

**COMPORTEMENT DU PLASMA DANS LE DISPOSITIF TOKAMAK
T4 SOUS FORTES INTENSITES DE DECHARGE**

V. A. VERSKOV, S. E. LYSENKO, I. B. SEMENOV, A. F. SERBAK

(Institut d'énergie Atomique I. V. KURCHATOV)

IAE-2291, Moscou 1973,

Traduit du Russe par le C.N.R.S.

Revue par J. P. GIRARD

Septembre 1973

COMPORTEMENT DU PLASMA DANS LE DISPOSITIF TOKAMAK
T 4 SOUS FORTES INTENSITES DE DECHARGE

V. A. VERSKOV, S. E. LYSENKO, I. B. SFMENOV, A. F. SERBAK

(Institut d'énergie Atomique I. V. KURCHATOV)

IAE-2291, Moscou 1973,

Traduit du Russe par le C. N. R. S.

Revue par J. P. GIRARD

Septembre 1973

We regret that some of the pages in the microfiche copy of this report may not be up to the proper legibility standards, even though the best possible copy was used for preparing the master fiche.

MOT CLEFS : Physique du plasma, Expérimentation, TOKAMAK-4, Régime sans collisions, Fortes intensités, Fluctuations du plasma, Paramètres de décharge, Impuretés, Bilan énergétique.

RESUME

On communique les résultats d'expériences faites avec le dispositif TOKAMAK-4 sous fortes intensités de décharge (90 à 240 kA). On montre que les fluctuations du plasma peuvent provoquer une perte de particules. On présente les relations entre le temps de confinement de l'énergie et les paramètres de décharge. On souligne le fait que les impuretés en provenance du diaphragme, en accroissant le gradient d'énergie de la décharge, exerceront une grande influence sur le bilan énergétique du plasma.

Rédacteur Technique E.D. MARKOVA

Le but essentiel des expériences était l'obtention et l'étude du plasma dans le régime sans collisions, caractérisé par le fait que les temps de révolution des ions piégés dans un volume torique suivant des trajectoires "en forme de banane" sont inférieurs aux temps spécifiques entre collisions. D'autre part, la théorie [1], que, pour de tels régimes, toute une série de caractéristiques macroscopiques du plasma doit être modifiée par rapport aux régimes "de plateau", qui étaient jusqu'ici typiques des tokamak.

Les expériences précédemment exécutées [2] ont montré que le cordon reste macroscopiquement stable jusqu'à $q = 2$, avec $q = Hz \cdot a^2 / 0,2 \cdot J \cdot R$. (a = petit, R = grand rayon du plasma, Hz = champ longitudinal, J = intensité de décharge). En conséquence, en accroissant l'intensité de décharge, il se présentait la possibilité d'aller plus loin dans le domaine sans collision. Dans le présent travail sont décrits les résultats de ces expériences, à l'exception des renseignements sur les composants ioniques, qui sont présentés en [3].

METHODES DE MESURE

On a exécuté un ensemble systématique de mesures [4], permettant de déterminer l'intensité J , le déplacement du cordon Δ , l'énergie du plasma E et la grandeur $\beta = 8\pi \cdot n_e \cdot (T_e + T_i) / H^2$, la densité n_e , la conductivité du plasma σ , le temps de confinements de l'énergie τ_E et une série d'autres paramètres (dans tous les calculs, $a = 16$ cm).

La température électronique T_{ex} se déterminait à partir du rayonnement X mou (3 à 20 KeV) par la méthode des filtres [5]. L'analyse du spectre s'effectuait à l'aide de feuilles d'Al (20 à 80 μ) disposées sur un disque en rotation rapide. Cela a fourni la possibilité de déterminer que l'absorption dans 5 feuilles était pratiquement simultanée, c'est-à-dire se déroulait dans un temps inférieur à τ_E . Les relations entre le coefficient d'affaiblissement et l'épaisseur de la feuille sont présentées à la figure 1, pour trois régimes. On voit que les points expérimentaux se placent correctement sur les courbes calculées. Les mesures du rayonnement X mou étaient effectuées

simultanément sur 3 cordes (la position d'un des canaux pouvant être modifiée d'une décharge à l'autre, ce qui offrait la possibilité d'apprécier la distribution des températures suivant le rayon).

Les modes de fluctuations en surface ont été étudiés au moyen de sonde magnétiques [6]. On a en outre effectué des mesures spectrales et bolométriques.

CONDITIONS DES EXPERIENCES

Le travail s'est effectué dans la gamme suivante de variation des paramètres : intensité de décharge de 90 à 240 kA, champ magnétique Hz de 25 à 40 kOe, q de 6 à 2, pression initiale du gaz de 1 à 5.10^{-4} Torr. Avant le travail, on exécutait un chauffage de longue durée de l'enceinte, avec ensuite une préparation par décharges répétées.

Il faut noter que notre travail a été caractérisé par la très forte dispersion et la non reproductibilité des décharges. Cette dispersion se traduisait extérieurement par une différence au cours du temps, des signaux des sondes de déplacement, β , n_e , T_e . Sur la figure 2 sont portés les oscillogrammes des signaux des sondes de déplacement, pour quatre décharges successives. Les deux premiers ont été obtenus avec un champ longitudinal de 23 kOe. On voit que leur écart est maximal dans la phase initiale du processus. Ensuite, le Hz a été relevé jusqu'à 36 kOe. Dans la première décharge (pointillé), cette modification s'est relativement peu manifestée, mais déjà l'image suivante présente un tout autre caractère.

La non-reproductibilité est apparemment liée à la haute sensibilité du régime, -surtout au démarrage et au stade de formation, -à de faibles variations incontrôlées des conditions. On peut expliquer une telle sensibilité par les facteurs suivants :

- 1) mauvaises conditions de vide ; vide résiduel de 1.10^{-6} Torr en raison de fuites dans l'enceinte ;
- 2) présence possible d'impuretés dans le gaz de remplissage ;
- 3) influence du diaphragme.

Tous les facteurs énumérés entraînent une modification de l'état du revêtement et, par conséquent, une variation de l'interaction entre le plasma et la paroi, -dont l'importance est manifestement maximale dans la phase initiale de formation de la décharge.

C'est particulièrement au cours des expériences avec fort gradient d'énergie que le problème de l'interaction du plasma avec le diaphragme acquiert une importance capitale. La figure 3 présente la photographie d'une partie du revêtement de T-4, avec un diaphragme constitué de lames de tungstène d'épaisseur 3 mm. Parce que le cordon de plasma peut se déplacer dans le plan équatorial, mais aussi en raison de l'écoulement de faisceaux d'électrons accélérés sur le bord extérieur du diaphragme, on avait réalisé à cet endroit une monture massive constituée de deux lames, disposées sous un angle de 150° l'une par rapport à l'autre. Une telle disposition a permis de réduire la libération spécifique d'énergie à la surface du diaphragme. Cependant, après 1500 décharges, le diaphragme s'est avéré fortement

désagrégé. Il y tombait sans doute un faisceau d'électrons accélérés, le tungstène entrainé en ébullition et se pulvérisait dans toute l'enceinte. Sur la photographie, on voit des gouttes précipitées à la surface du revêtement.

La figure 4 montre l'exploration photographique de la luminescence du plasma dans la phase initiale de la décharge. La photo a été prise à travers une fente verticale en dehors du cordon de plasma. Les traînées horizontales sur la photographie peuvent être des traces de grains de poussière ou de gouttes de tungstène, arrivant dans le cordon de plasma.

COMPORTEMENT DE LA DENSITE DU PLASMA

Une manifestation de la non reproductibilité de la décharge a été la variation du comportement de la densité. La figure 5 présentent les diagrammes d'évolution de la densité avec le temps, pour 6 cas. Avec des conditions initiales identiques, n_e a pu décroître, rester à niveau constant ou croître. Avec de faibles pressions ($< 2 \cdot 10^{-4}$ Torr), on n'a pas observé de décroissance de la densité ; avec de plus fortes pressions (2 à $5 \cdot 10^{-4}$ Torr.), n_e a pu diminuer aussi bien qu'augmenter. D'autre part, avec de faibles champs, de l'ordre de 25 kOe, on n'a pas observé de croissance ; avec des champs Hz de l'ordre de 30 à 40 kOe, on a pu avoir aussi bien augmentation que diminution. En ce cas, si, au début de la décharge, il régnait une faible instabilité de rupture et si la décharge restait ensuite macroscopiquement stable, ou bien la décroissance cessait, ou bien on observait une croissance de la densité. Le déplacement relatif

pour un tel cas est montré à la fig. 2 (courbe en trait plein, $H_z = 36$ kOe). Les instants de ruptures sont marqués par de petites flèches.

Dans les régimes avec décroissance, le cordon se déplace à l'intérieur de l'enceinte, mais les grandeurs β et T_i après la décroissance sont moindres que dans les régimes avec croissance de la concentration.

La diminution de densité peut être liée, soit au développement de l'instabilité et à la dégradation du confinement, soit à une variation de l'afflux depuis les parois.

La figure 6 présente l'intensité de décharge, l'évolution dans le temps de la densité moyenne du plasma, de la brillance de la raie H_β et du rayonnement global. On voit que la décroissance ne s'accompagne pas d'une réduction du signal H_β , ce qui peut être lié à un afflux de gaz ; au contraire, la brillance au moment de la chute est un peu plus forte que dans la phase stationnaire. Cela semblerait indiquer que la dégradation du confinement des particules est la cause de la décroissance. Examinons quelques régimes particuliers avec décroissance de n_e , représentés sur les figures 7 à 10.

Les trois premiers dessins concernent des régimes avec $q_{\min} = 2$ à 3 ; dans le quatrième, $q_{\min} = 4$. L'attention est attirée par la différence de comportement des signaux X dans les divers cas, -cette différence étant particulièrement forte lorsque l'inten-

té croît, c'est-à-dire précisément là où s'effectue la baisse de densité. Bien plus, on observe une corrélation entre le comportement de l'émission X, la densité et les fluctuations enregistrées par les sondes magnétiques.

La figure 7 présente une image caractéristique avec décroissance de la densité. On voit que le processus s'effectue en plusieurs stades. On observe au début une croissance de la densité, liée à l'ionisation initiale, mais aussi de l'intensité de l'émission X au centre et à la périphérie du plasma. Ensuite, la densité cesse de croître, en même temps que cesse de croître l'émission en provenance des régions périphériques du cordon. Sur les sondes, on relève des fluctuations suivant le mode $m = 3$. Mais l'émission en provenance du centre du plasma continue à croître à la vitesse antérieure, ce qui signifie que le profil de l'émission X devient plus rigide. Au début de la seconde croissance de l'intensité, il se constitue un pic pointu de rayonnement X sur le centre (le signal du canal "-5cm" est 20 fois inférieur au signal du centre). A ce moment, la densité et l'émission en provenance du centre commencent brusquement à décroître ; si alors on peut associer l'arrêt de la croissance à une variation de l'afflux, vu qu'à ce moment les intensités du rayonnement global et de la raie CIII du carbone aboutissent à un niveau stationnaire, la décroissance ne s'accompagne en fait d'aucune variation dans les caractéristiques de rayonnement ou dans l'émission en provenance de la périphérie du plasma. Seules varient la densité et l'émission X en provenance du centre. La décroissance s'achève par le développement de fortes fluctuations de structure inhabituelle, que nous qualifions de mode $m = 3$. On observe alors une cassure sur tous les oscillogrammes de décharge.

La figure 8 présente un régime dans lequel les fluctuations $m = 3$ se développent très fortement. On voit que cela entraîne une croissance considérable du gradient et de la brillance de la raie cIII. A ce moment, la densité continue à décroître, alors que le signal X est minimal. Sur la figure, on voit aussi qu'au cours de toute la période de décroissance, la température $T_{ex}(0)$ varie peu et que c'est seulement après la fin des fluctuations $m = 3$ qu'on observe une vive croissance de la température.

Le passage de la croissance de la densité à sa décroissance peut aussi s'effectuer de façon plus brusque. La figure 9 présente un tel phénomène. Il est caractéristique qu'en ce cas aussi on observe en même temps une cassure sur le signal d'émission en provenance du centre du plasma, tandis qu'à l'époque de la décroissance, il se développe des fluctuations avec $m = 2$.

Avec un faible champ magnétique, on n'a pas réussi à obtenir une croissance de la densité. Par contre, avec un grand champ magnétique (de l'ordre de 40 kOe), on a pu avoir aussi bien décroissance que croissance. Dans le régime représenté sur la figure 10, on a la valeur minimale $q = 4$, mais pourtant les évolutions dans le temps de la densité de l'émission X, de la brillance de la raie CV et du rayonnement global sont très semblables à ce qu'on avait dans les régimes précédents. Ainsi, à l'instant τ_1 s'effectue l'arrêt de la croissance de n_e et de l'émission à partir de la périphérie du cordon. A l'instant τ_2 commence la décroissance, qui s'accompagne.

d'une réduction de l'émission X à partir du centre. Après la décroissance débute la partie stationnaire de la décharge, tandis que la température électronique, qui était restée constante pendant la décroissance, commence à croître. En même temps, on observe des fluctuations avec $m = 3$ et $m = 2$.

Il faut noter qu'avant la décroissance, on obtient un profil très aigu de l'émission X. Les distributions de la température électronique et de la concentration à travers la section sont à ce moment assez plates. Ceci signifie qu'il s'effectue une forte concentration d'impuretés vers le centre du plasma [5]. Il est possible qu'une telle distribution d'impuretés soit instable [8]. Cela peut provoquer une chute de la densité.

Sur la figure 11 et 12 sont représentées les distributions de l'émission X à diverses époques. La figure 11 concerne le régime avec décroissance, représenté à la figure 7. On voit que, vers la 22ème milliseconde, il se forme un pic très aigu d'émission au centre, tandis qu'à partir de ce moment commence la chute de la densité et en même temps l'élargissement du profil de l'émission X. La figure 12 est établie pour le régime avec croissance de la densité représenté à la figure 5, courbe I. On voit qu'en ce cas le profil d'émission est notablement plus large, dès le début même, et que sa largeur varie moins au cours du temps.

Ainsi, on peut conclure que la décroissance de la densité est provoquée par la réduction de la durée de vie des particules, comme en témoignent les faits suivants :

1. Au cours de la décroissance, on n'observe pas de réduction de la brillance de la raie H_{β} .

2. La diminution de la densité s'effectue pendant la croissance de l'intensité et précisément cet intervalle de temps s'accompagne de fluctuations intenses.

3. La diminution de la densité est en règle générale en corrélation avec le développement de fluctuations hélicoïdales.

4. La décroissance de n_e atteint même le centre du plasma, puisque l'intensité de l'émission X à partir du centre du cordon de plasma varie.

Il est également possible que la décroissance soit liée à l'instabilité de la distribution pointue des ions d'impuretés.

PARTIE STATIONNAIRE DE LA DÉCHARGE

Au moment du deuxième maximum d'intensité, la décroissance ou la croissance de la densité cesse et la décharge évolue vers l'état stationnaire. Toutes les relations présentées ci-dessous concernent précisément ce stade. Il faut noter que, vu que la décharge est très sensible à la variation des conditions initiales, éliminer de la relation un quelconque paramètre était assez difficile, car en général les autres paramètres variaient également. Ainsi s'explique la maigre exploitation statistique des mesures.

La figure 13 représente les corrélations entre β et τ_E d'une part, la concentration d'autre part. La croissance de β et τ_E concorde avec les résultats des expériences précédentes [7].

Les figures 14 et 15 représentent les corrélations entre $\beta, \tau_E, \sigma, T_{cx}(0)$ d'une part, l'intensité de la décharge d'autre part, pour deux valeurs de concentration, 4.10^{13} et $2.10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Dans le premier cas, on obtient une durée de vie énergétique assez élevée, de l'ordre de 20 millisecondes, mais elle diminue quand croît l'intensité. Une telle relation est en contradiction avec celle antérieurement trouvée :

$$\tau_E = a^2 \cdot H_J,$$

où H_J = champ du courant [7].

La réduction de la durée de vie lorsque croît l'intensité peut être due à la détérioration de l'isolement thermique du plasma lorsque q diminue. Mais, dans le cas considéré, τ_e diminue à partir d'un q de l'ordre de 6 c'est-à-dire précisément dans la plage qui a été étudiée précédemment. En outre, lorsque l'intensité augmente, la température électronique croît, mais la conductivité varie peu, ce qui est en faveur d'un accroissement de la quantité d'impuretés. De cela témoigne la diminution du rapport de la concentration des deutérons à la concentration des électrons lorsque l'intensité augmente [3]. Ainsi, dans le cas considéré, la diminution de τ_e peut être rattachée à un accroissement de pollution de la décharge lorsque l'intensité croît. Il faut noter qu'avec un σ constant, la puissance délivrée au cours de la décharge est

proportionnelle à J^2 , ce qui peut entraîner un accroissement de la puissance délivrée sur le diaphragme.

Pour la série de décharge avec moindre densité, c'est la croissance de τ_E , σ , T_{ex} avec l'intensité qui est caractéristique, bien que la grandeur τ_E soit de 4 à 7 millisecondes ; ici, β reste constant, mais, comme $T_{ex}(0)$ varie relativement peu, cela signifie un élargissement du profil de température lorsque croît l'intensité, c'est ce qui se passe effectivement (fig. 16).

Ce fait se trouve en accord avec l'hypothèse avancée par L.A. ARCIMOVIC, selon laquelle, en raison de la condition $q(r) > 1$, lorsque l'intensité croît, sa distribution doit devenir plus aplatie ; en conséquence, le profil de température s'élargira. Mais alors, en présence d'un accroissement du champ Hz, à intensité constante, il peut se présenter des distributions plus pointues de l'intensité à travers la section. Le résultat d'une telle expérience est présentée à la figure 17, où sont montrés β et $T_{ex}(0)$ pour deux régimes (1) et (2) avec un Hz faible et pour deux régimes (3) et (4) avec champ fort. On n'a pas trouvé de corrélation avec le champ Hz, car, dans un régime (3), la température au centre, $T_{ex}(0)$ croissait tandis que β ne variait pas, ce qui indique un affinement du profil. Dans l'autre décharge (4), $T_{ex}(0)$ ne variait pas, tandis que β augmentait. Ceci signifie que le profil de température s'est élargi. Mais, dans les deux cas, lorsque le champ croît, le signal X au centre augmente (fig. 18). Cela indique que le processus de concentration de l'intensité vers le centre peut rivaliser avec le processus de concentration des impuretés vers le centre, entraînant un déplacement de l'intensité vers la périphérie.

Il faut noter la faible croissance de la température électronique avec l'intensité, bien qu'il ait été trouvé antérieurement, pour des intensités jusqu'à 130 kA, la relation $T_e(0) \propto J^2$ [4].

Le travail a été exécuté sous la direction de L.A. ARCIMO-
VIC. Les auteurs remercient E.P. GORBUNOV pour avoir mis à leur disposition des renseignements sur la densité ; V.S. ZAVERJAEV, S.M. MIRNOV, V.S. STEPIROV pour avoir fait la critique des résultats, et l'équipe de l'installation TOKAMAK-4 pour sa collaboration à l'exécution des expériences.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] A.A. GALEEV, R.Z. SAGDEEV, JETP, 53, 348 (1967).
- [2] L.A. ARCIMOVIC et al. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., 1, 443 (1971).
- [3] V.S. ZAVERJAEV, E.P. GORBUNOV, M.P. PETROV, , C.R. n°119 à la VIe conférence Européenne sur la fusion contrôlée et la Physique du Plasma, M.,(1973).
- [4] A.M. ANASIN et al. JET, 60, 2095 (1971).
- [5] V.A. VERSKOV, S.V. MIRNOV, C.R. à la Ve Conférence Européenne sur la fusion contrôlée et la physique du plasma, Grenoble 1., 1972, p. 1.

- [6] S.V. MIRNOV, I.B. SEMENOV, Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion, Res., 2, 401 (1971).
- [7] E.P. CORBUKOV, S.V. MIRNOV, V.S. STRELKOV, Nuclear Fusion, 10, 43 (1970).
- [8] B. COPPI, H.P. FURTH, M.N. ROSENBLUTH, R.Z. SAGDEEV, Phys. Rev. Lett., 17, 7, 377 (1966).

LEGENDE DES FIGURES

- Fig. 1 : Relation entre $-\log(\text{transparence de la feuille d'Al})$ et son épaisseur.
Courbes en trait plein : résultats du calcul
Points : résultats expérimentaux pour différentes décharges.
En abscisse : $d(\mu)$.
En ordonnée : $-\log(\text{transparence})$. Courbes graduées en KeV.
- Fig. 2 : Signaux des sondes, caractérisant le déplacement du plasma pour des décharges successives ($J=150$ kA, $\text{Hz} = 23$ et 36 kOe). Les flèches indiquent les instants d'instabilité de rupture. En abscisse : $t(\text{ms})$. En ordonnée : ΔJ , vers l'intérieur ; Hz en kOe.
- Fig. 3 : Diaphragme de l'installation T-4 avec une partie du revêtement. Distance entre les ondes : 2 cm.

Fig. 4 : Exploration photographique du stade initial de la décharge. On voit les fluctuations du plasma et les traces des gouttes ou grains de poussière en vol.
a = application de la tension ; b = 5ms ; c = grain de poussière.

Fig. 5 : Evolution de la densité avec le temps. On donne des oscillogrammes d'intensités, à titre de comparaison.
En abscisse : t (ms).
En ordonnée : n_e (10^{13} cm^{-3}), J (kA).

Fig. 6 : Intensité de la décharge, brillance de la raie H_β et du rayonnement global du plasma, densité du plasma.
En abscisse : t(ms).
En ordonnée : J(kA), intensité H_β , intensité du rayonnement global, n_e (10^{13} cm^{-3}).

Fig. 7 : Intensité (kA) de décharge, à laquelle sont superposées les fluctuations du plasma (les modes de fluctuations sont indiqués). b, v, g, oscillogrammes des signaux d'émission X, enregistrés suivant trois cordes à 5 cm du centre (X_{-5}), au centre (X_0) et à 9 cm vers l'extérieur ($X+9$).
d) oscillographe de la densité du plasma
e) Brillance de la raie C III
j) Brillance du rayonnement global du plasma.
En abscisses : t (ms).

Fig. 8 : a) Intensité de décharge J(kA), à laquelle sont superposées les fluctuations du plasma (sont indiqués les modes de fluctuation).
d) Signal X au centre (X_0) et à 9 cm vers l'extérieur ($X+9$).
v) Signal du bolomètre (dE/dt), bolomètre proportionnel à l'intensité du rayonnement en provenance du plasma.
g) Oscillogramme de brillance de la raie C III et du rayonnement global.
d) Oscillogramme de la densité.

Fig. 9 : Comme à la figure 7. t en ms, J en kA, n_e en 10^{13} cm^{-3} .
a = modes de fluctuation ; b) feuille de Be ; c) Be + 20 μ Al ;
d) rayonnement global.

Fig. 10 : a) Intensité de décharge J(kA), à laquelle sont superposées les fluctuations du plasma (sont indiqués les modes de fluctuation).
b) Tension de décharge V (en V).
v) Signal X au centre du cordon
g) Brillance de la raie C III
d) Oscillogramme de la densité
e) Variation avec le temps (t, ms) de la température électronique $T_{ex}(0)$ (eV) au centre du cordon.

Fig. 11 : Profil non abêlisé de l'intensité de rayonnement X pour la décharge représentée à la figure 7 (les chiffres affectés aux courbes sont les instants, en ms, indiqués par des flèches sur la figure 7).
En abscisse : r(cm), diaphragme
En ordonnée : X (unité arbitraire).

Fig. 12 : Profil du signal X pour le régime avec densité croissante.
En abscisse : $r(\text{cm})$
En ordonnée : signal X (unité arbitraire).

Fig. 13 : Relation entre $\beta(+)$ et le temps de confinement (ms) de l'énergie $\tau_E(0)$ d'une part, la densité de plasma d'autre part (intensité $J = 250 \text{ kA}$, $H_z = 30 \text{ kOe}$, hydrogène).

Fig. 14 : a) Relation entre $\beta(\cdot)$ et $\tau_E(0)$ d'une part, l'intensité $j(\text{kA})$ d'autre part. τ_E en ms.
b) Relation entre $T_{\text{ex}}(0) (\text{\AA})$ et $\sigma(0)$ d'une part, l'intensité $j(\text{kA})$ d'autre part (densité $\bar{n}_e = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $H_z = 40 \text{ kOe}$, deutérium). $T_{\text{ex}}(0)$ en keV, en 10^{16} CGS .

Fig. 15 : Mêmes symboles qu'à la figure 14 (densité $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $H_z = 30 \text{ kOe}$).

Fig. 16 : Relation entre la distribution de la température électronique que T_{ex} (keV) et l'intensité $J(\text{kA})$; r en cm.

Fig. 17 : Relation entre β et $T_{\text{ex}}(0)$ d'une part, le champ H_z d'autre part $J = 140 \text{ kA}$, $\bar{n}_e = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. $T_{\text{ex}}(0)$ en keV; H_z en kOe.

Fig. 18 : Distribution de l'intensité du rayonnement X à travers la section du cordon, pour les régimes O ($H_z = 40 \text{ kOe}$) et Δ ($H_z = 25 \text{ kOe}$). cf. fig. 17.
En abscisse : $r(\text{cm})$
En ordonnée : signal X (unité arbitraire). H_z en kOe.

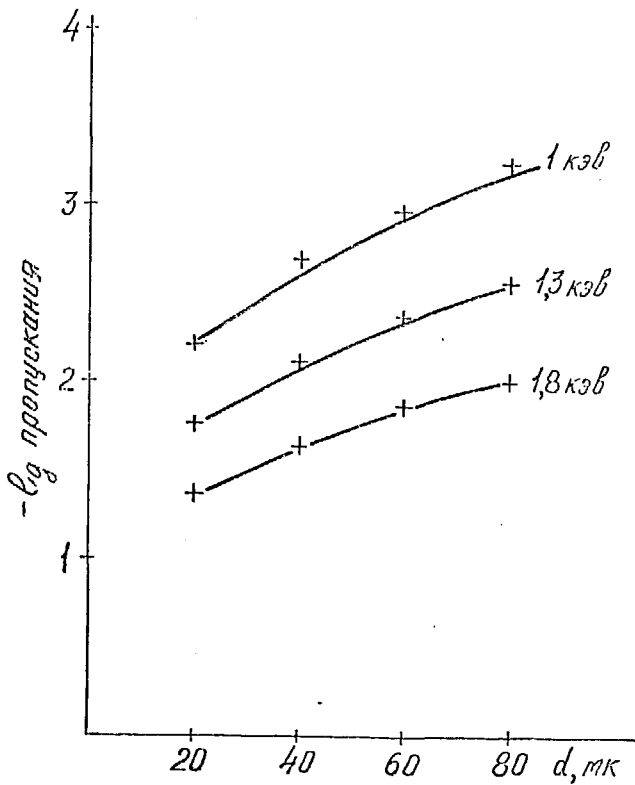


Рис.1. Зависимость $-lg \epsilon$ пропускаемой Al фольги от их толщины. Сплошные кривые - расчет, точки - экспериментальные данные для нескольких уровней.

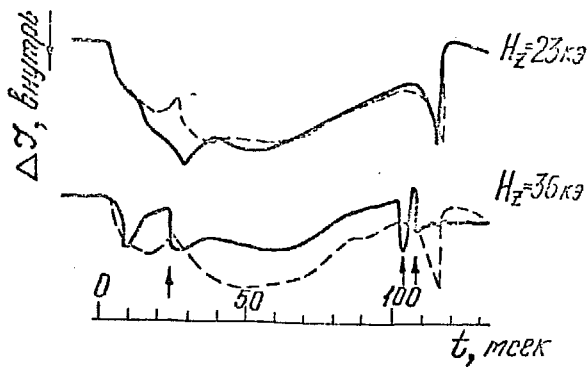


Рис.2. Сигналы зондов, характеризующие смещение плазмы для последовательных импульсов ($J = 150$ ма, $H_z = 23$ и 36 кэ). Стрелками обозначены моменты неустойчивости срыва.

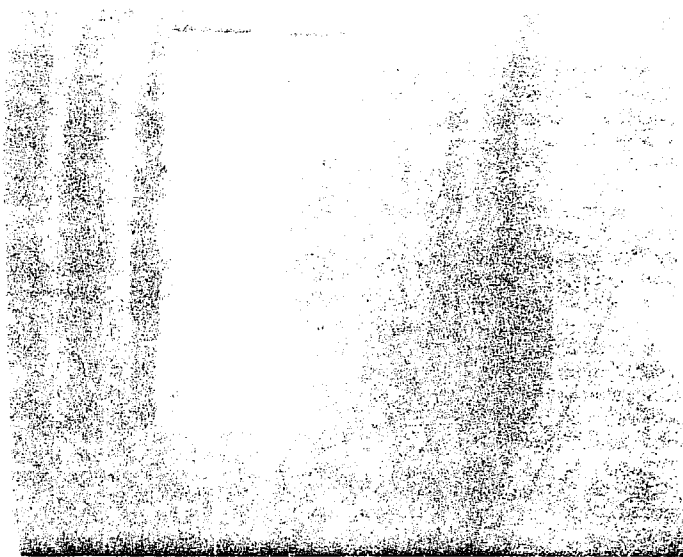
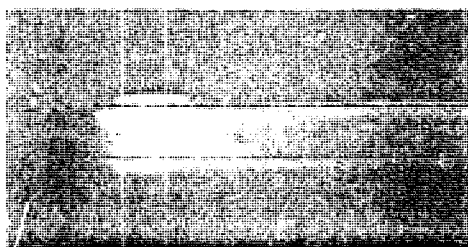


Рис.3. Диаграмма установки Т-4 с частью лайнера. Расстояние между
полюсами анода 3 см.



\uparrow
 подача 5 мсек \uparrow \uparrow
 напряжения

Рис.4. Фото-вертка начальной стадии разряда. Видны колебания плазмы
и следы летящих зашель или пылинок.

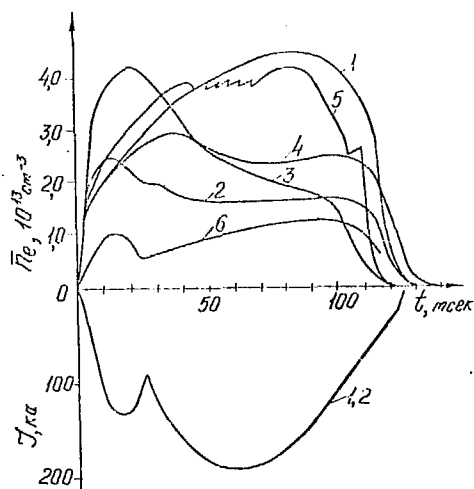


Рис.5. Ход концентрации во времени. Для сравнения даны осциллограммы токов.

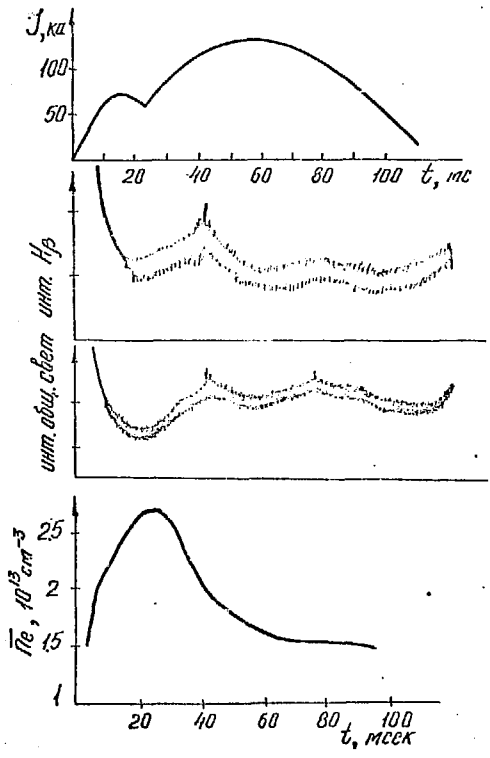


Рис.6. Ток разряда, свечение линии $H\beta$ и общего света плазмы, концентрация плазмы.

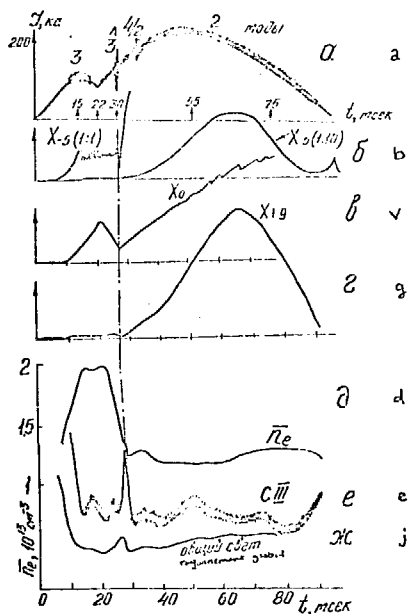


Рис. 7. а) Ток разряда, на который наложены колебания плазмы.

б-г) Осциллограммы сигналов рентгеновского излучения, снятые по трем ходам: на 5 см от центра, в центре и на 9 см наружу.

д) Осциллограмма концентрации плазмы.

е) Интенсивность свечения линии C III.

ж) Интенсивность общего свечения плазмы.

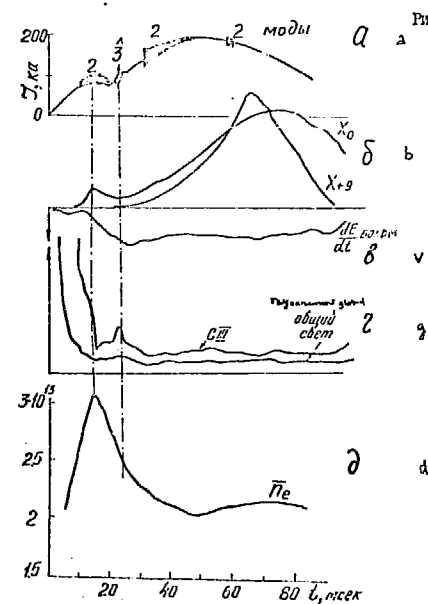


Рис. 8. а) Ток разряда, на который наложены колебания плазмы.

б) Рентгеновский сигнал в центре и на 9 см наружу.

в) Сигнал болометра, пропорциональный мощности излучения из плазмы.

г) Осциллограммы свечения линии C III и общего света.

д) Осциллограмма концентрации.

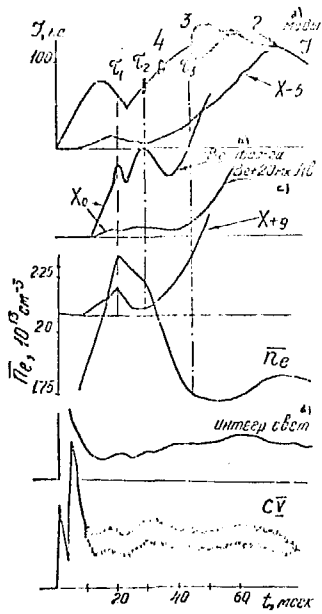


рис.9. То же самое, что и на рис. 7.

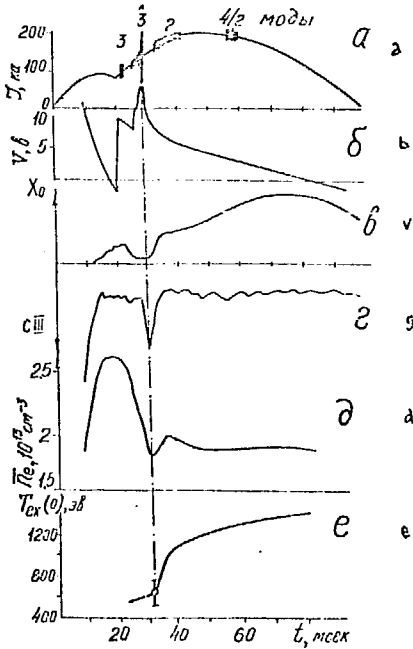


рис.10. а) Ток разряда, на который наложены колебания плазмы.
 б) Напряжение обхода.
 в) Рентгеновский сигнал в центре шнура.
 г) Свеченые линии CIII.
 д) Осциллограмма концентрации.
 е) Изменение электронной температуры $T_{ex}(0)$ в центре шнура со временем.

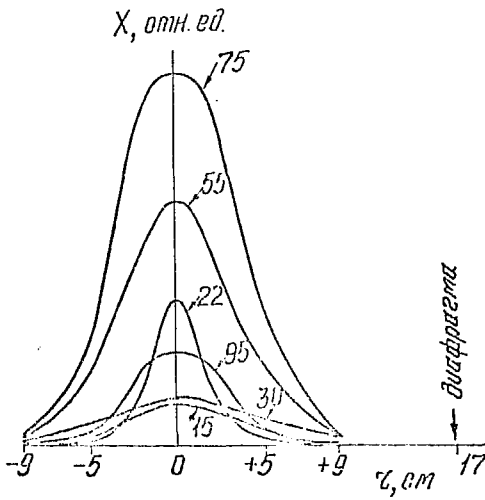


Рис.11. Нормализованный профиль свечения рентгеновского излучения для режима, изображенного на рис.7 (цифры у кривых - моменты времени в мсек, на рис.7 отмечены стрелками).

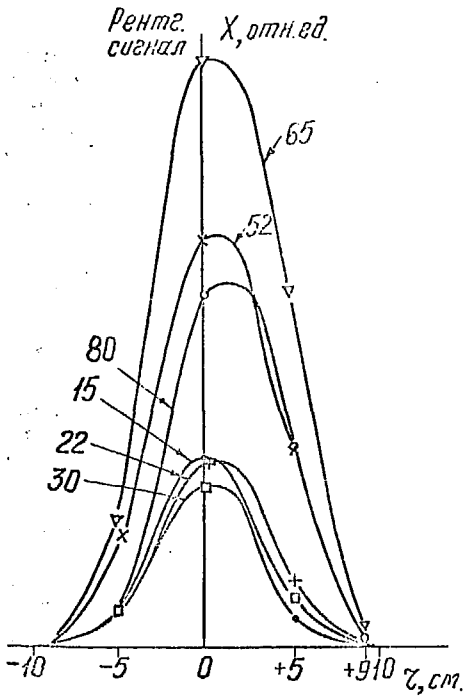


Рис.12. Профиль рентгеновского сигнала для режима с растущей концентрацией.

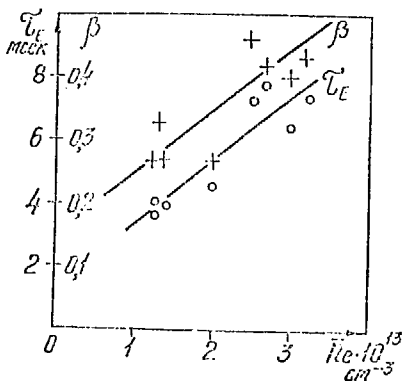


Рис.13. Зависимость β - (+) и времени удержания энергии τ_E - (o) от концентрации плазмы (ток $J = 150$ кА, $H_z = 50$ кэ, дейтерий).

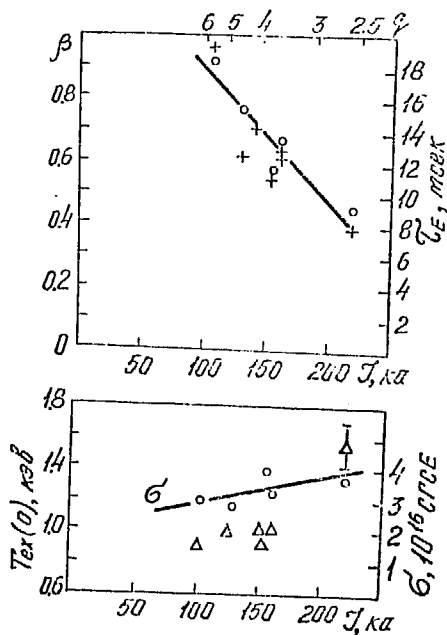


Рис.14. а) Зависимость β - (+), τ_E - (o),
 б) $T_{ex}(0)$ - (Δ), σ - (o) от тока (концентрация $\bar{n}_e = 4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$,
 $H_z = 40$ кэ, дейтерий).

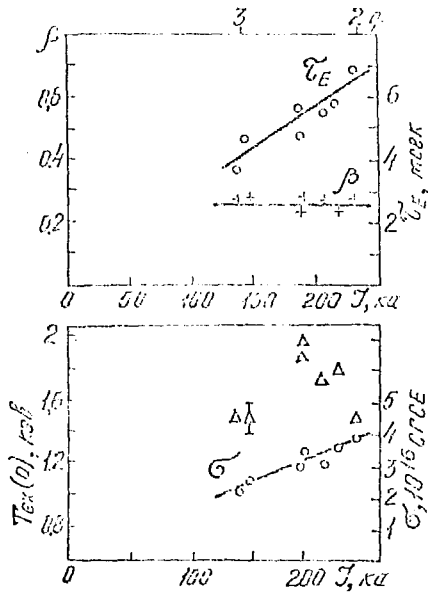


Рис.15. Обозначения те же, что и на рис. 14 (концентрация $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $H_z = 80 \text{ кэ}$).

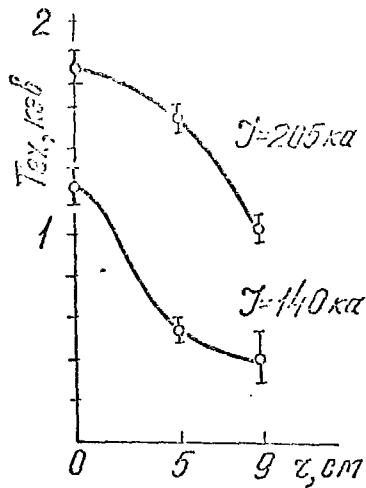


Рис.16. Зависимость распределения электронной температуры T_{ex} от тока.

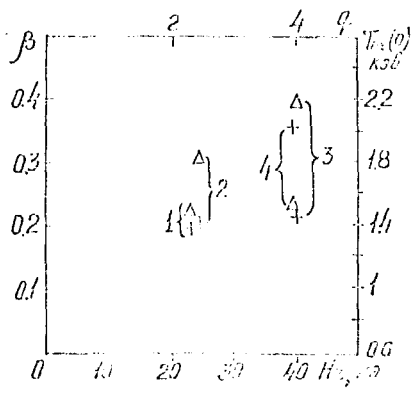


Рис.17. Зависимость β и $T_e(z)$ от тока H_z ($J = 120$ кэ, $\bar{n}_e = 1,7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

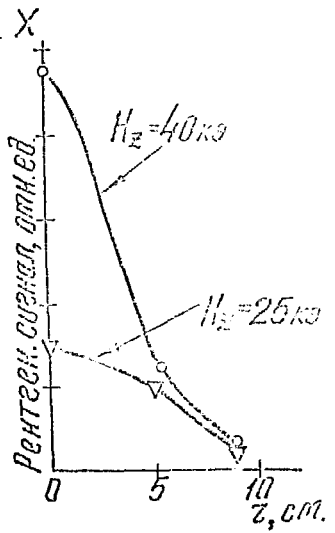


Рис.18. Распределение свечения рентгеновского излучения по сечению втулки для режимов (см. рис.17) $\circ - H_z = 40$ кэ, $\Delta - H_z = 25$ кэ.

