



**HAL**  
open science

# Étude expérimentale de l'interaction avec un champ magnétique d'un plasma créé par irradiation laser de solides

E. Fabre, C. Stenz, S. Colburn

► **To cite this version:**

E. Fabre, C. Stenz, S. Colburn. Étude expérimentale de l'interaction avec un champ magnétique d'un plasma créé par irradiation laser de solides. *Journal de Physique*, 1973, 34 (4), pp.323-331. 10.1051/jphys:01973003404032300 . jpa-00207387

**HAL Id: jpa-00207387**

**<https://hal.science/jpa-00207387v1>**

Submitted on 4 Feb 2008

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Classification  
 Physics Abstracts  
 14.24

## ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE L'INTERACTION AVEC UN CHAMP MAGNÉTIQUE D'UN PLASMA CRÉÉ PAR IRRADIATION LASER DE SOLIDES

E. FABRE, C. STENZ et S. COLBURN

Laboratoire de physique des milieux ionisés,  
 Ecole Polytechnique,  
 Equipe de Recherche associée au CNRS

(Reçu le 17 mai 1972)

**Résumé.** — On étudie la capture et le confinement dans un champ magnétique d'un plasma créé par irradiation laser de solides. Les résultats expérimentaux montrent que le freinage de la détente se fait suivant un modèle sphérique sur un plasma de conductivité électrique élevée. La température du plasma capturé est comprise entre 6 et 10 eV et elle est inférieure à celle atteinte au cours du chauffage. La présence et les dimensions des cibles sont en effet la cause de la fuite des particules d'énergie élevée. Le confinement est limité par la présence d'atomes neutres issus de la cible qui viennent refroidir le plasma capturé.

**Abstract.** — We study by experiment the capture and containment of a laser produced plasma with a magnetic field. Experimental results show that the deceleration of the expansion is in agreement with a spherical model of the interaction of a high conductivity plasma with the field. The measured temperature is of the order of 6 to 10 eV lower than the temperature during the heating. This comes from high energy particle losses due to the large target size. The containment obtained is limited by neutral vapor coming from the vaporized material.

1. **Introduction.** — La focalisation du faisceau d'un laser de grande puissance sur une cible solide est une méthode de production de plasmas denses et chauds connue depuis plusieurs années [1]-[8]. La température peut atteindre quelques centaines d'électronvolts et la densité électronique peut être supérieure à  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  pendant la durée de l'impulsion laser. Dans ces conditions, avec des cibles en deutérium solide, des neutrons dus à des réactions de fusion ont été observés [9]-[13]. La détente du plasma, qui commence pendant l'impulsion laser, produit ensuite une rapide décroissance de la température et de la densité qui sont respectivement inférieures à 1 eV et  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  une microseconde après l'impulsion laser [1]-[4].

L'action d'un champ magnétique pourra ralentir efficacement cette expansion si  $\beta$ , rapport de la pression cinétique du plasma à la pression magnétique, reste inférieur ou égal à l'unité. Deux buts distincts peuvent être visés, correspondant à des intensités très différentes du champ magnétique :

— On peut se proposer de ralentir l'expansion pendant le chauffage pour maintenir l'absorption du faisceau laser par le plasma, ce qui quel que soit le processus de chauffage envisagé, exige des densités proches de la densité de coupure. Ces densités de

coupures  $n_c$  sont de l'ordre de  $2,4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  pour un laser à rubis et  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$  pour un laser  $\text{CO}_2$ .

— Les intensités des champs magnétiques nécessaires au confinement de plasmas ayant ces densités critiques et une température de 100 eV sont respectivement de plusieurs centaines de Tesla pour le laser à rubis et 15 fois plus faibles pour le laser  $\text{CO}_2$ .

— On peut aussi se proposer d'arrêter l'expansion après le chauffage. Dans ce cas la densité du plasma sera plus faible que précédemment,  $10^{13}$  à  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  pour des champs magnétiques de quelques Tesla. Le plasma obtenu pourra par exemple permettre l'injection des particules dans une machine thermonucléaire, où il sera chauffé [14] et confiné dans des configurations de champ magnétique stables. Ainsi Haught [15] a montré que la durée du confinement dans une configuration en puits magnétique n'était limitée que par la diffusion coulombienne dans le cône de perte du miroir magnétique.

— Nous décrivons ici le freinage et l'arrêt de la détente du plasma par un champ magnétique de quelques Tesla après la phase de chauffage. Dans nos conditions expérimentales le nombre de particules est de  $10^{17}$  électrons, bien supérieur à celui des expériences précédentes publiées [15], [16]. Nous utilisons pour

cela des cibles de grandes dimensions ce qui perturbe sérieusement le confinement du plasma.

**2. Modèles théoriques : DYNAMIQUE DE L'INTERACTION.** — Nous rappelons ci-dessous les résultats essentiels des modèles théoriques existants [17]-[20] décrivant l'interaction avec un champ magnétique d'un plasma en expansion.

Le ralentissement de la détente est dû à l'existence de courants azimutaux induits dans le plasma, soumis à la force de Lorentz  $\mathbf{J} \wedge \mathbf{B}$ . La conductivité électrique élevée limite la diffusion du champ magnétique dans le plasma. Au cours de son mouvement, celui-ci entraîne les lignes de champ, déformant ainsi la configuration initiale. Il s'établit donc, dès le début de l'interaction, une zone de transition à la frontière du plasma, dont le mouvement transversal au champ est décéléré, et dans laquelle l'intensité du champ magnétique décroît vers l'intérieur.

En conséquence à l'intérieur du plasma, le champ magnétique est négligeable et la détente de cette région sera quasi libre, limitée seulement par son interaction avec la zone de transition.

Le traitement théorique de l'action du champ magnétique sur un plasma en expansion se fait à partir du système d'équations MHD relatives à la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie, une équation d'état pour la pression et enfin les équations de Maxwell et la loi d'ohm pour déterminer le champ magnétique. Les modèles théoriques publiés diffèrent essentiellement ensuite dans les approximations portant sur les répartitions de densité et températures. Des calculs analytiques ont été faits [17] en supposant *a priori* connues ces répartitions. Des calculs numériques [18]-[20], déterminent au contraire ces répartitions à partir des équations ci-dessus.

D'autres différences proviennent de la géométrie utilisée. Les grandeurs caractéristiques calculées sont : la durée de l'expansion  $\tau$  qui sépare l'impulsion laser du premier arrêt de la détente précédant la recompression du plasma et la dimension  $R$  du plasma à cet instant.

— En géométrie sphérique [17], [18] les modèles conduisent à des variations de  $\tau$  et  $R$  en  $B^{-2/3}$ , la valeur  $\beta$  étant proche de l'unité, un quart environ de l'énergie absorbée se retrouvant alors sous forme thermique. Cette géométrie sphérique rend compte de l'exclusion du champ magnétique à l'intérieur du plasma, entraînant la déformation de la configuration magnétique initiale : le plasma crée son propre miroir magnétique.

— En géométrie cylindrique [19]  $\tau$  et  $R$  varient comme  $B^{-1}$ , le plasma fuyant plus librement le long des lignes de champ. Cette géométrie assure cependant un confinement axial du fait de la déformation des lignes de champ magnétique ce dont on peut tenir compte par un modèle elliptique [20].

Dans les descriptions précédentes, on suppose que l'équilibre thermique est réalisé, le temps d'équiparti-

tion de l'énergie étant inférieur à  $\tau$ . Cette condition n'est pas toujours satisfaite surtout à la frontière du plasma où la température est plus élevée. Il peut en résulter un découplage entre les températures ionique et électronique, ce qui expliquerait certains de nos résultats.

Nous avons obtenu une estimation de  $R$  et  $\tau$ , par un calcul analogue à celui de Bhadra [17] en introduisant les quantités mesurées : énergie absorbée et quantité de plasma formé. Les densités et températures sont supposées uniformes ; l'arrêt de l'expansion est obtenu lorsque  $\beta = 1$ ,  $R$  étant déterminé par un bilan d'énergie qui néglige l'énergie cinétique de l'expansion et la dissipation par effet Joule à l'arrêt de l'expansion. Ces deux dernières approximations sont justifiées. L'énergie cinétique d'expansion, calculée en supposant une répartition linéaire des vitesses à l'intérieur du plasma, qui reste en expansion libre, répartition compatible avec nos hypothèses, conduit effectivement à une valeur négligeable devant l'énergie thermique du plasma à l'arrêt de l'expansion.

L'effet Joule  $\eta j^2$  est calculé en suivant le modèle de Bhadra, supposant une atténuation exponentielle du champ magnétique dans le plasma, la résistivité électrique  $\eta$  étant celle donnée par Spitzer [21]. Par exemple, pour un plasma de 3 mm de rayon, d'une température de 10 eV, où la longueur de diffusion du champ est de 1 mm,  $5 \times 10^{-8}$  s après le début de la diffusion, la puissance dissipée est de l'ordre du mégawatt dans un champ magnétique de 1 T.

Ce calcul approché montre que l'énergie laser absorbée se retrouve pour 40 % en énergie magnétique déplacée et pour 60 % en énergie thermique du plasma. Ces résultats ne peuvent être acceptés qu'en ordre de grandeur car la description utilisée est très schématique et néglige en particulier le mode de formation du plasma. Cependant ils sont proches de ceux obtenus à partir du modèle de similitude de Haught en utilisant les relations suivantes :  $R$  varie comme  $B^{-2/3}$  et  $E^{1/3}$ ,  $\tau$  comme  $B^{-2/3}$ ,  $E^{-1/6}$ ,  $M^{1/2}$ ,  $E$  étant l'énergie laser absorbée,  $M$  la masse du plasma. Un modèle théorique de chauffage [22]-[24] tenant compte de la quantité de plasma formé et du temps de destruction de la cible a été vérifié expérimentalement [25], [26] et devra être utilisé si le temps de formation du plasma devient comparable au temps d'arrêt de l'expansion.

Les expériences faites visent à vérifier ces modèles d'interaction entre le champ magnétique et le plasma en expansion, par la mise en évidence de l'arrêt de l'expansion suivi d'une recompression, les mesures de  $\tau$  et  $R$  en fonction du champ magnétique, l'évaluation de la température et de la densité du plasma, enfin par la visualisation des gradients de densité dans le plasma capturé.

**3. Montage expérimental (Fig. 1).** — Le plasma est créé par focalisation du faisceau d'un laser à rubis sur des cibles de polyéthylène dans un champ magnétique

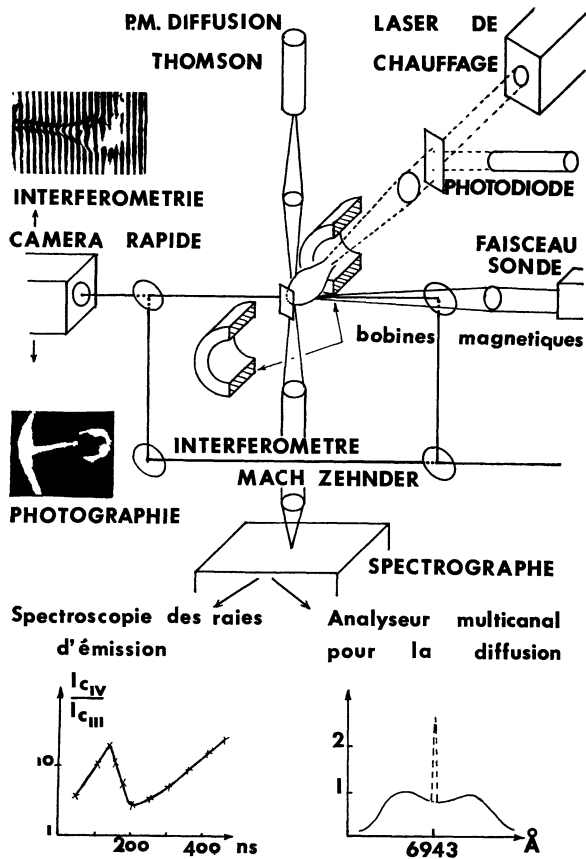


FIG. 1. — Dispositif expérimental.

uniforme ou en miroir. L'impulsion laser contient une énergie de 3 à 5 J délivrée en un temps de 15 à 20 ns. La densité de puissance au niveau de la tache focale est d'environ  $2 \times 10^{11}$  W/cm<sup>2</sup>. Le champ magnétique est obtenu par décharge d'un banc de condensateur dans un système de bobines. Deux configurations ont été mises en œuvre : un champ uniforme dont la valeur crête peut atteindre 6,5 T, une configuration à miroir avec un champ au centre  $B_0$  de 1 T et un rapport de miroir de 4. La période de la décharge est suffisamment longue, 400  $\mu$ s, pour que l'on puisse considérer le champ comme constant durant toute l'interaction. Les cibles sont constituées soit par un ruban de polyéthylène dans le cas de cibles massives, soit par des sphères de paraffine. Dans ce dernier cas afin de limiter la perturbation du plasma, la suspension des sphères était faite au moyen de fils de quartz de 2  $\mu$  de diamètre. Les expériences sur des sphères ont été réalisées pour déterminer la fraction de la cible détruite pendant le chauffage et l'effet sur le confinement des dimensions des cibles. Les diagnostics mis en place sur cette expérience sont essentiellement optiques. Ce sont la photographie rapide (Fig. 2), l'interférométrie optique Mach Zehnder (Fig. 3), la strioscopie (Fig. 4), la diffusion Thomson et des observations spectroscopiques. Les trois premières méthodes, décrites par ailleurs [27], nous permettent de mesurer les dimensions du plasma, la densité électronique et sa répartition spatiale ainsi que leurs variations avec le

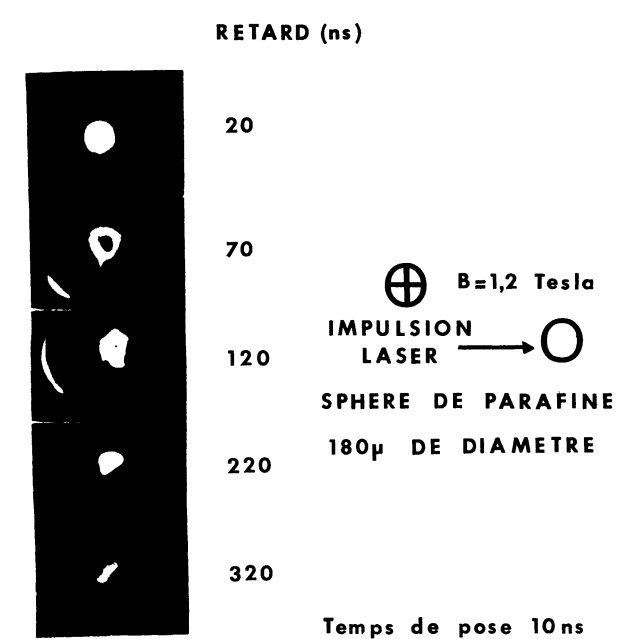


FIG. 2. — Photographies de l'arrêt de l'expansion dans un champ magnétique d'un plasma obtenu à partir d'une cible sphérique.

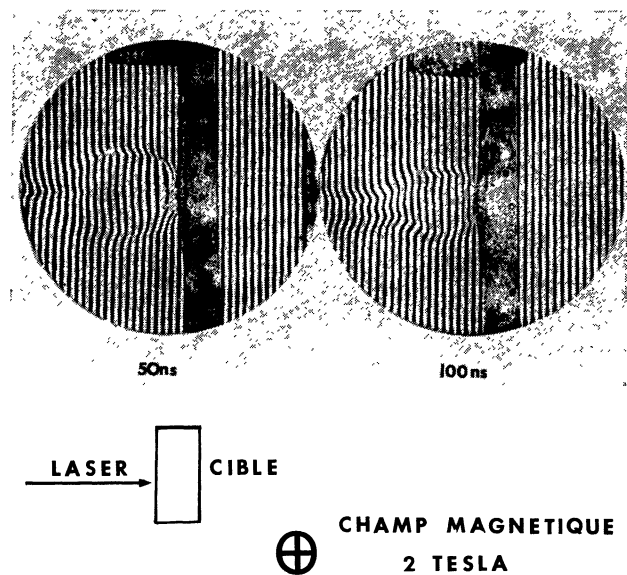


FIG. 3. — Interférogramme du plasma au cours du freinage. On remarque l'accroissement de la densité au bord du plasma et la recompression qui se produit entre 50 et 100 ns.

champ magnétique et le temps. Par interférométrie, on obtient en outre, la quantité totale de charges dans le plasma, et par une hypothèse sur l'état d'ionisation, on détermine la fraction de cible ionisée. La strioscopie est un diagnostic principalement qualitatif qui met en évidence les gradients de densité dans le plasma. Il est cependant très intéressant, surtout lors de l'interaction avec un champ magnétique, pour visualiser la zone de transition plasma-champ magnétique (Fig. 4). A l'aide de ces trois méthodes d'observation nous avons déterminé le temps d'arrêt de l'expansion  $\tau$ , les dimen-

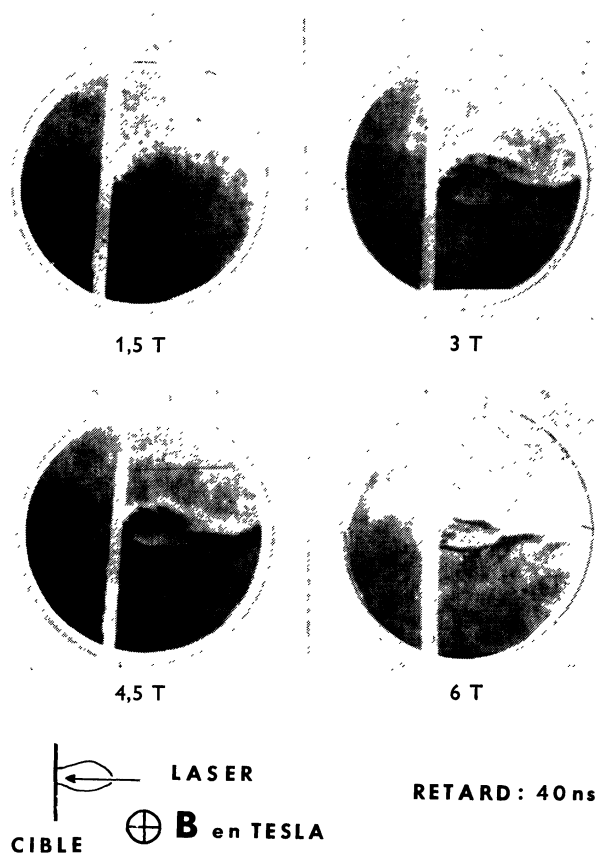


FIG. 4. — Photographies en strioscopie du plasma.

sions  $R$  du plasma capturé, et leurs variations en fonction de  $B$ .  $\tau$  a été déterminé également par spectroscopie.

La diffusion Thomson a été mise en œuvre afin d'obtenir la température et la densité électronique du plasma. Deux types d'observations ont été faites à  $90^\circ$ . L'une directe, de toute la lumière diffusée dans un angle solide déterminé et calibrée par diffusion Rayleigh, conduisant à une première valeur de  $n_e$ . La lumière parasite diffusée par l'appareillage était assez importante à cause de la proximité de la cible dans la région d'observation, le niveau parasite limitant les mesures de densité à quelque  $10^{14}$  e.cm $^{-3}$ . L'autre observation est celle du spectre de la lumière diffusée, au moyen d'un analyseur spectrographique multicanal à 10 voies. Le rayonnement diffusé dans chaque intervalle spectral de 13 Å est envoyé sur un photomultiplicateur 56 TVP de la Radiotechnique au moyen d'une fibre optique, le signal photo-électrique étant enregistré par un oscilloscope Tecktronix 556. L'éclairage du plasma par un faisceau sonde est assuré au moyen d'un laser à rubis ayant les mêmes caractéristiques que le faisceau de chauffage. La synchronisation de deux lasers est faite à 50 ns près. Le retard minimum est de 400 ns. Le canal central et le canal d'observation globale sont protégés de la saturation due au faisceau de chauffage, par une porte électronique appliquée sur deux dynodes bloquant le fonctionnement des photomultiplicateurs pendant la formation du plasma.

Les profils expérimentaux sont alors comparés aux profils théoriques obtenus pour différentes valeurs du paramètre classique  $\alpha$  :

$$\alpha = \frac{\lambda}{4\pi \sin \frac{\theta}{2} \lambda_D}$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde laser,  $\lambda_D$  la distance de Debye, et,  $\theta$  l'angle entre le faisceau incident et la direction d'observation. Dans notre cas pour  $90^\circ$  les valeurs de  $\alpha$  sont de l'ordre de l'unité, caractéristiques d'un plasma de densité électronique élevée et de faible température.

Enfin, nous avons étudié l'intensité des raies spectrales émises par le plasma avec ou sans champ magnétique. Les raies observées sont la raie  $H_\beta$  de l'hydrogène ainsi que certaines raies du carbone C II à C V émises dans le spectre visible. Le montage de détection employé est celui de la diffusion Thomson, la rotation du réseau permettant le balayage spectral. On obtient ainsi une évaluation de la température électronique en mesurant le rapport de l'intensité d'un couple de raies du carbone C IV et C III, dans l'hypothèse d'un équilibre coronal.

**4. Résultats expérimentaux.** — Dans l'interaction du champ magnétique avec le plasma, nous distinguerons deux phases qui sont le freinage de l'expansion et le confinement. La première résulte du déséquilibre initial entre la pression magnétique et la pression cinétique du plasma et conduit, en un temps relativement court, à un état d'équilibre où  $\beta \sim 1$ . Le paramètre le plus significatif est ici l'intensité du champ magnétique. Pendant cette phase il y a thermalisation de l'énergie cinétique d'expansion pour des champs magnétiques supérieurs à 1 T.

La deuxième phase dépend essentiellement des propriétés de la configuration magnétique qui définissent la durée de vie du plasma. De plus, nous avons observé des pertes perpendiculaires à  $B$  liées au mode de formation du plasma.

**4.1 FREINAGE DE LA DÉTENTE.** — Dès le début de l'interaction il y a établissement d'une zone de transition dans laquelle le champ magnétique est fortement atténué et où le plasma s'accumule. Les figures 2 et 3 mettent en évidence, par photographie et interférométrie, la structure en coquille, caractéristique de l'existence de cette zone de transition au cours du freinage. La densité électronique mesurée dans cette zone est de 3 à  $6 \times 10^{17}$  e.cm $^{-3}$  pour un champ de 2 T. Si l'arrêt de l'expansion est obtenu lorsque  $\beta = 1$  la température correspondante est comprise entre 10 et 20 eV. Les figures 2 et 3 montrent qu'après la détente, le plasma subit une recompression. Les calculs théoriques [17] prévoient en effet un comportement oscillatoire du mouvement du front du plasma, déjà observé [29]. Nous n'avons obtenu qu'une seule oscillation. La diffusion du champ magnétique dans

le plasma et les fuites de particules le long du champ sont à l'origine de l'amortissement rapide des oscillations. En effet dans le cas présenté figure 1, pour  $T_e = 10$  eV et un temps de 50 ns, la profondeur de pénétration du champ est déjà de 1 mm alors que le rayon du plasma est de 3 mm.

Nous avons étudié les variations du temps caractéristiques  $\tau$  en fonction de l'intensité du champ magnétique (Fig. 5). La courbe A est obtenue à partir

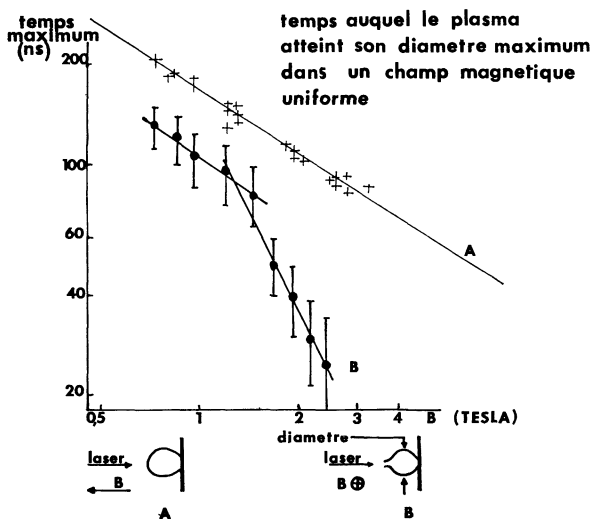


FIG. 5. — Variation du temps caractéristique d'arrêt de la détente avec l'intensité du champ magnétique.

de l'émission des raies du carbone IV qui présentent un maximum d'intensité quand le front du plasma passe dans la zone d'observation. Le temps moyen entre deux maxima successifs est pris comme temps d'arrêt. La variation suit bien la dépendance théorique en  $B^{-2/3}$  qui correspond à une interaction du type sphérique entre le plasma et le champ magnétique. Dans la phase initiale, le confinement se produit dans toutes les directions, assuré par la déformation des lignes de champ entraînées par le plasma au cours de sa détente. La courbe B est obtenue dans des conditions expérimentales différentes, le plan de la cible irradiée n'étant plus perpendiculaire mais parallèle aux lignes de champ. La détermination du temps d'arrêt est faite en suivant le mouvement du front du plasma, visualisé en strioscopie par la présence de gradients de densité élevée. Pour les faibles valeurs du champ le temps d'arrêt varie encore comme  $B^{-2/3}$ . L'écart entre les valeurs absolues des temps d'arrêt est dû aux conditions expérimentales différentes, dans l'expérience A la masse du plasma était plus élevée et l'énergie moyenne des particules plus faible. Le temps caractéristique déterminé dans le cas B correspond assez bien aux temps obtenus à partir du modèle de similitude et de résultats numériques de Haught. Par contre le diamètre [30] du plasma est dans ces expériences inférieur d'un facteur deux aux estimations théoriques. Ce désaccord est dû à la faible énergie des

particules du plasma capturé, qui ne représente donc qu'une fraction de l'énergie totale absorbée. Le temps caractéristique est peu modifié car l'énergie n'intervient qu'à la puissance un sixième et l'accroissement du temps qu'elle introduit est compensé en partie par la diminution de la masse du plasma capturé. Pour les valeurs élevées du champ magnétique, le temps d'arrêt, dans le cas B, varie plus rapidement que  $B^{-2/3}$ . En effet une fuite importante de particules le long de la normale au plan de la cible s'ajoute aux pertes le long du champ et diminue l'efficacité du confinement. Cette fuite introduit une décroissance rapide ce qui conduit à l'arrêt de l'expansion avec  $\beta \approx 1$  en un temps plus court que le temps caractéristique  $\tau$  du modèle d'interaction en géométrie sphérique.

On peut penser supprimer cette fuite en utilisant des champs magnétiques très intenses produisant une énergie magnétique supérieure à l'énergie cinétique d'expansion du jet de plasma perpendiculaire à la cible.

4.2 THERMALISATION DU PLASMA. — Nous avons étudié la thermalisation à partir de l'émission spectrale dans le domaine visible. En expansion libre à quelques millimètres de la cible le rayonnement est dû à un jet de particules rapides fortement ionisées dans lequel on observe la présence du carbone V. Cette émission est représentative de la composante énergétique du plasma, qui a subi du fait de sa détente rapide un *gel* de la distribution des états d'ionisation [31]. Ce rayonnement est suivi par l'émission de plus longue durée, quelques centaines de nanosecondes, d'un plasma moins énergétique constitué par de l'hydrogène neutre et du carbone faiblement ionisé, et dans lequel les processus de recombinaison sont dominants. L'action du champ magnétique a pour effet de réduire fortement la recombinaison [15], [16] dans la partie du plasma peu énergétique comme en témoigne la disparition des raies de l'hydrogène et du carbone I et II. Le confinement maintient à une valeur élevée l'intensité des raies du carbone III et surtout IV montrant que la température électronique reste importante. Cet effet est plus sensible dans la région frontière du plasma. La figure 6 montre l'évolution temporelle de l'intensité de 2 raies du carbone et la figure 7 la variation du rapport de l'intensité de ces raies. Les variations de température que l'on peut en déduire sont faibles 30 % environ mais on observe le passage du front du plasma qui se distingue par une valeur plus élevée de l'intensité des raies C IV. La faiblesse des écarts est aussi due à la résolution spatiale du système d'observation. La densité dans la zone de transition croît avec le champ magnétique, ce qui favorise la thermalisation, car les modèles théoriques supposent établi l'équilibre thermique, ce qui n'est sûrement pas réalisé pour des champs magnétiques faibles. Dans le cas du plasma caractérisé en figure 6 et 7, la température maximum atteinte est de l'ordre de 10 eV, inférieure à la valeur de 50 eV calculée

pendant le chauffage, ou de 100 eV obtenue par un bilan d'énergie. Ces dernières valeurs sont en accord avec l'observation des raies C V et C VI près de la cible au début de l'expansion. Ces raies ne dépendent pas de  $B$ , ce qui montre l'existence d'un plasma chaud non confiné.

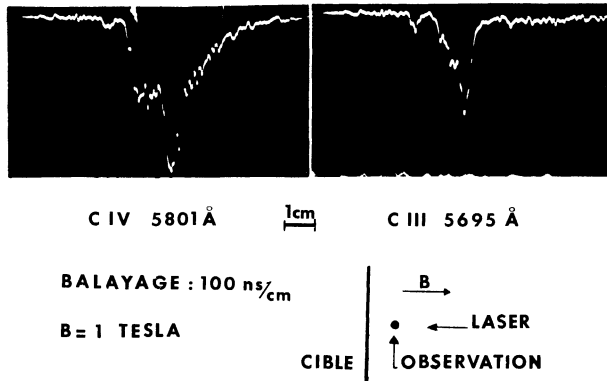


FIG. 6. — Emission des raies du carbone C III et C IV à 7 mm de la cible dans un champ de 1 T.

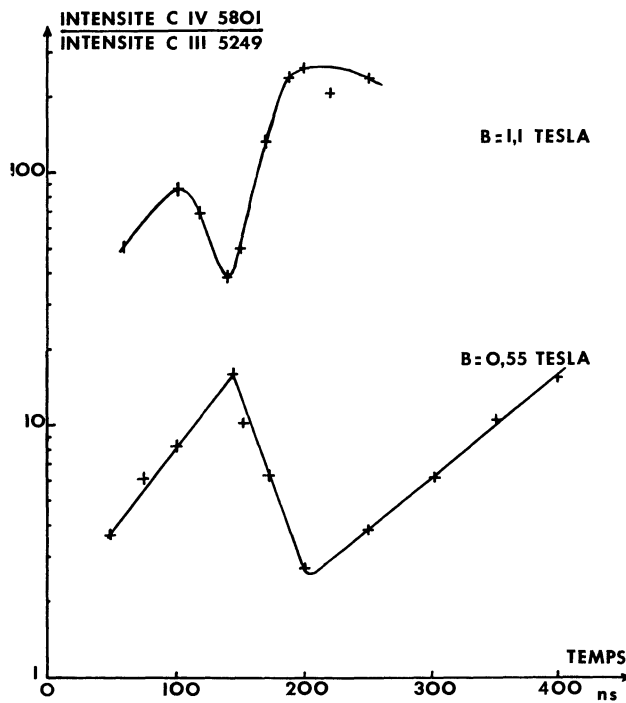


FIG. 7. — Evolution en fonction du temps du rapport et l'intensité de 2 raies du carbone C IV 5 801 Å et C III 5 249 Å pour 2 valeurs de champ magnétique.

La faible valeur de  $T_e$  dans le plasma piégé est confirmée par les mesures de diffusion Thomson. Nous avons observé le spectre de la lumière diffusée à  $90^\circ$  et la figure 8 donne un exemple des profils obtenus. Il correspond à une valeur du paramètre  $\alpha$  de 0,85. La densité électronique et la température déterminées à partir du profil sont de  $4 \times 10^{16} \text{ e.cm}^{-3}$  et 6 eV. La mesure est effectuée à 400 ns après le chauffage dans un champ de 1 T. La température obtenue est

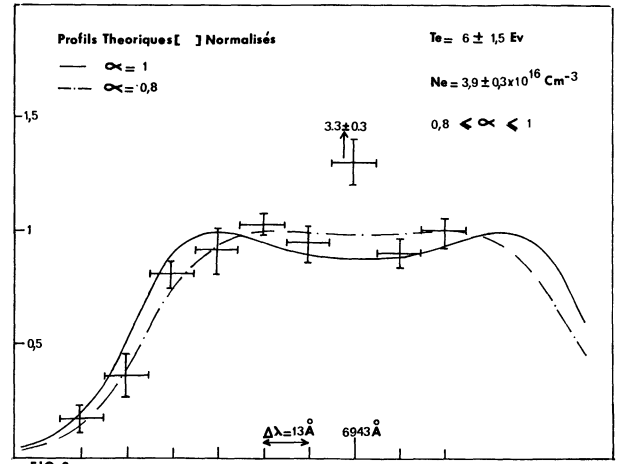


FIG. 8. — Spectre de la lumière diffusée par le plasma, 400 ns après le chauffage dans le cas du confinement dans une géométrie en miroir. Le champ au centre de la configuration est de 1 T.

légèrement inférieure à celle mesurée par spectroscopie. L'observation par diffusion, étant plus localisée que par spectroscopie, reflète mieux ce qui se passe au centre du plasma, les neutres issus de la cible peuvent perturber le milieu à l'instant de la mesure.

Le rayonnement continu du plasma est aussi profondément modifié par l'action du champ magnétique. La figure 9 représente la variation de l'intensité

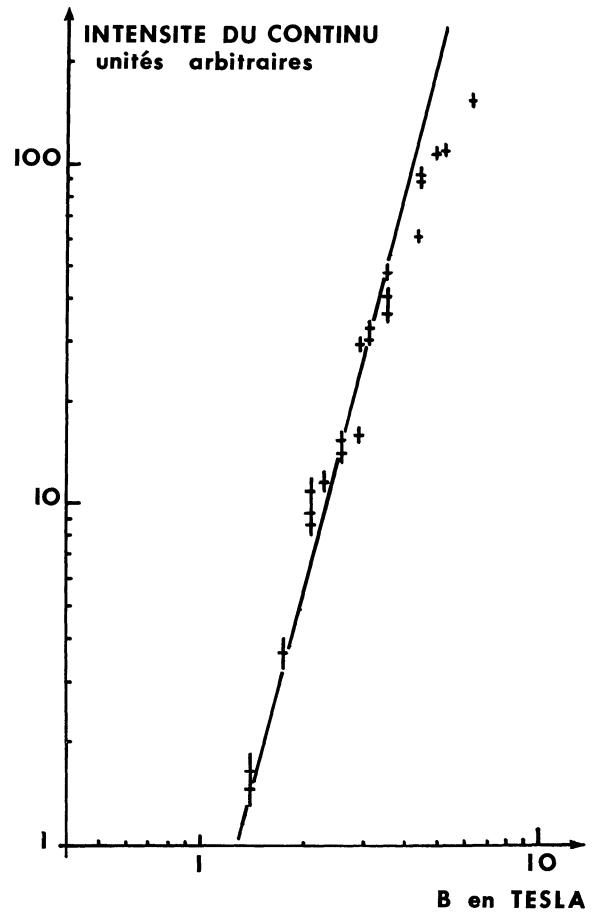


FIG. 9. — Variation avec la valeur du champ magnétique de l'intensité du rayonnement continu émis par le plasma.



maximum du rayonnement continu dans un intervalle spectral libre du domaine visible en fonction du champ magnétique. Si l'arrêt de l'expansion se fait, à température constante, pour  $\beta \approx 1$ , la densité électronique du plasma capturé varie comme le carré du champ  $B$  et le rayonnement continu est proportionnel à la puissance quatrième du champ  $B$ . Cette variation est observée ainsi que le montre la figure 9, ce qui confirme l'indépendance de la température du plasma capturé pour des champs magnétiques de 1 à 4 T, ainsi que l'arrêt de l'expansion pour un  $\beta$  indépendant de  $B$ .

Signalons que les faibles variations de la température du plasma avec  $B$  observables sur la figure 7 n'existent que pour des champs inférieurs à 1 T, la densité électronique trop faible ne permettant pas alors la thermalisation du plasma.

**4.3 CONFINEMENT.** — Dans une configuration en miroir, Haught [15] a montré que la durée de vie du plasma est limitée par la diffusion coulombienne dans le cône de perte. Ce résultat a été obtenu dans le cas de l'irradiation de cibles sphériques de petites dimensions. Dans notre expérience faite sur des cibles de grandes dimensions, nous avons observé par diffusion Thomson dans la configuration en miroir, un plasma de densité de  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  au bout de  $1 \mu\text{s}$ . Sa durée de vie est limitée par l'interaction avec des neutres issus de la cible et des processus de pertes perpendiculaires au champ magnétique. Cette vapeur produite avec des cibles massives a une vitesse d'expansion de l'ordre de  $10^6 \text{ cm/s}$  et occupe tout le volume du plasma confiné après  $1 \mu\text{s}$ . Elle refroidit le plasma, et il en résulte une émission intense des raies de l'hydrogène et du carbone faiblement ionisé traduisant l'interaction entre les neutres et le plasma confiné. La figure 10 montre cette région d'interaction 200 ns après l'impulsion laser, soit juste après la recompression du plasma. La vapeur n'est visualisée que par le rayonnement de recombinaison dans le plasma capturé et n'est plus visible en absence de champ magnétique. La fuite des particules perpendiculairement aux lignes de champ

est visible sur les figures 10 et 11. Elle est orientée suivant la normale au plan de la cible irradiée. Elle se produit aussi pour des cibles sphériques [32], sa direction dépendant alors de la localisation dans la tache focale. Dans cette direction, la pression cinétique du plasma est bien supérieure à la pression magnétique maintenant donc la détente, on peut rendre compte de ce mécanisme de fuite par un processus de séparation de charge, ou plus simplement en raison de la résistivité électrique élevée du plasma. Cette fuite entraîne la disparition rapide des particules les plus énergétiques de la configuration, dont le temps de la relaxation des anisotropies de vitesse est supérieur ou comparable au temps de capture. Ainsi dans la phase de freinage de la détente seules les particules de faible énergie sont piégées. Les propriétés du miroir et la limitation de la durée de vie par la diffusion coulombienne dans le cône de perte n'interviendront qu'ensuite, ce qui explique la faible énergie du plasma capturé.

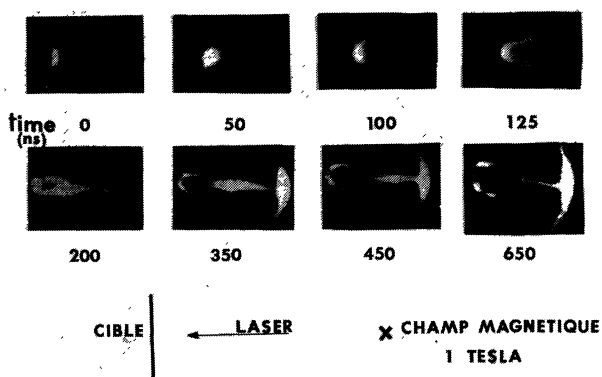


FIG. 10. — Expansion du plasma dans un miroir magnétique. La région centrale visible après 200 ns est due à la recombinaison induite par les neutres issus de la cible dans le plasma capturé.

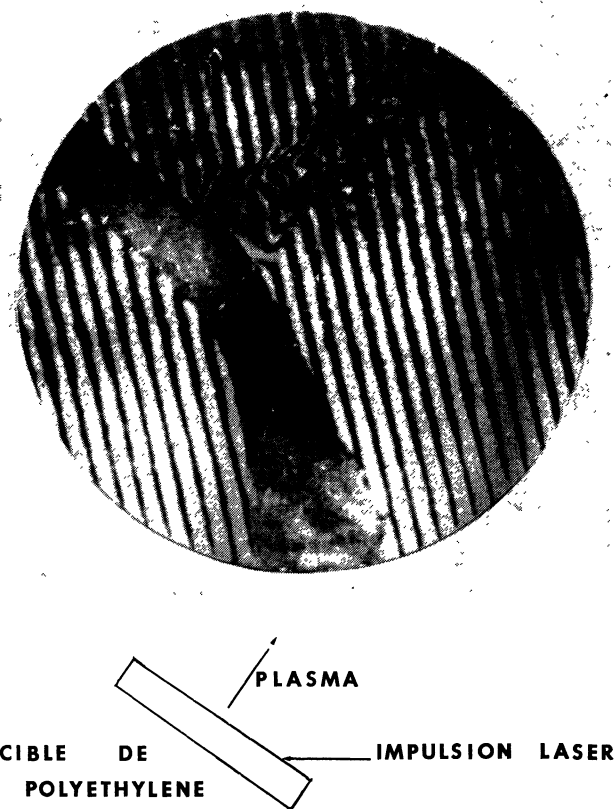


FIG. 11. — Fuite du plasma perpendiculaire au champ magnétique et au plan de la cible irradiée.

**5. Discussion.** — Les expériences confirment la validité de la description théorique de l'interaction d'une partie du plasma avec un champ magnétique suivant un modèle sphérique. Le temps d'arrêt de l'expansion varie bien selon une loi en  $B^{-3/3}$ . La capture du plasma est observée et le confinement a lieu aussi le long des lignes de champ. Dans la phase ini-



tiale il y a bien exclusion du champ magnétique de l'intérieur du plasma. L'oscillation du front du plasma est confirmée. Après cette phase de courte durée il y a confinement d'un plasma dans une configuration de miroir magnétique et fuite rapide longitudinale dans un champ uniforme. Cependant le plasma est confiné à une température limitée à une dizaine d'électronvolts à cause des fuites des particules les plus énergétiques. Ces processus de fuite sont liés au mode de formation du plasma à partir de cibles massives. Un chauffage en en volume conduirait à leur suppression comme cela a été effectivement observé pour des cibles sphériques de petites dimensions [15], ainsi qu'à celle du refroidissement du plasma confiné par les neutres issus de la cible.

Dans nos expériences, l'équilibre thermique est atteint en raison des fortes densités et des faibles températures mesurées. Pour des plasmas plus énergétiques les collisions n'assureraient plus la thermalisation, conduisant à un déséquilibre entre la température ionique et électronique. En effet au début de l'interaction quand  $\beta$  est très supérieur à 1 la détente du plasma est quasi libre et l'énergie des particules se retrouve sous la forme d'énergie dirigée des ions. Dès la capture du plasma il y aura d'abord thermalisation des espèces entre elles puis entre les différentes espèces. Ce dernier processus cependant peut être plus lent que le processus de capture. En effet pour une température de 75 eV et une densité électronique de  $10^{17}$  e.cm<sup>-3</sup> le temps d'équipartition électron-ions pour l'hydrogène est de 200 ns. Le temps de capture dans un champ de 1 T est de 100 ns. Dans ces conditions il peut y avoir un écart important des températures  $T_e$  et  $T_i$ , les ions étant plus chauds au moment de la capture. Dans nos expériences nous avons vérifié que ce n'était pas le cas, le temps d'équipartition n'étant que de 20 ns. Le modèle collisionnel resterait valable dans l'expérience de Haught [15] mais probablement pas pour des températures supérieures à une centaine d'électronvolts ainsi que pour des champs magnétiques faibles. En effet si le temps de capture varie comme  $B^{-2/3}$ , la densité au moment de la capture dépendant

de  $B^2$  le temps d'équipartition augmentera plus rapidement que le temps de capture quand le champ magnétique diminue. En effet, nous pouvons faire une évaluation semi-expérimentale du rapport  $\rho$  entre le temps d'équipartition  $\tau_{eq}$  et le temps de capture du plasma  $\tau$ . Nous prenons pour ce dernier la relation expérimentale  $\tau \sim 10^{-7} B^{-2/3}$ ,  $B$  étant exprimé en Tesla. Pour le temps d'équipartition nous prenons la valeur donnée par Spitzer [21]. A l'arrêt de la détente, la densité électronique est déterminée à partir de l'équilibre des pressions cinétique et magnétique. On en déduit

$$\rho \simeq 2,5 \times 10^{-4} \tau^{5/2} B^{-4/3}$$

où  $\tau$  est en électronvolts et  $B$  en Tesla. Il apparaît que pour  $B$  de l'ordre du Tesla il y a déséquilibre entre la température ionique et électronique pendant la capture si  $T_e$  est supérieur à 30 eV. Les mesures par diffusion Thomson du profil de la composante centrale ionique, permettront de vérifier cette hypothèse.

En conclusion, l'interaction d'un plasma en expansion dans un champ magnétique est en bon accord avec le modèle théorique sphérique à conductivité électrique élevée. Le plasma piégé dans la configuration magnétique est cependant de faible énergie, la capture étant peu efficace pour la fraction la plus énergétique du plasma à cause de processus de fuite liés au mode de formation dans le cas de cibles épaisses. Le chauffage en volume facilité par l'emploi de laser CO<sub>2</sub> de puissance devrait favoriser la capture pour des quantités de plasma de l'ordre de  $10^{17}$  particules ce qui est le cas des expériences décrites.

#### REMERCIEMENTS.

Nous remercions M. A. Poquerusse des données fournies sur la détermination spectroscopique des températures, M. H. Lamain, des conseils techniques et des réalisations d'électroniques, M. B. Thuillier, de son assistance au cours du déroulement de l'expérience.

Cette étude a été financée en partie par un contrat de recherche passé avec la DRME.

#### Bibliographie

- [1] BASOV, N. G. et KROKHIN, O. N., *Sov. Phys. J. E. T. P.* **19** (1964) 123.
- [2] DAWSON, J. M., *Phys. Fluids* **7** (1964) 981.
- [3] ENGELHARDT, A. G., *Bull. Am. Phys. Soc.* **9** (1964) 305.
- [4] HAUGHT, A. F., POLK, D. H., *Phys. Fluids* **9** (1968) 2047.
- [5] ASCOLI-BARTOLI, U., DE MICHELIS, C., MAZZUCATO, E., *Plasma Phys. and Control. Nuclear Fusion Research* (Agence Internationale pour l'Energie Atomique, Vienne) **2** (1966) 941.
- [6] SUCOV, E. W., PACK, J. P., PHELPS, A. V., ENGELHARDT, A. G., *Phys. Fluids* **10** (1967) 2035.
- [7] LINLOR, W. I., *Appl. Phys. Lett.* **3** (1963) 210.
- [8] BOLAND, B. C., IRONS, F. E., MCWHIRTER, R. W. P., *J. Phys.* **B 1** (1968) 1180.
- [9] BASOV, N. G., ZAKHAROV, S., KRYUKOV, P., SENATSKIY, Y., CHEKALIN, S., *J. E. T. P. Letters* **8** (1968) 14.
- [10] FLOUX, F., COGNARD, D., DENCEUD, L., PIARD, G., PARISOT, D., BOBIN, J. L., DELOBEAU, F., FAUQUIGNON, C., *Phys. Rev. A* **1** (1970) 821.
- [11] BUCHL-KEIDMANN, L., MULSER, P., SALZMANN, H., SIGEL, R., WITKOWSKI, S., *4th Conf. on Plasma Phys. and Control. Nuclear Fusion Research* (Madison, juin 1971 CN 28D11).
- [12] GOBELI, G. W., BUSHNELL, J. C., PEERCY, P. S., JONES, E. D., *Phys. Rev.* **188** (1969) 300.
- [13] YAMANAKA, C., YAMANAKA, T., SASAKI, T., YOSHIDA, K., WAKI, M., KANG, H., *Research Report, I. P. P. J-117*, janv. 1972.

- [14] HAUGHT, A. F., POLK, D. H., WOO, J. C., FADER, W. J., U. A. R. L. Report K 920 365, 14 janv. 1971.
- [15] HAUGHT, A. F., POLK, D. H., FADER, W. J., *Phys. Fluids* **13** (1970) 2842.
- [16] FAUGERAS, P. E., MATTIOLI, M., PAPOULAR, R., *Plasma Phys.*, **10** (1968) 939.
- [17] BHADRA, D. K., *Phys. Fluids* **11** (1968) 234.
- [18] BERNSTEIN, I. B., FADER, W. J., *Phys. Fluids* **11** (1968) 2209.
- [19] BAYARD, J. P., BOUJOT, J. P., MATTIOLI, M., SOULE, J. L., Rapport E. U. R.-C. E. A. FC-548, juill. 1970.
- [20] MARTINEAU, J., Thèse de doctorat, oct. 1971, n° d'ordre 841, Faculté d'Orsay.  
MARTINEAU, J., TONON, G., *Phys. Letters*, **28A** (1969) 710.
- [21] SPITZER, *Phys. des Gaz Compl. Ionisés* (Dunod) 1959.
- [22] NEMCHIMOV, I. V., *PRIKL Mat. Mek.* **31** (1967) 30. *Appli. Math. Mech.* **31** (1967) 320.
- [23] CARUSO, A., GRATTON, R., *Plasma Phys.* **10** (1968) 867.
- [24] MULSER, P. and WITKOWKI, S., *Phys. Letters* **28A** (1969) 703.
- [25] MATTIOLI, M., VERON, D., *Phys. Fluids* **14** (1971) 717.
- [26] FABRE, E., LAMAIN, H., *Phys. Letters* **31A** (1970) 203.
- [27] BRUNETEAU, J., FABRE, E., LAMAIN, H., VASSEUR, P., *Phys. Fluids* **13** (1970) 1795.
- [28] SALPETER, E., *Phys. Rev.* **5** (1960) 1528.
- [29] TUCKFIELD, R. G., SCHWIRZKE, F., *Plasma Phys.* **11** (1969) 11.
- [30] BRUNETEAU, J., COLBURN, S., FABRE, E., POQUE-RUSSE, A., STENZ, C., *J. Physique* **32** (1971) C 5b-136.
- [31] IRONS, F. E., MCWHIRTER, R. W. P., PEACOCK, N. J., Culham Laboratory CLM 268 (1971).
- [32] FABRE, E., LAMAIN, H., *Phys. Letters* **29A** (1969) 497.
-