

円すい形超音速ノズルによる SF<sub>6</sub> の凝縮\*塩崎 孝 壽\*<sup>1</sup>, 川 橋 正 昭\*<sup>1</sup>Conical Supersonic Nozzle Flow with SF<sub>6</sub> Condensation

Kouju SHIOZAKI and Masaaki KAWAHASHI

The condensation of SF<sub>6</sub> in Ar carrier gas was investigated experimentally and theoretically in a conical supersonic nozzle. The numerical calculation was improved by assuming a temperature difference between the mixture and clusters. The temperature differences are determined from the coefficient of heat distribution  $Q_R$  between them. The coefficient  $Q_R$  is independent of the molar fraction of SF<sub>6</sub> and dependent upon the pressure in the reservoir only. The calculation shows that growing and evaporating clusters exist simultaneously in the greater part of the supersonic nozzle. These results agree with the experimental value for the pressure in the nozzle.

**Key Words:** Flow Measurement, Compressible Flow, Supersaturation, Supercooling, Condensation, Supersonic Nozzle Flow

## 1. ま え が き

超音速ノズル内で生じる凝縮現象を定量的に検出する方法として、光散乱を利用した方法<sup>(1)(2)</sup>や赤外線スペクトルを利用した方法<sup>(3)</sup>、静圧測定<sup>(2)(3)</sup>あるいは総圧を測定する方法<sup>(4)</sup>などが報告されている。著者らは従来から、二次元ノズル内で生じる Ar に搬送された SF<sub>6</sub> の凝縮現象を、主として静圧測定によって調べてきた。既報<sup>(5)</sup>において、膨張速度の大きい三次元円すいノズル内の凝縮現象では、等エントロピー線からの偏差が急激に大きくなることを明らかにした。また、従来の解析方法<sup>(6)</sup>で得られる静圧計算値が測定された静圧と大きく異なることを示した。

本報では、より膨張速度の大きいノズルを用いた実験結果と、既報<sup>(5)</sup>で提起した解析上の問題点のいくつかを改良した数値計算結果について報告する。

## 2. 実験装置および実験方法

本報で使用したノズルは図1に示したように片側開き角 14°、超音速部の長さ 22.6 mm の円すい形であ

る。ノズル内の静圧は 0.3 mm の静圧測定孔を持つ外径 2 mm のステンレスチューブをノズル中心軸上に挿入して測定された。実験条件は、貯気槽圧力  $p_0 \approx 20, 50, 100$  kPa, 貯気槽温度  $T_0 \approx 300$  K, モル混合比  $N = 0.01, 0.02, 0.03, 0.05, 0.07, 0.09$  である。なお、実験装置全体の構成と実験方法は既報<sup>(6)</sup>と同様である。

## 3. 数値計算および実験結果

既報<sup>(5)</sup>ではノズル内気体の膨張速度が大きくなると従来の解析方法<sup>(6)</sup>で得られる静圧計算値の実験値に対する差が大きくなることを示し、この原因と考えられるいくつかの問題を提起した。従来の解析方法では、ノズル内の気相と凝縮相とのあいだに温度差はないものと仮定していたが、本報では、以下のように気相と

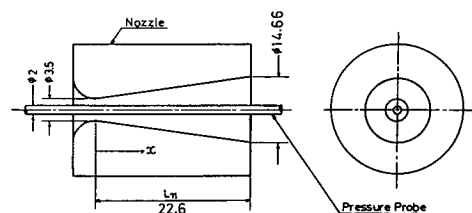


図1 超音速ノズル

\* 昭和62年11月6日 第947回講演会において講演、原稿受付 昭和63年10月31日。

\*<sup>1</sup> 正員、埼玉大学工学部 (〒338 浦和市下大久保 255)。

凝縮相とのあいだに温度差などを仮定して解析する。

(1) 凝縮または蒸発に伴って放出される潜熱は混合気体とクラスタとの間で均等に分配されず、両者の間に温度差が生じる。すなわち、無次元凝縮量(凝縮相流量/全質量流量)を $\mu$ 、比潜熱を $L$ とすれば、凝縮によって単位質量流量当たり $\mu L$ の凝縮潜熱を生じるが、周囲の気体が希薄であることと膨張速度が大きいために、気相とクラスタの間で、熱平衡の状態にならずクラスタが $(1-Q_R)\mu L$ だけ過剰の熱量を得るものと仮定する。ここで、周囲の気体によるクラスタの冷却が十分で、周囲の気体との間に温度差を生じない場合は $Q_R=1$ となる。一方、周囲の気体による冷却がまったくない場合 $Q_R=0$ となり、最大の温度差が生じる。したがって、 $Q_R$ は零と1の間の値を持ち、気体の圧力が小さく、膨張速度が大きいほど小さな値を持つと考えられる。本報においては $Q_R$ を未知パラメータとして扱う。

(2) 気体の膨張に伴うクラスタの温度変化は混合気体の温度変化と等しい。

(3) SF<sub>6</sub>クラスタが転移温度より高温になると臨界半径が大きくなる。このため、それより小さなクラスタは蒸発する<sup>(7)</sup>。

仮定(1)から、クラスタが生じた時点におけるクラスタとの混合気体の温度差 $\Delta T$ は

$$\Delta T = \frac{L(1-Q_R)}{C_p} \dots\dots\dots(1)$$

となる。ここで、 $C_p$ はクラスタの比熱である。仮定(1)、(2)から、ある点で生じたクラスタの温度はそれ以前に生じたクラスタの温度と等しくなり、そのうに成長した部分の温度も等しくなる。

一方、蒸発の場合はクラスタから熱平衡状態に比べて過剰な潜熱が取り去られることになり、ノズル内のある位置 $x_1$ で発生したクラスタが $x$ から $x+\Delta x$ に移動する間の温度変化 $\Delta T(x_1, x)$ は

$$\Delta T(x_1, x) = \frac{3\Delta r(x_1, x)L(1-Q_R)}{r(x_1, x)C_p} \dots\dots\dots(2)$$

である。ここで、 $x_1, x$ はノズルのどの部からの距離、 $r(x_1, x)$ は $x_1$ で発生したクラスタの $x$ における半径である。また、 $\Delta r(x_1, x)$ は半径 $r(x_1, x)$ のクラスタが距離 $\Delta x$ 移動する間の半径増加分であり、負の値である。これらの仮定の基に行った数値計算の結果と実験値を、 $p_0=50$  kPa,  $N=0.09$ の場合について、図2に示す。ノズル内圧力分布の実験結果は、凝縮の開始による等エントロピー線からの偏差が急に大きくなる特徴を持つ。その後変化は急に少なくなり、むしろ等エントロピー線に近づいている。計算値と実験値は良い

一致を示す。本報における計算結果からノズル内静圧分布の傾向が以下のように考察される。超音速ノズル内では多くの場所で蒸発量 $\mu_e$ が存在することから、成長中と蒸発中のクラスタが混在すると考えられる。出口付近では蒸発量 $\mu_e$ が正味の凝縮量 $\mu$ の10%程度に増加する場合があります、 $\mu$ は蒸発のない場合に比べて減少する。このため潜熱の放出が減少し、ノズル内静圧が等エントロピー線に近づく傾向を持つ。

数値計算において、表面張力の補正係数 $\alpha$ と凝縮係数 $\xi$ は既報<sup>(6)(8)</sup>と同様に実験値と計算値の差が少なくなるように定めた。 $\alpha$ と $\xi$ は一般に実験条件に依存するが、本報では貯気槽圧力ごとの定数、または混合比の関数とした。以下にその諸式を、また、係数を表1に示す。

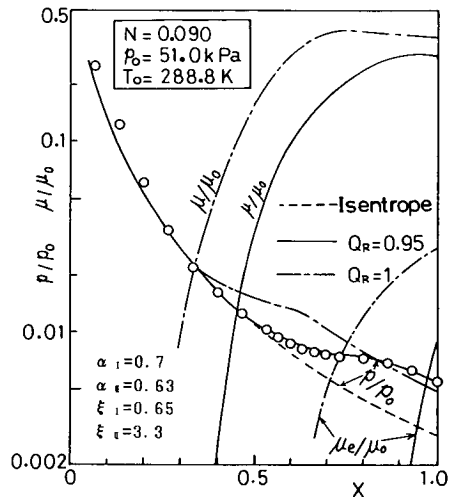
$$\alpha_{II} = C_{10} + C_{11} \exp(C_{12}N) + C_{13}N \dots\dots\dots(3)$$

$$\xi_I = C_{20} + \exp(C_{21} + C_{22}N) \dots\dots\dots(4)$$

$$\xi_{II} = 5\xi_I \dots\dots\dots(5)$$

ここで添字I, IIはそれぞれSF<sub>6</sub>の転移温度より高温の状態、低温の状態を表す。

モル混合比による超音速ノズル内軸方向静圧分布の変化を図3に示す。 $N=0$ の場合、静圧は等エントロピー的に変化する。 $N$ が大きくなるに従って静圧は等エントロピー線より上昇する。前述した凝縮開始後に、再度等エントロピー線に近づく傾向は、 $N>0.03$ の場合に見られる。図3に示したようにクラスタ再蒸発の影響領域は $N$ の増加とともに下流へ移動する。この現



$\mu$ : 正味の凝縮量  $\mu_e$ : 蒸発量  $\mu_0$ : 質量混合比  
 $X$ : ノズルのどの部からの無次元距離 (= ノズルのどの部からの距離/超音速部の長さ)

図2 ノズル内の静圧および凝縮量分布

象は  $N$  の増加とともに凝縮開始点が下流に移動する<sup>(6)</sup> ことによって、その後の温度上昇が少なくなるためであり、傾向は実験結果と一致する。

図4に、ノズル内のSF<sub>6</sub>凝縮開始点における混合気体とクラスタそれぞれの状態を  $p$ - $T$  面上に示す。膨張速度が大きくなったために、混合気体の温度は全体に低温となった。一方クラスタの温度は実験条件によらずほぼ一定で、 $p_0$  が小さいほど気体とクラスタとの温度差が大きくなる。これは  $p_0$  が小さくなると  $Q_R$  も小さくなり混合気体に分配される熱の割合が減少することを意味する。したがってクラスタの温度と性質が、流れに対して大きな影響を持っていることがわかる。なお、 $Q_R$  は  $p_0=100, 50, 20$  kPa に対して、それぞれ 0.99, 0.95, 0.88 とした。

図5にクラスタの温度分布をノズルのど部からの無次元距離  $X(=x/L_n)$  と  $p_0$  をパラメータとして示した。クラスタ温度は、全体的には  $X$  と  $p_0$  に依存し、凝縮開始点においては、ほぼ同じ温度範囲に分布するが、 $X$  の増加とともに差が現れ、 $p_0$  が小さいほど高温になる。しかし、分布の幅は比較的狭く、 $X$  と  $p_0$  にほぼ無関係である。したがって、 $Q_R$  の変化による、クラスタ全体の温度と気体温度との差がノズル内流れに大きく影響すると考えられる。

4. まとめ

膨張速度の大きい三次元円すい形ノズル内で、Ar

表1 表面張力の補正係数  $\alpha$   
および式(3)~(5)の係数

| $p_0$ (kPa) | 100      | 50       | 20      |
|-------------|----------|----------|---------|
| $\alpha_1$  | 0.9      | 0.7      | 0.7     |
| $C_{10}$    | 0.73851  | 0.63905  | 0.50345 |
| $C_{11}$    | -0.3514  | -0.25502 | 0       |
| $C_{12}$    | -23.752  | -32.133  | 0       |
| $C_{13}$    | 0        | 0        | 0.79310 |
| $C_{20}$    | 0.43641  | 0        | 0       |
| $C_{21}$    | -0.10389 | 1.0822   | 2.9926  |
| $C_{22}$    | -37.501  | -16.888  | -33.557 |

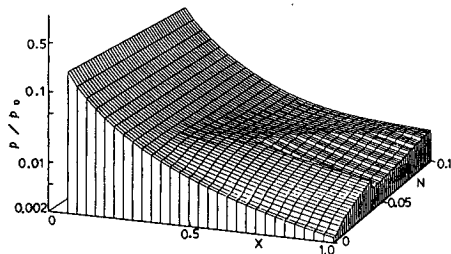


図3 モル混合比によるノズル軸方向静圧分布の変化(計算値)

に搬送されたSF<sub>6</sub>の凝縮を伴う超音速流れの実験を行うとともに、新たな仮定のもとに数値計算を行った。その結果以下のことが明らかになった。

- (1) 凝縮または蒸発に伴う潜熱は混合気体とクラスタに均等に分配されず、両者のあいだに温度差が生じ、さらに、クラスタの温度がその転移温度まで上昇した場合、蒸発すると仮定して解析を行うと実験結果を良く説明できる。
- (2) ノズル内の多くの場所で成長中のクラスタと蒸発中のクラスタが混在していると考えられる。
- (3) 凝縮開始点における混合気体の温度分布は貯気そう圧力に依存するが、クラスタの温度は貯気そう圧力と無関係にほぼ一定になるものと考えられる。

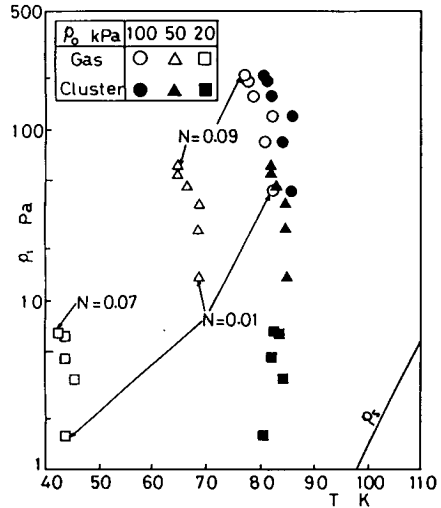


図4 SF<sub>6</sub>の凝縮開始点における混合気体の温度、圧力およびクラスタの温度

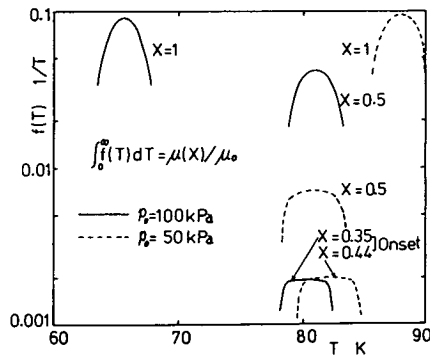


図5 ノズル内クラスタの温度分布

## 文 献

- (1) Wu, B.J.C., ほか2名, *J. Chem. Phys.*, **68**-1 (1978), 308.
  - (2) Moses, C.A., ほか1名, *J. Fluid Eng.*, **100** (1978), 311.
  - (3) Wn, B.J.C., ほか1名, *J. Chem. Phys.*, **71**-7 (1979), 2991.
  - (4) Bailey, A.B., ほか1名, *Phys. Fluid*, **28**-5 (1985), 1563.
  - (5) 塩崎・ほか2名, 機講論, No.866-4 (1986), 36.
  - (6) 塩崎・ほか2名, 機論, **49**-443, B (1983), 1373.
  - (7) Hill, P.G., *J. Fluid Mech.*, **25** (1966), 593.
  - (8) 塩崎・ほか2名, 機論, **52**-477, B (1986), 2202.
-