

7. Neutronique et physique des réacteurs

Définition

La **neutronique** (ou **transport des neutrons**) est une branche de la physique qui a pour objectif de décrire des phénomènes physiques intégrant les aspects microscopiques (interaction neutron-matière) et macroscopiques (déplacement de neutrons dans un cœur de réacteur nucléaire. Fondamentalement, c'est la description d'interactions et de déplacements des neutrons dans la matière.

Sur le principe physique, la neutronique **dérive** donc de la physique nucléaire. Cependant, la population de neutrons étant très nombreuse (de l'ordre de 10^{14} neutrons libres/cm² /s dans un REP), on est amené à traiter les interactions neutrons/noyaux de manière globale, en l'assimilant à un fluide comme en mécanique des fluides. L'étude de la neutronique se ramène alors au traitement de l'équation de Boltzmann appliquée à des neutrons.

Principaux domaines d'application de la neutronique

Les *études d'ingénierie* ou d'*applications neutroniques* qui seront évoquées ici sont relatives à des installations qu'on trouve dans différents organismes de recherche et/ou de sociétés industrielles.

On compte quatre grands domaines d'études relatifs aux réacteurs nucléaires :

- **physique du cœur,**
- **radioprotection,**
- **sûreté/criticité**
- **l'instrumentation nucléaire.**

Installations	Type de problèmes/finalités	Grandeurs physiques d'intérêt
Réacteurs de puissance	Détermination de la puissance du réacteur. Obtention des grandeurs de dimensionnement du cœur, de la distribution fine de puissance, des taux d'irradiation et des paramètres critiques (cote et efficacité des barres de commande , concentration...), usure des poisons consommables . Contrôle de l'état du cœur, de la criticité en cours de chargement. Réponses des détecteurs in-core et ex-core (chambres à fission...)	Facteur de multiplication effectif k_{eff} Taux de réaction. Distribution de puissance (crayons, assemblages) Réactivité Concentrations isotopiques Échauffements γ
	Étude de situations incidentelles et accidentelles (Cinétique, transitoires)	Facteur de multiplication effectif k_{eff} Pic de puissance
	Durée de vie de la cuve et des structures internes du réacteur.	Fluence neutronique Dommages
	Accessibilité dans différentes zones de l'installation, études de situations incidentelles et accidentelles.	Débits de dose
	Sûreté de l'installation, dimensionnement des dispositifs pour l'évacuation de la chaleur résiduelle (circuits de refroidissement, piscine...).	Puissance résiduelle
	Instrumentation nucléaire : conception de dispositifs expérimentaux, d'expériences. Interprétation d'expériences	Taux de réaction Activités
Démantèlement	Activation des structures. Contribution à l'élaboration de scénarios de démantèlement d'une installation nucléaire. Classement des structures irradiées en termes de déchets.	Activités Concentrations isotopiques Radiotoxicités Débits de dose γ

Installations	Types de problèmes / Finalités	Grandeurs physiques d'intérêt
Installations du cycle du combustible ; enrichissement, fabrication retraitement	Criticité et analyse de sûreté. Dimensionnement des installations vis-à-vis de la maîtrise du risque de criticité, études de situations accidentelles pour la gestion de crise, définition des normes, qualification. Dimensionnement des installations pour la protection des hommes et des matériels	Facteur de multiplication effectif Activités Concentrations isotopiques Débits de dose (γ , neutrons, particules chargées)
Château de transport combustible	Conception/dimensionnement d'un château de transport . Sûreté/criticité en situations incidentelles ou accidentelles	Facteur de multiplication effectif Débits de dose (γ , neutrons)
Colis de déchets radioactifs	Dimensionnement de colis de déchets. Détermination de leur contenu (spectrométrie γ , interrogation neutronique...). Étude de la radiolyse dans le conteneur ou la roche d'accueil du site de stockage. Sûreté/criticité d'un entreposage, d'un stockage de déchets	Facteur de multiplication effectif Activités Débits de dose (γ , neutrons) Échauffements γ
Médecine : dispositifs d'irradiation, sources	Traitement de cancers (boroneurothérapie...). Optimisation de la collimation des rayonnements et de leurs spectres en énergie. Diagnostics médicaux (traceurs radioactifs).	Débits de dose (γ , neutrons, particules chargées) Activités
Spatial	Conception des coeurs de propulsion. Protection des astronautes, intégrité des matériels (électronique...).	Grandeurs neutroniques Débits de dose (neutrons, γ , particules chargées) Dommages

7-1 Réactions nucléaires induites par neutrons

7-1-1 Originalité du neutron

Contrairement aux particules chargées (p, d, α ,...), le neutron peut s'approcher d'un noyau cible même à très faible vitesse. Étant une particule neutre, il est insensible à la répulsion coulombienne.

Le neutron obéit à la statistique de Fermi-Dirac.

Il possède un spin intrinsèque $S_n = 1/2$, une parité $P_n = +1$ positive et un moment magnétique négatif $\mu_n = -1,9\mu_B$ qui est à l'origine de l'interaction électromagnétique du neutron.

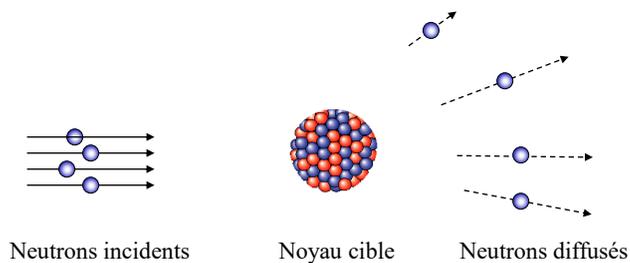
Le neutron libre est une particule instable ($T_{1/2} = 10,4$ min) : $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$

il ne peut exister sur Terre qu'en pénétrant à l'intérieur d'un noyau cible.

7-1-2 Interaction neutron-matière

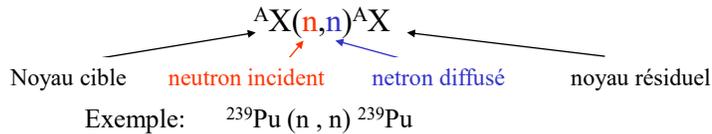
Plusieurs processus peuvent entrer en compétition :

A) Diffusion: On entend par diffusion, la modification de la trajectoire et de l'énergie du neutron incident après un choc avec un noyau.

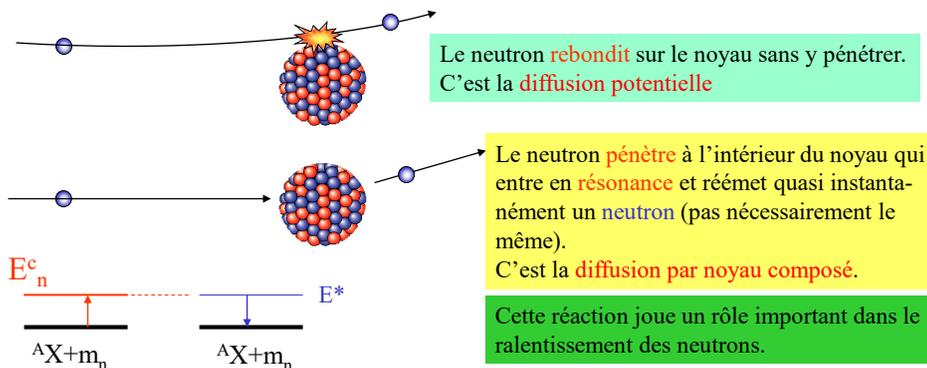


A-1) On dit que la **diffusion est élastique** si l'énergie **cinétique totale** avant et après la diffusion reste **inchangée**. Le noyau cible reste dans le même état quantique.

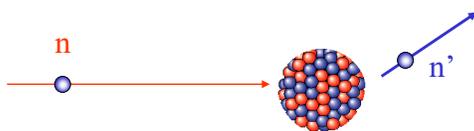
La réaction nucléaire est alors notée :



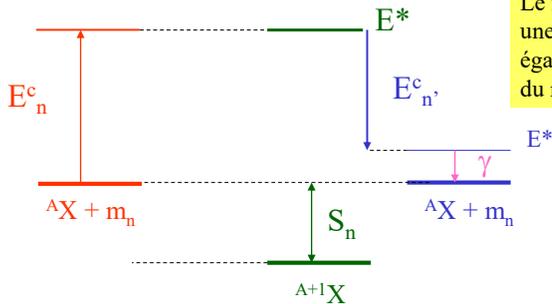
Il existe 2 processus de **diffusion élastique**



A-2) On dit que la **diffusion est inélastique** si l'énergie **cinétique totale** n'est pas conservée.



La réaction nucléaire est alors notée :



Le neutron incident doit avoir une énergie cinétique au moins égale à l'énergie du 1er état excité du noyau cible.

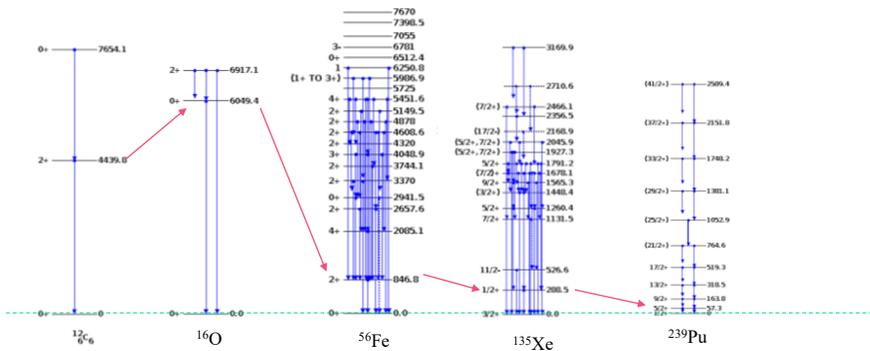
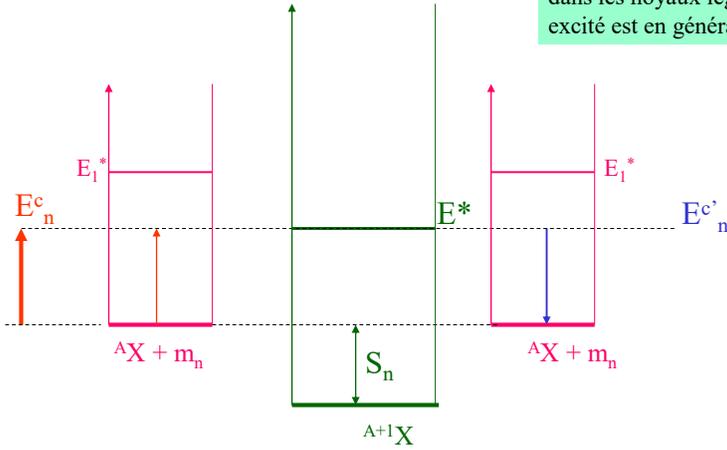
$$E_{n'}^c < E_n^c$$

En résumé

Diffusion élastique si $E_n^c < E_1^*$
 ${}^A X (n,n) {}^A X$

Le neutron incident doit avoir une énergie cinétique inférieure à l'énergie du 1^{er} état excité du noyau cible.

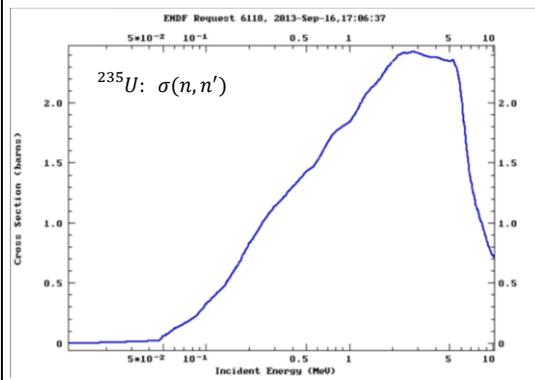
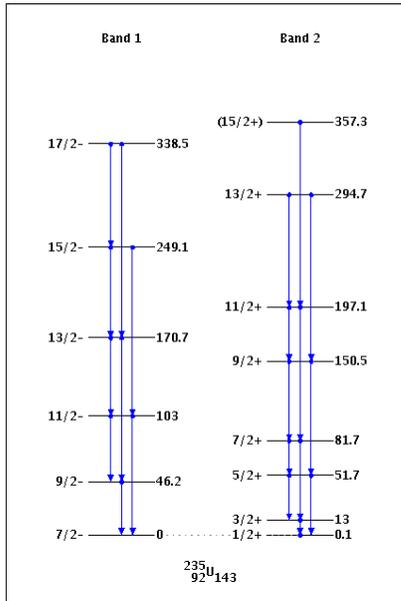
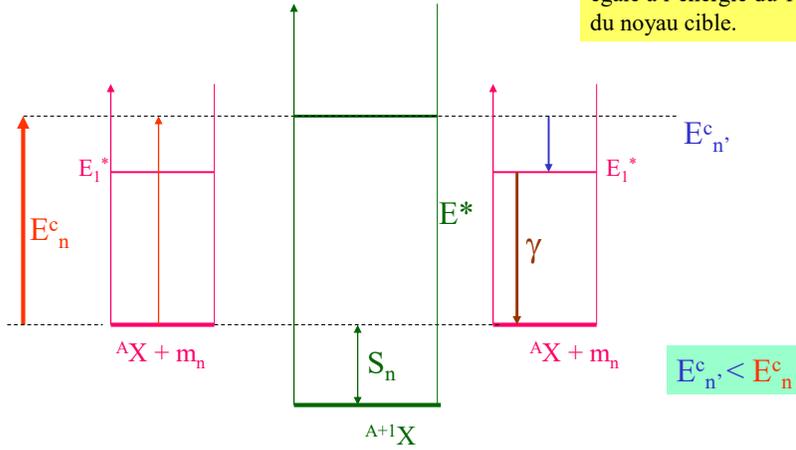
La diffusion élastique est prépondérante dans les noyaux légers. Le premier état excité est en général de quelque MeV.



En résumé

Diffusion inélastique si $E_n^c > E_1^*$
 ${}^A X (n, n') {}^A X$

Le neutron incident doit avoir une énergie cinétique au moins égale à l'énergie du 1^{er} état excité du noyau cible.



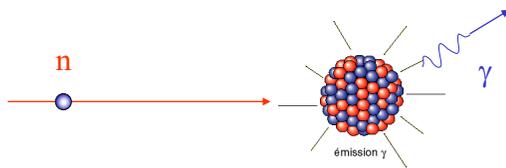
B) Absorption

On entend par **absorption** la formation d'un système **composé du neutron incident et du noyau cible**. Le neutron incident se mélange avec ceux du noyau cible et forme ensemble un système dans un état excité. Cette excitation est dû à l'apport en énergie sous forme **cinétique et de liaison** par le neutron incident. Finalement, le noyau composé se désexcite par différents modes.

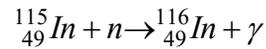
B-1) réaction de capture

Les modes que l'on englobe sous le terme de capture sont les suivants :

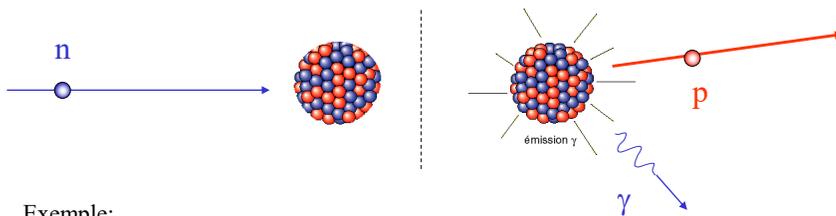
- **Capture radiative** ${}^A X (n, \gamma) {}^{A+1} X$. Le neutron est définitivement capturé, l'énergie en excès est émise sous forme d'un rayonnement γ .



Exemple: capture par l'Indium de neutrons d'énergie 1.46 eV

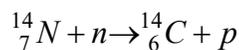
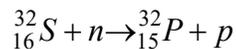


- **émissions de particule chargées légères** ${}^A X (n, p) {}^A Y$, ${}^A X (n, \alpha) {}^{A-3} Y$



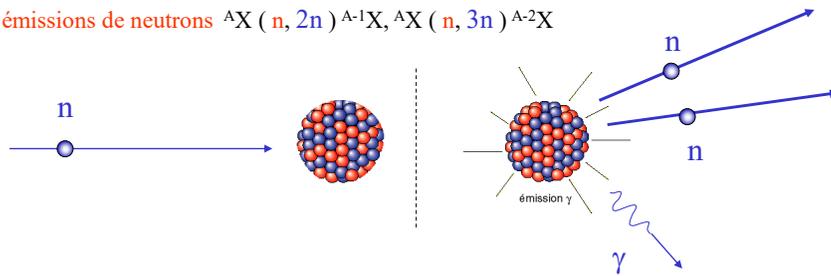
Exemple:

Les réactions (n,p) sont fréquemment induite par neutron dans la gamme d'énergie 0.5-10 MeV. Assez souvent $Q > 0$ du au fait que $M_n > M_p$. Le neutron doit avoir également suffisamment d'énergie cinétique pour que le proton éjecté puisse franchir la barrière coulombienne.



La seconde réaction à un $Q=0.6$ MeV (exoénergétique) susceptible de se produire même avec des Neutrons thermiques de basse énergie.

- émissions de neutrons ${}^A X (n, 2n) {}^{A-1} X$, ${}^A X (n, 3n) {}^{A-2} X$



Ces réactions se produisent en général pour des neutrons d'énergie incidente > 10 MeV

B-2) réaction de fission

Cas de la fission spontanée

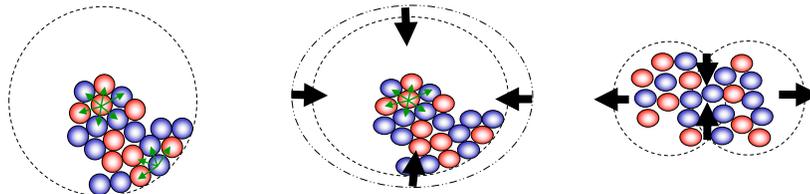
Ne se produit que pour certains noyaux lourds avec une énergie d'excitation suffisante. Le noyau fissionne en deux fragments de masse pouvant être à peu près égale (fission dite **symétrique**) ou très inégale (fission dite **asymétrique**).

Le modèle de la goutte liquide peut être utilisé pour expliquer le phénomène de fission.

Soit un noyau avec ${}^{200}X$.

Chaque nucléon se déplace dans un potentiel créé par les 199 autres.

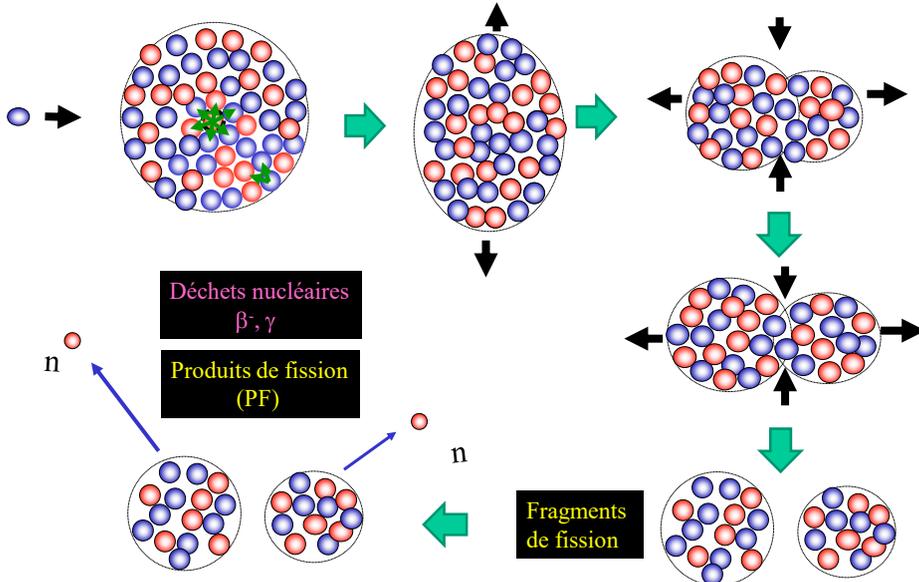
Sachant que la force nucléaire est de très courte portée $\sim 10^{-15}$ m, un nucléon n'agit qu'avec ses plus proches voisins.



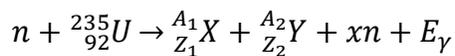
Vibrations de surface d'une goutte liquide
(nucléons en mouvement)

Cas de la fission induite par neutron ${}^A X(n,f)$

Ne se produit que pour des noyaux lourds avec une énergie d'excitation suffisante. Le noyau composé fissionne en deux fragments de masse de façon **symétrique** ou **asymétrique**.



Bilan énergétique de la réaction de fission



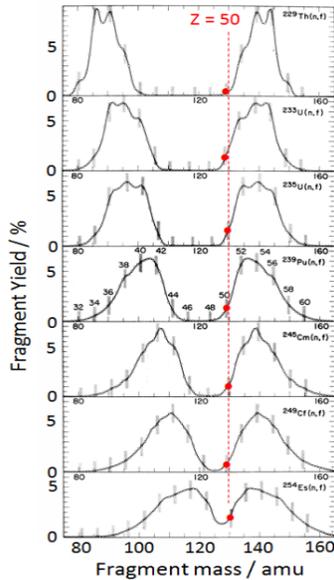
$$Q_f = Mn + M({}^{235}_{92}\text{U}) - M({}^{A_1}_{Z_1}\text{X}) - M({}^{A_2}_{Z_2}\text{Y}) - x \cdot Mn$$

$$Q_f + T(n) = T({}^{A_1}_{Z_1}\text{X}) + T({}^{A_2}_{Z_2}\text{Y}) + x \cdot \langle T(n) \rangle + E_X^* + E_Y^*$$

- Indétermination des énergies d'excitations des fragments
- Indétermination du spin des fragments

B-2-1 Distribution en masse des fragments de fission

La figure ci-contre montre que l'asymétrie de masse dans des réaction de fission induit par des neutrons thermique, du noyau ^{229}Th au ^{254}Es est une caractéristique générale des Actinides.



On peut faire également deux remarques :

- 1° pour toutes les réactions, le fragment lourd apparaît à partir de A~130. Le numéro atomique correspondant est le nombre magique Z=50. La masse moyenne du fragment reste constante indépendamment de la réaction de fission étudiée. La masse du fragment léger, suit rigoureusement la masse du noyau père fissionnant.
- 2° La courbe des rendements en masse n'est pas toujours lisse et présente des structures. Elle est plus prononcées pour des noyaux fissionnant de Z pair.

Exercice d'application

Pour un noyau donné Z_X_N , on sait que le rapport N/Z est conservé lors du phénomène de fission.

Quels sont les isotopes produits lorsque l'un des deux fragments a un nombre de masse égale à 140 dans la fission de ^{235}U par neutrons thermiques.

Quels sont pour cet exemple les 2 isotopes que l'on retrouvera dans les déchets nucléaires?

Color code		Half-life	Decay Mode	Q _{β-}	Q _{EC}	Q _{β+}	S _n	S _p	Q _α	S _{2n}	S _{2p}	Q _{2β-}				
Q _{β-n}	BE/A	(BE-LDM Fit)/A	E _{1st ex. st.}	E ₂₊	E ₃₋	E ₄₊	E _{4+/E₂₊}	β ₂	B(E ₂) ₄₂ /B(E ₂) ₂₀	σ(n,γ)	σ(n,F)					
136Ce	137Ce	138Ce	139Ce	140Ce	141Ce	142Ce	143Ce	144Ce	145Ce	146Ce	147Ce	148Ce	149Ce	150Ce	151Ce	152Ce
135La	136La	137La	138La	139La	140La	141La	142La	143La	144La	145La	146La	147La	148La	149La	150La	151La
134Ba	135Ba	136Ba	137Ba	138Ba	139Ba	140Ba	141Ba	142Ba	143Ba	144Ba	145Ba	146Ba	147Ba	148Ba	149Ba	150Ba
133Cs	134Cs	135Cs	136Cs	137Cs	138Cs	139Cs	140Cs	141Cs	142Cs	143Cs	144Cs	145Cs	146Cs	147Cs	148Cs	149Cs
132Xe	133Xe	134Xe	135Xe	136Xe	137Xe	138Xe	139Xe	140Xe	141Xe	142Xe	143Xe	144Xe	145Xe	146Xe	147Xe	148Xe
131I	132I	133I	134I	135I	136I	137I	138I	139I	140I	141I	142I	143I	144I	145I		
130Te	131Te	132Te	133Te	134Te	135Te	136Te	137Te	138Te	139Te	140Te	141Te	142Te	143Te			
129Sb	130Sb	131Sb	132Sb	133Sb	134Sb	135Sb	136Sb	137Sb	138Sb	139Sb	140Sb					
128Sn	129Sn	130Sn	131Sn	132Sn	133Sn	134Sn	135Sn	136Sn	137Sn	138Sn						
78	80	82	84	86	88	90	92	N								

Chart of Nuclides

Click on a nucleus for information

Color code	Half-life	Decay Mode	Q _{β-}		Q _{EC}	Q _{β+}		S _n	S _p	Q _α	S _{2n}		S _{2p}	Q _{2β-}	Q _{2EC}	Q _{2β+}	
			Q _{β-n}	BE/A	(BE-LDM Fit)/A	E _{1st ex. st.}	E ₂₊	E ₃₋	E ₄₊	E _{4+/E₂₊}	β ₂	B(E ₂) ₄₂ /B(E ₂) ₂₀	σ(n,γ)	σ(n,F)	235U FY	239Pu FY	
Z	92Mo	93Mo	94Mo	95Mo	96Mo	97Mo	98Mo	99Mo	100Mo	101Mo	102Mo	103Mo	104Mo	105Mo	106Mo	107Mo	108Mo
	91Nb	92Nb	93Nb	94Nb	95Nb	96Nb	97Nb	98Nb	99Nb	100Nb	101Nb	102Nb	103Nb	104Nb	105Nb	106Nb	107Nb
40	90Zr	91Zr	92Zr	93Zr	94Zr	95Zr	96Zr	97Zr	98Zr	99Zr	100Zr	101Zr	102Zr	103Zr	104Zr	105Zr	106Zr
	89Y	90Y	91Y	92Y	93Y	94Y	95Y	96Y	97Y	98Y	99Y	100Y	101Y	102Y	103Y	104Y	105Y
38	88Sr	89Sr	90Sr	91Sr	92Sr	93Sr	94Sr	95Sr	96Sr	97Sr	98Sr	99Sr	100Sr	101Sr	102Sr	103Sr	104Sr
	87Rb	88Rb	89Rb	90Rb	91Rb	92Rb	93Rb	94Rb	95Rb	96Rb	97Rb	98Rb	99Rb	100Rb	101Rb	102Rb	103Rb
36	86Kr	87Kr	88Kr	89Kr	90Kr	91Kr	92Kr	93Kr	94Kr	95Kr	96Kr	97Kr	98Kr	99Kr	100Kr	101Kr	
	85Br	86Br	87Br	88Br	89Br	90Br	91Br	92Br	93Br	94Br	95Br	96Br	97Br	98Br			
34	84Se	85Se	86Se	87Se	88Se	89Se	90Se	91Se	92Se	93Se	94Se	95Se					
	50	52	54	56	58	60	62	64	N								

Ground and isomeric state information for ⁹⁶₃₈Sr

E(level) (MeV)	J _π	Δ(MeV)	T _{1/2}	Decay Modes
0.0	0+	-72.9329	1.07 s ± 1	β ⁻ : 100.00 %

A list of levels, a level scheme and decay radiation information are available

Nucleus

Seconds

- > 10+15
- 10-10
- 10-07
- 10-05
- 10-04
- 10-03
- 10-02
- 10-01
- 10+00
- < 10-15
- unknown

Search options:

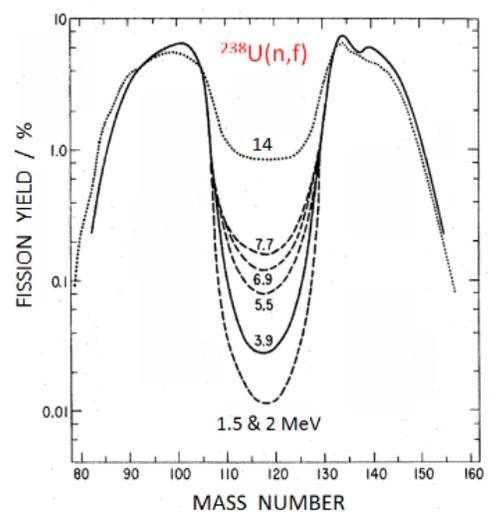
Levels and Gammas

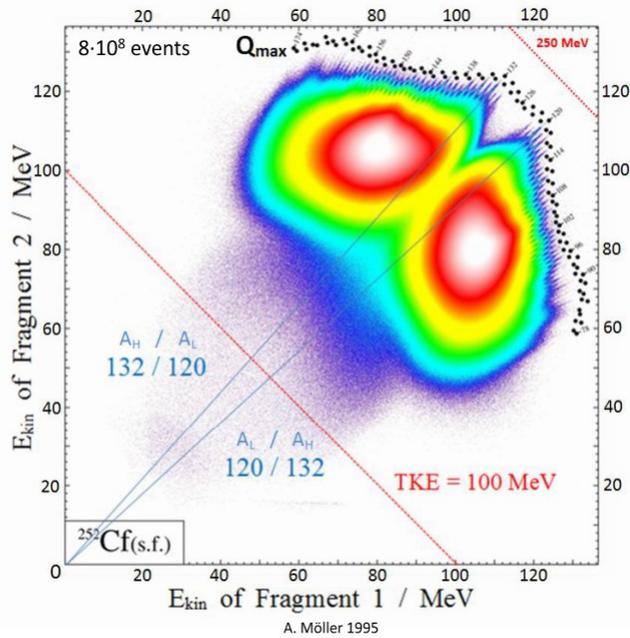
Nuclear Wallet Cards

Decay Radiation

[Help - Glossary](#)

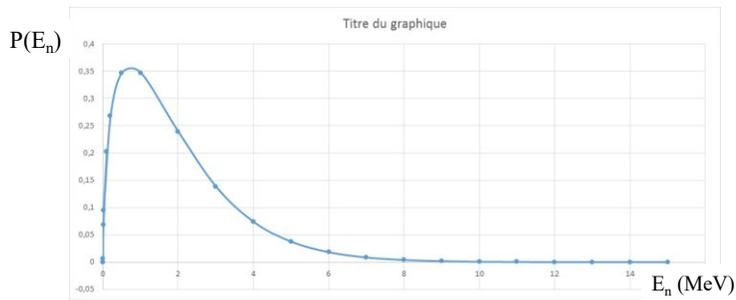
B-2-2 Evolution de la distribution de masse en fonction de l'énergie des neutrons





B-2-3 Neutrons de fission

La réaction de fission $^{235}\text{U}(n,f)$ produit typiquement 2 à 3 neutrons. Cette quantité (en moyenne 2,45) est symbolisé par la lettre grecque ν .

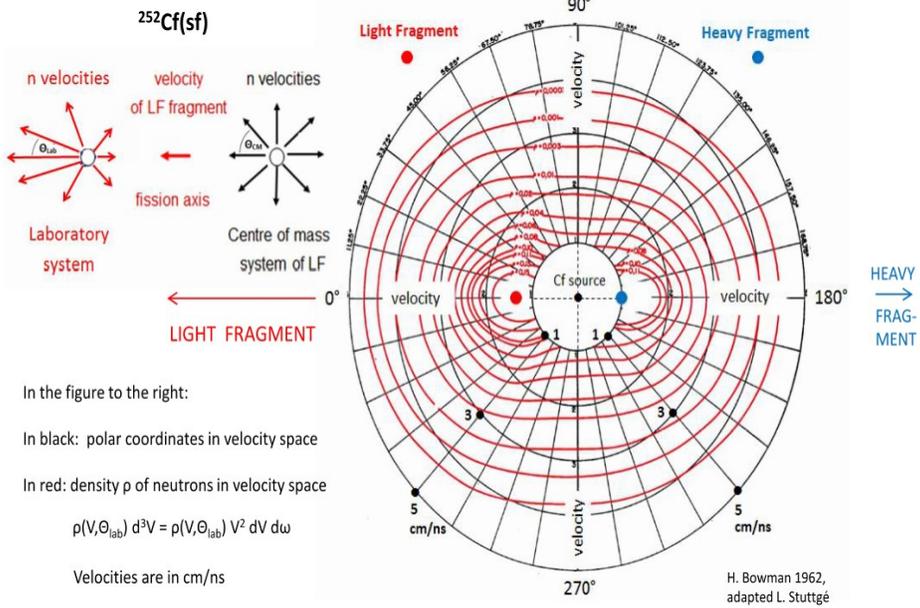


La figure ci-dessus représente l'expression empirique de la densité de probabilité d'émettre un neutron à l'énergie E_n : $P(E_n) = 0.453 \cdot e^{-1.036 \cdot E_n} \cdot \text{Sinh}(\sqrt{2.29 \cdot E_n})$ avec $\int_0^\infty P(E_n) \cdot dE_n = 1$

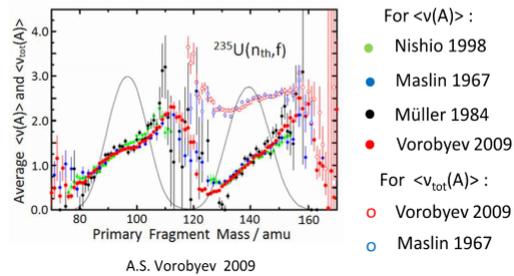
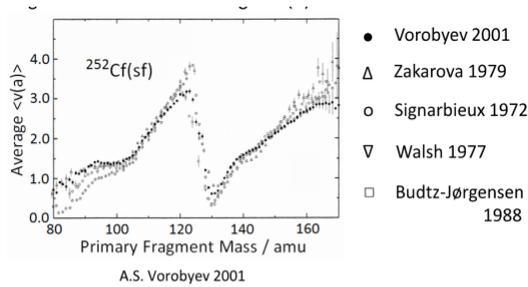
L'énergie la plus probable pour un neutron de fission est légèrement inférieure à 1 MeV. Peu de neutrons seront émis au-delà de 10 MeV.

La distribution angulaire des neutrons de fission est isotrope. Il n'y a pas de direction privilégiée.

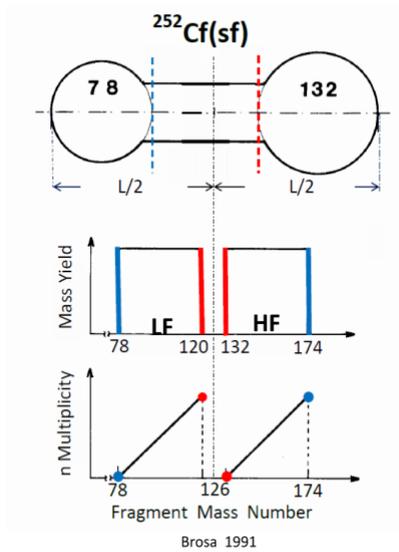
Distribution angulaire des neutrons de fissions



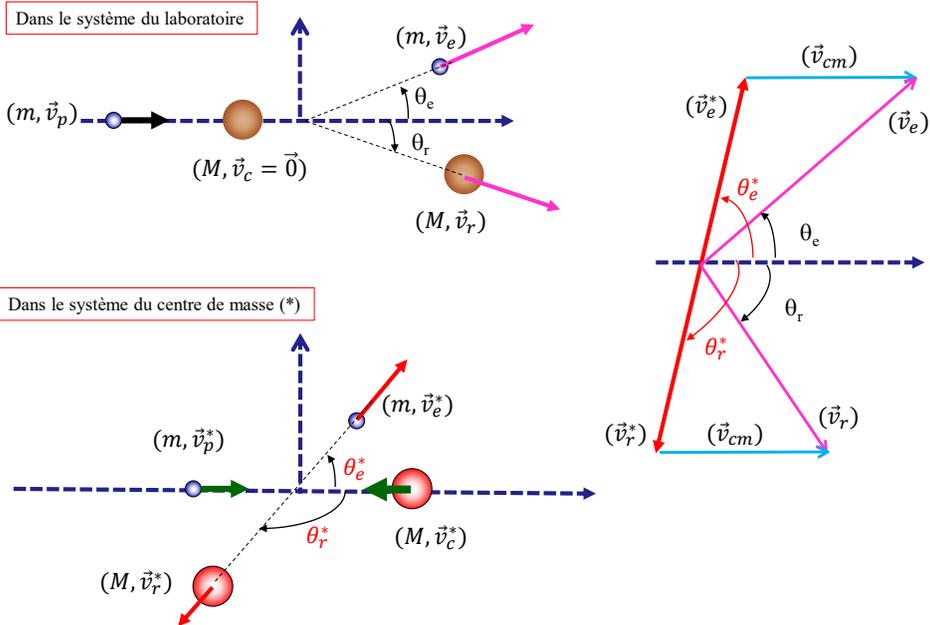
Neutrons émis par les deux fragments

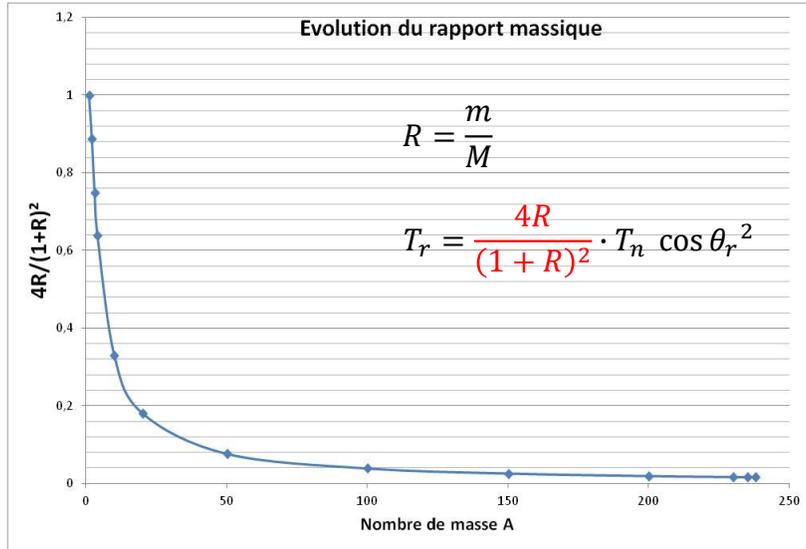


Explication du phénomène « dents de scie »



C) Application : Les modérateurs – collision entre un neutron et un noyau de masse M





$$\vec{v}_e = \vec{v}_e^* + \vec{v}_{cm} \Rightarrow \vec{v}_e^2 = (\vec{v}_e^* + \vec{v}_{cm})^2$$

$$\frac{1}{2} m \vec{v}_e^2 = \frac{1}{2} m (\vec{v}_e^{*2} + 2 \vec{v}_e^* \vec{v}_{cm} + \vec{v}_{cm}^2)$$

$$T_e = T_e^* + \frac{m^2 v_e^* v_p}{m+M} \cos \theta_e^* + \left(\frac{m}{m+M} \right)^2 T_p$$

$$T_e = T_e^* + \frac{\sqrt{2mT_e^*} \sqrt{2mT_p}}{m+M} \cos \theta_e^* + \left(\frac{m}{m+M} \right)^2 T_p$$

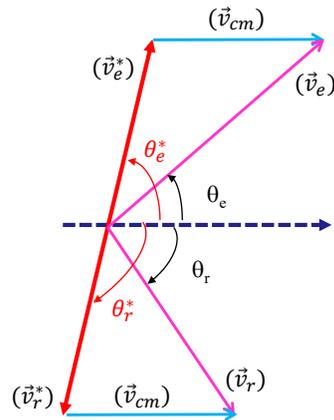
$$T_e^* = \left(\frac{M}{m+M} \right)^2 T_p$$

$$T_e = \frac{m^2 + 2mM \cos \theta_e^* + M^2}{(m+M)^2} T_p$$

pour $\theta_e^* = 0$ $T_e = T_p$

pour $\theta_e^* = \pi$ $T_e = \left(\frac{M-m}{M+m} \right)^2 T_p = \alpha T_p$ avec $\alpha = \left(\frac{M-m}{M+m} \right)^2$

$\alpha T_p \leq T_e \leq T_p$ pour $\theta_e^* \in [0, \pi]$



$$\vec{v}_{cm} = \frac{m}{m+M} \vec{v}_p$$

$$T_E^* = \frac{M}{m+M} T_p = T_e^* + T_r^*$$

$$m \vec{v}_e^* + M \vec{v}_r^* = \vec{0}$$

Probabilité pour qu'un neutron diffuse

$$T_e = T_p \frac{M^2 + m^2 + 2mM \cos \theta_{e^*}}{(M + m)^2}$$

Supposons que l'on ait N neutrons qui diffusent en G.
On définit une sphère de rayon r et de centre G. On peut ainsi introduire une densité surfacique de neutrons diffusés ayant traversé la surface $S=4\pi r^2$ de la sphère par N/S .

Si la diffusion est isotrope dans le CM alors on doit avoir :

$$\frac{dN}{dS} = \frac{N}{S} = \text{constante}$$

Intéressons nous maintenant à un angle θ_{e^*} donné.
Question : quelle est le nombre de neutrons diffusés traversant une surface dS comprise entre θ_{e^*} et $\theta_{e^*} + d\theta_{e^*}$

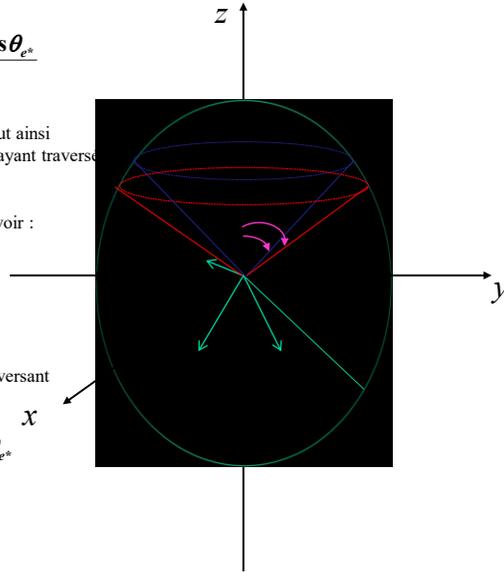
En coordonnées sphériques, $dS = 2\pi r^2 \sin \theta_{e^*} d\theta_{e^*}$

$$dS = -2\pi r^2 d \cos \theta_{e^*}$$

$$\text{Or } \frac{dN}{dS} = \frac{N}{S} = \text{constante} \Rightarrow \frac{dS}{S} = \frac{dN}{N}$$

Or ceci représente la fraction de neutrons qui pourront traverser la surface dS . En d'autres termes cela représente la probabilité qu'à un neutron de diffuser entre

$$\theta_{e^*} \text{ et } \theta_{e^*} + d\theta_{e^*}$$



$$\text{Par conséquent } \frac{dS}{S} = \frac{-2\pi r^2 d \cos \theta_{e^*}}{4\pi r^2} = -\frac{1}{2} d \cos \theta_{e^*}$$

$$\text{Comme l'énergie } T_e \text{ est reliée à l'angle } \theta_{e^*} \text{ on a : } dT_e = T_p \frac{2mM}{(M+m)^2} d \cos \theta_{e^*}$$

Donc $\frac{dS}{S}$ représente aussi le nombre de neutron d'énergie comprise entre T_e et $T_e + dT_e$

$$\text{D'où } \frac{dS}{S} = -P(T_e) dT_e \quad T_e(\theta_{e^*} = 0) = T_p > T_e(\theta_{e^*} = \pi) = \alpha T_p$$

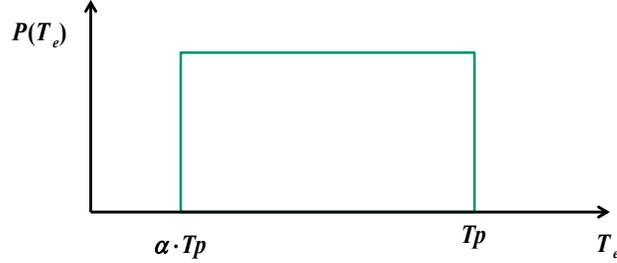
$$-P(T_e) \cdot dT_e = -P(T_e) T_p \frac{2mM}{(M+m)^2} d \cos \theta_{e^*} = -\frac{1}{2} d \cos \theta_{e^*}$$

$$P(T_e) = \frac{(M+m)^2}{4mM \cdot T_p} = \frac{(M+m)^2}{[(M+m)^2 - (M-m)^2] \cdot T_p}$$

$$P(T_e) = \frac{1}{[1-\alpha] \cdot T_p}$$

On vérifie bien que :

$$\int_{T_p}^{\alpha T_p} -P(T_e) \cdot dT_e = \int_{\alpha T_p}^{T_p} \frac{1}{[1-\alpha] \cdot T_p} \cdot dT_e = \frac{1}{[1-\alpha] \cdot T_p} [T_p - \alpha T_p] = 1$$



Quelle est l'énergie moyenne des neutrons diffusés :

Par définition
$$\bar{T}_e = \int_{\alpha T_p}^{T_p} T_e P(T_e) \cdot dT_e = \int_{\alpha T_p}^{T_p} T_e \frac{1}{[1-\alpha] \cdot T_p} \cdot dT_e$$

$$\bar{T}_e = \frac{1}{[1-\alpha] \cdot T_p} \cdot \int_{\alpha T_p}^{T_p} T_e \cdot dT_e = \frac{1}{[1-\alpha] \cdot T_p} \frac{1}{2} T_p^2 [1 - \alpha^2] = \frac{1}{2} T_p [1 + \alpha]$$

$$\bar{T}_e = \frac{1}{2} T_p [1 + \alpha]$$

Le décrément logarithmique en énergie moyenne par collision

Est défini par l'expression :
$$\xi = \ln \left(\frac{T_p}{T_e} \right)$$

$$\xi = \int_{\alpha T_p}^{T_p} \ln \left(\frac{T_p}{T_e} \right) P(T_e) \cdot dT_e = \int_{\alpha T_p}^{T_p} \ln \left(\frac{T_p}{T_e} \right) \frac{1}{[1-\alpha] \cdot T_p} \cdot dT_e$$

$$\xi = \frac{1}{[1-\alpha] \cdot T_p} \cdot \int_{\alpha T_p}^{T_p} \ln \left(\frac{T_p}{T_e} \right) \cdot dT_e$$

On pose $X = \frac{T_e}{T_p}$ d'où $dX = \frac{1}{T_p} dT_e$

$$\xi = \frac{1}{[1-\alpha] \cdot T_p} \cdot \int_{\alpha}^1 \ln \left(\frac{1}{X} \right) \cdot T_p \cdot dX = \frac{1}{[1-\alpha]} \cdot \int_{\alpha}^1 -\ln(X) \cdot dX$$

$$\xi = -\frac{1}{[1-\alpha]} \cdot [X \ln(X) - X]_{\alpha}^1 = 1 + \frac{\alpha}{1-\alpha} \ln \alpha$$

En prenant $M=A$ et $m=1$

$$\alpha = \frac{(M-m)^2}{(M+m)^2} = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2} = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2 \quad \text{d'où} \quad \xi = 1 + \frac{\left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2}{1 - \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^2} \ln \left(\frac{A-1}{A+1} \right)$$

$$\xi = 1 + 2 \frac{(A-1)^2}{4A} \ln \left(\frac{A-1}{A+1} \right)$$

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \left(\frac{A-1}{A+1} \right)$$

Approximations :

Pour $A > 10$ $\xi \approx \frac{2}{A + \frac{2}{3}}$

Pour $A \gg 1$ $\xi \approx \frac{2}{A}$

L'utilité de ce paramètre est d'être indépendant de l'énergie du neutron diffusé.

Quel est le nombre moyen N de collision dans un modérateur pour passer d'une énergie T_p à T_c :

$$N = \frac{\ln \left(\frac{T_p}{T_c} \right)}{\xi}$$

Nombre moyen de collisions pour abaisser l'énergie d'un neutron de 1,5MeV à l'énergie thermique de 0,025eV

Elément	Nombre de masse A	ξ	Nbre de collisions
H	1	1	17,9098551
D	2	0,72534693	24,6914331
He	4	0,42532117	42,1090137
O	16	0,11994665	149,315174
Pb	208	0,00958464	1868,59969

Dans le cas d'un corps composé de la forme $X_m Y_n$, le paramètre de ralentissement se calcule suivant l'expression :

$$\xi = \frac{m \cdot \xi_X \cdot \sigma_X^d + n \cdot \xi_Y \cdot \sigma_Y^d}{m \cdot \sigma_X^d + n \cdot \sigma_Y^d}$$

avec

m, n nombre stochiométrique

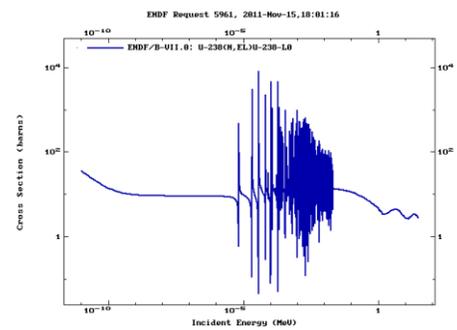
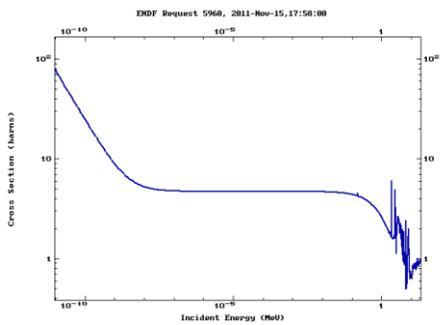
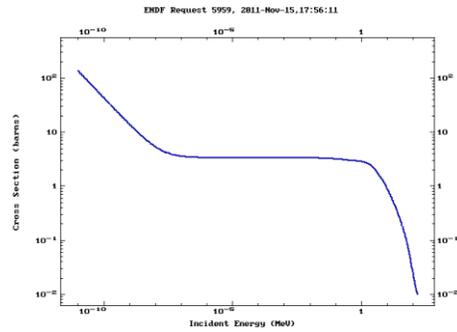
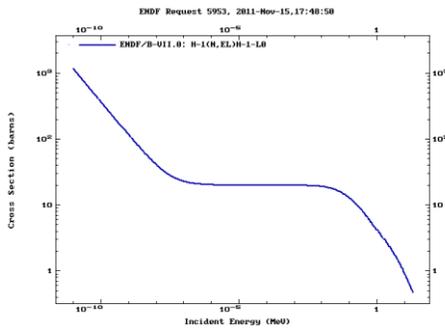
ξ_X, σ_X^d le décrément et la section efficace de diffusion du noyau X

ξ_Y, σ_Y^d le décrément et la section efficace de diffusion du noyau Y

On définit également deux quantités importantes pour caractériser un modérateur :

-Le pouvoir de ralentissement $\xi \Sigma_d$

-Le rapport de modération $\xi \frac{\Sigma_d}{\Sigma_a}$

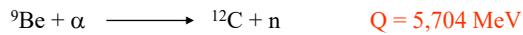
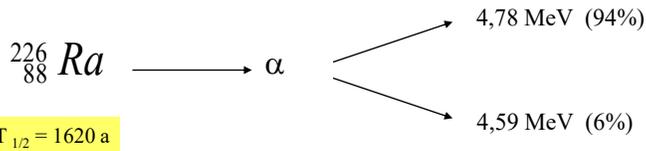


7-2 Les Sources neutrons

Pour démarrer la réaction en chaîne, il faut une «allumette» c'est à dire une source de neutrons **externe** au cœur du réacteur.

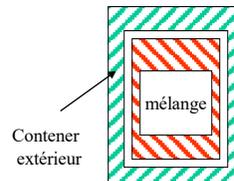
7-2-1 Sources (α ,n) radioactives

7-2-1-1 Source (Ra,Be)

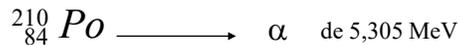


Il faut donc un **bon mélange** {Ra,Be} pour optimiser le **rendement** de la réaction en neutrons
Typiquement un rapport des masses **Ra/Be = 1/5**.

1g de ${}^{226}\text{Ra} \rightarrow 4 \text{ Ci d' } \alpha$ soit $1,5 \cdot 10^7 \text{ n/s}$
 $0,025 \text{ eV} < E_n < 10 \text{ MeV}$ le spectre est plutôt rapide
Inconvénient: **émission importante de γ et β^-** .



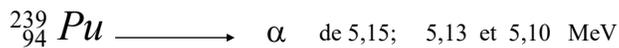
7-2-1-2 Source (Po,Be)



$T_{1/2} = 138,4 \text{ j}$

Avantage: Cette source n'émet ni γ ni β^-
Rendement : $2,5 \cdot 10^6 \text{ n/s/Ci de Po}$

7-2-1-3 Source (Pu,Be)



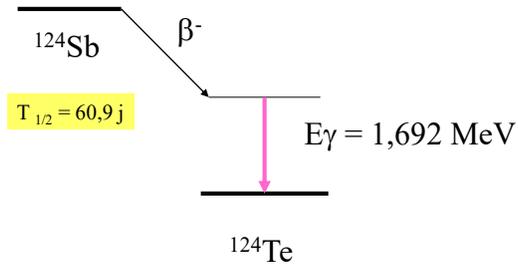
$T_{1/2} = 24 \text{ 110 a}$

Avantages: source n'émet pas beaucoup de γ .

Inconvénient : son rendement est de $8,5 \cdot 10^4 \text{ n/s/1g de Pu}$

7-2-2 Sources (γ ,n) radioactives

7-2-2-1 Source (Sb,Be)



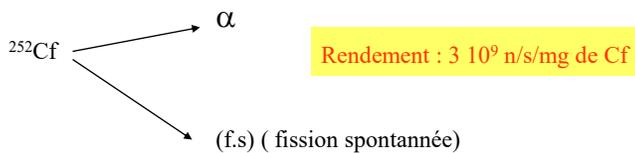
Rem1: Le ^{124}Sb est produit artificiellement à partir du ^{123}Sb stable par capture neutronique.



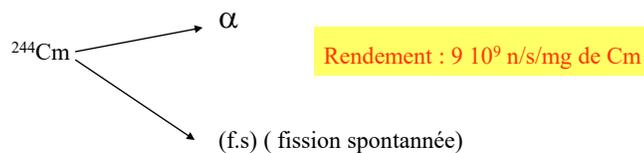
Rem2: Ces 2 réactions jouent un rôle important dans le fonctionnement d'un réacteur utilisant le Be ou l'eau lourde comme modérateur.

7-2-3 Source de neutrons de fission

Le ^{252}Cf se désintègre par radioactivité naturelle par deux processus :



Chaque fission s'accompagne en moyenne de **3,67 neutrons**



7-2-4 Neutrons produits par réaction nucléaire

On utilisera des accélérateurs de particules chargées pour provoquer une réaction nucléaire.

* (α, n) ^9Be ($Q=5,704$); ^{11}B ($Q=0,138$); ^7Li ($Q=-2,790$)

* (d, n) ^2H ($Q=3,265$); ^3H ($Q=17,588$); ^7Li ($Q=15,023$); ^{12}C ($Q=-0,282$)

* (p, n) ^3H ($Q=-0,764$); ^7Li ($Q=-1,646$)

7-2-5 Neutrons produits par un réacteur nucléaire

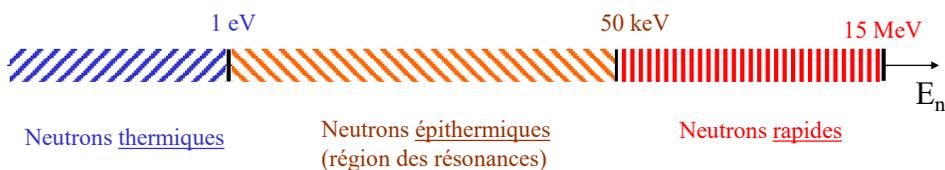
Dans le cœur d'un réacteur se produit des réactions en chaîne de fission de ^{235}U .



$\bar{\nu}$: Nombre moyen de neutrons produits. De 2,4 à 2,9 neutrons de 2^e génération

Un réacteur à haut flux produit $10^{15} \text{ n.cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Classement des neutrons en fonction de leur domaine d'énergie



7-3 Sections efficaces – Taux de réactions

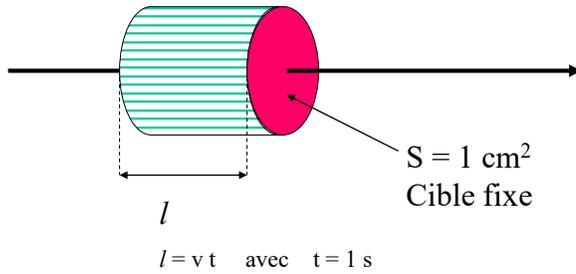
La quantité de chaleur (Q) dégagée par une réaction nucléaire (exoénergétique) de fusion ou de fission n'est pas le seul critère entrant en jeu dans le calcul d'un bilan énergétique, il faut également et surtout tenir compte de la **probabilité** pour qu'une **telle réaction ait lieu**.

7-3-1 Définition d'un flux

Cette notion s'applique généralement aux particules incidentes. Si on suppose que ces particules forment un faisceau monocinétique de vitesse \vec{v} et de section S



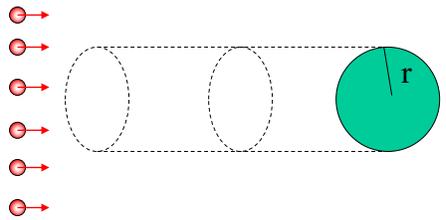
Le flux Φ représente alors le nombre de particules qui traversent par unité de temps (1 s) une surface de 1cm^2 perpendiculaire à la direction de propagation.



Les particules qui traverse S en 1s sont donc contenues dans un volume égal à $l \times S$. Soit N ce nombre.

Φ est par définition ce nombre N de particules par cm^2 et par seconde
 $\Phi = N \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

7-3-2 Section efficace microscopique



Si on suppose que le noyau cible est une **sphère rigide de rayon r** , seules les particules contenues dans un cylindre de section πr^2 sont susceptible d'interagir avec le noyau.

Le nombre de collisions par seconde N_c est égal au produit du flux Φ incident par la surface apparente πr^2 du noyau cible.

$$N_c = \Phi \pi r^2$$

πr^2 est noté σ et prend l'appellation de **section efficace** est s'exprime en cm^2

Exemple: ^{235}U : $r = r_0 A^{1/3} = 1,2 (235)^{1/3} = 7,4 \text{ fm} = 7,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$
 $\sigma = \pi r^2 = 1,72 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 = 1,72 \text{ barn}$ (1 barn = 10^{-24} cm^2)

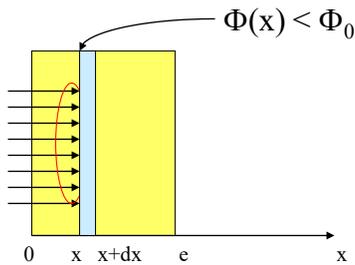
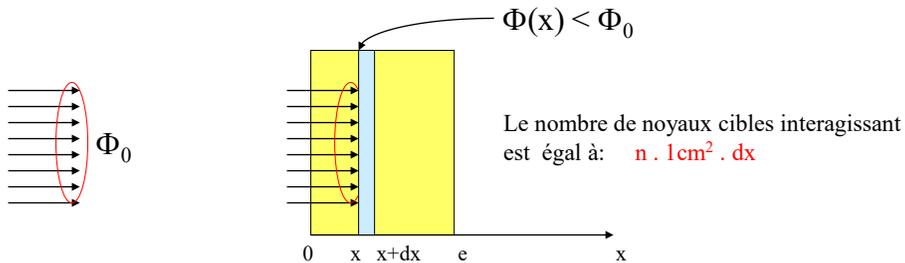
Dans un réacteur à haut flux ($2 \cdot 10^{15} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à ILL de Grenoble) le nombre d'interactions par seconde ou **taux d'interactions** sur un noyau ^{235}U est :

$$N_c = \Phi \sigma = 2 \cdot 10^{15} \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \times 1,72 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 = 3,4 \cdot 10^{-9} \text{ collisions /s}$$

il faut attendre 10 ans pour avoir une seule collision.

7-3-3 Section efficace macroscopique

Imaginons maintenant un flux Φ_0 incident frappant perpendiculairement une cible d'épaisseur finie contenant **n atomes par cm^3**



Par unité de surface (cm^2), **n dx** représente le nombre d'atomes par cm^2 . En physique nucléaire les épaisseurs de matériaux **μ** sont le plus souvent données en $\text{gramme}/\text{cm}^2$

$$\rho = m/v = m/(s \cdot dx) \quad \longrightarrow \quad m = \rho s dx \quad \longrightarrow \quad m/s = \rho dx$$

$$\mu = \rho dx$$

$$N = m N_A/M$$

$$N = \rho s dx N_A/M$$

$$N/s = n dx = \rho dx N_A/M$$

$$n = (\rho N_A/M)$$

Le taux d'interaction est donné par la relation :
 taux = $\Phi(x) \cdot n \cdot dx \cdot \Sigma \cdot S$ (interaction/seconde)

Ex: $\Phi=10^6 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ $\sigma_{\text{fission}}=2 \text{ barn}$ $S=1 \text{ cm}^2$ $dx = 50 \mu\text{m}$ densité $^{235}\text{U}=19050 \text{ kg m}^{-3}$
 Calculer taux

La quantité $\Sigma = n \sigma$ s'exprime en (cm^{-1}) et s'appelle **section efficace macroscopique**.

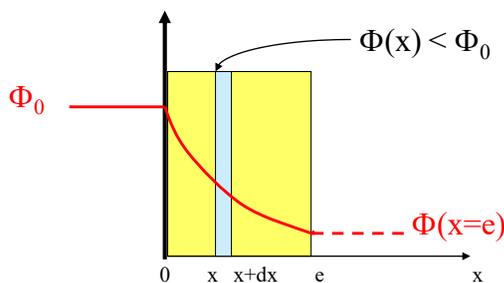
La diminution du flux dans l'épaisseur dx est donné par la relation suivante :

$$-d\Phi(x) = \Phi(x) n dx \sigma$$

$$\frac{d\Phi}{\Phi} = -n \sigma dx$$

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-n\sigma x}$$

$$\Phi(x) = \Phi_0 e^{-\Sigma x}$$



7-3-4 Additivité des sections efficaces

La **section efficace microscopique** dont nous avons donné une **image géométrique** s'apparente à la notion de **probabilité d'interaction totale** entre la particule incidente et le noyau cible **sans préciser** le type d'interaction. Ainsi, on **associera à chaque type d'interaction possible** (diffusion élastique, inélastique, capture radiative etc ...) **une section efficace microscopique partielle**.

Les **sections efficaces microscopiques** d'un même noyau **s'ajoutent** si l'on veut considérer une somme de réactions dont les probabilités sont indépendantes.

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{totale}} &= \sigma_{\text{diffusion élastique}} + \sigma_{\text{diffusion inélastique}} + \sigma_{\text{capture radiative}} + \sigma_{\text{capture non-radiative}} + \sigma_{\text{fission}} \\ &= \sigma_{\text{diffusion élastique}} + \sigma_{\text{réaction}} \end{aligned}$$

$$\sigma_a = \sigma_c + \sigma_f \quad (\text{absorption} = \text{capture} + \text{fission})$$

$$\sigma_d = \sigma_{\text{diffusion élastique}} + \sigma_{\text{diffusion inélastique}}$$

Dans le cas d'un **mélange de noyaux** (milieu hétérogène), c'est la **section efficace macroscopique** qu'il faut considérer. Cette dernière s'obtient par l'addition des sections efficaces des constituants pour une réaction donnée:

$$\Sigma = N_1 \sigma_1 + N_2 \sigma_2 + \dots$$

N_1, N_2, \dots nombre d'atomes de type 1, 2, ...

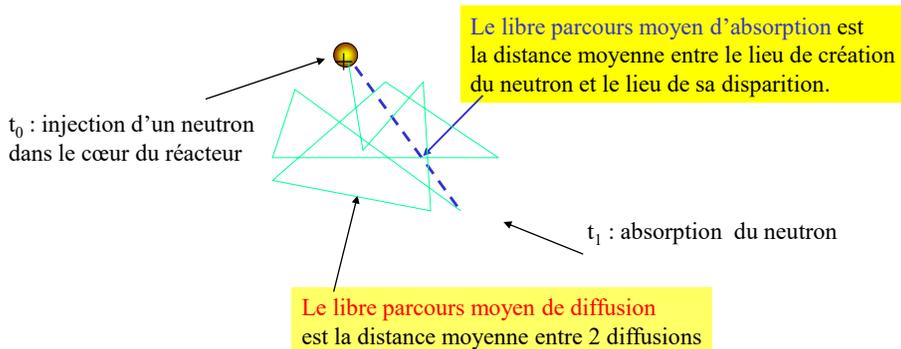
Exemple UF_2

$$\Sigma = N_U \sigma_U + N_F \sigma_F$$

7-3-5 Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen λ est défini comme l'inverse de la section efficace macroscopique $\lambda = 1/\Sigma$ (cm).

Comme cela a été dit précédemment, Σ représente la **probabilité d'interaction par centimètre de matière**. Le **libre parcours moyen** λ est donc la **distance moyenne** que peut parcourir un neutron dans la matière **avant de subir** un type donné d'interaction. On parlera donc de libre parcours moyen de diffusion, d'absorption etc ...



7-3-6 Ordre de grandeur des sections efficaces

Les valeurs des sections efficaces pour les différentes interactions avec chaque noyau et en général dépendant de l'énergie des neutrons incidents.

A l'échelle des phénomènes nucléaires que nous avons à considérer, on ne peut dissocier l'aspect corpusculaire du neutron de son aspect ondulatoire. La longueur d'onde associée au neutron dépend de son énergie cinétique.

$$E = \frac{1}{2} m_n v^2$$

$$p = m_n v = \frac{h}{\lambda}$$

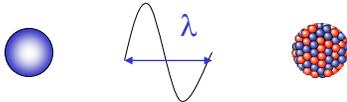
$h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ (J.s) constante de Planck
 λ longueur d'onde (m)

$$E = \frac{p^2}{2m_n} \Rightarrow E = \frac{h^2}{2m_n \lambda^2} \Rightarrow \lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_n E}}$$

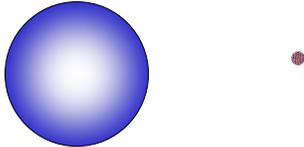
$$\lambda = \frac{2,86 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{E}}$$

E en (eV) et λ en (cm)

Pour un neutron rapide ($E=1$ MeV) $\rightarrow \lambda=3 \cdot 10^{-12}$ cm ordre de grandeur de la dimension du **noyau**.



Pour un neutron lent ($E=1/40$ eV) $\rightarrow \lambda=1,8 \cdot 10^{-8}$ cm ordre de grandeur de la dimension d'un **atome**.



A - Sections efficaces de diffusion

Les sections efficaces de diffusion **ne varient pas beaucoup en fonction de l'énergie des neutrons**. Pour l'ensemble des noyaux, le domaine de variation est de **1 à 10 barns**.

On peut également signaler une augmentation de cette section efficace pour tous les noyaux d'un facteur :

$$\left(\frac{A+1}{A} \right)^2$$

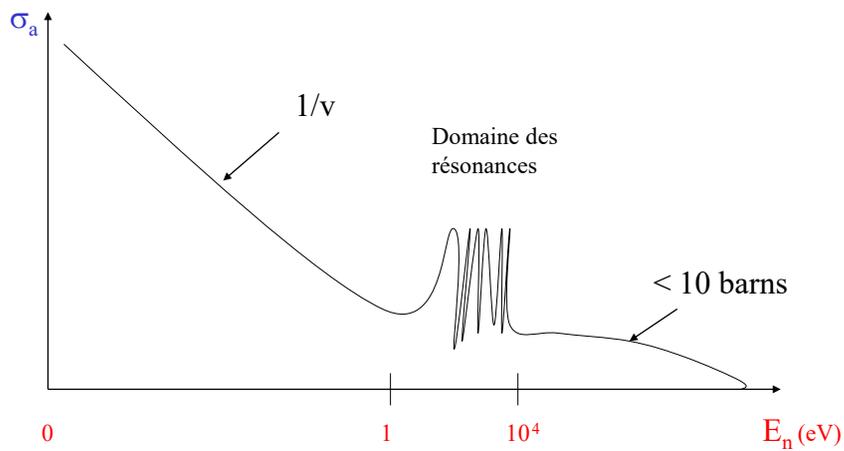
à très basse énergie ($E_n < 1$ eV).

Le cas particulier de diffusion sur l'**hydrogène** a été intensivement étudié et révèle une section efficace anormalement élevée à savoir de l'ordre de 20 barns de 1 à 10^4 eV et très faible à haute énergie ($> \text{MeV}$).

Ces caractéristiques propres de l'hydrogène ont des conséquences importantes sur les caractéristiques des réacteurs à eau ordinaire.

B - Sections efficaces d'absorption

Au contraire des précédentes, les sections efficaces d'absorption varient considérablement d'un noyau à l'autre et suivant les domaines d'énergie des neutrons.



Exemple: Calcul de la section efficace macroscopique pour un mélange H_2O à une énergie neutron donnée. En déduire le libre parcours moyen.

Données

$$\sigma_H = 0,33 \text{ barns}$$

$$\sigma_O = 0,2 \text{ mbarn}$$

$$\rho_{H_2O} = 1 \text{ g/cm}^3$$

Solution:

La section efficace macroscopique est donnée par la relation :

$$\Sigma = n_H \sigma_H + n_O \sigma_O \quad n_H \text{ et } n_O \text{ nombre d'atomes/cm}^3$$

$$M=18 \text{ g d'eau} \longrightarrow N_A=6,022 \cdot 10^{23} \text{ molécules}$$

$$m = 1 \text{ g} \longrightarrow N_{\text{mol}}$$

$$N = N_{\text{mol}} / (\text{volume} = 1 \text{ cm}^3) = (m / \text{volume}) \cdot (N_A / M) = \rho_{H_2O} N_A / M$$

$$n_H = 2 N$$

$$n_O = N$$

$$\Sigma = \rho_{H_2O} (N_A / M) \cdot (2 \sigma_H + \sigma_O) = 0,022 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = 1 / \Sigma = 45,4 \text{ cm}$$

Exemple: Calcul de la section efficace d'absorption macroscopique de l'Uranium naturel pour des neutrons thermiques. En déduire le libre parcours moyen.

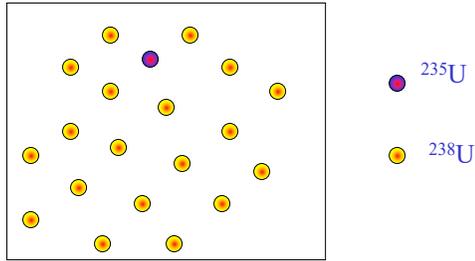
Données

Composition de l'uranium naturel : 1 noyau ^{235}U pour 139 noyau ^{238}U

^{235}U : $\sigma_c = 108$ barns $\sigma_f = 580$ barns

^{238}U : $\sigma_c = 2,75$ barns $\sigma_f = 0$ barns

$\rho_U = 19\text{g/cm}^3$ $M_{\text{Unat}} = 238,029$ g



Sol :

$$\text{et } \rho = \frac{m}{v} \text{ avec } m = 19\text{g et } v = 1\text{cm}^3$$

$$M_{\text{Unat}} \rightarrow N_{\text{Avo}}$$

$$m \rightarrow N = \frac{m}{M_{\text{Unat}}} N_{\text{Avo}} \Rightarrow n = \frac{N}{v} \Rightarrow n = \rho \frac{N_{\text{Avo}}}{M_{\text{Unat}}} \text{ atomes d'Unat/cm}^3$$

$$n_{U5} = \frac{1}{140} n \text{ et } n_{U8} = \frac{139}{140} n$$

$$\Sigma = n_{U5} (\sigma_c + \sigma_f)_{U5} + n_{U8} \sigma_{cU8} = \rho \frac{N_{\text{Avo}}}{140 M_{\text{Unat}}} (\sigma_{cU5} + \sigma_{fU5} + 139 \sigma_{cU8})$$

A.N :

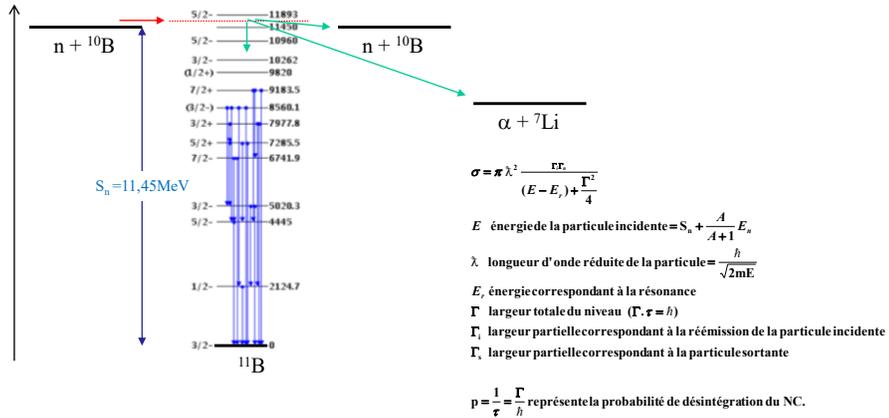
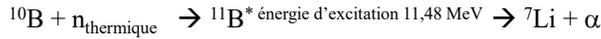
$$\Sigma = 19 \frac{6,022 \cdot 10^{23}}{140 \cdot 238,029} (108 + 580 + 139 \cdot 2,75) \cdot 10^{-24} = 0,367 \text{ cm}^{-1}$$

$$\lambda = 2,72 \text{ cm}$$

7-3-7 Variation des sections efficaces avec l'énergie - Résonances

Niels Bohr a supposé que la plus part des réactions nucléaires (projectile+cible) s'effectuaient en deux temps :

- dans une première phase la particule incidente et le noyau cible s'unissent pour former un ensemble unique regroupant les nucléons du projectile et de la cible qu'on appelle **noyau composé**
- Le noyau composé est hautement excité et se désexcite au bout d'un temps $> 10^{-22}$ s



Si $E \ll E_r$, le dénominateur de B - W est constant

$$\sigma \text{ est proportionnelle à } \lambda^2 \Gamma_i \text{ soit } \frac{1}{E} \cdot \sqrt{E} = \frac{1}{\sqrt{E}}$$

Si $E \approx E_r$, la courbe à une forme complexe représentée par la formule de B - W

