



A REAÇÃO ${}^9\text{Be}(n, 2n){}^8\text{Be}$ EM REATORES TERMICOS
HETEROGÊNEOS MODERADOS A BERILIO: - II. CÁLCULO
DO FATOR DE EFEITO RÁPIDO

DARCY DILLENBURG, GERHARD JACOB e P. SARAIVA DE TOLEDO

Publicação I E A — N.º



1960

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal 11049 (Pinheiros)
CIDADE UNIVERSITÁRIA "ARMANDO DE SALLES OLIVEIRA"
SÃO PAULO — BRASIL

A REAÇÃO $BE^9 (n, 2n) BE^8$ EM REATORES TERMICOS HETEROGENEOS MODERADOS A BERILIO:

II - CALCULO DO FATOR DE EFEITO RAPIDO*

DARCY DILLENBURG,**GERHARD JACOB** E P. SARAIVA DE TOLEDO***

PUBLICAÇÃO I.E.A. - Nº 9

1960

-
- * Publicado nos Anais da Academia Brasileira de Ciências, 30, nº 2, 1958.
 - ** Comissionado no I.E.A. pela Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade do Rio Grande do Sul, R.S.
 - *** Comissionado no I.E.A. pela Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo, S.P.

A REAÇÃO $Be^9 (n,2n)Be^8$ EM REATORES TERMICOS HETEROGENEOS MODERADOS A BERILIO:

II - CALCULO DO FATOR DE EFEITO RAPIDO

INTRODUÇÃO

Na primeira parte deste trabalho (Toledo, P.S., 1958) foi determinado o fator de efeito rápido no berílio (ϵ_1), tendo sido obtida, para colisões até segunda ordem, a expressão seguinte, onde a notação é a usada em (9):

$$\begin{aligned} \epsilon_1 = & 1 + \frac{\beta}{\epsilon} \int_{E_0}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_{2n}(E)}{\sigma(E)} dE + \frac{\beta}{\epsilon} \int_{E_0/\xi}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_e(E) \sigma_{2n}(\xi E)}{\sigma(E) \sigma(\xi E)} dE - \\ & - \frac{\gamma}{\epsilon} \int_0^{E_0} N'(E) \frac{\sigma_a(E)}{\sigma(E)} dE - \frac{\beta}{\epsilon} \int_0^{\infty} N(E) \frac{\sigma_a(E)}{\sigma(E)} dE - \\ & - \frac{\beta}{\epsilon} \int_{E_0/\xi}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_e(E) \sigma_a(\xi E)}{\sigma(E) \sigma(\xi E)} dE \end{aligned} \quad (1)$$

As diversas parcelas dão conta de:

- 1) - produção de neutrons pela reação $Be^9(n,2n)Be^8$ devida a neutrons com espectro de fissão:

$$\frac{\beta}{\epsilon} \int_{E_0}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_{2n}(E)}{\sigma(E)} dE + \frac{\beta}{\epsilon} \int_{E_0/\xi}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_e(E) \sigma_{2n}(\xi E)}{\sigma(E) \sigma(\xi E)} dE \quad (2)$$

- 2) - absorção pelo berílio de neutrons espalhados inelásticamente na barra de urânio:

$$\frac{\gamma}{\epsilon} \int_0^{E_0} N'(E) \frac{\sigma_a(E)}{\sigma(E)} dE \quad (3)$$

2.

3) absorção pelo berílio de neutrons com espectro de fissão:

$$\frac{\beta}{\epsilon} \int_0^{\infty} N(E) \frac{\sigma_a(E)}{\sigma(E)} dE + \frac{\beta}{\epsilon} \int_{E_0/\xi}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_e(E)}{\sigma(E)} \frac{\sigma_{2a}(\xi E)}{\sigma(\xi E)} dE \quad (4)$$

Nesta segunda parte faremos uma estimativa do valor de ϵ_1 , mostrando que, embora os poucos dados experimentais existentes sobre a secção de choque para a reação $\text{Be}^9(n,2n)\text{Be}^8$ não permitam a determinação precisa do efeito dessa reação sobre o fator de multiplicação infinito, este efeito está longe de ser desprezível.

I - AS SECÇÕES DE CHOQUE PARA AS REAÇÕES $\text{Be}^9(n,2n)\text{Be}^8$ e $\text{Be}^9(n,\alpha)\text{He}^6$

Já foi assinalado na primeira parte deste trabalho, que o efeito sobre ϵ_1 de choques inelásticos e de capturas radioativas no Be^9 é completamente desprezível. Logo, as reações de interesse para o cálculo de ϵ_1 são apenas as reações $(n,2n)$, (n,α) e (n,n) , cujas secções de choque passaremos a analisar.

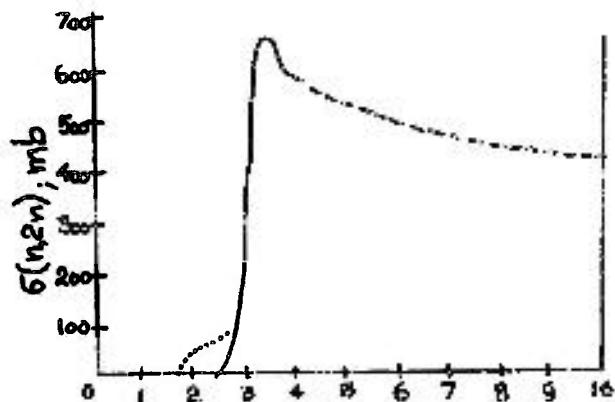
1. REAÇÃO $\text{Be}^9(n,2n)\text{Be}^8$ (PRODUÇÃO DE NEUTRONS)

Os dados mais recentes que obtivemos para a secção de choque dessa reação são os das experiências realizadas por FISCHER (Tese de Doutorado), que determinou essa secção de choque entre 2,5 e 3,25 Mev (fig).

Para completar a curva até 11 Mev, foi feita a hipótese de ser

$$\sigma_{2n}(E) = [\sigma(E) - \sigma_e(E)] - \sigma_\alpha(E)$$

Tanto $[\sigma(E) - \sigma_e(E)]$ como $\sigma_\alpha(E)$ foram obtidas de HUGHES ET AL. (1955), esta última tendo sido extrapolada como veremos.



Energia do Neutron em MEV
Curva da secção de choque para a reacção $\text{Be}^9(n,2n)\text{Be}^8$

LEGENDA

—	Resultado de FISCHER
- - -	$(\sigma - \sigma_0) - \sigma_\alpha$ de NEUTRON CROSS SECTIONS
.....	Estimativa do andamento de σ_{2n}

A curva de σ_{2n} obtida por FISCHER indica, segundo as conclusões deste autor, que a reacção $\text{Be}^9(n,2n)\text{Be}^8$ se processa primordialmente através de um espalhamento inelástico, ficando o Be^9 no seu estado excitado a 2,43 Mev, de onde decai pela emissão do segundo neutrón. Tal mecanismo explica, assim, porque a secção de choque para a reacção $\text{Be}^9(n,2n)\text{Be}^8$ só toma valores apreciáveis acima desta energia. No caso das experiências de FISCHER, a imprecisão das medidas para neutrons de energia menor que cêrca de 2,7 Mev não permite determinar os valores corretos da secção de choque nessa região de energia. No entanto, essa região influi pouco, devido aos valores comparativamente baixos da secção de choque, como veremos.

Uma indicação indireta da relativa correção da curva de FISCHER extrapolada como indicamos acima, está no valor médio da secção de cho

que da reação $(n, 2n)$ para neutrons de uma fonte de Ra-Be, obtida como sendo 0,48b, resultado êsse razoavelmente de acôrdo com o valor $0,3 \pm 0,1b$ obtido por EDGE e WILKINSON, citado por AJZENBERG e LAURITSEN (1955).

2. REAÇÃO $Be^9(n, \alpha)He^6$ (ABSORÇÃO DE NEUTRONS)

A curva de variação da secção de choque $\sigma_{\alpha}(E)$ com a energia para a reação $Be^9(n, \alpha)He^6$ foi obtida de (3) extrapolando-a linearmente até o limiar de 0,71 Mev (no sistema de laboratório) (1), e fazendo uma estimativa do andamento da curva de 4 até 11 Mev. O caráter estimativo dêsse andamento não é, no entanto, importante, pois cálculos efetuados mostraram que a influência da absorção nessa região de energia é desprezível, devido à diminuta contribuição, resultante da escassez relativa de neutrons de fissão com energias superiores a 4 Mev.

3. REAÇÃO $Be^9(n, n)Be^9$ (ESPALHAMENTO ELÁSTICO DE NEUTRONS)

A secção de choque elástica foi obtida como segue:

- a) - até 4 Mev, como a diferença entre $\sigma(E)$ e $\sigma_{\alpha}(E) + \sigma_{2n}(E)$, $\sigma(E)$ e $\sigma_{\alpha}(E)$ tendo sido obtidas de (3) e $\sigma_{2n}(E)$ de (2);
- b) - acima de 4 Mev, diretamente de (3).

II - RESULTADOS OBTIDOS

Para a determinação de β , γ e ϵ escolhemos o caso típico de uma barra de combustível com 2,50 cm de diâmetro constituída de urânio natural. Tomando, para os diversos parâmetros necessários, os valores citados por M. M. SHAPIRO (1955), obtém-se

$$\epsilon = 1,027$$

$$\beta = 0,860$$

e

$$\gamma = 0,167$$

5.

1. EFEITO DAS PRIMEIRAS COLISÕES:

No cálculo da influência das primeiras colisões sobre o fator de efeito rápido seria preciso considerar tanto a absorção de neutrons que foram espalhados inelásticamente na barra de urânio como a dos que entraram no berílio conservando ainda o espectro de fissão. A absorção dos primeiros, porém, foi por nós desprezada, pois, como normalmente o é no cálculo do fator de fissão rápida - (vide GLASSTONE e EDLUND, 1952), não seria coerente levá-la em conta aqui. De fato, a comparação da secção de choque de fissão do U^{238} com a secção de choque de absorção do Be^9 mostra que esse procedimento é justificado a fortiori, pois esta é menor que aquela na região de energia de interesse.

Com essas hipóteses, através da integração numérica da expressão

$$\epsilon_1^{(1)} = 1 + \frac{\beta}{\epsilon} \int_{\Sigma_0}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_{2n}(E)}{\sigma(E)} dE - \frac{\beta}{\epsilon} \int_0^{\infty} N(E) \frac{\sigma_a(E)}{\sigma(E)} dE \quad (5)$$

expressão esta que resulta de não considerar os efeitos das colisões de ordem superior à primeira para o fator de efeito rápido no berílio, obtém-se

$$\epsilon_1^{(1)} = 1,042$$

Definindo a influência percentual do fator de efeito rápido no berílio sobre o fator de multiplicação infinito como

$$I(\%) = \frac{\bar{k}_{\infty} - k_{\infty}}{k_{\infty}} = \epsilon - 1$$

com \bar{k}_{∞} o fator de multiplicação infinito levando em conta o efeito da reação $Be^9(n,2n)Be^8$ e k_{∞} o fator de multiplicação infinito usual, tem-se

$$I^{(1)} = 4,2\%$$

6.

2. EFEITO DAS SEGUNDAS COLISÕES:

Considerando também as segundas colisões, a expressão adequada às nossas hipóteses é

$$\begin{aligned} \epsilon_1^{(2)} = 1 + \frac{\beta}{\epsilon} \int_{E_0}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_{2n}(E)}{\sigma(E)} dE - \frac{\beta}{\epsilon} \int_0^{\infty} N(E) \frac{\sigma_a(E)}{\sigma(E)} dE + \\ + \frac{\beta}{\epsilon} \int_{E_0/\xi}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_e(E) \sigma_{2n}(\xi E)}{\sigma(E) \sigma(\xi E)} dE - \\ - \frac{\beta}{\epsilon} \int_{E_0/\xi}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_e(E) \sigma_a(\xi E)}{\sigma(E) \sigma(\xi E)} dE \end{aligned} \quad (6)$$

que difere da (1) pela não consideração do termo (3). O resultado é:

$$\epsilon^{(2)} = 1,061$$

ou seja,

$$I^{(2)} = 6,1\%$$

3. EFEITO DAS TERCEIRAS COLISÕES:

Em virtude de a influência das segundas colisões ser ainda apreciável, pois o aumento de I, ao passar das primeiras às segundas colisões, é de cerca de 50%, é necessário levar em conta também as terceiras colisões.

Uma extensão óbvia do método usado na primeira parte desse trabalho, dá, para a influência das terceiras colisões, os dois termos adicionais de:

a) produção:

$$\frac{\beta}{\epsilon} \int_{E_0/\xi^2}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_e(E) \sigma_e(\xi E) \sigma_{2n}(\xi^2 E)}{\sigma(E) \sigma(\xi E) \sigma(\xi^2 E)} dE \quad (7)$$

7.

$$b) \text{ absor\c{c}\~{a}o: } \frac{B}{\epsilon} \int_{E_0/\xi^2}^{\infty} N(E) \frac{\sigma_e(E) \sigma_e(\xi E) \sigma_a(\xi^2 E)}{\sigma(E) \sigma(\xi E) \sigma(\xi^2 E)} dE \quad (8)$$

Acrescentando estes dois t\u00e9rmos \u00e0 express\u00e3o (6) obt\u00eam-se os seguintes resultados:

$$\begin{aligned} \epsilon_1^{(3)} &= 1,068 \\ I(3) &= 6,8\% \end{aligned}$$

A considera\u00e7\u00e3o das terceiras colis\u00f5es d\u00e1, assim, um acr\u00e9scimo a I de s\u00f3mente c\u00e9rca de 10% em rela\u00e7\u00e3o a $I^{(2)}$. Dada a precariedade dos dados experimentais, julgamos ser desnecess\u00e1rio considerar o efeito das colis\u00f5es de ordem superior.

De fato, a curva de varia\u00e7\u00e3o de σ_{2n} com a energia do neutr\u00f3n incidente obtida por FISCHER em sua tese de doutoramento e posteriormente corrigida, conforme comunica\u00e7\u00e3o particular, apresenta erros estat\u00edsticos da ordem de 10-15%, tornando justific\u00e1vel a n\u00e3o considera\u00e7\u00e3o das colis\u00f5es de ordem superior \u00e0 terceira.

Finalmente queremos tornar quantitativa a afirma\u00e7\u00e3o que fizemos s\u00f3bre a pequena influ\u00eancia que, s\u00f3bre I, tem a forma correta da curva da sec\u00e7\u00e3o de choque σ_{2n} entre o limiar e c\u00e9rca de 2,7 Mev. Para isso calculamos quais os val\u00f5res de I resultantes de tomarmos uma curva para σ_{2n} com a forma indicada em pontilhado na figura. Tal curva apresenta, na regi\u00e3o do limiar da rea\u00e7\u00e3o (n,2n), um andamento caracter\u00edstico de uma rea\u00e7\u00e3o inel\u00e1stica de neutrons e, logo acima do limiar at\u00e9 2,7 Mev, tomamo-la passando pelos valores superiores obtidos em uma s\u00e9rie de experi\u00eancias por FISCHER. Com esta curva recalculamos os val\u00f5res de $I(1)$, $I^{(2)}$, $I(3)$, e obtivemos as seguintes diferen\u00e7as:

$$\begin{aligned} \Delta I(1) &= + 0,4\% \\ \Delta I(2) &= + 0,5\% \\ \Delta I(3) &= + 0,6\% \end{aligned}$$

8.

Fica, assim, demonstrado, quantitativamente, que, a menos que exista entre o limiar da reação $(n,2n)$ e 2,7 Mev, um pico não detectado por FISHER, o andamento preciso da curva de $\sigma_{2n}(E)$ nessa região influi pouco sobre I.

III - CONCLUSÕES

Da análise dos resultados obtidos para ϵ_1 , podemos concluir que a influência da reação $(n,2n)$ no berílio sobre o fator de multiplicação infinito não é desprezível, devendo, portanto, ser considerada no cálculo de reatores moderados a berílio.

Os valores obtidos concordam com os resultados preliminares citados na conferência de Genebra por SANDERS (1956), sendo inferiores no entanto, ao resultado de cerca de 10%, obtido a partir de experiências de -criticalidade citadas por MILLS e SMITH.

Parece-nos pouco provável que esta discrepância possa ser atribuída ao efeito das colisões de ordem superior à terceira ou à imprecisão, acima de 2,7 Mev, da curva de FISCHER. Uma explicação possível seria a existência, entre o limiar da reação $Be^9(n,2n)Be^8$ e 2,7 Mev, de um pico de ressonância devido a um nível do Be^9 situado a cerca de 1,8 Mev (sistema do centro de massa) e que certas experiências (KUNZ, W. E., MOAK, C. D. e GOOD, W. M., 1954) indicam existir.

Portanto, a avaliação mais exata do fator de efeito rápido está condicionada a uma determinação precisa das secções de choque envolvidas e, pelo que foi dito acima, seria extremamente útil que fôsse feita.

Os cálculos citados permitem ainda concluir que a influência das terceiras colisões e talvez das colisões de ordem superior precisa ser considerada na teoria normal de reatores, já que seus efeitos ainda são

9.

apreciáveis.

Releva notar que, com nossas grandes reservas de berílio, seria de tóda conveniência que fôsse estudada entre nós, com particular atenção a possibilidade de uso do berílio ou de seu óxido como moderador em reatores térmicos, estudo êsse que exige o conhecimento preciso daquelas secções de choque.

AGRADECIMENTOS

Agradecemos ao DR. CARROL B. MILLS por ter-nos enviado dados sôbre a secção de choque σ_{2n} ; e em especial ao DR. GEORGE J. FISCHER pelo envio de sua tese e informações extremamente úteis.

RESUMO

Com base na teoria desenvolvida na primeira parte dêsse trabalho é feita uma estimativa da influência do fator de efeito rápido no berílio sôbre o fator de multiplicação infinito de reatores térmicos heterogêneos moderados a berílio. Utilizando-se os dados disponíveis, relativos às diversas secções de choque envolvidas, obtém-se como resultado um aumento da ordem de 7% no fator de multiplicação, valor êsse que concorda com dados preliminares apresentados pelos ingleses à Conferência de Genebra, e aproximadamente, com o resultado de experiências de criticalidade citado por MILLS & SMITH.

BIBLIOGRAFIA

- 1 - AJZENBERG, F. LAURITSEN, T., (1955), Rev. Mod. Phys., 27, 101
- 2 - FISCHER, G., Tese de doutoramento, Universidade de Iowa, SUI-57-2; e comunicação particular.
- 3 - HUGHES, D. J., HARVEY, J. A., (1955), Neutron Cross Sections, U.S.A.E.C.

10.

- 4 - GLASSTONE, S., EDLUND, M. C., (1952), The Elements of Nuclear Reactor Theory. Van Nostrand.
- 5 - KUNZ, W. E., MOAK, C. D., GOOD, W. M. (1954), Phys, Rev., 92, 640 e referencia 4, pag. 97.
- 6 - MILLS, C. B. & SMITH, JR., N. M., AECD - 3973
- 7 - SANDERS (1956), Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Vol 5, pag. 86, New York.
- 8 - SHAPIRO, M. M., (1955), em Reactor Handbook: Physics; U.S.A.E.C.
- 9 - TOLEDO, P. S., (1958), An. Acad. Brasil. Ci., 30, 137.