

COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE

---

A.14

**CONTRIBUTION A L'ETUDE  
DE LA DECHARGE FOCUS**

*par*

*Christian NAZET*

Centre d'Etudes de Limeil

**Rapport CEA-R-4903**

## PLAN DE CLASSIFICATION DES RAPPORTS ET BIBLIOGRAPHIES CEA

(Classification du système international de documentation nucléaire SIDON/INIS)

A 11	Physique théorique	C 30	Utilisation des traceurs dans les sciences de la vie
A 12	Physique atomique et moléculaire	C 40	Sciences de la vie : autres études
A 13	Physique de l'état condensé	C 50	Radioprotection et environnement
A 14	Physique des plasmas et réactions thermonucléaires		
A 15	Astrophysique, cosmologie et rayonnements cosmiques	D 10	Isotopes et sources de rayonnements
A 16	Conversion directe d'énergie	D 20	Applications des isotopes et des rayonnements
A 17	Physique des basses températures		
A 20	Physique des hautes énergies	E 11	Thermodynamique et mécanique des fluides
A 30	Physique neutronique et physique nucléaire	E 12	Cryogénie
		E 13	Installations pilotes et laboratoires
B 11	Analyse chimique et isotopique	E 14	Explosions nucléaires
B 12	Chimie minérale, chimie organique et physico-chimie	E 15	Installations pour manipulation de matériaux radioactifs
B 13	Radiochimie et chimie nucléaire	E 16	Accélérateurs
B 14	Chimie sous rayonnement	E 17	Essais des matériaux
B 15	Corrosion	E 20	Réacteurs nucléaires (en général)
B 16	Traitement du combustible	E 30	Réacteurs nucléaires (types)
B 21	Métaux et alliages (production et fabrication)	E 40	Instrumentation
B 22	Métaux et alliages (structure et propriétés physiques)	E 50	Effluents et déchets radioactifs
B 23	Céramiques et cermets		
B 24	Matières plastiques et autres matériaux	F 10	Economie
B 25	Effets des rayonnements sur les propriétés physiques des matériaux	F 20	Législation nucléaire
B 30	Sciences de la terre	F 30	Documentation nucléaire
		F 40	Sauvegarde et contrôle
C 10	Action de l'irradiation externe en biologie	F 50	Méthodes mathématiques et codes de calcul
C 20	Action des radioisotopes et leur cinétique	F 60	Divers

Rapport CEA-R-4903

Cote-matière de ce rapport : A.14

### DESCRIPTION-MATIERE (mots clefs extraits du thesaurus SIDON/INIS)

en français

en anglais

DISPOSITIFS A PLASMA FOCUS

PLASMA FOCUS DEVICES

PERFORMANCE

PERFORMANCE

PLASMA FOCUS

PLASMA FOCUS

EMISSION DE NEUTRONS

NEUTRON EMISSION

SPECTRES DE RAYONS X

X-RAY SPECTRA

COURANTS ELECTRIQUES

ELECTRIC CURRENTS

CHAMPS MAGNETIQUES

MAGNETIC FIELDS

DIAGNOSTIQUE DU PLASMA

PLASMA DIAGNOSTICS

INFLUENCE DU TEMPS

TIME DEPENDENCE

DECHARGES ELECTRIQUES

ELECTRIC DISCHARGES

# T H E S E

PRESENTEE

## A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CEA-R-4903 - NAZET Christian

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA DECHARGE FOCUS

Sommaire. - Cette étude présente les résultats essentiels obtenus sur une décharge électrique du type focus, traversée par un courant maximum de l'ordre de 200 kA et 50 kA. Compte-tenu des résultats obtenus au laboratoire de Limeil pour des courants de décharge variant de 500 kA à 2500 kA, on établit des lois de variation de l'émission neutronique et de rayonnement X, en fonction du courant traversant la décharge. Dans le cadre de la recherche sur la fusion rapide, ces lois montrent l'intérêt qu'il y aurait à étudier le plasma focus au niveau de 10 MA. Pour atteindre cet objectif, on présente une source d'énergie originale constituée d'un générateur à explosif et d'un commutateur à explosion de feuille, capable de faire fonctionner la décharge focus à ce niveau de courant.

1978

175 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

CEA-R-4903 - NAZET Christian

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE PLASMA FOCUS DISCHARGE.

Summary. - One reports the main experimental results obtained on low current level Focus discharges : 200 kA and 50 kA. Neutron and X-ray scaling laws from 50 kA up to 2500 kA have been established by taking into account all the results obtained at the Centre d'Etudes de Limeil. These scaling laws show the great interest of a 10 MA Plasma Focus device. To achieve this high current level, one present the experimental study of an explosive current generator driven plasma Focus.

1978

175 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France.

J.P. WATTEAU

H.J. DOUCET

A. BERNARD

Examineurs

**T H E S E**

**PRESENTEE**

**A L'UNIVERSITE DE PARIS - SUD**

**CENTRE D'ORSAY**

**POUR OBTENIR**

**LE TITRE DE DOCTEUR INGENIEUR**

**par**

**Christian NAZET**

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA DECHARGE FOCUS**

**Soutenue le 4 novembre 1977, devant la Commission d'Examen :**

<b>MM. J.L. DELCROIX</b>	<b>Président</b>
<b>J.P. WATTEAU</b>	
<b>H.J. DOUCET</b>	<b>Examineurs</b>
<b>A. BERNARD</b>	

- Rapport CEA-R-4903 -

Centre d'Etudes de Limeil

CONTRIBUTION A L'ETUDE DE LA DECHARGE FOCUS

par

Christian NAZET

- Février 1978 -

- REMERCIEMENTS -

J'exprime ma profonde gratitude et mes remerciements à Monsieur le Professeur J.L. DELCROIX, qui m'a fait l'honneur d'accepter de présider le jury de cette thèse ;

à Messieurs les Professeurs J.P. WATTEAU et H.J. DOUCET qui ont bien voulu faire partie de ce jury ;

à Monsieur A. BERNARD qui m'a proposé le sujet de cette thèse, prodigué ses conseils et suivi mon travail ;

à la Direction des Applications Militaires du Commissariat à l'Energie Atomique en la personne de Monsieur A. BEKIARIAN, qui m'a permis d'effectuer ce travail au Service Hautes Densités d'Energie, à Monsieur J.M. VEDEL pour avoir mis à ma disposition les moyens de sa section de Recherche Appliquée ;

à Messieurs B. ANTONI et A. COUDEVILLE qui m'ont apporté leur savoir et leur aide généreuse ;

à Messieurs J.P. GARCONNET, A. JOLAS, J. de MASCUREAU pour de nombreuses et fructueuses discussions ;

à Messieurs M. ARNOULD, G. le LOSTEC, M. MENEREUILT, P. SOURON pour leur collaboration amicale et dévouée au laboratoire ;

enfin, je remercie toutes les personnes qui ont participé à la publication de ce mémoire et en particulier à Mesdames MF. PRODHOMME et C. GICQUEL.

- P L A N -

	Pages.
<u>INTRODUCTION GENERALE.</u>	6
 <u>- PREMIERE PARTIE -</u>  	
I. LA DECHARGE FOCUS	7
I.1. Introduction	7
I.2. Présentation de l'expérience	7
I.3. Caractéristiques de la décharge focus	10
II. BREF HISTORIQUE, LE POINT SUR L'ETAT ACTUEL DES CONNAISSANCES	10
III. PRESENTATION DES TRAVAUX EFFECTUES DANS LA PREMIERE PARTIE	13
IV. DEFINITION ET MISE AU POINT DES APPAREILS DE MESURE UTILISES DANS LA PREMIERE PARTIE	17
IV.1. Mesures électriques	17
IV.1.1. Influence de la longueur de la ligne de transfert de l'énergie sur les signaux électriques	17
IV.1.2. Mesure de la dérivée du courant et mesure du courant	19
IV.1.2.1. Choix et caractéristique de la sonde utilisée	19
IV.1.2.2. Choix et caractéristique de l'intégrateur utilisé	21
IV.1.3. Mesure de la tension	24
IV.1.3.1. Position du problème	24
IV.1.3.2. Calcul de la sonde de tension	25
IV.1.3.3. Mesures des caractéristiques de la sonde de tension	28
IV.2. Mesures neutroniques	30
IV.2.1. Position du problème	30
IV.2.2. Etude des systèmes de détection de l'émission neutronique	31
IV.2.2.1. Caractéristique du détecteur à activation d'argent	31
IV.2.2.2. Caractéristique du détecteur photo-électrique	32
IV.3. Détecteur du rayonnement X	34
IV.3.1. Position du problème	34
IV.3.2. Description du détecteur	36
IV.4. Chronométrie	40

V. RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS A LA DECHARGE 200 kA	42
V.1. Etude de l'émission neutronique	42
V.2. Observation comparée des signaux des sondes électriques et des détecteurs de neutrons et de rayonnement X	48
V.3. Essai de mise en évidence de la résistance " anormale "	56
V.4. Détermination de la tension d'accélération et de l'énergie magnétique cédée au plasma	60
V.5. Interprétation physique du résultat de la mesure de tension non inductive	62
V.6. Mesures complémentaires	65
V.7. Conclusion	67
VI. RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS A LA DECHARGE 50 kA	68
VI.1. Introduction	68
VI.2. Mesures neutroniques	70
VI.3. Interprétation des résultats expérimentaux, conclusion	75
VII. MISE AU POINT D'UN MODELE FAISCEAU-CIBLE A PARTIR DES RESULTATS FOURNIS PAR LES MESURES ELECTRIQUES	76
VII.1. Hypothèses du calcul	76
VII.2. Traitement de l'information contenue dans les signaux électriques	77
VII.3. Emission neutronique due au bombardement d'une cible de gaz neutre de Deutérium par un faisceau de deutérons accélérés	80
VII.3.1. Calcul en cible épaisse	80
VII.3.1.1. Résultats	82
VII.3.1.2. Interprétation des résultats	83
VII.3.2. Calcul en cible " réelle "	86
VII.3.2.1. Résultats	86
VII.3.2.2. Conclusion	87
VII.4. Résultats obtenus en supposant une cible constituée par un plasma de Deutérium	92
VII.4.1. Introduction	92
VII.4.2. Mise au point du modèle théorique ; hypothèses	93
VII.4.3. Résultats	99
VII.5. Estimation de la contribution neutronique au sein du plasma focalisé	105
VII.6. Conclusion	105



VIII. LOIS D'ECHELLE CONCERNANT L'EMISSION NEUTRONIQUE ET LE RAYONNEMENT X	107
VIII.1. Emission neutronique	107
VIII.2. Emission de rayonnement X	113

IX. CONCLUSION	116
----------------	-----

- DEUXIEME PARTIE -

I. INTRODUCTION, QUELQUES RAPPELS HISTORIQUES	118
II. ETUDE DU GENERATEUR PLAN	120
II.1. Principe de fonctionnement	120
II.2. Description du générateur plan	122
II.2.1. Introduction	122
II.2.2. Phases de fonctionnement du générateur à explosif	123
II.2.3. Réalisation d'un soufflet fonctionnant au niveau de 5 mégajoules	126
II.3. Résultats expérimentaux	127
III. COMMUTATION PAR EXPLOSION DE FEUILLE, DE L'ENERGIE MAGNETIQUE PRODUITE PAR LE GENERATEUR " SOUFFLET " A DEUX ETAGES	133
III.1. Principe de la commutation	133
III.2. Réalisation de la commutation	134
III.3. Détermination théorique des paramètres de la feuille	135
III.4. Résultats expérimentaux	136
IV. AVANT PROJET D'UNE EXPERIENCE FOCUS AU NIVEAU DE 10 MA	137
IV.1. Introduction	137
IV.2. Problème lié au transfert de l'énergie entre un générateur à explosif et une expérience focus	137
IV.3. Présentation de l'expérience focus 10 MA	140
IV.4. Calcul du disjoncteur	145
IV.5. Estimation des caractéristiques de la décharge	147
<u>CONCLUSION GENERALE</u>	153

- INTRODUCTION GENERALE -

On présente dans une première partie, l'étude effectuée sur une décharge électrique du type focus. Celle-ci est alimentée par un faible courant par rapport aux expériences du même type qui l'on précédée au laboratoire de Limeil (500 à 2 500 kA).

On s'intéresse successivement à la mesure et à l'interprétation des signaux électriques, pour un courant maximum de l'ordre de 200 kA et 50 kA, ainsi qu'à l'émission neutronique et au rayonnement X produits par le plasma.

Ces deux points de fonctionnement, et les expérience à fort courant, permettent de préciser les lois de variation de l'émission neutronique et de l'émission de rayonnement X, en fonction du courant traversant la décharge.

L'examen de ces lois, montre l'intérêt qu'il y aurait à étudier le plasma focus au niveau de 10 méga-ampères.

Pour atteindre cet objectif, nous étudions dans la seconde partie un dispositif capable de délivrer un courant de plusieurs dizaines de méga-ampères. Il est produit par un générateur plan à explosif que nous avons expérimenté avec succès et qui a délivré une vingtaine de méga-ampères dans une charge inductive constante de  $20 \cdot 10^{-9}$  H.

Enfin, nous présentons les caractéristiques, et une adaptation possible, de l'expérience focus alimentée par un générateur de ce type et qui permettrait de faire fonctionner la décharge au niveau de 10 méga-ampères.

## I. LA DECHARGE FOCUS.

### I.1. Introduction.

Depuis une quinzaine d'années, de nombreux laboratoires étudient l'expérience focus.

Celle-ci consiste en une décharge focalisante non cylindrique, et s'apparente aux pinch Z /1/.

L'intérêt porté à cette expérience, était dû à l'origine au flux neutronique exceptionnel émis par les réactions nucléaires de fusion, lorsque la décharge est effectuée dans du Deutérium (environ  $10^{16}$  neutrons par seconde).

Le plasma focus entre dans le cadre de la recherche sur la fusion rapide /2/ en même temps que les plasmas créés par lasers /3/, par faisceaux d'électrons /4/ ou par faisceaux d'ions.

### I.2. Présentation de l'expérience.

Les premiers travaux concernant l'expérience focus ont été effectués aux Etats-Unis et en Union Soviétique au début des années 1960.

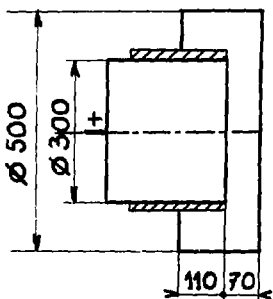
Mather /5/ à Los Alamos, réalise une décharge avec un injecteur de plasma constitué d'un canon coaxial qu'il dénomme focus.

La géométrie de la chambre à décharge correspondante (dite géométrie Mather) se caractérise par des électrodes de faibles diamètres et de grandes longueurs ; le canon est ouvert à son extrémité (figure 1 a).

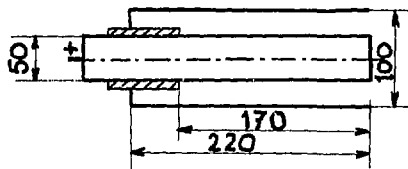
Indépendamment, Filippov /6/ /7/ /8/ à l'institut Kurchatov, étudie une chambre à décharge très différente de la machine à auto-striction linéaire mais voisine de l'injecteur de plasma.

Les performances sont analogues à celles obtenues par Mather.

La géométrie de la chambre à décharge (dite géométrie Filippov) se caractérise par des électrodes courtes, de grands diamètres ; le canon est fermé à son extrémité (figure 1 b)



géométrie Filippov  
figure n° 1a



géométrie Mather  
figure n° 1b

Les dimensions données ici correspondent à un fonctionnement correct pour une intensité de l'ordre de 1 MA pour la géométrie Filippov, et de 500 kA pour la géométrie Mather.

Les études présentées dans la première partie sont relatives à une géométrie du type Mather.

On distingue traditionnellement quatre phases de fonctionnement (figure 2):

- première phase : les électrodes sont soumises à la haute tension de charge  $V_0$  du banc de condensateurs C. Il y a claquage le long de l'isolant en verre pyrex ;
- deuxième phase : l'arc est "soufflé" par les forces de Laplace et pousse devant lui le gaz ambiant. C'est la propagation axiale ;
- troisième phase : compression radiale ;
- quatrième phase : focalisation et détente.

La compression radiale correspond finalement à la convergence vers l'axe d'une onde de choc non cylindrique. Sur l'axe, la densité du gaz est importante (en moyenne de  $5 \cdot 10^{18}$  à  $10^{19}$   $\text{cm}^{-3}$ ) et la température de quelques centaines d'eV. C'est à cet instant, que débute l'émission neutronique et l'émission de rayonnement X.

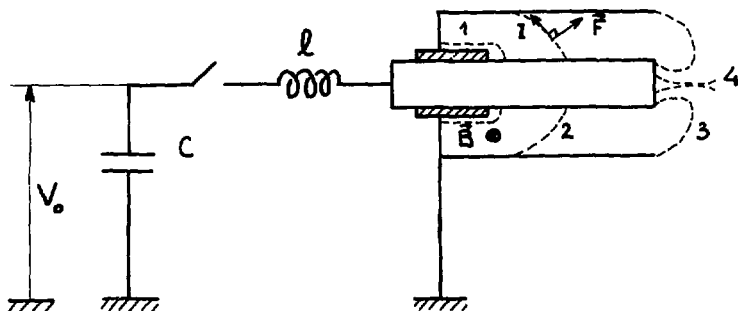


figure n° 2

### I.3. Caractéristiques de la décharge focus.

Elle est caractérisée par une émission neutronique intense. A Limeil, par exemple, on a obtenu  $10^{12}$  neutrons avec un banc de condensateurs de 340 kJ, et une émission d'X également très importante /9/

Le nombre de neutrons émis croît plus vite que l'énergie stockée dans le banc de condensateurs, et il est remarquable de noter qu'à l'heure actuelle, la décharge focus est la seule expérience à fournir des fluences aussi élevées ( $10^{19}$  neutrons par seconde) pour une énergie stockée relativement modeste (banc de condensateurs de 340 kJ).

D'après les travaux les plus récents, mais nous y reviendrons dans un prochain paragraphe, il semble maintenant acquis que l'essentiel des neutrons produits ne sont pas d'origine thermonucléaires. Comme dans le pinch Z, la décharge focus est le siège de nombreuses instabilités. Des faisceaux de particules suprathermiques, faisceaux d'électrons et de deutérons, sont créés au sein du plasma focus /10/. Ce n'est pas l'émission neutronique en soi qui est importante, car on ne peut pas construire un réacteur à fusion basé sur ce principe /11/. Néanmoins, l'intérêt de cette expérience est dans l'étude des phénomènes de turbulence ainsi que dans celle des faisceaux d'ions et d'électrons d'énergies élevées.

Ces caractéristiques justifient les études entreprises par des laboratoires du monde entier. La possibilité éventuelle d'utiliser ces faisceaux sur une cible montre l'intérêt de cette expérience dans le cadre du programme de fusion rapide /12/ /13/ /14/.

## II. BREF HISTORIQUE, LE POINT SUR L'ETAT ACTUEL DES CONNAISSANCES.

L'émission neutronique importante constitue une source d'information extrêmement riche. En effet, l'étude de l'anisotropie du flux neutronique et du spectre en énergie des neutrons, permet de remonter à la fonction de distribution des vitesses des deutérons qui sont à l'origine des réactions de fusion .

Dans les premières expériences, le flux neutronique était trop faible pour étudier le spectre en énergie. Les premières valeurs admises portaient sur la densité ionique  $n_i = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , le volume du plasma  $V = 50 \text{ mm}^3$  et  $t = 10^{-7} \text{ s}$ , le temps de confinement.

La température ionique n'était pas mesurée directement mais calculée en supposant que tous les neutrons étaient créés au sein d'un plasma thermique. Compte-tenu du flux neutronique, la température des deutérons était estimée à 2 keV, environ.

Ce modèle appelé " plasma thermique immobile " fut remplacé par le modèle du " plasma thermique en mouvement " proposé par Filippov /15/. Il ne constitue, en fait, qu'une variante du modèle " plasma thermique immobile ", qui rend mieux compte de l'anisotropie en flux de l'émission neutronique.

A partir des résultats expérimentaux concernant les rayons X et les neutrons, Bernstein montra /16/ que l'origine des neutrons n'étaient pas thermonucléaire.

Il mit au point un modèle faisceau-cible dans lequel on calcule les trajectoires des deutérons dans les champs croisés de la décharge /17/.

Il s'agit du champ magnétique azimuthal  $B_\theta(r,t)$  de l'auto-striction et le champ électrique  $E_z(r,t)$  dû à la variation rapide du terme  $\frac{dB}{dt}$  en fin de compression radiale. Ce modèle montre que dans une telle configuration électromagnétique, il est possible d'accélérer des deutérons et d'obtenir des vitesses de quelques  $10^8 \text{ cm/s}$ . Des vitesses de cet ordre sont nécessaires pour rendre compte du décalage du spectre en énergie des neutrons enregistrés à l'avant, suivant l'axe des électrodes.

Des observations et des mesures plus précises faites par la suite, sont venues infirmer le modèle " plasma thermique en mouvement " au profit du modèle faisceau-cible. En plus des mesures de l'anisotropie du spectre en énergie des

neutrons et de l'émission de rayons X durs, on a obtenu par diffusion Thomson des valeurs de la température ionique d'environ 700 eV /18/ /19/. Ces résultats, associés à ceux de l'interférométrie holographique,  $n_e \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , permettent de déterminer un nombre de neutrons d'origine thermonucléaire. Ce nombre correspond à moins de un millième du flux neutronique total mesuré.

La diffusion Thomson a permis, en outre, de mesurer des niveaux de fluctuation de densité élevés /20/ et montre, par la même, que le plasma est le siège d'instabilités microscopiques dépendant de la vitesse de dérive électronique.

Une des conséquences de ces instabilités, est l'augmentation de la résistivité du plasma (par rapport à la valeur donnée par la formule de Spitzer pour un plasma thermique), donc la diffusion rapide du champ magnétique dans le plasma, d'où l'apparition de champs électriques intenses qui accélèrent les particules. Par exemple, le modèle de Gary /21/ calcule les champs électromagnétiques associés à la diffusion anormale du champ magnétique et les trajectoires correspondantes des deutérons accélérés par ces champs.

Si à l'heure actuelle, il semble qu'un ou plusieurs mécanismes d'accélération puissent rendre compte des phénomènes étudiés dans une gamme d'énergie bien déterminée, il est également probable que d'autres mécanismes plus complexes interviennent simultanément. L'importance relative d'un mécanisme par rapport à tel autre est peut-être fonction du niveau de courant qui crée le plasma.

Il faut cependant faire deux remarques importantes :

- le modèle faisceau-cible est prépondérant dans les expériences de type Mather, il semble ne pas l'être dans les expériences de type Filippov. Les mesures effectuées avec cette géométrie indiquent en effet qu'après focalisation, l'énergie magnétique est redistribuée lors de l'explosion du filament pour donner naissance à un plasma moins dense  $n \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  mais thermalisé  $T \sim 10 \text{ keV}$  et dont le volume est de  $1 \text{ cm}^3$  environ. Ce plasma serait à l'origine de l'émission neutronique principale /22/ ;



- la deuxième remarque concerne les travaux de W.H. Bostick /23/. Les résultats expérimentaux sont expliqués à partir d'un modèle tout à fait différent des modèles précédents.

A l'origine, les travaux sont basés sur l'analogie existante entre les structures fines observées dans les protubérances solaires /24/ et la nappe de courant observée au cours de la propagation et de la compression dans l'expérience focus /25/. Dans des conditions expérimentales particulières (pression de remplissage élevée notamment), la nappe de courant possède une structure filamenteuse visible. Les expérimentateurs ont montré /26/ que les filaments constituant la nappe de courant sont des cordons de plasma : stables au cours de la propagation axiale et radiale, et dans lesquels la distribution du champ magnétique est " Force Free " ( $\nabla \times \vec{B} \times \vec{B} = 0$ ).

Ces cordons de plasma sont groupés par paire et associés à deux courants, parallèles à l'axe des filaments et de sens contraire. En fin de compression radiale, on assiste à l'annihilation de la structure magnétique et au transfert de l'énergie aux particules du plasma sous forme d'énergie cinétique. Il faut noter que la création et l'annihilation de ces structures, sont décrites par une théorie self-consistante des densités de champ électromagnétique, ionique et électronique dans l'espace des phases. Ces travaux constituent un modèle original, qui n'est pratiquement pas repris par les autres laboratoires, en raison de sa complexité et de la difficulté qu'il y a à le comparer à des mesures expérimentales.

### III. PRESENTATION DES TRAVAUX EFFECTUES DANS LA PREMIERE PARTIE.

Une étude importante s'est développée en même temps que les diagnostics. C'est l'étude et le fonctionnement de l'expérience focus avec des intensités 5 à 10 fois plus importantes. Les mesures effectuées à Limeil et dans les laboratoires étrangers, montrent que l'émission neutronique croît environ comme la puissance trois de l'intensité du courant de la décharge. Depuis 1975, cette loi est vérifiée sur une gamme de courant s'étendant de 500 kA à 2 500 kA. L'émission neutronique correspondante est passée de quelques  $10^9$  neutrons à  $10^{12}$  neutrons.

Dans la première partie, nous nous attachons à étudier le fonctionnement de la décharge focus pour des intensités très inférieures à la plage exploitée jusqu'à ce jour. Nous présentons les résultats obtenus à 200 kA et 50 kA.

L'exploitation des expériences sur une plage de courant qui s'étend sur deux ordres de grandeur permet de donner les lois d'extrapolation, l'énergie cédée au plasma qui est réémise sous forme de divers rayonnements.

Les diagnostics utilisés sont de deux types :

- diagnostics électriques : mesure du courant et de la dérivée du courant à partir d'une mesure locale de champ magnétique et mesure de la tension apparaissant aux bornes des électrodes à l'aide d'une sonde de tension résistive ;

- diagnostics neutroniques et de rayonnement X : la méthode utilise un détecteur à activation d'argent et donne une mesure globale du nombre de neutrons émis. L'utilisation d'un détecteur associé à un scintillateur plastique et à un photomultiplicateur (XP 2020 de Radiotechnique à temps de montée rapide ( $1,5 \cdot 10^{-9}$  s)) enregistre l'évolution temporelle de l'émission neutronique et de l'émission de rayonnement X.

Nous étudions, également, la chronométrie de ces différents phénomènes. Les signaux électriques reflètent l'évolution du plasma focalisé qui émet les neutrons et les rayons X. La possibilité de pouvoir établir des relations entre ces deux classes de signaux, impose de rechercher et de mettre au point des systèmes de détection fidèles et précis que nous décrirons au paragraphe IV.

Remarque : étant donné le faible nombre de neutrons ( $\sim 10^6$  à 200 kA et  $\sim 10^6$  à 50 kA), on ne peut pas mesurer le spectre en énergie. En effet, la méthode du temps de vol qui est la mieux adaptée et qui a été utilisée à Limeil pour des courants de 2 MA /27/ et à la NASA par Lee /28/, impose de détecter à longue distance compte-tenu de la résolution que l'on désire obtenir. Par exemple, une résolution de 50 keV, impose une distance de 200 mètres.

	200 kA	50 kA
électrode intérieure	{ diamètre : 20 mm (pleine) longueur : 75 mm	5 mm (creuse) 60 mm
électrode extérieure	{ diamètre : 70 mm longueur : 125 mm type : cage d'écureuil (8 barreaux $\phi$ 10 mm)	55 mm 100 mm cage d'écureuil (6 barreaux $\phi$ 5 mm)
Nature des électrodes	Cuivre	Cuivre
isolant	{ longueur : 50 mm nature : pyrex	50 mm pyrex
Condensateur		
{ capacité	$4,1 \cdot 10^{-6} \text{ F} \pm 0,1 \cdot 10^{-6} \text{ F}$	$0,55 \cdot 10^{-6} \text{ F} \pm 0,02 \cdot 10^{-6} \text{ F}$
{ énergie disponible à 40 kV	$3,28 \cdot 10^3 \text{ J} \pm 80 \text{ J}$	$0,44 \cdot 10^3 \text{ J} \pm 15 \text{ J}$
inductance parasite du cablage (jusqu'au niveau du claquage)	$104 \cdot 10^{-9} \text{ H} \pm 8 \cdot 10^{-9} \text{ H}$	$320 \cdot 10^{-9} \text{ H} \pm 25 \cdot 10^{-9} \text{ H}$
Nature du gaz :		
{ pression de remplissage	deutérium (0,5 torr - 2,6 torr)	deutérium (1 torr - 2 torr)
{ polarité de l'électrode interne	positive ou négative	positive ou négative

TABLEAU N° 1

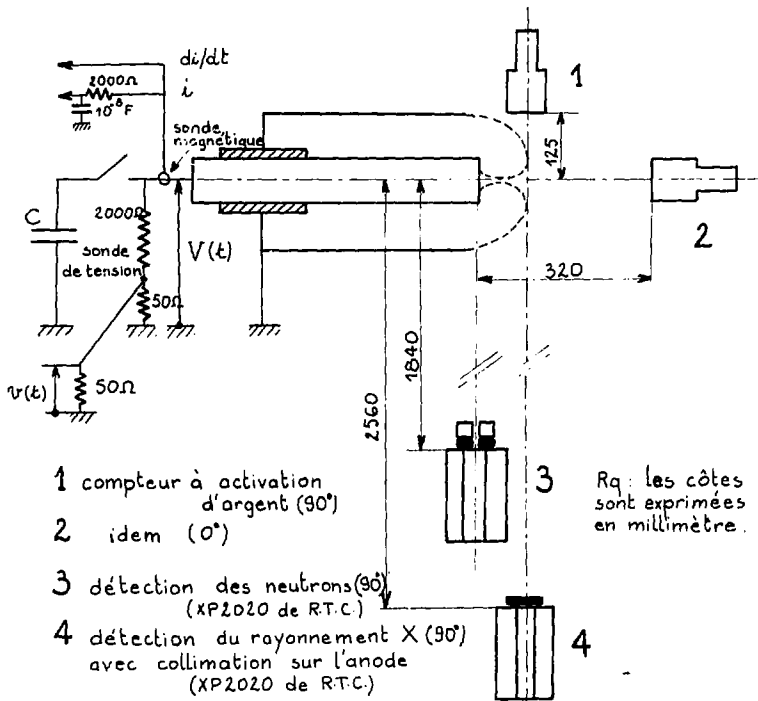


figure n° 3

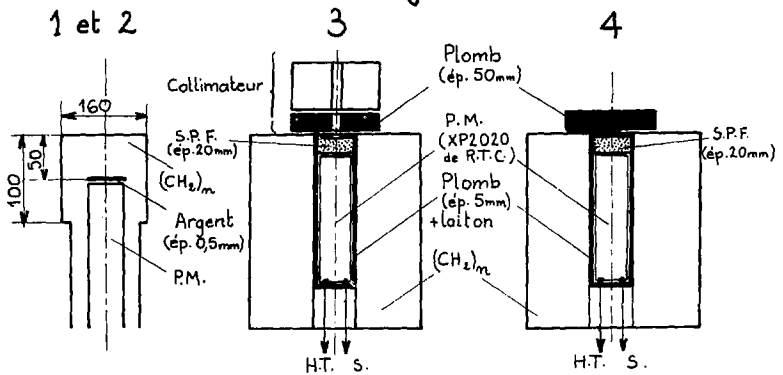


figure n° 4

L'expérience montre qu'une émission neutronique de  $10^{10}$  dans les  $4\pi$  stéradians est nécessaire pour enregistrer à cette distance un signal exploitable.

L'autre méthode consiste à utiliser des plaques nucléaires. Outre un dépouillement long et délicat /29/, elle suppose que la source est ponctuelle (alors que dans la réalité elle est étendue), de plus, pour des émissions neutroniques inférieures à  $10^9$ , le nombre de traces est trop faible pour tracer un spectre avec une bonne résolution.

Le montage expérimental de l'ensemble fonctionnant à 200 kA, est représenté sur les figures n°3 et n°4. Le tableau n° 1 résume les paramètres fixes des 2 décharges.

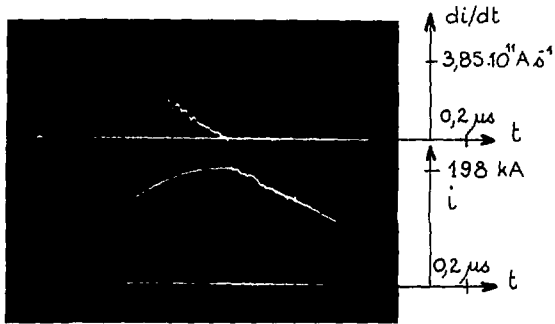
#### IV. DEFINITION ET MISE AU POINT DES APPAREILS DE MESURE UTILISES DANS LA PREMIERE PARTIE.

##### IV.1. Mesures électriques.

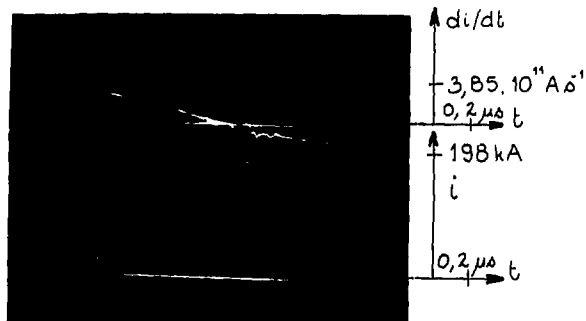
##### IV.1.1. Influence de la longueur de la ligne de transfert de l'énergie sur les signaux électriques.

Au moment de la phase de focalisation, une singularité se produit sur les signaux électriques  $i$ ,  $di/dt$ ,  $V$  (figure n°5) si la décharge fonctionne correctement. La forme et l'amplitude de la singularité est variable d'un tir à l'autre, et reflète une brusque variation de l'impédance du circuit et par conséquent, des phénomènes complexes qui se déclenchent au cours de la phase de focalisation. L'information que l'on peut recueillir est d'autant plus riche que les signaux sont purs et calés temporellement entre eux. La première condition est de véhiculer dans la ligne sans la déformer, la singularité de tension créée au sein du plasma focalisé. Ceci impose une ligne électrique courte vis-à-vis de la durée de la singularité, pour que les réflexions au niveau des ruptures d'impédance, soient de courte durée vis-à-vis du temps d'observation des phénomènes auxquels on s'intéresse.

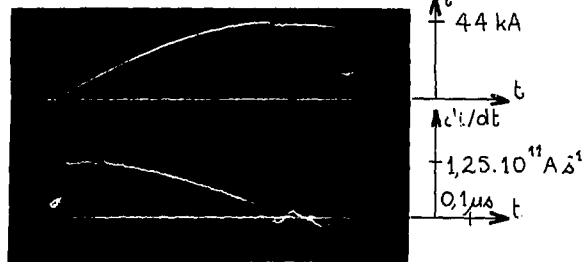
Dans le montage adopté à 200 kA, la longueur électrique de la ligne est de  $3,5 \cdot 10^{-9}$  s environ.



tir n° 16 ( $V_0 = 40 \text{ kV}$ ,  $p_0 = 1 \text{ torr}$ )  $\lambda = 10 \cdot 10^{-9} \text{ s}$



tir n° 127 ( $V_0 = 40 \text{ kV}$ ,  $p_0 = 1 \text{ torr}$ )  $\lambda = 3,5 \cdot 10^{-9} \text{ s}$



tir n° 336 ( $V_0 = 40 \text{ kV}$ ,  $p_0 = 2 \text{ torr}$ )  $\lambda = 1 \cdot 10^{-9} \text{ s}$

figure n° 5

La figure n° 5 b et 5 c nous montre un exemple de singularité de la dérivée du courant pour les deux décharges.

La singularité obtenue avec une ligne électrique trop longue (figure n° 5 a) montre bien que dans ce cas le signal est inexploitable.

#### IV.1.2. Mesure de la dérivée du courant et mesure du courant.

##### IV.1.2.1. Choix et caractéristiques de la sonde utilisée.

Nous avons choisi une sonde monospire qui mesure le champ magnétique par induction. Ses caractéristiques géométriques et le schéma du circuit électrique équivalent sont représentés sur la figure n° 6 a et 6 b. La sonde est rigidement fixée au circuit principal à l'extérieur de l'enceinte où sont logées les électrodes. Dans cette partie du circuit, la répartition spatiale du courant est imposée, et l'on peut déterminer le coefficient d'induction mutuelle de la sonde au moyen d'un étalonnage.

Nous avons calculé la réponse de la sonde inductive aux hautes fréquences. Si :  $L_s$  représente la self-inductance de la monospire (la ligne reliant la monospire à l'oscilloscope est blindée, il n'y a donc pas de flux magnétique induit).

-  $C_p$ : la capacité parasite répartie le long du bobinage, dont la signification physique a été étudiée par Sègre /30/ ;

-  $R_s$  : la résistance du bobinage ;

-  $M_s$  : le coefficient d'induction mutuelle entre le circuit de mesure et le circuit de la décharge traversé par le courant  $I$  ;

-  $Z$  : l'impédance itérative sur laquelle est fermée la ligne.

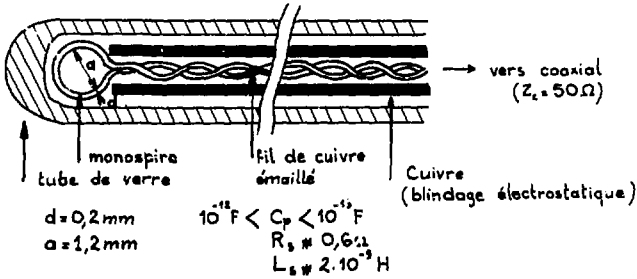


Figure n° 6a

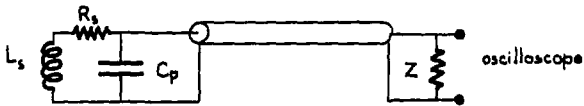
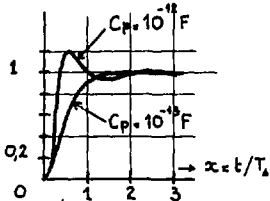
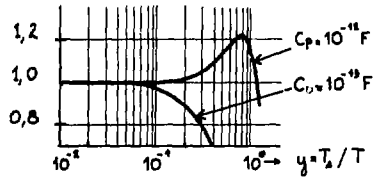


Figure n° 6b

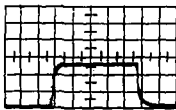


réponse indicelle calculée :  
pour  $C_p = 10^{-18} \text{ F}$   $T_s = 0,28 \cdot 10^{-9} \text{ s}$   
 $C_p = 10^{-15} \text{ F}$   $T_s = 0,073 \cdot 10^{-9} \text{ s}$



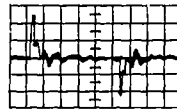
Courbes d'atténuation calculées  
en fonction d'un signal sinusoïdal  
de période  $T$ , injecté à l'entrée  
( $M_s \frac{di}{dt} = M_s I_0 \cos \omega t$ )

Figure n° 6c



$20 \cdot 10^{-9} \text{ s}$

signal d'entrée



$20 \cdot 10^{-9} \text{ s}$

signal de sortie

Figure n° 6d



L'équation électrique s'écrit alors [31] :

$$(1) \quad L_S C_P Z \frac{d^2 I_S}{dt^2} + (L_S + R_S C_P Z) \frac{dI_S}{dt} + (R_S + Z) I_S = M_S \frac{dI}{dt}$$

$M_S \frac{dI}{dt}$  représente la force électromotrice induite dans la sonde. Une étude de cette équation a été faite par H. Knoepfel [32]. On introduit les quantités sans dimensions :  $x = t/T_S$  avec  $T_S = 2\pi \sqrt{L_S C_S}$   
 $y = T_S/T$  avec  $T$  période du signal induit dans la sonde

nous avons représenté sur la courbe 6 b la réponse indicielle de la sonde en fonction de  $x$  et sur la courbe 6 c l'atténuation obtenue lorsque le signal d'entrée est sinusoïdal  $\left( M_S \frac{dI}{dt} = M_S I_0 \left( \frac{2\pi}{T} \cos \frac{2\pi t}{T} \right) \right)$ . Le calcul a été effectué pour deux valeurs de  $C_P$  :  $0,1 \cdot 10^{-12}$  F et  $1 \cdot 10^{-12}$  F. Il est en effet difficile d'estimer cette quantité et la valeur réelle est très probablement comprise entre les deux.

Les résultats indiquent cependant que la valeur de  $C_P$  modifie peu la réponse à des signaux de temps de montée de l'ordre de  $1 \cdot 10^{-9}$  s.

Nous considérons donc que la sonde de courant utilisée ici convient parfaitement à une chronométrie nanoseconde.

#### IV.1.2.2. Choix et caractéristique de l'intégrateur utilisé.

Le procédé d'intégration utilisé pour obtenir l'évolution temporelle du courant est le montage R-C bien connu (figure n°7). Pour déterminer la réponse aux hautes fréquences, il faut tenir compte des éléments parasites de la résistance  $R$  ( $L_R$  et  $C_R$ ) et de la capacité  $C$  ( $R_C$  et  $L_C$ ).

En utilisant un cablage très court (de l'ordre du centimètre dans notre cas) on limite  $L_R$  à  $10^{-8}$  H et nous estimons  $C_R$  à  $10^{-12}$  F.

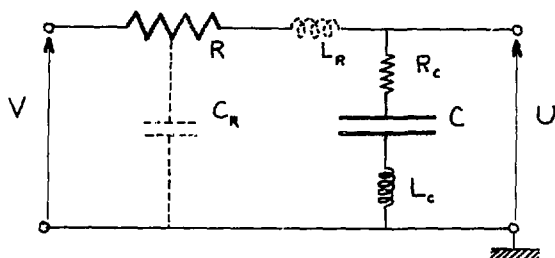


FIGURE N° 7

En choisissant des capacités coaxiales, on minimise la valeur de  $L_c$ . De plus, l'influence de la résistance parasite  $R_c$  est négligeable devant  $L_c$  car elle est très faible devant la résistance critique  $2 \sqrt{\frac{L_c}{C}}$ .

Une étude théorique de ces problèmes est détaillée dans la thèse de B. Antoni /33/. Le résultat des calculs montre qu'il y a deux conditions à satisfaire :

- l'une imposée par les éléments parasites de la résistance
  - (2)  $L_R/R$  et  $R C_R < \tau$  temps de montée de l'intégrateur ;
- l'autre imposée par les éléments parasites de la capacité d'intégration
  - (3)  $L_c C < \tau^2$ .

Nous avons choisi  $R = 2000 \Omega$  et  $C = 10^{-8} F$  soit  $RC = 20 \cdot 10^{-6} s$ . Compte-tenu de la valeur des éléments parasites, le temps de montée de l'intégrateur est de  $2 \cdot 10^{-9} s$ , et son temps utile de fonctionnement ( $RC/10$ ) de  $2 \cdot 10^{-6} s$ .

Nous avons représenté sur la figure n° 8 la distorsion introduite par l'intégrateur, pour une tension d'entrée sinusoïdale (d'après /34/).

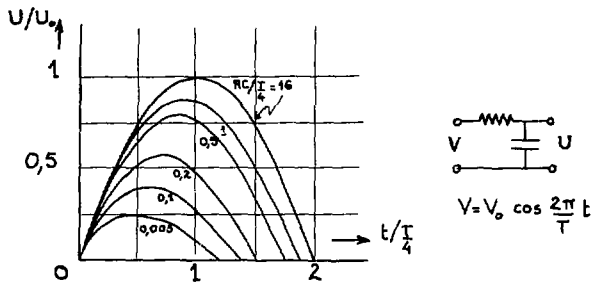


figure n° 8

Cette courbe montre que la distorsion apportée par l'intégrateur est inférieure à 10 % pour des fréquences supérieures à  $10^4$  Hz. La distorsion est donc tout à fait négligeable dans le cas de notre utilisation (fréquence  $\geq 10^5$  Hz).

La figure n° 9 montre la réponse d'un intégrateur à un créneau de tension

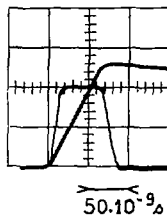


figure n° 9

créneau de tension 2 V/c

signal intégré 5 mV/c

De cet oscillogramme, nous déduisons la valeur de :

$$RC = 18 \cdot 10^{-6} \text{ s} \pm 2 \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

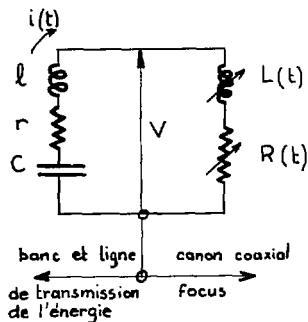
Remarque : Nous avons également utilisé pour certains tirs, la méthode d'intégration numérique pour intégrer des signaux de sonde magnétique et pour les signaux délivrés par un photomultiplicateur rapide qui enregistre le signal neutronique. L'appareillage qui a été mis au point par le groupe de micro-informatique de Limeil /35/, numérise la courbe de l'oscillogramme. Les points retenus peuvent être soumis à un certain nombre de traitements (intégration, dérivation, recherche des maxima et minima, calcul de temps de montée, effet de loupe etc...) et peuvent être archivés. Cette technique donne la possibilité de procéder sur ces valeurs à des calculs complexes à l'aide d'un ordinateur que l'on peut coupler au système.

Cette méthode d'intégration plus précise est cependant d'une mise en oeuvre plus longue. En revanche, cette technique présente de l'intérêt si les signaux nécessitent un traitement ultérieur et sont utilisés dans un calcul faisant appel à l'ordinateur.

#### IV.1.3. Mesure de la tension.

##### IV.1.3.1. Position du problème.

La mesure de la tension s'effectue aux bornes de la tête focus comme l'indique la figure N° 10



-  $L, r, C$ , sont les éléments "amonts" dont la valeur est fixe ;

-  $L(t)$  et  $R(t)$  sont les éléments "aval".

Ils représentent l'impédance variable de la décharge.

-  $V$  est la tension mesurée par la sonde de tension.

figure n° 10

Elle enregistre la variation du flux d'induction magnétique s'écoulant de la partie "amont" vers la partie "aval".

La tension  $V$  mesurée obéit aux deux équations :

$$\text{pour la partie "amont" : (4) } V = + V_0 - \frac{1}{C} \int_0^t I dt - L \frac{dI}{dt} - rI$$

$$\text{pour la partie "aval" : (5) } V = \frac{d}{dt} (LI) + RI$$

L'équation (4) indique que la connaissance de  $I$  et de  $\frac{dI}{dt}$  et des éléments  $l$ ,  $r$ ,  $c$ , est suffisante pour calculer  $V$ . La mesure directe de la tension aux bornes du canon coaxial doit donc être considérée comme un contrôle et une vérification importante des informations recueillies par la sonde de courant.

L'équation (5) ne peut pas être résolue sauf dans le cas d'hypothèses sur les valeurs de  $L(t)$  et  $R(t)$  ( $R = 0$  par exemple). La résoudre rigoureusement implique la connaissance du champ magnétique en chaque point du canon, de la position spatio-temporelle des lignes de courant et de leur conductivité respective. Ces éléments sont peu ou mal connus /9/.

Cependant, nous avons cherché à améliorer un diviseur résistif Haefely  $10^5$  V en recherchant une meilleure adaptation au circuit électrique et en le modifiant dans le but d'une part de le protéger contre le rayonnement électromagnétique produit par la décharge, d'autre part d'améliorer son temps de montée.

#### IV.1.3.2. Calcul de la sonde de tension. .....

La sonde utilisée est constituée à l'origine d'une colonne résistive  $R$  de  $2.000 \Omega$  munie d'écran de répartition du champ électrique et d'une résistance de pied de faible valeur :  $8,6 \Omega$ .

Pour l'étude théorique, on dissocie la sonde de tension schématisée sur la figure 11 a, en deux quadripôles (figure 11 b). Le premier caractérise l'élément haute tension HT (connexions à l'élément à mesurer, écrans à répartition de champ électrique, résistance R) le second, l'élément basse tension BT (résistance r, ligne de transmission jusqu'à l'oscilloscope) [36/.

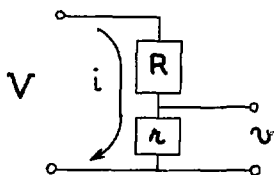


figure n° 11a

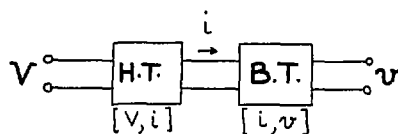


figure n° 11b

Le schéma électrique équivalent du quadripôle HT est représenté sur la figure n° 12 :

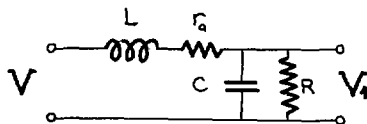


figure n° 12

$L$  : inductance de la connexion entre l'entrée du diviseur et l'élément à mesurer ;

$C$  : capacité des écrans à répartition de champ électrique ;

$r_a$  : résistance d'amortissement des oscillations provoquées par  $L$  et  $C$ .

La résistance  $r_a$  est calculée pour que la réponse à un échelon de tension  $V$  ne dépasse pas de plus de 10 % la valeur de  $V / \sqrt{34}$ . Ce régime d'amortissement est un compromis entre un temps de montée court et un amortissement élevé. Il est obtenu lorsque  $r_a = 1,2 \sqrt{\frac{L}{C}}$  (6).

Le temps de réponse du quadripôle HT est  $\tau_{HT} = r_a C$  soit  $\tau_{HT} = 1,2 \sqrt{LC}$  (7). On en déduit immédiatement que pour diminuer  $\tau_{HT}$  il convient de réduire au maximum l'inductance  $L$  de la boucle de mesure (plancher métallique, conducteur électrique de gros diamètre) la capacité  $C$  des écrans à répartition de champ étant imposé par construction. Le schéma électrique équivalent du quadripôle BT est représenté sur la figure n° 13. Il est alimenté par un courant  $i \neq \frac{V_1}{R}$  ( $r \ll R$ ).

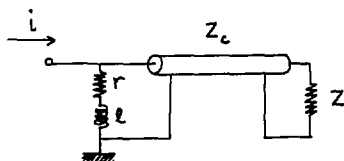


figure n° 13

$l$  est la self-inductance parasite de la résistance  $r$ . La faible valeur de  $r$  permet de négliger les capacités parasites réparties ;

$Z_c$  est l'impédance caractéristique du câble coaxial ;

$Z$  est l'impédance d'adaptation entre le câble coaxial et l'oscilloscope.

Pour éviter une désadaptation de la transmission du signal, nous avons choisi  $r = Z_c = Z = 50 \Omega$ . Dans ce cas, on montre [34] que le temps de réponse du quadripôle BT est égal à  $\tau_{BT} = \frac{1Z_c}{r(r + Z_c)}$  (8).

Le temps de réponse global de la sonde de tension est donc :

$$\tau_T = \tau_{HT} + \tau_{BT} = r_a C + \frac{1Z_c}{r(r + Z_c)} \quad (9)$$

L'équation 9 indique que l'on peut, théoriquement, compenser  $\tau_{HT}$  en insérant dans le circuit basse tension une boucle d'inductance

$$l = r_a C \frac{r(r + Z_c)}{Z_c} \quad (10).$$

En fait, l'expérience montre que cette compensation est extrêmement délicate. Dans nos expériences, la valeur mesurée ou calculée des éléments constituant la sonde de tension sont les suivants :

quadripôle haute tension :  $L = 300.10^{-9}$  H (cable coaxial 50  $\Omega$ )

$$C = 42.10^{-12}$$
 F  $\Rightarrow \tau_{HT} = 4,2.10^{-9}$  s

$$r_a = 100 \Omega$$

quadripôle basse tension :  $r = Z_c = Z = 50 \Omega$

$$l = 15.10^{-9}$$
 H  $\Rightarrow \tau_{BT} = 0,15.10^{-9}$  s.

Soit un temps de montée calculé total, de l'ordre de  $4.10^{-9}$  s environ.

Remarques : Nous avons blindé complètement le diviseur de tension en le plaçant dans une petite cage de Faraday placée le plus près possible du point de mesure. La liaison entre la décharge Focus et la sonde de tension est réalisée par 4 câbles coaxiaux haute tension dans le but de diminuer l'inductance L.

Le rapport de division théorique est de 80. Pour augmenter celui-ci, nous avons ajouté à l'entrée de l'oscilloscope un atténuateur de 30 dB, dont la bande passante s'étend jusqu'à 1 GHz, supportant en impulsions des surtensions de 1 kV environ. La distorsion apportée par ce composant est donc tout à fait négligeable.

#### IV.1.3.3. Mesures des caractéristiques de la sonde de tension.

Le rapport de division et le temps de montée de la sonde de tension résistive ainsi montée (atténuateur de 30 dB compris) ont été mesurés en injectant à l'entrée un créneau de tension dont le temps de montée et l'amplitude est connue.



Le rapport de division ainsi mesuré est de  $4.700 \pm 300$ . La linéarité de la sonde a été vérifiée jusque 50 kV à l'aide d'un voltmètre électrostatique fidèle et précis ( $\sim 0,5 \%$ ).

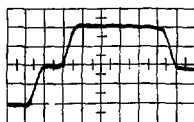
La figure n° 14 montre la réponse du diviseur de tension à un créneau de tension. Le temps de montée de celui-ci mesuré à l'oscilloscope est de  $7.10^{-9}$  s environ.



figure n° 14

Les figures n° 15 a et 15 b sont relatives à la mesure du temps de transit de l'onde de tension dans la sonde. Il faut connaître cette valeur pour la chronométrie des différents signaux.

- La figure n° 15 a représente un signal de synchronisation auquel on superpose le créneau de tension étalon, délivré par un générateur d'impulsions calibrées;



$10.10^{-9}$

figure n° 15 a

- Pour obtenir la figure n° 15 b, on intercale entre le générateur étalon et l'oscillographe, la sonde de tension complète.



$10.10^{-9}$

figure n° 15 b

Le décalage temporel entre les 2 crêneaux superposés de la figure n° 15 a et de la figure n° 15 b correspond au temps de transmission du diviseur de tension soit  $15.10^{-9}$  s  $\pm$   $1.10^{-9}$  s. La figure n° 15 b permet d'apprécier le temps de montée de la sonde de tension.

Celui-ci est égal à  $7.10^{-9}$  s  $\pm$   $2.10^{-9}$  s, soit sensiblement supérieur à la valeur calculée.

#### IV.2. Mesures neutroniques.

##### IV.2.1. Position du problème.

L'émission neutronique émise par le plasma Focus, constitue une source d'informations très riches, dans la mesure où elle est importante. Malheureusement, pour la "machine 200 kA", l'émission neutronique est de  $10^8$  neutrons en moyenne, et pour la "machine 50 kA",  $10^6$  neutrons. Etant donné ces chiffres, les diagnostics neutroniques sont limités. En effet, comme nous l'avons précisé au § III, il n'est pas possible de mesurer le spectre en énergie des neutrons, les mesures que nous avons effectuées concernent le nombre de neutrons émis par unité d'angle solide dans les directions  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 90^\circ$ ,  $\theta$  est repéré par rapport à l'axe de la décharge.

Nous disposons de 2 types de détecteur :

- les premiers ont pour principe l'activation de noyaux d'argent et permettent de calculer le nombre de neutrons émis par unité d'angle solide. Cette méthode sera justifiée au § IV.2.2.1. et ne sera employée que pour l'étude de la décharge à 200 kA ;

- les seconds associent un scintillateur plastique à un photomultiplicateur XP 2020 de la Radiotechnique. On peut ainsi suivre l'évolution temporelle de l'émission X et neutronique.

En intégrant par rapport au temps le signal de sortie et en utilisant l'une ou l'autre des 2 méthodes d'intégration décrites au § IV.1.2.2., on obtient également le nombre de neutrons émis dans la direction  $\theta$ . Cette technique sera utilisée aussi bien à 200 kA qu'à 50 kA et dans le second cas, elle sera utilisée pour la détermination du nombre de neutrons émis, l'étalonnage étant réalisé à partir de la décharge à 200 kA.

#### IV.2.2. Etude des systèmes de détection de l'émission neutronique.

##### IV.2.2.1. Caractéristiques du détecteur à activation d'argent.

L'activation des noyaux d'argent compte-tenu des valeurs de section efficace n'est possible qu'avec des neutrons thermiques. Il faut donc ralentir les neutrons incidents de 2,45 MeV. Pour cela nous utilisons un modérateur de polyéthylène dont l'épaisseur est suffisante (figure n° 3). Elle est calculée à partir d'une méthode de Monte-Carlo pour que le taux de réaction sur l'argent soit maximum. On trouve que l'épaisseur optimale est de 5 cm. Compte-tenu de la diffusion des neutrons dans le polyéthylène, de l'angl. solide de détection, du taux de réaction sur l'argent, et du bruit de fond du détecteur, cette méthode ne permet pas de mesurer, avec une précision suffisante, des émissions neutroniques inférieures à  $10^7$  émisés dans les  $4 \pi$  stéradians /37/.

L'avantage de cette méthode par activation d'argent est due au fait que l'efficacité de la détection est indépendante de l'énergie du neutron entre 1 MeV et 4 MeV /38/. On pourra donc négliger la variation de l'énergie des neutrons en fonction de l'angle d'émission. En revanche, il s'agit d'une mesure intégrale, elle ne permet pas une discrimination temporelle.

Notons que les deux inconvénients majeurs sont les suivants. Etant donné la géométrie du détecteur, la discrimination angulaire est mauvaise ( $20^\circ$  environ), d'où le choix de seulement 2 directions ( $0^\circ$  et  $90^\circ$ ). La faiblesse du flux neutronique impose de disposer les détecteurs le plus près

possible de la source. Nous savons d'autre part, que la source est étendue (10 à 20 cm suivant le cas) ce qui introduit une erreur de comptage due à la distance. A  $90^\circ$ , l'erreur est au maximum de 20 %, mais plus importante, de l'ordre de 50 % à  $0^\circ$ .

L'étalonnage des 2 détecteurs est réalisé à partir de l'irradiation d'une pastille à activation d'indium, dont l'émission  $\beta$  est plus longue ( 1 heure ). Celle-ci est comptée sur appareil étalon.

L'imprécision de la mesure à  $90^\circ$  dépend de l'importance de l'émission neutronique. Elle est de 100 % pour quelques  $10^6$  neutrons, de 50 % pour  $10^7$  neutrons et de 30 % au-delà de  $10^8$  neutrons.

Le nombre de neutrons annoncés dans les statistiques est traditionnellement calculé à partir de la mesure à  $90^\circ$  et en supposant une émission neutronique isotrope dans les  $4 \pi$  stéradians. Nous avons adopté cette méthode. La disposition de ces deux détecteurs est représentée sur la figure n° 3.

#### IV.2.2.2. Caractéristique du détecteur photoélectrique (scintillateur plastique associé à un photomultiplicateur rapide).

Le signal de sortie est à chaque instant proportionnel à  $\frac{d^2 N}{d \Omega dt}$ . Il délivre donc un signal qui rend compte de l'évolution temporelle.

Le courant  $i$  délivré à la sortie du photomultiplicateur dépend de l'énergie  $E$  du neutron et varie comme :

$$i \sim E \sigma (E) \quad (10)$$

Dans cette formule  $\sigma (E)$  représente la section efficace d'interaction par diffusion élastique entre le neutron et le proton du scintillateur.

On montre ainsi /39/ que lorsque l'énergie du neutron passe de 2 MeV à 3 MeV par exemple,  $\sigma(E)$  diminue de 20 % environ, la variation du courant  $i$  est alors d'environ 20 %. En intégrant le signal pour déterminer le nombre total de neutrons l'erreur est de 10 %.

La détection des neutrons impose de protéger le détecteur contre (figure n° 3) :

a) les rayonnements électromagnétiques : le détecteur est logé dans un cylindre de laiton de 2 mm d'épaisseur. Ce blindage constitue une prolongation de la cage de Faraday qui renferme finalement le circuit de mesure tout entier ;

b) le rayonnement X dû à la décharge Focus et le rayonnement des émissions  $\gamma$  de conversion dus à l'interaction des neutrons sur les matériaux de l'enveloppe. L'énergie du rayonnement X dû essentiellement au bombardement de l'anode par des faisceaux d'électrons se situe dans la gamme 10 - 100 keV. En ce qui concerne les rayons  $\gamma$ , la gamme d'énergie dépend de la nature des matériaux proches de la source émettant les neutrons elle s'étend de 0,1 à 2 MeV environ car l'anode est en cuivre. La section efficace de la réaction  $(n, n' \gamma)$  est de l'ordre de 0,1 barn /40/. En disposant un écran de plomb de 5 cm d'épaisseur la transmission est de 2 % pour des rayons  $\gamma$  de 1 MeV /41/, de 95 % pour des neutrons de 2,45 MeV /40/, quant au rayonnement X provenant du bombardement de l'anode par les neutrons il est complètement absorbé.

En choisissant un scintillateur plastique d'épaisseur 2 cm, on trouve un compromis entre une bonne efficacité des neutrons (leur libre parcours moyen est de 5 cm dans le plastique) et une efficacité minimale des rayons  $\gamma$  (pour une énergie de 1 MeV leur l.p.m. est de 12,5 cm) /42/.

Compte-tenu de tous ces éléments, un calcul d'ordre de grandeur montre que l'on obtient moins de 1 scintillation produite par les rayons  $\gamma$  pour 1000 scintillations dues aux neutrons. On peut donc négliger l'effet dû au rayonnement  $\gamma$  ;

c) il faut enfin protéger le détecteur photo-électrique contre les neutrons diffusés. Les détecteurs sont donc protégés par 14 cm de polyéthylène sur toutes les faces, sauf vers l'avant.

On a montré expérimentalement /43/ que dans ces conditions le signal dû aux neutrons diffusés était négligeable par rapport au signal dû aux neutrons directs.

Pour déterminer le nombre global de neutrons émis dans les  $4\pi$  stéradians par cette méthode, nous avons procédé à un étalonnage du détecteur photoélectrique auquel nous avons associé un intégrateur R - C de constante de temps  $2,7 \mu\text{s} \pm 0,15 \mu\text{s}$ .

L'étalonnage a été réalisé sur une décharge Focus fonctionnant à 2 MA et dont l'émission neutronique est mesurée par ailleurs avec une bonne précision /44/.

Afin de demeurer dans le domaine de linéarité du photomultiplicateur /41/ pour une tension d'alimentation de - 2.100 V, nous avons été obligés de placer le détecteur à 9 mètres de la source de neutrons.

En tenant compte de la diffusion élastique des neutrons dans l'air /45/, on estime à 10 % le nombre de neutrons perdus à 9 mètres de la source.

La précision de cette méthode pour évaluer le nombre total de neutrons est de 30 % si on intègre le signal à partir d'un circuit R - C.

Le temps de réponse de la chaîne de détection est estimé à  $3.10^{-9}$  s ainsi que celui de la chaîne de détection X que nous abordons maintenant.

### IV.3. Détection du rayonnement X.

#### IV.3.1. Position du problème.

La mesure du spectre de rayonnement X par la méthode des filtres de Ross est effectué à Limeil sur une expérience de type Mather alimentée par un banc de condensateurs de 27 kJ.

Les résultats /8/ enregistrés à haute pression (5 torrs d'hydrogène) et à 90° de l'axe de la décharge, correspondent à un spectre qui s'étend de 1,5 à 30 keV. Le spectre n'évolue pas au cours de la décharge, et l'énergie rayonnée, en supposant l'émission isotrope, est de l'ordre de 0,1 Joule.

A plus basse pression, l'émission devient plus intense et sa durée totale diminue, on observe un déplacement du spectre vers les hautes énergies mettant en évidence la présence de faisceaux d'électrons dont l'énergie est supérieure à 100 keV /9/. Au Lawrence Livermore Laboratory, Gullickson utilise une géométrie de type Mather alimentée par un banc de condensateurs de 96 kJ chargés à 20 kV. Il obtient des résultats similaires en employant des dosimètres thermoluminescents (FL<sub>i</sub> et Ca F<sub>2</sub> Mn) /46/. A basse pression, il mesure 140 J de rayons X de plus de 3 keV ; dont 15 J ayant une énergie supérieure à 80 keV. Il estime que le plasma Focus engendre un faisceau d'électrons dont l'énergie moyenne est de 150 keV, et la durée de vie de l'ordre de 10<sup>-8</sup> s, soit une transformation importante de l'énergie magnétique stockée inductivement, en énergie cinétique dirigée (1200 J environ). Ces résultats montrent que l'énergie du rayonnement X est due principalement au bombardement de l'anode par des faisceaux d'électrons. Le rayonnement de freinage du plasma est faible vis-à-vis du précédent. En effet, si  $\mathcal{V}$  désigne le volume du plasma, la puissance totale rayonnée dans tout l'espace s'écrit :

$$P = 5,35 \cdot 10^{-31} n_e n_i T^{1/2} \mathcal{V} \quad /47/ \quad (11)$$

Dans cette formule P est exprimée en Watt,  $n_e$  et  $n_i$  en cm<sup>-3</sup>,  $T_e$  en keV et  $\mathcal{V}$  en cm<sup>3</sup>.

En prenant les valeurs suivantes ; couramment admises pour le filament :

$$\tau = 10^{-7} \text{ s}$$

$$n_e = n_i = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

$$T_e = 0,7 \text{ keV}$$

$$\mathcal{V} = 10^{-2} \text{ cm}^3$$

l'ordre de grandeur de l'énergie rayonnée est  $W = Pt \approx 4,5.10^{-2}$  J. Ce chiffre est considéré comme la limite supérieure du rayonnement de freinage du plasma, lorsque le courant traversant la décharge est de l'ordre de 1 mégampère.

#### IV.3.2. Description du détecteur.

Nous avons recherché l'évolution temporelle de l'émission X produite sur l'anode en cuivre. Une collimation est indispensable pour définir la zone d'émission au voisinage de l'anode. Cette observation ne doit pas être gênée par l'émission neutronique ni par l'émission de rayons X provenant des régions voisines.

Le détecteur est constitué d'un scintillateur plastique associé à un photomultiplicateur XP 2020 de la Radiotechnique, il est identique à celui utilisé pour les mesures neutroniques (blindage, haute tension). Ce détecteur est situé à 2 mètres du plasma et à  $90^\circ$  de l'axe des électrodes (figure n° 3) et comporte deux collimateurs. Le premier est réalisé dans une plaque de polyéthylène de 20 cm d'épaisseur que l'on dispose entre le détecteur et la source. Elle est percée d'un trou de 4,7 mm de diamètre. Ce bloc de polyéthylène élimine les neutrons émis en dehors du volume observé.

Le second collimateur est constitué d'une plaque de plomb de 5 cm d'épaisseur percée d'un trou de 4,7 mm de diamètre. Il a même rôle vis-à-vis des rayons X que le bloc de polyéthylène vis-à-vis des neutrons. Les rayons X enregistrés, traversent 1,5 mm d'Aluminium et environ 2 mètres d'air avant de parvenir sur le scintillateur. On ne détectera donc que les photons X dont l'énergie est supérieure à 20 keV.

Si le spectre dû au bombardement de l'anode s'étend jusque 100 keV, on peut choisir l'épaisseur du scintillateur plastique. La transmission est nulle pour une épaisseur de 2 cm et 6 cm, si l'énergie des photons est respectivement 20 keV et 100 keV. Nous avons donc choisi la première valeur compte-tenu de la présence de l'aluminium et de l'air.



Calculons l'efficacité  $T(E)$  du détecteur en fonction de l'énergie  $E$  des rayons X (figure n° 16).  $T(E)$  est défini, comme étant égal au produit de la transmission à travers les absorbants (air et aluminium) par le coefficient d'absorption  $d_u$  au scintillateur.

Épaisseur d'air traversée : 2 mètres

Épaisseur d'aluminium : 1,5 mm

Scintillateur plastique : 20 mm.

Le courant recueilli à la sortie du détecteur peut s'exprimer en fonction des caractéristiques du rayonnement et du détecteur de la manière suivante :

$$(12) \quad i \propto \int_0^{\infty} G \sigma_K T(\lambda) \frac{d\phi}{d\lambda} \cdot d\lambda \quad \text{dans le cas d'un spectre étendu.}$$

$\frac{d\phi}{d\lambda}$  puissance émise à la source par unité de longueur d'onde ;

$G$  est le gain du photomultiplicateur, il ne dépend que de la haute tension appliquée ;

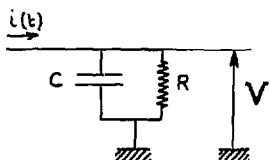
$\sigma_K$  est la sensibilité de la photocathode ;

avec  $\sigma_K = \rho \frac{\lambda}{1240}$  où  $\rho$  est le rendement quantique exprimé en % et  $\lambda$  est la longueur d'onde moyenne émise par le scintillateur, exprimée en Å.

Nous admettons que la quantité de lumière produite par le scintillateur est proportionnelle à l'énergie qui y est déposée. Cette hypothèse n'est valable que dans la mesure où le rayonnement X a une énergie supérieure à 1 keV /48/ /49/. Cette hypothèse s'applique donc toujours à notre étude puisque, dans tous les cas nous absorberons les photons dont l'énergie est supérieure à une dizaine de keV avant qu'ils n'atteignent le scintillateur.

Remarque : Le temps de montée des rayons X durs est de quelques nanosecondes et leur largeur à mi-hauteur de l'ordre de 10 nanosecondes. Il importe donc que la réponse du détecteur à un photon incident soit la plus brève possible.

Cette réponse dépend du temps d'excitation du scintillateur et essentiellement du circuit RC à la sortie du photomultiplicateur.



R est la résistance de charge ;  
C est la capacité parasite anode-masse.

Si l'on suppose petit le temps de parcours de la particule dans le scintillateur devant la période de désexcitation T, on peut écrire 150 :

$$(13) \quad V(t) = \frac{Q_0}{C} \frac{\theta}{T - \theta} \left( e^{-\frac{t}{T}} - e^{-\frac{t}{\theta}} \right)$$

si  $Q_0$  est la charge totale collectée et  $\theta = RC$ .

Nous avons représenté pour différentes valeurs de RC la forme de l'impulsion obtenue en sortie, figure n° 17.

$T = 3.10^{-9}$  s (scintillateur plastique)  $\left\{ \begin{array}{l} \text{solvant : polystyrène} \\ \text{soluté : p - terphenyl} \end{array} \right.$   
 $C = 9,5.10^{-12}$  F (d'après le constructeur).

Nous avons choisi  $R = 330 \Omega$  pour obtenir un temps de montée rapide ( $2,1.10^{-9}$  s) et une amplitude suffisante.

Compte-tenu du temps de montée du tube, la réponse du détecteur est de :  $10^{-9} \sqrt{(1,5)^2 + (2,1)^2} = 2,6.10^{-9}$  s.

Le temps de montée de la chaîne complète (détecteur + oscilloscope) est donc de :  $10^{-9} \sqrt{(2,6)^2 + (1,5)^2} = 3.10^{-9}$  s.

$$T(E) = \underbrace{T(\text{Aluminium}) \times T(\text{Air})}_{\text{transmission à travers les absorbants}} \times \underbrace{(1 - e^{-\sigma(E)x})}_{\text{Absorption par le scintillateur}}$$

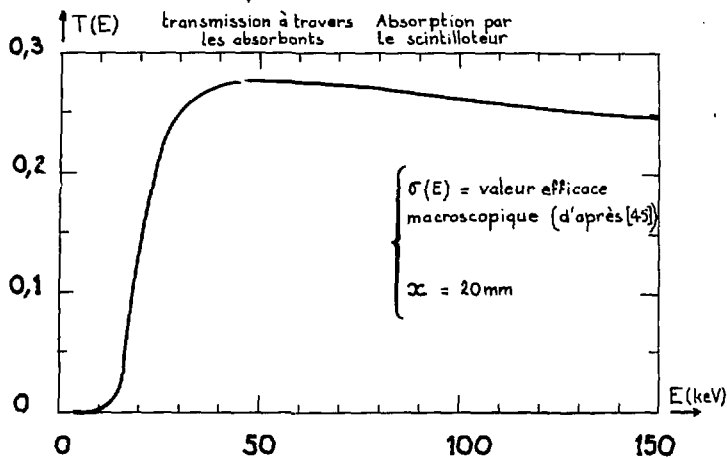


figure n° 16

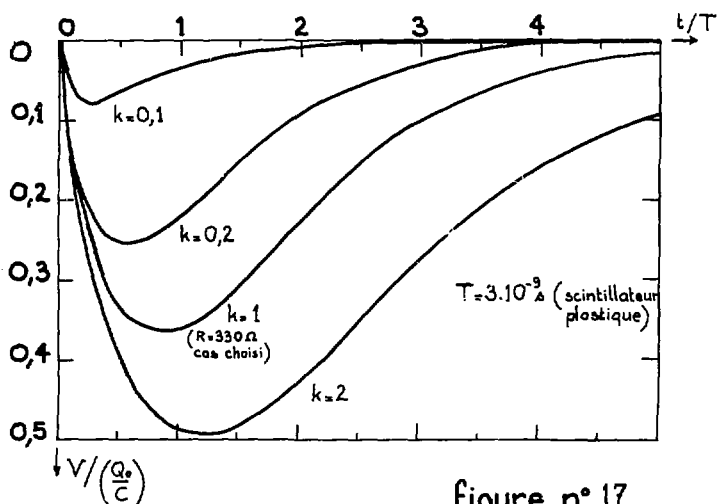


figure n° 17

#### IV.4. Chronométrie.

Le principe de la chronométrie est le suivant. Si les signaux électriques et les rayonnements sont émis au même instant par le plasma focalisé, on réalise un montage dans lequel les signaux détectés arrivent au même instant sur les oscillographes.

Il faut pour cela tenir compte du temps de vol des neutrons et des rayons X entre la zone d'émission et le scintillateur, du temps de transit dans les photomultiplicateurs, de la longueur électrique des câbles de mesure. Il en est de même en ce qui concerne la dérivée du courant, la tension et les images visibles.

#### Remarques :

a) On considère à  $90^\circ$  que l'énergie moyenne des neutrons est de 2,45 MeV ( $46,3 \cdot 10^{-9}$  seconde par mètre). On ne peut donc faire un calage précis de l'origine de l'émission neutronique puisque l'énergie peut varier de 2,2 MeV à 2,7 MeV. Sur une distance de 2 mètres, l'incertitude concernant le début de l'émission neutronique est de  $\pm 5 \cdot 10^{-9}$  seconde environ.

b) L'estimation du temps de propagation des signaux électromagnétiques entre le plasma et le point de mesure devrait tenir compte en toute rigueur de la présence d'un plasma résiduel et magnétisé, derrière la nappe de courant. Cependant, des mesures effectuées au Centre d'Etudes de Limeil /51/ à l'aide de 2 sondes magnétiques plongées dans l'espace inter-électrodes et séparées de 20 cm, n'ont pas permis de mettre en évidence le retard existant entre les deux signaux électriques compte-tenu, de la précision des mesures ( $\pm 5 \cdot 10^{-9}$  s).

Nous supposons donc que la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique dans le canon est égale à celle de la lumière dans le vide. La signification physique de cette hypothèse est que le piston magnétique est parfaitement étanche.

Pour faciliter l'exploitation des oscillogrammes, on ajoute sur chacune des traces, un signal de marquage provenant d'une caméra LEP à image intégrale, de temps de pose  $5.10^{-9}$  seconde, et synchrone de la prise de vue.

Nous récapitulons dans le tableau ci-dessous l'incertitude du calage en temps par rapport à l'ouverture de la caméra de chaque appareil de mesure ainsi que leur temps de montée.

Appareil de mesure	temps de montée propre	temps de montée de la chaîne de mesure	précision du calage en temps
$di/dt$ sonde de courant	$0,3.10^{-9}$ s	$1,5.10^{-9}$ s	$\pm 3.10^{-9}$ s
$i$ (intégration par R - C)	$2.10^{-9}$ s	$2,5.10^{-9}$ s	$\pm 3.10^{-9}$ s
V sonde de tension	$7.10^{-9}$ s	$7,2.10^{-9}$ s	$\pm 4.10^{-9}$ s
$dN/dt$ détecteur neutron	$2,6.10^{-9}$ s	$3.10^{-9}$ s	$\pm 8.10^{-9}$ s
$dX/dt$ détecteurs X	$2,6.10^{-9}$ s	$3.10^{-9}$ s	$\pm 3.10^{-9}$ s

## V. RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS A LA DECHARGE 200 kA.

### V.1. Etude de l'émission neutronique.

Nous nous proposons dans ce paragraphe, d'étudier l'émission neutronique pour une valeur du courant de la décharge voisine de  $200,10^3$  A.

Le gaz utilisé est du deutérium pur et la polarité de l'anode est positive.

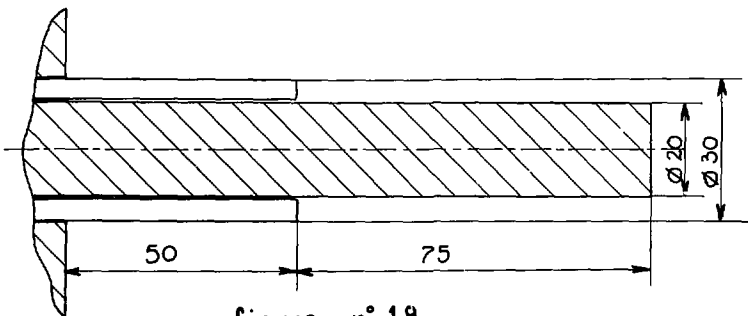
Il est important de focaliser le plasma sur l'axe lorsque le courant de la décharge est maximum. Pour une longueur d'électrode déterminée, on réalise cette condition en agissant sur le couple de valeurs ( $p_0$ ,  $V_0$ ) dans lequel  $p_0$  est la pression de remplissage et  $V_0$  la tension de charge du condensateur.

Au départ la longueur de l'électrode est calculée à partir d'une valeur donnée de  $p_0$  et  $V_0$ .

Le calcul est effectué à partir d'un code MHD bidimensionnel. Ce code numérique élaboré, est dû initialement à Potter /52/. Il a été utilisé à Limeil par Basque et Vezin /53/ pour rendre compte des résultats de Patou /54/ concernant les caractéristiques de la décharge.

Pour les conditions :

$V_0 = 40$  kV     $p_0 = 1$  torr, longueur de l'isolant en pyrex 5 cm, le courant est maximum à 125 mm (figure n°18).



C'est cette valeur que nous avons choisie pour l'étude de cette décharge.

En faisant varier la pression entre 0,25 torr et 2,5 torr, et la tension de charge entre 30 kV et 45 kV on mesure l'émission neutronique pour en déterminer la valeur maximale.

Les résultats sont représentés sur la figure n°19.

On constate que l'émission neutronique est faible à 0,25 torr et passe par un maximum entre 0,75 torr et 2 torr.

La statistique sur l'émission neutronique correspond à

$$\left( \begin{array}{l} V_0 = 43 \text{ kV} \\ p_0 = 1 \text{ torr} \end{array} \right. \quad \text{(courant maximum correspondant } 215.10^3 \text{ A)}$$

#### Remarques

a) Tout point se trouvant sur le "plateau" pouvait être choisi, mais c'est à 1 torr que le fonctionnement est le plus régulier.

Afin d'avoir une précision statistique suffisante, la détermination du nombre moyen de neutrons porte sur cent tirs.

b) Pour ces mesures, la technique du détecteur à activation d'argent est systématiquement utilisée. On vérifie sur 10 tirs, les valeurs précédentes en intégrant le signal de sortie d'un photomultiplicateur.

c) Le nombre de neutrons moyens, correspond à un fonctionnement de la décharge caractérisé par une émission neutronique régulière.

La régularité de l'émission neutronique est réalisée, lorsque l'on change le gaz de remplissage tous les 5 tirs.

Nous avons représenté sur la figure n°20 un histogramme donnant le nombre de décharges en fonction de l'émission neutronique avec un pas de  $5.10^6$  neutrons.

En éliminant 20% des tirs extrêmes, on a 80% de chances d'obtenir une émission neutronique de :

$$1,06.10^8 \text{ neutrons} \pm 0,27.10^8 \text{ neutrons.}$$

Si l'on tient compte de l'incertitude due à la méthode, soit 30% (§ IV.2.2.1) le point moyen est situé à :

$$1,06.10^8 \pm 0,32.10^8$$

à  $V_0 = 43 \text{ kV}$   $p_0 = 1 \text{ torr}$ , le courant maximal est :

$$I = 210.10^3 \text{ A} \pm 30.10^3 \text{ A}$$

Sur la courbe n°21, nous donnons le rapport brut du nombre de neutrons émis dans les directions  $0^\circ$   $\left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{0^\circ}$  et  $90^\circ$   $\left(\frac{dN}{d\Omega}\right)_{90^\circ}$  en fonction du nombre total de neutrons pour trois pressions de remplissage de la chambre à décharge et le rapport corrigé en tenant compte du fait que la source neutronique est étendue (§ IV.2.2.1)



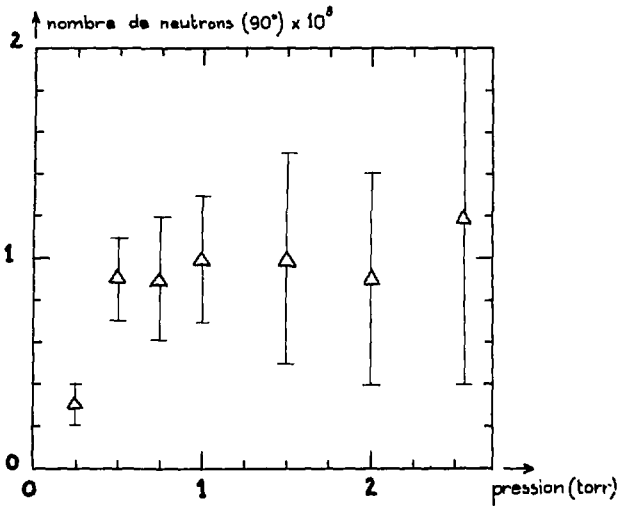


figure n° 19

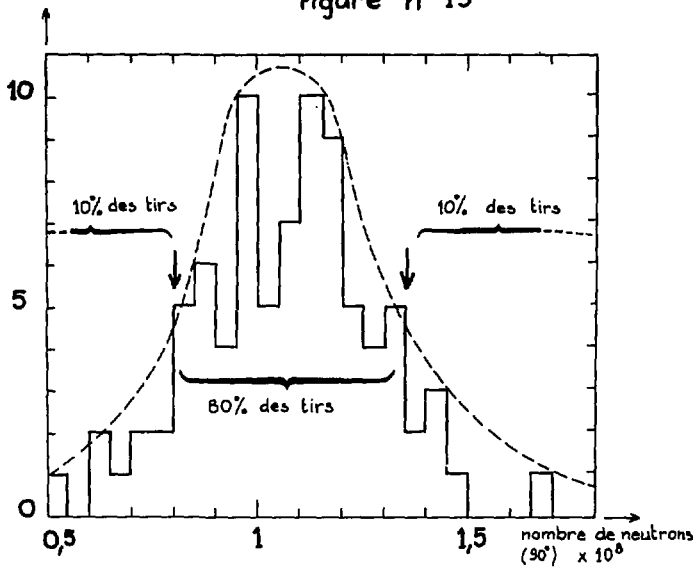
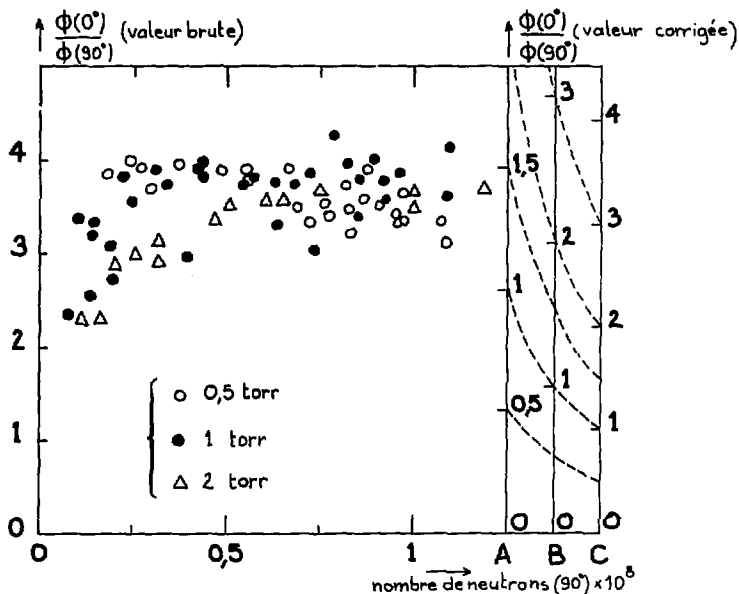


figure n° 20



- A : source uniformément étendue sur 30 cm  
 B : idem mais sur 20 cm  
 C : idem mais sur 10 cm

Figure n° 21

L'observation de la figure n°21 suggère deux zones d'observation. La première correspond à une émission neutronique inférieure à  $0,5 \cdot 10^8$  neutrons la seconde à une émission neutronique supérieure. La première zone montre d'une part que le facteur d'anisotropie décroît lorsque l'émission neutronique décroît, et d'autre part que le facteur d'anisotropie croît lorsque la pression de remplissage diminue.

Au delà de  $0,5 \cdot 10^8$  neutrons, le facteur d'anisotropie est à peu près le même quelle que soit la pression de remplissage (0,5 torr à 2 torr). Des mesures expérimentales antérieures [54] ont montré les mêmes tendances pour un courant plus élevé : 500 kA, la pression de remplissage était comprise entre 1,5 torr et 3 torr.

La comparaison des résultats expérimentaux indique que :

- d'une part, à 500 kA, l'anisotropie tend vers 1 pour les faibles émissions neutroniques. Nos mesures correspondent à une valeur voisine de 2,25,

- d'autre part, pour les émissions neutroniques élevées, l'anisotropie est comprise entre 1,5 et 2 à 500 kA.

Nous trouvons une valeur comprise entre 3 et 4.

Notre interprétation de ces différences expérimentales est la suivante.

. Le détecteur à activation d'argent positionné à  $0^\circ$  est à 37,5 cm du plasma focalisé. L'étalonnage a été réalisé en supposant la source ponctuelle. En fait, le premier élément de comparaison suggère que celle-ci est étendue. Nous considérons en effet que pour de faibles émissions neutroniques, l'isotropie doit être presque réalisée. Nous montrerons au § V.2, que ceci est une conséquence du modèle faisceau-cible. En supposant la source neutronique uniformément étendue, et en corrigeant ainsi les résultats bruts, on trouve l'isotropie si l'on suppose que la source neutronique s'étend sur près de 30cm, soit la longueur de l'enceinte (figure n°21). Dans ce cas, et pour des émissions neutroniques supérieures à  $5.10^7$ , le facteur d'anisotropie est compris entre 1,4 et 1,7.

Cette valeur, plus faible que dans le cas de la décharge à 500 kA, s'explique si l'on suppose que les neutrons sont créés par bombardement du gaz (ou d'un plasma froid) de deutérium par des deutérons accélérés. On peut admettre que l'énergie moyenne des deutérons est plus faible à 200 kA qu'à 500 kA. Cette hypothèse est suggérée par le fait que les surtensions enregistrées aux bornes du canon augmentent avec le courant de la décharge /9/. Comme nous le précisons au § V.2, nous pensons qu'il y a une relation étroite entre la valeur de la surtension au moment de la singularité et l'énergie des deutérons accélérés.

La courbe n°23 montre la variation théorique de l'anisotropie en fonction de l'angle  $\theta$  ( $\theta$  angle de détection), dans le cas du modèle de la cible, constitué d'un faisceau de deutérons monoénergétiques de 60 KeV, injecté suivant un angle  $\alpha$  par rapport à l'axe de la décharge /55/.

Pour une énergie de faisceau donnée, l'anisotropie entre  $0^\circ$  et  $90^\circ$  est maximale lorsque  $\alpha = 0$ .

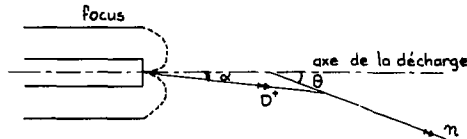


figure n° 22

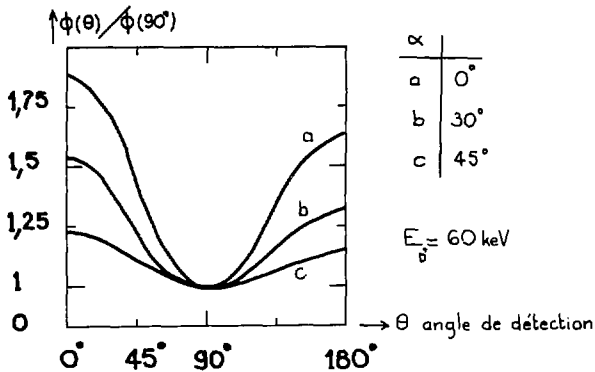


figure n° 23

#### V.2. Observation comparée des signaux des sondes électriques et des détecteurs de neutrons et de rayonnement X

Sur les figures n°25 et 26, nous comparons les signaux électriques neutroniques et de rayons X. La vitesse de balayage des oscilloscopes ( $10^{-7}$  s/ carreau) ne permet pas de suivre l'ensemble du phénomène. Sur la figure n°27, nous montrons un exemple de chronométrie-nanoseconde, et l'on peut faire les remarques suivantes :

a) La singularité du  $di/dt$  ou de la tension peut être considérée comme la superposition d'un signal variable, fig. 24 b, avec la sinusoïde amortie 24 a, que l'on aurait dans le cas d'un circuit classique L - C. Nous choisissons de définir la singularité électrique comme le montre la figure n° 24 c.

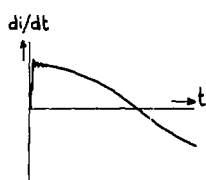
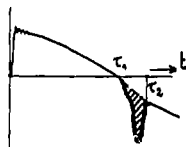
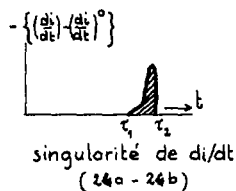


figure n° 24a



24 b

singularité de  $di/dt$   
(24a - 24b)

24c

b) Ces variations brusques du courant et de la tension sont synchrones et à peu près homothétiques ; de plus elles se situent toujours "du même côté" de la sinusoïde (figure n° 25 et 26). Ceci est certainement dû au fait que le circuit de décharge, et les circuits de mesure associés sont bien adaptés (§ IV)

L'homotétrie entre les singularités de  $di/dt$  et de  $V$ , s'explique en considérant la formule n° 4 (§ IV.1.3.1.)

Celle-ci est d'autant mieux vérifiée que la durée de la singularité est petite par rapport à la période de la décharge.

Soit  $t_i$  et  $t_f$  respectivement l'instant du début et de la fin de la singularité. Soit  $t$  tel que :  $t_i < t < t_f$ .

L'équation n° 4 s'écrit alors :

$$(14) \quad v(t) = v_0 - \frac{1}{C} \int_0^t i \, dt - \frac{1}{C} \int_{t_i}^t i \, dt - l \frac{di}{dt} - r i$$

S'il n'y a pas de singularité, cette équation s'écrit (l'indice "0" signifie : sans singularité).

$$(15) \quad v^0(t) = v_0 - \frac{1}{C} \int_0^t i^0 \, dt - \frac{1}{C} \int_{t_i}^t i^0 \, dt - l \frac{di^0}{dt} - r i^0$$

Soustrayons 15 de 14 ; il vient :

$$(16) \quad (v - v^0)_t = - \frac{1}{C} \int_{t_i}^t (i - i^0)_t \, dt - l \left( \frac{di}{dt} - \frac{di^0}{dt} \right) - r (i - i^0)_t$$

$$\left\{ \begin{array}{l} (v - v^0) \text{ représente d'après notre définition la singularité de} \\ \text{tension à l'instant } t. \\ \left( \frac{di}{dt} - \frac{di^0}{dt} \right) \text{ la singularité de } \frac{di}{dt} \\ \frac{1}{C} \int_{t_i}^t (i - i^0)_t \, dt \text{ est un terme du premier ordre } (\ll 10^3 \text{ V}) \\ r (i - i^0)_t \text{ est un terme du premier ordre } (\ll 10^3 \text{ V}) \end{array} \right.$$

Donc, à partir du moment où la singularité de tension atteint quelques kilovolts :

$$(17) \quad (v - v^0)_t = - l \left( \frac{di}{dt} - \frac{di^0}{dt} \right)$$

c) Les signaux X et de singularité électrique sont synchrones et présentent une certaine relation de forme (figures n° 25 - 26 et 27). Ceci peut correspondre à un mécanisme d'accélération collectif des électrons. En effet, on recueille au niveau du détecteur une information globale concernant les photons X émis au niveau de l'anode, car on ne peut pas discriminer en énergie. Ces photons X sont créés par bombardement de l'anode par des faisceaux d'électrons. L'énergie du spectre rayonné est liée à l'énergie des faisceaux d'électrons. S'il existe une analogie de forme entre le signal X et le signal de tension, c'est que l'énergie des faisceaux d'électrons est corrélée à la tension qui apparaît au niveau du plasma focalisé.

d) L'impulsion neutronique débute lorsque la singularité électrique a atteint une certaine valeur. Sa durée est toujours très supérieure à la durée de la singularité électrique. Il n'y a pas de relation de forme évidente entre impulsion neutronique et singularité électrique. Par contre globalement, on constate que l'amplitude maximum de la singularité électrique et le nombre total de neutrons émis sont corrélés (figure n° 28) pour une pression de remplissage donnée.

Il est d'autre part remarquable de constater que pour une amplitude de singularité électrique donnée, le nombre de neutrons soit proportionnel à la pression de remplissage (figure n° 28).

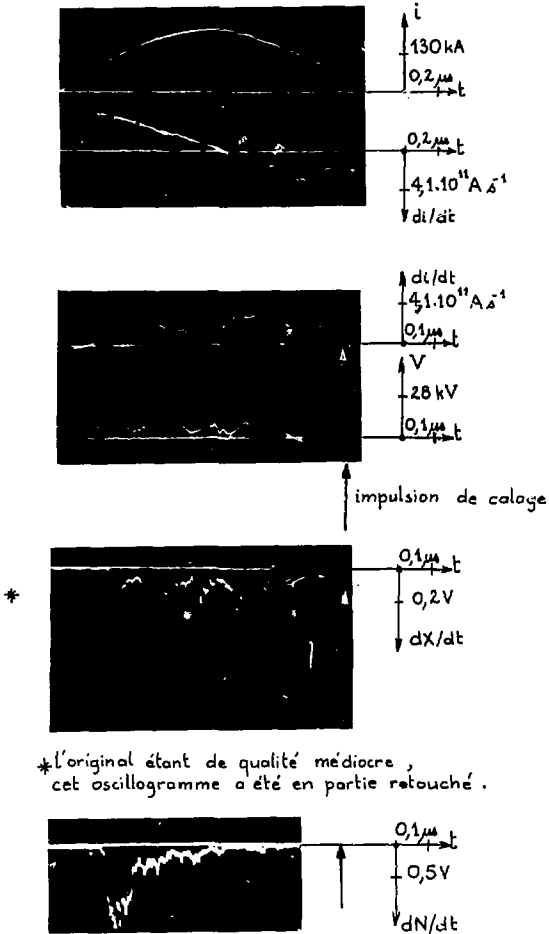
La relation entre les neutrons et l'amplitude maximum de la singularité n'est pas parfaitement bi-univoque. L'amplitude de la singularité est un facteur prépondérant, mais il n'est pas le seul, ce qui se traduit par une dispersion des points sur la courbe.

Cependant, nous avons remarqué de façon systématique, qu'entre deux points extrêmes tels que les points 1 et 2 par exemple (figure n° 28), la différence provenait du fait que dans le cas 2 la singularité était multiple, au lieu d'un pic unique dans le cas 1.

e) La comparaison entre impulsion neutronique et impulsion X montre que dans tous les cas l'impulsion X se produit après l'impulsion neutronique. Mais le seuil de sensibilité du détecteur X est de 15 keV (figure n° 16), on perd donc la partie du signal correspondant à des photons < 15 keV ; de plus, la chronométrie des neutrons est calculée en supposant que ceux-ci ont une énergie de 2,45 MeV. Or le spectre neutronique déjà exposé s'étend de 2,2 à 2,7 MeV [27], l'incertitude sur le début de l'impulsion neutronique et compte tenu de la distance à laquelle se trouvait le détecteur est estimée à  $10^{-8}$  seconde environ.

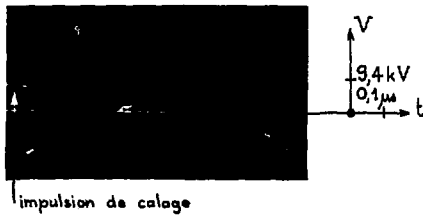
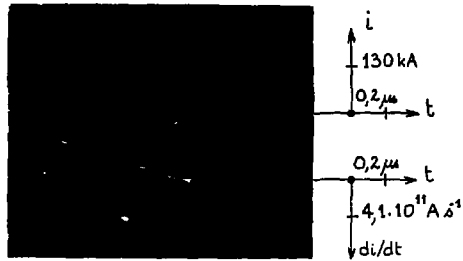
f) Nous n'avons pas trouvé un seul contre-exemple dans ce qui vient d'être écrit sur les mille tirs que nous avons effectués sur cette décharge.





tir n° 521  
 $V_0 = 43 \text{ kV}$   
 $p_0 = 1 \text{ torr}$   
 $N = 10^8 \text{ neutrons}$

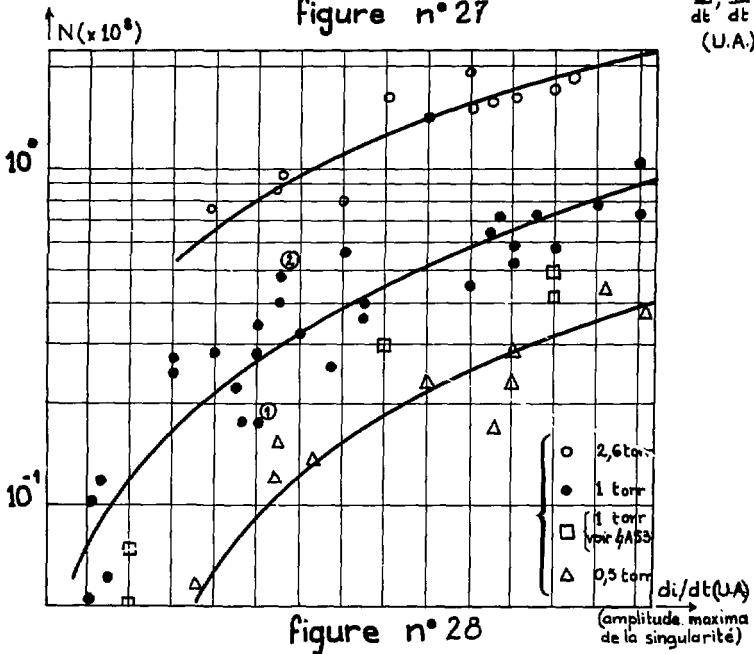
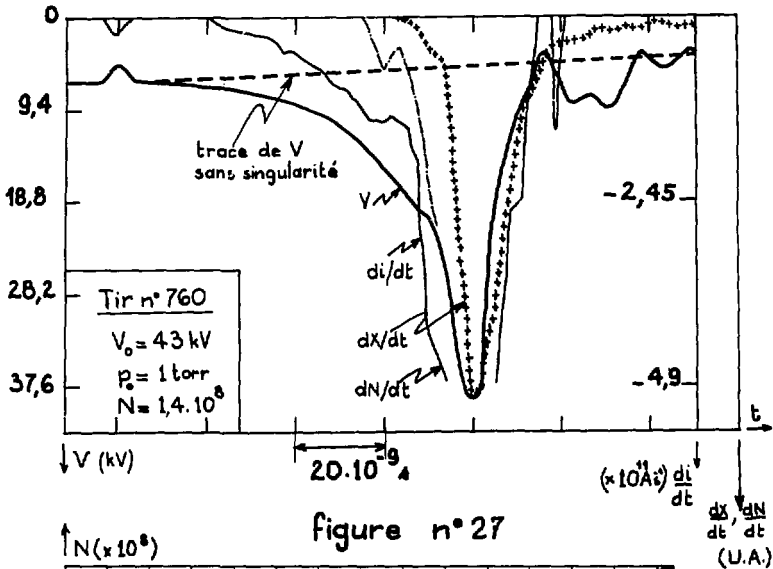
figure n° 25



tir n° 722

$$\left\{ \begin{array}{l} V_0 = 48 \text{ kV} \\ p_0 = 2,6 \text{ torr} \\ N = 1,6 \cdot 10^8 \end{array} \right.$$

figure n° 26



CONCLUSION

Toutes ces remarques relatives à des observations expérimentales sont cohérentes avec un modèle faisceau-cible dans lequel la singularité électrique serait liée à la tension d'accélération à laquelle les particules sont soumises.

V.3. Essai de mise en évidence de la résistance "anormale" du plasma

La tension d'accélération  $V_p$  est égale à

$$(18) \quad V_p = i \left( \frac{dL}{dt} + R \right)$$

dans cette formule : R représente la résistance "anormale" qui apparaît aux bornes du plasma focalisé ("anormale" par rapport à la résistivité d'un plasma coulombien classique (56/))

et L l'inductance de la décharge (§ IV.1.3.1.)

Si  $\mathcal{L}(t) = l + L(t)$  et  $\mathcal{R}(t) = r + R(t)$  représentent respectivement l'inductance et la résistance totale du circuit électrique, celui-ci est gouverné par l'équation suivante :

$$(19) \quad - \left( V_0 - \frac{1}{C} \int_0^t i dt \right) + \frac{d}{dt} (\mathcal{L} i) + \mathcal{R} i = 0$$

La connaissance de  $V_p$  nécessite la connaissance de  $\mathcal{L}$  et de  $\mathcal{R}$ .

Si l'on parvient à mesurer directement le terme  $RI$ , l'équation n° 19 permet de calculer l'évolution de  $\mathcal{L}$  et par conséquent de  $V_p$ . La mesure de  $Ri$  s'effectue à l'aide d'une sonde de tension capacitive dont le temps de montée est inférieur à  $10^{-9}$ s.

Cette mesure est non inductive car il n'y a pas de champ magnétique devant la nappe de courant (figure n° 29). On ne mesure donc que le terme  $R_i$ .

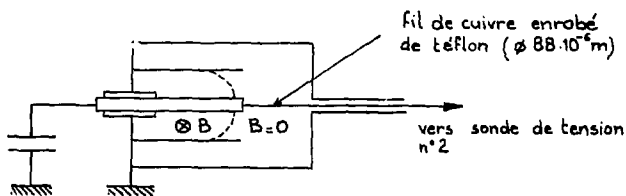


figure n° 29

Le conducteur enrobé de téflon relie l'anode à la sonde de tension, il est choisi le plus petit possible afin de ne pas perturber la dynamique de la nappe de courant au voisinage de la focalisation.

L'étalonnage de la sonde de tension n° 2 est fait de la manière suivante. On introduit dans l'enceinte une pression de l'ordre de  $10^{-2}$  torr. Le claquage au niveau du pyrex est retardé de plusieurs dizaines de nanosecondes. Tant qu'il n'y a pas de claquage, les deux sondes de tension mesurent la tension de charge du condensateur ("plateau" des oscillogrammes de la figure n° 30). Puis le claquage se produit et le courant s'établit dans le circuit. La sonde de tension au niveau de la tête focus mesure à cet instant la tension  $V = V_0 \frac{\mathcal{L}(0)}{\mathcal{L}(0) + 1}$ . La sonde de tension n° 2 mesure le terme  $R_i$ , non détectable ici étant donné les sensibilités affichées à l'oscilloscope.

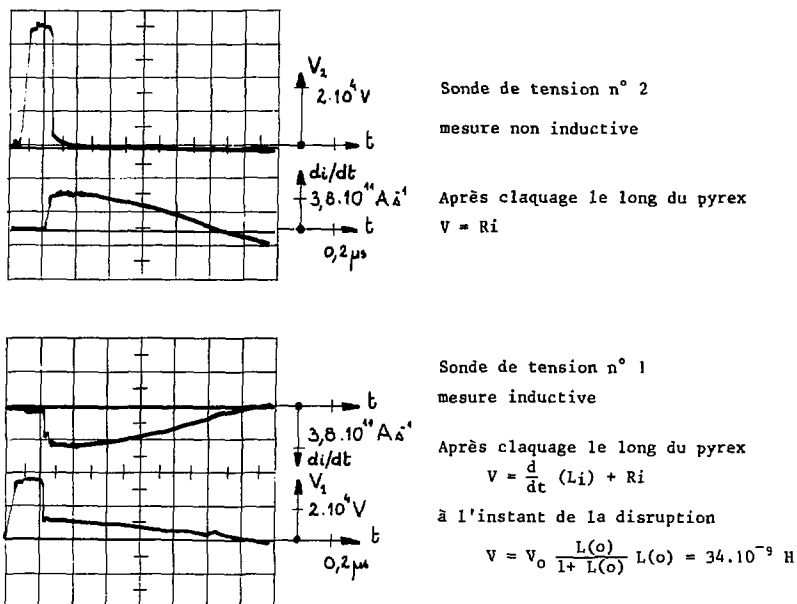


figure n° 30

Les résultats expérimentaux obtenus à  $V_0 = 43 \text{ kV}$  et  $p_0 = 1 \text{ torr}$  ont montré d'une part :

- Que le conducteur de  $\varnothing 88 \mu\text{m}$  perturbait sensiblement les résultats car le nombre de neutrons obtenus en moyenne par décharge est de l'ordre de  $5 \cdot 10^7$  soit la moitié de ce que l'on obtient en moyenne lorsque il n'y a pas ce conducteur ;

- Sur la courbe n° 28, les points représentatifs de ces tirs se situent plutôt "au dessous" de la courbe habituelle ;

- Les mesures de tension non inductives n'ont pas mis en évidence de résistance "anormale" (figure n° 31) conséquente  $\frac{1}{56}$ .

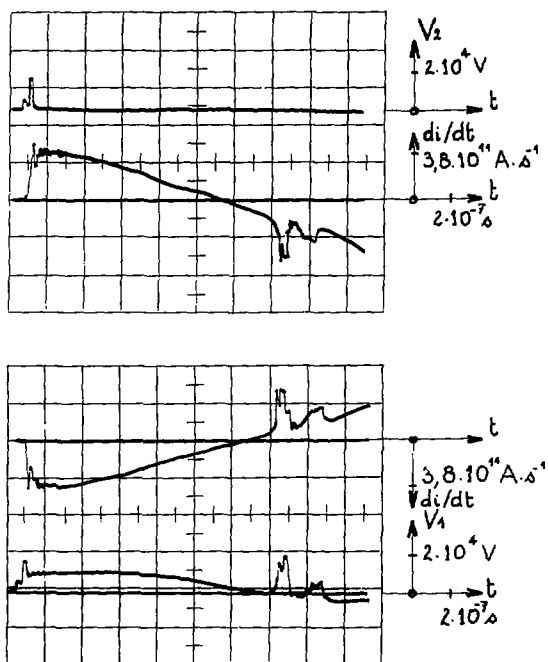


FIGURE 31

Remarque au sujet de la figure n° 31

A l'instant de la disruption,  $L(0) \approx 26.10^{-9} \text{H}$ . Cette valeur plus faible (figure n° 30) est due au fait qu'à  $10^{-2} \text{ torr}$ , le claquage se produit en volume et non le long du pyrex comme cela est le cas à 1 torr. Ceci sera montré au § VI.2.1.

Ces résultats sont en contradiction avec les résultats expérimentaux cités dans [57] où une résistance de  $40.10^{-3} \Omega$  était mesurée indirectement. Nous tenterons de résoudre ce problème au § V.5.

Si nous admettons que l'inertie de la matière constituant le conducteur est telle que l'arrivée de la nappe de courant sur l'axe ne le détruit pas avant une dizaine de nanosecondes, la mesure est correcte.

V.4. Détermination de la tension d'accélération et de l'énergie magnétique cédée au plasma

Le résultat expérimental précédent ( $R = 0$ ) permet de réécrire les équations 18 et 19 .

$$(20) \quad v_p = i \frac{dL}{dt} \quad \left( \text{avec } \frac{dL}{dt} \equiv \frac{d\mathcal{L}}{dt} \right)$$

$$(21) \quad - \left( v_0 - \frac{1}{c} \int_0^t i dt \right) + \frac{d}{dt} (\mathcal{L} i) + r i = 0$$

Lorsqu'il n'y a pas de singularité électrique, nous avons montré au § V.2 qu'il n'y avait pas d'émission neutronique ou de rayonnement X décelables par nos instruments de mesure. Cela implique donc que la tension d'accé-



lération est nulle ou négligeable. Ceci signifie que la nappe de courant ne se focalise pas. Si on néglige l'influence de  $\frac{d\mathcal{L}}{dt}$ , l'équation 21 s'écrit maintenant :

$$(22) \quad - \left( v_o - \frac{1}{C} \int_0^t i^o dt \right) + \mathcal{L}^o \frac{di^o}{dt} + r i^o = 0$$

$v_c$

dans cette expression  $\mathcal{L}^o$  est l'inductance "moyenne" de la décharge.

Avec les mêmes notations qu'au paragraphe V.2, lorsqu'il y a singularité électrique, l'équation 21 peut s'écrire :

$$(23) \quad - \left( v_o - \frac{1}{C} \int_0^t i dt \right) + \mathcal{L} \left( \frac{di}{dt} \right) + i \left( \frac{d\mathcal{L}}{dt} \right) + r i = 0$$

$v_c$

En soustrayant 22 de 23 et avec les mêmes approximations que celles indiquées au § V.2, la tension d'accélération s'exprime par la relation :

$$(24) \quad v_p = - \left( \mathcal{L} \left( \frac{di}{dt} \right) - \mathcal{L}^o \left( \frac{di}{dt} \right)^o \right)$$

Dans cette expression  $\frac{di^o}{dt} \ll \frac{di}{dt}$ , de plus étant donné l'importance relative de l'inductance parasite :  $\mathcal{L}^o \approx \mathcal{L}$ .

Pendant la durée de la singularité électrique, courte devant la période de la décharge, le flux magnétique total est constant.

Dans ces conditions, le transfert d'énergie magnétique en énergie cédée au plasma  $\Delta W_p^T$  durant toute la singularité s'écrit [58/

$$(25) \quad \Delta W_p^T = \frac{1}{2} \mathcal{L}(t_i) I_i^2 \left( 1 - \frac{I_{tf}}{I_{ti}} \right)$$

dans cette expression :  $t_i$  et  $t_f$  sont respectivement l'instant du départ et de la fin de la singularité.

Soit pour  $t_i < t < t_f$

$$(26) \quad \begin{aligned} \Delta W_p(t) &= \frac{1}{2} \mathcal{L}(t_i) I_i^2 \left( 1 - \frac{I_t}{I_{ti}} \right) \\ &= \Delta W_p^T \frac{I_{ti} - I_t}{I_{ti} - I_{tf}} \end{aligned}$$

Moyennant ces hypothèses, la détermination de la tension d'accélération et de l'énergie magnétique cédée au plasma, s'obtient aisément à partir des mesures électriques, et de la détermination de  $\mathcal{L}(t)$  que nous expliquons au § VII.2.

#### V.5. Interprétation physique du résultat de la mesure de tension non inductive

D'après ce que nous avons écrit dans les paragraphes précédents, il semble y avoir contradiction entre le fait qu'une résistivité anormalement élevée par rapport à celle de Spitzer, apparaisse au sein du plasma focalisé alors que la mesure de tension en bout ne l'a pas mise en évidence.

En fait, pour comprendre ce que doit mesurer la sonde de tension en bout, il est nécessaire de remonter à la définition de l'inductance et de la résistance dans le cas général où il existe une répartition spatiale du champ magnétique et du courant. Si l'on calcule la variation du flux traversant la nappe de courant en intégrant l'équation de Maxwell :

$$(27) \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

(28) et en tenant compte de la loi d'Ohm :  $\vec{j} = \sigma (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$

on montre aisément que :

$$(29) \quad LI = \int_{(S)} \vec{B} \cdot d\vec{S}$$

$$(30) \quad RI = \int_{(C)} \frac{j}{\sigma} \cdot d\vec{l}$$

Ceci indique que les valeurs de L et R varient avec le choix de la surface (S) et de son contour (C).

Si l'épaisseur du conducteur que constitue la feuille de plasma est grande par rapport à l'épaisseur de peau, on peut choisir pour (C) une ligne de courant pour laquelle la densité de courant est nulle.

La résistance définie par l'équation (30) est donc nulle et le flux correspondant est entièrement conservé, car en effet on pourra toujours définir un contour  $C^*$  (figure n° 32), tel que :

$$(31) \quad \begin{cases} L^* I = \int_{S^*} \vec{B} \cdot d\vec{S} \\ R^* I = 0 \end{cases}$$

Ces deux équations sont vérifiées tant que  $C^*$  n'atteint pas le front avant  $C^{**}$  du plasma qui s'implase sur l'axe.

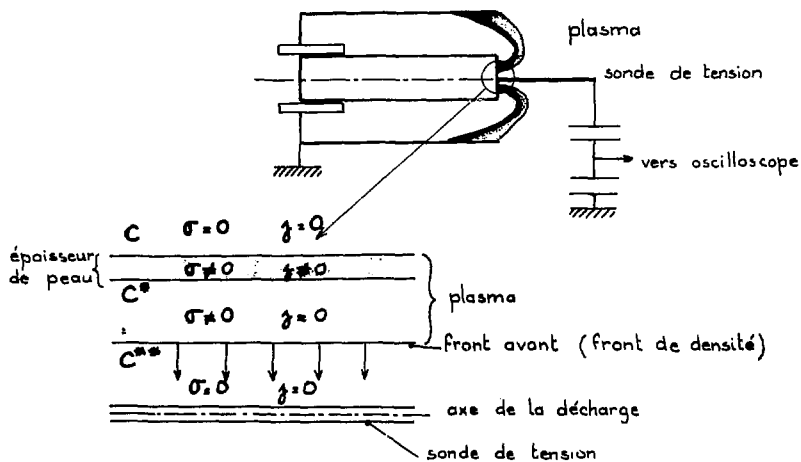


figure n° 32

Donc, si l'on admet que la sonde de tension n'est pas détruite par le rassemblement du plasma sur l'axe, le fait de n'observer aucune surtension implique que le contour  $C^*$  n'a pas atteint le front avant du plasma.

Remarque : Il est possible que dans certains régimes de fonctionnement (basse pression notamment), le champ magnétique précède la feuille de plasma, avant même que celle-ci ne soit rassemblée sur l'axe. Dans ce cas on ne peut plus définir de contour  $C^*$  tel que la densité de courant soit nulle. La sonde de tension enregistre alors un signal :

$$V = R^{**} i \text{ avec } R^{**} i = \int_{C^{**}} \frac{j}{\sigma} dl$$

Ceci peut expliquer les tensions de  $20 \cdot 10^3$  V qui ont été mesurées /8/ dans une décharge focus au niveau 500 kA et dans 3 torr d'hydrogène.

Notons cependant, que la contribution de cette mesure ne représente que 10% à 20% de la tension d'accélération totale.

#### V.6. Mesures complémentaires

Ces mesures complémentaires concernent essentiellement l'émission X. Le détecteur X dont l'efficacité est représentée sur la figure n° 16, délivre une impulsion synchrone de la singularité de tension (ou de  $di/dt$ ) et présente avec elle une relation de forme assez étroite (§ V.2., figures n°25 et 26). Tous les tirs effectués avec ce détecteur indiquent que le début de l'émission X a lieu lorsque l'amplitude de la singularité de tension atteint  $10.000 \text{ V} \pm 2.000 \text{ V}$ .

Or la tension d'accélération correspondante, calculée en utilisant la formule n° 24 est de l'ordre de  $20.000 \text{ V} \pm 4.000 \text{ V}$ .

Les électrons s'ils sont accélérés par cette tension, bombardent une anti-cathode (l'anode), qui devient source de rayonnement X. Le rayonnement analysé est constitué d'un spectre continu et d'un spectre de raies /59/ figure n° 33 :

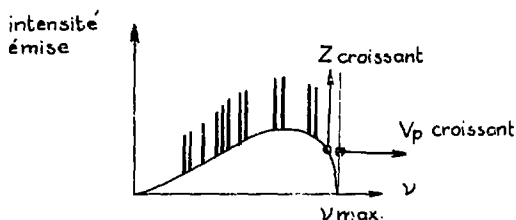


figure n° 33

L'essentiel de l'énergie rayonnée se trouve dans le spectre continu. La courbe du spectre continu présente un maximum et une retombée brutale à 0 à une fréquence  $\nu_{\text{max}}$ . C'est le freinage des électrons dans le métal (Bremsstrahlung) qui est la cause du spectre continu.

L'énergie maximale qu'un électron puisse restituer sous forme de rayonnement est son énergie cinétique initiale.

Le seuil de la détection X étant situé à environ 15 keV, on n'observera donc un signal X que si l'énergie des électrons est au moins égale à cette valeur.

Or ce qui est remarquable, c'est que lorsque la tension d'accélération est inférieure à une vingtaine de kilovolt on ne détecte aucun signal X. L'énergie des électrons semble donc directement reliée à la tension d'accélération.

Afin de vérifier cette constatation expérimentale, et pour des tensions d'accélération plus grandes, nous avons rajouté un absorbant de 2mm de cuivre. L'efficacité du détecteur est alors respectée sur la figure n°34.

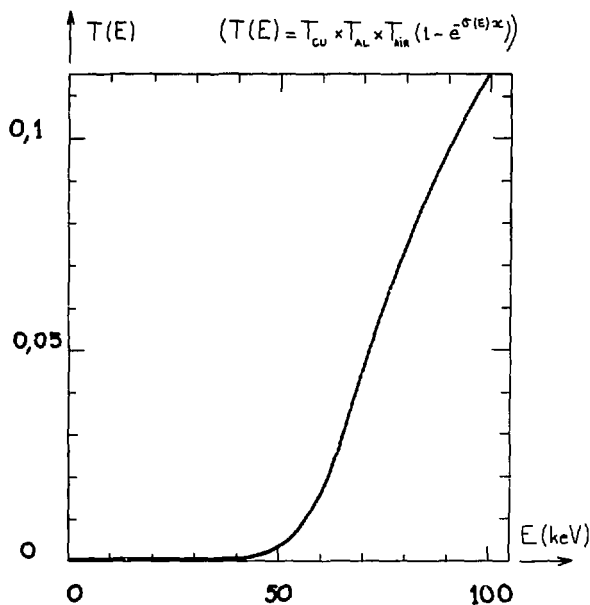
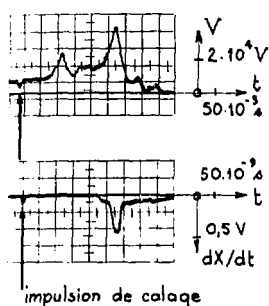


figure n° 34

Les résultats obtenus sont analogues aux précédents. Le signal X ne débute que lorsque la tension d'accélération calculée à partir de la singularité de tension (figure n° 35) atteint de  $50.10^3$  V à  $60.10^3$  V.



TIR n° 790

$$\left\{ \begin{array}{l} P_0 = 1 \text{ torr} \\ V_0 = 43 \text{ kV} \\ N = 1,2 \cdot 10^8 \end{array} \right.$$

La tension d'accélération est à peu près le double de celle mesurée par la sonde de tension. La tension d'accélération correspondant au 1er pic est d'environ  $30.10^3$  V. au second pic, d'environ  $70.10^3$  V.

figure n° 35

Notons qu'en rajoutant un absorbant de 10mm de cuivre (seuil de détection à 120 keV) et en utilisant la sensibilité maximale de l'oscilloscope il n'a pas été possible de détecter de signal X.

#### V.7. Conclusion

Tous les résultats expérimentaux du paragraphe V sont cohérents avec un modèle faisceau-cible. Il existe entre la singularité de tension (ou de  $di/dt$ ) et l'impulsion X, une relation extrêmement étroite. Des fais-

ceaux d'électrons, (et probablement des faisceaux de deutérons) ont une énergie correspondante à la tension d'accélération elle-même déterminée par des mesures électriques.

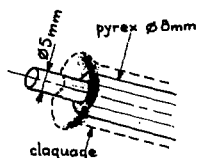
## VI. RESULTATS EXPERIMENTAUX RELATIFS A LA DECHARGE 50 kA

### VI.1. Introduction

Cette étude a débuté avec une anode pleine et une pression de remplissage comprise entre 0,5 torr et 1 torr. La longueur totale (y compris le pyrex) 80 mm, a été calculée par l'intermédiaire du modèle chasse-neige (voir § V.1). En faisant varier la pression de remplissage, il n'a pas été possible d'obtenir de singularité de  $di/dt$ , et donc d'émission neutronique. En utilisant des électrodes plus longues, nous avons observé d'une part, qu'à pression inférieure à 1 torr, la phase de claquage s'effectuait mal, figure n° 36, et que la propagation axiale était de ce fait perturbée sur au moins 5 cm (figure n° 37) ; et que d'autre part, en augmentant la pression de remplissage (en favorisant donc la phase de claquage), le plasma rassemblé sur l'axe semblait perturbé par le plasma froid anodique (figure n° 37).

En conséquence, nous avons décidé d'une part de travailler à 2 torr pour avoir un claquage plus satisfaisant favorisant ainsi la phase de "pinch inverse" [62], et d'autre part, d'utiliser une anode creuse afin d'éviter la présence du plasma froid anodique. Il est remarquable de noter qu'immédiatement après avoir adopté cette géométrie et cette pression de remplissage, nous avons observé la présence de la singularité et de l'émission neutronique.





$$\left\{ \begin{array}{l} p_0 = 0,4 \text{ torr} \\ V_0 = 40 \text{ kV} \\ \text{temps de pose : } 50 \cdot 10^{-3} \text{ s} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} 2 \text{ torr} \\ 40 \text{ kV} \\ 20 \cdot 10^{-3} \text{ s} \end{array} \right.$$

figure n° 36



$$\left\{ \begin{array}{l} p_0 = 0,4 \text{ torr} \\ V_0 = 40 \text{ kV} \\ \text{temps de pose : } 10 \cdot 10^{-3} \text{ s} \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} 2 \text{ torr} \\ 40 \text{ kV} \\ 10 \cdot 10^{-3} \text{ s} \end{array} \right.$$

- La photo de droite indique que la structure de la nappe est régulière. Le point lumineux correspond au plasma froid anodique.
- La photo de gauche montre la structure de la nappe de courant après une propagation axiale de 5 cm environ. La nappe est relativement épaisse au voisinage de l'anode et son contour n'est pas aussi net que celui de la figure de droite. Ceci est lié à la phase de claquage en volume (photo de gauche de la figure n° 36).

figure n° 37

## VI.2. Mesures neutroniques

En définitive, la géométrie adoptée est représentée sur la figure n° 38.

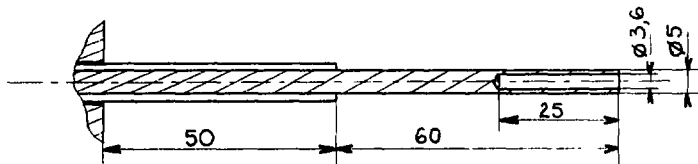


figure n° 38

Pour déterminer le nombre global de neutrons émis dans les  $4\pi$  stéradians, nous avons utilisé un détecteur photoélectrique associé à un intégrateur RC =  $2,7 \cdot 10^{-6}$  s. Ce détecteur est placé à 15 cm de la source, et à  $90^\circ$  de l'axe de la décharge. La méthode de mesure a été décrite au § IV.2.2.2.

La valeur du couple ( $p_o$ ,  $V_o$ ) qui produit l'émission neutronique la plus importante est

$$\left\{ \begin{array}{l} V_o = 4 \cdot 10^4 \text{ V (courant maximum correspondant } 43 \cdot 10^3 \text{ A)} \\ p_o = 2 \text{ torr} \end{array} \right.$$

Nous avons représenté sur la figure n° 39 un histogramme donnant le nombre de décharges en fonction de l'émission neutronique avec un pas de  $1,1 \cdot 10^5$  neutrons. L'enveloppe de cet histogramme, très différente de celle obtenue à 200 kA (figure n° 20), a l'allure d'une exponentielle décroissante.

La valeur moyenne du comptage est de  $8,2 \cdot 10^5$  neutrons. Si l'on élimine 30% des tirs extrêmes, le point moyen devient  $9 \cdot 10^5$  neutrons.

Dans ce cas, 70% des tirs sont compris entre  $2,2 \cdot 10^5$  et  $2,2 \cdot 10^6$  neutrons.

Si l'on tient compte de l'incertitude due à la méthode (§ IV.2.2.1) et de la précision de la mesure, le point moyen est situé à  $9,0 \cdot 10^5 \pm 2,7 \cdot 10^5$  neutrons. La figure n° 40 montre un signal de courant et la singularité du  $di/dt$  comparés au signal neutronique  $dN/dt$  correspondant.

#### Remarques

a) La singularité de tension n'est pas représentée sur ces oscillogrammes, car elle n'apporte aucune information supplémentaire par rapport à celle du  $di/dt$  qui se présente comme une impulsion nette de toute oscillation parasite.

b) Avec le détecteur X décrit en IV.3.2., il n'a pas été possible de mettre en évidence de rayonnement X dû au bombardement du fond de l'anode (figure n° 38) par les faisceaux d'électrons. Ceci est compréhensible si l'énergie maximale des photons est déterminée à partir de l'estimation de la tension d'accélération ; elle est en général comprise entre 10 et 20 kV. Ces photons sont donc complètement absorbés par les parois de cuivre (1,2 mm d'épaisseur).

La figure n° 41 montre la variation du nombre total de neutrons émis au cours d'une décharge en fonction de l'amplitude maximum de la singularité du  $di/dt$ . Nous donnons également en abscisse la tension d'accélération correspondante, calculée d'après les hypothèses explicitées au § V.4.

Sur cette courbe, nous avons également représenté les points de fonctionnement d'une décharge au niveau 20 kA obtenu avec la même installation, des électrodes de même diamètre mais de longueur plus courte : 50mm, une tension de charge de 20 kV, un isolant en céramique poreuse et une pression de remplissage variant de 1 torr à 1,5 torr. Les points de fonctionnement à

20 kA portés sur la courbe ne représentent en fait que 10% environ des tirs effectués à 20 kA, le fonctionnement étant très irrégulier. La figure n° 42 montre la singularité de  $di/dt$ , le signal de courant, et l'impulsion neutronique intégrée.

#### Remarques concernant le claquage

Les nombreux essais ont montré :

a) La période de "formation" d'un isolant en pyrex neuf, au niveau 50 kA, nécessite un grand nombre de tirs (plusieurs centaines) avant de pouvoir obtenir un fonctionnement correct, avec émission neutronique décelable.

b) Cette période de formation correspond au dépôt en surface sur l'isolant, de petites particules de cuivre arrachées aux électrodes par la décharge.

Après 300 tirs environ, un dépôt de quelques dizaines d'angströms /63/ s'est formé. Ces particules de cuivre ne constituent pas une surface conductrice continue, mais permet une meilleure répartition du champ électrique, et donc un claquage en surface uniforme /64/ le long du pyrex.

c) Nous avons limité à quelques tirs cette période de formation en déposant sur le pyrex une couche de cuivre de 50 Å environ /63/.

d) En remplaçant le pyrex par de la céramique poreuse, on a diminué également considérablement (une dizaine de tirs) la période de formation. On peut penser que ceci est dû à la grande quantité de gaz adsorbé par l'isolant. De ce fait, à pression de remplissage plus faible (1 torr), on retrouve le même résultat qu'avec un isolant en pyrex "formé" et fonctionnant à une pression plus élevée.

Dans des laboratoires étrangers, d'autres matériaux isolants organiques (téflon, nylon) ont été testés mais n'ont pas donné semble-t-il de résultats probants /65/.

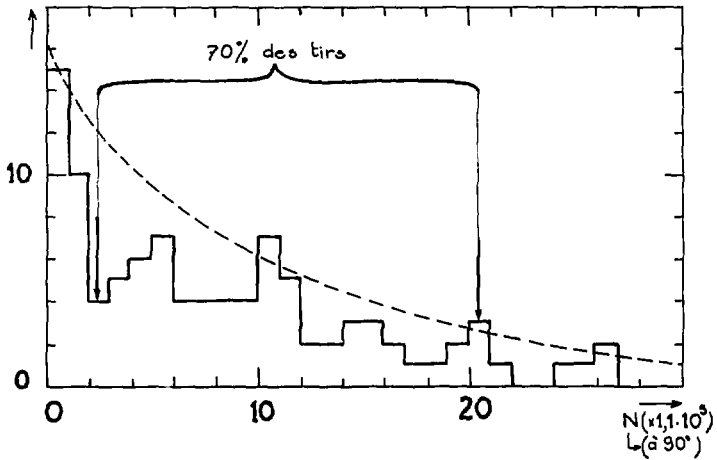


figure n° 39

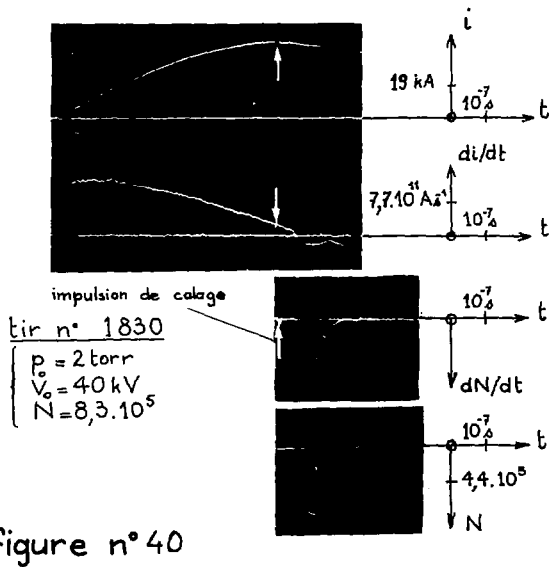
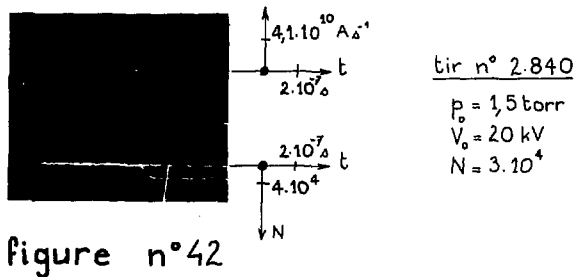
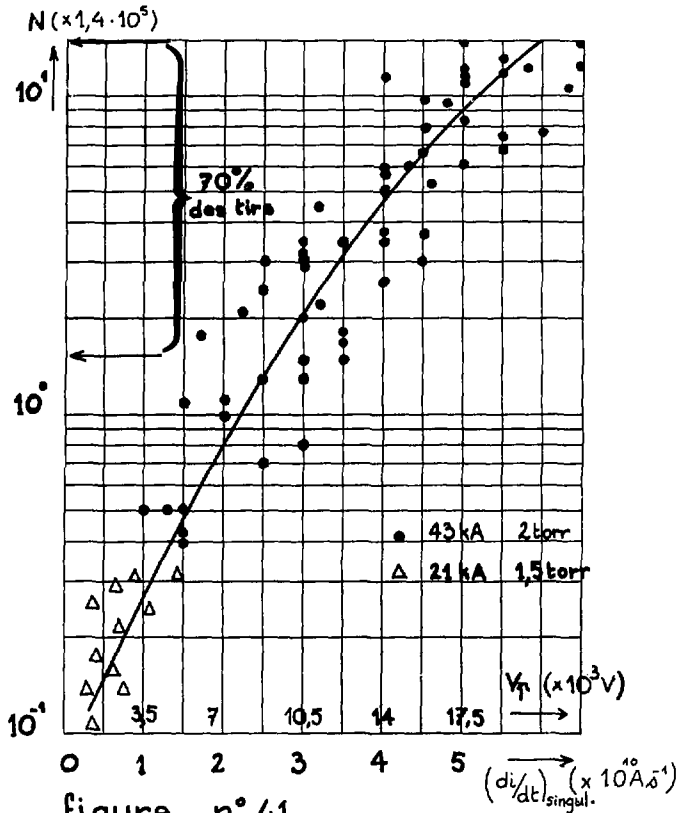


figure n° 40



### VI.3. Interprétation des résultats expérimentaux, conclusion

L'histogramme de la courbe n°39 présente la forme d'une exponentielle décroissante et non d'une courbe en cloche (figure n° 20). Essayons de justifier cette observation.

La régularité de la décharge, est caractérisée par une faible variation de l'amplitude de la singularité d'un tir à un autre. Ceci est moins bien vérifié à 50 kA qu'à 200 kA.

Si l'on considère la tension d'accélération des tirs extrêmes de la statistique, elle passe approximativement de 10 kV à 20 kV pour la "machine 50 kA" et de 55 kV à 70 kV pour la "200 kA".

Si l'on considère un modèle faisceau-cible, en supposant que  $V_p$  corresponde à l'énergie des deutérons accélérés, (comme cela semble être le cas pour les faisceaux d'électrons § V.6.), la variation de la section efficace est importante entre 10 keV et 20 keV puisqu'elle varie d'un facteur 30 environ alors qu'entre 55 keV et 70 keV, la variation relative n'est que 1,7 environ /47/.

Les courbes n° 28 et 41 reflètent donc, très grossièrement, (car il faut tenir compte de la variation du pouvoir d'arrêt de la cible sur les deutérons en fonction de leur énergie), la variation de la section efficace de fusion  $\sigma_{DD}$  avec la tension d'accélération  $V_p$ .

I. MISE AU POINT D'UN MODELE FAISCEAU-CIBLE A PARTIR DES RESULTATS FOURNIS PAR LES MESURES ELECTRIQUES.

VII.1. Hypothèses du calcul.

a) la cible considérée sera soit un gaz neutre, soit un plasma froid de deutérium. Ce plasma est créé par l'ionisation puis le chauffage du gaz neutre par les faisceaux de deutérons ;

b) nous supposerons que l'énergie magnétique cédée au plasma durant la singularité électrique est entièrement convertie en énergie cinétique emportée par des faisceaux d'électrons et de deutérons ayant une direction opposée ;

c) l'énergie cinétique totale des faisceaux d'électrons et de deutérons sera supposée égale dans la " machine 200 kA ". Par contre, dans la " machine 50 kA ", nous supposerons que les ions emportent toute l'énergie ;

d) la tension d'accélération calculée à partir de l'équation n° 24, donne à chaque instant l'énergie des électrons et des deutérons.

Remarque : l'hypothèse " c " est arbitraire. Les proportions que nous avons adoptées, sont celles qui rendent le mieux compte des résultats expérimentaux. Nous ne pouvons pas justifier le choix de ces proportions par des mesures expérimentales. Cependant, des travaux récents effectués par W.H. Bostick /66/ montrent que l'accélération des ions par rapport à l'accélération des électrons dépend du régime de fonctionnement de la décharge et de la géométrie de l'électrode intérieure. Les résultats de ces travaux, montrent qu'en régime très basse pression (correspondant à une pression de remplissage  $\ll 1$  torr) le courant d'ion est inférieur à  $\sqrt{\frac{m_e}{m_i}}$  fois le courant transporté par les électrons, alors qu'en régime haute pression (cas de la " machine 200 kA " fonctionnant avec une pression de remplissage de 2 torr) et en utilisant de plus une anode creuse, la majeure partie de l'énergie inductive cédée au plasma servirait à accélérer les deutérons.



W.H. Bostick estime que l'anode creuse favorise l'accélération des ions, car le gaz de remplissage situé dans l'anode constitue une réserve d'ions inépuisable.

## VII.2. Traitement de l'information contenue dans les signaux électriques.

Nous nous proposons de déterminer à chaque instant, le nombre et l'énergie des deutérons accélérés qui interagissent sur une cible constituée par le gaz de remplissage.

Pendant la singularité électrique, l'énergie acquise par les deutérons à l'instant  $t$  ( $t_i < t < t_f$ ) s'exprime par la relation n° 26 que nous récrivons :

$$(26) \quad \Delta W_p(t) = \frac{1}{2} \mathcal{L}(t_i) I_{t_i}^2 \left( 1 - \frac{I(t)}{I(t_i)} \right)$$

La tension d'accélération s'exprime par la relation n° 24 que nous récrivons également :

$$(24) \quad V_p(t) = - \left( \mathcal{L}(t) \left( \frac{di}{dt} \right) - \ddot{\mathcal{L}} \left( \frac{di}{dt} \right)^0 \right)$$

Les signaux électriques permettent de connaître  $i(t)$ ,  $\frac{di}{dt}$ .

L'inductance  $\mathcal{L}(t)$  est calculée en supposant que le flux magnétique total est constant pendant la singularité électrique (§ V.4.).

Pour déterminer  $\mathcal{L}(t_i)$ , on suppose que le courant passe dans une peau très fine et que l'endroit où passe le courant est visualisé par le front lumineux que l'on observe à l'aide d'une caméra à image intégrale. Le front lumineux définit donc un contour auquel est associée une inductance  $\mathcal{L}(t_i)$

Remarque : Cette méthode de détermination de l'inductance ne fournit qu'un résultat approximatif. En effet, des résultats expérimentaux récents /9/ montrent que le courant circule dans une couche présentant une structure relativement épaisse (de l'ordre du centimètre). Cette structure est composée d'une première couche de courant corrélée avec le front lumineux, et d'une seconde couche de courant située en arrière de la zone lumineuse et véhiculant la majeure partie du courant (85 %).

Cependant, étant donné l'importance relative de l'inductance parasite ( $104 \cdot 10^{-9}$  H pour la machine 200 kA), la méthode de calcul de  $\tilde{\mathcal{L}}(t_i)$  entraîne une erreur relative inférieure à 10 %.

Les mesures électriques et la méthode de calcul de  $\tilde{\mathcal{L}}(t)$  permettent de calculer l'évolution temporelle de la tension d'accélération  $V_p$ .

Ce calcul se simplifie beaucoup, dans la mesure où l'inductance parasite, " l " est très grande par rapport à l'inductance L du canon coaxial. C'est le cas de la " machine 50 kA ". On montre alors aisément que l'équation n° 24 s'écrit plus simplement.

$$(32) \quad V_p(t) = - \tilde{\mathcal{L}} \left( \frac{di}{dt} - \frac{di^0}{dt} \right)$$

Dans cette formule  $\tilde{\mathcal{L}}$  est l'inductance totale " moyenne " et vaut  $350 \cdot 10^{-9}$  H.

Remarquons que dans ce cas particulier,  $V_p$  est directement proportionnel à la singularité de  $\frac{di}{dt}$  (§ V.2.).

A partir de la connaissance de l'évolution temporelle de la tension d'accélération, on découpe la courbe résultante en intervalles de temps variables suivant la forme de la courbe mais compris généralement entre  $10^{-9}$  s et  $10^{-8}$  s.

A chaque tranche " j " ainsi définie correspond un certain nombre d'électrons  $N_e^j$  et de deutérons  $N_i^j$ , d'énergie  $q \bar{v}_p^j$ .

Chaque paquet de deutérons  $N_i^j$ , démarre à l'instant  $t_j$  et interagit dans un premier temps avec le plasma dense rassemblé sur l'axe, puis avec le gaz neutre ;

a. interaction avec le plasma dense : l'émission neutronique y est calculée en fixant  $n_e = n_i$  au sein du plasma, on calcule les coefficients de diffusion (temps de ralentissement et de déflexion) pour en déduire la perte d'énergie subie par les deutérons accélérés et les déflexions qu'ils ont éventuellement subies ;

b) interaction avec le gaz neutre : en toute rigueur il faudrait tenir compte du fait que les premiers paquets de deutérons ionisent le gaz neutre et que les paquets suivants y sont fortement ralentis et donc chauffent celui-ci :

- les premiers paquets produisent des neutrons sur une cible neutre ;
- les suivants sur une cible ionisée à température variable.

Les calculs menés rigoureusement nécessitent l'emploi d'un ordinateur. Nous nous sommes quant à nous, limités à un calcul à la main en utilisant des hypothèses simplificatrices. Nous avons considéré soit une cible épaisse, soit une cible " réelle " constituées par un gaz neutre, soit une cible constituée par un plasma froid dont on fixe la température.

Nous négligerons le ralentissement des deutérons et l'émission neutronique au sein du plasma dense. Ce point sera justifié aux § VII.4. et VII.5..

VII.3. Emission neutronique due au bombardement d'une cible de gaz neutre de D<sub>2</sub> par un faisceau de deutérons accélérés.

VII.3.1. Calcul en cible épaisse.

L'émission neutronique calculée avec ce modèle, donne une limite optimale que l'on peut atteindre en ayant une chambre d'interaction de longueur telle que les deutérons soient arrêtés.

Pour une cible constituée par un gaz neutre, la perte d'énergie du deutéron rapide par unité de longueur est donnée par /67/ et /68/.

$$(33) \quad \frac{dE}{dx} = n_0 \epsilon(E) \quad \text{où } n_0 \text{ est la densité de noyaux de deutérium}$$

et  $\epsilon(E)$  la section efficace d'arrêt mesurée. Dans une cible épaisse, le deutéron perd toute son énergie  $E$  et la probabilité d'obtenir un neutron par ce deutéron est :

$$(34) \quad Y(E) = \int_0^E \frac{\sigma(E)}{\epsilon(E)} dE \quad (\text{figure n}^\circ 43)$$

La courbe de la figure n° 44 est calculée à partir de la référence /68/.

L'émission neutronique totale s'écrit donc : (§ VII.2.)

$$(35) \quad N = \sum_{j=1}^l N_i^j Y(E_j) = \sum_{j=1}^l N_i^j \int_0^{E_j} \frac{\sigma(E)}{\epsilon(E)} dE$$

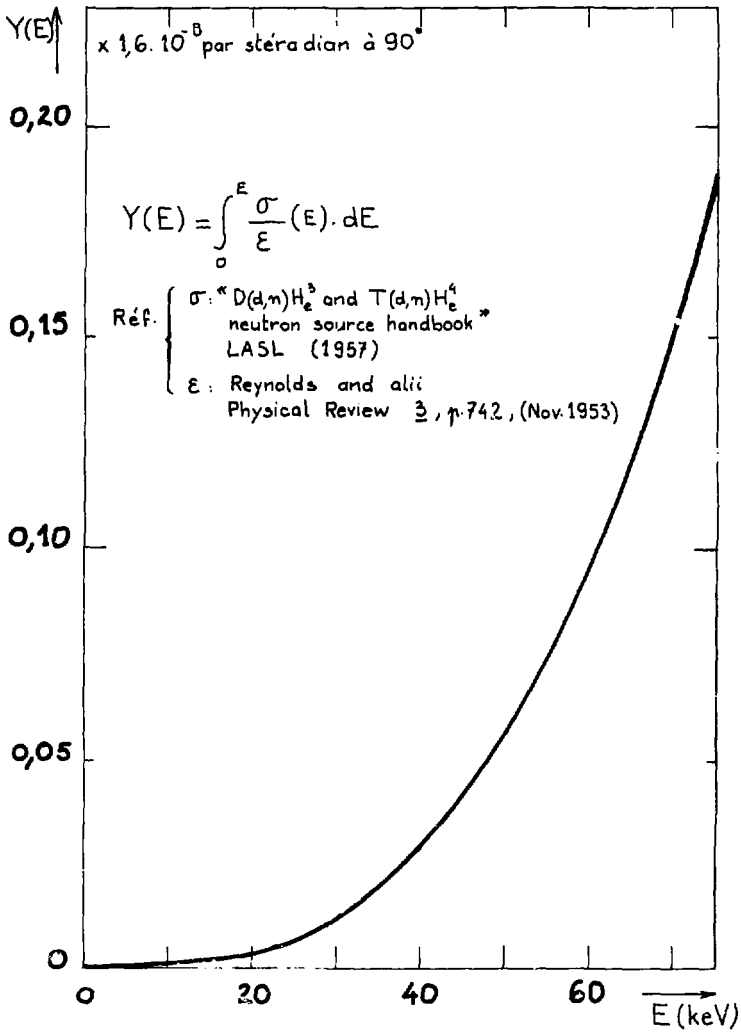


Figure n° 43

## VII.3.1.1. Résultats.

Nous donnons dans le tableau ci-dessous et à titre d'exemple, quelques résultats obtenus :

n° du tir	$I_0$ (x $10^3$ A)	$P_0$ (torr)	N expérimental (à 90°)	N calcul cible épaisse (à 90°)
699	195	0,5	$2,2 \cdot 10^7 \pm 0,66 \cdot 10^7$	$7,2 \cdot 10^7 \pm 2,2 \cdot 10^7$
701	195	0,5	$3,0 \cdot 10^7 \pm 0,9 \cdot 10^7$	$9,4 \cdot 10^7 \pm 2,8 \cdot 10^7$
757	210	1,0	$1,0 \cdot 10^8 \pm 3 \cdot 10^7$	$2,2 \cdot 10^8 \pm 6,6 \cdot 10^7$
590	49	2,0	$6,0 \cdot 10^6 \pm 1,8 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^7 \pm 0,55 \cdot 10^7$
975	43	2,0	$0,9 \cdot 10^6 \pm 2,7 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^6 \pm 0,55 \cdot 10^6$

Remarque : Le calcul d'erreur concernant la détermination théorique de l'émission neutronique, ne tient pas compte de l'incertitude sur le tracé de la courbe n° 43 pour  $E < 60$  keV.

Pour la "machine 200 kA", les résultats théoriques déterminés à partir du modèle cible épaisse, sont systématiquement supérieurs (d'un facteur 3 environ) aux résultats expérimentaux.

Pour la "machine 50 kA", les résultats théoriques sont sensiblement supérieurs aux résultats expérimentaux. Le désaccord est d'autant plus prononcé que l'émission neutronique est importante. Pour un tir "moyen", le désaccord est d'environ 20 %. Pour un tir tel que le tir n° 590, il atteint 100 %.

### VII.3.1.2. Interprétation des résultats.

Dans ce calcul, nous n'avons pas tenu compte de la longueur "  $\lambda$  " de la chambre d'interaction.

Un calcul plus précis impose donc de comparer cette longueur à la distance d'arrêt des deutérons.

La distance d'arrêt  $L$ , d'un deutéron d'énergie initiale  $E$ , s'exprime en fonction de la section efficace d'arrêt  $\epsilon(E)$  par la relation :

$$(36) \quad L = \int_0^E \frac{dE}{n_0 \epsilon(E)}$$

La courbe de la figure n° 44 représente le produit  $n_0 L$  en fonction de  $E$ .

Il faut noter que pour  $E < 60$  keV, cette courbe est calculée à partir des valeurs extrapolées de  $\epsilon(E)$ .

Pour la " machine 200 kA ", la valeur typique de  $E$  est en moyenne égale à 60 keV et pour la " machine 50 kA ", cette valeur est de 15 keV.

Pour ces deux valeurs de l'énergie, nous avons reporté dans le tableau ci-dessous le rapport  $l/L$ ,  $E_0/E$  ( $E_0$  énergie du deutéron après la distance de vol  $l$ ) et  $\sigma(E)/\sigma(E_0)$  le rapport des sections efficaces de fusion, en fonction de la pression de remplissage  $p$ .

Machine " 200 kA " ( $l = 30$ cm)				Machine " 50 kA " ( $l = 15$ cm)		
E = 60 keV				E = 15 keV		
$P_0$ (torr)	$l/L$	$E_0/E$	$\sigma(E_0)/\sigma(E)$	$l/L$	$E_0/E$	$\sigma(E_0)/\sigma(E)$
0,5	0,05	0,92	0,83	0,06	0,87	0,48
1	0,10	0,83	0,64	0,11	0,77	0,24
2	0,2	0,66	0,36	0,23	0,60	0,05

L'examen de ce tableau montre que dans le cas de la machine " 50 kA ", l'essentiel de l'émission neutronique se produira dans la cible. Le modèle en cible épaisse est donc convenable. Par contre, en ce qui concerne la machine "200 kA" le ralentissement des ions est insuffisant. Ceci est particulièrement sensible à 0,5 torr, puisque un deutéron d'énergie initiale 50 keV ne cède que 8 % de son énergie au cours de la traversée de la cible.

Si pour les tirs à 0,5 torr nous négligeons le ralentissement des deutérons (modèle en cible mince), les résultats obtenus sont assez proches des résultats expérimentaux.



Par exemple :

N° du tir	$I_0$ ( $\times 10^3$ A)	$P_0$ (torr)	$N_{\text{exp}}$ ( $90^\circ$ )	$N_{\text{calcul cible}}$ mince ( $90^\circ$ )
699	195	0,5	$2,2 \cdot 10^7 \pm 6,6 \cdot 10^6$	$3,1 \cdot 10^7 \pm 1,1 \cdot 10^7$
701	195	0,5	$3,0 \cdot 10^7 \pm 0,9 \cdot 10^7$	$3,9 \cdot 10^7 \pm 1,4 \cdot 10^7$

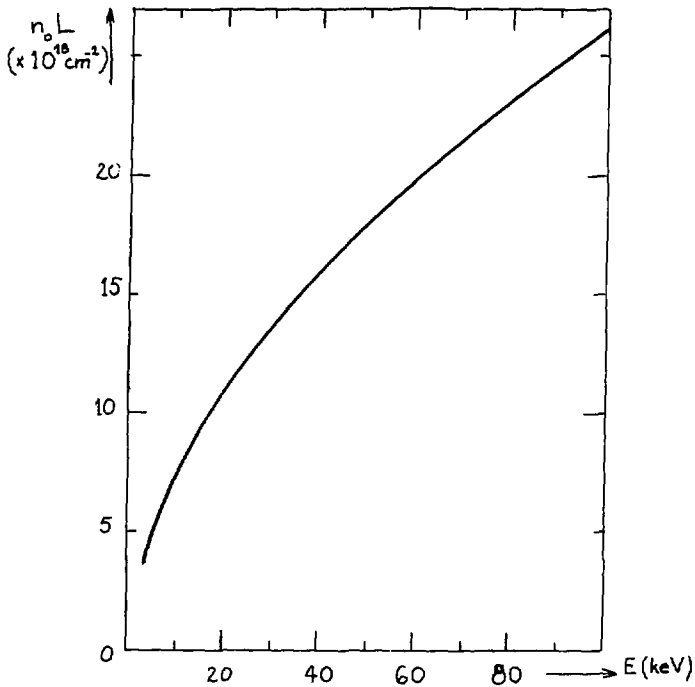


figure n° 44

### VII.3.2. Calcul en cible " réelle "

Dans le calcul cible " réelle " nous tenons compte du ralentissement des deutérons et par conséquent de l'épaisseur de la cible.

#### VII.3.2.1. Résultats.

Pour tous les tirs dépouillés, les résultats expérimentaux et les résultats théoriques, compte-tenu de leurs incertitudes respectives, sont tout à fait concordants.

A titre d'exemple, nous avons représenté le dépouillement du tir n° 590 ( $I_0 = 49.10^3$  A,  $p_0 = 2$  torr).

La figure n° 45 représente l'oscillogramme du courant et de  $di/dt$ . La figure n° 46 visualise la singularité après numérisation. Pour simplifier le calcul nous avons calculé l'évolution de 4 classes de deutérons (figure n° 46) dont l'énergie moyenne  $E_D$ , le nombre  $N_D$  et la durée  $t_D$  sont :

Classe n°	$E_D$	$N_D$	$t_D$
1	15,8 keV	$1,83.10^{15}$	$6.10^{-9}$ s
2	33,0 keV	$2,45.10^{15}$	$8.10^{-9}$ s
3	25,0 keV	$2,45.10^{15}$	$8.10^{-9}$ s
4	15,0 keV	$2,45.10^{15}$	$8.10^{-9}$ s

Nous avons évalué le ralentissement de chaque classe de deutérons (figure n° 47). Le nombre de neutrons ainsi calculé est de  $6,4.10^6 \pm 3,2.10^6$ . Ce nombre est à comparer au  $6.10^6 \pm 2.10^6$  obtenus expérimentalement.

La courbe de la figure n° 48 représente le  $\frac{dN}{dt}$  calculé.

L'enveloppe de cette courbe est la somme des contributions à l'émission neutronique de chaque classes de deutérons en fonction du temps.

A titre de comparaison, nous avons représenté le  $\frac{dN}{dt}$  expérimental. Les deux courbes sont proches l'une de l'autre.

Remarque : Nous n'avons pas pu représenter le tracé de la courbe expérimentale à partir d'une ordonnée supérieure à  $7.10^{13}$  n s<sup>-1</sup>, le tracé dépassant les limites de l'oscillogramme.

Sur la figure n° 49, nous avons calculé la localisation de la source de neutrons suivant l'axe z.

L'examen de cette courbe montre qu'environ 50 % des neutrons sont émis dans les 6,5 premiers centimètres environ.

#### VII.3.2.2. Conclusion.

Les résultats obtenus en cible " réelle " de gaz neutre sont concordants avec les résultats expérimentaux.

Il faut toutefois noter que l'incertitude sur les résultats théoriques est élevée ( ~ 50 % ) à cause surtout de la variation rapide de la section efficace de fusion lorsque l'énergie du deutéron varie de 10 keV à 50 keV.

Cependant il est remarquable de noter que la forme de l'impulsion neutronique calculée ( $dN/dt$ ) est toujours très semblable à celle obtenue expérimentalement.

Nous relevons cependant un résultat contradictoire en ce qui concerne la résolution spatiale des neutrons. En effet, nos résultats de calcul semblent montrer que la source neutronique est étendue (voir le tableau du § VII.3.1.2.) et ces résultats théoriques sont confirmés, d'une manière indirecte d'ailleurs, par la mesure du facteur d'anisotropie (voir la figure n° 21 et lire l'interprétation des résultats). Mais, à l'aide d'un dispositif de collimation /8/, on

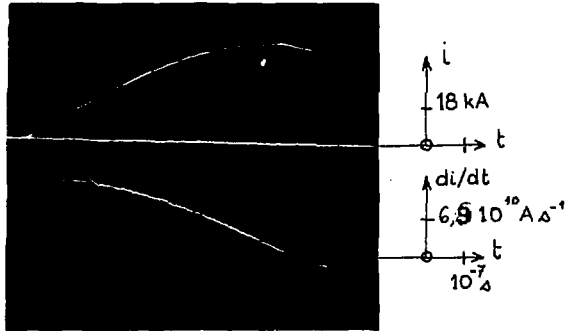


figure n° 45

singularité de  
 $di/dt$   
 $(\times 10^{10} \text{ A.s}^{-1})$

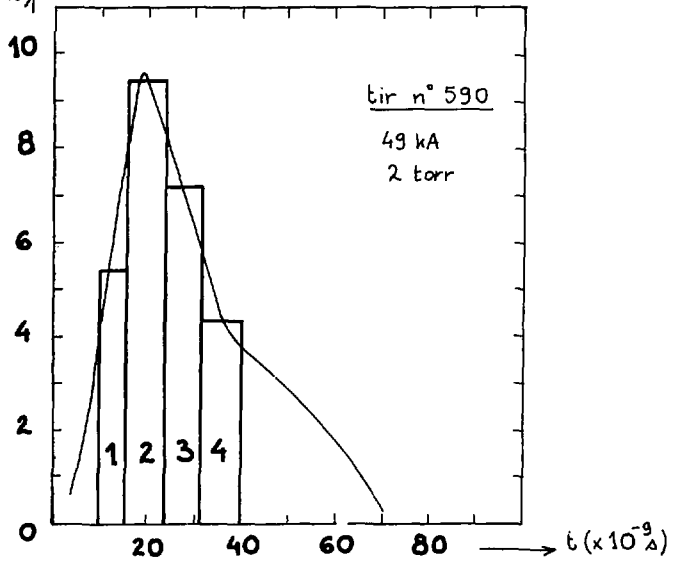


figure n° 46

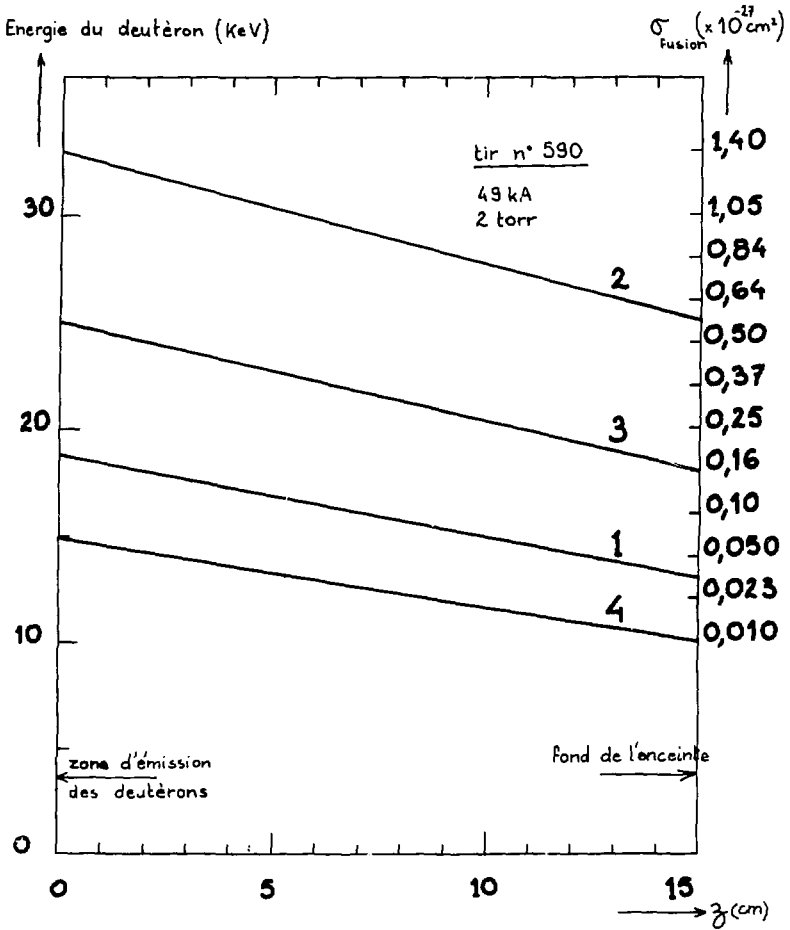


figure n° 47

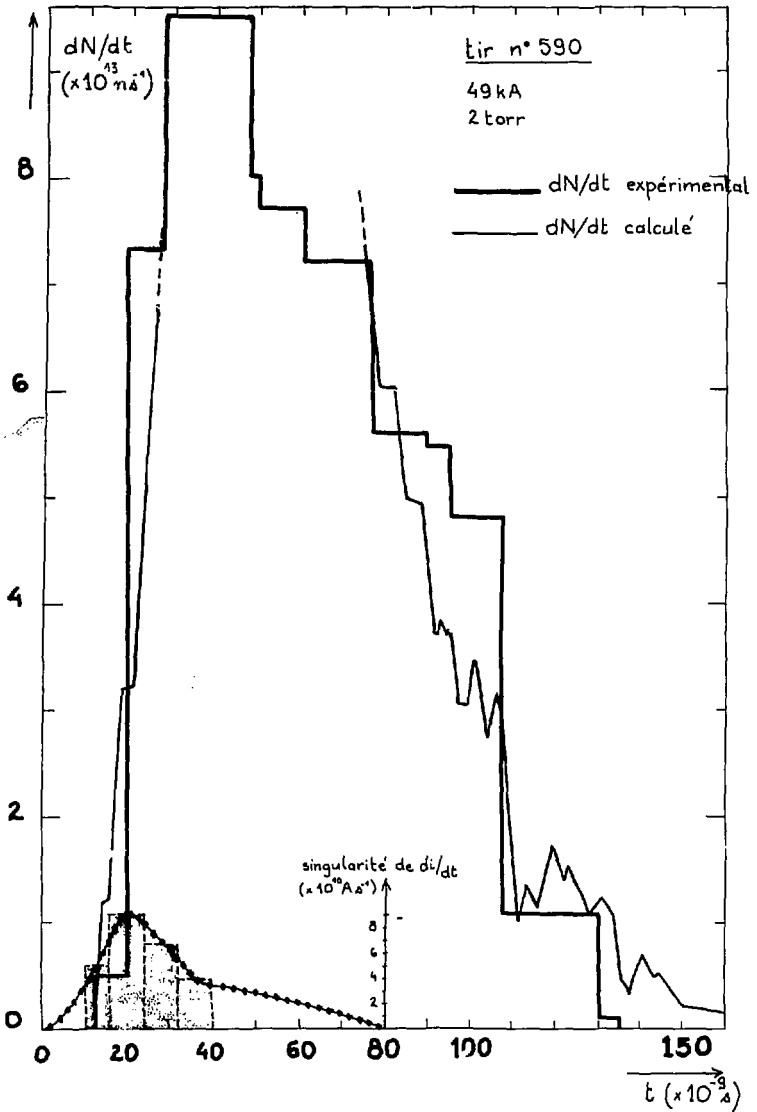


figure n° 48

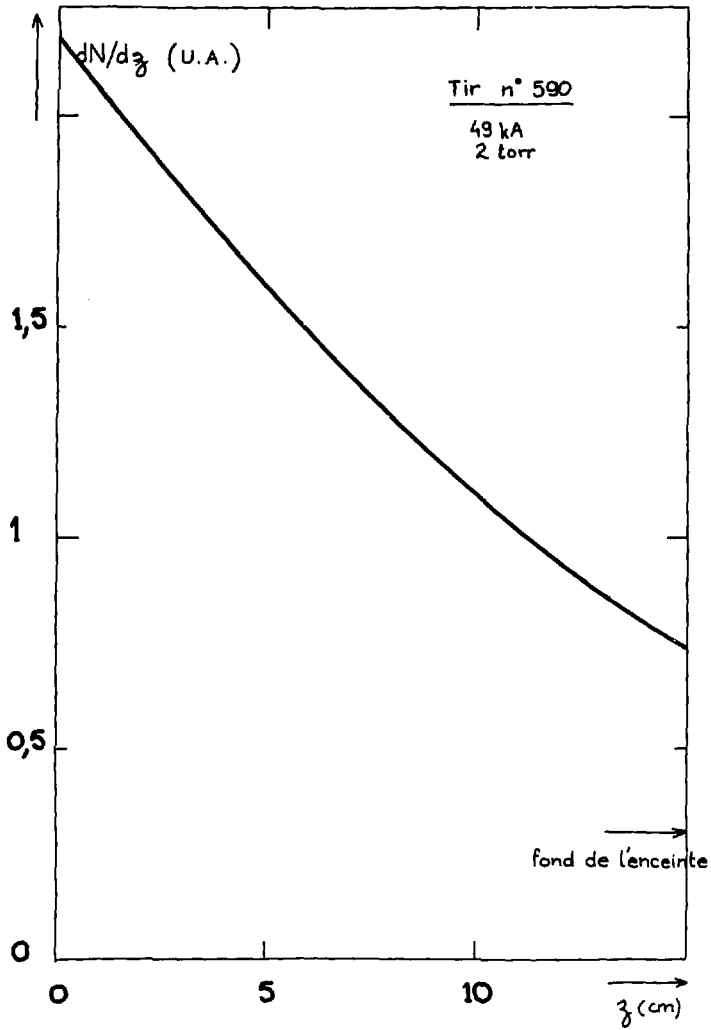


figure n° 49

a observé que sur une machine Focus " 500 kA " et à une pression de remplissage de 3 torr de deutérium, l'essentiel de l'émission neutronique était produite dans les 5 à 10 premiers centimètres.

Pour lever cette contradiction et tenter une comparaison valable, il faudrait analyser les signaux électriques de ce type d'expérience et leur appliquer les mêmes traitements mathématiques que ceux décrits dans les paragraphes précédents. Malheureusement, la période des oscillations parasites du circuit de décharge est du même ordre de grandeur que la durée de la singularité, ce qui rend très imprécis le dépouillement des signaux électriques.

#### VII.4. Résultats obtenus en supposant une cible constituée par un plasma de deutérium.

##### VII.4.1. Introduction.

Les calculs effectués précédemment, supposaient que la cible était exclusivement composée d'un gaz neutre de deutérium. En réalité, les premiers deutérons accélérés évoluent dans un gaz neutre, l'ionisent rapidement, formant la bulle d'ionisation. Par exemple, pour un deutéron de 10 keV le libre parcours moyen pour l'ionisation est de l'ordre de 1 à 2 mm, pour l'échange de charge de 0,1 mm à 0,2 mm, ceci lorsque la pression du gaz de remplissage varie de 1 torr à 2 torr. Ainsi, les deutérons suivants, rencontrent un plasma froid (quelques eV) et sont fortement freinés sur les électrons du plasma /69/. A ce freinage des deutérons correspond une perte d'énergie restituée au plasma sous forme d'énergie thermique. Nous montrerons, au paragraphe suivant, que l'augmentation de température du plasma diminue le pouvoir d'arrêt des électrons vis-à-vis des deutérons.

Le calcul rigoureux, déterminant le ralentissement, la déflexion de chaque classe de deutérons, l'échauffement consécutif du plasma, et l'émission neutronique nécessite l'ordinateur. Nous nous sommes quant à nous limités à un calcul moins complexe en utilisant des hypothèses simplificatrices. Nous ferons notamment évoluer les deutérons accélérés dans un plasma supposé homogène et de



température constante. Cette température sera le paramètre que nous ajusterons pour retrouver les résultats expérimentaux. En ce qui concerne la détermination de l'énergie et du nombre de deutérons accélérés, nous conservons les mêmes hypothèses et les mêmes méthodes de calcul que celles développées dans le paragraphe précédent.

#### VII.4.2. Mise au point du modèle théorique ; hypothèses.

Dans un gaz fortement ionisé, les interactions qui jouent le plus grand rôle sont les interactions entre particules chargées, à savoir : électron-électron, électron-ion, ion-ion. Nous négligeons ici la présence éventuelle de molécules neutres de  $D_2$ .

Nous supposons la fonction de distribution du plasma Maxwellienne, ce qui expérimentalement semble justifié par des mesures de diffusions Thomson /70/.

Dans le diagramme de classification des plasmas thermodynamiques, le plasma cible est situé dans la zone délimitée par un rectangle (figure n° 50). La position de cette zone implique que ce plasma appartienne à la famille des plasmas cinétiques classiques, dans lesquels l'énergie de corrélation des particules est bien plus petite que l'énergie cinétique d'agitation thermique. Dans cette famille de plasmas, on a l'inégalité suivante :

$$(37) \quad p_0 \ll d \ll h \ll \lambda_{90^\circ}$$

La signification physique de cette inégalité est la suivante :

-  $p_0 \ll d$  : signifie que les chocs proches sont des phénomènes binaires entre un électron et un ion ;

-  $\lambda_{90^\circ} \gg d$  signifie que les chocs proches sont assez rares vis-à-vis des chocs lointains extrêmement nombreux.

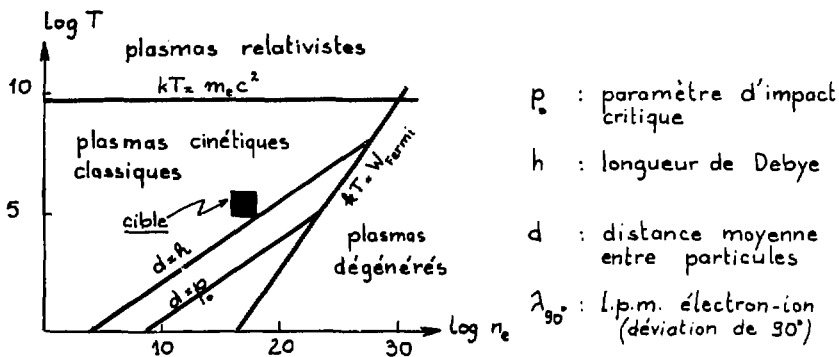


figure n°50

(d'après J.L. Delcroix  
 "Physique des Plasmas", T.1  
 Dunod éditeur, 1963 p.214)

Les deutérons accélérés qui vont interagir avec ce plasma vont être supposés comme arrivant les uns à la suite des autres.

Nous les considérerons donc comme des particules tests. Cette dernière hypothèse n'est pas satisfaisante dans la mesure où le nombre total de deutérons accélérés est de quelques  $10^{15}$  dans la machine " 50 kA " et  $10^{16}$  à  $2 \cdot 10^{16}$ , en moyenne, dans la machine " 200 kA ". Vis-à-vis de la densité de la cible ( $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  en moyenne) il est probable que les deutérons interagissent non seulement avec les particules de la cible mais également entre eux. Nous négligeons donc ici les phénomènes collectifs liés à l'interaction faisceau-plasma.

Ces particules tests (indice "a") subiront essentiellement des chocs lointains à faible déviation dans " la mer de particules " constituée par le plasma cible (indice "b"). Si les particules tests subissent une suite de collisions à faible déviation et donc faible changement de vitesse, on peut étudier la statistique de ces événements en définissant des coefficients de diffusion dans l'espace des vitesses.

Les deux principaux sont [71] :

$$\frac{\langle \Delta W_{\parallel} \rangle_a}{\Delta E} \quad \text{le coefficient de ralentissement}$$

et

$$\frac{\langle (\Delta W_{\perp})^2 \rangle_a}{\Delta t} \quad \text{le coefficient de dispersion transversal.}$$

A partir des coefficients de diffusion, Spitzer [72] définit un temps de ralentissement :

$$(38) \quad t_S = - \frac{W_a}{\langle \Delta W_{\parallel} \rangle_a} \Delta t$$

et un temps de déflexion :

$$(39) \quad t_d = \frac{W_a^2}{\langle (\Delta W_{\perp})^2 \rangle_a} \Delta t$$

Si l'on admet que les chocs lointains sont prédominants, on ne peut plus utiliser l'équation de Boltzmann pour étudier l'évolution de la fonction de distribution car l'emploi de celle-ci suppose, en effet, que les chocs soient binaires et bien définis.

On la remplace alors par une équation de conservation du type Fokker-Planck, qui permet de calculer l'élargissement de la fonction de distribution des particules tests dans l'espace des vitesses, en fonction des coefficients de dispersion qui dépendent de la vitesse initiale et si

l'on suppose de plus que les particules tests n'interagissent qu'avec les particules cibles alors le calcul des coefficients de diffusion conduit aux formules suivantes [73] :

$$(40) \quad \frac{\langle \Delta W_{ab} \rangle}{\Delta t} = - 8 \pi n_b \left[ \frac{Z_a Z_b e^2}{m_a} \right]^2 \frac{1}{\bar{w}_b} \left( 1 + \frac{m_a}{m_b} \right) R(u_{ab}) \text{Log } \Lambda$$

$$(41) \quad \frac{\langle \Delta W_{ab}^2 \rangle}{\Delta t} = 8 \pi n_b \left[ \frac{Z_a Z_b e^2}{m_a \bar{w}_b} \right]^2 S(u_{ab}) \text{Log } \Lambda$$

(42) Dans ces formules :  $u_{ab} = \frac{w_a}{\bar{w}_b}$  ; Log  $\Lambda$  = logarithme coulombien

(43)  $\bar{w}_b = \left( \frac{2 k T_b}{m_b} \right)^{1/2}$  vitesse la plus probable des particules cibles

$$(44) \quad \left\{ \begin{array}{l} R(u) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{1}{u^2} \int_0^u x^2 (\exp - x^2) dx \\ S(u) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \left\{ \frac{2}{u} - \frac{1}{u^3} \int_0^u (\exp - x^2) dx + \frac{\exp - u^2}{u^2} \right\} \\ \text{avec } x = \frac{w_b}{\bar{w}_b} \end{array} \right.$$

On montre [69] que la fonction  $R(u)$  est maximum, quand  $u = 1$  c'est-à-dire  $w_a = \bar{w}_b$  le ralentissement de la particule test étant alors maximum. Ceci est une conséquence directe liée au fait que la section efficace de Rutherford est une fonction décroissante de l'énergie du mouvement relatif.

Comme les particules tests dans notre modèle sont des deutérons (symbole "i") qui interagiront sur les électrons (symbole "e") et les ions ("i") du plasma cible, les formules (40) et (41) peuvent alors s'écrire :

coefficient de ralentissement des deutérons ( $Z = 1$ )

$$\frac{\langle \Delta W_{Ni} \rangle}{\Delta t} = - 8 \pi n_e \left( \frac{e^2}{m_e \bar{w}_e} \right)^2 \frac{m_e}{m_i} \text{Log } \Lambda \left[ R(u_{ie}) + 2 R(u_{ii}) \right] \quad (45)$$

coefficient de déflexion des deutérons

$$\frac{\langle \Delta W_{\Delta}^2 \rangle_i}{\Delta t} = 8 \pi n_e \left( \frac{e^2}{m_e \bar{w}_e} \right)^2 \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^2 \text{Log } \Lambda \left[ S(u_{ie}) + \left( \frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} S(u_{ii}) \right] \quad (46)$$

A partir des coefficients de diffusion dans l'espace des vitesses, on définit des temps de relaxation caractéristiques de ralentissement et de déflexion tels que ceux définis par les formules (40) et (41).

Nous avons représenté sur la courbe n° 51, les temps de ralentissement de deutérons d'énergie différente en fonction de la température du plasma.

Remarque : Les temps de relaxation permettent d'évaluer l'évolution du faisceau de deutérons incidents.

Les calculs que nous avons effectués montrent que les coefficients de ralentissement varient relativement peu avec la vitesse de la particule

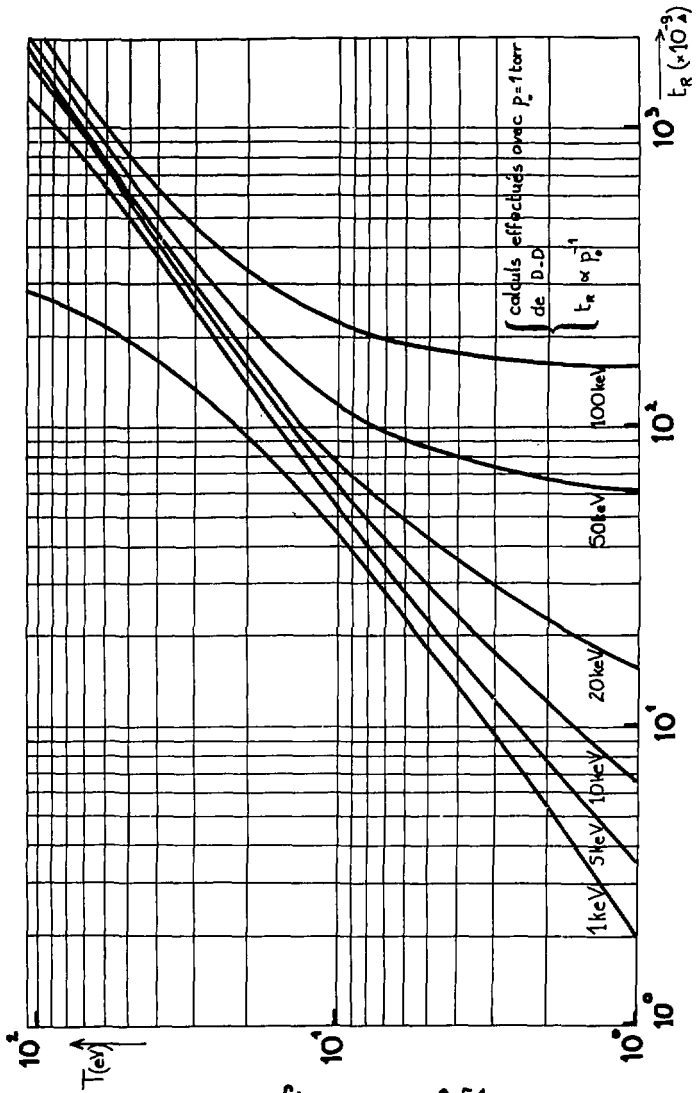


figure n° 51

test, lorsque celle-ci diminue d'un facteur 2, donc son énergie initiale d'un facteur 4.

Si l'on suppose constants les coefficients de diffusion dans cette plage de variation de vitesse alors les équations (40) et (41) s'intègrent immédiatement et la vitesse des particules tests diminue au taux  $\frac{W}{t_s}$ .

Cette remarque est très importante, car connaissant l'évolution de la vitesse du deutéron dans la cible, on pourra déterminer à chaque instant la probabilité de réaction de fusion avec les deutérons de la cible.

#### VII.4.3. Résultats.

La lourdeur des calculs, malgré les hypothèses simplificatrices, ne nous a pas permis de dépouiller un grand nombre de tirs. Néanmoins, ceux que nous avons dépouillés montrent que l'on retrouve les résultats expérimentaux en choisissant pour la température du plasma, une valeur comprise entre 30 eV et 50 eV lorsque la pression de remplissage varie de 0,5 torr à 1 torr et d'autre part de 50 eV à 100 eV lorsque celle-ci est de 2 torr.

A titre d'exemple, nous donnons le dépouillement du tir n° 699 ( $I_0 = 195 \cdot 10^3$  A,  $p_0 \approx 0,5$  torr) en fixant la température du plasma à 30 eV. La figure n° 52 montre l'évolution de 4 classes de deutérons définis à partir de la singularité de tension représentée sur la figure n° 53, ainsi que leur distance parcourue en fonction du temps.

L'émission neutronique globale calculée est de  $2,2 \cdot 10^7$  neutrons  $\pm 0,7 \cdot 10^7$  neutrons, soit précisément le résultat obtenu expérimentalement.

La courbe n° 53 permet de comparer le  $\frac{dN}{dt}$  théorique et expérimental. Ces deux courbes sont très voisines l'une de l'autre.

Remarque : a) afin d'estimer l'influence du paramètre T température du plasma, sur les résultats théoriques, nous avons représenté sur les courbes n° 54 et 55 respectivement la localisation de l'émission neutronique

du tir n° 699 lorsque  $T = 20$  eV, 30 eV et 90 eV et celle du tir n° 590 (§ VII.3.2.)  $I_0 = 49.10^3$  A,  $p_0 = 2$  torr) lorsque  $T = 50$  eV, 85 eV, 120 eV. Pour chaque valeur de la température, nous avons calculé l'émission neutronique globale correspondante. En ce qui concerne le tir n° 590, on retrouve le résultat expérimental en posant  $T = 85$  eV.

L'observation de ces résultats indique que l'influence du paramètre  $T$  est d'autant plus importante sur la localisation de l'émission neutronique (et par conséquent sur l'allure du  $\frac{dN}{dt}$ ) et sur l'estimation du nombre total de neutrons, que l'on se rapproche du modèle cible épaisse ;

b) Nous avons supposé la température du plasma constante. Cela implique donc qu'une fraction de l'énergie des deutérons accélérés ait été cédée dans un premier temps pour ioniser le gaz neutre et dans un second temps pour chauffer le plasma ainsi créé. Il faut donc que l'énergie perdue par les deutérons par freinage coulombien dans le plasma soit cohérente avec l'énergie thermique du plasma.

Dans le tir n° 699, par exemple, 30 J environ sont cédés par les deutérons accélérés au plasma (figure n° 49). Or, 30 J sont nécessaires pour ioniser puis chauffer à 30 eV 70 cm<sup>3</sup> de gaz à pression initiale de 0,5 torr.

Bien que ne connaissant pas les trajectoires des deutérons, la forme et donc le volume de la bulle d'ionisation, le chiffre trouvé nous semble être un ordre de grandeur cohérent ;

c) Les temps de déflexions pour les deutérons considérés sont très grands par rapport au temps de ralentissement. Nous avons donc supposé que les deutérons se déplaçaient en ligne droite d'une part, et suivant l'axe de la décharge d'autre part.



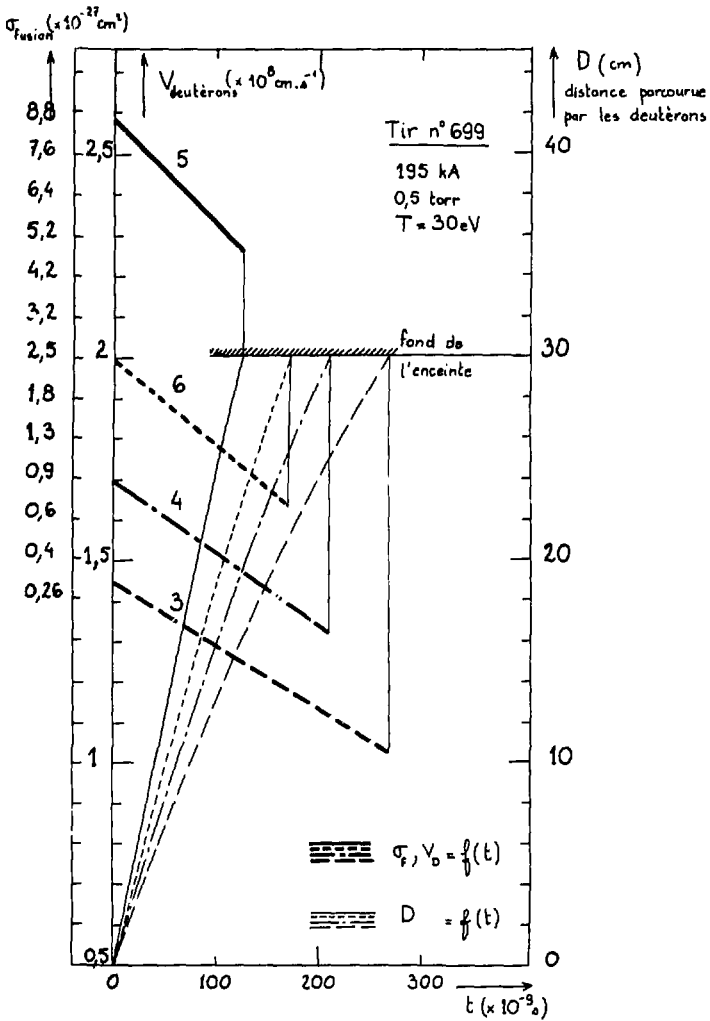


figure n° 52

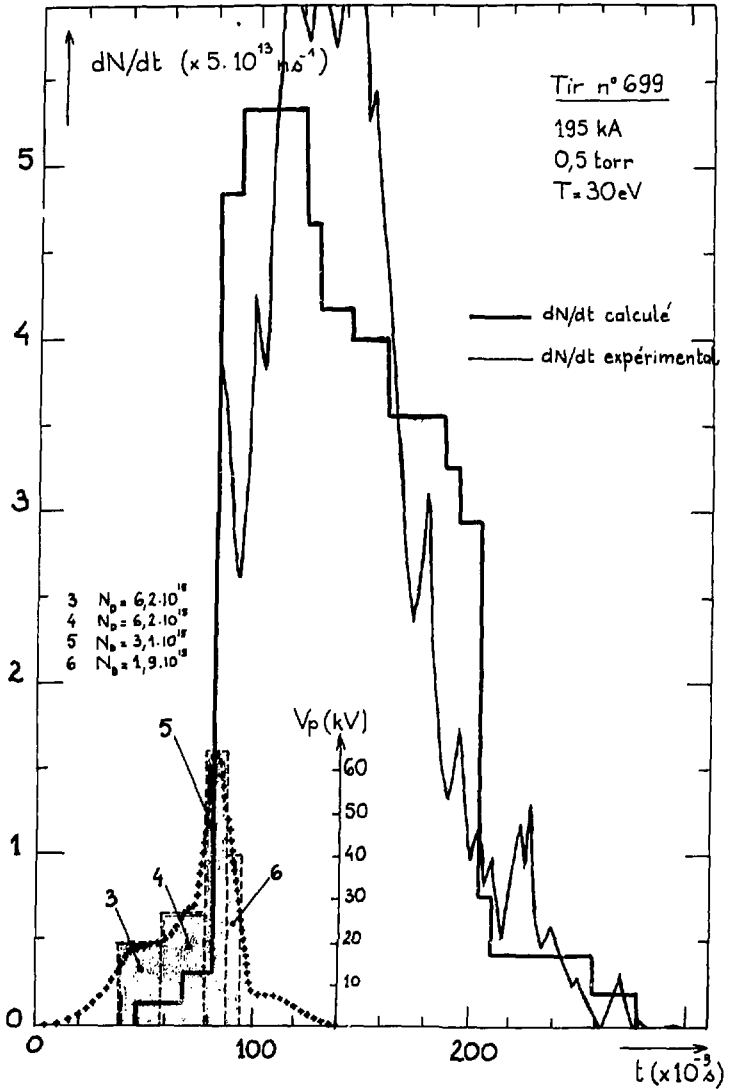


figure n° 53

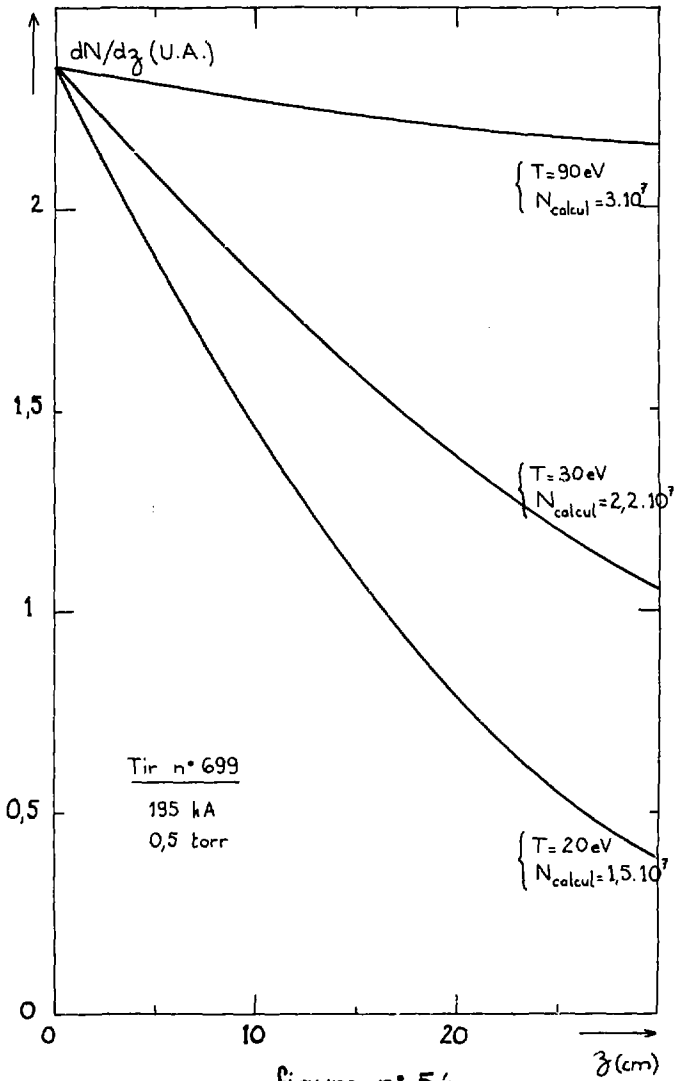


figure n° 54

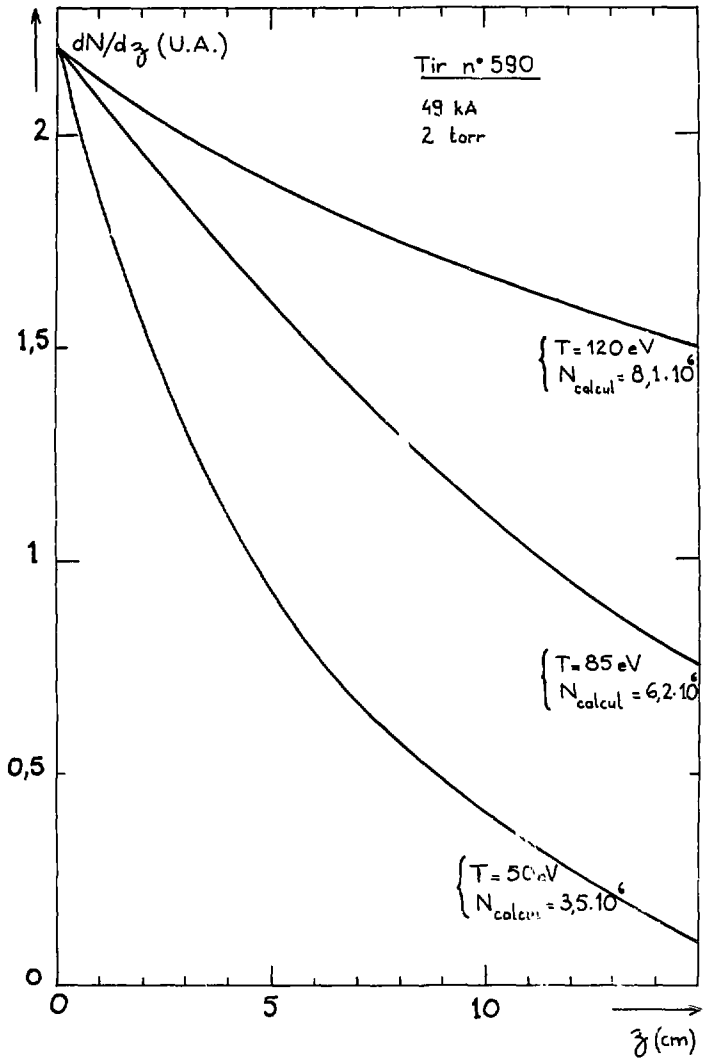


figure n° 55

#### VII.5. Estimation de la contribution neutronique au sein du plasma focalisé.

Ainsi que nous l'avons signalé au § VII.2, les deutérons étant accélérés au sein d'un plasma focalisé, il est nécessaire de tenir compte de l'émission neutronique due au bombardement de ce plasma relativement dense par les deutérons qui y sont accélérés.

Le calcul ne peut s'effectuer que dans la mesure où l'on connaît avec précision, l'évolution spatio-temporelle d'une part de la température et de la densité électronique du plasma rassemblé sur l'axe, et d'autre part, des deutérons accélérés. Ces éléments ne sont pas connus avec suffisamment de précision à l'heure actuelle. Par contre, si l'on se réfère aux mesures effectuées en disposant une plaque métallique à 13 mm de l'anode [74], d'une part on ne modifie pas la singularité électrique et d'autre part en empêchant les faisceaux de deutérons d'interagir dans la cible, l'émission neutronique est de 15 % environ de ce qu'elle est en moyenne lorsque il n'y a pas d'écran métallique.

Nous estimons donc que le fait de négliger l'émission neutronique dans cette zone entraîne une erreur de 15 % environ sur l'émission neutronique totale calculée.

#### VII.6. Conclusion.

Il semble donc, que le résultat des mesures électriques, associé à un modèle faisceau-cible, fournissent des résultats satisfaisants. Les hypothèses que l'on a posées pour effectuer le calcul, ne sont pas en contradiction avec les mesures et les modèles théoriques actuellement proposés. En fait, l'hypothèse la plus discutable concerne la façon de répartir l'énergie entre les faisceaux d'électrons et les faisceaux de deutérons.

En ce qui concerne la machine "200 kA" et lorsque la pression de remplissage est comprise entre 0,5 torr et 1 torr, le meilleur accord entre la théorie et l'expérience est obtenu lorsque l'on suppose que l'énergie cédée se répartit à égalité entre deutérons accélérés et faisceaux d'électrons.

Par contre, en ce qui concerne la machine " 50 kA " fonctionnant à 2 torr, le meilleur accord est obtenu lorsque l'on suppose que l'énergie est cédée entièrement aux faisceaux de deutérons.

Il faut remarquer, que le résultat des calculs en cible épaisse de gaz neutre, constituent la limite supérieure de l'émission neutronique disponible puisque le pouvoir d'arrêt des neutres sur les deutérons est plus faible que celui des électrons d'un plasma froid (jusqu'à une certaine température).

VIII. LOIS D'ECHELLE CONCERNANT L'EMISSION NEUTRONIQUE ET LE RAYONNEMENT XVIII.1. Emission neutronique

L'émission neutronique dans une décharge focus a été étudiée sur une très large plage de courant : de 43 kA à 2.550 kA.

Nous avons représenté dans le tableau ci-dessous, pour chaque installation, et pour un tir moyen, le courant maximum  $I_M$ , le courant au moment du maximum de la singularité  $I_p$ , la tension d'accélération maximum  $V_p$ , la puissance maximum ( $V_p I_p$ ) et l'impédance  $V_p I_p^{-1}$  apparaissant au moment du maximum de la singularité.

INSTALLATION		NOMBRE MOYEN de NEUTRONS	$I_M$	$I_p$	$V_p$	$V_p I_p$	$V_p I_p^{-1}$
Energie	Tension		(kA)	(kA)	(kV)	(Watt)	(Ohm)
(kJ)	(kV)						
0,44	40	$9 \cdot 10^5$	43	41	15	$6,15 \cdot 10^8$	0,37
3,78	43	$1,06 \cdot 10^8$	215	195	60	$1,17 \cdot 10^{10}$	0,28
27	40	$5 \cdot 10^9$	530	520	110	$5,7 \cdot 10^{10}$	0,21
191	30	$1,2 \cdot 10^{11}$	1960	1470	430	$6,3 \cdot 10^{11}$	0,29
340	40	$6 \cdot 10^{11}$	2550	1920	520	$10^{12}$	0,27

L'observation de ce tableau montre que l'impédance maximale est à peu près constante, quel que soit le niveau du courant de la décharge  $V_p I_p^{-1} = 0,3 \Omega \pm 0,1 \Omega$ .

La tension d'accélération est une fonction linéaire du courant et la puissance maximum de l'installation varie comme la puissance 2 du courant traversant la décharge.

Nous avons représenté sur la figure n° 56, l'évolution de ces grandeurs physiques en fonction du courant de la décharge à l'instant où la singularité est maximum et la loi de l'émission neutronique en fonction du courant total  $I_M$ .



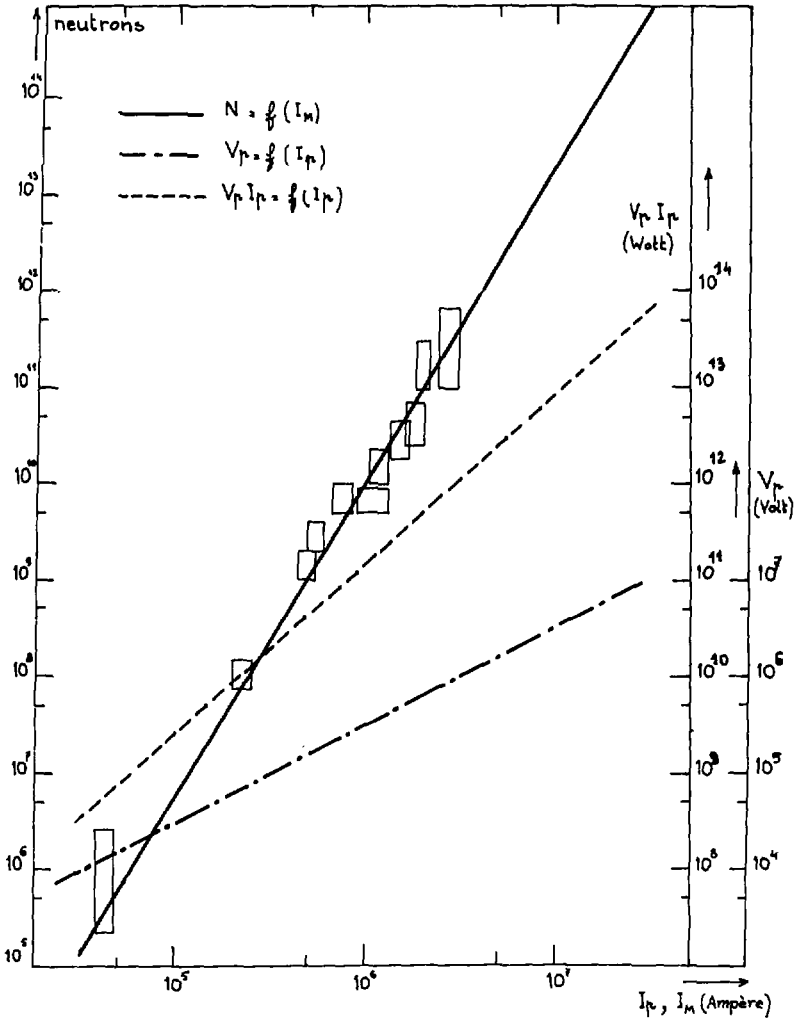


figure n° 56

Le choix de la grandeur physique caractérisant le mieux l'évolution et l'extrapolation de l'émission neutronique est le suivant.

Les grandeurs physiques globales dont on dispose sont les suivantes :

- a) . l'énergie électrostatique initialement stockée dans le banc
- b) . l'énergie magnétique totale
- c) . le courant maximum  $I_M$
- d) . le courant  $I_p$  correspondant à l'instant de la singularité.
- e) . la puissance maximum instantanée  $V_p I_p$
- f) . l'énergie magnétique commutée en énergie cinétique au moment de la singularité.

Les grandeurs physiques décrites en a) et b) ne sont pas satisfaisantes dans la mesure où, seule, l'énergie magnétique localisée autour de la feuille de plasma qui s'implose est transférée, tout en partie, aux particules (électrons et deutérons) sous forme d'énergie cinétique.

Par exemple à 43 kA, en moyenne, moins de 5% de l'énergie magnétique totale est commutée aux particules.

Par contre, à 2.550 kA, ce pourcentage atteint 25%.

Ce pourcentage ne dépend que de l'importance relative de l'inductance parasite, donc en fait du circuit électrique.

Les grandeurs physiques définies en c) d) ou f), sont à peine plus satisfaisantes, car elles ne font pas intervenir l'efficacité de la machine. En fait, l'émission neutronique dépend non seulement du courant qui traverse la décharge au moment du processus d'accélération statistique des particules, mais également de la tension d'accélération  $V_p$  (figure n° 28 et figure n° 41). Dans cette optique, la puissance  $V_p I_p$  est un paramètre important.

En effet, pour une machine donnée et un courant de décharge donné, l'impédance ( $V_p I_p^{-1}$ ) est un facteur de mérite en quelque sorte, dont la gran-

deur est significative de l'émission neutronique obtenue.

Pour calculer l'émission neutronique théorique maximale, nous nous placerons dans le cas d'un modèle cible épaisse en supposant que toute l'énergie magnétique commutée est cédée exclusivement aux deutérons accélérés (limite correspondant au mode de fonctionnement haute pression). Dans ce calcul nous prenons en compte la valeur expérimentale moyenne de l'impédance ( $V_p I_p^{-1}$ ) soit :  $0,3 \Omega$ .

Nous avons alors (§ VII.3.1.)

$$(47) \quad \mathcal{N} = N_D \int_0^q V_p \frac{\sigma(E)}{\varepsilon(E)} dE \propto V_p^2 I_p \left\{ \frac{f(V_p)}{V_p} \right\}$$

dans cette formule  $N_D$  est un nombre moyen de deutérons soumis à la tension  $V_p$ .

Les expériences au niveau 50 kA et 200 kA suggèrent que  $N_D \propto I_p$ ,

$$f(V_p) = \int_0^q V_p \frac{\sigma(E)}{\varepsilon(E)} dE.$$

La courbe n° 57 représente la courbe théorique et la courbe expérimentale donnant  $\mathcal{N} = f(V_p I_p)$ .

Il est intéressant de remarquer que chaque tir est représenté par un point de fonctionnement particulier, situé approximativement sur la courbe expérimentale joignant les points moyens de fonctionnement.

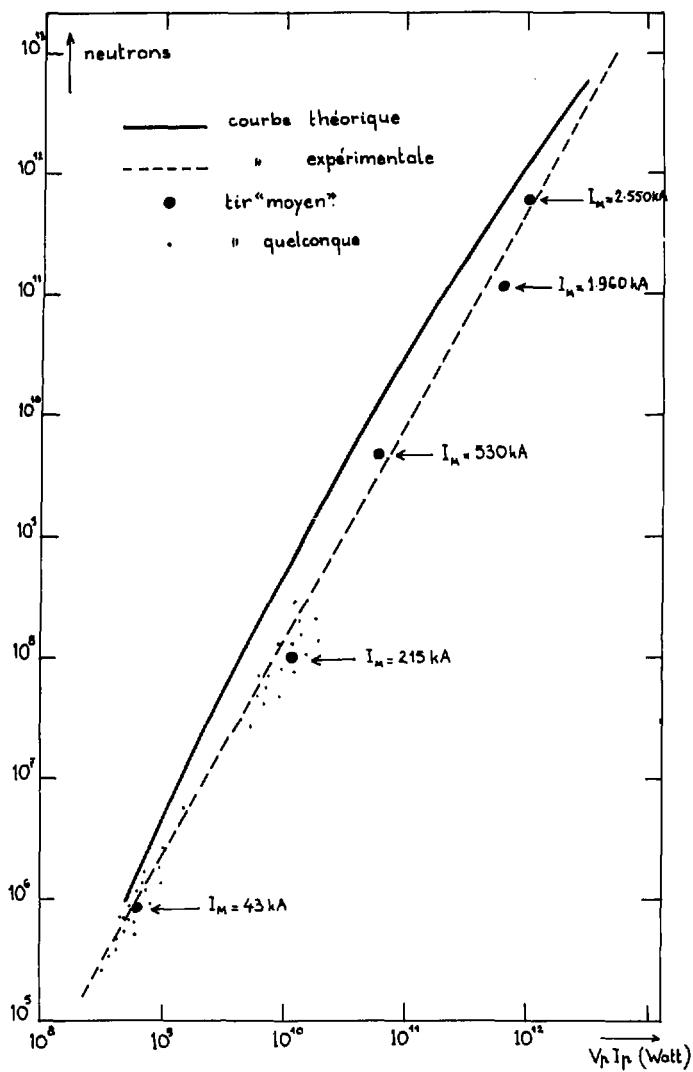


figure n° 57

VIII.2. Emission de rayonnement X

L'émission X la plus importante, s'obtient en régime basse pression, et on obtient alors des surtensions sensiblement supérieures à celles obtenues en régime haute pression, mais de durée plus brève ( $10^{-8}$  s en moyenne).

Pour un paquet d'électrons d'énergie donnée (liée à la surtension  $V_p$ ) monocinétique, bombardant une anticathode de numéro atomique A, le rendement de conversion entre énergie électronique et énergie emportée par les photons s'écrit /59/ (Bremsstrahlung en cible épaisse).

$$(48) \quad \eta = 1,3 \cdot 10^{-9} A V_p = \frac{E_{\text{photons}}}{E_{\text{électrons}}}$$

avec  $E_e \approx V_p I_p \Delta t$ .

$$(49) \quad \text{d'où } E_p = 1,3 \cdot 10^{-9} A V_p^2 I_p \Delta t.$$

Or, nous avons vu dans le paragraphe précédent que lorsque la singularité était maximum, alors  $V_p = Z I_p$  avec  $Z = \text{cste}$  quelque soit le niveau de courant traversant la décharge.

Donc :

$$(50) \quad E = 1,3 \cdot 10^{-9} A Z^2 I_p^3 \Delta t.$$

Si l'on considère d'une part :  $A = 29$  (cuivre) et  $A^i$  matériau quelconque

$$\Delta t = 10^{-8} \text{ s}$$

$$Z = 0,4 \Omega \quad (\text{d'après les mesures})$$

effectuées à 200 kA et à  $p_0 \leq 0,5$  torr).

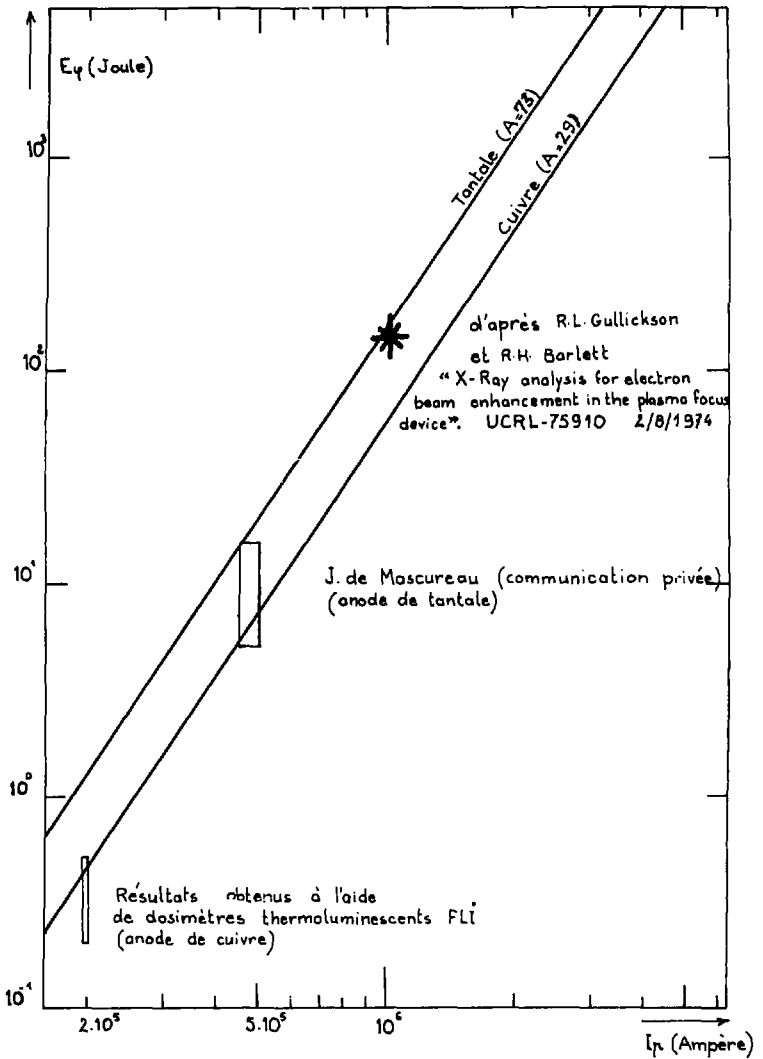


figure n° 58

alors :

$$(51) \quad E^i \varphi \approx 6.10^{-17} I_p^3 \times \frac{A^i}{A \text{ cuivre}}$$

Nous avons représenté sur la figure n° 58 l'évolution théorique de E en fonction de  $I_p$  pour différents matériaux.

Nous avons inclus à titre de comparaison, quelques résultats de mesure obtenus à Limeil et dans des laboratoires étrangers. Cette estimation globale de l'énergie X rayonnée, bien que grossière, rend compte d'une manière satisfaisante des quelques résultats expérimentaux obtenus jusqu'ici.

### Remarques

On peut supposer qu'il y a glissement vers les hautes énergies, du spectre rayonné, lorsque le courant de la décharge croît, puisque les faisceaux d'électrons sont soumis à une tension d'accélération qui croît comme  $I_p$ .

De même, si l'énergie des faisceaux d'électrons croît, l'énergie rayonnée  $I(\theta)$  du fait de l'interaction de ces électrons avec la cible (supposée mince) s'exprime par [75/.

$$(52) \quad I(\theta) \sim \frac{\sin^2 \theta}{(1 + \beta \cos \theta)^6}$$

Ainsi,  $V_p$  croissant,  $\beta$  croît, et par conséquent le lobe d'émission est de plus en plus dirigé vers l'arrière de la machine (figure n° 59).

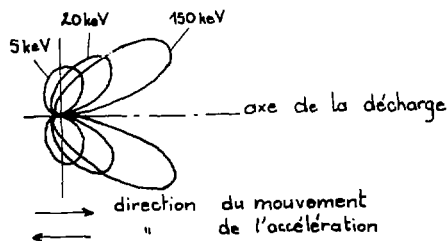


figure n° 59

## IX. CONCLUSION

Les résultats expérimentaux, mettent en évidence la production de faisceaux d'électrons et de faisceaux d'ions dans la décharge focus au moment de la singularité. L'énergie cinétique emportée par ces faisceaux et d'après nos hypothèses, croît grosso-modo comme  $I_M^2$ , et la tension d'accélération comme  $I_p$ .

Ceci montre l'intérêt qu'il y aurait à étudier des décharges focus au niveau de 10 MA au moins, et ceci pour deux raisons essentielles :

- d'une part, étant donné les lois d'extrapolation, on peut espérer une énergie de rayonnement X supérieure à  $10^4$  joules, en utilisant une anode de tantale ; et une émission neutronique comprise entre  $10^{13}$  et  $10^{14}$  en deutérium pur et  $10^{15}$  à  $10^{16}$  en mélange deutérium-tritium,

- d'autre part, la puissance électrique maximale atteinte au moment de la singularité et au niveau 10 MA sera de  $10^{13}$  watts environ. Or cette puissance énorme est d'un intérêt évident dans le cadre de la recherche sur la fusion thermonucléaire. En effet, des faisceaux de deutérons de 1 MeV à 2 MeV emportant une énergie cinétique de l'ordre de  $10^5$  joules seront émis. On peut donc envisager d'utiliser de tels faisceaux d'ions par exemple pour comprimer des cibles de matériaux fusibles.

La réalisation de courants aussi élevés que 10 MA, nécessite un banc de stockage d'énergie de plusieurs mégajoules. Si la source d'énergie de base est encore le stockage électrostatique dans des condensateurs, il faut reconnaître qu'au niveau de plusieurs mégajoules ce procédé est peu efficace; car il réclame des installations énormes. En effet, le volume de diélectrique nécessaire pour stocker 1 mégajoule est de plusieurs mètres cubes au moins /76/ et de plus, l'investissement qu'exige ces installations est élevé (5 F par joule en ordre de grandeur).



Le procédé que nous proposons et présentons dans la seconde partie de cette thèse pour atteindre le niveau 10 MA est le suivant. Il comporte deux phases de fonctionnement distinctes. D'une part, le stockage de l'énergie sous forme magnétique dans un conducteur normal, s'effectue à l'aide d'un générateur à compression de champ magnétique /77/.

D'autre part, la libération de cette énergie vers l'utilisation (la décharge focus) s'effectue à l'aide d'un système de commutation dont l'élément essentiel est un disjoncteur. Ce disjoncteur utilise le phénomène d'explosion de feuille /78/.

## DEUXIEME PARTIE

I. INTRODUCTION, QUELQUES RAPPELS HISTORIQUES

Depuis une dizaine d'années les générateurs à compression de champ magnétique et les interrupteurs à explosion de feuilles ont été étudiés dans de nombreux laboratoires comme ceux de Los Alamos, de la Sandia Corp., de Frascati, de Kurchatov et en France au Centre d'Etudes de Limeil.

Les générateurs à compression de champ magnétique convertissent l'énergie chimique d'un explosif solide en énergie magnétique. De ce fait, l'obstacle essentiel à la généralisation de l'emploi de ces générateurs est la destruction à chaque essai du générateur et de son commutateur associé et le plus souvent, de l'utilisation elle-même.

Les premiers générateurs d'énergie à compression de champ magnétique mis au point à Limeil /1/ étaient de géométrie hélicoïdale. Leurs caractéristiques étaient semblables aux générateurs étudiés à la Sandia Laboratory /2/ et /3/.

Bien que le rendement entre l'énergie magnétique produite par ces générateurs et l'énergie explosive soit faible, de l'ordre de 5%, C. PAROU /4/ a pu commuter une dizaine de kilo-joules d'énergie magnétique dans une expérience focus, et en utilisant un disjoncteur à fils explosés. Mais l'expérience de plasma était détruite à chaque tir, et de plus la reproductibilité était mauvaise.

Il y avait donc 3 points essentiels à résoudre :

a) Comprendre le fonctionnement d'un générateur à explosif afin de savoir s'il est possible d'augmenter le rendement de conversion énergétique et d'ouvrir ainsi la voie vers une extrapolation à haut niveau d'énergie (supérieur à 10 mégajoules),

b) protéger l'utilisation des effets mécaniques de l'explosion, afin de pouvoir étudier le plasma à l'aide des diagnostics les plus élaborés

c) obtenir la fiabilité du système générateur-commutateur.

Ces 3 points, vont bien entendu, dans le sens d'une rentabilisation du champ de tir.

A partir de 1971, avec B. Antoni, nous avons entrepris une étude théorique et expérimentale de ce type de générateurs 5/. Il a été mis en lumière l'importance prépondérante des défauts géométriques dans le fonctionnement, par rapport aux pertes de flux dues à la diffusion non linéaire du champ magnétique dans le conducteur. L'impossibilité d'obtenir un rendement de conversion énergétique supérieur à 5% et le coût élevé du montage, rendait illusoire l'extrapolation du générateur hélicoïdal à haut niveau d'énergie. Nous nous sommes donc orientés vers des générateurs plans ou "soufflet", de conception simple de rendement élevé (> 15%), extrapolable à des niveaux d'énergie de plusieurs dizaines de mégajoules 6/, et de coût plus faible (< 1000 F le mégajoule).

Nous nous sommes attachés également dès 1971 à résoudre d'une part, le problème de la non-destruction de l'expérience focus, et d'autre part, à améliorer la reproductibilité du fonctionnement de l'ensemble : générateur à explosif - plasma focus. En 1973, nous avons atteint ces deux objectifs d'une part, en commutant une centaine de kilojoules dans une expérience focus protégée par les murs d'une casemate, et d'autre part, en réalisant 4 tirs identiques qui ont tous parfaitement fonctionnés, et délivré chacun entre 2 et  $5.10^{10}$  neutrons 7/.

Nous allons présenter dans les paragraphes suivants, l'étude et la mise au point d'un générateur plan du type soufflet et de son commutateur associé, permettant de faire fonctionner une décharge focus au niveau de 10 MA, et sans que l'environnement de l'expérience ne soit détruit par l'explosion.

## II. ETUDE DU GENERATEUR PLAN

### II.1. Principe de fonctionnement

Le fonctionnement de ces générateurs repose sur le principe suivant. Considérons une boucle d'inductance initiale  $L_0$  (figure n° 1).

Supposons qu'à un instant donné on y introduise le flux magnétique  $\Phi_0 = L_0 I_0$ .

Si par un moyen mécanique quelconque, le circuit électrique de la boucle est déformé de façon à diminuer son inductance, il est possible de faire croître l'énergie magnétique.

Supposons d'abord le circuit sans résistance. Le flux magnétique  $LI$  est alors conservé au cours de la déformation ; il en résulte que le courant  $I$  et l'énergie magnétique croissent comme le rapport de compression  $\gamma = L_0/L$ .

En effet, l'équation du circuit électrique dans ce cas se réduit à :

$$-\frac{d}{dt}(LI) = 0 \quad \text{avec} \quad (LI)_{t=0} = L_0 I_0 = \Phi_0 \quad (1)$$

Donc :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{L_0}{L} = \gamma$$

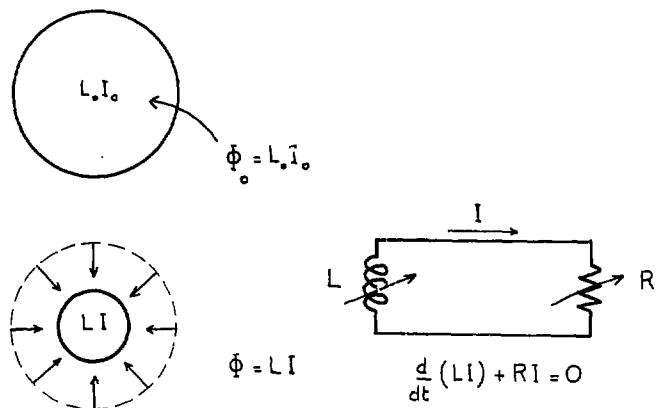


figure n° 1

Et :

$$\frac{W}{W_0} = \frac{L_0}{L} = \gamma$$

Si la résistance n'est pas nulle, l'équation électrique s'écrit :

$$\frac{d}{dt} (LI) + RI = 0 \quad (2)$$

Dans ce cas, le flux magnétique ne se conserve pas :

$$\Phi = \lambda \Phi_0 \text{ avec } \lambda < 1 \quad (3)$$

Les gains en courant et en énergie deviennent :

$$\begin{aligned} \frac{I}{I_0} &= \gamma \lambda \\ \frac{W}{W_0} &= \gamma \lambda^2 \end{aligned} \quad (4)$$

La déformation mécanique du circuit électrique de nos générateurs plan est réalisée par un explosif du type plastique.

## II.2. Description du générateur plan

### II.2.1. Introduction

Le générateur plan (figure n°2) est constitué d'un sandwich comprenant une plaque d'explosif avec de part et d'autre, une feuille de cuivre : le conducteur intérieur.

De chaque côté de ce sandwich, une plaque de cuivre est disposée constituant le conducteur extérieur.

La largeur du conducteur varie exponentiellement de telle façon que le champ magnétique demeure sensiblement constant au cours de la compression et au niveau du contact mobile.

Pratiquement, la largeur du conducteur est telle, qu'au niveau du contact mobile le champ magnétique est  $\sim 30$  Teslas.

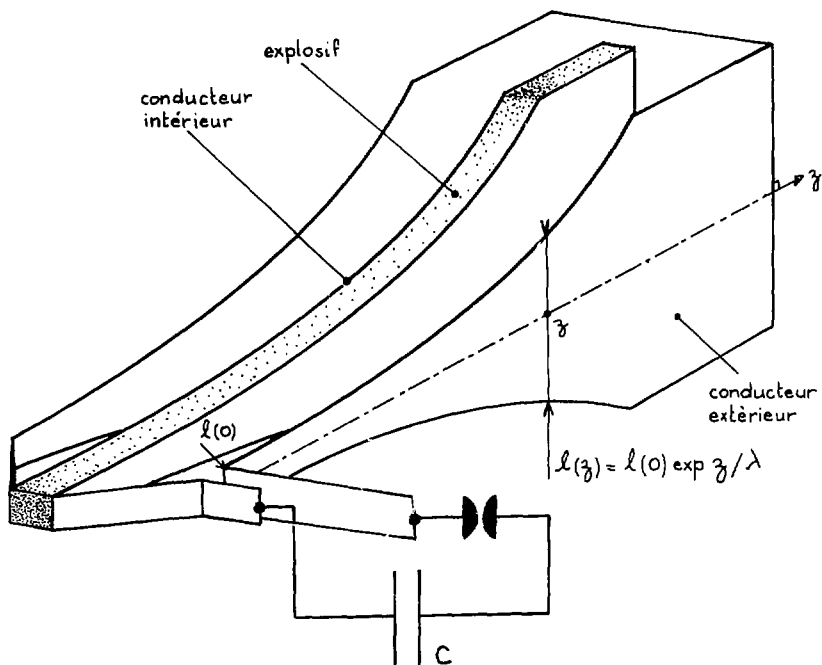


figure n° 2

### II.2.2. Phases de fonctionnement du générateur à explosif

Celles-ci sont représentées sur la figure n° 3.

On distingue trois phases de fonctionnement :

- 1ère phase : création du flux initial. Le banc de condensateurs se décharge dans la self-inductance fixe que constitue le générateur au repos.

Durant le premier quart de période de cette décharge oscillante, le courant croît, donc le flux magnétique croît (figure 3a).

- 2ème phase : on met à feu l'explosif et on s'arrange pour que la paroi mobile que constitue le conducteur relevé par la détonation court-circuite le générateur sur lui-même lorsque le flux magnétique y est maximum. On a réalisé le piégeage du flux magnétique dans la boucle (figure 3 b).
- 3ème phase : elle concerne la compression du champ magnétique. L'inductance diminue, donc le courant croît. Les parois mobiles repoussent le flux magnétique dans  $L_u$ .



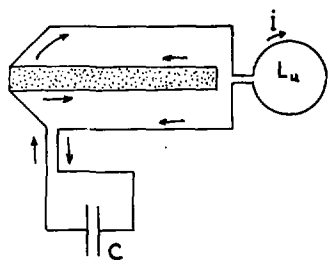


figure n° 3 a

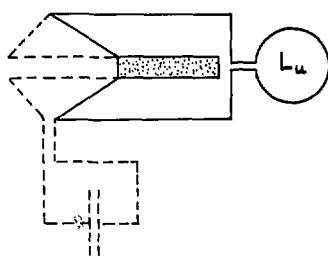


figure n° 3 b

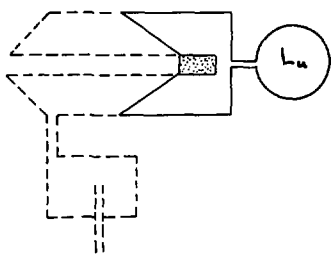
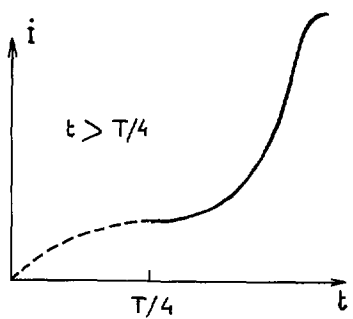
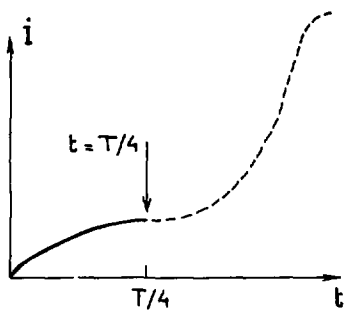
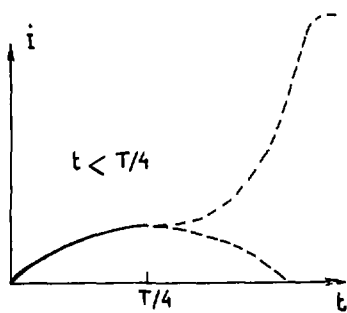


figure n° 3 c



### II.2.3. Réalisation d'un soufflet fonctionnant au niveau de 5 mégajoules.

Ce générateur est constitué de deux étages (figure n° 4). Le premier étage a pour but d'amplifier l'énergie du banc de condensateur vis à vis du second étage car le gain en énergie de celui-ci est par construction  $\sim 10$ .

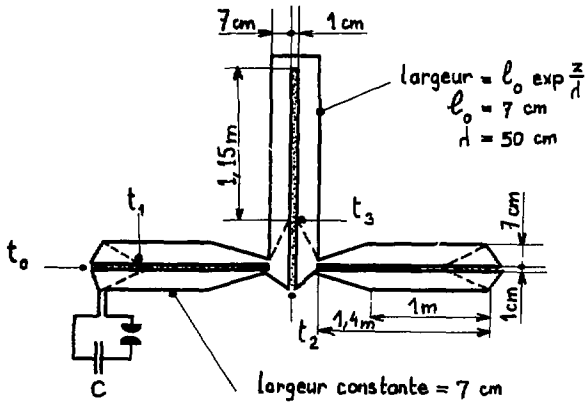


Figure n° 4

Le premier étage est constitué de deux soufflets de largeur constante, le second par un soufflet à profil exponentiel.

Les 3 soufflets ont leur inductance disposée en série, et les phases de fonctionnement que l'on peut suivre sur la figure n° 4 et la figure n° 5 sont les suivantes :

- on décharge d'abord, au temps  $t = 0$ , le banc de condensateurs C dans l'inductance initiale ( $2 L_1 + L_2$ ) constituée par les trois soufflets en série ;

- on met à feu simultanément l'explosif des deux soufflets du premier étage au temps  $t_0$ , de telle manière que soit réalisé le court-circuit du banc de condensateurs au temps  $t_1$ , à peu près égal au quart de période de la décharge ;

- on met à feu au temps  $t_2$  le second étage, de telle manière que soit réalisé le court-circuit du premier étage, lorsque celui-ci arrive en fin de fonctionnement au temps  $t_3$ .

### II.3. Résultats expérimentaux

Les hypothèses de calcul et le calcul lui-même a été explicité dans la référence /5/.

Nous rappellerons donc simplement l'équation électrique qu'il faut résoudre. Celle-ci traduit les pertes de flux par diffusion du champ magnétique, en tenant compte à la fois de la variation temporelle de la forme du générateur et du courant

$$(5) \quad \frac{d}{dt} (LI) + \sqrt{\frac{\mu_0}{\pi \sigma_0}} \cdot G(t) \cdot \int_0^t \frac{I'(u)}{\sqrt{t-u}} du = 0$$

avec

$$G(t) = \int_{l_1(t)}^{l_2(t)} \frac{dl}{I_a(l)}$$

"l" est l'abscisse curviligne d'une ligne de courant,  
 $l_a$  (1) la largeur du conducteur.

Les pertes de flux sont donc le produit de deux intégrales.  
 L'une  $G(t)$  est le facteur de forme géométrique, l'autre  $\int_0^t \frac{I'u}{\sqrt{t-u}} du$ ,  
 traduit l'influence de la variation temporelle du courant.

Remarque : dans cette équation on a supposé la conductivité  $\sigma_0$  constante.  
 Cette hypothèse est justifiée dans le cas du soufflet. En effet, le champ  
 magnétique  $B_0$  au niveau du conducteur étant toujours au plus égal à 30 T,  
 on montre alors [8/ que la conductivité à la surface vaut :

$$(6) \frac{\sigma}{\sigma_0} = \frac{1}{1 + \frac{B^2}{B_c^2}} \text{ avec } B_c = 50 \text{ Tesla dans le cas du cuivre}$$

l'erreur maximum faite en supposant  $\sigma = \sigma_0 = \text{cste}$  est donc de 25%. En réalité,  
 et étant donné la forme exponentielle du soufflet, ce n'est qu'au voisinage  
 du contact mobile que cette erreur est maximum.

La figure n° 5 présente le résultat des calculs théoriques effectués  
 pour l'ensemble des deux étages et la courbe donnant la variation  
 temporelle de l'inductance du générateur. Les temps  $t_0$ ,  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  sont relatifs  
 aux phases de fonctionnement (§ II.2.3).

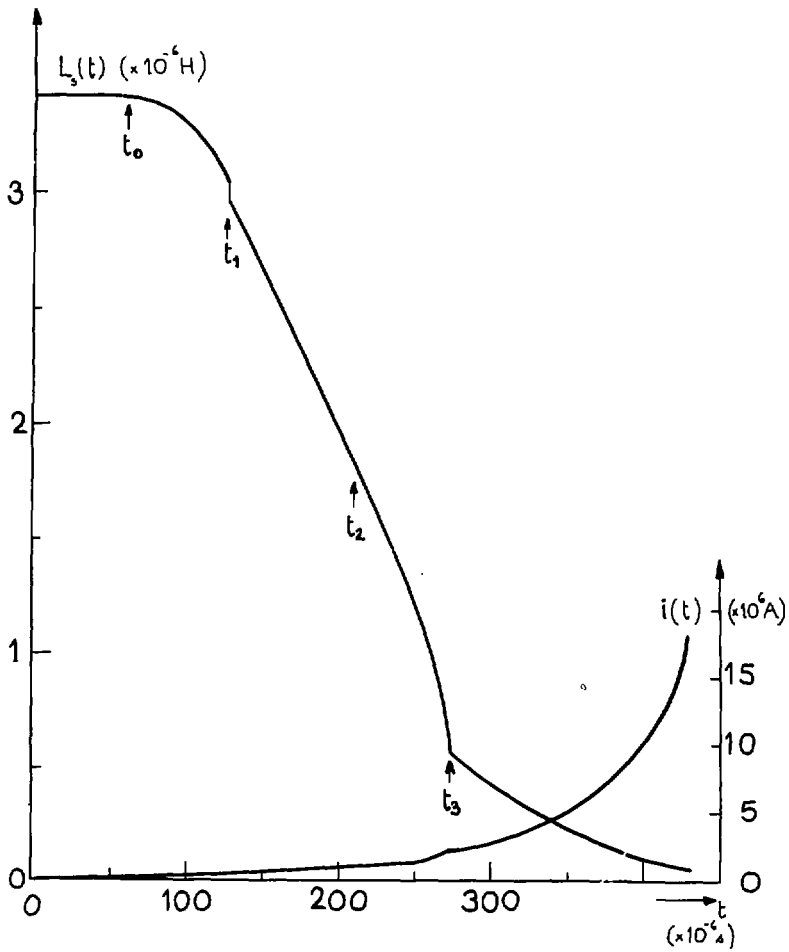


Figure n° 5

La figure n° 6 compare un résultat expérimental avec le calcul qui tient compte de la diffusion du champ magnétique dans le conducteur. Le décalage qui apparaît en fin de compression est dû à la courbure du front de détonation, dont l'importance relative est croissante avec le temps, compte tenu du point d'amorçage unique et de la forme exponentielle de la feuille d'explosif.

L'inductance réelle du fait de cette courbure est plus importante que celle qui a servi au calcul et qui correspond à un front droit. En définitive, à partir d'une énergie magnétique initiale de 170 kJ, le premier étage délivre 400 kJ environ, et le second étage fournit environ 5 MJ d'énergie magnétique dans une inductance de  $22 \cdot 10^{-9}$  H. L'amplification de l'énergie magnétique fournie par le banc est de 30, et environ 15% de l'énergie chimique de l'explosif a été convertie en énergie magnétique.

#### Remarque

Dans cette version, ce générateur du type soufflet à 2 étages est adapté pour commuter un courant de 4 à 8 MA dans des charges inductives de 10 à  $40 \cdot 10^{-9}$  H. Mais il est facile de l'adapter à des charges plus petites (implosion de feuilles métalliques par exemple) en prolongeant la partie exponentielle du second étage de 50 cm environ. Le courant final du générateur pourrait alors atteindre, d'après nos calculs, 50 MA, l'énergie magnétique stockée 20 MJ et le rendement de conversion 25%.

--ooOoo--

La photo de la figure n° 7 représente le générateur sur la dalle de tir quelques instants avant le tir. Sur le tabouret, à gauche de la photo on reconnaît un des deux soufflets constituant le premier étage et sur les petits tabourets vers la droite le second étage exponentiel. Nous avons visualisé, par un pointillé, l'emplacement et la forme de la feuille d'explosif.

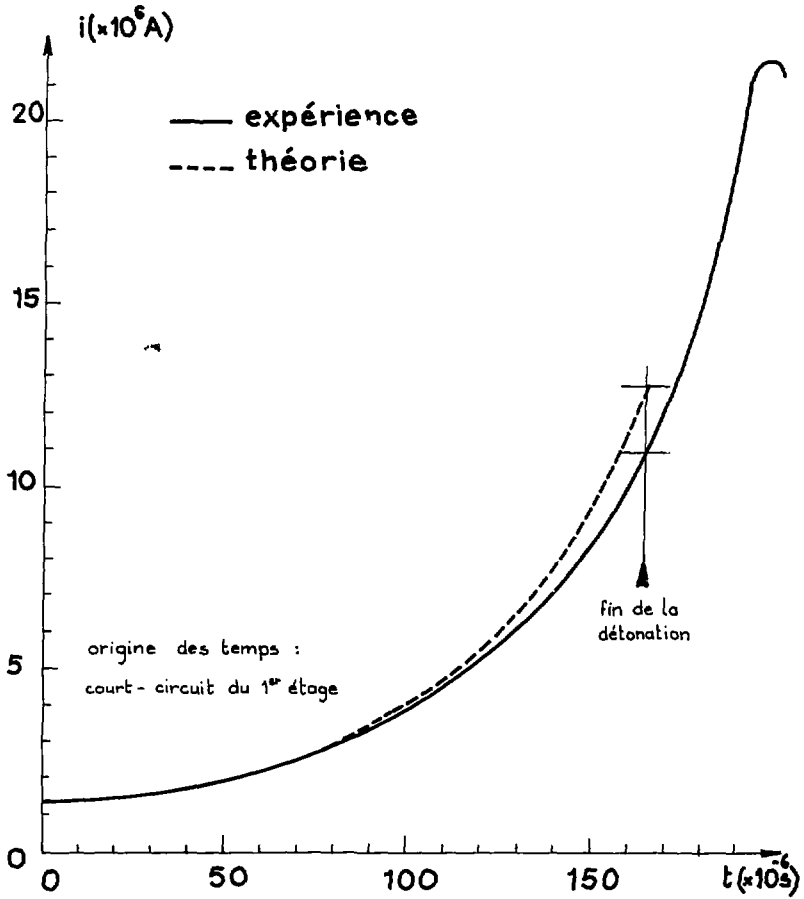


figure n° 6

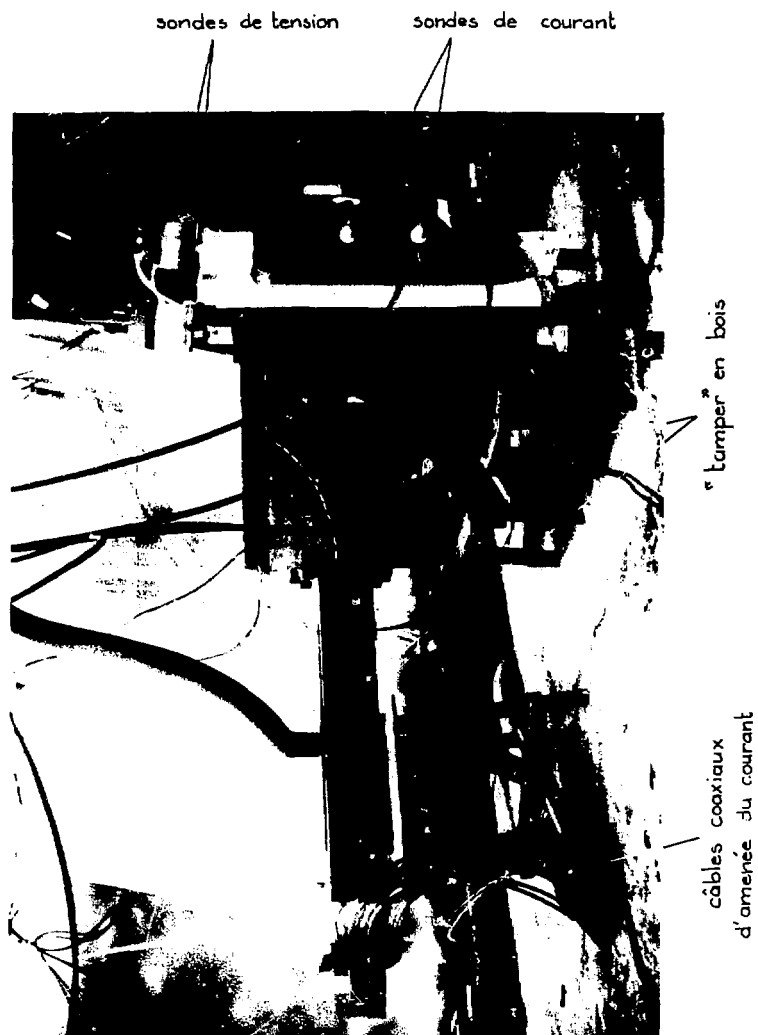


figure n° 7



Remarque

Les générateurs de ce genre qui sont des prototypes, ont été entièrement réalisés au laboratoire. Les feuilles d'explosif plastique sont découpées le jour du tir, et l'assemblage des deux étages sur la dalle de tir nécessite une demi-journée de travail pour une équipe constituée de 3 personnes. Nous pensons donc, qu'une utilisation opérationnelle de ces générateurs permettrait une cadence de deux tirs par jour.

### III. COMMUTATION PAR EXPLOSION DE FEUILLE, DE L'ENERGIE MAGNETIQUE PRODUITE PAR LE GENERATEUR "SOUFFLET" A DEUX ETAGES.

#### III.1. Principe de la commutation

La solution utilisée ici, consiste à stocker l'énergie magnétique à l'aide d'un soufflet, puis à la transférer vers l'utilisation à l'aide d'un système de commutation. La figure n° 8 représente un tel système.

Le soufflet représenté par son impédance variable  $L_s(t)$  et  $R_s(t)$  crée un courant  $I$  qui traverse également un disjoncteur  $D$  fermé. Lorsque l'énergie magnétique  $\frac{1}{2} L_s I^2$  est maximale, le disjoncteur  $D$  s'ouvre et le conjoncteur  $C$  se ferme simultanément. A partir de cet instant, le courant dans la charge  $L_u$  croît selon :

$$(7) \quad \frac{dI_u}{dt} = \frac{V}{L_u} \quad \text{où } V \text{ est la surtension apparaissant aux bornes de } D.$$

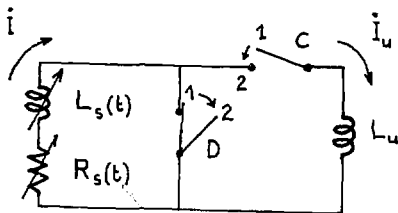


figure n° 8a

### III.2. Réalisation de la commutation

Le disjoncteur D est réalisé par une feuille métallique et le conjoncteur C est un éclateur à rupture de diélectrique (figure n° 9).

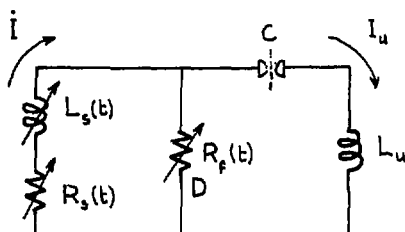


figure n° 8 b

Ce type de commutateur, très simple dans son principe a été utilisé par de nombreux laboratoires /9/ /10/.

Durant la phase de compression du champ magnétique, le courant traverse la feuille de cuivre, l'éclateur à rupture de diélectrique étant ouvert. La feuille chauffe, sa résistance croît, mais reste faible vis à vis de la résistance propre du soufflet  $R_s(t)$ . Vers la fin du fonctionnement du générateur la feuille de cuivre se vaporise. Sa résistance croît alors brutalement et devient rapidement importante devant la résistance du soufflet. La surtension  $R_f I$  qui peut atteindre plusieurs dizaines de kilovolts suivant les paramètres de la feuille, fait claquer le diélectrique du conjoncteur.

L'équation n° 7 devient alors :

$$(8) \quad \frac{dI_u}{dt} = \frac{R_F I}{L_u}$$

Le courant  $I_u$  croît d'autant plus vite que son inductance est faible et la résistance de la feuille élevée.

La feuille métallique doit absorber une énergie  $\frac{L_u}{L_s + L_u} \left( \frac{1}{2} L_s I^2 \right)$  pendant un temps court (quelques microsecondes) correspondant à l'établissement du courant dans la charge. C'est essentiellement ce point qui rend difficile la réalisation du disjoncteur.

### III.3. Détermination théorique des paramètres de la feuille

Pour déterminer les meilleurs paramètres du montage, nous avons effectué une série de calculs de simulation. Le but est d'optimiser S et L afin d'obtenir dans une charge donnée le courant maximum.

A partir de la connaissance de l'impulsion de courant délivrée par le générateur, on calcule tout d'abord la section S de la feuille qui détermine en première approximation l'instant de son explosion à partir de la formule suivante /11/.

$$(9) \quad g S^2 = \int_0^t I^2(t) dt$$

dans cette formule g est une constante caractérisant le matériau de la feuille. Pour du cuivre :

$$g = 1,95 \cdot 10^{17} \text{ A}^2 \text{ s m}^{-4} \text{. /12/}$$

A partir de la section qui correspond au plus grand courant commuté, on obtient, en égalant l'énergie de vaporisation de la feuille à l'énergie nécessaire à la commutation, une nouvelle longueur mieux adaptée et on recommence à faire varier systématiquement la largeur autour de la meilleure valeur précédente. Lorsque les écarts sur le courant commuté sont faibles, on admet que sont déterminées la largeur et la longueur optimums de la feuille. Les hypothèses sur lesquelles repose le calcul de la résistance sont les suivantes. Tout d'abord, ce calcul ne concerne que le cas où la résistance dépend peu de la vitesse de dissipation de l'énergie joule (feuille assez mince, courant croissant assez lentement). On suppose que les phases liquides et solides sont toujours homogènes et nous tenons compte de leur dilatation volumique, en négligeant l'accélération qui en résulte. La vaporisation est traitée en se servant de l'hypothèse de l'onde de vaporisation de Bennett /13/ qui permet de tenir compte de la brusque augmentation de volume dans la détente /14/.

#### III.4. Résultats expérimentaux

Les résultats expérimentaux ont surtout été obtenus lorsque le générateur à explosif était hélicoïdal /7/ puisque en ce qui concerne le soufflet, nous n'avons pu effectuer qu'un seul tir de commutation qui a fonctionné de façon satisfaisante.

Pour ce tir unique, le montage de la feuille était réalisé de la manière suivante. Afin d'absorber les vapeurs métalliques, la feuille de cuivre était prise en sandwich entre 5 mm environ d'épaisseur de tissus en fibre de verre. Le rôle de ces fibres de verre est également de supporter le choc de l'explosion.

Nous avons pu commuter ainsi  $350 \cdot 10^3$  J d'énergie magnétique dans une charge inductive fixe de  $50 \cdot 10^{-9}$  H. /15/.

#### IV. AVANT PROJET D'UNE EXPERIENCE FOCUS AU NIVEAU 10 MA

##### IV.1. Introduction

Nous allons présenter dans ce paragraphe, un projet destiné à étudier la décharge focus au niveau 10 MA, dans lequel le générateur et son commutateur associé seront semblables à ceux décrits dans les deux précédents paragraphes.

L'environnement de la décharge focus sera protégé par le mur d'une casemate et la ligne de transmission de l'énergie s'inspire de celle que nous avons mise au point lors du couplage d'un générateur hélicoïdal avec une expérience focus au niveau 2 MA.

##### IV.2. Problème lié au transfert de l'énergie entre un générateur à explosif et une expérience focus

Le problème du transfert de l'énergie magnétique dans une expérience focus se pose différemment par rapport à une expérience de commutation dans laquelle la charge inductive est fixe (§ III.4).

L'inductance de la décharge est croissante au cours du temps ( $\frac{dL_u}{dt}$  varie de  $10^{-2}$  à  $10^{-1}$  H.s $^{-1}$ ) alors que l'inductance du générateur décroît sensiblement ( $\frac{dL_s}{dt} \approx - 10^{-3}$  H.s $^{-1}$ ). Donc on peut supposer l'inductance du générateur constante pendant toute la durée de l'expérience focus, l'énergie magnétique utilisable par l'expérience n'est plus seulement l'énergie  $\frac{1}{2} L_u(t_c) I_u^2$  transférée à l'instant  $t_c$  ( $t_c$ ) correspondant au fonctionnement du commutateur, mais toute l'énergie magnétique du circuit :

$$(10) \quad \frac{1}{2} (L_s + L_u(t_c)) I_u^2 = \frac{L_s}{L_s + L_u(t_c)} \frac{1}{2} L_s I^2$$

Le disjoncteur doit donc rester isolé pendant le temps de l'expérience de plasma.

D'après l'équation (10) l'énergie finale est maximale si l'inductance  $L_u(t_c)$  est minimale. Il faut donc réduire le plus possible l'inductance parasite de la liaison entre le commutateur et la chambre à décharge.

D'autre part, l'énergie dissipée dans le disjoncteur vaut :

$$(11) \quad \frac{1}{2} L_s I^2 - \frac{1}{2} (L_s + L_u(t_c)) I_u^2 = \frac{L_u(t_c)}{L_s + L_u(t_c)} \left( \frac{1}{2} L_s I^2 \right)$$

Cette énergie est minimale si  $\frac{L_u(t_c)}{L_s}$  tend vers 0.

Si  $\frac{L_u(t_c)}{L_s}$  est  $\ll 1$ , l'énergie que devra absorber la feuille

est donc pratiquement égale à  $\frac{1}{2} L_u(t_c) I^2$ , ce qui minimise donc le volume de la feuille constituant le disjoncteur.

Nous allons montrer maintenant que si la condition (12) est réalisée, le temps d'établissement  $\xi$  du courant dans la charge est indépendant, en première approximation des caractéristiques géométriques de la feuille de cuivre explosée, et de l'énergie magnétique stockée dans le générateur à l'instant de la commutation.

D'après la relation (8) :

$$(12) \quad \xi = \frac{L_u(t_c)}{R_F} \quad \text{avec} \quad R_F = \alpha R_0 \quad \text{Le coefficient } \alpha \text{ traduit l'augmentation de la résistance initiale } R_0 = \rho_0 \frac{1}{s} \text{ au moment de la vaporisation de la feuille.}$$

C'est un coefficient expérimental qui dépend essentiellement de l'épaisseur de la feuille. M.A. Flin /16/ a montré que  $\alpha$  était de l'ordre de 200 lorsque la feuille de cuivre avait une épaisseur de  $100 \cdot 10^{-6}$  m.

Si  $\frac{L_u(t_c)}{L_s} \ll 1$ , l'énergie vaporisée dans la feuille peut s'exprimer par la relation suivante :

(13)  $\frac{1}{2} L_u(t_c) I^2 = w_{crit} S l$  où  $w_{crit}$  est l'énergie absorbée par  $cm^3$  de feuille de cuivre à la fin de la période dite de "fermeture" /17/ et qui correspond à l'instant à partir duquel la vaporisation est importante. En remplaçant dans (12) l'expression de  $L_u(t_c)$  et  $R_f$ .

$$(14) \text{ il vient : } \xi = \frac{2 w_{crit}}{\alpha \rho_0} \frac{S^2}{I^2}$$

Or, S et I sont liés par la relation (9).

Si l'on admet de plus que I (t) varie exponentiellement au cours de la compression de champ magnétique tel que :

$$(15) \quad I(t) / I(0) = \exp \frac{t}{\tau}$$

l'équation (9) s'écrit alors :  $g S^2 \neq \frac{\tau}{2} I^2(t) \quad (I^2(t) \gg I_{(0)}^2)$

$$(16) \text{ par conséquent : } \xi = \frac{w_{crit}}{\alpha \rho_0 g} \tau$$

Application numérique :

	(	$w_{crit} = 2,5 \cdot 10^{10} \text{ J m}^{-3}$	<u>/17/</u>
	(	$\alpha = 200$ (épaisseur $100 \cdot 10^{-6}$ m)	
	(	$\rho_0 = 2 \cdot 10^{-8} \Omega \text{ m}$	
cuivre	(	$g = 1,95 \cdot 10^{17} \text{ A}^2 \text{ s m}^{-4}$	
	(	$\tau = 70 \cdot 10^{-6} \text{ s}$	
soufflet			

$$\xi \neq 2.10^{-6} \text{ s.}$$

#### Remarque

On peut diminuer le temps d'établissement  $\xi$ , en refroidissant initialement la feuille. Si par exemple, la feuille de cuivre est refroidie à la température de l'azote liquide ( $77^\circ\text{K}$ ), on montre que l'on peut diviser  $\xi$  d'un facteur 2 environ /18/.

#### IV.3. Présentation de l'installation focus 10 MA

La figure n°9 représente le schéma d'ensemble de l'installation.

On peut distinguer 3 parties :

- 1) le banc de condensateur et le générateur soufflet à 2 étages,
- 2) la ligne de transmission de l'énergie : ligne plate triaxiale, transition ligne plate - câbles coaxiaux, et câbles coaxiaux.

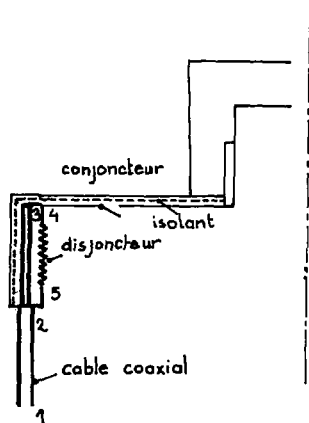
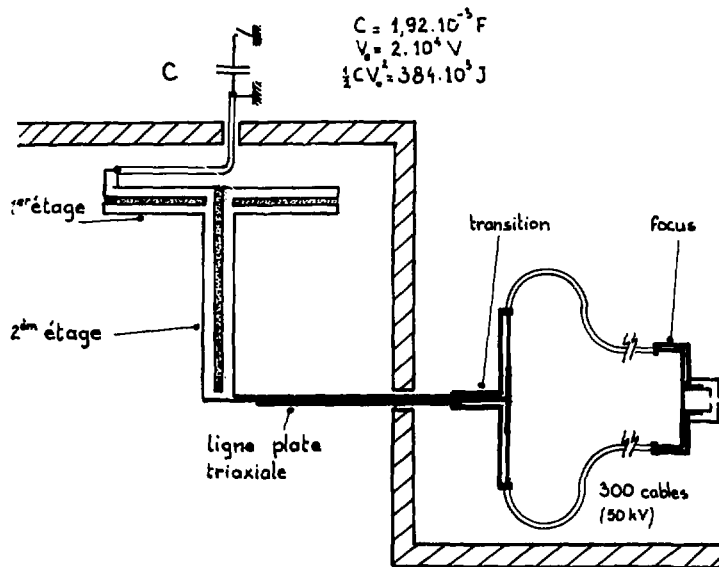
Pendant la phase de compression du champ magnétique, le courant circule dans la boucle 1 - 2 - 3 - 4 - 5 - 2 - 1.

Lorsque la feuille explose, la surtension qui apparaît aux bornes de celle-ci, amorce la fermeture du joncteur puis le claquage le long de l'isolant en pyrex, et le courant circule alors dans la boucle 1 - 2 - 3 - 6 - 7 - 8 - 2 - 1.

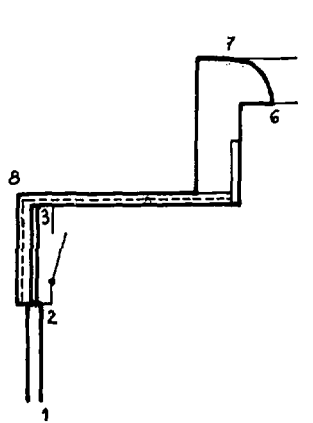
#### Remarque

L'installation proposée ici est l'extrapolation de la technique que nous avons mise au point et expérimentée avec succès et présentée dans la référence /7/.





circulation du courant avant la commutation.



... après la commutation

figure n° 9

Cependant, le problème du conjoncteur n'est pas résolu et reste à définir. Dans le cas du couplage d'un générateur à explosif avec une expérience focus, son rôle est très important car il agit directement sur la phase initiale de claquage qui elle-même conditionne le bon fonctionnement de la décharge. Le conjoncteur doit fonctionner à partir d'un niveau de tension imposé (de l'ordre de 10 kV) supérieur à la tension de disruption qui apparaît aux bornes de l'isolant de pyrex (1000 V à 2000 V suivant la pression de remplissage et la longueur de l'isolant). La solution que nous proposons est représentée sur la figure n° 10.

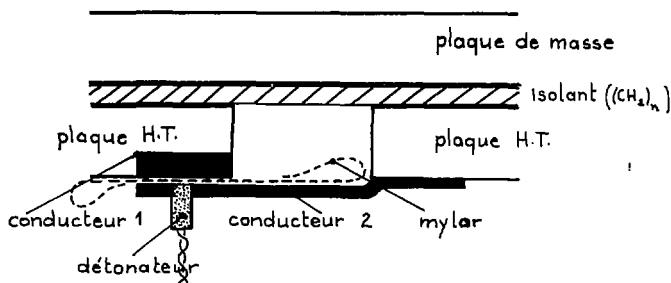


figure n° 10

La plaque H.T. (figure n°9) est constituée de 2 parties métalliques, initialement isolée électriquement l'une de l'autre.

La partie de gauche est reliée au disjoncteur et la partie de droite à l'anode. Le potentiel de l'anode est initialement fixé à la masse, par l'intermédiaire d'une résistance de grande valeur.

Le conducteur 2 est rigidement fixé d'un côté de la plaque H.T., et isolé électriquement de l'autre par l'intermédiaire d'un isolant (mylar). Il comporte un évidement dans lequel est logé un détonateur. Lorsque le détonateur fonctionne, le diélectrique est pulvérisé, permettant ainsi à l'anode de se fixer au potentiel de la feuille qui explose.

Le conducteur 1 est consommable, et assure la non détérioration de la plaque H.T.

Le détonateur fonctionne lorsque la tension mesurée aux bornes du disjoncteur a atteint un seuil prédéterminé. Le retard entre la détection du seuil de tension et la rupture du diélectrique est estimé à  $2.10^{-6}$  s.

La solution proposée est relativement complexe et onéreuse, car elle nécessite un grand nombre de détonateurs. Il se pose en outre, le problème délicat de leur confinement afin de limiter les effets destructifs liés à la détonation de l'explosif.

--ooOoo--

Nous avons précisé sur la figure n° 11, la géométrie et les dimensions de l'expérience focus.

Le diamètre des électrodes est déterminé à partir de l'extrapolation de celles ayant fonctionné au Centre d'Etudes de Limeil.

La longueur de l'électrode intérieure est choisie la plus courte possible, afin de minimiser l'inductance de la partie coaxiale de la décharge.

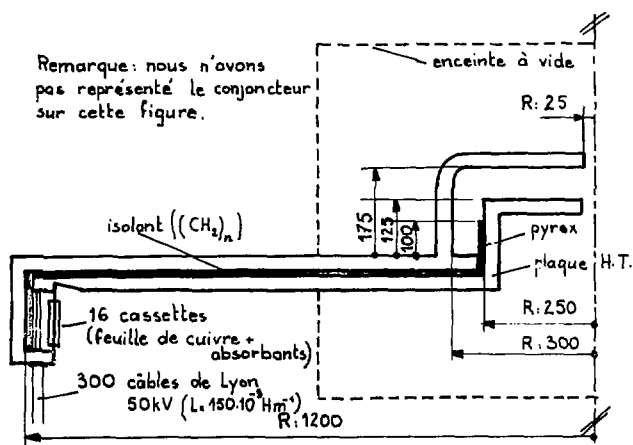


figure n° 11

Le disjoncteur est constitué de 16 cassettes que l'on fixe avant chaque tir, sur la plaque de masse et sur la plaque "haute tension".

Chaque cassette est constituée de 3 éléments (figure n° 12) : la feuille de cuivre, l'absorbant de vapeur métallique (laine de verre), un système de serrage et d'absorption du choc (le bois répond parfaitement à ces besoins).

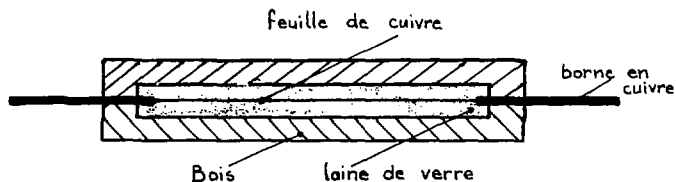


figure n° 12

IV.4. Calcul du disjoncteur

Le circuit électrique équivalent est représenté sur la figure n°13.

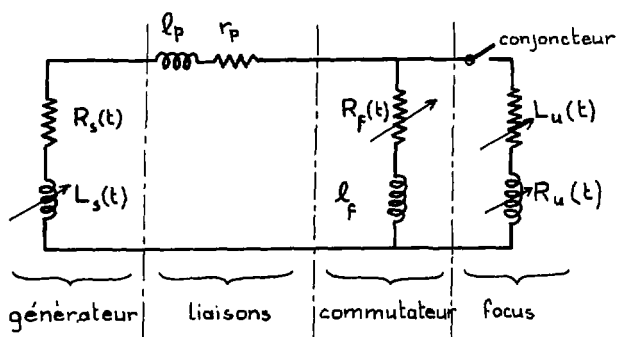


figure n° 13

$$l_f \sim 1.10^{-9} \text{ H}$$

$$L_u(t_c) = 5.10^{-9} \text{ H}$$

$$l_p = 10.10^{-9} \text{ H}$$

Pour respecter la condition de l'équation (12) nous choisissons

$$\frac{L_s(t_c) + l_p}{L_u(t_c)} = 10 ; \text{ soit } L_s(t_c) + l_p + l_c = 50.10^{-9} \text{ H à l'instant } t_c \text{ de la com-}$$

mutation. Le courant dans le générateur est à cet instant de  $11.10^6$  A environ (la figure n° 5 permet d'apprécier l'ordre de grandeur du courant I lorsque  $L = 50.10^{-9}$  H).

L'équation (15)  $gS^2 \neq \frac{\tau}{2} i^2 (t_c)$  permet donc de déterminer la valeur approximative de la section de conducteur du disjoncteur, et l'équation (13) le volume  $V = S \times l$  de la feuille de cuivre à vaporiser. En posant  $\tau = 70.10^{-6}$  s et  $I (t_c) = 11.10^6$  A on trouve immédiatement :

( S  $\neq$   $1,5 \cdot 10^4$  m<sup>2</sup>      Nous nous limitons à cette première estimation du  
 ( l  $\neq$   $8 \cdot 10^{-2}$  m      dimensionnement de la feuille.

Si l'on considère une épaisseur de  $100.10^{-6}$ m, la largeur de la feuille est de 1,5m. La largeur totale de chaque cassette est donc d'une dizaine de centimètres.

Les dimensions du montage sont telles cependant (figure n°11) que l'on pourra utiliser des feuilles de cuivre de  $25.10^{-6}$ m d'épaisseur. Les avantages sont :

- 1)  $\alpha$  est doublé (équation n° 12)  $\simeq 16$ , donc  $\xi$  passe de  $2.10^{-6}$ s à  $1.10^{-6}$ s et la tension maximale aux bornes de la feuille atteint 40 kV environ.
- 2) L'énergie absorbée par centimètre carré de feuille de cuivre, est réduite. Elle passe de  $250 \text{ J cm}^{-2}$  environ à  $60 \text{ J cm}^{-2}$ . Ceci diminue donc les effets destructifs liés à la vaporisation de la feuille de cuivre.

En conclusion les dimensions de la feuille de cuivre adoptées pour une première estimation sont les suivantes :

- . longueur :  $8.10^{-2}$  m
- . largeur : 6 m
- . épaisseur:  $25.10^{-6}$  m

chaque cassette aura une largeur de  $37,5.10^{-2}$ m.

#### IV.5. Estimation des caractéristiques de la décharge

La géométrie adoptée pour l'expérience de plasma est proche de la géométrie Filippov. La seule différence avec cette géométrie est que les deux électrodes sont percées sur l'axe (figure n° 11) pour limiter, dans la phase finale de compression l'interaction entre le matériau de l'électrode et le plasma, et permettre aux faisceaux d'électrons et de deutérons de bombarder différentes cibles que l'on introduit dans l'enceinte.

Dans la mesure où l'on veut optimiser le courant de la décharge cette géométrie nous semble mieux adaptée.

En effet, en empêchant la nappe de courant de s'expandre, on diminue l'inductance de la décharge. Par conséquent, le courant ainsi que la densité d'énergie magnétique localisée autour de la feuille de plasma sont maximisés.

Il faut remarquer également que le fait d'utiliser un générateur selfique tel que celui que nous décrivons, simplifie le problème d'adaptation entre la source d'énergie et la dynamique de la décharge, problème fondamental dans le cas où la source d'énergie est capacitive.

Nous n'avons pas calculé l'évolution spatiale et temporelle de la nappe de courant en couplant les équations du générateur et de son commutateur associé, aux équations M.K.D. du plasma. En effet, en supposant :

- le flux total constant ;
- le disjoncteur reste en position "ouverte" pendant la durée de la décharge ;

- la variation d'inductance du générateur, négligeable pendant la durée de la décharge ( $-\frac{dL_s}{dt} \approx 10^{-3} \text{ H s}^{-1}$ ) ;

- un modèle de compression cylindrique de la feuille de plasma, supposée infiniment fine et transportant la totalité du courant ;

on peut calculer aisément l'évolution du courant pendant la phase finale de compression, en fonction de la côte "R" représentant la position de la feuille de plasma par rapport à l'axe de la décharge (figure n° 14).

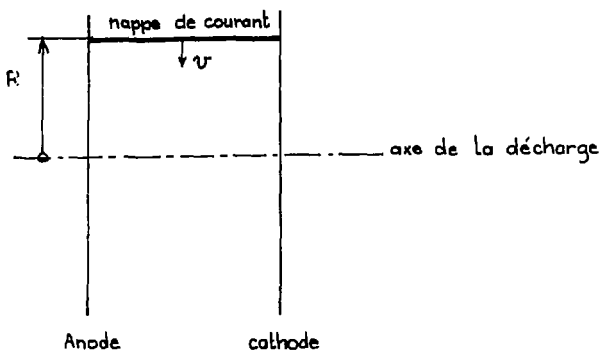


figure n° 14

Les conditions initiales sont les suivantes :

$$L_s(t_c) + I_p = 50 \cdot 10^{-9} \text{ H}$$

$$L_u(t_c) = 5 \cdot 10^{-9} \text{ H} \quad (t_c : \text{début de la commutation}).$$



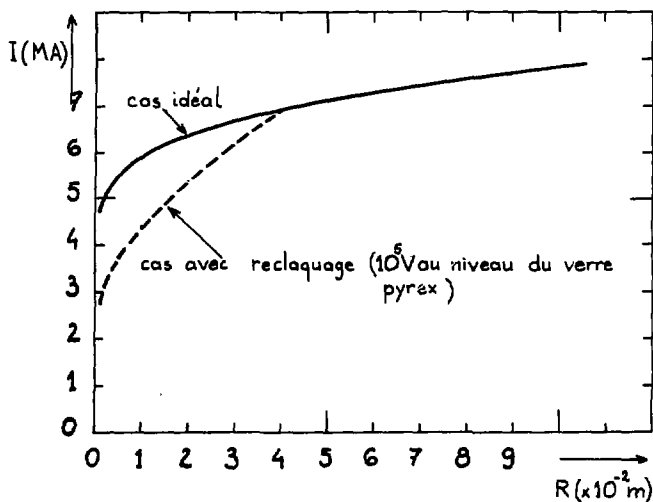
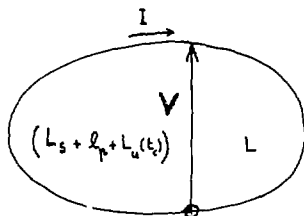


figure n° 15

Pour calculer la position de la nappe de courant au moment du reqlaouage, nous avons supposé que sa vitesse  $v$  était constante et égale à  $v = 10^5 \text{ m.s}^{-1}$  [19/].

Moyennant cette hypothèse, la tension qui apparaît aux bornes de l'isolant s'écrit :

$$v = v \frac{d}{dR} \quad (L I)$$



$(L_s + l_p + L_u(t_i) + L) I = C^{ste}$   
 jusqu'à l'instant du reqlaouage.  
 Après celui-ci on suppose.  
 $L I = C^{ste}$

figure n° 16

L'évolution du courant en fonction de "R" est représentée sur les figures 15 & 16 dans 2 cas : le cas idéal dans lequel on ne tient pas compte des re-claquages possibles, et le cas où l'on suppose un re-claquage le long de l'isolant en pyrex.

Le courant au moment de la singularité sera donc compris entre 5 MA et 6 MA dans le cas idéal.

La tension développée à l'instant du maximum de la singularité et aux bornes du plasma rassemblé sur l'axe sera de l'ordre de  $1,5 \cdot 10^6$  V (§ VIII).

La puissance électrique maximale est donc de  $10^{13}$  watt environ. La courbe de la figure n° 53, indique le nombre de neutrons correspondant : quelques  $10^{13}$  en deutérium et  $10^{15}$  en deutérium tritium.

La formule n° 58 montre qu'en utilisant une cible de tantale, l'énergie X rayonnée serait de l'ordre de  $2 \cdot 10^4$  J.

#### Remarque

Des surtensions de l'ordre du mégavolt remontant le long de la chambre à décharge, induiront un claquage au niveau du point le plus faible qui est ici l'isolant en pyrex. Nous avons mis en évidence avec A. COUDEVILLE et sur une décharge au niveau 2 MA, ce phénomène de claquage à l'aide de deux sondes de courant : l'une se trouvant en amont de la chambre, l'autre entre les 2 électrodes et d'une sonde de tension mesurant la tension aux bornes de l'isolant en pyrex. Une chronométrie réalisée entre ces 3 signaux, donnait schématiquement le résultat suivant (figure n° 17).

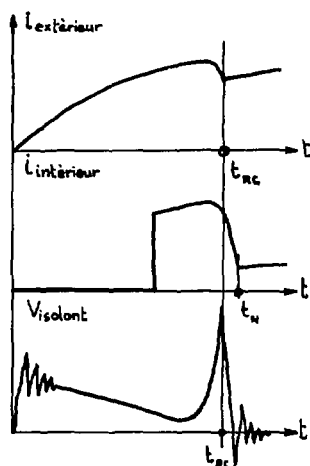


figure n° 17

Au moment de la singularité, la variation relative du courant était de 20% en moyenne pour la sonde extérieure, et 60% pour la sonde intérieure. Le maximum de la tension mesurée aux bornes de l'isolant correspond à l'instant où le courant "vu" de la sonde extérieure, cesse de décroître.

L'instant  $t_{rc}$  sur la figure n° 17 correspond donc bien à un claquage. Dans ces expériences, réalisées avec A. COUDEVILLE, la longueur du manchon isolant était de 10 cm, et la tension mesurée aux bornes de l'isolant à l'instant  $t_c$  de  $10^5$  volt environ.

Pour savoir si ce claquage inhibait ou perturbait les phénomènes, A. COUDEVILLE a augmenté la longueur de l'isolant jusque 25 cm. L'instant  $t_{rc}$  se rapprochant alors sensiblement de  $t_n$ . Le résultat est que l'on a observé une tendance à une augmentation de l'émission neutronique moyenne de 50% environ.

Dans l'expérience qui nous préoccupe et si l'on admet que le re-claquage se produit à  $10^5$  V, l'énergie magnétique emmagasinée dans le canon sera à cet instant de l'ordre de  $6.10^5$  J ( $6,9 \cdot 10^6$  A dans  $25.10^{-9}$  H). Dès cet instant, en supposant le flux magnétique constant dans cette boucle, le courant au moment de la singularité (figure n° 16) sera sensiblement plus faible que dans le cas idéal : 3 à 4 MA au lieu de 5 à 6 MA.

Il s'ensuivra donc au moment de la singularité une puissance électrique, une émission neutronique et une émission de rayonnement d'X sensiblement plus faibles.

## CONCLUSION GENERALE

-----

Nous avons étudié le plasma focus à 200 et 50 kA. Les résultats essentiels sont les suivants :

### a) Emission neutronique

Les résultats présentés complètent ceux qui ont été obtenus précédemment à Limeil. Ils montrent que pour une intensité comprise entre 43 kA et 2.550 kA, l'émission neutronique N croît de  $10^6$  à quelques  $10^{11}$  neutrons suivant la loi expérimentale :

$$N \propto I_{\max}^{3,3}$$

L'émission neutronique moyenne obtenue est de  $10^8$  à 200 kA, et de  $10^6$  à 50 kA.

A 200 kA, et dans les conditions optimales d'utilisation, (1 torr, 43 kV) la régularité est excellente puisque 80% des tirs fournissent entre 0,8 et  $1,35 \cdot 10^9$  neutrons.

En revanche, à 50 kA, le fonctionnement s'est avéré plus délicat et moins régulier puisque dans les conditions optimales d'utilisation (2 torr, 40 kV), 70% des tirs fournissent de  $2,2 \cdot 10^5$  à  $2,2 \cdot 10^6$  neutrons.

#### b) Mesures électriques, mesure du rayonnement X

Afin de mieux comprendre les résultats expérimentaux, nous avons amélioré les mesures électriques, V, i, di/dt. La tension est mesurée aux bornes de l'isolant avec un diviseur résistif que nous avons perfectionné. i et di/dt sont enregistrés à partir d'une sonde magnétique. A l'aide de photomultiplicateurs associés à des scintillateurs, on s'intéresse à l'évolution temporelle de l'émission X et neutronique.

Les oscillations parasites, habituellement observées sur les mesures électriques, ont pu être éliminées grâce à une liaison très courte entre le condensateur et le plasma. Cette condition est essentielle pour pouvoir effectuer une chronométrie nanoseconde entre les différents signaux. Les temps de réponse des appareils de mesure sont respectivement de l'ordre de la nanoseconde pour la sonde magnétique, 3 nanosecondes pour les photomultiplicateurs, et 7 nanosecondes pour la mesure de la tension.

c) Résultats qualitatifs

Nous distinguons dans le fonctionnement de la décharge focus deux catégories de tirs :

- ceux qui ne fournissent pas d'émission neutronique et de rayonnement X. La dérivée du courant dans ce cas est analogue à celle d'un circuit L, R, C classique ;

- ceux qui fournissent une émission X et neutronique.

La dérivée du courant, présence alors aux environs du premier quart de période, un "accident" d'amplitude variable et de durée très brève (quelques dizaines de nanosecondes) ; il est dû à la variation rapide de l'impédance du plasma.

Nous définissons la singularité électrique comme étant la différence entre le signal de  $di/dt$  avec et sans "accident".

Cette définition nous permet d'établir un certain nombre de corrélations entre les différents signaux  $V$ ,  $i$ ,  $di/dt$ ,  $dN/dt$  et  $dX/dt$ . On observe en particulier que l'émission neutronique totale, est une fonction croissante de l'amplitude maximale de la singularité électrique et qu'il y a une étroite corrélation entre l'évolution temporelle de l'émission de rayons X ( $h\nu > 15$  keV), et cette singularité.

Ces observations et ces mesures sont cohérentes avec un modèle faisceau-cible, dans lequel l'énergie magnétique cédée pendant la singularité, serait restituée sous forme d'énergie cinétique aux électrons et aux deutérons.

d) Mise au point d'un modèle faisceau-cible

A partir du dépouillement des signaux électriques, d'un certain nombre d'hypothèses et de calculs sur les bilans d'énergie des particules, nous calculons un spectre en énergie des deutérons. Nous considérons que l'interaction a lieu dans une cible de gaz neutre, ou dans un plasma homogène et isotrope, dont la température T supposée constante, est le paramètre du calcul. Nous ajustons ce paramètre afin de retrouver le nombre total de neutrons mesurés.

Ces calculs permettent également de déterminer l'évolution temporelle ainsi que la localisation spatiale de l'émission neutronique.

Les résultats de ces calculs sont les suivants :

- l'interaction avec une cible épaisse, fournit l'estimation de la limite supérieure de l'émission neutronique disponible à chaque tir ;

- dans cette hypothèse, la source neutronique est étendue : sur une trentaine de centimètres en moyenne à 1 torr et 200 kA, sur une quinzaine de centimètres à 2 torr et 50 kA ;

- dans le cas du plasma homogène et isotrope, la variation de la température T des électrons, a peu d'influence sur le calcul du nombre total de neutrons, mais elle modifie de façon importante la localisation spatiale de la source de neutrons.

Ce calcul montre en outre qu'il faut choisir une température qui croît avec la pression de remplissage : de 30 eV environ à 0,5 torr, à une certaine d'eV à 2 torr.



e) Lois d'échelle

Nous avons également remarqué, que l'impédance maximum pendant la singularité était égale à  $0,3 \Omega$  environ lorsque le courant traversant la décharge varie de 43 à 2.550 kA. Cette constatation, nous a conduit à appliquer le modèle précédent jusqu'à 2.550 kA.

En utilisant la cible épaisse du gaz neutre, nous avons calculé l'émission neutronique totale disponible en fonction de la puissance instantanée maximale  $P = V_p I_p$  apparaissant durant la singularité électrique. La loi d'extrapolation ainsi obtenue est proche des résultats expérimentaux.

En ce qui concerne l'émission de rayonnement X, le calcul indique que l'énergie rayonnée croît comme  $I_p^3$ . Les résultats obtenus à ce jour confirment cette variation.

f) Projet d'une décharge focus fonctionnant au niveau de 10 MA.

Les lois d'extrapolation montrent l'avantage qu'il y aurait à étudier une expérience mettant en jeu une puissance électrique maximale de l'ordre de  $10^{13}$  W.

Nous avons montré que de tels courants sont à présent réalisables en utilisant des générateurs à compression de champ magnétique auxquels on associe un système de commutation d'énergie. En effet, le générateur à explosif de structure plane (ou "soufflet"), mis au point au Centre d'Etudes de Limeil, a fourni 5 MJ d'énergie magnétique dans une charge inductive fixe de  $20 \cdot 10^{-9}$  H environ. Ce générateur est extrapolable à des niveaux

d'énergie commutée supérieure à 10 MJ.

Nous pensons qu'il est réaliste de faire fonctionner avec ce système, une expérience focus au niveau de 10 MA, et nous présentons un projet d'expérience non destructible.

Les lois d'extrapolation, montrent qu'une décharge focus traversée par un courant de 10 MA fournirait :

- quelques  $10^{13}$  neutrons en D.D, et  $10^{15}$  en D.T ;
- 10 à 20 kJ d'énergie X rayonnée (en utilisant une cible de tantale) ;
- des faisceaux de deutérons de l'ordre du MeV, transportant une énergie de plusieurs dizaines de kilojoules.

B I B L I O G R A P H I E

---

Première Partie

- 1/ BAKER D.A., BURKHARDT L.C., DI MARCO J.N., FORMAN P.R., HABERSTICH A.,  
KARR H.J., MANN L.W., PHILLIPS J.A., SCHOFIELD A.E.  
Z pinch experiments with shock heating  
IAEA - CN - 28/B - 2, Madison USA 17 - 23/6/71
- 2/ ARTSIMOVICH L.A.  
The road to controlled nuclear fusion  
Nature 239 September 1972 p. 18-22
- 3/ NUCKOLLS J, WOOD L, THIESSEN A, ZIMMERMAN G.  
Laser compression of matter to super high densities  
VII International Quantum Electronic Conference Montreal 1971
- 4/ WINTERBERG F.  
Initiation of thermonuclear reactions by high current electron beams  
Nuclear Fusion 12 1972, 353-362
- 5/ MATHER J.W.  
Formation of a high density deuterium plasma focus  
Physics of fluids  
Vol, 8, n°2, 1965, p. 366

- /6/ FILIPPOV N.V., FILIPPOVA T.I.  
Phenomena accompanying the formation of a dense plasma Focus during the implosion of a non-cylindrical Z-pinch  
Report I.A.E., 913, p. 1-15  
Kurchatov Institute, Moscou 1965
- /7/ PETROV D.P., FILIPPOV N.V., FILIPPOVA T.I., KHRABOV V.A.  
Powerful Pulsed Gaz discharges in chambers with conducting walls. Plasma Physics and the problem of controlled thermonuclear reactions. Pergamon Press 1960 (ed) Vol. 4, p. 198
- /8/ FILIPPOV N.V., FILIPPOVA T.I., VINOGRADOV V.P.  
Conférence dans le Domaine de la Physique du Plasma et de la Fusion Thermonucléaire Contrôlée  
Salzbourg 1961, I.A.E.A. - CN - 10/226. Nuclear Fusion 1962, supplement Part 2, p. 577
- /9/ BERNARD A., JOLAS A., GARCONNET J.P., DE MASCUREAU J., NAZET C., COUDEVILLE A., BEKIARIAN A.  
Le plasma Focus  
Rapport CEA - R - 4 807. 1977
- /10/ BERNARD A., COUDEVILLE A., GARCONNET J.P., JOLAS A., DE MASCUREAU J. NAZET C.  
Structure de la nappe de courant et faisceaux de particules rapides dans l'expérience Focus  
6ème Conférence sur la physique des plasmas et la recherche concernant la fusion nucléaire contrôlée (Berchtesgaden - 6.13/10/1976)  
I.A.E.A. - CN - 35/E 18 - 4
- /11/ DELCROIX J.L.  
Physique des plasmas  
Dunod (ed.) 1963
- /12/ HUMPHRIES S., LEE J.J., SUDAN R.N.  
Generation of intense pulsed ion beams  
Applied. Physic Letters Vol 25, n° 1, July 1974

- /13/ WINTERBERG F.  
Thermonuclear microexplosions with intense ion beams  
Ann of N.Y. Acad. Sci. 251, 679 (1975)
- /14/ VERDEYEN J.T., SWANSON D.A., CHERRINGTON B.E., JOHNSON W.L.  
The use of electronic space charge to accelerate, focus and bunch  
ions for pellet fusion  
Applied Physics Letters, Vol 27, n° 7, october 1975
- /15/ FILIPPOV N.V., FILIPPOVA T.I.  
Phenomena accompanying the formation of a dense plasma focus during  
the implosion of a non cylindrical Z pinch  
I.A.E. 913, 1965, LA Tr 6526
- /16/ BERNSTEIN M.J., LEE C.M., HAI F.  
Time correlation of X-ray spectra with neutron emission from a plasma  
focus discharge  
Ph. Review Letters, Vol. 7, Nb 13, p. 844 (1971)
- /17/ BERNSTEIN M.J.  
An acceleration mechanism for neutron production in plasma focus and  
Z pinch discharges  
Physics of Fluids 13, 11 novembre 1970, p. 2858 - 2866
- /18/ BERNARD A., COUDEVILLE A., DURANTET J., JOLAS A., LAUNSPACH J.,  
DE MASCUREAU J., WATTEAU J.P.  
Neutron measurements, Thomson scattering and holographic interferometry  
on the focus experiment  
Second Topical Conference on Pulsed high beta plasmas,  
Garching, Munich, Juillet 1972
- /19/ JOLAS A.,  
Mesure par diffusion Thomson de la température ionique du plasma de  
l'expérience focus  
Rapport CEA - R - 4489 (1973)

- /20/ BERNARD A., COUDEVILLE A., GARCONNET J.P., GENTA P., JOLAS A.,  
LANDUREY., DE MASCUREAU J., NAZET C., VEZIN R.  
Etude de l'émission neutronique et de la turbulence dans l'expérience  
Focus avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde  
Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research (International  
Atomic Energy Agency, Vienna) 3, 1975 p. 83  
ou note CEA n° 1855/74 du 7/11/1974
- /21/ GARY P.  
Ion acceleration in a plasma focus  
Physics of Fluids, Vol. 17, n° 11, November 1974
- /22/ MAISONNIER C., GOURLAN C., LUZZI G., PAPAGNO L., PECORILLA F.,  
RAGER J.P., ROBOUCH B.V., SAMUELLI M.  
Structure of the dense plasma focus - Part II  
Neutron measurements and phenomenological description  
Fourth Conference on plasma physics and controlled nuclear fusion  
research - Madison 17 - 23/6/1971. CN - 28/D - 2
- /23/ BOSTICK W.H., NARDI V., PRIOR W.  
Conf. on electrostatic and electromagnetic confinement of plasmas and  
the phenomenology of relativistic electron beams, New-York,  
March 3 - 5, 1974, N.Y. Acad. of Science (ed.)
- /24/ GOLD T., HOYLE F.  
On the origin of solar flares  
Monthly notices of the Royal Astronomical Society  
Vol. 120, n° 2, p. 89 - 105, May 1959
- /25/ BOSTICK W.H., NARDI V., GRUNBERGER L., PRIOR W.  
Observation of solar flare type processes in the laboratory  
Solar magnetic fields 512 - 525, Howard (ed.) 1971
- /26/ BOSTICK W.H., GRUNBERGER L., NARDI V., PRIOR W.,  
Vorticity in the current sheath of the plasma coaxial accelerator  
Proceedings of the 9th International Conference on phenomena in ionized  
gases, Bucharest, 1969 p. 66, G. Musa et al. (ed.)

- /27/ BERNARD A., COUDEVILLE A., JOLAS A., LAUNSPACH J., DE MASCUREAU J.  
Experimental studies of the plasma focus and evidence for nonthermal processes  
The Physics of Fluids 18, n° 2, (1975)
- /28/ LEE J.H., CONRADS H., WILLIAMS M.D., SHOMO L.D., HERMANSDORFER H., KIM K.  
Time of flight study of neutrons and gamma rays from a plasma focus  
A.P.S. 10th Annual Meeting - Division of Plasma Physics  
Miami Beach - November 1968 - 5C - 2
- /29/ BOOTH D.L., PRESTON G., SHAW P.F.D.  
The cross section and angular distributions of the DD reaction between 40 and 90 keV  
Proc. Phys. Soc., 1956, p. 265
- /30/ SECRE S.E., ALLEN J.E.  
Magnetic probes of high frequency response  
Journal of Scientific Instruments, 37, 369, 10/1960
- /31/ ANTONI B.  
Contribution à l'étude des générateurs à compression de champ magnétique et de leurs commutateurs à explosion de feuille  
Thèse d'Etat (Orsay, 18 Juin 1974, CNRS n° AO 8337) p. 171
- /32/ KNOEPFEL H.  
Pulsed high magnetic field  
p. 292 - 297, North Holland (ed.) 1970
- /33/ ANTONI B.  
Contribution à l'étude des générateurs à compression de champ magnétique et de leurs commutateurs à explosion de feuille  
Thèse d'Etat (Orsay, 18 Juin 1974, CNRS n° AO 8337) p. 174 - 177

- /34/ KNOEPFEL H.  
Pulsed high magnetic field  
p. 301, North Holland (ed.) 1970
- /35/ ANDRE M., TENAUD J.P.  
Communications présentées au colloque " Métrologie, Analyse, Traitement  
des images " organisé par l' A.N.R.T., 5 - 6 mai 1976  
Note DAM/DS/PG/HDE/CEL n° 324/76
- /36/ GARY C.  
La mesure des hautes tension de choc - les diviseurs de tension  
Revue Générale de l'Electricité - Octobre 1960, t. 69, p. 517 - 552
- /37/ PROVOST L.  
Communication privée
- /38/ Neutron cross section  
BNL 325, 2ème édition 1964
- /39/ HONECKER R., GRASSLER H.  
Detection efficiency of a plastic scintillator for neutrons between  
0,2 and 3 MeV  
Nuclear Instruments and methods, 46, 1967, p. 281 - 288
- /40/ Neutron cross section  
B.N.L. 325, 1966
- /41/ GRODSTEIN G.W.  
X-Ray attenuation coefficients from 10 keV to 100 MeV  
BNL, April 1957
- /42/ NAIL M.  
Contribution à l'étude du rayonnement X et neutronique émis par une  
décharge électrique du type focus  
Thèse, Paris 1976



- /43/ GAILLARD Ph.  
Protection d'un détecteur à neutrons contre le rayonnement diffusé,  
dans le but d'étudier l'émission neutronique produite par une machine  
de type Focus  
Rapport de stage - C.E.A. - Centre d'Etudes de Limeil, 1973
- /44/ COUDEVILLE A.  
Communication privée
- /45/ GENTA P., SCHUTTLER R., VEZIN R.  
Réponse analogique d'une tête à scintillation  
Note C.E.A. n° 1899, 25/06/1976
- /46/ GULLICKSON R.L., BARLETT R.  
X-ray analysis for electron beam enhancement in the plasma focus device  
Lawrence Livermore Laboratory U.C.R.L. - 75910  
August, 1974
- /47/ GLASSTONE S., LOVBERG R.H.  
Controlled thermonuclear reactions  
Van Nostrand - Princeton 1960
- /48/ BIRKS J.B.  
Theory and practice of scintillation counting  
Pergamon Press, 1964
- /49/ MEYEROTT A.J., FISCHER P.G., ROETHIG D.T.  
Plastic scintillator response to 1 to 10 keV photon  
Review of Scientific Instruments, 35, 1964, p. 669 - 672
- /50/ Electronique nucléaire et détection des rayonnements  
Collection INSTN G.A.. P.V.F.
- /51/ JOLAS A.  
Rapport à paraître
- /52/ POTTER D.E.  
Numerical studies of two dimensionnal magnetohydrodynamic initial value  
problems with particular application to the plasma focus  
Ph; Doctor Thesis  
Imperial College of Sciences and technology, Londres 1970.

- /53/ VEZIN R.  
Etude magneto hydrodynamique de la décharge focus.  
Thèse de 3ème cycle - Paris - Avril 1970
- /54/ PATOU C.  
Contribution à l'étude d'une décharge électrique non cylindrique focalisante  
Thèse de doctorat Orsay 7 mars 1973.
- /55/ BOTTOMS P.J., CARPENTER J.P., MATHER J.W., WARE K.D., WILLIAMS A.H.  
On the mechanism of neutron production from the dense plasma focus  
3ème conférence on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion  
Research.  
Novosibirsk 1968 CN 24/G5
- /56/ SPITZER L.  
Physique des plasmas complètement ionisés p. 92  
Dunod Paris 1959.
- /57/ BERNARD A., COUDEVILLE A., GARCONNET J.P., GENTA P., JOLAS A.,  
LANDURE Y., DE MASCUREAU J., NAZET C., VEZIN R.  
Etude de l'émission neutronique et de la turbulence dans l'expérience  
focus avec une résolution temporelle de l'ordre de la nanoseconde.  
Note DAM/DE/MES/PG/CE. n° 1855/74.
- /58/ MARTON L.  
Methods of experiment physics.  
Vol. 9 part. B Plasma physics P. 210  
Academic Press. New York 1971.
- /59/ DYSON N.A.  
X-Rays in Atomic and Nuclear Physics  
Longman editor London 1973

- /60/ DREICER H.  
Electron and ion runaway in a fully ionised gas.  
Physical Review Volume 115 , 2 , July 1959.
- /61/ WINFORD L. HARRIS  
X-Ray emission from high temperature  
NASA CR - 132500 July 1974
- /62/ ROSE D.J. and CLARK M.  
Plasmas and controlled fusion  
M.I.T. Press (1965).
- /63/ GASIOROWSKY P.  
Communication privée
- /64/ MATHER J.W. and WILLIAMS A.H.  
Review of scientific instruments 31 297 1960
- /65/ GULLICKSON R.L.  
The design of a large diameter plasma high temperature  
Lawrence Livermore Laboratory  
UCID 16 892 September 4, 1975.
- /66/ BOSTICK W.H.  
Third topical conference on pulsed high  $\beta$  plasmas  
Culham, England, September 9-12, 1975
- /67/ MARION J.B. and FOWLER J.L.  
Fast Neutron physics, part I.  
Vol. IV, p. 677-720 Interscience Publishers, inc. New York 1960
- /68/ REYNOLDS H.K., DUNBAR D.N.F., WENZEL W.A. and WHALING W.  
The stopping cross sections of gases for proton 30-600 keV  
Physical Review 92, 742 (1953)

- /69/ DELCROIX J.L.  
Physique des plasmas  
Gaz fortement ionisés p. 22 - 23.  
Université de Paris-Sud Centre d'Orsay - Décembre 1969
- /70/ JOLAS A.  
Communication privée
- /71/ DELCROIX J.L.  
Introduction à la théorie des gaz ionisés p. 126  
Dunod (ed) Paris 1959.
- /72/ SPITZER L.  
Physique des plasmas complètement ionisés p. 84 et p. 87  
Dunod Paris 1959
- /73/ DELCROIX J.L.  
Physique des plasmas  
Gaz fortement ionisés p. 14 - 15  
Université de Paris-Sud Centre d'Orsay - Décembre 1969
- /74/ BERNARD A., COUDEVILLE A., GARCONNET J.P., JOLAS A., DE MASCUREAU J.,  
NAZET C.,  
Bombardement de cibles par les faisceaux d'ions engendrés dans  
l'expérience focus.  
Note DAM/DS/D.PG/HDE/CEL n° 389/76 - Septembre 1976.
- /75/ COMPTON A.H., ALLISON S.K.  
X-Rays in theory and experiment  
Van Nostrand - Princeton 1960
- /76/ LEVINE L.S., URY M.G.  
Pulsed power generators, I.E.E.E.  
NS 20 n° 1 p. 456 2/73

/77/ SAKHAROV A.D.,  
USP. FIZ. NAUK. 88, 725 (1966)

/78/ CRAWFORD J.C., DAMEROW R.A.  
39, 11, 5.224 (1968).

## B I B L I O G R A P H I E

---

### Deuxième Partie

---

- /1/ MORIN J., VEDEL J.,  
Générateurs de courants intenses par conversion d'énergie explosive  
en énergie électrique.  
C.R. Acad. sc., 272 B, 2 juin 1971 pp. 1232 - 1235.
- /2/ SHEARER J.W.  
Explosive - driven magnetic fields compression generators  
Sandia Laboratory J.A.P. 39, 1968.
- /3/ CRAWFORD J.C. and DAMEROW R.A.  
Explosively driven high magnetic generators  
Sandia Laboratory J.A.P. October 1968.
- /4/ BERNARD J., BOUSSINESQ J., MORIN J., NAZET C., PATOU C., VEDEL J.  
An explosive generator powered plasma focus  
Physic letters, 35 A, 4 juin 1971 p. 447.
- /5/ ANTONI B., NAZET C.,  
Etude expérimentale et théorique des générateurs de courant  
explosifs hélicoïdaux à compression de champ magnétique.  
Rapport C.E.A. - R - 4662 Juillet 1975.
- /6/ ANTONI B., NAZET C.,  
Etude expérimentale de générateurs plans à explosif par compression  
de champ magnétique.  
W. PG DO. 0058 08/74

- /7/ ANTONI B., LANDURE Y., NAZET C.,  
The commutation of the energy produced by a helical explosive  
generator using exploding foils.  
Communication présentée à :  
"International Conference on Energy Storage Compression and  
Switching"  
Turin Italie - 5-7 Novembre 1974.
- /8/ LEWIN J.D., SMITH P.F.,  
Rev. Sci. Instr. 35, 541 (1964).
- /9/ EARLY H.C. and MARTIN F.J.  
Rev. Sci. Instr. 36, 1000 (1965)
- /10/ MAISONNIER CH., LINHART J.G., GOURLAN C.  
Rev. Sci. instr. 37, 1380 (1966).
- /11/ KNOEPFEL H.  
Pulsed high magnetic fields p. 150  
North Holland 1970.
- /12/ ANTONI B.,  
Etude d'interrupteurs à explosion de feuilles en cuivre pour des  
courants de l'ordre du méga-ampère.  
Le Journal de Physique, Tome 9, Janvier 1974, p. 87
- /13/ BENNETT F.D.  
Phys. Fluids, 8 ; 1425 (1965)
- /14/ ANTONI B.,  
Etude d'interrupteurs à explosion de feuilles en cuivre pour des  
courants de l'ordre du méga-ampère.  
Le Journal de Physique, Tome 9, Janvier 1974, p. 331-340

- /15/ BERNARD A., JOLAS A., GARCONNET J.P., DE MASCUREAU J., NAZET C.,  
COUDEVILLE A., BEKIARIAN A.,  
Exposés présentés lors de la Conférence Scientifique organisée  
le 10/10/1975 par la Direction Scientifique concernant l'expérience  
Focus.  
DAM/DS/D.PG/HDE n° 268/76. P. 74
- /16/ FLIN M.A.,  
Communication privée.
- /17/ ANTONI B.,  
Thèse d'Etat  
(Orsay 18 juin 1974, CNRS n° AO 8337) p. 185
- /18/ KNOEPFEL H.,  
Pulsed high magnetic fields p. 87  
North Holland 1970.
- /19/ MARTON L.,  
Methods of experiment physics.  
Vol. 9 part. B plasma physics p. 210  
Academic Press. New York 1971.



*Achévé d'imprimer*  
*par*  
*le CEA, Service de Documentation, Saclay*  
*Février 1978*

*DEPOT LEGAL*  
*1er trimestre 1978*

*La diffusion, à titre d'échange, des rapports et bibliographies du Commissariat à l'Energie Atomique est assurée par le Service de Documentation, CEN-Saclay, B.P. n° 2, 91 190 - Gif-sur-Yvette (France).*

*Ces rapports et bibliographies sont également en vente à l'unité auprès de la Documentation Française, 31, quai Voltaire, 75007 - PARIS.*

*Reports and bibliographies of the Commissariat à l'Energie Atomique are available, on an exchange basis, from the Service de Documentation, CEN-Saclay, B.P. n° 2, 91 190 - Gif-sur-Yvette (France).*

*Individual reports and bibliographies are sold by the Documentation Française, 31, quai Voltaire, 75007 - PARIS.*

*Edité par*

*le Service de Documentation*

*Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay*

*Boîte Postale n° 2*

*91 190 - Gif-sur-YVETTE (France)*