HAL
open science

Principes de base et caractéristiques particulières des systèmes sous-critiques assistés par accélérateur

J.M. Loiseaux

To cite this version:

J.M. Loiseaux. Principes de base et caractéristiques particulières des systèmes sous-critiques assistés par accélérateur. École thématique. Ecole Joliot Curie "Production d'énergie nucléaire et traitement des déchets : des filières d'aujourd'hui aux solutions innovantes", Maubuisson, (France), du 9-14 septembre 1996 : 15ème session, 1996. cel-00651963

HAL Id: cel-00651963

https://cel.hal.science/cel-00651963v1

Submitted on 14 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

PRINCIPES DE BASE ET CARACTÉRISTIQUES PARTICULIÈRES

DES SYSTÈMES SOUS-CRITIQUES ASSISTÉS

PAR ACCÉLÉRATEUR.

J. M. LOISEAUX Institut des Sciences Nucléaires
IN2P3-CNRS et Université Joseph Fourier
53, av. des Martyrs F-38026 Grenoble cedex

Introduction

L'idée d'utiliser des réacteurs sous-critiques pour produire de l'énergie est une idée très ancienne. Cependant la nécessité de coupler ce type de réacteur à une source de neutrons très intense avait rendu alors ce concept tout à fait impraticable malgré ses avantages incontestables. La maîtrise relativement récente des techniques d'accélération, à haute énergie et à très forte intensité (I > 10 - 20 m A; E > 1 Gev) permet, par réaction de spallation de produire des sources de neutrons d'intensité suffisante. Cette maîtrise, de même que les besoins en énergie et la nécessité de réduire la production de déchets et les pollutions de toutes sortes ont conduit à un regain d'intérêt pour ce type de réacteur qui a des propriétés très intéressantes en terme de sûreté, de conduite du réacteur, de flexibilité sur les combustibles que l'on peut utiliser.

Ce cours met l'accent sur les caractéristiques particulières de ces systèmes sous-critiques et leur origine physique. Il ne saurait se substituer ni à un cours de neutronique, ni à un cours de physique des réacteurs, cours qui existent par ailleurs. Il n'a l'ambition que d'être une introduction à ces systèmes sous-critiques en vue d'en comprendre les principales caractéristiques et les aspects spécifiques. Ce cours est divisé en 4 parties d'importance inégale :

- la première partie est consacrée aux principaux généraux du fonctionnement des réacteurs sous-critiques.
- la deuxième partie est consacrée à l'origine physique des paramètres du réacteur sous-critique.
- la troisième partie est consacrée à la discussion d'un réacteur hybride de taille industrielle.
- la quatrième partie esquisse les perpectives de recherche dans le domaine des réacteurs hybrides.

OUTILS ET DÉFINITIONS

Nous définissons ci-dessous un certain nombre de quantités utilisées en neutronique.

Unités : cm, cm^2, cm^3, eV, seconde.

$n\ (\vec{r},\ E,\ t)\ d^3r\ dE\ dt$ nb de neutrons dans le volume d^3r entre E et E + dE, en $\vec{r}$, à l'instant t

$\phi\ (\vec{r},\ E,\ t)\ =\ n\left(\vec{r},\ \vec{E},\ t\right).\left|\vec{v}\left(\vec{r},\ \vec{E},\ t\right)\right|$ est le flux de neutrons à l'énergie E.

$\phi\ (\vec{r},\ E,\ t)\ dE\ dt\ =$ flux de neutrons entre E et E + dE, t et t + dt

$\Sigma_i\ (\vec{r},\ E) =\ \sigma_i(E)\ n_i\ (\vec{r})\ =$ Section efficace macroscopique (cm^{-1}) pour l'élément i.

$\sigma_i\ (E)$ Section efficace microscopique à l'énergie E

$n_i\ (\vec{r})$ nb d'atomes d'espèce i par cm^3.

$\phi\ (\vec{r},\ E,\ t)\ \Sigma\ (\vec{r},\ \vec{E})\ dE\ dt$ est le nombre d'interactions dues aux neutrons d'énergie située dans l' intervalle E - E + dE, entre t et t + dt et dans le volume $\left(d^3r\right)$ situé en $\vec{r}$.

Le nombre d'interactions dans un volume V sur l'intervalle d'énergie E_1 - E_2, et entre t_0 et t_1 s'écrit :

$$\int_{E_1}^{E_2}\int_V dE\ d^3r.\ \Sigma(\vec{r}E)\int_{t_0}^{t_1}\phi(\vec{r},E,t)\,dt$$

Partie 1 : Principes généraux des réacteurs sous-critiques.

A-1. Le réacteur sous-critique, la multiplication, l'énergie dégagée par neutron source.

Par définition un réacteur sous-critique a un coefficient de criticité $k < 1$,la réaction en chaîne ne s'entretient pas seule. Cette réaction en chaine est entretenue par l'injection continue dans le réacteur,.de neutrons appelés par la suite,neutrons-source.

Définition de k : Soit N_1 le nombre de fissions engendrées par N_{0n} neutrons-source, les neutrons issus de ces N_1 fissions vont engendrer $N_2 = k\ N_1$ fissions dont les neutrons vont engendrer $N_3 = k\ N_2 = k^2\ N_1$ fissions.

Ce phénomène de multiplication est en régime "amorti" et le nombre de fissions de chaque génération, qui décroît selon une série géométrique, peut être décrit comme suit :

$$\left.\begin{array}{lll} 1^{re}\ g\ n\ ration & & N_{1fiss} \\ 2^{me}\ g\ n\ ration & k & N_{1fiss} \\ 3^{me}\ g\ n\ ration & k^2 & N_{1fiss} \\ & k^n & N_{1fiss} \end{array}\right\} \begin{array}{l} N_{\substack{fiss\ total \\ 0 \to n}} = N_{1fiss}\left(1 + k + k^2 + k^n + \ldots\right) \\ \qquad = N_{1fiss}\dfrac{1 - k^n}{1 - k} = N_{1fiss}\dfrac{1}{1 - k} \end{array} \qquad (1)$$

Dans un réacteur à faible perte, la relation $N_{fiss\ total} = N_1 \dfrac{1}{1 - k}$ est une bonne approximation. Cherchons l'expression de $N_{fiss\ total}$ en fonction N_{0n} le nombre de neutrons source introduits dans le réacteur et donc la relation entre N_{0n} *et* N_{1fiss}.

Observons que la probabilité pour un neutron issu de fission, de donner une fission, s'écrit :

$P_{nf} = \dfrac{k}{\nu}$ ou ν est le nombre de neutrons moyen émis lors de chaque fission.

Une fission engendre ν neutrons, et ces ν neutrons engendrent k fissions.
L'efficacité (à donner une fission) des neutrons sources n'est en général pas équivalente à celle des neutrons de fission pour des raisons de spectre en énergie et du fait de la localisation des neutrons de la source, souvent introduits au centre du réacteur.

On écrira donc : $N_{1fiss} = \left(\dfrac{k}{\nu}\right)^* N_{0n}$

Pour un réacteur de grande taille et des neutrons de spallation créés en cible épaisse $\dfrac{k^*}{\nu}$ est peu différent de la valeur de k/ν pour la fission.

On obtient donc : $N_{fiss\ total} = N_{0n} \left(\frac{k}{\nu}\right)^{*} \frac{1}{1-k}$

et $\frac{N_{fiss\ total}}{N_{0n}} = \left(\frac{k}{\nu}\right)^{*} \frac{1}{1-k}$

L'énergie thermique dégagée par neutron source s'écrit donc :

$$\frac{W_{th}}{N_{0n}} = \left(\frac{k}{\nu}\right)^{*} \frac{1}{1-k}\ \varepsilon_{f.} = 4000 \text{ MeV environ } (k = 0{,}98\ \nu = 2{,}5) \qquad (2)$$

avec $\varepsilon_f = 200$ Mev $= 3{,}2\ 10^{-11}$ joule

La puissance du réacteur en fonction du nombre de neutrons source par seconde $N_{0n/s}$ s'écrit :

$$P_{th} = N_{0n/s} \left(\frac{k}{\nu}\right)^{*} \frac{1}{1-k}\ \varepsilon_{f.} \qquad (3)$$

Remarque : La puissance thermique ne dépend que de k. et de $N_{0n/s}$. Elle ne fait intervenir explicitement ni le flux, ni le volume. Si pour des raisons de sûreté on choisit $k \leq 0{,}98$, la puissance maximum $P_{th\ max}$ du réacteur est gouvernée exclusivement par $N_{0n/s}$, le nombre de neutrons source produit par seconde.

B-1. La source de neutrons (intensité nécessaire)

Nous allons déterminer l'ordre de grandeur nécessaire de $N_{0n/s}$ pour une unité de production d'énergie.

On peut admettre qu'une unité de 1500 Mégawatts est une taille raisonnable pour la production industrielle d'électricité à k = 0,98. On en déduit $N_{0n/s}$, le nombre de neutrons source nécessaires à apporter par secondes'obtient à partir de l'équation (3)

L'application numérique donne avec k = 0,98 P = 1500 10^6 Watt, $\varepsilon_f = 3{,}2 10^{-11}$ $\nu = 2{,}5$:

$$\boxed{N_{on/s} = 2{,}4.10^{18}\ n/s \quad P_{th} = 1500\ MW,\ k = 0{,}98\ \nu = 2{,}5}$$

La source est extrêmement intense et doit être produite avec un aussi bon rendement que possible.

La production de neutrons par réaction de spallation par des protons de $E_{cin} \geq 1$ GeV est la plus économique. Il a été observé que le nombre de neutrons produits, en cible épaisse et par proton, est proportionnel à l'énergie du proton si $E_p > 1$ GeV. Le nombre de neutrons produits par proton-

Gev dépend de la cible.On appellera $\varepsilon_{p\to n,x}$ l'énergie nécessaire à la production d'un neutron dans une cible X.

Pour $E_p \geq 1$ GeV il a été mesuré en cible épaisse $\varepsilon_{p\to n,U} = 25$ MeV et $\varepsilon_{p\to n,Pb} = 33$ MeV. Nous pouvons en déduire l'intensité nécessaire d'un accélérateur de proton de 1 GeV.

On écrit que : $$N_{n0/s}\ (Pb) = \frac{N_{protons/s}\ E_p}{\varepsilon_{p\to n,\ Pb}} = \frac{I}{e}\ \frac{E_p}{\varepsilon_{p\to n,\ Pb}} \qquad (4)$$

On en déduit avec les valeurs numériques données :

I = 12 mA et $P_{faisceau}$ = 12 Megawatts. (k = 0,98, $\varepsilon_{p\to n,}$ = 33 MeV)

C-I : Contrôle de la puissance réacteur

L'expression de la puissance thermique du réacteur P_{th} s'écrit facilement :

$$P_{th} = I\ \frac{1}{e}\ \frac{E_p}{\varepsilon_{p\to n,\ Pb}}\ \left(\frac{k}{\nu}\right)^{*}\ \frac{1}{1-k}\ \varepsilon_f$$

A k constant et énergie constante du faisceau de protons, la puissance du réacteur est uniquement contrôlée par l'intensité de l'accélérateur et par la relation linéaire ci-dessus .
A k constant cette puissance est donc extrêmement simple à contrôler d'une part, et une fluctuation de I de 10 à 20% n'a aucune incidence sur la sécurité. C'est une situation complètement différente de celle du pilotage par barres de contrôle dans un réacteur critique, où la puissance du réacteur dépend de façon exponentielle de la quantité (1 - k).
Un autre différence importante à noter ici, est que si la présence de neutrons retardés en quantité appréciable conditionne la faisabilité d'un réacteur critique, les neutrons retardés ne sont nullement nécessaires pour un réacteur hybride.

En régime de croisière nous verrons que k peut évoluer lentement et la puissance à I donné pourra donc varier si k évolue. Notons que la variation de P_{th} est rapide,puisqu'elle est en 1/(1-k).
Par exemple à I = cte $P_{th}\ (k = 0{,}96) \approx \frac{1}{2}\ P_{th}\ (k = 0{,}98)$.

Lors du démarrage ou de l'arrêt du réacteur, ou lors d'un redémarrage, la valeur de k peut présenter des variations assez importantes avec des constantes de temps de quelques jours à un mois. Des mesures appropriées doivent être prises soit en diminuant temporairement le k du réacteur, soit en réduisant l'intensité de la machine. Nous ne discuterons pas ce point particulier lié à la nature du combustible.

D-1. Aspects économiques liées à l'utilisation de l'accélérateur.

L'expression de P en fonction de I

$$P_{th\ réacteur} = I\ E_p\ \frac{1}{e}\ \varepsilon_{p\to n\ Pb} \left(\frac{k}{v}\right)^* \frac{1}{1-k}$$

fait apparaître le produit I E_p qui représente la puissance du faisceau accéléré

$$P^{(watt)}_{faisceau} = \frac{I\ (A)\ E_p\ (\text{ev})}{e}$$

$$P_{th\ react} = P_{faisceau} \left(\frac{k}{v}\right)^* \frac{1}{1-k}\ \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_{p\to n\ pb}} \qquad (5)$$

On a donc ici une "amplification d'énergie" avec un facteur $G = \left(\frac{k}{v}\right)^* \frac{1}{1-k}\ \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_{p\to n\ pb}}$

Avec $k = 0{,}98$ $\varepsilon_f = 200$ Mev, $\varepsilon_{p\to n)\ pb} = 33$ Mev, $v = 2{,}5$, on trouve :

$$\frac{P_{th\ r\,acteur}}{P_{faisceau}} = 129$$

En réalité il est plus juste de calculer le rapport des puissances électriques fournie au réseau par le réacteur et prise au réseau pour l'accélérateur. On obtient alors $G_{net} = G\ \eta_{carnot}\ \varepsilon_{acc}$ où η_{carnot} est le rendement de conversion énergie thermique → énergie électrique ; ε_{acc} est l'efficacité d'accélération c.a.d. le rapport ($P_{faisceau}$/puissance électrique consommée par l'accélérateur).

De bons ordres de grandeurs sont $\eta_{carnot} = 0{,}4$ *et* $\varepsilon_{acc} = 0{,}4$

On obtient alors $G_{net} = \eta_{carnot}\ \varepsilon_{acc} \left(\frac{k}{v}\right)^* \frac{1}{(1-k)}\ \frac{\varepsilon_f}{\varepsilon_{p\to n)\ pb}}$

Avec $k = 0{,}98$, $v = 2{,}5$ on trouve $G_{net} = 20{,}64$

Ainsi environ 5 % de l'énergie produite par le réacteur doit être utilisée (réinjectée) pour alimenter l'accélérateur, ce qui est très peu.. On peut en déduire que si k est élevé l'incidence de l'efficacité d'accélération sur le prix du KWh est faible. Par exemple si $\varepsilon_{acc} = 0{,}2$ au lieu de 0,4 ou supposant que le coût de fonctionnement reste constant, la livraison d'électricité passe de 95 % à 90 % de la production totale, soit une augmentation du prix de revient de 5 % environ.

E-1: Éléments du cahier des charges de l'ensemble réacteur-accélérateur.

Pour l'accélérateur :

$E_p \geq 1$ GeV pour une bonne efficacité de production de neutrons.

$I \geq 12$ à 30 mA suivant le *k* utilisé et la puissance du réacteur, I modulable facilement.

$P_{faisceau} = 12$ à 50 mégawatts suivant le k utilisé pour un réacteur de 1500 MW.

Pour le réacteur :

→ Sûreté $k \leq 0{,}98$ (Cette valeur pouvant dépendre du combustible et du niveau de flux utilisé)

→ k doit rester aussi constant que possible pour limiter les variations de puissance maximale.

L'évolution du combustible doit donc être prévue de façon très précise pour limiter la variation de k. Cette contrainte est particulièrement sévère, puisqu'on admet en général que le réacteur sous-critique ne peut avoir de réserves de réactivité comme c'est le cas pour les réacteurs PWR notamment.

En effet, un réacteur critique juste après un rechargement a une grande réserve de réactivité, typiquement un PWR, après un rechargement, aurait en l'absence de poison consommable, un k = 1,2. Dans un PWR le k est ramené à une valeur proche de 1 par introduction de borax dans l'eau. qui est le fluide modérateur et caloporteur. Au cours du burn-up, le combustible évolue, la concentration en ^{235}U diminue et donc la réactivité tend à diminuer. Celle-ci est maintenue à sa valeur nominale en diminuant la concentration de bore dans l'eau, au fur et à mesure des besoins.

Par contre le réacteur sous-critique chargé en combustible solide ne dispose lui d'aucune réserve de réactivité en début de cycle, et par conséquent, il n'est pas possible d'ajuster le facteur k en fonction du burn-up, à moins d'introduire dans le réacteur un poison contrôlable de l'extérieur ce qui n'a pas été envisagé jusqu'à maintenant.Ce point est dicuté dans la deuxième partie.

Le réacteur à sels fondus dont le combustible est recyclé en permanence avec extraction des produits de fissions et contrôle en ligne de la concentration en produit fissile, a de ce point de vue, des avantages certains.

2ème PARTIE

Origine physique des paramètres du réacteur sous-critique.

A-2 Le paramètre k :

Le paramètre de criticité d'un milieu infini homogène, k_∞ est défini pour un milieu infini homogène, et une source de neutrons répartie de façon uniforme dans l'espace et pour un groupe de neutrons d'énergie E par $k_\infty(E) = \dfrac{\phi(E)\ \nu(E)\ \Sigma_f(E)}{\phi(E)\ \Sigma_a\ (E)}$. où le numérateur représente le nombre de neutrons créés par cm^3-s et le dénominateur le nombre de neutrons absorbés par cm^3-s.

Σ_f est la section efficace macroscopique de fission du milieu infini
Σ_a est la section efficace macroscopique totale d'absorption du milieu

Ici k est défini comme le facteur de multiplication des neutrons et non plus des fissions. Mais il peut être facilement montré que les deux facteurs de multiplication sont équivalents.
Pour un flux ϕ (E) non mono-énergétique,

on écrira : $$k_\infty = \frac{\int \phi(E)\ dE\ \ \nu(E)\ \Sigma_f(E)}{\int \phi(E)\ \Sigma_a(E)\ dE} = \frac{\langle \nu(E)\ \Sigma_f(E)\rangle_E}{\langle \Sigma_a(E)\rangle}$$

Milieu fini en régime stationnaire :

Pour un milieu fini, il y a lieu de tenir compte du taux de pertes des neutrons à la surface extérieure du réacteur et du fait que le flux et la quantité Σ peuvent dépendre de E, $\vec{r}$

$$k_{eff} = \sum_i \frac{\iint dE\ d^3r\ \ \phi\ (E,\vec{r})\ \nu_i(E) n_i(\vec{r})\ \sigma_f{}^i(E)}{\iint dE\ d^3r\ \left[\phi(E,\ \vec{r})\ \sigma_{ai}(E)\ n_i(\vec{r}) + \mathrm{div}\ \vec{j}\right]}$$

Le terme de fuite au dénominateur peut s'écrire en fonction de ϕ en utilisant la relation

$$\vec{j} = -\ D\ \vec{grad}\ \phi \ \text{ et } \ div\ \vec{j} = -\ D\ \Delta\ \phi$$

où D est la longueur de diffusion et vaut ; $\lambda_r / 3$; λ_T est la longueur de transport, c'est à dire le libre parcours moyen de diffusion corrigé de la non-isotropie de la diffusion élastique.

Le terme de fuite devient : $$-\int D\ (E,\vec{r})\ \Delta\phi\ (E,\vec{r})\ d^3r\ dE$$

Il est clair que cette définition de k_{eff} conduit à une valeur de $k_{eff} < k_\infty$ à causes des fuites et que la valeur de k_{eff} dépend assez fortement de la forme de $\phi\ (E,\ \vec{r})$.
Notons que $\phi(E,\ \vec{r})$ dépend des caractéristiques de la source (position, spectre, extension) et que par conséquent k_{eff} n'est pas formellement indépendant de la source. Cependant la source étant généralement placée au centre du réacteur et ayant un spectre d'énergie bien défini, on peut estimer que k est très peu sensible à une petite variation de la position de la source. Un déplacement de cette source par rapport à sa position centrale aurait d'ailleurs pour effet principal d'augmenter les fuites et diminuerait la multiplication.

B-2 Evolution de paramètre k avec le taux de combustion (burn-up).

Ce taux de combustion (qu'on appellera par son expression anglaise burn-up, s'exprime habituellement en GigaWatts-jour par tonne de combustible.Si par exemple on extrait une puissance de 60 Watts par gramme, un burn-up de 1 Giga-Watt-jour par tonne correspond à 16,66 jour de fonctionnement.

Nous noterons k_{eff} sous la forme :

$$k_{eff} = \frac{\left\langle \nu(E)\ \Sigma_f\ (E,\ r)\right\rangle_{\vec{r}\ +\ E}}{\left\langle \Sigma_a\ (\vec{r},\ E)_{\vec{r}-E} - D\ \Delta\right\rangle_{\vec{r},E}} \qquad (2\text{-}1)$$

où les crochets et les indices $\vec{r}$ et E indiquent que la moyenne de ces quantités pondérées par $\phi\ (E,\ \vec{r})$ a été faite sur le volume du réacteur et sur l'énergie des neutrons.

$$\text{Ex : } \left\langle \nu(E)\ \Sigma_f(E,\vec{r})\right\rangle_{\vec{r},\ E} = \frac{\int dE\ d^3\vec{r}\ \phi(E,\vec{r})\ \nu(E)\ \Sigma_f\ (E,r)}{\int dE\ d^3r\ \phi(E,\vec{r})}$$

Pour discuter l'évolution de cette quantité en fonction du burn-up, nous allons prendre l'exemple d'un combustible Thorium-Uranium, refroidi au plomb.

où k_{eff} s'écrit : $$\frac{\left\langle n_{233}\ \nu_{233}(E)\ \sigma^f_{233} + n_{232}\ \nu_{232}\ \sigma^f_{232}\right\rangle}{\left\langle n_{232}\ \sigma^a_{232} + n_{233}\ \sigma^a_{232} + n_{PF}\ \sigma^a_{PF} + n_{pb}\ \sigma^a_{pb} + n_{stru}\ \sigma^a_{stru} - D\ \Delta\right\rangle}$$

où l'on fait apparaître, dans l'expression de k_{eff} les concentrations n_x et les sections efficaces σ_x, pour ^{232}Th, ^{232}U, les produits de fission (PF), le plomb, les matériaux de structure.

Observons qu'au cours du burn-up une évolution de n_{233}, n_{232}, n_{pf} va se produire et que par conséquent k_{eff} a de multiples raisons de varier. Deux raisons essentielles tendent à faire varier k_{eff} avec le burn-up : la variation de n_{233} et celle de n_{PF}, n_{PF} étant une fonction croissante du burn-up. Pour que n_{233} n'évolue pas ou évolue lentement, on se place dans des conditions telles que la

destruction de ^{233}U par fission soit compensée par la création de ^{233}U par capture de neutrons dans le matériau fertile, c.a.d., la réaction $n + {}^{232}Th \rightarrow {}^{233}Th \rightarrow {}^{233}Pa \rightarrow {}^{233}U$.

Cette compensation, si elle est exacte, peut s'écrire :

$$\left\langle n_{233}\ \sigma_{233}^{a}\right\rangle = \left\langle n_{232}\ \sigma_{232}^{a}\right\rangle \text{ et } \left\langle \frac{n_{233}}{n_{232}}\right\rangle = \left\langle \frac{\sigma_{232}^{a}}{\sigma_{233}^{a}}\right\rangle = C_{eq}$$

On est alors à la concentration d'équilibre.

Observons qu'être proche de la concentration d'équilibre est absolument nécessaire pour que k ne varie pas trop rapidement avec le burn-up.
Au cours de la combustion n_{PF} augmente, et tend à faire diminuer k, de façon assez sévère. Une solution élégante proposée par C. Rubbia et al., est de faire en sorte qu'en début de cycle, le réacteur fonctionne avec une concentration n_{233}/n_{232} légèrement inférieure à C_{eq}. Dans ces conditions la concentration en ^{233}U augmente et cette variation qui tend à faire augmenter k, compense l'effet de l'accumulation des produits de fission.

Retenons donc que pour garder k constant, et en l'absence de réserve de réactivité, un réacteur sous -critique doit être légèrement surgénérateur.

C-2 Distribution spatiale du flux et de la puissance dans un réacteur de taille finie avec une source ponctuelle de neutrons.

Nous allons nous placer dans un cas simplifié, en supposant que les neutrons n'ont qu'une seule énergie E et nous supposerons la source ponctuelle. La configuration d'un réacteur sous-critique de taille industrielle,comme proposé par C. Rubbia et al est schématiquement représentée à la page suivante.

<u>Théorie à 1 groupe</u>

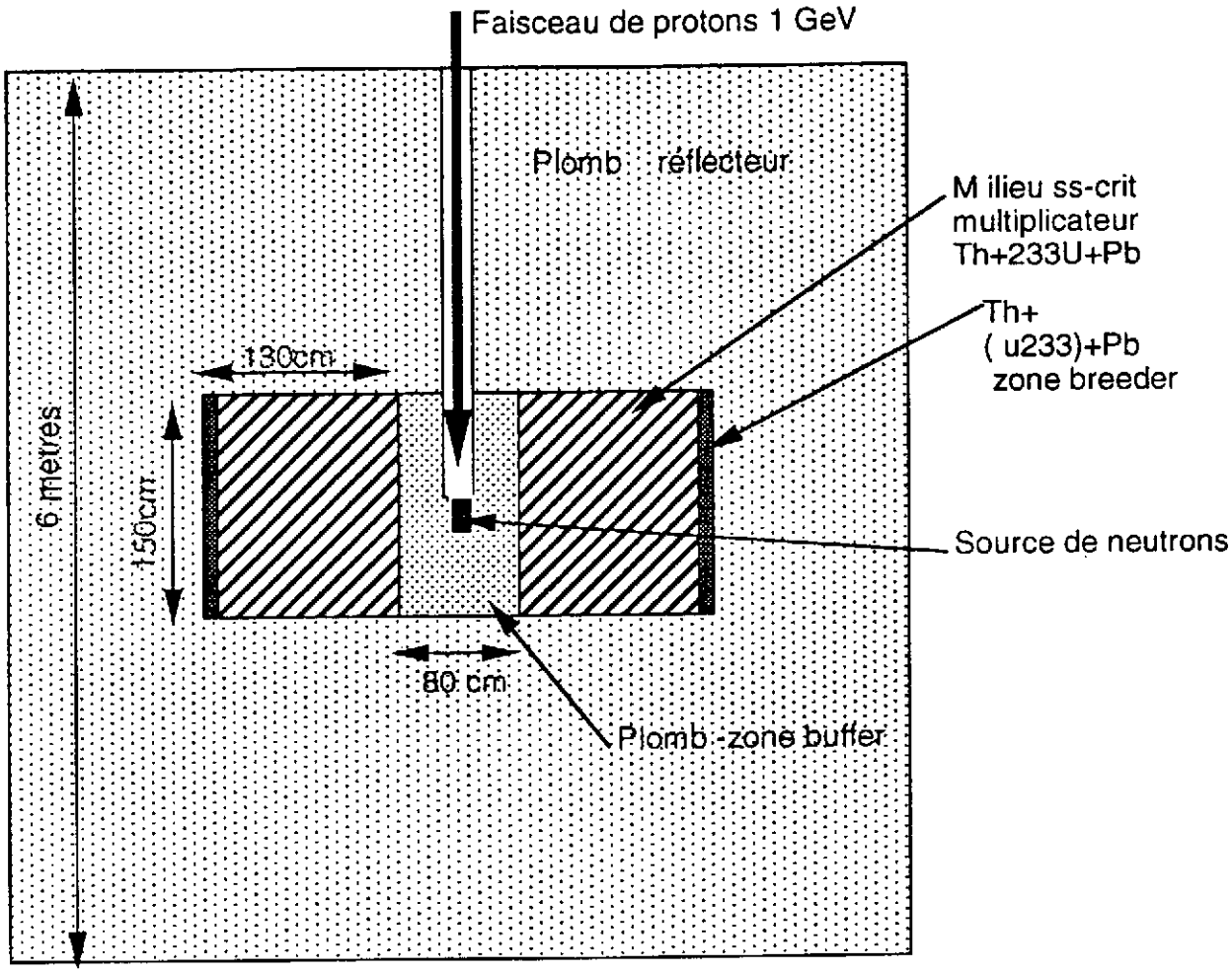
L'équation de la diffusion dans un milieu homogène s'écrit comme un bilan de neutrons pour chaque élément de volume $d\tau$:

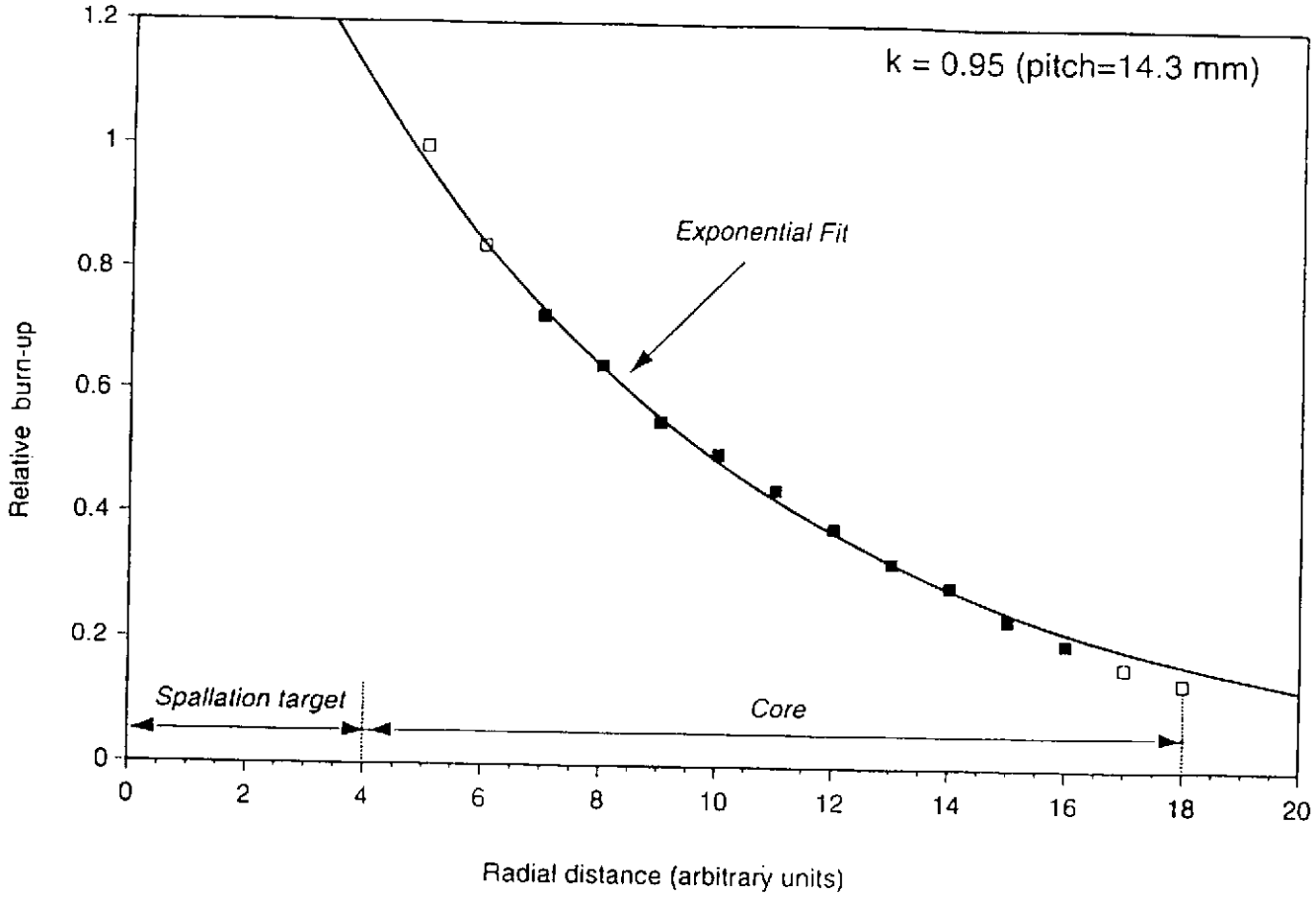
$$d\tau\left(D\ \Delta\ \phi - \Sigma_a\ \phi + \nu\Sigma_f\ \phi + c\right) = 0\ (B_{21})$$

où $C.d\tau$ représente le terme source de neutron, $\nu\Sigma_f\ \phi d\tau$ la production de neutrons, $\Sigma_a\ \phi d\tau$ l'absorption des neutrons, $-D\Delta\phi d\tau$ la fuite des neutrons pour le volume $d\tau$ par unité de temps

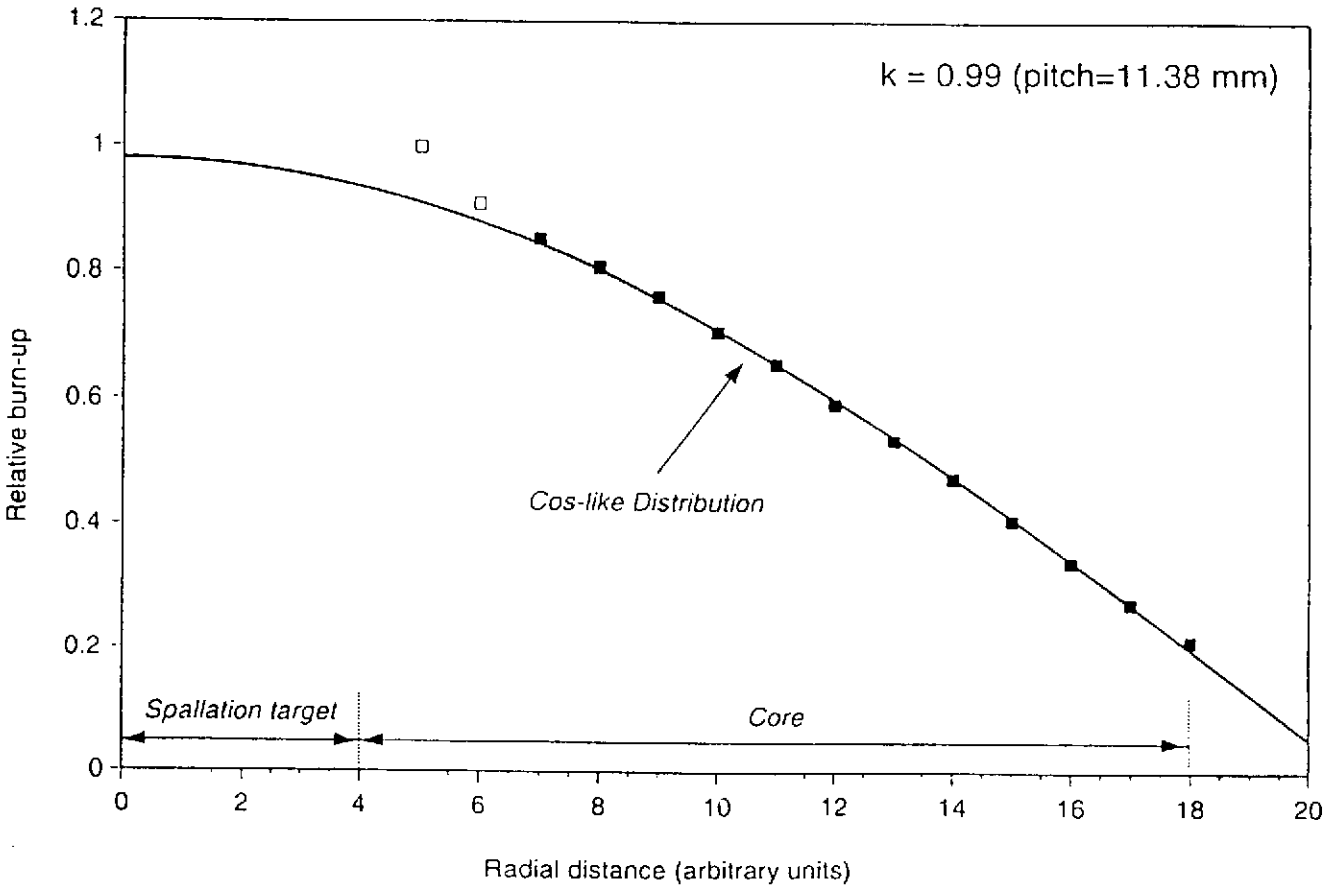
$$\Delta\phi - \frac{(1 - k_\infty)}{L_c^{\ 2}}\ \phi + \frac{C}{D} = 0\ (B_{22})$$

Schéma Système sous - critique (C. Rubbia et al)
1500 Megawatts thermiques
k = 0,98 12 mA --1GeV (12megawatts)
neutrons rapides
Combustible Thorium-Uranium
Caloporteur : Plomb





Distributions spatiales pour deux valeurs de k (0,95 et 0,99) ou $k_{infini} < 1$ et $k_{infini} > 1$



s'obtient en remarquant que $k_\infty = \frac{\nu\Sigma_f}{\Sigma_a}$ et en posant $Lc^2 = \frac{D}{\Sigma_a}$.

où D est la longueur de diffusion.

Trouver ϕ suppose que l'on fixe des conditions aux limites pour ϕ.
Utilisant la procédure des dimensions extrapolées, on imposera par exemple, pour un parallélépipède d'arêtes a, b, c, $\phi = 0$ pour x = o ou a, y = o ou b, z = o ou c.

Nous allons chercher ϕ sous la forme base de fonction orthonormées

$$\phi = \sum_{lmn} \psi_l^{(x)} \psi_m^{(y)} \psi_n^{(z)} = \sum_{lmn} \psi_{lmn}^{(x,y,z)}$$

On écrit $\quad C(\vec{r}) = \Sigma_{lmn} C_{lmn} \Psi_{lmn}$ *avec* $C_{lmn} = \int c(\vec{r}) \Psi_{lmn}(\vec{r})\, d^3\vec{r}$

L'équation B_{22} s'écrit simplement pour chaque fonction propre :

$$\nabla^2 \psi_{lmn} + \left[\frac{k_\infty - 1}{L_c^2} + \frac{1}{D} C_{lmn}\right] \psi_{lmn} = 0 \quad (B23)$$

Résolvons cette équation dans le cas d'une source ponctuelle placée au centre du réacteur,

on a alors : $\quad C(\vec{r}) = \delta\left(x = \frac{a}{2},\ y = \frac{b}{2},\ z = \frac{c}{2}\right)$

En dehors du centre (où se trouve la source) l'équation (B23) s'écrit pour x :

$$\frac{\partial^2 \psi_l}{\partial x^2} + \frac{(k_\infty - 1)}{L_c^2} \psi_l = 0$$

de même pour $\quad \psi_m(y)$ et $\psi_n(z)$.

Si $\quad \frac{k_\infty - 1}{L_c^2} > 0$ les solutions sont de type sinusoïdal.

Dans ce cas on trouvera immédiatement que ψ_{lmn} s'écrit :

$$\psi_{lmn} = \sqrt{\frac{8}{abc}} \sin \pi\frac{lx}{a} . \sin \pi\frac{my}{b} . \sin \pi\frac{nz}{c} .$$

Si $\quad \frac{k_\infty - 1}{L_c^2} = -\gamma^2 < 0$ alors les solutions sont de type exponentielle c.a.d.

$$\psi(x) = A_1 \; e^{-\gamma x} + B_1 \; e^{+\gamma x}$$

$$\psi(y) = A_2 \; e^{-\gamma y} + B_2 \; e^{+\gamma y}$$

$$\psi(z) = A_3 \; e^{-\gamma z} + B_3 \; e^{+\gamma z}$$

Nous retiendrons que la distribution de ϕ est dite en forme de cosinus lorsque $k_\infty < 1$ alors qu'elle est principalement de type exponentielle décroissante quand $k_\infty < 1$.

Notons que pour un réacteur critique nous avons toujours $k_\infty > 1$ puisque $k_{eff} = 1$ et $k_\infty > k_{eff}$.

Pour un réacteur sous-critique, on a $k_{eff} < 1$ et k_∞ peut être plus grand ou plus petit que 1. Suivant la valeur de $(k_\infty - 1)$ (positive ou négative), on aura un changement d'allure de la distribution de flux en fonction de la distance à la source. Ceci est illustré par la figure ci-dessous où un calcul de simulation a été faite pour différentes valeurs de k_∞. Cette remarque est intéressante pour un petit réacteur. Pour un petit réacteur sous-critique de $k = 0{,}98$ par exemple il y a toute chance d'avoir $k_\infty > 1$ car les fuites sont importantes, et si $k_\infty > 1$, on a une distribution radiale du flux en forme de cosinus. Il ne sera donc pas nécessaire "d'évider" autant le centre du réacteur, comme on doit le faire dans le cas d'un grand réacteur, afin de réduire le rapport des densités de puissance maximale et minimale (voir 3ème partie).

D-2 Réponse en temps d'un réacteur sous-critique.

Pour traiter ce point, nous allons nous mettre dans la situation très simplifiée, d'une source ponctuelle de neutrons monoénergétiques introduits à t=0, d'abord dans un milieu infini homogène et transparent, puis dans un milieu multiplicateur.

D-2.1.

Evolution du flux de neutrons en symétrie sphérique en fonction du temps suite à une injection de neutrons en r = o à t = o (milieu infini, non absorbant et non multiplicateur).

On suppose qu'il n'y a pas d'absorption et que λ le libre parcours moyen entre deux diffusions est indépendant de l'énergie. (c'est le cas du Plomb par exemple où λ = 3cm. sur un large domaine d'énergie).

On montre assez facilement que $P(n, \bar{r})$, la probabilité de trouver le neutron, introduit à $t = o$, $r = o$, à la position $\bar{r}$ après n collisions s'écrit :

$$P(n, r) \; d^3r = \frac{d^3r}{\left(2\,n\,\sigma_n^2\right)^{3/2}} \; \exp\left(-\frac{r^2}{2\,\sigma_n^2}\right).$$

où $\sigma^2 = \dfrac{n\,\lambda^2}{3}$

Nous allons faire correspondre au nombre de collisions **n, 2 quantités** qui sont le temps **t** écoulé depuis le temps d'introduction et l'énergie **E** du neutron après qu'il ait effectué **n** collisions.

On montre facilement que dans une diffusion élastique isotrope on a $\left\langle \dfrac{\Delta E}{E} \right\rangle = \dfrac{2\,m}{M} = 2\,\alpha$

$\langle \Delta E \rangle$ est la perte d'énergie moyenne lors d'un choc, E est l'énergie du neutron de masse m qui diffuse élastiquement sur un noyau de masse M.

On trouve immédiatement la relation $E_n = E_O\, e^{-\,2n\alpha}.(A)$.

D'où $\quad n = \dfrac{1}{2\alpha}\, Log\, \dfrac{E_0}{E}$ qui est la relation entre $n,\ E\ et\ E_0$

Donc si l'on connaît E_0, on connaît E_n à partir de n ou inversement, n nous permet de connaître E_n.

Etablissons maintenant la relation liant n et t_n, le temps écoulé lorsque survient la $n^{ième}$ collision :

Le temps nécessaire à n collisions s'écrit $t_n = \sum_{j=1}^{n} \dfrac{\lambda}{v_j}$; Or v_n peut s'écrire $v_j = v_o\,(1 - \alpha)^j$

en utilisant $\dfrac{\Delta V}{V} = \dfrac{1}{2}\,\dfrac{\Delta E}{E} = \alpha$

t_n s'écrit donc $\quad t_n = \dfrac{\lambda}{v_o}\left[1 + \dfrac{1}{1-\alpha} + \dfrac{1}{(1-\alpha)^j} + \dfrac{1}{(1-\alpha)^{n-1}}\right]$

Si **n** est très grand et λ constant en fonction de E

(B) $\quad t_n = \dfrac{\lambda}{v_o}\,\dfrac{1-(1-\alpha)^n}{\alpha(1-\alpha)^{n-1}} \sim \dfrac{\lambda e^{-n\alpha}}{v_o\,\alpha}$ si $\alpha \ll 1$

La relation (B) donne donc **t en fonction de n** pour E_o, λ et α donnés.

Rapprochant les deux formules approchées (A) et (B), on trouve évidemment une relation entre E et t

qui s'écrit : $\quad t_n = \dfrac{\lambda}{v_o\,\alpha}\, e^{-\,\frac{1}{2}\,\log\frac{E_o}{E_n}} \qquad n = \dfrac{1}{2\alpha}\,\log\dfrac{E_o}{E_n}$

$$t_n = \frac{\lambda}{v_o\,\alpha}\sqrt{\frac{E_o}{E_n}} = \frac{\lambda}{\alpha\, v_o}\cdot\frac{v_o}{v_n} = \sqrt{\frac{K}{E_n}}$$

Ceci conduit à la relation bien connue pour le spectromètre à ralentissement $E = \frac{K}{t^2}$ avec **K** ~ 170 keV,**E**(keV),t en µs pour le plomb.

Dans le cadre des approximations faites, on observe que pour les grandes valeurs de **n** $E = \frac{K}{t^2}$ ne fait plus intervenir l'énergie E_0 de départ. Ceci s'explique par la prédominance des termes correspondants aux dernières collisions.

Et nous obtenons aussi une relation $P_n(E,r)$ qui s'écrit :

$$P_n(E,r) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}\sigma^3} \; e^{\frac{-r^2}{2\sigma^2}}$$

avec $$2\sigma^2 = \lambda^2 \; \frac{1}{3\alpha} \; Log \; \frac{E_o}{E}$$

où l'on a utilisé la **relation** **n-E** c.a.d. $n = \frac{1}{2\alpha} \; Log \; \frac{E_0}{E}$ établie plus haut.

d'autre part E et **t** sont reliés par $E = \frac{K}{t^2}$ et par conséquent à **r** donné nous avons par cette même

équation : $$P_E(t,r) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}\,\sigma^3} \; e \; \frac{-r^2}{2\sigma^2}$$

avec $$\sigma^2 = \frac{\lambda^2}{3\alpha} \; Log \; \frac{E_o}{E} = \frac{\lambda^2}{3\alpha} \; . \; Log \; \frac{E_o\, t^2}{K}$$

D-2.2 Réponse temporelle d'un milieu diffusant et multiplicateur infini

Réponse en temps d'un réacteur sous-critique à une impulsion neutronique en r=0 et à t=0 .

On suppose toujours que λ = cte et nous allons faire une théorie à 2 groupes :

A t = 0, on introduit en r = 0, N_{0n} neutrons d'énergie E_0. Ces neutrons vont diffuser.Lorsqu'ils vont atteindre l'énergie E_1, ils induiront chacun $\frac{k}{\nu}$ fissions de première génération. Appelons N_{1fiss} ces fissions de première génération, leur distribution spatiale s'écrit :

$$N_1(r) = N_{0n} \; \frac{k}{\nu} \; \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \; \frac{1}{\sigma_1^3} \; e^{-\frac{r^2}{2\sigma_1^2}}$$

$$\text{avec } \sigma_1^2 = \frac{\lambda^2}{3\alpha} \, Log \, \frac{E_0}{E_1} \text{ d'après le paragraphe D2-1,}$$

Ces N_1 fissions de première génération, vont émettre $N_1 \nu$ neutrons d'énergie E_0, qui après diffusion, vont atteindre l'énergie E_1 (en se dispersant), et induire chacun $\frac{k}{\nu}$ fissions de deuxième génération.

La distribution de ces N_2 fissions s'écrit : $N_2(r) = N_{0n} \frac{k^2}{\nu} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sigma_2^3} e^{-\frac{r^2}{2\sigma_2^2}}$

L'écart type de cette distribution est telle que $\sigma_2^2 = 2\,\sigma_1^2$

Pour obtenir N_2, il faut en effet convoluer la distribution des neutrons de première génération avec la gaussienne d'écart type σ_1

A la génération G, on a $\sigma_G^2 = G\,\sigma_1^2$ et $N_G(r) = N_{0n} \frac{k^G}{\nu} \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\left(G\sigma_1^2\right)^{3/2}} e^{-\frac{r^2}{2G\sigma_1^2}}$

Remplaçons G par $\frac{t}{t_r}$ où t_r est le temps nécessaire pour passer d'une génération à la suivante.

On obtient : $N_G\left(\frac{t}{t_r}, r, E_0/E_1\right) \propto \exp\left[-(1-k)\frac{t}{t_r}\right] \cdot \frac{t_r^{3/2}}{t^{3/2}} \exp\left[-\frac{r^2}{2\sigma_1^2(t/t_r)}\right]$

où k^G a été remplacé par $k^G = e^{G\,Log\,k} = e^{-(1-k)t/t_r}$

Cette expression donne ainsi, dans le cadre de cette théorie à deux groupes, la dépendance de la densité de fissions et donc du flux de neutrons, en fonction de **r** et de **t** , le temps écoulé depuis l'introduction des neutrons source.

La mesure précise de $\phi(t, r)$ permet ainsi d'atteindre expérimentalement la quantité $(1-k)$, de même que le temps t_r *et* $\sigma_1^2 = \frac{\lambda^2}{3\alpha} \, Log \, \frac{E_0}{E_1}$.

E-2. Économie comparée des neutrons dans un réacteur critique et un réacteur sous-critique.

Pour illustrer ce point, nous nous plaçons dans le cadre de la théorie précédente où toutes les fissions ont lieu une seule énergie E_1.
Nous revenons sur l'expression de k dans le cas d'un réacteur au Thorium Uranium. (Th - U3).
En régime stationnaire on peut écrire :

$$k \sim \frac{\eta_{u3}\ n_{u3}\ \sigma_{u3}}{n_{u3}\ \sigma_{u3} + n_{th}\ \sigma_{th} + \alpha_L\ n_{u3}\ \sigma_{u3} + \alpha_{pilot}\ n_{u3}\ \sigma_{u3} + \alpha_{AV}\ n_{u3}\ \sigma_{u3}}$$

σ_{u3} est la section efficace d'absorption de U_3 (fission + capture n γ), η_{u3} est le nombre de neutrons émis par capture dans U_3 à l'énergie E_1.

σ_{th} est la section efficace d'absorption de ^{232}Th (capture n γ).

α_L est le nombre de neutrons perdus dans les structures ou par suite des fuites, par neutron capturé dans U_3.

α_{av} est le nombre de neutrons disponibles (pour la transmutation) par neutron capturé dans U_3.

α_{pilot} est le nombre de neutrons à absorber dans le dispositif de contrôle du réacteur critique.

$\alpha_{pilot} = 0$ pour un réacteur sous-critique.

A la concentration d'équilibre on a $n_{u3}\ \sigma_{u3} = n_{Th}\ \sigma_{Th}$

On obtient donc après division par $n_{u3}\ \sigma_{u3}$:

$$k \approx \eta_{u3}\ \frac{1}{1 + 1 + \alpha_L + \alpha_{pilot} + \alpha_{AV}}$$

ou encore

$$\alpha_{AV} \approx \frac{\eta_{u3}}{k} - 2 - \alpha_L - \alpha_{pilot}$$

Pour un réacteur à neutrons rapides il convient en fait de remplacer η par $\eta\varepsilon$ et $\eta_{u3}\varepsilon$ vaut 2,4.
Pour un réacteur à neutrons lents η_{u3} vaut 2,2 environ.

Dans un réacteur standard admettons que $\alpha_L \sim 0{,}2$ et qu'une réserve de réactivité de 5 000 PCM est nécessaire pour piloter un réacteur critique... Ceci donne pour α_{pilot} la valeur $\alpha_{pilot} = 0{,}12$.

On va donc comparer les valeur de α_{av} pour les neutrons disponibles(par capture dans U3) dans le cas d'un réacteur critique où $k = 1$ $\alpha_{pilot} = 0,12$
et de réacteurs sous-critique $k = 0,98$ $\alpha_{pilot} = 0$
$k = 0,95$ $\alpha_{pilot} = 0$

On obtient donc pour le réacteur à neutrons rapides :

Réacteur critique $\alpha_{av} = \frac{2,4}{1} - 2 - 0,2 - 0,12 =$ **0,08** neutron/capture dans U_3

Réacteur sous critique $\alpha_{av} = \frac{2,4}{0,98} - 2 - 0,2 - 0,0 =$ **0,25** neutron/capture dans U_3

Pour les réacteurs à neutrons lents et pour k = 0,98 on obtient :

Réacteur critique $\alpha_{AV} =$ **-0,12** neutron/capture dans U_3
Réacteur sous-critique $\alpha_{AV} =$ **0,05** neutron/capture dans U_3

Concluons ici que l'économie de neutrons est particulièrement serrée dans tous les cas et que l'avantage significatif pour les réacteurs hybrides vient de l'absence de réserve de réactivité pour le pilotage du réacteur et de la plus faible valeur de k.
Pour un réacteur sous-critique à vocation de transmutation on peut noter qu'une faible valeur de k augmente le nombre de neutrons disponibles.

On observe donc que dans l'économie de neutrons très serrée d'un réacteur régénérateur au Thorium, l'avantage du réacteur sous-critique même à k = 0,98 est très significatif. Il permet notamment une utilisation aisée du cycle au Thorium, avec même des neutrons en excès qui peuvent servir à la transmutation de produits de fission à vie longue.

Conclusion de la partie 2
Dans cette deuxième partie, nous avons essayé d'illustrer les propriétés neutroniques particulières des réacteurs sous-critiques en nous plaçant dans des cas particulièrement simplifiés (Source ponctuelle théorie à un ou deux groupes, milieu homogène ...). Les dérivations analytiques ne sont que des approximations plus ou moins proche des situations réelles. Elles n'en constituent pas moins un guide précieux dans la conduite de calculs plus complets et plus exacts à l'aide de code de simulation prenant en compte les données nucléaires, le transport des neutrons, la structure réaliste de réacteurs.

3ème partie

Exemple de conception d'un réacteur sous-critique assisté par accélérateur

Récemment une étude très complète d'un système sous-critique couplé à un accélérateur a été réalisée par le groupe ET du CERN (C Rubbia et al). Cette étude a fait l'objet d'un rapport CERN. "Conceptual design of a fast neutron operated high power energy amplifier" (C. Rubbia et al). CERN/AT95-44 (ET).
Nous allons présenter et commenter ici les principales caractéristiques du réacteur proposé dans cette étude.

A-3. Choix des paramètres

- Choix de k : Le choix de k = 0,98 est dicté par un compromis entre la nécessité d'être franchement sous-critique et la nécessité d'avoir un rapport important entre la puissance faisceau et la puissance réacteur (voir paragraphes C1 et D1). Ce rapport est gouverné par la quantité $\frac{k}{1-k}$.

- Choix de la puissance thermique : Le choix de la puissance est un peu arbitraire. Cependant on doit tenir compte qu'une exploitation industrielle d'un réacteur nécessite des unités assez importantes, mais aussi que la puissance faisceau nécessaire est (à k donné) directement proportionnelle à la puissance réacteur. Un choix de 1500 MW thermiques et 600 MW électriques se situe à un facteur 2 en dessous des tranches PWR actuelles. Par ailleurs nous avons vu plus haut que ce choix fixait l'intensité de l'accélérateur à 12 mA à 1 GeV, ce qui semble un objectif raisonnable pour une première étape.

- Choix d'un système à neutrons rapides.

Nous avons vu dans la deuxième partie que la neutronique était plus favorable dans le cas des réacteurs rapides. Il s'avère aussi que l'empoisonnement dû aux produits de fission est inférieur à celui observé dans les réacteurs à neutrons thermiques. "L'effet protactinium" qui correspond à une remontée de la réactivité suite à l'arrêt du réacteur est également plus faible dans le système à neutrons rapides.

B-3. Choix de la configuration, réflecteur,cible,combustible, fluide caloporteur.

→ Le réflecteur

Concevant un réacteur réaliste au Thorium-Uranium dont nous avons vu que l'économie de neutrons était très serrée, il est important de limiter les fuites. Le groupe ET du CERN a ainsi choisi un très

important réflecteur en Plomb (e = 133 cm) qui a la double fonction de réduire les fuites de neutrons et d'homogénéiser le flux autant que possible.

→ Choix de la cible

La cible doit être constituée par un élément lourd , pour une bonne production de neutrons par réaction de spallation. Elle doit être facile à refroidir puisque plus de 10 MWatts de faisceau y sont déposés. Elle doit être très transparente aux neutrons de toute énergie. Le plomb liquide semble pouvoir répondre à toutes ces contraintes.

→ Choix de la configuration milieu multiplicateur-cible

Ce choix est dicté par plusieurs impératifs. L'un est d'obtenir une bonne efficacité dans la production de neutrons et une bonne probabilité, pour les neutrons ,d'atteindre la région multiplicatrice ou région combustible. Un autre objectif est de limiter la variation de puissance en fonction du rayon dans la région combustible et d'avoir une densité de puissance maximale raisonnable tout en respectant la puissance totale choisie. En fait la forme choisie est le résultat d'une optimisation complexe sur des paramètres largement inter-dépendants. Le choix d'un assez grand rayon pour la zone buffer,(40 cm), est largement dû au souci de réduire l'écart de densité de puissance entre la zone multiplicatrice proche de la cible et celle située près du réflecteur. Le volume du milieu multiplicateur est conditionné par la densité volumique de puissance que le fluide caloporteur peut extraire.

→ Choix du fluide caloporteur

Le plomb a été choisi comme élément cible et comme fluide caloporteur. Ceci apporte un certain nombre de simplifications, mais aussi des contraintes notamment sur les traitements anticorrosion. Du point de vue neutronique, le choix du caloporteur doit privilégier deux qualités, qui sont une section efficace de capture très faible et une masse atomique élevée pour avoir un spectre de neutrons le plus énergétique possible. Ceci est favorable à l'économie de neutrons et à la stabilité de k au cours du burn-up. Le plomb apparaît comme le seul élément qui ait ces qualités et qui soit économiquement viable.

→ Choix d'un combustible solide à la structure très semblable à celle utilisée dans le PWR.

La solution du combustible solide est une solution sûre et industriellement utilisée depuis un grand nombre d'années.Des études détaillées semblent montrer qu'un taux de burn-up très élevé peut être obtenu (5 ans entre 2 rechargements).

C-3. Choix de sécurité

→ Le choix de k à k = 0,98 a déjà été commenté

Des solutions doivent être trouvées pour combattre l'effet protactinium lors de l'arrêt ou du redémarrage du réacteur sachant que la constante de temps de l'effet protactinium est de 27 jours.

→ **Le choix du refroidissement par convection**

Ce choix conduit à une hauteur de 30 m de plomb fondu, 10 000 tonnes de Pb au total, ce qui est assez considérable. Notons que le prix du plomb est de l'ordre de 4F /kilo soit un investissement de seulement 40 MF de plomb. Il a l'avantage de ne pas avoir à résoudre le problème des pompes de circulation du fluide caloporteur. Il a par ailleurs l'avantage d'exclure tout accident de refroidissement primaire ce qui est un facteur de sécurité notable Mais naturellement d'autres systèmes de circulation forcée peuvent être utilisés.

→ **Coefficient de vide**

Il s'agit de savoir si une absence locale de plomb dans le réacteur, conduit à augmenter ou à diminuer la criticité. Les promoteurs du projet montren que le coefficient de vide est tel qu'une absence de plomb dans toute ou partie du réacteur diminue la réactivité.

D-3. Choix d'un cycle du combustible

Un chargement a lieu tous les cinq ans environ. ***Le combustible est alors recyclé*** . On extrait les produits de fission et les produits volatiles, on ajoute un peu de combustible "frais" (correctement dosé en ^{233}U) et on recharge.. Au cours du cycle de 5 ans l'augmentation de la concentration de ^{233}U compense presqu'exactement la baisse de criticité due à l'augmentation linéaire (en fonction du burn-up) de la concentration en produits de fission. De cette manière la variation de k est minimisée, de même que la variation de la puissance du réacteur.La valeur de k reste stable, car il s'établit ,pour la plupart desélements lourds, un régime d'équilibre qui permet de recycler le combustible indéfiniment.

Le problème du démarrage d'une telle filière, alors qu'on ne dispose pas d'Uranium 233, est facilement résolu en réalisant le premier chargement avec le mélange ^{232}Th -^{233}Pu. L'ajout de ^{233}U à chaque rechargement est réalisé avec l'Uranium 233 produit dans la zone de breeding du réacteur. Cette solution élégante de recyclage du combustible n'est pas sans difficultés. En effet le combustible même après extraction des seuls P.F. est fortement radioactif, à cause notamment d'une certaine teneur en ^{232}U produit par réaction (n-2n) et en actinides. Mais ces difficultés ne semblent pas insurmontables.

Cette option de recyclage a l'important avantage de stabiliser à un niveau très réduit le stock de déchets transuraniens, d'utiliser au mieux le combustible primaire Thorium, et de réduire la quantité de déchets transuraniens aux seules pertes qui surviennent au cours du retraitement, réduisant ainsi de façon "drastique" l'accumulation de déchets à vie très longue.(>1000 ans). Reste les produits de fission à vie longue qu'il faudrait pouvoir transmuter efficacement.

Des variantes ou optimisations par rapport au cycle proposé vont naturellement être étudiées, notamment dans le cadre du programme européen sur le cycle Thorium.

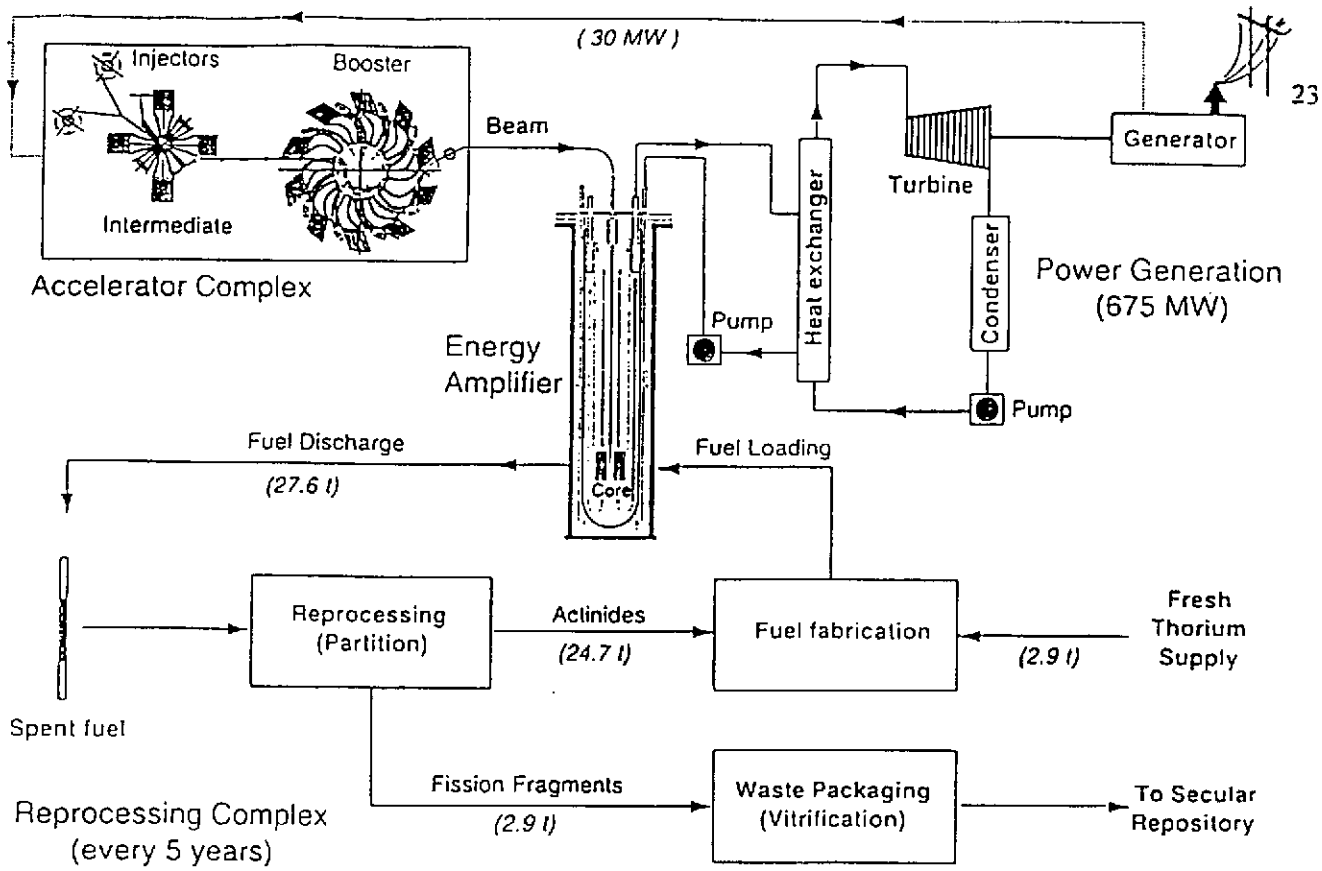


Figure montrant un schéma d'ensemble possible pour une installation industrielle de réacteur piloté par accélérateur.

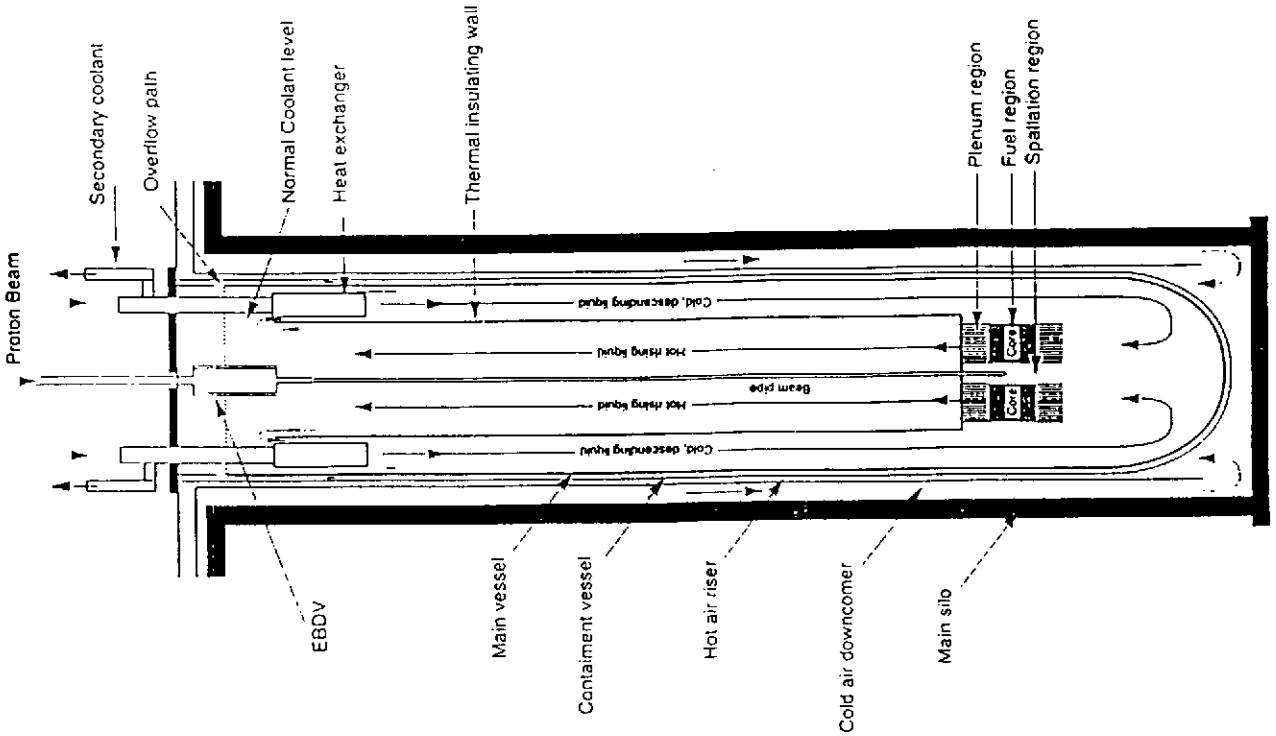
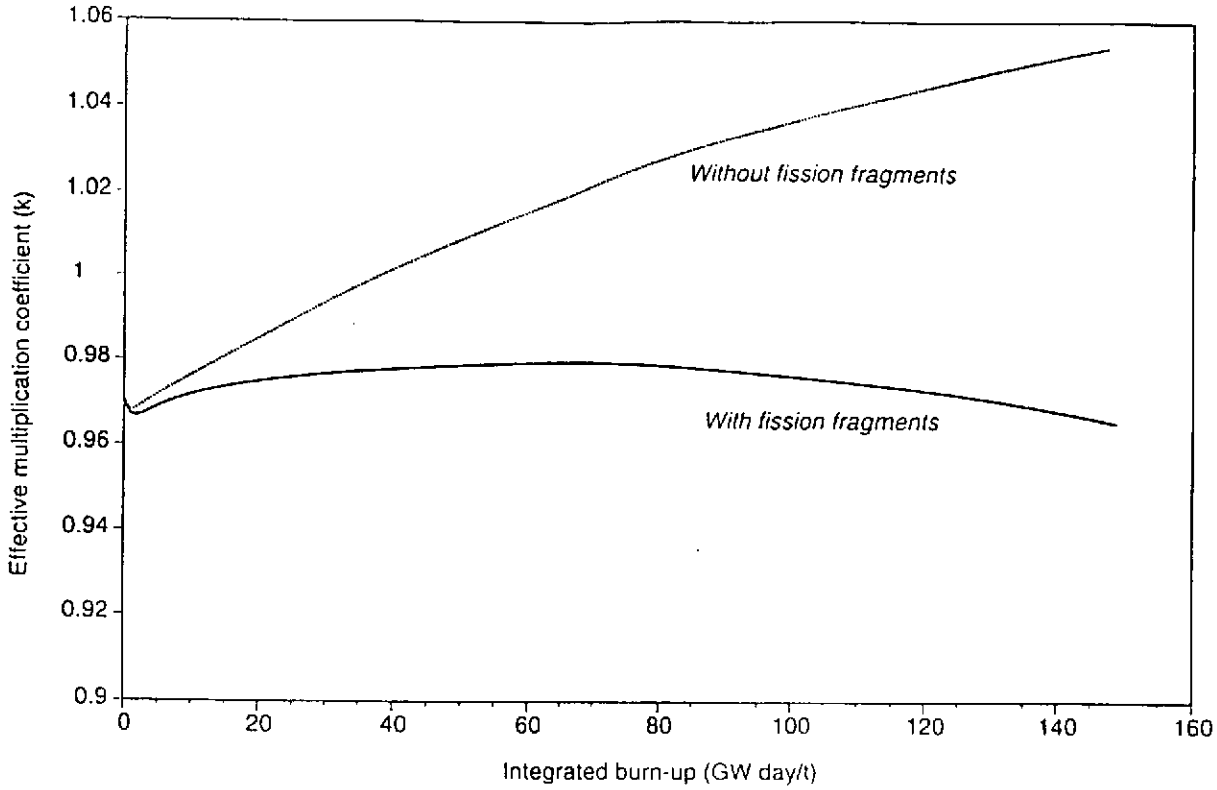
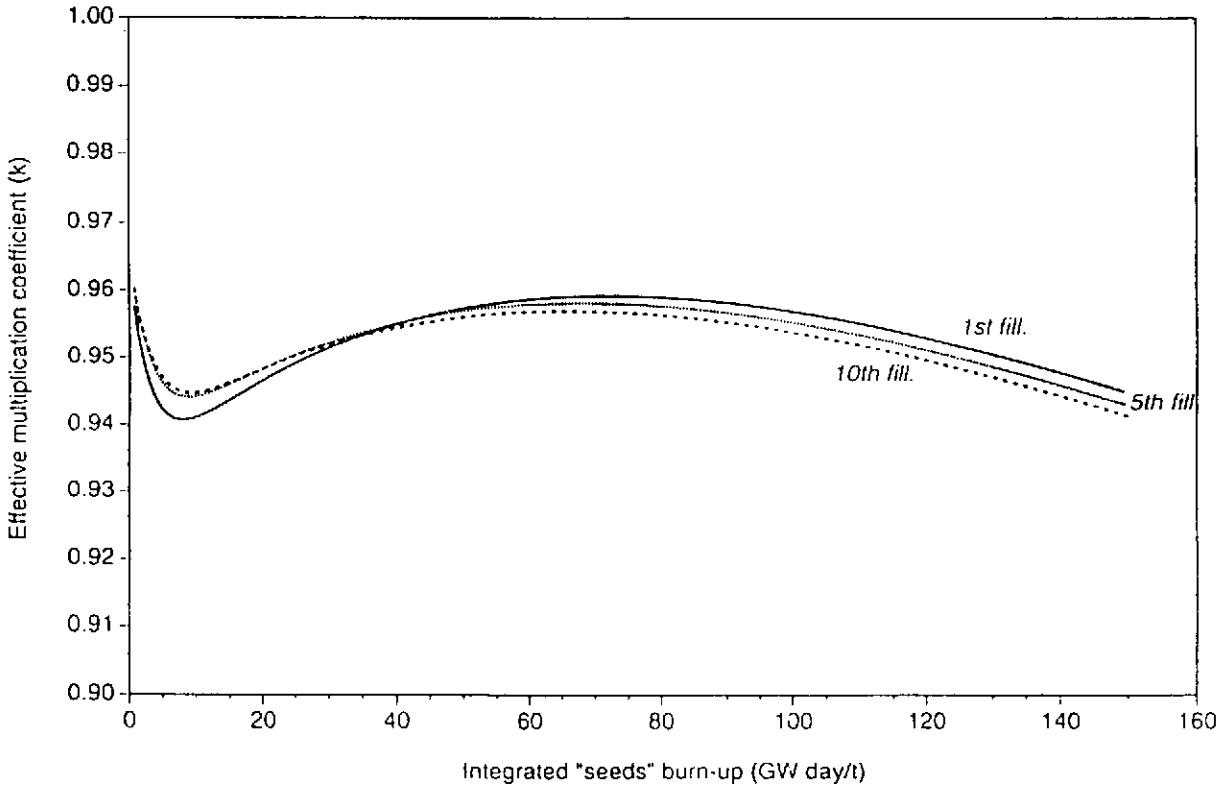


Schéma du reacteur avec son réflecteur et son refroidissement par convection.



Evolution de k avec le burn-up sur une période de 5 ans (1GW day/t équivaut ici à environ 15 jours)



Evolution de k avec le burn-up sur une période de 5 ans (1GW day/t équivaut ici à environ 15 jours), pour le premier cycle,le cinquième cycle et le dixième cycle après 4 ou 9 retraitements.

Fuel Core				
Initial fuel mixture	ThO_2 +0.1$^{233}UO_2$			
Initial fuel mass	28.41			ton
Cladding material	low act. HT-9			
Specific power	52.8			W/g
Power density	523.			W/cm^3
Average Fuel Temperature	908			°C
Maximum Clad Temperature	707			°C
Dwelling time (eq. @ full power)	5.0			years
Average Burn-up	100.0			GW d/t
Breeder Core				
Initial fuel mixture	ThO_2			
Initial fuel mass	5.6			ton
Cladding material	low act. HT-9			
U^{233} stockpile at discharge	242.7			kg
Power density at end cycle	3.0			W/g
Primary cooling system				
Approximate weight of the coolant	10,000			ton
Pumping method	Nat. Convection			
Height convection column	25			m
Convection generated primary pressure	0.637			bar
Heat exchangers	4 x 375			MW
Decay heat removal	RVACS			
Inlet temperature, Core	400			°C
Outlet temperature, Core	600			°C
Coolant Flow in Core	53.6			ton/s
Coolant speed in Core, average	1.5			m/s
Decay Heat Passive Cooling (RVACS)				
Riser channel gap width	18			cm
Downcomer channel gap width	57			cm
Trigger Temperature	500	600	700	°C
EA Coolant max Temperature rise	110	83.5	64.5	°C
Time to max.Temperature rise	17.5	11.2	9.5	hours
Outlet air Temperature (@ max. temp.)	273	302	334.3	°C
Outlet air Speed (@ max. temp.)	13.4	14.2	15.2	m/s
Air flow Rate (@ max. temp.)	52.8	56.1	60	m^3/s
Extracted Heat (@ max. temp.)	8.57	9.65	10.84	MW

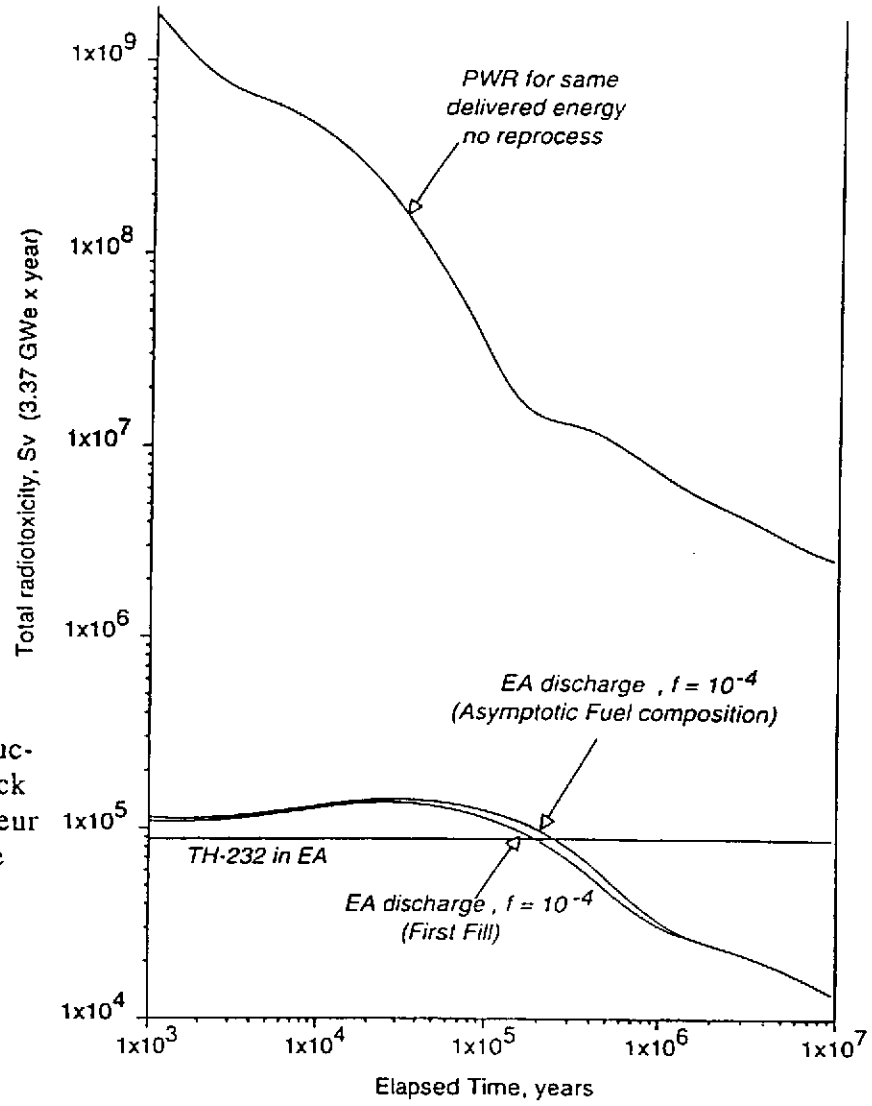
Principales caractéristiques du réacteur Hybride proposé par C.Rubbia et al

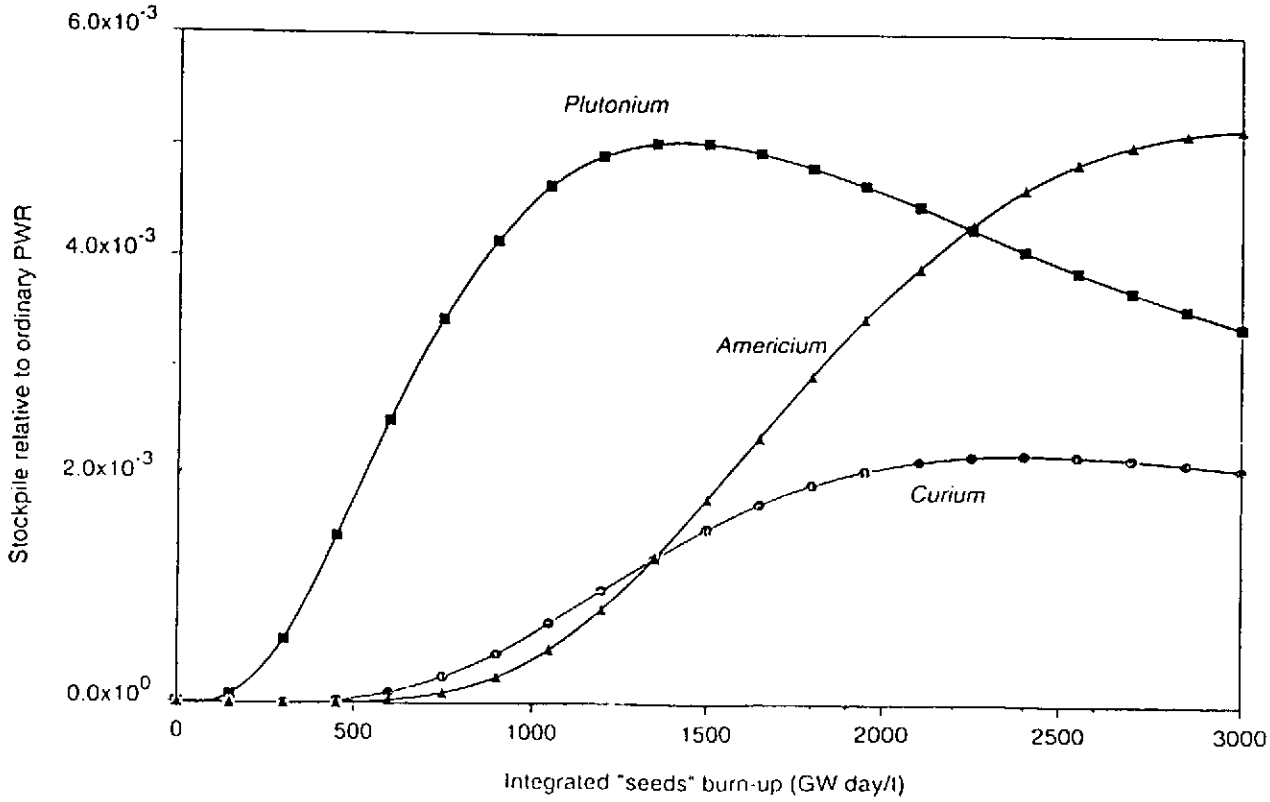
Averaged cross sections (barn) of Actinides relevant to the fast EA.

Element	Capture	Fission	Elastic	(n->2n)	(n->n')	Total
^{230}Th	0.198672	0.018918	14.060925	0.000598	0.989135	15.268245
^{232}Th	0.386855	0.005966	10.923501	0.000560	0.699221	12.016131
^{231}Pa	3.309176	0.179791	9.133289	0.000398	1.110933	13.733619
^{233}Pa	1.121638	0.038989	8.093003	0.000162	1.754808	11.008615
^{232}U	0.731903	2.096317	9.368297	0.000281	0.433875	12.630690
^{233}U	0.289003	2.783923	8.919141	0.000211	0.280445	12.272738
^{234}U	0.615564	0.248950	10.031339	0.000054	0.718069	11.613976
^{235}U	0.574071	1.972008	8.858968	0.000457	0.640860	12.046378
^{236}U	0.490142	0.068786	11.125422	0.000294	0.855951	12.540620
^{237}U	0.492199	0.610042	9.189025	0.000920	0.491900	10.784104
^{238}U	0.428265	0.025351	11.254804	0.000529	0.832077	12.541045
^{237}Np	1.674921	0.233176	9.157094	0.000115	0.759934	11.825250
^{238}Np	0.089278	0.595202	10.439487	0.000000	0.000000	11.123966
^{239}Np	2.083201	0.353837	9.184162	0.000135	0.865835	12.487206
^{238}Pu	0.756840	1.025175	11.046388	0.000152	0.342888	13.171463
^{239}Pu	0.557041	1.780516	9.156214	0.000237	0.770227	12.264245
^{240}Pu	0.667103	0.288079	10.331735	0.000083	0.573045	11.860045
^{241}Pu	0.425030	2.577470	8.104389	0.000880	0.801986	11.909761
^{242}Pu	0.535288	0.190578	11.024648	0.000229	0.667679	12.418422
^{243}Pu	0.403097	0.810772	9.283313	0.002254	0.623218	11.122661
^{244}Pu	0.236048	0.157011	10.805879	0.000808	0.813081	12.012833
^{241}Am	1.963967	0.190469	9.580900	0.000004	0.565741	12.301095
^{242}Am	0.079728	0.530819	10.233513	0.000462	0.073528	10.844059
^{243}Am	1.582431	0.146245	10.003948	0.000028	0.935282	12.667938
^{242}Cm	0.372092	0.105767	10.362508	0.000007	0.724242	11.564615
^{243}Cm	0.265210	2.655223	10.012800	0.000456	1.005476	13.939172
^{244}Cm	0.909153	0.318102	10.515990	0.000135	0.540912	12.284297
^{245}Cm	0.335178	2.475036	8.750109	0.000831	0.862513	12.423669
^{246}Cm	0.230261	0.181669	10.844025	0.000174	0.780190	12.036336
^{247}Cm	0.348536	1.926754	9.117731	0.001353	0.372127	11.766518
^{248}Cm	0.265514	0.218438	11.295776	0.000234	0.813142	12.593122
^{249}Bk	1.447988	0.113146	10.220059	0.000052	1.186927	12.968192
^{249}Cf	0.667223	2.707975	9.064980	0.000189	0.425589	12.865973
^{250}Cf	0.614795	0.944213	8.927651	0.000406	0.468860	10.955943
^{251}Cf	0.368920	2.488528	8.815815	0.001573	0.417832	12.092679
^{252}Cf	0.320039	0.573875	11.865360	0.000335	0.414425	13.174031
^{253}Cf	0.180410	0.716114	9.940411	0.000000	0.000000	10.836935

Sections efficaces utiles pour ce réacteur à neutrons rapides

Comparaisons de la production de déchets ,et du stock de déchets entre le reacteur hybride utilisant la filière Thorium et les reacteurs actuels PWR utilisant la filière Uranium enrichi





E-3. Conclusion de la 3ème partie

L'étude conceptuelle d'un réacteur hybride de 1500 MW a le grand mérite d'avoir montré que l'ensemble des contraintes liées au concept de réacteur hybride pouvait être surmonté avec des solutions réalistes et des performances tout à fait intéressantes, même si un vigoureux programme de R&D est nécessaire. Ce "conceptual design" est un pas très important dans la compréhension complète des réacteurs sous-critiques et se présente comme une première démonstration de la faisabilité d'un réacteur prototype pour la production d'énergie en utilisant le cycle Thorium-Uranium.

Mais l'intérêt de cette proposition dépasse largement le seul concept de réacteur hybride pris isolément. En effet l'économie de neutrons plus favorable du réacteur hybride, permet une utilisation plus aisée du cycle au Thorium, cycle qui a la propriété de réduire la production de transuraniens. Ainsi le système proposé présente tout à la fois - les avantages liés strictement au système hybride (sécurité, facilité de conduite, souplesse de fonctionnement) - et les avantages liés à l'utilisation du cycle Thorium-Uranium 233. Il se trouve (en plus) que la possibilité de recycler le combustible permet de réduire de façon considérable la quantité de déchets à longue durée vie que l'on devra stocker.

Suivant quelques figures illustrant les principales caractéristiques de ce réacteur, figures qui permettent de se représenter ce que pourrait être un réacteur hybride de taille industrielle avec également ses principales caractéristiques de fonctionnement, notamment l'évolution de k avec le burn-up au cours d'un cycle de 5 années et en fonction du nombre de recyclages.

4ème partie

Recherches, développements actuels, à court terme, -perspectives à moyen terme.

A-4. Les développements actuels concernant la neutronique

Deux grandes options sont actuellement discutées pour l'utilisation des réacteurs hybrides.

La première est la **production d'énergie avec le cycle Thorium - Uranium** qui réduit drastiquement l'accumulation de déchets transuraniens.

- La neutronique des constituants principaux du réacteur qui sont nouveaux (Th ^{233}U, 233Pa, Pb, ^{232}U,...) doit être validée précisément dans le domaine d'énergie d'opération de ces réacteurs (probablement à neutrons rapides). Ce programme a été entrepris au CERN dans le cadre du programme TARC.

- Pour être complètement satisfaisante, cette filière devrait intégrer les possibilités de transmuter les produits de fission à vie longue, dans le réacteur lui-même ou dans des réacteurs dédiés. La neutronique de ces produits de fission doit bien sûr être validée expérimentalement, et la transmutation doit être optimisée (Programme TARC également).

La 2ème option est celle de **l'utilisation d'un réacteur sous-critique comme incinérateur** ; (pour incinérer les actinides mineurs notamment)

Cette option est actuellement à l'étude dans le cadre du projet INCA au CEA et d'une solution à neutrons rapides (avec le plomb comme modérateur) au CNRS. Dans l'une ou l'autre option une validation ou une détermination des propriétés neutroniques de ces actinides et de leurs dérivés est nécessaire.

Le spectromètre à ralentissement (Bloc de Plomb pur et source de neutrons pulsée) semble être un outil de choix, permettant de mesurer les sections efficaces en fonction de l'énergie des neutrons avec de très faibles quantités de matériaux.

Le programme TARC qui est une collaboration CERN-IN2P3-Madrid-Athènes a largement entamé ce programme d'études, mais celui-ci devrait être poursuivi avec l'utilisation d'une source de neutrons pulsée à haut taux de répétition.

B-4. Test de configurations

Il s'agit de tester précisément une ou des configurations cible de production - assemblage de combustible, - fluide caloporteur - réflecteur. Ce test doit porter sur le couplage de la source au milieu multiplicateur, sur la neutronique en général, la mesure du flux (répartition spatiale et énergétique), la validation des données nucléaires et des codes. Il est certes possible de rechercher les configurations optimales par simulation. Cependant un test expérimental serait extrêmement instructif et convaincant.
Le réacteur maquette **Masurca**, réacteur modulaire à "puissance nulle" (P<2KW) semble une installation tout à fait adaptée pour réaliser de telles études de configurations si on y couple un générateur de neutrons pulsé qui permet d'étudier non seulement la répartition du flux, mais aussi d'atteindre nombre de paramètres neutroniques en étudiant la réponse temporelle du réacteur à des injections brèves de neutrons source. Un programme expérimentale est prévu dès 1997.

C-4. Vers une "facilité européenne"

La conférence de Kalmar (on Accelerator Driven Systems) qui s'est tenu en juin 96 a recommandé le lancement d'un programme européen sur les réacteurs assistés par accélérateur, avec notamment l'idée de réaliser un réacteur sous-critique d'essai de puissance modérée, mais cependant couplé à un accélérateur de forte intensité dans une ou plusieurs configurations. Une telle installation pilote devrait permettre de démontrer une bonne maîtrise de la neutronique (répartition du flux, de la puissance, l'évolution du combustible, etc), d'expérimenter de façon prudente mais en situation réelle la conduite du réacteur, la mesure en ligne de ses principaux paramètres (k, concentration en U_3, en ^{233}Pa, en produits de fission ...) les problèmes de thermique et tous les problèmes liés au fluide caloporteur. Des discussions et des études actives sur la définition d'un tel réacteur de démonstration ont démarré à l'automne 1996.

Conclusion générale.

Cette introduction aux principes généraux de fonctionnement des réacteurs sous-critiques assistés par accélérateur et à leurs caractéristiques spécifiques doit être prise comme une initiation à un champ de recherches qui s'est ouvert réellement depuis trois ans seulement. Ce domaine de recherches a fortement progressé pendant cette période mais il est loin d'être clos. La production d'énergie nucléaire a, nous semble-t-il, de bons atouts pour pouvoir fournir une part significative de l'énergie demandée au niveau mondial dans les prochaines décennies. Les réacteurs sous-critiques assistés par accélérateur sont une voie à explorer très sérieusement et avec dynamisme, car si le concept est ancien, il est maintenant possible de le concrétiser. Nous avons essayé d'expliciter et d'expliquer les apports potentiels nouveaux de ce concept, en termes de sûreté, de nouvelles possibilités pour la production d'énergie en réduisant la production de déchets, ou pour l'incinération rapide d'une partie du stock actuel de déchets. La demande sociale pour plus d'énergie, de sûreté, et moins de pollution de toutes sortes (atmosphérique, radioactive, chimique etc.) est insistante, légitime, largement partagée. Les solutions réalistes ne sont pas légion et il ne serait pas anormal que cette voie prometteuse soit explorée par une partie de notre communauté de physiciens avec un dynamisme équivalent à celui qui caractérise notre activité de recherches en physique nucléaire ou en physique des particules.