

JAERI-M
83-130

JFT-2 プラズマの電子温度及び
密度測定 of 誤差に対する考察

1983年8月

川島 寿人・山内 俊彦・的場 徹

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）
あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城
県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division
of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun,
Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1983

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 山口軽印刷所

JFT-2 プラズマの電子温度及び密度測定の影響に対する考察

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部

川島 寿人・山内 俊彦・的場 徹

(1983年7月26日受理)

本報告書は、トムソン散乱法でJFT-2 プラズマの電子温度及び密度の情報を得るための測定データの誤差の原因を実験的に明らかにしたものである。

電子温度及び密度に対する光電子増倍管のショットノイズ誤差 σ_{Te} , σ_{ne} の表式を2次の相対論近似散乱スペクトル式から導出し、全散乱光子数のゆらぎとの関係を明確にできた。

この誤差以上にばらつく測定データについては、その原因として、(1)高速ゲート回路及びプラズマ光のゆらぎ、(2)光電子増倍管感度の変動、(3)プラズマの再現性、について検討した。その結果、1回の測定データでは、ショットノイズが支配的であるが、 m 回 ($m=4\sim 7$) の測定データを平均するとショットノイズは $1/\sqrt{m}$ に減少するが、(1), (2), (3)の原因による影響が現われた。(1), (2), (3)の各々の原因とショットノイズの比較を χ^2 検定あるいは、標準誤差法により行い、データを選択することによりショットノイズ限界のみのデータを利用することができるようになった。

Evaluation of The Error for Electron Temperature
and Density Measurements on JFT-2 Plasma

Hisato KAWASHIMA, Toshihiko YAMAUCHI and Tohru MATOBA

Department of Thermonuclear Fusion Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received July 26, 1983)

Electron temperature and density of the JFT-2 plasma have been measured by Thomson scattering method. Those data obtained from it sometime take an error within the same series of plasma discharges. Several causes are studied experimentally.

First of all, shotnoise of a photomultiplier is one of the dominant factor which associated with the error. It is shown experimentally that there is a correlation between shotnoise error and fluctuations to total photoelectrons.

Except for shotnoise, follows are discussed;

- (1) jitter of duration time of gating circuit and fluctuation of plasma light,
- (2) jitter of photomultiplier's sensitivity,
- (3) lack of reproducibility of the plasma discharge.

On a single discharge, shotnoise usually gives dominant error. On the other hand, in the case of the average of m times discharges, an error to be caused by (1), (2) or (3) is larger than a shotnoise error which is reduced by $1/\sqrt{m}$.

It is shown that each error can be distinguished by χ^2 test or root mean square method.

Thus the best data which contains only shotnoise error can be selected reliably.

Keywords : Thomson Scattering, JFT-2 Plasma, Shotnoise, χ^2 Test, Root Mean Square Method, Error

目 次

1. 序 論	1
2. 相対論効果を考慮した散乱スペクトルに対する誤差評価法	1
3. 実測値の誤差評価	4
3.1 6点同時測定用トムソン散乱装置光学系の構成	5
3.2 光電子増倍管のショットノイズレベルの較正	5
3.3 測定例	7
3.4 高速ゲート回路及びプラズマ光のゆらぎによる誤差	7
3.5 光電子増倍管感度等の変動による誤差	8
3.6 プラズマの再現性による誤差	9
3.7 標準誤差とショットノイズ誤差との比較	10
4. 結 論	11
謝 辞	12
文 献	12

Contents

1. Introduction.....	1
2. Error Analysis Method for Relativistic Scattered Spectrum...	1
3. Evaluation of Error with Experimental Data.....	4
3.1 Optical Component of Thomson Scattering Apparatus for Simultaneous Six-position Measurement.....	5
3.2 Calibration of Photomultiplier's Shotnoise.....	5
3.3 Experimental Results.....	7
3.4 Error by Jitter of Duration Time of Gating Circuit and Fluctuation of Plasma Light.....	7
3.5 Error by Jitter of Photomultiplier's Sensitivity.....	8
3.6 Error by Reproducibility of The Plasma Discharge.....	9
3.7 Comparison of Root Mean Square Error with Shotnoise.....	10
4. Conclusion.....	11
Acknowledgements.....	12
Reference.....	12

1. 序 論

プラズマ中のエネルギー輸送、容器壁との相互作用、プラズマ圧力によるシフト等、プラズマの解析が複雑化するにつれて電子温度及び密度の空間分布の情報が極めて重要になり、諸外国の中型トカマク装置においても空間分布測定用トムソン散乱装置を用いるのが常識化しつつある。¹⁾²⁾ JFT-2においても6空間点を同時に測定する空間分布測定装置を開発、製作し、³⁾ 1981年より実験に使用している。

本報告書は、空間分布測定装置による測定データの誤差原因を考え、必要な検定方法を提起し、精度の高いデータを得ることができるようになることを目的とする。

ノイズの限界値を与える光電子増倍管(以下PMと表わす)のショットノイズ誤差に対応する電子温度(T_e)と電子密度(n_e)の誤差幅を表わす式を電子速度の2次の効果まで考慮した相対論スペクトルの理論式から導出する。次にこれを一定の基準として他の誤差要因を(1)高速ゲート回路及びプラズマ光のゆらぎ、(2)PM感度の変動、(3)プラズマの再現性、に限定して評価し改善の方法を示している。

誤差原因としては他に迷光、電気ノイズ等も考えられるが、まだ検討が不十分なため今後の課題とし、本報告書では、これらの評価についてはふれなかった。

2. 相対論効果を考慮した散乱スペクトルに対する誤差評価法

ルビーレーザー光によるトムソン散乱に関する基本式のうち主要なものを以下にまとめて示す。単位立体角、単位角周波数当りのパワー $P_s(k_s, \omega_s)$ は、観測方向の散乱波の波数ベクトルを k_s 、角周波数を ω_s とすれば

$$P_s(k_s, \omega_s) d\Omega d\omega_s = P_i n_e \frac{d\sigma_{eT}}{d\Omega} S(k, \omega) dz d\Omega \frac{d\omega_s}{2\pi} \quad (2.1)$$

で表わされる。ここで P_i は入射レーザー光のパワー、 n_e は電子密度、 $d\sigma_{eT}/d\Omega$ は微分散乱断面積、 $k = k_s - k_i$ 、 $\omega = \omega_s - \omega_i$ 、 ω_i 、 k_i は入射レーザー光の角周波数と波数ベクトル、 dz は測定長、 $d\Omega$ は観測立体角である。

$S(k, \omega)$ は、スペクトル密度関数で古典トムソン散乱においては相対論効果を無視すると

$$S(k, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{k v_e} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k^2 v_e^2}\right) \left(\frac{v_e}{c} \ll 1\right) \quad (2.2)$$

となる。ここで c は光速、 k はボルツマン定数、 v_e は電子の熱運動速度であり

1. 序 論

プラズマ中のエネルギー輸送, 容器壁との相互作用, プラズマ圧力によるシフト等, プラズマの解析が複雑化するにつれて電子温度及び密度の空間分布の情報が極めて重要になり, 諸外国の中型トカマク装置においても空間分布測定用トムソン散乱装置を用いるのが常識化しつつある。¹⁾²⁾ JFT-2においても6空間点を同時に測定する空間分布測定装置を開発, 製作し,³⁾ 1981年より実験に使用している。

本報告書は, 空間分布測定装置による測定データの誤差原因を考え, 必要な検定方法を提起し, 精度の高いデータを得ることができるようになることを目的とする。

ノイズの限界値を与える光電子増倍管(以下PMと表わす)のショットノイズ誤差に対応する電子温度(T_e)と電子密度(n_e)の誤差幅を表わす式を電子速度の2次の効果まで考慮した相対論スペクトルの理論式から導出する。次にこれを一定の基準として他の誤差要因を(1)高速ゲート回路及びプラズマ光のゆらぎ, (2)PM感度の変動, (3)プラズマの再現性, に限定して評価し改善の方法を示している。

誤差原因としては他に迷光, 電気ノイズ等も考えられるが, まだ検討が不十分なため今後の課題とし, 本報告書では, これらの評価についてはふれなかった。

2. 相対論効果を考慮した散乱スペクトルに対する誤差評価法

ルビーレーザー光によるトムソン散乱に関する基本式のうち主要なものを以下にまとめて示す。単位立体角, 単位角周波数当りのパワー $P_s(\mathbf{k}_s, \omega_s)$ は, 観測方向の散乱波の波数ベクトルを \mathbf{k}_s , 角周波数を ω_s とすれば

$$P_s(\mathbf{k}_s, \omega_s) d\Omega d\omega_s = P_i n_e \frac{d\sigma_{eT}}{d\Omega} S(\mathbf{k}, \omega) dz d\Omega \frac{d\omega_s}{2\pi} \quad (2.1)$$

で表わされる。ここで P_i は入射レーザー光のパワー, n_e は電子密度, $d\sigma_{eT}/d\Omega$ は微分散乱断面積, $\mathbf{k} = \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i$, $\omega = \omega_s - \omega_i$, ω_i , \mathbf{k}_i は入射レーザー光の角周波数と波数ベクトル, dz は測定長, $d\Omega$ は観測立体角である。

$S(\mathbf{k}, \omega)$ は, スペクトル密度関数で古典トムソン散乱においては相対論効果を無視すると

$$S(\mathbf{k}, \omega) = \frac{2\sqrt{\pi}}{k v_e} \exp\left(-\frac{\omega^2}{k^2 v_e^2}\right) \left(\frac{v_e}{c} \ll 1\right) \quad (2.2)$$

となる。ここで c は光速, k はボルツマン定数, v_e は電子の熱運動速度であり

$$v_e^2 = \frac{2 \kappa T_e}{m_e} \quad (2.3)$$

となる。観測立体角 $d\Omega$ 中に散乱される全散乱パワー W_s は (2.1) 式より

$$W_s = P_i N_e \frac{d\sigma_{eT}}{d\Omega} dz d\Omega \quad (2.4)$$

となる。

ところが、プラズマの電子温度が高くなるにつれて、 $\frac{v_e}{c} \geq 0.05$ ($T_e \geq 600$ eV) の領域では相対論効果が散乱スペクトルに影響するため、古典論での $\frac{v_e}{c} \ll 1$ が成立しなくなる。⁴⁾ ここでは、トカマクプラズマの電子温度がしだいに高くなる傾向にあることを考慮して 10 KeV 程度まで適用できるように $\frac{v_e}{c}$ の 2 次の項まで考慮して、有限時間効果を含めたスペクトル密度関数 $S_R(\epsilon)$ の表式⁵⁾ を用いる。角周波数 ω を規格化変位波長 $\epsilon \equiv (\lambda_s - \lambda_i) / \lambda_i$ に変換して (2.2) 式の代わりに $S_R(\epsilon)$ を用いると

$$\begin{aligned} S_R(\epsilon) = S_N(\epsilon) & \left[1 - \frac{7}{2} \epsilon + \frac{a \epsilon^3}{2(1 - \cos \theta)} - \frac{1}{8a} \left(\frac{39}{4} - 5 \cos \theta \right) \right. \\ & + \frac{1}{8} \left(29 + \frac{5}{1 - \cos \theta} \right) \epsilon^2 - \frac{1}{16(1 - \cos \theta)} \left(28 - \frac{1}{1 - \cos \theta} \right) a \epsilon^4 \\ & \left. + \frac{a^2 \epsilon^6}{8(1 - \cos \theta)^2} \right] \equiv S_N(\epsilon) \cdot \text{EPS}(\epsilon) \end{aligned} \quad (2.5)$$

となる。ここで λ_s は散乱スペクトルの波長、 λ_i は入射レーザー光の波長、 θ は散乱角である。また $1/a = v_e^2/c^2$ は ϵ^2 程度の大きさとして取り扱っている。 $S_N(\epsilon)$ は (2.2) 式を ϵ で表わしたものである。

さらに各 PM に分配される散乱パワーは (2.1) 式を用いて

$$W_{SD}(\lambda_s) \equiv W_{SDN}(\lambda_s) \cdot \text{EPS}(\lambda_s) \quad (2.6)$$

となる。ここで $W_{SDN}(\lambda_s)$ は (2.2) 式より

$$W_{SDN}(\lambda_s) = A(\lambda_s) \frac{W_s}{\sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{B(\lambda_s)}{T_e}\right) \quad (2.7)$$

となる。単位系は MKS 単位を基本とする (但し以下の物理量を除く。 T_e ; eV, λ , λ_i , $\Delta\lambda_D$; Å, N_e ; cm^{-3})。ここで、

$$A(\lambda_s) \equiv 2 \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{\Delta\lambda_D}{K} = 1.4259 \times 10^2 \frac{1}{\sin(\frac{\theta}{2})} \frac{\Delta\lambda_D}{\lambda_i} \quad (2.8a)$$

$$B(\lambda_s) \equiv \frac{4 \ln 2}{K^2} (\lambda_s - \lambda_i)^2 = 6.3871 \times 10^4 \frac{\epsilon^2}{\sin(\frac{\theta}{2})} \quad (2.8b)$$

$$K = 4 \lambda_i \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2 k \ln^2}{m_e c^2}} \quad (2.8c)$$

$\Delta \lambda_D$: 各PMの測定波長範囲

である。(2.7)式は $K \sqrt{T_e} \gg \Delta \lambda_D$ の成立する範囲で使用可能であるが、今回の実験ではこれが常に満たされている。

以上の式を使用して電子温度を求める場合、 i 番目のPMの散乱パワー W_{SDi} は $\Delta \lambda_D$ の離散値に対して離散的に測定できるので理論曲線に実験値を最小2乗法で合わせて電子温度を求める方法が一般的に使われる。この場合、曲線適合の良さを評価する関数としては χ^2 分布関数

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(W_{SDi} - W_{SDMi})^2}{\sigma_{Qi}^2} \quad (2.9)$$

が使用できる。但し、 W_{SDi} は i 番目のPMに対して(2.6)式で評価される散乱パワー、 σ_{Qi} は W_{SDi} を求めるときに考慮すべきショットノイズであり W_{SDMi} は i 番目のPMの実測散乱パワー、 n は使用しているPMの数である。通常良く用いられる重み関数を w_i とすれば、 $w_i = 1/\sigma_{Qi}^2$ で表わされる。 σ_{Qi} はショットノイズを求める手続きから次式により決定される。

$$\sigma_{Qi}^2 = \frac{1}{W_{ni}} (W_{SDi} + 2 W_{Pi}) \quad (2.10)$$

ここで W_{Pi} は背景光となるプラズマ光のパワーであり、 W_{ni} は測定系の校正定数である。

χ^2 の最小値を与える T_e 、 W_s の値が最適値であるので、次の連立微分方程式を解いて T_e 、 W_s を求める。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \chi^2}{\partial W} &= \sum_{i=1}^n 2 w_i (W_{SDi} - W_{SDMi}) \frac{\partial W_{SD}}{\partial W} = 0 \\ \frac{\partial \chi^2}{\partial T_e} &= \sum_{i=1}^n 2 w_i (W_{SDi} - W_{SDMi}) \frac{\partial W_{SD}}{\partial T_e} = 0 \end{aligned} \quad (2.11)$$

この式を解くためには W_{SDi} が非線形関数であるので、ここでは近似的にテーラー展開して線形化する。

T_e 、 W_s の初期値を T_{e0} 、 W_{s0} として W_{SDi} をテーラー展開して1次の項まで求めると、

$$W_{SDi} = W_{SDi}(T_{e0}, W_{s0}) + \frac{\partial W_{SDi}}{\partial W_s} \delta W_s + \frac{\partial W_{SDi}}{\partial T_e} \delta T_e \quad (2.12)$$

となる。これを(2.11)式に代入して δW_s 、 δT_e に関して整理すると、

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial W_s} \right)^2, & \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial T_e} \right) \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial W_s} \right) \\ \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial T_e} \right) \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial W_s} \right), & \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial T_e} \right)^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta W_s \\ \delta T_e \end{bmatrix} \\ & = - \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^n w_i (W_{SDi} - W_{SDMi}) \frac{\partial W_{SDi}}{\partial W_s} \\ \sum_{i=1}^n w_i (W_{SDi} - W_{SDMi}) \frac{\partial W_{SDi}}{\partial T_e} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (2.13)$$

を得る。(2.13)式から求まる δW_s , δT_e で W_{SDi} の初期値を修正して同様の手続きを繰り返すことによって W_s , T_e の収れん値が求まる。このときの W_s , T_e の分散値 σ_{W_s} , σ_{T_e} は

$$\begin{aligned} \sigma_{W_s} &= \sum_{i=1}^n \sigma_{Qi} \left(\frac{\partial (\delta W_s)}{\partial \lambda^2} \right) \simeq \frac{1}{A} \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial T_e} \right)^2 \\ \sigma_{T_e} &= \sum_{i=1}^n \sigma_{Qi} \left(\frac{\partial (\delta T_e)}{\partial \lambda^2} \right) \simeq \frac{1}{A} \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial W_s} \right)^2 \end{aligned} \quad (2.14)$$

となる。⁶⁾

最後に(2.9)式の χ^2 の計算をして適合性検定を行い、悪いデータは棄却することとする。

上述の誤差評価法はかなり煩雑な手続きを必要とするので、簡単な誤差評価法として以下に示す標準誤差 (RMS ERROR) を同時に使用する。

$$\text{RMS ERROR} = \frac{1}{\sum W_{SDi}} \sqrt{\frac{\sum (W_{SDi} - W_{SDMi})^2}{n - c}} \times 100 (\%) \quad (2.15)$$

但し、 c は相当する散乱スペクトル式において推定すべき係数の個数である。

ここで注意すべき点は σ_{W_s} , σ_{T_e} と標準誤差は本質的には意味が異なることである。 σ_{W_s} , σ_{T_e} は PM のショットノイズのみに起因するデータの最大予想変動幅を表わしているのに対し、標準誤差は実際に得られた実験値の最良推定値からの変動幅を表わしている。

3. 実測値の誤差評価

この章では、6点同時測定用トムソン散乱装置により得られた JFT-2 プラズマの電子温度及び密度の測定データの誤差評価を誤差の要因別に行い信頼性を確認する手順を明らかにする。

3.1節で誤差を考える上で関係の深い装置の構成を述べ、3.2節で、まず、誤差評価の基準となる PM のショットノイズについてまとめる。3.3節では JFT-2 プラズマについて得たデータ例を示し、ショットノイズ以外の誤差があることを明らかにする。これらの誤差要因のう

$$\begin{aligned}
 & \begin{bmatrix} \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial W_s} \right)^2, & \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial T_e} \right) \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial W_s} \right) \\ \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial T_e} \right) \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial W_s} \right), & \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial T_e} \right)^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta W_s \\ \delta T_e \end{bmatrix} \\
 & = - \begin{bmatrix} \sum_{i=1}^n w_i (W_{SDi} - W_{SDMi}) \frac{\partial W_{SDi}}{\partial W_s} \\ \sum_{i=1}^n w_i (W_{SDi} - W_{SDMi}) \frac{\partial W_{SDi}}{\partial T_e} \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{2.13}$$

を得る。(2.13)式から求まる δW_s , δT_e で W_{SDi} の初期値を修正して同様の手続きを繰り返すことによって W_s , T_e の収れん値が求まる。このときの W_s , T_e の分散値 σ_{W_s} , σ_{T_e} は

$$\begin{aligned}
 \sigma_{W_s} &= \sum_{i=1}^n \sigma_{Qi} \left(\frac{\partial (\delta W_s)}{\partial \lambda^2} \right) \simeq \frac{1}{d} \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial T_e} \right)^2 \\
 \sigma_{T_e} &= \sum_{i=1}^n \sigma_{Qi} \left(\frac{\partial (\delta T_e)}{\partial \lambda^2} \right) \simeq \frac{1}{d} \sum w_i \left(\frac{\partial W_{SDi}}{\partial W_s} \right)^2
 \end{aligned} \tag{2.14}$$

となる。⁶⁾

最後に(2.9)式の χ^2 の計算をして適合性検定を行い、悪いデータは棄却することとする。

上述の誤差評価法はかなり煩雑な手続きを必要とするので、簡単な誤差評価法として以下に示す標準誤差(RMS ERROR)を同時に使用する。

$$\text{RMS ERROR} = \frac{1}{\sum W_{SDi}} \sqrt{\frac{\sum (W_{SDi} - W_{SDMi})^2}{n - c}} \times 100 (\%) \tag{2.15}$$

但し、 c は相当する散乱スペクトル式において推定すべき係数の個数である。

ここで注意すべき点は σ_{W_s} , σ_{T_e} と標準誤差は本質的には意味が異なることである。 σ_{W_s} , σ_{T_e} はPMのショットノイズのみに起因するデータの最大予想変動幅を表わしているのに対し、標準誤差は実際に得られた実験値の最良推定値からの変動幅を表わしている。

3. 実測値の誤差評価

この章では、6点同時測定用トムソン散乱装置により得られたJFT-2プラズマの電子温度及び密度の測定データの誤差評価を誤差の要因別に行い信頼性を確認する手順を明らかにする。

3.1節で誤差を考える上で関係の深い装置の構成を述べ、3.2節で、まず、誤差評価の基準となるPMのショットノイズについてまとめる。3.3節ではJFT-2プラズマについて得たデータ例を示し、ショットノイズ以外の誤差があることを明らかにする。これらの誤差要因のう

ち、今回特に重要と認められたゲート回路及びプラズマ光のゆらぎ、PM感度の変動、プラズマの再現性に限定して3.4節から3.6節にまとめる。

3.1 6点同時測定用トムソン散乱装置光学系の構成

本実験で使用した6点同時測定用トムソン散乱装置³⁾の光学系の略図を第1図に示す。

主な特長は、

- ① 6点空間測定を1台の分光器で行えるようにするために、各測定点からの散乱光を集光レンズによって6点ファイバーに集光させ分光器に導びいている。
- ② 位置、波長両方向の分解能を得るためにリトロ型分光器を用いている。
- ③ 各測定点に対応する分散光は、各点当り6~10チャンネルの光ファイバーによって、PMに入射する。
- ④ 観測スペクトル幅 $5500 \text{ \AA} \sim 7000 \text{ \AA}$ にあわせてPMは浜松テレビ製R 943-02とR 1333を用いている。

である。全体の実測透過率は15~16%となっており、設計通りの値を得ている。

PMの信号処理の構成を第2図に示す。PMの出力信号はゲート積分器でデジタル値に変換する。途中の増幅器と減衰器は出力信号がゲート積分器の許容入力域内に入るようにするために適当なレベルに設定されている。得られたデータはミニコンで収集、処理され、グラフィック表示される。

3.2 PMのショットノイズレベルの校正

PMのショットノイズは、その陽極電流 i_A の変動 $\overline{(i_A^2)}^{1/2} = \sigma_A$ から定義され、これによる信号対雑音比 (S/N) は、

$$S/N = \frac{i_A}{\overline{(i_A^2)}^{1/2}} = \left(\frac{i_k}{2e\Delta f \cdot F} \right)^{1/2} \quad (3.1a)$$

$$= \left(\frac{i_k \Delta t}{e \cdot F} \right)^{1/2} \quad (3.1b)$$

$$F = 1 + \frac{1}{\delta} + \frac{1}{\delta^2} + \dots + \frac{1}{\delta^n} = \frac{\delta - \frac{1}{\delta^n}}{\delta - 1} \quad (3.1c)$$

δ ; ダイノード1段当りの増倍率

n ; ダイノード段数

と表わされる。ここで i_k は陰極電流であり Δt はショットノイズ成分に対する積分時間幅である。この系で、陰極電流値を求めないでPMのショットノイズを把握する方法には、陽極電流を用いて統計処理を行う方法がある。^{7), 8)}

実際の測定系を考えると、プラズマ光が背景光として散乱光に重って観測される。このプラ

ズマ光を除去するため、ここでは、第3図に示すようにゲート1で散乱光とプラズマ光を同時に測定し、その10 μ s後にゲート2でプラズマ光のみを測定する。この2つの測定値の差をとって散乱光のデータを得る方法を用いている。ゲート1の操作において得られる散乱光によるPMの光電子数を N_s 、その時のプラズマ光の光電子数を N_{p1} 、ゲート2の操作において得られるプラズマ光の光電子数を N_{p2} とすれば、ゲート1でのPMのショットノイズは $\sqrt{N_s + N_{p1}}$ 、ゲート2でのPMのショットノイズは $\sqrt{N_{p2}}$ となり、系全体のショットノイズ σ_Q は2つの回路のショットノイズの和となるから

$$\sigma_Q = \sqrt{(\sqrt{N_s + N_{p1}})^2 + (\sqrt{N_{p2}})^2} \simeq \sqrt{N_s + 2N_p} \quad (3.2)$$

となる。ここで $N_{p1} \simeq N_{p2}$ としこれを N_p と表わしている。

実際の測定では、 $N_{p1} \simeq N_{p2}$ が必ずしも常に成立するとは限らない。つまりゲート2の操作においてPM出力のプラズマ光やゲート回路のゆらぎによる N_{p2} への影響を考慮しなければならない。このゆらぎのうち1放電毎のゆらぎの割合を γ_1 、定常的に存在する片寄りの割合に対応するゆらぎを γ_2 とすると(3.2)式に対応する実際の系のショットノイズ σ'_Q は近似的に

$$\sigma'_Q \simeq \sqrt{N_s + 2(1 + \gamma_1)N_p} + \gamma_2 N_p \quad (3.3)$$

と表わされる。 γ_1 、 γ_2 については後ほどの3.4節で評価されている。

実験では散乱光及びプラズマ光はゲート積分器の出力値として任意の値 W_{SDMi} (arb unit)、 W_{PDMi} (arb unit)で観測されるので、この値を光電子数に換算する必要がある。 i 番目のPMのショットノイズを σ_{QMi} とすれば(2.10)式で用いた W_{ni} を使って

$$\sigma_{QMi} = \sqrt{N_{S Mi} + 2N_{P Mi}} \equiv \sqrt{N_{SDMi}} \quad (3.4.a)$$

$$= \sqrt{(W_{SDMi} + 2W_{PDMi})/W_{ni}} \quad (3.4.b)$$

となる。 W_{ni} は今回の実験においては次のような較正実験で求めた。第4図のように集光レンズの観測位置に光源を置き6チャンネルファイバー束面のそれぞれに光を照射しその時のゲート積分器の出力値を読む。但し、ここではファイバー束Bについての結果を示す(この点においてプラズマ中心温度、中心密度が測定される)。統計的変動を測定するのに十分な回数としてこの操作を25回繰り返す、その平均値 W_{ci} とその分散値 σ_w を計算する。光源の光量を変えることにより W_{ci} の値をいくつか変えて同様のデータを取り、 W_{ci} と σ_w のグラフにする。

第5図に結果を示すが、図中横軸がゲート積分器の出力値 W_{ci} 、縦軸が25回測定の分散値 σ_w と W_{ci} との比である。黒丸(●)が実験値であり、実線は W_{ci}/σ_w が W_{ci} の $1/2$ 乗に比例するとして最小2乗法的に示したものである。この図より縦軸の値が1となる横軸の値が光電子数1個に相当するゲート積分器出力値であり W_{ni} を表わす。得られた較正值はチャンネル1(CH1)が $W_{n1} \simeq 1.8$ 、CH2が $W_{n2} \simeq 3.6$ 、CH3が $W_{n3} \simeq 2.0$ 、CH4が $W_{n4} \simeq 1.7$ 、CH5が $W_{n5} \simeq 2.2$ であった。

3.3 測定例

実際に JFT-2 プラズマ ($B_T = 12 \sim 13 \text{ KG}$, $I_p = 120 \sim 150 \text{ KA}$) で測定した散乱スペクトル例が第 6, 7, 8 図であり, 各図の(a)は 1 回の測定データの, (b)が 4~7 回の測定データの平均値, (c)は個々の測定データを重ね合わせたものである。各図において縦軸が散乱パワー W_s , 横軸が中心波長から各チャンネルに対応する波長を差引いた値の 2 乗値である。第 6, 7, 8 図の違いは平均電子密度が 2×10^{13} , 5×10^{13} , $6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ と異なることである。白丸(o) が各 PM の観測波長幅で分割した時の測定値であり, その値に対する誤差幅は (3.4.b) 式で求めたショットノイズによるものである。実線は相対論補正を考慮した散乱スペクトルに曲線適合したもので, 破線はこの曲線に対するショットノイズ限界値である。各チャンネルのショットノイズ σ_{qi} から (2.14) 式を用いて実際に求めた電子温度 T_e , 密度 N_e の誤差 σ_{Te} , σ_{ne} を第 6, 7, 8 図中に数値で示した。1 回の測定データのショットノイズによる誤差は T_e に対し 8~20%, N_e に関し 6~13% で, 4~7 回の測定データを平均するとそれぞれ 4~6%, 2~4% となる。理論的には 1 回の測定データよりも, 数回の測定データを平均化することの方がショットノイズによる誤差を $1/\sqrt{m}$ (m ; 測定回数) に減少させるはずである。事実, 実測値のショットノイズは明らかに 1 回の測定データの方が 2~3 倍大きくなっている。

次に各波長での測定点のばらつきについてみると 1 回の測定データの場合はほぼショットノイズ幅内に入り, これが誤差の第 1 の要因と考えられる。一方, 平均化処理した第 6~8 図の (b) については (a) に比べ各測定点のばらつきがショットノイズ幅よりも大きくなるのが目につく。特に第 7 図の CH1, CH2 の変動には一方的に理論値より上方及び下方になる傾向を示している。つまり平均化した場合のばらつきは, ショットノイズレベルが下がるので, 今までこのノイズで覆われていた他の要因によるノイズの影響が現われると考えられる。これら他の要因については次節以下で評価する。

ところで, 1 回の測定データの全検出光電子数に対するショットノイズの割合 $\frac{\sum \sigma_{qmi}}{\sum N_{SDMi}} = \frac{1}{\sqrt{\sum N_{SDMi}}}$ (i ; チャンネル数) と $\sigma_{Te}/T_e(0)$, $\sigma_{ne}/N_e(0)$ の関係をまとめてプロットしたものが第 9 図で, 白丸(o) が $\sigma_{Te}/T_e(0)$, ×印が $\sigma_{ne}/N_e(0)$ である。この場合には誤差要因は主にショットノイズのみであるので, 両者とも $\frac{1}{\sqrt{\sum N_{SDMi}}}$ に対し比例相関を示し, それぞれの勾配は $\Delta \left(\frac{\sigma_{Te}}{T_e(0)} \right) / \Delta \left(\frac{1}{\sqrt{\sum N_{SDMi}}} \right) \simeq 1.8$, $\Delta \left(\frac{\sigma_{ne}}{N_e(0)} \right) / \Delta \left(\frac{1}{\sqrt{\sum N_{SDMi}}} \right) = 1.0$ となる。これより, ショットノイズに対してより大きく依存するのは, 密度より温度であることがわかる。

次に 1 回の測定データについてショットノイズによる S/N 比と中心電子密度 $N_e(0)$ との相関を示したものが第 10 図である。密度の減少に伴い $1/2$ 乗で S/N 比が悪くなることを示しており理論的予測と一致した結果となっている。

3.4 高速ゲート回路及びプラズマ光のゆらぎによる誤差

PM に入射する光としては測定すべき散乱光以外に背景光としてプラズマ光が含まれるのでこの出力をそのまま用いればプラズマ光による信号が加算されて出てくる。これを防ぐため第

3 図に示す引算方式を用いている。

ここでは $10 \mu\text{s}$ の間の 2 つのプラズマ光及びゲートのゆらぎの割合を実験的に評価し、 T_e 、 N_e の測定値に与える誤差について考える。

実験は第 11 図のような構成で行われた。レーザー光路途中にレーザー光吸収板を置き、レーザーを発振させると発振同期パルスでゲート 1 が開き散乱光のないプラズマ光 N_{P1i} が観測でき、その後ゲート 2 で N_{P2i} を観測する。これを観測点 B 各チャンネルについてジュール加熱プラズマを用いて 20 回繰り返し行った。

第 1 表に実験結果として $N_{P1} - N_{P2}$ の平均値 $\overline{N_{P1} - N_{P2}}$ 、最大値、最小値、及び分散 $\sigma_{N_{P1} - N_{P2}}$ をまとめて示す。この条件のプラズマでは $N_{P1} - N_{P2}$ の変動はランダムであり、その平均値はほぼ 0 に収束し、その分散値は平均値に対し大きい幅を持つ。

これを (3.3) 式における r_1 、 r_2 の値に換算する。まず、 r_1 は 1 回の放電の電気ノイズによるゲート回路及びプラズマ光のゆらぎを表わしていることから $\{(N_{P1} - N_{P2}) / \sqrt{N_{P1} + N_{P2} - 1}\}$ の 20 回測定標準偏差として求められる。表 1 に示すように CH 1 が 0.56、CH 2 が -0.36、CH 3 が -0.28、CH 4 が 0.13、CH 5 が -0.09 となった。また、この偏差の割合に有意性があるかどうかを判定するため $\chi^2 = \sum_{i=1}^{20} \frac{(N_{P1i} + N_{P2i})^2}{N_{P1i} + N_{P2i}}$ の 95% 両側検定を行うと、CH 1 のみ、有意性があり、他は有意性がないことがわかった。これは、測定回数が 20 回と少なく、CH 2 ~ 5 については、回数をさらに重ねなければ無視できるかどうか判定し難い。

次に r_2 は定常的なゲート及びプラズマ光の偏差を表わしているので

$$r_2 = \frac{1}{m} \sum_{i=1}^n \frac{N_{P1i} - N_{P2i}}{N_{P2i}} \quad (m; \text{測定回数}) \quad (3.5)$$

と書ける。表 1 に各チャンネル毎の r_2 を示してある。

各チャンネルのショット毎の $N_{P1} - N_{P2} / N_{P2}$ 値についてプロットしたのが第 12 図でありこの条件のプラズマでは平均化処理により $r_2 \approx 0$ にすることが可能である。

結論として、 r_1 については CH 1 のみが有意性あるゆらぎを持つが、他のチャンネルについてはさらに実験を重ねなければはっきりしたことは言えない。 r_2 についてはほぼ 0 とみなせる。

3.5 光電子増倍管感度等の変動による誤差

各 PM の感度は第 4 図に示す方法で校正しているが、ゲート積分器の出力値を $n(\lambda)$ とすれば

$$\begin{aligned} n(\lambda) &= A \cdot I(\lambda) d\Omega \frac{S_1 h}{m^2} K(\lambda) \eta(\lambda) d\lambda \Delta t \\ &= \frac{1}{C} I(\lambda) \frac{S_1 h}{m^2} d\Omega d\lambda \Delta t \end{aligned} \quad (3.6)$$

と表わせる。ここで $I(\lambda)$ ($\mu\text{W} / \text{sterad} \cdot \text{nm} \cdot \text{mm}^2$) は標準電球の分光輻射輝度であり $d\Omega$ (sterad) は、集光レンズの有効立体角、 S_1 (mm)、 h (mm) は分光器入射スリット幅と

高さ, m は集光光学系の倍率, $K(\lambda)$ は PM の陽極感度, $\eta(\lambda)$ は光学系の分光透過率, Δt はゲート幅, A はゲート積分器の利得である。 C は較正定数であり, 本実験によりこの値を決定する。

実際のプラズマを測定した場合の散乱パワー W_{SDM} は, ゲート積分器の出力を $N_{SDM}(\lambda)$ とすると

$$W_{SDM} = \frac{C \cdot N_{SDM}(\lambda)}{\Delta t_L} \quad (3.7)$$

で表わせる。ここで Δt_L はレーザー光のパルス幅である。

今, 問題となるのは, PM の感度が較正時のものに比べ測定時に変化した時, 散乱スペクトル, さらに T_e , N_e 測定値にどの程度の誤差を与えるかを把握することである。

そこで変化の割合を測る方法として実測散乱パワースペクトルの χ^2 検定をすることより, ばらつきに有意性があるかどうかを判定する方法を試みた。第 13 図に計算結果を示す。これは, 理論散乱パワースペクトル曲線 $W_{SD}(\lambda_s)$ に対して最小 2 乗テラー-微分補正法による各測定点の曲線の適合性の良さがどの程度のものであるかを判定するのに 95% 両側 χ^2 検定を行ったものであり, 白丸(\circ) が 1 回の測定データ毎の χ^2 値, 黒丸(\bullet) が全測定データを平均処理した χ^2 値である。また横軸には, PM の時間的劣化の依存性を考慮できるように感度較正直後からおよそ 2 週間おきの測定データを選んである。この場合の自由度は $n=5$ であるので, 95% 両側 χ^2 検定域は図中実線で囲んだ領域となり, $0.8 < \chi^2_{0.95} < 13.0$ である。

$10/15$, $11/18$, $11/26$ データで 1 回の測定データ毎の χ^2 値はほぼ検定域中に入り, 出力の変動に有意性はないが平均化処理したデータはややばらつきが増加する傾向がある。また $10/29$ のデータについては, χ^2 検定域からのズレが目立ち変動に有意性がある。

また, 感度の変動は同一実験日においては 1 回の測定データ及び数回の測定データの平均値でもほとんど無関係であり, 各 PM 毎にそれぞれ変化した値を保っているようにみえる。

この現象を具体的に示したものが, 第 6, 7, 8 図の(c)の数回の測定データの重ね合わせの図に見ることができる。同図において 1 回毎の各測定点を折れ線で結ぶと第 7, 8 図それぞれ固有の折れ線形状で上下している。例えば第 7 図では CH 1 が上方へ, CH 2 が下方に CH 3 が上方にというように, 一方的な片寄りが見られる。これが前述の χ^2 検定値が大きくなった場合に相当しているので, χ^2 検定を行った場合, 測定値の変動に有意性のあるデータは棄却すべきである。

以上の結果から言えることは, 測定日時により 1 回の測定データのショットノイズレベルより大きい感度の変動が見られる場合があり原因としては PM の時間的劣化よりも PM 設定電圧の変動と考えられる。但し現在, 考えられる原因を実験的に確認していないので今後確認実験を行う必要がある。

3.6 プラズマの再現性

今回の実験に使用した JFT-2 プラズマでは 1 回の測定データはショットノイズが支配的で

あり、数回の測定の平均化処理データは PM 感度等の変動が大きい場合は、それが支配的になることが前節までの議論で明らかになった。本節では以上の結果をふまえて PM 感度の変動が顕著でないデータを選択して、光電子数の段階で平均化処理した $\overline{T_e(0)}$ 、 $\overline{N_e(0)}$ のショットノイズ $\sqrt{m} \sigma_{Te}$ 、 $\sqrt{m} \sigma_{ne}$ (m : 測定回数) と個々の測定により得られた数個の $T_e(0)$ と $N_e(0)$ を平均した値 $\overline{T_{em}(0)}$ 、 $\overline{N_{em}(0)}$ の標準偏差 σ_{Tem} 、 σ_{nem} を比較することによりプラズマの再現性を調べることにする。

第 14 図 (a) に $\overline{T_e(0)}/\sqrt{m} \sigma_{Te}$ (黒丸)、 $\overline{T_{em}(0)}/\sigma_{Tem}$ (白丸)、第 14 図 (b) に $\overline{T_e(0)}/\sqrt{m} \sigma_{ne}$ (黒丸)、 $\overline{N_{em}(0)}/\sigma_{nem}$ (白丸) の $N_e(0)$ に対する依存性を示している。(a)、(b) 両方とも、黒丸は傾きが $1/2$ の実線にのる。これに対し、白丸は各放電毎のばらつきを含めたもので電子密度にあまり依存せず一定値になる傾向がある。この場合にプラズマの再現性の評価値としては

電子温度

$$\frac{\sqrt{\sigma_{Tem}^2 - m \sigma_{Te}^2}}{\overline{T_e(0)}} \times 100 \quad (\%)$$

電子密度

$$\frac{\sqrt{\sigma_{nem}^2 - m \sigma_{ne}^2}}{\overline{N_e(0)}} \times 100 \quad (\%)$$

と書ける。今回のデータに対しては $3 \sim 9 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の中心電子密度領域で電子温度に対して再現性は 70% 程度、電子密度に対して 80~90% 程度となっている。これらの値が電子密度により変化しないとして電子密度が $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 程度以下になると 1 放電データのショットノイズの方がプラズマの再現性より悪くなるので平均化処理データを使用して S/N 比の改善をはかることができる。 $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 程度以上の密度領域においては JFT-2 プラズマではショットノイズ限界以上に局所的な電子温度、電子密度に対してプラズマがばらつくので S/N 比の限界は 1 放電毎のショットノイズにより決められる。但し、この場合においても平均化処理データはショットノイズで重み付けした電子温度、電子密度の平均値を与え、その誤差は平均値がショットノイズでゆらぐ大きさを与えているのでその意義を明確にしておけば、S/N 比を改善した計測値として使用することも可能である。

3.7 標準誤差とショットノイズ誤差の比較

今回用いた σ_{Te} 、 σ_{ne} の測定法により、PM のショットノイズによる σ_{Te} 、 σ_{ne} と、実測値の最良推定値に対するばらつきを表わした標準誤差 (RMS ERROR) の関係を第 15 図に示してある。

図中白印が 95% 両側 χ^2 検定を行った場合、有意性のないデータ、黒印が有意性のあるデータである。また、丸印 (○, ●) が σ_{Te} 、三角印 (△, ▲) が σ_{ne} に対応するものである。図より σ_{Te} 、 σ_{ne} と RMS ERROR との相関はほとんどなく、 $\sigma_{Te}/\text{RMS ERROR} = 0.75 \sim 0.90$ の

2本の直線ではさまれた領域を境に上側が白印、下側が黒印にほぼ分けられている。つまり、今度のデータに関しては χ^2 検定で棄却されるデータと採用されるデータは、 $\sigma_{Te}/T_e(0)$ 、 $\sigma_{ne}(0)/N_e(0)$ （あるいは全光電子数のゆらぎ $1/\sqrt{\Sigma W_{SDMi}}$ ）とRMS ERRORを比較することによっても分類することができる。

以上のことがより確実に言えるようになるにはさらに多くのデータについて検討すべきであるが、今回の結果からでも χ^2 検定を確める1つの方法としてRMS ERRORを求めることは有用であると思われる。

4. 結 論

JFT-2プラズマでの6点同時測定用トムソン散乱装置で測定したデータの誤差について、誤差評価の基準となるPMのショットノイズを基にその電子温度、密度に対する影響、また他の誤差として(1)ゲート回路及びプラズマ光のゆらぎ、(2)PM感度の変動、(3)プラズマの再現性等について検討した。得られた結論は以下のようにまとめられる。

- (1) PM感度等の変動の大きいデータを除いて、1回の測定時には、散乱パワースペクトルの各測定点の変動の原因はPMのショットノイズがノイズ限界を与えている。その誤差量は、中心電子温度 $T_e(0)$ に対しては全光電子数のゆらぎの1.8倍、中心電子密度 $N_e(0)$ に対しては1倍であり、 $T_e(0)$ に対する影響がより大きい。

また、この場合の S/N 比は $N_e(0)$ のほぼ $1/2$ 乗に比例する。

しかし、数回の測定データを重ね合わせて平均化することにより、誤差量を測定回数の平方根の逆数だけ減らすことができる。従って平均化を行うことは低密度域での S/N 比を良くする1つの方法となる。

- (2) 高速ゲート回路のゆらぎあるいはプラズマのゆらぎによる誤差は、1回の測定データのランダムゆらぎ γ_1 と定常的に存在する偏差 γ_2 で評価できる。

今回の実験では、 γ_1 は必ずしも無視できず今後はこれを考慮する必要がある。 γ_2 に関しては $\gamma_2 \simeq 0$ に収束するので問題はなかった。

- (3) PMの感度等の変動は、測定日時により大きく変化する時があり、ショットノイズ以上に誤差を与えることもある。

これを改善するためには、95%両側 χ^2 検定を行って変動に有意性のあるデータは棄却する必要がある。さらに、検定の精度を上げるには平均化処理が有効である。

- (4) PM感度の変動の大きいデータを除いて、PMのショットノイズ、ゲートのゆらぎによる誤差を少なくするため数回の測定データを重ね合わせ、平均化したときの分散値 σ_{Te} 、 σ_{ne} と個々の放電における $T_e(0)$ 、 $N_e(0)$ の測定値を平均したときの分散値 $\sigma_{Te\bar{m}}$ 、 $\sigma_{ne\bar{m}}$ を比較すると、後者が1.5~2.0倍程度大きくなった。この原因は、プラズマの再現性によるものと考えられ、 $T_e(0)$ に対し70~100%、 $N_e(0)$ に対し80~90%の再現性を持つ。

- (5) 以上のように、トムソン散乱のデータの検定の方法としては χ^2 検定が有効である。他

2本の直線ではさまれた領域を境に上側が白印、下側が黒印にほぼ分けられている。つまり、今度のデータに関しては χ^2 検定で棄却されるデータと採用されるデータは、 $\sigma_{T_e}/T_e(0)$ 、 $\sigma_{n_e}(0)/N_e(0)$ （あるいは全光電子数のゆらぎ $1/\sqrt{\Sigma W_{SDMi}}$ ）とRMS ERRORを比較することによっても分類することができる。

以上のことがより確実に言えるようになるにはさらに多くのデータについて検討すべきであるが、今回の結果からでも χ^2 検定を確める1つの方法としてRMS ERRORを求めることは有用であると思われる。

4. 結 論

JFT-2プラズマでの6点同時測定用トムソン散乱装置で測定したデータの誤差について、誤差評価の基準となるPMのショットノイズを基にその電子温度、密度に対する影響、また他の誤差として(1)ゲート回路及びプラズマ光のゆらぎ、(2)PM感度の変動、(3)プラズマの再現性等について検討した。得られた結論は以下のようにまとめられる。

- (1) PM感度等の変動の大きいデータを除いて、1回の測定時には、散乱パワースペクトルの各測定点の変動の原因はPMのショットノイズがノイズ限界を与えている。その誤差量は、中心電子温度 $T_e(0)$ に対しては全光電子数のゆらぎの1.8倍、中心電子密度 $N_e(0)$ に対しては1倍であり、 $T_e(0)$ に対する影響がより大きい。

また、この場合の S/N 比は $N_e(0)$ のほぼ $1/2$ 乗に比例する。

しかし、数回の測定データを重ね合わせて平均化することにより、誤差量を測定回数の平方根の逆数分だけ減らすことができる。従って平均化を行うことは低密度域での S/N 比を良くする1つの方法となる。

- (2) 高速ゲート回路のゆらぎあるいはプラズマのゆらぎによる誤差は、1回の測定データのランダムゆらぎ γ_1 と定常的に存在する偏差 γ_2 で評価できる。

今回の実験では、 γ_1 は必ずしも無視できず今後はこれを考慮する必要がある。 γ_2 に関しては $\gamma_2 \simeq 0$ に収束するので問題はなかった。

- (3) PMの感度等の変動は、測定日時により大きく変化する時があり、ショットノイズ以上に誤差を与えることもある。

これを改善するためには、95%両側 χ^2 検定を行って変動に有意性のあるデータは棄却する必要がある。さらに、検定の精度を上げるには平均化処理が有効である。

- (4) PM感度の変動の大きいデータを除いて、PMのショットノイズ、ゲートのゆらぎによる誤差を少なくするため数回の測定データを重ね合わせ、平均化したときの分散値 σ_{T_e} 、 σ_{n_e} と個々の放電における $T_e(0)$ 、 $N_e(0)$ の測定値を平均したときの分散値 $\sigma_{T_{em}}$ 、 $\sigma_{n_{em}}$ を比較すると、後者が1.5~2.0倍程度大きくなった。この原因は、プラズマの再現性によるものと考えられ、 $T_e(0)$ に対し70~100%、 $N_e(0)$ に対し80~90%の再現性を持つ。

- (5) 以上のように、トムソン散乱のデータの検定の方法としては χ^2 検定が有効である。他

方、この方法は検定手順が複雑で実験データも数多く集積する必要があるので、より簡単に確認する方法として、標準誤差と全光電子数のゆらぎの割合 $1/\sqrt{\sum N_{SDMi}}$ とを比較することにより、データのうち PM のショットノイズ以外の誤差原因の影響が特に大きいものを棄却することができる。

謝 辞

種々の議論、助言をして下さったプラズマ実験研究室計測グループの諸氏、JFT-2の実験で助力して下さいました当研究室鈴木紀男氏、山本新副主任研究員、木村晴行氏をはじめ運転、加熱グループの諸氏、装置技術管理室の国枝室長及び松崎誼氏をはじめとする諸氏に感謝します。また有益な助言と指導をして下さった核融合研究部プラズマ実験研究室船橋昭昌主任研究員、同田中裕二室長、当研究部田中正俊次長、同小幡行雄部長、核融合推進開発センター磯康彦センター所長、森茂理事に感謝致します。

参 考 文 献

- (1) N. Bretz, et al : Appl. Opt., 17, 192 (1978).
- (2) J. Lasalle, P. Platz : Appl. Opt., 18, 4124 (1979).
- (3) T. Yamauchi, K. Sano, H. Kawashima, K. Kumagai, T. Matoba : "Thomson Scattering Apparatus for Simultaneous Six-position Measurement in the JFT-2 Tokamak", submitted to Japan. J. Appl. Phys., 21, 347 (1982).
- (4) J. Sheffield : Plasma Phys., 14, 783 (1972).
- (5) T. Matoba, T. Itagaki, T. Yamauchi : Japan. J. Appl. Phys., 18, 1127 (1979).
- (6) R. R. Bevington : "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Science", McGraw-Hill Book Co., New York (1969).
- (7) J. Sheffield : "Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation", Academic Press., New York (1975).
- (8) 板垣時良, 的場徹, 熊谷勝昭, 船橋昭昌 ; JAERI-M 6476 (1976).

方、この方法は検定手順が複雑で実験データも数多く集積する必要があるので、より簡単に確認する方法として、標準誤差と全光電子数のゆらぎの割合 $1/\sqrt{\sum N_{SDMi}}$ とを比較することにより、データのうち PM のショットノイズ以外の誤差原因の影響が特に大きいものを棄却することができる。

謝 辞

種々の議論、助言をして下さったプラズマ実験研究室計測グループの諸氏、JFT-2の実験で助力して下さいました当研究室鈴木紀男氏、山本新副主任研究員、木村晴行氏をはじめ運転、加熱グループの諸氏、装置技術管理室の国枝室長及び松崎誼氏をはじめとする諸氏に感謝します。また有益な助言と指導をして下さった核融合研究部プラズマ実験研究室船橋昭昌主任研究員、同田中裕二室長、当研究部田中正俊次長、同小幡行雄部長、核融合推進開発センター磯康彦センター所長、森茂理事に感謝致します。

参 考 文 献

- (1) N. Bretz, et al : Appl. Opt., 17, 192 (1978).
- (2) J. Lasalle, P. Platz : Appl. Opt., 18, 4124 (1979).
- (3) T. Yamauchi, K. Sano, H. Kawashima, K. Kumagai, T. Matoba : "Thomson Scattering Apparatus for Simultaneous Six-position Measurement in the JFT-2 Tokamak", submitted to Japan. J. Appl. Phys., 21, 347 (1982).
- (4) J. Sheffield : Plasma Phys., 14, 783 (1972).
- (5) T. Matoba, T. Itagaki, T. Yamauchi : Japan. J. Appl. Phys., 18, 1127 (1979).
- (6) R. R. Bevington : "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Science", McGraw-Hill Book Co., New York (1969).
- (7) J. Sheffield : "Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation", Academic Press., New York (1975).
- (8) 板垣時良, 的場徹, 熊谷勝昭, 船橋昭昌 ; JAERI-M 6476 (1976).

方、この方法は検定手順が複雑で実験データも数多く集積する必要があるので、より簡単に確認する方法として、標準誤差と全光電子数のゆらぎの割合 $1/\sqrt{\sum N_{SDMi}}$ とを比較することにより、データのうちPMのショットノイズ以外の誤差原因の影響が特に大きいものを棄却することができる。

謝 辞

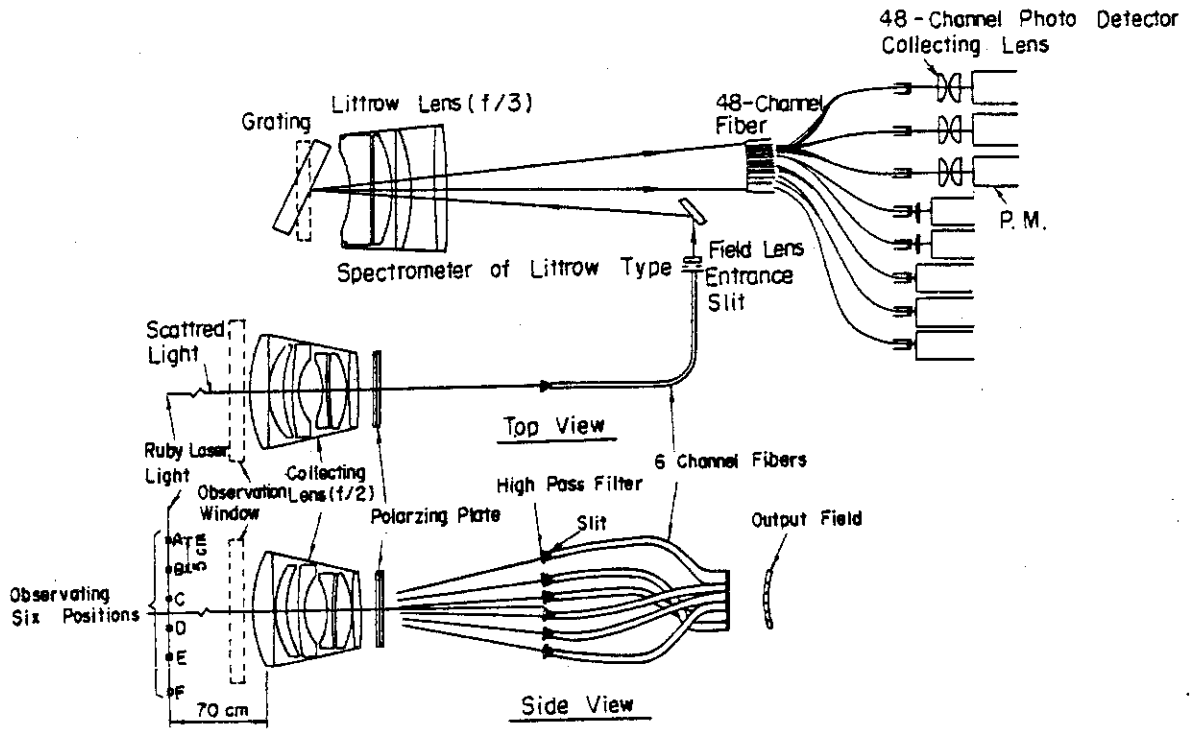
種々の議論、助言をして下さったプラズマ実験研究室計測グループの諸氏、JFT-2の実験で助力して下さいました当研究室鈴木紀男氏、山本新副主任研究員、木村晴行氏をはじめ運転、加熱グループの諸氏、装置技術管理室の国枝室長及び松崎誼氏をはじめとする諸氏に感謝します。また有益な助言と指導をして下さった核融合研究部プラズマ実験研究室船橋昭昌主任研究員、同田中裕二室長、当研究部田中正俊次長、同小幡行雄部長、核融合推進開発センター磯康彦センター所長、森茂理事に感謝致します。

参 考 文 献

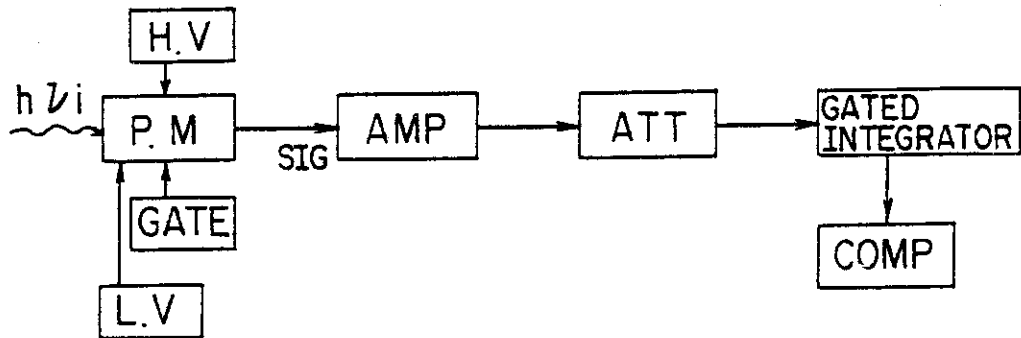
- (1) N. Bretz, et al : Appl. Opt., 17, 192 (1978).
- (2) J. Lasalle, P. Platz : Appl. Opt., 18, 4124 (1979).
- (3) T. Yamauchi, K. Sano, H. Kawashima, K. Kumagai, T. Matoba : "Thomson Scattering Apparatus for Simultaneous Six-position Measurement in the JFT-2 Tokamak", submitted to Japan. J. Appl. Phys., 21, 347 (1982).
- (4) J. Sheffield : Plasma Phys., 14, 783 (1972).
- (5) T. Matoba, T. Itagaki, T. Yamauchi : Japan. J. Appl. Phys., 18, 1127 (1979).
- (6) R. R. Bevington : "Data Reduction and Error Analysis for the Physical Science", McGraw-Hill Book Co., New York (1969).
- (7) J. Sheffield : "Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation", Academic Press., New York (1975).
- (8) 板垣時良, 的場徹, 熊谷勝昭, 船橋昭昌 ; JAERI-M 6476 (1976).

第1表 高速ゲート回路出力のプラズマ光に対する実験値

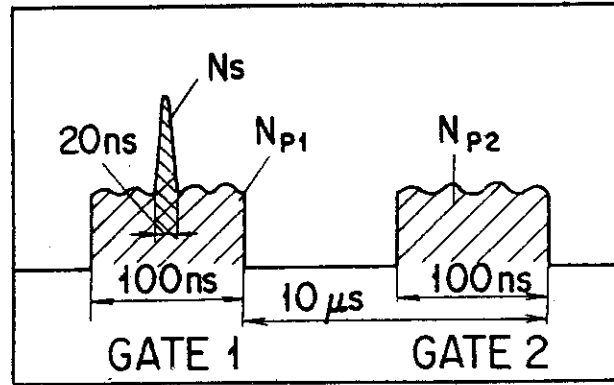
	CH 1	CH 2	CH 3	CH 4	CH 5
$\overline{N_{PI-NPZ}}$	-6.3	2.4	0.3	2.1	3.1
max	49.6	17.9	16.7	50.6	31.3
min	-54.4	-16.8	-17.4	-25.3	-27.0
$\sigma_{\overline{N_{PI-NPZ}}}$	35.3	7.7	9.9	26.5	14.1
σ_1	0.56	-0.36	-0.28	0.13	-0.09
χ^2	52.4	10.5	10.5	5.6	15.9
σ_2	-0.008	0.054	-0.002	0.016	0.001



第1図 トムリン散乱装置光学系の配置図



第2図 PMの信号処理のブロック図

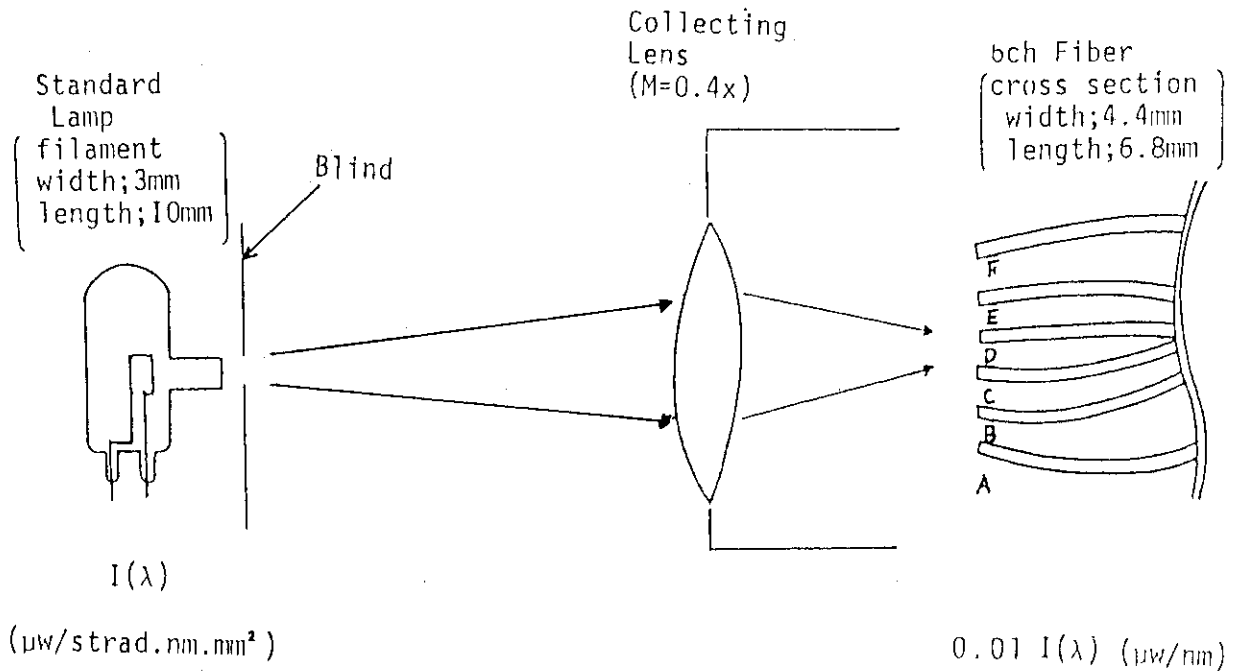


N_s ; Scattered light

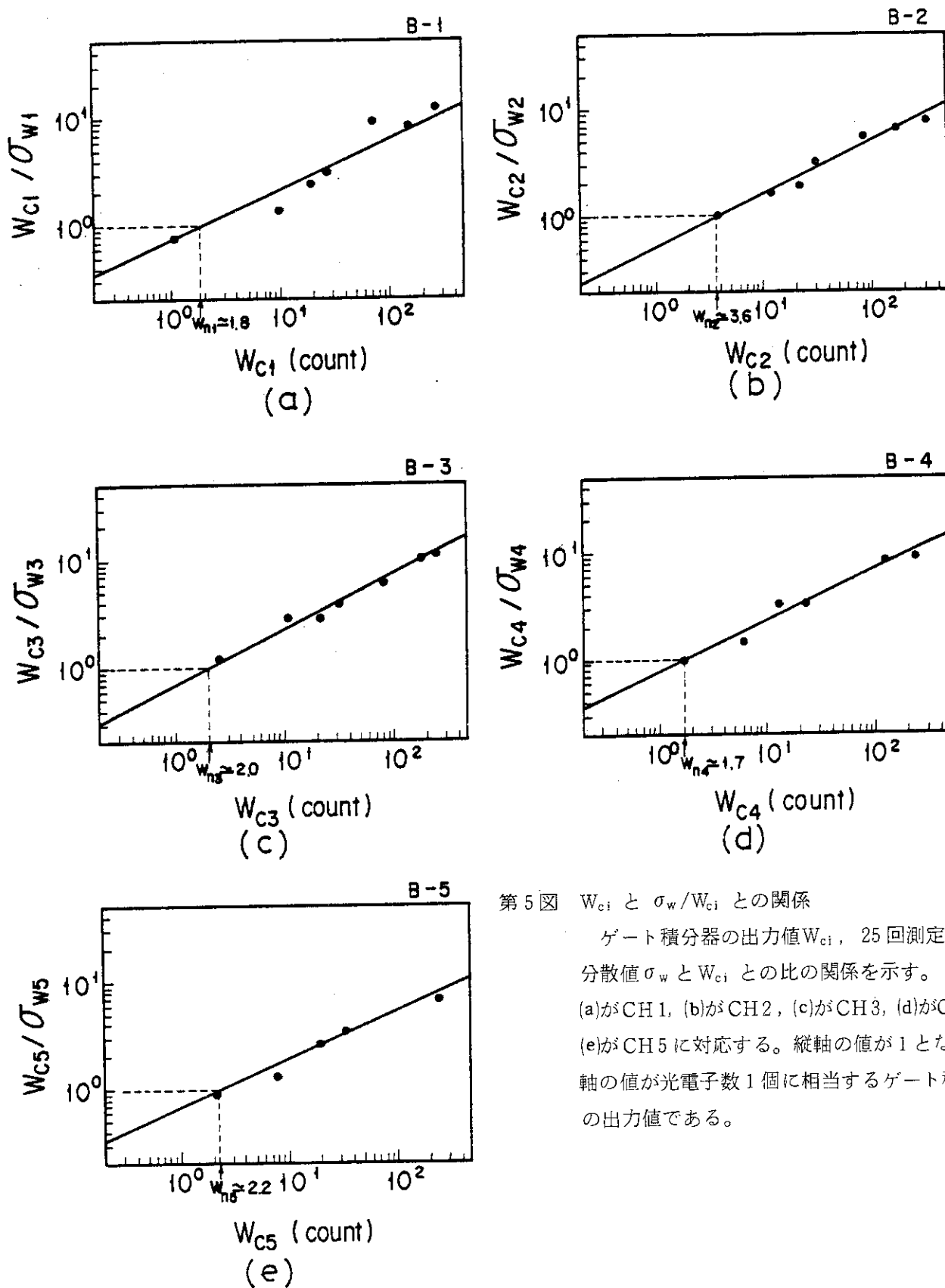
N_{P1}, N_{P2} ; Plasma light

第3図 散乱光測定用高速ゲートの時間関係

ゲート1の100 nsの間に散乱光+プラズマ光を測定し10 μ s後に幅100 nsのゲート2でプラズマ光のみを測定し、その差から散乱光を得る。

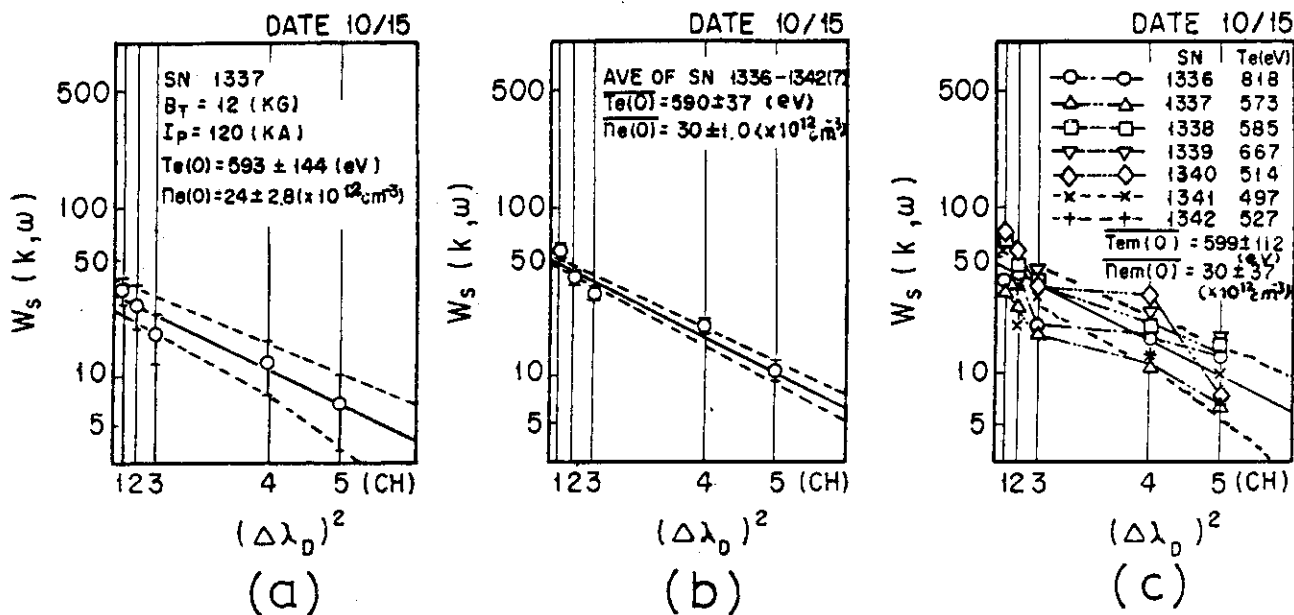


第4図 感度較正実験構成図



第5図 W_{ci} と σ_w/W_{ci} との関係

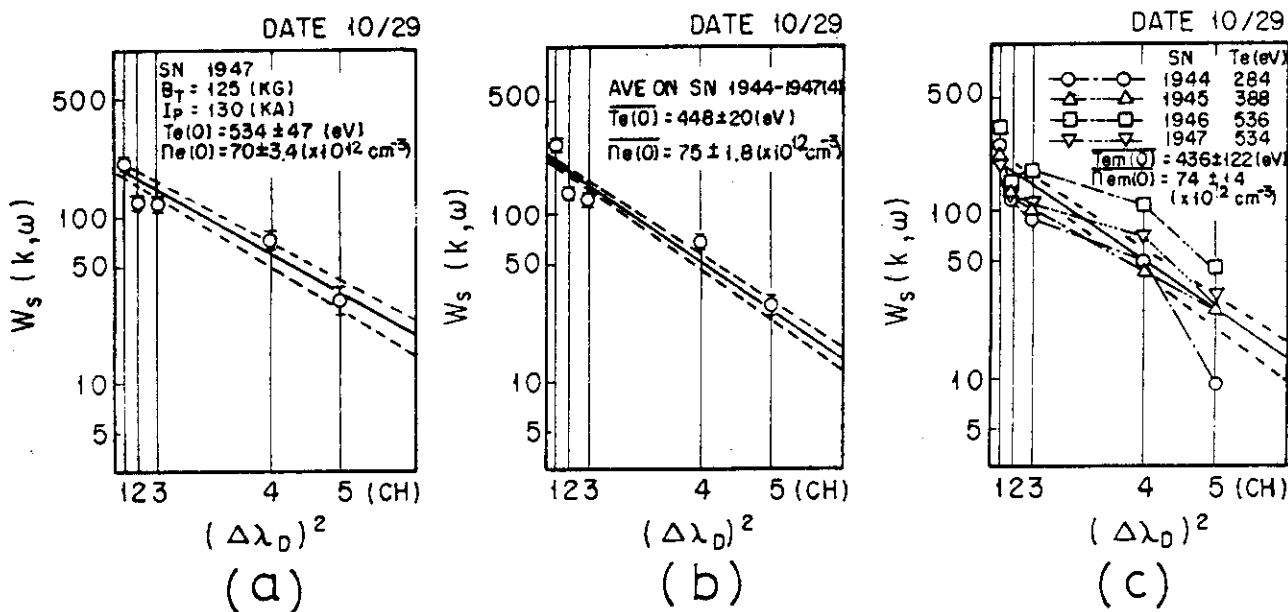
ゲート積分器の出力値 W_{ci} 、25回測定分散値 σ_w と W_{ci} との比の関係を示す。(a)がCH1、(b)がCH2、(c)がCH3、(d)がCH4 (e)がCH5に対応する。縦軸の値が1となる横軸の値が光電子数1個に相当するゲート積分器の出力値である。



第6図 平均電子密度 $\bar{n}_e = 2 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ の時の観測散乱スペクトル

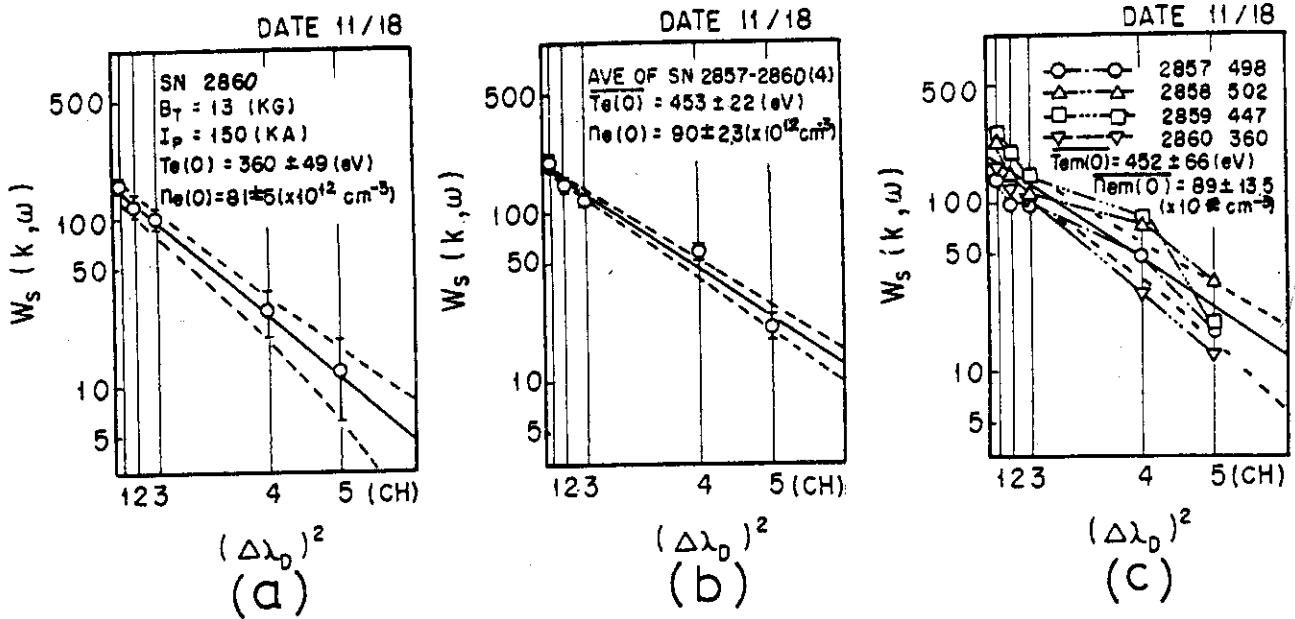
曲線図。SNは放電番号

- (a) 1回のみ測定データ
- (b) 7回の平均測定データ
- (c) 7回の測定データの重ね合わせ

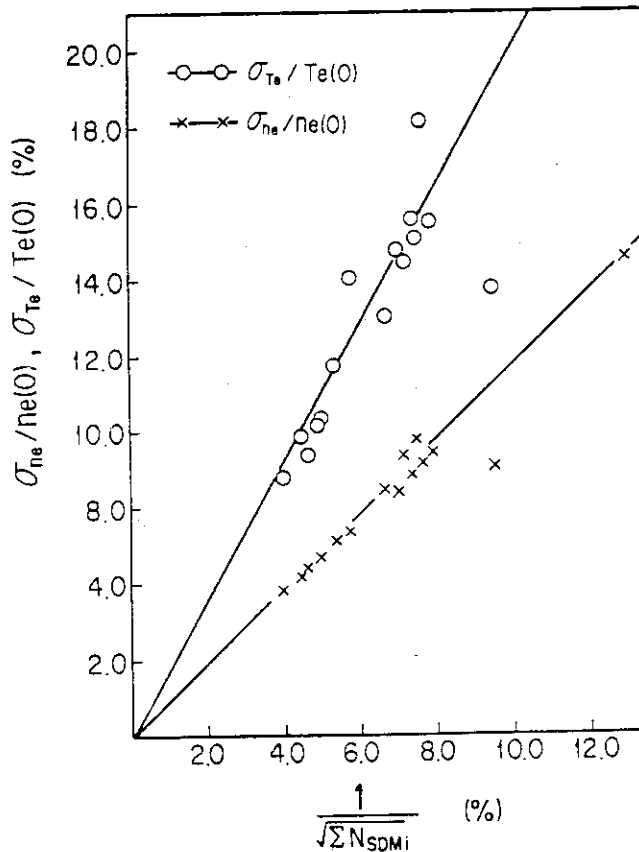


第7図 $\bar{n}_e = 5 \times 10^{13} \text{cm}^{-3}$ の時の散乱スペクトル曲線図。SNは放電番号

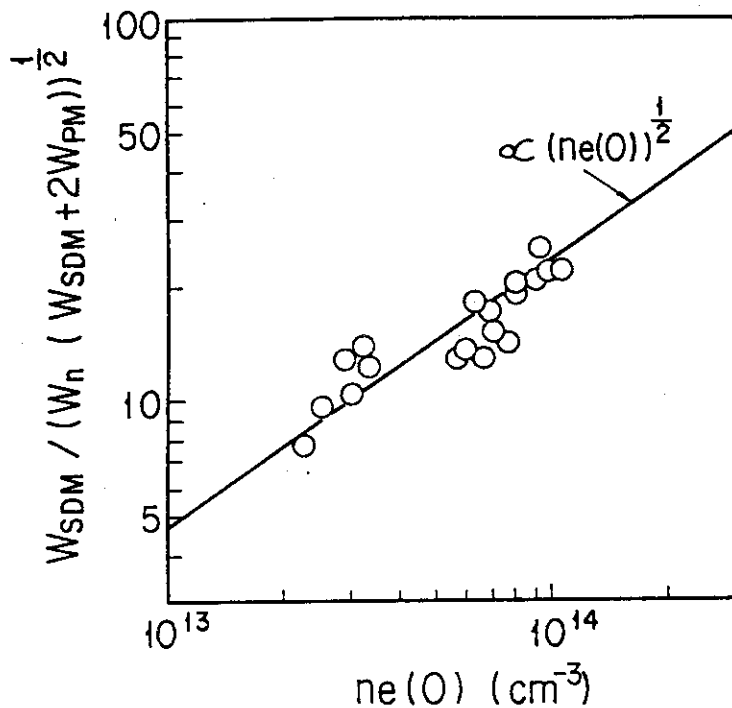
- (a) 1回のみ測定データ
- (b) 4回の平均測定データ
- (c) 4回の測定データの重ね合わせ



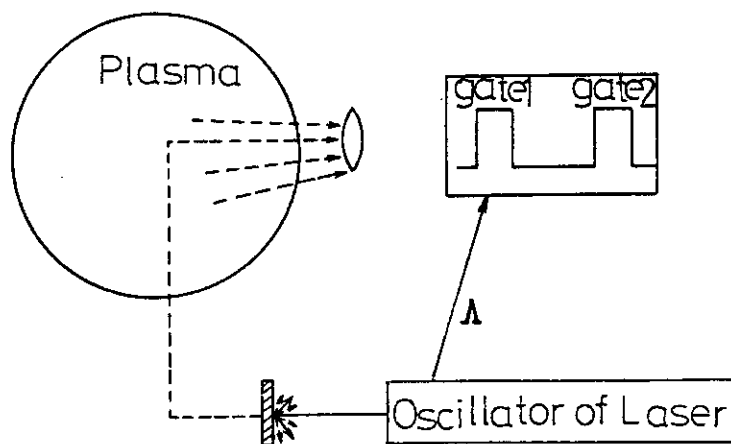
第8図 $\bar{n}_e = 6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ の時の散乱スペクトル曲線図。SNは放電番号
 (a) 1回の測定データ (c) 4回の測定データの重ね合わせ
 (b) 4回の平均測定データ



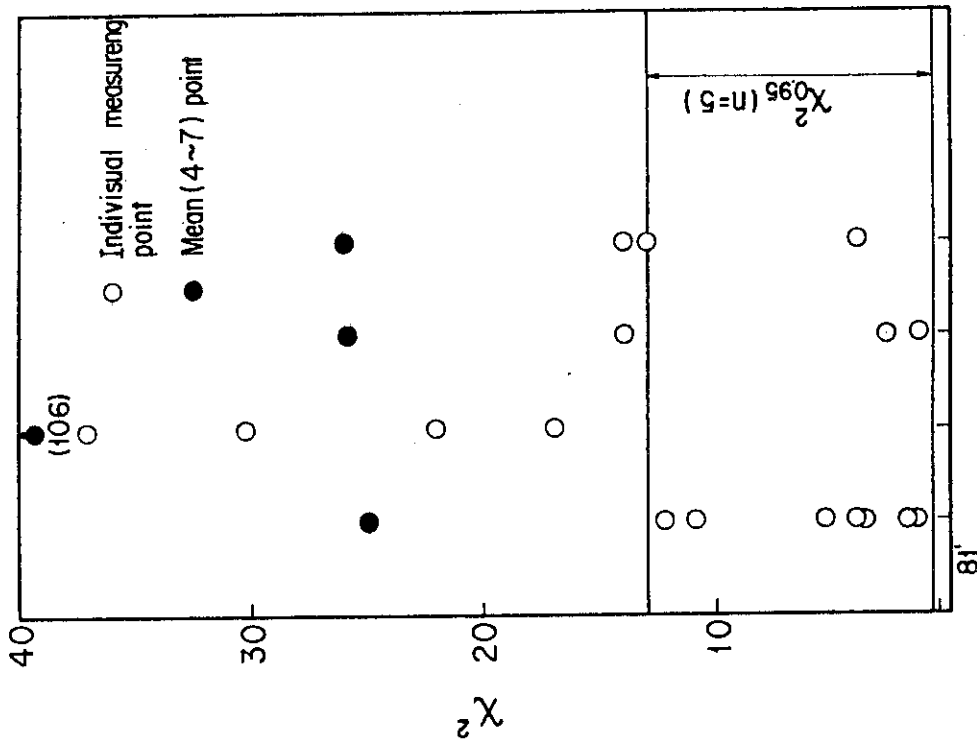
第9図 全検出光電子数に対するショットノイズの割合 $\frac{1}{\sqrt{\sum N_{SDMi}}}$ に対する $\frac{\sigma_{T_e}}{T_e(0)}$ と $\frac{\sigma_{n_e}}{n_e(0)}$ の依存性
 (○)印が $\frac{\sigma_{T_e}}{T_e(0)}$ (×)印が $\frac{\sigma_{n_e}}{n_e(0)}$ に対するものである。 $\sigma_{T_e}/T_e, \sigma_{n_e}/n_e$ に対して勾配がそれぞれ 1.8, 1.0 で良い相関を示す。



第10図 PMのショットノイズによるS/N比と、中心電子密度 $n_e(0)$ の関係
 S/N比と $n_e(0)$ の間には傾き $\frac{1}{2}$ 乗の相関がある。

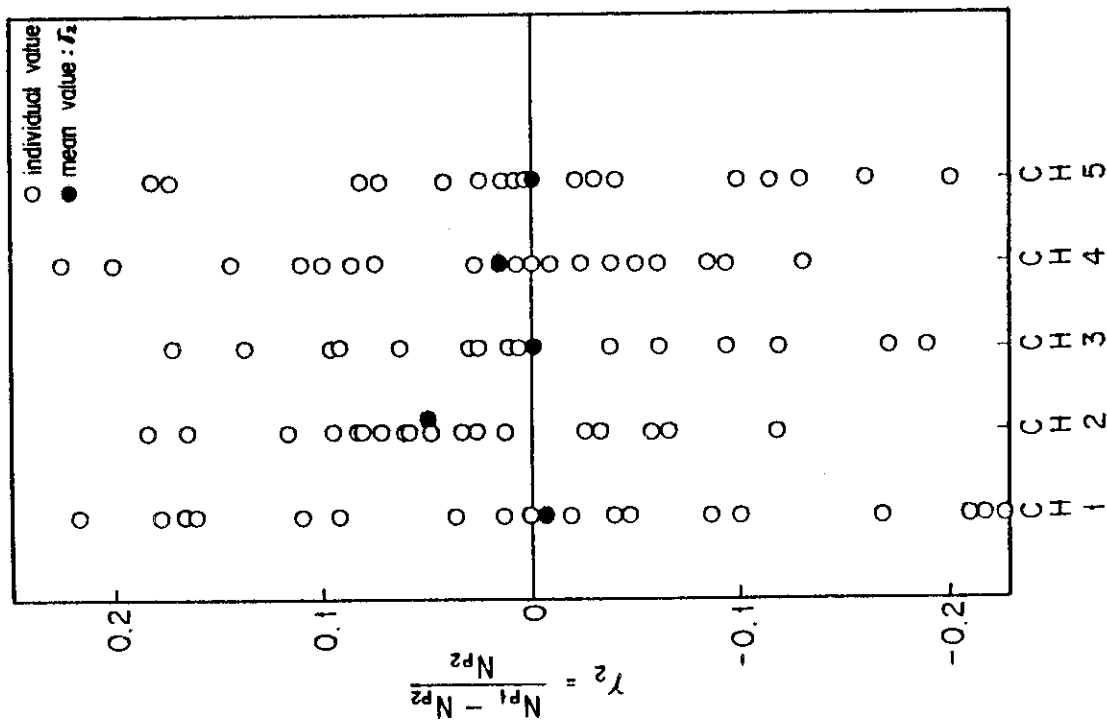


第11図 ゲート及びプラズマ光のゆらぎ検定実験構成図

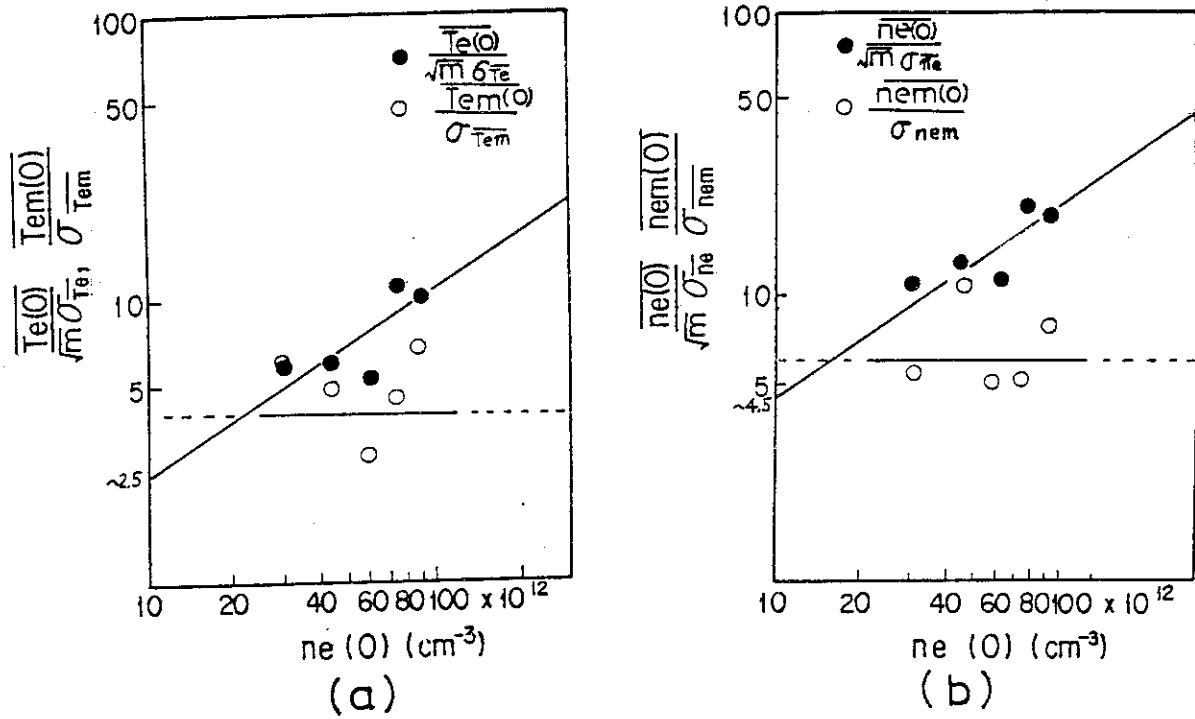


DATE 10/15 10/29 10/29 11/18 11/26
 B_T(KG) 12 12.5 13 13
 I_P(KA) 120 150 150 130
 ne(x10¹⁵cm⁻³) 2 5 6 4

第13図 散乱スペクトルの実験値による χ^2 値と実験口時との関係。白丸が1回の測定データであり、黒丸が平均値のデータである。

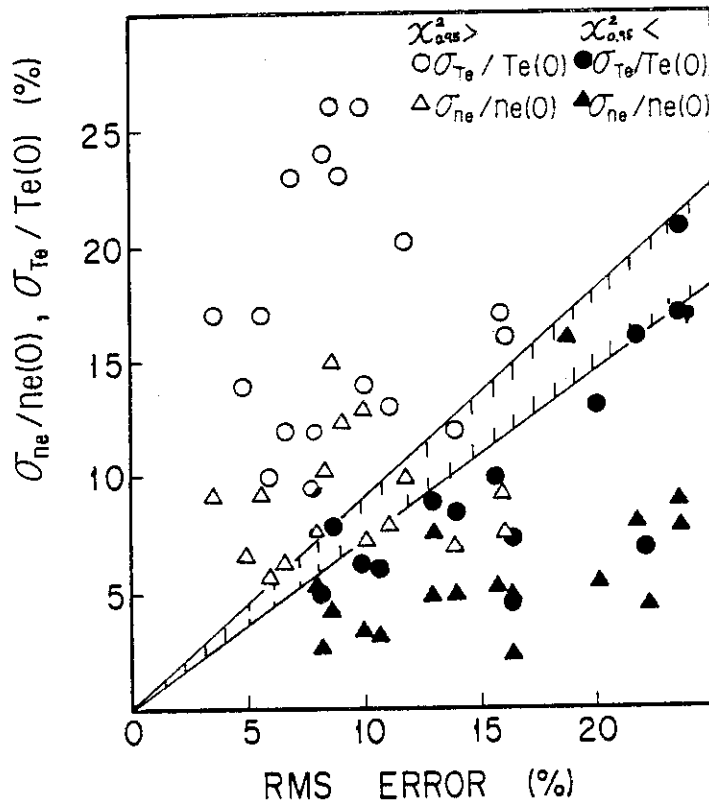


第12図 ゲート及びプラズマ光の定常的偏差値 γ_2 と各測定チャンネルでのバラツキの度合
 各チャンネルともほぼランダムなバラツキで示す。また黒丸(●)はこれらの平均値でありほぼ0に収束する。



第14図 (a)が中心電子温度, (b)が中心電子密度に対する S/N 比の電子密度依存性

白丸が1回の測定データ, 黒丸が平均化処理データであり, 測定回数 m の増乗に比例している。1回の測定データは電子密度に関係なくほぼ一定である。



第15図 RMS ERROR と $\frac{\sigma_{Te}}{Te(0)}, \frac{\sigma_{ne}}{ne(0)}$

白印が χ^2 検定で有意性のないもの。黒印が χ^2 検定で有意性のあるものに対応し, 丸 (○, ●) が σ_{Te} , 三角 (△, ▲) が σ_{ne} に対応する。