

UNIVERSITE D'ALGER

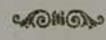
5/76

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

32x

DEPARTEMENT ELECTRONIQUE

T1



المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
التي
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

THÈSE DE FIN D'ÉTUDES



SIMULATION ANALOGIQUE DE L'EMPOISONNEMENT
D'UN REACTEUR PAR LE XENON ET LE SAMARIUM

المدرسة لوطنية للعلوم
الهندسية
التي
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

1^{ère} Partie: Etude théorique

Proposée par:

M. KACIMI

A. ZAOU

Etudiée par:

M. REZIG

B. SAÏCHI

Année 1976



UNIVERSITE D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRONIQUE



THÈSE DE FIN D'ÉTUDES



SIMULATION ANALOGIQUE DE L'EMPOISONNEMENT
D'UN REACTEUR PAR LE XENON ET LE SAMARIUM

1^{ère} Partie: Etude théorique

Proposée par:

M. KACIMI

A. ZAOUI

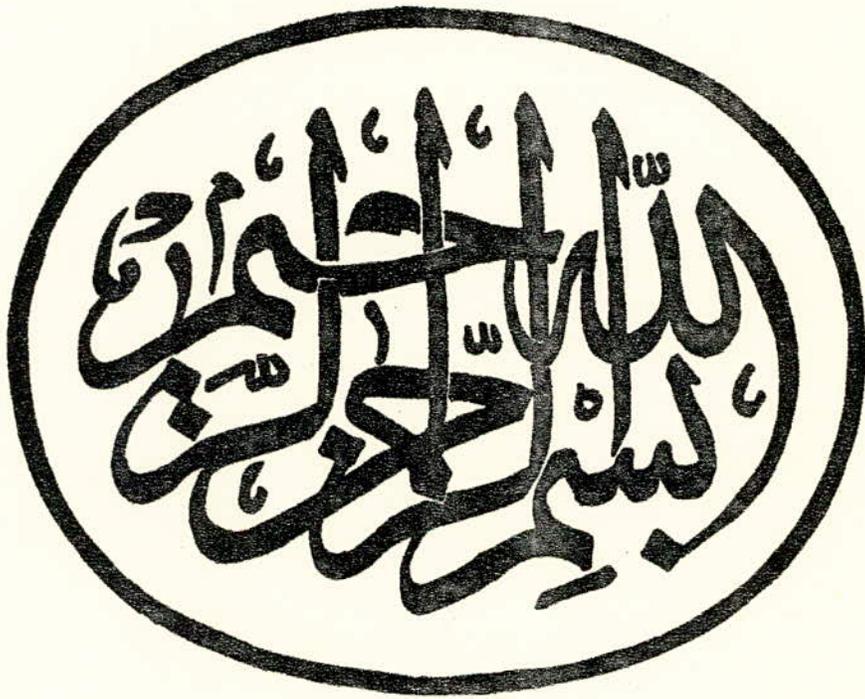
Etudiée par:

M. REZIG

B. SAÏCHI

Année 1976.





A V A N T P R O P O S
o-o-o-o-o-o-o-o-o-o-o-o-

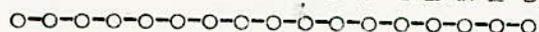
Le travail qui fait l'objet de ce présent mémoire a été réalisé au Centre des Sciences et de la Technologie Nucléaire d'Alger; nous exprimons notre profonde reconnaissance à Mrs M. KACIMI et A. ZAOUI pour nous avoir dirigés dans ce travail.

Nous prions Mr S. BENDJABALLAH de bien vouloir trouver l'expression de notre profonde gratitude pour l'interêt qu'il a témoigné à notre travail en acceptant de présider le Jury d'examen ainsi que Mrs G. SINOUI et M. KACIMI qui ont bien voulu faire partie du Jury.

Nos remerciements vont également à Mrs . TEDJINI et H. JARMOT pour tout l'interêt qu'ils ont porté à notre travail et l'aide précieuse qu'ils ont bien voulu nous accorder.

Plusieurs services du C. S. T. N. nous furent d'un concours indispensable: la Bibliothèque en ce qui concerne la documentation et l'impression en particulier Mrs M. LAZIB et A. ABDI, le Labo-Photo, le Bureau d'Etudes; que toutes ces personnes qui ont participé à l'élaboration de ce travail trouvent ici l'expression de notre reconnaissance.

TABLE DES MATIERES



<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>I FISSION - PRINCIPE DES REACTEURS</u>	3
1. LA FISSION	3
1-1. Description	3
1-2. Les corps fissiles	3
1-3. Neutrons de fission	4
1-4. Fragments et produits de fission	6
1-5. Energie libérée	12
1-6. Théorie de la fission	14
2. AUTRES TYPES DE REACTIONS	19
2-1. Diffusion élastique	19
2-2. Diffusion inélastique	19
2-3. Capture radiative	20
3. SECTIONS EFFICACES	20
3-1. Définitions	20
3-2. Variation des sections efficaces avec l'énergie des neutrons incidents	25
4. REACTION DE FISSION EN CHAÎNE : PRINCIPE DES REACTEURS	28
4-1. Facteur de multiplication	28
4-2. Evolution exponentielle de la réaction en chaîne	29
4-3. Principe des réacteurs	30
4-4. Définition des facteurs η , ϵ , p et f	32
4-5. Expression du facteur de multiplication en milieu infini	33
4-6. Expression du facteur de multiplication effectif	34
<u>II ELEMENTS DE CINETIQUE DES REACTEURS A NEUTRONS THERMIQUES</u>	37
1. DISTRIBUTION SPECTRALE DES NEUTRONS THERMIQUES	37
2. THEORIE DE LA DIFFUSION HOMOCENE	38
3. EQUATION ELEMENTAIRE DE LA DIFFUSION	42

4. CINETIQUE DES REACTEURS	45
4-1. Cinétique d'un réacteur sans neutrons différés	45
4-2. Cinétique d'un réacteur en tenant compte des neutrons différés	48
4-3. Réactivité	54
4-4. Causes des variations de régime dans un réacteur	54
<u>III EMPOISONNEMENT D'UN REACTEUR PAR LES PRODUITS DE FISSION</u>	57
INTRODUCTION	57
1. EFFET DES PRODUITS DE FISSION	57
2. CINETIQUE DE L'EMPOISONNEMENT XENON	60
2-1. Evolution de la concentration de l'Iode et du Xénon	60
2-2. Evolution de l'empoisonnement Xénon au démarrage	67
2-3. Evolution de l'empoisonnement Xénon après arrêt brusque	67
3. CINETIQUE DE L'EMPOISONNEMENT SAMARIUM	70
3-1. Evolution de la concentration du Prométhéum et du Samarium	70
3-2. Evolution de l'empoisonnement Samarium au 1er démarrage	74
3-3. Evolution de l'empoisonnement Samarium après arrêt	76
3-4. Evolution de l'empoisonnement Samarium après redémarrage	78
4. AUTRES PRODUITS DE FISSION	80
5. INFLUENCE DE L'EMPOISONNEMENT XENON ET SAMARIUM SUR LE CONTROLE DES REACTEURS	82
5-1. Empoisonnement global dû au Xénon et au Samarium	82
5-2. Antiréactivité due aux autres produits de fission	86
5-3. Oscillations Xénon	87
5-4. Vitesse des barres de contrôle compte tenu de l'évolution Xénon	88
5-5. Programme d'arrêt compatible avec la réactivité disponible	90
<u>CONCLUSION</u>	90
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	92

INTRODUCTION

Lorsqu'un réacteur nucléaire fonctionne de façon continue, il apparaît dans les éléments combustibles des produits de fission dont l'accumulation peut avoir des conséquences néfastes sur le contrôle du réacteur. Leurs sections efficaces d'absorption des neutrons thermiques étant très élevées, ils conduisent à un accroissement des pertes neutroniques, qui se marque, comme nous le verrons, par l'introduction dans les équations cinétiques d'un terme de réactivité négative. On les désigne très généralement sous le nom de "poisons".

Cette étude a pour but de montrer quelques résultats concernant la dynamique de l'empoisonnement des réacteurs nucléaires par le XENON 135 et le SAMARIUM 149.

Nous avons mis à profit l'analogie entre les équations cinétiques régissant les empoisonnements et les équations qui régissent certains circuits électriques pour simuler l'évolution de l'empoisonnement d'un réacteur pour différents régimes de fonctionnement.

Pour ce faire, nous avons réalisé un calculateur analogique sur lequel nous nous sommes proposés principalement:

- de rechercher l'évolution de la concentration et de l'antiréactivité du Xénon et du Samarium, pour différentes valeurs du flux neutronique, au démarrage, à l'arrêt et au redémarrage du réacteur;

- d'étudier leur influence sur le contrôle des réacteurs

Nous rappelons dans la première partie de ce travail les éléments de physique des réacteurs qui nous permettront d'établir les équations régissant les empoisonnements Xénon et Samarium et d'étudier leur influence sur le contrôle des réacteurs.

Nous décrirons dans la deuxième partie les différents éléments constituant le calculateur en justifiant les solutions adoptées.

Une annexe sera consacrée au mode d'utilisation du simulateur dans un cadre pédagogique.

CHAPITRE I

LA FISSION-PRINCIPE DES REACTEURS

I. LA FISSION

I-1 DESCRIPTION

La fission consiste en une dislocation d'un noyau lourd en deux fragments de masses voisines sous l'action d'un neutron incident.

Cependant, le partage en deux noyaux n'exclut pas la formation d'un troisième de masse plus faible. Ce mode de fission, dit ternaire par opposition à la fission binaire où n'apparaissent que deux fragments, est très rare.

On observe même un mode quaternaire de fission qui, lui se produit une seule fois pour 10.000 fissions de mode binaire.

La réaction de fission s'accompagne d'une production de plusieurs neutrons, d'un rayonnement γ et d'un important dégagement d'énergie.

I-2 LES CORPS FISSILES.

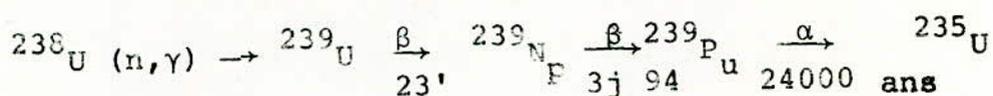
Sont, en principe, fissiles la plupart des corps de masse atomique A supérieure à 220. Les seuls éléments intéressants au point de vue application sont ceux qui sont fissiles sous l'effet de neutrons lents (2200 m/s), qu'on appelle aussi neutrons thermiques.

Ces corps sont au nombre de trois :

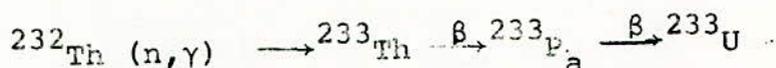
-L'Uranium 235 qui se trouve dans la proportion de 0,7 % dans l'Uranium naturel ; et qui est le "Combustible" de tous les

réacteurs nucléaires à neutrons lents par opposition avec les réacteurs à neutrons intermédiaires ou à neutrons rapides qui exigent une proportion plus grande de matière fissile.

-Le Plutonium 239 qui n'existe pas dans la nature et qui s'obtient à partir de l'Uranium 238 suivant le processus ci-dessous, par réaction (n,γ) :



-L'Uranium 233 qui s'obtient de façon analogue à partir du Thorium 232 :



I-3 NEUTRONS DE FISSION.

Le nombre de neutrons émis lors de la fission d'un noyau lourd varie selon que la fission est provoquée par des neutrons thermiques ou par des neutrons rapides.

Le nombre moyen de neutrons émis pour différents corps fissiles est indiqué dans le tableau (I-1).

Noyaux fissiles	nbre. moyen de neutrons libérés par fission produite par :	
	neutrons thermiques	neutrons rapides
^{233}U	2,55	2,63
^{235}U	2,47	2,56
^{239}U	/	2,62
^{239}U	2,91	3,01

TAFLEAU I-1

La répartition des neutrons de fission en fonction de leur énergie cinétique suit sensiblement la loi empirique suivante :

$$N(E) = 0,484 e^{-E} \text{ Sh } \sqrt{2E} \quad (\text{I-1})$$

où $N(E)$ est la probabilité qu'un neutron de fission ait l'énergie E (MeV) par intervalles de 1 MeV.

La figure (I-2) montre la répartition des neutrons de fission en fonction de leur énergie cinétique.

On y relève l'énergie la plus probable : 1 MeV ;

l'énergie moyenne d'un neutron de fission est de l'ordre de 2 MeV.

I-4 FRAGMENTS ET PRODUITS DE FISSION.

On convient d'appeler fragments de fission les deux noyaux primaires de la fission ; ces noyaux étant excédentaires en neutrons se désexcitent en émettant, dès leur formation, deux à trois neutrons et un rayonnement γ très énergétique.

Les noyaux ainsi formés sont en général instables ; ils se désintègrent le plus souvent par émission β^- et plus rarement par émission d'un neutron. Ils rejoignent ainsi la courbe de stabilité des noyaux indiquée à la figure (I-3).

I-4-1. RENDEMENT DE FISSION.

Expérimentalement on arrive à mesurer statistiquement, un certain temps après la fission, l'abondance relative des produits de fission. On exprime cette abondance relative par le rendement de fission qui représente le nombre de noyaux formés pour 100 fissions.

Les rendements de fission sont comptés sur un total de 200 % (puisqu'on a 2 fragments).

La figure (I-4) donne les rendements de fission des produits issus de la fission des corps fissiles sous l'action des neutrons lents en fonction de leur nombre de masse A.

On peut dégager de cette courbe plusieurs enseignements intéressants :

-Il existe 2 maxima (de 5 à 7%) : un pour les noyaux de nombre de masse compris entre 90 et 100 et un autre pour ceux dont le nombre de masse est compris entre 132 et 144.

-En dehors de l'intervalle de masse atomique 75-160, il n'y a pratiquement plus de fragments.

-Les répartitions de masse des fragments sont très voisines pour les 3 corps fissiles (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu).

I-4-2. RADIOACTIVITE DES PRODUITS DE FISSION.

I-4-2-1. RADIOACTIVITE PAR NEUTRONS.

Plusieurs des produits de fission libèrent au cours de leur transmutation radioactive non seulement un électron mais encore un neutron :

Sept de ces produits ont été identifiés : Ce sont les bromes 87, 88, et 90 ainsi que les iodes 137, 138 et 139.

Cette radioactivité a pour conséquence que l'émission d'une certaine fraction des neutrons de fission est différée (alors que les neutrons libérés dans le processus même de la fission le sont instantanément).

Nous verrons plus tard l'importance considérable de ce fait pour la stabilité des réacteurs nucléaires.

Six groupes de neutrons différés sont généralement pris en considération en dynamique des réacteurs.

Le tableau (I-5) indique dans le cas où la fission est produite par des neutrons thermiques, quelles sont les périodes T_i , les constantes radioactives λ_i et les proportions pour 100 000 neutrons de fission des neutrons différés de chaque

groupe, ainsi que pour l'ensemble des groupes.

Dans le cas des fissions des mêmes noyaux provoquées par des neutrons rapides les proportions sont voisines sauf pour l'Uranium 238 et le Thorium 232 où elles sont bien plus élevées.

Groupe	Période T_i (s)	Constante radioactive λ_i (s ⁻¹)	Nombre β_i (pour 100 000 neutrons de fission)		
			²³⁵ U	²³⁹ Pu	²³³ U
1	55,7	0,0124	21	7	22
2	22,7	0,0306	140	63	77
3	6,22	0,1114	126	44	65
4	2,30	0,3014	253	69	72
5	0,61	1,136	74	13	13
6	0,23	3,014	27	9	9
Total			641	210	258

TABLEAU I-5

I-4.2.2 RADIOACTIVITE β .

La radioactivité des produits de fission se manifeste beaucoup plus généralement par émission β^- traduisant la transformation isobare des neutrons excédentaires en protons.

Au fur et à mesure de ces transformations successives, le produit devient de plus en plus stable et ses périodes de plus en plus longues.

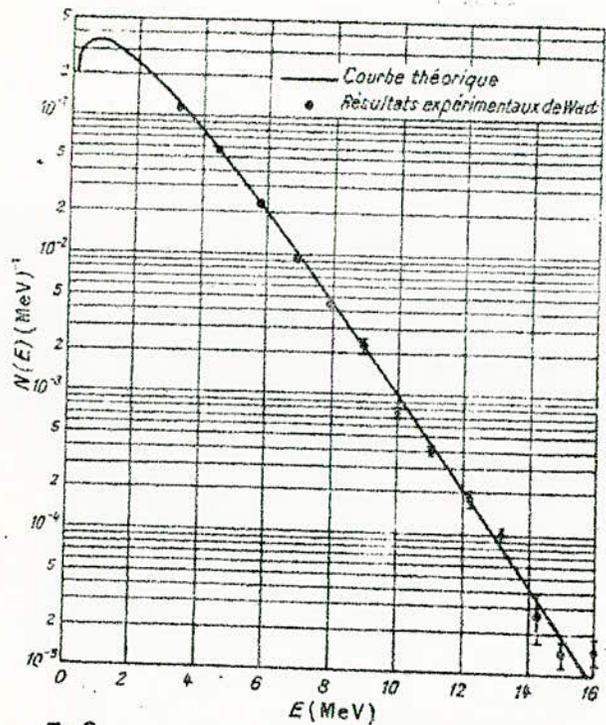
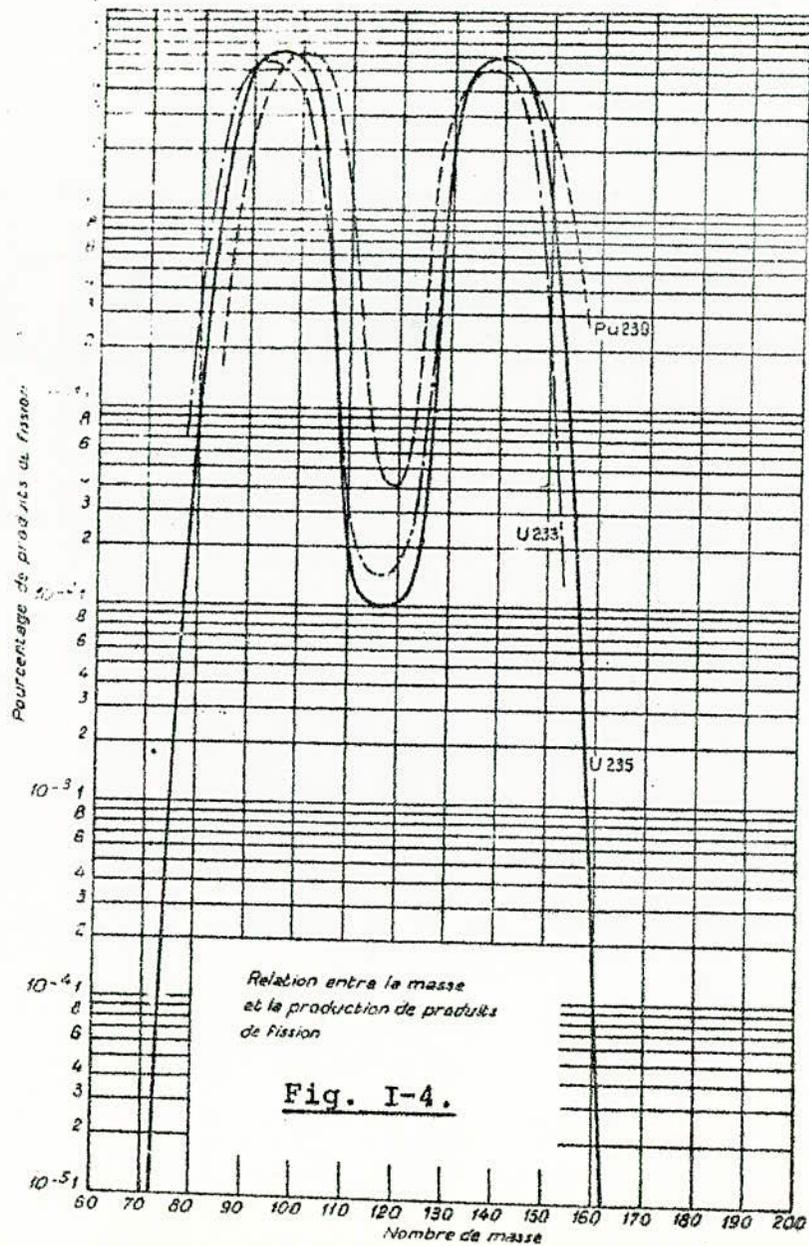


Fig. I-2. — Spectre énergétique des neutrons de fission.



Relation entre la masse et la production de produits de fission

Fig. I-4.

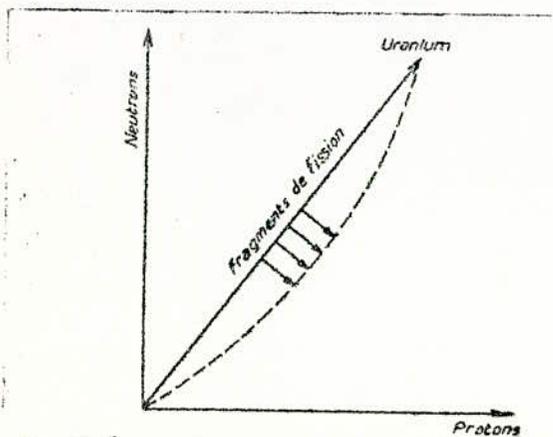


Fig. I-3. — Radio-activité β des produits de fission.

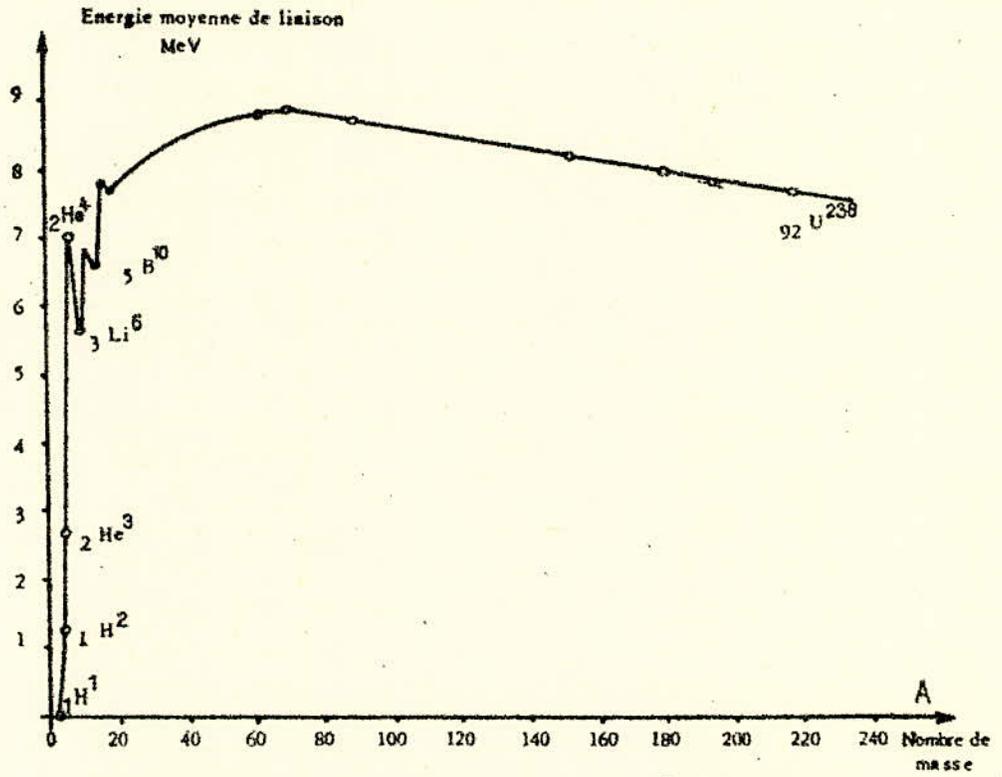


FIG. I-6 Energie moyenne de liaison des nucléons en fonction du nombre de masse

I-5. ENERGIE LIBEREE.

On peut mesurer au spectrographe de masse avec une précision de 10^{-6} la masse des atomes et en déduire celle de leur noyau.

Cette masse est en fait inférieure à la somme des masses des constituants (protons et neutrons) d'une certaine quantité appelée défaut de masse ; par suite de l'équivalence masse-énergie, on peut dire que l'assemblage des nucléons en un noyau engendre la libération d'une certaine quantité d'énergie : à savoir l'équivalent énergétique du défaut de masse.

L'énergie de cohésion E_ℓ du noyau est mesurée grâce à la relation d'Einstein en convertissant en énergie la différence entre la somme des masses des constituants et la masse de l'atome :

$$E_\ell = \Delta m C^2 \quad (1,2)$$

avec
$$\Delta m = Z m_p + (A-Z) m_n + Z m_e - M_a$$

où Z est le numéro atomique, A le nombre de masse, M_a la masse de l'atome considéré ;

m_p , m_n , m_e sont les masses du proton, du neutron et de l'électron respectivement.

Il est intéressant de tracer la courbe qui donne l'énergie moyenne de liaison d'un nucléon $\frac{E_\ell}{A}$ en fonction du nombre de masse (Fig. I,6).

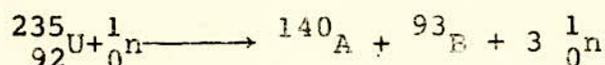
On remarque que cette énergie est plus faible pour les noyaux de masse moyenne.

La fission d'un noyau lourd en 2 fragments de masse moyenne peut donc conduire à une réaction exothermique puis-

qu'elle conduit à 2 noyaux plus stables formés avec un dégagement plus grand d'énergie.

Evaluons l'énergie libérée par la fission de l'Uranium 235 dans le cas où on obtient par exemple 2 fragments A et B de nombres de masse 140 et 93.

La courbe I,6 donne comme énergie de liaison moyenne 7,5 MeV pour l'Uranium, 8,3 MeV pour A et 8,6 MeV pour B :



Energie de liaison moyenne par nucléon	7,5	0	8,3	8,6	0
	x 235		x 140	x 93	
	-----		-----	-----	
Energie de liaison totale	1760		1160	+ 800	= 1960
(MeV)					

L'énergie libérée vaut donc environ 200 MeV

L'énergie de fission se manifeste sous différentes formes. La plus grande partie est communiquée sous forme d'énergie cinétique aux fragments de fission sous l'effet de la répulsion coulombienne qui prédomine dès que la rupture du noyau a fait disparaître entre les fragments les forces de cohésion nucléaires.

Le reste de l'énergie se dissipe :

-Instantanément sous forme d'énergie cinétique des neutrons émis et d'énergie rayonnante des photons émis.

-Avec un retard sous forme d'émission β des produits de fission, d'émission γ et de neutrinos.

En moyenne l'énergie se répartit ainsi :

Energie cinétique des fragments de fission	167	MeV
Energie cinétique des neutrons émis	5	"
Energie des photons émis.....	5	"
Emission β des produits de fission	7	"
Emission γ des produits de fission	6	"
Energie des neutrinos	11	"

TOTAL = 201 MeV

I-6. THEORIE DE LA FISSION.

I-6.1. MODELE DE LA GOUTTE LIQUIDE.

Ce modèle qui laisse de côté les niveaux quantiques individuels est particulièrement indiqué pour l'étude des noyaux lourds et notamment de certains phénomènes comme la fission qui leur est particulière .

On ne s'occupe ici que du comportement global du noyau lourd.

On assimile le noyau à une goutte liquide incompressible chargée uniformément en volume.

Divers termes interviennent dans son énergie interne :

Energie de volume.

Ce premier terme correspond à une énergie de liaison sensiblement constante par unité de volume de matière nucléaire, il est proportionnel au volume, donc au nombre de masse A

$$E_v = a_v A$$

La constante a_v est évaluée empiriquement

$$a_v \approx 14 \text{ MeV}$$

Energie de surface.

Les nucléons qui sont à la surface du noyau sont moins liés que les autres nucléons à cause de la faible portée des forces de liaisons nucléaires. Il résulte de ce fait une correction qui va diminuer l'énergie de liaison totale.

L'énergie de surface est proportionnelle à la surface donc à $A^{2/3}$

$$E_s = - a_s A^{2/3} \quad \text{avec } a_s \approx 13 \text{ MeV}$$

Energie coulombienne.

Les nucléons sont moins liés du fait de la répulsion coulombienne entre protons.

L'énergie coulombienne est inversement proportionnelle à la distance moyenne entre 2 protons donc à $A^{1/3}$

$$E_c = - a_c Z^2 A^{-1/3} \quad \text{avec } a_c \approx 0,6 \text{ MeV}$$

Ces trois termes ont été déduits entièrement des hypothèses du modèle de la goutte liquide.

Pour le modèle nucléaire on tient compte de deux autres formes d'énergie :

Energie d'asymétrie.

Ce terme tient compte de la plus grande stabilité présentée par les édifices nucléaires contenant le même nombre de neutrons et de protons.

$$E_a = - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} \quad \text{avec} \quad a_a = 23,7 \text{ MeV}$$

Energie de paire.

Ce dernier terme tient compte de la stabilité particulière des noyaux suivant la parité du nombre de ses nucléons.

$$E_p = \begin{cases} 0 & \text{pour } A \text{ impair} \\ -\delta & \text{pour } Z \text{ et } N \text{ pairs tous les deux} \\ +\delta & \text{pour } Z \text{ et } N \text{ impairs} \end{cases}$$

avec $\delta = 34 \text{ MeV}$

Z : nombre de protons

N : nombre de neutrons

En définitive l'énergie de liaison totale du noyau E_l s'évalue en MeV par la formule suivante :

$$(I,3) \quad E_l = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c Z^2 A^{-1/3} - a_a \frac{(N-Z)^2}{A} - E_p$$

I-6-2 MECANISME DE LA FISSION

L'étude de la variation de l'énergie de liaison totale d'un noyau, en fonction de sa déformation, permet de déterminer l'énergie d'activation nécessaire pour la fission du noyau.

L'énergie d'activation est l'énergie nécessaire pour amener le noyau dans un état d'équilibre instable à partir duquel, il se brisera en deux.

On a représenté schématiquement à la figure (I-7), l'énergie potentielle $E_{pot.}$ entre deux fragments de fission de masse voisine, en fonction de la distance r de leur centre.

Bohr et Wheeler ont montré que l'énergie d'activation $E_{act.}$ dépendait du rapport $\frac{Z^2}{A}$ selon la formule :

$$E_{act.} = 13 A^{2/3} f \left(\frac{Z^2}{45A} \right) \quad (I-4)$$

où f est une fonction à valeurs positives pour $\frac{Z^2}{45A} < 1$ et négatives ou nulle pour $\frac{Z^2}{45A} \geq 1$.

Tous les corps ayant donc $\frac{Z^2}{45A} > 1$ seront spontanément fissiles puisque leur énergie d'activation est négative.

Pour $\frac{Z^2}{45A}$ de l'ordre de 0,8, l'énergie d'activation est de l'ordre de 7 Mev; le noyau correspondant peut être rendu

instable puis fissionne par un apport d'énergie sous forme d'énergie cinétique et d'énergie de liaison d'un neutron introduit dans le noyau.

Selon l'énergie de liaison donnée par la formule (I-3), il sera nécessaire ou non que le neutron soit possesseur d'une énergie cinétique élevée.

L'énergie d'activation est de l'ordre de 7 MeV pour l'Uranium 239 et 6,8 MeV pour l'Uranium 236.

Or l'addition d'un neutron thermique à ${}^{238}\text{U}$ conduit à ${}^{239}\text{U}$ excité qui, par rapport à son état fondamental, n'a qu'un excédent de 5,5 MeV ; ce qui est insuffisant pour produire la fission, à moins que le neutron incident apporte sous forme d'énergie cinétique les 1,5 MeV nécessaires.

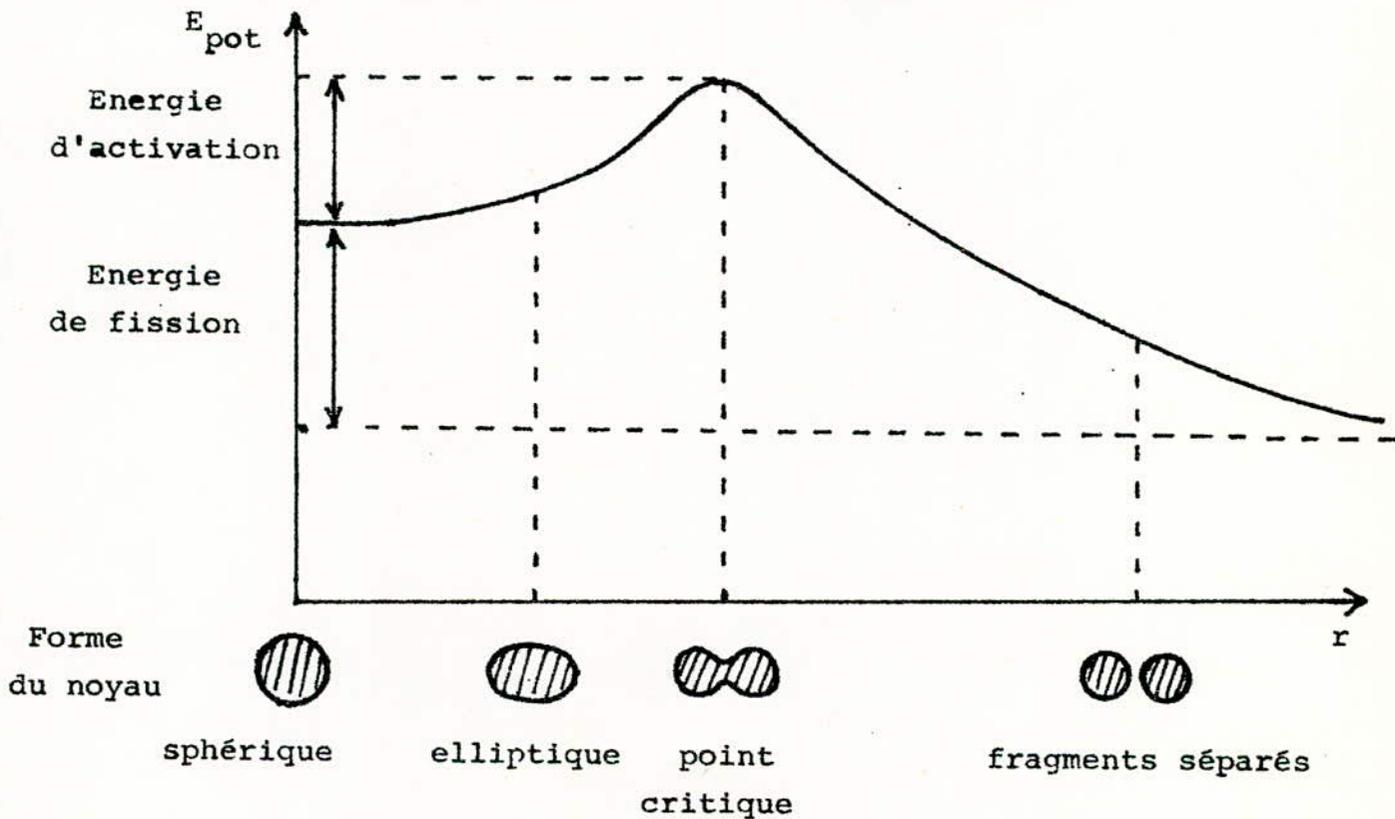


Fig.I-7 - Energie potentielle entre deux fragments en fonction de la distance de leur centre.

Par contre, dans le cas de $\lambda^{235}\text{U}$, le neutron incident lent aboutit à la formation d'un noyau d' ^{236}U plus stable (ce dont rend compte l'énergie de parité E_p dans la formule (I-3) et l'énergie d'excitation est de l'ordre de 6,3 MeV ce qui est suffisant pour provoquer la fission.

2. AUTRES TYPES DE REACTIONS.

La collision d'un neutron avec un noyau ne conduit pas nécessairement à une fission. Elle peut se réduire :

- a) à une diffusion élastique
- b) à une diffusion inélastique
- c) à une capture radiative.

2-1. DIFFUSION ELASTIQUE.

Dans la diffusion élastique, le neutron et le noyau se comportent comme de petites balles élastiques impénétrables, et le phénomène relève donc les lois de la mécanique classique ; il y a conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement. Le neutron communique une partie de son énergie cinétique et se trouve ainsi ralenti : c'est le principe des ralentisseurs de neutrons ou modérateurs, constituant fondamental des réacteurs à neutrons thermiques.

2-2. DIFFUSION INELASTIQUE.

La diffusion inélastique est un phénomène essentiellement quantique et ne peut se produire que si l'énergie de la particule incidente dépasse un certain seuil.

Ce seuil dépend du noyau cible considéré. Le projectile pénètre dans le noyau cible et en ressort, mais en le laissant

dans un état excité d'où il reviendra, par une émission γ , à l'état fondamental ; l'énergie d'excitation est prise, dans ce cas, sur l'énergie cinétique du projectile.

2-3. CAPTURE RADIATIVE.

Un autre type de réaction est celui qui conduit à la formation d'un isotope ; le noyau s'approprie le neutron incident et élimine instantanément l'excès d'énergie par émission d'un rayonnement gamma, cette réaction est dite (n,γ) .

Si l'isotope formé est instable, il évoluera vers un état stable par désintégration radioactive en émettant des rayonnements β et γ

3. SECTION EFFICACES.

3-1. DEFINITION.

3-1-1. SECTIONS EFFICACES MICROSCOP IQUES ET MACROSCOP IQUES.

Nous avons vu que les neutrons peuvent subir un certain nombre de réactions différentes.

La probabilité d'une réaction nucléaire définie (capture, fission, diffusion ou autre réaction particulière) est caractérisée par une section efficace.

Si nous assimilons les noyaux à des billes de très petit rayon, ce qui est une image très imparfaite mais commode, nous pouvons calculer la probabilité qu'a un neutron de subir un choc lors de la traversée d'un milieu matériel de dimensions données.

Considérons pour cela (Fig. I-8) un élément cylindrique, de volume unité et de section droite $S = 1 \text{ cm}^2$, et soit N le

nombre de noyaux qu'il contient.

Pour calculer la probabilité de choc d'un neutron incident, de direction initiale parallèle aux génératrices du cylindre, nous projeterons le cylindre sur un plan perpendiculaire aux génératrices du cylindre.

Si nous supposons que les noyaux sont très éloignés les uns des autres, leur ombre portée a pour surface totale :

$$N \times \sigma$$

σ désignant l'aire de la section droite d'un noyau isolé, c'est à dire, par définition, sa section efficace élémentaire de choc.

La probabilité de choc apparaît alors comme le rapport de deux surfaces : la surface totale de l'ombre portée par les noyaux, et la surface de la section droite du cylindre, soit :

$$p = \frac{N \times \sigma}{1}$$

Le produit $N \times \sigma$, de la section efficace élémentaire de choc par le nombre de noyaux au centimètre cube, est appelé section efficace macroscopique, et désignée Σ .

La probabilité de choc est donc :

$$p = \Sigma$$

Cette probabilité de choc peut être aussi évaluée de façon statistique.

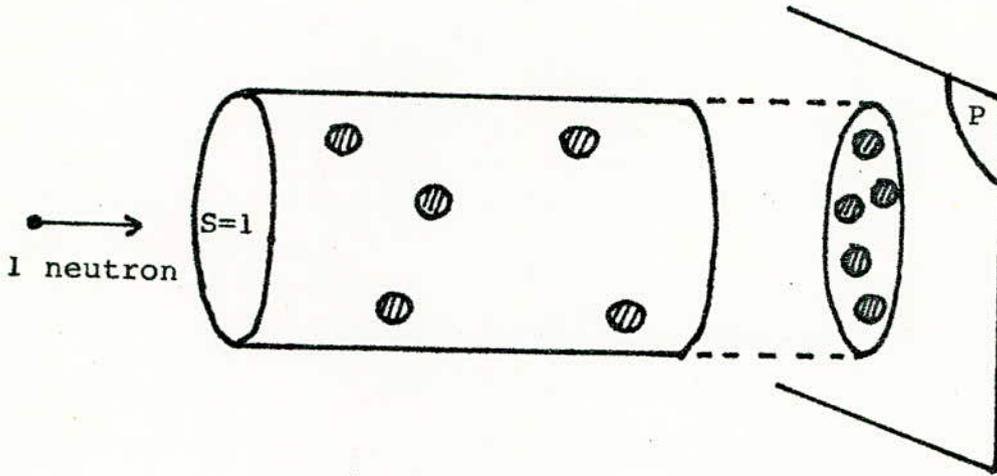


Fig. I-8

Pour cela on remplacera le neutron incident par un faisceau parallèle de neutrons, de densité n et de vitesse v . Le nombre de neutrons qui pénètrent par seconde dans le cylindre, parallèlement à ses génératrices est en moyenne.

$$n.v$$

Si n' est le nombre de collisions par seconde, la probabilité de collision est le rapport :

$$p = \frac{n'}{n.v} = \Sigma$$

Cette nouvelle expression nous permet d'exprimer le nombre de chocs par seconde en fonction de la section efficace macroscopique Σ , de la densité neutronique n et de la vitesse v du faisceau :

$$n' = nv\Sigma$$

Ce calcul étant valable pour la traversée d'un volume unité, la traversée d'un volume dv conduira au nombre :

$$n'' = n v \Sigma dv \text{ chocs par unité de temps.}$$

ou

$$n'' = \phi \Sigma dv$$

en désignant par ϕ le produit nv , appelé flux neutronique.

Considérons une plaque d'épaisseur dx et de surface unité, le nombre de chocs par unité de temps sera :

$$n'' = \phi \Sigma dx$$

le flux neutronique sera atténué de la quantité :

$$d\phi = - \phi \Sigma dx \quad (I-5)$$

La loi d'atténuation du flux par une plaque d'épaisseur x s'obtient par intégration de l'équation (I-5), on obtient

$$\phi(x) = \phi_0 e^{-\Sigma x}$$

La probabilité pour qu'un neutron subisse un choc sur l'épaisseur dx est :

$$dP_2(x) = - \frac{d\phi}{\phi(x)} = \Sigma dx$$

La probabilité pour qu'un neutron traverse l'épaisseur x sans subir de choc est :

$$P_1(x) = \frac{\phi(x)}{\phi_0} = e^{-\Sigma x}$$

D'où, en faisant le produit de $P_1(x)$ et $dP_2(x)$, l'expression de la probabilité pour qu'un neutron subisse un choc à l'abscisse x à dx près :

$$dP(x) = P_1(x) \cdot dP_2(x)$$

$$dP(x) = e^{-\Sigma x} \cdot \Sigma dx$$

3-1-2. LIBRE PARCOURS MOYEN.

C'est la distance moyenne parcourue par un neutron entre deux chocs successifs :

$$\bar{x} = \int_0^1 x dP(x)$$

$$\bar{x} = \int_0^{\infty} x e^{-\Sigma x} \cdot \Sigma dx$$

$$\bar{x} = \frac{1}{\Sigma} = \frac{1}{N \cdot \sigma}$$

Le libre parcours moyen est donc l'inverse de la section efficace macroscopique.

3-1-3. DIFFERENTS TYPES DE SECTIONS EFFICACES.

Jusqu'ici, nous avons considéré l'ensemble des réactions neutroniques ; ceci nous a permis de définir une section efficace macroscopique totale Σ . Nous pouvons de la même façon définir des sections efficaces à des réactions neutroniques particulières soit :

- * Σ_d = section efficace de diffusion
- * Σ_a = section efficace d'absorption que l'on peut décomposer en :

- Σ_c = section efficace de capture

- Σ_f = section efficace de fission

Si l'on fait le bilan de différents processus, on définira une section efficace totale qui sera :

$\Sigma = \Sigma_d + \Sigma_c + \Sigma_f$ pour un phénomène mettant en jeu des diffusions, des captures et des fissions.

3-1-4. UNITE DE SECTION EFFICACE : LE BARN..

L'unité adoptée est de l'ordre de grandeur de la section géométrique des noyaux. Les sections efficaces microscopiques s'expriment en barns :

$$1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$$

Les sections efficaces macroscopiques s'expriment en cm^{-1} .

3-2. VARIATION DES SECTIONSEFFICACES AVEC L'ENERGIE DES NEUTRONS INCIDENTS.

La section efficace microscopique d'un noyau varie seulement avec l'énergie des neutrons incidents.

En pratique, la section efficace de diffusion élastique varie peu avec l'énergie des neutrons incidents ; la section efficace d'absorption varie suivant un même modèle pour tous les noyaux :

-aux très hautes énergies, elle reste pratiquement

constante et voisine de la section qui correspond à la partie dense du noyau.

-aux énergies inférieures (moins de 1 MeV), les effets d'ondes apparaissent : les longueurs d'ondes associées au neutron dans son déplacement provoquent des interactions dont l'intensité présente des pics de résonance pour une série de valeurs discrètes de l'énergie.

-aux faibles énergies (moins de 1 MeV), les sections efficaces d'absorption varient comme l'inverse de la racine carrée de cette énergie, c'est à dire, comme la longueur d'onde associée au neutron.

La figure (I-9) montre la variation de la section efficace totale de l'uranium 235, dont la majeure composante est la section efficace de fission. On constate que, sur un parcours donné, un neutron lent a bien plus de chance de provoquer une fission qu'un neutron rapide : dans les réacteurs à neutrons thermiques, on cherche à ralentir les neutrons par collisions élastiques contre les noyaux du modérateur.

Le tableau (I-10) donne les sections efficaces microscopiques de capture, de fission, d'absorption et de diffusion de noyaux fissiles et fertiles pour des neutrons d'énergie égale à 0,025 ev ; cette énergie correspond à $v = 2200$ m/s, vitesse la plus probable des neutrons en équilibre thermique avec le milieu à 20°C.

On en déduit les sections efficaces de l'uranium naturel en pondérant les valeurs données dans ce tableau par les abondances respectives de ses deux principaux isotopes :

1 noyau d'uranium 235 pour 140 noyaux d'uranium 238.

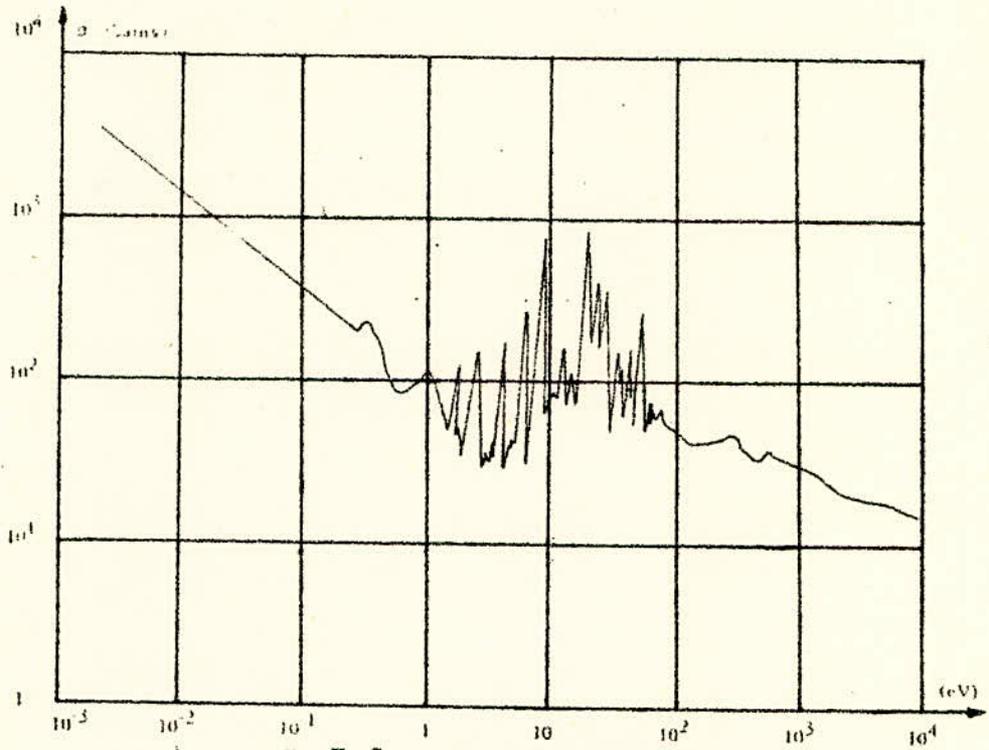


FIG. I-9- Section efficace totale de U^{235}

TABLÉAU I-10 Sections efficaces microscopiques de capture, de fission, d'absorption et de diffusion de noyaux fissiles et fertiles pour des neutrons de 0,025 eV

Noyau	σ_c	σ_f	σ_a	σ_d	ν nombre de neutrons par fission
Th^{232}	7,6	0	7,6	12,5	fertile
U^{233}	52 ± 2	527 ± 4	581 ± 7	—	2,51
U^{235}	107 ± 5	582 ± 6	694 ± 8	10 ± 2	2,47
U^{238}	2,7	0	2,7	8,3	fertile
Pu^{239}	276	747	1023	11	2,90

4. REACTION DE FISSION EN CHAÎNE : PRINCIPE DES REACTEURS.

4-1. FACTEUR DE MULTIPLICATION.

On a déjà vu que la fission d'un noyau lourd était suivie de l'émission d'un certain nombre de neutrons presque instantanément.

Le tableau (I-1) donne le nombre moyen de neutrons engendrés par fission pour les principaux corps fissiles.

Considérons un échantillon de matériau fissile, un bloc d'uranium naturel par exemple ; dans ce bloc les neutrons produits peuvent soit disparaître en provoquant la fission d'un noyau d'uranium 235 ou d'uranium 238, soit être capturés sans produire de fission, soit s'échapper du bloc.

Si toutes les captures étaient utiles et si les fuites sont négligées, chaque neutron produit au cours d'une fission, créerait à son tour une nouvelle fission et ainsi de suite ; le nombre de neutrons libres dans le bloc d'uranium irait donc en croissant rapidement.

Cependant, dans le cas d'un milieu de dimensions finies contenant des noyaux absorbants, on doit tenir compte des pertes par absorption stérile et par fuite hors du milieu.

C'est le bilan des créations et des pertes qui fixe les possibilités d'auto entretien de la réaction en chaîne.

D'où l'introduction du paramètre K qui représente le nombre de neutrons utiles produit en moyenne par fission : K est appelé facteur de multiplication. Si le milieu est infini, on désigne le facteur de multiplication par K^∞ .

Supposons qu'on ait à une génération n neutrons utiles; par définition de K , on aura $K \times n$ neutrons utiles à la deuxième génération, $K^2 \times n$ à la troisième génération et ainsi de suite.

On distingue alors trois cas :

- $K > 1$, le nombre de neutrons augmente indéfiniment, on dit que la réaction en chaîne est divergente ou que le système est dans un état surcritique.

- $K = 1$, le nombre de neutrons initial se maintient, les créations par fission compensent exactement les pertes par absorption et fuite : le système est dans un état dit critique. Ce cas limite est le plus intéressant en pratique, car il ne conduit ni à une explosion ni à un étouffement de la réaction.

- $K < 1$, le nombre de neutrons diminue jusqu'à extinction de la réaction en chaîne qui est alors dite convergente, on dit que le système est dans un état sous-critique.

4- 2. EVOLUTION EXPONENTIELLE DE LA REACTION EN CHAINE

Si le nombre de neutrons utiles d'une génération est n , l'augmentation ou la diminution du nombre de neutrons en passant à la génération suivante est : $n (K - 1)$.

Cette variation d'une génération à la suivante, se produit en un temps très court τ . Ce temps est généralement de l'ordre de la milliseconde.

On définit alors une vitesse d'évolution de la réaction en chaîne :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n(K-1)}{\tau}$$

En intégrant, on obtient la loi d'évolution de la réaction :

$$n = n_0 e^{\frac{K-1}{\tau}t}$$

où n_0 est le nombre de neutrons initial; $\frac{\tau}{K-1}$ représente la période du réacteur.

Prenons par exemple $K = 1,005$; en une seconde, on aurait $n = n_0 e^5 = 150 n_0$.

Le processus de réaction en chaîne serait donc très rapide et difficilement contrôlable.

En fait la désintégration des fragments de fission constitue une source de neutrons retardés dont l'effet principal est l'allongement du temps τ et rend par conséquent la réaction contrôlable.

4-3. PRINCIPE DES REACTEURS THERMIQUES

Un réacteur nucléaire est un appareil dans lequel il est possible de déclencher, maintenir et contrôler la réaction de fission en chaîne de certains noyaux lourds.

Les neutrons libérés par fission dans un bloc d'uranium naturel ont des énergies élevées et peuvent théoriquement produire à leur tour la fission de noyaux d'uranium 235 et d'uranium 238. Mais leur énergie s'abaisse rapidement sous l'effet des chocs inélastiques au dessous du seuil d'énergie de fission de l'uranium 238 (de l'ordre de 1 Mev).

Comme, d'autre part, aux hautes énergies, les sections efficaces de fission de l'uranium 235 et de l'uranium 238 sont très faibles, il s'en suit que la probabilité pour qu'un neutron produise la fission de l'uranium 238 avant d'avoir atteint le seuil est également très faible.

Or en dessous du seuil, l'uranium 238 absorbe les neutrons de façon stérile et sera à l'origine d'une perte neutronique importante rendant impossible l'entretien de la réaction en chaîne.

La figure (I-11) représente les sections efficaces de fission et de capture de l'uranium 235 et l'uranium 238 en fonction de l'énergie des neutrons incidents. Elle montre que la section efficace de fission de l'uranium 235 devient beaucoup plus importante aux basses énergies (de l'ordre de 0,025 ev) que les sections efficaces de capture de l'uranium 235 ou l'uranium 238.

On est donc amené, lorsqu'on se propose d'utiliser l'uranium naturel, ou faiblement enrichi, à abaisser l'énergie des neutrons le plus possible.

Cette réduction d'énergie, donc de vitesse, est obtenue en faisant subir aux neutrons des chocs élastiques sur les noyaux d'une substance légère appelée modérateur ou ralentisseur.

Ce modérateur doit présenter une section efficace de capture très faible. On peut utiliser à cet effet l'eau lourde, l'oxyde de beryllium ou le graphite pur; si l'uranium est enrichi, on pourra utiliser de l'eau légère.

Cependant, une importante difficulté surgit au cours du ralentissement des neutrons : la section efficace d'absorption stérile de l'uranium 238 présente des pics de résonance dans la bande énergétique de 100 ev.

Ce fait est mis en évidence dans la figure (I-11) où est représentée la section efficace de capture de l'uranium 238 en fonction de l'énergie des neutrons incidents.

On y remédie en introduisant le combustible sous forme de barres au sein du modérateur; les neutrons de fission, très rapides à l'émission, s'échappent du barreau d'uranium et sont ralentis à l'extérieur du barreau, dans le modérateur.

Il peuvent ainsi franchir la bande énergétique dans

laquelle l'uranium 238 présente des résonances aiguës et ensuite provoquer la fission des noyaux d'uranium 235 par diffusion dans les barres de combustible : c'est le principe des réacteurs hétérogènes par opposition aux réacteurs homogènes où le combustible est intimement lié au modérateur.

4-4. DEFINITION DES FACTEURS FACTEURS η , ϵ , ρ , f

4-4-1. η : RENDEMENT EN NEUTRONS DE FISSION

La quantité intéressante dans le calcul des réacteurs n'est pas le nombre moyen de neutrons émis par fission ν , mais le nombre η de neutrons émis par neutron thermique absorbé dans le combustible.

Ce nombre η est inférieur au nombre ν puisque l'absorption d'un neutron peut conduire soit à une fission soit à une capture radiative.

Le rapport $\frac{\eta}{\nu}$ est égal au rapport des sections efficaces macroscopiques de fission Σ_f et d'absorption totale du combustible Σ_a :

$$\frac{\eta}{\nu} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a}$$
$$\eta = \nu \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a}$$

4-4-2. ϵ : FACTEUR DE FISSION RAPIDE

Considérons n neutrons absorbés dans le combustible; ils produisent en moyenne $n \times \eta$ neutrons de fission. Ces neutrons vont être ralentis, mais au début de leur ralentissement, ils sont assez énergétiques pour produire la fission de l'uranium 235 et de l'uranium 238; on tient compte de l'excédent de neutrons ainsi produits par les "fissions rapides", en multipliant le nombre

de neutrons de fission initial par un facteur légèrement supérieur à l'unité : ϵ .

Tout se passe comme si les n neutrons thermiques initiaux avaient produit non $n \times \eta$, mais $n \times \eta \times \epsilon$ neutrons de fission.

ϵ est le facteur de fission rapide qui vaut 1,03 environ.

4-4-3. p : FACTEUR ANTI-TRAPPE

Au cours de leur ralentissement, du niveau de fission au niveau thermique, certains neutrons sont absorbés de façon stérile, principalement par capture résonante dans l'uranium 238.

On introduit donc la probabilité qu'a un neutron d'atteindre le niveau thermique sans être absorbé; on la désigne par p et on l'appelle probabilité anti-trappe.

Le nombre de neutrons qui atteignent le niveau thermique est donc $n \times \eta \times \epsilon \times p$.

4-4-4. f : FACTEUR D'UTILISATION THERMIQUE

Une fraction seulement des neutrons thermiques est capturée dans le combustible, les autres sont perdus dans le modérateur, le fluide réfrigérant etc...

On désigne cette fraction par f et on l'appelle facteur d'utilisation thermique.

Le nombre de neutrons capturés dans le combustible au niveau thermique est :

$$n \times \eta \times \epsilon \times p \times f \quad (I-6)$$

4-5. EXPRESSION DU FACTEUR DE MULTIPLICATION EN MILIEU INFINI

On le définit comme étant le rapport des neutrons

utiles d'une génération à la précédente.

En partant de n neutrons absorbés dans le combustible dans une génération et d'après l'expression (I-6), $n \times \eta \times \epsilon \times p \times f$ seront absorbés à la génération suivante d'où l'expression du facteur de multiplication K_{∞} :

$$K_{\infty} = \eta \times \epsilon \times p \times f$$

4-6. EXPRESSION DU FACTEUR DE MULTIPLICATION EFFECTIF

Jusqu'à présent nous avons négligé les pertes de neutrons hors du réacteur en supposant le milieu infini.

Les réacteurs étant de dimensions finies, on devra introduire un facteur de probabilité supplémentaire : la probabilité anti-fuite P ; d'où l'expression du facteur de multiplication effectif :

$$K_{\text{eff}} = K_{\infty} \times P = \eta \times \epsilon \times p \times f \times P$$

Le schéma de la figure (I-12) résume la définition des divers facteurs η , ϵ , f , p , P .

Le rôle de la physique des réacteurs est de calculer les valeurs des paramètres η , ϵ , p , f , P et de les optimiser.

Les paramètres η et ϵ sont à peu près fixés par les caractéristiques du combustible.

Les paramètres p et f sont liés; l'augmentation de f , par exemple par diminution du volume du modérateur entraînera une diminution de p . Le produit pf peut néanmoins avoir une valeur maximale pour une structure et une composition convenablement choisies; la structure hétérogène présentera un facteur p plus grand que la structure homogène.

Le coefficient P , qui tient compte des dimensions finies du réacteur, traduit la probabilité d'échapper aux fuites par les parois; il importe donc de diminuer les fuites par rapport aux fissions et captures. Pour

cela, on augmentera le volume du réacteur en lui donnant la forme qui présente, à volume égal, la plus petite surface; le cylindre est préférable au cube par exemple.

On pourra aussi diminuer les fuites en entourant le réacteur d'un réflecteur dont le rôle est de renvoyer vers le coeur les neutrons qui se sont échappés.

Il existe donc une taille critique du réacteur à partir de laquelle le facteur de multiplication est supérieur à l'unité, c'est à dire que la réaction diverge.

On en conclue qu'on ne peut pas optimiser les quatre paramètres, qu'il est nécessaire de faire un compromis et on cherchera à optimiser le produit ηk_{eff} .

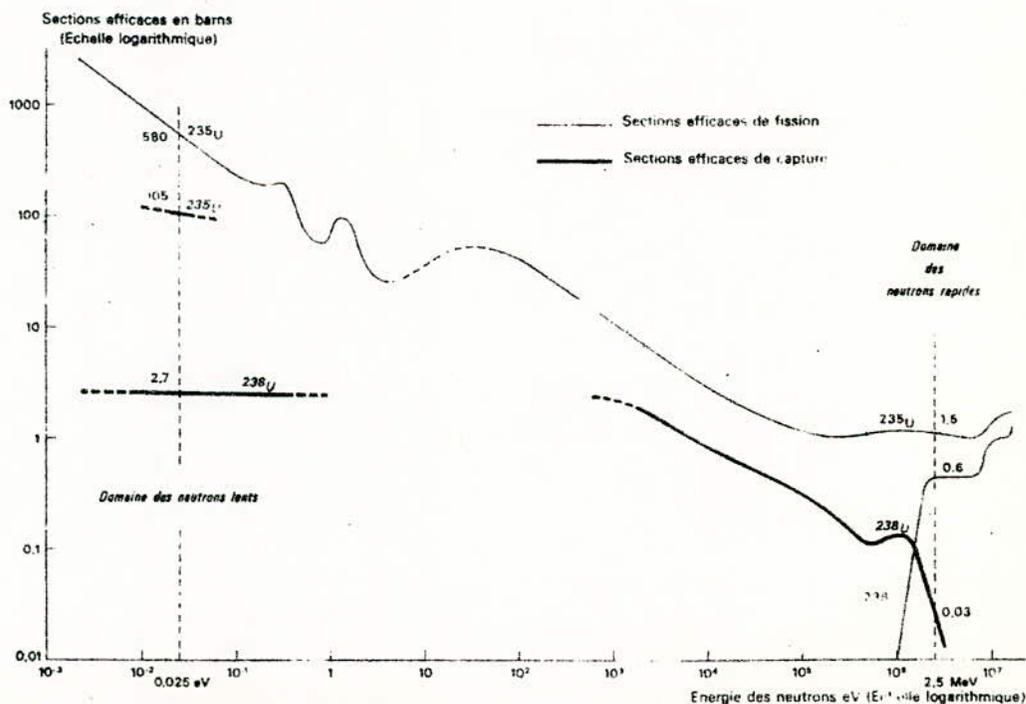


Fig. I-11 Sections efficaces des isotopes de l'uranium

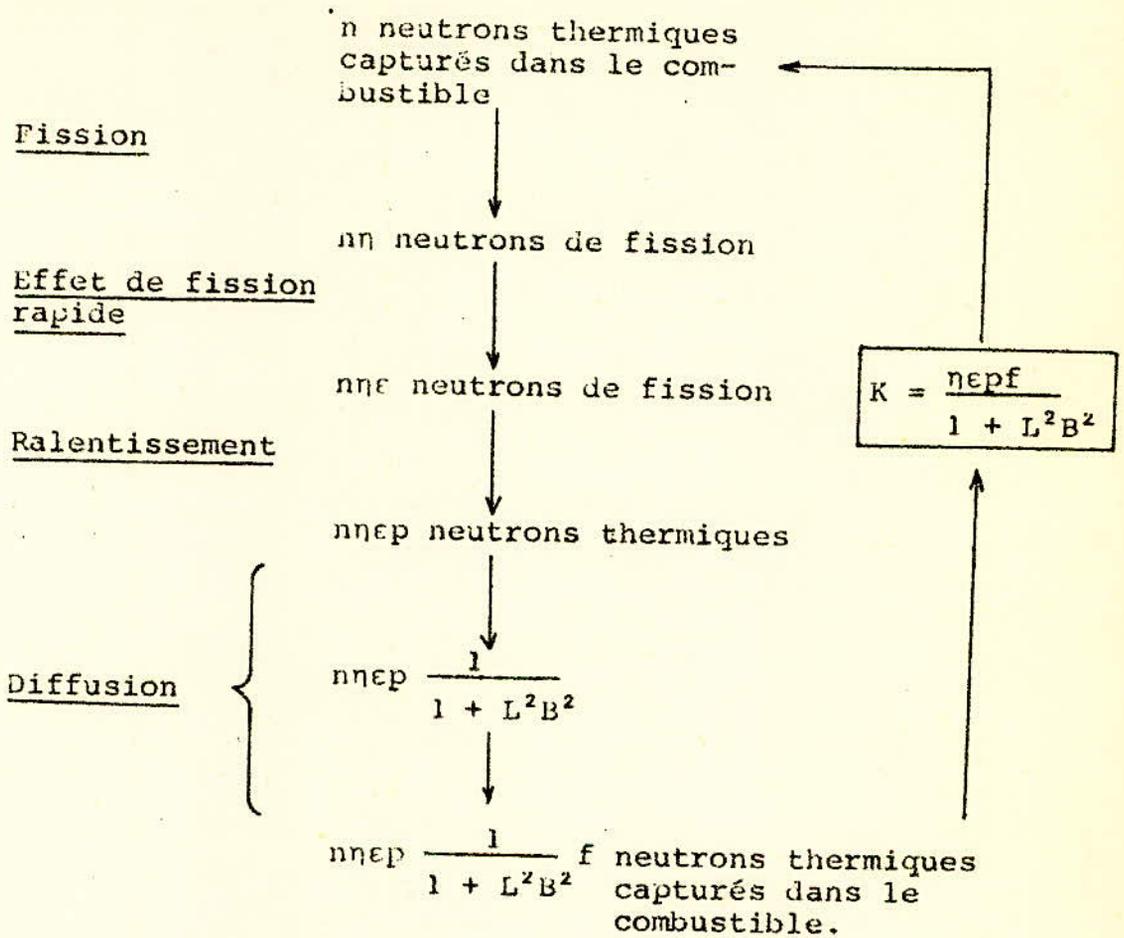


Fig. I-12

C H A P I T R E II

ELEMENTS DE CINETIQUE DES REACTEURS
A NEUTRONS THERMIQUES

1. DISTRIBUTION SPECTRALE DES NEUTRONS THERMIQUES

Dans les réacteurs thermiques, les neutrons engendrés par les fissions des noyaux d'uranium subissent des chocs sur les noyaux du modérateur et sont progressivement ralentis de l'énergie de fission (2 Mev) jusqu'à une énergie de l'ordre de l'électron-volt.

Lorsque l'énergie des neutrons est du même ordre de grandeur que l'énergie d'agitation thermique des noyaux, le neutron peut alors perdre ou gagner une faible quantité d'énergie de façon aléatoire.

Le comportement des neutrons thermiques ressemble beaucoup à celui des molécules d'un gaz ordinaire, en particulier la distribution de leurs vitesses obéit à la loi statistique de Maxwell Boltzmann.

Ainsi si N désigne le nombre de neutrons thermiques par unité de volume et dN le nombre de neutrons dont la vitesse est comprise entre v et $v+dv$, alors

$$\frac{dN}{N} = \frac{4v^2}{\sqrt{\pi} \cdot v_n^2} e^{-v^2/v_n^2} dv \quad (\text{II-1})$$

où v_n est la vitesse la plus probable.

Cette loi de répartition statistique des vitesses est représentée dans la Fig (II-1).

L'énergie cinétique la plus probable E_n a pour valeur kT ;
 k constante de Boltzmann;
 T température absolue du milieu.

La vitesse la plus probable ne dépend que de la température du milieu; pour une température de 20°C, elle vaut sensiblement 2200 m/s et l'énergie cinétique vaut alors 0,025 ev.

La vitesse moyenne \bar{v} des neutrons thermiques est légèrement supérieure à la vitesse la plus probable; elle est définie par :

$$\bar{v} = \frac{1}{N} \int_0^1 v dN(v) \quad (\text{II-2})$$

Le calcul de l'intégrale aboutit à :

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} v_n \quad (\text{II-3})$$

2- THEORIE DE LA DIFFUSION HOMOGENE

Dans cette partie, on se propose d'étudier la répartition dans l'espace des neutrons supposés monocinétiques et d'évaluer finalement le courant de fuite rapporté à l'unité de volume.

Considérons un élément de surface dS situé autour du point O dans le plan xOy (Fig. II-2) et placé dans un milieu diffuseur ayant la section efficace macroscopique de diffusion Σ_d beaucoup plus grande que la section efficace de capture Σ_a .

Soit dV un élément de volume de milieu diffuseur; soit n la concentration en neutrons dans dV , et v leur vitesse.

Le nombre de collisions par seconde dans l'élément de volume dV est :

$$vn\Sigma_d dV = \frac{\phi}{\lambda_d} r^2 \sin\theta d\theta d\phi dr$$

ϕ : flux neutronique dans dV .

λ_d : longueur moyenne de diffusion.

Le nombre de neutrons diffusés de l'élément de volume dV vers la surface dS est égal au produit du nombre de collisions dans dV par la probabilité p qu'a un neutron de se diriger vers dS :

$$p = \frac{\cos\theta}{4\pi} dS$$

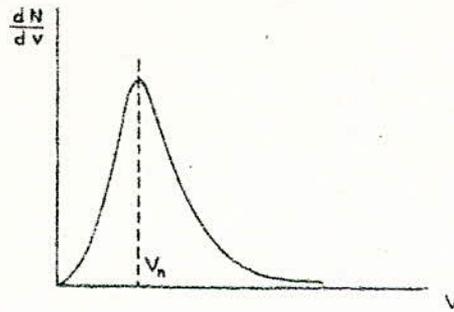


Fig. II-1 Distribution spectrale des neutrons thermiques

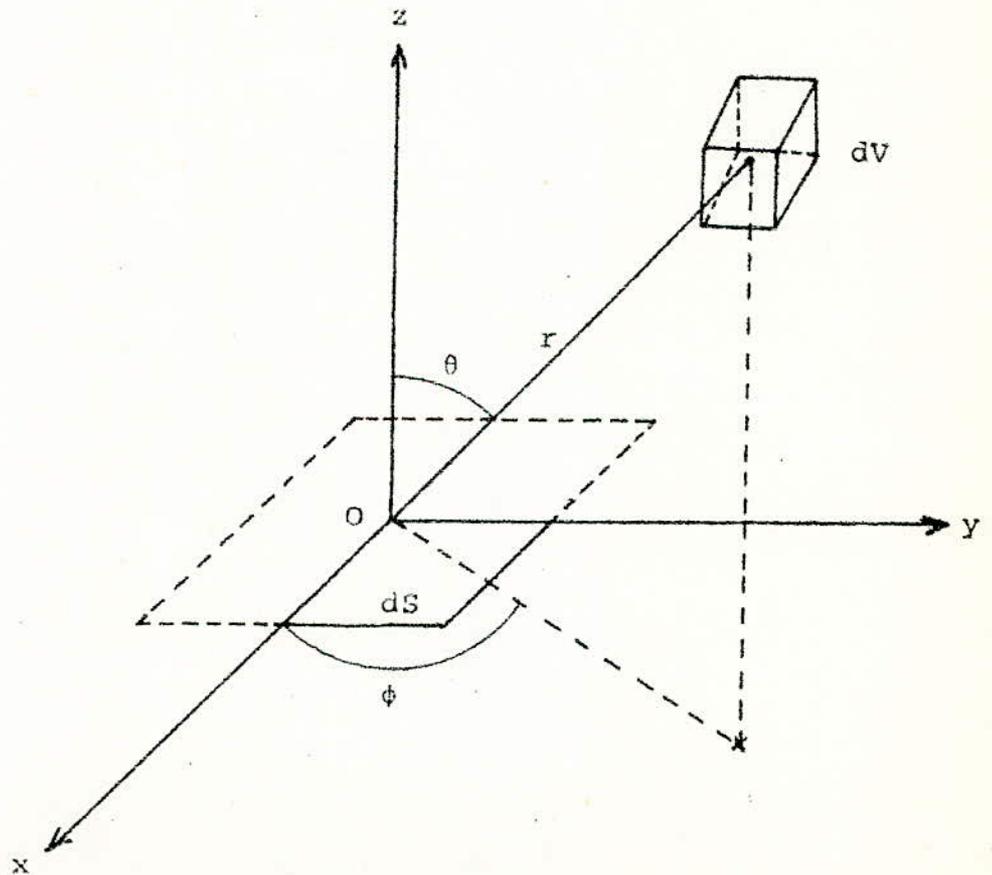


Fig. II-2

On suppose ici la diffusion isotropique.

D'autre part, la probabilité qu'a un neutron d'arriver jusqu'à l'élément dS sans être diffusé est :

$$e^{-r\Sigma_d} \text{ ou encore } e^{-r/\lambda_d}$$

Les densités de courant neutronique à travers la surface dS J_+ , de haut en bas, et J_- , de bas en haut, valent alors :

$$J_+ = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{\infty} \frac{\phi}{\lambda_d} e^{-r/\lambda_d} \cos\theta \sin\theta d\phi d\theta dr \quad (\text{II-4})$$

$$J_- = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{\pi/2}^{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\phi}{\lambda_d} e^{-r/\lambda_d} \cos\theta \sin\theta d\phi d\theta dr \quad (\text{II-5})$$

Si le flux ϕ est uniforme dans l'espace considéré, on aurait $J_+ + J_- = 0$.

Par contre si on fait l'hypothèse d'un flux légèrement variable dans la région considérée, alors on peut ne considérer que les premiers termes du développement de Mac Laurin de la fonction d'espace $\phi(x, y, z)$:

$$\phi = \phi_0 + x \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_0 + y \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_0 + z \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 + \frac{x^2}{2} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right)_0 + \dots$$

et si nous passons en coordonnées sphériques, il vient :

$$\phi = \phi_0 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_0 r \sin\theta \cos\phi + \left(\frac{\partial \phi}{\partial y} \right)_0 r \sin\theta \sin\phi + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 r \cos\theta + \dots$$

On peut alors intégrer terme à terme les expressions (II-4) et (II-5); on aboutit sans grande difficulté à :

$$J_+ = \frac{\phi_0}{4} + \frac{\lambda_d}{6} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 + \frac{\lambda_d^2}{16} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right)_0 + \dots$$

$$J_- = \frac{\phi_0}{4} - \frac{\lambda_d}{6} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 + \frac{\lambda_d^2}{16} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right)_0 + \dots$$

Le courant de diffusion neutronique $J_z = J_+ - J_-$ à travers la surface dS ne dépend que du terme impair; au troisième ordre près :

$$J_z = \frac{\lambda_d}{3} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0$$

On pose $D = \frac{\lambda d}{3}$ et on l'appelle coefficient de diffusion.

$$J_z = D \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 \quad (\text{II-6})$$

Evaluation du courant de fuite :

Compte tenu du théorème d'ostrogradsky, la diminution par seconde du nombre de neutrons dans l'unité de volume sera égale à

$$\text{div } \vec{J} = -D \nabla^2 \phi = -D \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) \quad (\text{II-7})$$

$$\frac{dn}{dt} = -D \nabla^2 \phi \quad (\text{II-8})$$

En fait, une analyse plus détaillée tenant compte de l'anisotropie de la diffusion montre que la longueur de diffusion λ_d doit être remplacée par une longueur λ_{tr} dite longueur de transport égale à :

$$\frac{\lambda d}{1 - \overline{\cos \theta}}$$

où $\overline{\cos \theta}$ est la valeur moyenne du cosinus de l'angle de diffusion des neutrons après choc.

Par analogie, on définit des sections efficaces microscopiques et macroscopiques de transport par :

$$\frac{1}{\lambda_{tr}} = \Sigma_{tr} = N \sigma_{tr}$$

$\overline{\cos \theta}$ a pour valeur dans les principaux modérateurs :

eau légère	0,333
eau lourde	0,666
Béryllium	0,9255
graphite	0,9440

Plus généralement, $\overline{\cos \theta}$ est donné avec une bonne approximation par :

$$\overline{\cos \theta} \approx \frac{2}{3A}$$

A est le nombre de masse du corps considéré.

3. EQUATION ELEMENTAIRE DE LA DIFFUSION

On considère un milieu homogène multiplicateur et diffusant.

La variation par unité de temps dans un élément de volume dV du nombre de neutrons qui peuplent ce milieu est régie par le bilan :

Production - Fuite - Absorption

Supposons qu'il y ait des sources de neutrons de débit S et des absorbeurs de neutrons thermiques de section efficace macroscopique d'absorption $\Sigma_a = \frac{1}{\lambda_a}$; la vie moyenne des neutrons sera alors :

$$\tau_0 = \frac{\lambda_a}{v}$$

d'où le nombre d'absorptions par cm^3 et par seconde :

$$\frac{n}{\tau_0} = \frac{nv}{\lambda_a} = \phi \Sigma_a$$

En régime permanent, pour lequel le nombre de neutrons présents dans l'espace considéré est constant, on a l'équation de diffusion :

$$S + D\nabla^2\phi - \phi\Sigma_a = 0 \quad (\text{II-9})$$

Dans la théorie à un seul groupe qui ne tient compte que d'un seul niveau énergétique des neutrons et qui est le niveau thermique, le terme source correspond au nombre de neutrons utiles produits lors des absorptions de $\Sigma_a\phi$ neutrons :

$$S = K_\infty \Sigma_a \phi$$

L'équation de diffusion (II-9) se met alors sous la forme :

$$D\nabla^2\phi + \Sigma_a\phi(K_\infty - 1) = 0 \quad (\text{II-10})$$

On pose habituellement :

$$L^2 = \frac{D}{\Sigma_a} \quad (\text{II-11})$$

$$B^2 = \frac{K_\infty - 1}{L^2} \quad (\text{II-12})$$

L est la longueur de diffusion du milieu.

B^2 est le laplacien matière du milieu.

L'équation de diffusion s'écrit donc sous sa forme définitive :

$$\nabla^2 \phi + B^2 \phi = 0 \quad (\text{II-13})$$

Les solutions de l'équation (II-13) dépendent des conditions aux limites imposées par la géométrie du réacteur.

Lorsque la forme du réacteur est fixée, le coefficient B^2 ne peut prendre qu'une valeur bien définie. Cela provient du fait que l'équation de diffusion a été établie moyennant l'hypothèse du régime permanent qui ne peut exister que si le réacteur est juste critique.

La criticalité implique un équilibre entre le bilan : "Production - Capture" au sein du milieu et les fuites par ses parois.

La résolution de l'équation de diffusion (II-13), avec des conditions géométriques imposées, fixe une valeur de B^2 qui ne dépend plus alors que de la géométrie du réacteur.

Cette valeur B^2 est appelée facteur de forme ou laplacien géométrique.

L'égalité du laplacien matière et du facteur de forme :

$$B^2 = \frac{K_{\infty} - 1}{L^2} \quad (\text{II-12})$$

traduit le fait que la forme du réacteur est convenablement adaptée pour assurer la condition de criticalité.

Ainsi l'équation (II-12) est une équation critique que l'on peut mettre sous la forme :

$$\frac{K_{\infty}}{1 + L^2 B^2} = 1$$

Si on compare cette équation à la condition de criticalité introduite au chapitre I :

$$K_{\text{eff}} = 1$$

on en déduit la valeur du facteur de multiplication effectif K_{eff} à partir de celle du facteur de multiplication en milieu

infini K_{∞} :

$$K_{\text{eff}} = \frac{K_{\infty}}{1 + L^2 B^2} \quad (\text{II-14})$$

Or K_{eff} est lié à K_{∞} par le facteur de probabilité anti-fuite P :

$$K_{\text{eff}} = K_{\infty} P$$

P a donc pour valeur au niveau thermique :

$$P = \frac{1}{1 + L^2 B^2} \quad (\text{II-15})$$

En fait la théorie à un groupe est peu satisfaisante car elle néglige un aspect important de la vie des neutrons : la phase de ralentissement.

La théorie de l'âge de Fermi permet de faire la correction nécessaire sur le terme source :

$$S = K_{\infty} \sum_a \phi_a e^{-B^2 \tau}$$

τ étant l'âge de Fermi.

L'équation de diffusion (II-9) se met sous la même forme que précédemment dans la théorie à un seul groupe :

$$\nabla^2 \phi + B^2 \phi = 0 \quad (\text{II-13})$$

mais avec

$$B^2 = \frac{K_{\infty} e^{-B^2 \tau} - 1}{L^2} \quad (\text{II-16})$$

Le facteur de multiplication effectif devient dans la théorie de l'âge :

$$K_{\text{eff}} = \frac{K_{\infty} e^{-B^2 \tau}}{1 + L^2 B^2} \quad (\text{II-17})$$

La probabilité anti-fuite P a donc comme valeur :

$$P = \frac{e^{-L^2 \tau}}{1 + L^2 B^2 \tau} \quad (\text{II-18})$$

Elle apparaît comme le produit de deux probabilités :

$$P_1 = \frac{1}{1 + L^2 B^2} \quad : \text{probabilité anti-fuite au niveau thermique}$$

$$P_2 = e^{-B^2 \tau} \quad : \text{probabilité anti-fuite en cours de ralentissement}$$

4- CINETIQUE DES REACTEURS

Nous avons étudié jusqu'ici le cas d'un réacteur fonctionnant en régime permanent dans lequel les créations de neutrons compensent exactement les pertes dans chaque élément de volume du réacteur. Il s'en suit que la densité neutronique en tout point est indépendante du temps.

Etudions maintenant les variations dans le temps de la densité neutronique à la suite d'un changement brusque du facteur de multiplication.

4-1 CINETIQUE D'UN REACTEUR SANS NEUTRONS DIFFERES

L'évolution du réacteur au voisinage de la criticalité est régie par l'équation de diffusion :

$$D \nabla^2 \phi - \Sigma_a \phi + S = \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

où v est la vitesse moyenne des neutrons thermiques.

$$S = K_{\infty} \Sigma_c \phi e^{-B^2 \tau}$$

d'où l'équation de diffusion :

$$D\nabla^2\phi + \Sigma_a\phi(K_\infty e^{-B^2\tau} - 1) = \frac{1}{v} \frac{\partial\phi}{\partial t}$$

en posant $L^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$ où L est la longueur de diffusion thermique :

$$L^2\nabla^2\phi + \phi(K_\infty e^{-B^2\tau} - 1) = \frac{1}{\Sigma_a v} \frac{\partial\phi}{\partial t}$$

On définit la durée de vie moyenne d'un neutron dans le réacteur de dimensions infinies par le quotient de la longueur moyenne d'absorption λ_a par la vitesse moyenne des neutrons v :

$$t_0 = \frac{\lambda_a}{v} = \frac{1}{\Sigma_a v}$$

Pour rendre compte des dimensions finies du réacteur, on multipliera t_0 par la probabilité anti-fuite au niveau thermique et la durée de vie moyenne sera donc :

$$t^* = t_0 P = t_0 \frac{1}{1 + L^2 B^2} \quad (\text{II-19})$$

L'équation de diffusion s'écrit alors :

$$L^2\nabla^2\phi + \phi(K_\infty e^{-B^2\tau} - 1) = t_0 \frac{\partial\phi}{\partial t}$$

On admet que la répartition spatiale est indépendante du temps, autrement dit que :

$$\phi(\vec{r}, t) = T(t) \cdot \phi(\vec{r})$$

en portant cette expression de $\phi(\vec{r}, t)$ dans l'équation de diffusion on obtient :

$$\frac{L^2\nabla^2\phi(\vec{r})}{\phi(\vec{r})} + K_\infty e^{-B^2\tau} - 1 = \frac{t_0}{T(t)} \cdot \frac{dT(t)}{dt}$$

Nous supposons que le réacteur n'est pas très éloigné de l'état critique; la distribution spatiale obéit donc en première approximation à l'équation:

$$\nabla^2 \phi(\vec{r}) + B^2 \phi(\vec{r}) = 0$$

d'où
$$\frac{\nabla^2 \phi(\vec{r})}{\phi(\vec{r})} = -B^2$$

L'équation de diffusion s'écrit alors :

$$K_{\infty} e^{-B^2 \tau} - (1 + L^2 B^2) = \frac{t_0}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt}$$

Divisons les deux membres par $(1 + L^2 B^2)$

$$\frac{K_{\infty} e^{-B^2 \tau}}{1 + L^2 B^2} - 1 = \frac{t_0}{1 + L^2 B^2} \frac{1}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt}$$

Compte tenu des expressions de K_{eff} (II-17) et t^* (II-19) on obtient :

$$K_{\text{eff}} - 1 = \frac{t^*}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt}$$

Le premier membre représente le facteur de multiplication excédentaire que l'on note $\delta K = K_{\text{eff}} - 1$

$$\delta K = \frac{t^*}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt}$$

Si δK est constant, on obtient après intégration :

$$T(t) = A e^{(\delta K / t^*) t}$$

d'où l'expression du flux :

$$\phi(\vec{r}, t) = A \phi(\vec{r}) e^{(\delta K / t^*) t}$$

Si on désigne par $\phi_0(\vec{r})$ la distribution du flux dans le

réacteur avant la perturbation δK , on a :

$$\phi(\vec{r}, 0) = \phi_0(\vec{r}) = A\phi(\vec{r})$$

d'où :

$$\phi(\vec{r}, t) = \phi_0(\vec{r}) e^{(\delta K/t^*)t}$$

L'évolution neutronique du réacteur est caractérisée par la constante de temps $T = t^*/\delta K$ qu'on appelle période du réacteur.

Précisons que t^* est de l'ordre de :

- * 10^{-3} s dans un réacteur à eau lourde ou graphite.
- * 10^{-5} s dans un réacteur à eau légère.
- * 10^{-7} s dans un réacteur à neutrons rapides.

On voit donc que le moindre accroissement du facteur de multiplication k_{eff} au delà de l'unité entraînerait une rapide croissance exponentielle du flux : le réacteur serait incontrôlable.

Mais en réalité le phénomène fait intervenir des neutrons retardés qui conduisent à des périodes beaucoup plus grandes.

4-2. CINÉTIQUE D'UN RÉACTEUR EN TENANT COMPTE DES NEUTRONS DIFFERES

Jusqu'ici nous avons négligé la durée d'émission des neutrons de fission. En pratique, un certain pourcentage de neutrons se trouve libéré au bout d'un temps qui peut varier de quelques dixièmes de secondes à plusieurs dizaines de secondes.

Il proviennent de la désintégration de divers produits de fission suivant une loi de décroissance radioactive exponentielle.

Les produits de fission sont appelés précurseurs et les neutrons qu'ils émettent sont des neutrons retardés par opposition aux neutrons émis instantanément et qu'on appelle neutrons prompts.

Sur le nombre total de neutrons libérés par fission, environ 0,75 % seulement sont retardés. Malgré leur faible taux, les neutrons retardés jouent un rôle très important dans le contrôle des réacteurs.

Les précurseurs sont classés en six groupes β_i et désignons

par t_i la durée de vie moyenne d'un précurseur du groupe i , cela équivaut à dire que chaque neutron de ce groupe apparaît au bout du temps moyen t_i après fission.

Si β_i est la fraction du nombre total de neutrons de fission dans le i ème groupe retardé, le délai moyen pour ce groupe est $\beta_i t_i$. Il s'en suit pour l'ensemble des groupes de neutrons retardés le délai moyen :

$$\sum_i \beta_i t_i$$

La durée de vie moyenne des neutrons thermiques dans le réacteur s'en trouve allongée, elle devient :

$$\overline{t^*} = t^* + \sum_i \beta_i t_i$$

où le terme $\sum_i \beta_i t_i$ est plus important devant t^* à cause de l'importance des temps t_i , il est de l'ordre de la dixième de seconde. La période du réacteur devient beaucoup plus grande et le contrôle du réacteur est alors possible.

Pour établir l'équation de diffusion en tenant compte des neutrons retardés, il faudra expliciter le terme source en tenant compte de la loi de formation et de destruction des précurseurs.

Le nombre de neutrons thermiques capturés par cm^3 et par seconde dans le réacteur est :

$$\Sigma_a \phi$$

La vitesse de production des neutrons de fission, incluant neutrons prompts et neutrons retardés est donc :

$$n_f = \frac{K_\infty \Sigma_a \phi}{p}$$

Sur les n_f neutrons de fission produits par cm^3 et par seconde, la fraction $\beta_i n_f$ représente des neutrons retardés du

groupe i , c'est à dire des neutrons qui seront "stockés" pendant le temps t_i , durée de vie des précurseurs correspondants.

$\beta_i n_f$ est donc la vitesse de formation des précurseurs du groupe i .

Ces précurseurs disparaissent par désintégration radioactive, λ_i et C_i étant leur constante radioactive et leur concentration à un instant donné, leur vitesse de disparition est alors :

$$\lambda_i C_i$$

d'où la vitesse d'évolution des précurseurs du groupe i :

$$\frac{\partial C_i(\vec{r}, t)}{\partial t} = - \lambda_i C_i(\vec{r}, t) + \beta_i \frac{K_\infty}{\rho} \Sigma_a \phi(\vec{r}, t)$$

Le terme source a deux origines :

- les neutrons prompts émis dans la proportion $1-\beta$
- les neutrons retardés émis dans la proportion $\beta = \sum_i \beta_i$

Le nombre de neutrons prompts qui atteignent le niveau thermique par cm^3 et par seconde, dans un réacteur de dimensions finies, est donc :

$$(1 - \beta) K_\infty \Sigma_a e^{-B^2 \tau}$$

D'autre part, la vitesse de formation des neutrons retardés dans chaque groupe est égale à la vitesse de désintégration des précurseurs correspondants, d'où, pour l'ensemble des groupes, et en tenant compte des fuites en cours de ralentissement et de la probabilité anti-trappe de résonance, la vitesse totale :

$$\rho e^{-B^2 \tau} \sum_i \lambda_i C_i$$

Le terme source aura donc pour expression :

$$S = (1 - \beta) K_\infty \Sigma_a e^{-B^2 \tau} + \rho e^{-B^2 \tau} \sum_i \lambda_i C_i$$

Le schéma de la figure (II-3) résume le mécanisme que nous venons de décrire, et met en évidence le "réservoir de stockage" constitué par les précurseurs.

L'équation de diffusion, compte tenu des neutrons retardés est :

$$\begin{aligned} D\nabla^2\phi(\vec{r},t) - \Sigma_a\phi(\vec{r},t) + (1-\beta)K_\infty\Sigma_a\phi(\vec{r},t)e^{-B^2\tau} \\ + p e^{-B^2\tau} \sum_i \lambda_i C_i(\vec{r},t) = -\frac{1}{v} \frac{\partial\phi(\vec{r},t)}{\partial t} \quad (\text{II-20}) \end{aligned}$$

Nous admettons, comme dans la théorie élémentaire que la distribution spatiale est indépendante du temps, on aura alors :

$$\begin{aligned} \phi(\vec{r},t) &= \phi(\vec{r}) \cdot T(t) \\ C_i(\vec{r},t) &= C_i(\vec{r}) \cdot H_i(t) \end{aligned}$$

L'équation d'évolution des précurseurs devient moyennant cette hypothèse :

$$\frac{\partial H_i(t)}{\partial t} = -\lambda_i H_i(t) + \beta_i \frac{K_\infty}{\rho} \Sigma_a \frac{\phi(\vec{r})}{C_i(\vec{r})} T(t)$$

De même, l'équation de diffusion (II-20) devient :

$$\begin{aligned} \frac{L^2 \nabla^2 \phi(\vec{r})}{\phi(\vec{r})} + \{ (1-\beta)K_\infty e^{-B^2\tau} - 1 \} + \rho \frac{e^{-B^2\tau}}{\Sigma_a} \sum_i \lambda_i \frac{C_i(\vec{r}) H_i(t)}{\phi(\vec{r}) T(t)} \\ = \frac{t_0}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt} \end{aligned}$$

On supposera que le réacteur est toujours assez près de l'état critique de telle sorte que la distribution spatiale obéit en première approximation à l'équation :

$$\nabla^2\phi(\vec{r}) + B^2\phi(\vec{r}) = 0$$

L'équation de diffusion prend alors la forme simplifiée:

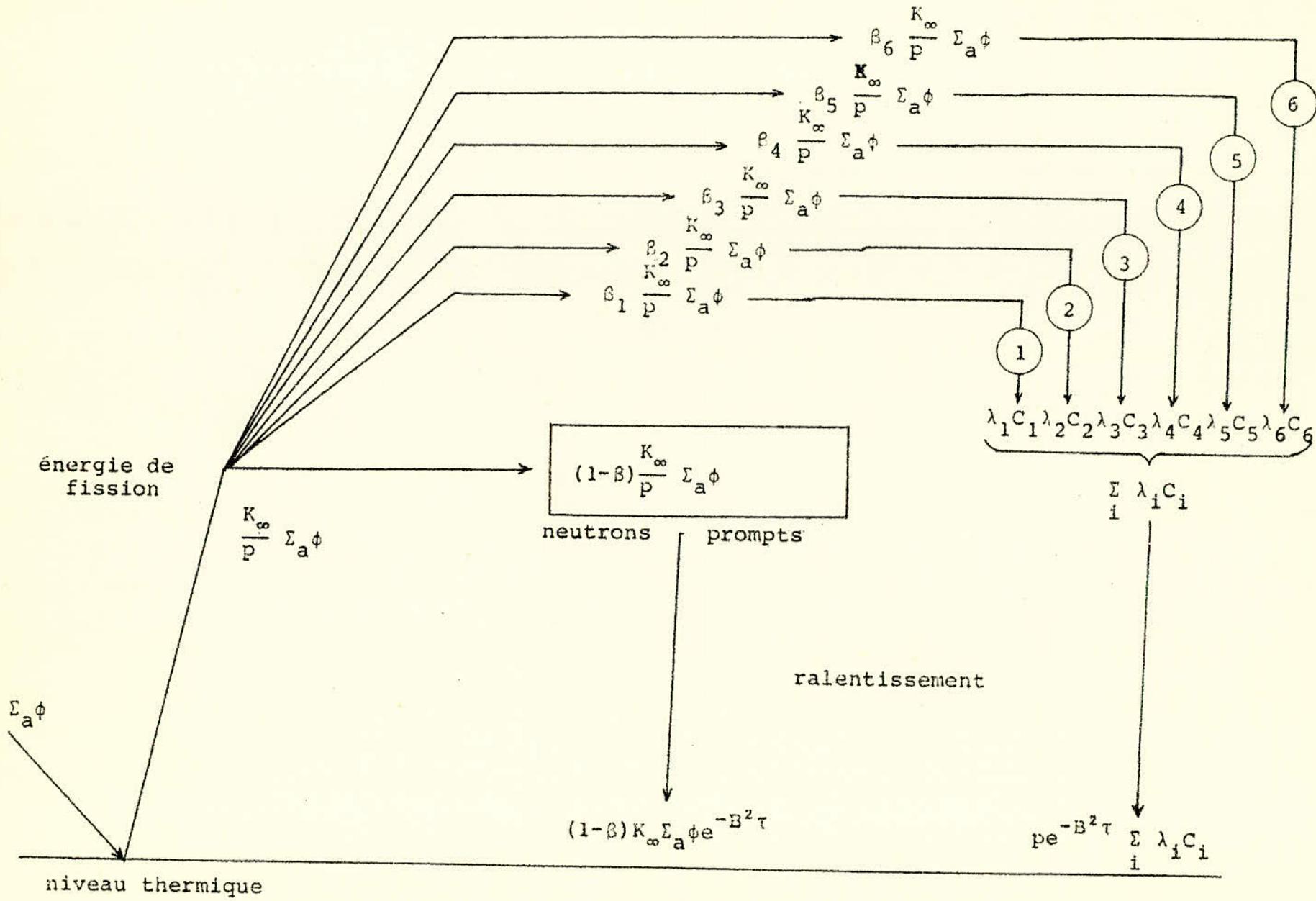


Fig. II-3

$$(1-\beta)K_{\infty}e^{-B^2\tau} - (1+L^2B^2) + \rho \frac{e^{-B^2\tau}}{\Sigma_a} \sum_i \lambda_i \frac{C_i(\vec{r})H_i(t)}{\phi(\vec{r})T(t)} = \frac{t_0}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt}$$

en divisant les deux membres par $(1 + L^2B^2)$ et en tenant compte de l'expression de K_{eff} (II-17) et de t^* (II-19), on obtient :

$$(\delta K - K_{\text{eff}}) + \rho \frac{e^{-B^2\tau}}{\Sigma_a(1+L^2B^2)} \sum_i \lambda_i \frac{C_i(\vec{r}, t)}{\phi(\vec{r}, t)} = \frac{t^*}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt}$$

Nous chercherons des solutions particulières de la forme

$$\phi(\vec{r}, t) = \phi_0 e^{t\omega}$$

$$C_i(\vec{r}, t) = C_{i0} e^{t\omega}$$

où ϕ_0 et C_{i0} sont les valeurs du flux de neutrons et de la concentration des précurseurs du groupe i en un point \vec{r} , au temps $t = 0$

L'équation d'évolution des précurseurs du groupe i devient :

$$\frac{C_{i0}}{\phi_0} = \frac{K_{\infty}\beta_i\Sigma_a}{\rho(\omega+\lambda_i)} = \frac{C_i(\vec{r}, t)}{\phi(\vec{r}, t)}$$

L'équation de diffusion s'écrit alors :

$$(\delta K - K_{\text{eff}}\beta) + \frac{K_{\infty}e^{-B^2\tau}}{1 + L^2B^2} \sum_i \frac{\lambda_i\beta_i}{\omega+\lambda_i} = t^*$$

d'où l'expression du facteur de multiplication excédentaire :

$$\delta K = t^*\omega + K_{\text{eff}} \sum_i \frac{\omega\beta_i}{\omega+\lambda_i} \quad (\text{II-21})$$

La solution générale sera la superposition des différents régimes particuliers définis par l'équation algébrique (II-21).

Le flux de neutrons, en un point du réacteur, est donc la superposition des six plus une solutions particulières correspondantes :

$$\phi = \sum_{i=0}^6 A_i e^{\omega_i t}$$

où les A_i sont des constantes déterminées par les conditions initiales imposées au réacteur.

Les termes à exposants négatifs sont des transitoires, amorties rapidement, et au bout d'un temps relativement court, ne subsiste que le terme $A_0 e^{\omega_0 t}$ dont l'exposant est positif.

On appelle période du réacteur l'inverse de l'exposant ω_0 :

$$T = \frac{1}{\omega_0}$$

Sa valeur est beaucoup plus grande que celle qui a été évaluée pour les seuls neutrons instantanés.

4-3. REACTIVITE

On appelle réactivité ρ le rapport :

$$\frac{K_{eff} - 1}{K_{eff}} = \frac{\delta K}{K_{eff}}$$

qui, pratiquement, puisqu'en régime de fonctionnement K_{eff} est voisin de l'unité, peut être confondu avec l'excès du facteur de multiplication effectif sur l'unité :

$$\rho \approx \delta K$$

La réactivité moyenne d'un réacteur en régime est évidemment nulle. Ce résultat s'obtient par compensation de divers facteurs entraînant des variations tantôt positives, tantôt négatives.

Les variations de réactivité sont très petites et s'expriment en cent-millièmes, et l'on note "pcm" (pour cent mille).

4-4. CAUSES DES VARIATIONS DE REGIME DANS UN REACTEUR

Le facteur de multiplication K d'un réacteur peut varier

pour plusieurs raisons : empoisonnement du réacteur par les produits de fission, élévation de température des divers constituants, usure du combustible, introduction de matières à irradier, etc...

4-4-1. EMPOISONNEMENT DU REACTEUR

Parmi tous les produits de fission, certains méritent une mention spéciale en raison de leur importance pour l'utilisation des réacteurs, car ils ont de très fortes sections efficaces de capture des neutrons thermiques et par conséquent ralentissent la réaction, d'où le nom de "poisons nucléaires".

Le plus important poison est le Xénon 135 radioactif dont la section efficace de capture aux neutrons thermiques est $2,4 \cdot 10^6$ barns.

Le seul autre produit de fission à grande section efficace de capture aux neutrons thermiques est le Samarium 149 stable et de section efficace de capture $5,3 \cdot 10^4$ barns.

4-4-2. ELEVATION DE TEMPERATURE

L'élévation de température du réacteur provoque une baisse de densité de tous les matériaux et une diminution des diverses sections efficaces, les vitesses des neutrons croissant avec la température du réacteur.

L'effet de température se traduit par une perte de réactivité.

4-4-3. ACTION DE LA PRESSION

Dans les réacteurs modérés au graphite et refroidis par un gaz, celui ci est absorbé partiellement par le graphite et contribue à l'absorption des neutrons dans une proportion variable avec la température et la pression. L'effet de pression est négatif, mais l'effet de température, qui se traduit par une décroissance du pouvoir absorbant du réfrigérant, est positif.

4-4-4. USURE ET REMPLACEMENT DU COMBUSTIBLE

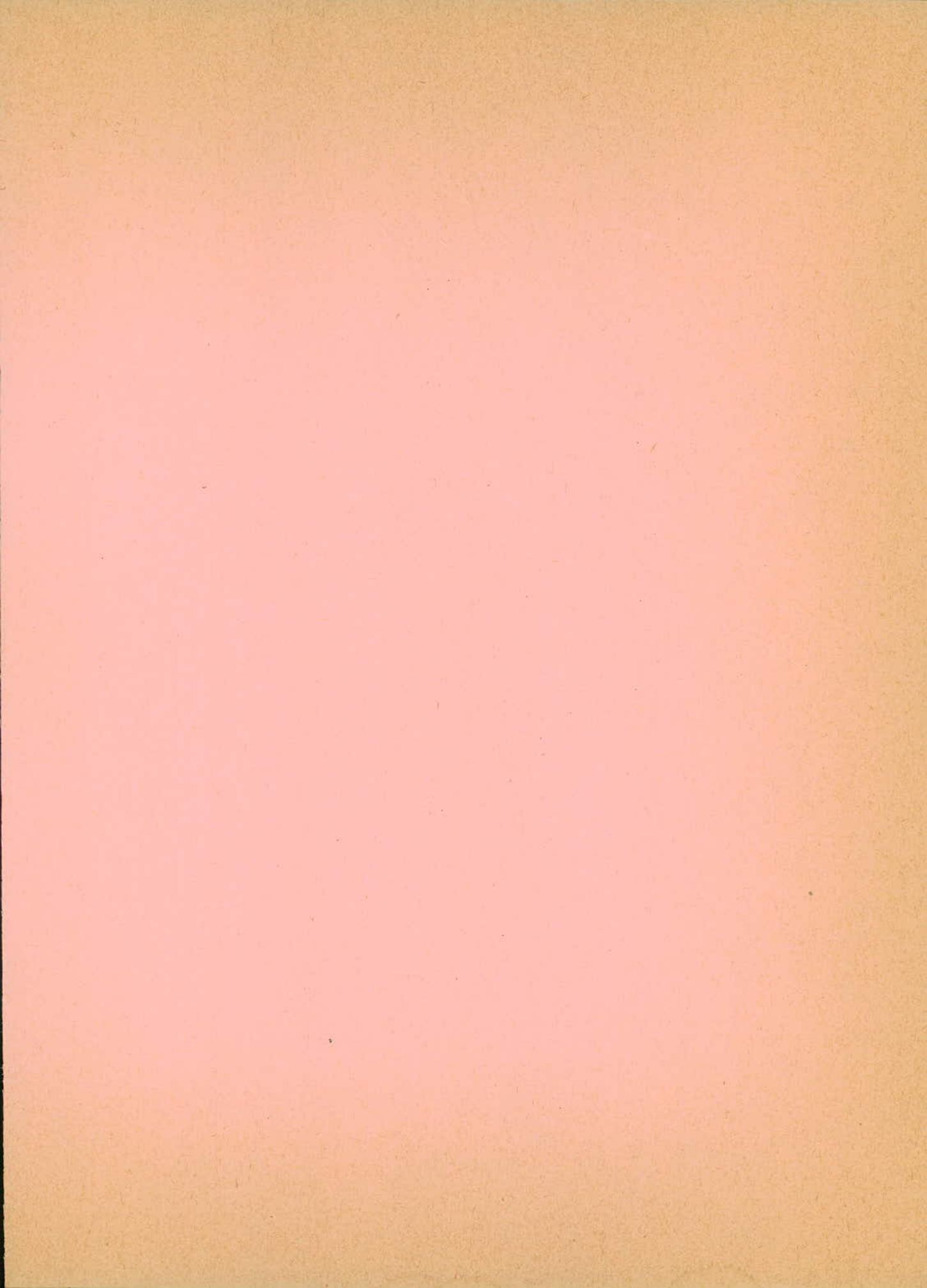
Dans le cas d'un réacteur à uranium naturel ou légèrement

enrichi, l'uranium 239 formé à partir de l'uranium 238 se désintègre en neptunium qui se transforme lui-même en plutonium particulièrement apte comme l'uranium 235, à la fission par neutrons lents ou rapides.

Cette chaîne de désintégration crée donc de la matière fissile à l'intérieur du réacteur et remplace au moins partiellement celle qui est consommée pour l'entretien de la réaction en chaîne.

La réactivité variera faiblement dans le temps à cause de l'usure du combustible; elle pourra, dans certains cas, être légèrement croissante au moins pendant une partie de fonctionnement.

Par contre, dans un réacteur à uranium fortement enrichi, c'est à dire pauvre en uranium 238, et surtout s'il fonctionne avec des neutrons rapides, il n'y a pratiquement pas formation de plutonium et la réactivité diminue au fur et à mesure de l'usure du combustible.



C H A P I T R E I I I

=====

EMPOISONNEMENT D'UN REACTEUR PAR

LES PRODUITS DE FISSION

INTRODUCTION

Dans le chapitre précédent de la cinétique des réacteurs nous nous sommes préoccupés essentiellement de l'évolution de la population neutronique en fonction d'une variation petite de la réactivité ρ et pour des valeurs stables des différents paramètres notamment les paramètres affectant directement le comportement cinétique du réacteur :

- le pourcentage total des neutrons retardés β .
- la durée de vie moyenne des neutrons t^* .
- le libre parcours moyen λ .

Nous avons également cité les causes des variations de réactivité dues au fonctionnement lui-même du réacteur, notamment le phénomène d'empoisonnement du réacteur par les produits de fission.

En effet les produits de fission radioactifs de période plus ou moins longue ont parfois des sections efficaces d'absorption aux neutrons thermiques assez grandes comme le Xénon 135 et le Samarium 149 dont la présence peut affecter le facteur d'utilisation thermique f donc la réactivité ρ .

Nous étudierons dans ce chapitre l'évolution des empoisonnements xénon et samarium ainsi que leurs influences sur le contrôle des réacteurs à neutrons thermiques.

1. EFFET DES PRODUITS DE FISSION

A chaque fission apparaissent deux fragments de fission; au chapitre I, nous avons donné (Fig.I-4) les valeurs des rendements de fission en fonction du nombre de masse.

Parmi les fragments primaires de fission ou les produits radioactifs ou stables ainsi créés, certains sont très absorbants pour les neutrons thermiques : on les appelle donc des poisons.

Ainsi au fur et à mesure de leur accumulation dans le combustible, la section efficace macroscopique d'absorption et donc la réactivité sera modifiée par ce qu'il est convenu d'appeler l'empoisonnement du réacteur par les produits de fission.

Pour caractériser ce phénomène on se sert de deux concepts :

a) L'empoisonnement défini comme le rapport entre le nombre de neutrons absorbés dans le poison, au nombre total de neutrons absorbés dans le combustible.

$$\begin{aligned} \text{Empoisonnement} &= \frac{\text{Neutrons absorbés dans le poison}}{\text{Neutrons absorbés dans le combustible}} \\ &= \frac{\Sigma_{ap}}{\Sigma_{ac}} \end{aligned}$$

où Σ_{ap} représente les absorptions dans le poison et Σ_{ac} les absorptions dans le combustible.

b) L'antiréactivité ρ_{poison}

Avec une bonne approximation, l'accumulation dans le combustible des produits de fission ne modifie que le facteur d'utilisation thermique f dont on rappelle l'expression :

$$f = \frac{\Sigma_{ac}}{\Sigma_{ac} + \Sigma_{am}}$$

où Σ_{am} représente toutes les absorptions thermiques en dehors du combustible et des poisons, c'est à dire dans le modérateur, les structures, les barres de contrôle etc...; f devient en appelant Σ_{ap} la section efficace des produits de fission :

$$f' = \frac{\Sigma_{ac}}{\Sigma_{ac} + \Sigma_{am} + \Sigma_{ap}}$$

La variation de réactivité due aux poisons dans un réacteur

auparavant critique ou proche de l'état critique est donc :

$$\rho_p = \frac{K'_{\text{eff}} - 1}{K'_{\text{eff}}} = \frac{K'_{\infty} - K_{\infty}}{K'_{\infty}} = \frac{f' - f}{f'}$$

K' , K'_{∞} et f' désignant respectivement le facteur de multiplication effectif, le facteur de multiplication en milieu infini et le facteur d'utilisation thermique, modifiés par le poison.

L'antiréactivité s'écrit alors :

$$\rho_p = - \frac{\Sigma_{\text{ap}}}{\Sigma_{\text{ac}} + \Sigma_{\text{am}}} = - \frac{\Sigma_{\text{ap}} / \Sigma_{\text{ac}}}{1 + \Sigma_{\text{am}} / \Sigma_{\text{ac}}}$$

d'où la relation entre l'empoisonnement et l'antiréactivité :

$$\frac{\text{Empoisonnement}}{\text{Antiréactivité}} = 1 + \frac{\Sigma_{\text{am}}}{\Sigma_{\text{ac}}}$$

Les deux concepts antiréactivité et empoisonnement ne sont équivalents que si les absorptions dans le modérateur sont négligeables devant les absorptions dans le combustible ($\Sigma_{\text{am}} \ll \Sigma_{\text{ac}}$).

Aussi en général on utilise actuellement de plus en plus le concept antiréactivité plutôt qu'empoisonnement, l'un et l'autre exprimés en pcm.

En écrivant :

$$K_{\infty} = \eta \epsilon p f = \eta \epsilon p \frac{\Sigma_{\text{ac}}}{\Sigma_{\text{ac}} + \Sigma_{\text{am}}}$$

or on a vu l'expression de η au chapitre I :

$$\eta = \nu \frac{\Sigma_{\text{f}}}{\Sigma_{\text{ac}}} \quad \text{où } \Sigma_{\text{f}} \text{ représente les absorptions fertiles.}$$

$$\text{d'où} \quad K_{\infty} = \nu \epsilon p \frac{\Sigma_{\text{f}}}{\Sigma_{\text{ac}} + \Sigma_{\text{am}}}$$

$$\Sigma_{\text{ac}} + \Sigma_{\text{am}} = \nu \epsilon p \frac{\Sigma_{\text{f}}}{K_{\infty}}$$

en remplaçant $(\Sigma_{ac} + \Sigma_{am})$ dans l'expression de l'antiréactivité on obtient :

$$\rho_p = - \frac{\Sigma_{ap}/\Sigma_f}{v\epsilon p}$$

Pour évaluer l'antiréactivité due aux poisons on devra calculer la quantité $\Sigma_{ap} = N_p \sigma_{ap}$ c'est à dire la concentration des poisons dans le combustible.

2. CINETIQUE DE L'EMPOISONNEMENT XENON

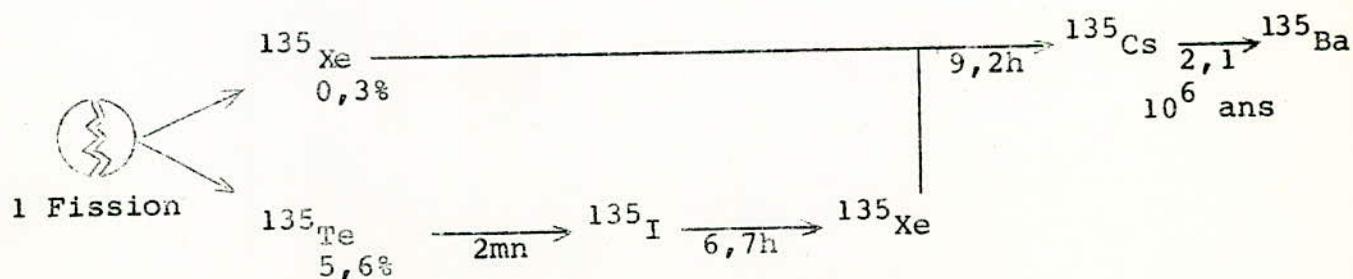
Le Xénon 135 a une très forte section efficace d'absorption aux neutrons thermiques et compte parmi les produits de fission les plus abondants.

La figure (III-1) représente la section efficace d'absorption du Xénon 135 en fonction de l'énergie des neutrons.

On constate que la section efficace d'absorption du Xénon est relativement constante dans le domaine thermique.

2-1. EVOLUTION DE LA CONCENTRATION DE L'IODE ET DU XENON

Le xénon 135 est produit directement en faible quantité par la fission ($\gamma=3.10^{-3}$) de U^{235} mais surtout par décomposition radioactive de l'Iode 135 venant lui-même du Tellure 135, qui, lui est produit en grande quantité ($\gamma=6,1.10^{-2}$) suivant le schéma :



La période du Tellure étant faible par rapport à celle

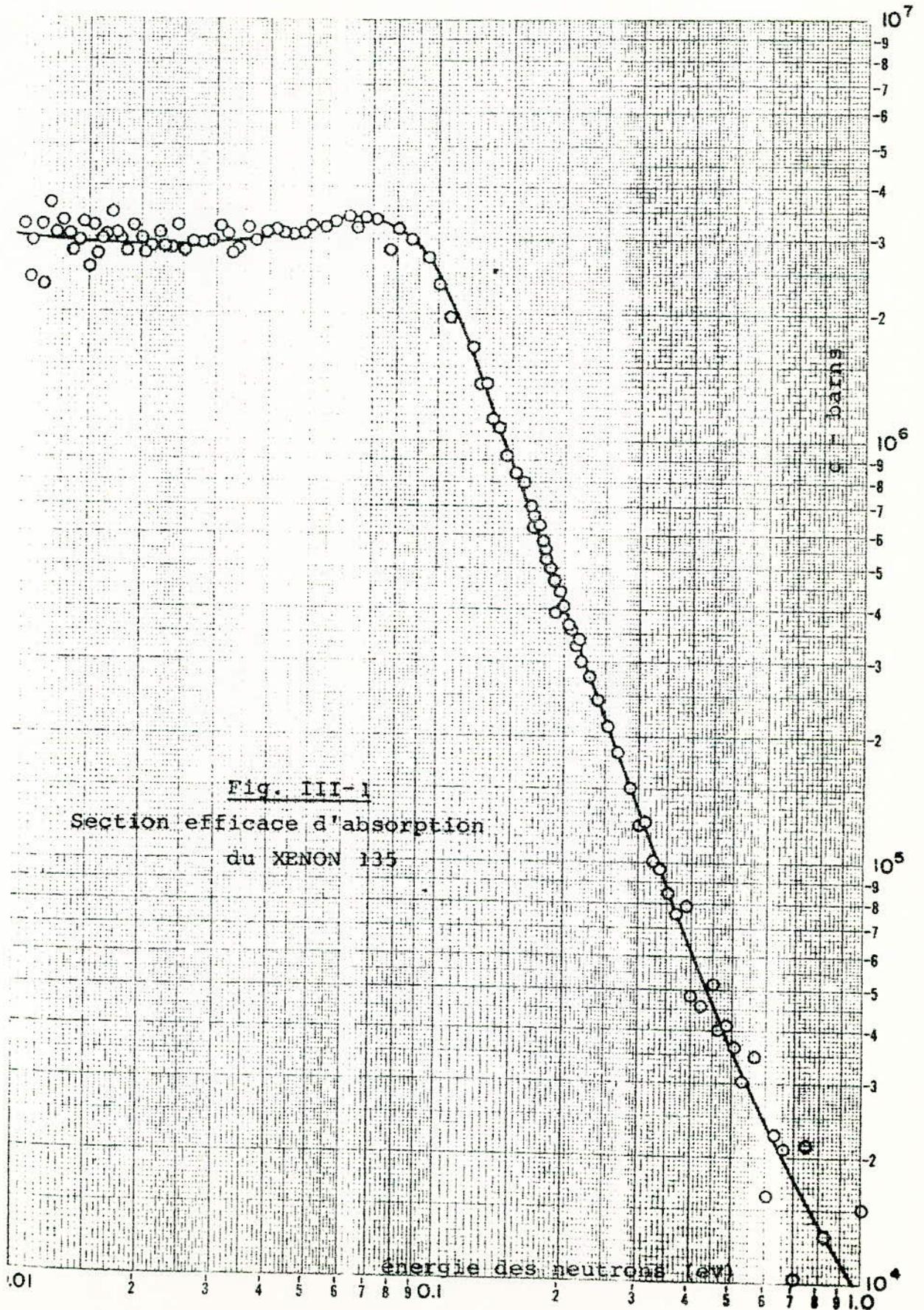


Fig. III-1
Section efficace d'absorption
du XENON 135

de l'Iode 135, tout se passe comme si l'Iode était formé directement par la fission.

Dans l'hypothèse de la répartition uniforme du flux neutronique et de la concentration de l'Iode, la loi d'évolution de l'Iode 135 sera obtenue en faisant le bilan des noyaux qui disparaissent et de ceux qui apparaissent par unité de temps.

La vitesse de formation de l'Iode 135 est proportionnelle au nombre de fissions thermiques par seconde dans le matériau combustible.

Σ_f désignant la section efficace de ce matériau pour les neutrons thermiques, et ϕ le flux thermique, la vitesse de formation de l'Iode 135 est :

$$\gamma_I \Sigma_f \phi$$

où γ_I est le rendement de fission en Iode.

D'autre part, la vitesse de disparition des noyaux d'Iode 135 dépend principalement de deux facteurs :

a) de leur désintégration radioactive, qui affecte $\lambda_I I$ noyaux par cm^3 et par seconde; I désignant la concentration en Iode 135 dans le réacteur au temps t , et λ_I sa constante radioactive.

b) de la capture de neutrons thermiques par ces noyaux, au taux de $\sigma_I \phi I$ par cm^3 et par seconde; où σ_I est la section efficace microscopique de capture des noyaux d'Iode 135 pour les neutrons thermiques.

La vitesse d'évolution de la concentration en Iode 135 résultant de ces différents mécanismes est donc :

$$\frac{dI}{dt} = - \lambda_I I + \sigma_I \phi I + \gamma_I \Sigma_f \phi \quad (\text{III-1})$$

Les coefficients qui figurent au second membre ont les valeurs suivantes :

$$\lambda_I = 2,9 \cdot 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$$

$$\sigma_I = 7 \text{ barns}$$

$$\gamma_I = 0,061$$

L'équation (III-1) peut être simplifiée du fait que la section efficace σ_I est très faible; en effet, même pour des flux exceptionnellement élevés, le produit $\sigma_I \phi$ est très faible. La loi d'évolution de la concentration de l'Iode se réduit donc à :

$$\frac{dI}{dt} = -\lambda_I I + \gamma_I \Sigma_f \phi \quad (\text{III-2})$$

Un raisonnement analogue au précédent nous conduira à la loi d'évolution de la concentration en Xénon 135.

Les facteurs qui interviennent dans la formation du Xénon 135 sont :

a) La fission thermique au sein du matériau combustible; la vitesse d'apparition du Xénon 135 due à ce phénomène est :

$$\gamma_X \Sigma_f \phi$$

b) La désintégration radioactive de l'Iode 135, dont la vitesse est $\lambda_I I$.

D'autre part, les facteurs qui conduisent à la disparition des noyaux de Xénon 135 sont :

a) La désintégration radioactive de ces derniers, avec la vitesse $\lambda_X X$ en désignant par X le nombre de noyaux de Xénon 135 par cm^3 , au temps t, λ_X sa constante radioactive.

b) La capture de neutrons thermiques par les noyaux de Xénon 135, au taux de :

$$\sigma_X \phi X$$

où σ_X est la section efficace microscopique d'absorption des noyaux de Xénon 135 pour les neutrons thermiques.

La loi d'évolution du Xénon sera donc :

$$\frac{dX}{dt} = \lambda_I I + \gamma_X \Sigma_f \phi - \lambda_X X - \sigma_X \phi X \quad (\text{III-3})$$

En divisant les équations (III-2) et (III-3) par Σ_f , on fait apparaître les variables réduites universelles :

$$i = \frac{I}{\Sigma_f} \quad \text{et} \quad x = \frac{X}{\Sigma_f}$$

on obtient :

$$\frac{di}{dt} = -\lambda_I i + \gamma_I \phi \quad (\text{III-4})$$

$$\frac{dx}{dt} = \lambda_I i + \gamma_X \phi - \sigma_X x \phi - \lambda_X x \quad (\text{III-5})$$

L'antiréactivité liée à la concentration Xénon est définie par le rapport :

$$\rho_X = - \frac{\Sigma_X}{\Sigma_{ac} + \Sigma_{am}}$$

On négligera les absorptions dans le modérateur de telle sorte qu'on confondra antiréactivité et empoisonnement :

$$\rho_X = \frac{X(t) \sigma_X}{\Sigma_{ac}} = \frac{X(t)}{\Sigma_f} \frac{\sigma_X}{\Sigma_{ac}} \Sigma_f$$

$$\rho_X = x(t) \sigma_X \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ac}}$$

x est une variable universelle pour tous les réacteurs, $\frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ac}}$, caractéristique définie d'un réacteur déterminé, est généralement compris entre 0,5 et 0,7.

L'intégration des équations (III-4) et (III-5) conduit aux expressions :

$$i(t) = e^{-\lambda_I t} \left\{ \gamma_I \int_0^t \phi e^{\lambda_I t} dt + i(0) \right\} \quad (\text{III-6})$$

$$x(t) = e^{-\int_0^t \text{Adt}} \left\{ \int_0^t (\lambda_I i + \gamma_X \phi) e^{\int_0^t \text{Adt}} dt + x(0) \right\} \quad (\text{III-7})$$

avec $A = \lambda_X + \sigma_X \phi$

on simplifiera les expressions (III-6) et (III-7) en supposant l'évolution du flux assez rapide en regard de celle de l'Iode et du Xénon, pour qu'il soit légitime de remplacer ϕ par sa valeur de régime ϕ_0 .

D'autre part on supposera que les concentrations initiales d'iode et de xénon sont nulles:

$$i(0) = 0$$

$$x(0) = 0$$

on obtient compte tenu de ces hypothèses :

$$i(t) = \frac{\gamma_I \phi_0}{\lambda_I} (1 - e^{-\lambda_I t})$$

$$x(t) = \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \phi_0}{\lambda_X + \sigma_X \phi_0} \left\{ 1 + \frac{1}{\gamma_I + \gamma_X} \left(\frac{\gamma_I \lambda_I}{\lambda_X - \lambda_I + \sigma_X \phi_0} - \gamma_X \right) e^{-(\lambda_X + \sigma_X \phi_0) t} - \frac{\gamma_I}{\gamma_I + \gamma_X} \left(\frac{\lambda_X + \sigma_X \phi_0}{\lambda_X - \lambda_I + \sigma_X \phi_0} \right) e^{-\lambda_I t} \right\}$$

Les périodes étant relativement courtes, au bout de quelques jours, à régime constant, les concentrations en Iode et en Xénon se stabilisent aux valeurs d'équilibre :

$$i_{\text{équilibre}} = i_e = \frac{\gamma_I \phi_0}{\lambda_I} \quad (\text{III-8})$$

$$x_{\text{équilibre}} = x_e = \frac{(\gamma_I + \gamma_X) \phi_0}{\lambda_X + \sigma_X \phi_0} \quad (\text{III-9})$$

La Fig. (III-2) représente les variations des concentrations d'Iode et de Xénon à l'équilibre en fonction du flux.

Remarquons que la concentration d'Iode à l'équilibre augmente linéairement avec le flux, tandis que celle du Xénon se sature relativement vite à cause de la grande valeur de σ_X .

On voit que dès qu'au dénominateur de x_e le second terme l'emporte sur le premier, c'est à dire dès que :

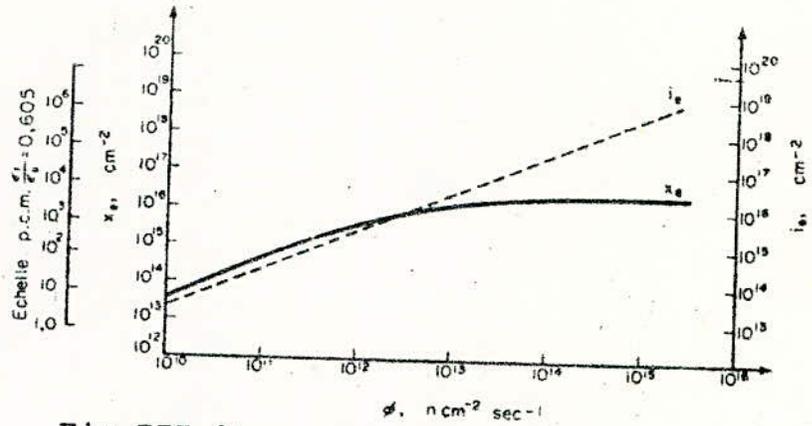


Fig. III-2 Variations de i, x , en fonction de ϕ pour
 $\lambda_1 = 2,89 \cdot 10^{-5}$ $\gamma_1 = 6,1 \cdot 10^{-2}$
 $\lambda_2 = 2,09 \cdot 10^{-5}$ $\gamma_2 = 0,3 \cdot 10^{-2}$
 $\sigma = 2,7 \cdot 10^{-12}$ $\frac{\sum \gamma_i}{\sum \sigma_i} = 0,605$.

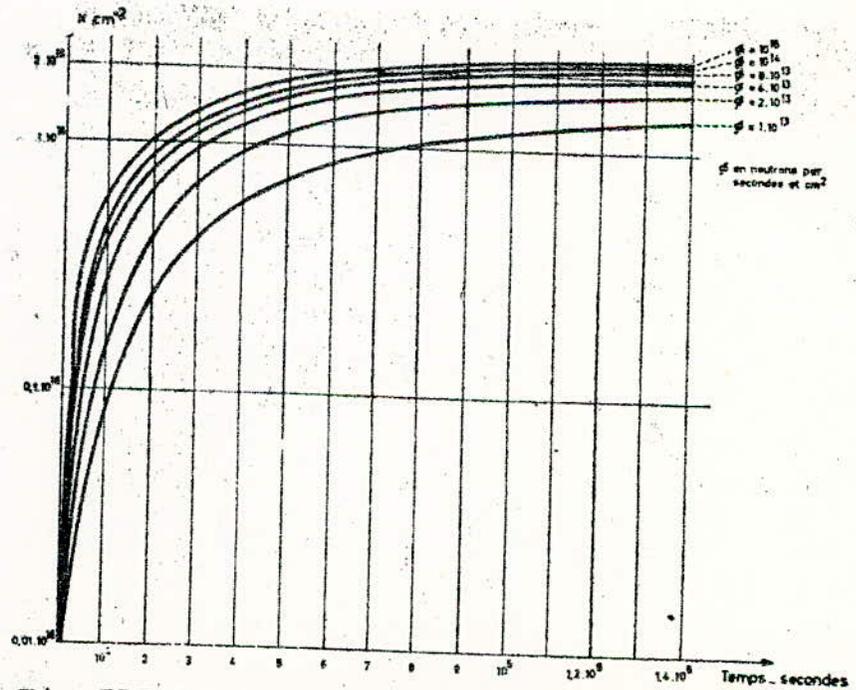


Fig. III-3 Évolution de l'empoisonnement xénon (variable réduite x) dans le cas du démarrage après arrêt prolongé.

$$\phi > \frac{\lambda_X}{\sigma_X} = 0,756 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{sec.}$$

la concentration en Xénon augmente très peu et atteint sa valeur asymptotique :

$$x_{\text{éMax}} = \frac{\gamma_I + \gamma_X}{\sigma_X}$$

2-2. EVOLUTION DE L'EMPOISONNEMENT XENON AU DEMARRAGE

On suppose qu'après un arrêt prolongé le réacteur démarre et atteint sa puissance nominale en un temps très inférieur à $1/\lambda_I$ et $1/\lambda_X$.

On a porté sur la Fig. (III-3) l'évolution de la concentration réduite en Xénon pendant le démarrage pour différentes valeurs du flux.

On constate que la valeur d'équilibre est atteinte d'autant plus vite que le flux est élevé. La valeur d'équilibre est atteinte en moyenne au bout de 30 heures de marche à flux constant.

2-3. EVOLUTION DE L'EMPOISONNEMENT XENON APRES ARRET BRUSQUE

On suppose qu'après un fonctionnement prolongé à flux constant, les concentrations d'équilibre d'Iode et de Xénon aient été atteintes.

Lors de l'arrêt brutal du réacteur pour une raison quelconque de sécurité, les atomes de Xénon ne disparaissent plus que par radioactivité naturelle. De même aussi que les atomes d'Iode; mais ceux ci étant beaucoup plus nombreux ($i_e \gg x_e$), le nombre d'atomes de Xénon va beaucoup augmenter pendant quelques heures, jusqu'à épuisement des atomes d'Iode.

En conséquence, la loi d'évolution de l'empoisonnement Xénon présente un maximum plus ou moins aigu appelé Pic Xénon, correspondant à une accumulation temporaire du Xénon, qui apparaît avec un certain délai après l'arrêt du réacteur, et qui est suivi par une décroissance lente.

En supposant une décroissance du flux à partir de sa

valeur nominale ϕ_0 selon une fonction échelon de Heaviside ramenant instantanément le flux à zéro, les lois d'évolution des concentrations réduites d'Iode et de Xénon après arrêt s'écrivent :

$$i(t) = \frac{\gamma_I \phi_0}{\lambda_I} e^{-\lambda_I t} \quad (\text{III-10})$$

$$x(t) = x_e e^{-\lambda_X t} + \frac{\lambda_I i_e}{\lambda_I - \lambda_X} (e^{-\lambda_X t} - e^{-\lambda_I t}) \quad (\text{III-11})$$

Les courbes de la Fig. (III-4) indiquent l'évolution de la concentration réduite en Xénon après arrêt.

La dérivation de l'équation (III-11) permet d'évaluer le temps au bout duquel se produit le maximum de l'empoisonnement Xénon :

$$t_{\text{Max}} = \frac{1}{\lambda_I - \lambda_X} \text{Ln} \left\{ \frac{\lambda_I \cdot \frac{\gamma_I / (\lambda_I - \lambda_X)}{\lambda_X \frac{\gamma_I + \gamma_X}{\lambda_X + \sigma_X \phi} + \frac{\gamma_I}{\lambda_I - \lambda_X}}}{\lambda_X \frac{\gamma_I + \gamma_X}{\lambda_X + \sigma_X \phi} + \frac{\gamma_I}{\lambda_I - \lambda_X}} \right\} \quad (\text{III-12})$$

La Fig. (III-5) représente la variation du temps t_{Max} en fonction du Flux.

On y relève le temps t_{Max} maximal asymptotique égal à :

$$\frac{1}{\lambda_I - \lambda_X} \text{Ln} \left(\frac{\lambda_I}{\lambda_X} \right) \quad \text{sensiblement égal à 11h 12mn.}$$

On peut déterminer la valeur du Pic Xénon pour différentes valeurs du flux ; la Fig. (III-6) indique la valeur du Pic Xénon en fonction du flux.

Un autre temps intéressant à connaître est le temps mis par l'empoisonnement Xénon pour reprendre sa valeur d'équilibre après arrêt du réacteur.

Pour le déterminer on écrira l'égalité :

$$x(t) = x_e$$

dans laquelle ϕ est un paramètre.

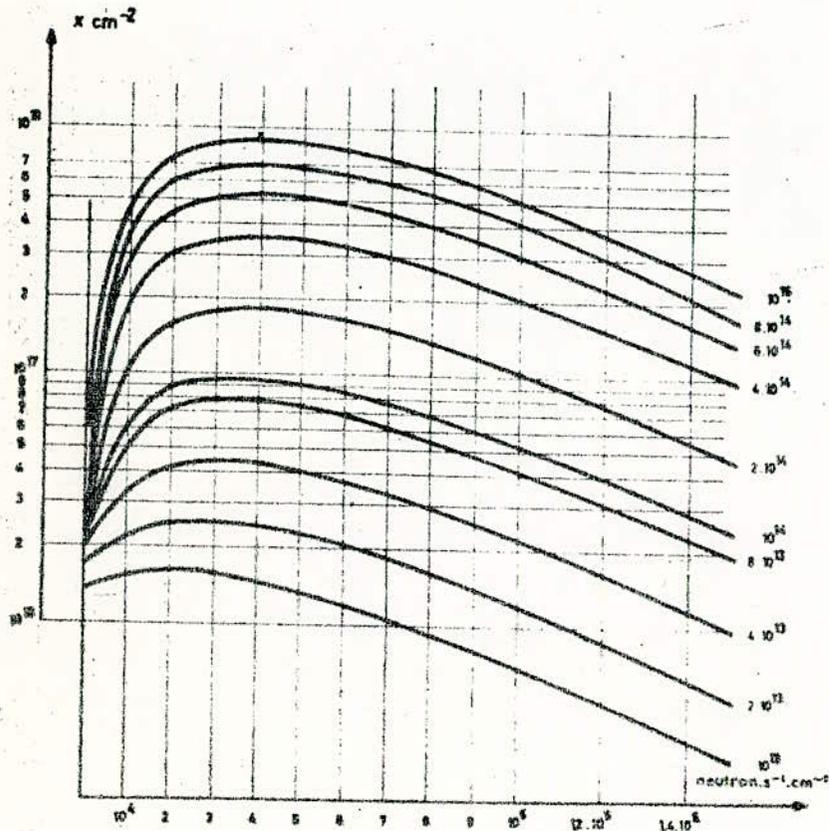


Fig. III-4 Évolution de l'empoisonnement xénon (variable réduite x) après arrêt pour différentes valeurs de flux.

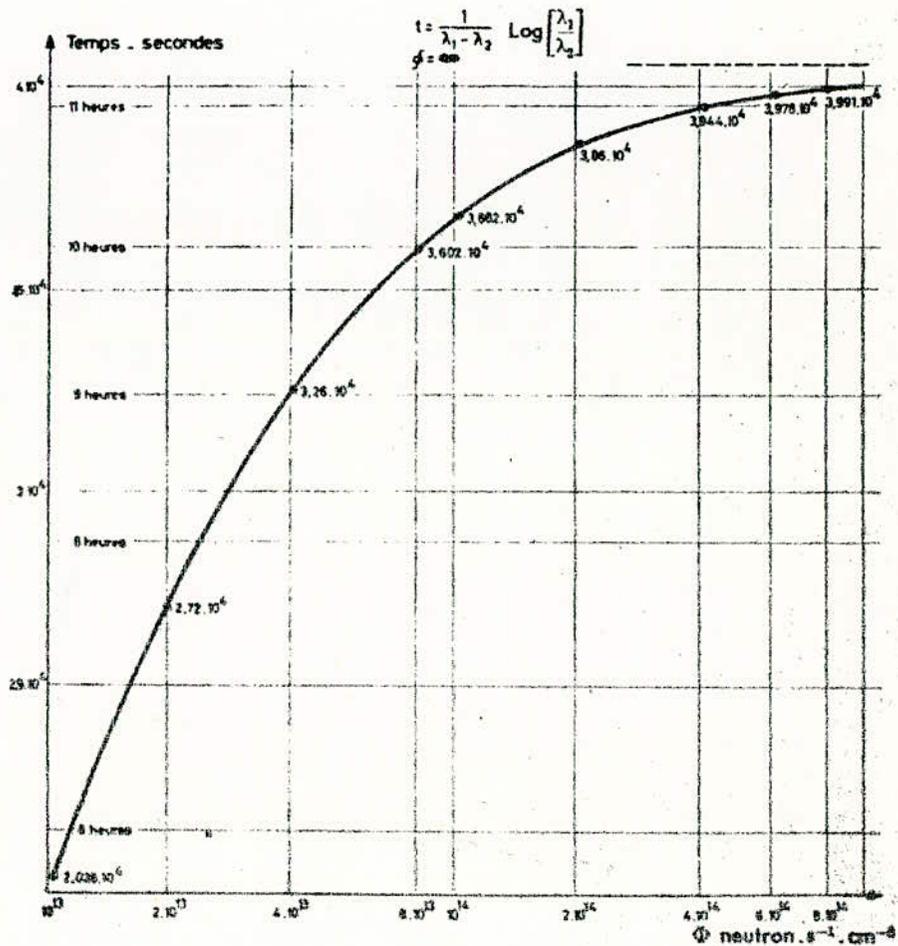


Fig. III-5 - Temps où se produit le maximum d'empoisonnement xénon après arrêt brusque du réacteur, le xénon étant à l'équilibre avant l'arrêt.

La Fig. (III-7) indique le temps au bout duquel l'empoisonnement Xénon retrouve sa valeur d'équilibre.

3. CINETIQUE DE L'EMPOISONNEMENT SAMARIUM

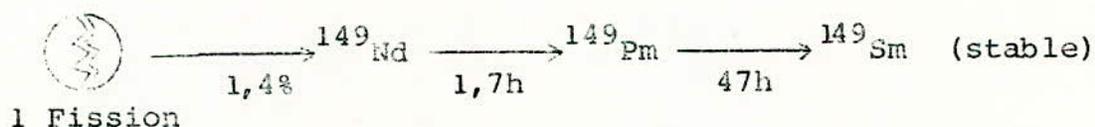
L'autre produit de fission dont la section efficace d'absorption aux neutrons thermiques est assez importante est le Samarium 149; la Fig. (III-8) représente la variation de la section efficace de capture du Samarium 149 en fonction de l'énergie des neutrons.

On constate que le Samarium 149 présente une résonance de capture 0,1 ev de 10^5 barns.

Le Samarium 149 étant un noyau stable, le comportement cinétique de l'empoisonnement Samarium surtout dans le cas d'un arrêt prolongé du réacteur est différent de celui de l'empoisonnement Xénon.

3-1. EVOLUTION DE LA CONCENTRATION DU PROMETHEUM ET DU SAMARIUM

Le Samarium 149 est formé indirectement dans la fission de l'Uranium dans la proportion 1,4 % par filiation radioactive à partir du Prométhéum 149 de période 47h selon le schéma suivant :



Pour la cinétique, on peut négliger dans les produits de filiation le Néodyme dont la période est faible devant celle du prométhéum.

Dans le cas où on fait l'hypothèse d'une répartition uniforme du flux neutronique et de la concentration en samarium dans le coeur du réacteur et si l'on néglige les absorptions du prométhéum, les équations qui régissent les concentrations

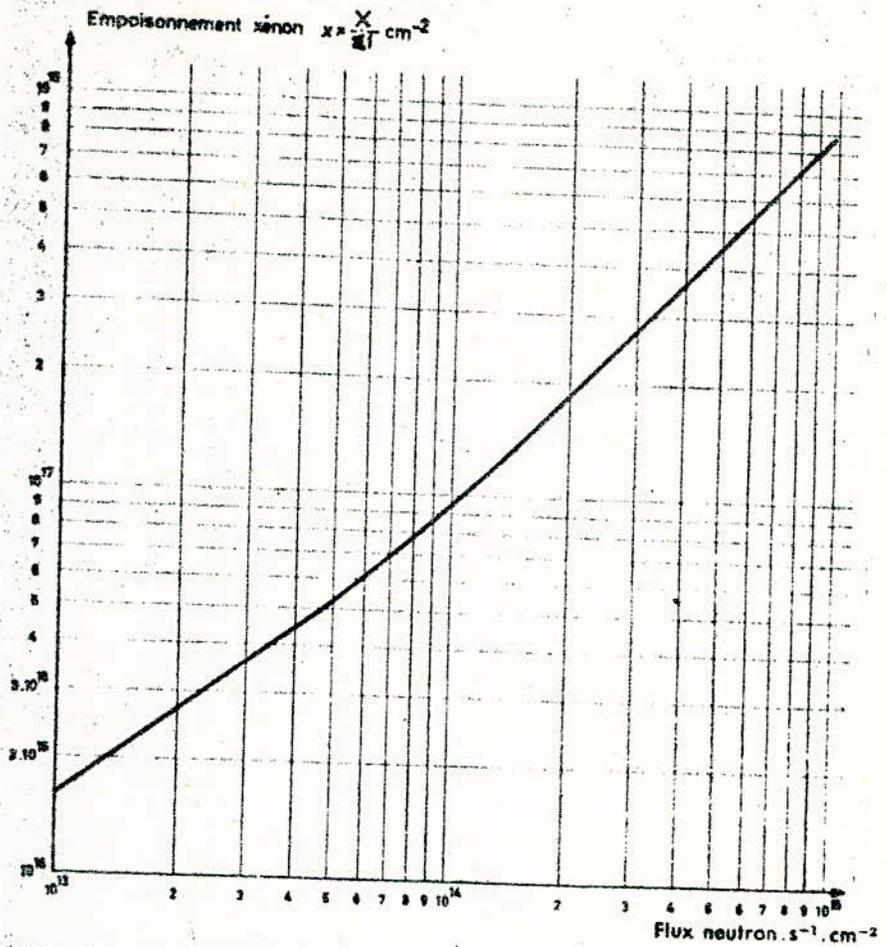


Fig. III-6 - Maximum de l'empoisonnement xénon (variable réduite x) en fonction du flux après arrêt brusque, le xénon étant à l'équilibre avant l'arrêt.

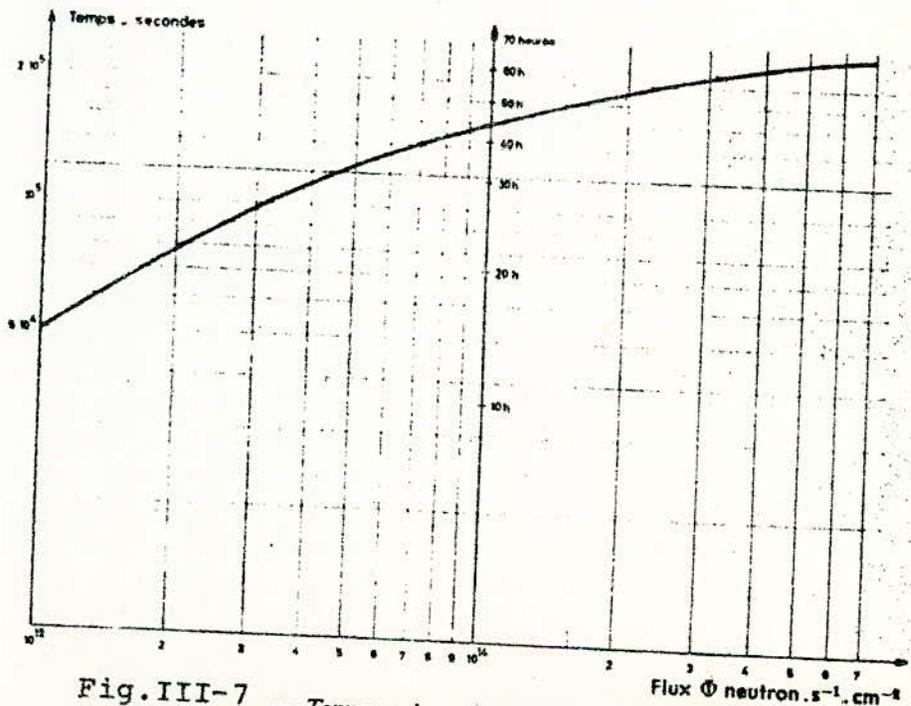


Fig. III-7 - Temps au bout duquel après arrêt brusque on retrouve la valeur initiale de l'empoisonnement xénon avant l'arrêt.

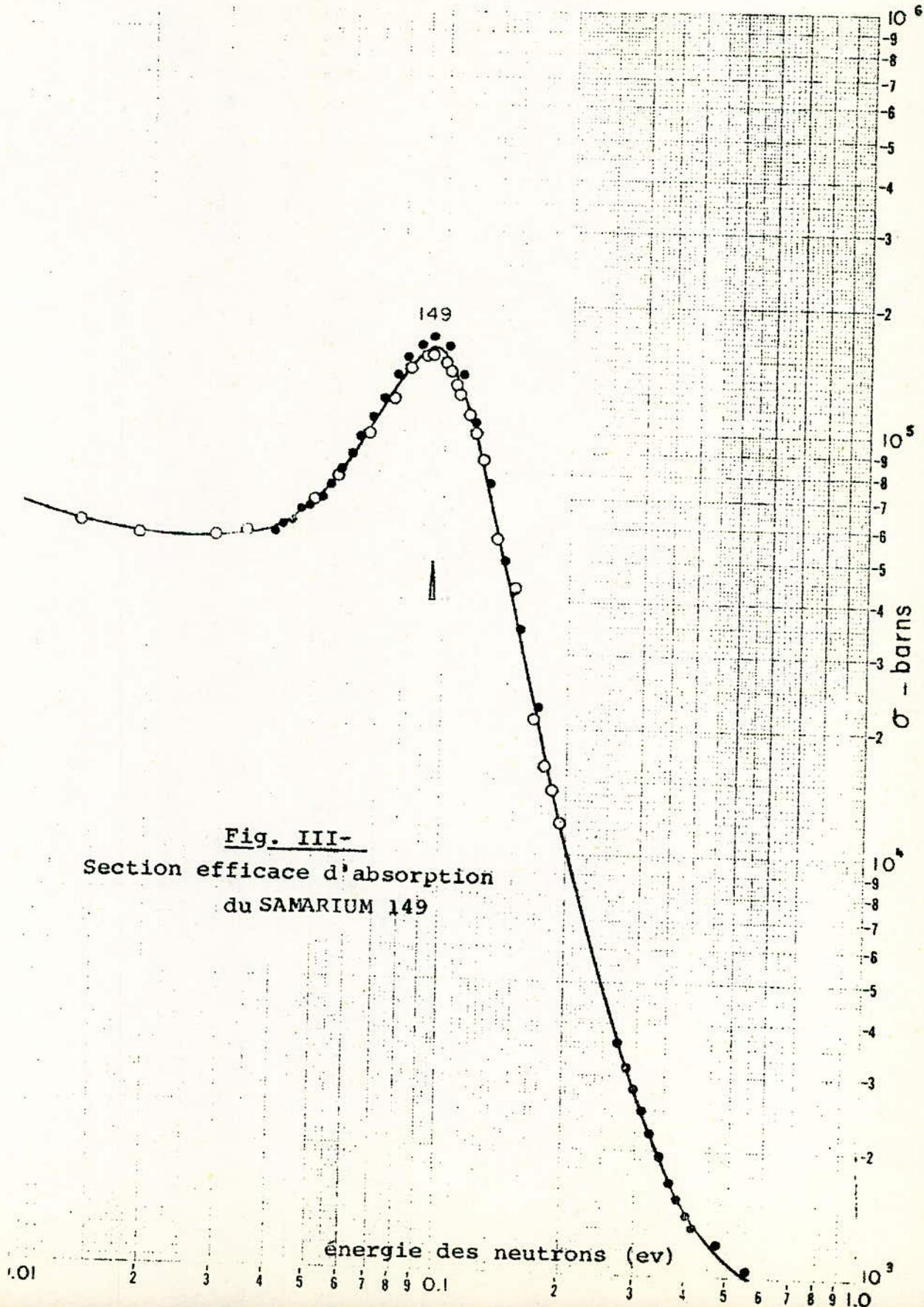


Fig. III-
Section efficace d'absorption
du SAMARIUM 149

énergie des neutrons (ev)

en Prométhéum et en Samarium s'écrivent alors :

$$\frac{dP}{dt} = \gamma_P \Sigma_f \phi - \lambda_P P \quad (\text{III-13})$$

$$\frac{dS}{dt} = \lambda_P P - \sigma_S \phi S \quad (\text{III-14})$$

dans lesquelles on a :

P : concentration en Prométhéum 149

S : concentration en Samarium 149

ϕ : flux de neutrons thermiques

σ_S : section efficace microscopique de capture du Samarium

Σ_f : section efficace macroscopique de fission du combustible

les valeurs des constantes adoptées dans les calculs sont les suivantes :

$$\lambda_P = 4,03 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$$

$$\gamma_P = 0,014$$

$$\sigma_S = 5,3 \cdot 10^4 \text{ barns}$$

Comme dans le cas du Xenon, on divisera les équations (III-13) et (III-14) par Σ_f pour obtenir les équations universelles aux variables réduites :

$$\text{en posant } p = P/\Sigma_f \text{ et } s = S/\Sigma_f$$

$$\frac{dp}{dt} = \gamma_P \phi - \lambda_P p \quad (\text{III-15})$$

$$\frac{ds}{dt} = \lambda_P p - \sigma_S \phi s \quad (\text{III-16})$$

Etant donné les hypothèses faites sur la répartition du flux neutronique et de la concentration en Samarium à l'intérieur du coeur du réacteur, on peut définir la réactivité liée à la concentration en Samarium par le rapport :

$$\rho_S = \frac{S \sigma_S}{\Sigma_{ac}} = s \sigma_S \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ac}}$$

Pour un flux ϕ la résolution des équations (III-15) et (III-16) donne avec les conditions initiales :

$$t = 0 \quad p = p_0 \quad \text{et} \quad s = s_0$$

$$p = (p_0 - \frac{\gamma_P}{\lambda_P} \phi) e^{-\lambda_P t} + \frac{\gamma_P}{\lambda_P} \phi \quad (\text{III-17})$$

$$s = s_0 e^{-\sigma_S \phi t} + \frac{\lambda_P p_0 - \gamma_P \phi}{\sigma_S \phi - \lambda_P} (e^{-\lambda_P t} - e^{-\sigma_S \phi t}) + \frac{\gamma_P}{\sigma_S} (1 - e^{-\sigma_S \phi t}) \quad (\text{III-18})$$

3-2. EVOLUTION DE L'EMPOISONNEMENT SAMARIUM AU 1^{er} DEMARRAGE.

On suppose ici que le démarrage ou la montée en puissance se fait dans un temps nettement inférieur à celui lié à λ_P et que de plus à l'instant $t = 0$ où le flux a une valeur ϕ_0 qui correspond à celle de la puissance nominale de fonctionnement, $p_0 = 0$ et $s_0 = 0$.

Les équations (III-17) et (III-18) deviennent alors:

$$p = \frac{\gamma_P}{\lambda_P} \phi_0 (1 - e^{-\lambda_P t})$$

$$s = \frac{\gamma_P \phi_0}{\sigma_S \phi_0} (e^{-\sigma_S \phi_0 t} - e^{-\lambda_P t}) + \frac{\gamma_P}{\sigma_S} (1 - e^{-\sigma_S \phi_0 t})$$

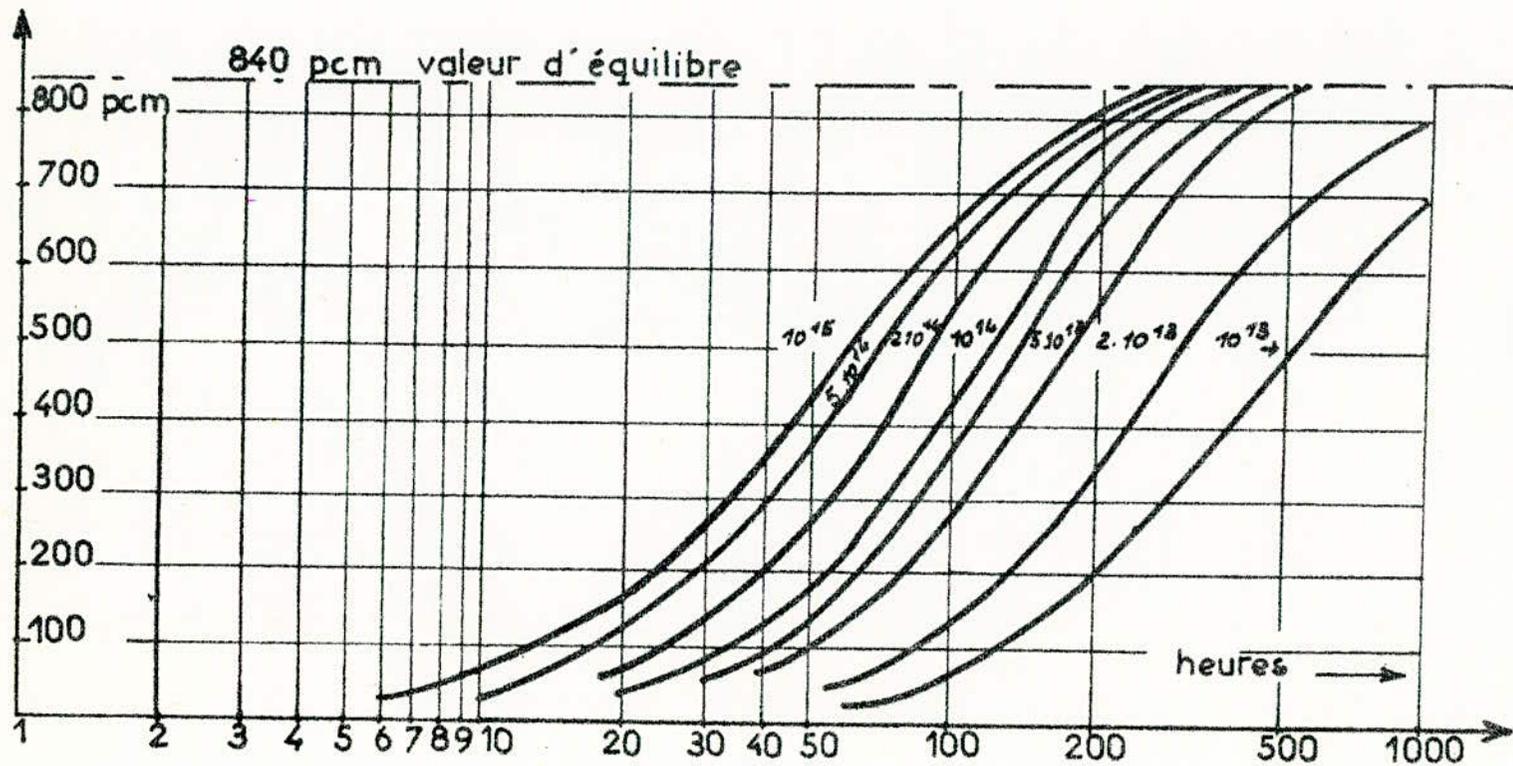
Bien que la section efficace du Samarium soit beaucoup plus faible que celle du Xénon et la vie moyenne du Prométhéum plus longue que celle de l'Iode, la concentration en Samarium atteint son équilibre dans tous les réacteurs de flux moyens et élevés en quelques jours, au plus quelques semaines.

Les valeurs d'équilibre du Prométhéum et du Samarium sont alors :

$$p_e = \frac{\gamma_P}{\lambda_P} \phi_0 \quad (\text{III-19})$$

$$s_e = \frac{\gamma_P}{\sigma_S} \quad (\text{III-20})$$

Comme le Samarium n'est pas radioactif, sa valeur d'équilibre est indépendante du flux est la réactivité qui lui est liée est égale à 840 pcm. LA figure(III-8) représente l'évolution de l'empoisonnement Samarium pour différentes valeurs du flux neutronique.



Evolution de l'empoisonnement Samarium dans le cas d'un premier démarrage

Fig. III-8

On constate que la valeur d'équilibre est atteinte d'autant plus vite que le flux est élevé. Néanmoins, pour un réacteur où le flux moyen est égal à 10^{15} n/cm².s le temps nécessaire de marche pour atteindre la valeur d'équilibre est supérieur à 200 heures.

3-3. EVOLUTION DE L'EMPOISONNEMENT SAMARIUM APRES ARRÊT

On suppose qu'après un fonctionnement prolongé à flux nominal ϕ_0 les concentrations d'équilibre en Samarium 149 et en Prométhéum 149 aient été atteintes et que d'autre part on arrête alors le fonctionnement du réacteur.

Comme le Samarium 149 est stable, tout le Prométhéum 149 se trouvant dans le réacteur au moment de l'arrêt brusque se transforme en Samarium stable.

Or la quantité de Prométhéum étant avant l'arrêt, proportionnelle au flux, la quantité de Samarium et donc l'anti-réactivité après l'arrêt augmente asymptotiquement d'une quantité proportionnelle au flux comme le montre le graphique de la Fig. (III-9).

En posant $\phi = 0$ dans les équations (III-17) et (III-18) et en prenant comme conditions initiales :

$$t = 0 \quad p_0 = p_e = \frac{\gamma_P}{\lambda_P} \phi_0$$

$$s_0 = s_e = \frac{\gamma_P}{\sigma_S}$$

on obtient :

$$p = \frac{\gamma_P}{\lambda_P} \phi_0 e^{-\lambda_P t} \quad (\text{III-21})$$

$$s = \frac{\gamma_P}{\sigma_S} + \frac{\gamma_P \phi_0}{\lambda_P} (1 - e^{-\lambda_P t}) \quad (\text{III-22})$$

L'empoisonnement Samarium ne fait que croître après arrêt

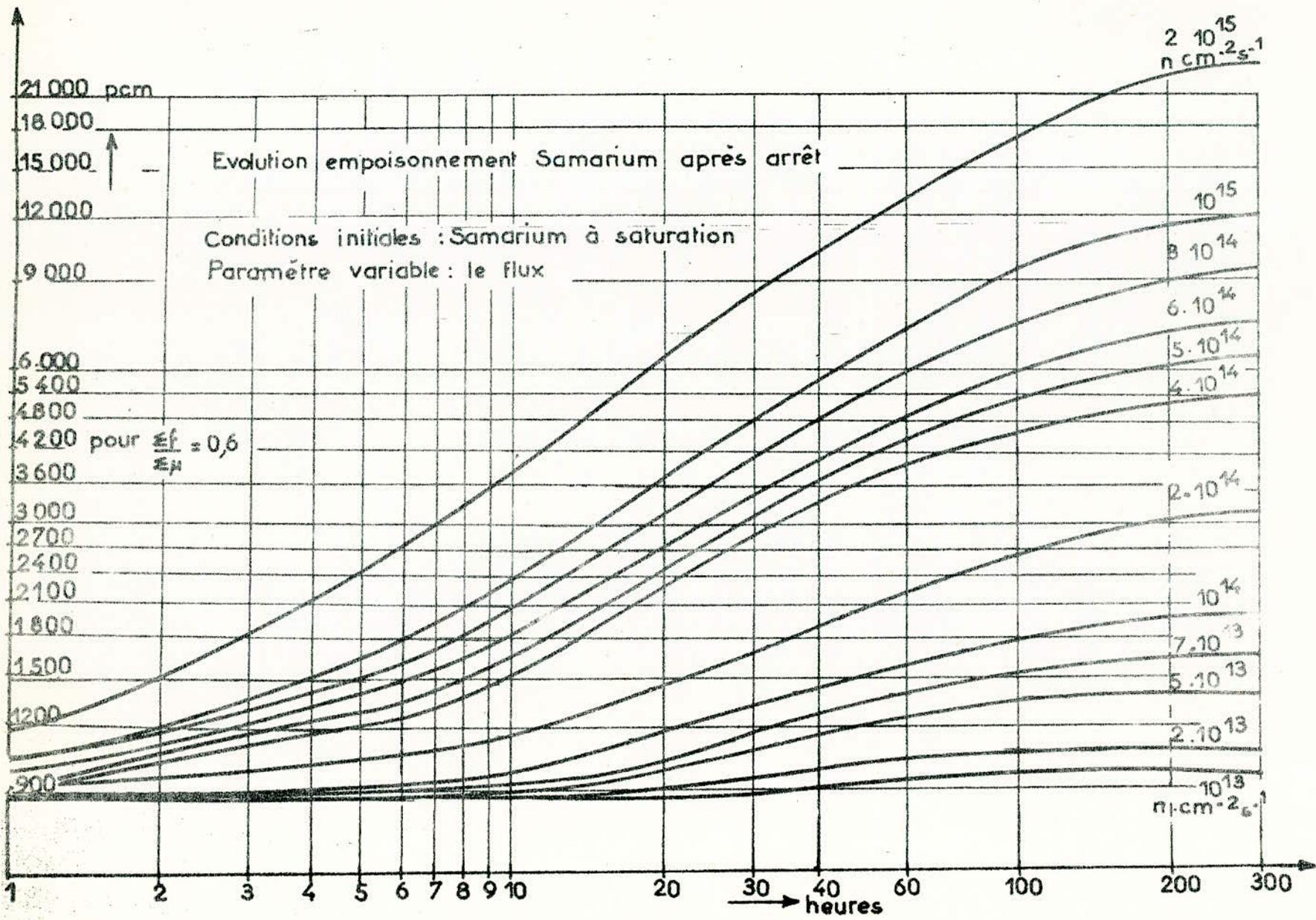


Fig. III-9

pour atteindre la valeur $\gamma_P \left(\frac{1}{\sigma_S} + \frac{\phi}{\lambda_P} \right)$ essentiellement fonction du flux.

On constate que pour un flux moyen de 10^{14} n/cm².s, cette valeur est sensiblement égale à 2000 pcm et qu'elle est atteinte au bout de 200 heures d'arrêt.

3-4. EVOLUTION DE L'EMPOISONNEMENT SAMARIUM APRES REDEMARRAGE

On sait en général que le redémarrage n'a pas lieu immédiatement après l'arrêt. Avant de redémarrer un certain temps s'écoule et nous supposons que le temps d'arrêt permet à l'empoisonnement Samarium d'atteindre sa valeur maximale :

$$s_{\text{Max}} = \frac{\gamma_P}{\sigma_S} + \gamma_P \frac{\phi}{\lambda_P}$$

et que d'autre part le temps de montée en puissance est nettement inférieur à $1/\lambda_P$.

En portant la valeur initiale s_{Max} de s dans l'équation (III-18) on obtient :

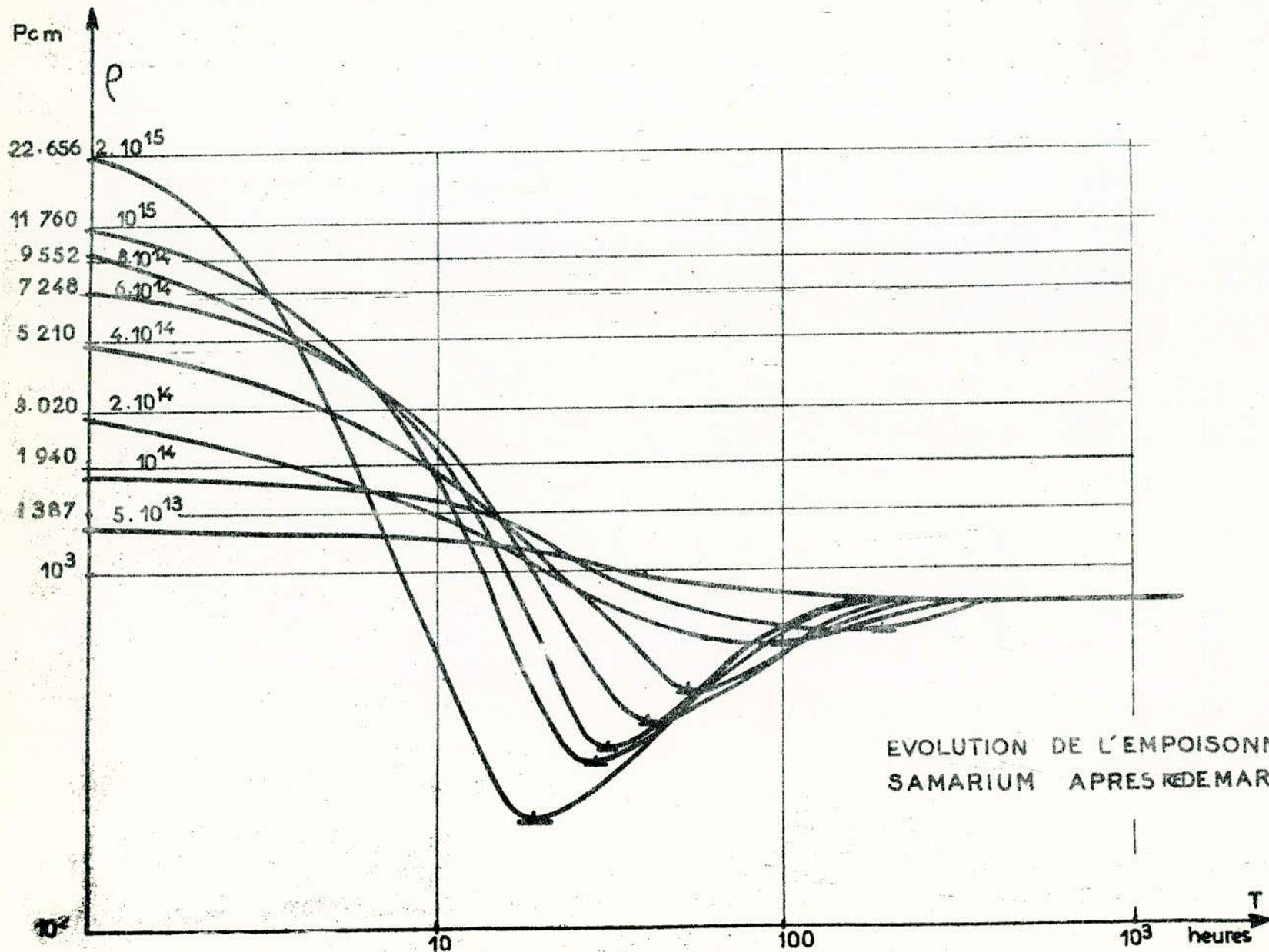
$$s = \frac{\gamma_P}{\sigma_S} + \gamma_P \phi_0 \left(\frac{1}{\lambda_P} + \frac{1}{\sigma_S \phi_0 - \lambda_P} \right) e^{-\sigma_S \phi_0 t} - \frac{\gamma_P \phi_0}{\sigma_S \phi_0 - \lambda_P} e^{-\lambda_P t} \quad (\text{III-23})$$

Les évolutions de l'empoisonnement samarium après redémarrage, pour différentes valeurs de flux neutronique sont indiquées sur la Fig. (III-10).

On constate que la décroissance de l'empoisonnement Samarium est d'autant plus importante que le flux est élevé. L'empoisonnement Samarium passe par un minimum. Le temps où se produit ce minimum est défini par :

$$t_{\text{min}} = \frac{2}{\sigma_S \phi - \lambda_P} \text{Ln} \left(\frac{\sigma_S \phi}{\lambda_P} \right)$$

avec pour valeur : $s_{\text{min}} = \frac{\gamma_P}{\sigma_S} (1 - e^{-\lambda_P t_{\text{min}}})$



EVOLUTION DE L'EMPOISONNEMENT SAMARIUM APRES REDEMARRAGE

Fig. III-10

Ce minimum pour des flux supérieurs à 5.10^{13} n/cm².s est inférieur à la valeur d'équilibre.

4. AUTRES PRODUITS DE FISSION

Il existe d'autres produits de fission dont l'absorption aux neutrons thermiques n'est pas parfaitement négligeable.

Le tableau (III-11) donne les sections efficaces et l'abondance en % des autres produits de fission qu'on peut classer comme poison.

On peut définir l'intoxication d'un poison par le produit de sa section efficace de capture par son abondance : barn par fission; ainsi on classera les poisons d'après leur intoxication.

Le Xénon arrive largement en tête.

Le second encore bien détaché est le Samarium 149.

Le tableau (III-12) donne le classement des premiers poisons.

L'évolution de chacun de ces poisons est déterminée comme dans le cas du Xénon pour les noyaux radioactifs et celui du Samarium pour les noyaux stables.

Il faut noter qu'à flux constant, tous ces poisons tendent vers un équilibre indépendant du flux pour les stables, dépendant du flux pour les radioactifs. Cet équilibre est d'autant plus long à atteindre que la période est plus grande et la section efficace est plus petite.

Pour les poisons stables l'antiréactivité tend vers la limite :

$$\rho_{pi} \longrightarrow \frac{\gamma_i}{\nu \epsilon p}$$

Cette antiréactivité, proportionnelle à γ est d'autant plus vite atteinte que la section efficace de capture est plus grande : d'où l'importance du classement selon le critère de l'intoxication, produit des deux.

High Cross Section Poisons

Poison	σ_{90} barns	λ life	Yield % per fission of U^{235}	Yield % per fission of Pu^{239}
Sm^{151}	14,800	90 yr.	0.45	1.1
Cd^{113}	19,740	Stable	0.011	0.075
Eu^{153}	13,600	1.8 yr	0.031	0.22
Gd^{155}	255,000	Stable	0.0074	0.12

Tableau.III-11

Low Cross Section Poisons

Poison	σ_{90}	λ life	Yield % per fission of U^{235}	Yield % per fission of Pu^{239}
Kr^{82}	216	Stable	0.54	0.08
Mo^{98}	14.5	"	6.3	5.6
Tc^{98}	22	2.1×10^6 yr	6.0	6.0
Rh^{103}	143	Stable	2.8	5.5
Ag^{109}	92	"	0.103	1.0
Xe^{136}	120	"	2.9	2.7
Cs^{132}	29	"	6.5	5.0
La^{138}	9	"	6.4	6.8
Pz^{141}	12	"	6.1	7.1
Nd^{144}	341	"	3.9	6.0
Nd^{147}	49	"	3.8	4.1
Pm^{147}	140	2.6 yr	2.7	2.0
Sm^{149}	200	Stable	0.7	1.3
Sm^{152}	213	"	0.28	0.88
Eu^{154}	400	"	0.15	0.60
Eu^{154}	1510	16 yr	0.077	0.40

Poison	Xenon	Sm149	Sm151	Nd143	Gd155	Rh103	Xe131
γ	0,064	0,011	0,004	0,059	$0,7 \cdot 10^{-4}$	0,03	0,029
\bar{v} Earn	$2,7 \cdot 10^6$	410^4	$1,510^4$	341	$2 \cdot 10^5$	143	120
Intox.	$1,7 \cdot 10^5$	460	67	20	19	4	3,5

Tableau.III-12

5. INFLUENCE DE L'EMPOISONNEMENT XENON ET SAMARIUM SUR LE CONTROLE DES REACTEURS

5-1. EMPOISONNEMENT GLOBAL DÛ AU XENON ET AU SAMARIUM

Les poisons introduisent une antiréactivité globale qui peut poser des problèmes de sécurité dans le contrôle des réacteurs.

La Fig. (III-13) représente l'évolution des empoisonnements Xénon et Samarium et de leur effet global après arrêt du réacteur.

On constate que pour des flux $\phi \geq 6.10^{14}$ n/cm²s les empoisonnements ne repassent pas par les valeurs d'équilibre.

Autrement dit, pour ces flux un arrêt en fin de jeu d'éléments combustibles risque d'entraîner avec une forte probabilité un empoisonnement tel que tout redémarrage devient impossible. On a représenté à la Fig. (III-14) le minimum des empoisonnements Xénon et Samarium après arrêt brusque en fonction du flux neutronique. On peut constater que pour un réacteur où le flux moyen serait de l'ordre de 6.10^{14} n/cm²s ce minimum est de l'ordre de 6500 pcm.

Au redémarrage, après un arrêt suffisamment long pour que la valeur de l'empoisonnement Xénon soit sensiblement nulle la réactivité ne fait que décroître comme le montre les courbes de la Fig. (III-15). Le maximum de variation de réactivité a lieu au temps origine pour lequel on a :

$$\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{t=0} = \frac{\Sigma_f}{\Sigma_{ac}} \phi \left(\gamma_X \sigma_X - \gamma_P \frac{\sigma_S}{\lambda_P} (\lambda_P + \sigma_S \phi) \right)$$

Compte tenu de la valeur des constantes on montre que quel que soit le flux ϕ , $\left(\frac{d\rho}{dt}\right)_{t=0}$ est toujours négatif.

On peut alors en conclure que pour pouvoir redémarrer le réacteur et le faire fonctionner après arrêt à sa puissance nominale, il faut disposer pour certains flux d'une réactivité égale à l'empoisonnement Xénon à l'équilibre et pour d'autres d'une réactivité égale au maximum de l'empoisonnement Samarium.

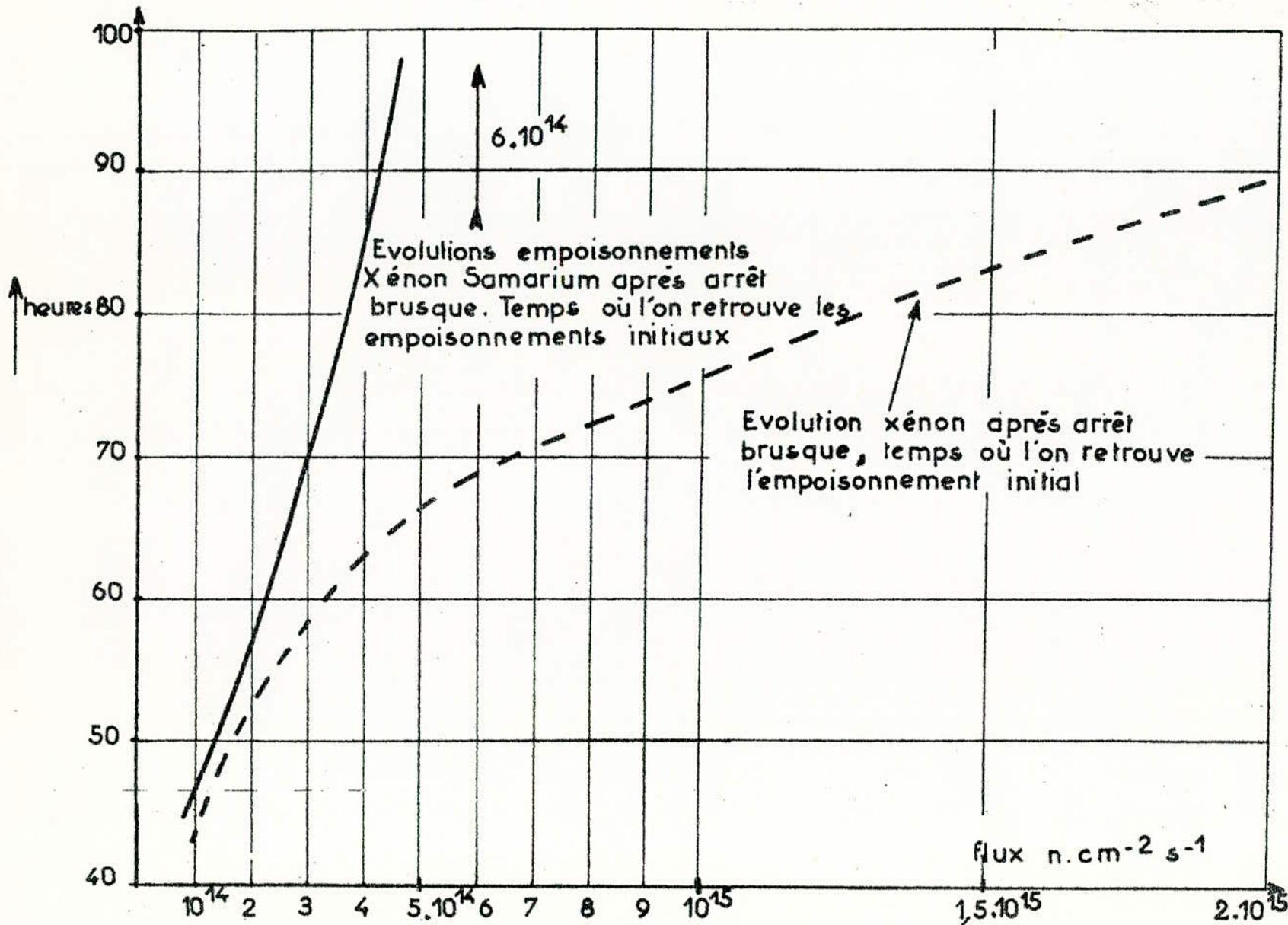


Fig. III-13

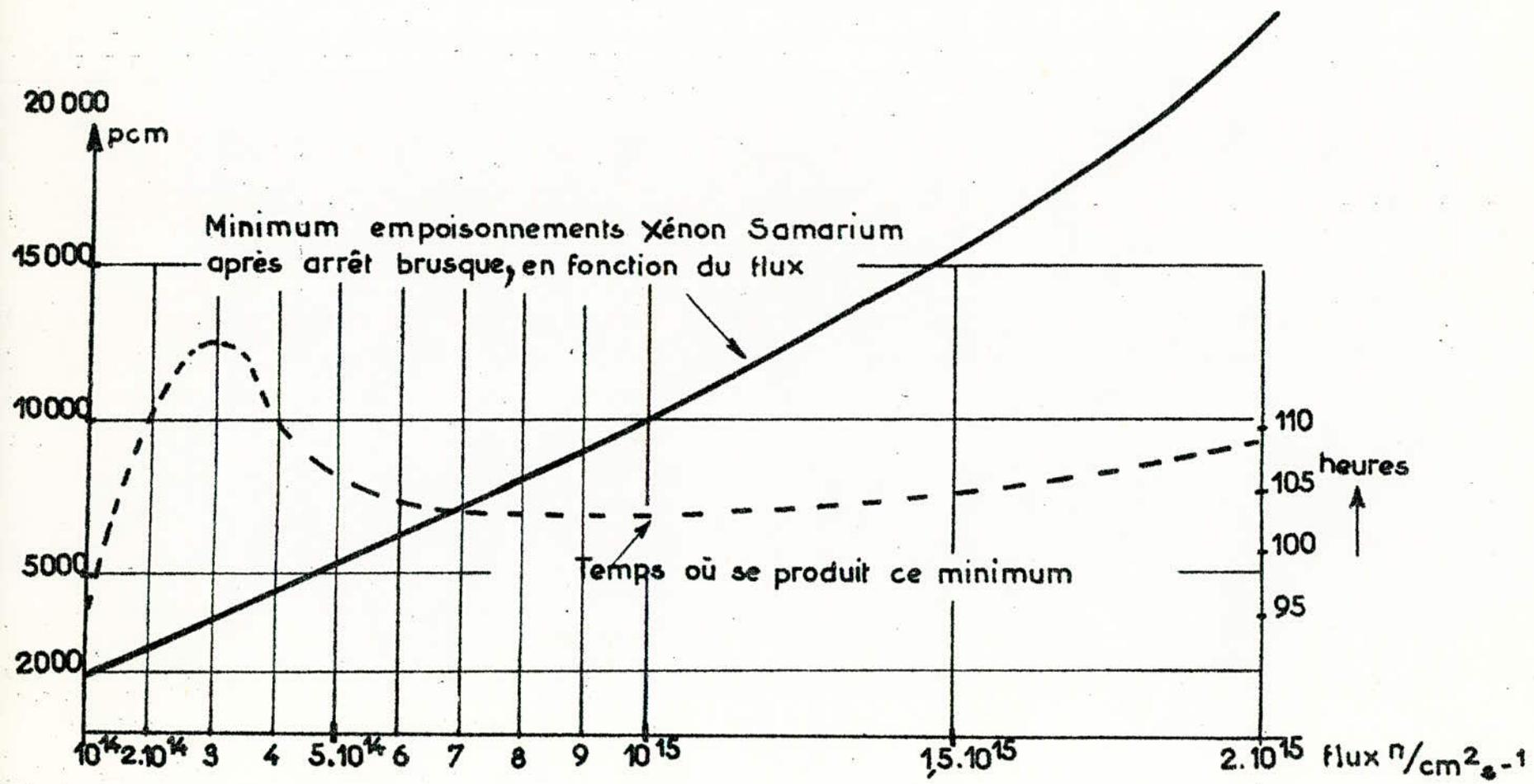
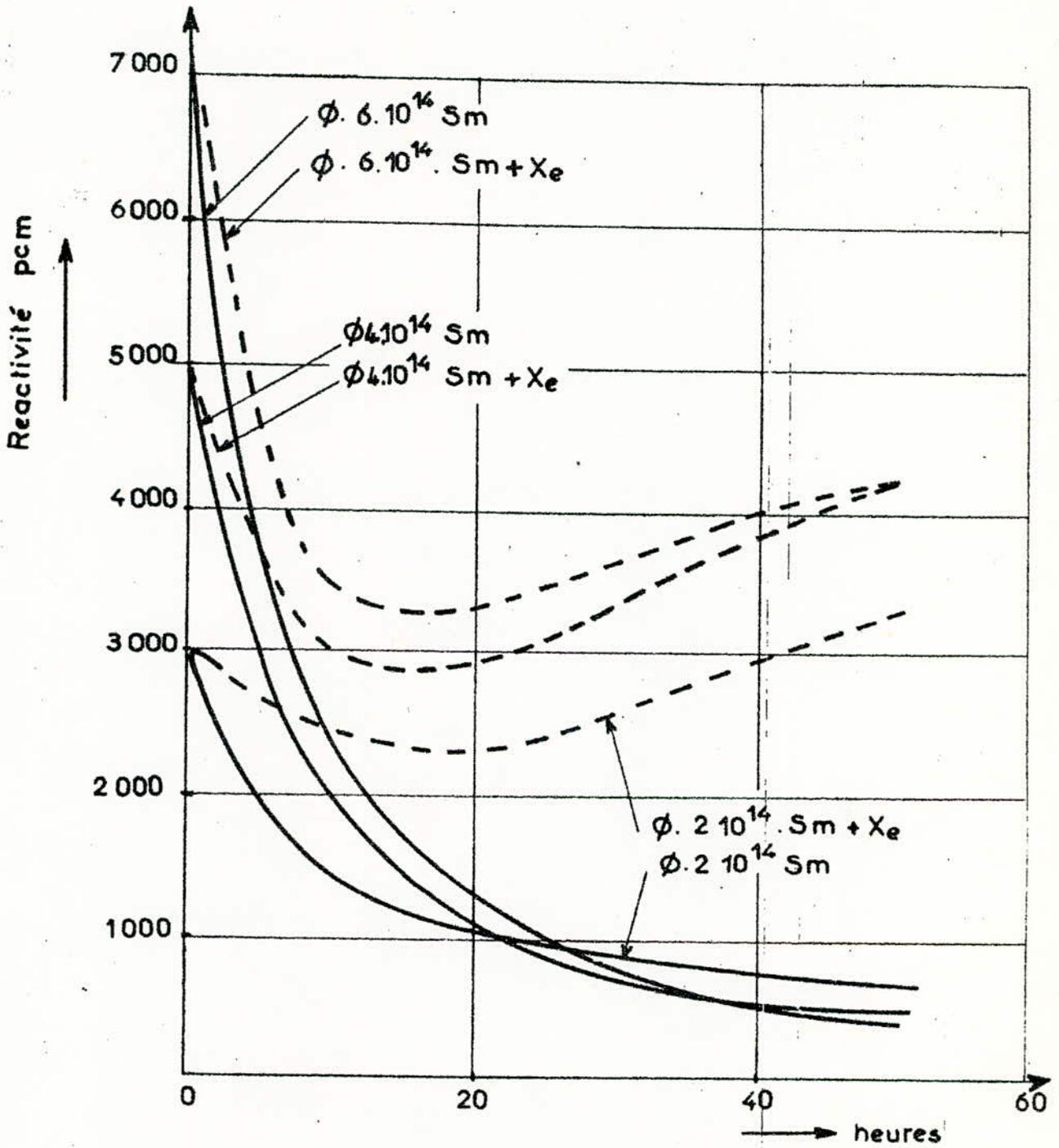


Fig. III-14



Evolution des empoisonnements Xénon et Samarium après redémarrage

Fig. III-15

Les courbes de la Fig. (III-15) montrent que pour le redémarrage après arrêt prolongé, l'empoisonnement Samarium n'est gênant qu'à partir du flux de $2,7 \cdot 10^{14}$ n/cm²s.

5-2. ANTIREACTIVITE DUE AUX AUTRES PRODUITS DE FISSION

Les poisons de section efficace moyenne d'absorption c'est à dire ceux qui ont un $\sigma > 100$ barns, ils sont douze dans le tableau (III-11), produisent chacun au bout de trois ans, c'est à dire en fin d'irradiation, une antiréactivité très proche de la valeur asymptotique correspondante.

Dans le cas du Néodyme 143 dont le rendement γ est important (0,059), et la section efficace $\sigma_{Nd} = 341$ barns, l'antiréactivité au bout de trois ans est :

$$\rho_{Nd} = \gamma_{Nd} \frac{1 - e^{-\sigma_{Nd} \phi t}}{\nu p \epsilon}$$

avec $\nu = 2,44$

$p \epsilon = 0,75$

$\phi = 3 \div 4 \cdot 10^{13}$ n/cm²s

$\rho_{Nd} \approx 2400$ pcm

c'est à dire autant que la valeur d'équilibre du Xenon pour le même flux.

L'antiréactivité totale des produits de fission stables ou de longue période est donc en fonction du flux intégré $\phi \cdot t$

$$\rho = \frac{1}{\nu p \epsilon} \sum_i \gamma_i (1 - e^{-\sigma_i \phi t})$$

Si on considère que les produits de fission de section efficace supérieure à 100 barns arrivent pratiquement à l'équilibre asymptotique avant la fin de la vie du combustible dans le coeur du réacteur, l'antiréactivité totale de ces produits est :

$$\rho = \frac{1}{\nu p \epsilon} \sum_i \gamma_i$$

En ne considérant dans le tableau (III-11) des sections efficaces des produits de fission, que les poisons ayant les caractéristiques suivantes :

$$\gamma > 0,001$$

$$\sigma > 100 \text{ barns}$$

$$T > 2 \text{ ans}$$

c'est à dire en prenant les neuf produits suivants, à l'exception du Xénon 135 et du Samarium 149 :

Kr 83 - Rn 103 - Xe 131 - Nd 143 - Pm 147 - Sm 150 - Sm 152 -
Eu 153.

on trouve :

$$\sum_i \gamma_i = 0,150$$

En prenant les mêmes valeurs pour $\nu_{ep} = 2,44 \times 0,75$, on obtient une antiréactivité de :

$$\rho = 8750 \text{ pcm}$$

5-3. OSCILLATIONS XENON

Dans un réacteur même fonctionnant à puissance constante, le Xénon peut être à l'origine d'oscillations locales.

Supposons en effet qu'à puissance constante le flux diminue dans une région et augmente dans une autre (par exemple par suite de descente en un endroit d'une barre de contrôle et de la montée d'une autre ailleurs).

Dans la région où le flux diminue, la consommation Xénon va diminuer, par suite de la décomposition de l'Iode la concentration du Xénon va donc augmenter, la section efficace locale de capture va augmenter et donc le flux aura encore tendance à diminuer.

Dans la région où le flux augmente, l'effet inverse va se produire, cependant au bout d'un certain temps, comme là où le flux augmentait, la quantité d'Iode elle aussi augmentait, par décomposition de cet excédent d'Iode la quantité de Xénon aura tendance à remonter, le flux va donc se stabiliser puis

redescendra ce qui par le phénomène décrit plus haut aura pour effet d'en accélérer la descente.

On conçoit donc qu'il puisse s'établir un régime oscillatoire qu'on appelle "oscillations Xénon" de période voisine de 35 heures, d'autant plus dangereuses qu'elles peuvent être totalement invisibles si des instruments de mesure ne sont pas en place dans le coeur du réacteur.

Les oscillations sont amorties si le coefficient de température est négatif; sinon il faut prévoir des barres de pilotage spécialement destinées à leur amortissement.

5-4. VITESSE DES BARRES DE CONTROLE COMPTE TENU DE L'EVOLUTION XENON

5-4-1. VITESSE DE SORTIE DES BARRES

Pour pouvoir démarrer le réacteur à tout instant, il faut une réserve de réactivité suffisante et une vitesse de barres qui puissent compenser l'augmentation d'antiréactivité liée à l'empoisonnement Xénon. La vitesse minimum des barres de contrôle devra donc se calculer à partir du maximum de :

$$\frac{dx}{dt} = \lambda_I i + \gamma_I \phi - \sigma_X x \phi - \lambda_X x$$

on voit que $\frac{dx}{dt}$ est d'autant plus grand que i est grand, x est petit et ϕ est grand si $x < \frac{\gamma_X}{\sigma_X}$, ϕ est petit si $x > \frac{\gamma_X}{\sigma_X}$.

$$a) \quad x < \frac{\gamma_X}{\sigma_X}$$

x est plus petit que γ_X/σ_X si le réacteur est depuis longtemps arrêté ou en fonctionnement à très basse puissance.

Dans ce cas dx/dt sera d'autant plus grand que ϕ est grand, ce qui correspond en pratique au premier démarrage (coeur vierge). x est aussi plus petit que γ_X/σ_X dans le cas d'une excursion très rapide de puissance mais alors la connaissance du maximum de dx/dt est sans intérêt puisque souvent le réacteur est endommagé après cette excursion.

$$b) \quad x > \frac{\gamma_X}{\sigma_X}$$

La valeur de i suit la valeur de ϕ avec un certain retard d'après les équations (III-4) et (III-5). On voit donc qu'on ne peut avoir ϕ petit et i grand que lors de l'annulation du flux après marche à haut niveau. dx/dt sera d'autant plus grand que x est petit. Mais après annulation du flux x croît si $\frac{i}{x} > \frac{\lambda_X}{\lambda_I}$ et le point de fonctionnement recherché sera celui qui suit de plus près la chute de puissance. Si cette chute de puissance se produit après une excursion dx/dt sera encore plus grand, ceci correspond au cas pratique fréquent d'un arrêt rapide provoqué par un dépassement de puissance lié à un incident mineur. Ce cas est intéressant car s'il y a chute de barre intempestive on voudra en général redémarrer le réacteur le plus rapidement possible.

5-4-2. VITESSE D'INTRODUCTION DES BARRES

Le Xénon peut être consommé rapidement lorsque le flux croît brusquement. Pour éviter le danger d'emballement du réacteur, il faut que la vitesse d'introduction des barres soit compatible avec la libération de réactivité liée à la consommation du Xénon.

$|\frac{dx}{dt}|$ sera d'autant plus grand que x grand, i petit et ϕ grand si $x > \frac{\gamma_X}{\sigma_X}$, ϕ petit si $x < \frac{\gamma_X}{\sigma_X}$.

L'opération la plus défavorable avec $x > \frac{\gamma_X}{\sigma_X}$ est celle de montée en puissance sur le pic d'empoisonnement Xénon.

Le cas $x < \frac{\gamma_X}{\sigma_X}$ avec i et ϕ petits impose soit des bas niveaux de puissance, soit la nécessité d'attendre plusieurs heures après l'arrêt du réacteur. Ce cas est bien entendu sans intérêt pour la détermination de la vitesse des barres de contrôle.

Nous pouvons en conclure :

- La vitesse de sortie des barres de contrôle devra être compatible avec l'augmentation d'antireactivité liée à l'évolution de l'empoisonnement Xénon après un arrêt rapide, le réacteur ayant fonctionné pendant plusieurs heures à un

niveau de flux élevé.

- La vitesse d'introduction des barres de contrôle doit pouvoir compenser la libération de réactivité liée à la consommation du Xénon lors de la montée en puissance au pic d'empoisonnement Xénon.

5-5. PROGRAMME D'ARRÊT COMPATIBLE AVEC LA REACTIVITE DISPONIBLE

Etant données les valeurs de λ_I et $\lambda_X + \sigma_X \phi$ le maximum de l'empoisonnement Xénon lié à un programme d'arrêt rapide est à peu près indépendant de la loi d'annulation du flux. Mais pour un arrêt lent par contre la loi d'évolution de l'empoisonnement Xénon dépend du fonctionnement du réacteur. La recherche d'un programme d'arrêt le plus rapide devient ici un problème d'optimisation.

L'un des meilleurs programmes, dû à Kirk (1956) consiste en un arrêt en deux temps :

- dans le premier le réacteur passe brusquement de la puissance nominale qui correspond au flux ϕ_0 à la puissance qui correspond au flux $c\phi_0$,

- ensuite la puissance du réacteur reste un certain temps à $c\phi_0$ avant que le flux soit annulé brusquement. Kirk montre alors qu'il y a une valeur de c qui permet l'arrêt le plus rapide compatible avec la réactivité disponible et le pic d'empoisonnement imposé.

CONCLUSION

Pour les réacteurs à très haut flux, la difficulté de redémarrer le réacteur et le faire fonctionner après arrêt prolongé est beaucoup plus liée à l'empoisonnement Samarium qu'à l'empoisonnement Xénon, mais si l'on veut redémarrer aussitôt après arrêt, il faut le faire dans la première heure qui suit l'arrêt; sinon il faudra attendre un jour environ pour pouvoir redémarrer à cause du pic Xénon, ce problème est important surtout pour les sous-marins et les réacteurs à haut flux.

Pour des flux $\phi \geq 2,7 \cdot 10^{14}$ n/cm²s, le redémarrage en

fin de jeu d'éléments combustibles après arrêt de plusieurs dizaines d'heures, semble impossible à cause de l'empoisonnement Samarium.

Pour des flux $\phi \geq 6.10^{14}$ n/cm²s le redémarrage après arrêt semble impossible dans tous les cas, à moins de disposer d'un excédent de reactivité très important; d'ailleurs même dans l'hypothèse où cet excédent de réactivité existe dans le coeur, il faut souligner qu'il est défavorable du point de vue sûreté de fonctionnement. On conçoit alors que pour ces valeurs de flux, les arrêts intempestifs sont à éviter et que d'autre part il faut prévoir une modification du chargement du coeur pour les arrêts indispensables.

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

- G. CAHEN Précis d'énergie nucléaire
Dunod 1963.
- A. BLAQUIERE Théorie de la réaction de fission en chaîne
INSIN/PUF 1962.
- J. de LADONCHAMPS Réacteurs à eau pressurisée
Masson & Cie 1972.
- M. SOUTIF Physique neutronique
PUF 1962.
- J. FURET Contrôle et électronique des réacteurs
Masson & Cie.
- J. FURET & A. GARCIA Influence de l'empoisonnement xénon sur le
le contrôle et la sécurité des piles à haut
flux.
Journal of nuclear energy Janvier 1962
- J. FURET Cinétique de l'empoisonnement Samarium dans
les piles à très haut flux.
Rapport CEA n° 2389.
- C. CAILLET & J. CARPENTIER La dynamique de l'empoisonnement d'un
réacteur par le Xénon.
Journal of nuclear energy 3-49 (1956).
- Génie Atomique tome I INSIN/PUF 1961.
- R. BARJON Physique des réacteurs nucléaires de
puissance
I.S.N. 1975



UNIVERSITE D'ALGER

5/76

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

22x

DEPARTEMENT ELECTRONIQUE

T2

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
THÈSE DE FIN D'ÉTUDES

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
SIMULATION ANALOGIQUE DE L'EMPOISONNEMENT
D'UN REACTEUR PAR LE XENON ET LE SAMARIUM

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHÈQUE

Annexe: Applications

Proposée par:

M. KACIMI

A. ZAOUI

Etudiée par:

M. REZIG

B. SAÏCHI

Année 1976



UNIVERSITE D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DEPARTEMENT ELECTRONIQUE



THÈSE DE FIN D'ÉTUDES



SIMULATION ANALOGIQUE DE L'EMPOISONNEMENT
D'UN REACTEUR PAR LE XENON ET LE SAMARIUM

Annexe: Applications

Proposée par:

M. KACIMI

A. ZAOUI

Étudiée par:

M. REZIG

B. SAÏCHI

Année 1976



- A N N E X E -

- A P P L I C A T I O N S -

INTRODUCTION :

Nous décrirons dans cette partie une manipulation concernant l'étude de l'empoisonnement d'un réacteur par le Xénon et le Samarium.

Nous présenterons auparavant le Simulateur, en décrivant son panneau de commandes et en citant ses possibilités d'utilisation.

I. PRESENTATION DU SIMULATEUR

I.1 DISPOSITIF DE CONTROLE

Ce dispositif se situe sur la partie droite du panneau de commande (représenté à la page 7).

Il comporte un cadre à zéro central et un interrupteur qui, en position "zéro", met l'entrée de l'amplificateur opérationnel qui attaque le cadre à la masse, on peut ainsi compenser sa tension de décalage à la sortie en ajustant le bouton "zéro" tout en augmentant la sensibilité de l'amplificateur au moyen du bouton "sensibilité".

Après cette opération, on doit mettre l'interrupteur en position "essai statique" ; dans cette position on doit faire avancer le commutateur de 1 à 12 en ajustant parallèlement les potentiomètres de compensation de décalage et en utilisant le bouton "sensibilité" au fur et à mesure qu'on compense la tension de décalage.

I.2 DISPOSITIF DE MESURE

I.2-1 AFFICHAGE DES DONNEES

Le simulateur accepte 4 types de données :

- L'enrichissement du combustible utilisé dans le réacteur
- La valeur du flux neutronique nominal (ou de fonctionnement)
- La constante de temps d'établissement de ce flux
- Les conditions initiales.

L'enrichissement du combustible en matière fissile est affiché par le commutateur "enrichissement".

La valeur du flux neutronique est fixée par le bouton "flux" à raison de 10^{14} n/cm²s par tour lorsque l'interrupteur correspondant est en position "Intérieur".

En position "Extérieur" les valeurs du flux neutronique peuvent être introduites dans le simulateur par une borne d'entrée réservée à cet effet (par exemple lorsque le simulateur est utilisé dans un système bouclé avec d'autres simulateurs, simulant d'autres effets dans le réacteur).

La constante de temps d'établissement du flux est affichée à raison de 0,1 heure par tour en position "xI" et 1 heure par tour en position "xIO".

En position "x0" le flux s'établit instantanément. Les conditions initiales sont affichées par les boutons "C.I" sous forme de concentration ou d'antiréactivité des corps à étudier suivant que l'interrupteur correspondant soit en position "Concentration" ou "Réactivité".

I.2-2 MESURES

Les mesures peuvent être relevées sur le cadre du voltmètre incorporé au simulateur, ou enregistrées sur une table traçante.

Toutes les mesures de concentration ou d'antiréactivité doivent être précédées d'une mise à zéro sur le cadre du voltmètre chaque fois qu'on aura agit sur le commutateur "Variables" ou l'interrupteur "Concentration Réactivité".

Si on ne dispose pas d'une table traçante, on pourra utiliser le bouton "Mémoire" pour faire des mesures point par point ; l'utilisation de ce bouton permet de figer la variable à étudier, ainsi que la tension aux bornes de l'intégrateur de la base de temps ; la valeur du temps est obtenue en faisant la conversion en temps de cette tension sachant que 25mV correspondent à 1 seconde machine, donc 10 heures en temps réel.

Pour l'enregistrement extérieur, on aura à utiliser les 5 bornes de sortie prévues à cet effet.

Les sorties "X" et "Y" doivent être respectivement branchées sur les entrées horizontale et verticale de l'enregistreuse.

Les calibres de cette enregistreuse doivent être choisis de telle manière à répartir les courbes sur toute la surface de la feuille.

Les sorties "Relève-Plume", branchées aux entrées respectives de l'enregistreuse, permettent de soulever la plume enregistreuse à la remise à zéro de la base de temps.

I. 3 DISPOSITIF DE COMMANDE

Ce dispositif comporte trois potentiomètres fixant la durée de chacun des états du réacteur à raison de 50 h par tour.

On devra les utiliser chaque fois que l'Interrupteur "Automatique Manuel" est en position "Automatique". Le tracé des courbes au démarrage, à l'arrêt et au redémarrage, se fait en appuyant (une seule fois) sur le bouton "Calcul".

Lorsque l'interrupteur est en position "Manuel", l'arrêt ou le fonctionnement du réacteur sont simulés en agissant sur le bouton "Arrêt-Fonctionnement".

2. DESCRIPTION D'UNE MANIPULATION

2-1. ETUDE DE L'EMPOISONNEMENT PAR LE XENON

- On considèrera d'abord un flux s'établissant instantanément; on mettra pour cela l'interrupteur "Constante de temps" en position "x0";

- On supposera par exemple que le combustible utilisé est enrichi à 1 % en matière fissile.

- On placera le commutateur "Variables" en position "I" (Iode) et on mettra l'interrupteur "Concentration-Réactivité" en position concentration; on prendra soin de régler le zéro

sur le cadre du voltmètre.

- On se placera en commande "Automatique ; on fixera le temps de démarrage à 100 heures.

Le tracé s'effectue en actionnant le bouton "Calcul"; avant chaque pression sur ce bouton on devra fixer successivement la valeur du flux à :

0,5.10¹⁴ 10¹⁴ 2.10¹⁴ 5.10¹⁴ 8.10¹⁴ n/cm²s

On notera les valeurs maximales de la concentration d'Iode ainsi que sa période de décroissance radioactive (Fig.1).

- On refera la même opération pour la variable Xénon, mais on se placera cette fois-ci en position "Réactivité".

On relèvera les antiréactivités correspondantes à la valeur d'équilibre pendant le fonctionnement et la valeur du Pic Xénon à l'arrêt du réacteur, pour les valeurs de flux indiquées plus haut, les courbes expérimentales de l'évolution de l'antiréactivité Xénon pour les différentes valeurs du flux sont représentées à la fig.2.

On pourra également relever les temps où se produit le Pic Xénon.

On pourra, dans le but de faciliter la lecture des valeurs d'équilibre, de la valeur du Pic Xénon et du temps où il se produit, tracer séparément les courbes d'évolution de l'empoisonnement Xénon au démarrage et à l'arrêt (Fig.3 et Fig. 4).

Pour obtenir les courbes d'évolution de l'empoisonnement Xénon à l'arrêt du réacteur, on fixera pour chaque régime de fonctionnement les valeurs initiales en concentration d'Iode et en antiréactivité Xénon aux valeurs d'équilibre correspondantes en utilisant les boutons "C.I." (Conditions Initiales) on se mettra alors en position "Manuel" après avoir mis le bouton "Arrêt-Fonctionnement" en position "Arrêt" (voyant "Arrêt" allumé).

-Effet lié à un établissement du flux suivant une loi exponentielle sur l'évolution de l'empoisonnement Xénon,

en particulier sur le Pic Xénon.

On se fixera à un régime moyen ($\phi=10^{14}$ n/cm²s); la valeur τ de la constante de temps d'établissement du flux sera prise égale successivement à 30 mn, 1 h, 5 h et 10 h.

On observera son influence sur la valeur maximale du Pic Xénon et sur le temps où il se produit (Fig. 5).

2-2. ETUDE DE L'EMPOISONNEMENT PAR LE SAMARIUM

- On relèvera les courbes d'évolution de la concentration en Prométhéum au démarrage et à l'arrêt après fonctionnement prolongé (>200 h) pour les différentes valeurs du flux citées précédemment; on en déduira la période de décroissance radioactive du Prométhéum (Fig. 6).

- On tracera également les courbes d'évolution de l'empoisonnement par le Samarium au démarrage, à l'arrêt après fonctionnement prolongé et au redémarrage; on se mettra pour cela en position "Réactivité" (Fig.7).

- On relèvera les valeurs des antiréactivités minimales lors du redémarrage du réacteur ainsi que le temps où elles se produisent.

- On pourra agrandir les courbes d'évolution de l'empoisonnement par le Samarium au redémarrage en les traçant seules pour différents régimes de fonctionnement (Fig.8).

2-3. ETUDE DE L'EMPOISONNEMENT GLOBAL

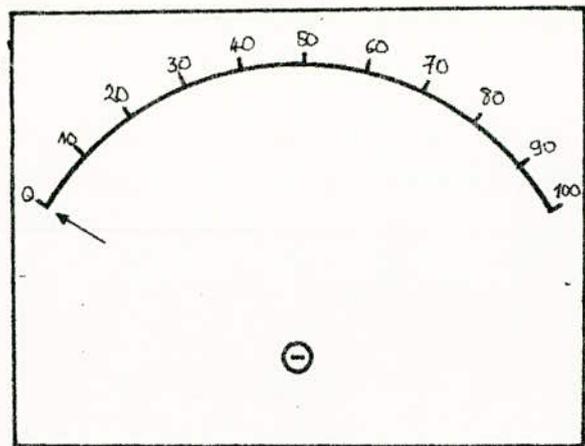
On se mettra en position "Xe+Sm"; on tracera pour les valeurs de flux : $0,5 \cdot 10^{14}$, $2 \cdot 10^{14}$ et $4 \cdot 10^{14}$ n/cm²s les courbes d'évolution de l'antiréactivité globale liée à la formation de Xénon et de Samarium dans le réacteur, au démarrage, à l'arrêt après fonctionnement prolongé et au redémarrage (Fig. 9)

On relève les valeurs d'équilibre pendant le fonctionnement les valeurs maximales à l'arrêt et les valeurs minimales au redémarrage.

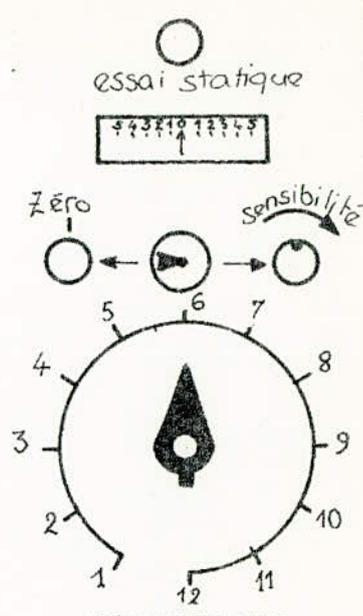
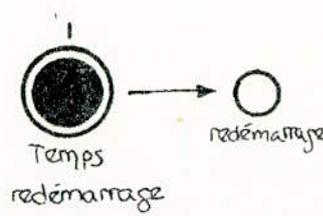
- Effet de l'enrichissement du combustible utilisé :

Pour une valeur de flux donnée (on prendra par exemple $\phi = 2.10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$), on tracera pour différentes valeurs de l'enrichissement du combustible les courbes d'évolution de l'empoisonnement global au démarrage, à l'arrêt après fonctionnement prolongé et au redémarrage (Fig. 10).

- constante de temps $\times 0$
- $\times 1$ $\times 10$
- ext. int.
- Flux



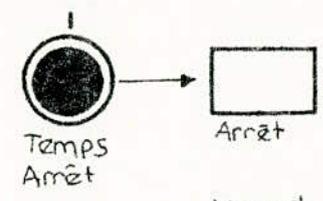
- CI Pm
- CI Sm
- CI I
- CI Xe



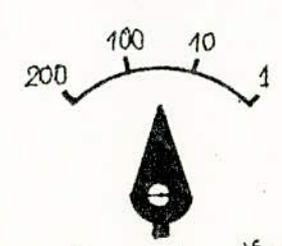
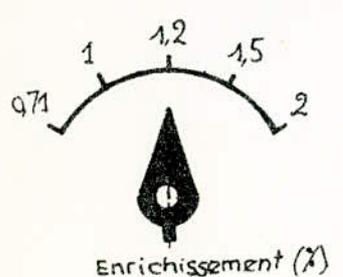
MEMOIRE



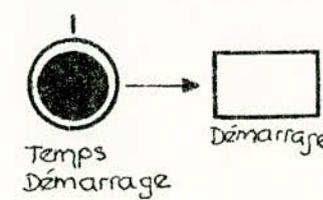
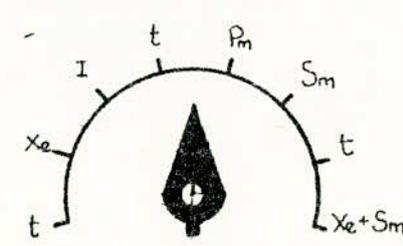
concentration
réactivité



Manuel
Automatique



concent. $\times 10^{16}/\text{cm}^3$
réact. $\times 10^3 \text{ pcm}$
temps $\times 10 \text{ h}$

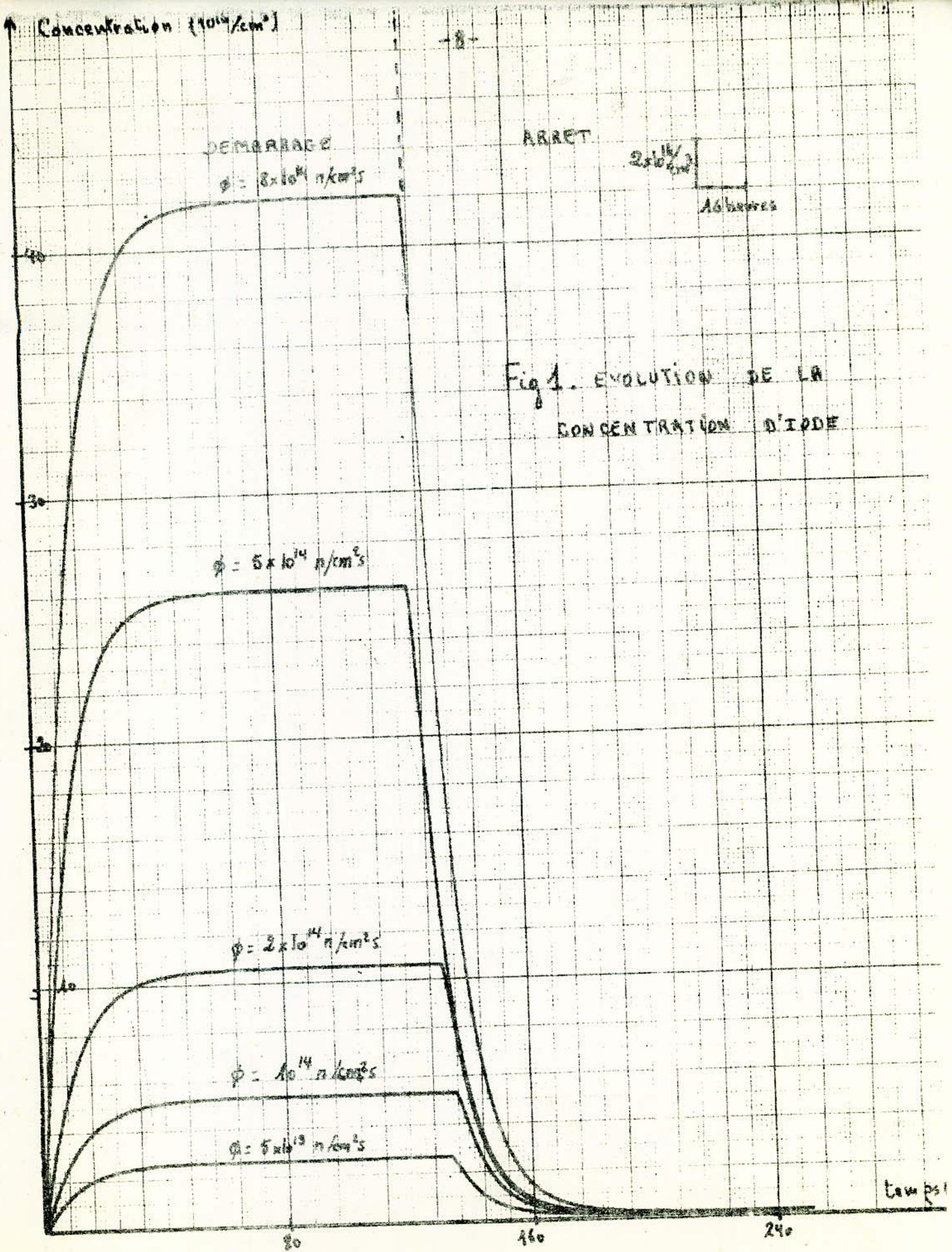


-	-
1	7
-	-
2	8
-	-
3	9
-	-
4	10
-	-
5	11
-	-
6	12

A/M

- -
 -
 -
 -
 -
- extérieur relève-plume X Y

PANNEAU DE COMMANDE



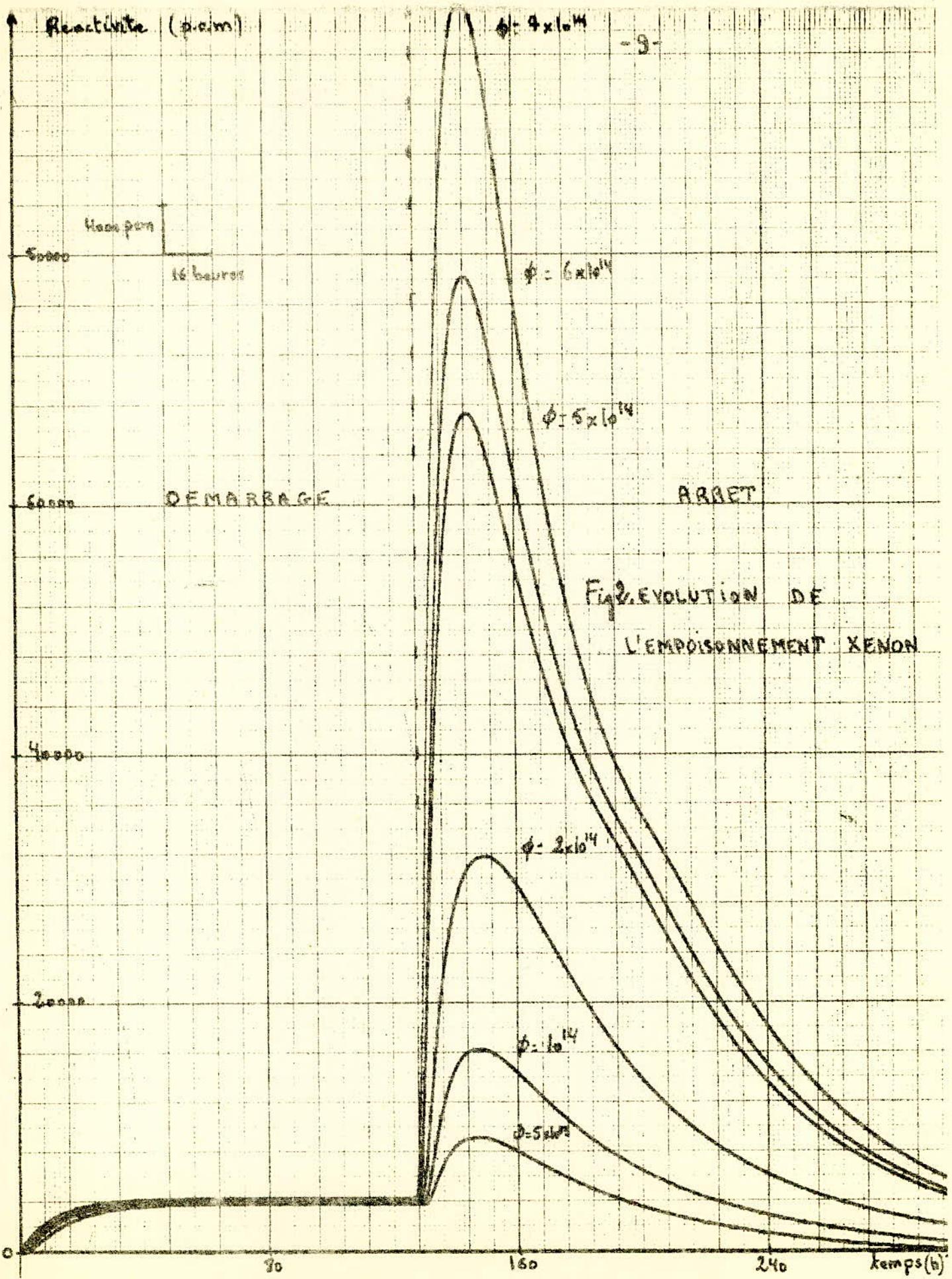


Fig 2. EVOLUTION DE L'EMPOISONNEMENT XENON

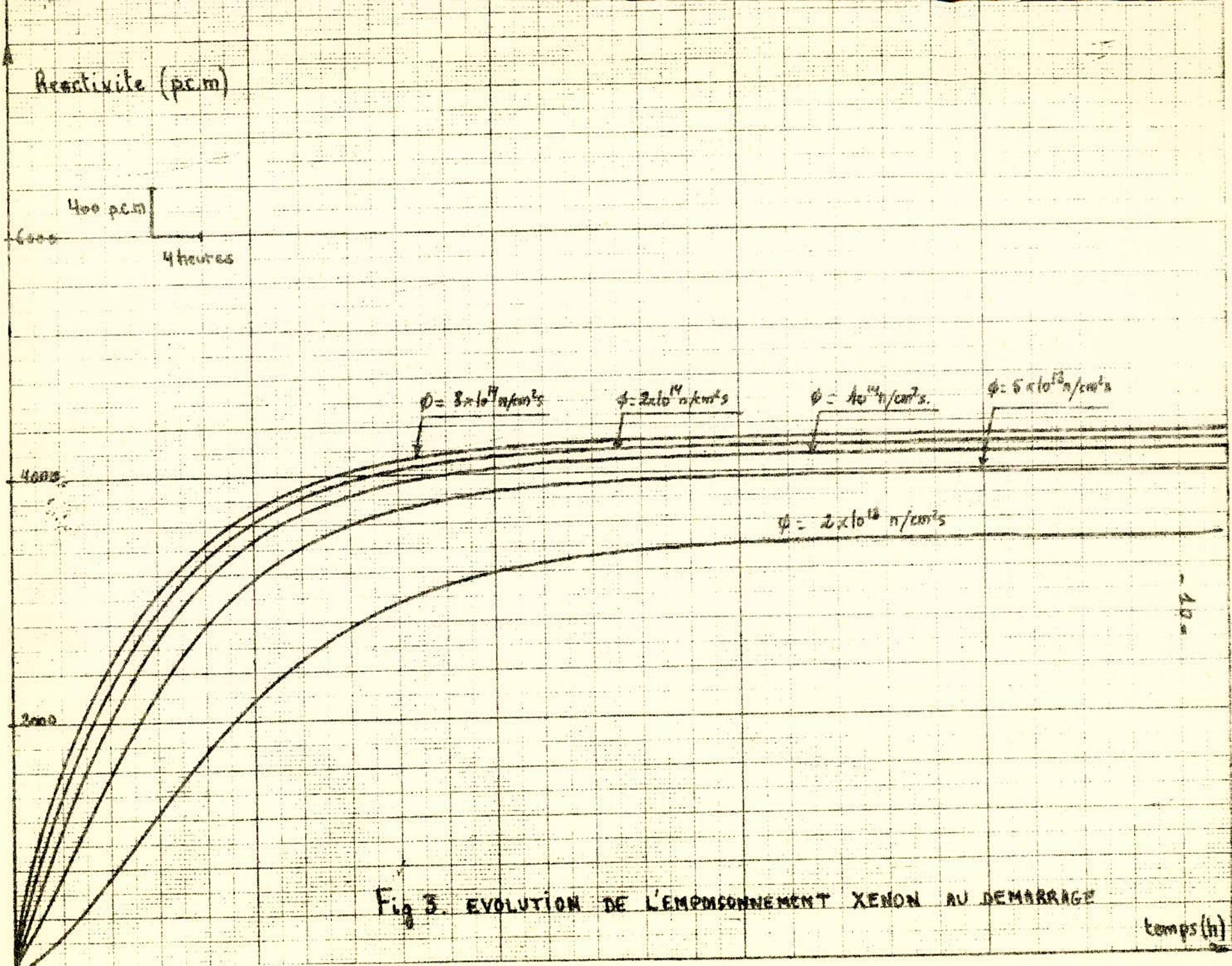
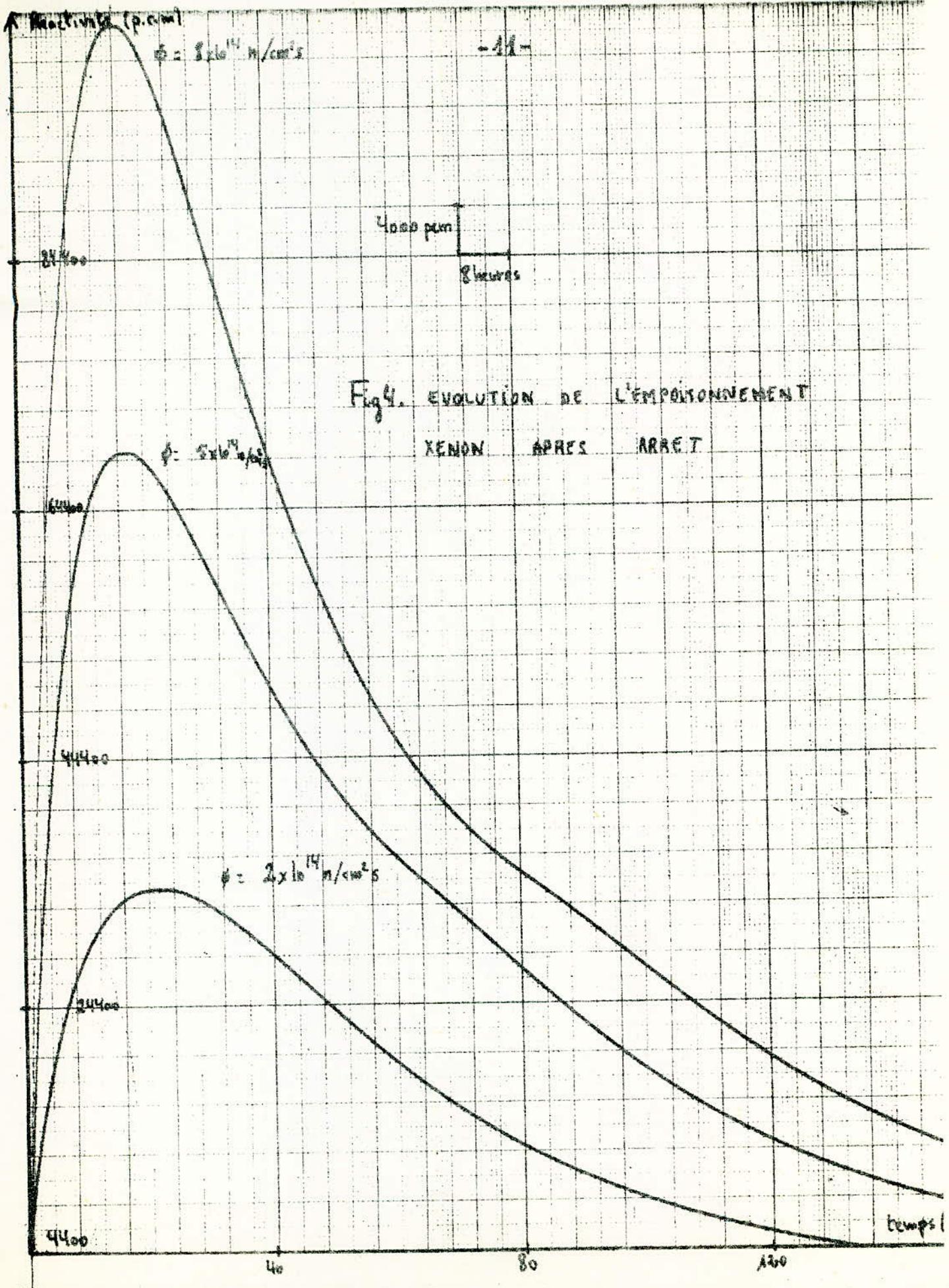


Fig 3. EVOLUTION DE L'EMPOISONNEMENT XENON AU DEMARRAGE



84400

64400

44400

4400

40

80

1200

temps

Reactivite (p.cm)

- 12 -

DEMARRAGE

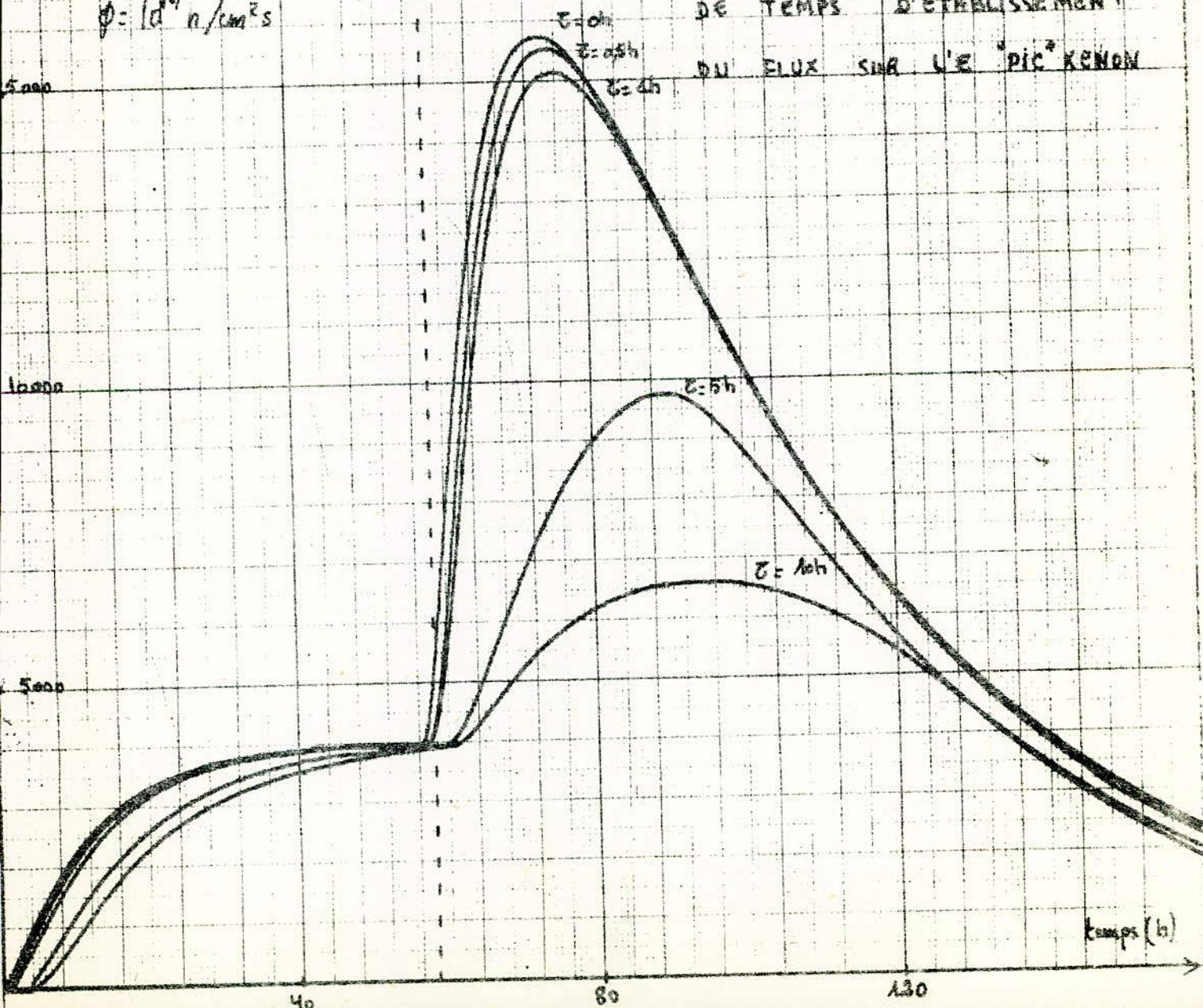
ARRET

8000 pcm

8 heures

$$\phi = 10^{14} \text{ n/cm}^2\text{s}$$

Fig 5. INFLUENCE DE LA CONSTANCE DE TEMPS D'ETABLISSEMENT DU FLUX SUR L'E "PIC" KENON



Concentration ($10^{16}/\text{cm}^2$)

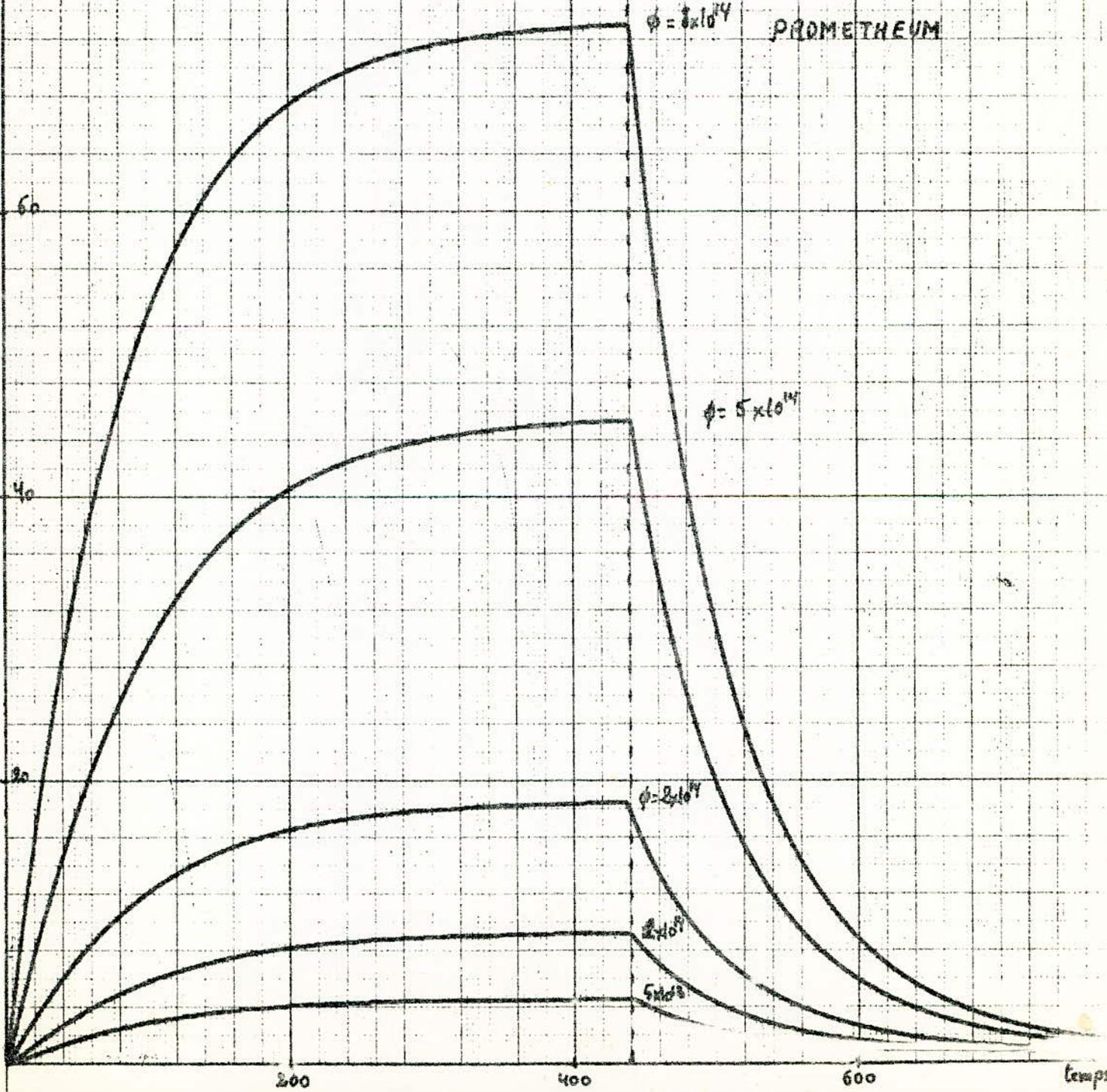
-13-

DEMARRAGE

ARRET

$4 \times 10^{16} / \text{cm}^2$
40 heures

Fig. 6. EVOLUTION DU PROMETHEUM



Reactivité (ppm)
DEMARRAGE

ARRÊT

-14-

REDEMARRAGE

400 ppm
80 heures

8000

$$\phi = 8 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2\text{s}$$

Fig. EVOLUTION DU
SAMARIUM

6000

$$\phi = 5 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2\text{s}$$

4000

$$\phi = 2 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2\text{s}$$

2000

$$\phi = 10^{14} \text{ n/cm}^2\text{s}$$

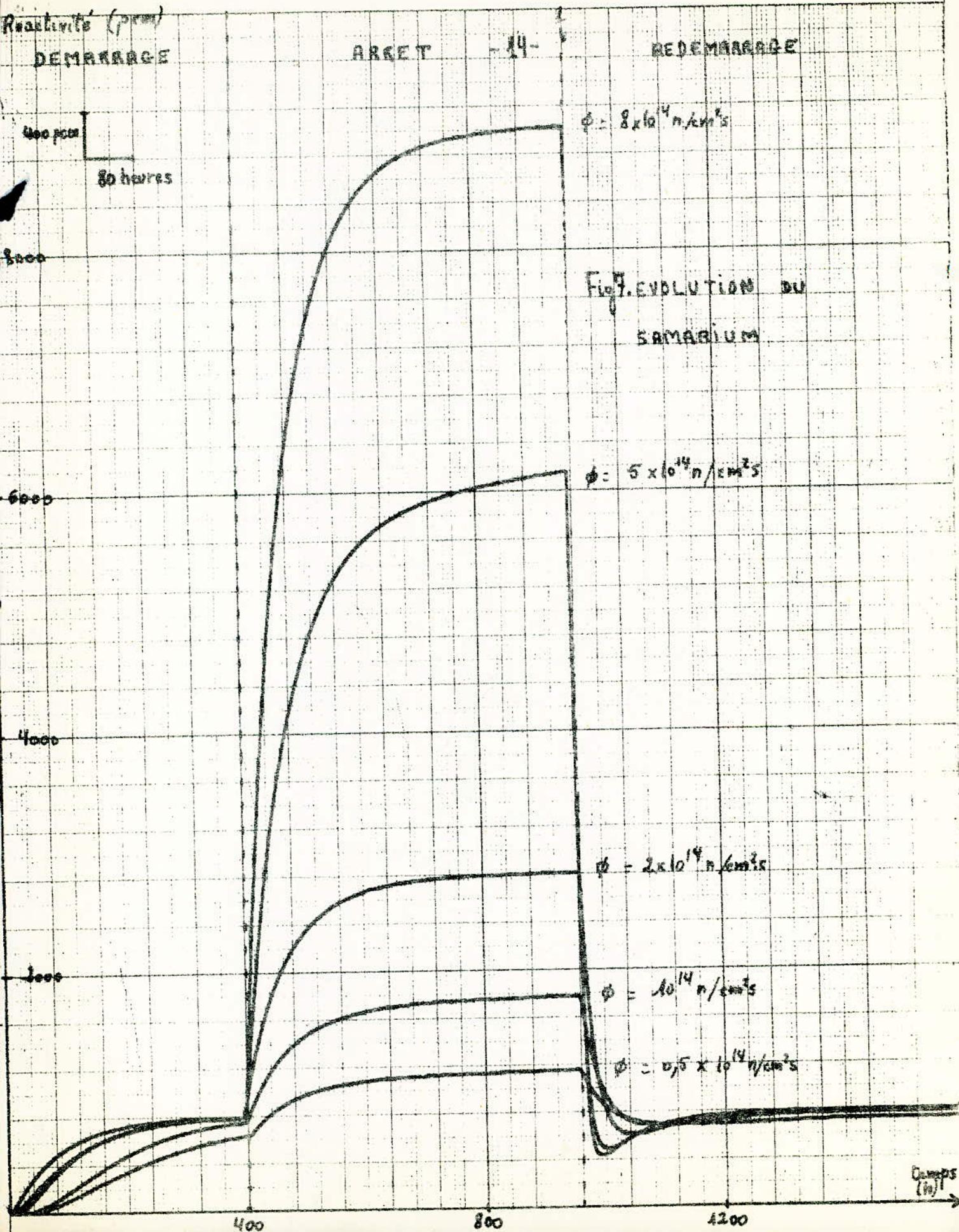
$$\phi = 0,5 \times 10^{14} \text{ n/cm}^2\text{s}$$

400

800

1200

Temps
(h)



Reactivité (p.c.m)

Fig 8. EVOLUTION DE L'EMPOISONNEMENT SAMARIUM AU DEMARRAGE

100 p.c.m
8 heures

1000

-15-

500

$\phi = 8 \times 10^{14}$

$\phi = 5 \times 10^{14}$

$\phi = 2 \times 10^{14}$

$\phi = 10^{14} \text{ n/cm}^2\text{s}$

$\phi = 5 \times 10^{13} \text{ n/cm}^2\text{s}$

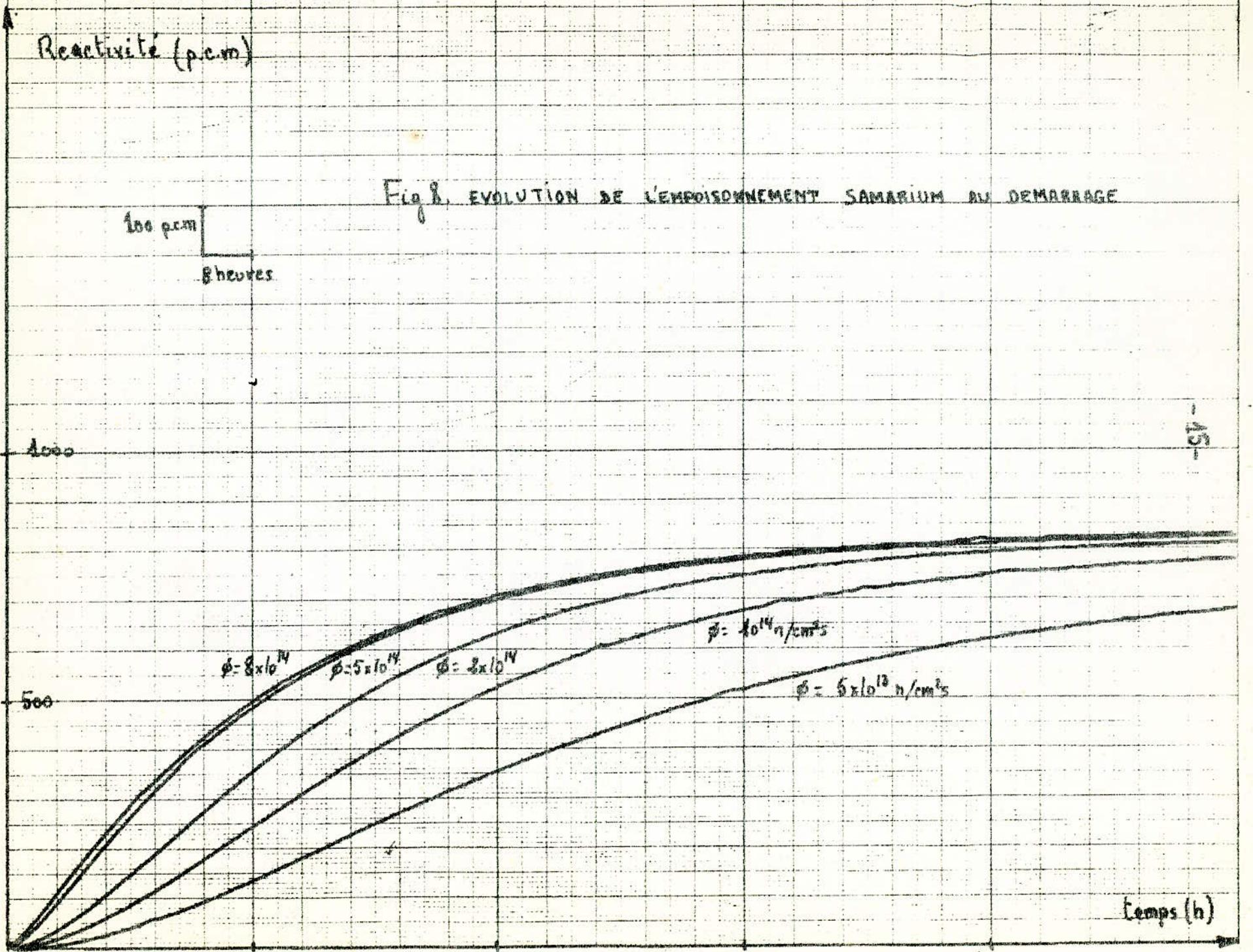
Temps (h)

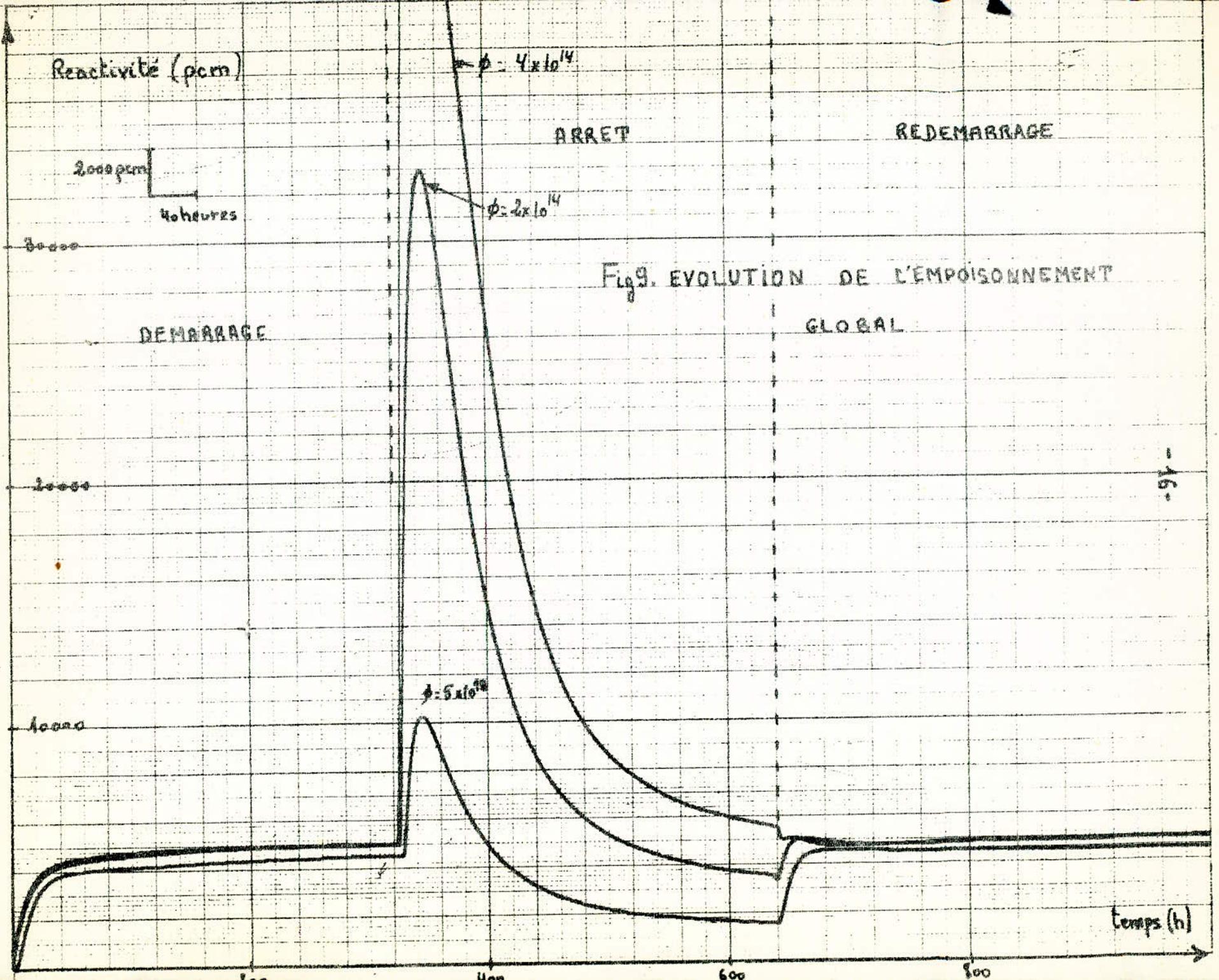
40

80

120

160





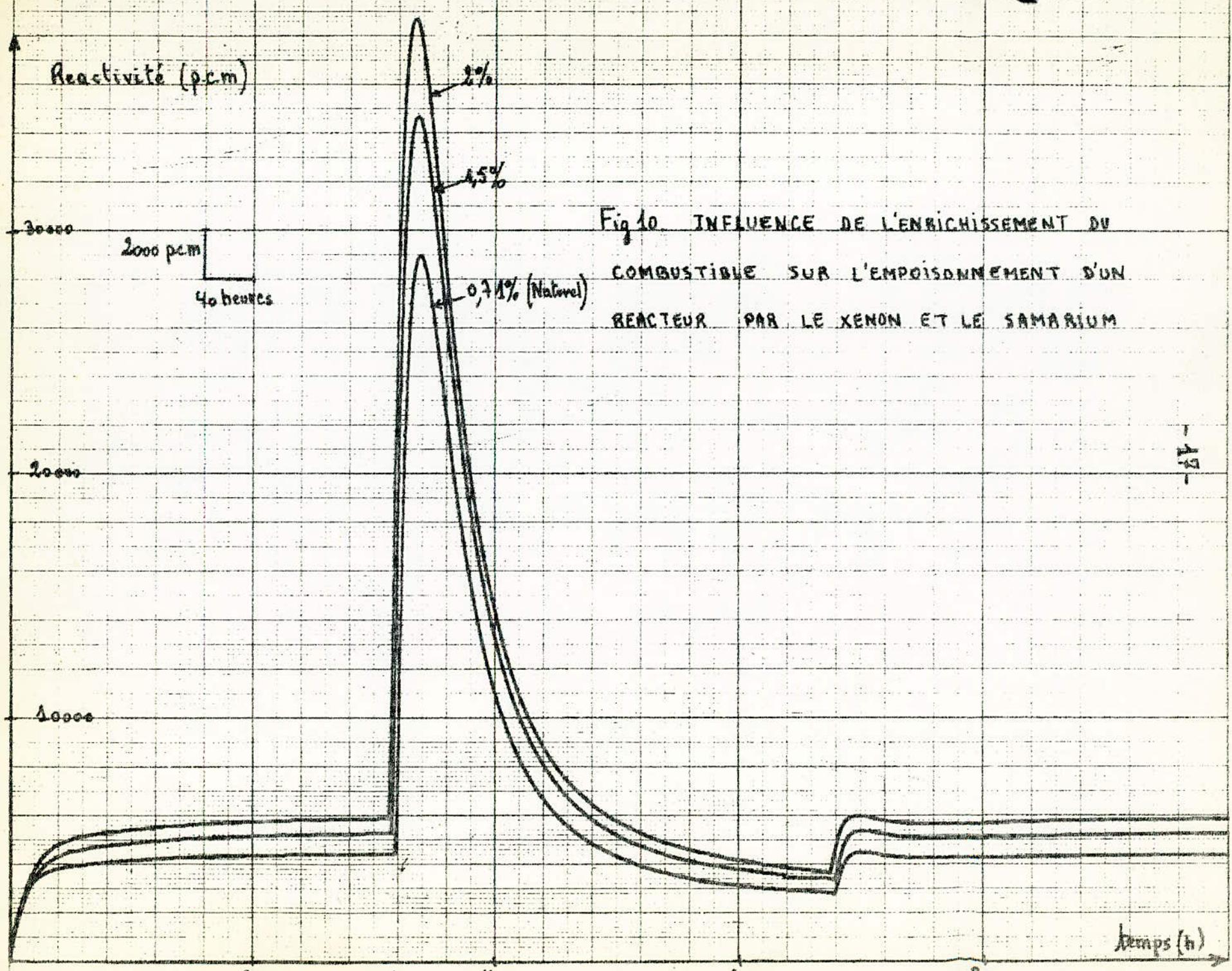


Fig 10. INFLUENCE DE L'ENRICHISSEMENT DU COMBUSTIBLE SUR L'EMPOISONNEMENT D'UN REACTEUR PAR LE XENON ET LE SAMARIUM

