ンプではサージングを起す可能性が大である。

いずれにせよ、うず巻ポンプの右上り特性が不安定現象を起す必要条件であることに間違いないとしても決して十分条件ではない。元来右上りこう配の揚程曲線を有するポンプは効率がよく、高揚程のポンプでは特にその傾向が強い。しかしながら右上り特性が不安定現象を起す原因の全部であるかのごとき従来の説に拘泥して、羽根車出口角度 β_2 を極度に小さくして平坦もしくは下り特性のものを製作する傾向がある。これは明らかにポンプ効率を犠牲にするものであり、また同一の揚程を出すためには β_2 が小になるほど羽根車外径 D_2 を大にする必要があるから不利である。右上り特性のポンプを使用してもサージング現象をまぬかれることが可能であることは上述のごとくであるから、 β_2 を小さくする方法は捨てるべきである。

本報告は特にポンプ系の安定性を論じ、サージング現象の生起原因を考究したが、これについての実験的な研究およびポンプ系がサージングに陥ってからの状態についての実験的研究については次報に報告する。

なお本報告は板谷教授の御鞭達による賜物であることを附記して深く謝意を表する次第である。

注:—

- (1) 昭和 26 年 4 月 4 日 第 28 期定時総会議演会および昭和 27 年 10 月 3 日 日立地方講演会において講演、原稿受付昭和 27 年 11 月 13 日。
- (2) 正員、東京工業大学。
- (3) 藤井澄二：遠心ポンプの安定性およびサージングについて（第 1, 2 報）機械学会論文集, 13 巻 44 号, 1947。
- (4) 佐藤雄二：流体機械の安定性について原動機特性を考慮した場合の一考察, 昭和 24 年 4 月 4 日 第 26 期定時総会議演会にて講演。
- (5) 下山美徳：送風機のサージングに関する一考察, 機械学会論文集, 15 巻 50 号, 1949。
- (6) 遠藤政直：横浜高等工業学校学術報告, 1 巻, 1930. p. 64. 記載の例, および筆者もかような揚程曲線のポンプを使用した試験を有する。
- (7) 流体機械におけるサージング現象に就て（座談会記録）, 機械学会誌, 48 巻 331 号, 1945, p. 18. (荏原製作所森川孝氏の発言)。
- (8) Kármán and Biot, Mathematical Method in Engineering, p. 244.
- (9) 中条徳三郎：水力機械に関する講習会教材（機械学会第 23 回講習会）, 昭和 24 年 12 月, p. 123.

621.66.01

摩擦ポンプの吸込口付近における流れ⁽¹⁾

葛西泰二郎⁽²⁾ 妹尾泰利⁽³⁾

The Flow Near the Suction Port of a Regenerative Pump

by Taijiro KASAI and Yasutoshi SENOO

In the papers already published the present writers suggested that the characteristics of a regenerative pump might be improved if the influences of the suction port could be removed. In this note and in the next one the developments of the study in the line, both theoretical and experimental, are reported with some results which verify the above-mentioned idea.

In this note the cause of the influences of the suction port is studied: by proving that the influences of the immature development of the velocity profile are not sensitive and that the turbulence is not yet sufficiently developed in the pumping passage near the port, it is clarified that the insufficient turbulence is the source of those influences. In order to eliminate these effects, the position of the entry of the pumping passage should be moved toward down-stream. By doing so, the fluid is disturbed by the impeller and the turbulence is thus fully developed.

1. 緒 言

摩擦ポンプの特性や作用機構を解析したこれまでの著者等の報告において、摩擦ポンプの吸込口が特性に及ぼす影響はかなり大きなものであるに違いないことを述べた。たとえば第 1 図の $Q=0.255 \text{ l/s}$ の場合に

において、吸込口に近い部分の静圧こう配は吸込口から離れた部分の静圧こう配よりも小さい。吐出し量が増加するとこのような傾向は更に著しくなり、ついには第 1 図の $Q=0.435 \text{ l/s}$ の場合のように、吸込口に近い作用通路⁽⁴⁾の静圧が吸込口の静圧よりも低くなる。吸水水頭が大きい場合には、このようにしてできた低

圧部分にまずキャピテーションが発生するから、このためにポンプの吸上性能が低下することは明らかである。また全揚程について考えると、吸込口付近の圧力こう配が小さいことは圧力増加に寄与する有効な長さが短いことと同等であり、ポンプの揚程はそれだけ低いものとなる。このような吸込口の影響を考慮に入れて導かれた理論式

第1図 従来の摩擦ポンプの作用通路中の圧力分布

が示すポンプ特性は、筆者がこれまでに行った実験はもちろん、多くの人々によって行われた実験結果とよく一致する。この理論式に従えば、現在製作されている摩擦ポンプの諸性能が理想的な摩擦ポンプにくらべて劣っている原因の主なものは、吸込口の影響と推定される場合が多い。したがって吸込口の影響が生じる原因を究明し、それがポンプ特性に及ぼす影響を減少させることは、摩擦ポンプの性能を大幅に改良する最も有力な方法と思われる。

2. 吸込口の影響

ポンプ特性に及ぼす吸込口の影響は上述のようにきわめて顕著で有害なものようである。この影響を減少させるためには、まず吸込口の影響を取り除くことが可能であるか否かを調べ、可能ならばその可能性を実現するのに最も適した方法を見出さなければならない。そのためには吸込口の影響が生じる機構を究明することが必要である。

吸込口付近の流れの状態が他の等流区間の状態と異なる原因としては次の二つが考えられる。第一は普通の管路入口の助走区間と同様に、吸込口付近の作用通路における速度が断面上のすべての点でほぼ同一であることである。すなわち作用通路中に発生している乱れの状態は吸込口の近くであるか否かによって本質的に異なることはないとしても、吸込口付近の速度分布と吸込口から相当の距離にある等流区間における速度分布とが異なっているために、それに応じて吸込口付近の圧力分布等が等流区間におけるものと異なったものとなることである。第二は吸込口付近の乱れの状態が等流区間におけるものと異なることに起因する流動状態の相違である。作用通路中に発生している乱れの強さは普通の管路中の乱れにくらべるとはるかに強く

その性質も異なっている⁽⁶⁾から、この乱れは羽根車によって作られたものに違いない。もしも作用通路入口においてはポンプ羽根車によって作られる乱れが未だ十分に発達していないならば、吸込口付近の静圧こう配は当然等流区間の静圧こう配と異なるものとなるはずである。この二つの原因の中で第一に考えたものが主な原因であるならば、吸込口の影響を無くするためには、作用通路に流入する流体に、等流区間における同様の速度分布をあらかじめ与えてやるほかはない。もしも第二に考えたものが主な原因であるならば吸込口において乱れを十分に生長させて、作用通路入口における乱れが等流区間におけるものと異ならないようにすればよい。

摩擦ポンプにおける吸込口の影響がこのいずれであるかによってその対策もおのずから異なるから、主な原因がいずれであるかを明らかにすることが必要である。このために筆者は附録に述べるように、吸込口付近の乱れの状態が等流区間の乱れと同一である場合について入口の影響を計算した。その結果によれば、このような影響のもとでは、入口の影響が及ぶ長さはきわめて短いものとなる。すなわち、速度分布の過渡的な影響はほとんど無視しうるから、各位置における圧力こう配はそのまま乱れの強さに比例するものと見なすことができる。したがって摩擦ポンプにおいて第1図に示すような圧力分布が得られるのは、吸込口付近において乱れが十分に発達していないことによるものと推定される。

3. 吸込口付近における乱れの機構

前報告⁽⁶⁾に述べたように、作用通路における乱れの機構は、羽根車に刻まれた歯みぞ中の流体が作用通路中に放り出されて、羽根車が有する回転方向の運動量を作用通路中の流体に伝えるものと思われる。ある一つの歯みぞが隔壁を潜って吸込口に現われた最初の瞬間に、この歯みぞ中の流体塊は歯みぞを離れて羽根車の接線方向に放出され始める。したがって、このような流体塊によって作用通路の全断面積が覆われるのは吸込口からかなり離れた位置以後である。吸込口からこの位置までの区間では、作用通路中の流体は羽根車によって十分に運動量を与えられないから、乱れの強さはこの位置以後におけるものよりも弱いことは明らかである。したがって作用通路中におけるポンプ作用は、吸込口に近い部分では弱くて吸込口から遠ざかるに従って次第に強くなり、やがて一定の値に達するのである。

作用通路とポンプ吸込口とがつながる位置において断面積は急に狭くなるから、ここにおいて流体は急に平均速度を増さなければならない。従来の摩擦ポンプでは作用通路の入口が隔壁からあまり離れていないために、作用通路入口付近では流体は羽根車によって十分加速されるに到っていない。それゆえに流体は作用

通路に流入すると急に速度を増すから、作用通路入口の静圧は吸込口の静圧よりも降下して、第1図 $Q=0.435 \text{ l/s}$ のような静圧分布となるのであろう。

ポンプの吐出し圧力が高くなって作用通路中の流量が減少してくると、作用通路断面内において羽根車から遠い位置における流速は小さくなり、ついには逆流するようにさえなる。それゆえに歯みぞから放出された流体が作用通路の全断面を占めるまでに進む距離は、流量が多い場合よりも短くなるはずであり、入口の影響が及ぶ範囲はそれだけ短くなる。また平均流速が小さいから入口において流体が加速される程度は小さく、吸込口における静圧の降下量は小さい。したがって第1図 $Q=0.255 \text{ l/s}$ のような静圧分布となるのであろう。

4. 結 論

摩擦ポンプの吸込口に近い作用通路に静圧の降下等の好ましくない現象が起るのはこの区間においては乱れが十分発達していないためであるに違いないこと、および乱れが発達していればいわず入口の影響はほとんど認められないはずであることが第2節の計算から明らかになった。また第3節では乱れ発生の機構について考えて、乱れが十分発達するまでには、隔壁からある程度の距離が必要であることが明らかになった。すなわち従来の構造の摩擦ポンプでは、作用通路入口の位置が隔壁に近く設けられているために、流体が羽根車によって加速されることなしに狭い断面の作用通路に流入して静圧は降下し、乱れが発達するまではポンプ作用も十分行われない。

逆に、作用通路入口を隔壁から十分離して設ければ、乱れは入口に達するまでの区間において十分発達するはずである。また速度分布が変化することによる入口の影響はほとんど無視し得るから、いわゆる吸込口の影響はほとんど除去できるものと思われる。

この研究を遂行するに当たって、文部省から科学研究費の交付を受けた。ここに記して感謝の意を表す。

【附録】吸込口の影響に関する一計算

ポンプ作用をなすいわゆる作用通路の入口付近における乱れの状態が、作用通路の他の部分の乱れと異な

$$\frac{Du}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + 2\kappa U_0 y \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \kappa U_0 \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) + \kappa U_0 y \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right), \quad (4)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + 2\kappa U_0 \frac{\partial v}{\partial y} + 2\kappa U_0 y \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \kappa U_0 y \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial y} \right), \quad (5)$$

$$\partial u / \partial x + \partial v / \partial y = 0, \quad (6)$$

となる。静止壁面 $y=\varepsilon$ における乱流粘性係数 $\kappa U_0 \varepsilon$ が分子粘性係数 μ に等しいとし、水通路の深さを h とする。(6)式を考慮に入れて(4)式を y につき ε から $h+\varepsilon$ まで積分すれば、流れが時間的に変動しない定常な場合には

$$\left[uv \right]_{\varepsilon}^{\varepsilon+h} - 2 \int_{\varepsilon}^{\varepsilon+h} u \frac{\partial v}{\partial y} dy = -\frac{h}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \kappa U_0 \left\{ (\varepsilon+h) \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\varepsilon+h} - \varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right)_{\varepsilon} + 2 \int_{\varepsilon}^{\varepsilon+h} \frac{\partial v}{\partial x} dy \right\} \quad (7)$$

らないとした場合について、入口は作用通路中の圧力分布にどのような影響を及ぼすかを計算によって求めてみる。この計算の目的は、摩擦ポンプに見られる吸込口付近の異常な現象が、単に速度分布の変化のみに起因するものであるか否かを調べることにあるので、数量的に精確であることを必要としない。それゆえに以下には精度は余り高くないが簡単な方法を用いる。

簡単のために流れは2次元性であるとし、主流の方向を x 軸、これと直角な方向を y 軸にとる。 x および y 方向の質量力を X, Y 、流れの分速度を u, v 、乱れの分速度を u', v' とすれば運動方程式は

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \rho X - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left(2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \rho \overline{u'u'} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \rho \overline{u'v'} \right\}, \quad (1)$$

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = \rho Y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial y} \left(2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \rho \overline{v'v'} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \rho \overline{u'v'} \right\}, \quad (2)$$

ここに ρ は流体の密度、 μ は分子粘性係数である。上式中の Reynolds stress は普通の乱れの場合と同様に Businessq の方法であらわし得るものとすれば、

$$2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \rho \overline{u'u'} = 2\mu' \frac{\partial u}{\partial x},$$

$$2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \rho \overline{v'v'} = 2\mu' \frac{\partial v}{\partial y},$$

$$\mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) - \rho \overline{u'v'} = \mu' \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right),$$

と書くことができる。ここに μ' は乱流粘性係数であって一般に場所の かん数 である。

作用通路がわん曲しているために生じる遠心力等の質量力の影響は小さいものと見なして省略する。乱流粘性係数 μ' は仮定により作用通路の等流区間におけるものと同一であるから、前報告に述べたごとく移動壁の速度(羽根車の周速度) U_0 および座標 y に比例して増加し、次式であらわされる。

$$\mu' = \kappa U_0 y. \quad (3)$$

ここに κ は乱れの強さを示す比例定数で、前報告に用いた乱れ係数 κ と同一のものである。したがって(1)(2)式および連続の式はそれぞれ

静止壁 $y=\varepsilon$ および移動壁 $y=\varepsilon+h$ においては
 $\partial v/\partial x = \partial u/\partial x = v=0$, また $y=\varepsilon$ において $u=0$
 であるから (7) 式は

$$\frac{d}{dx} \int_{\varepsilon}^{\varepsilon+h} u^2 dy = -\frac{h}{\rho} \frac{dp}{dx} + x U_0 \left\{ (\varepsilon+h) \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\varepsilon+h} - \varepsilon \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{\varepsilon} - 2 \int_{\varepsilon}^{\varepsilon+h} \int_{\varepsilon}^y \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} dy dy \right\}. \quad (8)$$

(4) 式に $y=\varepsilon$ における境界条件を入れると

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} = x U_0 \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=\varepsilon} + \varepsilon \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right)_{y=\varepsilon} \right\}. \quad (9)$$

上の諸式を無次元表示するために $u=U_0 \theta$, $x=h \xi$,
 $\varepsilon=h \lambda$, $y=h(\lambda+\eta)$ とおけば, (8) (9) 両式から

$$\frac{d}{d\xi} \int_0^1 \theta^2 d\eta = x \left\{ (1+\lambda) \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)_0 - \lambda \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \right)_0 - 2 \int_0^1 \int_0^\eta \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} d\eta d\eta \right\}. \quad (10)$$

この式を簡単に解くために速度分布 θ として次のようなかん数を仮定する。

$$\theta = \alpha \log(\eta+\lambda/\lambda) + \beta \eta + \gamma \eta^2 + \delta \eta^{10}. \quad (11)$$

上式中の係数 $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ はいずれも座標 ξ のかん数である。なおまた θ は次の条件を満足しなければならない。

$$[\theta]_{\eta=1} = 1, \quad (12)$$

$$\int_0^1 \theta d\eta = K. \quad (13)$$

ここに K は流量 Q をあらわす無次元量で $Q=KU_0 h$ である。(4)式に $\eta=0$ および $\eta=1$ の条件を代入すると

$$\begin{aligned} \frac{1}{\rho} \frac{dp}{d\xi} &= x U_0^2 \left\{ \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} + \lambda \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \right)_{\eta=0} \right\} \\ &= x U_0^2 \left\{ \left(\frac{\partial \theta}{\partial \eta} \right)_{\eta=1} + (1+\lambda) \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial \eta^2} \right)_{\eta=1} \right\}. \quad (14) \end{aligned}$$

(12), (13), (14) 式に (11) 式を代入すればそれぞれ次のようになる。

第2図 吸込口付近の速度分布 (計算)

$$\alpha \log(1+\lambda/\lambda) + \beta + \gamma + \delta = 1,$$

$$\alpha(1+\lambda) \log(1+\lambda/\lambda) - \alpha + \beta/2 + \gamma/10 + \delta/11 = K,$$

$$\delta = -0.81 \gamma$$

これらの関係を (10) 式に代入すれば $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ の値が ξ のかん数として求まるのである。

一例として $\log(1+\lambda/\lambda)=6$ の場合について求めてみると (10) 式は

$$\begin{aligned} \frac{1}{x} \frac{d\gamma}{d\xi} (-0.051 + 0.0435 K + 0.0062 \gamma) &= 0.9 \gamma \\ -0.0284 \frac{d^2 \gamma}{d\xi^2}. \end{aligned}$$

この式において乱れ係数 x の値は摩擦ポンプにおいては約 0.033 程度である。この式を積分するに際して $\xi=0$ における γ の値 γ_0 は、水通路入口における速度分布が断面全体にわたりなるべく一様であるように

第3図 吸込口付近の圧力分布 (計算)

選ぶべきである。このような γ_0 の値は一般に流量 x によって異なるが数回のトライアルによって容易に γ_0 の適当な値を決定することができるし、 γ_0 の値がやや適当でない場合でも大した違いは生じないようである。このようにして得られた速度分布の一例を第2図に示す。 γ の値は流入口からの距離 ξ が増加すると共に減少して、流入口の影響が全く及ばない位置において $\gamma=0$ となるのである。このようにして得られる ξ と γ との関係を (14) 式に適用すれば流入口からの距離 ξ と圧力増加量 $p/\rho U_0^2$ との関係

が求まる。この関係を第3図に示す。この図によれば確かに流入口付近の圧力こう配は入口の影響の及ばぬ等流部分の圧力こう配よりも小さいが、その相違はわずかであって、第1図に示されたような大きな影響は認められない。すなわち流量係数 K がかなり大きい場合でも、流入口の影響が及ぶ範囲は $\xi=1$ 程度であるから、水通路の平均深さ h が 2~3 mm 程度である摩擦ポンプにおいてはわずか 3 mm 程度にすぎない。また $K=0.8$ の場合には水通路中における静圧が流入口前の静圧よりも低下しているが、その値は $0.01 \times U_0^2/2g$ 程度であるから羽根車の周速度 $U_0=20$ m/s の場合でもわずか 0.2 m にすぎず、ほとんど無視してさしつかえない。

以上の計算の結果は実験的に得られている摩擦ポンプ吸込口付近の圧力分布とはかなり異なったものであ

る。このことは水通路入口における乱れは等流区間におけるものと異ならないという仮定が正しくないことを示している。計算の結果によれば、流れが過渡的である影響はほとんど無視しうるから、各位置における圧力こう配はその位置の乱れの強さにほぼ比例するものと思われる。ゆえに水通路入口付近の乱れは等流区間におけるものよりもはるかに弱いのであろう。

注:一

- (1) 昭和 24 年 6 月 10 日 九州支部戸畑地方講演会において講演, 原稿受付 昭和 27 年 12 月 22 日。
- (2) 正員, 九州大学工学部。
- (3) 正員, 九州大学応用力学研究所。
- (4) 前報告までは水通路と名付けていた。ケーシングの内壁と羽根車とによって囲まれて、凹形の断面形を有し、ポンプ作用をなす水通路区間である。
- (5) 葛西, 妹尾, ウェスコポンプの研究 第 2 報, 機械学会論文集, 17 巻 56 号, 26 ページ (昭 26)。

621.66.01

吸込口を改造した摩擦ポンプの諸特性⁽¹⁾

葛西泰二郎⁽²⁾ 妹尾泰利⁽³⁾

The Characteristics of Regenerative Pumps with Reformed Suction Port

by Taijiro KASAI and Yasutoshi SENOO

In the foregoing paper the cause of the influences of the suction port was studied and it was concluded that those influences came from the immature development of the turbulence in the pumping passage near the suction port. In order to eliminate these effects, the position of the entry of the pumping passage should be moved toward down-stream.

In the present paper it is described that the suction port of a pump is reformed into three kinds of forms and their characteristics are compared with each other. It is shown that a pump modified in a suitable manner has much better characteristics than an old type has: the maximum efficiency of the reformed pump is higher by about 9% and its suction-capacity is much larger than that of the old type. These results verify the idea mentioned in the foregoing paper.

1. 緒 言

摩擦ポンプ吸込口付近の流れについて調べた前報告⁽⁴⁾の結論として、作用通路入口における乱れを十分発達させたならば吸込口の影響をほとんど除くことができるだろうということ、および乱れが生長するためにはある程度の長さが必要であることが明らかになった。すなわち、吸込口の影響を除去するためには、作用通路入口の位置を従来のポンプよりもやや下流に移さなければならない。このような構造のポンプが、果して期待される性能を有するか否かを確かめ、また最も好ましい吸込口の形状を求めるために、吸込口に近い作用通路の断面積を第1図のように拡張した3種類の

ポンプについて実験を行い、従来のものと諸特性を比較した。

2. ポンプ構造

理想的に言えば、作用通路入口は乱れが十分発達した位置に設けられるべきである。しかしながらこのような位置は流量によって異なり、おそらく隔壁からの距離が前報告に述べた“有効に働かぬ長さ L ”程度であろう。したがって吐出し量が多い場合にもポンプ内の圧力降下量を僅少なものとなして良好な吸上性能を望むならば、作用通路の入口を十分下流に設けることが必要である。このようにすれば、流体は作用通路に流入する前に羽根車によって十分加速されるから、