

アルゴン・プラズマの分光学的研究*

村 川 梨**

Spectroscopic Investigation of Argon Plasma

By

Kiyoshi MURAKAWA

Abstract: Argon plasma of 3 Torr was generated by a plasma-gun. The spectrum of the emitted radiation was dispersed by a plane grating, and the time-variation of the intensity of the ionic spectral lines and the continuous spectrum was measured by a CRO. It was found that at the moment the studied intensity attained its maximum the absolute temperature was 1.2×10^5 °K, the electron density being about $10^{17}/\text{cc}$. The relative emission coefficient of the continuous spectrum in the range λ 2500—6000 Å was measured as a function of wavelength.

概 要

3 Torr のアルゴンをプラズマ・ガンで励起して得られるプラズマからのスペクトルを分光器で分散させて、イオン線および連続スペクトルの強度の時間的変化を CRO でしらべた。強度が最大となる瞬間における絶対温度は 1.2×10^5 度で、電子密度は約 $10^{17}/\text{cc}$ であることがわかった。種々の波長 (2500—6000 Å) の連続スペクトルの相対的輻射係数を測定した。

1. 前 書 き

発光する天体のスペクトルは、よく知られているように、線スペクトルと連続スペクトルから成っている。線スペクトルはそのプロフィールをしらべることによりその天体の発光の機構を知ることができる。プロフィールは天体の運動速度の影響も受けるので、運動速度による因子を差し引き、さらに温度の関係したドップラー効果を消去すれば、いわゆるシュタルク幅によるプロフィールが残ることになる。線スペクトルのうちで、中性原子の発光する線のプロフィールは近年のプラズマ分光学的研究によって割合に正しく解釈できるようになった。しかしイオン線のシュタルク幅については、解釈が困難であることが判明したのは歴史的に割合に新しく [1]~[5]、理論的説明も完ぺきなものはない [7], [8], [9]。このようなイオン線

* 宇宙研特別事業費による研究の論文

** 東京電機大学

のうちで波動関数が比較的簡単であるために物理学的興味が深くまた天体のスペクトルとしてもよく知られているものはネオンおよびアルゴンである[10]. そのうち特にアルゴンは入手しやすい関係もあってしばしば物理実験の対象となっている.

アルゴン・プラズマの連続スペクトルの波長に対する強度分布も天文学的および物理学的に興味を引きはじめたのは割合に最近である. その理論は Biberman [11] のものが最初で, それにつづいて Schluter [12] が改良を加えている. 実験はカスケード・アークを用いるものが大部分で, 温度範囲は 10000—14000°K であり [13], [14], [15], 実験結果は定性的には Schluter の計算とやや合っている. 実験としてはこれらとはちがった条件のプラズマすなわちもっと高い温度のアルゴン・プラズマから輻射される連続スペクトルをしらべることが望ましい.

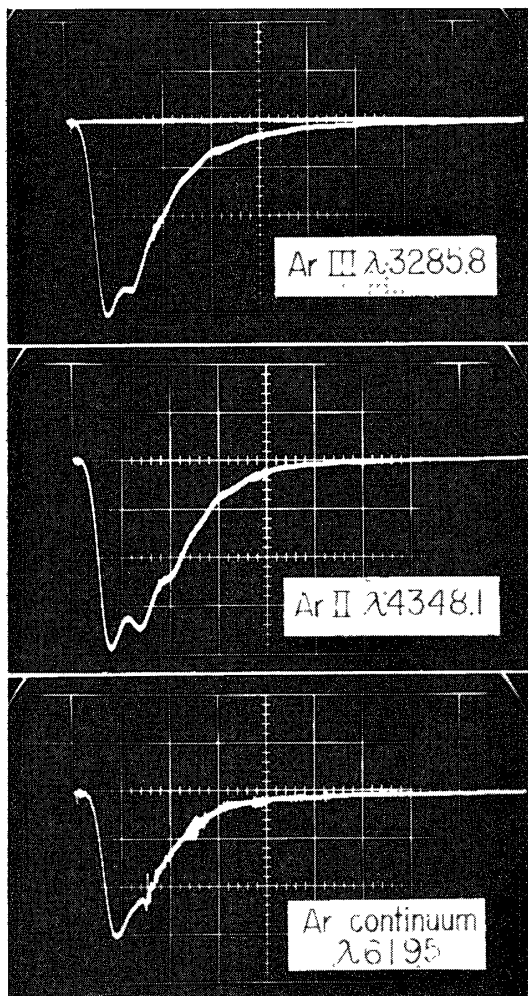


Fig. 1 C. R. O. record of the photomultiplier output. The scale for the time is 10 μ sec per cm.

放電Bと名づけることにする. 放電Bではアルゴンの気圧が小さ過ぎて電子密度 (N_e) が $5 \cdot 10^{16}/\text{cc}$ よりも小さいことがわかった. この条件では連続スペクトルの強度が小さくなり, 強度測定が精度が思わしくないため, アルゴンの気圧を 3 Torr とした. そうすると N_e が $5 \cdot 10^{16}/\text{cc}$ よりも大きくなり, 連続スペクトルの測定に適当な程度となった. これを放電Aと

さて, 当研究所では新設部にプラズマ・ガンが組み立てられて [16], プラズマ・ジェットなどくらべるとずっと高い温度のプラズマが得られるようになった. これから述べる報告はこのプラズマ・ガンによってアルゴン・プラズマを作り, 種々の特性をしらべた研究結果である. それは最終的データを得るために最適の条件を探す途中の過程で得られたデータであり, 再現性のもっとよいプラズマを得るためにはさらにこまかくいろいろな条件を探究しなければならないと考える.

2. 実験方法

プラズマ・ガン [16] はプラズマ・ジェットとちがって定常プラズマでないから, 過渡現象を見ることになる. そのために発光スペクトルは 1 m の凹面鏡と平面格子とを組み合わせたモノクロメーターで所要の波長の線を取り出してホトマルで受け, これを CRO で時間的強度変化をしらべた. Fig. 1 はそのような時間的強度変化を記録したものの例である. その強度変化で強度が最大のものを選んだ.

最初, およそ 1/10 Torr のアルゴンをプラズマ・ガンで励起してプラズマを作った. これを

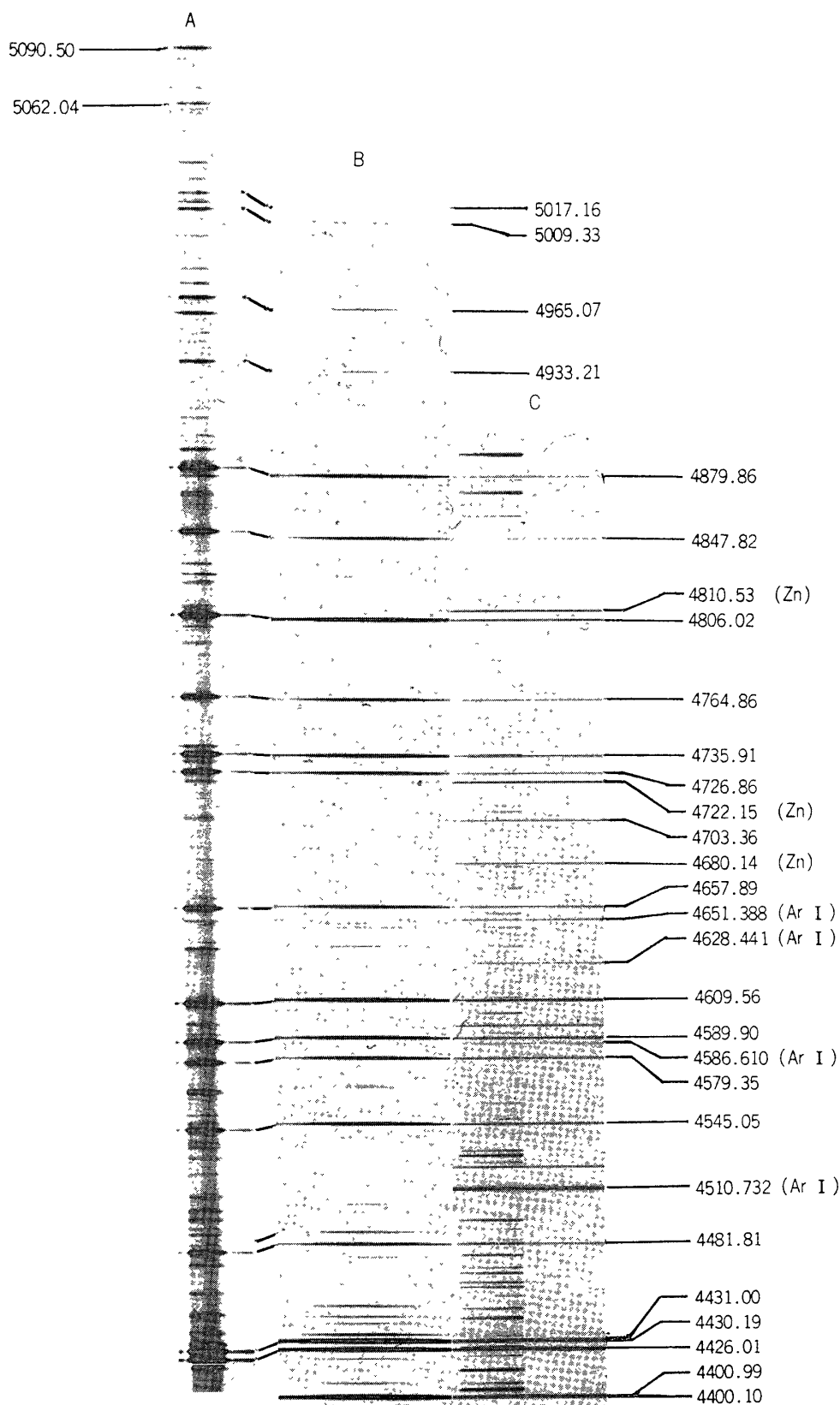


Fig. 2 Reproduction of the spectrogram of the radiation from the plasma. Each line unless otherwise stated belongs to Ar II

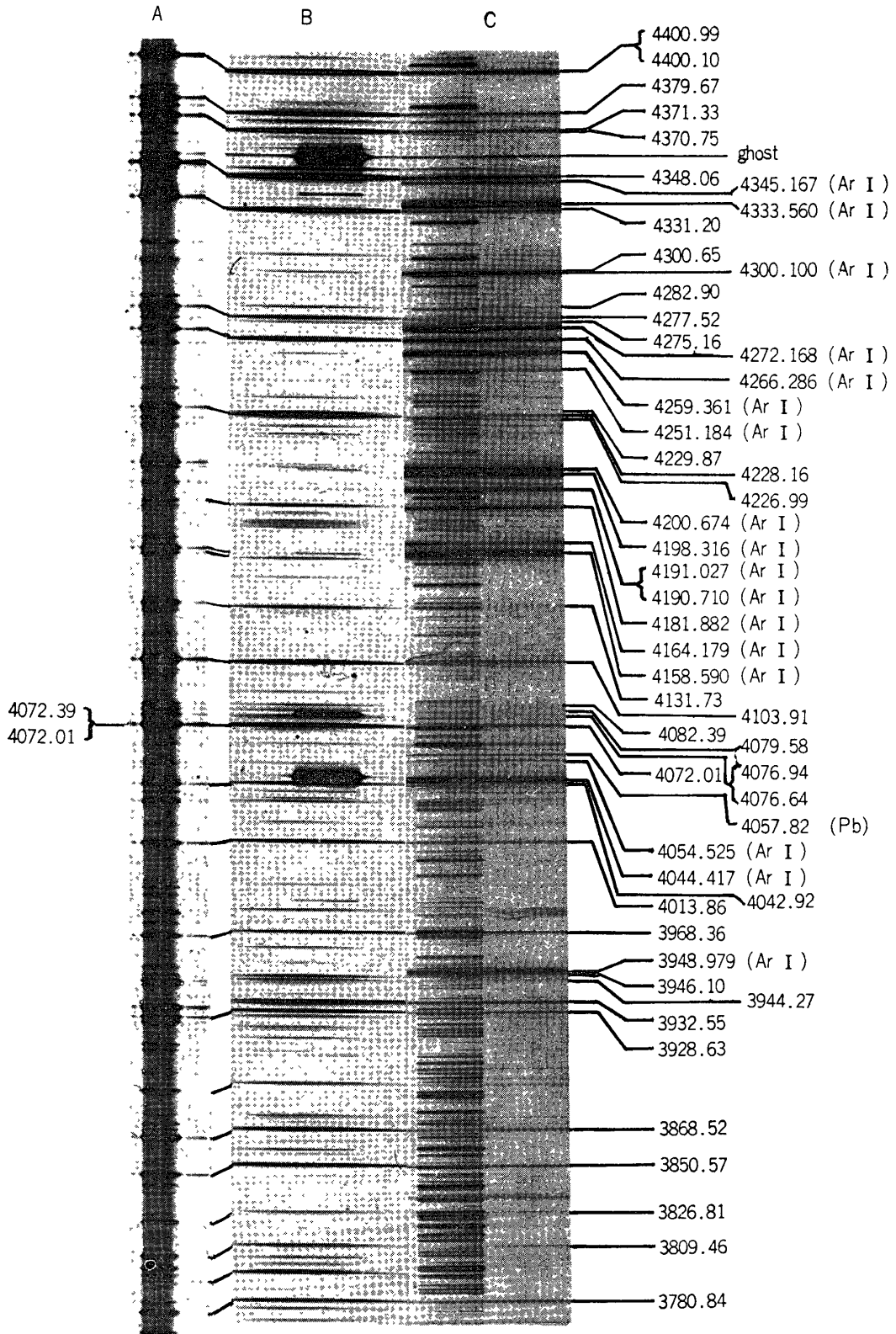


Fig. 3 Continuation of Fig. 2.

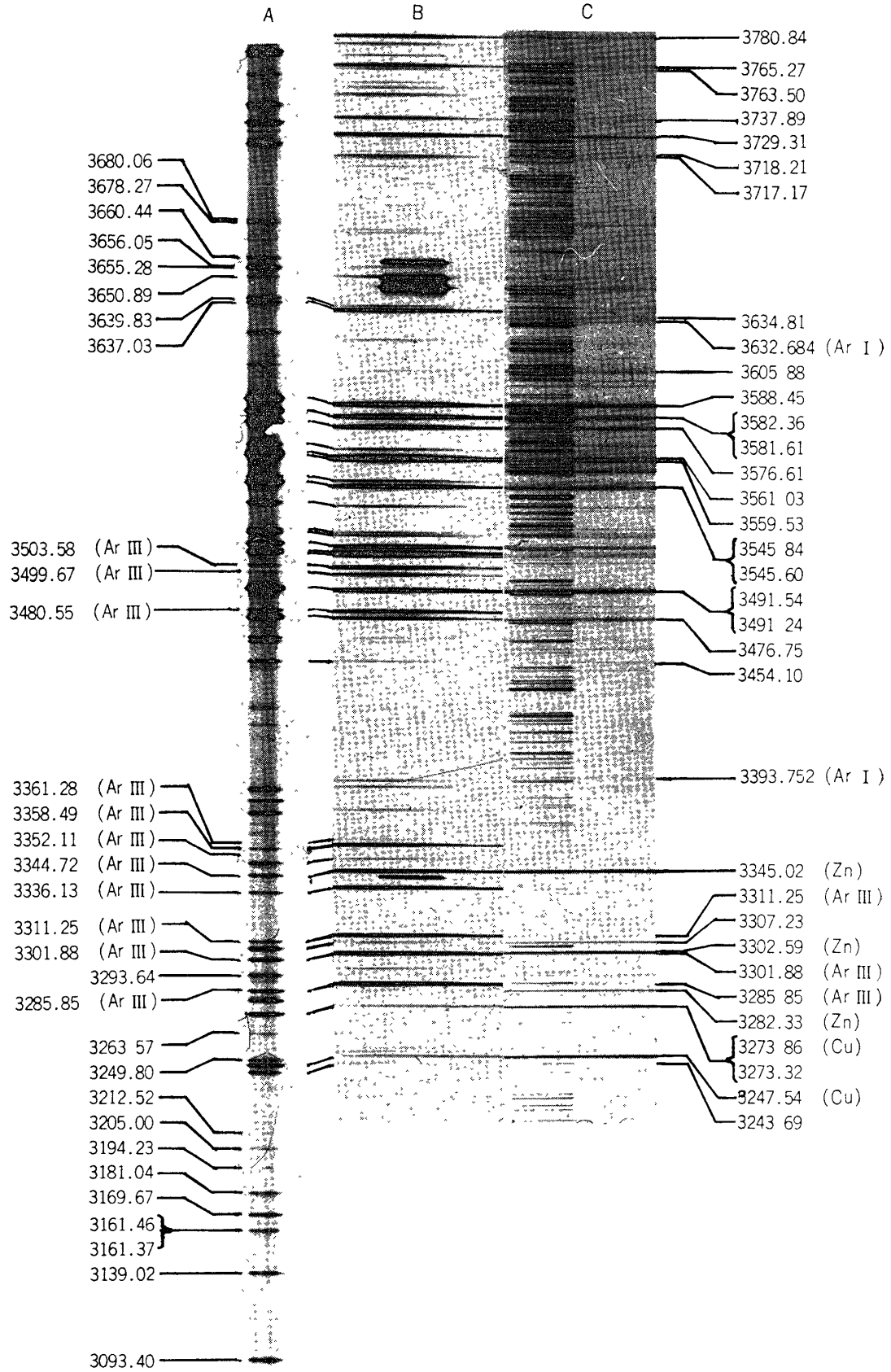


Fig. 4 Continuation of Fig. 3.

名づけることにする。さらに、別の放電装置に約 10 Torr のアルゴンをつめてスパーク放電を行ない、そのスペクトルをとり、放電 A, B のスペクトルを比較するのに用いた。これを放電 C と名づける。これらのスペクトルの写真を Fig. 2, 3, 4 に掲げる。予想したように、放電 B は放電のエネルギーが最も大きいので、Ar III のスペクトルが最も強く、放電 A はあまり強くない。放電 C はあまり強いスパークでないので、Ar III のスペクトルはきわめて弱い。放電 A, B では Ar I の線は全然あらわれていない。

Ar II λ 4348.1 のプロフィールをしらべるために、0.5 mm のエタロンを鋼鉄製の箱（両側に水晶の窓をつけてある）に入れて、酸素のポンベと連結し、その気圧を気圧計で測定しな

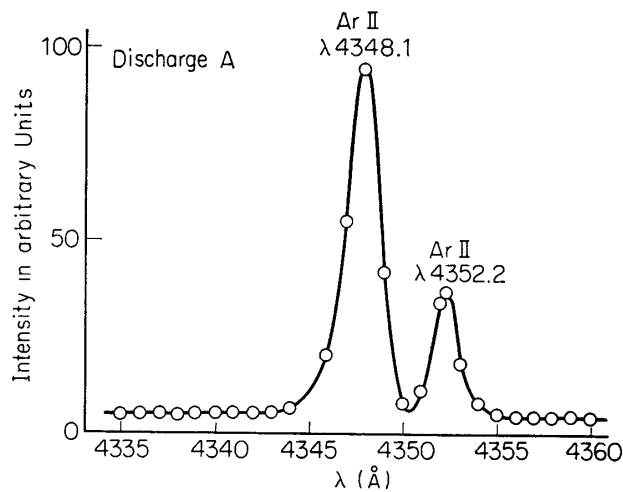


Fig. 5 Intensity distribution of the spectrum around λ 4348.1 emitted from discharge A.

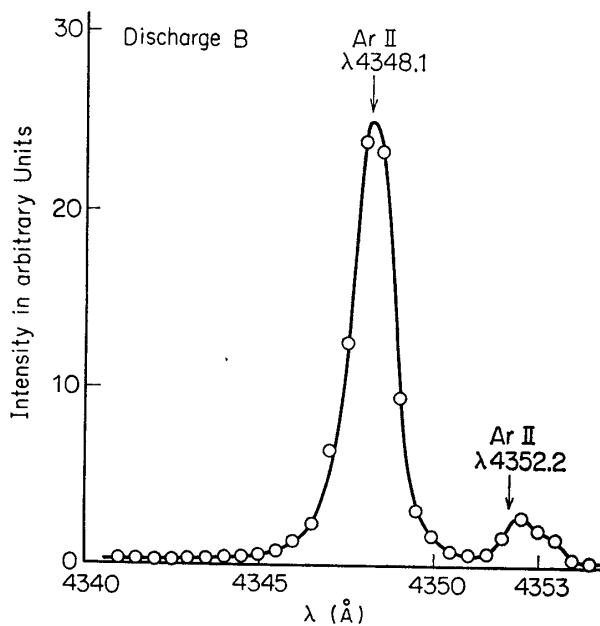


Fig. 6 Intensity distribution of the spectrum around λ 4348.1 emitted from discharge B.

から次第に大きくしながら、CRO でホトマルの出力を観測した。

上述のように放電 A だけが測定する価値のあるデータを与えることがわかったが、それと同時に再現性は必ずしも満足すべきものではなく、20%—30%のばらつきがあることがわかった。したがって曲線上の一点をとるために、10—15 回の続みをとって平均をとる必要がある。それでも最悪の場合には 10—15%の誤差が生ずるのではないかと考えられる。

3. 実験結果

まず放電 A のプラズマの最高温度を求めるために Ar II λ 4348.1 ($4s^4P_{5/2} - 4p^4D_{7/2}$) と Ar III λ 3285.8 ($4s^5S_2 - 4p^5P_3$) の強度比を測定して (Fig. 5, 6, 7, 8), $I(\lambda 3285)/I(\lambda 4348) = 0.0522$ を得た。そうすると次の関係がある。

$$\frac{I(\lambda 3285)}{I(\lambda 4348)} = \frac{g_{III}}{g_{II}} \cdot e^{-\frac{E_{III} - E_{II}}{kT}} \cdot \frac{A(\lambda 3285)}{A(\lambda 4348)} \cdot \frac{\nu(\lambda 3285)}{\nu(\lambda 4348)}$$

ただし g_{III} , g_{II} は λ 3285, λ 4348 の上部のレベルの統計的重みで、それぞれ 8, 7 に等しい。A は遷移確率、 k はボルツマンの定数、 ν は波数、 $E_{III} - E_{II} = 33\,53\text{eV}$ 。

$A(\lambda 3285)$ は次式から求めることができる。

$$A = \frac{2.026 \times 10^{18}}{g_{III} \lambda^3} S \text{ sec}^{-1} (\lambda \text{ in } \text{\AA})$$

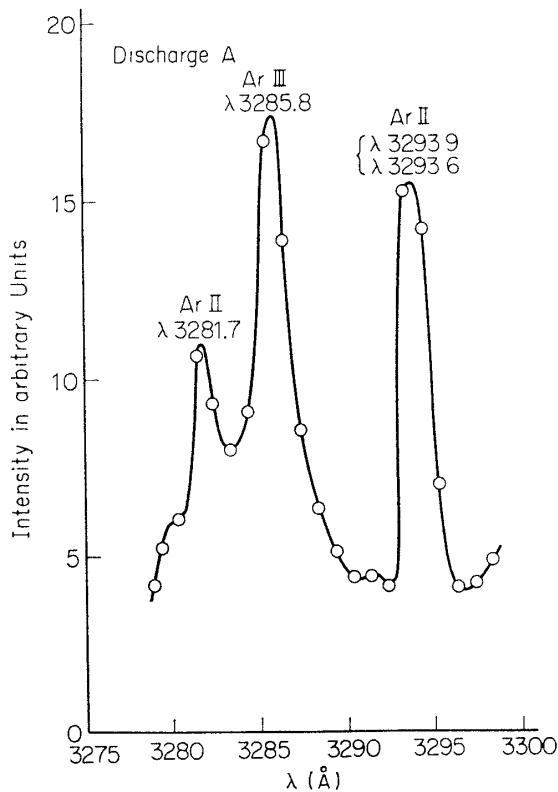


Fig. 7 Intensity distribution of the spectrum around λ 3285.8 emitted from discharge A.

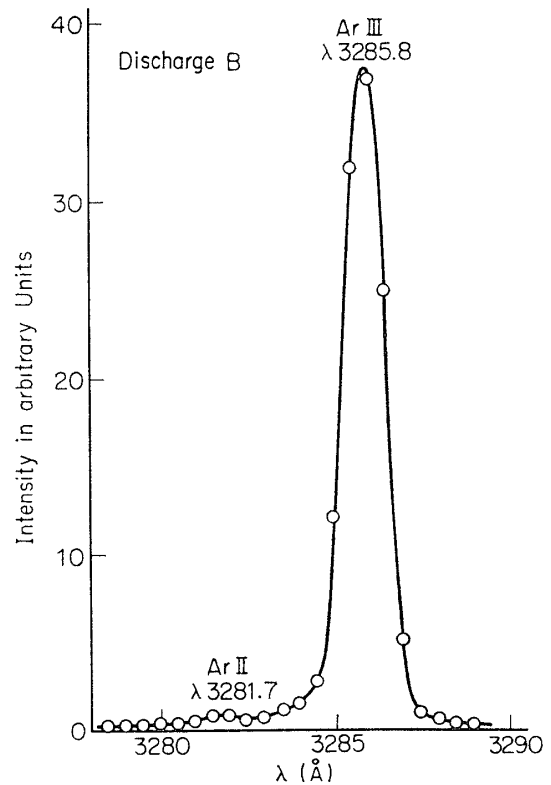


Fig. 8 Intensity distribution of the spectrum around λ 3285.8 emitted from discharge B.

$$S = S(M)S(L)\sigma^2$$

$\lambda 3285$ では $g_{III}=7$, $S(M)=15$, $S(L)=7/15$. Bates-Damgaard の表 [17] から $\sigma^2=2.217$ が得られるから $A(\lambda 3285)=1.248 \times 10^8 \text{ sec}^{-1}$ となる.

$A(\lambda 4348)$ は計算により $1.280 \times 10^8 \text{ sec}^{-1}$ が得られている [18]. さらに $\nu(\lambda 3285.8)=30424$, $\nu(\lambda 4348.1)=22992$ であるから, これらを上式に入れると, 放電Aのプラズマの最高温度として $T=1.16 \times 10^5 \text{ K}$ が得られる. 同様に放電Bの最高温度(絶対)は 40 万度であることがわかる.

この温度に対する $\lambda 4348$ におけるドップラー幅(半値幅)を計算すると, 0.89 cm^{-1} とな

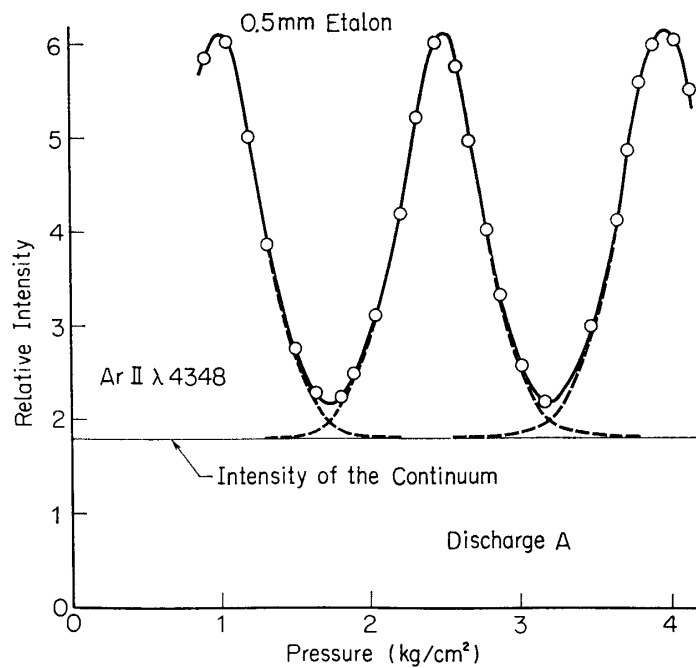


Fig. 9 Fabry-Perot etalon record of the profile of Ar II $\lambda 4348.1$.

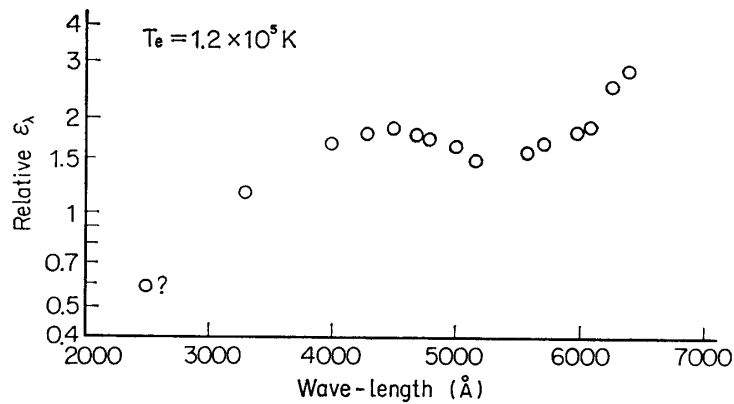


Fig. 10 Plot of the emission coefficient ϵ_λ of the continuous spectrum versus the wave-length.

る. Fig. 9 で示すように, 0.5 mm エタロンで観測すると $\lambda 4348$ の半値幅は 3.9 cm^{-1} となり, これからエタロンの固有の幅を差し引けば 3.7 cm^{-1} が得られる. それゆえにシュタルク幅は約 3.0 cm^{-1} となり, これから N_e を逆算すれば約 $10^{17}/\text{cc}$ となる. これは上述の $5 \cdot 10^{16}/\text{cc}$ よりも大きいから連続スペクトルを観測するのに適当な条件が得られたことを意味する.

Fig. 10 は種々の波長に対するアルゴン・プラズマの連続スペクトルの輻射係数 (emission coefficient) ϵ_λ をプロットしたものである. Schluter の計算 [12] は $T=10000\text{--}15000^\circ\text{K}$ の範囲で行なっていて, このプラズマ・ガンは $T=1.2 \times 10^5 \text{ K}$ であるため, 厳密な比較はできないけれど, 定性的には傾向が一致しているといえることができる.

なお, Biberman [11] は連続スペクトルについて $\xi(\lambda, T)$ なる量を導入しているが, それと ϵ_λ との関係は次のとおりである.

$$\epsilon_\lambda = \frac{8\sqrt{2\pi} e^6}{3\sqrt{3} km^3 c^2} \frac{N_e^2}{\lambda^2 \sqrt{T}} \xi(\lambda, T)$$

連続スペクトルの測定には強度の絶対測定が望ましく, 筆者は近い将来にこれを実行したいと考えている.

このプラズマ・ガンを用いての実験を行なうのに当り, 河島所員, 久保博士, 矢守氏にいろいろと便宜を計って頂いたので, 厚く感謝の意を表したい.

1972 年 1 月 14 日

参 考 文 献

- [1] K. Murakawa: Phys. Rev. **146** (1966) 135.
- [2] M. Yamamoto: Phys. Rev. **146** (1966) 137.
- [3] K. Murakawa, M. Yamamoto and S. Hashimoto: VIIth Intern. Conf. on Phenomena in ionized Gases, Beograd (1965), Vol. II, p. 594.
- [4] N. W. Jalufka, G. K. Oertel and G. S. Ofelt: Phys. Rev. Letters **16** (1966) 1073.
- [5] C. H. Popenoe and J. B. Shumaker: J. Res. Natl. Bur. Stand. **69 A** (1965) 495.
- [6] D. E. Roberts: Phys. Letters **22** (1966) 417.
- [7] J. Cooper and G. K. Oertel: Phys. Rev. Letters **18** (1967) 985.
- [8] H. R. Griem: Phys. Rev. Letters **17** (1966) 509
- [9] S. Bréchet et H. Van Regemorter: Ann d'Astrophys. **27** (1964) 432.
N. Feautrier, S. Bréchet and H. Van Regemorter: On Electron Impact Broadening of ionized Calcium and Argon Lines, Leningrad Conference (1967)
S. Bréchet: Phys. Letters **24 A** (1967) 476
- [10] L. H. Aller: Astrophysics (1955), p. 213.
- [11] L. M. Biberman, G. E. Norman and K. N. Ulyanov: Opt. and Spectr. **10** (1961) 297.
- [12] D. Schluter: Z. Astrophys. **61** (1965) 67; Z. Physik **210** (1968) 80.
- [13] R. Schnapauff: Z. Astrophys. **68** (1968) 431.
- [14] J. Richter: Z. Astrophys. **61** (1965) 57.

- [15] E. Schulz-Gulde: *Z. Physik* **230** (1970) 449.
- [16] 久保治也, 矢守章, 伊藤富造, 河島信樹: 東京大学宇宙航空研究所報告 **6** (1970) 232.
- [17] D. R. Bates and A. Damgaard: *Phil. Trans. roy. Soc. London* **242** (1949) 101.
- [18] R. H. Garstang: *Mon. Not. roy. astro. Soc.* **114** (1954) 118.