He グロー放電陽光柱の電子エネルギー分布の径方向特性について

正 員 瀬 戸 俊 樹 (北海道大)

正 員 西 辻 昭 (北海道大)

正 員 坂 口 威 (室蘭工大)

1. ま え が き

これまで、著者らはグロー放電陽光柱での電子エネルギー分布を求めるために、理論の面からは陽光柱内の状態を考慮した Boltzmann 方程式を解析することによって、また一方、実験の面からは Druyvesteyn 氏により示され⁽¹⁾、Kagan 氏らにより改良⁽²⁾されたプローブ法である変調交流法によって、それぞれ非 Maxwell 形である電子エネルギー分布の検討を試みてきた。

その結果、He では $E/P_0=6\sim 15$ V/cm·Torr、放電電流 $I_d=10\sim 30$ mA の範囲においては理論、測定両方法で得られた電子エネルギー分布は良い一致を見せ、その差は Boltzmann 方程式解析においてデータとして与える各種衝突断面積の選択の違いによる差程度であることがわかった⁽³⁾。また、両方法による分布を使って算出した各種スウォームパラメータについても、分布のごく一部を用いて求める励起・電離係数以外についてはかなりの一致を見せている⁽⁴⁾⁽⁵⁾(ただし、 E は軸方向電界で後述する径方向電界は E_r と記述する。また P_0 は 0°C 換算封入ガス圧である)。

ところで、これらはいずれも円筒形放電管内の陽光柱の円筒軸上での検討であった。軸上においての E/P_0 などに対する特性とは別に、ある放電条件のもとで軸から管壁方向へある距離だけ離れた位置(非軸

上)でのプラズマの特性を調べることも興味がある。なぜなら、軸上と非軸上とでの電子エネルギー分布やスウォームパラメータの差が得られると、陽光柱の径方向の現象を扱う、例えば拡散方程式などの解析に有用だからである。従来の解析においては、多くの場合、衝突周波数やドリフト速度などのスウォームパラメータを管断面で一定とし、管軸上での値を代表させていたわけであるが、それらパラメータの径方向特性がわかると更に精度ある解析が期待できよう。また一方、古くから電子エネルギー分布の径方向特性は、Maxwell 形を仮定した電子温度測定という間接的な形での報告は多くあるが⁽⁶⁾、本測定のように非 Maxwell 形とみなしての測定結果というものは見あたらないということも本研究の動機の一つである。

そこで今回は、径方向にスライドの可能な可動プローブと可動サーミスタを備えた放電管を製作し、He についてプローブ電流特性、電子エネルギー分布、スウォームパラメータ、ガス温度などの径方向特性を測定し検討した。

2. 実験方法

前述したように、電子エネルギー分布測定には変調交流法を用いる。それに基づく測定回路は AM 変調器、変調周波数成分を検出するロックインアンプ、バイアス電源、その他の構成となる⁽¹³⁾。

次に今回製作した放電管を図 1 に示す。図中、#1、#2 と記した位置に可動プローブが、また #3 の位置に可動サーミスタがそれぞれガラス溶接されている。それぞれは陽・陰極および隣り合うプローブなどから 100 mm 離され、互いのプラズマに与えるじょう乱の

Radial Characteristic of the Electron Energy Distribution in Positive Column of Helium Glow Discharge. By Toshiki Seto, Member, Akira Nishitsuji, Member (The Research Institute of Applied Electricity, Hokkaido University) & Takeshi Sakaguchi, Member (Muroan Institute of Technology).

瀬戸俊樹: 正員, 北海道大学応用電気研究所

西辻 昭: 正員, 北海道大学応用電気研究所

坂口 威: 正員, 室蘭工業大学電気工学科

図 1 放電管

Fig. 1. The discharge tube.

影響を避けている。また、この放電管では円筒形ロー冷陰極を用いているが、陰極材料の高温化による吸着不純物ガスの放出や陰極からのスパッタリングの防止、負グローの熱的安定化のために陰極側に Water Jacket を設け水冷し、一定温度に保つようにした。可動プローブはスライド用のレール、外部から磁石で動かすための鉄片、先端の白金 (Pt) 線 (0.1 mm ϕ) より成る。プローブ先端は長さ 2 mm で陰極方向に向け管軸に平行した円筒プローブ、またはこれとほぼ同表面積を持つ平面プローブを用いた。プローブは放電管の管壁から反対側の管壁まで可動となっている。サーミスタもほぼ同様の構造となっているが、やや形が大きいため電子エネルギー分布測定の際にはプラズマに不必要な乱れを与えないように管内に挿入しないようにした。使用した He ガスは純度 99.999% である⁽⁷⁾。

3. 測定結果

〈3・1〉 プローブ電流特性 図 2 はプローブバイアス電圧に対する電流特性と電流二階微分特性で、 r は軸から径方向へのずれの距離、 R は管半径でここでは 10 mm である。ただし、測定は陽極基準で行っており、従って“BIAS”はプローブ電位の陽極からの電圧降下分と考える。また、使用プローブは断わりがない限り円筒プローブである。平面プローブとの差については次節の電子エネルギー分布のところで述べる。

まずプローブ電流を見ると、境界は明確ではないが、バイアスの小さい電子電流入領域からバイアスの大きいイオン電流飽和領域へと移行しているのがわかる⁽¹⁴⁾。ここで、一般に電子密度は径方向に向かって小さくなるように分布しているはずなのに、軸上よ

図 2 E/P_0 一定でのプローブ特性 (1)Fig. 2. Probe characteristics at constant E/P_0 .

り非軸上にプローブを置いたほうが同じバイアス値でも電子電流入領域で電流を多く捕集しているのは奇異に思えるが、これは二階微分特性を見れば理解できる。すなわち、プローブの位置する地点でのプラズマの空間電位は、二階微分値の最大なる点⁽⁸⁾または零となる点⁽⁹⁾などと定められるが、いずれにしても図 2 によると軸から離れるとその場所の空間電位はバイアスの大なるほう、つまり低電位へと移っているのである。従って、同じバイアスをかけてもプローブが非軸上に位置していればその地点の空間電位により接近したプローブ電位となるため電子電流を多く捕集するのである。

そこで空間電位を基準に、それからのずれに対するプローブ電流特性に描き直したのが図 3 である。このように密度差分だけ電子電流、イオン電流ともに非軸上のほうが軸上での値より少なくなっている。ただし、正確には電流の大小関係は密度の大小関係だけでは決まらない。後述するように、電子エネルギー分布は径方向の位置に依存し、軸から離れるにつれ低エネルギー電子の多い分布になる。そのため電子の平均速度も非軸上では軸上 비해小さくなり、このことも電流値に影響を与える。図 3 において軸から離れるにつれプローブ電流が零になる点、いわゆる浮動電位が空間電位に近くなっていくのも、非軸上での電子エネルギー分布が軸上 비해高エネルギー電子をわずかしかもっていないと考えられる一つの根拠である。

ところで、プローブに捕集される電流値を見積るとすると、一般にはプローブの周りに形成されるシースの影響や、電子、イオンそれぞれのエネルギー分布など考慮しなければならない難しい問題があるがプロー

ブ電位がその場所の空間電位に等しく置かれた場合、シースは形成されず、また電子速度が 10^8 cm/s のオーダーであるのに対し、イオン速度が 10^5 cm/s のオーダー（どちらも He 陽光柱中での値。ただし、イオン温度を 1,000 K として近似した）であることを考慮すると、空間電位でのプローブ電流値 I_{sp} は電子密度 n と電子平均速度 $\bar{v}$ との積に比例する。つまり、次式が成り立つ。

$$n \propto I_{sp} / \bar{v} \quad (1)$$

$$\bar{v} = (2q/m)^{1/2} \int_0^\infty \epsilon^{1/2} F(\epsilon) d\epsilon \quad (2)$$

$$\text{ただし, } \int_0^\infty F(\epsilon) d\epsilon = 1$$

この関係式を用いて電子密度の径方向分布の形を推定することができる。

図4は幾つかの E/P_0 について軸上での $I_{sp}/\bar{v}$ を基準 (=1.0) として、プローブを軸より離していったときの $I_{sp}/\bar{v}$ の相対値をプロットしたものである。また測定値で上下に幅をもたせているのは、二階微分特性より推定される空間電位（ここでは最大点より求めた）より ± 0.5 V 上下させたときの電流値を使って求めた値である。破線は良く言われる零次ベッセル関数 J_0 形分布である。図を見ると多少ばらつきがあるが、 J_0 形分布と比べて目立って大きな違いはないようである。 J_0 形分布との一致性を議論することはここではあまり意味がないが、ただ空間電位が系統的に求まっていると推定できるであろう。

〈3・2〉 電子エネルギー分布の径方向特性 前節

で述べた方法で二階微分特性が求まると、後は計算によって電子エネルギー分布は求まる。そこで径方向特

図3 E/P_0 一定でのプローブ特性(2)

Fig. 3. Probe characteristics at constant E/P_0 .

性の検討の前に、プローブの形状による測定値の差について確認しておく。

図5は前述した平面プローブと円筒プローブによって測定された電子エネルギー分布で、両者にはほとんど差は見られない。Kagan 氏らによると⁽²⁾、測定値はプローブの形状よりも、プローブと電極の位置、距離に左右されるとされている。

図6はそれぞれプローブ #1, #2 で測定した結果で、これもほぼ両者に差は見られない。このようにプローブの形状によらないこと、およびプローブ #1, #2 間の空間でほぼ均一な陽光柱であることが確認されたので、以後の測定では製作の容易な円筒プローブを用い、また両電極から離れた #2 で行なった。また特別な断わりがない限り、電子エネルギー分布 $F(\epsilon)$ は面積を 1 に規格化して求める。

$$\int_0^\infty F(\epsilon) d\epsilon = 1 \quad (3)$$

図4 電子密度の径方向分布

Fig. 4. Radial distributions of electron density.

図5 平面プローブと円筒プローブによる電子エネルギー分布の差

Fig. 5. Difference of the measured distribution between by the plane probe and by the cylindrical probe.

さて、図7は $r/R=0$ および0.2の位置での E/P_0 に対する電子エネルギー分布で、 r/R によらずに E/P_0 の相似則的な特性が見られる。ただし、図中の E/P_0 の値は軸上での値である。

次に、目的の電子エネルギー分布の径方向特性を図8に示す。図は $E/P_0=6, 10 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ での r/R に対する様子で、軸において平均エネルギーの大きくなるような分布が求まり、軸から遠ざけていくと低エネルギー側に片寄った分布にシフトしてゆく。これは E/P_0 の値にかかわらず見られる特性で、円筒陽光柱内では管軸に近いほど高エネルギー電子の割合が高いことが確認された。

また電子密度、電子エネルギー分布それぞれの径方

向特性が得られたので、円筒陽光柱の断面にわたる平均の電子エネルギー分布が求まる。ただし、管壁近傍になると準中性条件が破れていると考えられるので、測定は $r/R=0 \sim 0.6$ までにとどめており、その範囲での平均である(電子密度の径方向分布を J_0 形とすれ

図6 プローブの位置による電子エネルギー分布の差

Fig. 6. Difference of the measured distribution by the location of the probe.

図7 E/P_0 をパラメータとする電子エネルギー分布

Fig. 7. Electron energy distributions with a parameter of E/P_0 .

図8 r/R をパラメータとする電子エネルギー分布

Fig. 8. Electron energy distributions with a parameter of r/R .

図 9 平均の電子エネルギー分布

Fig. 9. Average electron energy distributions.

ば、その範囲に全電子の 80% 近くが存在する)。そこで、平均の電子エネルギー分布 $\bar{F}(\epsilon)$ を次式で定義する。

$$\bar{F}(\epsilon) = \frac{\sum_{r/R=0}^{0.6} \{n_{r/R} F_{r/R}(\epsilon)\}}{\sum_{r/R=0}^{0.6} n_{r/R}} \quad (4)$$

ただし、 $n_{r/R}$: 軸上での電子密度に対する r/R での相対密度、 $F_{r/R}(\epsilon)$: r/R での電子エネルギー分布

図 9 は (4) 式より求めた $\bar{F}(\epsilon)$ と軸上での $F_{r/R=0}(\epsilon)$ とを比較したもので、平均をとると軸上の分布より低エネルギー側に図の程度シフトする。これまで電子状態を軸上の電子エネルギー分布で代表させて表現していたが、低および高エネルギー領域で多少差が見られ、平均をとることによる平均エネルギー $\bar{\epsilon}$ の変化は軸上での値に対して 5~8% 程度である。

〈3・3〉 スウォームパラメータの径方向特性

前節で電子エネルギー分布が求まったので、スウォームパラメータは衝突断面積⁽⁴⁾⁽¹⁰⁾⁽¹¹⁾をデータとして与えれば算出される。図 8 に示したように、軸から離れるにつれ電子エネルギー分布は低エネルギー側にシフトした形となるので、平均エネルギー $\bar{\epsilon}$ や平均速度 $\bar{v}$ もそれに伴い小さな値となっていく。分布は非 Maxwell 形であるが、 $\bar{\epsilon}$ と $\bar{v}$ とはほぼ相似な形で変化している。ドリフト速度 v_d は径方向位置で 4% 以下の差しか見られない。 $\bar{\epsilon}$ など 10% 以上の変化に対

図 10 各種スウォームパラメータの径方向特性

Fig. 10. Radial characteristics of various swarm parameters.

して v_d で変化率が小さいのは、 v_d が電子エネルギー分布の形に対して敏感でなく、 E/P_0 の値でおおよその値が決定されるからである。拡散係数 D や平均自由行程 λ も同様に軸から離れるにつれて小さな値となっているが、その変化は 10% 以内である。全励起係数 θ や電離係数 α もまた同様な形を示すが、これらのパラメータは分布の高エネルギー部のみを用いるので、分布がすそを長く引くか引かないかの微妙な所で大きく左右される量なので、 $\bar{\epsilon}$ など他のパラメータに比べて変化の割合は大きい。なお、各パラメータの算出式を以下に示す ($\bar{v}$ は (2) 式参照)。

$$\bar{\epsilon} = \int_0^\infty \epsilon F(\epsilon) d\epsilon \quad (5)$$

$$v_d = -\left(\frac{2q}{m}\right)^{1/2} \frac{E}{3N} \int_0^\infty \left[\frac{\epsilon}{Q_i} \frac{d}{d\epsilon} \{ \epsilon^{-1/2} F(\epsilon) \} \right] d\epsilon \quad (6)$$

$$D = \left(\frac{2q}{m}\right)^{1/2} \frac{1}{3N} \int_0^\infty \frac{\epsilon^{1/2}}{Q_i} F(\epsilon) d\epsilon \quad (7)$$

$$\lambda = \bar{v} / \nu_t \quad (8)$$

$$\theta = \nu_j / v_d \quad (9)$$

$$\alpha = \nu_i / v_d \quad (10)$$

ただし、 ν : 衝突周波数、添字 t, j, i : そ

れぞれ全、励起、電離を意味する
各周波数は衝突断面積を用いると

$$\nu_{t,j,i} = \left(\frac{2q}{m} \right)^{1/2} N \int_0^{\infty} Q_{t,j,i} \epsilon^{1/2} F(\epsilon) d\epsilon \quad \dots\dots\dots (11)$$

このようにスウォームパラメータはどれも軸上で大きな値を示し、陽光柱内では電子は軸に近いほど活性であると言えるであろう。

4. 結果の検討

〈4・1〉 E/P_0 の径方向特性 前章で述べた $F(\epsilon)$ の径方向特性を示す原因の一つに、軸方向電界 E や 0°C 換算圧力 P_0 の径方向位置による値の変化が考えられる。図8や図10では軸上での E/P_0 をパラメータに比較しているが、径方向位置 r/R によって E/P_0 が異なった値である可能性もある。

そこで、幾つかの封入圧力における径方向位置による軸方向電界 E をダブルプローブにより、またガス温度 T_g を可動サーミスタによりそれぞれ測定し、それらのデータからそれぞれの位置における軸方向 E/P_0 を求めたものが図11である。ただし、封入圧力

図 11 $E, T_g, E/P_0$ の径方向特性
Fig. 11. Radial characteristics of $E, T_g, E/P_0$.

は $0.4 \sim 0.9 \text{ Torr}$ で放電電流はすべて 20 mA で行なっている。図によると、電界 E は圧力を高くすると放電維持のため当然上昇するが、径方向の位置については管壁に近づくに従ってわずかに下がっているようである。

しかしながら、図12によると $r/R=0 \sim 0.6$ の範囲では軸上での値に対する変化率は1%以内と非常に小さい。また陽光柱内の電位分布は均一であることも考え、軸方向電界は r/R によって変わらないと見てよいと思われる。

またガス温度 T_g は圧力が小さいほど高いが、やはり軸から遠ざかるにつれて下がってゆき、また圧力による差も縮まる傾向を見せている。軸上でガス温度が高いのは、電子密度分布の形およびドリフト速度の径方向特性から電流も軸上で最大であるので、ジュール損失も軸上で大きいからである。また圧力による温度差が管壁近くになると縮まるのは、放電管の外部が室温であるという境界条件のためと考えられる。温度が下がるとガス密度は大きくなり、すなわち 0°C 換算圧力 P_0 も大きくなる。

そこで径方向各位置での E/P_0 を求めると、これも同じく軸から離れるにつれ小さな値となっていく。このように E/P_0 の変化と電子エネルギー分布のシフトの仕方は定性的には説明がつく。しかし、 E/P_0 の変化はそれほど大きくなく⁽¹⁵⁾、分布のシフトの原因を説明するにはこれだけでは不十分と思われる。図12には E/P_0 の変化率と、測定された電子エネルギー分

図 12 $E, T_g, E/P_0, \epsilon$ の変化率
Fig. 12. Percentage of change of $E, T_g, E/P_0, \epsilon$.

布より算出した平均エネルギー $\bar{\epsilon}$ の変化率が比較されているが、 E/P_0 の 3% 程度の変化に対し $\bar{\epsilon}$ は 12% 程度まで大きく下降している。 E/P_0 と $\bar{\epsilon}$ とは比例関係にあるわけではないが、やはり $\bar{\epsilon}$ の変化、つまり電子エネルギー分布のシフトの現象を E/P_0 の径方向特性だけで論じるのには無理があると考えられる。

〈4・2〉 径方向電界の影響 円筒陽光柱内の電位分布は、軸を含む断面で見ると陰極側が凸で陽極側がへこんだ形をしている⁽¹⁶⁾。また、軸に垂直な断面で見ると軸から緩やかに下降し、管壁に近づくにつれ急しゅんな曲線となっている。このことは、今回の可動プローブにより測定された空間電位が軸から離れるにつれ下降している（図2参照）ことから確認されている。

このような電位分布によって、電界は軸方向 E_z と径方向 E_r の成分を生じている。 E_r は軸から管壁に向かう方向で、軸より遠ざかるにつれその絶対値 $|E_r|$ は大きくなり、管壁近くではかなり強電界となりイオンシースが形成され、準中性条件が破れていると考えられる。そのため中性プラズマが前提の今回のプローブ法では、管壁近傍まで測定するわけにはいかないことは前に述べた。この径方向電界によって電子には管壁から軸に向かう方向の力が加わっており、中心軸に絞られた形となっている。また反対に、中心軸に集中した電子はその密度こう配のために両極性拡散によって径方向に流出してゆく。そのほかに電離や再結合などの影響も考えられるが、主に径方向電界と両極性拡散の両作用によって電子密度はバランスしている。

ところで、非軸上に存在する電子のあるものは径方向電界によって軸近傍へと電位の坂を（負電荷粒子にとって）転がり落ち、電位差分だけエネルギーは増している。ここで、図10または文献(5)によると、電子平均自由行程 $\lambda = 0.7 \sim 1.7 \text{ mm}$ 、 $P_0 R = 0.2 \sim 1.2 \text{ Torr} \cdot \text{cm}$ の今回の実験条件は、Schottky の理論 ($\lambda \ll R$) と Tonks & Langmuir の自由落下の理論 ($\lambda \gg R$) との中間領域に存在していると思われる⁽¹²⁾。また、1回の衝突による電子エネルギーの損失割合は、すなわち平均損失係数 f は $E/P_0 = 6 \sim 12 \text{ V/cm} \cdot \text{Torr}$ で $f = 6 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-3}$ の範囲である⁽⁴⁾。

以上のことから、電子はそれほど極端に損失せずに電位の坂を落ちてくると考えられる。

一方、両極性拡散によってイオンとペアで径方向に流出した電子は、主に管壁で再結合を起こし、熱、放射としてその運動エネルギーを電離エネルギーと共に放出する⁽¹⁷⁾。このように軸上には何回かの衝突に

よる損失を受けながら電位差分だけエネルギーを得た電子が流入してきて、また逆に径方向へ流出する電子は電位差分と衝突損失分のエネルギーを失い、結果的に軸上には非軸上に比べて高エネルギーの電子が多く存在することになる。しかしながら、電子エネルギー分布の径方向位置によるシフトの機構を厳密に表現することは今後の課題として残される。

5. 結 論

本研究では気体放電現象を決定する重要な量でありながら、従来よりしばしば Maxwell 形として論じられ、また円筒陽光柱内で空間的に一様とされてきた電子エネルギー分布を可動プローブにより測定し、その径方向特性を求めた。その結果、以下の事項が明らかになった。

- (1) 可動プローブによる二階微分特性測定により、陽光柱内の電位分布が推定できた。
 - (2) 空間電位におけるプローブ電流値より求められた径方向電子密度分布は、零次ベッセル関数形とそれほど違わない形であることが認められた。
 - (3) 電子エネルギー分布の径方向特性が得られ、それによると軸から離れるにつれ低エネルギー側にシフトした分布となる。
 - (4) 軸方向 E/P_0 の値も径方向に行くにつれ小さくなるが、その変化は非常に小さい。
 - (5) 電子エネルギー分布より算出された各種のスウォームパラメータも軸上で最大で、軸に近いほど電子は活性であると言える。
 - (6) 径方向電界の存在のため電子エネルギー分布がシフトすると考えられるが、詳細な解析については今後の課題である。
- 従来のように Maxwell 形を仮定し電子温度測定といった間接的な形ではなく、非 Maxwell 形である陽光柱内の電子エネルギー分布を直接、二次元的に測定し、その径方向特性も得られた。そして得られた資料は、多くの場合、空間的にスウォームパラメータを一様としてきた理論解析に際し有用になるものと期待される。
- (昭和57年10月18日受付)

文 献

- (1) 奥田：気体プラズマ現象，p. 166 (昭 50)
- (2) Verobeva, N.A. & Yu. M. Kagan: "Electron velocity distribution in the positive column of a mercury discharge", *Soviet. Phys. Tech. Phys.*, **8**, 423 (1963)
- (8) 宗像・瀬戸・星山・西辻・坂口：「グロー放電陽光柱の理論的検討(I)」，昭 56 電気四学会北海道支部連大，87
- (4) 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)

- (5) 瀬戸・西辻・坂口:「グロー放電陽光柱における電子エネルギー分布の検討」, 電気学会放電研資 ED-81-64 (昭 56)
- (6) Yu. B. Golobovskii & Yu. M. Kagan: "Spectroscopic and probe investigation of a contracted discharge column", *Optics & Spectroscopy*, **20**, 317 (1966)
- (7) 瀬戸・西辻・坂口:「グロー放電陽光柱の非軸上での電子エネルギー分布の測定」, 電気学会放電研資 ED-82-43 (昭 57)
- (8) 畑中・前田・宗像・星山・西辻:「グロー放電陽光柱における電子エネルギー分布関数測定に関する空間電位の推定法について」, 電学論A, **101**, 372 (昭 56-7)
- (9) 土手・市川・石津:「高周波重畳 He-Ne レーザーの出力特性と電子エネルギー分布」, 電気学会プラズマ研資 EP-76-2 (昭51)
- (10) H. S. W. Massey & E. H. S. Burhop: *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, p. 48 (1969)
- (11) D. Rapp & P. Englander-Golden: "Total cross sections for ionization and attachment in gases by electron impact", *J. Chem. Phys.*, **43**, 1464 (1965)
- (12) 土手・市川:「低ガス圧円筒陽光柱における電子温度の統一理論」, 電学論A, **99**, 161 (昭 54-4)
- (13) 瀬戸・西辻・坂口:「グロー放電陽光柱における電子エネルギー分布について」, 同上A, **103**, 1 (昭 58-1)
- (14) 電気学会: 放電ハンドブック, p. 312 (昭 49)
- (15) 坂口・瀬戸・西辻:「ネオングロー放電陽光柱の径方向特性」, 電気学会放電研資 ED-82-42 (昭 57)
- (16) 本多: 気体放電現象, p. 136 (昭 44)
- (17) A. von Engel (山本, 他訳): 電離気体, p. 152 (昭 43)