Appunti di Fisica del Reattore nucleare

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

1 Neutroni ritardati. Equazioni della cinetica

È necessario, prima di affontare il comportamento e controllo di un reattore, conoscere i *neutroni ritardati*. Mentre l'espulsione dei neutroni pronti cessa entro un tempo molto breve, i neutroni ritardati sono emessi, con intensità gradualmente decrescente, per un periodo di minuti. I neutroni ritardati, che accompagnano una fissione, si identificano in cinque, e possibilmente, anche in più gruppi. Il tasso di decadimento dell'intensità neutronica in ogni gruppo è esponenziale, come in genere è per ogni cambiamento radioattivo. Osservando il decadimento dei neutroni ritardati, dopo che la fissione è cessata, è stato possibile associare una specifica mezza-vita a ciascun gruppo. Le proprietà caratteristiche di cinque gruppi sono riportate in tabella. Precisamente:

$$\text{mezza-vita } T_i, \quad \text{vita media } t_i = \frac{T_i}{\ln 2}, \quad \text{costante di decadimento } \lambda_i = \frac{1}{t_i} - \beta_i$$

dove β_i è la frazione del gruppo rispetto ai neutroni totali (pronti e ritardati).

mezza-vita	**vita media**	**cost decadimento**	**frazione**	**energia**
T_i (s)	t_i (s)	λ_i (s^{-1})	β_i	(MeV)
0.43	0.62	1.61	0.00084	0.42
1.52	2.19	0.457	0.0024	0.62
4.51	6.50	0.154	0.0021	0.43
22.0	31.7	0.0315	0.0017	0.56
55.6	80.2	0.0125	0.00026	0.25

In figura 1 un esempio di emissione di neutroni ritardati, originati dal prodotto di fissione Br precursore di una
catena di decadimento radioattivo con particelle β^-.

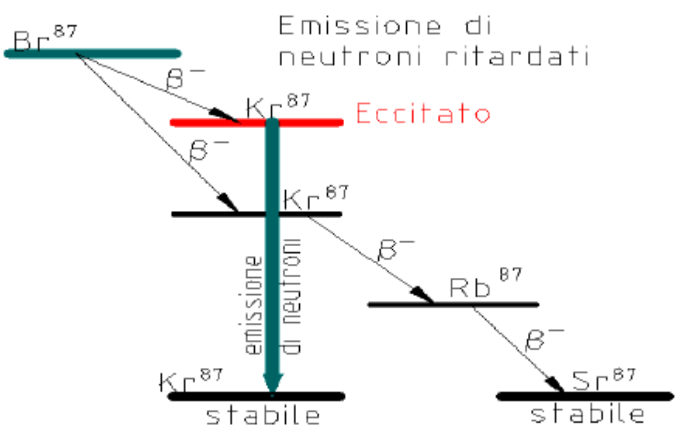

Figura 1: Emissione di neutroni ritardati originati dal prodotto di fissione Br.

Si è visto che il flusso non-stazionario cresce o decresce in maniera esponenziale, dipendendo l'andamento dal *periodo del reattore*. Poiché il tempo richiesto per rallentare i neutroni periodo del reattore T è stato assunto trascurabile, la vita media neutronica è essenzialmente la stessa del tempo di generazione. Si noterà che questo risultato è generale, ed è indipendente se i neutroni sono pronti o ritardati. Tuttavia è solo quando i neutroni sono tutti pronti che la vita media può identificarsi con il tempo di generazione. Vediamo un esempio.

$$K_{ecc} = 0.01 \text{ e } l = 10^{-3}\,\mathrm{s} \Longrightarrow T = l/K_{ecc} = 10^{-1}\,\mathrm{s}$$

Quindi

$$\frac{\Phi}{\Phi_0} = e^{t/T} = e^{1/0.1} = e^{10} \simeq 2 \cdot 10^4$$

È evidente che con una crescita così rapida sarebbe impossibile controllare il reattore. Fortunatamente esistono i neutroni ritardati. È altresì evidente che per un dato K_{ecc} il periodo di un reattore è proporzionale al tempo medio digenerazione dei neutroni. Poiché alcuni neutroni sono ritardati, il tempo tra le generazioni è cresciuto e di conseguenza è cresciuto il periodo T del reattore. L'effetto dei neutroni ritardati può essere visto nel modo seguente. Il fatto che t_i sia la vita media dei neutroni ritardati del gruppo *i-esimo* è equivalente a pensare che ogni neutrone di questo gruppo ha un tempo t_i dopo la fissione. Se β_i è la frazione di neutroni di fissione nel gruppo ritardato *i-esimo*, il tempo medio di ritardo in tale gruppo è $\beta_i t_i$ e il tempo medio totale di ritardo è $\sum_i \beta_i t_i$. Sempre trascurando il tempo di rallentamento

$$\bar{l} = \sum_i \beta_i t_i + l \quad \text{vita media} \tag{1}$$

Calcolando la sommatoria dalla precedente tabella e assunto $l = 10^{-3}\,\mathrm{s}$ si ottiene $\bar{l} = 0.1\,\mathrm{s}$. Per un $K_{ecc} = 0.01$ si ottiene $T = l/K_{ecc} = 10\,\mathrm{s}$. La q.tà di neutroni assorbiti/ $\mathrm{cm}^3\,\mathrm{s}$ è pari a $\Sigma_a \Phi$.

$$\begin{aligned}
\frac{k}{p}\Sigma_a \Phi &= \text{produzione totale di neutroni di fissione, pronti +ritardati} \\
\beta \frac{k}{p}\Sigma_a \Phi &= \text{produzione di neutroni ritardati, dove } \beta = \sum_i \beta_i \\
C_i &= \text{concentrazione di nuclei/ cm}^3 \text{ del precursore i-esimo} \\
&\quad \text{che dà neutroni ritardati.} \\
\lambda_i C_i &= \text{nuclei che decadono/ cm}^3\,\mathrm{s}
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial C_i(\mathbf{r},t)}{\partial t} = -\lambda_i C_i(\mathbf{r},t) + \beta_i \frac{k}{p}\Sigma_a \Phi(\mathbf{r},t) \tag{2}$$

La frazione di neutroni pronti è $(1-\beta)$; allora il termine di sorgente dei neutroni pronti è

$$p(1-\beta)\frac{k}{p}\Sigma_a \Phi e^{-B^2\tau} = (1-\beta) k \Sigma_a \Phi e^{-B^2\tau}$$

La percentuale totale dei neutroni ritardati è $\sum_i \lambda_i C_i/\,\mathrm{cm}^3$ che moltiplicata per la probabilità di non fuggire durante il rallentamento o per la probabilità di fuga alla risonanza dà il termine di

$$p e^{-B^2\tau} \sum_{i=1}^{m} \lambda_i C_i = \text{termine di sorgente dovuto ai neutroni ritardati} \tag{3}$$

Si suppone per semplicità che lo spettro d'energia sia lo stesso per neutroni pronti e separati

$$S = (1 - \beta)\frac{k}{p}\Sigma_a \Phi e^{-B^2 \tau} + p e^{-B^2 \tau} \sum_{i=1}^{m} \lambda_i C_i \tag{4}$$

Allora l'equazione di diffusione è

$$D\nabla^2 \Phi - \Sigma_a \Phi + (1 - \beta)\frac{k}{p}\Sigma_a \Phi e^{-B^2 \tau} + p e^{-B^2 \tau} \sum_{i=1}^{m} \lambda_i C_i = \frac{1}{v}\frac{\partial \Phi}{\partial t} \tag{5}$$

Dividendo per Σ_a

$$\begin{cases} L^2 \nabla^2 \Phi + \left[(1 - \beta) k e^{-B^2 \tau} - 1\right] \Phi + \frac{p}{\Sigma_a} e^{-B^2 \tau} \sum_{i=1}^{m} \lambda_i C_i = l_0 \frac{\partial \Phi}{\partial t} \\ \frac{\partial C_i}{\partial t} = -\lambda_i C_i + \beta_i \frac{k}{p} \Sigma_a \Phi (\mathbf{r}, t) \end{cases} \tag{6}$$

Queste equazioni sono note come **equazioni della cinetica**