超音速自由分子流における非ボルツマン回転エネルギー分布の 実験的解析*

森 英 男^{*1}, 新 美 智 秀^{*1}
秋 山 勇 雄^{*2}, 都 築 巧^{*2}

Experimental Analysis of Non-Boltzmann Rotational Energy Distribution in Supersonic Free Molecular Flows

Hideo MORI^{*3}, Tomohide NIIMI,
Isao AKIYAMA and Takumi TSUZUKI

^{*3} Department of Micro- and Nano-Systems Engineering, Nagoya University,
Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya-shi, Aichi, 464-8603 Japan

In the present study, we measure the rotational population in supersonic nitrogen free jets using a REMPI (resonantly enhanced multi-photon ionization) method, which is not influenced by secondary electrons, unlike an electron beam method. Nitrogen ions are detected as a REMPI signal and its spectra depending on the wavelength of an irradiated laser beam are analyzed to measure rotational temperature through the Boltzmann plot. Nitrogen gas expands into a vacuum chamber from a sonic nozzle with a $D=0.50$ mm diameter, setting P_0D (P_0 : source pressure), depending inversely on the nozzle Knudsen number, at 15 Torr·mm or lower. For $P_0D=15$ Torr·mm, the rotational temperature distribution along the centerline of the jet, measured by Boltzmann plot, coincides with Marrone's data measured by electron beam fluorescence, and the rotational relaxation rate Z_R calculated by the relaxation equation results is 1.3. However, the non-Boltzmann rotational distribution appears evidently in the supersonic free molecular nitrogen flows for $P_0D \leq 15$ Torr·mm and as a decrease in the P_0D , the deviation from the Boltzmann distribution and the partial freezing of the population arise more upstream.

Key Words: Non-equilibrium Flow, Rarefied Gas, Molecular Flow, Flow Measurements, REMPI, Boltzmann Plot, Rotational Energy Distribution

1. 緒 言

高真空中へ膨張する超音速自由噴流は、窒素などの二原子分子気体の温度非平衡現象(並進, 振動, 回転温度が異なる)や回転エネルギー分布が平衡状態(ボルツマン分布)へ緩和するのに必要な回転衝突数を調査するのに利用されてきた。近年では, DSMCに代表されるシミュレーションにおいても, 回転緩和に関連したモデルの提案が数多く行われている⁽¹⁾。

Marrone⁽²⁾はMuntz⁽³⁾が開発した電子線蛍光法を利用し, 貯気室圧力 P_0 とオリフィス直径 D の積 P_0D (オリフィス径を代表長さとしたクヌッセン数に逆比例する)をパラメーターにして, N_2 の超音速自由噴流中心軸上の回転温度分布を初めて定量的に計測した。この実験結果は, 今日でもシミュレーションデータの検証に利用されている。しかし, Marrone が計測した回転エネルギー分布はボルツマン分布を示さず, すなわ

ち温度を計測する際のボルツマンプロットが直線を示さない結果を得たが, 彼はこれを主に二次電子の影響であるとした。これに対してCoeら⁽⁴⁾は, ボルツマンプロットデータの解析に一次電子による分子の双極子相互作用に加えて二次電子(彼らは ejected electron と呼んでいる)による四重極相互作用も含めた新しいモデルを提唱し, 実験で得られた非線形のボルツマンプロットデータをこのモデルで変換することで線形化することに成功し, 回転エネルギー分布は広い実験条件の範囲($P_0D=15.9-1016$ Torr·mm)でボルツマン分布を示すと主張した。近年では, シミュレーションモデルに量子力学が導入され, 回転エネルギー分布も組み込まれるようになると, 超音速自由噴流で生じる非ボルツマン分布についても議論されるようになってきた。Koura⁽⁵⁾はモンテカルロ直接シミュレーション法(DSMC)と古典的軌道計算(Classical trajectory calculation: CTC)を組み合わせた計算手法を開発し, 球面膨張する N_2 における回転エネルギー分布を求め, 非ボルツマン分布の存在を示した。しかしMarroneおよびCoeらの実験以降, これらに関連した実験データ

* 原稿受付 2004年7月29日。

^{*1} 正員, 名古屋大学大学院工学研究科(〒464-8603 名古屋千種区不老町)。

^{*2} 学生員, 名古屋大学大学院工学研究科。

E-mail: hmori@mech.nagoya-u.ac.jp

は計測されておらず、シミュレーションで得られた非ボルツマン分布の存在を検証するため、レーザー分光を利用した精緻な実験データの取得が望まれている。

本研究では、共鳴多光子イオン化法 (REMPI: Resonantly Enhanced Multi-Photon Ionization) を用いて、イオン化した N_2 を直接イオン電流として検出することで基底状態の回転エネルギー分布を計測した。電子線蛍光法では、中性の N_2 を電子線により N_2^+ の励起状態に遷移させ、この状態から N_2^+ の基底状態へ遷移する際の蛍光を利用して、基底状態の回転エネルギー分布を計測するため、高エネルギーな電子線が必要となるが、本研究で用いた REMPI では4光子でイオン化するため、二次電子により再び N_2^+ を励起させることはない。さらに、イオン励起状態からイオン基底状態へ遷移する際の蛍光を利用する電子線蛍光法と異なり、REMPI スペクトルは中性分子の基底準位の回転エネルギー分布を直接反映する。したがって、REMPI スペクトルによって回転エネルギー分布が非ボルツマン分布を示すかどうかを容易に確認できる。本研究では、非ボルツマン分布を確認するために $P_0 D = 15 \text{ Torr} \cdot \text{mm}$ ($2.0 \text{ Pa} \cdot \text{m}$) 以下に設定して、Marrone の実験結果と比較した (Marrone の実験では $P_0 D$ の最小値は $15 \text{ Torr} \cdot \text{mm}$)。

2. 記号

d_m	分子直径 [m]
D	ノズル出口直径 [m]
E_{rot}	回転エネルギー [J]
g	核スピン縮退度
I	REMPI スペクトル線強度 [a.u.]
J'	励起準位の回転量子数
J''	基底準位の回転量子数
k	ボルツマン定数 [J/K] ($= 1.38066 \times 10^{-23} \text{ J/K}$)
M_a	マッハ数
n_0	貯気室内分子数密度 [$1/\text{m}^3$]
$N(J)$	回転準位 J に属する分子数
P_0	貯気室内圧力 [Pa]
P_B	チャンバー内圧力 [Pa]
S	2光子吸収による回転遷移確率 (2光子ヘンル・ロンドン因子)
T_0	貯気室内温度 [K]
T_{rot}	回転温度 [K]
x	ノズル出口からの距離 [m]
Z_R	回転衝突数
γ	比熱比

3. 回転緩和のモデル

気体の超音速自由噴流の膨張過程における回転温度の変化は、Gallagher ら⁽⁶⁾により与えられた以下の式で表される。

$$\frac{d(T_{rot}/T_0)}{d(x/D)} = -4Dd_m^2 n_0 \sqrt{\pi/\gamma} \times \frac{(T_{rot}/T_0) \{1 + (\gamma - 1)M_a^2/2\} - 1}{Z_R M_a \{1 + (\gamma - 1)M_a^2/2\}^{\gamma/(\gamma-1)}} \quad (1)$$

ここで、 Z_R は回転衝突数であり、 M_a はマッハ数である。 T_0 は貯気室内温度、 n_0 は貯気室内数密度、 d_m は分子直径、 γ は比熱比、 D はノズル出口直径である。本研究では、 N_2 の分子直径として、Chapman ら⁽⁷⁾によって与えられた値 $d_m = 3.784 \times 10^{-10} \text{ m}$ を用いた。

一方、前報⁽⁸⁾で示したとおり、超音速自由噴流の密度が非常に低い場合、分子間衝突頻度が非常に低くなるため、回転エネルギー分布がマクスウェル・ボルツマン分布を維持できなくなる。これは、分子間衝突に伴い他の回転準位への遷移が生じる確率が回転量子数 J に依存し、高い回転準位に属する分子ほど遷移確率が低くなることに起因する。

4. REMPI 法による回転エネルギー分布の解析

REMPI 法による回転エネルギー分布の導出の詳細は前々報⁽⁹⁾および前報⁽⁸⁾に述べられているが、以下にその概略を示す。

本研究で用いる $2R+2 N_2$ -REMPI では、基底準位 ($X^1\Sigma_g^+$) の窒素分子を2光子吸収によって共鳴準位 ($a^1\Pi_g$) に励起し、さらに2光子吸収によりイオン化する。入射光強度が比較的高く、共鳴準位へ励起された分子のほぼ全てがイオン化される条件下では、REMPI スペクトルは基底準位から共鳴準位への2光子共鳴過程を反映するため、測定された REMPI スペクトルを解析することにより、窒素気体の内部エネルギー分布が計測できる。REMPI 法による回転エネルギー分布計測では、入射光の1光子あたりのエネルギーが窒素のイオン化エネルギーの約1/4であるので、高エネルギーの電子を入射して窒素分子をイオン化させる電子線蛍光法で問題となる二次電子の影響がほとんど見られない。さらに、電子線蛍光法ではイオン励起状態からイオン基底状態に遷移する際に発する蛍光から中性分子の基底状態の回転エネルギー分布を間接的に解析するのに対し、REMPI 法では得られるスペクトルが中性分子の基底状態を直接反映するため、基底状態の回転エネルギー分布を正確に得ることが容易である。

回転エネルギー分布が $N(J'')$ で与えられるとき、

REMPI 信号の回転スペクトル線強度 $I_{J',J''}$ は次式で与えられる⁽⁸⁾。なお、 J' および J'' はそれぞれ励起準位および基底準位の回転量子数である。

$$I_{J',J''} = Ag(J'')S(J',J'')N(J'')/(2J''+1) \quad (2)$$

ここで、 A は回転準位に依存しない比例係数であり、 $g(J'')$ は核スピン縮退度、 $S(J',J'')$ は回転遷移確率 (2 光子ヘンル・ロンドン因子) である。式 (2) を用いて、測定した REMPI スペクトルより回転エネルギー分布 $N(J'')$ を導出することが可能となる。

さらに、回転エネルギー分布がボルツマン分布に従う場合には、 $N_J \propto (2J+1)\exp(-E_{rot}/kT_{rot})$ となるので、回転スペクトル線強度は次式となる。

$$I_{J',J''} = Ag(J'')S(J',J'')\exp(-E_{rot}/kT_{rot}) \quad (3)$$

これより、個々のスペクトル線強度を用いて I/gS を計算すると、その値は $\exp(-E_{rot}/kT_{rot})$ に比例するので、ボルツマンプロットの手法を用いて回転温度 T_{rot} を求めることができる。

5. 実験系

Fig. 1 Experimental apparatus

本研究で用いた実験系は前報⁽⁸⁾で示した系と類似のものであるが、より高い圧力条件での実験を可能とし、かつ任意の位置における計測を可能とするための改良を行った。

図 1 は本研究で用いた実験装置の概略図である。真空チャンバーの排気には、比較的高い圧力条件における運転可能な高背圧大流量型ターボ分子ポンプ (アルバック製, UTM-2300FW) を用い、さらに粗びきポンプとしてドライポンプ (アルバック製, LR90) を利用することで、完全オイルフリーの真空環境を実現した。測定対

Fig. 2 REMPI spectrum ($P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa} \cdot \text{m}$, $x/D = 5.0$)

象の窒素気体は出口直径 $D = 5.0 \times 10^{-4} \text{ m}$ の音速ノズルを介してチャンバー内で膨張させ、窒素の超音速自由噴流を形成する。貯気室内温度 T_0 は 293 K とした。本研究では、貯気室内圧力 $P_0 = 4.0 \times 10^3 \text{ Pa}$, $2.7 \times 10^3 \text{ Pa}$ および $1.3 \times 10^3 \text{ Pa}$ の条件で実験を行ったが、このとき、チャンバー内圧力 P_B はそれぞれ $1.3 \times 10^{-1} \text{ Pa}$, $1.0 \times 10^{-1} \text{ Pa}$, および $5.3 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ となった。また、ステッピングモーター (オリエンタルモーター製) と真空ベローズを用いてノズルを可動式にすることにより、測定位置 (レーザービーム焦点位置) x を可変とした。

レーザー光源としては Nd-YAG レーザー励起色素レーザー (Lambda Physik, SCANMATE OG 2E C-400, 色素 Rhodamine 6G) を用い、レーザー装置内に組み込まれた第二高調波発生装置により波長 283–284.1 nm の紫外光を発生させた。焦点距離 120 mm の石英レンズを用いて、上述の超音速自由噴流の中心線上で入射レーザー光を集光した。レーザー強度は 7 mJ/pulse, レーザー発振の繰り返し周波数は 10 Hz である。

本研究では、チャンバー内圧力条件が高く二次電子増倍管をイオン検出器として用いることができないため、タングステン製のラングミュア・プローブ (ドイツ航空宇宙センター製作) をイオン検出に用いた。ラングミュア・プローブのイオン検出部は直径 0.05 mm, 長さ 1.5 mm であり、プローブ先端の印加電圧は -2.0 kV とした。

6. 結果および考察

6.1 REMPI スペクトルおよびボルツマンプロット
前節で述べた実験装置を用いて測定した REMPI スペクトルを図 2 に示す。図の横軸は入射光の波長、縦軸は信号強度を最大値で規格化した値である。図の上部のスケールはスペクトル線の位置を示し、スケ

Fig. 3 Boltzmann plots ($P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa} \cdot \text{m}$) Fig. 4 Boltzmann plots ($P_0 \cdot D = 1.3 \text{ Pa} \cdot \text{m}$)

ルに添えられた文字はプランチの種類を、数字は基底単位の回転量子数を表す。図2に示したスペクトルの測定を行った際の実験条件は $P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa} \cdot \text{m}$, $T_0 = 293 \text{ K}$ であり、ノズル中心線上において出口からの距離 $x = 2.5 \times 10^{-3} \text{ m}$ ($x/D = 5.0$) の位置において測定した。

本研究では、種々の圧力条件および測定位置において REMPI スペクトルの測定を行い、これらを解析することで、超音速自由噴流中で生じる回転エネルギー分布および温度非平衡現象を調査した。図3, 4 および5にそれぞれ $P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa} \cdot \text{m}$, $1.3 \text{ Pa} \cdot \text{m}$ および $0.67 \text{ Pa} \cdot \text{m}$ の条件下で測定した REMPI スペクトルを用いたボルツマンプロットの結果を示す。図の横軸は E_{rot}/k , 縦軸は I/gS である。図中に示したデータ点に添えられた数字は基底単位の回転量子数 J'' を表す。

Fig. 5 Boltzmann plots ($P_0 \cdot D = 0.67 \text{ Pa} \cdot \text{m}$) Fig. 6 Rotational temperatures ($P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa} \cdot \text{m}$) Fig. 7 Rotational temperatures ($P_0 \cdot D = 1.3 \text{ Pa} \cdot \text{m}$)

6.2 回転温度分布の非平衡 $P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa} \cdot \text{m}$ および $1.3 \text{ Pa} \cdot \text{m}$ の条件下で形成した超音速自由噴流の中心線上で得られた REMPI スペクトルを用いて、ボルツマンプロットの方法により温度を導出した。その結果をそれぞれ図6および図7に示す。ともに縦軸は回転温度 T_{rot} , 横軸は測定位置とノズル出口径の比 (x/D) である。なお、図6には、Marrone⁽²⁾ により $P_0 \cdot D = 15 \text{ Torr} \cdot \text{mm}$ ($2.0 \text{ Pa} \cdot \text{m}$) の条件下で電子線蛍光法を用いて計測された温度を併せて示す。さらに、図6および図7には式(1)の緩和方程式を $Z_R = 1.3$ の条件で解くことにより導出した回転温度分布を実線で、Ashkenas および Sherman⁽¹⁰⁾ によるマッハ数分布の経験式をもとに等エ

Fig. 8 Rotational energy distribution ($P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa}\cdot\text{m}$)

ントロピー流れを仮定して求めた並進温度を破線で示してある。本図より、REMPI スペクトルを用いて導出した温度が並進温度から逸脱するとともに、 $Z_R = 1.3$ の条件下での緩和方程式の解と良い一致を示すことが示された。また、 $P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ の条件下では、Marrone による実験結果とも良い一致が得られた。

回転エネルギー分布がボルツマン分布に従う場合、ボルツマンプロットにおいて各スペクトル線強度に対応するデータ点は一直線上に並ぶ。しかし、図 3-5 に示すとおり、本研究で測定した REMPI スペクトルを用いて行ったボルツマンプロットにおいて、高い回転準位で直線からの逸脱が確認された。さらに、図 3-5 より、下流域ではボルツマンプロットの直線からの逸脱が始まる回転準位が低くなることが分かる。

前節で示した回転温度は、ボルツマンプロットにおいて直線性が保たれる範囲の回転準位を用いてボルツマンプロットを行い、導出したものである。また、Marrone⁽²⁾により電子線蛍光法を用いて測定された回転エネルギー分布にもボルツマンプロットの直線からの逸脱がみられており、前節で示した Marrone の実験結果に基づく回転温度も、同様にボルツマンプロットの直線性が保たれる範囲のみを用いて導出されたものである。Marrone は、自身の実験結果から超音速自由噴流において回転エネルギー分布がボルツマン分布から逸脱する可能性について言及しているが、一方で、この逸脱が電子線蛍光法において二次電子により引き起こされた計測誤差である可能性を主張している。しかし、二次電子の影響を受けない REMPI 法で測定した回転エネルギー分布においてもボルツマンプロットの直線性が失われていることから、超音速自由噴流中において、回転エネルギー分布がボルツマン分布から逸脱していることは明らかである。

6.3 回転エネルギー分布の導出 $P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ および $0.67 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ の条件下で REMPI スペク

Fig. 9 Rotational energy distribution ($P_0 \cdot D = 0.67 \text{ Pa}\cdot\text{m}$)

トルより得られた回転エネルギー分布をそれぞれ図 8 および 9 に示す。これらの図において、横軸は回転量子数、縦軸は各測定位置における全分子数に対する各回転準位の分子数の割合である。黒丸や三角形などのシンボルは各測定位置において REMPI スペクトルより得られた各回転準位ごとの分子数割合を表し、曲線は対応する測定位置において導出した回転温度におけるボルツマン分布を表す。

$P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ の条件下では、 $x/D = 0.7$ および 1.0 において回転エネルギー分布はほぼボルツマン分布に近い形となる。しかし、 $x/D = 1.0$ の場合には、図 3 に示すように、 $J'' = 13$ においてボルツマン分布からの逸脱が始まっている。さらに x/D の大きい領域では、回転エネルギー分布のボルツマン分布からの逸脱は明らかである。また、 $x/D = 7.0$ および 20.0 の分布を比較すると、 $J'' \geq 7$ の準位において回転エネルギー分布がほとんど変化しておらず（回転エネルギー分布の凍結）、一方で $J'' \leq 6$ の範囲では依然として回転エネルギー分布に変化が生じているため、さらにボルツマン分布からの逸脱が進む結果となる。前報⁽⁸⁾で述べたように、高い回転準位においてボルツマン分布からの逸脱が生じるのは、高い回転準位に属する分子ほど他の準位への遷移確率が低くなることに起因する。

一方、 $P_0 \cdot D = 0.67 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ の条件下では、 $x/D = 1.0$ においても回転エネルギー分布のボルツマン分布からの逸脱が明らかに確認できる。回転準位 $J'' \leq 10$ では、各回転準位における分子数がボルツマン分布に沿った形で分布しているが、 $J'' \geq 11$ では、ボルツマン分布よりも高い割合で分子が存在している。さらに下流では ($x/D \geq 2.0$)、より低い回転準位 ($J'' \geq 7$) においてボルツマン分布からの逸脱が確認できる。また、 $x/D = 2.0$ および 3.0 における分布を比較すると、両者がほぼ一致していることから、 $x/D = 2.0$ 付近で回転エネルギー分布の凍結が生じていることが分かった。

以上の結果より、本研究で対象とした $P_0 \cdot D \leq 2.0 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ の条件において、窒素の超音速自由噴流中で回転エネルギー分布がボルツマン分布から逸脱していることを実験的に確認した。この逸脱は、噴流の膨張過程において、高い回転準位より順次生じることが実験的に明らかとなった。さらに、 $P_0 \cdot D$ が小さくなるにつれ、より上流域においてボルツマン分布からの逸脱や回転エネルギー分布の凍結が生じることが示した。

7. 結 言

本研究では、 $P_0 \cdot D \leq 2.0 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ の条件において、窒素の超音速自由噴流中における回転エネルギー分布を REMPI 法により計測し、回転エネルギー分布のボルツマン分布からの逸脱を実験的に調査した。本研究で得られた結果を以下に示す。

- (1) ボルツマンプロットの直線性が保たれる回転準位を利用して回転温度の導出を試み、窒素の超音速自由噴流の中心線上における回転温度分布を導出した。得られた回転温度分布は、Marrone により電子線蛍光法で測定された結果および $Z_R = 1.3$ の条件下での緩和方程式の解と良い一致が得られた。
- (2) 本研究で対象とした $P_0 \cdot D \leq 2.0 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ の条件において、窒素の超音速自由噴流中で回転エネルギー分布がボルツマン分布から逸脱していることを実験的に確認した。
- (3) $P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ の条件において、 $x/D = 7.0$ および 20.0 の分布を比較した結果、 $J'' \geq 7$ の準位における回転エネルギー分布の部分的な凍結が確認された。これより、回転エネルギー分布の凍結は高い順位から順次生じることが明らかとなった。
- (4) $P_0 \cdot D = 2.0 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ および $0.67 \text{ Pa}\cdot\text{m}$ の条件下で $x/D = 1.0$ における回転エネルギー分布を比較した結果、前者ではほぼボルツマン分布に近い分布を示すのに対し、後者ではボルツマン分布からの明確な逸脱が見られた。これより、 $P_0 \cdot D$ が小さくなるにつれ、より上流域においてボルツマン分布からの逸脱や回転エネルギー分布の凍結が生じることが示した。

謝 辞

本研究は科学研究費補助金および赤崎記念研究奨励事業の援助を受けて実施した。また、本実験で用いたラングミュア・プローブはドイツ航空宇宙センター (DLR) 研究員の Carl Dankert 氏のご厚意により提供して頂いた。ここに謝意を表する。

文 献

- (1) I. J. Wysong, and D. C. Wadsworth, *Assessment of direct simulation Monte Carlo phenomenological rotation relaxation models*, Phys. Fluids, **10**, 11, pp. 2983–2994 (1998).
- (2) P. V. Marrone, *Temperature and Density Measurements in Free Jets and Shock Waves*, Phys. Fluids, **10**, 3, pp. 521–538 (1967).
- (3) E. P. Muntz, *Static Temperature Measurements in a Flowing Gas*, Phys. Fluids, **5**, 1, pp. 80–90 (1962).
- (4) D. Coe, F. Robben, L. Talbot, and R. Cattolica, *Rotational temperatures in nonequilibrium free jet expansion of nitrogen*, Phys. Fluids, **23**, 4, pp. 706–714 (1980).
- (5) K. Koura, *Direct simulation Monte Carlo study of rotational nonequilibrium in shock wave and spherical expansion of nitrogen using classical trajectory calculations*, Phys. Fluids, **14**, 5, pp. 1689–1695 (2002).
- (6) R. J. Gallagher, and J. B. Fenn, *Relaxation rates from time of flight analysis of molecular beams*, J. Chem. Phys., **60**, 9, pp. 3487–3491 (1974).
- (7) S. Chapman, and T. G. Cowling, *THE MATHEMATICAL THEORY OF NON-UNIFORM GASES*, Cambridge University Press, third edn. (1970).
- (8) 森英男, 新美智秀, 丹羽健二, 秋山勇雄, REMPI による超音速自由分子流における回転温度非平衡現象の解析に関する研究, 機論 (B 編), **69**, 679, pp. 623–629 (2003).
- (9) 森英男, 石田敏彦, 青木義典, 新美智秀, REMPI による超希薄気体流計測に関する研究 (超音速自由分子流における REMPI スペクトルの解析), 機論 (B 編), **66**, 645, pp. 1373–1379 (2000).
- (10) H. Ashkenas, and F. S. Sherman, *The Structure and Utilization of Supersonic Free Jets in Low Density Wind Tunnels*, RAREFIED GAS DYNAMICS, vol. 2, pp. 84–105. 4th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, Academic Press (1966).