

UDC 533.6.001.8

航空宇宙技術研究所報告

TECHNICAL REPORT OF NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

TR 557

分子線装置とその性能試験

恩地瑛・津田尚一

1979年1月

航空宇宙技術研究所
NATIONAL AEROSPACE LABORATORY

分子線装置とその性能試験*

恩地 瑛** 津田尚一**

Supersonic Free Jet Type Molecular Beam Apparatus

By Akira ONJI and Shoichi TSUDA

A supersonic free jet type molecular beam apparatus was designed and constructed for the study of aerospace engineering problems. Investigations on the performances of the molecular beam were carried out and optimum conditions for beam generation were studied.

In the case when the stagnation pressure $P_0=40$ Torr and non-dimensional nozzle-skimmer distance $D_s=25$, maximum intensity of 4×10^{10} sec. steradian was obtained for argon beam. Velocities and terminal Mach numbers were determined from the signals of a time-of-flight detector. The maximum speed of 3,400 m/sec was recorded for helium gas beam at stagnation temperature $T_0=1,000$ K. In the optimum condition, terminal Mach number was found to be more than 17 for all tested gases. The seeded beam technique was introduced to obtain higher energy beam. Helium was used as carrier gas. From the free jet of 5% argon and 95% helium gas mixture, argon gas beam with energy more than 1 eV could be generated.

These results show that the performances of the molecular beam exceed the values we expected and it may be concluded that this apparatus is useful for gas-surface interaction studies related to aerospace problems.

記号

d	ノズル噴出口の直径
D_s	$= l/d$
$D_{s,n}$	強度が極大となる D_s
J	分子線の強度, 個/sec・steradian
J_z	中心軸上の強度
K_{nN}	ノズル噴出口のクヌーセン数
l	ノズル噴出口と第一スキマー入口の距離
M_T	最終(terminal)マッハ数
P_0	濾み点圧力
P_1	ノズルと第一スキマーの間の背圧
P_2	第一スキマーと第二スキマーの間の背圧
P_B	測定室の背圧
P_m	強度最大となる濾み点圧
S	測定器の出力
S_m	S の最大値

T_0	濾み点の温度
t_m	S_m に対応する時間
U	分子線の平均速度
X_D	ノズル噴出口から測定器までの距離
y	中心軸に垂直方向の距離
z_0	分子線の飛行距離
Γ	混合気体分子線の強度比
ν	濾み点における混合気体の混合比
τ	t_m で無次元化した分子線の飛行時間

1 まえがき

分子線装置は真空中に非常に細い気体分子の流れ(断面積数程度)を発生させるもので、気体分子の構造、気体分子間の衝突や化学反応の現象、気体分子と固体表面の干渉の現象などを調べる実験に用いられる。諸外国ではすでに数多く作られているがこの装置の性能として強度、エネルギーおよび速度分布が重要視されている。強度は単位時間に単位立体角(又は単位断面積)を通過する分子の数で実験精度を高める上でもこの値の大きいことが望ましい。

諸外国の装置では 10^{19} 個/sec・steradian 前後のものが多く、表面干渉の実験はいずれも 10^{18} 個/sec・steradian 以上の強度を有する装置で行なわれている。エネルギーは分子線分子の運動エネルギーで、実験目的に応じて熱エネルギー (0.5 eV 以下)、中間エネルギー ($0.5\sim 2.5\text{ eV}$) 高エネルギー (2.5 eV 以上) の分子線装置が作られている。宇宙技術に関連した問題(例えば人工衛星と周囲気体との干渉の問題)では 1 eV から 10 eV 程度のエネルギーが必要となる。速度分布は個々の分子の速度のバラツキの程度を示すもので平衡分布をなすときは速度比がその尺度となる。速度比が無限大のときは個々の分子の速度が全く均一なものとなるが、平均速度からのバラツキが士 10% 以内にある分子の数が全体の 90% 以上あるためには速度比が 10 以上の必要がある。(速度比 10 は $r = 1.4$ の気体で、マッハ数約 1.2 , $r = 1.67$ の気体でマッハ数約 1.1 となる) 表面干渉の実験にはこの程度の性能が必要で、通常は少くともマッハ数 1.5 以上が望ましい。

分子線を発生させる機構としては、オープン型、超音速自由噴流型、イオン発生型、その他衝撃波管を利用したものなどがある。オープン型は貯氣槽に小孔をあけて飛出した分子を分子線とするものでエネルギーを高めるために貯氣槽を加熱するのでこの名がある。この形式は最も簡単で初期には専らこの方法が用いられたが、全く random な運動をする分子の中で特定の位置と速度方向をもつものだけが分子線として取出されるため強度が弱く、また加熱温度も限界があって高いエネルギーを得ることが困難である。イオン発生型は高周波放電その他によってイオン化した気体を電場で加速した後に運動エネルギーを失うことなく中

性気体にもどす方法で^{1) 2)} エネルギーは非常に高いものが得られるが、強度を高めるのが難しい。衝撃波管を利用したものは高い震み点温度と密度によってかなり高いエネルギーと強度が得られる。^{3) 4) 5)} ただ分子の解離や内部自由度の励起等が生ずる場合があるので、実験目的によっては不向きのこともあり、また持続時間が短いため計測上不利な点がある。超音速自由噴流型は噴流の中心部分を取出して分子線とするもので、オープン型に比較してはるかに強度の高いものが得られる。また震み点における加熱^{6) 7)} や seeded beam 法^{8) 9)} によってエネルギーを高め $1\sim 6\text{ eV}$ 程度にすることは十分可能である。またオープン型に比較するときマッハ数が大きいから速度のバラツキも小さくすることができる。これらの点を考慮して宇宙技術に関連した研究には超音速自由噴流型の分子線装置が最も有利といふことができる。

われわれは人工衛星等の超高層飛行物体に働く空気力、熱伝達等を求める際の基礎となる気体-固体表面の干渉の問題を調べる目的で超音速自由噴流型の分子線装置を設計製作した。その性能として強度 1×10^{18} 個/sec・steradian、マッハ数 1.5 以上、また最高エネルギーとして 1 eV 以上を得られるものを目標とした。本報告では装置の概要と性能試験の結果について述べる。

なお本章において引用したものは外国における数多くの分子線装置のごく一部にすぎないことをお断りする。

2 分子線装置

図 1 に示されるように分子線装置は長さ 1875 mm 、直径 800 mm の円筒型のステンレス製真空槽で隔壁によって前室

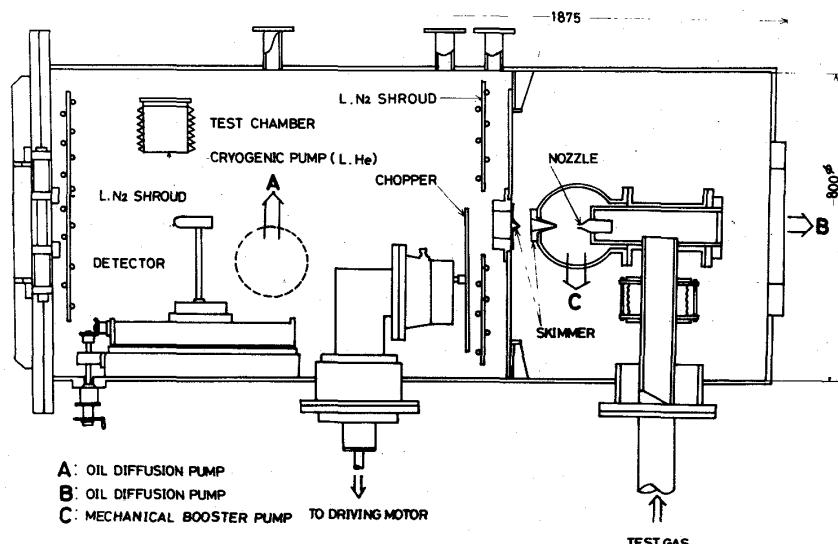


図 1 分子線装置概要図

と測定室に分けられている。

前室は分子線を発生させる部分で、内部に貯気槽・ノズル・スキマー等が収められている。貯気槽の内壁は耐熱材料ポロンナイトライドで作られ、シーズ電熱線が収められている。電熱線は最高 1.2 アンペアまで電流を通すことができる。試験気体は下方から微調バルブを通して貯気槽に導入される。貯気槽の圧力(濁み点圧 P_0)は任意に設定出来るが、後に述べるよう 5.0 Torr 前後が最適の状態である。この圧力はピラニ真空計およびブルトン管圧力計によって計測される。濁み点温度 T_0 は熱電対で測定されるが、最高温度は 800°C である。ノズルは半頂角 15° の円錐形で噴出口の直径は 0.5 mm である。噴出口の下流数 cm の位置に第一スキマー、10 cm の位置に第二スキマーが置かれている。第一スキマーは前後に ± 5 mm の範囲で移動可能である。後に述べるよう第一スキマーの位置は分子線の性能と重要な関係がある。第二スキマーは隔壁に固定されている。ノズル噴出口から出た噴流の中心軸附近のみがスキマーを通り分子線となって測定室に導かれる。ノズルと第一スキマーの間は排気速度 3,800 l/s のメカニカルプースターポンプと 1,000 l/s の油拡散ポンプの結合排気系で排気される。この部分の背圧 P_1 と濁み点圧 P_0 の比はほぼ一定で N_2 分子線で $P_0 = 50$ Torr (後に述べる最良濁み点圧) の場合 $P_1 = 8 \times 10^{-3}$ Torr 程度である。第一スキマーと第二スキマーの間は排気速度 2,000 l/s の油拡散ポンプで排気されるが、ここでの背圧 P_2 は 7×10^{-5} Torr 程度で P_0 にはほとんど関係しない。スキマーの形状が分子線の性能におよぼす影響については Bossel¹¹⁾, Bier and Hagena¹¹⁾ 等の研究があるが、われわれは Bossel の試験において良好な結果の得られた形状のものを採用した。図 2 にノズルとスキマーの形状が示されている。

測定室は排気速度 1,500 l/s の油拡散ポンプ、液体窒素シュラウドおよび 2,000 l/s の液体ヘリウムクライオ

ポンプが備えられ分子線の作動時においても 5×10^{-8} Torr 程度に保たれる。測定室内には計測器、模型およびそれらの移動装置が適宜とりつけられる。飛行時間法によって分子線の速度を測定するときには第二スキマー後方 5 cm の位置に回転円板チョッパーがつけられる。これは直径 5.0 cm のアルミニウム製で、その回転中心軸は分子線通路から 2.2 cm 離れており、通路をよぎる位置すなわち円板中心から 2.2 cm の所に 2 つの中孔があけられている。したがって円板が回転するときこの小孔が通路をよぎった瞬間だけ分子線は下流に進行する。回転は外部のモーターから伝達され 6,000 rpm である。通路が開放される時間は約 1.5×10^{-5} sec 程度で、この間に通過した分子線が下流の測定器に到達したときの出力信号の時間おくれ(飛行時間)から分子線の速度とマッハ数が求められる。円板にはこの開放の時刻を記録するための光の信号を通す小孔もあけられている。分子線用の小孔が通路を開放した時刻には光路用の小孔は光路より回転角で 4.3° おくれた位置にあけられており、光の信号は開放時刻より 1.2×10^{-4} sec おくれる。これによって測定器による分子線の信号と光の信号が同時にオッショグラフに記録できる。計測器や模型の移動装置を駆動するため回転運動導入端子、垂直運動導入端子、電流導入端子等が真空槽の壁にとりつけられて、いろいろの測定を可能にしている。強度、速度等の測定には電離真空計を用いたが、通常 2 台を同時に操作し、実際の測定と背圧の測定の出力差を取り出すことによって雑音を低下させた。また内部の配線コードは出ガスの少ないガラス繊維被覆のものを用いた。

3 分子線の強度

まえがきでも触れたが分子線の性能は強度、エネルギーおよび速度のバラツキの程度によって表わされる。速度のバラツキの程度は分子線の進行方向とこれに垂直な方向では異った値をもつのが普通である。

分子速度のバラツキが許用範囲内にあって強度が最も強いときの分子線が最良状態の分子線であるが、これを予知することは以下に述べる複雑な現象が重なりあってるので困難である。したがって濁み点圧やノズルスキマー間の距離を系統的に変えた一連の実験によって最良状態を求める以外にない。本章でははじめに自由分子流の強度の理論について述べ、これに影響を与える諸現象について簡単に触れた後、強度の測定結果について記すが、垂直方向の速度のバラツキについても触れる。

ノズル噴出口を出た超音速自由噴流は側面の barrel shock と下流の流れに垂直な Mach disk によって領域を限られている。いまスキマーを噴出口のごく近傍から次

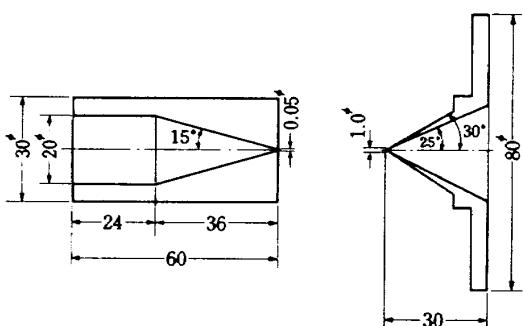


図 2 ノズルとスキマー

第に下流に移動させると、噴出口のごく近くでは密度が高いためスキマー前方に衝撃波が形成されて、一度速度が減少しスキマーを通過する際に再膨張して二次的な分子線が形成される¹²⁾ので、強度は弱い。スキマーが後退するにつれて前方の衝撃波は弱まりスキマー内に流入する分子の数は増加する。さらに下流ではスキマー前面で反射した分子との干渉も減少してゆくので強度は増加し、やがて分子間の衝突のない自由分子流となり、スキマー入口に向って進む分子は妨げられることなくすべてスキマーを通過する。このような領域ではスキマーが後退すれば、流れの点源に対してスキマー入口の張る立体角が小さくなり、その方向の速度ベクトルをもった分子の数は減少するから強度は低下はじめる。この間に最大値が存在する。スキマーがさらに後退すればMach diskの影響も加味され減衰は急激になる。分子線として最良の状態はスキマーの位置が強度の最大となる位置よりもやや後方にあるときといわれる¹⁰⁾¹³⁾。

スキマーと噴流の干渉がない自由分子流における強度の式はParker等¹⁴⁾によって求められている。スキマー入口のマッハ数 M が3よりも十分大きいとき強度 J は

$$J = \frac{n_s a_0 A_s}{2\pi} \frac{M(3+rM^2)}{\left(1+\frac{r-1}{2}M^2\right)^{1/2}} \quad \text{個/sec·steradian} \quad (1)$$

となる。 n_s はスキマー入口の数密度、 a_0 は震み点の音速、 A_s はスキマー入口の面積である。単位断面積あたりの強度は位置に関係し、スキマー入口から下流 x の距離における強度 J' は

$$J' = \frac{1}{x^2} J \quad (2)$$

となる。自由噴流が等エントロピー変化すると仮定して n_s を震み点の状態量で表わせば(1)は

$$J = \frac{A_s P_0}{2\pi\sqrt{\kappa_m T_0}} \frac{r^{1/2} M (3+rM^2)}{\left(1+\frac{r-1}{2}M^2\right)^{1/2} \frac{r+1}{2(r-1)}} \frac{\text{個}}{\text{s·steradian}} \quad (3)$$

となる。 K はボルツマンの定数、 m は気体分子の質量である。Sherman等¹⁵⁾ の非粘性自由噴流の解析によれば中心軸上のマッハ数は

$$M = K \left(\frac{x - x_1}{d} \right)^{r-1} - \frac{1}{2} \frac{r+1}{r-1} \left\{ K \left(\frac{x - x_1}{d} \right)^{r-1} \right\}^{-1} \quad (4)$$

で与えられる。 x は噴出口からの距離、 x_1 は source flow の原点に当るもので噴出口に近い。 d はノズル噴出口の直径、 K は γ にのみ関係する定数である。 x が x_1 および d に比較して十分大きければ(4)は近似的に

$$M = K \left(\frac{x}{d} \right)^{r-1} \quad (5)$$

となる。スキマー入口が $x = l$ の位置にあるとし、無次元ノズルスキマー間距離 $D_S = l/d$ とマッハ数の関係が表1に示される。

(3)と(5)から強度は D_S の $-2(2-r)$ 乗に比例する。

しかしながら(3)、(4)および(5)の関係が成立するためには以下の条件がみたされていなければならない。

- 1) 噴流のレイノズル数が十分大きい。
- 2) 噴流の凝縮、並進、回転および振動エネルギーの緩和等の影響が無視できる。
- 3) 背圧気体分子との干渉がない。
- 4) スキマーの存在が自由噴流の場に影響を与えない。
(スキマーと噴流の干渉がない)
- 5) スキマーを通過した後の流れは自由分子流である。
- 6) スキマーの位置はMach diskより上流にあってその影響をうけない。

実際にはこれらの影響が複雑に作用して分子線の強度を低下させる可能性がある。以下これらの現象について簡単に触れる。

1) レイノズル数(粘性)の影響

Sherman等¹⁵⁾ は粘性を考慮した場合の噴流の軸上マッハ数の式

$$M = M_0 \left(1 - \frac{m_1}{Re^*} \right) \quad (6)$$

表1 マッハ数と D_S

$r \backslash D_S$	5	10	15	20	25	30	35	K
9/7	6.28	7.65	8.59	9.61	9.94	10.47	10.94	3.96
7/5	6.95	9.17	10.78	12.57	13.23	14.23	15.13	3.65
5/3	9.58	15.25	20.00	24.26	28.17	31.83	38.60	3.26

を求めている。 M_0 は非粘性のマッハ数、 R_e^* はノズルの噴出口における条件から作られたレイノズル数、 m_1 は気体の種類と D_s に関係する値である。 $P_0 = 50 \text{ Torr}$, $T_0 = 300^\circ\text{K}$, $D_s = 25$ のとき R_e^* は 1000, m_1 は 100 程度の値になりマッハ数は非粘性の値の 9/10 程度になる。

2) 凝縮・凍結その他

Bier and Hagen¹¹⁾によれば Pod が臨界値を越えると凝縮が起ることおよびこの臨界値は気体によって異なる N_2 では $Pod = 500 \text{ Torr}^{-1/2}$ A_r では $85 \text{ Torr}^{-1/2}$ を越えると凝縮が起ると述べている。しかしながら Bossel¹⁰⁾ は A_r について $350 \text{ Torr}^{-1/2}$ でも凝縮の発生は認められなかつたと報告している。われわれの装置では $Pod \leq 40 \text{ Torr}^{-1/2}$ で使用するから通常の試験気体では凝縮は考えなくてよいと思われる。

噴流の並進および回転緩和については Hanrel and Willis¹⁶⁾ 等の解析、Anderson and Fenn¹⁷⁾ 等の実験が行なわれている。Bossel が Hamel and Willis の理論によって窒素の噴流（凝み点温度 296°K ）について計算した結果によれば、凝み点圧 50 Torr の場合並進緩和は $x/d = 8$ 附近から始まって $x/d = 60$ で完全に凍結し、回転緩和は $x/d = 5$ 附近から始まって $x/d = 45$ で完全に凍結する。最終マッハ数は約 1.6 となる。凝み点圧 10 Torr では $x/d = 10$ 附近までの間に並進回転ともに完全に凍結し、最終マッハ数は約 9 となる。一般に緩和はノズル噴出口のクヌーセン数 K_{nN} に関係し、この値が大きいほど緩和の影響が大きい。Anderson and Fenn はアルゴン分子線についてスキマーの位置と最終マッハ数の関係を測定したが、常温 50 Torr の場合 $D_s = 3.3$ 以上では最終マッハ数は一定値 (16) になり 10 Torr では $D_s = 1.32$ 以上で最終マッハ数一定(9)となることを述べている。したがってこれらの場合の凍結点は上記 D_s の位置附近と考えられる。Anderson and Fenn はまた $\frac{dM}{d(x/d)}$ が平均自由行路に逆比例することおよび噴流の密度変化が等エントロピーであることを仮定して最終マッハ数 M_T を求め

$$M_T = CK_n^{-\frac{1}{D_s}} \quad (7)$$

を導いた。C は気体の種類によって異なる定数で測定結果から

$$M_T = 1.17 K_{nN}^{-0.4} \quad (8)$$

を得ている。以上は常温の場合であるが凝み点温度が増大すれば K_{nN} が増大し緩和の影響も増大する。凝み点温度 $1,100^\circ\text{K}$ の場合の K_{nN} は凝み点温度 300°K の場合の値の約 1.24 倍になる。凝み点圧 50 Torr の場合、凝み

点温度が 300°K から $1,100^\circ\text{K}$ に上昇すれば凍結点の位置は約 10 % 前進し、最終マッハ数は約 7 % 減少する。

振動緩和は凝み点圧と凝み点温度が高くなれば考慮する必要があるが Phinney^{18) 19)} の計算によれば、凝み点温度と振動の特性温度（窒素では $3,380^\circ\text{K}$ ）の比が 0.5 以下で凝み点圧が大気圧以下の場合は振動エネルギーは殆んど他のエネルギーに変換されることなく凍結する。われわれの装置では上記の比は窒素の場合 0.33 程度でまた凝み点圧も 80 Torr 以下であるからこの影響は無視してよいと思われる。

3) スキマーとの干渉

ノズルスキマー間の距離がある程度大きくなつて前方衝撃波が消失した段階でもスキマーの前面から反射した分子と噴流分子が干渉し強度を弱める。これは稀薄気体力学における遷移流領域の問題である。スキマー入口のクヌーセン数が 1 の程度以上ならば強度の自由分子流の値からのずれはクヌーセン数の逆数の程度であるが²⁰⁾、一般遷移流の場合は数値実験的な計算によって求める外はなく全般的な傾向を見通すような解を求めるには膨大な計算が必要で現状では不可能に近い。表 2 に常温の窒素の場合の D_s とクヌーセン数の関係を示す。

表 2 クヌーセン数と D_s （窒素 $T_0 = 300^\circ\text{K}$ ）

D_s	5	10	15	20	25	30
P_0						
1.0	0.355	1.22	2.55	4.36	6.61	9.30
5.0	0.119	0.245	0.513	0.873	1.323	2.49
7.0	0.051	0.175	0.360	0.623	0.943	1.33

4) 背圧気体分子との干渉

ノズルと第一スキマーの間は背圧も高く、また 3) のスキマーの干渉と重なつて強度に与える影響は複雑である。

Fenn and Anderson,²¹⁾ Brown et al²²⁾ の実験によれば背圧気体が噴流中に侵入して散乱させるため強度はかなり影響をうける。背圧が $P_1 = 1.93 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ から $P_1 = 6.20 \times 10^{-3}$ まで増大するとき分子線の強度は始めの値の約 5% 程度に減少する。

第 1 スキマーと第二スキマーの間および測定室内は背圧が低く分子間衝突が問題となる。強度 J_0 の分子線は一様な密度 n の空間を距離 x だけ走行する間に減衰して

$$J = J_0 e^{-n\sigma x} \quad (9)$$

となる。 σ は分子間衝突断面積で窒素の場合 10^{-14} cm^2 程度の値である。第一スキマーと第二スキマーの間は背圧 $P_2 = 10^{-4} \text{ Torr}$ 以下で距離 5 cm であるから (9) から計算すると最高 1.5 % の減衰となる。測定室内は背圧 10^{-7}

Torr 以下で減衰は殆んどない。

5) Mach disk

Mach disk の位置 x_M は Sherman¹⁵⁾ の計算, Cam-pargue²³⁾, Bier and Hagena¹²⁾ の実験により

$$\frac{x_M}{d} \approx 0.67 \left(\frac{P_0}{P_1} \right)^{1/2} \quad (10)$$

となることが認められている。われわれの装置では

$$P_0 / P_1 = 5/8 \times 10^4 \text{ であるから}$$

$$\frac{x_M}{d} = 53 \quad (11)$$

となる。Mach disk は平均自由行路の程度の厚さをもつから歛み点圧が低いほどこの値より前方から影響が現われる。

以上分子線の強度に影響をおよぼす現象について簡単に述べたが実際にはこれらが複雑に組み合わさった形で作用し、理想的な状態での強度の式(3)からかなりずれることが予想される。以下強度を測定した結果について記すが、中心軸上の強度はインパクト管を第二スキマー後方 5 cm (ノズル噴出口からの距離 $X_D = 15 \text{ cm}$)において測定した。(補遺参照)インパクト管の入口径は 1 mm φ である。強度分布は $X_D = 40 \text{ cm}$ の位置でインパクト管を流れに垂直な方向に 2.5 mm 間隔でトラバースして測定した。実験範囲は

1. 試験気体 N_2 , A_r , H_e
2. P_0 10 Torr ~ 80 Torr
3. T_0 300 °K ~ 1100 °K

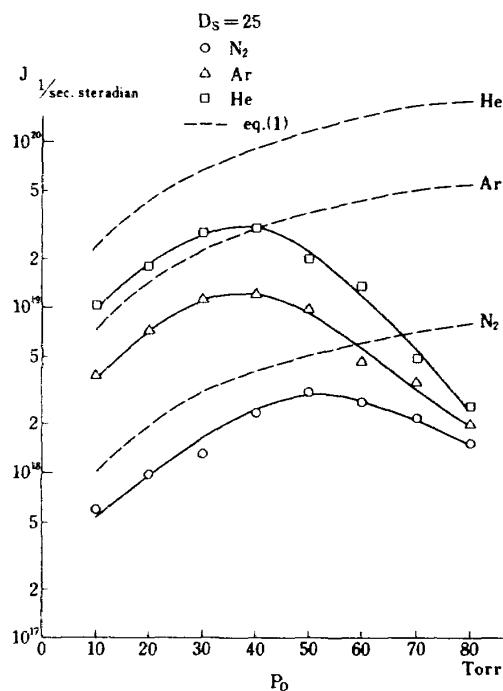


図 3 強度と歛み点圧

4. $D_s = 10 \sim 50$

IC とった。

上記の気体を選んだ理由は主として将来、実際に表面干涉の実験に使用する予定であることによるが、同時に質量や比熱比等の異なった気体に対して自由分子流理論との比較を行うことも目的としている。

a) P_0 と強度の関係

図 3 IC $D_s = 25$, $T_0 = 300^\circ K$ における三種の試験気体に対する強度と歛み点圧の関係が示される。点線は(3)から求めた値である。いずれの気体でも実測値はその $\frac{1}{2}$ から $\frac{1}{3}$ 程度である。 P_0 が 40 Torr 以下 (N_2 では 50 Torr 以下) では強度はほぼ理論値と同じ傾向で増大し、これらの値を越えると急激に減少する。図 4 a, b, c はこれらに応する強度分布である。強度が最大となるときの歛み点圧 P_m を境として分布の形状は明らかに異なる。

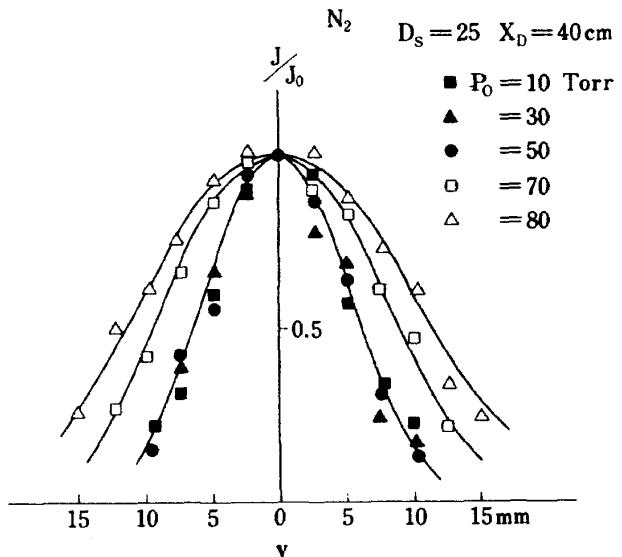


図 4 (a) 強度分布と歛み点圧 (N_2)

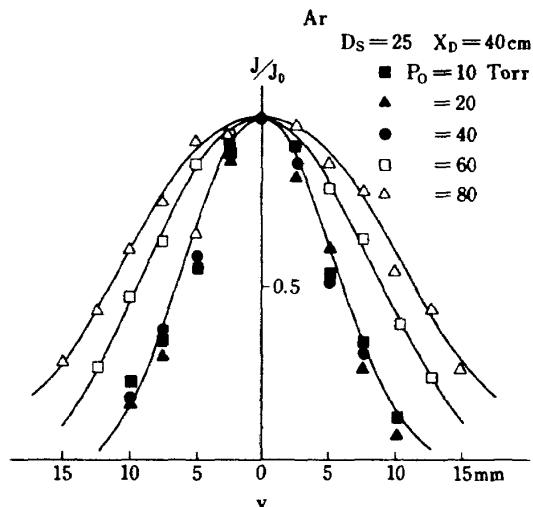


図 4 (b) 強度分布と歛み点圧 (Ar)

P_m 以下ではやせた形状でほぼ一定であるが P_m 以上では P_0 の増大とともにふくらんだ形状になっている。

全般的に実測値が理論値よりかなり小さいのは先に述べた粘性、背圧、スキマーの干渉等によるもので、Bossel の装置でも実測値は理論値の半分以下になっており、やむをえないことと思われる。 P_m 以下では強度が P_0 に比例していることと強度分布が同じ形状になっていることからこの範囲ではスキマー通過後の気流がほぼ自由分子流の状態になっていると考えられる。 P_m を越えると強度がかなり急激に減少するのは背圧の増大とスキマーでの干渉がはげしくなって噴流の散乱が生じ、強度の減少と速度のバラツキの増大となったものと考えられる。強度分布のひろがりは垂直方向速度のバラツキに対応する。 P_m の値が Ar と He が 40 Torr であるのに對し N_2 では 50 Torr となっている。この原因は気体の種類によって真空ポンプの排気速度がわずかに異なっていることにあると思われる。 $P_0 = 50$ Torr で N_2 は $P_1 = 8 \times 10^{-3}$, He は P_1

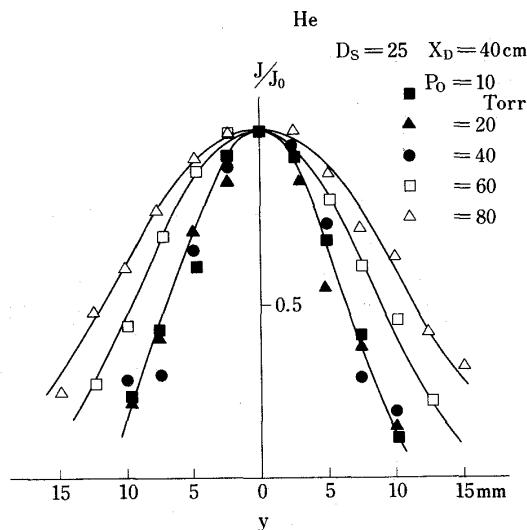


図 4(c) 強度分布と濾み点圧(He)

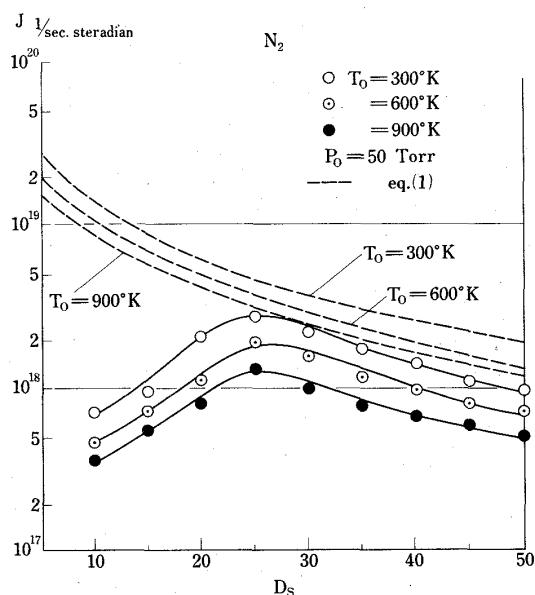


図 5(a) 強度とノズルスキマー間距離(N_2)
(濾み点温度パラメーター)

と $T_0 = 300$ K と $T_0 = 600$ K の強度分布を示す。また、 $T_0 = 900$ K の強度分布を示す。また、 $T_0 = 300$ K と $T_0 = 600$ K の強度分布を示す。

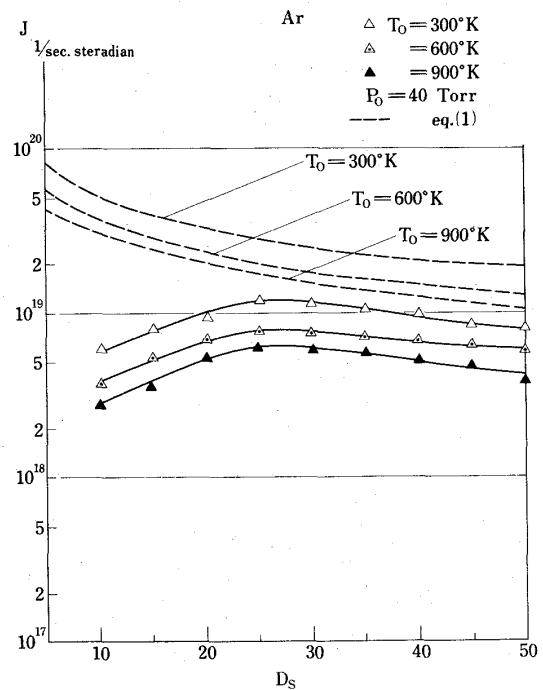


図 5(b) 強度とノズルスキマー間距離(Ar)
(濾み点温度パラメーター)

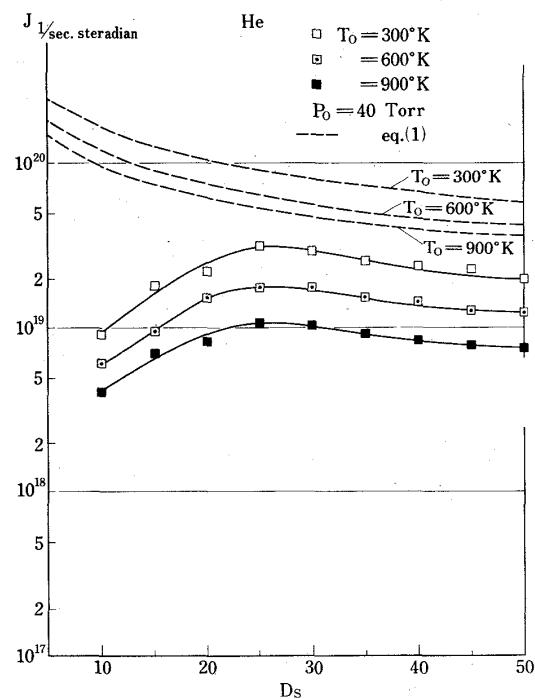


図 5(c) 強度とノズルスキマー間距離(He)
(濾み点温度パラメーター)

$= 9.6 \times 10^{-3}$, A_r は $P_1 = 9.2 \times 10^{-3}$ となっている。この背圧の差が強度に影響し A_r および He では $P_0 = 50$ Torr で逆に強度を減少させている。

b) D_s と強度の関係

図 5 a) b) c) は実測値と理論との比較を示す。濾み点圧は P_m で T_0 をパラメータとしている。いずれも $D_s = 25$ 附近に最大値が存在し、この値以下では理論と逆の傾向を示し、この値以上では同じ傾向で減少する。また強度はほぼ理論通り $T_0^{-\frac{1}{2}}$ に比例し最大値を与える $D_s (= 25)$ は T_0 に殆んど関係しない。図 6 a) b) c) は、 P_0 をパラメータとした場合である。 P_m 以上と以下ではやや異った

傾向を示している。 P_m 以下では強度の減少、増大とともにややかで、とくに減少している部分は図 5 に示した理論値と同じ傾向をもっている。 P_m 以上では増加も減少もやや急激に行なわれている。また強度を最大にする D_s の値 $D_{s,m}$ は P_0 とともに増大している。図 7 a) b) c) はこれに応する強度分布であるが $D_{s,m} = 25$ から $D_s = 35$ までの強度分布がほぼ同じ形状でやせているが $D_s = 15$ と 50 の場合はかなりふくらんだ形状を示している。

D_s が小さいときはスキマー入口での密度が高くスキマーの存在によって流れが乱される。 P_0 が高いほどこの影響は強くマッハ数も小さくなる。このため強度も弱く強度分布もふくらんだ形状になる。 D_s が増大すれば次第にスキマーでの干渉が弱まり流入分子数が増加する。しかしながらスキマーが後退すれば source flow の単位断面積当たりの mass flow は減少するから、やがて強度は減少を開始する。スキマー入口でのクヌーセン数が十分大きければその減少は(3)に従って行なわれる。 P_m 以下の減少傾向は理論と比較的よく一致している。 P_0 が低ければ(3)に従って減少する範囲が広くなる。 $D_{s,m}$ が P_0 の減少とともに前進しているのはこのためである。 $D_{s,m}$ から $D_{s,m} + 10$ 程度までは強度分布もほぼ同じであり、垂直方向の速度のバラツキは小さい。(垂直方向の温度が低い)。このことは進行方向の速度のバラツキも同様に小さい(進行方向の温度が低く、マッハ数が大きい)ことが予想されるが、これについては次章に述べる。 D_s がさらに大きくなつたと

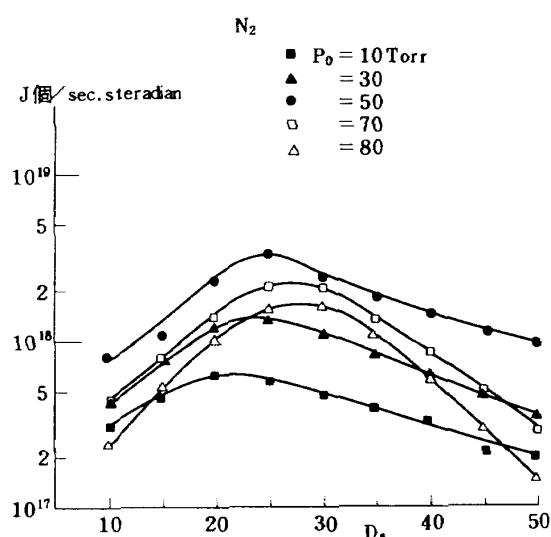


図 6 (a) 強度とノズルスキマー間距離 (N_2)
(濾み点圧パラメーター)

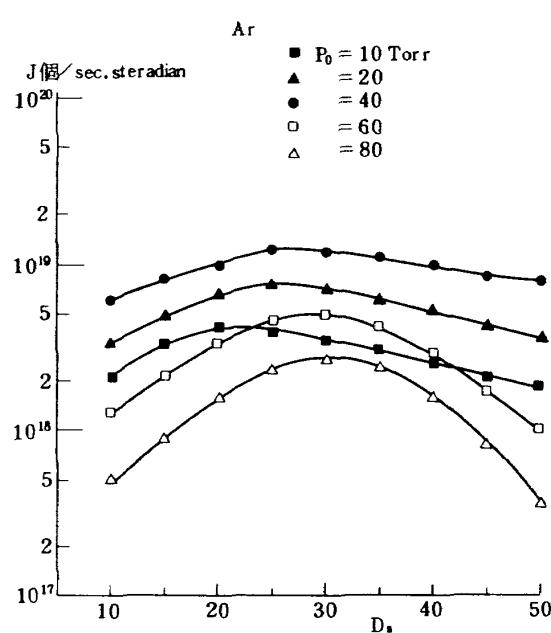


図 6 (b) 強度とノズルスキマー間距離 (Ar)
(濾み点圧パラメーター)

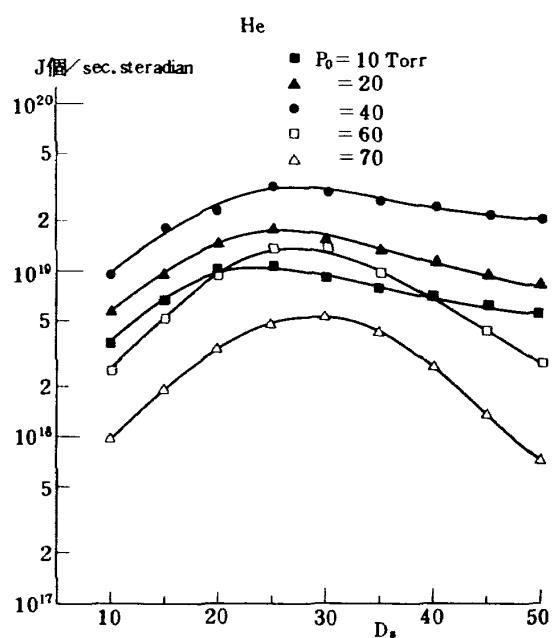


図 6 (c) 強度とノズルスキマー間距離 (He)
(濾み点圧パラメーター)

き、強度の減少が急激になり、また強度分布がふたたび広がりをみせるのはMach diskの影響と思われる。

図8は P_1 が強度におよぼす影響を調べたものである。窒素分子線の場合排気系のバルブを全開した状態で $P_0 = 50\text{ Torr}$ にすれば $P_1 = 8 \times 10^{-3}\text{ Torr}$ となるがバルブを調節して 1.4×10^{-2} まで増大させ強度と D_s の関係を求めた。 P_1 が増大すれば当然強度は減少するが、その程度は D_s が大きいほど著しい。これはスキマー入口での噴流の静圧が低いほど背圧の影響が大きくなるためBrown²²⁾等の結果とも一致する。ただBrown等の結果では背圧が増大すると $D_{s,n}$ の位置も前進しているが、われわれの実験範囲内ではこの現象は認められなかった。 $D_s = 25$

の場合 P_1 が $8 \times 10^{-3}\text{ Torr}$ から $1.4 \times 10^{-2}\text{ Torr}$ まで増大すると強度が%に低下している。これから逆にもし P_1 をさらに低く保つことができれば強度を今よりもさらに増大させる可能性があることを示している。

4 分子線の速度とマッハ数

分子線の速度および速度分布の計測はAndersonとFenn¹⁹⁾によって提案された飛行時間法を用いた。回転円板の小孔が分子線通路を開放する時間 t_0 が、分子の飛行時間、すなわち円板の下流 Z_0 における計測器(ヌードゲージ)に達するまでの時間 t に比較して十分小さいと仮定する。分子線の分布関数を

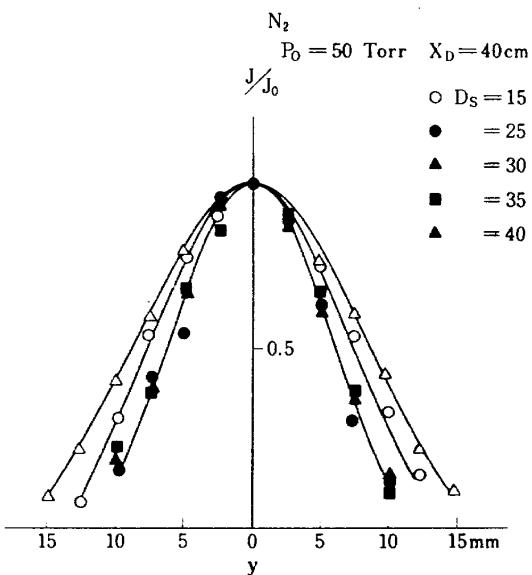


図 7 (a) 強度分布とノズルスキマー間距離 (N_2)

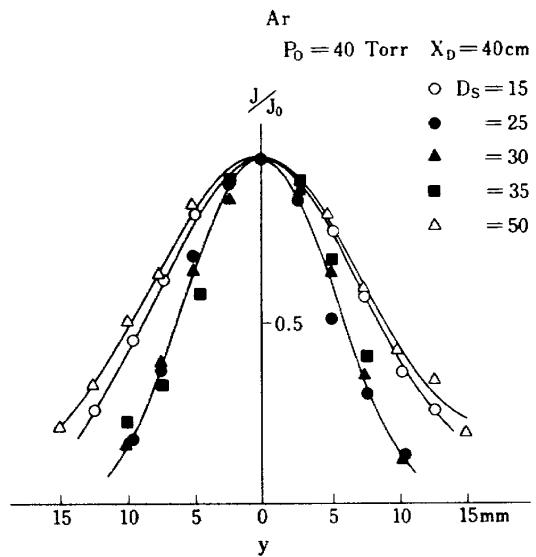


図 7 (c) 強度分布とノズルスキマー間距離 (He)

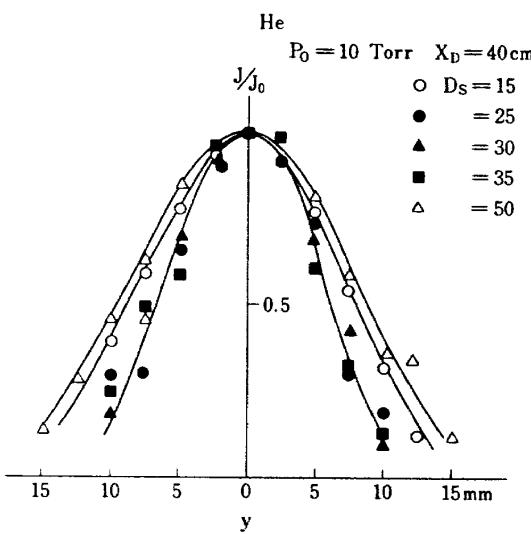


図 7 (b) 強度分布とノズルスキマー間距離 (Ar)

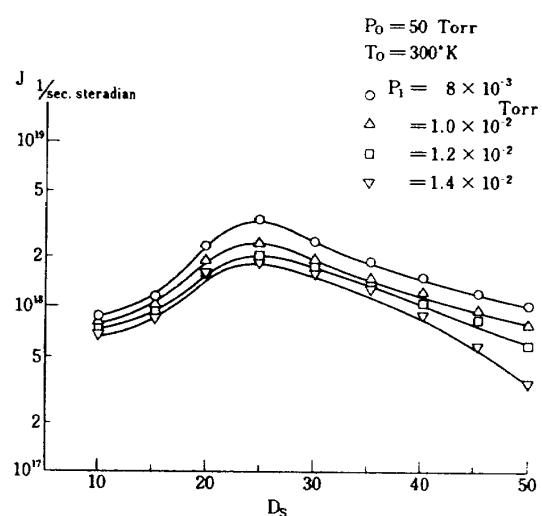


図 8 強度と背圧

$$f(v) = C \left(\frac{v}{U} \right)^3 \exp \left[-\frac{1}{2} \gamma M_T^2 \left(\frac{v}{U} - 1 \right)^2 \right] \quad (12)$$

と表わせば、測定器の信号は

$$S(t) \sim \frac{1}{t^4} \exp \left[-\frac{1}{2} \gamma M_T^2 \left(\frac{z_0}{tU} - 1 \right)^2 \right] \quad (13)$$

となる。 v は進行方向の速度で $v t = Z_0$ である。 U は平均速度、 C は定数である。 $S(t)$ の最大値を S_m 、これに対応する時間を t_m とし

$$\tau = \frac{t}{t_m} \quad (14)$$

を用いると

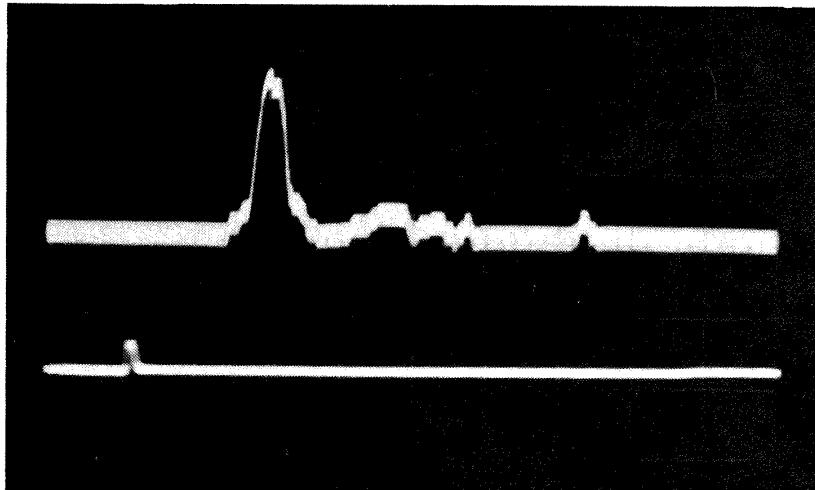
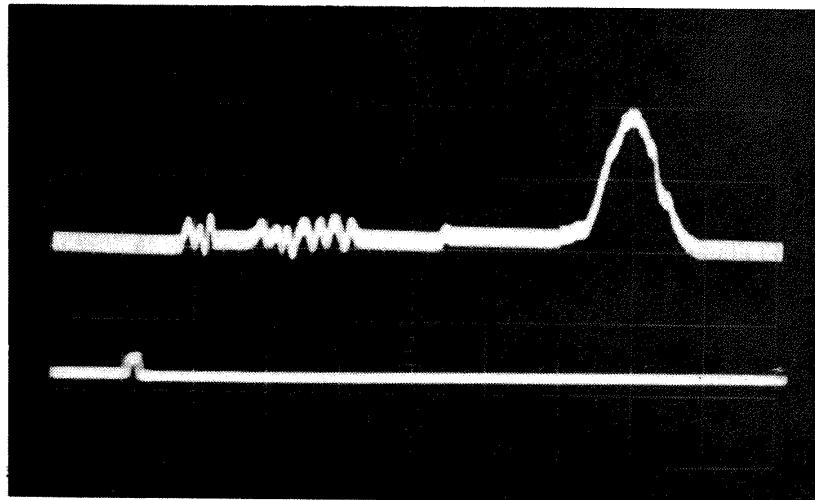
$$S/S_m = \frac{1}{\tau^4} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \gamma M_T^2 \left[\left(\frac{b}{\tau} - 1 \right)^2 - (b-1)^2 \right] \right\} \quad (15)$$

$$b = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \left(1 + \frac{16}{\gamma M_T^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (16)$$

と書くことができる。出力信号の記録から M_T と U を定められるが、 $\gamma = 1.4$ の場合でも M_T が 5 以上ならば 1% 以下の誤差で

$$U \approx \frac{z_0}{t_m} \quad (17)$$

となる。図 9 はヌードゲージの出力をシンクロスコープでとった記録の例である。測定の配置図は補遺 A 3 に示される。上は $Z_0 = 4.5 \text{ cm}$ 、下は $Z_0 = 2.0 \text{ cm}$ の場合である。スパイクは分子線通路が開放された時刻を知るための光の信号で実際の開放時刻は、第 2 章に述べたように $1.2 \times 10^{-4} \text{ sec}$ 前であるから図のスパイクより左 2.4 mm の位置になっている。掃引時間は $5 \times 10^{-5} \text{ sec/cm}$ である。上図においてシャッターの開放時刻から信号の最大値まで ($2.4 + 6.8$) cm で飛行時間は $4.6 \times 10^{-4} \text{ sec}$ となる。飛行距離



は4.5cmであるから速度 $9.8 \times 10^2 \text{ m/sec}$ が得られる。下図も同様にして $9.8 \times 10^2 \text{ m/sec}$ が得られる。 Z_0 を変えてみたのは測定器の応答時間の遅れを調べるためであるが、これらから求めた速度はいずれも 9.80 m/sec となっている。これから応答時間の遅れは無視できることがわかったので、以後は $Z_0 = 20 \text{ cm}$ のみで測定した。なおこれから求めたマッハ数は1.7となっている。信号の記録と(15)の比較によってマッハ数を求める図例は次章に示されている。平均速度の測定結果が図10に示される。実線は等エントロピー理論による値でFenn等の結果はこれとよく一致しているが、われわれの測定値は10%前後小さい値になっている。最高速度は $T_0 = 1,100^\circ\text{K}$ の H_2 分子線で $3,400 \text{ m/sec}$ が記録された。図11は最終マッハ数 M_T とノズル噴出口のクヌーセン数との相関である。Fenn等の実験では M_T が $K_{nN}^{-\frac{1-1}{r}}$ に比例する関係が明らかに示されているが、われわれの結果は $P_0 = 50 \text{ Torr}$ に対応する $K_{nN}^{-\frac{1-1}{r}}$ の値 (He で8.10, Ar で1.23, N_2 で6.07) 以下ではほぼ直線とみなせるが、これらの値を越えると減少している。これは強度の場合と同様に背圧の増大、スキマー入口での干渉の増大によるものと思われる。窒素の場合は回転緩和によってもって γ の値も変化し、厳密には(7)は成立しないが、傾向的には Ar や He と同様になっている。測定

マッハ数 M_T がスキマー入口のマッハ数の理論値より大きい場合があり、スキマー通過後も気流が膨張することを示している。図12は D_s と M_T の関係で、はじめ D_s の増大とともに M_T も増大するが、やがて Mach disk の影響で減少する。

前章の強度の測定結果と併せ考えると、 $P_0 = 40 \sim 50 \text{ Torr}$ $D_s = 25$ の場合が強度も最強でバラツキが少なく最も分子線の状態と結論できる。

5 seeded beam の方法

超音速自由噴流型の分子線ではそのエネルギーを高める手段として seeded beam の方法を用いることができる。単一気体の分子線ではエネルギーは凝縮点温度によって定まり、 H_2 , He 等の分子線は速度が早いが質量が小さく、 Ar , CO_2 等質量の大きい気体は速度がおそい。seeded beam の方法は軽い気体の自由噴流中に重い試験気体を添

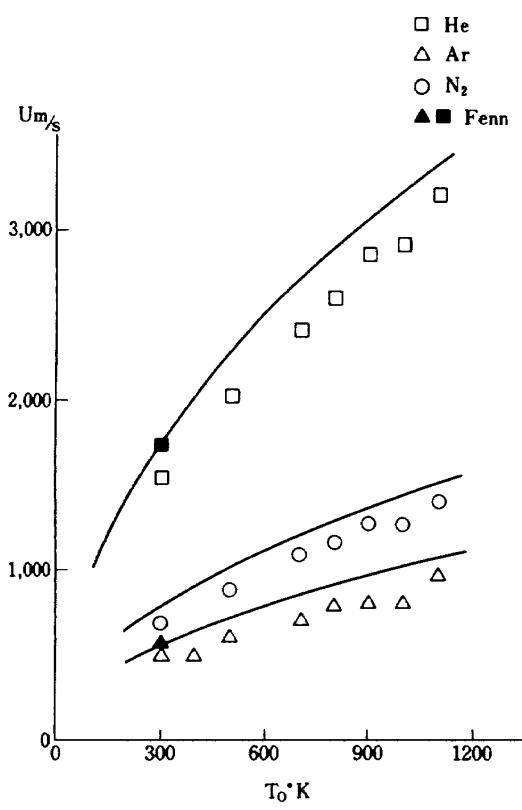


図 10 分子線速度

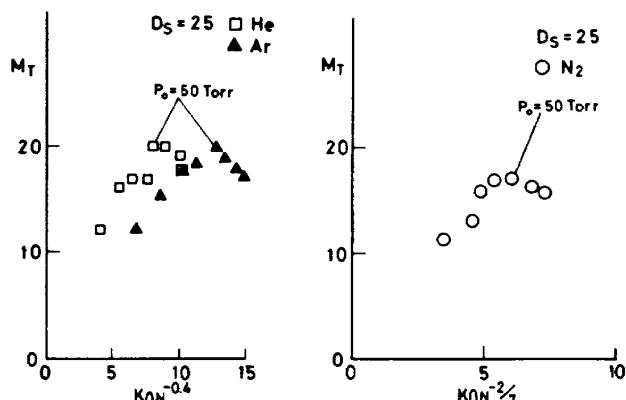


図 11 最終マッハ数とノズルクヌーセン数

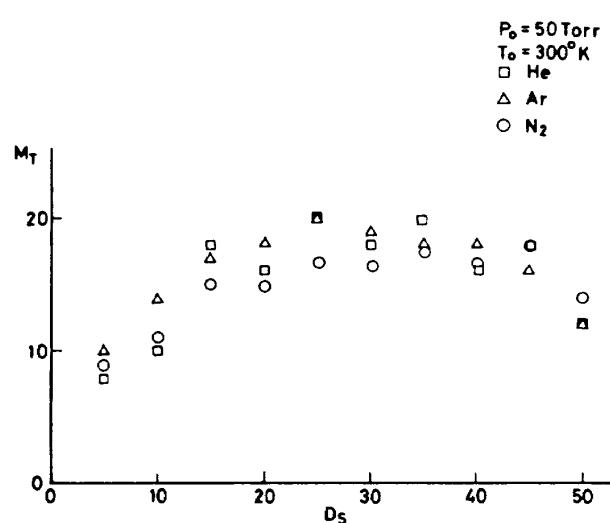


図 12 最終マッハ数とノズルクヌーセン数

加し軽い気体で運ばれる形にして增速する方法である。重い気体の質量を m_h 、混合気体の平均質量を m 、等圧比熱を C_p とすれば等エントロピーの理論では

$$\frac{1}{2}m_h v^2 = \frac{m_h}{m} \int_T^{T_0} \bar{C}_p dT \quad (17)$$

となって重い気体の混合比を小さくすればその速度は軽い気体の速度に近づく。 Ar を He 中に添加すれば理論上そのエネルギーは単体の場合の約10倍になり H_2 中に添加すれば約20倍になり得る。さらにこの方法の利点として重い気体が噴流の中心軸附近に集中する性質^{24) 25) 26)}を利用できる。重い気体は噴流中で進行方向に加速され、これに垂直な方向の速度はあまり変化しないので、個々の分子の速度の方向が中心軸の方向に集中する。この集中の程度は質量比が大きいほど大きい。分子線は噴流の中心軸附

近の流れからとりだされるから歛み点の混合比よりも重い気体（試験気体）の混合比が増大する。このようにして得られた高エネルギー分子を含む混合気体分子線は質量分析計のように気体分子の分離できる計測器を用いることによって固体表面から反射した分子の性質を調べる実験に供用できる。Klingelhöfer²⁷⁾ の実験によれば歛み点において He 中に Ar を1%添加した場合、最高40%の Ar 分子線を得ている。またFenn²⁸⁾ は He 中に3%の Ar を添加した分子線の速度を測定し、 He 単体分子線の速度の95%に達していることを報告している。seeded beamの方法については多くの理論や実験が報告されているが、一般に混合噴流の性質は歛み点圧に関係することが知られている。歛み点圧が低いと十分な加速と中心軸集中が行なわれない。Klingelhöferの実験では歛み点圧760 Torr程度以下では分子線の混合比は歛み点圧とともに増大し、

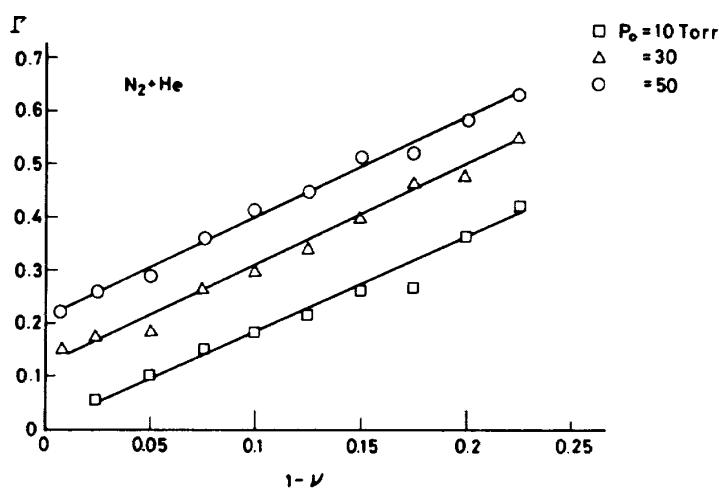


図 13(a) 分子線の強度比と歛み点混合比(N_2)

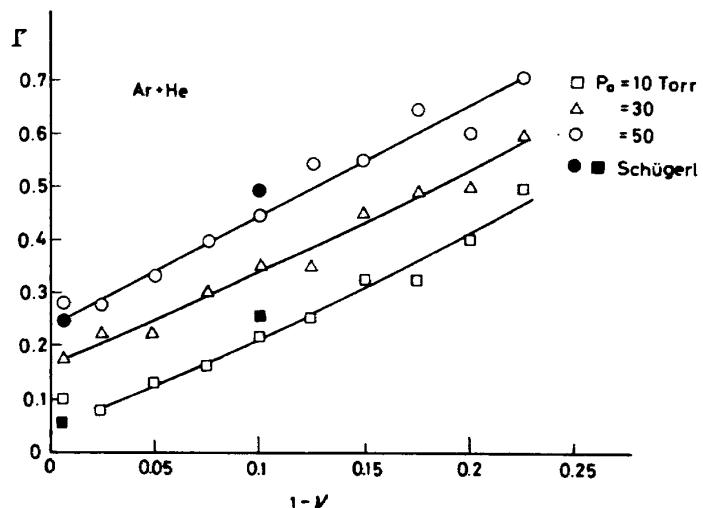


図 13(b) 分子線の強度比と歛み点混合比(Ar)

760 Torr以上ではほぼ一定値になっている。また Anderson⁸⁾の実験では X_e を H_e 中に添加した場合収束点圧が低い(4.64 Torr)と分子線は二成分それぞれ異なった平均速度をもつことが認められた。

われわれは H_e 中に A_r , N_2 および CO_2 を添加し、収束点の混合比と収束点圧を変えて分子線の強度と速度を測定した。(補遺参照)

図13 a, b, cは収束点における混合比 $\nu = n_{oh}/(n_{oi})$ と分子線の強度比 $P = J_h/(J_h + J_e)$ の関係である。 n_0 は収束点の密度で添字 h は重い気体、 e は軽い気体を意味する。図aの A_r 添加の場合ほかわれわれの実験と同じ条件で行なわれた Schügerl²⁸⁾の実験値も示されている。 Γ が P_0 の増大とともに増大するのは混合加速が活発になるためKlingelöferの実験と傾向的に一致

する。また三種の気体を比較したとき N_2 の強度比が他より小さいのは質量比が最も小さいため理論と矛盾しない。 $\nu = 0.1$ の場合、 $P_0 = 50$ Torrでは強度比は0.4を越えており、 A_r 分子線で 4×10^{18} 個/sec・steradion N_2 でも 1.2×10^{18} 個/sec・steradion程度の強度を有している。図14 a) b)は、それぞれ A_r および CO_2 の分子線の強度分布a)は強度を任意スケールで示し b)は中心軸上の値で正規化されている。a)から中心軸上の A_r の強度が H_e の40%に達していること、またa) b)とも試験気体の分布が運搬気体(H_e)のそれよりもやせた形をなしているのがわかる。この傾向はAbuaif²⁹⁾の測定にも現れている。速度の測定は本来質量分析計を用いるべきであるが、われわれの分析計は応答時間が遅く、飛行時間法の測定に適さないため通常のヌードゲージによった。測定記録

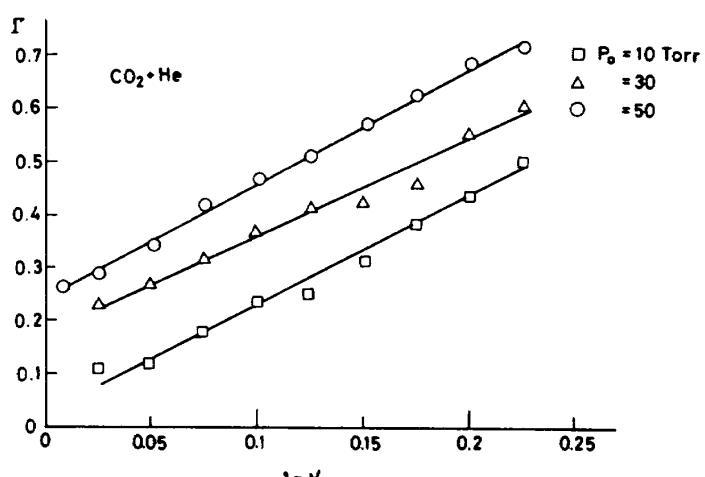


図 13 (c) 分子線の強度比と収束点混合比(CO_2)

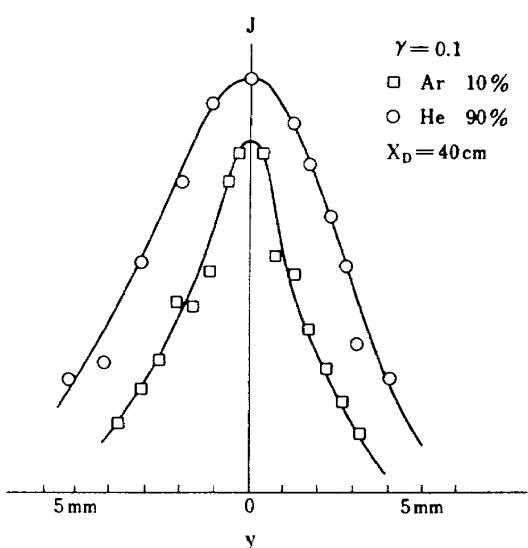


図 14 (a) 混合気体分子線の強度分布($Ar + He$)

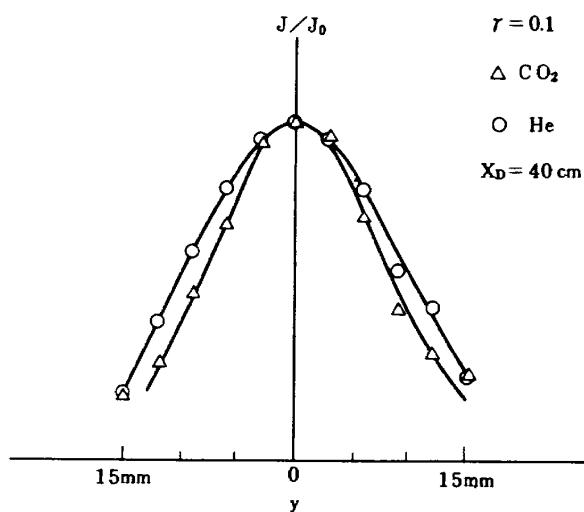


図 14 (b) 混合気体分子線の強度分布($CO_2 + He$)

と対応させる(15)(16)の式において γ の値には強度比の測定値を用いた。図15は記録写真から読みとった値と理論曲線の対応関係を示す。これにみられるよう A_r と H_e の平均速度の分離は認められない。図は $P_0 = 50$ Torrの場合であるが $P_0 = 10$ Torrまでとくにこのような現象はみられなかった。したがってヌードゲージによる速度の測定値は試験気体分子線の速度と考えてよいと思われる。図16a)b)c)は、速度と混合比の関係を示すもので実線は(17)に基づいて計算した値である。Fennの測定値は理論

とよく一致しているが、われわれの測定値はそれより10%前後小さくなっている。それでも A_r の場合 $\nu = 0.05$, $P_0 = 50$ Torr, $T_0 = 1,100^{\circ}\text{K}$ で 2500m/sec (1.5eV)が記録された。 ν の値をさらに小さくとればさらに速度の増大が期待できること、および試験気体として重い X_e 等を用い運搬気体として H_2 を用いること等を考えればさらに高いエネルギーの分子線を得ることは困難ではない。

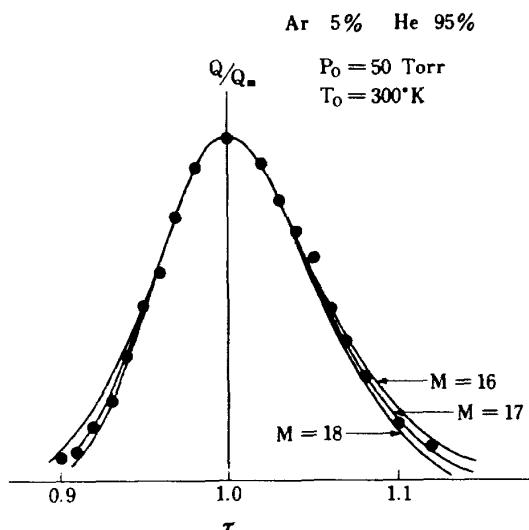


図 15 飛行時間信号と理論値

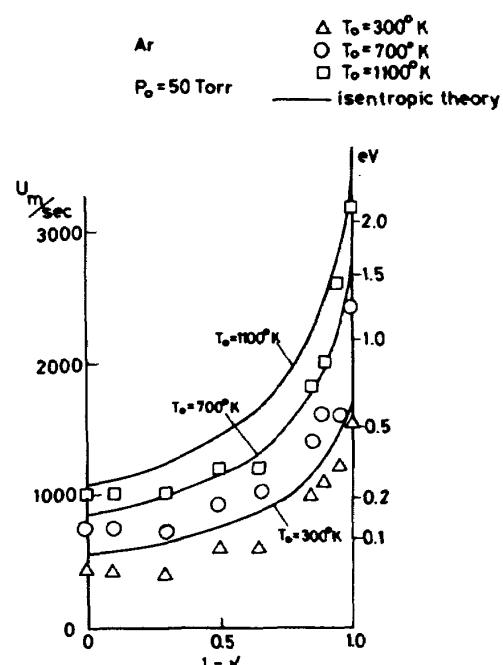


図 16 (b) 混合気体分子線の速度 (Ar)

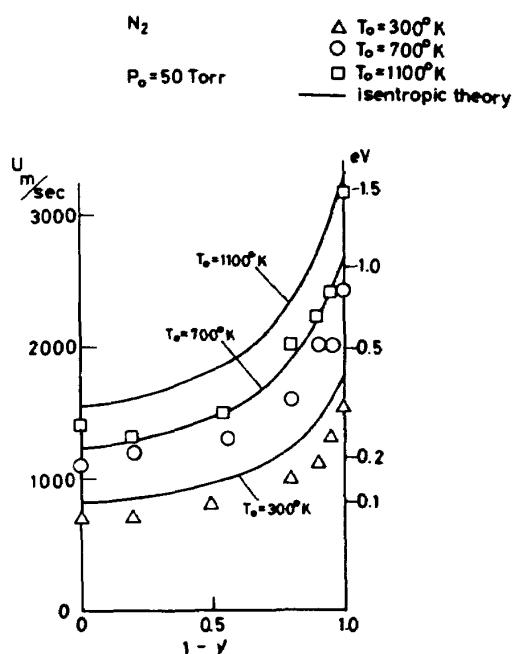


図 16 (a) 混合気体分子線の速度 (N_2)

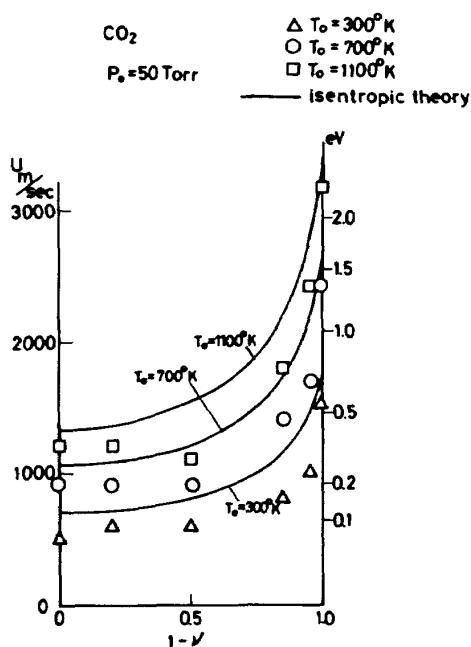


図 16 (c) 混合気体分子線の速度 (CO_2)

6 むすび

分子線装置の概要と性能試験の結果について述べた。濾み点圧力、ノズルスキマー間の距離等を系統的に変えて強度、速度、マッハ数等を測定し、最良の分子線を得る条件を求めた。濾み点圧は気体の種類によって多少異なるが、40～50 Torr ノズルスキマー間の無次元距離 2.5 のときが最良である。このとき強度は A_r で 4×10^{19} 個/sec steradion, N_2 では 3×10^{18} 個/sec · steradion となり、マッハ数は 1.7 ～ 2.0 程度である。濾み点温度 300°K ～ $1,100^{\circ}\text{K}$ の範囲ではこの条件は変わらなかった。速度の測定値は Fenn 等の結果と比較してやや小さくなっているが seeded beam の方法によって 1.5 eV 程度のエネルギー分子線が得られた。これらの値は初めの設定値を越えており、この装置によって中間エネルギーの実験、例えば宇宙工学における表面干渉の研究は十分可能である。

理論上 P_0 を増せば強度もマッハ数も増大し、さらに seeded beam における試験気体の強度比も増すことができる。実際には P_0 に限界がありこの値を越えると強度もマッハ数も逆に低下する。これは主に背圧の増大に原因がある。したがってもし P_0/P_1 を大きくすることができれば性能向上が期待できる。排気系の排気速度を W 、ノズル噴出口の流量係数を α とすれば

$$\frac{P_0}{P_1} = \frac{W}{\frac{\pi}{4} \alpha d^2 \sqrt{\gamma R T_0} \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}} \quad (18)$$

となる¹⁰⁾。したがって $\frac{P_0}{P_1}$ を増すためには W を増すか d を小さくするかである。元来、この性能試験は d もパラメータとして実施すべきものであったが、工作上の問題その他で $d = 0.05\text{cm}$ の場合のみしか行なわれなかった。近い機会により小さいノズル口径を作つて試験を行ないたいと考えている。

終りに本装置の設計製作および試験の一部に協力して頂いた前技官小川清勝氏に感謝の意を表します。

参考文献

- 1) F.M. Devienne, B. Grave, J. Souquet, and R. Clapier ; Experiments on the Charge and Momentum Exchange Ions and Molecules in the Development of High-Speed Molecular Beams, proc. 3rd Symp. Rarefied Gas Dynamics Vol. 1, (1963) pp 362, Academic Press.
- 2) S.M. Trujillo, R.H. Naynaber and E.W. Roth ; Merging Beams, A Different Approach to Collision Cross Section Measurements, Rev. Sci. Instr. 37, (1966) pp 1655.
- 3) T.C. Peng and D.L. Liquonik ; Shock Tube Molecular Beam for O at 3 eV, Rev. Sci. Instr. 30, (1967) pp 989.
- 4) G.T. Skinner ; Molecular Beam for the Study of High Temperature Gas Collision, Phys. Fluids Vol. 4, No. 9, (1961) pp 1172.
- 5) T.V. Jones ; Experiments on the Formation of a 2 eV Argon Beam from a Shock Tube Source ; Proc. 5th Symp. Rarefied Gas Dynamics Vol. 2, (1967) pp 1393, Academic Press.
- 6) R.W. Kessler and B. Koglin ; Production of Fast Molecular Beams Using Supersonic Plasma Jet ; Rev. Sci. Instr. 37, (1966) pp 682.
- 7) C.K. Lam ; Hypersonic Atomic Oxygen Molecular Beam Source ; UTIAS Rep. No. 212, Dec. (1976).
- 8) J.B. Anderson ; Intermediate Energy Molecular Beams from Free Jets of Mixed Gases ; Entropie, 18, Nov-Dec. (1967) pp 37.
- 9) Klingelhoefer and P. Lohse ; Production of Fast Molecular Beams Using Gaseous Mixture ; Phys. of Fluids Vol. 7, No. 3, (1964) pp 379.
- 10) U. Bossel ; Investigation of Skimmer Influences on the Production of Aerodynamically Intensified Molecular Beams, Univ. California Rep. No. AS-68-6, (1968)
- 11) K. Bier and O.F. Hagen : Optimum Condition of Generating Molecular Beams by Nozzles ; Proc. 4th Symp. Rarefied Gas Dynamics (1965) pp 260, Academic Press.

- 12) K.Bier and O.F.Hagena ; Influence of Shock Waves on the Generation of High Intensity Molecular Beams by Nozzles ; Proc.3rd Symp.Rarefied Gas Dynamics Vol. 1, (1963) pp 478. Academic Press.
- 13) R.Campargue ; High Intensity Supersonic Molecular Beam Apparatus, Rev.Sci. Instr.Vol.35, No.1 (1964) pp 111.
- 14) A.R.Parker,Kuhlthau,R.Zapata and J.E.Scott ; The Application of Supersonic Molecular Beam Source to Low Density, High Velocity Experimentation, Proc.1st Symp.Rarefied Gas Dynamics (1960) pp 69, Pergamon Press.
- 15) H.Ashkenas and F.S.Sherman ; The Structure and Utilization of Supersonic Free Jet in Low Density Wind Tunnels, Proc.4th Symp.Rarefied Gas Dynamics Vol. 2, (1965) pp 84. Academic Press.
- 16) D.R.Willis and B.B.Hamel ; Non-equilibrium effects in Spherical Expansions of Polyatmic Gases and Gas Mixture, Proc.5th Symp.Rarefied Gas Dynamics Vol. 1 pp 837 (1967) Academic Press.
- 17) J.B.Anderson and J.B.Fenn ; Velocity Distribution in Molecular Beams from N Nozzle Source, Phys.Flui.Vol.8, No.5 (1965) pp 780.
- 18) R.Phinney ; Criterion for Vibrational Freezing in a Nozzle Expansion, AIAA J. Vol.1, No.2 (1963) pp 496.
- 19) R.Phinney ; Nondimensional Solutions of Flow with Vibrational Relaxation, AIAA J.Vol.2, No.2 (1964) pp 240.
- 20) 恩地瑛, 山本稀義 ; Nearly-Free-Molecule Flow ICにおけるオリフィス型圧力管, 航技研報告 TR-136, (1967).
- 21) J.B.Fenn and Anderson ; Background and Sampling Effects in Free Jet Studies by Molecular Beam Measurements, Proc.4th Symp.Rarefied Gas Dynamics, Vol. 2, (1965) pp 311, Academic Press.
- 22) R.F.Brown and J.H.Heald Jr. ; Background Gas Scattering and Skimmer Interaction Studies Using Cryogenically Pumped Molecular Beam Generator, Proc.5th Symp. Rarefied Gas Dynamics, Vol.2 (1967) pp1407. Academic Press.
- 23) R.Campargue ; High Intensity Supersonic Molecular Beam Apparatus, Proc.4th Symp.Rarefied Gas Dynamics, Vol.2, (1965) pp.84, Academic Press.
- 24) Sherman ; Hydrodynamical Theory of Diffusive Separation of Mixture in a Free Jet, Phys Flui.Vol.8, No.5, (1965) pp 773.
- 25) V.H.Reise and J.B.Fenn ; Separation of Gas Mixture in Supersonic Jets, Jour. Chemi.Phys.Vol.39, No.12, (1963) pp 3240.
- 26) T.Soga and H.Oguchi ; Source Flow Expansion of Gas Mixture into a Vacuum, Proc.9th Symp.Rarefied Gas Dynamics Vol. 1, (1974) pp B 3-1-1,
- 27) K.Schuegerl ; Investigations and Application of Supersonic Molecular Beams, Proc.6th Symp.Rarefied Gas Dynamics, Vol. 2, (1969) pp 909, Academic Press.
- 29) N.Abuaf,J.B.Anderson,R.P.Andres, J.B.Fenn and D.R.Miller ; Studies of Low Density Supersonic Jets, Proc.5th Symp. Rarefied Gas Dynamics Vol.2, (1966) pp 1317, Academic Press.

$$N_D = \frac{P_D A_D}{\sqrt{2 \pi R T_D}} \quad \text{個/sec} \quad (\text{A2})$$

強度は分子線のインパクト圧を測ることによって求められる。迎角0で流れに置かれたインパクト管は定常状態では単位時間に管内に流入する分子の数と流出する分子の数は等しい。管内では気体が平衡分布をなすと考えられるから流出分子数 N_D は

$$N_D = \frac{n_D C_{mD} A_D}{2 \sqrt{\pi}} \quad \text{個/sec} \quad (\text{A1})$$

で与えられる。^{A1)} n_D は管内気体の数密度、 C_{mD} はその確率最大速度、 A_D は管の入口断面積である。 n_D 、 C_{mD} を管内の温度 T_D 、圧力 P_D で表わせば (A1) は

となる。分子線の単位断面積あたりの強度を J' とすれば管内には単位時間に $J' A_D$ 個流入するから

$$J' = -\frac{P_D}{\sqrt{2 \pi R T_D}} \quad \text{個/sec} \cdot \text{cm}^2 \quad (\text{A3})$$

したがって第3章の(2)から

$$J = \frac{P_D x^2}{\sqrt{2 \pi R T_D}} \quad \text{個/sec} \cdot \text{steradian} \quad (\text{A4})$$

x^2 は第二スキマーハウジングの入口からインパクト管の入口までの距離である。実際には図 A-1 に示すように電離真空計の測定

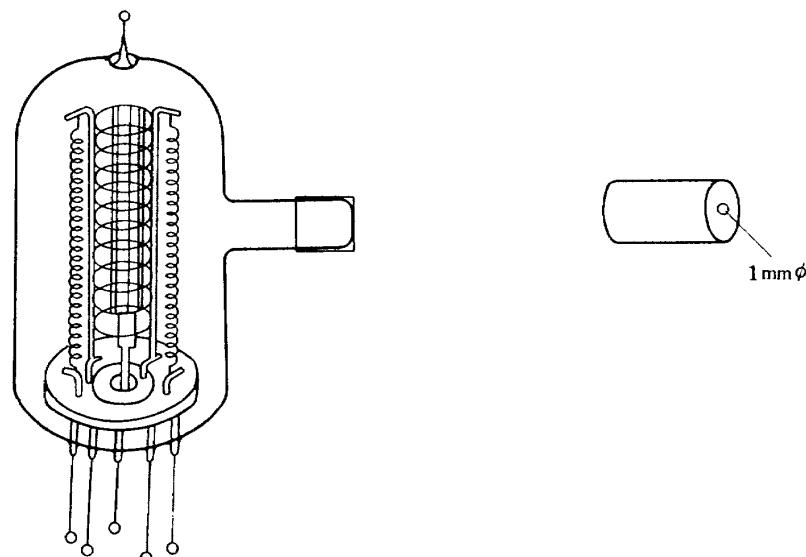


図 A-1 インパクト管

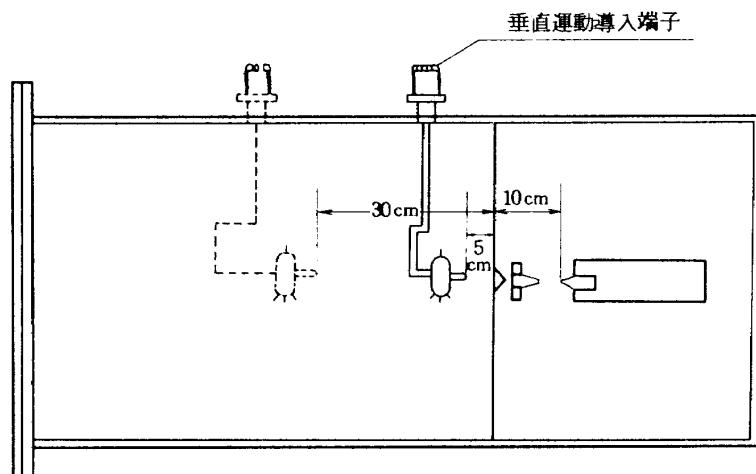


図 A-2 強度及び強度分布測定配置図

子にキャップをつけてインパクト管とした。図A-2は強度測定の配置図である。強度分布の測定は後方点線の位置で行なわれ垂直運動導入端子によって上下に±1.5 mm移動させて測定する。

速度の測定では通常のガラス管に封じられた測定子では流入分子が蓄積されて瞬間の流入分子数が求め難いので流れがそのまま下流に通過する(through flow)ヌードゲージを用いる。図A-3にその配置図が示される。背圧の変動

による雑音を消去するため二個のヌードゲージの出力差が(光の信号とともに)シンクロスコープに入れられる。

Seeded beam の測定に用いられた質量分析計は日電バルブアン残留ガス分析計 NAG-515B で質量数 1 から 100 まで測定可能で最小検知分圧 1×10^{-11} Torr である。その測定配置図を A-4 に示す。

A) G.N. Patterson : Mechanics of Rarefied Gases and Plasmas, UTIAS Rev. NO. 16, (1964).

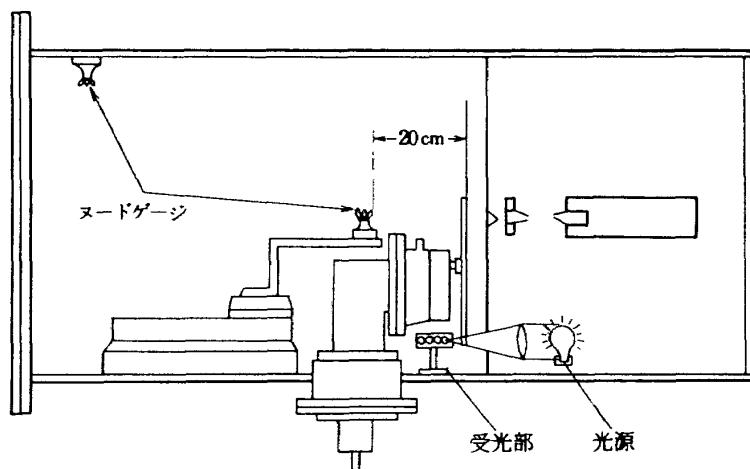


図 A-3 速度測定配置図

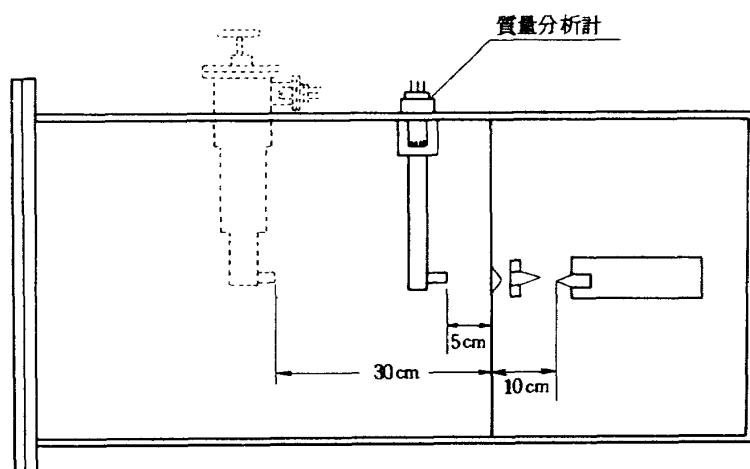


図 4-a 分析計による測定配置図

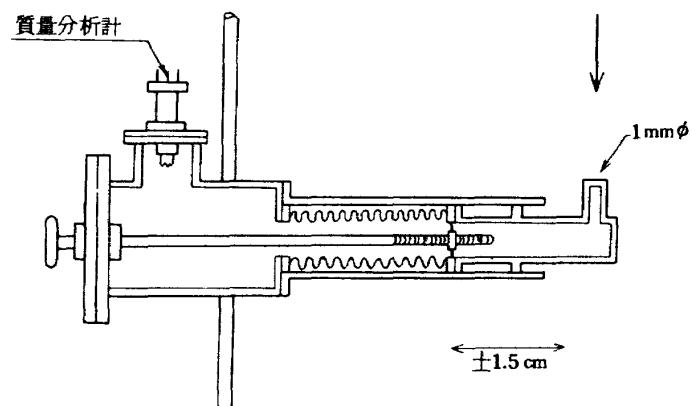


図 4-b 分析管による測定のトラバース機構

航空宇宙技術研究所報告 557号

昭和 54 年 1 月 発行

発 行 所 航 空 宇 宙 技 術 研 究 所
東 京 都 調 布 市 深 大 寺 町 1880
電 話 武 藏 野 三 鷹 (0422)47-5911(大 代 表) ●182

印 刷 所 株 式 会 社 東 京 プ レ ス
東 京 都 板 橋 区 桜 川 2 ~ 27 ~ 12

Printed in Japan