



CEA  
EURATOM

ASSOCIATION EURATOM-CEA

92260 Fontenay-aux-Roses (France)

DEPARTEMENT DE PHYSIQUE DU PLASMA  
ET DE LA FUSION CONTROLÉE

DPh-PFC-SIG

FR760 2412  
EUR-CEA-FC-814

DISPOSITIF DE MESURE PAR DIFFUSION THOMSON  
UTILISANT DES PHOTOMULTIPLICATEURS SENSIBLES:  
16% JUSQU' A 860 nm.

M. HESSE

Mars 1976

DISPOSITIF DE MESURE PAR DIFFUSION THOMSON UTILISANT DES  
PHOTOMULTIPLICATEURS SENSIBLES : 16% JUSQU'À 860 nm.

MESURES REALISEES SUR PETULA

M. HESSE

ASSOCIATION EURATOM-CEA  
Département de Physique du Plasma et de la Fusion Contrôlée  
Service IGn - Centre d'Etudes Nucléaires  
B.P.85 - Centre de Tri - 38041  
GRENOBLE CEDEX (France)

RESUME.

L'utilisation de photomultiplicateurs à rendement quantique élevé (16% jusqu'à 8600 Å) a permis l'observation intégrale du spectre de lumière diffusée par un plasma pour un laser à rubis. Ce rapport décrit l'ensemble du dispositif optique et électronique d'acquisition du spectre de lumière diffusée.

Les spectres obtenus présentent une dissymétrie supérieure à la dissymétrie prévue en théorie relativiste. L'interprétation de ces résultats n'est pas résolue ( $\frac{v_D}{v_{the}} = .4\%$ ).

La sensibilité du diagnostic permet de mesurer de faibles densités électroniques ( $2.10^{12} \text{ ecm}^{-3}$ ).

ABSTRACT.

Red wing of scattering spectra for ruby scattered light from plasma is observed by the use of very high quantum efficiency photomultiplier : 16% up to 860 nm.

Observation of too dissymmetric relativist spectra is shown ; interpretation of such spectra is not yet done ( $\frac{v_D}{v_{the}} = 0.04$ ) High sensitivity of this diagnostic device has permit measurement of very low density as  $2.10^{12} \text{ ecm}^{-3}$  at  $r = 13 \text{ cm}$  (limiter 14 cm).

PLAN.

1 - INTRODUCTION.

2 - DONNEES EXPERIMENTALES.

- 2.1. Rappel.
- 2.2. Puissance diffusée.

3 - MONTAGE OPTIQUE.

- 3.1. Voie laser.
- 3.2. Voie de détection.

4 - ENSEMBLE DE DETECTION.

- 4.1. Type de détecteur : RCA 31034.
- 4.2. Dispositif de blocage de la photocathode.
- 4.3. Etalonnages absolu et relatif.

5 - ENSEMBLE DE MEMORISATION.

- 5.1. Tiroir multi-intégrateur.
- 5.2. Présentation et traitement des signaux.

6 - RESULTATS.

7 - CONCLUSION.

## 1 - INTRODUCTION.

L'utilisation de méthode de mesure sur les plasmas telle que la diffusion Thomson est largement répandue car elle permet de déterminer ponctuellement des paramètres aussi importants que la température et la densité électroniques.

Ce rapport décrit la totalité de l'expérience et surtout la façon dont certains problèmes ont été abordés et résolus tels que les problèmes de la sensibilité et de la détectivité de la chaîne de détection, d'étalonnage des détecteurs, de l'acquisition des données pour traitement en temps réel sur ordinateur.

Des exemples de spectre de lumière diffusée sont donnés. Les résultats de mesure tels que les profils radiaux de température et de densité ne sont pas mentionnés et sont publiés par ailleurs avec l'ensemble des mesures /9/. Seuls sont traités les problèmes spécifiques à ce diagnostic et à ses résultats.

## 2 - DONNEES EXPERIMENTALES.

### 2.1. Rappel /1/

Le principe de la méthode de mesure par diffusion Thomson est l'étude du spectre de la lumière diffusée par un plasma soumis à l'éclairement d'une onde électromagnétique monochromatique polarisée linéairement ; l'observation se faisant perpendiculairement au champ électrique de l'onde incidente.

Par cette étude il est possible de déterminer les densités et températures électroniques ou ioniques suivant la valeur d'un paramètre caractéristique du plasma, de l'onde incidente et du système d'observation soit :

$$\alpha = \frac{\lambda_i}{4\pi \lambda_D \sin \frac{\theta}{2}} = \frac{1}{k \lambda_D}$$

$$\lambda_D : \text{distance de Debye} \quad \lambda_D = \left( \frac{k T_e}{4\pi e^2 n_e} \right)^{1/2} = 745 \left( \frac{T_e (\text{eV})}{n_e (\text{ecm}^{-3})} \right)^{1/2} \text{ cm}$$

$\lambda_i$  : longueur d'onde de l'onde électromagnétique incidente.

$\theta$  : angle d'observation par rapport au faisceau incident

$$|\vec{k} = |\vec{k}_d - \vec{k}_i| = 2 k_i \sin \theta/2 \quad \vec{k}_i, \vec{k}_d : \text{vecteurs d'onde des ondes incidente et diffusée.}$$

- Pour un plasma tel que :

$$T_e \ll 1 \text{ keV}, n_e \approx 10^{13} \text{ ecm}^{-3}, \quad \lambda_i = 0,7 \mu \quad \theta = \frac{\pi}{2}$$

le paramètre  $\alpha \ll 1$

l'onde incidente est diffusée de façon incohérente et son spectre en longueur d'onde est gaussien ; sa largeur à mi-hauteur est exprimée par

$$\Delta \lambda_{1/2} (\text{\AA}) = 32,4 \sqrt{T_e (\text{eV})}$$

- Pour un plasma de température  $T_e \geq 1 \text{ keV}$  /2/, /3/ il est nécessaire de tenir compte de l'effet relativiste des électrons, le spectre de lumière diffusée devient dissymétrique, le maximum du spectre se déplace vers les courtes longueurs d'ondes.

Le traitement analytique d'un tel spectre, moyennant des changements de variables, peut être ramené à l'étude générale d'une gaussienne /3/ ; cette méthode permet de généraliser l'étude du spectre dans les cas relativiste et non relativiste.

## 2.2. Puissance diffusée.

$$P_d = P_i \sigma_t n_e l d\Omega$$

où  $\sigma_t$  : section efficace de diffusion Thomson :  $8 \cdot 10^{-26} \text{ cm}^2 \text{ str}^{-1}$

$P_i$  : puissance incidente.

$n_e$  : densité électronique du milieu diffusant.

$l$  : longueur du cylindre diffusant.

$d\Omega$  : angle solide d'observation.

Cette formule peut être transposée en nombre de photons émis ou même en nombre de photo-électrons émis par les photocathodes des détecteurs ;

$$N_{\text{photons diff.}} = N_{\text{phi}} \sigma_t n_e l d\Omega = N_{\text{phd}}$$

$$N_{\text{photo-électrons}} = N_{\text{phi}} \sigma_t n_e l d\Omega \tau \eta = N_{\text{phe}}$$

où  $\tau$  est le facteur de transmission de la chaîne de détection

$\eta$  est le rendement quantique des détecteurs.

Ex : laser à rubis :  $\lambda_i = 6943 \text{ \AA}$   $h\nu = 0,285 \cdot 10^{-18} \text{ J} = 1,79 \text{ eV}$ .

$$1 \text{ J}_{(\text{rubis})} = 0,35 \cdot 10^{19} \text{ photons.}$$

$$N_{\text{phi}} = 3 \cdot 10^{19} \quad (E_{\text{LASER}} = 8,6 \text{ J})$$

$$l = 1 \text{ cm, } n_e = 10^{13} \text{ ecm}^{-3}, \quad d\Omega = 10^{-2} \text{ st.}$$

$$\tau = 0,1, \quad \eta = 0,1$$

$$N_{\text{phe}} = 2 \cdot 10^3$$

Ce nombre de photo-électrons est réparti dans le spectre à étudier, si le nombre de détecteurs est de l'ordre de 10, chaque photocathode des détecteurs émet approximativement :

$$N_{\text{phe/détecteur}} \sim 2 \cdot 10^2 \quad \text{pour } n_e = 10^{13} \text{ ecm}^{-3}.$$

Dans le montage expérimental décrit dans ce rapport la valeur d'étalonnage est :

$$N_{\text{phe}} = 3,5 \cdot 10^3 \text{ phe pour } n_e = 10^{13} \text{ ecm}^{-3}.$$

Cette valeur suffisamment élevée permet de négliger pratiquement la statistique de photo-émission de la photocathode des différents détecteurs. Les erreurs possibles de la mesure ne proviennent plus d'une mauvaise statistique photonique mais peuvent provenir d'autres paramètres tels que :

- La reproductibilité des caractéristiques du plasma lorsqu'il s'agit de faire des interprétations nécessitant le recouplement de plusieurs chocs plasma (Figs. 15a, b, bis).
- La fonction de distribution de vitesses des électrons qui est admis comme étant la loi de Maxwell.
- La loi statistique adoptée lorsque l'on calcule la meilleure courbe de Gauss déterminée par les points de mesure sur le spectre de lumière diffusée.

### 3 - MONTAGE OPTIQUE.

#### 3.1. Voie laser.

Les caractéristiques optique et géométrique sont mentionnées sur la figure 1. La lentille  $L_2$  forme l'image dans le plasma du diaphragme  $D_1$ . Ce diaphragme placé sous vide, définit avec la lentille  $L_1$  la divergence maximale des rayons lumineux pouvant entrer dans l'enceinte de l'expérience. Cette méthode de conjugaison dans le plasma permet de diminuer d'un facteur 2 le taux de lumière parasite dans la chambre par rapport à la méthode de focalisation directe dans l'enceinte sans focalisation intermédiaire. Toutes les fenêtres de transmission ou absorbants sont placées sous angle de Brewster. Les fenêtres de transmission sont en verre sélectionné pour un minimum de diffusion. Le faisceau à l'entrée de l'enceinte est muni d'un ensemble de diaphragmes ; la sortie du faisceau par contre ne comporte pas de diaphragmes car ceux-ci augmente la lumière parasite de l'ordre de 30 à 50%.

Les efficacités mesurées de chacun des dispositifs tendant à réduire le taux de lumière parasite de la chambre sont les suivantes :



	Pression equivalente de $N_2$	Efficacité
Enceinte nue	80 torr	
Focalisation intermédiaire	40	2
Diaphragme du bas de l'enceinte	3 T	13
Piège de lumière	0,5 T de $N_2$	6

La lumière parasite de l'enceinte équipée des différents dispositifs de réduction du taux de lumière parasite est donc de 0,5 torr d'Azote. A cette pression d'azote, compte tenue de la valeur de la section efficace de diffusion Rayleigh ( $2.1 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$ ) correspond une valeur densité électronique d'un plasma froid de  $3 \cdot 10^{13} \text{ ecm}^{-3}$  (qui diffuserait à la longueur d'onde incidente c'est-à-dire sur le canal laser comme en diffusion Rayleigh).

Lumière parasite enceinte equivalente à :  $n_e = 3 \cdot 10^{13} \text{ ecm}^{-3}$ .

Le piège de lumière est un ensemble de lames aiguës, polies et jointives (Fig. 1). L'efficacité de ce piège n'est que de 6 car il ne couvre pas la totalité de la paroi de l'enceinte vue par la détection.

Pour l'introduction du faisceau laser dans l'enceinte, l'emploi d'un miroir de renvoi à  $R_{\text{max}}$  sous  $45^\circ$  est préférable à l'emploi d'un prisme à réflexion totale (lumière parasite 30% inférieure). L'absorption du faisceau laser en sortie de l'enceinte se fait à l'extérieur pour la composante principale de la polarisation, l'autre composante partiellement réfléchiée par la fenêtre de sortie est absorbée par un verre coloré placé sous angle de Brewster pour cette composante.

Le laser utilisé dans l'expérience décrite est un laser QUANTEL monopulse (10J-19ns), il est actuellement en transformation pour l'obtention de 2 impulsions séparées de 2 à 200 ms.

### 3.2. Voie de détection.

L'observation du volume de plasma diffusant est réalisée par la conjugaison de la fente d'entrée d'un spectromètre sur le faisceau

laser par l'intermédiaire de 3 lentilles. Le condenseur  $C_1$ , composé de deux doublets de Gauss ( $f_{C1} = 400\text{mm}$ ,  $\phi_{C1} = 250\text{ mm}$ ), donne du faisceau laser (ou du plasma) une image intermédiaire ( $\gamma = 1$ ) en I qui est conjuguée à la fente d'entrée du spectromètre par l'intermédiaire de  $L_2$  (objectif à visée reflex LEITZ  $f = 90\text{ mm}$   $f/2$ ) et d'une lentille de champ  $L_4 /4/$ . Ce dispositif à visée reflex permet un alignement très commode de la chaîne de détection. La conjugaison du plasma avec image intermédiaire est nécessaire et utile pour différentes mesures : étalonnage absolu de la chaîne de détection par lampe à ruban de Tungstène, analyse du plasma (densité de neutres).

La mesure des profils radiaux de densité et de température électroniques est réalisée par un mouvement de translation de l'ensemble du système optique à l'exception des détecteurs ; le laser et l'ensemble de focalisation restent fixes.

Le grandissement total de l'optique de détection est :

$$\gamma = \frac{\text{image plasma}}{\text{fente d'entrée spectromètre}} = 1.52$$

### 3.3. Spectromètre.

Le spectromètre utilisé est une adaptation d'un spectromètre à réseau du type Czerny-Turner (2 miroirs concaves  $f = 300\text{ mm}$ , 2 miroirs plans d'entrée et de sortie, réseau  $64 \times 64\text{ mm}$ ). Les modifications apportées sont au niveau des fentes d'entrée et de sortie (F.S remplacée par des fibres de verre) et au niveau des miroirs plan et concaves de sortie et des dispositifs de piégeage de lumière parasite. Le réseau travaille dans l'ordre (-1).

Ce spectromètre peut être muni de 3 types de réseau suivant les largeurs spectrales à déterminer :

1°) 1800 t/mm	holographique	Dispersion	11,95 $\frac{\text{Å}}{\text{mm}}$
2°) 1200 t/mm	holographique		22,7 $\frac{\text{Å}}{\text{mm}}$
3°) 610 t/mm	gravé		51,3 $\frac{\text{Å}}{\text{mm}}$

Les dispersions entre les différents réseaux ne sont pas inversement proportionnelles au nombre de traits par mm du réseau car l'angle du faisceau incident sur le réseau est différent dans les 3 cas.

Le plan focal de sortie du spectromètre est équipé d'un ensemble de 10 fibres de verre (15 mm x 4,5 mm). La largeur spectrale des canaux est, suivant les trois réseaux employés :

$$\begin{aligned} 1^\circ) D &= 53,9 \text{ \AA/canal} \\ 2^\circ) D &= 101 \text{ \AA/canal} \\ 3^\circ) D &= 231 \text{ \AA/canal} \end{aligned}$$

En réalité les dispersions ne sont pas constantes sur toute l'étendue spectrale à mesurer, ce qui revient à dire que les largeurs de canaux ne sont pas identiques. Lorsque le calcul des spectres est réalisé sur calculateur il est tenu compte de la formule exacte de la dispersion en fonction de la longueur d'onde :

$$a (\sin i_1 + \sin i_2) = k\lambda$$

La dispersion angulaire est :

$$D = \frac{\partial i_2}{\partial \lambda} i_1 = \text{cte} = \frac{k}{a \cos i_2}$$

la valeur de  $\cos i_2$  en fonction de la longueur d'onde (sur des spectres aussi étendus que ceux observés en diffusion Thomson) ne peut être considérée comme constante. Ce qui à titre d'exemple donne dans notre cas avec les 3 réseaux de diffraction utilisés :

$$\begin{aligned} 1^\circ) \Delta\lambda_{\text{canal}} (\text{à } \lambda = 6943 \text{ \AA}) &= 54,1 \text{ \AA}, \\ \Delta\lambda_{\text{canal}} (\lambda = 6500 \text{ \AA}) &= 61,8 \text{ \AA}. \\ 2^\circ) \Delta\lambda_{\text{canal}} (\lambda = 6943 \text{ \AA}) &= 101 \text{ \AA}, \\ \Delta\lambda_{\text{canal}} (\lambda = 5982 \text{ \AA}) &= 110 \text{ \AA}. \\ 3^\circ) \Delta\lambda_{\text{canal}} (\lambda = 6943 \text{ \AA}) &= 230 \text{ \AA}, \\ \Delta\lambda_{\text{canal}} (\lambda = 5771) &= 237 \text{ \AA}, \\ \Delta\lambda_{\text{canal}} (\lambda = 7855) &= 226 \text{ \AA}. \end{aligned}$$

### Transmission de la chaîne de détection :

La mesure a été réalisée avec un laser  $H_e N_e$  (6328 Å) polarisé ( $E_1$  traits du réseau) dans le cas du spectromètre équipé du réseau holographique 1800 t/mm.

$$\tau_{\text{condenseur } C_1} = 0,7$$

$$\tau_{\text{spectromètre complet}} = 0,52$$

$$\tau_{\text{fibres de verre}} = 0,5$$

Le coefficient de transmission total est donc :

$$\tau_{\text{mesuré}} = 0,18$$

### Lumière parasite de la chaîne de détection :

Le taux de lumière parasite mesuré est représenté figure 2. Cette mesure a été effectuée à  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  en plaçant sur l'image intermédiaire I (cf. Fig. 1) un calque uniformément éclairé ce qui est équivalent à la fente d'entrée du spectromètre uniformément éclairée. En effet, cette mesure dépend assez sensiblement du mode d'éclairage. Dans le cas présent, la fente et le réseau du spectromètre sont uniformément éclairés.

## 4 - ENSEMBLE DE DETECTION :

### 4.1. Type de détecteur :

Afin d'améliorer le nombre de photo-électrons émis par la photocathode de chaque détecteur une étude a été réalisée sur un ensemble de photo-multiplieurs /5/. Les détecteurs étudiés possèdent des photocathodes de type S20 (RTC 56 TVP), S20 R (RTC XP 1017), S20 avec multi-réflexions (EMI 9658),  $A_5G_a$  (RCA C 31034 et C 31034 A). La figure 3 représente les caractéristiques des photo-multiplieurs du type RCA C 31034 qui a été retenu. Les photo-multiplieurs ont été sélectionnés pour un rendement quantique élevé à 6943 Å.

$$85 < \eta < 104 \text{ mA/W à } 6943 \text{ \AA}$$

soit

$$15 < \eta < 18\%$$

Une autre particularité de ces détecteurs, à part leur haut rendement quantique à cette longueur d'onde est que ce rendement est à peu près constant jusqu'à 8600 Å, ce qui dans le cas de mesure de spectre de diffusion Thomson permet d'effectuer des mesures sur la totalité du spectre et non pas sur une seule aile de ce spectre ainsi que l'impose l'emploi de photo-cathode classique du type S20.

Ce type de photo-multiplieur nécessite un dispositif spécial d'éclairement de la photo-cathode. En effet, celle-ci est située à 20 mm de la fenêtre d'entrée, sa surface efficace est de  $4 \times 10 \text{ mm}^2$ .

Un condenseur ( $f = 28 \text{ mm}$ ,  $\phi = 46 \text{ mm}$ ) conjugue la face de sortie d'une fibre de verre ( $15 \times 4,5 \text{ mm}$ ) sur la photo-cathode. Ce condenseur collecte 96% du flux sortant de la fibre de verre. Il a fallu également étudier pour ce photo-multiplieur un dispositif de blocage de la photo-cathode. En effet, le débit maximum de la photo-cathode en régime continu doit être inférieur à 0,1 nA et le débit anodique inférieur à 100 nA. La figure 4 représente en fonction du temps d'éclairement les limites de débit anodique.

#### 4.2. Déblocage de la photo-cathode.

Afin de protéger la photo-cathode contre un éclairement trop intense ou un éclairement de trop longue durée, la diode constituée par la photo-cathode et la première dynode est polarisée en sens inverse pour annuler le débit de la photo-cathode ; la photo-cathode est donc portée au potentiel de la dynode 2 (Fig. 5), le déblocage s'opère en portant la photo-cathode à un potentiel négatif par rapport à la dynode 1. Cette commutation est effectuée par un transistor passant de l'état bloqué à l'état saturé. Cette commutation ne doit pas perturber les différentes tensions de polarisation de  $D_1$  et  $D_2$  ; leurs potentiels sont donc fixés par un ensemble de diodes Zener. La commande de déblocage se fait par l'intermédiaire d'un photo-coupleur.

Les résultats obtenus sont représentés figures 6, 7 et 8.

Il est à noter sur la figure 6a la dérive de l'amplitude du signal en fonction du temps ; ce phénomène est à rapprocher des mesures représentées figure 9 qui montre la différence des courbes de gain d'un photo-multiplicateur en régime continu ou pulsé.

Il a été vérifié avec un signal de déblocage de la photo-cathode de plus longue durée à faible fréquence de répétition que les gains du photo-multiplicateur calculés à deux instants différents et correspondants au début et à la fin du signal de porte correspondent aux deux courbes différentes (fonctionnements continu et pulsé) représentées sur la figure 9.

Le facteur de blocage de la photo-cathode a été mesuré sur le courant d'anode et correspond à une atténuation dans les 2 cas :

$$\alpha = \frac{S \text{ durant le déblocage}}{S \text{ durant le blocage}} = 8.10^4$$

La mesure du blocage sur le courant de photo-cathode indique une valeur minimale ( $10^3$ ) car le courant de photo-cathode bloqué n'e pas mesurable. De même il a été contrôlé pour des pulses de lumière rapide (20 ns) que le déblocage de la photo-cathode n'introduit pas d'atténuation par rapport à un fonctionnement en polarisation continue de la photo-cathode.

#### 4.3. Etalonnage absolu et relatif des détecteurs.

Il est impératif d'effectuer l'équilibrage des différents détecteurs dans un régime de fonctionnement aussi proche que possible des conditions de mesure (Fig. 9).

##### 4.3.1. Etalonnage relatif.

L'étalonnage relatif des voies est effectué en lumière polarisée de façon à tenir compte des différences d'efficacité des réseaux et de l'optique en fonction de la polarisation de la lumière. De plus, il s'est avéré nécessaire (dans le cas des réseaux de 1200 t/mm) d'utiliser une lame  $\lambda/4$  placée après le polariseur pour annuler une perte d'efficacité

des réseaux qui existe dans une bande de  $200 \text{ \AA}$  de large pour une lumière polarisée à champ électrique perpendiculaire aux traits du réseau, l'expérience a montré qu'il est préférable d'utiliser une lame  $\lambda/4$  plutôt qu'une lame  $\lambda/2$ .

L'équilibrage des différents détecteurs se fait en plaçant à l'endroit de l'image intermédiaire I du plasma soit une lampe étalon continue soit une source de lumière pulsée de caractéristiques identiques à l'impulsion laser.

L'équilibrage est obtenu par réglage des tensions de chaque détecteur.

a) lampe étalon continue.

La figure 10 résume la méthode employée et montre un exemple d'équilibrage des 10 détecteurs en régime pulsés ( $50 \mu\text{s}$ ) les signaux de sortie sont multiplexés. La représentation sur oscilloscope est la courbe d'émissivité de la lampe à ruban de Tungstène en fonction de la longueur d'onde.

b) photodiode rapide.

L'utilisation d'une photodiode rapide permet de contrôler que l'équilibrage des voies tel qu'il est décrit en a) correspond exactement à un équilibrage avec une source de lumière pulsée rapide. Par rotation du réseau du spectromètre, le maximum du spectre d'une photodiode  $A_S G_a$  ( $\lambda \sim 6500 \text{ \AA}$ ,  $\Delta\lambda \sim 500 \text{ \AA}$ ) est successivement placé sur chacune des voies.

Les deux méthodes d'équilibrage sont identiques aux erreurs de mesure près ( $\sim \pm 5\%$ ).

Il faut mentionner que seul l'équilibrage avec lampe étalon est utilisé car l'utilisation de la photodiode est sujette à plusieurs erreurs : - l'équilibrage se fait à une longueur d'onde différente de la longueur d'onde de mesure.

- La largeur spectrale de chacun des canaux n'est pas constante en fonction de la longueur d'onde.

Néanmoins l'utilisation d'une photodiode rapide (20 ns) a permis de s'assurer que l'équilibrage en impulsions de 50  $\mu$ s correspond à un étalonnage en impulsions de 20 ns.

#### 4.3.2. Etalonnage absolu.

Les détecteurs étant équilibrés entre eux, l'étalonnage absolu de l'ensemble s'effectue par diffusion Rayleigh sur le canal qui correspond à la longueur d'onde du laser. Le taux de lumière parasite est aussi mesuré. La pente de la droite représentant le signal détecté en fonction de la pression de remplissage de l'enceinte ( $N_2$ ) est un paramètre souvent contrôlé car il reflète la fiabilité et la stabilité de tout l'ensemble du diagnostic.

- Lumière parasite au centre de l'enceinte ( $r = 0$ ) :  $5.10^{13} \text{ecm}^{-3}$ .
- Lumière parasite à  $r = \pm 6$  cm :  $6.10^{13} \text{ecm}^{-3}$ .
- = 8 cm :  $8.10^{13} \text{ecm}^{-3}$ .
- = 12 cm :  $1,4.10^{14} \text{ecm}^{-3}$ .
- = 14 cm :  $7.10^{14} \text{ecm}^{-3}$ .

L'étalonnage absolu de la chaîne de détection peut s'exprimer en nombre de photo-électrons émis par les photo-cathodes des détecteurs pour la totalité du spectre de lumière diffusée :

$$N_{\text{phe}} = 3,5 \cdot 10^3 \text{phe}/10^{13} \text{ecm}^{-3} \text{ pour } E_{\text{laser}} = 8 \text{ J}$$

Afin d'améliorer la résolution spatiale de la mesure (1 cm au lieu de 2,28 cm), certaines mesures sont effectuées avec un diaphragme en I (image intermédiaire du plasma). Dans ce cas la détectivité de l'ensemble diminue ( $1500 \text{phe}/10^{13}$ ) car l'étendue du spectromètre n'est pas entièrement utilisée. Néanmoins cette valeur est suffisamment élevée pour que la statistique photonique soit bonne.

#### 5 - ENSEMBLE DE MEMORISATION.

Les 10 détecteurs donnent des signaux dont les amplitudes (ou leurs intégrales si le nombre de photo-électrons est faible) caractérisent



le spectre de lumière diffusée. La mesure de ces signaux est entachée de deux sortes de bruit :

- bruit quantique dû au nombre de photo-électrons émis,
- bruit de lumière dû à l'émission propre du plasma (Bremsstrahlung et continu de recombinaison).

### 5.1. Multi-intégrateur.

Les signaux délivrés par les détecteurs sont intégrés et une valeur du bruit de lumière prélevée à un autre instant est déduite de la valeur précédente. La figure 11 montre le schéma de principe de la mémorisation du signal d'un détecteur //, une photo montre les signaux du canal central à  $\lambda_{\text{laser}}$  et de la porte  $P_1$  additionnés sur une trace d'oscilloscope. La figure 12 représente la courbe de linéarité d'une voie de mémorisation en fonction du nombre de photo-électrons émis par la photo-cathode. Pour un nombre inférieur à 30 photo-électrons la mesure n'est plus possible car la statistique de photo-émission est trop dispersée ; la linéarité est alors testée avec un générateur et s'étend jusqu'à 4 mV.

La dynamique de sortie est de  $\frac{800}{4} = 200$ . La plus petite valeur mesurable est directement liée à la stabilisation de l'alimentation continue du tiroir intégrateur et à l'écart de temps entre les portes  $P_1$  et  $P_2$  (400 ns). Il n'y a pas d'interaction mesurable entre les différentes voies et notamment entre la voie correspondant à la voie laser et les autres voies. La voie laser est utilisée comme référence de stabilité du diagnostic, elle pourrait également être utilisée comme voie de mesure mais à condition de soustraire le niveau de lumière parasite. Il est montré sur la figure 18 représentant des résultats la valeur du signal de la voie laser avec et sans plasma, la différence correspond à la lumière diffusée sur ce canal. Dans la pratique il ne nous est pas apparu nécessaire d'utiliser ce canal laser ; ce canal laser est atténué à l'entrée du tiroir multi-intégrateur (20 db) afin de visualiser cette voie sur oscilloscope en même temps que les autres voies. L'utilisation d'atténuateurs calibrés (6db) pour d'autres canaux  $C_4$  et  $C_6$  s'est avérée utile lors de la visualisation du spectre avec le réseau de 610 t/mm afin que tous les canaux soient d'amplitudes comparables.

## 5.2. Présentation et traitement des signaux.

La digitalisation des signaux pour traitement en temps réel est effectuée par un oscilloscope numérique "ARIANE" /8/. La détermination de la température et de la densité électronique est obtenue par la méthode des moindres carrés /3/ avec correction relativiste de la forme du spectre. Pour la présentation des spectres dans ce rapport l'ensemble des 10 signaux mémorisés est multiplexé analogiquement avec représentation sur une trace d'oscilloscope. Le principe de la représentation des spectres est porté sur la figure 13. Le canal laser peut être positionné sur n'importe quel canal suivant la mesure effectuée et suivant la définition désirée en longueur d'onde de la mesure du profil.

Il ne sera pas présenté ici des résultats classiques tels que les profils radiaux de température et de densité électroniques ou des variations de la température et de la densité en fonction de l'instant de mesure. Ces résultats sont publiés par ailleurs /9/. Seules les performances et les problèmes soulevés par ces mesures sont présentés.

### 5.2.1. Performances.

La figure 14 montre une mesure effectuée à  $r = 13$  cm (limiteur  $a = 14$  cm) avec un réseau de 1800 t/mm. La densité électronique mesurée pour une résolution spatiale de 1 cm.

$$n_e = 2.10^{12} \text{ecm}^{-3}$$

Le canal laser est en  $C_9$ , l'observation du spectre est faite du côté des grandes longueurs d'ondes.

### 5.2.2. Mesure avec un réseau de 1800 t/mm. $\Delta\lambda_{\text{canal}} = 54 \text{ \AA}$

Ce réseau est utilisé pour mesurer des températures électroniques jusqu'à 500 eV en exploitant quela moitié du spectre. La figure 15 indique la reproductibilité des spectres de lumière diffusée pour des plasmas de 55 et 70 kA avec diaphragme en alumine. La statistique  $\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{\text{canal}} \sim 30\%$  sur chaque canal n'est pas la statistique de photo-émission

de la détection mais représente la statistique globale de la mesure  $y$  compris la reproductibilité du plasma. Le traitement mathématique pour obtenir la température sur un seul choc plasma en attribuant une loi statistique de Poisson comme pondération en  $\sigma^2$  à chacun des canaux n'est donc pas tout à fait exact. Ce traitement donne un poids trop fort aux forts signaux en ce qui concerne la loi statistique totale comprenant la reproductibilité du plasma. :  $\sigma \propto \sqrt{S}$  (loi de Poisson) et non pas comme la mesure l'indique  $\sigma \propto S$ .

Il est à remarquer que les spectres présentés sont relatifs à des plasmas dits "macroscopiquement stables". Pour des plasmas dits "relativement reproductibles" la statistique  $\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{\text{canal}}$  s'élève alors jusqu'à 70% (Fig. 15bis).

La valeur de la température électronique dans le cas de  $I_{p1} = 55$  kA (Fig. 15a) pour une statistique sur 23 chocs plasmas est :

$$T_e = 445 \pm 60 \text{ eV} \quad (\pm 13\%)$$

La valeur de la température électronique en un seul choc plasma (pondération des signaux en loi de Poisson) est beaucoup plus précise  $2 < \frac{\sigma T}{T} < 4\%$ .

### 5.2.3. Mesures avec des réseaux de 1200 et 610 t/mm.

Ces réseaux sont utilisés pour mesurer des températures électroniques supérieures à 500 eV en examinant la totalité du spectre diffusé. Les canaux couvrent les plages suivantes lorsque la longueur d'onde du laser est centrée sur le canal 5 :

- Réseau 1200 t/mm :  $7343 \overset{\circ}{\text{Å}} > \text{Domaine spectral observé} > 6419 \overset{\circ}{\text{Å}}$
- réseau 610 t/mm :  $7855 \overset{\circ}{\text{Å}} > \text{Domaine spectral observé} > 5771 \overset{\circ}{\text{Å}}$

Les figures 16 à 20 représentent des spectres obtenus dans ces conditions. Les figures 21 et 22 représentent le traitement de deux spectres dans les 2 cas précédents et suivant la méthode préconisée par PAPOULAR-MATTIOLI /3/. Cette méthode ramène le traitement d'un spectre relativiste

au traitement général d'un spectre Gaussien par un changement de variables tel que :

$$y = \frac{\lambda_i}{\lambda_d}$$

$\lambda_i$  = longueur d'onde de l'onde incidente laser

$\lambda_d$  = longueur d'onde de l'onde diffusée.

$$Y = (y + 1) (y^2 - y + 2) y^5 / (y^2 + 1)^{5/2}$$

$$Z = (y - 1)^2 / (y^2 + 1)$$

Le spectre relativiste s'exprime par l'expression :

$$S = Y \exp(-b Z) \text{ avec } b = \left(\frac{c}{a}\right)^2$$

$$a = \left(\frac{2kT_e}{\pi e}\right)^{1/2}$$

$c$  : vitesse de la lumière,

soit pour le canal  $k$

$$S_k = Y_k \exp(-b Z_k)$$

Les valeurs numériques de température et de densité indiquées sur les figures 16 à 22 sont les valeurs déduites par la méthode des moindres carrés sur les 9 points de mesure. Il est à remarquer que tous les spectres représentés sont tous des spectres dissymétriques dont la forme générale répond aux modifications prévues par la théorie relativiste :

- Déplacement du maximum du spectre vers les courtes longueurs d'onde :

$$\Delta\lambda_m \sim 0,1 T_e - 2,9 \cdot 10^{-4} T_e^{3/2} \dots (T_e \text{ en eV})$$

- Spectre plus étendu du côté des courtes longueurs d'onde.

Les figures 21 et 22 montrent en fait que l'application de la correction relativiste n'est pas suffisante puisque dans le diagramme  $(\log \frac{S_k}{Y_k}, Z_k)$  il se distingue de façon systématique 2 droites. Ces deux droites correspondent en fait aux deux ailes du spectre "rouge" et "bleue" avec une température électronique déduite de la partie "bleue" ( $\lambda < \lambda_{\text{laser}}$ ) qui est systématiquement supérieure à la température déduite de l'autre partie du spectre ( $\lambda > \lambda_{\text{laser}}$ ) :  $\Delta T \sim 100$  à  $200$  eV.

La dissymétrie du spectre exprimée par rapport au canal laser  $C_5$ ) est supérieure à la dissymétrie prévue en théorie relativiste (comparaison des canaux  $C_6/C_4$  ;  $C_7/C_3$  ;  $C_8/C_2$ ). Cette dissymétrie systématique est restée insensible à toutes les tentatives expérimentales :

- Inversion des détecteurs entre les deux parties du spectre.
- Changement de température de brillance de la lampe étalon 2200°K au lieu de 1800°K.
- Changement de lampe étalon.
- Equilibrage avec photodiode rapide  $A_5G_a$  remplaçant la lampe à ruban de Tungstène.

La figure 20 est présentée pour montrer que cette dissymétrie est un phénomène purement dû au plasma. Les spectres de cette figure sont chronologiquement représentés. Les spectres du début et de la fin de la décharge plasma (chocs 1880 et 1895) sont symétriques ( $C_6/C_4 \sim 1$  à 1,1  $C_7/C_3 \sim 1$  à 1,1). La dissymétrie est par contre très visible sur les autres spectres : Fig. 20 ; choc 1892 :  $C_6/C_4 = 1,4$ ,  $C_7/C_3 = 1,25$ . Toutes ces mesures ont été faites successivement (4 minutes) et ont été reproduites pour des mesures à d'autres rayons.

Les dissymétries pour d'autres spectres présentés sont :

- Figure 21 ( $\Delta\lambda_{\text{canal}} = 101 \text{ \AA}$ ).

$$C_6/C_4 = 1, C_7/C_3 = 1,16, C_8/C_2 = 1,7, C_9/C_1 = 1,8.$$

- Figure 22 ( $\Delta\lambda_{\text{canal}} = 230 \text{ \AA}$ )

$$C_6/C_4 = 1,22, C_7/C_3 = 1,65, C_8/C_2 = 2.$$

Pour les exemples de spectres présentés dans ce rapport les différentes "températures" que l'on pourrait afficher suivant la définition que l'on en donne seraient :

	"T <sub>e</sub> " déduite de l'ensemble du spectre (9 canaux)	"T <sub>e</sub> " bleue λ <sub>5canaux</sub> < λ <sub>laser</sub>	"T <sub>e</sub> " rouge λ <sub>4canaux</sub> > λ <sub>laser</sub>
<u>Réseau 610 t/mm.</u>			
n° 1816 figure 18	570	611	458
n° 1890 figure 20	641	735	489
n° 1872 figure 22	632	720	525
<u>Réseau 1200 t/mm.</u>			
n° 2950 figure 16	558	560	443
n° 2955 figure 17	342	339	340
n° 2976 figure 21	626	709	364

La bonne concordance relative entre les valeurs déterminées par tous les points du spectre et par les points de la partie bleue du spectre est un peu fictive car pour la détermination du "meilleur" spectre à partir des points de mesure il est attribué un poids statistique plus fort aux signaux les plus forts.

Il faut noter que les chocs plasmas n° 2950, 2955 et 2976 des figures 16, 17 et 21 ont été réalisés sans aucune modification instrumentale et dans la même campagne de mesure. Du choc 2955 ( $r = 6\text{cm}$ ) de la figure 17 les différentes "températures" que l'on a définies sont identiques ( $T_e = 340\text{ eV}$ ), la mesure effectuée au centre du plasma fait apparaître des différences notables entre les "températures" bleue et rouge" du spectre. Ces mesures effectuées avec le spectromètre équipé d'un réseau à 1200 t/mm semblent confirmer l'exemple donné sur la figure 20 où les mesures ont été faites avec un réseau à 610 t/mm.

De ces différents recoupements il est pratiquement hors de doute que le phénomène observé est soit un phénomène physique soit une erreur d'interprétation relativiste du spectre.

Il n'a été trouvé aucune raison plausible pour expliquer cette dissymétrie trop importante du spectre, dissymétrie qui est identique pour le haut et le bas du plasma. Une étude systématique de cette dissymétrie n'a pu être entreprise. Il serait souhaitable de pouvoir inverser le courant dans la décharge ou de pouvoir modifier l'orientation du

vecteur  $\bar{k}$  d'analyse.

## 7 - CONCLUSION.

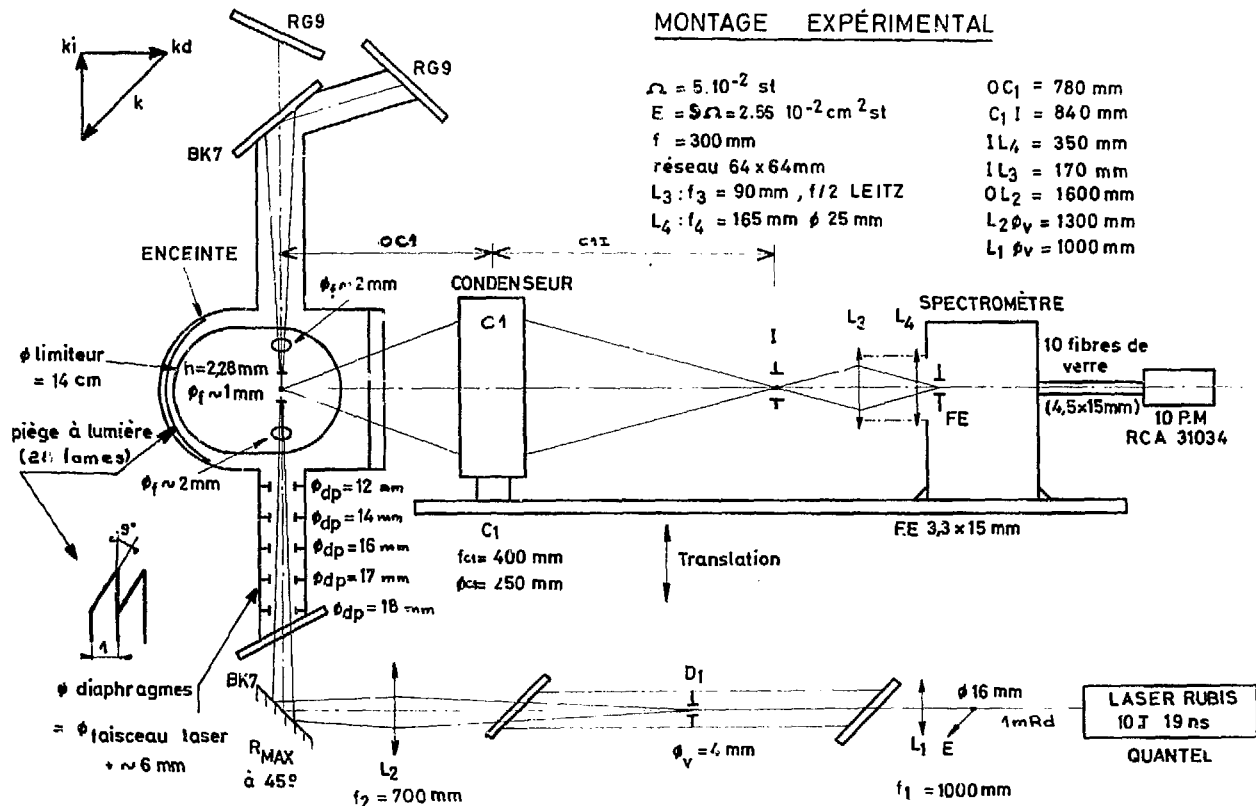
L'emploi de détecteurs très sensibles dans le rouge et pouvant permettre l'obtention intégrale du spectre de lumière diffusée s'est révélée très importante en ce qui concerne la détectivité. De plus l'observation des spectres posent des problèmes d'interprétation non résolus mais qui seront certainement étudiés plus spécifiquement dans une prochaine campagne de mesures.

REFERENCES.

- /1/ - EVANS - KATZENSTEIN, Laser scattering in Laboratory Plasmas  
Report Progress in Physic, 32, 207 (1969).
- /2/ - J. SHEFFIELD, Plasma Physics, 14, 783 (1972).
- /3/ - MATIOLI - PAPOULAR, Analysis of light scattering data from  
relativistic plasmas, Report EUR-CEA-FC 732 (1974).
- /4/ - CHARET - DUMAY - DE MICHELIS - PLATZ, rapport EUR-CEA-FC 759 (1975).
- /5/ - M. HESSE, Essais de photomultiplicateurs sensibles dans le rouge.  
Rapport EUR-CEA-FC 634 (Mai 1973).
- /6/ - M. HESSE - J. VIARD, Dispositif de déblocage de la photocathode  
d'un photomultiplicateur, Note Interne n° 1126 (Janvier 1974).
- /7/ - Multi-mesureur de charges - LETI-INR - C.E.N/GRENOBLE.
- /8/ - B. MOULIN, Etude et réalisation d'une chaîne d'acquisition de  
données pour les mesures sur les expériences PETULA et WEGA.  
Rapport EUR-CEA-FC (à paraître).
- /9/ - 7<sup>th</sup> European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics  
First results on PETULA TOKAMAK, Lausanne Vol. 1, p. 12 (1975).



# MONTAGE EXPÉRIMENTAL



Pour la compréhension toutes les fenêtres ou hublots sous angle de Brewster ont été figurés dans le plan de la figure

Fig: 1

# LUMIÈRE PARASITE DU SPECTROMÈTRE COMPLET

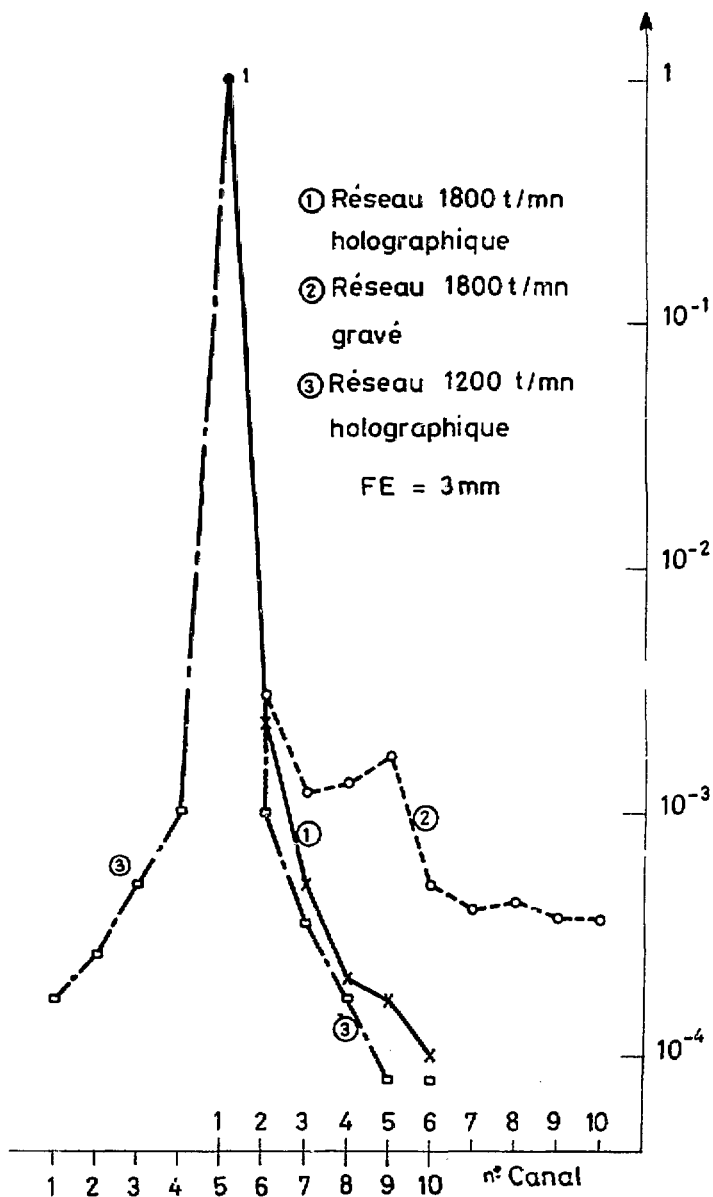
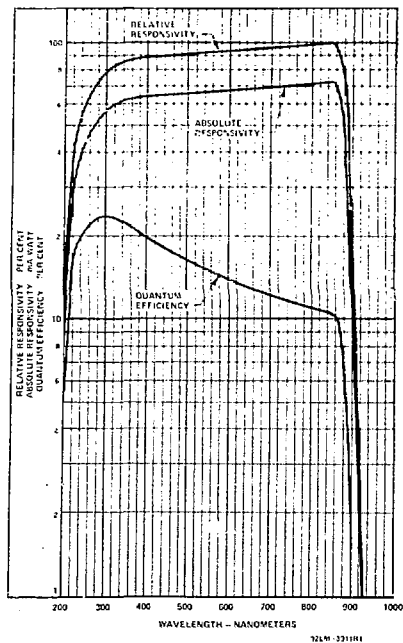
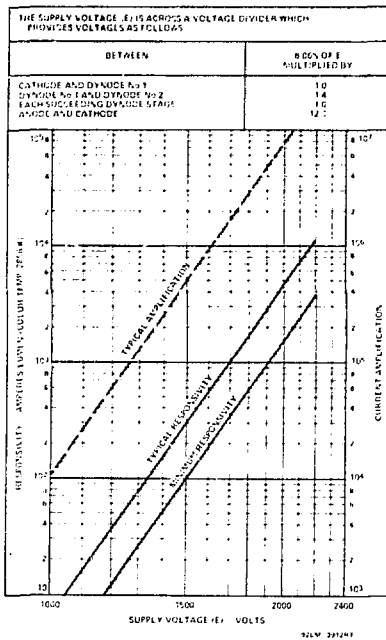


Fig: 2



Typical Photocathode Spectral  
Responsivity Characteristics



Responsivity and Current  
Amplification Characteristics

Figure 3

Caractéristiques du Photomultiplicateur RCA C 31034.

# DOMAINE D'EMPLOI DU PHOTOMULTIPLIEUR

RCA - C - 31034

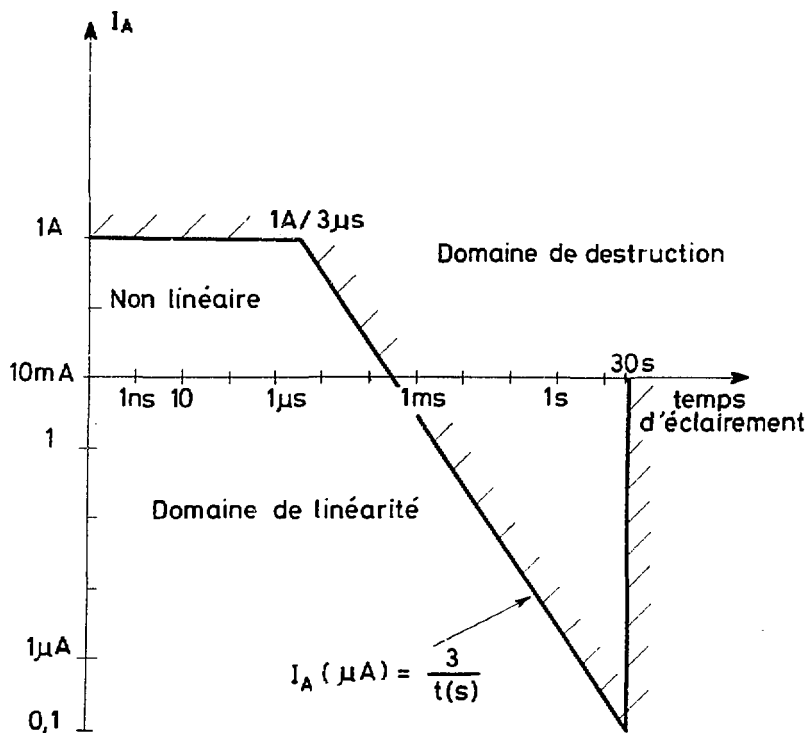


Fig: 4

DISPOSITIF DE DÉBLOCAGE DE LA PHOTOCATHODE DU  
PHOTOMULTIPLIEUR RCA 31034

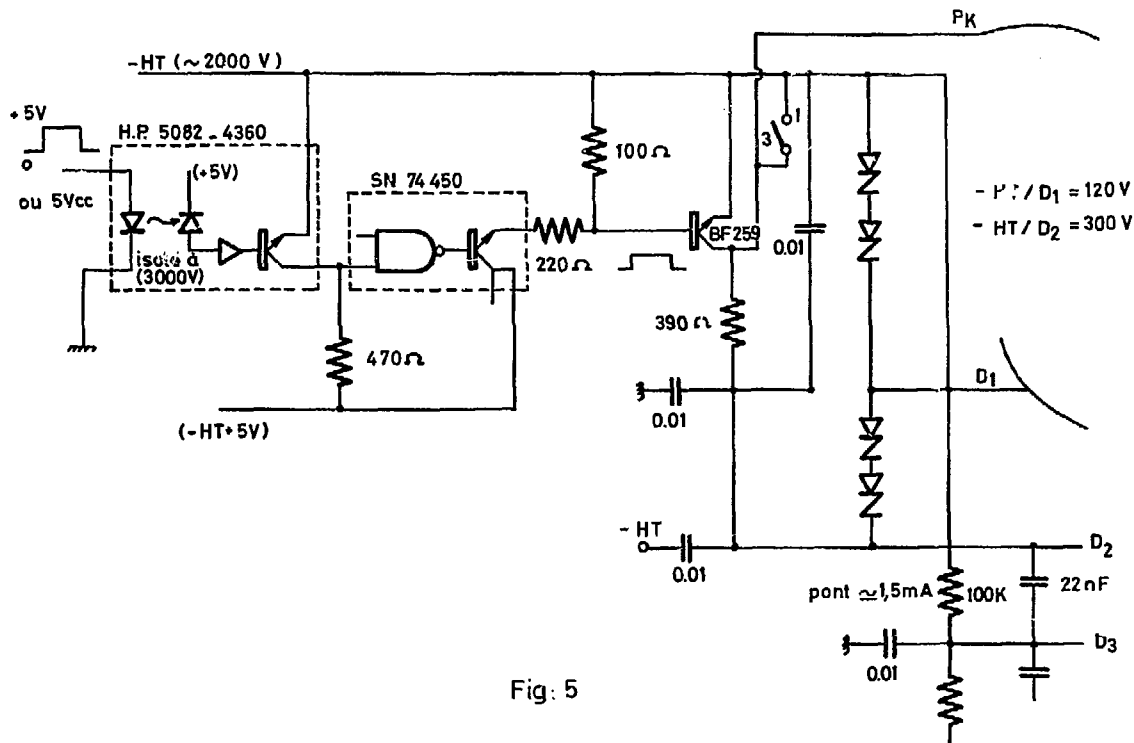
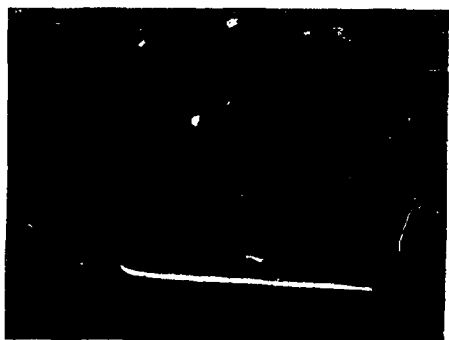


Fig: 5

COURANT ANODIQUE POUR DIFFÉRENTS FLUX LUMINEUX INCIDENTS



100  $\mu$ s/c 500  $\mu$ A/c

Signal PM

(a)



10  $\mu$ s/c 100  $\mu$ A/c

Signal PM

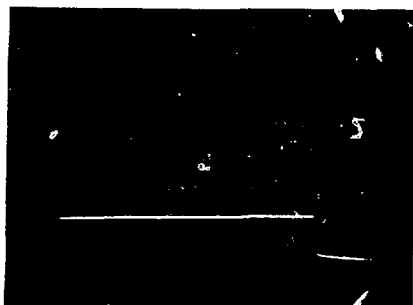
(b)

PHOTOMULTIPLIEUR R C A 31034

HT = 1600 V

Fig: 6

COURANT ANODIQUE



100  $\mu$ A/c 10  $\mu$ s/c

- Signal PM

- Porte



100  $\mu$ A/c 0,5  $\mu$ s/c

Signal PM

PHOTOMULTIPLICATEUR R C A 31034

HT = 1600 V

Fig: 7

# PHOTOMULTIPLICATEUR RCA 31034

en régime pulsé (60 $\mu$ s à 100 Hz)

Linéarité du courant anodique en fonction du flux lumineux.

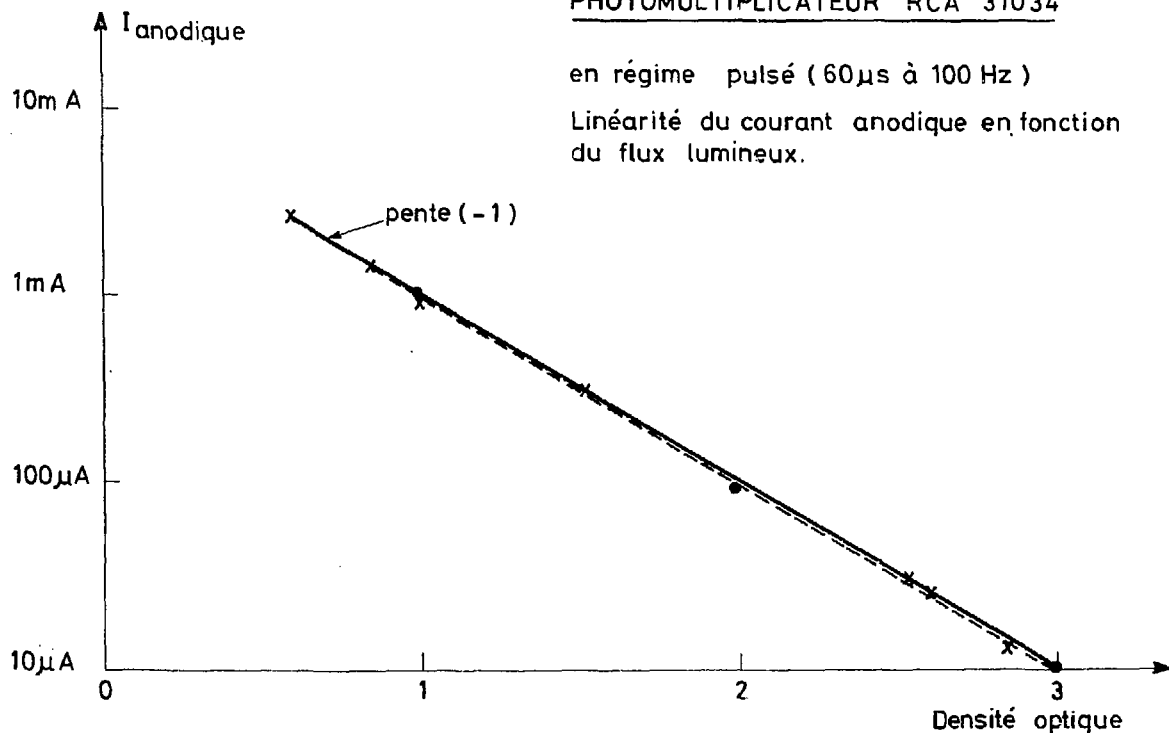


Fig : 8

← flux lumineux



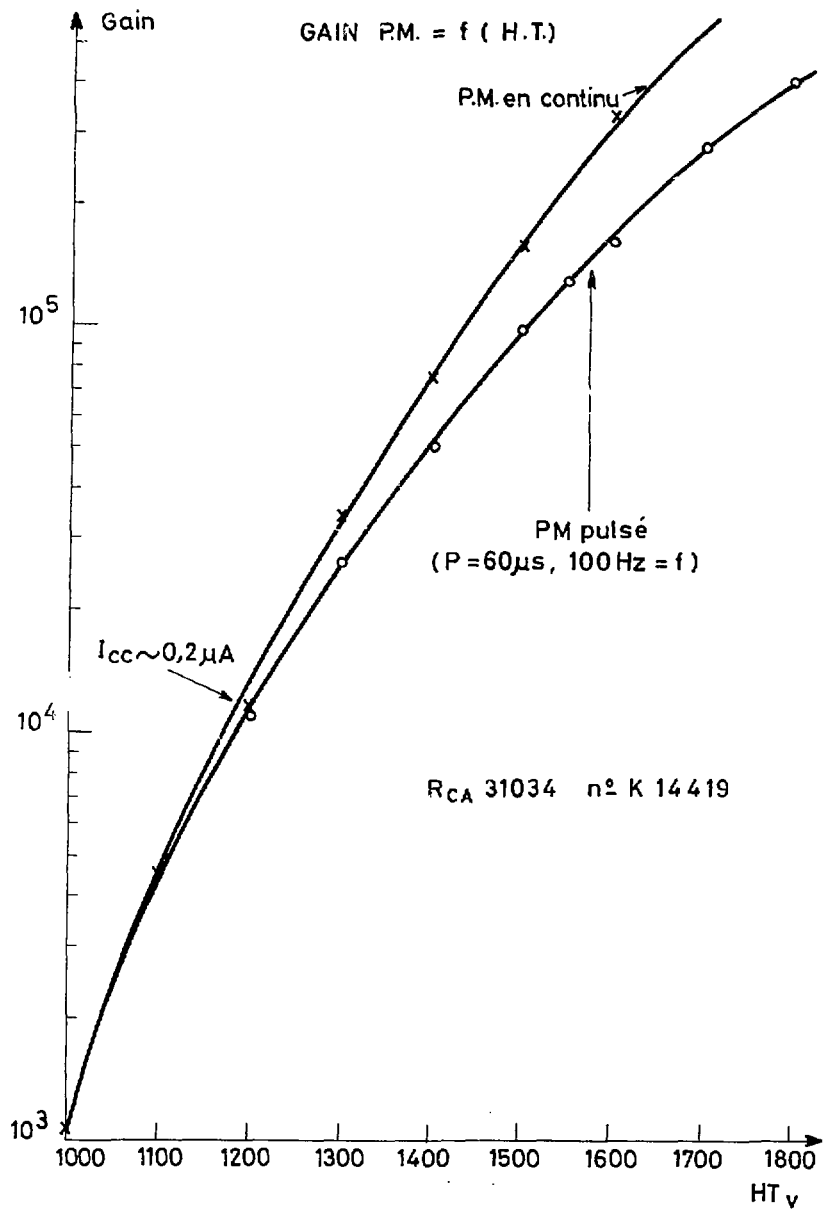
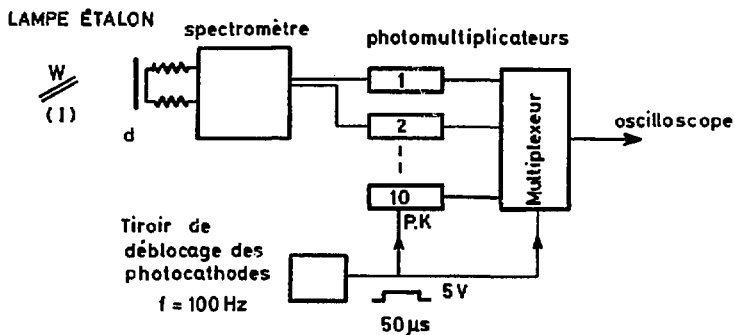


Fig: 9

# ÉTALONNAGE RELATIF DES DÉTECTEURS



Montage pour l'équilibrage

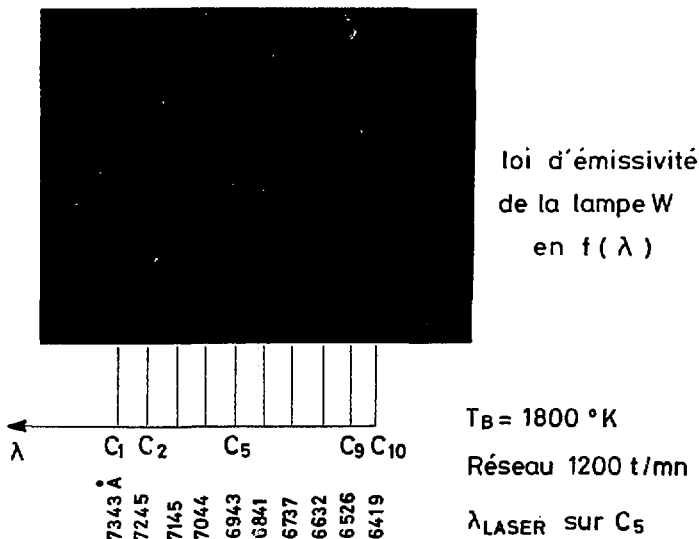
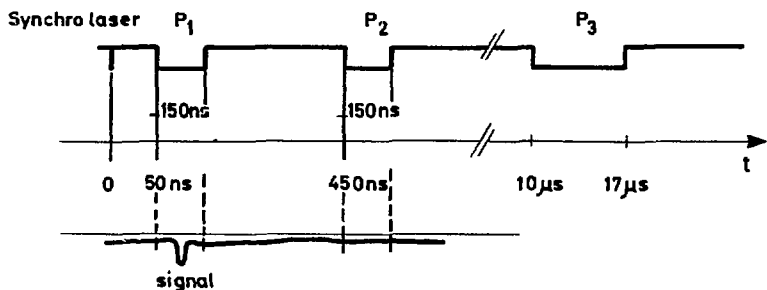
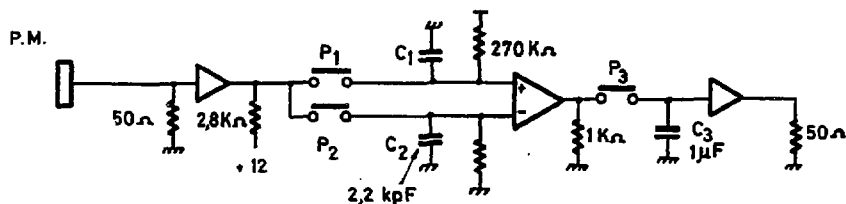


Fig : 10

SCHÉMA DE PRINCIPE D'UNE VOIE DU  
MULTI - INTÉGRATEUR



50 ns / c

P<sub>1</sub> + signal photomultiplicateur

Fig: 11

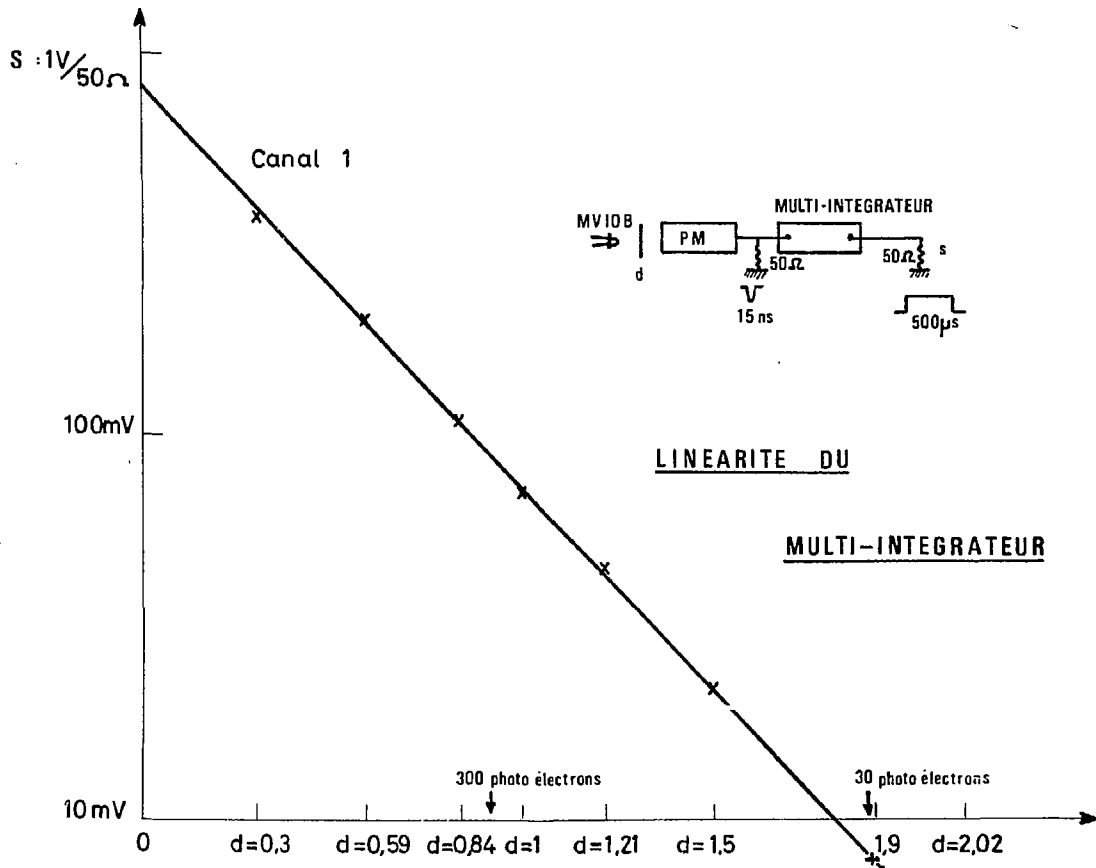
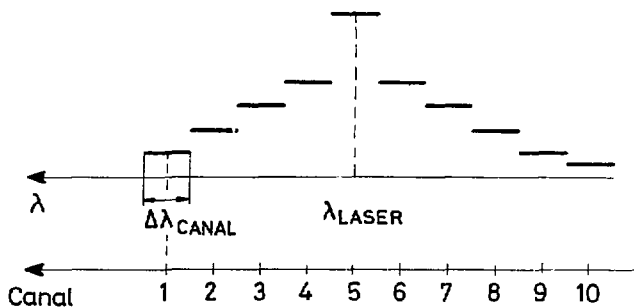
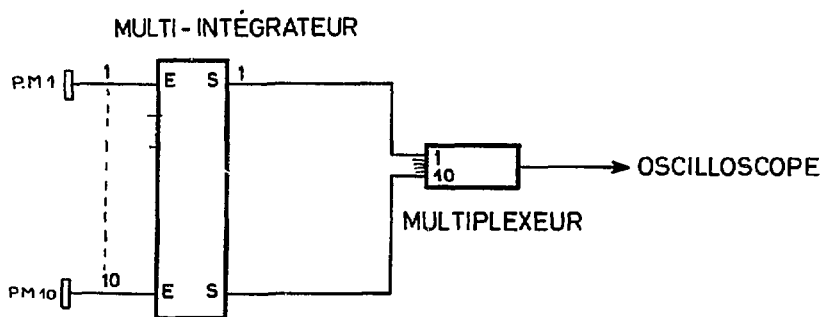


Fig:12

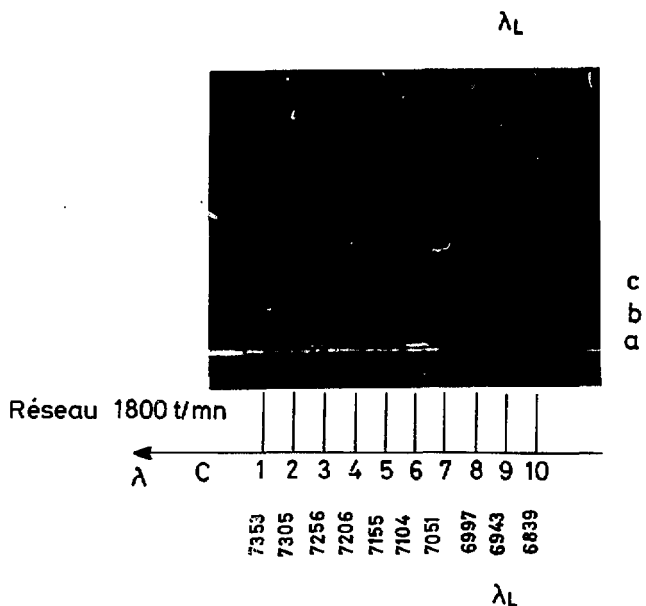
## PRÉSENTATION DES RÉSULTATS



Réseau 600 t / mn	$\Delta \lambda_{\text{CANAL}} (6943 \text{ \AA}) = 230 \text{ \AA}$
— 1200 t / mn	— = 101 $\text{\AA}$
— 1800 t / mn	— = 54 $\text{\AA}$

Fig : 13

# MESURE DE FAIBLE DENSITÉ ELECTRONIQUE



Traces a : zéro  
b : lumière parasite sur  $C_8$   
et  $C_{10}$  sans plasma  
c : signal avec plasma  
(c - a) lumière diffusée

$$T_e = 45 \text{ eV}$$

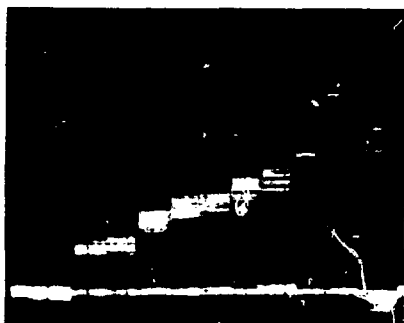
$$n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ e cm}^{-3}$$

choc n° 4401

$$r = 13 \text{ cm}$$

$$t_{pl} = 40 \text{ ms}$$

Fig: 14



(a)

Chocs 3803 à 3820       $I_{pl} = 55 \text{ kA}$   
 Diaphragme Alumine       $t_{pl} = 25 \text{ ms}$   
 $\bar{T}_e (18 \text{ chocs}) = 445 \text{ eV} \pm 60 \text{ eV}$        $\bar{n}_e = 4,15 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$   
 Réseau 1800  $t/mn$        $\Delta \lambda_{\text{canal}} = 54 \text{ \AA}$



(b)

$\lambda_{\text{\AA}}^{\circ}$  ←      7353      6943

Chocs 4343 à 4357       $I_{pl} = 70 \text{ kA}$   
 Diaphragme Alumine       $t_{pl} = 25 \text{ ms}$   
 $T_e (15 \text{ chocs}) = 430 \text{ eV}$        $n_e = 5,2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

$$\frac{\Delta \text{Signal}}{\text{Signal}} = C^{te} \sim 30 \%$$

Fig: 15

## REPRODUCTIBILITÉ DE CHOCS PEU REPRODUCTIBLES

( 15 chocs )



$I_{pl} = 70 \text{ kA}$                        $t_{pl} = 25 \text{ ms}$

Diaphragme en Alumine

$\left(\frac{\Delta S}{S}\right)_{\text{canal}} \sim 70 \text{ à } 80 \%$

Réseau 1800 t/mn

$\Delta\lambda_{\text{canal}} = 54 \text{ \AA}$

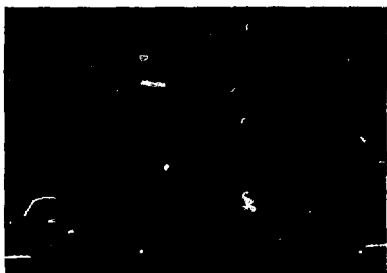
Fig: 15 bis



SPECTRES OBTENUS AVEC UN RÉSEAU DE 1200 t/mn

$\Delta \lambda_{\text{canal}} = 101 \text{ \AA}$

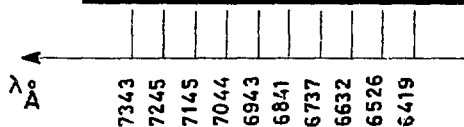
$\lambda_{\text{Laser}} \text{ sur canal } 5$



choc 2950

r = + 2 cm

t<sub>pl</sub> = 36 ms



$T_e = 558 \text{ eV}$  ,  $n_e = 3,6 \cdot 10^{13} \text{ e cm}^{-3}$

$\lambda_L$  sur  $C_5$  , 20db sur  $C_5$

0db autres canaux

Fig : 16



choc 2955

r = + 6 cm

t<sub>pl</sub> = 35 ms

$T_e = 342 \text{ eV}$  ,  $n_e = 2,86 \cdot 10^{13} \text{ e cm}^{-3}$

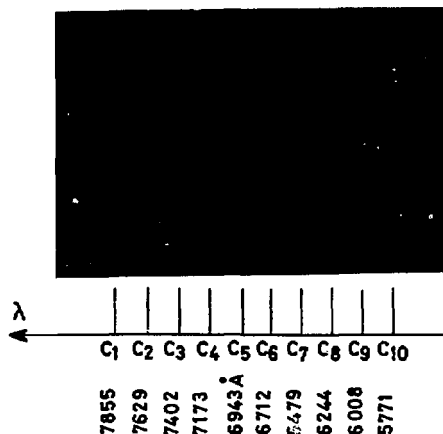
20 db sur  $C_5$

0 db sur les autres canaux

Fig: 17

# REPRODUCTIBILITÉ DU SPECTRE

( Réseau 610 t / mn )



$\Delta\lambda_{\text{CANAL}} = 230 \text{ \AA}$

$\lambda_{\text{LASER}}$  sur C<sub>5</sub>

Diaphragme W

$I_{pl} = 70 \text{ kA}$

20 db sur C<sub>5</sub>

6 db sur C<sub>4</sub> et C<sub>6</sub>

$r = 0$  ,  $T_e = 570 \text{ eV}$  ,  $n_e = 2,25 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

choc 1846 + 1 choc lumière parasite

Fig: 18



Diaphragme W

$I_{pl} = 70 \text{ kA}$

20 db sur C<sub>5</sub>

0 db sur les autres canaux

chocs 1928 à 1933 + 1 choc lumière parasite

$t_{pl} = 25 \text{ ms}$  ,  $r = -6 \text{ cm}$  ,  $T_e = 420 \text{ eV}$

$n_e = 1,55 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$

Fig: 19

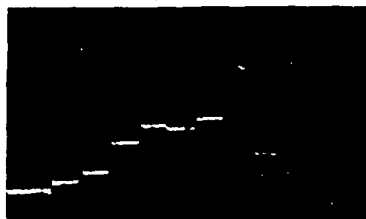
# ÉVOLUTION DU SPECTRE EN FONCTION DE L'INSTANT DE MESURE



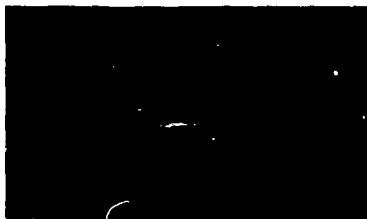
choc n° 1888  $t_{pl}=5\text{ms}$   
 $T_e=242\text{ eV}$



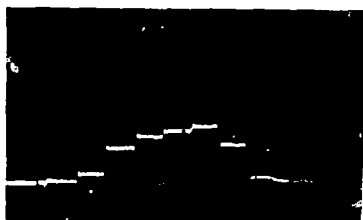
choc n° 1889  $t_{pl}=15\text{ms}$   
 $T_e=533\text{ eV}$



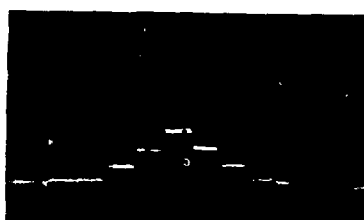
choc n° 1890  $t=25\text{ms}$   
 $T_e=641\text{ eV}$



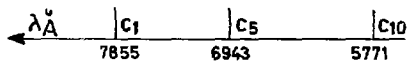
choc n° 1892  $t=35\text{ms}$   
 $T_e=597\text{ eV}$



choc n° 1894  $t=45\text{ms}$   
 $T_e=437\text{ eV}$



choc n° 1895  $t=55\text{ms}$   
 $T_e=300\text{ eV}$



20 db sur C5  
 6 db sur C4 et C6  
 0 db sur les autres  
 canaux

Réseau 600 t/mn  $r=+4\text{ cm}$   
 $\lambda_{LASER}$  sur C5  $T_e(t=25\text{ms})=641\text{ eV}$   
 $n_e=1,7 \cdot 10^{13}\text{ cm}^{-3}$   $I_p=70\text{ kA}$

Fig: 20

# RÉSEAU 1200 t/mn

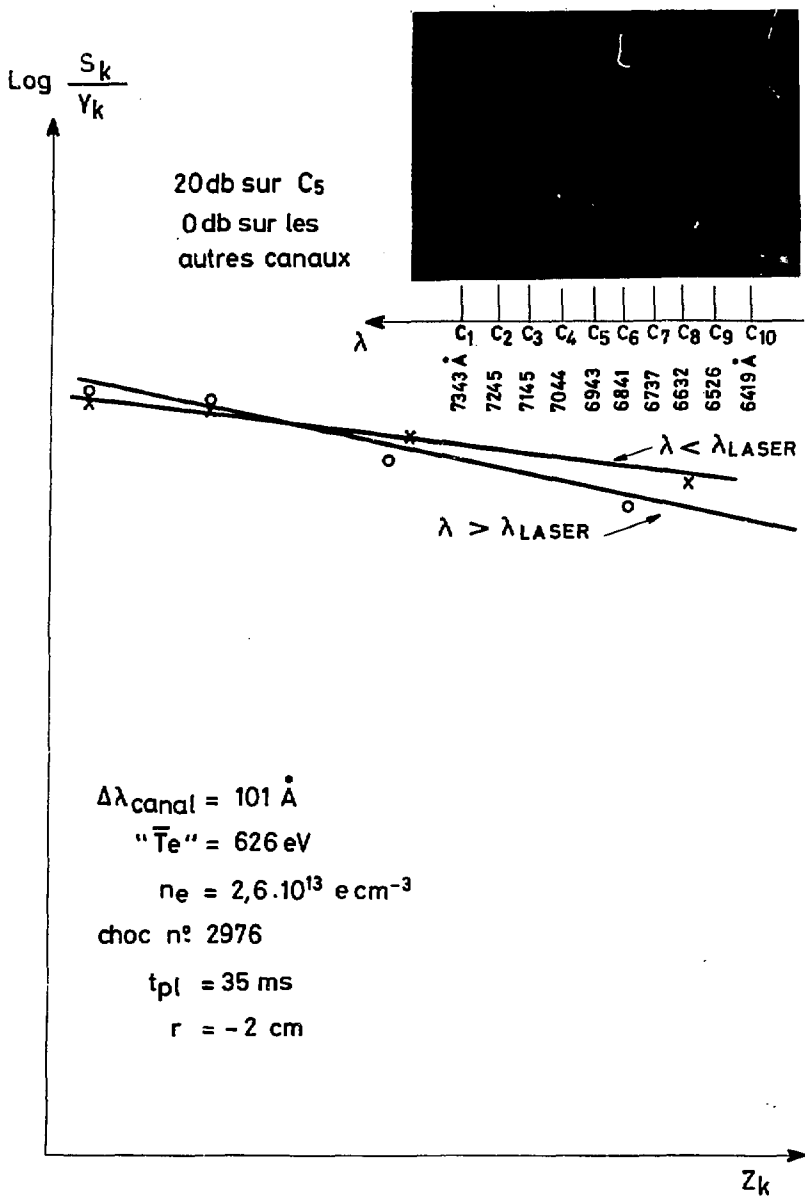


Fig:21

RÉSEAU 610 t/mn

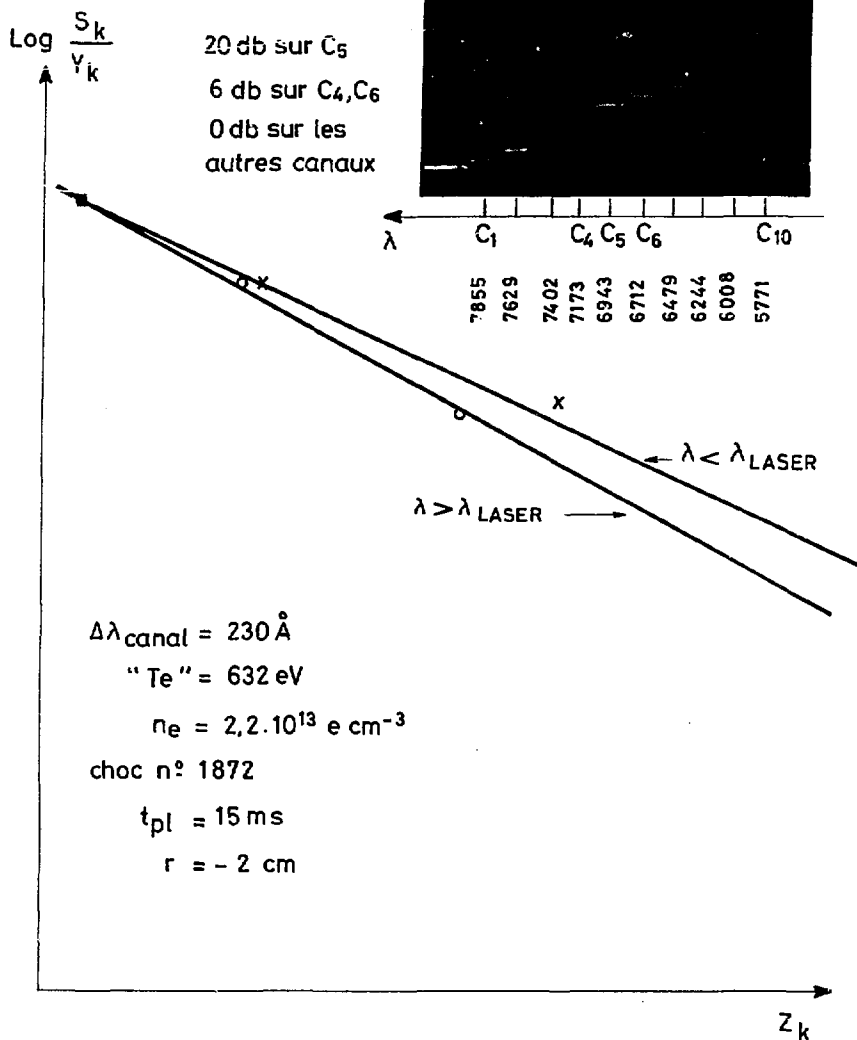


Fig: 22