) 式に於て  $L_c = \infty$  とすれば (1) 式となり  $L_B = L_c = \infty$  とすれば Kármán の式に一致する。

何れにしても吹出口及び吸込口の影響は小であつて free jet 中に翼があるものとした場合の影響の 10% 位のものである。