

EUR 2645.f

LIBRARY COPY

ASSOCIATION
Communauté Européenne de l'Energie Atomique - EURATOM
Commissariat à l'Energie Atomique - C.E.A.

**ETUDE DE LA COLONNE DE PLASMA
DANS UN ARC A ELECTRODES CREUSES**

par

R. CANO, M. MATTIOLI et B. ZANFAGNA

1966



Rapport C.E.A. - R 2935 établi au
Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses, France

Association N° 007-62-1 FUAUF

AVERTISSEMENT

Le présent document a été élaboré sous les auspices de la Commission de la Communauté Européenne de l'Energie Atomique (EURATOM).

Il est précisé que la Commission d'EURATOM, ses contractants, ou toute personne agissant en leur nom :

ne garantissent pas l'exactitude ou le caractère complet des informations contenues dans ce document, ni que l'utilisation d'une information, d'un équipement, d'une méthode ou d'un procédé quelconque décrits dans le présent document ne porte pas atteinte à des droits privés;

n'assument aucune responsabilité pour les dommages qui pourraient résulter de l'utilisation d'informations, d'équipements, de méthodes ou procédés divulgués dans le présent document.

Ce rapport est vendu dans les bureaux de vente indiqués en 4^e page de couverture

au prix de FF 8,50

FB 85,—

DM 6,80

Lit. 1060

Fl. 6,20

Prière de mentionner, lors de toute commande, le numéro EUR et le titre qui figurent sur la couverture de chaque rapport.

Achévé d'imprimer par le Service de Documentation du C.E.A.,
Gif-sur-Yvette (France)
Bruxelles, août 1966

Le présent document a été reproduit à partir de la meilleure copie disponible.

EUR 2645.f

ASSOCIATION

Communauté Européenne de l'Energie Atomique - EURATOM
Commissariat à l'Energie Atomique - C.E.A.

**ETUDE DE LA COLONNE DE PLASMA
DANS UN ARC A ELECTRODES CREUSES**

par

R. CANO, M. MATTIOLI et B. ZANFAGNA

1966



Rapport C.E.A. - R 2935 établi au
Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses, France

Association N° 007-62-1 FUAUF

RESUME

On décrit les mesures effectuées sur une décharge à électrodes creuses fonctionnant en régime continu. Pour un débit d'argon variable entre 0,2 et 30 l/h N.T.P. la colonne de plasma obtenue a une densité qui peut varier entre $1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et $8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et une température électronique comprise entre au moins 15 eV et 1 eV (les densités plus élevées correspondent aux températures plus faibles). Trois méthodes de diagnostic ont été utilisées : sondes électrostatiques, émission dans l'infrarouge lointain (longueurs d'onde comprise entre 10 mm et 0,1 mm) et mesures en hyperfréquences avec $\lambda = 2,4,3$ et 8,6 mm en utilisant l'onde réfléchie ou transmise par le plasma. Les résultats obtenus sont décrits en détail et comparés entre eux. Des limites d'utilisation des différentes techniques sont données.

- Rapport CEA-R 2935 -

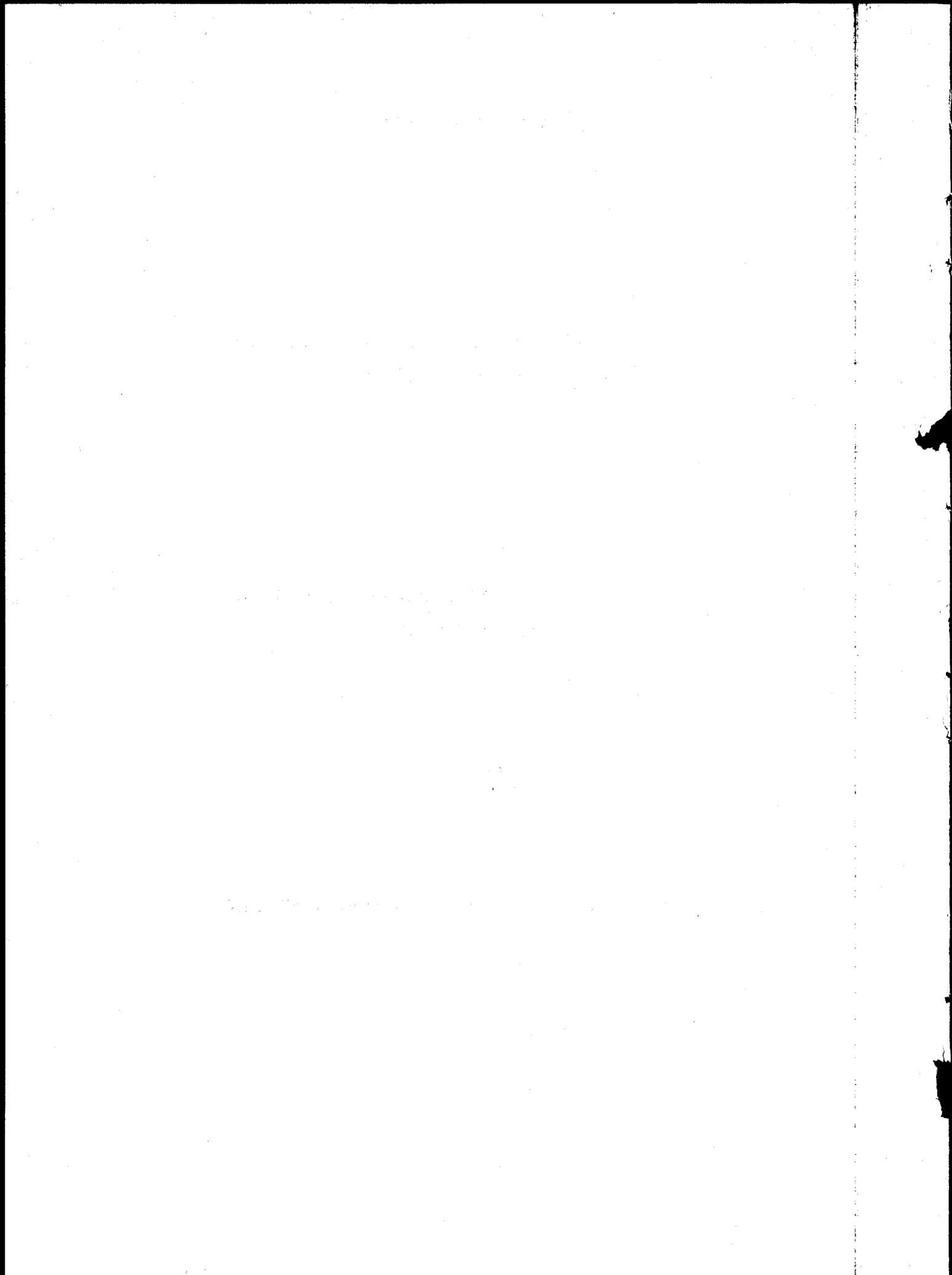
Groupe de Recherches de l'Association Euratom-CEA
sur la Fusion Contrôlée

ETUDE DE LA COLONNE DE PLASMA DANS UN ARC
A ELECTRODES CREUSES

par

Renato CANO, Mario MATTIOLI, Bruno ZANFAGNA

- Janvier 1966 -



1. - INTRODUCTION.

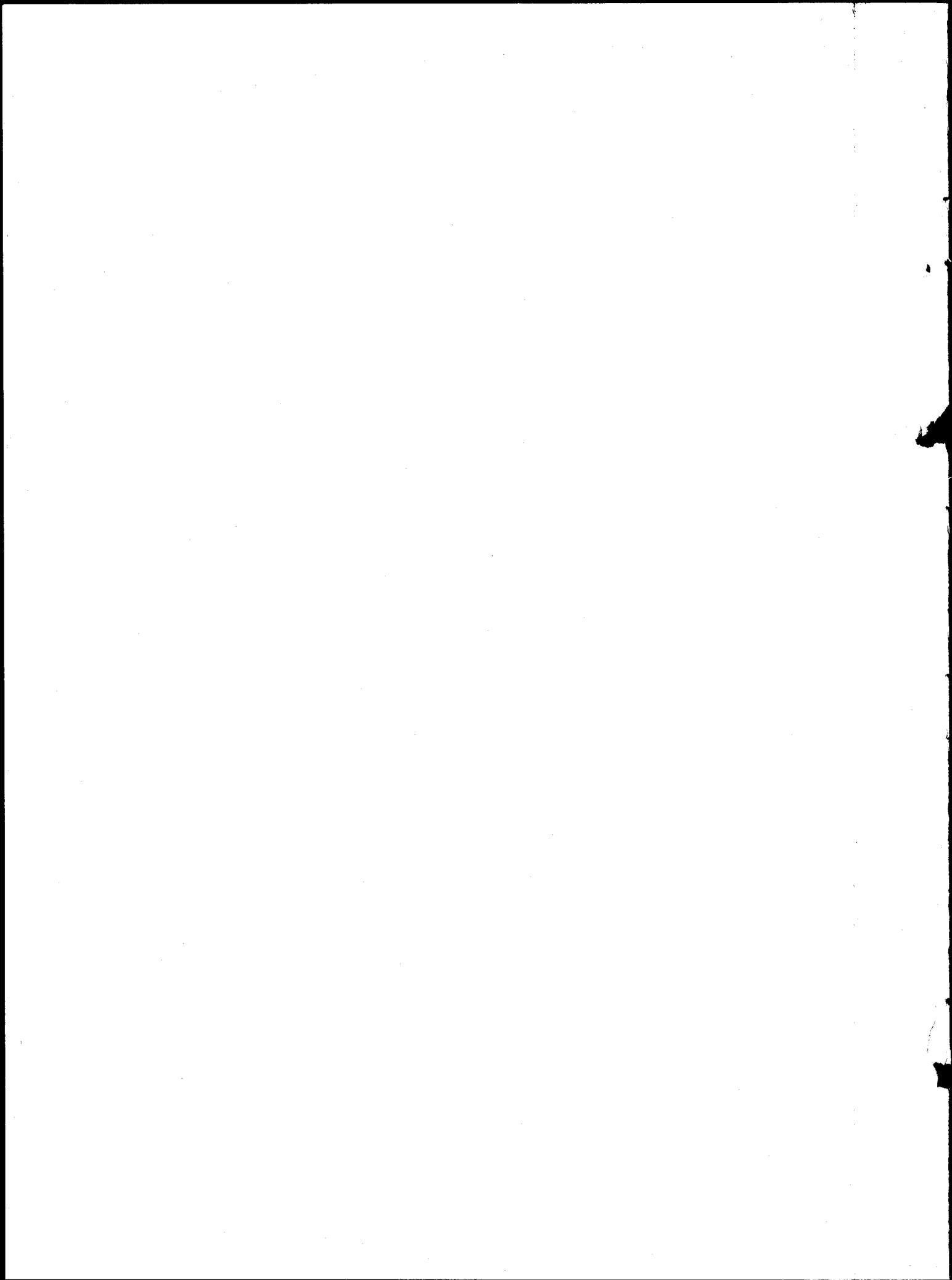
Les résultats obtenus sur des arcs en régime continu avec des électrodes creuses [1] [2] ont montré la possibilité de réaliser des plasmas stationnaires de densité et de température assez élevées ($n \sim 10^{13} \div 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ $T_e \sim 1 \div 40 \text{ eV}$), presque totalement ionisés et pratiquement sans impureté.

Dans le but d'obtenir une source assez puissante pour des études de spectroscopie à partir de l'infrarouge lointain jusqu'à l'U.V. à vide, nous avons étudié et réalisé une décharge en régime continu avec des caractéristiques analogues à celles des références citées, mais avec des possibilités de fonctionnement plus étendues.

La colonne de plasma ainsi obtenue a une densité qui peut varier entre $8 \cdot 10^{14}$ et $1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et une température électronique comprise entre 1 et au moins 15 eV, les densités plus élevées correspondent en général aux températures plus faibles.

Dans ce rapport nous décrivons les caractéristiques technologiques et de fonctionnement de la décharge et trois méthodes de diagnostic : sondes électrostatiques, émission dans l'IR. lointain (longueurs d'onde comprises entre 10 mm et 0,1 mm) et mesures en hyperfréquences avec $\lambda = 2, 4,3$ et 8,6 mm en utilisant l'onde transmise ou réfléchiée par le plasma.

Les résultats obtenus sont comparés et des limites d'utilisation pour les trois diagnostics sont données.



L'émission de l'arc dans le visible et dans l'U.V. à vide est toujours à l'étude; nous n'avons utilisé ici que quelques résultats préliminaires.

2. - CARACTERISTIQUES TECHNOLOGIQUES ET DE FONCTIONNEMENT.

2 - 1 - Description de l'appareil.

Les caractéristiques principales de l'arc à électrodes creuses ont été déjà décrites précédemment [3], mais plusieurs modifications ayant été apportées par la suite, il est donc utile de rappeler les détails de l'appareil tel qu'il a été utilisé pour les mesures décrites dans ce rapport.

Dans la fig. 1 l'arc est représenté schématiquement avec son système de pompage; la courbure des extrémités permet l'observation axiale de la décharge sans être gêné par les phénomènes qui se produisent aux électrodes.

Le système de pompage est constitué par trois pompes à diffusion de 2000 l/sec équipées de pièges à azote liquide et de baffles, suivies d'une pompe Roots et d'une pompe à palettes de 80 m³/h. Le vide limite est alors aux environs de 10⁻⁶ mmHg.

Dans la fig. 2 nous avons porté la pression mesurée dans la section centrale en fonction du débit d gaz (argon) introduit à la cathode.

La croissance rapide de la pression pour des débits > 10 l/h N.T.P correspond à la décroissance de la vitesse de pompage des pompes à diffusion; le gaz est alors évacué par la pompe Roots et par la pompe à palettes.

L'enceinte extérieure en acier inox (ϕ_{int} 20 cm) est équipée en son intérieur d'un système de chemises en cuivre refroidies à l'eau pour permettre l'évacuation de la chaleur engendrée par la décharge.

La fig. 3 montre les détails du montage de la cathode. Elle est constituée d'un tube en tantale ϕ_{int} 20 mm, épaisseur 1 mm, longueur 200 mm.

La durée de vie de la cathode est de l'ordre de la centaine d'heures.

La fig. 4 montre le montage de l'anode. Il est également possible d'introduire le gaz à l'intérieur de l'anode et sa forme de cylindre creux facilite la formation du plasma.

Le champ magnétique est obtenu au moyen de plusieurs bobines placées autour de l'enceinte et alimentées par un redresseur au sélénium d'une puissance maximum de 100 kW. A cause de la présence des fenêtres d'observation le champ n'est pas constant mais il a la forme de 3 miroirs en série avec un rapport miroir d'environ 2.

Le champ peut varier par plots entre 0 et environ 3000 gauss au centre des bobines.

La fig. 5 montre l'allure du champ magnétique dans la section centrale. Il est uniforme à $\sim 10\%$ sur une distance de 10 cm.

Le schéma électrique est représenté dans la fig. 6; un redresseur au sélénium peut débiter un courant maximum de 300 A; une résistance en fonte en série stabilise la décharge; en conditions normales le tube extérieur est à la

masse et les électrodes sont isolées.

2 - 2 - Fonctionnement de l'arc.

Dans toutes les mesures le gaz (Argon) est introduit à la cathode ; d'autres gaz (H_2 He) essayés ont un comportement semblable.

Il est aussi possible pendant le fonctionnement de l'arc de changer l'introduction du gaz d'une électrode à l'autre ; le comportement est encore semblable mais le fonctionnement de l'arc est moins stable et les conditions de fonctionnement plus limitées.

L'amorçage de la décharge se fait avec un débit d'environ 4 l/h. d'argon ; ensuite une préionisation à haute fréquence (500 Watt à 30 MHz) est appliquée entre l'anode et la masse . Une surtension de 500 - 800 Volt à 50 Hz est alors appliquée entre la cathode et une électrode auxiliaire pendant la courte période nécessaire pour échauffer la cathode à une température suffisante pour amorcer la décharge principale .

L'arc peut fonctionner en régime stationnaire pour des valeurs du débit de gaz, du courant et de la tension comprise entre certaines limites .

Le champ magnétique ne change pas de façon appréciable les limites de fonctionnement

Le débit de gaz est apparu comme le paramètre le plus important pour changer les caractéristiques de la décharge . Il peut varier entre 0,2 et 30÷40 l/h .

N.T.P. Vers les faibles débits la tension d'arc augmente rapidement jusqu'à la limite imposée par l'alimentation.

Aux grandes valeurs du débit c'est la vitesse de pompage du système qui limite le fonctionnement.

Les figures 7, 7 bis et 7 ter représentent les caractéristiques V-I pour différentes valeurs du débit et du champ magnétique.

2 - 3 - Vide autour de la décharge - Vitesse de pompage de l'arc.

La pression a été mesurée aux sections H, L, J et à l'intérieur de l'anode. La fig. 8 montre l'allure des pressions avec et sans arc pour un faible débit de gaz. En l'absence de décharge la pression décroît régulièrement de la cathode à l'anode; avec la décharge l'allure des pressions change considérablement. En effet le gaz introduit à la cathode est ionisé et transporté à l'anode où il se recombine pour être ensuite évacué par la pompe correspondante. Si le champ magnétique est suffisamment élevé les pertes pendant le trajet cathode-anode dues à la diffusion perpendiculaire sont faibles; ceci explique la réduction de la pression dans la section centrale.

D'autre part la pression mesurée de l'ordre de 10^{-1} mmHg à l'intérieur de l'anode indique qu'il y a dans cette région une forte recombinaison.

Il faut encore remarquer que le fort gradient de pression entre la section

J et H ne peut s'expliquer que par l'existence d'une grande impédance pour l'écoulement du gaz. Il est probable que le gaz dans la région de l'anode soit ionisé (plusieurs fois) avant d'être évacué par la pompe.

Définissons la vitesse de pompage de l'arc V_{pa} pour une certaine valeur de la pression, de la façon suivante :

$$V_{pa} = V_1 - V_2$$

V_1 est le débit de gaz en l/h correspondant à la valeur de la pression sans arc

V_2 est le débit en l/h correspondant à la pression p_c avec l'arc

Il est préférable d'exprimer V_{pa} en l/sec. à la pression p_c .

$$V_{pa} \text{ l/s} = V_{pa} \text{ l/h} \frac{760}{p_c} \frac{1}{3600}$$

Dans la fig. 9 V_{pa} est donné en fonction de p_c pour 3 différentes valeurs du champ magnétique.

La décroissance à faible pression pourrait être expliquée par un mauvais rendement de l'ionisation à l'intérieur de la cathode (v. par. 2-5).

A hautes pressions, par contre, le gaz est toujours ionisé à l'intérieur de la cathode mais, le débit étant trop important, la vitesse de pompage tombe et la pression tend à s'égaliser tout le long de la décharge.

Dans la fig. 10 la pression p_c est représentée en fonction du courant dans la décharge; on remarque que l'allure de p_c est inversée pour $D < 1 \text{ l/h}$

2 - 4 - Degré d'ionisation.

Dans la fig. 11 nous avons représenté la densité du plasma mesurée dans la section H (voir mesures en hyperfréquences) en fonction de la pression des neutres mesurée à l'extérieur de la colonne de plasma (en même temps est reportée la densité des neutres à température ambiante correspondant à la pression p_e).

Remarquons que, étant donné que la densité des neutres à l'intérieur de la décharge, particulièrement pour les décharges à faible débit, est inférieure à la densité à l'extérieur, nous pouvons passer d'un plasma à haut degré d'ionisation ($> 85\%$) à un plasma seulement partiellement ionisé ($\sim 5\%$).

2 - 5 - Considérations sur la formation du plasma.

Schématiquement, on peut admettre le modèle suivant :

La source principale du plasma est constituée par l'intérieur de la cathode. Celle-ci est échauffée par le bombardement des ions accélérés dans la gaine cathodique sur des tensions variables de 60 à 100 Volts et par le rayonnement du plasma contenu en son intérieur. Elle devient incandescente sur au moins une moitié de sa longueur avec une température qui est de l'ordre de 2800°K . - Dans ces conditions elle peut rayonner des densités de puissance de l'ordre de la centaine de W/cm^2 (donc des puissances de l'ordre de la dizaine de kW) et émettre une densité de courant de l'ordre de plusieurs A/cm^2 . Ces électrons accélérés dans la gaine interagissent d'une façon souvent complexe avec le jet de gaz introduit dans le fond de la cathode.

Le débit de gaz apparaît donc comme un paramètre essentiel dans le méca-

nisme de formation du plasma. Nous allons décrire le comportement de la décharge dans trois cas typiques :

- a) débit < 1 l/h N.T.P.
- b) débit entre 1 - 2 l/h N.T.P.
- c) débit maximum 30 l/h N.T.P.

Les autres cas représentent des conditions intermédiaires.

- a) - Très faible débit (< 1 l/h).

La décharge est caractérisée par de fortes tensions d'arc (150 - 160 Volts), donc par des puissances très élevées (38 - 45 kW), par un vide autour de la décharge assez élevé ($< 10^{-4}$ mm Hg) mais par une vitesse de pompage d'arc relativement faible.

Le courant ionique doit être en tout cas assez important pour maintenir élevée la température de la cathode malgré le faible débit (1 l/h correspond à 1,3 A de courant ionique d'argon une fois ionisé). Un simple bilan d'énergie qui tient compte de la puissance dissipée à la cathode donne un courant ionique de 60 à 80 A sur les 250 - 300 A de la décharge. Par conséquent les atomes introduits sont ionisés et neutralisés à la surface de la cathode plusieurs fois avant de sortir du tube.

Mais deux autres aspects semblent mieux caractériser ce type de décharge : la forme creuse et la présence d'un faisceau d'électrons.

Le rayon de giration des électrons thermoioniques ($B \sim 3$ KGs) est inférieur au mm, ceux-ci restent donc près de la paroi de la cathode, l'ionisation

se fait principalement dans cette région et le plasma qui diffuse à l'extérieur du tube parallèlement au champ magnétique garde une forme de cylindre creux.

Une partie du gaz qui est injecté peut alors sortir de la cathode sans être ionisé (voir fig. 9 décroissance de la vitesse de pompage pour débit < 1 l/h).

La puissance délivrée à l'anode par la décharge est dans ce cas assez élevée de l'ordre au moins de ~ 10 kW (puissance totale ~ 38 kW).

Cela ne peut pas s'expliquer si l'on admet que les électrons arrivant à l'anode sont tous thermalisés avec une température estimée à 15 eV (par mesures spectroscopiques); dans ce cas, en effet, la puissance délivrée à l'anode est de l'ordre de $I T_e \sim 3.4$ kW. Il faut donc admettre qu'une partie des électrons émis par la cathode et accélérés par la chute cathodique arrivent à l'anode sans interagir avec le plasma.

Le temps de ralentissement des électrons du faisceau par collisions coulombiennes [4] avec les électrons du plasma est de l'ordre du temps de vol entre les électrodes (pour $n = 210^{13}$ cm $^{-3}$ $T_e = 20$ eV $\tau_2 \sim 5 \cdot 10^{-7}$ correspondant au temps de vol entre électrodes pour une chute cathodique de 100 Volts).

Le temps de décroissance du courant quand la tension d'arc est court-circuitée (voir par. 2-6) est de l'ordre de $\sim 6 \cdot 10^{-7}$ sec., ce qui confirme encore que le courant est dans ce cas dû à un faisceau d'électrons plutôt qu'aux électrons du plasma.

Ces dernières considérations nous amènent à conclure que pour les débits inférieurs à 1 l/h il subsiste dans le plasma un faisceau d'électrons d'origine thermoionique. Il nous est impossible, par contre, sans autres mesures, de connaître les caractéristiques de ce faisceau.

b) Faible débit (1 - 2 l/h).

Nous observons une augmentation rapide de la vitesse de pompage de l'arc accompagnée par une baisse de la puissance délivrée à l'anode et de la luminosité de la décharge dans cette région.

L'analyse des sondes électrostatiques décrite dans la section 3, montrera que le plasma n'a plus la forme creuse au centre sauf au voisinage de la cathode. Il semble donc que l'ionisation ait encore lieu de préférence près des parois (effet du rayon de giration), la diffusion des particules sous l'effet de la densité plus élevée tendant rapidement à remplir le creux.

Il ne semble pas que dans ces conditions puisse subsister encore un faisceau d'électrons.

D'autre part, le plasma formé à la cathode est éjecté vers l'anode par l'effet du gradient de densité, avec une vitesse de $3 \cdot 10^5$ cm/sec mesuré par effet Doppler longitudinal. Or, si l'on suppose une densité électronique moyenne de $2,5 \cdot 10^{13}$ et qu'en moyenne tous les ions soient deux fois ionisés, si S est la section du plasma, le débit de matière transporté à l'anode est donné par $n_i S v \approx 1 - 1,5 \cdot 10^{19}$ part/s. qui, comparé avec le débit injecté de $\sim 0,8 - 1,6 \cdot 10^{19}$ part/sec, nous amène à la conclusion que presque tout le gaz introduit est transporté sous forme de plasma,

ce qui donne un excellent rendement d'ionisation de la cathode (vitesse de pompage très élevée).

Le mouvement des ions du plasma deux fois ionisés équivaut à un courant ionique contre le champ électrique de 2,5 - 5 A; le courant électronique est par contre beaucoup plus élevé (200 - 300 A) les électrons se déplacent donc à une vitesse moyenne $\sim 50 - 100$ fois celle des ions, c'est-à-dire $\sim 2 - 3 \cdot 10^7$ cm/sec. D'autre part la température électronique estimée par des mesures spectroscopiques est de l'ordre de 15 eV qui correspond à une vitesse thermique de $\sim 2 \cdot 10^8$ cm/sec bien supérieure à celle de dérive due au champ électrique.

Nous nous trouvons donc en présence d'un plasma en équilibre, très fortement ionisé (au moins 85 %) sous forme d'un cylindre ayant un diamètre de l'ordre de la dimension de la cathode.

c) Débit maximum 30 l/h.

Si on augmente le débit la quantité de matière transportée à l'anode par la décharge augmente; alors la pompe F3 n'est plus capable d'évacuer le gaz et se désamorce; nous avons alors un contre courant de gaz neutre qui tend à égaliser la pression dans tout le tube de la décharge.

Cette condition est réalisée pour un débit de 30 l/h. La puissance absorbée (25 kW) par la décharge est inférieure par rapport aux cas précédents; celle rayonnée par la cathode restant pratiquement constante, les puissances rayonnée par le plasma et déposée à l'anode décroissent donc considérablement. Cela signifie que la température de la décharge a baissé.

Le bilan du courant ionique à l'intérieur de la cathode indique que le courant équivalent injecté de 40 A, si les ions sont une seule fois ionisés, correspond à peu près au courant nécessaire pour l'échauffement de la cathode; il ne faut donc plus s'attendre à des ionisations multiples.

Le jet de plasma qui sort de la cathode est dans ces conditions très dense ($\sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), et l'interaction avec les neutres ($\sim 6 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$) est forte.

On forme dans l'enceinte un plasma partiellement ionisé très dense pour lequel le champ magnétique n'est fort que pour les électrons.

Dans ces conditions, le coefficient de diffusion transversale est élevé, la cathode n'est plus la seule source du plasma mais les électrons accélérés par le champ électrique longitudinal gagnent suffisamment d'énergie entre deux collisions pour ioniser le gaz. Les pertes latérales sont donc compensées par cette ionisation de volume.

Le comportement de la décharge est alors assez semblable à celui d'une colonne positive.

2 - 6 - Court-circuit de la décharge.

L'arc peut être court-circuité pendant son fonctionnement au moyen d'un ignitron connecté en parallèle entre les électrodes (voir fig. 6).

Dans ce cas la tension entre les électrodes de l'arc est réduite dans un temps de l'ordre de quelques 10^{-7} sec. à une valeur de $\sim 30 \text{ V}$, insuffisante pour son fonctionnement.

Le temps de décroissance τ_c du courant dépend fortement des conditions de la décharge. Nous donnons ici les valeurs de τ_c mesurées pour des conditions de fonctionnement plus étudiées.

Débit l/h	Courant Ampère	Champ magnétique gauss	τ_c μsec
0,5	200	1330	0,6
5	200	1330	3,3
15	200	1330	5
30	200	1330	8
5	200	1330	3,3
5	230	940	6
5	250	570	12
5	250	360	14

Pour un débit de 0,5 l/h le temps de décroissance est en bon accord avec le temps de vol ($0,5 \mu\text{sec}$) du faisceau d'électrons émis par la cathode et accéléré par la chute cathodique.

3. - MESURES AVEC SONDES ELECTROSTATIQUES.

3 - 1 - Description des sondes - Méthode de mesure.

Les sondes que nous avons utilisées sont constituées par un petit filament de tungstène ($\phi \sim 0,1 \text{ mm}$, $l \sim 2 \text{ mm}$) monté à l'intérieur d'un tube de quartz ($\phi \sim 5 \text{ mm}$) [5].

La surface collectrice de la sonde ($\sim 0,6 \text{ mm}^2$) est limitée par une petite rondelle de quartz.

Les sondes sont enfoncées par glissement sur des joints toriques à la distance voulue de l'axe de la décharge, le temps nécessaire pour faire la mesure et ensuite retirées pour éviter un échauffement et une détérioration trop rapide.

Le sondage a été effectué dans les fenêtres $H_1 . H_2 . H_3 . L . J$;
les grandeurs suivantes ont été mesurées en fonction du rayon :

<u>potentiel flottant</u>	V_f
<u>courant de saturation ionique</u>	I_{si}
<u>température électronique</u>	T_e

Cette dernière est obtenue en supposant que le courant électronique I_e avant la saturation ionique varie comme e^{-eV_s/KT_e}

Nous avons appliqué à la sonde une tension de polarisation à la fréquence de 50 Hz

Comme il est indiqué dans le schéma de la fig. 12 des capacités additionnelles sont nécessaires pour compenser le courant absorbé par la sonde par couplage capacitif avec le plasma.

La compensation est faite avec la sonde en position de mesure. Pour obtenir une précision suffisante dans la mesure de T_e , le temps nécessaire à la compensation est plus long que pour la mesure de V_f et I_{si} . Si la température de la décharge dépasse 8 eV la détérioration de la sonde est tellement rapide que la mesure devient impossible; cette valeur doit être considérée donc comme une limite supérieure dans notre série de mesures.

Nous avons toujours négligé la perturbation et le refroidissement du plasma produits par la sonde; or cet effet est certainement important, tout au moins pour les décharges à faible débit.

Deux autres grandeurs peuvent être déterminées d'après les caractéristiques des sondes :

1) La densité du plasma à partir de la formule bien connue [6] qui s'écrit pour l'Argon :

$$n_e = Z n_i \sim 1,3 \cdot 10^{19} \frac{I_{si}}{\sqrt{T_e}}$$

I_{si} mesuré en mA

T_e mesuré en eV

La tension variable appliquée à la sonde nous a permis d'obtenir aussi la saturation électronique I_{se} ; elle est de 10 à 30 fois plus grande que I_{si} tandis que la théorie en l'absence de champ magnétique prévoit $I_{sa}/I_{si} \sim \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \sim 270$.

La collection des électrons est donc très influencée par le champ magnétique [1 - 6]

2) Le potentiel du plasma.

Le coude de la caractéristique $V_s - I_s$ avant la saturation électronique peut être interprété comme le potentiel du plasma, mais sa détermination est imprécise (v. par. 3 - 4).

3 - 2 - Courant de saturation I_{si}

Considérons tout d'abord la décharge à faible débit : 1 l/h - 200 A -

1330 gauss.

Le plasma se présente alors comme un tube bien confiné avec un diamètre de l'ordre de 4 cm et une densité de $\sim 1,5 - 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$; ces valeurs ne changent pas de façon appréciable le long de la décharge.

La colonne de plasma est centrée géométriquement dans la région des fenêtres L et J , dans la section H elle est encore centrée verticalement mais elle est décentrée d'environ 1 cm vers l'extérieur dans la direction horizontale.

La fig. 13 montre les courbes $I_{si} / I_{si \text{ max}}$ pour les trois sections. Le plasma reste creux dans les sections extrêmes mais plus au centre. La présence d'un faisceau d'électrons annulaire assez intense dans la région de l'anode où la pression des neutres est assez élevée pourrait être la cause d'une ionisation importante d'où la forme creuse de la décharge à une telle distance de la source.

Si l'on augmente le débit du gaz la colonne de plasma change progressivement : elle n'est plus creuse que dans la section L , jusqu'à un débit de 11 l/h.

Nous observons une augmentation de la densité, une diminution de la température et en même temps il apparaît un fort gradient de densité le long de la décharge. Ceci est bien mis en évidence dans la fig. 14 où sont représentés les courants $I_{si} / I_{si \text{ max}}$ pour 4 valeurs du débit.

Si l'on fait varier le champ magnétique à débit et courant constants

nous observons une diminution de la densité maximum tandis que le profil s'élargit [fig. 15].

Remarquons encore une apparente anomalie dans la forme du profil du courant de saturation dans la section J pour débit ≥ 5 l/h; l'allure typique est indiquée dans la fig. 16.

A une distance de l'axe de ~ 5 cm I_{s_j} présente un pic bien prononcé (On pourrait remarquer que le profil de I_{s_j} dans les sections H et L présente aussi une inflexion à la même distance de l'axe).

Cette augmentation dans la densité du plasma pourrait être associée à des effets d'ionisation liés à la géométrie des électrodes. En effet, le cylindre en cuivre sur lequel glisse le piston [fig. 4] a un rayon de 6,5 cm et il est possible qu'une partie du courant se ferme sur lui.

Des courants circulent dans l'enceinte en acier inoxydable puisqu'elle n'est pas une équipotentielle, et, pour $D \geq 5$ l/h le potentiel est positif vers l'anode. Ces courants qui se renferment localement dans le plasma peuvent modifier la distribution de densité [7].

3 - 3 - Température électronique.

Les courbes typiques de température en fonction du rayon sont représentées dans les fig. 17 - 18 - 19.

Pour $D \sim 1$ l/h d'éventuelles différences le long de la décharge ne sont pas appréciables, mais la mesure n'a pas été possible dans le noyau de la

décharge à cause de la détérioration rapide de la sonde.

Pour les débits croissants la température diminue et il apparaît aussi un gradient le long de la décharge.

Par contre la variation du champ magnétique ne semble pas affecter notablement les valeurs de la température mais seulement sa distribution radiale.

3 - 4 - Potentiel flottant et potentiel du plasma.

Les allures typiques du potentiel flottant V_f sont données dans les fig.20 et 21.

On remarque que, à un profil de I_{sj} plus concentré, correspond pour V_f un puits plus prononcé.

Pour $D \sim 1$ l/h les deux électrodes sont négatives par rapport à la masse tandis que pour $D \geq 5$ l/h l'anode devient positive et dans le poste J nous observons pour V_f une allure semblable à celle déjà remarquée pour I_{sj} .

Pour la détermination du potentiel du plasma V_{pL} nous avons deux possibilités :

- 1) V_{pL} est mesuré au point où la courbe $V_s - I_s$ présente un coude avant d'atteindre la saturation électronique (ceci est strictement valable dans la théorie des sondes sans champ magnétique).
- 2) V_{pL} est calculé d'après les mesures de V_f et T_e .

Dans ce cas quand $V_s \approx V_f$ nous pouvons écrire :

$$I_{sj} = I_e e^{-\frac{e(V_{pL} - V_f)}{KT_e}}$$

$$V_{PL} - V_f = \frac{KT_e}{e} \ln \frac{I_e}{I_{si}} \sim \frac{KT_e}{e} \ln \frac{m_i}{m_e}$$

I_e est le courant de saturation électronique en l'absence de champ magnétique.

Pour l'Argon nous avons alors :

$$V_{PL} - V_f = 5,6 T_e \quad T_e \text{ mesuré en eV.}$$

Nous avons choisi la deuxième méthode, d'une part parce qu'il suffit alors de connaître la partie de la caractéristique correspondant à la saturation ionique, et d'autre part parce que l'incertitude dans la détermination du coude est de l'ordre de ± 5 V pour des valeurs typiques de V_{PL} comprises entre 0 et +30 V.

Si l'on suppose que la mesure de V_f est assez précise, une erreur de ± 1 eV sur T_e entraîne une erreur de $\sim \pm 5$ Volts sur V_{PL} ; or, la précision sur T_e ne dépasse pas ± 30 % donc, au moins dans les régions de plasma froid (≤ 3 eV) la deuxième méthode est supérieure.

Dans les fig. 22 et 23 nous avons représenté quelques exemples de courbes de V_{PL} en même temps que le potentiel flottant V_f . Les courbes en pointillé correspondent à une erreur de ± 30 % dans la mesure de T_e et donnent les limites extrêmes d'incertitude dans la détermination de V_{PL} .

Le premier cas correspond aux conditions de plasma froid

($T_{e \max} \sim 2,8 \text{ eV}$). Pour $r > 4 \text{ cm}$ le champ électrique est dirigé vers l'extérieur (le potentiel est décroissant en dehors des limites d'erreur). L'allure de V_{pL} près de l'axe n'est pas évidente; il est possible qu'il existe un champ électrique dirigé vers l'intérieur mais inférieur à $\sim 2 \text{ V/cm}$. Ces considérations sont valables toutes les fois que le puits de V_f est peu prononcé.

La fig. 23 correspond par contre au cas où le puits de V_f est prononcé et $T_{e \max}$ de l'ordre de $\sim 5 \text{ eV}$.

L'inversion de la direction du champ électrique autour de $r \sim 4 \text{ cm}$ est alors assez claire en dehors des limites d'erreurs; ce champ reste également petit, de l'ordre de 4 V/cm .

La même analyse n'a pas été possible pour les débits inférieurs puisque nous n'avons pas la courbe T_e . Il semble toutefois que cette tendance à l'inversion du champ électrique soit plus marquée pour les faibles débits et que le plasma ait un noyau fortement négatif.

3 - 5 - Densité du plasma

Dans le tableau n° 1 nous avons résumé les valeurs des densités maxima et de la température électronique obtenues par les sondes et celles obtenues par les autres méthodes de diagnostic

Si, en général, pour ce qui concerne la densité, il existe un bon accord entre les méthodes des hyperfréquences et d'émission / voir sections 4 et 5 /, il n'en est pas de même pour les densités mesurées avec les sondes.

Pour les faibles débits ($< 5 \text{ l/h}$) l'accord est encore assez bon mais la différence augmente avec le débit et pour $D = 30 \text{ l/h}$ elle peut atteindre un ordre de grandeur.

La formule que nous avons utilisée pour obtenir la densité suppose que la collection des ions a lieu par action du champ électrique qui pénètre dans le plasma. Nous estimons que ceci n'est plus valable pour les densités très élevées mais que l'on s'approche plutôt d'un régime de diffusion ; on peut s'attendre alors à une réduction de la densité autour de la sonde.

Cet effet a été observé aussi par d'autres expérimentateurs [8] dans une décharge ayant des valeurs comparables de densité et de température.

4. - MESURES D'EMISSION DANS L'INFRAROUGE LOINTAIN ($\lambda = 10-0,1 \text{ mm}$)

4 - 1 - Considérations théoriques.

Considérons une lame de plasma inhomogène infinie sur 2 dimensions, de température électronique constante et de densité fonction uniquement de la coordonnée Z perpendiculaire à la lame.

L'émission $E(\omega)$ perpendiculairement à la surface par unité de bande de fréquence, d'angle solide et de surface est donné par la loi de Kirchhoff

$$E(\omega) = B(\omega, T_e) A(\omega)$$

$B(\omega, T_e)$ est la fonction de Planck.

$A(\omega)$ est le pouvoir d'absorption pour une onde incidente normalement à la surface.

Pour les fréquences et températures considérées $\hbar\omega \ll \hbar T_e$ donc

$$B(\omega T_e) \sim \frac{\omega^2}{4\pi^3 c^2} K T_e$$

$A(\omega)$ peut être déterminé en résolvant l'équation de propagation pour le champ électrique E dans un milieu inhomogène [9]

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(z, \omega) E = 0$$

où

$\epsilon(z, \omega)$ est la permittivité diélectrique complexe du plasma

$$\epsilon(z, \omega) = \epsilon'(z, \omega) + i \epsilon''(z, \omega)$$

$$= 1 - \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2} + i \frac{\nu(z)}{\omega} \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2}$$

$\omega_p(z)$ est la fréquence du plasma

$$= \frac{4\pi e^2 n(z)}{m}$$

$\nu(z)$ est la fréquence de collision électron-ion

$$= \frac{5,5 n(z)}{T_e^{3/2}} \ln \left(220 \frac{T_e}{n(z)^{1/2}} \right)$$

Si la lame de plasma est symétrique par rapport au plan $z = 0$ et on pose

$$n = n_0 f(z) \text{ où } f(0) = 1 \text{ et } f(-z) = f(z)$$

l'équation à résoudre peut être ainsi transformée :

$$(1) \frac{d^2 E}{dz^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \left[1 - \left\{ \left(1 - i c_2 \hbar f(z) \right) c_1 \hbar^2 f(z) \right\} \right] E = 0$$

où C_1 et C_2 sont des constantes telles que

$$C_2 h = \frac{v(0)}{\omega} = \frac{5,5 n_0}{\omega T_e^{3/2}} \ln\left(\frac{220 T_e}{n_0^{1/3}}\right)$$

$$C_1 h^2 = \frac{\omega_p^2(0)}{\omega^2} = \frac{n_0}{n_c}$$

n_c est la densité critique pour la fréquence incidente.

L'équation a été résolue numériquement sur ordinateur électronique IBM 7094 pour $f(z) = e^{-0,2z^2}$ avec les conditions aux limites :

$$z \gg +15 \text{ cm} \quad E(z) = T e^{i\phi_T} e^{+ \frac{i2\pi z}{h}}$$

$$z \leq -15 \text{ cm} \quad E(z) = e^{i2\pi z/h} + R e^{i\phi_R} e^{- \frac{i2\pi z}{h}}$$

En effet, dans les cas analysés, pour $|z| > 15 \text{ cm}$, $n(z) \sim 0$ et $\epsilon(\omega, z) \sim 1$

R et T sont les amplitudes des ondes réfléchies et transmises.

Le pouvoir d'absorption est donné par

$$A(\omega) = 1 - R^2(\omega) - T^2(\omega)$$

Nous avons fait varier systématiquement dans un certain intervalle les paramètres densité maximum n_0 , température électronique T_e et a ; les détails de ce calcul avec toutes les courbes du pouvoir de réflexion, transmission et absorption seront donnés dans un rapport à paraître.

L'allure typique des spectres d'émission ainsi calculés est montrée dans les courbes 1 des fig. 25 et 26.

Pour $\omega > \omega_{p_0}$ l'émission est indépendante de la fréquence; cette partie du spectre pouvait être aussi obtenue directement par la solution de l'équation de transfert dans l'approximation de l'optique géométrique :

$$(2) \quad E(\omega) = B(\omega, \tau_e) \left[1 - e^{-\int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(\omega, z) dz} \right]$$

$$\sim B(\omega, \tau_e) \int_{-\infty}^{+\infty} \alpha(\omega, z) dz$$

où :

$$\alpha(\omega, z) \simeq \frac{\nu(z)}{c} \frac{\omega_p^2(z)}{\omega^2} \frac{1}{\sqrt{\epsilon'(z)}}$$

est le coefficient d'absorption.

Pour ω tendant vers ω_{p_0} , les coefficients d'absorption et d'émission augmentent ($\epsilon' \rightarrow 0$), mais la formule (2) n'est plus applicable autour de ω_p puisque l'approximation de l'optique géométrique n'est plus valable.

Par contre la solution de l'équation (1) n'est soumise à aucune limitation; en particulier elle montre que l'émission présente un pic pour $\omega = \omega_{p_0}$.

Ce pic est plus ou moins prononcé selon les caractéristiques du plasma; il peut disparaître complètement si l'émission devient celle d'un corps noir pour

$\omega > \omega_p$. Ce cas est aussi prévu par la solution de l'équation de transfert puisque à ce moment $\alpha(\omega, z)$ est très grand et $E(\omega) \simeq B(\omega, \tau_e)$

Pour $\omega < \omega_p$, le pouvoir de réflexion des parois du plasma augmente rapidement, et l'émission diminue; l'allure de la courbe dépend encore fortement des paramètres n_0, T_e, α c'est-à-dire, des caractéristiques du plasma.

Les considérations exposées jusqu'ici sont valables pour un plasma complètement isolé du milieu ambiant, les plasmas de laboratoire sont par contre généralement contenus dans une enceinte. Dans ces conditions, on ne peut pas toujours négliger le pouvoir de réflexion de l'enceinte. L'effet est de produire une absorption plus grande pour une onde incidente venant de l'extérieur, donc l'émission sera plus importante.

On démontre que le pouvoir d'absorption effectif peut être écrit de la façon suivante :

$$(3) \quad A_{eff}(\omega) = \frac{A(\omega)}{1 - \Gamma_p(1 - A(\omega))}$$

où $A(\omega)$ est le pouvoir d'absorption du plasma dans le vide.

Γ_p est le pouvoir de réflexion des parois de l'enceinte.

4 - 2 - Appareillage.

Le spectre d'émission de la décharge a été mesuré avec un spectromètre interférentiel et un détecteur à antimoine d'indium [10 - 11 - 12 - 13].

La fig. 24 montre le montage de l'ensemble arc, spectromètre et détecteur. Le rayonnement émis transversalement par l'arc, est envoyé au spectromètre au moyen d'un guide de lumière en laiton d'une longueur d'environ 1 m et avec $\phi_{int.}$ 20 mm; le guide, introduit dans l'enceinte de l'arc, se termine à une distance de 10 cm de l'axe de la décharge.

L'observation a été effectuée à travers les fenêtres H et L. Le détecteur, dont la température de travail est de $1,5^{\circ}\text{K}$, était polarisé par un courant de 1 m A et sans champ magnétique.

Le pouvoir de résolution des spectres a été choisi de $\sim 1\text{ cm}^{-1}$ (déplacement total du miroir mobile de 5 mm).

L'interprétation des spectres d'émission nécessite un étalonnage absolu de l'ensemble spectromètre-détecteur; nous avons utilisé comme source de référence un corps noir (four électrique) à une température de 750°C .

D'autre part, pour étudier l'effet de la distance entre la source et le guide de lumière et celui des dimensions de la surface chaude, nous avons utilisé aussi une plaque de verre pyrex chauffée à 350°C dont l'émission s'est égale à celle du four pour la même température et la même surface dans le domaine de longueur d'onde étudié.

Par ailleurs le coefficient d'absorption du four a été estimé à $0,8 - 0,9$ [11].

Ces essais nous ont fait conclure que le four émet comme un corps noir ayant une température de 800°K placé par rapport au guide de lumière dans la même position que l'arc.

Nous estimons que l'étalonnage a pu être fait avec une précision de 15% .

4 - 3 - Mesures expérimentales.

Dans les fig. 25 et 26 deux spectres typiques expérimentaux sont représentés (en pointillé).

On remarque tout d'abord une différence considérable dans la région du plasma transparent ($\omega > \omega_{p_0}$) entre les points expérimentaux et le spectre calculé ayant les mêmes caractéristiques.

Nous avons attribué cette différence à la réflexion sur les parois métalliques de l'enceinte.

Dans certaines conditions de la décharge pour lesquelles la densité et l'épaisseur du plasma étaient bien connues par d'autres méthodes (sonde ou hyperfréquences) nous avons estimé le coefficient de réflexion des parois en faisant correspondre les spectres théoriques et expérimentaux; Nous avons trouvé $\Gamma_p \sim 0,8$ indépendant de la fréquence dans la région spectrale analysée.

L'émission théorique corrigée selon la formule (3) est représentée par les courbes 2 des fig. 25 et 26.

Dans le premier cas l'émission théorique devient celle d'un plasma optiquement épais avec une décroissance vers les basses fréquences s'approchant de l'émission d'un corps noir qui est atteinte pour $\omega \approx \omega_{p_0}$.

Dans le deuxième cas le pic pour $\omega = \omega_{p_0}$ ne disparaît pas mais il est moins prononcé. Ce pic n'apparaît pas dans le spectre expérimental; remarquons que dans le cas de la fig. 26 la largeur spectrale du pic est de l'ordre

du pouvoir de révolution du spectre expérimental (4 points de la courbe en pointillé correspondent à 1 cm^{-1}).

Malgré tout une différence mal expliquée apparaît dans la région du coude entre les spectres théorique et expérimental.

Parmi les causes possibles, on pourrait citer :

a) - la géométrie cylindrique de la décharge; en effet la dimension transversale du plasma (4 - 5 cm) n'est pas assez grande par rapport à la dimension du guide de lumière ($\phi = 2 \text{ cm}$)

b) - l'erreur due à l'étalonnage vers les basses fréquences puisque l'énergie émise par le four croît avec ω^2 et vers les basses fréquences le rapport signal/bruit diminue considérablement.

Pour $\omega > \omega_{p0}$ et $\omega < \omega_{p0}$ par contre, les points expérimentaux recouvrent bien l'allure du spectre théorique.

Cette analyse a été effectuée pour plusieurs conditions de fonctionnement de la décharge; le tableau n° 2 reporte les valeurs de n_0 , T_e et σ ainsi trouvées.

Dans certains cas la courbe expérimentale montre une région d'émission correspondant à celle du corps noir; on peut alors obtenir directement la valeur de T_e et le choix de n_0 et σ est très facilité.

Dans les autres cas la détermination des trois grandeurs n_0 , T_e et σ

est plus compliquée et un peu moins précise; mais puisqu'il s'agit de faire correspondre les spectres théoriques et expérimentaux sur une région spectrale assez étendue, la précision reste encore assez bonne.

4 - 4 - Effet d'un gradient de température.

Considérons maintenant le cas de T_e variant avec la même loi que n c'est-à-dire $T_e = T_0 e^{-\sigma^2 z^2}$. L'équation (1) est alors modifiée de la façon suivante

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left[1 - \left(1 - \frac{i c_2 \lambda}{\sqrt{f(z)}} \right) c_1 \lambda^2 f(z) \right] E = 0$$

Dans la fig. 27 nous avons représenté le pouvoir d'absorption A en fonction de λ pour les deux cas.

Nous observons la présence d'un pic correspondant à la longueur d'onde critique, mais la plus grande différence apparaît, comme prévu, pour $\lambda > \lambda_{p_0}$

Les mesures en hyperfréquence (section 5) dans les mêmes conditions de la décharge ont mis en évidence une réflexion importante pour $\lambda = 4,3$ mm et une absorption très élevée pour $\lambda = 2$ mm. La réflexion pour $\lambda = 4,3$ mm montre que le profil de température choisi tend vers zéro plus rapidement que dans la réalité.

L'absorption élevée à $\lambda = 2$ mm est, par contre, une bonne confirmation de la théorie.

L'effet du gradient de température sur l'émission est plus complexe .
Il faut admettre tout d'abord que la loi de Kirchhoff est encore valable localement.

Pour $\omega < \omega_{p_0}$ les phénomènes d'absorption et d'émission sont localisés dans la couche qui a une densité correspondant à la densité critique .

Si T_e est variable l'émission devrait augmenter puisque l'absorption croît, mais elle est en même temps réduite à cause de la température plus faible de la couche émettrice . Au total, sa variation reste faible .

Pour $\omega > \omega_{p_0}$ le rayonnement se produit dans le volume et il est donné par unité de volume par :

$$S(z, \omega) \sim B[\omega, T_e(z)] \cdot \alpha(\omega, z) \equiv \frac{1}{T_e(z)}^{1/2}$$

Dans les couches extérieures l'émission est plus importante mais les phénomènes d'absorption le sont aussi, donc l'émission totale du plasma n'est pas changée considérablement .

5. - MESURES EN HYPERFREQUENCES ($\lambda = 8, 4, 2 \text{ mm}$)

5 - 1 - Méthode de mesure.

Les mesures en hyperfréquence sur la décharge en régime continu peuvent seulement nous indiquer si la densité est supérieure ou inférieure à la densité critique correspondant à la longueur d'onde employée.

Par contre, en utilisant le régime transitoire qui s'établit après le court-circuit de l'arc des renseignements très utiles peuvent être obtenus sur les conditions de la décharge au temps $t = 0$.

Nous avons étudié soit l'onde transmise à travers le plasma pour $n_0 < n_{ce}$ soit l'onde réfléchie pour $n_0 > n_{ce}$. Dans ce dernier cas l'onde est réfléchie par une couche qui a une densité égale à la densité critique; en utilisant plusieurs fréquences d'exploration il est possible de déterminer la position des différentes couches réfléchissantes, d'où on peut déduire le profil de densité [14].

La position dans l'espace des couches réfléchissantes peut s'obtenir par plusieurs méthodes :

1) - Par la différence de phase $\Delta \varphi = 2d \frac{2\pi}{\lambda}$ entre l'onde incidente et l'onde réfléchie qui a parcouru deux fois la distance d entre l'émetteur et la couche réfléchissante; mais on ne peut mesurer que les distances inférieures à $\lambda/2$ à cause d'une indétermination de $2\pi n$ dans la mesure de $\Delta \varphi$ ce qui rend cette méthode inutilisable pour les ondes centimétriques et millimétriques.

2) - Par la mesure de l'intervalle de temps entre l'émission et la réception de l'onde. Cette méthode n'est pas utilisable dans les plasmas de laboratoire.

Nous avons utilisé une troisième méthode qui consiste en la mesure de la variation de phase du signal réfléchi qui a lieu pendant l'après-décharge. Dans ce cas, puisque la densité du plasma diminue, la couche réfléchissante se déplace vers le centre de l'enceinte et l'onde réfléchie par le plasma disparaît quand $n_0 \sim n_{c2}$

La variation de phase de l'onde réfléchie peut être exprimée par les formules suivantes :

$$(1) \quad \Delta\varphi = 2l \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$(2) \quad \Delta\varphi = \frac{4l}{3} \frac{2\pi}{\lambda}$$

l est la distance de la couche réfléchissante à l'axe de la décharge au temps $t = 0$.

(1) est valable dans le cas d'un profil de densité qui se déplace parallèlement à soi-même pendant l'après décharge.

(2) est valable pour une distribution linéaire $n = n_{c2} \frac{z}{z_1}$ dans les limites d'application de l'optique géométrique dans la région $z < z_1$ (z_1 est la distance entre l'origine et la couche réfléchissante).

5 - 2 - Appareillage.

Les mesures ont été effectuées en trois longueurs d'onde;

$\lambda = 8,6 - 4,3 - 2$ mm dont les densités critiques sont :

$$n_{c28} = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} ; n_{c24} = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} ; n_{c22} = 2,8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

Les trois longueurs d'onde ont été employées successivement; l'allure reproductible de l'après décharge nous a permis de suivre ce procédé.

Deux postes d'observation ont été montés dans les sections $H_1 - H_2$ et L ; dans le premier poste, nous avons effectué des mesures de réflexion et transmission, tandis que dans le deuxième, seulement des mesures de réflexion ont pu être effectuées.

Le montage a été réalisé en guide standard pour $\lambda = 8,6$ mm et en guide surdimensionné pour $\lambda = 4,3$ et 2 mm. Dans la fig. 28 nous avons schématisé le montage pour $\lambda = 8,6$ mm dans la section $H_1 - H_2$; les cornets d'émission et de réception sont constitués par deux guides surdimensionnés avec le vecteur électrique parallèle au champ magnétique de l'arc; la distance entre les extrémités des guides était de 20 cm.

La largeur du faisceau déterminée à l'aide des mesures de diffraction avec des cylindres métalliques, était de 3 cm pour $\lambda = 8,6$ mm (ceci est le diamètre du cylindre métallique qui réduit le signal transmis de 20 db). Pour la même longueur d'onde nous avons trouvé qu'un cylindre métallique ayant un diamètre de 1 cm réduisait l'amplitude du signal réfléchi de 20 db par rapport au signal obtenu avec un grand diamètre (12 cm).

Ces valeurs sont des limites supérieures pour les autres longueurs d'onde (le lobe du rayonnement est plus étroit pour $\lambda = 4,3$ et 2 mm).

L'onde réfléchiée par le plasma est détectée par le cristal X_1 qui, avec une onde de référence, donne un signal d'interférométrie; l'onde transmise à travers le plasma est détectée par les cristaux X_2 (transmission) et X_3 (interférométrie).

Ces trois signaux sont envoyés sur un oscillographe déclenché en synchronisme avec le court-circuit de l'arc.

5 - 3 - Mesures expérimentales - Etude du profil de densité.

Les fig. 29a et b montrent des exemples typiques des oscillogrammes obtenus.

La diminution d'amplitude des franges du signal réfléchi est due à la décroissance du diamètre de la couche réfléchissante; pour $n_0 < n_{crit}$ l'onde passe à travers le plasma et elle est réfléchiée par la paroi de l'enceinte; à cause de la variation de densité du plasma, cette onde, qui a traversé deux fois le plasma, donne un nombre de franges double de celles fournies par l'onde transmise.

Il existe un intervalle de temps plus ou moins important selon les conditions de la décharge, dans lequel les franges de réflexion et de transmission sont absentes. En effet, pour $n_0 \sim n_{crit}$ les phénomènes d'absorption sont très intenses (voir section 4) et empêchent l'onde d'être transmise ou réfléchiée.

Pour $\lambda = 8,6$ mm au début de l'après-décharge, l'onde est toujours réfléchiée par le plasma; pour $\lambda = 4,3$ mm nous observons la réflexion ou

la transmission suivant les conditions de la décharge; pour $\lambda = 2$ mm nous observons la transmission ou l'absorption de l'onde (voir paragraphe 4 - 4).

La fig. 30 montre le nombre de franges des ondes réfléchies et transmises pour les trois longueurs d'onde en fonction du temps.

A l'aide des courbes b et d nous avons déduit la position dans l'espace des couches réfléchissantes de densité $n_{128} = 1,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $n_{124} = 6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour plusieurs instants pendant l'après-décharge. Nous avons utilisé la formule (2) pour n_{128} en supposant une distribution linéaire de densité entre la paroi et le point $n = n_{128}$; par contre la formule (1) a été employée pour déduire la position de n_{124} ; en effet, si on utilise dans ce cas aussi la formule (2), le point $n = n_{124}$ ne se trouve pas sur la droite qui passe par l'origine et le point n_{128} ; donc l'emploi de la formule (2) n'est pas justifié.

Si l'on suppose qu'au début des franges de transmission pour $\lambda = 2$ mm, la densité sur l'axe est $n_{122} = 2,8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ nous pouvons tracer le profil de densité (fig. 31) à cet instant (dans notre exemple $t = 350 \mu\text{s}$). Le nombre de franges théorique pour $\lambda = 2$ mm déduit de cette distribution est égal, à 10 % près, au nombre de franges fournies par l'interférogramme. A partir de $t = 350 \mu\text{s}$ la densité sur l'axe a été déduite à l'aide des courbes a, c, e de la figure 30. La densité à l'instant $t = 0$ a été déduite par extrapolation de la courbe de densité en fonction du temps.

Dans la fig. 32 nous avons comparé la gaussienne déduite du nombre de franges de transmission pour $\lambda = 2$ mm pour $t = 350 \mu\text{s}$ et le profil, au

même instant, obtenu par les franges de réflexion . L'écart de ~ 9 mm entre la gaussienne et le point de réflexion n_{c24} pourrait être facilement expliqué par la perte de ~ 4 franges de réflexion quand $n_0 \sim n_{c2}$ et l'absorption est très importante .

Si nous considérons maintenant une décharge légèrement différente pour laquelle la densité initiale est juste $n = n_{c22} \sim 2,8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ nous observons que la gaussienne déduite du nombre de franges de transmission pour $\lambda = 2$ mm est très proche de la gaussienne déduite des mesures d'émission (fig. 33); la courbe σ , qui représente le profil obtenu par les franges de réflexion montre une correspondance remarquable avec le profil déduit par les mesures d'émission .

Au moyen des profils de densité à différents instants, nous avons déduit la variation de la densité dans le temps pour plusieurs positions radiales [fig. 34]; après ~ 1 m sec toutes les courbes donnent la même constante de temps de décroissance ($\tau = 0,4 \text{ ms}$)

Les fig. 35 - 36 et 37 montrent la variation de la densité sur l'axe pour différentes valeurs du champ magnétique et du débit de gaz ; le temps caractéristique de décroissance a été en général calculé 1 ms après le début de l'après décharge (décroissance exponentielle).

Les résultats obtenus par cette méthode dans différentes conditions de la décharge sont rassemblés dans le tableau 3 . Le diamètre d du plasma à l'instant initial est défini par $d = 2/a$; a étant le coefficient de la gaussienne $e^{-a^2 z^2}$ qui passe par le point n_0 et par le point n_{c24}

5 - 4 - Discussion des résultats.

D'après l'étude des interférogrammes la source principale d'erreur dans la détermination du nombre des franges de l'onde réfléchie est constituée par l'absorption au voisinage de la densité de coupure. Ceci peut provoquer la perte d'un certain nombre de franges. Dans les cas examinés la durée de l'absorption varie suivant les conditions initiales de la décharge et la longueur d'onde utilisée, elle reste toutefois assez petite ($\sim 100 \mu s$ pour $\lambda = 8,6 \text{ mm}$ et $4,3 \text{ mm}$)

La perte des franges peut être évaluée à $\sim 3 - 4$, ce qui correspond à une erreur de $\sim 20 \text{ mm}$ dans la détermination de la couche réfléchissante pour $\lambda = 8 \text{ mm}$ et $\sim 7 \text{ mm}$ pour $\lambda = 4 \text{ mm}$.

Une autre source d'erreurs est constituée par le bruit qui précède pendant un certain temps les franges de réflexion. En général, ce bruit est plus important pour $\lambda = 8 \text{ mm}$ que pour $\lambda = 4 \text{ mm}$ et il dépend encore des conditions de la décharge; pour certaines conditions de fonctionnement de l'arc, il est absent [fig.29 c et d]. On peut évaluer l'erreur dans la mesure à 1 - 2 franges seulement parce que le mouvement de la couche réfléchissante est lent au début de l'après-décharge.

En ce qui concerne la nature de ce bruit nous avons remarqué qu'il est du même genre que celui qu'on observe pendant le fonctionnement de la décharge en régime stationnaire et il pourrait être dû à des mouvements plus ou moins réguliers de la couche réfléchissante.

Les mesures effectuées sur le poste L (près de la cathode) n'ont été exploitées que partiellement.

En effet, nous avons souvent observé un intervalle de temps assez grand ($\sim 500 - 600 \mu s$ pour $\lambda = 4 \text{ mm}$) entre la fin du signal réfléchi par le plasma et le début de celui réfléchi par la paroi de l'enceinte. L'absence de mesures de transmission ne nous a pas permis de contrôler si ce phénomène est causé par une absorption dans le plasma ou par une mauvaise réflexion de la paroi métallique (elle est fortement inclinée par rapport au faisceau incident).

6. COMPARAISON ENTRE LES DIFFERENTES METHODES DE MESURE.

Les trois tableaux qui résument l'ensemble des mesures nous permettent de faire une comparaison entre les trois méthodes employées.

Les sondes électrostatiques semblent être le diagnostic le plus déficient. Même si l'on néglige la perturbation produite par l'introduction dans le plasma, leur utilisation est soumise à 2 limitations importantes :

- a) - Pour des températures $\geq 8 \text{ eV}$ la détérioration de la sonde est trop rapide pour permettre de relever des caractéristiques valables de $V_s - I_s$
- b) - Pour des densités $\geq 3 \div 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ la formule qui relie le courant de saturation ionique à la densité donne des valeurs jusqu'à un ordre de grandeur inférieures à celles obtenues par les autres méthodes.

Par contre la mesure de la température, quand elle a été possible, s'est révélée assez bonne dans les limites bien connues de la méthode.

Les mesures d'émission et en hyperfréquences ont montré un bon recouvrement ($\sim 25\%$ d'écart) pour ce qui concerne la densité maximum, comme

pour l'étude du profil de densité. Ces deux méthodes ont l'avantage supplémentaire de ne pas perturber la décharge.

Avec le spectromètre et le détecteur dont nous disposons actuellement la mesure de l'émission n'a été possible que pour une densité $\geq 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ avec une épaisseur de $\sim 5 \text{ cm}$ et une température de $\sim 1 \div 3 \text{ eV}$. Pour des densités inférieures en effet, le plasma émet moins et est transparent au rayonnement de la paroi, lequel est alors dominant.

Si le spectre présente une zone de corps noir il est possible de déterminer T_e avec une précision de $\sim 15\%$; dans ce cas la densité et la dimension du plasma peuvent être données avec une précision de $\pm 20\%$.

Si le spectre ne présente pas une zone de corps noir le choix des trois valeurs n_e , T_e etc est plus difficile et l'erreur dans leur détermination est de l'ordre de $\pm 30\%$.

L'étude du profil de densité utilisant l'onde réfléchi par le plasma s'est montrée valable pourvu que le signal réfléchi ne soit pas trop perturbé par des bruits; la nature du bruit n'est pas assez claire mais, qualitativement, il semble plus important si le plasma est plus chaud. L'absorption pour $n \sim n_{cr}$ représente une autre limite à cette méthode.

Dans certaines conditions, néanmoins, il semble possible d'effectuer toutes les mesures utiles avec seulement un cornet émetteur en utilisant l'onde réfléchi par le plasma ou celle réfléchi par les parois métalliques et transmise deux fois à travers le plasma.

7. CONCLUSION.

La décharge s'est montrée très adaptée à la mesure de l'émission dans l'I.R. lointain. L'analyse détaillée des spectres dans cette région de longueur d'onde nous a permis d'effectuer une étude du profil de densité dont la validité a été confirmée par les mesures de réflexion en hyperfréquences.

Ces résultats, ainsi que ceux obtenus par l'analyse de l'après-décharge ont été utilisés pour l'étude de la diffusion perpendiculaire au champ magnétique de confinement.

Il est encore à remarquer que la possibilité de changer facilement les caractéristiques de la colonne de plasma a permis d'étudier l'émission dans un domaine spectral très grand, du visible jusqu'à l'U.V. à vide.

REFERENCES.

- [1] LIDSKY et al., *J Appl. Phys.*, 33, 8, 2490 (1962)
- [2] GIBBONS, MACKIN, Proc. of the Fifth Intern. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases, Munich 1961 - p. 1769.
- [3] CANO et al., Proc. of the Sixth Intern. Conf. on Ionisation Phenomena in Gases, Paris 1963 - vol. III - p. 315.
- [4] SPITZER, Physics of Fully Ionised Gases, IInd edition - p.134.
- [5] BOTTIGLIONI et al., rapport interne EUR-CEA-FC 186 (1962)
- [6] BOHM et al., The Characteristics of Electrical Discharges in Gases (edited by Guthrie and Wakerling) p. 48 (1949).
- [7] ROTHLEDER, Quarterly Progress Report n° 66, Research Laboratory of Electronics, M I T (1962), p. 129.
- [8] GOLANT, Soviet Physics-Technical Physics, 9, 6, 737 (1964).
- [9] GINZBURG, Propagation of E-M Waves in plasma, Gordon and Breach.
- [10] PAPOULAR, Journal de Physique et le Radium, 23, suppl. au n° 12, 185 A (1962).
- [11] PAPOULAR, Infrared Physics, 4, 137 (1964).
- [12] CANO, MATTIOLI, Proc. of the 3rd Symposium on Engineering Problems in Thermonuclear Research, Munich (1964).
- [13] BESSON et al. , l'Onde Electrique n° 454, janvier 1965.
- [14] ANISIMOV et al. , Proc. of the Fourth Intern. Confer. on Ionisation Phenomena in Gases, Uppsala (1959) vol.II, 729.

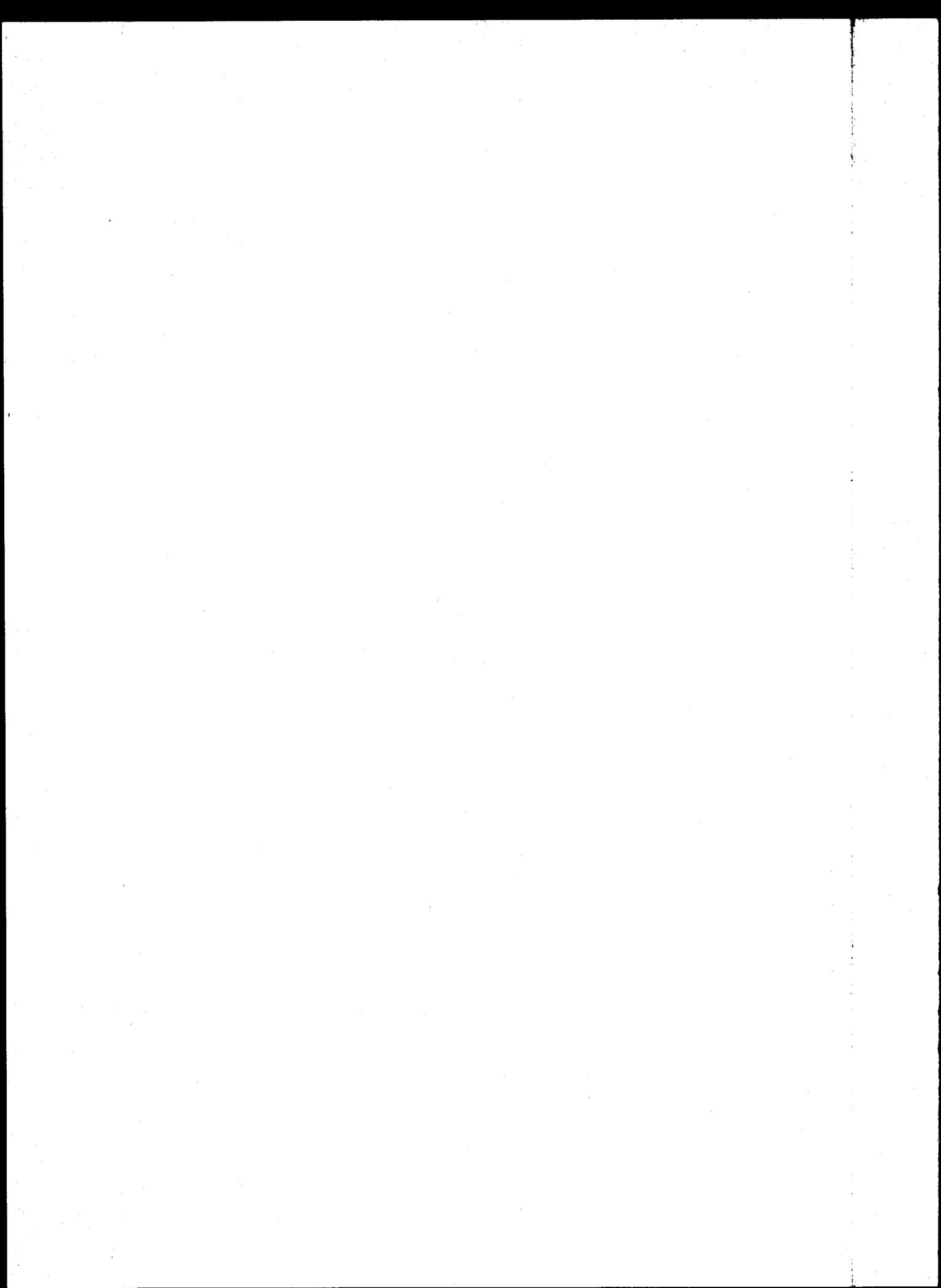
TABLEAU N° 1.														
Débit l/h	Courant A	Champ magnétique gauss	Sondes électrostatiques						Emission				Microondes	
			Section L		Section H		Section J		Section L		Section H		Section H	Section L
			$n_{cm^{-3}}$	T_{eV}	$n_{cm^{-3}}$	T_{eV}	$n_{cm^{-3}}$	T_{eV}	$n_{cm^{-3}}$	$T_e \text{ °K}$	$n_{cm^{-3}}$	$T_e \text{ °K}$	$n_{cm^{-3}}$	$n_{cm^{-3}}$
1	200	1330			$2,3 \cdot 10^{13}$	>15							$2 \cdot 10^{13}$	
5	200	1330	$2,2 \cdot 10^{13}$	7,5	$3,3 \cdot 10^{13}$	6	$1,7 \cdot 10^{13}$	1,5					$7 \cdot 10^{13}$	$>6 \cdot 10^{13}, <28 \cdot 10^{14}$
5	200	940	$1,7 \cdot 10^{13}$	8	$1,2 \cdot 10^{13}$	6	$1,6 \cdot 10^{12}$	3,5						
5	200	570	$1,3 \cdot 10^{13}$	8	$9 \cdot 10^{12}$	6	$3,4 \cdot 10^{12}$	5						
11	200	1330							$2,5 \cdot 10^{14}$	$2,5 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^4$	$1,3 \cdot 10^{14}$	$>2,8 \cdot 10^{14}$
11	250	1330							$3,0 \cdot 10^{14}$	$2,5 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^{14}$	$>2,8 \cdot 10^{14}$
15	200	1330	$5 \cdot 10^{13}$	5,5	$3,2 \cdot 10^{13}$	2,8	10^{13}	2,5						
15	250	1330											$2,5 \cdot 10^{14}$	$>2,8 \cdot 10^{14}$
30	200	1330	$6 \cdot 10^{13}$	3,6	$2,7 \cdot 10^{13}$	1,4	10^{13}	1,5					$3,7 \cdot 10^{14}$	$>2,8 \cdot 10^{14}$
30	250	1330							$8 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^4$	$3,2 \cdot 10^{14}$	10^4	$3,8 \cdot 10^{14}$	$>2,8 \cdot 10^{14}$

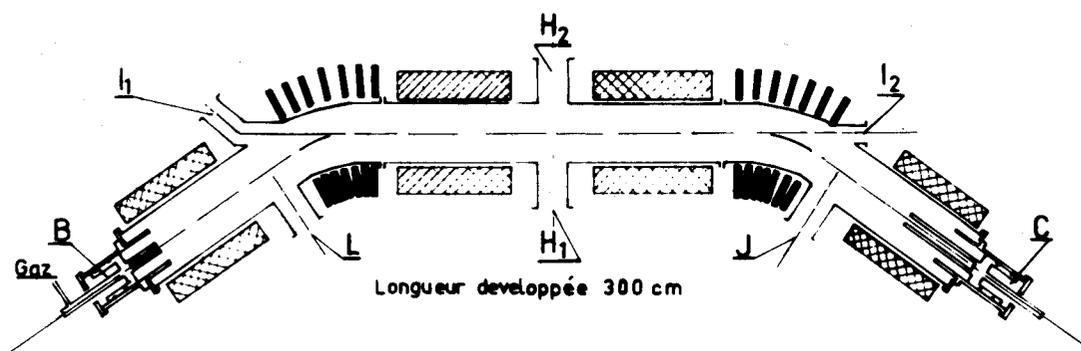
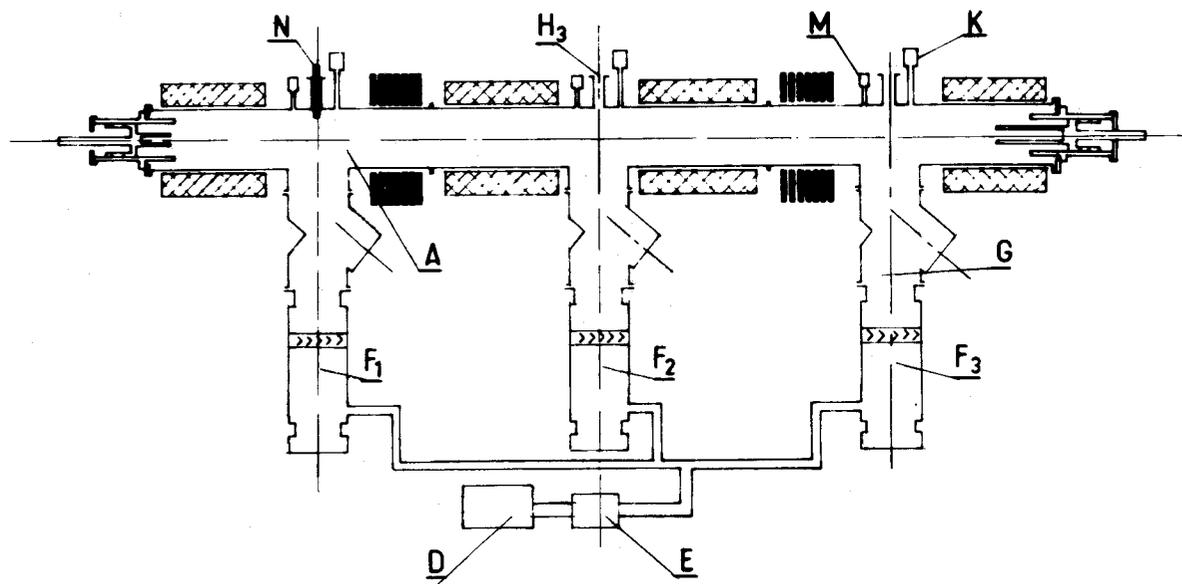
TABLEAU N° 2.

Débit l/h	Courant	Champ magnétique gauss	Section L			Section H		
			n_0 cm ⁻³	T °K	α cm ⁻¹	n_0 cm ⁻¹	T °K	α cm ⁻¹
11	250	1510	$3,5 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^4$	0,55	$2 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^4$	0,5
11	250	1330	$3 \cdot 10^{14}$	$2,5 \cdot 10^4$	0,5	$2 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^4$	0,45
11	250	940	$2 \cdot 10^{14}$	$2,5 \cdot 10^4$	0,45	$1,5 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^4$	0,4
11	250	570	$1,5 \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^4$	0,4	$0,8 \cdot 10^{14}$	$1,5 \cdot 10^4$	0,3
11	250	360	10^{14}	$0,7 \cdot 10^4$	0,3	-	-	-
11	200	1330	$2,5 \cdot 10^{14}$	$2,5 \cdot 10^4$	0,5	$1,5 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^4$	0,45
11	300	1330	$3,5 \cdot 10^{14}$	$3 \cdot 10^4$	0,55	$2 \cdot 10^{14}$	$2,5 \cdot 10^4$	0,45
30	250	1510	$8 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^4$	0,5	$3,5 \cdot 10^{14}$	10^4	0,45
30	250	1330	$8 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^4$	0,5	$3 \cdot 10^{14}$	10^4	0,45
30	250	940	$6 \cdot 10^{14}$	10^4	0,45	$2,5 \cdot 10^{14}$	10^4	0,4
30	250	570	$4 \cdot 10^{14}$	10^4	0,4	$2 \cdot 10^{14}$	10^4	0,4
30	250	360	$3 \cdot 10^{14}$	10^4	0,4	$1,5 \cdot 10^{14}$	10^4	0,35
30	300	1330	$8 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^4$	0,5	$4 \cdot 10^{14}$	10^4	0,45

TABLEAU N° 3.

Débit l/h	Courant A.	Champ magné- tique gauss	Section H			Section L	
			n_0 cm ⁻³	d (diamètre du plasma) mm	τ temps de dé- croissance ms. (après 1 ms)	n_0 cm ⁻³	
30	200	1330	$3,7 \cdot 10^{14}$	36	0,49	> $2,8 \cdot 10^{14}$	
30	250	1330	$3,8 \cdot 10^{14}$	29	0,42	> $2,8 \cdot 10^{14}$	
30	300	1330	$4,0 \cdot 10^{14}$	29	0,43	> $2,8 \cdot 10^{14}$	
30	250	1510	$4,6 \cdot 10^{14}$	29	0,40	> $2,8 \cdot 10^{14}$	
30	250	940	$2,2 \cdot 10^{14}$	46	0,45	> $2,8 \cdot 10^{14}$	
30	250	570	$6,8 \cdot 10^{13}$		0,68	> $2,8 \cdot 10^{14}$	
30	250	360	$4,0 \cdot 10^{13}$		0,80	~ $2,8 \cdot 10^{14}$	
25	250	1330	$3,5 \cdot 10^{14}$	33	0,48	> $2,8 \cdot 10^{14}$	
20	250	1330	$2,6 \cdot 10^{14}$	40	0,49	> $2,8 \cdot 10^{14}$	
15	250	1330	$2,5 \cdot 10^{14}$	60	0,49	> $2,8 \cdot 10^{14}$	
11	250	1330	$1,5 \cdot 10^{14}$	42	1,16	> $2,8 \cdot 10^{14}$	
11	300	1330	$1,7 \cdot 10^{14}$	39	1,00	> $2,8 \cdot 10^{14}$	
11	200	1330	$1,3 \cdot 10^{14}$	43	0,75	> $6 \cdot 10^{13}$, $2,8 \cdot 10^{14}$	
11	250	1510	$2,8 \cdot 10^{14}$	44	1,25	~ $2,8 \cdot 10^{14}$	
11	250	940	$1,2 \cdot 10^{14}$	54	0,92	> $6 \cdot 10^{13}$, $2,8 \cdot 10^{14}$	
11	250	570	$6 \cdot 10^{13}$		0,60	> $6 \cdot 10^{13}$, $2,8 \cdot 10^{14}$	
11	250	360	$< 6 \cdot 10^{13}$			> $6 \cdot 10^{13}$, $2,8 \cdot 10^{14}$	
5	250	1330	$7 \cdot 10^{13}$			> $6 \cdot 10^{13}$, $2,8 \cdot 10^{14}$	
2,5	250	1330	> $1,5 \cdot 10^{13}$, $2 \cdot 10^{13}$			> $1,5 \cdot 10^{13}$	
1	250	1330	$2 \cdot 10^{13}$				





A Tube inox \varnothing 200 mm

B Cathode

C Anode

D Pompe primaire

E Pompe Roots

F₁ Pompe à diffusion

F₂ Pompe à diffusion

F₃ Pompe à diffusion

G Piège à azote

H₁

H₂

H₃

J

L

Fenêtres d'observation
transversale

I₁ } Fenêtres d'observation
I₂ } axiale

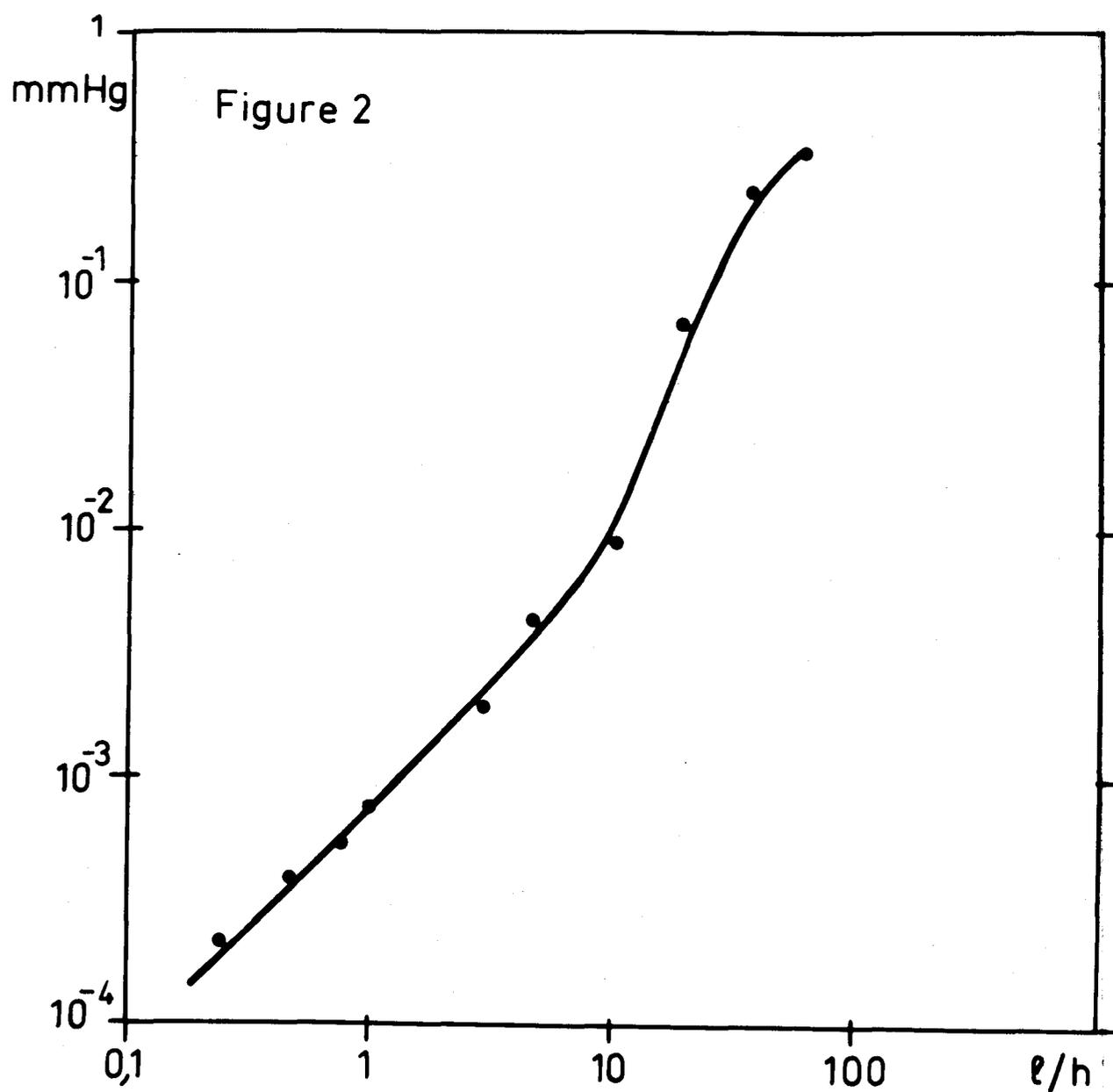
K Jauge à ionisation

M Jauge Pirani

N Electrode auxiliaire

Fig 1 ARC A ELECTRODES CREUSES

Pression dans la section centrale sans arc en
fonction du debit d'argon



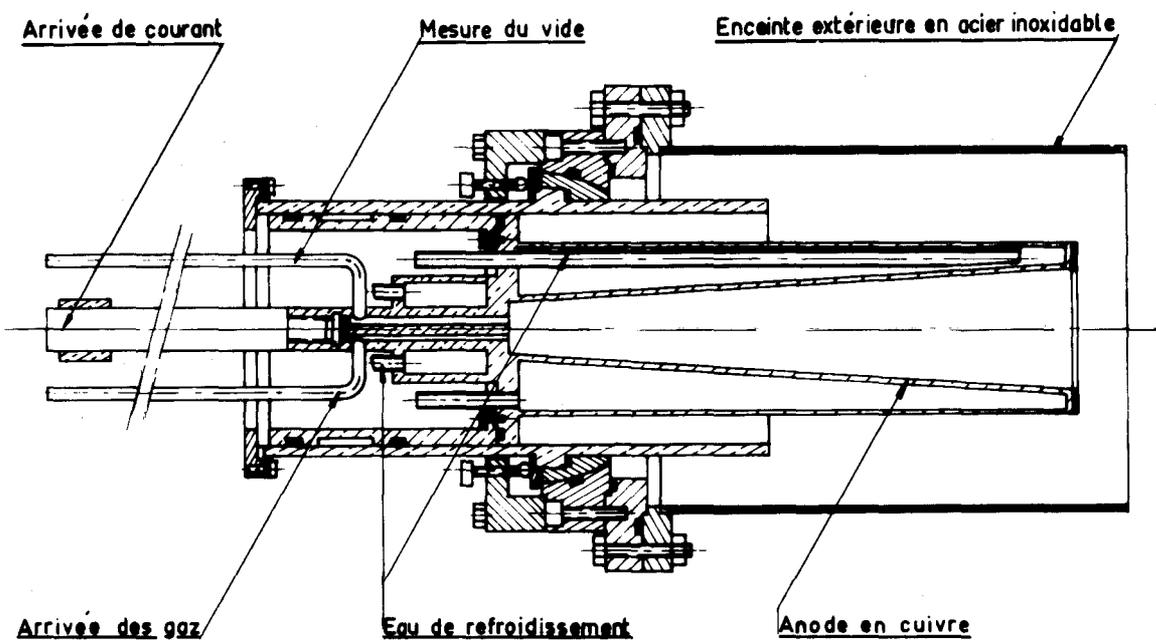


Fig 3
MONTAGE ANODE

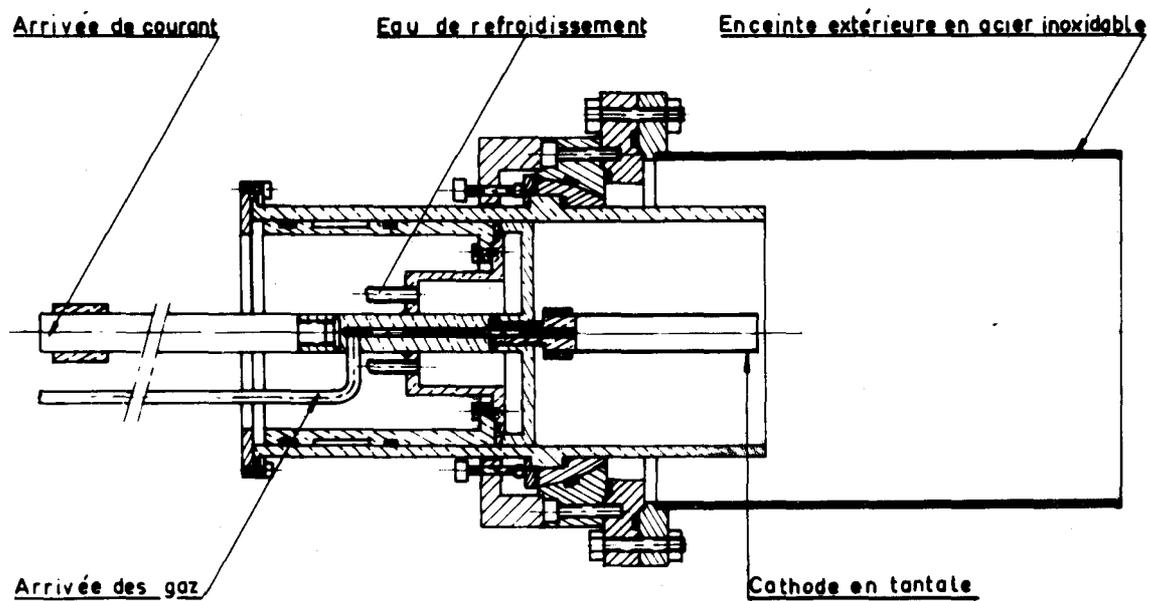


Fig 4
MONTAGE CATHODE

Champ magnétique dans la section centrale

Fig. 5

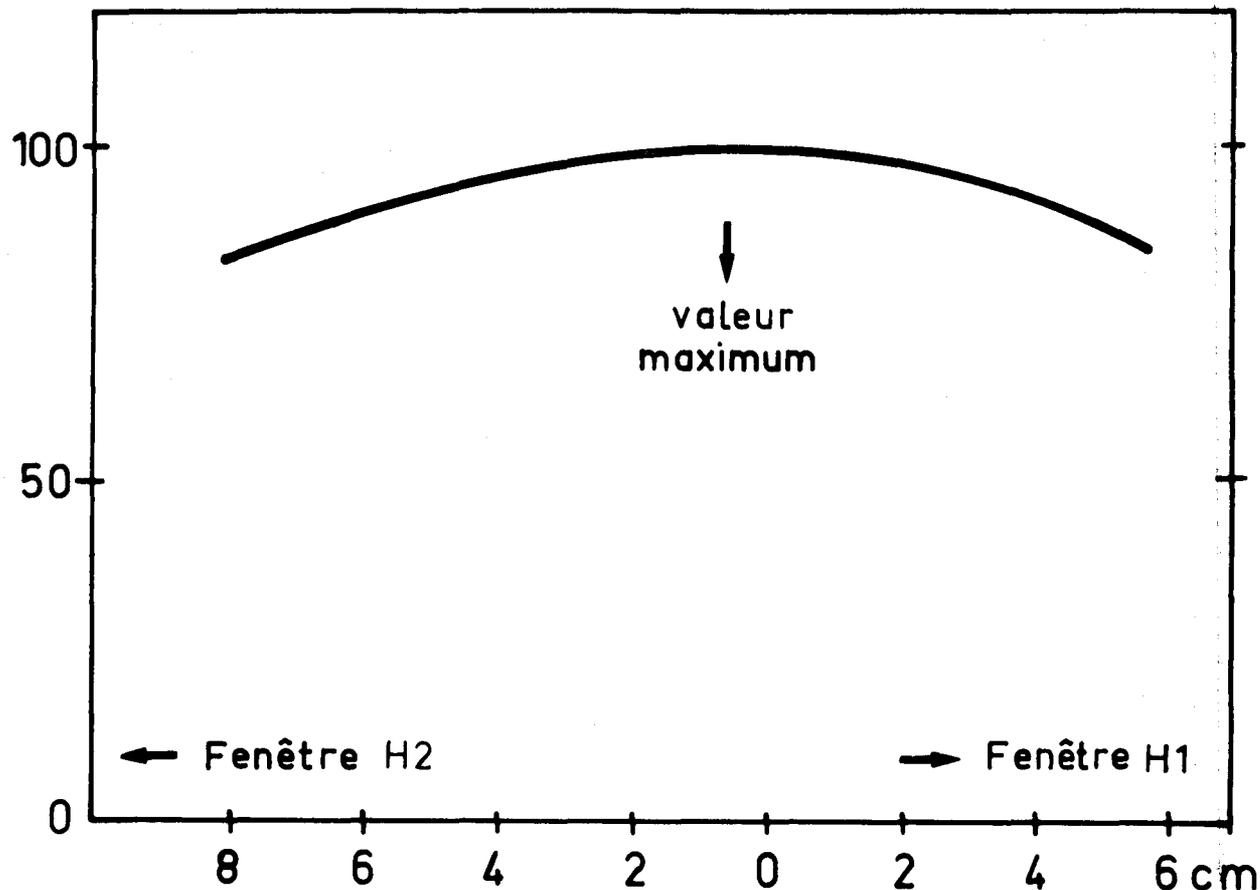


Fig. 6

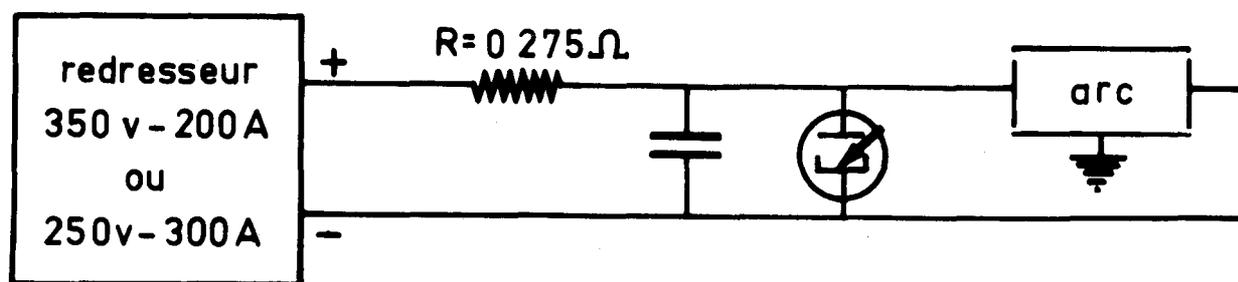
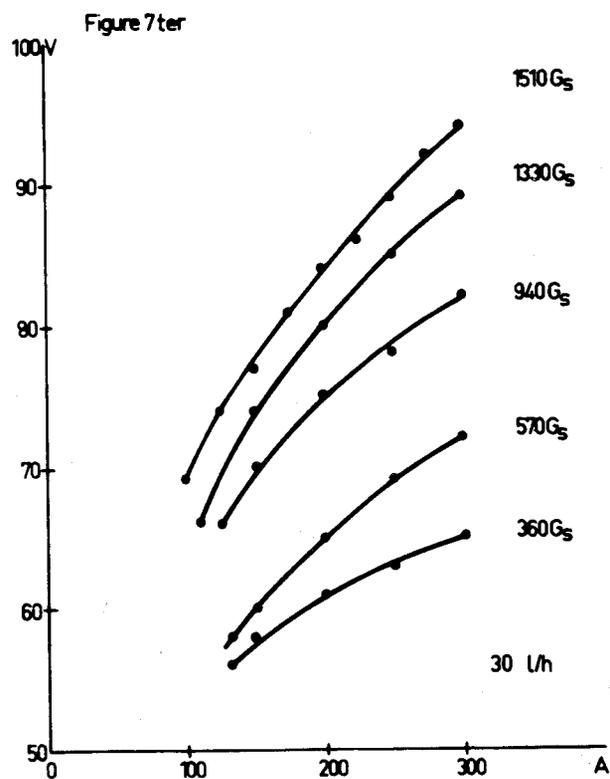
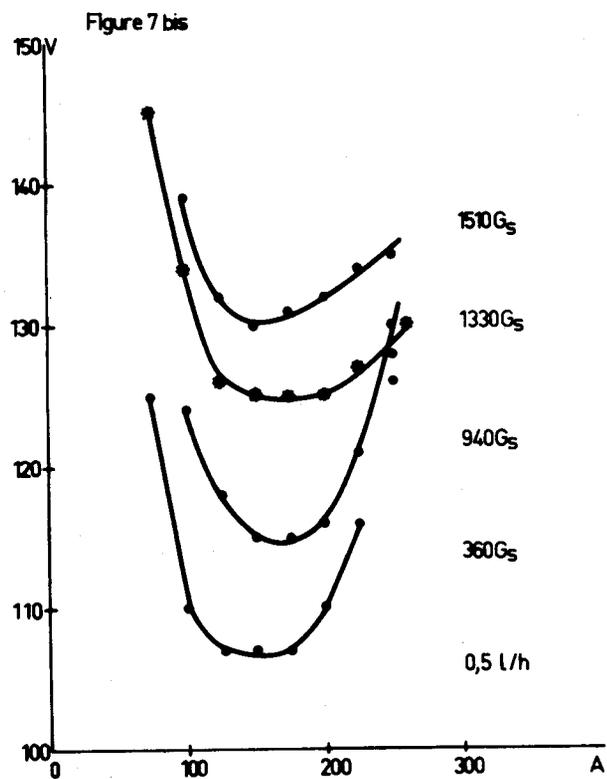
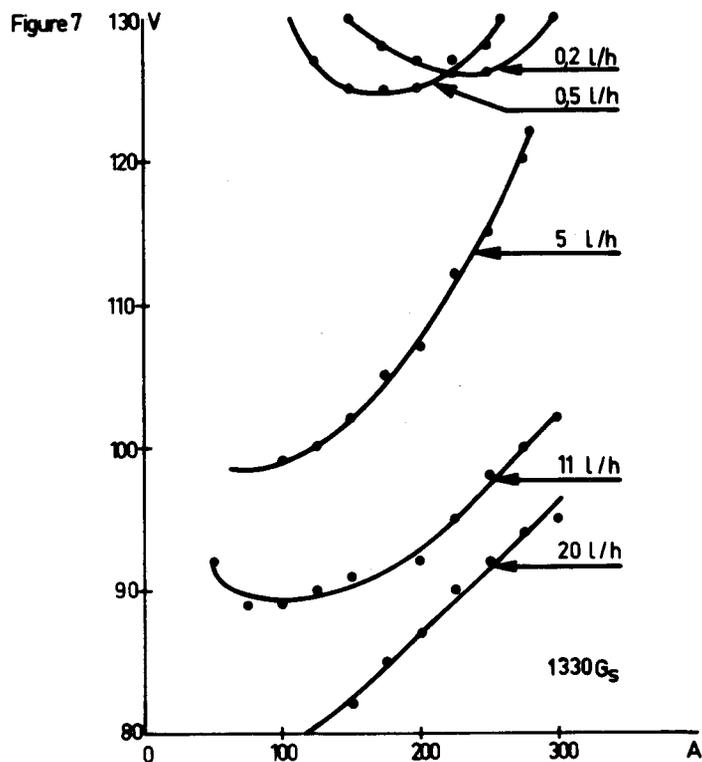


Schéma du circuit d'alimentation de la décharge.

CARACTÉRISTIQUES V-I DE L'ARC



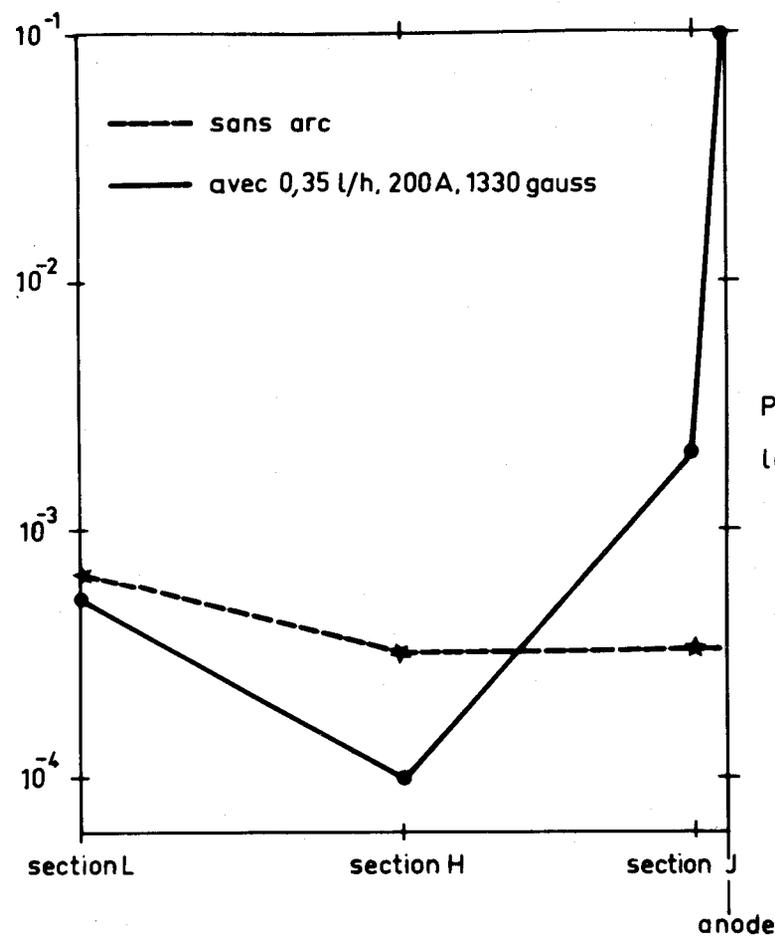


Figure 8

Pression autour de la décharge.

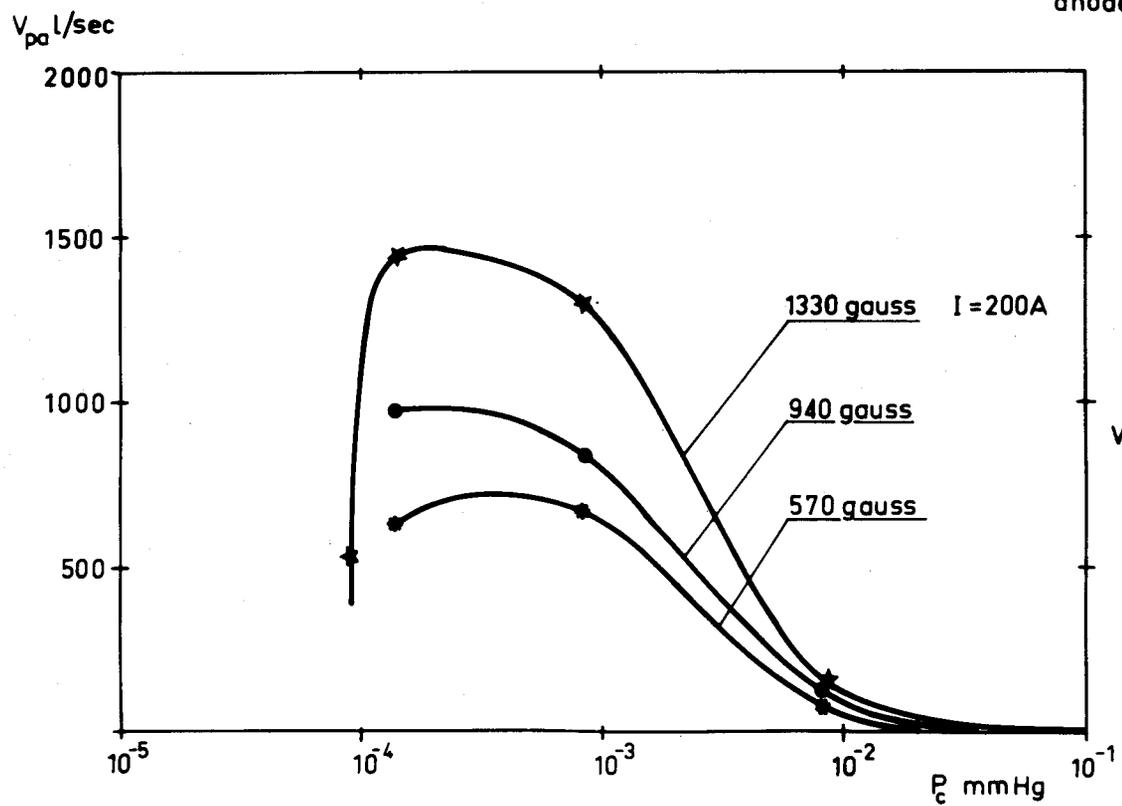
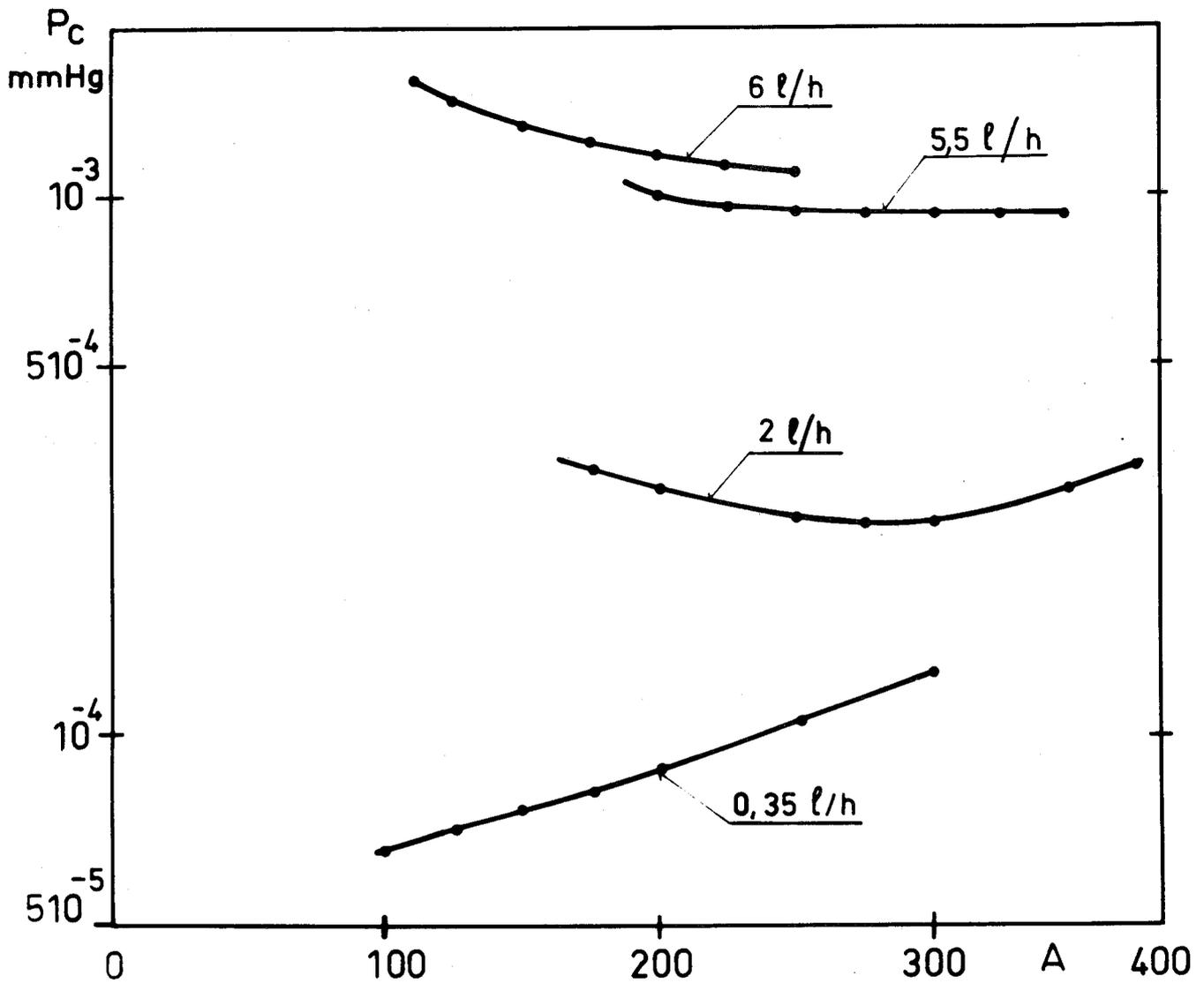


Figure 9

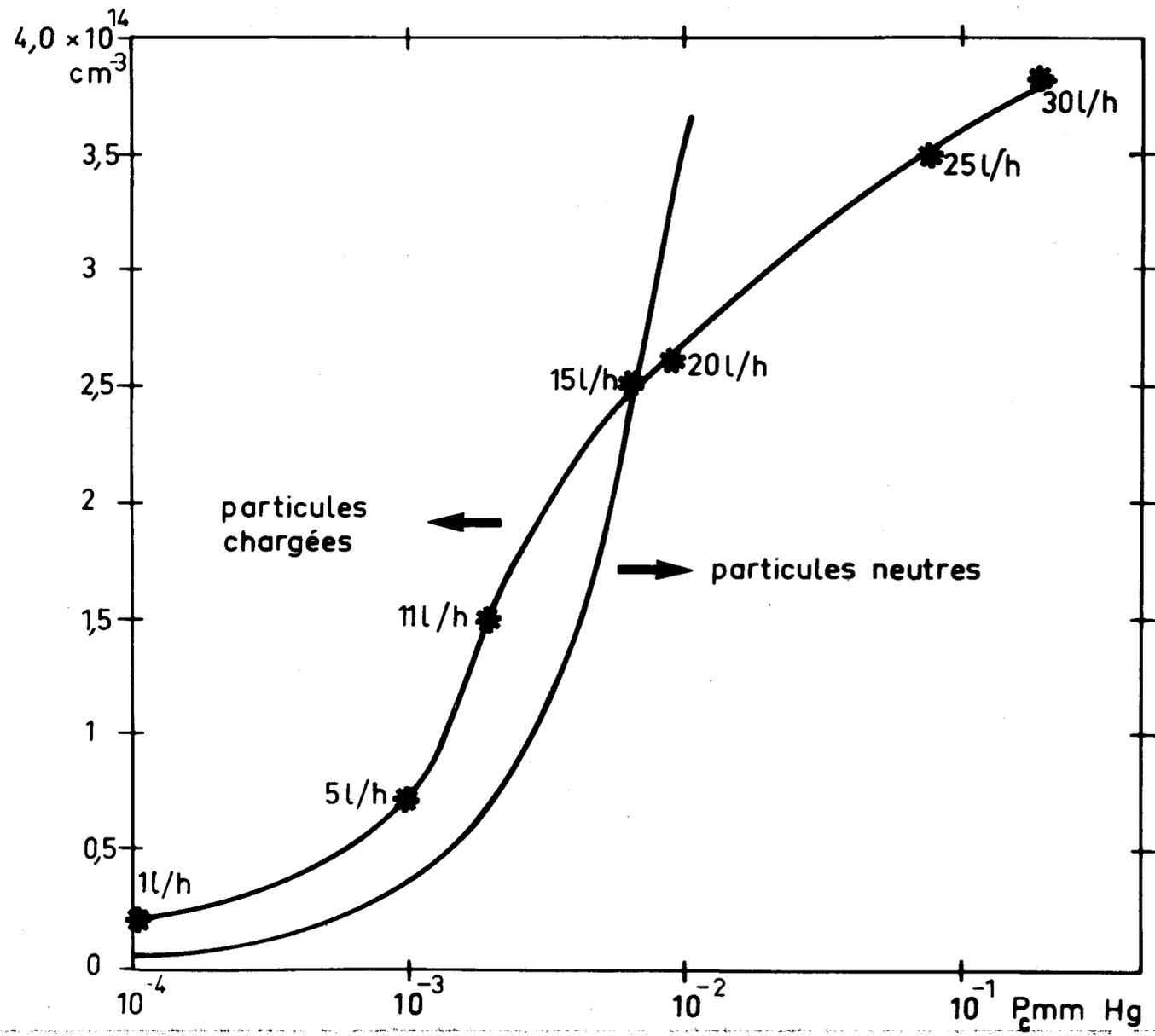
Vitesse de pompage de l'arc.



Pression dans la section centrale en fonction
 du courant dans la décharge
 (1330 gauss)

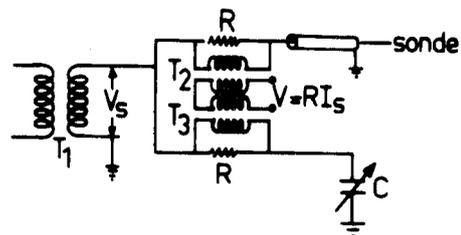
Figure 10

Figure 11



Densité des particules
chargées et neutres en
fonction de la pression
dans la section centrale
(250 A, 1330 Gs)

Figure 12
Schéma électrique des sondes



(T_1, T_2, T_3 transformateurs d'isolement)

$I_{Si}/I_{Si \text{ max}}$

Figure 13

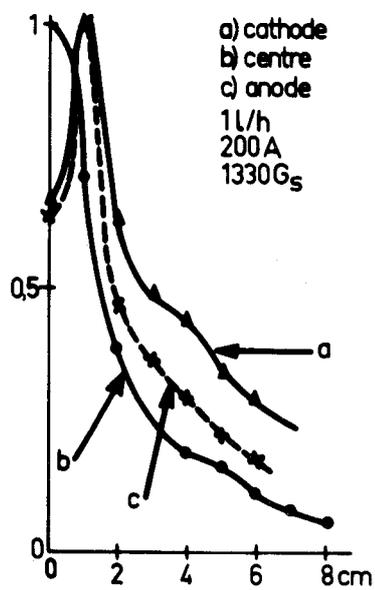


Figure 14

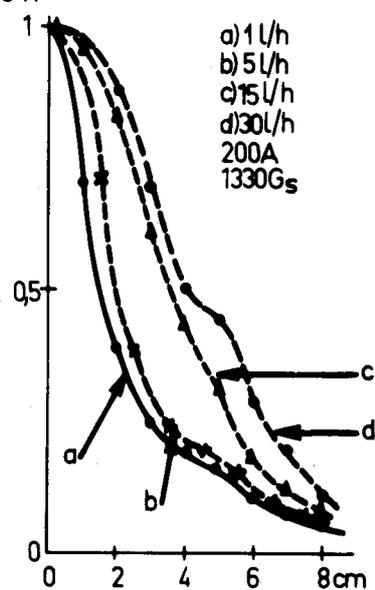


Figure 15

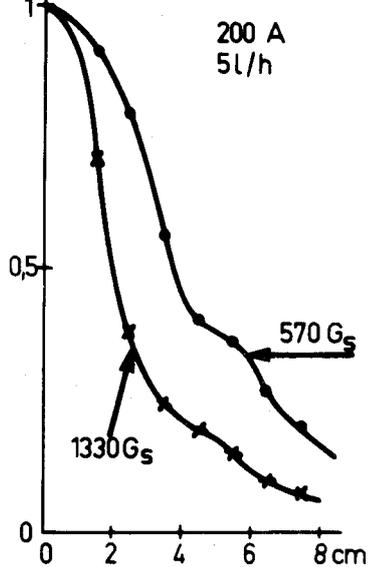


Figure 16

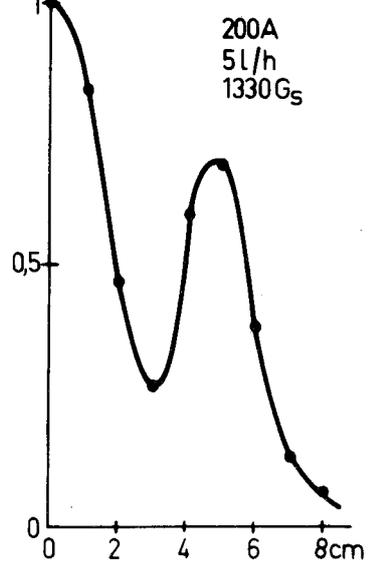
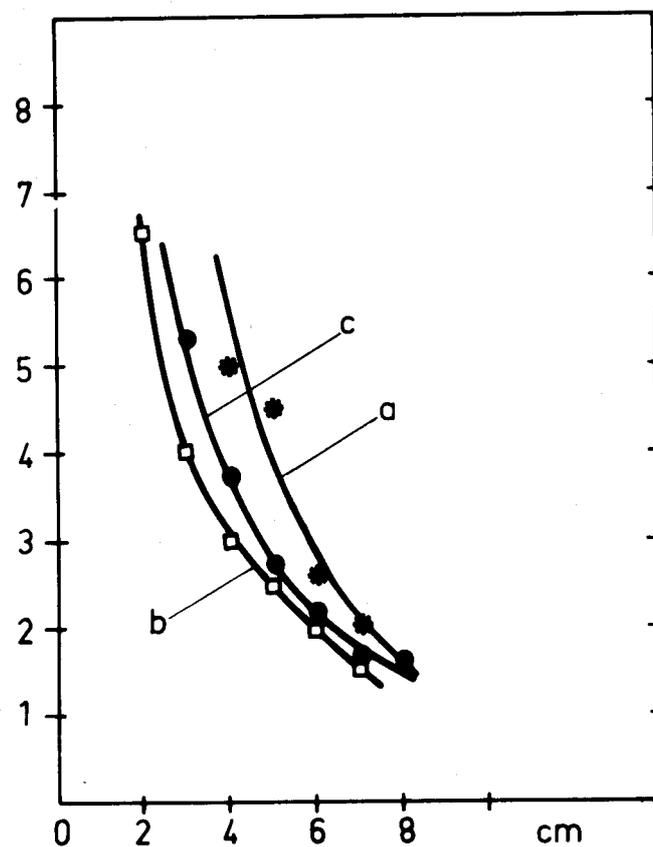


Figure 17

1 l/h
200 A
1330 Gs



Température électronique

en eV

a) cathode

b) centre

c) anode

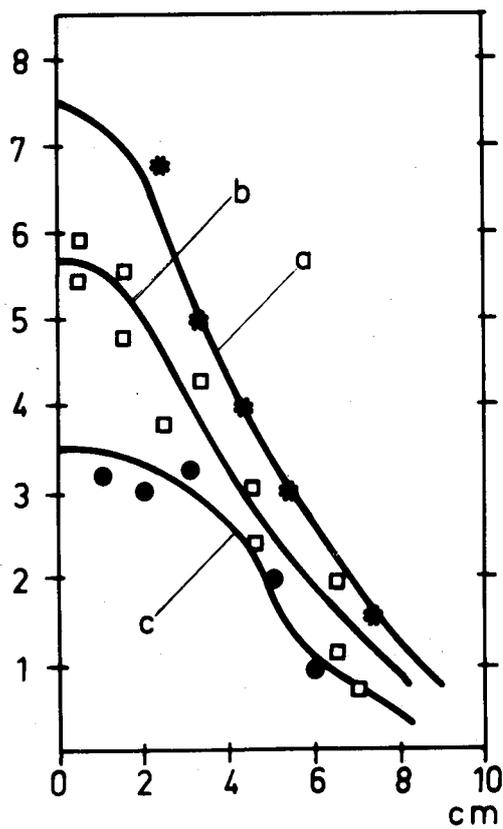


Figure 18

5 l/h
200 A
570 Gs

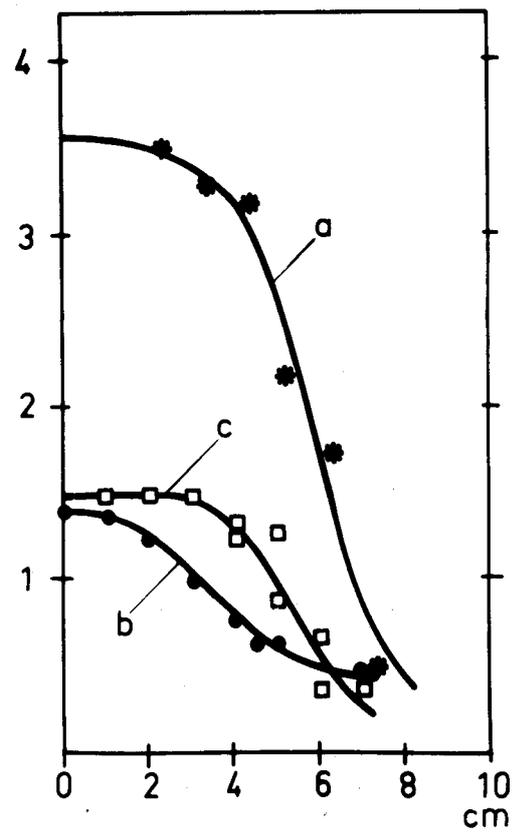


Figure 19

30 l/h
200 A
1330 Gs

Figure 20

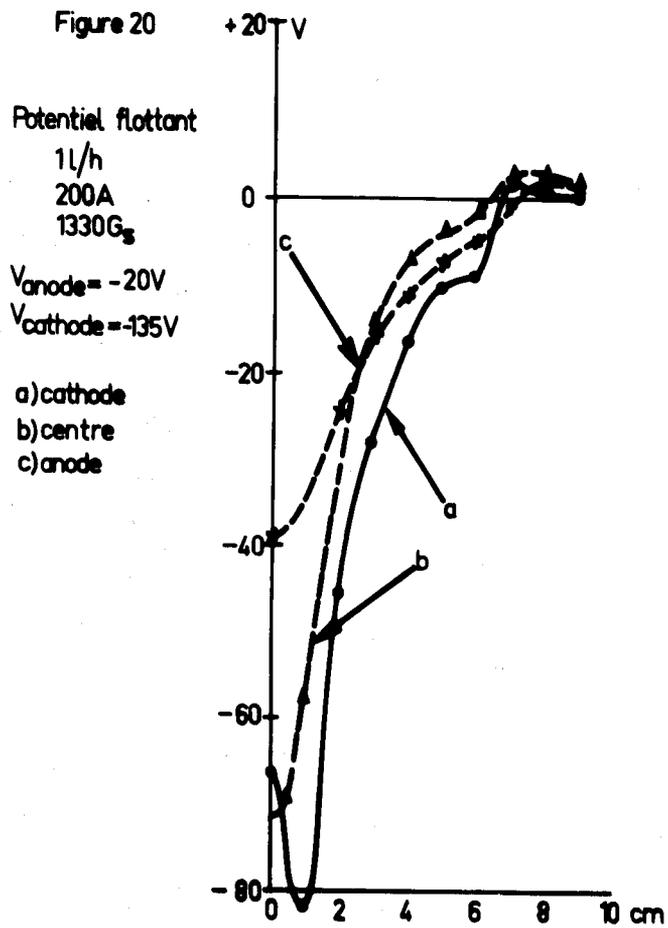


Figure 21

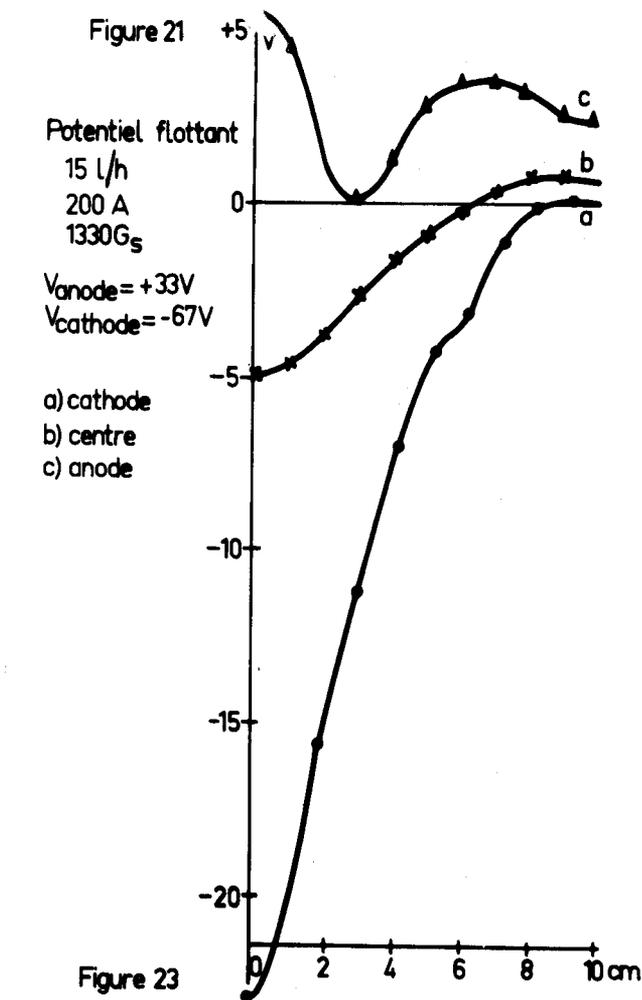


Figure 22

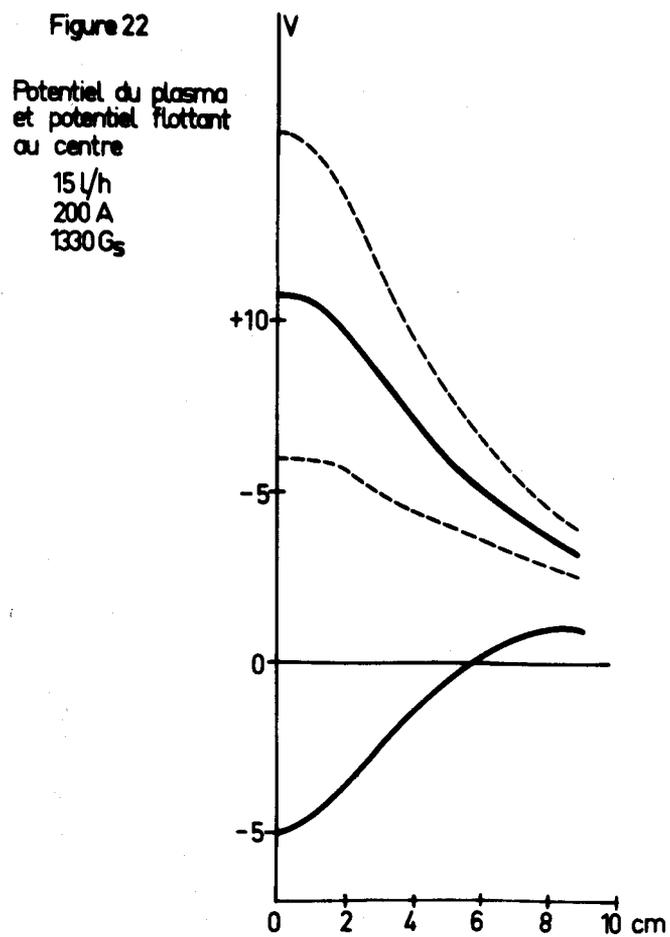
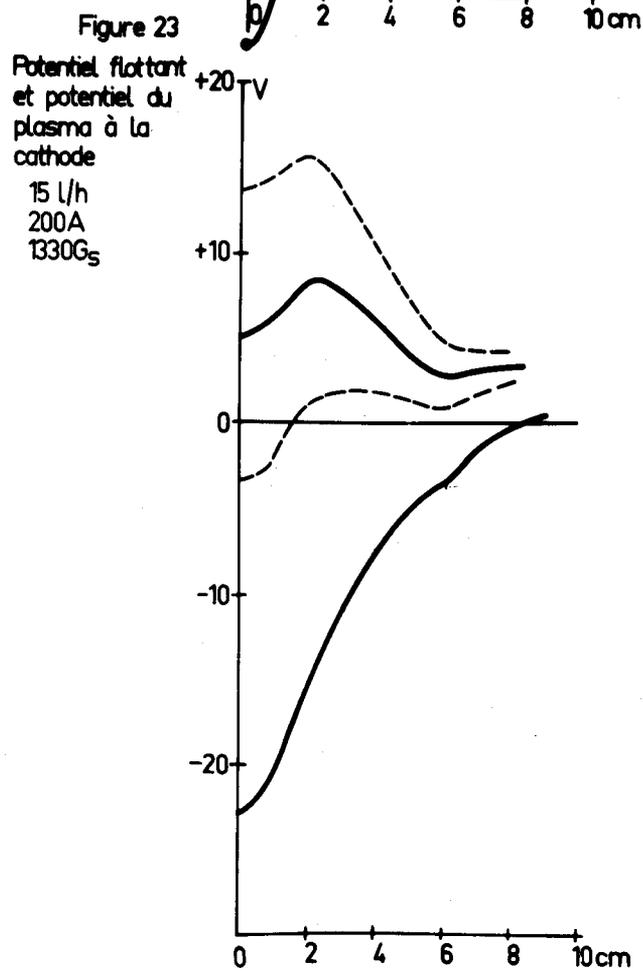
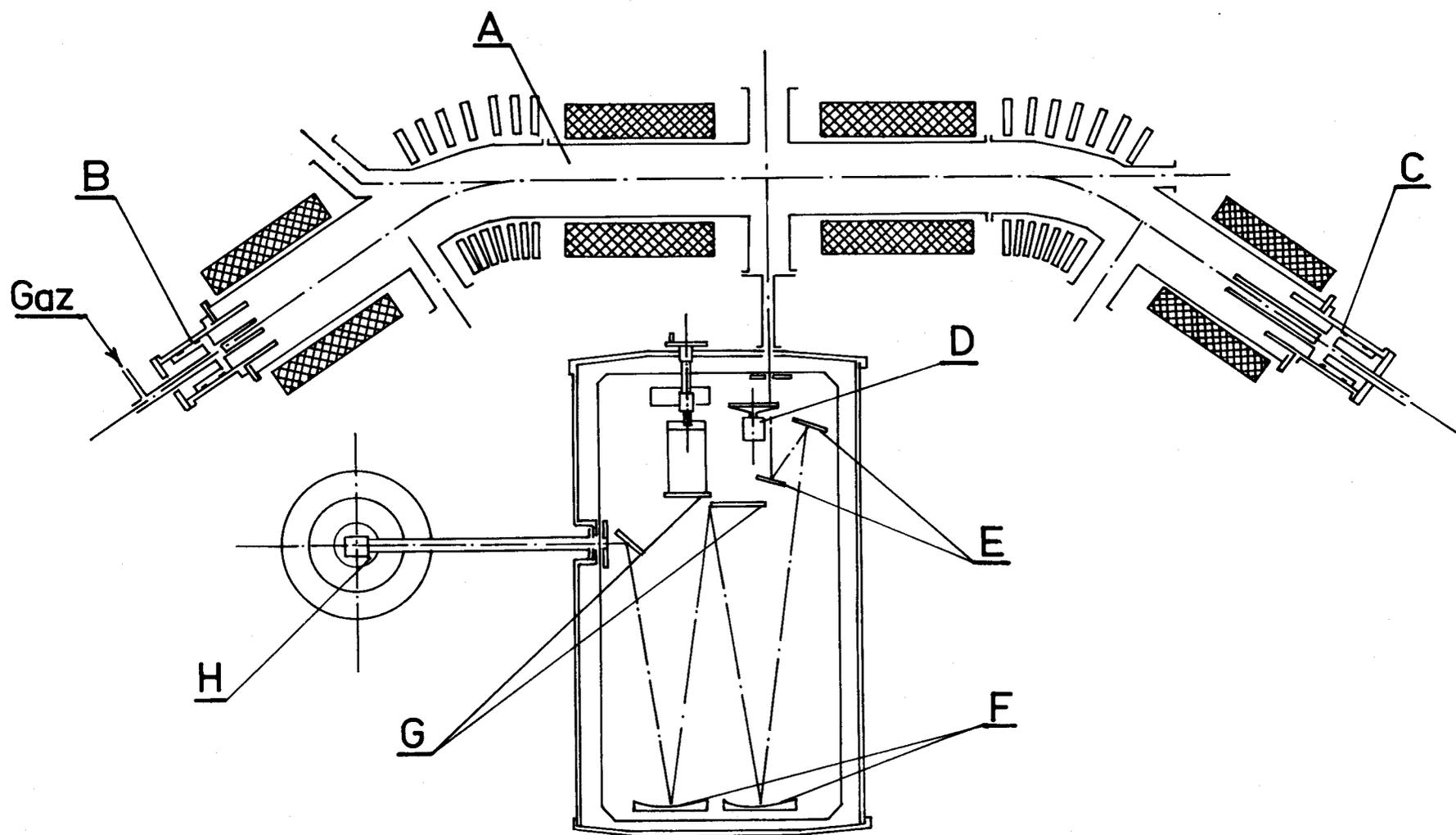


Figure 23





A. Tube acier ϕ 200 mm
 B. Cathode
 C. Anode
 D. Modulateur

E. Filtres à réflexion
 F. Miroirs sphériques
 G. Miroirs plans
 H. Détecteur In Sb

Figure 24

Figure 25

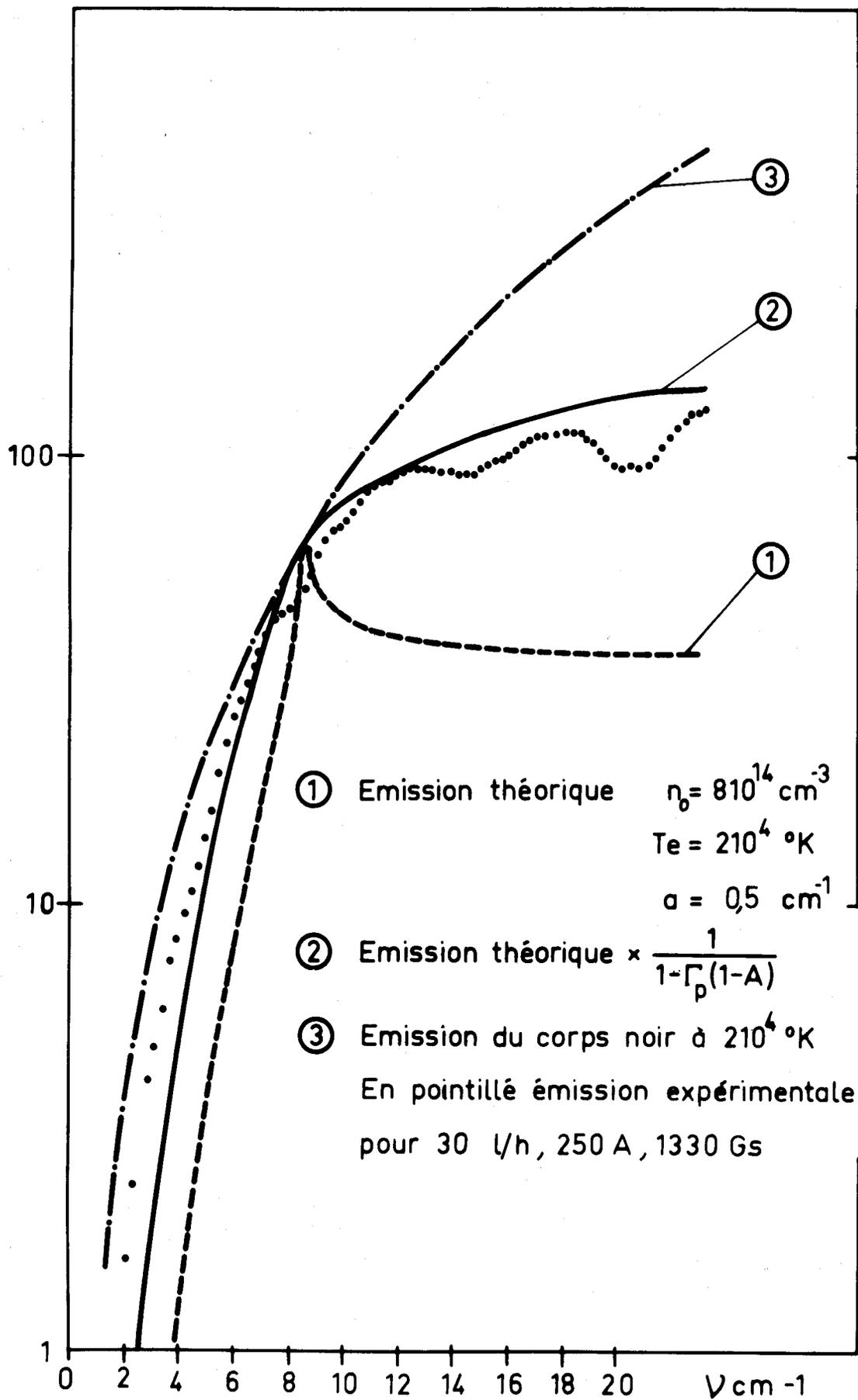
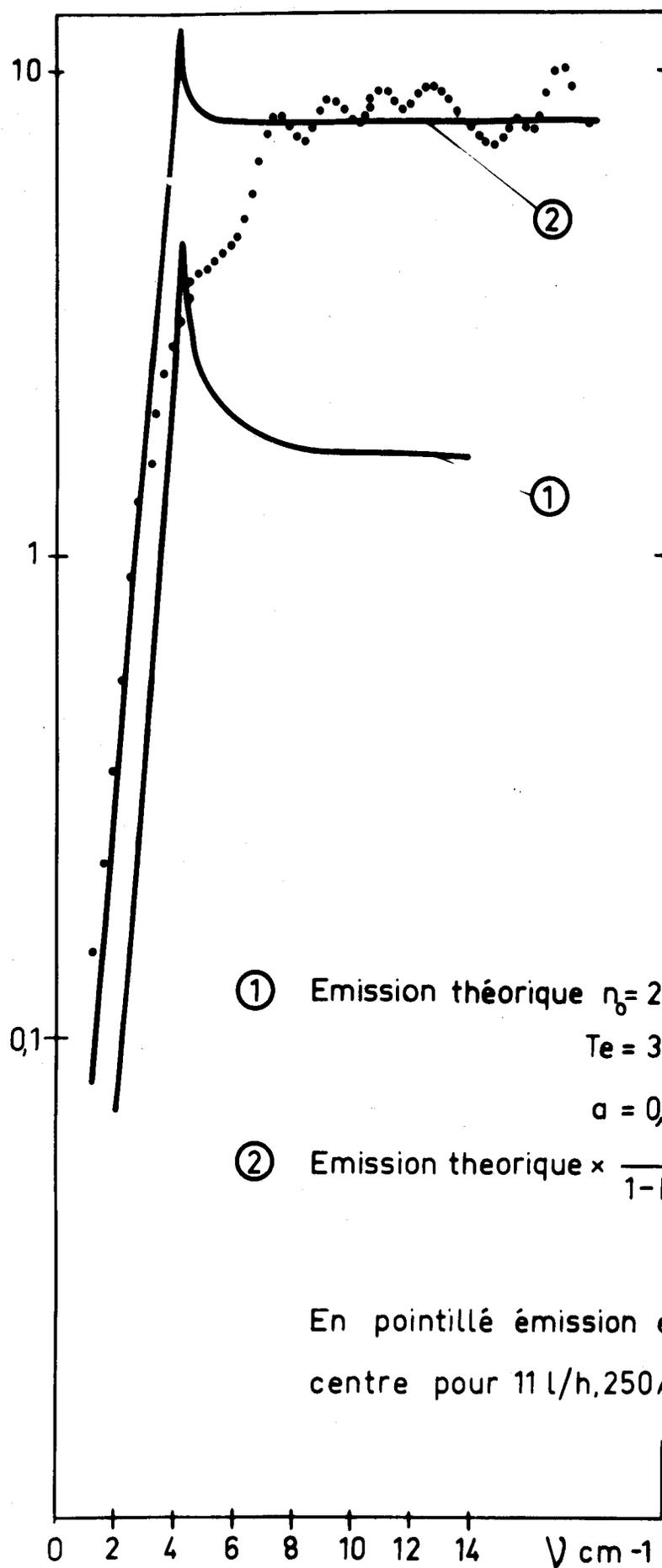


Figure 26



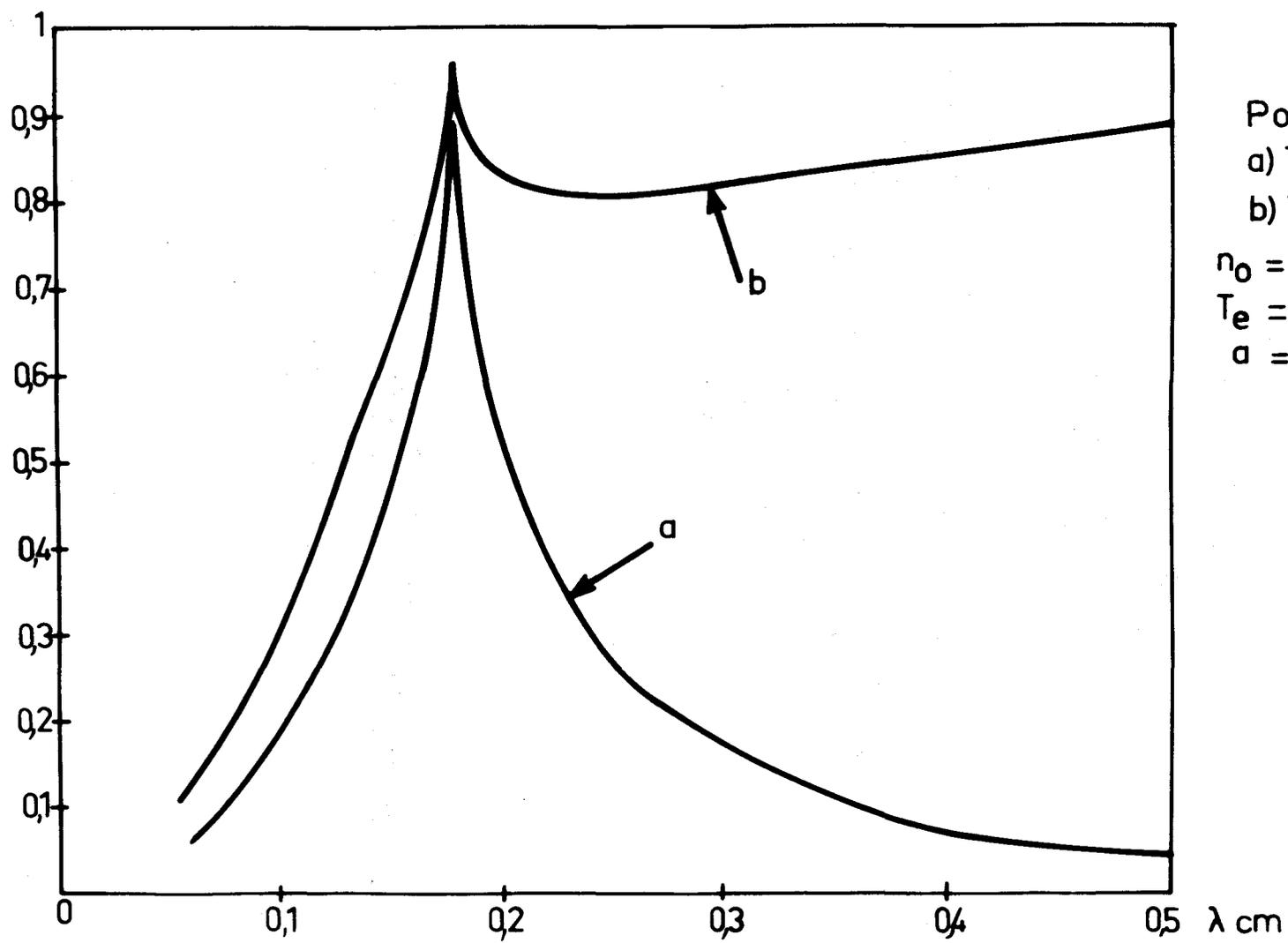


Figure 27

Pouvoir d'absorption

a) T_e constante

b) T_e variable

$$n_0 = 3,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e = 1,3 \cdot 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}$$

$$a = 0,5 \text{ cm}^{-1}$$

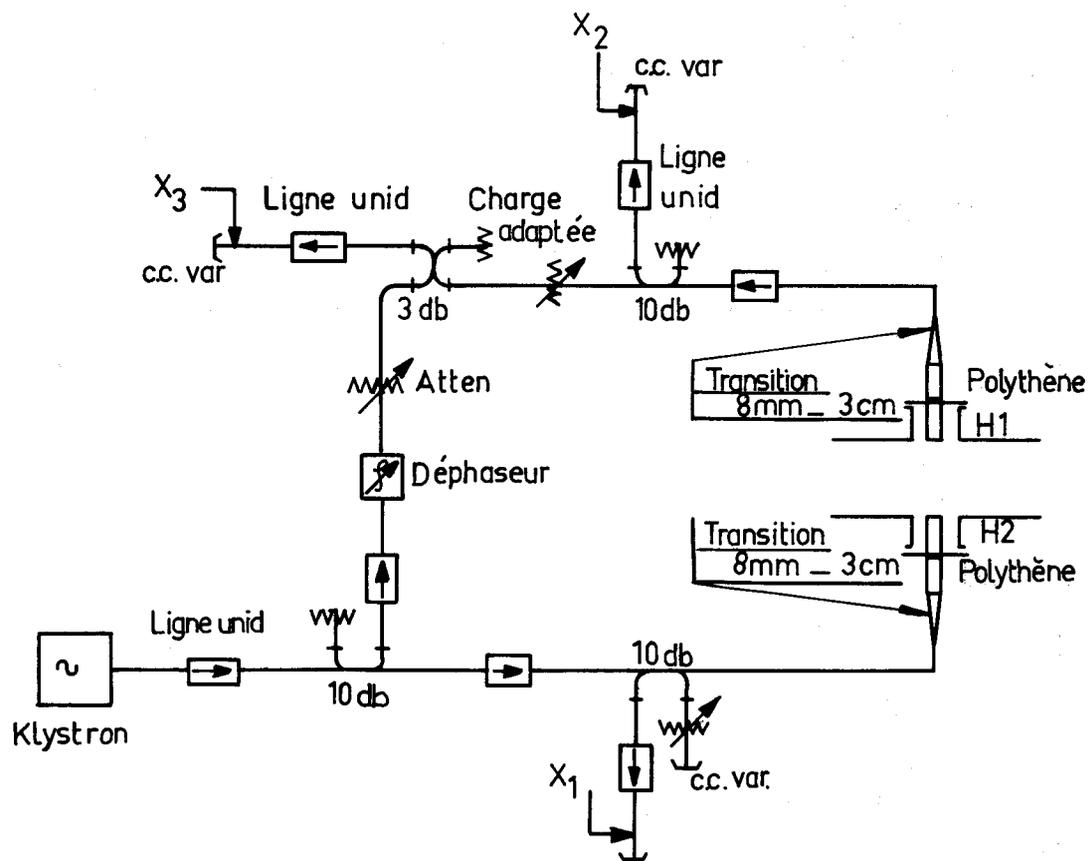
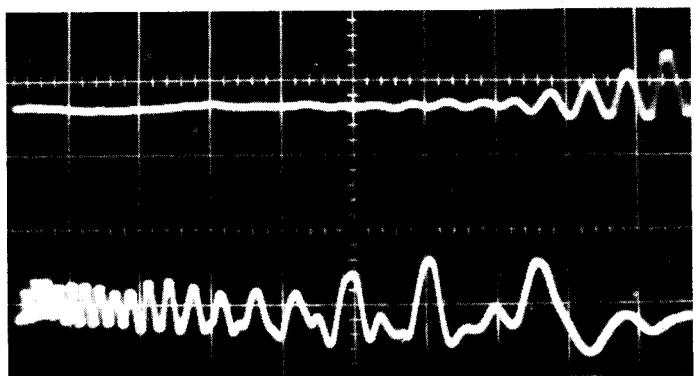


Fig.28 SCHÉMA HYPERFRÉQUENCES

$$\lambda = 8,6 \text{ mm}$$

← Absorption → ← Transmission



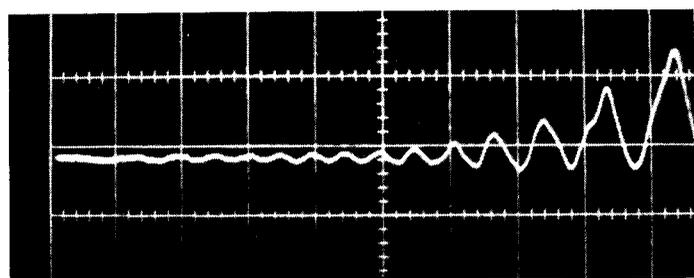
$\lambda = 2 \text{ mm}$

$50 \mu\text{s/cm}$

Signal réfléchi

$200 \mu\text{s/cm}$

retard
déclenche: $450 \mu\text{s}$

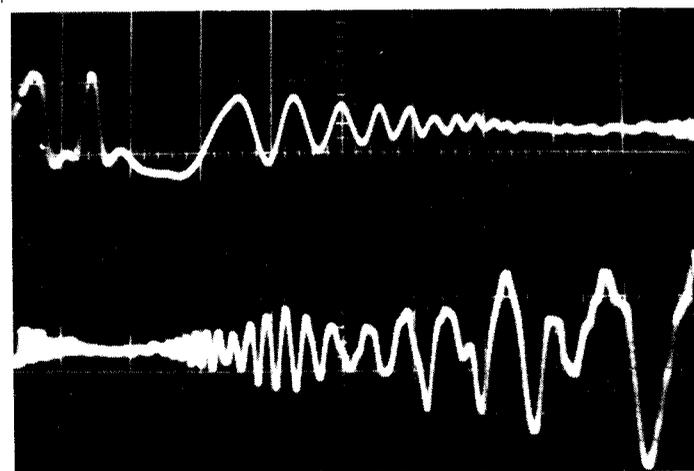


Signal transmis

$100 \mu\text{s/cm}$

← Absorption → ← Transmission

← Réflexion → ← Transm.



$\lambda = 4 \text{ mm}$

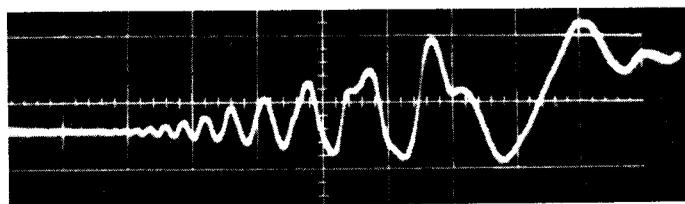
$100 \mu\text{s/cm}$

Signal réfléchi

$200 \mu\text{s/cm}$

retard
déclenche: $500 \mu\text{s}$

Réflex → ← Transmission



Signal transmis

$200 \mu\text{s/cm}$

retard
déclenche: $500 \mu\text{s}$

← Transmission

Fig.29a Interférogrammes des signaux réfléchis et transmis pour $\lambda = 2 \text{ mm}$ et $\lambda = 4 \text{ mm}$. Conditions initiales de l'arc: 30 l/h ; 250 A ; $B = 1510 \text{ Gs}$
Poste d'observation au centre de l'arc.

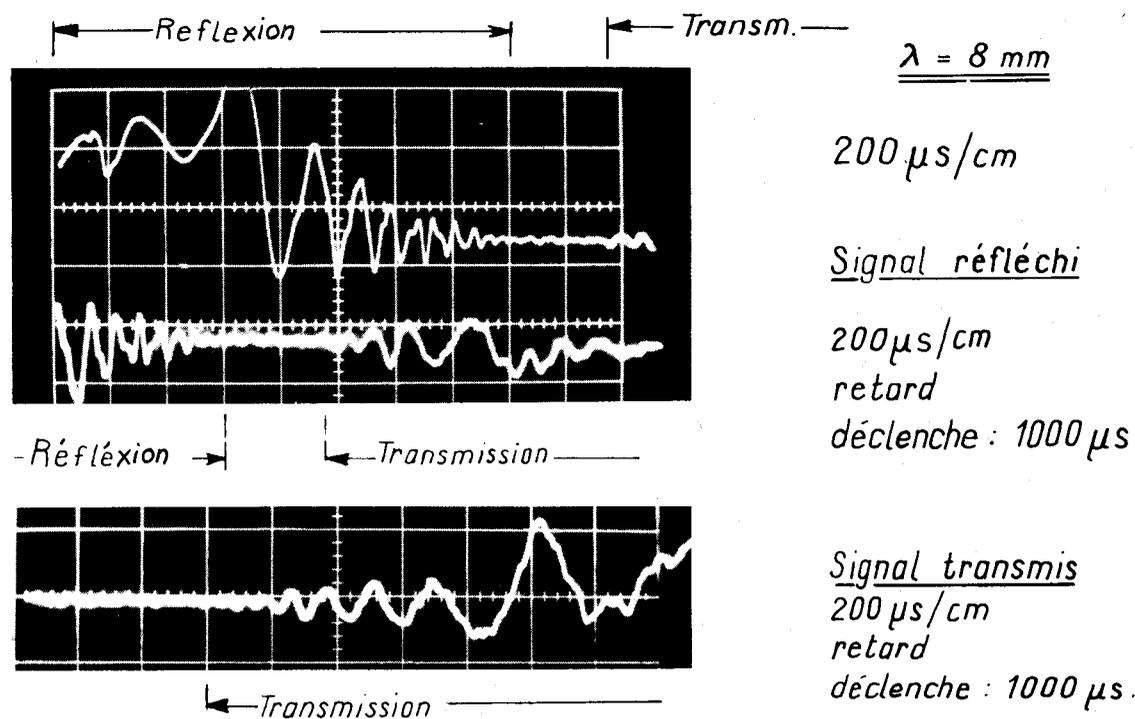


Fig.29b - Interférogrammes des signaux réfléchis et transmis pour $\lambda=8\text{mm}$.
Conditions initiales de l'arc : $30 \ell/h$; 250 A ; $B = 1510 \text{ Gs}$
Poste d'observation au centre de l'arc -

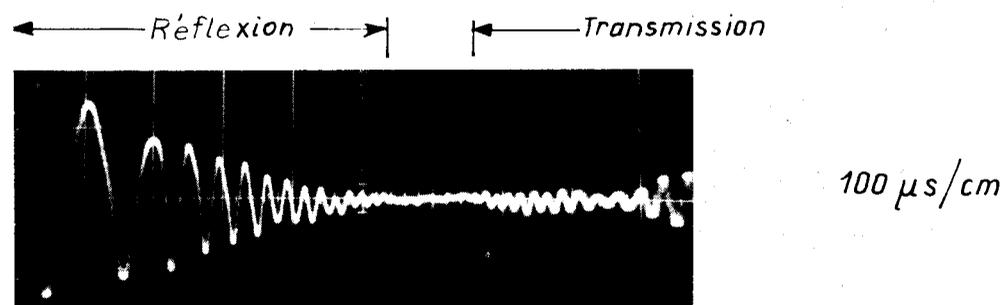


Fig.29c Interférogramme du signal réfléchi pour $\lambda = 4\text{mm}$.
Conditions initiales de l'arc : $17 \ell/h$, 250 A ; $B=1330 \text{ Gs}$
Poste d'observation au centre de l'arc .

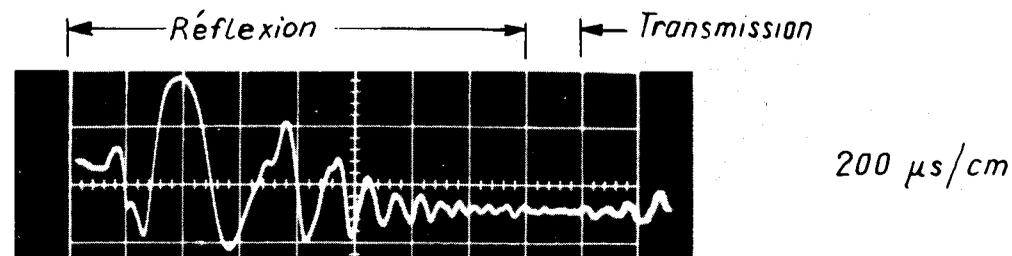


Fig.29d Interférogramme du signal réfléchi pour $\lambda = 8\text{mm}$
Conditions de l'arc . $25 \ell/h$; 250 A ; $B = 1330 \text{ Gs}$
Poste d'observation au centre de l'arc .

Figure 30

Nombre des franges en fonction du temps

- a) Onde transmise $\lambda=2\text{ mm}$
- b) Onde réfléchie $\lambda=4\text{ mm}$
- c) Onde transmise $\lambda=4\text{ mm}$
- d) Onde réfléchie $\lambda=8\text{ mm}$
- e) Onde transmise $\lambda=8\text{ mm}$

30 l/h
250 A
1510 G_S

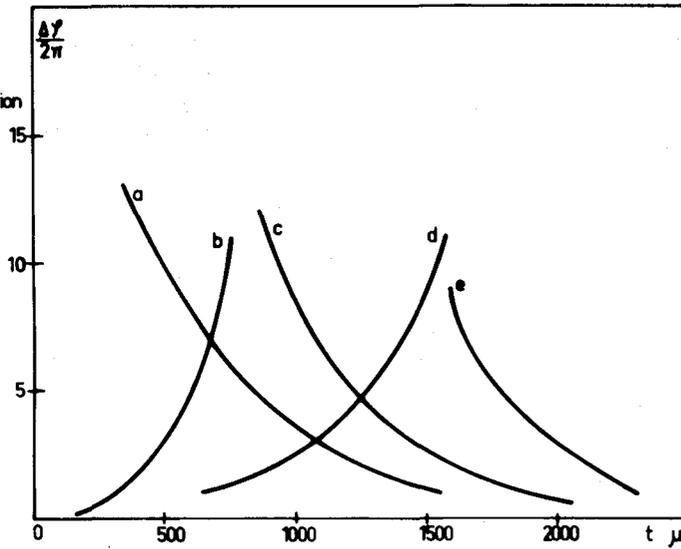


Figure 31

30 l/h
250 A
1510 G_S

Profils de densité déduits par la réflexion des microondes

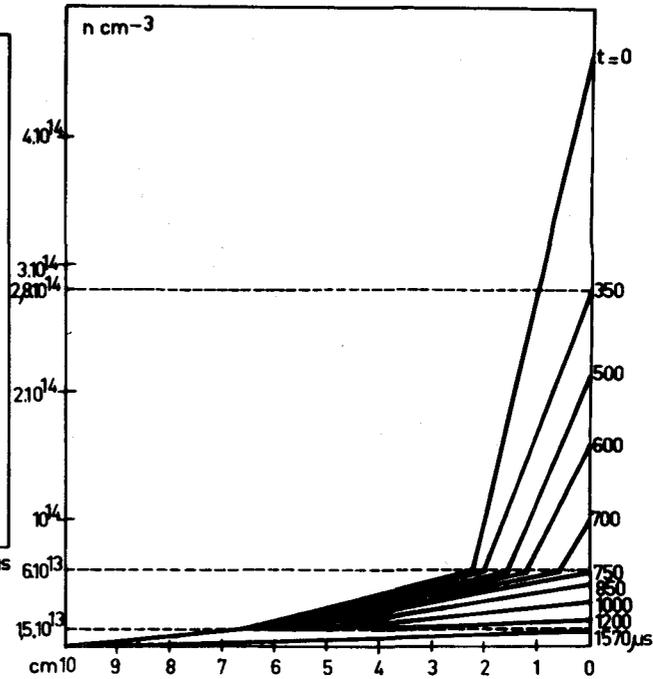


Figure 32

30 l/h
250 A
1510 G_S
 $t=350\text{ }\mu\text{sec}$

- a) profil déduit par la réflexion des microondes
- b) profil déduit par la transmission de $\lambda=2\text{ mm}$

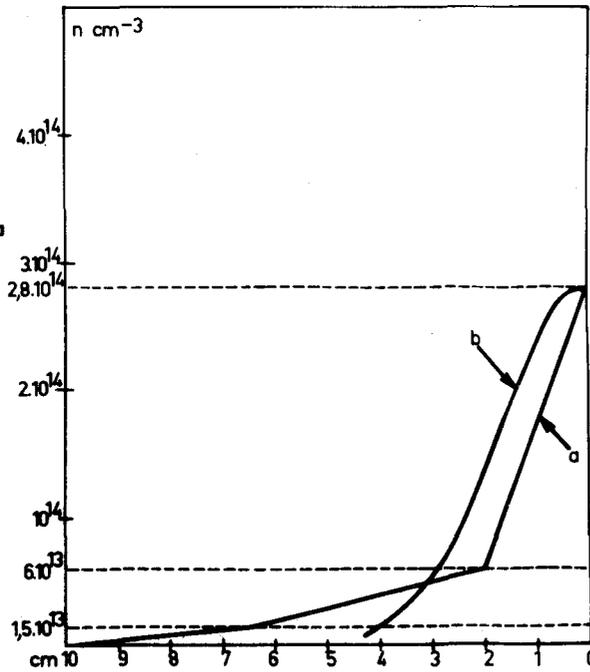
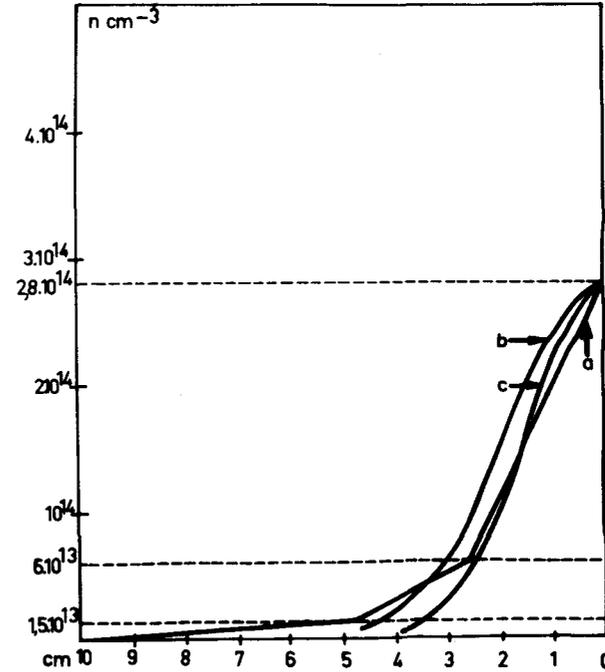


Figure 33

11 l/h
250 A
1510 G_S
 $t=0$

- a) profil déduit par la réflexion des microondes
- b) profil déduit par la transmission de $\lambda=2\text{ mm}$ ($\alpha=0,4\text{ cm}^{-1}$)
- c) profil déduit par les mesures d'émission ($\alpha=0,5\text{ cm}^{-1}$)



DENSITE EN FONCTION DU TEMPS

