Appunti di Fisica del Reattore nucleare

Ing. Giorgio Bertucelli - (file scaricato da http://www.extrabyte.info)

1 Reattore termico eterogeneo

Faremo dapprima alcune considerazioni di carattere qualitativo sui fattori della formula di K_∞.

A parte il fattore η che dipende unicamente dal combustibile, si può osservare anzitutto che il fattore di fissione veloce $\varepsilon > 1$. Infatti neutroni veloci prodotti da fissione all'interno di una barra di combustibile possono dare origine ad altre fissioni prima ancora di essere totalmente temalizzati.

Fattore p

Supponiamo di usare U_{nat}. All'interno di una barra di combustibile si muovono neutroni di tutte le energie. Abbiamo visto che le zone di risonanza per U^{238} si estendono su un range che va da 200 eV a 1 eV.

I neutroni che hanno energie comprese in tali valori vengono in buona parte assorbiti all'interno di una barra (filtrati). Dunque all'interno di una barra il flusso neutronico diminuisce.

Però da questo punto di vista si può pensare che la probabilità di fuga alle risonanze sia aumentata essendo stati flitrati i neutroni nel range 200 eV ÷1 eV.

Fattore f

Il fattore di utilizzazione termica diminuisce essendo diminuito il flusso all'interno della barra. Complessivamente però si manifesta un aumento di pf rispetto ai reattori omogenei.

Calcolo di ε

Il rallentamento di neutroni di fissione all'interno di una barra di U^{238} può porsi in due modi.

Il primo, da collisioni anelastiche con nuclei di U; l'energia del neutrone viene ridotta al di sotto della soglia di fissione: $\sim$ 1.1 MeV. Il secondo, dalla fuga di neutroni veloci nel moderatore; può essere assunto con buona approssimazione che nessuno dei neutroni interagenti con il moderatore ritorni alla barra di U^{238} con energia eccedente la soglia di fissione. La dispersione elastica entro la barra non cambia sostanzialmente l'energia del neutrone.

Sia P la probabilità che un neutrone primario di fissione collida internamente al combustibile in cui è stato prodotto. Se N sono i neutroni primari allora scriveremo

$$PN = \text{collisioni nella barra} \Longrightarrow (1-P)\,N = \text{non-collisioni nella barra}$$

$$PNv\frac{\sigma_f}{\sigma_t} = \text{neutroni veloci di fissione prodotti} \Longrightarrow \sigma_f = \text{sezione d'urto di fissione}$$

$$PN\frac{\sigma_e}{\sigma_t} = \text{collisioni elastiche nella sbarra} \Longrightarrow \sigma_e = \text{sezione d'urto di dispersione elastica}$$

$$PN\frac{\sigma_i}{\sigma_t} = \text{collisioni inelastiche nella sbarra} \Longrightarrow \begin{array}{c}\sigma_i = \text{sezione d'urto di dispersione inelastica}\\ \sigma_t = \text{sezione d'urto totale}\end{array}$$

Dopo la prima collisione la q.tà totale di neutroni veloci disponibili nella barra è:

$$PNv\frac{\sigma_f}{\sigma_t} + PN\frac{\sigma_e}{\sigma_t} = PN\frac{v\sigma_f + \sigma_e}{\sigma_t} = PN\Xi, \quad \text{dove} \quad \frac{v\sigma_f + \sigma_e}{\sigma_t} \stackrel{def}{=} \Xi \tag{1}$$

I neutroni che sono stati dispersi entro il combustibile sono distribuiti pressoché uniformemente nella barra. Ma i neutroni primari di fissione sono distribuiti come il flusso termico, che presenta una depressione al centro della barra (ved. fig. 1).

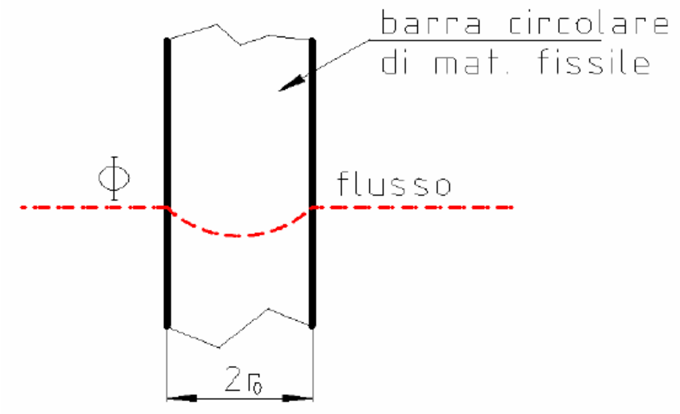

Figura 1: Depressione del flusso di neutroni primari di fissione.

Poiché la maggior parte dei neutroni primari sono prodotti negli strati esterni, la probabilità P' che i neutroni secondari di fissione portino collisioni nella barra è maggiore della probabilità dei neutroni primari. Le condizioni per la seconda collisione sono:

$$P'PN\Xi = \text{collisioni nella barra} \qquad (1-P')\,PN\Xi = \text{non-collisioni nella barra}$$
$$P'PN\Xi v\frac{\sigma_f}{\sigma_t} = \text{neutroni veloci di fissione} \qquad P'PN\Xi v\frac{\sigma_e}{\sigma_t} = \text{collisioni elastiche nella barra}$$
$$P'PN\Xi\frac{\sigma_i}{\sigma_t} = \text{collisioni inelastiche nella barra}$$

La q.tà di neutroni disponibili nella barra *dopo la seconda collisione* è:

$$PP'N\Xi^2 \tag{2}$$

La q.tà di neutroni rallentati dopo la soglia di fissione per neutrone primario di fissione, che è uguale a ε, e sommando quelli di collisioni inelastiche e quelli di non-collisioni nella barra è:

$$\begin{aligned}\varepsilon &= (1-P) + P\frac{\sigma_i}{\sigma_t} + (1-P')\,P\Xi + PP'\Xi\frac{\sigma_i}{\sigma_t} + PP'\left(1 - P' + P'\frac{\sigma_i}{\sigma_t}\right)\Xi^2 + \ldots = \\ &= 1 + P\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_t} - 1\right) + \frac{P}{P'}\left[1 + P'\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_t} - 1\right)\right]\sum_{n=1}^{+\infty}(P\Xi)^n \\ &= 1 + P\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_t} - 1\right) + \frac{P}{P'}\left[1 + P'\left(\frac{\sigma_i}{\sigma_t} - 1\right)\right]\left[\frac{1}{1-P'\Xi} - 1\right]\end{aligned} \tag{3}$$

Si noti che: $\sigma_t = \sigma_f + \sigma_i + \sigma_e + \sigma_c$ dove σ_c è la sezione d'urto di cattura radiattiva (non - fissione)

$$\varepsilon = 1 + \frac{\left[v - 1 - \frac{\sigma_c}{\sigma_f}\right]P\frac{\sigma_f}{\sigma_t}}{1 - P'\frac{v\sigma_f + \sigma_e}{\sigma_t}} \tag{4}$$

La probabilità che un neutrone nascente in $\mathbf{r}_1$ subisca una collisione nell'elemento di volume $d\mathbf{r}_2$ in $\mathbf{r}_2$ nel combustibile, è

$$\frac{\Sigma_t \exp\left(-\Sigma_t \cdot \left|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2\right|\right)}{4\pi \left|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2\right|^2} d\mathbf{r}_2 \tag{5}$$

dove Σ_t è la sezione d'urto macroscopica del combustibile. Se indichiamo con

$$n\left(\mathbf{r}_1\right) = \frac{\text{neutroni prodotti in } \mathbf{r}_1}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}} \tag{6}$$

allora la probabilità si scrive

$$P = \frac{\Sigma_t}{4\pi} \frac{\displaystyle\int_{\mathbf{r}_1}\int_{\mathbf{r}_2} \frac{n(\mathbf{r}_1) e^{-\Sigma_t \cdot |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|}}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|^2} d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2}{\displaystyle\int_{\mathbf{r}_1} n\left(\mathbf{r}_1\right) d\mathbf{r}_1} \tag{7}$$

Il valore di P' può essere ottenuto ammettendo che $n\left(\mathbf{r}_1\right)$ sia costante. E' interessante notare che dove $P' \sim 1$ una reazione a catena divergente di neutroni veloci sarebbe possibile se

$$v\sigma_f + \sigma_e = \sigma_t \tag{8}$$

Sperimentalmente è stato trovato che nell'Uranio si ha $\varepsilon_{\max} \cong 1.2$.

Con i valori espressi in barns ($10^{-24}\,\text{cm}^2$) e ritenendo $P = P'$

σ_f	σ_i	σ_e	σ_c	σ_t
0.29	2.47	1.5	0.04	4.3

Si ottiene la relazione

$$\varepsilon - 1 = \frac{0.0952 \cdot P}{1 - 0.521 \cdot P} \tag{9}$$