

Radioprotection autour d'un appareil de recherches sur la fusion contrôlée : le Tokomak de Fontenay-aux-Roses T.F.R. (*)

Équipe T.F.R. (**)

(Manuscrit reçu le 8 mars 1977)

RÉSUMÉ

Ce rapport présente les résultats de dosimétrie X et neutrons, autour du dispositif de confinement magnétique d'un plasma chaud, le Tokomak de Fontenay-aux-Roses (T.F.R.). La protection biologique, constituée par un mur de béton ordinaire de 30 cm d'épaisseur, limite la dose à moins de 10^{-1} mrem par décharge, soit environ 10 mrem par jour dans toute la zone où séjourne du personnel. Un modèle de calcul, prenant en compte la géométrie réelle et la diffusion des X par les murs et le plafond et normalisé aux doses mesurées, permet de préciser les caractéristiques du faisceau d'électrons, qui est à l'origine de ce rayonnement. La production de photoneutrons (jusqu'à 10^{10} neutrons par décharge) et l'activation de la chambre à vide ont pour origine des électrons d'énergie supérieure à une dizaine de MeV, transportant un courant de 10 à 1 000 A.

ABSTRACT

This report presents the X and neutron dosimetry measurements near the magnetic confinement device for hot plasmas, called T.F.R. (Tokomak, Fontenay-aux-Roses). The biological shielding consists of an ordinary concrete wall 30 cm thick; the dose rate is thus limited at 10^{-1} mrem per discharge (corresponding to 10 mrem per day) in the whole area frequented by people during T.F.R. operation. A numerical calculation, taking into account the true geometry and X ray reflection by the walls and roof, and normalized to the measurements, gives some indications on the electron beam which produces X rays. The photoneutron source (up to 10^{10} neutrons per discharge) and the activation of the vacuum vessel result from high energy electrons (≥ 10 MeV) supporting a 10 to 1,000 A current.

(*) Avec la collaboration du Laboratoire d'Études de Protection du S.E.R.M.A. (Saclay) et de la Section de Radioprotection des Installations du CEN.FAR.

(**) Association Euratom-C.E.A. sur la fusion, Département de Physique du Plasma et de la Fusion contrôlée, Boîte Postale n° 6, 92260 Fontenay-aux-Roses (France).

1. INTRODUCTION

Les recherches sur la fusion contrôlée s'effectuent sur des appareils de confinement magnétique de plus en plus grands et sur des plasmas de plus en plus performants. On obtient maintenant des plasmas de densité 10^{14} cm^{-3} et de température 2 keV, confinés dans des volumes d'environ 1 m^3 pendant 1 seconde. En conséquence, les problèmes de radioprotection prennent de l'importance pour les appareils existants et deviendront déterminants pour les grands appareils en projet. On peut distinguer plusieurs classes de problèmes de radioprotection dans les machines à confinement toroïdal :

- 1) rayonnement X dur associé au bombardement, par des électrons énergiques, de structures mécaniques placées à l'intérieur de la chambre à vide;
- 2) rayonnement neutronique associé aux réactions de fusion dans le plasma ou aux réactions photonucléaires dans les matériaux de structure;
- 3) activation des matériaux de structure;
- 4) radioactivité du tritium, lorsqu'il est employé pour créer le plasma.

Dans ce rapport, nous nous limiterons aux problèmes de radioprotection qui se sont posés dans le Tokomak T.F.R. [1], depuis le début de son fonctionnement (mars 1973) jusqu'à son arrêt (août 1976). Le gaz employé pour créer le plasma étant soit de l'hydrogène, soit du deutérium, nous ne considérerons pas les problèmes associés à l'emploi du tritium.

2. PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UN TOKOMAK (fig. 1)

C'est une configuration magnétique torique dont l'anneau de plasma forme la spire unique du secondaire d'un transformateur. Le couplage des bobinages primaires (P) avec le plasma est réalisé par le circuit magnétique (C). Un ensemble de bobines (T) placées tout autour du tore produit un champ magnétique toroïdal (B_T). La composition de ce champ toroïdal et du champ poloïdal (B_p) créé par le courant circulant dans le plasma, donne une structure hélicoïdale aux lignes magnétiques qui s'enroulent ainsi sur des tores emboîtés. La section du plasma est limitée par un diaphragme (D) qui devient une source de rayons X durs lorsqu'il est frappé par des électrons énergiques accélérés dans le champ électrique d'induction E_T .

Les principales caractéristiques du Tokomak sont les suivantes :

- grand rayon du tore : 1 m;
- rayon du diaphragme : 0,2 m;
- champ toroïdal maximal : 6 T;
- courant plasma maximal : 400 kA.

3. ORIGINE DES RAYONNEMENTS

3.1. RAYONNEMENT X

Le plasma thermique est une source de rayonnement X du fait des collisions coulombiennes entre électrons et ions. Ce rayonnement à basse énergie (quelques keV) ne traverse pas les éléments de structure de la machine (chambre à vide, coque en cuivre, bobines) et son existence n'entraîne aucun problème de radioprotection. Par contre, on a détecté un rayonnement X dur autour du T.F.R. qui traduit l'existence d'électrons découplés dans la décharge. Ces électrons correspondent à la fraction de la population électronique qui a acquis une énergie suffisante pour que le gain d'énergie parallèle au courant entre deux collisions soit supérieur à l'énergie parallèle perdue pendant une collision (au profit de l'énergie perpendiculaire). L'énergie de ces électrons, parallèlement aux lignes de champ, peut atteindre plusieurs dizaines de MeV dans T.F.R. ⁽¹⁾. Lors de leur dérive sous l'effet de la force centrifuge au travers des lignes de champ magnétique, ou à la fin de la décharge, ces électrons viennent frapper le diaphragme (*fig. 1*) et produisent un flux important de rayons X durs.

3.2. NEUTRONS

Pour les plasmas de deutérium de T.F.R., la production de neutrons est $\approx 10^9$ neutrons de 2,4 MeV par décharge. En fonctionnement normal le taux de répétition des décharges est d'une toutes les 5 min. A cette source attendue de neutrons, est venue s'ajouter une autre source dont l'importance a été mise en évidence pour la première fois dans T.F.R. [2]. Cette source résulte des réactions photonucléaires dans le matériau du diaphragme, lorsqu'il est bombardé par les électrons découplés. Lorsque le diaphragme est en molybdène, le taux de production de neutrons associé à ces réactions peut être de 10^{10} n par décharge. L'activation des matériaux de structure résulte alors, soit des réactions de capture neutronique, soit des produits de filiation des réactions photonucléaires. Le démontage complet de T.F.R. a permis d'observer cette activation.

4. ÉVALUATION DES DOSES ⁽²⁾ DE RAYONNEMENT

4.1. RAYONNEMENT X

La connaissance des caractéristiques des électrons découplés (densité, énergie, distribution spatiale) est très mauvaise, tant par le calcul que par l'expérience. En effet, si les mécanismes élémentaires sont bien connus, et si des modèles théoriques sont disponibles, la création et l'accélération des électrons découplés sont très sensibles aux distributions spatiales de la densité des

⁽¹⁾ Avec un courant de 200 kA dans le plasma, des électrons de 50 MeV peuvent être confinés. Le champ électrique de 0,7 V/m qui existe dans le plasma permet de produire ces électrons pendant la durée de la décharge ($\approx 0,5$ seconde).

⁽²⁾ Dans ce texte, lorsqu'on parle de dose, il s'agit, en réalité, d'équivalent de dose. Pour le rayonnement X, ce sont les doses dues aux photons de désactivation du cobalt 60 qui produiraient le même noircissement sur les films que le noircissement constaté.

électrons, de leur température, du champ électrique, des neutres, des impurétés et également aux mécanismes dissipatifs associés aux instabilités. Or, il semble qu'une part importante des électrons découplés soit créée pendant les premiers instants de la décharge où très peu de mesures des grandeurs essentielles sont actuellement disponibles :

Pour évaluer le risque d'irradiation *avant que l'expérience ne fonctionne*, nous avons fait des hypothèses très grossières :

1) Dans une pré-étude, nous avons supposé que le courant maximal dans le plasma (400 kA) était entièrement porté par les électrons découplés [3]. Leur énergie a été fixée arbitrairement à 1 MeV, puisque les informations existantes sur les Tokomak étrangers indiquaient que l'énergie des rayons X était dans la gamme des 100 keV [4]. Avec ces hypothèses, l'énergie transportée par les électrons découplés est de 8 kJ.

2) Une autre hypothèse consistait à supposer que toute l'énergie selfique contenue dans la décharge (≈ 80 kJ) est transformée en énergie cinétique des électrons, par suite des champs électriques importants qui naissent pour une rupture rapide du courant (en quelques microsecondes). Ce cas extrême est la limite du vraisemblable. Cependant, nous avons retenu comme critère pour les normes de radioprotection que la dose calculée avec cette hypothèse ne devait pas conduire à une irradiation dangereuse en une décharge. Les mesures prévues pendant la montée en puissance devaient, de toute façon, préciser les mesures de radioprotection.

La source d'électrons avec laquelle les premiers calculs de protection ont été faits correspond à 400 kA à 1 MeV, soit $5 \cdot 10^{16}$ électrons. La fraction d'énergie perdue sous forme radiative par un électron est donnée par [5] : $f = 7 \cdot 10^{-4} Z \cdot E$, où E est l'énergie des électrons en MeV, et Z le numéro atomique de la cible. Avec $Z = 42$ (molybdène) et $E = 1$ MeV, $f = 3 \cdot 10^{-2}$. Dans les calculs, la géométrie torique de T.F.R. n'a pas été prise en compte ; seules, les masses de cuivre voisines (coque d'équilibre et bobines toroïdales) ont été considérées (fig. 2). La dose en chacun des points A, B, ... G a été calculée en sommant les résultats obtenus pour chacune des directions discrètes (dose sans collision + dose diffusée avec collision). La dose sans collision est négligeable devant la dose diffusée par les masses de cuivre.

La répartition en énergie des X produits a été discrétisée en trois groupes : 1, 0,5 et 0,2 MeV. Le tableau ci-dessous montre le détail des contributions à la dose totale des deux premiers groupes, le troisième ayant une contribution négligeable.

Point		A	B	C	D	E	F	G
Dose (mrem)	Groupe 1 nés à 1 MeV..	176	132	495	292	93	63	29
	Groupe 2 nés à 0.5 MeV	1 680	1 360	6 840	4 860	1 345	930	490
Total.....		1 850	1 490	7 340	5 160	1 450	990	520

La dose maximale qu'est susceptible de recevoir une personne placée à 5 m a été évaluée par un facteur géométrique; elle est de l'ordre de 40 mrem par décharge. Même en majorant d'un facteur 10 cette dose, le taux d'irradiation en une décharge est important mais non dangereux. Il était donc possible de débiter l'expérience sans protection biologique. Ces calculs ont été repris avec un formalisme plus précis (*voir* annexe III).

4.2. NEUTRONS

Les seuls calculs effectués avant le fonctionnement du T.F.R. concernent les réactions de fusion dans un plasma thermique. Les profils de densité et de température ionique ont été supposés paraboliques avec des valeurs centrales respectivement de 10^{14} cm^{-3} et de 2 keV. La durée de la décharge avec ces caractéristiques est 0,5 s. Avec ces hypothèses, un plasma de deutérium conduit à une émission de $1,4 \cdot 10^{12}$ neutrons par décharge, soit 10 mrem à 5 m, en supposant que les neutrons ne sont ni ralentis, ni absorbés dans les structures de T.F.R. Compte tenu d'un nombre maximal de 100 décharges par jour et de l'éloignement du personnel (au moins 8 m), aucune protection spécifique contre les neutrons n'a été jugée nécessaire au début du fonctionnement de la machine. Nous nous réservons de n'utiliser le deutérium qu'à l'état d'additif à un plasma d'hydrogène si l'émission neutronique devenait trop intense.

Les flux de dose associés aux réactions de fusion avec les faisceaux de neutres rapides utilisés pour le chauffage additionnel, et ceux produits par les réactions photonucléaires dans le diaphragme n'ont été évalués qu'après expérimentation (*voir* § 6).

5. CARACTÉRISTIQUES GÉNÉRALES DE L'ÉMISSION X

Comme nous l'indiquons au paragraphe 4 le taux de production d'électrons découplés est très sensible aux conditions d'amorçage, donc à l'état de propreté de la chambre. Aussi, le flux de rayons X durs est-il très variable pour des caractéristiques macroscopiques identiques de la décharge (tension par tour, courant plasma, champ toroïdal, pression de remplissage).

5.1. ÉVOLUTION TEMPORELLE

La figure 3 montre un type d'évolution fréquemment observé. Le courant plasma (*fig. 3 a*) atteint 200 kA sur le plateau, alors que le champ toroïdal vaut 40 kG. Le flux de rayons X (*fig. 3 b*) est mesuré par un scintillateur NaI de 40 mm de diamètre placé dans un château de plomb de 5 cm d'épaisseur à la verticale du diaphragme, à 3 m en dessous. Un premier pic très fin apparaît à 30 ms, au moment de la décharge d'un banc de condensateurs, pendant laquelle la tension par tour atteint 17 V (*fig. 3 c*). Puis le flux X croît régulièrement tandis que la tension par tour se maintient à 3 ou 4 V, il décroît durant le plateau de courant et croît de nouveau à la fin de la décharge.

5.2. DISTRIBUTION SPATIALE AUTOUR DE T.F.R.

Celle-ci a été mesurée à plusieurs reprises à l'aide de films dosimètres exposés pendant plusieurs chocs. Au cours des 3 années de fonctionnement, des changements sont intervenus dans la protection biologique, les masses métalliques des diagnostics implantés autour de la machine, le sens de circulation des électrons, le conditionnement de la chambre à vide, le centrage de la décharge. Ces changements entraînent des flux de rayons X durs très variables. Nous présenterons ici quelques cas typiques, en retenant, pour la comparaison avec les calculs, les doses maximales observées.

5.2.1. Mesures effectuées en l'absence de protection biologique pendant les 3 premiers mois de fonctionnement de T.F.R.

La figure 4 donne les indicatrices d'émission X près du diaphragme; l'une en trait plein, est tracée à 0,5 m de la paroi externe de la chambre à vide; l'autre, en trait pointillé, à environ 1 m de la même paroi. Pendant cette période, les décharges ont été très variables et de faible puissance (I_p maximal = 200 kA; durée maximale = 0,2 seconde). On constate que la dose est maximale dans un lobe de diffusion à 90° du faisceau d'électrons découplés. C'est, effectivement, dans cette direction que les obstacles matériels sont les moins nombreux. Un petit lobe direct subsiste en avant du faisceau d'électrons.

La figure 5 montre l'indicatrice d'émission X pour 10 chocs à $I_p = 100$ kA, durée 200 à 400 ms, où le taux d'électrons découplés était élevé (ces chocs furent obtenus lors des premiers essais d'asservissement de l'équilibre du plasma et entraînèrent, d'ailleurs, le percement de la chambre à vide de T.F.R. [6]. A partir des variations de tension par tour, on a évalué que 10 à 40 p. cent du courant étaient transportés par les électrons découplés dans ce type de décharge. Les films étaient posés très près de la chambre à vide à ≈ 2 cm (au rayon extérieur de la coque en cuivre d'équilibre et entre les éléments de coque). La dose maximale enregistrée atteint 70 rem par choc pour le film placé dans le faisceau direct à 0,6 m de la source. Entre ce film et la source, la seule paroi matérielle interposée était une tôle en acier inoxydable de 2 mm d'épaisseur. La dose calculée au point C (tableau I) peut être comparée à la dose mesurée en Q 5 (fig. 5). On constate que la valeur mesurée est 2 fois supérieure alors que le courant plasma est 4 fois inférieur. Cet écart montre que la source d'électrons retenue pour le calcul n'est pas correcte; des mesures ultérieures ont montré que cet écart peut-être, en partie, expliqué par une énergie supérieure à 1 MeV pour des électrons (elle peut atteindre 20 MeV).

La figure 6 montre la répartition des doses par choc dans le hall où est implantée la machine. Pendant les expériences, le personnel se tenait sur une plate-forme éloignée d'au moins 8 m du diaphragme (partie hachurée sur la figure 6). La dose mesurée à ce niveau est en moyenne de 10^{-1} mrem par choc. Pour la série des 10 chocs relatifs à la figure 5, cette dose était de 1 mrem par choc.

5.2.2. Mesures en présence de la protection biologique

La figure 7 montre le dispositif de protection qui fut mis en place après la campagne de mesures précédente; il est constitué principalement d'un mur en béton ordinaire de 30 cm d'épaisseur et de hauteur adaptée aux zones de travail à protéger et de 2 parties coulissantes en plomb de 30 mm d'épaisseur.

De nombreuses cartes de rayonnement furent faites pour préciser le modèle de calcul et, en particulier, pour différencier la dose en provenance directe de la machine de celle qui est diffusée par le plafond et les murs du hall.

La figure 8 montre le lobe d'émission en avant du faisceau d'électrons (dans cette série d'expériences, les électrons tournent en sens contraire de celui des figures 4 et 6). Ce lobe très pointu est proche de la tangente au tore au point d'impact. L'atténuation par le mur est, en moyenne, de l'ordre de 10. Du point de vue de l'atténuation par 30 cm de béton, le spectre des X polyénergétiques se comporte comme des X de 2,5 MeV. L'énergie des électrons est nécessairement supérieure à 1 MeV.

La figure 9 montre, dans une direction transversale au faisceau, la dose moyenne sur 70 chocs. La figure 10 donne la carte des doses, de part et d'autre du mur de protection pour 400 chocs de forte puissance. L'atténuation moyenne est également de l'ordre de 10 comme sur la figure 8. La figure 11 montre la distribution des doses le long de verticales proches du diaphragme ou dans le faisceau direct. La décroissance relativement lente des doses pour des altitudes supérieures au plan équatorial confirme la contribution importante des diffusions dans les structures de la machine et la difficulté de construire un blindage efficace qui serait localisé près du diaphragme. Ceci entraîne également un flux rétrodiffusé par le plafond et les murs du hall.

La figure 12 indique la dose moyenne par choc qu'est susceptible de recevoir le personnel à l'extérieur de la protection. Les doses mensuelles relevées sur les dosimètres individuels ont confirmé ces chiffres. La dose maximale observée a été de 80 mrem en 1 mois pendant lequel il y eut 400 décharges (ou chocs). Les doses mesurées ont été comparées aux doses calculées (voir annexe IV).

5.3. SPECTRE EN ÉNERGIE DES RAYONS X

Une première mesure a été faite à la mise en route de T.F.R. afin de définir la protection biologique. Le détecteur était placé à 13 m de la source, au point A sur la figure 6. L'énergie moyenne ainsi mesurée (600 keV) était en accord avec le rapport de doses de 2 films dosimètres dont l'un était couvert par 1,5 cm de plomb (rapport 0,18).

Après la mise en place de la protection, de nombreuses mesures d'atténuation à travers le mur ont été entreprises pour des intensités élevées de courant dans le plasma. Ces mesures ont été principalement localisées sur la partie de la protection qui fait face au diaphragme. Bien que les résultats soient très dispersés (fig. 10), on observe que l'atténuation est de l'ordre de 10. La même atténuation serait subie par des rayons X monoénergétiques de 2,5 MeV

si l'on tient compte du facteur d'accumulation de dose. Cette valeur est probablement majorée par le fait qu'une partie de l'irradiation des films à l'extérieur de la protection vient de la diffusion par le plafond et les murs du hall.

5.4. INFLUENCE DU MATÉRIAU CONSTITUANT LE DIAPHRAGME

Dans le but d'analyser l'influence de la nature du diaphragme, des expériences ont été conduites sur T.F.R. [7] avec un diaphragme en B_4C et avec un diaphragme en graphite. Nous ne mentionnerons, ici, que l'effet du choix du matériau sur le rayonnement X dur.

Pour des caractéristiques semblables de la décharge (200 kA); 40 kG; densité moyenne $3.10^{13} \text{ cm}^{-3}$, la dose, mesurée à 4,5 m du diaphragme le long du rayon qui passe par son bord extérieur, décroît de 13 mrem par décharge pour un diaphragme en molybdène à 0,6 mrem par décharge pour un diaphragme en graphite. Théoriquement, on montre que, sur cible épaisse, le rayonnement de freinage est proportionnel à $Z^2/(A \cdot \overline{dE/dm})$ où Z est le numéro atomique, A la masse atomique et $\overline{dE/dm}$ la perte d'énergie totale par unité de masse superficielle. Comme $\overline{dE/dm}$ est pratiquement indépendant de Z , le rayonnement de freinage doit varier comme Z . Du molybdène au graphite, le facteur de réduction du flux devrait être de 7 alors qu'expérimentalement la réduction est d'un facteur 22. Cet écart peut s'expliquer si, de plus, la création d'électrons découplés a diminué avec la concentration d'impuretés métalliques lourdes dans le plasma. Pour la radioprotection, les matériaux à bas Z sont donc très intéressants et comme ils semblent présenter, par ailleurs, d'autres avantages, on aura tout intérêt à les employer.

6. CARACTÉRISTIQUES DE L'ÉMISSION DE NEUTRONS

6.1. ÉVOLUTION TEMPORELLE

La figure 13 donne le taux de comptage d'un compteur BF_3 pour différents types de décharge. La figure 13a est une décharge à faible taux d'électrons découplés et sans injection de neutres; le flux est essentiellement dû aux réactions de fusion du plasma thermique. La figure 13b est une décharge avec injection de neutres; aux réactions de fusion du plasma thermique, se superposent les réactions de fusion entre le faisceau de neutres rapides et les ions du plasma thermique (créneau de durée 50 ms). La figure 13c est une décharge riche en électrons découplés, sans injection de neutres; le flux de neutrons suit le flux de rayons X durs.

6.2. DISTRIBUTION SPATIALE DES DOSES ASSOCIÉES AUX NEUTRONS

Les figures 14 représentent les résultats de l'exposition à 55 décharges de films dosimètres PS1-NR, placés autour du tore à 3 niveaux. Dans la moitié des chocs, l'émission photoneutronique dominait et, dans l'autre moitié, le flux de

neutrons lié à l'injection de neutres l'emportait. On remarque que le renforcement des doses dû aux photoneutrons dans le plan équatorial près du diaphragme disparaît dans les plans horizontaux situés à ± 1 m du plan équatorial.

6.3. SPECTRE EN ÉNERGIE

Un spectre neutronique a été obtenu à l'aide d'un spectromètre à protons de recul ⁽³⁾, linéaire dans la gamme 0-3 MeV [8]. La forme de ce spectre (*fig. 14b*) est dominée par la production de photoneutrons. Aucun pic n'apparaît dans la région 2,45 MeV, ce qui peut se justifier par la faiblesse des flux thermonucléaires enregistrés dans les conditions de l'expérience.

La dose maximale près du diaphragme est de 3,5 mrem par décharge et la dose moyenne autour de la machine (à ≈ 1 m) est de 0,5 mrem par décharge.

7. ACTIVATION DES STRUCTURES DE LA MACHINE

Le démontage complet de T.F.R. en août 1976 a permis de mesurer l'activation de ses divers éléments. Des traces d'activation n'ont été observées que sur le diaphragme en molybdène et sur la paroi de la chambre à vide. L'activation du diaphragme est localisée dans la région d'impact des électrons découplés [9] et correspond aux produits de désintégration des réactions photonucléaires. Au contact, 5 jours après la fin des expériences, le débit de dose était de 3 mrem/h. Compte tenu des périodes des nucléides observés, il était au moins égal à 100 mrem/h à l'arrêt des expériences.

L'activation de la chambre à vide est localisée dans sa partie externe, proche du plan équatorial (*fig. 16*). Autour du tore, il existe certains pics (*fig. 17*) qui semblent associés à l'inhomogénéité du champ toroïdal. Compte tenu de la localisation de cette activité, on peut penser qu'elle est associée aux électrons découplés.

Aucune activation associée aux réactions de capture neutronique n'a été décelée dans les structures de la machine.

8. CONCLUSION

Les mesures de dose autour du Tokomak T.F.R. ont montré la nécessité de placer une protection biologique contre le rayonnement X dur. La comparaison des doses relevées avec celles que calcule un modèle prenant en compte la géométrie réelle permet de remonter à l'énergie des électrons responsables du rayonnement X dur. On trouve une valeur comprise entre 6 et 10 MeV. La

⁽³⁾ Le spectromètre utilisé a été aimablement prêté par son constructeur E. KORTHAUS (Kernforschungszentrum, Karlsruhe).

production de photoneutrons par freinage de ces électrons énergiques dans le diaphragme en molybdène peut atteindre 10^{10} neutrons par décharge, soit un ordre de grandeur supérieur à la source de neutrons thermonucléaires. L'activation de la paroi de la chambre à vide, localisée dans le plan équatorial, est attribuée aux réactions photonucléaires. Le courant porté par les électrons d'énergie supérieure à environ 10 MeV est compris entre 10 et 1 000 A selon les décharges.

Le flux de rayonnement X et la source de photoneutrons sont réduits de plus d'un ordre de grandeur si l'on utilise, pour le diaphragme, un matériau à faible numéro atomique tel que le graphite.

ANNEXE I

DÉFINITION DE LA PROTECTION BIOLOGIQUE

Les expériences effectuées lors du démarrage de T.F.R. ont permis de dresser une carte (fig. 6) des doses X. La dose maximale relevée dans les zones où le personnel devait séjourner était de 1 mrem par décharge. Compte tenu d'une cadence prévisible de 500 décharges par semaine et d'un facteur de sécurité de 5 qui nous a fait limiter la dose à 20 mrem par semaine, la protection devait apporter un facteur d'atténuation de 25. Pour l'énergie moyenne mesurée de 600 keV, cela correspondait à une épaisseur de 30 cm de béton ou de 3 cm de plomb. La figure 7 montre schématiquement la disposition retenue. En vue des transformations futures de T.F.R., la protection est constituée d'éléments démontables en béton d'un poids maximal de 3 t.

ANNEXE II

ÉVALUATION EXPÉRIMENTALE DE L'ÉNERGIE DES ÉLECTRONS DÉCOUPLÉS

1. Mesure du rayonnement de freinage sur les ions du plasma

Ce rayonnement a une intensité beaucoup plus faible que celui produit par l'impact des électrons sur le diaphragme. Il résulte, en effet, des collisions coulombiennes entre les électrons et les noyaux d'hydrogène du plasma, à la place de collisions entre électrons et noyaux de molybdène. Or, la puissance rayonnée varie comme nZ^2 , et la densité d'hydrogène est 10^9 fois plus petite que la densité de molybdène ($5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ au lieu de $5 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$). La mesure de ce rayonnement est donc délicate et n'a été entreprise qu'une fois [10]. La figure 18 représente ce spectre de freinage pour des courants plasmas de l'ordre de 100 kA et des densités faibles ($\bar{n}_e \approx 10^{13} \text{ cm}^{-3}$). En admettant que ce rayonnement de freinage est le fait d'électrons monocinétiques, on trouve une énergie de 6 MeV pour une densité de $5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ et supérieure à 10 MeV pour une densité de $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

2. Réactions photonucléaires dans le diaphragme en molybdène

L'observation d'une source intense de neutrons près du diaphragme a été interprétée comme le fait de réactions photonucléaires (γ, n), (γ, np), ($\gamma, 2n$) [9]. Ces réactions ne se produisent dans le molybdène que pour des énergies de photons supérieures à un seuil d'au moins 6,8 MeV. Les résultats expérimentaux sont cohérents avec un courant d'électrons de haute énergie (> 15 MeV) de 10 à 1000 A.

3. Ajustement des mesures de doses avec une source d'électrons monocinétiques

Le calcul de doses X a été fait ([11] et annexe III), en tenant compte de l'ensemble des structures de T.F.R., dans la vraie géométrie toroïdale. En écrivant que les doses calculées théoriquement sont égales aux doses mesurées, on obtient une relation liant le nombre d'électrons qui frappent le diaphragme et l'énergie de ces électrons. Cette comparaison a été faite pour l'irradiation rapportée en 5.2.1 (fig. 5) où les 3 films placés le plus près du diaphragme (points Q5, Q6, Q7) ont été utilisés pour l'ajustement. La figure 19 montre, en trait plein, le nombre d'électrons qui doit tomber sur le diaphragme, en fonction de leur énergie, afin d'obtenir par le calcul les doses mesurées (respectivement 15, 70, 13 rem par décharge); en pointillé, la courbe préconisée, compte tenu des tendances à majorer ou à minorer les doses selon les angles d'observation.

La figure 20 donne la variation correspondante d'énergie moyenne des photons. Il est normal que l'énergie des photons soit plus élevée au point Q6, qui est dans le prolongement du faisceau initial d'électrons. L'énergie moyenne aux points Q5 et Q7, qui correspond à des photons diffusés est en assez bon accord avec la valeur mesurée (5.3.) mais ne permet pas de choisir l'énergie des électrons découplés.

Si l'on retenait la valeur $E_0 = 8$ MeV qui est la médiane déduite des mesures de rayonnement de freinage sur le plasma, le nombre d'électrons serait de 2.10^{16} par décharge. Si ces électrons étaient tous perdus au même instant, cela correspondrait à un courant de 150 kA. Mais les mesures ont montré (5.1.) que leur perte est étalée tout au long de la décharge et si le temps de vie de ces électrons est de l'ordre de 10 ms, le courant transporté est 10 à 100 fois plus faible.

ANNEXE III

CALCUL DE LA DOSE GAMMA DUE AU FREINAGE DES ÉLECTRONS DÉCOUPLÉS DANS LE DIAPHRAGME

Le calcul de cette dose gamma comporte 3 étapes :

1. Détermination de l'énergie des électrons après parcours d'une épaisseur x de diaphragme.

Considérons un courant d'électrons d'énergie E_0 tombant normalement sur un mur plan symbolisant le diaphragme. Nous avons supposé que l'électron conservait sa direction initiale en cours de ralentissement. Cette hypothèse tend à majorer les doses biologiques dans le prolongement de la direction des électrons et à les minorer

latéralement ou vers l'arrière. Après parcours de la distance x , l'énergie de l'électron devient E_e donnée par :

$$E_0 - E_e = \int_0^x \left(\frac{dE_e}{dx} \right)_{\text{tot}} dx,$$

(dE_e/dx) est tiré de [12] (théorie du ralentissement de BETHE pour les collisions, hypothèses et formule 3 BN pour le bremsstrahlung).

2. Détermination de la distribution angulaire et énergétique des photons émis par bremsstrahlung

Le diaphragme est décomposé en tranches élémentaires infiniment minces d'épaisseur dx et, dans chaque tranche, la production de photons est donnée par la formule dite 2 BN [13]. La contribution de chaque tranche est ensuite sommée.

Sections efficaces différentielles, formule 2 BN.

Symboles utilisés dans cette formule :

Z , numéro atomique du matériau traversé; r_0 , rayon de l'électron ($r_0 = e^2/m_0C^2$, $r_0 = 2,818 \cdot 10^{-13}$ cm); E'_0 , E , respectivement, énergie de l'électron avant et après collision, en unité m_0C^2 (énergie totale); \vec{P}_0 , \vec{P} , respectivement, moment de l'électron avant et après collision en unités m_0C ; k , \vec{k} , énergie et moment des photons émis, en unité m_0C^2 et m_0C ; θ_0 , angle de \vec{P}_0 avec \vec{k} ; φ , angle entre les plans (\vec{P}_0, \vec{k}) et (\vec{P}, \vec{k}) ; $d\Omega k$, élément d'angle solide; T'_0 , T , respectivement, énergie cinétique de l'électron avant et après collision ($E'_0 = T'_0 + 1$, $E = T + 1$); $E_e = 0,51 T'_0$ = énergie initiale de l'électron, en MeV; $E_\gamma = 0,51 K$ = énergie du photon, en MeV = $0,51 (E'_0 - E)$.

$$d\sigma k, \theta_0, \varphi = \frac{0,602 \cdot 10^{24} \star P \star dx}{A} \star \frac{Z^2 r_0^2 dk P}{8 \pi \cdot 137 k P_0} d\Omega k$$

$$\star \left\{ \frac{8 \sin \theta_0 (2 E_0'^2 + 1)}{P_0^2 \Delta_0^4} - \frac{2 (5 E_0'^2 + 2 E E_0' + 3)}{P_0^2 \Delta_0^2} - \frac{2 (P_0^2 - k^2)}{Q^2 \Delta_0^2} + \frac{4 E}{P_0^2 \Delta_0} \right.$$

$$+ \frac{L}{P_0 P} \left[\frac{4 E_0' \sin^2 \theta_0 (3 k - P_0^2 E)}{P_0^2 \Delta_0^4} + \frac{4 E_0'^2 (E_0'^2 + E^2)}{P_0^2 \Delta_0^2} \right.$$

$$\left. + \frac{2 - 2 (7 E_0'^2 - 3 E E_0')}{P_0^2 \Delta_0^2} + \frac{2 k (E_0'^2 + E E_0' - 1)}{P_0^2 \Delta_0} \right]$$

$$\left. - \frac{4 \varepsilon}{P \Delta_0} + \frac{\varepsilon^Q}{PQ} \left[\frac{4}{\Delta_0^2} - \frac{6 k}{\Delta_0} - \frac{2 k (P_0^2 - k^2)}{Q^2 \Delta_0} \right] \right\}$$

où :

$$L = \ln \left(\frac{EE'_0 - 1 + PP_0}{EE'_0 - 1 - PP_0} \right); \quad \Delta_0 = E_0 - P_0 \cos \theta_0;$$

$$E = \ln \left(\frac{E+P}{E-P} \right); \quad E^Q = \ln \left(\frac{Q+P}{Q-P} \right);$$

$$Q^2 = P_0^2 + k^2 - P_0 k \cos \theta_0.$$

3. Calcul du transport des photons

Le transport des photons a été traité par le programme Trinishi [14]. La méthode utilisée est la méthode à une collision avec utilisation d'un facteur d'accumulation pour traiter le parcours des photons après la première collision. Les énergies des gamma et les sections efficaces sont traitées ponctuellement. La géométrie utilisée dans le programme Trinishi est représentée sur la figure 21. Les calculs ont été effectués pour des énergies E_0 inférieures ou égales à 10 MeV. Des mesures récentes d'atténuation de la dose biologique dans du plomb laissent penser que des électrons ont des énergies supérieures à 10 MeV.

ANNEXE IV

CALCUL DE LA DOSE GAMMA DIFFUSÉE DANS LE HALL DERRIÈRE LA PROTECTION BIOLOGIQUE

La dose biologique due aux photons se réfléchissant sur le plafond et les murs du hall a été calculée à l'aide du programme Narcisse [15]. Ce programme traite une réflexion dans une pièce de forme quelconque. Les rayonnements qui sont interceptés par la protection biologique sont supprimés.

Le spectre des photons émis par T.F.R. est tiré des calculs de transport (annexe III). La distribution angulaire de ces photons est déduite de considérations expérimentales. Les coefficients de réflexion de dose sur des murs de béton en fonction de l'incidence θ_0 et de l'énergie E_γ des photons sont donnés par la formule de CHILTON et HUDDLESTON :

$$\alpha_D(E_\gamma, \theta_0, \theta, \varphi) = \frac{C(E_\gamma)K(\theta_s) + C'(E_\gamma)}{1 + (\cos \theta_0 / \cos \theta)},$$

où θ et φ caractérisent l'angle d'émergence des photons réfléchis. C et C' sont deux fonctions tabulées de E_γ . $K(\theta_s)$ est la section efficace différentielle en énergie de KLEIN et NISHINA pour une déviation θ_s .

$$\cos \theta_s = \sin \theta_0 \cdot \sin \theta \cdot \cos \varphi - \cos \theta_0 \cdot \cos \theta.$$

La figure 22 donne une comparaison des doses diffusées calculées et mesurées au cours des expériences de mars 1976. Le calcul surestime en moyenne d'un facteur 2 l'ambiance dans le hall.

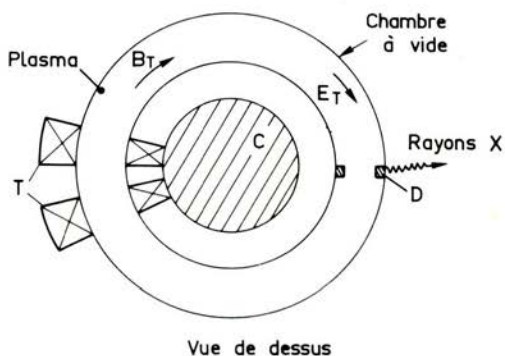
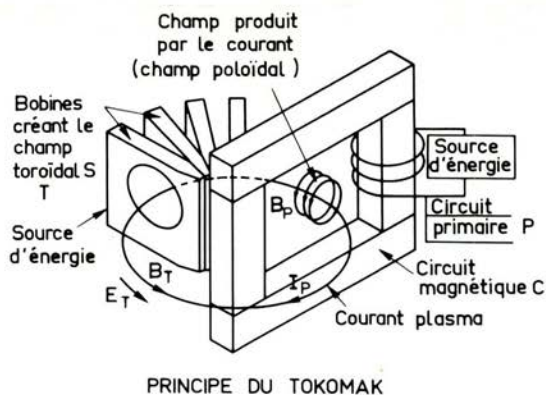
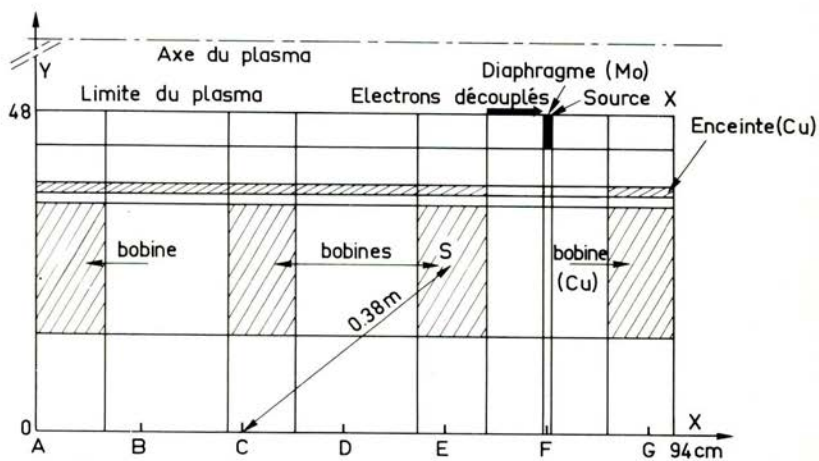


FIG. 1. — Schéma de principe du Tokomak

FIG. 2. — Schéma adopté pour le calcul (géométrie plane x, y).

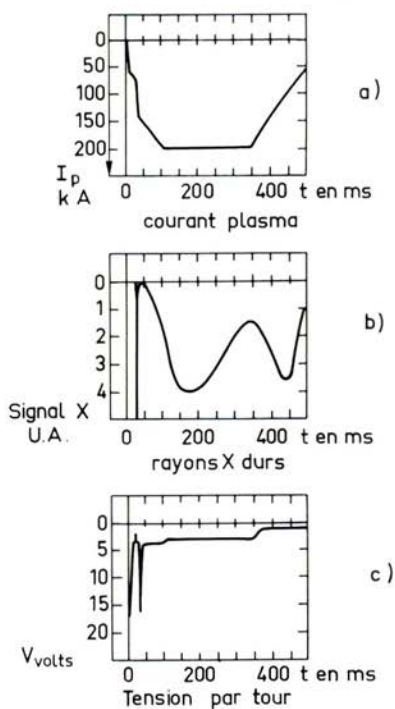
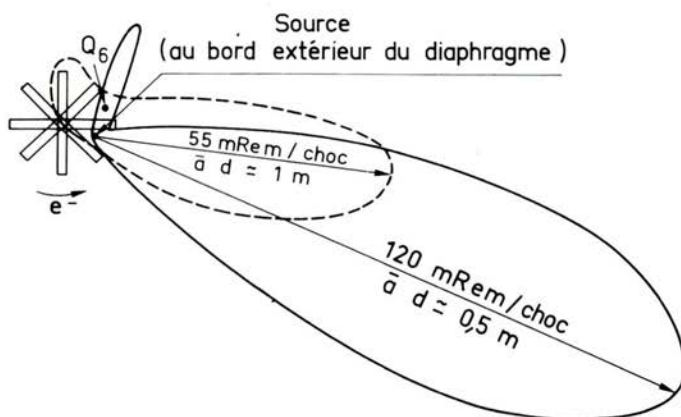


FIG. 3. — Caractéristiques générales d'une décharge.

FIG. 4. — Diagramme de rayonnement des rayons X durs ($\bar{E} = 600 \text{ keV}$) (moyenne sur 900 chocs).

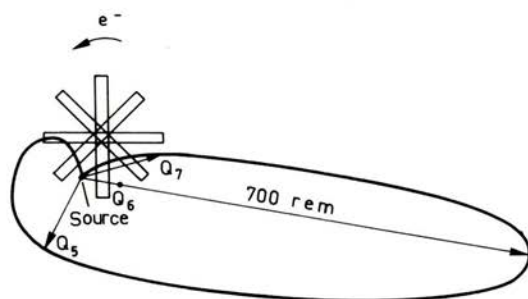


FIG. 5. — Diagramme de rayonnement des rayons X durs (dose en 10 chocs).

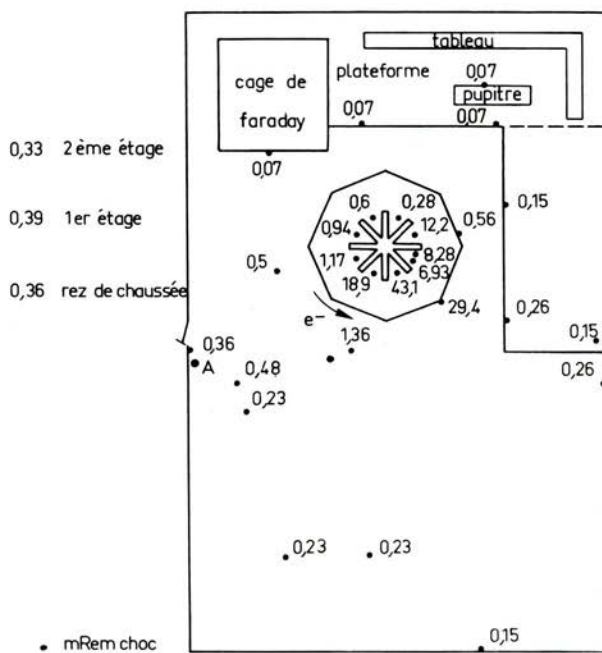


FIG. 6. — Répartition des doses de rayons X durs dans le hall T.F.R. (moyenne sur 900 chocs).

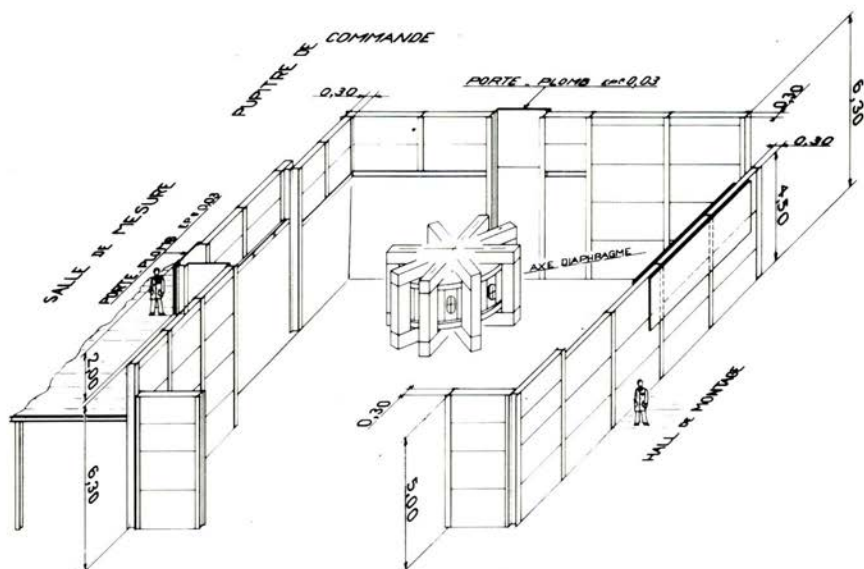


FIG. 7. — Schéma de la protection autour de T.F.R.

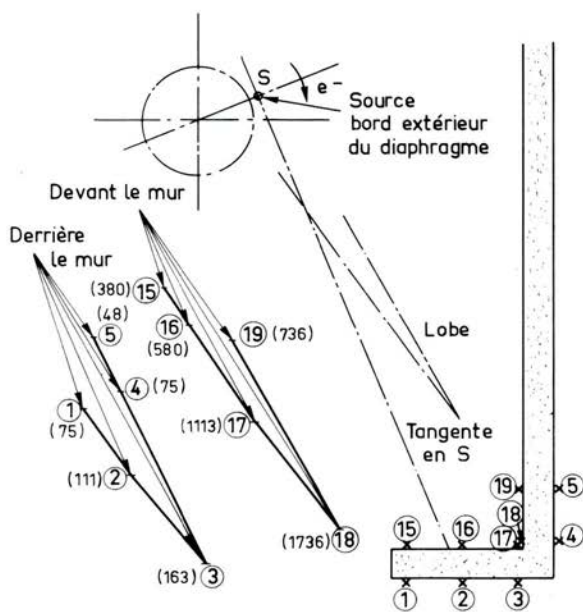


FIG. 8. — Irradiation de films dosimètres (dose intégrée sur 500 chocs)
 ○ n° du film; () dose en mrem.

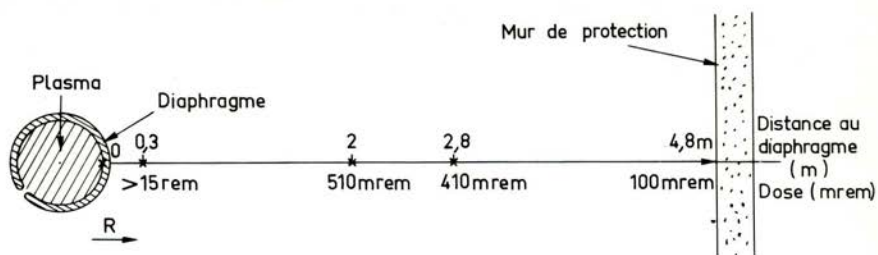


FIG. 9. — Dose de rayonnement X perpendiculairement au faisceau d'électrons (moyenne sur 70 chocs).

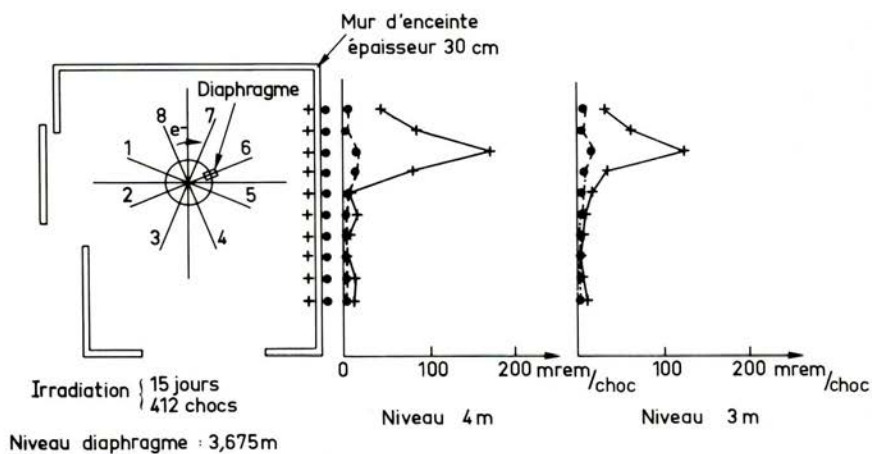


FIG. 10. — Cartes de doses :
— à l'intérieur de l'enceinte; --- à l'extérieur de l'enceinte.

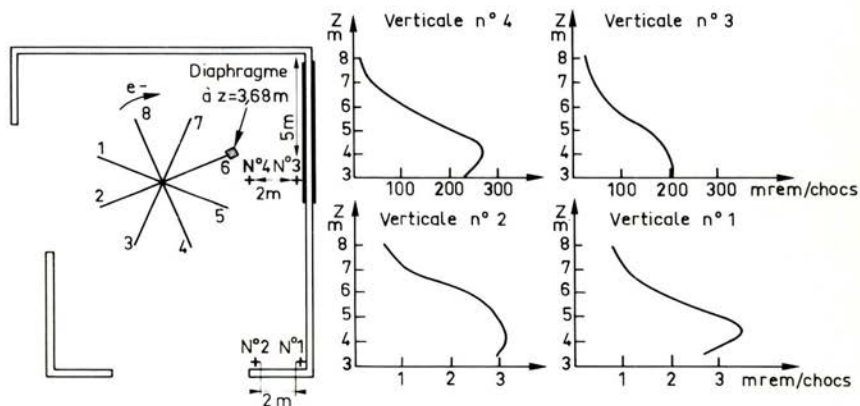


FIG. 11. — Doses le long de verticales (moyenne sur 200 chocs).

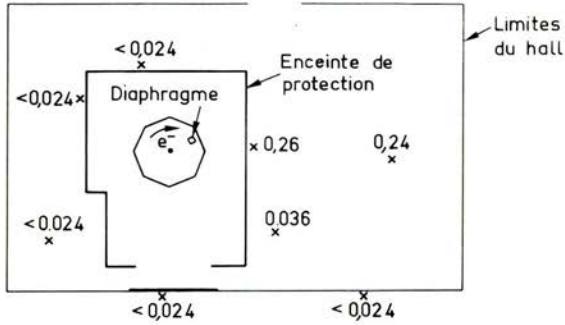


FIG. 12. — Dose moyenne de rayonnement X (en mrem/choc) à l'extérieur de l'enceinte (moyenne sur 400 chocs).

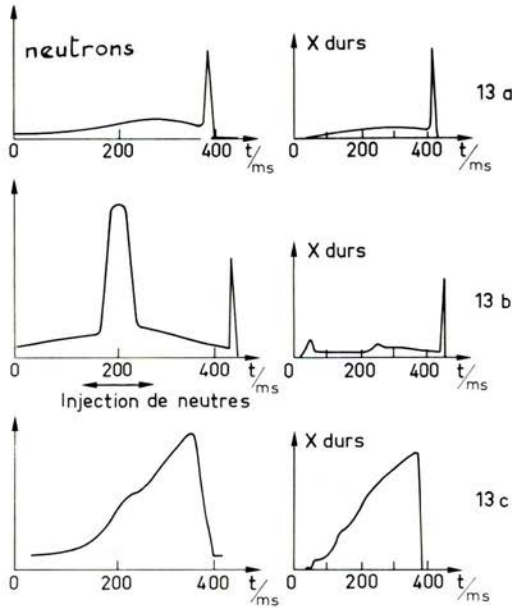


FIG. 13. — Évolution temporelle des flux de neutrons et de rayon X durs : a) chauffage ohmique seul, peu d'électrons découplés; b) chauffage ohmique et injection de neutres; c) chauffage ohmique seul, beaucoup d'électrons découplés.

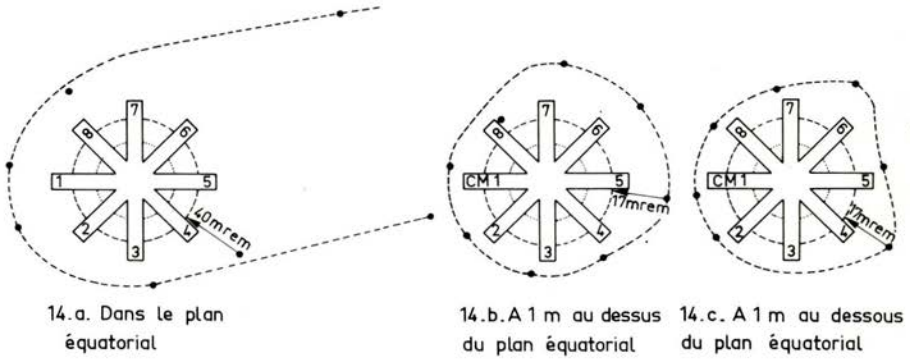


FIG. 14. — Répartition des doses en neutrons autour de T.F.R. (55 chocs).

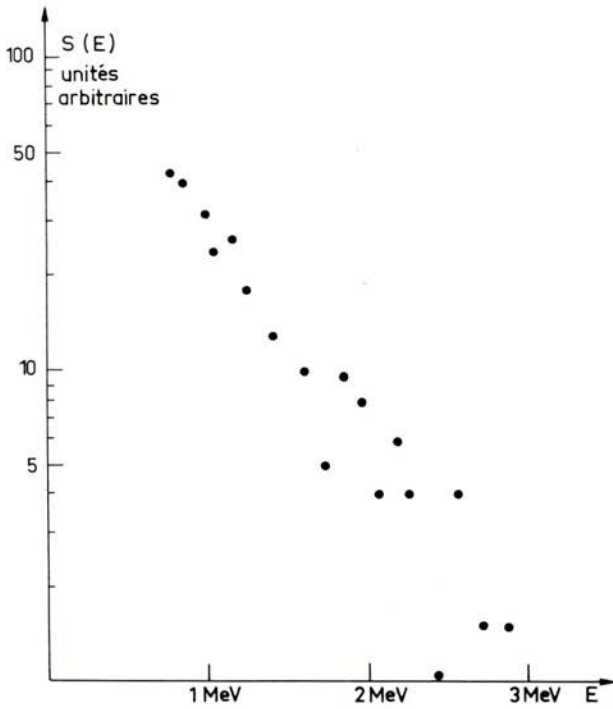


FIG. 15. — Spectre de neutrons mesuré près du diaphragme en molybdène.

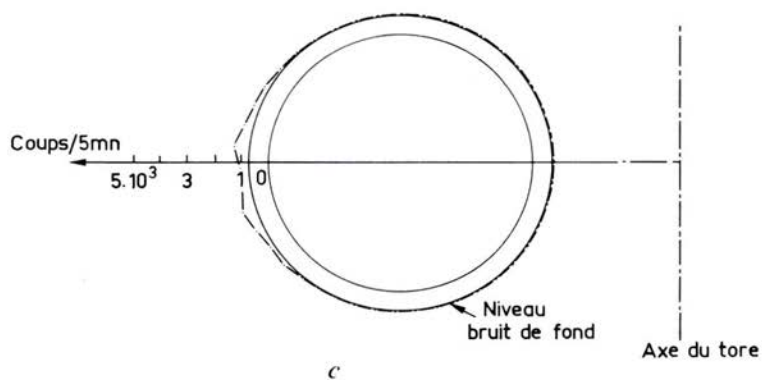
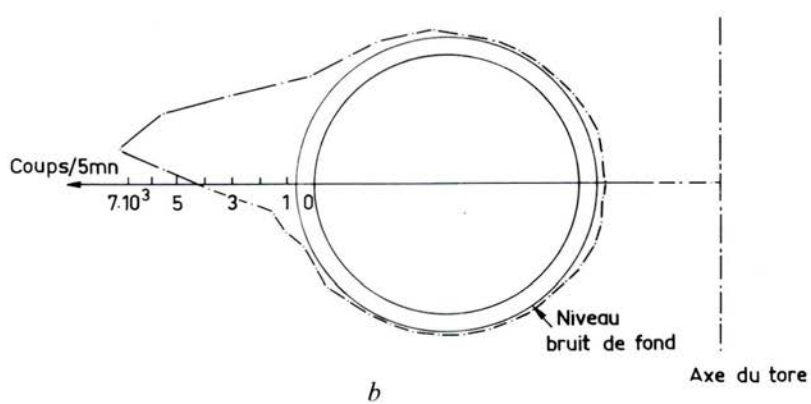
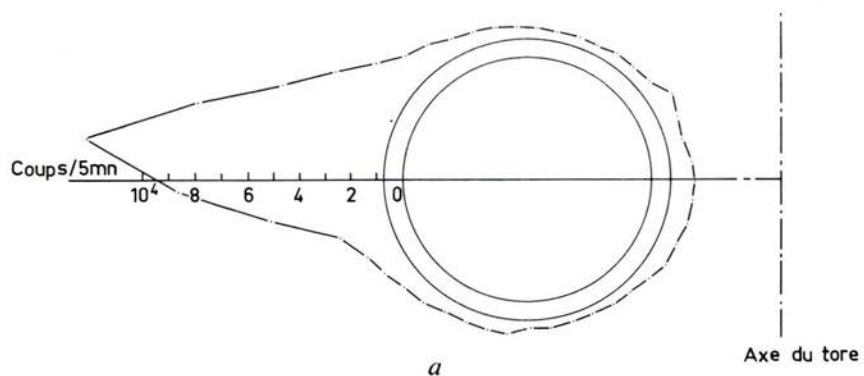


FIG. 16 *a, b, c*. — Répartition de l'activité en θ suivant un plan vertical passant par l'axe du tore de T.F.R. 400 (mesures avec SPP/2).

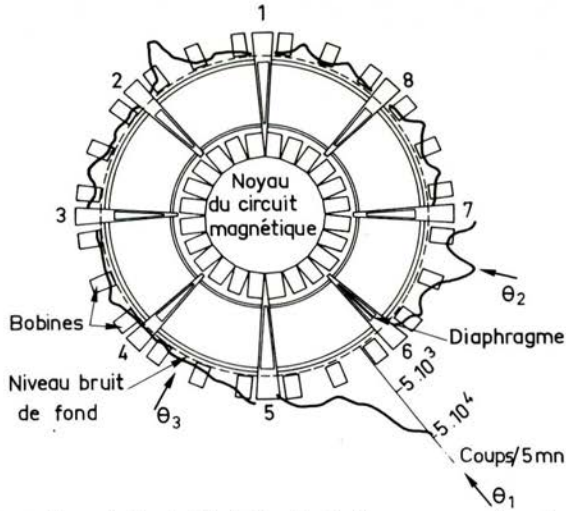


FIG. 17. — Répartition de l'activité résiduelle du liner + protection de T.F.R. 400 mesurée à l'aide d'un SPP 2 placé dans un collimateur de plomb.

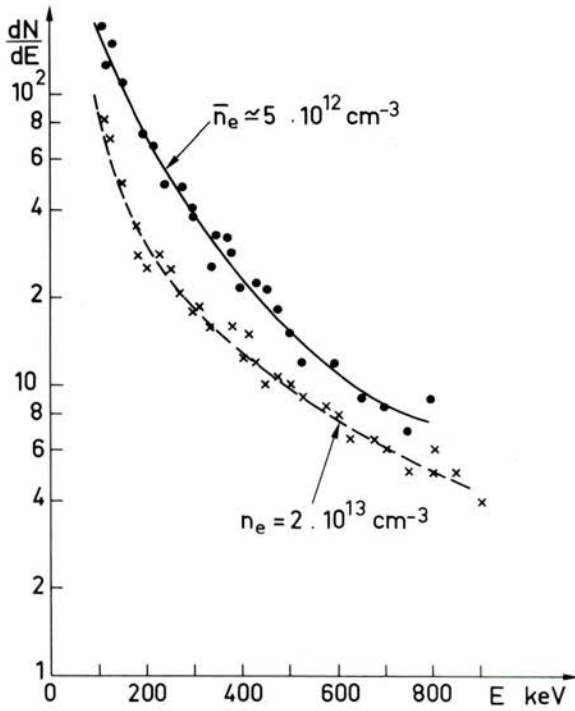


FIG. 18. — Spectre du rayonnement de freinage des électrons découplés sur le plasma.

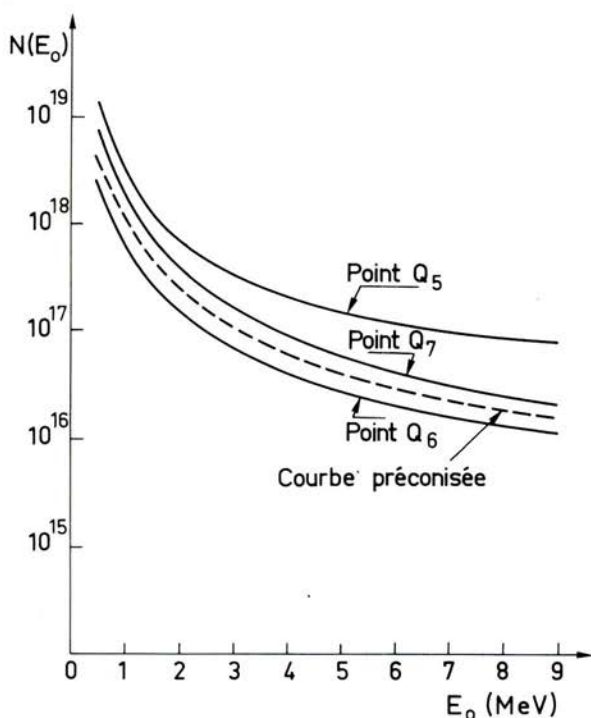


FIG. 19. — Spectre des électrons découplés donnant un accord entre les doses calculées et les doses mesurées aux queusots 5, 6, 7.

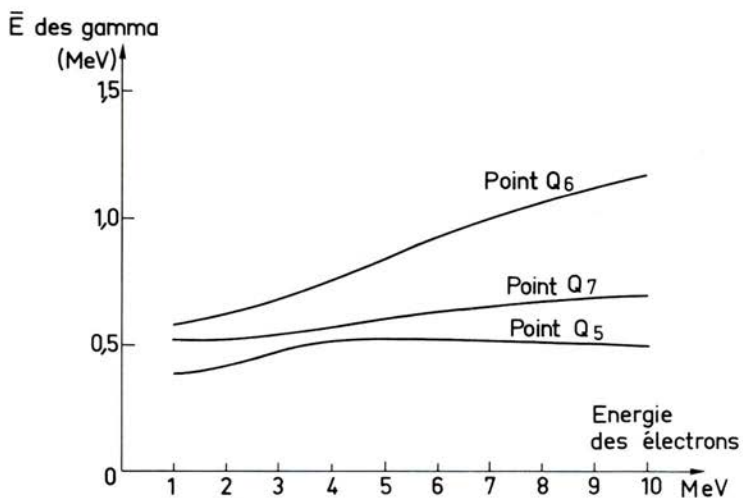


FIG. 20. — Énergie moyenne équivalente des gamma aux queusots 5, 6, 7 en fonction de l'énergie des électrons.

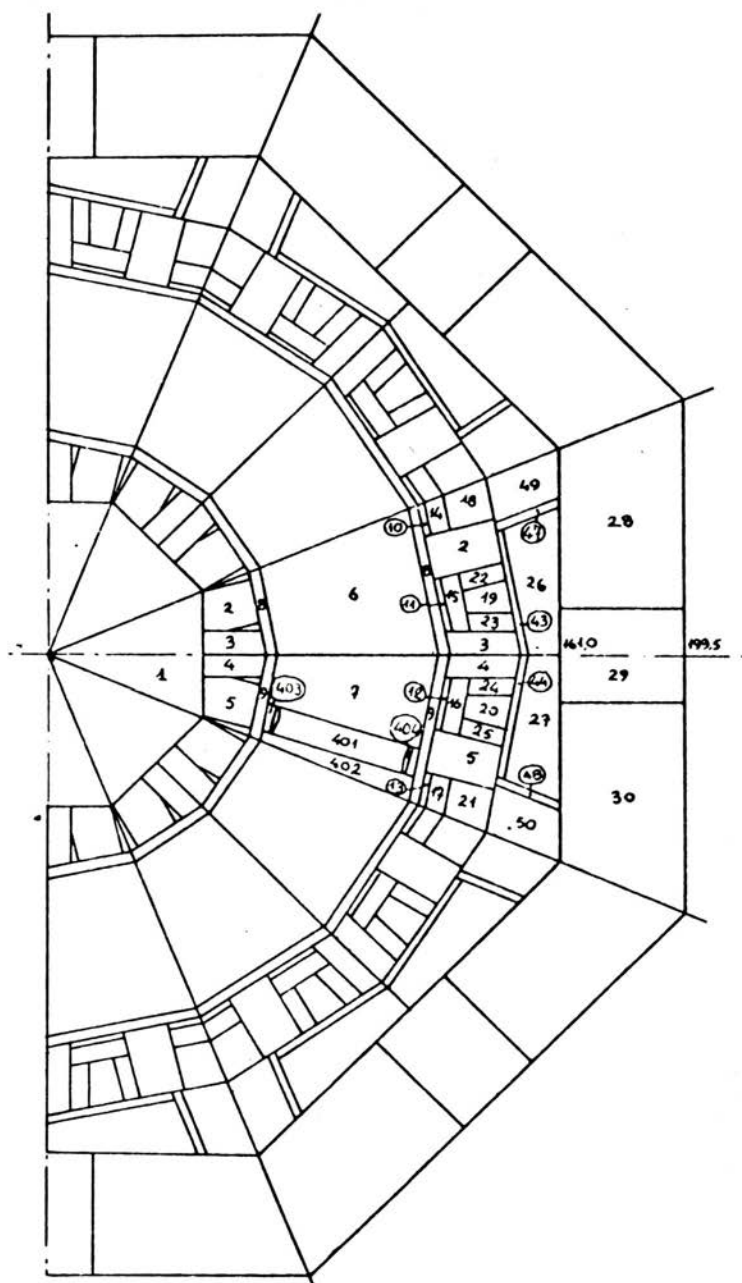


FIG. 21. — Définition de la géométrie employée dans les calculs.

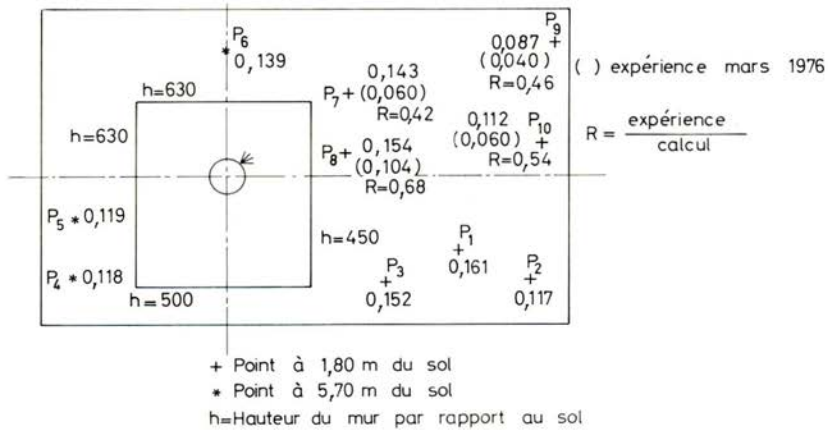


FIG. 22. — Comparaison des doses X ambiantes calculées et mesurées.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Fusion thermonucléaire contrôlée : la voie Tokomak. *Bull. Inf. Sci. Techn.*, 1975, n° 202.
- [2] Équipe T.F.R. Ion temperature in the T.F.R. Tokomak. *Nucl. Fus.*, 1976, **16**, 279.
- [3] DEVILLERS C., NIMAL J. C., TACHON J. Etude du rayonnement de bremsstrahlung dans le Tokomak et des doses qui en résultent. Rapport SERMA/S n° 98, 1972.
- [4] GORBUNOV, RAZUMOVA. Influence of an intense magnetic field on the MHD stability and the confinement of charged particles in Tokomak. *Atomn. Energ.*, 1963, **15**, (5).
- [5] EVANS. The atomic nucleus. New York, McGraw-Hill. 1955, p. 617.
- [6] REBUT P. H. et coll. Plasma wall interactions in the T.F.R. machine. *J. Mat. Nucl.*, 1974, **53**, 16-24.
- [7] Équipe T.F.R. Recent results on plasma-wall interaction in the T.F.R. Tokomak. *International symposium on plasma wall interaction*, Jülich. Rapport EUR-CEA-FC-875, 1977, Oct. 18-22, 1976.
- [8] KORTHAUS E. Rapport KFK-1994, 1974.
- [9] Équipe T.F.R. Observation of photonuclear processes in the T.F.R. Tokomak. Rapport EUR-CEA-FC-851, 1976.
- [10] Équipe T.F.R. Électrons découplés et diffusion anormale des électrons piégés dans les miroirs locaux du Tokomak T.F.R. *Nuclear Fusion*, 1976, **16**, 473.
- [11] BOURDET L., NIMAL J. C. Premiers dépouillements des mesures de doses biologiques effectuées sur le Tokomak de Fontenay-aux-Roses. Rapport SERMA/T n° 223, 1975.
- [12] PAGES L., BERTEL E., JOFFRE H., SKLAVENITIS L. Pertes d'énergie, parcours et rendement de freinage pour les électrons de 10 keV à 100 MeV dans les éléments simples et quelques composés chimiques. Rapport CEA-R-3942, 1970.
- [13] Bremsstrahlung cross section formulas and related data. *Rev. Mod. Phys.*, 1959, **31**, (4), 920-955.
- [14] BOURDET L., NIMAL J. C., VERGNAUD T. Programme Trinishi : Transport des γ à trois dimensions par une méthode à un choc (Rapport SERMA, à paraître).
- [15] BOURDET L., NIMAL J. C. Programme Narcisse : Calcul de la dose γ dans un local après une réflexion (Rapport SERMA, à paraître).