アドミタンス法によるグロー放電陽光柱内の 電子エネルギー分布関数の測定

正員 松 浦 勇 二 (室蘭工大)

正員 坂 口 威 (室蘭工大)

准員 山 岸 泰 (室蘭工大)

正員 斉 藤 善 夫 (三菱電機)

准員 新 田 希 (室蘭工大)

正員 西 辻 昭 (室蘭工大)

Measurement of the Electron Energy Distribution Function in the Positive Column of the Glow Discharge by Using Admittance Method

Yuji Matsuura, Member, Takeshi Sakaguchi, Member, Yasusi Yamagishi, Associate (Muroran Institute of Technology), Yoshio Saito, Member, (Mitsubishi Electric. Corp.), Nozomu Nitta, Associate, Akira Nisitsuji, Member (Muroran Institute of Technology)

There are several methods based on the Druyvesteyn's probe theory to measure the electron energy distribution function (EEDF) in the positive column of the glow discharge, for example the second harmonic method (2ω) and the amplitude modulation method (AM). We propose the admittance method (dY) to measure EEDF and compare dY with 2ω and AM.

The calculated electron swarm parameters from measuring EEDF by using dY and 2ω , for example, mean energy of electrons, mean free pass, diffusion coefficient, mobility and drift velocity of electrons, approximately agreed with the parameters which were obtained by solving Boltzmann equation in He glow discharges. The admittance method is superior to other methods to simplify measuring circuits and to increase the accuracy of measurement.

キーワード：グロー放電陽光柱，電子エネルギー分布関数，アドミタンス法

1. ま え が き

著者らはこれまで Druyvesteyn の探針理論⁽¹⁾に基づいて、長さ 40 cm 内径 10 mm ほどの円筒型放電管を用いて気圧数トル、電界が 20 V/cm・Torr 以下の中気圧における直流グロー放電陽光柱内の電子エネルギー分布関数（以後、電子エネルギー分布と略記）を測定し、測定した電子エネルギー分布から計算されるスウォームパラメータを用いてグロー放電陽光柱の放電機構の解析を行ってきた⁽²⁾。

Druyvesteyn の理論は、探針電流対電圧特性の 2 階微分値から電子エネルギー分布を求めるものであ

り、2 階微分値を測定する方法としては、

- (1) 探針電流対電圧特性を測定し、探針電流の探針電圧に対する 2 階微分値を数値微分法により計算する方法⁽³⁾。
- (2) 探針と基準電極に加える直流バイアスに微小な変調高周波信号を重畳する変調高周波法（以後、AM 法と略記）⁽⁴⁾。
- (3) 上述の変調高周波信号の代わりに、微小交流信号を加えてその第二調波成分を測定する第二調波法（以後、 2ω 法と略記）⁽⁵⁾。

などの方法があり、測定精度の面から (2) の AM 法または (3) の 2ω 法が、一般的に用いられている。

著者らは、AM法および 2ω 法の測定回路を改良し⁽⁶⁾、電子エネルギー分布の測定精度の向上を図ってきた。しかし、高い電子エネルギー部分の測定値には測定回路系などで発生する雑音に影響されて、測定した電子エネルギー分布から求められる電離係数などのパラメータについては、いまだChaninらの実測値⁽⁷⁾と一致するまでには至っていない。

Druyvesteynの探針法で測定される探針電流2階微分特性は、以下に示すように幾つかの原因によってひずみを生じ、正しい特性を求めるためにはこれらのひずみに対する補正が必要となる。

- (A) プラズマのインピーダンスによるひずみ。
- (B) 周期的な振動状態にあるプラズマ中での2階微分特性のひずみ。
- (C) 有限な長さの探針を用いることによって生じる低エネルギー部分でのひずみ。
- (D) 測定回路系から発生する雑音が、微小な高エネルギー部分の探針電流2階微分特性に重畳するために生ずる高エネルギー部分でのひずみ。
- (E) 探針電流2階微分特性測定のために印加する交流信号振幅 V_{Ac} の大きさ問題(Druyvesteynの探針法では $V_{Ac} \ll 1$ の条件が必要となる)。
- (F) Emeleusの文献⁽⁸⁾に示される、空間電位付近での探針からの二次電子放出によるひずみ。

著者らはこれまで、これらのひずみについて検討して、(A)については陽極と探針間のインピーダンス測定を行って、高周波を用いた場合のインピーダンス補正法を示し⁽⁹⁾、(B)および(C)については先に報告したように、特に振動の無い静止したプラズマ中で測定される探針電流2階微分特性においても、有限な長さの探針を使用するため、空間電位付近で探針長によるひずみを受け、このため電子エネルギー分布関数を求める際の基準としては、2階微分特性の最大点を選ぶほうが低エネルギー部分でのひずみを軽減することができることを示した⁽¹⁰⁾。

著者らは、新たにアドミタンス法を提案し、AM法および 2ω 法で測定した電子エネルギー分布との比較検討を行って、各測定方法の利点および欠点を明かにした。アドミタンス法とは、探針と基準電極に加える直流電圧 V_p に微小交流信号を重畳し、探針に流れる交流電流の基本波成分中の第1項に現れるアドミタンス $Y(=dI_p/dV_p)$ を測定して、 Y の V_p に対する1階微分値($dY/dV_p=d^2I_p/dV_p^2$)を数値微分して探針電流の2階微分値を求める方法である(以後、 dY 法と呼ぶ)。 dY 法は、 2ω 法における各種フィルタが不用で、測定回路が簡略化されるため、(D)の測定回

路系から発生する雑音に関する対策として有効となる。更に、各種フィルタを作り替えることなく自由に測定周波数を選択できるため、プラズマ中で発生している振動周波数を避けることによって、 SN 比の向上が期待できる。また dY 法は、 2ω 法に比べて測定感度が $4/V_{Ac0}$ 倍良いため、測定に用いる信号振幅を小さくすることができるので、(E)のDruyvesteynの条件をいっそう満足させる。

dY 法および 2ω 法による電子エネルギー分布測定値から計算した電子の平均エネルギー $\bar{\epsilon}$ 、平均自由行程 λ_e 、拡散係数 D_e 、移動度 μ_e 、およびトリフト速度 V_{de} は、ボルツマン方程式より求まる電子エネルギー分布を用いた値とほぼ一致する。それゆえ、プラズマインピーダンスに影響されるAM法や、測定回路の複雑な 2ω 法と比較して、 dY 法は優れた方法といえる。

2. 電子エネルギー分布の測定法

Druyvesteynの探針原理によれば、電子の速度成分が等方的と仮定できる場合には、電子エネルギー分布 $F(\epsilon)$ は次式で与えられる⁽¹⁾。

$$F(\epsilon) = \frac{2}{e^2 S} \left[\frac{2m}{e} \right]^{1/2} V_{sh}^{1/2} \frac{d^2 I_p}{dV_{sh}^2} \dots\dots\dots (1)$$

ここで e 、 m ：電子の電荷および質量、 S ：探針の表面積、 I_p ：探針電流、 V_{sh} ：空間電位を基準とした探針シース電位

探針電流の2階微分値を求める方法について述べる。

〈2・1〉 探針電流の数値微分法⁽³⁾ 陽極を基準として探針に加えた直流電圧 V_p を変化したときの探針電流 I_p を測定して、 I_p の V_p に対する2階微分値を数値微分する方法である。測定装置は簡単であるが、数値微分を2回行うために I_p の測定に際して測定誤差の影響を受けやすく、Lagrangeの5点補間法などを用いて測定値を平滑化しても、計算される2階微分値の精度はあまり良くない欠点がある。

〈2・2〉 変調高周波法 (AM法)⁽⁴⁾ 陽極と探針に加える直流電圧 V_p に、変調高周波電圧 $v_{Ac}=V_{Ac0}(1+m \cos \omega_1 t) \times \sin \omega_2 t$ を重畳すると、探針電流の2階微分値 I_p'' は印加した信号角周波数 ω_1 の電流振幅成分の第1項に現れる(V_{Ac0} ：振幅、 m ：変調率、 ω_1, ω_2 ：それぞれ信号および搬送波角周波数)。 V_{Ac0} が微小であれば $V_{Ac0}^2 \gg V_{Ac0}^4$ となるので、4階微分値以上の項は無視できて、2階微分値 I_p'' は次式で近似される。

$$i(\omega_1) \doteq \frac{mV_{AC0}^2}{2} I_p''(V_p) \cos \omega_1 t \quad \cdots \cdots (2)$$

I_p'' は、探針電流の $i(\omega_1)$ 成分を測定して求めることができる。この方法は適切な帯域フィルタを I_p'' の検出回路系に挿入することにより、プラズマ中の雑音を取除いて測定できるため SN 比が良い。しかし、高周波信号を用いるためプラズマインピーダンスの影響が大きくなる欠点をもっている⁽⁹⁾。

〈2・3〉 第二調波法 (2ω 法)⁽⁵⁾ AM 法の変調高周波に代えて、微小高周波電圧 $v_{AC} = V_{AC0} \times \cos \omega t$ を重畳させると、探針電流 2 階微分値 I_p'' は、第二調波 (2ω) の電流振幅成分 $\{i(2\omega)\}$ の第 1 項に現れる。

$$i(2\omega) \doteq -\frac{V_{AC0}^2}{4} I_p''(V_p) \cos 2\omega t \quad \cdots \cdots (3)$$

AM 法と比較すると、同じ信号振幅 V_{AC0} に対して $i(2\omega)$ の測定感度は $1/2$ となるが、AM 法における搬送周波数に比べて低い測定周波数を選択することができるので、プラズマインピーダンスの影響を軽減することができる。

〈2・4〉 アドミタンス法 (dY 法) 新たに提案するアドミタンス法は、 2ω 法と同様に V_p に $v_{AC} = V_{AC0} \times \cos \omega t$ を重畳させ、探針電流の基本波成分 $\{i(\omega)\}$ の第 1 項に現れる 1 階微分値 I_p' 、すなわちアドミタンス $Y = dI_p/dV_p$ を測定し、 Y を V_p に対して数値微分して探針電流の 2 階微分値を求める方法である。

V_{AC0} は微小であるので、3 階微分値以上の項を無視すると、 $i(\omega)$ は近似的に次式で表される。

$$i(\omega) \doteq V_{AC0} I_p'(V_p) \sin \omega t \quad \cdots \cdots (4)$$

$$\text{ただし、} \left\{ I_p'(V_p) = \frac{dI_p}{dV_p} = Y \right\}$$

図 1 アドミタンス測定値とその微分値
Fig. 1. Measuring admittance Y and derivative of Y with respect to V_p .

この方法はフィルタが不用となるため測定回路を簡略化でき、このためプラズマ中で発生する振動周波数を選んで任意の信号周波数の選択が可能となる。また、検出信号振幅が 2ω 法の $4/V_{AC0}$ 倍であるので SN 比の改善が図れるなどの利点がある。なお、測定は探針周辺のシーが消滅してアドミタンスが最大となる点 (2 階微分特性の零点に対応する⁽⁹⁾) を基準として行う。図 1 に、アドミタンス測定値 Y と、 Y の探針電位 V_p に対する微分値の一例を示す。

著者らは、上に述べた探針電流 2 階微分値測定法のうち測定精度が勝っている変調高周波法、第二調波法およびアドミタンス法による 3 種類の実験を行ってそれらの実験結果について比較検討を行った。

3. 測定回路

図 2 に測定回路を示す。陰極と陽極間距離 40 cm、内径 10 mm の放電管に、半径 0.05 mm、長さ 3 mm の 3 本の白金プローブ {Pr(#1)~Pr(#3)} が 10 cm 間隔で管軸上に挿入してある。なお、この放電管は雑音および振動防止を考慮したもので、低雑音および低振動での測定が可能である⁽¹¹⁾。

交流信号入力部ならびに探針電流検出部は、それぞれの測定方法によって異なる。

(a) AM 法、 2ω 法入力部と検出部

(b) dY 法入力部と検出部

図 2 測定回路
Fig. 2. Measurement circuits.

(1) 図2(a)に変調高周波法の入力部および検出部の回路を示す。入力部(I-I')では、信号周波数720 Hz、搬送周波数30 kHzの変調高周波発生装置(AM Mod.)で作った変調高周波を、10 kHzの高域フィルタ(10 kHz HPF)、および720 Hzのバンドエリミネートフィルタ(BEF)を通してひずみのないAM波を作り入力する。

検出部(D-D')では、探針電流を電流-電圧変換器(I-V Conv.)で電圧に変換し、720 Hz帯域フィルタ(BPF)により信号成分を検出してロックインアンプ(L. A.)で探針電流の2階微分値を測定する。

(2) 第二調波法の入力部は図2(a)中の変調高周波法の回路から、破線で示した10 kHz・HPFと、30 kHz・Osc. およびAM Mod. を取り、720 Hzの信号周波数を360 Hzに変えたものである。

ここで720 HzのBEFは、信号に含まれる第二調波成分を除去するためのものである。

また検出部は、変調高周波法と同じである。

(3) 図2(b)にアドミタンス法の入力部および検出部の回路を示す。アドミタンスは、探針電流の交流成分と印加した交流電圧との比で計算され、交流電流の振幅とともに位相角 θ を測定するため、フィルタ類をすべて取除いてある。入力部は、抵抗(R_n)に直接交流信号電圧を加える。検出部は、100 Ω の抵抗を用いて探針電流を電圧に変換し、ロックインアンプで測定する。

4. 測定結果および各測定法の比較

第1章に述べたように、Druyvesteynの探針法で測定される探針電流2階微分特性は、(A)~(F)に示す原因によってひずみを生じ、正しい特性を求めるためには、これらのひずみに対する補正が必要となる。著者らは、これまでこれらのひずみについて検討して次の成果を得ている。

(1) (A)について 図3は720 Hzの第二調波成分を用いて測定した 2ω 法と、30 kHzの搬送信号周波数を用いたAM法による2階微分測定値の比較図である。AM法の結果は、低エネルギー部分でプラズマインピーダンスの影響を受けてひずんだ形となっている。ここで、図3の横軸は、文献(10)に基づいて探針電流2階微分特性の最大点が現れる探針電位 $V_p(I_{\max})$ を基準として表したシース部の電位差である。著者らは陽極と探針間のインピーダンスを測定し、AM法の電子エネルギー分布測定値のインピーダンス補正を行って⁽⁹⁾、その補正値が 2ω 法の結果とよく一致することを示した。

図3 AM法と 2ω 法の測定値の比較(He)

Fig. 3. Comparison AM method with 2ω method of the second derivative (He).

(2) (B)および(C)について 図2の測定回路の放電回路系における交流阻止用のコイル部に発振器を接続して、静止したヘリウムグロー放電陽光柱内に模擬的に振動(振幅 V_N)を発生させて、振動に対する2階微分測定値のひずみについて検討した、文献(10)の結果を以下に示す。

(i) 2階微分値の最大点、零点および最小点は振動の振幅 V_N が大となるに従って外れてくる。そのずれは V_N の減少とともに小となるが、 $V_N=0$ においても最大点、零点および最小点は一致しない。

(ii) プラズマの電界を E (V/cm)、探針の長さを L (cm)としたとき、探針両端には LE (V)の電位差が生じる。この電位差が最大点、零点および最小点のずれに関係すると考えられる。振動振幅の解析から、理想的にはこれらの各点は一致すると推定して、探針長による2階微分特性のひずみのシミュレーションを行った結果、測定される特性と同様に各点のずれが観察された。

(iii) 異なった振動振幅で測定される2階微分特性において、最大点を一致させた場合の特性の傾きは平行となり、このため最大点を基準として求めた電子エネルギー分布はよく一致し、ボルツマン方程式から求めた分布ともほぼ一致する。一方、零点を基準として求めた分布は、それぞれ異なった分布となり、ボルツマン方程式からの分布との違いは大となる。

以上の結果から、2階微分特性の最大点を、電子エネルギー分布を求める際の基準として選択した⁽¹⁰⁾。

本論文で提案する dY 法は、(D)および(E)に関するひずみの軽減を目指すものである。

図4 2 ω 法とdY法の測定値の比較 (He)
Fig. 4. Comparison 2 ω method with dY method of the second derivative (He).

図4および図5は、ヘリウム (He) およびネオンガス (Ne) の2 ω 法とdY法の2階微分測定値を比較した図である。この図では、各測定法の相違を見るため測定した2階微分値を(1)式に代入して計算した電子エネルギー分布 $F(\epsilon)$ を正規化し $\left\{ \int F(\epsilon) d\epsilon = 1 \right\}$, 正規化した分布から逆算した2階微分値を用いている。図4には比較のため、マクスウェル分布から求めた値を合せて載せてある。

図4において、基準点付近で若干飽和する傾向を示している。これは、前述の探針長によるひずみが若干残っていることと、(F)の探針表面からの二次電子放出などによるものが考えられるが、これらの点に関する詳細な検討は、今後の課題としたい。

2 ω 法とdY法の測定値の違いは、HeおよびNeとも探針シース部の電位の深い部分に現れている。dY法は2 ω 法に比べて測定感度が4/ V_{Ac0} 倍良いため、より高いエネルギー部分までの測定が可能となる。

すなわち、新たに提案したdY法は、AM法および2 ω 法に比べて、次の点で有利である。

(1) フィルタ類が不用のため、測定回路が簡単となり、測定回路系から発生する雑音の軽減に役立つ。また、2 ω 法のようにフィルタを作り替えることなく

図5 2 ω 法とdY法の測定値の比較 (Ne)
Fig. 5. Comparison 2 ω method with dY method of the second derivative (Ne).

測定信号周波数を任意に選択できるので、測定周波数をプラズマ中で発生する振動周波数から避けて選択することが容易となる。更に、低周波信号を用いることでプラズマインピーダンスの影響を除去できる。

(2) 検出信号振幅が、2 ω 法の4/ V_{Ac0} 倍であり、またAM法の2/ V_{Ac0} 倍となる ($V_{Ac0}=0.1$ Vのとき2 ω 法の40倍、AM法の20倍となる)。このため、dY法は他の測定法に比べて高い電子エネルギー領域でのSN比の向上を図ることができる。

(3) 検出信号振幅が2 ω 法またはAM法に比べて大となるため、入力信号振幅 V_{Ac0} を小さくすることができ、Druyvesteynの測定条件をいっそう満足させる。

(4) 探針電流の2階微分値を直接測らずに、一回微分値であるアドミタンスを測定するため、2 ω 法やAM法に比べて測定が容易である。ただし、アドミタンス測定値を数値微分するため測定誤差などの影響を受けやすい。それゆえ測定はていねいに行って、測定誤差の混入を排除する必要がある。

5. 電子スウォームパラメータの検討

次に、測定した電子エネルギー分布を用いて計算した電子スウォームパラメータについて検討する。使用したガスはヘリウムで、電界 E/P_0 が20 V/cm·Torr

までの範囲である。電子エネルギー分布関数 $F(\varepsilon)$ から計算される平均エネルギー $\bar{\varepsilon}$ 、ドリフト速度 V_{de} 、移動度 μ_e 、平均自由行程 λ_e 、拡散係数 D_e 、および電離係数 α の計算式を示す。

$$\bar{\varepsilon} = \int \varepsilon F(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{eV}) \quad \dots\dots\dots (5)$$

$$V_{de} = \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{E}{3} \int \frac{F(\varepsilon)}{\sqrt{\varepsilon}} \frac{1}{N} \left\{ \frac{1}{Q_t} + \varepsilon \frac{d}{d\varepsilon} \left(\frac{1}{Q_t} \right) \right\} d\varepsilon \quad (\text{cm/s}) \quad \dots\dots\dots (6)$$

$$\mu_e = \frac{V_{de}}{E} \quad (\text{cm}^2/\text{s} \cdot \text{V}) \quad \dots\dots\dots (7)$$

$$\lambda_e = \int \frac{1}{NQ_t} F(\varepsilon) d\varepsilon \quad (\text{cm}) \quad \dots\dots\dots (8)$$

$$D_e = \frac{1}{3N} \sqrt{\frac{2e}{m}} \int \frac{\varepsilon^{1/2} F(\varepsilon)}{Q_t} d\varepsilon \quad (\text{cm}^2/\text{s}) \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$\alpha = \nu_i / v_{de} \quad (1/\text{cm}) \quad \dots\dots\dots (10)$$

$$\nu_i = \sqrt{\frac{2e}{m}} \int N Q_{0i} \varepsilon^{1/2} F(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1/\text{s}) \quad \dots\dots\dots (11)$$

ただし、 e, m ：電子の電荷と質量、 k ：ボルツマン定数、 N ：全原子数密度、 Q_t ：全衝突断面積⁽¹²⁾、 ν_i ：電離衝突周波数、 Q_i ：電離衝突断面積⁽¹³⁾、 E ：電界

図4および図5に示すように、高エネルギー一部の探針電流2階微分特性の信号はその最大値に比べて3桁ほど小さな値となるため、測定回路系に含まれる雑音などの影響を受けやすい。このため、 dY 法と比較して測定感度の悪い 2ω 法による測定値は、高エネルギー一部で飽和してくる。この影響は、電子エネルギー分布の高エネルギー部分から計算される電離係数などに現れる。

図6に、Chaninらの実測した電離係数⁽⁷⁾と、雑音補正を施さず、測定した電子エネルギー分布をそのまま使用して（雑音補正前と略記）計算した電離係数、およびボルツマン方程式の解として得られる分布から計算される電離係数を示す。また同図には、平均エネルギーと電界の関係を、後述の図9に示した関係から推定して、マクスウェル分布から計算した電離係数も図中に示してある。図6中の×印で表される測定値（ 2ω , AM, dY 法）は、後述する雑音補正を施した分布から計算した値である。

雑音補正前の分布を用いて計算した電離係数は、マクスウェル分布から計算した値と比較してChaninらの実測値に近づいており、また測定感度が向上した dY 法による値は、 2ω 法に比べて更に実測値に近い値となっている。しかし、 dY 法による値もいまだ十

図6 電離係数 (He)
Fig. 6. Ionization coefficient (He).

分実測値と一致するとはいえず、今後、更に測定装置などの改良を行って、よりいっそうSN比の向上を図る必要がある。

このため現段階では、高エネルギー部における飽和の原因を主に測定回路系などに含まれる雑音と考えて、測定した電子エネルギー分布を用いて計算される電離係数が、Chaninなどの実測値に合うように雑音成分を見積もって、測定した2階微分値から減ずることによって、2階微分値の補正を行っている。ただし、雑音の見積値は2階微分値の最大値の0.2~0.3%程度であり、雑音補正の効果は、図7に示すように電離電圧を超える領域の2階微分値に影響するだけである。

図7は雑音補正を施した dY 法と 2ω 法、および雑音補正に加えてプラズマインピーダンスの補正を施したAM法による2階微分測定値、ならびにボルツマン方程式から求めた電子エネルギー分布を用いて計算される2階微分値である。

ボルツマン方程式からの特性は、電子エネルギー ε が20 eV付近で、 2ω 法などで測定した特性よりも高くなる傾向を示す。これはボルツマン方程式を解く際の仮定で、準安定原子の関与する衝突電離機構を省略したことによるものである⁽¹⁴⁾。

図8は雑音補正を行った2階微分値から求められる電子エネルギー分布である。各測定法による分布はよく一致している。ボルツマン方程式からの分布と比較

図 7 2ω法, dY法, AM法の比較 (He)
Fig. 7. Comparison 2ω, dY and AM method with each other (He).

図 8 電子エネルギー分布関数 (He)
Fig. 8. Electron energy distribution functions (He).

すると、測定した分布は低エネルギー部での立上りが緩やかとなっているが、前章で検討したように探針長によるひずみと、(F)の探針表面からの二次電子放出などによるものと考えられる。図8には、電子の平均エネルギー $\bar{\epsilon}$ が 8.7 eV のときのマクスウェル分布を載せてある。この $\bar{\epsilon}$ は電界 $E/P_0 = 10 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ に相当する (図9)。

各測定法で測定した電子エネルギー分布の検証のために、電子エネルギー分布から計算されるスウォームパラメータについて検討する。各図中に、(○印) 2ω

図 9 電子の平均エネルギー $\bar{\epsilon}$
Fig. 9. Mean energy of electrons.

図 10 平均自由行程 λ_e
Fig. 10. Mean free pass of electrons.

法、(△印) dY 法、(×印) AM 法と表されている値は、各測定法により測定し、かつ雑音補正を施した電子エネルギー分布から計算したものである (以後これらの値を、測定した電子エネルギー分布による値と総称する)。

また、(→■印) dY 法補正前と略記した値は、雑音補正を施さない dY 法の電子エネルギー分布測定値から求められるものである。ただし、2ω 法による値は dY 法とほぼ同じ値となるので省略してある。

図9に平均エネルギー $\bar{\epsilon}$ と電界 E の関係を示す。測定したそれぞれの電子エネルギー分布による値はほぼ一致しており、またボルツマン方程式から得られる電子エネルギー分布を用いて計算した $\bar{\epsilon}$ と E の関係ともよく一致している。一方、雑音補正を施さない dY 法の電子エネルギー分布測定値から求められる平均エネルギーは、若干高い値となっているが、他の方法による値とほぼ一致している。比較のため、マクスウェル分布を仮定して Langmuir 探針法で求めた Bickerton ら⁽¹⁸⁾ の実測値を図に示す。

図10～図13に、平均自由行程 λ_e 、拡散係数 D_e 、

図 11 電子の拡散係数 D_e
Fig. 11. Diffusion coefficient of electrons.

図 12 電子の移動度 μ_e
Fig. 12. Mobility of electrons.

図 13 ドリフト速度 V_{de}
Fig. 13. Drift velocity of electrons.

移動度 μ_e , およびドリフト速度 V_{de} と電界の関係を示す。また図 13 のドリフト速度には, Anderson の実測値⁽¹⁶⁾を載せてある。

測定した電子エネルギー分布による値, およびボルツマン方程式から得られる電子エネルギー分布を用いた場合の λ_e , D_e , μ_e , および V_{de} はいずれもよく一致し, 更に雑音補正を施さない dY 法の電子エネルギー

一分布測定値から求められるそれらの値もほとんど一致する結果となっている。すなわち, 低周波信号を用いた dY 法, および 2ω 法による電子エネルギー分布の測定値 (非補正) を用いて計算されるスウォームパラメータの値は, 高エネルギー部分から計算される電離係数などのパラメータを除いて, ボルツマン方程式から得られる電子エネルギー分布を用いて計算したそれらの値とほぼ一致する。

6. ま と め

著者らは, 円筒型放電管を用いて, ヘリウムの安定な放電が得られる E/P_0 の範囲において, 新たに提案したアドミタンス法と変調高周波法および, 第二調波法の 3 種の電子エネルギー分布の測定法に対する比較検討を行って, 次の結果を得た。

(1) 変調高周波法は, 第二調波法に比べて二倍の測定感度をもつが, 高周波信号を使用するためにプラズマインピーダンスに対する補正が必要となる。また, 測定信号を抽出するための各種フィルタが必要となる。

(2) 第二調波法は, 変調高周波法に比べて低い信号周波数で測定できるので, プラズマインピーダンスに対する補正は不用となる。また, 測定回路も変調高周波法に比べて簡単であるので, 静止したプラズマ中での探針電流の 2 階微分値の直接測定法としては変調高周波法よりも優れている。

(3) 新たに提案するアドミタンス法は, フィルタが不用のため測定回路が簡略化できる。このため,

- (i) 測定回路系から発生する雑音を軽減でき, またプラズマ中で発生する振動周波数を選んで任意の測定信号周波数を選択することができる。
- (ii) 検出信号振幅が, AM 法または 2ω 法に比べて大であるので ($V_{ACO}=0.1$ V の場合 AM 法の 20 倍, 2ω 法の 40 倍), 特に高いエネルギー領域での測定感度が良く SN 比の向上が図れる。

また, ほかの方法に比べて検出信号振幅が大であるので逆に入力信号振幅を小さくすることができ, Druyvesteyn の測定条件をいっそう満足させる。などの点で優れている。

(4) dY 法および 2ω 法で測定した電子エネルギー分布関数を一切の補正を行うことなくそのまま使用して計算される電子のスウォームパラメータのうち, 電子エネルギー分布関数全体から計算した電子の平均エネルギー $\bar{\epsilon}$ や平均自由行程 λ_e , 拡散係数 D_e , 移動度 μ_e およびドリフト速度 V_{de} などは, ボルツマン方

程式より得られる電子エネルギー分布関数を用いたそれらの値とほぼ一致する。

今後、 2ω 法より感度の良い dY 法の測定精度を更に向上させて、より正確な電子エネルギー分布関数を求めることによって、現在の測定精度では不十分な電離係数などを含めたスウォームパラメータの解析が可能となる。

(平成4年1月16日受付, 同4年7月10日再受付)

文 献

- (1) M. J. Druyvesteyn: "Der Niedervoltbogen", *Z. Physik*, **64**, 781 (1930)
- (2) 松浦・坂口・鉦館・斉藤・西辻: 「ヘリウムグロー放電陽光柱の解析—電子エネルギー分布の測定値を用いた場合—」, *電学論 A*, **108**, 241 (昭63-6)
- (3) 松本・佐藤: 「プラズマの速度分布関数を求める為の数値積分処理法」, *電気学会プラズマ研究*, EP-83-12 (昭58)
- (4) N. A. Vorobeve, Yu. M. Kagan & V. M. Milenin: "Electron velocity distribution in the positive column of a mercury discharge I", *Sov. Phys., Tec. Phys.*, **8**, No. 5, 423 (1963)
- (5) G. R. Branner, E. M. Friar & G. Medicus: "Automatic Plotting Device for the second derivative of Langmuir Probe Curves", *Rev. Sci. Instr.*, **34**, No. 3, 231 (1963)
- (6) 鉦館・西辻・坂口・松浦: 「グロー放電における電子エネルギー分布の測定とその改良について」, 昭60電気関係学会北海道支部連大, No. 208, p. 254
- (7) L. M. Chanin & G. D. Rork: "Experiment determination of the first Townsend ionization coefficient in helium", *Phys. Rev.*, **133**, 4A 1005 (1964)
- (8) K. G. Emeleus: "Electron reflection and secondary emission in probe analysis of plasmas", *Int. J. Electronics*, **47**, No. 1, 97 (1979)
- (9) 松浦・坂口・斉藤・西辻: 「Langmuir 探針回路におけるプラズマインピーダンスと電子エネルギー分布関数測定に対する影響」, *電学論 A*, **112**, 254 (平4-4)
- (10) 斎藤・西辻・松浦・坂口: 「ひずみのある Langmuir 探針特性からの空間電位の推定法」, 同上 *A*, **111**, 80 (平3-2)
- (11) 畑中・前田・宗像・星山・西辻: 「陽光柱の振動および雑音の低減法」, 同上 *A*, **102**, 575 (昭57-11)
- (12) R. Mewe: "On the positive column of discharges in helium at intermediate pressures", *Physica*, **47**, 373 (1970)
- (13) D. Rapp & P. E. Golden: "Total cross sections for ionization and attachment in gases by electron impact", *J. Chem. Phys.*, **43**, No. 5, 1464 (1965)
- (14) 西辻・小林・畑中: 「ヘリウムグロー放電における陽光柱の電子輸送係数について」, *電学論 A*, **100**, 277 (昭55-5)
- (15) R. J. Bickerton & A. von Engel: "The Positive Column in a Longitudinal Magnetic Field", *Proc. Phys. Soc.*, **69**, B, 468 (1956)
- (16) J. M. Anderson: "Hall effect and electron drift velocities in the plasma of the positive column", *Phys. Fluids*, **7**, No. 9, 1517 (1964)

松浦 勇二 (正員)

昭和19年2月13日生。41年3月室蘭工業大学電気工学科卒業。同年4月同大学第二部電気工学科, 平成2年4月同電気電子工学科勤務, 現在に至る。この間, グロー放電の研究に従事。

坂口 威 (正員)

昭和8年10月21日生。31年3月北海道大学工学部電気工学科卒業。同年4月札幌管区气象台勤務。37年10月室蘭工業大学第二部電気工学科勤務。平成2年4月同電気電子工学科勤務, 現在に至る。工学博士。この間, 静電気, 電波伝搬, グロー放電の研究に従事。

山岸 泰 (准員)

昭和42年1月19日生。平成2年4月室蘭工業大学大学院電気電子工学工学研究科修士課程進学, 現在に至る。この間, グロー放電の研究に従事。

斎藤 善夫 (正員)

昭和37年4月12日生。平成3年3月北海道大学大学院博士課程電子工学専攻修了。同年4月三菱電機(株)勤務, 現在に至る。工学博士。この間, レーザ計測, グロー放電の研究に従事。

新田 希 (准員)

昭和40年6月15日生。平成3年4月室蘭工業大学大学院電気電子工学工学研究科修士課程進学, 現在に至る。この間, グロー放電の研究に従事。

西辻 昭 (正員)

昭和3年6月28日生。28年3月北海道大学理学部物理学科卒業。同年4月同大学工学部電気工学科, 37年4月同大学応用電気研究所, 平成2年4月室蘭工業大学情報工学科勤務, 現在に至る。工学博士。この間, 放電研究, 電波伝搬, レーザ工学, 環境計測の研究に従事。