冷凍サイクルに適用される二相流エジェクタの流動特性*

中川 勝文^{*1}, 武内 裕嗣^{*2}, 中嶋 聖晴^{*3}

Performance of Two Phase Ejector in Refrigeration Cycle

Masafumi NAKAGAWA, Hirotsugu TAKEUCHI and Masaharu NAKAJIMA

The dissipated effective kinetic energy in the refrigeration cycle can be recovered by using a two phase ejector. The performance of the two phase ejector depends on the mixing characteristics of the droplets with the large inertia and the relatively light gas. It is important for designing the two phase ejector to know characteristics of the two phase flows in it. In this study, two-dimensional differential equations in the mixing section and the diffuser of a two phase ejector are solved numerically. The calculated energy conversion efficiency which is used to evaluate the performance of the ejectors is in good agreement with experimental one using a refrigerant R134a. The efficiency obtained by the present experimental study is about 35% which is lower than that for the single phase ejector. But, this efficiency would be increased by the development of the nozzle.

Key Words: Multiphase Flow, Refrigeration Cycle, Numerical Analysis, Turbulent Mixing, Jet, Pipe Flow, $k-\varepsilon$ Model

1. 緒 論

近年の東南アジア諸国の工業生産の増加は急激であり、それに伴いクーラーや冷蔵庫のような冷凍サイクル機器のエネルギー使用量は年々増加し、先進国に追いつく勢いである。省エネルギーや地球環境の立場からこのような冷凍サイクルの高効率化は急務である。冷凍サイクルに適用される二相流エジェクタ⁽¹⁾はその構造が簡単で製作コストも安価であり、冷凍サイクルで無駄に捨てられている有効エネルギーを回収しコンプレッサ仕事を軽減することが出来る。しかし、この二相流エジェクタの冷凍サイクルへの適用を阻んでいる大きな理由の一つは、二相流エジェクタの内部での流れが単相流のそれに比べ複雑であり、流動特性が明らかにされていないためである。著者ら⁽²⁾はこれまでに、この

二相流エジェクタの混合部での流れを簡単なモデルで模擬し、R12を用いた実験と比較検討してきた。本研究では、このような二相流エジェクタ内の流れを支配する軸対称2次元基礎式をたて、これを数値解析する手法を示し、代替フロン R134aを用いた実験と比較することで二相流エジェクタの流動特性を明らかにする。

おもな記号

C	: 係数	
C_D	: 液滴の抗力係数	
D	: 混合部径	m
d	: 液滴径	m
f	: 相間に働く体積力	N/m ³
G	: 質量流量	kg/s
g	: 質量流量比	
Δh	: ノズルでの断熱落差	J/kg
k	: 乱流エネルギー	J/kg
N	: 液滴数密度	m ⁻³
p	: 圧力	Pa
r	: 半径方向座標	m
Re	: 液滴レイノルズ数	
s	: 速度比	

* 原稿受付 1997年9月22日。

^{*1} 正員、豊橋技術科学大学工学部(☎441-8580 豊橋市天伯町字雲雀ヶ丘1-1)。^{*2} 正員、(株)デンソー冷暖房技術4部(☎448-0029 刈谷市昭和町1-1)。^{*3} 豊橋技術科学大学大学院。

v	: 速度	m/s
z	: 流れ方向座標	m
α	: ボイド率	
ϵ	: 乱流散逸	J/(kg s)
ρ	: 密度	kg/m ³
ν	: 動粘性係数	m ² /s
ν_{gt}	: 気相の渦動粘性係数	m ² /s
σ	: 係数	
η	: エジェクタ効率	
ζ	: ディフューザ損失	
ϕ	: 直径比	

添 字

d	: 駆動流
g	: 気相
l	: 液相
m	: 混合部出口
o	: ディフューザ出口
r	: 半径方向成分
s	: 吸引流
z	: 軸方向成分

2. 二相流エジェクタ内の流れのモデル化

二相流エジェクタ内の流れの概略を図1に示す。二相流エジェクタはノズル、混合部、ディフューザから構成されている。混合部においてノズルからの駆動流と蒸発器からの吸引流が混合される。ここで駆動流の運動エネルギーが吸引流に伝えられる。そしてディフューザにより二相流は減速され、運動エネルギーが圧力エネルギーに変換される。混合部は直管で出来ており、その中央部に駆動流となる高速二相流がノズルから噴出され、その周りから吸引流の蒸気ガスが吸引される。混合部では駆動流と吸引流の混合が起こり速度分布は出口部に行くに従い平坦になる。また、ディフューザではこの二相流が減速し圧力が回復する。

このような流れ場のモデル化を行うにあたり、まず簡単化のため圧力回復による圧力上昇は小さいので液滴の蒸発、凝縮現象は無視した。基礎式は流路の軸対称性から2次元円筒座標系 (r, z) を用いた。まず、液

Fig.1 Outline of two phase ejector

相の基礎式は液滴数の保存式から導いた。液滴の合体、分裂を無視すれば、単位体積あたり液滴数 N は保存される。

$$\text{div}(N\mathbf{v}_l) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r N v_{lr} + \frac{\partial}{\partial z} N v_{lz} = 0 \quad \dots (1)$$

液滴はすべて代表的な径 d をもつと仮定すると、相変化を無視したので液滴の体積 $\pi d^3/6$ は変化しない。また、液相は非圧縮性とするので密度 ρ_l も変化しないので、これらを上式にかけ、ボイド率 $\alpha = 1 - \pi d^3 N/6$ を用いて書き換えれば液相の連続の式を得る。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (1 - \alpha) \rho_l v_{lr} + \frac{\partial}{\partial z} (1 - \alpha) \rho_l v_{lz} = 0 \quad \dots (2)$$

エジェクタ内では慣性力の大きい液滴は減速した気相から力を受ける。1つの液滴に働くこの力を $\mathbf{F}$ で表せば、液滴の運動方程式は液滴に乗ったラグランジェ微分 D_l/D_t によって以下のように書ける。

$$\frac{\pi d^3 \rho_l}{6} \frac{D_l}{D_t} \mathbf{v}_l = -\frac{\pi d^3}{6} \text{grad } p + \mathbf{F} \quad \dots (3)$$

連続の式の場合と同様に、上式に N をかけ、式(2)を用いると液相の運動量の保存式を得る。

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (1 - \alpha) \rho_l v_{lr}^2 + \frac{\partial}{\partial z} (1 - \alpha) \rho_l v_{lz} v_{lr} \\ = -(1 - \alpha) \frac{\partial p}{\partial r} + f_r \quad \dots (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (1 - \alpha) \rho_l v_{lr} v_{lz} + \frac{\partial}{\partial z} (1 - \alpha) \rho_l v_{lz}^2 \\ = -(1 - \alpha) \frac{\partial p}{\partial z} + f_z \quad \dots (5) \end{aligned}$$

ここで、 $\mathbf{f}$ は、 $N\mathbf{F}$ で液相が気相から受ける単位体積あたりの力である。

気相が液相に働きかける力は、単一液滴の抵抗力から算出した。エジェクタ内の流れ場では粒径分布が存在し、この仮定は厳密には成り立たないが、基礎式を解きやすくするため、液滴がすべて同じ直径 d をもつとした。単位体積あたりの液滴の個数 N をかけることによって単位体積あたりに働く力 $\mathbf{f}$ が求められる。

$$\mathbf{f} = NC_D \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2 \frac{1}{2} \rho_g (\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_l) |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_l| \quad \dots (6)$$

ここで、液滴の抗力係数 C_D はSommerfeldら⁽³⁾が粒子流で用いた以下の近似式が使われた。

$$C_D = \frac{24}{Re} \left(1 + \frac{1}{6} Re^{0.66} \right) \quad \dots (7)$$

ここで、 $Re = d|\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_l|/\nu_g$ である。

一方、連続相の気相も同様な方法で次の連続の式を得る。

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \alpha \rho_g v_{gr} + \frac{\partial}{\partial z} \alpha \rho_g v_{gz} = 0 \quad \dots\dots\dots (8)$$

また、 r 方向、 z 方向の気相の運動量保存式を書き表すと、以下ようになる。

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \alpha \rho_g v_{gr}^2 + \frac{\partial}{\partial z} \alpha \rho_g v_{gz} v_{gr} \\ = -\alpha \frac{\partial p}{\partial r} + \alpha \rho_g \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} 2r (\nu_g + \nu_{gt}) \frac{\partial v_{gr}}{\partial r} \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial z} (\nu_g + \nu_{gt}) \left(\frac{\partial v_{gz}}{\partial r} + \frac{\partial v_{gr}}{\partial z} \right) \right. \\ \left. - 2 (\nu_g + \nu_{gt}) \frac{v_{gr}}{r^2} \right\} - f_r \quad \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \alpha \rho_g v_{gr} v_{gz} + \frac{\partial}{\partial z} \alpha \rho_g v_{gz}^2 \\ = -\alpha \frac{\partial p}{\partial z} + \alpha \rho_g \left\{ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (\nu_g + \nu_{gt}) \left(\frac{\partial v_{gz}}{\partial r} + \frac{\partial v_{gr}}{\partial z} \right) \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial z} 2 (\nu_g + \nu_{gt}) \frac{\partial v_{gz}}{\partial z} \right\} - f_z \quad \dots\dots\dots (10) \end{aligned}$$

気相の運動量方程式に表れる渦動粘性係数 ν_{gt} の決定には k - ϵ モデルが使われた。本解析では簡単化のために、液滴の飛来は気体に抗力による運動量を与えるだけで乱流構造を乱さないと仮定した。また、 k - ϵ モデルは種々の解法があり、たとえば長野ら⁽⁴⁾は、自由噴流に対して多重スケールモデルを用いて解析しているが、ここでは、乱流エネルギー k と乱流散逸 ϵ を求めるために以下の2つの方程式を使用した。

$$\begin{aligned} v_{gr} \frac{\partial k}{\partial r} + v_{gz} \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\nu_g + \frac{\nu_{gt}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial r} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_g + \frac{\nu_{gt}}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial z} + \nu_{gt} \left(\frac{\partial v_{gz}}{\partial r} \right)^2 - \epsilon \quad \dots\dots\dots (11) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} v_{gr} \frac{\partial \epsilon}{\partial r} + v_{gz} \frac{\partial \epsilon}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(\nu_g + \frac{\nu_{gt}}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial r} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_g + \frac{\nu_{gt}}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial z} + C_1 \nu_{gt} \left(\frac{\partial v_{gz}}{\partial r} \right)^2 - C_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

ここで、 C_1 、 C_2 、 σ_k 、 σ_ϵ は定数である。渦動粘性係数 ν_{gt} は k と ϵ で次のように表せる。

$$\nu_{gt} = C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad \dots\dots\dots (13)$$

本解析では、これらの定数は高レイノルズ数モデルや混相流^{(3),(5)}でも使われる次のような値が用いられた。

$$\begin{aligned} C_\mu = 0.09, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3, \\ C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92 \quad \dots\dots\dots (14) \end{aligned}$$

これらの基礎式で未知数は v_{gr} 、 v_{gz} 、 v_{lr} 、 v_{lz} 、 α 、 p 、 k 、 ϵ の8個となる。これに対して式(2)(4)(5)(8)~(12)の8個の偏微分方程式を r と z の境界条件について解けばよい。解法にはSIMPLE法⁽⁶⁾が用いられ、式(2)、(8)は圧力補正式に変更された。また、離散化時には非定常項も加えられ、離散化法、緩和定数の設定法や壁面での対数速度分布則とのマッチング法は解析プログラムSUNSET⁽⁶⁾と同じ方法がとられた。

3. 単相流エジェクタの性能

二相流エジェクタの性能を述べる前に、エジェクタの作用と動特性を示す。また前節で示された乱流モデルを検証するために、使用した解析プログラムで単相流エジェクタのエネルギー変換効率を計算し、これを評価する。

3.1 単相流エジェクタのモデル化

エジェクタを図2に示すように混合部とディフューザに分けてモデル化する。混合部入口では駆動流は v_d 、吸引流は v_s の速度を持ち、混合部出口で一様速度 v_m になるまで混合され、ディフューザ出口では口径が大きく速度が無視できるまで減速されるとする。質量保存の式は

$$G_d + G_s = G \quad \dots\dots\dots (15)$$

ただし、 $G_d = \rho v_d \pi D_d^2 / 4$ 、 $G_s = \rho v_s \pi (D^2 - D_d^2) / 4$ 、 $G = \rho v_m \pi D^2 / 4$ でそれぞれ駆動流、吸引流と全体の質量流量である。ここで、 D は混合部の流路径で、 D_d は駆動流の径である。

混合部での運動量保存式は、混合部入口圧力を p_s とし、出口圧を p_m とすれば

$$\begin{aligned} p_s \frac{\pi}{4} D^2 + \rho v_d^2 \frac{\pi}{4} D_d^2 + \rho v_s^2 \frac{\pi}{4} (D^2 - D_d^2) \\ = p_m \frac{\pi}{4} D^2 + \rho v_m^2 \frac{\pi}{4} D^2 + \lambda \frac{\pi D L}{4} \rho \frac{v_m^2}{2} \quad \dots\dots\dots (16) \end{aligned}$$

と書ける。ここで管摩擦損失は混合部での断面平均速度 v_m と管摩擦係数 λ で表した。また、ディフューザではディフューザ損失を係数 ζ ⁽⁷⁾ を使って表した。

$$p_m + \frac{1}{2} \rho v_m^2 = p_o + \zeta \rho \frac{v_m^2}{2} \quad \dots\dots\dots (17)$$

Fig.2 Model for single phase ejector

出口では速度を無視し、その圧力は p_o である。

エネルギー変換効率 η は駆動流の運動エネルギーがどの程度混合部とディフューザの圧力のエネルギーに変わったかを示すものとし、次式を用いた。

$$\eta = \frac{\frac{p_o - p_s}{\rho} \cdot (G_s + G_d) - \frac{v_s^2}{2} \cdot G_s}{\frac{v_d^2}{2} \cdot G_d} \dots\dots\dots (18)$$

ここで、この系に入ってくる吸引流のエネルギーを除いてある。この効率が本研究ではエジェクタを評価するために使用された。流量比 $g = G_s/G_d$ と直径比 $\phi = D_d/D$ を用いてこの効率を表すと

$$\eta = (1 + g) \left\{ 2\phi^2 + 2s_s^2(1 - \phi^2) - \left(1 + \lambda \frac{L}{D} + \zeta \right) s_m^2 \right\} - gs_s^2 \dots\dots\dots (19)$$

ただし、速度比 $s_s = v_s/v_d$ は $g\phi^2/(1 - \phi^2)$ で書かれ、 $s_m = v_m/v_d$ は $(1 + g)\phi^2$ である。

まず、摩擦損失がない場合($\lambda = 0, \zeta = 0$)、のエネルギー変換効率を図3に破線で示す。横軸には吸引流量比 g をとり、直径比 ϕ をパラメータで示す。この曲線は直径比 ϕ の値にかかわらず、最大効率は1となる。この点はちょうど駆動流の流速と吸引流の流速が等しい($g = (1 - \phi^2)/\phi^2$)とき、すなわち混合損失がないときに相当する。流量比 g が小さい場合、直径比 ϕ が1に近い吸引流路が狭いとき効率がよくなる。混合部径と駆動流の速度を用いたレイノルズ数の範囲を $10^5 \sim 10^6$ と考え管摩擦係数の値を $\lambda = 0.012$ と固定し、ディフューザ損失は損失の少ない値 $\zeta = 0.2$ として求められた η を一点鎖線で示す。 L/D は後に示す2次元計算との比較のため20を用いた。摩擦損失が存在すると効率は急に小さくなる。最大効率をとる流量比は $v_d = v_s$ の点から離れて混合損失も増大する。エジェクタは回転部分を持たない構造の簡単なエネルギー変換装置であるが

Fig.3 Efficiency of single phase ejector

この効率を超えることは出来ない。図中の一点鎖線はSchmitt⁽⁸⁾によつて提唱されている単相流エジェクタのエネルギー変換効率の上限である。摩擦係数とディフューザ損失を仮定した図中の一点鎖線の包絡線とほぼ一致している。

3.2 本解析の単相流エジェクタへの適用

2節で示した解析方法でボイド率 α を1とし、液体の運動量保存式を解かない解法は単相流のエジェクタに適応できる。k- ϵ 乱流モデルの定数を式(14)で与えられるものと同じにして、この流れ場を解いた。ディフューザのない混合部だけの流れ場は管内噴流場となり、これに関してはこれまで多くの研究がある。Razinskyら⁽⁹⁾は管流路断面内の速度分布を実験的に測定している。そこで、本研究の解析をその実験の入口条件に合わせて計算し、彼らの実験結果と比較した。駆動流と吸引流の速度比 v_d/v_s が比較的小さい3の場合の管内噴流の混合の様子を見るために、流路断面内の速度分布が流体の流れと共にどのように変化するかを図4に示した。上半分は本解析結果を、下半分はRazinskyらの実

Fig.4 Velocity profiles of jets in duct ($v_d/v_s = 3$)

Fig.5 Velocity profiles of jets in duct ($v_d/v_s = 10$)

験結果を示している。噴流径と混合部径の比 D_d/D は $1/3$ である。軸中心の最大速度の部分のをぞいて、速度分布が半径方向に分散していく様子が解析で良く表現できている。図5は駆動流と吸引流の速度差が大きい $v_d/v_s = 10$ の場合の解析結果と実験値を比較をしたものである。この場合、流れは吸引流の壁側で速度が遅いため逆流が生じている。この逆流の様子も本解析で正確に表現できている。

この解析手法を単相流エジェクタに適用し、混合部とエジェクタでの昇圧から式(18)を用いて効率を求めた。エジェクタの形状は次節に示す二相流エジェクタのもので混合部径と駆動流の速度を用いたレイノルズ数を 10^5 として混合部の径 D と吸引流量を変化させた。その解析から得られる効率を図3に実線で示す。本解析結果は単相流に対する最適形状を使用していないので効率は少し下がるが、実線の管摩擦係数とディフューザ損失を一定とした簡単な単相流のモデルとほぼ一致している。

4. 二相流エジェクタの性能を調べる実験

著者ら⁽²⁾は、以前に R12 を用いた実験について報告したが、本報では代替フロン R134a を用いて実験を行った。代替フロン R134a の物性値はほぼ R12 と同じであるが、等エントロピー変化での熱落差が約 10% ほど大きい。したがって、冷凍サイクルでの膨張弁で無駄に捨てられる有効エネルギーの量は大きい。図6は実験で使った冷凍サイクルの概略図である。この冷凍サイクルの熱出力は約 10kW である。従来の冷凍サイクルの膨張弁の変わりに二相流エジェクタが使用されている。また、このエジェクタの吸引力を利用して蒸発器から

Fig.6 Experimental apparatus

の蒸気を吸い込んでいるので、従来のサイクルでのコンプレッサ仕事は二相流エジェクタの昇圧に加えてさらに軽減されている。この実験装置では吸引流の流量を変化させるため、補助の蒸発器を設けている。図7は本実験で使った二相流エジェクタの断面図である。混合部の内径は 9.5mm で長さは 200mm である。ディフューザの開き角は 15.9° で、ディフューザ出口の径を 26mm としてあるのでディフューザの長さは 59mm である。これらの形状、寸法は前報の二相流エジェクタの混合性能を見積もる簡単なモデルから、技術的に可能な値を推測し経験的に求めた。用いられた二相流ノズルは代替フロンに対して適切になるよう設計されたもので、ノズルのエネルギー変換効率は約 70% のものである。この二相流ノズルの性能については、別に発表する予定である。吸い込み部上流、混合部とディフューザの境、ディフューザ出口に圧力タップが設けられており、二相流エジェクタの昇圧が測定された。実験で使われた蒸発器は水冷のもので、冷却水の流量と出入口温度差から、冷媒の蒸発潜熱を使って蒸発器を通る冷媒の流量が求められた。この流量と昇圧からエジェクタが吸引流にした仕事 that 求められる。駆動流の流量はコンプレッサの回転数を測定し、吐き出し容積を求める実験式から計算された。昇圧測定には差圧ブルドン管を用いたが、その読みの誤差は $\pm 2.5\text{kPa}$ で、これらの測定値の中で一番不確かなものと思われる。実験条件は通常のクーラーの運転条件から、凝縮器出口温度 40°C 、蒸発器入口圧力 0.4MPa (温度 10°C) とした。蒸発器出口のサブクール度は流量によって少し変化するが約 10° 度であった。

5. 二相流エジェクタの性能

5.1 代表的な解析結果 実験で得られた二相流エジェクタの性能を予測するため、上で示された解析方法で混合部とディフューザでの二相流の軸対称 2 次元流れ場を解いた。用いた入口条件は R134a を用い

Fig.7 Tested two phase ejector

た二相流エジェクタの実験の値を参考に定めた。混合部およびディフューザの形状は実験装置の値を使用した。駆動流の入口条件すなわちノズル出口の気相と液相の流速およびボイド率はそれぞれ108 m/s, 54 m/s, 0.0982である。この値を決めるノズルの加速性能については、著者ら⁽¹⁰⁾が行ってきたこれまでの理論と実験結果に基づいて定めた。ノズル内では急激な加速場にあるのでノズル出口では気相速度の方がかなり速くなっている。エジェクタ内の気相の境界条件は管壁で速度が0であるが、液相は壁で通り抜ける条件を与えている。これは壁に衝突した液滴はすべて壁に付着し、付着した液体の体積を無視していることになる。付着液体のボイド率が小さいあいだはこの仮定はほぼ正しいといえる。液滴の付着や液膜流を考慮したミスト流の研究⁽¹¹⁾が行われているが、本報告では液膜流での境界条件の複雑さを避けるため、この条件で解析した。図8に代表的な軸方向速度 v_z の半径方向分布を示す。単相流の場合の図4と同様のものであるが、ディフューザも加えられているので z/D が約20以上では速度分布の終点が半径方向に広がっている。この例は駆動流と吸引流の流量比 g がかなり多い0.3の場合である。気相速度は混合部出口でほぼフラットになり、ディフューザで減速している。この様子を2次元的に図示するため流線分布を図9に示す。軸対称であることと紙面を割くため、上半分に気相側、下半分に液相側の流線を示した。エジェクタの形状は細長いですが、この図では軸方向は約1/10に縮められている。気相は慣性力が小さいので、駆動流と吸引流はすぐに混合し、流線は一定間隔になっている。一方、液相は慣性力が大きくほとんど半径方向には拡散していない様子が分かる。気相の境界条件は管壁で速度を0としたが、液滴は壁に付着するとしているので流線は壁の中に入っている。しかし、この量は液体質量流量に比べ非常に少ない。図10にこのときの等ボイド率線を示す。液滴の体積に注

Fig.8 Gas velocity profiles in two phase ejector

目しているのでここでは $1 - \alpha$ の等高線を示す。液滴はほぼ流路の中心部に存在し、半径方向への拡散がかなり遅く、壁面にはほとんど到達していない。これは、先に述べた液相の境界条件の妥当性を保証すると思われる。

5.2 混合部とディフューザでの昇圧

実験では混合部とディフューザでの昇圧が測定された。これは二相流エジェクタの性能を表す指数の一つである。混合部の昇圧を駆動流の気相の速度で無次元化し、図11に示す。横軸に吸引流の流量をとった。吸引流量が増加するに従い、圧力回復は減少する。これは、吸引流の速度増加によって混合部での混合による運動量損失が減少するためである。混合部では流路断面積変化がないので運動量の減少が圧力増加に直接対応している。実線は g を0.1きざみで行った解析の結果を滑らかにつないだもので、黒丸は実験結果である。本解析は実験を良く予測できているといえる。ノズル内の加速部での臨界ウェーバー数から予測される出口での液滴の直径は $10\mu\text{m}$ のオーダーである。解析ではこの値が使用されたが、図12に液滴径をパラメータに取って圧力回復を示す。以前の研究⁽²⁾で、二相流エジェクタの混合部の長さは十分に長く取らなければならないことが明らかにされているので、実験装置の混合部の長さは径の約20倍としてある。このように長い混合部では液滴は十分に減速されているので、圧力回復は

Fig.9 Stream lines for gas phase and liquid phase

Fig.10 Volumetric fraction of liquid phase

液滴の大きさにほとんど依存しない結果が得られたと思われる。図12はディフューザでの圧力回復である。ディフューザでは吸引流の流量が低い間、昇圧はほとんどない。しかし、流量が増加するに従い昇圧が増加しディフューザの効果が出てくる。図中で実線は解析結果で、黒丸は実験結果である。このディフューザの圧力回復は上で示した混合部のそれに比べて小さいので、実験では全体の圧力差と混合部の圧力差を測定してこの差からディフューザの昇圧を求めたので、実験の測定誤差は大きくなったと思われる。

5.3 二相流エジェクタのエネルギー変換効率

単相流エジェクタのエネルギー変換効率式(18)ではノズルの加速効率が100%としているが、二相流エジェクタのエネルギー変換率は従来のサイクルでの膨張弁で無駄にされているエネルギー Δh をどの程度圧力のエネルギーに変換できるかを示すもので次式で定義した。

$$\eta = \frac{\left\{ \frac{p_o - p_s}{\rho_g} \cdot (G_s + xG_d) + \frac{p_o - p_s}{\rho_l} \cdot (1-x)G_d - \frac{v_s^2}{2} \cdot G_s \right\}}{\Delta h \cdot G_d} \quad \dots (20)$$

本解析で得られた冷媒 R134a を用いた二相流エジェクタのエネルギー変換効率を図13に実線で示す。図中のパラメータは混合部径であり、これを変化させ計算した。二相流エジェクタでも単相流のときの図3と同じように混合部径の小さなエジェクタは吸引流量の小さなところで最大効率を与えることを示している。また図中の黒丸は実験で求められたエネルギー変換効率である。実験の混合部直径は9.5mmで本解析結果とほぼ一致している。得られる最大効率は約35%で単相流と比べ低下している。これは気液間の摩擦損失によって生じたものと考えられる。さらにエジェクタ効率を増加させるには管壁または相間の摩擦損失を減少させるこ

とが考えられるが、二相流ノズルの効率が70%であることを考慮すればもっと高性能のノズルを開発する必要があると思われる。

6. 結 論

効率の改善が期待される二相流エジェクタを用いた冷凍サイクルの開発において、二相流エジェクタの流動特性の解明は重要である。本研究では、二相流エジェクタ内の混合部とディフューザでの高速ミスト噴流の混合特性を支配する2次元の偏微分方程式で構成される基礎式をたて、これを数値的に解くことによって調べた。また、代替フロン R134a を用いた冷凍サイクルに組み込まれた二相流エジェクタの実験結果と比較検討することによって以下の結論を得た。

(1) 気相の運動量輸送に $k-\epsilon$ 乱流モデルを用い、気液間の運動量輸送に単一気泡の抵抗係数を用いた本解析によって、二相流エジェクタの流動特性を予測することができた。

(2) フロン R134a を用いた実験で得られた二相流エジェクタのエネルギー変換率は約35%で、解析結果と

Fig.12 Pressure recovery at diffuser

Fig.11 Pressure recovery at mixing section

Fig.13 Efficiency of two phase ejector

ほぼ一致した。この値は単相流エジェクタのものよりもかなり低い。

(3) 解析では、ノズル出口のウェーバー数から予測されるミスト流の液滴径に $10\mu\text{m}$ を用いたが、混合部の長さを径の20倍と十分長くとった場合、二相流エジェクタでの圧力回復はこの液滴径に大きく依存しなかった。

(4) 二相流エジェクタのエネルギー変換効率をさらに高めるには、高性能の二相流ノズルを開発する必要がある。

文 献

- (1) A.L. Lee, Heating/Piping/Air Conditioning, 56-59, Aug., 1975
- (2) 中川ほか2名, 機論, 60-575, B(1994), 2552-2557
- (3) Sommerfeld, M.ほか2名, Trans. ASME, J. Fluids Eng., 114, (1992), 648-656
- (4) 長野ほか2名, 機論, 60-572, B(1994), 1188-1195
- (5) Thomas, B. G., ほか2名, Metallurgical and Materials Trans. B, 25-4, (1994), 527-547
- (6) 香月・中山, 熱移動の数値シミュレーション, 森北出版, (1990)
- (7) たとえば新機械工学便覧, 理工学社, (1992)5編1-3.
- (8) H.Schmitt, Diversity of jet pumps and ejector techniques. BHRA Fluid Engineering, (1975), 35-49.
- (9) E. Razinsky and J. A. Brighton, Trans. ASME, J. Basic Eng., (1971), 333-349
- (10) 中川, 第24回日本伝熱シンポジウム講演論文集, C321, 428-430, 1987
- (11) 高森ほか4名, 機論, 56-528, B(1990), 2526-2532