

プラズマ・ジェット分光学的温度測定 (第1報)

Optical Spectrometric Measurement of Plasma Jet's Temperature (Part 1)

寺 沢 義 雄*

Yoshio Terasawa

内 容 梗 概

アルゴン、水素混合ガスにより発生したプラズマ・ジェットの温度の分光学的測定を行なった。その結果 Holtsmark の理論と Inglis-Teller の公式を用いた測定結果はほぼ一致し、プラズマ・ジェットの温度を測定することができた。

1. 緒 言

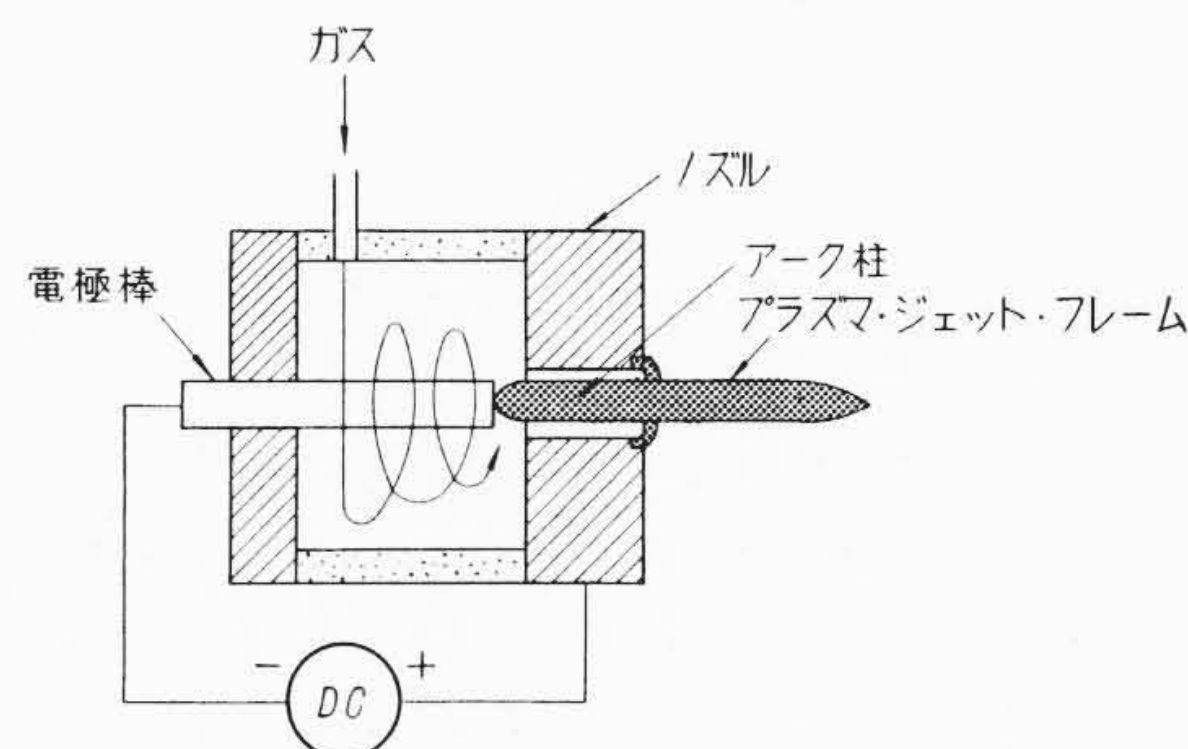
最近、プラズマの応用機器の開発が注目されているが、それにはまずプラズマの基礎的な性質を調べなければならない。プラズマの性質を究明するために欠くことのできない重要な物理量はプラズマ温度である。高温プラズマの温度測定方法には、分光学的方法、マイクロ波、X線、 α 粒子、音波などによる方法がある。これらの方法のうち、分光学的方法はプラズマになんらの影響を与えないで温度測定できる長所があり、この分光学的方法にはプラズマから放出される光のスペクトルの線形、強度などから求める方法がある。そのうち本報ではスペクトルの線形による温度測定法を用いた。プラズマから放出される光のスペクトル線形による温度測定は、イオンと電子が non-additive effect をもつこと、またスペクトル線の広がり原因となる力が long range であることなどにより、むずかしいこととされている⁽¹⁾。しかし、シュタルク効果によるスペクトル線の広がりに関する Holtsmark の理論を用いて、Dikerman⁽²⁾、Jurgens 氏⁽³⁾らは水で安定化されたプラズマ・ジェットの温度測定をしている。わが国では、大阪大学理学部堀江研究室⁽⁴⁾で同様な温度測定がなされている。しかし水で安定化されたプラズマ・ジェットはあまり実用的でない。本報では実用的であるアルゴン、水素混合ガスで発生したプラズマ・ジェットの温度測定を試みた。まず、水素原子のバルマー系列スペクトル線の幅の広がりがおもにシュタルク効果に原因することを利用してイオン密度を求める。その方法の一つは、一本のスペクトル線を対象とし、その相対的強度分布と一致する Holtsmark の理論的強度分布曲線からイオン密度を求める。他の一つはバルマー系列において相隣接する広がった二本のスペクトル線の重なり状態から Inglis-Teller の公式を用いて、イオン、電子密度を求める。次にプラズマが電氣的に中性、完全気体であり、熱平衡状態であると仮定して、電子、イオン密度と温度との関係を計算し、プラズマ温度を測定する。ここでいう温度とは熱平衡状態にあるプラズマ・フレームの温度であり、したがってガス分子、原子、イオン、電子の温度である。

以下上記の方法によって温度測定した結果およびその検討について述べる。

2. 測 定 装 置

プラズマ・ジェットの発生は試作した発生器で行なった。その発生方法は第1図に示すとおりノズルと電極棒との間にアーク放電を発生し、ガス流でアーク柱を熱的ピンチ効果で収縮し、プラズマ・ジェット（高温高速ガス流）を発生する。ガスは体積混合率アルゴン2、水素1の割合で混合したものを使用した。アルゴン、水素混合ガスを使用するおもな理由は次の三点である。（1）水素原子の構造は最も簡単であることから、水素原子から放出される光に関して

* 日立製作所日立研究所



第1図 プラズマ・ジェットの発生法

古くから実験的、理論的によく研究されている。したがって水素原子を温度測定の媒体とすることができる。（2）アルゴン・スペクトルと水素スペクトルを用いて、まったく異なる方法によって温度測定し、測定結果および測定方法を比較検討できる。（3）アルゴン、水素混合ガスで発生したプラズマ・ジェットは高エネルギー流となり実用的であるからである。

スペクトル線の線形は島津製 QF-60 中型分光写真器で測定した。

3. 測 定 原 理

スペクトル線形からイオン、電子密度を求め、次にイオン、電子密度と温度との関係からプラズマ温度を求める。

3.1 Holtsmark の理論による $H\beta$ 線の広がりイオン密度との関係

プラズマ中において、原子は周囲のイオン、電子、双極子、四重極子などによって生ずる電界により、エネルギー準位に分裂を生ずる。これをシュタルク効果と呼んでいる。このため原子から放出されるスペクトル線の幅が広がる。このスペクトル線の広がりについて、最も古いが一定の限界内で有効な理論は Holtsmark の理論である。この理論はイオンの電界によるシュタルク効果でスペクトル線の広がりが生ずるとして、一本のスペクトル線の強度分布を計算したものである。原子がイオンによる電界 E に作用される確率は次式で与えられる⁽⁵⁾。

$$W(\beta) = \begin{cases} (4/3\pi)\beta^2(1-0.4628\beta^2+0.1227\beta^4-0.02325\beta^6+\dots), & \beta \text{ 小} \\ 1.496\beta^{-5/2}(1+5.107\beta^{-3/2}+14.438\beta^{-3}+\dots), & \beta \text{ 大} \end{cases} \quad (1)$$

$$\text{ここに } \beta = E/E_0 \quad (2)$$

$$E_0 = 2.61 z e n^{2/3} \quad (3)$$

E : イオンによる電界

E_0 : 規準電界 (normal field)

n : イオン密度

z : イオンの荷電数

e : 電子の電荷

一本のスペクトル線がシュタルク効果により分裂して生じた K 番目のスペクトル線の強さを

$$I_K(\beta, \Delta\lambda) \dots\dots\dots (4)$$

ここに $\Delta\lambda$: 中心波長 (シュタルク効果を受けないときのスペクトル線の波長) からのずれ

とすれば, 波長が $\Delta\lambda$ ずれた点におけるスペクトル線強度は次式で表わされる。

$$I_K(\Delta\lambda) = \int_0^\infty I_K(\beta, \Delta\lambda) W(\beta) d\beta \dots\dots\dots (5)$$

水素原子の場合, 電界が強くないとき一次シュタルク効果が支配的となることから

$$\Delta\lambda = C_K E \dots\dots\dots (6)$$

ここに C_K : 比例定数
となる。

(2), (6) 式から

$$\beta = \frac{1}{C_K} \cdot \frac{\Delta\lambda}{E_0} \dots\dots\dots (7)$$

(7) 式を (5) 式に代入すれば

$$I_K\left(\frac{\Delta\lambda}{E_0}\right) = \int_0^\infty I_K\left(\frac{\Delta\lambda}{E_0}\right) W\left(\frac{1}{C_K} \frac{\Delta\lambda}{E_0}\right) d\left(\frac{1}{C_K} \frac{\Delta\lambda}{E_0}\right) \dots\dots\dots (8)$$

となる。

近似的理論では $I_K(\Delta\lambda/E_0) = \text{一定}$ とみなすことができ, 理論値を用いることができる。それゆえ (8) 式は一次シュタルク効果のとき次式で表わされる。

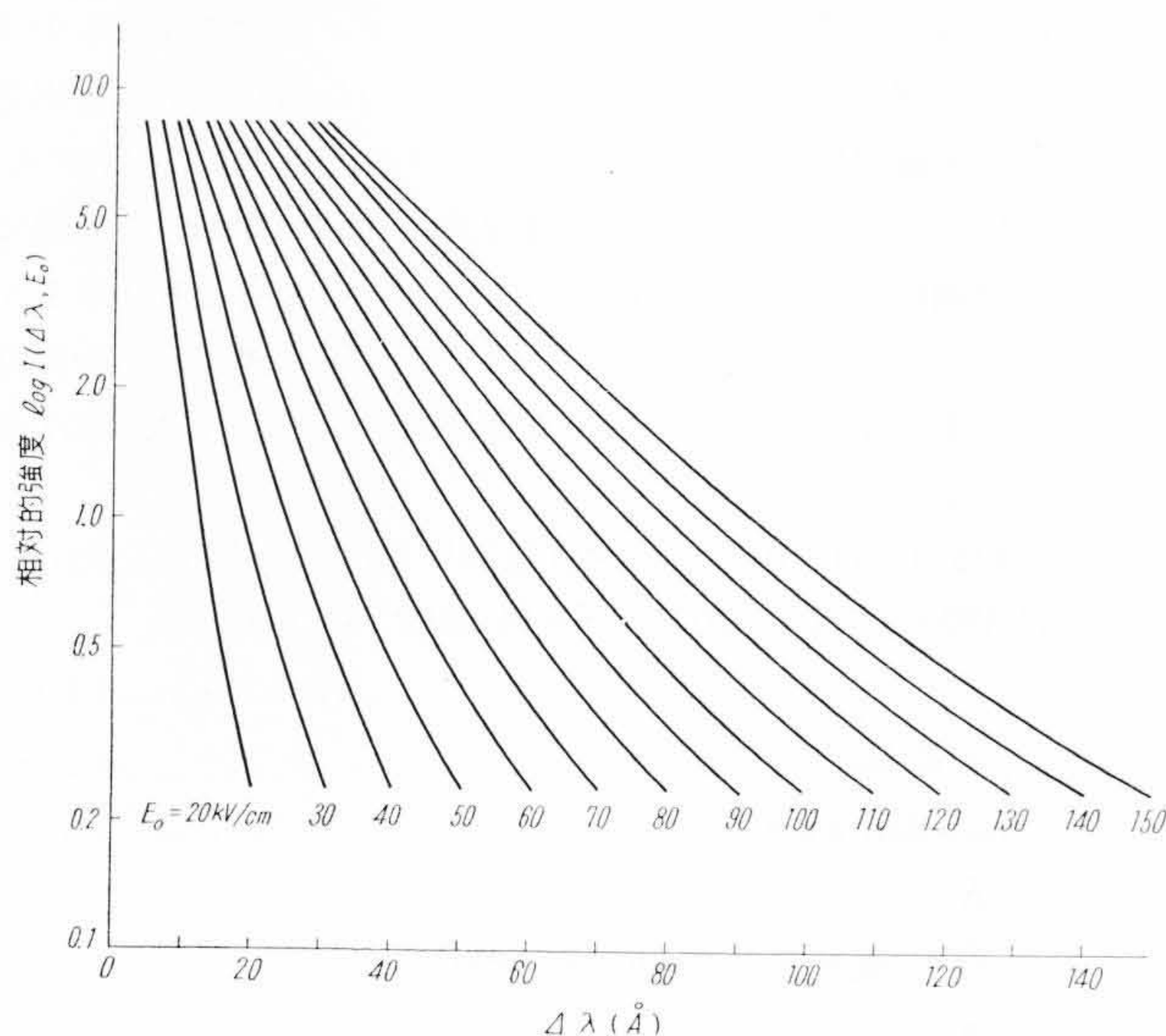
$$\begin{aligned} I_K\left(\frac{\Delta\lambda}{E_0}\right) &= \frac{I_K}{C_K} \int_0^\infty W\left(\frac{1}{C_K} \frac{\Delta\lambda}{E_0}\right) d\left(\frac{\Delta\lambda}{E_0}\right) \\ &= \frac{I_K}{C_K} \cdot W\left(\frac{1}{C_K} \frac{\Delta\lambda}{E_0}\right) \dots\dots\dots (9) \end{aligned}$$

観測されるスペクトル線の強度分布 $I(\Delta\lambda/E_0)$ は分裂して生じた各スペクトル線の強度の和となるから

$$I\left(\frac{\Delta\lambda}{E_0}\right) = \sum_K I_K\left(\frac{\Delta\lambda}{E_0}\right) = \sum_K \frac{I_K}{C_K} W\left(\frac{1}{C_K} \frac{\Delta\lambda}{E_0}\right) \dots\dots\dots (10)$$

となる。

第 2 図は (1) 式 ($\beta \leq 5$ のときは Holtsmark の確率曲線 $W(\beta)$ ⁽⁵⁾) および実測値 C_K , Schrödinger 氏によって計算された各スペクトル線成分の相対的強度 I_K ⁽⁶⁾ を用いて (10) 式を計算した H_β 線の相対的強度分布曲線の一例である。第 2 図の理論曲線群の中から観測さ



第 2 図 Holtsmark の理論による H_β 線の相対的強度分布曲線

れたスペクトル線の相対的強度分布と一致する曲線を求めれば, この曲線に対応する規準電界 E_0 が求められる。したがって (3) 式からイオン密度が求められる。

3.2 Inglis-Teller の公式による電子, イオン密度

水素原子から放出されるバルマー系列スペクトル線はシュタルク効果によって広がるが, 系列の末端に行くに従ってその広がりは大となりまた隣接するスペクトル線の間げきが小となることから, 系列の末端では一本の線として見分けられなくなり連続スペクトルようになる (第 12~14 図 参照)。一本の線として見分けられる最後のスペクトル線はシュタルク効果の大きさ, すなわちイオン, 電子密度によって定まる。この関係は次のようである⁽⁵⁾。

$$\log_{10} n = 23.3 - 7.5 \log_{10} g \dots\dots\dots (11)$$

$$T > 10^5/g \text{ のとき } n = n_i = n_e \dots\dots\dots (12)$$

$$T < 10^5/g \text{ のとき } n = n_i + n_e \dots\dots\dots (13)$$

ここに n_i, n_e : イオン, 電子密度

g : 一本のスペクトル線として見分けられるスペクトル線の上部のタームの主量子数

したがって, 一本のスペクトル線として見分けられる最後のスペクトル線 g がわかれば (11)~(13) 式を用いてイオン, 電子密度が求まる。

3.3 電子, イオン, 原子の密度と温度との関係

温度と粒子密度の関係は次の仮定によって求められる。

- (1) 完全気体である。
- (2) 熱平衡状態である。
- (3) 電氣的に中性である。

Ar, H_2 混合ガスの温度が約 8,000~20,000 K の場合を考えると平衡方程式は近似的に次式で表わされる。



このとき, 全圧と分圧の関係から

$$P = nkT = \{(n_{Ar}) + (n_{Ar}^+) + (n_H) + (n_H^+) + (n_e)\}KT \dots\dots\dots (15)$$

ここに

P : 全 圧

n : 全粒子密度

$n_{Ar}, n_{Ar}^+, n_H, n_H^+$: アルゴン, 水素の原子, イオン密度

n_e : 電子密度

電氣的に中性であることから

$$n_e = (n_{Ar}^+) + (n_H^+) \dots\dots\dots (16)$$

アルゴン, 水素混合ガスの成分関係から

$$\{(n_H) + (n_H^+)\} / \{(n_{Ar}) + (n_{Ar}^+)\} = \gamma \dots\dots\dots (17)$$

ここに γ : ガス混合率から決まる定数

Saha の熱電離式から

$$(n_H^+) n_e / n_H = S_H(T) \dots\dots\dots (18)$$

$$(n_{Ar}^+) n_e / n_{Ar} = S_{Ar}(T) \dots\dots\dots (19)$$

$$S_n(T) = \frac{2z_n^+}{z_n} \frac{(2\pi m_e K T)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{E_i^n - \Delta E}{KT}\right)$$

ただし $n = Ar, H \dots\dots\dots (20)$

ここに z_n^+, z_n : イオン, 中性原子の状態和

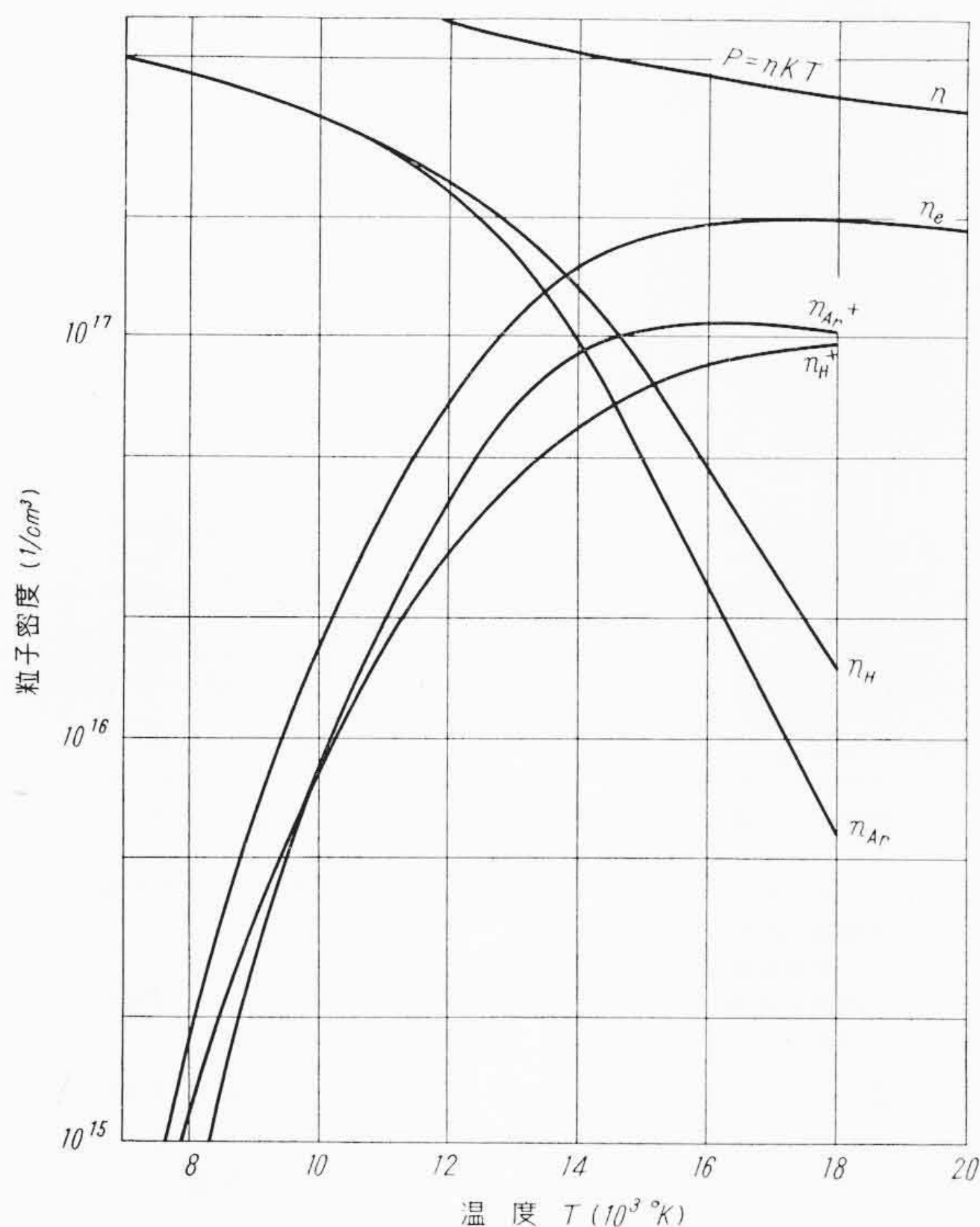
E_i^n : イオン化エネルギー

ΔE : イオンによるマイクロ電界であり次式で与えられる。

$$\Delta E = 7 \times 10^{-7} (n_e)^{1/3} eV \dots\dots\dots (21)$$

m_e : 電子の質量

(15)~(19) 式を連立して解くと, 諸粒子密度と温度との関係が求められる。



第3図 アルゴン・水素混合ガスにおける諸粒子密度と温度との関係 全圧 $P=1(\text{atm})$, ガス体積混合率 $\text{Ar}:\text{H}_2=2:1$

第3図はノズルから噴出したプラズマ・ジェット・フレーム中の諸粒子密度と温度との関係を上述した方法で求めた結果である。このとき、アルゴンガスと水素ガスの体積混合率は2:1である。すなわち $\gamma=1$ である。またプラズマ・ジェット・フレームの全圧は近似的に大気圧とみなすことができるから $P=1(\text{atm})$ としてある。

4. 測定結果

4.1 H_β 線の広がりによる温度測定

H_β 線の広がり理論的広がりと比較的良好一致すること、およびそのスペクトル線の広がりほかのスペクトル線によって影響を受けないことを考慮し、 H_β 線 (中心波長 $4,861.3 \text{ \AA}$) のシュタルク効果による広がりからプラズマの温度を求める。

第4図は安定に発生しているプラズマ・ジェット・フレームをフィルタを通して写真撮影したものである。このときの発生条件はアーク電流 100 A , アーク電圧 62 V , アルゴン, 水素混合ガス流量 23 l/min である。

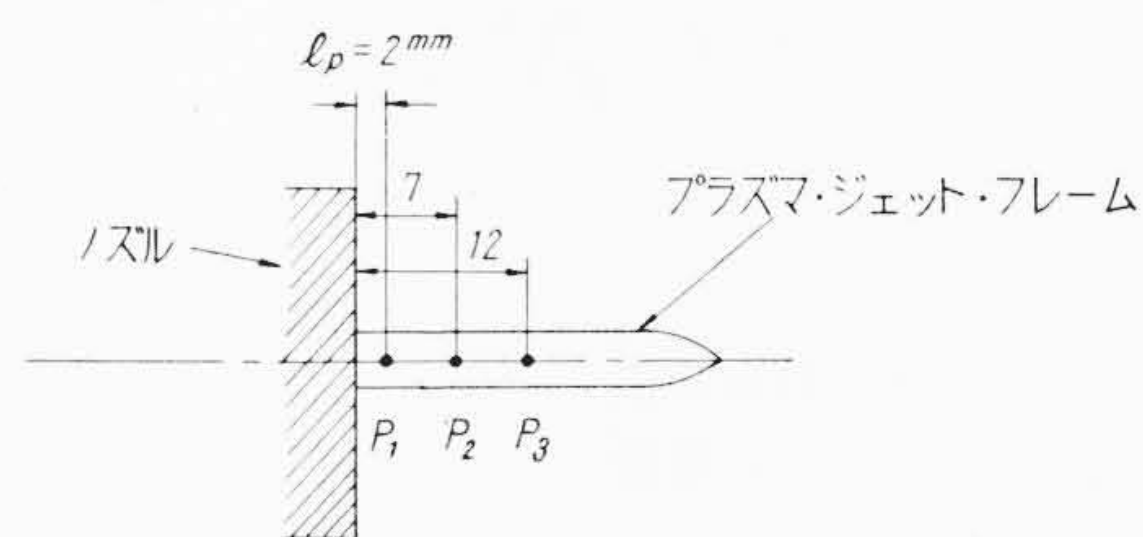
温度測定点は、第4図で示されるプラズマ・ジェット・フレームの中心軸上の P_1, P_2, P_3 点であり、フレームの中心軸に対して直角方向から測定する。

第5図は P_1 点 ($l_p=2 \text{ mm}$) における分光写真の一例である。フレームの各点の温度を比較するため、各点における分光写真は同一乾板で撮影し現像した。また各点における撮影は、プラズマ・ジェットを安定に連続発生しておき、フレームの測定位置を変えて行なった。Holtsmark の理論は広がったスペクトル線の中心から離れた領域 ($\Delta\lambda \rightarrow \text{大}$) のほうを正確に表わすことから、このすそ部分の光量をより正確に知る必要がある。黒化濃度が小さいと写真乾板の特性曲線からわかるように、黒化濃度から光量を求めるときに誤差が大となる。したがって $\Delta\lambda \approx 30 \text{ \AA}$ 以上のすそ部分の黒化濃度が特性曲線の直線部分にくるような写真測定条件にする。

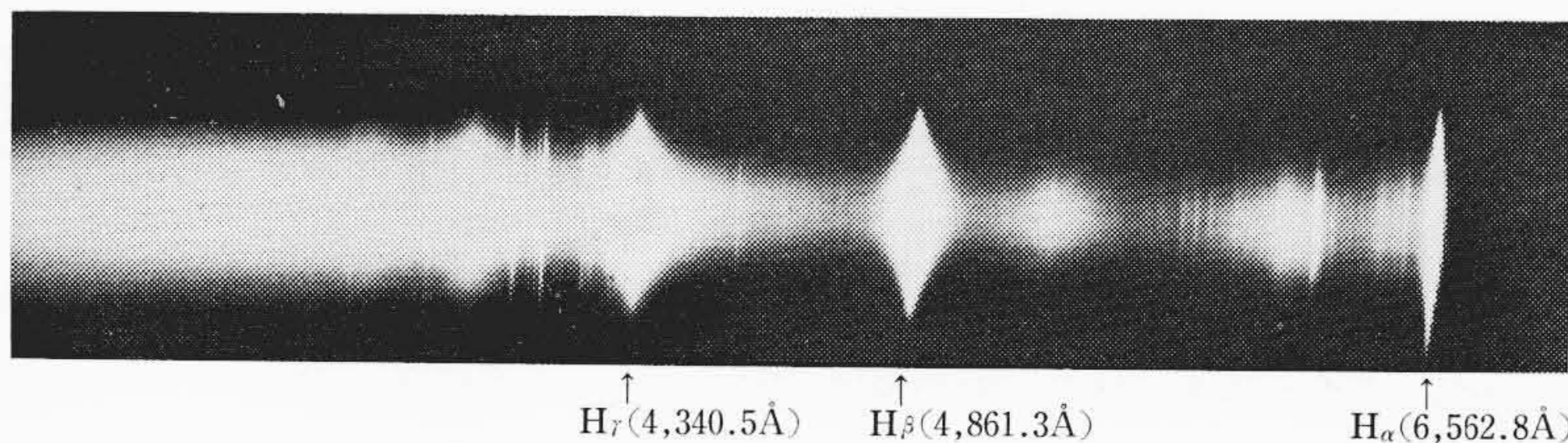
第6図はスペクトル写真のフォトメータ曲線をマイクロフォト・メ



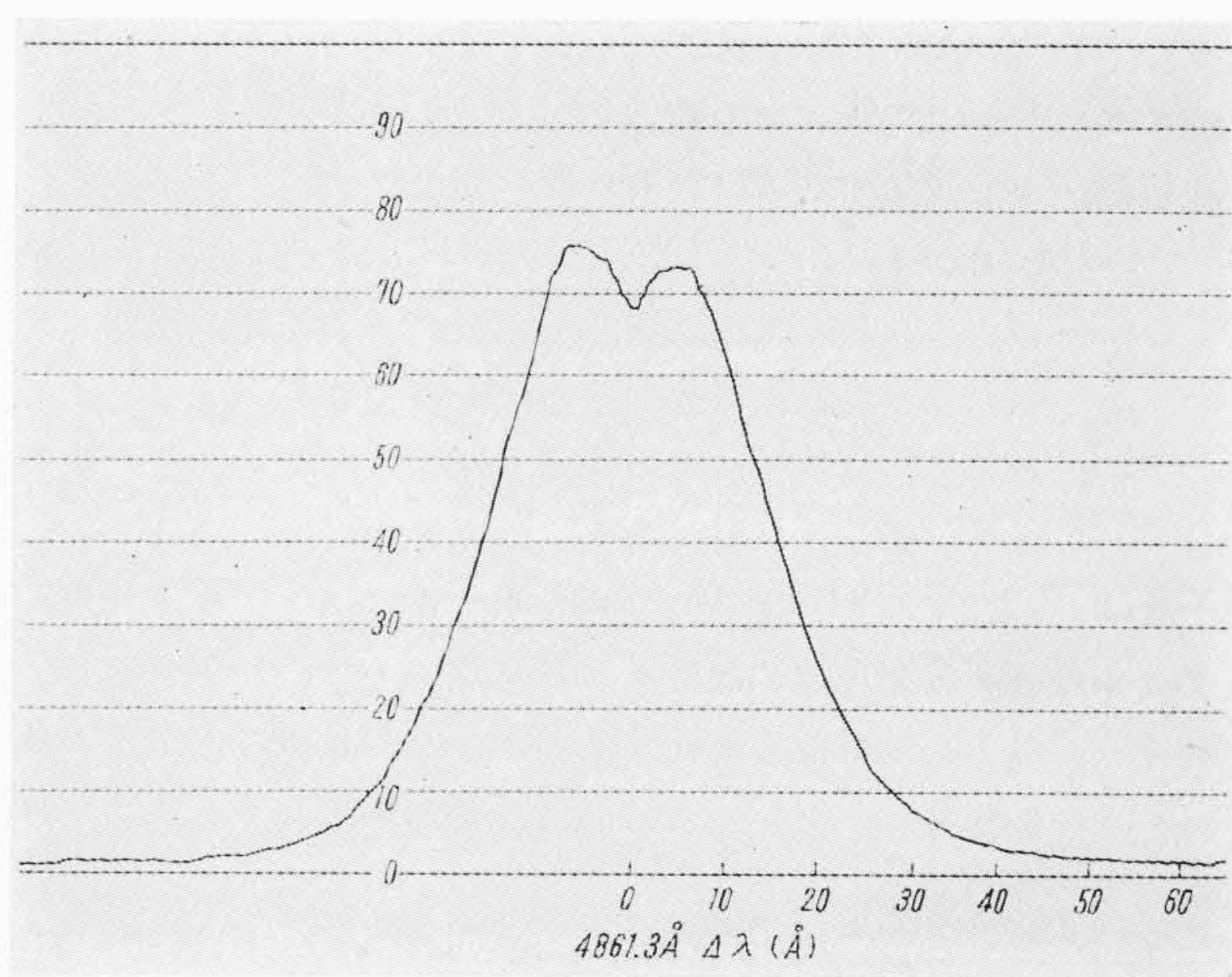
第4図(a) 温度測定したプラズマ・ジェット・フレームの発生状況
発生条件: アーク電流 100 A , アーク電圧 62 V ,
アルゴン・水素混合ガス流量 23 l/min



第4図(b) 温度測定したプラズマ・ジェット・フレーム
プラズマ・ジェット・フレーム(a)図の温度測定点P



第5図 プラズマ・ジェット・フレーム (第4図測定点 P_1) の側面から観測したスペクトル写真 (細い線スペクトルがアルゴンの線スペクトルである)



第6図 観測スペクトル (H_β 線) のフォトメータ曲線

ータで求めた一例である。

フォトメータ曲線は写真乾板の特性曲線により強度分布曲線に変換される (第10図の I_0)。この強度分布曲線から正味の H_β 線の強度分布曲線を求めなければならない。ここでバックグラウンドとして考えられるおもな要素は

- (1) アルゴンの連続および線スペクトル

(2) 水素の連続スペクトル

(3) ガス不純物成分および電極物質の連続および線スペクトルである。このうち(3)は高純度ガスによりプラズマ・ジェットが安定に発生しているときは無視できる。また H_{β} 線 ($4,861.3 \text{ \AA}$) 付近ではアルゴンの線スペクトルは問題にならない。したがってアルゴン、水素の連続スペクトルが問題となる。

Maecker 氏, Peters⁽⁷⁾ 氏は Kramer の理論から制動輻射(ふくしゃ), 再結合輻射による連続スペクトルの輻射係数に対して次式を導いた。

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\nu} &= \frac{32 \pi^2}{3 \sqrt{2}} \frac{e^6 (z+s)^2}{c^3 (2 \pi m_e)^{3/2}} \frac{n_e n_i}{(KT)^{1/2}} \\ &= 6.36 \times 10^{-47} (z+s)^2 \frac{n_e n_i}{(KT)^{1/2}} \dots\dots\dots (22) \end{aligned}$$

ただし

$$\begin{aligned} \nu_p &= \frac{1}{2 \pi} \sqrt{4 \pi e^2 n_e / 3 m_e} \ll \nu \leq \nu_g \\ \varepsilon_{\nu} &= 6.36 \times 10^{-47} (z+s)^2 \frac{n_e n_i}{(KT)^{1/2}} \exp \{h(\nu_g - \nu) / KT\} \\ &\dots\dots\dots (23) \end{aligned}$$

ただし $\nu > \nu_g$

- ここに ε_{ν} : 全体の輻射係数
 z : イオンの荷電数
 s : 補正值
 m_e : 電子の質量
 ν_p : プラズマ振動数
 ν_g : 境界振動数

(22), (23)式から連続スペクトルの強度は振動数が ν_g 以下では振動数には無関係に一定となり, 振動数が ν_g 以上になると $\exp(-h\nu/KT)$ で減少する。 ν_g は原子のエネルギー準位の構造によって定まり, アルゴン原子の場合は赤外線領域から約 $3,500 \text{ \AA} \sim 4,000 \text{ \AA}$ まで連続スペクトルの強度は一定となる。水素原子の場合連続スペクトルの強度が一定となるのは赤外線の領域である⁽⁷⁾。以上のことと, (22)式で与えられるアルゴンと水素の ε_{ν} が近似的に等しくなることから (このことは第3図の $n_{H^+} \approx n_{Ar^+}$ 関係から導かれる), H_{β} 線 ($4,861.3 \text{ \AA}$) 付近において(23)式で与えられる水素の連続スペクトルはアルゴンの連続スペクトルに比較して無視できる。したがって観測するスペクトル線の強度は次式で表わされる。

$$I_0 \approx I_{H_{\beta}} + I_{Ar} \dots\dots\dots (24)$$

- ここに I_0 : 写真乾板に入射する全スペクトル線の強度
 $I_{H_{\beta}}$: 写真乾板に入射する H_{β} 線の強度
 I_{Ar} : 写真乾板に入射するアルゴン連続スペクトルの強度

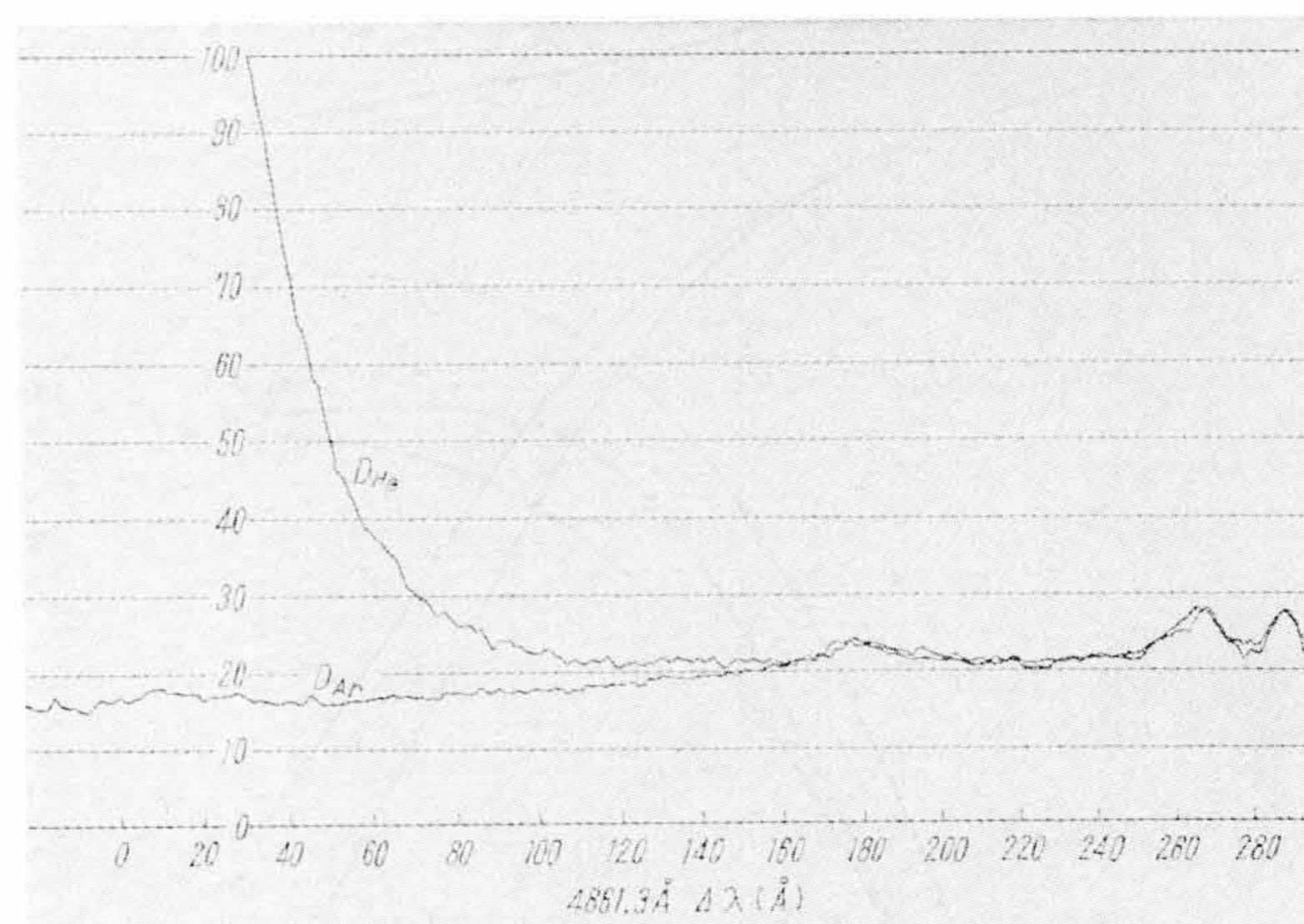
それゆえ, 正味の H_{β} 線強度分布を求めるには, アルゴン連続スペクトルの強度分布を求めなければならない。

フレームの中心軸温度を測定するとき, 写真乾板に入射する連続スペクトルの強度は, フレームの温度が軸対称であると仮定すれば次式で表わされる。

$$I_{Ar} = 2 \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu}(r) dr = \varepsilon_{\nu}(T_0) \bar{d} \dots\dots\dots (25)$$

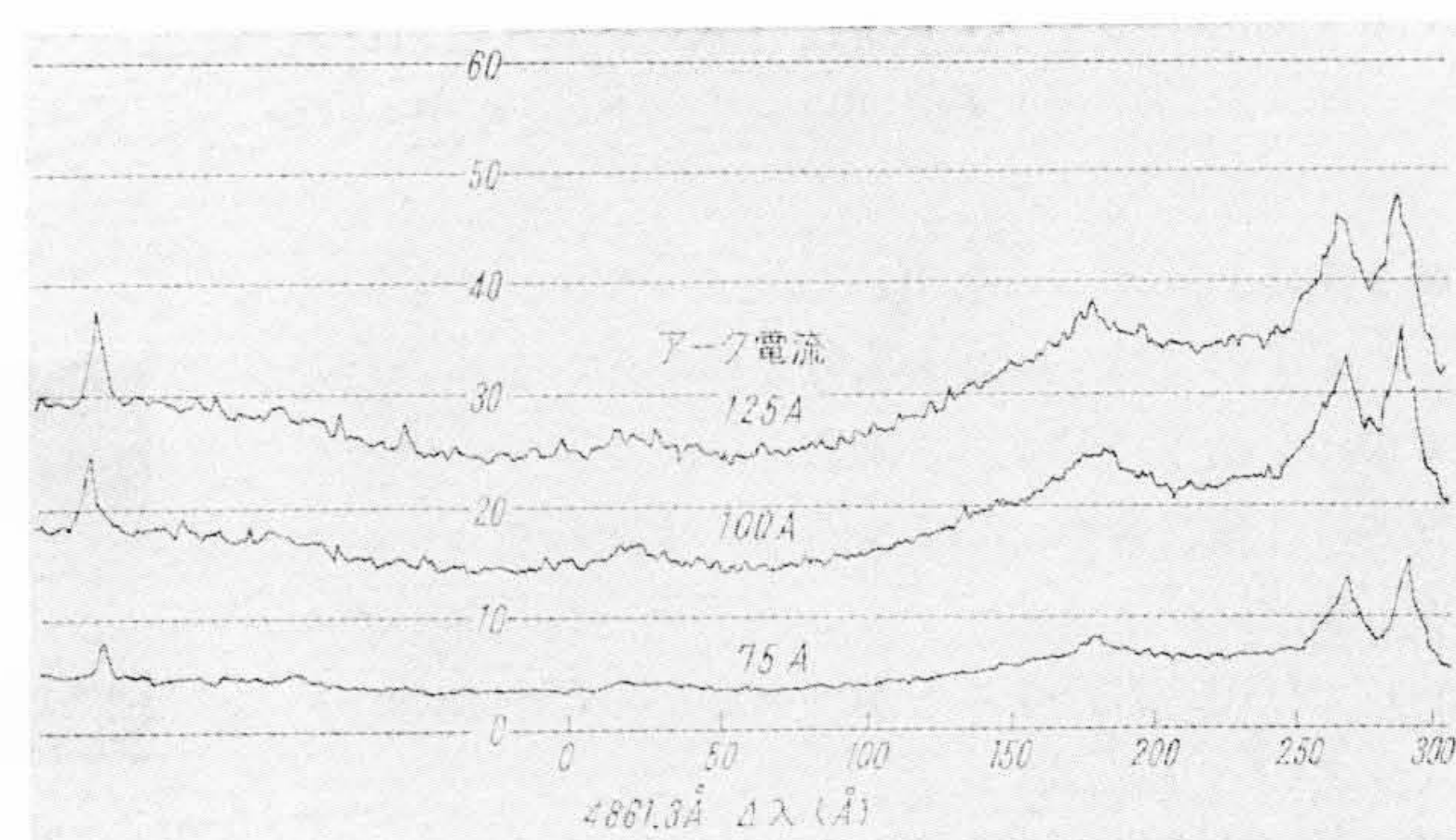
- ここに T_0 : フレームの中心における温度
 $\bar{d}$: フレームの有効径
 r : フレームの中心軸からの半径距離

アルゴン, 水素混合ガスにおける I_{Ar} の強度分布を求めるため, アルゴン・ガスのみの場合における I_{Ar} が混合ガスの場合と近似的に等しくなるようにしてみる。それには(25)式からわかるように両者のアーク電流とガス流量を同程度にすればよい。

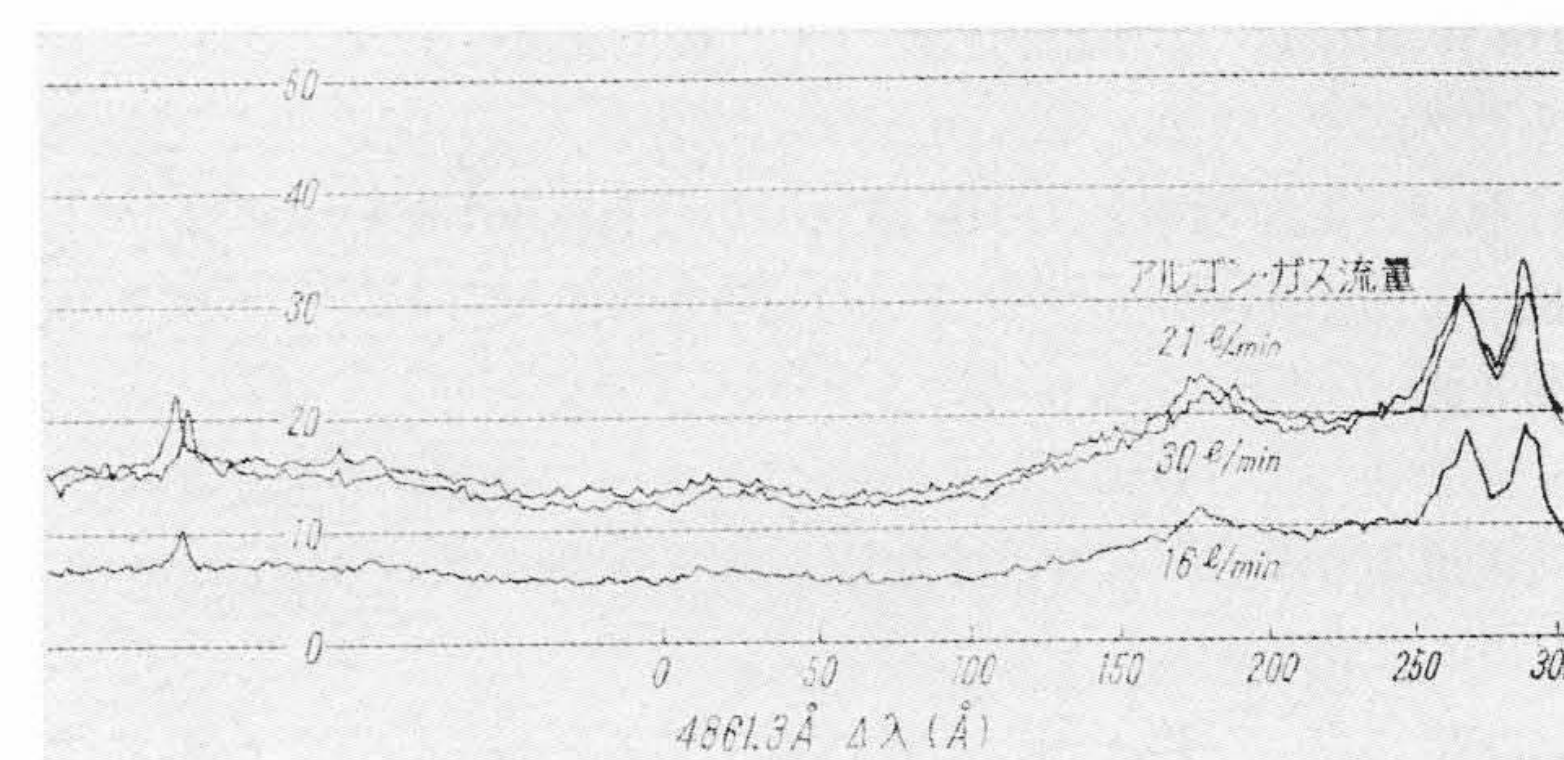


$D_{H_{\beta}}$: アルゴン, 水素混合ガス・プラズマ・ジェットのマイクロフォトメータ曲線。アーク電流 100A, アーク電圧 62V, ガス流量 23 l/min。プラズマ・フレームの温度測定点 P_2 ($l_p=7 \text{ mm}$)
 D_{Ar} : アルゴン・ガス・プラズマ・ジェットのマイクロフォトメータ曲線。アーク電流 100A, アーク電圧 22V, ガス流量 21 l/min, プラズマ・フレームの温度測定点 P_1 ($l_p=2 \text{ mm}$)
 注: この図では $D_{H_{\beta}}$, D_{Ar} を記録する操作のしかたによって, $D_{H_{\beta}}$ と D_{Ar} の波長が少しずれている。

第7図 アルゴン・水素混合ガスプラズマ・ジェットおよびアルゴン・ガス・プラズマ・ジェットのスペクトル写真における H_{β} 線付近のマイクロフォトメータ曲線



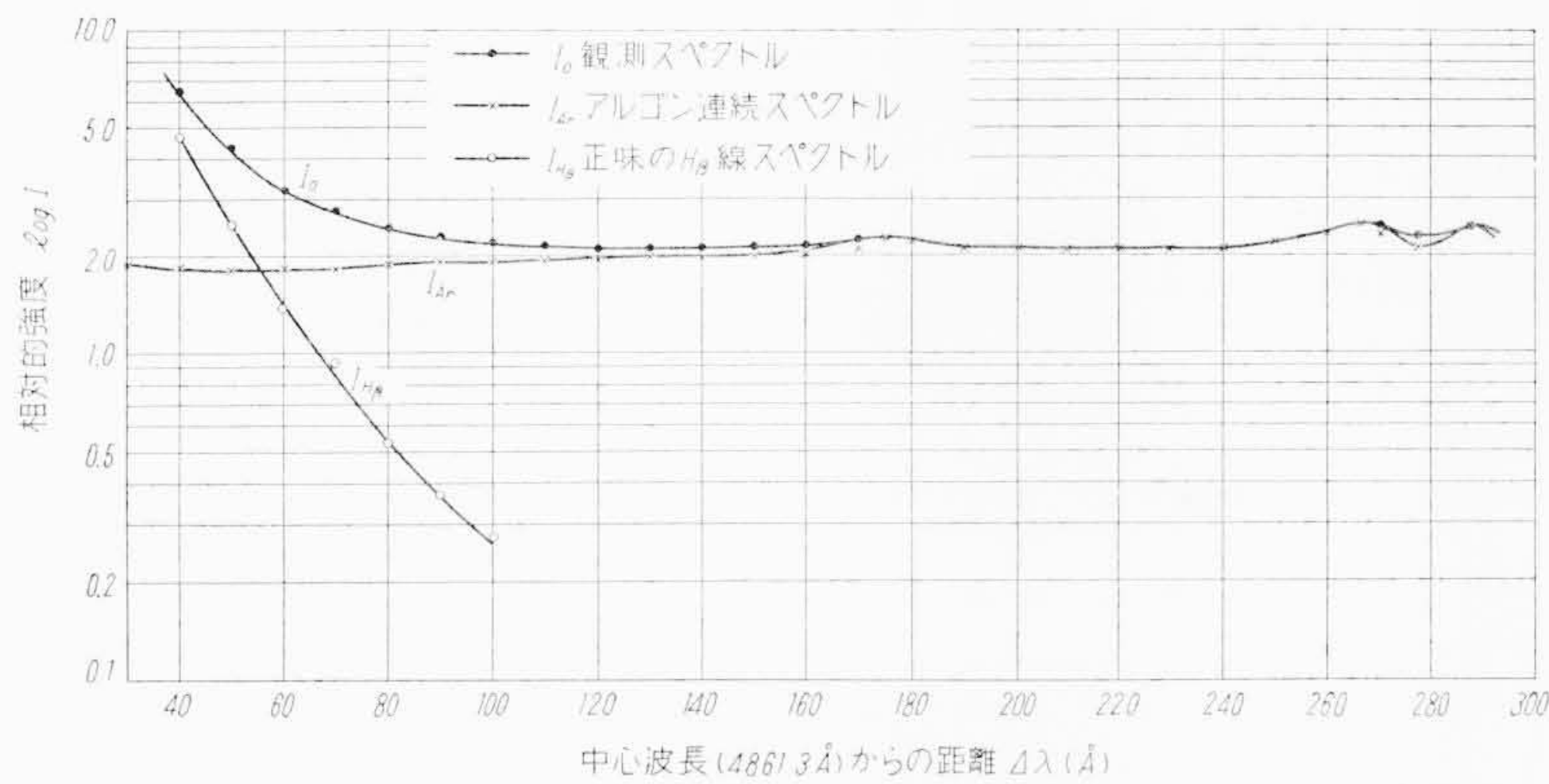
第8図 アルゴン連続スペクトルとアーク電流との関係
 測定条件: アルゴン・ガス流量 21 l/min



第9図 アルゴン連続スペクトルとガス流量との関係
 測定条件: アーク電流 100A

第7図はアルゴン, 水素混合ガス・プラズマ・ジェットおよびアルゴン・ガス・プラズマ・ジェットのスペクトル写真における H_{β} 線付近のフォトメータ曲線である。この結果から $\Delta \lambda \rightarrow \text{大}$ となるに従って I_0 は I_{Ar} の強度分布に近づくことが示される。

第8, 9図はアルゴン・ガス・プラズマ・フレームの測定点 ($l_p=2 \text{ mm}$) を固定しておき, アーク電流, ガス流量を変えたとき, すなわち(25)式における T_0 , $\bar{d}$ を変えたときのアルゴン連続スペクトルのフォトメータ曲線である。第8, 9図を相対的強度分布に変換してみると, アーク電流, ガス流量が変わってもアルゴン連続スペクトルの相対的強度分布は同一であるとみなせる。これらの結果は



第 10 図 観測スペクトルの相対的強度分布とアルゴン連続スペクトルの相対的強度分布との比較および正味の H_{β} 線の相対的強度分布

第 1 表 H_{β} 線の広がりによる温度測定結果

l_p (mm)	E_0 (kV/cm)	n_i ($1/\text{cm}^3$)	T (°K)
2	100	1.38×10^{17}	13,700
7	70	8.08×10^{16}	12,300
12	40	3.70×10^{16}	11,000

第 2 表 Inglis-Teller の公式による温度測定結果

l_p (mm)	g	$T_G = \frac{10^5}{g}$ (°K)	$T < T_G, n = 2n_i$	
			n_i ($1/\text{cm}^3$)	T (°K)
2	6	16,600	1.44×10^{17}	13,800
7	7	14,300	4.56×10^{16}	11,300
12	8	12,500	1.69×10^{16}	10,000

g : 一本の線として見分けられる最後のスペクトル線

I_{Ar} が H_{β} 線 ($4,861.3 \text{ \AA}$) 付近において、振動数によらずほぼ一定となり、その相対的強度分布が T_0 によって変わらないことを示す。

それゆえ、 $\Delta\lambda \rightarrow \text{大}$ において I_0 と近似的に等しくなるアルゴン・ガスのみの場合の I_{Ar} の相対的強度分布により、混合ガスの場合における I_{Ar} の相対的強度分布を表わすことができる。

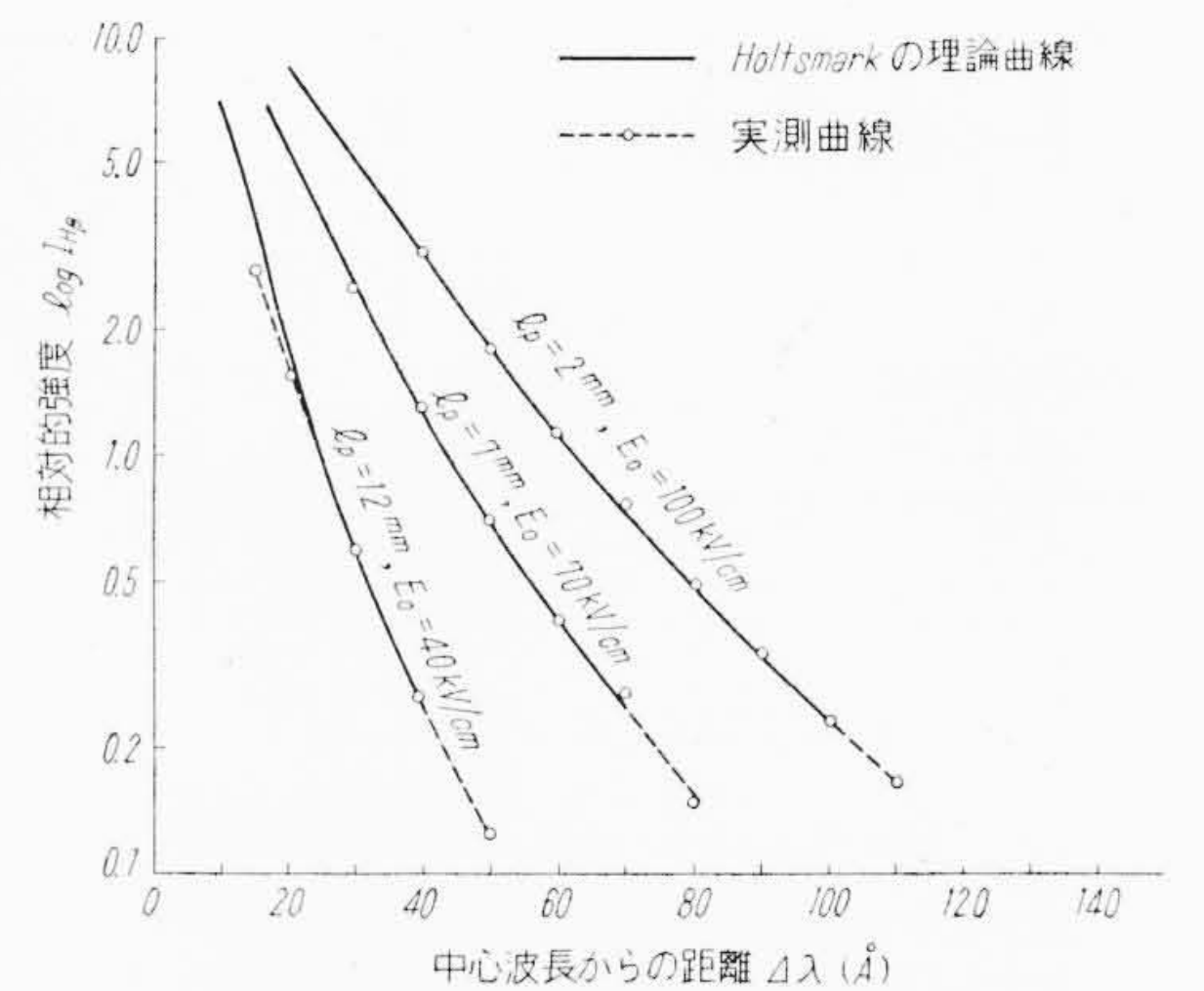
第 10 図は第 7 図から上述の方法により求めた I_{Ar} と I_0 の相対的強度分布である。ただし第 10 図は $\Delta\lambda \rightarrow \text{大}$ において、 I_{Ar} が I_0 と一致するまで縦軸 (対数目盛) 方向に I_{Ar} を平行移動して求める (第 10 図の場合はほとんど平行移動する必要はない)。第 7, 10 図において I_0 と I_{Ar} の相対的強度分布が $\Delta\lambda \geq 180 \text{ \AA}$ で一致しているから、 $\Delta\lambda \geq 180 \text{ \AA}$ では $I_0 \sim I_{Ar}$ としてよい。それゆえ、 $\Delta\lambda \geq 180 \text{ \AA}$ において、 I_{Ar} と I_0 の相対的強度分布を比較し、両者が一致するまで I_{Ar} を縦軸方向に平行移動して I_0 に対する I_{Ar} を求めることができる。このようにして求めた I_{Ar} を I_0 から差し引くことによって正味の H_{β} 線の相対的強度分布 $I_{H\beta}$ が得られる (第 10 図の $I_{H\beta}$)。

上記の $I_{H\beta}$ を求める過程において、 I_0 と I_{Ar} の相対的強度分布が近似的に等しくなるとみなせるのは $I_{H\beta}$ が十分小となる $\Delta\lambda$ からであり、これはプラズマ温度によって定まる。それゆえ、各測定条件での I_0 と I_{Ar} との相対的強度分布を比較する必要がある。

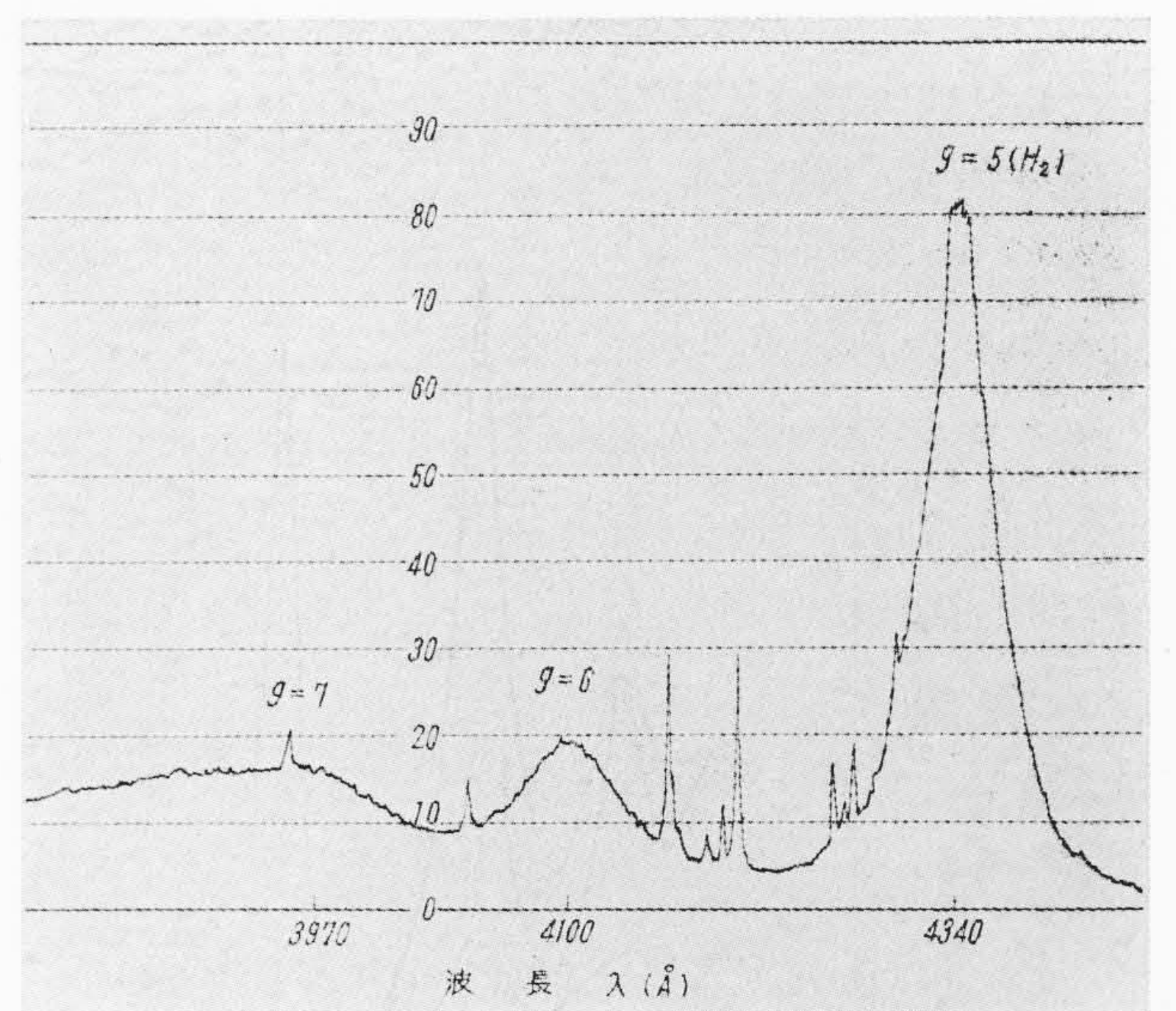
第 11 図は上述した方法により求めた正味の H_{β} 線の相対的強度分布 $I_{H\beta}$ およびその $I_{H\beta}$ と一致する第 2 図の理論曲線を示す。両者が一致するための規準電界 E_0 は $l_p = 2, 7, 12 \text{ mm}$ においておのこの $E_0 = 100, 70, 40 \text{ kV/cm}$ である。規準電界 E_0 から (3) 式によって、イオン密度を求め、このイオン密度と第 3 図とからプラズマ温度が求められる。その結果を第 1 表に示す。

4.2 Inglis-Teller の公式による温度測定

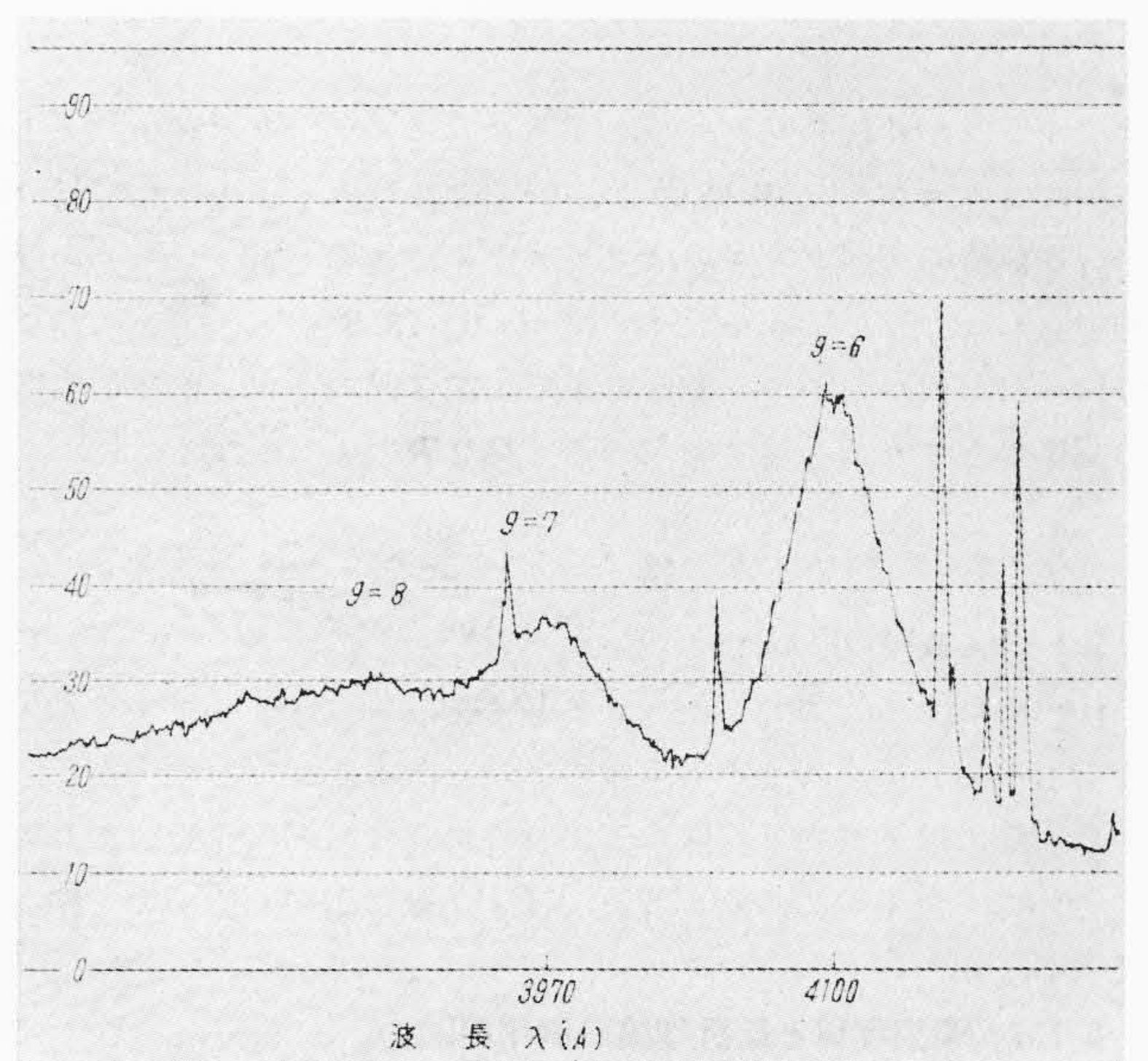
第 12~14 図は第 11 図の $I_{H\beta}$ を求めたときにおけるバルマー系列



第 11 図 H_{β} 線の実測した強度分布曲線と Holtsmark の理論による強度分布曲線との比較



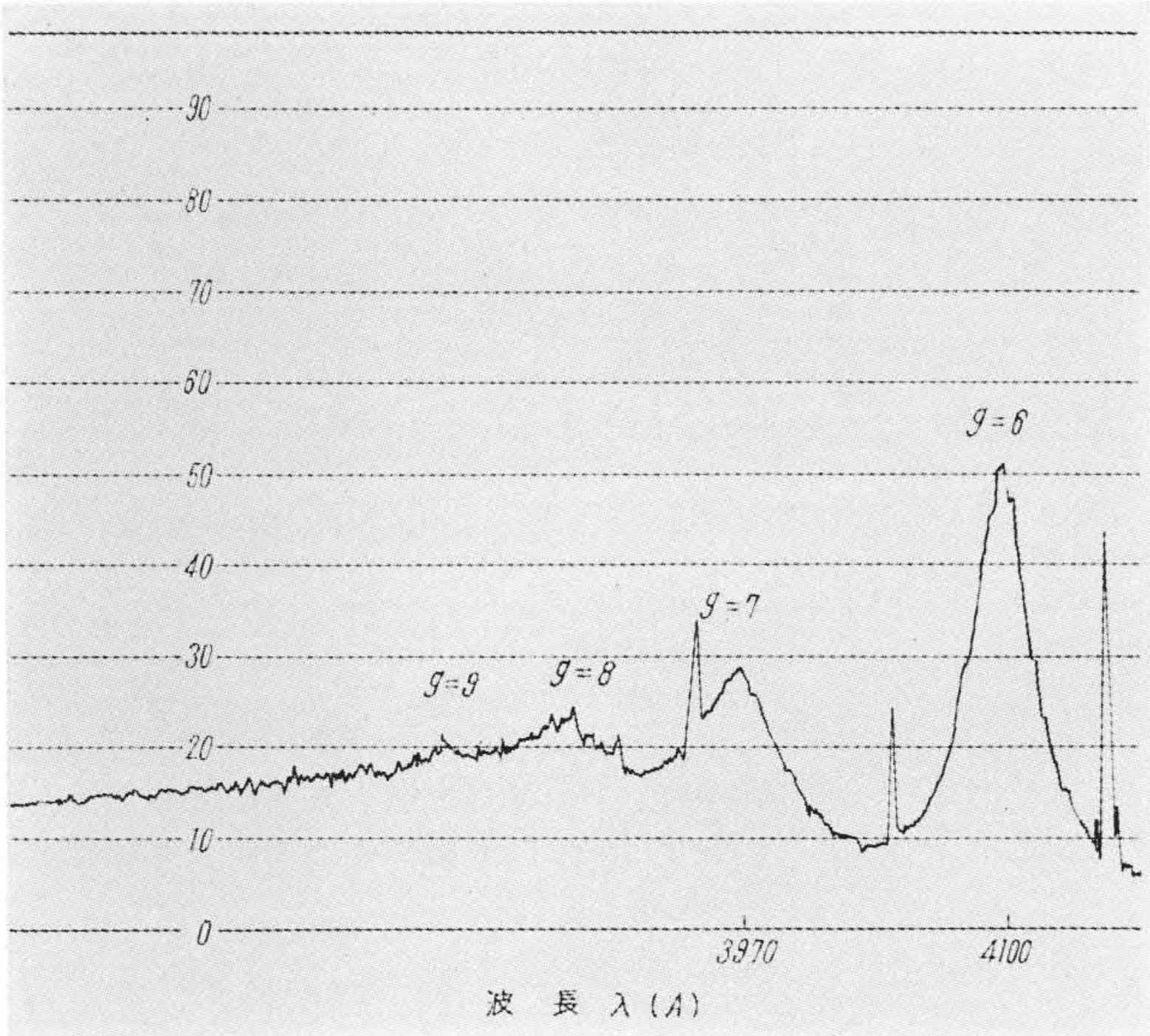
第 12 図 バルマー系列スペクトルのフォトメータ曲線
プラズマ・ジェット・フレームの温度測定点 $l_p = 2 \text{ mm}$



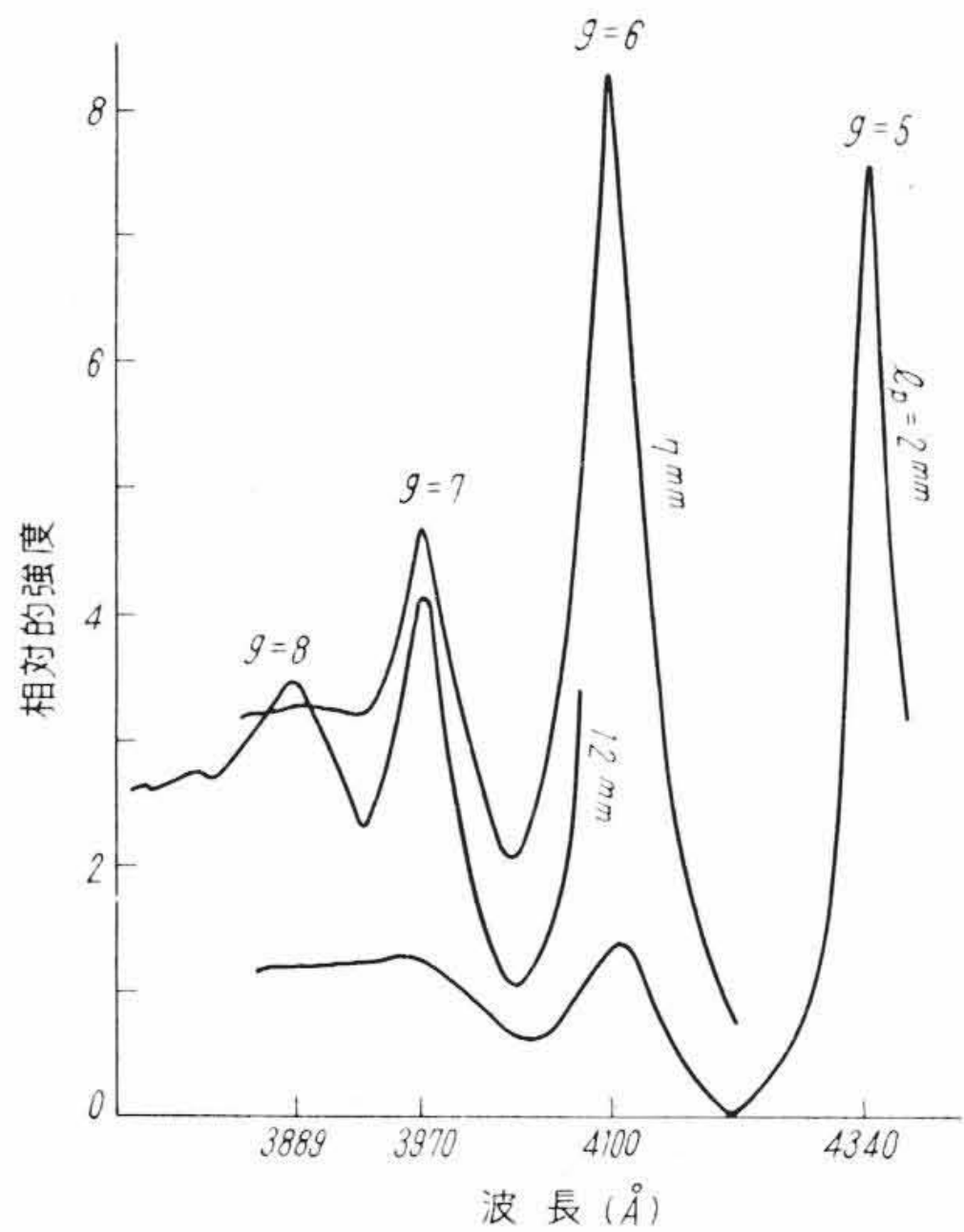
第 13 図 バルマー系列スペクトルのフォトメータ曲線
プラズマ・ジェット・フレームの温度測定点 $l_p = 7 \text{ mm}$

スペクトルのフォトメータ曲線である。

第 12~14 図において一本のスペクトル線として見分けられなくなり始める波長領域の相対的強度分布を第 15 図に示す。このと



第 14 図 バルマー系列スペクトルのフォトメータ曲線
プラズマ・ジェット・フレイムの温度測定点 $l_p=12\text{ mm}$



第 15 図 バルマー系列スペクトルの相対的強度分布

きアルゴンの連続スペクトルによるバックグラウンドの補正は 4.1 の方法により行なう。第 15 図 から一本のスペクトル線として見分けられる最後のスペクトル線はプラズマ・ジェット・フレイムの温度測定点 $l_p=2, 7, 12\text{ mm}$ において $g=6, 7, 8$ となる。この結果と (11)～(13) 式からイオン密度を求め、第 3 図のイオン密度と温度との関係からプラズマ温度を求めると第 2 表のようになる。

5. 検 討

5.1 H β 線の広がり

Holtmark の理論はスペクトル線の広がり がシュタルク効果によるものとして、スペクトル線の広がり を表わしたものである。しかし実際にはスペクトル線の広がり は種々 なる原因による広がり の重ね合わさったものである。ここでは H β 線の広がり について検討してみる。

5.1.1 衝突理論と統計理論の適用範囲

シュタルク効果によるスペクトル線の広がり についての理論には衝突理論 (Impact theory) と Holtmark の統計的理論 (Statistical theory) がある。前者は荷電粒子が原子の近くを通過するとき生ずる電界によるシュタルク幅を、後者は原子の周囲の荷電粒子分布による電界強度分布から生ずるシュタルク幅を対象としている。これらの両理論の適用限界は Statistical frequency

第 3 表 H β 線の広がり に対する統計的理論と衝突理論の適用限界

$\Delta\lambda'$ (Å)	T (°K)	10,000	12,000	15,000
$\Delta\lambda'$ (ion)		0.037	0.045	0.056
$\Delta\lambda'$ (electron)		47.0	53.5	70.5

中心波長のずれが $\Delta\lambda > \Delta\lambda'$ のとき統計的理論が成立し、 $\Delta\lambda < \Delta\lambda'$ のとき衝突理論が成立する。

第 4 表 各種の原因による H β 線の広がり に対する半値全幅

原 因		半 値 全 幅	$T=10^{4^{\circ}}\text{K}$ における半値全幅 (Å)	$T=1.2\times10^{4^{\circ}}\text{K}$ における半値全幅 (Å)	$T=1.5\times10^{4^{\circ}}\text{K}$ における半値全幅 (Å)
スリット幅		$c_1\,d\lambda+\frac{wa}{f_1\lambda}\,d\lambda$	2.34	2.34	2.34
ドップラー 効果		$7.2\times10^{-7}\lambda_0\sqrt{T/A}$	0.35	0.38	0.43
輻射減衰		$\frac{4\pi}{3}\cdot\frac{e^2}{m_e c^2}$	0.00012	0.00012	0.00012
衝突減衰		$n_a\,Q\,\bar{v}\,\frac{\lambda_0^2}{c\pi}$	0.0019	0.0014	0.0004
シュタルク 効果	イオン	$161.4n_i^{2/3}\,\lambda_0^2/2\pi c$	13.50	33.90	63.90
	電子	$10^{-2}n_eT^{-1/2}\,\lambda_0^2/2\pi c$	2.16	7.84	17.80

ここに、 c_1 : 回折像が $(\sin \theta/\theta)^2$ 分布のとき $c_1=0.87$
 $d\lambda$: 回折像の極大と第一極小との距離
 w : スリット幅
 a : コリメータ・レンズの有効径
 f_1 : コリメータ・レンズの焦点距離
 λ : スペクトル線の波長
 A : 原子量
 m_e : 電子の質量
 n_a : 原子密度
 Q : 原子と原子の衝突断面積
 $\bar{v}$: 原子の平均相対速度
 λ_0 : スペクトル線の中心波長
 n_i : イオン密度
 n_e : 電子密度

limit と呼ばれる次式の角振動数

$$\omega' = V^2/\pi^2 Z \Omega_2 \dots\dots\dots (26)$$

ここに V : 荷電粒子の相対速度
 Z : 荷電数
 Ω_2 : 距離 r にある電荷で生ずる電界によるエネルギー準位のずれ

$$\varepsilon(r) = \frac{h}{2\pi} \frac{Z\Omega_2}{r^2} \dots\dots\dots (27)$$

から求まる係数
によって表わされる⁽⁵⁾。すなわちスペクトル線の中心からのずれ $\Delta\omega_a$ が

$$\Delta\omega_a > \omega' \dots\dots\dots (28)$$

なるときは統計的理論が成立し、

$$\Delta\omega_a < \omega' \dots\dots\dots (29)$$

なるときは衝突理論が成立する。

アルゴン、水素混合ガス・プラズマから輻射される H β 線の場合におけるイオン、電子に対する ω' の計算結果を第 3 表に示す。この結果は、10,000～15,000°K ではイオンによる H β 線の広がり は中心波長近くから統計的理論に従い、電子による H β 線の広がり は中心波長からかなり離れた領域まで衝突理論によって表わされることを示す。

次に H β 線のシュタルク効果による半値半幅を H. Margenau の評価法⁽¹⁾によって求めてみると、本報の温度測定条件 (10,000°K $\leq T < 20,000\text{°K}$; $10^{16}/\text{cm}^3 < n_e < 10^{18}/\text{cm}^3$) では、イオンによる H β 線の半値半幅が統計的理論により、電子による H β 線の半値半幅が衝突理論により表わされる。その結果、シュタルク効果による H β 線の半値半幅は次式で与えられる。

$$\omega_{1/2} \approx \omega_{s1/2}(\text{ion}) + \omega_{e1/2}(\text{electron})$$
$$\approx 80.7n_i^{2/3} + 0.5\times 10^{-2}n_e T^{-1/2} \dots\dots\dots (30)$$

5.1.2 H β 線の広がり に寄与する因子

スペクトル線の広がり を生ずるおもな原因はシュタルク効果以

外にスリットの幅、輻射減衰、ドップラ効果、衝突減衰などが考えられる。第4表に各種の原因による H_β 線の広がりに対する半値全幅の計算結果を示す。スリット幅による広がりにはスリットが有限な幅をもつために生ずるスペクトル線の幾何学的な像の幅と回折による幅である。また衝突減衰による広がり半値全幅は衝突減衰に関する Lorentz の分散公式⁽⁵⁾から計算した値である。またシュタルク効果による広がり半値全幅は (30) 式と第3図の $T-n_e, n_i$ 関係から計算した結果である。

5.1.3 Holtsmark の理論の適用範囲

第4表から $T \geq 10^4$ K においては H_β 線の広がりはおもにシュタルク効果によることがわかる。第4表の温度範囲ではシュタルク効果において、イオン (統計的理論) による広がり支配的となるが、(30) 式、第4表から示されるように、電子による広がりも無視できなくなる。

電子 (衝突理論) による広がり考慮するとき、バルマー系列のスペクトル線の相対的強度分布は、Griem⁽⁸⁾ によれば次式で表わされる。

$$I_{s+c}(\Delta\lambda/E_0) = \frac{\Delta\lambda^c}{\pi} \frac{I_0(0)}{\{\Delta\lambda^2 + (\Delta\lambda^c)^2\}} + \frac{\Delta\lambda^c}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I(x/E_0) dx}{(\Delta\lambda - x)^2 + (\Delta\lambda^c)^2} \dots (31)$$

ここに $I_{s+c}(\Delta\lambda)$: イオン (統計的理論) による広がり電子 (衝突理論) による広がり考慮したときの相対的強度分布

$I(x/E_0)$: Holtsmark の理論により与えられる強度分布 ((10) 式参照) において規準電界が E_0 であるとき、中心波長 (電界がないときのスペクトル線波長 λ_0) から波長単位で任意の距離 x にある相対的強度

$I_0(0)$: $\Delta\lambda=0$, すなわちシュタルク効果を受けない成分の相対的強度

$\Delta\lambda$: 中心波長からの距離

$\Delta\lambda^c$: 電子 (衝突理論) による広がり半値半幅

H_β 線の場合、 $I_0(0)=0$ であることと、(10) 式により、(31) 式は

$$I_{s+c}(\Delta\lambda/E_0) = \frac{\Delta\lambda^c}{\pi} \sum_K \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{P_K(x/E_0) W(x/C_K E_0)}{E_0 C_K \{(\Delta\lambda - x)^2 + (\Delta\lambda^c)^2\}} dx \dots (32)$$

となる。

電子による広がり無視できるとき ($\Delta\lambda^c \approx 0$)、(32) 式は (10) 式で近似され、Holtsmark の理論が成立する。

電子による広がり無視できなくなるとき ($\Delta\lambda^c \rightarrow$ 大), すなわち電子、イオン密度が大となると、Ecker⁽⁵⁾ によればイオン間の反発作用を考慮して計算すると、 $\Delta\lambda \rightarrow$ 大 における (32) 式の $W\left(\frac{1}{C_K} \frac{x}{E_0}\right)$ は小となる。これは電子による広がり打ち消す効果を生ずる。その結果第11図で示されるように Holtsmark の理論によって、スペクトル線の中心から離れた領域 ($\Delta\lambda$ の大きい領域) を近似的に表わすことができると考えられる (5.2 参照)。この点に関しては、イオン間の相互作用と電子による広がり考慮して、(32) 式から相対的強度分布を求めて検討してみる必要がある。

5.2 H_β 線の広がり Inglis-Teller の公式とによる温度測定結果の比較

前節でみたようにバルマー系列のスペクトル線の広がりはおもにシュタルク効果によるとみなせる。それゆえ Inglis-Teller の公式によりイオン、電子密度を求めることができる。しかし一本の線として見分けられる最後のスペクトル線の g が等しくても、 g と $g+1$ および g と $g-1$ のスペクトル線の重なり程度によって、イオン、

電子密度は異なる。それゆえ Inglis-Teller の公式を用いる方法ではイオン、電子密度は近似的にしか求められない。第12~14図の場合、 g と $g+1$ および g と $g-1$ の間の強度分布 (スペクトル線の重なり状態) や (11) 式の公式の導き方とを考慮するとき、第2表の $l_p=2, 7, 12$ mm における温度はおおの $T \approx 13,800$ K ($g=6$); $11,300$ K ($g=7$) $< T < 13,800$ K ($g=6$); $10,000$ K ($g=8$) $< T < 11,300$ K ($g=7$) となる。この値と第1表の温度とを比較するとこの二つの測定法による温度はだいたい一致するとみなされる。

6. 結 言

試作した発生器を用い、アルゴン、水素混合ガスで発生したプラズマ・ジェットの温度の分光学的測定を行なった。その結果を要約すると次のとおりである。

(1) 観測スペクトル I_0 から正味の H_β 線の相対的強度分布 I_{H_β} を求めるには、バックグラウンドとしてアルゴンの連続スペクトルを考慮する。

(2) H_β 線の広がりはおもにシュタルク効果によって生ずる。それゆえ、Holtsmark の理論曲線によって H_β 線の広がり近似できる。

(3) Holtsmark の理論および Inglis-Teller の公式による温度測定結果はほぼ一致する。プラズマ・ジェット発生条件がアーク電流 100 A, アーク電圧 62 V, アルゴン・水素混合ガス流量 23 l/min (体積混合率 Ar : H₂ = 2 : 1) のとき、プラズマ・ジェット・フレームの温度測定点がノズル先端からの距離 $l_p=2, 7, 12$ mm において、おおのイオン密度 $n_i=1.38 \times 10^{17}$; 8.08×10^{16} ; 3.70×10^{16} /cm³ となり、このときのプラズマ温度は、それぞれ $T=13,700$; $12,300$; $11,000$ K となる。

以上の結果から、Holtsmark の理論を用いる方法によって近似的にアルゴン、水素混合ガス・プラズマ・ジェットの温度を測定できることが示されたが、本報の測定条件 ($10,000$ K $\leq T$; 10^{16} /cm³ $> n_e$) では、さらにイオン間の相互作用と衝突理論による電子の広がり考慮して H_β 線の相対的強度分布を求め、本報の結果と比較検討してみる必要がある。しかし本報の方法によってプラズマ・ジェット発生条件とその温度との関係は十分に比較検討できるであろう。またこの測定方法の応用により、高温ガス流にその特性が乱されない程度の少量の水素ガスを测温媒体として混合すれば、種々の高温ガス流の温度測定が可能であると考えられる。

なおアルゴン・スペクトルを用いて測定したプラズマ・ジェット・フレームの半径方向温度分布と本報の測定結果との比較検討⁽⁹⁾ および温度分布測定結果を用いて考察したプラズマ・ジェットのエネルギー平衡に関しては稿を改めて記述する予定である。

終わりにのぞみ終始ご指導、ご激励を賜った日立製作所日立研究所木村部長、岩田主任に深く感謝の意を表わす。

参 考 文 献

- (1) N. Robert Nilsson: Proceedings of the Fourth International Conference on Ionization Phenomena in Gases, 2, 799 (Uppsala, 17-21, August 1959)
- (2) P. J. Dickerman: Conference on Extremely High Temperatures, 77 (Boston, Massachusetts, March 18-19, 1958)
- (3) G. Jurgens: Z. Physik, 134, p. 21 (1952)
- (4) 堀江忠男ほか: 応用物理 29, 7 (1960)
- (5) H. Margenau and Marvin Lewis: Rev. Mod. Phys., 31, 569-615 (1959)
- (6) R. Minkowski: Handbuch der Physik, 21, 395 (Verlag. Julius Springer, Berlin, 1929)
- (7) H. Maecker und T. Peters: Z. Physik, 139, 448 (1954)
- (8) H. Griem: Z. Physik, 137, 280 (1954)
- (9) 寺沢: 第17回物理学会年会予稿 第3分冊, 63 (昭37-4)