$0.936\ \exp\ (-\pi^2 \nu T/\ ^2) \leqq 0.01$ (3.2)

$\therefore\quad T \geqq 0.47 \dfrac{a^2}{\nu}$ (3.3)

を得る。これは円管のばあいの $0.8a^2/\nu$ に比べると約半分の値を示している。

$\nu=0.922 cm^2/sec$ のオリーブ油を使えば平行壁間隔が２cm で T＝2.03秒４cm で T＝8.12秒である。

原稿の閲読並びに有益な御助言を賜わつた九州大学葛西泰二郎教授に深謝の意を表する。

註1) 昭和27年10月16日機械学会広島地方講演会で講演。

自由平面をもつ水路を突然傾けたばあいの非定常流れ

山　根　信　太　郎

1. はしがき

層流のばあいについて今まで水平に置かれていた開水路が突然に或角度丈傾けられたとする。水は速度零から流れはじめる。

このようなばあいの水の速変を求めてみる。

2. 基礎式

水路の底線と自由表面とは平行であると仮定すれば、ナビア・ストークスの式は

$$\frac{\partial u}{\partial t} = g\sin\theta + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \qquad (2.1)$$

水面から底までの距離を a とすると初期及び境界条件は

$$t=0 \qquad u=0 \qquad (\mathrm{i})$$
$$y=0 \qquad u=0 \qquad (\mathrm{ii})$$
$$y=a \qquad u=f(t) \qquad (\mathrm{iii})$$

$\bar{u}=u/u_0 \qquad \bar{t}=tu_0/a \qquad \bar{y}=y/a$

$\omega = \quad ag\sin\theta/u_0^2$

$c=\nu/u_0 a$

$u_0 = a^2 g\sin\theta/3\nu$ ＝ 定常流れの平均速度

とおいて無次元化すれば

$$\partial\bar{u}/\partial t = \omega + c\ \partial^2 u/\partial y^2 \qquad (2.2)$$

境界条件は

$$\left.\begin{array}{ll} \bar{t}=0 & \bar{u}=0 \\ \bar{y}=0 & \bar{u}=0 \\ \bar{y}=1 & \bar{u}=F(\bar{t}) \end{array}\right\} \qquad (2.3)$$

ここに $F(\bar{t})$ は平行壁の間を流れる流体の時間函数に似ているとして

$$F(\bar{t}) = \alpha\delta\{1-\exp(\delta\bar{t})\} \qquad (2.4)$$

とおいて速度分布を求める。(2.4) 式中の α は終末条件 $\bar{t}=\infty$ で u が定常流になることから求まる定数である。

(2.2) にラプラス変換 $\int_0^\infty e^{-st}(\cdots\cdots)\,dt$ を施せば

$$\bar{u}_{yy} - s\bar{u}/c + \omega/s = 0 \qquad (2.5)$$

$$\bar{u}(0.s)=0 \qquad \bar{u}(1.s)=f(s)=\alpha \times \left\{1/-sl/(s+\delta)\right\}$$

(2.5) に上の境界条件を入れると、(以後は－をのぞく)

$$A_1 = \left[f(s) - \omega\{1-\exp(-\sqrt{\tfrac{s}{c}})\}\right] \Big/ \left\}\exp(\sqrt{\tfrac{s}{c}}) - \exp(-\sqrt{\tfrac{s}{c}})\right\}$$

$$A_2 = \left[-f(s) + \omega\{1-\exp(\sqrt{\tfrac{s}{c}})\}/s^2\right] \Big/ \left\{\exp(\sqrt{\tfrac{s}{c}}) - \exp(-\sqrt{\tfrac{s}{c}})\right\}$$

$$\alpha = y/\sqrt{c} \quad \beta = 1/\sqrt{c} \quad \gamma = (1-y)/\sqrt{c}$$

として

(2.5) の一般解を求めれば

$$n = f(s)\left\{\exp(\alpha\sqrt{s}) - \exp(-\alpha\sqrt{s})\right\} \Big/ \left\{\exp(\beta\sqrt{s}) - \exp(-\beta\sqrt{s})\right\}$$

$$+\omega\left[\frac{1}{s^2}-\frac{\exp(\alpha\sqrt{s})-\exp(-\alpha\sqrt{s})+\exp)\gamma\sqrt{s})-\exp(-\gamma\sqrt{s})}{\exp(\beta\sqrt{s})-\exp(-\beta\sqrt{s})}\right]$$

$$=f(s)\frac{\sinh(\alpha\sqrt{s})}{\sinh(\beta\sqrt{s})}+\omega\left[\frac{1}{s^2}-\frac{\sinh(\alpha\sqrt{s}+\sinh(\gamma\sqrt{s})}{u^2\sinh(\beta\sqrt{s})}\right]\cdots\cdots\ (2.6)$$

(2.6) の第二項第三項は平行壁の解と同一である。従つてこの逆変換は

$$\frac{\omega}{c}\left[\frac{y(1-y)}{2}\frac{2}{\pi^3}-\sum_1\frac{(-1)_{n-1}}{n^3}\left\{\sin n\pi y+\sin n\pi(1-y)\right\}\exp(-n^2\pi^2ct)\right]\cdots\cdots\cdots\cdots(a)$$

第一項は f(s)を変形して

$f(s)=\alpha\{(1/s-1/(s+\delta)\}=\alpha\{\delta/s(s+\delta)\}$

故に

$$\frac{f(s)\sinh(\alpha\sqrt{s})}{\sinh(\beta\sqrt{s})}=\frac{\alpha\delta}{s+\delta}\times\frac{\sinh(\alpha\sqrt{s})}{s\sinh(\beta\sqrt{s})}\cdots\cdots(b)$$

(b) は変換函数の積であるからその逆変換はこれらの逆函数のちようじよう積分に対応する。

$$\therefore L^{-1}\left[\frac{\sinh(\alpha\sqrt{s})}{s\sinh(\beta\sqrt{s})}\right]$$

$$=y+\frac{2}{\pi}\sum_1^\infty\frac{(-1)^n}{n}\sin(n\pi y)\exp(-n^2\pi^2ct)$$

又 $L^{-1}[\alpha\delta/(s+\delta)]=\alpha\delta\exp(-\delta t)$

故に

$$L^{-1}\left[\frac{\alpha\delta}{s+\delta}\cdot\frac{\sinh(\alpha\sqrt{s})}{s\sinh(\beta\sqrt{\ })}\right]$$

$$=\alpha\delta\int_0^t\exp\{-\delta(t-\lambda)\}\{y+\frac{2}{\pi}\sum_1^\infty\frac{(-1)^n}{n}\sin(n\pi y)\exp(-n^2\pi^2ct)\}d\lambda$$

$$=\alpha\delta\left[\frac{y}{\delta}\{1-\exp(-\delta t)\}+\frac{2}{\pi}\sum_1^\infty\frac{(-1)^n}{n}\sin(n\pi y)\times\left\{\frac{\exp(n^2\pi^2ct)-\exp(-\delta t)}{\delta-n^2\pi^2c}\right\}\right]\ (c)$$

(2.6) に (a), (c) を代入すれば

$$n=\alpha y\{1-\exp(-\delta t)\}+\frac{2}{\pi}\sum_1^\infty\frac{(-1)^n}{n}\sin(n\pi y)\left\{\frac{\exp(-n^2\pi^2ct)-\exp(-\delta t)}{\delta-\pi^2n^2c}\right\}\times\alpha\delta$$

$$+\frac{\omega}{c}\left[\frac{y(1-y)}{2}-\frac{2}{\pi^3}\sum_1^\infty\frac{(-1)^{n-1}}{n^3}\{\sin(n\pi y)+\sin n\pi(1-y)\}\exp(n^2\pi^2ct)\right]\cdots\cdots\ (2.7)$$

(2,7) が求める解である。この解は境界条件を満足する[1]。更に $t=\infty$ に於ては

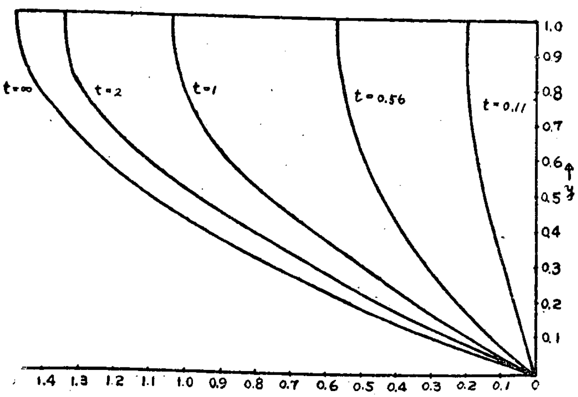
$$u=\alpha y+\frac{G\sin\theta}{c}\cdot\frac{y(1-y)}{2}$$

でこれは，$G\sin\theta/c=3$ であるからこれを考えれば

$$u=\frac{G\sin\theta}{c}\frac{y(2-y)}{2}$$

これは定常流れである。α の値を求めれば

(自由表面をもつ水路を突然傾けたばあいの非定常流れ)



第　一　図

$\alpha=1.5$ である。速度分布曲線の一例を求めれば図のようである。但し $\delta=-\pi^2c$ とおいた。(2,7) の第一項の前の部分は直線でこの (2,7) 式中のもつとも大きい部分をしめる。δ が大きいことは y の方向係数を減少させるから定常の速度分布からのおくれは大きい。δ を仮に π^2c とおけば δ とcとは比例的な関係があるから cが大きいこと即ち

$$c=3\nu^2/a^3g\sin\theta$$

より θ の小さいことは，定常速度に推移するまでの時間が長いことを意味する。

これは常識的にも考えられる結論である。

それから δ が小さいこと，即ち c が小さいばあいはその逆である。

本原稿の閲読並びに有益の御助言をたまわつた九州大学葛西泰二郎教授に深謝の意を表する。

註　(1)

t ＝0　のとき

(2, 7)の第三項が0であれば$u=0$となる。

第三項の後の部分はフーリエサイン表現であつて

$$\frac{2}{\pi}\frac{1}{\pi^2}\sum_{1}^{\infty}\frac{(-1)^{n-1}}{n^3}\sin n\pi y$$

$$+\frac{2}{\pi}\frac{1}{\pi^2}\sum_{1}^{\infty}\frac{(-1)^{n-1}}{n^3}\sin n\pi(1-y)$$

$$=\frac{2}{\pi}\frac{1}{\pi^2}\sum_{1}^{\infty}\frac{(-1)^{n+1}}{n^3}\sin n\pi y+\frac{2}{\pi}\frac{1}{\pi^2}$$

$$\sum_{1}^{\infty}\frac{(-1)^{n+1}}{n^3}\sin(1-y)n\pi$$

$$逆変換=\frac{1}{\pi^2}\frac{y(\pi^2-\pi^2y^2)}{6}+\frac{1}{\pi^2}$$

$$\frac{\pi(1-y)\{\pi^2-\pi^2(1-y^2)\}}{6\pi}$$

$$=\frac{1}{\pi^2}\left\{\pi^2\frac{y(1-y^2)}{6}+\frac{(1-y)(2y-y^2)}{6}\pi^2\right]$$

$$=\frac{1}{2}y(1-y)$$

これは第三項の前の部分と等しい、故に

t＝0のとき第三項は0、従つて、u＝0

註　(2)

昭和27年10月16日機械学会広島地方講演会に於て講演せるものの一部

鉱物の濡れに關する二。三の知見

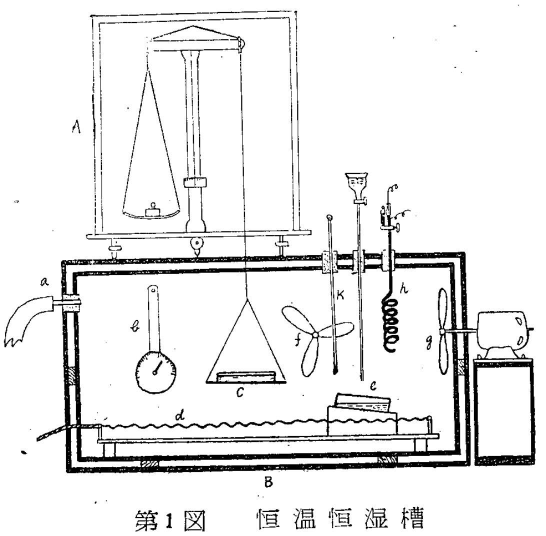
藤　井　雄　三　郎

1. 緒　言

微細な鉱粒の浮游性の問題はそれらの濡れの現象に帰せられる。従来、Bartell セル、毛管上昇、沈降容積などによつて濡れの測定がなされているが、水の蒸発現象と濡れと浮游性との関係に関する二、三、の実験を行つた。

2. 實驗装置

蒸発速度の測定に使用した恒温恒湿槽は第1



第1図　恒 温 恒 湿 槽

図に示すごとく、厚さ14mm の杉板2重張りで槽内は幅50 cm.、奥行30 cm.、高さ 30 cm.、前面は測定中内部を見うるように2重ガラス張りとし、前面の扉は蝶番で開閉できる。Aは島津製作所5号型化学天秤で、右側の金皿を取り去り、0.5mmの銅線で、試料を入れたシヤーレを保持する金皿Cを懸垂してある。槽内の温度を40°±0.1°Cに保つため、ローリー温度調節器hに真空管継電器を連結し、その断続によつて、槽内の全面をできるだけ均一に加熱するため、槽の下部に3 cm. 間隔に張られたヒーターdと排気用真空ポンプを交互に動作させた。aは真空ポンプに導く排気孔である。槽内の湿度はランブレヒト湿度計bが65±0.5%を保つよう、外部からeに加える予備水の量と、前記真空ポンプによる排気量とを時々手動によつて調節した。f, gは低速フアンで、槽内の温度と湿度を平均させた。

シヤーレに試料を入れたとき、水の蒸発による重量変化を知るため、15min. 間隔に秤量を繰り返したが、秤量中フアンによつて槽内の金皿Cが微動するのを防ぐため、1 min. 間フアンを停止させた。このフアンの停止による測定