

JAERI-M
9852

中性粒子入射装置用高出力イオン源の
ガスの流れに関する実験的研究

1981年12月

奥村 義和・秋場 真人・小原 祥裕
柴田 猛順

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村 日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, -Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1981

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 日立高速印刷株式会社

中性粒子入射装置用高出力イオン源のガスの流れに関する実験的研究

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部
奥村義和・秋場真人・小原祥裕・柴田猛順

(1981年11月26日受理)

中性粒子入射装置用高出力イオン源の圧力分布を測定し、水素ガスに対する加速電極のコンダクタンスを求めた。イオン源を動作させない時のコンダクタンスは、電極が接近して置かれているために生じるガスのストリーミング効果を考慮すれば、通常の計算式から求めた値と良く一致する。イオン源動作時には、イオンビーム相当分のガス量はすみやかに輸送され、また、アーク放電によるガス温度の上昇のためコンダクタンスは10%程度増加する。得られた結果はJT-60用イオン源の設計に適用され、ガス流量について最適条件が求められた。

An Experimental Study on Gas Flow
in High Power Ion Source for NBI

Yoshikazu OKUMURA, Masato AKIBA, Yoshihiro OHARA
and Takemasa SHIBATA

Division of Thermonuclear Fusion Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received November 26, 1981)

Conductances of accelerator grids for hydrogen gas have been obtained by measuring the pressure distribution in high power ion source for Neutral Beam Injector. When the ion source is not operating, the conductances are in good agreement with calculated values if one considers the streaming effect which occurs in the case the distance between the grids is relatively short. When the ion source is operating, the amount of gas corresponding to ion beam is transported rapidly. The conductance increases by about 10% because arc discharge increases the gas temperature. The results obtained are applied to the design work of the ion source for JT-60 NBI and the optimum gas flow rate is estimated.

Keywords: Neutral Beam Injector, High Power Ion Source, Conductance, Pressure Distribution, JT-60, Gas Flow.

目 次

1. はじめに	1
2. 電極のコンダクタンス	2
2.1 電極1枚あたりのコンダクタンス	2
2.2 接近した2枚の電極のコンダクタンス	3
2.3 面取りのある電極のコンダクタンス	4
3. イオン源の圧力分布(静止時)	9
3.1 測 定	9
3.2 計算値との比較	9
4. イオン源の圧力分布(動作時)	13
4.1 長パルスビーム引出し時の圧力変化	13
4.2 電極及び中性化セルのコンダクタンス	14
5. JT-60用イオン源設計への適用	20
5.1 ガス流量の制限要因	20
5.2 電極及び中性化セルのコンダクタンスの計算	23
5.3 最適ガス流量	25
6. おわりに	30
付 録 A 真空計の較正	32
付 録 B コンダクタンスの計算式	37

CONTENTS

1. Introduction	1
2. Conductance of accelerator grids	2
2.1 Conductance of a grid	2
2.2 Conductance of two grids setted closely	3
2.3 Conductance of shaping grids	4
3. Pressure distribution in an ion source (when ion source is not operating)	9
3.1 Measurements	9
3.2 Comparison with calculated values	9
4. Pressure distribution in an ion source (when ion source is operating)	13
4.1 Evolution of pressures when long pulse beams are extracted	13
4.2 Conductances of accelerator grids and neutralizer cell	14
5. Application to the design work of the ion source for JT-60 NBI	20
5.1 Limiting factor of gas flow rate	20
5.2 Calculation of conductances of accelerator grids and neutralizer cell	23
5.3 Optimum gas flow rate	25
6. Conclusion	30
Appendix A Calibration of pressure gauges	32
Appendix B Formulas for conductance calculation	37

1. はじめに

中性粒子入射加熱装置用の高出力の水素イオン源において、イオン源内の圧力分布は、イオン源を運転する上において重要なパラメータである。イオン源はプラズマ生成部と、生成されたプラズマ(イオン)を加速する加速部とから構成されるが、そのうちプラズマ生成部のガス圧はプラズマ生成の効率とイオンビームの組成に¹⁾、加速部の圧力分布は加速電極の熱負荷^{2),3)}と逆流電子の量^{3),4)}に大きな影響を与える。また、イオン源からのガス流量は、中性粒子入射装置の中性化セルにおけるイオンビームの中性化効率、ビームドリフト部の真空度にも大きく関係する。イオン源、さらには中性粒子入射装置を最適条件で設計し、かつ効率良く運転するためには、これらの正確な値を知ることが不可欠である。

イオン源の圧力分布とガスの流れを考えると、注意を要する点がいくつかある。まず、流れは粘性流と分子流の中間領域にあること、次に、イオン源加速部は通常多数の穴をもった3枚ないし4枚の平板状の電極から構成されているが、それらの穴の形状は複雑でありかつ電極は密着して置かれているために、通常の簡単なコンダクタンスの式は直接適用できないこと、また、イオン源に注入されたガスの一部はイオンビームに変換され、すばやく系外に去ること。また、プラズマはアーク放電によって生成されるが、放電のためにガスの実効的な温度が上がりコンダクタンスが増加すること、その他、放電により生じた原子状の水素の真空壁への吸着等も考慮する必要がある。しかしながら、これらのことについては今までに系統だった研究はなされておらず、全く考慮されないか、あるいは粗い見積りがなされているに過ぎなかった。

本報告では、これらの効果を実験的に明らかにすることを目的とする。まず、第2、第3章では、正確に較正された真空計を使ってイオン源の圧力分布を測定することにより、電極等のコンダクタンスを求める。それと、通常のコンダクタンスの計算式から求めた値とを比較し、コンダクタンスの計算法を確立する。第4章では、ビーム引出し時の圧力分布とコンダクタンスの変化をみることにより、ビームの効果、放電の効果を明らかにする。

最後に第5章では、得られた結果をJT-60用イオン源の設計に適用し、ガス流量についてイオン源の最適条件を求めた例を紹介する。

なお、本報告ではS I単位系を使用した。現在、真空関係で一般に用いられているTorr, ℓ , cmへの換算は、次の換算式によって行っていただきたい。

$$1 \text{ Pa} = 7.50 \times 10^{-3} \text{ Torr}$$

$$1 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s} = 7.50 \text{ Torr} \cdot \ell/\text{s}$$

$$1 \text{ m}^3/\text{s} = 10^3 \ell/\text{s}$$

$$1 \text{ Pa} \cdot \text{m} = 0.75 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$$

2. 電極のコンダクタンス

イオン源の圧力分布を知ろうとする時、最も問題となるのは加速部を構成している電極のコンダクタンスである。本章では、イオン源静止時の電極のコンダクタンスについて基礎的データを得るために行った実験結果について述べ、得られた測定値を計算値と比較し、計算法を確立する。

2.1 電極 1 枚あたりのコンダクタンス

加速部は 3 枚ないし 4 枚の電極から構成されるが、まずそれらのうちの一枚だけを取り出し、コンダクタンスを測定した。測定方法の模式図を 1 図に示す。装置は P_1 室と P_2 室から成り、両者の間に測定したい電極を取り付ける。 P_1 室、 P_2 室の概略寸法は、それぞれ内径 20 cm、長さ 20 cm である。 P_1 室には水素ガスが注入され、 P_2 室は P_2 室の出口で排気速度 $6 \text{ m}^3/\text{s}$ のターボ分子ポンプ ($2 \text{ m}^3/\text{s} \times 3$ 台) で排気されている。いま P_1 、 P_2 室の圧力 P_1 、 P_2 とガス流量 Q がわかれば、圧力と流量の関係式 $Q = C(P_1 - P_2)$ から電極のコンダクタンス C を求めることができる。ガス流量はサーマル・マス・フローメーター (質量流量計) により測定された。サーマル・マス・フローメーターは使用する前に液体排除法により絶対較正を行ったが、かなり精度が高く、目盛の読取り誤差 (およそ $0.01 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$) 以上の誤差は認められなかった。圧力 P_1 の測定はピラニ真空計と電離真空計を併用した。測定範囲が両者の境界領域にあったためである。圧力 P_2 は電離真空計により測定した。本章及び以下の章で述べるこれらの真空計は全て、前もって 3 種類の方法で水素ガスに対して較正したものである。較正の方法、結果については付録 A に述べるが、3 種類の方法で求めた較正係数がほぼ一致したことから、かなり精度の高い測定ができたものと思われる。

6 種類の電極についてコンダクタンスが測定された。これらの電極を A 型～F 型と呼ぶことにする。まず A 型～C 型は 4 mm のストレート穴が 19 個、厚さの異なる銅の平板に穴あけられたものである。D 型は A 型と穴の個数が異なり、E 型は A 型と穴の径と個数が異なる電極である。F 型では穴が円形ではなく、幅 4 mm のスリット状となっている。これらの穴の寸法と穴の間隔は、現在の中性粒子入射装置用のイオン源において一般に用いられているものに近い。2 図に各電極の断面図と平面図を示す。

各電極のコンダクタンスはガス流量を変数にして測定された。流れが分子流であるか粘性流であるかの確認のためである。3 図に、D 型電極についてコンダクタンスの流量依存性を示す。流量は $0.01 \sim 1.3 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ の範囲内で変えられた。流量の大きいところでわずかにコンダクタンスの増加がみられるものの、ほとんど一定であることがわかる。コンダクタンスがわずかに増加し始めるのは流れに粘性流の性質が現われてくるためと考えられるが、それが起こるのは流量が約 $0.5 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ 以上、 P_1 室の圧力が約 3 Pa 以上になった時である。流れが分子流であるか粘性流であるかは、分子間の衝突回数と分子と壁との衝突回数の大小関係で決まる。そこで、

いま、水素の分子直径を約 3×10^{-8} cm とし、温度 20°C のときに分子間衝突の平均自由行程が電極穴の直径 4 mm 程度になる圧力を求めてみる。平均自由行程 λ は、

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{2} \pi d^2 n} \quad \begin{array}{l} d : \text{分子直径} \\ n : \text{分子密度} \end{array} \quad (2.1)$$

で与えられるから、この式に上記の λ 、 d の値を代入するとその圧力は約 3 Pa となる。これは測定値と良く一致している。通常のイオン源では電極上流の圧力は、0.5 Pa ~ 2 Pa であるので、電極穴の大きさが数 mm 以下である限り、流れは分子流と考えて良さそうである。

A型~F型の電極それぞれについて、測定されたコンダクタンスの値を表1に示す。これらの値はすべて分子流領域での値、即ち流量を変化させた時にコンダクタンスが一定である領域での値である。

A型~F型の電極それぞれについて、分子流領域でのコンダクタンスを計算した。計算式は文献⁵⁾による。20°Cの水素ガスに対してそれらの式を書き直したものを付録Bに示す。A型~E型の電極の穴は円筒形なので、短い円筒の並列接続と考え、F型はテーパのあるスリットなので厚さのない穴として計算した。計算値を測定値との比較のために表1に示す。両者はどの電極に関しても比較的良く一致している。コンダクタンスの電極厚さ依存性については、4図で測定値と付録の(B-5)式を使って求めた計算値を比較する。測定値は測定誤差の範囲内で計算値と一致する。以上のことから、一枚のみの電極のコンダクタンスの計算は、付録Bの式で行って良いと思われる。

2.2 接近した2枚の電極のコンダクタンス

電極を接近させて組み合せた場合、全体のコンダクタンスは、単にそれぞれのコンダクタンスの直列接続になるのではない。これは1枚目の電極を通り抜けた分子の運動がランダムではなく、方向性を持つためであって、このことは、たとえば、厚さのないコンダクタンス C_0 の2枚の平板を間隔 d をもって組み合せ、 $d \rightarrow 0$ の極限にもっていったとき、全体のコンダクタンスが $C_0/2$ ではなく C_0 になるということから容易に想像できる。

実際のイオン源の加速部でこの効果(以下ストリーミング効果と呼ぶ)がどの程度あるのかを調べるため、図1の装置を使用し、二枚の同種の電極を取り付けて、コンダクタンスの電極間隔依存性をみた。このとき、電極間の圧力も電離真空計とピラニ真空計を使って測定した。A型とD型電極についての結果を5図に示す。5図では1枚あたりのコンダクタンス C_0 に対する比で表わしてあるが、 $d \rightarrow 0$ の極限で C/C_0 が1にならないのは、電極が有限の厚さを持っているからである。図から d が 5 mm 以上では $C/C_0 \approx 0.5$ であり、単なる直列接続と考えた場合と同じになることがわかる。これは電極穴の径が 4 mm ϕ の時の結果であるが、分子流であるならばこの効果は単にアスペクト比(電極穴の径と電極間隔の比)だけに依存すると考えられるから、一般的に、 d が穴の径以上あればコンダクタンスは単なる直列接続になるといえるだろう。

実際のイオン源では、一般に加速間隔は穴の径以上あるが、減速間隔は穴の径以下である。

減速間隙を構成する減速電極と接地電極のコンダクタンスを考える時には、この効果を入れる必要がある。計算法は、2枚の電極のコンダクタンスの直列接続が5図の値を与えるように、接地電極のコンダクタンスを決定するのが良い。(たとえば $d = 2.5 \text{ mm}$ のとき、5図から2枚のコンダクタンスは1枚のみのものの約6割であるから、接地電極のコンダクタンスは1枚のものの1.5倍であると考え。($\frac{1}{0.6} = \frac{1}{1} + \frac{1}{x}$, $x = 1.5$)) 実際に測定された電極間の圧力は、この方法で求めた圧力と良く一致している。

2.3 面取りのある電極のコンダクタンス




以上の節では電極穴はスリット電極を除き円筒形である場合を考えたが、実際のイオン源ではイオンビームの収束を良くする等の理由で複雑な断面形状を持っている(たとえば5章15図の様な形)。その場合、付録Bの式はそのまま適用することはできない。そこで、その場合のコンダクタンスの計算法を確立するため、電極の穴を面取りしていった場合のコンダクタンスの増加割合を調べた。図1の装置を使い、A型電極の穴を3段階に面取りした。面取りは穴の下流側を45°のテーパで行った。測定結果を表IIに示す。予想されるようにこれらの値は、4φの円筒穴とした場合のコンダクタンスの計算値 $0.076 \text{ m}^3/\text{s}$ よりも大きく、また、4φの厚さのない穴とした場合の計算値 $0.105 \text{ m}^3/\text{s}$ よりも小さい。

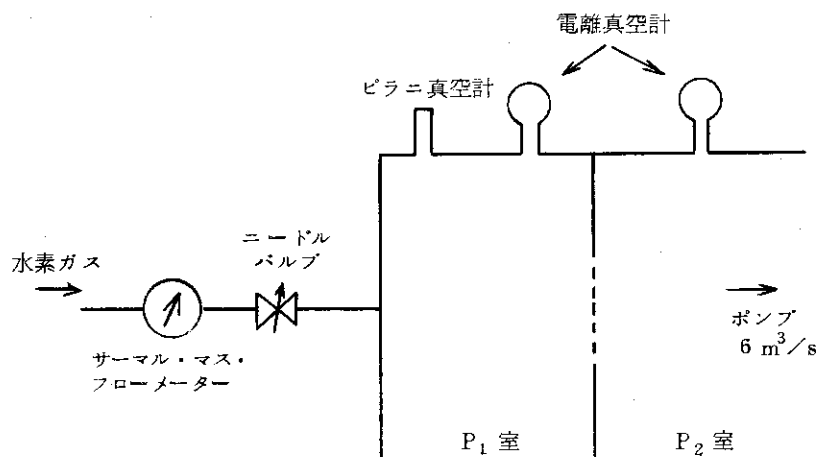
さて、この穴のコンダクタンスを計算するために、穴は4φの厚さのない穴と、4φの円筒と、入口が4φのラップ管との直列接続であると考え。即ち(B-1)式と(B-2)式と(B-3)式を使う。この場合、入口の効果は4φの厚さのない穴として考慮されているが、入口の効果を円筒の方に入れ、短い円筒とラップ管との直列接続と考えて(B-3)式と(B-5)式を使っても良い。こうして求めた値を比較のため表2に示す。計算値は測定値にかなり良く一致しており、この計算法で良いことがわかった。

表1 1枚の電極のコンダクタンスの実測値と計算値

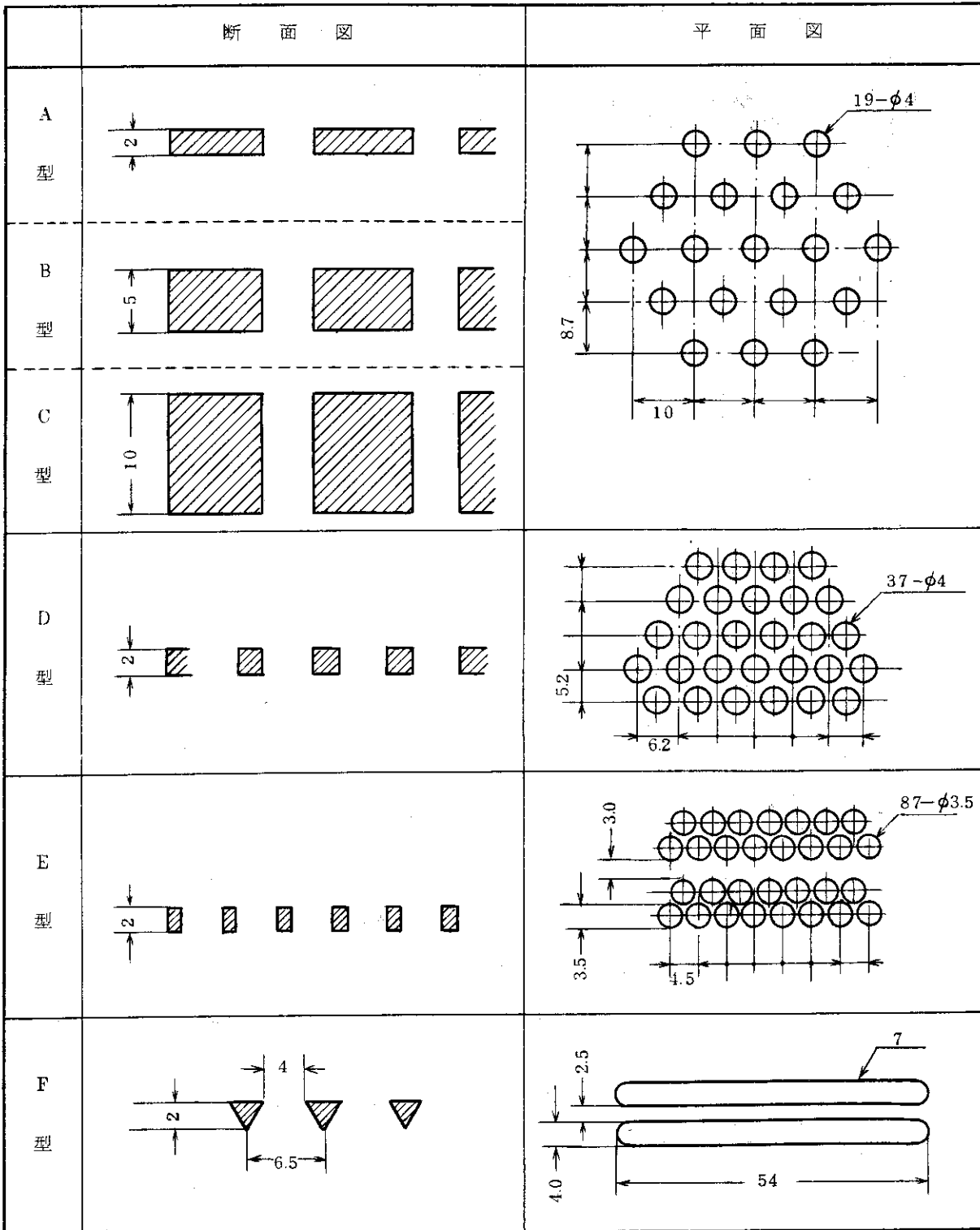
電 極		実測値 m^3/s	計算値 m^3/s
A	4φ穴×19ケ, 2mm厚	0.079	0.076
B	4φ穴×19ケ, 5mm厚	0.052	0.054
C	4φ穴×19ケ, 10mm厚	0.034	0.036
D	4φ穴×37ケ, 2mm厚	0.160	0.149
E	3.5φ穴×87ケ, 2mm厚	0.300	0.258
F	4mm×54mm×7本 スリット 2mm厚	0.680	0.665

表2 電極の穴を面取りした場合のコンダクタンス

面 取 り	実測値 m^3/s	計算値 m^3/s
 0.5c	0.080	0.078
 1.0c	0.083	0.081
 1.5c	0.090	0.086

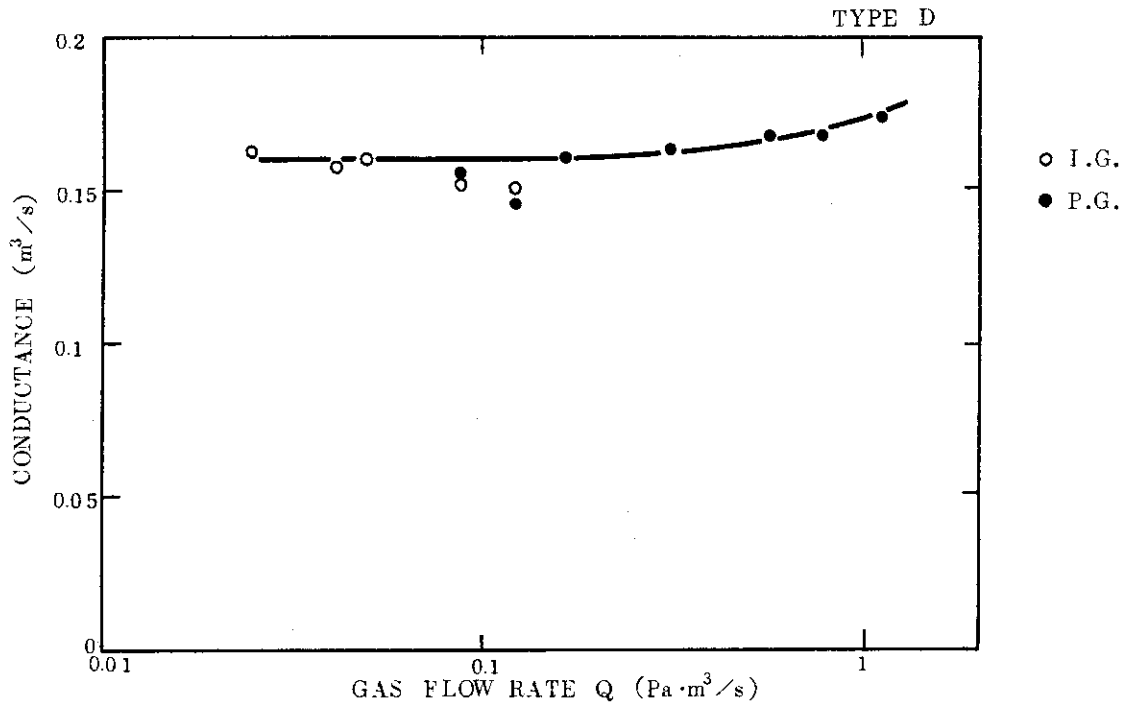


第1図 コンダクタンス測定装置の模式図

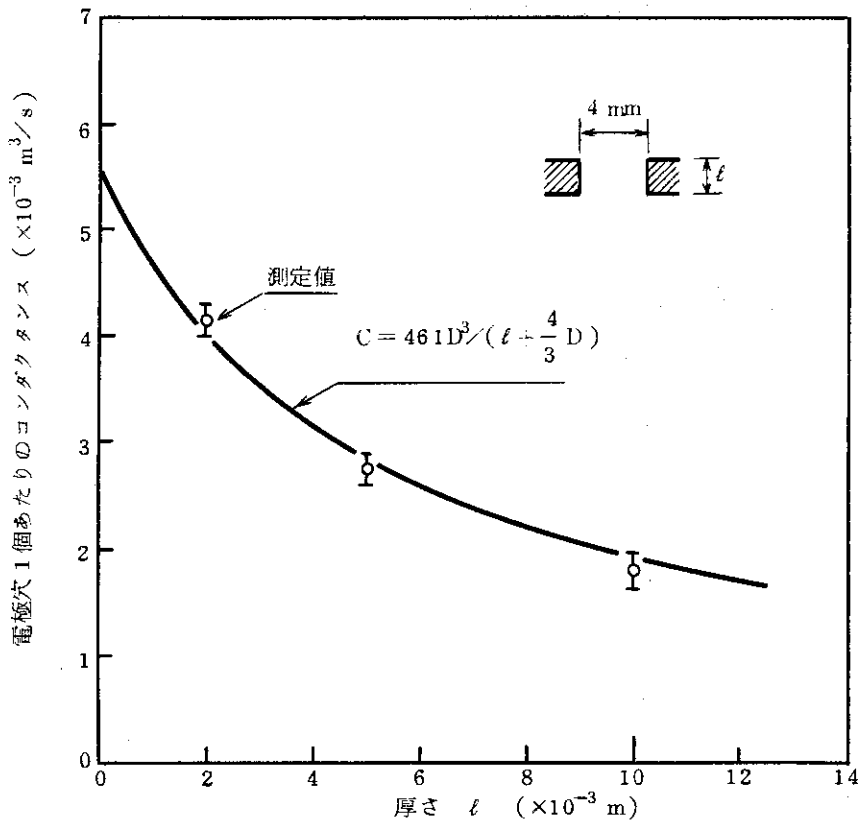


(単位は mm)

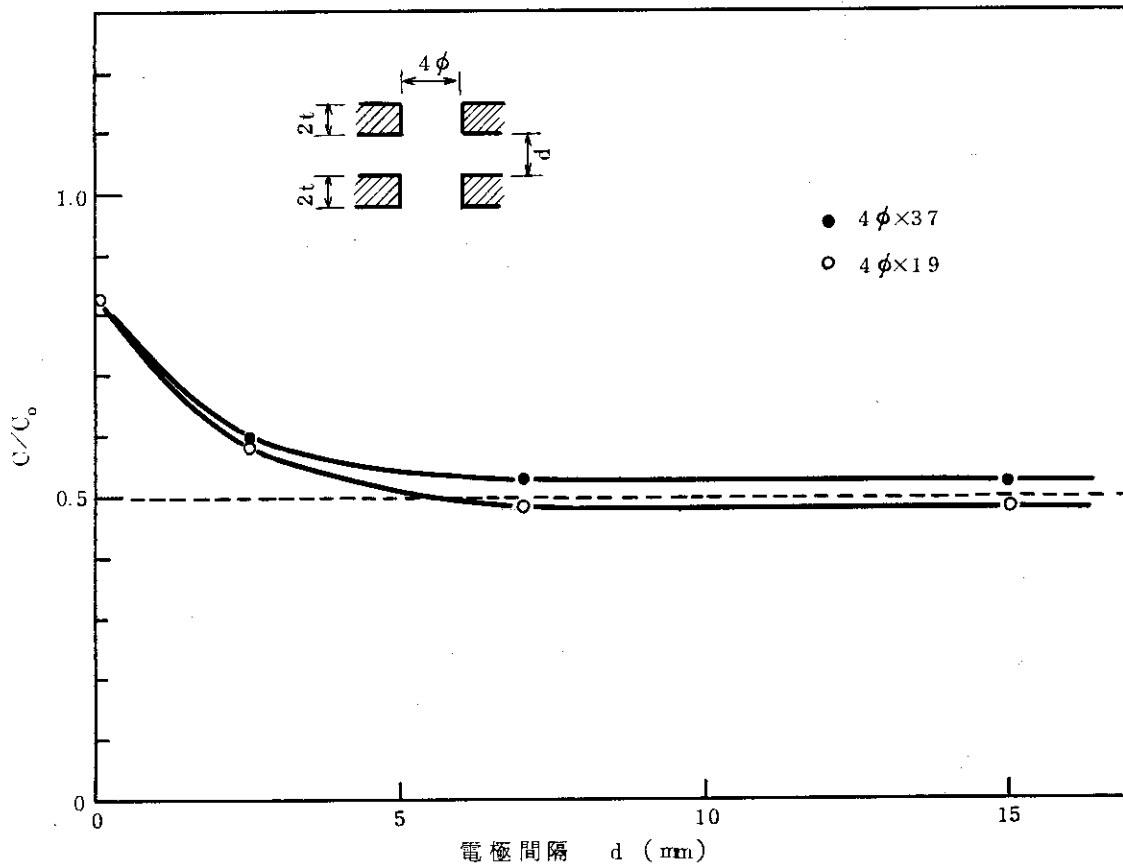
第 2 図 A ~ F 型電極の断面図と平面図



第3図 コンダクタンスの流量依存性。P₁室の圧力を測定するために、白丸は電離真空計を使い、黒丸はピラニ真空計を使って得たデータである。



第4図 コンダクタンスの電極厚さ依存性



第5図 電極を2枚組み合せた場合のコンダクタンスの電極間隔依存性

3. イオン源の圧力分布（静止時）

イオン源静止時にはビームの効果等はないから、前章で述べた計算法によって圧力分布を求めることが出来る。本章では、その計算結果が正しいかどうかを、実際のイオン源で確認する。

3.1 測定

装置の模式図を6図に示す。プラズマ生成部はデュオビガトロン型であり、カソードチャンパーとアークチャンパーとで構成される。カソードチャンパーの内径は5 cmで長さは10 cm、先端はノズル状になっており、その最も細い部分の内径は2 cmである。ひき続いて取り付けられているアノードの内径は5 cmで長さは11 cmである。加速部は2段加速系であって、プラズマ生成部側よりそれぞれ第一正電極、第二正電極、減速電極、接地電極と呼ばれる4枚の電極から構成されている。第一正電極と第二正電極の間隔（引出し間隙と呼ぶ）は8 mmに、第二正電極と減速電極の間隔（加速間隙）は8 mmに、減速電極と接地電極の間隔（減速間隙）は2.5 mmにセットした。それぞれの電極間の圧力は電離真空計あるいはピラニ真空計で測定した。電極はD型電極（4φ穴×37ケ、厚さ2 mm）を使用した。

流量を変数として、カソードチャンパーとアークチャンパーの間のコンダクタンス C_c と電極全体のコンダクタンス C_g を測定した結果を7図に示す。 C_c は流量とともに急激に増加し、流れが分子流と粘性流の中間領域に入っていることを示す。実際、流量が $0.1 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ のときカソードチャンパーの圧力は 3.7 Pa で分子間衝突の平均自由行程は約2.7 mmであり、チャンパーの最小寸法（2 cm）よりも小さい。

C_g は流量が $0.5 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ 以上でわずかに増加する。表3に、流量が $0.15 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ のときのイオン源各部の圧力の実測値を示す。

3.2 計算値との比較

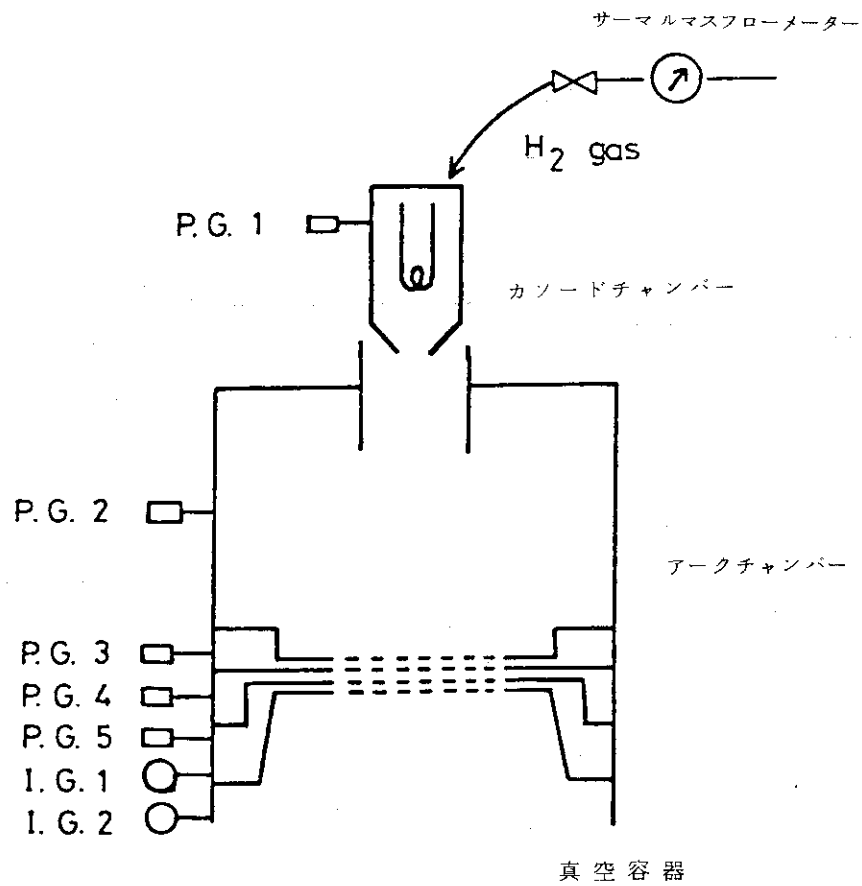
まず、 C_c について考える。分子流として C_c を付録Bの式を使用して計算すると（5 cmφ×10 cmの円筒、5 cmφと2 cmφで長さ3 cmのラップ管、2 cmφの厚さのない穴、5 cmφ×11 cmの円筒の直列接続と考える） $0.076 \text{ m}^3/\text{s}$ となる。付録B-1図によって中間領域の補正係数を、 $D = 2 \text{ cm}$ として求め、コンダクタンスを求めた結果を7図に破線で示す。計算の粗さを考えると、計算値は測定値と良く一致しているといえる。

次に C_g については、前章の結果から、電極3枚については単なる直列接続であるが、接地電極に関しては減速間隙が2.5 mmと小さいため、ストリーミング効果によりコンダクタンスが1.5倍になると考える。一枚あたりのコンダクタンスは $0.149 \text{ m}^3/\text{s}$ 、接地電極のみ $0.224 \text{ m}^3/\text{s}$ として全体のコンダクタンスを求めると、 $0.041 \text{ m}^3/\text{s}$ となる。この値は実測値 $0.045 \text{ m}^3/\text{s}$ とほぼ一致している。

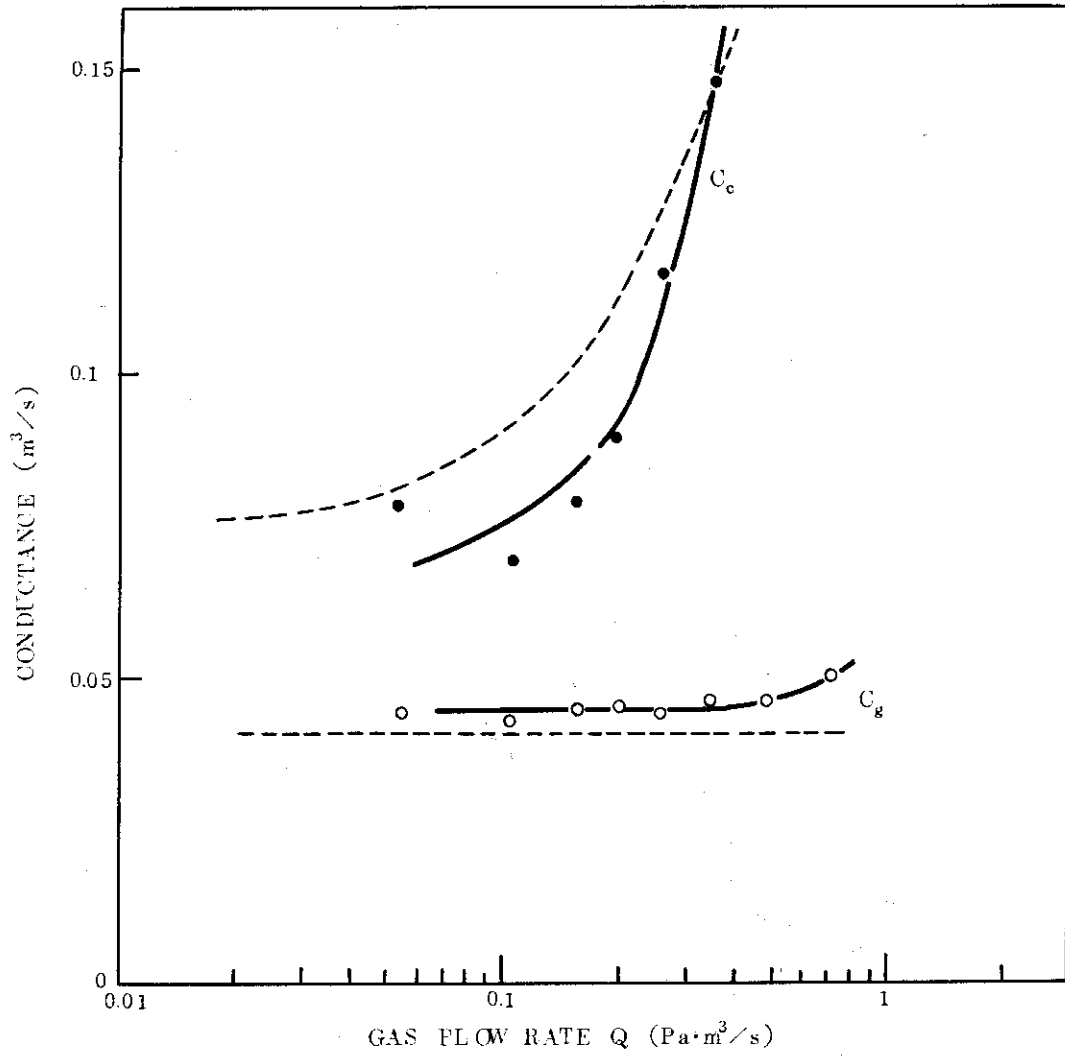
これらの計算で求めたコンダクタンスの値を使って、流量 $0.15 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ のときのイオン源各部の圧力を求め、表 3 において実測値と比較する。両者はほぼ一致することから、イオン源静止時には、圧力分布を前章で述べた計算法により見積ることは妥当であると結論できる。

表3 イオン源各部の圧力の実測値と計算値

	流量 Pa·m ³ /s	カソードチャンパー 圧力	アークチャンパー 圧力	引出し間 隙 圧 力	加速間隙 圧 力	減速間隙 圧 力	真空容器 圧 力
実測値	0.15	5.3 Pa	3.4 Pa	2.4 Pa	1.5 Pa	0.83 Pa	0.043 Pa
計算値	0.15	5.2 Pa	3.7 Pa	2.7 Pa	1.7 Pa	0.71 Pa	0.042 Pa



6図 イオン源の模式図と真空計



第7図 カソードチャンバーとアークチャンバー間の
 コンダクタンス C_c と4枚の電極直列のコンダ
 クタンス C_g 。実線は実測値，破線は計算値で
 ある。

4. イオン源の圧力分布（動作時）

イオン源動作時には、ビームの効果や中性ガスの温度上昇の効果のため、イオン源静止時の圧力分布とは大きく異ってくる。ここでは長パルスイオン源を使用し、ビームを出した場合の圧力の時間変化と圧力分布について調べる。

4.1 長パルスビーム引出し時の圧力変化

真空計の時間応答性は、一般にあまり良くない。本実験では、真空計はプラズマの影響を避けるため、コンダクタンスの小さな管の先端に取り付けられており、時間応答性はさらに悪くなっている。そのため、短パルスのビーム引出し時には、圧力変化に真空計が十分に追随しない。そこで、ここでは10秒以上のパルスのビームを発生できるイオン源を用いることにした。

各部の圧力の時間変化の一例を8図に示す（文献3より）。これは、10 cm ϕ デュオビガトロ型イオン源を用い、70 keV、5 Aの水素ビームを10秒間出した場合の、カソードチャンバー (P_f)、アークチャンバー (P_A)、真空容器内の圧力 (P_{vac}) の時間変化である。（イオン源の詳細や実験条件については、文献3を参照されたい。）このとき、ガスはイオン源と中性化セル入口へ定常的に流しており、ビーム引出し前には各部の圧力はそれぞれ平衡値に達している。ビーム・オンと同時にカソードチャンバーの圧力は上昇し、逆にアークチャンバー圧力、真空容器圧力は減少する。それらの時定数は0.2～0.5秒程度であるが、これは実際の現象の時定数ではなく、真空計の時定数であるように思われる。実際、後で述べるように他の方法で時間変化を測定した結果では、その時定数は0.1秒以下であった。その後ビームがオフになるまで、 P_f はほぼ一定で P_A は一定かやや微増する。注目すべきは P_{vac} の変化である。ビーム・オンと同時に一旦減少した後、徐々に増加し、2～3秒で平衡値に達し、ビーム・オフと同時に一旦増加したあと徐々に減少して再びイオン源静止時の平衡値に達する。

P_{vac} のこの奇妙な時間変化は、他の測定手段によっても確認された。9図は、残留ガス分析器によって水素分圧や水蒸気分圧等の時間変化を調べた結果である（文献3より）。水素分圧は真空計とほぼ同様の変化を示している。ただし、真空計ではビームを引出している時の平衡圧力がビームを引出す前の平衡圧力よりもやや高いのに対し、残留ガス分析器の水素分圧は両者の平衡圧力がほぼ等しい。この差は、水蒸気やメタン等の不純物ガスの影響と考えられる。9図では、残留ガス分析器と真空容器の間のコンダクタンスが小さかったため、時間応答性が悪いが、ビームの近傍に残留ガス分析器を置いた時のデータを10図に示す。これはクライオポンプに長パルスビームを入射した際の実験データである（文献7より）。真空計の指示値も同時に示す。応答性が良くなっており、ビーム・オン時、オフ時の圧力変化の時定数はかなり小さいことがわかる。ビームを引出している時の残留ガス分析器で測定した水素分圧が、ビームを引出していない時の値より高いのは、クライオポンプの排気速度がおちるためと考えられている。

また、11図に示すのはビームの分光測定⁸⁾を行った際に、ドップラーシフトした H_{α} 光の時間変化をみたものである。光の強度は、ほぼ真空容器の圧力に比例すると考えられ、これによってもビームを引出した時の圧力変化が確認できた。その他、磁場質量分析器によって、 H_2 (E)と H (E/2)や H_2 (2E/3)と H_3 (E/3)の比率から中性ガスの線密度を求めた結果でも、ビーム・オン時の圧力の減少が確認できた。また圧力はバトロロン真空計でも測定され、電離真空計と同様の結果を得ている。

P_{vac} のこの奇妙な変化の原因として、まずイオン源への供給ガス流量が変化しているのではないかと考えられた。そこで、ガスのリザーバーからイオン源へのガス配管を $5\phi \times 6m$ のSUS管から、 $6\phi \times 0.6m$ の銅管に変換し、かつ、リザーバーの圧力も変えた。この、ガス導入系の大幅な変化にもかかわらず、 P_{vac} 等の圧力変化の波形は全く変わらなかった。さらに、ガス配管は $5\phi \times 6m$ のまま、作動ガスを水素からヘリウムに変えた。ガスの流れが原因しているとしたら、それは水素でもヘリウムでも同じであるから、ヘリウムでも同様の傾向が現われるはずである。しかし、実際には、 P_A については水素の場合と同様に変化するのに対し、 P_{vac} の波形は水素の場合と大幅に異なり、12図に示すようにビーム引出しにかかわらずほぼ一定であった。これらのことから、イオン源の供給ガス流量が変化しているのではなく、水素特有の物理的あるいは化学的な特性が関係していると推論できる。

系内に一定のガスが供給されているにもかかわらず P_{vac} が変化するとすれば、次のように考えざるを得ない。即ち、ビームを出した直後には水素ガスがどこかに失われ、やがて失われる量とそこから出てくる量が平衡し、そしてビームをオフした直後には逆にそこからガスが出てくるのではないか。水素ガスを吸収する機構として以下のものが考えられる。①高エネルギーのビーム状の水素が銅製のビームダンプの表面層に打ち込まれ、1~2秒の時定数をもってそこから拡散してでてくる。②水素の銅への溶解度は温度とともに上昇する。ビーム・オン時には、銅製のビームダンプや中性化セルの温度が上がり、水素を溶解する。③ビームによりビームダンプの表面がスパッタされるなどして、洗浄な面ができ、水素が吸着される。これらのうち、①が原因とすれば、ヘリウムガスの場合でも同様の現象が起きると考えられる。むしろ、ヘリウムの拡散速度は小さいから、もっと顕著に表われるのではないか。②については、溶解の密度はこの現象を説明する程には大きくないと考えられる。そこで、現在のところ③が有力な原因として考えられるが、これについてはさらに実験と考察を行う必要がある。

4.2 電極及び中性化セルのコンダクタンス

以上に述べたように、イオン源動作時には時間的に圧力が変化するが、ここではビーム・オンから数秒たった時の圧力の平衡値から電極と中性化セルのコンダクタンスを求め、イオン源静止時のそれらと比較する。

用いたイオン源は、JT-60NB I用のイオン源の原型タイプで75 keV、35 Aのビームを出すことが出来るイオン源である。しかし、長パルスビームを出すための電源の制約から、ここでは、その1/6の領域だけからビームを引出すことにした。即ち、第一正電極の1/6の領域のみを残してその他の領域には盲をし、小型のバケット型プラズマ源によりその領域だけにプラ

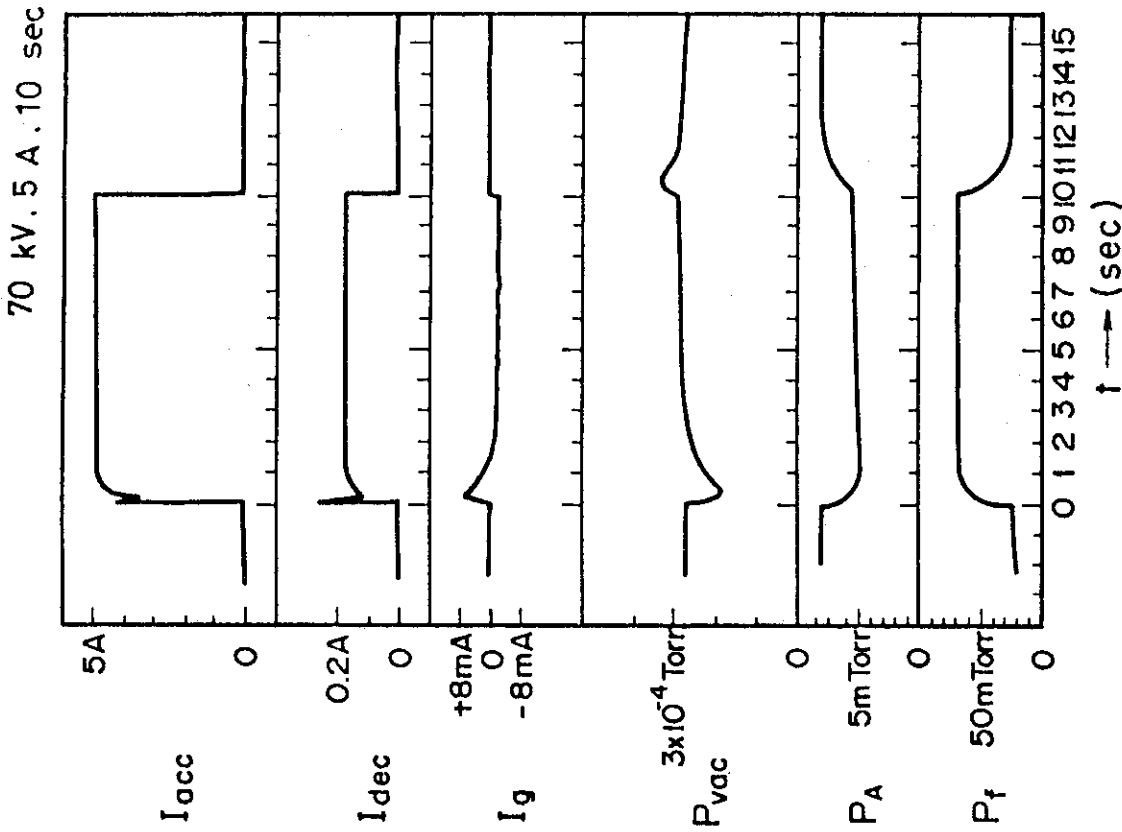
ズマをつくってビームを引出した。イオン源に引き続いて取り付けられる中性化セルも35 A用のもので、14 cm × 29 cmの矩形断面を持ち、長さは225 cmである。バケット型プラズマ源のマークチャンバーの圧力はピラニ真空計で、イオン源出口（中性化セル入口）の圧力はピラニ真空計と電離真空計で、真空容器の圧力は電離真空計で測定した。それぞれ、水素に対して較正してある。水素ガスはアークチャンバーにのみ供給し、ガス流量はサーマル・マス・フローメーターで測定した。実験装置の模式図を13図に示す。

イオン源静止時のガス流量と各部の圧力の関係を14(a)図に示す。圧力とガス流量の関係式 $P = Q/C$ から予想されるように、両者は比例関係にあり、その直線の傾きは、ポンプの排気速度も含めたその位置までのコンダクタンスの逆数である。即ち、ポンプの排気速度を C_P 、中性化セルのコンダクタンスを C_N 、電極のコンダクタンスを C_G とすると、図のそれぞれの直線の傾きから、

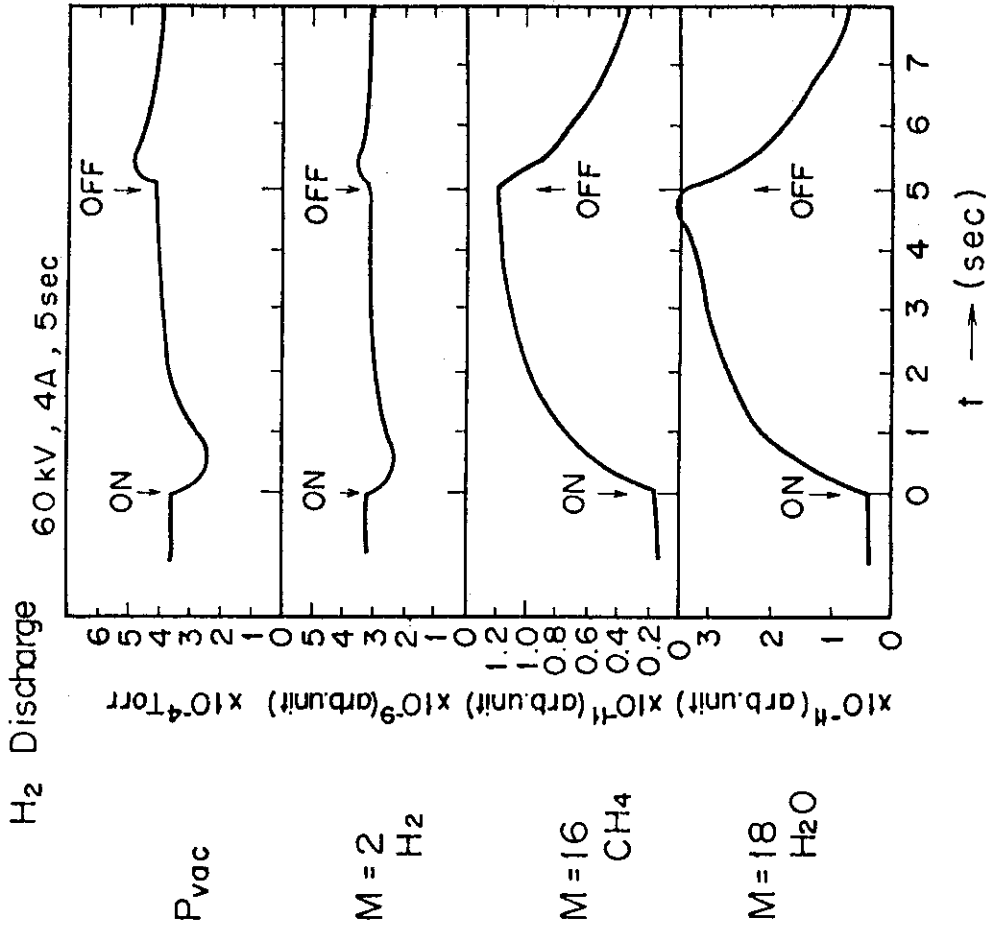
$$\begin{cases} C_P = 5.556 \text{ m}^3/\text{s} \\ \frac{1}{C_P} + \frac{1}{C_N} = \frac{1}{1.531} \\ \frac{1}{C_P} + \frac{1}{C_N} + \frac{1}{C_G} = \frac{1}{0.429} \end{cases} \quad (4.1)$$

が成立する。これを解いて、 $C_N = 2.11 \text{ m}^3/\text{s}$ 、 $C_G = 0.596 \text{ m}^3/\text{s}$ を得る。

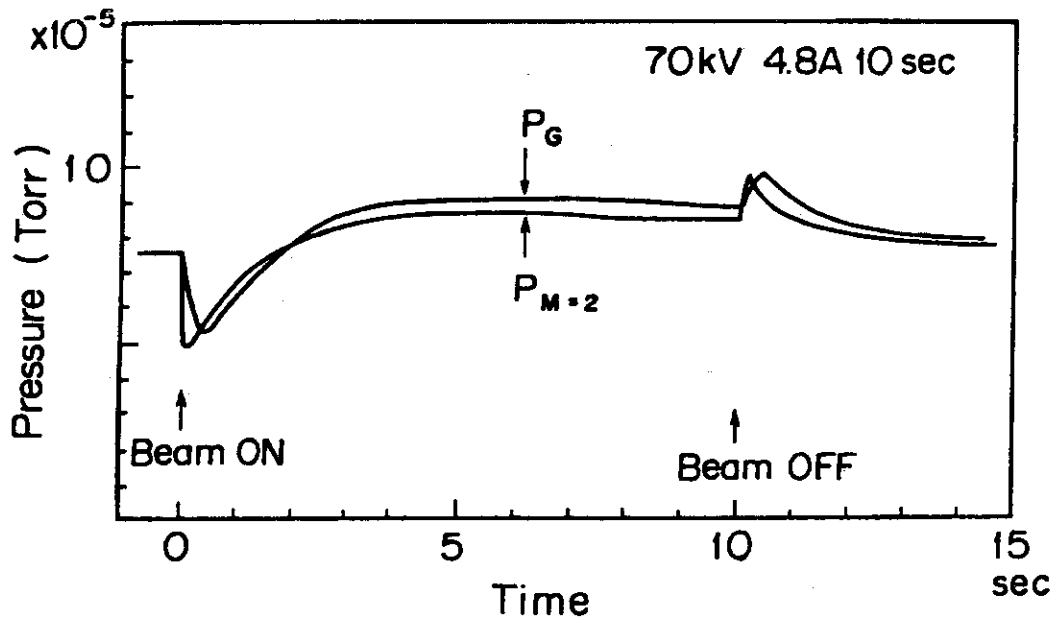
イオン源動作時のガス流量と各部の圧力の関係を14(b)図に示す。圧力は前節に述べたように時間的に変化するが、ここではビーム・オンから3秒後の値をプロットしてある。14(a)図と同様に、流量と圧力は比例関係にあることがわかる。ここで、注目すべきことは、直線が原点を通らないことである。 P_{vac} の直線は原点近くを通るが、 P_A と P_N の直線は $Q = 0.067 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ のところを横切る。これは、アークチャンバーに入ったガスのうち $0.067 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ だけはすみやかに真空容器へと移送されていることを表わしている。即ち、これがビームである。実際、このときのビーム電流値は3 Aで、プロトン比は分光測定によれば、 $H_1^+ : H_2^+ : H_3^+ = 44 : 29 : 27$ であるので、等価なガス流量は $0.065 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ であり良く一致する。(4.1)式と同様に、直線の傾きから排気速度とコンダクタンスを求めると、 $C_P = 5.56 \text{ m}^3/\text{s}$ 、 $C_N = 2.08 \text{ m}^3/\text{s}$ 、 $C_G = 0.664 \text{ m}^3/\text{s}$ となる。ポンプの排気速度と中性化セルのコンダクタンスはイオン源静止時の値と一致しているが、電極のコンダクタンス C_G は11%大きくなっている。これは、アーク放電によりガスの温度が上がったためだと考えられる。



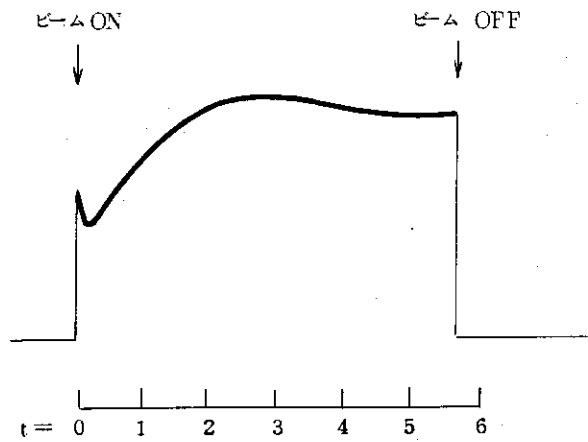
8 図 長パルスビーム引出し時の、引出し電流値 (I_{acc})、第2正電極電流 (I_{dec})、減速電流 (I_{dec})、真空容器圧力 (P_{vac})、アークチャンバー圧力 (P_A)、カンソートチャンバー圧力 (P_f) の時間変化



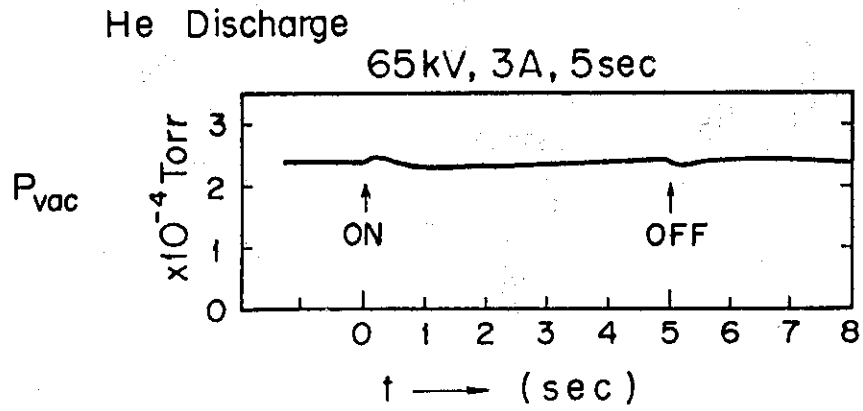
9 図 電離真空計で測定した真空容器圧力 (P_{vac}) と、残留ガス分析器で測定したガス分圧の時間変化。 $t=0_s$ でビームがオンされ、 $t=5s$ でオフされている。



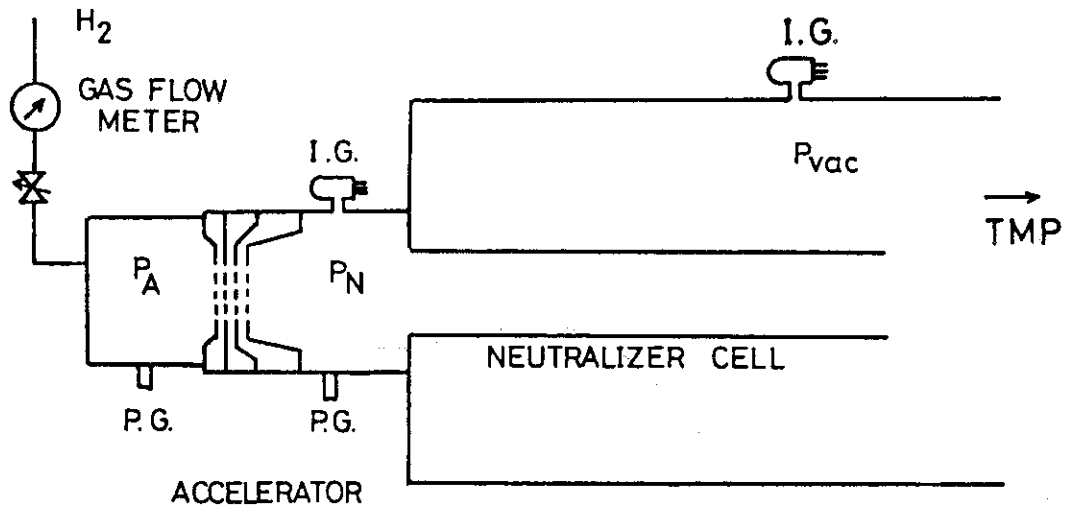
10 図 ビーム入射中のクライオポンプ内圧力変化，
 P_G は電離真空計の指示， $P_{M=2}$ は残留ガス分
 析器による $M=2$ の指示



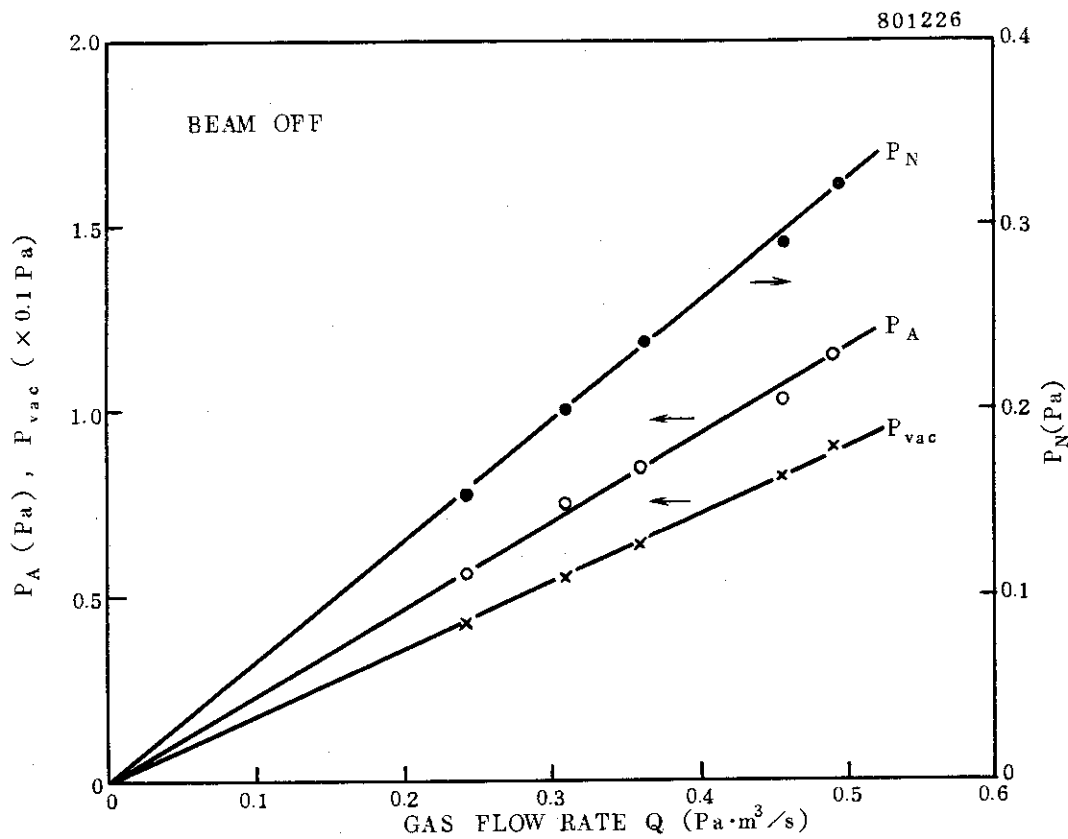
第 11 図 $H_\alpha(E/2)$ の発光の時間変化



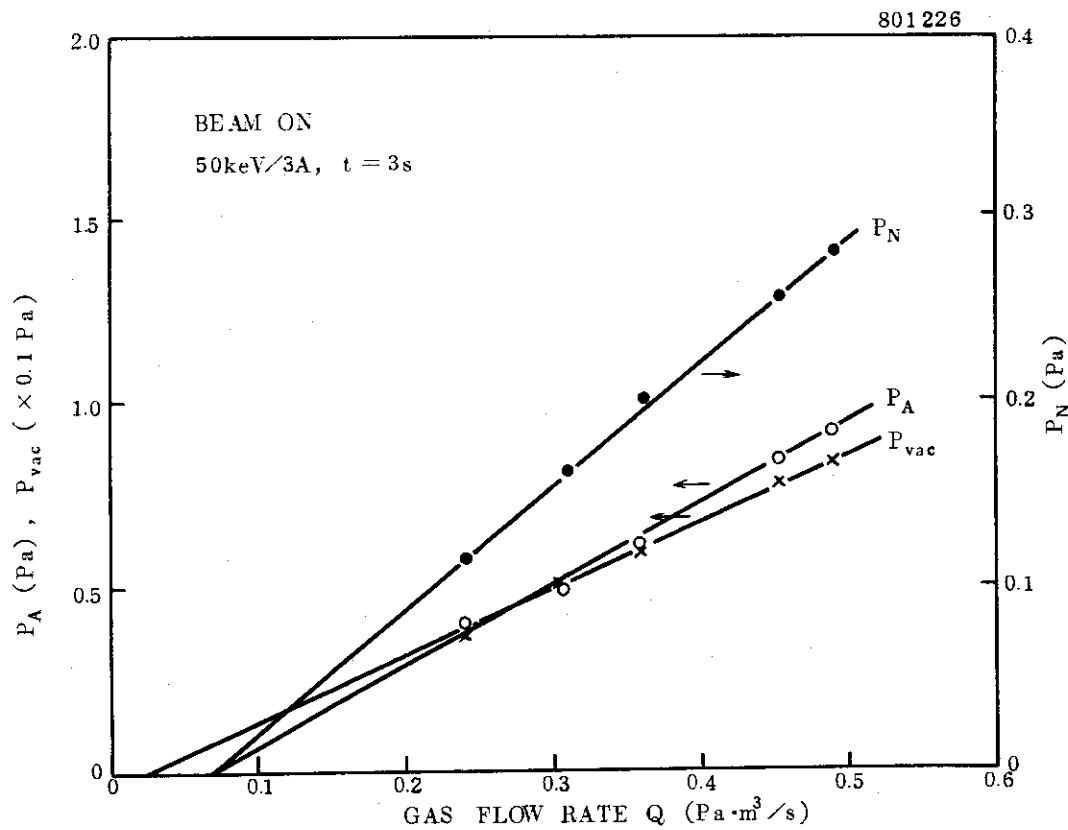
12 図 作動ガスをヘリウムに変えた際の真空容器圧力の時間変化



13 図 イオン源動作時のコンダクタンスを測定した装置の模式図



第 14 (a) 図 イオン源静止時のガス流量と各部の圧力の関係



第 14 (b) 図 イオン源動作時のガス流量と各部の圧分の関係

5. JT-60用イオン源設計への適用

原研で建設中の臨界プラズマ実験装置JT-60では、20 MWの中性粒子入射加熱が予定されており⁹⁾、そのために、14基の入射装置、28台のイオン源が必要とされる。それぞれのイオン源は50～100 keVのエネルギーで35～40 Aの水素イオンを10秒間発生させることが要求されており、これは従来のイオン源に比べエネルギー、電流値とも大きいことはもちろんであるが、10秒間というその長いビーム・パルス幅に特徴がある。このように高エネルギー、長パルス幅のイオン源においては、電極等への熱負荷が大きな問題となってきた。熱負荷を抑えるには、熱負荷を決定する大きな因子であるガス圧を低くする必要があるが、一方ではイオン源のソースプラズマを安定に効率よく生成するためある程度のガス圧は必要である。また、中性化セルにおいて高いエネルギーのイオンを中性化するためにはある値以上のガスの厚みが必要とされ、これらの協調をとりながらイオン源へのガス流量を決定する必要がある。本章では、まずガス流量の制限要因について述べ、次に前章までに述べた計算法により電極と中性化セルのコンダクタンスを計算し、それらに基づいてガス流量についての最適条件を求める。

5.1 ガス流量の制限要因

ガス流量の制限要因として以下のものがある。これらの条件を全て満たすようにガス流量を決定しなければならない。

A 電極の熱負荷

加速電極は1.5～2.5 mmの厚さの銅またはモリブデンの薄板からできており、大きな熱負荷に長時間耐えるために水冷している。その除熱能力と熱応力の許容限界から決まる最大許容熱負荷は、電極実効面積あたり 400 W/cm^2 程度であると見積られている¹⁰⁾。

一方、熱負荷は加速途中のイオンが電極に衝突するなどして与えられるが、それはイオンビームの収束性と電極間のガス圧に大きく依存する。ビーム出力に対する熱負荷の割合 W は一般に次のように書くことができる。

$$W = kP + \alpha (+W_s) \quad (5.1)$$

ここで、 P は電極間の圧力で、 kP はビームと残留ガスとの相互作用(荷電交換とかイオン化)に起因する熱負荷を表わす。比例係数 k は、荷電交換とイオン化の断面積、電極間距離、二次電子放出係数、ビーム発散から決まる定数である。 α は加速途中のイオンが直接電極に衝突することに起因する熱負荷であり、ビーム発散と二次電子放出係数に依存する値である。第一正電極では、その他にソースプラズマからの熱負荷 W_s が加わる。

JT-60用イオン源の加速部は4枚の電極から構成されるが、それらの電極のうち、通常の運転モードにおいて最も大きな熱負荷を受けるのは第一正電極である。そこで、ここでは第一

正電極だけについて考えることにする。第一正電極の熱負荷は従来の実験結果から、経験的に次のように書くことができる。即ち、最適パービアンスの近傍において（つまりビーム発散の良い時には）

$$W_g = 0.6 (P_A + P_N) + 0.15 + 40/E \quad (5.2)$$

ここで、 W_g はビーム出力に対するパーセンテージで表した熱負荷、 P_A と P_N はそれぞれ Pa 単位で表したアークチャンバーとイオン源出口（中性化セル入口）の圧力である。定数 0.15 は上述の α に対応するものである。40/E はソースプラズマからの熱負荷で、E は keV で表わしたビームエネルギーである。ただし、この式が成立するのはビームエネルギーが 70 keV 以上、 P_A が 0.4 Pa 以上の時である。エネルギーがそれより低くなるとビーム発散が悪くなるために、また、 P_A がそれより低くなるとソースプラズマ生成の効率が悪くなるために、それぞれ熱負荷が大きくなる傾向にある。

さて、以上のことからガス流量に荷せられる条件は、(5.2)式で与えられる熱負荷が最大許容熱負荷 400 W/cm^2 を超えないということである。400 W/cm^2 という熱負荷はイオン源定格出力 75 keV/35 A の 2.96%、100 keV/40 A の 1.95% に相当するから（電極の広さ $12 \times 27 \text{ cm}^2$ 、透過度 40% で計算している。たとえば、75 keV の場合、 $75 \times 35 \times 0.0296 / 12 \times 27 \times 0.6 = 0.4 \text{ KW/cm}^2$ ）条件は

$$75 \text{ keV の場合} \quad 0.6 (P_A + P_N) + 0.68 < 2.96 \quad (5.3)$$

$$100 \text{ keV の場合} \quad 0.6 (P_A + P_N) + 0.55 < 1.95 \quad (5.4)$$

ということになる。ここで 75 keV と 100 keV の 2 つの場合について書いたのは、あとで述べるようにそれぞれのエネルギーについて異なるプラズマ源を予定しているからである。

B 逆流電子によるプラズマ生成部上蓋の熱負荷

電極間で残留ガスのイオン化により生成された電子、及び減速電極から飛び出した二次電子は電界により逆方向に加速され、一部は第一正電極と第二正電極に衝突するが、大部分は電極を通り抜けプラズマ生成部上蓋に衝突し熱負荷を与える。ビーム出力に対するその熱負荷の割合は、ビームエネルギーと電極間ガス圧、電極間距離に大きく依存し、またビーム発散と二次電子放出係数にも関係する。熱負荷の割合は文献 4 において数値計算され、また文献 3 において 75 keV の場合にガス圧の関数として実測されている。ここでは実測値を使うことにする。ただし、100 keV の場合の値は実測されていないので、ガス圧が同じならば 75 keV の場合の 100/75 倍であると仮定する。これはイオン化の断面積は 75 keV - 100 keV の範囲でほぼ一定であり、かつ電圧に比例して電極間隔が長くなるということを考慮した仮定である。75 keV の場合、実測値は近似的に次のように書ける。

$$W_e(75) = 1.6 (P_A + 2 P_N)$$

ここで、 W_e はビーム出力に対するパーセンテージで表した熱負荷、 P_A と P_N はそれぞれ Pa 単位で表したアークチャンバーとイオン源出口（中性化セル入口）の圧力である。100 keV の場合には、これを 75/100 倍して、

$$W_e(100) = 2.1 (P_A + 2 P_N)$$

として考えていく。

一方、除熱能力と熱応力の許容限界から決る最大許容熱負荷であるが、その値はプラズマ生成部の型によって異なるし、また、材質、構造等によっても大きく異なる。ここでは、JT-60 NBI用イオン源用に予定されているバケット型とラムダatron型プラズマ生成部について考える。まず、バケット型は、逆流電子を受ける上蓋が平板であること、永久磁石をアークチャンパー内壁に接近させて配置しなくてはならないという構造的な制約、また、磁場により逆流電子及びプラズマ中のイオンと電子が拘束されるため、永久磁石のところの熱負荷が大きくなる¹¹⁾といったことから、逆流電子による熱負荷は 350 W/cm^2 程度に抑える必要があると考えられている¹²⁾。ラムダatron型はこの問題を解決するために考案されたプラズマ源であり、逆流電子を受けるために傾斜角をもった電子ビームダンプを持っている。そのため除熱限界は大きく、 1000 W/cm^2 程度の熱負荷にまで耐えると考えられている¹²⁾。

さて、そこでガス流量に荷せられる条件を考えていく。75 keV/35 Aの場合、イオンビームの熱流束は、 $75 \times 35 \text{ KW} / 12 \times 27 \text{ cm}^2 = 8.1 \text{ KW/cm}^2$ 、100 keV/40 Aの場合は 12.3 KW/cm^2 であるから、 350 W/cm^2 、 1000 W/cm^2 の熱負荷はそれぞれ、それらの $0.35/8.1 = 4.4\%$ 、 $0.35/12.3 = 2.8\%$ 、 $1.0/8.1 = 12.3\%$ 、 $1.0/12.3 = 8.1\%$ に相当する。よって条件は、

バケット型の場合

$$75 \text{ keV} \quad 1.6 (P_A + 2 P_N) < 4.4 \quad (5.5)$$

$$100 \text{ keV} \quad 2.1 (P_A + 2 P_N) < 2.8 \quad (5.6)$$

ラムダatron型の場合

$$75 \text{ keV} \quad 1.6 (P_A + 2 P_N) < 12.3 \quad (5.7)$$

$$100 \text{ keV} \quad 2.1 (P_A + 2 P_N) < 8.1 \quad (5.8)$$

となる。

C アーク放電のためのガス圧

プラズマ生成部において安定なアーク放電を起こすためには、そのプラズマ源の型に見合った最低許容ガス圧がある¹³⁾。バケット型の場合、それは約0.3 Pa、ラムダatron型の場合は約0.6 Paである。一方、ガス圧が高すぎると、アーク効率の低下とプラズマ密度の不均一を引き起こす。許容できる上限ガス圧は、バケット型で2.0 Pa、ラムダatron型で2.5 Pa程度である。十分なプロトン比を得るためにも、ガス圧はこれらの範囲内である必要がある。整理すると条件は、

バケット型の場合

$$0.3 < P_A < 2.0 \quad (5.9)$$

ラムダatron型の場合

$$0.6 < P_A < 2.5 \quad (5.10)$$

となる。 P_A の単位はPaである。

D 中性化セル線密度

イオン源から引き出されたイオンビームは、中性化セルにおいてその一部が中性化されるが、そのためには、ある程度のガスの厚み(線密度)が必要である。無限のガスの厚みがある場合、

イオンビームと中性ビームの割合は平衡状態に達するが、その状態を100%としてその90%の状態にまで中性化することの出来る中性化セルを90%平衡セルと呼ぶことにする。ここではそれ以上の線密度があることを条件として設定する。

90%平衡セルを得るには、75keVの場合、0.49 Pa·m、100keVの場合、0.69 Pa·mの線密度が必要である。中性化セルの長さは2.25mが予定されているので、これだけの線密度を得るためには、中性化セル入口のガス圧 P_N は、

$$\text{75keVの場合} \quad P_N \geq \frac{2 \times 0.49}{2.25} = 0.44 \text{ Pa} \quad (5.11)$$

$$\text{100keVの場合} \quad P_N \geq \frac{2 \times 0.69}{2.25} = 0.61 \text{ Pa} \quad (5.12)$$

である必要がある。(中性化セル出口の圧力は 10^{-3} Pa程度で、中性化セル中のガス圧は一次関数で変化するとした。)

ただし、これは、イオン源から流れてくるガスだけで線密度を得ようとする場合であって、中性化セルに別系統でガスを供給する場合、 P_N をこれより下げることが可能である。これについては、5.3節で考える。

E. イオンビーム相当分のガス流量

1 Aの H_1^+ ビームは $0.0118 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ の水素ガス流量に相当する。故にビーム組成が $H_1^+ : H_2^+ : H_3^+ = 75 : 20 : 5$ (JT-60 NBI用イオン源の設計値)であるとき、35 Aのイオンビームは $0.53 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ に、また40 Aのイオンビームは $0.61 \text{ Pa}\cdot\text{m}^3/\text{s}$ に相当する。この流量は、別わくでとっておく必要がある。

5.2 電極及び中性化セルのコンダクタンスの計算

A. 電極

JT-60 NBI用イオン源の加速部の断面図を15図に示す。上流から、第一正電極、第二正電極、減速電極、接地電極と呼ばれる4枚の電極より構成されるが、それぞれの電極のコンダクタンスを C_p 、 C_g 、 C_s 、 C_e とする。それぞれの電極の穴の断面は、図のように複雑な形状をしているので、簡単のために次のように近似する。即ち①第一正電極は入口4.2φ、出口4.8φ、長さ1.5mmの短いラップ管、②第二正電極は、入口4φ、出口4.8φ、長さ1.5mmの短いラップ管と、内径4φで長さ0.7mmの円筒(入口の効果はラップ管の方に入っているので長い円筒の式で計算する)の直列接続、③減速電極は入口4.4φ、出口4.9φ、長さ2.5mmのラップ管、④接地電極は内径4.4φ、長さ2.5mmの短い円筒と仮定する。そうすると、付録Bの計算式(B表参照)に従って、

$$\begin{aligned} C_p &= 1020 \times 92 \times 0.42^2 \times 0.48^2 / (0.42 + 0.48) \{ 0.15 + 8 \times 0.48^2 / 3 \times (0.42 + 0.48) \} \\ &= 5089 \text{ l/s} \approx 5.1 \text{ m}^3/\text{s} \end{aligned}$$

同様に $C_g = 4.2 \text{ m}^3/\text{s}$

$$C_s = 5.0 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$C_e = 4.8 \text{ m}^3/\text{s}$$

となる。この値は電極一枚あたりの穴数1020をかけてある。

この4枚の電極の単なる直列接続と考えれば、加速部全体のコンダクタンスは $1.2 \text{ m}^3/\text{s}$ となる。しかし、2.2節で述べたストリーミング効果を考慮する必要がある。JT-60 NBI用イオン源の場合、減速電極と接地電極の間隔は 2.5 mm であるので、 $C_e = 1.5 \times 4.8 = 7.2 \text{ m}^3/\text{s}$ となる。すると、

$$C_A = \frac{1}{\frac{1}{C_p} + \frac{1}{C_g} + \frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_e}} = 1.3 \text{ m}^3/\text{s}$$

となる。

JT-60 NBI 用イオン源の場合、さらに考慮すべきことがある。というのは、実は、電極のコンダクタンスを大きくして、電極間のガス圧を下げ、熱負荷を下げるために、16図に模式的に示すように電極はその支持枠の側面にガス抜き穴を持っている。第一正電極と第二正電極のすき間を通り、第二正電極支持枠のガス抜き穴、接地電極のガス抜き穴を通る経路のコンダクタンスを C_g' とし、第二正電極と減速電極のすき間を通り、接地電極のガス抜き穴を通る経路のコンダクタンスを C_e' とする。これらのコンダクタンスは主に電極のすき間のコンダクタンスで決定されるが、電極のすき間をスリット状の矩形導管と仮定することにより、

$$C_g' = 0.5 \text{ m}^3/\text{s}$$

$$C_e' = 0.6 \text{ m}^3/\text{s}$$

を得る。そうすると、加速部全体のコンダクタンス C_A について

$$\frac{1}{C_A} = \frac{1}{C_p} + \frac{1}{C_g' + C_g}$$

$$\frac{1}{C_g} = \frac{1}{C_g} + \frac{1}{C_e' + \frac{C_s C_e}{C_s + C_e}}$$

が成立し、これに値を代入して、

$$C_A = 1.65 \text{ m}^3/\text{s}$$

を得る。

イオン源動作時には、4.2節で述べた効果が入る。ガスの温度上昇によるコンダクタンスの増加を10%とすると、

$$C_A = 1.8 \text{ m}^3/\text{s}$$

となる。

B. 中性化セル

中性化セルは、断面が $14 \text{ cm} \times 29 \text{ cm}$ で長さが 225 cm の矩形のダクトである。

付録Bの一般断面の短い導管の式を使って ($\alpha = 1.15$ とする)

$$\begin{aligned} C_N &= 235 \times 1.15 \times 14^2 \times 29^2 / 2(14+29) \{ 225 + 16 \times 1.15 \times 14 \times 29 / 3 \times (14+29) \times 2 \} \\ &= 2040 \text{ l/s} = 2.04 \text{ m}^3/\text{s} \end{aligned}$$

を得る。

中性化セルの出口から、1 m上流に上った所にガス供給口がある。ここから、出口までのコンダクタンス C_M を求める。これは、ここからガスを供給した場合の中性化セルの線密度を計算する時に必要になる。この場合、端の効果を入れる必要はないから、矩形の長い導管の式を使って

$$\begin{aligned} C_M &= 235 \times 1.15 \times 14^2 \times 29^2 / 2(14 + 29) \times 100 \quad \ell/s \\ &= 5.18 \text{ m}^3/s \end{aligned}$$

を得る。

5.3 最適ガス流量

コンダクタンスが計算できたので、5.1節の条件式(5.3)～(5.12)式はすべて、ガス流量を変数にして書き替えることができる。

A. イオン源だけにガスを入れた場合

イオン源だけに Q_s Pa·m³/s のガスを供給した場合、 P_A , P_N は

$$\begin{aligned} P_N &= (Q_s - Q_{\text{beam}}) / C_N \\ P_A &= (Q_s - Q_{\text{beam}}) C_N C_A / (C_N + C_A) \end{aligned}$$

で与えられる。ここで Q_{beam} はビーム相当分のガス流量である。値を代入すると、35 Aの場合 $P_N = 0.49 Q_s - 0.26$, $P_A = 1.05 Q_s - 0.55$ となる。40 Aの場合は、 $P_N = 0.49 Q_s - 0.30$, $P_A = 1.05 Q_s - 0.64$ となる。これらの式を使って(5.3)～(5.12)式を書き直し、整理すると、

75 keV/35A でバケット型の場合、

$$(5.3) \text{ 式は } Q_s < 3.11$$

$$(5.5) \text{ 式は } Q_s < 1.88$$

$$(5.9) \text{ 式は } 0.81 < Q_s < 2.43$$

$$(5.11) \text{ 式は } 1.43 < Q_s \quad \text{となる。}$$

従って、 $1.43 < Q_s < 1.88$ が全てを満足する条件である。

同様に、100 keV/40A の場合、ラムダトロン型を使った場合のガス流量の条件について表4にまとめた。100 keV の場合、バケット型では解がないことに注目されたい。100 keV でも、ラムダトロン型の場合には解があるが、その領域は比較的狭い。それは、線密度の条件が厳しいためであり、その条件を緩和するため、中性化セルの途中からガスを導入することを考える。

B. 中性化セルの途中からもガスを入れた場合

中性化セルの途中からガスを供給した場合、中性化セルのガス圧分布は、17図に示すように三角形分布ではなく台形に近い形となり、 P_A , P_N をあまり上昇させることなく線密度を上げることができる。たとえば、供給するガス流量が Q_N Pa·m³/s である場合を考えてみる。イオン源へのガス流量を Q_s とすると、 P_N , P_A は

$$P_N = (Q_s - Q_{\text{beam}})/C_N + Q_N/C_M$$

$$P_A = (Q_s - Q_{\text{beam}})(C_A + C_N)/C_A C_N + Q_N/C_M$$

となり、また線密度 $\int ndl$ は

$$\int ndl = 1.25 \times \frac{(P_N + P_M)}{2} + 1 \times \frac{P_M}{2}, \quad P_M = \frac{Q_s - Q_{\text{beam}} + Q_N}{C_M}$$

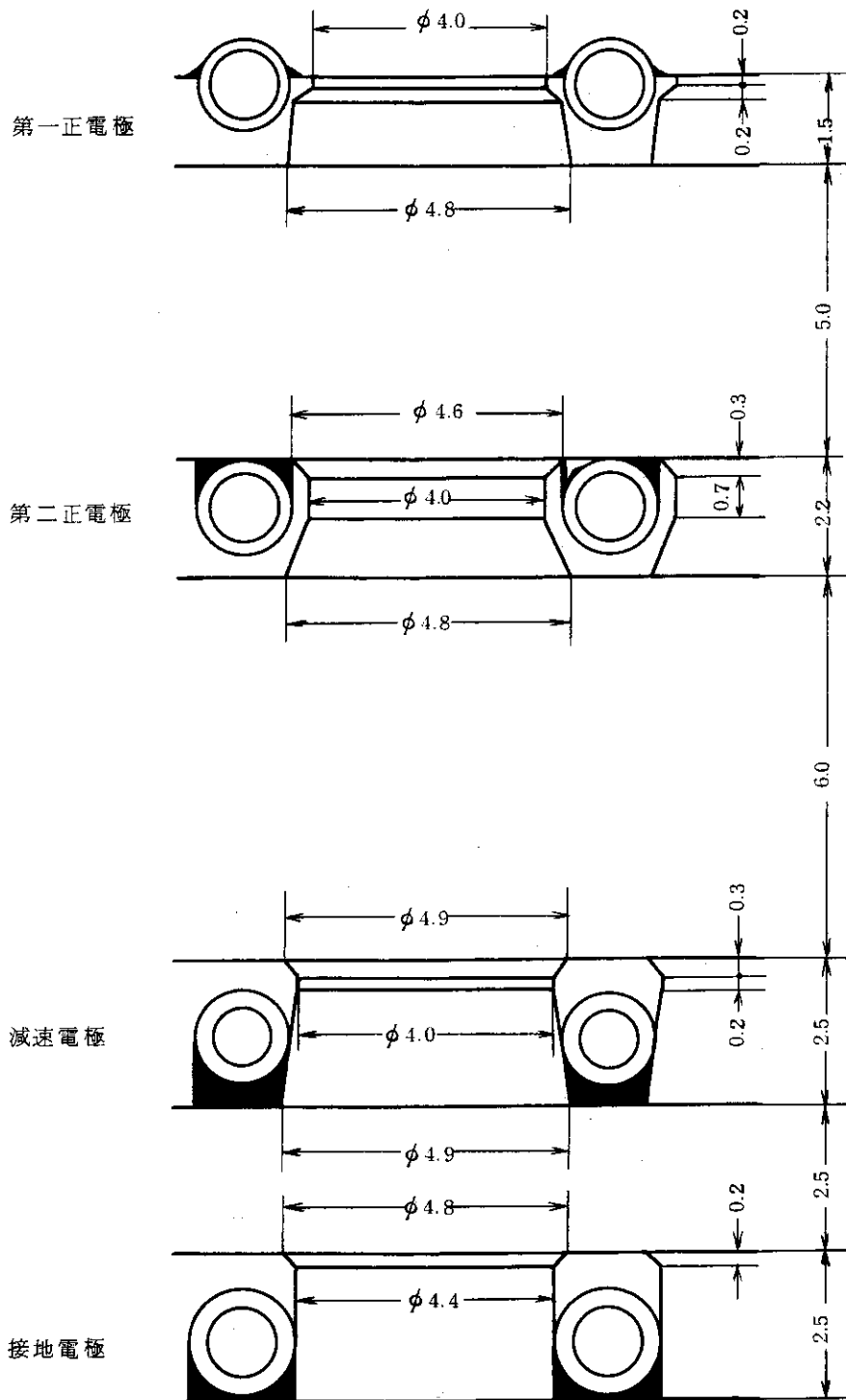
で与えられる。たとえば $Q_N = 1 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ とし、これらの式を条件式 (5.3) ~ (5.12) 式に代入し、ガス流量についての条件を求めた。結果を表 4 に示す。表より、 $Q_N = 0$ の場合と比較してガス流量の可動範囲が広がっていることがわかる。

さて、そこで表 3 を見ながら、最適ガス流量について考えてみよう。最適ガス流量というのは、全ての条件に関して余裕があり、かつ、NBI 装置のクライオポンプにあまり負担をかけないように Q_A と Q_N を合せたトータルのガス流量ができるだけ少ない方がよい。この観点からすると、75 keV/35A の出力の場合、バケット型のプラズマ源を使い、イオン源だけに $1.5 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ 程度、供給するのがよい。ここで、ラムダトロン型ではなくバケット型を選んだのは、アーク効率を考慮したからである。100 keV/40A の出力の時には、バケット型では解がなくラムダトロン型を使わねばならない。かつ、イオン源だけにガスを供給したのでは電極熱負荷や逆流電子の条件が厳しくなる。そこで、中性化セル途中にも $1 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ 程度流し、イオン源に $1.3 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ 程度供給するのがよいと思われる。なお、中性化セルに流す割合をもっと増やすと、100 keV/40A でバケット型でも解が生じる。しかし、その場合、トータルのガス流量が多くなり、また、ガスの可動範囲も狭くなるので、実際上は無理なように思われる。

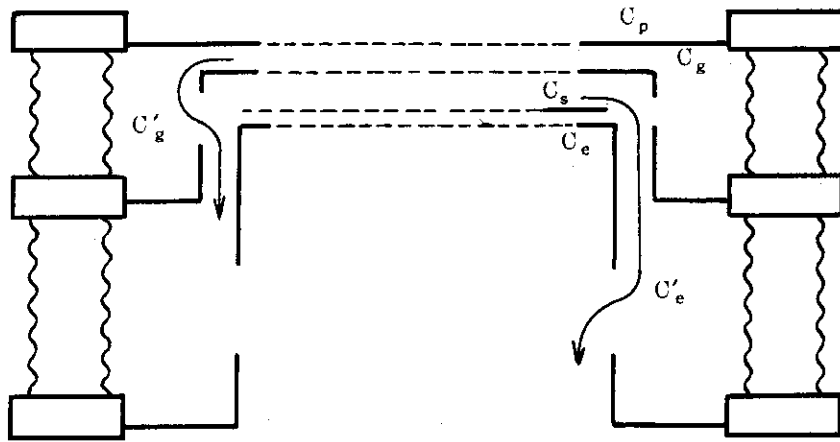
表4 ガス流量の制限条件とそれを満足するガス流量。 $Q_N = 0$ は1オン源だけにガスを供給した場合
 $Q_N = 1$ は中性化セルにも $1 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ のガス流量で供給した場合である。

運転モード	条件	電極熱負荷	逆流電子	アーク放電 (プロトン比)	線密度	総合条件
$Q_N = 0$	75 keV, バケット	< 3.0	< 1.88	$0.81 < < 2.43$	1.43 <	$1.43 < Q_s < 1.88$
	75 keV, ラムダトロロン	< 3.0	< 4.31	$1.10 < < 2.90$	1.43 <	$1.43 < Q_s < 2.90$
	100 keV, バケット	< 2.12	< 1.26	$0.89 < < 2.51$	1.86 <	解なし
	100 keV, ラムダトロロン	< 2.12	< 2.51	$1.18 < < 2.99$	1.86 <	$1.86 < Q_s < 2.12$
	75 keV, バケット	< 2.75	< 1.60	$0.63 < < 2.25$	0.84 <	$0.84 < Q_s < 1.60$
	75 keV, ラムダトロロン	< 2.75	< 4.04	$0.92 < < 2.73$	0.84 <	$0.92 < Q_s < 2.73$
$Q_N = 1$	100 keV, バケット	< 1.88	< 0.98	$0.69 < < 2.33$	1.30 <	解なし
	100 keV, ラムダトロロン	< 1.88	< 2.23	$1.0 < < 2.81$	1.30 <	$1.30 < Q_s < 1.88$

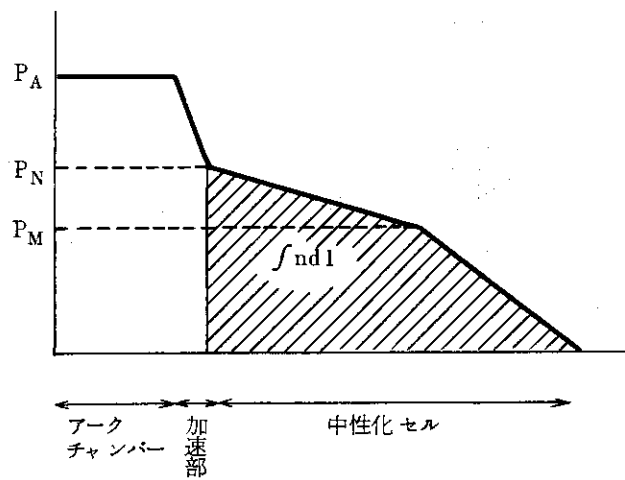
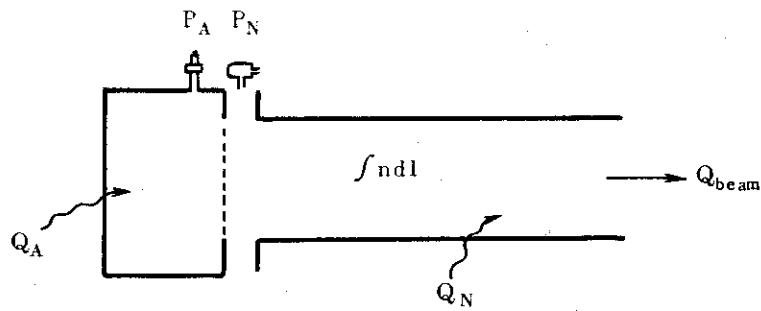
※ 表中の単位は $\text{Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ である。



第 15 図 電極穴の断面図



第16図 加速部の模式図



第17図 中性化セルのガス圧分布

6. おわりに

本報告では、中性粒子入射装置用の高出力イオン源でのガスの流れを明確にすることを目的とした。実験により次のことがわかった。

- ① イオン源静止時には、イオン源各部のコンダクタンス、圧力分布は計算式から求めた値と良く一致する。
- ② 電極間の距離が電極の穴の径より小さい場合には、ストリーミング効果によりコンダクタンスが増加する。
- ③ イオン源動作時には、ビーム相当分のガス流れに対しては、コンダクタンスは無量大と考えるが良い。
- ④ イオン源動作時には、電極のコンダクタンスは10%程度増加する。これはガスの温度上昇によるものと思われる。

以上の実験結果をJT-60用イオン源の設計に適用し、熱負荷などの条件も入れて、最適ガス流量について考察した。その結果、次のことが明らかとなった。

- ① ガスをイオン源だけでなく、直接中性化セルへも入れた方が良い結果が得られる。
- ② 75keV/35Aの出力の時には、バケット型のプラズマ源を使用することが可能である。
- ③ 100keV/40Aの出力の時には、バケット型プラズマ源の使用には無理がある。ラムダatron型プラズマ源を用い、ガスの一部を中性化セルに流すのが良い。

これからの課題としては、長時間ビーム引出し時の圧力の時間変化の原因をもっと明確にする必要がある。これは高エネルギーの水素と表面の相互作用として、非常に興味ある現象と思われる。また、本実験ではビーム径が中性化セルと比べて小さかったため、中性化セルのコンダクタンスについて、ガスの温度上昇の効果が十分現われなかったきらいがある。これについては、現在稼動を始めようとしている、JT-60NBI原型ユニットでの実験が明らかにするであろう。

謝 辞

本実験を遂行するにあたり、不断の激励と御指導を戴いた白形弘文加熱工学第一研究室長に、終始、有益な議論をして戴いた松田慎三郎副主任研究員をはじめとする同研究室の諸氏に感謝致します。また、この実験を行う機会を与えて戴いた小幡行雄核融合研究部長、磯康彦核融合開発推進センター長に感謝致します。

参考文献

- 1) 桜庭順二他 ; JAERI-M 8740 (1980)
- 2) Y.Okumura, Y.Ohara and T.Ohga ; JAERI-M 7696 (1978)
- 3) Y.Okumura, S.Matsuda, Y.Mizutani, Y.Ohara and T.Ohga ; Rev. Sci. Instrum. 51 (1980) p.728
- 4) Y.Ohara, M.Akiba, Y.Arakawa, Y.Okumura and J.Sakuraba J.Appl. Phys. 51 (1980) p.3614
- 5) 熊谷, 富永 ; 「真空の物理と応用」 p.103 (裳華房)
- 6) 日本真空技術(株) ; 「真空ハンドブック」
- 7) 柴田猛順, 水谷泰彦, 奥村義和, 桜庭順二, 柴沼清 ; JAERI-M 9213 (1980)
- 8) 奥村義和, 小原祥裕, 柴田猛順 ; JAERI-M 9653 (1981)
- 9) 松田慎三郎他 ; JAERI-M 7655 (1978)
- 10) 柴沼清, 栗山正明, 小原祥裕, 奥村義和 ; JAERI-M 9539 (1981)
- 11) 秋場真人他 ; 投稿予定
- 12) 栗山正明, 柴沼清 ; 投稿予定
- 13) 荒川義博, 秋場真人, 桜庭順二, 松田慎三郎, 田中茂 ; JAERI-M 8741 (1980)
- 14) G.Garter and J.H.Leck ; Brit. J. Appl. Phys. 10 (1959) p. 364

付録A 真空計の較正

A-1 較正の方法

真空計の較正はA-1図に示す3通りの方法で行った。

(1) 拡散法； 拡散法は、まず既知の小さな体積(V_1)を持つ容器中に水素ガスを充填し、その圧力 P_1 を水銀マンオメータで絶対測定した後、高真空に引かれた真空容器内(体積 V_2)に拡散させる。真空容器の圧力 P_2 は、 $P_2 = P_1 V_1 / V_2$ で与えられる。本実験では $V_1 = 13.27 \text{ cc}$ 、 $V_2 = 0.145 \text{ m}^3$ であり、水銀マンオメータで 10^3 Pa まで読み取り可能なので $9.2 \times 10^2 \text{ Pa}$ 以上の較正が可能である。

(2) ビルドアップ法； ある一定量のガス(ガス流量 Q は正確に測定しておく)を体積 V の真空容器に導入しておいて、 $t = 0$ で真空容器のポンプのバルブを閉じ、容器内の圧力の時間変化をみる。 t 秒後の圧力 P は、 $P = Qt/V$ で与えられる。本実験では使用した流量計の信頼できる最小目盛が $0.01 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ 、真空容器の体積が 2.9 m^3 、時間変化は5秒後には読み取れるので、 $1.7 \times 10^{-2} \text{ Pa}$ 以上の較正が可能である。

(3) オリフィス法； ある一定量のガス(ガス流量 Q は正確に測定しておく)をオリフィスを通して定常的に流し、オリフィスの両側に生じる圧力差によって較正する方法である。両側の圧力を P_1 、 P_2 、オリフィスのコンダクタンスを C とすると $Q = C(P_1 - P_2)$ であり、いま、 $P_1 \gg P_2$ であれば、 $P_1 = Q/C$ で与えられる。本実験では、オリフィスとして、 0.5 mm 厚の板にかけられた 10ϕ の穴を使用した。コンダクタンスは $3.7 \times 10^{-2} \text{ m}^3/\text{s}$ であり、流量計の信頼できる最小目盛が $0.01 \text{ Pa} \cdot \text{m}^3/\text{s}$ であるので、 0.27 Pa 以上の較正が可能である。この方法では、圧力が高くなると粘性流の効果のために、オリフィスのコンダクタンスが増加してくることに注意しなければならない。水素分子の平均自由行程が穴の直径になるのは約 0.6 Pa であるので、それ以上の圧力ではオリフィスを小さくする等の対策を講じる必要がある。

A-2 較正結果

日本真空技術(株)製のピラニ真空計と電離真空計について較正を行った。電離真空計はWITゲージと呼ばれる低真空用のゲージ(フィラメントが中央にあり、その回りにグリッドとイオンコレクタのあるもの)と、WIBゲージと呼ばれる高真空用のゲージ(一般には、ベヤード・アルパート型ゲージと呼ばれるもので、軟X線の効果を抑えるため、中央にイオンコレクタを置き、フィラメントを一番外側に置いたもの)の両方について行った。

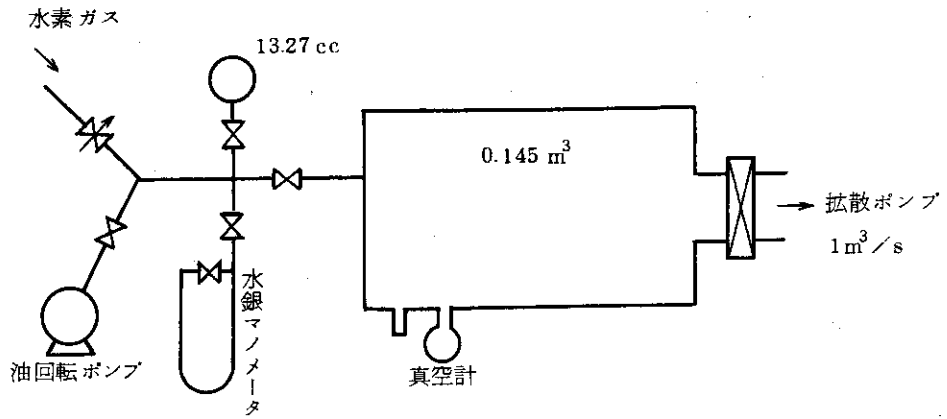
まず、較正法の精度をチェックするため、前節で述べた3種類の方法で較正した値を比較した。A-2図にピラニゲージのうちのひとつについて得られた結果を示す。3種類の方法ともほぼ一致しており、実験の精度がかなり良いことを示している。これらの真空計の他に、標準真空計としてよく用いられ、精度が良いとされているバトロロン真空計についても較正を行っ

た。この場合、較正係数はほぼ1となり、このことから実験の精度が良いことが裏づけられた。

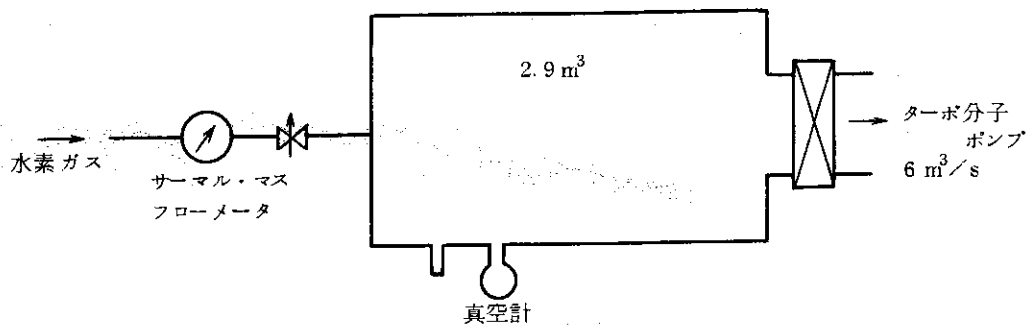
真空計のコントローラーは同一のものを使用して、数個のゲージについて、個体差をみた。結果をピラニ真空計についてA-3(a)図に、電離真空計のWIBゲージについてA-3(b)図に、WITゲージについてA-3(c)図に示す。それぞれ個体差はかなり大きく、特に電離真空計のWIBゲージについて大きい。A-3(a)図にはピラニ真空計の取扱説明書に載っている較正係数(水素についてのもの)も同時に示すが、その値とは大きく異っている。また、同じく電離真空計の取扱説明書では水素の較正係数は2.22であるが、実際には、ほとんどのゲージについてそれよりも大きい。注意が必要である。較正係数の経時変化は1カ月程度の使用では全くみられない。コントローラーによる違いもなかった。ただし、ゲージまでのケーブルの長さにより較正係数は変化する。特にピラニ真空計について大きく、たとえばケーブル長を10mから20mに伸ばすと、較正係数は約7%増加した。

注意を要する奇妙な現象がWIBゲージの時に起こる。即ち、高真空度の時には、上で述べた較正係数でよいが、真空度がある値より悪くなると、真空計の指示値が突然下がり、較正係数がジャンプする現象がみられる。(たとえば、較正係数が2.1から6.0にジャンプする)この現象にはヒステリシスがあり、一旦この異常モードに入ると、フィラメントのスイッチを切ってリセットし直すか、あるいはジャンプした真空度よりも格段に高い真空度にまでもっていかない限り、もとの状態にもどらない。異常モードに入る真空度はゲージにより異なり、あるゲージは0.05 Paから、また、あるゲージは0.5 Paからそれぞれ再現性良くこの異常モードに入る。また、同一のゲージであっても使用時間が長くなるに従い、異常モードに入る圧力が上がる傾向がみられる。この原因は、WIBゲージのようなベヤード・アルパート型ゲージの欠点であるところの、ガラス内面の帯電¹⁴⁾に関係したものと思われる。即ち、WIBゲージはフィラメントが一番外側にあり、フィラメントと管球のガラス内面が近接して置かれているためにガラス内面が帯電しやすく、真空度が悪くなった時にはそのためにイオンの捕集効率が低下するのではないか。ゲージの使用時間が長くなると異常モードに入りにくくなるのは、ガラス内面が汚れて導電性になり、帯電しにくくなるためと思われる。フィラメントがイオンコレクタによって完全に周囲を覆われているWITゲージでは、この現象はみられない。

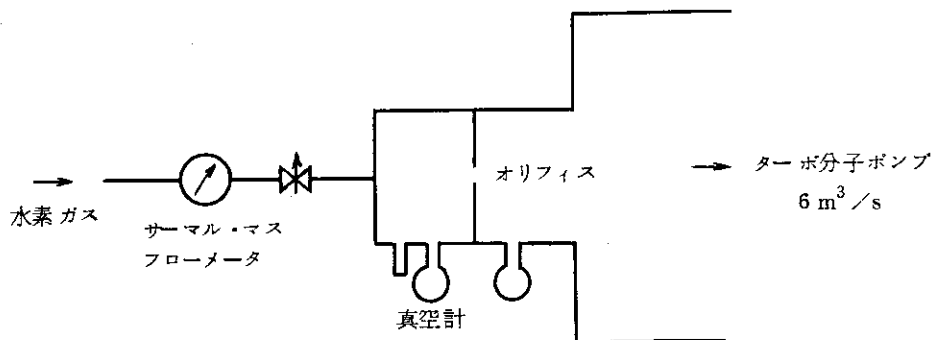
(1) 拡散法



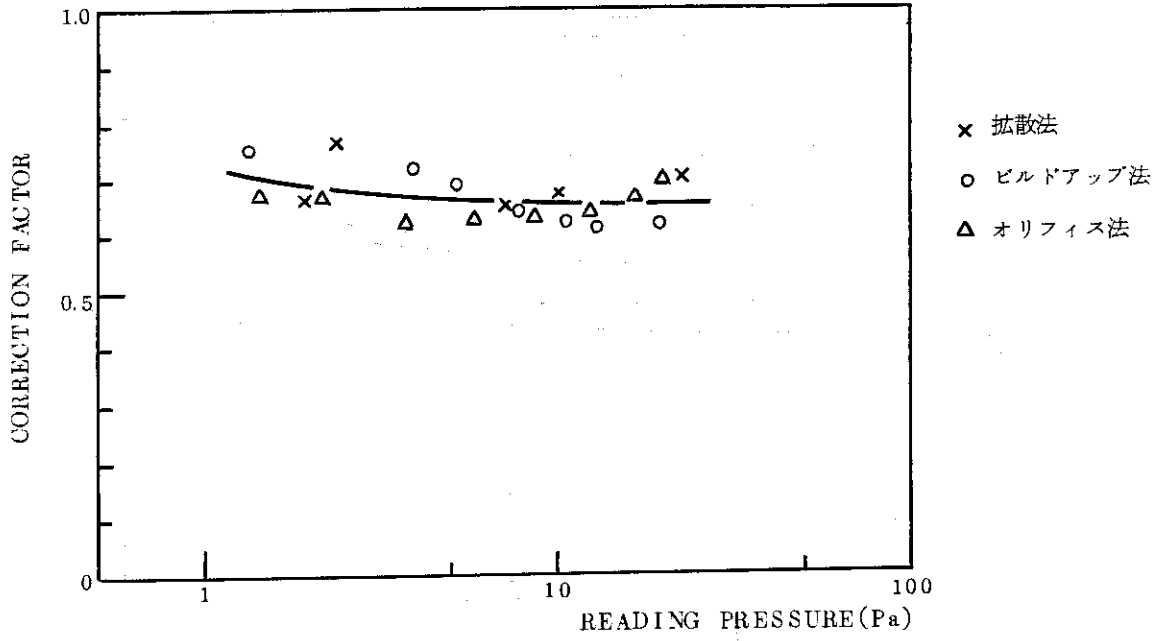
(2) ビルドアップ法



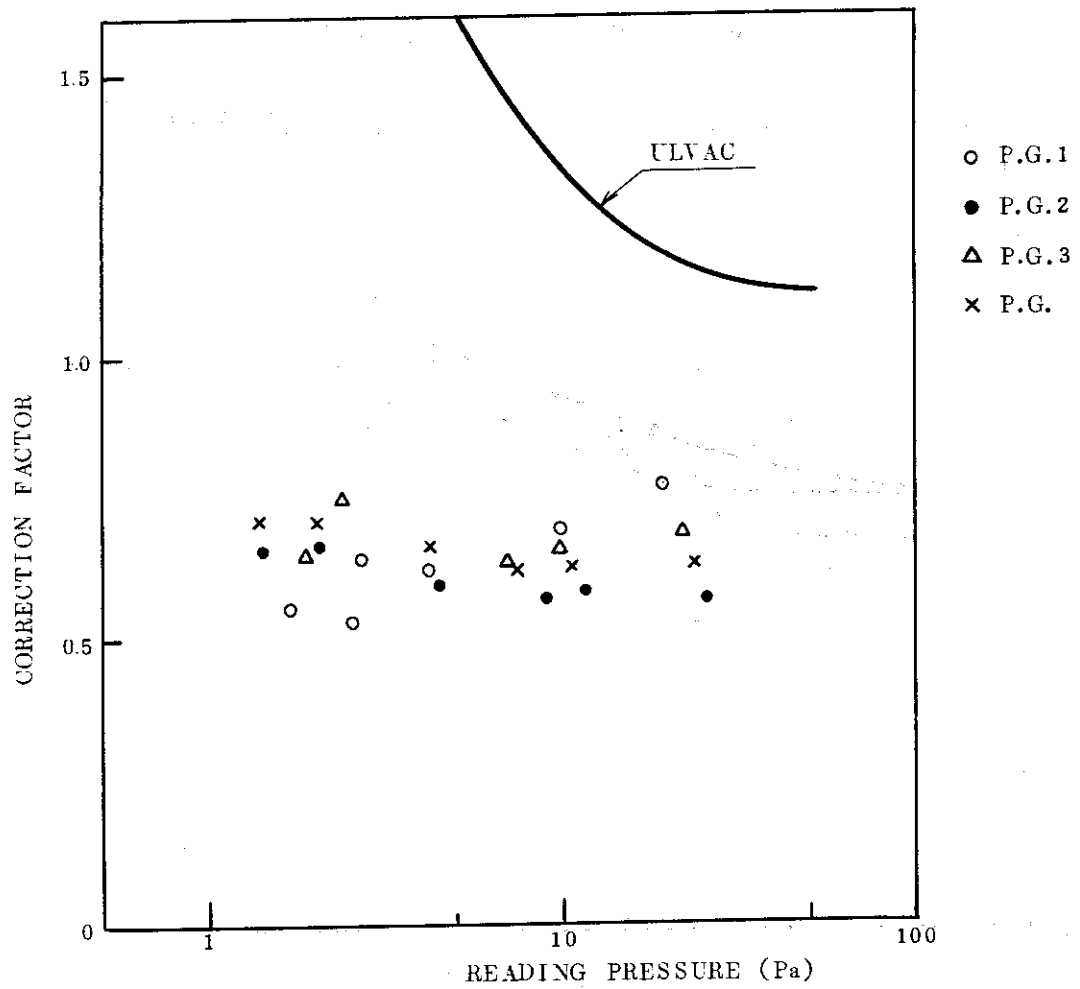
(3) オリフィス法



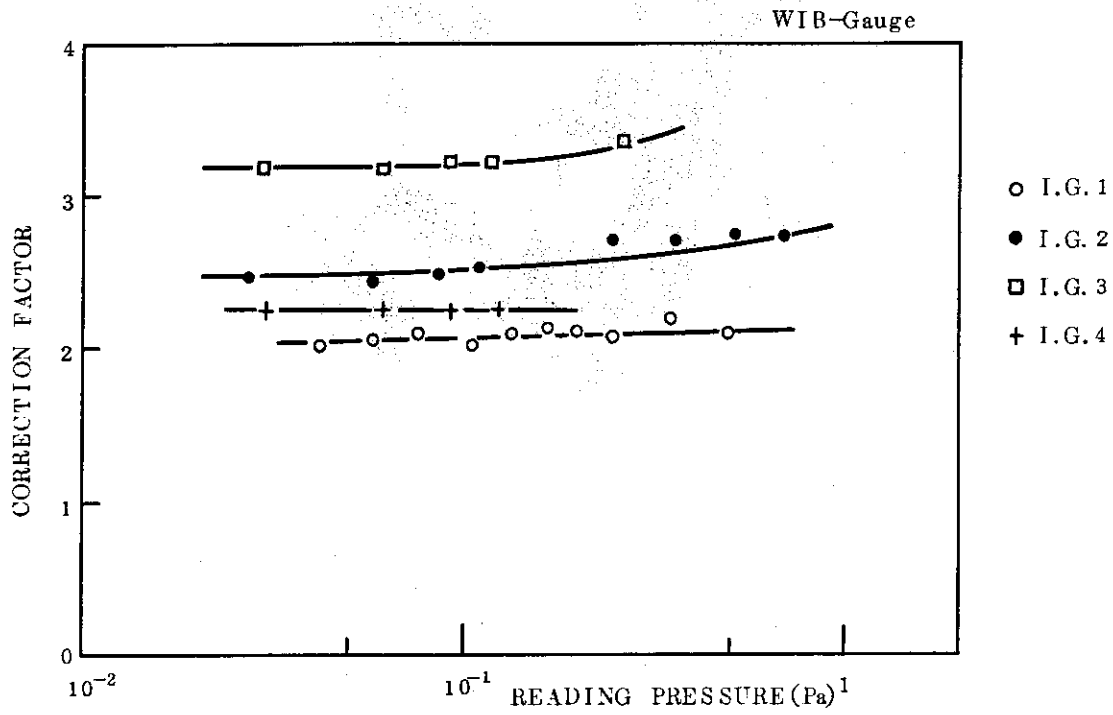
A-1 図 真空計の較正法



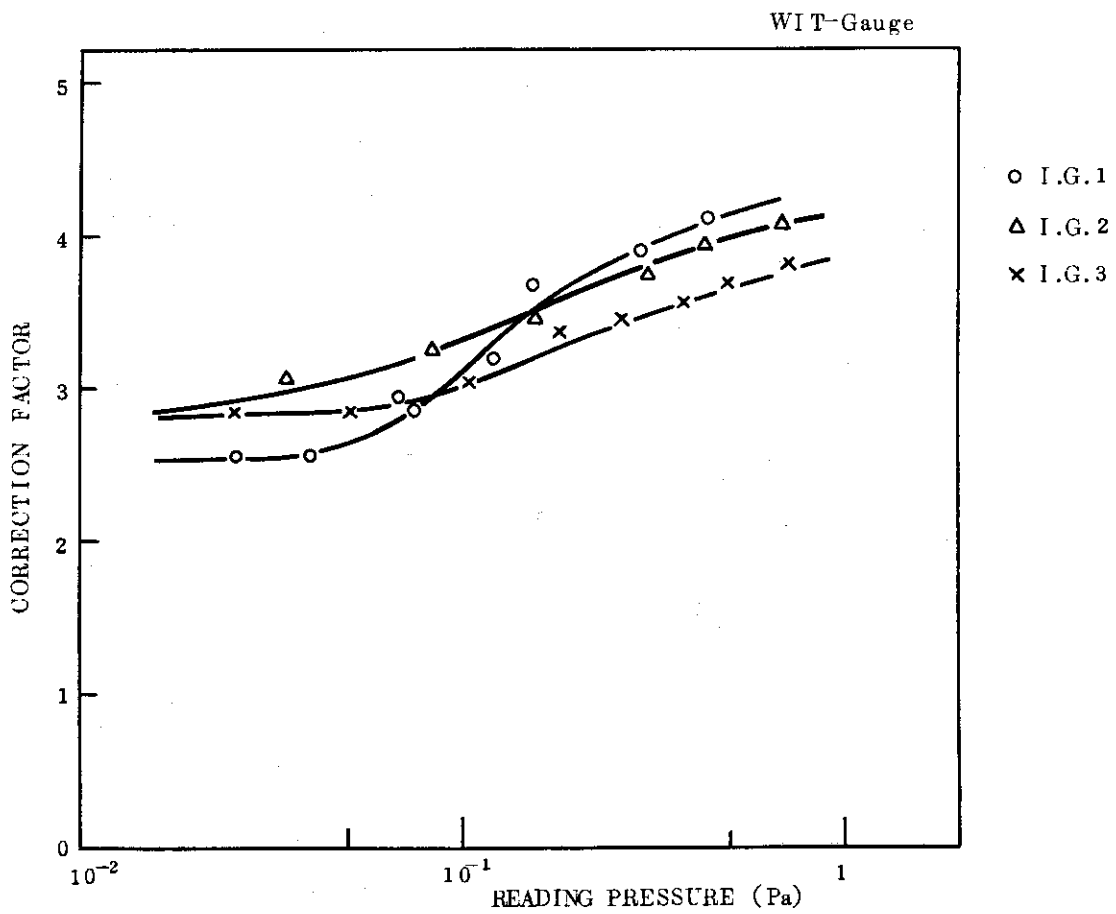
A-2 図 3 種類の方法で求めたピラニ真空計の較正係数



A-3(a) 図 ピラニ真空計の較正係数



A - 3(b) 図 電離真空計 (WIB) の 較正係数



A - 3(c) 図 電離真空計 (WIT) の 較正係数

付録B コンダクタンスの計算式

ここでは、文献5、6に載っているコンダクタンスの計算式を20°Cの水素ガスに対して書き直す。他のガスについては、コンダクタンスは質量の平方根に反比例するので（分子流の場合）補正が必要である。

B-1 分子流の場合

(1) 面積 S で厚さのない穴のコンダクタンスは

$$C = \frac{1}{4} v S \quad v: \text{平均速度}, \quad S: \text{面積}$$

で与えられる。 $T = 293\text{K}$ とし、 S (m^2) で表わすと

$$C = 440 S \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (\text{B-1})$$

となる。

(2) 直径 D で長さ ℓ の長い円筒の場合、コンダクタンスは

$$C = \frac{\pi}{12} \frac{D^3}{\ell} v$$

で与えられる。 $T = 293\text{K}$ とし、 D (m)、 ℓ (m) で表わすと、

$$C = 461 \cdot D^3 / \ell \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (\text{B-2})$$

である。

(3) 直径が D_1 と D_2 で長さ ℓ の長いラッパ管の場合、コンダクタンスは、

$$C = \frac{\pi}{12} \frac{D_1^2 D_2^2}{[(D_1 + D_2)\ell/2]} v$$

で与えられる。 $T = 293\text{K}$ とし、 D_1 (m)、 D_2 (m)、 ℓ (m) で表わすと、

$$C = 922 \cdot \frac{D_1^2 D_2^2}{(D_1 + D_2)\ell} \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (\text{B-3})$$

である。

(4) 一般の形の断面の長い導管に対しては、

$$C = \frac{4}{3} \alpha v \frac{S^2}{H\ell}$$

で与えられる。ここで、 H は周囲長、 S は面積、 ℓ は長さである。また、 α は導管の断面によってきまる補正係数であって、ほとんど1に近い値である。 $T = 293\text{K}$ 、 H (m)、 S (m^2)、 ℓ (m) とすると、

$$C = 2350 \alpha S^2 / H\ell \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (\text{B-4})$$

である。

(5) 短い導管の場合には、入口の影響が無視できなくなり、上の(2)~(4)の式は補正が必要で

ある。その場合には、コンダクタンスは長い導管と、厚さのない穴との直列接続であると考えられる。短い円管の場合、そう考えると、

$$C = 461 \frac{D^3}{\left(\ell + \frac{4}{3}D\right)} \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (\text{B-5})$$

となり、(B-2)式において導管の長さを $\ell \rightarrow \ell + \frac{4}{3}D$ と置き換えればよい。同様に、一般の断面の導管には、 $\ell \rightarrow \ell + 16 \alpha S / 3H$ と置き換えればよい。ラップ管の場合には、径の小さい方の穴に関して入口の補正を入れると $\ell \rightarrow \ell + \frac{8}{3} \frac{D_2^2}{D_1 + D_2}$ となる。

B-1表に以上の式について整理する。B-1表では長さの単位は cm で、コンダクタンスは ℓ/s で表してある。

B-2 粘性流の場合

粘性流の場合、コンダクタンスは管の形状、気体の粘性および管の両端の圧力で決定される。たとえば、直径 D で長さ ℓ の円筒の場合、コンダクタンスは、

$$C = \frac{\pi}{128 \eta} \frac{P}{\ell} D^4$$

で与えられる。ここで \bar{P} は平均圧力で $(P_1 + P_2)/2$ 、 η は粘性係数である。 η は 15°C の水素の値 $8.71 \times 10^{-6} \text{ N}\cdot\text{s}/\text{m}^2$ を入れ、 D (m)、 ℓ (m)、 P (Pa) で表わすと

$$C = 2.82 \times 10^3 \frac{\bar{P}}{\ell} D^4 \quad \text{m}^3/\text{s} \quad (\text{B-6})$$

となる。

B-3 分子流と粘性流の中間領域

中間領域に関して厳密な理論を展開することは困難である。近似式として、たとえば円筒導管のコンダクタンスに関して次のものがある。

$$C = \frac{\pi}{128 \eta} \frac{\bar{P}}{\ell} D^4 + \frac{1}{6} \sqrt{\frac{2\pi kT}{m}} \frac{D^3}{\ell} \frac{1 + \sqrt{\frac{m}{kT} \frac{D\bar{P}}{\eta}}}{1 + 1.24 \sqrt{\frac{m}{kT} \frac{D\bar{P}}{\eta}}}$$

この式に、 20°C の水素についての数値を入れて、 D (m)、 ℓ (m)、 \bar{P} (Pa) で表わすと

$$C = 2.8 \times 10^3 \frac{\bar{P}}{\ell} D^4 + 461 \frac{D^3}{\ell} \frac{1 + 105 D\bar{P}}{1 + 130 D\bar{P}} \quad \text{m}^3/\text{s}$$

となる。ここで、分子流とした場合の円筒導管のコンダクタンスを C_0 として、その補正係数がかかった形でこの式を書き直すと


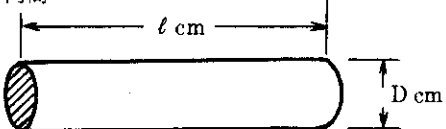
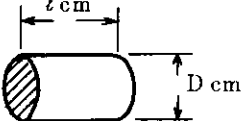

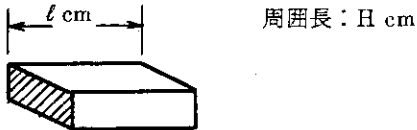
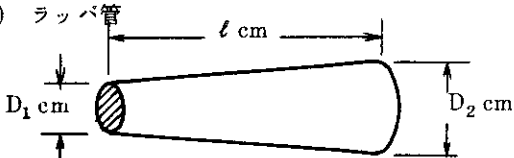
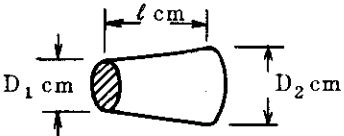
$$C = F C_0$$

但し、

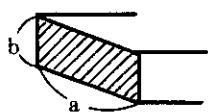
$$F(D\bar{P}) = 6.07 D\bar{P} + \frac{1+105 D\bar{P}}{1+130 D\bar{P}} \quad (\text{B-7})$$

B-1 図に F の値を $D\bar{P}$ の関数として示す。

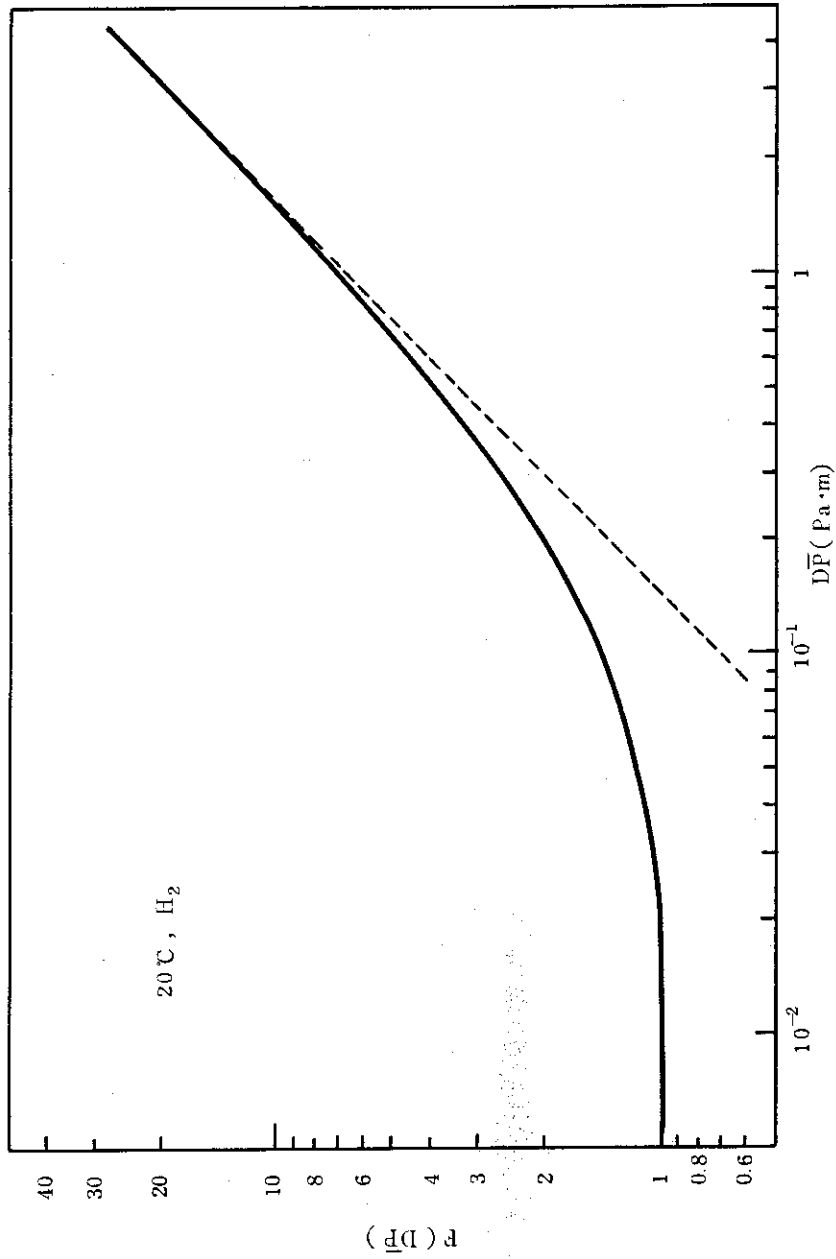
B-1表 水素に対するコンダクタンスの式

形 状	コンダクタンス (ℓ/s)
(1) 厚さのない面積 S (cm ²) の穴 	44 S
(2) 長い円筒 	$46 D^3 / \ell$
(2)' 短い円筒 	$46 D^3 / (\ell + \frac{4}{3} D)$
(3) 一般断面の長い導管 	$235 \alpha S^2 / H \ell$ α : 補正係数 ~ 1
(3)' 一般断面の短い導管 	$235 \alpha S^2 / H (\ell + 16 \alpha S / 3H)$
(4) ラップ管 	$92 D_1^2 D_2^2 / (D_1 + D_2) \ell$
(4)' 短いラップ管 	$92 D_1^2 D_2^2 / (D_1 + D_2) (\ell + \frac{8}{3} \frac{D_2^2}{D_1 + D_2})$

α の値はたとえば $a \times b$ の矩形断面のとき



b/a	1	0.67	0.50	0.33	0.2	0.1
α	1.11	1.13	1.15	1.2	1.3	1.44



B-1図 中間領域でのコンダクタンスの補正係数