CEA-R 2427 - CONSOLI Terenzio

SURVOL DES TECHNIQUES MICRO-ONDES POUR L'ETUDE DES PLASMAS.

Sommaire.- On étudie dans ce rapport le problème de l'application des techniques micro-ondes à l'étude des propriétés d'un plasma.

Dans la section I, l'auteur rappelle rapidement quelques lois fondamentales de la théorie des ondes dans un milieu ionisé ainsi que les effets mesurables en propagation transversale et longitudinale.

La section II est une revue rapide des méthodes expérimentales et des diverses mesures qui peuvent être faites dans les plasmas aux très hautes fréquences. On ne considère seulement que les études expérimentales récentes depuis la dernière assemblée de l'U.R.S.I.

La section III est consacrée aux techniques hyperfréquences développées durant la même période dans les laboratoires des Services de Physique Appliquée. Ces techniques se rapportent à la propagation longitudinale et particulièrement à la propagation suivant le mode droit.

La section IV est un panorama de travaux similaires entrepris dans les centres européens impliqués dans des études de physique du plasma ou de fusion contrôlée.

./.

CEA-R 2427 - CONSOLI Terenzio

A REVIEW OF MICRO-WAVE TECHNIQUES IN PLASMA STUDIES.

Summary.- The problem of the application of micro-wave techniques to the study of plasma properties is considered in this report. In section I, the author summarizes a few fundamental laws concerning the theory of waves in an ionised medium as well as measurable effects of transverse and longitudinal propagation.

Section II is a rapid review of the experimental methods and of the various measurements which may be effected in very high frequency plasmas. Only recent experimental work carried out since the last U.R.S.I. Assembly is considered.

Section III is devoted to micro-wave techniques developed during this period in the laboratories of the Applied Physics Service. These techniques deal with longitudinal propagation and in particular with the propagation along a right mode.

Section IV is a general view of similar studies undertaken in European Research Centres working on plasma physics or controlled fusion.

./.

La section V est une contribution sur trois sujets particuliers des laboratoires de Julich et Max Planck Institut.

1964 79 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

Section V is a contribution concerning three particular topics from the Julich and Max Planck Institute laboratories.

1964 79 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

PREMIER MINISTRE
COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

CEA - R. 2427

SURVOL DES TECHNIQUES MICRO-ONDES POUR L'ETUDE DES PLASMAS

par

Terenzio CONSOLI

Rapport C E A - R. 2427

1964
Ga

CENTRE D'ETUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS-8e.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS-8e.

- Rapport CEA-R 2427 -

Direction de la Physique
Services de Physique Appliquée
Service d'Ionique Générale

SURVOL DES TECHNIQUES MICRO-ONDES POUR L'ETUDE DES PLASMAS

par

Terenzio CONSOLI

Communication présentée en Commission VII
de l'Assemblée Générale de l'U. R. S. I. (Tokyo, Sept. 1963)

- Octobre 1964 -

SURVOL DES TECHNIQUES MICRO-ONDES POUR L'ETUDE DES PLASMAS

INTRODUCTION

L'interaction d'une onde électromagnétique avec un plasma est un instrument puissant pour le diagnostic et le chauffage.

Ainsi qu'il est bien connu les techniques micro-ondes peuvent se subdiviser en méthodes de cavité résonante ou de propagation suivant que le champ électromagnétique est stationnaire ou progressif.

Ce survol des techniques U. H. F. est limité aux ondes progressives. On peut dans ce cas proposer la classification suivante :

1 - Expérience de transmission.

2 - Expérience de réflexion.

3 - Expérience de rayonnement.

4 - Expérience d'absorption ou de chauffage.

5 - Expérience de diffusion incohérente.

Dans ces diverses méthodes deux cas peuvent se présenter :

1 - Le faisceau hyperfréquence de sondage est perpendiculaire au champ magnétique de confinement du plasma. Cette situation conduit comme il est bien connu à des limitations dans les densités mesurables à partir de générateurs conventionnels.

2 - Le faisceau hyperfréquence se propage le long du champ magnétique. Ce dernier cas est de loin le plus intéressant pour diverses raisons mais particulièrement parce qu'il n'est pas nécessaire d'utiliser des ondes de plus en plus courtes pour l'étude des plasmas denses. Le tableau I donne une représentation des longueurs d'ondes requises pour le sondage des plasmas.

En dépit de ces limitations, nous avons quand même développé à Saclay nos études de propagation transversale vers l'emploi d'ondes de plus en plus courtes.

Actuellement nous avons étudié un plasma dont la densité de coupure se situe aux environs de 10^{15} e/cm^3 grâce à un carcinotron expérimental de la C. S. F. délivrant une puissance de 15 mW à la longueur d'onde de 0, 6 mm.

L'emploi de longueurs d'ondes extrêmement courtes nous a conduit à l'emploi de techniques optiques telles que l'usage de lentilles (de téflon ou de métal) de séparateurs à grille ou semi transparents permettant la propagation libre.

Ces techniques utilisées en propagation transversale sont devenues classiques à Saclay et sont également utilisées dans d'autres laboratoires ainsi qu'il apparaîtra de la lecture des

sections III et IV.

En même temps nous avons accordé une grande attention à la propagation le long du champ magnétique, d'ondes à polarisation linéaire ou circulaire à cause des propriétés remarquables de ce type de propagation (voir annexe 3).

Section I

Equations fondamentales :

Les équations de propagation étant très connues on rappelle seulement l'équation de dispersion pour une onde à polarisation circulaire dans le cas d'un plasma chaud supposé maxwellien sans aucun champ électrique interne et anisotropie.

Cette relation de dispersion est : [1], [2]

$$n^2_{d,g} = 1 - \frac{X}{u\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-v^2/u^2}}{1 \mp Y - k/w\ \gamma - jZ}\, dv \quad (\text{cas } \vec{B} \parallel \vec{k})$$

avec l'habituel symbolisme :

$$u = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{1/2}, \quad X = w_p^2/w^2, \quad Y = w_c/w, \quad Z = \nu/w$$

Les coefficients d'atténuation et de phase K et Ω étant reliés aux parties réelles et imaginaires α et β par les relations :

$$K = w\beta/c \qquad , \qquad \Omega = w\alpha/c$$

Dans le cas d'un plasma froid, cette équation de dispersion se réduit à l'équation d'Appleton :

$$n^2_{d,g} = 1 - \frac{X}{1 \mp Y - jZ}$$

La figure 1 est une projection sur le plan (Ne, B) (densité électronique, champ magnétique) de la surface représentant l'indice de réfraction dans le cas où le paramètre Z est nul.

Les effets observables en propagation longitudinale varient suivant que le plasma est chaud ou froid.

On peut les classer de la manière suivante : [3]

A - Phénomènes observables dans les plasmas froids :

1 - Propagation guidée.

2 - Effet Cerenkov.

3 - Déplacement des lignes de coupure en fonction de la densité électronique et du champ magnétique.

4 - Absorption au voisinage de la fréquence cyclotron des électrons en fonction de la fréquence de collision et de la densité électronique.

5 - Coupure dans la propagation à densité constante et à champ magnétique variable.

6 - Propagation dans les milieux denses.

7 - Diffusion des ondes.

8 - Elargissement des zones de coupure par effet de collision et de résonance.

B - Phénomènes observables dans les plasmas chauds :

1 - Propagation guidée.

2 - Effet Cerenkov.

3 - Fenêtre de propagation dans les régions interdites.

4 - Glissement du champ magnétique de résonance par effet Doppler dans le cas d'électrons de vitesse dirigée (le glissement est alors vers les champs magnétiques faibles).

5 - Glissement des fréquences de résonance vers les champs magnétiques élevés dans le cas de plasmas thermalisés.

6 - Effet Doppler dans le cas de la diffusion cohérente.

7 - Effets observables dans le cas de la propagation dans un plasma à fonction de distribution non maxwellienne.

A l'état actuel de notre expérimentation nous avons pu vérifier les points A-1, A-2, A-3, A-4, A-5, A-8, B-3, B-4, B-5. Les ondes utilisées dans nos expériences ont des longueurs de 25 cm, 2 cm, 8 mm. Nous avons étudié particulièrement :

- l'ionisation et le chauffage par les ondes haute fréquence.

- dans le cas d'un plasma froid le glissement collisionnel des lignes de coupure et de résonance dans le diagramme de propagation.

- dans le cas d'un plasma chaud deux effets distincts dûs aux électrons énergétiques.

a) Si ces électrons ont une vitesse dirigée le long de la direction de propagation, la résonance cyclotron est déplacée vers les champs magnétiques faibles.

b) Si les électrons sont thermalisés le glissement de la résonance a lieu vers les champs magnétiques forts.

Ces effets ont pu être observés dans une exploration du diagramme (NB) le long des lignes I, II, III, IV de la figure 1a. Les résultats expérimentaux dans ces cas sont obtenus en maintenant la densité ou le champ magnétique constants. Nous avons représenté à l'intérieur des subdivisions du domaine de propagation comme l'a fait W. Allis [4] les sections planes de la surface de vitesse de phase (trait continu) des ondes à polarisation droite et à titre de comparaison les courbes correspondant à la vitesse de phase dans le vide (v_φ = C = vitesse lumière) toutes ces courbes de vitesse sont supposées être symétriques dans la direction du champ magnétique (figure 1b).

La figure 2 représente l'allure des courbes d'atténuation et de phase dans le cas d'un plasma froid. La figure 3 qui résulte d'un calcul numérique correspond à un cas réel. La figure 4 donne la vitesse de phase dans le cas d'un plasma chaud. Ces dernières courbes ayant été déduites d'une tabulation de l'équation de dispersion citée précédemment.

Section II

Principe de quelques dispositifs expérimentaux :

Nous rappelons les dispositifs expérimentaux de base, en vue de mettre en évidence tout ce qu'il y a de nouveau dans les techniques hyperfréquences dans le cas d'un plasma dense.

Dispositif de transmission :

La figure 5 est un schéma représentant le dispositif utilisé dans le cas de la propagation perpendiculaire au champ magnétique, il permet la détermination de la partie réelle et imaginaire de la constante diélectrique d'un milieu ionisé.

Cette technique a été décrite en détail par WHARTON [5] et HEALD [6].

Dispositif expérimental d'interférométrie :

Il est plus commode de déterminer la constante diélectrique d'un plasma par comparaison de l'amplitude et de la phase d'une onde se propageant après division à travers un milieu ionisé et dans l'air. C'est le principe de l'interférométrie ainsi qu'il est représenté sur la figure 6. Cette disposition classique doit être modifiée si l'on désire étudier un plasma pulsé (fig. 7, interférométrie à glissement de phase de WHARTON [7]).

Pour un plasma dense nous devons utiliser des ondes très courtes et des techniques optiques.

La figure 8 représente un dispositif interférométrique en 2 mm utilisant des techniques optiques (lentilles en téflon, déphaseur en téflon et séparateur à grille).

La densité maximum mesurable en propagation transversale avec ce dispositif est de $2,5 \times 10^{14}$ e/cm^3. La figure 9a est un interférogramme type obtenu dans le sondage du plasma créé par une décharge réflex à cathodes chaudes.

Sur la même figure on a représenté l'impulsion de courant, l'évolution théorique de la densité, l'interférogramme que l'on pourrait obtenir à partir de cette variation de densité. Le résultat expérimental obtenu par la superposition de 50 impulsions identiques correspond au dernier tracé de la figure 3a.

En utilisant un carcinotron C. S. F. de 0,6 mm et un dispositif optique à lentilles de téflon bien alignées, la densité mesurée a pu être poussée jusqu'à 10^{15} e/cm^3. La tache focale dans ce dernier cas est d'environ 1,5 fois la longueur d'onde [8].

Il est très important de pouvoir déterminer le profil de la densité électronique. Ce résultat peut être obtenu par l'emploi simultané de faisceaux micro-ondes à des fréquences différentes.

Cette technique utilisée couramment dans l'ionosphère est plus difficile à appliquer aux plasmas des laboratoires à cause des courtes longueurs d'ondes qui sont requises et aussi à cause du manque de place autour des dispositifs expérimentaux.

Nous avons dans ce cas à choisir parmi les solutions différentes :

1 - Utiliser 2 ou plusieurs interféromètres indépendants à condition de pouvoir facilement passer de l'un à l'autre. Cette solution a été adoptée à Saclay par Dagai par ses deux interféromètres jumelés ainsi qu'on peut le voir sur la photographie (figure 9b) [9].

2 - Utiliser un guide surdimensionné dans lequel les différentes fréquences peuvent se propager simultanément. A Fontenay PAPOULAR a adopté cette solution [10]. Dans ces guides surdimensionnés on peut envoyer des ondes engendrées soit par des sources indépendantes soit par une même source (si cette source est suffisamment puissante) en utilisant la technique de multiplication des fréquences. Cette dernière solution a été étudiée par LISITANO de l'Institut Max Planck de Munich [11].

On peut aussi utiliser d'autres dispositifs interférométriques tel que le dispositif de Michelson utilisé par Dagai pour la détermination de la constante diélectrique des liquides (voir figure 9c).

On peut aussi chercher à améliorer le temps de réponse de l'interféromètre en vue d'étudier des phénomènes transitoires très rapides comme l'amorçage des décharges, la détermination des vitesses de dérives des plasmas, les instabilités etc... A. BEERWALD et E. GEISLER [12] de Julich ont utilisé un interféromètre à détection rapide en 8 ou 4 mm pour l'étude de l'amorçage des décharges produites par des champs haute fréquence (voir annexe 1).

ORNSTEIN à Jutphaas (Hollande) a également réalisé un interféromètre rapide en 2,5 mm [13].

Dispositif de réflexion :

Le principe de ce dispositif expérimental est celui représenté sur la figure 10. Comme il est bien connu dans la propagation transversale lorsque $f < fp$ (fréquence inférieure à la fréquence de coupure), le plasma est métallique et l'onde est réfléchie.

Si le milieu ionisé se meut rapidement, l'onde réfléchie engendre par superposition avec l'onde incidente des franges d'interférence dûes à l'effet Doppler.

Le dispositif hyperfréquence se comporte comme un radar pour le plasma, il permet la détermination non seulement de la position du plasma (couche réfléchissante) mais aussi de sa vitesse dirigée.

S'il n'y a pas de vitesse dirigée mais une agitation thermique nous n'observons plus des franges d'interférences mais un élargissement de son spectre.

Cette technique est très courante. On pourrait citer pour mémoire le travail réalisé aux laboratoires de Jutphaas par Ornstein en mesurant avec des ondes de 8 et 4 mm la vitesse de bouffée du plasma émis par un canon à plasma (fig. 11 bis).

A Saclay GORMEZANO et al [8] (fig. 12) ont utilisé des ondes de 8, 4 et 2 mm pour la détermination du gradient de température d'une torche haute fréquence.

Expérience de radiométrie :

Une méthode de détermination de la température électronique d'un plasma en équilibre thermodynamique consiste à comparer son rayonnement au bruit d'une source étalon.

Le principe est représenté sur la figure 13, la théorie de cette mesure est bien connue [15] [16] . Cette technique est couramment utilisée dans les laboratoires européens.

En Angleterre au centre de Culham, NIBLETT et al [17] ont mesuré par spectroscopie le rayonnement émis dans l'infra rouge lointain par une striction azimutale. A Fontenay PAPOULAR [18] a également utilisé la spectroscopie infra rouge pour la détermination de la température d'un arc à argon.

A Saclay N'Guyen, à Jutphaas Terlow, à Munich Klan mesurent les températures électroniques par radiométrie grâce à un radiomètre de Dick.

Expérience de diffusion :

Une autre méthode de détermination de la température électronique et de la densité est la diffusion incohérente d'une onde électromagnétique.

Cette méthode utilisée avec succès dans l'ionosphère soulève des difficultés quant à son application aux plasmas de laboratoires. Ces difficultés résultent des dimensions du plasma et des diffusions parasites sur l'air et les obstacles. Les difficultés sont purement techniques.

Pourtant des résultats préliminaires ont été obtenus par FUNFER, KEGEL et al à Garching (Munich) [19] . Ces premières mesures semblent encourageantes. L'application de cette méthode devrait permettre la détermination de la densité et de la température des plasmas engendrés par striction azimutale. Une étude semblable est en cours à Saclay sur une torche haute fréquence. Néanmoins on ne peut encore conclure qu'à l'heure actuelle cette technique soit arrivée au stade d'une méthode courante.

Avant d'aborder la section III, on pourrait mentionner l'emploi de l'interféromètre transversal en 2 mm sur deux machines particulières. La figure 14 représente la mesure de la densité sur une petite machine de compression azimutale (CIRCE) et les figures 15 et 16 représentent le dispositif utilisé sur la machine ICARE construite à Saclay pour l'étude du confinement d'un plasma par des champs magnétiques statiques et haute fréquence [20] , [21] . On voudra bien se rapporter pour plus de détails aux références citées.

Section III

Etude de la propagation longitudinale :

Effet Faraday dans les plasmas : En utilisant le dispositif hyperfréquence représenté sur la figure 17 il est aisé de mesurer la densité électronique et le champ magnétique par effet Faraday.

Les résultats des mesures ont fait l'objet d'une publication détaillée [22] . Cette méthode a été appliquée très récemment à un plasma très dense Ne $\simeq 10^{17}$ e/cm^3 placé dans un champ

magnétique intense par H. WOLF [23] de Max Planck Institut, en utilisant comme source hyperfréquence l'émission d'un laser à rubis.

Propagation d'une onde polarisée circulairement à droite :

Nous avons à Saclay consacré notre effort sur l'étude de la propagation le long du champ magnétique d'ondes à polarisation circulaire droite ou gauche [24] [25] [26].

Propagation du mode siffleur dans une striction azimutale :

Dans l'introduction il a été mentionné la possibilité de mesurer les caractéristiques d'un plasma dense $wp \gg w$ par l'emploi du mode siffleur. En effet ce mode de propagation est applicable à une striction azimutale linéaire [27]. Les figures 18 et 19 représentent le dispositif expérimental et un résultat type.

On peut voir par l'examen d'un interférogramme que l'onde de 8 mm se propage longitudinalement alors que le 2 mm est coupé transversalement (fig. 19).

Les figures 20 et 21 représentent la source de plasma et les lentilles. L'analyse du phénomène durant les phases de compression (courbes planes, Ne, B) est évidente sur la fig. 22.

Des résultats semblables ont été obtenus à l'Institut Max Planck par TUTTER, WOLF et al [28] dans une striction azimutale toroïdale en remplaçant les cornets et les lentilles par une antenne bi-filaire qui assure le parallèlisme entre les vecteurs $\vec{K}$ et $\vec{B}$ (fig. 23 et aussi fig. 3 de l'annexe 1).

Les résultats obtenus (voir réf. 28) communiqués par le Dr. Tutter montrent avec évidence que la propagation du mode siffleur permet la détermination de la densité quand les conditions de propagation sont satisfaites. ($w \ll w_p$, $w < w_c$) (fig. 24, voir fig. 4 et 5 de l'annexe 1).

Etude de propagation en régime permanent ou quasi permanent :

Nous avons étudié à Saclay la propagation dans les plasmas créés par des sources continues.

Sources de plasma utilisées dans la propagation longitudinale droite :

La source est représentée sur la figure 25. C'est une décharge réflex à cathodes chaudes. Ses caractéristiques géométriques sont :

$$L = 60 \text{ cm} \qquad D = 12 \text{ cm}$$

Les profils du champ magnétique et de la densité représentés sur la figure 25 A et B. Le champ magnétique varie entre 0 et 13,5 kG. La densité N_e entre les limites ci-dessous :

$$0 < N_e < 5 \times 10^{13} \text{ e/cm}^3$$

pression $10^{-6} < p < 10^{-2}$ mm Hg (Gaz A ou H)

Dispositif hyperfréquence :

Il est représenté sur la figure 25 C. Nous avons utilisé des montages en guides circulaires en 8 mm et 2 cm. L'onde est polarisée circulairement à l'émission et à la réception le cornet circulaire est suivi du polariseur qui retransforme l'onde polarisée circulairement en une onde polarisée linéairement. Dans le cas du montage en 8 mm, le guide permet la propagation de puissance de 120 kW pour des impulsions de l'ordre de la microseconde.

Vérification expérimentale. Ligne de coupure et de résonance :

Nous avons vérifié comme cela est représenté sur la figure 26 les régions de propagation en utilisant une longueur d'onde de 2 cm et correspondant à des valeurs de X et Y comprises entre les limites :

$$0 < Y < 2$$

$$5.10^{-3} < X < 2,6$$

Dans une deuxième série d'expériences, en utilisant un interféromètre longitudinal en 8 mm, on a pu étudier la variation de l'indice de réfraction pour les différentes valeurs de Y. La courbe expérimentale coïncide dans son ensemble avec la courbe théorique. L'écart entre les deux courbes en certaines régions du diagramme s'explique en partie par l'amortissement collisionnel de l'onde (fig. 27).

Propagation du mode siffleur dans un plasma en régime permanent :

Cette propagation est évidente sur la figure 28. Le tracé expérimental a été obtenu dans ce cas par la propagation d'une onde de longueur d'onde 25 cm dans un plasma dense $w_p > w$ avec $w_c > w$. Sur la figure 29 on retrouve des résultats semblables obtenus cette fois avec des ondes de longueur 8 mm, 2 cm.

Propagation guidée et effet Doppler :

Une autre propriété remarquable de la propagation longitudinale est l'effet de guidage. Nous avons observé deux types de guidages réf. 29 dus à des causes différentes, utilisant le dispositif expérimental représenté sur la figure 4 b.

Cette expérience suppose la mesure des puissances émises, réfléchies et transmises. La source est un klystron de 8 mm et 15 W, fonctionnant en régime continu. Un résultat type des mesures est représenté sur la figure 30b. On en déduit comme cela apparaît sur la figure le diagramme de rayonnement, la région d'absorption, le glissement du champ magnétique de résonance entre la fréquence cyclotron des électrons et la fréquence de l'onde.

La propagation guidée au-dessous du champ de résonance $B < Bc$ (Bc = champ de résonance) (voir pour plus de détails [26]) ne peut s'expliquer que par un gradient radial de la densité. Ce n'est pas un vrai effet de guidage.

La propagation guidée ne commence qu'avec la propagation du mode siffleur après la traversée de la résonance cyclotron dans un cône défini par $\cos\theta = v_{//} / v_{\varphi}$ (où $v_{//}$ est la composante de la vitesse parallèle au champ magnétique, v_{φ} = la vitesse de phase [29]).

Effet Cerenkov :

L'émission d'un rayonnement après la traversée de la résonance a pu être observée. Le spectre de cette émission est très étroit et dépend fortement de la pression.

Cette émission qui n'est pas bien expliquée à l'heure actuelle est à l'étude. Elle semble être un rayonnement Cerenkov [30] .

Application du mode siffleur au chauffage d'un plasma :

Une forte absorption dans l'onde progressive est observable dans le cas d'un plasma dense au voisinage de la résonance cyclotron et ne peut être expliquée uniquement par une absorption collisionnelle.

En effet quand la pression est inférieure à 10^{-4} mm Hg on a vérifié qu'une puissance de 15 W est complètement absorbée. L'élargissement de la résonance dû au chauffage ne peut encore s'expliquer par la variation de la fréquence de collision.

Cette forte absorption a été utilisée pour le chauffage d'un plasma dense au moyen d'ondes à polarisation circulaire droite (sans limitations en densité) en imaginant une structure favorable au chauffage comme cela est représenté sur les dessins des figures 31a et 31b.

Le dispositif expérimental est représenté sur les figures suivantes : 32 et 33. La théorie et les résultats expérimentaux ont été exposés en détail dans [31] . Citons un résultat type concernant ce mode de chauffage.

En utilisant une puissance de 100 kW en impulsion de 10 micro-secondes à la fréquence de 3 000 mégacycles avec un champ magnétique en forme de bouteille, on vérifie que l'onde se propage dans un plasma de densité 10^{13} dans les régions de champs magnétiques forts et qu'elle est absorbée dans la partie centrale correspondant à la résonance. Cette absorption donne naissance à des rayons X de 30 keV (observables pendant 800 micro secondes après l'impulsion) engendrés par des électrons énergétiques.

En plus de ces électrons énergétiques il existe une population d'électrons thermalisés par collision avec les neutres.

Les mesures spectroscopiques indiquent une température électronique de 450 eV.

Le rayonnement X est bien en corrélation avec le signal de diamagnétisme recueilli sur une sonde magnétique.

Section IV

La section IV est un panorama de la situation actuelle des recherches micro-ondes en Europe dans les principaux centres européens.

Ce survol est plus ou moins complet à l'exception de ce qui concerne la Grande Bretagne.

On voudra bien le considérer toutefois sous toutes réserves de rectifications.

RECHERCHES MICRO-ONDES EN ANGLETERRE

Centres de Recherche et Références	But de la Recherche	Nature de la Technique	Longueurs d'ondes	Paramètres mesurés	Remarques
Aldermaston [17]	Recherche micro-ondes dans une striction azimutale	Interféromètre transversal	8 et 2 mm	Mesure de la densité électronique	en opération
Atomic Weapons Research Establis. [32]	Mesure de la densité sur une décharge sans électrode	Avec l'interféromètre optique Mach Zender	0,4670 μ	Mesure de la densité $N_e \simeq 10^{17}$	
	Mesure de la densité dans une striction azimutale.	Propagation longitudinale	3 cm	N_e	

RECHERCHES MICRO-ONDES AU CENTRE DE FONTENAY-aux-ROSES

C.E.A. (FRANCE)

Centres de Recherche et Références	But de la Recherche	Nature de la Technique	Longueurs d'ondes	Paramètres mesurés	Remarques
	Interférométrie transversale.	Mesure de la densité, emploi de lentilles	8, 4, 2 mm	Détermination de la densité et de son profil	
[10]	Spectrométrie dans l'infra-rouge	Etude de la température dans un arc à argon.	0,1 à 10 mm	Te	Détection lente, (cellule de Golay) et détection rapide
[18]	Nouvelle technique millimétrique et submillimétrique	Possibilités du système de propager simultanément différentes longueurs d'ondes avec des pertes très faible -0,3 db/m pour λ = 2 mm au lieu de 5 à 10 db pour les standards de guide usuel.	0,5 à 5 mm	Ne	Utilisation de guides surdimensionnés, nouvelle transition pyramidale (du 2 mm au 3 cm).

RECHERCHES MICRO-ONDES AU CENTRE DE SACLAY

C.E.A. (FRANCE) Services de Physique Appliquée

Centres de Recherche et Références	But de la Recherche	Nature de la Technique	Longueurs d'ondes	Paramètres mesurés	Remarques
[33]	Etude de plasma transitoire et de plasma permanent	Interférométrie transversale conventionnelle	10,3 cm 1,5 - 8 mm 4 mm, 2 mm 0,6 mm	Ne	
[29]	Etude de plasma dense (arc, torche H.F., striction azimutale).	Interférométrie transversale utilisant des méthodes optiques (lentilles, séparateur)	Carcinotron CSF 2 mm P = 1 à 7,5 W Carcinotron CSF 1 mm P = 50 mW Carcinotron expérimental CSF 0,6 mm P = 15 mW	Mesure Ne	En opération
		Interféromètre jumelé transversal	4 - 2 mm	Détermination de la densité et de son profil.	Emploi de deux fréquences différentes dans deux interféromètres optiques indépendants. Possibilité de passer de l'un à l'autre par simple rotation

RECHERCHES MICRO-ONDES AU CENTRE DE SACLAY

C. E. A. (FRANCE) Services de Physique Appliquée

Centres de Recherche et Références	But de la Recherche	Nature de la Technique	Longueurs d'ondes	Paramètres mesurés	Remarques
	Mesure du coefficient diélectrique d'un liquide	Interféromètre micro-ondes de Michelson	8, 4, 2, 1 mm	Détermination de la constante électrique	Mesures sur une lame à faces parallèles et sur un cylindre diélectrique
[34]	Mesure du bruit d'une décharge de faible densité.	Radiomètre de Dick	10 et 3 cm	Te	
[24]	Effet Faraday	Propagation longitudinale	8 mm	Ne B	Etude terminée
[22]	Mesure sur un plasma dense continu ou pulsé	Propagation longitudinale et propagation du mode siffleur	8 mm	Ne	Etude d'une striction azimutale linéaire, utilisation de techniques optiques.

RECHERCHES MICRO-ONDES AU CENTRE DE SACLAY

C. E. A. (FRANCE) Services de Physique Appliquée

Centres de Recherche et Références	But de la Recherche	Nature de la Technique	Longueurs d'ondes	Paramètres mesurés	Remarques
[28]	Exploration des régions de propagation	Ondes à polarisation circulaire droite ou gauche ondes à polarisations linéaire.	8 mm 2 cm 25 cm	Ne	Etude des effets reliés à la propagation longitudinale : effet Cerenkov propagation guidée, effet Doppler et glissement de la fréquence cyclotron d'origine thermique.
[31]	Chauffage d'un plasma dense.	Propagation du mode siffleur	8 mm 2 cm 10 cm		Amélioration de la conductivité d'un plasma.
[29]	Détermination de la vitesse thermique d'un plasma dense.	Mesure de l'effet Doppler	8 mm 4 mm 2 mm 0,6 mm	Te	Etude des gradients de température d'une torche H. F. à argon
[29]	Etude d'un plasma	Diffusion de la lumière.	Lumière d'un laser à rubis 0,6943 P > 1 MW impulsions de 100 nsec.	Te Ne	En cours d'expérimentation

RECHERCHES MICRO-ONDES EN ALLEMAGNE

Centres de Recherche et Références	But de la Recherche	Nature de la Technique	Longueurs d'ondes	Paramètres mesurés	Remarques
Julich [12] (Annexe 1)	Etude par micro-ondes de l'amorçage par champs hautes fréquences stationnaires ou pulsées. Détermination des pertes par les bouts dans une décharge azimutale par effet Doppler.	Interférométrie longitudinale (mais pas avec le mode siffleur)	8 et 4 mm	Ne	Recherches en relation avec le programme étendu, sur la striction azimutale développée dans ce centre.
[37]	Etude de la densité et de la température électronique et de la turbulence de plasmas obtenus par compression.	Interférométrie optique Mach Zender utilisant la lumière d'un arc comme source.	Lumière visible	Ne, Te	De l'ordre de 10^{17} e/cc
Max Planck Institut	Etude des harmoniques d'ordre supérieur de la fréquence cyclotron	Spectre de bruit	8 mm	Détermination des fréquences du spectre	
	Mesure de la température.	Radiomètre de Dick.	3 cm	Te	En préparation
	Mesure du coefficient diélectrique d'un liquide.	Pont interférométrique	3 cm		
Remarque	L'interférométrie optique et la diffusion de la lumière sont considérés comme les limites extrêmes des techniques micro-ondes.				

RECHERCHES MICRO-ONDES EN ALLEMAGNE

Centres de Recherche et Références	But de la Recherche	Nature de la Technique	Longueurs d'ondes	Paramètres mesurés	Remarques
Max Planck Institut [23]	Etude par micro-ondes d'une striction azimutale toroïdale.	Propagation du mode siffleur, interféromètre longitudinal.	3 cm	Ne	Appliqué pour la première fois à une striction azimutale.
	Mesure de la densité de plasma dense obtenue par H. F.	Par effet Faraday	Lumière d'un laser	$Ne \gtrsim 10^{17}$	Extention de l'effet Faraday aux très hautes densités
	Etude de l'absorption des ondes par un plasma.	Mesure des coefficients de transmission et de réflexion.	3 cm		
[11]	Interféromètre double	Propagation simultanée des ondes de 8 et 4 mm obtenues par multiplication d'harmoniques.	8 et 4 mm	Ne	Détermination de la distribution de la densité (en opération).

RECHERCHES MICRO-ONDES EN ALLEMAGNE

Centres de Recherche et Références	But de la Recherche	Nature de la Technique	Longueurs d'ondes	Paramètres mesurés	Remarques
Garching	Réflection des micro-ondes sur une striction linéaire rapide.	Mesure d'effet Doppler.	8 mm	V_D	
	Diffusion de la lumière d'un laser par une striction linéaire.	Diffusion incohérente.	0,6943 μ	Ne Te	Premier groupe qui avec celui d'M. I. T. revendique l'observation de la diffusion de la lumière d'un rubis par un plasma

RECHERCHES MICRO-ONDES EN HOLLANDE

Centres de Recherche et Références	But de la Recherche	Nature de la Technique	Longueurs d'ondes	Paramètres mesurés	Remarques
Centre de Yutphaas	Mesure de la température d'un plasma de césium	Radiomètre de Dick.	3 cm	Te	En opération
[13]	Détermination de la vitesse d'écoulement d'une bouffée de plasma.	Par effet Doppler	8 mm	V_D	Utilisé sur les bouffées émises par un canon à plasma.
[14]	Détermination de densité élevée.	Interférométrie transversale utilisant des lentilles	Klystron Philips 2,5 mm P = 40 mW	Ne	En opération

RECHERCHES MICRO-ONDES EN ITALIE

Centres de Recherche et Références	But de la Recherche	Nature de la Technique	Longueurs d'ondes	Paramètres mesurés	Remarques
Centre de Frascati [35]	Détection expérimentale de la turbulence d'un plasma de compression par la technique du "shadowgraph"	Mesure par diffraction de la lumière d'un laser.	Laser à rubis $\lambda = 0,6443$ 1 MW durant 50 nsec.	Turbulence	En opération
[36]	Développement de la technique de Schlieren en utilisant comme source un laser à rubis.	Interférométrie optique.	Même source.	Ne et ∇ (Ne)	En opération

RECHERCHES MICRO-ONDES EN SUEDE

Centres de Recherche et Références	But de la Recherche	Nature de la Technique	Longueurs d'ondes	Paramètres mesurés	Remarques
Stockholm Royal Institute of Technology [40]	Etude d'une colonne cylindrique de plasma, mesure de rayonnement et de diffusion des ondes électromagnétiques	Le plasma est placé dans une cavité pour les mesures de bruit et dans un guide pour les mesures de densité.	10 cm Cavité TM_{010} 1760 Mcs	Ne Te	
[41]	Résonance dans une cavité partiellement remplie de plasma.	Technique de cavité.	Cavité de 126 mm de diamètre	Mesure de la densité et du glissement de la fréquence de résonance.	

CONCLUSION

Ce bref survol des techniques micro-ondes couvre tous les domaines de propagation et donne une idée de l'état actuel des techniques permettant la détermination des paramètres physiques suivants :

N_e = densité électronique
T_e = température électronique
B = champ magnétique
ν = fréquence de collision dans les décharges dans les gaz.

Ces paramètres sont déterminés soit en propagation transversale en utilisant des techniques micro-ondes avec des ondes de plus en plus courtes soit en propagation longitudinale en utilisant le mode droit. Ce dernier mode de propagation semble très prometteur car il permet d'éviter d'une part la course aux longueurs d'ondes de plus en plus courtes et d'autre part, il permet l'observation de phénomènes tels que les effets Doppler, Cerenkov, thermiques et de guidage qui sont reliés à ce type de propagation. Cette dernière technique est aussi intéressante du point de vue du chauffage des plasmas denses et de leur accélération éventuelle.

Finalement la radiométrie et la diffusion incohérente complètent cet éventail de techniques qui sont indispensables pour les études des plasmas de laboratoires.

Bien que l'état actuel des expériences de diffusion de la lumière d'un laser par un plasma ne soit pas encore parvenu au stade d'une méthode conventionnelle les premiers résultats positifs semblent encourageants. Il est probable que dans un avenir proche la diffusion sera une méthode courante dans la détermination de la densité et de la température de plasmas denses.

Manuscrit reçu le 18 février 1964

REFERENCES

[1] BRIFFOD G.
Rapport CEA (RT 110) - 1960

[2] CONSOLI T., LE GARDEUR R., SLAMA L.
Rapport CEA 1995, 1961

[3] CONSOLI T., ICHTCHENKO G., WEILL M.
C. R. Acad. Sc. T. 256

[4] ALLIS W. P. (M. I. T.)
Quarterly Progress Rep. n° 54

[5] WHARTON C. G.
U. R. R. L. 4836 - Livermore

[6] HEALD M. A.
MATT 17 - Princeton

[7] WHARTON C. B.
Plasma Physics MC Garw-Hill Brok Company

[8] CONSOLI T., CLEMENT M., GORMEZANO G., RICATEAU P.
(Vd 9) VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[9] DAGAI M.
Saclay P. A. Int. Report

[10] FAUGERAS P. E., PAPOULAR P., ZANPAGNA B.
VIII 38 - VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[11] LISITANO G.
Rep. of Max Planck Institut IPP 2/16 - sept. 1962

[12] BEERWALD H. et GEISLER L.
(Résultats préliminaires pour le diagnostic des micro-ondes) - Julich (communication privée).

[13] ORNSTEIN L. T. et HUGENHOLTZ C.
Jutphaas - Rijnhuizen Rep. 62-06

[14] ORNSTEIN L.T., HUGENHOLTZ C., van der LAAN A.
VIII 36 - VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[15] WHARTON C.B.
VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[16] GOLDSTEIN L., PARZEN P.
Phys. Rev. 82-1951

[17] NEWTON A.A., NIBLETT C.B.
Ve 6 - VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[18] CANO R., CAPET M., FIDONE I., MATTIOLI M., PAPOULAR R.
(VII) VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[19] FUNFER E., KEGEL W.H., KRONAST B., KUNZE H.J.
(VII 27) - VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963 -

[20] CONSOLI T., LE GARDEUR R., GELLER R.
IVème Conférence Internationale - Salzbourg 1961

[21] CONSOLI T., LE GARDEUR R.
C.R. Ac. Sc. T. 254-1962

[22] CONSOLI T., DAGAI M.
J. Nucl. Energy Part C - Vol. 3 - 1960

[23] WULFF H., GRASSMANN P.
(VII 26) - VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz PARIS 1963

[24] CONSOLI T., ICHTCHENKO G., WEILL M.
C.R. Ac. Sc. T. 255

[25] CONSOLI T., ICHTCHENKO G., WEILL M.
C.R. Ac. Sc. T. 256

[26] CONSOLI T., ICHTCHENKO G., LEPECHINSKY D., PARLANGE F., WEILL M.
(VI 43) - VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[27] CONSOLI T., DUPAS L., ICHTCHENKO G.
Physics Letters 1962 - 1, n° 7

[28] HOPF U. et TUTTER M. (Annexe 1)
GROSSMANN U., LOTZ W., REMY E., WOLF G.
Phys. Rev. Letters (1962).

[29] CONSOLI T., GORMEZANO G., ICHTCHENKO G., WEILL M.
(VI 44) - VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[30] ALLIS W. P., JOHNSON Philip S.
The Physics of Fluids V 5 n° 1 Janvier 1962

[31] CONSOLI T., CLEMENT M. DUPAS L., LEROY J.
(VI 24) - VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[32] NEWTON A.A., NIBLET C.B.
(V 6) - VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[33] CONSOLI T., GELLER R., LE GARDEUR R.
VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[34] N'GUYEN TRONG KHOI
(Communication privée)

[35] ASCOLI-BARTOLI, MARTELLUCEI S., MAZZUCATO E.
VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[36] ASCOLI-BARTOLI, MARTELLUCEI S., MAZZUCATO E.
VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[37] BOGEN P., SCHLUTER J.
(V 7) - VIème Conférence Internationale sur les Phénomènes d'Ionisation dans les Gaz - PARIS 1963

[38] LANDAUER G.
J. on Nucl. Energy Part C (4) - 1962

[39] TUTTER M.
Max Planck Institute - Rep. M. P. I. PA 1/63

[40] AGDUR B., KERZAR B., SELLBERG F.
Phys. Rev. 128 - Octobre 1962

[41] AGDUR B., ENANDER B.
J. of Applied Physics 33, n° 2, 1962

LISTE DES FIGURES

Table I	Profondeur de pénétration pour les diverses fréquences de sondage.
Figure 1a	Régions de propagation des ondes droites et gauches. Exploration expérimentale du plan N, B.
Figure 1b	Effets observables dans la propagation longitudinale.
Figure 2	Courbes de phase et vitesse de phase pour un plasma froid (en propagation longitudinale).
Figure 3	Allure de la courbe de la vitesse de phase et du coefficient d'atténuation pour un plasma chaud.
Figure 4a	Vitesse de phase d'un plasma chaud (propagation longitudinale).
Figure 5	Dispositif expérimental pour la mesure de transmission.
Figure 6	Interféromètre micro-onde (dispositif de principe).
Figure 7	Interféromètre micro-onde à glissement de fréquences de Wharton.
Figure 8	Interféromètre à chemin optique (en 2 mm).
Figure 9a	Interférogramme type obtenu avec une décharge PiG à cathode chaude. (Résultat obtenu par la superposition de 50 impulsions par seconde).
Figure 9b	Interféromètre jumelé de Dagai (en 4 et 2 mm).
Figure 9c	Dispositif expérimental pour la mesure de constante diélectrique.
Figure 10	Dispositif expérimental pour des mesures de réflexion.
Figure 11	Dispositif expérimental pour la mesure de l'effet Doppler.
Figure 11 bis	Effet Doppler sur un gaz ionisé d'après Ornstein.
Figure 12	Effet Doppler sur une décharge H. F. à argon.
Figure 13	Mesure du rayonnement, dispositif expérimental.
Figure 14	Mesure de la densité dans une striction azimutale.
Figure 15	Mesure de la densité dans ICARE (confinement haute fréquence) L'émetteur.
Figure 16	Mesure de la densité dans ICARE (confinement haute fréquence) Le récepteur.
Figure 17	Effet Faraday, dispositif expérimental.
Figure 18	Mode siffleur dans une striction azimutale.
Figure 19	Résultats types.
Figure 20	La source de plasma.
Figure 21	Vue d'une extrémité (fenêtre et lentilles à trous).

Figure 22 Analyse de la phase de compression dans le plan N, B.

Figure 23 Antenne en 8 mm de Tutter pour la propagation du mode siffleur.

Figure 24 Résultat type obtenu par Tutter dans une striction azimutale toroïdale.

Figure 25 La source de plasma - profil radial de la densité et du champ magnétique, dispositif micro-ondes.

Figure 26 Etude de la propagation longitudinale dans une onde de 2 cm.

Figure 27 Etude de réfraction (courbes théoriques et expérimentales).

Figure 28 Propagation du mode siffleur (λ = 25 cm) dans un plasma permanent.

Figure 29 Propagation du mode siffleur (λ = 25 cm, 2 cm, 8 mm) dans un plasma permanent.

Figure 4b Dispositif expérimental pour l'étude de la propagation guidée.

Figure 30A Propagation guidée par des gradients radiaux.

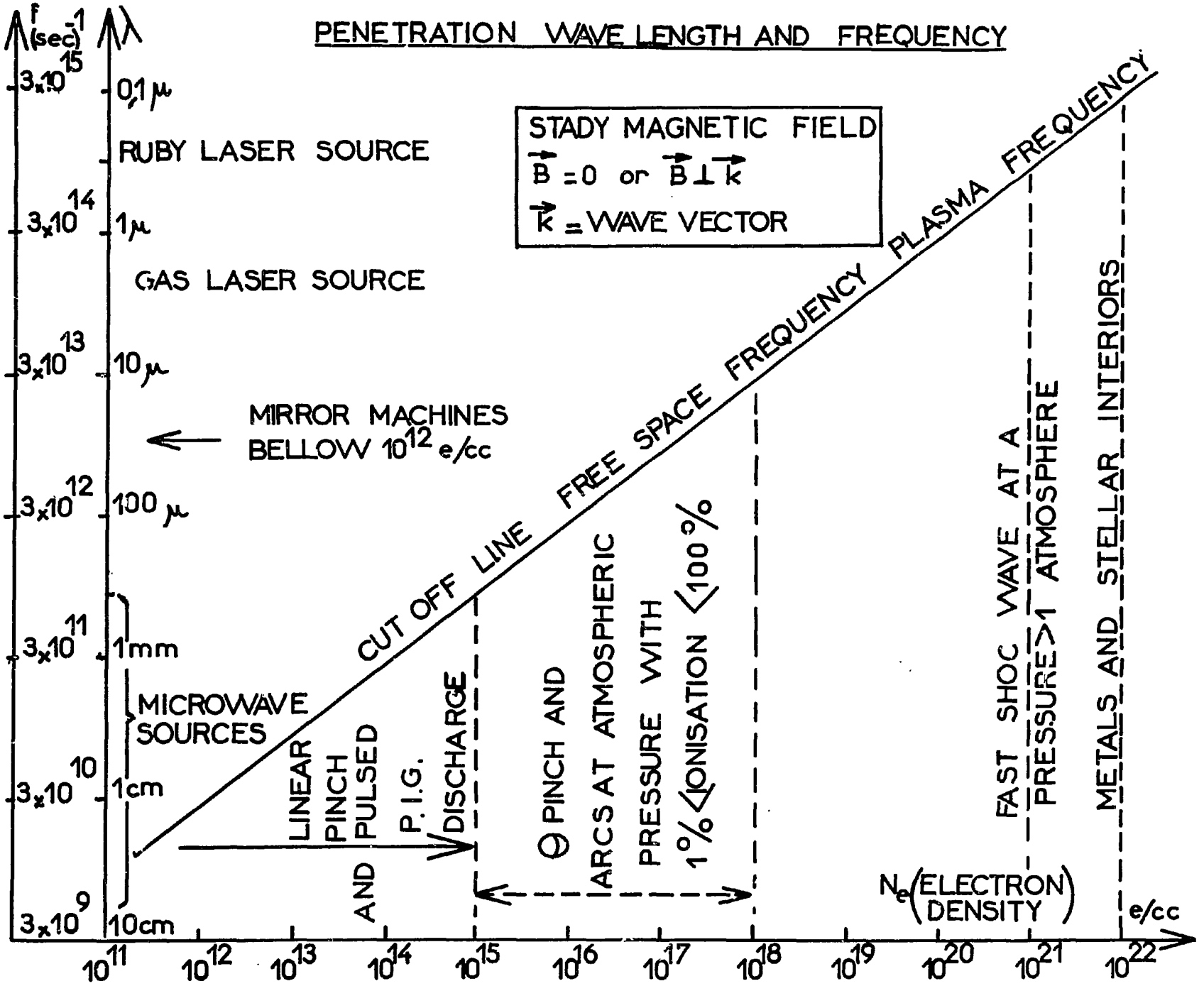
Figure 30B Propagation guidée de l'onde droite (mode siffleur).

Figure 31A Chauffage d'un plasma par le mode siffleur (schéma du dispositif).

Figure 31B Chauffage d'un plasma par le mode siffleur (dispositif expérimental).

Figure 32 Chauffage d'un plasma par le mode siffleur, dispositif micro-ondes.

Figure 33 Même montage dans la bande K.

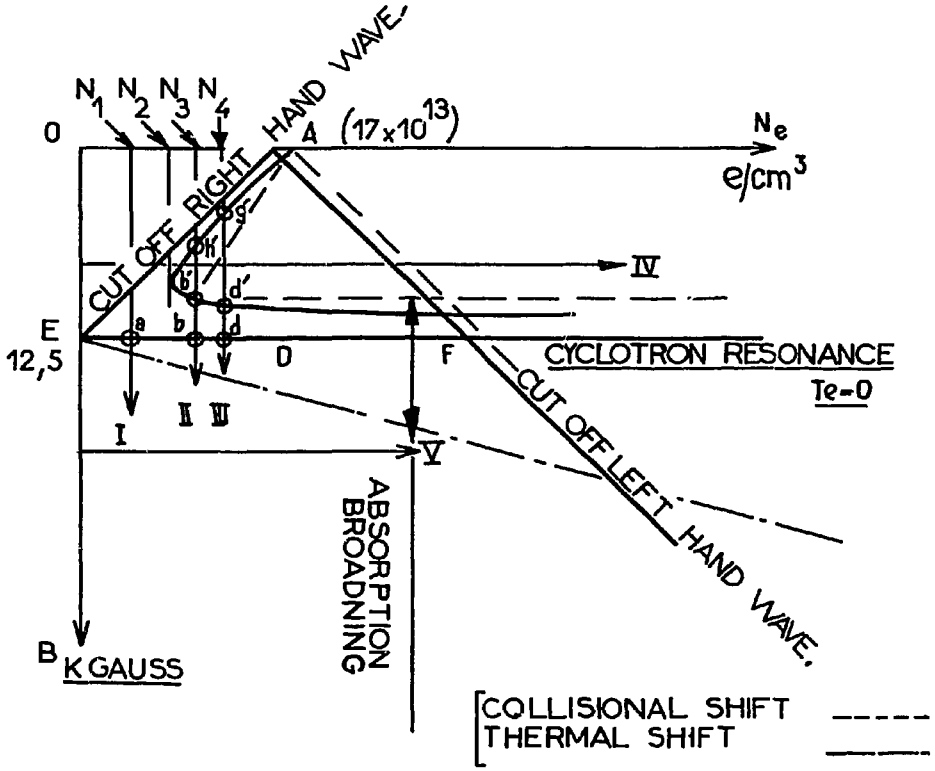

PENETRATION WAVE LENGTH AND FREQUENCY
f (sec)⁻¹
λ
3x10^15
0,1 μ
RUBY LASER SOURCE
3x10^14
1μ
GAS LASER SOURCE
3x10^13
10μ
MIRROR MACHINES
BELLOW 10^12 e/cc
3x10^12
100 μ
3x10^11
1mm
MICROWAVE SOURCES
3x10^10
1cm
3x10^9
10cm
STADY MAGNETIC FIELD
B = 0 or B ⊥ k
k = WAVE VECTOR
CUT OFF LINE FREE SPACE FREQUENCY PLASMA FREQUENCY
LINEAR PINCH PULSED AND P.I.G. DISCHARGE
Θ PINCH AND ARCS AT ATMOSPHERIC PRESSURE WITH 1% < IONISATION < 100 %
FAST SHOC WAVE AT A PRESSURE > 1 ATMOSPHERE
METALS AND STELLAR INTERIORS
Ne (ELECTRON DENSITY)
e/cc
10^11 10^12 10^13 10^14 10^15 10^16 10^17 10^18 10^19 10^20 10^21 10^22

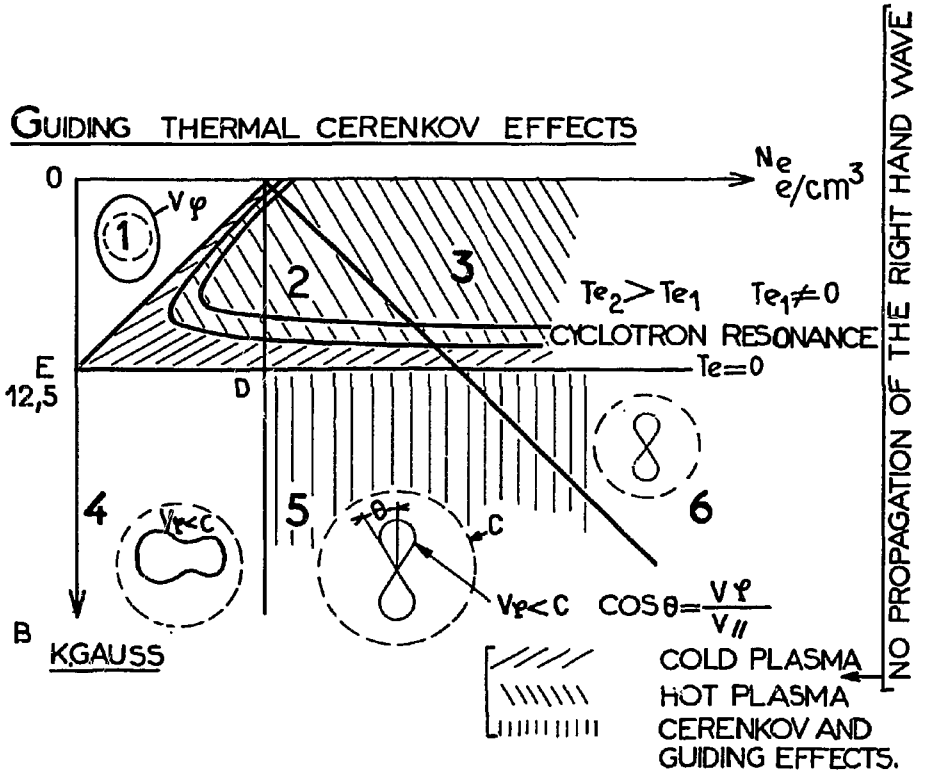
- Table 1 -

RIGHT HAND PROPAGATION

INFLUENCE OF THE COLLISIONS AND THE TEMPERATURE

ON THE DISPLACEMENT OF THE CUT OFF AND THE RESONANCE LIMITS

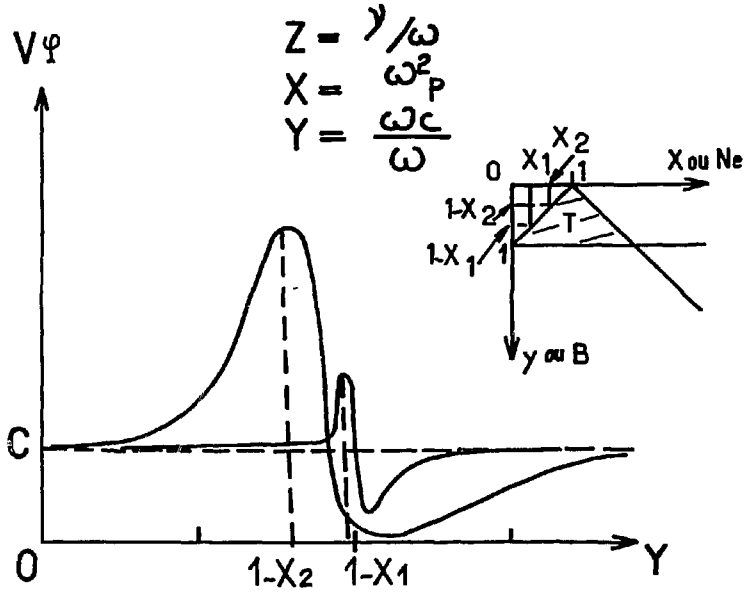




- Fig. 1 -

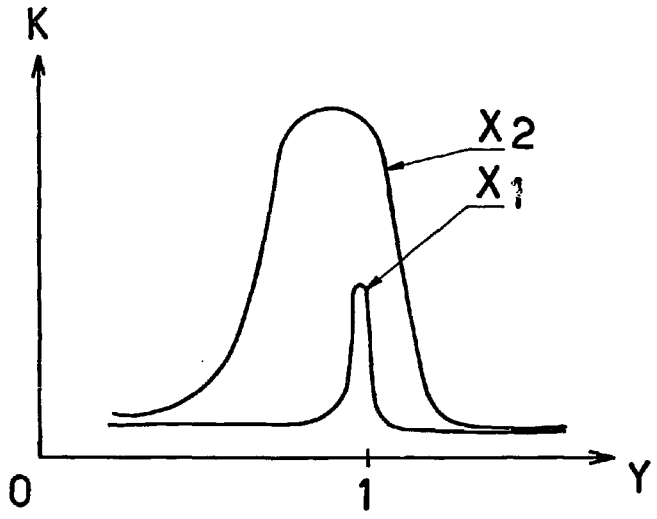
SHAPE OF THE PHASE VELOCITY CURVE

$V\varphi = f(y)$ X and Z CONSTANT

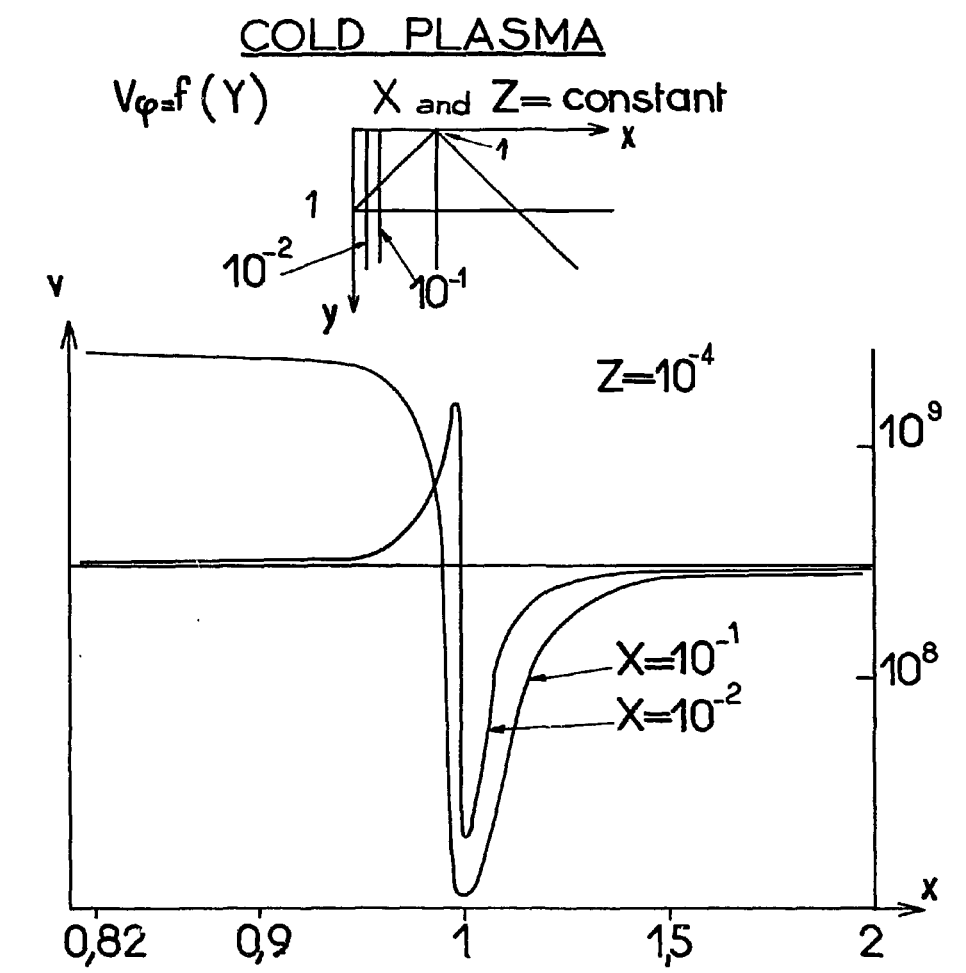


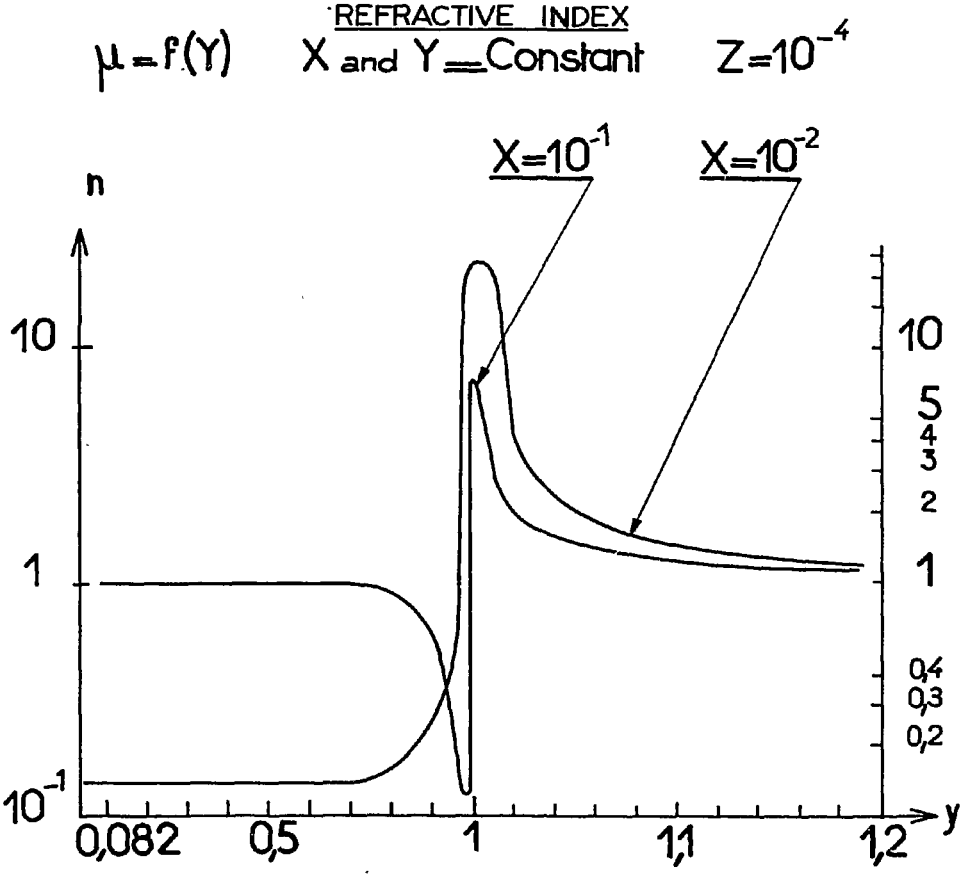
SHAPE OF THE ABSORPTION COEFFICIENT

$K = f(y)$ X and Y CONSTANT



- Fig. 2 -


COLD PLASMA
Vφ=f (Y)
X and Z= constant
X
1
1
10-2
10-1
y
v
Z=10-4
10⁹
10⁸
X=10-1
X=10-2
x
0,82
0,9
1
1,5
2


REFRACTIVE INDEX
μ=f(Y)
X and Y=Constant
Z=10-4
X=10-1
X=10-2
n
10
1
10-1
10
5
4
3
2
1
0,4
0,3
0,2
0,082
0,5
1
1,1
1,2
y

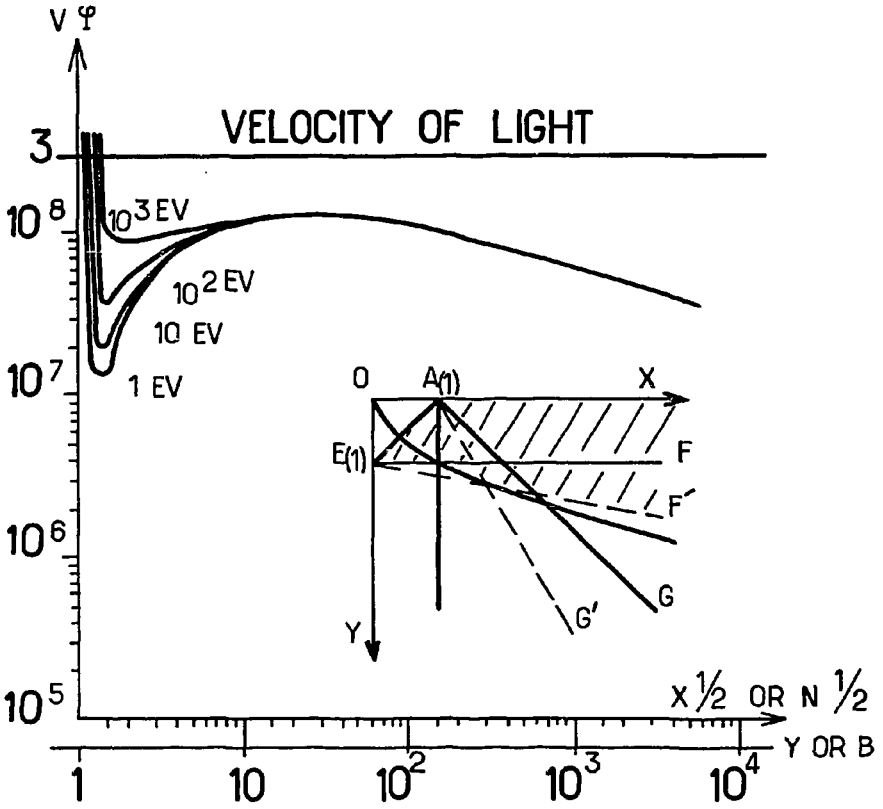
- Fig. 3 -

HOT PLASMA

$V_\varphi = f(X)$ AND $f(Y)$ FOR $Te = 1.10.10^2.10^3$ ev

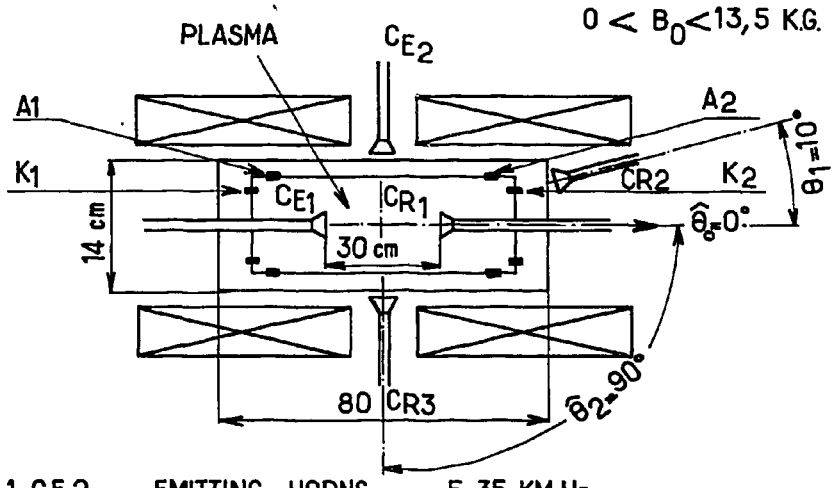
V_φ DEDUCED FROM THE TABULATION ALONG THE PARABOLIC TRACE IN THE (X,Y) PLANE

A)



STUDY OF THE GUIDING EFFECT

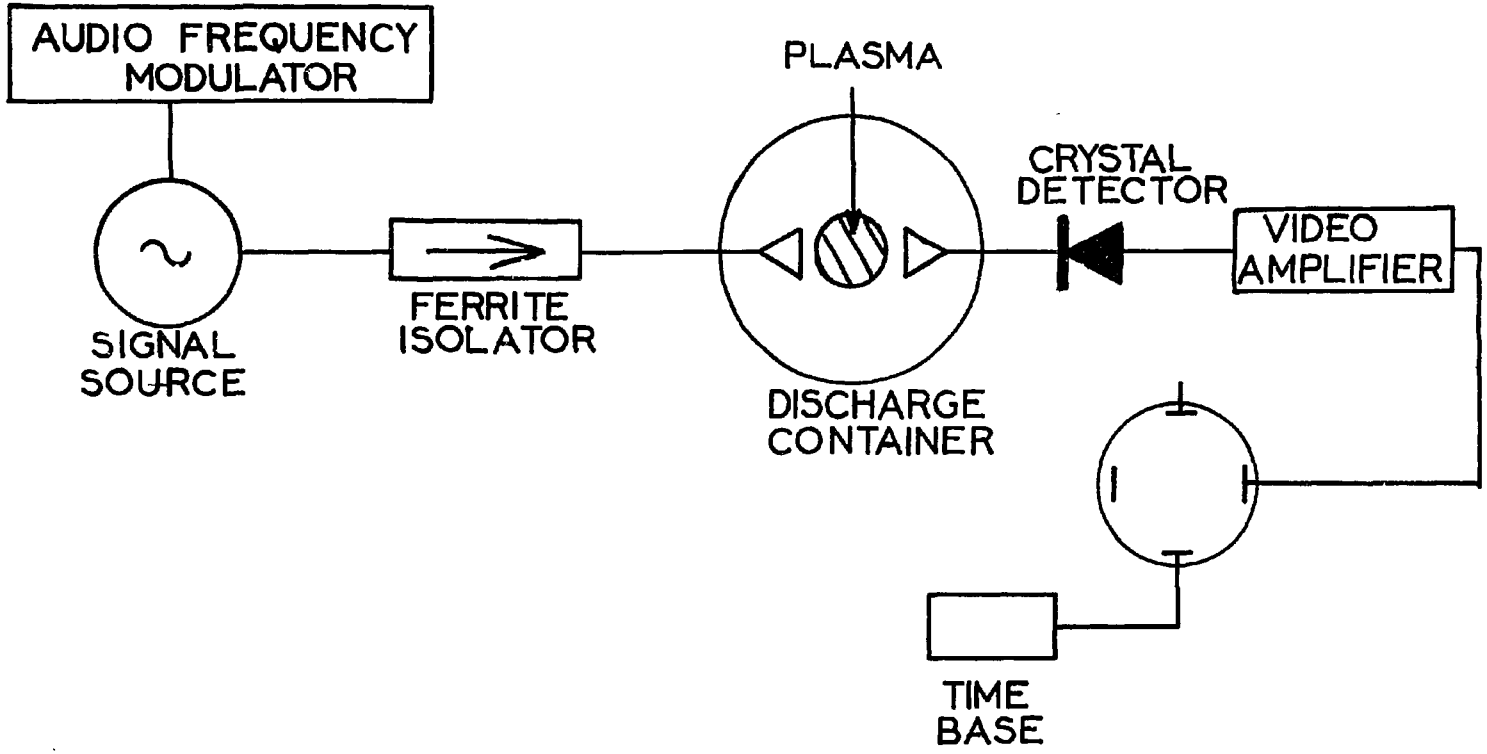
B)



CE.1, CE.2, = EMITTING HORNS F=35 KM Hz
CR.1, CR.2, CR.3, = RECEIVING HORNS
K.1, K.2, = HOT CATHODES
A.1, A.2, = ANODES
$\hat{\theta 0}$, $\hat{\theta 1}$, $\hat{\theta 2}$, = ANGLE BETWEEN $\vec{K}$ AND $\vec{B_0}$

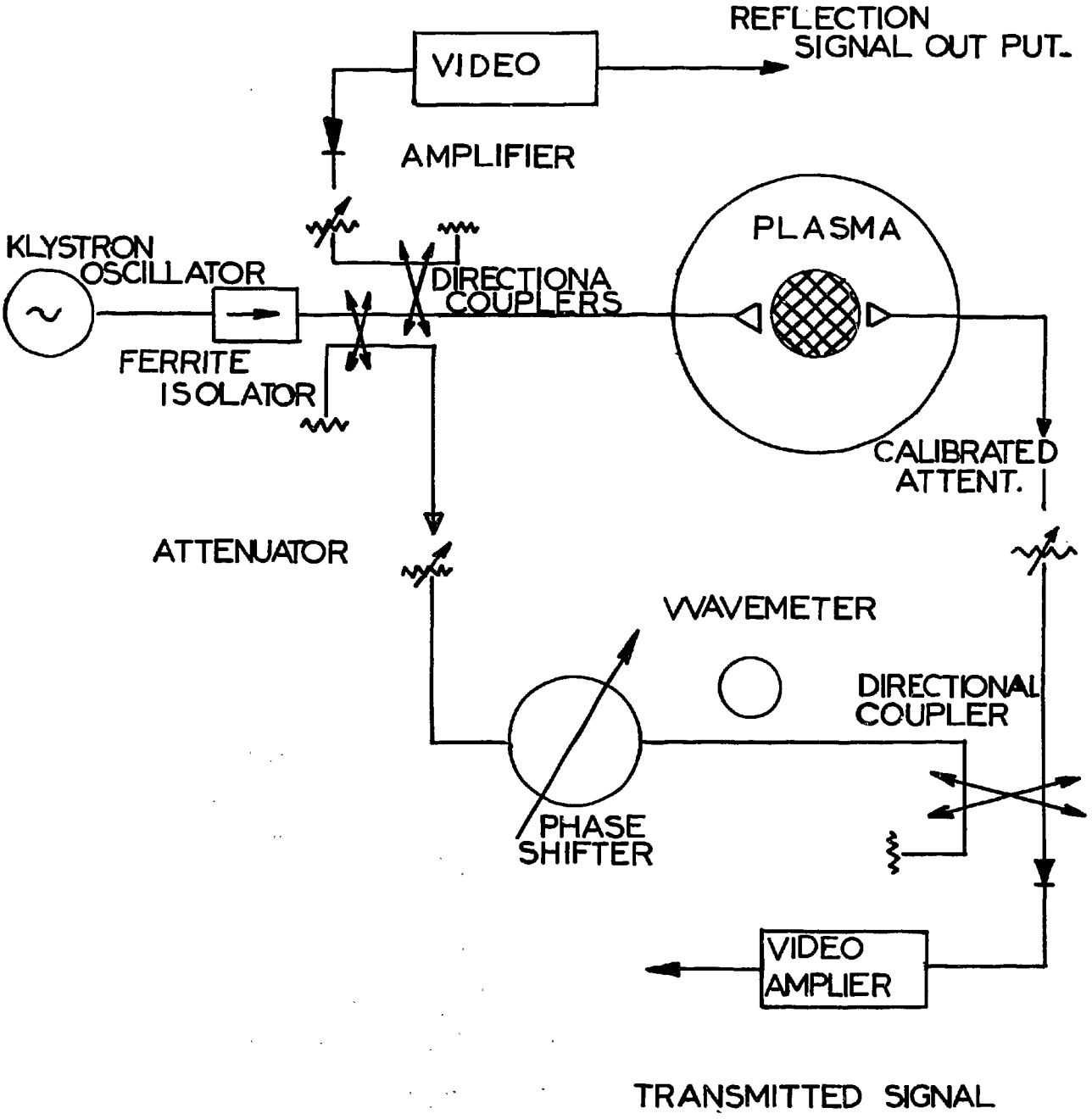
- Fig. 4 -

TRANSMISSION MEASUREMENT



- Fig. 5 -

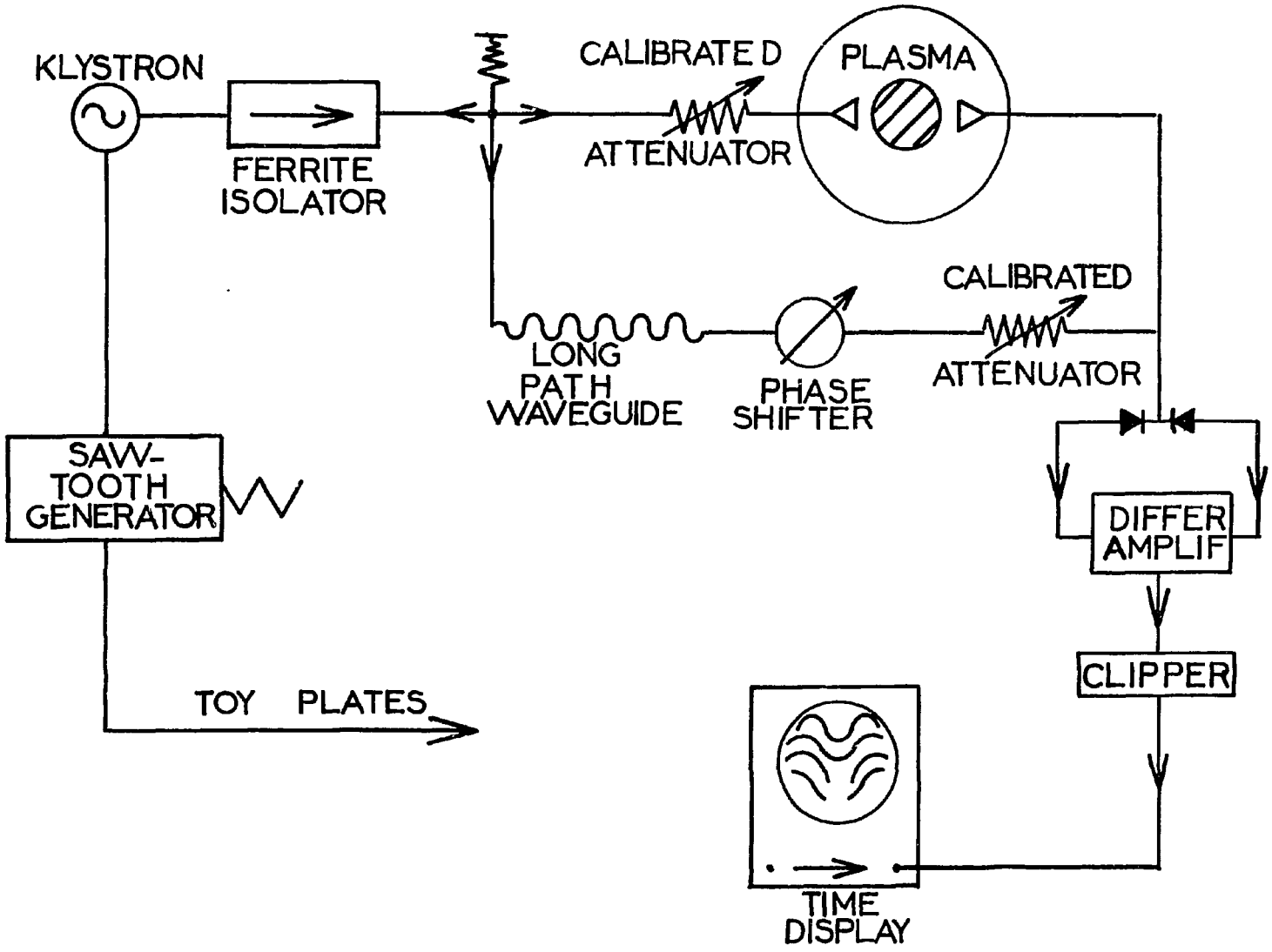
CONVENTIONAL HORN INTERFEROMETER
(PROPAGATION IN WAVEGUIDE)
SCHEMATIC ARRANGEMENT



- Fig. 6 -

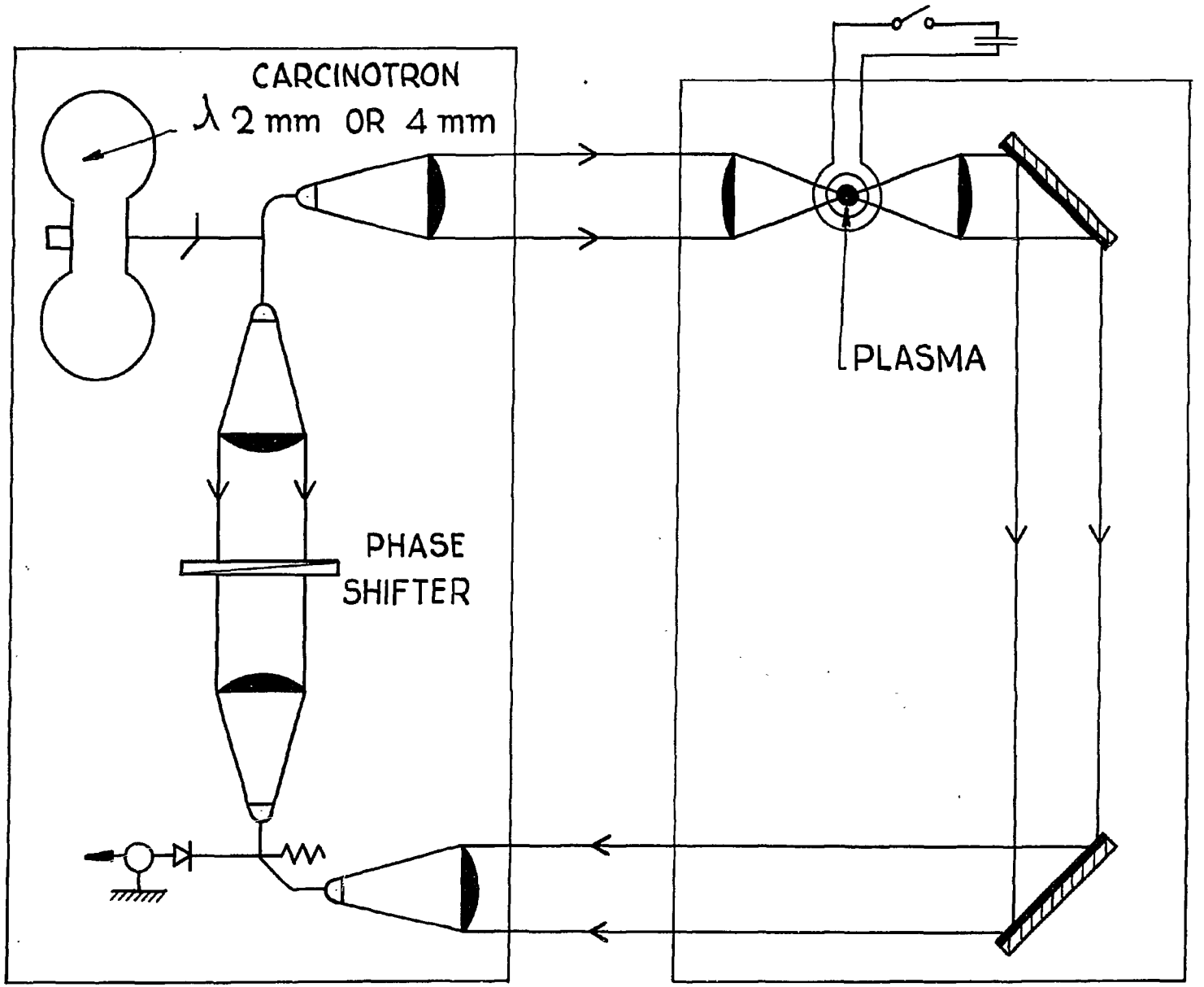
WHARTHON'S INTERFEROMETER

FRINGE SHIFT METHOD



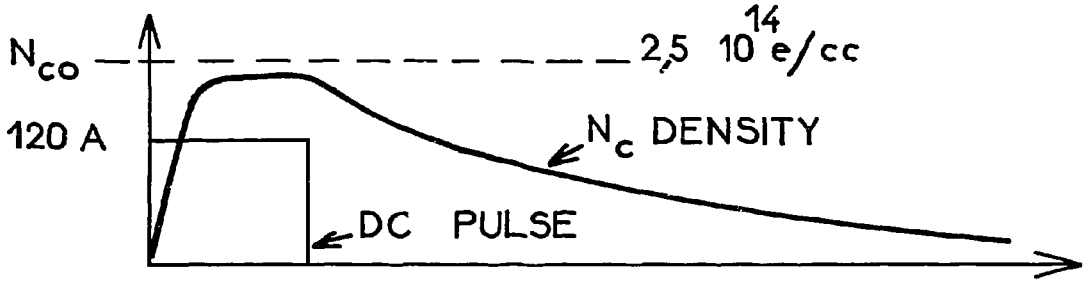
- Fig. 7 -

LENS INTERFEROMETER

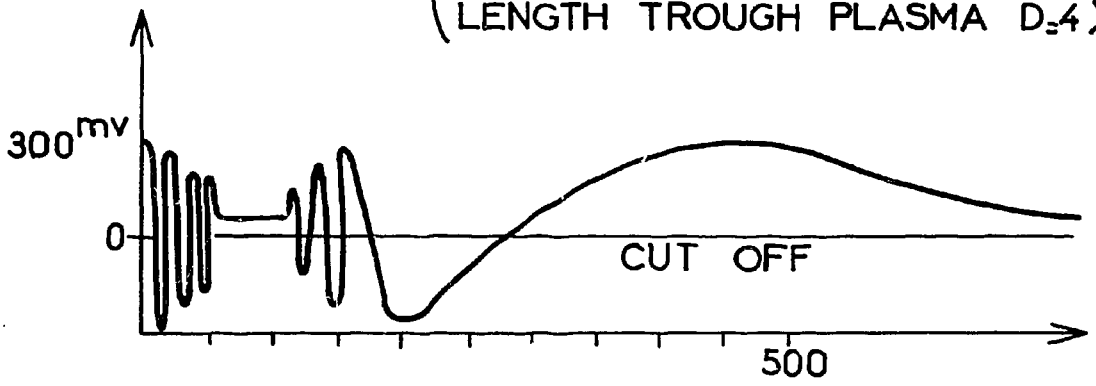


- Fig. 8 -

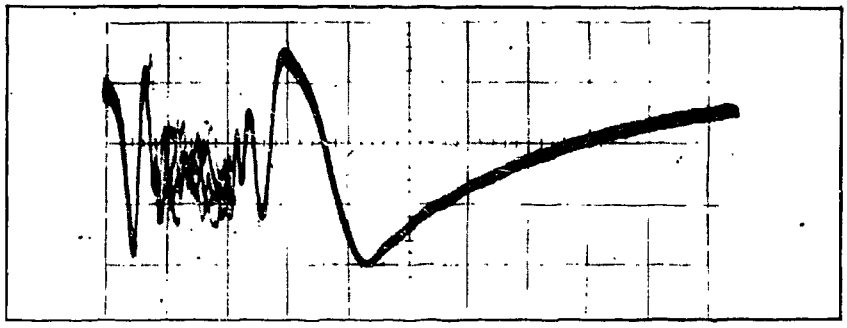
1 DENSITY VARIATION WITH THE DC PULSE



2 DETECTED SIGNAL (THEORICAL FOR A TOTAL PATH LENGTH TROUGH PLASMA D=4 λ)

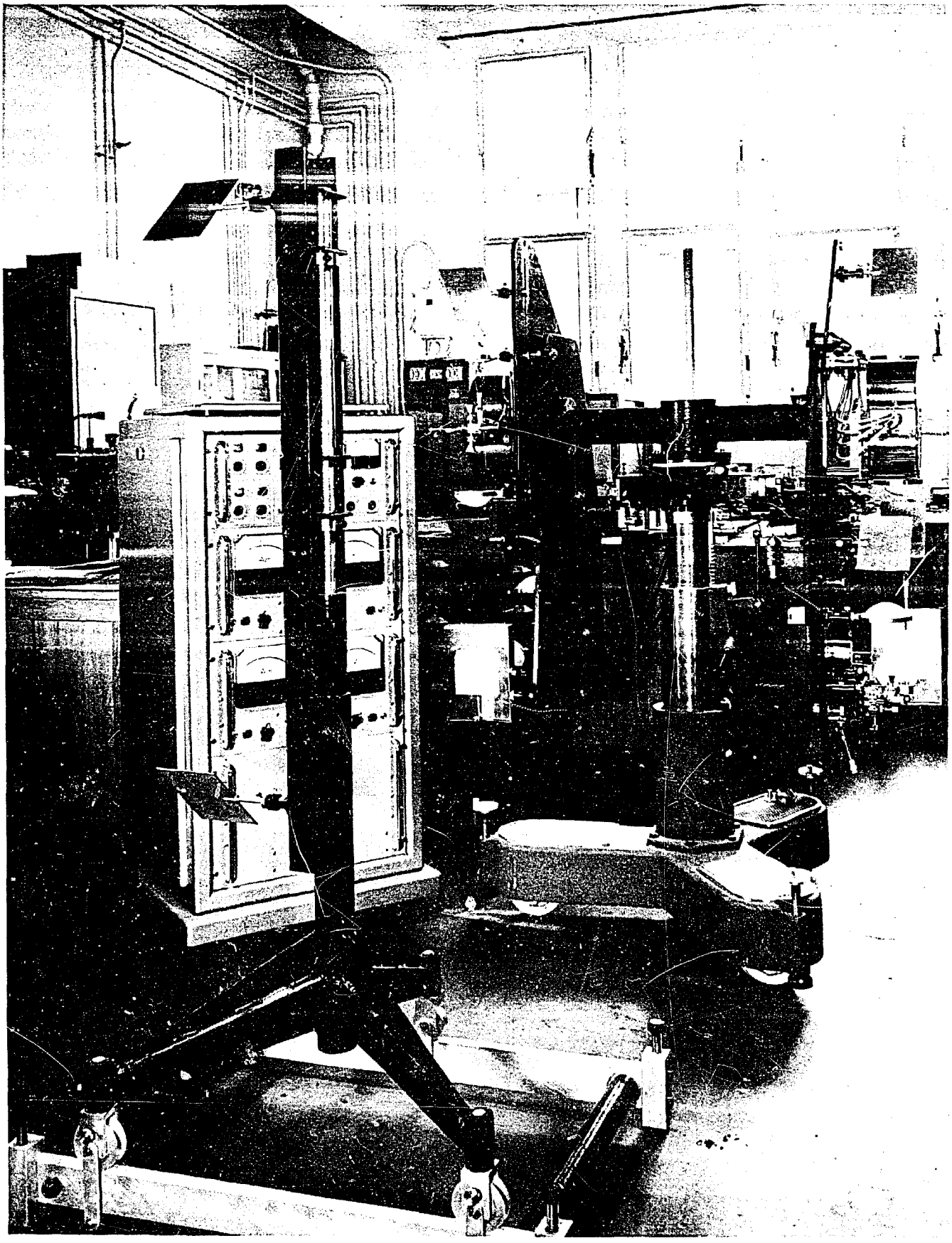


3 DETECTED SIGNAL (EXPERIMENTAL SUPERPOSITION OF 50 PULSES)



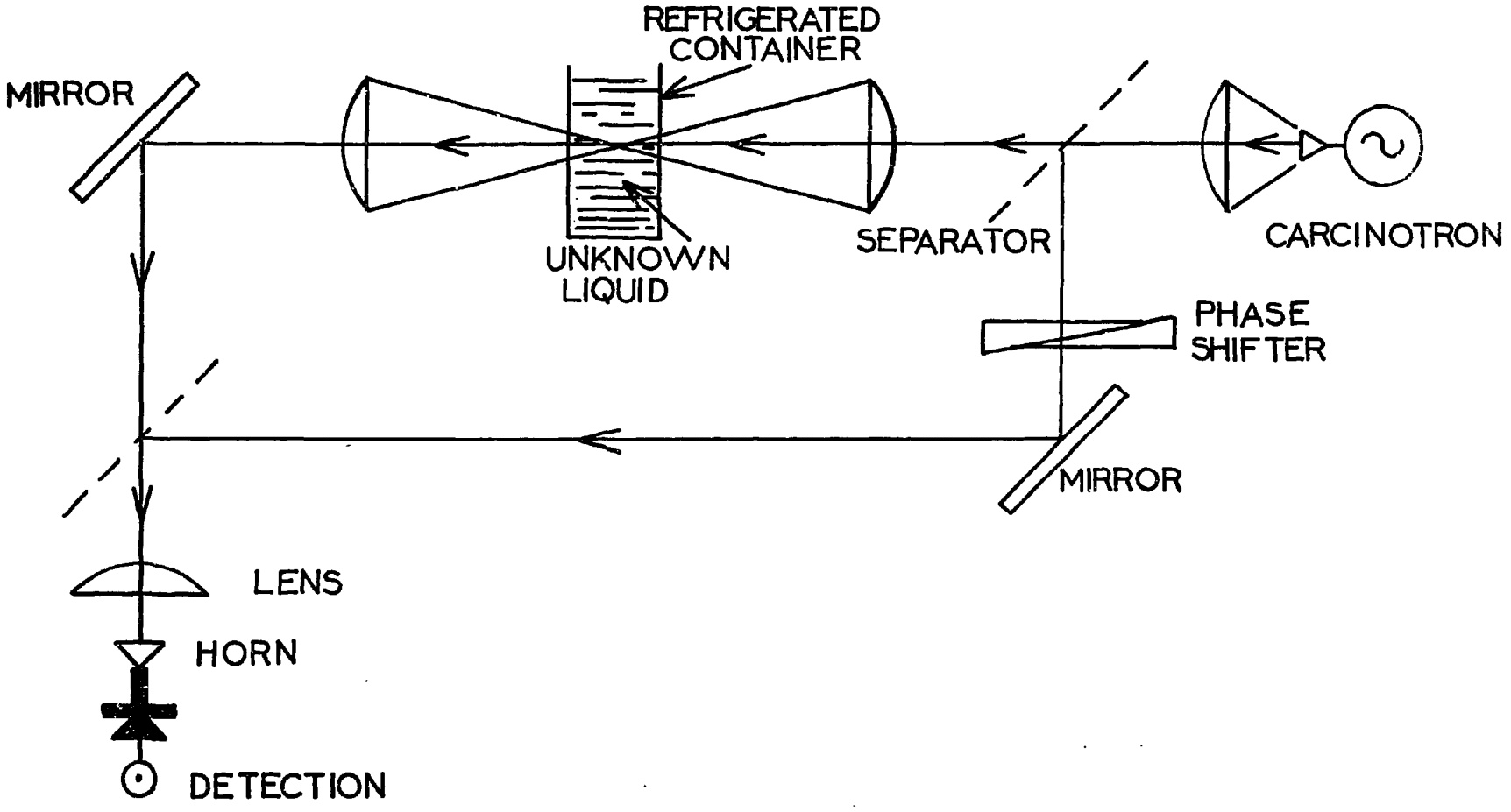
RESPONSE OF MICROWAVE INTERFEROMETER TO THE TRANSIENT PLASMA OF A HOT CATHODE PULSED P.I.G. DISCHARGE

- Fig. 9 A -



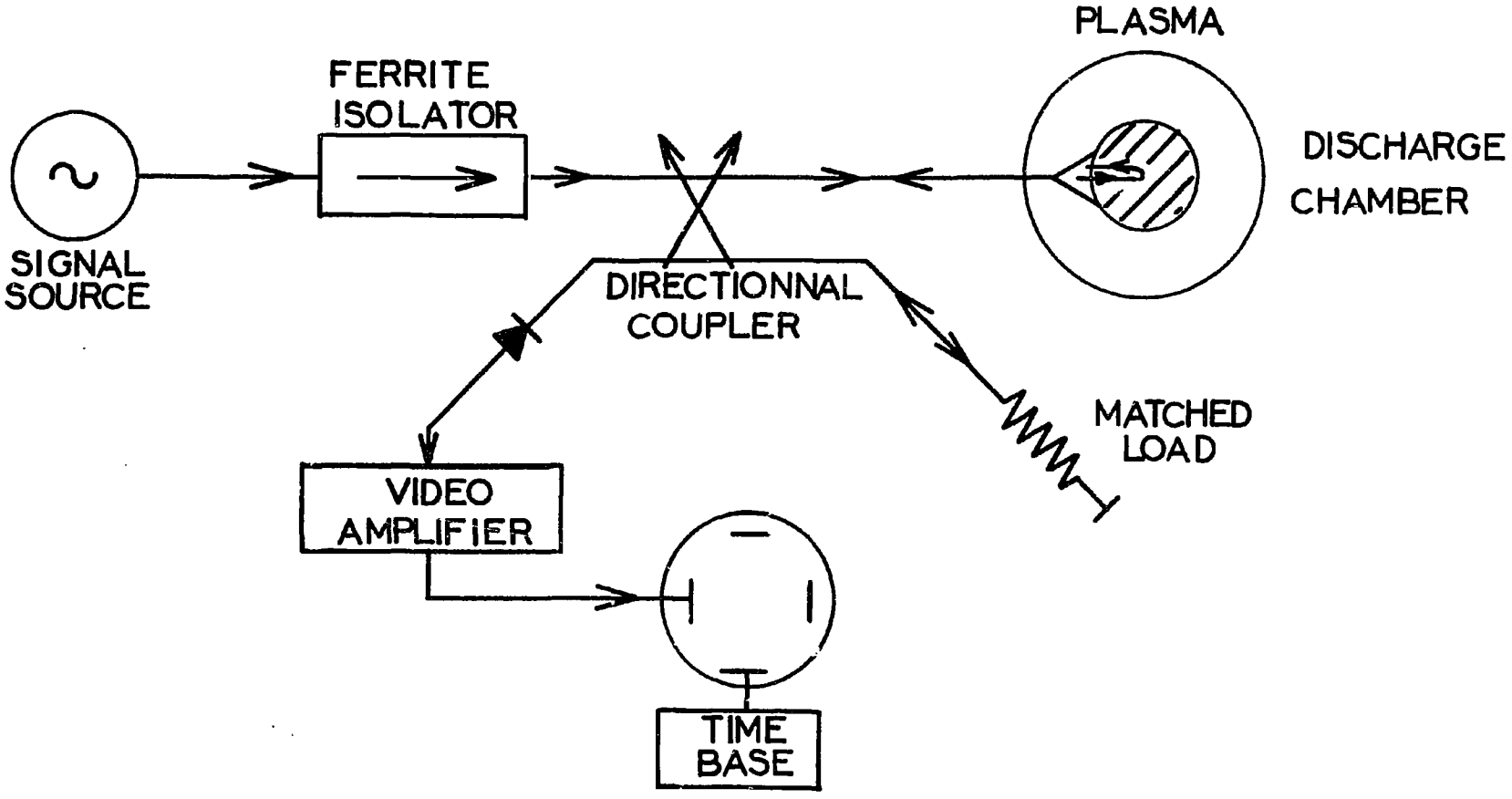
- Fig. 9 B -

EXPERIMETAL ARRANGEMENT FOR DIELECTRIC CONSTANT MEASUREMENT OF A REFRIGERATED LIQUID



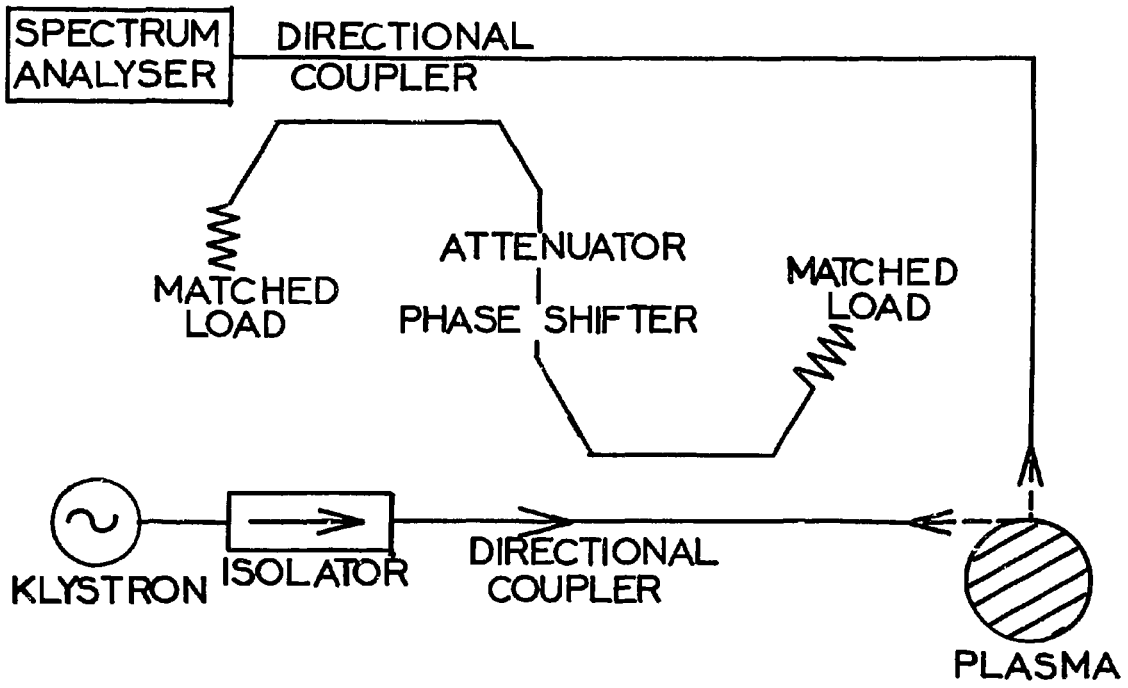
- Fig. 9 C -

REFLECTION MEASUREMENT



- Fig. 10 -

DOPPLER EFFECT MEASUREMENT
SCHEMATIC ARRANGEMENT



1st EXPERIMENTAL ARRANGEMENT
(SACLAY'S LAB. FRANCE Sec ref)

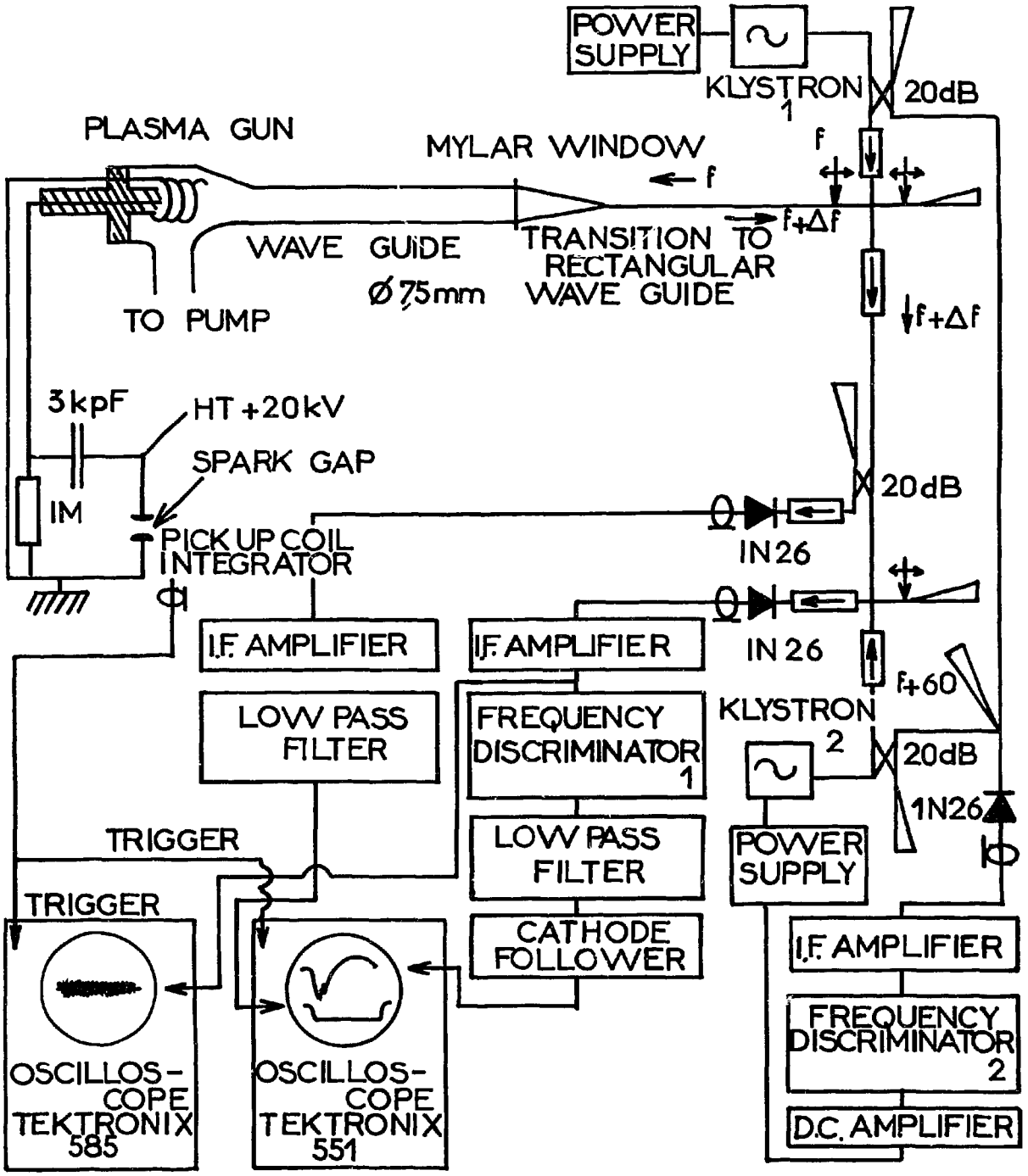
DOPPLER EFFECT ON THE DENSE PLASMA OF A R.F. ARGON TORCH ($Ne \simeq 10^{17}$ e/cc)

- Fig. 11 -

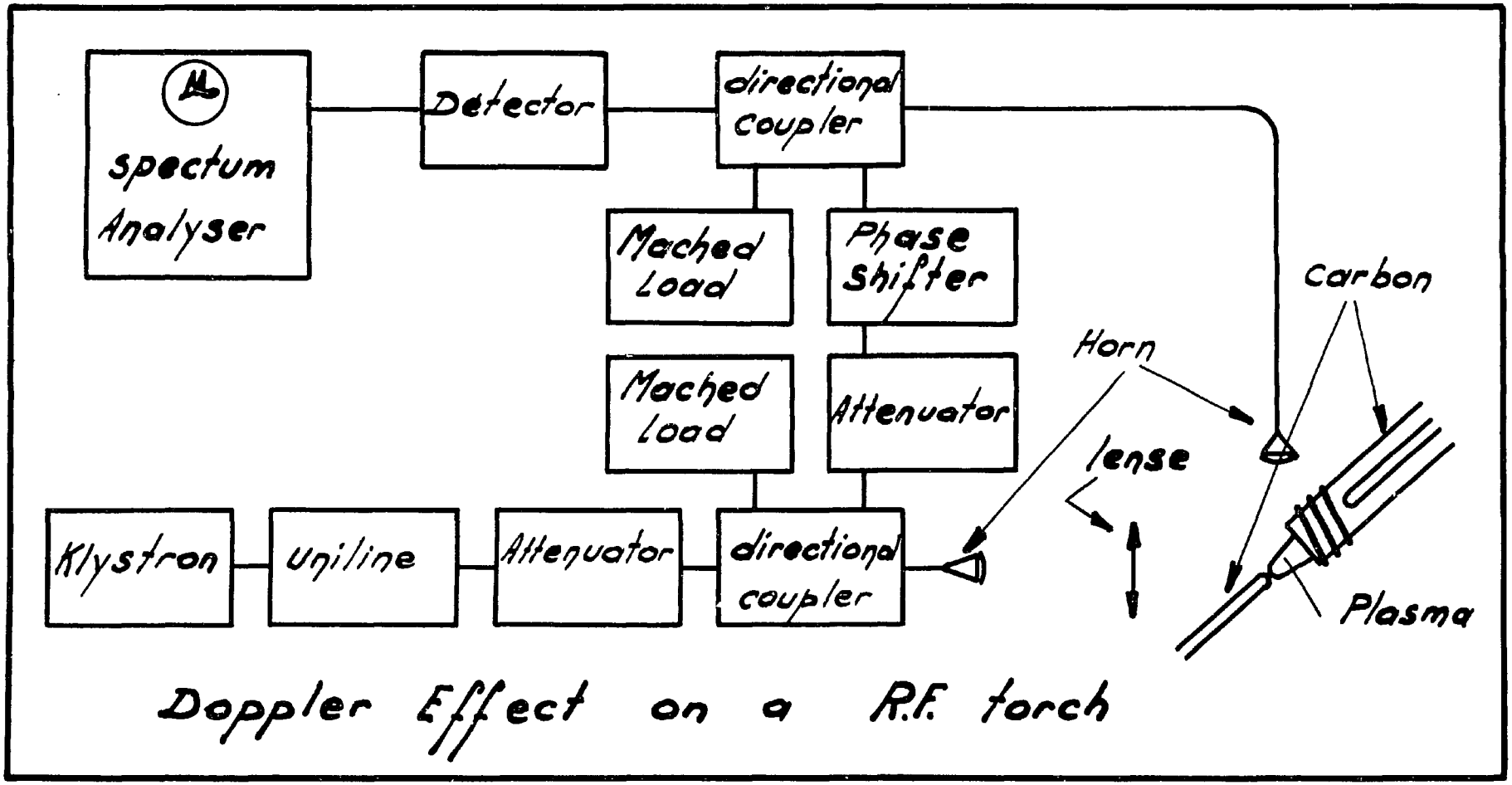
EXPERIMENTAL ARRANGEMENT (FREQUENCY SHIFT MEASUREMENT) DOPPLEREFFECT ON A PLASMA GUN ($N_e \simeq 10^{14}$ e/cc)

(JUTPHAAS LAB NEDERLAND See ref 14

. AFTER ORNSTEIN .

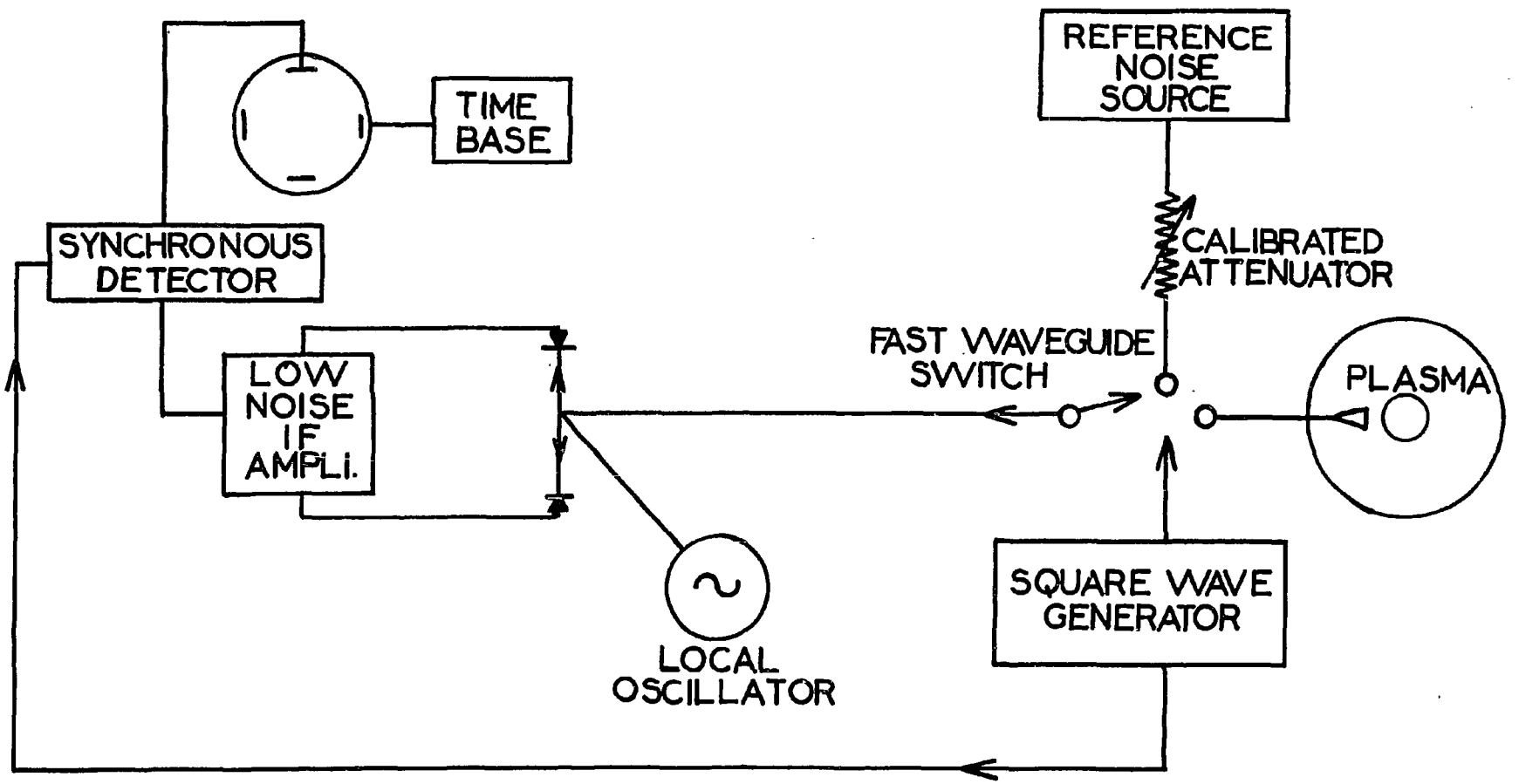


- Fig. 11 B -


Spectum Analyser
Detector
directional coupler
Mached Load
Phase Shifter
Mached Load
Attenuator
Klystron
Uniline
Attenuator
directional coupler
Horn
lense
Carbon
Plasma
Doppler Effect on a R.F. torch

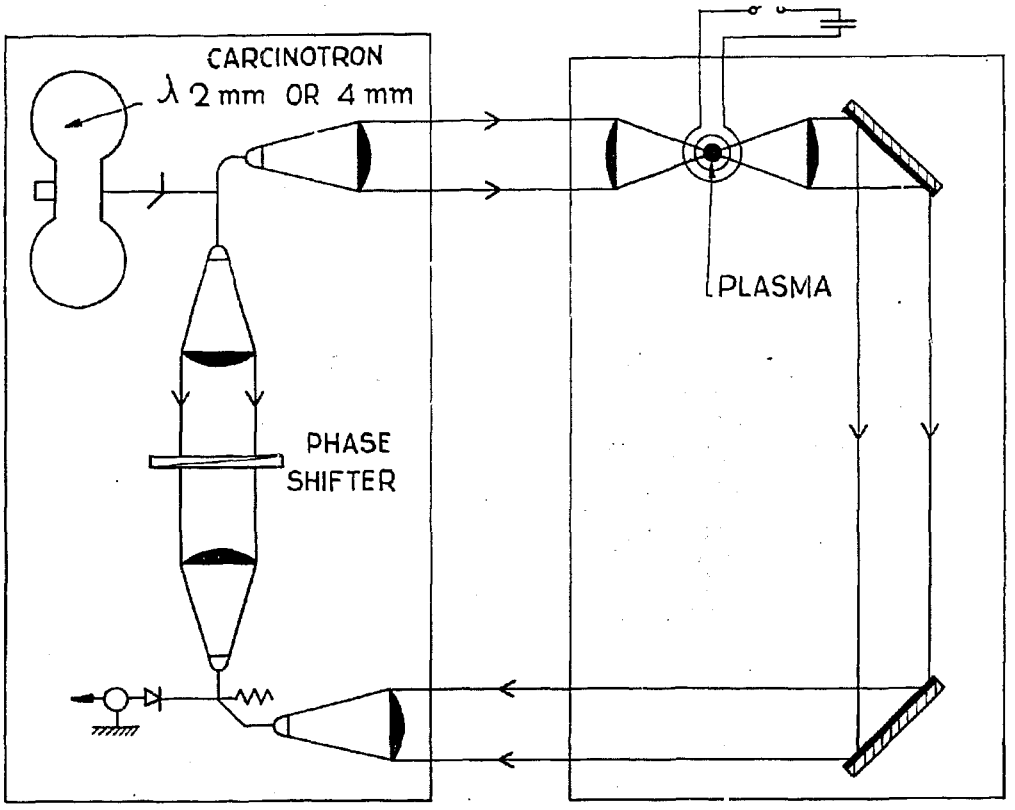
- Fig. 12 -

RADIATION MEASUREMENT
SHEMATIC ARRANGEMENT



- Fig. 13 -

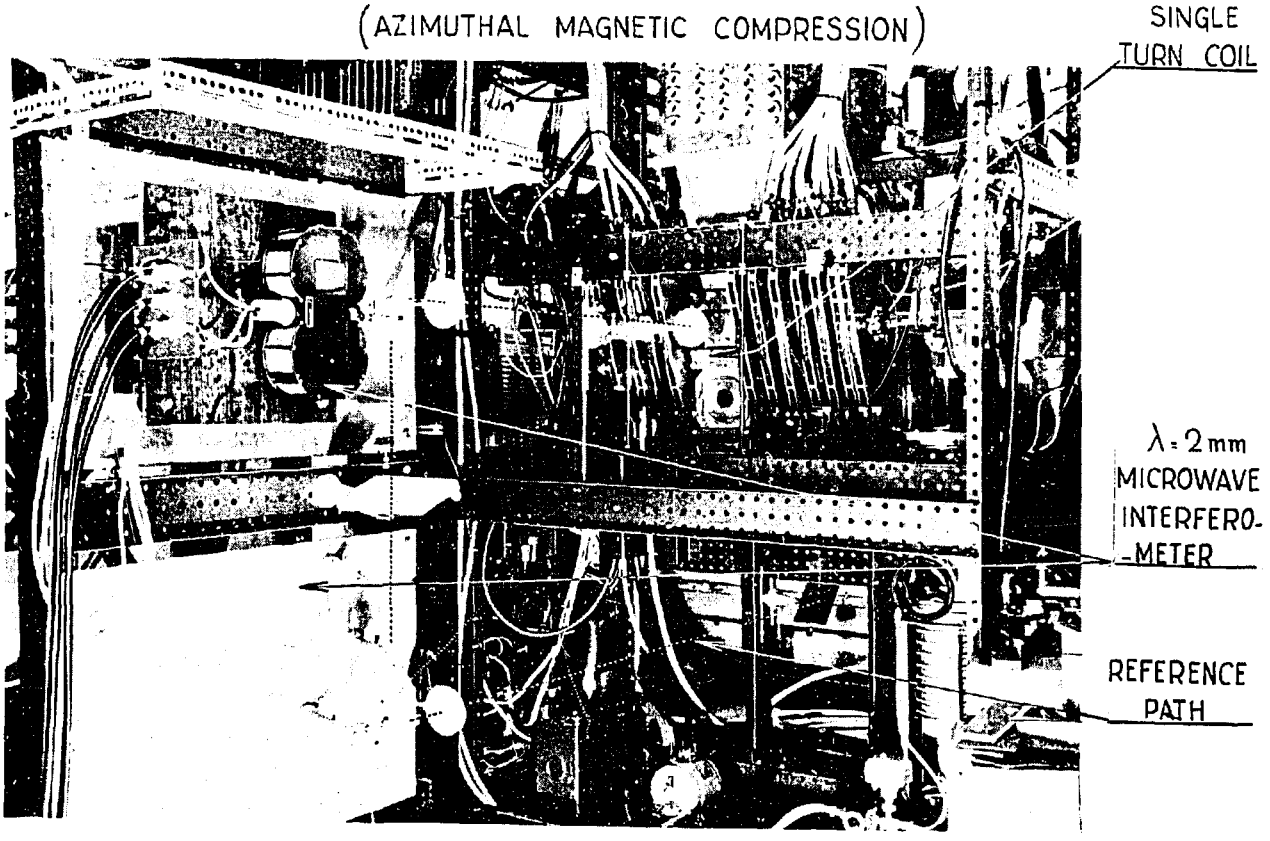
LENS INTERFEROMETER



- Fig. 14 bis -

"CIRCE" EXPERIMENT

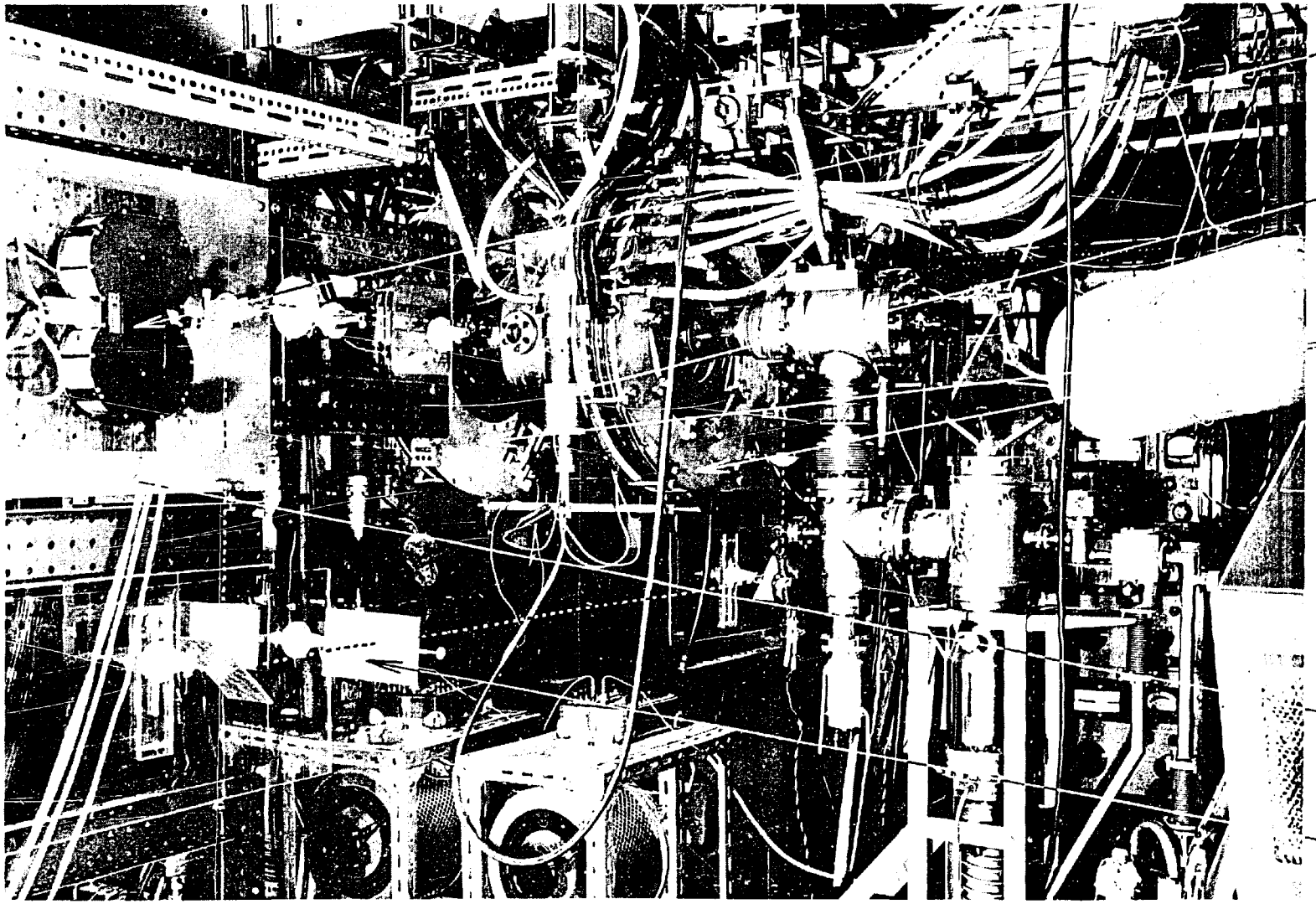
(AZIMUTHAL MAGNETIC COMPRESSION)



- Fig. 14 -

ICARE EXPERIMENTAL ENSEMBLE

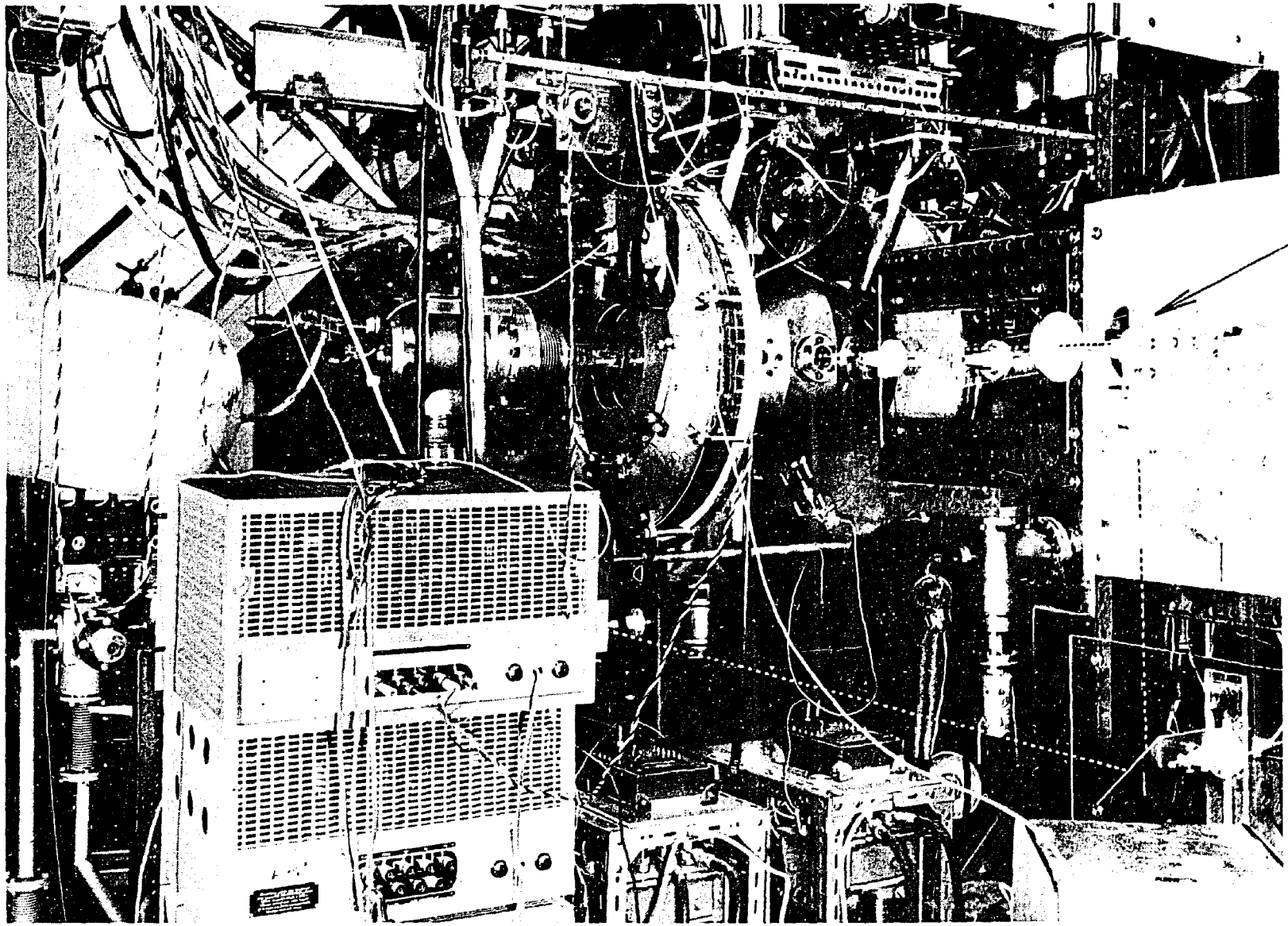
CONFINEMENT BY STATIC AND ELECTROMAGNETIC FIELD



- Fig. 15 -

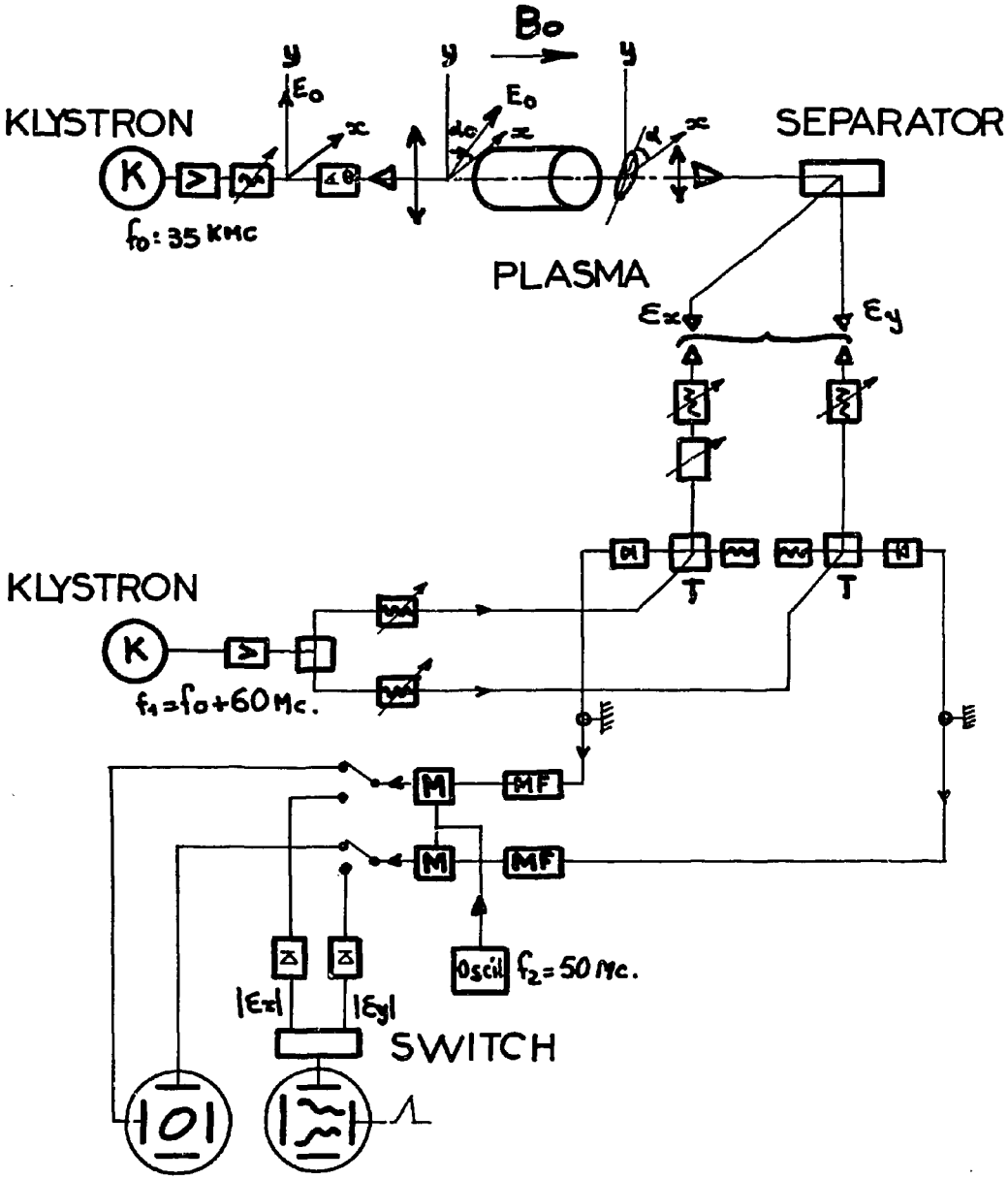
"ICARE"

EXPERIMENTAL ENSEMBLE.



- Fig. 16 -

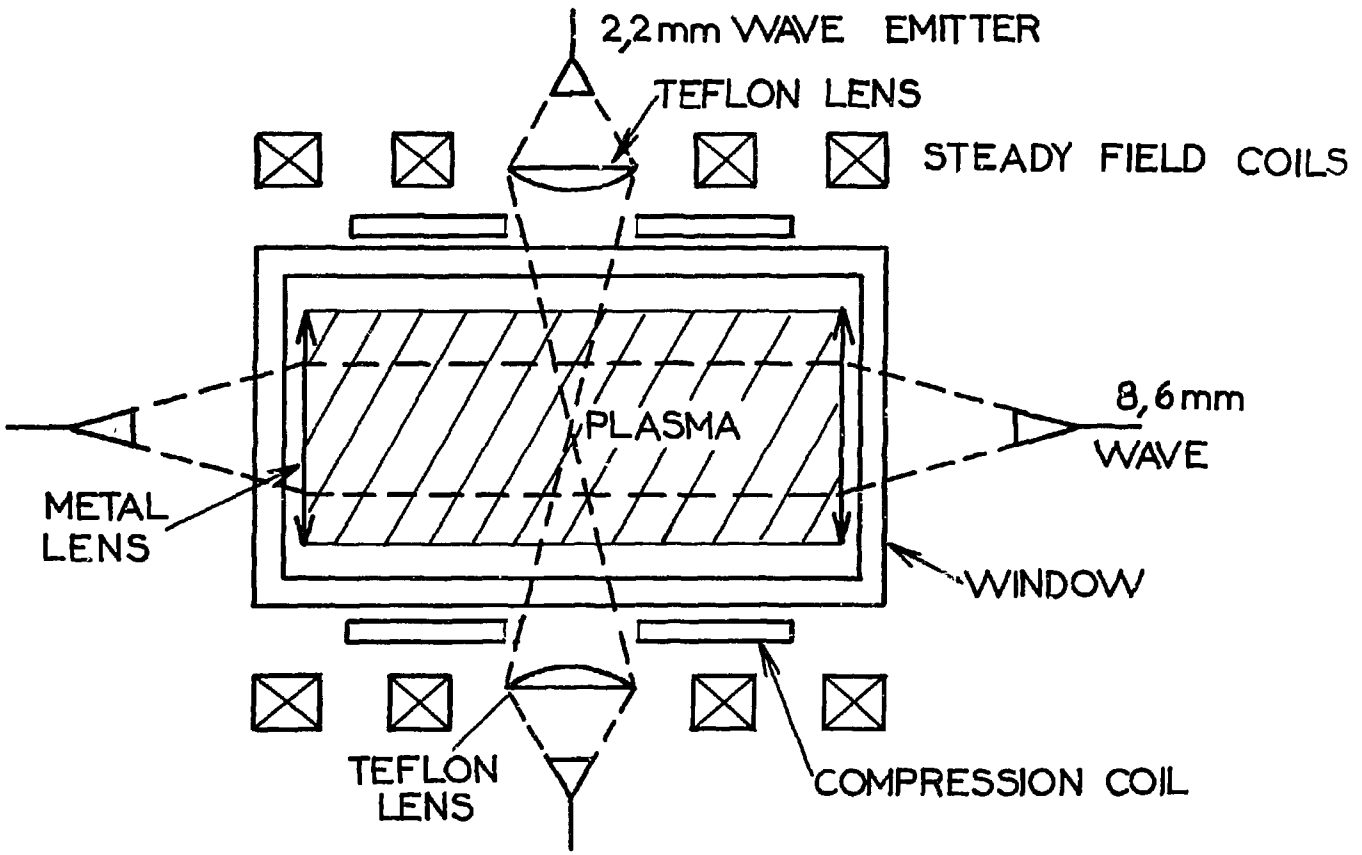
LONGITUDINAL INTERFEROMETRY
FARADAY EFFECT MEASUREMENT



SCHEMATIC ARRANGEMENT

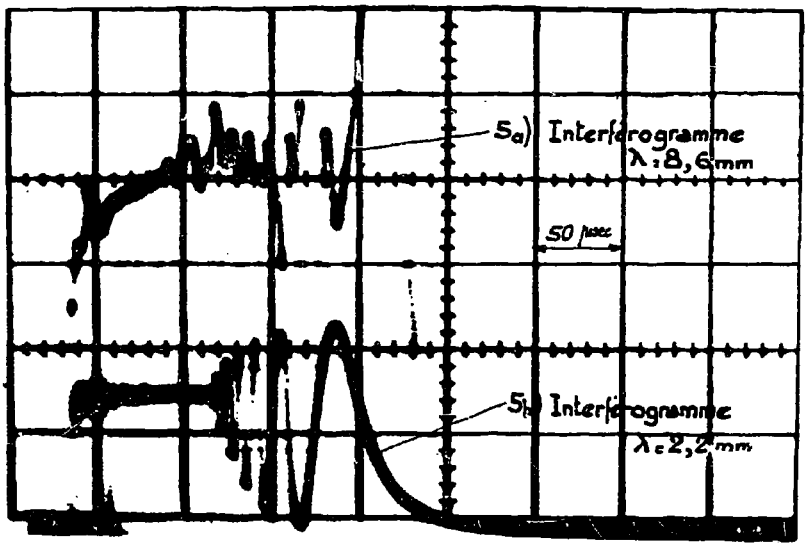
- Fig. 17 -

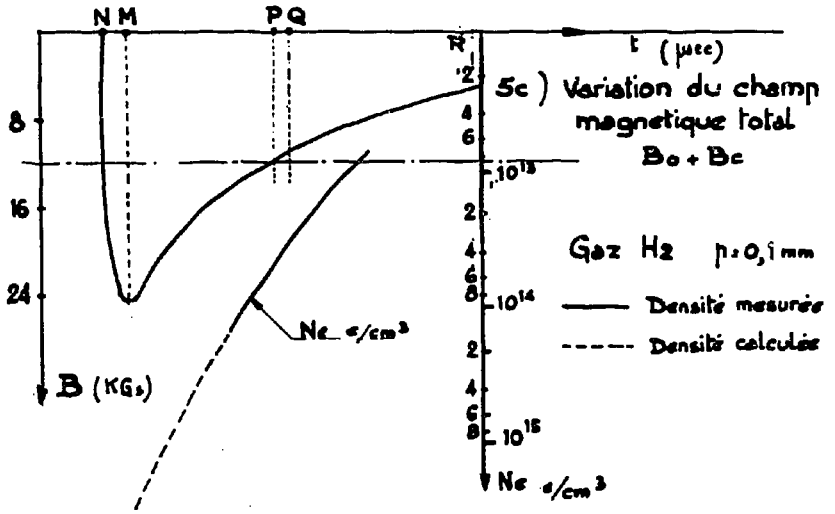
TRANSVERSE AND LONGITUDINAL (WHISTLER MODE)
INTERFEROMETRIES



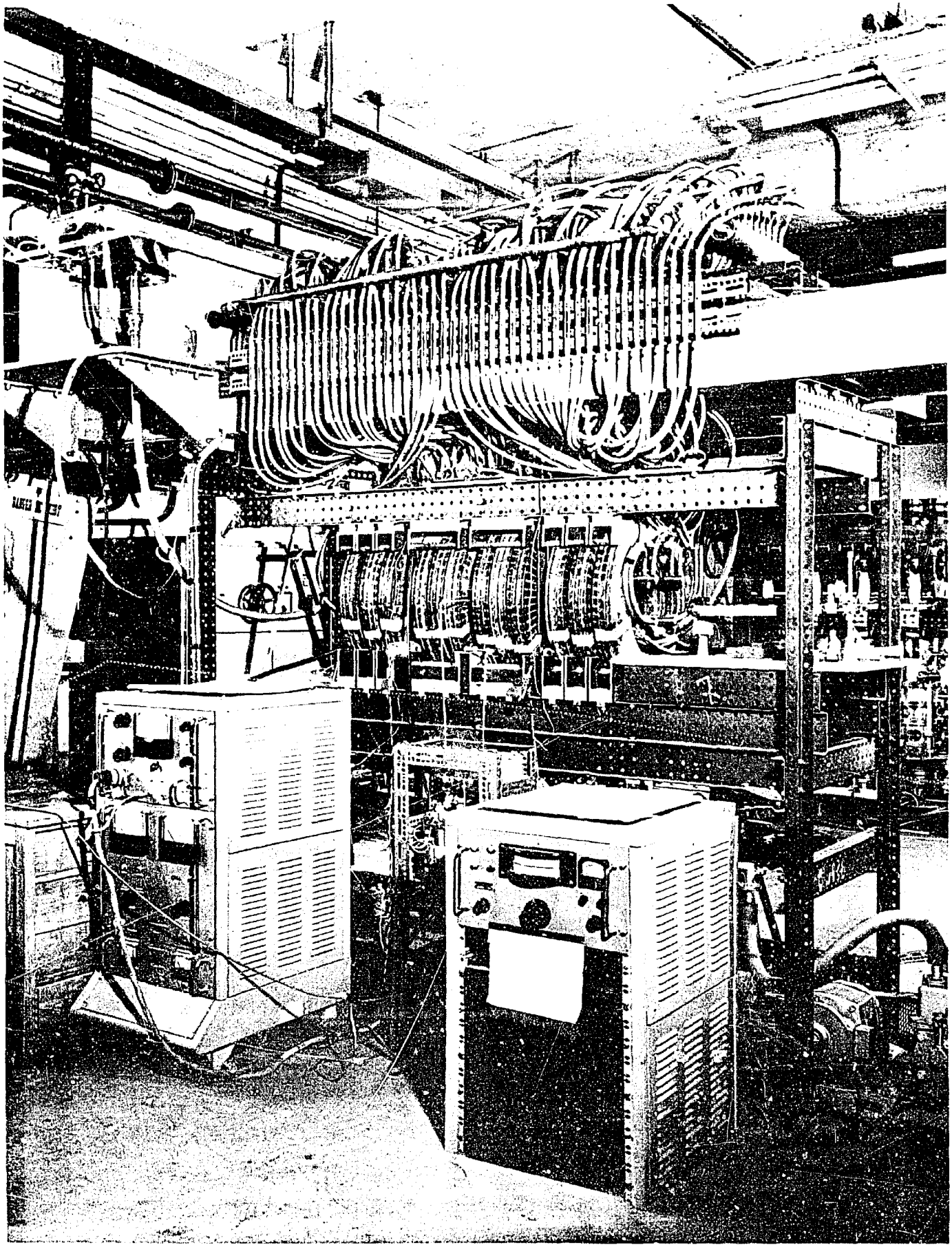
θ PINCHE STUDY BY MICROWAVES

- Fig. 18 -

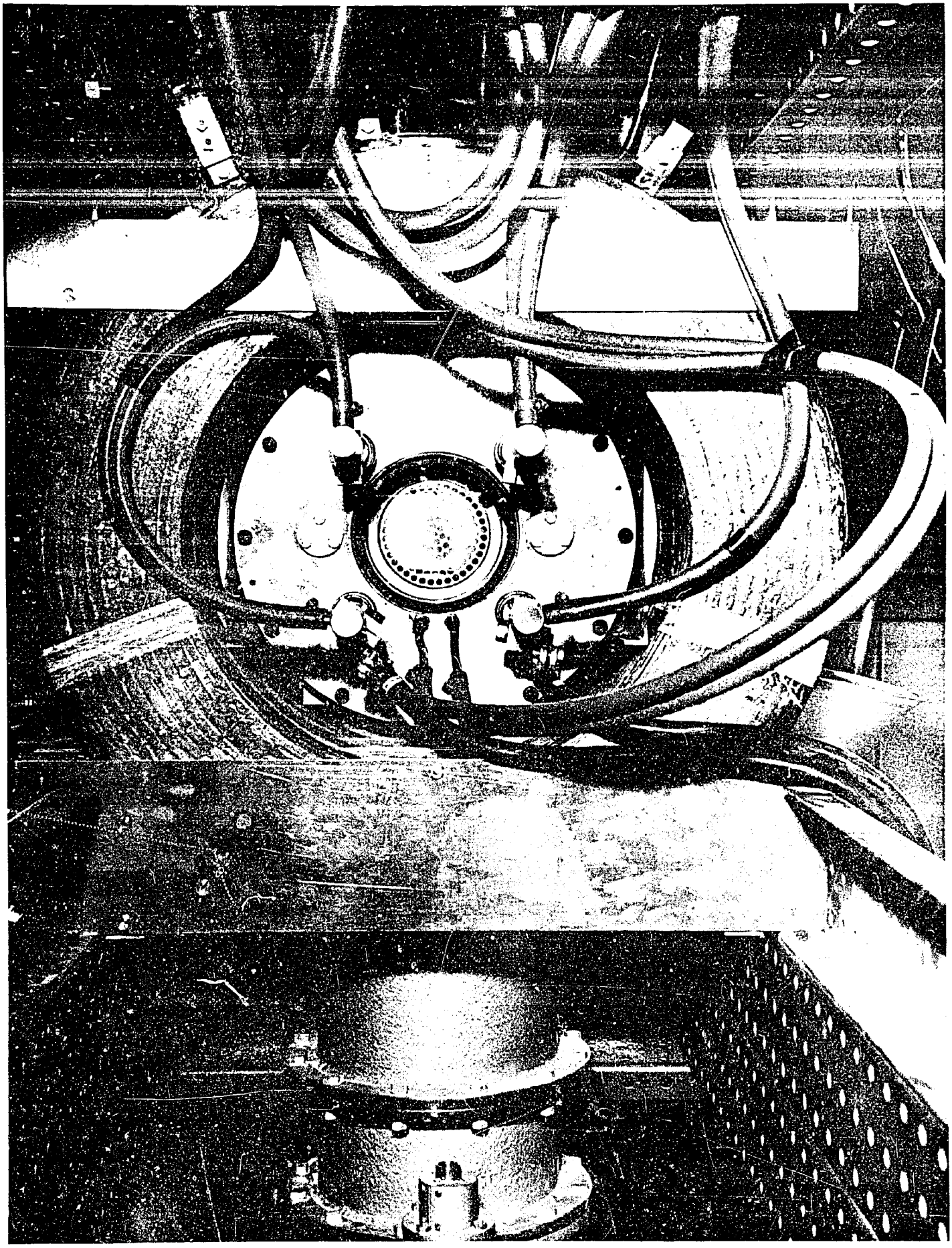

5a) Interférogramme
λ = 8,6 mm
50 µsec
5b) Interférogramme
λ = 2,2 mm


N M
P Q
t (µsec)
5c) Variation du champ magnétique total
Bo + Bc
Gaz H2 p = 0,1 mm
Densité mesurée
Densité calculée
Ne e/cm³
B (KGs)
10¹³
10¹⁴
10¹⁵

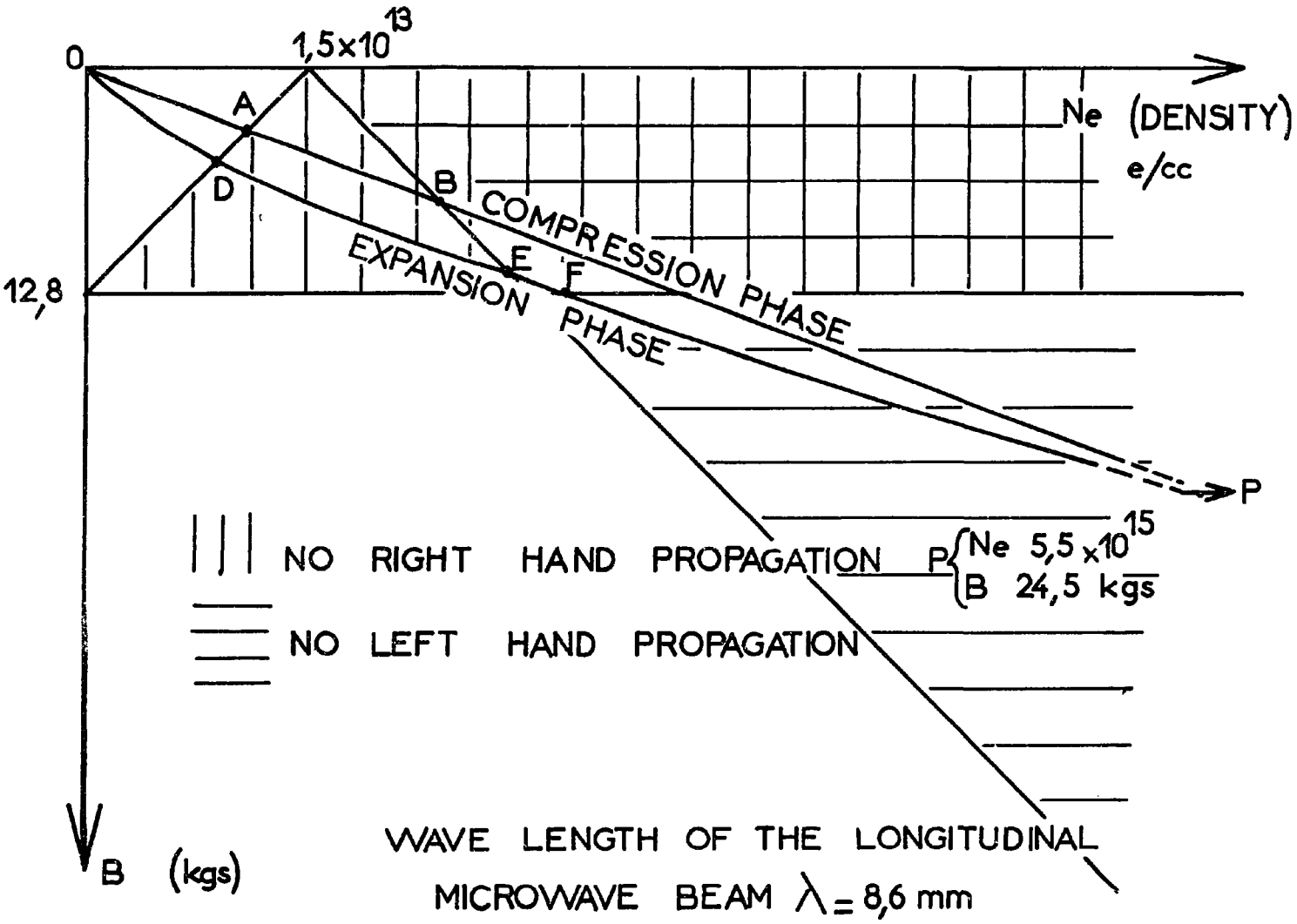
- Fig. 19 -



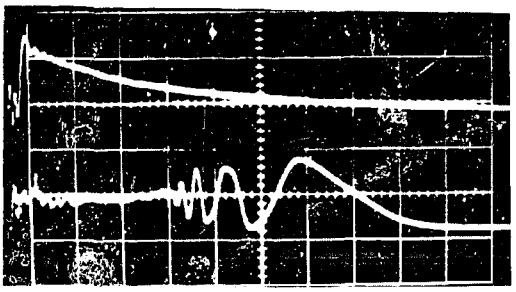
- Fig. 20 -



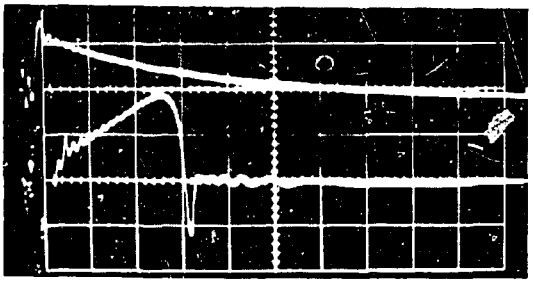
- Fig. 21 -


REGIONS OF (Ne, B) PLANE EXPLORED DURING THE COMPRESSION (θ PINCH)
0
1,5×10^13
Ne (DENSITY) e/cc
A
B
D
E
F
COMPRESSION PHASE
EXPANSION PHASE
12,8
P
NO RIGHT HAND PROPAGATION P {Ne 5,5 ×10^15 B 24,5 kgs
NO LEFT HAND PROPAGATION
B (kgs)
WAVE LENGTH OF THE LONGITUDINAL MICROWAVE BEAM λ = 8,6 mm

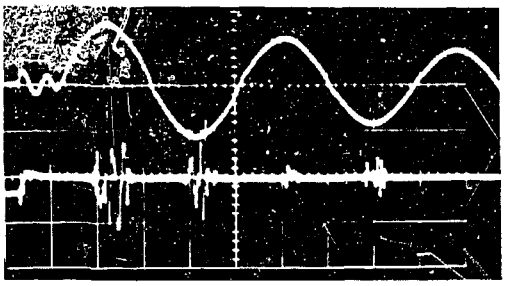
- Fig. 22 -



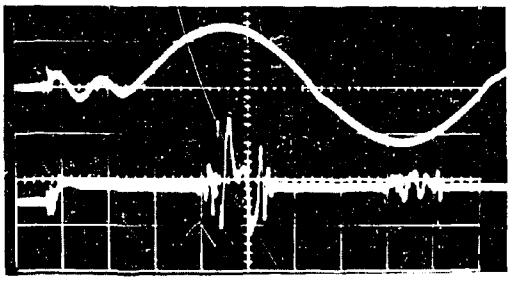
a) 4 mm Transmission 50 μsec/cm



b) 4 mm Reflexion 50 μsec/cm



c) 3 cm Whistler Transmission 10 μsec/cm



d) 3 cm Whistler Transmission 5 μsec/cm

(In fig. c and d the distance between the probes was 15 mm)

- Fig. 23 -

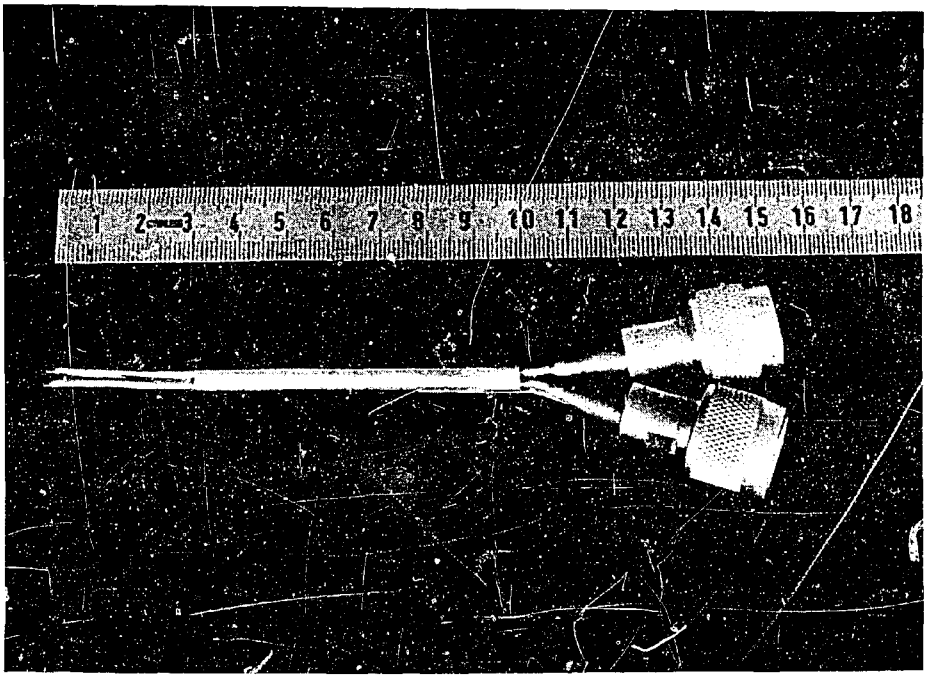
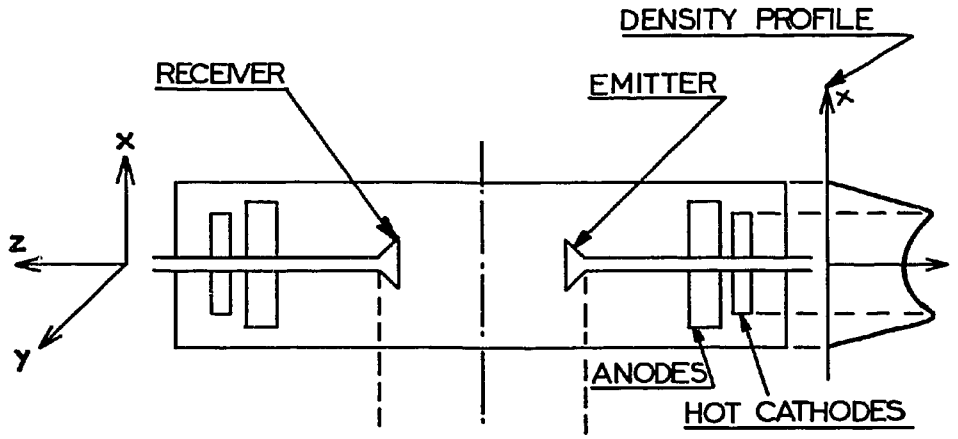
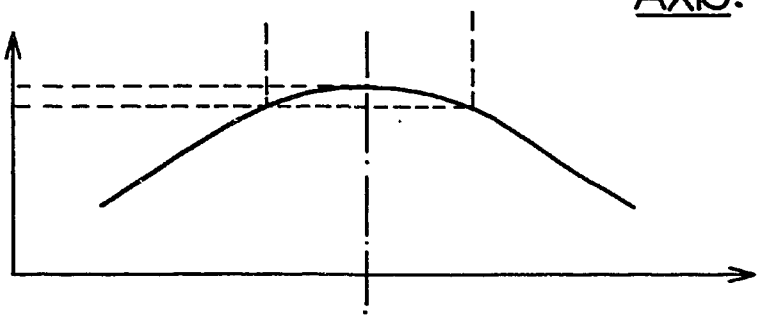


Fig. 24 - The double probe for Whistler propagation

A–EXPERIMENTAL ARRANGEMENT.

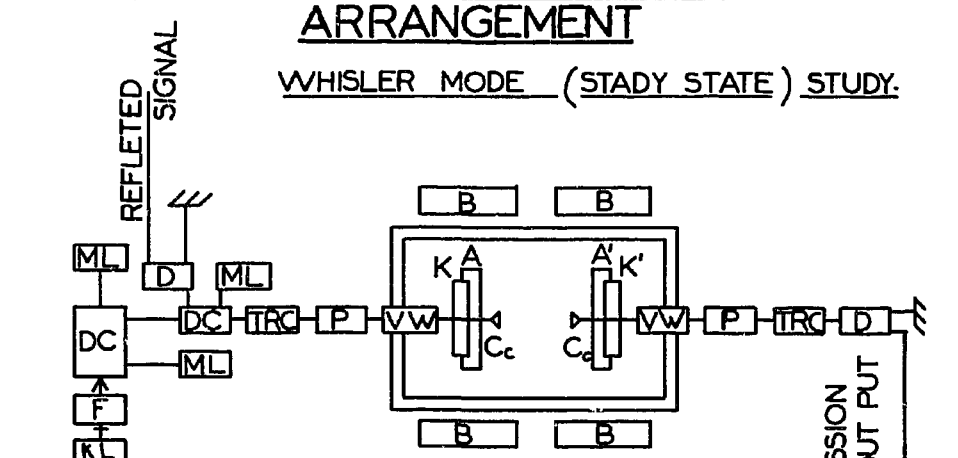


B–MAGNETIC FIELD DISTRIBUTION ON THE AXIS.



C–MICROWAVE EXPERIMENTAL ARRANGEMENT

WHISLER MODE (STADY STATE) STUDY.

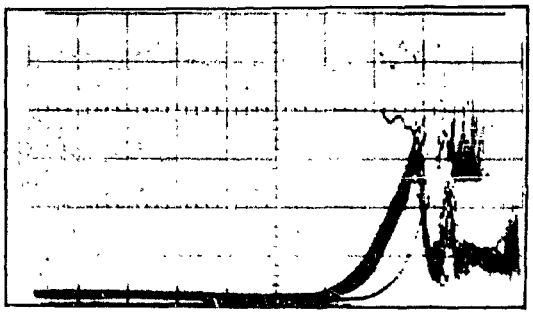


AA' –ANODES.
B –STEADY STADE MAGNETIC COILS.
K,K –CATHODES.
MA –MATCHED LOAD.
DC –DIRECTIONAL COUPLER.
F –FERRITE UNI LINE.
KL –KLYSTRON
D –DETECTOR.
TRC –TRANSITION FROM RECTANGULAR
P –POLARIZER. TO CIRCULAR
VW –VACUUM WINDOW. WAVE GUIDE.
C_c –CIRCULAR HORN.

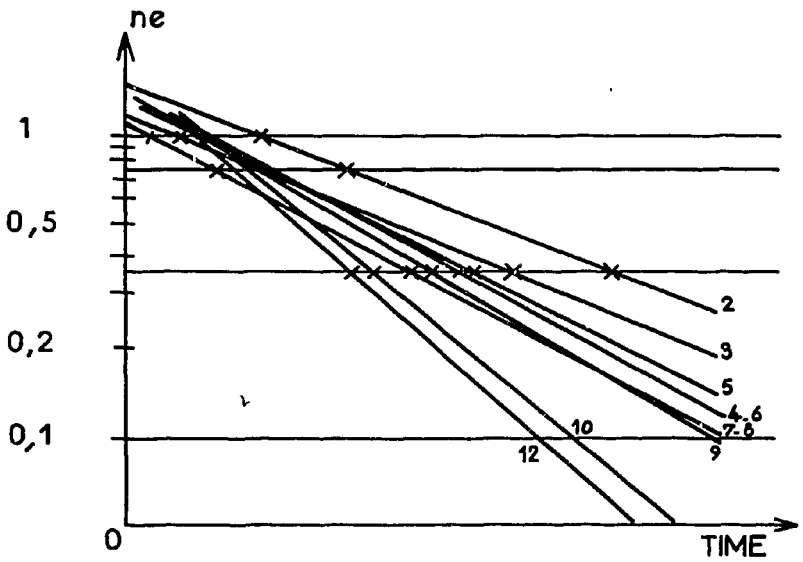
- Fig. 25 -

CUT OFF OF THE 2 cm WAVE

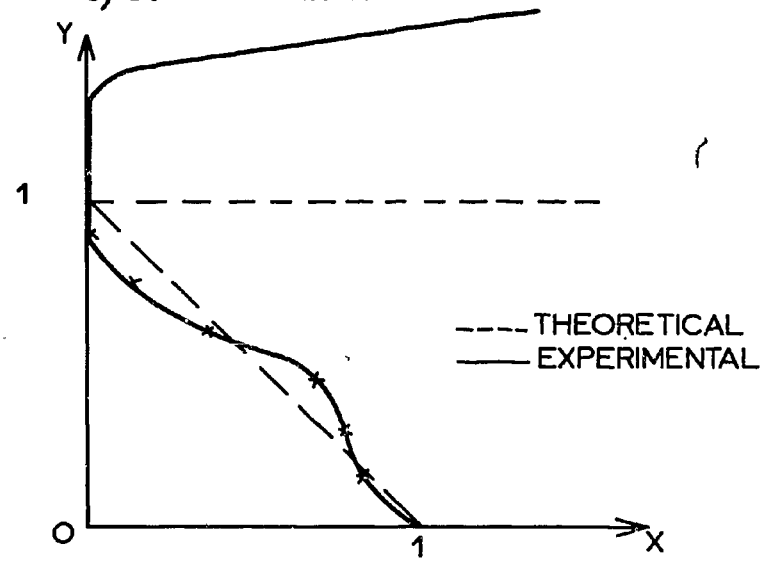
a) TYPICAL OSCILLOGRAM



b) EVOLUTION OF THE DENSITY

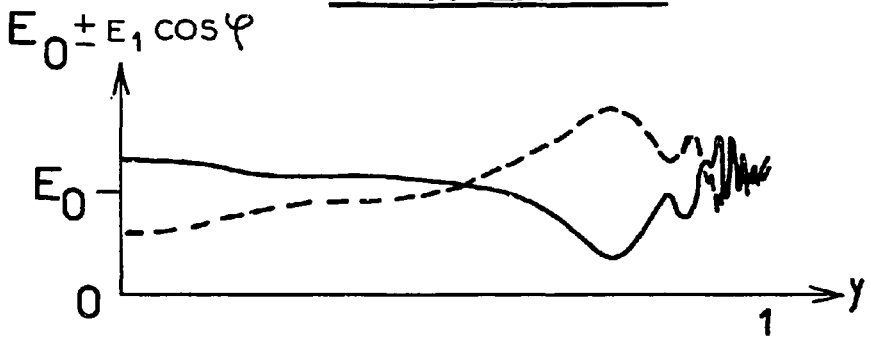


c) CUT OFF REGION



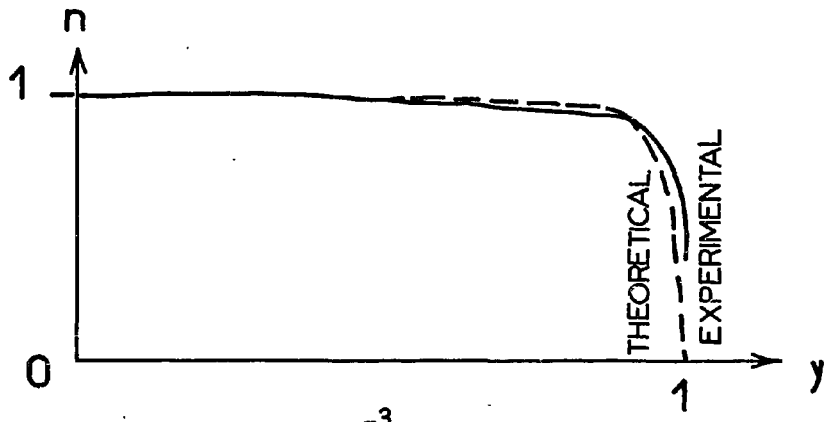
- Fig. 26 -

INTERFERENCE



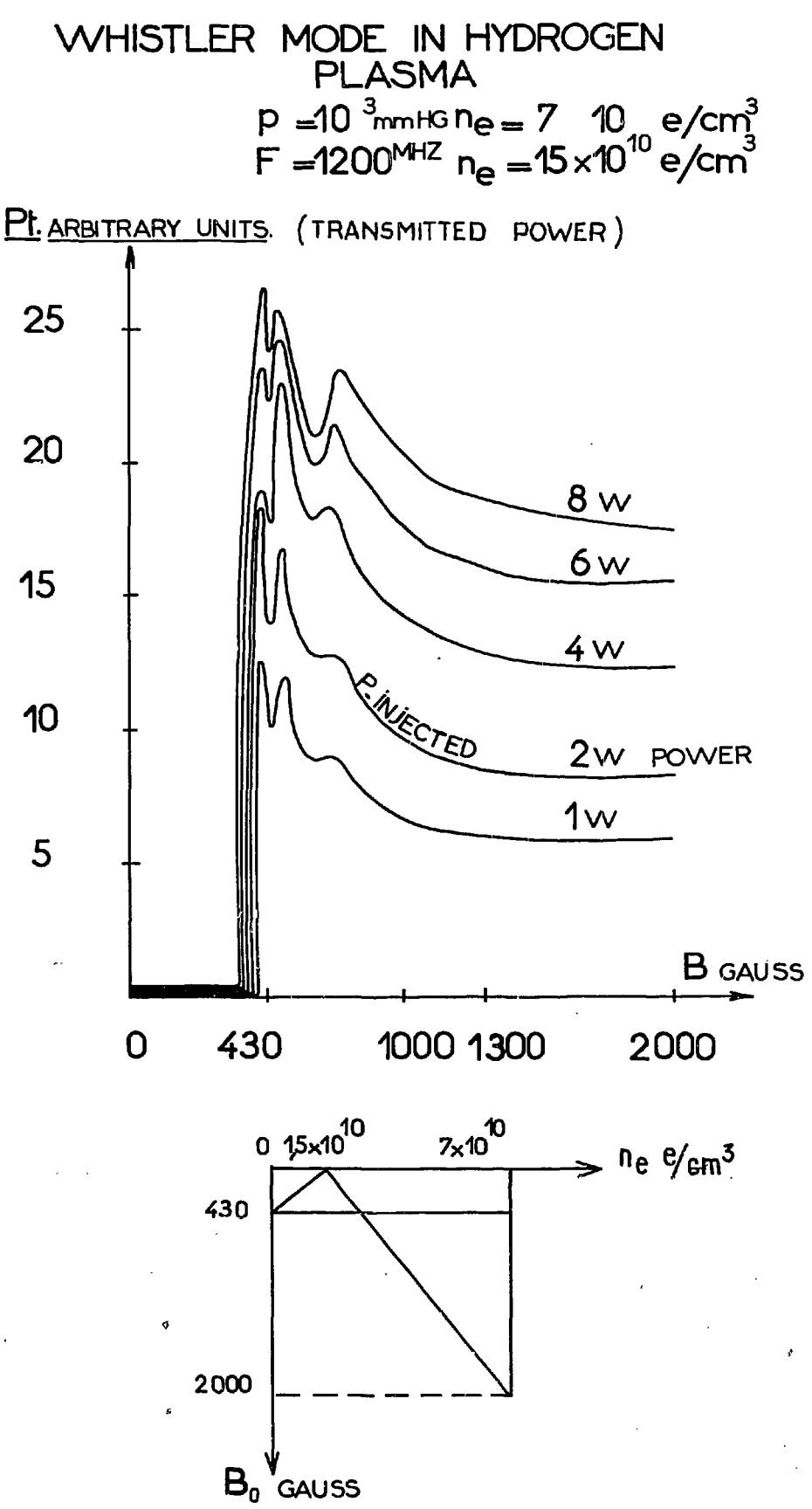
TRANSMITTED LEVEL

INDEX OF REFRACTION

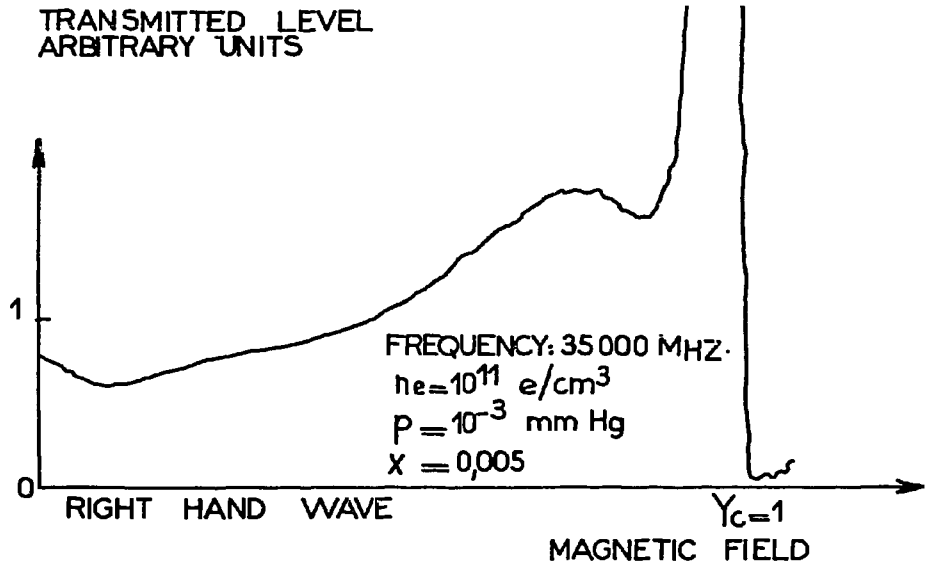


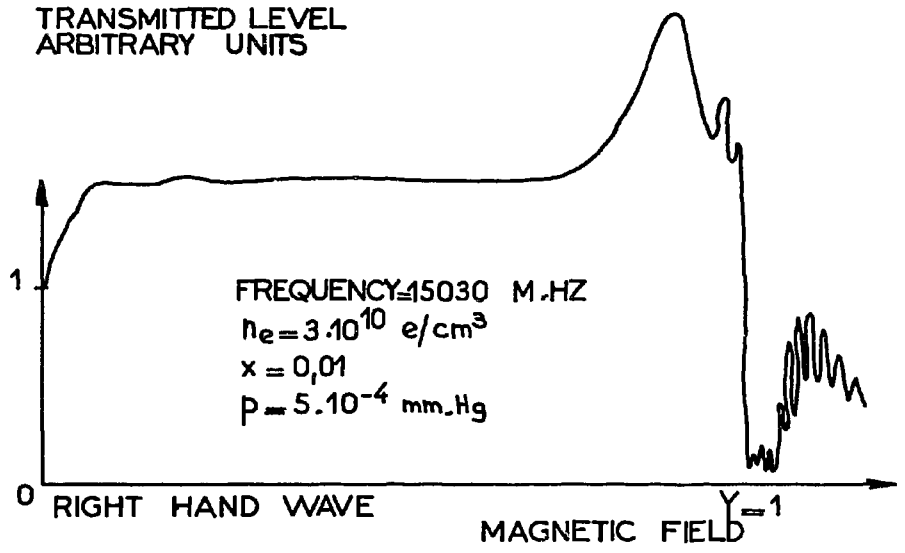
PRESSURE 2.7×10^{-3}
DISCHARGE CURRENT : 1 A. X=0,015
EMITTER : LINEAR WAVE
RECEIVER: CIRCULAR WAVE

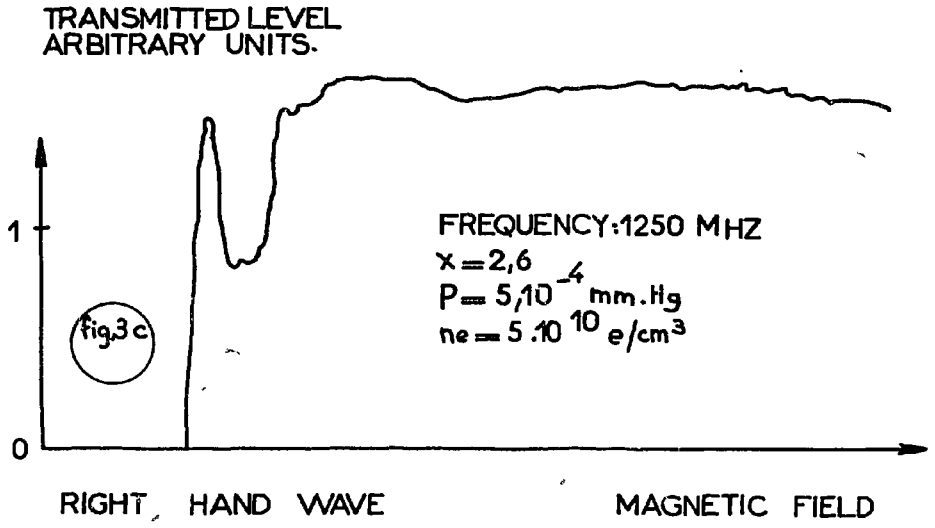
- Fig. 27 -


WHISTLER MODE IN HYDROGEN PLASMA
p =10 3mmHG ne = 7 10 e/cm3
F =1200MHZ ne =15x10 10 e/cm3
Pt. ARBITRARY UNITS. (TRANSMITTED POWER)
25
20
15
10
5
8 W
6 W
4 W
P. INJECTED
2W POWER
1W
B GAUSS
0
430
1000 1300
2000
0 1,5x10 10
7x10 10
ne e/cm3
430
2000
B0 GAUSS

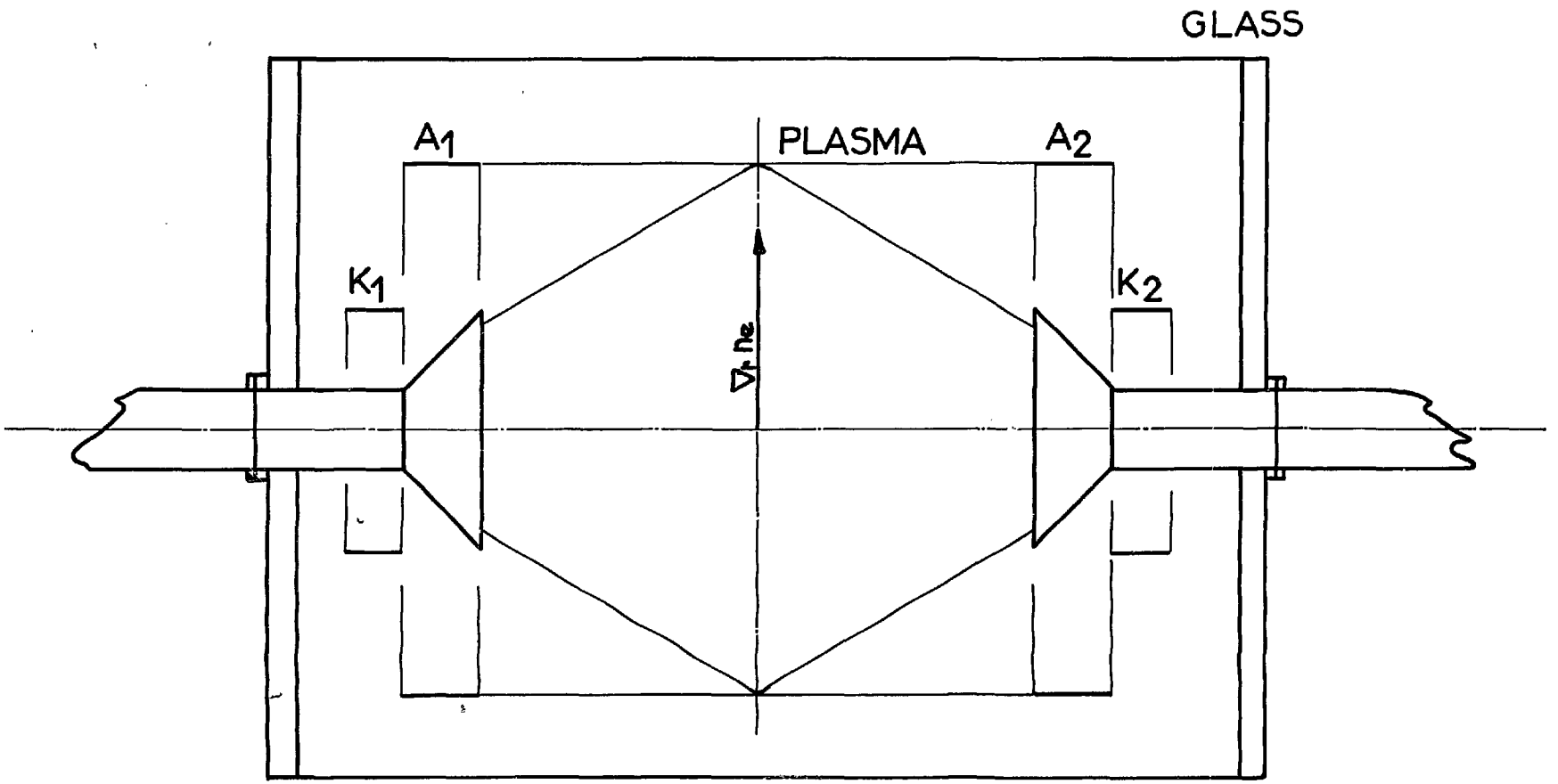
- Fig. 28 -


TRANSMITTED LEVEL
ARBITRARY UNITS
1
0
FREQUENCY: 35 000 MHZ.
ne=10^11 e/cm^3
P=10^-3 mm Hg
X=0,005
RIGHT HAND WAVE
Yc=1
MAGNETIC FIELD


TRANSMITTED LEVEL
ARBITRARY UNITS
1
0
FREQUENCY=15030 M.HZ
ne=3.10^10 e/cm^3
x=0,01
P=5.10^-4 mm.Hg
RIGHT HAND WAVE
Y=1
MAGNETIC FIELD


TRANSMITTED LEVEL
ARBITRARY UNITS.
1
0
FREQUENCY:1250 MHZ
x=2,6
P=5,10^-4 mm.Hg
ne=5.10^10 e/cm^3
fig.3c
RIGHT HAND WAVE
MAGNETIC FIELD

- Fig. 29 -



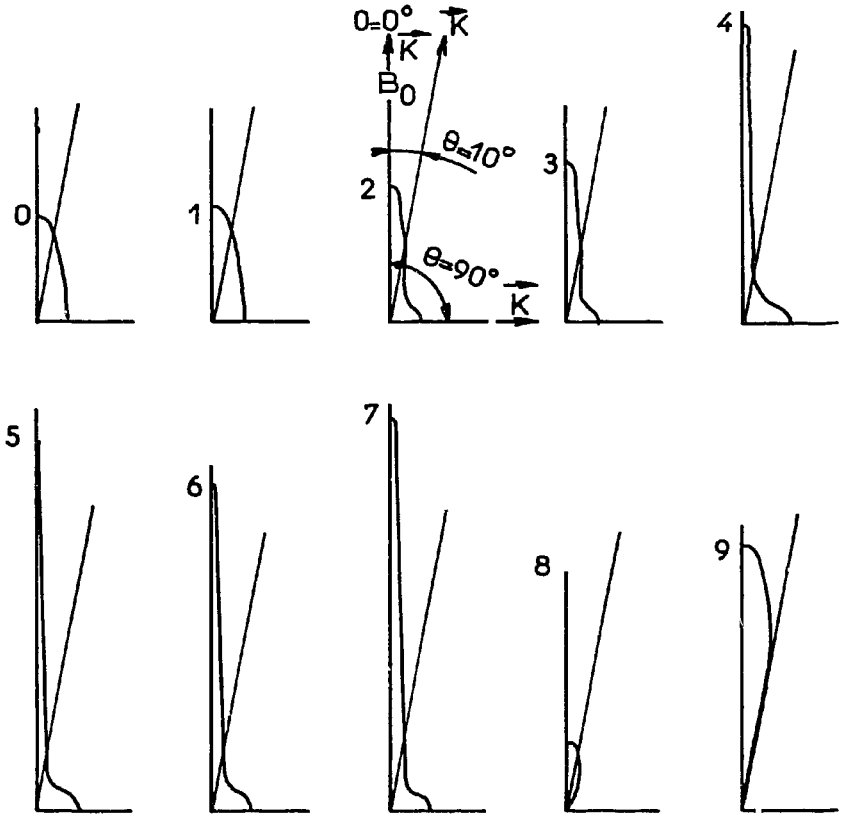
GUIDING EFFECT DU TO RADIAL GRADIENT

- Fig. 30 A -

GUIDED PROPAGATION

RADIATION PATTERN :

$\theta(\widehat{K,B_0}) = 0°, 10°, 90°$

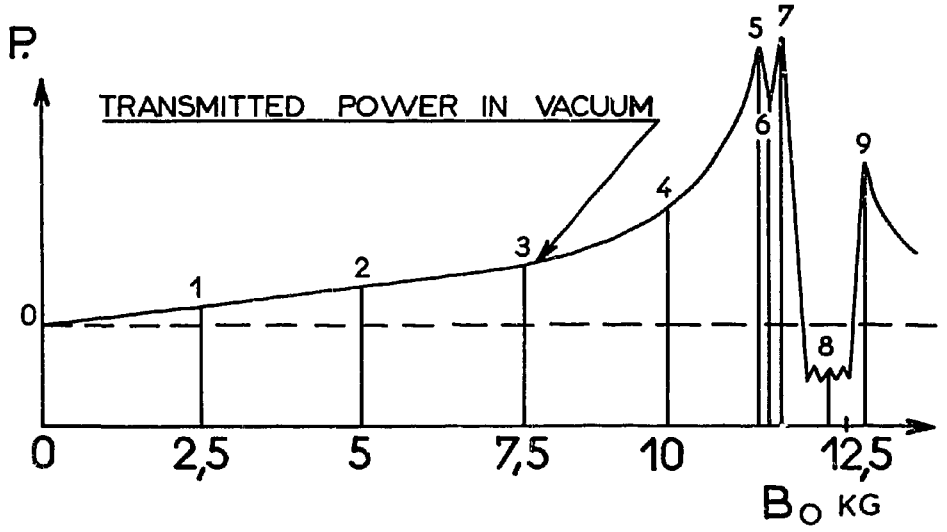


TYPICAL RESULT

GAS $= H^2$

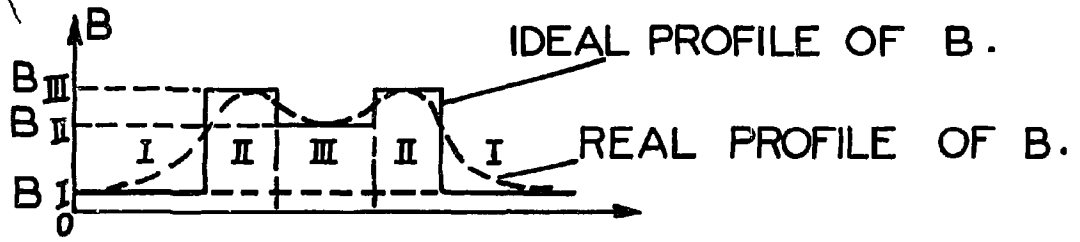
$P = 2{,}4 \times 10^{-3}$

Id = 1 Amp.



- Fig. 30 B -

PRINCIPLE OF PLASMA HEATING



EXPERIMENTAL ARRANGEMENT FOR THE HEATING OF A DENSE PLASMA BY THE TRAPPING OF RIGHT HAND CIRCULARLY POLARIZED WAVES.

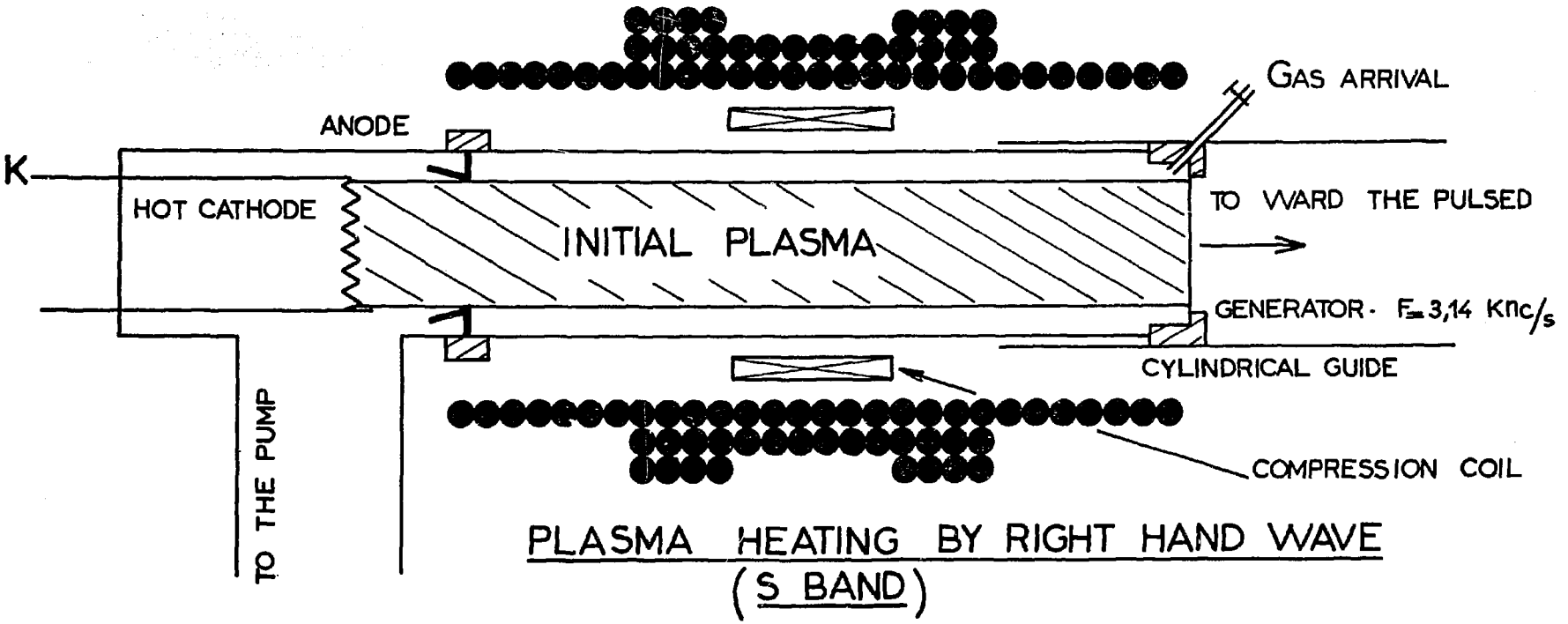
REGIONS I $\omega_{ce} < \omega$ UHF: NO PROPAGATION - REFLECTION-

II $\omega_{ce} > \omega$ UHF: PROPAGATION REGION OF LOW ABSOPTION AND REFLECTION OF CHARGED PARTICLES.

III $\omega_{ce} = \omega$ UHF : REGION OF STRONG ABSORPTION OR ELECTRONCYCLOTRON RESONANCE.

- Fig. 31 A -

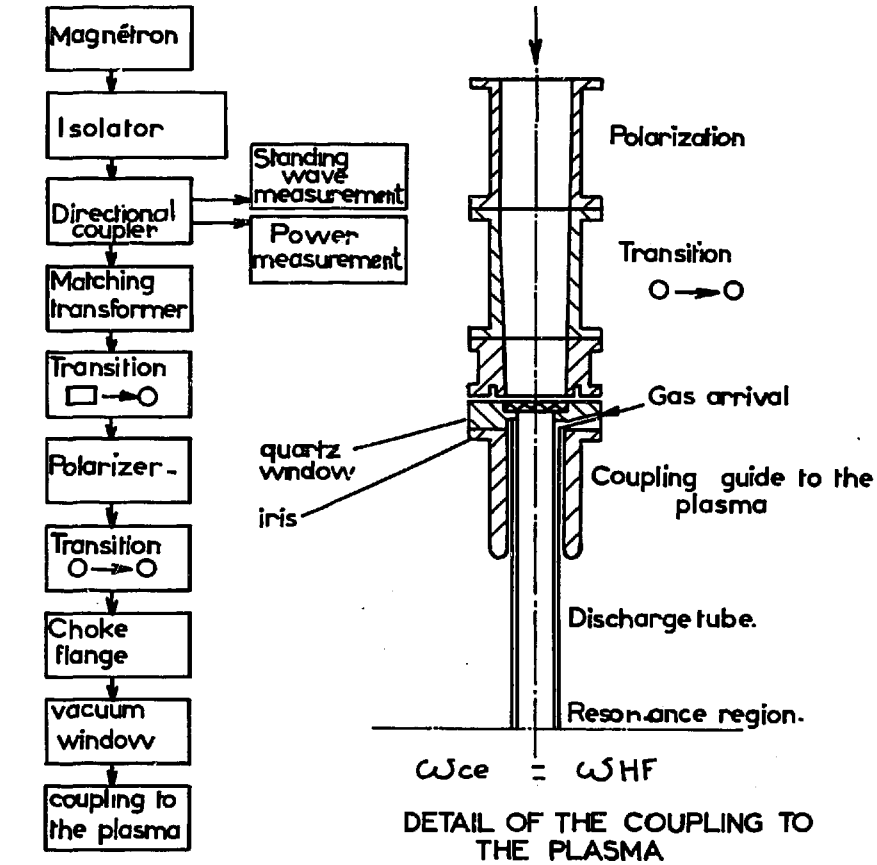
EXPERIMENTAL ARRANGEMENT



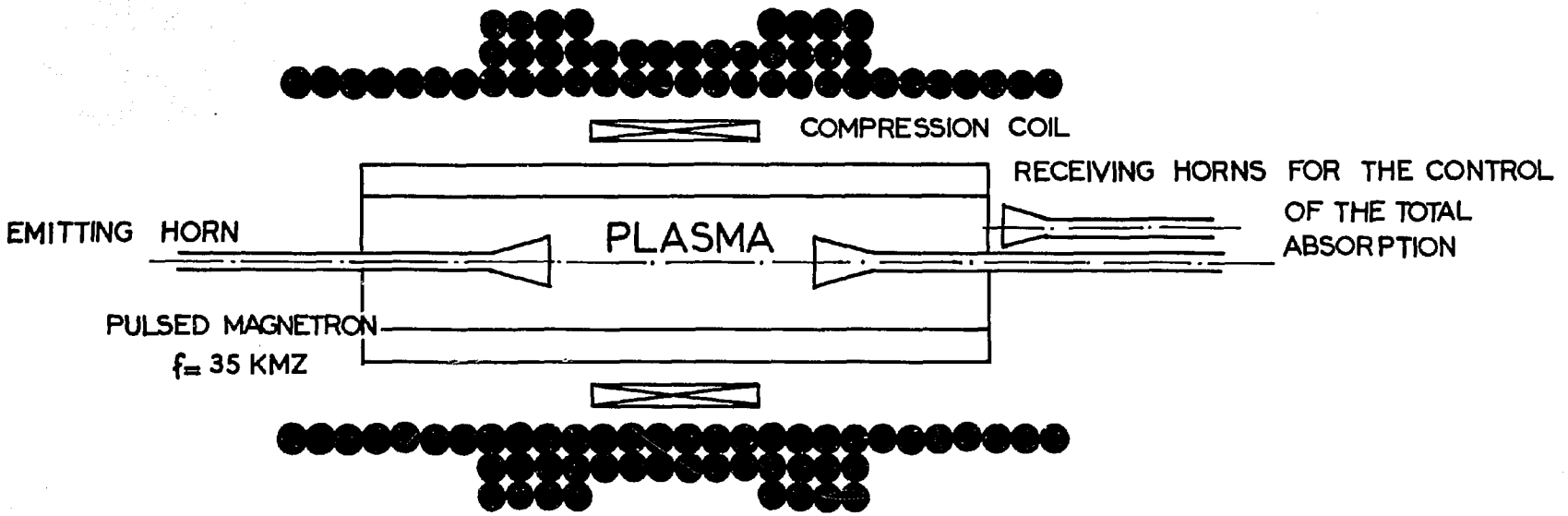
PLASMA HEATING BY RIGHT HAND WAVE
(S BAND)

- Fig. 31 B -

PLASMA HEATING IN S BAND



- Fig. 32 -



ABSORPTION MEASUREMENT

- Fig. 33 -

ANNEX 1

PRELIMINARY MEASUREMENTS OF WHISTLER-MODE PROPAGATION IN A θ-PINCH DISCHARGE

U. HOPF a. M. TUTTER

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik München

In θ-pinch discharges it is impossible in most cases to propagate microwaves across the discharge tube for diagnostic purposes because of the high electron densities.

As an example[1] Fig. 1 shows an oscillogram of an interference signal, made up by the superposition of a 4 mm wave transmitted across the middle axis of the discharge tube with its reference signal (a balanced mixer was used). Fig. 2 shows the interference signal of the reflected wave with thesame reference wave. The upper curves give the value of the exciting current (in crowbar operation). It can be seen that during the interesting part of the discharge time no measurable signal propagates through the plasma (the small irregular amplitude on the left of the interference pattern is due to local distrubances).

The strength of the magnetic field due to the external circuit is about 10^4 Gauss during the exciting current maxima. It seemed reasonable to attempt to propagate 3 cm waves in the whistler mode parallel to the magnetic field lines.

Fig. 3 shows a photograph of the double probe used. It consists of two small stub-antennas which are the ends of the inner conductors of two thin coaxial lines which is transmitted from one antenna to the other. Figure 4 and 5 are photographs of the amplitude of the interference signal made up by the superposition of the wave transmitted from one antenna to the other with its reference wave. The signals appear during times when the electron density is higher than the cutoff-density for 4 mm waves. No signal is received if the plane of the antennas is rotated perpendicular to the magnetic field. The oscillograms were made during discharges without crowbar circuit, where it can be seen that the signals appear when the magnetic field strength is higher than about 4 - 5 KGauß. This is to be expected for the case of 3 cm Whistler signals, where the gyroresonance is about at 4 KGauss. The line between the Whistler signals gives the zero amplitude. The small negative step before the beginning of the preionisation at the very left of the oscillogram gives the

1) The measurements were made at one of the θ-pinch torusses of U. Grossmann-Doerth, W. Lotz, E. Remy and G. Wolf in Max-Planck-Institut für Physik, München
Phys. Rev. Lett. (62)

amplitude of the received wave in vacuum (the phaseshifter in the bridge is adjusted to give maximal negative output of the balanced mixer). The fact that the amplitude of the Whistler signals is often higher than the vacuum-signal can be explained by the high refractive index of the plasma for the whistler mode. If the refractive index of a medium surrounding a stub antenna is made higher and higher, the effective length of the antenna is getting larger. When the effective length becomes a multiple of $\lambda/2$, the radiation efficiency may go through minima, depending on the losses of the medium.

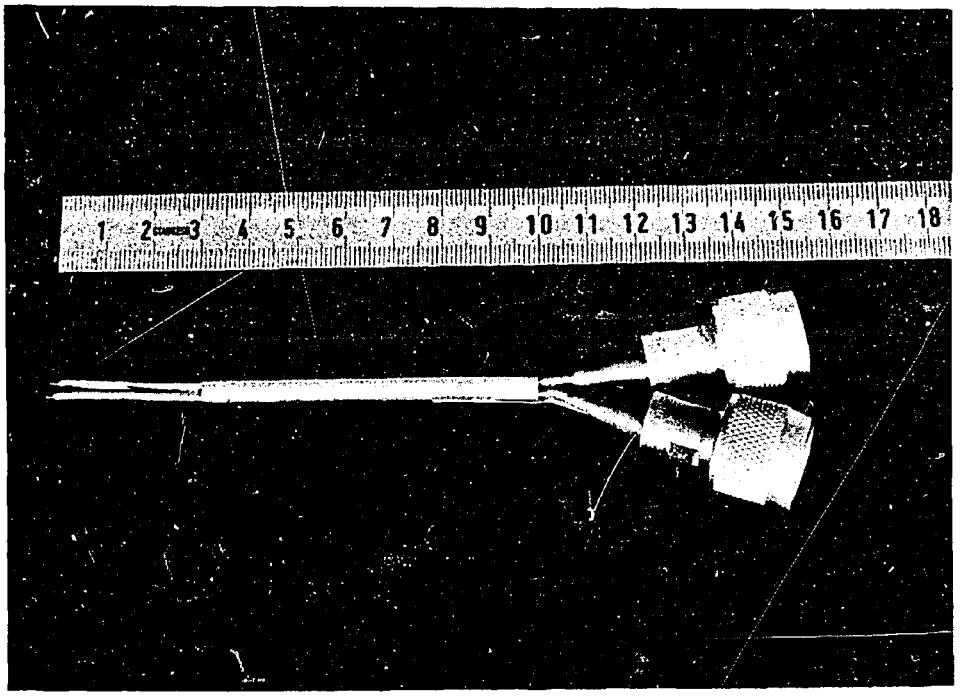


Fig. 3 The double probe for Whistler propagation

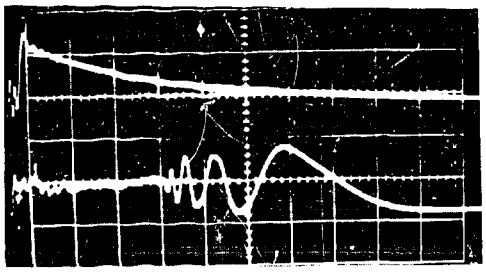


Fig. 1
4 mm transmission
50 µsec/cm

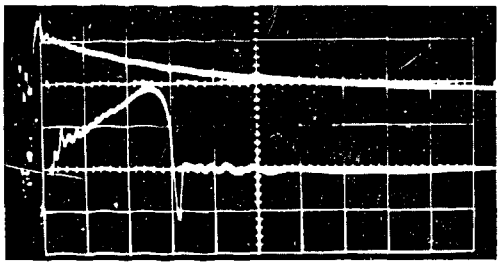


Fig. 2
4 mm Reflexion
50 µsec/cm

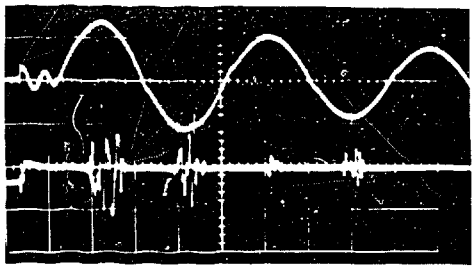


Fig. 4
3 cm Whistler
Transmission
10 µsec/cm

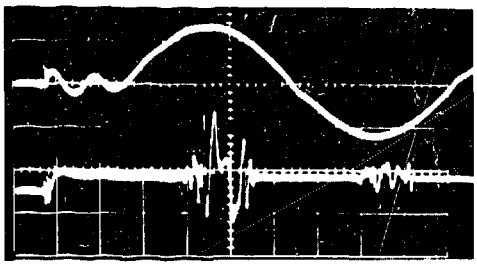


Fig. 5
3 cm Whistler
Transmission
5 µsec/cm

In Fig. 4 and 5 the distance between the probes was 15 mm

ANNEX 2

A MICROWAVE-DUAL-INTERFEROMETER FOR PLASMA DIAGNOSTIC

G. LISITANO

Institut für Plasmaphysik GmbH

München - Germany

This work has been undertaken as part of the joint research programme of the Institut für Plasmaphysik and Euratom.

Abstract

This paper describes an interferometer which radiates two microwave frequencies through a plasma, in order to obtain a better approximation of the plasma density.

By comparing the phase shift of the two waves it is also possible to determine the equivalent diameter of a plasma column of uniform density. The two waves used are an 8 mm fundamental wave and its first harmonic.

Introduction

A better approximation of the plasma density may be achieved by comparing the phase shift of two e. m. waves simultaneously radiated through a plasma. From the phase shifts of the two waves one may also determine the diameter of an equivalent plasma column of uniform density.

In the following we describe a dual interferometer which makes use of both an 8 mm fundamental wave and its 4 mm first harmonic wave. The latter one has been obtained through distortion of the fundamental wave with a 1N53 crystal just before entering the plasma. With the use of a sinusoïdal - interferometer [1], both waves may be presented in a polar plot of amplitude and phase or in a phase time display in which the phase is independent of amplitude variation. The latter presentation resembles the Wharton "fringe shift" interferometer [2] of which it is an exention.

I. Dual Interferometer Display

In Fig. 1 the phase shift of the 4 mm first harmonic wave is precented in the upper curve and the phase shift of the 8 mm fundamental wave is plotted in the lower curve. The phase variations are traced inside a phase-strip of 2 π. When the phase reaches the value of 2 π, the curve

jumps suddenly in its zero position and continues its path.

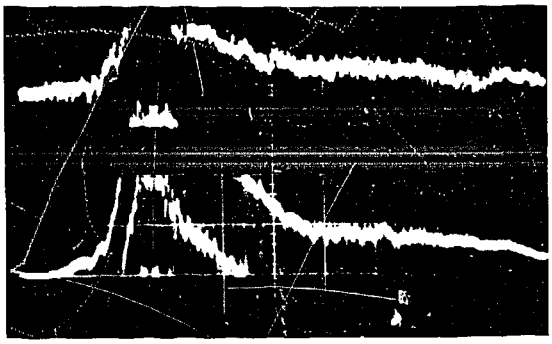


Fig. 1

Plasma discharge phase shift of the first harmonic wave (upper trace) and that of its fundamental wave (lower trace) time 100 μs/cm

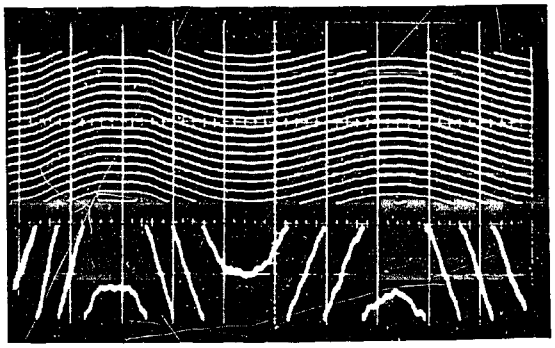


Fig. 2

upper trace - "multi-fringe" system
lower trace - "one fringe" system

Fig. 2 shows for comparison the "multi-fringe" system in the upper trace and the one "fringe" system in the lower trace. The one fringe system has a full scale sensitivity of 2 π.

Determination of Plasma Density and Equivalent Plasma Diameter [3]

Fig. 1 was obtained by radiating through the plasma with a 8 mm fundamental wave and its 4 mm first harmonic wave both being polarized parallel to the confining magnetic field of plasma. In this case with φ_8 and φ_4 the phase shifts of the 8 mm fundamental wave and that ofits 4 mm first harmonic wave and $\psi = \frac{\varphi_8}{\varphi_4}$, we found

$$\frac{N}{N_e} = \frac{4\psi(2\psi - 1)(\psi - 2)}{(1 - \psi^2)^2}$$

where N_e is the critical plasma density for out-off for the 8 mm wave and N the actual electron density.

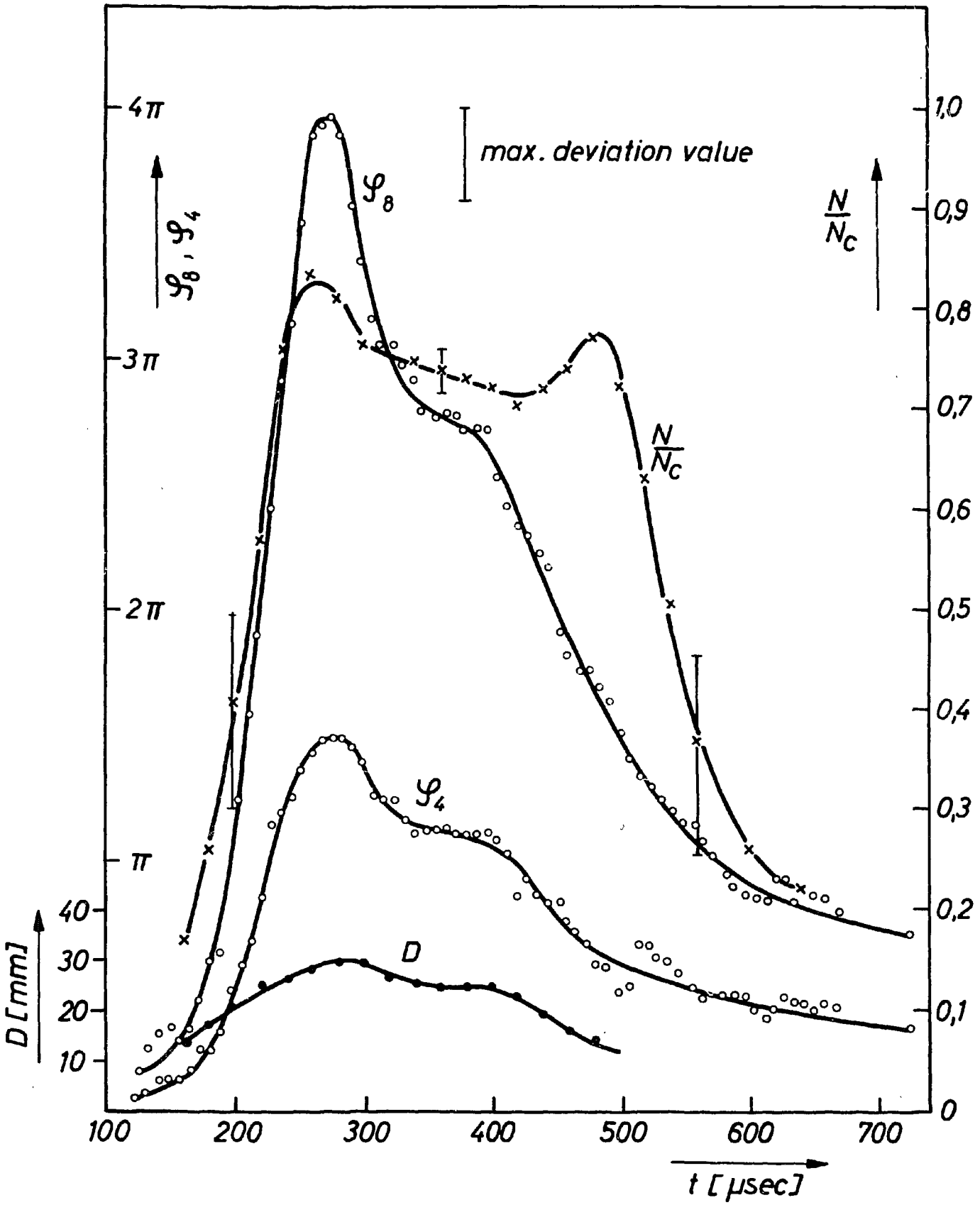


Fig.3 Plasma density N/N_c and plasma diameter D as a function of time.

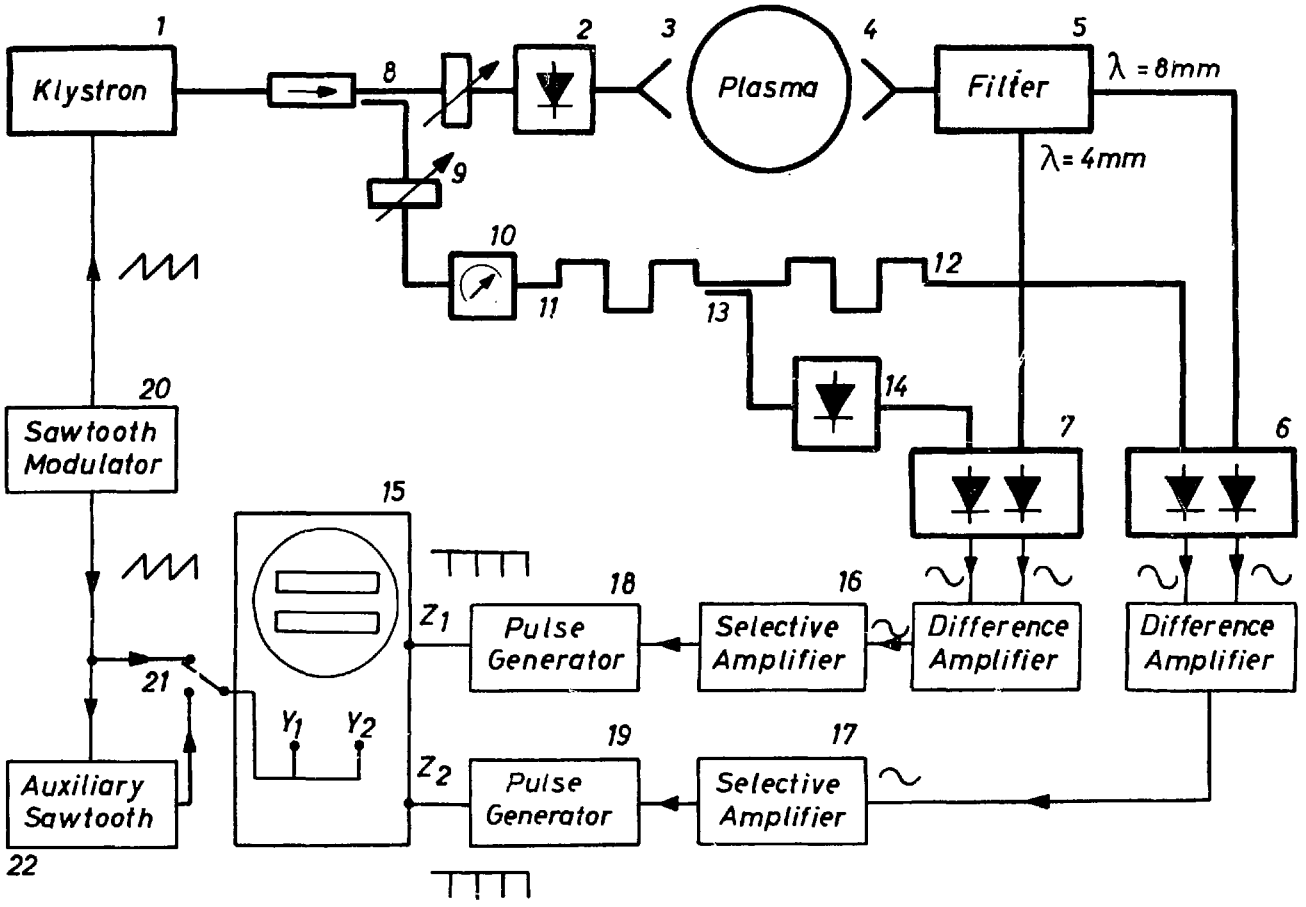


Fig.4 Schematic diagramm of the dual-interferometer.

It can also be shown that if D is the diameter of a plasma column of uniform density producing the phase shifts φ_8 and φ_4, one may calculate D as :

$$D = \frac{\varphi_8}{4\pi} \quad \frac{\varphi_8^2 - \varphi_4^2}{\varphi_8 - 2\varphi_4}$$

φ_8, φ_4 from fig. 1 are replotted in fig. 3 and the calculated value of $\frac{N}{N_e}$ and D are inserted.

From Fig. 3 it is seen that the plasma density may well remain at its maximal value even when the phase shift of both waves goes down to one third of their maximal value. This is to be explained from the corresponding variation of the plasma diameter D, which alone is responsible for the diminishing phase shift.

One may also deduce that recombination process occurs first at the cost of the plasma diameter. The value of the plasma diameter found above was in agreement with probe measurements of plasma density distribution and with that found by using a cut-off wave length.

Moreover the validity of the $\frac{N}{N_e}$ curve was checked by using a nearly cut-off wave length and it was seen that the cut-off time was in good agreement with that of the maximal value of $\frac{N}{N_e}$ of fig. 4.

Description of apparatus

Fig. 4 shows a schematic diagram of the interferometer. The Klystron (1) supplies the microwave power of about 50 mW at 34 Gc/s. The minimum power required to drive the system is about 10 mW.

The main part of the wave power is fed into the plasma. Just before is radiated it is distorted with a normal IN53B crystal in order to produce harmonics of the fundamental wave. The horn antenne (3) beams the fundamental wave with its harmonics through the plasma. The signal received by horn (4) is separated by filter (5) into the fundamental wave and its first harmonic which are feed to the mixers (6) and (7). The 8 mm mixer (6) is also feed with part of the original power coupled through the directional coupler (8), the attenuator (9), the phase shifter (10) and the tow long paths (11) and (12).

For the 4 mm mixer (7) the fundamental wave is coupled through the directional coupler (13) just after the first retording line (11) .

The signal is then distorted by means of a crystal (14) and the 4 mm first harmonic wave is filtered and fed to mixer (7) .

By making the delay path length (11) line equal to thet of (12) , both paths have in respect to the two wave lengths the same differential phase shift. The Klystron is sow tooth frequency modulated and the modulation amplitude is adjusted in order to produce a sinus interference signal at both mixers at the same frequency as the modulating sow tooth. The modulating frequency is 1 Mc/s, (16) and (17) amplify these sinus interference signal from which (18) and (19) produce

impulses for intensity modulation the two traces of the oscillograph.

The two y amplifiers of the oscillograph are fed either from the sow tooth modulation (20) or from the auxiliary sow tooth generator (22) . The regulation of the auxiliary generator frequency gives the desired number of fringes.

Conclusion

The dual interferometer uses only one Klystron and provides satisfactory results in two wave lengths, one of which is at double the frequency of the fundamental wave. In balanced 4 mm detector a gain of 15 dB was achieved by careful biassing the two diodes. The system is very sensitive because the bandwidths of the amplifiers are regulated to satisfy only the speed requirements of each experiment.

The phase stability of the system is good and it has been possible in a stationary plasma discharge with the addition of an integrating system to read phase shift of 5 degrees. With only one Klystron in KA band, it is then possible to evaluate plasma density between $1.5.10^{11}$ and 6.10^{13} cm^{-3}.

References

[1] LISITANO G.
Proc. Fifth Intern. Conference on Ionization Phenomena in Gases, München, S. 405-416 (Aug. 1961)

[2] Charles B. WHARTON
UCRL - 4836, 1957

[3] LISITANO G.
IPP 2/17 - Institut für Plasmaphysik, München (1963)

ANNEX 3

REPORT FOR Dr. CONSOLI ABOUT PRELIMENARY RESULTS OF MICROWAVE DIAGNOSTICS

by

H. BEERWALD and E. GEIBLER

Microwave measurements at Jülich are used predominantly to study the increase of electron density in ring discharge during breakdown by means of microwave interferometers. A typical interferometer is shown in fig. 4. The used gas was hydrogenium ; breakdown was caused by an alternating homogeneous magnetic field in θ-pinch geometry. Two cases were investigated :

a) Breakdown in a stationary R-F-field (Geisler).

b) Breakdown in a field excited by a pulsed condenser discharge (Beerwald).

a) Fig. 1 shows the experimental arrangement. When the amplitude of the field was increased linearly, breakdown of the ring discharge was observed as a strong rise of the electron density. Breakdown voltage is measured as function of pressure, initial electron density, magnetic bias field and diameter of discharge tube. Fig. 2 shows behavior of obtained breakdown data. With a more developed device formative time lag and jitter are investigated at present.

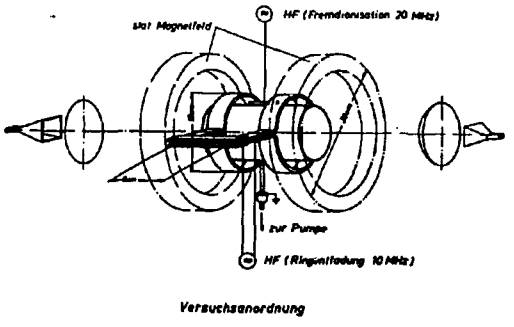


Fig. 1

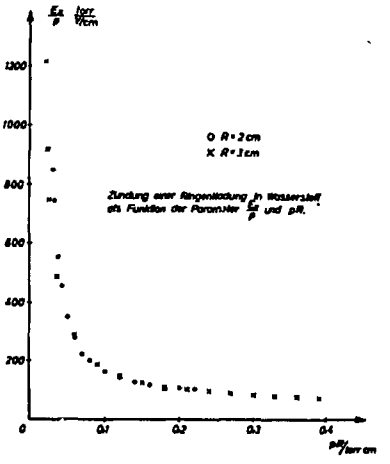


Fig. 2

b) Fig. 3 and 4 show the experimental arrangement. Interferometric

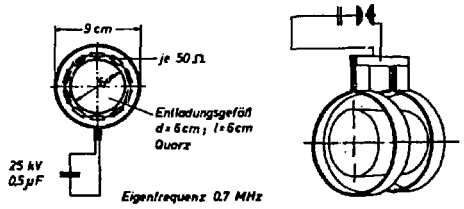


Fig. 3

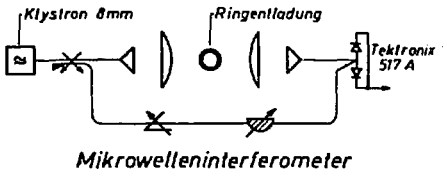


Fig. 4

measurements were done with 8 mm wavelength and sometimes with 4 mm. The multiplication of electron density being very fast, it was necessary to use the oscilloscope 517 A. During the breakdown the plasma has structure of a ring. The thickness of the plasma layer is estimated by means of an image converter and compared with the number of fringes in the interferograms obtained with axial and radial transmission. The results of these investigations are, that the electron density increases only when the magnetic field is near zero (fig. 5). Multiplication of electron density

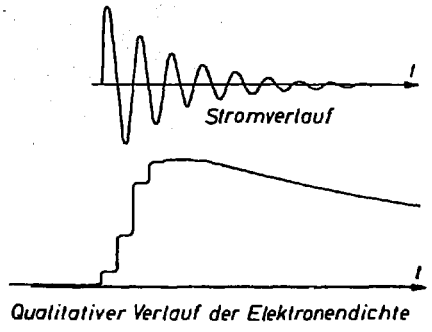


Fig. 5

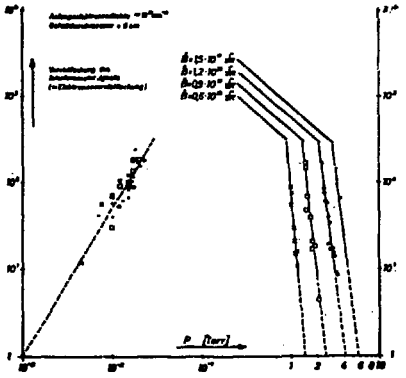


Fig. 6

at these points is shown in fig. 6 as function of pressure for different dB/dt. The present work shall yield the multiplication factor as function of dB/dt, pressure, diameter of the discharge tube and initial electron density. The so called "breakdown voltage", which is presented in fig. 7 was obtained by extrapolating the multiplication curve to the value 1.

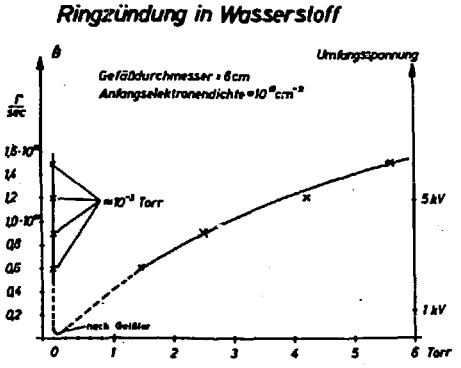


Fig. 7

Besides of this programm very strong radiation was found to exist in θ-Pinch discharges which causes a signal up to 50 mV from a 8 mm detector (1 N 53). After exceeding cut off density transmission of 8 mm wave could be observed. These effects have not been studied exactly.

Plasma velocity in axial direction due to end losses in θ-pinch discharges could be measured by means of Doppler-Effect, if there was no preheating.

FIN