

Décembre 1968

LRP 39/68

CENTRE DE RECHERCHES EN PHYSIQUE DES PLASMAS
FINANCÉ PAR LE FONDS NATIONAL SUISSE DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

OBSERVATIONS SPECTROSCOPIQUES DES IMPURETES DANS UN
PLASMA PULSE ET MESURES DE TEMPERATURE IONIQUES

A. BERNEY

LAUSANNE

OBSERVATIONS SPECTROSCOPIQUES DES IMPURETES DANS UN
PLASMA PULSE ET MESURES DE TEMPERATURES IONIQUES

A. Berney

A b s t r a c t

We describe spectroscopic measurements in a plasma produced by an axial preionization discharge followed by a r.f. rotating magnetic field pinch.

In the first part of this report, general observations about impurities are presented, concerning both discharges.

Ion temperature measurements in the preionized plasma are reported in the second part . Spectral lines of O^+ , A^+ , N^+ and N^{++} have been analysed with a multichannel Fabry-Perot interferometer. The lines widths and shifts are related to the ion temperatures of the different species and to large scale turbulence motions in the plasma.

TABLE DES MATIERES

	<u>Page</u>
Introduction	2
 <u>Première Partie</u>	
Spectres intégrés	3
Tableau 1 (liste des raies spectrales)	5
Observation de raies particulières en fonction du temps et influences diverses sur la propreté de la décharge	11
 <u>Seconde Partie</u>	
Mesure du profil des raies spectrales	20
Précision des mesures	25
Dispersion des paramètres du profil	28
Résultats	31
Mouvements macroscopiques turbulents	35
Conclusion	39
Références	40
Liste des figures	41

INTRODUCTION

Ce rapport comprend deux parties.

Premièrement, une étude spectroscopique des décharges par l'enregistrement de spectres intégrés et l'étude de l'évolution temporelle de raies particulières. Ces observations étaient un prélude nécessaire à la seconde partie et ont permis de préciser, dans une certaine mesure, la quantité et la provenance des impuretés et ont fourni des renseignements sur les moyens de réduire leur taux. Accessoirement, elles sont une indication du domaine de température du plasma.

La seconde partie est consacrée à la mesure de largeur et de position de raies avec un interféromètre de Fabry-Perot multicanal. On en a tiré les températures ioniques d'impuretés ionisées une et deux fois. Moyennant certaines hypothèses, on en a déduit aussi l'amplitude de mouvements globaux turbulents du plasma. Ces derniers résultats, ainsi que la précision de mesure, ont été déterminés à l'aide de programmes de calcul du type Monte Carlo. Cette seconde partie concerne la décharge de préionisation uniquement.

Description des décharges.

Le plasma étudié est produit par deux décharges successives.

- 1) Une décharge axiale servant de préionisation produite par une impulsion rectangulaire de courant d'une intensité de 12 kA environ et d'une durée de 14 μ sec.
- 2) Une décharge haute fréquence à champ tournant produite par la superposition de deux courants axial et azimutal déphasés de 90°

La figure 1 montre schématiquement le tube de décharge et la disposition des appareils optiques.

La figure 2 est un oscillogramme des courants.

On trouvera des détails supplémentaires dans les références (1) et (2).

PREMIERE PARTIE

SPECTRES INTEGRES

La lumière est enregistrée pendant toute la durée des décharges. L'instrument utilisé est un spectrographe à réseau Jarrell-Ash, de 75 cm de focale, donnant une dispersion de $10 \text{ \AA} / \text{mm}$. Les spectres ont été enregistrés sur film Polaroid ou sur plaque, permettant un bon agrandissement pour le dépouillement.

Nous avons examiné le plasma produit par la décharge complète, avec haute-fréquence, ou par la préionisation seulement. Le tube de décharge est rempli d'hydrogène ou d'hélium à une pression de 25 à 100 mTorr. Pour faciliter l'identification des raies d'impuretés nous avons ajouté parfois quelques mTorr de N_2 ou O_2 .

Indépendamment des variations relatives d'intensité des raies, le spectre a toujours les mêmes composantes. Nous donnons dans le tableau I la liste des raies spectrales identifiées dans la région $3000 \text{ \AA} - 6000 \text{ \AA}$ classées par élément et en donnant le numéro du multiplet d'après la table de Charlotte E. Moore réf. (3). Les raies voisines non séparées par notre instrument sont groupées par une accolade . . . De même, lorsqu'un multiplet d'un autre élément est mentionné, c'est qu'une ou plusieurs de ses raies ont pratiquement la même position dans le spectre.

Les intensités indiquées à droite n'ont qu'une valeur qualitative et la comparaison n'a de sens que pour les raies d'un même élément.

La principale utilité de l'analyse de ces spectres est de préciser quelles sont les raies spectrales qui peuvent être étudiées en particulier. Les renseignements qu'on peut en tirer concernant l'abondance des éléments présents ou la température ne peuvent être que des estimations. Il n'est pas possible, notamment, d'utiliser la loi de Saha régissant l'équilibre thermodynamique entre les divers degrés d'ionisation, car un tel équilibre n'existe pas dans notre plasma. La densité est en effet trop faible ($10^{15} - 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

En ce qui concerne la température électronique, on peut dire ceci :

L'énergie d'ionisation pour produire les ions identifiés varie entre 15 et 35 eV selon l'espèce. Quant aux raies spectrales, elles résultent de transitions à partir de niveaux excités situés à une hauteur comprise entre 20 et 50 eV au-dessus du niveau fondamental. Dans notre gamme de densité, ces phénomènes d'ionisation et d'excitation sont le résultat des chocs des atomes ou des ions avec les électrons. Une partie des ces événements sont dus à l'action d'électrons ayant une énergie au moins égale aux valeurs mentionnées et la transition se fait d'un coup à partir du niveau fondamental, mais l'ionisation ou l'excitation peut aussi se faire, par chocs successifs, avec des électrons de moindre énergie. Comme la fréquence de l'un ou de l'autre de ces processus dépend de nombreux facteurs inconnus, dont les populations des différents niveaux, on ne peut guère préciser lequel est prépondérant. En conséquence, l'énergie moyenne des électrons capables de produire les spectres observés pourrait varier dans de très larges limites. Nous estimons la température électronique entre 5 et 10 eV aussi bien dans la préionisation que pendant la décharge haute fréquence.

TABLEAU I

<u>Hydrogène</u>			
(1)	H _β	4861,3	forte
	H _γ	4340,5	moyenne
	H _δ	4101,7	faible
	H _ε	3970,1	très faible
	(33) C _{II}	3876,1	} faible
		3876,2	
		3876,4	
		3876,7	
<u>Hélium</u>			
(1)	He _{II}	3203,1	forte
(2)	He _I	3888,6	faible
(14)	He _I	4471,5	} très faible
		4471,7	
(1)	He _{II}	4685,7	forte
(11)	He _I	5875,6	} moyenne
		5875,7	
		5876	
	(4) C _{II}	(17) N _{II}	} faible
		(17) O _{II}	
		3919	} moyenne
		3920,7	
	(16) C _{III}	(10) O _{II}	} moyenne
		4070,3	
		4069	
		4067,9	faible
	(18) C _{III}	4187,1	faible
<u>Bore</u>			
(1)	B _{II}	3451,4	moyenne
	(6) C _{II}	4267	} très forte
		4267,3	
	(1) C _{III}	4647,4	très forte
		4650,2	} forte
		(1) O _{II}	
		4651,4	
<u>Carbone</u>			
(8)	C _{III}	2296,9	très forte

Azote

(13) N _{II}	3437,2		(3) N _{III}	4510,9	moyenne
(30) N _{II}	3838,4	faible		4514,9	moyenne
(17) N _{II}	3919	} faible		4518,2	faible
(17) O _{II}				4523,6	faible
(4) C _{II}				4530,8	faible
				4534,6	faible
(6) N _{II}	3955,9	faible	(5) N _{II}	4601,5	faible
(12) N _{II}	3995	forte		4607,2	faible
(16) N _{III}	3998,7	faible		4613,9	faible
	4003,6	faible		4621,4	faible
				4630,5	forte
(39) N _{II}	4035,1	faible		4643,1	faible
	4041,3	moyenne			
	4043,5	faible	(2) N _{III}	4634,2	moyenne
(1) N _{III}	4097,3	} très forte		4640,6	forte
(20) O _{II}				4641,9	} faible
	4103,4			(1) O _{II}	
(6) N _{III}	4195,7	faible	(19)+(64)N _{II}	5001,1	} moyenne
	4200	moyenne		5001,5	
				5005,1	
(48) N _{II}	4237	faible	(3) N _{II}	5666,6	moyenne
	4241,8	} moyenne		5676	faible
(47) N _{II}	4241,8				5679,6
(17) N _{III}	4379,1	forte		5686,2	faible
				5710,8	faible
(15) N _{II}	4447	moyenne			

Oxygène

(8) O _{III}	3261	forte	(20) O _{II}	4097,3	} moyenne	
	3265,5	forte		(1)N _{III}		} faible
	3267,3	faible		4104,7		
				4105		
(3) O _{II}	3712,8	faible		4119,2	faible	
	3727,3	moyenne				
	3749,5	moyenne	(36) O _{II}	4185,5	faible	
				4189,8	faible	
(2) O _{III}	3754,7	moyenne				
	3757,2	faible	(2)+(16) O _{II}	4317,1	très faible	
	3759,9	forte		4319,6	très faible	
	3774	faible		4345,6	très faible	
	3791,3	faible		4347,4	très faible	
				4349,4	faible	
(12) O _{II}	3882,2	faible		4351,3	faible	
(17) O _{II}	3912	faible	(5) O _{II}	4415	moyenne	
	3919,3	} faible		4417	faible	
(4) C _{II}						
(6) O _{II}	3945	faible	(15) O _{II}	4591	faible	
	3954,4	faible		4596,2	faible	
	3973,3	moyenne	(1) O _{II}	4641,8	} faible	
	3982,7	faible		(2)N _{III}		
				4649,1	moyenne	
(10) O _{II}	4069,6	} moyenne		4650,8	} faible	
	4069,9					(1)C _{III}
(16) C _{III}				4661,8	faible	
	4072,2	faible		4676,2	faible	
	4075,9	moyenne	(25)+(40) O _{II}	4699,2	faible	
				4705,4	faible	

Aluminium

(1)	AL _{III}	3601,6	moyenne
		3612,3	faible
(4)	AL _{III}	3713,1	faible
(5)	AL _{III}	4149,9	} faible
		4150,1	
(3)	AL _{III}	4512,5	faible
		4528,9	} moyenne
		4529,2	

Silicium

(2)	Si _{IV}	3165,7	moyenne
		3149,6	faible
(1)	Si _{IV}	4088,8	forte
		4116,1	moyenne
(2)	Si _{III}	4552,7	moyenne
		4567,9	moyenne
		4574,8	faible

Origine des impuretés et analyse du gaz résiduel

Le silicium et le bore proviennent du verre (pyrex : 80 % de SiO_2 , 13 % de B_2O_3) et l'aluminium des électrodes. On observe que l'intensité globale de ces raies est très variable d'un tir à l'autre, caractère typique d'un phénomène d'arrachement de matériel.

Les autres impuretés, (carbone, oxygène, azote), proviennent essentiellement de la désorption libre ou forcée des éléments constituant l'enceinte, c'est-à-dire parois du tube, joints d'étanchéité, vannes, etc), et dont une partie forme le gaz résiduel.

Une partie de l'oxygène a son origine dans le verre, au même titre que le silicium et le bore.

Nous avons analysé spectrographiquement le gaz résiduel lorsque l'enceinte était pourvue de joints en indium. Lorsque le clapet de retenue du gaz de remplissage (fig.1) est ouvert, le système de pompage maintient un vide de l'ordre de 10^{-6} Torr. Par contre, lorsqu'on ferme le clapet, la diminution de la vitesse de pompage cause une remontée progressive de la pression et on observe quelques 10^{-4} Torr une heure environ après la fermeture. Dans les conditions normales de travail ce clapet reste fermé en permanence. On a donc, à part le gaz principal, une pression partielle d'impuretés représentant au moins 1% de la pression totale.

Nous avons excité ce gaz parasite à l'aide du générateur HF de nettoyage (voir plus loin) et les spectres enregistrés ont révélé celui de l'hydrogène atomique (raies de Balmer), quelques raies d'hydrogène moléculaire et le spectre complet du monoxyde de carbone neutre et ionisé une fois. Il faut en rechercher l'origine dans les vapeurs d'huile remontant des pompes et adsorbées en différents endroits de l'enceinte. Un certain équilibre adsorption-désorption se crée et la pression partielle de ces impuretés, dans le tube de décharge, dépend de la vitesse de pompage. La réduction de cette vitesse (fermeture du clapet) provoque une accumulation de ces vapeurs.

Celles-ci sont ensuite décomposées (craquées) par le courant HF qui d'ailleurs accélère le processus de désorption. Il faut alors admettre que les sous-produits les plus abondants sont l'oxyde de carbone et l'hydrogène. On observe bel et bien une quantité appréciable d'hydrogène lors des décharges dans l'hélium.

Nous pensons qu'un peu d'azote est présent dans ce gaz résiduel ayant sa source dans les parois de l'enceinte qu'il n'est pas possible de désorber complètement. Son spectre est probablement trop faible pour être facilement identifiable.

OBSERVATION DE RAIES PARTICULIERES EN FONCTION DU TEMPS ET
INFLUENCES DIVERSES SUR LA PROPRETE DE LA DECHARGE

Les intensités des raies suivantes ont été mesurées avec des photomultiplicateurs :

H δ 4340 H β 4861
He_I3889 He_{II}4686
C_{II}4267 C_{III}4647-50-51
N_{II}3995, 4447 N_{III}4097-103, 4379
O_{II}3973, 4415-17
Si_{III}4553 Si_{IV}3166

A l'exception de celles du silicium, l'allure de l'émission de ces diverses raies est, à peu de chose près, la même. Les figures 3, a et b, montrent quelques exemples d'oscillogrammes concernant ces raies. On retrouve toujours le "pic" d'émission du début, puis l'intensité augmente un peu tout au long de la préionisation et tombe brusquement lors de la chute du courant. La haute fréquence relance ensuite l'émission à une intensité un peu supérieure à l'émission moyenne pendant la préionisation. A la fin de la décharge, l'intensité décroît en général très rapidement, sauf pour le carbone et l'hydrogène dans certains cas.

La pression de remplissage et l'intensité du courant n'ont pratiquement pas d'influence sur la forme des signaux. Leur allure et leur valeur moyenne (pour des conditions fixes) sont assez reproductibles d'une décharge à l'autre, lorsque les tirs sont répétés à intervalles réguliers.

De grosses variations, dans l'émission du carbone et de l'oxygène, ont cependant été observées dans certaines circonstances que nous allons décrire brièvement.

Nous n'avons pas procédé à une étude systématique de ces influences, ni cherché à en découvrir les causes détaillées. Nous nous sommes souvent contentés de comparer les signaux dans différentes conditions et d'en déduire les traitements favorables à une réduction du taux de ces impuretés.

Ces mesures ont été stimulées par un autre travail réf. (1) au cours duquel il apparût clairement que ces impuretés jouaient un rôle perturbateur important. Dans le même temps, les premières observations réf. (2) et (4) du plasma produit par la décharge à champ tournant mettaient en évidence un fâcheux retour du courant à la paroi (après un début de confinement) vraisemblablement lié à la présence et l'émission d'impuretés de ce côté. Ainsi, ces divers travaux ont établi la nécessité de soigner la propreté du tube de décharge. D'un autre côté, certaines lacunes dans ces observations s'expliquent par le fait qu'elles ont été réalisées par étapes, entre lesquelles des modifications importantes étaient apportées au tube de décharge.

Pour des raisons de commodité expérimentale, ces mesures ont été faites avec la seule décharge de préionisation. Ceci se justifie par l'absence de raie supplémentaire lors de la décharge à champ tournant. De plus, nous avons généralement observé l'émission de ces raies dans la région centrale du plasma (fig. 6).

Quatre manipulations ont joué un rôle dans la réduction du taux de ces impuretés. Ce sont :

- 1) La vidange du tube de décharge entre deux tirs successifs.
- 2) Une attente prolongée entre deux tirs successifs.
- 3) Le remplacement des joints de caoutchouc synthétique (néoprène) par des joints métalliques (indium).
- 4) Le nettoyage à l'aide d'un courant HF.

Effets de la vidange ou de l'attente entre les tirs successifs

La figure 4 schématise deux sortes de signaux obtenus en observant une raie de carbone ou d'oxygène.

Habituellement, les tirs se succèdent à une ou deux minutes d'intervalle et le clapet de retenue du gaz de remplissage (fig. 1) reste fermé entre les tirs. La pression qui s'établit dans la zone de décharge résulte de l'équilibre entre la vitesse d'injection du gaz et la vitesse de pompage à travers le trou du clapet. Il y a donc un certain renouvellement de ce gaz, mais assez lent. Dans ces conditions, nous avons toujours observé des signaux du type A, de forme et d'amplitude semblables.

Par contre, en espaçant les tirs d'au moins quinze minutes ou en vidangeant le tube entre deux tirs successifs, nous avons observé des signaux du type B. Ceux-ci se distinguent des précédents par la disparition presque complète du pic initial et par une plus faible amplitude du reste du signal.

Ensuite, lors des tirs suivants, déclanchés au rythme habituel et sans vidange intermédiaire, le pic initial réapparaît peu à peu et le reste du signal augmente progressivement. Après 5 à 10 décharges les signaux sont à nouveau du type A.

Conséquences du changement de joints

Le remplacement des joints de caoutchouc synthétique par des joints métalliques a entraîné deux modifications importantes dans l'émission des raies du carbone et de l'oxygène.

Premièrement, l'intensité a considérablement diminué, surtout pour le carbone (facteur 5 à 10).

Secondement, l'effet d'attente est très atténué. En espaçant les tirs, nous observons bien un signal du type B, mais un tir exécuté peu après fait déjà apparaître un signal du type A.

Quant à l'effet de vidange, nous n'avons pas pu l'observer pour une raison annexe. Parallèlement au changement des joints, le clapet de retenue a été remplacé par une vanne pneumatique. Or, la manipulation de celle-ci introduit quelques impuretés.

Une autre modification concerne l'émission lors de la chute du courant; on constate la disparition de la remontée des signaux pour le carbone et l'hydrogène.

Effet du nettoyage HF

Il s'agit d'un courant HF induit dans le tube de décharge par un oscillateur de 10 MHz (fig. 1). La puissance injectée est de l'ordre de 0,5 kW. Le tube est tout d'abord rempli d'oxygène puis d'hydrogène. Pendant l'opération, qui peut durer quelques heures, le gaz est renouvelé et le tube vidangé périodiquement. Ce traitement a été appliqué régulièrement avant chaque série de mesures du travail cité en référence (1), aussi bien lorsque l'installation était pourvue de joints en néoprène qu'après leur remplacement par des joints en indium.

Ce que nous avons le plus fréquemment observé est une réduction de l'intensité des raies du carbone par un facteur 2 à 5 suivant l'état initial du tube de décharge. Par contre, la prolongation du traitement au-delà d'une heure environ n'a pas d'influence sur ce résultat. La diminution maximale du taux de carbone est obtenue assez rapidement. L'effet de ce nettoyage s'efface d'ailleurs progressivement, et ceci indépendamment du nombre de tirs exécutés; mais l'augmentation de la quantité de carbone ne devient sensible que plusieurs heures après. Quant à la forme des signaux, elle n'est pas affectée par cette manipulation. Les conséquences d'une vidange ou d'un arrêt prolongé entre les tirs restent celles que nous avons décrites avec l'une et l'autre sorte de joints.

Interprétation

Nous considérons d'une part les processus suivants :

- Adsorption et désorption en surface des constituants de l'enceinte en l'absence d'excitation extérieure, ceci avec une constante de temps assez courte, de l'ordre de la minute.
- Désorption forcée et quasi instantanée de ces matériaux par échauffement ou bombardement électronique et ionique lors du passage du courant pendant les tirs.
- Le même processus, ainsi que la combustion du carbone lors du nettoyage HF.
- Adsorption et désorption en profondeur du verre pyrex et surtout des joints organiques, avec ou sans excitation extérieure et une constante de temps relativement longue (15 minutes).

Nous interprétons d'autre part la forme des signaux (fig. 3 et 4) comme suit :

- Le pic initial et une partie du reste du signal résultent de l'excitation d'éléments sous forme gazeuse. Ils correspondent à l'ionisation du gaz au cours de laquelle le produit $Ne.N.S.$ passe rapidement par un maximum (pic).

Ne = densité électronique.

N = densité des atomes ou des ions émetteurs.

S = section efficace d'excitation.

- L'autre contribution est le résultat de la désorption forcée des parois et des joints. Celle-ci augmente au cours de la décharge, mais avec des fluctuations typiques d'un tel phénomène.

Il nous faut encore rappeler que l'analyse du gaz résiduel avait révélé avant tout la présence de CO.

Avec ces différents éléments, la compréhension des faits reliés aux diverses manipulations décrites plus haut en est facilitée. Lorsque le clapet de retenue du gaz de remplissage est fermé, ce gaz (H_2 ou He) est pollué en permanence par le premier processus de désorption (première contribution). Pendant la décharge, cette pollution est accentuée temporairement (deuxième contribution). Ceci suffit à expliquer les signaux du type A obtenus lorsque l'enceinte était pourvue de joints métalliques.

Avec des joints organiques, les processus de désorption et d'adsorption en profondeur modifient considérablement ce schéma pour deux raisons. Les quantités d'impuretés sont beaucoup plus grandes, d'une part, et les constantes de temps plus longues, d'autre part. Lors d'un premier tir, la quantité d'impuretés dans la phase gazeuse est faible (première contribution) vis à vis de la quantité injectée pendant la décharge et on obtient les signaux du type B (fig. 4). Si le rythme des tirs est normal ensuite (toutes les minutes), la pollution permanente du gaz augmente et l'accroissement de la première contribution fait apparaître peu à peu des signaux du type A. Après cela, un arrêt permet la réadsorption par ces joints de la plus grande partie des impuretés libérées sous l'action du courant. La vidange du tube conduit au même résultat par évacuation.

Cette désorption et cette adsorption en profondeur des joints organiques tiennent à la nature poreuse de ceux-ci. La présence de graisse à vide peut avoir renforcé ces processus.

Ils existent également sur le verre, mais dans une bien moindre mesure, c'est pourquoi, avec des joints métalliques, l'effet d'attente est peu marqué. Quant à l'effet de vidange, il a disparu dans ce cas en raison d'une pollution annexe (vanne pneumatique).

Quant au nettoyage HF, il diminue les quantités adsorbées d'impuretés, mais seulement jusqu'à un niveau d'équilibre donné par la vitesse de remontée des vapeurs d'huile.

Pour accroître encore la propreté limite obtenue par ce moyen, il faudrait diminuer la vitesse de contamination par un piège à air liquide fonctionnant en permanence.

Estimations quantitatives

Ces estimations sont basées sur la comparaison des signaux obtenus dans les différentes conditions et sur des mesures faites en injectant une quantité connue d'oxygène ou d'azote. Les chiffres que nous donnons dans le tableau ci-dessous concernent la phase gazeuse d'impureté, c'est-à-dire la pollution permanente. Nous pensons qu'il s'agit avant tout d'oxyde de carbone et d'un peu d'azote.

Nous appelons le tube "nettoyé" lorsqu'il a subi le traitement de nettoyage HF et "sale" dans le cas contraire.

ETAT DU TUBE DE DECHARGE	PRESSIONS PARTIELLES D'IMPURETES
Tube avec joints } en néoprène } + clapet }	"sale" } 5-10 m Torr CO + ? N ₂ "nettoyé" } 1-2 m Torr CO
Tube avec joints } en indium } + vanne pneumatique }	"sale" } 1-2 m Torr CO } +0,3-0,5 mTorr N ₂ "nettoyé" } 0,2-0,4 m Torr CO }

La pression totale de travail est généralement de 25 mTorr.

Emission du Silicium

Il s'agit des raies du silicium ionisé deux et trois fois. Le trait dominant de cette émission est son irrégularité, avec des écarts d'amplitude énormes et très rapides; le signal moyen d'un tir à l'autre est également très variable (facteur 10). Nous sommes en droit de soupçonner de véritables jets de matière à partir des parois du tube ou des look-in (fig. 1).

Nous penchons pour la seconde hypothèse et ceci pour trois raisons.

- 1) L'observation en différentes régions du tube de décharge (fig. 6) n'a pas permis de localiser ces projections, visibles aussi bien au centre qu'au bord.
- 2) Des spectres récents enregistrés dans un tube d'alumine révèlent la présence de silicium et de bore inexistant dans le tube.
- 3) Seules les raies de ces éléments sont plus intenses au bord qu'au centre, ce qui permet de localiser cette émission aux parois du look-in.

La figure 5 montre quelques exemples d'oscillogrammes de ces raies.

SECONDE PARTIE

MESURES DU PROFIL DES RAIES SPECTRALES

Appareil

Les mesures de largeur et de position des raies ont été faites à l'aide de l'analyseur de raies spectrales décrit dans un rapport précédent (réf. 5). Il s'agit essentiellement d'un appareil divisant le petit domaine spectral étudié (raie) en douze composantes, ceci à l'aide d'un interféromètre de Fabry-Perot. Puis, grâce à un jeu de miroirs convenables, la lumière est répartie sur douze photomultiplicateurs et les signaux sont enregistrés sur un oscilloscope à douze traces, construit à cet effet (réf. 6). Le relevé des amplitudes à un instant donné permet de reproduire le profil de la raie à ce moment.

Le temps de réponse de notre appareillage est de l'ordre de 50 nsec., mais généralement une certaine intégration des signaux est nécessaire pour les rendre lisibles, ce qui fait que la résolution temporelle varie entre 0,1 et 2 μ sec. suivant les cas. La résolution spatiale est moins bonne. Ainsi que le montre la fig. 1, nous avons observé le plasma axialement à l'aide d'un look-in de 10 mm. de diamètre, celui du tube de décharge étant de 48 mm. Trois positions de ce look-in ont été adoptées qui définissent trois régions (fig. 6). De plus, la profondeur de champ du système optique est telle qu'on intègre la lumière dans tout le cylindre (fictif) qui prolonge le look-in dans le plasma.

Choix des raies

A part l'élargissement Doppler dû à l'agitation thermique, les raies spectrales sont élargies également par l'effet Stark dû au champ électrique des ions voisins des centres émetteurs. Dans les plasmas qui nous intéressent, cet effet est parfois prédominant, comme le montre le tableau suivant.

Ordre de grandeur en \AA° des largeurs à mi-hauteur de raies spectrales pour $\lambda \approx 5000 \text{\AA}^{\circ}$.

	Largeur Doppler $\Delta\lambda \sim \lambda \left(\frac{kT}{M}\right)^{1/2}$			Largeur Stark $\Delta\lambda \sim n^{2/3}$	
	kT=1eV	kT=10eV	kT=100eV	$n=10^{15} \text{cm}^{-3}$	$n=10^{16} \text{cm}^{-3}$
raies de H	0,4	1,2	4	2	10
raies de H_e	0,2	0,6	2	0,05-2	0,25-10
raies de H_e^+	0,2	0,6	2	0,1	0,5
raies de $\begin{cases} \text{C}^+ \\ \text{N}^+ \\ \text{O}^+ \end{cases}$	0,1	0,3	1		0,01-0,1
raies de A^+	0,06	0,2	0,6		0,01

Pour les raies d'hydrogène et la plupart de celles d'hélium, l'effet Stark domine ou est trop important. Une raie de l'hélium neutre ($\text{He}_I 3889$) convenait cependant pour nos mesures, mais par manque d'intensité, les résultats obtenus avec cette raie ne sont pas assez sûrs pour être cités.

Il ne reste que les raies des impuretés présentes ou additionnées au gaz de remplissage. Parmi les raies de ces éléments, il faut encore choisir celles qui sont assez intenses et suffisamment séparées du reste du spectre pour pouvoir être isolées par le monochromateur d'entrée de l'analyseur. Satisfaisant à ces conditions, seules quelques raies ont pu être sélectionnées dans les spectres présentés en première partie.

L'importance du rayonnement continu est artificiellement accru dans nos mesures. En effet, la fenêtre spectrale d'entrée de l'appareil, fixée par le prémonochromateur est plus large que la bande $\Delta\lambda$ où se trouve la raie. $\Delta\lambda$ est approximativement l'intervalle spectral libre du Fabry-Perot (réf. 5). Son ordre de grandeur est typiquement de 1Å° alors que la fenêtre d'entrée a une largeur de 5 à 10Å° . La superposition d'ordres successifs d'interférence pour des longueurs d'ondes différentes, du continu voisin de la raie, a le même résultat qu'une amplification de ce rayonnement par un coefficient compris entre 5 et 10. L'intensité relative de ce continu comparé aux "bonnes raies" est de l'ordre de 1 à 2 %. En raison de ce que nous venons de dire, l'amplitude relative mesurée devient 5 à 20 %, ce qui n'est plus négligeable. Nous en avons tenu compte systématiquement dans notre méthode de dépouillement des mesures.

Dépouillement

Les résultats bruts se présentent sous la forme de 11 oscillogrammes (l'enregistrement du courant occupe une trace de l'oscilloscope) donnant chacun l'évolution temporelle d'une partie de la raie analysée. Après agrandissement photographique (fig. 7) l'amplitude des signaux est mesurée aux instants choisis, ce qui donne 11 valeurs permettant de construire le profil de la raie à ces instants.

Soient F_j de telles valeurs expérimentales définissant le profil à un instant donné; j est proportionnel à λ et numérote le canal ou le photomultiplicateur.

Pour en tirer le meilleur parti, nous avons fait les hypothèses suivantes: La lumière émise dans la bande analysée $\Delta\lambda$ est la somme d'un rayonnement continu (constant sur $\Delta\lambda$) et d'une gaussienne, ce qui revient à supposer une répartition maxwellienne des vitesses. L'effet Stark est négligé. Une telle distribution de lumière correspond à la fonction:

$$G(\lambda) = A \exp \left[-\left(\frac{\lambda - \lambda_c}{\delta\lambda} \right)^2 \right] + C$$

Dans l'intervalle $\Delta\lambda_j = \frac{\Delta\lambda}{12}$ associé au canal j , on peut approximer la lumière émise par :

$$G_j = A \exp \left[-\left(\frac{j-B}{D} \right)^2 \right] + C \quad (1)$$

La signification des paramètres A, B, C, D est la suivante :

A est l'amplitude maximum de la raie.

B est la position du centre de la raie dans l'échelle des canaux .

C est l'amplitude du fond continu multipliée par un certain coefficient.

D est la largeur de la raie directement liée à la température Doppler par la relation :

$$T = f D^2 M \quad (2)$$

M est le poids atomique de l'élément émetteur de la raie.

f est un facteur dépendant des paramètres optiques du système dispersif.

En fait, la lumière correspondant à (1) est répartie selon la fonction instrumentale sur plusieurs canaux. Cette fonction a été déterminée expérimentalement lors de chaque série de mesures à l'aide de raies quasi monochromatiques. De telles raies n'éclairent pratiquement que 5 canaux. Le canal centré sur la raie reçoit la plus grande partie de la lumière et les deux canaux suivants, de part et d'autre, reçoivent une fraction que nous notons α et β respectivement. Finalement, le canal j reçoit la quantité de lumière :

$$H_j = R G_j + \alpha(G_{j-1} + G_{j+1}) + \beta(G_{j-2} + G_{j+2})$$

La fonction $H(\lambda)$ correspondant aux H_j est le produit de convolution de la fonction $G(\lambda)$ avec la fonction instrumentale. Le facteur R sert à normaliser la fonction instrumentale, et on a $R + 2\alpha + 2\beta = 1$

Les paramètres du profil A, B, C, D sont ensuite ajustés par la méthode des moindres carrés, c'est-à-dire en minimisant l'expression:

$$(H_j - F_j)^2 \tag{3}$$

Nous avons écrit un programme pour faire ce calcul qui est exécuté sur la calculatrice électronique IBM 7040 de l'EPUL.

Profils Expérimentaux

Nous montrons dans la figure 8 quelques exemples de profils tels qu'ils ont été mesurés. Ce sont les points F_j définis plus haut. Comme on le voit, ces points définissent des "courbes en cloches" plus ou moins régulières. Les accidents ont deux causes principales.

La première est fondamentale et tient à la nature corpusculaire de la lumière. Les fluctuations d'intensité qui en résultent se traduisent par une certaine dispersion des résultats possibles.

La seconde est l'erreur de mesure proprement dite qui comprend les défauts d'étalonnage et l'imprécision de lecture des oscillogrammes.

Nous examinons dans les chapitres suivants l'influence de la dispersion des points F_j dans la détermination des paramètres A, B, C, D du profil ajusté.

PRECISION DES MESURES

Fluctuations du signal d'un photomultiplicateur

Soit une source de lumière émettant en moyenne N photons par unité de temps. L'unité de temps que nous considérons est la constante de temps τ du circuit de mesure ou temps d'intégration, pendant lequel la source est supposée constante.

En raison du caractère aléatoire de l'émission de ces photons, on sait que les résultats de leur comptage pendant cet intervalle de temps sont des valeurs N_i distribuées selon une loi de Poisson, de moyenne et de variance égales à N . Cette loi vaut aussi pour le nombre de photoélectrons émis derrière une photocathode de rendement quantique moyen r . On a alors n_i photoélectrons répartis selon la loi de Poisson de moyenne et de variance égales à rN .

La fluctuation relative du nombre de photoélectrons s'écrit :

$$\frac{(\text{variance})^{1/2}}{\text{moyenne}} = \frac{\sigma}{n_i} = \frac{1}{\sqrt{rN}}$$

Au niveau de l'anode d'un photomultiplicateur, la fluctuation relative du signal fait intervenir, en plus, la fluctuation du coefficient d'amplification totale ou gain.

Nous avons estimé la fluctuation globale de la façon suivante :

Soient respectivement : G et σ_G^2 la moyenne et la variance du gain pour un seul photoélectron. Le gain moyen H pour n photoélectrons est distribué autour d'une moyenne égale à G , mais avec une variance égale

à : $\frac{\sigma_G^2}{n}$

La fluctuation globale que nous cherchons est la fluctuation du produit $S = nH$, avec :

$$\bar{H} = G \quad \sigma_n^2 = \bar{n} \quad \sigma_H^2 = \frac{\sigma_G^2}{n}$$

Les moyennes étant désignées par des barres.

Si n est grand, sa fluctuation est relativement faible et celle de H assez constante. Il est donc possible, en première approximation, de considérer les deux variables n et H comme indépendantes.

En conséquence, nous pouvons utiliser la formule donnant la variance d'un produit de variables aléatoires indépendantes et qui s'écrit :

$$\sigma_{xy}^2 = \sigma_x^2 \sigma_y^2 + \sigma_x^2 \bar{y}^2 + \sigma_y^2 \bar{x}^2$$

d'où :
$$\sigma_S^2 = \sigma_G^2 + \bar{n} G^2 + \bar{n} \sigma_G^2 \approx \bar{n} (G^2 + \sigma_G^2)$$

En posant : $\sigma_G = \gamma G$, on obtient la fluctuation relative globale du signal :

$$\frac{\sigma_S}{S} = \left(\frac{1 + \gamma^2}{\bar{n}} \right)^{1/2} \quad (5)$$

Par un raisonnement analogue, le calcul détaillé de la fluctuation du nombre d'électrons à chaque étage du PM, en supposant un coefficient d'émission secondaire de moyenne δ et de variance σ_δ^2 identiques pour chaque dynode, conduit pour la fluctuation relative à l'anode à l'expression :

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} \left[1 + \frac{\sigma_\delta^2}{\delta(\delta-1)} \right]^{1/2}$$

En supposant une distribution de Poisson pour le coefficient d'émission secondaire, ce qui entraîne que $\sigma_\delta^2 = \delta$, la formule ci-dessus se réduit à :

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} \left(\frac{\delta}{\delta-1} \right)^{1/2} \quad (6)$$

La comparaison de (5) et (6) donne :

$$(1 + \gamma^2)^{1/2} = \left(\frac{\delta}{\delta-1} \right)^{1/2} \quad (7)$$

Nous avons mesuré le gain et sa variance pour quelques-uns de nos photomultiplicateurs, en établissant le spectre d'impulsions de photoélectrons isolés, à l'aide d'une source très faible.

Pour un gain moyen de 2.10^8 nous avons trouvé $\gamma = 0,7$ ce qui donne : $(1 + \gamma^2)^{1/2} = 1,22$.

La valeur de δ se calcule dans notre cas (PM 56 AVP, 14 étages) par la relation : $G = \delta^{14} = 2.10^8$

d'où
$$\delta = 3,82 \text{ et } \left(\frac{\delta}{\delta-1} \right)^{1/2} = 1,17$$

L'égalité (7) est donc assez bien satisfaite, ce qui justifie, sinon l'hypothèse d'une distribution de Poisson pour le coefficient d'émission secondaire, tout au moins la relation $\sigma_\delta^2 = \delta$. Dans cette hypothèse, la formule (6) est préférable à (5) en ce sens que la connaissance du gain moyen suffit à estimer le facteur $\left(\frac{\delta}{\delta-1} \right)^{1/2}$.

Pour un gain de 10^7 (valeur moyenne des gains des PM pendant nos mesures) ce facteur vaut 1,2.

Nous avons finalement adopté, pour la fluctuation relative du signal d'un photomultiplicateur éclairé par une source constante, l'expression:

$$\frac{\sigma_S}{S} = \frac{1,2}{\sqrt{n}} \quad (8)$$

où S = amplitude du signal (en ampères)

n = nombre de photoélectrons pendant le temps d'intégration τ relié à S par la relation :

$$n = \frac{S\tau}{Ge} \quad (9)$$

Cette proportionnalité nous permet d'écrire :

$$\frac{\sigma_n}{n} = \frac{1,2}{\sqrt{n}} \quad \text{ou} \quad \sigma_n = 1,2 \sqrt{n} \quad (10)$$

DISPERSION DES PARAMETRES DU PROFIL

Programme de Monte Carlo

Les signaux des douze PM donnent à des instants particuliers 12 valeurs S_i . Chacune d'elles est associée à un n_i par la relation (9). Les formules (8) ou (10) nous renseignent sur la précision de ces valeurs, ou, en d'autres termes, nous donnent l'ordre de grandeur de la dispersion de la mesure des signaux individuels. Par contre, nous sommes incapables de relier analytiquement ces dispersions particulières à celles des paramètres d'ensemble du profil, comme la largeur à mi-hauteur, par exemple. Nous avons tourné cette difficulté par la technique de simulation, utilisant un calcul du type Monte Carlo. Le schéma de ce calcul est le suivant :

Nous admettons dans la source une répartition spectrale de lumière, produisant en moyenne et pendant le temps d'intégration τ , n_j photoélectrons dans le canal ou photomultiplicateur j , avec :

$$n_j = a \left\{ \exp - \left[\left(\frac{j-B}{D} \right)^2 \right] + c \right\}$$

et

$$\sum_{j=1}^{12} n_j = Q$$

B, C, D et Q sont fixés pour étudier un type particulier de profil, correspondant à tel ou tel résultat de mesure et d'ajustement.

Nous associons à chaque n_j une distribution de valeurs n'_j , de moyenne n_j et d'écart type $\sigma = 1,2 \sqrt{n_j}$, selon (10). La fonction de répartition utilisée est une loi de distribution normale $f(n'_j)$ qui s'écrit :

$$f(n'_j) = \frac{1+\epsilon}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[- \left(\frac{n'_j - n_j}{2\sigma} \right)^2 \right] \quad (11)$$

avec

$$\int_0^{\infty} f(n'_j) dn'_j = 1$$

Cette relation de normalisation où les valeurs de $n_j' < 0$ sont exclues explique la présence du facteur $1 + \epsilon$ dans (11).

Par une méthode d'échantillonnage adéquate, 100 valeurs particulières de n_j' sont tirées selon des probabilités correspondant à (11) et numérotées $n_j'(k)$ $k = 1, 2, \dots, 100$ et $j = 1, 2, \dots, 12$

Pour tenir compte, en plus, d'une imprécision de mesure des signaux S_j , (défaut d'étalonnage, imprécision de lecture) nous associons à chaque $n_j'(k)$ une distribution de valeurs $n_j''(k)$ de moyenne $n_j'(k)$ et d'écart type $\sigma' = 0,1 n_j'(k)$ en admettant également une loi normale analogue à (11). Un nouveau tirage sur chacune de ces distributions (100 x 12) donne finalement 1200 valeurs $n_j''(k)$.

Chaque groupe $n_1''(k), n_2''(k), \dots, n_{12}''(k)$ est pris ensuite comme valeurs de F_j dans (3) et la recherche du minimum de cette expression conduit aux paramètres du profil ajusté $A(k), B(k), C(k), D(k)$. Les 100 valeurs de chacun de ces paramètres sont classées dans un histogramme (fig. 9) qui nous permet d'en apprécier la dispersion. Ces opérations ont été répétées pour diverses valeurs de Q et différentes largeurs D , de telle sorte que nous pouvons estimer la précision de nos résultats en fonction de l'intensité lumineuse et de la largeur des raies (ou de la température).

Dispersion ou écart type

C'est surtout l'écart associé aux résultats de température et de position du centre des raies qui a retenu notre attention.

Les figures 10 et 11 montrent, en fonction de Q et de T , pour l'azote, les écarts types de la température et de la position du centre des raies. Quantitativement, ces écarts types ont la signification habituelle, c'est-à-dire : à un résultat X correspond un écart σ_X tel que la probabilité, pour que la grandeur mesurée soit comprise entre $X - \sigma_X$ et $X + \sigma_X$, est de 0,7 environ.

Au-delà de $Q = 100'000$ les écarts types restent stationnaires.

La précision des résultats ne dépend plus que de celle des mesures, et non de l'intensité, c'est-à-dire du second tirage $n_j''(k)$ dans le Monte Carlo.

Les valeurs de Q correspondant à nos mesures sont comprises entre 100 et 40'000, ce qui donne dans certains cas de gros écarts types. Pour les réduire il faudrait augmenter l'intensité de la source et la luminosité de notre appareillage d'une part, et améliorer la précision de mesure d'autre part.

Nous avons examiné l'effet d'une augmentation de la précision de lecture et d'étalonnage par un facteur 2 en posant dans notre programme de Monte Carlo $\sigma' = 0,05 n_j'(k)$, au lieu de 0,1. Pour les petites valeurs de Q , correspondant à une faible intensité, la dispersion relative n'est pas changée. Ce n'est que pour $Q > 10'000$ que cette dispersion diminue de façon sensible. Mais de telles valeurs ne sont obtenues que par une intégration excessive ($\tau > 2 \mu\text{sec}$) ou pour des quantités prohibitives d'impuretés. Quant à la luminosité de notre appareillage, elle ne peut guère être augmentée sans perte de résolution.

Ainsi, nos conditions sont telles qu'une amélioration de la précision de mesure est superflue.

Une autre idée a été testée avec ces calculs de Monte Carlo, à savoir celle de réduire le nombre des canaux à 6, en les groupant par deux. Les quantités n_j sont alors approximativement doublées, et la variance des distributions associées, réduites, selon (10). Chacune de ces valeurs est donc mieux précisée, mais le profil dans son ensemble est moins bien défini (6 points au lieu de 12). Le résultat du calcul est que ceci compense cela; les écarts types des paramètres du profil restent les mêmes. L'intérêt des 12 canaux est tout de même conservé, car cela permet de mieux contrôler la validité de l'hypothèse faite sur la forme du profil.

RESULTATS

Les mesures ont été faites dans la décharge dite de préionisation aussi bien avec l'hélium que l'hydrogène comme gaz de remplissage et à des pressions variant entre 25 et 60 mTorr.

Cinq raies ont été analysées. Ce sont :

N_{III}	4379	}	ionisé 2 fois
N_{II}	4447		
N_{II}	3995		
O_{II}	3973		
A_{II}	4348		

Sauf celle de l'argon, ces raies sont toujours visibles, même lorsque des soins particuliers sont apportés pour avoir une décharge propre, ainsi que nous l'avons expliqué dans la première partie. Cependant, pour augmenter l'intensité lumineuse, nous avons généralement ajouté 5 à 10% d'azote au gaz de remplissage, la presque totalité des mesures ayant été faites avec les raies de N_{II} . L'observation des raies d'oxygène et d'argon a eu pour but de vérifier que d'autres éléments de masses différentes donnaient les mêmes résultats. Pour chaque raie et dans chaque condition de pression, les mesures ont été faites dans les 3 régions du tube précédemment définies (fig. 6).

Température des éléments ionisés une fois

Nous donnons dans les figures 12 (a, b, c) quelques exemples de résultats. Chaque graphique représente l'évolution de la température pendant la décharge, dans une des trois régions d'observation et lors d'un tir particulier. Les écarts types déterminés par les calculs précédents, sont reportés en chaque point de mesure.

L'ensemble des résultats, plus de 100 "courbes", ont les caractères suivants :

- 1) L'allure et l'amplitude de ces "courbes" sont extrêmement variées.
- 2) Il n'y a pas reproductibilité d'un tir à l'autre.
- 3) Il n'est pas possible de préciser l'influence des divers paramètres définissant les conditions de mesure , c'est-à-dire : pression de remplissage, gaz, taux d'impuretés, région d'observation, raie analysée.
- 4) Les valeurs moyennes sont approximativement égales quel que soit le groupe de résultats, classés d'après un des paramètres mentionnés.

Par exemple, les moyennes des résultats obtenus pour les trois régions d'observation sont les mêmes alors que l'allure des signaux lumineux individuels diffère fortement de l'une à l'autre. (La résolution spatiale est bien réelle).

Il n'y a pas non plus d'influence (dans le domaine couvert) de la pression de remplissage ou de la quantité d'impuretés sur la moyenne des résultats.

Ainsi, la moyenne de toutes les valeurs de température mesurée dans l'hélium, diffère de 3 % seulement de la moyenne des résultats obtenus dans l'hydrogène, alors que dans ce gaz, le taux d'impuretés présentes ou additionnées, a été en moyenne deux fois plus faible.

Ces constatations ne sont guère surprenantes si l'on considère les marges d'erreur (ou écarts types) de ces résultats qui font disparaître la majeure partie des fluctuations mesurées. En tenant compte de ce que nous venons de dire au sujet des moyennes, nous pouvons supposer que la température est assez constante au cours de la décharge (dès la 2e μ sec) et d'un tir à l'autre, avec de légères fluctuations.

Cette valeur moyenne correspond à $kT = 10$ eV. La dispersion de tous les résultats des mesures faites dans l'hydrogène donne un écart type de 4,7 eV et de 3,4 eV dans l'hélium. Les fluctuations des mesures faites dans ce dernier gaz sont en effet moins grandes, en raison d'une plus forte proportion d'azote, en général.

Température de l'azote ionisé deux fois

Une seule raie a été analysée et un petit nombre de mesures ont été faites. Nous pouvons cependant dire que la température moyenne est comprise entre 20 et 30 eV, avec les mêmes fluctuations relatives.

Position du centre des raies

Une autre caractéristique de nos résultats est que la position B du centre de la raie (ou longueur d'onde centrale) se déplace d'un instant à l'autre et ceci de façon aléatoire (fig. 13). Ces déplacements ΔB sont dans bien des cas, comparés aux largeurs de raies, assez grands pour suggérer des mouvements globaux dans le plasma.

Nous avons vérifié qu'il n'y avait pas de mouvement de fuite vers les bouts. Le montage du tube de décharge ne permettant pas de faire des observations radiales, nous avons alors placé, au centre du tube, un petit disque de céramique de 15 mm de diamètre, masquant la moitié de la région observée dans le sens de l'axe (fig. 1).

Ce cache étant monté sur un support mobile, il était possible de l'escamoter rapidement, ce qui permettait une comparaison des mesures dans les mêmes conditions. Voici ce que nous avons constaté :

La largeur des raies (donc la température), ainsi que la position de leur centre, sont en moyenne égales avec des fluctuations de même ordre de grandeur. La seule différence a trait à l'amplitude des signaux enregistrés, le rapport des intensités moyennes étant très voisin de 0,5. Accessoirement, cela montre que notre plasma est optiquement mince, c'est-à-dire qu'il n'y a pas de phénomènes d'absorption faussant nos mesures par un élargissement supplémentaire des raies. Il n'y a donc pas non plus de mouvement d'ensemble du plasma présentant une symétrie par rapport au plan médian du tube de décharge.

Pour chaque exemple de la figure 13, nous indiquons la valeur maximum de l'écart type σ_B déterminé par notre simulation de Monte Carlo. Nous avons constaté que souvent* les écarts de position ΔB observés sont passablement plus grands que $2 \sigma_{B \max}$, ce qui signifie que ces écarts correspondent à des mouvements réels macroscopiques dans le plasma. Leur caractère aléatoire permet de les appeler turbulents, mais à grande échelle pour distinguer ce phénomène de la microturbulence. Nous essayons, dans le chapitre suivant, de préciser l'échelle et l'amplitude de cette turbulence.

* 2 fois sur 3 dans l'hydrogène et 2 fois sur 5 dans l'hélium $\Delta B > 2 \sigma_{B \max}$. Le comportement du plasma d'hélium paraît donc plus "tranquille" que celui de l'hydrogène.

MOUVEMENTS MACROSCOPIQUES TURBULENTS

En plus de l'agitation thermique (isotrope) des particules, il existe donc dans le plasma des mouvements turbulents, dont l'origine pourrait être des instabilités hydromagnétiques, des courants de convection ou tout autre chose que nous ignorons. Nous avons essayé d'évaluer cette turbulence à l'aide d'un modèle simple. Nous découpons le plasma en N cellules, de dimensions, de densités et de vitesses globales différentes, mais de températures égales. Le profil d'une raie spectrale est, dans ce cas, la superposition de N gaussiennes d'égales largeurs mais d'amplitudes différentes et décalées les unes par rapport aux autres.

Dans le cas général, la forme d'un tel profil est quelconque, mais avec un très grand nombre de cellules et pour des vitesses globales modérées, (distribuées aléatoirement autour de la vitesse nulle avec une loi de répartition normale, par exemple) le profil résultant sera très voisin du profil correspondant à une seule cellule immobile, mais de température supérieure.

C'est ce qu'on peut attendre d'un plasma où règne une turbulence à petite échelle et il n'y a pas d'espoir, dans ce cas, de séparer par l'analyse d'une raie spectrale, la contribution de la turbulence à l'élargissement, de celle de l'agitation thermique des particules. D'ailleurs, dans un tel cas, la position du centre de la raie ne subit pas de déplacement.

Méthode de Monte Carlo

Nous avons envisagé le cas d'un nombre assez petit de cellules et avons examiné en fonction de ce nombre et de deux paramètres caractérisant l'un, la température régnant dans les cellules, l'autre les mouvements possibles de celles-ci, la forme des profils résultants.

La méthode utilisée est de nouveau un calcul du type Monte Carlo selon le schéma suivant : chaque cellule émet un rayonnement caractérisé dans notre échelle j des canaux par :

$$I_{jk} = A_k \exp \left[- \left(\frac{j - B_k}{D} \right)^2 \right] + C \quad (12)$$

$$j = 1, 2, \dots, 12$$

$$k = 1, 2, \dots, N$$

Les nombres A_k et B_k sont tirés par échantillonnage dans des distributions analogues à (11). Les sommes :

$$F_j = \sum_{k=1}^N I_{jk}$$

sont les rayonnements associés aux différents canaux. La répétition de ces tirages fournit les échantillons successifs.

$$\begin{aligned} &F_1(1), \quad F_2(1), \dots, \quad F_{12}(1) \\ &F_1(2), \quad F_2(2), \dots, \quad F_{12}(2) \quad \text{etc.} \end{aligned}$$

que nous étudions de deux façons :

1^o) nous dessinons les différents profils i donnés par $F_1(i)$, $F_2(i)$, ..., $F_{12}(i)$ et les comparons à ceux que nous avons observés (fig. 8)

2^o) Nous introduisons les $F_j(i)$ dans (3) et le programme des moindres carrés nous fournit les paramètres d'ensemble du profil, en particulier $B(i)$ qui repère la position du centre de la raie. Nous comparons ensuite la dispersion des $B(i)$ aux écarts ΔB observés (fig. 13).

La méthode a été appliquée pour différentes valeurs :

- 1) du nombre de cellules N
- 2) de la température fixée par D
- 3) de δB caractérisant la dispersion des B_k ou l'amplitude des mouvements globaux des cellules.

Résultats

Nous nous sommes limités à 50 du côté des grandes valeurs de N . Dans ce cas et pour $\delta B \ll D^+$ (vitesse dirigée ne dépassant pas la vitesse thermique d'éléments ionisés une fois) les profils obtenus sont suffisamment "réguliers" pour être acceptés comme possibles. La dispersion des $B(i)$ est comparable également aux ΔB des mesures. Dans une telle hypothèse ($N=50$) tout ce que nous pouvons dire, c'est que les mouvements globaux sont limités, mais leur contribution à l'élargissement pourrait être importante. Les températures mesurées seraient alors considérablement surestimées.

Par contre, pour $N \ll 10$, seules les valeurs faibles de δB rendent les profils obtenus acceptables, tant par leur forme que par la dispersion des $B(i)$. Sont considérés comme inacceptables, des profils très accidentés (présentant plusieurs sommets bien séparés), ce que nous n'avons jamais observé dans nos mesures. La dispersion des $B(i)$ ne doit pas dépasser la plus grande valeur de ΔB enregistrée. La valeur maximum de δB admissible est approximativement indépendante de D compris entre D_{\min} et D_{\max} . Ces valeurs limites sont données par la plus petite largeur observable avec notre appareil et la plus grande largeur observée.

Dans l'hypothèse d'un nombre de cellules ne dépassant pas 10, la valeur δB que nous acceptons correspond à des mouvements turbulents associés à une énergie maximum de 2 eV (par particule). Les températures mesurées seraient alors surestimées de cette quantité.

Choix et justification

Nous pensons que l'hypothèse d'un petit nombre de cellules est la plus vraisemblable, pour plusieurs raisons.

La comparaison des températures moyennes mesurées pour les ions de l'azote et les écarts de position des raies peuvent être résumées par les relations :

$$T(N_{III}) \approx 2.5 T(N_{II})$$

$$\Delta B(N_{III}) \approx \Delta B(N_{II})$$

Dans le cas d'un grand nombre de cellules, nous avons vu que la surestimation des températures mesurées pourrait être importante, mais limitée à une fraction fixe de la température des éléments ionisés une fois. Comme les déplacements observés avec N_{III} et N_{II} sont comparables, la correction relative est nécessairement plus faible sur $T(N_{III})$ que sur $T(N_{II})$, ce qui accroît fortement l'écart entre ces températures, ce qui paraît peu raisonnable.

Une autre raison est fondée sur des observations faites par A. Heym lors de la mesure de la densité électronique par voie interférométrique, références(1) et (7). Ces mesures donnent la densité intégrée sur la distance séparant les look-in (fig. 1). L'évolution de cette densité au cours de la décharge présente des fluctuations non reproductibles d'un tir à l'autre. Or l'amplitude relative de ces fluctuations augmente en rapprochant les look-in et devient considérable lorsque la distance d'intégration n'est plus que de 10 cm. Cet effet est illustré par la figure 14 pour deux distances différentes. Les densités reportées ont été obtenues en divisant les valeurs intégrées par la distance entre les look-in. Dans chacun des cas, 2 résultats de mesure pour 2 décharges différentes sont superposés..

Si notre découpage du plasma en cellules a un sens et qu'en plus de leurs mouvements relatifs il y ait des fluctuations de densité de l'une à l'autre — ce dont nous avons tenu compte par la distribution des A_k dans (12) — il est normal que la densité moyenne fluctue d'autant plus que la distance d'intégration se rapproche de la taille des cellules. Les mesures que nous citons suggèrent bien des dimensions compatibles avec un découpage grossier du plasma tel que nous l'envisageons.

CONCLUSION

Les températures des impuretés (N, O, A) dans le plasma produit par notre décharge de préionisation ont pu être mesurées avec une précision limitée essentiellement par la faible intensité des raies spectrales observées et la nécessité de conserver une résolution temporelle suffisante.

Les températures sont en moyenne les mêmes pour les différents éléments et indépendantes de la pression (entre 25 et 60 mTorr) ou de la nature du gaz de remplissage (H_2 ou He). Ces résultats sont également insensibles au taux d'impuretés (jusqu'à 10 %). La valeur moyenne de ces températures correspond à $kT = 8$ eV et 20 à 25 eV, pour les éléments ionisés une et deux fois, respectivement. Cet écart n'est pas expliqué.

Certains mouvements macroscopiques du plasma ont été mis en évidence par le déplacement des raies spectrales. Il s'agit d'une turbulence à grande échelle (5 à 10 cm) mais correspondant à une énergie maximum de 2 eV.

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier A. Heym pour son aide et ses renseignements au sujet de la densité électronique. Nous remercions également F. Troyon pour l'aide et les conseils qu'il nous a apportés lors de l'analyse des résultats.

LISTE DES FIGURES

- Fig. 1 Schéma de l'appareillage.
- Fig. 2 Oscillogramme des courants.
- Fig. 3 Emission de raies spectrales (les amplitudes ne peuvent pas être comparées, les échelles n'étant pas les mêmes).
a) tube avec joints en néoprène et décharges dans l'hydrogène.
b) tube avec joints d'indium et décharges dans l'hélium.
- Fig. 4 Schéma des signaux lumineux dans la préionisation.
- Fig. 5 Oscillogrammes d'une raie de silicium.
- Fig. 6 Différentes régions d'observation.
- Fig. 7 Oscillogrammes des 12 traces.
- Fig. 8 Exemples de profils.
- Fig. 9 Exemples d'histogrammes.
- Fig. 10 Ecart types des résultats de température pour l'azote.
- Fig. 11 Ecart types de la position du centre des raies d'azote.
- Fig. 12 a, b, c Exemples de "courbes" de température de N^+ dans les conditions suivantes:

No du tir	Gaz	Raie analysée	Région observée	Temps d'intégration
175	25 mTorr H_2	N_{II} 3995	R = 0	$\tau = 2 \mu\text{sec}$
176	"	"	"	"
481	60 mTorr H_e + 3,5 mTorr N_2	"	9 mm	0,5 μsec
482	"	"	"	2 μsec
59	"	N_{II} 4447	18 mm	0,5 μsec
117	60 mTorr H_2 + 3,5 mTorr N_2	"	"	"

- Fig. 13 Position du centre des raies dans les exemples ci-dessus.
- Fig. 14 Densité intégrée (d'après A. Heym).

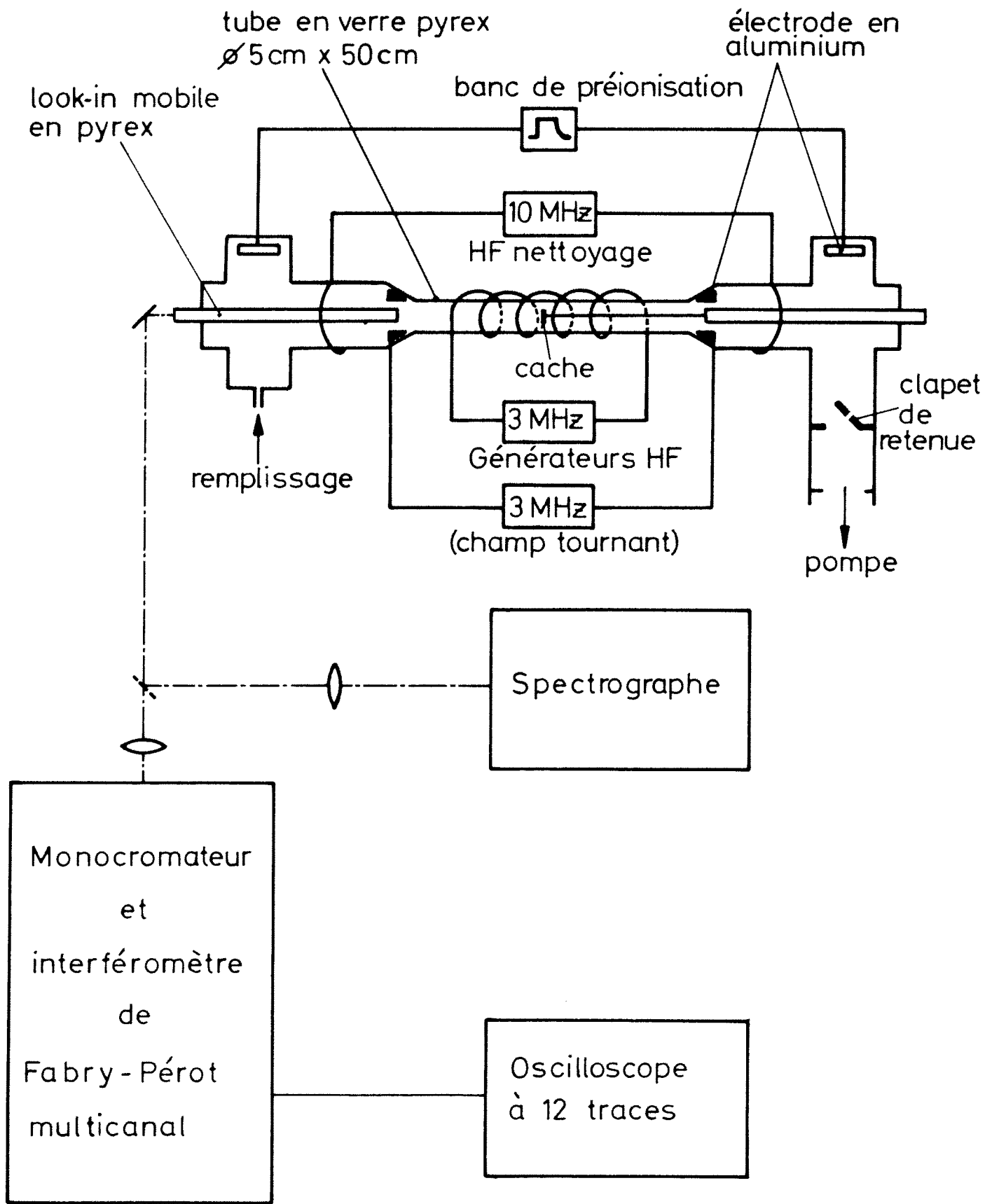


Fig.1

Oscillogramme des courants

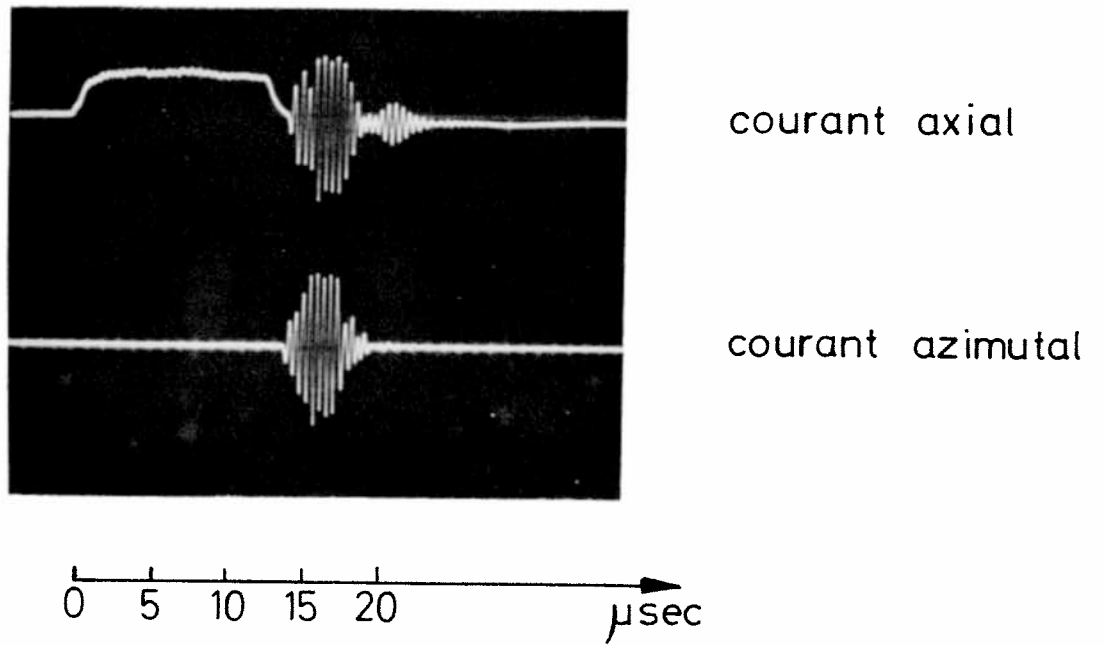


Fig.2

Emission de raies spectrales

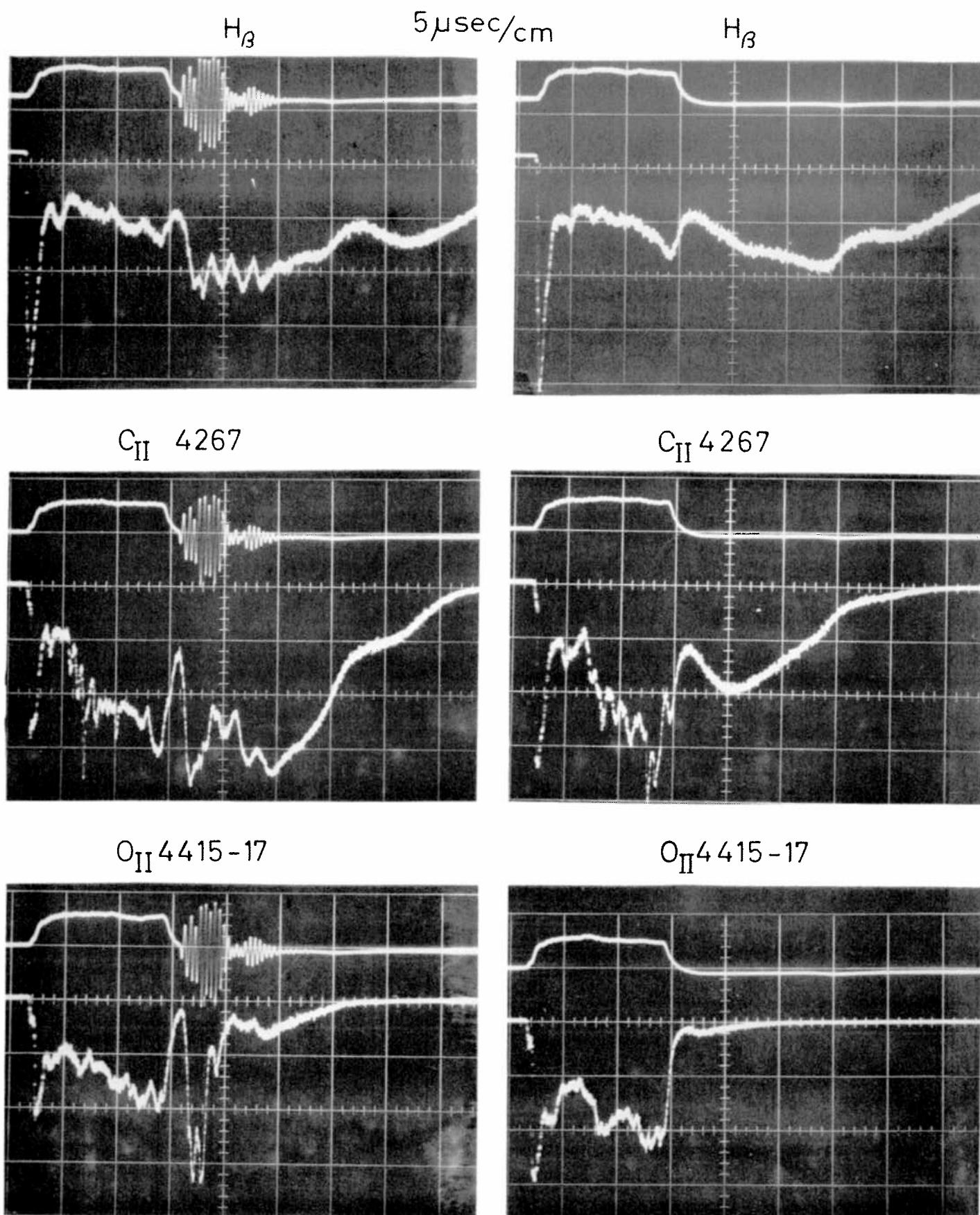
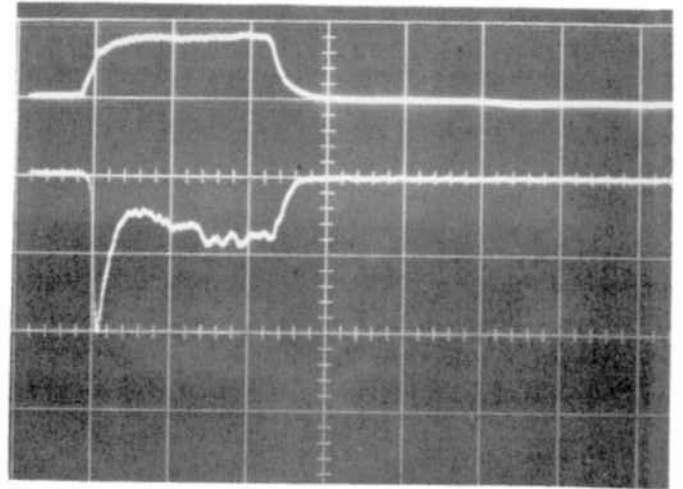
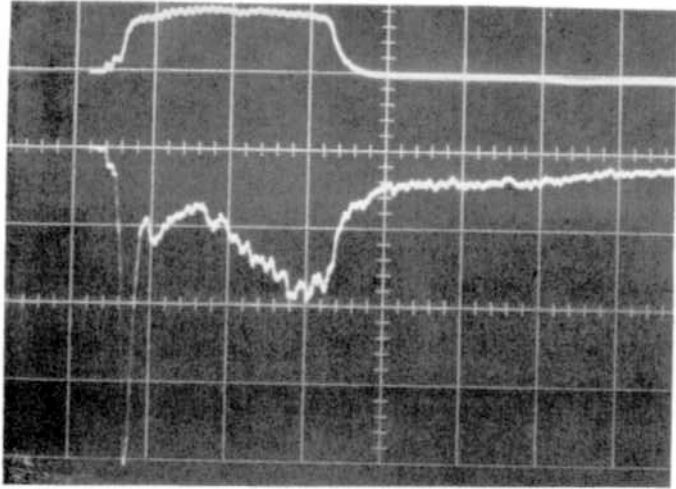


Fig. 3a

H_{β}

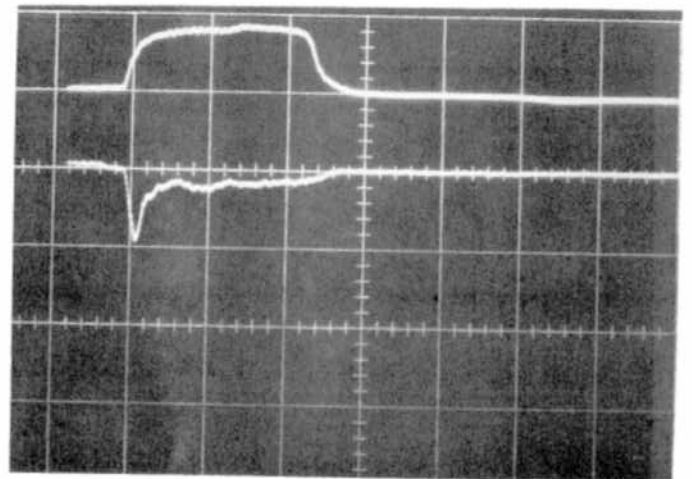
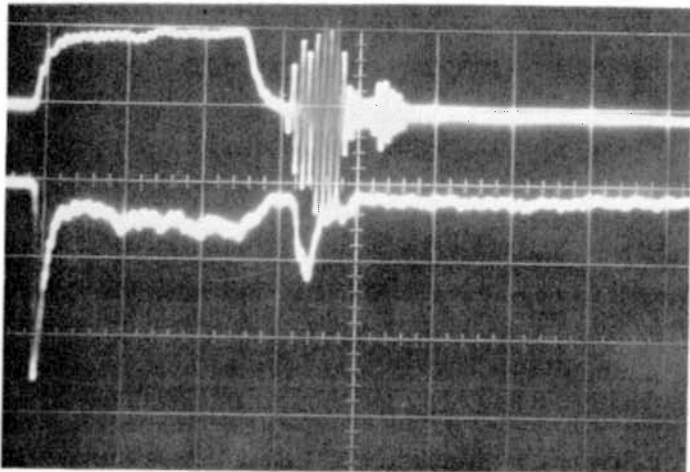
5 $\mu\text{sec}/\text{cm}$

$O_{II} 4415-17$



$C_{II} 4267$

$C_{II} 4267$



$N_{II} 3995$

$N_{III} 4379$

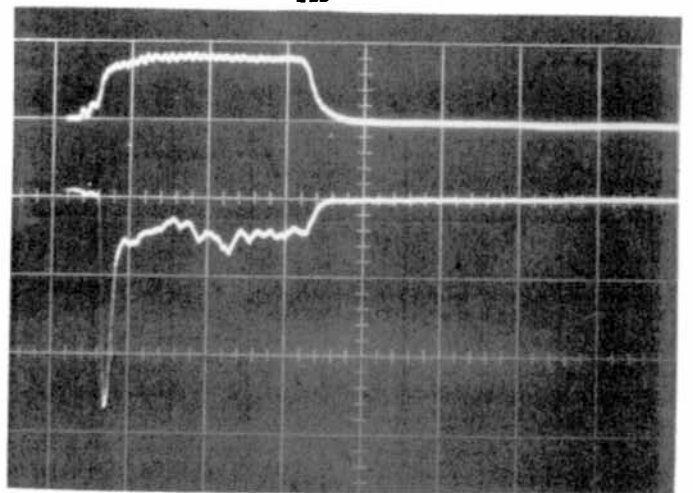
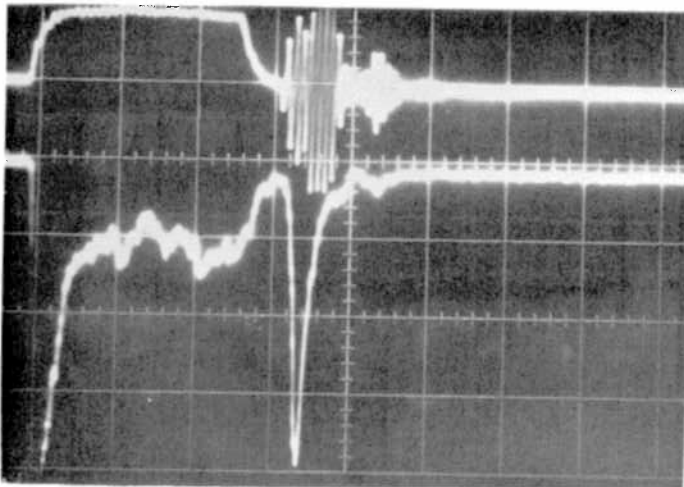


Fig.3b

Schéma des signaux lumineux
dans la préionisation.

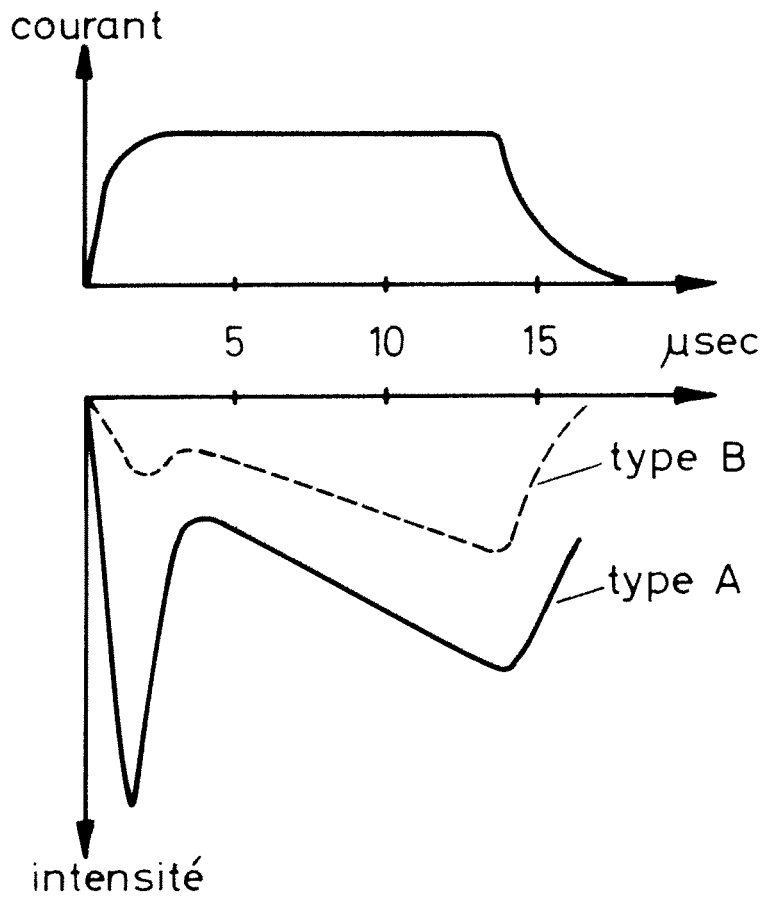


Fig.4

Emission de Si_{III} 4553

5 $\mu\text{sec}/\text{cm}$

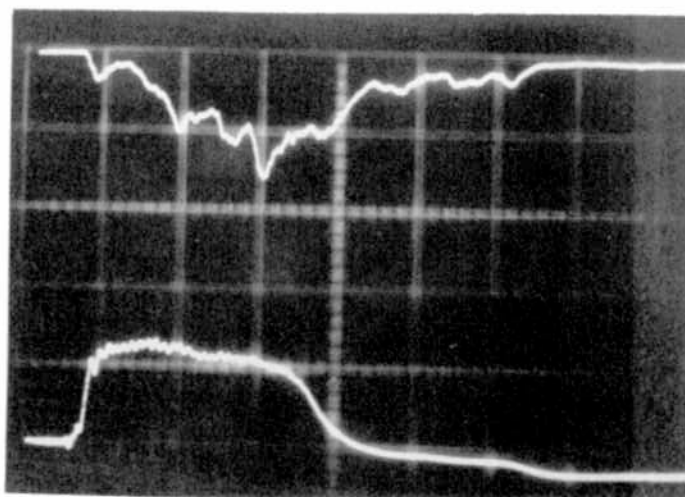
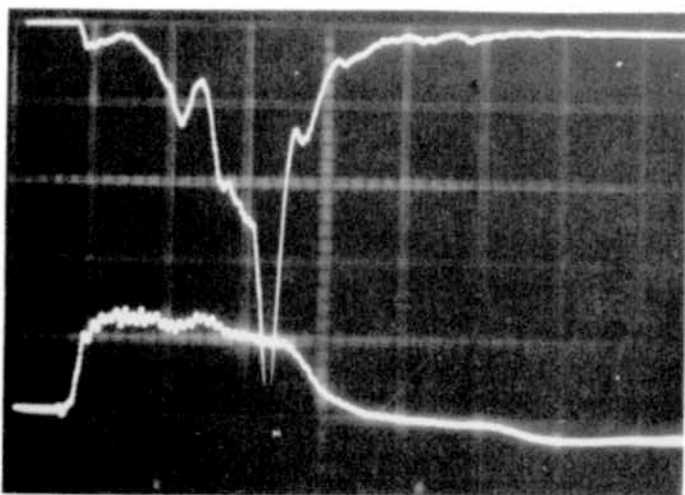
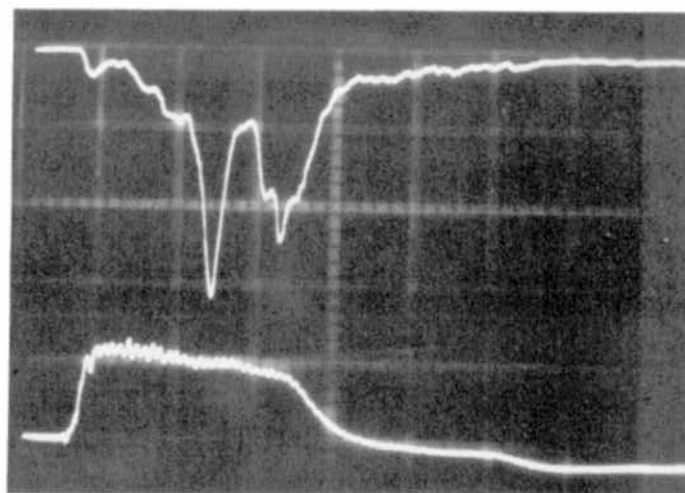
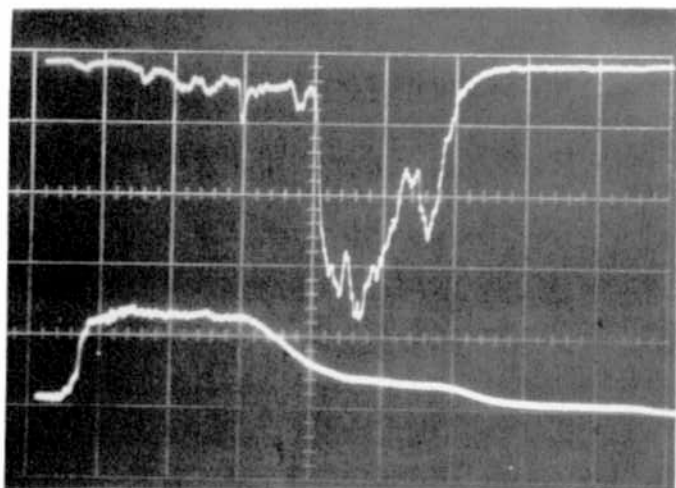
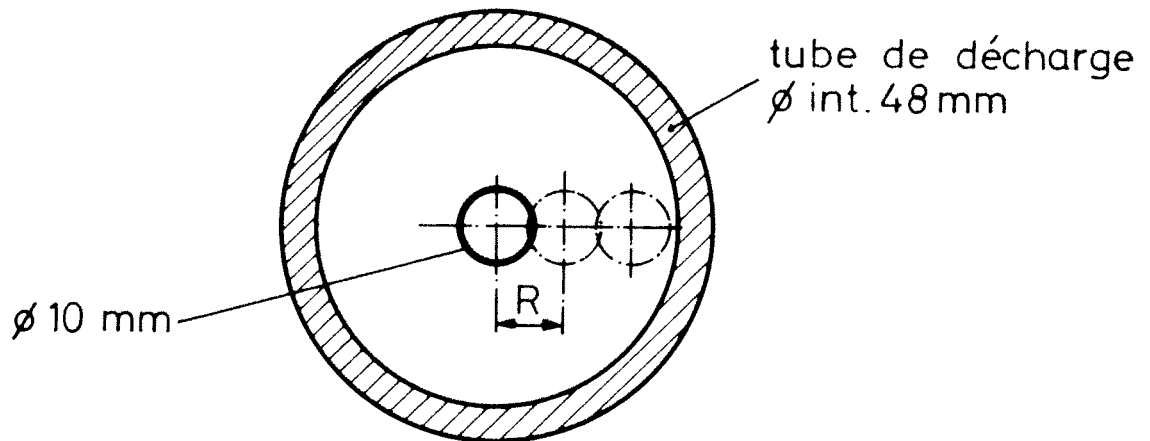


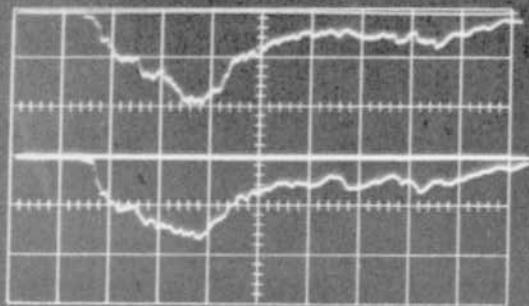
Fig. 5

Différentes régions d'observation

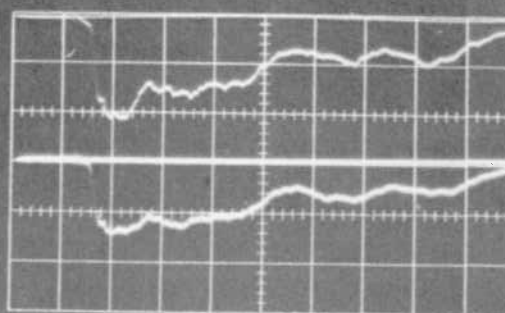


3 positions différentes du look-in
repérées par $R = 0, 9, 18$ mm

Fig. 6



0.2 0.1
1 0.5

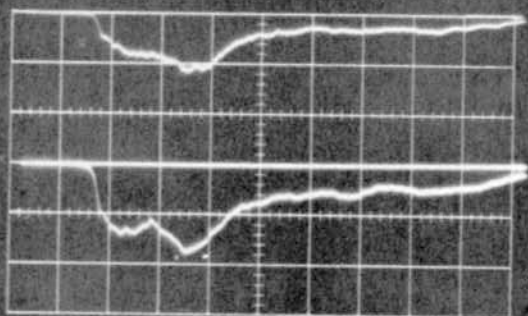


2 1 .5 .2 .1 .05 5 2 1 .5 .2 .1 .05

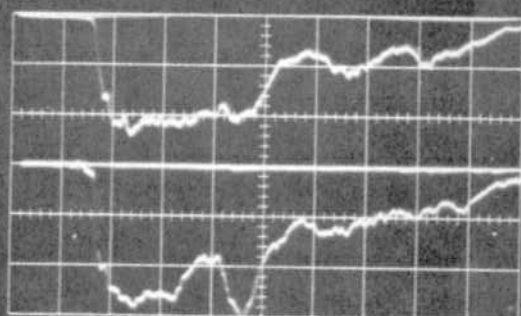
0 | 9 | 5

.05 .1 .2 .5 1 2 5 .05 .1 .2 .5 1

.05 .1 .2 .5 1 2 5 .05 .1 .2 .5 1



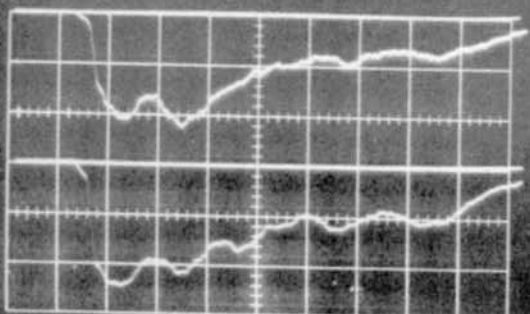
5 2
20 10



2 1 .5 .2 .1 .05 5 2 1 .5 .2 .1 .05

2 1 .5 .2 .1 .05 5 2 1 .5 .2 .1 .05

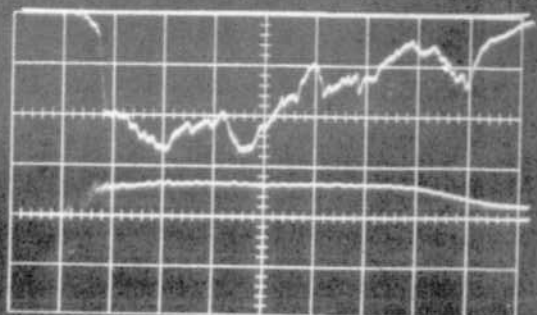
.05 .1 .2 .5 1 2 5 .05 .1 .2 .5 1 2



100 50

Fig.7

500



Exemples de profils.

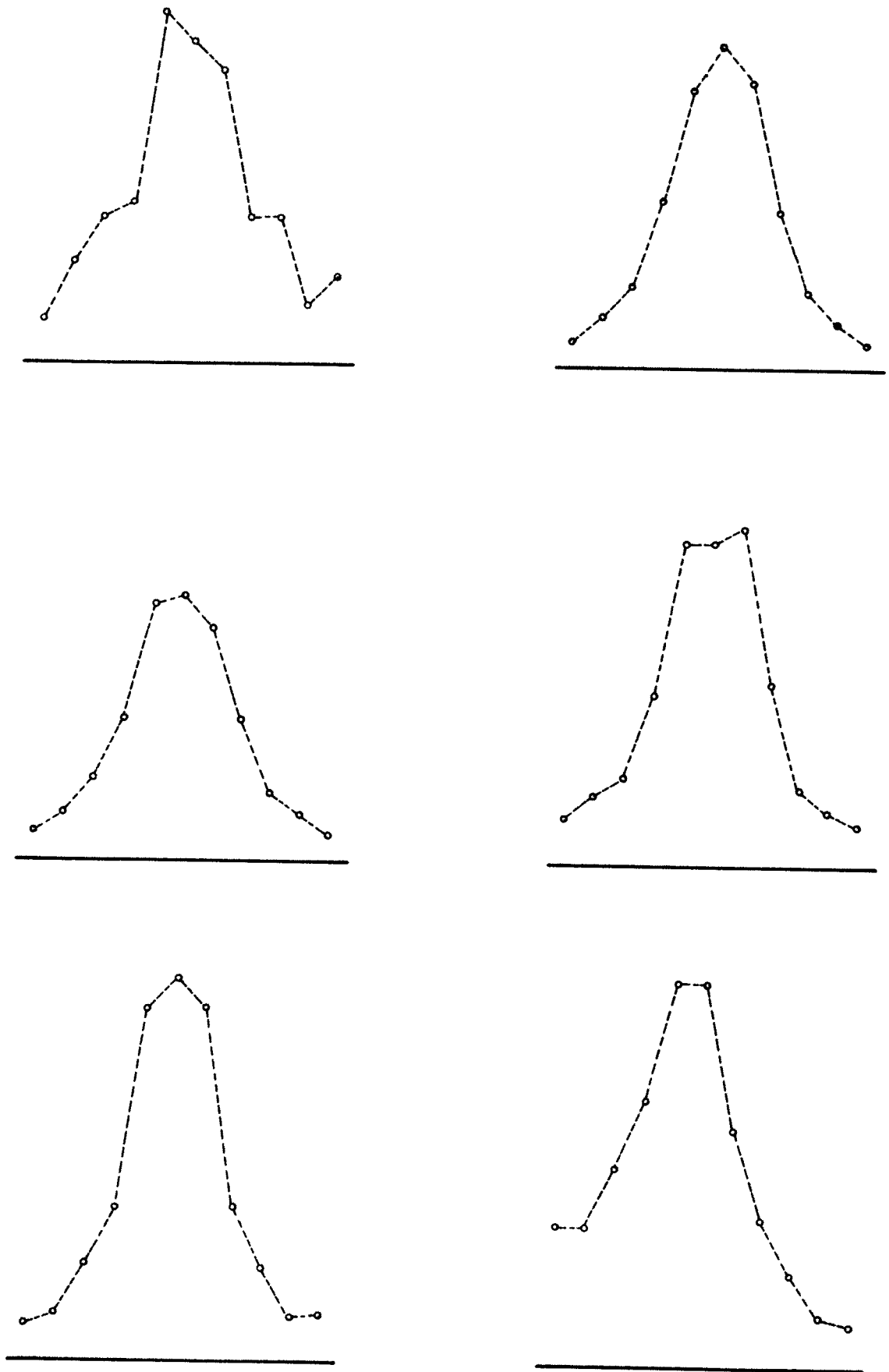


Fig.8

Exemple d'histogrammes
de T et B pour Q=3000

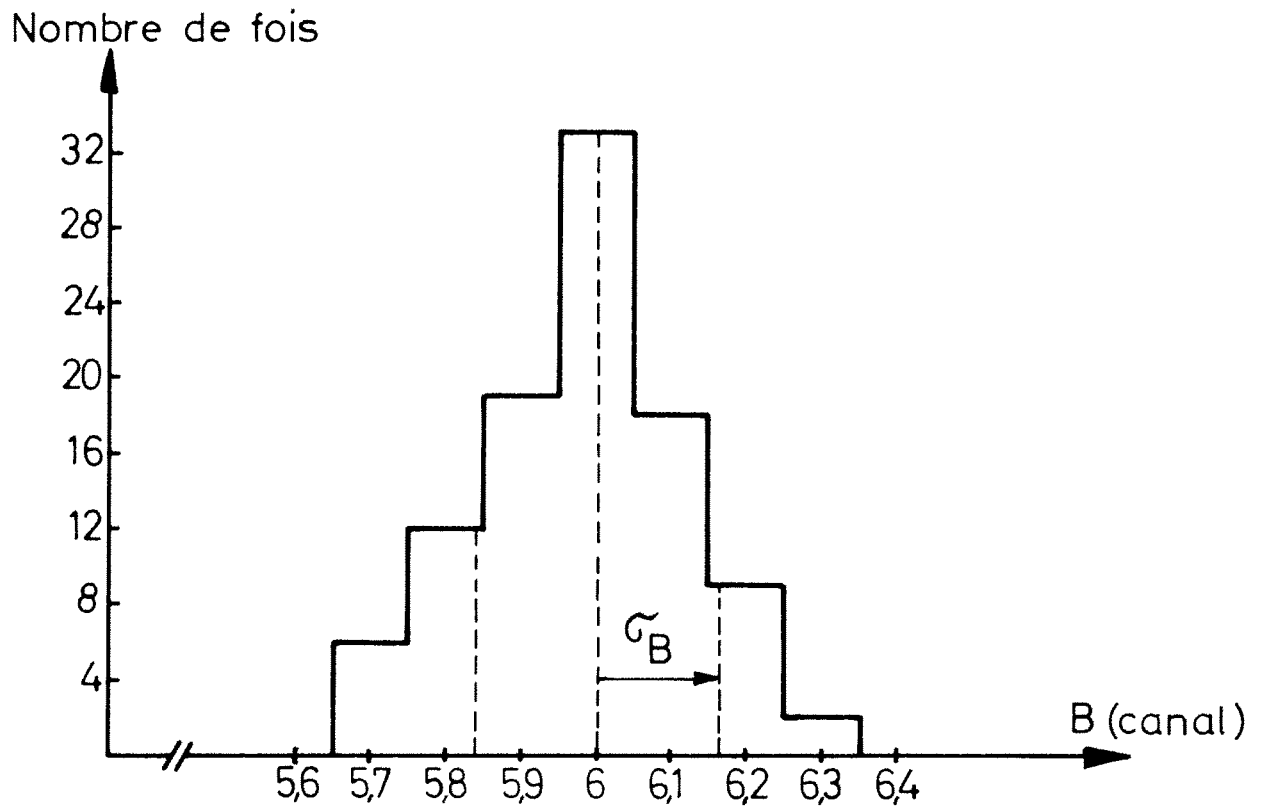
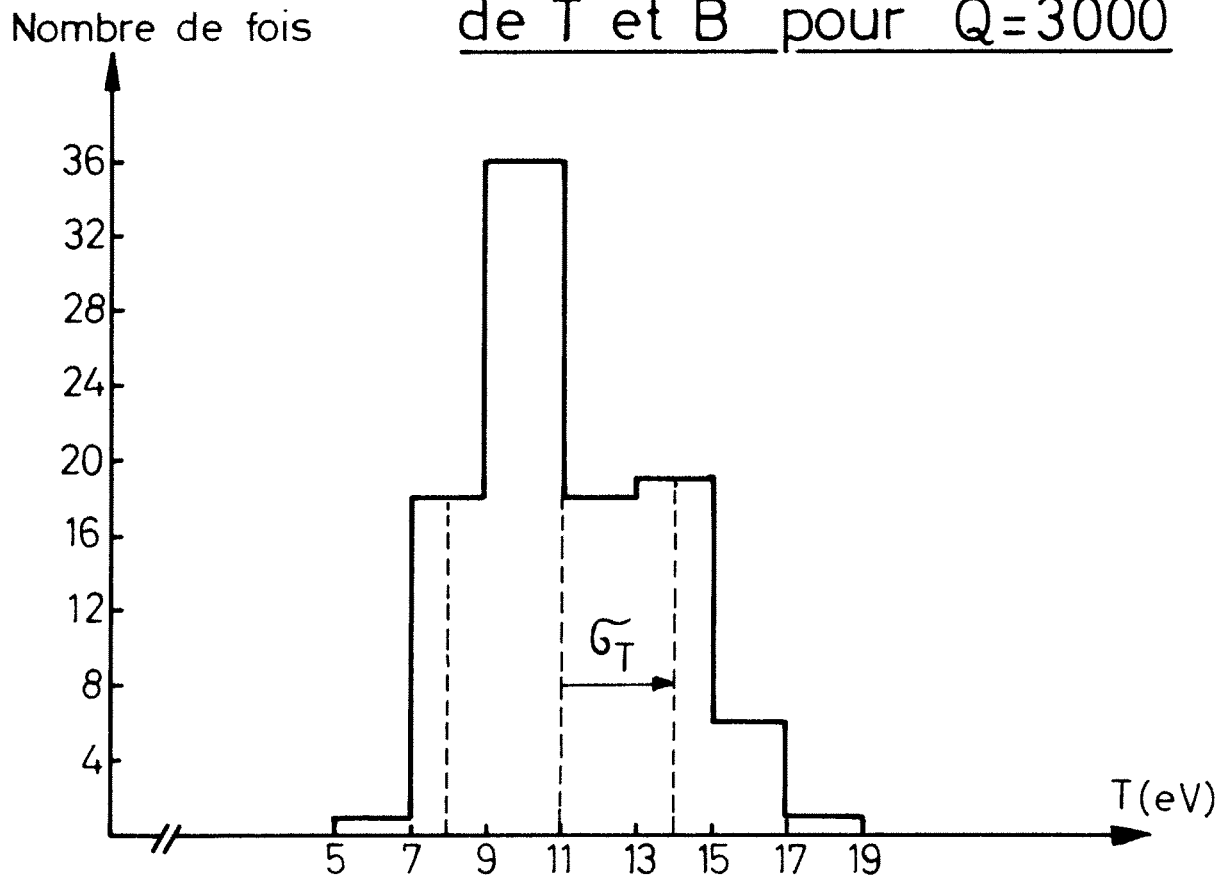


Fig.9

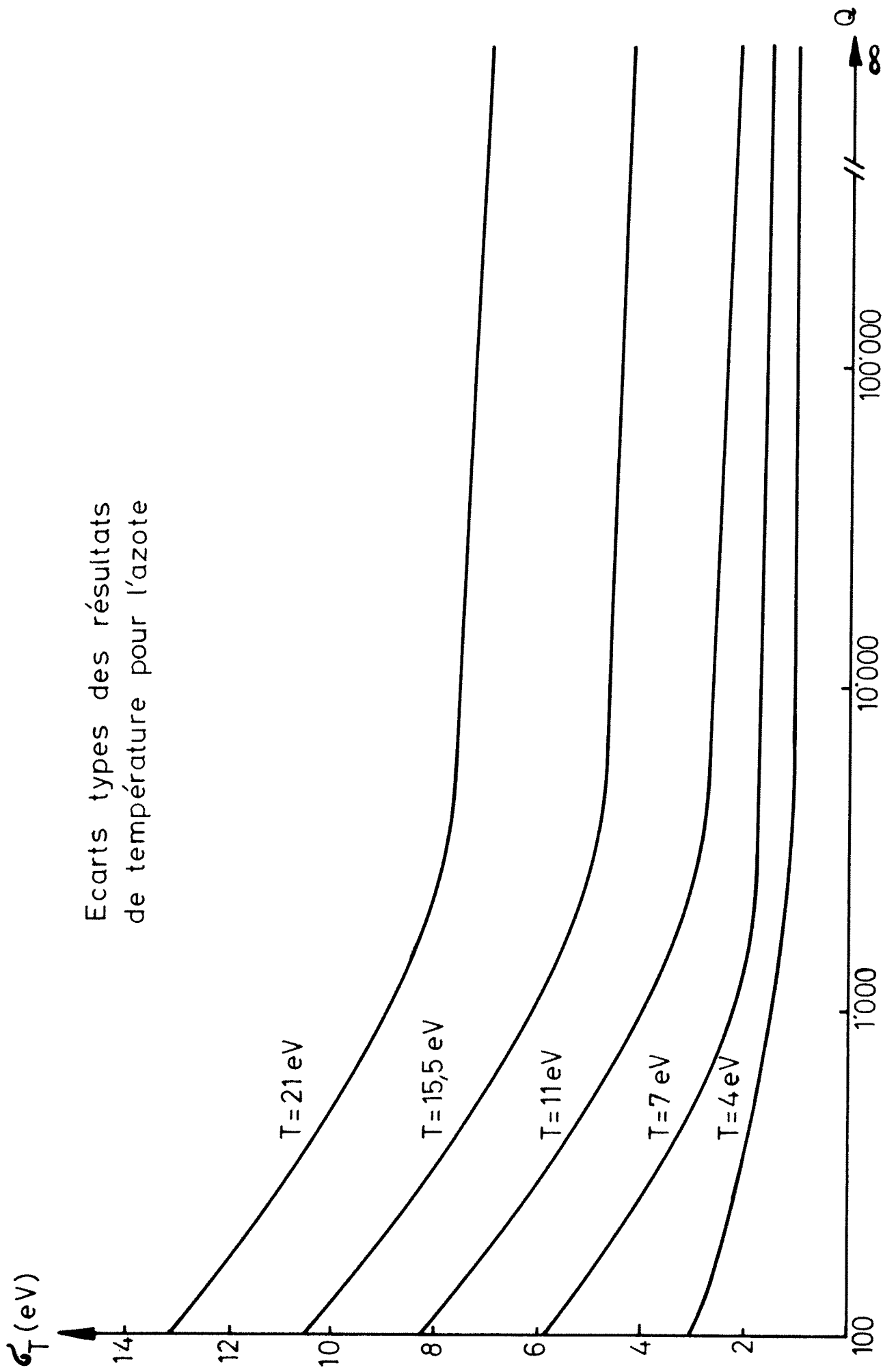


Fig.10

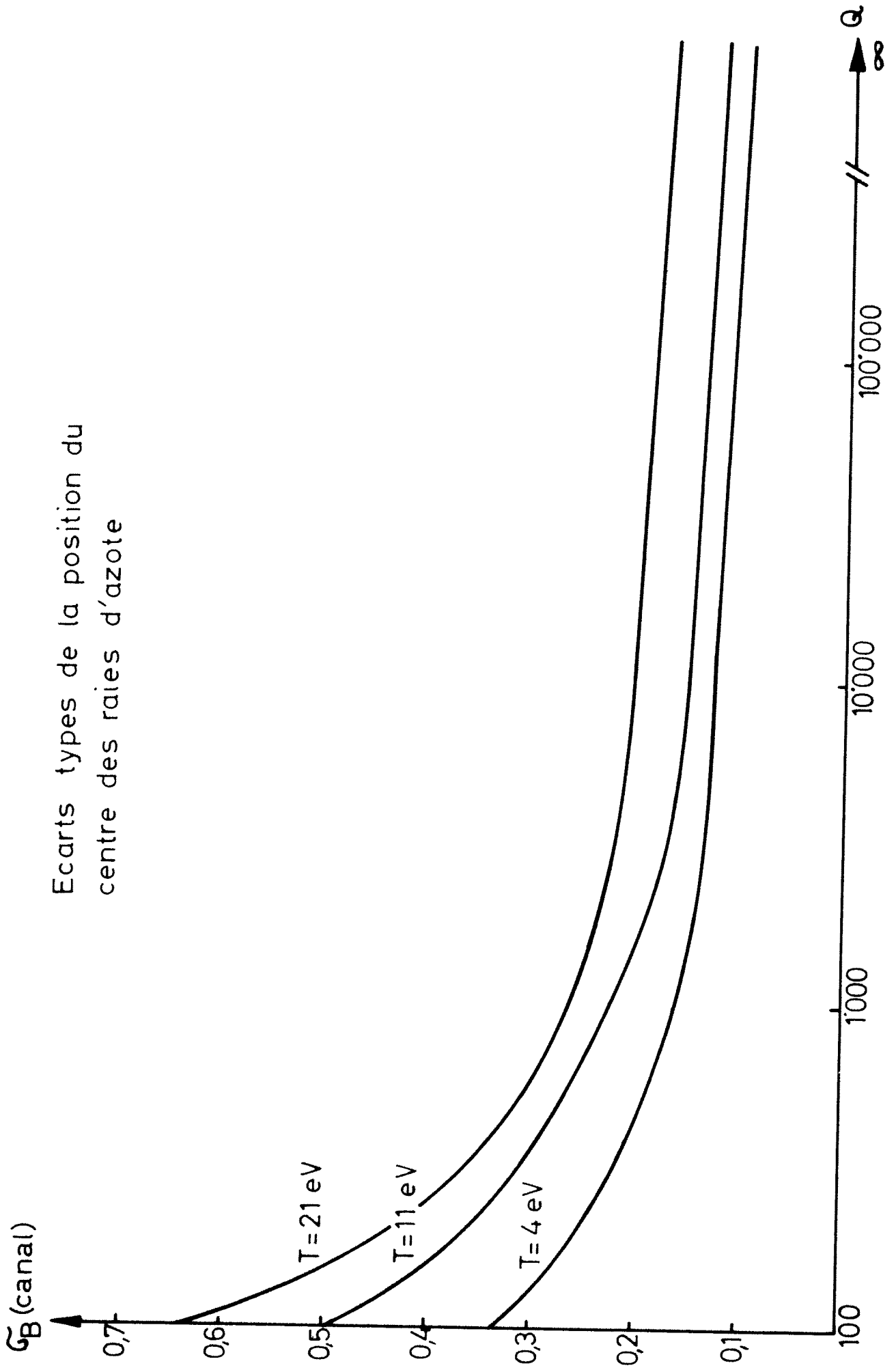


Fig.11

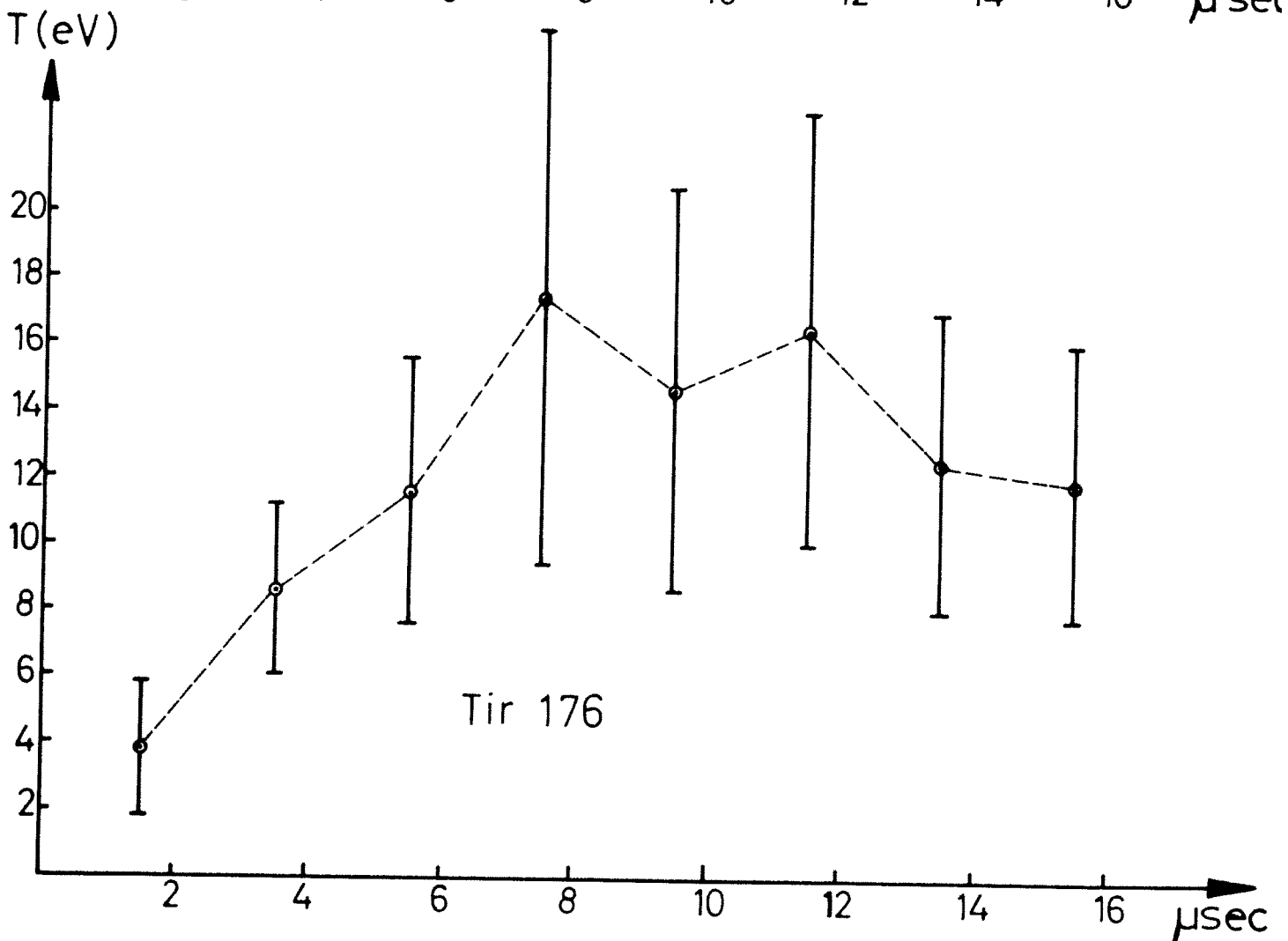
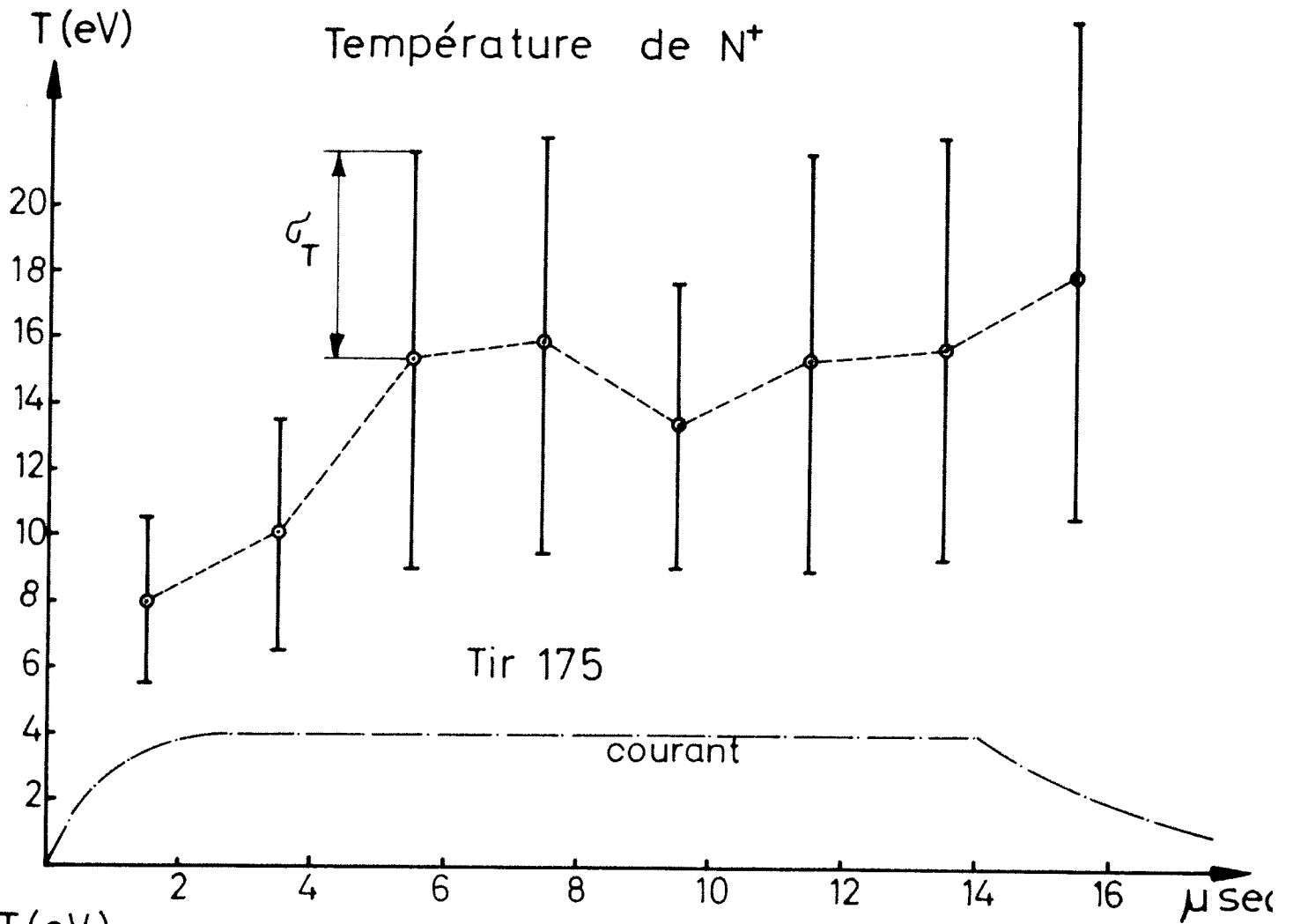


Fig. 12a

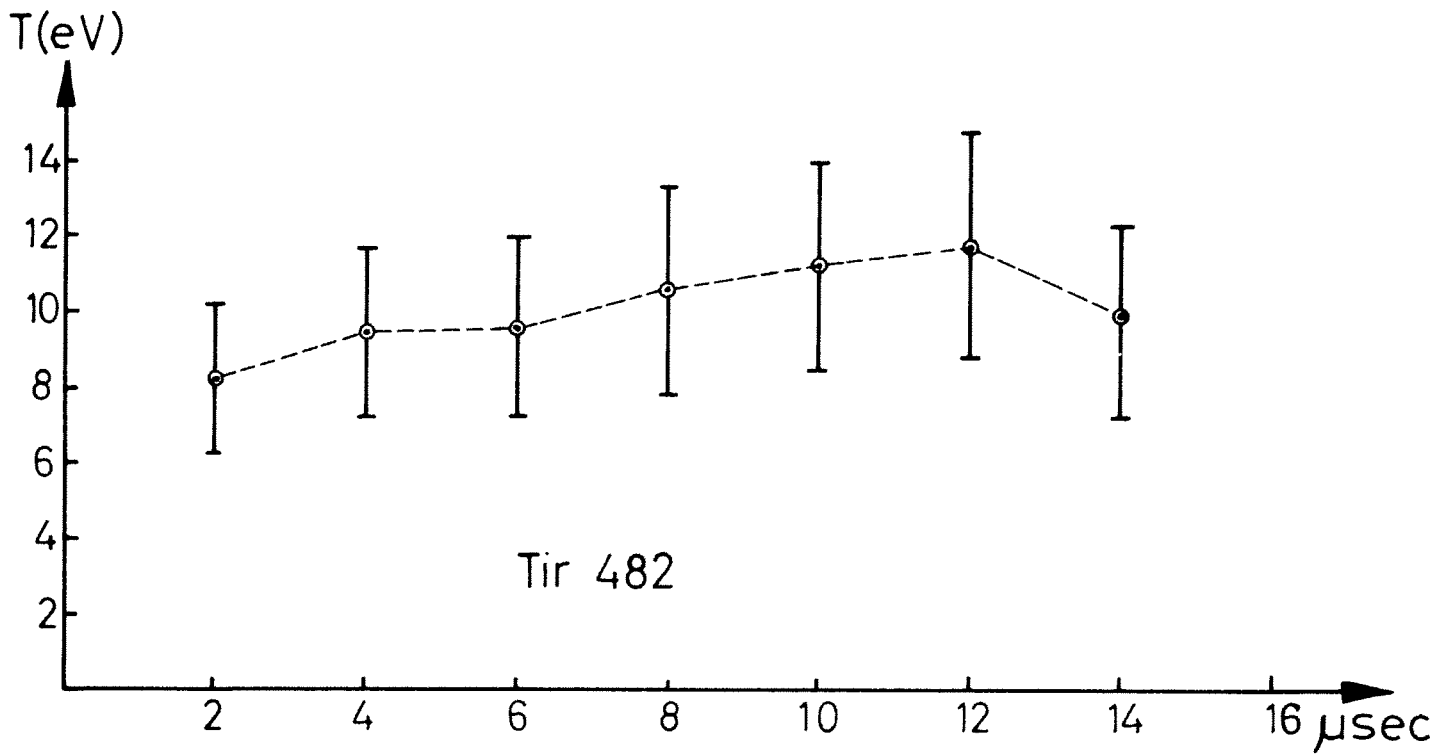
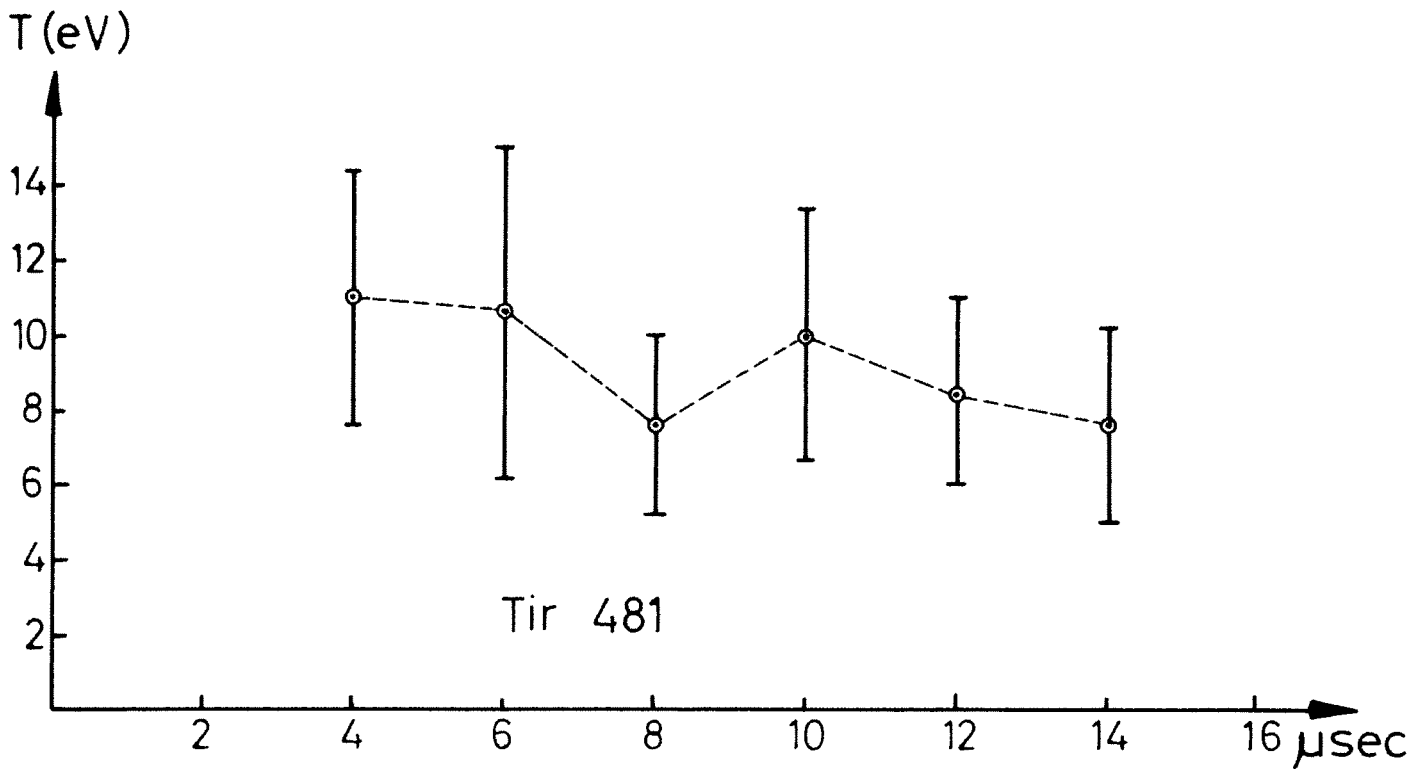


Fig.12 b

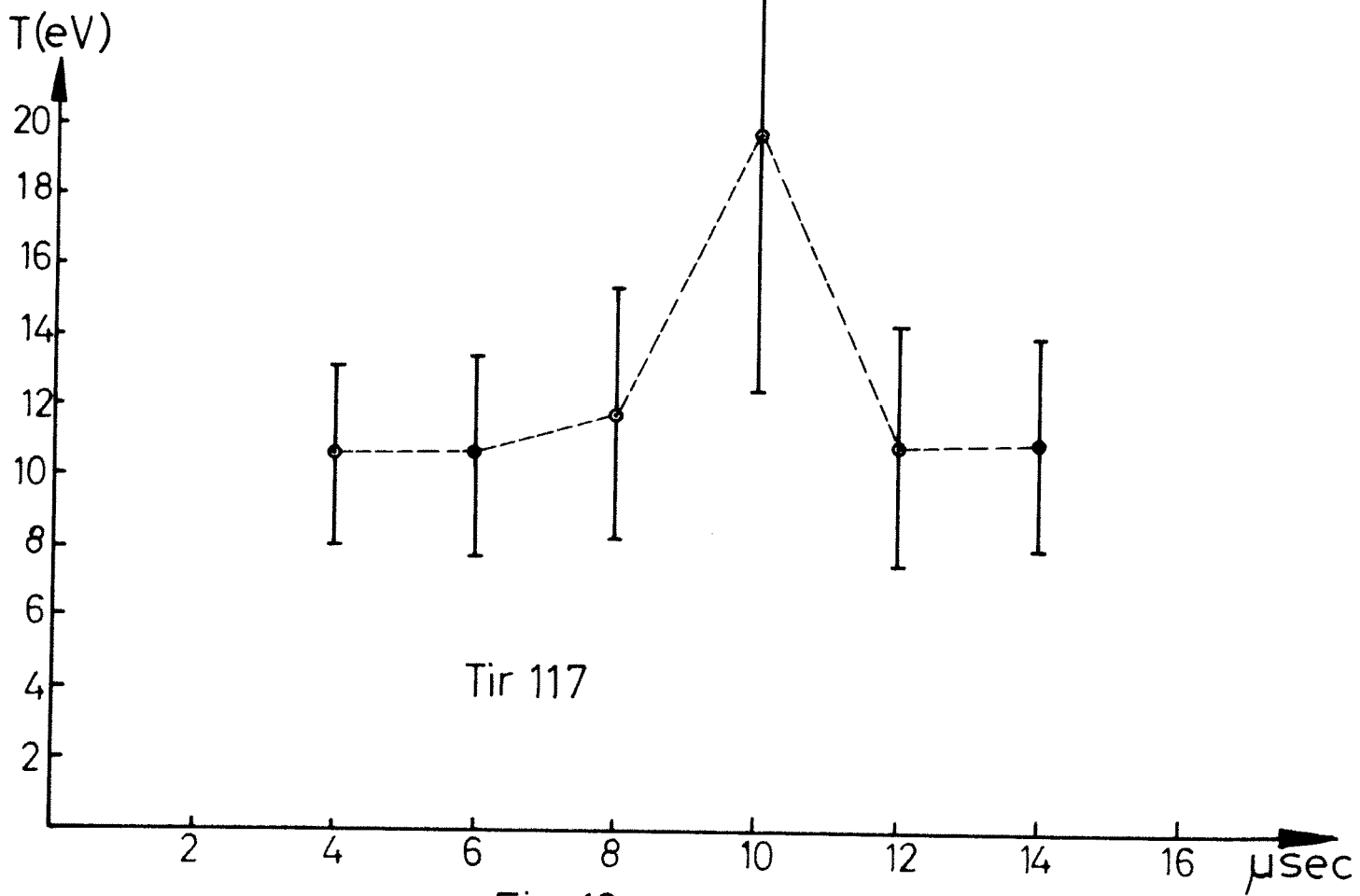
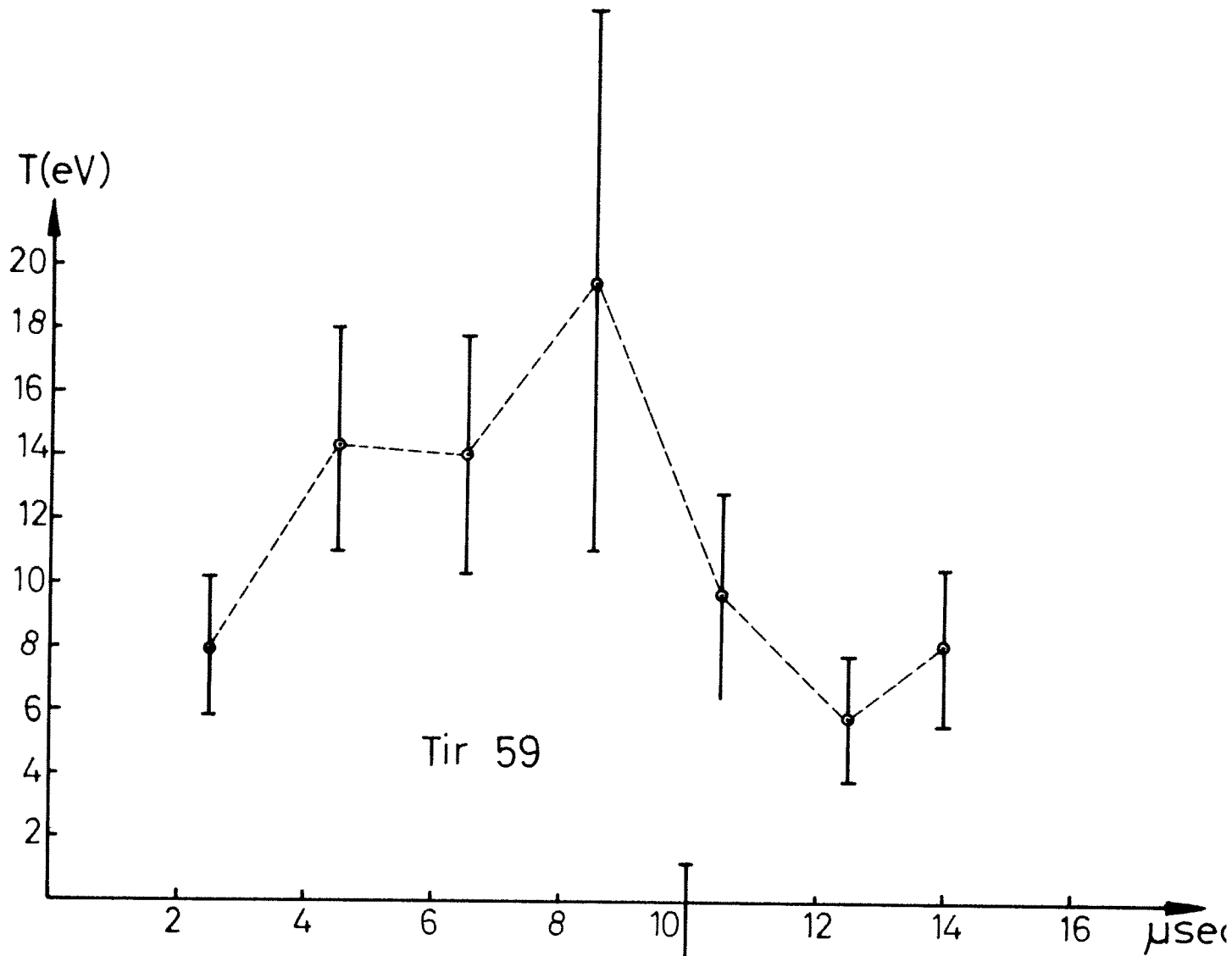


Fig.12c

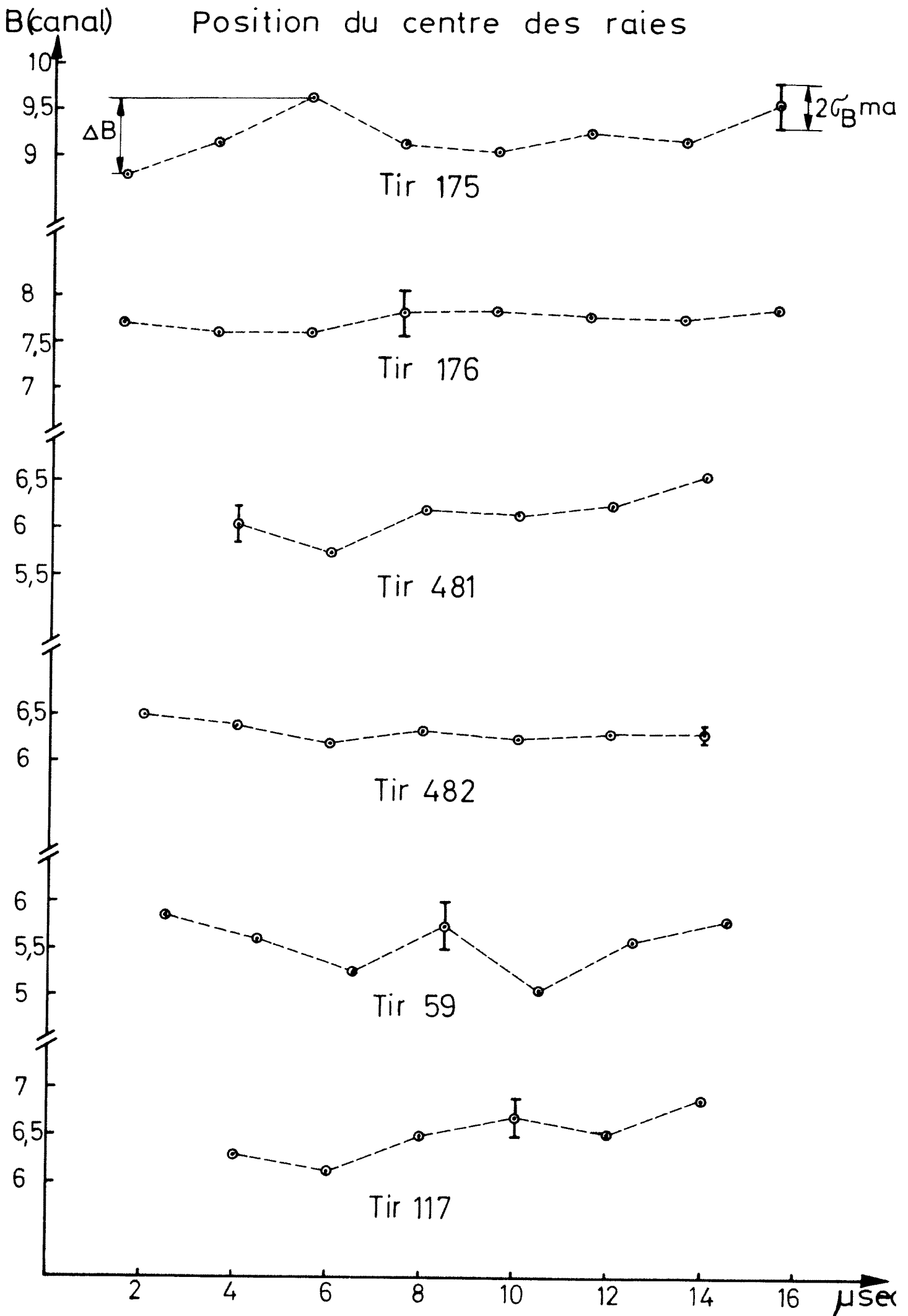


Fig.13

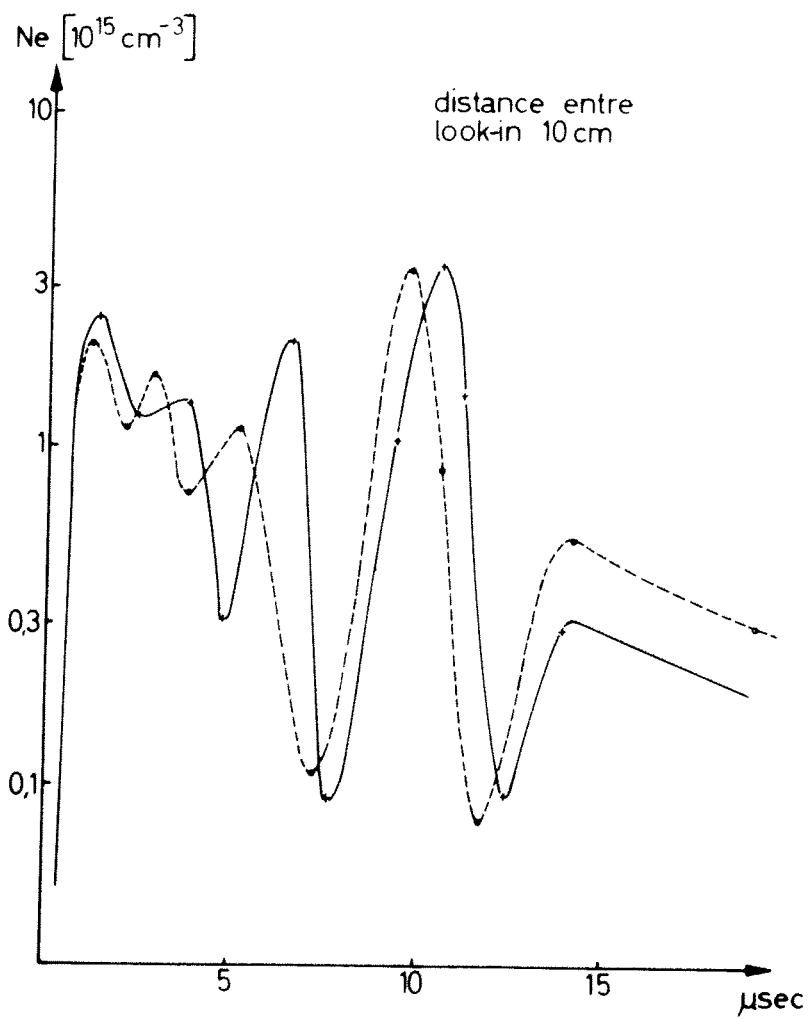
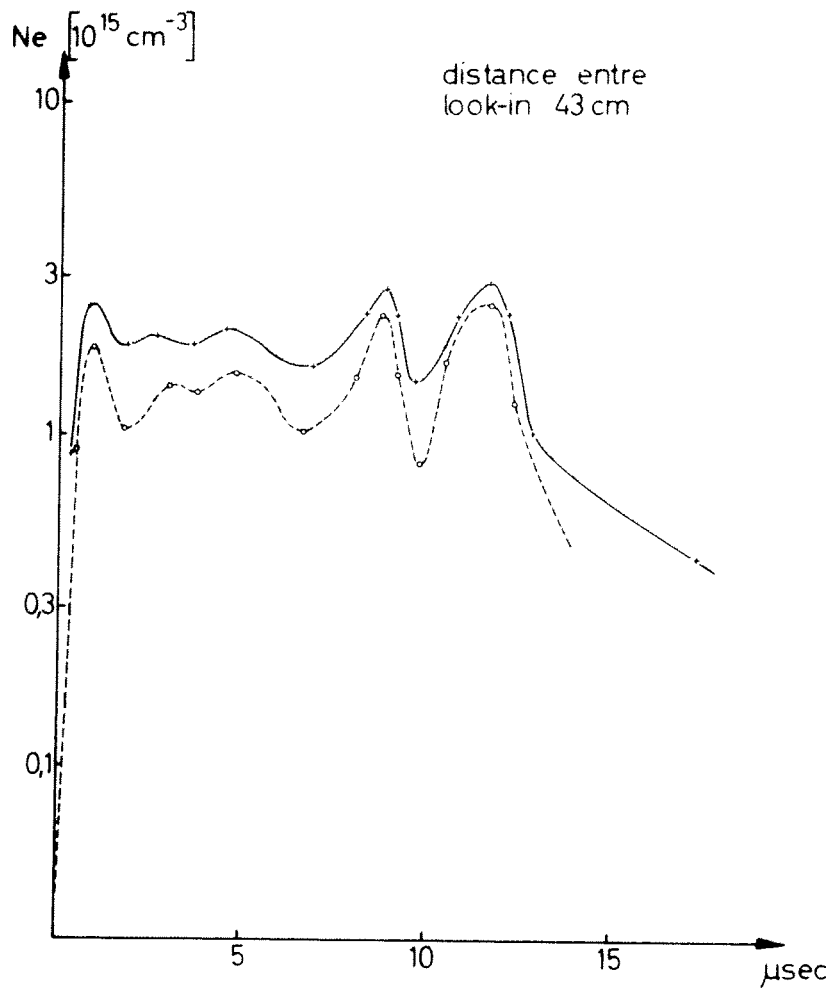


Fig.14