

IRRADIAÇÕES NO REATOR E CÁLCULOS DE ATIVAÇÃO

AZOR CAMARGO PENTEADO FILHO

INFORMAÇÃO IEA N.º 23

Novembro — 1972

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

**IRRADIAÇÕES NO REATOR
E
CÁLCULOS DE ATIVAÇÃO**

Azor Camargo Penteado Filho

**Divisão de Operação e Manutenção de Reatores
Instituto de Energia Atômica
São Paulo - Brasil**

**Informação N^o 23
Novembro - 1972**

Instituto de Energia Atômica

Conselho Superior

Eng^o Roberto N. Jafet – Presidente
Prof.Dr.Emilio Mattar – Vice-Presidente
Prof.Dr.José Augusto Martins
Dr.Affonso Celso Pastore
Prof.Dr.Milton Campos
Eng^o Helcio Modesto da Costa

Superintendente

Rômulo Ribeiro Pieroni

ÍNDICE GERAL

I.	Objetivo e considerações iniciais	1
II.	Cálculos de ativação	2
II.1	- Considerações Gerais	2
II.2	- Atividade saturada e atividade saturada específica	2
II.3	- Correções para tempos de irradiação e de espera	3
II.4	- Irradiações descontínuas irregulares	3
II.5	- Irradiações descontínuas irregulares. Método gráfico	6
II.6	- Irradiações descontínuas regulares	7
II.7	- Irradiações mais frequentes no IEAR-1	7
III.	Alguns tópicos relacionados com as irradiações ou experiências	9
III. 1	- Considerações gerais	9
III. 2	- Secções de choque de ativação	12
III. 3	- Variações espaciais e temporais do fluxo de neutrons	14
III. 4	- Autoabsorção de nêutrons e depressão local do fluxo	17
III. 5	- Aquecimento nuclear nos alvos	18
III. 6	- Efeitos das amostras na reatividade do reator	21
III. 7	- Danos causados pela radiação	22
III. 8	- Reações secundárias, conversores e "in pile loops"	23
III. 9	- Queima do isótopo alvo e queima do radioisótopo produzido	25
III.10	- Formação de produtos de segunda ordem	28
III.11	- Formação de isótopos geneticamente relacionados	30

Gráficos

Fig.1	- Curva de formação	33
Fig.2	- Curvas de decaimento D e de formação F para determinação de atividade em irradiações descontínuas irregulares	34
Fig.3	- Variação da posição média das barras em função dos tempos de operação e intervalos	35
Fig.4	- Posição das barras e localização do ponto máximo do fluxo térmico no sentido vertical	36
Fig.5	- Distribuição dos fluxos térmicos e rápidos com refletor de grafita e água	37
Fig.6	- Fluxo gama em diversas posições na zona refletora do reator dado em watt/grama	38
Fig.7	- Formação do ^{154}Eu em fluxos de $10^{11} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{seg}$ a $10^{14} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{seg}$	39
Fig.8	- Formação do ^{198}Au e ^{199}Au em fluxos de $10^{11} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{seg}$ a $10^{15} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{seg}$	40

IV. Anexos:	41
A - Formulário sobre ativações	41
1. Atividade saturada e atividade saturada específica	41
2. Ativações contínuas	42
3. Ativações descontínuas irregulares	43
4. Ativações descontínuas regulares	44
5. Perturbação total do fluxo (Método de Lewis)	45
6. Ativações em circuito fechado. Agentes refrigeradores de reatores ou substâncias circulantes "in pile loops"	46
7. Queima do isótopo alvo. Queima do isótopo produzido. Combinação dos dois processos de queima	47
8. A relação entre as concentrações obtidas e as atividades específicas	48
9. Formação de produtos de 2a. ordem	49
10. Formação de isótopos geneticamente relacionados	50

V. BIBLIOGRAFIA

- (1) "Radio and stable Isotopes" in **Catalog of Oak Ridge National Laboratory, USA.**
- (2) "Radioéléments artificiels" in **Commissariat à l'énergie atomique, Centre d'étude de l'énergie nucléaire, Sorin**
- (3) "Radioactive products, Radioisotopes, Labelled Compounds and Radiation Sources", in **Radiochemical Centre, Amersham**
- (4) **The AECL Radioisotope Handbook, Canada.**
- (5) "The production of radioisotopes in a reactor by means of threshold, consecutive and secondary nuclear reactions", **ORNL - tr - 247.**
- (6) "Nomograph for determination of neutron - induced activities", in **Nucleonics**, vol. 21, n^o 8, pg. 148.
- (7) "Nomographs for calculating induced radioactivity and decay" in **Nucleonics**, vol. 22, n^o 8, pg. 105.
- (8) "Rapid assessment of neutron activation", in **Nucleonics**, vol. 18, n^o 1, pg. 73.
- (9) "Specific activity after intermittent irradiation", in **Nucleonics**, vol. 20, n^o 5, pg. 75.
- (10) Stang, L. G., "Manual of isotope production process in use at Brookhaven National Laboratory", **BNL - 864 - (1964)**
- (11) "ORNL Radioisotopes procedures manual", **USAEC - Report ORNL - 3633 - (1964).**
- (12) "Cobalt-60, Production at Savannah River", **USAEC - Report DPSPU - G4 - 30 - 16 A.**
- (13) "Fission - neutron cross sections for threshold reactions", in **Nucleonics**, vol. 17, n^o 1, pg. 54
- (14) "Neutron threshold reactions" An intercomparison", in **Nucleonics**, vol. 19, n^o 3, pg. 114.
- (15) "Measurements of fast neutron fluxes and spectra at the IEA 5MW reactor - Proceedings of a study Group Meeting", S Paulo, 1963, vol. 1, pg. 135.
- (16) "Flux perturbations by material under irradiation", in **Nucleonics**, vol. 13, n^o 10, pg. 82.
- (17) Morzeh, P., "Activation perturbation by self-absorption and flux depression in activation analysis", **ORNL - tr - 309.**
- (18) Hogdah, O. - MMPP - 226 - 1, **University of Michigan, Dez 1962.**
- (19) "Neutron self -shielding", in **Nucleonics**, vol. 18, n^o 11, pg. 174.
- (20) "Self -shielding of detector foils in reactor in fluxes", in **Nucleonics**, vol. 22, n^o 6, pg. 98
- (21) "ANL - 5800" - section 8 1 - pg. 485.
- (22) "Second - order interference in activation analysis", in **Nucleonics**, vol. 22, n^o 6, pg. 45.
- (23) "Survey of methods for calculating gamma - ray heating", **ORNL - RSIC - 8, (1965).**
- (24) "Gamma heating in reactor experiments", in **Nucleonics**, vol. 22, n^o 8, pg. 120.
- (25) "Neutron flux perturbation in activation analysis", in **Int. Journal of Applied Radiation and Isotopes**", vol. 14, pg. 241, (1963)
- (26) "Short-lived nuclides formed by neutron activation", in **Nucleonics**, vol. 22, n^o 8, pg. 110.

- (27) "Programa CRUNCH" - Report ORNL - 2958 (1960).
- (28) "Gamma ray heating in BSR", in **Nucleonics**, vol. 15, n^o 3, pg. 93.
- (29) "Energie calorifique d'origine nucleaire degagée dans les materiaux non fissiles", **Rapport CEA n^o 2172**.
- (30) "Design criteria and experience in nuclear fuel irradiations", **NAA - SR - 6039 - (1961)**.
- (31) "Neutron flux measurement by fission tracks in solids", **Nuclear Science and Engineering**: 22, 153 - 156.
- (32) The use of mica as a convenient and simple dosimeter for both slow and fast neutrons" - **Report n^o 63 - RL - (3253M)**.
- (33) "Production and use of short - lived radioisotopes from reactors", **Proceedings of a Seminar, Viena, 1962**, vol. 1, pg. 31.
- (34) "How to choose irradiation time", in **Nucleonics**, vol. 12, n^o 10, pg. 30.
- (35) Overman and Clark, **Radioisotopes techniques**, MC Graw Hill Booh Co., pg. 321.
- (36) Friendland and Kennedy, **Nuclear and Radiochemistry**, John Will & Sons, Inc.
- (37) Baumgartner Franz, **Table of neutron activation constants**.

IRRADIAÇÕES NO REATOR E CÁLCULOS DE ATIVAÇÃO

Azor Camargo Penteado Filho

RESUMO

Tendo como objetivo a aplicação prática são apresentados cálculos de ativação de materiais no reator. Esses métodos de cálculos de ativação envolvem irradiações contínuas e intermitentes.

As irradiações mais freqüentes no reator IEAR-1 são tratadas de forma especial. Além dos cálculos de ativação, diversos outros aspectos relacionados com as irradiações propriamente ditas são objeto de consideração. Com o intuito de facilitar a escolha das características dos alvos a serem irradiados, são mencionados aspectos que possam influenciar tanto na segurança quanto na eficiência das irradiações. Com especial atenção são considerados alguns fenômenos que tenham influência na segurança dos dispositivos de irradiação e do próprio reator. As atividades parasitas induzidas nas amostras e embalagens são consideradas. Particularmente os efeitos das ativações paralelas, secundárias, de segunda ordem e da formação de radioisótopos geneticamente relacionados são objeto de consideração. São mencionados igualmente fatores como variação no fluxo de nêutrons e perturbação total do fluxo de nêutrons. A importância da queima de isótopos de altas secções de choque durante a irradiação é evidenciada. São apresentados gráficos e formulários para facilitar os cálculos de ativação e a definição de características dos alvos mais apropriados para as irradiações.

CAPÍTULO I

Objetivo e Considerações Iniciais

Tendo em vista o crescente aumento e diversificação de amostras a serem irradiadas no reator, foi julgado conveniente que o pessoal científico e técnico do I.E.A. se familiarize com cálculos rápidos e razoavelmente precisos de ativação. Foi julgado ser também de interesse geral que fossem mencionados, neste relatório, alguns conhecimentos preliminares relacionados com as irradiações propriamente ditas.

Evidentemente o que se pretende é que as pessoas interessadas em ativações possam por si escolher inicialmente: materiais, quantidades, locais, tempos de irradiação e de resfriamento, estado físico dos alvos, acondicionamento das amostras, etc., relacionados com as irradiações. Normalmente em reatores de pesquisa e de produção de radioisótopos, as análises prévias das irradiações, sob o ponto de vista de segurança do reator e da irradiação, são efetuadas pelo grupo responsável pela operação do reator. Apenas no caso de irradiações e experiências complexas, esses estudos estender-se-ão a outros, sendo finalmente examinados por um Comitê de Segurança. Portanto, estes problemas constituem atribuições específicas de um grupo e os aspectos mencionados neste trabalho têm apenas caráter de orientação geral. Dentro desse mesmo caráter, algumas fontes de referência foram citadas. Teve-se também a preocupação de mencionar apenas algumas fontes de referência mais acessíveis e significativas. Outrossim, procuramos, ao realizar este trabalho, reunir em um só volume uma série de informações úteis àqueles que utilizam ou operam reatores de pesquisa, particularmente o IEAR-1. Portanto, ao executarmos esse trabalho nunca tivemos a pretensão de esgotar quaisquer assuntos mencionados,

apenas objetivamos reunir em português as citadas informações que poderão servir como orientação inicial

CAPÍTULO II

Cálculos de Ativação

II.1. - Considerações Gerais

Existem várias maneiras práticas para se calcular a atividade de uma amostra irradiada. Costuma-se, por exemplo, utilizar os valores das atividades específicas saturadas encontradas em catálogos de centros produtores de radioisótopos e proceder às correções para o fluxo de nêutrons térmicos e para o tempo da irradiação. Usualmente, utiliza-se também vários nomogramas ou ábacos. Um outro processo bastante prático é o da utilização de um gráfico onde nas ordenadas são apresentadas as atividades, nas abcissas, os tempos de irradiação e como parâmetros as atividades específicas saturadas de vários radioisótopos. Existe até mesmo uma régua de cálculo especial para este fim, disponível comercialmente. Trata-se do "Isotope Production Calculator" do Radiochemical Centre, de Harwell.

II.2 - Atividade Saturada e Atividade Saturada Específica

Chama-se atividade saturada, a atividade que seria atingida pela irradiação de uma amostra por um tempo infinito, ou por um tempo muito maior que a meia vida do radioisótopo considerado. A atividade saturada de uma amostra é dada por:

$$A_{\infty} = \frac{1,63 \cdot 10^{-3} \cdot \sigma_{at} \cdot \phi \cdot m \cdot F \cdot f}{M}$$

onde:

A_{∞} : atividade saturada em milicuries

$1,63 \cdot 10^{-3}$: fator de conversão igual a:

$$\frac{10^{-24} \text{ cm}^2 \text{ por barn} \times n^{\circ} \text{ de Avogadro}}{3,7 \cdot 10^7 \text{ dps por mc}}$$

σ_{at} : secção de choque de ativação em barns

F : fração do elemento (que irá sofrer a ativação) no alvo (quando composto ou liga)

f : fração do isótopo (que irá sofrer a ativação) no elemento

m : massa do alvo em gramas

M : massa atômica do elemento

ϕ : fluxo de nêutrons em $n/\text{cm}^2 \cdot \text{seg}$

Evidentemente poderíamos englobar os fatores F e f, em um único, que seria a fração do isótopo que irá sofrer a ativação no alvo. Da forma como foi apresentado, irá facilitar o caso de cálculos de ativação em série como, por exemplo, o cálculo da atividade global (em função dos tempos de irradiação e de resfriamento) de uma montagem experimental complexa contendo vários materiais e ligas diversas.

A atividade saturada específica será:

$$A_{\infty \text{ esp.}} = \frac{1,63 \cdot 10^{-11} \cdot \sigma_{\text{at}} \cdot \phi \cdot F \cdot f}{M}$$

onde:

$A_{\infty \text{ esp.}}$: atividade saturada específica em mCi por grama do alvo.

11.3 - Correções para tempos de irradiação e de espera (Fig. 1)

Se o radioisótopo ativado possuir a meia vida $T_{1/2}$ e se o alvo for irradiado durante o tempo t_i , a atividade em mCi logo após a irradiação será:

$$A = A_{\infty} \left(1 - e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} t_i} \right)$$

Quando o tempo de irradiação for muito menor que a meia vida, por exemplo $t_i < 0,01 T_{1/2}$, então:

$$A \cong A_{\infty} \cdot 0,693 \frac{t_i}{T_{1/2}}$$

Se, por exemplo, $t_i > 10 T_{1/2}$, então a atividade estará praticamente saturada:

$$A \cong A_{\infty}$$

A atividade da amostra após um tempo " t_e " (tempo de espera ou de resfriamento) a partir do término da irradiação será:

$$A = A_{\infty} \left(1 - e^{-0,693 \frac{t_i}{T_{1/2}}} \right) e^{-0,693 \frac{t_e}{T_{1/2}}}$$

11.4 - Irradiações descontínuas irregulares

Chamamos de irradiações irregulares quando os tempos de irradiação e os de espera são variados e irregulares, isto é, $t_{i1} = t_{i2} = t_{e1} = t_{e2} = t_{i3}$ etc. Evidentemente, se estes tempos forem muito menores do que a meia vida do radioisótopo considerado, não haverá dificuldade para o cálculo da atividade após cada irradiação, pois as irradiações estarão dentro da zona linear da ativação. Então:

$$A_1 = A_{\infty} \cdot 0,693 \frac{t_{i1}}{T_{1/2}}$$

$$A_2 = A_{\infty} \cdot 0,693 \frac{(t_{i1} + t_{i2})}{T_{1/2}}, \text{ etc.}$$

No caso em que a meia vida do isótopo em questão for muito menor do que os tempos considerados, teremos a saturação da amostra após cada irradiação $A_1 = A_2 = \dots A_\infty$.

Vejamos o caso em que a relação entre os tempos considerados e a meia vida do radioisótopo seja compatível com correções exponenciais. Diga-se a propósito que estes casos são muito comuns. Todas as irradiações foram consideradas como sendo no mesmo fluxo. Se, eventualmente, os fluxos forem diversos, as atividades saturadas em cada caso sofrerão as alterações correspondentes.

Vamos supor que uma certa amostra seja irradiada durante o tempo t_{i1} . A atividade logo após a irradiação será:

$$A_1 = A_\infty \left(1 - e^{-0,693 \frac{t_{i1}}{T_{1/2}}} \right)$$

Após um tempo t_{e1} do fim da irradiação a atividade será:

$$A_1' = A_\infty \left(1 - e^{-0,693 \frac{t_{i1}}{T_{1/2}}} \right) e^{-0,693 \frac{t_{e1}}{T_{1/2}}}$$

Neste momento inicia-se então a reirradiação. Vamos considerar como se a amostra tivesse sido irradiada ininterruptamente durante um tempo t_{i1}^* . No início da segunda irradiação a amostra teria a atividade (para facilitar vamos usar λ em lugar de $\frac{0,693}{T_{1/2}}$):

$$A_1' = A_\infty \left(1 - e^{-\lambda t_{i1}} \right) e^{-\lambda t_{e1}} = A_\infty \left(1 - e^{-\lambda t_{i1}^*} \right)$$

donde tiramos

$$e^{-\lambda t_{i1}^*} = 1 - e^{-\lambda t_{e1}} + e^{-\lambda(t_{i1} + t_{e1})}$$

A amostra é, então, reativada por um tempo t_{i2} .

A atividade no fim dessa irradiação será:

$$A_2 = A_\infty \left[1 - e^{-\lambda(t_{i1}^* + t_{i2})} \right]$$

ou

$$A_2 = A_\infty \left(1 - e^{-\lambda t_{i1}^*} e^{-\lambda t_{i2}} \right) \text{ substituindo-se}$$

$e^{-\lambda t_{i1}^*}$ teremos, finalmente:

$$A_2 = A_\infty \left[1 - e^{-\lambda t_{i2}} - e^{-\lambda(t_{i1} + t_{e1} + t_{i2})} + e^{-\lambda(t_{e1} + t_{i2})} \right]$$

Para a terceira, quarta, etc, irradiações, procede-se da mesma forma, isto é, no início da terceira irradiação faz-se

$$A_2 = A_\infty \left[1 - e^{-\lambda t_{i2}} - e^{-\lambda(t_{i1} + t_{e1} + t_{i2})} + e^{-\lambda(t_{e1} + t_{i2})} \right] e^{-\lambda t_{e2}}$$

igual a

$$A_{\infty} (1 - e^{-\lambda t_{i,2}^*}) \text{ e assim por diante}$$

Vejamos as atividades ao término de cada irradiação:

$$1a.) A_1 = A_{\infty} (1 - e^{-\lambda t_{i,1}})$$

$$2a.) A_2 = A_{\infty} \left[1 - e^{-\lambda t_{i,2}} - e^{-\lambda(t_{i,1} + t_{e1} + t_{i,2})} + e^{-\lambda(t_{e1} + t_{i,2})} \right]$$

$$3a.) A_3 = A_{\infty} \left[1 - e^{-\lambda t_{i,3}} + e^{-\lambda(t_{i,3} + t_{e2})} - e^{-\lambda(t_{i,2} + t_{i,3} + t_{e2})} - \right. \\ \left. - e^{-\lambda(t_{i,1} + t_{i,2} + t_{i,3} + t_{e1} + t_{e2})} + e^{-\lambda(t_{i,2} + t_{i,3} + t_{e1} + t_{e2})} \right]$$

$$4a.) A_4 = A_{\infty} \left[1 - e^{-\lambda t_{i,4}} + e^{-\lambda(t_{i,4} + t_{e3})} - e^{-\lambda(t_{i,3} + t_{i,4} + t_{e4})} + \right. \\ \left. + e^{-\lambda(t_{i,4} + t_{i,3} + t_{e2} + t_{e3})} - e^{-\lambda(t_{i,2} + t_{i,3} + t_{i,4} + t_{e2} + t_{e3})} + \right. \\ \left. + e^{-\lambda(t_{i,2} + t_{i,3} + t_{i,4} + t_{e1} + t_{e2} + t_{e3})} - e^{-\lambda(t_{i,1} + t_{i,2} + t_{i,3} + \right. \\ \left. + t_{i,4} + t_{e1} + t_{e2} + t_{e3})} \right]$$

$$5a.) A_5 = A_{\infty} \left[1 - e^{-\lambda t_{i,5}} + e^{-\lambda(t_{i,5} + t_{e4})} - e^{-\lambda(t_{i,4} + t_{i,5} + t_{e4})} + \right. \\ \left. + e^{-\lambda(t_{i,4} + t_{i,5} + t_{e3} + t_{e4})} - e^{-\lambda(t_{i,3} + t_{i,4} + t_{i,5} + t_{e3} + t_{e4})} + \right. \\ \left. + e^{-\lambda(t_{i,3} + t_{i,4} + t_{i,5} + t_{e2} + t_{e3} + t_{e4})} - e^{-\lambda(t_{i,2} + t_{i,3} + t_{i,4} + \right. \\ \left. + t_{i,5} + t_{e2} + t_{e3} + t_{e4})} + e^{-\lambda(t_{i,2} + t_{i,3} + t_{i,4} + t_{i,5} + t_{e1} + t_{e2} + \right. \\ \left. + t_{e3} + t_{e4})} - e^{-\lambda(t_{i,1} + t_{i,2} + t_{i,3} + t_{i,4} + t_{i,5} + t_{e1} + t_{e2} + t_{e3} + t_{e4})} \right]$$

$$na.) A_n = A_{\infty} \left[\sum_{m=0}^{m=2n-1} f_m(n) (-1)^m \right]$$

6

onde: $n = n^\circ$ de irradiações
 $m = n^\circ$ de termos = $2n$

$$f_0(n) = 1$$

$$f_1(n) = e^{-\lambda t_{i1}}$$

para $m \geq 2$:

$$f_m(n) = \exp - \lambda \left[\sum_{p=0}^{p=\frac{m-1}{2}} t_{i_{n-p}} + \sum_{p=1}^{p=\frac{m}{2}} t_{e_{n-p}} \right]$$

onde $\left[\frac{m-1}{2} \right] =$ maior inteiro contido em $\frac{m-1}{2}$ e $\left[\frac{m}{2} \right] =$ maior inteiro contido em $\frac{m}{2}$.

11.5 - Irradiações descontínuas irregulares. Método gráfico

Existe um método gráfico bastante simples e que poderá ser utilizado na prática quando os tempos considerados (t_i e t_e) estiverem compreendidos entre $0,1 T_{1/2}$ e $2,5 T_{1/2}$. Nas ordenadas tem-se a relação A/A_∞ e nas abscissas a relação $\frac{t}{T_{1/2}}$, sendo t , os tempos de irradiação ou de espera. A figura 2 apresenta duas curvas: a do decaimento D , e a de formação F . Inicialmente, faz-se uma tabela dos valores

$$\frac{t_{i1}}{T_{1/2}}, \frac{t_{e1}}{T_{1/2}}, \frac{t_{i2}}{T_{1/2}}, \dots$$

e assim por diante. Nas abscissas marca-se o valor $\frac{t_i}{T_{1/2}}$ por uma vertical marca-se X_1 na curva F .

Em seguida, a partir de X_1 marca-se a distância

$$\frac{t_e}{T_{1/2}}$$

e por uma paralela à reta D obtém-se o ponto X_2 . Por uma horizontal marca-se na curva F , o ponto X_3 (início da segunda irradiação). Com o valor

$$\frac{t_i}{T_{1/2}},$$

a partir de X_3 na horizontal, marca-se X_4 e por uma vertical passando por esse ponto, determina-se X_5 sobre a curva F . A relação A/A_∞ correspondente a X_5 será a atividade ao término da segunda irradiação. O procedimento teria seqüência idêntica para irradiações posteriores.

É interessante observar que, baseados no mesmo princípio, pode-se construir gráficos semelhantes para alguns casos específicos.

11.6 - Irradiações descontínuas regulares

Quando as irradiações intermitentes forem regulares ou periódicas, isto é, quando $t_{i1} \cong t_{i2} \cong t_{i3}$ etc. e $t_{e1} \cong t_{e2} \cong t_e$, etc, utiliza-se a seguinte expressão:

$$A_n = A_\infty \frac{\left[1 - e^{-0.693 \frac{t_i}{T_{1/2}}} \right] \left[1 - e^{-0.693 \frac{n(t_i + t_e)}{T_{1/2}}} \right]}{\left[1 - e^{-0.693 \frac{(t_i + t_e)}{T_{1/2}}} \right]}$$

onde:

- A_n : atividade da amostra após "n" ciclos
- t_i : tempo de irradiação em cada ciclo
- t_e : tempo de espera ou de resfriamento em cada ciclo
- n : número de ciclos
- $t_i + t_e$: tempo total de um ciclo

Quando, porém, a meia vida do radioisótopo considerado for muito maior do que o tempo total de um ciclo $T_{1/2} \gg (t_i + t_e)$, após as simplificações, teremos a expressão:

$$A_n = A_\infty \frac{t_i}{(t_i + t_e)} \left[1 - e^{-0.693 n \frac{(t_i + t_e)}{T_{1/2}}} \right]$$

Vamos chamar de tempo de permanência " t_p " o tempo total decorrido em "n" ciclos. Portanto, $t_p = n(t_i + t_e)$. Observa-se, portanto, que " t_p " seria o tempo total que uma determinada amostra permaneceria no reator quer este estivesse funcionando ou não. (Trata-se do caso mais comum, embora no caso geral, possa-se considerar também o reator funcionando continuamente e a amostra sendo colocada e retirada do mesmo intermitentemente). É evidente que o que foi dito acima, aplica-se desde que haja certa regularidade no ritmo de operações de um reator (o que tem ocorrido com o IEAR-1, desde 1960). A atividade da amostra ao fim do tempo " t_p " será:

$$A_p = A_\infty \frac{t_i}{(t_i + t_e)} \left(1 - e^{-0.693 \frac{t_p}{T_{1/2}}} \right)$$

onde:

- A_p = atividade da amostra após o tempo " t_p "
- t_p = tempo de permanência da amostra, igual a $n(t_i + t_e)$ e na mesma unidade de $T_{1/2}$

11.7 - Irradiações mais frequentes no IEAR-1

No IEAR-1 as irradiações mais frequentes podem ser reunidas em três grupos:

- 1º - irradiações em coelhos pneumáticos por segundos, minutos ou horas.

- 2º - irradiações em suportes na zona refletora do reator por meses e até anos (radioisótopos de vida longa $T_{1/2} > 50$ d).
- 3º - irradiações intermitentes em suportes especiais na zona refletora do reator (radioisótopos de meia vida da ordem de algumas horas até 50 d).

A irradiação irá depender de algumas considerações (antes de se estabelecer rotina, se for o caso) do grupo responsável pela operação do reator, para a escolha do elemento de irradiação adequado, disponibilidade de espaço, necessidade ou não de refrigeração especial, espectro de nêutrons mais adequado, etc, todos os cálculos poderão ser feitos com o fluxo de nêutrons térmicos de $10^{13}/\text{cm}^2\text{seg}$. Posteriormente, a DOMR comunicará aos interessados o fluxo na posição real da irradiação. No caso de irradiações longas no IEAR-1 (onde se tem mantido desde março de 1969 regularidade de ~ 72 MWh por semana), pode-se usar a fórmula simplificada quando se tratar de radioisótopos de meia vida superior a 50 d. A discrepância em relação à fórmula exata será de 3,7% para o ^{114}Sb ($T_{1/2} = 60,9$ d), 3% para o ^{192}Ir ($T_{1/2} = 74,2$ d), 1,7% para o ^{170}Tm ($T_{1/2} = 127$ d) e tende a diminuir à medida que aumenta $T_{1/2}$.

No caso presente (IEAR-1 em setembro de 1972) justifica-se a escolha de um ciclo igual a uma semana pela regularidade acima mencionada. Caso haja mudança no ritmo de funcionamento do reator para, digamos, 5 operações de 8 horas em 2 Mw por semana, ou mesmo quando por qualquer motivo não se puder manter durante um certo tempo a regularidade atual, o fator

$$\frac{t_i}{t_i + t_e}$$

ou eventualmente o fator

$$\frac{(1 - e^{-\lambda t_i})}{[1 - e^{-\lambda(t_i + t_e)}]}$$

deverá ser alterado em função do nº de MWh por um intervalo de tempo conveniente. O fato do reator funcionar alternadamente uma semana, 32 horas e na outra, 40 horas em 2 Mw e não continuamente, em nada altera os cálculos nestes casos (isótopos de vida longa).

Existem casos, como reativações de fontes de ^{192}Ir , ^{170}Tm , por exemplo, em que para a ativação normal poderão ser usadas as fórmulas II.6 e para o programa de reativações a longo prazo os métodos de II.4 ou II.5

Se, por exemplo, o ritmo de operações do reator for alterado para 5 operações por semana, as irradiações do item 3 poderão ser calculadas, conforme a meia vida do radioisótopo, utilizando-se o método de II.5 ou II.6, considerando-se, neste caso, $t_i = 8$ h, $t_e = 16$ h e, portanto, um ciclo $(t_i + t_e)$ igual a 24 h e $n = 5$. No caso da irradiação durar mais de uma semana, pode-se combinar os métodos de II.6 e II.5 ou II.4.

CAPÍTULO III

Alguns tópicos relacionados com as irradiações ou experiências

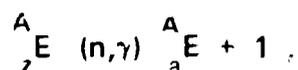
III.1 - Considerações Gerais

Serão mencionados, a seguir, alguns aspectos relacionados com a segurança das irradiações propriamente ditas, com a segurança do reator, das experiências e também com a eficiência das ativações.

Julgamos conveniente que o pessoal envolvido direta ou indiretamente com irradiações ou experiências no reator tomasse conhecimento de vários aspectos a elas relacionados. Muitos destes aspectos são de aplicação geral e diretamente relacionados com cálculos de ativação. Outros são limitados a determinadas condições e relacionados apenas com a segurança das irradiações e proteção radiológica. Nos últimos itens são expostos alguns aspectos relacionados com fluxos térmicos mais elevados. Alguns destes fenômenos tornam-se desprezíveis para fluxos da ordem de 10^{11} a 10^{12} n/cm².seg e possuem certa importância para fluxos da ordem de 10^{13} n/cm².seg (o fluxo térmico máximo disponível a 2 MW no IEAR-1 é de aproximadamente $1,8 \cdot 10^{13}$ n/cm².seg) e são extremamente significativas para fluxos maiores. Existe a possibilidade para dentro de um ano de que o IEAR-1 funcione a 5 MW com regularidade e excepcionalmente por algumas horas até mesmo em 10 MW. Neste caso haverá um fluxo térmico disponível de aproximadamente 10^{14} n/cm².seg (ou até mais, havendo um "flux trap" especial).

Pode-se depreender também que um dos objetivos deste trabalho visa incentivar à utilização do reator. Com esse propósito, alguns itens foram introduzidos neste trabalho apenas para mostrar a versatilidade do mesmo e a diversificação de experiências e irradiações que se pode desenvolver utilizando o reator.

Ao se irradiar um alvo, com o objetivo de se obter um determinado radioisótopo, digamos



poderemos encontrar ao fim da irradiação, dependendo evidentemente de certas condições, várias atividades oriundas de diversos processos. São as chamadas ativações simultâneas ou competitivas. O conhecimento deste aspecto importa em um planejamento adequado sobre características do alvo e sua montagem, bem como da escolha dos materiais convenientes, visando à redução de atividades parasitas. Estas poderiam, eventualmente, influir negativamente na experiência a que o radioisótopo se destina e/ou sobre a previsão de operações envolvendo aspectos de proteção radiológica.

As atividades da amostra, além daquela devido ao nuclídeo ${}^{A+1}_Z E$, poderão eventualmente ser causadas por ativação dos outros isótopos do elemento, por outros elementos do composto, pela ativação de impurezas presentes na amostra, por membros subseqüentes de séries radioativas, pela formação de produtos de segunda ordem, por formação de isômeros do próprio isótopo ${}^{A+1}_Z E$, por reações do tipo (n,p), (n, α), etc.

Deve-se lembrar que para determinadas finalidades, os materiais dos envoltórios, embalagens ou cápsulas, que contêm a substância deverão também ser objetos de cálculos de atenuação.

Sob este ponto de vista existirá o problema de se decidir sobre o grau de pureza suficiente para preparação do alvo e também dos materiais estruturais. Normalmente, verifica-se em catálogos ou nas etiquetas as quantidades máximas das diversas prováveis impurezas presentes em cada substância. Avalia-se, então, as atividades dessas impurezas e, em face desses resultados, pode-se julgar da conveniência ou não dessa escolha. Nem sempre este procedimento é adequado. O fabricante de produtos químicos pode não indicar "todas" as impurezas usualmente presentes na substância, mas tão somente aquelas que são importantes para o fim específico para o qual a substância é normalmente utilizada. Por exemplo, o ácido molibdico é utilizado normalmente em química para a determinação de fósforo. O MoO_3 de grau analítico e especificado como tendo baixo teor de fosfatos (menos de 0,001%) sendo também especificados os teores de cloretos, sulfatos, ferro e chumbo. Todavia, para o analista não constitui desvantagem que esta substância possua pequenas quantidades de Tungstênio e Vanádio e, portanto, a presença destes não é mencionada. No entanto, tanto o Tungstênio como o Vanádio costumam acompanhar o Molibdênio em quantidades de até 1%. O Tungstênio-187 é produzido abundantemente durante a irradiação, podendo constituir numa atividade inesperada e possivelmente inconveniente. Quando o radioisotopo desejado necessitar processamento, poderá influir na decisão sobre o grau de pureza da substância a ser utilizada como alvo.

O grau de pureza geralmente é determinado pelo uso a que se destina o radioisotopo. Por exemplo, vamos irradiar duas amostras de cobalto, uma delas destinada à preparação de uma fonte de calibração para espectrometria gama e outra para um irradiador gama. No primeiro caso, o tempo de irradiação será menor, a massa também, e o cobalto a ser utilizado deverá ter o maior grau de pureza possível, pois qualquer atividade parasitária influir de qualquer forma sobre a experiência. No outro caso, o cobalto não necessitaria ser tão puro podendo e devendo mesmo (por outros motivos) ser encamisado. O material da cápsula poderia ser uma liga de alumínio ou aço inoxidável, pois as atividades encontradas em qualquer caso (devido a Cr, Ni, Mn, Mo, Fe, no caso do aço inoxidável e Mn, Cu, Cr, Zn, Al, etc, no caso da liga de alumínio) seriam desprezíveis perto da atividade do ^{60}Co .

Como foi visto, se, por exemplo, ao irradiarmos materiais para produção de fontes para radiografia industrial ou para irradiadores em geral, embora seja desejável, não é indispensável que o radioisotopo possua alta atividade específica e seja livre de carregador. Quando, porém, deseja-se utilizar um radioisotopo como traçador é quase sempre indispensável que este seja livre de carregador pelo fato do mesmo eventualmente interferir no fenômeno a ser estudado. Neste caso é sempre interessante utilizar-se reações como (n,p) , (n,α) , (t,n) , etc, porque o núcleo resultante é sempre fácil de separar quimicamente e, portanto, livre de carregador. No entanto, mesmo reações (n,γ) podem indiretamente conduzir, por desintegração β^- ou β^+ do núcleo resultante, a um elemento diferente como é o caso, por exemplo, da produção de ^{60}Co . Mesmo que o radioisotopo desejado for produzido por reação (n,γ) simples, há possibilidade de se produzir o radioisotopo livre ou quase livre de carregador, utilizando-se o recuo do núcleo ao capturar o nêutron rompendo assim as ligações químicas com a molécula do alvo. É o processo Szilard-Schramers. Atualmente, outros processos de recuo de núcleos baseados em placas matrizes estão sendo desenvolvidos.

O problema da ativação de impurezas ou de outros isótopos que acompanham o isótopo alvo, além das atividades absolutas envolvidas, deve ser analisado sob o ponto de vista das meias vidas dos radioisótopos envolvidos, tempos de irradiação e tempos de espera.

Assim, se o radioisótopo de interesse tiver vida muito maior que as das atividades parasitas, mesmo que estas sejam altas, esperando-se o tempo conveniente após a irradiação, a importância dessas atividades será reduzida. Neste mesmo caso, ao se irradiar a amostra, as atividades parasitas entrarão relativamente em pouco tempo em equilíbrio (saturação) e ao se continuar a irradiação a relação da atividade do radioisótopo desejado para as das atividades parasitas será cada vez maior. Ainda neste caso, se houver possibilidade de escolha de posições para irradiação, visando-se fluxos diferentes, a escolha deveria ser de fluxos menores, aumentando-se o tempo de irradiação para se obter a mesma atividade. No caso inverso dever-se-ia irradiar em fluxo o mais elevado possível em tempo mais curto (tempo suficiente para que o radioisótopo desejado estivesse próximo da saturação).

Um outro aspecto a ser considerado e relacionado com o assunto de impurezas, contaminações, etc., é o da presença na amostra de impurezas possuindo altas secções de choque de absorção como Cd, B, Gd, Eu, Sm, Dy, etc. Este fato, além das implicações já vistas, irá contribuir também para que haja maior autoabsorção na amostra influenciando, portanto, na atividade final.

Um detalhe que deve ser salientado é o do possível risco sob o aspecto de proteção radiológica como resultado de ativação de impureza. Uma determinada amostra, pouco ativável e resultando em isótopos com baixa energia de desintegração, poderá ser processada ou manuseada com um mínimo de blindagens e outras precauções. Porém, se a amostra possuir como impureza sódio em pequenas quantidades, a radiação resultante da ativação do ^{24}Na com suas altas energias fará com que o manuseio da amostra obrigue à obediência a certas precauções especiais.

De um modo geral o problema da presença de impurezas pode ser sério quando se tratar de produção rotineira envolvendo grandes quantidades de materiais para preparação de alvos. Neste caso, uma pequena quantidade de cada substância poderá ser irradiada inicialmente. O produto (após separação ou não, conforme o caso) deverá ser analisado para se identificar as atividades das impurezas. Os métodos a serem usados deverão incluir espectrometria gama, observação de meias vidas e cromatografia em papel. Após estas análises, poderá, então, ser formada a opinião a respeito da natureza e das quantidades envolvidas e da sua importância para o produto final.

Quando se tratar de irradiações de certa importância, além de dispensar a devida atenção aos aspectos anteriormente mencionados, deve-se verificar a ativação de todos os isótopos ativáveis do alvo. Assim existe a necessidade de se levar em conta as reações (n, γ) dos eventuais outros isótopos do elemento, do composto ou liga, dos envoltórios, cápsulas, etc., a formação de isômeros do elemento de interesse, etc.

Deve ser feito também um levantamento das probabilidades de outros tipos de reação como (n, p) e (n, α) , principalmente para os elementos de menor Z. É sabido, por exemplo, que para o alumínio ocorrem as seguintes ativações: $^{27}_{13}\text{Al} (n, \gamma) ^{28}_{13}\text{Al}$ com $T_{1/2} = 2,3 \text{ min}$, $^{27}_{13}\text{Al} (n, p) ^{27}_{12}\text{Mg}$ com $T_{1/2} = 9,5 \text{ min}$ e $^{27}_{13}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}_{11}\text{Na}$ com $T_{1/2} = 15,4 \text{ h}$. Estas reações

têm importância fundamental sob o ponto de vista dos riscos envolvidos ao se manusear amostras irradiadas com cápsulas de alumínio. Outras reações como (n,n') , $(n,2n)$, (n,pn) , (n,t) , $(n,^3\text{He})$ e $(n,2p)$ possuem, em geral, secções de choque baixas em relação às reações (n,γ) . No entanto, em casos particulares como em análise por ativação, por exemplo, deve ser objeto de um levantamento, podendo-se visualizar as possíveis reações envolvidas na carta de núclídeos e verificar as secções de choque correspondentes aos diversos processos em outras fontes. Deve-se, também nestes casos, verificar as possibilidades de formação de isótopos geneticamente relacionados e de formação de produtos de segunda ordem

III.2 - Secções de choque de ativação

As secções de choque de ativação existem para reações nucleares específicas de absorção de um isótopo levando à formação do radioisótopo considerado. Por exemplo, reações (n,γ) , (n,p) e (n,α) "Deve-se sempre lembrar a dependência da energia dos nêutrons ao se utilizar uma secção de choque de ativação para uma determinada reação". Cada núclídeo tem sua característica própria para o espectro de absorção para cada reação, porém para baixas energias, muitas secções de choque seguem a Lei $1/v$. Para o fluxo de nêutrons térmicos, a secção de choque para nêutrons térmicos deve ser usada. No entanto, as tabelas e os mapas dos núclídeos normalmente fornecem as secções de choque para nêutrons de 2.200 m/seg correspondentes à energia de 0,0253 eV à temperatura de 293,6° K (embora em alguns casos também forneçam as secções de choque para nêutrons térmicos). Esta é a velocidade mais provável para nêutrons obedecendo à distribuição de Maxwell-Boltzmann. Na região onde a Lei $1/v$ se aplica $\sigma \cdot v$ é constante e, portanto, $\sigma \cdot \phi$ pode ser aplicado apesar de não se tratar de nêutrons monoenergéticos.

Muita atenção deve ser dada a escolha apropriada das secções de choque por ativação. A experiência tem demonstrado que inevitavelmente a maior fonte de erros em cálculos de ativação deve-se às confusões durante a escolha dessas secções de choque.

Uma regra básica deve ser sempre seguida: A secção de choque de ativação (ou de absorção) a ser utilizada deve sempre estar de acordo com a secção de choque usada para medir o fluxo em determinadas condições do espectro. Assim se em uma posição medimos o fluxo com um detetor qualquer utilizando a secção de choque para nêutrons de 2.200 m/seg., a secção de choque para 2.200 m/seg deve ser usada para as ativações. Se forem usadas secções de choque corrigidas para nêutrons térmicos, estas deverão ser usadas. Ao utilizarmos (para ativações próximas dos elementos combustíveis) o fluxo medido virgem de fissão, as secções de choque deverão estar de acordo. Se pretendermos usar secções de choque de limiar, o fluxo integral deve ser medido com detetores de limiar e o fluxo a ser usado seria o de nêutrons de energias acima desse limiar e assim por diante

Ao se utilizar secções de choque para nêutrons térmicos ou de 2.200 m/seg., deve-se sempre lembrar a correção necessária (fatores "f" e "g") para aqueles elementos que não seguem a Lei $1/v$

Se em casos especiais forem necessárias secções de choque corrigidas para nêutrons térmicos, então:

$$\sigma_{1v} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \left(\frac{293,6}{T_n} \right)^{1/2} \sigma_{(2.200)}$$

onde

T_n = temperatura dos nêutrons na escala Kelvin

Para elementos que não seguem a Lei 1/v

$$\sigma_{th} = \frac{\sqrt{f}}{2} \left(\frac{293,6}{T_n} \right)^{1/2} \sigma_{(2.200)}$$

onde

f = fator f que deverá ser aplicado sempre que o elemento não seguir a Lei 1/v.

Para temperaturas muito altas, as curvas de f e das secções de choque da BNL-325 deverão ser consultadas.

Deve-se lembrar que a temperatura dos nêutrons " T_n " é sempre superior à temperatura do moderador, em alguns casos constatados (inclusive no IEAR-1) a temperatura dos nêutrons excede em cerca de 50°C a temperatura do moderador. A seguinte relação aproximada pode ser utilizada:

$$T_n = T \left[1 + 0,9 M \frac{\sigma_{abs}(kT)}{\sigma_s(th)} \right]$$

onde:

M = massa atômica do átomo moderador importante, por exemplo, H em H₂O e D em D₂O.

$\sigma_s(th)$ = secção de choque térmica de espalhamento do átomo moderador importante.

$\sigma_{abs}(kt)$ = secção de choque avaliada na energia kT para o átomo moderador de importância

T = temperatura do moderador na escala Kelvin

Na escolha da secção de choque de ativação um outro aspecto a ser lembrado é o da possibilidade da formação de um mesmo isótopo. No caso de ⁶⁰Co, por exemplo, teremos: σ_{at} para o ⁶⁰Co ($T_{1/2} = 5,28$ a) é igual a 20 ± 3 barns, por outro lado σ_{at} para o estado excitado do ⁶⁰Co ($T_{1/2} = 10,4$ min) é igual a 16 ± 3 . No entanto, 99,7% do decaimento deste resulta no ⁶⁰Co ($T_{1/2} = 5,28$ a). Portanto, a secção de choque (2.200 m/seg) para o ⁶⁰Co ($T_{1/2} = 5,28$ a) a ser usada será $36,0 \pm 1,5$ barns.

Em algumas fontes de dados sobre secções de choque, principalmente em catálogos é comum encontrar-se as secções de choque de ativação transformadas em secções de choque eficazes ou efetivas. O significado dessas denominações para estes casos é o de incluir no valor fornecido as frações do isótopo alvo no elemento natural e do elemento no composto (se for o caso) normalmente utilizado como alvo (F e f). Algumas fontes de informações sobre secções de choque e tabelas de valores das mesmas são mencionadas na bibliografia, no entanto

recomenda-se para algumas reações específicas raras a procura de informações no Nuclear Science Abstract.

III.3 - Variações espaciais e temporais do fluxo de nêutrons

Julgamos que seria de utilidade que as pessoas que utilizam o reator tenham uma visão global e realista a respeito das variações do fluxo de nêutrons. Dessa forma, as irradiações e experiências poderiam ser planejadas dentro de um conceito mais prático.

Antes de discutir as conseqüências, vamos tecer algumas considerações sobre as causas das movimentações das barras absorvedoras com o tempo de operação do reator em alta potência.

Os fatores que afetam a reatividade e, portanto, as posições das barras do reator são vários. Alguns deles são fixos, isto é, não dependem do tempo de operação do reator, como, por exemplo, a configuração do núcleo e da região refletora. O efeito de potência (power effect ou efeito não homogêneo da temperatura) faz-se sentir por algumas horas (3 a 5) até que seja alcançado o equilíbrio térmico. No entanto, as variações resultantes dessa causa na reatividade são relativamente pequenas podendo mesmo ser consideradas desprezíveis para este tipo de exposição. Os fatores principais são: 1º) envenenamento pelo Xenon (questão de dezenas de horas e alguns dias) e 2º) queima de ^{235}U e formação de Samário e outros produtos de fissão (a longo prazo). O segundo fator (considerando-se os três fenômenos como sendo um único) é, aproximadamente, linear com o tempo de operação em uma dada potência, isto é, diretamente proporcional à energia (MWh) dissipada pelo reator. Em termos absolutos é bem menor que o 1º fator. A variação é da ordem de 1550 pcm por ano de funcionamento do IEAR-1, no ritmo atual, ou seja, alternadamente uma semana, 32 horas e na outra, 40 horas em 2 Mw, além de outras operações a menor potência. O fator principal como foi dito é o envenenamento pelo ^{135}Xe . Este isótopo é um produto de fissão que possui altíssima seção de choque de absorção para nêutrons térmicos, $2,7 \cdot 10^6$ barns e meia vida de 9,13 horas. É formado por dois processos: 1º) diretamente das fissões e 2º) por decaimento de outro produto de fissão, o ^{135}I . Os dois processos de desaparecimento são: 1º) decaimento radioativo e 2º) queima, ou seja, absorção de nêutrons. Estando o reator em funcionamento, os quatro processos estarão em ação. Após a operação por algumas horas, quando o reator for desligado, o processo de queima cessa (também o processo de formação direta cessa, mas neste caso não é o fator predominante) e, como conseqüência, a concentração de ^{135}Xe irá aumentar até atingir um máximo e depois irá sendo reduzida. No início de uma operação a 2 Mw com o caroço frio (livre de ^{135}Xe) a concentração de Xe irá aumentando, envenenando, portanto, o reator. Para compensar esse efeito, necessita-se ir retirando outro veneno representado pelo Boro ou Cádmiio das barras. Se o reator funcionasse ininterruptamente, o equilíbrio (entre a formação e desaparecimento ou destruição) do Xenon seria atingido em cerca de 50 horas. Com o funcionamento intermitente o problema é mais complexo. A figura 3 indica a variação da posição média das barras em função dos tempos de operação e de intervalos. Apenas para se fixar quantitativamente as idéias, a variação de reatividade durante 8 horas no início de uma operação a 2 Mw é, em média, de 860 pcm. Isso corresponde a mais do dobro da efetividade da barra de controle ou a retirada na zona linear de aproximadamente 29% da barra de segurança nº 1, ou 25% da BS-2, ou 21% da BS-3.

Potência do reator e fluxo médio de nêutrons térmicos: Para um certo núcleo do reator, ou melhor, para uma dada massa de ^{235}U contida em um núcleo do reator, a potência será proporcional ao fluxo termico medio. Essa média é avaliada sob todo o volume

ativo* do núcleo do reator. A relação entre a potência do reator e o fluxo térmico médio é a seguinte:

$$P = \frac{1}{K} \frac{\bar{\phi}_{th}}{10^{13}} \times M$$

onde:

- P = potência em MW
- $\bar{\phi}_{th}$ = fluxo térmico médio no combustível do reator
- M = massa de ^{235}U em kg
- K = constante, depende da temperatura

Vamos supor que se mantenha fixa, a longo prazo, a potência do reator por intermédio, digamos, do balanço térmico e que também seja mantida a temperatura média de operação do reator. Quando esse núcleo atingir uma queima (burn up) de, por exemplo, 3%, o fluxo térmico médio será cerca de 3% maior que o inicial. Para manter a mesma potência térmica, ou seja, o mesmo número de fissões por segundo, desde que a massa de ^{235}U tenha sido reduzida, o fluxo térmico médio teve que ser aumentado.

Posição das barras e fluxo médio de nêutrons térmicos: Em quase todos os reatores, o controle é obtido através da movimentação de barras absorvedoras de nêutrons. Em muitos reatores de pesquisa, tipo tanque e piscina, as câmaras de ionização (compensadas e não compensadas) monitoradoras do fluxo de nêutrons térmicos, são colocadas afastadas (esse afastamento depende de fatores que não nos cabe aqui analisar) e na zona superior do núcleo. Se o reator operar em potência relativamente alta, digamos 2 Mw, alguns fenômenos que afetarão as posições das barras serão bastante sensíveis. A operação inicial de um certo núcleo começa, por exemplo, com as barras 60% retiradas. Ao fim de algumas horas, as barras estarão bem mais altas; após desligar o reator e esperar um tempo suficiente para desaparecer o Xenon, o efeito a longo prazo será sentido quando ao se iniciar a operação seguinte, as barras estarão pouca coisa mais altas que no início da operação anterior. Quando as barras estiverem 60% retiradas, o valor máximo do fluxo térmico no sentido vertical estará próximo do limite entre o terço inferior e o terço médio do percurso das barras. Quando estas estiverem totalmente retiradas estará próximo do centro. Em termos práticos, para o IEAR-1, o ponto máximo do fluxo térmico irá variar entre 30 cm e 35 cm, no sentido vertical, a partir do ponto mais baixo do meio das placas dos elementos combustíveis, (Fig. 4) Como as câmaras estão situadas na zona superior, ao se manter fixo o fluxo nessa zona, a potência do reator a curto e a longo prazo, irá sendo reduzida com o tempo de operação. Pode-se manter fixo a longo prazo o fluxo térmico médio do reator. Isto pode ser atingido por uma adequada distribuição espacial das câmaras monitoradoras, medidas contínuas de ^{16}N , ^{17}N e pela localização afastada de detectores especiais. A potência térmica pode ser medida e monitorada com precisão da ordem de 1%. No entanto, além das influências mencionadas no item anterior, sob o ponto de vista das irradiações ou experiências, um outro fator mais importante não pode ser contornado:

* Se, por exemplo, no IEAR-1 deixarmos na zona central do núcleo um ou dois lugares de elementos combustíveis vazios, isto é, com água, devido as propriedades de moderação e difusão da mesma, teremos aproximadamente no centro desse buraco e no eixo vertical um pico de nêutrons térmicos ('flux trap'). Evidentemente medidas de fluxo de nêutrons térmicos nesse local, não seriam efetuadas tendo aquele objetivo pois alterariam a média.

Distorções locais do fluxo térmico devido ao posicionamento das barras: A redução desse efeito é um aspecto que tem merecido, desde o início da tecnologia de reatores, um grande empenho na pesquisa e desenvolvimento. Nos reatores de potência o fator fluxo térmico máximo sobre o fluxo térmico médio deve ser mantido o menor possível (achatamento do fluxo). Desde que haja um limite máximo, de ordem tecnológica para o fluxo de nêutrons térmicos, a potência máxima do reator será determinada em função também desse fator. Distorções nos sentidos verticais e horizontais são reduzidas com distribuição, movimentação e desenhos apropriados das barras absorvedoras. Nos reatores de pesquisa há sempre a conveniência em se manter constante o fluxo em alguns locais. Pode-se selecionar uma ou mais barras para as movimentações mais freqüentes em função de uma região no núcleo onde não seja necessária maior constância no fluxo. No IEAR-1, por exemplo, as barras de segurança nº 1 e nº 3 são colocadas nas posições mais elevadas (dentro de certos limites fixados pelo excesso de reatividade inicial) no início de novas configurações. Dessa forma, as movimentações a curto e a longo prazo dessas barras poderão ser menores. Uma região foi selecionada em função da proximidade de alguns tubos radiais e os tubos tangenciais onde se realizam experiências de física nuclear e física de nêutrons. As movimentações maiores, nesse caso, são efetuadas pela barra nº 2 e pela barra de controle, situadas em regiões mais afastadas daquela zona.

Distorções locais do fluxo térmico devido à proximidade de substâncias absorvedoras ou refletoras: Se estivermos realizando alguma irradiação ou experiência em um determinado local, ao se proceder quaisquer alterações na sua vizinhança, o fluxo de nêutrons térmicos (também o fluxo de nêutrons rápidos em certas condições) será alterado. Se a alteração se proceder no local entre a amostra ou experiência e a face do reator, esse efeito será muito maior. Em um certo plano, partindo-se da face do reator, o fluxo de nêutrons térmicos na água irá aumentando até atingir a um máximo por volta de 2 a 3 cm, a partir daí irá decrescer com um certo declive, (Fig. 5) No grafite irá decrescer desde o início, porém, com um declive menor. No ar (absorção razoável apenas no nitrogênio) praticamente não seria alterado a menos do fator $\frac{1}{d^2}$.

Elementos de irradiação construídos de forma que água, grafite, ar ou óxido de berílio sejam intercalados entre a amostra e o reator são comuns. Se as alterações forem baseadas em materiais (alvos) absorvedores de nêutrons, os efeitos serão bastante acentuados, principalmente se forem efetuadas entre a irradiação ou experiência e o reator. Quizemos nos referir aos efeitos de depressão regional do fluxo térmico, de sombreamento e também de reflexão, se atrás da amostra sendo irradiada alterarmos os materiais refletoras (grafite, água, berílio, etc.) e outros. Em um plano mais restrito, a perturbação total do fluxo causada pelos efeitos de depressão local do fluxo térmico devido à própria amostra e à autoabsorção de nêutrons são tratados em outro Capítulo

Fluxo não isotrópico: Na região refletora se um disco de Co, por exemplo, for posicionado paralelamente a face do reator, irá sofrer maior ativação que outro colocado perpendicularmente, porém no mesmo local e nas mesmas condições. Esse efeito deve ser lembrado quando se desejar alcançar maiores atividades em amostras sob o formato de discos, folhas, fitas, etc. Por exemplo, para fontes de alta atividade como de ^{60}Co para irradiadores em teleterapia utilizam-se cilindros de cobalto. Porém, se um cilindro de cobalto dessas dimensões fosse irradiado diretamente no reator, a atividade final seria relativamente baixa. Um cilindro equivalente é, então constituído por uma pilha de discos de espessura fina. Esses discos são dispostos no reator, de maneira a aproveitar ao máximo o fluxo de nêutrons térmicos. Desta forma, os fatores de autoabsorção de nêutrons, depressão local do fluxo e efeito da não isotropia do fluxo com um correto posicionamento são reduzidos, tendo como resultado maior

atividade específica e total. As maiores atividades específicas em relação aos fluxos disponíveis são conseguidas por esse posicionamento das folhas em relação ao gradiente de fluxo térmico.

Distorções espaciais do fluxo térmico: Em reatores tipo piscina, como é o caso do IEAR-1, as distorções absolutas do fluxo térmico ao longo de certo eixo na zona mais propícia para as experiências e irradiações, são maiores que em outros tipos de reatores como os moderados a D_2O e Grafite. Isto deve-se a dois fatores principais, o primeiro envolvendo aspectos geométricos é o volume relativamente pequeno de produção de nêutrons, o segundo, prende-se a aspectos materiais, ou seja, às propriedades com relação aos nêutrons da água comum que constitui o moderador e o principal refletor neste reator. Dessa forma, a variação do fluxo térmico ao longo de uma amostra de determinadas dimensões será sempre maior que a variação nas mesmas condições, em reatores de D_2O ou Grafite. Estas considerações têm a finalidade de evidenciar essas diferenças para os pesquisadores que possam pretender reproduzir no IEAR-1 determinadas experiências executadas em outros tipos de reatores ou mesmo pretender uma certa homogeneidade de fluxo térmico ao longo de amostras de dimensões consideráveis. Neste reator, as variações mínimas de fluxo térmico ao longo de uma certa linha vertical, são atingidas em posições afastadas do núcleo e atrás de (ou melhor, intercaladas entre) duas ou três camadas de refletores de grafite. Evidentemente neste caso haverá o compromisso entre o fluxo térmico absoluto requerido para a experiência e as variações espaciais de fluxo térmico mínimas desejadas.

Utilização de monitores: Para determinadas experiências é extremamente necessária a monitoração local, de variações do fluxo térmico. Assim, a coleta de dados para certas experiências poderia ser ajustada automaticamente ou não, levando em consideração as flutuações de fluxo na proximidade do alvo irradiado, ou na região inicial de colimadores. Esses monitores de fluxo térmico poderão ser câmaras (miniaturas) de fissão ou BF_3 , nêutron-termopilhas, "self powered detectors", etc.

Em outros tipos de experiências pode haver a necessidade de se conhecer com certa precisão, por exemplo, o fluxo térmico ou o fluxo rápido integrado. Nesses casos, dependendo evidentemente das características de espectro e do valor absoluto desejado desse fluxo integrado, escolhe-se o material conveniente para se irradiar nas proximidades da experiência. Pode-se irradiar, por exemplo, folhas de Au juntamente com outra folha de Au recoberta com Cd, folhas de Cu, Co, etc. A determinação da atividade absoluta atingida por esses materiais fornece os dados referentes ao nvt total. Atualmente, além de outros dosímetros de nêutrons já conhecidos, desenvolve-se técnicas baseadas na irradiação de vidros e de micas. Neste caso, após as necessárias calibrações, o fluxo de nêutrons térmicos integrado seria determinado por contagens em microscópio de número de traços resultantes de fissões produzidas no urânio contido em partes por milhão, em vidros ou em micas.

III.4 - Autoabsorção de nêutrons e depressão local do fluxo

No caso de irradiação de alvos de elementos com altas secções de choque de absorção, deve-se avaliar a autoabsorção de nêutrons no alvo e a depressão local do fluxo. Essa avaliação da perturbação total no fluxo torna-se imprescindível quando se tratar de alvos de dimensões apreciáveis. A depressão local do fluxo irá ter também influência na ativação de alvos na vizinhança. Como regra geral para se contornar esse inconveniente, costuma-se usar um espaçamento adequado entre os alvos de altas secções de choque de absorção. Esse espaçamento, para se evitar o mútuo efeito de sombra no fluxo, deve ser, no mínimo, o dobro do diâmetro (ou equivalente) das amostras. A autoabsorção de nêutrons térmicos e também de

ressonância, na amostra pode ser calculada com razoável precisão. Para alguns casos especiais, existe um método que fornece a atividade "efetiva" de uma amostra, levando em conta a autoabsorção de nêutrons beta e gama.

A autoabsorção de nêutrons dependerá principalmente da secção de choque macroscópica de absorção, das dimensões e da forma do alvo. Portanto, quando se desejar alvos com maiores atividades específicas, as dimensões e forma dos mesmos deverão ser escolhidos convenientemente. Um método prático de se verificar, a priori, da necessidade ou não de uma avaliação mais precisa, é o da preparação de uma tabela com os valores do caminho livre médio para nêutrons térmicos (ou λ_{ab} para n_{th}) para várias substâncias mais prováveis de serem utilizadas como alvo. Ver, por exemplo, as Tabelas 1 e 2 da Nucleonics, Vol. 18 n.º 11 pág. 198.

Apenas para se fixar a idéia sobre a importância de uma avaliação prévia, vejamos os seguintes exemplos: Vamos irradiar alvos metálicos (elementos naturais) cilíndricos (4 x 4 mm) em fluxo não perturbado de 10^{14} n/cm² seg, a avaliação será feita pelo método de Lewis.

Trata-se de um método semi-empírico, muito prático e simples. Aplica-se principalmente no caso de barras cilíndricas, cilindros e fios.

$$P_t = f(\bar{b})$$

ou

$$P_t = f(\alpha)$$

onde

$$\alpha = 1 - e^{-\bar{b}}$$

P_t = perturbação total (depressão no fluxo e autoabsorção na amostra)

$$\bar{b} = \frac{\bar{L}}{\lambda}$$

$$\bar{L} = \frac{4V}{S}$$

V = volume da amostra, em cm³

S = superfície total da amostra, em cm²

λ = caminho livre médio de nêutrons térmicos na amostra

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_{ab}}$$

Σ_{ab} = secção de choque de absorção média, do alvo.

Para o caso de folhas e geometrias de outras formas existem outros métodos. Determinações experimentais serão necessárias sempre que houver algum motivo específico como, por exemplo, determinação do fluxo perturbado no miolo de dispositivos experimentais ou amostras especiais, irradiações de alvos para determinação de fluxo absoluto, etc.

III.5 - Aquecimento Nuclear nos alvos

TABELA

Isótopo	Alvo	σ_{at} (do isótopo) (barn)	σ_{ab} (do elemento) (barn)	N_{Ao} (átomos/cm ³)	ρ (g/cm ³)	n (ng)	A_{exp} (nc/g)	A_{∞} (nc)	$\bar{L} = \frac{4Y}{S}$ (cm)	$\sum ab$ (cm ⁻¹)	λ (cm)	$b = \frac{\bar{L}}{\lambda}$	P_t	$A_{\infty} \times P_t$ (nc)
⁶⁰ Co	Co met.	37	37	$0,089 \cdot 10^{24}$	8,71	438	10^5	43.800	$2,66 \cdot 10^{-1}$	3,30	$3,03 \cdot 10^{-1}$	0,880	0,55	24.000
¹⁹² Ir	Ir met.	960	430	$0,070 \cdot 10^{24}$	22,4	1.130	$3,2 \cdot 10^5$	362.000	"	30,0	$3,33 \cdot 10^{-2}$	8,00	0,075	27.000
¹⁵⁵ Eu	Sm met.	5,3	8.200	$0,021 \cdot 10^{24}$	5,24	264	$1,25 \cdot 10^3$	330	"	171	$5,85 \cdot 10^{-3}$	45,5	< 0,01	< 3,3
¹²⁴ Sb	Sb met.	2,5	5,5	$0,033 \cdot 10^{24}$	6,69	336	$1,42 \cdot 10^3$	477	"	0,181	5,52	0,048	0,98	467
¹⁶⁹ Yb	Yb met.	11.000	36	$0,024 \cdot 10^{24}$	7,01	353	$1,45 \cdot 10^4$	5.120	"	0,878	1,14	0,233	0,83	4.250

Observar que propositadamente escolhemos como isótopos alvos, alguns como o ¹⁵⁴Sm com a σ_{at} para a reação (n, γ) ¹⁵⁵Sm β^- ¹⁵⁵Eu relativa-
mente baixa, ou seja, 5,3b em relação a σ_{ab} do elemento Samário e outros como o ¹⁶⁸Yl com a σ_{at} para a reação (n, γ) ¹⁶⁹Yb bastante ele-
vada em relação à seção de choque de absorção do elemento Ytérbic.

Qualquer amostra sendo irradiada no reator estará sujeita ao aquecimento nuclear. A formação intrínseca de calor na amostra, deverá ser avaliada para se verificar a necessidade ou não de providências adicionais destinadas a conveniente dissipação desse calor. O calor gerado no alvo pode ser devido a gamas e betas do reator (instantâneos de fissão e de decaimento de produtos de fissão) gamas oriundos de materiais estruturais, gamas de reação de captura no próprio alvo, reações de fissão, (n,p) , (n,α) no próprio alvo e reações de espalhamento para materiais leves particularmente os hidrogenados devido a nêutrons rápidos. A avaliação do aquecimento nuclear deverá ser feita principalmente para os seguintes casos: 1^o) Irradiação de materiais físséis (urânio metálico, U_3O_8 , UO_2 , etc) e de materiais que produzem reações de alto rendimento com nêutrons térmicos do tipo (n,α) , (n,t) e (n,p) utilizados como conversores para reações secundárias ou não (boro e lítio e seus compostos em misturas com outras substâncias, deutereio de lítio-6, etc); 2^o) Irradiações de alvos de materiais com alta densidade. O calor gerado irá depender também das dimensões, forma e calor específico do material; 3^o) Irradiações de alvos volumosos. Mesmo para materiais de relativamente baixas densidades como o enxofre, etc, quando o volume for considerável o aquecimento intrínseco do material será apreciável. 4^o) Irradiações em locais, como os elementos EIS, EIFS, tubos radiais (beam holes) e tangenciais (through ports), coelhos pneumáticos, etc, onde as condições de remoção de calor não são favoráveis. Os alvos nestes casos estarão em contato apenas com ar estagnado (além dos materiais estruturais).

De uma forma geral, pode-se dizer que o aquecimento nuclear irá depender da natureza do material, dos fluxos gama e de nêutrons na posição de irradiação, da forma e dimensões do alvo, da densidade e do calor específico do material. A dissipação desse calor irá depender da forma, dimensões, densidade, calor específico e, também, dos materiais (ou meio) em contato com o alvo. Às vezes a simples colocação de alguns alvos (como, por exemplo, cápsulas contendo alvos metálicos que em condições como as descritas no caso 4, poderiam atingir temperaturas altas, em contato com a água mesmo sem convecção forçada, seria suficiente para que as temperaturas atingidas fossem apenas pouco superiores às do ambiente.

Com a exceção de casos particulares como os descritos no caso 1, o aquecimento devido à radiação gama (gamma heating) constitui o fator principal e a sua avaliação é sempre necessária quando se tratar de irradiações para as quais não se dispõe de experiência anterior. Para irradiações e experiências complexas, cálculos mais precisos, deverão ser feitos preferivelmente ao lado de experiências preliminares com o sentido de se obter por extrapolação dados de interesse como as temperaturas máximas atingidas pelos materiais. Esses dados, sob o ponto de segurança, tem a finalidade de se prevenir contra a fusão, decomposição, etc, dos materiais envolvidos na experiência. Após essa avaliação, a necessidade de refrigeração adicional poderá então ser evidenciada e neste caso esta refrigeração deverá ser criteriosamente projetada.

Apenas como ilustração fornecemos, a seguir, alguns resultados de experiências relacionadas com aquecimento gama e as realizadas no reator IEAR-1 e com outros objetivos. Foram preparados cilindros de 4,4 cm de diâmetro e 5,3 cm de altura. Nesses cilindros foram introduzidos em sua zona central, termopares de ferro-constantin previamente calibrados. O elemento de irradiação utilizado foi o GI-S, portanto, as amostras estavam em contacto com o ar. A reprodutibilidade na posição da irradiação era alcançada por intermédio de espaçadores de polietileno. A distância dos cilindros, da face do reator era de 2,0 cm a 2,3 cm, aproximadamente. Os resultados foram: Alumínio - potência do reator: 200 kw - temperatura: 96°C; Ferro - potência do reator: 100 kw - temperatura: 125°C; Chumbo - potência do reator:

80 kw - temperatura: 145° C.

A figura 6 mostra em um mapa os resultados de medidas efetuadas com um calorímetro-gama. O fluxo gama em diversas posições na zona refletora do reator é dado em w/g.

III.6 - Efeitos das amostras na reatividade do reator

Qualquer amostra ao ser irradiada irá ter influência sobre a reatividade do reator. Evidentemente essa influência dependerá das secções de choque de absorção e espalhamento da amostra, das dimensões e da posição da irradiação, ou seja, do fluxo de nêutrons nessa posição. Esta última dependência é muito importante visto que o efeito na reatividade é proporcional ao quadrado do fluxo. Desta forma, quando se tratar de irradiações especiais em alto fluxo na zona central do núcleo do reator, por exemplo, cuidados especiais deverão ser tomados para evitar deslocamentos imprevistos da amostra durante a operação do reator. Os efeitos na reatividade pelas amostras individualmente, em relação aos efeitos globais dos elementos de irradiação são normalmente muito pequenos. Os efeitos devido à presença dos elementos de irradiação (suporte e estojos portadores das amostras), devem-se ao deslocamento de refletores (principalmente grafite no caso do IEAR-1 e água) e à absorção de nêutrons pelas amostras e materiais estruturais. Como regra geral, os elementos de irradiação são deslocados de posição apenas quando o reator estiver desligado. Neste caso estão incluídos os elementos de irradiação: EIRA, EISAT, EIU, EIF, EIFS, EIE, G-20, G-8, A-20, EIS, GRESIL e outros especiais. Os únicos dispositivos que permitem deslocamento das amostras durante a operação do reator são o sistema de coelhos pneumáticos e a guia de irradiação (GI-água). No primeiro caso, os terminais do sistema estão convenientemente afastados do caroço para que os efeitos de reatividade sejam praticamente desprezíveis. No caso do GI, eventuais irradiações de materiais fora da linha de amostras para o qual o mesmo foi instalado (soluções aquosas diluídas em recipiente de plástico, tempos de irradiações menores que 1 hora) deverão ser cuidadosamente avaliadas quanto à variação na reatividade.

Os efeitos a longo prazo na reatividade (de elementos de irradiação) terão importância relativa sob o ponto de vista de segurança, porém são de alto interesse sob o ponto de vista operacional. Uma análise sob este aspecto escapa ao objetivo deste trabalho.

Para amostras ou conjuntos experimentais simples, os efeitos na reatividade do reator poderão ser avaliados, fazendo-se cálculos baseados na teoria da perturbação. No entanto, na prática, devido às imprecisões dessas avaliações decorrentes das usuais complexidades das montagens dos alvos, elementos de irradiação, arranjos experimentais, etc, costuma-se determinar experimentalmente esses efeitos. Os efeitos na reatividade do reator dos diversos elementos de irradiação, dispositivos experimentais e de algumas amostras dentro de alguns elementos são determinados experimentalmente em diversas posições na região refletora da placa matriz do reator. Ao se introduzir então um dispositivo experimental novo ou elemento de irradiação novo, determina-se o efeito na reatividade em uma posição tomada como base e conhecendo-se as relações dos fluxos e os efeitos de outros elementos ou dispositivos em outras posições, procede-se às interpolações ou avaliações para as demais posições.

A grosso modo e após ter sido levado em conta o efeito de substituições de materiais refletores, pode-se ter uma idéia sobre o limite superior do efeito na reatividade de uma experiência, considerando-se os materiais absorventes do arranjo experimental como

uniformemente distribuídos no reator e comparando-se esse valor (em cm^2 de absorção) com a absorção total do núcleo do reator:

$$\frac{\delta k}{k} \sim \frac{\sum_{ab}^E V^E}{\sum_{ab}^C V^C}$$

$\sum_{ab}^E V^E$, ou seja, a superfície total de absorção dos diversos materiais da experiência é por outro lado igual à somatória do número total de átomos dos diversos elementos envolvidos, multiplicado pelas suas respectivas secções de choque de absorção. $\sum_{ab}^C V^C$ é a superfície total de absorção do caroço do reator. Para o IEAR-1, dependendo da carga, pode variar entre $7,0 \cdot 10^3$ a $7,6 \cdot 10^3 \text{ cm}^2$.

III.7 - Danos causados pela radiação

Todos os materiais orgânicos estarão sujeitos à séria deteriorização e decomposição quando irradiados por algumas dezenas de horas em fluxos da ordem de $10^{13} \text{ n}_{\text{th}}/\text{cm}^2 \cdot \text{seg}$. Existe atualmente um grande número de informações a respeito do efeito da radiação em materiais plásticos. Alguns desses materiais muito comuns e relativamente resistentes à radiação são o polietileno e o amphenol. Um outro material plástico muito versátil e adequado ao uso com radiação devido a sua resistência é o "adiprene". Alguns tipos de materiais plásticos, quando submetidos a fluxos integrados superiores a $10^{16} \text{ n}_{\text{th}}/\text{cm}^2$ costumam apresentar um aspecto semelhante a material derretido. Outros tipos de plásticos podem ficar pulverizados. Algumas informações com relação a irradiação de vidro ou lã de vidro: conforme o tipo de vidro em sua composição poderá haver além de SiO_2 , óxidos de Na, K, Ca, Pb, As, Mg, Al, B, Li, etc. Os vidros tipo Pyrex possuem de 10 a 25% de B_2O_3 , outros tipos contêm Li. Tanto o Li como o B, possuem altas secções de choque de absorção para nêutrons térmicos, implicando, portanto, na redução do fluxo ao atravessar as paredes desses vidros. Por outro lado, outros elementos constituintes do vidro, principalmente o Na, fazem com que estes se tornem razoavelmente radioativos após as irradiações. Como regra geral, os diversos tipos de vidro, quando submetidos à radiação, tornam-se escuros e mais quebradiços. Deve-se, portanto, evitar o uso do vidro como recipientes de amostras ou como espaçadores.

Como materiais para recipientes destinados a irradiações longas em fluxos da ordem de $10^{13} \text{ n}/\text{cm}^2 \text{ seg}$ deve-se limitar ao uso de algumas ligas de alumínio (preferivelmente com baixo teor de Cu, Cr, Mn e Si), ligas de magnésio, aço inoxidável (tipos 304, 316 ou 347), zircalloy, titânio, algumas ligas especiais de ferro e eventualmente ampolas de quartzo.

Sob o ponto de vista da preparação da amostra, deve-se procurar:

- 1) dar preferência quando for possível à utilização sob a forma elementar, forma de ligas ou de óxidos;
- 2) no caso da utilização de óxidos e de sais, deve-se evitar a umidade e irradiar sempre que possível sais anidros.
- 3) evitar quando possível a utilização da amostra sob a forma de nitratos, brometos e iodetos, pois estes se decompõem, os produtos resultantes poderão ser altamente corrosivos.

A utilização de líquidos para a irradiação deve ser limitada a casos de extrema necessidade devido à evolução de gases de decomposição e suas conseqüências como o aumento da pressão em recipientes herméticos ou escape de gases radioativos quando se irradia a pressão atmosférica (caso da irradiação de solução aquosa de ácido telúrico).

Como norma para irradiações longas em 10^{13} n_{th}/cm^2 seg, todo o material orgânico (borrachas, plásticos, graxa, algodão, papel, fita colante, madeira, etc) utilizado sob qualquer pretexto como o de suportes de recipiente, de guarnições, de espaçadores, de identificação, etc, deve ser proscrito. Além dos inconvenientes para a própria segurança da irradiação causados pelas conseqüências da decomposição e deteriorização desses materiais, ocorrerão inconvenientes relacionados à proteção radiológica durante a remoção e manuseio do conjunto após a irradiação.

Deve-se salientar que embora algumas menções neste Capítulo com respeito a doses de radiação tenham sido feitas referindo-se apenas a nêutrons térmicos, os materiais irradiados no reator estarão submetidos a intensos fluxos de nêutrons rápidos, gama, beta, etc.

III.8 - Reações secundárias, conversores e "in pile loops"

Algumas reações secundárias são usadas aproveitando-se o fluxo de nêutrons térmicos do reator e o volume útil disponível para essas reações. Algumas dessas reações têm sido utilizadas em reatores para algumas pesquisas e experiências especiais e em alguns casos também com o sentido de produção.

Conversores (n,t) - É utilizada com freqüência em reatores a reação ${}^6\text{Li} (n,t) {}^4\text{He}$ para aproveitar-se o fluxo resultante de tritons. A secção de choque para nêutrons térmicos dessa reação é de 950 barns. Essa reação produz tritons de aproximadamente 2,73 Mev. Esta energia é suficiente para produzir reações (t,p) e (t,n) em alguns núcleos leves. Amostras enriquecidas do isótopo ${}^6\text{Li}$ são usadas quando se deseja, por razões de eficiência, um fluxo maior de tritons nascentes. Essas reações com tritons são utilizadas de um modo geral em pesquisas de física nuclear, em análises por ativação e também como produção rotineira de alguns radioisótopos, tais como: ${}^{18}\text{F}$ e ${}^{28}\text{Mg}$. Irradiando-se no reator Li_2CO_3 teremos: ${}^6\text{Li} (n,t) {}^4\text{He}$ e ${}^{16}\text{O} (t,n) {}^{18}\text{F}$. Ao se irradiar liga de Lítio e Magnésio com os tritons resultantes, teremos: ${}^{26}\text{Mg} (t,p) {}^{25}\text{Mg}$. No caso da utilização de conversores de ${}^6\text{Li}$ e ${}^3\text{He}$ (ver item seguinte), devido às altas secções de choque para nêutrons térmicos, envolvidas, o problema da autoabsorção e depressão do fluxo deve ser analisado e a geometria das amostras convenientemente planejada.

Conversores (n,p), (n,d) e (n, α) - Mencionamos estes tipos de conversores apenas como curiosidade ou para possível utilização em casos muito especiais. Embora as reações primárias sejam muito comuns, os prótons, dêuterons ou alfas resultantes possuem normalmente energias insuficientes para reações secundárias. Ao se irradiar material hidrogenado (H, D ou T) associado a outras substâncias, podem ocorrer, por exemplo, as seguintes reações secundárias: ${}^{11}\text{B} (p,n) {}^{11}\text{C}$, ${}^7\text{Li} (p,n) {}^7\text{B}$, ${}^{12}\text{C} (d,n) {}^{13}\text{N}$, ${}^{17}\text{O} (d,n) {}^{18}\text{F}$, ${}^{15}\text{O} (d,2n) {}^{18}\text{F}$, ${}^{22}\text{Ne} (p,n) {}^{22}\text{Na}$, etc..

Um caso particular de um potencial conversor com outras finalidades é o da utilização dos prótons oriundos da reação ${}^3\text{He} (n,p) {}^3\text{H}$. Esta reação tem a secção de choque para nêutrons térmicos de 5.400 barns. O fluxo de prótons no seio da amostra seria aproximadamente 40% do fluxo de nêutrons térmicos. Entretanto, os prótons resultantes teriam apenas cerca de 0,57 Mev, o que seria muito pouco para induzir outras reações. Infelizmente, ao se utilizar fluxos de nêutrons

mais rápidos (úteis para as reações secundárias) a secção de choque da reação primária diminui. Por exemplo, para um fluxo de prótons de 1,64 Mev e tritons de 0,55 Mev (o que seria resultante de apenas 0,074% do fluxo de nêutrons de 1,43 Mev) a secção de choque para a mencionada reação primária seria de 0,79 barns contra 5.400 barns para nêutrons térmicos. Note-se que também o fluxo absoluto de nêutrons de 1,43 Mev seria muito menor que o fluxo de nêutrons térmicos.

Conversores $[n_{th}, n_{rap}]$ - Alguns radioisótopos muito comuns são produzidos através de reações com nêutrons rápidos. No caso de reatores moderados a água comum (como o IEAR-1) uma pequena espessura de água interposta entre uma placa de elemento combustível e a amostra deslocará o espectro de nêutrons no sentido da energia térmica. No IEAR-1, as amostras que requerem reações de limiar são irradiadas em um elemento EIS (elemento de irradiação seco) de formato externo idêntico ao dos elementos refletores e combustíveis. Uma ou duas faces dessa caixa de alumínio distam apenas cerca de 2 milímetros das placas dos elementos combustíveis próximos. No entanto, esse elemento não é considerado conversor. Para se aumentar o fluxo de nêutrons rápidos, utilizam-se em reatores em zona de alto fluxo de nêutrons térmicos, dispositivos contendo placas ou cilindros de ^{235}U ou de urânio enriquecido, dentro dos quais as amostras são irradiadas. Assim, obtém-se um fluxo virgem de fissão com pouca contaminação de nêutrons térmicos. Outro conversor utilizado como fonte de nêutrons monoenergéticos (aprox. 14 Mev) é o Deutereto de Lítio-6. As reações envolvidas são $^6\text{Li} (n,t) ^4\text{He}$ e $^2\text{H} (t,n) ^6\text{He}$. O material $^6\text{Li D}$ é preparado em pastilhas prensadas. Da mesma forma que no caso do ^{235}U , a amostra a ser submetida ao fluxo de nêutrons rápidos é introduzida no centro do dispositivo construído com $^6\text{Li D}$. A espessura ótima para a máxima emissão de nêutrons rápidos é de 0,1 cm, embora até 0,8 cm também possa ser utilizada com boa eficiência. Sob o ponto de vista do calor gerado nos conversores, o de $^6\text{Li D}$ leva a vantagem sobre o de ^{235}U , sendo que normalmente para este último deve-se quase sempre prover dispositivos especiais para a remoção desse calor. Como exemplo da razão de conversão

$$\frac{\phi_{n_{th}}}{\phi_{n_{rap}} (14 \text{ Mev})}$$

vamos citar os resultados de irradiações de Brookhaven: duas pastilhas cilíndricas (5 x 5 mm) de $^6\text{Li D}$ prensadas e adequadamente embaladas e superpostas (a amostra é irradiada na face entre as duas) atinge o valor $1,2 \cdot 10^{-4}$. Dessa forma, para o fluxo de nêutrons térmicos disponível igual a $10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ seg}$, teremos $1,2 \cdot 10^9$ nêutrons de aproximadamente 14 Mev por cm^2 e por seg.

Conversores (n,γ) e $[n,\gamma]$ - Consideramos aqui no primeiro caso os raios gama oriundos de captura radioativa, reações (n,γ) , e, no segundo, raios gama produtos de decaimento de radioisótopos ativados no reator. O IEAR-1 possui, atualmente, em funcionamento um conversor (n,γ) . As amostras são introduzidas com um suporte especial em um tubo tangencial do reator. Um colimador de características especiais dirige o feixe que parte exclusivamente do material alvo até o dispositivo para as experiências. Desta forma são praticamente eliminados ou consideravelmente reduzidas no feixe as interferências de nêutrons térmicos e rápidos, gamas de fissão e gama de captura em materiais estruturais, etc. Gamas monoenergéticos utilizados para experiências de várias naturezas poderão ser escolhidos de acordo com as reações de captura nos diferentes alvos. Como conversores $[n,\gamma]$, são utilizados dispositivos onde soluções ou suspensões circulam passando perto do núcleo do reator onde o material é ativado e

posteriormente até fora da blindagem do reator, em um arranjo experimental convenientemente blindado e onde se processam as irradiações gama. Este irradiador gama, evidentemente, pode ser utilizado para pesquisas (efeitos da radiação gama) em química, biologia, fisiologia, etc. Normalmente nestes "loops" utilizam-se ativação de radioisótopos de vida curta, desta maneira pode-se trabalhar na montagem da experiência com sistema "frio", enquanto a bomba de circulação estiver desligada, mesmo que o reator esteja em operação. Os acidentes envolvendo vazamentos do sistema terão relativamente pouca importância, devido às meias vidas curtas envolvidas. Alguns elementos utilizados em conversores deste tipo são Dy, Ag, Liga de In-Ga. Outra característica desses irradiadores gama, a exemplo de outros rotineiramente utilizados como de ^{60}Co , ^{137}Cs , etc., é que fornecem radiação gama praticamente livre de nêutrons.

Conversores ($n, n_{\text{atrasados}}$) - Um conversor proposto de características bastante interessante é um dispositivo de líquido circulante que fornece um fluxo de nêutrons relativamente livre de gama. Baseia-se na irradiação de hidróxido de Lítio (preferivelmente com Lítio enriquecido no isótopo ^6Li). As reações envolvidas são: $^6\text{Li} (n, t) ^4\text{He}$ e $^{18}\text{O} (t, \alpha) ^{17}\text{N}$ (se for introduzido também nitrogênio na mistura ou solução teremos a seguinte reação secundária: $^{15}\text{N} (t, p) ^{17}\text{N}$). O isótopo ^{17}N decai por β^- , emitindo um nêutron e possui a meia vida de quatro segundos. A reação primária, como foi visto, possui alta seção de choque para nêutrons térmicos. Os nêutrons emitidos possuem energias de 1,2 Mev e 0,43 Mev. Os irradiadores dependendo de montagens especiais, poderão utilizar esses nêutrons diretamente como rápidos ou após termalização. Conversores deste tipo poderão eventualmente ser úteis para estudos de efeitos biológicos de nêutrons. Apenas como ilustração mencionamos que análises por ativação detetando-se nêutrons atrasados de reações deste tipo e também de fissão são utilizadas com frequência, atualmente. Deve-se lembrar que o ^{17}N também é produzido diretamente por nêutrons rápidos de acordo com as seguintes reações: $^{17}\text{O} (n, p) ^{17}\text{N}$ e $^{18}\text{O} (n, d) ^{17}\text{N}$. No sistema primário de refrigeração do reator IEAR-1 se acha montado em sistema detetador de nêutrons (câmara de fissão) atrasados oriundos do ^{17}N e eventualmente de produtos de fissão (em caso de ruptura de revestimento de elementos combustíveis). Esse sistema tem, portanto, dupla finalidade: monitoração da potência do reator e detecção rápida, de falhas de elementos combustíveis.

"In pile loops" - Dispositivos baseando-se em circulação de fluidos (gases, soluções, suspensões, etc.) dentro do núcleo do reator, na zona refletora ou entre o núcleo e a blindagem biológica, são muito comuns e destinam-se a diversos objetivos além dos citados neste capítulo. A maioria deles destina-se a estudos de refrigeração de novos tipos de elementos combustíveis ou reticulados especiais. Outros, objetivam estudos de química das radiações de substâncias específicas. Outros destinam-se a comportamento de diversos materiais (fixos ou circulantes) não físséis quando submetidos à radiação, etc. Esses "loops" são muito complexos sob os pontos de vista de operação da própria experiência e de segurança da experiência e do reator. Aspectos de engenharia de reatores, térmica, hidráulica, química das radiações, resistência dos materiais, radiólise, física de reatores, blindagem, etc, deverão ser convenientemente estudados. Para o início de um projeto deste tipo, deve-se consultar a literatura bastante extensa sobre "loops" operados com vários objetivos em outros reatores. Cálculos de ativação para fluidos circulantes são apresentados no formulário anexo, (A-1).

III.9 - Queima do isótopo alvo e queima do radioisótopo produzido

Correção da ativação devido à queima do isótopo alvo - Quando se tratar de irradiações

envolvendo altas secções de choque de absorção (ou simplesmente de ativação) do isótopo alvo, e/ou altos fluxos, será sensível durante a irradiação a queima desse isótopo. A concentração do isótopo alvo que normalmente é considerada constante durante a irradiação por ser desprezível a sua queima, irá decrescer exponencialmente com o tempo segundo a expressão:

$$N_A = N_{A0} e^{-\phi \sigma_{ab}^A t},$$

onde:

N_{A0} = concentração do isótopo alvo no instante $t = 0$, em núcleos por cm^3

N_A = concentração do isótopo alvo no instante t_1 , em núcleos por cm^3

σ_{ab}^A = secção de choque de absorção do isótopo alvo, em cm^2

t_1 = tempo de irradiação, em seg.

Se, como foi visto, a concentração do isótopo alvo nestas condições decresce com o tempo de irradiação, teremos a seguinte expressão para a razão de formação líquida do produto da reação:

$$\frac{dN_2}{dt} = \phi \sigma_{at}^A N_{A0} e^{-\phi \sigma_{ab}^A t} - \lambda_B N_B$$

Portanto, a concentração do produto da reação irá variar segundo a expressão:

$$N_B = \frac{\phi \sigma_{at}^A N_{A0}}{\lambda_B - \phi \sigma_{ab}^A} (e^{-\phi \sigma_{ab}^A t} - e^{-\lambda_B t})$$

onde:

N_B = concentração do isótopo formado em núcleos por cm^3

λ_B = constante de desintegração do isótopo produzido em seg^{-1}

σ_{at}^A = secção de choque de ativação em cm^2

Correção da ativação devido à queima do isótopo produzido - Quando o isótopo a ser produzido possui alta secção de choque de absorção e/ou quando o fluxo considerado for alto, parte do isótopo formado será queimado. Geralmente essa queima é desprezível, porém, quando uma das duas condições (ou ambas) mencionadas se efetivar, deverão ser feitos cálculos para se avaliar os efeitos. Teremos na expressão da razão de formação líquida do produto, um processo de formação e dois de destruição, o da desintegração radioativa e o de queima, então:

$$\frac{dN_B}{dt} = \phi \sigma_{at}^A N_{A0} - \phi \sigma_{ab}^B N_B - \lambda_B N_B$$

A concentração N_B do isótopo produzido em função do tempo será:

$$N_B = \frac{\phi \sigma_{at}^A N_{Ao}}{(\lambda_B + \phi \sigma_{ab}^B)} \left[1 - e^{-(\lambda_B + \phi \sigma_{ab}^B) t_i} \right]$$

E se por sua vez a queima do isótopo alvo não for desprezível, então teremos:

$$N_B = \frac{\phi \sigma_{at}^A N_{Ao}}{[(\phi \sigma_{ab}^B + \lambda_B) - \phi \sigma_{ab}^A]} \left[e^{-\phi \sigma_{ab}^A t_i} - e^{-(\phi \sigma_{ab}^B + \lambda_B) t_i} \right]$$

Para ilustrar os fenômenos acima mencionados, vamos apresentar o seguinte exemplo:

Ativação do isótopo ^{152}Eu de 12,7 anos de meia vida (o outro radioisótopo do Eu, o ^{154}Eu de meia vida igual a 16 anos, será formado simultaneamente porém não será levado em conta neste exemplo), (Fig. 7).

Valores utilizados:

$$\sigma^A \left\{ \begin{array}{l} \sigma_{at}^A (151 \ 152) = 3,5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2 \\ \sigma_{at}^A (151) = 9,0 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2 \end{array} \right.$$

$$\sigma^B = \sigma_{ab}^B (152) = 5,5 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$$

$$\lambda_B = 1,73 \cdot 10^{-9} \text{ seg}^{-1}$$

$$^{151}\text{Eu} = 47,8\% \text{ do Európio natural}$$

$$N_{Ao} = \frac{5,24 \cdot 0,478 \cdot 6,02 \cdot 10^{23}}{152} = 0,993 \cdot 10^{22} \text{ núcleos de } ^{152}\text{Eu por cm}^3 \text{ de Eu (elementar)}$$

Expressões utilizadas:

a) Formação de ^{152}Eu sem considerar as queimas

$$N_{^{152}\text{Eu}} = 2,01 \cdot 10^{10} \cdot \phi (1 - e^{-1,73 \cdot 10^{-9} t_i})$$

b) Formação do ^{152}Eu considerando-se a queima do ^{151}Eu

$$N_{152\text{Eu}} = \frac{34,9 \cdot \phi}{1,73 \cdot 10^{-9} - 9,00 \cdot 10^{-12} \cdot \phi} \left(e^{-9,00 \cdot 10^{-21} \cdot \phi \cdot t_i} - e^{-1,73 \cdot 10^{-9} \cdot t_i} \right)$$

c) Formação do ^{152}Eu considerando-se as queimas do ^{151}Eu e do ^{152}Eu

$$N_{152\text{Eu}} = \frac{34,8 \times \phi}{1,73 \cdot 10^{-9} - 3,50 \cdot 10^{-21} \cdot \phi} \left[e^{-9,00 \cdot 10^{-21} \cdot \phi \cdot t_i} - (5,50 \cdot 10^{-21} + 1,73 \cdot 10^{-9}) t_i \right]$$

Se em lugar das concentrações $N_{152\text{Eu}}$ quisermos obter como no capítulo II as atividades específicas em mc por g de Európio elementar, devemos multiplicar os resultados por:

$$\frac{\lambda(\text{em seg}^{-1})}{\rho(\text{em g/cm}^3) \times 3,7 \cdot 10^7 \text{ dps por mCi}} = 0,893 \cdot 10^{-17}$$

O Európio elementar foi utilizado nos cálculos apenas como ilustração, na prática utiliza-se Eu_2O_3 , neste caso deveremos multiplicar o resultado também pelo fator "F", ou seja, 0,864.

III.10 - Formação de Produtos de segunda ordem - (Fig. 8)

Reações de segunda ordem são definidas, neste caso, como sendo reações induzidas por nêutrons em produtos de reações primárias ou em produtos de transmutações de radioisótopos anteriormente ativados.

Um exemplo muito conhecido é o caso do ouro. O ^{197}Au (100% no ouro natural) transforma-se por reação (n,γ) em ^{198}Au com a meia vida de 2,7 dias. Este último possui alta seção de choque para a reação (n,γ) levando à formação de ^{199}Au que possui 3,15 dias de meia vida. Essas reações sucessivas não são raras, sendo inclusive muito comuns no caso de produtos geneticamente relacionados. Os produtos de fissão devido a esse fato resultam em alguns casos de importância para a operação de reatores. Veja-se, por exemplo, o caso do envenenamento do reator pelo Xenon. Produtos de segunda ordem podem ter importância fundamental para alguns casos de interferência em análise por ativação. Para a formação do produto de segunda ordem, teremos:

$$N_c = \sigma_{\text{at}}^A \sigma_{\text{at}}^B N_{A_0} \phi^2 \left[\frac{e^{-\sigma^A \phi t_i}}{[(\lambda_B + \phi \sigma^B) - \sigma^A \phi][\lambda_c - \sigma^A \phi]} + \frac{e^{-(\lambda_B + \phi \sigma^B) t_i}}{[\phi \sigma^A - (\lambda_B + \phi \sigma^B)][\lambda_B - (\lambda_B + \phi \sigma^B)]} + \frac{e^{-\lambda_c t_i}}{(\phi \sigma^A - \lambda_c)[(\lambda_B + \phi \sigma^B) - \lambda_c]} \right]$$

onde:

N_c = concentração do produto de segunda ordem, em núcleos por cm^3

Existem algumas programações para computadores, por exemplo, programa CRUNCH, esquematizadas para estes cálculos. (A propósito, o programa CRUNCH foi adaptado para o computador IBM-1620 B pelo pessoal do antigo SCAD. Hoje em dia existem vários outros programas derivados do CRUNCH.

No caso de queima do isótopo alvo, o tempo de irradiação em que a concentração do isótopo produzido atinge o máximo, será:

$$t_{\max} = \frac{-1n \left(\frac{\phi \sigma_{ab}^A}{\lambda_B} \right)}{\lambda_B - \phi \sigma_{ab}^A}$$

No caso da queima do isótopo alvo e o do isótopo produzido, concentração máxima será atingida quando:

$$t_{\max} = \frac{-1n \left(\frac{\phi \sigma_{ab}^A}{\lambda_B + \phi \sigma_{ab}^B} \right)}{(\phi \sigma_{ab}^B + \lambda_B) - \phi \sigma_{ab}^A}$$

Exemplo de formação de produto de segunda ordem: Ativações dos isótopos ^{198}Au ($T_{1/2} = 2,7 \text{ d}$) e ^{199}Au ($T_{1/2} = 3,15 \text{ d}$).

Valores utilizados:

$$\sigma^A = \sigma_{at}^A \sim \sigma_{ab}^A = 9,6 \cdot 10^{-23} \text{ cm}^2$$

$$\sigma^B = \sigma_{at}^B \sim \sigma_{ab}^B = 3,5 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$$

$$\lambda_B = 2,97 \cdot 10^{-6} \text{ seg}^{-1}$$

$$\lambda_C = 2,55 \cdot 10^{-6} \text{ seg}^{-1}$$

$$N_{A_0} = 5,89 \cdot 10^{22} \text{ núcleos por cm}^3 \text{ de ouro metálico}$$

Expressões utilizadas:

a) Formação de ^{198}Au sem considerar as queimas:

$$N_{^{198}\text{Au}} = 1,90 \cdot 10^6 \cdot \phi (1 - e^{-2,97 \cdot 10^{-6} t_i})$$

b) Formação de ^{198}Au considerando-se a queima do ^{197}Au :

$$N_{^{198}\text{Au}} = \frac{5,65 \times \phi}{2,97 \cdot 10^{-6} - 0,96 \cdot 10^{-22} \cdot \phi} \left[e^{-0,96 \times 10^{-22} \times \phi \times t_i} - e^{-2,97 \times 10^{-6} \times t_i} \right]$$

c) Formação de ^{198}Au considerando-se as queimas do ^{197}Au e ^{198}Au :

$$N_{^{198}\text{Au}} = \frac{5,65 \times \phi}{(3,5 \times 10^{-20} \times \phi + 2,97 \times 10^{-6}) - 0,96 \times 10^{-22} \times \phi} \times$$

$$\times \left[e^{-0,96 \times 10^{-22} \times \phi \times t_i} - e^{-(2,97 \times 10^{-6} + 3,5 \times 10^{-20} \times \phi) t_i} \right]$$

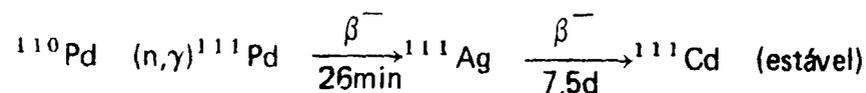
d) Formação de ^{199}Au : $N_{^{198}\text{Au}} = 1,98 \cdot 10^{-19} \cdot \phi^2 \times$

$$\times \left[\frac{e^{-0,96 \times 10^{-22} \times \phi \times t_i}}{\left[(3,5 \times 10^{-20} \times \phi + 2,97 \times 10^{-6}) - 0,96 \times 10^{-22} \times \phi \right] \left[2,55 \times 10^{-6} - 0,96 \times 10^{-22} \times \phi \right]} - \frac{e^{-(2,97 \times 10^{-6} + 3,5 \times 10^{-20} \times \phi) \times t_i}}{\left[0,96 \times 10^{-22} \times \phi - (2,97 \times 10^{-6} + 3,5 \times 10^{-20} \times \phi) \right] \left[2,55 \times 10^{-6} - (2,97 \times 10^{-6} + 3,5 \times 10^{-20} \times \phi) \right]} \right] +$$

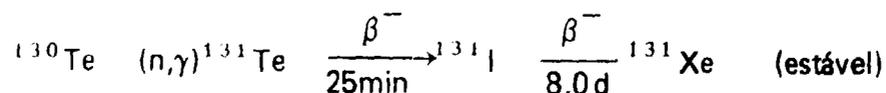
$$+ \frac{e^{-2,55 \times 10^{-6} \times t_i}}{\left[0,96 \times 10^{-22} \times \phi - 2,55 \times 10^{-6} \right] \left[(2,97 \times 10^{-6} + 3,5 \times 10^{-20} \times \phi) - 2,55 \times 10^{-6} \right]}$$

III.11 - Formação de isótopos geneticamente relacionados

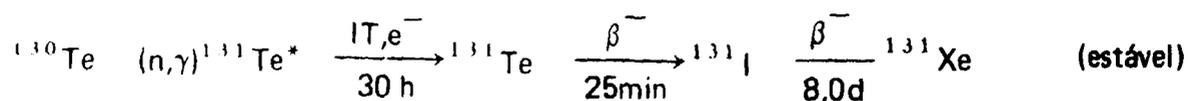
A formação de isótopos geneticamente relacionados, ocorre com muita freqüência com os produtos resultantes de fissão (caso do envenenamento do reator pelo Xe, por exemplo) e com reações comuns de ativação. Vejamos alguns exemplos:



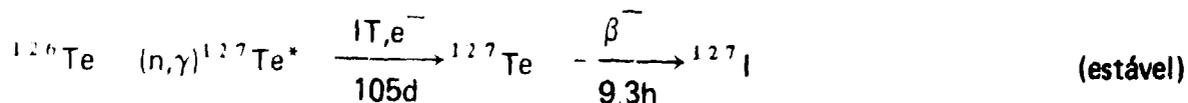
Outro exemplo, constitui o caso rotineiro de produção de ^{131}I a partir da irradiação do telúrio natural:



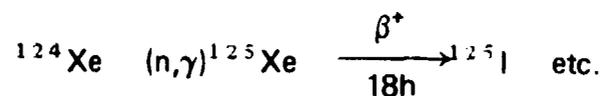
Paralelamente ocorrem as seguintes formações:



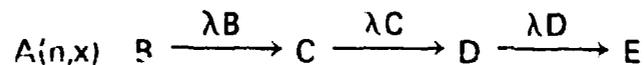
e



Outro exemplo ainda é a produção de ^{125}I :



Vamos supor a seguinte formação:



As concentrações de B, C e D serão:

$$N_B = \frac{S}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t_i})$$

$$N_C = \frac{S}{(\lambda_C - \lambda_B)} \left[(1 - e^{-\lambda_B t_i}) - \frac{\lambda_B}{\lambda_C} (1 - e^{-\lambda_C t_i}) \right]$$

$$N_D = S \lambda_B \lambda_C \left[\frac{(1 - e^{-\lambda_B t_i})}{\lambda_B (\lambda_C - \lambda_B) (\lambda_D - \lambda_B)} + \frac{(1 - e^{-\lambda_C t_i})}{\lambda_C (\lambda_B - \lambda_C) (\lambda_D - \lambda_C)} + \frac{(1 - e^{-\lambda_D t_i})}{\lambda_D (\lambda_B - \lambda_D) (\lambda_C - \lambda_D)} \right]$$

onde:

S = termo de formação de B

S = $\phi \sigma_{at} N_{A0}$ para reações (n,γ), (n,p), etc . . . e

S = $F_R F_Y$ para reação (n,f)

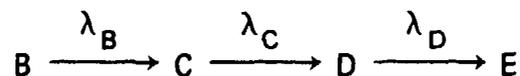
N_{A0} = concentração de A quando $t_i = 0$, em núcleos por cm^3

N_B, N_C e N_D = concentrações de B, C e D em núcleos por cm^3

F_R = número de fissões por segundo e por cm^3

F_Y = fração de F_R que conduz à formação de B

Após a irradiação, teremos:



As concentrações serão:

$$N_B^* = N_B e^{-\lambda_B t_e}$$

$$N_C^* = N_C e^{-\lambda_C t_e} + N_B \lambda_B \left(\frac{e^{-\lambda_B t_e}}{\lambda_C - \lambda_B} + \frac{e^{-\lambda_C t_e}}{\lambda_B - \lambda_C} \right)$$

$$N_D^* = N_D e^{-\lambda_D t_e} + \lambda_C N_C \left(\frac{e^{-\lambda_C t_e}}{\lambda_D - \lambda_C} + \frac{e^{-\lambda_D t_e}}{\lambda_C - \lambda_D} \right) +$$

$$+ \lambda_B \lambda_C N_B \left[\frac{e^{-\lambda_B t_e}}{(\lambda_C - \lambda_B)(\lambda_D - \lambda_B)} + \frac{e^{-\lambda_C t_e}}{(\lambda_B - \lambda_C)(\lambda_D - \lambda_C)} + \frac{e^{-\lambda_D t_e}}{(\lambda_B - \lambda_D)(\lambda_C - \lambda_D)} \right]$$

onde

N_B^* , N_C^* e N_D^* = concentrações de B, C e D após o tempo " t_e " do término da irradiação, em núcleos por cm^3

O processo combinado para a concentração do segundo membro (C) da série radioativa será:

$$N_C = S \frac{\lambda_B \lambda_C}{\lambda_C (\lambda_C - \lambda_B)} \left[\left(\frac{1 - e^{-\lambda_B t_i}}{\lambda_B} \right) e^{-\lambda_B t_e} - \left(\frac{1 - e^{-\lambda_C t_i}}{\lambda_C} \right) e^{-\lambda_C t_e} \right]$$

Neste caso, N_C = concentração de "C" (caso, por exemplo, do ^{131}I) após irradiação de A (no exemplo, ^{130}Te) durante o tempo t_i , e após o tempo t_e do término da irradiação.

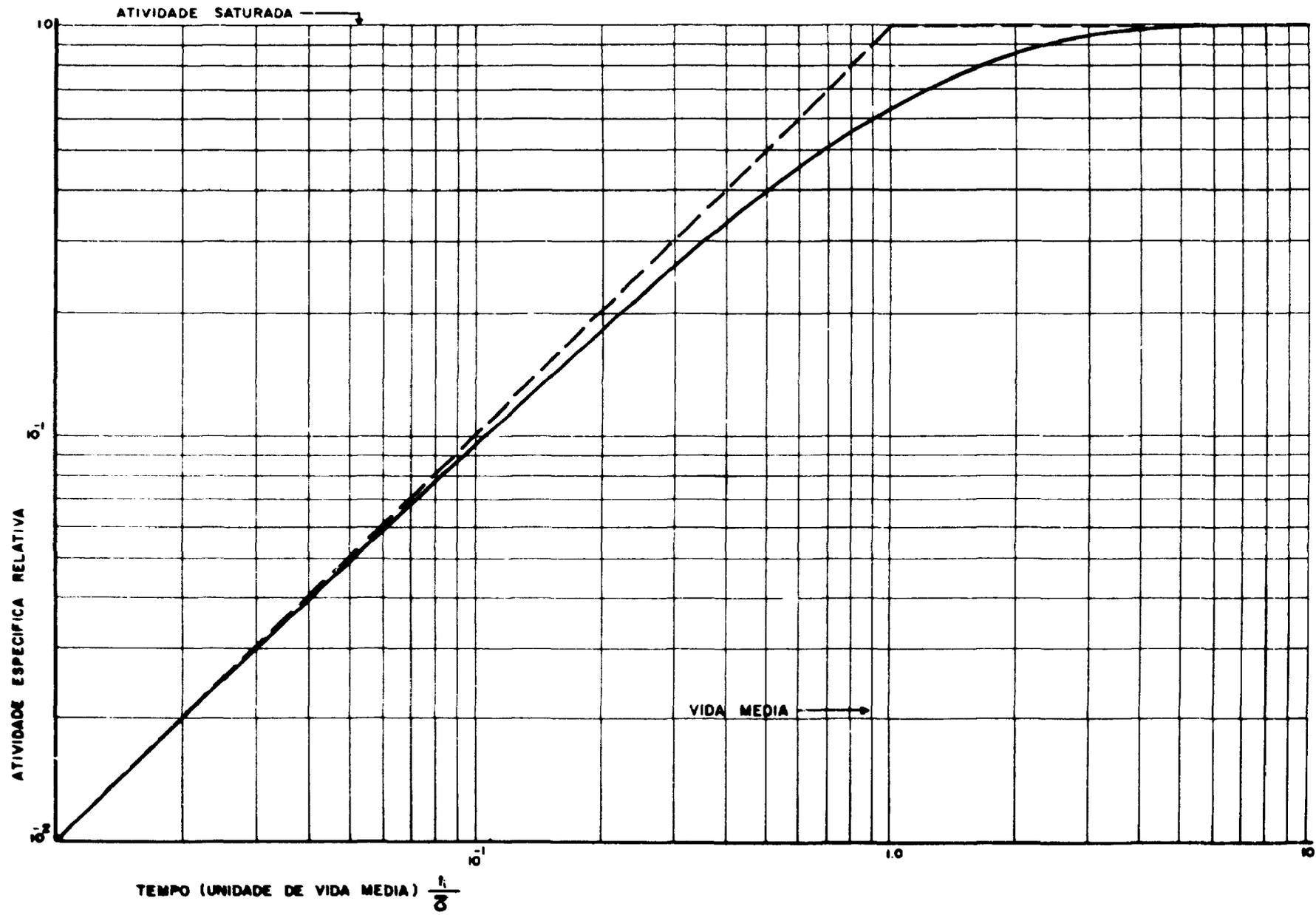


Fig. 1 - Curva de Formação

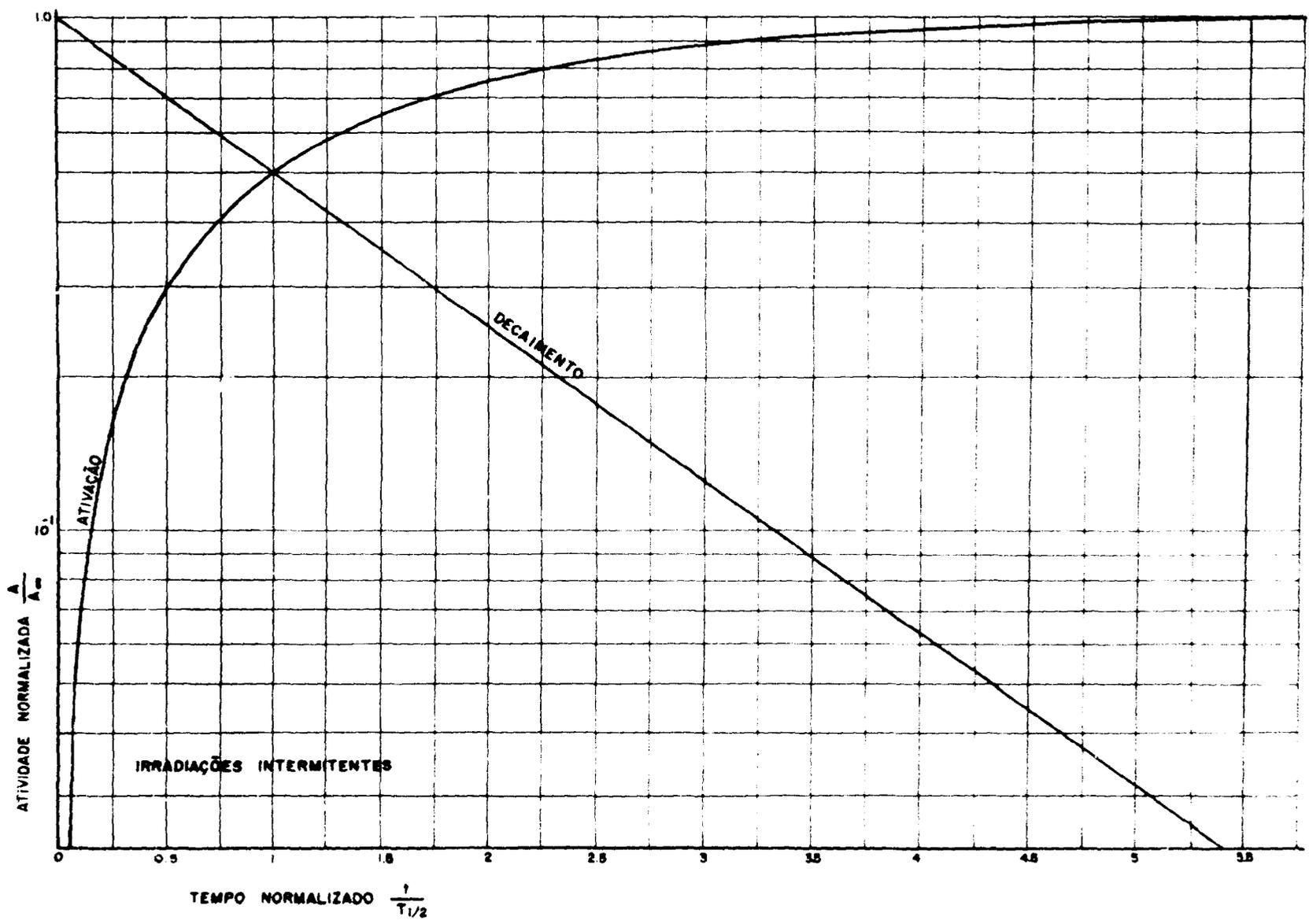


Fig. 2 - Curvas de decaimento D e de formação F para determinação de atividade em irradiações descontínuas irregulares

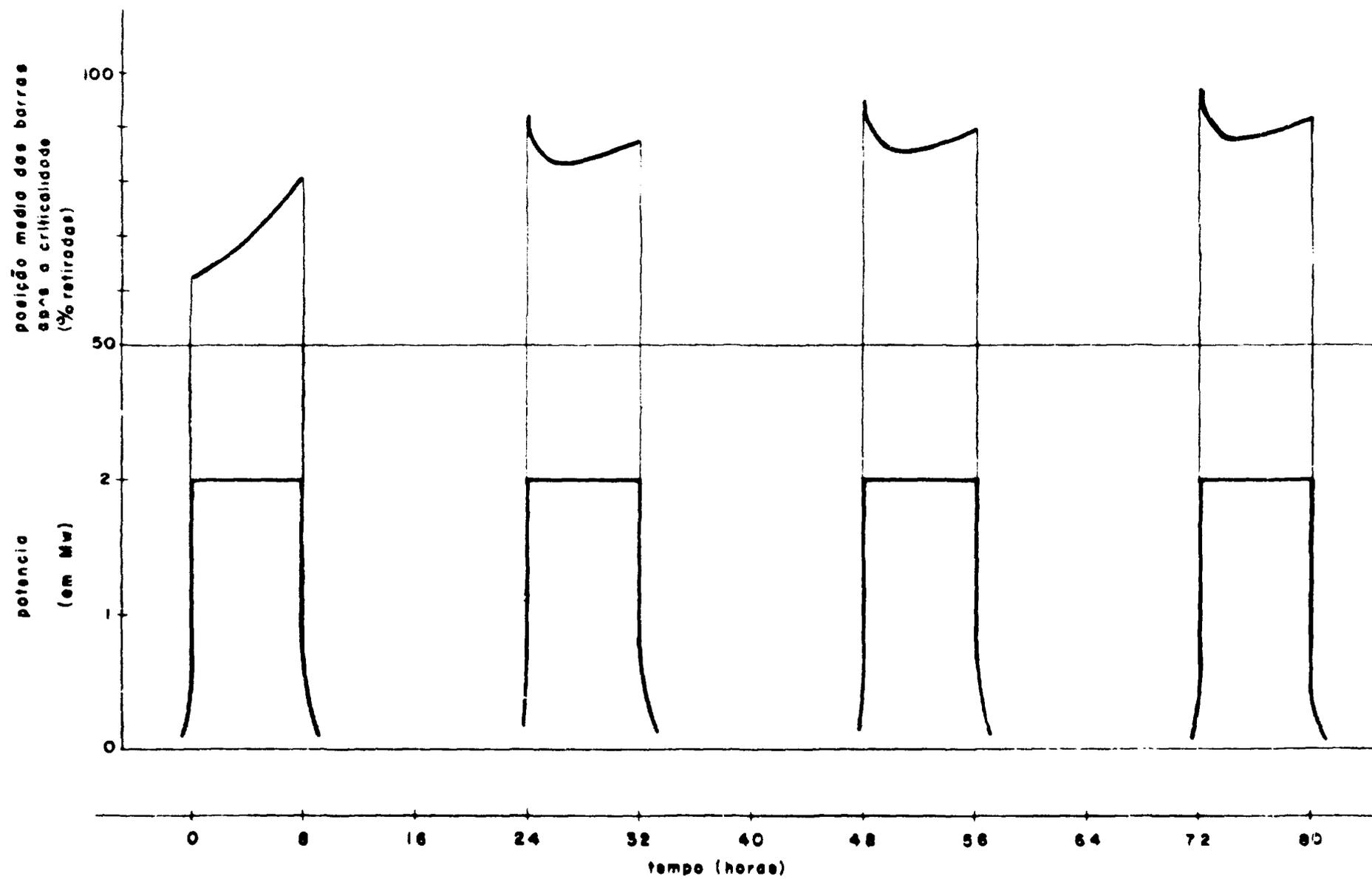


Fig. 3 - Variação da posição média das barras em função dos tempos de operação e intervalos

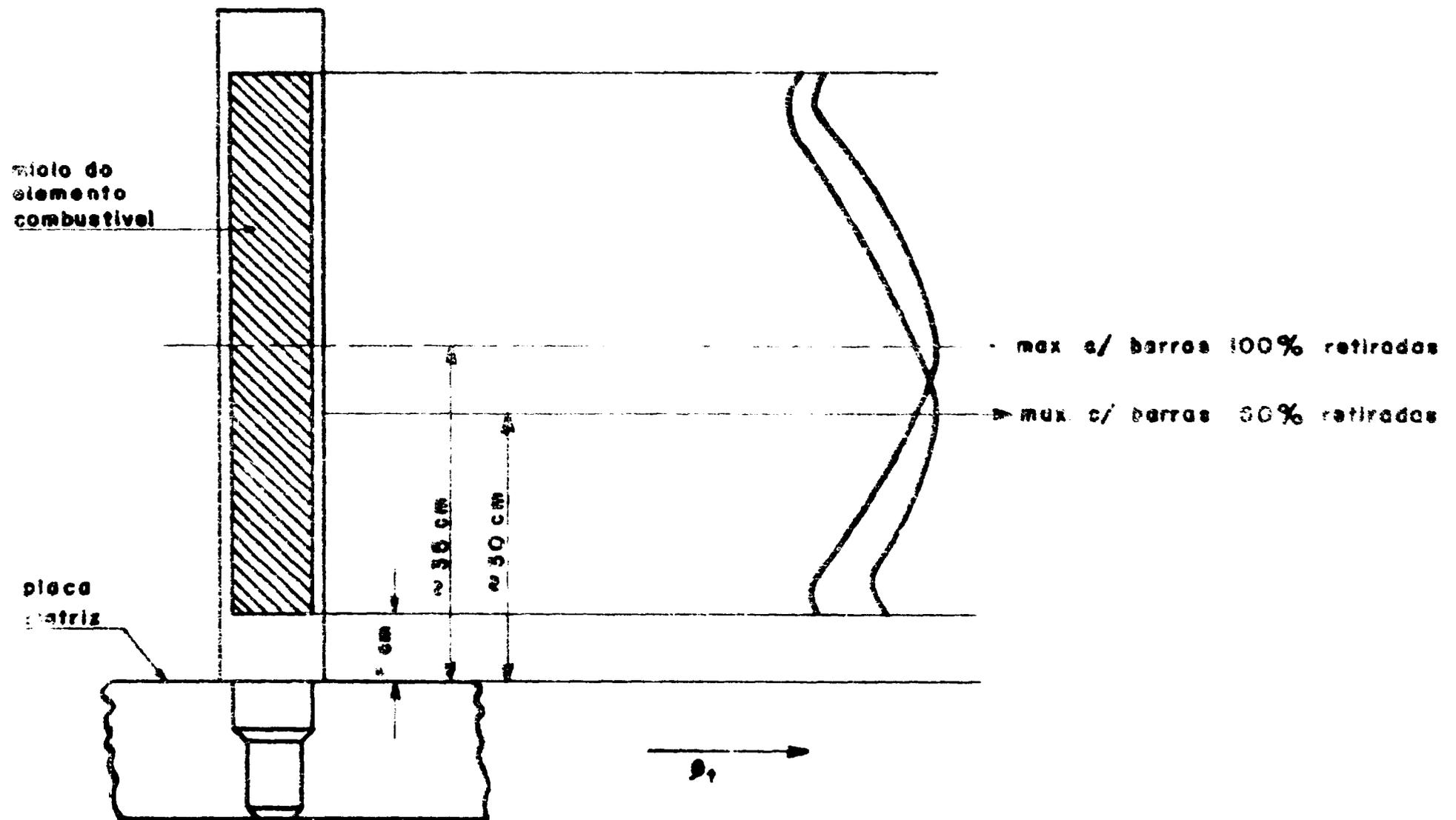


Fig. 4 - Posição das barras e localização do ponto máximo do fluxo térmico no sentido vertical

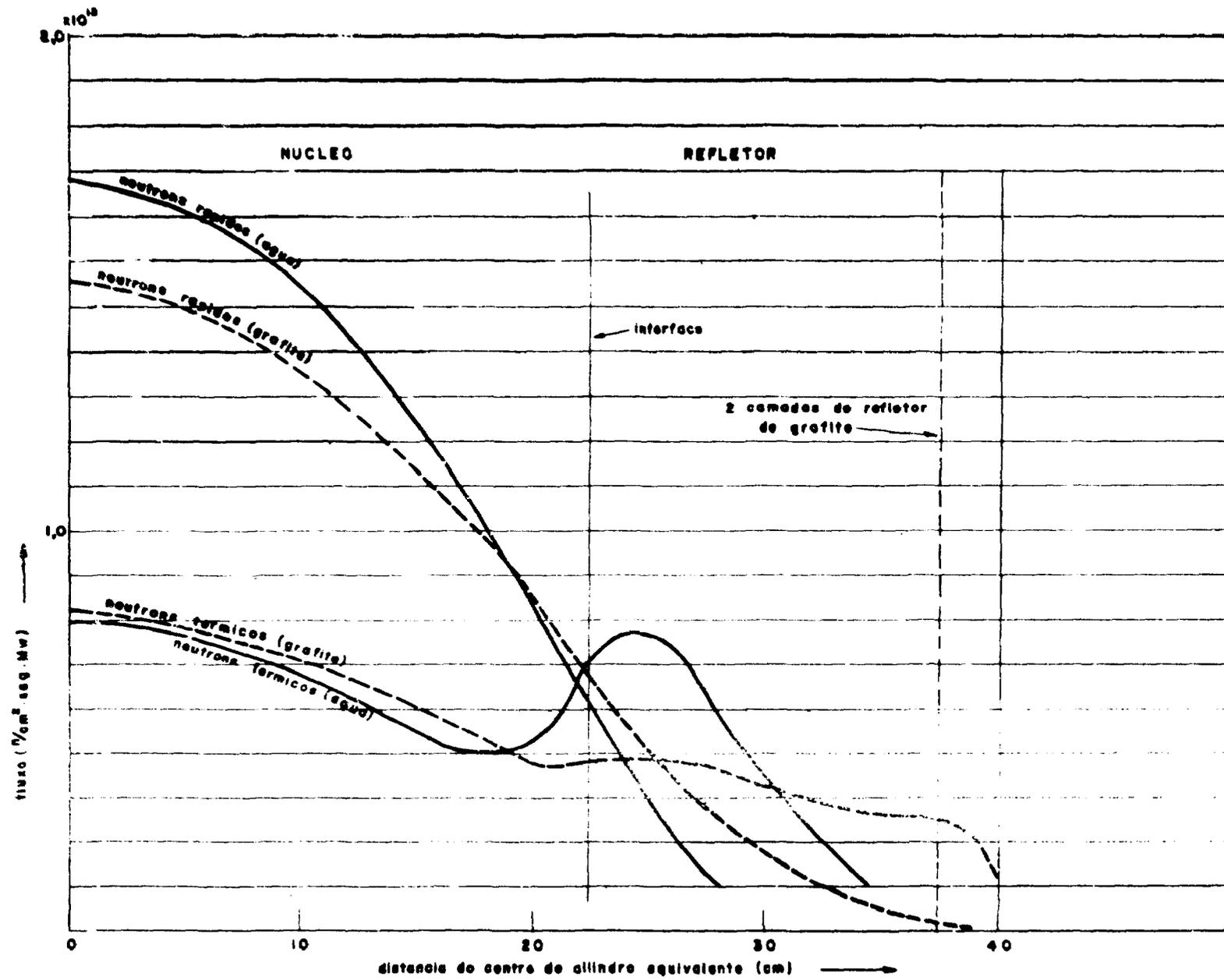


Fig. 5 - Distribuição dos fluxos de neutrons térmicos e rápidos com refletor de grafita ou água

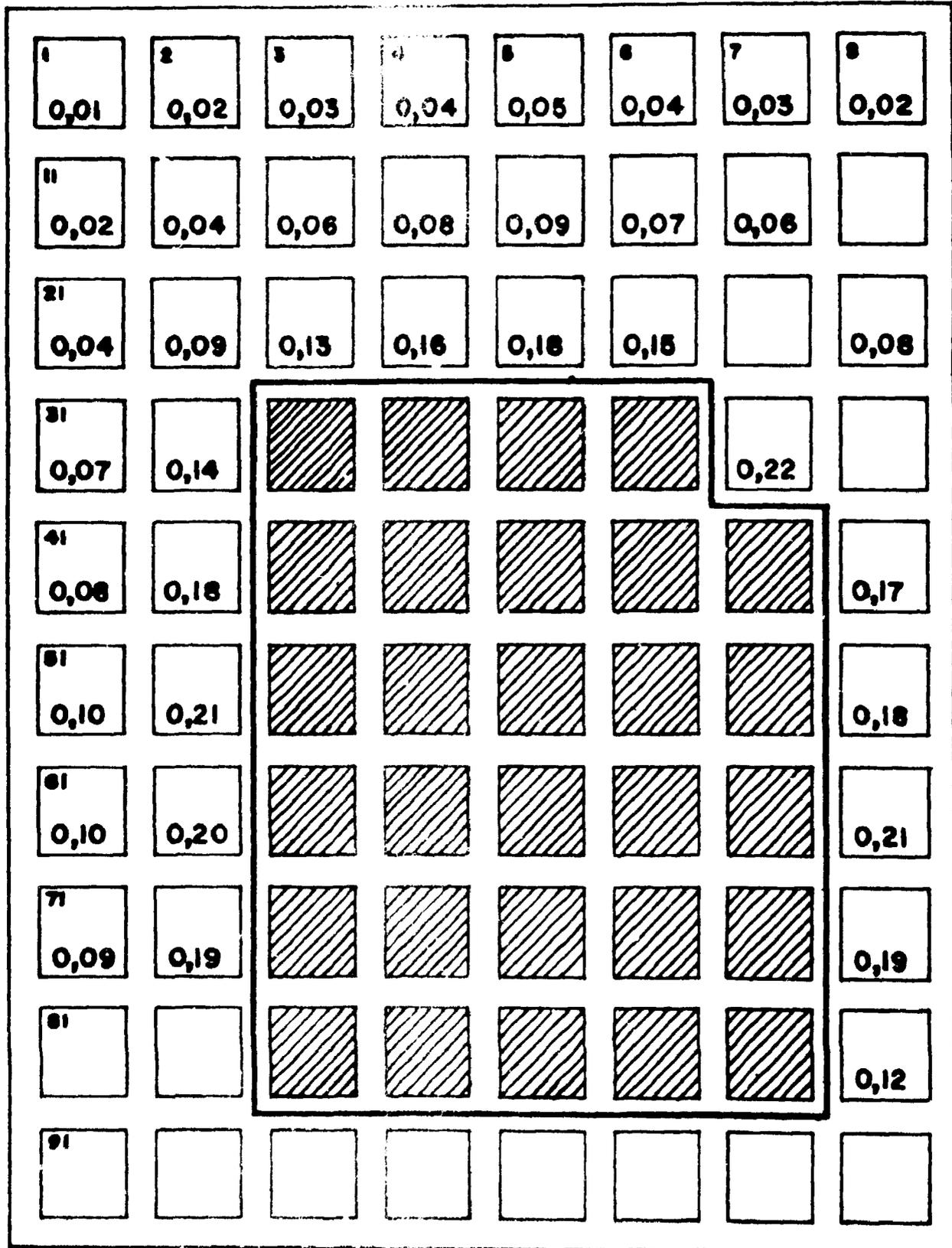


Fig. 6 - Fluxo gama em diversas posições na zona refletora do reator em watts gama. Medidas experimentais em 2 Mw.

Formação do Eu^{152} em fluxos de $10^{11} \text{ n/cm}^2 \text{ seg}$ a $10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ seg}$.

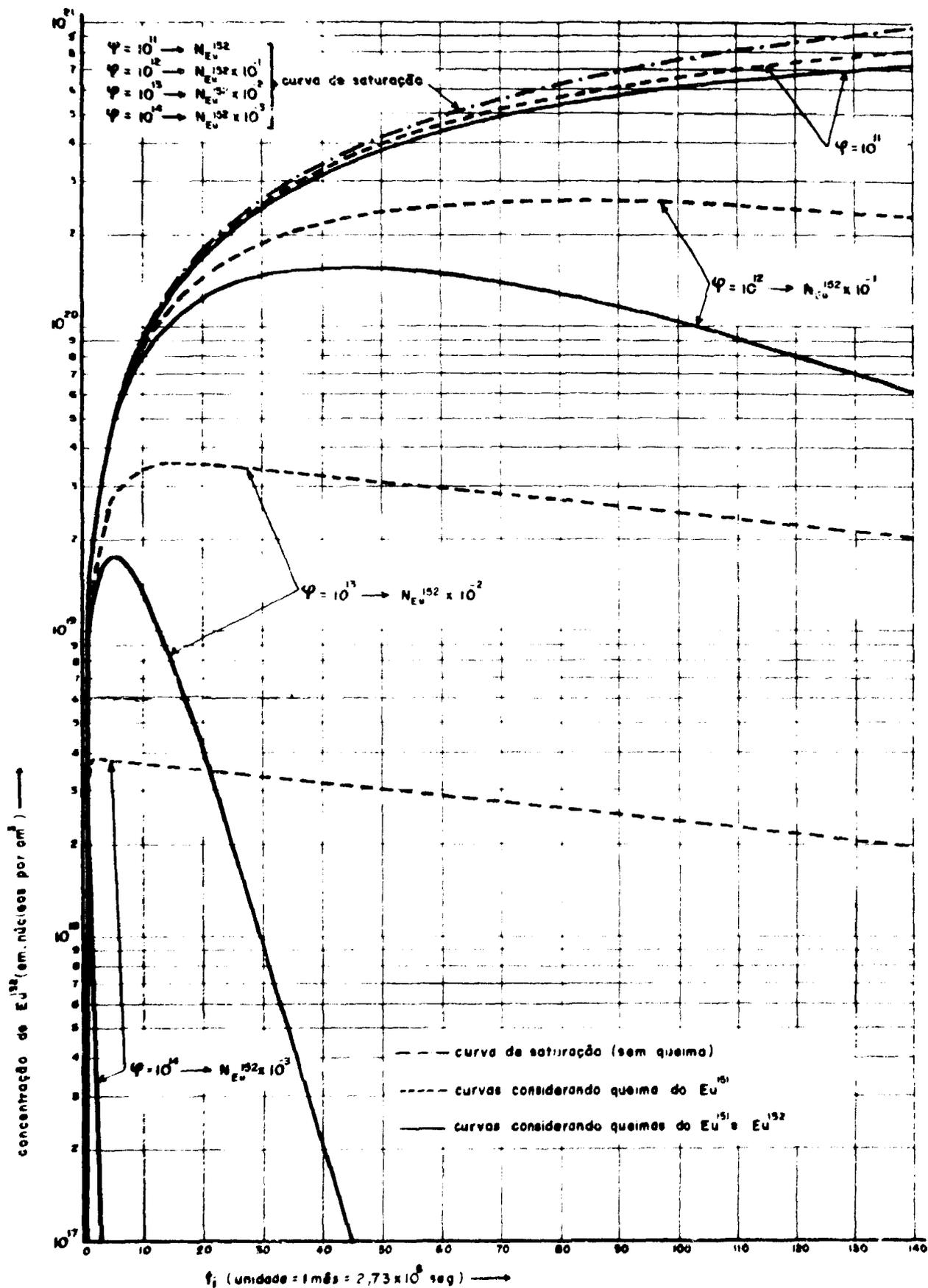


Figura 7

- Formação de Au^{198} e Au^{199} em fluxos de 10^{11} a 10^{15} n/cm² seg.

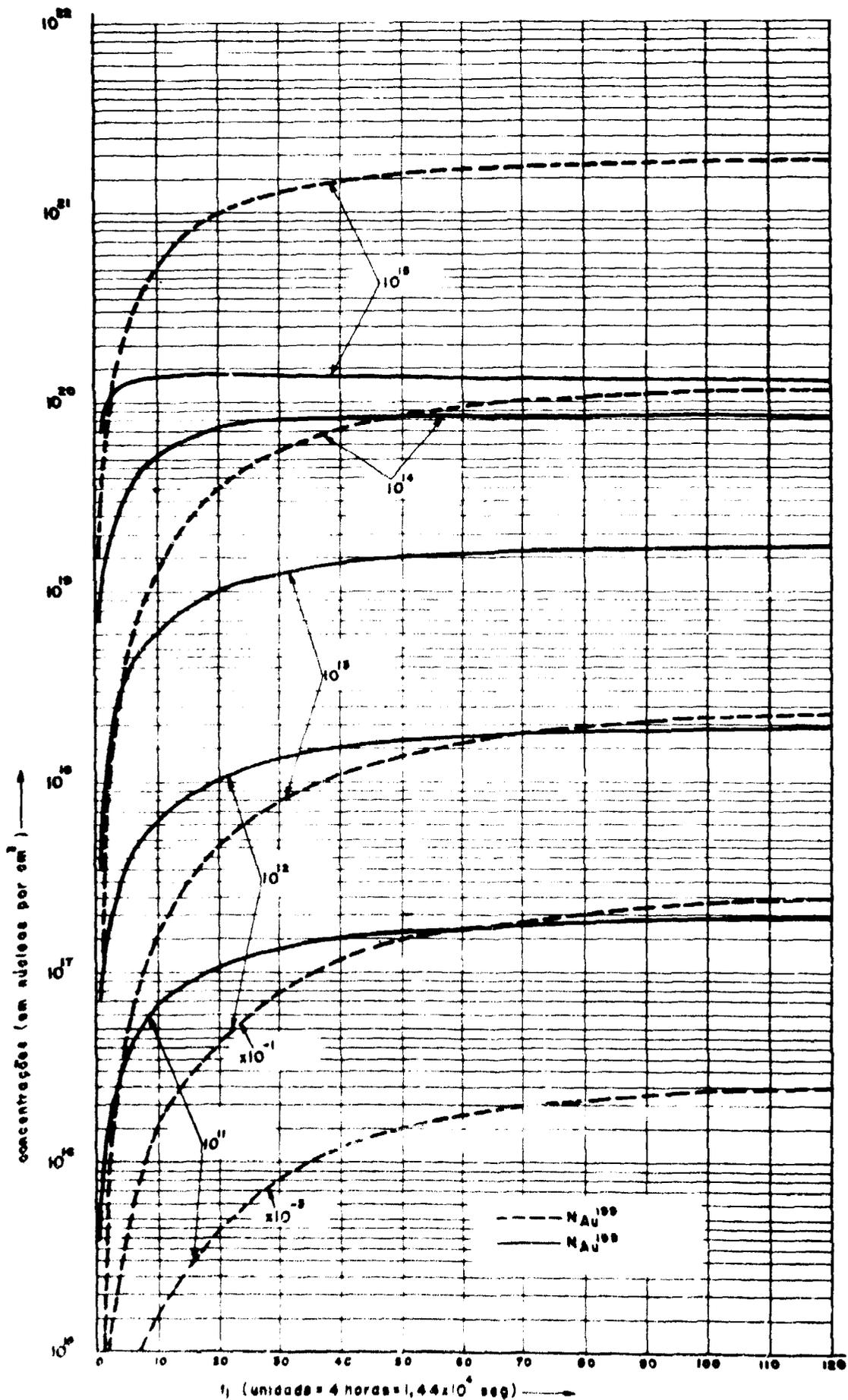


Figura 8

IV - Anexos

A - Formulário sobre ativações

A-1 ATIVIDADE SATURADA

$$A_{\infty} = \frac{1,63 \times 10^8 \times \sigma_{at} \times \varphi \times F \times f \times m}{M}$$

A_{∞} = atividade saturada em milicuries, mCi

$$1,63 \times 10^8 = \frac{10^{24} \text{ cm}^2 \text{ por barn} \times n^{\circ} \text{ de Avogadro}}{3,7 \times 10^7 \text{ dps por mCi}}$$

σ_{at} = secção de choque de ativação em barns, b

φ = fluxo - neutrons por cm^2 e por segundo, $\frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg}}$

f = fração do isótopo no elemento natural

m = massa do alvo em gramas, g

F = fração do elemento no composto ou liga

M = massa atômica do elemento alvo

ATIVIDADE SATURADA ESPECIFICA

$$A_{\infty \text{ esp}} = \frac{1,63 \times 10^8 \times \sigma_{at} \times \varphi \times F \times f}{M}$$

$A_{\infty \text{ esp}}$ = atividade saturada específica em milicuries por grama do alvo, $\frac{\text{mCi}}{\text{g}}$

A-2 ATIVAÇÕES CONTINUAS

$$A = A_{\infty} \left(1 - e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} t_i} \right)$$

A = atividade após o tempo t_i , em mCi

$T_{1/2}$ = meia vida do radioisótopo a ser ativado

$$T_{1/2} = 0,693 Z = \frac{0,693}{\lambda}$$

t_i = tempo de irradiação

Atividade após um tempo t_e do término de uma irradiação

$$A = A_{\infty} \left(1 - e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} t_i} \right) e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} t_e}$$

t_e = tempo de espera, tempo decorrido do término da irradiação

Obs: utilizar para t_i e t_e as mesmas unidades usadas para $T_{1/2}$.

A-3 ATIVAÇÕES DESCONTINUAS IRREGULARES

Quando os tempos de irradiação e de espera (intervalos) forem diferentes:

$$t_{i_1} \neq t_{i_2} \neq t_{i_3} \neq t_{e_1} \neq t_{e_2} \neq t_{e_3}$$

$$A_1 = A_0 (1 - e^{-\lambda t_{i_1}})$$

$$A_2 = A_0 \left[1 - e^{-\lambda t_{i_2}} + e^{-\lambda(t_{i_2} + t_{e_1})} - e^{-\lambda(t_{i_1} + t_{i_2} + t_{e_1})} \right]$$

$$A_3 = A_0 \left[1 - e^{-\lambda t_{i_3}} + e^{-\lambda(t_{i_3} + t_{e_2})} - e^{-\lambda(t_{i_2} + t_{i_3} + t_{e_2})} + e^{-\lambda(t_{i_2} + t_{i_3} + t_{e_1} + t_{e_2})} - e^{-\lambda(t_{i_1} + t_{i_2} + t_{i_3} + t_{e_1} + t_{e_2})} \right]$$

$$A_4 = A_0 \left[1 - e^{-\lambda t_{i_4}} + e^{-\lambda(t_{i_4} + t_{e_3})} - e^{-\lambda(t_{i_3} + t_{i_4} + t_{e_3})} + e^{-\lambda(t_{i_3} + t_{i_4} + t_{e_2} + t_{e_3})} - e^{-\lambda(t_{i_2} + t_{i_3} + t_{i_4} + t_{e_2} + t_{e_3})} + e^{-\lambda(t_{i_2} + t_{i_3} + t_{i_4} + t_{e_1} + t_{e_2} + t_{e_3})} - e^{-\lambda(t_{i_1} + t_{i_2} + t_{i_3} + t_{i_4} + t_{e_1} + t_{e_2} + t_{e_3})} \right]$$

$$A_5 = A_0 \left[1 - e^{-\lambda t_{i_5}} + e^{-\lambda(t_{i_5} + t_{e_4})} - e^{-\lambda(t_{i_4} + t_{i_5} + t_{e_4})} + e^{-\lambda(t_{i_4} + t_{i_5} + t_{e_3} + t_{e_4})} - e^{-\lambda(t_{i_3} + t_{i_4} + t_{i_5} + t_{e_3} + t_{e_4})} + e^{-\lambda(t_{i_3} + t_{i_4} + t_{i_5} + t_{e_2} + t_{e_3} + t_{e_4})} - e^{-\lambda(t_{i_2} + t_{i_3} + t_{i_4} + t_{i_5} + t_{e_2} + t_{e_3} + t_{e_4})} + e^{-\lambda(t_{i_2} + t_{i_3} + t_{i_4} + t_{i_5} + t_{e_1} + t_{e_2} + t_{e_3} + t_{e_4})} - e^{-\lambda(t_{i_1} + t_{i_2} + t_{i_3} + t_{i_4} + t_{i_5} + t_{e_1} + t_{e_2} + t_{e_3} + t_{e_4})} \right]$$

A_1, A_2, \dots etc. atividades após a 1ª, 2ª etc irradiações

t_{i_1}, t_{i_2}, \dots etc. tempos da 1ª, 2ª etc irradiações

t_{e_1}, t_{e_2}, \dots etc intervalos entre a 1ª e 2ª irradiações, entre a 2ª e 3ª irradiações, etc...

para "n" irradiações

$$A_n = A_0 \left[\sum_{m=0}^{n-2n-1} f_m(n) (-1)^m \right]$$

n = número de irradiações

m = número de termos = $2n$

$$f_0(n) = 1$$

$$f_1(n) = e^{-\lambda t_{i_n}}$$

para $m \geq 2$:

$$f_m(n) = \exp -\lambda \left[\sum_{p=0}^{\left[\frac{m-1}{2} \right]} t_{i_{n-p}} + \sum_{p=1}^{\left[\frac{m}{2} \right]} t_{e_{n-p}} \right]$$

$$\left[\frac{m-1}{2} \right] = \text{maior inteiro contido em } \frac{m-1}{2}$$

$$\left[\frac{m}{2} \right] = \text{maior inteiro contido em } \frac{m}{2}$$

A-4 ATIVAÇÕES DESCONTINUAS REGULARES

Quando os vários tempos das irradiações forem aproximadamente iguais e os vários intervalos entre as irradiações forem aproximadamente os mesmos :

$$t_{i1} \approx t_{i2} \approx t_{i3} \approx t_{e1} \approx t_{e2} \approx t_{e3}$$

$$A_n = A_{\infty} \frac{\left(1 - e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} t_i}\right) \left[1 - e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} n(t_i + t_e)}\right]}{\left[1 - e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} (t_i + t_e)}\right]}$$

A_n = atividade após "n" ciclos

t_i = tempo de irradiação em cada ciclo

t_e = intervalo de tempo de espera em cada ciclo

n = número de ciclos (ou de irradiações)

$(t_i + t_e)$ = tempo total de um ciclo

Quando $T_{1/2} \gg (t_i + t_e)$, pode-se utilizar a fórmula simplificada :

$$A_p = A_{\infty} \frac{t_i}{(t_i + t_e)} \left(1 - e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} t_p}\right)$$

A_p = atividade após o tempo t_p

t_p = tempo de permanência igual a $n(t_i + t_e)$

Obs. utilizar as mesmas unidades usadas para $T_{1/2}$

A-5 Perturbação total do fluxo (Método de Lewis)

$$P_f = f(\bar{b})$$

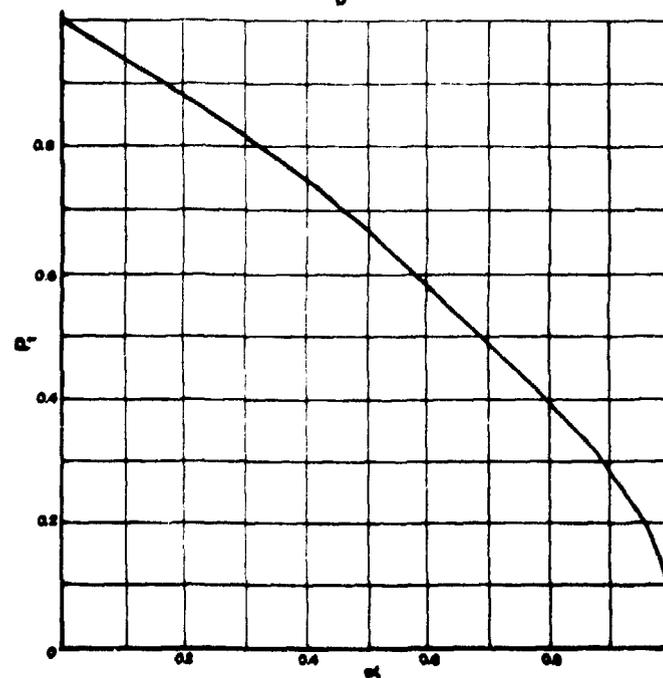
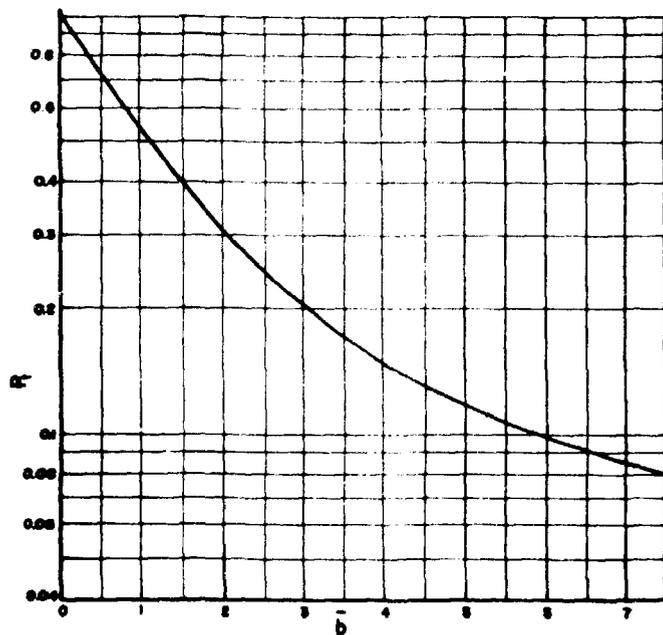
$$\bar{b} = \frac{\bar{L}}{\lambda} \quad \alpha = 1 - e^{-\bar{b}} \quad \bar{L} = \frac{4V}{S} \quad \lambda = \frac{f}{\Sigma_{\infty}}$$

P_f - perturbação total (depressão no fluxo e auto absorção)

V - volume da amostra, em cm^3

S - superfície total da amostra, em cm^2

Σ_{∞} - secção de choque macroscópica (média) de absorção da amostra, em cm^{-1}



A-6 Ativações em circuito fechado. Agentes refrigeradores de reatores ou substâncias circulantes em "in pile loops".

$$N_B = \frac{S}{\lambda_B + \sigma_{ob}^B \varphi} \frac{[1 - e^{-(\lambda_B + \sigma_{ob}^B \varphi) \alpha t_c}] [1 - e^{-(\lambda_B + \sigma_{ob}^B \varphi) T}]}{[1 - e^{-(\lambda_B + \sigma_{ob}^B \varphi) t_c}]}$$

N_B - concentração de B, em núcleos por cm^3 do fluido circulante

$$S = N_{A_0} \sigma_{at}^A \varphi$$

N_{A_0} - concentração inicial de A, em núcleos por cm^3 do fluido circulante

σ_{at}^A - secção de choque de ativação em cm^2

σ_{ob}^B - secção de choque de absorção do isótopo produzido, em cm^2

t_c - tempo de circulação pelo circuito completo, em seg.

T - tempo total de operação do reator, em seg.

$\alpha = \frac{\text{massa do fluido no coraço}}{\text{massa do fluido no sistema}}$;

se ρ (do fluido) = constante, $\alpha = \frac{\text{volume do fluido no coraço}}{\text{volume do fluido no sistema}}$

para meia vida curta, como o N^{15} .
 $\sigma_{ob}^B \varphi < 0,1 \lambda_B$

na saída do coraço

$$N_B = \frac{S}{\lambda_B} \frac{(1 - e^{-\lambda_B \alpha t_c})}{(1 - e^{-\lambda_B t_c})}$$

na entrada do coraço

$$N_B = \frac{S}{\lambda_B} \frac{(1 - e^{-\lambda_B \alpha t_c})}{(1 - e^{-\lambda_B t_c})} e^{-\lambda_B (1 - \alpha) t_c}$$

para meia vida moderada como o A^{14} e N^{16} .
 $T > 5 T_{1/2}$
 $\sigma_{ob}^B \varphi < 0,1 \lambda_B$
 $t_c < 0,2 T_{1/2}$

$$N_B = \frac{S}{\lambda_B} \alpha$$

para meia vida longa.
 $(\lambda_B + \sigma_{ob}^B \varphi) t_c < 0,1$

$$N_B = \frac{S \alpha}{\lambda_B + \sigma_{ob}^B \varphi} [1 - e^{-(\lambda_B + \sigma_{ob}^B \varphi) T}]$$

quando $\lambda_B \gg \sigma_{ob}^B \varphi$, $N_B = S \alpha (1 - e^{-\lambda_B T})$

quando $\sigma_{ob}^B \varphi \gg \lambda_B$, $N_B = \frac{S}{\sigma_{ob}^B} (1 - e^{-\sigma_{ob}^B \varphi T})$

limite superior $N_B = S \alpha T$
 $(\lambda_B + \sigma_{ob}^B \varphi) t_c < 0,1$

A.6 Ativações em circuito fechado Agentes refrigeradores de reatores ou substâncias circulantes "in pile loops"

A-7

QUEIMA DO ISÓTOPO ALVO

Quando a secção de choque de activação (ou mais precisamente, de absorção) do isótopo alvo for alta e/ou o fluxo de neutrons térmicos elevado:

$$N_B = \frac{S}{\lambda_B - \varphi \sigma_{ab}^A} \left(e^{-\varphi \sigma_{ab}^A t_i} - e^{-\lambda_B t_i} \right)$$

N_B - concentração do isótopo produzido em núcleos por cm^3

σ_{ab}^A - secção de choque de absorção do isótopo alvo, em cm^2

λ_B - constante de desintegração do isótopo produzido, em seg^{-1}

QUEIMA DO ISÓTOPO PRODUZIDO

Quando a secção de choque de absorção do radioisótopo produzido B for muito alta, (quando $\sigma_{ab}^B \gg \sigma_{ab}^A$) e quando o fluxo for elevado:



$$N_B = \frac{S}{\varphi \sigma_{ab}^B + \lambda_B} \left[1 - e^{-(\varphi \sigma_{ab}^B + \lambda_B) t_i} \right]$$

σ_{ab}^B - secção de choque de absorção do isótopo produzido, em cm^2

t_i - tempo de irradiação, em segundos

COMBINAÇÃO DOS DOIS PROCESSOS DE QUEIMA

$$N_B = \frac{S}{(\varphi \sigma_{ab}^B + \lambda_B) - \varphi \sigma_{ab}^A} \left[e^{-\varphi \sigma_{ab}^A t_i} - e^{-(\varphi \sigma_{ab}^B + \lambda_B) t_i} \right]$$

A-8

A relação entre as concentrações obtidas e as atividades específicas, será:

$$A_{\text{esp}}^{(i)} = N_i \frac{\lambda_i}{\rho \times 3,7 \times 10^7}$$

$A_{\text{esp}}^{(i)}$ = atividade específica, milicuries do isótopo i por grama do alvo

N_i = concentração do radioisótopo i , em núcleos por cm^3 do alvo

λ_i = constante de desintegração do isótopo i , em seg^{-1}

ρ = densidade do alvo, em g/cm^3

$3,7 \times 10^7$ desintegrações por segundo por milicurie

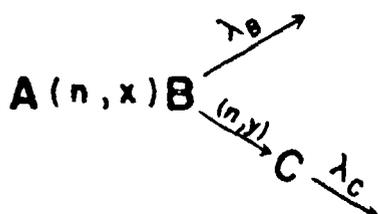
Obs : lembrar que em S , a concentração

$$N_{A_0} = \frac{\rho(\text{do alvo}) \times n^{\circ} \text{ de Avogadro} \times F \times f}{M(\text{do elemento})}$$

portanto, não será necessário se conhecer a densidade do alvo.

A-9

FORMAÇÃO DO PRODUTO DE SEGUNDA ORDEM



$$N_C = \sigma_{at}^A \sigma_{at}^B N_{A_0} \varphi^2 \left[\frac{e^{-\sigma_{ab}^A \varphi t_i}}{[(\lambda_B + \sigma_{ab}^B \varphi) - \sigma_{ab}^A \varphi](\lambda_C - \sigma_{ab}^A \varphi)} + \frac{e^{-(\lambda_B + \sigma_{ab}^B \varphi) t_i}}{[\sigma_{ab}^A \varphi - (\lambda_B + \sigma_{ab}^B \varphi)][\lambda_C - (\lambda_B + \sigma_{ab}^B \varphi)]} + \frac{e^{-\lambda_C t_i}}{[(\lambda_B + \sigma_{ab}^B \varphi) - \lambda_C](\sigma_{ab}^A \varphi - \lambda_C)} \right]$$

N_C = concentração do produto de segunda ordem, em núcleos por cm^3

N_{A_0} = concentração inicial do isótopo alvo, em núcleos por cm^3

σ_{at}^A = secção de choque de ativação $A \rightarrow B$, em cm^2

σ_{ab}^A = secção de choque de absorção de A, em cm^2

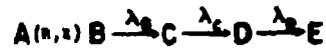
σ_{at}^B = secção de choque de ativação $B \rightarrow C$, em cm^2

σ_{ab}^B = secção de choque de absorção de B, em cm^2

λ_B = constante de desintegração do isótopo B, em seg^{-1}

λ_C = constante de desintegração do isótopo C, em seg^{-1}

A-10 FORMAÇÃO DE ISÓTOPOS GENÉTICAMENTE RELACIONADOS



$$N_B = \frac{S}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_B t})$$

$$N_C = \frac{S}{(\lambda_C - \lambda_B)} \left[(1 - e^{-\lambda_B t}) - \frac{\lambda_B}{\lambda_C} (1 - e^{-\lambda_C t}) \right]$$

$$N_D = S \lambda_B \lambda_C \left[\frac{(1 - e^{-\lambda_B t})}{\lambda_B (\lambda_C - \lambda_B) (\lambda_D - \lambda_B)} + \frac{(1 - e^{-\lambda_C t})}{\lambda_C (\lambda_B - \lambda_C) (\lambda_D - \lambda_C)} + \frac{(1 - e^{-\lambda_D t})}{\lambda_D (\lambda_B - \lambda_D) (\lambda_C - \lambda_D)} \right]$$

S = termo de formação de B: $S = \Psi G_{\text{at}}^A N_{A_0}$ para reações $(n,\gamma), (n,p), \text{etc.}$
 $S = F_n F_v$ para (n,f)

G_{at}^A = secção de choque de ativação para reação que conduz à B, em cm^2

N_{A_0} = concentração quando $t_1 = 0$, de A, em núcleos por cm^3 do alvo

N_B, N_C e N_D = concentrações de B, C e D, em núcleos por cm^3

F_n = número de fissões por segundos e por cm^2

F_v = fracção de F_n que conduz à formação de B



$$N_B^* = N_B e^{-\lambda_B t_0}$$

$$N_C^* = N_C e^{-\lambda_C t_0} + \lambda_B N_B \left(\frac{e^{-\lambda_B t_0}}{\lambda_C - \lambda_B} + \frac{e^{-\lambda_C t_0}}{\lambda_B - \lambda_C} \right)$$

$$N_D^* = N_D e^{-\lambda_D t_0} + \lambda_C N_C \left(\frac{e^{-\lambda_C t_0}}{\lambda_D - \lambda_C} + \frac{e^{-\lambda_D t_0}}{\lambda_C - \lambda_D} \right) + \lambda_B \lambda_C N_B \left[\frac{e^{-\lambda_B t_0}}{(\lambda_C - \lambda_B)(\lambda_D - \lambda_B)} + \frac{e^{-\lambda_C t_0}}{(\lambda_B - \lambda_C)(\lambda_D - \lambda_C)} + \frac{e^{-\lambda_D t_0}}{(\lambda_B - \lambda_D)(\lambda_C - \lambda_D)} \right]$$

N_B^*, N_C^* e N_D^* = concentrações de B, C e D após o tempo t_0 do término da irradiação, em núcleos por cm^3

O processo combinado para a concentração do segundo membro C da série radioativa será:

$$N_C^* = \frac{S \lambda_B \lambda_C}{\lambda_C (\lambda_C - \lambda_B)} \left[\left(\frac{1 - e^{-\lambda_B t_0}}{\lambda_B} \right) e^{-\lambda_B t_0} - \left(\frac{1 - e^{-\lambda_C t_0}}{\lambda_C} \right) e^{-\lambda_C t_0} \right]$$

ABSTRACT

With the purpose of the practical utilisation, methods of reactor induced activation calculations are presented. These calculation methods involve continuous and intermittent irradiations. The most frequent irradiations at the IEAR-1 reactor are specially considered. Besides the activation calculations several other aspects related with the irradiations themselves are considered. In order to facilitate the choice of the irradiation targets, some aspects that could influence on the irradiations safety and efficiency are mentioned. Specially some phenomena that has influence at the irradiation facilities and the reactor safety are considered. The induced parasitic activities in the sample and capsules or vials are considered. Specially the effects of parallel activations, secondary activations, second order activations and the formation of elements genetically related, are considered. Also some factors such as the neutron flux variations and total flux perturbation are mentioned. The importance of the burnup of high cross section isotopes during irradiation are put in evidence. Graphics and formularies to facilitate the activation calculations and the characteristics required for the target more suitable for the irradiations are presented.

RÉSUMÉ

Ayant comme objectif application pratique, nous présentons les calculs d'activation de matériaux dans un réacteur. Ces méthodes de calcul tiennent compte des irradiations continues et discontinues. Les irradiations les plus fréquentes dans le réacteur IEAR-1 sont traitées d'une manière spéciale. En plus des calculs d'activation, divers autres aspects liés aux irradiations proprement dites sont aussi considérés. Avec l'intention de faciliter le choix des caractéristiques des échantillons à irradier, on mentionne les aspects qui peuvent avoir une influence aussi bien sur la sécurité que sur l'efficacité des irradiations. Tout particulièrement sont analysés phénomènes qui ont une influence sur la sécurité des dispositifs d'irradiation et du réacteur. De même on a considéré les activités parasites induites dans les échantillons et leur emballage. Il a particulièrement été tenu compte des activations parallèles, secondaires de second ordre et de la formation de radioisotopes "fils". On mentionne également certains facteurs comme la variation du flux de neutrons et la perturbation totale du flux. L'importance du "burn up" des isotopes de hautes sections de choc durant irradiation est mise en évidence sont donnés aussi graphiques et formulaires pour faciliter les calculs d'activation et la définition des échantillons les plus favorables pour les irradiations.

