



# LE PLASMA FOCUS : INTERACTION PLASMA-COURANT ET PHÉNOMÈNES COLLECTIFS

A. Bernard, A. Coudeville, J. Garçonnet, A. Jolas, J. de Mascureau, C. Nazet

## ► To cite this version:

A. Bernard, A. Coudeville, J. Garçonnet, A. Jolas, J. de Mascureau, et al.. LE PLASMA FOCUS : INTERACTION PLASMA-COURANT ET PHÉNOMÈNES COLLECTIFS. Journal de Physique Colloques, 1978, 39 (C1), pp.C1-245-C1-255. 10.1051/jphyscol:1978147 . jpa-00217344

**HAL Id: jpa-00217344**

**<https://hal.science/jpa-00217344>**

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.

## LE PLASMA FOCUS : INTERACTION PLASMA-COURANT ET PHÉNOMÈNES COLLECTIFS

A. BERNARD, A. COUDEVILLE, J. P. GARÇONNET, A. JOLAS,  
J. de MASCUREAU et C. NAZET

Commissariat à l'Energie Atomique, Centre d'Etudes de Limeil  
B. P. n° 27, 94190 Villeneuve Saint Georges, France

**Résumé.** — Les phénomènes principaux de l'expérience Focus sont dus à l'interaction d'une décharge de courant intense avec le plasma quand sont remplies les conditions de développement des instabilités microscopiques. On observe des fluctuations de densité suprathermiques, l'accélération de faisceaux d'électrons et d'ions à de hautes énergies et une résistivité *anormale*. Celle-ci apparaît remarquablement constante dans toute la plage d'étude, c'est-à-dire entre 20 et 2 500 kA.

**Abstract.** — The main phenomena occurring in the Focus experiment are caused by the interaction of electrical current with plasma when conditions are realized for microinstabilities to develop. There is evidence of suprathermal density fluctuations, of electron and ion beams accelerated to high energies and of *anomalous* resistivity. The resistivity appears remarkably constant over the present range of study, between 20 and 2 500 kA.

**1. Introduction.** — Les phénomènes principaux de l'expérience Focus sont dus à l'interaction d'une décharge de courant intense avec le plasma quand sont remplies les conditions de développement des instabilités microscopiques. Ces microinstabilités engendrent les faisceaux d'électrons et d'ions rapides — de quelques dizaines à quelques centaines de keV — qui sont à l'origine des émissions de rayons X et de neutrons. On observe également une résistivité électrique très supérieure à celle calculée par Spitzer pour les plasmas thermiques. Ces différents points sont abordés après un bref rappel sur le principe de fonctionnement de l'expérience. La fin de l'article montre la constance remarquable de la résistance anormale du plasma dans toute la plage d'étude, c'est-à-dire entre 20 et 2 500 kA. Il apparaît également qu'il existe des similitudes profondes avec d'autres expériences où le plasma est créé par décharge de courant.

**2. Principe de fonctionnement.** — Le plasma est créé par une décharge de courant dans un gaz. La chambre à plasma est constituée par des électrodes coaxiales séparées par un manchon isolant, et placées dans une enceinte remplie à quelques torrs. On utilise souvent du deutérium, les neutrons émis servant de diagnostic.

Le principe de fonctionnement de la décharge est représenté sur la figure 1 dans la configuration de Mather [1]. Quand on ferme le contacteur du circuit électrique la haute tension du banc de condensateurs (quelques dizaines de kilovolts), apparaît aux bornes de l'isolant, l'électrode intérieure étant généralement l'anode. La pression de gaz relativement basse favorise

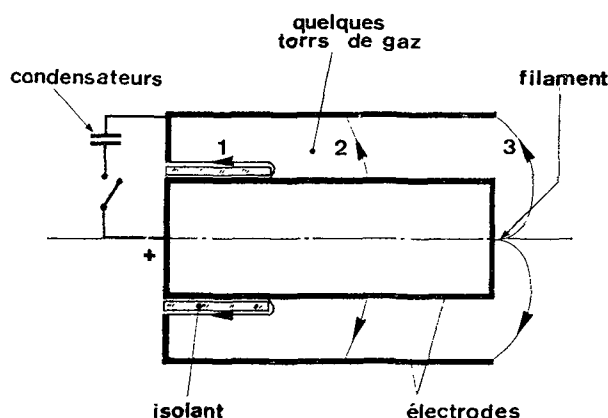


FIG. 1. — Schéma de principe de l'expérience en configuration Mather.

le claquage initial qui se produit au voisinage de cet isolant. La couche de gaz ionisé se déplace ensuite sous l'action de la force de Laplace de façon telle que l'inductance du circuit augmente. Il y a progressivement transfert de l'énergie du banc de condensateurs à la nappe de plasma (énergie cinétique) et au champ magnétique du circuit. Ensuite la propagation axiale se transforme en compression radiale avec formation sur l'axe d'un filament de gaz dense. Cette dernière partie de la décharge s'observe sur la figure 2 où chaque photographie est prise avec un temps de pose de 1 ns. Les trois photographies *b*, *c*, *d*, couvrent la phase du filament qui dure de 20 à 50 ns, suivant la pression initiale du gaz. Le courant maximum de l'installation

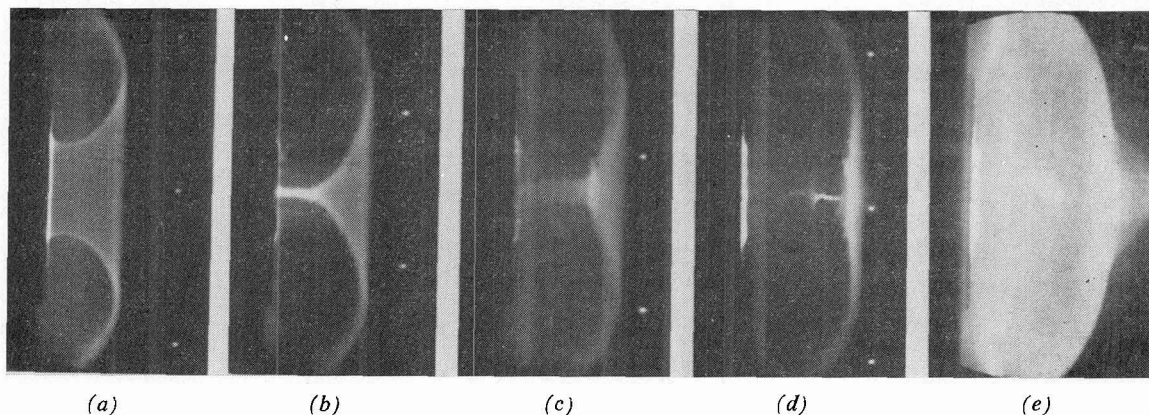


FIG. 2. — Photographies de la décharge (temps d'exposition 1 ns) : *a*) compression radiale ; *b*, *c*, *d*) phase du filament ; *e*) bulle d'ionisation visible à l'extrême droite.

est de 500 kA comme pour la plupart des résultats qui vont être présentés.

**3. Phase du filament dense.** — Plusieurs méthodes de mesure ont dû, en premier lieu, être développées [2, 3]. Elles ont permis de préciser les caractéristiques du filament et la nature de son émission neutronique.

La densité électronique a été mesurée par interférométrie holographique (Fig. 3). On a obtenu la densité en fonction du temps et de l'espace, par déconvolution d'Abel (Fig. 4). On s'est aperçu que le filament n'avait pas une structure figée pendant les 50 ns de sa durée, mais variait en densité d'un facteur 10 (de  $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  densité maximale près de l'anode à  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  en moyenne). La température des ions a été mesurée par diffusion Thomson. Les valeurs sont de 700 eV alors que l'on annonçait des températures de plusieurs keV lors de premières recherches. On peut à partir de la densité et de la température calculer le nombre correspondant de neutrons thermonucléaires. On trouve une valeur comprise entre  $5 \times 10^5$  et  $10^6$  neutrons, à comparer à une émission globale supérieure à  $10^9$  neutrons. De plus l'émission ne commence qu'après la cassure du filament. Ces deux observations montrent clairement que le filament n'est pas la source neutronique principale.

Le diagnostic de diffusion Thomson (diffusion de la lumière d'un laser à rubis) a été exploité dans les phases de compression radiale et de cassure du filament de façon à analyser la composante ionique. On observe alors un phénomène nouveau : la lumière diffusée n'a pas une répartition spectrale compatible avec une population de deutérons thermalisés, et son intensité est supérieure à celle d'un plasma thermique de même densité. Cela signifie que les fluctuations de densité, plus intenses que celles d'un plasma à l'équilibre, sont dues à des instabilités microscopiques. Des ondes sont excitées et il y a ensuite une répartition de l'énergie sur un grand nombre de modes et de fréquences (phénomène de turbulence) en raison de la variété des

oscillations susceptibles d'être propagées dans un plasma. On peut, par un choix convenable de l'angle d'observation, étudier les ondes de nombre d'onde  $k$  donné.

L'étude des fluctuations de densité liées au développement de ces ondes a été effectuée en fonction de la pression de remplissage de l'enceinte et de la position dans le plasma. On a mesuré simultanément l'intensité diffusée  $n_e S(k)$  [4] pour  $\mathbf{k}$  parallèle au courant de la décharge et  $\mathbf{k}$  perpendiculaire (Fig. 5). Les résultats, portés sur la figure 6, montrent que les microinstabilités se développent préférentiellement suivant la direction du courant, et qu'elles augmentent quand la pression initiale diminue, c'est-à-dire quand la vitesse de dérive électron-ion augmente.

**4. Accélération de particules.** — Il apparaît maintenant que l'une des caractéristiques essentielles du plasma Focus est le développement de faisceaux d'électrons ou d'ions en des temps de 20-50 ns.

**4.1 FAISCEAU D'IONS.** — Il a été observé directement à partir d'interférogrammes. On voit sur la figure 3, dans la partie inférieure des interférogrammes (4) à (8), une structure en forme de bulle, qui progresse à une vitesse différente de l'ensemble du front. L'analyse de l'interférogramme (7) effectuée sur la figure 4 fait apparaître que la densité électronique de la bulle correspond exactement à l'ionisation complète du gaz de remplissage de la chambre. La vitesse plus précise du front d'ionisation a été mesurée par une caméra à balayage de fente [5] : on voit en effet cette bulle d'ionisation (Fig. 2e) en augmentant l'exposition. La vitesse du front (supérieure à  $10^8 \text{ cm.s}^{-1}$ ) est celle de deutérons d'énergie supérieure à 10 keV, dont les sections efficaces d'ionisation dans le gaz de l'enceinte sont très grandes, ce qui explique la valeur élevée du gradient de densité électronique à la frontière entre la bulle et le gaz neutre.

Ce résultat nous a conduit à étudier la localisation spatiale de l'émission neutronique et à en dresser la

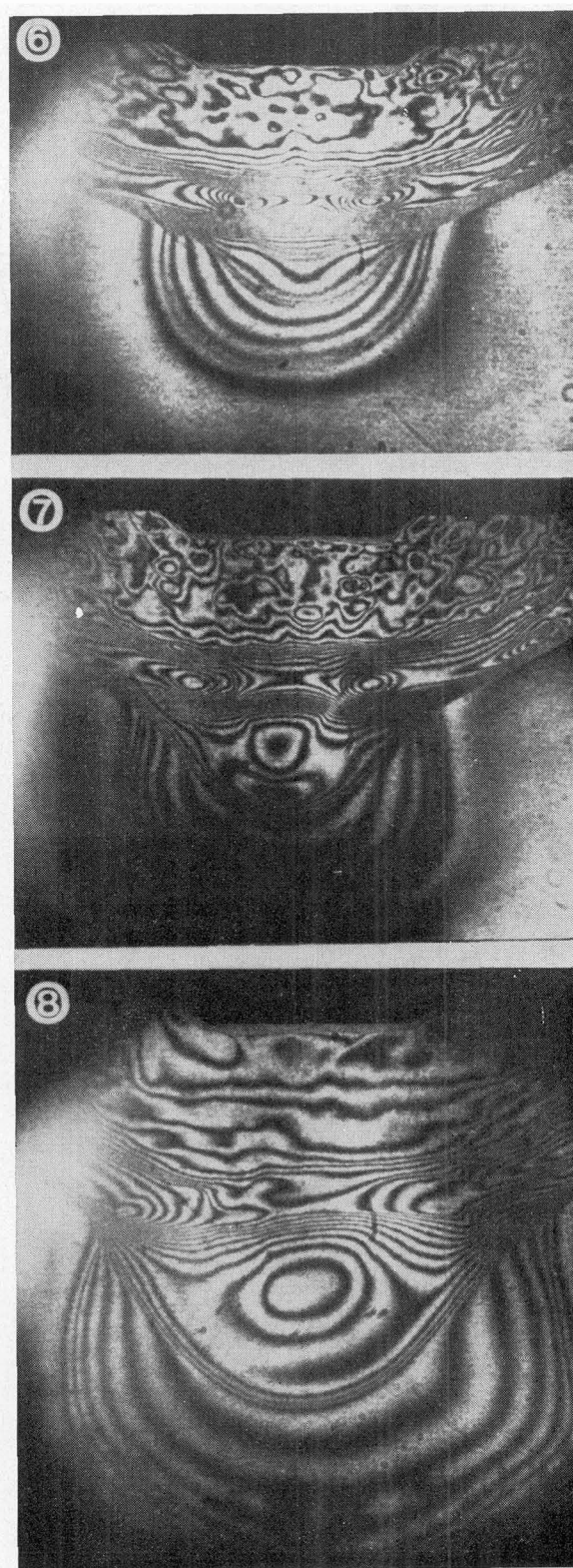
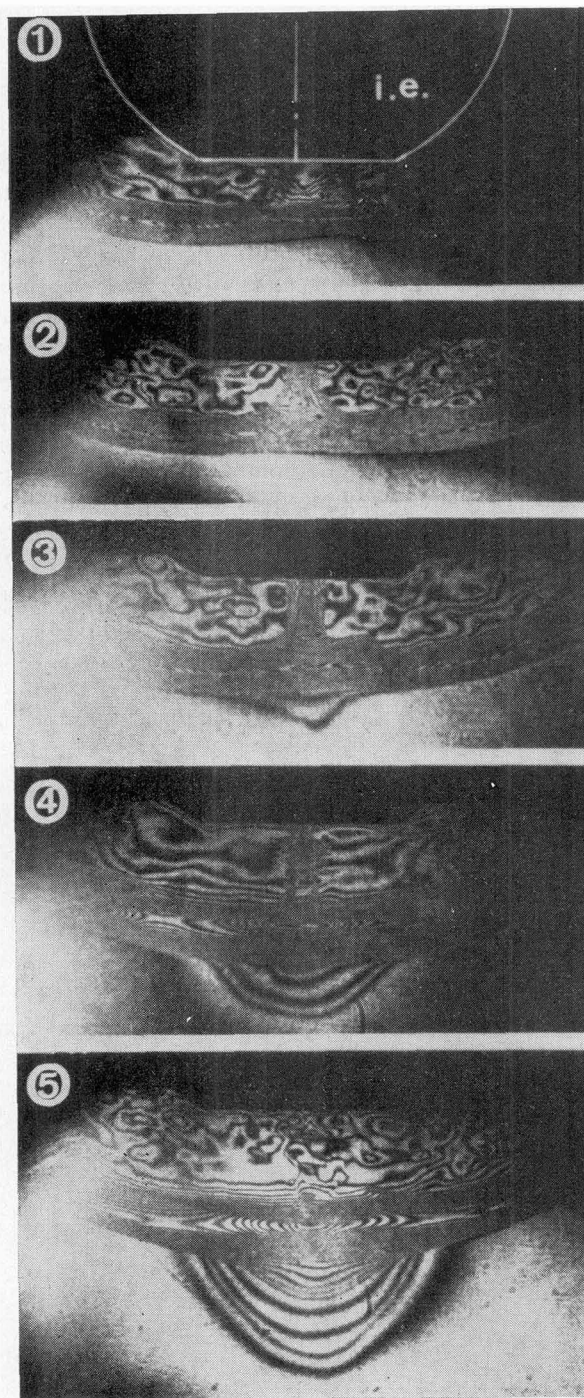
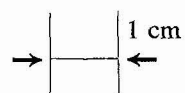
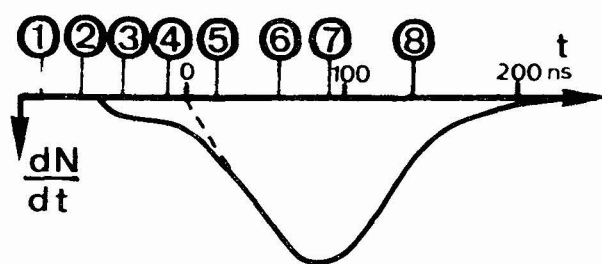


FIG. 3. — Interférogrammes du plasma pour une pression de remplissage de 8 torrs de deutérium. La chronométrie de chaque interférogramme est repérée par rapport à l'émission des neutrons.



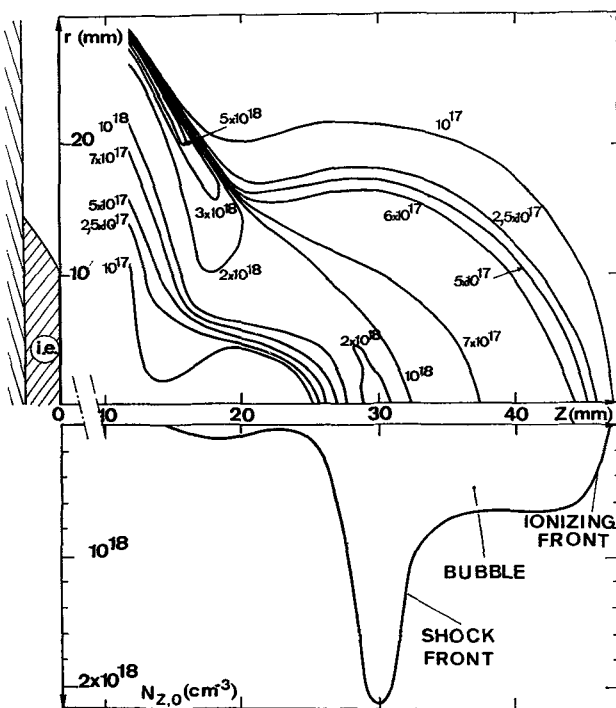


FIG. 4. — Carte de densité et profil sur l'axe de l'interféro-gramme 7 de la figure précédente.

carte. On voit sur la partie supérieure de la figure 7 qu'une fraction des neutrons provient effectivement de la zone balayée par la bulle d'ionisation. Le faisceau de deutérons rapides crée donc à la fois ionisation et émission neutronique à l'opposé de l'anode.

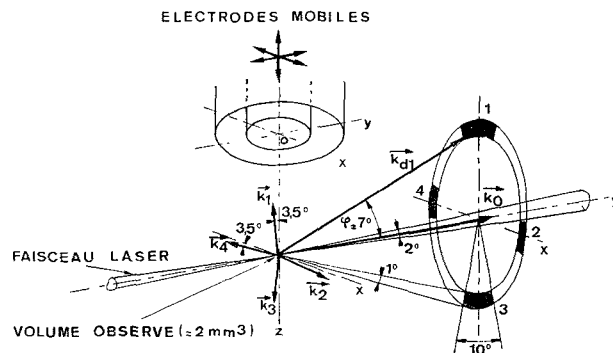


FIG. 5. — Schéma d'observation de la diffusion Thomson.

Une étude récente avec des cibles variées [6] montre que 80 % des neutrons sont dus à ce bombardement. Le fonctionnement de l'expérience n'est pas perturbé par la présence d'une plaque métallique placée à 13 mm seulement de l'anode, si l'on en juge par les signaux électriques et neutroniques (comparaison des figures 8a et 8c). On verra en effet au paragraphe 5 que les signaux électriques sont bien corrélés aux autres phénomènes. Dans le cas d'une plaque pleine (Fig. 8b) le signal électrique est inchangé mais l'émission neutronique est divisée par 5. Le bombardement du gaz au-delà de la plaque explique donc 80 % des neutrons, la fraction restante pouvant provenir soit d'un autre mécanisme — ce que pensent d'autres laboratoires [7] — soit également de bombardement sur le gaz situé en deçà de la plaque.

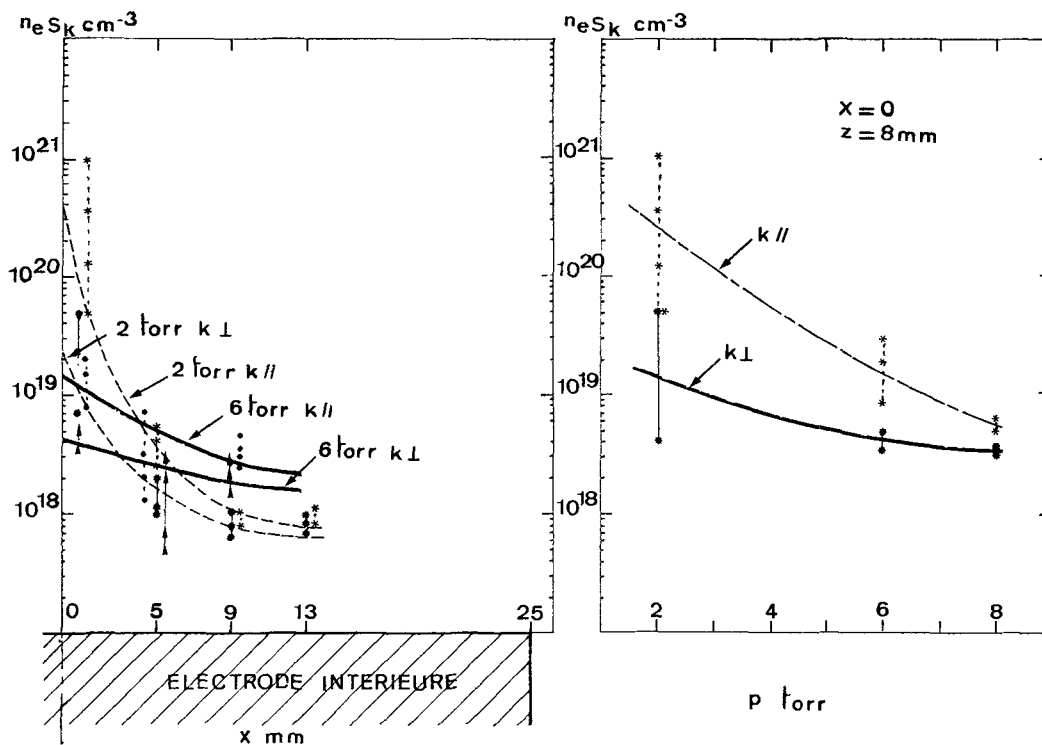


FIG. 6. — Intensité diffusée suivant l'axe,  $n_e S(k)_{||}$  et intensité diffusée perpendiculairement  $n_e S(k)_{\perp}$  en fonction de la pression de remplissage et de la zone d'observation.

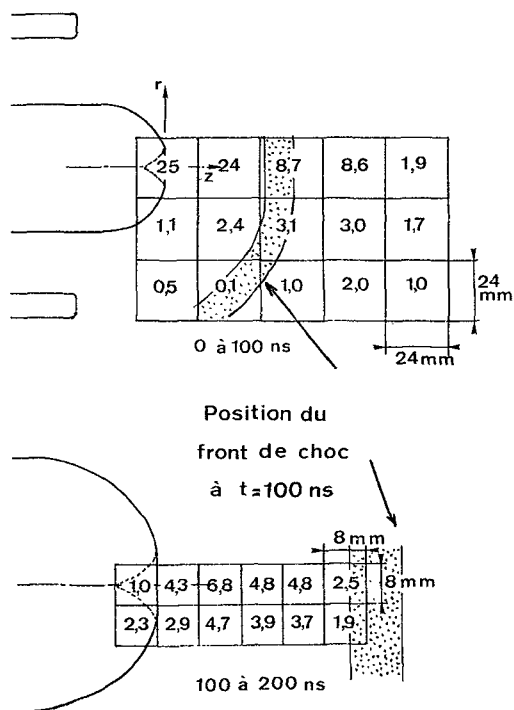


FIG. 7. — Carte des zones émettant les neutrons.

La plupart des diagnostics ont été effectués à des courants de 500 kA comme dans les premières expériences. On verra au paragraphe 6 qu'à courant plus élevé correspond une émission neutronique plus intense. Cette propriété a été utilisée pour mesurer le spectre de l'énergie des neutrons en plaçant les détecteurs à grande distance. En effet la précision est bonne quand la durée de l'émission (environ 100 ns) peut être négligée devant l'élargissement temporel au bout de la base de vol. Les mesures effectuées avec des bases de vol de 210 et 258 m ont permis de trouver une distribution en énergie des deutérons compatible avec l'ensemble des trois spectres expérimentaux obtenus simultanément au même tir (Fig. 9). Cette distribution correspond au bombardement d'une cible immobile par des deutérons ayant une dépendance en énergie  $E_d$  de la forme  $E_d^{-3}$  ( $30 < E_d < 350$  keV) et une dépendance angulaire donnée par la courbe de la figure 10. L'analyse spectrale des neutrons confirme donc que la majeure partie des neutrons est émise par bombardement.

Pour préciser la durée du faisceau de deutérons une expérience préliminaire a été effectuée avec une cible de polyéthylène deutéré placée dans la disposition indiquée sur la figure 8d. La cible solide étant beaucoup plus dense que la cible gazeuse (le deutérium de remplissage de l'enceinte) les deutérons accélérés sont arrêtés sur une distance de quelques microns : la durée de l'impulsion neutronique est celle du faisceau de deutérons, il n'y a pas d'allongement dû à la cible. On a trouvé une durée de 30 ns.

**4.2 FAISCEAU D'ÉLECTRONS.** — Par interaction avec la matière il y a émission de rayonnement X. Celui-ci est analysé par la méthode des écrans équilibrés. Une voie de détection se compose d'un écran, constitué par une feuille mince d'un élément de numéro atomique  $Z$  suivi d'un scintillateur et d'un photomultiplicateur. L'énergie émise par la source X dans une bande spectrale est mesurée en faisant la différence des signaux reçus par deux voies munies d'écrans équilibrés. Deux écrans sont équilibrés s'ils atténuent le rayonnement X de la même façon, à l'exception de la bande spectrale comprise entre les bords  $K_1$  et  $K_2$ , caractéristiques des éléments constituant les deux écrans [5]. Cette méthode permet d'explorer le spectre jusqu'à 115 keV, valeur correspondant au bord K de l'uranium.

On constate à l'aide de collimateurs, que l'émission X du plasma est négligeable devant celle de l'anode : les faisceaux d'électrons engendrés par le plasma à la cassure du filament en même temps que les faisceaux d'ions interagissent peu avec le gaz présent en comparaison avec l'anode qui est une cible à la fois beaucoup plus dense (solide) et de  $Z$  plus élevé.

Deux spectres obtenus à 500 kA sont reproduits sur la figure 11. On constate l'importance considérable de la pression de remplissage sur les caractéristiques de l'émission X de Focus. A basse pression (2 torr) le spectre est plus dur, centré sur 25 keV, et l'intensité émise est beaucoup plus grande (noter les valeurs en ordonnées).

**5. Mesures électriques et résistivité anormale.** — Dès le début des recherches sur Focus on avait observé une singularité électrique très marquée au moment de l'émission neutronique : le courant diminue et simultanément la tension augmente d'une façon importante en 20 à 50 ns. Cette singularité est tout à fait caractéristique de l'expérience ; sans elle l'émission neutronique est absente. Ce phénomène, qui traduit l'accroissement brutal de l'impédance du plasma, avait toujours été attribué à la variation rapide de l'inductance  $dL/dt$  en fin de compression radiale. Cette explication n'est valable que pour une couche mince de courant se rassemblant à des rayons petits de l'ordre du millimètre.

On négligeait à l'époque la partie résistive de l'impédance, qui est très faible pour un plasma thermique dès que la température dépasse une dizaine d'électrons-volts (formule de Spitzer).

Mais les résultats que nous venons de mentionner concernant les fluctuations de densité et les particules rapides sont en contradiction avec l'hypothèse de l'existence d'un plasma thermique et nous ont fait douter de ce type d'interprétation.

Une première série d'expériences a prouvé, en effet, que couche de courant et front de densité (tel qu'il est observé par interférométrie, par exemple) n'étaient pas confondus. Pour préciser ce point nous avons mesuré la répartition du courant en utilisant des sondes magnétiques sensibles à  $dB/dt$ , qui permettent de calculer  $B$ , puis  $I$ , pour une décharge de révolution.

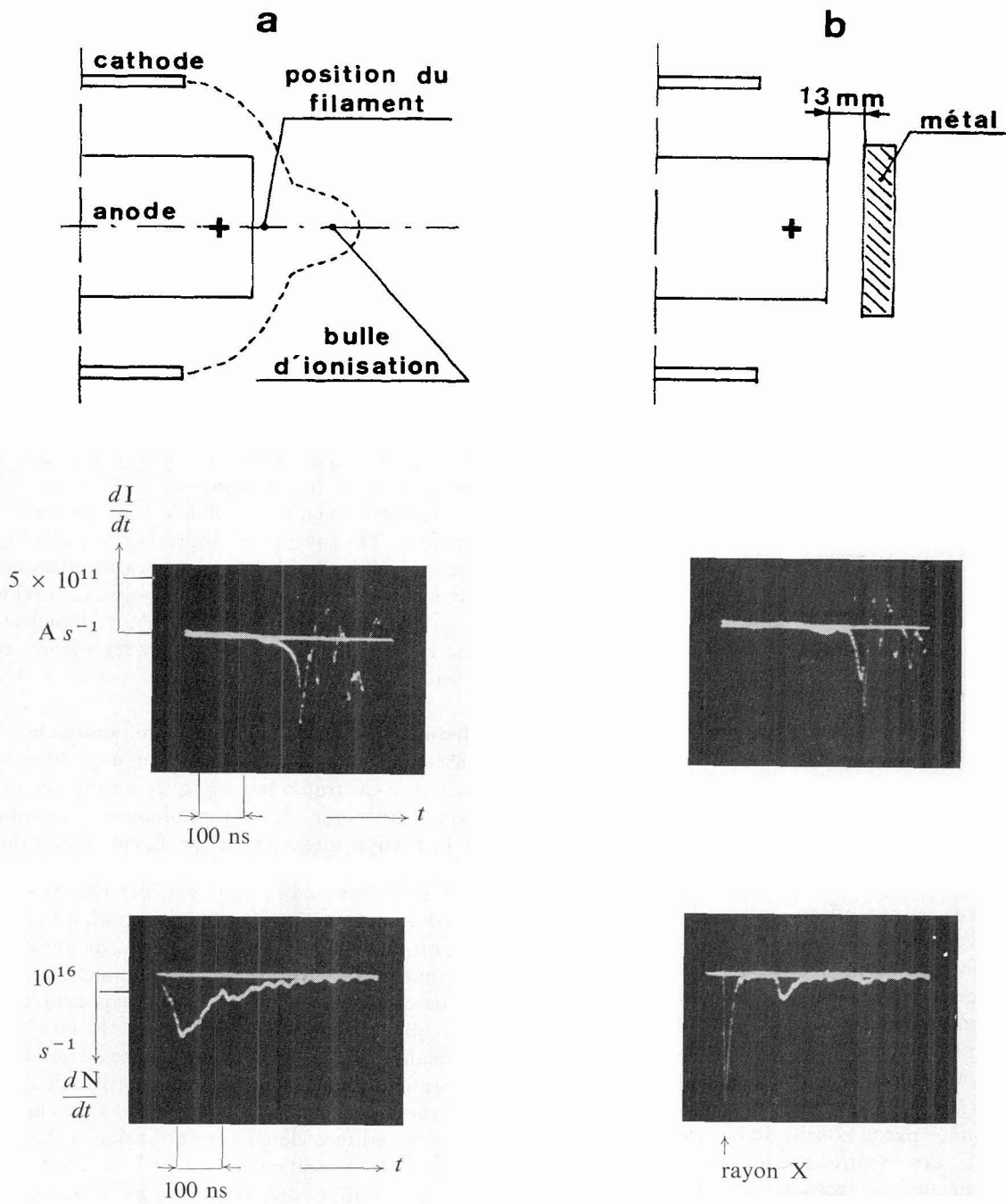


FIG. 8. — Signaux électriques et neutroniques pour des configurations avec et sans cible (Mêmes échelles pour *a*, *b*, *c*, *d*).

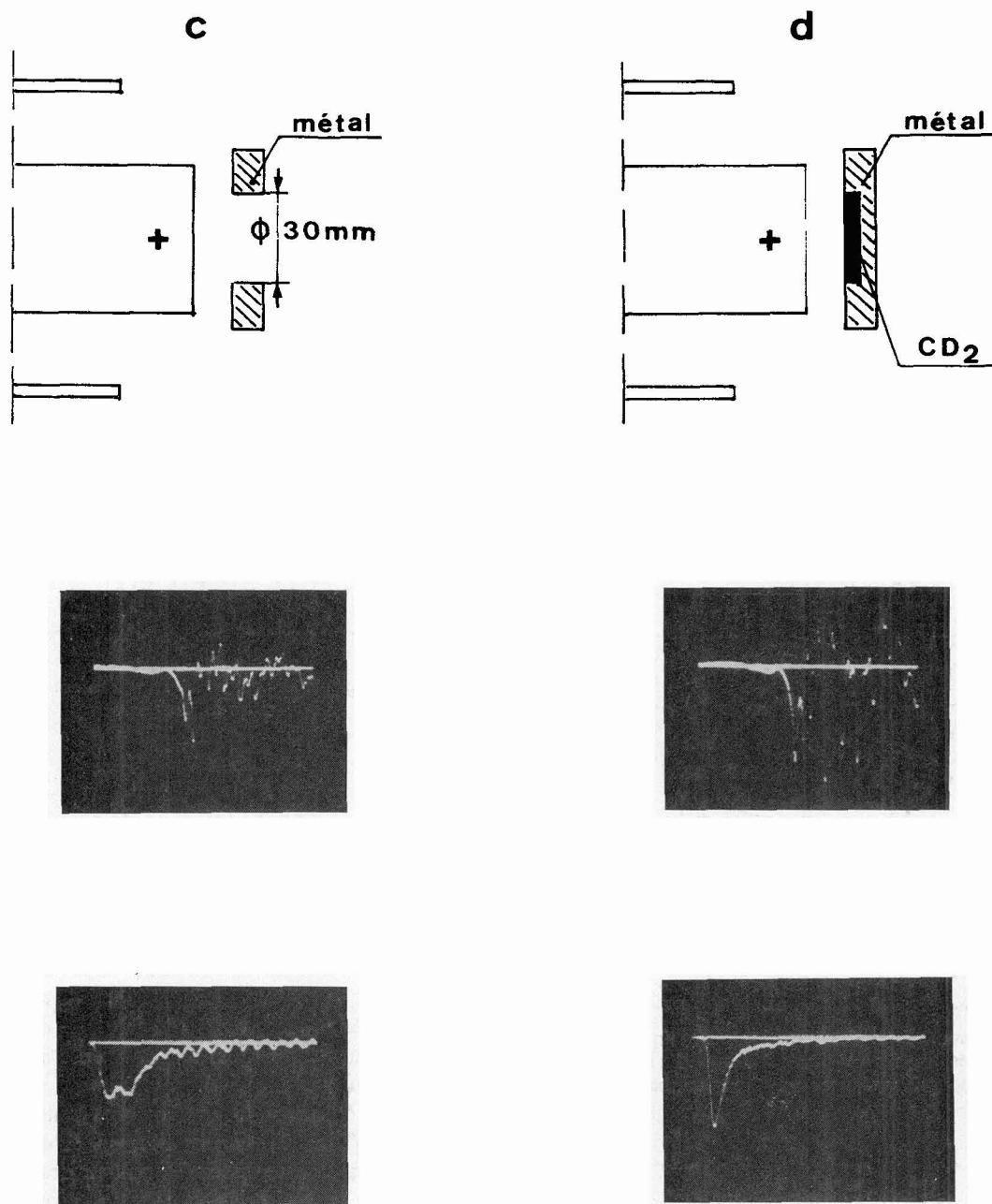


FIG. 8.



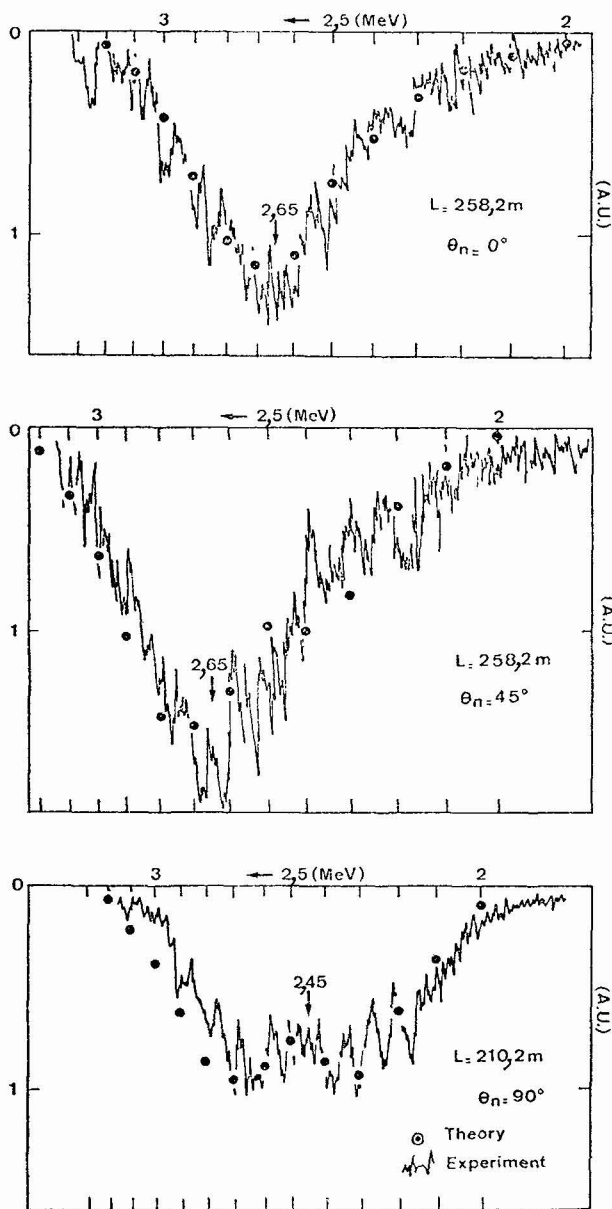


FIG. 9. — Comparaison des spectres neutroniques expérimentaux et calculés obtenus à la même décharge. La fonction théorique utilisée a pour dépendance angulaire la courbe de la figure 10.

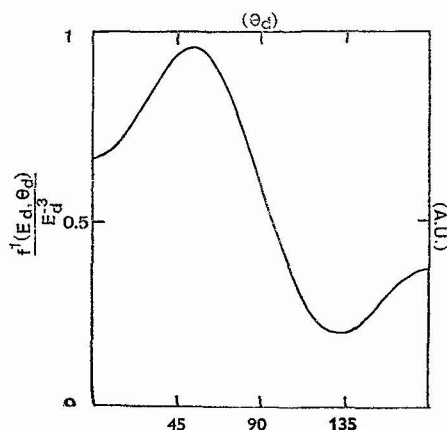


FIG. 10. — Voir légende de la figure 9.

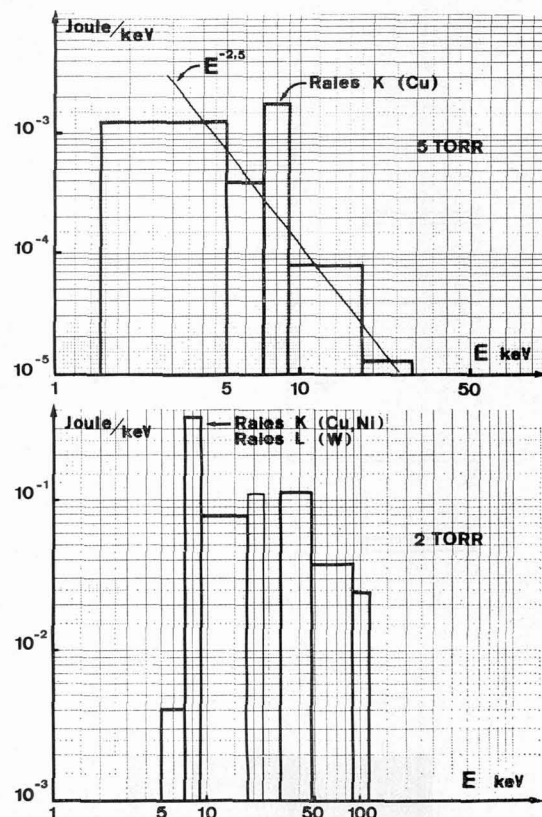


FIG. 11. — Spectres en énergie du rayonnement X à deux pressions différentes.

Considérons d'abord les résultats obtenus en propagation axiale, c'est-à-dire avant que la structure ait atteint l'extrémité du canon. Le courant passe dans une couche beaucoup plus épaisse qu'on ne le croyait, d'environ 1 cm. Avec des photographies à 1 ns calées en temps sur les signaux de sonde magnétique (Fig. 12) on observe que la partie du courant transportée par le front lumineux (qui est aussi le front de densité, on le sait par d'autres mesures) ne représente au maximum que 20 % du courant total.

Les mesures magnétiques effectuées dans la compression radiale (Fig. 13) confirment que le front de courant est large et qu'il ne se rassemble pas sur des rayons inférieurs à 12 mm. La variation  $dL/dt$  est trop faible pour expliquer la singularité électrique qui ne peut donc être attribuée qu'à un effet résistif.

Cette étude, qui n'est pas terminée, a pour but de préciser le rôle de ce chauffage résistif dans la séquence des événements de l'expérience et d'une façon plus générale s'il est possible d'envisager une émission thermonucléaire de ce plasma.

**6. Généralité des phénomènes observés.** — Nous allons voir que les phénomènes caractéristiques de Focus, en particulier la singularité électrique et l'émission de faisceaux de particules, se produisent dans une plage de courant très étendue.

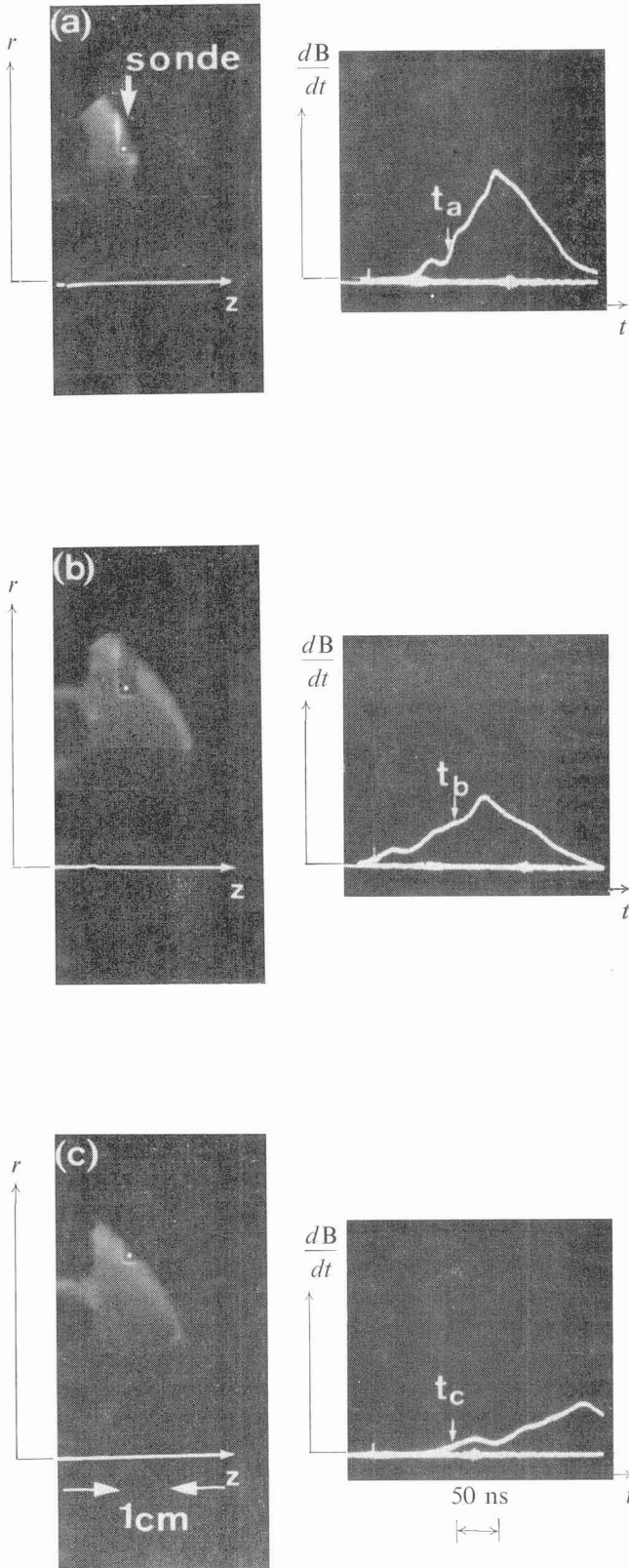


FIG. 12. — Photographies de la nappe de plasma et signaux de sonde magnétique pour trois positions radiales différentes (la sonde est toujours à 18 mm de l'extrémité du canon à l'intérieur de celui-ci) (a)  $r = 28$  mm ; (b)  $r = 37$  mm ; (c)  $r = 42$  mm (le point blanc indique la position exacte de la spire de la sonde).

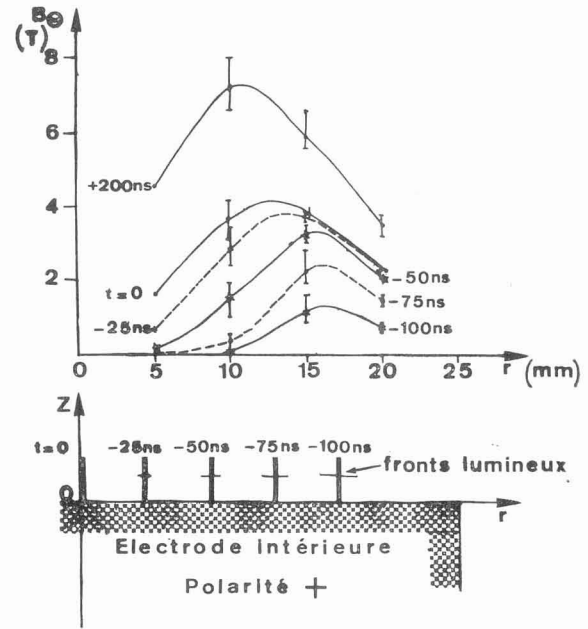


FIG. 13. — Profil de l'induction magnétique au cours de la compression radiale.  $t = 0$  correspond à la focalisation de la nappe lumineuse sur l'axe  $Z$ .

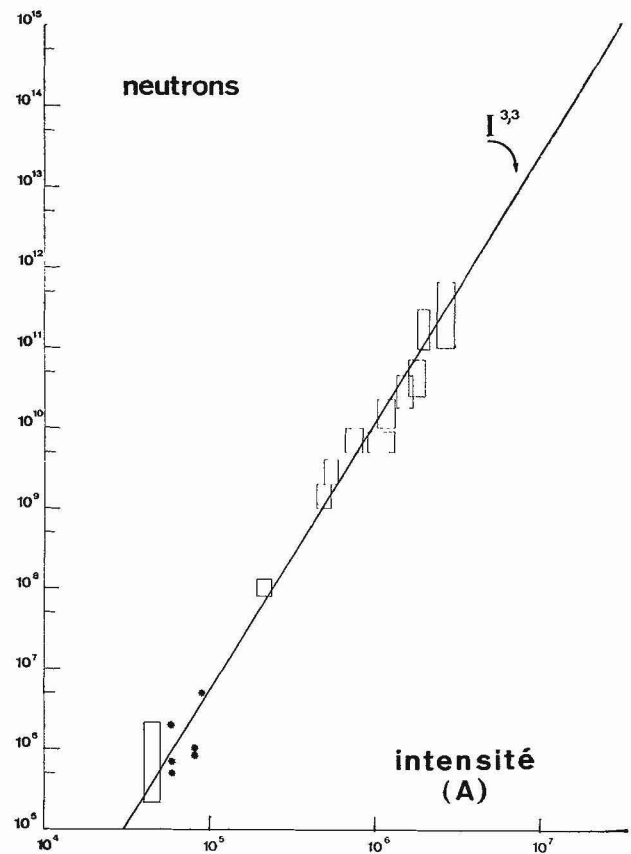


FIG. 14. — Emission neutronique en fonction du courant.

On s'est d'abord intéressé à l'émission neutronique. Déjà élevée pour les premières installations —  $10^9$  neutrons pour 500 kA — on voulait savoir s'il serait possible d'augmenter cette émission. Les différents essais effectués pendant de nombreuses années ont permis d'augmenter le courant de 500 kA à plus de 2,5 MA. L'émission neutronique croît alors de  $10^9$  à  $10^{12}$  neutrons. Au cours de l'année dernière on a étudié le fonctionnement pour des courants inférieurs à 500 kA. Les résultats des différentes installations de Limeil — chacune représentée par un rectangle — sont donnés sur la figure 14. On trouve expérimentalement que la croissance est proportionnelle à  $I^{3,3}$ . Si l'on porte l'émission neutronique en fonction de l'énergie stockée dans le banc de condensateurs pour les mêmes installations on trouve une croissance proportionnelle à  $E^{1,7}$ , ce qui signifie que le rendement de l'énergie nucléaire libérée à l'énergie fournie au dispositif croît avec cette énergie.

Sur la figure 14 les étoiles représentent l'émission neutronique d'une ancienne expérience de Limeil de

type *pinch Z* [8]. L'accord est également bon avec les *pinch Z* étudiés autrefois dans d'autres laboratoires. Toutes ces expériences ont en commun le fait que le courant s'écoule suivant l'axe, et que la pression de remplissage de l'enceinte est un paramètre très important. La turbulence liée à l'interaction courant-plasma apparaît donc comme un phénomène général, l'émission neutronique associée variant actuellement sur 6 ordres de grandeur.

En raison de la large plage de courant étudiée il est intéressant de faire des calculs d'ordre de grandeur pour des quantités correspondant à un schéma électrique simple. Dans le tableau ci-dessous figurent pour chaque installation, le courant maximum  $I_M$  avant la singularité, le courant  $I_p$  à l'extrémum de la singularité, la dérivée temporelle du courant à cet instant  $\dot{I}_m$ , la valeur maximale de la tension plasma que l'on définit comme  $V_p = V_c - L_c \dot{I}_m$  ( $V_c$  tension aux bornes du canon,  $L_c$  inductance du canon supposée constante pendant la singularité), ainsi que les valeurs de  $V_p I_p$  et  $V_p I_p^{-1}$ .

| Installation  |               | Nombre<br>de<br>neutrons | $I_M$<br>kA | $I_p$<br>kA | $\dot{I}_m$<br>$10^{11} \text{ As}^{-1}$ | $V_p$<br>kV | $V_p I_p$<br>Watt    | $V_p I_p^{-1}$<br>Ohm |
|---------------|---------------|--------------------------|-------------|-------------|------------------------------------------|-------------|----------------------|-----------------------|
| Energie<br>kJ | Tension<br>kV |                          |             |             |                                          |             |                      |                       |
| 0,44          | 40            | $8 \times 10^5$          | 43          | 41          | 0,4                                      | 15          | $6,15 \times 10^8$   | 0,37                  |
| 3,28          | 40            | $10^8$                   | 215         | 195         | 5,5                                      | 83          | $1,6 \times 10^{10}$ | 0,43                  |
| 27            | 40            | $5 \times 10^9$          | 530         | 520         | 8                                        | 110         | $5,7 \times 10^{10}$ | 0,21                  |
| 191           | 30            | $1,2 \times 10^{11}$     | 1 960       | 1 470       | 78                                       | 430         | $6,3 \times 10^{11}$ | 0,29                  |
| 340           | 40            | $6 \times 10^{11}$       | 2 550       | 1 920       | 83                                       | 520         | $10^{12}$            | 0,27                  |

La quantité  $V_p I_p^{-1}$  est l'impédance du plasma dans la zone de singularité. On remarque qu'elle varie très peu d'une installation à l'autre, alors que les autres quantités varient beaucoup. La similitude des phénomènes sur toute la plage d'observation est donc peut-être liée à cette constance.

Le deuxième point qu'il faut noter est la puissance élevée — jusqu'à  $10^{12}$  W — obtenue avec un banc de condensateurs d'énergie modeste et de tension inférieure à 100 kV. Pendant quelques dizaines de nanosecondes, ces puissances sont transférées aux faisceaux d'électrons et d'ions.

**7. Conclusion.** — De nombreux points importants restent à préciser et les diagnostics mis en œuvre sont loin d'avoir été exploités d'une façon complète ; néanmoins les résultats obtenus font apparaître clairement une série de phénomènes :

- accélération de particules,
- chauffage *anormal*,
- rayonnement non thermique du plasma.

Le dernier point n'a jamais été étudié à Limeil mais des émissions de rayonnement dans l'infra-rouge [9, 10] et les hyperfréquences [11] ont été observées dans plu-

sieurs laboratoires, qui ne pouvaient pas s'interpréter par une hypothèse thermique.

Ces trois types de phénomènes s'observent d'une façon générale dans tous les types de plasma (d'astrophysique ou de laboratoire) et caractérisent la turbulence.

Dans le cas de Focus la pression de remplissage est un paramètre qui joue un rôle très important, que ce soit sur le niveau des fluctuations de densité ou sur l'intensité, et l'énergie des électrons et des ions accélérés. Or de cette pression initiale du gaz dépend la densité du plasma au moment de la singularité. Pour une machine donnée, c'est-à-dire pour une intensité de courant donnée, en variant la pression de remplissage on agit aussi sur la densité des porteurs de charge, donc sur l'amplitude de la vitesse de dérive. Et l'on sait par de nombreuses études théoriques que ce paramètre est fondamental dans la naissance des instabilités.

Il nous semble donc bien établi maintenant qu'il faut considérer l'expérience Focus comme l'interaction d'un courant intense avec un plasma, dans des conditions telles que les instabilités microscopiques et la turbulence puissent se développer.

On peut ajouter que dans les configurations d'électrodes du type Mather (qui ont été les seules étudiées

à Limeil jusqu'à présent) une grande partie de l'énergie du banc est transmise aux faisceaux de particules et que les rayons X et les neutrons sont créés par bombardement.

Les faisceaux d'électrons sont d'une intensité comparable à celle des machines à électrons conventionnelles les plus puissantes.

En ce qui concerne les faisceaux d'ions, les estimations qu'il est possible de déduire du nombre de neutrons émis, indiquent des puissances de l'ordre de  $5 \times 10^{11}$  W, c'est-à-dire sans équivalent par d'autres moyens à l'heure actuelle. Il semble également que ces faisceaux puissent être concentrés sur des surfaces inférieures au centimètre carré.

### Bibliographie

- [1] MATHER, J. W., « *Dense Plasma Focus* », *Methods of Experimental Physics*, Vol. IX, Part B, Plasma Physics, (edited by R. H. Lovberg and H. R. Griem, Academic Press, New York and London) 1971, p. 187.
- [2] BERNARD, A., COUDEVILLE, A., JOLAS, A., LAUNSPACH, J. and DE MASCUREAU, J., *Phys. Fluids* **18** (1975) 180.
- [3] BERNARD, A., COUDEVILLE, A., GARÇONNET, J. P., GENTA, P., JOLAS, A., LANDURE, Y., DE MASCUREAU, J., NAZET, C. and VEZIN, R., in *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* (International Atomic Energy Agency, Vienna), 1975 Vol. III, p. 83.
- [4] EVANS, D. E. and KATZENSTEIN, J., *Rep. Prog. Phys.* **32** (1969) 207 ; **32** (1969) 271.
- [5] BERNARD, A., JOLAS, A., GARÇONNET, J. P., DE MASCUREAU, J., NAZET, C., COUDEVILLE, A., BEKIARIAN, A., Commissariat à l'Energie Atomique, France, Rapport CEA-R 4807 (1977).
- [6] BERNARD, A., COUDEVILLE, A., GARÇONNET, J. P., JOLAS, A., DE MASCUREAU, J., NAZET, C., Commissariat à l'Energie Atomique, France, Note CEA n° 1945 (1976).
- [7] MAISONNIER, Ch., PECORELLA, F., RAGER, J. P. and SAMUELLI, M., in Fifth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics (Euratom CEA, Grenoble, 1972), Vol. II, p. 183.
- [8] WATTEAU, J. P., Commissariat à l'Energie Atomique, France, Rapport CEA-R 3523 (1968).
- [9] CONRADS, H., GOLLWITZER, D. and SCHMIDT, H., 6th Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics (Joint Institute for Nuclear Research, Moscow, USSR, 1973), Vol. I, p. 367.
- [10] POST, R. S. and MARSHALL, T. C., *Phys. Fluids* **17** (1974) 452.
- [11] BOSTICK, W. H., NARDI, V., PRIOR, W., RODRIGUEZ TRELLES, F., CORTESE, C. and GEKELMAN, W., Proc. Conf. Ener. Stor. Compr. Switch, Asti 1974, Plenum, N. Y.