

ジェット真空ポンプの特性改良

著者	上野 久儀, 岸岡 英太郎, 広田 仁彦
雑誌名	金沢大学工学部紀要 = Memoirs of the Faculty of Technology Kanazawa University
巻	11
号	2
ページ	97-106
発行年	1978-03-25
URL	http://hdl.handle.net/2297/25544

ジェット真空ポンプの特性の改良

上野久儀* 岸岡英太郎* 広田仁彦**

To Improve the Performance of the Water-Jet Ejector

by

Hisanori UENO, Eitaro KISHIOKA and Yoshihiko HIROTA

Abstract

It is important for raising the flow rate ratio of air to water that the inter-phase area between air and water should be increased and the local stagnation of water should be prevented. For example, if we give the jet some swirl or use some special nozzles (star crosssection type or multihole type), the characteristics of the ratio will be improved as compared with normal nozzles. The transient drop in the ratio experienced in the low vacuum operation is removed by the swirled jet and long delivery pipe. A semi-empirical expression of the forementioned ratio that is applicable to the region of middle vacuum pressure is deduced from the concept of interphase friction force. Also, as regards optimum jet pressure and transition vacuum pressure, their causes are quantitatively clarified and their experimental values agree considerably well with the calculation.

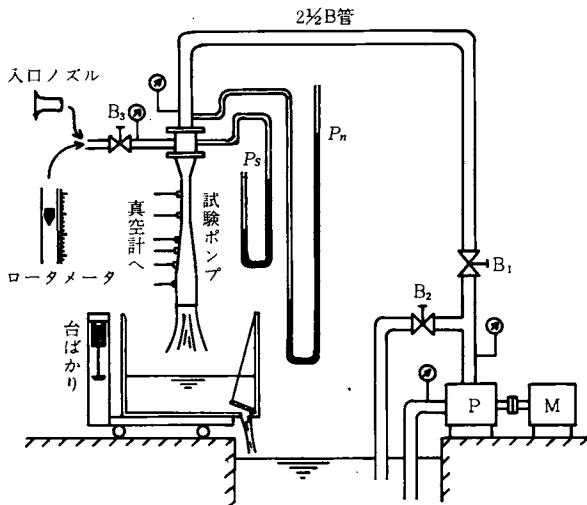
1 緒 言

ジェット真空ポンプは文献上最古のポンプであるにとどまらず可動部を持たない点に絶対的特長を持ち、しかも他には見られない種類の混相流の標本として解析的な興味が深いものである。筆者らは以前に普通ノズルを用いた場合の特性について報告した¹⁾。この場合、駆動流はほとんど広がらないので、のど部分での水と空気との混合が悪く、空気対水流量比の値は低いものであった。これは、一般に気液二相間では圧倒的な運動量のちがいのため相互拡散が起りにくく、両者の接触面積を人為的に増大させないかぎり特性改善は望めないことを示すものである。そこで噴流を細分化することが有効と考えられる。事実、噴流に旋回を与えたり、特殊形ノズル（星形、多孔形）を用いれば流量比はかなり改善される。この場合、特性の向上は水噴流がのど部分での付着点近傍で部分的な低速部や停滞部を生じにくくなるという付随条件に助けられるところが大きい。しかも旋回や星形ノズルにおいては広がり角が適当であってなお流量比はノズル対のど面積比に大きく左右されると考えられる。本論文では、これら特性改良の実験結果を含めて、逆流や遷移現象について前回発表したものより精度を高めた考察と、遷移現象を小さくするための旋回や吐出管長の効果について述べる。

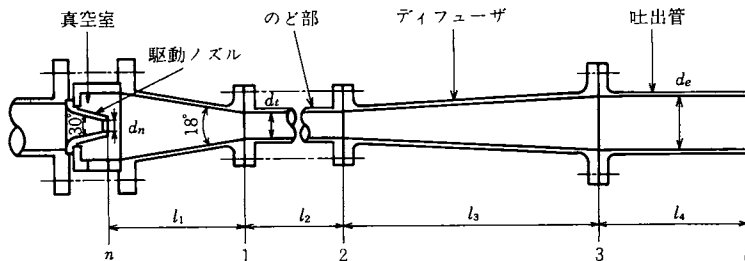
* 機械工学科 **サンスイ電気KK

2 実験装置および実験方法

装置を第 1 図に示す。3 段 10 馬力のタービンポンプによる駆動水は試験ポンプ本体に導かれる。弁 B_1, B_2 を調節してノズル前静圧（駆動圧） P_n を一定に保ちながら、真空室圧力 P_s 、水流量 Q_w 、空気流量 Q_{a0} を測定する。圧力測定は主として水銀マンノメータにより行ったが、ポンプ本体壁面圧力は真空管式ブルドン管を用いた。真空室圧力は気密性の良いボール弁 B_3 の開度を調整し、縮切状態から全開状態すなわちほぼ大気圧まで変化させた。吸引空気流量は空気量が小さいときはロータメータ、大きいときは入口ノズルを用いて大気圧下で流量を測定した。なお、入口ノズルは 2 種類用意し、その流量係数がレイノルズ数に対して一定となる範囲で使用した。水流量は重量法によった。



第 1 図 実験装置図



第 2 図 ポンプ形状

第 1 表 試験ポンプの基本寸法 (長さ mm)

ノズル	d_n	C	d_t	d_e	l_1	l_2	l_3	l_4
N1	11.0	0.875	20.7	39.8	100	210	191	150
N2	14.0	0.895						
N3	17.0	0.902						
N3	17.0	0.902	40.0	80.7	190	420	382	300
N4	22.1	0.912						

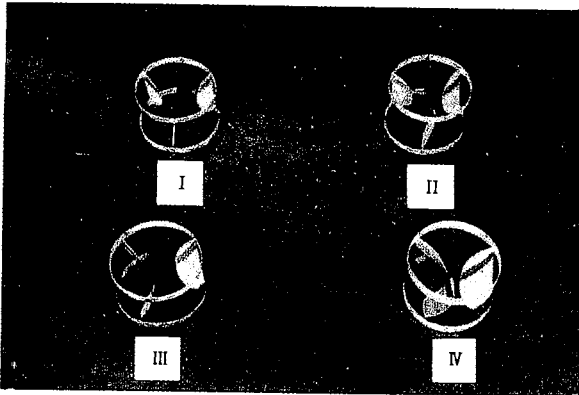
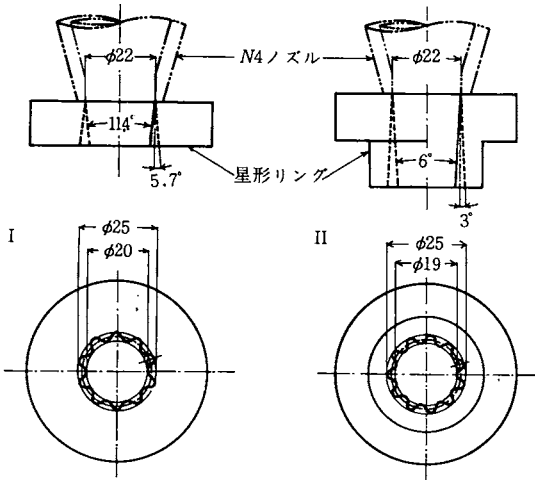


写真1 旋回器



第3図 星形ノズル

第2表 旋回器および特殊ノズル
(多孔ノズルを除いて、N4に装着)

	噴流広がり角	C	備 考
旋 回 I	0.9°	0.914	羽根出口角 6°
旋 回 II	2.5°	0.914	" 15°
旋 回 III	5.4°	0.915	" 25°
星 形 I	8.2°	1.017	φ22円周上にφ3×10個
星 形 II	5.4°	0.919	" " 11個
多孔ノズル		0.934	φ40内にφ3×54個
普通ノズル	0.7°	0.912	

試験用ジェットポンプの形状は第2図に、その基本寸法は第1表に示す。N1ノズルを用いた実験はN4の場合の約半分、各部の寸法を取ってある。噴流に旋回を与えるときは写真1に示すような旋回器をノズル上流に入れた。旋回の程度はその強さの順にIV, III, II, Iであらわす。星形ノズルは第3図に示すような星形リングをN4ノズル出口に取付けたものである。多孔形ノズルはのど径40mmの大型模型に対して円板にのど径とほぼ等しい円周内に直径3mmの穴を多数あけ、空気との接触面積の増加をはかったものであり、N4ノズルとほぼ等しいノズル出口面積を持っている。これらの噴流の大気中の広がり中心角は第2表に示す。旋回IVはN1ノズルの場合にのみ用いたが、その噴流の広がり様子を写真2に示す。なお、駆動ノズルは真ちゅう製であり、のど部は噴流の付着状況を観察できるように透明のアクリル製である。

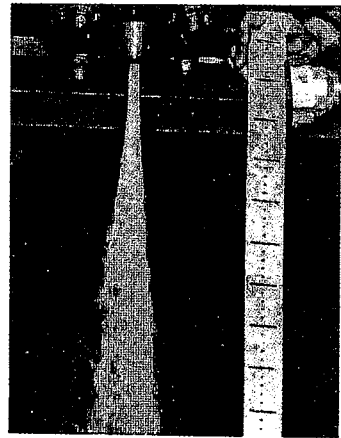
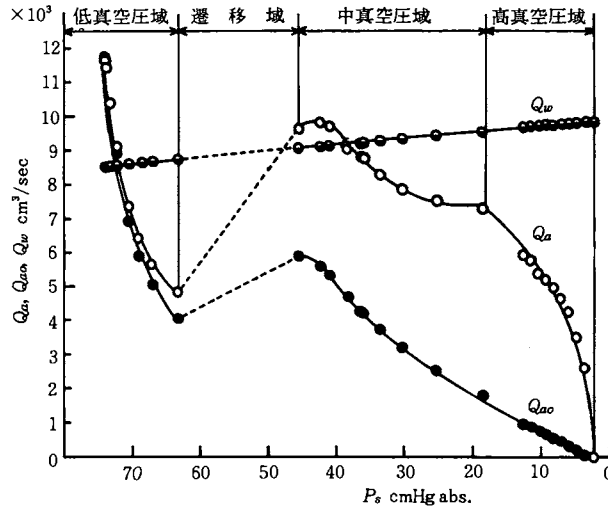


写真2 噴流の広がり

3 実験結果とその考察

3.1 特性の概要

まず、真空室圧力と水流量、空気流量の関係についてもっとも一般的な例を第4図に示す。大気圧 P_0 での空気流量 Q_{a0} を等温変化として真空室での空気流量 Q_a に換算($Q_{a0}P_0 = Q_aP_s$)した場合、



第4図 流量と真空圧の関係 (N4, $P_n=2.99$ kgf/cm² gauge)

空気流量は同図のように四つの部分に分けられる。中真空圧域は比較的平坦な部分であり、旋回が強くなればさらに真空圧の変化に対して Q_a の変化は少なくなる。破線はディフューザ部分の混合流のはく離による特性のジャンプを表わす。(以後、遷移と呼ぶ。) 低真空圧域は混合噴流が完全にはディフューザ内を充填することなく、真空圧の低下に対して急激に空気量が増加する部分である。最高真空度はほぼ水の飽和蒸気圧に一致する。(1~2 mmHg 低い。) 水流量は次式で与えられる。

$$Q_w = C A_n \sqrt{\frac{2g(P_n - P_s)}{\gamma_w}} \quad (1)$$

ここで、 C : 流量係数 A_n : ノズル出口面積 γ_w : 水の比重 g : 重力加速度
流量係数は第1, 2表に示した。

3.2 限界圧力

最高真空度は空気流停止時であり、この締切状態においては駆動圧が高いとき普通ノズルの場合噴流はのど部下方で付着し、これは抽気時においても変化しない。第2図に示すのど部長さ l_2 を大きくしても同様である。しかし、駆動圧を低下していくと、ある駆動圧近くで急激に付着点のはの上端へ移動し、ついには噴流の一部が真空室内へ逆流して水流で満たされ、飽和蒸気圧からその半分程度の真空圧に低下する。この締切時における飽和蒸気圧を維持するのに必要な駆動圧力を限界圧力と呼ぶことにする。ポンプ設計上、限界圧力はあまり高くないことが望ましいが、空気対水流量比を増加させることと相反するので適当なノズル対のど面積比を選ぶ必要がある。

壁面圧力分布測定より、限界圧力近傍ではのど部のある位置断面より流速分布は一様となると考えられるので、 $n-2$ 断面間の運動量式は以下のようになる。

$$P_s A_t + \frac{\gamma_w}{g} v_n^2 A_n C_c + \gamma_w h_{n2} A_t = P_2 A_t + \frac{\gamma_w}{g} v_2^2 A_t \quad (2)$$

2-e 断面間のエネルギー式より

$$P_2 + \gamma_w h_{2e} + \frac{\gamma_w}{2g} v_2^2 = P_e + \frac{\gamma_w}{2g} v_e^2 + \xi \frac{\gamma_w}{2g} (v_2 - v_e)^2 \quad (3)$$

ここで、 A_t : のど部断面積 v : 速度 P : 圧力 ξ : ディフューザ拡大損失係数 C_c : 縮流係数

$h_{n2}(h_{2e})$: $n-2(2-e)$ 断面間距離 添字 $n, 2, e$ はノズル出口, のど出口, 吐出管出口を示す。

(2), (3) 式において, $v_2 = C_c(A_n/A_t)v_n = C_c z v_n$, $v_e = (A_t/A_e)v_2 = x v_2$, $v_n = C_v \sqrt{2g(P_{nc} - P_s)/\gamma_w}$ (ただし, A_e : 吐出管断面積 C_v : 速度係数) を代入して整理すれば, 限界圧力 P_{nc} は

$$P_{nc} - P_s = \frac{P_e - P_s - \gamma_w h_{ne}}{c^2 z \left\{ 2\left(\frac{C_v}{C}\right) - \alpha z \right\}} \quad (4)$$

ただし, $\alpha \equiv 1 + x^2 + \xi(1-x)^2$

上式における P_s は飽和蒸気圧を用いる。ノズルの速度係数を 0.96, $\xi = 0.14$ としての計算値と実験値は第 3 表に示す。旋回の影響については, 噴流はのど部で接触させねばならないから旋回と言って

第 3 表 限界圧力 (kgf/cm² abs.)

ノズル	備考	P_{nc} 実測値	P_{nc} 計算値
N1	$d_t = 20.7$	2.40	2.39
N2	$d_e = 39.8$	1.57	1.61
N3	$h_{ne} = 650$	1.32	1.30
N3	$d_t = 40, d_e = 80.7$	3.08	3.10
N4	$h_{ne} = 1300$	1.93	1.97

も弱いものであり限界圧力にあまり変化が認められない。実際, 旋回が強いほど限界圧力はわずかに増加し, 旋回Ⅲ (N 4.) で $P_{nc} = 2.10$ kgf/cm² abs. であった。また, N 4 ノズルと面積がほぼ等しい星形 I, II, 多孔形ノズルでそれぞれ 2.14, 2.00, 2.50 kgf/cm² abs. の実測値を示した。限界圧力は (4) 式

で示されるように, ノズル対のど面積比 z によってほとんど決まり, z が大きいほど P_{nc} は低くなる。ノズル出口と吐出管出口間長さ h_{ne} の影響については第 5 図に示す。位置ヘッドの影響を受けて限界圧力は h_{ne} の増加につれて少し低下する。

3.3 遷 移

真空圧が低下して空気流量が大きくなってくると, ついには水流に対して空気流が過大となりディフューザ出口付近からはく離が生じ始める。空気量がさらに増し, はく離部分がディフューザ入口付近まで発達すると混合流はのど部やディフューザ内, さらには吐出管が短いときは吐出管内で充満することなく不安定な噴流状となり流れのパターンが変化し, 遷移が生じる。

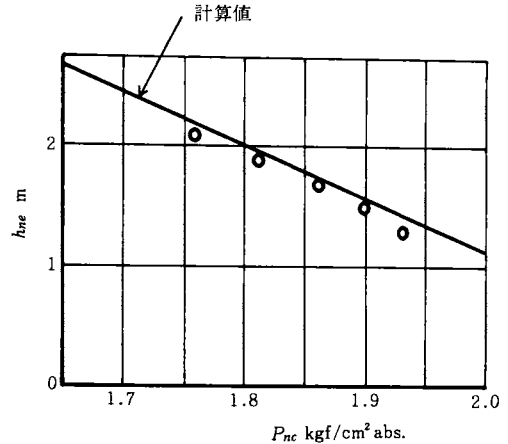
遷移域より高い真空圧での状態において, $2-e$ 断面間での運動量変化 ΔU は

$$\Delta U = \pi r_3^2 P_e - \pi r_2^2 P_2 - S \quad (5)$$

ここで, S はディフューザ壁面圧力による軸方向力であり, $r_3(r_2)$ はディフューザ出口 (入口) 半径である。ディフューザでの壁面圧力 P が直線的に変化すると仮定すれば, 半径 r 上の壁面圧力は

$$P = P_2 + (P_3 - P_2) \frac{(r - r_2)}{(r_3 - r_2)} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \therefore S = \int_{r_2}^{r_3} 2\pi r p dr + \pi(r_3^2 - r_2^2)P_e &= \frac{\pi}{3}(2r_3^2 - r_2^2 - r_2^2)P_3 \\ &+ \frac{\pi}{3}(r_3^2 + r_2^2 - 2r_2^2)P_2 + \pi(r_3^2 - r_2^2)P_e \end{aligned} \quad (7)$$



第 5 図 限界圧に及ぼす h_{ne} の影響 (N4 普通ノズル)

ここで、 r_d はディフューザ内で大気圧 ($P_e = P_0$) となる位置でのディフューザ半径であり、 P_d はその部分での壁面圧力である。

$$m = \frac{(r_d - r_2)}{(r_3 - r_2)} \tag{8}$$

と置けば、(5), (7) 式より

$$\Delta U = \pi \{m(r_3 - r_2) + r_2\}^2 (P_e - P_d) + \frac{\pi}{3} \{m^2 r_3^2 + (3m - 2m^2) r_2 r_3 + (m^2 - 3m + 3) r_2^2\} (P_d - P_2)$$

上式で、

$m < 1$ のとき、 $P_d = P_e$ であるから

$$\Delta U = \frac{\pi}{3} \{m^2 r_3^2 + (3m - 2m^2) r_2 r_3 + (m^2 - 3m + 3) r_2^2\} (P_e - P_2) \tag{9}$$

$m = 1$ のとき、 $r_d = r_3$, $P_d = P_3 < P_e$ であるから

$$\Delta U = \pi r_3^2 (P_e - P_3) + \frac{\pi}{3} (r_3^2 + r_2 r_3 + r_2^2) (P_3 - P_2) \tag{10}$$

一方、 $v_2 > v_e$ であり、また水に対して空気の運動量を無視すれば

$$\Delta U = \frac{\gamma_w}{g} Q_w v_2 = 2A_n C C_v \beta (P_n - P_s) \tag{11}$$

ただし、 $\beta \equiv v_2 / v_n$

壁面圧力分布測定結果より、 $\beta \equiv 1$ とすれば、(9), (10), (11) 式より P_n , P_s を与えれば m , P_3 が定まり、ディフューザ圧力分布は決定される¹⁾。

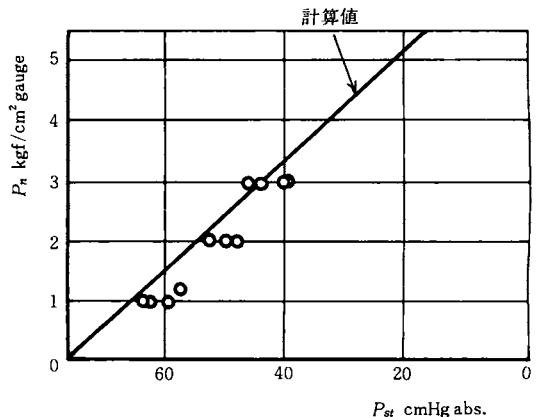
遷移は $m = 1$ で、かつディフューザ部圧力勾配が 0 のとき生じ始めると仮定すれば ($P_3 = P_2 = P_s$)、(10), (11) 式より、そのときの真空室圧力を P_{st} と置けば

$$P_{st} = \frac{P_e - 2xz C C_v \beta P_n}{1 - 2xz C C_v \beta} \tag{12}$$

第 6 図には、 $\beta = 1$ として (12) 式による計算結果と実験値を示す。駆動圧が高いほど高真空圧側へ遷移開始真空圧 P_{st} は移動する。また P_{st} に対する旋回の影響はあまり見られなかった。後述するように、旋回を与え吐出管を長くすれば特性のジャンプは見られなくなるわけであるが、この場合でも P_{st} より真空圧が低下するにつれて空気対水流量比が中真空圧域のわりあい平坦な特性から急激に P_{st} を境として増加することから考えて、ディフューザ内ではく離が生じていると考えられる。

3.4 空気流量対水流量比 ψ

ポンプ高率は高々 20% 程度であるので、効率よりも特性を表示するのに真空室圧力に対する空気

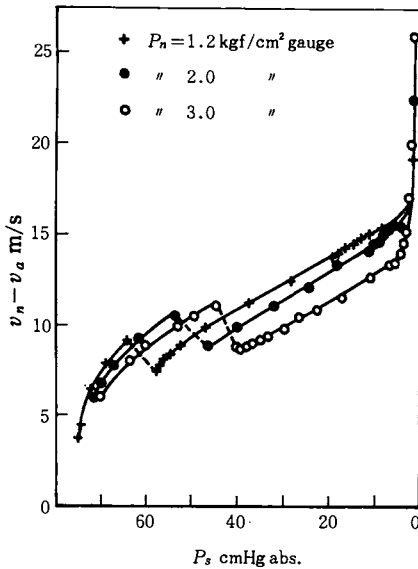


第 6 図 遷移開始点 (N4)

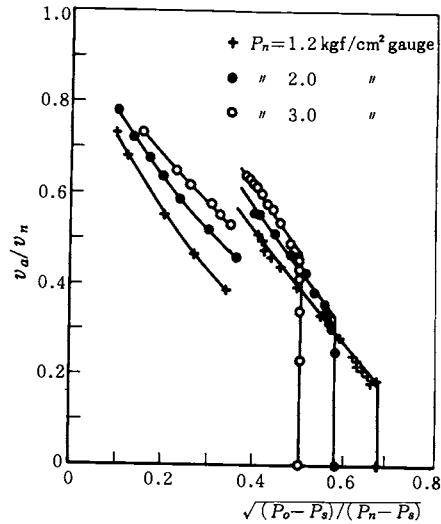
対水流量比の関係が重要である。従来、特性の解析に当たってのど部出口で水と空気が完全混合する²⁾と仮定しているが、本実験によると駆動流にわずかの広がりや乱れを与えるだけで特性に大きな差が生じてくる。また、2次元モデルによって混合流を観察すれば空気はのど部壁面周辺に偏っており、一方圧力分布の実測値¹⁾から考えてみても噴流がのど部出口で均一分布とするような運動量式はほとんど合わない。これは駆動流ののど部との付着点近傍での水流の状態によって左右されるものであり、一般的に取扱うのは難しい。そこで、ここでは半実験式的に流量比特性を表示することにする。

さて、このど部入口付近ではまだ水流はほとんど広がらないので、ここでの水と空気の平均速度を各々、 $v_n = Q_w/A_n$ 、 $v_a = Q_a/(A_t - A_n)$ とする。空気は水噴流によって真空圧から大気圧まで圧力勾配に逆らって吸引される。この駆動力は水と空気の相対速度による相間摩擦力によると仮定すれば、第7図より、高真空圧域を除けば圧力抵抗 ($P_0 - P_s$) はほぼ相対速度の2乗に比例しているように見える。実際は、水噴流の付着点付近の状態によって相対速度は影響を受けることを考慮し、駆動力を $k_1(k_0 v_n - v_a)^2$ と置く。空気流に対する力のつりあい式は

$$P_0 - P_s = k_1(k_0 v_n - v_a)^2 - k_2 v_a^2 \tag{13}$$



第7図 相対速度と真空圧の関係
($d_n = 22.1$ mm, $d_t = 40$ mm, 旋回III)



第8図 のど部入口の平均空気対水速度比
(N4 旋回III)

ここで、 k_0 、 k_1 、 k_2 はポンプ形状や駆動圧による係数である。上式右辺第2項は空気流が受ける壁面摩擦力であるが、駆動力に比べて小さいと仮定すれば (13) 式と (1) 式から

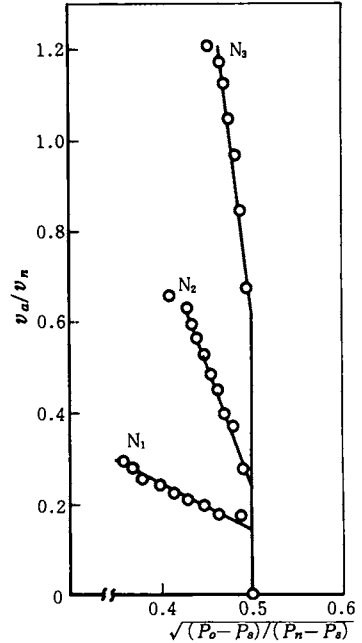
$$\frac{v_a}{v_n} = k_0 - k \sqrt{\frac{P_0 - P_s}{P_n - P_s}} \tag{14}$$

ここで、 k は k_1 と関係のある係数である。

(14) 式の係数を求めるために、 v_a/v_n と $\sqrt{(P_0 - P_s)/(P_n - P_s)}$ の関係を求めた実験例を第8図に示す。蒸気圧の影響を受ける高真空圧域や遷移後の低真空圧域を除けば、中真空圧域で直線関係となっている。これより、(13) 式はほぼ流量比特性を表示しているものと思われる。他の場合については第4

第 4 表 流量比表示のための実験係数

ノズル	z	P_n kgf/cm ² gauge	k_0	k
N4 普通	0.305	1.00	0.540	0.588
		2.00	0.839	1.17
		2.99	1.16	1.91
N4 旋回 I	0.305	1.00	0.735	0.817
		2.00	1.01	1.32
		3.00	1.14	1.56
N4 旋回 III	0.305	1.20	1.02	1.25
		2.00	1.08	1.29
		3.00	1.13	1.31
N3 普通	0.181	3.00	0.356	0.481
N1 普通	0.282	2.00	0.575	0.777
		3.00	0.700	1.13
		4.00	1.05	2.05
N2 普通	0.457	2.00	1.65	2.52
		3.00	2.91	5.30
		1.00	2.65	3.75
N3 普通	0.674	2.00	4.35	6.79
		3.00	7.28	13.1



第 9 図 流量比に及ぼすノズル径の影響 ($P_n = 3 \text{ kgf/cm}^2 \text{ gauge}$, $d_i = 20.7 \text{ mm}$)

表に k_0, k の実験係数を示す。 k_0 は付着点付近の空気流近傍水流速度の程度を表わすものであって、普通ノズルのように、のど部壁面周辺の部分的な低速部（付着点で部分的に逆流している。）が大きいものは k_0 が小さい。 k は流量比の真空圧に対する変化の程度を表わし、 k が小さい方が気泡全体の混合は良好といえる。第 2 表で示したように、駆動流の広がり角が 0.7° では水流は空気流によってほとんど減速されないで、のど部で付着しない*と思われるが、実際は壁面付着力によってのど部下方で急に噴流は広がり、上記のような極端な低速部が生じることになる。旋回を与えたり、 z を増加させれば、この低速部は少なくなるので k_0 は上昇してくる。また、旋回を強くすれば k_0, k とも駆動圧によらずに一定に近い値となるようである。第 4 表または第 9 図で示すように、 z の増加にしたがって k_0, k ともかなり大きな値となっている。 z が大きくなれば v_a/v_n は増加するが、(13) 式での暗黙の仮定である最大空気流量では $v_a/v_n = 1$ と思われるのに $z = 0.674$ (N3) の場合には 1 を大きく超えている。この理由は流れの観察によれば、駆動流はほとんど減速されないで、のど部でなく少しディフューザに入ったところで付着点を持つため A_i が実質的に増加したことによると考えられる。流量比は (14) 式より

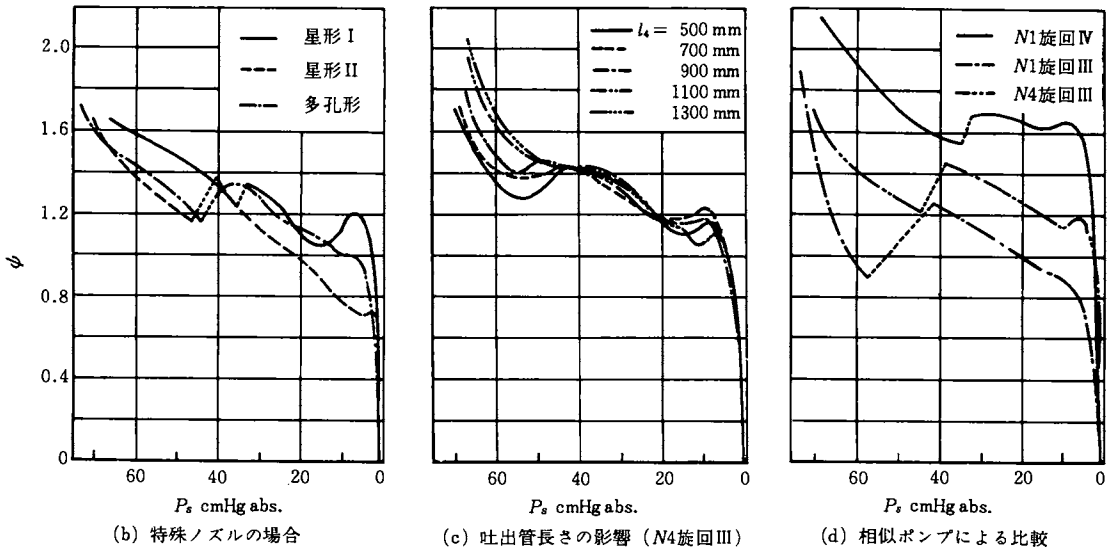
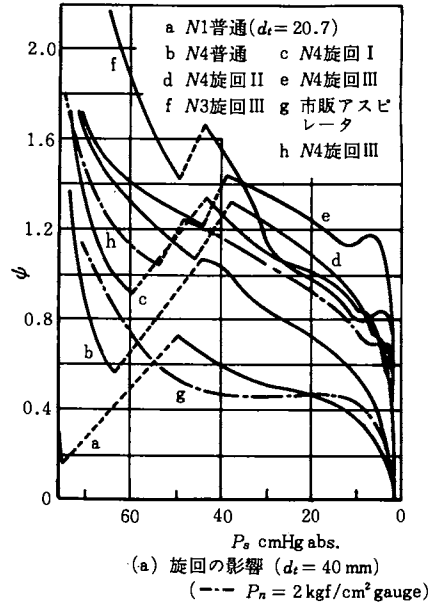
$$\Psi \equiv \frac{Q_a}{Q_w} = \frac{(1-z)}{z} (k_0 - k \sqrt{\frac{(P_0 - P_s)}{(P_n - P_s)}}) \tag{15}$$

一般に、 $(1-z)/z$ に対して k_0 は逆の傾向にあるので、流量比を大きくするためには z や広がり角の最適値がある。また、高真空圧側では z を大にし、低真空圧側では z を小さくすれば、それぞれの領域で流量比が大きくなるのが普通である。(第 10 (a) 図) z を小さくしすぎると駆動流の減速が大きくなりすぎ、縮切状態でも高真空圧にならない場合が生じる。しかし、噴流の広がり悪い普通ノズルでは z による影響はあまり見られなかった。旋回を強くすると、第 10 図で示すように流量比特性は

*真空圧が 0 付近からポンプを駆動すれば噴流は完全につ抜け状態となる。

普通ノズルに比べてかなり改善される*。第10(b)図は特殊ノズルの場合を示すが、旋回と同様に ψ が向上していることより、流量比向上のためには駆動流の付着点近傍の部分的低速部を少なくすることである。低真空圧域の流量比の落込みをなくするには、第10(c)図に示すように旋回を与え、さらに吐出管長 l_4 を大きくすればよい。この場合、吐出管は混合流で充満することとなり、位置ヘッドが増加し流量比も向上する。

ポンプ各部の寸法による流量比の影響は駆動流の広がりなどにより低速部が少なくなれば、主としてノズル対のど直径比によって左右されるものと考えられる。実際に、のど部長さやディフューザ角度、吐出管径、吐出管長の影響は遷移前の中、高真空圧域ではほとんどなかった。しかし、 $x=0.246$ と $x=0.379$ の場合を比較すると、のど対吐出管面積比の大きい後の方が流量比特性は安定していた。



第10図 流量比特性 ($P_n = 3$ kgf/cm² gauge)

3.4 相似則について

ポンプ寸法を相似に変化したとき、空気泡の大きさは相似的に変化するかどうかの疑問が残るので、N1とN4ノズルの寸法比1対2のものについて調べた。第10(a)図より、N4について普通ノズルと旋回Iとではわずかの噴流の広がり角の差であるのに流量比はかなり変化していることより、広がり角を一致させる必要がある。同図で、普通ノズルでは大型ポンプの方が流量比は増加してくる。旋回を与えた場合、N4・旋回IIIの広がり角はN1・旋回IIIとN1・旋回IVの間付近にくるため、第10(d)図で示されるように流量比も中間に来ていると思われる。これらより、広がり角が適当であれば、

* 第10(a)図に市販のアスピレータ ($d_n=2.48$, $d_t=3.55$, $d_e=5.8$ mm, 旋回あり。)の実験結果を比較のため記入した。

一般に相似則は成立すると考えられる。

4 結 論

- (1) 空気対水流量比は旋回や特殊ノズルを用いれば、普通ノズルに比べてかなり改善される。これらの効果は相間接触面積の増大をはかり、しかものど部での噴流の部分的低速部を減少させることである。また、この場合、流量比はノズルの状況とノズル対のど面積比に大きく左右され、他の寸法の影響は少ない。
- (2) 低真空圧部の遷移による流量比の低下を除くためには、旋回を与え、かつ吐出管を長くすれば良い。
- (3) 限界圧力、遷移開始真空圧を求め、実験値と計算値がほぼ一致することを示した。 z が大きくなれば限界圧力は低くなる。遷移開始真空圧は駆動圧の増加につれて高くなる。
- (4) 空気対水流量比を相間摩擦力の仮定を用いて半実験式的に表示して、その値が z と k_0 により左右されることを説明した。
- (5) 広がり角が適当であれば、ポンプ相似則は成立する。

参 考 文 献

- 1) 岸岡, 上野, 流体工学, vol 11 No.12 (昭和50年) p1~p12
- 2) 水力機械工学便覧, コロナ社, p510~p512

(昭和52年10月31日受理)