

22 a 27 de abril de 1990

ANAIS - PROCEEDINGS

**SIMULAÇÃO DA SENSIBILIDADE DE DETECTORES DO
TIPO "SELF-POWERED" UTILIZANDO
O MÉTODO DE MONTE CARLO**

MIRIAM MEDEIROS DA SILVA -
JOSE RUBENS MAIORINO -*

* COORDENADORIA PARA PROJETOS ESPECIAIS
Departamento de Sistemas Nucleares
Divisão de Física de Reatores

** COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR - SP
Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares
Departamento de Tecnologia de Reatores
Divisão de Física de Reatores

SUMÁRIO

Este trabalho apresenta a simulação da resposta de detectores auto-energizáveis (SPND's) de Cobalto pelo método de Monte Carlo, ou seja, determina a sensibilidade destes detectores ao campo de nêutrons. Simulou-se vários detectores cujos resultados são disponíveis na literatura com o objetivo de avaliar a capacidade deste trabalho em reproduzi-los.

Além disso, avaliou-se a variação da sensibilidade com os parâmetros geométricos do detector e com o tempo de irradiação no reator.

ABSTRACT

This work presents a Monte Carlo simulation of Cobalt self-powered detectors, determining the detectors sensitivities to the neutron field. Several detectors, which results are published, were simulated in order to check the performance of this simulation.

Furthermore, the sensitivity variation with the geometric parameters and with the irradiation time in the reactor was evaluated.

1. INTRODUÇÃO

A necessidade de um instrumento de medida "in-core" que além de fornecer medidas precisas do fluxo local de nêutrons possa ser deixado no reator por um longo período de tempo, levou ao desenvolvimento dos detectores auto-energizáveis (SPND's).

Como o próprio nome sugere, estes detectores não precisam de fonte de alimentação externa, já que a corrente elétrica produzida por eles é gerada pela interação do próprio detector com o campo neutrônico e de radiação gama aos quais este fica submetido no reator.

Os detectores auto-energizáveis possuem configuração coaxial e são constituídos basicamente por um emissor, um isolante e um coletor, conforme ilustrado na figura 1. As dimensões típicas deste aparato variam de 0,5 a 2,0 mm para o diâmetro do emissor, enquanto as espessuras do isolante (Al_2O_3 ou MgO) e coletor (aço inox ou inconel) ficam entre 0,25 e 0,5 mm. O emissor é a parte do detector sensível à radiação (nêutrons e/ou raios gamas), emitindo elétrons energéticos que se dirigem para o coletor, gerando corrente.

De acordo com o seu tempo de resposta, estes detectores são classificados em detectores de resposta pronta e detectores de resposta atrasada. Nos detectores de resposta atrasada (Rh, V, Ag) a corrente é produzida pelo decaimento beta que segue a captura de nêutrons no emissor. O tempo de resposta destes detectores é determinado pela meia vida ($T_{1/2}$) característica de cada emissor ativado. Já nos detectores de resposta pronta (Co, Pt, Hf, Er) a captura neutrônica no emissor faz com que este fique num estado excitado, decaindo imediatamente pela emissão de raios gamas. A interação destes gamas com os vários materiais que compõem o detector, gera elétrons. Além de produzirem uma corrente proporcional ao fluxo instantâneo de nêutrons, estes detectores têm a vantagem de não apresentarem uma degradação significativa do material emissor.

A sensibilidade dos detectores auto-energizáveis, necessária para a determinação do fluxo ao qual o detector está sujeito, pode ser obtida experimentalmente /1,2,3,4e5/ relacionando-se a corrente gerada pelo detector ao fluxo neutrônico local medido com uma câmara de fissão miniatura ou com folhas de ativação. Porém, é muito mais prático e rápido obter a sensibilidade destes detectores analiticamente. Vários modelos determinísticos foram propostos /6,7,8e9/, entretanto o método de Monte Carlo parece mais adequado à simulação de detectores SPND's. A vantagem desta técnica é lidar com uma partícula ou evento de cada vez, de modo que mesmo processos complexos são simulados a partir da soma de processos simples. Vários trabalhos utilizam esta técnica /10,11e12/, sendo o presente trabalho mais uma contribuição a esta linha de pesquisa.

2. SIMULAÇÃO MONTE CARLO DA SENSIBILIDADE DE DETECTORES SPND's

Para o cálculo da sensibilidade do detector de Cobalto pelo método de Monte Carlo é necessário simular todos os eventos envolvidos na geração de corrente pelo detector, ou seja, desde a incidência de um nêutron em sua superfície, até a captura do elétron gerado por este nêutron.

Neste trabalho o detector é modelado como um cilindro de diâmetro D e altura H , e nêutrons térmicos são amostrados homoganeamente em sua superfície da fonte superficial equivalente

$$Q_s(\hat{\Omega}) = -\hat{n} \cdot \hat{\Omega} \phi_{inc}(\hat{\Omega}), \quad (1)$$

onde \hat{n} é o versor normal à superfície, $\hat{\Omega}$ a direção dos nêutrons incidentes e $\phi_{inc}(\hat{\Omega})$ o fluxo incidente isotrópico e monoenergético de nêutrons térmicos. Então, amostra-se pela Técnica da Rejeição a direção de incidência do nêutron da seguinte função distribuição de probabilidade normalizada por unidade de fluxo e de superfície

$$Q_s(\hat{\Omega}) d\hat{\Omega} = \frac{1}{2\pi} d\alpha \cdot \frac{2}{\pi} \sin^2\theta d\theta. \quad (2)$$

O nêutron é forçado a incidir no emissor, portanto sua direção de incidência fica restrita ao intervalo $(-\alpha_{max}, \alpha_{max})$ e $(\theta_{min}, \theta_{max})$, conforme ilustrado nas figuras 2 e 3, das quais

$$\alpha_{max} = \arcsen\left(\frac{R_e}{R}\right), \quad (3)$$

com $R = \frac{D}{2}$ e R_e o raio do emissor, e

$$\theta_{min} = \arcsen\left[\frac{R \cos \alpha - \sqrt{R_e^2 - R^2 \sin^2 \alpha}}{H - z}\right], \quad (4)$$

$$e, \quad \theta_{max} = \pi - \arcsen\left[\frac{R \cos \alpha - \sqrt{R_e^2 - R^2 \sin^2 \alpha}}{z}\right], \quad (5)$$

onde α é o ângulo azimutal de incidência do nêutron e z a altura de incidência amostrada homogeneamente entre 0 e H . Se o nêutron incide a uma altura $z=H$, $\theta_{min} = \frac{\pi}{2}$ e no caso do nêutron incidir em $z=0$, $\theta_{max} = \frac{\pi}{2}$. O peso associado à esta amostragem modificada é dado por

$$w_\alpha = \frac{\alpha_{max}}{\pi}, \quad (6)$$

$$e, \quad w_\theta = \frac{1}{\pi} \left[\theta_{max} - \theta_{min} - \frac{\sin 2\theta_{max}}{2} + \frac{\sin 2\theta_{min}}{2} \right]. \quad (7)$$

O nêutron é obrigatoriamente capturado pelo emissor, e o peso associado à esta amostragem modificada é dado pela razão entre a seção de choque de captura e a seção de choque total do nêutron no Cobalto, multiplicada pela probabilidade do nêutron não interagir no isolante e no coletor e interagir no emissor.

As seções de choque de absorção utilizadas, denominadas seções de choque médias de absorção térmica, são baseadas no formalismo de Westcott/13,14/.

O raio gama resultante da captura neutrônica é emitido isotropicamente e interage no emissor. O peso associado à esta imposição é dado pela probabilidade do gama interagir no emissor. A energia dos raios gamas é amostrada do espectro de raios gamas prontos de captura do Cobalto/8/. O tipo de interação depende da energia do raio gama e é amostrada através dos coeficientes de atenuação do raio gama no Cobalto. Os coeficientes de atenuação para o efeito fotoelétrico e espalhamento Compton fornecidos nas referências 15 e 16 em função da energia, foram ajustados por polinômios pelo sistema SAS/17/. Já os coeficientes de atenuação para produção de pares são obtidos analiticamente/18/.

A energia do fotoelétron emitido no Cobalto é igual a energia do raio gama menos a energia de ligação do elétron à camada K /19/, com o qual a maioria das interações ocorrem (80%). O raio X característico emitido pelo Cobalto quando desta interação não foi simulado devido à sua baixa energia, em torno de 8 kev. A distribuição angular dos fotoelétrons é fornecida pela referência 20.

No caso de ocorrer espalhamento Compton, a energia do gama emergente é amostrada da seção de choque diferencial de Klein-Nishima, utilizando a Técnica da Rejeição, e o ângulo de espalhamento zenital é calculado da lei de espalhamento Compton/21/. O ângulo de espalhamento azimutal é amostrado isotropicamente entre 0 e 2π . Este raio gama é forçado a interagir no emissor e segue o mesmo procedimento descrito anteriormente até que sofra efeito fotoelétrico, sua energia seja menor que 1 kev, ou seu peso associado menor que 10^{-8} , casos onde considera-se o raio gama absorvido.

Raios gamas com energia acima de 1,022 Mev podem interagir por produção de pares, porém neste caso os elétrons e pósitrons são emitidos com as mesmas distribuições de probabilidade para o ângulo e energia. Então, numa primeira aproximação, as contribuições dos elétrons e pósitrons para a corrente do detector em média se cancelam, pois são iguais em módulo e de sinal oposto. Uma possível fonte de corrente neste processo é a emissão de dois raios gamas de 0,511 Mev na aniquilação dos pósitrons. Contudo, uma estimativa mostra que esta corrente é pequena/10/.

Os elétrons gerados contribuem diferentemente para a corrente do detector de acordo com o local em que são freados, ou seja, de acordo com sua energia. Assume-se que o elétron se desloca em linha reta e calcula-se geometricamente a distância máxima que ele pode percorrer no emissor. Se este valor for maior que o alcance de um elétron desta energia no Cobalto/22/, significa que o elétron não sai do emissor, portanto não contribui para a corrente. Caso contrário, calcula-se a energia do elétron na borda do emissor e a distância máxima que o elétron pode percorrer no isolante, esta obtida geometricamente. Se o alcance do elétron no isolante/22/ é maior que esta distância, o elétron é capturado pelo coletor, contribuindo com uma carga $e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$ C para a corrente do detector. Senão, o elétron é freado no isolante e contribui para a distribuição de cargas desta região. Se R_{is} é o raio externo do isolante, então um elétron que é freado a um raio R ($R_e < R < R_{is}$) contribui com uma carga $1 - \frac{\ln(R/R_{is})}{\ln(R_e/R_{is})}$ para a corrente do emissor, onde o termo que contém o logaritmo neperiano representa a carga imagem no emissor produzida por uma carga em R /23/.

Calculada a corrente total I gerada por um dado número N de nêutrons amostrados (onde foi computado o peso associado às amostragens modificadas), a sensibilidade térmica do detector é dada por

$$S_{th} = \frac{I}{N \cdot H \cdot \phi}, \quad (8)$$

onde ϕ é o fluxo térmico ao qual o detector ficou sujeito.

Alguns detectores cujas sensibilidades são fornecidas na literatura foram simulados e a comparação entre os resultados encontra-se na tabela 1.

A taxa de capturas neutrônicas que ocorrem no emissor depende diretamente do seu volume. Além disso, o raio do emissor e a espessura do isolante determinam a barreira de potencial devido à distribuição de cargas elétricas no isolante. Esta barreira indica se um elétron presente no isolante retorna ao emissor ou consegue chegar até o coletor. Portanto os parâmetros geométricos influenciam diretamente a corrente elétrica gerada pelo detector,

e conseqüentemente sua sensibilidade. Neste trabalho simulou-se detectores de diversas dimensões para avaliar-se a variação da sensibilidade com o raio do emissor e espessura do isolante (tabela 2).

Apesar de ser um detector predominantemente de resposta pronta, o detector de Cobalto apresenta uma corrente atrasada que aumenta com o passar do tempo. Esta corrente é proveniente dos produtos de ativação ^{60}Co e ^{61}Co , e deve ser quantificada para que a corrente gerada pelo detector seja corretamente interpretada.

O produto de ativação ^{60}Co emite uma partícula beta ($E_{\text{max}}=0,31\text{Mev}$) e raios gamas de 1,17 e 1,33 Mev, com uma meia vida de 5,26 anos. A captura neutrônica no ^{60}Co produz outro produto de ativação, o ^{61}Co que emite uma partícula beta ($E_{\text{max}}=1,22\text{Mev}$) e um raio gama de 67,4 kev, com uma meia vida de 99 min.

Para estimar a queima do ^{59}Co e a produção de ^{60}Co e ^{61}Co , calcula-se as densidades atômicas $N_{59}(t)$, $N_{60}(t)$ e $N_{61}(t)$ a partir das equações de transmutação destes nuclídeos/24/. Então, a sensibilidade devida a cada um destes elementos fica

$$S_{59}(t) = \sigma_{59} N_{59}(t) 2 \pi D M e P_{\gamma,e} \quad (9)$$

$$e, \quad S_{60}(t) = \frac{1}{\phi} \lambda_{60} N_{60}(t) \pi R_e^2 e (P_{\gamma,e} + P_e) \quad (10)$$

$$e, \quad S_{61}(t) = \frac{1}{\phi} \lambda_{61} N_{61}(t) \pi R_e^2 e (P_{\gamma,e} + P_e) \quad (11)$$

onde,

M = número médio de raios gamas emitidos por captura neutrônica no $^{59}\text{Co} = 2,4217$

$P_{\gamma,e}$ = probabilidade de um raio gama com certa energia contribuir com uma carga e para a corrente do detector

P_e = probabilidade de um elétron com certa energia contribuir com uma carga e para a corrente do detector

λ_{60} = constante de decaimento do ^{60}Co [s⁻¹]

λ_{61} = constante de decaimento do ^{61}Co [s⁻¹]

σ_{59} = seção de choque de absorção do ^{59}Co [cm²]

A sensibilidade total no instante t é dada pela soma das três componentes acima. Para calcular $P_{\gamma,e}$ e P_e amostra-se o ^{60}Co no local onde o nêutron é capturado pelo ^{59}Co , e o ^{61}Co a partir da função distribuição de probabilidade construída com os pontos onde o nêutron é capturado pelo ^{60}Co .

O modelo acima para a avaliação da queima do detector com o tempo de irradiação encontra-se em testes, procurando-se aplicá-lo à detectores que possuam resultados experimentais ou teóricos disponíveis na literatura especializada/24/.

3. RESULTADOS E CONCLUSÕES

Em todas as simulações realizadas neste trabalho foram processadas 100.000 histórias.

Na tabela 1 avalia-se a capacidade deste trabalho em reproduzir alguns dados

presentes na literatura. Em todos os casos a espessura do coletor foi admitida igual à do isolante e a altura do detector igual à 10 cm.

Tabela 1. Sensibilidade de detectores de Cobalto a nêutrons térmicos

ref	características do detector	procedência	$S_{th} \left[10^{-22} \cdot \frac{A \cdot cm^{-1}}{n \cdot cm^{-2} \cdot s^{-1}} \right]$	
			literatura	este trab.
25	$R_{emissor} = 0,25mm$ isolante $\left\{ \begin{array}{l} Al_2O_3 \\ 0,20mm \end{array} \right.$	calc.	0,298	(0,104±0,002)
		exp.	(0,13±0,03)	
		M.C.	0,108	
25	$R_{emissor} = 1,0mm$ isolante $\left\{ \begin{array}{l} Al_2O_3 \\ 0,5mm \end{array} \right.$	calc.	7,82	(2,45±0,04)
		calc.	1,79	
		M.C.		
10	$R_{emissor} = 0,25mm$ isolante $\left\{ \begin{array}{l} Al_2O_3 \\ 0,254mm \end{array} \right.$	exp.	(0,16±0,015)	(0,105±0,002)
		M.C.	(0,11±0,006)	
2	$R_{emissor} = 0,50mm$ isolante $\left\{ \begin{array}{l} MgO \\ 0,375mm \end{array} \right.$	exp.	0,7	(0,510±0,009)
		M.C.		

Verifica-se da tabela acima que este trabalho subestima as sensibilidades obtidas experimentalmente, tal qual os outros trabalhos que utilizam o método de Monte Carlo. Provavelmente este desvio é devido a processos que não foram incluídos no programa e à erros sistemáticos, tais como erros nas constantes físicas (seções de choque, constante de decaimento, $T_{1/2}$, ...) e nas aproximações inerentes às fórmulas utilizadas. Alguns dos processos ignorados por este trabalho são: elétrons gerados no freamento de elétrons de alta energia, contribuição dos raios X característicos emitidos no efeito fotoelétrico e contribuição dos dois raios gamas de 0,511 Mev emitidos na aniquilação de pósitrons.

A tabela 2 apresenta a simulação de detectores com diversos raios de emissor e espessura de isolante (Al_2O_3), onde a espessura do coletor de aço inox é mantida constante e igual à 0,25 mm. Dos resultados obtidos verifica-se que a sensibilidade do detector é diretamente proporcional ao raio do emissor e inversamente proporcional à espessura do isolante, pois quanto maior o volume do emissor mais elétrons são produzidos e quanto menor a espessura do isolante mais elétrons provenientes do emissor conseguem atravessá-lo e chegar ao coletor.

Tabela 2. Sensibilidade de detectores de Cobalto em função do raio do emissor e da espessura do isolante

Sensibilidade térmica do detector $\left[10^{-22} \cdot \frac{A \cdot \text{cm}^{-1}}{n \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}} \right]$				
isol. [mm]	raio do emissor [0,25mm]	raio do emissor [0,5mm]	raio do emissor [0,75mm]	raio do emissor [1mm]
0,25	(0,100±0,002)	(0,58±0,01)	(1,54±0,03)	(2,92±0,05)
0,3	(0,097±0,002)	(0,559±0,009)	(1,50±0,03)	(2,84±0,05)
0,35	(0,095±0,002)	(0,548±0,009)	(1,46±0,03)	(2,76±0,05)
0,4	(0,092±0,002)	(0,534±0,009)	(1,44±0,02)	(2,69±0,05)
0,45	(0,091±0,002)	(0,522±0,009)	(1,40±0,02)	(2,62±0,05)
0,5	(0,089±0,001)	(0,511±0,009)	(1,37±0,02)	(2,57±0,05)

Em média a sensibilidade do detector decresce 11,5% com o aumento da espessura do isolante de 0,25 para 0,5 mm e aumenta 30 vezes quando o raio do emissor passa de 0,25 para 1 mm.

4. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. ALLAN, C.J. - Response Characteristics of Self-Powered Flux Detectors in CANDU Reactors. May 1978. (AECL-6171).
2. VERDANT, R. - Mesures Continues de Flux de Neutrons dans les Réacteurs Nucléaires avec Collectrons Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay, 1973. (CEA-R-4411).
3. ALLAN, C.J. - Experimental Measurements of Neutron and Gamma-Ray Sensitivities of Flux Detectors Having a Mixed Response. IN: IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-29 (1) : 660-664, Feb. 1982
4. WEISS, H. - Experimental Comparison Between In-core Gamma-Radiation and Neutron Flux Distribution in a Pressurized Water Reactor. IN: Atomkernenergie, 15 : 249-254, 1970
5. STRINDEHAG, O. - Self-Powered Neutron and Gamma Detectors for In-core Measurements. Aktiebolaget Atomenergi, Studsvik, Sweden, Nov. 1971. (AE-440).
6. WARREN, H.D. - Computational Model for self-powered neutron detector. IN: Nuclear Science and Engineering, 48 : 331, 1972
7. WARREN, H.D.; SHAH, N.H. - Neutron and Gamma-Ray Effects on Self-Powered In-Core Radiation Detectors. IN: Nuclear Science and Engineering, 54 : 395, 1974
8. JASCHIK, W.; SEIFRITZ, W. - Model for calculating Prompt-Response Self-Powered Neutron Detectors IN: Nuclear Science and Engineering, 53 : 61, 1974

9. LOPES, M.D.C.; AVILA, J.M. - Prompt-Response Self-Powered Neutron Detectors I: The effective Charge per Neutron Captured. IN: Nuclear Science and Engineering, 96 : 303, 1987
10. GOLDSTEIN, N.P. - A Monte-Carlo Calculation of the Neutron Sensitivity of Self-Powered Detectors. IN: IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-20 (1) : 549-556, Feb. 1973
11. HALL, D.S. - Monte Carlo Simulation of Self-Powered Flux Detectors. IN: IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-29 (1) : 646-650, Feb. 1982
12. HEWITT, J.S.; LAU, J.H.K.; MAO, A.C.; WILSON, J.C.; KUBICA, P. - The Evolution of SPODE: A Monte-Carlo Computer Code for Self-Powered Detector Response Calculations. IN: Proc. Can. Nucl. Soc., 1 : 47-58, 1980
13. LAMARSH, J.R. - Introduction to Nuclear Reactor Theory - Addison-Wesley Publishing Company - 1972
14. WESTCOTT, C.H. - Effective Cross Section Values for Well-Moderated Thermal Reactor Spectra. Jan. 1962. (AECL-1101).
15. STORM, E.; ISRAEL, H.I. - Photon Cross Sections from 0.001 to 100 Mev for elements 1 through 100. Los Alamos, New Mexico, Los Alamos Sci. Lab., 1967. (LA-3753)
16. STORM, E.; ISRAEL, H.I. - IN: Nuclear Data Tables A7 : 565, 1970
17. SAS User's Guide: Statistics, Version 5 Edition - SAS Institute Inc - North Carolina - USA - 1985
18. STEVENS, P.N.; CLAIBORNE, H.C. - Weapons Radiation Shielding Handbook - Chapter 2, Basic Concepts of Radiation Shielding Analysis. June 1970. (DASA-1892-5)
19. SAMSOV, G.V. - Handbook of the Physicochemical Properties of the elements I/Plenum - New York - Washington - 1968
20. EVANS, R.D.; DAVISSON, C.M. - Gamma-Ray Absorption Coefficients. IN: Reviews of Modern Physics, 24 (2) : 79, 1952
21. VIEIRA, W.J. - Simulação do Espectro de Deposição de Energia de Raios Gamas em Detetores de NaI utilizando o método de Monte Carlo - Tese de Mestrado - IPEN - SP - 1982
22. PAGES, L.; et. al. IN: Atomic Data, 4 : 1-127, 1972
23. GOLDSTEIN, N.P.; CHEN, C.L.; TODT, W.H. - Gamma-Sensitive Self-Powered Detectors and their use for in-core flux-mapping. IN: IEEE Transactions on Nuclear Science, NS-28 (1) : 752, 1981
24. SOVKA, J.A. - Response of Cobalt Neutron Flux Detectors. June 1969. (AECL-3368).
25. LOPES, M.D.C.; AVILA, J.M. - Prompt-Response Self-Powered Neutron Detectors II: Thermal and Epithermal Sensitivities. IN: Nuclear Science and Engineering, 96 : 310, 1987

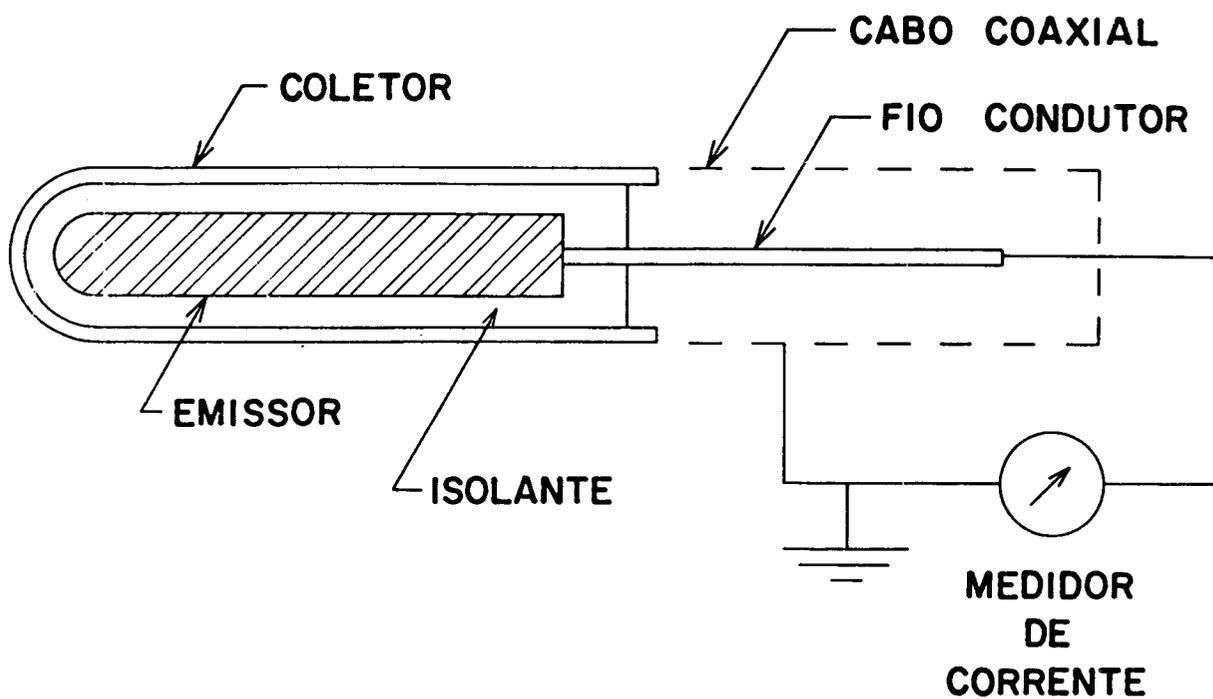


FIG.1 ESQUEMA DE UM DETECTOR SPND

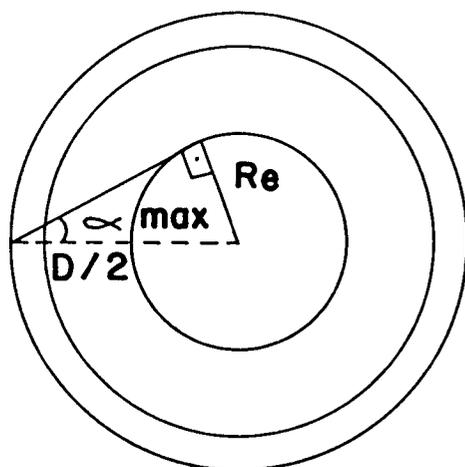


FIG.2 PROJEÇÃO DO DETECTOR SPND NO PLANO X-Y

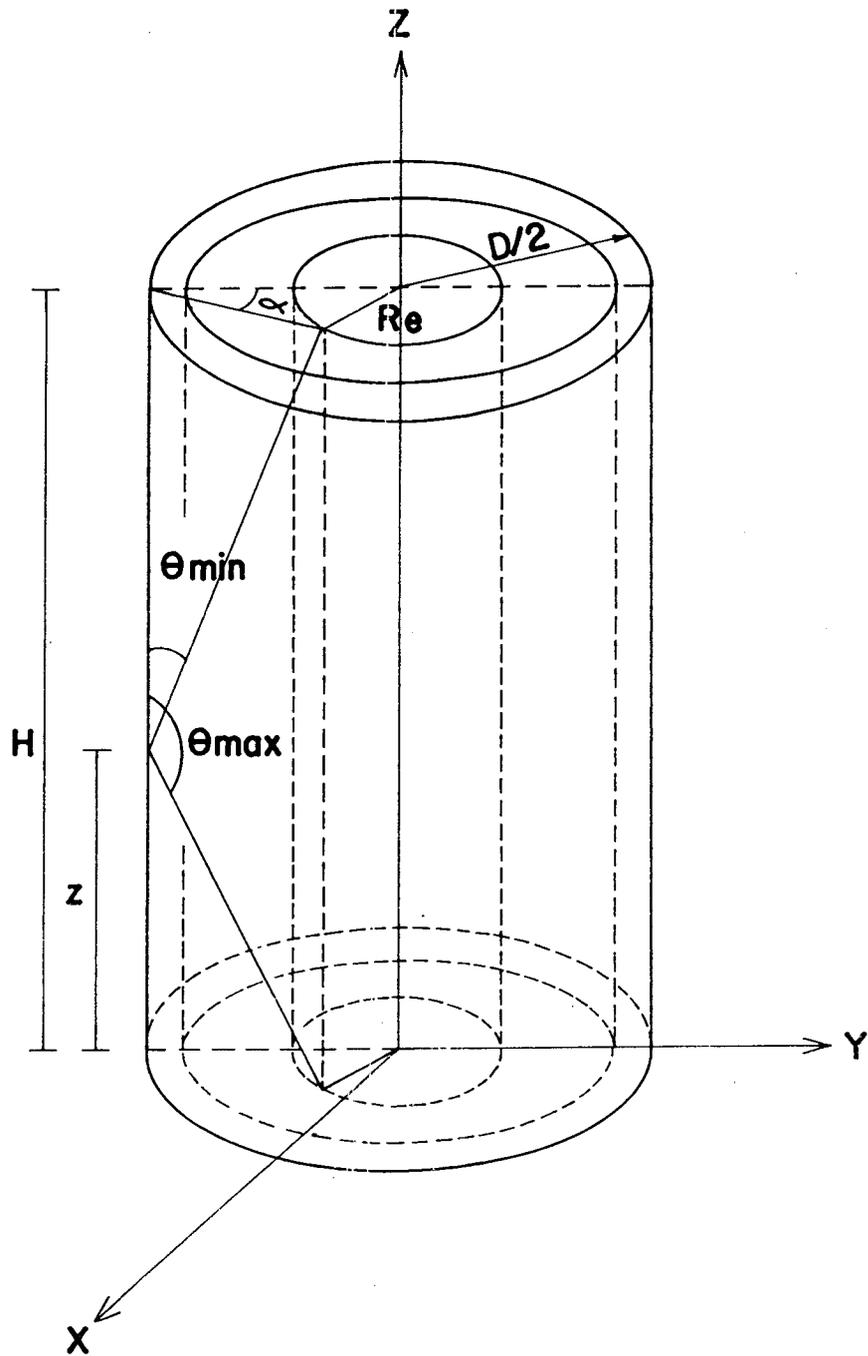


FIG.3 VISTA LATERAL DO DETECTOR SPND