1. 緒 言

蒸気エセクタの作用は、ノズルからの蒸気噴流による気体吸入の過程と、ディフューザにおける圧縮過程からなっているが、その性能はかなり特異である。また幾つかの異なった特性をとりうる。このため理論的に性能を求めることは困難であると考え、経験的な設計を行うことが多かったように思われる。しかし関係する因子が多いため、この方法は必ずしも容易でない。そこで、本文ではまず蒸気エセクタの特性について考察し、吸入および圧縮過程に対して試みた実際の計算方法、および性能に関する二、三の問題について述べることにする。

2. 蒸気エセクタの特性について

蒸気エセクタ内の状態変化は外部条件によって幾つかの形式をとり、これに応じて特性も異なる***。Fig. 1は駆動蒸気の圧力、吸入気体量を一定に保ち、ディフューザ出口外部圧力——背圧——だけを変えて求めた実測例である。ノズルからの高速蒸気流は吸入気体を加速しながら、ディフューザの先細部、喉部、末広部を通る

Fig. 1 An example of performance characteristics

* 昭和34年12月23日受理

** 東京大学工学部機械工学教室

*** この詳細については機械学会論文集、26-185 (1960-5) に発表の予定

が、状態変化の形式は喉部に音速以上で達する場合と、音速以下で達する場合とは異なってくる。

喉部に音速以上の充滿した流れとなって流入する場合には、混合室および先細部の圧力は背圧には全く影響されないはずであって、Fig. 1で背圧が約 600 mmHg に達するまでの状態はこれを示している。これを高真空特性とよぶことにする。喉部に音速以下の速度で流入する場合、あるいは音速以上でも剥離した流れとなって流入する場合には、混合室圧力は背圧によって変動する。また音速以下のときの喉部内流れは、一般の管路と同様であるから、圧力の変化は少ない。Fig. 1で背圧が 900 mmHg 以上になったときの状態はこの特性を示している。

真空度をできるだけ高くすること、あるいは高い圧縮比を要求される一般の蒸気エセクタにおいては、Fig. 1から明らかなように高真空特性にあるべきであり、以下述べる計算法もこの場合についてのものである。もちろん高真空特性の存在範囲は限られていて、背圧がある限界値に達すると——Fig. 1では約 600 mmHg——流動状態が急変し真空度が低下する。したがって蒸気エセクタの性能を求めるには、混合室圧力と吸入量の関係すなわち吸入性能と、高真空特性において達しうる最高の背圧——背圧の限界値とよぶことにする——、すなわち圧縮性能を求めればよいわけであって、背圧がこれより低い場合の吸入性能は一定である。

3. 吸入性能の計算法

吸入気体は蒸気噴流に牽引されて混合室からディフューザに入り次第に加速される。ここで考える高真空特性の状態においては、吸入気体はディフューザ先細部で音速以上の速度に達する。このためエセクタの吸入性能はディフューザ先細部の比較的ノズルに近い部分まで、すなわちエセクタ前半の状態によって決定されることとなり、それ以後の状態には無関係である。したがって蒸気エセクタにおける気体吸入の原動力となるものは蒸気の牽引力であり、その吸入量を規定するものはエセクタ前半のディフューザの形状と蒸気噴流とによってきまる吸入気体の流路状態であることが明らかとなる。

そこで以下の計算法¹⁾においては、蒸気の牽引力と吸入気体の流路面積とから吸入量を考えることとした。

Fig. 2 において,

G : 流量 kg/s , p : 圧力 kg/cm^2 , f : 面積 cm^2 , w : 流速 m/s , $v=1/\gamma$: 比容積 m^3/kg , 添字 s は蒸気, a は吸入気体を示し, また添字 0 は混合室, 添字 1 は正常膨張におけるノズル出口状態を表わす。 f_{s1} はノズル出口断面積, f_{a0} はノズル先端とディフューザ間の最短距離における吸入気体の通路面積 (w_{a0} はこれを通る気体の軸方向の速度成分), L はノズル出口からの距離 m である。

Fig. 2 Diffuser inlet

f_{a0} represents a passage area where the distance between nozzle tip and diffuser wall is shortest. The pressure of entrained fluid— p_{a0} in the mixing chamber—drops to p_1 at f_{a0} . w_{a0} represents the axial component velocity of entrained fluid.

Fig. 3 i - s diagram for steam

ϕ stands for the velocity coefficient of nozzle. State (a) is obtained from the following equation,

$$\frac{G_s}{g} w_{s1} + f_{s1} p_{s1} = \frac{G_s}{g} w_s' + f_{s1} p_2$$

3-a) まず基準として蒸気が等圧 p_2 の下で吸入気体を加速するとした場合を考えてみる。この場合, 蒸気の運動量に関しては位置 L (この位置のディフューザ断面積は f) において次式が成立する。

$$\frac{G_s}{g} w_{s1} + f_{s1} p_{s1} = \frac{G_s}{g} w_s + f_{s1} p_2 + P \quad (1)$$

この P は蒸気噴流の牽引力 kg であって,

$$P = \int_0^L \chi \frac{\gamma_s}{2g} (w_s - w_a)^2 dO \doteq \chi' \frac{\gamma_s'}{2g} w_s'^2 \times O \quad (2)$$

ただし, $O = \pi d_s' L \times 10^{-2}$

上式において, χ は牽引係数, O は蒸気噴流の表面積 m^2 , また w_s', d_s', γ_s' は

$$\frac{G_s}{g} w_{s1} + f_{s1} p_{s1} = \frac{G_s}{g} w_s' + f_{s1} p_2$$

$$\frac{\pi}{4} d_s'^2 = f_s' = \frac{G_s}{\gamma_s' w_s'} \times 10^4$$

から求められる値, また χ' は実験的に決定すべき牽引係数で, 従来のエゼクタの実験結果^{2,3)}——吸入気体は常温の空気——からは

$$\chi' \doteq 0.01$$

とおくのが適当である。ただし, この値は吸入気体の速度分布などに関係し, エゼクタの大きさや吸入気体の性質によって幾分変化するものと思われる。なおこのときの吸入気体の流路面積は

$$f_a = f - f_s = f - \frac{G_s v_s}{w_s} \times 10^4 \quad (3)$$

吸入気体についても位置 L において次式が成立する。ただし吸入気体の圧力は f_{a0} において p_{a0} から p_2 に低下し以後一定であり, ディフューザ壁の摩擦抗力は無視

するものとする。

$$\frac{G_a}{g} w_{a0} + P = \frac{G_a}{g} w_a \quad (4)$$

$$w_{a0} = \frac{G_a v_a}{f_{a0}} \cos \theta \times 10^4 \quad (5)$$

$$f_a = \frac{G_a v_a}{w_a} \times 10^4 \quad (6)$$

以上の式においてノズル前の蒸気状態が与えられれば, Fig. 3 のごとく蒸気の i - s 線図上で f_{s1} に対して p_{s1}, v_{s1}, w_{s1} が求められる。なお $\phi^2 = 0.88 \sim 0.93$ である。また図の (a) 点によって (2) 式の γ_s' が決定されるが, これと位置 L における $\gamma_s = 1/v_s$ との差は無視できる程度である。すなわち

$$v_s \doteq v_s', \quad \gamma_s \doteq \gamma_s'$$

さて以上のことから実際にはつぎのように計算を行う。まず指定された p_2 において (1), (2), (3) 式からおのこの位置 L に対する f_a を求める。つぎに $G_a w_{a0}/g = P_0$ において, この値を仮定すると (4) 式と (6) 式から, 次式によって吸入量が決定される。

$$G_a = \sqrt{f_a \frac{g}{v_a} (P_0 + P)} \times 10^{-2} \quad (7)$$

この G_a は仮定した P_0 に対し, 各位置において吸入しうる量を示すものであって, 一般に Fig. 4 の BDE のごとく傾向の曲線になり, ある位置 L_m において極少値をとる。したがって等圧という条件のもとで吸入しうる量はこの極少値である。そして, これはもちろん仮定した流入による運動量 P_0 をも満足しなければならない。そこで求めた極少値を G_{a0} として, これを (5) 式の G_a に代入して w_{a0} を求め, この両者から求まる $G_{a0} w_{a0}/g = P_0'$ が, 仮定した P_0 と等しくなるまで, P_0

Fig. 4 G_a vs. L

G_a represents the flow rate to be entrained in each section. AC and B correspond to f_{a0} and section L_i , respectively.

を仮定しなおして計算する。すなわち f_{a0} を通過する吸入気体量と G_{a0} とが等しくなるようにする。かくして求めた G_{a0} がこの圧力 p_2 における吸入量である。したがって p_2 に対して f_{a0} を通過するときの吸入気体の圧力降下——これはわずかの値であるが——を考慮すれば p_{a0} と G_{a0} との関係が求まるわけであり、これが等圧のもとで蒸気が吸入気体を加速すると考えた場合の吸入性能となる。

3-b) 以上は等圧という仮定に基づいた計算であるが、この仮定が常に満足されるとは考えられない。これに対しては以上によって求められた結果と、従来行われている多くの実験結果^{2,7,9)}とを比較することによって求めた二つの経験的条件を設けて、以下述べるように考慮することとした。

(b-1) Fig. 4 の L_i における吸入量を G_{ai} とすると、 $G_{ai} > G_{a0}$ であるが、実際には吸入量は L に無関係に一定でなければならない。したがって L_i では (7) 式から明らかとなり、吸入気体の通路面積 f_a が G_{a0} を通過すに必要面積より大である。ここで吸入気体の各断面における速度を考えてみるに、その速度分布は L が小なるほど不平等である。そして一般に同一流量が同一運動量で流れる場合は、速度分布が不平等なるほど大なる通路面積を要する。したがって上述のように吸入気体流路における速度分布が一様であるとして計算した場合、Fig. 4 の G_{ai} が G_{a0} よりある程度大であっても等圧という仮定は近似的に成立すると考えて差支えない。しかし G_{ai} が G_{a0} よりある程度以上大になれば、音速以下における末辺管と同様に Fig. 4 の AC, BC の間で圧力上昇が生ずるものと考えなければならなくなる。

そこで第一の経験的条件として

$$G_{ai}/G_{a0} = 1.35 \quad (8)$$

Fig. 5 Pressure variation

なる限界値をきめ、これが 1.35 以下である場合は等圧とみなし、 $G_{ai}/G_{a0} > 1.35$ の場合は圧力上昇による修正を行うこととした。この修正はつぎのように行う。すなわち圧力上昇を生ずると当然 $L = 0 \sim L_i$ の間で、つまり Fig. 5 の AC, BC 間で P_0, P と反対方向の力を生ずるはずである。これを P_1 とし、

$$P_0 - P_1 = P^*$$

とおき、 P^* を (7) 式の P_0 におきかえ、幾つか仮定した P^* の値に対して P_0 の場合と同様に計算し、Fig. 5 の $B'D'E'$ なる G_a 曲線を求め、 $G_{ai}'/G_{a0}' = 1.35$ となったと

きの極少値 G_{a0}' をもってこの場合の吸入量とする。

(b-2) つぎに L_m 以後、すなわち DE について考えてみる。この DE における圧力はディフューザ壁から測定した結果⁵⁾によると、明らかに一度圧力降下を示している。そこでつぎのことが考えられる。すなわち G_a 曲線の DE に相当する部分では流れの圧力は降下するが、DE における G_a の増大（したがって f_a の増大）の仕方が急激になれば DE における圧力降下の影響が前方に及んで、 L_m よりノズル側でも幾分圧力が下り、さらに吸入する傾向になってくるのではないであろうか。一方、上述の計算によって求めた吸入量と、実験における吸入量とを比較してみるに、DE における $(G_s + G_a)/(G_s + G_{a0})$ が一定値より大である場合は、例外なく計算値より実験値の方が大であった。

そこで上の考えはほぼ正しいと思われるから、第二の経験的条件として、 $L = L_m + \frac{d_m}{4}$ (ただし、 d_m は L_m の断面におけるディフューザ直径) の位置において

$$(G_s + G_a)/(G_s + G_{a0}) = 1.020 \quad (9)$$

なる限界をきめ、これが 1.020 以下である場合は等圧のままに計算し、これが 1.020 以上であれば $L \leq L_m$ における等圧という条件はもはや安定でなく、圧力降下を生じてこの値が 1.020 になるまで吸入量が増大すると考える。このときの吸入気体は P_0, P のほかにさらに圧力降下によって力をうけるわけであり、これを P_2 と表わし、 $P_0 + P_2 = P^*$ とし (b-1) の場合と同様に P^* を (7) 式の P_0 に代入し、求めた $D'E''$ なる G_a 曲線において $(G_s + G_a)/(G_s + G_{a0}) = 1.020$ となったときの極少値 G_{a0}'' がこのときの吸入量となる。

なお以上 (b-1), (b-2) における圧力上昇, 圧力降下は p_2 に比して無視しうる程度である。したがってこの場合の吸入性能も p_2 から吸入気体が f_{a0} を通過するときの圧力降下を引くことによって求められる。

3-c) 以上のほかに G_a 曲線に極少値を生じないことがある。これには G_a 曲線が L の増大とともに単調に減少する場合と, 増加する場合とがある。

G_a 曲線が単調に減少する場合は, この圧力 p_2 における吸入量は 0 であることを示す。

G_a 曲線が単調に増加する場合は, ディフューザに吸入された気体は直ちに剥離する状態で, 渦を生じ蒸気噴流による牽引力は一部しか有効に作用せず, 吸入性能が著しく低下してくる。このような設計は好ましくない。

4. 圧縮性能の計算法

蒸気エゼクタのディフューザ内の過程は, 蒸気噴流による吸入気体の加速混合と, 速度エネルギーの圧力への変換の二つからなっている。しかし従来の計算法では, ノズルを出た蒸気は直ちに吸入気体と完全に混合するとして, 加速過程を無視してあるため, 実際の設計にはあまり有効ではない。そこで本文では, 加速過程をも考慮した計算法を試みた。

4-a) ディフューザ先細部

Fig. 6 における記号は Fig. 2 と同様である。ただし添字 t はディフューザ喉部入口, t' は喉部出口を表わす。また L_c はノズル出口からディフューザ喉部入口までの距離 m , L_t は喉部長さ m である。なお吸入気体量の駆動蒸気量に対する割合を

$$\text{流量比 } \mu = G_a/G_s$$

とする。

ディフューザ先細部に運動量の法則を適用するとつぎようになる。ディフューザ入口部においては

$$\frac{G_s}{g} w_{s1} + p_{s1} f_{s1} + \mu \frac{G_a}{g} w_{a0} + p_2 (f_i - f_{s1}) \quad (10)$$

つぎにディフューザ喉部入口においては, 蒸気と吸入気体は混合して, この断面全体にわたって圧力と比容積は等しく, 速度分布は Fig. 7 のように, G_s に相当する量は面積 f_{st} を w_{st} の速度で, G_a に相当する量は f_{at} を w_{at} の速度で通過すると仮定する。このようにするとディフューザ喉部入口では

$$\frac{G_s}{g} w_{st} + \mu \frac{G_a}{g} w_{at} + p_t f_t$$

ゆえに運動量の関係は上式に先細部壁面の力を考慮する

Fig. 6 Convergent part and throat of diffuser

Fig. 7 Assumed velocity distribution

ことによって示される。

$$\begin{aligned} & \frac{G_s}{g} w_{s1} + p_{s1} f_{s1} + \mu \frac{G_a}{g} w_{a0} + p_2 (f_i - f_{s1}) \\ &= \frac{G_s}{g} w_{st} + \mu \frac{G_a}{g} w_{at} + p_t f_t + \zeta \frac{p_2 + p_t}{2} (f_i - f_t) \end{aligned} \quad (11)$$

この最終項は先細部壁面の軸方向の力であり, 係数 ζ は先細部内の圧力変化の状態によってきまるもので, 計算においてはつぎの値をとるのが適当と思われる¹⁰⁾。

$$\zeta \approx 1.00 \sim 1.05$$

ここで喉部入口における運動量および流量に関する平均流速を考えると, これを w_{Mt} , w_{Gt} m/s とすると

$$\begin{aligned} w_{Mt} &= \frac{G_s w_{st} + G_a w_{at}}{G_s + G_a} \\ w_{Mt}/w_{Gt} &= 1 + \Delta_1 \end{aligned} \quad (12)$$

とおくと (11) 式は

$$\begin{aligned} & \frac{G_s}{g} w_{s1} + p_{s1} f_{s1} + \mu \frac{G_a}{g} w_{a0} + p_2 (f_i - f_{s1}) \\ &= (1 + \mu)(1 + \Delta_1) \frac{G_s}{g} w_{Gt} + p_t f_t + \zeta \frac{p_2 + p_t}{2} (f_i - f_t) \end{aligned} \quad (13)$$

これにおいて, 左辺は吸入性能から明らかになっている値であり, また $(1 + \Delta_1)$ の値は Fig. 8 から KL_c に対して求められる。

なお Fig. 8 は駆動蒸気と吸入気体にそれぞれ運動量の法則を適用し, 等圧のもとで加速するとして次式を解いて求めたものである¹⁰⁾。

$$\begin{cases} \frac{G_s}{g} dw_s + dP = 0 \\ \frac{G_a}{g} dw_a - dP + dW = 0 \end{cases}$$

Fig. 8 $(1 + \Delta_1)$ vs. KL_c

Fig. 9 $(1 + \Delta_2)$ vs. $(1 + \Delta_1)$

ただし

$$dP = \frac{\gamma}{2g} (w_s - w_a)^2 \cdot 2\sqrt{\pi f_s} \cdot dL$$

$$dW = \lambda \frac{\gamma}{2g} w_a^2 \cdot 2\sqrt{\pi f_s} \cdot dL$$

これにおいて、 λ は両流体間に作用する牽引係数、 λ は吸入気体とディフューザ間の摩擦係数である。図において、 $K = x\sqrt{\pi r/G_s}$ 、計算に際しては $x = 0.03$ 、 $r = 2 / \left(\frac{v_s' + \mu w_a}{1 + \mu} + v_t \right)$ とおくのが適当である。

したがって喉部入口の状態はつぎのようにして求められる。すなわち、まず p_t を仮定すると、これに対する w_{Gt} が (13) 式から求められる。そこでこの w_{Gt} を

$$F = (1 + \mu) \frac{G_s}{w_{Gt}} \cdot v_t \times 10^4 \quad (14)$$

に代入すると、仮定した p_t における所要通路面積が求

Fig. 10 F vs. p_t and p_t'

まるわけであるが、これは f_t に等しくならなければならない。すなわち種々の p_t に対して F を求め、 $F = f_t$ となったときの p_t が喉部入口圧力になるわけである。

ところで (14) 式の v_t の値は以上のことからわからない値であり、エネルギーの関係から求めなければならない。いま喉部入口における速度エネルギーに関する平均流速を w_{Et} m/s とすると、

$$w_{Et}^2 = \frac{G_s w_{st}^2 + G_a w_{at}^2}{G_s + G_a}$$

これと流量に関する平均流速 w_{Gt} との比を

$$w_{Et}^2 / w_{Gt}^2 = 1 + \Delta_2 \quad (15)$$

と表わすと、この値は $(1 + \Delta_1)$ と μ だけから決定され、Fig. 9 によって求められる¹⁰⁾。ゆえに喉部入口の速度エネルギー Δi_t は、上の w_{Gt} から

$$\Delta i_t = \frac{A}{2g} w_{Et}^2 = (1 + \Delta_2) \frac{A}{2g} w_{Gt}^2 \quad (16)$$

いま i_{a0} をノズル前蒸気のエンタルピ kcal/kg、 i_{s0} を混合室における吸入気体のエンタルピ kcal/kg とすると、ディフューザ内の流動は断熱体系と考えられるから

$$i_t = \frac{i_{s0} + \mu i_{a0}}{1 + \mu} - \Delta i_t \quad (17)$$

ゆえに仮定した p_t とこの i_t とから、混合気体の $i-s$ 線図上において状態が決定され、 v_t が求められる。

この計算は種々の仮定した p_t に対して行う必要があるが、 p_t と F の関係は Fig. 10 のようになり、 T_i 点の圧力が喉部入口圧力である。

なおこれにおける f_t 線と $F-p_t$ 線とが交らないこともある。これは高真空特性状態では流れは喉部を通過しない、すなわち高真空特性の存在しないことを示すもので、低い真空度しか得られないため好ましくない。

4-b) ディフューザ喉部

喉部に流入した駆動蒸気と吸入気体の混合物は、衝撃による急激な圧力上昇を生じて音速以下の流れになる。喉部長さを適当にとつてあれば、喉部出口では蒸気と吸

Fig. 12 Entrainment ratio vs. molecular weight and $\sqrt{M/M^*}$

Fig. 13 Entrainment ratio vs. temp. and $\sqrt{T^*/T}$
 T^* and T represent the temp. of entrained fluid at the convergent part of diffuser on the assumption that $T^* = t^* + 273$, $T = t + 273 - 0.2(t - t^*)$ where the temp. drop is taken into consideration. t^* is the temp. of entrained fluid at a base state.

Fig. 14 Entrainment ratio vs. temp. and $\sqrt{T^*/T}$
 T^* and T are obtained in the same way as in Fig. 13.

吸入比に関しては Holton ら^{3,4)} によって広範囲の実験が行われており、また考察⁶⁾ も行われている。したがって Holton らの実験結果と (24) 式を比較することによって、牽引係数 α' の傾向を知ることができる。なお、Holton らの実験は 3~4 種のエセクタについて、それぞれ外部条件——駆動蒸気圧力、混合室圧力および背圧——を一定にして行われたもので、背圧は常に大気圧である。

Fig. 12 は空気を基準吸入気体とし、常温の種々の気体を吸入したときの吸入比を求めた実験結果³⁾ と、 $\sqrt{M/M^*}$ とを比較したものである。この場合には $\sqrt{T^*/T} = 1$ 、また $M^* = 29.0$ である。この実験状態では、分子量が大きくなり吸入量が増すと、背圧の限界値は常に低下する傾向になる。したがって分子量が大である、この限界値が大気圧以下となるため高真空特性でなくなる。この場合には混合室圧力は増大するが、それを所定の値に保つためには、当然吸入量を減じなければならない。したがって実験値と (24) 式の比較は、分子量が小さい範囲において意味があるわけであるが、両方の曲線は $M < 40$ の範囲では非常によく一致している。

Fig. 13, Fig. 14 は空気および水蒸気を吸入気体とし、それぞれの温度を変えた場合の吸入比の実験結果⁴⁾ と、 $\sqrt{T^*/T}$ の比較である。なお実験結果は吸入気体の流量測定部における温度 t に対して示されているが、(24) 式の T はディフューザ先細部内の吸入気体温度である。したがって吸入気体が管路、混合室、低温のノズルおよび蒸気噴流に接して生ずる温度降下を考慮する必要がある。しかし、この温度降下は原論文からは推定できないので、図には $\sqrt{(t^* + 273)/(t + 273)}$ と、 $T^* = t^* + 273$ 、 $T = t + 273 - 0.2(t - t^*)$ とし、基準温度との差の 20% の温度降下を生ずると仮定して求めた $\sqrt{T^*/T}$ を示した。ただし、 t^* は基準にとった温度で、空気の場合は 32°C、水蒸気の場合は 93°C である。

以上のことから、牽引係数 α' は吸入気体の種類によってはあまり変化しないが、温度の上昇とともに増加する傾向にあるものと考えられる。

6. エセクタの相似法則について

幾何学的に相似なエセクタを考え、その寸法比を $1:n$ としよう。寸法が n 倍であるエセクタの駆動蒸気流量は、ノズル喉面積に比例するから $n^2 G_{s0}$ となり、ノズル効率が一定ならばノズル出口の状態は変化しない。また (22) 式の右辺において、 $f_{s0}, f_{a0} \rightarrow n^2 f_{s0}, n^2 f_{a0}$ 、また $d_s', L_m \rightarrow n d_s', n L_m$ となるから、

牽引係数 α' が変化しなければ、吸入量も $n^2 G_a$ となる。すなわち流量比 μ は変化しない。圧縮性能も前述の計算法から明らかとなっており、牽引係数 α のほかに摩擦係数 λ とディフューザ末広部効率 η —— λ と η の変化は少ないと考えられるが——が同一ならば、同一の背圧の限界値をうる。

エセクタでは相似法則として知られている関係¹⁾ —— 幾何学的に相似のエセクタにおいては、吸入量は寸法の 2 乗に比例する —— がある。これは寸法比の小さい範囲で実験的に求められたものであるが、上述の計算法からも近似的にこの関係の成立することがわかる。なお寸法比の大きいときには、特に牽引係数 α' , α の変化のために、この関係からずれることも考えられる。

7. 蒸気-吸入気体混合物の i - s 線図について

圧縮性能の計算に際しては、駆動蒸気-吸入気体混合物の i - s 線図が必要である。つぎに吸入気体が空気である場合を例にとり、その求め方を述べよう。蒸気が飽和状態である場合については、すでに谷下²⁾ の論文に述べられているが、ここでは本文中の式に適用できる形で、過熱状態である場合も含めて記すことにする。

いま、 R_a : 蒸気の気体定数 $= 47.06 \text{ kg} \cdot \text{m} / \text{kg} \cdot ^\circ\text{K}$, R_a = 空気の気体定数 $= 29.27 \text{ kg} \cdot \text{m} / \text{kg} \cdot ^\circ\text{K}$, x : 蒸気の乾き度 (過熱蒸気では 1), $\mu = G_a / G_s$: 流量比, p_s : 蒸気分圧 kg / cm^2 , p_a : 空気分圧 kg / cm^2 , $p = p_s + p_a$: 全圧 kg / cm^2 とし、混合気体の比容積、温度を $v \text{ m}^3 / \text{kg}$, $T^\circ\text{K}$ とすると

$$p_s \times 10^4 = \frac{x}{1+\mu} R_s \frac{T}{v}, \quad p_a \times 10^4 = \frac{\mu}{1+\mu} R_a \frac{T}{v}$$

$$\therefore p_s = \frac{x R_s}{x R_s + \mu R_a} \cdot p \quad (25)$$

a) 飽和蒸気の場合 μ, p, x をきめると (25) 式から p_s が求められる。この p_s に対する飽和温度を T_s とすると、この場合は $T = T_s$ である。混合気体のエンタルピを $i \text{ kcal} / \text{kg}$, エントロピを $s \text{ kcal} / \text{kg} \cdot ^\circ\text{K}$ とすると

$$i = [i_s + \mu c_{pa}(T - T_0)] / (1 + \mu) \quad (26)$$

$$s = \left[s_s + \mu \left(c_{pa} \ln \frac{T}{T_0} + A R_a \ln \frac{p_0}{p_a} \right) \right] / (1 + \mu) \quad (27)$$

ただし、 i_s, s_s は p_s, x なる状態の蒸気 1 kg のエンタルピおよびエントロピ, c_{pa} は空気の定圧比熱 $= 0.242$

$\text{kcal} / \text{kg} \cdot ^\circ\text{K}$, なお T_0, p_0 は任意の基準状態で、 $T_0 = 273.2$, $p_0 = 1 \times 10^4$ とおける。

b) 過熱蒸気の場合 この場合 μ, p をきめると p_s が求まる。これに $T (> T_s)$ を与えると、その状態の i, s はやはり前式から計算される。ただし、この場合の i_s, s_s は p_s, T なる状態の蒸気 1 kg のエンタルピおよびエントロピである。

なお比容積は次式で求められる。

$$v = \frac{\mu}{1+\mu} R_s \frac{T}{p_s \times 10^4} \quad (28)$$

8. 結 語

一般の場合のように、高い吸入真空度あるいは高い圧縮比を要求される蒸気エセクタは、高真空特性すなわち駆動蒸気と吸入気体の混合物が、ディフューザ喉部に音速以上の充満した流れとなって流入する状態でなければならない。

この場合の吸入性能——吸入量と混合室圧力との関係——は、エセクタの背圧には無関係で、ディフューザ先細部のノズルに比較的近い部分までの状態できまる。このことから、ノズルからの駆動蒸気の牽引作用とディフューザ先細部の吸入気体流路とから吸入量を求める計算法を試みた。ディフューザ内の圧縮過程に対しては、流量、運動量およびエネルギーに対するそれぞれの平均流速を用いることによって、駆動蒸気と吸入気体の混合過程をも考慮した計算法を述べ、高真空特性において達しうる最高の背圧すなわち限界値の求め方を示した。エセクタの背圧が上昇し背圧の限界値を越すと、高真空特性が存在しなくなって、混合室の真空度が急に低下する。

つぎに以上の計算法から、吸入気体の影響を調べ、吸入比——種類、温度の異なる気体を吸入したときの吸入量比——に対して (24) 式を導き、Holton らの実験結果と比較し、ノズルからの駆動蒸気の牽引係数 α' は分子量によっては変化しないが、吸入気体の温度上昇とともに増加する傾向にあることを示した。また、エセクタの大きさによって牽引係数 α', α も幾分変化するものと思われるが、その変化が小さい範囲では、近似的にエセクタの相似法則の成立することを導いた。

なお本文の §3, §4 は筆者がすでに発表した報告* から、性能の計算に関係ある事項を取出し、その後には明らかなった一部の事項を加えて整理したものである。付言して御了承を願う次第である。

* 機械学会論文集: 18-67, 97 (1952); 18-67, 103 (1952); 18-72, 56 (1952); 19-80, 31 (1953)

Nomenclature

G : Flow rate	[kg/s]	O : Surface area of steam jet	[m ²]
f : Cross sectional area	[cm ²]	P : Drag force of steam jet	[kg]
p : Static pressure	[kg/cm ²]	R : Gas constant	[kg·m/°K·kg]
i : Enthalpy	[kcal/kg]	$\mathcal{R}$: Universal gas constant	[kg·m/°K·kmol]
$v=1/\gamma$: Specific volume	[m ³ /kg]	W : Frictional force of diffuser wall	[kg]
w : Velocity	[m/s]	w_{Gt}, w_{Mt}, w_{Et} : Mean velocities at diffuser throat inlet relative to flow rate, momentum and energy, respectively	[m/s]
Subscripts :		T : Absolute temperature	[°K]
s : Driving steam		α : Drag coefficient	
a : Entrained fluid		α' : Drag coefficient determined experimently from entrainment performance	
0 : Mixing chamber		λ : Coefficient of friction	
1 : Cross section of nozzle exit at normal expansion		$\mu=G_a/G_s$: Ratio of flow rate of entrained fluid	
t : Diffuser throat inlet		$\xi=G_a/G_a^*$: Entrainment ratio	
t' : Diffuser throat outlet		* represents the entrained fluid taken as a basis or at a base state	
L : Distance from nozzle exit	[m]	$(1+A_1)=w_{Mt}/w_{Gt}$	
L_e : Distance from nozzle exit to diffuser throat inlet	[m]	$(1+A_2)=w_{Et}^2/w_{Gt}^2$	
L_t : Length of diffuser throat	[m]		
M : Molecular weight	[kg/kmol]		

Literature Cited

- Hayami, K. : *Trans. Soc. Mech. Engrs. Japan*, 7-28, II-11, 1941
- Hayami, K. : *Trans. Soc. Mech. Engrs. Japan*, 8-31, II-25, 1942
- Holton, W. C. : *Trans. ASME*, 73, 905, 1951
- Holton, W. C., Schulz, E. J. : *Trans. ASME*, 73, 910, 1951
- Sugawara, S., Hayami, K. : *Trans. Soc. Mech. Engrs. Japan*, 8-22, II-53, 1942
- Takashima, Y. : *Chem. Engg. Japan*, 19-9, 446, 1955
- Tanishita, I. : *Riken-iho*, 18-4, 239, 1939
- Tanishita, I. : *Trans. Soc. Mech. Engrs. Japan*, 15-50, II-59, 1949
- Ueda, T. : *Trans. Soc. Mech. Engrs. Japan*, 18-67, 97, 1952
- Ueda, T. : *Trans. Soc. Mech. Engrs. Japan*, 18-67, 103, 1952
- Ueda, T. : *Trans. Soc. Mech. Engrs. Japan*, 19-80, 31, 1953

On the Characteristics of Steam Ejectors and a Method of Calculating Their Performances

Tatuhiko Ueda*

Steam ejectors can have various kinds of performance characteristics, but when high vacuum for mixing chamber or high compression ratio for entrained fluid is required for their performances, as is usual with such a case, the mixture of driving steam and entrained fluid should be kept in supersonic and fulfilled flow state at the diffuser throat inlet. The characteristics of steam ejectors in this flow state are called high vacuum characteristics.

In this flow state, the entrainment performance of an ejector, as expressed by the relation between the pressure of mixing chamber and the entrained flow rate, is determined independently of the back pressure of the diffuser. Therefore, a method of calculating the entrainment performance has been proposed, taking into consideration the drag force of steam jet from the nozzle and the entrained fluid passage area as measured cross-sectionally at the convergent part of the diffuser.

This desirable flow state depends largely on the outside conditions of the ejector. When the back pressure of the diffuser is raised above the limit value—the critical back pressure—, the high vacuum characteristics cannot be observed and the vacuum of mixing chamber will suddenly decrease. For the compression performance of the diffuser, another calculation method has been proposed for the purpose of obtaining the critical back pressure, taking into consideration the mixing of driving steam and entrained fluid with the mean velocities of the mixture relative to flow rate, momentum and energy, though, in the previous calculation methods the mixing process was neglected.

From the calculation method presented in this paper, Eq. (24) has been obtained for the entrainment ratio which is the ratio of the flow rate of entrained fluid to that of fluid taken as a basis or at a base state. Comparison of Eq. (24) with the experimental results by Holton and Schulz^{3,4)} has proved that the drag coefficient of steam jet α' is independent of the molecular weight of entrained fluid, but has a tendency to increase with the temperature rise of entrained fluid. If the drag coefficient α' and α are kept constant, the following formula may hold which represents the fact that the flow rate of entrained fluid will be proportional to the square of dimension ratio, when ejectors are geometrically similar.

* Department of Mechanical Engineering, Tokyo University, Bunkyo-ku, Tokyo, Japan