研 究

オイルエゼクタポンプの排気機構について*

石 井 博** ・ 秋 山 好 胤**

(昭和36年8月4日受理)

The Pumping Mechanism of Oil Ejector Pump

Hiroshi ISHII and Yoshitane AKIYAMA

(Electrotechnical Laboratory, Tanashi-machi, Tokyo)

1. Introduction.

This study has been carried out since 1953 with a view to develop an oil ejector pump capable of operating in the higher inlet pressure range from 0.1 to 1 mmHg against the critical backing pressure of about 10 mmHg at the maximum rating. It was reported⁽¹⁾ in 1953 that this aim was fulfilled at the first step of this study and the maximum throughput larger than 200 l · mmHg/sec was obtained in the scale of 4 inches.

2. The construction and the experimental devise.

The construction and the part design are illustrated in Figs. 1 to 3 and Table 1. The diffusers are rather slender and the reason of their choice is that the vapour jet should be compressed without normal shock wave along the diffuser to its throat position and the pressure recovery should be enough to stand against the high backing pressure. The heater input can be arranged up to 12 kW. As the working fluid, diethyl phthalate was used exclusively. In preparation for the later discussion about the mechanism and design, elementary treatment and calculation on the supersonic flow of oil vapour are carried out on an assumption that the specific heat ratio is equal to 1.02. The calculation of its ratio is given in Table 2.

3. Some properties of supersonic oil vapour flow.

Calculated charts for the one-dimensional or two-dimensional (Prandtl-Meyer) flow and for the ratio of pressure, before and behind the normal shock wave are indicated from Fig. 5 to Fig. 10.

4. Relation between the pumping characteristics and the design of the nozzle and diffuser.

The pumping speed, the maximum throughput and the "double pumping characteristics phenomenon" are influenced by the nozzle dimensions such as the opening diameter and the throat diameter (See Figs. 11 to 13.). In other words, it is related to the Mach number and the pressure of the jet at the opening of the nozzle. The preferable Mach number range is assumed as 2.6 to 3.0.

The selection of diffuser should be based on the required characteristics such as speed, critical backing pressure and the range of operating pressure. For higher speed, "diffuser A" is preferred, which has a longer part to the throat and a wider opening against the nozzle than "diffuser B".

* 昭和33年10月10日応用物理学会講演会、昭和34年3月31日応用物理学関係連合講演会及び昭和34年9月12日真空協会研究部会例会にて講演

** 電気試験所（東京都北多摩郡田無町上向台）

5. Transitions in the configuration of vapour jet according to the variation of the inlet pressure and the backing pressure.

The configuration of vapour jet, especially about its incident position upon the diffuser wall and about the shock wave intersection on the wall, was estimated by the temperature distribution on the outside surface of the diffuser. The temperatures at the middle points between the neighbouring cooling pipes wound at equal intervals around the diffuser wall were measured by twenty-two copper-constantan thermocouples. It is observed that the incident position which is represented as a peak of the temperature distribution goes down to the diffuser throat as the inlet pressure rises, and also that the another peak of temperature distribution on the divergent part of the diffuser which is assumed as the intersection position of shock wave, rises up and goes upstream to the diffuser throat as the backing pressure becomes higher with the throughput increase (See Figs. 17 and 19.).

When the throughput is constant and the backing pressure is variable (See Fig. 18 and 20.), it is decided that the critical backing pressure in case of large throughput is determined by the back pressure of the shock wave generated at the diffuser throat as in case of maximum throughput, but in case of small or zero throughput, the critical backing pressure is determined by the back pressure of the shock wave at the jet incident position.

In this observation, it is found that the maximum throughput is confined by the back pressure of the shock wave generated at the diffuser throat and that the break down phenomenon occurs when the backing pressure exceeds the back pressure of the shock.

6. Influence of the diffuser cooling on the pumping characteristics.

It has been generalized that the diffuser cooling is necessary for normal operation. However, it is discovered that in case of small angle diffuser (diffuser B) using a high Mach number nozzle, water cooling is not necessary for normal operation. Some examinations were carried out on the necessity of the cooling and on the most desirable part for cooling.

7. Discussion on "Double pumping characteristics phenomenon"*.

In above examinations, new phenomena such as "double pumping characteristics" were found. Many factors affecting this phenomenon are discussed relating to the pumping mechanism. The mechanism for the occurring and the conditions for the not-occurring of this phenomenon are investigated. It can be concluded that the most important factor to avoid this phenomenon is to have large kinetic energy in the jet.

* Double pumping characteristics phenomenon.

The inlet pressure rises gradually as increase of throughput and at the maximum throughput it suddenly rises to extraordinary extent by the break down of pumping action, while the recovery of the pumping action by decreasing the throughput does not take place in the reverse process. Both performance curves, on increasing and decreasing the throughput, are put together at the inlet pressure lower than that at maximum throughput. We called such hysteresis phenomenon as "double pumping characteristics phenomenon".

1. 緒 言

吸入圧 0.1~1mmHg でよく働らき、臨界背圧は 10 mmHg, 最高排気速度約 200l/sec の性能を持った、4 吋口径横型エゼクタポンプの試作及び一般的な性能につ

いては1953年にすでに発表⁽¹⁾したが、その後ノズル、デ
ィフューザの寸法による排気性能の変化、冷却水の影響
等について実験を進め、更に吸入圧による噴流の様相の
変化、背圧による噴流の様相の変化、二重真空現象など
排気機構に関する実験を行ったので、これらについて報

Fig. 1 Construction of oil ejector pump.

- 1 Boiler, 2 Thermometer hole, 3 Baffle,
- 4 Chimney, 5 Thermal insulation, 6 Heater,
- 7 Thermometer hole, 8 Diffuser, 9 Condenser,
- 10 Glass cylinder for measurement of the amount of return oil, 11 Cock, 12 Pre-heating coil, 13 Tube for measurement of boiler pressure, 14 Glass cylinder for measurement of the amount of back streaming oil.

Fig. 2 View of oil ejector pump.

告する。これらの研究は、油エゼクタポンプの排気機構あるいは排気性能決定因子を明らかにする点に主眼がおかれた。なお紙面の関係である部分は割愛した。

油エゼクタポンプに関する研究発表は、1953年以前は橋本ら⁽²⁾による吸入圧 $10^{-2} \sim 10^{-1} \text{ mmHg}$ 程度の横型エゼクタの試作、田島ら⁽³⁾による吸入圧 $10^{-3} \sim 10^{-2} \text{ mmHg}$

程度の縦型エゼクタの試作研究が見られる程度であった。1953年以後は菅原ら⁽⁴⁾が油蒸気エゼクタについて、ノズル、ディフューザの組合せおよびボイラ圧による排気性能の変化について詳しい報告をし、二重真空現象についても現象論的に報告している。更に R. Jaeckel ら⁽⁵⁾がノズルから噴出する噴流が超高速流体力学的に取扱えることを、放電による噴流境界の観察から明らかにし、それについて、H. G. Nöller⁽⁶⁾, H. Kutscher⁽⁷⁾が更に詳しく報告している。彼等は臨界背圧を決定するのは、背圧に対向する衝撃波である点を拡散ポンプを含めて明らかにしているが、二重真空現象あるいはディフューザ咽喉部における衝撃波についてはふれていない。

本研究は菅原又は Jaeckel らの研究とは関連なく独立に進められたが、Jaeckel 一派の研究は石井の排気機構に関する考え方と一致するものがあり（この点は前報⁽¹⁾および石井の特許225,768号、昭和28年10月出願に表明されている）、或る意味では彼等の研究を修正発展させたものとも言えよう。

2. エゼクタポンプの構造及び実験装置

全体の構造を Fig. 1 に、実験中の写真を Fig. 2 に示す。なお各部分について以下簡単に述べる。

2.1 ノズル・ディフューザ

ノズルとディフューザの寸法および相対位置を Fig. 3 に示す。ノズルは、末拡がり部と咽喉部の組合せにより12種類の寸法で使用出来るようにした。これを Table 1 に示す。ノズルの拡がり角は、田島ら⁽³⁾の $17^\circ 38'$ 、菅原ら⁽⁴⁾の 14° より小さい $11^\circ 24'$ をえらんだ。又、ディフューザの狭まり角も他の装置⁽⁴⁾⁽⁵⁾と比較して割合に小さな角 $9^\circ 52'$ とした。

これらの小さな角を選んだ理由は、噴流がディフューザ壁に小さな角度で当り、ここで強い衝撃波を生ずることなく、ディフューザに沿って圧力回復が円滑に効率よく行われるようにと思ったからである。この思想に関連して、ディフューザの入口は軸に平行な円柱状とし、更に軸方向に移動でき、且つ、末拡がり部を形成すべき円柱状の金具を取付けられるようにした。

ディフューザの外部には、Fig. 3 に示すような4区分の銅管を巻いて半田づけし水冷するようにした。

又、ディフューザの冷却効果についての実験をするために Fig. 3 に示すような拡がり角 4° のディフューザ B を用意した。

2.2 コンデンサ

コンデンサは Fig. 1 の⑨に示すように、軸と直角に

Table 1 Actual dimensions of the nozzles.

Nozzle number	Throat		Opening		Length (mm)	Expansion ratio S/S^*	P/P_0	Mach number
	Diameter (mm)	Area S^* (cm ²)	Diameter (mm)	Area S (cm ²)				
A-1	12	1.13	40	12.56	140	11.1	0.018	2.87
A-2	16	2.01	〃	〃	120	6.25	0.036	2.60
A-3	20	3.14	〃	〃	100	4.0	0.062	2.37
A-4	24	4.52	〃	〃	80	2.78	0.098	2.16
B-1	12	1.13	53	22.05	205	19.5	0.0095	3.08
B-2	16	2.01	〃	〃	185	11.0	0.019	2.86
B-3	20	3.14	〃	〃	165	7.02	0.031	2.66
B-4	24	4.52	〃	〃	145	4.88	0.049	2.47
C-1	12	1.13	66	34.2	270	30.3	0.0058	3.26
C-2	16	2.01	〃	〃	250	17.0	0.011	3.04
C-3	20	3.14	〃	〃	230	10.9	0.019	2.86
C-4	24	4.52	〃	〃	210	7.6	0.029	2.68

Note. (1) Distance between throat of diffuser and opening of nozzle in the case of diffuser A, A nozzle : 466mm, B nozzle : 401mm, C nozzle : 336mm.

(2) P/P_0 (P : static pressure at the opening of nozzle, P_0 : boiler pressure) and Mach number are calculated from expansion ratio (S/S^*) by use of Fig. 5.

Fig. 3 Designs of nozzles and diffusers.

水冷外巻をつけたものを外殻とし、内部の冷却には 8mm 径の銅管を蛇管として巻き、パッフル板 2 枚をとりつけたものを挿入した。凝縮した油は還流管を通してボイラにもどるようにした。途中にガラス製還流油測定シリンダ ⑩およびコック ⑪をつけ、還流油量を測定できるようにした。

コンデンサの冷却面積としては、これで充分な筈であるが、ガス吸入量が増大し break down の状態になる

と、油が霧状になって補助ポンプに飛んでいってしまう。これを防ぐためには、吸入量の大きいポンプでは、遠心力を利用したサイクロンなどを用いる必要がある。

2.3 ボイラ系

ボイラは Fig. 1 に示すように、長さ 600mm、幅 300mm、高さ 170mm のかまぼこ型のもの①を用いた。加熱は、200volt, 10Amp のニクロム線 コイル 6 本で行

い、2本は固定し、4本は可変とし、トランスで調節した。ボイラ中央部には、先の閉じた鉄管②2本を封入し、油温度および油蒸気温度を測定した。還流油は1/2吋鉄管を蚊とり線香状に巻いた予熱管⑫で予熱してからボイラに入れるようにした。ボイラ圧はボイラ圧測定管⑬で測定し、同時に還流量も⑭によって測定した。

油蒸気をノズルに供給する導管④(以下チムニと呼ぶ)には1.5kW程度の加熱線を巻き、マグネシヤ、アルミナ、アスベスト粉を混ぜたもので保温し、蒸気を更に加熱できるようにした。このチムニ内蒸気温度は⑦の部分に温度計を挿入して測定した。

2.4 排気性能測定系

ポンプの吸入口はFig. 3に示すように4吋管を水平に横向につけた。圧力測定管はP₁の位置まで貫入し、吸入室の圧力が測れるようにした。圧力計は傾斜型オイルマノメータを用い、広範囲測定用マクラウド真空計⁽¹⁰⁾でチェックした。背圧の測定には垂直型オイルマノメータを用いた。

吸入ガス量は、3000cc., 400cc.の垂直シリンダを用いたビュレット法で測定した。ガス量の調節はニードルバルブを用い、吸入口を20メッシュの金網で覆ってビーム効果をなくすようにつとめた。

2.5 補助ポンプ

補助ポンプとしては、1400l/minのキニー型油回転ポンプを用いたが、背圧に無関係な最大排気速度を求めるにはポンプ容量が不十分であった。これは至極残念なことであるが、予算、スペースの関係で大型ポンプが使用できなかったためである。

2.6 ディフューザ温度分布の測定系

ディフューザ壁の温度分布は、銅—コンスタンタンを外壁に半田づけして測定した。測定点はFig. 17に示すように蛇管の中間点に22ヶ所もうけた。

冷却水は途中の蛇管に直列につないで吸入側より排気側に流れるようにした。作動中の冷却水は下流に行くにしたがって温度が上昇するので、ディフューザ壁の温度分布には、下流に行くほど上昇する水温の影響が加わって、排気口側と吸入口側の温度の絶対値を同一の水準で比較するわけにはいかない。

又、ノズルA系列を用いた場合は、ディフューザ入口の円柱状の金具をFig. 3の如く30mm前進させた。この円筒がないとノズルとディフューザの間に28mm幅の不連続空間を生じ、流量の少ない時に噴流が複雑化して面倒になるからである。しかしこのために熱電対④の読みは、はっきり測定出来ず、吸入量の小さい所ではもっと高温になっていると思われる。なおこの実験はすべてディフューザAを用いて行なった。

2.7 作動油

作動油としては高吸入圧、高背圧で働かせるために沸点の低いものを選んだ。この報告の実験には単一成分のものとして容易に入手できる、フタル酸ジエチルを使用した。その後、沸点範囲の狭い石油精製溜分、三塩化ジフェニルも充分に使用し得ることがわかった。それについてはすでに報告してある⁽¹¹⁾。

フタル酸ジエチルは、その後、金子ら⁽¹²⁾、小宮ら⁽⁶⁾、賀集⁽¹³⁾も使用し有用性が実証されている。ここで簡単に性質を示しておく、

分子量 222.11, 比重 $D_4^{20}=1.12$ 。

飽和蒸気圧—温度曲線をFig. 4に示す。ボイラ圧と蒸気温度との関係は蒸気圧実測値⁽¹⁴⁾とほぼ一致した。蒸発潜熱は16.0Kcal/molと求められる。

比熱は原子間振動数から出発する理論式を使う方法⁽¹⁵⁾により計算するとTable 2の如くなる。後章の計算に必要な比熱比(κ)も同時にあげたが、ノズル前の蒸気温度は500°Kを超えることが多いので $\kappa=1.02$ を用いた。

Fig. 4 Comparison of vapour pressure and boiler pressure for diethyl phthalate.

- : Boile pressure of ejector pump.
- △ : Vapour pressure [by Ishii and Nakayama]⁽¹⁴⁾
- : Vapour pressure [by D. R. Stull: Ind. Eng. Chem. 39 532 (1947)]

Table 2 Ratio of specific heats of diethyl phthalate.

Temperature (°K)	Specific heat at constant volume C_v (cal/mol)	Specific heat at constant pressure C_p (cal/mol)	Ratio of specific heats $\kappa = C_p/C_v$
300	54.5	56.5	1.036
400	71.8	73.9	1.028
500	86.7	88.8	1.023
600	99.1	101.3	1.020

3. 油蒸気の超音速流体としての性質

3. 1 超音速蒸気流の計算

爾後の各章の論議に用いるために、ノズルより噴出する超音速流体について、若干の考察を加える。

今、蒸気流を一次元の断熱状態にある定常流とし、更に断熱および連続の条件と気体法則、音速の式を適用すれば流れの諸元をきめる式は次のように求まる。

$$M = \left[\frac{2}{\kappa - 1} \left\{ \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right\} \right]^{\frac{1}{2}} \quad \dots\dots(3. 1)$$

$$\frac{\rho q}{\rho_0 C_0} = M \times \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa + 1}{2\kappa}} \quad \dots\dots(3. 2)$$

$$S/S^* = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{\kappa + 1} \left(\frac{\kappa - 1}{2} M^2 + 1 \right) \right]^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}}$$

$$= \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{2(\kappa - 1)}} \times \frac{\rho_0 C_0}{\rho q} \quad \dots\dots(3. 3)$$

但し、 q : 流速、 C : 流れのある状態における蒸気中

Fig. 5 Mach number M , expansion ratio of stream pipe S/S^* , and ratio of flux ρq to $\rho_0 C_0$ as a function of pressure ratio P/P_0 for oil vapour stream. (Specific heat ratio $\kappa = 1.02$)

の音速、 M : Mach 数、 P : 蒸気の圧力、 ρ : 密度、 P_0 , ρ_0 , C_0 の添字 0 は静止状態の時 (即ちボイラ又はノズル前の状態)、 S : 流れの断面積、 S^* : S の最小値 (ノズル咽喉部の断面積に相当)。

前節で述べたように $\kappa = 1.02$ として

求めた結果を Fig. 5 に示す。 κ の値は

1.02 としたがこの値が幾分変つても M , S/S^* , $\rho q / \rho_0 C_0$ の値にはあまり大きな影響はなく、蒸気ポンプ用油の大方については 1.02 が妥当と思われる。

以上は一次元流についての計算であるが、ノズルから出た噴流がその静圧よりかなり低い圧力の空間に流出する場合は、正確には三次元で取扱わねばならないが、非常に困難をともなう。そこで噴流の外縁については二次元流に近似するものとして扱うことが H. Kutscher⁽⁷⁾ によってこころみられている。

Fig. 6 は超音速の平行で一様な流れが二次元的に低圧空間に膨張する場合を示し、これは Prandtl-Meyer 流として理論的あつかいが充分に行われている。

蒸気の $\kappa = 1.02$ として、流れが $M = 1$ の時の方向から角度 ω だけ曲った時の Mach 数 (M)、Mach 角 (μ)、流速比 ($M^* = q/C^*$)、Mach 線の傾角 θ 、流れの圧力比 (P/P_0) を計算し、その結果を Fig. 7 に示す。

Fig. 6 Schematic view of Prandtl-Meyer flow.

Fig. 7 Calculated chart for Prandtl-Meyer flow.

3. 2 超音速蒸気流の圧力回復

前節の計算からわかるように超音速流は流管断面積が増えるにつれて圧力および密度は著しく低下する。このようにしてノズルより噴出した流れはエゼクタの吸入圧空間で更に膨張して吸入圧と等しくなり、ディフューザ壁に当って圧縮作用をうけ、ここを通過してコンデンサに行くのであるが、ポンプ作用をするためには噴流の圧力を回復してポンプの背圧に対向しなくてはならない。この圧力回復の機構がポンプの臨界背圧の大きさをきめるわけで、この点については第4章以後に論ずる。Mach 数の大きい超音速の実際の流れの性質として、衝撃波なしに圧力を回復することは不可能であり、又よほど理想的に設計されたディフューザでないかぎり、斜め衝撃波を通るだけで圧力を十分に回復することはできない。一般には直交衝撃波を通過して圧力を回復し同時に亜音速流となり、すぐ下流に未拡がりディフューザがあればこれによってわずかに圧力をたかめる⁽¹⁹⁾。

この実験に用いたディフューザは Fig. 8 の如き構造をとり、正常作動の場合はノズルから出た超音速噴流がガス吸入作用をしなが、ディフューザの狭まり部の壁に達して断面積を減じつつ圧力を回復し、ディフューザ咽喉部の平行部で超音速流としての最大圧に達し、背圧がこれより低い場合は超音速のまま更に進んで、拡がり部で膨張する。

この状態で背圧がある値以上になっていれば、ディフ

ューザの拡がり部で直交衝撃波を生じて圧力を回復し、ポンプの背圧とほぼ等しい圧力になる。さらに背圧をあげると衝撃波の位置はディフューザ断面積の小さい上流へ移って衝撃波後の圧力を高くして背圧に対向し、遂にディフューザ咽喉部の入口に達する。この背圧を越えるとディフューザ狭まり部では衝撃波後の圧力が咽喉部より低いために定着することはできず、ディフューザ壁からはなれてノズル出入口近く又はノズル内に移動する。

以上のべた流動状態の変化は一次元超音速流内での衝撃波の移動についてであり、次ののべる Rankine-Hugoniot の関係式より理論的に明らかにすることが出来る。

しかし実際に即した三次元流となると、直交衝撃波の外に斜め衝撃波やこれが反射した膨張波などが入り乱れて複雑をきわめ、更に実際の条件では凝縮ガスの混合という等エントロピーでない変化を伴って定量的説明は不可能となる。

以上のべた一次元流衝撃波の移動の様子は、第5章にのべる噴流の状態の変化と定性的によく一致しており、排気機構を考える上では油蒸気としての一次元衝撃波の性質を明らかにしておく必要がある。

衝撃波より上流の超音速流における圧力を P_1 、Mach 数を M_1 、音速流における圧力を P_2 とすると Rankine-Hugoniot の関係式より次の如くなる。

Fig. 8 Configuration of vapour flow on account of its Mach numbers, and static pressures before and behind the normal shock.

Fig. 9 Plots of P_2/P_0 and P_t/P_0 versus P_1/P_0 .

P_0 : boiler pressure,
 P_1 : pressure before normal shock wave,
 P_2 : back pressure behind normal shock wave,
 P_t : total pressure of flow at P_1 .

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\kappa}{\kappa+1} M_1^2 - \frac{\kappa-1}{\kappa+1} \quad \text{.....(3. 4)}$$

(3. 4) 式の M_1 に (3. 1) 式を代入し、 P_1/P_0 , P_2/P_0 で整理すると、

$$\frac{P_2}{P_0} = \frac{4\kappa}{\kappa^2 - 1} \left[\left(\frac{P_1}{P_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} - \frac{(\kappa+1)^2}{4\kappa} \left(\frac{P_1}{P_0} \right) \right] \quad \text{..... (3. 5)}$$

(3. 5) 式により静止圧 P_0 (ボイラ圧に相当) と衝撃波前の圧力 P_1 がわかれば衝撃波後の圧力 P_2 が求まる。

この関係を $\kappa = 1.02$ として Fig. 9 に示す。図中の P_t/P_0 の式は $P_t = \frac{1}{2} \rho_1 q_1^2 + P_1$ を変形して P_1/P_0 で整理したものである。 P_t (総圧) はせき止めの際に気体の圧縮性を考えない場合のよどみ圧をあらわし、 P_1/P_0 の大きい程 P_2 と P_t の差は大きくなる。

次に (3. 5) 式と (3. 3), (3. 1) 式より P_2/P_0 , P_1/P_0 と S/S^* との関係を求めると Fig. 10 の如くなる。これによってディフューザ又はノズル内の衝撃波の位置が知れば (S/S^* が決まる) 衝撃波前後の圧力が求まる。

Fig. 10 Plots of P_2/P_0 and P_1/P_0 versus S/S^* .

4. ノズルおよびディフューザ寸法と排気性能の関係

4. 1 ノズル咽喉の影響

ディフューザとの関連を固定したままノズルの寸法を変えて排気性能を調べるには、ノズル拡がり率 (開口部面積/咽喉部面積) と拡がり角 (θ) が問題となる。拡がり角については $\theta = 10^\circ 24'$ のもの以外に $\theta = 14^\circ 16'$ のものについて二、三の実験で比較をしたが、性能的な差異はほとんど認められず、或程度の拡がり角以内ではあまり問題ないようである。ここでは $\theta = 10^\circ 24'$ のもので測定した。

これに反し拡がり率が変わると噴流の性質は非常に変わり、排気性能にも相当の影響をもつようになる。Fig. 11 はディフューザ A, ノズル A 系列で咽喉部を変える場合の排気量 (Q) 一吸入圧 (P_1) 曲線群である。一定条件として入力をおさえたが、必ずしも噴流の総エネルギーとはならない。つまり咽喉部の径を小さくすると、ボイラ圧、ボイラ温度が高くなり、ボイラ効率下がる傾向があつて、総エネルギーは小さくなる。

実際問題としては、入力一定の条件もあまり厳密にはとれなかったし、又最大排気量の測定点はあまり安定し

Fig. 11 Influence of diameter of nozzle throat on pressure-throughput curves. Nozzle : A-series, diffuser : A, diameter of nozzle opening : 40mm.

Heater input (KW)	Nozzle number	Boiler pressure (mmHg)	Pressure of nozzle opening (mmHg)	Critical backing pressure (mmHg)
4.0	A-1	49	0.88	3.5
4.0	A-2	28	1.01	3.0
4.0	A-3	18	1.11	2.8
4.0	A-4	13	1.27	2.7
5.6	A-1	84	1.51	5.2
5.5	A-2	46	1.65	5.4
5.5	A-3	34	2.09	5.1
5.7	A-4	26	2.54	5.05
7.0	A-2	64	2.3	7.2
6.8	A-3	44	2.7	6.8
6.8	A-4	33	3.2	6.45
8.4	A-3	57	3.5	8.9
8.4	A-4	72	4.1	8.0

たものではないので小さな差異を論ずることは出来ないが、傾向についてははっきりしている点を述べると、

第1は、咽喉部の径の小さい方が $Q_{\max}$ 従って P_{bcm} ($Q_{\max}/S_{R \cdot P}$) が大きい。但し $Q_{\max}$ は最大吸入量、 P_{bcm} は最大排気量背圧、 $S_{R \cdot P}$ は補助ポンプの排気速度である。この理由としてエネルギー的に考えると、蒸気噴流の総エネルギーの中で運動エネルギーのしめる割合はノズル拡がり率の大きい程、つまり Mach 数の大きい程大きくなる。この運動エネルギーは排気速度に大きな役割を持つものと考えれば妥当であろう。

第2は、ノズル咽喉部の径の小さい方が吸入圧の低い所でよく働くことである。これは Fig. 11 の表をみてもわかるようにノズル出口圧力が小さく、吸入ガスとの圧力的平衡が低圧につれて行くため、これは後章の吸入圧による噴流の様相の変化で論ずる。

第3は、二重真空現象* がノズルスロットルの小さい程 (Mach 数の大きい程) その度合が小さいという点があげられるがこれについては後章で論ずる。

4.2 ノズル開口の影響

ノズル咽喉部は固定して、その開口部の径を変えてみた。この場合、ノズル拡がり角が同じであるため、開口部径の増大と共に長さが長くなり、ノズルとディフューザの距離、ノズル出口の環状面積が異なり、排気機構を考えての論議は単純には行えない。Fig. 12 は入力 7KW

でノズル 口を変えた場合の $Q-P$ 曲線である。7KW 以外の場合も同じ傾向であった。

ノズル A-2 と B-2 では、B-2 の方が最大排気量、最大排気速度および吸入圧の低い所での排気速度が大きく、二重真空現象が殆んど起らないという点で、全体としてすぐれている。これは Mach 数が大きいこと、ノズル開口部の径がディフューザ咽喉部の内径より幾分大きなことが主な原因と思われる。

ノズル C-2 と B-2 では、C-2 の方が吸入圧範囲が高圧にまでのびている。これは第2章でのべたノズルの前進と同様の効果のためと推定される。又、C-2 は Mach 数が大きいにもかかわらず二重真空性は B-2 より多い。

以上おしなべて比較すると、B-2 ノズルが最もすぐれているようである。しかし吸入圧範囲を高い方に上げたい場合は、二重真空性をあまり問題としなければ C-2 ノズルの方が幾分有利である。

却注 *二重真空現象とは石井が1953年の報告⁽¹⁾ではじめてその存在を明らかにしたものである。即ち Fig. 12 及び 13 に示してあるように $Q-P$ 曲線において、最大排気量をこえて吸入圧が急に上昇した後 (break down 後)、 Q を減少させて行くと測定点がもとの曲線の下を通りある吸入圧になってはじめてもとの曲線にもどるという現象である。このように break down 現象を境に二つの排気特性が存在する排気現象をさす。

Fig. 12 Influence of diameter of nozzle opening on pressure throughput curves. Diffuser : A, heater input : 7KW.

Fig. 13 Influence of water-cooling on the pressure-throughput curves for various diffuser designs.

4.3 ディフューザ寸法の影響

ディフューザの形状によって排気特性をしらべるには、狭まり角、ディフューザ咽喉部の径のちがう各種ディフューザを取揃えるべきであるが、装置の構造上種々のものを用意できなかった。ここでは、Fig. 3 に示したディフューザ A と、冷却水の影響をしらべるために作ったディフューザ B (狭まり角 4°) について比較したのみで十分なデータは得られなかった。Fig. 13 はノズル A 系列を用い、入力 5KW の場合に、ディフューザを変えて測定した $Q-P$ 曲線である (なお同時にディフューザ B において水冷をしない場合の測定結果を併記した)。同一吸入圧で排気速度が著しくちがうのは、吸入圧の高い場合には単純にいいきれない。吸入圧が割合に低い時は、ディフューザ B ではノズルの外側の環状面積が小さいために膨張した噴流がすぐに壁にあたり、噴流表面積がとれないためと考えられる。排気速度をあげるためには、ディフューザ咽喉部が同じならばディフューザの狭まり角度をあまり小さくすることは不利と思われる。

又、最大排気量についてはディフューザ B の方がいくらか大きく、 Q_{max} に近い所での圧力回復は、ディフューザ B の方が効率がよいと考えられる。又最高吸入圧、最大排気量の高いことをねらうには、ディフューザ狭まり角は、小さい方がよいことがわかる。

ノズル B についてもディフューザを変えて同様の実験を行なった。この場合 $Q-P$ 曲線の傾向は同じであった

Fig. 14 Relation between the shape of vapour jet and temperature distribution on the diffuser wall.

が、ノズル A の時にみられた二重真空現象は全くみとめられなかった。

5. 蒸気噴流の様相と排気機構

5. 1 ディフューザ温度分布と蒸気流の関係

吸入圧、背圧を変化した場合のディフューザの温度分布の測定結果は Fig. 16~20 に示したが、まづ温度分布のピークの位置が蒸気流の構造といかに対応するかを考えるために、ディフューザ壁の温度上昇と蒸気流の状態との関係を検討してみる。

Fig. 14 (A) に於て、熱電対 (b) の所に蒸気流の当たる時に、(b) の温度はあがるが、この熱は途中の冷却管の中の水に移行し、(a) 又は (c) の所には殆んどつたわらない。そこで、熱電対 (a), (b), (c) の読みは冷却管の間にあるディフューザ壁に当って凝縮する蒸気の量にほぼ比例すると考えて大した誤差はない筈である。

即ち、(B) 図の如く超音速噴流が壁に浅く当たる時は斜め衝撃波を生じ、噴流の向きをディフューザ壁に沿わせる。この時は衝撃波後の流れは密度、圧力、温度とも上昇するが、なお超音速を保ってそれらの上昇ははげしくない。しかし、(C) 図の如く噴流が深く当って直交衝撃波を生ずる時は、後流は亜音速となって、密度、圧力、温度の上昇は前者と比べて格段と大きく、更に流れの方

(A) $P_e > P_r$

(B)

(C)

(D) $P_e < P_r < P^*$

(E) $P_e < P_r < P^*$

Fig. 15 Schematic views of vapour jet (by R. Courant and O. Friedrichs). (19)

向は前流と同じく壁にまともに向うようになり熱の伝わり方も向上する。このため温度分布は衝撃前の流れの状態が同じでも (B) 図、(C) 図の如く大きな違いができる。

ガス吸入量の多い時は (D) 図の如く、噴流は拡がらずに節を持った流れとなる。今、ディフューザが狭まり、噴流が壁と近くなる時を考えると、噴流境界の蒸気流はその外側の空気 ($M < 1$) とは圧力的に平衡するが、流れの速度、向きが異なる。特に図のように境界が曲がる場合には必ず渦を生じて空気は蒸気流の中へ、蒸気は空気層を通してディフューザ壁に達するものがかなりの

Fig. 16 schematic views of vapour jet (by H. Kutscher).

量(層流での相互拡散以上)を生ずる筈である(16,17,18)。即ちD図の如き噴流の場合、噴流自体がディフューザ壁に直接あたなくても壁温はある程度暖まり、ふくらみより少し下流にづれて温度分布のピークが生ずることが考えられる。

R. Courant⁽¹⁷⁾等の著書によると、二次元のラバールノズルから蒸気流の噴出について次の如く説明している。ノズル開口部圧力(P_e)が外側空間圧力(P_r)よりある程度高い場合は Fig. 15-(A)(B)のような構造をとりこれが繰り返され粘性によって消失する。この場合、ノズルからの噴流が平行でないために噴流境界がまがり(C図)のようにこれから出る等角度の圧縮波(Mach line)の envelope が斜め衝撃波となり、場合によっては(B)図のように中心部に Mach disk を生ずる。そして三次元の噴流も大体似た構造をもつといっている。

H. Kutscher⁽⁷⁾は、油蒸気エゼクタポンプの油蒸気が低圧の空気中に噴出する模様を二次元流で近似し、Busemann の特性曲線図法ならびに衝撃極線図法を利用して Fig. 16 の如く求めている。彼はガラス製ディフューザにおいて吸入ガスを放電させて写真をとって調べたり、測圧ゾンデによってディフューザ中心線上の圧力を測定したりしてこれらの作図と比較し、作図による噴流構造が相当正しいことを確かめている。

以上に述べた結果を参考にして、ディフューザの温度分布より噴流の構造を検討したい。

Fig. 17 Variation of temperature distribution on the diffuser wall with the throughput (Q). Diffuser : A, nozzle : A-2, heater input (H): 6.8 KW, boiler pressure (B.P.): 65mmHg, pressure at nozzle opening (P_e): 2.34 mmHg, Mach number(M): 2.6.

5. 2 吸入量による蒸気噴流様相の変化

吸入量(以下 Q とする)を変えた場合の温度分布曲線を Fig. 17 および Fig. 19 に示す。Fig. 17 はノズル A-2 の場合で、Fig. 19-A. B はノズル C-2 でそれぞれ Q を増加した場合、 Q を減少した場合である。入力 は 7.0KW としたが電圧の関係で多少減少した。

一般的にみて (Fig. 17 参照) break down までは曲線は 3 つのピークを有し、ノズルに近い方のピーク(これを第 1 ピークと呼ぶ)は Q の増大とともに低くなり、油蒸気がディフューザ壁面に到達してそこで凝縮する割合が小さくなることが明らかである。ピークの位置は Q が大幅に増加すると下流にづれていくことは、はっきり認められるが、 Q の割合に小さい所ではづれが少ない。これは先に述べたディフューザ入口の構造上のためで熱電対位置 20、22 では正しい温度関係を示さないためともいえる。

第 2 のピークについては大体において Q の増大とともにピークの高さは低くなるが、必ずしもその順にはならない。これは第 1 のピークの噴流とディフューザ壁との作用によって流れの条件が同じ傾向とはならず、また油の凝縮による蒸気密度の低下の影響があると考えられ

(A) $Q=97 \text{ l}\cdot\text{mmHg/sec}$, $H=6.4 \text{ KW}$, $B.P.$
 $=65 \text{ mmHg}$, $P_e=2.34 \text{ mmHg}$.

(B) $Q=13.1 \text{ l}\cdot\text{mmHg/sec}$, $H=6.8 \text{ KW}$, $B.P.$
 $=66.5 \text{ mmHg}$, $P_e=2.4 \text{ mmHg}$.

る。第3のピークは、第1、第2のピークの影響がさらに大きいと思われる。

更に Fig. 17 の各曲線について検討を加えると、(a)、(b)曲線は Fig. 16-A のような傾向を示し、第1ピーク

(C) $Q=0$, $H=6.6 \text{ KW}$, $B.P.=66 \text{ mmHg}$, P_e
 $=2.38 \text{ mmHg}$.

Fig. 18 Variation of temperature distribution on the diffuser wall with backing pressure at a constant throughput. Diffuser: A, nozzle: A-2.

の少し上流に直交又は斜め衝撃波が発生していることが当然考えられる。(d)、(e)曲線の第1ピークはもはやディフューザ壁から離れはじめ、壁と噴流との間に相当厚い空気と油蒸気の混合した境界層ができていると思われる。(f)、(g)、(h)曲線は Fig. 14-D、16-B のような形になって、第1ピークはますますディフューザ壁からはなれ、第3のピークは熱電対⑦、⑧、⑨の位置で流れが壁に当りはじめる。ここで圧縮作用を受け、 Q の増大による背圧の増大で、(g)、(h)曲線では平行部あたりで直交衝撃波が生じ温度分布が急に高くなるものと思われる。

次に Q が更に増加していくと、平行部に生じた衝撃波の背圧(P_2)より、 Q と補助ポンプの排気速度($S_R \cdot P$)できまる背圧($P_b = Q/S_R \cdot P$)が大きくなると、衝撃波はその背圧(P_2)の高い流れの場所に移行しようとするが、噴流がディフューザ壁に附着している状態の中ではそのような場所がない。そこで噴流が衝撃波によって背圧に対向する手段を失い、背圧のガスは吸入側に逆流して break down の現象となる。この時が (x) 曲線に当り吸入圧は約2倍近くなる。(x)曲線ではまだ P_e (2.34 mmHg) は P_1 (1.32 mmHg) より相当大きく、Fig. 15-A, B, Fig. 16-B の噴流形式になっていると思われる。つまりこの状態では背圧のシールは破れているが、まだ

(A) In case of increasing throughput. $H=7.0$ KW, $B.P.=66\text{mmHg}$, $P_e=0.73\text{mmHg}$, $M=3.04$.

(B) In case of decreasing throughput. $H=6.7\text{KW}$, $B.P.=64\text{mmHg}$, $P_e=0.705\text{mmHg}$.

Fig. 19 Variation of temperature distribution on the diffuser wall with throughput. Diffser : A, nozzle : C-2.

(A) $Q=158\text{ l} \cdot \text{mmHg/sec}$, $H=6.5\text{KW}$, $B.P.=62\text{mmHg}$, $P_e=0.68\text{mmHg}$.

(B) $Q=11.0\text{ l} \cdot \text{mmHg/sec}$, $H=5.8\text{KW}$, $B.P.=64\text{mmHg}$, $P_e=0.705\text{mmHg}$.

Fig. 20 Variation of temperature distribution on the diffuser wall with backing pressure at a constant throughput. Diffuser : A, nozzle : C-2.

(A) at Fig. 19-A.

(B) at Fig. 18-A.

Fig. 21 Schematic views of vapour jet supposed for various throughput.

相当の排気作用を有している。

しかし、この温度分布の第2, 第3ピークに当る所が他の曲線群より高い。この意味は5.1の議論ではうまく説明出来ないが、次のように考えるのが妥当と思われる。即ち、噴流は大きな渦度を持った乱流となって Fig. 14-D や Fig. 16-B のような形をたもてずに、境界層(層流)を破ってディフューザ壁にどんどん当るために温度が上昇する。この状態の裏づけとして、この時ディフューザ内で音を発生している。この乱流の原因としては、break down による吸入圧の突然の増大によって、Fig. 15-B, D の中心軸上にある直交衝撃波が大きくなり、この直交衝撃波の後の流れが大きく乱れるためと思われる。

break down 以後の機構については Fig. 19-A の C-2 ノズルの場合について説明をする。break down 後の(g)曲線は、その直前の(f)曲線と変わっていても、尚相当の排気速度を有している。時にはシールがもとにもどって吸入圧が回復するようなこともあり、不安定な状態である。

更に Q を増加すると完全に break down して(x)曲線になってしまう。そして排気性能は急激に低下し、吸入圧は3~4倍になってしまう。この状態ではノズル出口まで超音速であるとした時の $P_2=0.73\text{mmHg}$ に対して $P_1=4.0\sim 4.2$ であって、ノズル外圧が大きく一次の超音速流は得られない⁽¹⁷⁾。即ち一次元流として考えれば完全に亜音速流となり、二次元又は三次元流としては Fig. 15-E のように Mach disc はノズル内に入りこんで、内部に圧力の高い亜音速流を持ち、外縁が超音速の流れを生ずる。これは大きな渦度をもつため、たちまち亜音速化、乱流化した流れになる。(x)曲線に於て、ノズル出口より上流で已に温度が高く、出口より下流も(c)~(g)曲線より高い温度分布を持つのは、この乱流のために熱伝導現象が著しく増大していると考えらるべきである。このように流れの乱れることは、ポンプ作用(特に背圧よりの逆流を防ぐ作用)が弱く、吸入圧が非常に不安定になることの説明になる。

Fig. 21-A はノズル C-2 の実験結果 (Fig. 19-A) について以上の説明を具象化するために温度分布曲線と噴流の性質を考慮して噴流の構造を推定したものである。

(b), (c) 図は噴流の拡がり角を二次元流に近似させて Fig. 7 を利用して求めた。この流れの衝突位置は、温度分布の第1ピークより推定するものと大体合っており、H. Kutscher がとった方法がある圧力範囲で近似的に適用できることを示している。(d)図以下はノズル出口圧力よりも吸入圧が高い状態で一応 Mach disc が生ずることを想定した。各図の衝撃波位置はただ温度分布にあ

わすように画いたもので、数理的な裏づけは別に行なわなかった。

5. 3 背圧による蒸気噴流様相の変化

前節において Q が増大し break down する場合の噴流の様相について述べたが、 Q を一定に保って背圧を変化させるとポンプの背圧に対する機構を更にはっきりさせることが出来る。Fig. 18 はノズル A-2, Fig. 20 はノズル C-2 に於て背圧を変化させた場合のディフューザの温度分布曲線である。

(1) Q の大きい場合

Fig. 18-A の(a)曲線は Fig. 17 の(g)曲線に相当する。この曲線は4つのピークを有し、第4のピークはディフューザ咽喉部内からはじまっており、これは背圧 4.5mmHg に対向すべく噴流内に直交衝撃波が生じて油蒸気の凝縮がはげしくなってきたと解釈される。このピークは背圧をあげていくと、(b)…(g)曲線の示す如く衝撃波が上流に移行して行くことがわかる。遂には第3ピークにまで影響が及ぶようになる。この上流への移行の原因を考えてみる。

一次元断熱流では平行部にできる衝撃波の強さはどこでも同じ筈であるが、この場合は、蒸気が下流程凝結して勢力を減ずること、衝撃波の構造が平面でなく複雑な構造をもっていること、壁の近くでは油蒸気と空気の混合した境界層が生じていること等が予想され、ディフューザ平行部の噴流断面は必ずしも一定とは考えられないなどの理由で平行部の両端の間に中間状態を持ち、背圧の上昇により順次上流に移行するものと考えられる。

又、直交衝撃波は平行部の上流端より上流の狭まり部には定着出来ない筈であるが、Fig. 18 によるとこの部分に衝撃波が発生しているようである。しかしながらこの辺の詳しい議論は流れの構造をもっとはっきりさせる手段がないので進めることはできない。

尚、Fig. 18-A の曲線群は衝撃波の位置より(a)~(d)群と(e)~(g)群にわけて考えられる。そして各グループごとに背圧の上昇とともに温度ピークが高くなっている。これは平行部の両端のまがりの影響と思われる。

以上のべた衝撃波の移動をまとめると Fig. 22-A のような概念図になる。

次に背圧 (P_b) をあげた場合の break down の現象をみると、Fig. 18-A の(g)曲線に於て P_b を 7.4 から 7.6mmHg にあげただけで(x)曲線となってしまう。この(x)曲線は Fig. 17 の(x)曲線とほとんど同じで、 $P_e > P_1$ という条件にあっても噴流の節は一つ形成するだけで亜音速流となり Fig. 21-B の(x)のような構造をとるものと思われる。更に背圧をあげると $P_e < P_1$ となり(y)曲線になる。噴流構造は Fig. 21-B の(y)のようになると

(A) $Q=97.1 \text{ mmHg/sec}$, at Fig. 18-A.

(B) $Q=15.1 \text{ mmHg/sec}$, at Fig. 18-B.

(C) $Q=0$, at Fig. 18-C.

Fig. 22 Illustrating the behavior of vapour jet stream on varying the backing pressure.

思われる。

次にノズル C-2 についての break down 現象をしらべる。Fig. 20-A の(a)曲線は、ほぼ Fig. 19-A の(f)曲線と同じである Q_{max} に非常に近い場合に相当する。(a)曲線より(b)曲線の間は Fig. 18-A の傾向と同じであるので省略する。

更に背圧をあげると(c)曲線となる。この場合吸入圧は常に動揺している。 P_1 が増加する時に P_b が減少に向い、 P_1 が減少に向う時は P_b が増加するというゆれ方である。図中では△の記号で表わしてある。

(c)曲線より(d)曲線へと背圧をあげても、又(d)曲線より(y)曲線と背圧をさげても、温度分布曲線に本質的な変化はない。そしていづれも P_1 が計算上のノズル出口圧力 $P_e = 0.68 \text{ mmHg}$ よりはるかに大きく、噴流の様相は Fig. 21-A の(x)の如く衝撃波がノズル内に入りこんだ形が想定される。

更に背圧をさげると(y)曲線より(z)曲線となり break down 以前の吸入圧にもどる。この背圧二重真空特性については後章でまとめて述べる。

以上の観察により Q の大きい場合の臨界背圧 P_{bc} はディフューザスロットルによつて生ずる直交衝撃波によって決定されることが確実となった。そこでこの値が理想状態の計算とどの程度狂っているかを検討してみる。

計算は、ノズルより出る噴流が、吸入ガスを混入したり、凝縮したりせずに、断熱等エントロピーの理想的な

Table 3 Comparison of measured critical baking pressure with calculated one.
In case of large throughput.

Nozzle number	Boiler pressure (mmHg)	Through-put ($l \cdot \text{mmHg/sec}$)	Critical pressure backing-		P_{bc}/P_2	Total pressure P_t (mmHg)
			measured P_{bc} (mmHg)	calculated P_2 (mmHg)		
A—2	32	85	3.1	6.4	0.49	3.62
A—2	32	46.5	3.2	6.4	0.50	3.62
A—2	65	97	7.4	13.0	0.57	8.45
C—2	66	195	8.5	13.2	0.65	8.6
C—2	62	158	8.1	12.4	0.65	8.05

Note. P_2 and P_t is calculated by the equation (3.8) shown in Fig. 9 and Fig. 10.

一次元流としてディフューザ咽喉部断面に到達し、ここで直交衝撃波を生じて圧力回復し、この圧力が直接にポンプの背圧になるものとして行なった。衝撃波以後の未払いディフューザの亜音速流における圧力回復は凝縮はげしいのでその効果は無視した。

Table 3 は臨界背圧の実測値と以上の計算より求めた衝撃波後の背圧(P_2)及び総圧(P_t)を比較したものである。計算は第3章の Fig. 9 で求めた。 P_{bc} はノズル A-2 では P_2 の約50%、ノズル C-2 では約65%であった。この差が生ずる原因は Mach数、ノズル開口部径、ノズル開口とディフューザ咽喉部との距離等のちがいのためと思われる。 P_t については衝撃波に臨界背圧決定の根拠をおく限り意味のない数値であるが、この計算値が P_{bc} 又は P_{bcm} と殆んど一致しているのは技術的には面白い対応であり、設計には有効な数値を与えるわけである。

(2) $Q=0$ 又は少ない場合

前節にのべた様に Q の少ない場合は、噴流がノズルから出て単純に膨張したままディフューザに当たり、 $Q=0$ の場合には噴流が高真空側にまがってディフューザの壁に当たり、斜め衝撃波或は直交衝撃波を生ずる。いづれにせよ噴流蒸気の相当部分がノズル出口近辺から、ディフューザの中程までの間で凝縮することがわかっている。この様な状態での臨界背圧を検討してみる。

Q の少ない場合を Fig. 18-B において説明する。この(a)曲線は Fig. 17 の(c)曲線に対応する。

(a)曲線より順次背圧をあげて行くと、(f)曲線までは最後のピークが前進して高くなり、break down なしに第2のピークまで影響をこうむるようになる。 Q の大きい場合にはピークがディフューザ咽喉部上流端より上流には遡らなかったのとくらべて大いに異なっている。これは噴流がディフューザと離れていない状態で、ディフューザ狭まり部の中間でも背圧に対向すべき直交衝撃波が存

在しうることを示しているわけ、一次元断熱流では不合理な現象である。

このようなことが起るのは、先に述べたようにノズルから噴流が進むに従って凝縮が進み、下流になる程圧力、密度の減る状態、つまり断熱流で考えれば断面 S が大きくなる状態に対応すると考えざるを得ない。

(f)曲線の状態より更に背圧をあげると break down

が起こり(x)曲線となる。この原因は衝撃波がディフューザ壁に附着したまま上流に移ったとしても、その背圧が前より小さいためと考えられ、第2ピークより上流の方が噴流勢力の小さいことを意味している。そして衝撃波はディフューザ壁より離れて(y)曲線の状態になるが、(x)曲線では、第1ピークの位置にまだ壁からあまりはなれずに非常に強い直交衝撃波を発生していると思われる。この場合の噴流の概念図を示すと Fig. 22-B のようになる。

次に $Q=0$ の場合を Fig. 18-C (この(a)曲線は Fig. 17 の(a)曲線に対応する)について検討する。(c)曲線までは第2ピークまでで背圧に対向できるが、(d)曲線では第1ピークの直後に衝撃波がうつり、(e)、(f)においては第1ピークの所の衝撃波で背圧に対向するようになる。

(f)曲線では直交衝撃波はディフューザ壁に密着して背圧側からの空気の逆流を許さないが、(g)曲線になると、衝撃波の一部分が壁からわずかに離れるか、或は壁と衝撃波との間の境界層を通して空気が高真空側に拡散していくかのどちらかの過程で高真空側に空気が流入するようになる。(h)→(i)→(x)曲線では衝撃波がだんだんに壁からはなれ、空気の逆流量が増えると考えらるべきである。

このような空気層があるために蒸気の凝縮速度がおさえられ(f)→(i)曲線の順でピークが低くなり、(x)曲線においては衝撃後の乱流化はげしくなって凝縮されやすく再びピークが高くなるものと思われる。そして(y)曲線は前記のように噴流の拡がり角が小さくなった状態であろう。(x)、(y)曲線の状態では音を発するが、これは衝撃波後の流れが乱流化し衝撃波面が細かに振動をしているためと思う。 $Q=0$ の時の噴流の概念図を示すと Fig. 22-C のようになる。

なお、臨界背圧の実測値と計算値を比較したものが **Table 4** である。計算値の吸入圧平衡法とは、ノズル出口の流れが二次元流として膨張し、外縁は吸入圧 P_1 に

Table 4 Comparison of measured and calculated critical backing pressure. In case of small throughput.

Nozzle number	Boiler pressure P_0 (mmHg)	Throughput Q (l·mmHg sec)	Inlet pressure P_1 (mmHg)	Pressure ratio P_1/P_0	Measured expansion ratio $S/S^*_{(1)}$	Critical backing pressure		
						Calcu- ⁽²⁾ -lated by P_1/P_0	Calcu ⁽³⁾ -lated by S/S^*	Measured P_{bc}
A—2	32	15.1	0.18	0.0056	43	1.95	1.47	1.14
A—2	66.5	13.1	0.35	0.00525	43	3.8	3.06	2.8
C—2	64	11.0	0.21	0.0033	35	2.6	3.52	3.4

Note. (1) S^* is nozzle throat area and S is cross sectional area of diffuser at which the vapour jet incidents.

(2) This values are calculated from P_1/P_0 by use of Fig. 10.

(3) This values are calculated from S/S^* by use of Fig. 10.

なってディフューザに当り、そこで背圧に対向して直交衝撃波を生じ、その直後の圧力 P_2 (Fig. 10 を用い P_1/P_0 より求めた) が臨界背圧と等しいと仮定して求めたものである。測位法とは、噴流の衝突位置 (温度分布第1ピークの立ち上がり場所) のディフューザ断面積を S とし、噴流がノズルスロット (S^*) より一次的にこの S まで膨張してここで直交衝撃波を生じ、その背圧が臨界背圧に等しいと仮定して求めたものである。

この結果は、測位法の P_2 は P_{bc} よりわずかに上廻るという傾向を示し、これに反して吸入圧平衡法の P_2 は上下にばらついてよい一致を示さない。

(3) 臨界背圧を決定する要因

以上の検討により臨界背圧は Q の大小によってその決まり方が異なることがはっきりした。すなわち Q の大きい時はディフューザ咽喉部の平行部に発生する衝撃波が臨界背圧又は最大排気量背圧を決定する因子となり、 Q の小さい時は噴流が最初にディフューザに当たった所にて直交衝撃波が臨界背圧を決定する。

そして Q の大きい場合は噴流を一次元断熱流と理想化して考えた直交衝撃波背圧とし、 Q の小さい場合は噴流の衝突位置断面積に膨張した一次元断熱流に生ずる直交衝撃波背圧として考えて実測の臨界背圧と比べた場合、前者は実測値が大分小さいが、後者ではやや小さいという結果が得られ合理性がある。

しかし、臨界背圧の絶対値は、ディフューザ咽喉部がしぼられているため、 Q の大きい場合の方が Q の小さい場合よりはるかに大きく、排気ポンプとしては Q の大きい時の臨界背圧が重要であることは当然である。

Q の大きい時の臨界背圧が理想値より大分低くなる理由としては、噴流がディフューザ咽喉部に到るまでに吸入ガスとの運動量交換 (ガスの混合をとまなう) および蒸気の凝縮が行われて、そのエネルギーが逸散するためと考えられる。そこで高い臨界背圧の要求と高い排気速度の要求 (ガスの混入をよくする) とは相反しており、

この調整はポンプ設計に大切である。

ここでディフューザ狭まり部の役割を考えてみる。その咽喉部より上流の所では壁に当たった流れをなめらかにつまり途中で直交衝撃波の発生なしに圧縮して、咽喉部に発生する直交衝撃波背圧を大きくすることである。咽喉部の役割は、生じた衝撃波を安定に保つことである。このために実在流は一次元流でないから平行部を設けて定着を容易にし、その下流の亜音速ディフューザの昇圧作用を助けるようにせねばならない。

H. Nöller⁽⁶⁾ やその他の報告では、ディフューザ咽喉部がどのように臨界背圧に影響するか明確な論議はされておらず、又一般の多段拡散ポンプの最終段の構造 (一種のエゼクタである) をみると、ほとんどディフューザ咽喉部の利用を考えていない。蒸気噴射ポンプのすべてにおいて臨界背圧及び最大排気量の増大を計るためには適当なディフューザ咽喉部を設けねばならぬ事をここで強調したい。

6. ディフューザの冷却と排気性能との関係

6.1 水冷の効果について

油蒸気エゼクタポンプについて、今までディフューザの水冷をせずに正常の排気性能が得られた報告はなく、水冷は絶対必要のように思われていた⁽⁴⁾。はたして冷却水がない場合に絶対に働かないのであろうか。前節で詳しく述べたエゼクタの排気機構を考えた場合には、必要であるという理由はみあたらない。

この報告の大部分に使用したディフューザAにおいては、冷却水を止めると全く働かなくなり、break downした時と同様に音を発する場合が多い。しかし冷却水量を相当大巾に少なくし、冷却水出口温度を $70\sim 80^\circ\text{C}$ としても排気性能にはほとんど変化がなかった。

又、吸入圧 10mmHg 以下の水蒸気エゼクタでは、ディフューザは冷却よりはむしろ氷結を防ぐためにスチームジャケットをつけている点などを考えると、水冷しな

Fig. 23 Influence of cooling water on pressure-throughput curves.
Diffuser : B, nozzle : B.

くても働くディフューサは必ずある筈だと思に到った。この点を確かめるために、狭まり角4°のディフューサBを用いて実験をした。4°という狭まり角は、速水⁽⁹⁾の水蒸気エゼクタの研究例にあるもので、このような相当に小さな角度を採用したのは次の理由による。

即ち、噴流がディフューサに当たる角度が小さければ、そこで弱い斜め衝撃波が発生し、温度上昇も少く流れの乱れも少い筈である。そしてそこでは噴流はすでに吸入空気圧と平衡し、空気も亜音速ではあるが同じ方向に相当速く流れて、超音速蒸気流は勿論、境界層中の油蒸気も逆方向に流れる可能性はない筈である。そしてディフューサ壁に当ってから、これによって徐々に圧縮される過程に冷却しなければならぬ条件は何もない。むしろ冷却して凝縮させることはディフューサの昇圧作用をさまたげるだけであると考えたわけである。

噴流がディフューサ壁に当たる角度が大きいたときには、直交衝撃波が発生し、当たった所で大きな昇温、昇圧がおこり、冷却不十分の場合には、ここに生じた亜音速流は圧力が高いために衝撃波と壁との交線（壁面には境界層がある）を破ってディフューサ壁に沿って逆流するようになる。更にここに割合厚い境界層が生じて衝撃波はディフューサ壁からはなれ、ますます逆流が増加して吸入圧が上り、噴流は逆流蒸気をも排気しなければならなくなって break down の状態と同じになるのではないかと想像される。この様な時に冷却が充分であれば逆流がわずかで、衝撃波が壁に定着し正常な排気が行なわれると考えられる。

6.2 ディフューザBによる空冷作動

Fig. 13 及び Fig. 23 はノズルA及びノズルBで冷却水を通した通常の場合と、通さずに空冷した場合の Q - P 曲線である。

ノズルBでは Q - P 曲線は、空冷の時は水冷の時よりわずかに吸入圧の高い方にずれている。これは噴流の当たる場所より上流も熱伝導のために温度が上り、そのために測定値よりみかけ上 Q 値が増加した状態になって、吸入圧の高い方に曲線がずれるものと考えられる。ノズルB-3では吸入圧の低い範囲で排気作用がない。これは噴流のMach

数が小さいためにノズルを出てからの拡がりが大きく、ディフューサ壁で直交衝撃波を生ずるためではないかと思われる。

ノズルA系列では、ノズル出口とディフューサ壁とのすき間が広がって、ノズルB系列と比べて、外側にまがった噴流がディフューサに深い角度で当たりやすく、又全般にノズル出口の Mach 数は小さい。ノズルA-3ではこの条件が一番悪くなって、空冷では排気速度が大巾におちている。これは全くはたらかないのではなくて、 Q のあまり大きくない所は逆流蒸気が負荷に加って働いているものと思われる。この場合背圧は油蒸気が凝縮するのでほとんど上昇しない。

両ノズル系を通じて空冷の場合には二重真空現象が必ずおこっている点も注目すべきであるが後章で論ずる。

6.3 水冷の区分的影響

Fig. 13 で空冷時に正常に働かなかったノズルA-3は、冷却効果についてきわどい条件を多分にもっていると思われたので、ディフューサBの冷却区分を Fig. 24 の如く3つにわけ、通水の仕方を6つの組合せについて行い、夫々の性能をしらべた。

Q - P 曲線には夫々少しのずれはあるが、正常作動と非正常作動とははっきり区別される。正常作動のためには Fig. 24 のディフューサで上流部もしくは中流部、つまり狭まり部の半分が冷却していればよいことがわかる。即ち、上、中どちらかが水冷されれば、狭まり部に発生する境界層の凝縮に充分効果があり、下部の冷却は何ら効果をもたないと考えられる。この現象は 6.1 節の設計思想と一致する。

Fig. 24 Influence of cooling position of diffuser on pressure-throughput curves. Diffuser : B, nozzle : A-3, heater input : 2KW, boiler pressure : 44mmHg.

7. 二重真空現象の考察

本節では前節の噴流構造を参考にして、二重真空現象を詳しく検討してみる。これは前報⁽¹⁾でも述べたが、その後菅原⁽⁴⁾、小宮⁽³⁾も問題にしている。

7. 1 二重真空現象有無の条件

(1) ノズルの影響

Fig. 11 の実験(ノズルA系列、ディフューザA)ではその一部が Fig. 13 に示してあるが、ノズル噴流音の小さい程、つまり噴流の Mach 数が大きい程 Q による二重真空現象が少い。ノズル A-1 (Mach 数 2.86) では殆んどないか、又はない場合が多い。又、入力一定でノズルをかえてみると、Fig. 12 の如くなり、ディフューザ A では Q による二重真空現象はノズル A-2, C-2, B-2 の順に存在し、B-2 ではほとんど認められない。

以上二つの傾向は入力を変えても変わらず、普遍的な条件である。これらのことからいえることは、二重真空性の小さいためには、ノズル出口の噴流の Mach 数(流速)が大きいことが必要であるが、ディフューザとの相対関係も又支配的な影響があることがわかる。

(2) 蒸気過熱の影響

チムニ部を加熱してよく乾いた蒸気で作動させると、飽和蒸気で作動させたものより、二重真空現象は著しく減少する。break down した後の噴流勢力が大きい程、二重真空現象が少くなる傾向があるといえる。

(3) ディフューザとの関係

Fig. 13 を見るとディフューザ B において Mach 数の小さいノズル A-3 でも、二重真空現象は認められない。ディフューザ A におけるノズル A-3 の場合とくらべると大変なちがいである。

(4) ディフューザを空令にした場合

Fig. 13 および Fig. 23 に示すようにディフューザを空令にすると二重真空現象があらわれてくる。しかしディフューザの狭まり部を全部水冷すると二重真空現象がなくなる。

この現象について考えられることは、ディフューザ狭まり部の冷却が不十分であると break down した後は蒸気が多量に逆

流し、これが水冷していないので十分に凝結せず、このため見かけ上 Q が大きくなったのと同じことになって、空気吸入量を $Q_{\max}$ の値より減らさないと噴流が $Q_{\max}$ に対応した状態にもどらない。つまり流入ガス量(Q)から見れば二重真空現象が生ずることになる。

7. 2 二重真空現象の機構

以上にあげた二重真空現象に関する諸条件およびその解釈を念頭に入れて、 Q 増加による break down の時の噴流の様相を 5.2 節でのべたノズル C-2 の Fig. 19-A について検討してみよう。

曲線(g)は $Q_{\max}$ をわずかにこえ時々正常の状態にもどる場合で、break down の過渡現象がうまくとれた場合と見ることが出来る。この温度分布が完全に break down した(x)曲線と全く異った状態を示し、噴流の様相として Fig. 21-A の(g)を想定した。

(g)曲線では噴流の構造はほとんどくずれず逆流する空気および蒸気があるため表面の乱れも多少増加し、噴流とディフューザ狭まり部の壁との間の混合層中の蒸気分子密度は逆流のない場合より増大する。

そこで温度分布は(f)曲線より高くなるが、逆流蒸気および空気をも排気して、むしろ $Q_{\max}$ 時よりも大きいことが予想される。 Q が更に増加して(x)曲線となると、噴流はノズル出口ですでにつぶれて超音速噴流の部分が少いか全く無くなる。

Fig. 19-B ではこの逆にすでに break down した状態から Q を減少させていく時の温度分布変化で、ノズ

Fig. 25 Illustration of the mechanism of double pumping characteristics phenomenon by schematic view of vapour jet.

ル出口近辺ですでに亜音速化し、大いに乱れた流れは(a)→(b)→(c)→(d)曲線と次第に下流に移って行き、ディフューザ咽喉部入口近辺の壁により多く当るようになる。そして(d)曲線という状態でははくいて、特に Q を減少させないでも (e)曲線という正常状態に急速にもどる。

この(d)曲線の状態と、Fig. 19-A の(g)曲線とは全く一致はしないが噴流の様相としては、超音速噴流がディフューザ内に相当深く延びている状態が想像される。この状態では噴流は逆流ガスを含めた大きな Q を吸入しながら長さ、太さ、左右の方向に振動していると考えられ、ディフューザ咽喉部入口あたりで、何かの拍子で逆流が少なくなった時に一気に回復してしまうものと思う。

Fig. 19-B 中の表から見ると、この実験では非常にわずかではあるが、 Q の二重真空性がある。ここで二重真空性を生ずる原因を考えると(d)曲線の状態つまり(e)曲線にうつる過渡の状態になるためには、 Q がどの位減らねばならないかということが、二重真空現象のめどを与えるということがわかる。

今まで述べた噴流の様相を想像して画くと Fig. 25 のようになる。ここで Q の値は最大排気量を 100、その時の吸入圧 P_1 を 1 としてある。この図について二重真空性のないための必要条件を考えてみよう。二重真空性

のない方の図の(d)は同じ側の(b)と対応するか、この状態の噴流のガス吸入作用は逆流する蒸気およびガスをも十分に排気してはならない。そしてその排気速度は、 $Q_{\max}$ の時の排気速度 $S_{\max}$ より大きく、ある瞬間に流れの乱れの具合で逆流が少くなると吸入圧が $Q_{\max}$ の時の値に近づき、噴流の断面が大きくなって、ディフューザ咽喉部の所でシールをして逆流をほとんど止めるようになる。しかし Q が依然 105 のままであれば、完全にシールは出来ず再びもとの状態になる。このような時吸入圧は上ったり下ったりする事が観測される。

そしてこの状態で Q を 100 にすれば、シールは再び破れることなく、 $Q_{\max}$ の状態(a)にもどる。つまり、正常状態(a)にもどるためには(d)の左図又は(f)の右図のように噴流がディフューザ咽喉部まで超音速流の構造を保ち、しかもガス吸入作用の大きな状態が持続的あるいは断続的にでも生じなければならない。

さて、噴流が今のべた(d)左図の状態にすぐ回復するには、どのような条件が必要かという問題にうつる。このためには噴流の勢力が強い、つまり運動エネルギーを充分持っていることが必要条件になると思われる。そして運動エネルギーの大きな状態としては、Mach 数の大きいこと、吸入ガスによる粘性損失をあまりうけないこと、つまりノスル開口部とディフューザ咽喉部との距離があまり長くないこと及びすぐに過飽和状態になって霧の発生が起らないことが考えられる。これは前節にあげた条件と一致する。又、ディフューザ咽喉部の直径かノスル開口部径より小さすぎると、噴流はノスル開口部断面より小さい断面を安定に取ることはむずかしい。そこで噴流は左図(d)のようにディフューザ咽喉部内に進入し、長くてガス吸入作用の大きい噴流状態をとりにくいということ、二重真空性の生ずる可能性もある。これはノスル C-2 がノスル B-2 より二重真空性が大きい理由と考えられる。

7.3 背圧二重真空現象について

前節は Q の増減による二重真空現象について述べてきたが、 Q を一定に保って背圧を増加して break down させ、次に減少させて行くとその特性曲線 (P_1-P_0) は別の所を通して二重真空性をあらわす場合がある。これについては第 5 章で Fig. 20-A の例について述べたが、この図を用い背圧二重真空性について検討してみる。(d)→(x)→(y) 曲線の変化は、Fig. 19-B の (a)→(b)→(c)→(d) 曲線の Q による変化とほとんど同様である。すでに break down している状態では Q の減少と P_0 の低下とは吸入圧変化から見れば同じことになるわけである。

そこで Fig. 20-A で(y)曲線の状態から(z)曲線の正常

状態にうつる過程は、前節にのべたのと何ら変らない筈である。ここでこの機構の説明を裏づける現象として観察されたことは、(5)曲線の状態から(2)曲線にうつる間の P_1 の変化の具合で、Fig. 20-Aの P_1-P_b 曲線中の⑬⑭の箱に示すように P_1 は非常に幅の広い揺動を起して、数分経過した後のある瞬間に(2)曲線の状態に安定化してしまった。

この振動状態は温度分布の測定時間が振動周期より長くかかって分布曲線は画けなかったが、ディフューザ内で発する音の変動も吸入圧の変動に呼応しておこり、噴流が長さの方向と同時に太さにおいても変動していることが想像できる。

次に Q の少ない時については、背圧の二重真空性は認められない。これは第5章に述べた臨界背圧を決定する機構をふりかえてみると、 Q の小さい場合はディフューザ咽喉部は臨界背圧に対して役割がなく、背圧に対向する衝撃波は、ノズルから出てすぐ近くのディフューザ壁に当る単純に膨張した噴流中を背圧に応じて遡上又は流下するだけで、この過程は一次元末広がりノズル内に発生した衝撃波が背圧によって上下するのと同じで、可逆的過程であるから二重真空性の生ずる余地がないわけである。

Fig. 20-Bを見るとbreak down直前の(d)曲線と正常にもどる直前の(2)曲線とほぼ同じで、行き帰りも同じである事が明らかで、 P_1-P_b 特性においても二重真空性は全くない。

7. 4 まとめ

以上の検討により Q および背圧の変化によって生ずる二重真空現象の根本的生因は、「 Q の大きい時に背圧に対抗して逆流をおさえる機能がディフューザ咽喉部に生ずる衝撃波によっている」という理由によることははっきりした。又、二重真空現象の生じないためには、帰りの過程でbreak down直後の Q (または P_{bc})にもどした時、噴流の状態が背圧側よりの逆流を考慮しなければ、break down直前の状態よりもガス吸入作用が大きく、又もしディフューザスロットの直径が与えられたものより小さければ、直前の背圧より大きな背圧に対向出来るような(瞬間的でもよい)態勢になっている。つまり噴流の勢力がbreak down後もなお充分に強い状態になっている必要がある。

多くの実験の結果より、ディフューザAについて二重真空現象の発生しにくいノズルはA、B、C各系列でノズル出口のMach数が2.65以上必要であることがわかった。ディフューザBについては、ノズルA-3 (Mach数2.37)でも二重真空性がない。

実用的に見てディフューザAにノズルB-1又はB-2

という組合せが最も無難のようである。

8. むすび

本研究により油蒸気エゼクタポンプの排気機構、各種パラメータによる性能の変化が明らかにされ、この種のポンプの大きな問題となっていた二重真空現象についてその機構およびこれをなくすためのノズル・ディフューザの組合せを発見し、高性能エゼクタポンプの設計基準を求めることができた。

本報では排気速度と噴流との関係その他省略した点が多い。詳細は別報(電気試験所研究報告 598号)に報告するので参照されたい。

〔文 献〕

- (1) 石井博：真空技術 4, No. 4, 27 (1953)
- (2) 橋本光一：応用物理 20, 303 (1952), 真空技術 2, No. 2. (1951)
- (3) 田島・片山・陶山：科研報告 28, 73 (1952), 真空技術 2, No. 3, 31 (1951)
- (4) 菅原・佐藤・坂本：機械学会論文集 29, No. 96, 542, 548 (1954)
- (5) R. Jaeckel, H. G. Nöller, und H. Kutsher : Vak. Tech. 3, 1 (1954)
- (6) H. G. Nöller : Z. Angew. Phys. 7, 218~229 (1955)
- (7) H. Kutscher : Z. Angew. Phys. 7, 229~240 (1955)
- (8) 小宮・池田・安川・早津・大塚：真空技術 6, No. 3, 152 (1956)
- (9) 速水恵次：機械学会論文集 8, No. 31, 25(1941)
- (10) 石井博：計量管理双書「真空技術」コロナ社 40頁 (1960)
- (11) 石井・秋山：真空 3, No. 5, 188 (1960)
- (12) 金子桑太郎・橋本光一：真空技術 5, No. 4, 313 (1955)
- (13) 賀集誠一郎：真空技術 7, No. 1, 1 (1956)
- (14) 石井博・中山勝矢：工業化学雑誌 62, 385(1959), 真空 2, No. 6, 192 (1959)
- (15) P. Fugassi, G. E. Rudy : Ind. Eng. Chem. 30, 1029 (1938)
- (16) A. Ferri "Elements of Aerodynamics of Supersonic Flow" The Macmillan Co. N. Y. (1949)
- (17) R. Courant and K. O. Friedrichs "Supersonic Flow and Shock waves", Interscience Publishers Inc. (1948)
- (18) 谷一郎："流れ学" 岩波全書 (1951)