遠心ポンプの極低流量における気泡が関与した自励振動*

黒川 淳一^{*1}, 松井 純^{*1}, 高田 一^{*1}
平山 剛士^{*2}, 永井 是行^{*2}Self-Sustained Oscillations of Gas-Liquid Flow
in Semi-Open-Type Centrifugal ImpellerJunichi KUROKAWA, Jun MATSUI, Hajime TAKADA,
Tuyoshi HIRAYAMA and Koreyuki NAGAI

In the very low discharge range of a semi-open-type centrifugal impeller, severe self-sustained oscillations were induced when a few percent of air was introduced at the upstream of impeller. In order to elucidate the mechanism of this oscillation, instantaneous measurements of blade-to-blade pressure distribution were performed and a linear stability analysis of gas-liquid flow in the pumping system was carried out. The theoretical results revealed that the present dynamic instability is caused by the unbalance between the pump-head drop rate due to the system resistance and bubble accumulation in the impeller channel which is largely influenced by the size and the behavior of the bubble zone. The measured results revealed that the bubble accumulation zone causes the recirculating flow at an impeller inlet to disappear and then induces a sudden strong reverse flow with strongly swirling bubble flow.

Key Words: Centrifugal Pump, Bubble, Self-Sustained Oscillation, Inlet Recirculation Flow, Semi-Open Impeller, Low Flow Rate, Linear Analysis

1. 結 言

遠心ポンプを、吸上げ状態でしかも吐出し量が極端に少ない流量域で運転すると、水中に溶け込んでいた空気が気泡となって析出し、羽根車内部に滞留する。滞留気泡域は時間とともに成長して吐出し圧力を低下させ、エアロック現象と呼ばれている。この現象が中低層ビルの自動給水システムに発生すると、ポンプは給水不能に陥いるので、その対策が検討されている⁽¹⁾。

エアロック現象は、空気含有量の比較的多い水道水のような液体を吸上げ状態で、しかもキャビテーションの発生しない状態で運転すると発生するが、著者らは密閉形羽根車を用いて、吸上げ状態の代わりに外部から空気を強制的に送り込んだ場合にも発生することを確認した。しかし半開放形羽根車を用いて同様の実験をしたところ、エアロックが発生する極低流量域で、羽根入口流れが気泡とともに周期的に吸込管に吐出される、低周波の激しい自励振動が発生した。

ポンプ内の気泡流に関しては、定常運転時の羽根車内の気泡の挙動⁽²⁾が解明され、また気泡が関連する異常現象としては、キャビテーションに伴う低周波の脈動現象⁽³⁾⁽⁴⁾、空気取入口から羽根入口までの時間遅れに起因する自励振動⁽⁵⁾、施回キャビテーション⁽⁶⁾などが報告されている。これらはいずれも吸込管流れ全体の激しい振動を伴うが、本現象では羽根車入口付近においてのみ気泡塊が周期的逆流に乗って低周波で吸込み・吐出しを繰り返すだけで、吸込管流れはほとんど振動しない。このような極低流量域の逆流と気泡の滞留が原因となって、半開放形羽根車のみで発生する自励振動を扱ったものは従来報告されていないようである。そこで本研究では、各種パラメータの影響を実験的に解明し、発生機構について理論的に検討した。

なお、半開放形羽根車の過大流量時に、気泡の滞留が原因で空気流量のごく限られた範囲に、周期10 s程度のしなやかな振動が発生したという報告⁽⁷⁾もある。

2. 記 号

 p : 静圧 Q, q : 水および空気の体積流量(吸込圧力換算) r, r_2 : 半径および羽根車半径 U : 羽根車出口周速

* 原稿受付 1995年5月19日。

^{*1} 正員, 横浜国立大学工学部 (〒240 横浜市保土ヶ谷区常盤台156)。^{*2} 学生員, 横浜国立大学大学院。

x : 羽根中心線に沿う前縁からの距離

ρ : 水の密度

ϕ : 流量係数

$$= Q/(A_2 U) \quad (A_2: \text{羽根車出口面積})$$

ψ : 揚程係数 $= H/(U^2/2g)$ (H : 全揚程)

ψ_s : 静圧係数 $= (p - p_{s1})/(\rho U^2/2)$

τ : 軸動力係数

$$= P_w/(\rho A_2 U^3/2) \quad (P_w: \text{軸動力})$$

添 字

$s1, s2$: 羽根入口上流 900 mm および 16 mm の点

d : 吐出し側(ポンプ吐出口より 400 mm 下流点)

3. 実験装置および方法

供試ポンプを図1に示す。羽根出口角度 $\beta_2 = 25^\circ$, 半径 $r_2 = 137$ mm, 羽根数 5, 先端すきま 1 mm の半開放形羽根車を持った比速度 230 [m, m³/min, rpm] の小形遠心ポンプである。吸込カバーおよびポンプ吐出し短管は内部流れが観察できるように透明アクリル製で、吸込カバーには圧力測定用タップが半径方向に 6 箇所(図1の1~6)設けられている。

実験装置はタンクおよびポンプからなる閉回路を用い、吸込管、吐出し管長さはそれぞれ約 2 m, 10 m である。水平吸込管においてポンプの上流 500 mm の管壁に設けた小孔から小形コンプレッサにより空気を強制的に送り込み、吐出し管出口端に設けたタンクで空気を分離している。ポンプ上流 600 mm の所に旋回止めが取り付けられている。実験回転数は 500~1800 rpm の範囲で変化させ、羽根周速に基づくレイノルズ数は $9.8 \times 10^5 \sim 3.5 \times 10^6$ である。流量はポンプ吐出し口から 5 m 下流の管オリフィスにより測定した。本自励振動は周期が 5~20 s 程度と大変長いので、流量測

定の精度に及ぼす非定常性の影響は小さい。

実験は、まずポンプに強制的に気泡を送り込んだときに発生する現象がエアロック現象と同等であることを確認するために、密封形羽根車で実験を行ったところ、文献(1)と同様な揚程の低下が測定された。すなわち吸上げ状態の代わりに、気泡を強制的に送り込んでもエアロック現象を再現できることが確認された。したがって、以下に示す半開放形羽根車に特有の低周波の脈動現象も、極低流量かつ低吸上げ状態でも発生するものと考えられる。なお、本研究ではキャビテーションの発生はみられなかった。

4. 実験結果および考察

4.1 空気混入時のポンプ性能 図2は供試ポンプの定常性能曲線(η : 効率)であり、全流量域で安定な右下がり傾向を示している。このポンプを極低流量域で運転し空気を送入すると、時間とともに揚程が低下し、図3に示すように吐出し圧力 p_d , 流量係数 ϕ ,

Fig. 2 Characteristics curve of pump

Fig. 3 Vibration of pump head, etc. ($q/Q=0.014$)

Fig. 1 Experimental apparatus

Fig. 4 Change of head coefficient curve by bubble

軸動力係数 τ および揚程係数 ϕ が同位相で時間変動するようになる。ただし、羽根上流 900 mm の圧力 p_{s1} はほとんど変動しない。この場合の脈動周期は約 6.7 s であるが、これは給気量や回転数によって著しく変化する。

送気泡が初めて羽根車に流入するときを時間の基準とし、空気量を一定に保ったまま揚程曲線の時間変化を示すと、図 4 のようになる。図中の斜線部は、自励振動が起こった場合の振動範囲を示している。いずれの流量においても、空気送入後 30 min 以降は現象に変化はみられず、揚程曲線は図の点線に収束した。図 4 より、以下の五つの流れパターンが存在することが分かり、脈動が継続するのはパターン C のみである。

- A：羽根車内に気泡が溜まったまま安定な回転を続ける。吐出し側からも微細な気泡が絶えず流出するが、揚程低下はない。
- B：パターン A と同様であるが、羽根車内は気泡で白濁し、やや揚程の低下がみられ、揚程曲線は図 4 に示すようにほとんど水平になる。
- C：周期的に吸込み側に微細気泡が吐出される激しい脈動が発生し、流量の低下とともに脈動は成長する。この状態での吐出し圧力の変化が図 3 であり、吸込み側の様子を図 5 に示す。まず羽根車に溜まった気泡は、微細気泡となって吸込み管壁面に沿って一気に強い旋回を伴って吐出され、管中心は水だけが流れる[図 5 (a)]。次に吸込管に拡がった微細気泡は強い旋回のため中心部に集まり、大きな気泡となって気泡群を形成し、速やかに羽根

Fig. 5 Sketch of flow while oscillating

車に吸込まれる[図 5 (b)]。そして入口旋回が急に弱まり、中心部の残留気泡は秩序をなくして吸込管に拡がり、上流からの気泡とともにゆっくりポンプに流入し[図 5 (c), (d)]、再び図 5 (a) に戻る。なお、ポンプ吐出し側では、常に一定の微細気泡が吐出されている。

D：吸込流れが気相と液相とに分かれ、始めは図 4 の○印で示す 2 本の曲線の間で脈動しているが、5 min 以上経過すると時間とともに脈動はなくなり、揚程曲線は□印を経て◇および△で表される曲線まで低下する。この脈動はパターン C とは異なり、流量が小さくなるにつれ振幅が小さくなる。

E：始めからほとんど脈動することなく吸込み側に気泡が滞留し、水平な吸込管上部に徐々に空気溜りが成長する。それに伴い揚程が低下する。

なお、二相流に対するポンプ揚程は、ポンプの入口出口の平均圧力に換算した密度を用いて計算した⁽³⁾。

4.2 羽根間の瞬時圧力分布 図 3 において、軸動力と揚程が同位相で変動しているのが示唆され、シュラウド壁面に沿った羽根間の瞬時圧力分布を検討すれば、羽根作用の変動を明確にできるはずである。

そこで激しい自励振動を起こすパターン C において、一つの羽根間流路に着目して、各瞬間の壁面圧力を半導体圧力変換器(固有振動数約 10 kHz)により測定した。測定データは各測定点で 50 回測定した平均値と 200 回の平均値にほとんど差がなかったため、50 回のデータ(脈動周期に換算して約 3 周期分)の平均値を図 6 および 7 に示す。図 6 は空気を送入しないとき、すなわち脈動が発生しないときの羽根間の定常圧力分布[図 6 (a)]と、空気を送入したときの 1 サイクルの

平均圧力分布 [図 6 (b)] とを比較したものである。記号①～⑥は測定点 No.であり、その羽根に沿う長さ比 x/L (L は羽根中心線長さ) を図中に示している。

図 6 (a) と (b) の比較から、空気送入時には各点の圧力が全体的に低下するが、空気送入による顕著な変化は測定点①～③に生ずることがわかる。すなわち、羽根入口の②付近に空気が滞留して羽根作用がなくなり、羽根間で圧力がほぼ一様になっている。そのため、測定点③、④の圧力も著しく低下しているが、出口付近⑤ではかなり回復し、この部分の羽根負荷が大きくなっている。以上より、羽根入口付近の空気滞留による羽根作用の喪失が、ポンプ揚程低下の原因であることが判明した。

Fig. 6 Pressure distribution between blades

4・2・1 気泡吸込期と気泡逆流期 上記の結果は脈動周期に換算して 3 周期分の時間平均圧力であるが、羽根間に気泡が滞留している瞬間には羽根作用を喪失する領域はもっと拡大しているはずである。そこで、気泡を吸込管に吐出しているとき(気泡逆流期とよぶ)と、羽根車内に吸込んでいるとき(気泡吸込期とよぶ)の瞬間圧力分布を分けて示したものが図 7 である。これは、吸込み側の気泡の挙動を観察しながら手動のトリガスイッチを on/off することにより、それぞれ 1 200 回転分の圧力を平均したものである。

図 7 (a) の気泡逆流期の瞬時羽根間圧力分布は、同

Fig. 7 Change of pressure distribution in 1 cycle

Fig. 8 The effect of flow rate of air to the pressure distribution between blades ($\phi = 0.015$, 1 000 rpm)

じ流量で空気を送入しない場合 [図 6 (a)] の圧力分布に類似し、また図 7 (b) の気泡吸込期は 1 サイクルの平均圧力の分布 [図 6 (b)] に類似している。このことは、脈動が発生しているときの 1 サイクルにおいて、気泡が羽根内部に滞留しながら安定な回転をする時間が長く、その後一気に気泡を吸込管に吐出し羽根作用が回復して気泡のない状態で正常回転し、この時間は短いことを示している。なお、気泡逆流期の揚程極大値は、空気量 0 の場合の定常揚程にほぼ等しい (図 4)。

4・2・2 空気量による羽根間圧力分布の相違 図 8 に $\phi=0.015$ で送空量を 0, 50, 100, 200 l/h と変化させたときの羽根間の圧力分布 (1 サイクルの平均値) を示す。各図の上側には羽根間圧力分布を、下側には羽根に沿った流れ方向圧力分布を半径の関数として示している。後者は遠心力による圧力上昇を差し引いて、羽根作用に基づく変化のみを示している。

図 8 の上側の図をみると、空気送入による羽根作用の喪失は羽根入口付近で著しく、空気量の増大に伴って順次測定点①～③の圧力が低下し、気泡滞留部の大きさが拡大していくことがわかる。しかし、出口に近い測定点⑥では図 8 (b)～(d) で圧力はあまり変化せず、送空量が多い程羽根後半部の負荷が増大している。

一方、図 8 の圧力分布より求めた軸動力は、軸動力の測定点と図 9 に示すように良好に一致した。すなわち、羽根先端すきま、羽根幅方向の圧力変化、そして羽根形状の三次元性にもかかわらず、圧力の測定値 (図 8 下) は羽根間流路の圧力分布を良好に示していると考えられる。

図 8 によれば、圧力面と負圧面の圧力差として表される羽根作用は、送空量の増大とともに羽根前半部で急激に減少し、逆に後半部では増加している。すなわち、気泡は羽根入口付近の圧力面側に滞留して羽根作用を妨げると同時に、主流を負圧面側に偏らせて

Fig. 9 Comparison of measured torque and torque calculated from the pressure distribution

その圧力回復も妨げるが、気泡滞留域の下流では主流の急拡大により圧力面側の圧力が急激に回復するものと考えられる。なお、最高効率点付近では気泡は負圧面側に滞留するが、極低流量では羽根入口逆流との関連で圧力面側に滞留するようである⁽⁷⁾。

また図 8 において、空気を送入すると羽根入口付近圧力面の圧力が特に著しく低下しているが、ポンプ上流 900 mm の圧力 p_{s1} は自励振動が発生してもほぼ一定値を保っている (図 3) ことから、自励振動発生時にはポンプ入口付近でのみ流れが局所的に大きく変動していることになる。そこで、羽根車直前の壁面圧力 p_{s2} の変化を測定したものが図 10 である。 p_{s2} は p_d と同位相で変動しており、変動の最大値は空気を送入しないときの p_{s2} に等しく、最小値は上流圧力 p_{s1} にほぼ等しい。このような低流量域では自励振動が起これば激しい旋回を伴う入口逆流が生じるのが通常であ

Fig. 10 Correlation between the vibration and p_{s2}

Fig. 11 Effect of rotational speed and flow rate of air

るが、気泡吸込期には入口逆流が抑制されて一様流入となって p_{s2} が低くなり、また気泡逆流期には激しい旋回を伴う入口逆流の遠心力のために p_{s2} は瞬間的に高くなることを示している。

4.3 回転数および送入空気量への依存性 激しい自励振動を起こすパターン C において、送入空気量および回転数の影響を解明するために、気液流量比を一定に保って送入空気量および回転数を変化させたときの脈動の振幅比と周波数の変化を図 11 に示す。

これより、回転数が一定なら送入空気量が多いほど揚程変動の振幅比 $\Delta\psi/\psi$ は大きく、また周波数は小さくなることがわかる。すなわち、送入空気量が多いほど、羽根作用の喪失領域が大きくなり、かつ周期が長くなる。これは、送入空気量が多くなるほど、羽根車内に滞留する気泡が多くなり逆流の規模も大きくなるので、滞留気泡を吸込み側に吐出す、より大きな逆流が成長するのに時間がかかるためと考えられる。

さらに、 q/Q が一定の線に着目すると、回転数が高くなるほど、振幅が小さく周波数が大きくなり、脈動の規模が小さく早い変動になるのがわかる。

4.4 本脈動現象の特徴 本脈動現象は、気泡を送入しない場合には羽根入口から吸込管にかけて逆流域が定常的に存在する様な低流量域(最高効率点流量の約 10~30%)において、流量比でわずか 0.5% 程度以上の気泡の送入により発生するという特徴を持つ。しかし、逆流域が吸込管の十分上流まで遡るような極低流量域(締切点近傍)では脈動は消滅することから、吸込管内の逆流長さが本現象に関係すると考えられたので、ポンプ入口上流 600 mm にある旋回止めを取り去って実験したが、脈動現象にはほとんど変化がみられなかった。

本現象のもう一つの大きな特徴は、半開放形羽根車のみで発生し、密閉形では発生しない点にある。そこで、羽根先端すきまが本現象に大きな影響を持つことが予想されたので、ゴムで塞いのですきまを零にして実験したが、やはり現象にはほとんど変化がなかった。

本現象は、半開放形羽根車内に徐々に気泡が蓄積して、ある限界量を超えると飽和して吸込み側に吐出されるという、いわば“ししおどし”に類似した振動現象であるが、気泡流量が増大すると圧力変動振幅も周期も大きくなって、ゆっくりした大振動になる点で異なっている。また、羽根車回転数の増大とともに振幅も周期も小さくなり、振動の規模が急激に縮小するというのも特徴の一つである。

(a) Pump system

(b) $H-Q_1$ curve(c) $H-Q_c$ curve
($Q_1 = \text{const.}$)

Fig. 12 Characteristics curve and system head curve

5. 本現象の発生機構に対する理論的検討

まず、気泡送入によるポンプ系の安定性を線形解析し、その発生機構について考察する。図 12(a) に示すポンプ系において、キャビテーションの発生しない状態を考える。液流量および圧力をそれぞれ Q, P 、時間平均値からの変動量を p, q (q は 4 章までの記号と異なる) とし、吸込み側・吐出し側にそれぞれ添字 1, 2 をつける。またポンプ入口における気泡流量を Q_c 、その変動分を q_c とし、簡単のために、吐出し口からは常に一定量の気泡が流出するとする。さらに、吸込管断面積を A 、ポンプの等価長さを L_p 、ポンプ入口から上流の圧力一定の点までの距離を l (入口逆流があればその長さ、なければ吸込管長さ) とする。

気泡流量が液流量に対して十分小さく、かつ吐出し管ではバルブ抵抗が支配的であることを考慮すれば、吸込管・吐出し管およびポンプに対する運動方程式⁽⁶⁾ は、 q, p を微小量として

$$p_1 = -(\rho l/A)(dq_1/dt) \dots\dots\dots (1)$$

$$p_2 = R_v q_2 \dots\dots\dots (2)$$

$$p_2 - p_1 = R_p q_1 - (\rho L_p/A)(dq_1/dt) + R_c q_c \dots\dots\dots (3)$$

ここに

$$R_p \equiv d(\rho g H)/dQ_1,$$

$$R_v \equiv d(\rho g H_v)/dQ_1,$$

$$R_c \equiv d(\rho g H)/dQ_c$$

はそれぞれ図 12(b), (c) に示すポンプ揚程曲線、バルブを含むシステム抵抗曲線および気泡滞留による羽

根作用の喪失を表す $H-Q_G$ 曲線の各こう配である。

一方、羽根車入口付近に滞留する気泡体積を V_c 、その変動量を δV_c とすると、

$$dV_c/dt = q_2 - q_1 + q_G \quad (4)$$

$$\delta V_c = C_p \delta p_1 + M_b \delta q_1 + M_G \delta q_G \quad (5)$$

ここに

$$C_p \equiv \partial V_c / \partial P_1, \quad M_b \equiv \partial V_c / \partial Q_1, \quad M_G \equiv \partial V_c / \partial Q_G$$

である。

一方、気泡の運動は力の釣合いにより決まるが、簡単化して、羽根入口の体積流量の変動 q_G は P_1 および Q_1 の変動により引き起こされるとして、 $\alpha \equiv \partial Q_G / \partial P_1$ 、 $\beta \equiv \partial Q_G / \partial Q_1$ とおけば、以下のように線形表示できる。

$$q_G = \alpha p_1 + \beta q_1 \quad (6)$$

以上の諸式の各項を ρ 、 L_p 、 A および U を用いて無次元化し、改めて $C_p \times (\rho U^2 / AL_p)$ 、 $M_b \times (U/L_p)$ 、 $M_G \times (U/L_p)$ 、 $\alpha \times \rho U/A$ をそれぞれ C_p 、 M_b 、 M_G 、 α と書き直し、かつ $R_v \times (A/\rho U)$ 、 $R_p \times (A/\rho U)$ 、 $R_G \times (A/\rho U)$ をそれぞれ R_v 、 R_p 、 R_G と書き直せば、式(1)～(6)より以下のような無次元化された特性方程式を得る。

$$s^2 + as + b = 0 \quad (7)$$

ここに a および b は以下になる。

$$a = -\{ \alpha + (M_b + \beta M_G)(L_p/l) + (1 + L_p/l + \alpha R_G)/R_v \} / (C_p + \alpha M_G)$$

$$b = -(L_p/l) \{ 1 - \beta - (R_p + \beta R_G)/R_v \} / (C_p + \alpha M_G)$$

一般に、系の特性方程式(7)は、 $b < 0$ のとき実根を持つので系は振動せずに発散して、運転点が変化する静的不安定を示すが、 $b > 0$ のときは $a < 0$ ならば負性抵抗により自励振動を発生する(動的不安定)⁽⁸⁾。そこで、以下に a および b の符号について検討する。

まず羽根入口に滞留する気泡の体積 V_c は吸込圧 P_1 の増減に対して逆の変化をするので $C_p < 0$ 、また液流量とともに減少し気泡流量とともに増大すると考えられるので $M_b < 0$ 、 $M_G > 0$ 、また定常揚程曲線は右下がり ($R_p < 0$)、バルブ抵抗曲線は右上がり ($R_v > 0$)、また $H-Q_G$ 曲線は右下がり ($Q_G < 0$) である。一方、気泡は膨張収縮しながら運動し、その体積流量 q_G は P_1 の増加に対して減少する ($\alpha < 0$) が、 Q_1 の増加に対してはほとんど変化しない ($\beta \sim 0$)。

以上より、上式の a および b の分母は負となり、また $b > 0$ となるが、 a は分子の符号によって正負の値を取り得る。したがって、系が動的不安定となる条件は $a < 0$ 、すなわち

$$\alpha + M_b L_p/l + (1 + L_p/l + \alpha R_G)/R_v < 0 \quad (8)$$

$\alpha + M_b L_p/l < 0$ であるが、 $(1 + L_p/l + \alpha R_G)/R_v > 0$ であるので、結局これら2項の大小関係によって自励振

Fig. 13 Sketch of bubbles and recirculation flow at entrance

動が発生することになる。流量が多いときは、システム抵抗 R_v が小であるから上式の正の部分が大きくなって、式(8)を満たさないで脈動は生じない。バルブを絞って低流量運転すると、 R_v が著しく大きくなって上式の正の部分が零に近づくので、式(8)が満たされ不安定化しやすくなる。この場合、気泡流量の液流量に対する割合が大きいと αR_G が大きくなり、動的には安定化する。

以上の理論的考察から、本自励振動現象はバルブ抵抗 R_v と気泡滞留による羽根作用の喪失 R_G のバランスに、気泡滞留域の挙動 M_b が微妙に関与した自励振動である可能性が強い。

もう一つの問題は、本現象が半開放形羽根車のみに発生するという点である。本現象は、羽根入口逆流が定常的に存在するような低流量状態で発生するが、半開放形羽根車ではこの逆流域に対してケーシング壁が相対的に回転しているため、逆流域は密閉形羽根車に比べてかなり不安定で消滅しやすいと推察される。

現象を観察すると、三次元羽根に流入した気泡は微細気泡となって羽根入口直後のシュラウド側の圧力面に多く滞留し、時間とともに気泡域は大きく成長して行く。これは、負圧面側のはく離により誘起される逆流の構造が、図13(a)に示すような三次元構造をしているためと考えられ、気泡滞留域の成長に伴って逆流域を圧迫するようになると、半開放形羽根車では逆流域は容易に消滅して気泡域は大きく成長する。この場合、吸込管壁に貼り付けたタフトの観察から、入口逆流は一時的に完全に消滅し、同時に気泡滞留域が入口前方に向かって大きく成長し、図13(b)に示すように

羽根車入口直前のケーシング壁面をも覆うようになる。ケーシング壁面の気泡域は羽根車よりもずっと遅い速度で回転していた。

逆流域が消滅すると、羽根入口流れのメリディアン速度および周速度が急激に低下して、迎え角が正で著しく大きくなるため、一挙に大規模逆流を引き起こされ、滞留した気泡域はこの大規模逆流に乗って一挙に吸込み側に吐出される。これに対して密閉形羽根車では、羽根車内の逆流域が安定して存在するため、気泡滞留域はある程度成長すると逆流域と共存してそれ以上には成長せず、羽根入口シュラウド付近を閉塞して羽根作用を喪失させるだけで、自励振動にまで発展しないと考えられる。

以上の考察から、羽根車内の滞留気泡域が成長して入口逆流を消滅させることが、本脈動現象の引き金である可能性が高く、羽根車による気泡挙動の差異は、理論式(8)における α および M_b の差となって現れる。

一方、流量が締切点付近になると、羽根入口逆流が発達して強い安定な大規模逆流となるので、気泡滞留域が成長しても羽根車内の逆流域を圧迫して消滅させるようなことはなく、したがって動的不安定である自励振動は発生せず、一挙に静的不安定に突入すると考えられる。

なお、滞留気泡域が大規模逆流に乗って吸込み側に吐出され、さらに管中心の低圧部に集まって膨張する期間は、羽根車入口の水流量が増大し、同時に羽根作

用の回復によって揚程も増大するので、揚程曲線が一時的に右上がり不安定性能を呈することになる。

6. 結 論

極低流量域において半開放形羽根車に発生した低周波の激しい脈動現象を実験的に検討し、その特徴を明らかにするとともに、発生機構について線形安定性解析により検討した。その結果、本脈動現象はシステム抵抗と気泡滞留による羽根作用の喪失のバランスに、気泡滞留域の挙動が微妙に関与した自励振動である可能性が高いことが判明した。なお、本現象が半開放形羽根車のみに生ずるのは、低流量時の羽根入口逆流が不安定で、気泡域の成長に伴って逆流域が一時的に消滅することが原因と推察される。

最後に、実験装置の製作に多大のご援助を頂いた荏原総合研究所の山本和義副所長、青木正則流体研究室長、そして市来 勇氏に深甚なる謝意を表す。

文 献

- (1) 市来, エバラ時報, No. 151(1991), 24-29.
- (2) 峯村・ほか4名, 機論, 53-491, B(1987), 1878-1887.
- (3) 山本, 機論, 56-523, B(1990), 636-650.
- (4) Brennenn, C. E. and Acosta, A., *Trans. ASME, J. Fluid Dyn.*, 98-2(1976), 182-191.
- (5) 金子・大橋, 機論, 49-441, B(1983), 985-993.
- (6) 辻本・上条・吉田, 機論, 58-551, B(1992), 2052-2059.
- (7) 村上・峯村, 機論, 39-328(1973), 3715-3724.
- (8) Gleitzer, E. M., *Trans. ASME, J. Fluids Eng.*, 103-2(1981), 193-242.