

28/77

UNIVERSITÉ D'ALGER

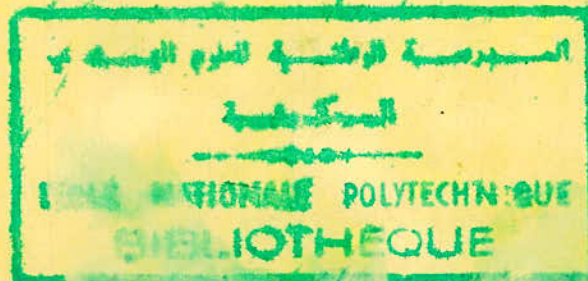
1 ex
ELECTRONIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DÉPARTEMENT ÉLECTRICITÉ

PROJET DE FIN D'ÉTUDES

**REACTEUR NUCLEAIRE (100 MW)
POUR
CHAUFFAGE URBAIN**



Proposé par

Mr. Louis RAFFAELE

Etudié par

GHERBI Ali
et
FEDDAD Lahcène

Promotion : JANVIER 1977

THE
GREAT

UNIVERSITÉ D'ALGER

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

DÉPARTEMENT ÉLECTRICITÉ

PROJET DE FIN D'ÉTUDES

**REACTEUR NUCLEAIRE (100 MW)
POUR
CHAUFFAGE URBAIN**

Proposé par

Mr. Louis RAFFAELE

Etudié par

**GHERBI Ali
et
FEDDAD Lahcène**

Promotion : JANVIER 1977

Nous remercions,

- Messieurs Raffaele, Oyento, responsables du projet pour leur encadrement et leurs conseils efficaces.
- Monsieur Adone, responsable du département : électricité
- Tous les professeurs et assistants de l'école Nationale Polytechnique d'ALGER.
- Tous les camarades qui nous ont aidés de près ou de loin en particulier :
M^r Bénéli.

Notre projet consiste à la détermination d'un réacteur nucléaire de faible puissance en vue d'une application au chauffage urbain.

Notre travail comprend alors (2) deux parties essentielles :

- Neutronique des réacteurs nucléaires .
- Calcul neutronique (Programmé) en vue de la détermination du réacteur .

Néanmoins , nous introduisons (1) une troisième partie qui traite des asservissements et pilotage des dits réacteurs (Electronique nucléaire) et d'un aperçu sur les dispositifs de sécurité .

* TABLE DES MATIERES *

<u>PREMIERE PARTIE : NOTIONS DE NEUTRONIQUE</u>	Page
I - SECTIONS EFFICACES	01
II - FISSION	07
III - DIFFUSION DES NEUTRONS	14
IV - RALENTISSEMENT DES NEUTRONS	22
V - PHYSIQUE DES REACTEURS	27
 <u>DEUXIEME PARTIE : ETUDE DU REACTEUR</u>	
- <u>INTRODUCTION</u>	35
- Généralités	35
- Considérations économiques	36
- <u>REACTEURS NUCLEAIRES</u>	
A - PRINCIPE DES REACTEURS	37
B - CLASSIFICATION DES REACTEURS	37
C - SCHEMA SYNOPTIQUE DES REACTEURS NUCLEAIRES	38
D - DIFFERENTES FILIERES " "	40
E - REACTION EN CHAINE ET FACTEUR DE MULTIPLICATION	41
I - Reaction en chaine	41
II - Cycle de reproduction des neutrons thermiques "	
III - Facteur de multiplication en milieu infini	43
F - THEORIE DES REACTEURS NUCLEAIRES	46
I - Théorie à un groupe	46
II - Calcul du B_g pour un réacteur	48
III - Théorie à deux groupes	49
G - CALCUL ET SIGNIFICATION DE k EN MILIEU INFINI EN DEBUT DE VIE	51
- PRESENTATION DU PROJET	52
I - Description de l'élément combustible	52
II - Position du problème	53
III - Schéma global de la pile piscine	54

	Page
-- CALCUL NEUTRONIQUE	
I -- Plan de travail retenu	55
II -- 1 Notation	56
II -- 2 Calcul des concentrations par cm^3 de cellule	57
II -- 3 Calcul des sections efficaces macroscopiques	59
II -- 4 Calcul du volume critique	61
II -- 5 Calcul du Burn up	62
II -- 6 Empoisonnement par les produits de fission	63
II -- 7 Organigramme et programme	
III -- 8 Recherche des coeurs	65
III -- Conclusion	68

TROISIEME PARTIE : ELECTRONIQUE NUCLEAIRE

-- Fonction de transfert et pilotage automatique des réacteurs nucléaires	69
-- 1 Fonction de transfert	69
-- 2 Pilotage automatique	88
-- Circuits de sécurité	97
-- 1 Chaines de sécurité	97
-- 2 Constitution d'un circuit de sécurité	98
-- 3 Conclusion	101

PREMIERE PARTIE

NOTIONS DE NEUTRONIQUE

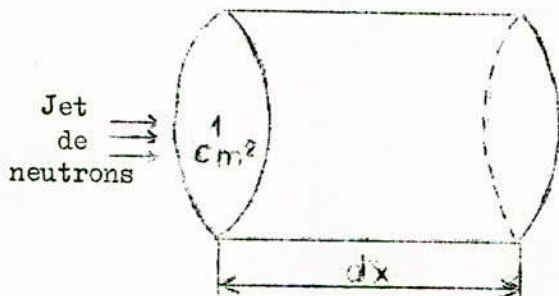
- I SECTIONS EFFICACES
- II FISSION
- III DIFFUSION DES NEUTRONS
- IV RALENTISSEMENT DES NEUTRONS
- V PHYSIQUE DES REACTEURS

1 - INTRODUCTION:

Durant leur existence, les neutrons, traversant un milieu matériel composé de différentes particules, peuvent subir un certain nombre de réactions. Comme le neutron est une particule non chargée, les seules interactions possibles sont du type neutron-noyau. De ce fait, on définit une grandeur appelée Section-efficace qui caractérisera la probabilité qu'a un flux ϕ de neutrons incidents d'interagir avec une cible possédant une densité N de noyaux.

2 - Etude géométrique:

Pour chiffrer les probabilités de réactions nucléaires, on utilise une analogie géométrique.



Prenons un élément de volume cylindrique de surface un $(1) \text{ cm}^2$ perpendiculairement au jet et d'épaisseur très petite dx cet élément contient N noyaux par cm^3 . Soit σ la surface transversale de chaque noyau. Il y a donc $N \cdot 1 \cdot dx$ noyaux offrant au faisceau de neutrons un écran de

surface $N \cdot \sigma \cdot dx$ repartie sur la surface du jet de 1 cm^2 . La fraction de neutrons arrêtés sera :

$$\frac{C}{I} = \frac{N \cdot \sigma \cdot dx}{1}$$

où : C est le nombre de chocs

I est le nombre total de neutrons.

Si C est le nombre de neutrons capturés dans le jet de I on écrira :

$$C = N \cdot I \cdot \sigma \cdot dx$$

3 - Section efficace microscopique:

La probabilité de la réaction est caractérisé par σ qui peut être beaucoup plus grande que la surface transversale du noyau.

σ est appelée "section efficace microscopique".

L'unité de la section efficace microscopique est le " barn ".

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

Chaque réaction possède une section efficace caractéristique. Les rapports des différentes σ fixent les probabilités relatives des réactions et leur somme la probabilité globale d'interaction.

4 - Section efficace macroscopique:

C'est la surface efficace totale de tous les noyaux renfermés dans un(1)Cm³
on la note : Σ

N : nombre de noyaux par Cm³

$$\Sigma = N \cdot \sigma \quad (\text{L'unité est le Cm}^{-1})$$

si l'on connaît la masse spécifique ρ et la masse atomique A de l'élément cible, on a/

$$\Sigma = \frac{\rho}{A} N_a \cdot \sigma$$

où N_a est le nombre d'AVOGADRO : N_a = 6,02.10²³ .

Pour une molécule ou un mélange très homogène, Σ est la somme des sections efficaces macroscopiques de chaque constituant:

$$\Sigma = N_1 \cdot \sigma_1 + N_2 \cdot \sigma_2 + N_3 \cdot \sigma_3 + \dots$$

5 - Flux de neutrons:

Dans l'étude des reacteurs, on a souvent affaire à un "gaz" de neutrons où les vitesses des particules ont toutes les directions possibles, on définira donc un flux ϕ pour des neutrons monocinétiques par

$$\phi = n \cdot v$$

C'est le nombre de neutrons par seconde par Cm² autour du point considéré .

n : étant le nombre de neutrons par Cm³ et

v : l'amplitude de la vitesse.

Cette définition se généralise au cas de i sortes de neutrons animés de i vitesses différentes au nombre de n_i par Cm³ .

$$\phi = \sum_i n_i \cdot v_i$$

6 - Nombre de réactions par unité de temps et par unité de volume:

Le nombre de réactions, dans un volume 1.dx, par seconde est, sous un jet d'intensité I :

$$C = I \cdot N \cdot \sigma \cdot dx$$

$$= I \cdot \sum dx = n \cdot v \cdot \sum \dots$$

par unité de volume

$$C = n \cdot v \cdot \Sigma$$

Pour des neutrons de directions quelconques on a :

$$C = \Sigma \phi$$

7 - Libre parcours moyen:

Supposons que chaque neutron parcourt une distance moyenne λ dans la matière considérée à la vitesse v ; λ peut être un trajet en zigzag si le

neutron subit plusieurs chocs avant d'effectuer la réaction étudié .

La réaction s'effectue au bout du temps : $t = \frac{\lambda}{v}$

S'il y a n neutrons par cm^3 , on aura par seconde n/t chocs soit un nombre de chocs :

$$C = \frac{n \cdot v}{\lambda} = \frac{\phi}{\lambda}$$

$$\text{or } C = \Sigma \phi$$

$$\text{donc } \lambda = 1 / \Sigma$$

λ est appelé libre parcours moyen, il est égal à l'inverse de la section efficace macroscopique.

8 - Absorption des neutrons:

Si un élément de volume d'épaisseur dx est le siège de C réactions, le nombre de neutrons soustraits au faisceau I est $dI = -C$

$$\text{donc } dI = -I \cdot \Sigma \cdot dx$$

Par intégration on obtient la loi de décroissance à travers une feuille de matière d'épaisseur finie.

$$I = I_0 \cdot \text{Exp}(-\Sigma x)$$

remplaçons Σ par $1/\lambda$

$$I = I_0 \cdot \text{Exp}(-x/\lambda)$$

Sous cette forme nous obtenons la signification physique de λ , c'est la profondeur à laquelle l'intensité du faisceau est divisée par e ($= 2,7 \dots$)

En effet pour $x = \lambda$ on aura : $I = I_0 / e$

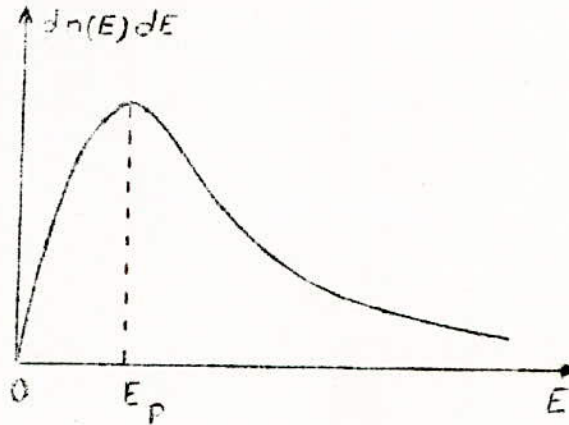
9 - Neutrons thermiques:

Dans la plupart des réacteurs, les neutrons dotés initialement d'énergie supérieures à 1 Mev sont ralentis par chocs contre les noyaux d'un milieu diffusant, très peu absorbant. Mais les noyaux diffusants ne sont pas tout à fait immobiles. Ils sont soumis à l'agitation thermique et le mécanisme de ralentissement aura une limite lorsque les neutrons seront tantôt accélérés, tantôt ralentis par les chocs. Ils prendront une distribution statistique de vitesse en équilibre avec celle des noyaux diffusants.

La cinétique des réacteurs nous apprend que les énergies cinétiques et les vitesses des particules sont alors distribuées suivent des répartitions de MAXWELL-BOLTZMANN, caractéristiques de la température du milieu diffusant. Les neutrons ne sont donc pas monocinétiques, mais présentent une répartition fonction de la température seule. C'est pour cette raison qu'on les appelle "neutrons thermiques".

Soit n le nombre de neutrons par cm^3
 $dn(E)$ est le " " " compris dans l'intervalle d'énergie dE

$$\frac{dn(E)}{n} = \frac{2 \pi E^{1/2}}{(\pi KT)^{3/2}} \text{Exp}(-E/KT) dE$$



- Energie la plus probable : C'est celle du maximum de la figure ci-dessus ; si l'on dérive l'expression précédente on aura :

T: température absolue

K: constante de Boltzmann $E_p = \frac{1}{2}KT$

$K = 1,38 \cdot 10^{-16}$ erg /°C

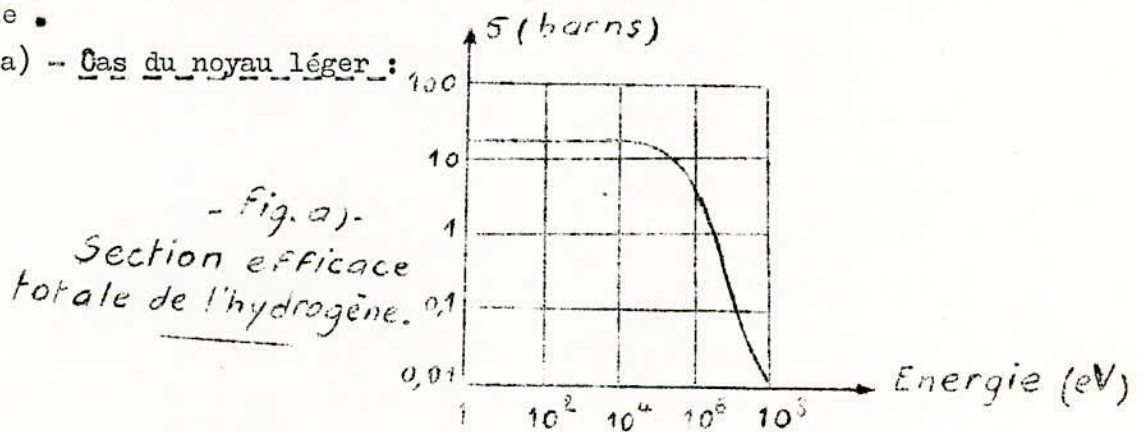
- Energie moyenne : Elle est plus grande que l'énergie la plus probable en raison de la dissymétrie de la courbe .

$$\bar{E} = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} E dn(E) = \frac{3}{2} KT$$

10 - Variation des sections efficaces avec l'énergie :

La section efficace des différentes interactions neutrons-noyaux dépend de l'énergie cinétique E_n des neutrons incidents et de la nature du noyau cible .

a) - Cas du noyau léger :



La figure a) donne l'évolution $\sigma = f(E_n)$ dans le cas d'un noyau d'Hydrogène. On remarque l'existence de deux zones distinctes selon la valeur de l'énergie cinétique E_n des neutrons incidents. Dans le domaine des énergies basses, la section efficace est indépendante de E_n .

DANS LE DOMAINE des énergies élevées, la section efficace diminue progressivement au fur et à mesure que E_n augmente. Pour les noyaux légers, la section efficace d'absorption σ_a est faible, elle est de l'ordre de 0,33 barn pour les neutrons thermiques (à 20°C); et elle est négligeable pour les neutrons rapides.

La section efficace totale σ est donc égale à la section efficace de diffusion σ_d . C'est pour cette raison qu'on utilise l'eau légère, milieu peu absorbant, comme modérateur ralentissant les neutrons en les diffusant sans les absorber.

b) Cas d'un noyau lourd

Dans le cas de l'Uranium naturel par exemple la fig b) donne l'évolution $\sigma = f(E_n)$; on remarque alors :

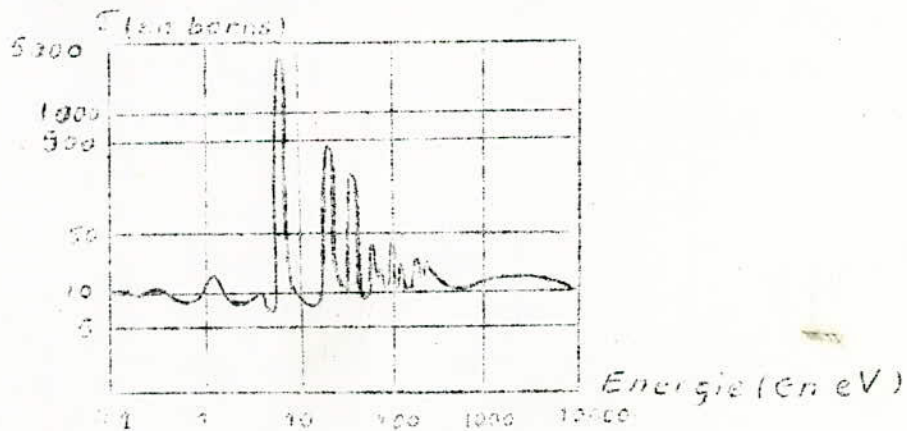
- La zone thermique :

Ce domaine présente une section efficace variant régulièrement en fonction de E_n .

- La zone épithermique :

Ce domaine, correspondant aux énergies moyennes, présente des pics de résonance traduisant des pics ou variations rapides de la section efficace ce qui correspond à de fortes absorptions.

- La zone des neutrons rapides : correspondant aux hautes énergies et présentant une section efficace pratiquement constante.



- Fig. b) - Variation de la section Efficace Totale de U naturel -

11 - Loi de Breit et Wigner :

Le noyau composé est porté à une énergie égale à la somme de l'énergie de liaison fixe et de l'énergie cinétique du neutron incident, variable. Lorsque cette excitation totale correspond à un niveau excité du noyau (fig c); il y'a alors résonance et la probabilité augmente sélectivement.

La variation de section efficace au voisinage d'un seul niveau est représentée par la loi de Breit et Wigner (loi théorique) .

$$\sigma_a = \frac{A}{E^{1/2}} \frac{1}{(E - E_r)^2 + \Gamma^2/4}$$

E_r est l'énergie du niveau résonant et Γ sa largeur totale

-Lorsque $E \ll E_r$ (domaine thermique)

$$\sigma_a = \frac{A}{E^{1/2}} = \frac{B}{v} \quad \text{loi en } 1/v$$

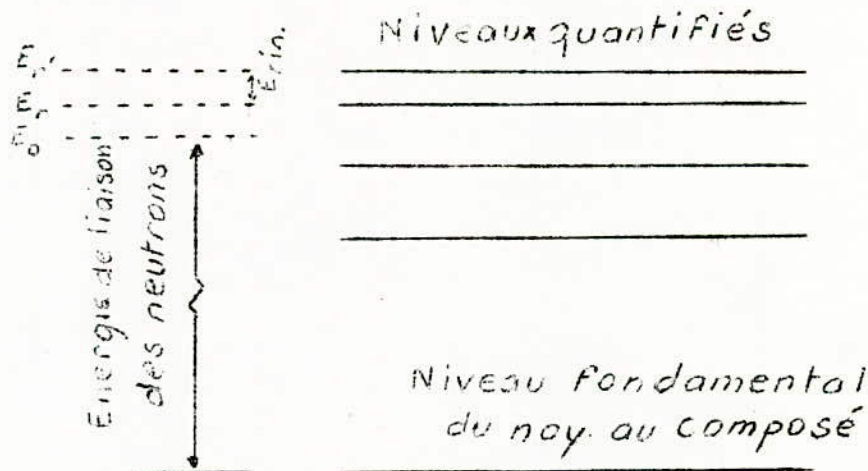
-Lorsque E approche E_r , σ_a croit et atteint la valeur maximale

$$(\sigma_a)_{\max} = \frac{A}{E_r^{1/2}} \frac{4}{\Gamma^2}$$

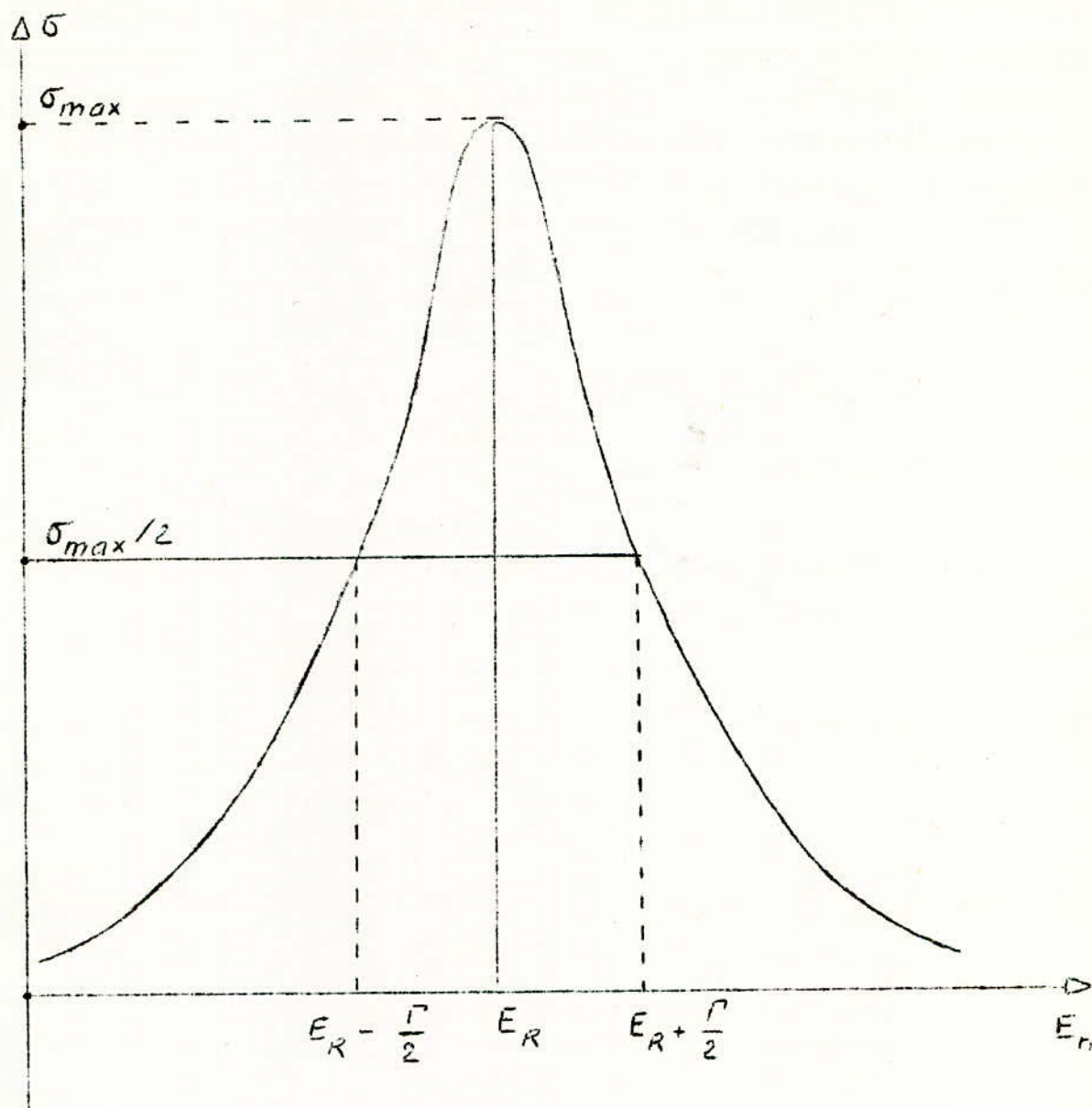
- La largeur de la courbe de résonance à $\frac{(\sigma_a)_{\max}}{2}$ est obtenue par la distance (entre) des deux énergies solutions de :

$$(E - E_r)^2 = \Gamma^2/4 \quad \text{soit } \Delta E_{\text{total}} = \Gamma$$

-Lorsque le Γ du premier niveau résonant est grand, $E - E_r$ est négligeable ; et l'on observe à toute énergie une loi en $1/v$.



- Fig. c) - Etats excités du noyau -



— Variation de la section efficace en fonction de l'énergie cinétique des neutrons au voisinage d'une énergie de résonance — •

1 - Description

La fission est la dislocation (rupture) d'un noyau lourd, sous l'action d'un neutron incident, en deux ou plusieurs fragments de masses atomiques plus faibles.

La fission binaire qui donne naissance à deux fragments de masses atomiques généralement différentes, est de loin la plus fréquente.

Trois éléments présentent une fission très probable avec les neutrons thermiques :

- L'Uranium 235, seul noyau fissile existant dans la nature dans la proportion de 0,7% contre 99,3 % d'Uranium 238.

- L'Uranium 233 et le Plutonium 239 obtenus respectivement à partir thorium 232 et de l'Uranium 238.

L'Uranium 238 et le thorium 232 sont appelés noyaux fertiles.

La collision d'un neutron avec un noyau de combustible ne conduit pas toujours à une fission. Elle conduit soit à une capture radiative, soit à une fission.

On dit qu'il y a capture radiative lorsque lors d'un choc neutron-noyau ce dernier capture le premier.

Le schéma de la page suivante résume ces résultats.

2 - Modèle de la goutte liquide

La théorie de la fission a été faite en 1939 par Bohr, Niels et Wheeler, par le modèle de la goutte liquide. Nous nous proposons d'expliquer brièvement cette théorie qui repose sur l'analogie qui existe entre le mécanisme de la fission et celui d'une goutte liquide chargée.

Le noyau est assimilé à une goutte liquide à laquelle les forces capillaires assignent une forme sphérique. Sous l'action d'une énergie mécanique la goutte devient elliptique, puis sous forme d'altère. Elle retourne à l'équilibre sphérique avec des oscillations. Si, cependant, l'énergie a dépassé un certain seuil, l'altère se scinde en deux fragments qui deviennent sphériques indépendamment.

Schématisons ce qui précède par la fig(2).

- fig(2) -



L'énergie critique d'un noyau excité a été ainsi calculée et l'on démontre qu'elle est inversement proportionnelle à $\frac{Z^2}{A}$. Et devient inférieure à 7 Mev lorsque Z^2/A atteint 35.

Les 7 Mev nécessaires à l'explosion du noyau seront apportés par le neutron incident, sans recours à son énergie cinétique, si l'énergie de liaison de ce neutron au noyau composé dépasse cette valeur.

3 - Les produits de fission

Au moment de la fission, on obtient deux fragments instables qui subissent des transformations radioactives successives pour donner les produits de fission.

3-1- Fragments de fission

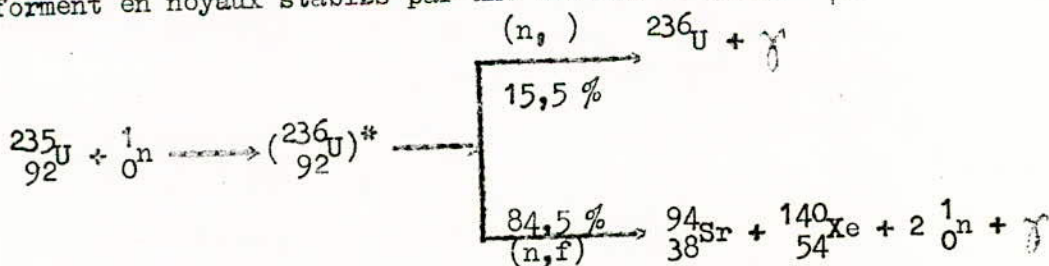
La fission se fait de façon irrégulière et seuls les pourcentages relatifs des fragments d'un grand nombre de réactions sont statiquement bien définis. Ces pourcentages, sont représentés sur la fig(3).

Nous constatons :

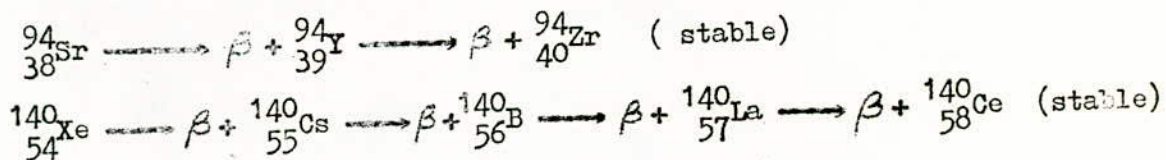
- La coupure en deux fragments égaux n'est pas la plus probable.
- Il n'y a pratiquement pas de fragments, en dehors de l'intervalle de masse atomique 75 --- 160.
- Les répartitions sont voisines pour les trois combustibles fissiles.
- La fission conduit à un mélange complexe d'un grand nombre d'éléments.

3-2- Radioactivité des fragments

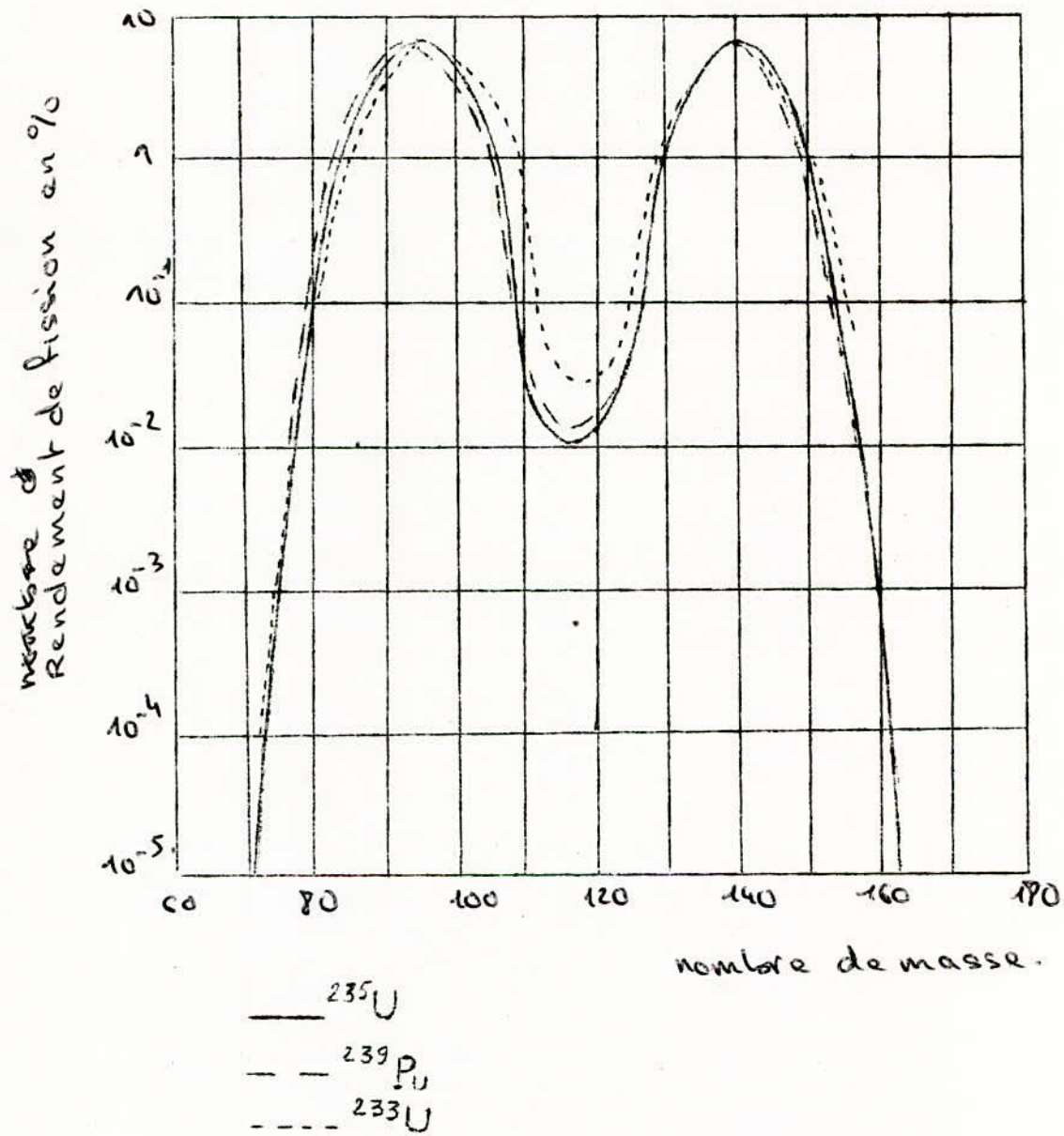
Ces fragments ont une charge insuffisante pour leur masse et se transforment en noyaux stables par une cascade d'émission β .



Les éléments produits dans la fission de l'Uranium 235 donnent :



L'émission β s'accompagne de photons γ dont certains sont très énergétiques, rendent dangereuse la fission et nécessitent un épais blindage.



- Fig. 3) - Distributions en masse des fragments de fission pour les 3 noyaux fissiles -

4 - Neutrons et photons $\bar{\nu}$ de fission

4 -1- Nombre de neutrons émis

Il y a émission de un à plusieurs neutrons, selon le mode de fission .

La quantité intéressante dans le calcul des réacteurs n'est pas le nombre moyen de neutrons émis par fission $\bar{\nu}$, d'ailleurs non connu avec une grande précision, mais η le nombre de neutrons émis par neutrons absorbé . Le nombre de fissions est proportionnel à la section efficace de fission σ_f tandis que le nombre de neutrons absorbés est proportionnel à $\sigma_f + \sigma_a$ (σ_a section efficace d'absorption).

$$\text{D'où } \eta = \frac{\sigma_f}{\sigma_f + \sigma_a} \bar{\nu}$$

Elément	$\bar{\nu}$	η
U 235	2,47	2,07
Pu 239	2,91	2,09
U 233	2,52	2,28

-Tableau donnant les valeurs de $\bar{\nu}$ et η pour les neutrons thermiques- .

4 -2- Mélanges isotopiques

Dans le cas de ces mélanges, il faut tenir compte des σ_f et σ_a de chaque élément. En moyenne pour 1 cm³ de produit fissile, on a :

$$\eta = \frac{\sum_f}{\sigma_a + \sum_f} \bar{\nu}$$

Exemple: mélange des deux Uranium 235 et 238 présentant respectivement un nombre de noyaux par cm³ N_5 et N_8 :

$$\eta = \frac{N_5 \sigma_f}{N_5 \sigma_f + N_5 \sigma_a + N_8 \sigma_a} \bar{\nu}$$

En fonction de la concentration isotopique :

$$\varphi = \frac{N_5}{N_5 + N_8}$$

A partir de la valeur de $\eta = 1,32$, caractéristique du mélange naturel ($\varphi = 0,71\%$), la fonction η croit d'abord très rapidement pour des enrichissements faibles, puis plus rapidement pour la valeur de $\eta = 2,07$ pour $\varphi = 100\%$.

ν	0,71 %	1,0 %	1,2 %	1,5 %	2,0 %	100 %
λ	1,32	1,48	1,56	1,65	1,73	2,07

4 -3- Neutrons prompts et retardés :

La plupart des neutrons (plus de 99% ν) sont émis immédiatement après la fission : on les appelle les neutrons prompts .

L'énergie des neutrons prompts, au moment de leur émission, est de l'ordre de 2Mev. Moins de 1% des neutrons apparaissent après la fission avec des retards notables pouvant atteindre plusieurs dizaines de secondes : Ce sont les neutrons retardés ; leur énergie, au moment de l'émission, est de l'ordre de 400Kev .

Dans l'uranium 235 ON TROUVE 5 groupes distincts, d'énergies bien définies, émis avec des périodes variants de 0,43s à 55,6s.

Les périodes et les pourcentages de ces groupes ont une grande importance pour la conduite des réacteurs .

4 -4- Photons de fission :

La fission s'accompagne d'un rayonnement instantané sur lequel peu de mesure ont été faites . Il y'a en moyenne 5 photons d'environ 1Mev.

5 • Energie dégagée dans la fission :

5 -1- Répartition de l'énergie :

La plupart de l'énergie est communiquée aux 2 fragments sous forme cinétique, le fragment le plus léger ayant le plus d'énergie . Les deux fragments s'écartent à grande vitesse en laissant sur place leur cortège électronique : ils sont donc très fortement ionisés et par la suite freinés. Ils parcourent ainsi 2,5cm dans l'air ou $1,4 \cdot 10^{-3}$ cm dans Al. Il est donc très facile de les maintenir à l'intérieur d'une gaine disposée autour de l'aluminium.

Au total l'énergie se répartie ainsi :

-	Energie cinétique des fragments :	-----	162Mev
-	" des photons γ de fission :	-----	5 "
-	" cinétique des neutrons :	-----	5 "
-	" des γ émis à la capture des neutrons :	-----	10 "
-	" émise par radioactivité des fragments β :	-----	6 "
.	" " " " " " γ :	-----	5 "
			<u>Total= 193 Mev</u>

En raison de l'incertitude de certaines mesures, on prend arbitrairement cette énergie égale à 200 Mev , il s'en suit :

$$3,1 \cdot 10^{10} \text{ fissions} = 1 \text{ joule} \quad \text{soit, } C \text{ fissions} = 1 \text{ joule}$$

Toute cette énergie se trouve finalement sous forme "thermique" dans les substances qui ont absorbé les diverses particules ou rayons .

On en déduit que la fission totale de 1 gramme d'U. par jour donne 1000 KW pendant toute cette journée .

5 -2- Puissance d'un réacteur

Le nombre de réactions de fission par cm^3 et par seconde est : $N \sigma_f \bar{\phi}$

Si le flux moyen $\bar{\phi}$ règne dans tout le volume V d'un réacteur,

la puissance est :

$$P = \frac{V N \sigma_f \bar{\phi}}{C} \text{ Watts}$$

Exemple : Pour $\bar{\phi} = 2 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$

50 tonnes d'uranium naturel .

Seul l'uranium 235 est actif, soit :

$$5 \cdot 10^4 \cdot 0,7 \cdot 10^{-2} = 350 \text{ Kg} .$$

$$\text{D'où : } P = \frac{M}{\rho} \frac{\rho N_a}{A} \frac{\sigma_f}{C} \bar{\phi} \approx 33 \text{ 000 KW}$$

On distingue la diffusion élastique et la diffusion inélastique.

1- Diffusion inélastique :

Le neutron est momentanément absorbé par un noyau auquel il transmet une partie de son énergie avant d'être réémis à plus basse énergie . Le noyau excité revient à son état initial en émettant un photon γ de diffusion inélastique .

Du fait des différents niveaux d'énergie des noyaux , la diffusion inélastique ne peut avoir lieu que si le neutron incident (initial) pourvu d'une énergie supérieure à un certain seuil qui est de l'ordre de 100Kev pour les noyaux les plus lourds et supérieur à 1 Mev pour les noyaux les plus légers

Les neutrons d'énergie inférieure à 100 Kev ne peuvent donc pas perdre d'énergie par diffusion inélastique .

2- Diffusion élastique :

Le choc entre le neutron et le noyau est analogue à celui de 2 billes. L'énergie cinétique et la quantité de mouvement de l'ensemble sont conservées.

La quantité d'énergie transmise est une fonction ^{des} masses et des vitesses relatives du noyau et du neutron, ainsi que de l'angle de diffusion .

Par exemple , dans le cas d'une collision entre un neutron et un proton au repos , il y a transfert complet d'énergie cinétique du neutron au proton.

Pour un noyau lourd au repos, le transfert d'énergie est négligeable, comme lorsque une balle rebondit contre un mur .

On comprend ainsi qu'un ralentissement de neutrons (dans le modérateur) sera d'autant plus efficace que la masse de ces noyaux sera plus petite.

La diffusion élastique est un phénomène très important dans les réacteurs thermiques puisque c'est la seule façon de ralentir les neutrons de 100Kev à 0,025 ev, énergie moyenne des neutrons thermiques .

3- Diffusion des neutrons thermiques :

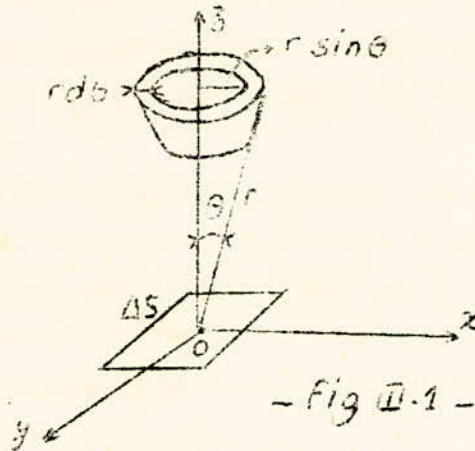
Nous étudierons la diffusion des neutrons déjà ralentis (état thermique dans un milieu diffusant faiblement absorbant : $\Sigma_a \ll \Sigma_d$)

3- 1- Neutrons diffusés à travers une surface Δs

Soit à calculer le nombre de neutrons diffusés à travers un élément de surface Δs situé autour de O , dans le plan XOY (fig III-1) et en provenance du demi-espace supérieur ($z > 0$). Décomposons cet espace en éléments de cône d'épaisseur $r d\theta$ et de hauteur dr .

Le volume de la couronne est alors :

$$dV = 2\pi r \sin\theta \cdot r d\theta$$



La couronne est le siège de $\phi \cdot \Sigma_d \cdot dV$ collisions.
 Chaque point de la couronne voit ΔS avec une surface apparente $\Delta S \cos\theta$,
 si bien que la probabilité, pour qu'un neutron après diffusion isotrope
 dans la couronne soit envoyé vers ΔS est :

$$\frac{\Delta S \cos\theta}{4\pi r^2}$$

Certains neutrons n'arrivent pas jusqu'à ΔS . De nouvelles diffusions
 diminuent l'intensité du jet de neutrons qui aussi multiplié par $e^{-\Sigma_d \cdot r}$.

D'où le nombre de neutrons qui traversent ΔS :

$$dn = \phi \Sigma_d \cdot 2\pi r^2 \sin\theta d\theta dr \cdot \frac{\Delta S \cos\theta}{4\pi r^2} e^{-\Sigma_d \cdot r}$$

Densité de courant de neutrons :- C'est le nombre de neutrons traversant
 dans un sens l'unité de surface. Le courant calculé ici étant dirigé
 vers les z négatifs sera noté J_-

$$J_- = \iiint \frac{\phi \Sigma_d}{2} \sin\theta \cos\theta d\theta e^{-\Sigma_d \cdot r} dr$$

Pour intégrer cette expression, on supposera que le flux $\phi(\theta, r)$ varie
 lentement autour du point O, et on peut poser :

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

or $x = r \sin\theta \cos\varphi$

$y = r \sin\theta \sin\varphi$

$z = r \cos\theta$

L'intégration des termes en x et y contenant φ devra également porter sur cette variable. Mais l'intégration de $\cos \varphi$ ou $\sin \varphi$ de 0 à 2π conduira à une valeur nulle, éliminant ces deux termes

$$J_- = \frac{\Sigma_d \phi_0}{2} \left(\int \sin \theta \cos \theta d\theta e^{-\Sigma_d r} dr + \frac{\Sigma_d}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 \right) \int \sin \theta \cos^2 \theta d\theta r e^{-\Sigma_d r}$$

la deuxième intégrale s'effectue par partie et l'on obtient

$$J_- = \frac{\phi_0}{4} + \frac{1}{6 \Sigma_d} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0$$

Le calcul de densité de courant de neutrons vers les z positifs est le même, il suffit de changer le signe du gradient :

$$J_+ = \frac{\phi_0}{4} - \frac{1}{6 \Sigma_d} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0$$

La densité de courant compté positivement dans le sens des z positifs est :

$$J = J_+ - J_- = - \frac{1}{3 \Sigma_d} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0 = - \frac{\lambda_d}{3} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0$$

Correction de transport

La diffusion n'est pas rigoureusement isotrope par rapport à des axes fixes. Au lieu de rebondir dans toutes les directions de l'espace autour du noyau diffusant et cela avec une égale probabilité, la diffusion dans le sens de la marche du noyau est un peu plus probable;

Soit ψ l'angle de la trajectoire incidente, on montre que $\overline{\cos \psi} = \frac{2}{3A}$,

avec A masse atomique du noyau cible, $\overline{\cos \psi}$ est la valeur moyenne du cosinus de l'angle de diffusion du neutron,

Dans ces conditions λ_d devient :

$$\lambda_{tr} = \frac{\lambda_d}{1 - \overline{\cos \psi}} = \frac{\lambda_d}{1 - \frac{2}{3A}}$$

λ_{tr} : libre parcours moyen de transport;

$$d'où : J = - \frac{\lambda_{tr}}{3} \left(\frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_0$$

3 -2- Equation de diffusion

1)- Pertes de neutrons diffusés par un volume élémentaire

Soit la fig III-2; en se déplaçant suivant la direction des x, les neutrons traversent les surfaces $dydz$:

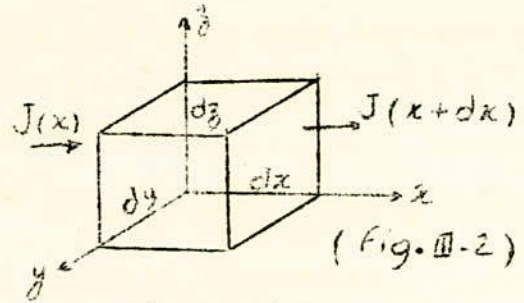
Le bilan de neutrons entrant en x est: $J(x)dydz$. (en $x = 0$)

Le bilan de neutrons sortant en $x = dx$ est: $J(x+dx)dydz$

Soit $dV = dx dy dz$

Le nombre de neutrons sortant en x est :

$$\begin{aligned} [J(x + dx) - J(x)] dy dz &= \frac{\partial J}{\partial x} dx dy dz \\ &= - \frac{\lambda_{tr}}{3} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} \right) dV \end{aligned}$$



On fait le meme raisonnement aux directions y et z et le nombre de neutrons au total perdus par dV est :

$$\text{Pertes} = - \frac{\lambda_{tr}}{3} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} \right) dV = - \frac{\lambda_{tr}}{3} \Delta \phi_0 dV$$

2)- Equation de diffusion

Soit n le nombre de neutrons par Cm^3 . La variation du nombre de neutrons dans un volume dV et un temps dt est donnée par l'équation :

$$\frac{\partial n}{\partial t} dV = (\text{Production} + \text{Pertes} + \text{Absorption}) dV$$

si nous supposons que les neutrons sont produits dans le milieu lui-meme et proportionnellement au volume (cas d'un milieu multiplicateur, que nous verrons plus loin) au rythme de S par seconde et par Cm^3 , nous aurons:

$$\text{Production} = S \cdot dV$$

$$\text{de meme Absorption} = \Sigma_a \phi dV$$

d'où l'équation de diffusion :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = S + \frac{\lambda_{tr}}{3} \Delta \phi - \Sigma_a \phi$$

On définit le coefficient de diffusion D le coefficient de $\Delta \phi$

$$\text{donc } D = \frac{\lambda_{tr}}{3} = 1/3 \Sigma_{tr}$$

L'équation de diffusion devient:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta \phi - \Sigma_a \phi + S$$

En regime stationnaire et dans un milieu non multiplicateur, c'est-à-dire $\partial n / \partial t = 0$ et $S = 0$, l'équation de diffusion sera :

$$\phi \left(\frac{\lambda_{tr}}{3} \Delta - \Sigma_a \right) = 0$$

$$\text{ou en posant } K^2 = \frac{3 \Sigma_a}{\lambda_{tr}} = \frac{3}{\lambda_a \lambda_{tr}}$$

On aura : $\nabla^2 \phi - K^2 \phi = 0$

3)- Conditions aux limites

L'integration complète de l'équation de diffusion exige la connaissance des valeurs de ϕ ou de ces dérivées sur les limites du volume envisagé ; ce sont les conditions aux limites .

-a) Nous admettrons que le flux de neutrons reste "fini" et non "négatif"

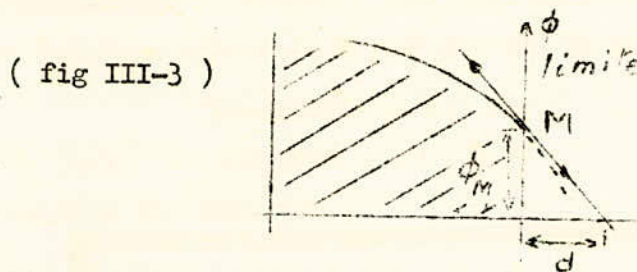
-b) A la surface de séparation de 2 milieux A et B, les densités de courant dans l'un et l'autre sens sont continues :

$$\vec{J}_{A+} = \vec{J}_{B+} \quad \text{et} \quad \vec{J}_{A-} = \vec{J}_{B-}$$

On en déduit qu'il y a également continuité du flux et du bilan de densité de courant \vec{J} .

-c) A la limite, entre un milieu diffusant et un milieu non diffusant (vide), le flux a une valeur différente de zéro .

Pour connaître à quel endroit $\phi = 0$, on peut extrapoler la répartition de flux à la frontière à l'aide de la tangente à cette courbe (fig III-3)



On obtient un point B où le flux est nul

$$\phi = 0 \quad \text{pour} \quad x = x_0 + d$$

d : étant la distance extrapolée

L'équation de la tangente est :

$$\left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_M = - \frac{\phi_M}{d}$$

Or, en M, aucune particule n'est diffusée de droite à gauche,

d'où :

$$J_{\leftarrow} = 0 = \frac{\phi_M}{4} + \frac{\lambda_{tr}}{6} \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_M$$

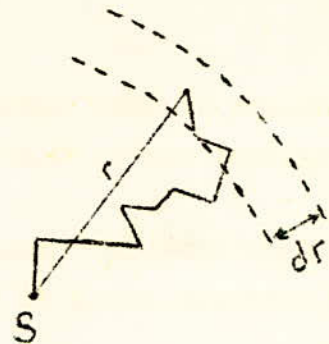
$$\frac{\phi_M}{4} - \frac{\lambda_{tr}}{6} \frac{\phi_M}{d} = 0 \quad \text{d'où} \quad d = \frac{2}{3} \lambda_{tr}$$

Un calcul plus rigoureux par la théorie des transports conduit à la valeur :

$$d = 0,71 \lambda_{tr}$$

3 -3- Longueur de diffusion

Au cours de la diffusion, le neutron parcourt un trajet en zigzag qui se termine par sa capture. Par définition, la longueur totale de ce trajet est λ_0 . Mais il est beaucoup plus intéressant de connaître le trajet en ligne droite parcouru entre sa création en S et son absorption en M (fig ci-contre) .



Calculons le carré moyen \bar{r}^2 de la distance SM. Le nombre de neutrons expirant dans la couronne sphérique à la distance r est :

$$dn = 4\pi r^2 dr \cdot \phi \Sigma_a \quad (dn = \text{volume} \cdot \text{réactions/cm}^2)$$

$$\bar{r}^2 = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} r^2 dn \quad (\text{Par définition}) .$$

Calculons le flux pour une source ponctuelle; le point S émet isotropiquement n neutrons/seconde.

L'équation de diffusion en coordonnées sphériques isotropes donne :

$$\frac{d^2\phi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\phi}{dr} - K^2\phi = 0$$

Faisons un changement de variable : $\phi = u/r$

L'équation devient

$$\frac{d^2u}{dr^2} - K^2u = 0$$

dont la solution générale est :

$$u = A_1 e^{-Kr} + A_2 e^{Kr}$$

$$\text{d'où} \quad \phi = A_1 \frac{e^{-Kr}}{r} + A_2 \frac{e^{Kr}}{r}$$

Déterminons les constantes A_1 et A_2 par les conditions aux limites

- Lorsque r croit indéfiniment, ϕ reste fini,

$$\text{donc} \quad A_2 = 0$$

- Lorsque la source émet n neutrons, le bilan de neutrons à travers une sphère infiniment petite entourant S doit être égal à n.

$$\lim_{r \rightarrow 0} (4 \pi r^2 \cdot J) = n$$

$$\text{or } J = - \frac{\lambda_{tr}}{3} \frac{d\phi}{dr} = A_1 \frac{\lambda_{tr}}{3} \frac{Kr + 1}{r^2} e^{-Kr}$$

$$\lim_{r \rightarrow 0} (4 \pi r^2 A_1 \frac{\lambda_{tr}}{3} \frac{Kr + 1}{r^2} e^{-Kr}) = n$$

$$\lim_{r \rightarrow 0} (4 \pi A_1 \frac{\lambda_{tr}}{3} e^{-Kr} + 4 \pi A_1 \frac{\lambda_{tr}}{3} Kr e^{-Kr}) = n$$

$$\text{d'où } A_1 = \frac{3n}{4 \pi \lambda_{tr}}$$

$$\text{donc } \phi = \frac{3n}{4 \pi \lambda_{tr}} \frac{e^{-Kr}}{r}$$

Remplaçons ϕ par sa valeur et calculons \bar{r}^2

$$\bar{r}^2 = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} r^2 \cdot 4 \pi r^2 dr \cdot \sum_a \frac{3n}{4 \pi \lambda_{tr}} \frac{e^{-Kr}}{r}$$

$$\bar{r}^2 = \frac{3}{\lambda_a \lambda_{tr}} \int_0^{\infty} r^3 e^{-Kr} dr$$

$$\text{or } K^2 = \frac{3}{\lambda_a \lambda_{tr}} \quad \text{d'où } \bar{r}^2 = K^2 \int_0^{\infty} r^3 e^{-Kr} dr$$

L'integration s'effectue par parties et finalement :

$$\bar{r}^2 = \frac{6}{K^2} = 6 L^2$$

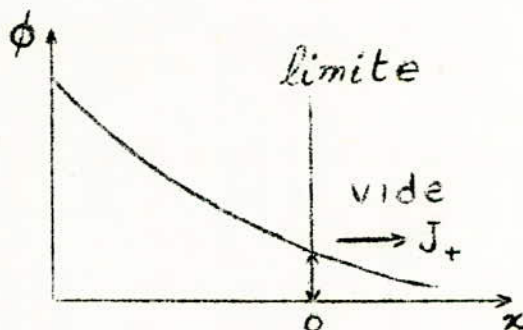
$$L^2 = \frac{1}{K^2} = \frac{\lambda_a \lambda_{tr}}{3}$$

$$L = \left(\frac{\lambda_a \lambda_{tr}}{3} \right)^{1/2}$$

L est appelée longueur de diffusion .

La longueur de diffusion est donc la racine du 1/6 du carré moyen du trajet rectiligne total du neutron . La longueur de diffusion intervient dans le calcul des dimension des réacteurs .

3- 4 Coefficient de Réflexion



Lorsque le milieu considéré n'est pas infini, le flux à la limite n'est pas nul. Il y'a donc à cet endroit un courant de neutrons J_+ vers le vide mais, il n'y a aucun courant J_- en sens inverse. Pour y remédier, on remplace le vide par un corps diffusant qui réfléchira les neutrons, c'est à dire créera un flux J_- . On constitue ainsi un réflecteur qui sera défini par son coefficient de réflexion ou Albédo, que l'on notera par : β

$$\beta = \frac{J_-}{J_+}$$

En remplaçant J_+ et J_- PAR leur valeur on aura :

$$\beta = \frac{\phi/4 + \lambda_{tr}/6 (\partial\phi/\partial x)}{\phi/4 - \lambda_{tr}/6 (\partial\phi/\partial x)}$$

Albédo infini :

$$\text{on a : } \phi = A_1 \exp(-Kx)$$

$$\beta = \frac{A_1 \exp(-Kx) (1/4 - K \lambda_{tr}/6)}{A_2 \exp(-Kx) (1/4 + K \lambda_{tr}/6)}$$

$$\beta = \frac{3 - 2\lambda_{tr}K}{3 + 2\lambda_{tr}K}$$

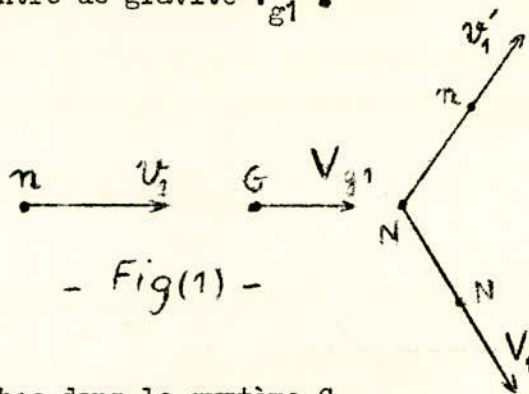
C'est l'albédo d'un milieu infini.

Pour l'eau $\beta = 0,82$. C'est à dire, si le réflecteur est constitué par une masse infinie, alors 82% seulement des neutrons reviendraient dans le milieu diffusant.

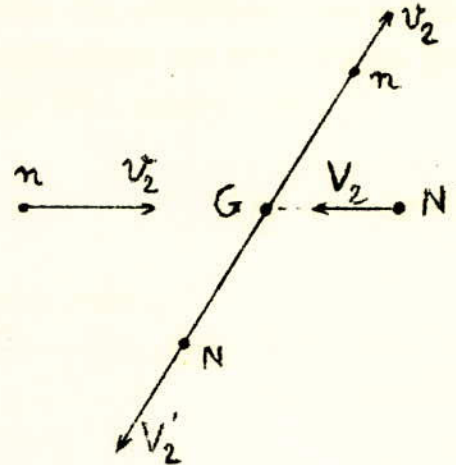
1 - Etude du choc ralentisseur

On n'étudiera que les chocs élastiques, soumis aux lois de la mécanique classique. La diffusion inélastique ne joue en effet de rôle dans les modérateurs usuels qu'au-dessus de 1 Mev et les neutrons ne conservent que très peu de temps une énergie de cette valeur (cet ordre). On supposera en outre le noyau modérateur immobile .

Soient les fig(1) et (2) respectivement choc dans le système L (Labo.) et choc dans le système C (Centre de Masse). Dans ces figures, n est le neutron de masse 1, N est le noyau de masse A, G est le centre de gravité. La vitesse du neutron dans le système L est v_1 , celle de N $V_1=0$, et celle du centre de gravité V_{g1} .



- Fig(1) -



- Fig(2) -

Choc dans le système C

- La vitesse du neutron est :

$$v_2 = v_1 - \frac{v_1}{A+1} = \frac{Av_1}{A+1}$$

- La vitesse du noyau est :

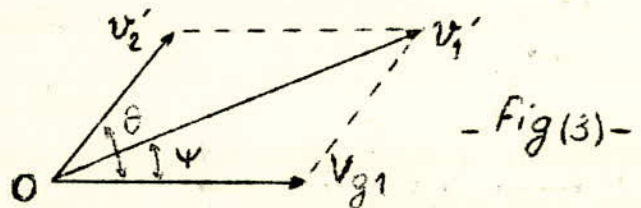
$$V_2 = 0 - \frac{v_1}{A+1} = - \frac{v_1}{A+1}$$

En appliquant les lois de chocs classiques on obtient :

$$v_2 = v_2' \quad \text{et} \quad V_2 = V_2'$$

Les vitesses des deux particules ne changent pas en grandeur, mais leur direction fait un angle θ arbitraire avec la direction initiale .

Choc dans le système L



- Fig(3) -

Vitesse du neutron : $\vec{v}'_1 = \vec{v}_{g1} + \vec{v}'_2$; ($v_{g1} = \frac{v_1}{A+1}$ vitesse de G dans L)
 \vec{v}'_2 faisant un angle θ avec \vec{v}_{g1}

$$(v'_1)^2 = \left(\frac{Av_1}{A+1} \right)^2 + \left(\frac{v_1}{A+1} \right)^2 + \frac{2Av_1^2}{(A+1)^2} \cos \theta$$

$$= v_1^2 \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A+1)^2}$$

$$v'_1 \cos \Psi = v'_2 \cos \theta + v_{g1}$$

Soit

$$\cos \Psi = \frac{1 + A \cos \theta}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \theta + 1}}$$

Angle moyen de diffusion Ψ

$$\overline{\cos \Psi} = \int_0^\pi \frac{1 + A \cos \theta}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \theta + 1}} \frac{\sin \theta d\theta}{2}$$

$$\overline{\cos \Psi} = \frac{2}{3A}$$

Valeur moyenne de la perte d'énergie

soit E_1 et E les énergies avant et après le choc. Soit ξ la perte logarithmique moyenne (le calcul de la valeur moyenne de la perte d'énergie se fait dans une échelle logarithmique) .

posons $x = \frac{A^2 + 2A \cos \theta + 1}{(A+1)^2}$ $dx = - \frac{2A \sin \theta d\theta}{(A+1)^2}$

et $\alpha = (A-1)^2 / (A+1)^2$

nous aurons $\xi = (A+1)^2 / 4A \int_1^\alpha L x dx$

Après intégration : $\xi = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} L x$

La perte logarithmique moyenne d'énergie est la même à chaque choc , indépendante de l'énergie initiale. Elle est caractéristique de la masse du noyau diffusant .

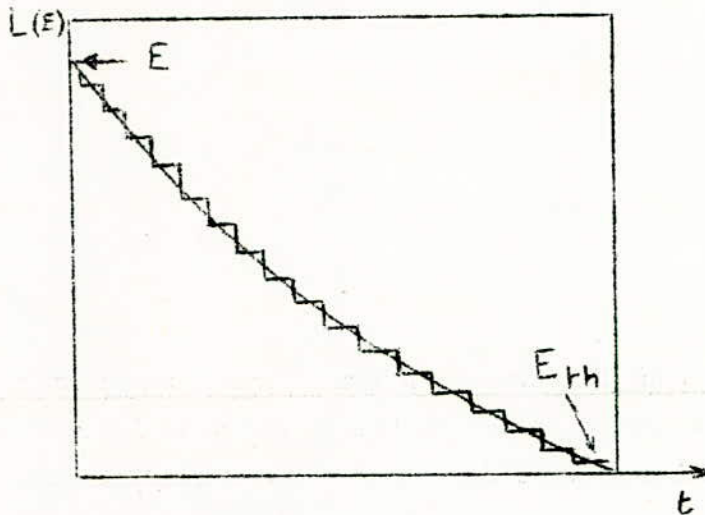
Pour $A \geq 10$, la valeur approchée de ξ est : $\xi = 2/(A + 2/3)$

2 - Distribution spatiale au cours du ralentissement: Méthode de l'Age de Fermi

Pour pouvoir calculer les fuites en cours du ralentissement et par suite les dimensions critiques des réacteurs, il faut connaître les lois de diffusion des neutrons pendant cette phase .

La méthode de l'age de Fermi s'applique aux modérateurs dans lesquels le ralentissement se fait par étapes suffisamment nombreuses pour pouvoir être remplacées par une variation continue (fir(4)).

Si l'on représente l'énergie en fonction du temps, on observe une courbe en escalier dont les marches ~~logarithmiques de E~~ et dont seraient d'égale hauteur dans une représentation logarithmique de E et dont la longueur augmente - la vitesse diminue, les chocs se rarifient si Σ_d est à peu près constant -



- fig(4) -

Ralentissement sans absorption

En un temps dt , le neutron effectue un parcours $v \cdot dt$ subissant $v \cdot dt / \lambda_d$ collisions qui, chacune entraîne une variation d'énergie $\frac{2}{3}$, donc au total

$$dL(E) = \frac{dE}{E} = -\frac{2}{3} \frac{v \, dt}{\lambda_d}$$

$$\text{or } v^2 = \frac{2E}{m} \longrightarrow \frac{dE}{E^{3/2}} = -\left(\frac{2}{m}\right)^{1/2} \frac{2}{3} dt$$

Donc la variation d'énergie dans le temps s'écrit en intégrant :

$$E^{-1/2} = E_0^{-1/2} = \frac{2}{3} \frac{1}{\lambda_d} \left(\frac{1}{2m}\right)^{1/2} t$$

L'équation de diffusion à chaque niveau d'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial n(E)}{\partial t} = \frac{\lambda_{tr}}{3} \cdot \nabla^2 \phi(E)$$

Or $\phi = nv$; ϕ étant proportionnel à q à chaque énergie :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\lambda_{tr}}{3} \nabla^2 q$$

ou encore $-\frac{E_0}{\lambda_d} \frac{q}{E} = \frac{\lambda_{tr}}{3} \nabla^2 q$

Soit τ la nouvelle variable avec $d\tau = -\frac{\lambda_d \cdot \lambda_{tr}}{3 \frac{E_0}{E}} \cdot \frac{dE}{E}$

On définit l'Age de Fermi en considérant $\tau = 0$ pour λ_d et λ_{tr} constants à l'énergie initiale $E = E_0$.

$$\tau = \frac{\lambda_{tr}}{3} \left(\frac{\lambda_d L}{\frac{E_0}{E}} \right) \quad \text{d'où l'équation de l'Age de Fermi :}$$

```

*****
**          **
**          **
**          **
**          **
**          **
**          **
**          **
**          **
**          **
**          **
**          **
**          **
**          **
**          **
*****
    
```

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} = \nabla^2 q$$

Dimension de τ en (L²)

a - Signification de l'age de FERMİ :

τ a les dimensions d'une longueur au carré mais il est cependant lié à la durée du ralentissement. Il peut s'écrire aussi :

$$\tau = \int_0^{\infty} \lambda_{tr} v dt / 3$$

Il croit au fur et à mesure que le neutron prend une énergie E plus petite et que la distance en zigzag croit.

b - Longueur de ralentissement :

Par analogie avec la longueur de diffusion, τ est défini à $E = E_{th}$. grâce au calcul du carré moyen du chemin à vol d'oiseau parcouru de la fission à la thermicité.

En résolvant l'équation de l'âge de Fermi , on obtient:

$$\bar{r}^2 = 6\tau_{th} \text{ d'où :}$$

$$L_r = \sqrt{\tau_{th}} \quad L_r = \text{longueur de ralentissement .}$$

c - Longueur de migration :M

La "migration" totale d'un neutron comprend son ralentissement et sa diffusion thermique ; on a alors :

$$M^2 = L^2 + L_r^2 = L^2 + \tau_{th}$$

1 - Facteur de multiplication

L'uranium 235 subit une fission sous l'action d'un neutron thermique . Cette fission donne lieu en particulier, à l'émission de deux(2) ou trois neutrons rapides.

Si au moins un de ces neutrons rapides, sous l'action d'un ralentisseur, passe à l'état thermique , il pourra à son tour provoquer une nouvelle fission ; et le cycle recommence : on obtient alors une réaction en chaîne.

Mais il existe pour le neutron de fission , des chances de subir d'autres sorts :

- * S'évader du réacteur à tous les niveaux d'énergie .
- * ~~Être~~ absorbés par les matériaux de structure, par les produits d'empoisonnement (xénon, samarium) .
- * Captés au cours du ralentissement par l'^U238 qui possède une forte section efficace (appelée trappe), pour des neutrons dont l'énergie est de quelques eV , donc pour les neutrons non encore thermalisés.

Soit f la probabilité de capture du neutron thermique ou encore :

Facteur d'utilisation thermique .

Cette capture peut donner naissance à une fission , et en moyenne, à η neutrons rapides (émis).

Soit p la probabilité pour que le neutron échappe à la trappe d'^U238 pendant son ralentissement . Soit ϵ la probabilité non nulle de fission du neutron rapide . Dans ces conditions , le neutron émis dans le réacteur aura une probabilité moyenne de donner naissance à K_{∞} neutrons .

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

Formule des 4 facteurs que nous expliciterons en détail dans la suite de notre étude .

Dans cette considération , le milieu est bien sûr infini donc sans évasions.

Si l'on tient compte du fait que le réacteur et les dimensions choisies pour le milieu multiplicateur, on introduit la probabilité F pour que le neutron émis revienne ou reste dans le milieu multiplicateur .

Le facteur de multiplication effectif sera défini par:

$$K_{eff} = K_{\infty} \cdot F$$

C'est aussi le rapport entre les populations de deux générations successives de neutrons.

Si $K_{eff} > 1$? Etat Supercritique

D'une génération à l'autre, le nombre de neutrons croît .

Si $K_{eff} = 1$ Etat critique : le nombre de neutrons est constant.

Si $K_{eff} < 1$ Etat sous-critique : le nombre diminue .

2 - Vie moyenne d'un neutron :

La vie moyenne d'un neutron est le temps Θ qui s'écoule, en moyenne, entre sa naissance par fission et sa disparition en provoquant une autre fission . Le temps varie donc en fonction de la configuration du réacteur . L'ordre de grandeur de la vie moyenne de neutrons prompts est :

$\Theta = 10^{-3}$ s, pour un réacteur à uranium naturel et graphite .

$\Theta = 10^{-4}$ s, " " " " " enrichi et eau légère .

3 - Neutrons de sources

Les sources de neutrons peuvent être :

- Soit intrinsèques au réacteur . Il proviennent alors de fissions spontanées de l'uranium 238, ou de la photo-désintégration sous l'influence des rayons γ énergétiques .

- Soit introduites volontairement, sous forme de mélange : siège de réactions (α, n) , (plutonium-béryllium) ou (radium-béryllium) et de " (γ, n) , (antimoine-béryllium ou sodium-béryllium) .

4 - Réactivité :

On définit la réactivité par excès par :

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

C'est l'accroissement en nombre de neutrons entre deux générations successives .

Le terme réactivité, tout court, est l'accroissement relatif du nombre de neutrons de deux populations successives . on le note : ρ

$$\rho = \frac{K_{eff} - 1}{K_{eff}}$$

Comme K_{eff} est très voisin de l'unité (1), on confondra dans la plupart des cas $K_{eff} - 1$ et ρ . Ce terme est la contraction "réactivité par excès" .

Unités de la réactivité:

a - p.c.m (un pour cent mille) en France .

b - Dans les pays anglo-saxons, on utilise : le In-hour réactivité donnant au réacteur une période d'une heure .

1 In-hour = 2,6 p.c.m

c - Le Dollar = réactivité exprimée en fonction de la fraction β des neutrons retardés . 1 dollar = β

d - Le Cent : équivalent de 0,01 dollar = $\beta/100$

5 - Comportement sans neutrons retardés et source extérieure

C'est le cas purement théorique qui simplifie la compréhension des des phénomènes.

Si n désigne le nombre de neutrons : ... présents dans le réacteur à un instant t .

- Le taux de perte en neutrons par seconde sera : n/θ .

- Le taux de production en neutrons par seconde : Kn/θ

Le taux d'accroissement = (taux de production - taux de perte) .

$$\frac{dn}{dt} = \frac{Kn}{\theta} - \frac{n}{\theta}$$

Si $t = 0$, $n = n_0$, alors $n = n_0 \exp((K-1/\theta)t)$

ou encore

$$n = n_0 \exp(\delta K \cdot t / \theta)$$

Si δK est constant, le nombre total de neutrons contenus dans un réacteur, de même que le flux de neutrons en tous points, varie exponentiellement au cours du temps.

Pour des valeurs faibles de δK , le nombre de neutrons représente également le nombre de fissions, d'où la puissance du réacteur. Cette dernière obéira donc à la même loi (une fission équivaut à une énergie de 198 MeV, d'où $1 \text{ W} = 3 \cdot 10^{10}$ fissions/s) .

Par définition la période du réacteur est :

$$T(s) = \frac{\theta}{K-1} = \frac{\theta}{\delta K}$$

C'est le temps nécessaire pour que la densité neutronique varie d'un facteur e . On définit le temps de doublement t_d , comme le temps nécessaire pour que la densité neutronique soit doublée :

$$\text{Log}(n/n_0) = t_d/T = \text{Log } 2$$

$$\text{d'où } t_d = 0,693 T$$

Exemple numérique :

Pour un saut de réactivité positif de $\delta K = 500$ p.c.m. avec $\theta = 10^{-3}$ s (uranium naturel - graphite) ; on a :

$$T = \frac{\theta}{\delta K} = \frac{10^{-3}}{0,005} = 0,2 \text{ s}$$

$$\text{et } \frac{n}{n_0} = \exp(5t)$$

C'est-à-dire qu'en une seconde, la densité neutronique, donc la puissance du réacteur est multipliée par $\exp(5) \sim 150$.

On conclura qu'un tel réacteur hypothétique, puisqu'on ne tient pas compte des neutrons retardés, serait pratiquement incontrôlable.

6 - Comportement avec neutrons retardés et sans source extérieure

Le fonctionnement, encore hypothétique, est cependant analogue à celui du réacteur fonctionnant à une puissance bien supérieure à celle que donnent les sources. Dans un réacteur à régime stable, le flux neutronique se décompose en neutrons prompts, issus directement de la fission et en neutrons retardés provenant de m groupes producteurs.

Après une faible variation de la réactivité faisant suite à un régime, on peut dire que le taux de production Kn/θ des neutrons dans le réacteur doit être considéré comme la somme :

- du taux de production de neutrons prompts $Kn(1 - \beta)/\theta$,

- et du taux de production de neutrons retardés provenant du nombre C_i de producteurs du groupe i , dont la constante de désintégration radioactive est λ_i , soit $\sum_{i=1}^m \lambda_i C_i$.

Le taux de variation du nombre total des neutrons est égal au taux de production diminué du taux de perte.

$$\frac{dn}{dt} = \frac{Kn(1-\beta)}{\theta} + \sum_1^m \lambda_i c_i - \frac{n}{\theta}$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n}{\theta} (K(1-\beta) - 1) + \sum_{i=1}^m \lambda_i c_i$$

Pour δK faible, K voisin de 1 on écrira :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta K - \beta}{\theta} n + \sum_1^m \lambda_i c_i$$

Le taux de production en neutrons retardés d'un groupe i équivaut au taux de décroissance des producteurs de ce groupe i , soit $\lambda_i c_i$

Le taux de formation de ces mêmes producteurs sera proportionnel au taux de production des neutrons dans le réacteur, Kn/θ , et au rendement particulier β_i du groupe i , soit $Kn\beta_i/\theta$ (avec $\beta = \sum_1^m \beta_i$).

Donc le taux de variation des producteurs du groupe i , ou encore, la variation de la concentration de ce producteur, $dc_i/dt =$ taux de formation - taux de décroissance

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{Kn}{\theta} \beta_i - \lambda_i c_i$$

Pour K voisin de 1 on écrira : $dc_i/dt = n\beta_i/\theta - \lambda_i c_i$

7 - Comportement avec neutrons retardés et sources extérieures

Si les sources émettent S neutrons par seconde et que ces neutrons sont dans la catégorie des neutrons prompts, on aura donc :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n}{\theta} (K(1-\beta) - 1) + \sum_1^m \lambda_i c_i + S$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{Kn\beta_i}{\theta} - \lambda_i c_i$$

Ces 2 relations constituent les équations fondamentales de la cinétique des réacteurs.

Déterminons pour quelle valeur de K , les conditions d'équilibre correspondant à une puissance constante, peuvent être remplies; $dn/dt = 0$, $dc_i/dt = 0$, on aura :

$$\frac{Kn\beta_i}{\theta} = \lambda_i c_i \quad \text{ou} \quad \frac{Kn\beta}{\theta} = \sum_1^m \lambda_i c_i$$

$$\text{et} \quad \frac{dn}{dt} = \frac{n}{\theta} (K(1-\beta) - 1) + \frac{Kn\beta}{\theta} + S$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{n}{\theta} (K - 1) + S = 0$$

$$\text{soit } n = \frac{S_0}{1 - K} = - \frac{S_0}{\delta K}$$

Cette relation ne peut être satisfaite que si $\delta K < 0$; c'est-à-dire qu'un réacteur de puissance constante est en fait sous-critique en raison de la présence des sources et que sa réactivité est $\delta K = - S_0/n$; de même, un milieu sous-critique agit comme un amplificateur de neutrons de coefficient $e / (1-K)$.

8- Effet de la température

Les variations de température, principalement celles du combustible et du modérateur, influent sur le fonctionnement du réacteur par modification de la réactivité.

Certains termes de la définition de réactivité $K_{eff} = \eta \cdot \epsilon \cdot p \cdot f \cdot I$ sont particulièrement affectés :

- la variation de la vitesse relative des noyaux et neutrons, ou effet Doppler, modifie le facteur anti-trappe p de l'uranium 238.

- f et η , respectivement probabilité de capture du neutron thermique dans l'uranium et nombre de neutrons émis par fission, dû à un neutron thermique après cette capture, varient avec les différentes sections efficaces. Or, celles-ci sont fonctions de l'énergie, donc de la température des neutrons.

Il en est de même pour différentes constantes physiques caractérisant le réacteur telles les dimensions géométriques (Laplacien) et les densités des matériaux le composant. Les coefficients exprimant les effets de la température varient donc d'un réacteur à l'autre, mais négatifs en général.

L'effet global sur la réactivité s'exprime sous la forme :

$$\delta K = \delta K_0 - \alpha_u (T_u - T_{u0}) + \alpha_m (T_m - T_{m0})$$

avec : α_m et α_u les coefficients respectifs de température de l'uranium et du modérateur, exprimés en réactivité par °C.

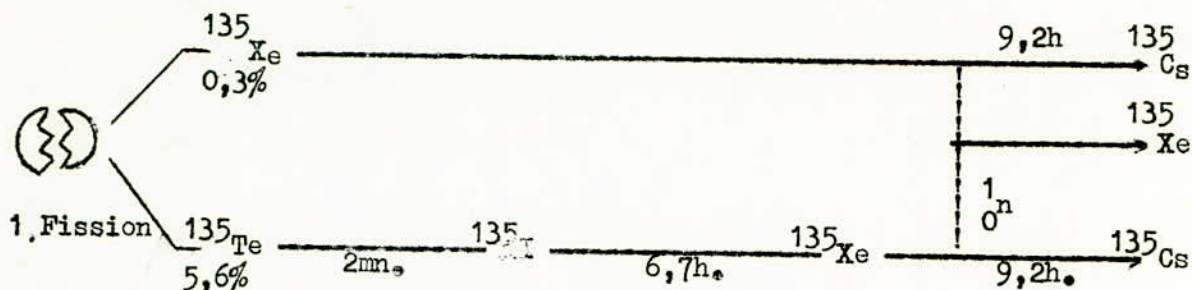
T_u ET T_m leurs températures moyennes, exprimées en °C au point de référence.

9- Empoisonnement:

On appelle poisons certains produits de fission possédant de fortes sections efficaces d'absorption pour les neutrons thermiques.

Les principaux sont le Xénon 135 et le Samarium 139 dont les sections efficaces sont de $3,5 \cdot 10^6$ barns pour le Xénon et de $7,7 \cdot 10^4$ barns pour le Samarium.

Schéma de formation et de décroissance du Xénon 135 .



La vie moyenne du Te 135 étant faible devant celle de l'I135, on peut considérer que l'I 135 est le produit directement créé lors de la fission. Soit I nombre d'atomes de l'I135 présents par cm^3 .

λ_i constante radioactive

ϕ Le flux

Σ_f Section efficace macroscopique de fission .

La variation de la concentration de l'I135 est donnée par:

$$\frac{dI}{dt} = 0,056 \Sigma_f \phi - \lambda_i I$$

La variation de la concentration du Xe 135 créée directement par fission est:

$$\frac{dX}{dt} = \lambda_i I + 0,003 \Sigma_f \phi + \lambda_x X - \sigma_x \phi X$$

Où X: nombre d'atomes du Xe135 présents par cm^3

λ_x : constante radioactive du Xe 135

σ_x : section efficace de capture du Xe 135

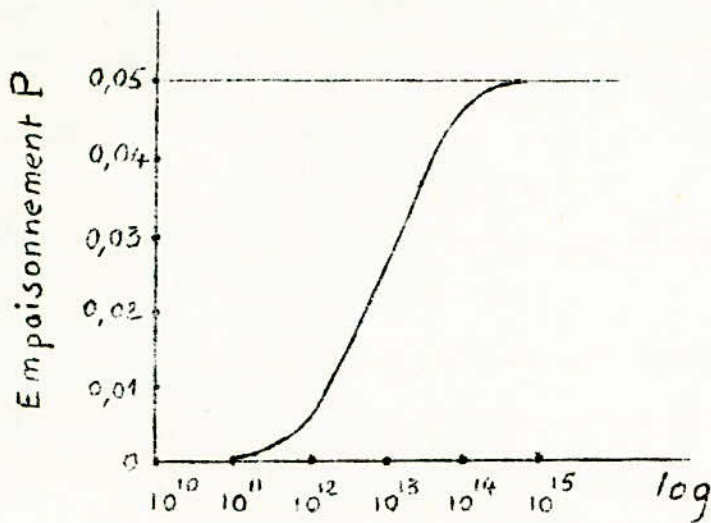
A l'aquilibrium, on peut écrire, d'après les deux(2) relations précédentes

$$X = \frac{0,059 \Sigma_f \phi}{\lambda_x + \sigma_x \phi}$$

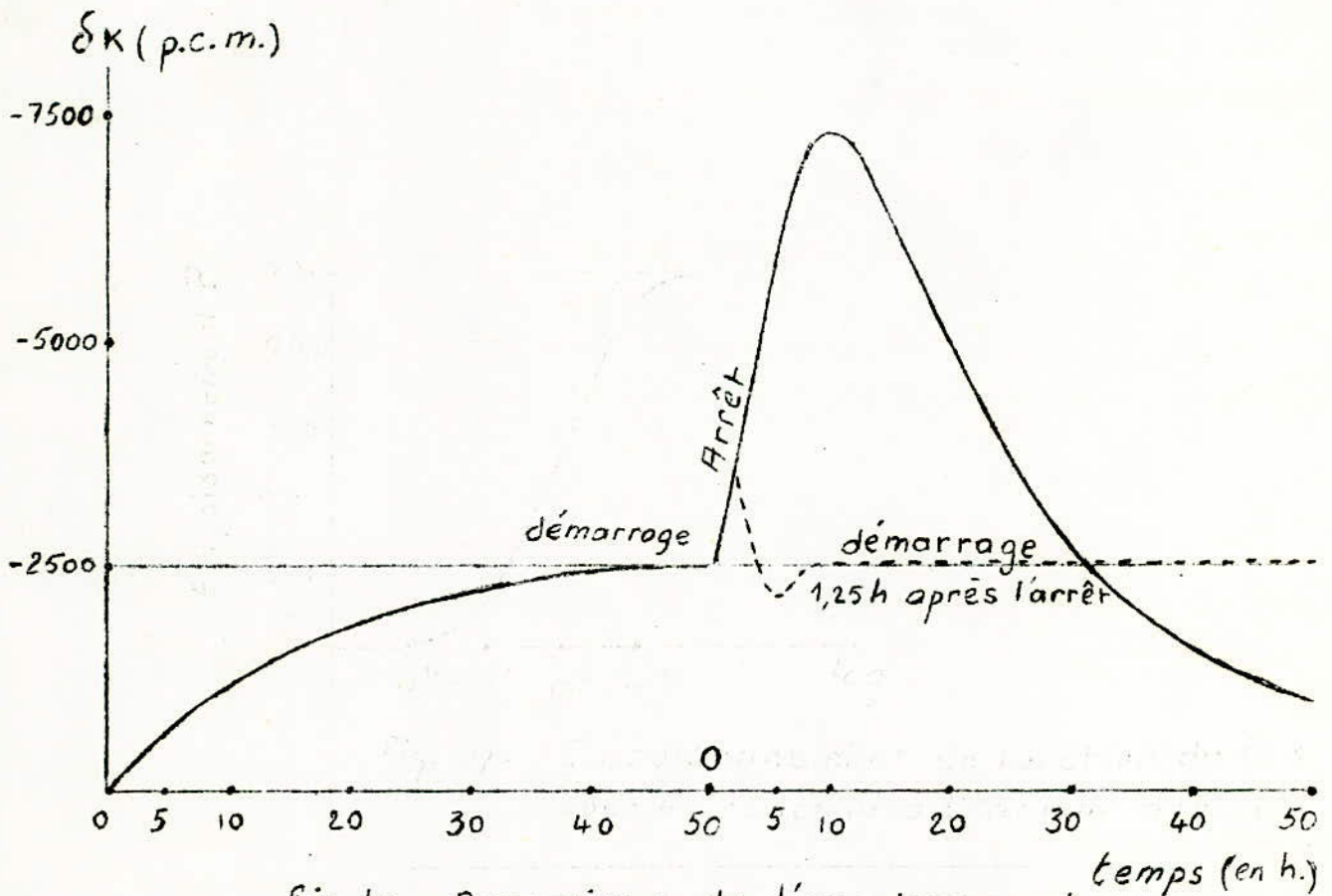
L'empoisonnement P est défini comme étant le rapport entre le nombre de neutrons absorbés par le poison et le nombre de neutrons absorbés par l'U. si Σ_t est la section efficace totale de l'Uranium (Fission+ capture) on a :

$$P = \frac{\sigma_x X}{\Sigma_t} = \frac{0,059 \sigma_x \Sigma_f \phi}{\Sigma_t (\lambda_x + \sigma_x \phi)}$$

La fig a) représente l'empoisonnement P en fonction du flux. En pratique, P représente la perte de réactivité, due à l'empoisonnement, si l'on néglige les captures dans le modérateur.



- Fig. a/ - Empoisonnement en fonction du flux pour un réacteur à Uranium naturel



- Fig. b/ - Dynamique de l'empoisonnement au Xénon.

L'effet de l'empoisonnement est particulièrement lors des grosses variations de flux, par exemple au démarrage ou à l'arrêt du réacteur (fig b) .

P s'accroît dès le démarrage et atteint sa valeur d'équilibre d'autant plus rapidement que le flux est élevé.

Après un arrêt brutal du réacteur, l'I 135 existant au moment de l'arrêt continue en décroissant, d'assurer la formation du Xe 135 .

La destruction de ce dernier par capture α , par contre, cesse. De ce fait la concentration en Xe 135 s'élève rapidement, atteint un maximum (de l'ordre de - 7000 p.c.m., pour un réacteur à uranium naturel fonctionnant à flux maximal de 10^{13} n/cm²,s), puis décroît lentement avec sa période propre .

La perte de réactivité due aux poisons doit être compensée par une action correspondante sur les barres dites de COMPENSATION, et l'on conçoit que le démarrage d'un réacteur encore empoisonné n'est possible que s'il a été construit avec suffisamment d'excédent de réactivité .

DEUXIEME PARTIE

ETUDE DU REACTEUR

- INTRODUCTION
- NOTIONS ET PRINCIPE DES REACTEURS NUCLEAIRES
- PRESENTATION DU PROJET
- CALCUL NEUTRONIQUE
- CONCLUSION

- INTRODUCTION -
=====

Le marché de la chaleur à basse température, dans la gamme de 100 à 200° C, est considérable, tant pour le chauffage urbain que pour certaines applications industrielles. La température de 110° C constitue un seuil au-delà duquel la réglementation liée à la sécurité est beaucoup plus astreignante.

Aussi, l'ensemble des réseaux admet-il essentiellement deux types de régimes:

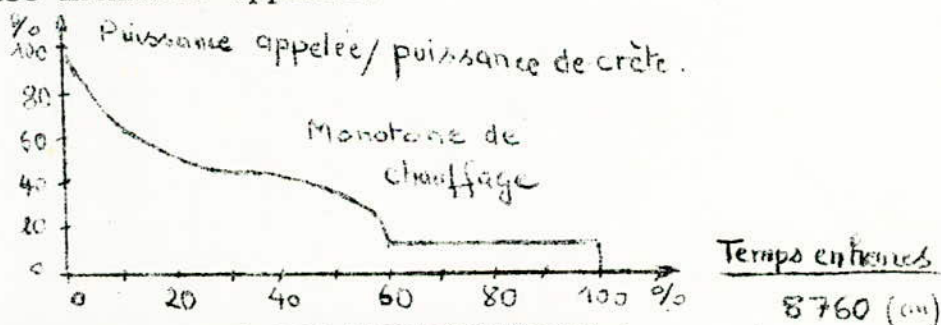
- La majorité des réseaux fonctionnent à basse pression, la température de départ étant voisine de 110° C et celle de retour de 70° C.

- Les grands réseaux distribuent de l'eau sous pression à 180° C ou 200° C avec une température de retour de 100° C.

Un tel marché justifie l'emploi de réacteurs nucléaires spécialisés .

La caractéristique primordiale de ces réacteurs doit être surtout la sûreté, outre bien sûr la simplicité et le coût minimum d'installation et d'exploitation.

Il serait très pénalisant de concevoir le réacteur pour la puissance maximale appelée.



- DEUX SOLUTIONS SONT ALORS ENVISAGEABLES :

- 1 - Prévoir le réacteur pour la production de base et laisser à la chaufferie classique le soin de satisfaire les pics de la demande.

Les réseaux à haute pression fonctionnant entre 90° C et 190°C_H pourraient ainsi accueillir un réacteur fournissant de l'eau à 140°C ceux à basse pression fonctionnant entre 70 et 110° C, se contenteraient d'un réacteur produisant de l'eau à 90 ou 100°C.

2 - Prévoir le réacteur pour fournir la totalité de l'énergie.
Des réservoirs sont alors nécessaires pour stocker l'eau chaude produite pendant les périodes de faible demande et la restituer par la suite.

A la limite, on peut imaginer le réacteur dimensionné pour la puissance moyenne annuelle (soit au tiers de la puissance de crête) et fonctionnant dans des conditions constantes, indépendantes de la demande.

- CONSIDERATIONS ECONOMIQUES :

En comparaison avec les chaufferies classiques (charbon, pétrole, gaz naturel) les prix de revient d'installation sont nettement supérieurs, mais à voir l'évolution des prix de ces matières premières dans le marché mondial, il est tentant même raisonnable d'opter pour les réactions nucléaires répondant à de tels débouchés.

Une étude statistique préalable aurait pu déterminer le temps de recouvrement des dits investissements dans les installations de ces réacteurs parce que le coût de l'exploitation sera bien réduit grâce à leur automatisation, à la suppression des circuits d'alimentation et d'évacuations des produits de combustion et par conséquent à l'encombrement.

Le prix de ces derniers avec celui de l'uranium sera aussi une base pour la comparaison.

Le but de ce projet est l'étude d'un réacteur à eau légère de 100MW destiné au chauffage urbain.

Ce réacteur doit fournir de la chaleur dans d'excellentes conditions de sûreté (car il est appelé à fonctionner à proximité des sites habités) et à prix modéré.

A - PRINCIPE DES REACTEURS

Le réacteur a pour but de produire de l'énergie calorifique dont la source réside dans la fission de noyaux fissiles :

- Uranium 235
- Plutonium 239

Pour établir le bilan d'une réaction de fission dans un réacteur nucléaire, il faut prendre en considération un certain nombre de critères :

- 1) Certains neutrons sont captinés dans l'Uranium 238 sans produire de fissions.
- 2) D'autres sont absorbés par les matériaux de structure ou s'échappent du coeur (donc perdus).

Ainsi une condition nécessaire pour le fonctionnement d'un réacteur nucléaire est qu'il existe une masse minimale de matière fissible (masse critique) pour un volume donné.

La concentration d'US dans l'uranium naturel étant faible, pour réaliser une réaction de fission il faut donc artificiellement :

- 1) Soit augmenter la concentration en Uranium 235 (c'est l'enrichissement).
- 2) Soit diminuer l'énergie de neutrons au moyen d'un modérateur d'où passage à un état thermique.

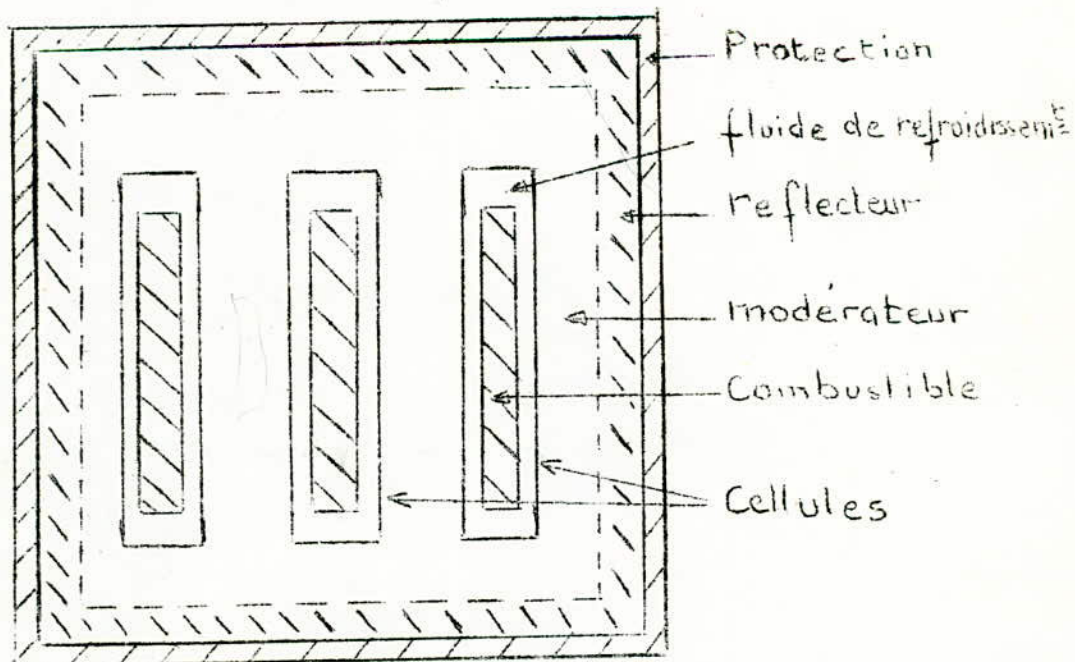
B - CLASSIFICATION DES REACTEURS :

Il existe deux types de réacteurs :

- 1) Ceux utilisant le plus directement les neutrons de haute énergie, issus de fissions, dont le combustible doit être enrichis suffisamment (15%).
- 2) Ceux qui utilisent un modérateur (réacteurs à neutrons thermiques), dont le combustible peut être de l'Uranium naturel.

c- SCHEMA SYNOPTIQUE DE REACTEURS NUCLEAIRES

- 1) Un réacteur nucléaire se présente comme un ensemble de cellules élémentaires formées de longs crayons ou d'aiguilles de combustible dont la surface est léchée par un fluide de refroidissement.
- a) Les cellules sont régulièrement réparties au sein du modérateur pour les réacteurs à neutrons thermiques.
- b) Les réacteurs à neutrons rapides ne possèdent pas de modérateur.
- c) L'ensemble de ces cellules constituent le coeur. Il est entouré d'un réflecteur (qui limite les fuites neutroniques) et d'une protection biologique (béton) contre les rayonnements.
- d) Les barres de contrôle, constituées d'éléments absorbants de neutrons introduites dans le coeur pour arrêter, ou mettre en marche le réacteur et surtout pour régler et maintenir le fonctionnement du réacteur à une puissance constante suivant leurs positions.
- e) Schéma de principe d'un réacteur à neutrons thermiques :



- 2) LE COEUR : C'est la partie la plus importante d'un réacteur. Il est constitué de l'ensemble des éléments combustibles refroidis par un fluide approprié et enveloppés dans une gaine métallique.
- 3) FLUIDE DE REFROIDISSEMENT : on utilise :
- L'eau ordinaire
 - L'eau lourde
 - CO₂ , Hé (gaz)
- 4) MODERATEUR :
- Eau ordinaire
 - Eau lourde
 - Graphite
- 5) Le réflecteur qui entoure le coeur est constitué du même matériau que le modérateur.

D- DIFFERENTES FILIERES DE REACTEURS NUCLEAIRES

Compte tenu des considérations précédentes, nous pouvons dégager la classification suivante :

1°) Réacteur à uranium naturel, gaz, graphite (UN.GG)

- Combustible : Uranium naturel
- Fluide de refroidissement : gaz
- Le modérateur en graphite

Le type de filière est délaissé.

2°) Réacteurs à eau légère :

Caractéristiques :

Combustible : UO_2 légèrement enrichi

Modérateur : eau ordinaire

Fluide de refroidissement : eau ordinaire

On distingue 3 types de ces filières mises au point aux USA.

- Réacteur piscine
- réacteur à eau piessurisée (P.W.R.)
- réacteur à eau bouillante (Building Water Reactors ou B.W.R.)

3°) Réacteurs à eau lourde (D_2O)

Les mêmes caractéristiques avec D_2O à la place de l'eau ordinaire.

4°) Réacteurs à haute température : (H.T.R.)

Combustible : Uranium très enrichi plus du Thorium sous forme de carbure.

Modérateur : en graphite.

Fluide de refroidissement : Trélium sous pression.

5°) Réacteurs à neutrons rapides : (surgénérateurs ou surrégénérateurs)

- Combustible : Oxyde mixte d'Uranium et de plutonium.
- Fluide de refroidissement : Sodium (ou gaz).

E- REACTION EN CHAINE ET FACTEUR DE MULTIPLICATION

I- Réaction en chaîne :

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

Pour produire et entretenir une réaction en chaîne, il faut connaître la variation du nombre de neutrons utiles entre 2 générations successives. On définit alors le facteur de multiplication noté K :

$$K = \frac{\text{nombre de neutrons utiles de la génération } i}{\text{nombre de neutrons utiles de la génération } (i-1)}$$

TROIS CAS SE PRESENTENT ALORS :

- 1) $K > 1$: La réaction diverge. Le système considéré est dit : "SUR-CRITIQUE". Le nombre de neutrons croit très rapidement d'une génération à l'autre.
- 2) $K < 1$: La réaction converge et s'éteint on a un régime "SOUS-CRITIQUE".
- 3) $K = 1$: Le nombre de neutrons demeure constant au cours des générations. La réaction s'entretient d'où l'obtention d'un régime "critique". C'est la condition de fonctionnement des réacteurs nucléaires.

II- CYCLE DE REPRODUCTION DES NEUTRONS THERMIQUES:

Le mécanisme de reproduction de neutrons peut s'illustrer par le schéma . Après

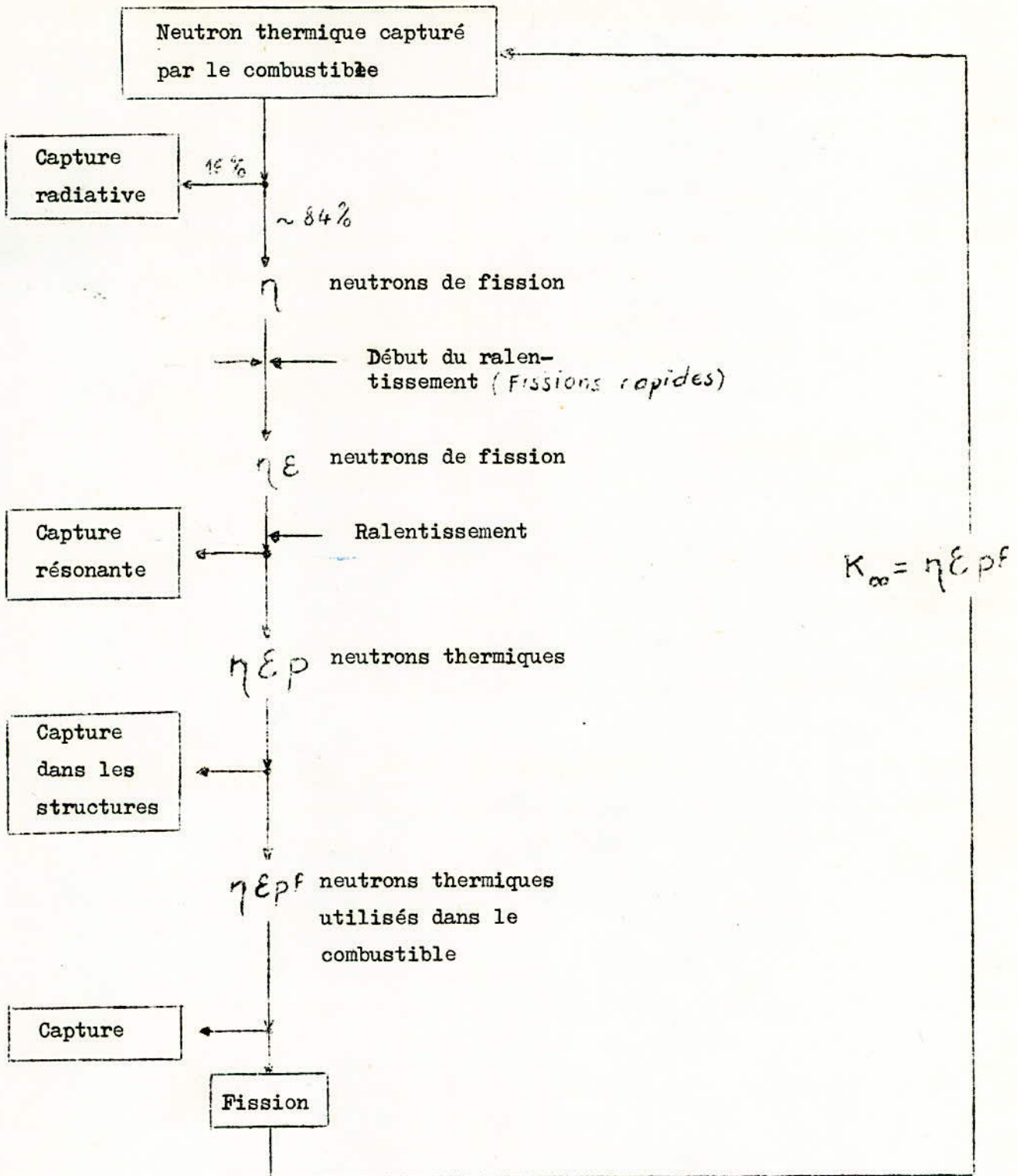
$$K_{INF} = \eta \epsilon p f$$

Il est calculé en négligeant les pertes c'est à dire en envisageant un milieu infini .

Dans un milieu infini , on considère K effectif .

$$\begin{array}{c} \text{*****} \\ * \quad \text{Keff} = K_{INF} \cdot F \quad * \\ * \text{*****} \end{array}$$

F = probabilité de non fuites (ou anti-fuites); elle est fonction de la géométrie du coeur .



III- FACTEUR DE MULTIPLICATION INFINI : KINF

D'après le schéma précédent, on écrit :

$$KINF = \eta \cdot \xi \cdot p \cdot f$$

Le coefficient de multiplication en milieu infini est calculé en supposant le coeur neutroniquement homogène.

La validité d'un tel calcul se limite donc, pour une géométrie donnée du coeur, aux enrichissements en uranium 235 tel que le libre parcours moyen d'absorption (λ_a) des neutrons à une énergie quelconque dans le combustible soit supérieur aux dimensions des éléments combustibles. Tant que $\lambda_a > e/2$ (e étant l'épaisseur de la plaque combustible plus celle de la gaine) une faible proportion de neutrons est absorbée. La probabilité d'absorption des neutrons par le combustible ou par le modérateur étant voisines, tout se passe comme si le combustible et le modérateur étaient intimement mélangés. Nous indiquerons par la suite l'enrichissement limite en deça duquel l'homogénéité neutronique du coeur n'est plus respectée

1) - Facteur de fission rapide : ξ

Un neutron absorbé par le combustible fissile engendre en moyenne η neutrons rapides possédant une énergie cinétique suffisamment élevée pour provoquer au cours du ralentissement (dans le modérateur) des fissions dites fissions rapides.

Mais la théorie à un groupe considère d'une part le neutron thermique et d'autre part le modérateur présent partout (milieu homogène). Donc le neutron ne peut rester rapide, ce qui nous fait prendre $\xi = 1$.

2) FACTEUR D'UTILISATION THERMIQUE : f

C'est le rapport du nombre de neutrons thermiques absorbés dans le combustible au nombre total de neutrons absorbés.

soit encore : $f = \frac{[N]}{[D]}$

$$f = \frac{N_{U235} \cdot (\sigma_a)_{U235} + N_{U238} \cdot (\sigma_a)_{U238} + N_{O2} \cdot (\sigma_a)_{O2}}{[N] + N_{H2O} \cdot (\sigma_a)_{H2O} + N_{Al} \cdot (\sigma_a)_{Al}}$$

N : Expression du numérateur

les sections efficaces étant thermiques.

3) FACTEUR DE MULTIPLICATION EN MILIEU INFINI DU A UN ISOTOPE CONSIDERE

ISOLEMENT $\eta = \eta$

$$\eta = \nu \cdot \frac{\sum_{\text{fission}}}{\sum_{\text{absorption}}} \quad \begin{array}{l} \text{on prend généralement} \\ \nu = 2,47 \end{array}$$

Nous remarquons que η et f dépendent des sections efficaces thermiques microscopiques d'absorption et de fission du combustible (fissile ou non fissile) c'est à dire de la concentration isotopique du modérateur (H_2O) et de la gaine (Al).

Aussi considère t-on généralement le calcul de $\eta \cdot f$

$$\eta \cdot f = \frac{\sum_{\text{cœur}}^{\text{cœur}} \text{fission}}{\sum_{\text{cœur}} \text{absorption}} \cdot \nu$$

ou

$$\eta \cdot f = \nu \cdot \frac{\sum_{\text{cellule}} f}{\sum_{\text{cellule}} \sigma_a}$$

CALCUL DU FACTEUR "ANTI-TRAPPE" : p

C'est la probabilité de sortir sans chocs du combustible.

La formule à considérer est :

$$p = \exp \left[- \frac{N_{U238} \cdot I_{\text{eff}}}{\frac{2}{3} \cdot \Sigma d} \right]$$

Σd = section efficace macroscopique totale de diffusion du groupe rapide / cm^3 de cellule

$\bar{\xi}$ est le pouvoir modérateur total.

$$\bar{\xi} = \frac{\xi(H_2O) \cdot \Sigma_d(H_2O) + \xi(Al) \cdot \Sigma_d(Al)}{\Sigma_d}$$

$$\xi(H_2O) = 0,92$$

$$\xi(Al) = 0,072$$

$\Sigma_d(H_2O)$, $\Sigma_d(Al)$ étant les sections efficaces macroscopiques de diffusion (respectivement de H_2O et de Al) du groupe "rapide" par cm^3 de cellule.

et I_{eff} = Intégrale de résonance effective :

Glasstone et Eddlund donnent une estimation empirique de l'intégrale de résonance mesurée pour des mélanges de UO_2 et de différents diffuseurs (H_2O , D_2O , C etc...)

$$I_{eff} = 3,9 \cdot \left(\frac{\Sigma_d}{N_{UR8}} \right)^{0,42}$$

F THEORIE DES REACTEURS NUCLEAIRES

Nous nous proposons dans cette étude de résoudre l'équation de diffusion (I). Aussi faut-il considérer dans une première approximation un milieu homogène c'est à dire que les noyaux Uranium, du modérateur et du réflecteur sont intimement mélangés dans le coeur du réacteur .

$$S + \frac{\lambda_T}{3} \nabla^2 \phi - \sum_a \phi = \frac{\partial n}{\partial t} \quad (I)$$

La discussion mathématique de cette équation se trouve alors soumise aux conditions aux limites du réacteur et, éventuellement à son fonctionnement, en tenant compte des fuites neutroniques, de l'usure du combustible et de l'empoisonnement occasionné.

I- THEORIE A UN GROUPE (Hypothèse)

Dans cette approximation, substitue au neutron réel, qui comporte une phase rapide (caractérisée par ξ , p , L_p) et une phase thermique (caractérisée par f , β , L), un neutron fictif qui jouit des propriétés suivantes:

- a- Il naît et reste thermique jusqu'à sa capture
 - b- Il donne par sa capture $K I N F$ neutrons
 - c- Il parcourt de sa naissance à sa capture une longueur de diffusion : L .
 - d- Les neutrons sont monocinétiques ($E = E_0$). Ces conditions sont les hypothèses de la théorie à un groupe.
- Ensuite nous passons à la théorie à deux groupes.

THEORIE A UN GROUPE

1) Equation de diffusion au régime critique :

Lorsque $K_{eff} = 1$, le nombre de neutrons se maintient indéfiniment constant on a alors :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = 0$$

l'équation de diffusion (I) devient :

$$S + \frac{\lambda_T}{3} \nabla^2 \phi - \sum_a \phi = 0$$

par hypothèse (théorie à un groupe) : $S = K_{\infty} \phi \sum_a$

d'où
$$\nabla^2 \phi + 3 \cdot \frac{(K_{\infty} - 1)}{\lambda_T} \sum_a \phi = 0$$

on pose : $B_m^2 = (K_\infty - 1) / L^2$ avec $L^2 = \frac{3 \Sigma_a}{\lambda_T}$

$$\nabla^2 \phi + B_m^2 \phi = 0 \quad (4)$$

Le coefficient de ϕ ne dépend que de la structure et des matériaux internes du réacteur et non des dimensions extérieures.

2) Conditions aux limites :

- $\phi = 0$ aux positions des parois augmentées des distances d'extrapolation.

Les solutions différentes de zéro ($\neq 0$) ne sont admises que pour certaines valeurs discontinues de B_i qui sont appelées valeurs propres de l'équation mathématique.

Les valeurs B_i ne dépendent que des formes extérieures du réacteur.

soit $B_g = \min \{ B_i \} = \text{laplacien géométrique.}$

La condition d'existence des solutions se traduit alors par :

$$B_m = B_g \text{ et } \nabla^2 \phi + B_g^2 \phi = 0 \quad (4)$$

Ce qui entraîne un régime critique..

Par contre : Si :

a - $B_m < B_g$: Les dimensions du réacteur sont trop petites pour la structure et les matériaux choisis.

K_∞ insuffisant \Rightarrow régime sous-critique.

b - $B_m > B_g$: K_∞ ou les dimensions sont trop grandes \Rightarrow régime sur-critique.

($K_{INF} = K_\infty = K$ en milieu infini) -

En régime critique, connaissant K_{INF} , on peut déterminer : B_g

$$K_{eff} = \frac{K_\infty}{1 + L^2 B_g^2} = 1 \implies B_g^2 = \frac{K_\infty - 1}{L^2}$$

$$B_m = B_g$$

II- CALCUL DU B_g POUR UN REACTEUR (PARALLELEPIPEDIQUE) :

Si a, b, c , sont ces dimensions, l'origine étant au centre du volume nous avons en coordonnées cartésiennes.

L'équation (4) devient pour $B_m = B_g$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + B_g^2 \phi = 0$$

laquelle se résoud en posant :

$$\phi = X(x) \cdot Y(y) \cdot Z(z)$$

$$\frac{1}{X} \cdot \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \frac{1}{Y} \cdot \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + \frac{1}{Z} \cdot \frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + B_g^2 = 0$$

ceci ne peut exister quelles que soient les valeurs x, y, z , que si chaque terme est constant

$$\frac{1}{X} \cdot \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} = -\alpha^2$$

par intégration $X = A \cos \alpha x + C \sin \alpha x$

Or l'origine est choisie au centre du volume où le jeu est maximum.

Par raison de symétrie, $C = 0$; pour $x = y = z = a/2$, $\phi = 0$

$$X = A \cos(2I + 1) \frac{\pi}{a} \cdot x$$

$$Y = A' \cos(2J + 1) \frac{\pi}{b} \cdot y \quad (I, J, K) \in \mathbb{N}^3$$

$$Z = A'' \cos(2K + 1) \frac{\pi}{c} \cdot z$$

l'équation de diffusion devient :

$$((2I + 1)^2 + (2J + 1)^2 + (2K + 1)^2) \frac{\pi^2}{a^2} = \frac{K - 1}{L^2} = B_g^2$$

Il existera une solution si $I = J = K = 0$; car le flux ϕ est positif à l'intérieur du réacteur

$$\phi(x, y, z) = \phi_0 \cos\left(\pi \cdot \frac{x}{a}\right) \cos\left(\pi \cdot \frac{y}{b}\right) \cos\left(\pi \cdot \frac{z}{c}\right)$$

d'où $B_g^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{c}\right)^2$; Pour $a = b = c = H$ (coeur cubique)

$$B_g = 3^{1/2} \frac{\pi}{H} = 3^{1/2} \frac{\pi}{(V_c)^{1/3}}$$

-III- THEORIE A DEUX GROUPEs

C'est un raffinement de la précédente. Elle conduit à une meilleure approximation, indispensable dans le cas des réacteurs à réflecteur.

Elle distingue deux groupes de neutrons :

- a) Les neutrons thermiques caractérisés par les coefficients λ_t, L, Σ_a , dont le flux est ϕ_{TH} et la source S_{TH} .

→ b) Tous les autres neutrons suivis de l'indice r

* leur longueur de ralentissement L_r

* leur disparition du groupe rapide Σ_r

$$S_{TH} = \text{nombre de disparitions} = \Sigma_r \cdot \phi_r$$

* leur libre parcours de transport λ_{Tr} défini par

$$L_r^2 = \frac{\lambda_{Tr}}{3 \Sigma_r}$$

* leur création provenant de l'absorption des neutrons thermiques par l'uranium 235

$$(c) \quad S_r = K_{\infty} \Sigma_a \phi_{TH}$$

On a alors les deux équations de diffusion suivantes :

$$(H) \quad \begin{cases} \frac{\lambda_r}{3} \cdot \nabla^2 \phi_{TH} + S_{TH} - \Sigma_a \cdot \phi_{TH} = 0 \\ \frac{\lambda_{Tr}}{3} \cdot \nabla^2 \phi_r + S_r - \Sigma_r \cdot \phi_r = 0 \end{cases}$$

Cherchons s'il n'est pas possible de ramener le problème à deux équations indépendantes du même type que celles trouvées dans la théorie à un groupe.

$$\nabla^2 \phi_{TH} + B_m^2 \phi_{TH} = 0$$

$$\nabla^2 \phi_r + B_m^2 \phi_r = 0$$

Identifions en portant les laplaciens ∇^2 définis précédemment, dans :

dans (H) par ceux de (c)

$$(H) \Leftrightarrow \begin{cases} \left(\frac{\lambda_r}{3} \cdot B_m^2 + \Sigma_a \right) \cdot \phi_{TH} = S_{TH} = \Sigma_r \cdot \phi_r \\ \left(\frac{\lambda_{Tr}}{3} \cdot B_m^2 + \Sigma_r \right) \cdot \phi_r = S_r = K_{\infty} \cdot \Sigma_a \cdot \phi_{TH} \end{cases}$$

Pour la compatibilité du système, on doit avoir :

$$\left(\frac{\lambda_{T_1}}{3} \cdot B_m^2 + \sum_a \right) \cdot \left(\frac{\lambda_{T_r}}{3} \cdot B_m^2 + \sum_r \right) = K_{\infty} \cdot \sum_a \sum_r$$

ou encore:

$$(L^2 \cdot B_m^2 + 1) \cdot (L_r^2 \cdot B_m^2 + 1) = K_{\infty}$$

On se ramène ainsi au problème précédent qui nécessite pour un fonctionnement normal du réacteur que B_g (la plus petite des valeurs propres B_i de l'équation mathématique posée au (II)) soit telle que : $B_g \gg B_m$

$$\nabla^2 \phi + B_g^2 \phi = 0$$

$$(L^2 \cdot B_g^2 + 1) \cdot (L_r^2 \cdot B_g^2 + 1) \ll K_{\infty}$$

d'où

$$\frac{K_{\infty}}{(1 + L^2 \cdot B_g^2) \cdot (1 + L_r^2 \cdot B_g^2)} \gg 1$$

La théorie à deux groupes revient à considérer :

- Les fuites de neutrons thermiques F_{TH}
- Les fuites de neutrons au cours du ralentissement: F_r

$$\text{avec: } F_{TH} = \frac{1}{1 + L^2 \cdot B_g^2} \quad \text{et} \quad F_r = \frac{1}{1 + L_r^2 \cdot B_g^2}$$

Et l'on tire la probabilité totale de non-fuite des neutrons: p

Dans un milieu fini, mais de grandes dimensions B_g est très petit d'où

$$L^2 \cdot L_r^2 \cdot B_g^2 \ll 1 + B_g^2 \cdot (L^2 + L_r^2) = 1 + B_g^2 \cdot M^2$$

$$\text{car l'age } \mathcal{V} = L_r^2$$

$$F = \frac{1}{1 + B_g^2 (L_r^2 + L^2) + L^2 L_r^2 B_g^4}$$

$$\text{D'où } F = \frac{1}{1 + M^2 \cdot B_g^2}$$

$$F = F_{TH} \cdot F_r$$

Le coefficient de multiplication effectif (K_{eff}) sera : $K_{eff} = K_{\infty} \cdot F$

Pour l'obtention du régime critique, K_{eff} légèrement supérieur à 1.

- G - CALCUL ET SIGNIFICATION DU KINF EN DEBUT DE VIE (KINFD) :

Le coeur précédemment déterminé pour un Keff $\neq 1$ car la réaction en chaîne va s'étouffer à cause de l'antiréactivité due au burn up et aux produits de fission. Il faut donc prévoir un supplément de réactivité (à géométrie constante) pour compenser les dits effets. Ce calcul de l'antiréactivité a été effectué à partir du K_{∞} pour un coeur juste critique. En réalité, il aurait fallu estimer cette antiréactivité en tenant compte des sections efficaces macroscopiques des barres de contrôle nécessaires à la maintenance de la criticité tout au long du cycle. Aussi faut-il pour plus de précision que ce calcul soit réitéré.

Soit ROT cette antiréactivité

Les deux égalités suivantes sont alors vérifiées

$$1 + ROT = \frac{KINFD}{1 + M^2 \cdot B^2}$$

$$1 = \frac{KINF}{1 + M^2 \cdot B^2}$$

Dans les deux cas, B_g^2 reste inchangé car même géométrie du coeur. L^2 et β sont perturbés d'où:

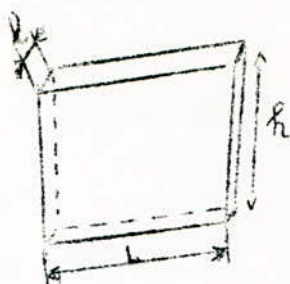
$$KINFD = KINF \cdot (1 + ROT)$$

I -: DESCRIPTION DE L'ELEMENT COMBUSTIBLE :

Nous utilisons comme combustibles des lames d' UO_2 c'est à dire des compacts bien que les combustibles dispersés tels que ceux du type "Poudingue" offre^{nt} beaucoup d'avantages avec leurs billes d' UO_2 entourées de pyrocarbure.

Ces dernières présente^{nt} une couche interne poreuse qui permet de stocker les gaz de fissions et une couche externe dense qui évite la diffusion des produits de fission et un contact entre UO_2 et la gaine d'Al., ce qui entrainerait la formation d'oxyde $Al_2 O_3$.

Les paramètres retenus fixes sont :



$$l = 2 \text{ mm}$$

$$L = 100$$

$$h = 100$$

Devant le nombre de paramètres variables, nous avons dû considérer comme fixes certaines caractéristiques de la lame.

Dans une cellule sont empilées les lames de hauteur h , de façon à former des barreaux de hauteur H .

La gaine

La gaine permet la manipulation de l'élément combustible et l'isole du circuit primaire. Le choix du matériau de gainage se porte sur un alliage d'Al. mais les calculs neutroniques seront effectués en considérant uniquement de l'Al. Aussi avons-nous une contrainte sur la température moyenne du coeur car la température maximale de l'Al. $\leq 220^\circ \text{ C}$ l'épaisseur de la gaine est fixée à 0,2 mm.

I - POSITION DU PROBLEME :

1. Géométrie du coeur

Pour des raisons que nous exposerons plus loin., nous avons choisi un coeur cubique. La configuration étudiée sera celle d'un réseau à mailles rectangulaires. L'élément combustible étant placé dans des cellules juxtaposées (lesquelles forment le coeur) que nous illustrons à la page suivante.

La cellule se compose donc du compact (combustible + gaine) et du modérateur (H 20).

2. PARAMETRES FIXES :

- La puissance thermique du coeur est fixée à 100 MW th.
- Le sens d'écoulement du fluide dans le coeur est pris de bas en haut.
- Epaisseurs : lame combustible, gaine.
- Température du réseau : (départ : 100° C
(retour : 70° C
- Température dans le coeur : (entrée : 108° C
(sortie : 115° C
- Température moyenne du coeur : 111,5° C
- Les dimensions des barreaux de la gaine.

3. PARAMETRES VARIABLES

- Pas de réseau
- Enrichissement en U^{235}

Neutroniquement, ces deux grandeurs sont les principales variables. Ensuite viennent :

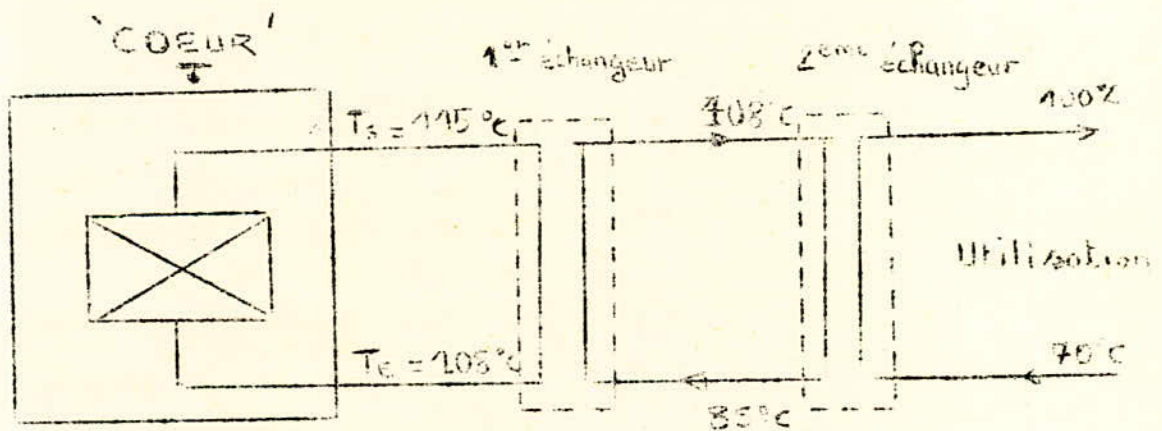
- La pression de l'eau dans le coeur
- Le débit d'eau dans le coeur.

4. CONTRAINTES A RESPECTER :

Les paramètres cités, n'étant toutefois pas toujours indépendants les uns des autres, aussi certaines contraintes doivent être respectées.

- a) Température maximale en surface de gaine inférieure à 220°C .
- b) S'assurer que le coeur est sous-moderé.
- c) Eviter l'ébullition locale en fonctionnement normal.
- d) La grande vitesse d'écoulement favorise l'évacuation de la chaleur mais risque aussi par la force de frottements engendrés de provoquer l'envol des barreaux d'où une limite supérieure du débit de l'eau dans la cellule pour chaque pas.
- e) Dans le but d'améliorer les frais d'exploitation du réacteur, la solution retenue ne doit pas conduire à une puissance de pompage trop forte donc optimisation de la consommation électrique.

- III - Schéma global de la pile piscine
destinée au chauffage urbain



REACTEUR NUCLEAIRE

PILE PISCINE

EAU

SOL

20 m

6 m

vers circuit
exterieur

R

couvercle
cuve

IBETON

6 m

6 m

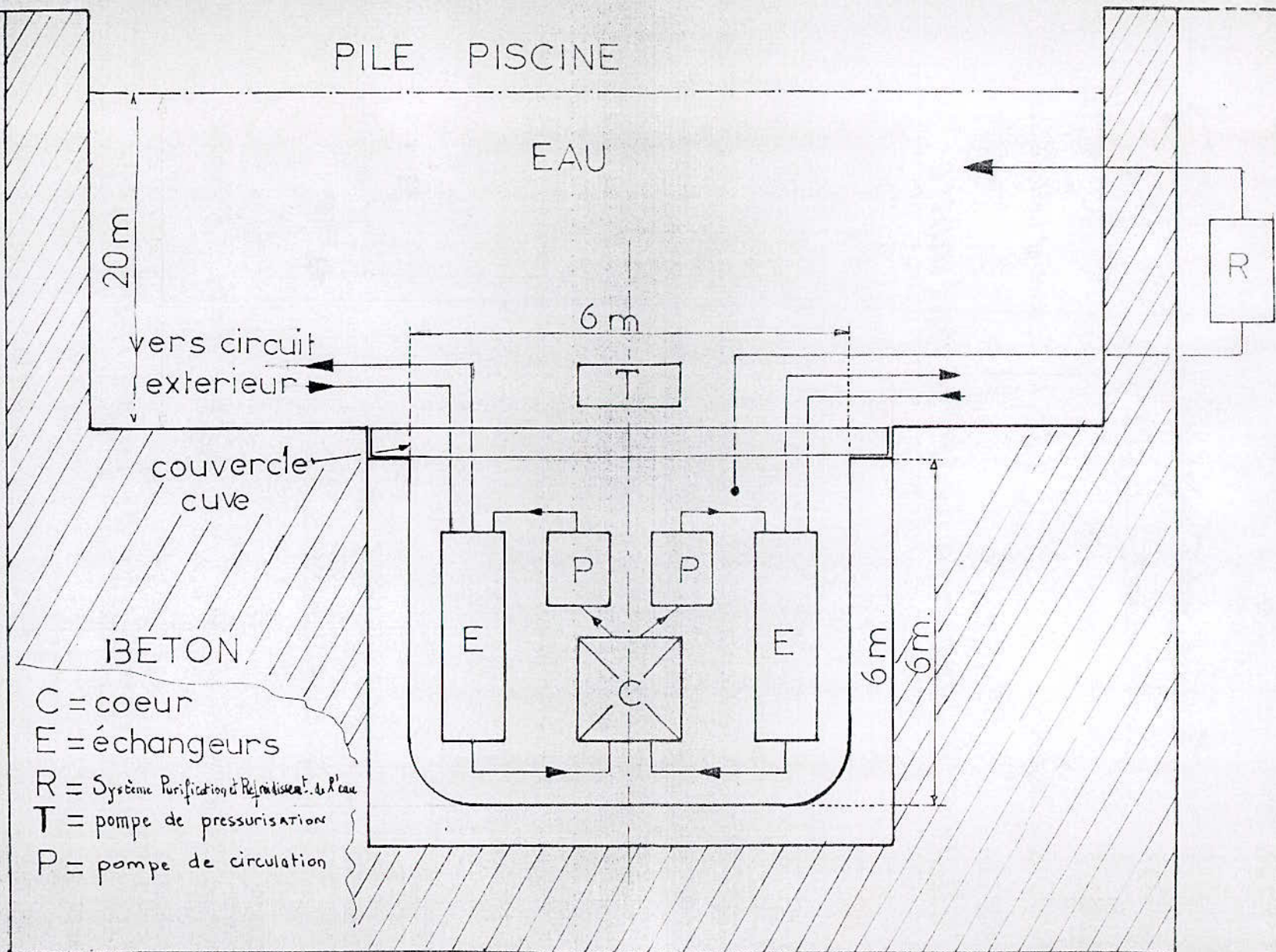
C = coeur

E = échangeurs

R = Système Purification et Refroidissement de l'eau

T = pompe de pressurisation

P = pompe de circulation



CALCUL NEUTRONIQUE

I. PLAN DE TRAVAIL RETENU :

Compte tenu du nombre important de paramètres variables, nous avons opté pour la réalisation d'un programme FORTRAN concernant l'étude neutronique.

Les coeurs retenus à la suite du programme devront être examinés thermiquement afin d'en dégager les conclusions définitives.

- II - 1 : Notation
- II - 2 : Calcul des concentrations par cm^3 de cellule .
- II - 3 : " " sections efficaces
- II - 4 : " du volume critique
- II - 5 : " " burn up
- II - 6 : Empoisonnement par les produits de fission
- II - 7 : Organigramme et programme .
- II - 8 : Recherche des coeurs et discussion des résultats obtenus
- II - 9 : Courbes

- II - 1 Notation

- ρ_i : masse volume de corps i
 A_i : masse atomique du corps i
 N_a : nombre d'Avogadro = $6,02 \cdot 10^{23}$
 S_i : surface latérale de corps i
 V_i : volume du corps i
PAS : pas du réseau
 α : enrichissement en atomes d'U 235 de l'Uranium
 $N_i = X_i$: concentration = nombre d'atomes du corps i / cm^3 de cellule
KINF = K_α : facteur de multiplication en milieu infini
KINF0 = K_α en début de vie
 V_c : volume critique du coeur
 V_{cel} : volume de la cellule
HAUT : l'arête du coeur
ROF : usure + réactivité des produits de fission
PUR5 (P_{UR5}) : masse critique d'U 235
PHINT : flux moyen de neutrons
PHITH : flux moyen de chaleur
IENR : enrichissement en poids d'U 235 dans U
XIMOY : pouvoir modérateur moyen
NCEL : nombre de cellules dans le coeur

II -- 2 Calcul des concentrations par cm^3 de cellule

2 -1 Calcul des volumes : (voir fig: page suivante)

-- Surface du combustible = cte

$$S_{\text{comb}} = 100,2 = 200 \text{ mm}^2$$

$$V_{\text{comb}} = S_{\text{comb}} \cdot H$$

-- Surface de la gaine :

$$S_{\text{Al}} = 2(100 \times 0,2) + 2(2 + 0,2) = 40,96 \text{ mm}^2$$

$$V_{\text{Al}} = 40,96 \times H$$

-- Surface du modérateur

$$\text{PAS} = 2,4 + 21 \Rightarrow 21 = \text{PAS} - 2,4$$

$$S_{\text{H}_2\text{O}} = \text{PAS} (\text{PAS} - 2,4) + 100,4(\text{PAS} - 2,4) = (\text{PAS})^2 + 98\text{PAS} - 240,96$$

$$V_{\text{H}_2\text{O}} = S_{\text{H}_2\text{O}} \times H$$

Les dimensions du combustible et de la gaine sont constantes, donc seul le volume de l'eau varie en fonction du PAS de la cellule ; et la cellule est plus ou moins "modérée" selon la valeur du PAS .

-- Surface de la cellule

$$S_{\text{cel}} = \text{PAS} (100,4 + 21) = \text{PAS} (\text{PAS} + 98)$$

$$V_{\text{cel}} = \text{PAS} (\text{PAS} + 98) \times H$$

2 -2 Calcul des concentrations par cm^3 de cellule :

a - Aluminium :

Nombre d'atomes d'Al dans la gaine

$$N_{\text{Al}} = \rho_{\text{Al}} \cdot \frac{N_a}{A_{\text{Al}}}$$

Nombre d'atomes d'atomes d'Al par cm^3 de cellule

$$N_{\text{Al}/\text{cm}^3} = \rho_{\text{Al}} \frac{N_a}{A_{\text{Al}}} \frac{V_{\text{Al}}}{V_{\text{cel}}}$$

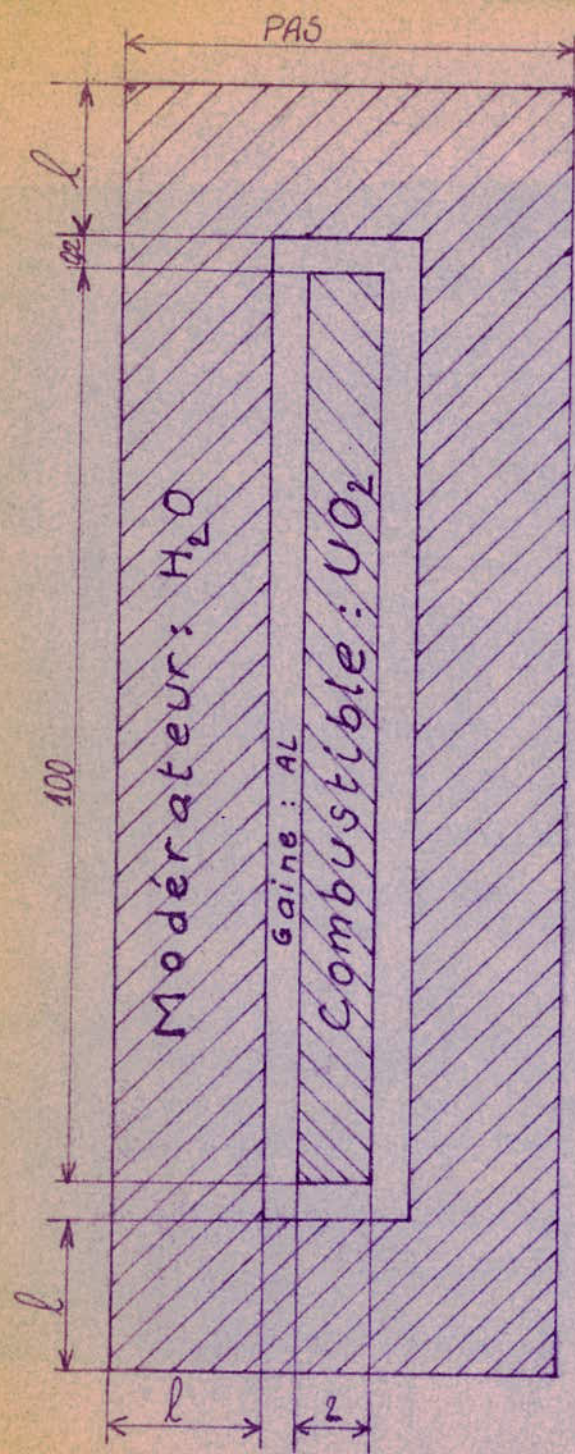
$$\rho_{\text{Al}} = 2,7 \text{ g/cm}^3$$

$$A_{\text{Al}} = 27 \text{ g/mole}$$

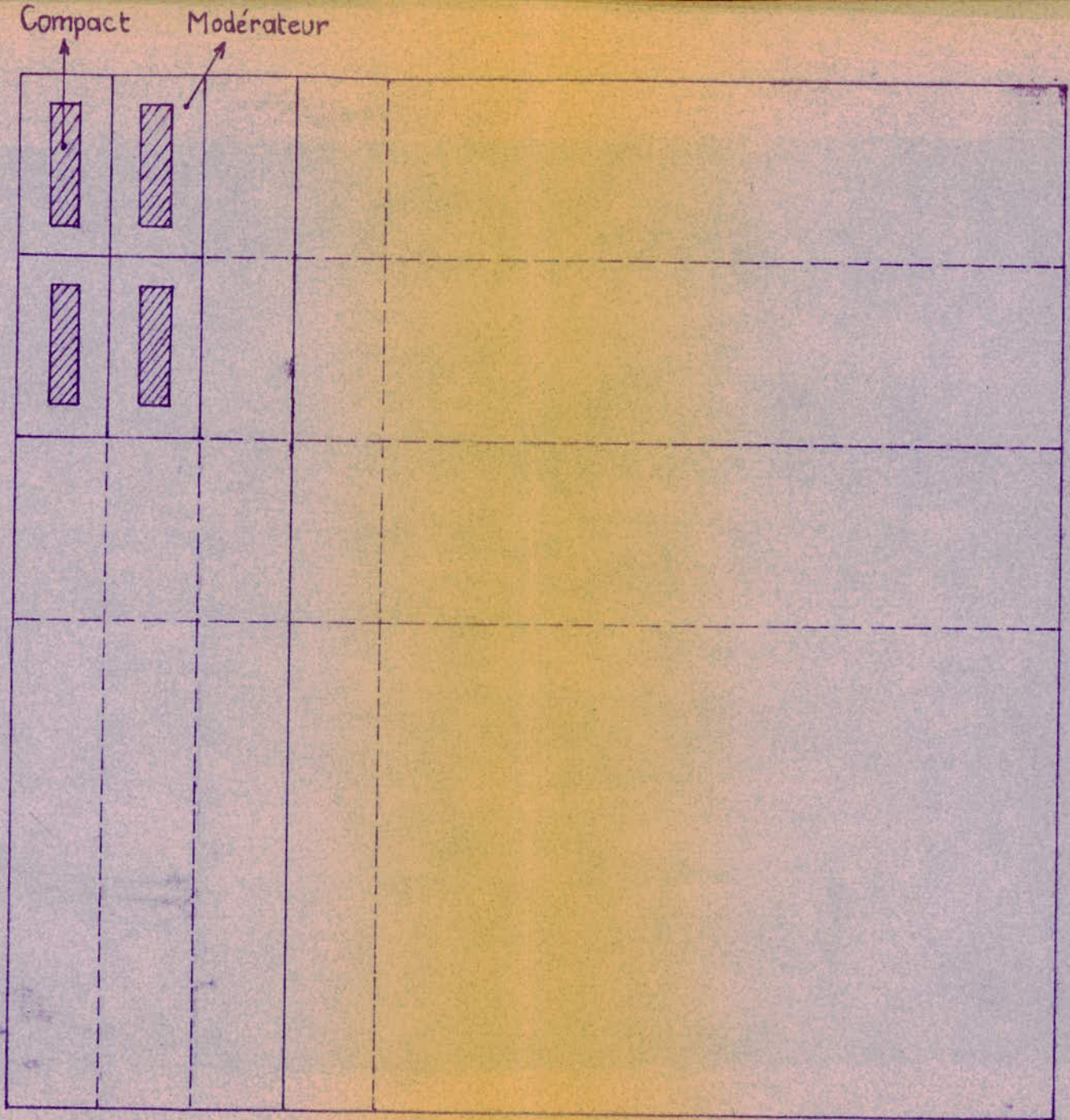
d'où :

$$N_{\text{Al}} = 2,46 \cdot 10^{22} / \text{PAS} (\text{PAS} + 98)$$

(atomes/ CM^3_{cel})



Vue de dessus de la cellule



Vue de dessus du cœur

b - Oxyde d'uranium:

Enrichissement en poids : $x = \text{poids d}'U_{235} / \text{poids d}'U$

Enrichissement en atomes $\alpha = \text{nombre d'atomes d}'U_{235} / \text{nombre d'atomes d}'U$

$$x = \frac{\alpha (235/N_a) N_{\text{atomes d}'U}}{\text{poids d}'U} = \frac{(235/N_a) \alpha}{\text{poids d}'1 \text{ at. d}'U} = \frac{235 \alpha}{238 - 3\alpha}$$

$$\text{d'où } \alpha = \frac{238 x}{235 + 3x}$$

Nombre d'atomes d}'UO₂ par cm³ de cellule

$$N_{UO_2} = \rho_{UO_2} \frac{N_a}{A_{UO_2}} \frac{V_{UO_2}}{V_{\text{cel}}}$$

$$\rho_{UO_2} = 11 \text{ g/cm}^3$$

$$A_{UO_2} = 270 \text{ g/mole}$$

$$V_{UO_2} = V_{\text{comb}} = 200 \text{ H}$$

$$N_{UO_2} = 490 \cdot 10^{22} \frac{1}{\text{PAS}(\text{PAS} + 98)}$$

c - Uranium 235 :

$$N_{U5} = N_{UO_2} \alpha \quad / \text{cm}^3 \text{ de cellule}$$

d - Uranium 238 :

$$N_{U8} = N_{UO_2} \cdot (1 - \alpha) \quad (/ \text{cm}^3 \text{ de cel.})$$

e - Modérateur : eau

$$N_{H_2O} = \rho_{H_2O} \frac{N_a}{A_{H_2O}} \frac{V_{H_2O}}{V_{\text{cel}}}$$

$$A_{H_2O} = 18 \text{ g/mole}$$

$\rho_{H_2O} = 1$ bien que normalement cette masse volumique dépend de la pression qui, jusque là est inconnue.

Après calcul on a :

$$N_{H_2O} = 3,34 \cdot 10^{22} \frac{805,7 \cdot 10^{22}}{\text{PAS}(\text{PAS} + \text{PAS})}$$

-II- 3 Calcul des sections efficaces macroscopiques

3 -1 Choix des sections efficaces microscopiques

-- Les sections efficaces de l'aluminium et de l'eau sont des valeurs expérimentales obtenues à " SILOETTE " (réacteur expérimental de Grenoble) .
Pour l'uranium 235 et l'uranium 238 , les valeurs "expérimentales" en question ne peuvent exister; en effet, ces deux corps ne sont jamais présents à l'état pur dans un réacteur .

-- Ces sections efficaces sont moyennées sur tout l'intervalle d'énergie du groupe respectif ; alors que les valeurs citées dans la littérature , correspondent habituellement à une énergie précise .

-- Pour le calcul des 4 facteurs, la séparation en quatre des intervalles d'énergie s'est avérée très commode vu que le calcul de p nécessite les sections efficaces des groupes (1), (2) et (3) ; et γ f celles du groupe (4)

Le second tableau donne les sections efficaces microscopiques du groupe rapide, lesquelles sont moyennées sur la réunion (1) U (2) U (3) .

$$= \frac{\sigma_1 U_1 + \sigma_2 U_2 + \sigma_3 U_3}{U_1 + U_2 + U_3}$$

avec U_1 , U_2 , U_3 les intervalles de léthargie des groupes (1),(2) et (3) et σ_1 , σ_2 et σ_3 les sections efficaces microscopiques dans ces 3 groupes .

Les sections efficaces d'absorption σ_a de l'aluminium et de l'eau étant sans correction de spectre , La température du modérateur étant voisine de 110° C , la correction de température sur ces deux sections efficaces est telle que :

$$\sigma_a = \sigma_a (\text{Siloette}) \cdot \frac{1}{1,1433}$$

3 -2 Calcul des sections efficaces macroscopiques

Le calcul des sections efficaces macroscopiques se généralise par :

(section eff macro) = (sec eff micro correspondantes) . (concentration)

$$\Sigma = \sigma_i \cdot N_i$$

dans le programme

$$N_i = X_i$$

Groupe	Intervalle en énergie	Intervalle en léthargie	Corps	Section efficace microscopique en barn		
				Diffusion	Absorption	Fission
(1)	10 Mev	0,2	H ₂ O	5,010	43.10 ⁻³	0
			Al	2,610	3,98.10 ⁻³	0
	0,82 Mev	2,5	U 235	1,176	1,2864	1,2458
			U 238	1	0,4725	0
(2)	0,82 Mev	2,5	H ₂ O	9,755	0,39.10 ⁻³	0
			Al	2,610	3,98.10 ⁻³	0
	5,53 Kev	7,52	U 235	0,797	2,1943	1,7397
			U 238	0,651	0,2562	0,54.10 ⁻³
(3)	5,53 Kev	7,52	H ₂ O	17,355	28,5.10 ⁻³	0
			Al	1,461	7,22.10 ⁻³	0
	0,625 ev	16,59	U 235	0,569	38,623	25,056
			U 238	0,268	27,913	0
(4)	0,625 ev	16,59	H ₂ O	64,336	0,569	0
			Al	1,476	76.10 ⁻³	0
	0 ev	25,23	U 235	0,448	451,65	386,03
			U 238	0,840	1,904	0

--- Valeurs des sections efficaces microscopiques des corps dans les intervalles d'énergie considérée ---

Groupe	Intervalle en énergie	Intervalle en léthargie	Corps	Section efficace microscopique en barn		
				Diffusion	Absorption	Fission
(1)U(2) U(3)	10 Mev	0,2	H ₂ O	13,295	21,92.10 ⁻³	0
			Al	1,854	5,65.10 ⁻³	0
	0,625 ev	16,59	U 235	0,724	22,23	14,573
			U 238	0,488	15,59	56,9.10 ⁻³

- Sections efficaces microscopiques dans le groupe "rapide" - .

-II- 4 Calcul du volume critique

4 -1 Calcul de l'âge de Fermi (τ)

L'expression de l'âge que nous avons retenue est celle utilisée par Zerbino et Minguet dans leur projet intitulé " Calcul paramétrique d'un réacteur de recherche type Pile-Piscine et application à son optimisation économique " .

$$\tau = 5 \left(\frac{V_{Al}}{V_{H_2O}} \right)^2 + 47,8 \left(\frac{V_{Al}}{V_{H_2O}} \right) + 27$$

où $\frac{V_{Al}}{V_{H_2O}} = \frac{\text{volume d'Al dans une cellule}}{\text{volume de l'eau dans une cellule}}$

Cette expression est relativement "grossière" car ni l'enrichissement, ni le volume du combustible n'interviennent .

4 -2 Calcul de la longueur de diffusion thermique : L^2

Soient \sum_a la section efficace macroscopique d'absorption par cm^3 de cellule .

\sum_s la section efficace macroscopique de diffusion du groupe thermique/ cm^3 de cellule

$$L^2 = (2,9 \sum_a \sum_s)^{-1}$$

4 -3 Calcul de KINF (K infini) . Calcul du volume critique du coeur : V_c

$$KINF = (\epsilon) \cdot (p) \cdot (\eta \cdot f)$$

$$K = \frac{KINF}{1 + B_g^2(L^2 + \tau)} \quad K = K \text{ effectif}$$

Pour un coeur juste critique $K = 1$

$$B_g^2 = \frac{KINF}{(L^2 + \tau)}$$

$$V_c = \frac{161}{B_g^3} = 161 \left(\frac{L^2 + \tau}{KINF - 1} \right)^{3/2}$$

-II- 5 Calcul du BURN UP

Par suite de l'usure du combustible, la réactivité diminue au cours du temps. Lors de la constitution du coeur, il prévoir donc une réserve correspondante à la disparition de l'uranium 235.

Nous évaluerons d'abord l'effet en réactivité du gramme d'U 235.

5 -1 Effet en réactivité du gramme d'U 235

* Le terme affecté est : $\eta f = \nu \cdot \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a}$

* Les termes non affectés sont : ξ, p, F

$$\rho = \frac{\Delta K}{K} = \frac{\Delta(\eta f)}{\eta f} = \frac{\Delta \Sigma_f}{\Sigma_f} - \frac{\Delta \Sigma_a}{\Sigma_a}$$

$$\frac{\Delta \Sigma_f}{\Sigma_f} = \frac{\Delta N_{U5} / \text{cm}^3 \text{ coeur}}{N_{U5} / \text{cm}^3 \text{ coeur}} = \frac{\Delta P_{U5}}{P_{U5}} = \frac{-1 \text{ (pour 1 g)}}{P_{U5} \text{ (en g) dans le coeur}}$$

$$\frac{\Delta \Sigma_a}{\Sigma_a} = \frac{\Delta \Sigma_a U5 + \Delta \Sigma_a PF^3}{\Sigma_a \text{ coeur}} \quad \left\{ \begin{array}{l} \Sigma_a PF^3 \text{ étant la section efficace} \\ \text{d'absorption du produit de fission} \\ \text{du troisième groupe.} \end{array} \right.$$

$$\text{soit } \rho = - \frac{1}{P_{U5}} - \frac{\Delta \Sigma_a U5 + \Delta \Sigma_a PF^3}{\Sigma_a \text{ coeur}}$$

Après développement, on obtient :

$$\rho = - \frac{1}{P_{U5} \text{ (g)}} \left(1 - 0,94 \frac{\Sigma_a U5}{\Sigma_a \text{ coeur}} \right)$$

5 -2 Calcul du Burn Up

On supposera que le réacteur fonctionne à pleine puissance durant 250 jours.

Une fission dégage en moyenne 200 Mev ; le nombre de fissions durant un cycle est :

$$\frac{250(j) \cdot 86400(s/j) \cdot 100 \cdot 10^6(W)}{200(\text{Mev}) \cdot 1,6 \cdot 10^{-13}(J/\text{Mev})} = \text{Nombre de fissions/ cycle}$$

$$= 6,75 \cdot 10^{25} \text{ fissions/ cycle.}$$

Nombre d'atomes d'U 235 brûlés : (Nombre de fissions/ cycle) $\cdot \frac{\Sigma_a U5}{\Sigma_f U5}$

$$\text{soit } 6,75 \cdot 10^{25} \frac{451}{386} = 7,88 \cdot 10^{25}$$

Le poids d' ^{235}U (P_{U5}) brûlé en un an (250 j) est donc :

$$7,88 \cdot 10^{25} \frac{235}{6,02 \cdot 10^{23}} = 30,76 \text{ Kg}$$

L'effet en réactivité de l'usure du combustible s'exprime ainsi :

$$\rho_{\text{usure}} = - \frac{30,76 \cdot 10^3}{P_{U5} \text{ (g)}} \left(1 - 0,94 \frac{\Sigma_a U5}{\Sigma_a \text{ coeur}} \right)$$

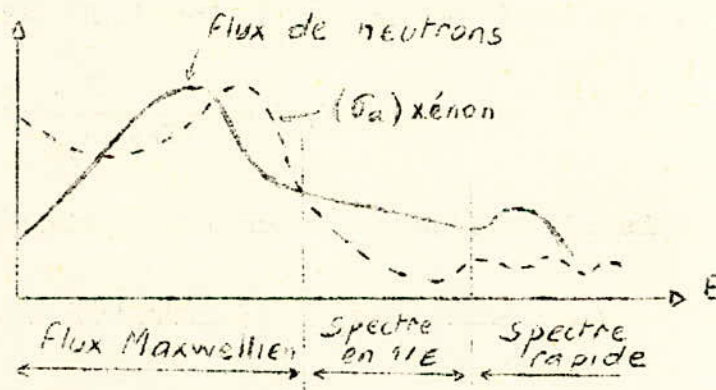
-II- 6 Empoisonnement par les produits de fission

Au cours du fonctionnement du réacteur, il y a formation de produits de fission dont certains ont des sections efficaces d'absorption considérables

Nous évaluerons l'effet en réactivité de ces produits de fission sur les réacteurs étudiés. Les poisons les plus importants sont le xénon 135 et le samarium 149 ; les autres seront regroupés dans un troisième groupe .

6 -1 Xénon

Sa section efficace microscopique d'absorption peut être comparée au flux de neutrons par les courbes ci-dessous .



Le xénon n'affecte que les neutrons thermalisés. Sa présence modifie alors :

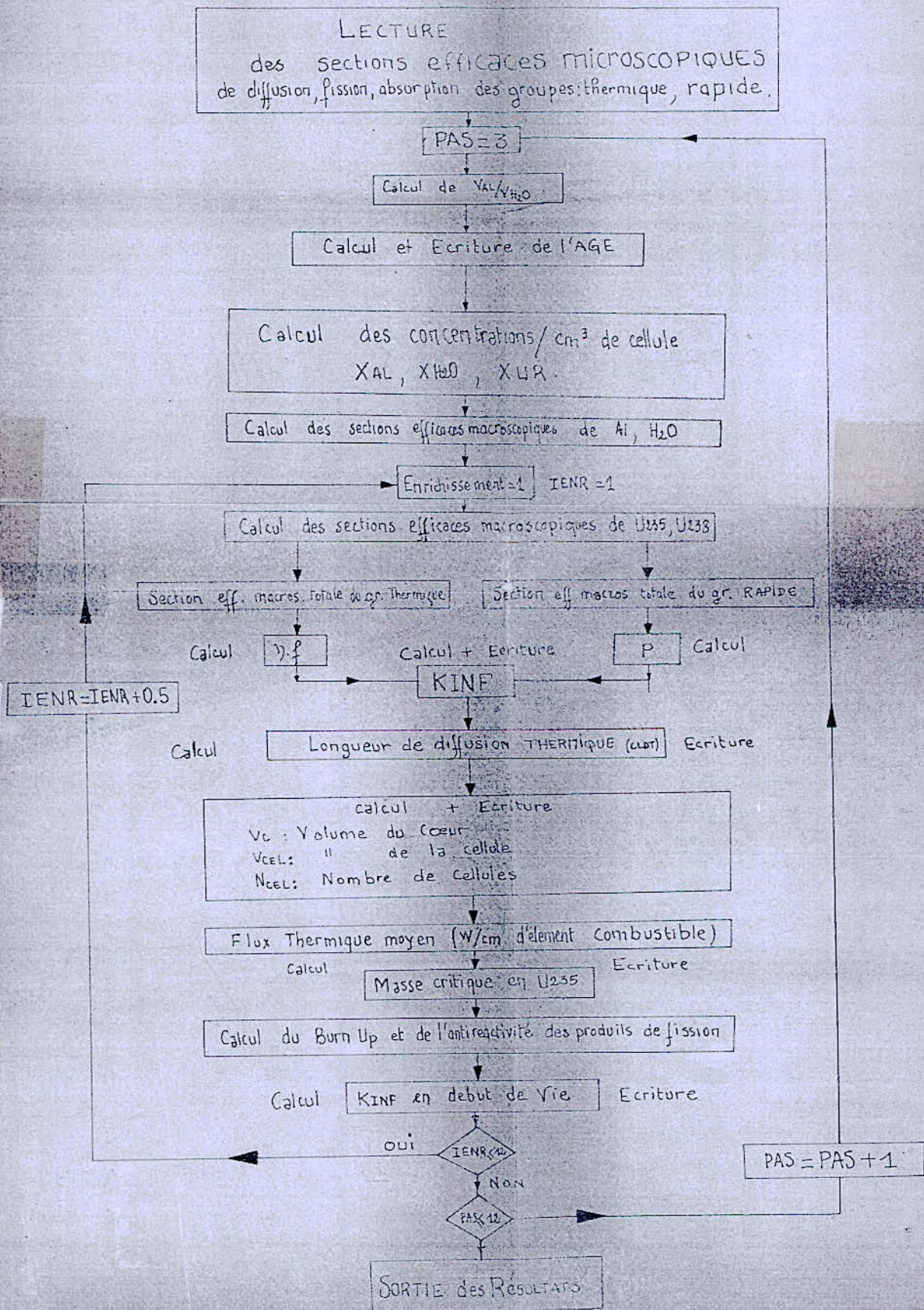
- * Le produit βf (par la variation de Σ_a du coeur)
- * Les fuites thermiques, donc la longueur de diffusion L

L'effet sur la réactivité sera donc :

$$\rho = \frac{\Delta K}{K} = - \frac{\Delta \Sigma_a}{\Sigma_a} = - \frac{\Sigma_a \text{ xénon}}{\Sigma_a \text{ cellule}} = X \frac{\sigma_a \text{ xénon}}{\Sigma_a \text{ cellule}}$$

ORGANIGRAMME N° 1

CALCUL NEUTRONIQUE



 * PROGRAMME *

 * DIMENSIONNEMENT DES TABLEAUX DES SECTIONS EFFICACES MICROSCOPIQUES *
 * 1 = ABSORPTION *
 * 2 = DIFFUSION *
 * 3 = FISSION *

DIMENSION STALU(3), STH20(3), STUR8(3), STUR5(3)
 DIMENSION SRALU(3), SRH20(3), SRUR8(3), SRUR5(3)

 * DIMENSIONNEMENT DES TABLEAUX DES SEC EFF MACROSCOPIQUES *
 * C = SECTION EFF TOTALE PAR CM3 DE CELLULE *

DIMENSION CSIG(3), CRSIG(3)
 REAL IENR, KINF, KINFD
 DO 101 IPAS = 3,12
 WRITE(3,400)
 WRITE(3,500) IPAS
 WRITE(3,501)
 PAS = FLOAT(IPAS)

 * ENTREE ET ECRITURE DES SEC EFF MICROSCOPIQUES *

*****SECTIONS EFFICACES DU GROUPE THERMIQUE *****

STALU(1) = 76.E - 27
 STH20(1) = 569.E - 27
 STUR5(1) = 451.65E - 24
 STUR8(1) = 1.9046E - 24
 STALU(2) = 1.476E - 24
 STH20(2) = 64.336E - 24
 STUR5(2) = 0.448E - 24
 STUR8(2) = 0.84E - 24
 STALU(3) = 0.OE + 00
 STH20(3) = 0.OE + 00
 STUR5(3) = 386.03E - 24
 STUR8(3) = 0.OE + 00

***** SECTIONS EFFICACES DU GROUPE RAPIDE *****

SRALU(1) = 5.654E - 27
 SRH20(1) = 21.925E - 27
 SRUR5(1) = 22.23E - 24
 SRUR8(1) = 15.59E - 24
 SRALU(2) = 1.854E - 24
 SRH20(2) = 13.295E - 24
 SRUR5(2) = 0.724E - 24
 SRUR8(2) = 0.488E - 24
 SRALU(3) = 0.0E + 00
 SRH20(3) = 0.0E + 00
 SRUR5(3) = 14.573E - 24
 SRUR8(3) = 56.9E -27

 * CALCUL ET ECRITURE DU RAPPORT VAL/VH20 *

VAL = 40.96
 VH20 = PAS**2 + 98.*PAS - 240.96
 RAPV = VAL/VH20
 WRITE(3,4)RAPV

 * CALCUL ET ECRITURE DE L'AGE DE FERMI *

AGE = 5.*RAPV**2+47.8*RAPV + 27
 WRITE(3,12) AGE

 * CALCUL DES CONCENTRATIONS PAR CM3 DE CELLULE *

XALU = 2.466E + 22/(PAS*(PAS + 98.))
 XH20 = (3.344E + 22 - 805.77E + 22)/(PAS*(PAS + 98.))
 XUR = 490E + 22/(PAS*(PAS + 98.))

 * CALCUL DES SEC EFF MACROSCOPIQUES DE AL , H20 *

DO 100 I = 1,3
 IF(I - 1) 100,99,88

```
*****
*   SECTIONS EFFICACES MACROSCOPIQUES D'ABSORPTION   *
*****
```

$$99 \text{ STALU}(I) = \text{STALU}(I) * \text{XALU} / 1.1433$$

$$\text{STH20}(I) = \text{STH20}(I) * \text{XH20} / 1.1433$$

$$\text{SRALU}(I) = \text{SRALU}(I) * \text{XALU}$$

$$\text{SRH20}(I) = \text{SRH20}(I) * \text{XH20}$$

GO TO 100

```
*****
*   SECTION EFFICACES MACROSCOPIQUES DE DIFFUSION ET DE FISSION   *
*****
```

$$88 \text{ STALU}(I) = \text{STALU}(I) * \text{XALU}$$

$$\text{STH20}(I) = \text{STH20}(I) * \text{XH20}$$

$$\text{SRALU}(I) = \text{SRALU}(I) * \text{XALU}$$

$$\text{SRH20}(I) = \text{SRH20}(I) * \text{XH20}$$

100 CONTINUE

```
*****
*   CALCUL DES SEC EFF MACROSCOPIQUES DE U235,U238   *
*****
```

$$\text{DO } 101 \text{ JENR} = 10, 150, 5$$

$$\text{IENR} = \text{FLOAT}(\text{JENR}) / 10.$$

$$\text{WRITE}(3, 512) \text{ IENR}$$

$$\text{ALPHA} = 238. / 100. * \text{IENR} / (235. + 3. * \text{IENR} / 100.)$$

$$\text{XUR5} = \text{XUR} * \text{ALPHA}$$

$$\text{XUR8} = \text{XUR} * (1. - \text{ALPHA})$$

$$\text{DO } 102 \text{ I} = 1, 3$$

$$\text{TSUR5} = \text{TSUR5}(I) * \text{XUR5}$$

$$\text{RSUR8} = \text{RSUR8}(I) * \text{XUR8}$$

$$\text{RSUR5} = \text{RSUR5}(I) * \text{XUR5}$$

$$\text{TSUR8} = \text{TSUR8}(I) * \text{XUR8}$$

```
*****
*   CALCUL DES SEC EFF MAC TOT DU GROUPE THER PAR CM3 DE CELLULE   *
*****
```

$$\text{CSIG}(I) = \text{TSUR5} + \text{TSUR8} + \text{STALU}(I) + \text{STH20}(I)$$

```
*****
*   CALCUL DES SEC EFF MAC TOT DU GROUPE RAPIDE PAR CM3 DE CELLULE   *
*****
```

$$\text{CRSIG}(I) = \text{RSUR5} + \text{RSUR8} + \text{SRALU}(I) + \text{SRH20}(I)$$

102 CONTINUE

```

*****
*   CALCUL DU KINF   *
*****
*****CALCUL DE (ETA*F)*****
      ETAF = 2.47*CSIG(3)/CSIG(1)
      WRITE(3,502) ETAF
*****CALCUL DE P *****
      XIMOY = (0.0724*SRALU(2) + 0.92*SRH20(2))/CRSIG(2)
      EFFI = LOG(CRSIG(2)*1.E + 24/XUR8)
      EFFI = 3.9E - 28*EXP(0.42*EFFI)
      FAP = EXP((-XUR8*EFFI)/(XIMOY*CRSIG(2)))
      WRITE(3,508) FAP
      WRITE(3,509) KINF
*****
*   CALCUL DE LA LONGUEUR DE DIFFUSION L2   *
*****
      CLDT = 290.*CSIG(2)*CSIG(1)
      CLDT = 1./CLDT
      WRITE(3,507) CLDT
*****
*   CALCUL DU COEUR   *
*****
      BG2 = (KINF - 1.)/(CLDT + AGE)
      IF (BG2.LE.0) GO TO 600
      VC = 161./(BG2**1.5)
      WRITE(3,503) VC
      HAUT = VC**0.33
      WRITE(3,504) HAUT
      VCEL = PAS*(PAS + 98.)*HAUT)/100
      NCEL = VC/VCEL
      WRITE(3,505) NCEL
      Z=NCEL*HAUT
      WRITE(3,506) Z
*****FLUX THERMIQUE MOYEN*****
      77 PHITH = 10.**8/(NCEL*2.*HAUT)
      WRITE(3,510) PHITH

```


***** MASSE CRITIQUE DE UR5 *****

PUR5 = 22.*HAUT*NCEL*XUR5/XUR

WRITE(3,800) PUR5

* CALCUL DE KINF

PHINT = 3.125E + 18 / (VC*CSIG(3))

BUP = (-30.76E+3*(1.-0.90*STUR5(1)/CSIG(1)))/PUR5

XNU = -1.593E - 19*PHINT*CSIG(3)

XDE = 2.09E - 5 + 2.7E - 18*PHINT*CSIG(1)

ROXN = XNU/XDE

ROSM = -14E - 3*CSIG(3)/CSIG(1)

ROPF = -3920./(NCEL*VC*CSIG(1))

ROT = -BUP - ROXN - ROSM - ROPF

KINF = KINF*(1.+ROT)

WRITE(3,511) KINF

* ECRITURE DES RESULTATS

600 WRITE(3,501)

101 CONTINUE

CALL EXIT

500 FORMAT(61X, '*PAS = ', 12, ' *')

400 FORMAT(1H1, 5/, 61X, '*****')

501 FORMAT(61X, '*****')

4 FORMAT(61X, '* RAPV = ', E15.8, '*')

12 FORMAT(61X, '* AGE = ', E15.8, '*')

512 FORMAT(61X, '* IENR = ', E15.8, '*')

509 FORMAT(61X, '* KINF = ', E15.8, '*')

502 FORMAT(61X, '* ETAF = ', E15.8, '*')

508 FORMAT(61X, '* FAP = ', E15.8, '*')

507 FORMAT(61X, '* CLDT = ', E15.8, '*')

503 FORMAT(61X, '* VC = ', E15.8, '*')

504 FORMAT(61X, '* HAUT = ', E15.8, '*')

505 FORMAT(61X, '* NCEL = ', E15.8, '*')

800 FORMAT(61X, '* PUR5 = ', E15.8, '*')

506 FORMAT(61X, '* Z = ', E15.8, '*')

510 FORMAT(61X, '* PHITH = ', E15.8, '*')

511 FORMAT(61X, '* KINF = ', E15.8, '*')

STOP

END

X : le nombre de noyaux de xénon/cm³ de cellule .
 Le xénon étant stable , à la saturation :

$$f_{(\text{xénon})} = - \frac{1,593 \cdot 10^{-19} \phi}{2,09 \cdot 10^{-5} + 2,7 \cdot 10^{-18} \phi} \cdot \left(\frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} \right) \text{ cellule}$$

6 -2 Samarium

L'effet en réactivité du samarium sera moindre par rapport à celui du xénon néanmoins nous donnons la formule :

$$f_{(\text{samarium})} = - 0,014 \cdot \left(\frac{\Sigma_f}{\Sigma_a} \right) \text{ cellule}$$

6 -3 Autres produits de fission (PF³)

Le noyau , après la fission , fissile se décompose en grande partie en xénon et samarium, mais aussi en d'autres produits de fission dont l'effet sur la réactivité est exprimé par :

$$f_{\text{PF}^3} = - \frac{3920}{(V \cdot \Sigma_a) \text{ coeur}}$$

6 -4 Calcul du flux moyen ϕ

Le flux moyen ϕ (en n/cm².s) régnant dans le réacteur peut se calculer en considérant l'équation suivante :

$$P = (\Sigma_f)_{\text{coeur}} \cdot \phi \cdot E_f \cdot V_c$$

P = 100 MWth

$(\Sigma_f)_{\text{coeur}}$: section efficace totale du groupe thermique/cm³ de coeur

V_c : volume du coeur juste critique

E_f : énergie dégagée lors d'une fission \neq 200 Mev

$$\phi = \frac{3,25 \cdot 10^{18}}{(\Sigma_f)_{\text{cel}} \cdot V_{\text{cel}}} \quad (\text{notation : } V_{\text{cel}} = V_{\text{cellule}})$$

- II - 8- Recherche des coeurs

1) - Généralités

Devant le nombre important de paramètres à faire varier indépendamment les uns des autres afin de dégager leur influence respective sur l'optimisation du projet et compte tenu du fait que la sécurité prime sur toute autre considération, en particulier le prix du combustible, nous avons adopté la méthode suivante :

Pour une plage d'enrichissement $\{ 1 - 15\% \}$ dans laquelle l'hypothèse d'un calcul neutroniquement homogène est vérifiée et pour chaque enrichissement nous avons calculé la taille du coeur nécessaire pour atteindre la criticité en faisant varier à chaque étape le pas du réseau et la hauteur des éléments combustibles. Ceci nous a obligés à déterminer tous les paramètres neutroniques (γ , f , p , β , L , λ) et les sections efficaces macroscopiques en partant des sections efficaces microscopiques. Nous avons ainsi déterminé 144 " coeurs " en programmant le calcul dont l'algorithme a été détaillé dans les chapitres précédents.

2) - Considération pratique

Sur cette diversité de coeurs nous pouvons dans un premier stade éliminer tous les coeurs dont la hauteur est inférieure à une hauteur minimale au-delà de laquelle interviennent les problèmes de refroidissement.

3) - Calcul de l'enrichissement à prévoir

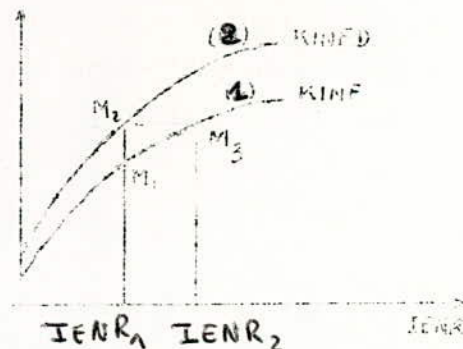
Tels qu'ils sont déterminés, nos " coeurs " ne fonctionnent pas puisque à l'instant $t = 0$, K_{eff} ; et qu'en $t = \Delta t$, la réaction en chaîne s'arrête.

Il faut donc prévoir un supplément de réactivité, donc à " géométrie constante un supplément d'enrichissement " susceptible de compenser l'anti-réactivité due au burn up et aux produits de fission. Cette solution est mieux explicitée graphiquement (voir graphique ci - après).

Exemple : Considérons un PAS constant. A un enrichissement $IENR_1$ correspondent les points $M_1 \in (1)$ et $M_2 \in (2)$

Problème 1 : chercher un coeur ayant $KINF = KINF_1$ (correspondant à $IENR_1$)

On trace alors la droite $M_3 M_2$; Son intersection avec la courbe (1) donne le point M_3 ($KINF = KINF_1$) qui admet pour abscisse $IENR_2$: enrichissement en début de vie.



Problème 2: Si l'on admet $IENR_2$ comme enrichissement réel du combustible on remarque que les dimensions géométriques correspondantes ont varié . Aussi faut-il les maintenir constantes et égales à celles de l'enrichissement $IENR_1$, faute de quoi cette méthode perdrait de sens .

Hypothèses: $\therefore IENR = IENR_2$, $KINF = KINF_1$

$\therefore V_{61}, HAUT, PHITH, PUR5, NCEL, CLDT$ relatifs à $IENR_1$.

A partir de ces données , il va falloir calculer les nouvelles sections efficaces ; parce que si la géométrie demeure constante l'enrichissement a varié . Les paramètres qui en seraient influencés sont : XUR5 et XUR8 par conséquent PUR5 et ROT .

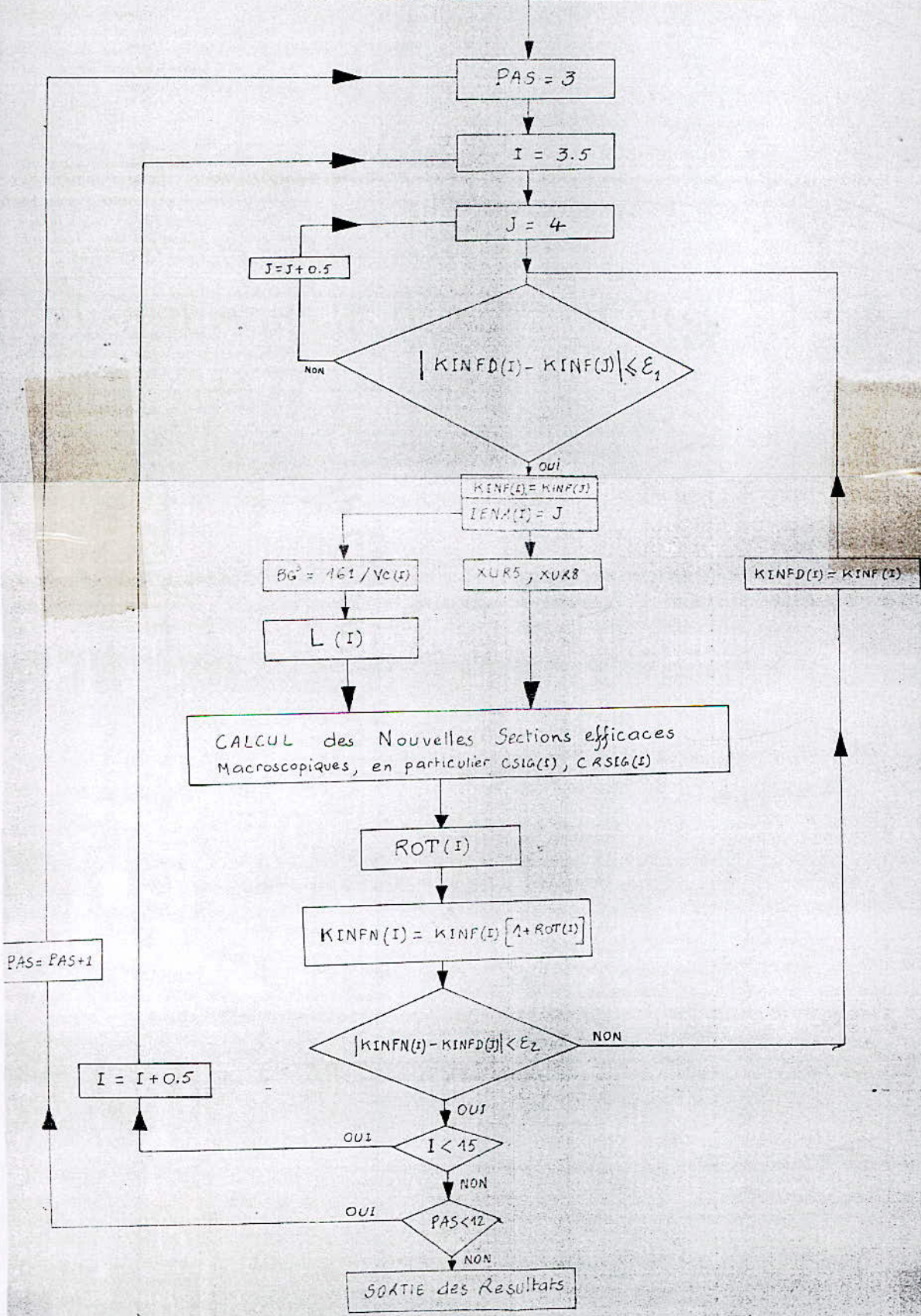
On obtient ainsi un nouveau $KINF$ que nous appelons $KINF_N$; lequel est comparé à ξ_2 à $KINF_1$.

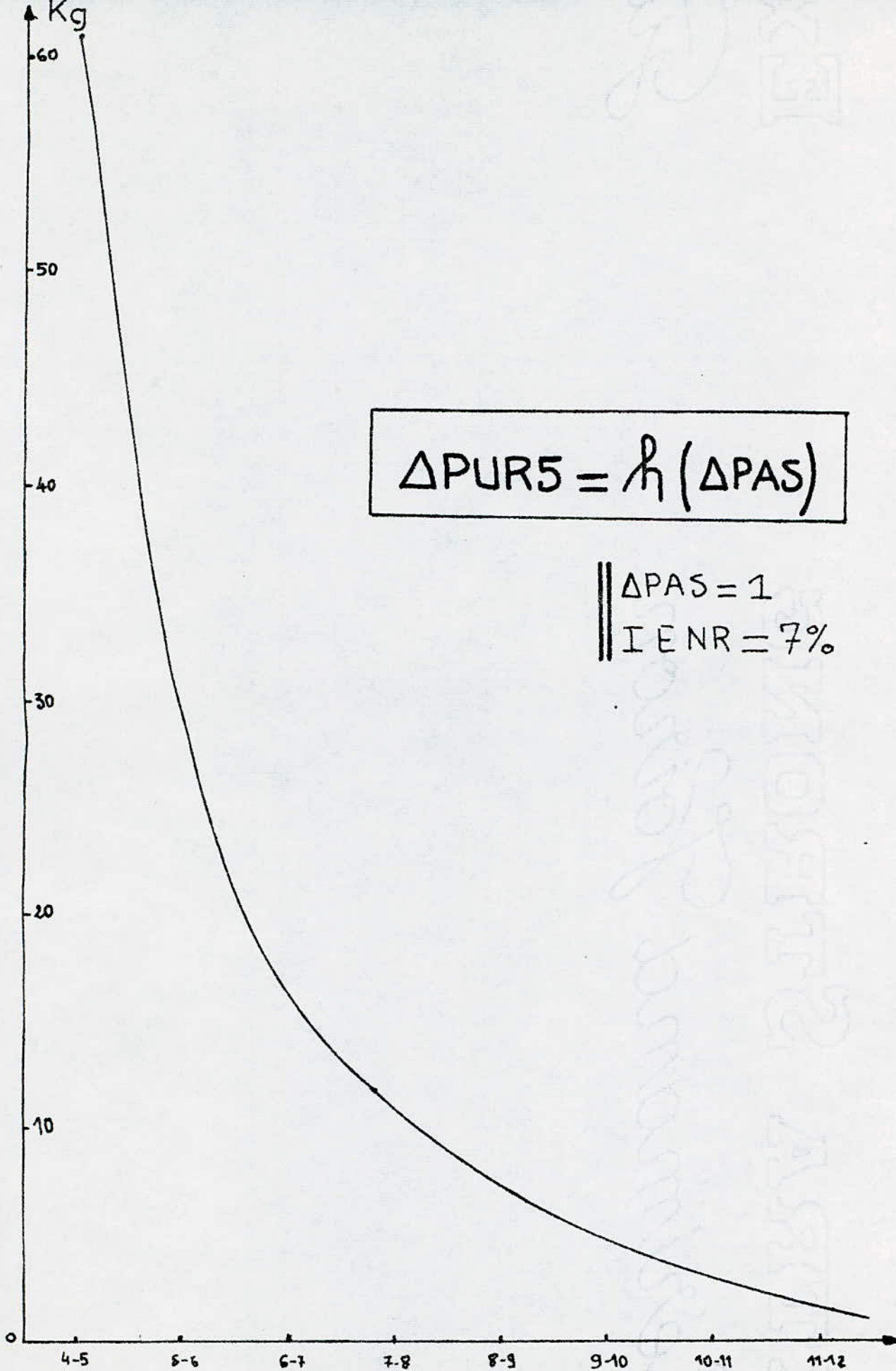
On procède alors par itération jusqu'à ce qu'il y ait égalité: on détermine enfin l'enrichissement moyen à prévoir en début de vie .

La méthode est explicitée plus clairement par l'organigramme N°2 .

RESULTATS du 1^{er} Programme

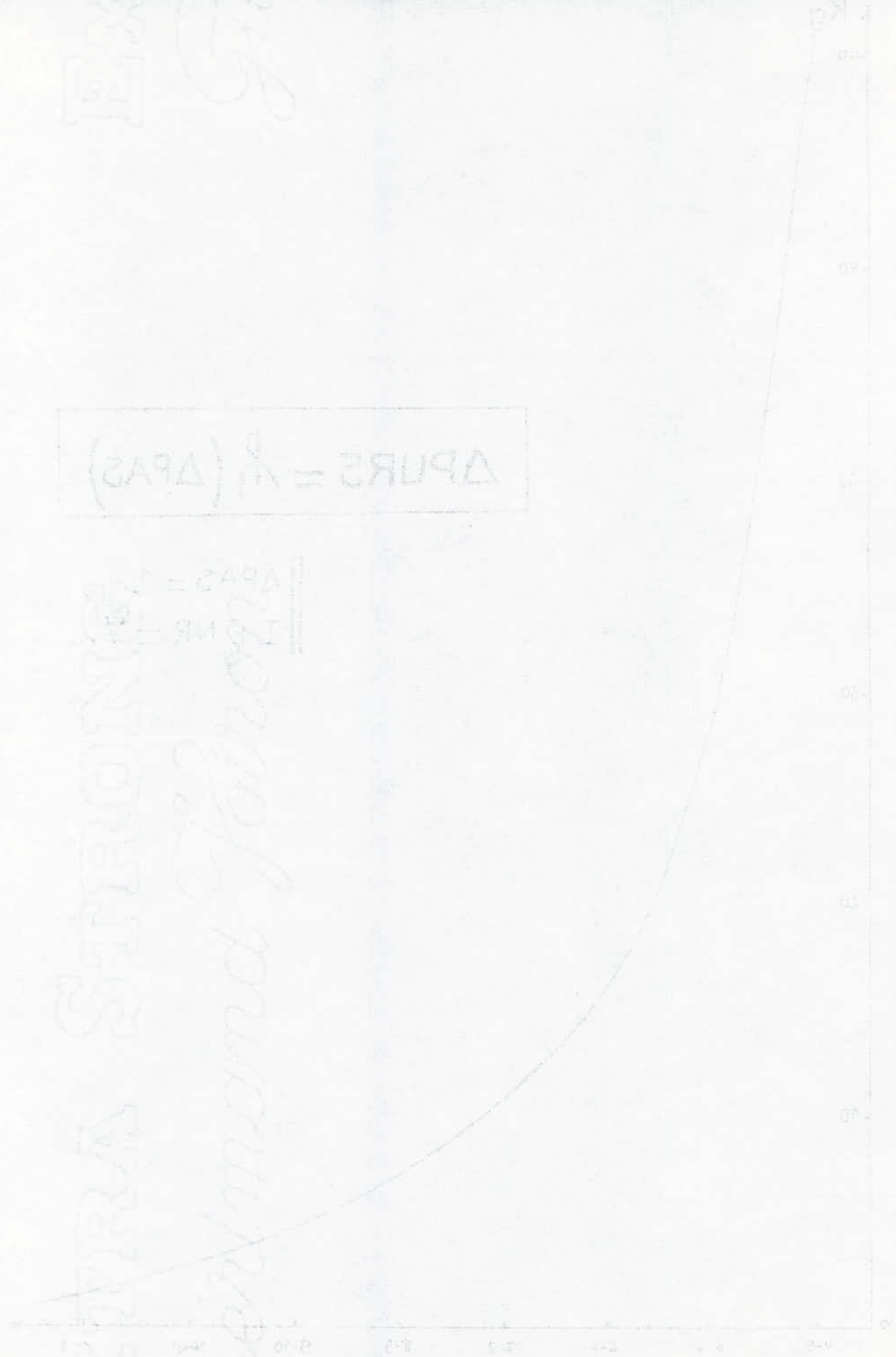
PAS = 3,12
 IENR(I) = I I = 3,5,15
 KINF(I)
 KINF(I) KINF(I) ⇔ KINF AVEC IENR = I
 Vc(I)
 E1, E2 (REAL I, J) E1, E2

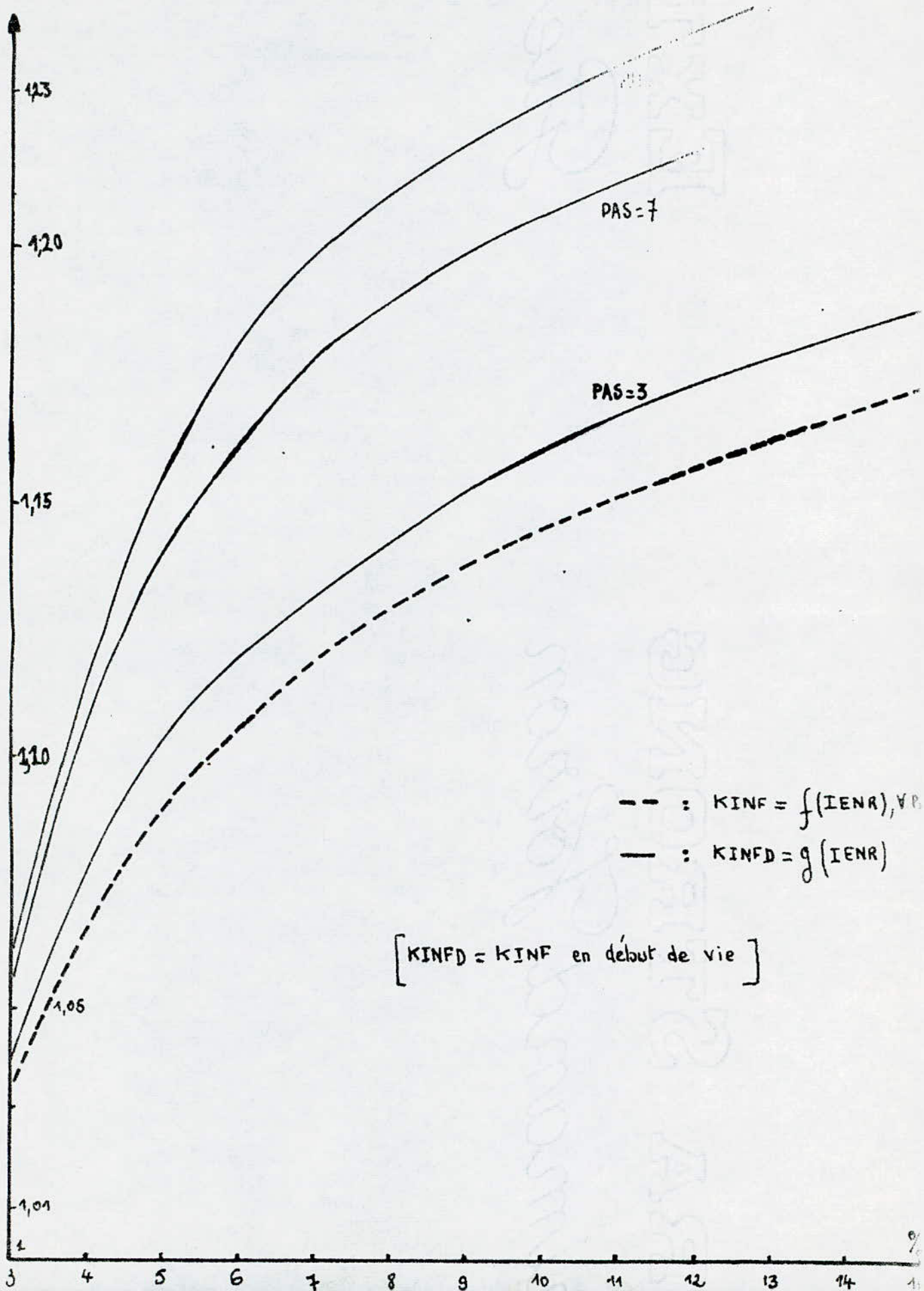


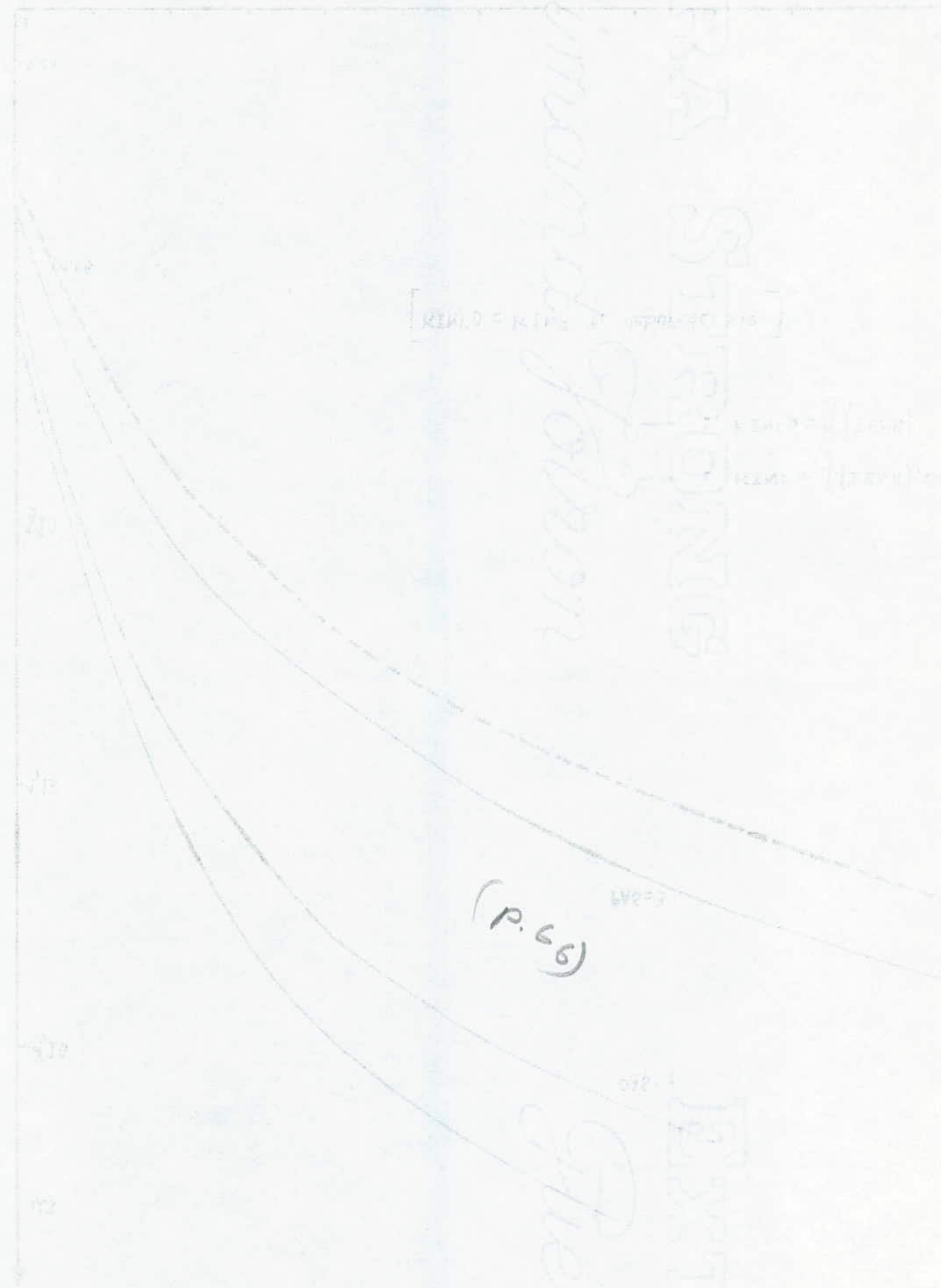


ASST. PROFESSOR
MURRAY STEINBERG
Muhammad Yamin

$$\Delta P_{URS} = \frac{1}{2} (\Delta P_{AS})$$







REMARKS

REMARKS

REMARKS

(p. 66)

100

200

300

400

10

20

30

40

50

REMARKS

REMARKS

Kg.

$$\text{PUR5} = f(\text{IENR})$$

500
400
300
200
100

PAS=4

PAS=5

PAS=6

PAS=7

PAS=8

PAS=10

PAS=11

PAS=12

3

4

5

6

7

8

9

10

11

12

13

14

15

(%)

ΔPUR5



1948

RECEIVED AT
ST. LOUIS
MISSOURI

1948

1948

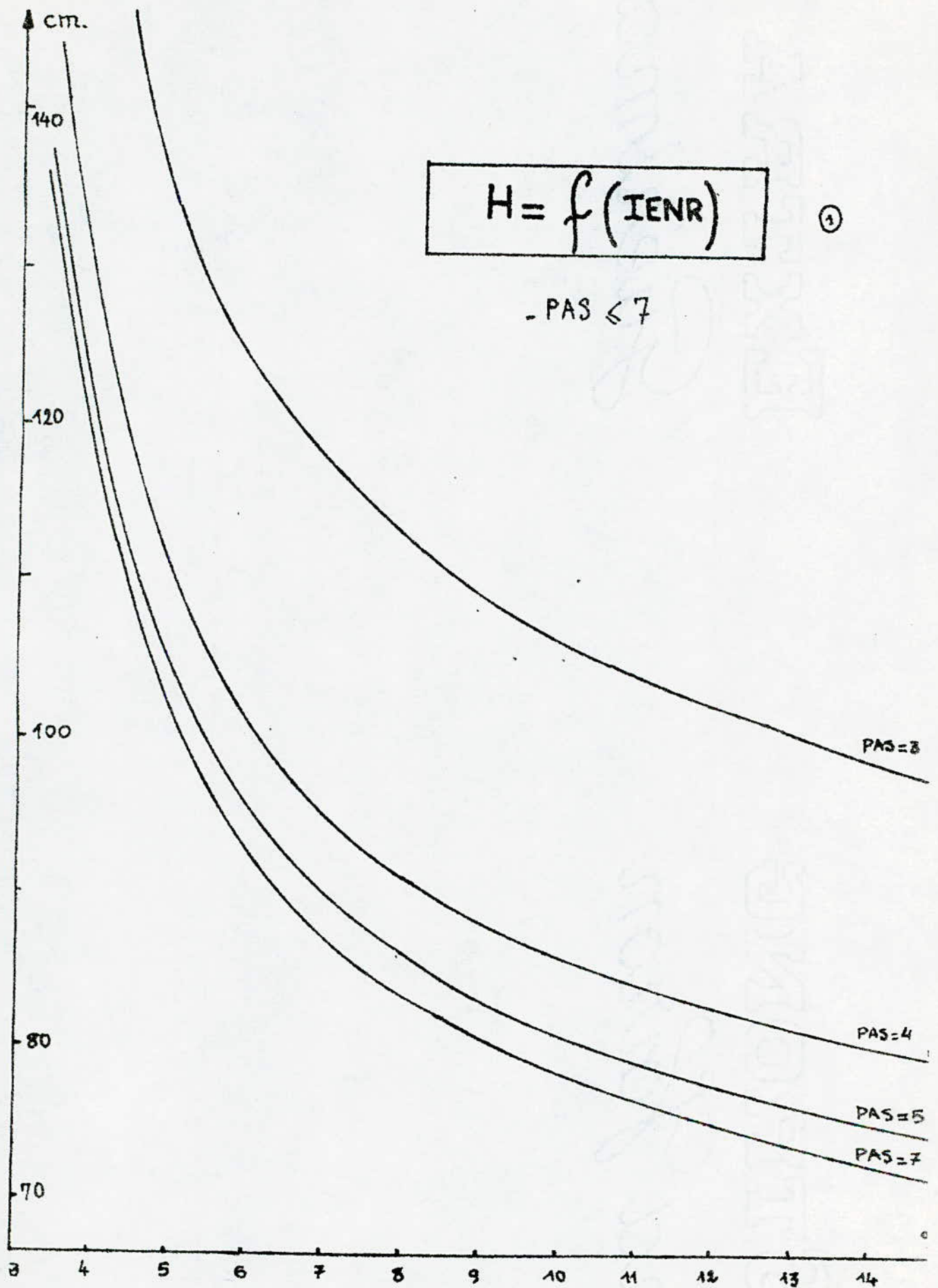
1948

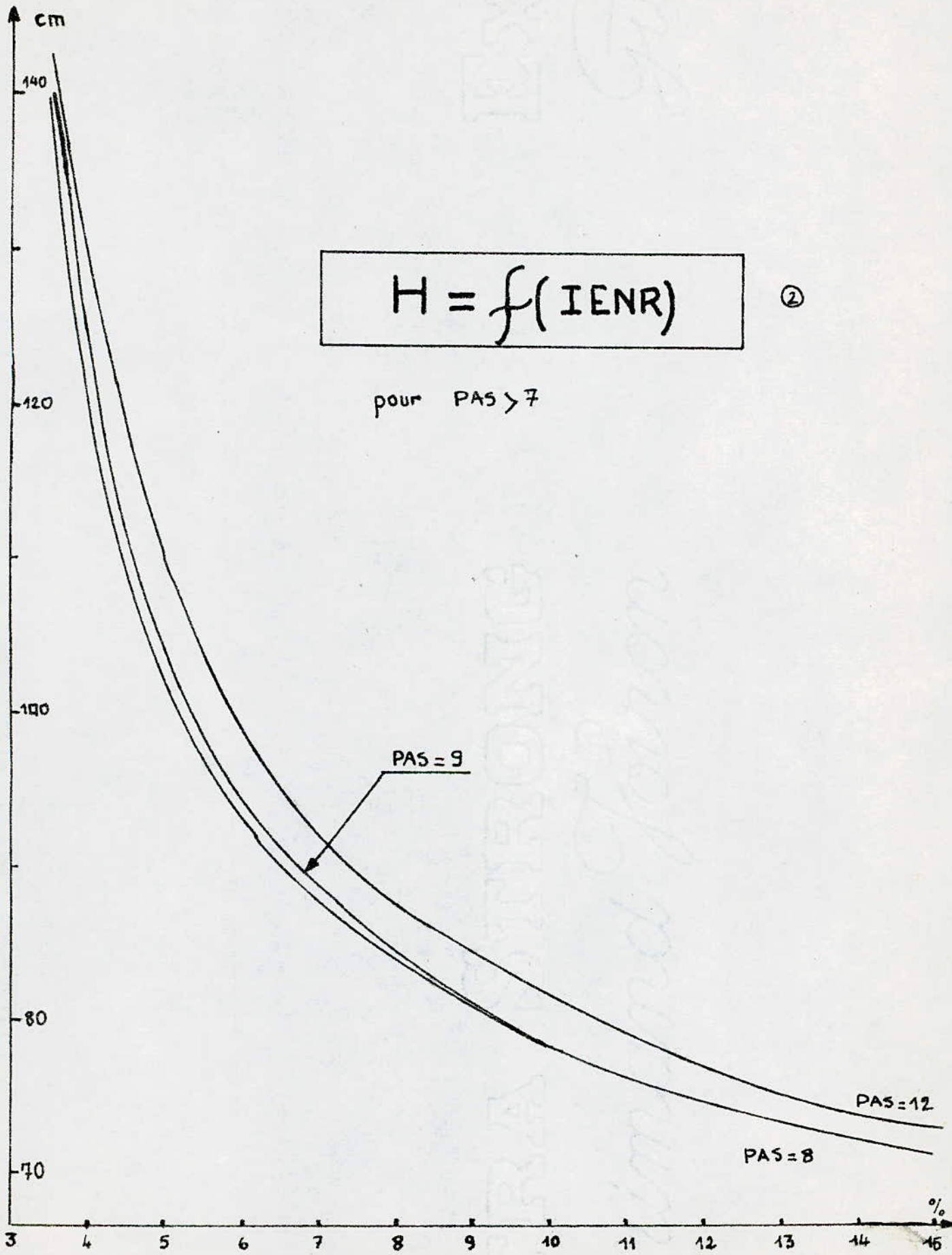
1948

1948

1948

1948





$$H = f(IENR)$$

②

pour PAS > 7

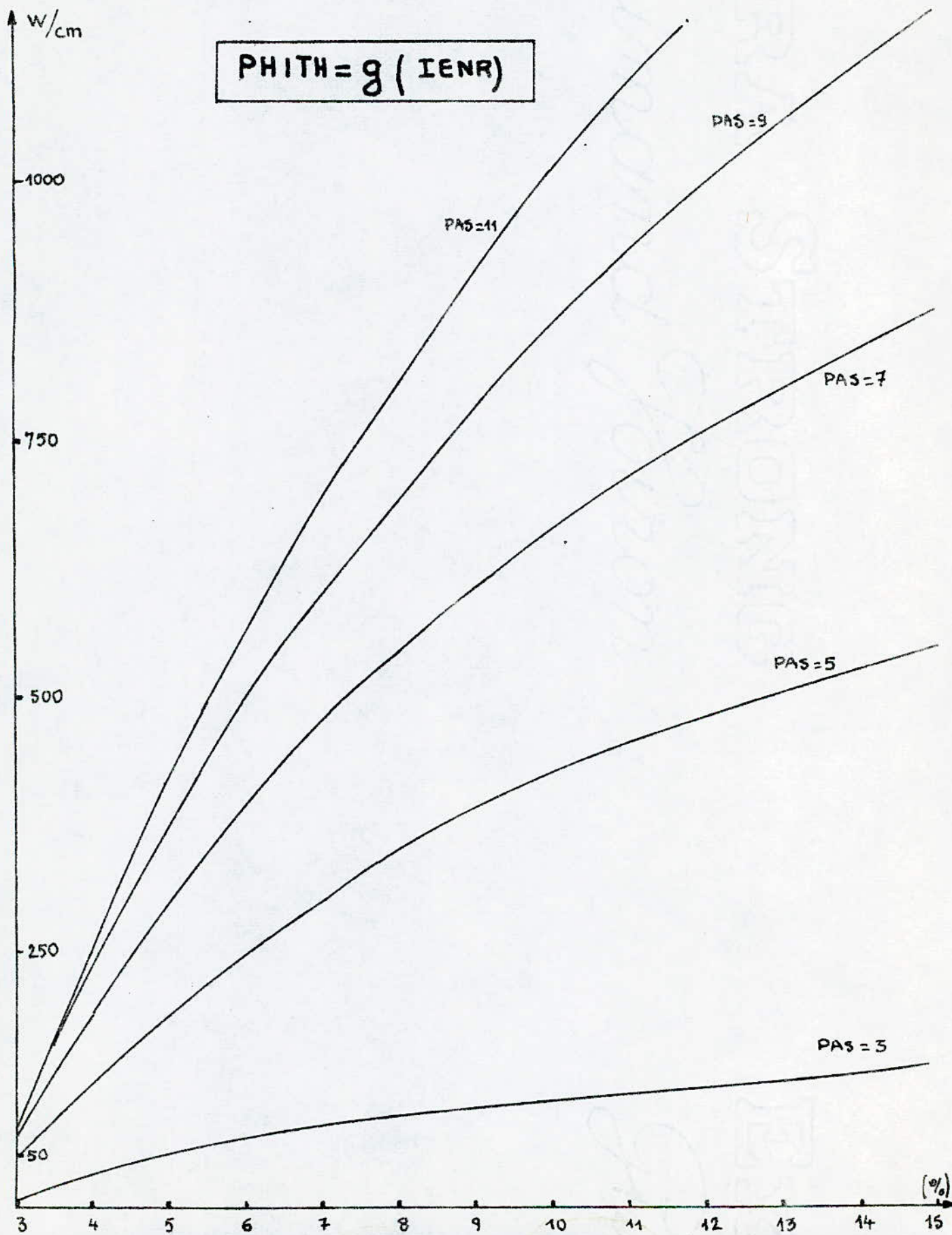
PAS = 9

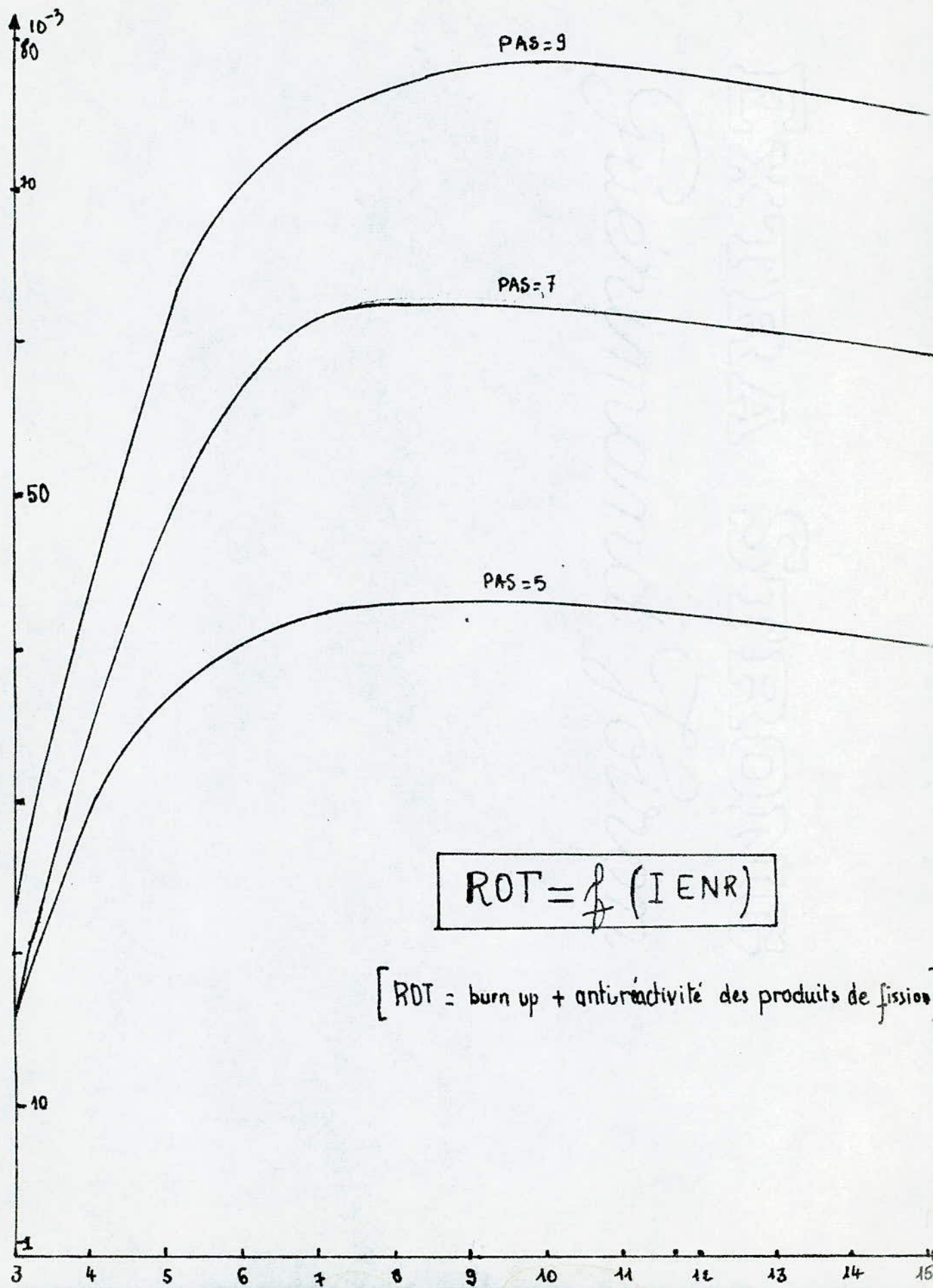
PAS = 12

PAS = 8

%

$$\text{PHITH} = g(\text{IENR})$$





$\cdot 10^3$

100

$$\text{ROT} = f(\text{PAS})$$

V I E N R

50

10

0

3

4

5

6

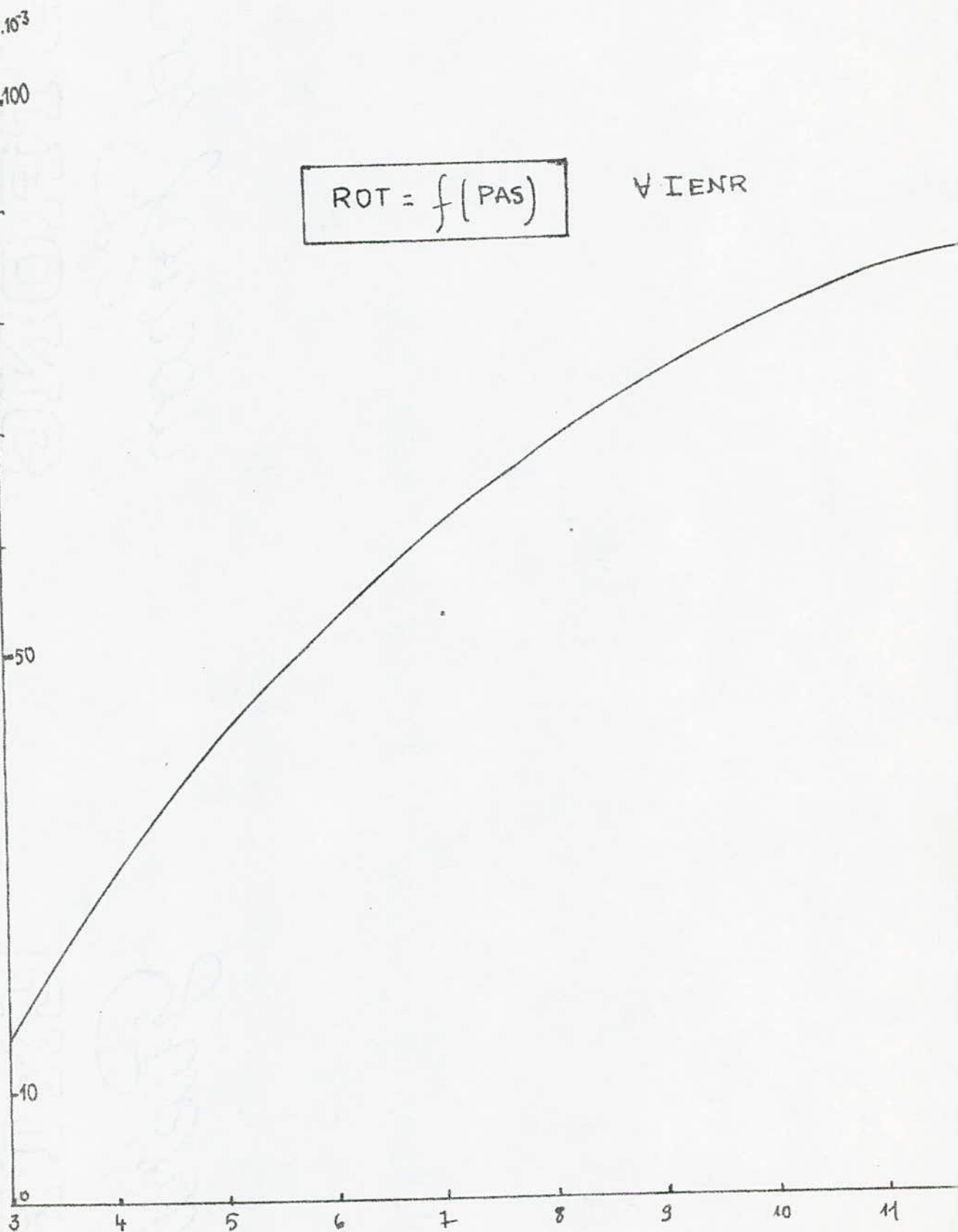
7

8

9

10

11



- III - Conclusion

Tous ces coeurs présélectionnés à partir d'une étude comparative l'auraient été si l'on avait tenu compte de la présence du réflecteur et de l'effet du spectre propre à chaque géométrie des cellules .

L'estimation de l'anti - réactivité introduite pour un an de fonctionnement aurait été plus exacte si l'on avait tenu compte des sections efficaces macroscopiques du coeur surenrichi comprenant des barres de contrôles nécessaires à maintenir la criticité tout au long du cycle .

L'anti - réactivité nécessaire des barres ne peut être évaluée qu'après un premier calcul de réactivité totale .

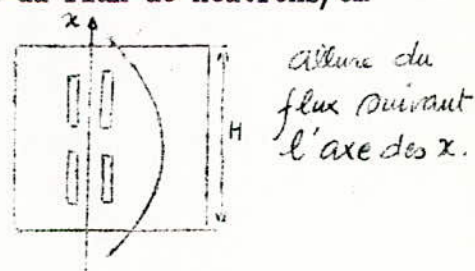
Choix de la forme du réacteur : La structure interne est fixée par B_m (Laplacien matière) . Le problème que l'on se pose est le choix d'une structure conduisant à l'emploi de la plus petite quantité possible de combustible fissile compte tenu des repercussions sur K en milieu infini .

Nous avons opté pour un cube bien que la sphère répond le mieux aux considérations précédentes et que la forme cylindrique (axe vertical) présente des facilités de construction . Notre choix s'est porté sur la forme parallélépipédique du fait que les barreaux de combustible utilisés sont des lames, dont l'épaisseur relativement mince, le long desquelles se fait la propagation du flux de neutrons .

La résolution simple de l'équation de diffusion dans ce type de géométrie (coordonnées cartésiennes) donne la forme du flux de neutrons/cm²

$$\varphi = \varphi_0 \cos \omega_x x_0 \cos \omega_y y_0 \cos \omega_z z$$

Le flux de chaleur suit exactement le flux de neutrons . Ce résultat peut être un point de départ pour une étude thermique des coeurs des réacteurs précédemment sélectionnés .



Méthode : Cette méthode a pour avantage d'être rapide et fournit un très grand nombre de solutions . Nous aurions pu évidemment nous imposer une géométrie de cellules et rechercher l'enrichissement adéquat . Bien au contraire, il aurait fallu faire varier les dimensions du combustible par conséquent celles de la gaine pour être sûr d'avoir épuisé toutes les possibilités . Les nouveaux paramètres, nous auraient conduits alors à apprécier l'influence de la gaine sur le flux thermique moyen, et les dimensions géométriques du coeur .

ELECTRONIQUE NUCLEAIRE

- I - Fonction de transfert et pilotage automatique des réacteurs nucléaires
 - 1 - Fonction de transfert
 - 2 - Pilotage automatique

- II - Circuits de sécurité
 - 1 - Chaines de sécurité
 - 2 - Constitution d'un circuit de sécurité
 - 3 - Conclusion

FONCTION DE TRANSFERT ET PILOTAGE AUTOMATIQUE DES REACTEURS

1 - Notion sur la fonction de transfert des réacteurs nucléaires

1 -1- Fonction de transfert d'un réacteur à faible puissance

Plaçons-nous tout d'abord dans le cas d'un réacteur fonctionnant à faible puissance pour éviter l'intervention de phénomènes autres que ceux relatifs à la seule réaction en chaîne (effets de température, d'empoisonnement,....)

Un réacteur nucléaire est commandé par sa réactivité δK . Suivant les valeurs de $\delta K(t)$, il existe dans le milieu multiplicateur $n(t)$ neutrons/cm³, et le nombre de fission par cm³ et par seconde est proportionnel à $n(t)$.

$$N_{\text{fissions/cm}^3/\text{s}} = n_{\text{neutrons/cm}^3} \cdot \bar{v}_{\text{cm/s}} \cdot \sum_f \sigma_f \text{cm}^2/\text{cm}^3$$

 \bar{v} est la vitesse moyenne des neutrons thermiques dans le réacteur
est la section macroscopique moyenne de fission.

On a vu que les équations cinétiques qui traduisent le comportement du réacteur sont :

$$\frac{dn}{dt} = \frac{(\delta K (1 - \beta) - \beta)}{\theta} n + \sum_1^m \lambda_i c_i + S \quad (1)$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{(1 + \delta K) \beta_i}{\theta} n - \lambda_i c_i \quad (2)$$

Rappelons que :

- * β représente la fraction des neutrons retardés (pour l'U. $\beta = 650$ p.c.m.)
- * β_i représente la fraction des neutrons retardés correspondant au précurseur d'ordre i (en général on considère $m = 6$ groupes)
- * c_i est la concentrations des précurseurs de neutrons retardés
- * θ est la vie moyenne des neutrons prompts .
- * S représente l'effet d'une source de S neutrons/cm³/s .

Dans les cas considérés ici, l'effet de cette source est négligeable.

Ces équations sont non linéaires à cause du terme en $n \delta K$

Précisons les conditions nous permettant de définir la fonction de transfert $W(j\omega)$ /:

- Imposons $\delta K \ll 1$. Employons la notation différentielle en posant $d\varrho = d\delta K$ d'après la définition de la réactivité $\varrho = (K_{\text{eff}} - 1) / K_{\text{eff}}$

(pour $K_{\text{eff}} = 1$, $\varrho = K_{\text{eff}} - 1 = K$ excès = δK)

- Choisissons un point moyen de fonctionnement autour du régime stable du réacteur, c'est-à-dire autour du régime critique :

la réactivité variant autour de zéro : $d\delta K = d\rho$;

le nombre de neutrons variant autour de $n_0 = \text{cte}$ et les concentrations des précurseurs variant autour de $C_{i0} = \text{cte}$.

L'état critique est défini par $\delta K = 0$, $n = n_0$, $C_i = C_{i0}$, qui sont liés entre eux par les équations (1) et (2), dans lesquelles les dérivées dn/dt et dC_i/dt sont nulles :

$$0 = -\frac{\beta n_0}{\theta} + \sum_i^m \lambda_i C_{i0}$$

$$0 = \frac{\beta_i n_0}{\theta} - \lambda_i C_{i0}$$

On en tire $C_{i0} = \frac{\beta_i n_0}{\theta \lambda_i}$

Superposons une excitation sinusoidale d'amplitude $d\rho$ autour de ce point moyen, et posons : $C_i = C_{i0} + dC_i$

$$n = n_0 + dn$$

$$d\delta K = d\rho$$

Les relations (1) et (2) donnent :

$$\frac{d(n_0 + dn)}{dt} = \frac{d\rho(1 - \beta) - \beta}{\theta} (n_0 + dn) + \sum_i^m \lambda_i (C_{i0} + dC_i) \quad (1')$$

$$\frac{d(C_{i0} + dC_i)}{dt} = \frac{(1 + d\rho)\beta_i}{\theta} (n_0 + dn) - \lambda_i (C_{i0} + dC_i) \quad (2')$$

Pour la simplification des calculs négligeons β devant 1 dans (1') ; et $d\rho$ devant 1 dans l'équation (2') ; on aura alors :

$$\frac{d(dn)}{dt} = \frac{d\rho - \beta}{\theta} (n_0 + dn) + \sum_i^m \lambda_i (C_{i0} + dC_i)$$

$$\frac{d(dC_i)}{dt} = \frac{\beta_i}{\theta} (n_0 + dn) - \lambda_i (C_{i0} + dC_i)$$

et $\frac{d(dn)}{dt} = \frac{d\rho n_0}{\theta} + \frac{d\rho dn}{\theta} - \frac{\beta n_0}{\theta} - \frac{\beta dn}{\theta} + \sum_i^m \lambda_i C_{i0} + \sum_i^m \lambda_i dC_i$

$$\frac{d(dC_i)}{dt} = \frac{\beta_i n_0}{\theta} + \frac{\beta_i dn}{\theta} - \lambda_i C_{i0} - \lambda_i dC_i$$

or $\lambda_i C_{i0} = \frac{\beta_i n_0}{\theta}$ et $\sum_i^m \lambda_i C_{i0} = \frac{\beta n_0}{\theta}$

Le terme $d\varrho dn$ du second ordre peut être négligé :

$$\frac{d(dn)}{dt} = \frac{n_0}{\Theta} d\varrho - \frac{\beta}{\Theta} dn + \sum_1^m \lambda_i dC_i$$

$$\frac{d(dC_i)}{dt} = \frac{\beta_i}{\Theta} dn - \lambda_i dC_i$$

En notation symbolique : $\left(\frac{d}{dt} = j\omega \right)$

$$dn(j\omega + \frac{\beta}{\Theta}) = \frac{n_0}{\Theta} d\varrho + \sum_1^m \lambda_i dC_i$$

$$dC_i(j\omega + \lambda_i) = \frac{\beta_i}{\Theta} dn$$

En éliminant dC_i , on aura :

$$dn(j\omega + \frac{\beta}{\Theta} - \sum_1^m \frac{\beta_i}{\Theta} \frac{\lambda_i}{j\omega + \lambda_i}) = \frac{n_0}{\Theta} d\varrho$$

Et finalement :

$$\frac{dn}{d\varrho} = \frac{n_0}{\Theta} \frac{1}{j\omega \left(1 + \frac{1}{\Theta} \sum_1^m \frac{\beta_i}{j\omega + \lambda_i} \right)}$$

(3) Fonction de transfert $W(j\omega)$ d'un réacteur à faible puissance .

1 -2- Représentation de la fonction de transfert à faible puissance

a) Non linéarité

On remarque que le rapport n_0/Θ modifie le gain de la fonction de transfert; il existe donc une fonction de transfert pour chaque valeur de n_0 .

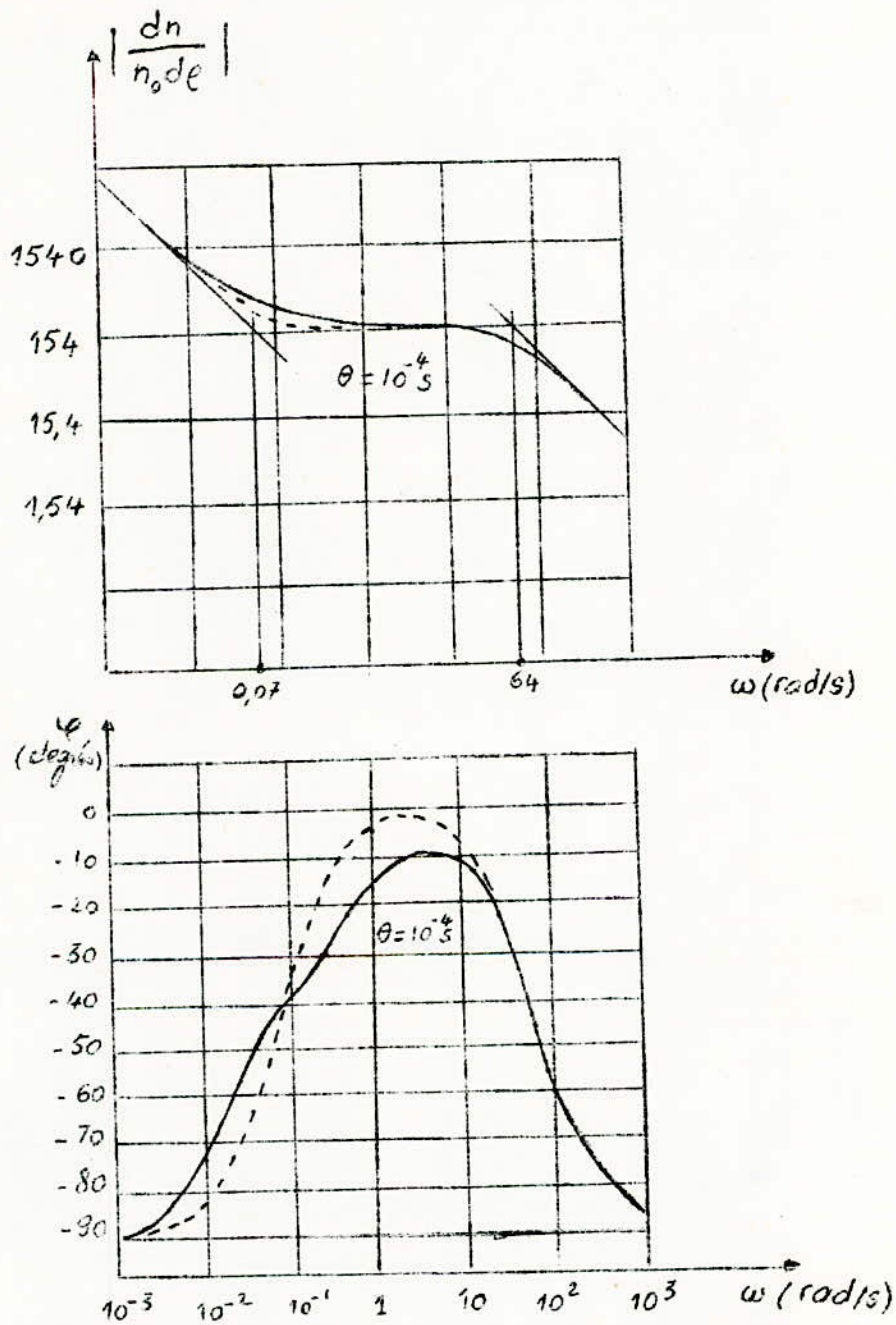
Pour un même réacteur, il est possible de définir une seule ((fonction de transfert relative)) par le rapport $dn/n_0 d\varrho$

$$\frac{dn}{n_0 d\varrho} = \frac{1}{\Theta j\omega \left[1 + \frac{1}{\Theta} \sum_1^m \frac{\beta_i}{j\omega + \lambda_i} \right]}$$

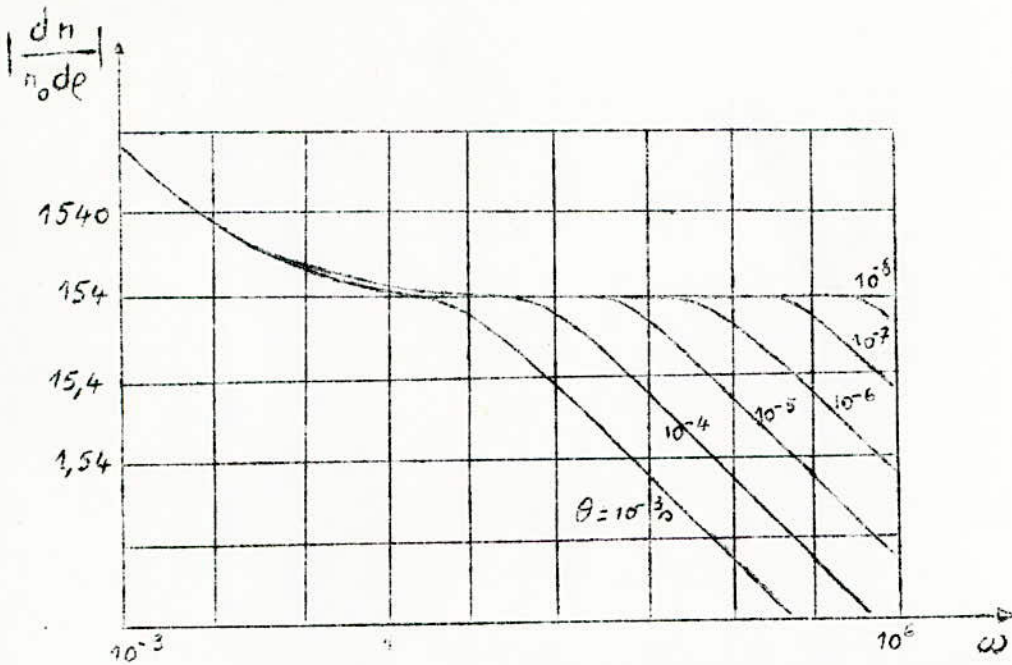
A titre d'exemple, les courbes de gain et de phase de la fonction de transfert d'un réacteur de vie moyenne $\Theta = 10^{-4}$ s, sont représentées en trait continu fig(1) .

b) Influence des paramètres :

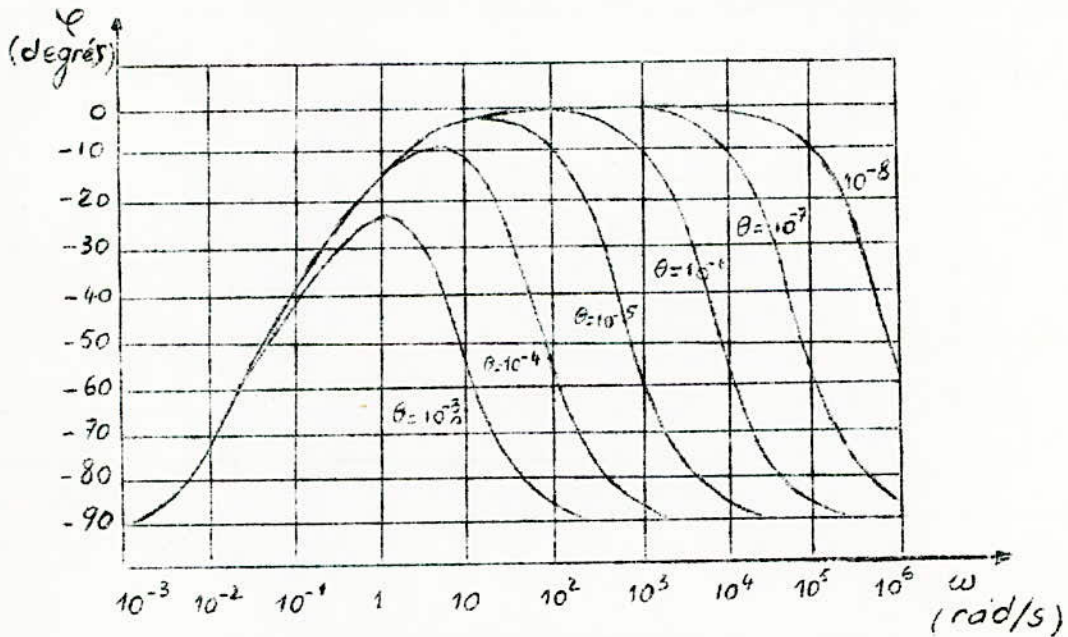
1°/ Vie moyenne Θ des neutrons prompts \rightarrow . La vie moyenne Θ influe sur la forme de la fonction de transfert . Le gain $\left| \frac{dn}{n_0 d\varrho} \right|$ est tracé fig(2) pour différentes valeurs de Θ ; la fig(3) représente la phase $\varphi(\omega) = \text{Arg}\left(\frac{dn}{n_0 d\varrho}\right)$



- fig (1) - Courbes de gain et de phase de la fonction de transfert d'un réacteur .



- fig(2) Gain de la fonction de transfert d'un réacteur .



- fig (3) Phase de la fonction de transfert d'un réacteur .
(pour différentes vies moyennes des neutrons prompts)

On voit sur la fig(2) que pour les faibles pulsations, le réacteur se comporte comme un integrateur (pente: - 6 dB/octave). Aux pulsations élevées, la constante de temps due à la durée de vie des neutrons prompts crée un affaiblissement de 6 dB/octave. Pour les pulsations moyennes, la fonction de transfert présente un plateau plus ou moins long suivant les valeurs de θ .

Si on compare les fonctions de transfert de deux réacteurs de vies θ différentes, on remarque que :

- L'influence de θ est négligeable aux pulsations inférieures à 1 rad/s. Le gain, à cette pulsation, vaut environ 150 .

- La forme des courbes de phase φ est modifiée pour les fréquences élevées:

pour $\theta = 10^{-3}$ s $\varphi = -90^\circ$ pour $\omega > 100$ rad/s

pour $\theta = 10^{-5}$ s $\varphi = -90^\circ$ pour $\omega > 10^4$ rad/s .

2°/ Paramètres β_i et λ_i -. La nature du combustible modifie surtout $\beta = \sum_1^m \beta_i$ les valeurs de λ_i étant pratiquement inchangées .

Combustible	Fission rapide (β en p.c.m.)	Fission thermique (β en p.c.m.)
^{233}U	270	260
^{235}U	650	640
^{238}U	1570	
^{239}Pu	210	210
^{240}Pu	260	
^{232}Th	220	

- Valeurs de β pour différents combustibles - .

c) Fonction de transfert simplifiée

Dans beaucoup d'applications, l'expression (3) peut être simplifiée si l'on ne considère qu'un seul groupe de neutrons retardés ayant un rôle semblable à celui joué par l'ensemble des m groupes . On peut écrire :

$$\frac{dn}{n_0 d\varphi} = \frac{1}{\theta} \frac{j\omega + \lambda}{j\omega (j\omega + \lambda + \beta/\theta)} \quad \text{avec } \beta = \sum_i \beta_i \text{ et } \lambda = \beta \sum_1^m \frac{\lambda_i}{\beta_i}$$

A titre d'exemple, pour un réacteur à ^{235}U , dont la vie moyenne $\theta = 10^{-4}$ s:

$$\beta = 640 \text{ p.c.m.} ; \lambda = 0,07 \text{ s}^{-1} ; \lambda + \beta/\theta = 64 \text{ s}^{-1}$$

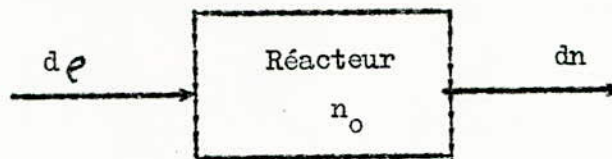
Les courbes en trait pointillé représentées fig (1) montrent la similitude avec les courbes réelles tenant compte de 6 groupes de neutrons retardés .

1 -3- Fonction de transfert globale d'un réacteur nucléaire

Lorsqu'un réacteur fonctionne à une puissance notable, divers effets modifient son comportement. Ce sont principalement les effets d'origine thermique (effet de température) et ceux créés par des poisons prenant naissance lors de la fission. Ces deux phénomènes sont fonction du flux neutronique existant dans le réacteur. Le premier dépend aussi du comportement d'extraction de la chaleur. Ils réagissent sur la réactivité interne du réacteur .

a)- Schéma de principe du bouclage dû aux effets thermiques et aux poisons

Nous avons vu que la fonction de transfert d'un réacteur à faible puissance relie dn à $d\varrho$ en régime linéaire, c'est-à-dire pour de faibles excitations $d\varrho$ (fig(4)) .



-- fig (4) --

Or, la réactivité du réacteur est influencée par les deux effets de température et de poisons.

On peut écrire que la réactivité interne du réacteur est :

$$d\varrho(\text{interne}) = d\varrho(\text{externe}) + d\varrho(\text{effets de température, poisons})$$

La fig (5) représente le bouclage correspondant

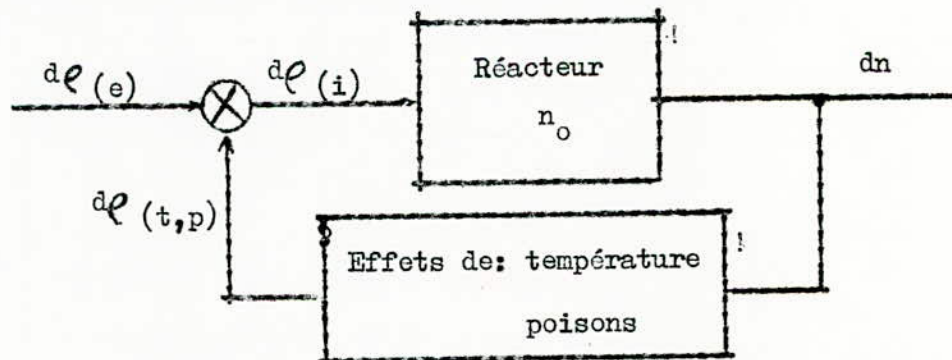


fig (5) - Bouclage du réacteur avec effets poisons et température -

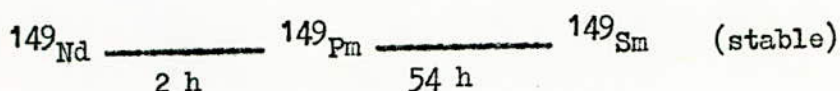
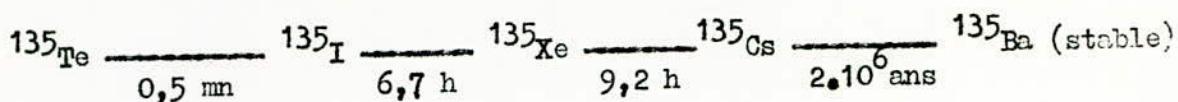
Examinons de plus près, le rôle de ces deux effets .

b)- Origine et effet des poisons

Lors de la fission, divers corps radioactifs sont créés; certains de ceux-ci, ou leurs fils dans les chaînes de décroissance, ou leurs produits

de fin de chaîne (qui sont stables) possèdent des sections efficaces de capture très importantes.

Le bilan neutronique du réacteur est modifié par l'existence de ces produits. Le samarium 149 et le xénon 135 sont les plus importants. Ils proviennent des chaînes de décroissance radioactive suivantes :



^{135}Te et ^{149}Nd sont des produits de fission.

On ne considérera que l'effet xénon qui est notable en régime stable comme en transitoire, le samarium 149, qui est un produit stable, joue relativement moins lors des régimes transitoires.

La période du tellure étant très faible, on peut supposer que l'iode 135 est directement créé lors de la fission.

Considérons un volume unité d'un réacteur " homogénéisé " et évaluons l'importance du xénon présent.

Le nombre de fissions par cm^3 et par seconde est donné par :

$$N_f / \text{cm}^3 / \text{s} = \sum_f \phi = \sum_f n v$$

\sum_f est la section efficace macroscopique moyenne de fission (cm^{-1}).

ϕ est le flux moyen existant dans le réacteur ($\text{neutrons}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)

n est le nombre de neutrons présents dans 1cm^3 .

v est la vitesse moyenne des neutrons thermiques.

Si par fission il est créé γ_I atomes d'iode, pour N_f fissions la quantité d'iode est égale à :

$$I_{\text{atomes}} / \text{cm}^3 / \text{s} = \gamma_I N_f = \phi.$$

L'iode 135 est radioactif : sa loi de décroissance est :

$$\frac{dI}{dt} = -\lambda_I I \quad (\lambda_I: \text{cte radioactive de l'iode})$$

La quantité d'iode existante est donc fixée par

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \sum_f \phi - \lambda_I I \quad \text{et il est créé dans ces conditions } \lambda_I I \text{ atomes de xénon.}$$

Faisons le bilan des créations et disparitions du xénon 135 :

- la décroissance de l'iode fournit $\lambda_I I$ atomes/cm³/s ;

- une partie du xénon est fournie par formation directe lors de la fission avec le rendement γ_x atomes/fission, soit :

$$\gamma_x \Sigma_f \phi \text{ atomes/cm}^3/\text{s}$$

- le xénon est radioactif : il disparaît $\lambda_x X$ atomes par seconde ;

- il disparaît aussi du xénon par capture de neutrons, si σ_x est la section efficace microscopique de capture, il est perdu par seconde : $\sigma_x X \phi$.

$$\text{donc: } \frac{dX}{dt} = (\gamma_x \Sigma_f - \sigma_x X) \phi - \lambda_x X + \lambda_I I \quad (4)$$

$$\frac{dI}{dt} = \gamma_I \Sigma_f \phi - \lambda_I I \quad (5)$$

Ces deux relations représentent la quantité de xénon présent dans un réacteur, à l'instant t , pour un flux moyen : $\phi(t) = n(t) \cdot v$.

Pour définir la fonction de transfert de cet effet, faisons de petites variations autour d'un flux moyen constant $\phi_0 = n_0 v$ et posons :

$$X = X_0 + dX$$

$$\phi = \phi_0 + d\phi$$

$$I = I_0 + dI$$

L'état stationnaire X_0 , ϕ_0 , I_0 est fixé par les relations (4) et (5) dans lesquelles les dérivées sont nulles, soit : $dI/dt = dX/dt = 0$, on aura :

$$\left. \begin{aligned} \gamma_I \Sigma_f \phi_0 &= \lambda_I I_0 \\ (\gamma_x \Sigma_f - \sigma_x X_0) \phi_0 - \lambda_x X_0 + \lambda_I I_0 &= 0 \end{aligned} \right\} (6)$$

Autour du point moyen , les relations (4) et (5) deviennent :

$$\frac{d(X_0 + dX)}{dt} = (\gamma_x \Sigma_f - \sigma_x X_0) (\phi_0 + d\phi) - \sigma_x dX d\phi - \lambda_x (X_0 + dX) + \lambda_I (I_0 + dI) - \sigma_x \phi_0 dX$$

$$\frac{d(I_0 + dI)}{dt} = \gamma_I \Sigma_f (\phi_0 + d\phi) - (I_0 + dI)$$

On peut négliger le terme du second ordre $dX d\phi$.

En supprimant les termes du régime stationnaire, on obtient :

$$\frac{d(dX)}{dt} = (\gamma_x \Sigma_f - \sigma_x X_0) d\phi - (\sigma_x \phi_0 + \lambda_x) dX + \lambda_I dI$$

$$\frac{d(dI)}{dt} = \gamma_I \Sigma_f d\phi - \lambda_I dI$$

Ou en notation symbolique

$$j\omega dX = (\gamma_x \Sigma_f - \sigma_x X_0) d\phi - (\sigma_x \phi_0 + \lambda_x) dX + \lambda_I dI$$

$$j\omega dI = \gamma_I \Sigma_f d\phi - \lambda_I dI$$

Eliminons dI , et représentons la fonction de transfert sous la forme :

$$\frac{dX}{d\phi} (j\omega)$$

$$dX (j\omega + \sigma_x \phi_0 + \lambda_x) = \left(\gamma_x \Sigma_f - \sigma_x X_0 + \frac{\lambda_I \gamma_I \Sigma_f}{j\omega + \lambda_I} \right) d\phi$$

$$\boxed{\frac{dX}{d\phi} (j\omega) = \frac{\lambda_I \gamma_I \Sigma_f + (j\omega + \lambda_I)(\gamma_x \Sigma_f - \sigma_x X_0)}{(j\omega + \lambda_I)(j\omega + \sigma_x \phi_0 + \lambda_x)} = \frac{dX}{v_{dn}} \quad (7)}$$

Cette fonction de transfert dépend de X_0 et ϕ_0 qui sont liés .

Des relations (6) on tire :

$$X_0 = \frac{\Sigma_f \phi_0 (\gamma_I + \gamma_x)}{\lambda_x + \sigma_x \phi_0} \quad (8)$$

Il est nécessaire donc possible d'écrire $\frac{dX}{d\phi} (j\omega) = F(\omega, \phi_0)$, les autres paramètres étant constants pour un meme réacteur. Cette fonction présente plusieurs particularités :

1^{er} cas

$$\gamma_x \Sigma_f - \sigma_x X_0 = \varepsilon \quad \text{voisin de zéro}$$

$$\frac{dX}{d\phi} (j\omega) = \frac{\varepsilon (j\omega + \lambda_I) + \lambda_I \gamma_I \Sigma_f}{(j\omega + \lambda_I)(j\omega + \sigma_x \phi_0 + \lambda_x)}$$

$$* \varepsilon > 0 : X_0 < \frac{\gamma_x \Sigma_f}{\sigma_x} \quad \text{ou} \quad \phi_0 < \frac{\gamma_x}{\gamma_I} \cdot \frac{\lambda_x}{\sigma_x}$$

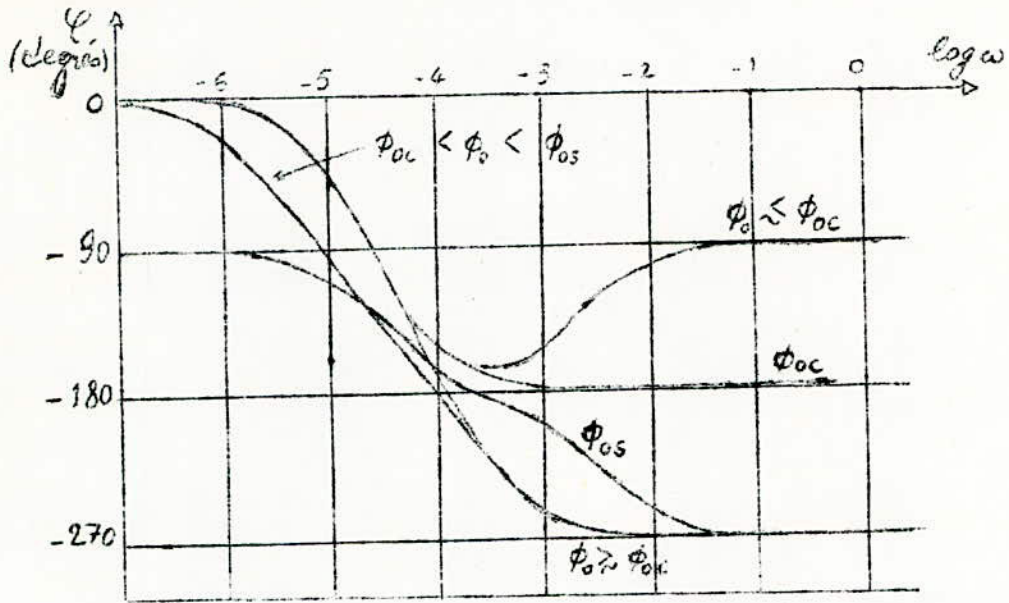
$$\frac{dX}{d\phi} (j\omega) = \frac{C + \varepsilon j\omega}{(A + j\omega)(B + j\omega)}$$

La fig (6) donne la forme du gain et de la phase de $\frac{dX}{d\phi}$ pour $\phi_0 < \phi_0$ critique = $\frac{\gamma_x}{\gamma_I} \cdot \frac{\lambda_x}{\sigma_x}$

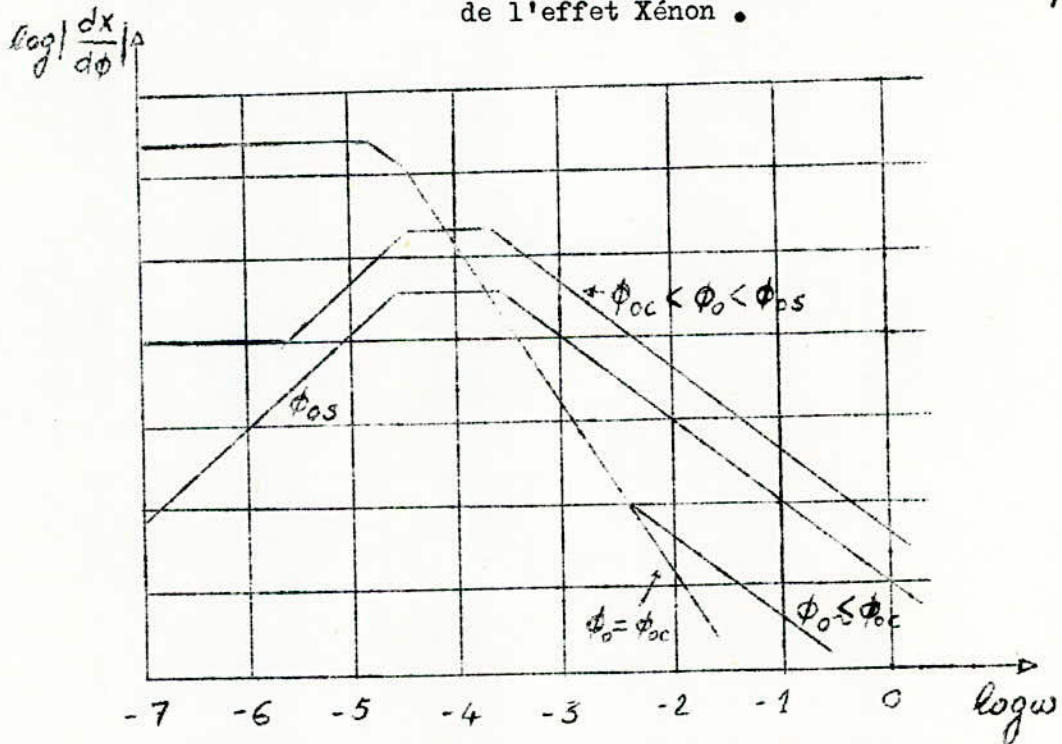
Le déphasage pour ω élevé est limité à -90° .

$$* \varepsilon < 0 : X_0 > \frac{\gamma_x \Sigma_f}{\sigma_x} \quad \text{ou} \quad \phi_0 > \phi_0 \text{ critique}$$

$$\frac{dX}{d\phi} (j\omega) = \frac{C - |\varepsilon| j\omega}{(A + j\omega)(B + j\omega)} = \frac{C^2 + \varepsilon^2 \omega^2}{(A + j\omega)(B + j\omega)(C + |\varepsilon| j\omega)}$$



- fig (6) - Phase de la fonction de transfert $\frac{dX}{d\phi}$ de l'effet Xénon .



- fig (6) - Gain de la fonction de transfert $\frac{dX}{d\phi}$ de l'effet Xénon .

Le gain de la fonction de transfert possède la même forme que dans le cas précédent, mais le déphasage passe à -270° .

2^{ème} cas : flux ϕ_0 très élevé.

La relation (8) donne la valeur X_0 en régime permanent. Lorsque ϕ_0 croît, la quantité de xénon tend asymptotiquement vers $\frac{\Sigma_f (\gamma_I + \gamma_x)}{\sigma_x}$

La fig (7) montre la proportionnalité en X_0 et ϕ_0 pour de faibles flux, et la saturation, qui intervient pratiquement vers $\phi_0 = 10^{14}$ n/cm²/s

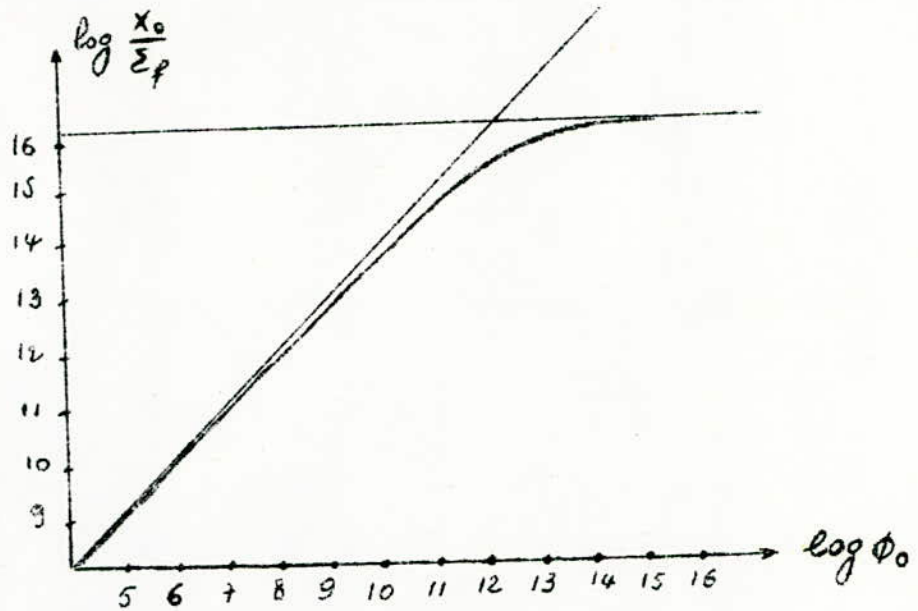


fig (7) - Fonction $X_0 = f(\phi_0)$ en régime permanent -

Posons $X_0 = D \frac{\Sigma_f (\gamma_I + \gamma_x)}{\sigma_x}$, dans lequel D est un coefficient voisin de 1.

$$\frac{dX}{d\phi}(j\omega) = \frac{(1-D)(\gamma_I + \gamma_x)\lambda - j\omega\gamma_I}{(j\omega + \lambda_I)(j\omega + \sigma_x\phi_0 + \lambda_x)} \Sigma_f$$

$$= \frac{(1-D)(\gamma_I + \gamma_x)^2 \lambda_I^2 + \omega^2 \gamma_I^2}{[(1-D)(\gamma_I + \gamma_x)\lambda_I + j\omega\gamma_I][j\omega + \lambda_I][j\omega + \sigma_x\phi_0 + \lambda_x]} \Sigma_f$$

Pour $D < 1$ ϕ_0 critique $< \phi_0 < \phi_0$ saturation

Et $D = 1$ $\phi_0 = \phi_0$ sat, la fonction de transfert est légèrement modifiée.

Il est important de noter que le déphasage atteint 270° dès que le flux est supérieur à ϕ_0 critique, et ceci, jusqu'à la saturation.

c)- Effets thermiques - Coefficient de température

Les effets thermiques les plus importants sont dus à l'échauffement :

- du modérateur
- du combustible
- du réfrigérant
- de la structure .

On définit pour chaque effet un coefficient de température α tel que la variation de réactivité produite par une variation de la température moyenne de la structure considérée de 1°C, soit égale à α , le point moyen de fonctionnement étant défini :

$$\alpha = \frac{\text{Accroissement de } K_{\text{excès}} \text{ (ou } d\rho)}{\text{Accroissement de } \bar{T} \text{ structure en } ^\circ\text{C}} = \frac{\delta K_{\text{ex}}}{\delta \bar{T}}$$

En notation différentielle : $\alpha = \frac{d\rho}{d\bar{T}}$ (dont l'unité est le p.c.m./°C)

Le bouclage dû à un coefficient de température α est donné fig (8) .

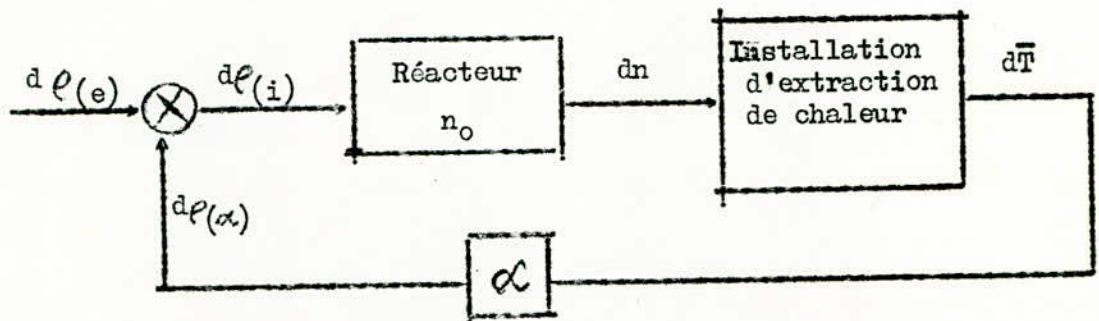


fig (8) - Bouclage du réacteur avec son coefficient de température -

Supposons que les variations de température du modérateur - réfrigérant influent sur la réactivité interne $d\rho(i)$ du réacteur, $\alpha_m = d\rho(\alpha)/d\bar{T}_m$ (indice m pour le modérateur)

Examinons le comportement d'un tel effet et ses réactions sur le réacteur.

Pour mener l'étude, faisons une hypothèse simple sur le fonctionnement de l'installation d'extraction de chaleur : supposons que la variation de température moyenne du modérateur - réfrigérant $\Delta \bar{T}_0$ est proportionnelle à la variation Δn_0 du nombre de neutrons présents dans 1 cm³ du réacteur .

En respectant cette hypothèse simple et en comparant deux états permanents voisins, on définit :

$$\Delta \bar{T}_0 = A \Delta n_0$$

La fonction de transfert de l'effet de température seul est définie par :

$$\frac{d\rho(\alpha)}{dn} = \frac{d\rho(\alpha)}{d\bar{T}} \cdot \frac{d\bar{T}}{dn} = \alpha \frac{d\bar{T}}{dn} \quad (9)$$

($\frac{d\bar{T}}{dn}$ entre deux régimes permanents est égal à A)

En régime transitoire ou oscillant, la température du modérateur est liée à la puissance de la source de chaleur $P(t)$ par l'équation de transfert de la chaleur :

$$P(t) = m \frac{d\bar{T}}{dt} + \frac{\bar{T} - T_e}{A}$$

où m est la capacité calorifique du fluide circulant; T_e est sa température d'entrée dans le réacteur; nous la supposons constante; A est l'inverse du produit de la chaleur spécifique du fluide par le débit massique .

Créons de faibles excursions autour du point moyen \bar{T} :

$$\Delta P(t) = m \frac{d\Delta\bar{T}}{dt} + \frac{\Delta\bar{T}}{A}$$

en notation complexe :

$$\Delta P(j\omega) = (jm\omega + 1/A) \Delta\bar{T}(j\omega)$$

$$\frac{\Delta\bar{T}}{\Delta P}(j\omega) = \frac{A}{1 + Amj\omega} = \frac{A}{1 + \zeta j\omega}$$

$\zeta = Am$ représente la constante de temps correspondant à l'inertie calorifique du fluide .

Pour simplifier, nous posons $P(t) = n(t)$, ce qui revient à exprimer la puissance en nombre de neutrons par cm^3 .

$$\frac{d\rho(\alpha)}{dn} = \frac{A}{1 + \zeta j\omega} \quad (10)$$

Cette fonction de transfert est très simple. Le retard de phase est limité à 90° et les variations de n sont transmises avec une atténuation de plus en plus grande à partir de $\omega \gg \frac{1}{\zeta}$.

Notons en particulier l'effet dû à l'inertie calorifique des éléments de combustible. En général, l'inertie de ces éléments est faible (uranium métallique), c'est pourquoi on néglige son effet sur la température du fluide réfrigérant . Néanmoins, comme le coefficient de température de l'uranium est notable, il y a souvent lieu d'en tenir compte. On pose :

$$\frac{d\rho(\alpha)}{dn} = \alpha_u \frac{d\bar{T}_u}{dn} + \alpha_m \frac{d\bar{T}_m}{dn} \quad \text{qui remplace alors l'équation (9) .}$$

Dans le cas d'un combustible oxyde (UO_2), la constante de temps du combustible peut valoir une dizaine de seconde, et l'effet global des deux coefficients de température (α_u et α_m) peut mener à des déphasages avoisinant 180° .

d) - Comportement d'un réacteur en régime de puissance, bouclé avec son effet de température.

La boucle est représentée fig (8). Son comportement global (boucle fermée) est donnée par la fonction de transfert $\frac{dn}{d\rho(e)}$ qui peut s'écrire :

$$\frac{dn}{d\rho(e)} = \frac{\frac{dn}{d\rho(i)}}{1 + \frac{dn}{d\rho(i)} \cdot \frac{d\rho(\alpha)}{dT} \cdot \frac{dT}{dn}} \quad (11)$$

$\frac{dn}{d\rho(i)}$ est la fonction de transfert du réacteur à faible puissance (sans effet de température) .

$$\frac{d\rho(\alpha)}{dT} \cdot \frac{dT}{dn} = \frac{A\alpha}{1 + \zeta\omega} = \frac{K}{1 + \zeta j\omega}$$

Les fig (9) et (10) donnent la forme de la fonction de transfert pour différentes valeurs de α , l'effet de température étant négatif ($\alpha < 0$)

La constante de temps du coefficient de température est faible, si bien que dans ce cas la courbe $\alpha = 0$ est modifiée jusqu'à des pulsations élevées,

Si au contraire on considère un effet lent, la seule modification apportée à la courbe de gain est reportée vers les faibles pulsations (gain fini à la fréquence zéro).

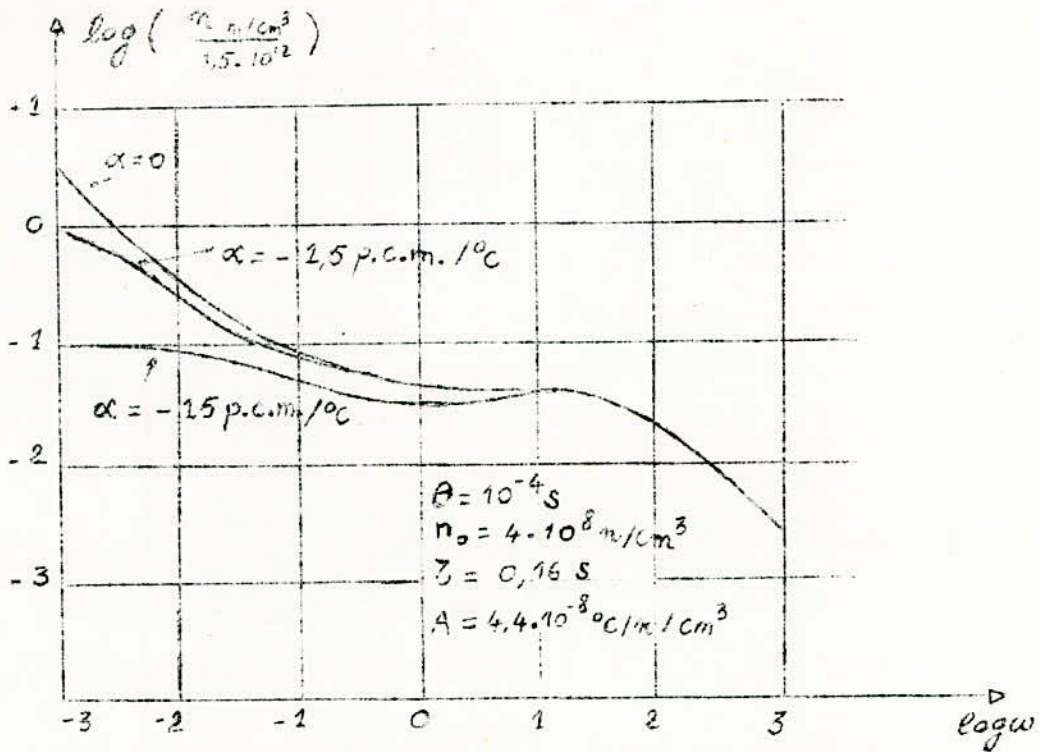
Des effets lent et rapide combinés (négatifs tous les deux) s'additionnent aux très basses pulsations pour diminuer le gain dans le rapport $K_u + K_m$; $K_u = A_u \alpha_u$ et $K_m = A_m \alpha_m$.

La présence d'un coefficient de température négatif limite donc le gain.

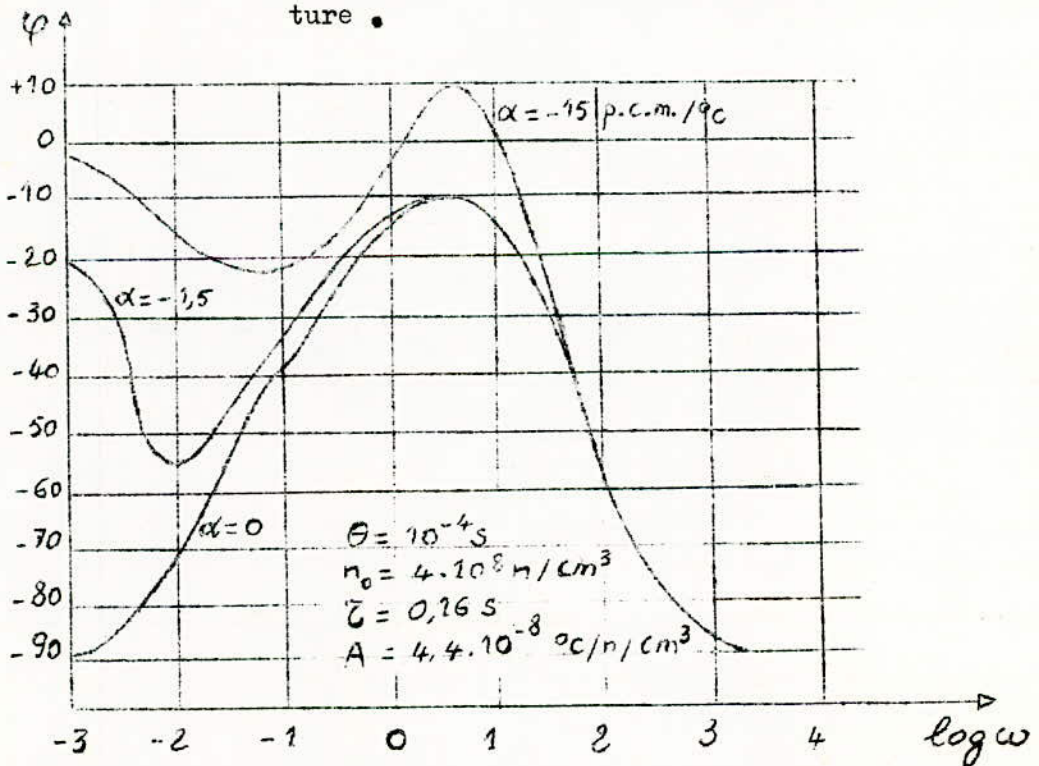
L'amélioration du comportement est nette :

-- si le réacteur ne possède pas de coefficient de température, il se comporte en intégrateur aux fréquences basses. Donc si la réactivité $d\rho(e)$ n'est pas exactement nulle pendant un temps notable, n évolue continuellement avec le temps : on dit que le réacteur est "instable intrinsèquement" ;

-- s'il existe un coefficient de température négatif, le gain, à la puissance zéro, vaut $\frac{1}{K}$.



- fig (9) - Gain de la fonction de transfert en boucle fermée pour différentes valeurs du coefficient de température .



- fig (10) - Phase de la fonction de transfert en boucle fermée pour différentes valeurs du coefficient de température .

d'après la relation (11) :

$$\frac{dn}{d\rho(e)} \text{ tend vers } \frac{1}{\frac{d\rho(\alpha)}{dT} \cdot \frac{dT}{dn}} \quad \text{quand } \omega \text{ tend vers } 0$$

$$\frac{dn}{d\rho(e)} \longrightarrow \frac{1}{A} = \frac{1}{K}$$

Si l'on impose un $d\rho$ constant, la variation du nombre de neutrons présents par cm^3 est limitée à $dn = d\rho/K$.

Le réacteur est alors "stable intrinsèquement", c'est-à-dire qu'il se stabilise dans le temps lorsque la réactivité externe n'est pas nulle.

Un coefficient de température négatif est stabilisant. Un coefficient positif possède un effet contraire. C'est pour cette raison qu'il faut éviter un coefficient de température positif.

Si dans un réacteur un coefficient de température négatif crée un déphasage supérieur à 90° , il est possible que celui-là soit instable pour une pulsation particulière (gain infini).

e)- Comportement d'un réacteur en régime de puissance, bouclé avec les effets de température et du poison xénon 135

Le bouclage complet est représenté par la fig (11)

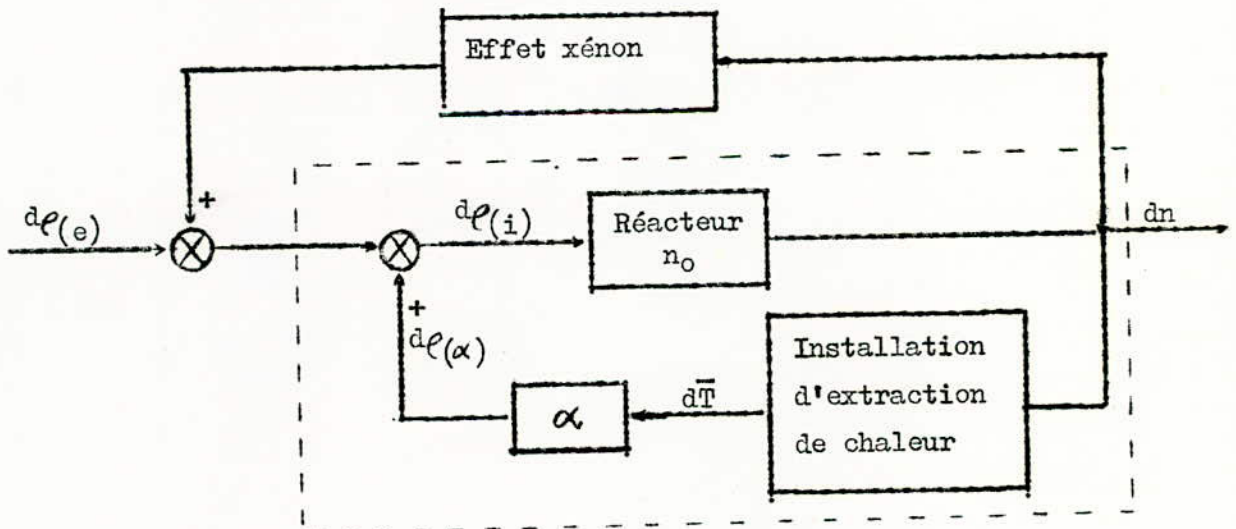
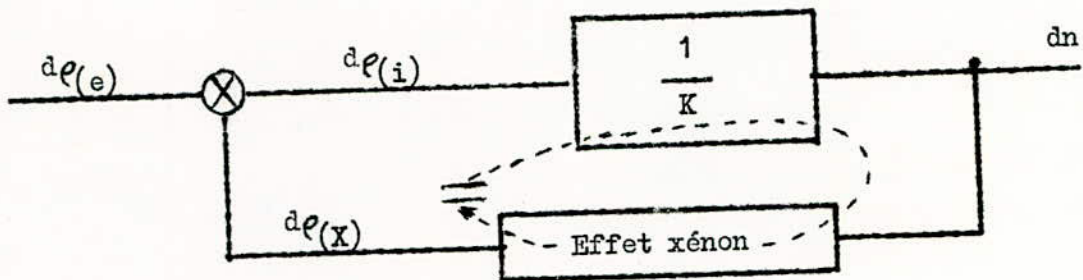


fig (11)- Bouclage du réacteur avec ses effets de température et d'empoisonnement - .

Le comportement du réacteur bouclé avec son effet de température est très simple : son gain et sa phase sont pratiquement constants depuis une pulsation nulle, jusque vers 10^{-3} rad/s et notre étude sera limitée à cette valeur supérieure

$$\varphi \sim 0 \text{ et } \frac{dn}{d\varphi} = \frac{1}{K}$$

On peut simplifier le bouclage précédent (fig(12))



— fig (12) —

La boucle ouverte "réacteur et effet xénon" indiquée par la flèche possède une fonction de transfert G dont le comportement nous informera sur la stabilité de l'ensemble :

$$G = \frac{d\varphi(x)}{dn} \frac{1}{K} = \frac{d\varphi(x)}{dn} \frac{1}{A\alpha}$$

$$\frac{dX}{d\phi} = \frac{\lambda_I \delta_I \Sigma_f + (j\omega + \lambda_I)(\delta_X \Sigma_f - \sigma_X X_0)}{(j\omega + \lambda_I)(j\omega + \sigma_X \phi_0 + \lambda_X)}$$

$$\frac{d\varphi(x)}{dn} = \frac{d\varphi(x)}{dX} \frac{dX}{d\phi} v$$

En première approximation, la variation de réactivité est proportionnelle à la variation de la quantité de xénon présente :

$$\frac{d\varphi(x)}{dX} = D = \text{cte}$$

Le gain G vaut :

$$G = \frac{Dv}{A\alpha} \frac{dX}{d\phi}$$

D'après la théorie des asservissements, une telle boucle est stable, c'est-à-dire n'est pas l'objet d'oscillations spontanées si son gain est inférieur à l'unité pour un déphasage de 180° .

Pour juger des déphasages et des gains, reportons-nous aux fig (6) représentant le comportement de l'effet xénon.

Le module du gain est $|G| = \left| \frac{Dv}{A\alpha} \right| \left| \frac{dX}{d\phi} \right|$

La phase φ est directement donnée fig (6).

1^{er} cas $\phi_0 \leq \phi_0$ critique

Le déphasage est toujours inférieur à 180° , donc la boucle est stable quel que soit le gain $|G|$.

2^{eme} cas: $\phi_0 > \phi_0$ critique

Le déphasage est alors supérieur à 180° pour des pulsations supérieures à 10^{-4} rad/s (cas particulier). Il est donc possible que la boucle entre en oscillations si, pour $\omega \gg 10^{-4}$ rad/s, $|G| = \left| \frac{dX}{d\phi} \right| \frac{Dv}{A\alpha} \geq 1$.

Traçons la courbe lieu de $|G|=1$ pour $\varphi = 180^\circ$, lorsque ϕ_0 varie (fig(13))

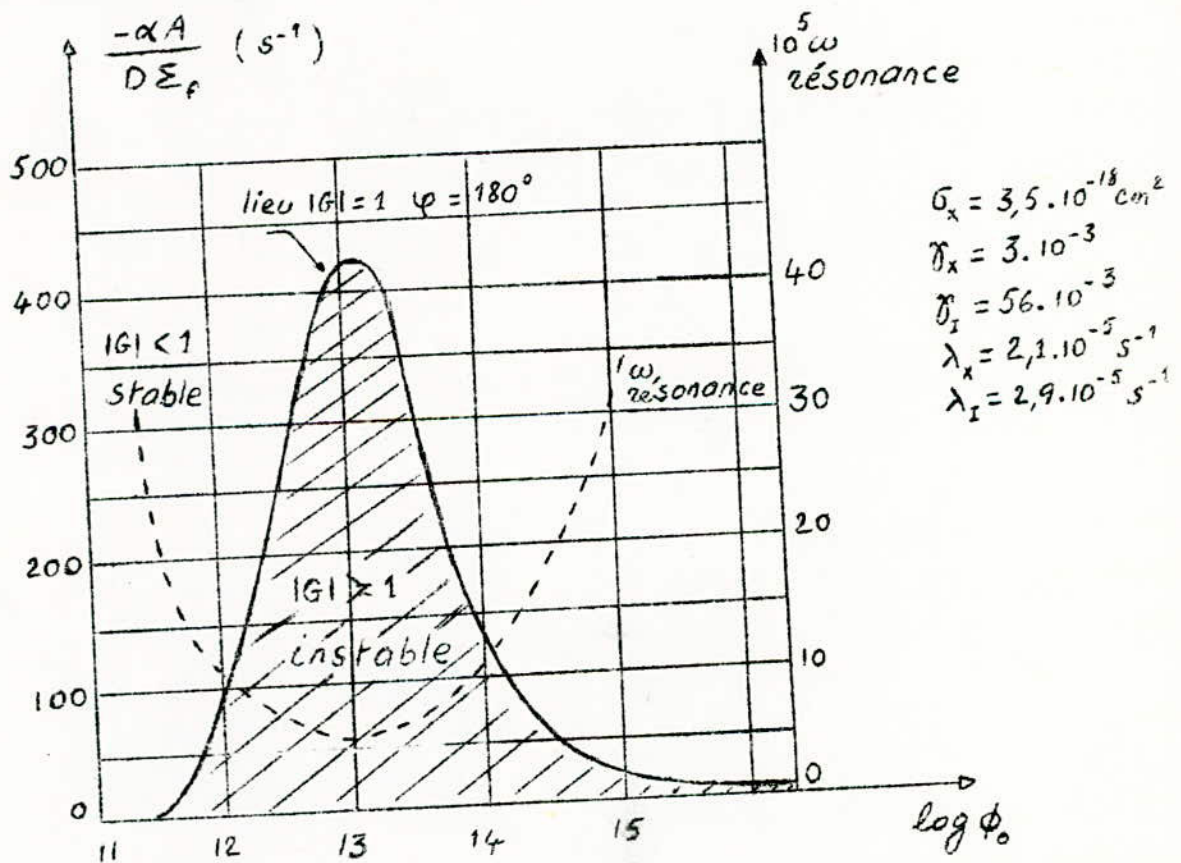


fig (13) - Zones de stabilité et d'instabilité dues à l'effet xénon

Cette courbe correspond à la limite d'entretien des oscillations et divise le demi-plan en deux zones, l'une correspondant à un fonctionnement stable, l'autre à une instabilité .

Il est donc possible qu'un réacteur à neutrons thermiques entre en oscillations libres si son coefficient de température négatif est trop petit, à moins que le flux maximal du réacteur soit limité à une valeur inférieure à celle correspondant à l'entretien .

Deux raisons limitent l'importance de cet effet :

- l'amplitude des oscillations est limitée par les non-linéarités intervenant (réacteur, effet xénon) .

- La fréquence de résonance de la courbe est très faible, de l'ordre de quelques périodes/jour, et il sera possible de supprimer cet effet à l'aide du pilotage automatique .

2 - Pilotage automatique des réacteurs nucléaires

Avant de traiter le pilotage automatique des réacteurs, voyons d'abord les différents étages qui constituent la chaîne de ce pilotage .

2 -1- Détecteurs neutroniques utilisés pour le contrôle des réacteurs

Les détecteurs de neutrons utilisés pour le contrôle des réacteurs ont des volumes compris entre quelques cm^3 et quelques litres; ils sont de plusieurs sortes; nous ne décrirons qu'un seul type .

Chambre d'ionisation à neutrons lents, à courant continu, compensée.

La chambre est essentiellement formée de plateaux parallèles constituant les électrodes; ceux-ci sont disposés de telle façon que chaque plateau constituant l'électrode collectrice soit encadré par deux plateaux constituant l'un l'électrode haute-tension positive, l'autre l'électrode haute-tension négative .

Un plateau $H, T +$ et un plateau $H, T -$ consécutifs déterminent donc, avec le plateau collecteur intercallé entre eux, deux chambres d'ionisations élémentaires sans lesquelles les courants d'ionisation sont de signes opposés; le courant recueilli sur le plateau collecteur représente la différence entre les courants d'ionisation des deux chambres élémentaires. Les faces internes des plateaux constituant l'une des chambres élémentaires étant recouverte de bore, matériau se désintégrant par impact des neutrons suivant la réaction ${}_{5}^{10}\text{B}(n, \alpha){}_3^7\text{Li}$, cette chambre donne un courant d'ionisation

proportionnel au nombre de désintégrations, donc au flux de neutrons; elle donne également un courant proportionnel au rayonnement gamma, donc un courant global $I_n + I_\gamma$ fig (14) .

L'autre chambre ne contenant pas de bore donne simplement un courant I . Le courant collecté sera le courant I_n à la condition que les courants I des deux chambres se compensent le plus exactement possible .

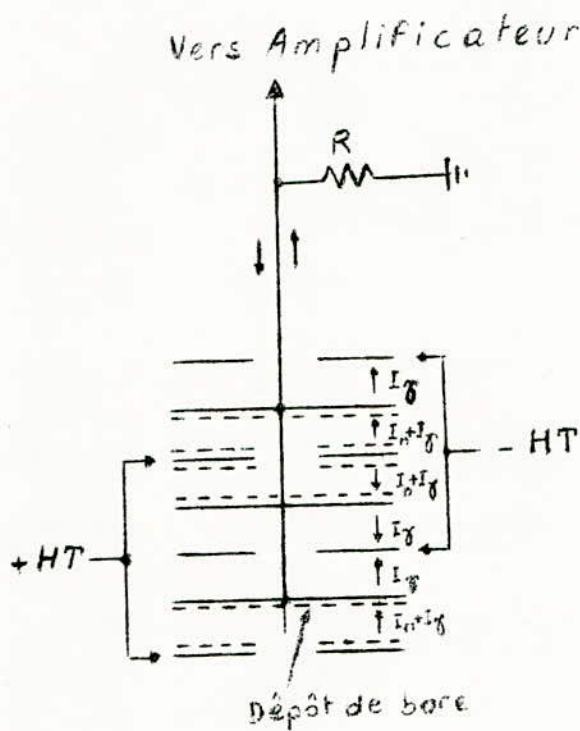


fig (14)- Chambre d'ionisation à neutrons lents, à courant continu, compensée -- .

2 -2- Amplificateurs

Le détecteur décrit ci-dessus nécessite l'utilisation d'amplificateurs adaptés au type de la mesure : mesure de courant continu .

a)- Amplificateurs électroniques, à courant continu, linéaires

Le principe de la mesure consiste à écouler le courant à mesurer dans une résistance connue et à évaluer la d.d.p. à ses bornes . Citons pour mémoire un autre principe qui consiste à accumuler les charges correspondantes sur un condensateur et à mesurer la vitesse de variation de la d.d.p. entre ses armatures (on a $I = C(dV/dt)$) .

Les instruments les plus utilisés sont les appareils à couplage direct ou transistor à effet de champ (pour que la mesure soit correcte) .

Des amplificateurs à modulation sont également utilisés, en particulier l'amplificateur à condensateur vibrant .

Les deux types principaux d'appareils amplificateurs de courant, à couplage direct et à modulation, peuvent bénéficier d'un accroissement de leurs qualités par l'emploi de la contre-réaction (fig(15)) .

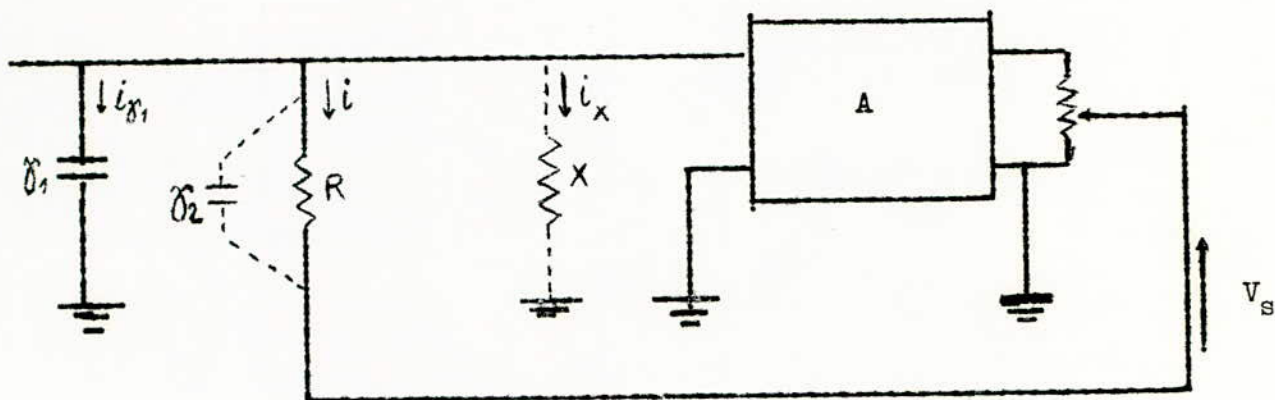


fig (15)- Amplificateur équipé d'une résistance de haute valeur dans la ligne de contre - réaction .

Lorsque $\beta = 0$, on retrouve le seul cas examiné jusqu'à présent .

Lorsque $\beta = 1$, la contre - réaction est totale : c'est un mode de fonctionnement très utilisé .

Quel que soit β , on peut écrire, en négligeant le courant grille :

$$V_s = A(\beta V_s + Ri) = \frac{A}{1 - A\beta} Ri$$

Pour $\beta = 0$: $V_s = ARi$

Pour $\beta = 1$: $V_s = \frac{A}{1 - A} Ri \simeq - Ri$ si $|A|$ est grand .

Dans ce dernier cas, l'amplificateur fonctionne en détecteur de zéro et ajuste sa tension de sortie à la valeur Ri . Plus le gain est grand, plus l'identification des deux tensions est rigoureuse .

V_s est pratiquement indépendant du gain de l'amplificateur et par conséquent de ses variations .

D'après la relation $V_s = ARi/(1 - A\beta)$, on peut dire que la tension de sortie est la même que si l'on avait une résistance de mesure $\frac{R}{(1 - A\beta)}$ à l'entrée d'un amplificateur de gain A , et pas de contre-réaction.

Pour $\beta = 1$, R est sensiblement divisée par le module de A , ce qui facilite considérablement l'isolation de l'électrode d'entrée, car il est évidemment plus facile de réaliser un isolement X supérieur par exemple à $\frac{1000R}{|A|}$ qu'un isolement supérieur à $1000 R$.

Pour la constante de temps (cas du couplage direct), nous supposons que l'amplificateur a une bande passante infinie et que la bande passante du système complet n'est alors limitée que par le circuit d'entrée.

L'impédance d'entrée peut être évaluée simplement, sachant que les impédances placées dans la ligne de contre-réaction sont divisées par $(1 - A\beta)$ dans le schéma équivalent.

Tout se passe donc comme si l'on avait à l'entrée la capacité γ_1 avec en parallèle une résistance $R/(1 - A\beta)$ et une capacité $\gamma_2(1 - A\beta)$.

Ainsi la constante de temps est :

$$\frac{R}{1 - A} (\gamma_1 + \gamma_2(1 - A\beta)) = R \left(\frac{\gamma_1}{1 - A\beta} + \gamma_2 \right)$$

C'est-à-dire pour $\beta = 0$: $R(\gamma_1 + \gamma_2)$

et pour $\beta = 1$ et $|A|$ grand : $R \left(\frac{\gamma_1}{|A|} + \gamma_2 \right)$

En résumé, l'application de la contre-réaction :

- rend la mesure à peu près indépendante du gain de l'amplificateur ;
- diminue l'impédance d'entrée et facilite donc l'isolation de la borne d'entrée ;
- diminue la constante de temps de réponse.

b) - Amplificateurs à courant continu logarithmiques

Pour certaines utilisations, la présentation du résultat sur une échelle logarithmique est indispensable, soit qu'on veuille faire sans commutation de sensibilité des mesures de courant s'étalant sur plusieurs décades, soit qu'on désire disposer à la sortie de l'appareil d'une tension, fonction logarithmique du courant à mesurer.

La caractéristique d'un amplificateur logarithmique est en général obtenue par un élément thermoionique tel qu'une diode dont la plaque est portée à un potentiel négatif.

Dans ces conditions, le courant I_d dans la diode varie, en fonction de la tension appliquée V_d , suivant une loi exponentielle ;

$$\text{Log } I_d = \text{Log } I_s + \frac{V_d - \Delta\psi}{E_T} = \text{Log } I'_s + \frac{V_d}{E_T}$$

Avec I_s courant de saturation,

$\Delta\psi$ d.d.p. de contact entre les deux électrodes,

E_T potentiel thermique égal à $\frac{KT}{e}$, soit $\frac{T}{11500}$

Si donc on connecte (fig(16)) une diode à anode négative à la place de la résistance de haute valeur d'un amplificateur à couplage direct, on aura à la sortie :

$$V_s = \frac{A}{1 - A\beta} (E_T \text{ Log } I_d + \Delta\psi - E_T \text{ Log } I_s)$$

expression qui, à une constante près, est proportionnelle à $\text{Log } I_d$.

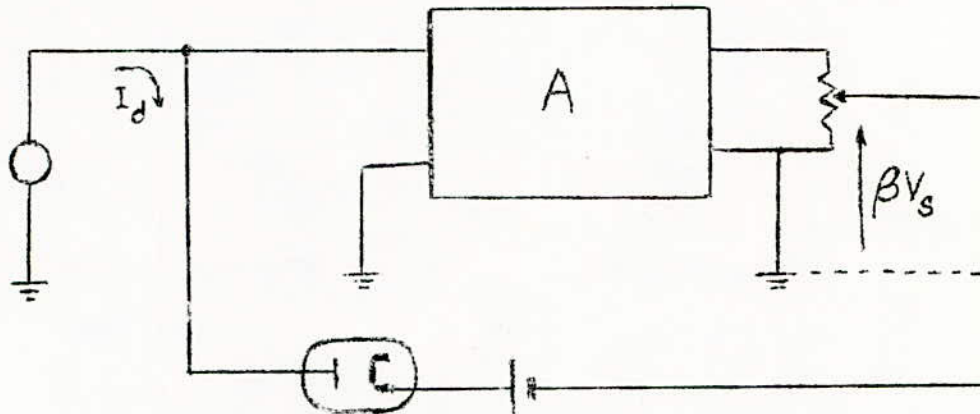


fig (16) - Amplificateur à couplage direct et à réponse logarithmique:

La caractéristique logarithmique est obtenue par une diode en série dans la ligne de contre - réaction .

2 -3- Mesure de la période et de la période et de la réactivité

2 -3-1 Mesure de la période

Les appareils décrits ci-dessus, permettent de faire une mesure de flux neutronique, donc une mesure de la puissance des réacteurs. La variation de cette mesure en fonction du temps est un paramètre très important dans le contrôle des réacteurs .

L'étude de la cinétique des réacteurs montre que, dans le cas d'insertion ou de retrait de réactivité, l'évolution du réacteur, après le régime transitoire est liée à l'excès de réactivité par la loi de NORDHEIM . Si l'excès de réactivité est faible on a alors :

$$n = n_0 \exp\left(\frac{\delta K}{\bar{\theta}}\right)$$

δK étant l'excès de réactivité

$\bar{\theta}$ la vie moyenne pondérée des neutrons (compte tenu des neutrons retardés) . On a donc : $T = \frac{\bar{\theta}}{\delta K}$ (secondes) .

La mesure de la période permet de connaître à chaque instant l'évolution de la puissance neutronique et de la commander par l'intermédiaire des organes de contrôle et de sécurité. Ainsi, le passage d'un niveau de puissance stable à un autre niveau de puissance stable pourra se faire dans des conditions sûres. Pour les ~~mesme~~ raisons, cette mesure est indispensable au cours des démarrages des réacteurs .

La grandeur habituellement mesurée est l'inverse de la période ou facteur d'évolution, soit

$$T^{-1} = \frac{1}{n} \frac{dn}{dt}$$

Elle peut l'être de plusieurs manières :

a)- Mesure de la période avec un amplificateur logarithmique

Cette chaîne de mesure comprend (fig(17)) :

- une chambre d'ionisation compensée aux rayons gamma C ;
- un préamplificateur logarithmique P ;
- un amplificateur à couplage direct A ;
- un circuit différentiateur D ;

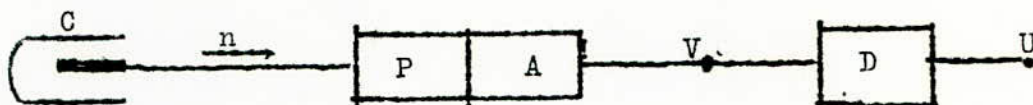


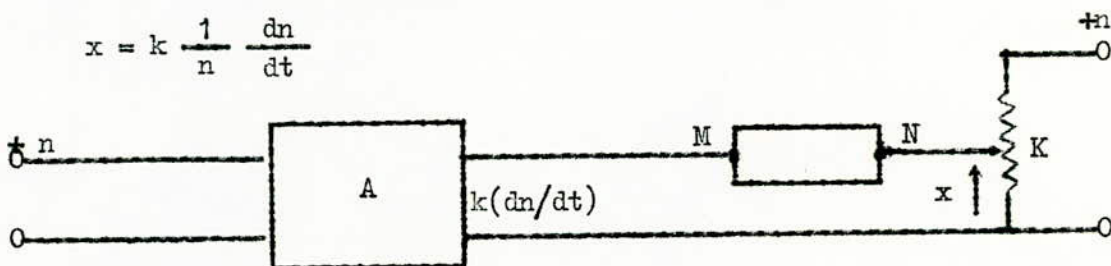
fig (17) - Mesure de la période avec un ampli, à courant continu, logarithmique .

b)- Mesure de la période avec un amplificateur linéaire

On compare la tension de sortie n d'un ampli linéaire à couplage direct à la tension donnée par un circuit différentiateur calculant $\frac{dn}{dt}$, suivant le schéma de principe de la fig(18) . On réalise à chaque instant l'égalité $k(\frac{dn}{dt}) = xn$ par le déplacement du curseur K d'un potentiomètre .

On a donc à l'équilibre :

$$x = k \frac{1}{n} \frac{dn}{dt}$$



A différentiateur

fig (18) - Mesure de la période avec un ampli, à courant continu, linéaire
(K,M,N sont des grandeurs spécifiques du montage) .

2 -3-2 Mesure de la réactivité

L'ensemble des équations cinétiques qui donnent l'évolution du réacteur peut être figuré par un opérateur mathématique non linéaire O . Cet opérateur transforme la variable $\rho(t)$ qui représente la réactivité en une variable $n(t)$ qui représente le flux de neutrons.

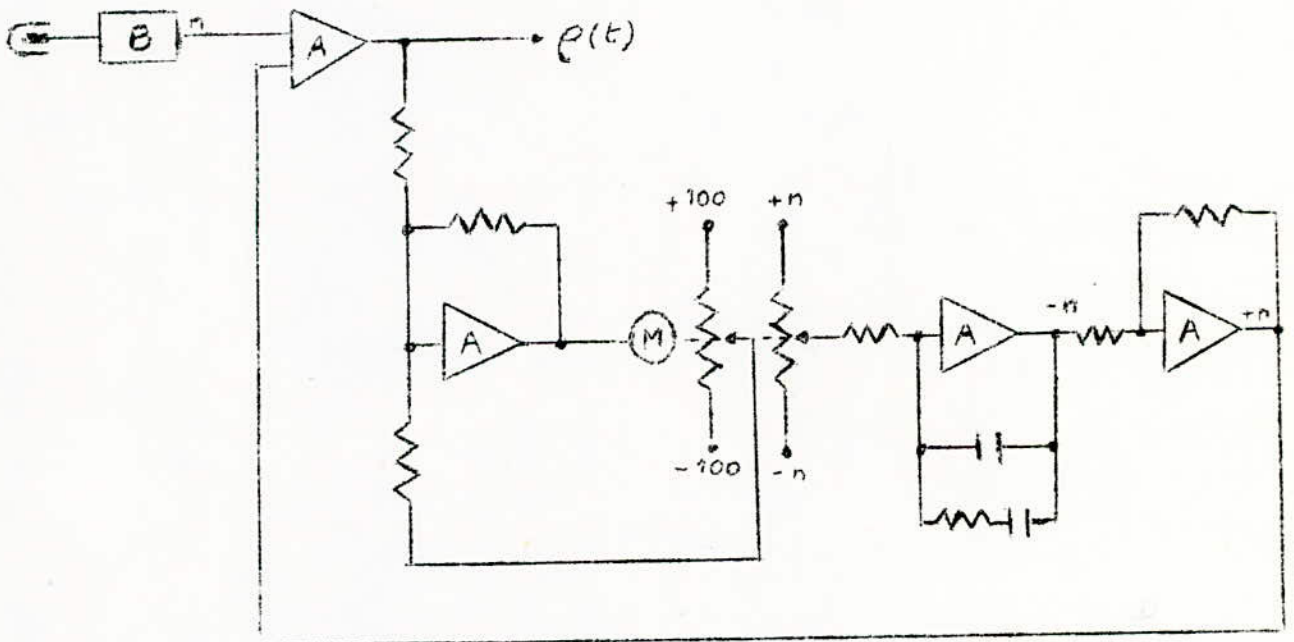
$$\text{Soit } n(t) = O[\rho(t)]$$

Si on connaît $n(t)$ on peut déduire $\rho(t)$ par l'opérateur inverse O^{-1}

soit :

$$\rho(t) = O^{-1}[n(t)]$$

Pratiquement $n(t)$ est donné par une chambre d'ionisation et un amplificateur linéaire à couplage direct, sous forme d'une tension électrique; $\rho(t)$ est calculé à chaque instant en utilisant un simulateur analogue comme opérateur (fig(19)) .



- A amplificateurs
- B amplificateur à courant continu
- C chambre d'ionisation
- M moteur électrique

fig (19) - Schéma d'un réactimètre - .

2 -4- Pilotage automatique des réacteurs

Nous avons vu que si l'on crée un léger excès de réactivité δK , le réacteur intègre cet excès; donc, la puissance du réacteur n'est pas stable.

A partir des équations cinétiques du réacteur, on peut voir avec une meilleure précision que le flux croit exponentiellement en fonction du temps.

Il est néanmoins possible de maintenir le flux à une valeur moyenne constante en retouchant successivement la valeur de δK autour de $\delta K = 0$, aussi souvent que nécessaire (parfois toutes les quelques secondes, car il est pratiquement impossible d'obtenir exactement $\delta K = 0$).

Les circuits permettant d'effectuer une telle opération sont nommés : circuits de pilotage manuel.

L'opérateur est informé des variations du flux et corrige la réactivité en conséquence, par l'intermédiaire du déplacement de barres absorbant les dans le réacteur, par exemple.

Le principe du pilotage automatique est très simple : il suffit de corriger la position des barres en fonction d'un signal de comparaison entre la puissance demandée et la puissance réelle du réacteur. Ces signaux peuvent être de nature électrique.

La fig (20) donne le principe d'un tel circuit.

A l'aide de la fonction de transfert du réacteur et des caractéristiques des circuits, il est possible de déterminer les conditions de stabilité d'une telle boucle. Ajoutons que dans le cas général, cette stabilité est pratiquement toujours obtenue pour des vitesses de barres de contrôles faibles.

Le signal d'erreur est, dans le cas de la fig (20), $\mathcal{E} = A(n_d - n_r)$ où A est un coefficient de gain, n_d la puissance demandée et n_r la puissance du réacteur à chaque instant.

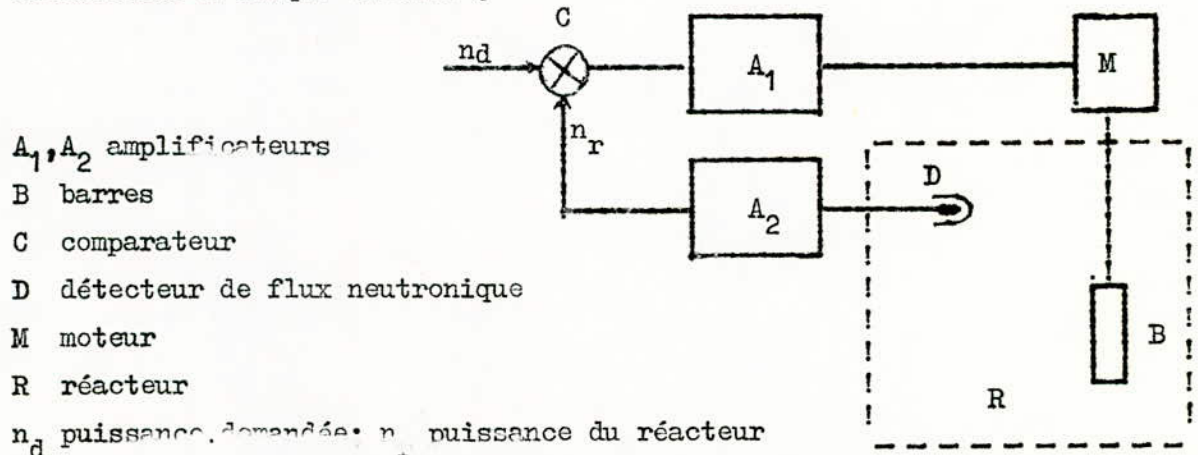


fig (20) - Circuit de pilotage automatique d'un réacteur avec signal d'erreur de la forme : $\mathcal{E} = A(n_d - n_r)$.

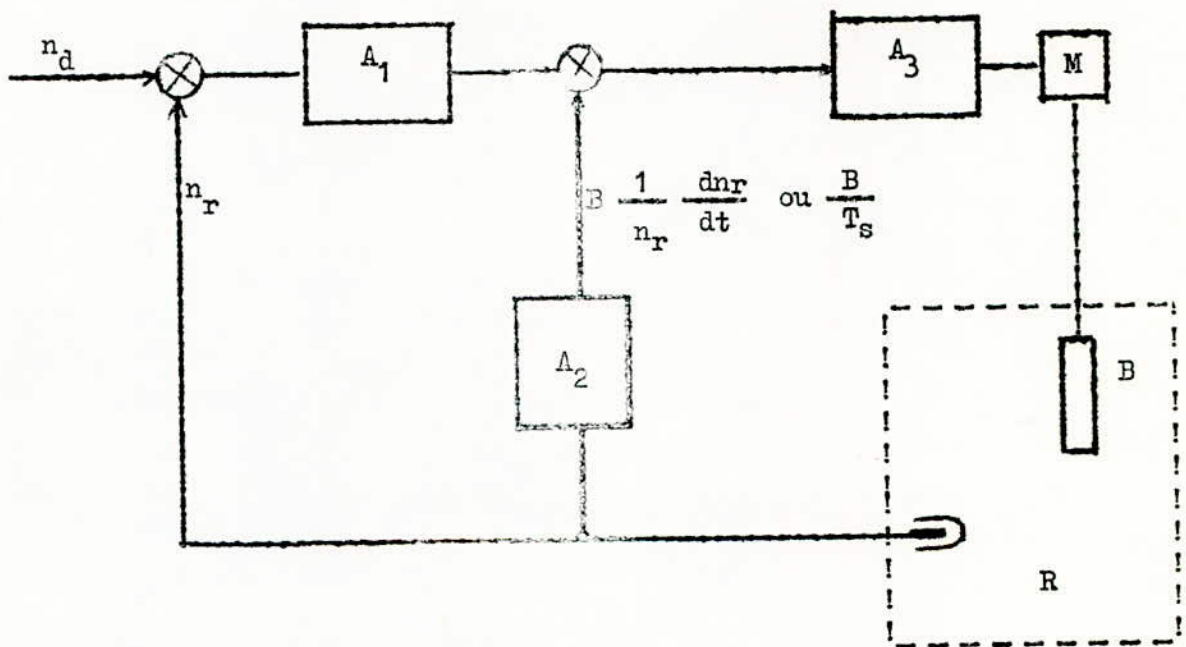
Du fait des caractéristiques de la fonction de transfert, il est possible de voir que n peut s'annuler alors que la réactivité n'est pas nulle. Ceci peut occasionner des oscillations qui, bien qu'amorties, peuvent entraîner le réacteur au-delà de la puissance souhaitée. Dans ces conditions on peut utiliser un terme correcteur dans le signal d'erreur, de la forme :

$$\mathcal{E} = A(n_d - n_r) + B \frac{1}{n_r} \frac{dn_r}{dt}$$

où B est un coefficient constant.

Dans ce cas, \mathcal{E} s'annule lorsque la puissance atteint la valeur demandée et qu'en même temps la période est infinie, condition de stabilité.

La fig (21) indique le principe d'un tel pilotage.



A_1, A_2, A_3 amplificateurs

M moteur

R réacteur

B barre

fig (21) - Pilotage avec signal d'erreur

de la forme :

$$\mathcal{E} = A(n_d - n_r) + B \frac{1}{n_r} \frac{dn_r}{dt}$$

CIRCUITS DE SECURITE

Un réacteur est toujours équipé d'une instrumentation de sécurité apte à corriger une évolution intempestive de puissance ou de température. On distingue plusieurs types de chaînes de sécurité .

1 - Chaînes de sécurité

1 -1- Chaînes de sécurité de préalerte

Ces chaînes n'ont dans le fonctionnement aucun rôle actif, elles indiquent au personnel de sécurité toutes les anomalies qui se produisent dans l'installation, mais qui n'entraînent pas d'incidents immédiats imposant l'arrêt de la pile, ou même le changement de sa puissance de fonctionnement.

Le personnel de service est informé de ces anomalies par des signalisations optiques, complétées quelquefois par des signalisations acoustiques . Il a toute latitude pour les corriger ou les faire disparaître .

Ces chaînes de sécurité de préalerte se rapportent en général à toutes les mesures neutroniques, thermodynamiques, électriques faites sur la pile, sur les installations annexes, ou dans les locaux (mesure de santé en particulier) .

1 -2- Chaînes de sécurité d'alerte

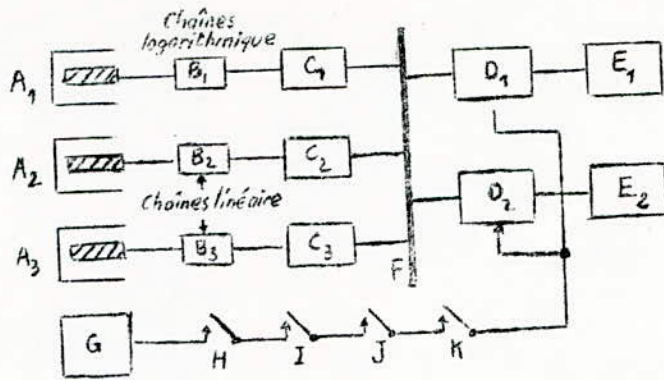
Elles interviennent automatiquement dans le fonctionnement de la pile et le personnel de service ne peut le modifier que dans le sens croissant de la sécurité .

Les chaînes de sécurité d'alerte qui commandent les séquences,

- diminution automatique de la puissance de fonctionnement de la pile par insertion, à vitesse normale, des barres de contrôle dans le cœur ;
- insertion des barres de contrôle et de sécurité à vitesse élevée, de façon à entraîner une diminution rapide de la puissance de fonctionnement. Cette vitesse est en général de 2 à 10 fois la vitesse d'extraction de ces barres mais n'est jamais égale à la vitesse qui correspond à l'arrêt rapide de la pile ;
- arrêt rapide de la pile obtenu par l'insertion très rapide des barres de sécurité dans le cœur,

sont appelées respectivement : chaîne d'arrêt simple, chaîne d'arrêt programmé et chaîne d'arrêt accéléré . Elles sont le plus souvent indépendantes.

Étudions les deux dernières. La fig (22) donne un schéma classique .



- A₁ , A₂ , A₃ chambres d'ionisation
- B₁ , B₂ , B₃ préamplificateurs
- C₁ , C₂ , C₃ amplificateurs
- D₁ , D₂amplificateurs de puissance
- E₁ , E₂électroaimants
- F interconnection
- G alimentation
- H commande manuelle
- I débit
- J température thermocouple
- K mesure de santé

fig (22) - Chaîne électronique d'arrêt programmé ou d'arrêt accéléré --

Tout signal fourni par les amplificateurs à seuil C_i arrive sur l'inter-connection F et bloque les amplificateurs de puissance D_i qui n'alimentent plus alors les électroaimants E_i supports des barres de sécurité, et ces dernières chutent .

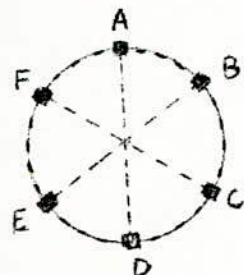
2 - Constitution d'un circuit de sécurité

L'ensemble du circuit de sécurité d'un réacteur constitue un schéma logique complexe qui est effectué de plus en plus souvent en technique de commutation statique .

Sur un exemple simple, nous allons montrer comment appliquer la commutation sans relais à un dispositif de sécurité comprenant plusieurs chaînes de mesure neutronique .

Une pile de puissance est équipée de 6 chaînes de mesure que l'on désigne par A , B , C , D , E , F (fig(23)) .

fig (23) - Pile de puissance et ses chaînes de mesure --



La sécurité exige :

- a) qu'une alarme apparaisse lorsque le niveau de puissance mesuré par une chaîne dépasse un certain seuil ;
- b) qu'un signal de chute de barres à vitesse normale apparaisse lorsque deux chaînes de mesure consécutives ou opposées indiquent un dépassement de seuil ou que deux chaînes de mesure tombent en panne parmi 4 opposées deux à deux (on admet ici, ce qui est tout à fait arbitraire, que la panne se manifeste par une indication de mesure de dépassement de seuil) ;
- c) qu'un signal de chute de barres à vitesse accéléré apparaisse lorsque trois chaînes de mesure de puissance indiquent un dépassement de seuil .

Désignons par a, b, c, d, e, f les niveaux de mesure de puissance des chaînes A, B, C, D, E, F. Nous passons en notation d'algèbre logique et nous supposons que a, b, c, d, e, f prennent la valeur 1 lorsqu'il y a dépassement de seuil de puissance et, qu'au-dessous de cette valeur a, b, c, d, e, f sont supposés nuls .

Désignons par : X le signal d'alarme ,
 Y le signal de chute de barres à vitesse normale ,
 Z le signal de chute de barres à vitesse accélérée .

On a alors :

$$X = a + b + c + d + e + f$$

$$Y = ab + bc + cd + de + ef + fa + ad + be + cf + (a\bar{d} + \bar{a}d)(c\bar{f} + \bar{c}f) + (a\bar{d} + \bar{a}d)(b\bar{e} + \bar{b}e) + (b\bar{e} + \bar{b}e)(c\bar{f} + \bar{c}f)$$

$$Z = abc + bcd + cde + def + efa + fab$$

$(a\bar{d} + \bar{a}d)(c\bar{f} + \bar{c}f)$ est la traduction des deux inégalités $\begin{cases} a \neq d \\ c \neq f \end{cases}$ apparaît

On veut de plus que lorsque Y ou Z, Z ou Y disparaisse .

Après développement des expressions précédentes, et en tenant compte des égalités de base de l'algèbre logique, à savoir :

$$a\bar{d} + \bar{a}d = (a + d)(\bar{a} + \bar{d})$$

$$\bar{a} + \bar{d} = \overline{a \cdot d}$$

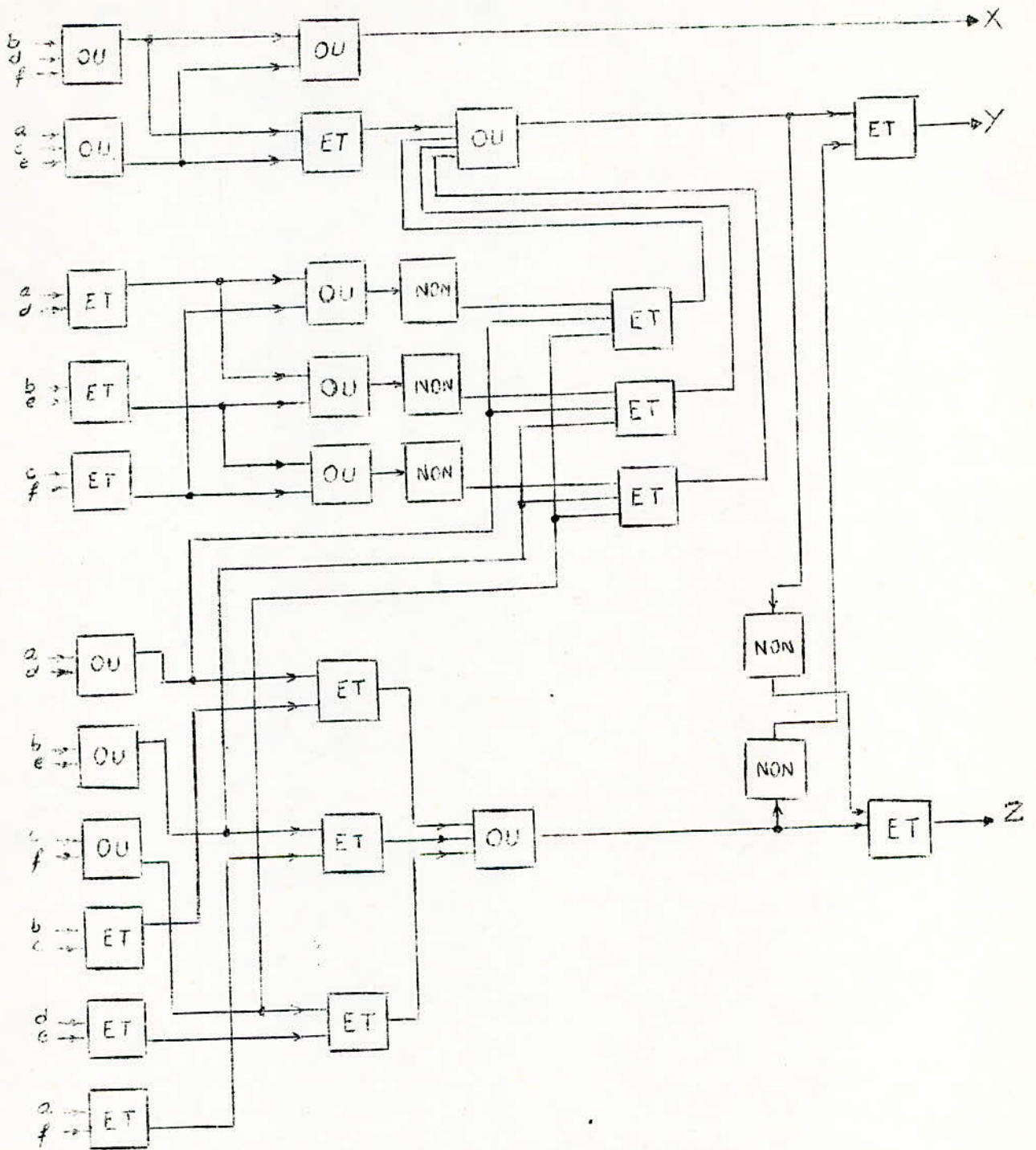
On arrive aux expressions :

$$X = a + b + c + d + e + f$$

$$Y = (a + c + e)(b + d + f) + \begin{matrix} (a + d) \\ (a + d) \\ (b + e) \end{matrix} \begin{matrix} (c + f) \\ (b + e) \\ (c + f) \end{matrix} \begin{matrix} (\overline{a\bar{d} + cf}) \\ (\overline{be + ad}) \\ (\overline{be + cf}) \end{matrix}$$

$$Z = bc(a + d) + de(c + f) + af(e + b)$$

Ce qui conduit au schéma de la fig (24)



- Fig (24) - Schéma logique de fonctionnement des chaînes de mesure d'une pile de puissance

3 - Conclusion

On peut dire que les chaînes de sécurité constituent une des parties les plus importantes du contrôle. De gros efforts sont faits pour permettre d'assurer au moyen de ces chaînes une protection efficace de la pile. L'automatisme, qui se développe de plus en plus dans ce domaine, écarte les erreurs humaines en réduisant le nombre des initiatives laissées au conducteur de pile.

Les piles à eau légère et les piles de puissance exigent, des chaînes de sécurité, une réponse plus rapide. Les piles de puissance imposent dans les circuits d'entrée, à côté des détecteurs de flux neutronique, des détecteurs de grandeurs physiques thermodynamiques. A cet égard il faut souligner l'effort accompli du côté des mesures de températures et des mesures de débit.

Toutes ces exigences conduisent à une augmentation considérable de l'appareillage électronique et à une évolution continue des éléments et de la constitution des chaînes de sécurité.

From

ESTHERIA STRICK
Guerrilla from