

プラズマの温度と電子密度の測定法

第 2 報

橋 本 静 代
村 川 梨

Measurement of Plasma Temperature and Electron Density. II.

By

Shizuyo HASHIMOTO and Kiyoshi MURAKAWA

Abstract: The object of this investigation is to measure the temperature of the plasma obtained by passing condensed discharge through a Geissler tube (the inner diameter of the capillary being about 3 mm) containing helium of approximately 1 mm Hg pressure. The wave-length of the line He I λ 5876 emitted from this light source was compared with that of the same line emitted from arc discharge passing through the same Geissler tube, using a Fabry-Pérot etalon. The former was found to be shifted to the violet side of the latter by the amount 0.016 cm^{-1} . By use of Lindholm's theory the half-value width due to the electrons and ions alone was deduced, and this was subtracted (vectorially) from the observed width of λ 5876, and the width due to Doppler effect alone was obtained; from this the plasma temperature was deduced. The electron density was obtained from the line profiles of He I λ 4922 and λ 4471, using the same method as in the previous work. In our case the mean plasma temperature was 8900°K , and the mean electron density $4.2 \times 10^{14}/\text{cm}^3$. As in the case of Ne I λ 5852, the constant appearing in the formula of Lindholm was found to require a change, in order to bring the observed shift (of λ 5876) into agreement with the calculation.

概 要

この研究の目的は約 1 mm Hg の気圧のヘリウムをつめた Geissler 管(毛細管部の内径は約 3 mm) に火花放電を通すときに得られるプラズマの温度を測定するのにある。そのために、この光源から出てくる He I λ 5876 の波長と同じ Geissler 管にアーク放電を通したときの同じ線の波長とを、Fabry-Pérot のエタロンを用いて比較した。実験結果によれば、前者は後者の短波長側に 0.016 cm^{-1} だけずれることがわかった。Lindholm の理論を用いて、これから電子と正イオンとだけによる(温度の影響を考慮に入れないときの)半値幅を計算し、これを観測した λ 5876 の全半値幅からベクトル的に差し引いて Doppler 効果だけによる半値幅が得られ、これからプラズマの温度を計算することができた。電子密度は He I λ 4922 と λ 4471 のプロフィールから、以前に述べ

た方法で、得られた。われわれの場合には、プラズマの平均温度は 8900°K 、平均電子密度は $4.2 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ であった。ネオンの場合と同じように、Lindholm の公式と実測したシフトとを合わせるためには、その公式の常数を変化させないといけないことがわかった。

§1. ま え が き

プラズマの温度と電子密度とを測定するには、種々の方法が考えられるが、分光学的方法が最も信頼度が高い。著者は以前の報告 [1] (これを第1報と名づける) で、ネオンの Geissler 管に火花放電を通すときに得られるプラズマに関する分光学的実験の結果を述べた。そのような方法でプラズマの温度と電子密度とを研究するときには、実験だけでは所要の量が得られないのであって、理論の助けも借りなければならない。特に、電子とイオンとがスペクトル線の幅に及ぼす影響を正確に考慮に入れる必要がある。これに関する理論は未だ発展の途上にあるが、最近プラズマの研究が各国で盛に行なわれるようになって、理論も著しく発達した観がある。第1報では、そのとき入手し得た文献に従って、試みみに電子の影響を小さいと仮定して見たが、最近の種々の理論に照し合わせて、これも考慮に入れなければ実験結果を正確に処理することができないことが判明した [2]。そして 100% の正確さは期待できないにしても半定量的に正しいものとして Lindholm [3] の公式を採用した。電子密度は線形の Stark 効果を示すようなスペクトル線の広がりから、Holtsmark [4] の古典理論と水素の波動関数とを組み合わせたものを用いて、おおよその値は出るけれど、更に電子の影響を詳しく考慮に入れる必要がある [5]。これらの理論を全部取り入れて、ネオンのプラズマの電子密度はかなり正確に計算することができた [6]。そして Lindholm の公式も完全に正確とは言えないことがわかった。すなわち、Stark 効果が

$$\Delta\nu = \gamma F^2 \quad (1)$$

(ν は cm^{-1} で測り、電場 F は volt/cm で測る) であらわせるようなスペクトル線について、プラズマの中から出てくる輻射の外部の影響が無視できるような輻射に対する波数のシフトを $\Delta\nu_{\text{dis}}$ と書き、プラズマの中の電子とイオンの影響だけ (Doppler 効果は無いものとして) で半値幅 $\Delta\nu_{\text{h}}$ が生ずるものとするれば、Lindholm の理論は

$$\Delta\nu_{\text{h}} = A\gamma^{2/3}v^{1/3}N/c \quad (2)$$

$$\Delta\nu_{\text{dis}} = B\gamma^{2/3}v^{1/3}N/c \quad (3)$$

と書かれる [7]。ただし v はプラズマの中の電子の平均的速度 (cm/sec)、 N は cm^3 あたりの電子の数、 c は光の速度で、 A, B は常数である。Lindholm の理論では $A = 0.0450$ 、 $B = 0.0387$ が得られた。著者は Ne I $\lambda 5852$ [このスペクトル線の Stark 効果は (1) に従うことを第1報で示した] について、(3) の式をしらべて、 $B = 0.018$ としなければ $\Delta\nu_{\text{dis}}$ の観測値を正しくあらわすことができないことが判明した。(2) の式の中の A の値はチェックするには、データが不足していたので、 A の値は正しいと仮定した。しかし、そのように仮定することによって何も矛盾が出て来なかったので、恐らくこの仮定は大體正しいものと考えられる。

これから述べる所はヘリウムのプラズマに関して行なった実験の予報で、ネオンのプラズ

マについて Lindholm の式の B の値をわれわれが訂正したものは、そっくりヘリウムにも当てはまることが判明した。

最近 Wulff はヘリウムのプラズマについての類似の実験の結果を発表した [8]。われわれが最も丹念にしらべた He I $\lambda 5876$ は彼の光源では self-reversal を示すので、彼はこの線は取り扱っていない。

§2. 実験装置

実験装置は第1報の場合とほとんど同じであった。光源としてはネオンの代りにヘリウムをつめた Geissler 管を用い、これを管の軸と直角の方向から観測した。これに火花放電を行なうときに用いるコンデンサーの容量は第1報では $0.02\mu\text{F}$ であったが、今度は $0.1\mu\text{F}$ のものを用いた。

分光の装置も第1報と完全に同じものであったが、ただエタロンのスペーサーとして厚さ $t=1.995\text{ mm}$ ($\Delta\nu_{\text{max}}=2.505\text{ cm}^{-1}$) のものを新しく作った。

強度曲線を求めるために、第1報のときと同じように、スペクトル線を写した同じ乾板上に、step filter (15 steps から成る) による強度のカリブレーションのマークを撮影した。

§3. 実験結果

He I のスペクトル線のうちで強度が最も強く、また (1) なる式に従う Stark 効果を示すものとして $\lambda 5876$ (2^3P-3^3D) を選んだ。それから電子密度を定めるのに適当なスペクトル線として $\lambda 4922$ と $\lambda 4471$ とを選んだ。

得られたスペクトログラムのうちの代表的なものを複写して Fig. 1 に示す。

また、エタロンによる $\lambda 5876$ の干渉縞の光度計曲線の一例を Fig. 2 と Fig. 3 とに示す

He I $\lambda 5876$ の下方レベルは 2^3P であって、準安定レベルではないけれど、場合によっては自己吸収を示すことがあるということが知られている。われわれは強度のプロファイルを最も重視するのであるから、この実験に用いた光源では $\lambda 5876$ が自己吸収を示さないことをたしかめることが重要である。そのためには $\lambda 5876$ が Fig. 4 に引用 [9] したような微細構造を持つことを利用する。まづ、アーク放電から出る $\lambda 5876$ をスペーサー 1 mm, 2 mm, 8 mm のエタロンでしらべて、そのプロファイルを総合的に (エタロンによる幅は差し引いてある) 画くと Fig. 5 のようになる。 $2^3P_0-3^3D$ の強度と $2^3P_1-3^3D$ 及び $2^3P_2-3^3D$ の加算的強度との比を測ると 5% の正確度で 1:8 となっている。したがって少なくともアーク放電では自己吸収は起っていないと考えることができる。

次に火花放電から出てくる $\lambda 5876$ は 1 mm と 2 mm のエタロンでしらべた。1 mm のエタロンで取った写真は (Fig. 6 参照) order の重なりがないが、2 mm のエタロンで取った写真はプロフィールのすそが重なり合っている。1 mm のエタロンによる写真を参考にして、それを訂正すると Fig. 7 のようになる。この場合にも上述の強度の比は、実験誤差の範囲で、1:8 となっている。すなわち、火花放電の場合にも自己吸収は無視することができるということが実験的に証明されたわけである。

そこで、 $\lambda 5876$ についての火花放電とアーク放電とから出てくるものについて、エタロン

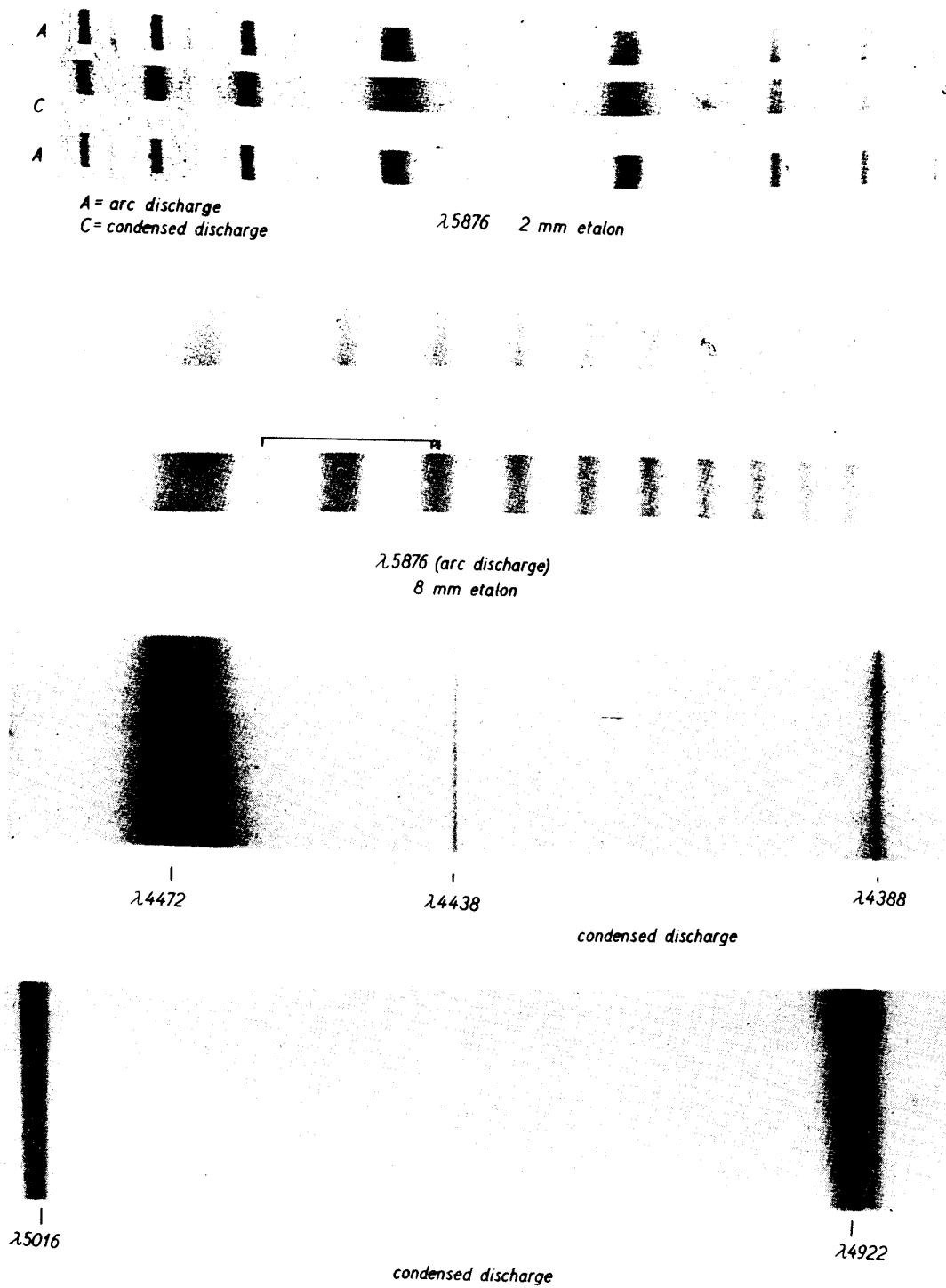


Fig. 1 Enlargement of some spectrograms.

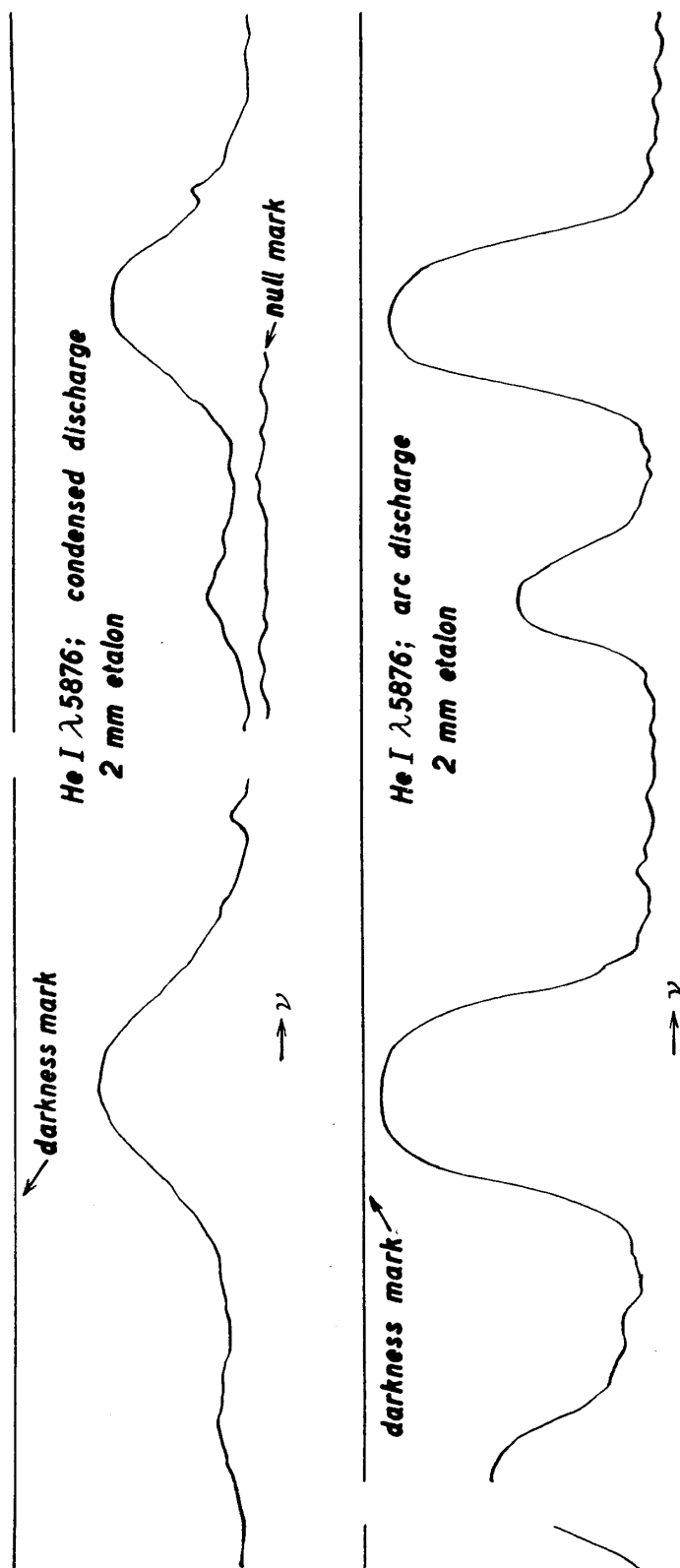


Fig. 2 Microphotometer curves of the interference patterns of He I λ 5876 taken with a 2 mm etalon.

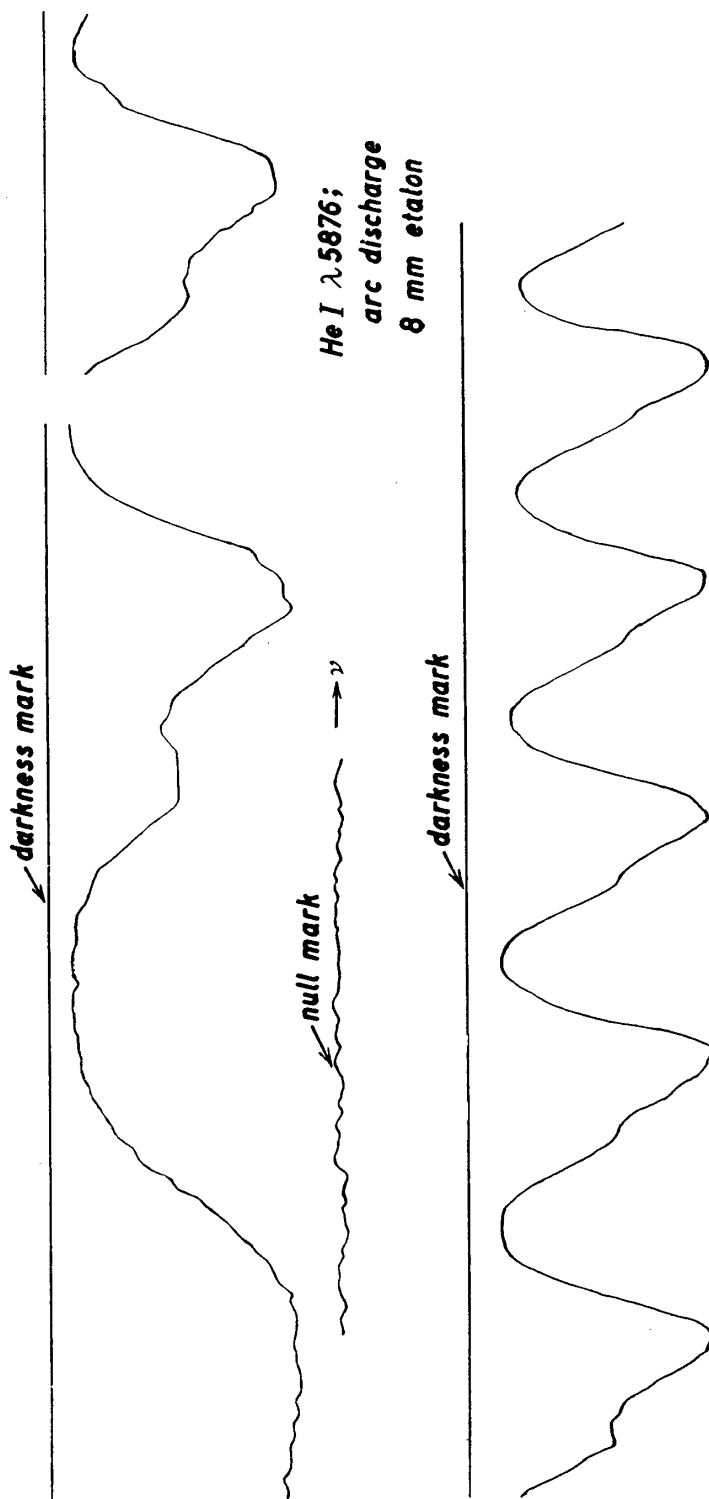


Fig. 3 Microphotometer curve of the interference patterns (taken with an 8 mm etalon) of He I λ 5876 emitted from arc discharge.

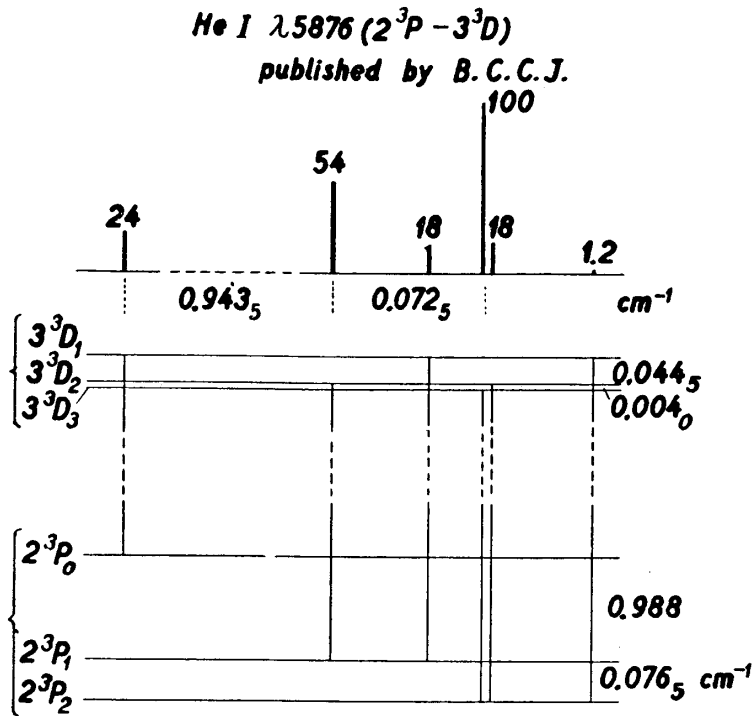


Fig. 4 Fine structure and transition scheme of He I $\lambda 5876$ published by Brochard, Chabbal, Chantrel and Jacquinet [9].

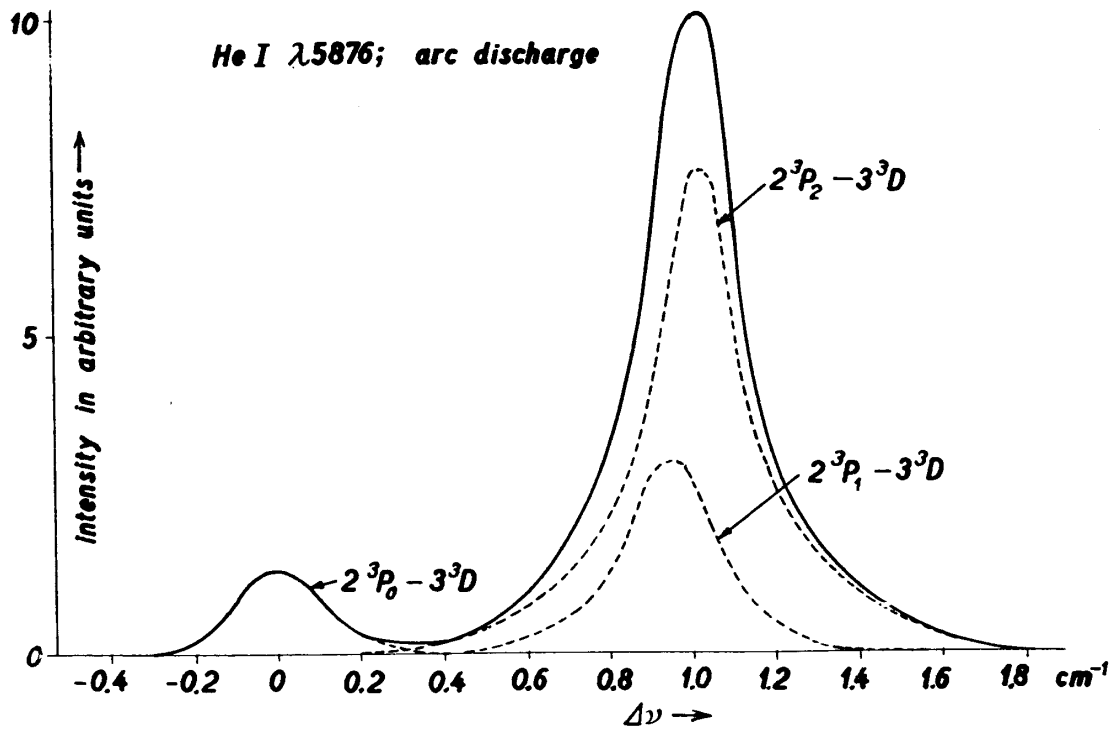


Fig. 5 Profile of He I $\lambda 5876$ emitted by arc discharge. The full-line curve was obtained from interference patterns taken with 1 mm, 2 mm and 8 mm etalon. The intensity distribution shows that the ratio (intensity of $2^3P_0 - 3^3D$) / (intensity of $2^3P_1 - 3^3D$ plus $2^3P_2 - 3^3D$) is approximately 1 : 8, from which it can be concluded that the line $\lambda 5876$ emitted from arc discharge is free from selfabsorption. The dotted curves were obtained by decomposing the observed intensity into those of the components, taking the analysis of B.C.C.J. into account.

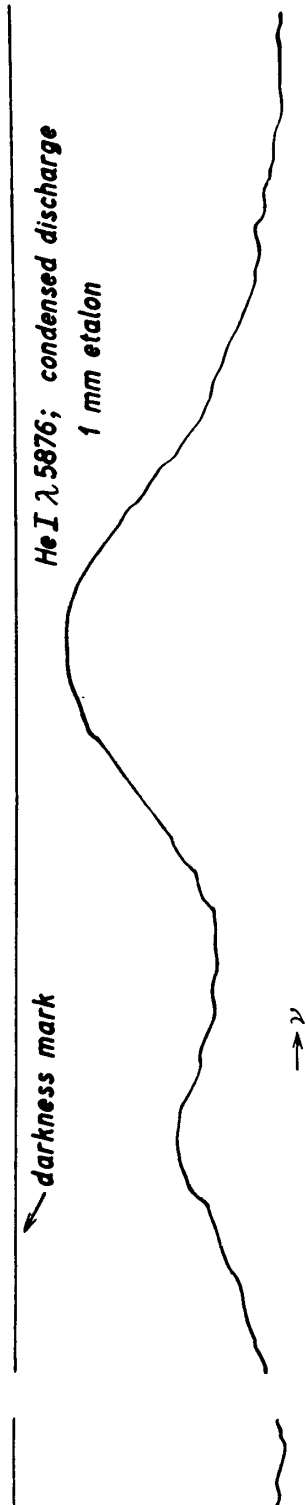


Fig. 6 Microphotometer curve of the interference patterns (taken with a 1 mm etalon) of He I λ 5876 emitted from condensed discharge.

を用いて、波数の差を測定した。まずアーク放電の干渉縞を写してから火花放電の干渉縞を写し、その次に更にアーク放電の干渉縞を写した。ただしこの三つの操作の間に、Geissler 管、レンズ系、エタロンには、一切、手をふれないのである。このようにして火花放電から出てくる λ 5876 がアーク放電から出てくるそれに対するシフトを 7 回測定して、Table 1 に示すような個々の値を得て、weighted mean として $0.016 \pm 0.002 \text{ cm}^{-1}$ (短波長側にずれる) を得た。

Table 1. Measured individual values of $\Delta\nu_{\text{dis}}$ of He I λ 5876.

No.	$\Delta\nu_{\text{dis}} (\text{cm}^{-1})$
1	0.014
2	0.012
3	0.018
4	0.016 ₅
5	0.018
6	0.011
7	0.018
weighted mean	0.016 ± 0.002

Fig. 7 のような解析から、エタロンだけによる幅を訂正して、火花放電から出る λ 5876 の $2^3P_0-3^3D_1$ のプロフィールの半値幅として $\Delta\nu_{\text{H}}=0.598 \text{ cm}^{-1}$ を得た。

以前に述べたようにネオンの λ 5852 では Lindholm の式 (3) の中の常数 B として 0.018 とすることが適当であることがわかったので、今度の He I λ 5876 でもこの値を仮定し、式 (2) の A の値としては Lindholm の値 0.0450 を仮定する。そうすると式 (2), (3) から γ, v, N, c を消去することができて、電子やイオンの影響だけによる半値幅 $\Delta\nu_{\text{h}}$ として

$$\Delta\nu_{\text{h}}=0.040 \text{ cm}^{-1}$$

が得られる。これを、以前に述べた方法 [2] で、 $\Delta\nu_{\text{H}}$ からベクトルの差し引けば、Doppler 効果だけによる半値幅

$$\Delta\nu_{\text{D}}=0.578 \text{ cm}^{-1}$$

が得られる。これから普通の Doppler の公式

$$\Delta\nu_{\text{D}}=7.2 \times 10^{-1} \nu \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (4)$$

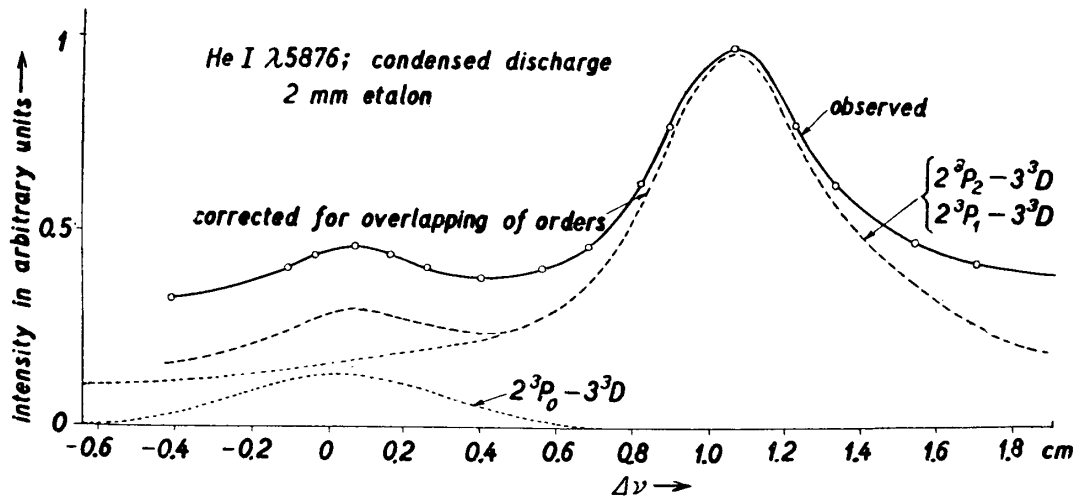


Fig. 7 Intensity curve of He I $\lambda 5876$ emitted from condensed discharge, observed with a 2 mm etalon.

This analysis shows that as in the case of $\lambda 5876$ emitted from arc discharge, the same line emitted from condensed discharge is free from self-absorption.

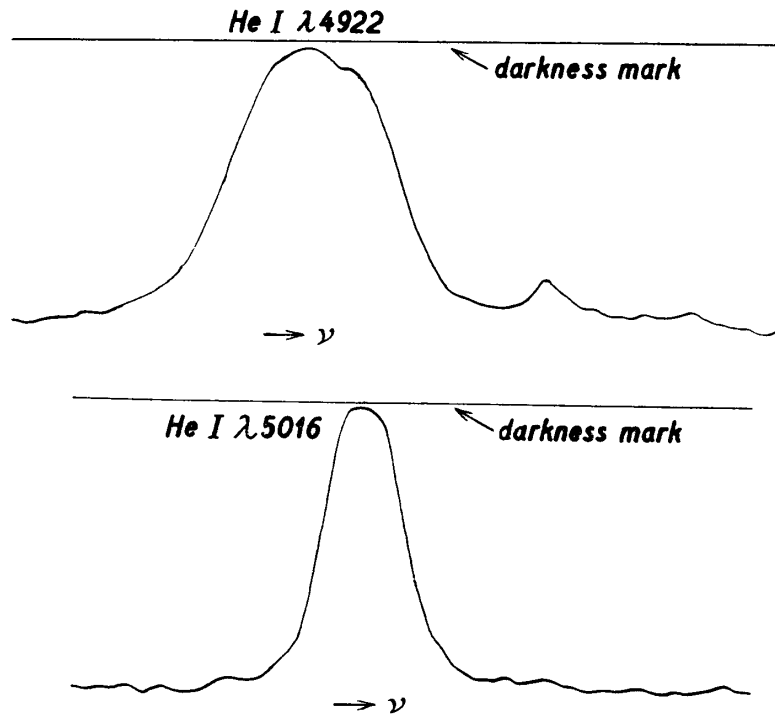


Fig. 8 Microphotometer profiles of He I $\lambda 4922$ and He I $\lambda 5016$ emitted from condensed discharge.

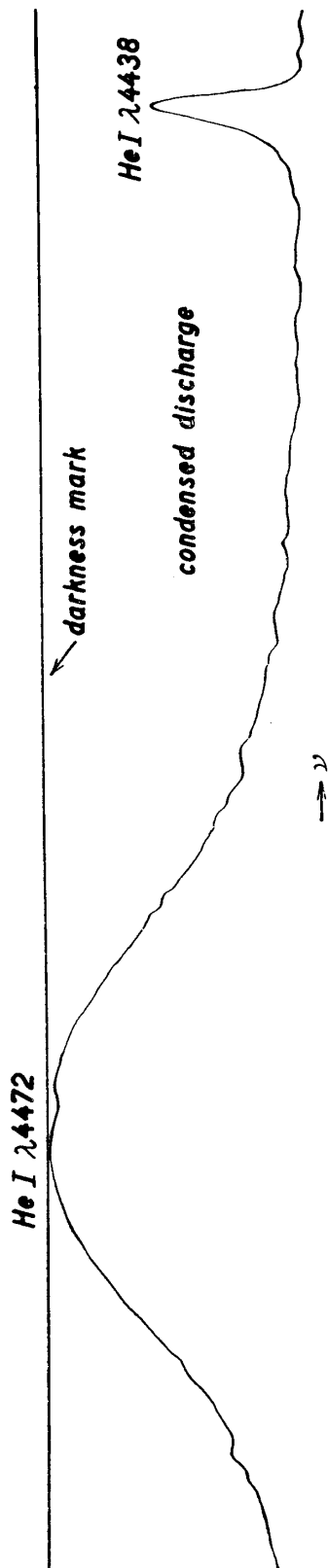


Fig. 9 Microphotometer profile of He I $\lambda 4472$ emitted from condensed discharge.

(ただし ν は波数で cm^{-1} で測り, T はプラズマの絶対温度, M は原子量) に代入すれば, プラズマの平均的溫度として

$$T = 8900^\circ\text{K}$$

が得られる.

プラズマの中の原子, 正イオンの溫度は電子の溫度と同じであると仮定すれば,

$$\frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT \quad (5)$$

(m は電子の質量, v は電子の平均速度, k は Boltzmann の常数) なる式により

$$v = 6.37 \times 10^7 \text{ cm/sec}$$

が得られる.*

他方, He I, He II の Stark 効果は Ishida 及び彼の共著者 [10] によって極めて詳しくしらべられている.

その研究結果によれば He I $\lambda 5876$ の γ としては

$$\gamma = 5.8 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-1}/(\text{volt/cm})^2$$

と取るべきことがわかる.

次に電子密度は, 線形の Stark 効果をあらわすようなスペクトル線のひろがりをしらべることによって得られる. その代表的なものとして He I $\lambda 4922$ ($\lambda 5016$ と比較して) の光度計曲線を Fig. 8 に, また He I $\lambda 4472$ のそれを Fig. 9 に示す. 前者のプロファイルを強度曲線として画けば Fig. 10 に示すようになる. これを He I の Stark 効果に関する Foster の計算 [11], Holtsmark の曲線 [12] と水素プラズマの理論 [5] と組み合わせたものと比較することにより, Holtsmark が

$$F_n = 2.61N^{2/3}e \quad (6)$$

によって定義した normal field strength F_n は $F_n = 2.11 \times 10^3 \text{ volt/cm}$ となることがわかった. これから電子密度 N は $N = 4.2 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ と算出される.

* もっと厳密に考えて, v は一様であると仮定しないで, 電子の most probable velocity を v とすれば,

$$v = \sqrt{\frac{2kT_e}{m}}$$

であるから, $v = 5.20 \times 10^7 \text{ cm/sec}$ となる. この v の値を採用しても, Lindholm の式の常数 B の値はここで出した値とほとんど同じになる.

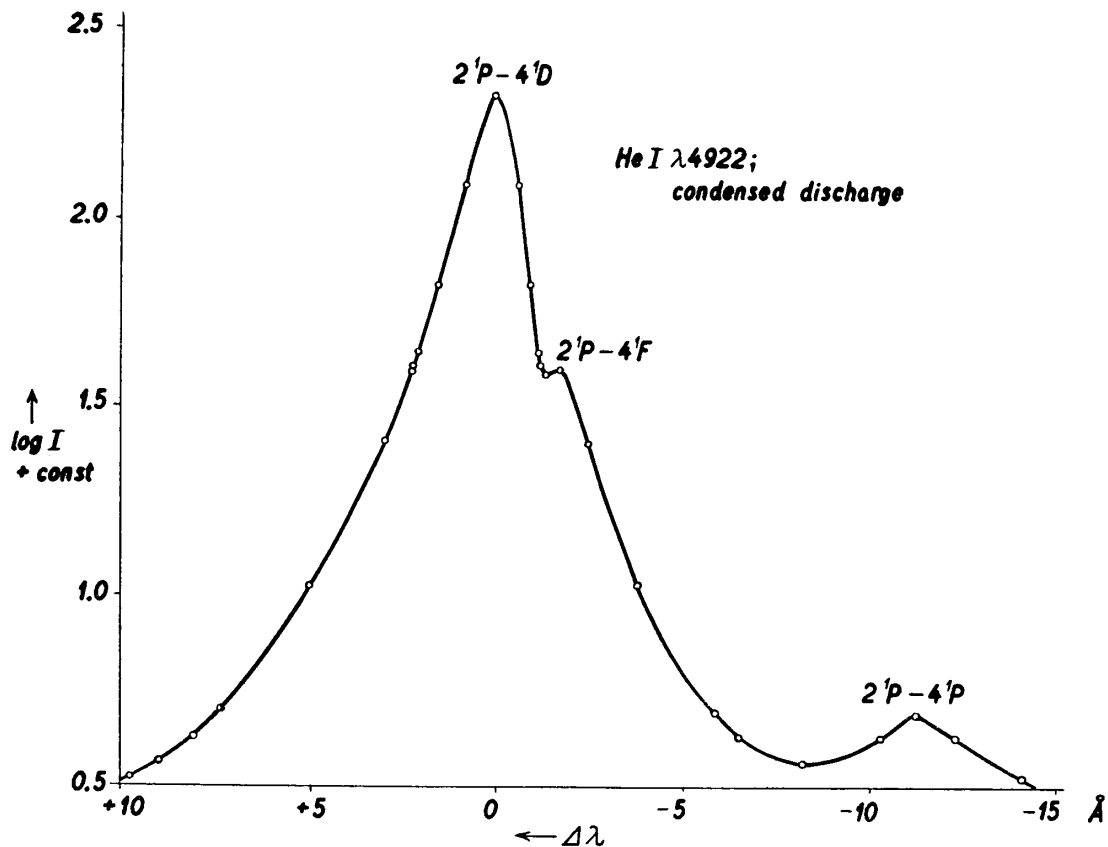


Fig. 10 Intensity curve of He I $\lambda 4922$ emitted from condensed discharge.

次に $\Delta\lambda_{\text{dis}} = 0.016 \text{ cm}^{-1}$, $\gamma = 5.8 \times 10^{-11} \text{ cm}^{-1}/(\text{volt/cm})^2$, $v = 6.37 \times 10^7 \text{ cm/sec}$, $N = 4.2 \times 10^{14}/\text{cm}^3$ を式 (3) に代入すると, $B = 0.019$ が得られ, Ne I $\lambda 5852$ について以前に [6] 実験的に求めた値 0.018 と実験誤差の範囲で一致する. ただし v の値はプラズマの温度 T から導き出し, T の値を求めるときに間接的に $\Delta\lambda_{\text{dis}}$ を利用したけれど, T の値は $\Delta\lambda_{\text{H}}$ に最も大きく左右されているから, 上述の B の値は実験で測れる量を用いてほとんど直接に決定したと考えることができる.

Wulff の測定 [8] では Stark 効果が (1) に従うようなスペクトル線として He I $\lambda\lambda 3889, 5016, 3965, 4713, 4121, 5048$ を取り上げ, $\Delta\lambda_{\text{dis}}$ と $\Delta\lambda_{\text{H}}$ をしらべているが, それぞれのスペクトル線について $\Delta\lambda_{\text{H}}/\Delta\lambda_{\text{dis}}$ の値と $\Delta\lambda_{\text{H}}$ から式 (2) によって計算した N の値とを列挙しているだけで, 個々の $\Delta\lambda_{\text{H}}$ と $\Delta\lambda_{\text{dis}}$ とを記載してないので, はっきりしたことはわからない. しかし少なくとも定性的には当実験で $\lambda 5876$ から得られた $B = 0.019$ と矛盾するような結果はないようである. ただし $\lambda 3965$ では規則性がよくあられないようだけれど, その Stark 効果が厳密に式 (1) に従うという Wulff の仮定はかなり疑問であると思われる.

Wulff はプラズマの温度を He I $\lambda 4713$ と He II $\lambda 4686$ との強度の比から決定した. われわれの火花放電では弱い強度ではあるが He₂ のバンド・スペクトルがあらわれ, その一部が $\lambda 4686$ に重なっているのだから, そのような方法で温度を決めることができなかつた.

§4 結 語

以上述べた所によってプラズマの温度が分光学的にかなり正確に測定することができることがわかったが、その正確度は決して完全に満足することができるというようなものではない。測定量から温度を算出する途中で利用する理論の正確度もかなりひびいていることは明らかで、この方面の理論が更に精密化することが非常に望ましいのである。

1960年7月28日 計測部

文 献

- [1] 村川 契, 水野静代: 東京大学航空研究所集報 1 (1958) 153.
- [2] K. Murakawa and S. Hashimoto: Jour. Phys. Soc. Japan 14 (1959) 1235.
- [3] E. Lindholm: Dissertation Uppsala Univ. (1942).
- [4] J. Holtmark: Phys. Zeits. 20 (1919) 162.
P. Debye: Phys. Zeits. 20 (1919) 160.
- [5] H.R. Griem, A.C. Kolb and K.Y. Shen: Phys. Rev. 116 (1959) 4.
See also H.R. Griem and A.C. Kolb: "Advances in the Theory of Stark Broadening of Spectral Lines". IV International Conference on Ionization Phenomena in Gases (1959).
H. Margenau and M. Lewis: Rev. Modern Phys. 31 (1959) 569.
- [6] K. Murakawa and S. Hashimoto: Jour. Phys. Soc. Japan 14 (1959) 1824.
- [7] 例えば村川: 日本物理学会誌 14 (1959) 565.
- [8] H. Wulff: Zeits. f. Phys. 150 (1958) 614.
- [9] J. Brochard, R. Chabbal, H. Chantrel et P. Jacquinet: Jour. Physique et Radium 13 (1952) 433.
- [10] Y. Ishida and G. Kamijima: Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 9 (1928) 117.
Y. Ishida and T. Tamura: Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 13 (1930) 115.
Y. Ishida: Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 14 (1930) 49.
Y. Ishida, S. Hiyama and H. Kubota: Sci. Pap. Inst. Phys. Chem. Res. Tokyo 31 (1937) 265.
See also R. Ritschl: Phys. Zeits. 35 (1934) 313.
- [11] J.S. Foster: Proc. Roy. Soc. London A 117 (1927) 137.
- [12] A. Pannekoek and S. Verwey: Proc. Acad. Amsterdam 38 (1935) 479.