CEA-R-3461

ASSOCIATION EURATOM - C.E.A

GROUPE DE RECHERCHES SUR LA FUSION CONTROLEE

CEA - R - 3461

EUR - 3853 - f

8.3

MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE D'UN PLASMA PAR INTERFEROMETRIE AVEC UN LASER He-Ne ($\lambda = 3{,}39\ \mu$)

par

Pierre BELLAND

Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses

Rapport CEA-R-3461

1968

Ga

SERVICE CENTRAL DE DOCUMENTATION DU C.E.A

C.E.N - SACLAY B.P. n° 2, 91 - GIF-sur-YVETTE - France

CEA-R-3461 - BELLAND Pierre
EUR-3853-f

MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE D'UN PLASMA PAR INTERFEROMETRIE AVEC UN LASER He-Ne (λ=3,39μ)

Sommaire. - Nous avons étudié les caractéristiques d'un laser à gaz He-Ne utilisé dans une technique simple d'interférométrie.

La lumière qui traverse le plasma est réinjectée dans le laser, et l'intensité propre de celui-ci, modulée par cette réinjection, sert à observer les franges.

De plus, à cause du couplage des deux transitions laser : 0,63μ (rouge) et 3,39μ (infrarouge), les interférences dans l'infrarouge peuvent être détectées par un simple photomultiplicateur sensible au rouge.

./.

CEA-R-3461 - BELLAND Pierre
EUR-3853-f

MEASUREMENT OF THE ELECTRON DENSITY OF A PLASMA BY INTERFEROMETRY WITH A He-Ne LASER (λ = 3.39μ)

Summary. - The characteristics of the He-Ne gas laser used in a simple interferometric technique have been studied.

After passing through the plasma, the beam is reflected back into the laser cavity, and the intensity of the laser itself, modulated by this optical feedback, is used to observe the fringes.

Furthermore, owing to the coupling of the two laser transitions 0,63μ (red) and 3,39μ (infra red), interferences in the infra red can be detected by a simple photomultiplier monitoring the red line.

./.

(suite CEA-R-3461)

Nous avons appliqué cette méthode à deux machines à plasma (E. P. P. E. et SABLIER) pour la mesure de la densité électronique moyenne en fonction du temps et de l'espace.

1968 73 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

This method has been applied to two plasma machines (E. P. P. E. and SABLIER) for spatial and temporal measurements of the mean electron density.

1968 73 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

A partir de 1968, les rapports CEA sont classés selon les catégories qui figurent dans le plan de classification ci-dessous et peuvent être obtenus soit en collections complètes, soit en collections partielles d'après ces catégories.

Ceux de nos correspondants qui reçoivent systématiquement nos rapports à titre d'échange, et qui sont intéressés par cette diffusion sélective, sont priés de se reporter à la lettre circulaire CENS/DOC/67/4690 du 20 décembre 1967 que nous leur avons adressée, et qui précise les conditions de diffusion.

A cette occasion nous rappelons que les rapports CEA sont également vendus au numéro par la Direction de la Documentation Française, 31, quai Voltaire, Paris 7e.

PLAN DE CLASSIFICATION

1. APPLICATIONS INDUSTRIELLES DES ISOTOPES ET DES RAYONNEMENTS

2. BIOLOGIE ET MEDECINE
- 2.1 Biologie générale
- 2.2 Indicateurs nucléaires en biologie
- 2.3 Médecine du travail
- 2.4 Radiobiologie et Radioagronomie
- 2.5 Utilisation des techniques nucléaires en médecine

3. CHIMIE
- 3.1 Chimie générale
- 3.2 Chimie analytique
- 3.3 Procédés de séparation
- 3.4 Radiochimie

4. ETUDES DU DOMAINE DE L'ESPACE

5. GEOPHYSIQUE, GEOLOGIE, MINERALOGIE ET METEOROLOGIE

6. METAUX, CERAMIQUES ET AUTRES MATERIAUX
- 6.1 Fabrication, propriétés et structure des matériaux
- 6.2 Effets des rayonnements sur les matériaux
- 6.3 Corrosion

7. NEUTRONIQUE, PHYSIQUE ET TECHNOLOGIE DES REACTEURS
- 7.1 Neutronique et physique des réacteurs
- 7.2 Refroidissement, protection, contrôle et sécurité
- 7.3 Matériaux de structure et éléments classiques des réacteurs

8. PHYSIQUE
- 8.1 Accélérateurs
- 8.2 Electricité, électronique, détection des rayonnements
- 8.3 Physique des plasmas
- 8.4 Physique des états condensés de la matière
- 8.5 Physique corpusculaire à haute énergie
- 8.6 Physique nucléaire
- 8.7 Electronique quantique, lasers

9. PHYSIQUE THEORIQUE ET MATHEMATIQUES

10. PROTECTION ET CONTROLE DES RAYONNEMENTS. TRAITEMENT DES EFFLUENTS
- 10.1 Protection sanitaire
- 10.2 Contrôle des rayonnements
- 10.3 Traitement des effluents

11. SEPARATION DES ISOTOPES

12. TECHNIQUES
- 12.1 Mécanique des fluides - Techniques du vide
- 12.2 Techniques des températures extrêmes
- 12.3 Mécanique et outillage

13. UTILISATION ET DEVELOPPEMENT DE L'ENERGIE ATOMIQUE
- 13.1 Centres d'études nucléaires, laboratoires et usines
- 13.2 Etudes économiques, programme
- 13.3 Divers (documentation, administration, législation, etc...)

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du nº 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème.

The C.E.A. reports starting with nº 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, PARIS VIIème.

- Rapport CEA-R-3461 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses
Groupe de Recherches de l'Association Euratom-CEA
sur la Fusion Contrôlée

MESURE DE LA DENSITE ELECTRONIQUE D'UN PLASMA PAR INTERFEROMETRIE AVEC UN LASER He - Ne (λ = 3,39 μ)

par

Pierre BELLAND

- Février 1968 -

PLAN

RESUME.

INTRODUCTION.

I.- REFRACTIVITE ET DENSITE D'UN PLASMA

A- Contribution des atomes .
B- Contribution des ions et des atomes excités .
C- Contribution des électrons .

II.- PRINCIPE DE L'INTERFEROMETRIE LASER

A- Le principe : La source et l'interféromètre .
B- Cas de l'interféromètrie laser He-Ne ($\lambda = 3,39\mu$).
C- Formule utilisée .

III.- DISPOSITIF EXPERIMENTAL DU BANC INTERFEROMETRIQUE

A- Description du banc .
B- Réalisations préliminaires .
C- Etalonnage de l'interféromètre .

IV.- ETUDE DE LA SOURCE

A- Fonctionnement du laser He-Ne (λ=0,63 μ , λ = 3,39 μ).
B- Cavité, miroirs et faisceau émergent .
C- Action des champs magnétiques sur le laser .

V.- ETUDE DU DETECTEUR-LIMITES DE LA METHODE .

A- Réinjection, forme des franges et limite de comptage .
B- Influence d'un gradient de densité dans le plasma étudié.
C- Fréquence de réponse du détecteur- Limite temporelle de la méthode.

VI.- MESURES EFFECTUEES SUR EPPE.

A- Description de la machine .
B- Montage et mesures .
C- Résultats et discussion .

VII.- MESURES EFFECTUEES SUR SABLIER

A- Description de la machine .
B- Montage et mesures .
C- Résultats et discussion .

CONCLUSIONS

REFERENCES

RESUME

Après avoir rappelé la contribution de la densité électronique à l'indice de réfraction d'un plasma, nous étudions la méthode de mesure de cette densité par interféromètrie avec un laser He-Ne.

Cette technique utilise la modulation, par réinjection dans le laser, de la lumière ayant traversé le plasma.

Le laser est à la fois source de lumière et détecteur des franges d'interférence. La cavité optique du laser correspond au bras de référence d'un interféromètre conventionnel.

La pureté spectrale et la petite divergence du laser permettent des interférences sur de longs chemins optiques; en effet, des phénomènes d'interférence ont été observés même lorsque le miroir de l'interféromètre est à plusieurs mètres du laser et qu'une puissance de l'ordre de 1% est réinjectée.

Cependant, la méthode n'est pas valable pour les plasmas peu denses (produisant moins d'une frange) et pour ceux dont la densité varie trop rapidement dans le temps. Cette dernière limite est imposée par le laser lui-même .

L'application de cette technique sur deux machines du Centre d'Etudes Nucléaires de Fontenay-aux-Roses, ayant des caractéristiques très différentes (gaz utilisé, pression de remplissage, courant dans le plasma, forme et longueur de la décharge ...) , a donné de bons résultats pour la densité électronique moyenne en fonction du temps et de l'espace .

INTRODUCTION

Les techniques de diagnostic de plasma les plus appréciées sont celles qui n'introduisent aucune interaction entre l'appareil de diagnostic et le plasma . Cette remarque est valable, notamment, pour la mesure des densités électroniques.

Les sondes produisent des perturbations mal connues au sein du plasma et masquent ainsi certaines de ses propriétés. De plus, les conditions imposées par certaines sources telles que les torches et jets de plasma continus les détériorent rapidement.

Il existe d'autres méthodes classiques : interféromètrie en microondes, cavités à hyperfréquences. Mais l'obtention de densités de plasma de plus en plus élevées impose de nouveaux moyens de diagnostic.

En effet, les techniques microondes sont limitées dans leur application par la fréquence de coupure du plasma. Les microondes (jusqu'à 2mm) ou les cavités ne permettent les mesures de densités que jusqu'à $10^{14} cm^{-3}$.

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour atteindre les densités supérieures : effet Stark , interférométrie aux longueurs d'onde optiques et infrarouges . Cette dernière ,étudiée notamment par Ascoli-Bartoli /38/, a connu un nouvel essor avec la découverte du laser.

La méthode décrite ici, connue sous le non " d'interféromètrie laser" ou interféromètrie de Ashby /20/, a l'avantage d'être facile à monter (le laser servant de source et de détecteur pour l'interféromètre) et d'accéder aux plasmas très denses ($Ne > 10^{15} cm^{-3}$) sans les perturber .

Cette méthode rejoint ainsi la limite supérieure de la densité mesurable ($Ne \leq 10^{14} cm^{-3}$) par interféromètrie microondes $\lambda = 2mm$.

I. REFRACTIVITE ET DENSITE D'UN PLASMA

Si nous considérons un plasma comme un mélange d'atomes résiduels, d'ions et d'électrons , nous avons trois contributions pour la réfractivité

$$(n-1)_{plasma} = (n-1)_{at.rés.} + (n-1)_{ions} + (n-1)_{électrons}$$

$$= \sum_{k=a,e,i} (n-1)_k \qquad (1)$$

La loi de proportionnalité de Gladstone - Dale est valable pour les mélanges gazeux dilués ou encore si l'on ne tient pas compte des forces d'attraction internes .

$$(n-1)_{plasma} = \sum_{k=a,e,i} K_k N_k \qquad (2)$$

où n est l'indice de réfraction , K_k la réfractivité de l'espèce k et N_k la densité correspondante .

La formule de Lorentz-Lorenz /1/ permet de relier simplement la réfractivité à la polarisabilité α. (α est en général un tenseur du 2ème ordre; pour plus de simplicité, nous supposons le milieu isotrope .)

$$\alpha_k = \frac{3}{4\pi N_k} \left(\frac{n^2-1}{n^2+2} \right)_k$$

Comme $n \neq 1$, nous pouvons faire l'approximation

$$n^2 - 1 \sim 2(n-1)$$

et nous en tirons

$$(n-1)_k = 2\pi N_k \alpha_k$$

soit pour un plasma

$$(n-1)_{plasma} = 2\pi \sum_{k=a,e,i} N_k \alpha_k \qquad (3)$$

L'indice de réfraction d'un plasma est donc une fonction de la densité de ses composants.

Examinons chacune des contributions .

A) Contribution des atomes .

Pour la réfractivité d'un gaz neutre, non excité, dont le degré de compression est raisonnable, les théories, classique et quantique, de dispersion /1/ /2/ /3/ fournissent la formule bien connue

$$n^2-1 = \frac{4\pi e^2}{m} \sum_k N_k \sum_\ell \frac{f_{k\ell}}{\omega_{k\ell}^2 - \omega^2} \qquad (4)$$

où n est l'indice de réfraction du gaz à la fréquence $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$

$\omega_{k\ell}$ est la fréquence angulaire de la raie émise lors du saut entre les états k et ℓ ; et $f_{k\ell}$ la force d'oscillateur correspondante /4/ .

$\omega = \frac{2\pi C}{\lambda}$ est la pulsation de l'onde $(\omega \neq \omega_{k\ell})$

N_k est le nombre d'oscillateurs de masse m dans le niveau k

$e = 4,8\ 10^{-10}$ U.E.S. C.G.S. est la charge de l'électron .

Nous pouvons à nouveau faire l'approximation $n^2-1 \sim 2\,(n-1)$, ce qui donne :

$$n-1 = \frac{2\pi e^2}{m} \sum_k N_k \sum_\ell \frac{f_{k\ell}}{\omega_{k\ell}^2 - \omega^2} \qquad (5)$$

Si nous considérons seulement les longueurs d'ondes loin des raies de résonance , qui se situent, pour la plupart des gaz dans l'ultra-violet lointain(Tabl.I), nous pouvons développer la relation (5) en une série de puissances de $(\frac{1}{\lambda})$. En nous arrêtant au 2ème ordre, nous obtenons la formule classique de Cauchy

$$n-1 = A + \frac{B}{\lambda^2} \qquad (6)$$

Atomes	λ résonance (Å)	$A(10^{-5})$	$B(10^{-14}\,cm^2)$	$A'(10^{-23}\,cm^{-3})$	$B'(10^{-33}\,cm^{-5})$	$\alpha(10^{-25}\,cm^{-3})$
H	1215,66	13,58	1,02	0,505	0,38	6,70
$D(H_2)$	1215,33	13,58	1,02	0,505	0,38	
H_e	591,43 584,35	3,48	0,08	0,13	0,03	2,07
N	953,61 953,38 952,77 1200,77 1200,68 1200,20	29,06	2,24	1,08	0,83	
O	988,77 990,21 990,80	26,63	1,35	0,99	0,50	1,5
N_e	743,70 735,88	6,66	0,16	0,25	0,06	3,96
A_r	1066,65 1048,21	27,92	1,56	1,04	0,58	16,54
X_e	1469,60 1295,57 1250,20	68,23	6,92	2,54	$2,57_5$	40,4

TABLEAU I .

Raies de résonance, constantes A et B de la formule de Cauchy pour quelques gaz courants /4/.

Les valeurs des raies de résonance ont été calculées à partir des valeurs des niveaux d'énergie extraits de "Atomic Energy Levels" N.B.S. circular 467 (1949)

où les constantes A et B sont tabulées pour beaucoup de gaz /4/ (Tableau I.) .

Si nous combinons à température et pression normales la loi de Gladstone-Dale et la formule de dispersion de Cauchy, nous obtenons la réfractivité du gaz neutre en fonction de la densité

$$(n-1)_a = \left(A' + \frac{B'}{\lambda^2}\right) N_a \qquad (7)$$

avec $A' = \frac{A}{N_L}$, $B' = \frac{B}{N_L}$, $N_L = 2{,}687.10^{19}\,cm^{-3}$ (nombre de Loschmidt),

λ en cm et N_a nombre d'atomes par cm^3.

B) Contributions des ions et atomes excités.

En écrivant la formule de Cauchy, nous n'avons pas tenu compte des atomes excités et des ions. R.A. Alpher et D.R.White révèlent par ailleurs /5/ qu'il est assez difficile d'évaluer avec précision leur contribution.

Dans la relation (3) intervient la polarisabilité α , dont la valeur est calculée par la méthode variationnelle en mécanique quantique /6/

$$\alpha = \left(\frac{4}{9\,a_o}\right) \sum_i \left(\overline{r_i^2}\right)^2 \qquad (8)$$

où a_o est le rayon de Bohr et $\overline{r_i^2}$ la valeur moyenne du carré de la distance du $i^{ème}$ électron au noyau.

Etant donné la dépendance de α avec la $4^{ième}$ puissance du rayon moyen des électrons périphériques, nous nous attendons à une plus grande polarisabilité quand l'ion ou l'atome est dans un état excité. Néanmoins , nous pensons que cette différence peut être négligée car la population des états excités est considérablement plus faible que celle de l'état fondamental .

Pour le calcul de α , d'autres méthodes font appel soit à la susceptibilité magnétique χ comme celle de Kirkwood-Vinti /8/ /9/

$$\chi = - \frac{e^2 \mathcal{N} (Z a_o \alpha)^{\frac{1}{2}}}{4 m_e c^2}$$

($\mathcal{N}$ est le nombre d'atomes par gramme et Z le nombre d'électrons par atome) .

soit aux niveaux d'énergie de l'atome comme celle de Dalgarno-Parkinson /10/

$$\alpha \cong \frac{N}{(E_1 - E_o)2}$$

(N est proportionnel à N_e et dépend de la force d'oscillateur de la transition $E_o \rightarrow E_1$, E_o étant l'énergie du niveau fondamental et E_1 celle du premier niveau excité)

Après connaissance de l'ordre de grandeur des polarisabilités estimé par plusieurs auteurs /5/ /6/ /7/ , nous concluons que la réfractivité des ions peut être considérée, loin des résonances, comme étant grossièrement la même que celle des atomes correspondants .

Nous pouvons encore dire que la contribution des atomes excités est négligeable, car leur densité reste faible, soit à cause de la basse température, soit à cause de la diminution des atomes neutres dans le cas de plasma très chauds.

C) Contribution des électrons .

La relation désirée entre les propriétés optiques et physiques d'un gaz d'électrons peut être obtenue en considérant la propagation d'une onde électromagnétique plane à travers un plasma /11/ /12/ .

Avec $m_e \ll m_i$ et $\omega_{be} \gg \omega_{bi}$, l'équation de dispersion /12/ des ondes en incidence normale se réduit à

$$n^2 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \; \frac{1 \pm \omega_{be}/\omega + i\,\gamma_c/\omega}{(1 \pm \omega_{be}/\omega)^2 + (\gamma_c/\omega)^2} \qquad (9)$$

où ν_c est la fréquence de collisions électroniques

$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ la pulsation de l'onde

$\omega_p = \left(\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}\right)^{1/2}$ la pulsation plasma

$\omega_{be} = \frac{e B}{m_e}$ la pulsation gyromagnétique des électrons

$\omega_{bi} = \frac{Z e B}{m_i}$ celle des ions

Le signe (±) indique la présence de 2 ondes polarisées en sens inverse et se propageant à des vitesses de phase différentes.

Dans le domaine optique les collisions n'ont pas d'effet notable sur la réfractivité /13/ . Spitzer /14/, Theimer et al /15/ ont montré, par une analyse poussée, que l'on peut poser

$$\frac{\nu_c}{\omega} \ll 1$$

Pour les fréquences du spectre visible, nous avons pratiquement $\frac{\omega_b}{\omega} \ll 1$ et $\frac{\omega_p}{\omega} \ll 1$. La formule (9) devient en première approximation

$$n \simeq \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \simeq 1 - \frac{2\pi N_e e^2}{m_e \omega^2} \qquad (10)$$

$$n \simeq 1 - \left(\frac{e^2}{2\pi m_e c^2}\right) N_e \lambda^2$$

soit $$\boxed{(n-1)_e = -\ 4{,}48\ 10^{-14}\ N_e \lambda^2} \qquad (11)$$

avec N_e en cm^{-3} et λ en cm .

La formule (10) s'obtient facilement à partir d'autres considérations. Reprenons la formule (5)

$$n - 1 = \frac{2\pi e^2}{m} \sum_k N_k \sum_l \frac{f_{kl}}{\omega_{kl}^2 - \omega^2}$$

et supposons que le gaz d'électrons soit composé d'électrons libres aux fréquences envisagées. Nous pouvons donc supprimer de la formule (5) toutes les fréquences de résonance qui sont nulles /3/ .

Avec $\omega_{kl} = 0$ et $f_{kl} \sim 1$, on a $N_e = \sum_k N_k$

soit $$(n-1)_e = -\ \frac{2\pi e^2}{m_e}\ \frac{N_e}{\omega^2}$$

II. PRINCIPE DE L'INTERFEROMETRIE LASER

A) Le principe : la source et l'interféromètre .

La source lumineuse est un laser qui fournit une faisceau bien monochromatique, très cohérent dans le temps et l'espace /16/ .

L'interféromètre consiste en la simple addition d'un miroir extérieur M_3 à la sortie de la cavité laser définie par M_1 M_2 (Fig.1) . Le plasma est ainsi au sein d'une deuxième cavité résonnante M_2 M_3 couplée à celle du laser . Les conditions de résonance d'une telle cavité optique ont été calculées par Boyd et al. /17/.

Le miroir M_3 renvoie la lumière dans la cavité laser, et la phase du faisceau de retour modulera l'amplitude du faisceau émis par le laser en M_1.

Chaque fois qu'on déplace le spectre de fréquences de la cavité M_2 M_3 par rapport à la fréquence laser et qu'on traverse une résonance, l'amplitude du faisceau passe par un maximum. Cela se produit quand on modifie le chemin optique M_2 M_3, soit en bougeant légèrement le miroir M_3, soit en changeant l'indice de réfraction du milieu contenu dans M_2 M_3.

Le nombre de cycles de modulation correspond aux franges d'un interféromètre classique, comme l'ont montré King et Steward /18/. Il est donc possible de calculer l'indice de réfraction du plasma et par suite sa densité électronique .

B) Cas de l'interférométrie laser He-Ne ($\lambda = 3{,}39\mu$)

Le laser employé est un laser He-Ne qui utilise le transfert par choc de l'énergie d'excitation de l'hélium au néon

$$He\ ^{*}2\ ^{1}S \rightarrow Ne\ (2p^5)\ 5s'\ \left[\tfrac{1}{2}\right]^{\circ}_{1}$$

Ce processus réalise une inversion de population, entre le niveau Ne $(2p^5)$ 5 s' et les niveaux inférieurs du néon , qui donne naissance à deux longueurs d'onde couplées /19/, car provenant du même niveau (Fig.2).

L'une est dans le domaine visible

$$\lambda_1 \left\{ (2p^5)\ 5s'\ \left[\tfrac{1}{2}\right]^{\circ}_{1} \rightarrow (2p^5)\ 3p\ \left[3/2\right]_2 \right\} = 6329\ \text{Å}$$

l'autre dans l'infra rouge

$$\lambda_2 \left\{ (2p^5)\ 5s'\ \left[\tfrac{1}{2}\right]^{\circ}_{1} \rightarrow (2p^5)\ 4p'\ \left[3/2\right]_2 \right\} = 3{,}39\ \mu$$

(En notation de Paschen λ_1 ($3s_2 \rightarrow 2p_4$) = 6329 Å
λ_2 ($3s_2 \rightarrow 3p_4$) = 3,39 μ)

Quand le cycle des divers processus s'est établi en régime permanent, l'émission laser est constante, et est la somme de l'émission rouge et de l'émission infra rouge .

$$E = E_R + E_{IR} = Cte$$

Si le miroir extérieur M_3 ne réfléchit qu'une longueur d'onde ($\lambda_2 = 3{,}39\ \mu$), cette réinjection dans le laser affectera la puissance d'émission du laser à cette longueur d'onde. Cet effet de modulation sera périodique pour toute variation de chemin optique égale à λ_2.

Or le laser émet à puissance constante, et nous pouvons écrire

$$\frac{dE}{dt} = 0 = \frac{dE_R}{dt} + \frac{dE_{IR}}{dt}$$

Donc, en même temps , la puissance d'émission à l'autre longueur d'onde ($\lambda_1 = 0{,}63\ \mu$) variera périodiquement en opposition de phase avec la première. Maxima et minima d'intensité laser seront distants de $\frac{\lambda 2}{2}$.

Par conséquent, toute modulation de l'une des radiations laser entraînant la modulation complémentaire de l'autre /20/, un photomultiplicateur ordinaire sensible au rouge et relié à un oscillographe suffira à détecter les franges sur $\lambda_2 = 3{,}39\mu$.

C) Formule utilisée .

Si L est la longueur du plasma et 2L le chemin parcouru par le faisceau lumineux dans ce plasma, la variation de chemin optique est donnée par

$$\Delta L = 2\ L\ \Delta\ (n-1) \qquad (12)$$

où $\Delta (n-1)$ est la variation correspondante de la réfractivité du milieu contenu dans $M_2 M_3$.

Dans une décharge gazeuse, cette variation est dûe à la production du plasma (ou à sa disparition) .

$$\Delta (n-1) = (n-1)_{plasma} - (n-1)_{gaz\ initial}$$

$$= (n-1)_{at.résiduels} + (n-1)_{ions} + (n-1)_{électrons} - (n-1)_{gaz\ initial}$$

En comparant la polarisabilité des différentes composantes, on trouve /5/ que la réfractivité du gaz neutre résiduel augmentée de la réfractivité des différents ions est approximativement égale à la réfractivité des atomes du gaz initial . Nous avons donc

$$\Delta (n-1) \sim (n-1)_{électrons}$$

$$\Delta L = 2L (n-1)_{é}$$

Le nombre de franges d'interférence sera

$$N = \frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{2L \mid n-1 \mid_e}{\lambda}$$

En remplaçant $\mid n-1 \mid_e$ par sa valeur (formule 11) , on trouve

$$\boxed{N = 8,96\ 10^{-14}\ N_e\ L\ \lambda} \qquad (13)$$

avec L, λ en cm et N_e en cm^{-3}.

De plus en comparant les formules (7) et (11) , on voit que les réfractivités des électrons et des atomes (ou des ions) sont des fonctions différentes de la longueur d'onde. La première est proportionnelle au carré de la longueur d'onde, tandis que la seconde varie très peu tout au long du spectre visible /1/ /5/ .

La réfractivité des ions et des atomes est donc prépondérante dans le violet, celle des électrons dans le rouge et infrarouge . Avec l'utilisation du laser He-N_e, l'erreur causée par la présence d'ions et d'atomes sera par conséquent négligeable et nous aurons une bonne mesure de N_e.

L'infra rouge est plus intéressant que le rouge pour les mesures, car le nombre de franges est directement proportionnel à la longueur d'onde .

Avec $\lambda = 3,39\ \mu$ ($\lambda^2 = 11,5\ \mu^2$) la formule (13) devient

$$\boxed{N_e = 3,307\ 10^{16}\ \frac{N}{L}} \qquad (14)$$

N_e en cm^{-3} et L en cm .

III. DISPOSITIF EXPERIMENTAL DU BANC INTERFEROMETRIQUE

A) Description du banc .

Le laser utilisé est fabriqué par la C.G.E. . Le tube à décharge en quartz (5mm de diamètre et 1m de long) contient de l'hélium à la pression de 1mmHg et du néon à 0,1mmHg. Ce tube est fermé à chaque extrémité par une fenêtre en quartz inclinée selon l'angle de Brewster, ce qui évite les pertes par réflexion et donne une lumière polarisée . (Fig.3).

Les électrons sont fournis par le chauffage d'un filament (12V.) . Pour exciter la décharge gazeuse, on accélère les électrons par une haute tension (3000V.), reliée à un circuit de relaxation du type thyratron . La puissance nominale du laser est alors 15mW (à $\lambda = 0,63\ \mu$) pour un courant de 18 à 20 mA, en fonctionnement multimode.

Sa cavité optique de longueur $d_\ell = 1,20$m est formée selon les expériences envisagées, soit de deux miroirs concaves de 1,20 m de rayon (système confocal) , soit d'un miroir concave et d'un miroir plan (système hémifocal) .

Chaque miroir est revêtu d'une couche multidiélectrique dont les coeffients de réflexion ρ et de transmission τ mesurés sont

	ρ	τ	
(IR) $\lambda = 3,39\ \mu$	20% ± 5%	80% ± 5%	(*)
(R) $\lambda = 0,63\ \mu$	97% et 98%	~ 2%	

Le miroir extérieur M_3 de l'interféromètre est revêtu d'un métal à haut pouvoir réflecteur dans l'infra-rouge . Selon les besoins, ce miroir est plan ou concave (rayon de courbure 4 m) .

(*) Mesures faites avec une cellule InSb

Le rouge sert à l'alignement optique. Un filtre au germanium (fabrication M.T.O. , évaporation de couche multidiélectrique anti reflet sur un support de quartz) de transmission $\tau = 85\%$ pour $\lambda = 3,39\ \mu$ arrête le rouge et permet les mesures sur $\lambda = 3,39\ \mu$. Le photomultiplicateur d'électrons est du type usuel, A.V.P.51 polarisé à 1200 volts, et relié à un oscillographe (Tektronix 535,545 ou 551).

B) Réalisations préliminaires .

Le faisceau laser est légèrement divergent (cf.IV-B) à la sortie du miroir concave M_2 . Nous avons utilisé un système de deux lentilles convexes en quartz (le verre ne laissant pas passer des longueurs d'onde plus grandes que 1μ). Ce dispositif permet d'assurer notamment un bon couplage des deux cavités par concentration du faisceau sur le miroir extérieur M_3.

Comme dans toute interférométrie optique classique, le montage est sensible à toute infime variation parasite du chemin optique (vibrations extérieures...), d'où apparition de franges erratiques rendant les mesures impossibles. C'est une des raisons pour lesquelles nous avons choisi l'infra rouge pour faire les mesures, le système étant ainsi rendu cinq fois moins sensible aux vibrations parasites. De plus, d'après la formule (13) le nombres de franges N est proportionnel à λ et l'utilisation de l'infra rouge améliore la sensibilité de détection.

Il est néanmoins nécessaire de combattre l'influence des vibrations mécaniques extérieures. Nous avons stabilisé à l'aide d'amortisseurs, d'un côté la cavité laser, de l'autre le miroir M_3 , qui en pratique ne peut jamais être sur le même support que le laser.

Après des essais infructueux de suspension pneumatique, trop sensible à la température, nous avons utilisé avec succès des suspensions élastiques du type BECA (fabrication PAULSTRA) . ' ont des supports " équifréquence " dont la flexibilité est identique dans les différentes directions de l'espace et qui sont efficaces quelque soit l'orientation des vibrations .

C) Etalonnage de l'interféromètre .

Des réflexions multiples /21/ peuvent se produire sur les miroirs de l'interféromètre M_2M_3 (Fig.4) .

Pour être sûr que l'on fonctionne sur un seul aller et retour du rayon lumineux et que la formule (14) est bien utilisable, nous étalonnons l'interféromètre en créant une variation de chemin optique connue .

Cette variation déterminée s'obtient en faisant tourner (Fig.5) brusquement d'un angle i = 30° une lame de quartz d'épaisseur e= 0,975mm et d'indice n = 1,543 pour λ=0, 63 μ et n = 1,470 pour λ = 3,39 μ .

Nous avons

$$\Delta L = 2 \left[n (A C - AB) - B D \right]$$

(le 2 tient compte des 2 passages à travers la lame)

$$AC = \frac{e}{\cos r} \qquad BD = AD - AB = e \left[\frac{\cos(i-r)}{\cos r} - 1 \right]$$

$$\Delta L = \frac{2e}{\cos r} \left\{ n (1-\cos r) - \left[\cos (i-r) - \cos r \right] \right\}$$

ce qui donne numériquement

$$\Delta L = 0,0906 \text{ mm}$$

Nous devons donc obtenir un nombre de franges

$$N = \frac{\Delta L}{\lambda} = \frac{0,0906}{3,39 10^{-3}}$$

soit

$$\underline{N = 27 \text{ franges}}$$

C'est bien la valeur que fournissent les photos (Fig.6) quelque soit la distance du miroir M_3 à la sortie du laser (1 à 10 m) .

Il n'y a qu'un seul aller et retour dans l'interféromètre et nous utiliserons la formule (14) directement.

IV ETUDE DE LA SOURCE

Les mécanismes qui réalisent les inversions de population sont généralement classés en trois groupes : excitation des atomes par collision électronique, excitation des atomes par dissociation dans les gaz moléculaires, excitation sélective d'un niveau supérieur par transfert d'énergie (collisions inélastiques) à partir d'un état excité métastable d'un autre gaz . C'est ce dernier processus qui intervient dans le cas du laser He-Ne.

A) Principe du fonctionnement du laser He-Ne (λ = 3,39 μ ,λ=0,63 μ)

Les niveaux $He^* 2^1S_0$ et $He^* 2^3S_1$ de l'hélium sont métastables . Une transition radiative directe vers l'état fondamental $\left[1s^2 {}^1S_0 \right]$ est interdite, mais un atome d'hélium peut revenir au fondamental par un processus collisionnel.

Un circuit auxiliaire crée une décharge dans le mélange gazeux He-Ne. Les électrons ensuite accélérés correctement excitent les atomes d'hélium et les portent sur les niveaux $2\,{}^1S_0$ et $2\,{}^3S_1$. (Fig.7) .

Or , un des niveaux du néon 5 s' $\left[\frac{1}{2} \right]^\circ_1$ est à 386,78 cm^{-1} seulement du niveau excité $2\,{}^1S_0$, et un autre 4 s' $\left[\frac{1}{2} \right]^\circ_1$ est à 313,74 cm^{-1} du niveau excité $2\,{}^3S_1$. Il y a transfert d'énergie au cours des chocs entre atomes d'hélium dans les états $2\,{}^1S_0$ et $2\,{}^3S_1$, et les atomes de néon dans l'état fondamental $\left[2p^6 {}^1S_0 \right]$.

Sélectivement le $2\,{}^1S_0$ excite les atomes du néon dans l'état 5 s' $\left[\frac{1}{2} \right]^\circ_1$ et le $2\,{}^3S$ dans l'état 4 s' $\left[\frac{1}{2} \right]^\circ_1$, tandis que les atomes d'hélium desexcités redescendent dans l'état fondamental ^{1} . La petite différence d'énergie entre les niveaux se transforme en énergie cinétique .

Des inversions de population sont ainsi établies dans le Néon entre les niveaux $\left[5s \right] - \left[4p \right]$, $\left[5s \right] - \left[3p \right]$, $\left[4s \right] - \left[3p \right]$ d'une part et $\left[4s \right] - \left[3s \right]$ d'autre part - (Fig.7 - Tableau II)

Atomes	Paschen	Designation Racah	Niveau cm^{-1}
He		$1s^2\ {}^1S_o$	0
		$2\ {}^3S_1$	159850,318
		$2\ {}^1S_o$	166271,700
Ne		$2p^6\ {}^1S_0$	0
	$2p_9$	$3p\ [\frac{5}{2}]_3$	149659,000
	$2p_8$	$3p\ [\frac{5}{2}]_2$	149826,181
	$2p_7$	$3p\ [\frac{3}{2}]_1$	150123,551
	$2p_6$	$3p\ [\frac{3}{2}]_2$	150317,821
	$2p_3$	$3p\ [\frac{1}{2}]_0$	150919,391
	$2p_5$	$3p'\ [\frac{3}{2}]_1$	150774,072
	$2p_4$	$3p'[\frac{3}{2}]_2$	150860,468
	$2p_2$	$3p'[\frac{1}{2}]_1$	151040,413
	$2p_1$	$3p'\ [\frac{1}{2}]_0$	152972,697
	$2s_5$	$4s\ [\frac{3}{2}]^0_2$	158603,070
	$2s_4$	$4s\ [\frac{3}{2}]^0_1$	158797,954
	$2s_3$	$4s'\ [\frac{1}{2}]^0_0$	159381,940
	$2s_2$	$4s'\ [\frac{1}{2}]^0_1$	159536,570
	$3p_4$	$4p'[\frac{3}{2}]_2$	163710,581
	$3s_2$	$5s'\ [\frac{1}{2}]^0_1$	166658,484

TABLEAU II

Niveaux d'énergie pour l'hélium et le néon utilisés dans le laser He-Ne
Valeurs extraites de "Atomic Energy Levels" N.B.S.circular 467
(1949)

Une trentaine de transitions sont permises par les règles générales de sélection.

De nombreuses transitions laser ont été observées par différents auteurs /22/ /23/ , allant de 0,6μ à 3,4 μ (Tableau III) . Parmi ces radiations certaines ont une puissance si faible qu'elles sont négligeables. C'est ainsi que les raies les plus fortes émises sont $\lambda = 0,63\mu$ pour la série visible /23/ , et $\lambda = 1,15\mu$, $\lambda = 3,39\mu$ pour la série infrarouge /24/ . (Tableau IV) .

Mais la présence d'atomes de Ne dans les niveaux 3s ($\sim$135 000cm^{-1}) qui sont métastables et ont une section efficace de collision électronique assez grande vers les niveaux 3 p , forme une source indésirable d'atomes pour les niveaux 3p . Cette source, si elle est suffisamment importante peut empêcher les oscillations 4s-3p (gamme des 1μ) . De plus l'inversion de population relative à $\lambda = 1,15\mu$ est faible (Tableau V) . Avec des miroirs sélectifs à fort pouvoir de réflexion à $\lambda = 0,63\mu$ nous aurons les transitions laser suivantes :

$$\lambda \left\{ 5s'\left[\tfrac{1}{2}\right]^\circ_1 \rightarrow 3p'\left[3/2\right]_2 \right\} = 0,6329\mu$$

$$\lambda \left\{ 5s'\left[\tfrac{1}{2}\right]^\circ_1 \rightarrow 4p'\left[3/2\right]_2 \right\} = 3,3922\mu$$

leur probabilité d'émission étant du même ordre de grandeur et nettement supérieure aux probabilités des autres transitions possibles . ($\lambda = 3,39\mu$ est toujours présent du fait de son énorme gain /25/ Tableau V).

L'expérience a montré que $\lambda = 3,39\mu$ oscillait fortement avec des miroirs ayant un coefficient de réflexion médiocre à cette longueur d'onde (25%) alors que $\lambda = 0,63\mu$ ne peut osciller qu'avec des miroirs à haut pouvoir réflectif (97 à 98%) . Cela met en évidence la différence entre les deux gains correspondants.

L'interposition dans la cavité laser d'un filtre au Ge ($\tau = 85\%$ pour $\lambda = 3,39\mu$) a arrêté l'oscillation dans le rouge , mais les pertes sont insuffisantes pour éteindre l'infrarouge qui oscillait encore à puissance moitié . Par contre l'interposition d'un filtre à 90% de transmission pour $\lambda = 0,63\mu$ introduit trop de pertes pour que le rouge subsiste. Cela provient de la différence entre les nombres effectifs de trajets

Transition N_e (Paschen)	λ µ	Transition N_e (Paschen)	λ µ
$3s_2 \rightarrow 2p_8$	0,5940	$2s_5 \rightarrow 2p_8$	1,1393
$\rightarrow 2p_7$	0,6047	$2s_2 \rightarrow 2p_5$	1,1412
$\rightarrow 2p_6$	0,6119	$2s_2 \rightarrow 2p_4$	1,1526
$\rightarrow 2p_5$	0,6295	$2s_2 \rightarrow 2p_3$	1,1604
$3s_2 \rightarrow 2p_4$	0,6329	$2s_3 \rightarrow 2p_5$	1,1617
$\rightarrow 2p_3$	0,6353	$2s_2 \rightarrow 2p_2$	1,1770
$\rightarrow 2p_2$	0,6402	$2s_3 \rightarrow 2p_2$	1,1988
$\rightarrow 2p_1$	0,7306	$2s_5 \rightarrow 2p_6$	1,2069
	Réf. /23/	$2s_2 \rightarrow 2p_1$	1,5235
$2s_3 \rightarrow 2p_7$	1,0801		
$2s_2 \rightarrow 2p_6$	1,0847	$3s_2 \rightarrow 3p_4$	3,3922
$2s_4 \rightarrow 2p_8$	1,1146		Réf. /22/
$2s_5 \rightarrow 2p_9$	1,1180		

TABLEAU III

Transitions laser observées dans He-Ne .

Les calculs sont faits à partir des valeurs extraites de N.B.S. Circular 467

TEM_{oo} (Paschen)	λ Å	Puissances laser normalisées en % par rapport à 6329 Å	
$3s_2 \rightarrow 2p_1$	7306	1,30	
$\rightarrow 2p_2$	6402	2,17	
$\rightarrow 2p_3$	6353	0,65	
$\rightarrow 2p_4$	6329	100	d'après /23/
$\rightarrow 2p_5$	6295	0,65	
$\rightarrow 2p_6$	6119	6,5	
$\rightarrow 2p_7$	6047	10,86	
$\rightarrow 2p_8$	5940	8,70	

TABLEAU IV

Puissances des raies émises dans le visible comparées à λ = 6329 Å .

Transition Ne (Racah) .	$\lambda\mu$	Gain α cm^{-1}	Facteur d'inversion de population $\frac{N_2}{g_2} - \frac{N_1}{g_1}$ cm^{-3}	$\Delta\nu_D$ MC
$4s'[\frac{1}{2}]^o_1 \rightarrow 3p'[\frac{3}{2}]_2$	1,1526	$1,2\ 10^{-3}$	$1,5.10^8$	830
$5s'[\frac{1}{2}]^o_1 \rightarrow 4p'[\frac{3}{2}]_2$	3,3922	$\geq 4.10^{-2}$	$\geq 9.10^8$	284
$5s'[\frac{1}{2}]^o_1 \rightarrow 3p'[\frac{3}{2}]_2$	0,6329	$5,3\ 10^{-4}$	$1,3\ 10^9$	1520

TABLEAU V /25/

Importance des différantes transitions en compétition .

lumineux nécessaires à chacune des longueurs d'onde pour entrer en compétition.
En terme finesse, nous avons

$$\mathcal{F} = \frac{\pi \sqrt{\rho}}{1-\rho}$$

où $\rho = \sqrt{\rho_1 \rho_2}$ est le coefficient de réflexion moyen des miroirs M_1 et M_2.
On trouve pour $\lambda = 0{,}63\mu$ $\quad \mathcal{F}_R \simeq 124$
$\lambda = 3{,}39\mu$ $\quad \mathcal{F}_{IR} \simeq 2$

C'est à dire qu'il faut pour le rayon lumineux visible 124 aller et retour pour exister, alors que 2 aller et retour suffisent au rayon infrarouge pour osciller .

Si le fonctionnement du laser est tel qu'on supprime l'émission dans le rouge, la puissance d'émission dans l'infrarouge augmente de 50% .

B) Cavité, miroirs et faisceau émergent :

Les deux parties importantes d'un laser sont la cavité définie par les deux miroirs à haut pouvoir réflecteur M_1 et M_2 , et le milieu atomique amplifiant qui y est introduit .

A l'encontre du maser, dont la cavité a des dimensions comparables à la longueur d'onde, les dimensions de la cavité laser sont de l'ordre de cent mille à un million de fois la longueur d'onde . Par conséquent, nous aurons un très grand nombre de résonances possibles alors que le maser n'oscille que sur un seul mode .

En effet, la largeur à mi-hauteur de l'élargissement Doppler est définie par

$$\Delta\nu_D = \frac{2\nu}{c}\sqrt{\frac{2kT}{M}\,\mathrm{Log}_e 2}$$

où k est la constante de Boltzman
c la vitesse de la lumière
T la température moyenne des atomes
M la masse atomique

Avec T = 400°K nous obtenons respectivement $\Delta\nu_D = 1520$ Mc pour $\lambda = 0{,}63\,\mu$ et $\Delta\nu_D = 284$ Mc pour $\lambda = 3{,}39\mu$.

Or, la fréquence de séparation entre deux modes longitudinaux de la cavité est donnée par

$$\Delta\nu_d = \frac{c}{2d_\ell}$$

où d_ℓ représente la distance $M_1 M_2$ entre les deux miroirs terminaux. Ici , $d_\ell = 1{,}20$ m donc $\Delta\nu_d = 125$ Mc et l'émission laser consiste en à peu près une douzaine de fréquences discrètes séparées par 125 Mc dans le cas de $\lambda = 0{,}63\,\mu$ et de deux fréquences seulement pour $\lambda = 3{,}39\mu$ (Fig.8) .

Du fait que $\Delta\nu_d \ll \Delta\nu_D$ nous aurons toujours une fréquence à l'intérieur de la raie élargie par effet Doppler .

La longueur de raie de la cavité $\Delta\nu_c$ est reliée à la finesse réflective par

$$\mathcal{F} = \frac{\Delta\nu_d}{\Delta\nu_c} = \frac{\pi\sqrt{\rho}}{1-\rho}$$

A $\lambda = 0{,}63\mu$, $\mathcal{F}_R \sim 124$ et $\Delta\nu_c \sim 1$Mc , alors qu'à $\lambda = 3{,}39\mu$, $\mathcal{F}_{IR} \sim 2$ et $\Delta\nu_c \sim 62$ Mc .

La limite théorique de la largeur de raie laser est déterminée par l'émission spontanée de l'oscillation considérée /26/ .

$$\Delta\nu_\ell = \frac{8\pi h \nu}{P}(\Delta\nu_c)^2$$

où h est la constante de Planck et P la puissance laser à $\lambda = \frac{c}{\nu}$.
Ce qui donne pour $\lambda = 0{,}63\,\mu$ $\Delta\nu_\ell = 3.10^{-3}$ Hertz et pour $\lambda = 3{,}39\mu$ $\Delta\nu_\ell \sim 2$ Hertz soit une monochromaticité dans le visible de 10^{11} et dans l'infrarouge de 10^{8}.

La cavité optique du laser est du type interféromètre Fabry-Pérot . Ce que nous cherchons c'est de sélectionner un modèle important . Nous allons voir pourquoi le système sphérique, bien qu'ayant un pouvoir de résolution multimode beaucoup plus important, a été préféré au système plan .

P.Connes /27/ a étudié les propriétés d'un interféromètre confocal (Fig.9a) . Les miroirs sont sphériques, le centre de courbure de l'un se trouve sur la surface de l'autre; leurs foyers sont confondus.

L'étude détaillée d'un tel montage met en évidence ses propriétés très intéressantes et ses avantages sur l'interféromètre à miroirs plans parallèles.

Tout d'abord, nous constatons que les pertes par diffraction sont absolument négligeables. Le facteur déterminant est

$$F = \frac{a^2 n}{\lambda d_\ell}$$

où a est le diamètre des miroirs M_1 et M_2

d_ℓ la distance M_1 M_2

n l'indice du milieu (n ≠1)

λ la longueur d'onde laser .

Si F> 50 les effets de diffraction peuvent être ignorés /28/. Les pertes par réflexion seront alors plus importantes que celles par diffraction, mais d'un ordre de grandeur inférieures à celles par réflexion d'un interféromètre plan de mêmes caractéristiques .

Notre laser avec a = 2cm , d_ℓ = 120 cm donne

pour $\lambda = 0,63\mu$ F ~ 500

$\lambda = 3,39\mu$ F ~ 100

Tant que le miroir M_2 n'est pas trop loin de M_1, il parait normal de négliger les effets de diffraction .

Ensuite, le réglage d'un interféromètre sphérique est nettement moins

critique que celui de l'interféromètre à miroirs plans.

En outre, ce montage permet d'envisager une séparation efficace des divers modes, en plaçant correctement des diaphragmes. Si nous plaçons un diaphragme circulaire en A (Fig.9a) nous obtenons une cavité dont la partie utile est conique, donc d'assez grand volume. Dans un interféromètre à miroirs parallèles, il est également possible de séparer les modes par des diaphragmes bien placés, mais la partie utile de la cavité est alors un cylindre de faible diamètre, celui du diaphragme (Fig.9c) . Le volume est très petit et nous nous attendons à ce que la puissance émise par un tel montage soit faible .

Malgré ce que nous avons vu, l'effet de diffraction additionné à la concavité du miroir M_2 fait que le faisceau de sortie est légèrement divergent (Tableau VI.) . Le diamètre du faisceau rouge ($\lambda = 0,63\mu$) passe de 2mm, à la sortie du laser, à 6mm à 3 mètres. De plus nous nous sommes aperçus que les faisceaux rouge et infrarouge n'ont qu'une partie commune : ils ont un axe légèrement différent et la divergence du faisceau infrarouge est environ deux à trois fois celle du faisceau visible (Fig.10).

Cavité laser 120cm	$\lambda\mu$	Divergence α 10^{-3} rad. sans diaphragme	Divergence α 10^{-3} rad. diaphragme ϕ = 1,5mm	β 10^{-3} rad. entre axes (R) et (IR)
Système confocal	0,63 3,39	1,3 à 1,8 ~4	0,8 à 1 2,5 à 3	0, 25 à 0,45
Système hémifocal	0,63 3,39	0,66 à 1 1,5 à 2,5	0,5 1 à 1,5	~0, 25

Tableau VI.

Divergence des faisceaux de sortie (R) et (IR)
Le système confocal est environ deux fois plus divergent.
(La latitude des valeurs provient du passage non voulu d'un mode à un autre par un dérèglement imperceptible des miroirs).

Nous avons quelque fois employé le système hémifocal, constitué par un miroir sphérique M_1, dont le centre de courbure est sur la surface d'un miroir plan M_2 (Fig.9b) .

Le choix d'un miroir plan pour M_2 (M_1 restant concave) réduit le nombre de modes tout en affinant le pinceau (Tableau VI.) mais le réglage du laser par ajustement des miroirs est alors un peu plus délicat .

L'interposition dans la cavité M_1 M_2 d'un diaphragme circulaire de diamètre $\emptyset = 1,5$ mm , utilisé pour le fonctionnement monomode, a montré dans le cas des deux systèmes : confocal et hémifocal, une nette réduction de la divergence.

C) Action des champs magnétiques sur le laser .

Les appareils de dicgnostics sont souvent très près des machines à plasma et de ce fait peuvent être au sein d'un champ magnétique indésirable.

Dans un laser à gaz la présence d'un champ magnétique proche peut affecter :

1) la formation et le maintien de la décharge gazeuse par variation de la balance énergétique des particules dans le plasma : effet optique de plasma.

2) la propagation de la lumière dans le milieu gazeux : effet Faraday.

3) la fréquence des transitions atomiques et le caractère de la polarisation optique : effet Zeeman .

A la pression optimum (p_{opt} = 1mm Hg dans un laser He-Ne), le libre parcours moyen des électrons est inférieur à quelques centièmes de centimètres. Pour des champs magnétiques de l'ordre de 100 Gs la circonférence de Larmor est du même ordre de grandeur. Donc, on n'attend pas d'effet plasma important par application de tels champs magnétiques .

A.A.Dougal et al /29/ ont montré que l'effet Faraday se traduisait par une rotation $\theta_{rad} = 3,02\ 10^{-24}\ B\ L\ N_e$

où B est en gauss , L en cm et N_e en cm^{-3}.

L est la longueur du "plasma laser" et N_e sa densité électronique.

Il s'avère à l'aide de cette formule que θ est insignifiant .

Dans un laser He-Ne avec fenêtres à angle de Brewster, les effets associés à la décomposition des niveaux seront dominants.

Des publications récentes étudient le comportement du laser sous l'action de champs magnétiques faibles à $\lambda = 1,15\mu$ /30/ , à $\lambda = 3,39\mu$ et $\lambda = 0,63\ \mu$ /31/.

La largeur à mi-hauteur du profil Doppler à $\lambda = 3,39\mu$ est $\Delta \nu_D = 284$ Mc/s. Les composantes (σ^+) et (σ^-) de l'effet Zeeman à ce degré peuvent être obtenues avec un champ magnétique longitudinal de 200 Gauss. En effet l'intervalle du doublet Zeeman est donné par

$$\Delta \nu_Z = g \frac{eH}{4\pi mc} = g\ H\ .\ 1,4\ \text{Mc/s}$$

où g est le facteur de décomposition de Landé et H le champ magnétique en gauss. (Fig.11) .

Pour de tels champs le fonctionnement laser a lieu en mode polarisé circulairement ou elliptiquement en dépit des fenêtres à angles de Brewster . De tels modes polarisés circulairement peuvent être maintenus stables. Cela indique que le laser, opérant à $\lambda = 3,39\mu$ avec des fenêtres à angle de Brewster pour la polarisation plane, ne peut introduire de pertes suffisantes pour éteindre de telles oscillations. C'est un type d'effet Hanle : dépolarisation par champ magnétique .

L'effet de l'oscillation laser $\lambda = 3,39\mu$ en supprimant l'émission visible est bien connue (cf.IV.A) . A cette longueur d'onde, l'amplification d'un simple aller et retour (entre les deux miroirs) de l'émission spontanée est suffisante pour saturer l'excédent de population du niveau d'énergie supérieur. W.E.Bell et A.C.Bloom /31/ ont trouvé que de forts champs magnétiques ou des champs inhomogènes, en particulier de l'ordre de 100 Gs sont capables de réduire ou d'éliminer presque complètement cet effet, sans affecter de façon appréciable le gain de lumière visible. Donc la puissance laser à $0,63\mu$ croît dans un champ longitudinal à cause de la suppression de l'autre transition en compétition ($\lambda_{3s_2 \rightarrow 2p_4} = 3,39\ \mu$) .

L'existence de cette augmentation de puissance est en accord avec les conclusions de M.I.D'Yakonov /32/ dans lesquelles il est montré que la radiation de sortie avec fenêtre à angle de Brewster croissait dans un champ longitudinal f. ble,

$$H \leq \frac{h \Delta\nu N}{g \mu B}$$

où la décompasition Zeeman des niveaux [$g\mu_B H$] est inférieure à la largeur naturelle [$h \Delta\nu_N$] de la raie .

($\mu_B = \frac{he}{4\pi mc}$ magnéton de Bohr)

Au delà de ce champ critique, on peut avoir l'extinction du laser pour de forts champs magnétiques.

V. ETUDE DU DETECTEUR - LIMITES DE LA METHODE.

King et Steward /18/ ont montré que l'intensité du laser est fortement influencée par le changement de phase du faisceau de retour, et chaque cycle de modulation correspond aux franges d'un interféromètre classique. Le principe de cette méthode exposé aux paragraphes [II-A) -B)] met en évidence pour le laser sa fonction de détecteur des cycles de modulation .

A) Réinjection , forme des franges et limite de comptage .

Nous définissons la profondeur de modulation comme le rapport de l'amplitude des franges d'interférence à l'amplitude du signal continu de l'émission laser enregistrées sur le même oscillographe.

Non seulement il est intéressant d'avoir en valeur absolue de grandes franges, mais il est aussi important d'obtenir une profondeur de modulation ne descendant pas en dessous de 25%.

D'après Gerardo et Verdeyen /21/ le degré de modulation de l'émission laser, serait intense seulement si toutes les fréquences laser [cf.IV B)] coïncidaient simultanément avec les fréquences de référence de la cavité interféromètre M_2M_3.

soit $\Delta\nu_\ell = \xi \Delta\nu_i$

$$\frac{c}{2d_\ell} = \xi \frac{c}{2d_i}$$

où $d_\ell = M_1 M_2$, $d_i = M_2 M_3$ et ξ = nombre entier

$d_i = \xi d_\ell$

Nos diverses expériences ne nous ont pas fourni une vérification probante de cette affirmation, et il s'avère que d'autres facteurs entrent en jeu.

Revenons au dispositif de montage et voyons ce que l'on peut espèrer effectivement réinjecter. (Fig.12) . Du fait des pertes dûes aux passages à travers le filtre Ge et aux réflexions sur le miroir M_3, nous n'aurons qu'une quantité de lu-

mière restreinte à réinjecter .

Soit I_o l'intensité laser $\lambda = 3,39\mu$ à la sortie de M_2 et I_r l'intensité de retour sur M_2 . Si τ est le coefficient de transmission du filtre Ge et ρ_3 le coefficient de réflexion de M_3 à $\lambda = 3,39\mu$, nous pouvons écrire

$$\frac{I_r}{I_o} = \frac{\tau^2 \rho_3 I_o}{I_o} = \tau^2 \rho_3 = (0,85)^2 \ (0,25) = 0,18$$

De plus, à cause de la divergence laser et des grandes distances employées, seulement une portion du faisceau de retour sera utilisée pour la modulation.

Nous avons pris comme modèle le cas du système hémifocal avec son diaphragme (la divergence α est minime, cf.Tableau VI) et un miroir plan pour M_3.

Dans le tableau VII sont rapportées les profondeurs maximales de modulation observées en fonction de la distance M_2M_3 ou du pourcentage de lumière utilisée. Nous remarquons que, seulement 1% de lumière en retour, après réflexion sur M_3, suffit à moduler à 50% l'émission laser .

Le choix d'un miroir concave pour M_3 améliore la sensibilité de l'interféromètre par une concentration du faisceau sur M_2. On peut espérer avec $S_r = S_o$ avoir le maximum théorique de réinjection ($\frac{I_r}{I_o} = 0,18$) et par conséquent une modulation très importante. Il n'en est rien. Il apparaît qu'au dessus de 10% de réinjection nous sommes tributaires d'un autre phénomène. En effet, la forme des franges obtenues dépend du couplage laser-interféromètre et ce couplage est très fortement non linéaire /20/. Si l'intensité de retour est trop forte, les franges ne seront pas sinusoïdales mais à caractère pointu. (Fig.13 a) b)).

L'évaluation des fractions de frange devient donc difficile et leur nombre minimum à enregistrer sera limité à un .

La formule (14) donne alors , avec $N \geq 1$, la condition suivante

$d_i = M_2 M_3$ (cm)	Diamètre faisceau $3,39\mu$ (mm)	Section faisceau en M_3 S_d (πmm^2)	Section faisceau retour M_2 $S_r = 2S_d$ (πmm^2)	$\frac{S_o}{S_r}$ %	%lumière utilisée $\frac{P_r}{P_o} = \frac{S_o}{S_r} \times \frac{I_r}{I_o}$	Prof.modulation max.obs. %
0	2	1	-	-	-	-
50	2,6	1,69	3,38	29,58	5,32	93
100	3,2	2,56	5,12	19,53	3,51	80
200	4,4	4,84	9,68	10,33	1,85	60
300	5,6	7,84	15,68	6,37	1,14	50
400	6,8	11,56	23,12	4,32	0,77	-
500	8	16	32	3,12	0,56	36
600	9,2	21,16	42,32	2,36	0,42	30

TABLEAU VII

- Pourcentage de lumière utilisée au retour et profondeur de modulation correspondante .

système hémifocal, diaphragme 1,5mm ($\alpha \sim 1,2\ 10^{-3}$ rad.)

M_3 est un miroir plan $\frac{I_r}{I_o} = 0,18$

$$N_e L \geq 3{,}307\ 10^{16}\ cm^{-2} \qquad (15)$$

N_e en cm^{-3}
L en cm

Cela implique soit une densité N_e importante , soit une grande longueur L de plasma .

Si donc, la méthode permet d'accéder aux plasmas très denses, la formule (15) montre qu'il y a une densité minimum décelable.

Si L est petit (L = 2cm, torche à plasma) cela entraîne
$N_e \geq 1{,}65.10^{16} cm^{-3}$
Si L est grand (L ~ 200 cm, plasma long) on doit avoir
$N_e \geq 1{,}65 .10^{14} cm^{-3}$.

Nous avons parlé de la réinjection de l'infrarouge, car c'est à cette longueur d'onde que nous effectuons nos mesures. Il est à remarquer, pour les expérimentateurs qui voudront utiliser le visible, qu'une trop grande réinjection de $\lambda = 0{,}63\mu$ peut éteindre l'oscillation laser à cette longueur d'onde. En effet, au passage du faisceau à travers le mélange He-Ne , il y aura une forte réabsorption de $\lambda (2p_4 \rightarrow 3s_2) = 0{,}63\mu$ qui repeuple ainsi le niveau $3s_2$. Mais d'autre part les niveaux 1s sont métastables et la transition d'absorption $\lambda (1s \rightarrow 2p_4) \sim 0{,}61\ \mu$ est extrêmement proche de la transition laser. Par conséquent, il y aura une forte absorption qui peuplera le niveau $2p_4$ et ainsi les niveaux $2p_4$ et $3s_2$ se trouvant également peuplés bloquent l'émission laser $\lambda = 0{,}63\mu$ au profit de l'infrarouge $\lambda = 3{,}39\mu$.(*)

(*) La notation de Paschen plus simple a été utilisée ici . (cf.IV. Tableau II) .

B) Influence d'un gradient de densité dans le plasma étudié .

S'il existe un gradient de densité dans un plasma, il existe un gradient d'indice de réfraction . Le faisceau lumineux qui traverse un tel plasma est incurvé. Le rayon de courbure /1/ est donné par

$$\frac{1}{R} = \sin\beta \ \frac{\nabla n}{n}$$

si β est l'angle que fait le rayon lumineux avec le gradient local. Notamment, si le gradient est perpendiculaire au faisceau, on a

$$\frac{1}{R} = \frac{\nabla n}{n}$$

et la déviation angulaire du faisceau est

$$\varepsilon_{rad} = \frac{L}{R} \simeq \frac{L}{n} \nabla n$$

si L est la longueur de plasma traversé.

Or, d'après (11) $n-1 = -4{,}48\ 10^{-14} N_e \lambda^2$

donc $\varepsilon \simeq L\nabla n \simeq -4{,}48\ 10^{-14} \lambda^2\ L\nabla N_e$

soit à $\lambda = 3{,}39\ \mu$

$$\varepsilon_{rad} \simeq -5{,}15\ 10^{-21} L\ \nabla N_e \qquad (16)$$

Si le gradient de densité est très fort et la longueur du plasma importante l'existence d'un ε non négligeable entraîne des difficultés de réglage en tant qu'optique géométrique.

En général , les gradients ne seront pas assez forts pour provoquer une déviation décelable , et surtout il est possible, par effet de symétrie après réflexion sur M_3, que cette déviation s'annulle en moyenne quand le rayon passe d'un côté puis de l'autre de l'axe théorique de visée.

C) Fréquence de réponse du détecteur. Limite temporelle .

Du fait que l'interféromètre ne répond pas instantanément au changement de chemin optique et qu'il faut un certain temps pour que les oscillations laser prennent naissance dans la cavité M_1M_2, la méthode n'est pas appropriée pour des plasmas dans lesquels la densité électronique change très rapidement en fonction du temps .

L'augmentation du taux de défilement des franges se traduit par une diminution de la profondeur de modulation (Fig.14) . Nous aurons donc pour un plasma une valeur limite de la quantité $(\frac{dNe}{dt})$ mesurable.

La courbe donnant la profondeur de modulation en fonction de la fréquence des franges a été tracée en utilisant un petit miroir monté sur la membrane d'un haut-parleur pour les fréquences inférieures à 10^5 c/s , ou un miroir tournant pour les fréquences supérieures à 5.10^4 c/s .

La figure 14 donne un exemple de franges correspondant au chemin parcouru d'un point de vitesse nulle au suivant (demi-période d'oscillation de la membrane). Au point de vitesse maximale les franges sont plus serrées et la profondeur de modulation plus petite .

La profondeur de modulation en fonction de la fréquence des franges est donnée par la figure 15[courbe i]pour des franges obtenues sur $\lambda = 3,39\mu$ mais détectées dans le rouge ($0,63\mu$)ce qui est possible grâce à la complémentarité des 2 longueurs d'onde . A 5.10^4 c/s le signal tombe de moitié, et la limite se situe à environ 1 mégacycle/s .

Si N est le nombre de franges : $\frac{dN}{dt} \leq 10^6 s^{-1}$

Pour un plasma de densité électronique Ne cm^{-3} et d'épaisseur L cm , la formule (13) donne

$$L\ (\frac{dNe}{dt}) \leq 3,3.10^{22}\ cm^{-2}\ s^{-1} \qquad (17)$$

C'est à dire que son temps de croissance ou de décroissance est soumis à la condition (dans le cas d'une variation linéaire)

$$t \geq \frac{N_e\ L}{3,3\ 10^{22}}\ s.$$

$$t_{seconde} \geq 3.10^{-23}\ Ne\ L \qquad (18)$$

On peut espérer une augmentation de la vitesse de défilement mesurable si on utilise à la sortie M_1 , un détecteur infrarouge rapide pour mesurer directement la modulation du faisceau infrarouge, alors qu'on se sert du rouge pour mesurer cette modulation.

Nous avons essayé de tracer la courbe donnant la profondeur de modulation directement mesurée dans l'infrarouge. Pour le faire, nous avons utilisé une cellule à infrarouge (cristal InSb). Le signal étant très faible, nous avons dû ajouter un circuit électronique (amplificateur Gain 60-600 ; 50 Ω*) à la sortie de la cellule.

Jusqu'à 30 kilocycles la profondeur ne varie pas. Après, la courbe II (Fig.15) amorce une descente du même type que la courbe I (détection dans le rouge). Nous avons tout de suite été gênés par le bruit de fond (thermique) qui était amplifié de la même manière que le micro signal infrarouge .

Une extrapolation calquée sur la courbe I permet d'envisager une limite pour la courbe II située entre 3 et 5 Mégacycles/s, rejoignant les calculs de certains auteurs /33/ .

Une explication du phénomène de cette limite en fonction du temps peut se donner aisément si l'on considère, par exemple, le fonctionnement laser seulement dans le visible. En effet, la finesse de la cavité laser est donnée par $\mathcal{F} = \pi \frac{\sqrt{\rho}}{1-\rho}$

---

*) Cet amplificateur a été fabriqué par le Service électronique .

où ρ est le coefficient de réflexion moyen des miroirs à la longueur d'onde envisagée.

Pour $\lambda = 0,63\mu$, nous avons $\mathcal{F}_R = 124$. C'est à dire qu'il faut 124 aller et retour pour que l'émission laser soit établie. Le temps nécéssaire à cet établissement est

$$t_R = \frac{2d_\ell \ \mathcal{F}_R}{c} \simeq 10^{-6}\ s.$$

et par suite le laser ne peut suivre un changement de cycle arrivant à plus de 1 Mégacycle/s.

De la même manière , en considérant le fonctionnement du laser seulement en infrarouge ($3,39\mu$) , nous pouvons faire le calcul du temps nécéssaire à l'établissement de l'oscillation .

$$\mathcal{F}_{IR} \simeq 2 \quad , \quad t_{IR} = \frac{2d_\ell \ \mathcal{F}_{IR}}{c} = 6.10^{-7}\ s.$$

et par suite le laser ne pourrait suivre un défilement de franges se produisant à plus de 60 Mégacycles/s.

En réalité, le problème est plus complexe à cause du couplage du rouge et de l'infrarouge , et la fréquence limite calculée pour l'infrarouge est vraisemblablement abaissée du fait de ce couplage , en relation avec les temps de vie des différents niveaux considérés.

VI . MESURES EFFECTUEES SUR E.P.P.E.

La présente méthode a été appliquée pour mesurer la densité électronique en fonction du temps d'un plasma confiné dans E.P.P.E., machine tubulaire longue à configuration "hard-core" , réalisée au C.E.N. de Fontenay-aux-Roses /34/ .

A) Description de la machine .

Le plasma tubulaire créé dans cette machine est comprimé entre un champ magnétique B_z créé par un solénoïde placé autour de la chambre et un champ magnétique B_θ produit par le courant I_z traversant le conducteur situé sur l'axe de la machine. Le champ B_z donne naissance à une pression vers l'intérieur de la chambre alors que le champ B_θ (Fig.16) créé une pression radiale vers l'extérieur. Ainsi, en ajustant les niveaux de champ B_z et B_θ il est possible de confiner radialement un plasma loin des parois. Aucun confinement n'existe aux extrémités du tube puisque la décharge est accrochée aux électrodes.

Pour satisfaire à certains critères de stabilité , on ajoute, à l'extérieur du tube de plasma un champ B_θ , créé par la dérivation d'une partie I_c du courant I_z dans des conducteurs extérieurs.

Avant le déclenchement des champs principaux, le gaz est préionisé par le passage entre les électrodes d'un courant de quelques milliers d'ampères.

On obtient ainsi une configuration dite "pinch tubulaire" autour du conducteur central . Le plasma étudié est un plasma de deutérium confiné dans un tube de 220cm de long (distance entre les électrodes) sur 20 cm de diamètre , à l'aide de champs magnétiques dont le plus important est de l'ordre de 35 kiloGauss à r = 2 cm de l'axe (c'est à dire près du conducteur central), et 13 kiloGauss au coeur du plasma (c'est à dire à r = 5cm de l'axe.)

B) Montage et mesures .

Quelques difficultés importantes se sont présentées et ont dû être résolues pour avoir des mesures correctes.

1.- Vibrations du miroir réflecteur supporté par un système compliqué . Ces vibrations avaient pour origine d'une part les courants induits dans la masse métallique du support, d'autre part la réception de mouvements mécaniques venant du sol et dûs aux vibrations de la machine . Les premières ont été éliminées en utilisant un support isolant . Les secondes ont été amorties à l'aide de suspensions décrites au chapitre III-B) . Ce qui pouvait en subsister apparaissait suffisamment tard pour ne pas gêner les mesures.

2.- Les parasites captés par le laser et l'électronique associée.
L'origine de ces parasites semblent être essentiellement le champ magnétique de la machine, qui arrivait à arrêter l'entretien de la décharge He-Ne du laser . Ils ont été pratiquement éliminés par un blindage de chaque élémeni, et par une injection de puissance d'entrée plus grande dans la décharge He-Ne .

3.- La distance laser-miroir extérieur est de l'ordre de 6 mètres.
Pour obtenir une profondeur de modulation correcte, l'emploi d'un miroir concave pour M_3 s'est imposé . Nous avons cependant utilisé une cavité laser confocale car, bien que plus divergente que la cavité hémifocale, son réglage en est moins critique. Nous obtenons ainsi une profondeur de modulation de 50 à 60% .

Malgré tout, les réglages délicats devaient être refaits assez souvent à cause des vibrations mécaniques très importantes .

Les mesures de densité ont d'abord été faites principalement dans les périodes de décroissance du plasma (350 μs),c'est à dire d'après le maximum du courant . Plus tard , nous avons amélioré le signal lors de la période de croissance qui dure 60 μs (Fig.17a) .

La figure 17 donne quelques exemples des franges obtenues.
En a) est donné un exemple des franges obtenues avec une pression de remplissage ($p = 1,4\ 10^{-2}$ Torr) inférieure à la pression normale d'utilisation de la machine ($p = 1,7\ 10^{-2}$ Torr) .

en b) un train de franges,à peine visible et correspondant à la phase de croissance du plasma , est suivi des franges de décroissance régulières avec une profondeur de modulation supérieure à 60% . Rappelons que cette profondeur de modulation est d'autant plus faible que la fréquence est grande, pour un réglage donné de l'interféromètre (Fig.15- Courbe I).
en c) on a cherché dans les conditions usuelles de pression à résoudre les franges de croissance du plasma .

C) Résultats et discussion .

La première raie de résonance du deutérium se situe dans l'ultra-violet lointain $\lambda_{H_2}\left[\ 1s\ ^2S_{1/2} \rightarrow 2p\ ^2P^o_{3/2}\ \right] = 1215,33$ Å . En la comparant à la longueur d'onde de mesure $\lambda = 33.922$ Å , on voit que l'on est loin des résonances possibles et que la formule de Cauchy trouvée en (6) pour les atomes est valable.

De plus en appliquant la formule (11) pour les deutérons
on trouve que $(n-1)_{H2} = -1,21\ 10^{-17}\ N_e\ \lambda^2$
et qu'il y a prédominance de la contribution électronique pour la réfractivité car

$$\frac{(n-1)_{H2}}{(n-1)_e} = \frac{-1,21\ 10^{-17} N_e\ \lambda^2}{-4,48\ 10^{-14} N_e\ \lambda^2} \sim 2,7.10^{-4} \ll 1$$

Ensuite, les approximations $\frac{\omega_b}{\omega} \ll 1$ et $\frac{\omega_p}{\omega} \ll 1$ employées pour l'établissement de la formule sont permises.

En effet , à $\lambda = 3,39\mu$ les rapports $\frac{\omega_b}{\omega} = 10^{-8}$ B(gauss)
et $\frac{\omega_p}{\omega} \sim 10^{-10} \sqrt{N_e\ (cm^{-3})}$ montrent qu'il faudrait un champ $B = 10^8$ gauss et une densité $N_e \sim 10^{20}\ cm^{-3}$ pour obtenir $\frac{\omega_b}{\omega} = \frac{\omega_p}{\omega} = 1$.

Nous pouvons donc employer la formule (14) en toute validité

$$N_e = 3,307\ 10^{16}\ \frac{N}{L} \qquad (14)$$

avec N_e en cm^{-3} , L en cm , N le nombre de franges .

Le plasma d'EPPE a une longueur L = 200 cm , ce qui donne

$$N_e = 1,65\ 10^{14}\ N$$

Les expériences sont très reproductibles et les résultats sont groupés dans le tableau suivant :

p torr	$N_o(cm^{-3})$	N franges	$N_e max(cm^{-3})$	$x = \frac{N_e}{N_o + N_e}$	constante de temps décroissance τ (μs)
$1,75.10^{-2}$	$1,22.10^{15}$	7	$1,15\ 10^{15}$	0,84	125
$1,4\ .\ 10^{-2}$	$0,98.10^{15}$	4	$0,66\ 10^{15}$	0,40	125

p est la pression de remplissage pour laquelle la densité correspondante est N_o et x est le degré d'ionisation .

Sur la figure 18 sont reportés l'oscillogramme du courant dans le plasma, les franges et la densité électronique calculée en fonction du temps pour plusieurs décharges.

Cette densité varie exponentiellement de $1,15\ 10^{15} cm^{-3}$ (à 80μs) avec une constante de temps de 125 μs pour l'ensemble des décharges. Cette constante de temps est pratiquement la même pour la décroissance de la raie D_β.

Remarquons que cette constante de temps n'est pas compatible avec une décroissance par recombinaison pure, qui nous conduirait à une valeur aberrante pour la température de l'ordre de 1eV (alors que d'autres mesures ont permis de l'estimer à 45eV./34/).

Les phénomènes sont gouvernés par des processus de pertes plus rapides (diffusion) des particules chargées vers les parois ou les électrodes.

Le critère de la limitation du taux de défilement des franges donné par la formule (18) était largement vérifié .

$$t_{seconde} \geq 3.10^{-23}\ N_e\ L \qquad (18)$$

ce qui donnait ici

$$t \geq 7\mu s$$

Notons un essai de fonctionnement de l'interféromètre en même temps que le dispositif de chauffage par haute-fréquence installé sur la machine. Ces essais montrent que les franges de décroissance sont toujours lisibles. Aucun changement sur la densité et sa constante de temps de décroissance n'a été constaté - (Fig.17d) .

La géomètrie de la machine met en évidence l'existence de volumes morts qui ont pu être estimés de l'ordre de 40% du volume total.

A la température de 45 eV trouvée par les utilisateurs d'E.P.P.E. /34/ le gaz est complètement ionisé. Le nombre d'électrons par cm^3 N_e est égal au nombre de particules neutres disponibles N'_o , avec $N'_o = 0,6\ N_o$.

A $p = 1,75\ 10^{-2} T$, $N_o = 1,225\ 10^{15}\ cm^3$ et $N'_o = 0,725\ 10^{15} cm^{-3}$.

Nos mesures de densité ayant donné $N_e = 1,15\ 10^{15} cm^{-3}$,
cela nous conduit à envisager un facteur de compression

$$k = \frac{N_e}{N'_o} = 1,6$$

pour un courant dans le hard-core I = 40 kA .

Les auteurs /34/ avaient estimé un facteur de compression égal à 3,3 pour un courant I= 80 kA.

VII - MESURES EFFECTUEES SUR SABLIER

L'interféromètre a été monté ensuite sur SABLIER /35/ machine également réalisée au C.E.N. de Fontenay-aux-Roses) pour déterminer la densité électronique du plasma et sa répartition radiale .

A) Description de la machine

SABLIER est une machine constuite spécialement dans le but d'étudier l'effet combiné "Stark-Zeeman " dans les plasmas. Elle se compose d'un tube à décharge rectiligne en quartz de longueur 32cm (distance entre électrodes) et de diamètre 5cm . Ce tube est entouré d'une bobine d'induction produisant le long se son axe un champ magnétique sensiblement uniforme pouvant aller jusqu'à 69 kiloGauss.

Le plasma est isolé loin des parois à cause de la forme spéciale des électrodes et de divers éléments canalisateurs (Fig.19). Les surfaces des deux électrodes terminales sont légèrement incurvées dans le but d'obtenir une densité de courant quasi-uniforme dans la partie linéaire de la décharge, et ce courant suit de très près les lignes de force du champ magnétique d'une électrode à l'autre .

L'addition à l'intérieur de l'enceinte d'une série de cônes en quartz reliés dans la partie médiane par un tube rectiligne de diamètre utile 15mm évite les échanges entre le plasma et le gaz neutre et froid qui l'entoure.

La chronologie des décharges est la suivante (Fig.20)

à t = 0 une décharge à haut-voltage dans la bobine établit le champ magnétique qui atteint la valeur désirée à $t_1 = 700\mu s$

à $t_1 = 700\mu s$ une décharge à faible voltage dans la bobine amène le champ magnétique à une valeur qu'il gardera constante .

à $t_2 = 1ms$ lorsque le champ a atteint sa valeur constante, une courte impulsion ($t_3 = 27\mu s$) est appliquée aux électrodes créant la préionisation. Le courant principal I est alors envoyé dans la décharge . Juste avant la décroissance de B, le courant de la décharge est court-circuité à $t_4 = 2,8$ ms. On obtient ainsi un signal lumineux quasi-rectangulaire pendant un temps de 1,8ms.

B) Montage et mesures .

Le réglage de l'interféromètre n'a suscité que peu de difficultés, SABLIER ne produisant que de très faibles vibrations mécaniques. Les supports équi-fréquence "Paulstra" se sont révélés efficaces pour la suppression de ces vibrations.

A l'encontre d'EPPE où l'emploi d'un miroir extérieur concave était indispensable à cause de la longueur du chemin optique, un miroir plan a donné ici de meilleurs résultats. Le laser fonctionne en monomode, avec un diaphragme circulaire de 1,5mm dans la cavité choisie hémifocale. La distance laser-miroir de renvoi est de l'ordre de 3,50 m et les profondeurs de modulations ont été très satisfaisantes.

Nous avons travaillé en faisant varier les différents paramètres de la décharge : pression, courant, champ magnétique. Ce champ peut atteindre 69 kiloGauss. L'utilisation des blindages réalisés pour les expériences d'EPPE a éliminé les parasites dûs à ce champ magnétique .

La variation de B nous a permis d'étudier son influence sur la décharge et de déterminer un intervalle de stabilité optimum pour le plasma. Le champ B n'a pas d'effet sur la densité électronique .

La méthode, très sensible, a permis de suivre l'évolution de la densité du plasma. La figure 21 montre un cas où la décharge est très mauvaise, la chronologie des diverses batteries ayant mal fonctionnée. Toutes les fluctuations du plasma y sont enregistrées.

La figure 22 représente une décharge exponentiellement bonne obtenue dans une série aux mêmes conditions de pression, courant et champ magnétique. Il semble que la pureté du gaz et la propreté du tube joue un rôle important pour l'obtention de bonnes décharges .

La figure 23 montre le type de décharge courant .

En a) la trace supérieure donne le courant dans le plasma (plateau 1000A) et la trace inférieure les franges obtenues .

Celles-ci sont représentées avec une échelle de temps dilatée en b) pour la croissance ,

en c) pour la décroissance du plasma . Enfin ,
en d) est donné le champ magnétique (B = 15 kG) .

C) Résultats et discussion .

Les mesures ont été faites principalement à la décroissance du plasma, après le court-circuit du courant . Les mesures sur les franges de croissance n'ont pu aboutir à des résultats satisfaisants : en effet le système de déclenchement est tel que le plasma voit sa densité redécroître avant d'atteindre so valeur maximum (Fig.20) .

Nous avons utilisé comme gaz : l'hélium et l'hydrogène .
La discussion établissant la validité de la formule (14) faite au sujet d'EPPE aboutit à la même conclusion . Rappelons aussi que les premières raies de résonance de l'hélium se situent à $\lambda = 591,43$ Å et $\lambda = 584,35$ Å .

La formule (14) reliant la densité et le nombre de franges

$$N_e = 3,307\ 10^{16} \frac{N}{L} \qquad (14)$$

s'écrit dans le cas de SABLIER où L ~ 20 cm (longueur de la partie étranglée Fig.19) .

$$N_e = 1,65\ 10^{15}\ N$$

Pour l'hélium , les conclusions sont résumées dans le tableau suivant .

B kG	P torr	N_o cm^{-3}	N franges	N_e cm^{-3}	x	T°K(Saha)
8	0,8	$5,6\ 10^{16}$	3 à 3,5	$4,8$ à $5,6.10^{15}$	0,009	14500
12< B< 15	2,5	$1,7\ 10^{17}$	4,5 à 5	$7,4$ à 8.10^{15}	0,031	16000
	4,25	$2,2\ 10^{17}$	6 à 6,25	$0,96$ à $1,02.10^{16}$	0,046	15500
12< B< 20	8,7	$6,1\ 10^{17}$	6 à 8	$0,96$ à $1,28.10^{16}$	0,018	15000

B est le champ magnétique optimum pour la pression considérée pour laquelle la densité correspondante est N_o .

x est le degré d'ionisation .

T est la température déduite de l'équation de Saha .

Le courant optimum dans la décharge est le même pour tous les cas I = 1000 A.

Plus la pression de remplissage augmente, plus il faut augmenter le champ B pour assurer la stabilité du plasma et cette stabilité se révèle moins bonne . Par ailleurs le degré d'ionisation x n'est pas une fonction croissante de la pression mais passe par un net maximum . La valeur assez basse du degré d'ionisation est recherchée par les utilisateurs de SABLIER pour obtenir une intensité adéquate pour l'observation des raies émises et perturbées par l'effet combiné "Stark-Zeeman ".

L'intervalle de stabilité optimum est défini par les conditions suivantes :

$$2,5 < p\ (\text{Torr}) < 4,5$$

$$12 < B\ (\text{KG}) < 15$$

$$I = 1000\ \text{A} .$$

Nous avons alors une densité électronique $8.10^{15} < N_e\ (\text{cm}^{-3}) < 10^{16}$
Le critère temporel (18) $t_{(s)} \geq 3\ 10^{-23} N_e L$, donnait ici $t \geq 5\mu s$ et était encore largement vérifié .

L'exploration systèmatique a permis de construire le profil radial de la densité (Fig.24) .

Les quelques mesures faites dans l'hydrogène n'ont pas donné de différence notable pour la densité ; le plasma est seulement un peu plus instable.

Sur la figure 24, on voit que le profil radial de la densité électronique du plasma d'hélium épouse le profil de la densité du plasma d'hydrogène trouvé par mesures spectroscopiques (expériences reproduites avec les mêmes valeurs des paramètres).

La différence entre les deux courbes provient de la différence des méthodes. L'effet Stark est un phénomène local, alors que l'interférométrie donne la concentration moyenne rencontrée par le rayon lumineux. Les observations spectroscopiques ont été faites dans le plan médian de la chambre . Or, il existe un gradient longitudinal, du fait de l'absence d'un confinement aux extrémités et la densité au centre de la machine est légèrement plus forte que vers les électrodes.

CONCLUSION

La méthode de mesure décrite a permis la mesure de densités électroniques d'une façon relativement simple.

En conclusion, il sera intéressant d'indiquer quelles améliorations on peut espèrer apporter, en particulier pour abaisser la limite inférieure des densités à mesurer.

$$N_e \; L \geq 3{,}3\; 10^{16} \; cm^{-2} \qquad (15)$$

cette condition correspondant au défilement d'une frange.

Trois voies s'offrent à nous .

A) - Augmentation de la longueur d'onde utilisée.

La formule (13) montre que le nombre de franges est directement proportionnel à la longueur d'onde .

$$N = 8{,}96\; 10^{-14} \; N_e \; L \; \lambda \qquad (13)$$

L'apparition de nouveaux lasers à gaz délivrant des longueurs d'ondes voisines de 300μ (laser à HCN et à vapeur d'eau) , permet d'abaisser d'un facteur 100 la limite (15) , si N est toujours compté égal à un .

$$N_e \; L \geq 3{,}8\; 10^{14} \; cm^{-2} \qquad (19)$$

Le nombre de franges étant aussi proportionnel au chemin parcouru par le rayon lumineux à travers le plasma, on peut préconiser de multiplier les passages du faisceau laser à l'aide d'un système de miroirs . La formule (15) est écrite pour un aller et retour ; si nous considérons n aller et retour, on obtient

$$N_e \; L \geq \frac{3{,}3\; 10^{16}}{n} cm^{-2}$$

(La figure 25 montre un arrangement où n = 4) .

Dans ce cas la stabilisation de l'ensemble par rapport aux vibrations extérieures devient très précaire, et la simplicité du montage aléatoire .

B) Amélioration du système actuel .

Si le train de franges obtenu est régulier, on peut admettre la lecture du quart de frange. Une amélioration serait de pouvoir compter des fractions de frange inférieures au quart de frange à l'aide d'un effet Vernier. Supposons le miroir de renvoi animé d'un mouvement vibratoire donnant un train de franges régulières . A la création du plasma, le système de franges dû au plasma s'inscrit sur le train de franges de référence . Par différence, on obtient alors le nombre de franges propre au plasma . (Cette technique a été utilisée à Los Alamos) .

C) Utilisation d'un battement entre deux modes voisins du laser.

Un inconvénient de la méthode proposée est de ne pas pouvoir mesurer les densités d'un plasma stationnaire. C'est une méthode dynamique .

Nous allons voir que l'intérêt de la méthode suggérée par H.Malamud /36/ réside non seulement dans l'abaissement de la limite inférieure de la densité mesurable , mais aussi dans le fait qu'elle est valable pour des plasmas stationnaires. C'est une méthode statique.

Le figure (26) montre le schéma théorique utilisé dans la discussion.
Plusieurs remarques sont à faire : le laser n'a pas de fenêtres à angle de Brewster, et le faisceau sortant n'est pas polarisé .
Le faisceau laser est séparé par un prisme de Glan-Thompson dans les deux directions normales de polarisation.
La cavité $M_1 \; M_3$ est la cavité (1) de test où l'on introduit le plasma, la cavité $M_2 \; M_3$ est la cavité (2) de référence .
On ajuste les longueurs ℓ_1 et ℓ_2 des deux cavités pour obtenir la même fréquence pour chaque cavité .

$$\nu_1 = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{\ell_1} p_1$$

$$\nu_2 = \frac{c}{\lambda} = \frac{c}{\ell_2} p_2$$

$\nu_1 = \nu_2 \Longrightarrow \frac{p_1}{\ell_1} = \frac{p_2}{\ell_2}$ p_1 et p_2 sont des nombres entiers

et λ la longueur d'onde laser .

$$\Delta\nu = \nu_1 - \nu_2 = c \frac{p_1 \ell_2 - p_2 \ell_1}{\ell_1 \ell_2}$$

Avec l'introduction d'un plasma de longueur L et d'indice n , ℓ_1 devient

$$\ell_1 + (n-1) L$$

$$\Delta\nu = c \left[\frac{p_1}{\ell_1 + L(n-1)} - \frac{p_2}{\ell_2} \right] = \frac{cp_1}{\ell_1} \left[\frac{L(n-1)}{\ell_1 + L(n-1)} \right] = \frac{c}{\lambda} \left[\frac{L(n-1)}{\ell_1 + L(n-1)} \right]$$

or $|n-1| \sim 4{,}48.10^{-14} N_e \lambda^2$ (14)

$$\Delta\nu \simeq \frac{c}{\lambda} \frac{4{,}48.10^{-14} N_e L \lambda^2}{\ell_1}$$

$$\Delta\nu = 13{,}44.10^{-4} \frac{N_e L \lambda}{\ell_1}$$

soit $N_e L = 7{,}44.10^2 \frac{\ell_1 \Delta\nu}{\lambda}$ avec N_e en cm^{-3}
L_1, ℓ_1 , λ en cm
$\Delta\nu$ en c/s

Il a été montré que le signal de battements disparaît si la fréquence des battements devient inférieure à 1 Kc [37] .

$$N_e L \geq 7{,}4410^5 \frac{\ell_1}{\lambda}$$

Avec un laser He-Ne , $\lambda = 3{,}39\mu$, nous obtenons

$$N_e L \geq 2{,}2.10^9 \ell_1$$

Pour notre laser $\ell_1 = 120$ cm

$$N_e L \geq 2{,}6\,10^{11}\ cm^{-2} \qquad (20)$$

Remarquons que l'on doit toujours avoir $\ell_1 > L$ puisque la cavité (1) doit contenir le plasma . Or, nous savons que les pertes par diffraction deviennent non négligeables lorsque le miroir M_1 s'éloigne trop du miroir M_2. De plus, l'interposition d'un plasma dans la cavité laser risque fortement d'introduire des pertes telles que l'oscillation laser s'arrête .

$\Delta\nu$ peut aller jusqu'à 40 Kc [37] , ce qui donne comme limite supérieure

$$N_e L = \quad 10^{13} cm^{-2} \qquad (21)$$

Nous pouvons regrouper schématiquement les résultats dans le tableau suivant .

	Battements $\Delta\nu$	Interférométrie $\lambda = 300\mu$	Interférométrie $\lambda = 3{,}39\mu$
$N_e L\,cm^{-2}$	10^{11} à 10^{13}	10^{14}	à partir de 10^{16}...
	$\Delta\nu$ de 1 à 40 Kc L de 10 à 100 cm	L de 10 à 100 cm	L de 10 à 100 cm
$N_e\,cm^{-3}$	10^9 à 10^{12}	10^{12} à 10^{13}	à partir de 10^{14}....

Nous voyons que la série de méthodes envisagées à partir de la technique initiale permettrait des mesures de densités électroniques dans une gamme assez étendue.

REMERCIEMENTS

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur SCHATZMAN d'avoir accepté de patronner ce travail .

Ma reconnaissance va à Monsieur le Professeur ABELES qui a bien voulu faire partie de mon jury .

Je suis heureux de remercier Monsieur HUBERT, Chef du Service de Recherches sur la Fusion Contrôlée au C.E.N. de Fontenay-aux-Roses, qui a permis et encouragé cette étude .

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à Monsieur BRETON, Chef du Groupe optique-spectroscopie, pour son aide et ses conseils précieux .

Je remercie également les équipes d'E.P.P.E et de SABLIER pour leur aide au cours de mes mesures, Monsieur MINIER pour sa collaboration technique efficace , ainsi que tous ceux qui m'ont apporté leur concours.

REFERENCES

/1/ M.BORN, E.WOLF
Principles of Optics - Pergamon Press (1959)

/2/ R.LADEN BURG
Zeitschrift für Physik , 48, 15 (1928)

/3/ S.S.PENNER
Quantitative Molecular Spectroscopy and Gas Emissivities
Pergamon Press (1959)

/4/ W.C.ALLEN
Astrophysical Quantities - The Athlone Press -London -(1955, 1963)

/5/ R.A.ALPHER , D.R.WHITE
The Physics of Fluids , 2 , 2 (Mars, Avril 1959)

/6/ J.D.HIRSCHFELDER, C.F.CURTISS, R.B.BIRD
Molecular Theory of Gases and Liquids - J.Wiley-New-York (1954)

/7/ L.H.THOMAS, K.UMEDA
J.of Chemical Phys. 24 , 1113 (1956)

/8/ J.G.KIRWOOD
Physik Z. 33, 57 (1932)

/9/ J.P.VINTI
Phys.Rev. 41, 813 (1932)

/10/ A.DALGARNO, J.T.LEWIS
Proc.Roy.Soc. (London) A240 , 284 (1957)

/11/ J.F.DENISSE, J.L.DELCROIX
Theorie des ondes dans les plasmas - Dunod Paris (1963)

/12/ S.G.BROWN
Basic Data of Plasma Physics - J.Wiley , New York (1959)

/13/ P.P.INGENBERG
Interferometrische Messung der Elecktronendichte beim Theta Pinch
Diplomarbeit - München Universität (1963)

/14/ L.SPITZER
Physics of Fully Ionised Gases - J.Wiley,New-York (1956, 1962)

/15/ O.H.THEIMER, L.S.TAYLOR
Ann.Phys. (New York) 11 , 377 (1960)

/16/ B.A.LENGYELS
Lasers - J.Wiley , New York (1963)

/17/ E.D.BOYD, J.P.GORDON, H.KOGELNIK
Bell Syst.Techn. J. 40, 489 (1961) et J.41, 1347 (1962)

/18/ P.G.R.KING, G.J.STEWARD
New Scientist 17, 180 (1963)

/19/ A.L.BLOOM, W.E.BELL, R.E.REMPEL
Appl.Optics 2 , 317 (1963)

/20/ D.E.T.F. ASHBY, D.F.JEPHCOTT
Culham Laboratory P-38 (1964)

/21/ J.B.GERARDO, J.T.VERDEYEN
Proc. of I.E.E.E. (Janvier-Mars 1964)

/22/ R.A. MAC FARLANE, C.K.N.PATEL, W.R.BENNET Jr-, W.C.FAUST
Proc. I.R.E. 50 , 2 111 (1962)

/23/ A.D.WHITE, J.D.RYGDEN
Appl.Phys.Letters 2, 211 (1963)

/24/ A.JAVAN, E.A.BALLIK, W.L.BOND
J.O.S.A. 52 , 96 (1962)

/25/ W.C.FAUST, R.A.MAC FARLANE
J.of Applied Physics, 35, 2010 (1964)

/26/ C.H.TOWNES
Advances in Quantum Mechanics - (C.U.P.) - J.R.SINGER , New York (1961)

/27/ P.CONNES
J.Physique Radium , 19, 262 (1958)

/28/ A.G.FOX, T.LI
Bell Syst.Techn. J.40 , 453 (1961)

/29/ A.A.DOUGAL, J.P.CRAIG, R.F.GRIBBLE
Phys.Rev.Letters , 13, 156 (1964)

/30/ W.CULSHAW, J.KANNELAUD
Phys.Rev. 133, 691 (1964)

/31/ W.E.BELL, A.L.BLOOM
Appl. Optics 3 , 413 (1964)

/32/ M.I.D'YAKONOV, ZHETF
Sov.Phys.J.E.T.P. , 22, (49) p. 1173 (1965)

/33/ D.A.BAKER, J.E.HAMMEL, F.C.JAHODA
Rev.Sc.Instruments 36 , 3, 395 (1965)

/34/ J.ADAM, P.H.REBUT, A.TOROSSIAN
EUR-CEA-FC-266 (1964)

/35/ Hoe NGUYEN, H.W.DRAWIN, L.HERMAN
Rapport C.E.A.-R.3057 (1966)

/36/ H.MALAMUD
Rev.Scientific Instruments 36 (2) , 1507 (1965)

/37/ W.M.MACEK , D.T.M.DAVIS Jr-
Applied Physics Letters 2 , 67 (1963)

/38/ U.ASCOLI-BARTOLI, F.RASETTI
Nuovo Cimento 10 , 13 (1959)

Manuscrit reçu le 16 janvier 1968

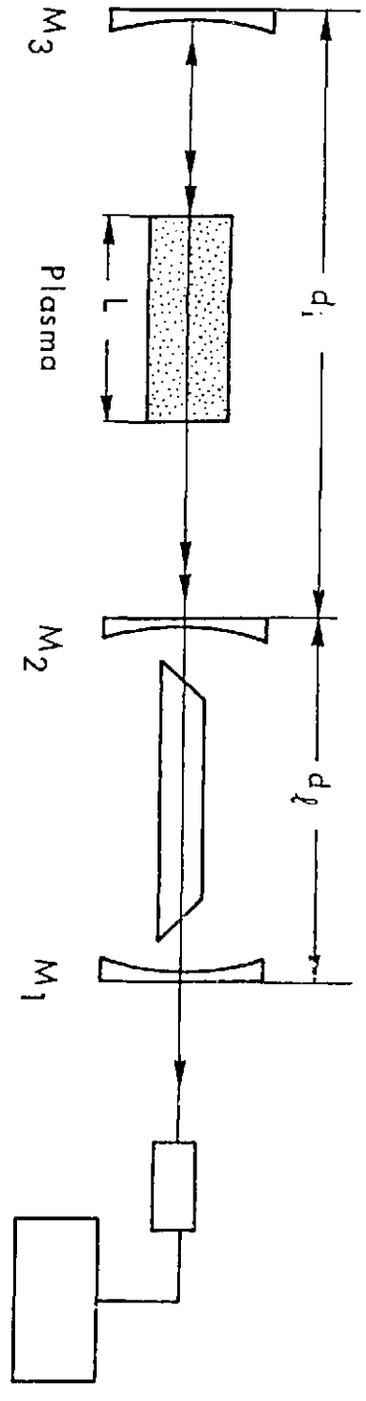
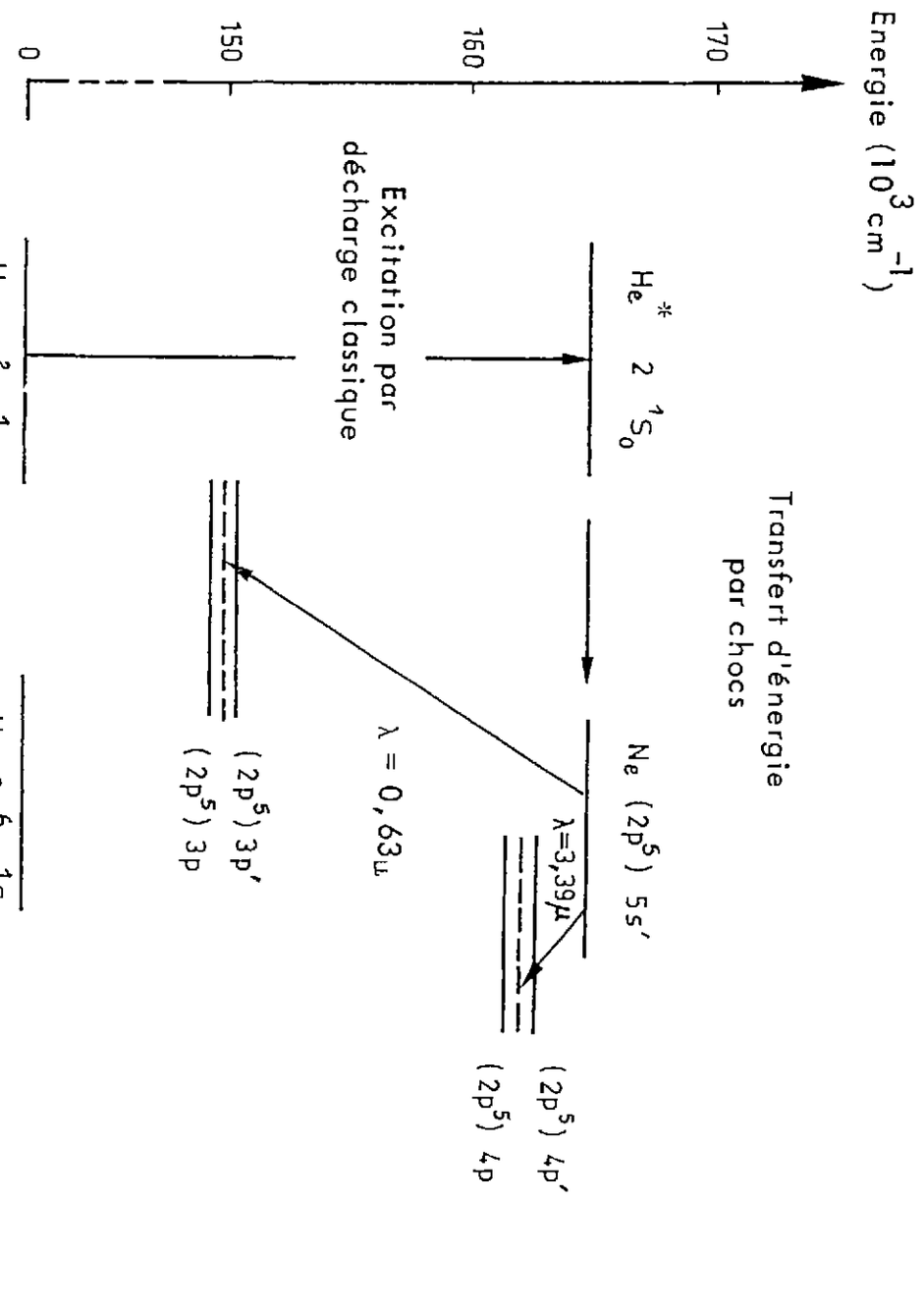


FIGURE 1

Montage de principe



Niveaux d'énergie du laser He-Ne

* Niveau métastable.

FIGURE 2.

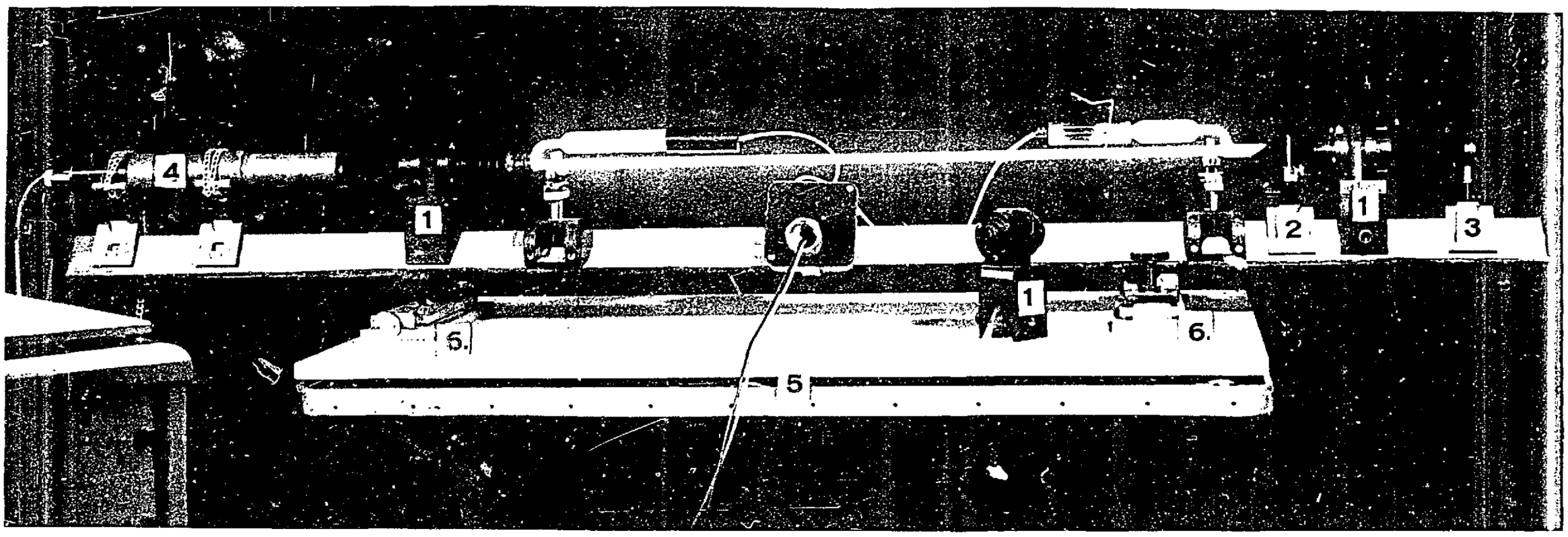


FIG. 3

Laser à gaz He-Ne sur son banc d'optique .

1. Miroirs laser à couches multidiélectriques - ($\rho_{moy.} \sim 97,5\%$ pour $\lambda = 0,63\mu$) .
2. Diaphragme circulaire (diamètre 1,5mm) .
3. Filtre Germanium ($\tau = 85\%$ pour $\lambda = 3,39\mu$) .
4. Photomultiplicateur et son blindage .
5. Table de marbre sur suspensions élastiques .
6. Déplacement latéral du laser .

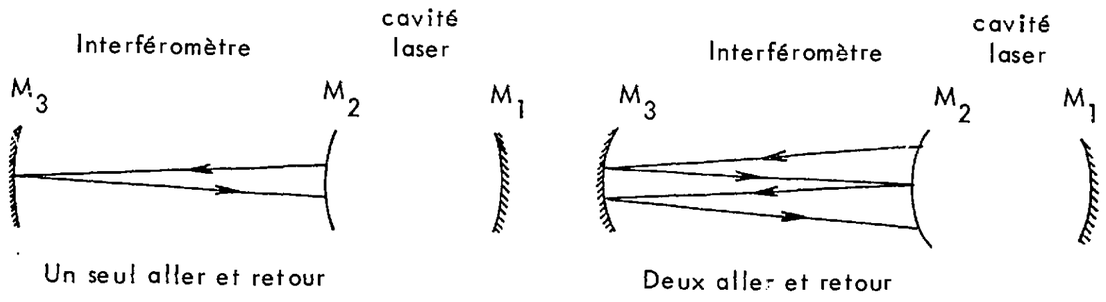


FIG. 4

Réflexions multiples sur les miroirs de l'interféromètre.

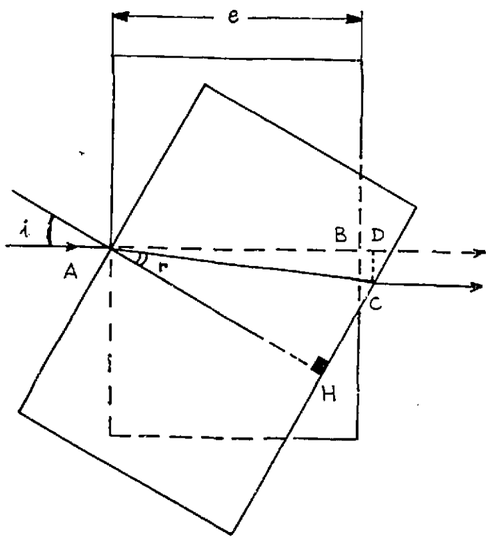


FIG. 5

Variation de chemin optique
avec une lame de quartz
i=30° r = 19°53'

$n_{3,39\mu} = 1,470$

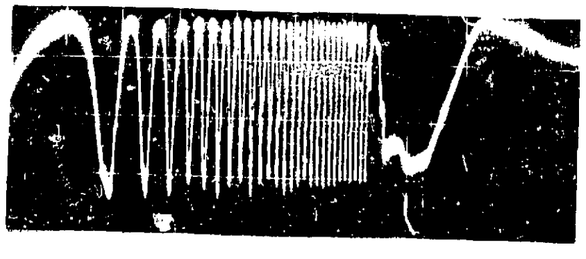
e = 0,975mm

FIG. 6

Etalonnage de l'interféromètre

27 franges $\lambda = 3,39\mu$

10 ms/c
0,2 V/c



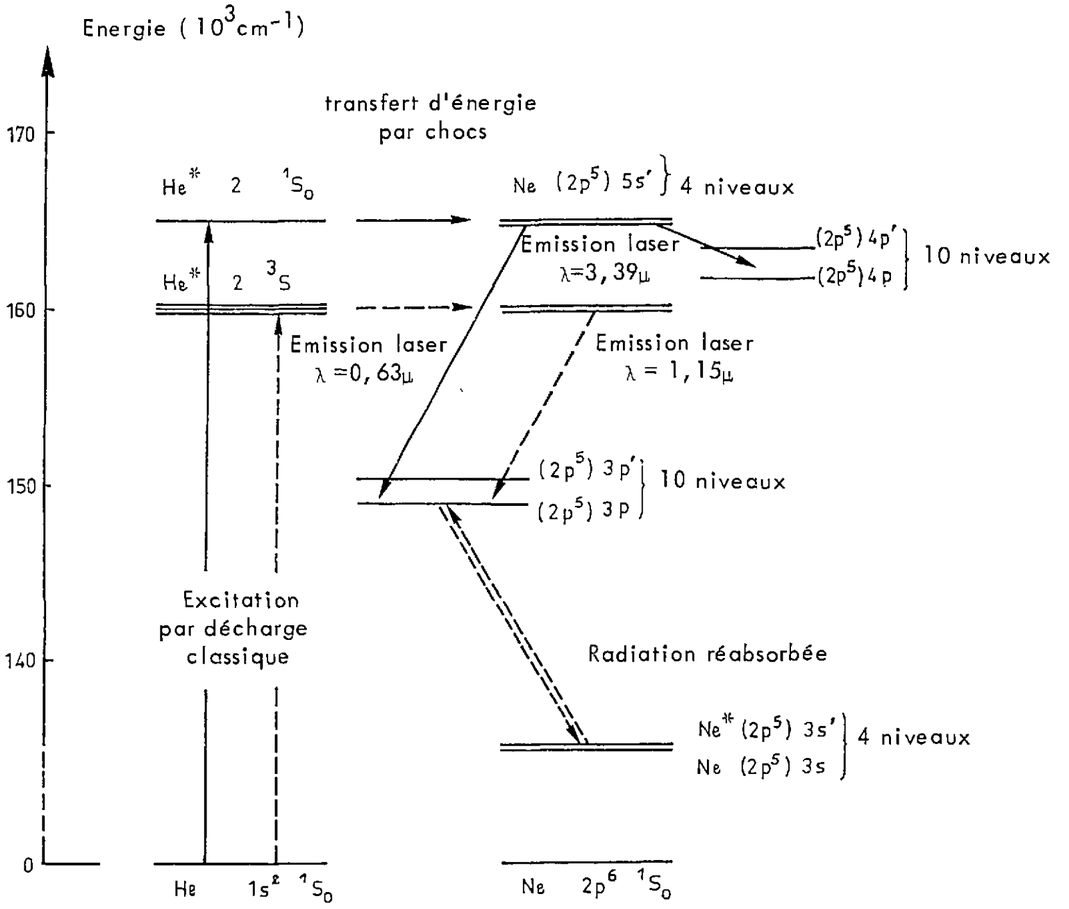


FIGURE 7

Fonctionnement du laser He-Ne .

En traits pleins ——→ mécanismes et transitions utilisés.

En pointillé - - - - → mécanismes et transitions possibles.

(* niveaux métastables)

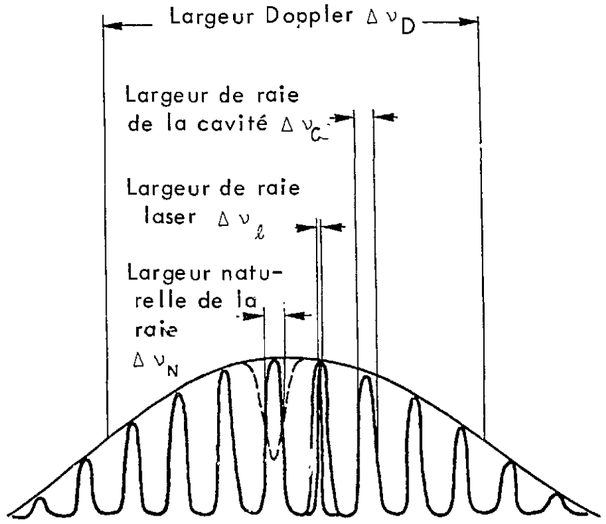


FIGURE 8

Les différentes largeurs spectrales dans le laser He-Ne

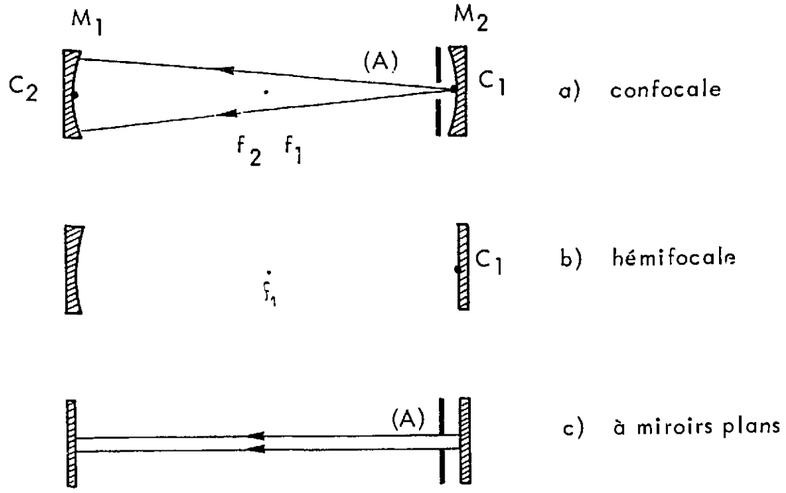


FIGURE 9

Différentes cavités pour le laser

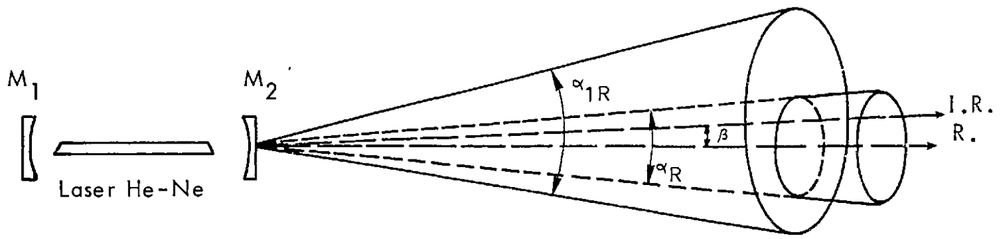


FIGURE 10

Faisceaux rouge et infrarouge à la sortie du laser He-Ne.

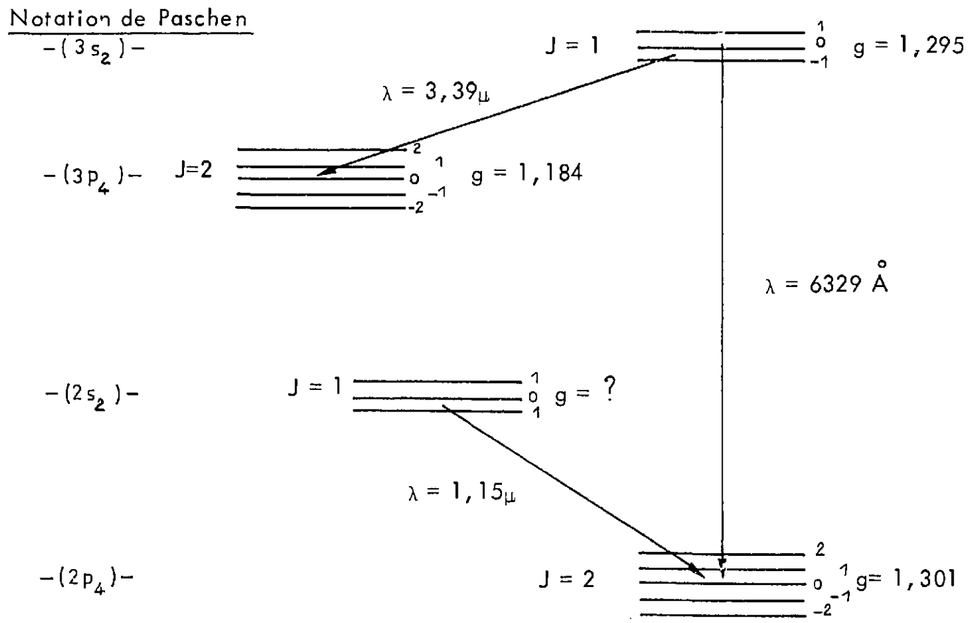


FIGURE 11

Décomposition des niveaux du néon par effet Zeeman .
Les facteurs de Landé sont tirés de N.B.S. circular 467 (1949).

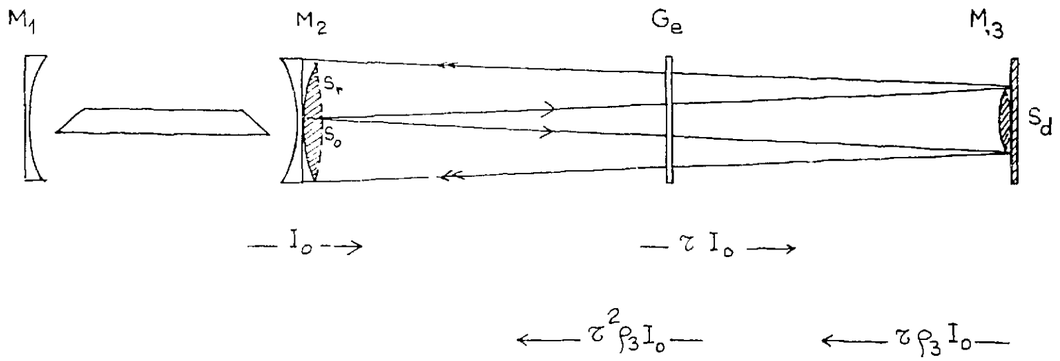


FIG. 12

Intensité 3,39μ transmise et réfléchie
(On ne tient pas compte de la divergence)

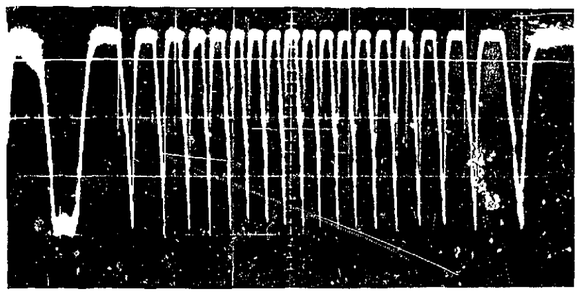


FIG. 13a Fort couplage

Franges non sinusoïdales

λ = 3,39μ 10 ms/c
0,2 V/c

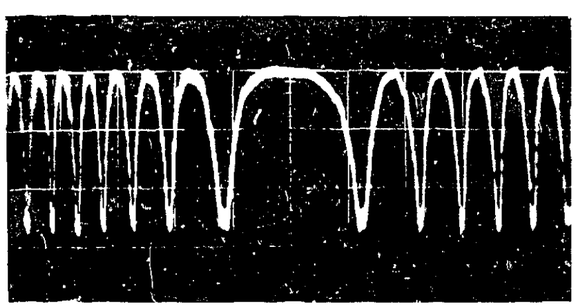
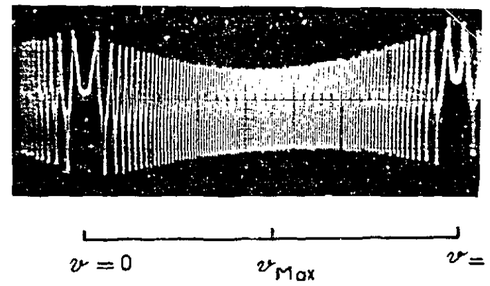


FIG. 13b Faible couplage

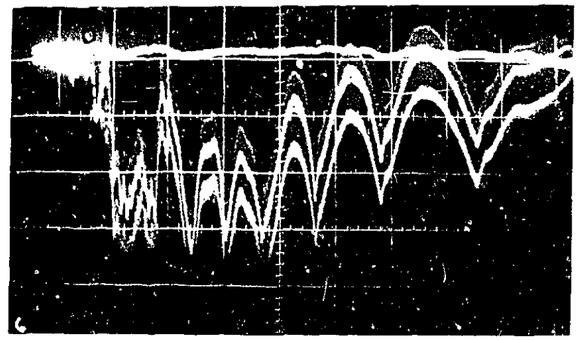
λ = 3,39μ 10 ms/c
0,2 V/c



500 μs/c
0,2 V/c

FIGURE 14

Train de franges λ = 3,39μ détecté sur λ = 0,63μ
Haut parleur excité à 150 Hz.



50 μs/c
0,2 V/c

FIGURE 17d

Franges de décroissance en présence du dispositif de chauffage dans EPPE .
($p = 1,5\ 10^{-2}$ Torr)

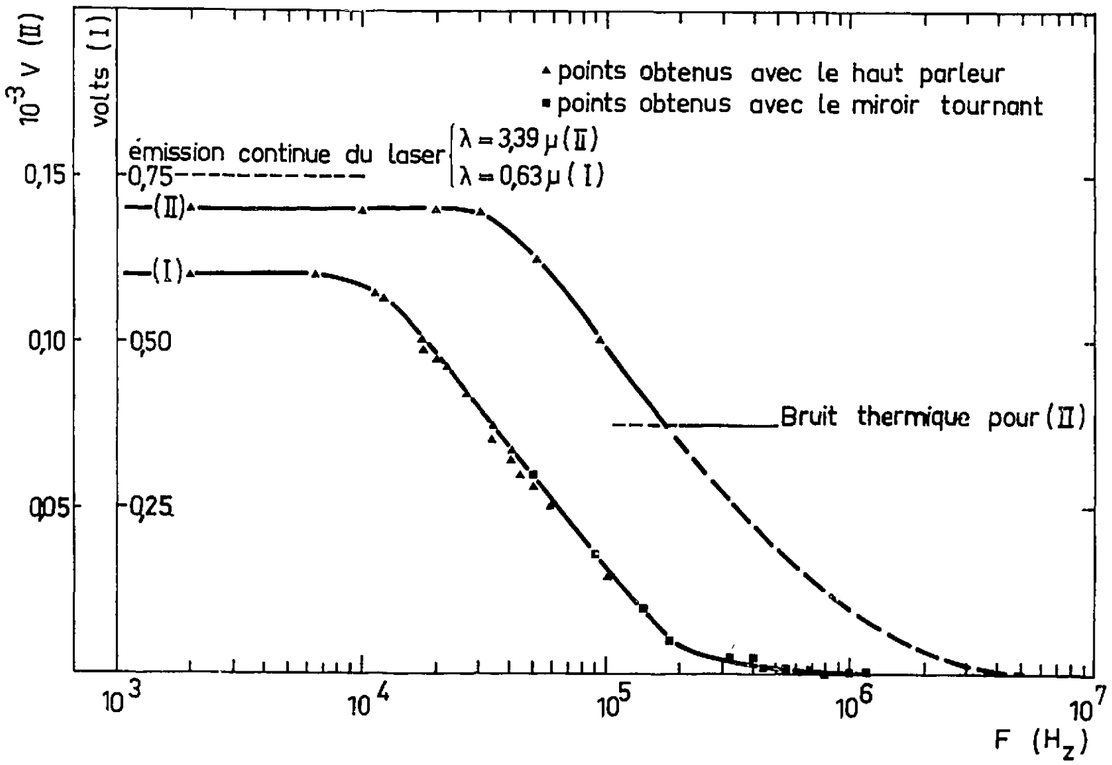


FIGURE 15

Profondeur de modulation en fonction de la fréquence de défilement . -
Courbe (I) franges 3,39μ détectées sur λ = 0,63μ (P.M. ordinaire) 1200 V., 5 kΩ)
Courbe (II) franges 3,39μ détectées sur λ = 3,39μ (cellule InSb, amplificateur G=60-600)
Le laser opère à λ = 3,39μ et λ = 0,63μ , le miroir ne réinjecte que λ = 3,39μ .

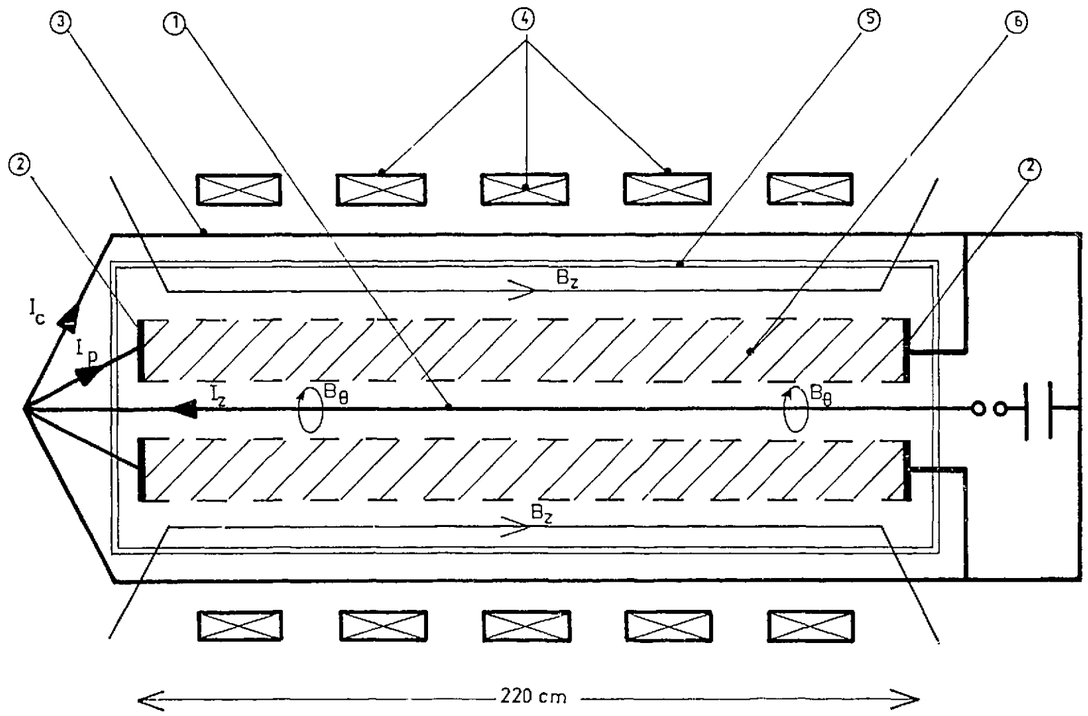


FIG.16

Représentation schématique d'E.P.P.E. (*)

1. Conducteur central (hard-core).
2. Electrodes .
3. Conducteur extérieur.
4. Bobines extérieures .
5. Enceinte .
6. Plasma .

(*) Etude des Plasmas à Pression Elevée.

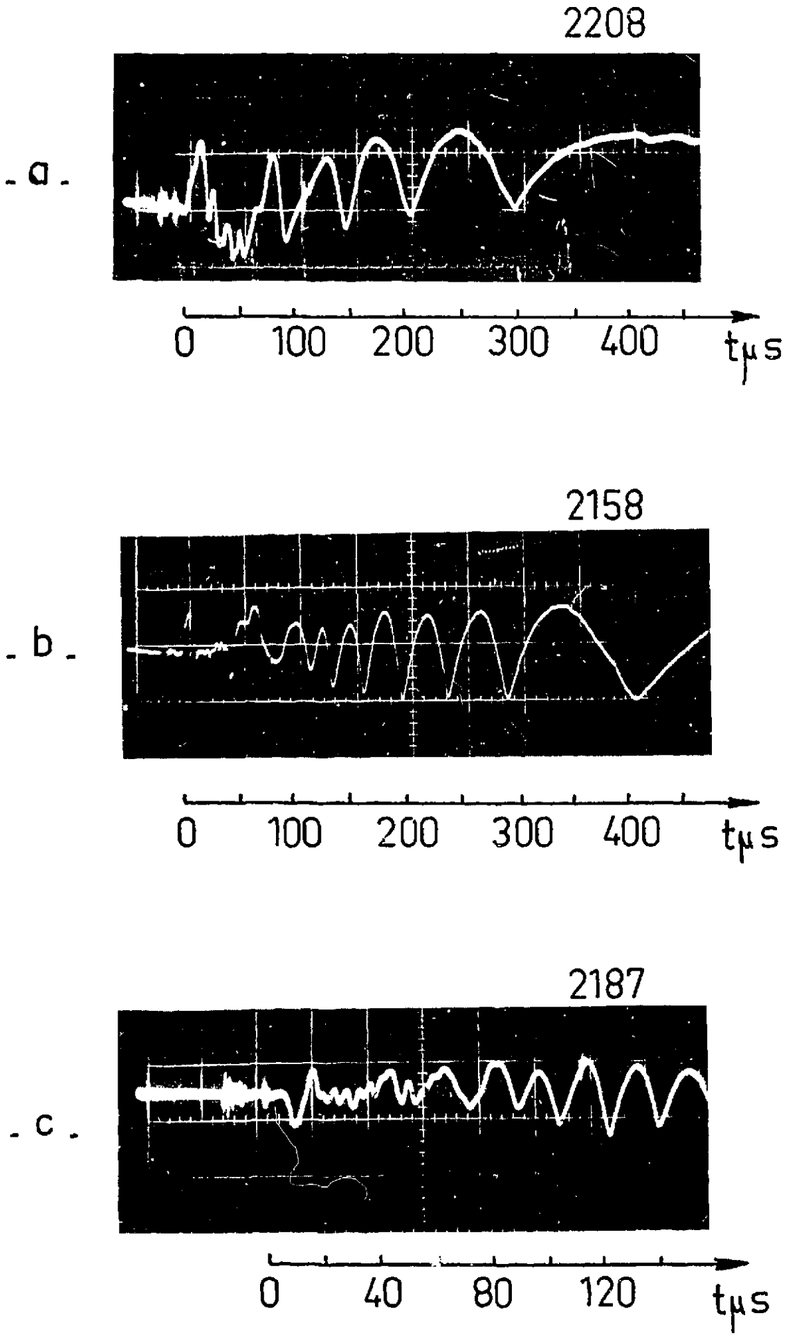

2208
- a -
P = 1,4 10-2 Torr
0 100 200 300 400 tμs
2158
- b -
P = 1,75 10-2 Torr
0 100 200 300 400 tμs
2187
- c -
P = 1,7 10-2 Torr
0 40 80 120 tμs

Fig. 17

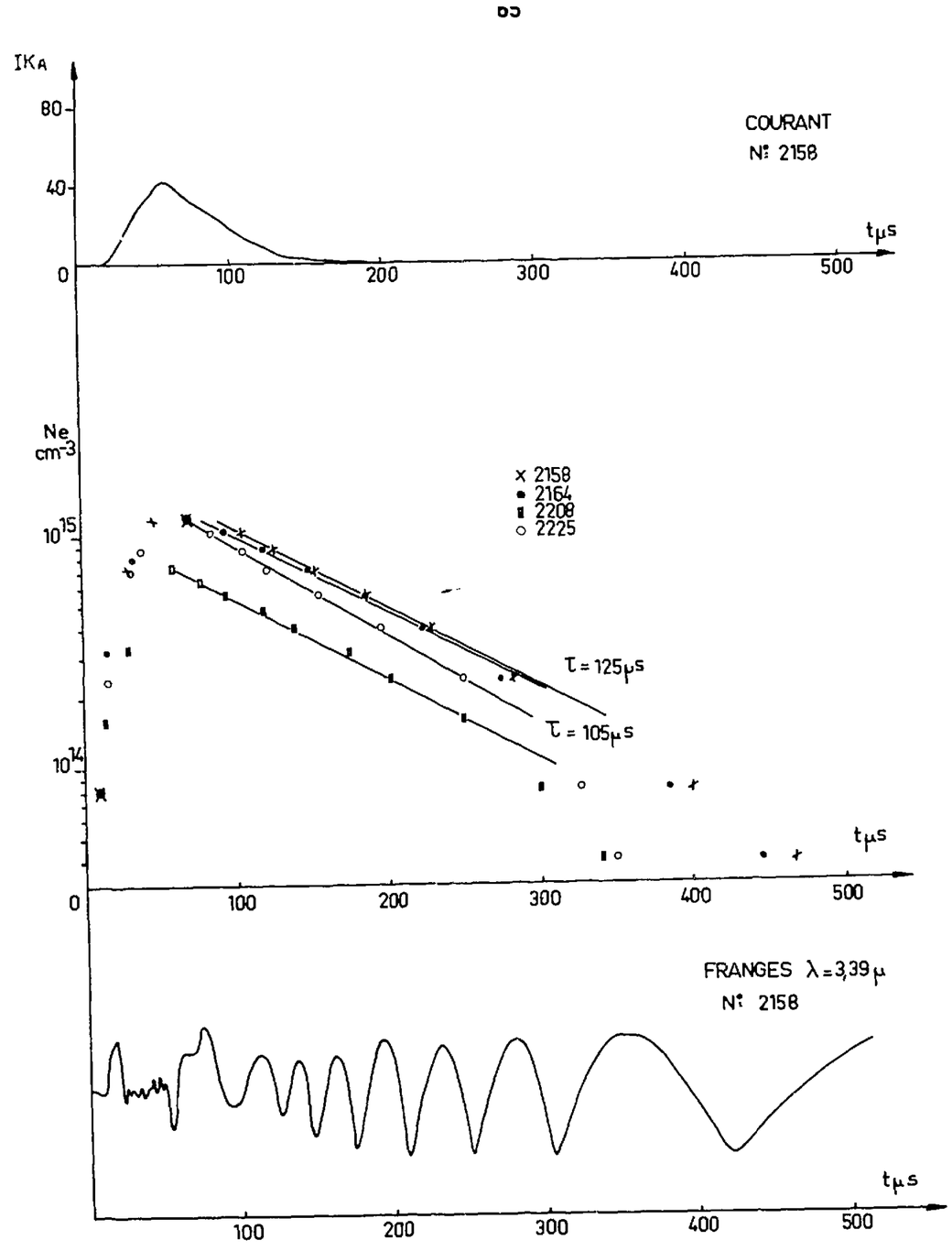

IKA
80
40
0
COURANT
N° 2158
tμs
100 200 300 400 500
Ne cm-3
10^15
10^14
x 2158
• 2164
▪ 2208
○ 2225
τ = 125μs
τ = 105μs
tμs
100 200 300 400 500
FRANGES λ = 3,39 μ
N° 2158
tμs
100 200 300 400 500

Fig. 18

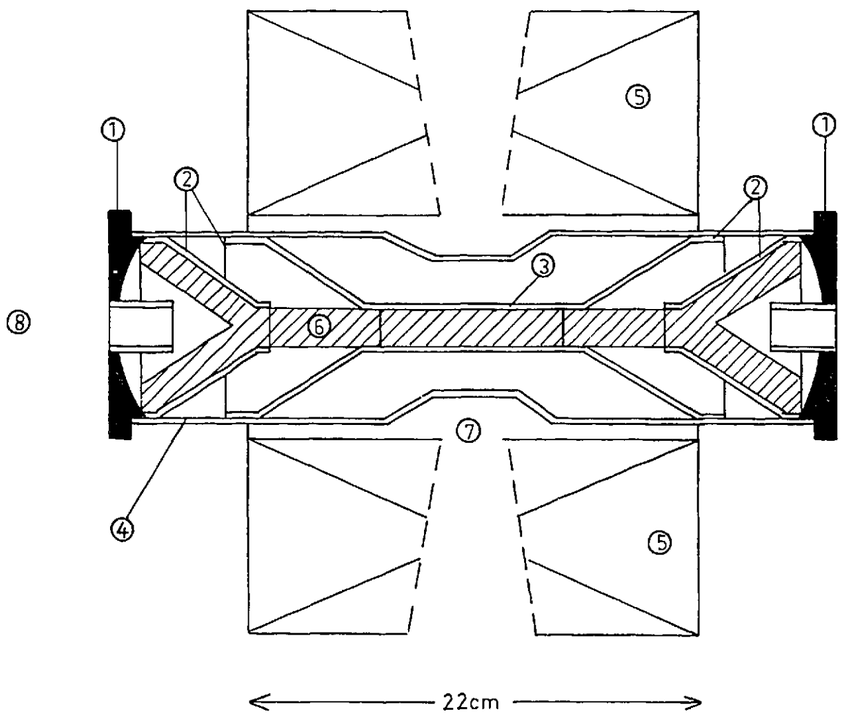


FIG.19

Représentation schématique de SABLIER

1. Electrodes
2. Cônes de canalisation (quartz)
3. Tube intérieur (quartz)
4. Enceinte (quartz)
5. Bobine d'induction
6. Plasma
7. Fenêtre pour observation spectroscopique transversale
8. Fenêtre pour interféromètrie laser

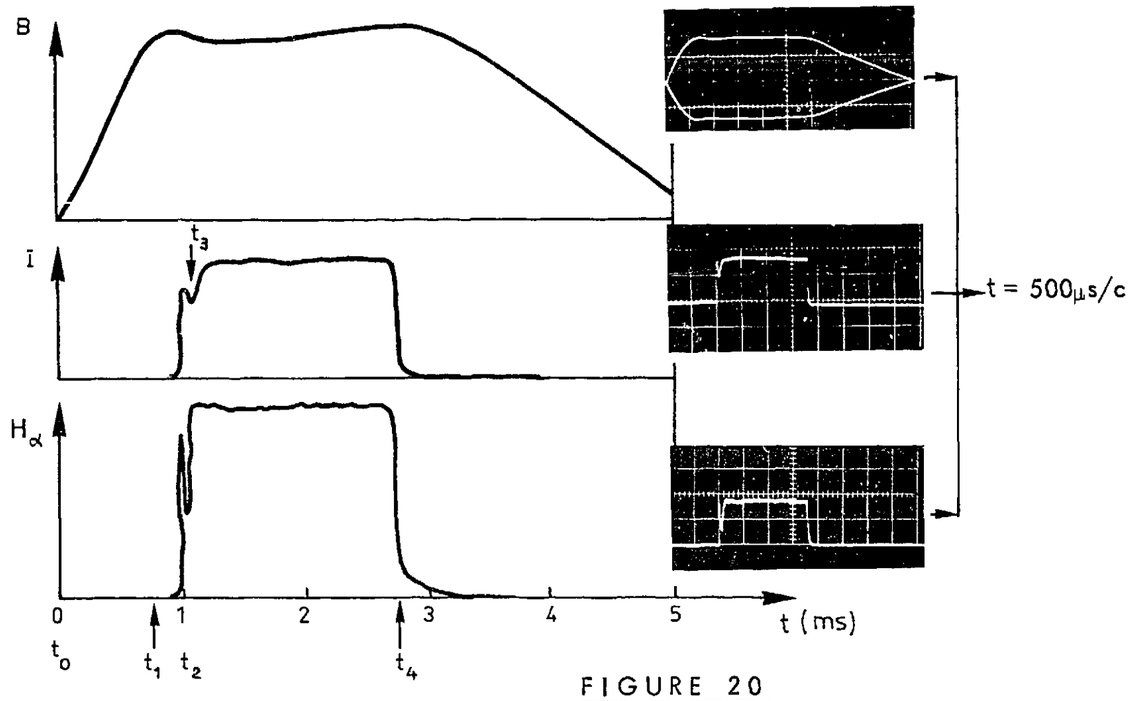


FIGURE 20

Chronologie de la décharge dans SABLIER

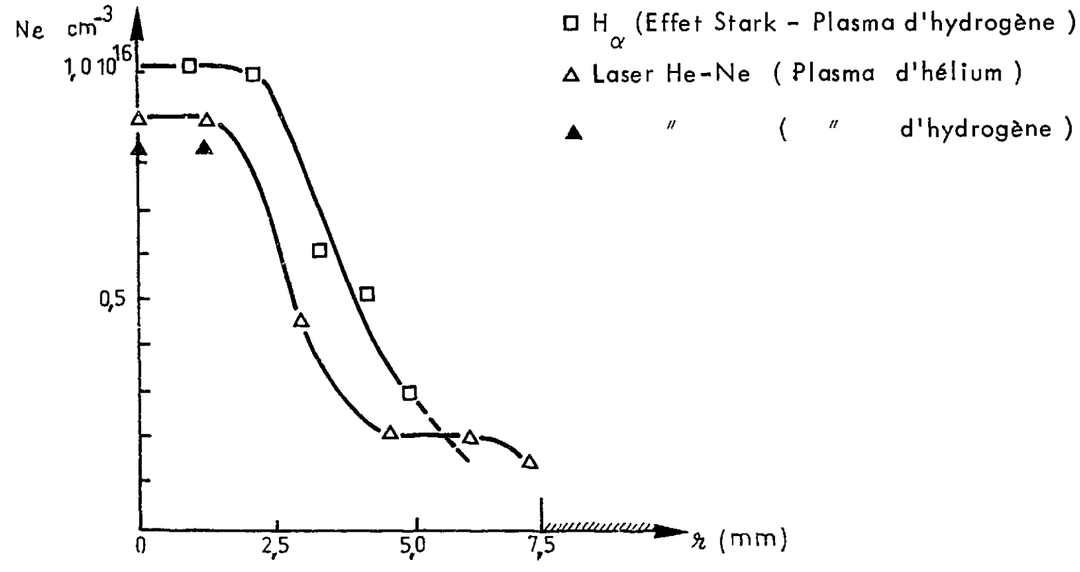


FIGURE 24

Profil radial de la densité dans SABLIER
(Nous avons peu de points pour l'hydrogène (▲) SABLIER ayant subi une transformation à cette époque)

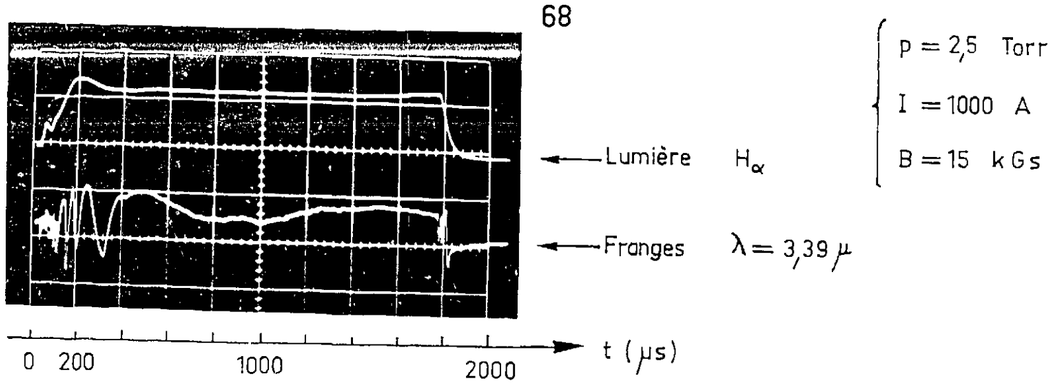


Fig. **22**

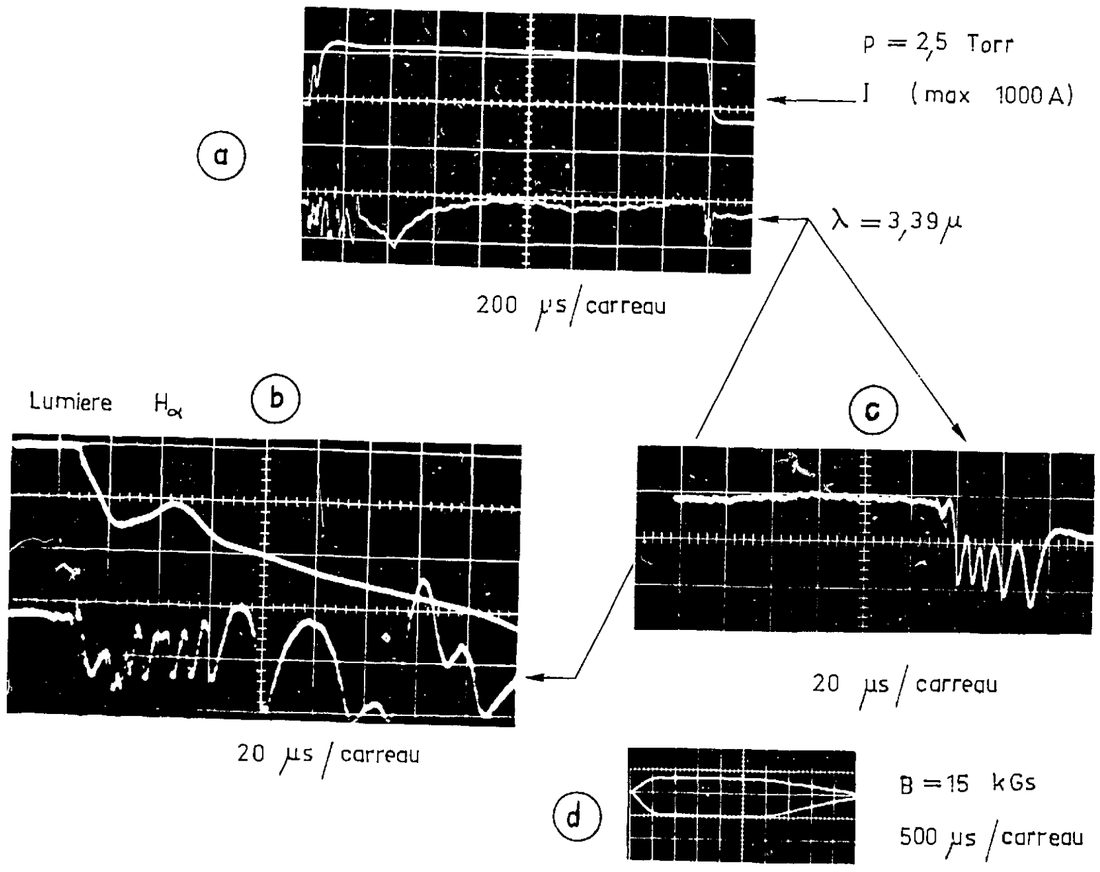
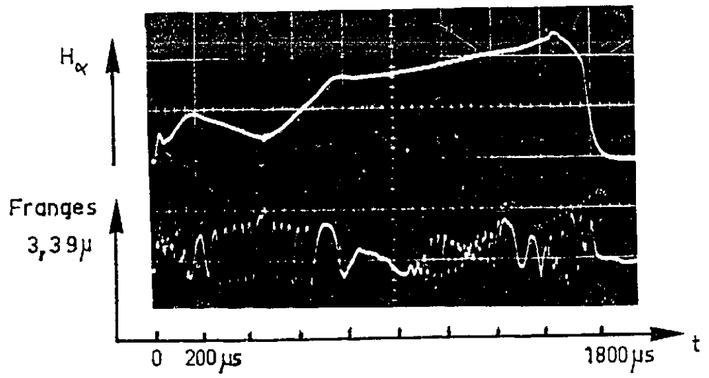
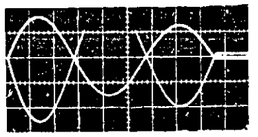


Fig. **23**





Anomalie du champ magnétique

B ≃ 30 kG 500μs/c

FIG. 21

Instabilité caractéristique du plasma dans SABLIER (p = 10 Torr)

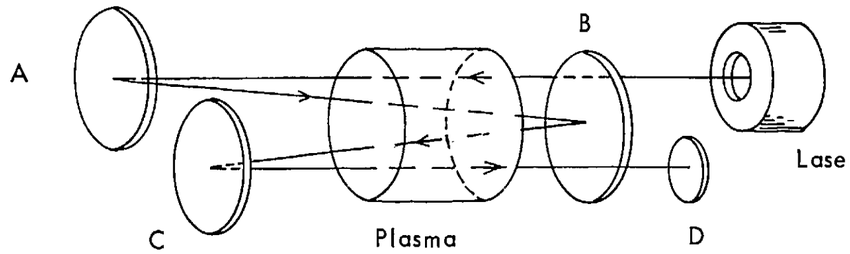


FIG. 25

Arrangement optique pour quatre aller et retour

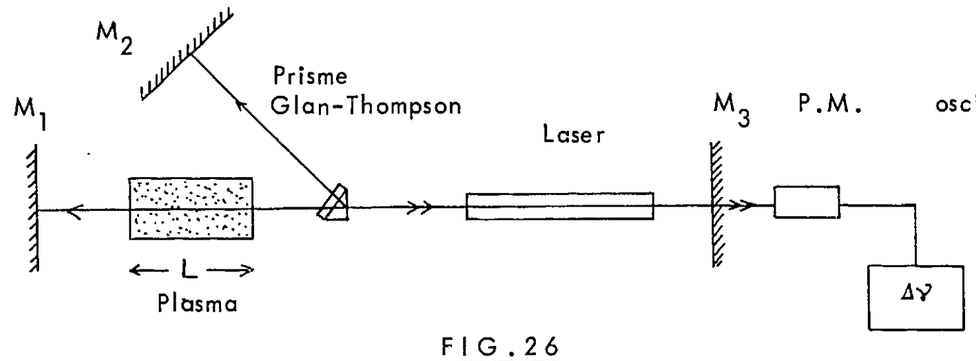


FIG. 26

Méthode de battement entre deux modes voisins du laser.

FIN