

# 混合気体の膨張うず噴流における成分気体の分離

小口 伯郎・佐藤 俊逸・井上 督

## Species Separation in Swirling Expansion Jet of Gases Mixture

By

Hakuro OGUCHI Shun-itsu SATO and Osamu INOUE

**Abstract:** In the present paper we are specifically concerned with the species separation phenomenon in the swirling jet of gases mixture into a vacuum. In the previous report both species-density measurement and flow visualization were made by means of the electron-beam fluorescence technique, and with the results an appreciable species separation was found in the swirling jet of helium-nitrogen gases mixture into a vacuum. The associated separation mechanism is examined and discussed based on the experimental and analytical results.

### 概 要

この論文は、真空中に膨張する混合気体のうず噴流における成分分離の現象を先に報告した実験および解析に基づいてより詳細に検討したものである。議論の基礎となる実験結果の概略を参考のために示し、成分分離を支配するパラメータを用いて分離の機能が説明されている。

### 1. ま え が き

高エネルギー分子線の実験室での実現、ロケット排気の高層大気中でのふるまい、衛星姿勢制御ノズルの噴射特性などに関連して、混合気体の真空中への膨張噴流はこれまで多くの研究者によって取り扱われてきた。単一気体の膨張噴流については、すでに実験理論両面より事からはかなり明確になっている現状である。しかし上述の工学上の問題については、実際には混合気体を対象とする場合が多く、多くの研究は実験的手段によってなされてきた。分子量の異なる2成分気体の膨張噴流において、成分の分離が噴流中に現われることが実験的に見出され、新しい気体分離方式を示唆するものとして注目された[1][2]。

筆者らは、さきと同じ円筒よりそれぞれ分子量の異なる成分気体を真空中に膨張させて得られる噴流について特に中心噴流気体と外側噴流気体の干渉、特に混合拡散の状況に着目して実験的研究を行なった[3][4]。それによると、中心噴流気体は外側噴流気体によってかなり明確に閉じ込められ、相互の成分気体の混合、拡散はオリフィス近くで強く現われるのに反し、遠方ではきわめて弱いことが認められた。中心噴流の形状は円錐状で、その拡がり(すなわち半頂角)は中心噴流気体が外側噴流気体に比べて軽分子量の場合小さく、逆の場

合には大きいこと、また中心噴流気体の噴流断面での分布はガウス分布によってよく表わされることが見出された。その場合、計測は主として電子線発光法による密度測定と流れ観察とによった。さらに報告 [7] において、うず発生器からの 2 成分混合気体のうず流を真空中に膨張させて得られるうず噴流の構造、特に成分気体の分離の様相を明らかにした。そこで計測手段は、前述の論文 [3] [4] におけるものほとんど同一で、同心円筒ノズルの代わりにうず発生器を用いた点と、混合気体供給用容器を新たに設けた点が相違として指摘できる。

また、実験データとの比較のために、簡単な二次元モデルによる解析が行なわれた。実際の現象は、かなり複雑で直接そのまま取り扱うことは容易でなく本質的に三次元的な特性を無視することはできないから、ここでの解析は流れの模様に関し一つの近似を与えるにすぎない。しかし、実験データとの比較は単に定性的にばかりでなく定量的にも妥当な一致を示すことが指摘された。ここでは、真空中に膨張する混合気体のうず噴流における成分分離の機構について報告 [7] の結果に基づいてその問題点を議論、検討しようとする。なお参考のため、[7] の実験およびその結果の概略を次章に示す。

## 2. 実験装置とうず噴流発生方式

装置の概念図は第 1 図に示されている。装置は、スクリー駆動装置に取り付けられたうず発生器、電子線発生装置、電子線発光強度測定用光学系、別に駆動装置に取り付けられたカメラをもつ流れ観察用光学系、などより成る。

混合気体供給容器は  $0.5 \text{ m}^3$  の容積でファンを内蔵して、十分に一様な混合給気が得られるようにされている。気体はそれより試験槽内に取り付けられたうず発生器に導びかれる。うず発生器は図 1 において見られるように、普通のボルテックス・チューブに“うず発生”に重点をおいて多少の工夫を行なったものを用いた。

ボルテックス・チューブは Ranque [8] によるその発明以来機械部分をもたない気体エネルギー分離装置として、その機構の解明、応用などについてきわめて多くの研究がなされて

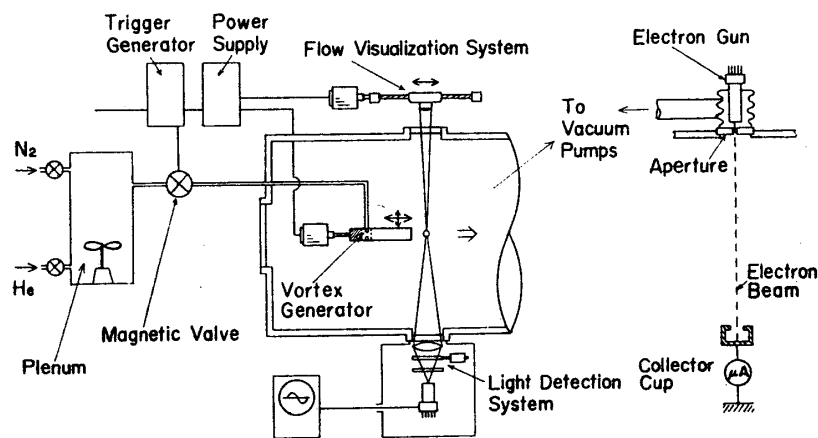


図 1 装置の概略

きた。チューブ外周に対向するノズルより気体を噴出するときうず流が発生する。うずの中心付近の気体を一方の開口端より、外側気体を他方の開口端より取り出すとき前者より低温度の気体、後者より高温度の気体を得られる。実際には拡散筒、調圧弁、などが取り付けられノズル取り出し口形状などとともにエネルギー分離効率を支配する。ここでは、対向するノズルによってチューブ内に発生するうずをできるだけ減衰しないように導くためにチューブの一端は円板で閉じうず流が一つの開口端より噴出するようにされた。発生されたうずの非対称性は噴流中のうずの非対称性にも連なるので、対向するノズル形状およびその位置付けは注意されなければならない。使用された発生器の噴出口は内径 10 mm のものである。密度計測および流れ模様の直視観察には、加速 16 kV, 300  $\mu$ A の強度の電子線を用いた。電子銃は試験槽にベローズを介して固定され、銃は商用のテレビジョン用のものに似た機構のもので、酸化被膜カソードをタングステン繊維条に代え、2 対の静電偏向板を設けたものを用いた。

3 点支持のベローズとこの静電偏向板によって細孔 (2 mm $\phi$ , 20 mm 長) を通して電子線が取り出される。電子銃内は別に設けた排気系によって  $10^{-4}$  Torr 以下に常に保たれ、フィラメントの破損が防がれている。試験槽は 50 cm $\phi$ , 60 cm 長で、続く 6 m<sup>3</sup> の真空槽とともに 5 HP R. P., M. B., 10 in D. P. によって  $10^{-3}$  Torr に排気される。

### 3. 実験条件

窒素とヘリウムとの混合気体を試験気体として用いた。成分気体の分圧は等しく、それぞれ 200 Torr とし、したがって全圧は 400 Torr であった。比較的大流量の噴出で、このために排気系の容量は連続噴出に対して十分な能力がない。このために気体噴出を短時間、およそ 0.5 秒程度に限ることとした。この間固定した電子線に対し、うず発生器を噴流軸に垂直あるいは平行に移動して着目する噴流領域の密度分布を計測することができた。実際には、噴流軸に垂直断面内の密度分布は噴流出口よりそれぞれ、10, 20, 30 mm の距離において計測された。軸に沿う距離  $x$  を噴出口内径  $d$  ( $=10$  mm) で無次元化した  $\bar{x}$  を用いると、 $\bar{x}=x/d=1, 2, 3$  に相当する。

前の実験で確かめたように、このような短時間の噴出によっては設定された外囲圧力の変化は小さく、ほとんど外囲圧力一定の条件における噴流のものを見なすことができる。

### 4. 噴流軸に垂直な断面内の気体成分濃度分布

電子線によって照射された気体は、気体固有のスペクトルをもって発光する。各種の気体についてすでにその光学的特性は調べられている。着目する気体に適当する波長を選択するとき、与えられた電子線強度に対し、その発光の強さは気体の濃度に関係する。厳密には気体温度も関係するが、室温以下の低温の場合にはその依存性は無視されてよいことが知られている。したがって与えられた電子線強度に対し、発光の強さと気体濃度の関係は静的検定を行なうことによって知ることができる。ヘリウムに対しては 5,016 Å 線、窒素に対しては 0~1 band の head (4,278 Å) を用いた。図 1 に示される光学系によって電子線による発光部をレンズによってスリット上に結像し干渉フィルタを通して光電子増倍管に導くとき、

電子線上の所望の位置の光強度を測定することができる。噴流発生時間内において、うず発生器を電子線および噴流軸に垂直に駆動することによって、着目する断面内の成分濃度の分布を測定した。

上述のように、測定された断面内光強度分布のオシロスコープの記録の一例を第 2 図に示す。横軸の時間  $t$  は断面内噴流軸からの距離  $r$  に読み替えることができる。すなわち、うず発生器の駆動速度を  $V$  とすると

$$r = Vt$$

$V$  は駆動スクリュの回転数をカウンタから読み取ることにより求められる。このような記録から、断面内径位置  $r$  に対する光強度分布 → 成分濃度分布を得る。種々の断面 ( $\bar{X} = 1.0, 2.0, 3.0$ ) 内における窒素、ヘリウムの濃度分布を第 3 図に示す。軽い成分気体

は軸上近くに集り、反対に重い気体成分は軽い成分気体を包むように外側に分布していることがわかる。このような性質はうず運動のない単純噴流における成分気体の分布の特徴と明らかな対照を示している。すなわち、混合気体の単純噴流の場合にはむしろ重い成分気体が

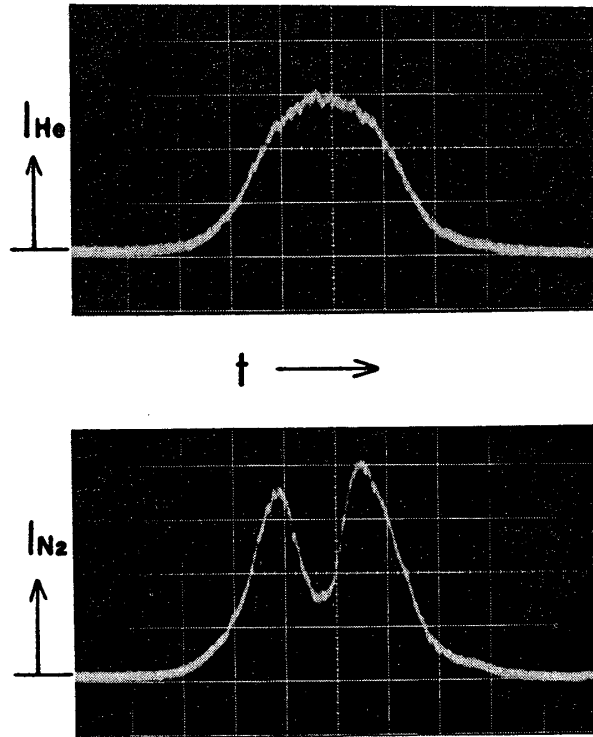


図 2 噴流軸に垂直断面における成分気体の発光強度分布

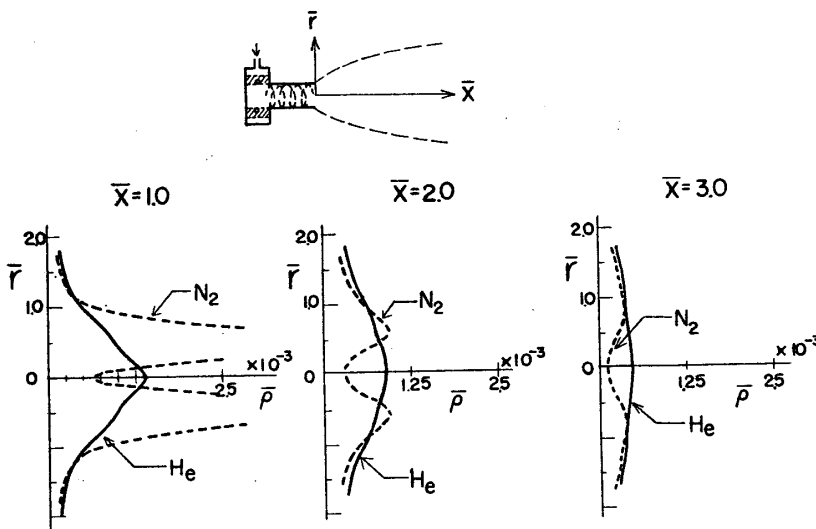
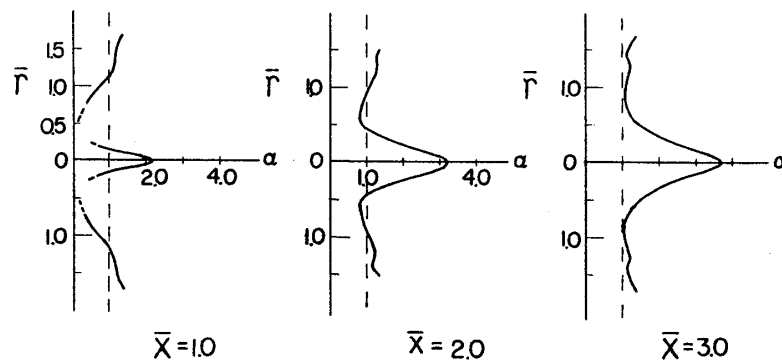


図 3 噴流軸に垂直断面における成分濃度分布

図4 分離率 $\alpha$ の分布

軸上近くに、逆に軽い気体が外周に分布する傾向を示すことが実験的に明らかにされている[5][6].

$i$ -成分気体の質量濃度,  $C_i$  は

$$C_i = \rho_i / (\rho_1 + \rho_2)$$

ここで $\rho$ は密度, “ $i$ ”は窒素に対し1, ヘリウムに対し2とする. 成分気体の分離の大きさを示すものとして, 次に定義される分離率 $\alpha$ を導いておく.

$$\alpha = (C_2/C_1) / (C_2/C_1)_s \quad (1)$$

ここで( )<sub>s</sub>は給気容器における値, すなわちよどみ点状態に相当する値をとる.  $\alpha$ の定義によると, 給気状態に相当する場合 $\alpha=1$ で,  $\alpha>1$ の場合ヘリウム濃度が高く,  $\alpha<1$ の場合窒素濃度が高いことになる. 第3図に示した成分濃度分布を基に得られる断面内での分離率分布を第4図に示す. 軽い成分気体, ヘリウムに着目するとき, 噴流軸 $r=0$ 近くできわめて高い分離率に達していることがわかる. さらに測定された断面位置については, 噴出口から離れるときこの値は上昇している.

一方気体密度そのものは下流に行くにつれて膨張により急速に減少するから, 実際に分離成分の取り出しを考える場合には単に分離率 $\alpha$ の大きさのみで事がらを議論することはできない. その場合質量流速も同時に考慮されなければならない.

この章の終わりに, 電子線発光を利用した直視法による写真撮影の結果を示す. 電子線が固定されているので, うず発生器を噴流軸に沿って移動する. その場合カメラも同時にうず発生

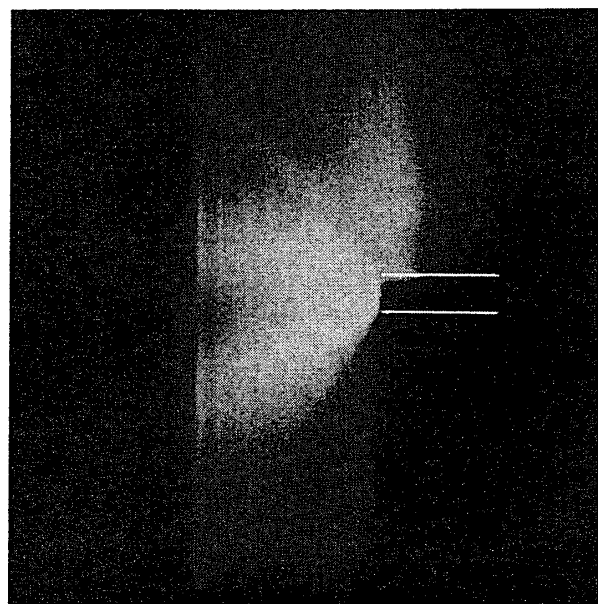


図5 うず噴流の電子線発光法による直視観察

器とともに等速で移動し、噴流発生時間 (0.5 sec) の間のみシャッターが開くように工夫されている (第 1 図)。このようにして撮られた写真は、流れの場を電子線が走査することによって観察されるものと同一である。一例を第 5 図に示す。それぞれの成分気体からの発光はスペクトルが異なるのでカラー写真による撮影によって分離の模様を直観的に知ることができ、得られた流れの模様はさきに示した成分濃度の測定結果と定性的な一致を示している。

以上がさきの報告 [7] における実験の概要と主なる結果である。膨張うず噴流による気体の成分分離の機構についての考察および検討を以下に行なう。

### 5. うず噴流における気体分離機構

分子量の異なる 2 成分気体よりなる混合気体をうず発生器を通して膨張されるとき得られるうず噴流において、著しい成分分離が現われることが前節において示された。ここではそのようなうず噴流における気体分離機構について考察する。

筆者らは [7] において、簡単な二次元モデルによる解析を行ない、一応合理的な実験結果との一致を得た。ここでは解析の詳細は省くが、うず噴流の断面を考え流れをその断面内で取り扱うという点がその基礎的仮定である。それによると、断面内で軸から遠い領域の流れは自由うず (free vortex)、軸近傍の流れは剛体回転 (rigid rotation) とする解によってそれぞれ表わされる。このような境界のない定常二次元うず運動は一般の粘性流体においては実現されない。それは流体運動を支える力が作用できないという理由による。実際には、自由うず領域から剛体回転領域に移る遷移領域が存在し運動を保つに必要な力が軸方向の流れによってもたらされると考えられる。したがって、遷移領域の流れは本質的に三次元的なものであろう。ただし、うずに述べた遷移領域が狭いとするときそれを無視して、流れの場全体が自由うず領域と剛体回転領域とより成り立つと近似できよう。剛体回転領域では周速度  $V_\theta$  は軸からの距離  $r$  に比例して増加し、自由うず領域では  $V_\theta$  は  $r$  に反比例して減少する。剛体回転領域の外縁において周速は最大に達する。もしも、うず回転に十分な力が作用するとその周速は音速に達する。しかし周速が音速を超えると、衝撃波の生成などによって流れは十分安定に保たれるとは限らない。そこで周速の限界を音速と仮定することにした。ここで混合気体における音速は 2 成分の場合 3 種類を考えることができる。すなわち気体そのものの音速  $a$  と成分に関するもの  $a_i (i=1, 2)$  である。したがって 3 種類のマッハ数が同一の周速  $V_\theta$  に対し定義される。

$$M = V_\theta / a \quad M_i = V_\theta / a_i \quad (i=1, 2)$$

これらのマッハ数の大きさについては (1: 窒素, 2: ヘリウム)

$$M_1 > M > M_2$$

であるから、さきに述べた理由によって周速の限界は

$$M_1 = 1$$

によって与えられると考えることが妥当であろう。

さて、2 成分混合気体の剛体回転に対する解は容易に得られる [7]。それによると、1-成分気体濃度  $C_1$  に対し

$$C_1 = \frac{\alpha \exp[\gamma_1 M_1^2 (1-\lambda)(r/r_e)^2/2]}{1 + \alpha \exp[\gamma_1 M_1^2 (1-\lambda)(r/r_e)^2/2]} \quad (2)$$

ここで  $r_e$  は剛体回転の外周で,  $\gamma_1$  は 1-成分気体の比熱の比,  $\lambda$  は分子量比, すなわち

$$\lambda = m_2/m_1$$

また軸上の濃度を  $C_1(0)$  とするとき

$$A = \frac{C_1(0)}{1 - C_1(0)} = \frac{C_1(0)}{C_2(0)}$$

この解は境界条件

$$V = M_1 a_1 \quad r = r_e$$

$$C_1 = C_1(0) \quad r = 0$$

として得られたものである。さきに述べた剛体回転外周速度の限界が  $M_1 = 1$  によって与えられるとすると (2) 式は

$$C_1 = \frac{A \exp[\gamma_1 (1-\lambda)(r/r_e)^2/2]}{1 + A \exp[\gamma_1 (1-\lambda)(r/r_e)^2/2]} \quad (3)$$

あるいは

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{C_1(0)}{C_2(0)} \exp[\gamma_1 (1-\lambda)(r/r_e)^2/2] \quad (4)$$

となる。(1) 式で定義される分離率  $\alpha$  に対しては (4) 式より

$$\frac{\alpha(0)}{\alpha(1)} = \exp[\gamma_1 (1-\lambda)/2] \quad (5)$$

を得る。この関係は軸上  $r=0$  における分離率  $\alpha(0)$  と剛体回転外周  $r=1$  における分離率  $\alpha(1)$  との比を与える。 $\alpha$  は定義によって軽気体の濃度と重気体の濃度の比であるから  $\alpha(0)/\alpha(1)$  は軸上に軽い気体が集積する目安を与える。すなわち, この比が大きいほど噴流軸上に軽い気体が多く集まる傾向を示すことになる。その大きさはパラメータ  $\gamma_1(1-\lambda)/2$  に指数関数的に依存している。

予期されたように, うず噴流における分離率は成分気体の分子量比にきわめて大きく依存していることがわかる。このことは [7] の解析によって示されたように, 剛体回転領域内径方向に強い遠心力による大きな圧力こう配が現われることに起因していると考えられる。

ここで興味深いのは, ボルテックス・チューブの管内流における気体分離との比較である。まえがきで述べたように, ボルテックス・チューブは気体自身の運動によって気体のエネルギー分離を可能にするものとして一般によく知られている。チューブ内のうず運動によるエネルギー分離機構は現在までの多くの研究にもかかわらずまだ十分明らかにされていない点がある。他方チューブ内のうず運動による遠心力効果は作動気体として混合気体を用いるとき分離効果をもたらすものと期待された。[9] においては, その点に着目してその有用性が指摘された。しかし最近鈴木の一連の研究 [10] [11] によると到達しうる分離率はきわめて小さいことが実験的に明らかにされた。この報告で取り扱ったうず噴流における場合との最も大きな相異は境界がチューブ内壁で制限されている点である。管内うず流においては, 剛体球回転領域はチューブ内壁の存在によって軸付近に狭く局限されて十分な遠心力効

果が得られないのに、うず噴流ではその境界が自由となりその領域が拡大するとともに膨張によって周速度が増大することによるものと推定される。

事実周速度が限界速度すなわち  $a_1$  に達しない場合には (5) 式は  $M_1 \leq 1$  に対しては

$$\frac{\alpha(0)}{\alpha(1)} = \exp[\gamma_1 M_1^2 (1-\lambda)/2]$$

となり、分離率を支配するパラメータは  $\gamma_1 M_1^2 (1-\lambda)/2$  となる。ポルテックス・チューブの管内流においては管壁の存在によって周速度が十分限界値  $M_1=1$  に達していないことが、うず噴流の場合と比較して分離率が小さい理由と考えられよう (第 6 図)。

うず発生器を通して得られるうず流を真空中に膨張させて得られるうず噴流において、特に 2 成分混合気体の分離機構が研究された。真空中に噴出させた意味については、i) それによって電子線発光法による計測を可能にする低密度噴流が実現できたこと、ii) 比較的低い給気圧によっても高周速うず流を得ることができたこと、また、iii) 十分な圧力比をとることによって噴流中のマッハ衝撃波発生を着目測定範囲より下流に押えることができたことなどがあげられる。

実験は特定の 2 成分混合気体について、また一定の圧力条件の下で行なわれたものであるが、解析的考察とともに膨張するうず噴流における効果的な分離機能を明らかにすることができたものといえる。

1972 年 9 月 4 日 航空力学部

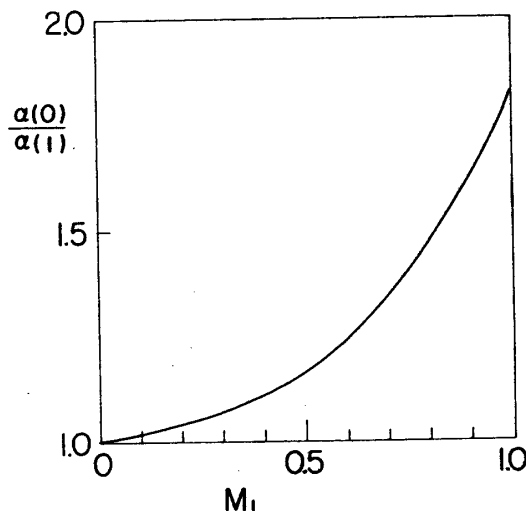


図 6 分離率比とマッハ数の関係  
( $m_2/m_1=1/7$ ,  $\gamma_1=1.4$ )

#### 参 考 文 献

- [1] E. W. Becker, W. Beyrich, K. Bier, H. Burghoff and F. Zigan, *Z. Naturf.*, **12a**, 609 (1957).
- [2] H. Mikami and Y. Takashima, *Bull. Tokyo Inst. Technol.*, No. 61, 67 (1964).
- [3] H. Oguchi, S. Sato and O. Inoue, *Trans. Japan Soc. Aero. Sci.*, **14**, 72 (1971).
- [4] H. Oguchi, S. Sato and O. Inoue, *ISAS Report No. 486*, Institute of Space and Aero. Sci., University of Tokyo, Vol. 37 (1972).
- [5] D. E. Rothe, *Phys. Fluids*, **9**, 1643 (1966).
- [6] D. I. Sebacher, *AIAA J.*, **6**, 51 (1968).
- [7] H. Oguchi, S. Sato and O. Inoue, *ISAS Report No. 487*, Institute of Space and Aero. Sci., University of Tokyo, Vol. 37 (1972).
- [8] G. J. Ranque, *J. Physique Radium* (7) **4**, 112 (1933).



- [9] K. Elser and M. Hoch, *Z. Naturf.*, **6 a**, 25 (1951).
- [10] 鈴木, 日本機械学会講演論文集, No. 700-15 (1970).
- [11] 鈴木, 日本機械学会講演論文集, No. 710-15 (1971).