

# 静電プローブ測定－特にマッハプローブについて－

雨宮 宏\*

## An Overview of Electrostatic Probe Measurement

By

Hiroshi AMEMIYA \*

**Abstract:** Previous work on the Mach probe in Japan and some examples of the probe used in a wind tunnel, supersonic mercury jet, a plasma gun, ionospheric plasma on board rockets and tokamak boundary plasma are briefly described. Physical and technical problems raised by users are also discussed.

### 1. はじめに

わが国での流れのあるプラズマ中のプローブに関するおそらく最初の研究はロケット搭載プローブの設計がなされた時であろう [1]。メッシュ状の球型プローブが表面からの光電子を避け、流れを考える上で最適な型とされ、相対速度効果の補正、Single Probe としの動作条件について考察され予備実験の結果最初の電離層観測が 1960 代に行われた [2],[3]。電子密度と電子温度は自らが開発されたレゾナンスプローブから、正イオン密度は球プローブのイオン飽和電流  $I_+$  から得られた。 $I_+$  のマッハ数 (ここでの記号  $\eta_0^{1/2}$ ) に対する関係は球の前後のシースに縮みと膨らみを仮定して解析された [4]。Fig. 1 にその結果を示す。

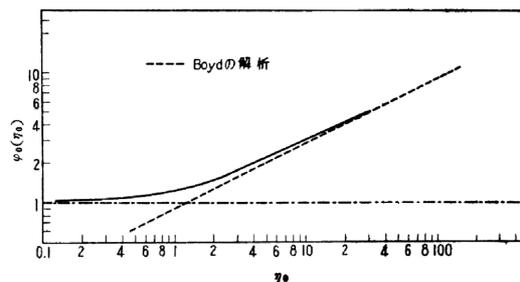


Fig. 1. 球プローブの流速による影響

ここで、 $I_+ = 4\pi R_p^2 j_{o+} \phi(\eta_0)$ ,  $\eta_0 = M + u^2 / 2kT_+$ ,  $j_{o+} = n_+ e \langle v_+ \rangle / 4$ . 点線は球を正射影である円板と仮定して得た Boyd の結果である。

一方、実験室でマッハ数を測るという立場からは円筒プローブを用い流れに対し軸を水平 ( $I_{\parallel}$ ), 垂直にした場合 ( $I_{\perp}$ ) の電流比を測定する方法を考え、上記方法を円筒に適用してマッハ数  $M$  と電流比の関係を得た [5]。電流比  $I_{\perp}/I_{\parallel}$  はデバイ数  $D_{\lambda}$  ( $=R_p/\lambda_D$ ) とプローブ電圧の関数で、Fig. 2 にプローブ電圧および  $D_{\lambda}$  が非常に大きい場合を示す。

\* Chuo University

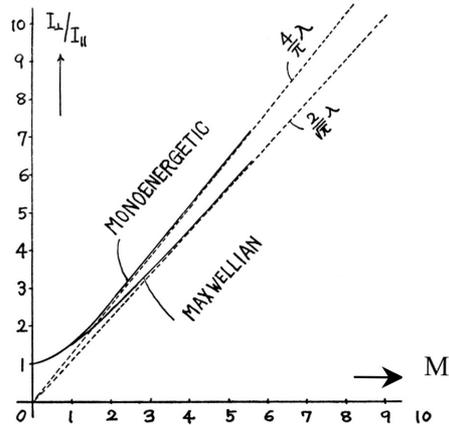


Fig. 2. 円筒プローブの電流比  $I_{\perp}/I_{\parallel}$

## 2. 低密度風洞でのプローブ実験

以上では自由分子流を仮定していたので超音速の場合にも適用されたが、実際にはクヌーセン数  $K_{e,i} (= \lambda_{e,i}/R_p)$  が大きくないと連続媒質効果が効いて来る。そこで、低密度風洞（宇宙研駒場）を用いて種々の圧力で超音速流プラズマ中での球の周りのイオン、電子密度分布、圧力分布を夫々プローブおよびピトー管を用いて測定した。8 mm $\phi$ の球の周りを0.2 mm $\phi$ , 2 mm長の円筒プローブで測定した。マッハ数  $M$  の大きい程前方の密度は大きいのに対し後方の密度がウエークの影響が効いて小さくなっている。圧力は球の前方で衝撃波の影響があるのか大きくなり下流では下がっている [6] (Fig. 3).

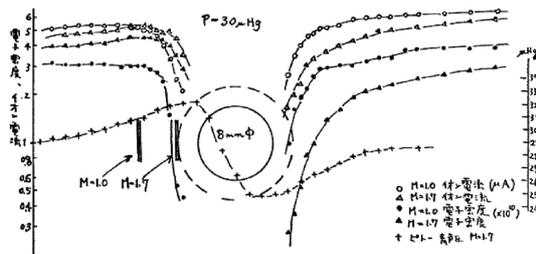


Fig. 3. 球の周りの密度、圧力分布

球の前のバーは理論上の衝撃波の位置、点線はシースを示す。実験条件  $p=0.03\text{Torr}$  では衝撃波による不連続は見られないが密度の凹凸が見られる。D, E層のロケット搭載プローブでは衝撃波を考慮する必要がない様に見える。しかし、流れにより球の周りの荷電粒子密度、圧力分布は明らかに非対称になっていて、その前後で  $D_i$  および  $K_{e,i}$  が違うという複雑な状況を考慮しなければならない事を意味する。

## 3. 水銀ジェットを用いたプローブ実験

実験室で超音速プラズマを得るアイディアとして拡散ポンプ型 [7] を適用し Hg-Jet (Fig. 4) と RF 放電により球および楔の周りの発光状態から衝撃波の存在を調べた (Sci. Paper Inst.Phys.Chem.Res. 64 (1970) 99). Hg の圧力は蒸気圧と温度の関係から求めた [8]. Fig. 5 に球の前面の発光、楔の周りの発光状態を示す。マッハ数  $M$  と Stand-off 間隔の関係 (球),  $M$  と角度の関係 (楔) [9] からマッハ数を決定した結果、ほぼノズルの設計値と一致した。

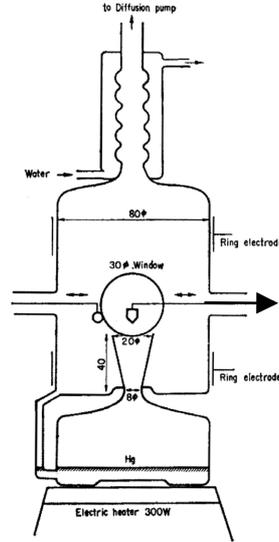


Fig. 4. 水銀ジェット

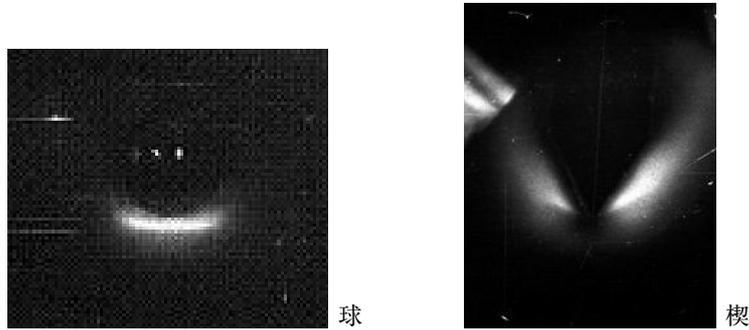


Fig. 5. 衝撃波の写真

#### 4. プラズマガンにおけるプローブ測定

流体プラズマとしてプラズマガン [10] を用い自由分子流論 (collisionless) と連続媒質論 (collisional) のいずれが良く合うかを調べた (東大宇宙航空研報告 7 (1971) 210). 流れに面を垂直に置いた円板プローブと軸を平行にした円筒プローブからなるダブルプローブを用いその電流比からマッハ数  $M=u/\langle v_+ \rangle$  を推定した. 前者には衝撃波がシースの前面に出来る Stagnation probe [11] を仮定した. 電子とイオンの温度は熱平衡にあるとし電子温度はプローブ特性から, 流速は上流と下流に置いた二つのプローブ電流の時間差から求めた. 例として, ガン電圧  $V_G=16\text{kV}$  で  $T_e \sim T_i=1.8\text{eV}$ ;  $u=6.5 \times 10^6 \text{ cm/s}$ ,  $M=3.5$  を得た. 自由分子流論によると平板プローブの電流密度  $j$  は, イオンの速度分布を流速  $u$  の Drift-Maxwell 分布と仮定すると  $u=0$  の場合の電流密度  $j_0$  に対し次式となる.

$$j/j_0 = \exp(-\mu^2) + \sqrt{\pi} \cdot \mu [1 + \text{erf}(\mu)]; \quad \mu = u / \langle v_i \rangle \quad (1)$$

連続媒質理論では超音速では平板の前面に衝撃波が生ずるのでその前後の圧力比  $p_{21}$ , 密度比  $n_{21}$ , 温度比  $T_{21}$  は上流の  $M_1$  の関数となり, 平板プローブの電流密度は次式となる.

$$j/j_0 = n_{21} \sqrt{T_{21}}; \quad n_{21} = (1 + s \cdot p_{21}) / (s + p_{21}); \quad T_{21} = p_{21} (s + p_{21}) / (1 + s \cdot p_{21}) \quad (2)$$

$$p_{21} = 1 + 2\gamma(M_1^2 - 1) / (\gamma + 1); \quad s = (\gamma + 1) / (\gamma - 1) \quad (3)$$

ここで、衝撃波に対する Rankine-Hugoniot の関係式 [9] を使い、 $\gamma$  は比熱比を表す。円筒プローブは  $K_{i,e} \gg 1$  なので自由分子流論が成り立つとする。両理論から計算した電流比とマッハ数の関係を Fig. 6 に示す。図から実験値は連続媒質論により良く一致することが分かる。

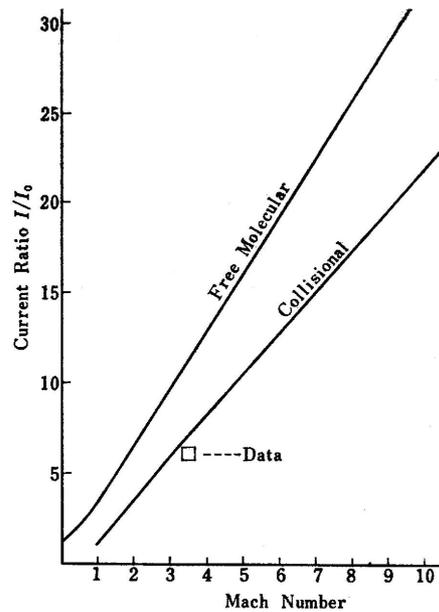


Fig. 6. マッハ数とプローブ電流比の関係

## 5. ロケット搭載プローブ

ロケット搭載プローブではイオン飽和領域は必然的に相対速度効果を考慮せねばならない。電子温度ないし電子エネルギー分布の従来の測定法はイオンシースのマッハ数と逆電位による歪みを受け、その補正を要する筈である。しかし、その様な補正の例は見当たらない。そこで、我々は電子温度の測定値は正負の飽和電流値との組み合わせで荷電粒子密度の決定のみに限定した。ロケットの軌道は理論的には推力、抵抗、スピン、風を考慮したロケットの運動方程式から決定される [12]。実際はロケット搭載のトランスポンダから得るロケット軌道、スピン、スターセンサのデータを利用し、ロケット軸に対し面を平行にしたファラデーカップの面の流れに対する相対速度を決定し自由分子流理論を用いて流れに対する修正を行った。等価イオン密度は世界の Ion Species の高度分布のデータから推定した。これにより中緯度および極域で電子密度、正負イオン密度の高度分布が得られた [13]。しかし、流れのあるプラズマ中での電子温度の精密測定法は今後の開発にかかっている。

## 6. 核融合周辺プラズマでのプローブ測定

周辺 (エッジ) プラズマでの大きい問題はイオン温度  $T_i$  が電子温度  $T_e$  を如何に上回るかとプラズマの流れであった。上原、津島、定本、前田氏らとの共同研究により原研の JFT-2M とドイツ Forschungszentrum/Jülich の TEXTOR で回転ダブルプローブ [14]、非対称ダブルプローブ [15]、Toothbrush プローブ [16]、流れに対向する円板プローブ [17]、イオン敏感プローブ [18] を用いて  $T_i$ 、 $T_e$ 、 $u$  を測定した。その結果、コア条件により  $T_i=4-10T_e$ ;  $M=u \cdot \cos\theta / \langle v_i \rangle = 0.2-0.4$  を得た。ここで、 $M = u / \langle v_i \rangle$ ;  $\langle v_i \rangle = [\kappa(T_i + T_e) / M_+]^{1/2}$  と定義した。一般に音速は各条件で異なり、電子とイオンの比熱比およびイオンの荷電数を考慮したイオンマッハ数、磁場特有のアルフヴェンマッハ数、磁気音波マッハ数が定義されている [19]。

## 7. コメント

講演に先立ちマッハプローブに関し各種問題が提起された（下記イタリック部分）。これらは今後詳細な研究を要する問題で、自分なりのコメントを付記するに留める。

(1) マッハ・プローブでマッハ数を見積もる場合、採用すべき物理モデルの選択基準は？

例：超音速プラズマ流，衝突プラズマ，無衝突プラズマなど

理論的取り扱いとしては自由分子流（collisionless），連続媒質論（collisional）がありクヌーセン数  $K_{i,e} \gg 1$ ,  $K_{i,e} \ll 1$  により区分される（添字  $i,e$  はイオン，電子）。プラズマでは他にデバイ数  $D_\lambda$ （プローブ寸法／デバイ長）が問題になる。 $D_\lambda \gg 1$  ではシースが非常に薄くなり流れによるシースの歪をあまり考慮しなくてもよくなる。Fig. 7 で白い領域は衝突，無衝突プローブ理論が適用出来る領域を表す [20]。

・プローブ形状，サイズなどの選択法は？

Collisionless Model を採用する場合，シース半径  $r_s$ ，プローブ半径  $r_p$  とする時， $r_s - r_p \ll \lambda$  (mfp) が必要となる。この条件が満たされるかは  $K_{i,e}$  と  $D_\lambda$  で左右される。

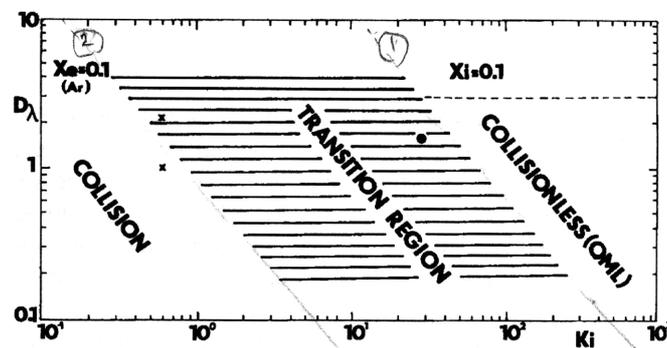


Fig. 7. プローブの適用範囲<sup>20)</sup>

シース内の衝突回数  $X_{i,e}$  が問題になる遷移領域では，プローブのイオン電流，電子電流に対して衝突効果の補正を適用する必要がある [21], [22]。

・測定精度，有効桁数は？ 測定の信頼性をどう考えたらよいか？

Fig. 7 の白い領域が衝突，無衝突領域である。前者では拡散係数，移動度を使った理論，後者では Langmuir 以来軌道運動理論を使った理論が周知である。斜線の遷移領域ではシース内の衝突効果 [21], [22] を正しく入れないと誤差が大きくなる。測定結果のモデルへの適合性，信頼性は  $K_{i,e} \gg 1$ ,  $K_{i,e} \ll 1$ ,  $D_\lambda \gg 1$  の満たされ方によると考えられる。

・適用可能なマッハ数領域は？

一次元 Fluid Model では強磁場中の平板プローブの上流，下流面の電流比とマッハ数の関係が亜音速で得られている ( $M < 1$ ) [23]。超音速では衝撃波の影響を取り入れねばならず，シース厚＜衝撃波面位置（stand-off distance）のもとで Stagnation Probe が考えられた [11]。一方， $K_{i,e} \gg 1$  では Kinetic Model がマッハ数全域に適用されている [24]。

・電極側面による荷電粒子捕捉の影響は？ 背向する 2 枚の電極間隔の決め方は？

磁場のある場合は側面への電流は磁力線に沿って色々なジャイロ半径で飛んでくる荷電粒子を考慮して計算される。例えば無衝突モデルで磁場と流速に軸が平行な円筒プローブでは，磁場強度に応じた側面への電流が計算出来，端面への電流は Drift Maxwellian の仮定のもとで計算されている [15]。従って，側面＋上流側面，側面＋下流側面からなる 2 枚の電極の電流比からマッハ数が得られる可能性がある。

(2) プローブが存在すること自体のプラズマへの影響をどう評価すべきか？

プローブによる擾乱を回避するには，プローブ電流  $i_p \ll$  放電電流  $i_d$  または  $i_p \ll i_+ * S_w$  ( $S_w$ : 基準電極) であることが要求される。また，基準電極の面積  $\gg$  プローブ面積，という条件も正しいプローブ特性を得る上で必要となる。

### 特に磁場がある場合

強磁場中ではプローブ飽和電流が理想値から抑えられる他、プローブが磁束管 (Flux tube) を形成するためアスペクト比が問題となり単に基準電極の面積を大きくすることは意味がなくなり、無衝突条件で極端に強磁場の場合プローブ飽和電流は極端に小さくなる [25].

#### (3) 結果のクロスチェックの仕方にはどのようなものがあるか？例：計算機モデルの結果との比較など

プローブの上流面の電流と下流面ないし側面の電流比から直接マッハ数が得られる場合があるが、一方速度  $u$  と  $T_i$ ,  $T_e$  とを独立に測定することによりマッハ数を得る方法もある。

上流面と下流面の電流比  $R_i$  とマッハ数  $M$  の関係は、経験的に  $R_i = \exp(k \cdot M)$  と表されモデルにより  $k=0.8, 1.2, 1.7, 1.75, 2.7$  の様に変化する [24]. この際、音速の定義も重要で磁場強度や  $\gamma$  によって変わる [19]. イオン温度が高い場合  $T_i/T_e$  による変化が大きい [17], [24].

#### (4) 粘性, 拡散のプローブ捕集への効果をどう評価すべきか？

連続媒質論では拡散係数  $D$ , 粘性  $\eta$  を考慮する必要がある<sup>23)</sup>. 磁場のある場合無衝突でも  $D$ ,  $\eta$  はテンソルとなり磁場に対する方向を考慮する必要がある。

#### (5) マッハ・プローブを通常のラングミュア・プローブとして使用する際に特に注意すべき事項はあるか？

マッハ・プローブでもプローブ測定の次の留意点は考慮されねばならないだろう。

- 1) プローブ寸法:  $K_{i,e}$ ,  $D_i$  を考慮して理論への適用性を決める。
- 2) 基準電極の面積: 正常に電子飽和電流が得られるだけの大きさが必要。
- 3) 高周波プラズマ, プラズマノイズ: (7) 項に後述。
- 4) プローブの表面の汚染: 加熱, スパッタ法による清浄化. Quick injection 法を適用。
- 5) プローブ表面の光電子, 二次電子, 反射: ビームの測定では特に注意が必要となる。

(6) 25 mm 内径のガラス管内での流速測定について. 最適の方法は何か？現在, 磁場に対して垂直面, 平行面を持つプローブを使用しているが, 両面の距離が約 3 mm あり, 流速が小さいと思われる場合でもイオン飽和電流値に大きなアンバランスがあり測定精度に自信が持てない. 対策: 高周波プラズマのプローブ測定としてはプローブの更なる小型化ということになるのか？

磁場に対し垂直, 水平な面の平板プローブの電流  $i_{\perp}, i_{\parallel}$  は連続媒質論では共に圧力効果, 磁場強度により減少しその度合いは  $i_{\parallel}$  の方が大きい (但し, 円板) [26]. 無衝突では  $i_{\perp}$  は磁場の影響を受けないが,  $i_{\parallel}$  は磁場強度と共に減少する (但し, 矩形板) [27].

流れがある場合の上記の Fluid model [23] および kinetic model [24] では磁場と流れが平行であることが仮定されたが, 必ずしも磁場//流速は当てはまらない. そこで, 磁場に対しては連続媒質モデル, 流れに対しては自由分子流モデルを用いて回転平板プローブによるマッハ数の決定法を開発した [28]. 理論的予測はトリプルプローブで測定されたトカマク JFT-2M 内の流れのパターン [29] と対応する結果を示している。

(7) マッハ・プローブに拘らず, 高周波 (rf, マイクロ波) プラズマ中でのプローブについて. 通常のプローブ法は適用可能なのか？

#### 電子温度測定は何故難しいのか？

磁場中では球, 円筒プローブのシースの形は楕円形に歪み, 流れがあると球, 円筒の前後で荷電および中性粒子密度が変わるのでさらに非対称に歪むだろう. 磁場と流れが互いに角度をなすと, シースの歪みは一層複雑となるだろう. 速度分布や電子温度はイオンシースが形成されている逆電位領域で測定されるが, 球, 円筒プローブでは磁場や流れ, プローブ電圧によってシースの形が変形するので電流の半対数プロットの傾斜が直線に載るとは考えられない. このため, 初期にロケット搭載プローブで考えられた球プローブの使用や電子温度測定法自体には疑問が残る. 平板プローブで  $D_i \gg 1$  が充たされる場合には, シースは薄くなるため端効果を除いては取り扱いがより簡単になると思われる. 我々が平板状ファラデーカップを用いた理由はここにある。

#### 計測に際して注意すべき点は何か？

プラズマ装置におけるパラメータ変動 (ドリフト) は, a. ガス流量, 圧力の変動, b. 入力パワーの変動, c. 管壁温度, ガス温度の上昇, d. 不純物の影響, e. 複雑な境界条件, 等で起こるとされている. プラズマの揺らぎのプローブ

への影響をまとめると、

#1. プラズマ電位に振幅  $\tilde{V}$  の正弦波揺らぎがある場合、電子電流に対する歪みはエネルギー分布がマクスウエル分布の場合、電子電流反発領域の時間平均電流は

$$\bar{i}_{es} = i_{es} \cdot I_0(e\tilde{V}/\kappa T_e) \cdot \exp[-e(V_s - V_p)/\kappa T_e] \quad (4)$$

となるので ( $I_0(x)$ : 第1種変形ベッセル関数), 半対数プロットの傾斜から  $T_e$  が得られる。しかし、エネルギー分布  $f(E)$  が非マクスウエル分布の場合は複雑な整流効果歪が生じる。

#2. プラズマ密度揺らぎは加算平均処理で消去される。

#3.  $T_e, f(E)$  の変動は位相、時間分解計測が必要になるが、サンプリング歪に注意を要する。

高周波プラズマでのプローブ歪み除去法としては次の方法がある。

1. 大容量による短絡: プローブの周りに導体輪やブロックを配置しシース容量を短絡。
2. フィードバック法: RF 電源からの電圧をプローブに負帰還させ RF 電位を補償する。
3. 参照プローブによる RF 電圧補償: 別のプローブで RF 電圧を受信しプローブ電圧を補償。
4. 並列共振回路挿入: 高いインピーダンスの回路により高周波電圧を遮断する。
5. データサンプリング: RF 周波数に同期した一定位相での時間分解測定。
6. 微小交流重畳法で  $f(E)$  を測定: RF 周波数に無関係の周波数の微小交流を重畳する。

## 8. 結論

流れや磁場のあるプラズマ中のプローブ測定については、最近の解説 [30] が役立つことを期待する。今後、一般に流れと磁場とが任意角度をなしたプラズマ中で、粘性、衝撃波、ウエーク、渦などの影響を考慮したプローブ理論や計測技術の発展を希望する。

## 参考文献

- [1] T.Ichimiya, K.Takayama and Y.Aono, Rep.Ionos. & Space Res. **13** (1959) 155.
- [2] 一宮、土手、高山、日本物理学会誌 **17** (1962) 384.
- [3] 一宮、土手、応用物理 **35** (1966) 293.
- [4] T.Dote, K.Takayama, T.Ichimiya, J.Phys.Soc.Japan **17** (1962) 174.
- [5] H. Amemiya and T. Dote, Japan.J.Appl. Phys. **5** (1966) 957.
- [6] 土手、雨宮、一宮、蜂巢、玉木、物理学会予稿 (北大) 13A-I-5 (1965 July) .
- [7] A.I.Carsewell, Rev.Sci.Instrum. **35** (1964) 1557.
- [8] R.W.Ditchburn & J.C.Gilmor, Rev.Mod. Phys. **13** (1941) 310.
- [9] H.W.Liepmann & A.Roshko, *Elements of Gasdynamics*, 1960.
- [10] 久保、矢守、伊藤、河島、東大宇宙研報告 **6** (1970) 232.
- [11] L.Talbot, Phys.Fluids **3** (1960) 289.
- [12] 玉木章夫、飛しょう体の空気力学、東大出版会、1970.
- [13] H.Amemiya & Y.Nakamura, J.Geomag. Geoelect. **45** (1993) 219, **48** (1996) 391.
- [14] K.Höthker et al. Rev.Sci.Instrum. **61** (1990) 114.
- [15] H.Amemiya & K.Uehara, Rev.Sci. Instrum. **65** (1994) 2607.
- [16] K.Uehara et al., Japan.J.Appl. Phys. **36** (1997) 2351.
- [17] M.Maeda et al., Japan. J.Appl.Phys. **36** (1997) 6992; **38** (1999) 2971.
- [18] K.Uehara et al. J.Phys.Soc.Japan **66** (1997) 921; **72** (2003) 2804.

- [19] 安藤、プラズマ核融合学会誌 (J.Plasma Fusion Res.) **81** (2005) 524.
- [20] M.Tichy et al., Proc. 23. Int.Conf.Phenom.Ioniz.Gases (1997) C4-397.
- [21] S.A.Self and C.H.Shih, Phys.Fluids **11** (1968) 1532.
- [22] R.R.Aslanbekov, et al., Plasma Source Sci.Technol. **3** (1994) 528.
- [23] I.H.Hutchinson, Phys.Fluids **30** (1987) 3777.
- [24] K-S.Chung and I.H.Hutchinson, Phys.Rev. **A38** (1988) 4721.
- [25] A.Tsushima et al., in *Double layers*, World Scientific, (1997) 254.
- [26] T.Dote, H.Amemiya & T.Ichimiya, Jap.J.Appl.Phys. **3** (1964) 789.
- [27] H.Amemiya and K.Uehara, Japan.J.Appl.Phys. **45** (2006) 247.
- [28] H.Amemiya, A.Tsushima & G. Fuchs, Contrib.Plasma Phys. **39** (1999) 515.
- [29] B.M.Annartone et al., Nucl.Fusion **34** (1994) 1453.
- [30] 雨宮、和田、豊田、中村、安藤、上原、小山、酒井、橘、「プローブ計測の基礎から応用まで」プラズマ核融合学会誌 (J.Plasma Fusion Res.) **81** (2005) 482-521.