



**CNEN/SP**

**ipen** Instituto de Pesquisas  
Energéticas e Nucleares

AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE  
DE SÃO PAULO

# **METODOLOGIA PARA DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DE UM MONITOR DE GASES EMISSORES DE PARTÍCULAS $\beta$**

**MARCOS RODRIGUES DE CARVALHO**

Dissertação apresentada como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Ciências na Área de Reatores Nucleares de Potência e Tecnologia do Combustível Nuclear.

Orientador:  
Prof. Dr. Adalberto José Soares

**São Paulo**

**1995**

621.311.2  
C331m

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

***METODOLOGIA PARA DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DE UM  
MONITOR DE GASES EMISSORES DE PARTÍCULAS  $\beta$***

**MARCOS RODRIGUES DE CARVALHO**

Dissertação apresentada ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares como parte dos requisitos para obtenção do grau de Mestre em Tecnologia de Reatores de Potência e Tecnologia de Combustível Nuclear.

**ORIENTADOR: Prof. Dr. ADALBERTO JOSÉ SOARES**

*São Paulo*

1995



*Qualquer caminho é apenas um caminho e não constitui insulto algum - para si mesmo ou para os outros - abandoná-lo quando assim ordena o seu coração (...)*  
*Olhe cada caminho com cuidado e atenção. Tente-o quantas vezes julgar necessárias... Então, faça a si mesmo e apenas a si mesmo uma pergunta: possui esse caminho um coração? Em caso afirmativo, o caminho é bom. Caso contrário, esse caminho não possui importância alguma.*

**Carlos Castañeda**

*À Mônica  
e Anésia*

## *AGRADECIMENTOS*

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares da Comissão Nacional de Energia Nuclear (IPEN/CNEN-SP), pelo fornecimento das instalações, equipamentos e pelos cursos de Pós-Graduação oferecidos.

À Coordenadoria para Projetos Especiais (COPESP) do Ministério da Marinha, pelo fornecimento das instalações e equipamentos.

Ao Prof. Dr. Adalberto José Soares, pela orientação segura, incentivo, discussões e coleguismo durante a elaboração deste trabalho.

Ao Dr. Mauro da Silva Dias, chefe do Laboratório de Metrologia de Radioisótopos do Serviço de Calibração e Dosimetria do IPEN, pela confecção das fontes radioativas e pelos conselhos na elaboração da parte experimental deste trabalho.

À Dra. Eliza Tomida, assessora de Segurança Nuclear da COPESP, pelo apoio e incentivo durante o desenvolvimento deste trabalho.

Aos colegas MSc. Luis Sergio de Souza e MSc. Ricardo Diniz, da Seção de Desenvolvimento de Detectores da COPESP, pelo auxílio na elaboração da parte experimental e no desenvolvimento do modelo matemático, utilizados neste trabalho.

Ao colega Ricardo D'Utra Bitelli, da Seção de Proteção Radiológica e Ambiental da COPESP, pelo apoio na execução das atividades profissionais, para que este trabalho pudesse ser realizado.

A todos, enfim, que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

***METODOLOGIA PARA DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DE UM  
MONITOR DE GASES EMISSORES DE PARTÍCULAS  $\beta$***

**MARCOS RODRIGUES DE CARVALHO**

**RESUMO**

Este trabalho apresenta uma metodologia para determinar a eficiência de monitores de ar utilizados para medir a concentração de gases nobres, emissores de partículas beta, instalados em usinas nucleares. Os valores de eficiência, determinados teoricamente, foram comparados com dados experimentais. Na parte experimental foram utilizadas três fontes pontuais emissoras de partículas beta, para simular uma pequena quantidade de gás uniformemente distribuída em um pequeno volume. A comparação entre os valores teóricos e experimentais apresentou um desvio da ordem de 4,2 % para as fontes de partículas beta de  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ,  $^{204}\text{Tl}$  e  $^{45}\text{Ca}$ .

***METHODOLOGY TO DETERMINATE THE EFFICIENCY OF A  $\beta$   
EMITTER GASES MONITOR***

**MARCOS RODRIGUES DE CARVALHO**

**ABSTRACT**

This work presents a methodology developed to determinate the efficiency of air monitors used to measure the concentration of beta emitters noble gases in nuclear power stations. Efficiency values, obtained by means of theoretical computation are compared with experimental values. The experimental part of the work was performed using three diferent point beta source, to simulate small amounts of gas uniformy distributed in small volume. The comparison shows that theoretical an experimental values agree within 4,2 % for  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ,  $^{204}\text{Tl}$  and  $^{45}\text{Ca}$  beta sources.

***METHODOLOGY TO DETERMINATE THE EFFICIENCY OF A  $\beta$   
EMITTER GASES MONITOR***

**MARCOS RODRIGUES DE CARVALHO**

**ABSTRACT**

This work presents a methodology developed to determine the efficiency of air monitors used to measure the concentration of beta emitters noble gases in nuclear power stations. Efficiency values, obtained by means of theoretical computation are compared with experimental values. The experimental part of the work was performed using three different point beta source, to simulate small amounts of gas uniformly distributed in small volume. The comparison shows that theoretical and experimental values agree within 4,2 % for  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ,  $^{204}\text{Tl}$  and  $^{45}\text{Ca}$  beta sources.

## LISTA DE FIGURAS

<i>Figura</i>	<i>Página</i>
<i>3.1 - Monitor de particulados com filtro móvel.....</i>	<i>12</i>
<i>4.1 - Esquema de decaimento beta-gama .....</i>	<i>20</i>
<i>4.2 - Distribuição de energia da radiação beta.....</i>	<i>21</i>
<i>4.3 - Coeficiente de retroespalhamento em função da energia incidente.....</i>	<i>26</i>
<i>4.4 - Contribuição da perda de energia por ionização e radiação .....</i>	<i>28</i>
<i>4.5 - Efeito do meio entre a fonte e o detector.....</i>	<i>30</i>
<i>4.6 - Ângulo sólido.....</i>	<i>31</i>
<i>4.7 - Fração de ângulo sólido .....</i>	<i>32</i>
<i>4.8 - Fração de ângulo sólido de um detector superficial a uma fonte volumétrica.....</i>	<i>33</i>
<i>4.9 - Fator de auto-absorção.....</i>	<i>34</i>
<i>4.10 - Fonte uniformemente distribuída de espessura t.....</i>	<i>35</i>
<i>4.11 - Fator de retroespalhamento .....</i>	<i>36</i>
<i>4.12 - Eficiência do detector .....</i>	<i>38</i>
<i>5.1 - Arranjo fonte-detector .....</i>	<i>40</i>
<i>5.2 - Ângulo sólido entre a fonte e o detector.....</i>	<i>43</i>
<i>5.3 - Plano do detector.....</i>	<i>43</i>
<i>5.4 - Fator geométrico de uma fonte volumétrica a um detector circular.....</i>	<i>48</i>
<i>5.5 - Fator geométrico obtido por Manchuk. ....</i>	<i>48</i>
<i>5.6 - Posicionamento da fonte pontual .....</i>	<i>52</i>
<i>6.1 - Arranjo do detector .....</i>	<i>59</i>
<i>6.2 - Arranjo experimental.....</i>	<i>60</i>
<i>6.3 - Patamar de alta tensão do detector.....</i>	<i>61</i>
<i>6.4 - Suporte da fonte .....</i>	<i>62</i>
<i>6.5 - Detalhe dos apoios para o suporte da fonte .....</i>	<i>63</i>

<i>6.6 - Arranjo da fonte dentro do volume de medida.....</i>	<i>63</i>
<i>6.7 - Distribuição dos pequenos volumes com fontes pontuais.....</i>	<i>64</i>
<i>6.8 - Posicionamento da fonte pontual no volume de medida.....</i>	<i>67</i>
<i>8.1 - Eficiência em função da energia.....</i>	<i>83</i>
<i>A.1 - Arranjo fonte pontual - detector circular.....</i>	<i>87</i>
<i>A.2 - Ângulo sólido subentendido por um detector circular</i>	
<i>    a uma fonte pontual.....</i>	<i>90</i>
<i>B.1 - Arranjo fonte circular - detector circular.....</i>	<i>91</i>
<i>B.2 - Ângulo sólido subentendido por um detector circular</i>	
<i>    coaxial a uma fonte circular.....</i>	<i>94</i>
<i>C.1 - Regra do Trapézio.....</i>	<i>95</i>

## LISTA DE TABELAS

<i>Tabela</i>	<i>Página</i>
<i>3.1 - Inventário da atividade de gases nobres presentes no núcleo e que escapam num acidente de ruptura.....</i>	<i>07</i>
<i>3.2 - Inventário da atividade de gases nobres presentes no combustível e que escapam no acidente de ruptura.....</i>	<i>08</i>
<i>3.3 - Características dos mais importantes gases nobres.....</i>	<i>14</i>
<i>3.4 - Detectores para gases nobres e suas aplicações.....</i>	<i>15</i>
<i>3.5 - Monitores de Gases Nobres.....</i>	<i>17</i>
<i>4.1 - Coeficientes de atenuação.....</i>	<i>24</i>
<i>5.1 - Fator de auto-absorção para fontes gasosas uniformemente distribuídas em um volume de ar.....</i>	<i>50</i>
<i>5.2 - Fontes de partículas beta utilizadas na determinação da eficiência intrínseca do detector.....</i>	<i>53</i>
<i>5.3 - Contagens obtidas com as fontes pontuais.....</i>	<i>53</i>
<i>5.4 - Atividade, fator de atenuação e fator geométrico das fontes pontuais... </i>	<i>55</i>
<i>5.5 - Eficiência pontual do detector.....</i>	<i>55</i>
<i>5.6 - Eficiência intrínseca do detector.....</i>	<i>56</i>
<i>5.7 - Eficiência global do sistema - valores calculados.....</i>	<i>57</i>
<i>6.1 - Fontes de partículas beta utilizadas no arranjo experimental.....</i>	<i>61</i>
<i>6.2 - Volumens ocupados pela fonte pontual (mm<sup>3</sup>).....</i>	<i>68</i>
<i>6.3 - Fatores de correção.....</i>	<i>69</i>
<i>6.4 - Contagens - BG (cpm) obtidas através da fonte de <sup>90</sup>Sr-<sup>90</sup>Y.....</i>	<i>69</i>
<i>6.5 - Contagens- BG (cpm) obtidas através da fonte de <sup>204</sup>Tl.....</i>	<i>70</i>
<i>6.6 - Contagens- BG (cpm) obtidas através da fonte de <sup>45</sup>Ca.....</i>	<i>70</i>
<i>6.7 - Contagens corrigidas para a fonte de <sup>90</sup>Sr-<sup>90</sup>Y.....</i>	<i>71</i>
<i>6.8 - Contagens corrigidas para a fonte de <sup>204</sup>Tl.....</i>	<i>71</i>

<b>6.9 - Contagens corrigidas para a fonte de <math>^{45}\text{Ca}</math>.....</b>	<b>71</b>
<b>6.10 - Contagem total.....</b>	<b>72</b>
<b>6.11 - Eficiência experimental.....</b>	<b>73</b>
<b>6.12 - Eficiência global calculada.....</b>	<b>73</b>
<b>7.1 - Desvio nas contagens obtidas com as fontes pontuais.....</b>	<b>75</b>
<b>7.2 - Desvio na eficiência intrínseca pontual do detector e na atividade das fontes.....</b>	<b>76</b>
<b>7.3 - Desvio na eficiência intrínseca do detector.....</b>	<b>77</b>
<b>7.4 - Desvio na eficiência global calculada.....</b>	<b>77</b>
<b>7.5 - Desvio na somatória das medidas experimentais.....</b>	<b>79</b>
<b>7.6 - Desvio na eficiência experimental.....</b>	<b>80</b>
<b>8.1 - Comparação da eficiência experimental com a eficiência calculada....</b>	<b>82</b>
<b>8.2 - Dimensões dos monitores de ar para gases nobres da General Atomic.....</b>	<b>84</b>
<b>A.1- Ângulo sólido subtendido por um detector circular a uma fonte pontual.....</b>	<b>89</b>
<b>B.1 - Ângulo sólido subtendido por um detector circular coaxial a uma fonte circular.....</b>	<b>93</b>

## ÍNDICE

	<i>Página</i>
<i>AGRADECIMENTOS</i> .....	<i>i</i>
<i>RESUMO</i> .....	<i>iii</i>
<i>ABSTRACT</i> .....	<i>iv</i>
<i>LISTA DE FIGURAS</i> .....	<i>v</i>
<i>LISTA DE TABELAS</i> .....	<i>vii</i>
<i>1. INTRODUÇÃO</i> .....	<i>01</i>
<i>1.1. Considerações Gerais</i> .....	<i>01</i>
<i>1.2. Monitoração em Situação de Acidentes</i> .....	<i>02</i>
<i>2. OBJETIVO DO TRABALHO</i> .....	<i>05</i>
<i>3. RESUMO BIBLIOGRÁFICO</i> .....	<i>06</i>
<i>3.1. Dados de Liberação de Gases Nobres em Situações de Acidentes</i> .....	<i>06</i>
<i>3.2. Monitores de Ar</i> .....	<i>08</i>
<i>3.2.1. Monitores de Particulados</i> .....	<i>10</i>
<i>3.2.2. Monitores de Iodo</i> .....	<i>12</i>
<i>3.2.3. Monitores de Trítio</i> .....	<i>13</i>
<i>3.2.4. Monitores de Gases Nobres</i> .....	<i>13</i>
<i>4. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS</i> .....	<i>19</i>
<i>4.1. Propriedades da Radiação Beta</i> .....	<i>19</i>
<i>4.1.1. Distribuição de Energia</i> .....	<i>21</i>
<i>4.1.2. Interação com a Matéria</i> .....	<i>23</i>

<i>4.1.3. Interação por Ionização e Excitação</i> .....	23
<i>4.1.4. Retroespalhamento</i> .....	26
<i>4.1.5. Interação com Produção de Outro Tipo de Radiação</i> .....	27
<i>4.1.6. O Póstron</i> .....	28
<i>4.2. Determinação da Concentração de um Radionuclídeo</i> .....	28
<i>4.2.1. Efeitos Geométricos</i> .....	30
<i>4.2.1.1. Efeito do Meio entre Fonte e Detector</i> .....	30
<i>4.2.1.2. Fator de Ângulo Sólido</i> .....	31
<i>4.2.2. Efeitos da Fonte</i> .....	34
<i>4.2.2.1. Fator de Auto-absorção na Fonte</i> .....	34
<i>4.2.2.2. Fator de Retroespalhamento</i> .....	36
<i>4.2.3. Efeitos do Detector</i> .....	37
<i>4.2.3.1. Espalhamento e Atenuação Devido à Película do Detector</i> .....	37
<i>4.2.3.2. Eficiência do Detector</i> .....	37
<i>5. DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO SISTEMA DE MEDIDA</i> .....	40
<i>5.1. Definição do Problema</i> .....	40
<i>5.2. Fator de Ângulo Sólido</i> .....	42
<i>5.3. Fator de Auto-absorção</i> .....	49
<i>5.4. Eficiência Intrínseca do Detector</i> .....	51
<i>5.4.1. Medida da Eficiência Intrínseca do Detector</i> .....	52
<i>5.5. Eficiência do Sistema Fonte-detector</i> .....	56
<i>6. PROGRAMA EXPERIMENTAL</i> .....	58
<i>6.1. Bancada Experimental</i> .....	58
<i>6.2. Levantamento de Dados</i> .....	64
<i>6.2.1. Aproximação da Fonte Volumétrica por uma Somatória de Fontes Pontuais</i> .....	64
<i>6.2.2. Medidas</i> .....	67

<i>6.2.3. Determinação da Eficiência Experimental</i> .....	72
<b>7. ANÁLISE DE ERROS</b> .....	74
<i>7.1. Desvio na Eficiência Calculada</i> .....	74
<i>7.2. Desvio na Eficiência Experimental</i> .....	78
<i>7.3. Comparação entre os Desvios na Eficiência Calculada e Experimental</i> .....	80
<b>8. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES</b> .....	81
<i>8.1. Conclusões</i> .....	81
<i>8.2. Recomendações</i> .....	86
<b>9. APÊNDICES</b> .....	87
<i>APÊNDICE A - Ângulo Sólido Subentendido por um Detector Circular a uma Fonte Pontual</i> .....	87
<i>APÊNDICE B - Ângulo Sólido Subentendido por um Detector Circular Coaxial a uma Fonte Circular</i> .....	91
<i>APÊNDICE C - Método Matemático Utilizado pelo MATHCAD</i> .....	95
<i>APÊNDICE D - Propagação de Erros</i> .....	100
<b>10. REFERÊNCIAS BIBLIOGRAFIA</b> .....	102

## **1. INTRODUÇÃO**

### **1.1. Considerações Gerais**

O objetivo da monitoração de contaminantes no ar é fornecer informações para que sejam tomadas medidas adequadas de proteção à saúde e segurança do trabalhador e indivíduos do público, de modo que estes se exponham um mínimo praticável a fontes de radiação presentes no ar.

Estas fontes podem ter sua origem através de manipulação de materiais radioativos em laboratórios de radionuclídeos, em medicina nuclear de terapia e diagnóstico, na agricultura, em reatores nucleares, em aceleradores de partículas, em instalações do ciclo do combustível nuclear, etc.

Os contaminantes radioativos presentes no ar compreendem uma diversa gama de elementos e se apresentam em diversas formas físico/químicas. Os gases nobres (Ar, Xe, e Kr) são uma parcela específica destes contaminantes, cuja principal característica é o fato de serem inertes, não reagindo metabolicamente com os fluidos do corpo.

Os riscos associados aos gases nobres são advindos da dose externa provocada pelos isótopos de meia vida suficientemente longa e do risco de incorporação, através da cadeia alimentar dos filhos radioativos gerados.

Devido a sua característica inerte, os gases nobres não são retidos com eficiência por filtros. Portanto, a medida de concentração desses gases é realizada por intermédio da contabilização de sua concentração em um volume constante. E sendo os gases nobres, em sua maioria, emissores de partículas beta, sua medida é efetuada utilizando-se detectores para radiação beta.

Em instalações nucleares tipo PWR, normalmente os níveis de efluentes contendo gases nobres são muito baixos (menor que  $10^{-6}$   $\mu\text{Ci}/\text{cm}^3$  de  $^{133}\text{Xe}$ ) /30/, exigindo esforços na confecção de equipamentos capazes de detectar as concentrações necessárias. Por outro lado, em situações de acidentes os níveis de gases nobres presentes nos efluentes da instalação, tornam-se extremamente altos, podendo atingir níveis de até  $10^{+5}$   $\mu\text{Ci}/\text{cm}^3$  de  $^{133}\text{Xe}$  /02/. No acidente de Three-Mile Island, o isótopo encontrado em maior abundância durante o LOCA (acidente de perda de refrigeração do circuito primário), foi o  $^{133}\text{Xe}$  /30/.

Em caso de acidentes, todo efluente presente no ar, inclusive os gases nobres, ficam retidos sob as diversas contenções de que é composto um reator. Como apenas uma pequena parcela dos gases nobres é retida por filtros, o decaimento radioativo é a única forma de minimizar a liberação para o meio ambiente. Portanto, é importante que durante e após um acidente existam equipamentos capazes de registrar a concentração dos gases nobres, de modo a estabelecer um padrão de liberação, com o decorrer do tempo, sem sobrecarregar o meio ambiente.

### ***1.2. Monitoração em Situação de Acidentes***

A discussão com relação a monitoração de radiação para reatores em situação de acidente, teve início nos Estados Unidos, a partir de 1975.

Em dezembro de 1975, a Nuclear Regulatory Commission (NRC) elaborou a versão original do Regulatory Guide 1.97 - "Instrumentation for Light-Water-Cooled Nuclear Power Plants for Assess Plant and Environs Conditions During and Following an Accident". Nesta versão, a única citação à

monitoração de radiação, fazia vagas referências a um monitor, cujo propósito era medir a eficiência do sistema de limpeza da atmosfera da contenção.

Em sua primeira revisão, em agosto de 1977, o Regulatory Guide 1.97, apresentou substanciais mudanças, estendendo a faixa de medida de certos instrumentos, para atender a situações limites de um acidente. Foram também definidos valores máximos para medida de nível de radiação na contenção, após um acidente, bem como, para taxas de liberação de materiais radioativos.

Na sua segunda revisão, em dezembro de 1980, influenciado principalmente pelo acidente de Three-Mile Island, foi elaborado um guia completo, contendo informações específicas para monitorações necessárias após um acidente, incluindo as qualificações para os monitores.

Um dos monitores apresentados na segunda revisão do Regulatory Guide 1.97 foi o monitor de ar utilizado para medir a concentração de materiais radioativos presentes no efluente gasoso de uma planta de potência nuclear, após um acidente.

Este monitor deve ser localizado próximo ao ponto de liberação de efluentes radioativos, sendo a amostra retirada a partir de bocais isocinéticos, localizados na corrente de efluentes. Os componentes do monitor, detectores, controles e sistema de leitura, devem ter qualificações ambiental e sísmica para suportar as condições do acidente.

Geralmente os monitores de efluentes radioativos no ar possuem três detectores distintos fisicamente - um para particulados, um para iodo, e um para gases nobres, sendo os detectores separados, para otimizar a medida dos três contaminantes. Como em situações de acidente, a medida de particulados e iodo

não possui a mesma confiabilidade da medida de gases, que não é afetada por efeitos imprevisíveis como erros na amostragem, oxidação e precipitação, a única medida direta possível de ser realizada nesta situação, é a de gases nobres.

Caso se necessite inferir a provável atividade de iodo e particulados, após um acidente, esta medida pode ser efetuada a partir da medida de gases nobres.

## **2. OBJETIVO DO TRABALHO**

Em instalações nucleares, a monitoração de gases nobres, em sua maioria emissores de partículas beta, é necessária como pode ser observado através do Regulatory Guide 1.97 - "Instrumentation for Light-Water-Cooled Nuclear Power Plants for Assess Plant and Environs Conditions During and Following an Accident", citado no capítulo 1.

Para tanto torna-se necessário estabelecer uma metodologia que permita, a partir das contagens registradas por um detector, determinar a concentração para um emissor de partículas beta.

O objetivo deste trabalho é desenvolver uma metodologia que, aplicada a um monitor de ar, forneça continuamente, a partir da medida da taxa de contagem, a concentração do radionuclídeo que passa pelo mesmo.

O trabalho preve, ainda, a confirmação da metodologia através de dados obtidos em uma bancada experimental, utilizando-se um radionuclídeo emissor de partículas beta contido em uma fonte pontual.

A razão para a utilização de uma fonte pontual na parte experimental é que uma fonte gasosa requer um equipamento experimental e um sistema de exaustão que não estavam disponíveis quando da elaboração do trabalho. No entanto, como veremos no capítulo 6, se considerarmos que a fonte volumétrica gasosa está dispersa homogeneamente dentro do volume de medida e sendo a densidade do gás semelhante a do ar, se efetuarmos medidas em diversos pontos do volume com uma fonte pontual, e em seguida somarmos todas as medidas, a concentração obtida será semelhante à obtida com a fonte gasosa.

### **3. RESUMO BIBLIOGRÁFICO**

#### **3.1. Dados de Liberação de Gases Nobres em Situações de Acidentes**

Durante a operação de reatores nucleares, uma vasta quantidade de produtos de fissão é produzida nos elementos combustíveis. Um reator de 100 MW<sub>th</sub> (25 a 30MW<sub>e</sub>) pode gerar aproximadamente 10<sup>8</sup> Ci de produtos de fissão durante a operação normal /65/. Dependendo do tipo de reator, em operação normal, uma pequena parte dos produtos de fissão como xenônio, criptônio, iodo e trítio são liberados.

Por outro lado, em situações de acidente, uma grande quantidade de produtos de fissão pode ser liberado para o meio ambiente. A quantidade de material liberado irá depender: do tipo de reator, do nível de potência, da história de operação do reator e do grau de contenção, além do tempo de duração do acidente.

No caso do material particulado e outros elementos filtráveis, a liberação para o meio ambiente pode ser contida, porém no caso específico de gases nobres, a única forma de diminuir a atividade é através de decaimento radioativo.

Portanto, é importante, durante e após um acidente, realizar medidas da quantidade de gases nobres presentes na instalação de modo a manter o acompanhamento do nível de concentração dos mesmos e orientar possíveis liberações.

A título de ilustração, a seguir serão apresentados dois acidentes postulados, onde são fornecidas as quantidades de gases nobres liberadas para o

meio ambiente, conforme relatório final de análise de segurança da Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto Unidade 1 /16/. Estes acidentes são:

- *ruptura do sistema de refrigeração do primário (LOCA); e*
- *queda de um elemento combustível usado.*

No acidente de *ruptura do sistema de refrigeração do primário* é assumido que todo o inventário de gases nobres presentes na ruptura, escapam da contenção primária. O inventário dos gases nobres liberados está apresentado na tabela 3.1.

<i>Isótopos</i>	<i>Atividade no Núcleo (Ci x 10<sup>7</sup>)</i>	<i>% de Atividade que Escapa na Ruptura (%)</i>	<i>Atividade que Escapa na Ruptura (Ci x 10<sup>5</sup>)</i>
83mKr	0,902	0,104	0,0938
85Kr	0,055	19,2	1,05
85mKr	2,17	0,156	0,339
87Kr	4,17	0,0844	0,352
88Kr	5,94	0,125	0,741
89Kr	7,68	0,0193	0,133
131mXe	0,0367	1,26	0,0462
133Xe	11,2	0,839	9,38
133mXe	0,284	0,550	0,156
135Xe	3,06	0,227	0,694
135mXe	3,01	0,0382	0,115
138Xe	9,85	0,0399	0,393

Tabela 3.1 - Inventário da atividade de gases nobres presentes no núcleo e que escapam num acidente de ruptura.

Os valores de atividade apresentados na tabela 3.1, correspondem a planta operando em potência total durante 650 dias.

O cenário para o acidente de *queda de um elemento combustível usado*, supõe que a queda ocorra durante sua colocação na piscina de estocagem de combustíveis usados, resultando na ruptura do encamisamento da vareta combustível, dentro da piscina.

Considerando-se a pior hipótese, na tabela 3.2, são apresentadas as quantidades de gases nobres liberados.

<i>Isótopos</i>	<i>Atividade no Combustível (Ci)</i>	<i>Fração que Escapa na Ruptura</i>	<i>Atividade que Escapa na Ruptura (Ci)</i>
$^{85}\text{Kr}$	$8,92 \times 10^3$	0,218	$1,95 \times 10^3$
$^{85\text{m}}\text{Kr}$	$2,67 \times 10^5$	0,002	$5,34 \times 10^2$
$^{87}\text{Kr}$	$5,13 \times 10^5$	0,00108	$5,54 \times 10^2$
$^{88}\text{Kr}$	$7,30 \times 10^5$	0,0016	$1,17 \times 10^3$
$^{133}\text{Xe}$	$1,37 \times 10^6$	0,0107	$1,47 \times 10^4$
$^{133\text{m}}\text{Xe}$	$3,49 \times 10^4$	0,00703	$2,45 \times 10^2$
$^{135}\text{Xe}$	$3,75 \times 10^5$	0,00291	$1,09 \times 10^3$
$^{135\text{m}}\text{Xe}$	$3,69 \times 10^5$	0,00049	$1,81 \times 10^2$
$^{138}\text{Xe}$	$1,21 \times 10^6$	0,000511	$6,19 \times 10^2$

Tabela 3.2 - Inventário da atividade de gases nobres presentes no combustível e que escapam no acidente de ruptura.

Todos os gases nobres liberados na piscina são imediatamente dispersos no ambiente do prédio de estocagem de combustíveis.

### **3.2. Monitores de Ar**

A primeira etapa na seleção de um procedimento para monitoração do ar deve levar em consideração as condições do ambiente, como: umidade relativa, existência de gases corrosivos, campos de radiação externos, ou outros tipos de radionuclídeos que possam vir a afetar a performance da medida.

Em geral, os processos de medida de contaminação do ar podem ser distribuídos em dois tipos:

- *medida indireta*
- *medida direta*

A *medida indireta* é efetuada removendo-se a amostra coletada do ar com subsequente análise em laboratórios, onde são utilizados equipamentos de contagem e análises radioquímicas apropriadas. Esta técnica possibilita atrasar a medida, para permitir o decaimento de radionuclídeos naturais de meia vida curta, além de eliminar o efeito de campos de radiação presentes no ponto de coleta da amostra.

O modo de medida mais usado é a análise radiométrica com ou sem a preparação da amostra. A coleção em um filtro seguido da contagem direta é o procedimento mais simples e mais comum. Análises mais elaboradas, para misturas de radionuclídeos, incluem separação química e/ou análise espectrométrica da amostra.

Radionuclídeos na forma gasosa necessitam de um meio especial de amostragem, como adsorvedores ou recipientes de volume conhecido. Para o radioiodo, que pode existir em várias formas químicas, é necessário usar vários meios de amostragem para garantir uma amostragem quantitativa.

A *medida direta* é utilizada nos casos onde os objetivos da monitoração requerem uma medida imediata durante a amostragem. Nestes casos são instalados monitores de ar contínuos, onde o detector é colocado na frente da amostra a ser medida.

Existem dois tipos básicos de monitores de ar contínuos, aqueles onde o ar a ser monitorado passa na frente do detector, e aqueles onde o detector é instalado junto a um filtro onde o material a ser monitorado será retido. Em tais equipamentos o sistema analítico é disposto de forma a apresentar leituras indicativas das concentrações medidas. Sistemas de alarmes são incorporados para avisar os trabalhadores no caso do nível de contaminantes exceder um valor preestabelecido.

Os monitores de ar utilizados em instalações nucleares são classificados em função do contaminante, basicamente em quatro tipos:

- *monitores de particulados;*
- *monitores de iodo;*
- *monitores de trítio; e*
- *monitores de gases nobres.*

A seguir, serão apresentados cada um destes monitores e suas principais características.

### ***3.2.1. Monitores de Particulados***

As partículas radioativas no ar são amostradas por remoção através de filtração, sendo a atividade acumulada medida diretamente por um detector instalado junto ao filtro de alta eficiência ( $\approx 99\%$ ). Em adição ao filtro, o arranjo do monitor de partículas consta de um equipamento para circulação de ar (bomba ou ventilador) e um medidor de fluxo. O equipamento de circulação de ar

deve ser o último componente do sistema, pois de outra maneira, a radioatividade será removida antes de atingir o filtro.

Os monitores de particulados são classificados conforme o tipo de filtro em dois modelos:

- Monitores com Filtros Fixos

Para radioisótopos de meia vida curta (algumas horas) a taxa de contagem indicada pelo monitor segue a variação da concentração de partículas radioativas no ar, com algum tempo de atraso.

Para radioisótopos de meia vida longa, a radioatividade no filtro aumenta com o tempo, e portanto a taxa de contagem mostra a concentração de partículas radioativas no volume de ar que passou pelo filtro desde a sua instalação. Por isso, o filtro tem que ser trocado quando a atividade chega a um certo nível.

- Monitores com Filtro Móvel

Esse monitor é usado para avaliar e registrar as concentrações de material radioativo em presença de campos de radiação natural. Neste tipo de monitor o filtro, tipo fita, move-se através de uma esteira. Em geral são instalados dois detectores, um que efetua medida instantânea e um segundo que efetua medida com atraso. O tempo de atraso na esteira é ajustado para que a radioatividade natural seja reduzida a valores desprezíveis. Na figura 3.1 é apresentado o esquema de um monitor de particulados com filtro móvel instalado na chaminé de um reator de potência.

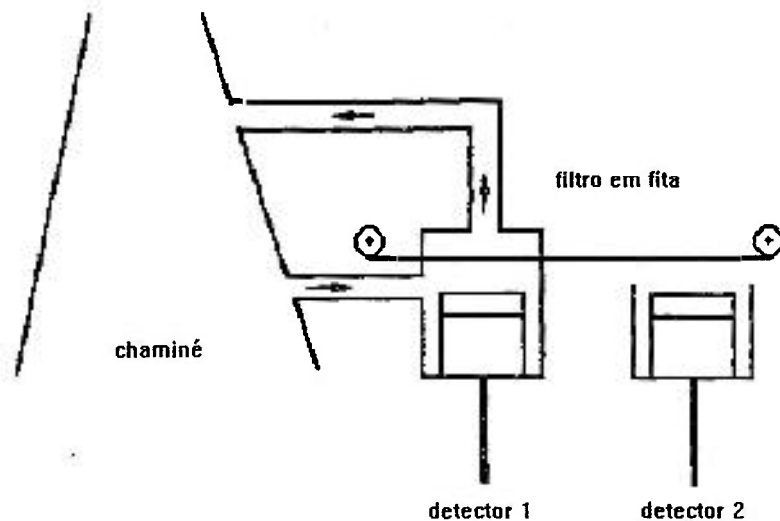


Figura 3.1 - Monitor de particulados com filtro móvel /03/.

### 3.2.2. Monitores de Iodo

Esta monitoração é muito importante, pois o iodo tem um alto fator de transferência na cadeia alimentar e uma forte concentração na glândula tireóide.

A amostragem e análise de radioiodo é complicada devido ao fato de que o iodo pode ser encontrado em diversas formas químicas. No entanto, a maior parte se apresenta na forma gasosa. O iodo pode também se apresentar na forma de particulados (usualmente em pequenas proporções), sendo a coleta de amostras efetuada através de filtro de partículas comum.

O radioiodo na forma gasosa é normalmente amostrado por extração através de uma substância em que o iodo será adsorvido. O material adsorvedor, geralmente carvão ativado, é colocado após o filtro de particulado, de modo a eliminar potenciais interferências radioativas.

Os instrumentos para medida de iodo, na forma gasosa, adsorvido em filtros de carvão ativado, possuem o mesmo princípio de medida dos monitores de particulados.

### **3.2.3. Monitores de Trítio**

O trítio ( $^3\text{H}$ ) é especificamente importante em reatores a água pesada e no futuro em reatores de fusão. Devido a sua baixa energia beta ( $E_{\text{max}} = 18 \text{ KeV}$ ), o trítio, na forma gasosa, somente pode ser medido em contadores proporcionais de fluxo contínuo com o gás a ser medido misturado com o gás de contagem. Para se obter resultados confiáveis é necessário um fluxo de gás constante e um elaborado mecanismo de controle.

### **3.2.4. Monitores de Gases Nobres**

Devido a seu caráter inerte, os gases nobres não são retidos por filtros nem constituem um risco de incorporação, sendo considerados apenas devido a dose externa. Os gases nobres incluídos nesta categoria são o criptônio, o xenônio e o argônio, sendo que o radônio, por ser determinado através da retenção dos seus filhos radioativos por filtros de particulados, é considerado na medida de particulados.

O xenônio e o criptônio são encontrados nos produtos de fissão dos reatores refrigerados a água, enquanto que o  $^{41}\text{Ar}$  é resultado da ativação do argônio atmosférico por nêutrons, em reatores refrigerados a ar /65/. A maioria dos isótopos de gases nobres possuem meias-vidas que variam de segundos a alguns dias, com exceção do  $^{85}\text{Kr}$  cuja meia-vida é de 10,76 anos. Na tabela 3.3 são apresentados os mais importantes gases nobres e suas propriedades.

ISÓTOPOS	$^{41}\text{Ar}$	$^{135}\text{Xe}$	$^{85\text{m}}\text{Kr}$	$^{85}\text{Kr}$	$^{133}\text{Xe}$
Meia Vida /73/	1,83h	9,2 h	4,39 h	10,76 a	5,27 d
$E_{\beta\text{max}}$ (MeV) /73/	1,293	0,92	0,82	0,67	0,347
$E_{\gamma}$ (MeV) /73/	1,293	0,25	0,15	0,514	0,081
Alcance Máx. no Ar (cm) /56/	406	270	230	180	100
Alcance em (cm) p/a $E_{\beta\text{med}} = 1/3 \cdot E_{\beta\text{max}}$ /56/	110	90	80	60	14
CAD (Bq/m <sup>3</sup> ) CNEN - NE 3.01	$1 \times 10^5$	$5 \times 10^5$	$8 \times 10^5$	$5 \times 10^6$	$4 \times 10^6$

Tabela 3.3 - Características dos mais importantes gases nobres.

Em geral a amostragem de gases nobres envolve a obtenção de uma amostra do ar para medir os níveis de material contaminado. No caso de medida indireta, a amostra pode ser obtida com o uso de um recipiente em vácuo, ligado a atmosfera de interesse por uma válvula, ou através de um recipiente isolado por duas válvulas, uma de entrada e outra de saída, sendo a amostra coletada levada para análise em um laboratório apropriado.

A medida contínua é efetuada passando-se o ar a ser medido por uma câmara, onde um detector instalado junto a parede da câmara monitora a contaminação. De modo a manter um mínimo de interferência na medida, o fluxo de ar é filtrado para remover materiais não gasosos e a câmara é blindada.

Na maioria dos casos são usados detectores para radiação beta, na medida contínua de gases nobres. No caso de  $^{85}\text{Kr}$  que é virtualmente um emissor beta puro (apenas 0,4 % de emissão gama com 514 KeV), este é o mais razoável método de detecção. No caso de outros gases nobres a detecção através

da radiação beta também é vantajosa, pois câmaras de medida com dimensões razoáveis podem ser usadas sem redução excessiva de sensibilidade.

Para obter uma máxima taxa de contagem por unidade de concentração, a câmara de medida deve ter dimensões maiores que o alcance máximo da radiação beta. No entanto, na prática, pequenas câmaras são adequadas pois as partículas beta com máxima energia de emissão representam uma pequena parcela do total.

A escolha do tipo de detector utilizado para medida de gases nobres, depende da atividade a ser medida e do tipo de radiação. Na tabela 3.4 são apresentados os mais comuns detectores e suas usuais aplicações.

TIPO DE DETECTOR	APLICAÇÕES
Geiger Müller	radiação $\beta$ com energias maiores que 200 KeV
cintiladores plásticos	medidas de radiação $\beta$
cintiladores plásticos com camada de ZnS	medida de radiação $\alpha$ e $\beta$ (discriminador de altura de pulso)
contador proporcional de área grande	utilização para baixos limites de detecção, discriminação $\alpha$ e $\beta$ é possível, mas requer fonte de gás contínua
cintiladores de NaI(Tl)	medida de radiação $\gamma$ , eficiência menor que os cintiladores plásticos mas oferece a possibilidade de identificar diferentes radionuclídeos
detectores de germânio	espectrometria gama para sofisticadas aplicações, eficiência menor que o NaI(Tl) mas excelente identificação de radionuclídeos

Tabela 3.4 - Detectores para gases nobres e suas aplicações /60/.

A medida através de detectores para radiação beta pode ser utilizada quando o nuclídeo a ser medido é conhecido, ou quando se deseja determinar a concentração total de gases nobres em um ambiente.

Os detectores Geiger Müller são simples e baratos, e geralmente tem sensibilidade adequada, no entanto possuem várias desvantagens. A espessura da parede limita a detecção de partículas beta com energias inferiores a 200 KeVs, é afetada por fadiga mecânica e sobre-pressão, e o tempo morto do detector limita a medida para altas concentrações /56/.

Os cintiladores plásticos são bem mais eficientes na medida de radiação beta do que os detectores Geiger Müller, de uma forma geral a eficiência deste tipo de detector chega a ser cem vezes maior do que para os detectores Geiger Müller. Para minimizar a interferência da radiação gama na medida de partículas beta, este tipo de detector é confeccionado com pequenas espessuras (da ordem de 1 mm), de modo que a radiação gama atravessa o detector sem provocar nenhuma interação.

Os contadores proporcionais com área grande são os detectores mais sensíveis para monitoração de gases radioativos. Devido a fina espessura da janela do detector (de 0,3 a 0,9 mg/cm<sup>2</sup>) e ao baixo ruído eletrônico, eles são mais apropriados para medida de partículas beta de baixa energia. No entanto contadores proporcionais necessitam uma fonte de gás permanente, além do que, o mylar que separa o detector da câmara de medida é mecanicamente instável o que, em casos de mudanças de pressão no sistema, pode provocar alterações no volume de amostragem.

A medida de gases nobres pode também ser realizada com detectores para radiação gama, para determinar um radionuclideo específico em uma medida. Neste caso, um detector de NaI(Tl) ou germânio é associado a uma eletrônica apropriada para análise de altura de pulso (espectrometria).

No caso específico do  $^{133}\text{Xe}$ , a medida pode ser efetuada a partir dos raios X emitidos por estes núclídeos (0,081 MeV), utilizando-se contadores proporcionais com área grande, devido a sua sensibilidade a radiações de baixa energia /60/.

A partir de catálogos e artigos técnicos, levantamos as principais características de alguns monitores de gases nobres. utilizados em diversos países. Os dados obtidos estão apresentados na tabela 3.5.

Modelo	Fabricante	Detector	Blindagem (cm)***	Volume (cm <sup>3</sup> )	Eficiência
RD52	General Atomic	cint. plástico 5 x 0,03cm	7,62	3200	$^{133}\text{Xe} - 4,3 \times 10^7$ $^{85}\text{Kr} - 7,1 \times 10^7$ (cpm/ $\mu\text{Ci}\cdot\text{cm}^{-3}$ )
RD61 (low range)	General Atomic	cint. plástico 5 x 0,03 cm	7,62	410	$^{133}\text{Xe} - 1,8 \times 10^7$ $^{85}\text{Kr} - 3,6 \times 10^7$ (cpm/ $\mu\text{Ci}\cdot\text{cm}^{-3}$ )
RD61 (high range)	General Atomic	cint. plástico 0,16 x 0,03 cm	7,62	260	$^{133}\text{Xe} - 2,4 \times 10^4$ $^{85}\text{Kr} - 4,9 \times 10^4$ (cpm/ $\mu\text{Ci}\cdot\text{cm}^{-3}$ )
PING-1A	Eberline	cint. plástico 0,16 x 0,025 cm*	----	270	$^{133}\text{Xe} - 2,5 \times 10^7$ $^{85}\text{Kr} - 5,2 \times 10^7$ (cpm/ $\mu\text{Ci}\cdot\text{cm}^{-3}$ )
PRG-1	INVAP	cint. plástico 5 x 0,1 cm	----	1000	$2,5 \times 10^{-3}$ (cpm/Bq.m <sup>-3</sup> )
Vent Stack Sistem	Canberra (Angra I)	Germânio Hiperpuro	7,62	6000 30	----
**	----	Geiger Müller	----	2220	41Ar - 1,42 $^{85}\text{Kr} - 0,88$ (%)

Tabela 3.5 - Monitores de gases nobres

OBS: \* detector coberto por uma janela de mylar.

\*\*monitor instalado em Unidade de Reprocessamento de Combustível no Bhabha Atomic Research Centre, Bombay, Índia.

\*\*\*blindagem devido a radiação ambiente.

Da tabela 3.5, podemos observar que a maioria dos monitores de gases nobres, utilizados em centrais nucleares, usam cintiladores plásticos para detecção de partículas betas, pois este é o método mais barato.

Estes monitores são calibrados a partir do  $^{85}\text{Kr}$  e  $^{133}\text{Xe}$ , pois estes são os gases nobres de meia vida mais longa e virtualmente emissores de partículas betas puros.

A medida em operação normal e em situações de acidentes exige a utilização de monitores distintos, com faixas de medidas diferentes, conforme pode ser observado nos três monitores da General Atomic. Os monitores com volume de amostragem menor são utilizados para medida de concentrações mais elevadas.

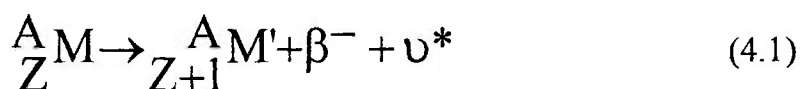
No monitor Canberra utilizado na Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto (Angra I), a detecção é efetuada utilizando-se um detector de germânio hiperpuro com a finalidade de se monitorar a atividade dos gases nobres a partir de espectrometria gama. Devido ao seu detector sofisticado e à necessidade de um sistema computacional, para cálculo da concentração em tempo real, é um método bem mais caro de medida. Este sistema, pode ser utilizado tanto em situação de acidente como em operação normal do reator, pois um único detector esta acoplado a dois volumes de amostragem: um maior para medida de concentrações menores e outro menor para medida de concentrações maiores.

O detector utilizado na Unidade de Reprocessamento de Combustível da Índia, foi colocado a título de comparação, mostrando que dependendo das necessidades de medida, um sistema bem mais simples e barato pode ser utilizado.

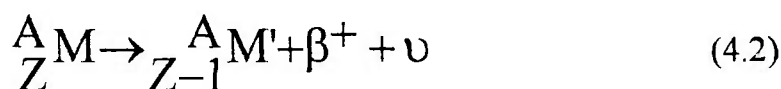
## 4. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

### 4.1. Propriedades da Radiação Beta

Uma configuração nuclear instável, envolvendo a emissão de partículas beta, pode ter sua origem no excesso ou déficit de nêutrons. Neste caso, a configuração mais estável será produzida se um nêutron se converter em um próton, e no segundo caso se o processo reverso ocorrer. Esta transformação envolve um processo bastante complicado, passando por uma série de estágios com a formação de diferentes tipos de mésons. O resultado final quando o nêutron é transformado em um próton no núcleo é a emissão de partículas negativas beta (um elétron com energia cinética) e um antineutrino.



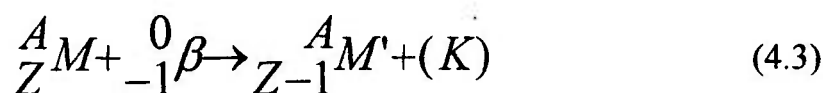
Quando o próton é transformado em um nêutron, uma partícula beta positiva (pósitron) é emitida junto com um neutrino.



O neutrino ou anti neutrino é uma partícula sem carga, como um nêutron, mas com massa muito pequena - menor que 1/1000 da massa do elétron. O neutrino ( $\nu$ ) é definido como uma partícula com seu vetor spin paralelo ao seu vetor momento, e o antineutrino ( $\nu^*$ ) é definido como uma partícula com seu spin oposto em direção ao seu momento.

O nêutron também se desintegra em um próton e um elétron fora do núcleo, com uma meia vida de 12,8 minutos, mas o próton somente pode ser convertido em um nêutron fora do núcleo se uma energia externa for aplicada.

A conversão de um próton em um nêutron também pode ser efetuada por captura de um elétron orbital pelo núcleo. O processo é chamado de captura eletrônica. O elétron em questão é capturado da camada K (camada mais interna) do átomo, resultando na conversão de um próton em um nêutron, e na emissão de um neutrino; nenhum pósitron é emitido. Este processo é observável somente como um efeito secundário na emissão de raios X característico, quando uma vaga na camada K é preenchida.



Em vários casos após a emissão de radiação beta, o núcleo resultante fica em um estado de energia excitado. O excesso de energia é então liberado por meio de um decaimento gama, conforme figura 4.1 /39/.

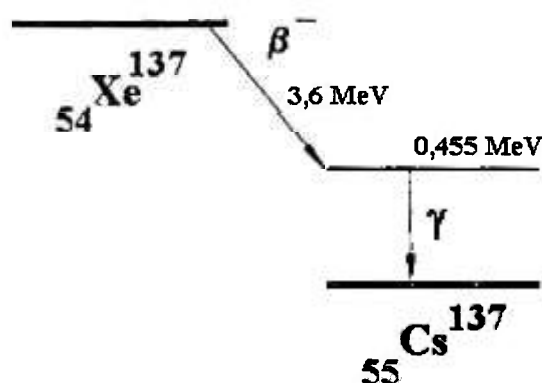


Figura 4.1 - Esquema de decaimento beta-gama.

#### 4.1.1. Distribuição de Energia

A radiação beta tem um espectro de energia contínuo. A figura 4.2 mostra o espectro energético de dois radionuclídeos emissores beta ( $^{32}\text{P}$  e  $^{131}\text{I}$ ).

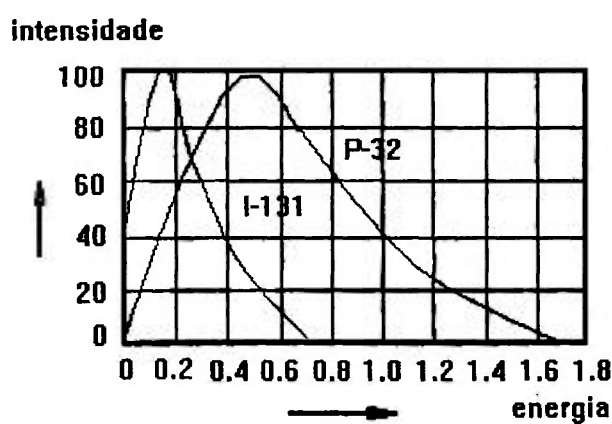


Figura 4.2 - Distribuição de energia da radiação beta

O gráfico mostra que a energia cinética com que a partícula beta é emitida pode, em princípio ter qualquer valor entre zero e um certo máximo. Esta característica contínua do espectro deve-se ao fato de que a energia total de desintegração é dividida entre a partícula beta e o neutrino. A energia máxima de um espectro é o ponto em que a partícula beta é emitida com toda energia resultante do processo de decaimento, e nenhuma energia cinética é dada ao neutrino. Como dois nuclídeos não possuem a mesma energia máxima, esta quantidade pode ser usada para propósitos de identificação.

Ainda da figura 4.2 podemos caracterizar todo emissor beta, através de três aspectos de seu espectro:

1. uma energia máxima ( $E_{\text{max}}$ ) característica;

2. um número máximo na sua curva de distribuição, isto é, um número determinado e máximo de partículas que apresentam uma dada energia; e
3. uma energia média ( $E_{med}$ ) característica, que pode ser calculada dividindo-se a energia total pelo número de partículas emitidas.

$$E_{med} = \frac{E_{total}}{N} \quad (4.4)$$

Sendo a energia total obtida como a integral do número de partículas emitidas, multiplicado pela energia correspondente:

$$E_{total} = \int_0^{E_{max}} N(E) E dE \quad (4.5)$$

onde  $N(E)$  representa o número de partículas cuja energia está compreendida entre  $E$  e  $E + dE$ .

E o número (total) de partículas, obtido integrando-se a função  $N(E)$  entre 0 e  $E_{max}$ :

$$N = \int_0^{E_{max}} N(E) dE \quad (4.6)$$

Devemos destacar que, em um grande número de emissores de partículas beta, a energia média é aproximadamente igual a 1/3 da sua energia máxima /71/.

#### 4.1.2. Interação com a Matéria

No instante em que é emitida pelo núcleo, a partícula beta interage com a matéria circundante. A interação das partículas beta geralmente se dá por processos envolvendo ionização e excitação ou por produção de outra radiação.

#### 4.1.3. Interação por Ionização e Excitação

Este processo envolve principalmente interações entre partículas beta e os elétrons dos átomos. A partícula beta colide repetidamente com esses elétrons, eles são então removidos de seus átomos (ionização) ou pulam para níveis mais altos de energia (excitação). A trajetória da partícula beta em um meio absorvedor é bem tortuosa, a partícula beta perde energia cinética em uma série de colisões. Uma pequena proporção de partículas beta são espalhadas de tal modo, que ao penetrarem em um meio absorvedor, elas retornam pelo caminho que entraram. Esta propriedade é conhecida como retroespalhamento.

O processo de interação das partículas beta em um meio, resulta na atenuação do campo de radiação, cuja representação matemática pode ser aproximada por uma exponencial:

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (4.7)$$

onde:

$I_0$  é a intensidade original do campo

$I$  é a intensidade medida após a espessura  $d$

$\mu$  é o coeficiente de absorção de massa em  $\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$  do meio

$d$  é a espessura da camada absorvedora em  $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2}$  (a espessura é multiplicada pela densidade em  $\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$ ).

A seguinte relação empírica permite calcular o coeficiente de atenuação do meio ( $\mu$ ) /67/:

$$\mu = 1,7 \cdot E_{\text{máx}}^{-1,14} \quad (4.8)$$

onde  $E_{\text{máx}}$  é a energia máxima da partícula beta, expressa em MeV.

Na tabela 4.1 são apresentados os coeficientes de atenuação, obtidos a partir da equação (4.8) para alguns radionuclídeos.

<i>Radionuclídeo</i>	<i>E<sub>máx</sub> (MeV)</i> <i>/37/, /73/</i>	<i><math>\mu</math> (<math>\text{m}^2/\text{kg}</math>)</i>
$^{45}\text{Ca}$	0,252	8,182
$^{133}\text{Xe}$	0,347	5,682
$^{90}\text{Sr}$	0,546	3,389
$^{85}\text{Kr}$	0,67	2,684
$^{204}\text{Tl}$	0,766	2,304
$^{85\text{m}}\text{Kr}$	0,82	2,132
$^{135}\text{Xe}$	0,92	1,870
$^{41}\text{Ar}$	1,198	1,384
$^{90}\text{Y}$	2,27	0,668

Tabela 4.1 - Coeficientes de atenuação

Note que  $\mu$  é dado em  $\text{m}^2/\text{kg}$ , portanto a espessura  $d$  no expoente da equação (4.7) deve ser dada em  $\text{kg}/\text{m}^2$ . A transmissão exponencial representada na equação (4.7) é resultado de observações experimentais, não existindo nenhuma previsão teórica.

Devido ao caminho irregular percorrido pelas partículas beta, torna-se difícil determinar uma espessura de material que consiga atenuar 100 % do feixe de radiação. Na prática o alcance máximo é determinado empiricamente. De modo a se obter dados independentes do material atenuador, a distância é fornecida em  $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}$ . Esta quantidade, dividida pela densidade específica, fornece a profundidade de penetração da partícula beta em um determinado material.

Tabata, Ito e Okabe /64/, baseados em resultados experimentais, desenvolveram uma equação semi-empírica para o alcance de elétrons para uma faixa de energia de 0,31 keV a 30 MeV. Segundo eles, o alcance destes elétrons é dado por:

$$R(\text{kg}/\text{m}^2) = a_1 \left\{ \frac{\ln[1 + a_2(\gamma - 1)]}{a_2} - \frac{a_3(\gamma - 1)}{1 + a_4(\gamma - 1)^{a_5}} \right\} \quad (4.9)$$

onde

$$a_1 = 2,335A/Z^{1,209}$$

$$a_2 = Z \cdot 1,78 \times 10^{-4}$$

$$a_3 = 0,9891 - Z \cdot 3,01 \times 10^{-4}$$

$$a_4 = 1,468 - Z \cdot 1,11 \times 10^{-2}$$

$$a_5 = 1,232/Z^{0,109}$$

A = massa atômica do material

Z = número atômico do material

$$\gamma = \frac{T + Mc^2}{Mc^2}$$

T = energia do feixe de elétrons

$$Mc^2 = 0,511 \text{ MeV}$$

#### 4.1.4. Retroespalhamento

Conforme já mencionado no ítem 4.1.3, a radiação beta é retroespalhada em um certo grau pelo material absorvedor. Este grau depende do número de elétrons por  $m^3$ , e portanto do número atômico ( $Z$ ) do material absorvedor: com o aumento de  $Z$ , aumenta o efeito de retroespalhamento. Para um determinado material absorvedor, à medida que a energia da radiação incidente diminui, o retroespalhamento tende a aumentar.

Na figura 4.3 é apresentado o coeficiente de retroespalhamento ( $\eta$ ), definido como a razão do número de elétrons retroespalhados pelo número de elétrons incidentes, em função da energia  $E$ , para diversos materiais absorvedores /63/.

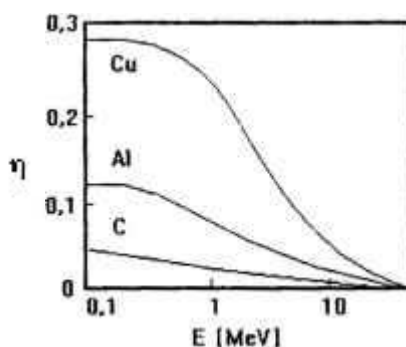


Figura 4.3 - Coeficiente de retroespalhamento em função da energia incidente.

O retroespalhamento aumenta com o aumento da espessura de material absorvedor, até atingir um valor de saturação. Na teoria o valor de saturação é alcançado quando a espessura de material é igual a metade de caminho máximo percorrido. Na prática, no entanto, isto ocorre para um pouco menos que 1/5 do caminho máximo percorrido, devido a repetidos espalhamentos /71/.

#### 4.1.5. Interação com Produção de Outro Tipo de Radiação

Uma partícula beta pode perder energia por radiação em dois processos diferentes: por emissão de *Bremsstrahlung* e por *efeito Cerenkov*.

*Bremsstrahlung* consiste em uma radiação eletromagnética que é produzida quando um elétron passa pelo campo elétrico de um átomo, perdendo energia como resultado da interação Coulombiana. Esta perda de energia é convertida em radiação eletromagnética com um espectro de energia contínuo, similar ao "original" do espectro beta.

A segunda forma de perda de energia por radiação, o *efeito Cerenkov*, ocorre quando elétrons rápidos passam por um dielétrico. Se a velocidade da partícula no meio em questão exceder a da luz, ocorre a produção de radiação eletromagnética (luz). A perda de energia, e portanto a quantidade de luz emitida, depende da carga e da velocidade da partícula. O efeito Cerenkov não ocorre abaixo de um certo valor de energia, que é de aproximadamente 200 keV para elétrons na água. A perda de energia produzida pelo efeito Cerenkov é pequena, em torno de 1 keV/cm na água.

Estes fenômenos ocorrem principalmente com betas de altas energias. De fato, uma partícula beta não perde toda sua energia por interação com produção de outros tipos de radiação, ela perde parte por radiação e o restante por ionização. A figura 4.4 /71/ fornece uma média da contribuição da ionização e da radiação na perda total de energia em keV/mg/cm<sup>2</sup> como função da energia em MeV. A probabilidade de interação com produção de outro tipo de radiação aumenta com o peso atômico do material absorvedor.

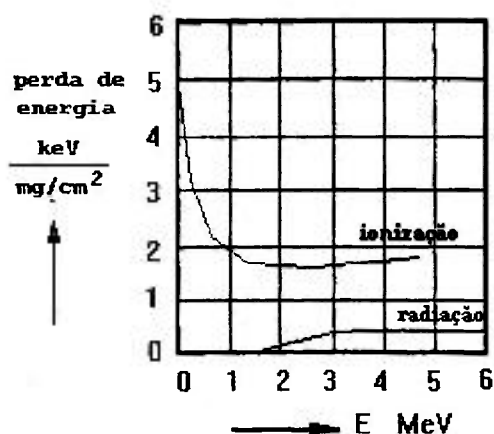


Figura 4.4 - Contribuição da perda de energia por ionização e radiação

#### 4.1.6. O Pósitron

Até agora, somente partículas betas foram mencionadas, sem distinção entre elétrons e pósitrons, pois tudo o que foi dito anteriormente aplica-se a ambas as partículas. Entretanto, quando a energia cinética da partícula é muito baixa, existe uma diferença. O elétron no final de sua trajetória não pode ser distinguido de um elétron livre, e pode então recombinar-se com um átomo ionizado. O pósitron, por outro lado, é instável e se recombina com um elétron, resultando na aniquilação de ambas as partículas e emissão de dois gamas de 0,51 MeV cada.

#### 4.2. Determinação da Concentração de um Radionuclídeo

A concentração de uma fonte radioativa ( $C$ ), dispersa em um volume ( $V$ ), medida a partir das contagens registradas por um sistema de contagem ligado a um detector, é expressa por:

$$C = \frac{\text{Cont}}{\eta \cdot V} \quad (4.10)$$

onde:

Cont = Taxa de contagem devido a fonte de radiação descontado o BG;

$\eta$  = Eficiência do sistema de medida.

A concentração definida na equação (4.10), pode ser determinada por técnicas experimentais utilizando-se um arranjo e uma fonte adequada. Pode ocorrer no entanto, que seja difícil a obtenção de uma fonte adequada para padrões de calibração, como é o caso de uma amostra radioativa gasosa. Neste caso, é conveniente que a atividade específica seja determinada utilizando-se um processo calculacional, que permita, através de uma formulação matemática, calcular o valor da eficiência global do sistema de medida ( $\eta$ ).

Neste caso, vários fatores de correção devem ser levados em consideração. Tomemos como exemplo o caso, onde uma fonte emissora de partículas beta está localizada a uma certa distância de um detector, e que este detector está conectado a um sistema de contagem. Sendo:

$S$  = número de partículas por segundo emitidas pela fonte;

$I$  = número de partículas por segundo registrados no sistema de contagem;

Assumindo que a taxa de contagem  $I$  tenha sido corrigida para o BG. A medida da taxa  $I$  é relacionada com  $S$  por:

$$I = f_1 f_2 f_3 \dots f_n S \quad (4.11)$$

onde os fatores  $f$  representam os efeitos da montagem experimental. Esses fatores podem ser agrupados em três categorias.

Efeitos Geométricos: O termo geométrico refere-se ao tamanho e forma da fonte (pontual, disco, retangular), ao tamanho e forma da abertura do detector (cilíndrica, retangular, etc), e a distância entre a fonte e o detector.

Efeitos da Fonte: A radiação emitida pela fonte deve primeiro atravessar a própria fonte antes de atingir o detector. Portanto, o tamanho, a forma física (sólida, líquida ou gasosa) e o material que sustenta a fonte podem afetar a medida.

Efeitos do Detector: O detector pode afetar a medida de duas maneiras. Através do tipo e da espessura da janela do detector que determina quantas partículas entram no detector e quanta energia elas perdem à medida que atravessam a janela, bem como pelas partículas que entram no detector e não são contadas.

#### 4.2.1. Efeitos Geométricos

##### 4.2.1.1. Efeito do Meio entre Fonte e Detector

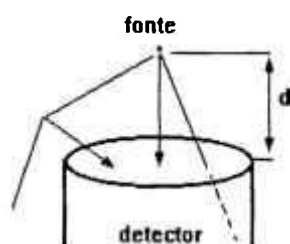


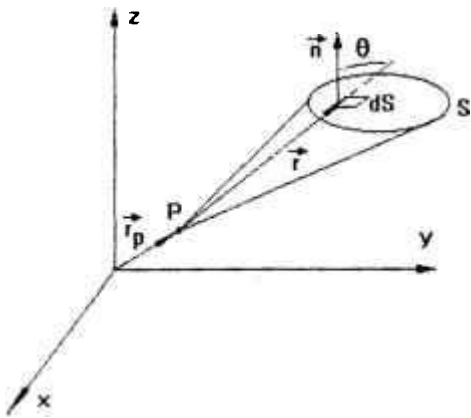
Figura 4.5 - Efeito do meio entre a fonte e o detector

Considerando a fonte e o detector separados por uma distância  $d$  (fig. 4.5), normalmente, o meio entre a fonte e o detector é o ar, um meio de baixa densidade. Para medida de fótons e nêutrons, o ar não tem efeito, porém, se a fonte

emite partículas carregadas, todas as partículas sofrem perda de energia, e algumas destas podem ser espalhadas para fora da região do detector. Se este efeito for muito importante para a medida, ele pode ser minimizado colocando-se a fonte e o detector dentro de uma câmara de vácuo ou aproximando-se a fonte do detector.

#### 4.2.1.2. Fator de Ângulo Sólido

Numa definição geral o ângulo sólido  $\Omega$  subtendido por um objeto e um ponto P, conforme a figura 4.6, é dado por [67]:



$$\Omega = \iint_S \frac{\vec{n} \cdot (\vec{r} - \vec{r}_p)}{|\vec{r} - \vec{r}_p|^3} dS \quad (4.12)$$

Figura 4.6 - Ângulo sólido

onde:

$\vec{r}_p$  = vetor posição da origem do sistema de referência ;

$\vec{r}$  = vetor posição variável do elemento de superfície  $dS$  "visível" para P (sendo o ângulo entre  $\vec{r}$  e  $\vec{r} - \vec{r}_p$  sempre menor ou igual a  $\pi/2$ );

$\vec{n}$  = vetor unitário normal a  $dS$ ;

$S$  = superfície sobre a qual acontece a integração.

Podemos simplificar a expressão (4.12) mudando a origem de  $p$  para 0, obtendo:

$$\Omega_p = \iint_S \frac{\vec{n} \cdot \vec{r}}{r^3} dS \quad (4.13)$$

Da definição de produto escalar temos que

$$\vec{n} \cdot \vec{r} = |\vec{n} \cdot \vec{r}| \cos(\vec{n}, \vec{r}) = r \cos \theta \quad (4.14)$$

e portanto

$$\Omega_p = \iint_S \frac{r \cos \theta}{r^3} dS = \iint_S \frac{\cos \theta}{r^2} dS \quad (4.15)$$

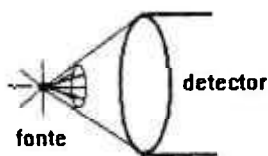


Figura 4.7 - Fração de ângulo sólido

Consideremos agora uma fonte isotrópica a uma certa distância do detector, como na figura 4.7. Desde que as partículas são emitidas pela fonte com a mesma probabilidade em todas as direções, apenas algumas partículas tem chance de alcançar o detector. Esta

porção é igual a fração do ângulo sólido subtendido pelo detector e a posição da fonte. Assim sendo, o fator de ângulo sólido pode ser definido como:

$$G = \frac{\text{(partículas emitidas dentro do contorno entre a fonte e a abertura do detector)}}{\text{(partículas emitidas pela fonte)}} \quad (4.16)$$

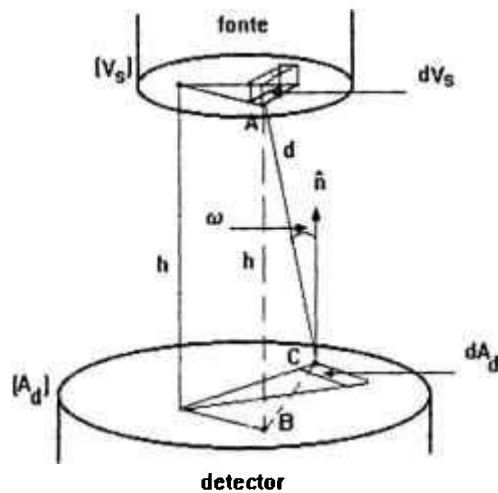


Figura 4.8 - Fração de ângulo sólido de um detector superficial a uma fonte volumétrica

Considerando uma fonte volumétrica  $V_S$  emitindo  $S$  partículas/ $m^3 \cdot s$  isotropicamente, localizada a uma distância  $h$  do detector com uma área igual a  $A_d$ , aplicando-se a equação (4.15) na definição de  $G$ , para os elementos de volume e de área  $dV_S$  e  $dA_d$  e integrando-se nos respectivos limites de integração, teremos que o fator de ângulo sólido será dado por:

$$G = \frac{1}{4\pi V_S} \int_{V_S} dV_S \int_{A_d} dA_d \frac{\cos \omega}{d^2} \quad (4.17)$$

Esta equação é válida para qualquer tipo de fonte e detector. Em medida de radiação, isto é chamado então de fator de ângulo sólido ou fator geométrico.

## 4.2.2. Efeitos da Fonte

### 4.2.2.1. Fator de Auto-absorção na Fonte

Considerando uma fonte com espessura  $t$  emitindo partículas beta perpendiculares ao plano do detector, observamos que algumas partículas emitidas podem ser absorvidas na própria fonte, ou seja, não atingem o detector.

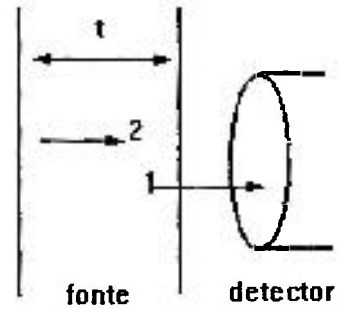


Figura 4.9 - Fator de auto-absorção

Conforme ilustrado na figura 4.9, a partícula 1 atravessa a fonte e atinge o detector, já a partícula 2 é absorvida no interior da fonte, não sendo contada. Portanto, o efeito da auto-absorção da fonte produz um decréscimo da taxa de contagem, ou seja, podemos concluir que, dada uma fonte de espessura considerável, existe um fator de auto absorção definido por:

$$f_a = \frac{\text{partículas que saem da fonte.}}{\text{partículas emitidas na fonte}} \quad (4.18)$$

A auto-absorção na fonte pode ser reduzida, mas não pode ser eliminada completamente. Ela é importante para partículas carregadas e geralmente mais crucial para partículas pesadas ( $p$ ,  $\alpha$ ,  $d$ , íons pesados) que apresentam menor poder de penetração, do que para partículas betas.

A auto-absorção em adição a alteração do número de partículas que deixam a fonte, pode também alterar a energia das partículas. A partícula 1

da figura 4.9, deixa a fonte, mas perde energia no seu trajeto. Este item é importante quando a energia da partícula está sendo medida.

Como já foi apresentado anteriormente, o processo de atenuação das partículas beta pode ser aproximado por uma exponencial. Então, considerando uma fonte uniformemente distribuída com espessura  $t$  (figura 4.10), assumindo que a fonte emita  $S$  partículas beta por segundo na direção positiva do eixo  $X$ , se não existir auto-absorção,  $S$  betas por segundo deixarão a fonte. Devido a espessura da fonte, as partículas betas produzidas entre  $x$  e  $x + dx$  penetram na espessura  $(t - x)$  podendo ou não atravessá-la.

Sendo a probabilidade de escape definida por  $e^{-\mu(t-x)}$ , onde  $\mu$   $|71|$  é o coeficiente de atenuação do meio, o número total de partículas que escapam da fonte é dado por:

$$\int_0^t \frac{dx}{t} S e^{-\mu(t-x)} = \frac{S}{t\mu} (1 - e^{-\mu t}) \quad (4.19)$$

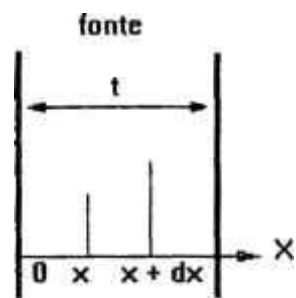


Figura 4.10- Fonte uniformemente distribuída de espessura  $t$

Usando o resultado obtido na equação (4.19) na equação (4.18), temos que o fator de auto-absorção será dado por:

$$f_a = \frac{(1 - e^{-\mu t})}{\mu t} \quad (4.20)$$

Se  $R$  é o alcance das partículas e se a fonte emite partículas carregadas monoenergéticas, essencialmente todas as partículas saem da fonte quando  $t < R$ , e neste caso  $f_a \approx 1$ . Então, o único efeito no depósito da fonte é uma perda de energia por aquela partícula que a atravessa.

#### 4.2.2.2. Fator de Retroespalhamento

A fonte é geralmente depositada em um suporte. Este suporte é usualmente uma camada bem fina de material, que pode retroespalhar partículas emitidas na direção do detector.

Para entendermos o efeito de retroespalhamento, vamos analisar a figura 4.11.

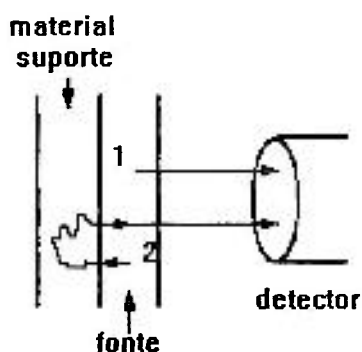


Figura 4.11 - Fator de retroespalhamento

De acordo com a figura 4.11, a partícula 1 é emitida em direção ao detector e a partícula 2 é emitida em direção oposta ao detector. Sem o material suporte da fonte, a partícula 2 não voltaria. No entanto, com o material suporte presente, existe a possibilidade de que a partícula 2 seja espalhada nele, voltando ao detector.

Portanto, seja  $N$  cpm a taxa de contagem devido a fonte, sem o efeito de retroespalhamento, se considerarmos que o suporte da fonte retroespalha, por exemplo, 5 % das partículas, a taxa de contagem será então de  $1,05 \times N$  cpm. Isto quer dizer que a intensidade da fonte será erroneamente determinada se não levarmos em conta o fator de retroespalhamento.

Para corrigir este efeito, utilizaremos o fator de retroespalhamento ( $f_b$ ), definido por:

$$f_b = \frac{\text{partículas contadas com material suporte}}{\text{partículas contadas sem material suporte}} \quad (4.21)$$

Da definição podemos observar que  $2 > f_b \geq 1$ .

### **4.2.3. Efeitos do Detector**

#### **4.2.3.1. Espalhamento e Atenuação Devido à Película Protetora do Detector**

Na maior parte das medidas a fonte está situada fora do detector, existindo uma película protetora entre o meio e o detector. A radiação deve então ultrapassá-la de modo a ser contada.

Interações entre a radiação e o material da película protetora do detector podem espalhar e/ou atenuar partículas. Isto é particularmente importante para partículas beta de baixa energia.

No caso de um detector cintilador, a película protetora consiste em um material que cobre o cintilador com o objetivo de evitar a entrada de luz. Em algumas aplicações, como no nosso caso, a fonte e o cintilador são colocados em uma câmara protetora de luz, tornando-se desnecessário o uso de película protetora.

#### **4.2.3.2. Eficiência do Detector**

Não é certo assumir que a partícula seja contada quando ela entra no detector. Dependendo do tipo e da energia da partícula e tipo e forma do

detector, a partícula pode passar pelo detector sem ocorrer interação (por exemplo, a partícula 1 na figura 4.12); ela pode depositar apenas parte de sua energia no detector, produzindo um sinal pequeno, difícil de ser registrado pela instrumentação eletrônica (partícula 2); ou ela pode ser impedida de entrar no detector pela janela (partícula 3).

A quantidade que dá a fração de partículas que chegam ao detector e são detectadas, é chamada eficiência intrínseca do detector  $\mathcal{E}$ , que é dada por

$$\mathcal{E} = \frac{\text{partículas registradas por unidade de tempo}}{\text{partículas impingidas sobre o detector por unidade de tempo}} \quad (4.22)$$

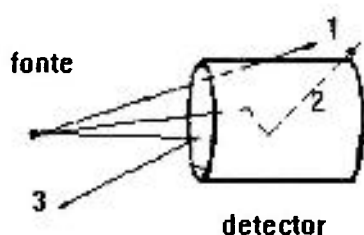


Figura 4.12 - Eficiência do detector

A eficiência intrínseca

do detector depende:

- da densidade e tamanho do detector;
- do tipo e energia da radiação; e
- da eletrônica.

A eficiência do detector será maior quanto maior for a probabilidade de interação. Esta probabilidade aumenta com o tamanho do detector. Mas o aumento do tamanho do detector tem um limite, pois a contagem devido ao BG aumenta proporcionalmente com o tamanho do detector, e em alguns casos é praticamente impossível confeccionar detectores grandes.

Para partículas beta, a probabilidade de interação por unidade de distância atravessada é proporcional à densidade do material. No caso de sólidos

e líquidos a densidade é cerca de mil vezes maior que a densidade de gases à pressão e temperatura normais. Portanto, sendo os outros fatores iguais, detectores feitos de materiais sólidos ou líquidos são mais eficientes que detectores a gás.

Partículas carregadas movendo-se num meio sólido sempre terão interações Coulombianas com os elétrons e núcleo daquele meio. Como a probabilidade de interação é bem alta, a eficiência para partículas carregadas será em torno de 100 %. Na verdade detectores sólidos para partículas carregadas têm eficiência próxima de 100 %, independentemente do seu tamanho ou da densidade do material de que são feitos.

Para partículas carregadas, a eficiência do detector é praticamente independente da energia da partícula exceto para energias muito baixas, quando a partícula pode ser parada antes de atingir o detector.

Partículas carregadas têm um alcance definido. Portanto, é possível fazer um detector com um comprimento  $L$  tal que todas as partículas percam sua energia no interior do detector. Obviamente, o comprimento  $L$  deve ser maior que  $R$ , onde  $R$  é o alcance da partícula no material de que o detector é feito.

A eletrônica de um detector afeta a eficiência de contagem indiretamente. Se uma partícula interage no detector e produz um sinal, aquela partícula será registrada somente se o sinal for registrado. O sinal será registrado somente se sua altura for maior que a altura do nível do discriminador que, por sua vez, é determinado pelo ruído eletrônico do sistema de contagem. Então, a eficiência de contagem será maior para medida em que o nível de ruído eletrônico seja menor.

## 5. DETERMINAÇÃO DA EFICIÊNCIA DO SISTEMA DE MEDIDA

Como já foi apresentado no item anterior, o cálculo da eficiência de um sistema fonte-detector é influenciado por diversos fatores de correção, obtidos através do arranjo experimental, eletrônica, etc.

O mais simples dos casos para determinação da eficiência de um sistema de medida consiste em uma fonte puntiforme isotrópica, no vácuo, situada no eixo central de um detector. No entanto, o nosso problema compreende uma fonte volumétrica, distribuída na forma de um gás que, por consequência, exige um cálculo mais sofisticado.

### 5.1. Definição do Problema

Conforme descrito no capítulo 2, o objetivo deste trabalho é desenvolver uma metodologia que, aplicada a um monitor de ar, forneça a atividade específica dos radionuclídeos que passam pelo mesmo, a partir da taxa de contagem. Para tanto, vamos considerar um detector cilíndrico, com espessura bem menor que o raio, e um recipiente cilíndrico preenchido por uma fonte gasosa emissora de partículas beta, sendo o detector adaptado na direção axial em uma das extremidades do recipiente.



Figura 5.1 - Arranjo fonte-detector

A partir da equação (5.1), conhecendo-se as dimensões do volume de amostragem e a taxa de contagem do detector, podemos dizer que o problema consiste em determinar a eficiência ( $\eta$ ) deste sistema.

$$C = \frac{\text{Cont}}{\eta \cdot V} \quad (5.1)$$

Para obter a eficiência assumimos que:

1. A concentração do gás é considerada constante em relação a todo o volume de medida;
2. O processo de emissão de partículas betas é isotrópico; e
3. O espalhamento de partículas beta nas paredes do volume é desprezado.

Tais considerações não fogem muito a realidade do caso experimental, se considerarmos que as dimensões do volume de amostragem são relativamente pequenas, e que o gás radioativo está imerso no ar, cuja densidade é baixa o suficiente para os efeitos de espalhamento serem negligenciados.

A partir destas condições, a eficiência do sistema fonte-detector resume-se a apenas três fatores:

- fator geométrico ou de ângulo sólido ( $G$ );
- fator de auto-absorção ( $f_a$ ); e
- eficiência intrínseca do detector ( $\epsilon$ )

Matematicamente, a eficiência do sistema pode ser expressa pela seguinte relação:

$$\eta = G \cdot f_a \cdot \varepsilon \quad (5.2)$$

onde o fator de ângulo sólido (G) será obtido a partir da integração sobre todo o volume de amostragem, conforme item 4.2.1.2, ou seja:

$$G = \frac{1}{4\pi V} \int_V \Omega(d) dV \quad (5.3)$$

e o fator de auto-absorção ( $f_a$ ) será determinado considerando uma fonte com emissão de partículas perpendiculares ao sentido do detector.

A eficiência intrínseca do detector, devido ao seu caráter experimental, será determinada através de medidas realizadas com fontes de calibração de energias semelhantes às de um gás radioativo, utilizando o detector e a eletrônica do arranjo experimental.

## 5.2. Fator de Ângulo Sólido

Na definição do sistema fonte-detector, foi assumido que o detector é volumétrico. No entanto para efeitos geométricos toda partícula beta que atinge a superfície do detector é considerada. Portanto, para efeitos de fator de ângulo sólido, podemos considerar que o detector é superficial.

Assumindo uma fonte volumétrica cilíndrica, com raio L e altura H, e um detector de raio R, conforme ilustrado na figura 5.2, temos que o elemento de ângulo sólido, é dado por:

$$dG = \frac{1}{4\pi V_s} \frac{\cos \omega}{d^2} dV_s dA_d \quad (5.4)$$

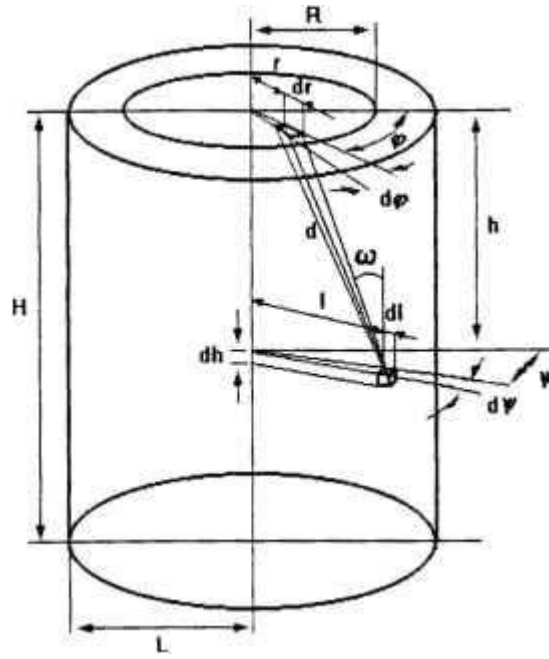


Figura 5.2 - Ângulo sólido entre a fonte e o detector

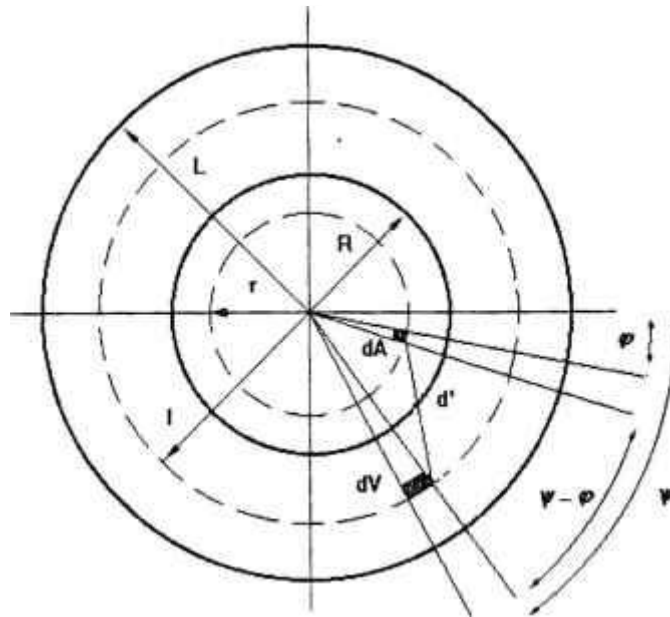


Figura 5.3 - Plano do detector

Mas da figura 5.3, tiramos que

$$d' = \sqrt{l^2 + r^2 - 2rl \cos(\psi - \varphi)} \quad (5.5)$$

E da figura 5.2, tiramos que

$$d = \sqrt{d'^2 + h^2} \quad (5.6)$$

$$\cos w = \frac{h}{d} \quad (5.7)$$

Aplicando a equação (5.5) na equação (5.6), e ambas na equação (5.7), tiramos que:

$$d = \sqrt{h^2 + l^2 + r^2 - 2rl \cos(\psi - \varphi)} \quad (5.8)$$

$$\cos \omega = \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2 + l^2 - 2rl \cos(\psi - \varphi)}} \quad (5.9)$$

Das figuras 5.2 e 5.3 tiramos ainda que os elementos de área do detector e de volume da fonte são dados por:

$$dA_d = r dr d\varphi \quad (5.10)$$

$$dV_S = l dl dh d\psi \quad (5.11)$$

Voltando à equação (5.4) e integrando em todas as variáveis e dividindo pela área total do volume, temos que o fator de ângulo sólido é dado por:

$$G = \frac{1}{4\pi^2 HL^2} \int_0^H \int_0^L \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{h l r}{\left(h^2 + l^2 + r^2 - 2rl \cos(\psi - \phi)\right)^{\frac{3}{2}}} dh dl dr d\phi d\psi \quad (5.12)$$

Efetuada inicialmente a integração em dh temos:

$$G = \frac{1}{4\pi^2 HL^2} \int_0^L \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[ \frac{1}{\sqrt{l^2 + r^2 - 2rl \cos(\psi - \phi)}} - \frac{1}{\sqrt{H^2 + l^2 + r^2 - 2rl \cos(\psi - \phi)}} \right] l r dl dr d\phi d\psi \quad (5.13)$$

Tomando, agora a expressão acima e integrando em dl temos:

$$G = \frac{1}{4\pi^2 HL^2} \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \left[ ((A) + (B) - (C) - (D)) - ((E) + (F) - (I) - (J)) \right] dr d\phi d\psi \quad (5.14)$$

onde

$$(A) = r \sqrt{L^2 + r^2 - 2rL \cos(\psi - \phi)}$$

$$(B) = r^2 \cos(\psi - \phi) \ln 2 \left[ \sqrt{L^2 + r^2 - 2rL \cos(\psi - \phi)} + L - rL \cos(\psi - \phi) \right]$$

$$(C) = \frac{R^3 \pi}{3HL^2}$$

$$(D) = r^2 \cos(\psi - \varphi) \ln 2r(1 - \cos(\psi - \varphi))$$

$$(E) = r \sqrt{H^2 + L^2 + r^2 - 2rL \cos(\psi - \varphi)}$$

$$(F) = r^2 \cos(\psi - \varphi) \ln 2 \left[ \sqrt{H^2 + L^2 + r^2 - 2rL \cos(\psi - \varphi)} + L - rL \cos(\psi - \varphi) \right]$$

$$(I) = \frac{\pi}{3HL^2} \left[ H^2 - R^2 \frac{3}{2} - H^3 \right]$$

$$(J) = r^2 \cos(\psi - \varphi) \ln 2 \left[ \sqrt{r^2 + H^2} - r \cos(\psi - \varphi) \right]$$

Mas integrando a expressão (D) em  $dr$  e  $d\psi$ , obtemos:

$$(D) = -\frac{R^3 \pi}{3HL^2} = -(C)$$

Portanto voltando a equação (5.14), temos:

$$G = \frac{1}{4\pi^2 HL^2} \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} [((A)+(B)) - ((E)+(F)-(I)-(J))] dr d\varphi d\psi$$

(5.15)

Neste trabalho a expressão (5.15) foi calculada numericamente utilizando-se o Método de Romberg /09/. A resolução numérica através do Método de Romberg, foi efetuada a partir do aplicativo matemático para pc's MATHCAD /43/. O método numérico utilizado está apresentado no apêndice C.

Os resultados obtidos através da equação (5.15) são mostrados no gráfico da figura 5.4, onde no eixo x temos a profundidade da fonte volumétrica (H), normalizada pelo raio do detector, (R) e no eixo y os fatores geométricos, sendo que cada curva foi obtida a partir do raio da fonte (L), normalizado também pelo raio do detector. Do gráfico, pode-se notar que o fator geométrico tende a decrescer com o aumento do tamanho da fonte em relação ao tamanho do detector.

Infelizmente, não foi possível uma comparação quantitativa com resultados obtidos em outros trabalhos, o único trabalho encontrado na literatura, realizado por Manchuk, N. A. /40/, apresenta apenas um gráfico, não apresentando valores numéricos para comparação com os valores obtidos neste trabalho. Os resultados obtidos por Manchuk estão apresentados no gráfico da figura 5.5.

Efetuando-se uma análise das figuras 5.4 e 5.5, apesar de a figura 5.5 estar fora de escala, pode-se observar que existe uma grande coerência entre ambas, ou seja, qualitativamente os resultados são compatíveis.

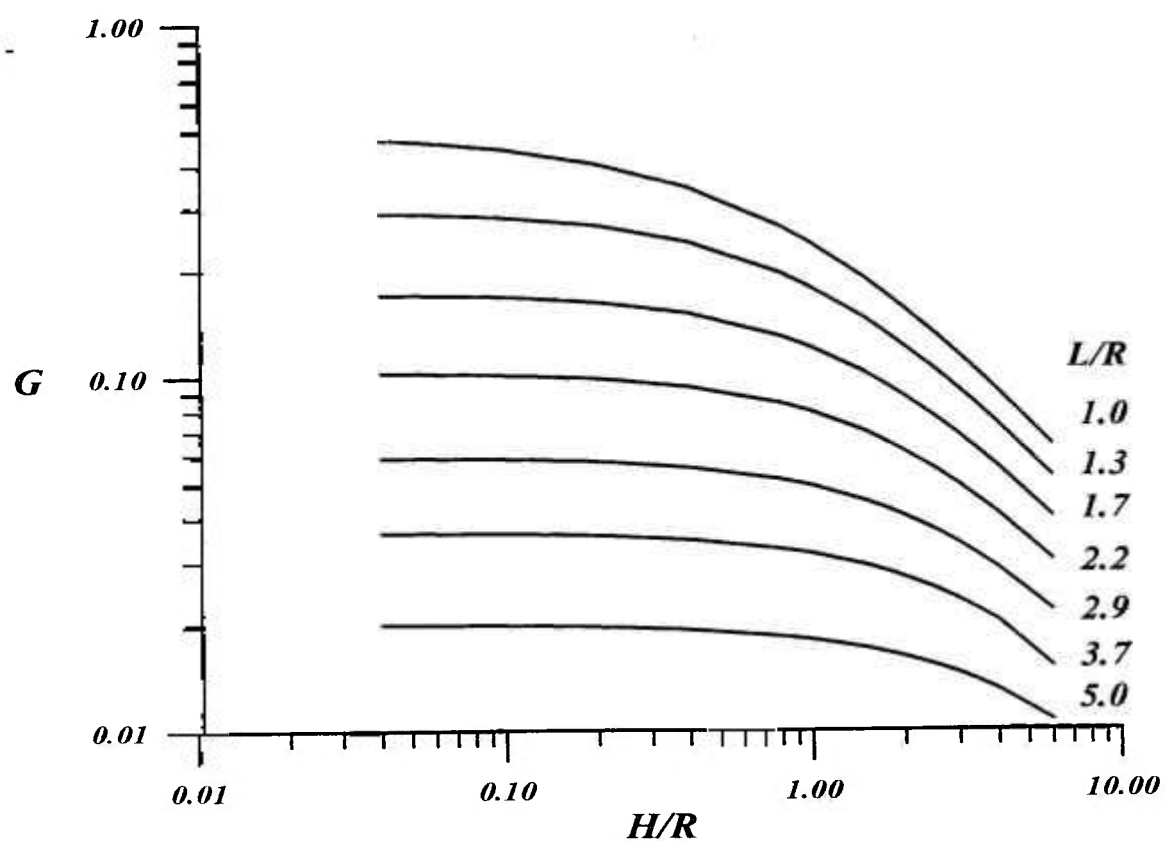


Figura 5.4 - Fator geométrico de uma fonte volumétrica a um detector circular

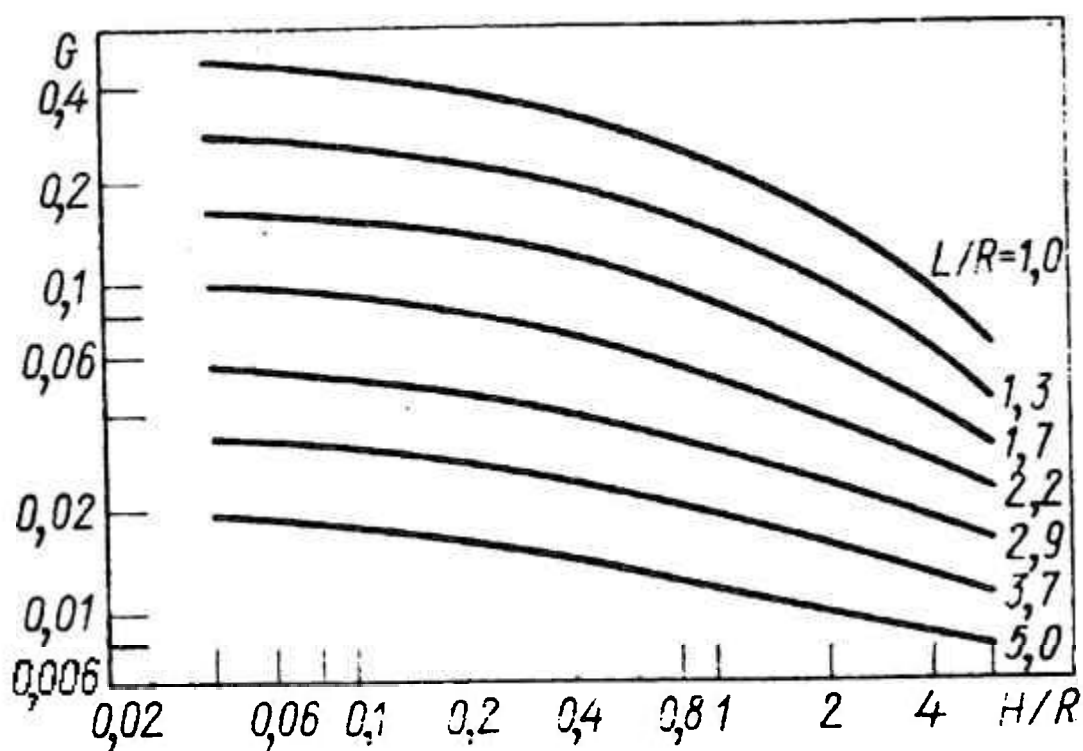


Figura 5.5. - Fator geométrico obtido por Manchuk /40/.

(reprodução do artigo original)

Para verificar a consistência do método, calculamos o fator geométrico para dois arranjos de fonte-detector:

- Ângulo sólido subtendido por um detector circular coaxial a uma fonte pontual,
- Ângulo sólido subtendido por um detector circular coaxial a uma fonte circular plana.

As expressões utilizadas para o cálculo dos fatores de ângulo sólido e os resultados obtidos, comparados com os valores encontrados na literatura são apresentados nos apêndices A e B. Pelos resultados obtidos, podemos afirmar que os cálculos efetuados estão de pleno acordo com os valores obtidos na literatura.

### ***5.3. Fator de Auto-absorção***

Tendo a fonte gasosa dimensões razoáveis, apesar de constituir um meio de baixa densidade (densidade do ar), existe uma parcela de partículas beta que deixam a fonte e não atingem o detector, sendo "absorvidas" na própria fonte. Como já foi definido anteriormente, sabemos que assumindo uma fonte uniformemente distribuída com emissão de partículas perpendiculares à superfície do detector, a atenuação de partículas pela fonte pode ser expressa pela seguinte expressão:

$$f_a = \frac{1}{\mu h \rho} \left( 1 - e^{-\mu h \rho} \right) \quad (5.16)$$

onde

$\mu$  é o coeficiente de atenuação da fonte;

$\rho$  é a densidade da fonte; e

$h$  é a profundidade da fonte volumétrica.

A partir da equação (5.16), tomando os valores de coeficiente de atenuação obtidos da tabela 4.1, foram calculados os fatores de auto-absorção para diversas fontes emissoras de partículas betas em volume de amostragem com diversas profundidades. Os resultados obtidos são apresentados na tabela 5.1 considerando as fontes gasosas com densidade semelhante à do ar ( $\rho_{\text{ar}} = 1,293 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ ) e uniformemente distribuídas no volume de amostragem.

Radionuclídeo	$E_{\text{máx}}$ (MeV)	Fator de auto-absorção ( $f_a$ )							
		$h$ (cm)							
		2	4	4,25	6	8	10	12	16
$^{45}\text{Ca}$	0,252	0,901	0,815	0,805	0,740	0,675	0,617	0,566	0,482
$^{133}\text{Xe}$	0,347	0,930	0,866	0,859	0,809	0,756	0,708	0,665	0,588
$^{90}\text{Sr}$	0,546	0,957	0,917	0,912	0,879	0,844	0,810	0,778	0,719
$^{85}\text{Kr}$	0,67	0,966	0,934	0,930	0,903	0,873	0,845	0,818	0,767
$^{204}\text{Tl}$	0,766	0,971	0,943	0,939	0,916	0,890	0,865	0,841	0,795
$^{85\text{m}}\text{Kr}$	0,82	0,973	0,947	0,944	0,922	0,897	0,874	0,851	0,809
$^{135}\text{Xe}$	0,92	0,976	0,953	0,950	0,931	0,909	0,888	0,868	0,829
$^{41}\text{Ar}$	1,198	0,982	0,965	0,963	0,948	0,932	0,916	0,900	0,870
$^{90}\text{Y}$	2,27	0,991	0,983	0,982	0,975	0,966	0,958	0,950	0,934

Tabela 5.1 - Fator de auto-absorção para fontes gasosas uniformemente distribuídas em um volume de ar

Da tabela 5.1 podemos concluir que a influência da auto-absorção de partículas beta pela fonte, aumenta com o decréscimo da energia da partícula e com o aumento da profundidade da fonte.

#### ***5.4. Eficiência Intrínseca do Detector***

Em todo detector de radiação, em princípio, a origem de um pulso de tensão está ligada com um quantum de radiação que interage no seu volume ativo. Para partículas carregadas em um detector cintilador, a interação predominante será a excitação dos átomos. Após percorrer uma pequena fração de sua trajetória, a partícula deixa ao longo do seu caminho uma grande quantidade de átomos excitados, que emitindo fótons, coletados em uma fotomultiplicadora, resultam em um pulso de tensão.

Desta forma, seria fácil obter-se um arranjo em que todas as partículas carregadas incidentes no detector venham a interagir no mesmo. Nestas condições, podemos dizer que a eficiência do detector seria de 100 %.

No entanto, conforme explicado no item 4.2.3, nem todas as partículas incidentes no detector interagem com ele, e mesmo aquelas que interagem nem sempre perdem toda a sua energia cinética. Ocorre que, se uma partícula interage no detector, ela somente será registrada, se a altura do pulso, gerado por ela, for maior que o nível do discriminador, ajustado para filtrar o ruído eletrônico do sistema de medida.

Para determinar a atividade de um radionuclídeo todas as contagens registradas pelo detector, independente da energia da partícula, devem ser consideradas, mas, conforme vimos acima, algumas partículas são perdidas.

Para corrigir esta perda, torna-se necessário utilizar a eficiência intrínseca do detector ( $\epsilon$ ), que é definida por:

$$\epsilon = \frac{\text{partículas registradas por unidade de tempo}}{\text{partículas que atingem o detector por unidade de tempo}} \quad (5.17)$$

Como se pode perceber, a eficiência intrínseca de um detector, está intimamente ligada a fonte de radiação e ao arranjo eletrônico utilizado em um experimento. Portanto, a partir do arranjo fonte-detector, definido no início do capítulo 5, a eficiência intrínseca do detector será determinada experimentalmente.

#### 5.4.1. Medida da Eficiência Intrínseca do Detector

O detector utilizado no arranjo experimental foi um cintilador plástico cilíndrico, de 45 x 3 mm (diâmetro e espessura).

Geralmente a eficiência de um detector não é uniforme em toda a sua extensão. Assim sendo, a eficiência foi determinada posicionando-se uma fonte pontual em 5 pontos diferentes, localizados num plano paralelo ao detector distante 1 cm do mesmo. A eficiência total foi calculada pela média de todas as medidas.

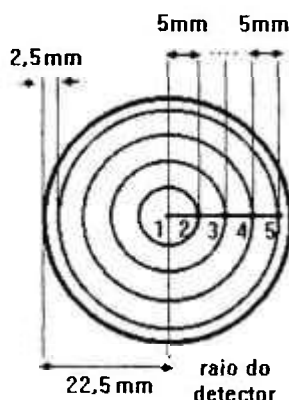


Figura 5.6 - Posicionamento da fonte pontual.

Na figura 5.6 são apresentados mais detalhes do posicionamento da fonte pontual.

Considerando a simetria radial de um disco, as medidas foram efetuadas aleatoriamente nas circunferências estabelecidas pela distância da fonte pontual ao centro do plano circular. Isto foi realizado com o objetivo de distribuir uniformemente as medidas de eficiência por toda a extensão do detector.

Foram utilizadas três fontes emissoras de partículas beta, as principais características das fontes estão apresentadas na tabela 5.2.

<i>Radionuclídeo</i>	<i>E<sub>máx</sub></i> <i>(MeV)</i>	<i>Atividade</i> <i>(kBq)</i>
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	0,546 - 2,27	3,79
$^{204}\text{Tl}$	0,766	4,56
$^{45}\text{Ca}$	0,252	4,06

Tabela 5.2 - Fontes de partículas beta utilizadas na determinação da eficiência intrínseca do detector

Maiores detalhes acerca da fonte de partículas betas utilizadas serão apresentados no capítulo 6.

Na tabela 5.3 são apresentadas as contagens obtidas com as fontes pontuais. Foram efetuadas três medidas para cada ponto, descontando-se o BG (261 cpm). O BG foi determinado a partir de 78 medidas de 5 minutos cada.

<i>Radionuclídeo</i>	<i>Contagens (cpm)</i>				
	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	60390	60350	56778	48008	38424
$^{204}\text{Tl}$	59776	59980	55306	44145	34915
$^{45}\text{Ca}$	15498	13882	10719	10407	7040

Tabela 5.3 - Contagens obtidas com as fontes pontuais.

Considerando uma fonte com emissão isotrópica em um meio, onde a atenuação pode ser obtida através de uma exponencial, reescrevendo a equação (5.17) de forma apropriada, podemos afirmar que a eficiência intrínseca para cada medida será dada a partir da seguinte relação:

$$\epsilon_p = \frac{\text{cont}}{A_p G_p e^{-\mu\rho h}} \quad (5.18)$$

onde:

**cont** é a contagem obtida com a fonte descontado o BG;

**A<sub>p</sub>** é a atividade da fonte;

**G<sub>p</sub>** é o fator de ângulo sólido subtendido pelo detector e a fonte pontual; e

**e<sup>-μρh</sup>** é a atenuação do meio entre a fonte e o detector.

O fator de ângulo sólido (**G<sub>p</sub>**) foi calculado conforme estabelecido no apêndice B e a atividade da fonte (**A<sub>p</sub>**) foi fornecida pelo Laboratório de Metrologia de Radioisótopos do Serviço de Calibração e Dosimetria do IPEN, considerando um fator de retroespalhamento de 12% (valor fornecido com a fonte).

A atenuação entre a fonte e o detector foi calculada a partir do coeficiente de atenuação (**μ**), apresentado na tabela 4.1, multiplicado pela densidade do ar (**ρ<sub>ar</sub> = 1,293x10<sup>-3</sup> g/cm<sup>3</sup>**), estando a fonte a 1 cm do detector. Para a fonte de <sup>90</sup>Sr + <sup>90</sup>Y o fator de atenuação foi calculado pela média dos fatores de atenuação do <sup>90</sup>Sr e do <sup>90</sup>Y, uma vez que estes radionuclídeos estão em equilíbrio radioativo.

Nas tabela 5.4 são apresentados os valores de atividade das fontes utilizadas ( $A_p$ ), os fatores de atenuação e fator geométrico ( $G_p$ ) para cada ponto.

Radionuclídeo	$A_p$ (kBq)	$e^{-\mu\rho h}$	$G_p$				
			1	2	3	4	5
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	3,79	0,974	0,297	0,292	0,274	0,239	0,182
$^{204}\text{Tl}$	4,56	0,971	0,297	0,292	0,274	0,239	0,182
$^{45}\text{Ca}$	4,06	0,900	0,297	0,292	0,274	0,239	0,182

Tabela 5.4 - Atividade, fator de atenuação e fator geométrico das fontes pontuais

Nas tabela 5.5 são apresentados os valores de eficiência do detector para cada ponto.

Radionuclídeo	$\epsilon_p$				
	1	2	3	4	5
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	0,82	0,83	0,84	0,81	0,85
$^{204}\text{Tl}$	0,68	0,69	0,68	0,62	0,64
$^{45}\text{Ca}$	0,21	0,19	0,16	0,18	0,16

Tabela 5.5 - Eficiência pontual do detector

A eficiência intrínseca média para o detector, foi determinada utilizando-se a média ponderada de todos os valores de  $\epsilon_p$ , dada por:

$$\epsilon_{\text{média}} = \frac{\sum_1^5 \epsilon_p G_p}{\sum_1^5 G_p} \quad (5.19)$$

Nas tabela 5.6 são apresentados os valores de eficiência intrínseca do detector a partir da média ponderada, para cada fonte.

<i>Radionuclídeo</i>	$\epsilon$
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	$0,83 \pm 0,04$
$^{204}\text{Tl}$	$0,66 \pm 0,03$
$^{45}\text{Ca}$	$0,18 \pm 0,02$

Tabela 5.6 - Eficiência intrínseca do detector

A análise e discussão dos desvios (erros) da tabela 5.6 serão apresentadas no capítulo 7.

### 5.5. Eficiência do Sistema Fonte-detector

Considerando o arranjo formado por um detector cilíndrico com raio de 2,25 cm e espessura de 0,3 cm acoplados na direção axial de um volume de amostragem composto por um cilindro com raio de 2,25 cm e altura de 4,25 cm, a partir das considerações iniciais definidas no item 5.1, a eficiência do arranjo fonte-detector foi calculada para as seguintes fontes radioativas emissoras de partículas beta, simulando uma fonte gasosa:

- $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ,
- $^{204}\text{Tl}$ , e
- $^{45}\text{Ca}$ .

Na tabela 5.7, são apresentados os valores de eficiência global do sistema para cada fonte, bem como:

- o fator geométrico ( $G$ ), calculado a partir da equação (5.15) utilizando o aplicativo MATHCAD;
- o fator de auto-absorção ( $f_a$ ), calculado a partir da equação (5.16), considerando as partículas beta emitidas perpendicularmente a fonte; e
- a eficiência intrínseca do detector ( $\epsilon$ ), medida a partir do arranjo experimental, conforme tabela 5.6.

<i>Fonte</i>	<i>Fator Geométrico (G)</i>	<i>Fator de Auto-absorção (<math>f_a</math>)</i>	<i>Eficiência Fonte-detector (<math>\epsilon</math>)</i>	<i>Eficiência Global do Sistema (<math>\eta</math>)</i>
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	0,167	0,947	$0,83 \pm 0,04$	$0,131 \pm 0,006$
$^{204}\text{Tl}$	0,167	0,939	$0,66 \pm 0,03$	$0,104 \pm 0,005$
$^{45}\text{Ca}$	0,167	0,805	$0,18 \pm 0,02$	$0,024 \pm 0,003$

Tabela 5.7 - Eficiência global do sistema - valores calculados

É importante observar que o fator de auto-absorção ( $f_a$ ) para a fonte de  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  foi calculado pela média dos fatores de auto-absorção do  $^{90}\text{Sr}$  e do  $^{90}\text{Y}$ , uma vez que estes radionuclídeos estão em equilíbrio radioativo.

## **6. PROGRAMA EXPERIMENTAL**

Devido a dificuldade de obtenção de uma fonte gasosa emissora de partículas beta, as medidas experimentais, para confirmar a eficiência calculada do sistema fonte-detector, foram realizadas utilizando-se uma fonte pontual de partículas beta.

Considerando que a fonte volumétrica gasosa está dispersa homogeneamente dentro do volume de medida e sendo a densidade do gás semelhante à do ar, se efetuarmos medidas em diversos pontos do volume com uma fonte pontual, de características nucleares semelhantes a fonte gasosa, e em seguida somarmos todas as medidas, a concentração obtida será semelhante à obtida com a fonte gasosa.

Assim sendo, a parte experimental consistiu em dividir um volume específico, semelhante ao volume de amostragem do gás, em pequenos elementos, sendo que no centro de cada elemento foi posicionada uma fonte pontual, simulando um gás radioativo com concentração igual à atividade da fonte dividida pelo volume do elemento.

Como será visto nas próximas seções, utilizando-se a característica de simetria do volume de amostragem, o resultado final simula o resultado obtido com uma fonte gasosa homogeneamente distribuída no volume de amostragem.

### **6.1. Arranjo Experimental**

O arranjo experimental utilizado conforme figura 6.1, constou de um detector cintilador plástico acoplado a uma fotomultiplicadora, ambos

instalados em um suporte de polietileno, acoplado diretamente a um volume de amostragem, também de polietileno. A fonte pontual foi colocada em diversas posições dentro do volume de amostragem, de modo a varrê-lo completamente.

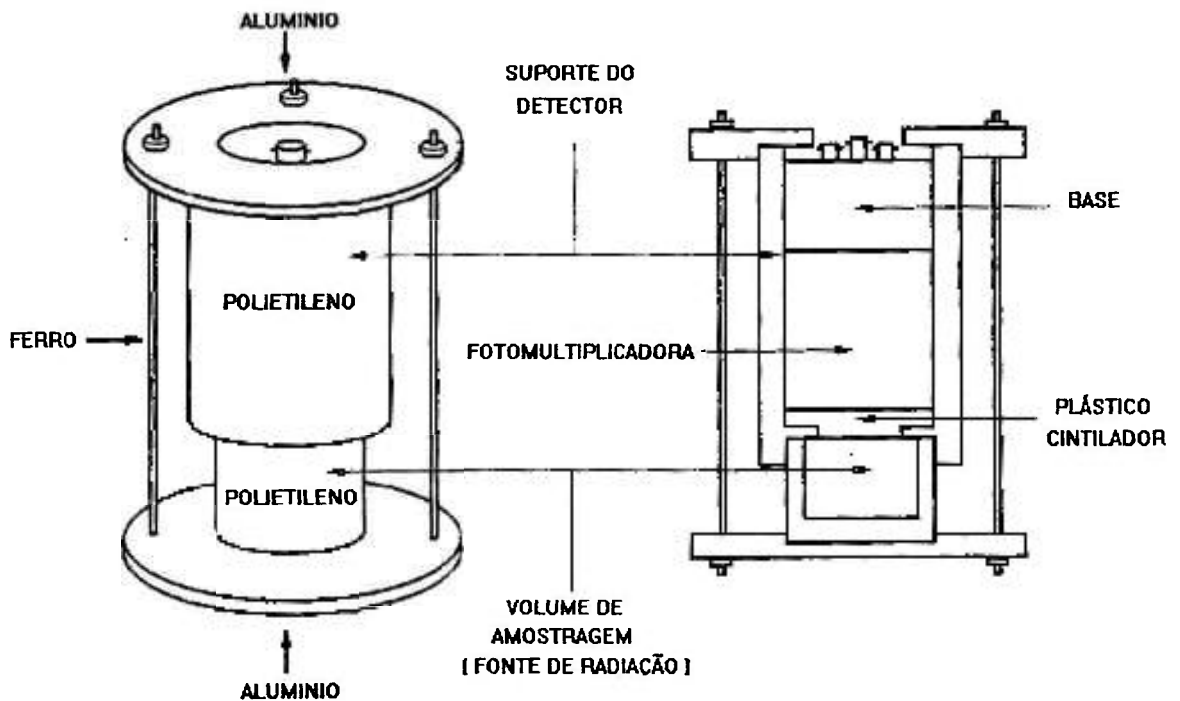


Figura 6.1 - Arranjo do detector

Os equipamentos utilizados foram:

- Base EG&G ORTEC modelo 166;
- Pré-amplificador EG&G ORTEC modelo 113;
- Bin e Fonte de Alimentação EG&G ORTEC modelo 4002-D;
- Amplificador EG&G ORTEC modelo 572;
- Contador EG&G ORTEC modelo 996;
- Fonte de Alta Tensão EG&G ORTEC ACE *Mini*™ modelo 925-SCINT;
- Analizador Monocanal EG&G ORTEC modelo 550A.

O arranjo experimental utilizado está mostrado na figura 6.2.

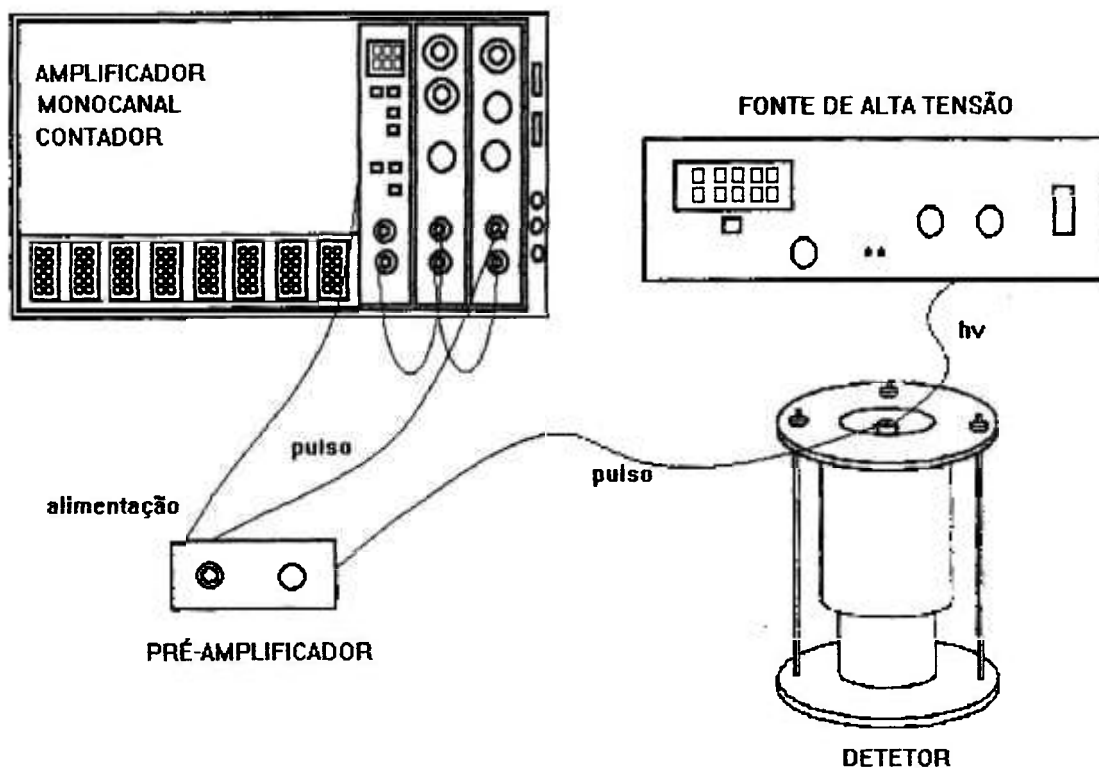


Figura 6.2 - Arranjo experimental

O detector utilizado foi um cintilador plástico, à base de polímero estireno, de 45 x 3 mm (diâmetro e espessura), produzido no Laboratório de Desenvolvimento de Plásticos Cintiladores do IPEN, acoplado a uma fotomultiplicadora bialcalina RCA- 6342A.

Foi utilizada uma tensão de 1000 volts para alimentar o detector e um ganho de 100 vezes no amplificador. Para levantar o patamar de alta tensão do detector e o ganho a ser utilizado pelo amplificador, foi utilizada uma fonte pontual emissora de partículas beta, de  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ , com atividade de 97 nCi. O patamar de alta tensão é mostrado no gráfico da figura 6.3.

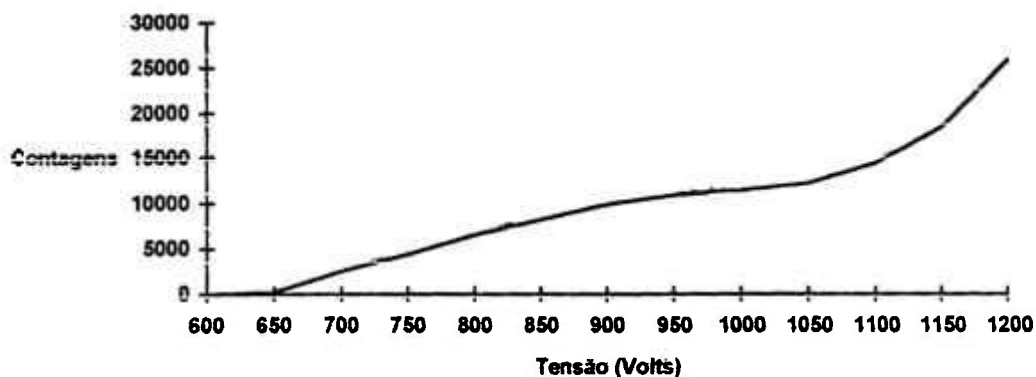


Figura 6.3 - Patamar de alta tensão do detector

Para o levantamento de dados, foram utilizadas 3 fontes radioativas emissoras de partículas beta, confeccionadas no Laboratório de Metrologia de Radioisótopos do Serviço de Calibração e Dosimetria do IPEN. As principais características das fontes utilizadas estão na tabela 6.1.

<i>Radionuclídeo</i>	<i>E<sub>máx</sub></i> <i>(MeV)</i>	<i>T<sub>1/2</sub></i>	<i>Atividade</i> <i>(kBq)</i>	<i>Erro</i> <i>%</i>	<i>Data de</i> <i>Calibração</i>
<sup>90</sup> Sr + <sup>90</sup> Y	0,546 - 2,27	27,7(a)-64(h)	3,79	5,0	01/03/95
<sup>204</sup> Tl	0,766	3,81(a)	4,56	5,0	05/05/95
<sup>45</sup> Ca	0,252	165(d)	4,06	10,0	01/03/95

Tabela 6.1 - Fontes de partículas beta utilizadas no programa experimental

As fontes foram depositadas no centro de suportes de TEFLON<sup>®</sup>, ocupando um disco com 5 mm de diâmetro, e em seguida foram cobertas por uma camada de MAKROFOL<sup>®</sup> de 2 µm, fixado por um anel de TEFLON<sup>®</sup>. O arranjo do suporte das fontes está apresentado na figura 6.4.

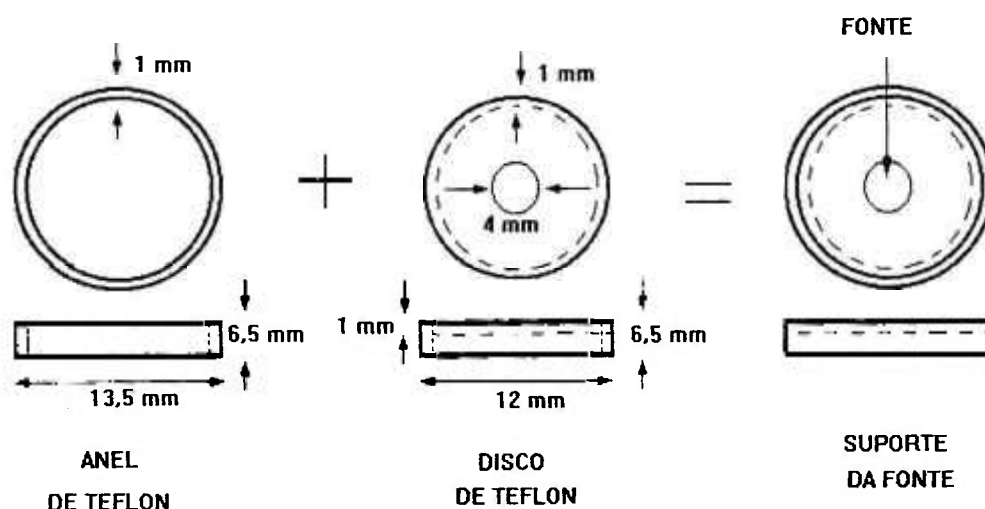


Figura 6.4 - Suporte da fonte

O fator de retroespalhamento das partículas beta no suporte de TEFLON (1 mm) da fonte é de aproximadamente 12%, segundo dados fornecidos pelo Laboratório de Metrologia de Radioisótopos do Serviço de Calibração e Dosimetria do IPEN.

Para variar a posição da fonte foram confeccionados dois apoios, instalados no interior do volume de medida:

- A varredura vertical das diversas posições da fonte pontual foi efetuada utilizando-se anéis de plástico, com o mesmo diâmetro do volume de amostragem, espessura de 1 milímetro e altura de 5 milímetros .
- A varredura horizontal foi obtida com o auxílio de uma régua milimetrada que, além de suporte, serviu como guia para definir a posição radial da fonte pontual.

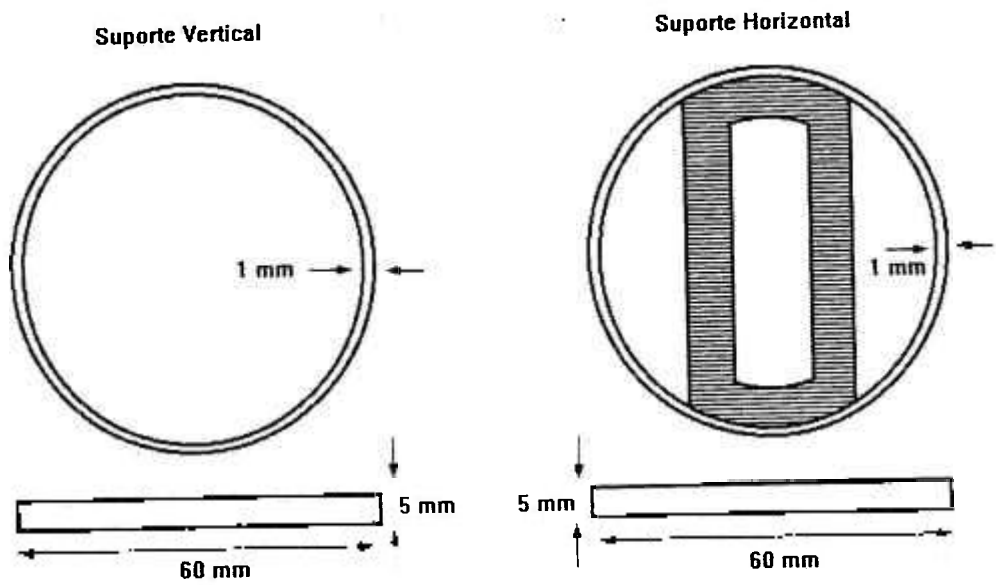


Figura 6.5 - Detalhe dos apoios para o suporte da fonte

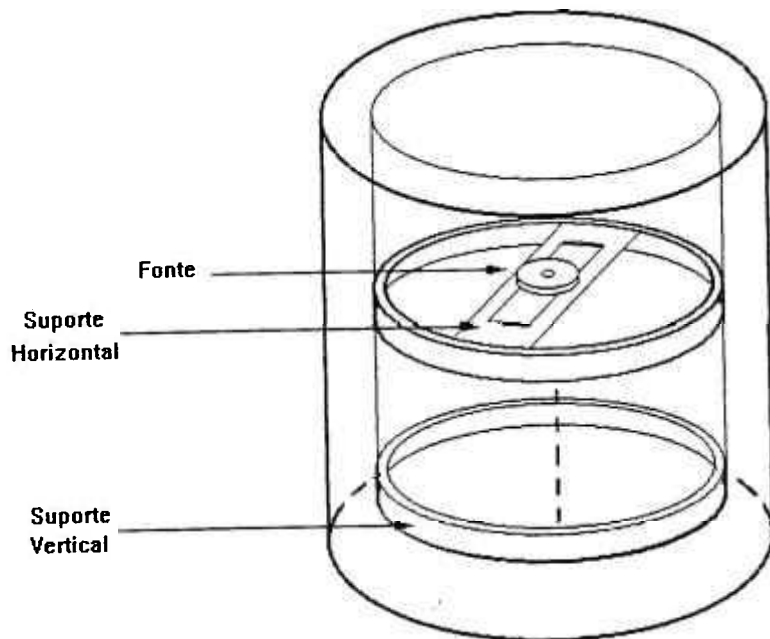


Figura 6.6 - Arranjo da fonte dentro do volume de medida

## 6.2. Levantamento de Dados

### 6.2.1. Aproximação da fonte volumétrica por uma somatória de fontes pontuais

*pontuais*

Antes de serem realizadas as medidas, o cilindro de medida foi dividido hipoteticamente em pequenos volumes e foi assumido que em cada volume existe uma fonte.

Foi considerado um arco de  $10^\circ$  ( $\Delta\theta$ ) para cada pequeno volume não central, o que equivale a dividir os anéis em torno do volume central em 36 partes iguais, perfazendo um total de 36 pequenos volumes por anel.

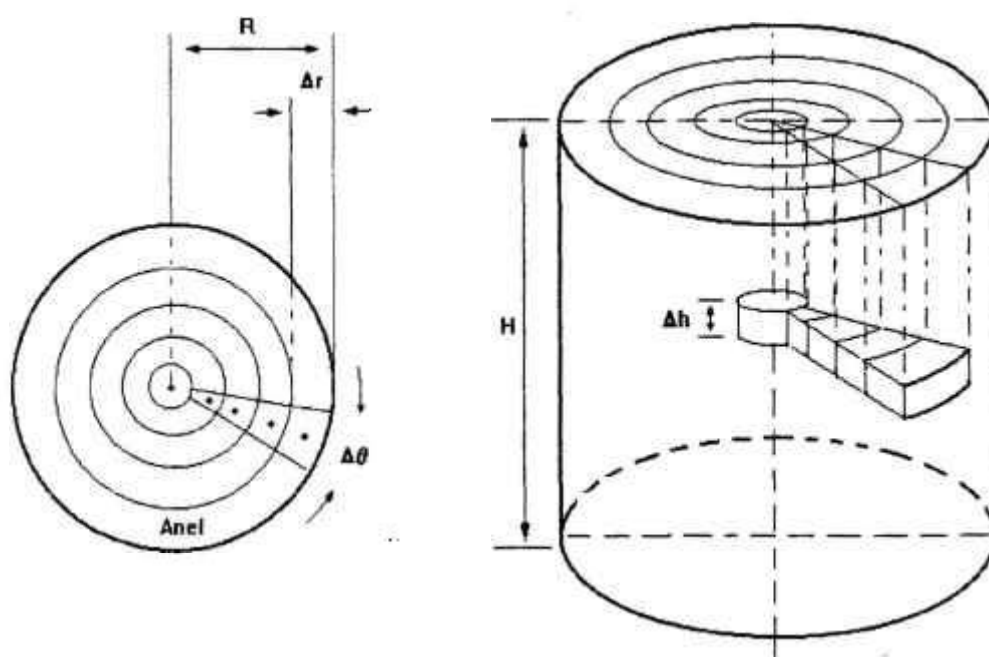


Figura 6.7 - Distribuição dos pequenos volumes com fontes pontuais

Da figura 6.7, pode-se observar que os pequenos volumes que compõem o volume de medida não são todos iguais. No entanto, como estamos

considerando uma concentração constante, se quisermos obter uma contagem total que represente uma fonte volumétrica a partir da soma das contagens de cada pequeno volume, torna-se necessário estabelecer uma fator de normalização para cada contagem, de modo a corrigir a diferença entre os volumes.

Sejam, portanto, as atividades específicas nos pequenos volumes dadas por:

$$C_1 = \frac{A_p}{V_1}, \quad C_2 = \frac{A_p}{V_2}, \quad C_3 = \frac{A_p}{V_3}, \quad \dots, \quad C_i = \frac{A_p}{V_i} \quad (6.1)$$

onde:

$A_p$  = atividade da fonte;

$V_i$  =  $i$ -ésimo volume;

$C_i$  = concentração do  $i$ -ésimo volume.

Assumindo que a fonte volumétrica tenha a concentração da fonte no volume 1, podemos dizer que:

$$C_1 = C_2 \frac{V_2}{V_1} = C_3 \frac{V_3}{V_1} = \dots = C_i \frac{V_i}{V_1} \quad (6.2)$$

onde  $V_i/V_1$  passa a ser o fator de normalização entre os volumes.

Utilizando este fator de normalização para a correção das contagens em cada ponto, teremos que:

$$Cont_{Corr1} = Cont_1 \frac{V_1}{V_1}, \quad Cont_{Corr2} = Cont_2 \frac{V_2}{V_1}, \quad \dots$$

$$\dots \quad Cont_{Corr3} = Cont_3 \frac{V_3}{V_1}, \quad \dots, \quad Cont_{Corri} = Cont_i \frac{V_i}{V_1}$$

(6.3)

onde:

$Cont_{Corri}$  = i-ésima contagem corrigida;

$Cont_i$  = i-ésima contagem medida

Assim a contagem total obtida com uma fonte volumétrica com concentração  $C_1$ , será dada por:

$$Cont_{total} = \sum_{j=1}^m \sum_{i=1}^n \delta_i Cont_{Corr\ j,i}$$

$$i=1 \rightarrow \delta_i = 1$$

$$i \neq 1 \rightarrow \delta_i = 36$$

(6.4)

onde a somatória em  $i$  representa a posição da fonte no sentido radial e a somatória em  $j$  representa a posição da fonte no sentido azimutal.

Da figura 6.7 tiramos que  $\delta_i$  para  $i = 1$  representa os pequenos volumes centrais e  $\delta_i$  para  $i \neq 1$  representa os pequenos volumes não centrais formados a partir de um arco de  $10^\circ$ , o que, considerando a simetria radial característica da geometria cilíndrica, equivale a dividir os anéis em torno do volume central em 36 partes iguais.

### 6.2.2. Medidas

Para cada fonte pontual foram efetuadas 45 medidas dentro do volume de amostragem, 5 na direção radial por 9 na direção azimutal, conforme figura 6.8.

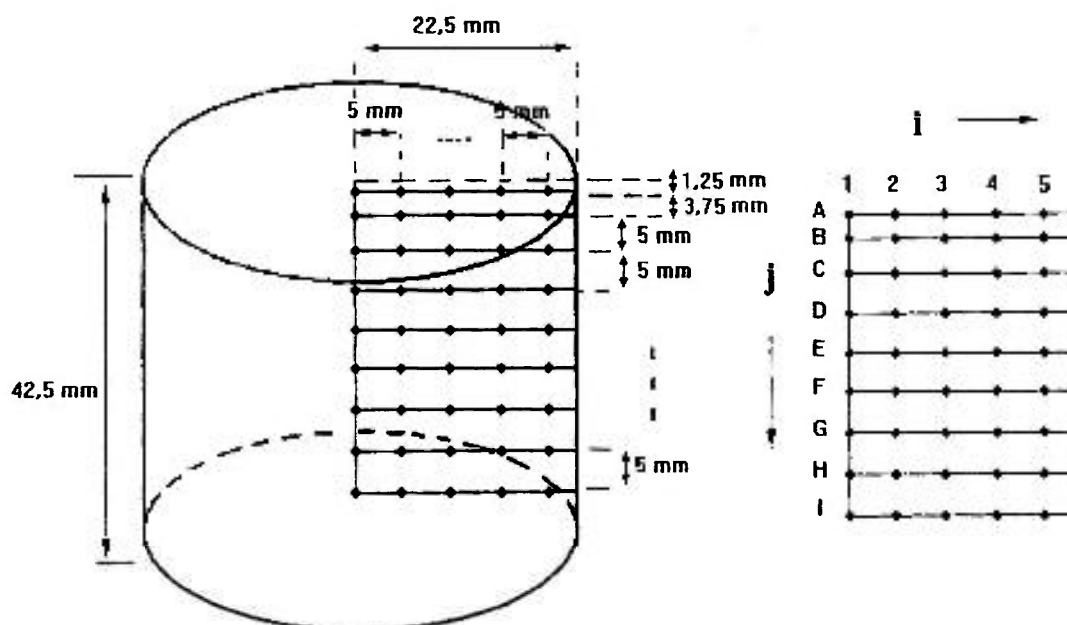


Figura 6.8 - Posicionamento da fonte pontual no volume de medida

Apesar de na figura 6.8 os pontos de medida estarem situados em um mesmo plano, as medidas na realidade foram efetuadas aleatoriamente em diversos planos perpendiculares ao detector a partir da origem do volume de amostragem. Isto foi realizado com o objetivo de distribuir uniformemente as medidas com a fonte pontual em todo o volume de amostragem.

Em todas as tabelas que se seguem, as posições em  $j$  e  $i$  referem-se as posições indicadas na figura 6.8.

Na determinação do volume ocupado pela fonte pontual foi considerado que:

- a fonte ocupa o centro do volume;
- para o volume central foi utilizado um raio de 2,5 mm e uma altura de 2,5 mm para a posição A1, e uma altura de 5 mm para as demais posições (B1 até I1); e
- para os volumes não centrais foi utilizado um arco de  $10^\circ$ , uma largura de 5 mm e uma altura de 2,5 mm na linha A e nas demais linhas uma altura de 5 mm.

Na tabela 6.2 são apresentados os volumes, considerados em cada posição de medida conforme figura 6.8.

$V_{ij}$	1	2	3	4	5
A	49,087	10,908	21,817	32,725	43,633
B	98,175	21,817	43,633	65,450	87,266
C	98,175	21,817	43,633	65,450	87,266
D	98,175	21,817	43,633	65,450	87,266
E	98,175	21,817	43,633	65,450	87,266
F	98,175	21,817	43,633	65,450	87,266
G	98,175	21,817	43,633	65,450	87,266
H	98,175	21,817	43,633	65,450	87,266
I	98,175	21,817	43,633	65,450	87,266

Tabela 6.2 - Volumes ocupados pela fonte pontual ( $\text{mm}^3$ )

A partir dos volumes apresentados na tabela 6.2, foram calculados os fatores de normalização  $V_i/V_1$ , apresentados na equação (6.2), onde o volume  $V_1$  foi definido como o volume obtido a partir da posição B1. Na tabela 6.3 são apresentados os fatores de normalização para todas as medidas.

$\mu_i$	1	2	3	4	5
<b>A</b>	0,500	0,111	0,222	0,333	0,444
<b>B</b>	1,000	0,222	0,444	0,667	0,889
<b>C</b>	1,000	0,222	0,444	0,667	0,889
<b>D</b>	1,000	0,222	0,444	0,667	0,889
<b>E</b>	1,000	0,222	0,444	0,667	0,889
<b>F</b>	1,000	0,222	0,444	0,667	0,889
<b>G</b>	1,000	0,222	0,444	0,667	0,889
<b>H</b>	1,000	0,222	0,444	0,667	0,889
<b>I</b>	1,000	0,222	0,444	0,667	0,889

Tabela 6.3 - Fatores de normalização

Foram realizadas três medidas em cada posição da fonte pontual no volume de amostragem. Nas tabelas 6.4, 6.5 e 6.6 são apresentadas as contagens ( $C_{i,j}$ ) para cada ponto do volume, já descontado o BG, para as fontes de  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ,  $^{204}\text{Tl}$  e  $^{45}\text{Ca}$ . O BG medido foi de 261 cpm, determinado a partir de 78 medidas de 5 minutos cada.

$\mu_i$	1	2	3	4	5
<b>A</b>	87052	87795	87173	83774	67485
<b>B</b>	78069	78295	76244	65848	51427
<b>C</b>	60390	60350	56778	48008	38424
<b>D</b>	46078	45006	42975	35772	30162
<b>E</b>	35094	33756	32521	28429	24492
<b>F</b>	27569	26700	25325	22948	20649
<b>G</b>	22050	21715	20608	18857	17616
<b>H</b>	17840	17706	16915	16003	15156
<b>I</b>	14897	14825	14263	13577	13180

Tabela 6.4 - Contagens - BG (cpm) obtidas através da fonte de  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ .

<i>ji</i>	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>
<i>A</i>	92407	92279	88267	82336	69403
<i>B</i>	79601	80017	75176	61710	46437
<i>C</i>	59776	59980	55306	44145	34915
<i>D</i>	44361	43738	39785	33066	26686
<i>E</i>	32949	32187	29592	26540	21838
<i>F</i>	25281	21664	23440	21315	18228
<i>G</i>	19946	19573	19397	17139	15416
<i>H</i>	16207	16064	15405	14241	13084
<i>I</i>	13471	13313	12902	12340	11266

Tabela 6.5 - Contagens- BG (cpm) obtidas através da fonte de  $^{204}\text{Tl}$ .

<i>ji</i>	<i>1</i>	<i>2</i>	<i>3</i>	<i>4</i>	<i>5</i>
<i>A</i>	27633	28659	25658	18790	10724
<i>B</i>	21096	20942	15681	16812	9419
<i>C</i>	15498	13882	10719	10407	7040
<i>D</i>	10482	9389	7654	5301	5451
<i>E</i>	7234	6745	5469	4232	3372
<i>F</i>	5193	4819	4204	3339	2658
<i>G</i>	4746	3494	3111	2684	2184
<i>H</i>	2846	2787	2528	2166	1874
<i>I</i>	2217	2201	2005	1772	1597

Tabela 6.6 - Contagens- BG (cpm) obtidas através da fonte de  $^{45}\text{Ca}$ .

A partir dos fatores de normalização da tabela 6.3, nas tabelas 6.7, 6.8 e 6.9 são apresentadas as contagens corrigidas, em cpm, para as fontes de  $^{90}\text{Sr}$  +  $^{90}\text{Y}$ ,  $^{204}\text{Tl}$  e  $^{45}\text{Ca}$ .

<i>ji</i>	1	2	3	4	5
<i>A</i>	43526	9768	19372	27925	29993
<i>B</i>	78069	17399	33886	43899	45713
<i>C</i>	60390	13411	25235	32005	34155
<i>D</i>	46078	10001	19100	23848	26811
<i>E</i>	35094	7501	14454	18953	21771
<i>F</i>	27569	5933	11433	15299	18355
<i>G</i>	22050	4826	9159	12571	15659
<i>H</i>	17840	3935	7518	10669	13472
<i>I</i>	14897	3294	6339	9051	11716

Tabela 6.7 - Contagens corrigidas para a fonte de  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ .

<i>ji</i>	1	2	3	4	5
<i>A</i>	46203	10267	19615	27445	30846
<i>B</i>	79601	17782	33411	41140	41277
<i>C</i>	59776	44145	24580	29430	31035
<i>D</i>	44361	9720	17682	22377	23721
<i>E</i>	32949	7153	13152	17693	19412
<i>F</i>	25281	4814	10418	14210	16203
<i>G</i>	19946	4350	8621	11426	13703
<i>H</i>	16207	3570	6847	9494	11630
<i>I</i>	13471	2958	5734	8227	10014

Tabela 6.8 - Contagens corrigidas para a fonte de  $^{204}\text{Tl}$ .

<i>ji</i>	1	2	3	4	5
<i>A</i>	13816	3189	5702	6263	4766
<i>B</i>	21096	4654	6969	11208	8372
<i>C</i>	15498	3085	4764	6938	6258
<i>D</i>	10482	2086	3402	3534	4845
<i>E</i>	7234	1499	2431	2815	2997
<i>F</i>	5193	1071	1868	2226	2363
<i>G</i>	4746	776	1383	1789	1941
<i>H</i>	2846	619	1124	1444	1666
<i>I</i>	2217	489	891	1181	1420

Tabela 6.9 - Contagens corrigidas para a fonte de  $^{45}\text{Ca}$ .

Na tabela 6.10 são apresentados os resultados de contagem total obtidos, aplicando-se as contagens corrigidas das tabelas 6.7, 6.8 e 6.9 na equação (6.4).

<i>Fonte</i>	<i>Contagem Total (cpm) x 10<sup>7</sup></i>
<sup>90</sup> Sr + <sup>90</sup> Y	2,318 ± 0,004
<sup>204</sup> Tl	2,280 ± 0,004
<sup>45</sup> Ca	0,433 ± 0,002

Tabela 6.10 - Contagem total

Vale ressaltar que as contagens totais apresentadas na tabela 6.10, foram obtidas considerando:

- simetria radial dos pequenos volumes e
- uma fonte com atividade específica  $A_p/V_1$ , uniformemente distribuída no volume de amostragem.

### 6.2.3. Determinação da Eficiência Experimental

Seguindo o que foi estabelecido inicialmente, a partir da contagem total, obtida pela somatória das contagens com a fonte pontual em diversas posições dentro do volume de amostragem, e considerando a concentração da fonte radioativa constante em todo o volume, reescrevendo a equação (5.1), temos que a eficiência do sistema fonte-detector será:

$$\eta = \frac{\text{Cont}_{\text{total}}}{C \cdot V_{\text{amost}}} \quad (6.5)$$

onde

- $Cont_{total}$  é a taxa de contagem total (tabela 6.10), obtida através da somatória das contagem com a fonte pontual;
- $A_C$  é a atividade específica da fonte, ou seja, a atividade da fonte pontual dividida pelo volume de referência ( $A_p/V_1$ ); e
- $V_{amost}$  é o volume de amostragem, com  $67,6 \text{ cm}^3$ .

Na tabela 6.11 são apresentados os valores de eficiência experimental das três fontes utilizadas, bem como os valores de atividade específica.

<i>Fonte</i>	<i>Atividade Específica (dpm/mm<sup>3</sup>) x 10<sup>3</sup></i>	<i>Eficiência Fonte-detector</i>
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	2,59	$0,132 \pm 0,007$
$^{204}\text{Tl}$	3,12	$0,108 \pm 0,006$
$^{45}\text{Ca}$	2,78	$0,023 \pm 0,002$

Tabela 6.11 - Eficiência experimental

A fim de comparar os resultados experimentais com os resultados calculados, reproduzimos na tabela 6.12, os valores de eficiência calculados (tirados da tabela 5.7).

<i>Fonte</i>	<i>Eficiência Global do Sistema (<math>\eta</math>)</i>
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	$0,131 \pm 0,006$
$^{204}\text{Tl}$	$0,104 \pm 0,005$
$^{45}\text{Ca}$	$0,024 \pm 0,003$

Tabela 6.12 - Eficiência global calculada

Uma discussão mais detalhada a cerca dos resultados será realizada no capítulo de Conclusões e Recomendações (capítulo 8).

## 7. ANÁLISE DE ERROS

No decorrer deste trabalho, a eficiência do sistema fonte-detector foi determinada de duas maneiras: através de um cálculo teórico combinado com medidas experimentais (eficiência calculada), e através de medidas experimentais (eficiência experimental).

A seguir, a partir da análise dos dados obtidos na determinação da eficiência, pelos dois métodos, utilizando o modelo de propagação de erros apresentado no apêndice D, será efetuada a análise dos erros nas medidas.

### 7.1. Desvio na Eficiência Calculada

A eficiência global do sistema foi calculada através da equação (7.1).

$$\eta_T = G \cdot f_a \cdot \varepsilon \quad (7.1)$$

onde:

- o fator de angulo sólido ( $G$ ) foi calculado numericamente;
- o fator de auto-absorção ( $f_a$ ) foi calculado a partir do comportamento exponencial da atenuação das partículas beta; e
- a eficiência intrínseca do detector ( $\varepsilon$ ) foi determinada a partir de medidas realizadas com fontes pontuais.

Sendo a eficiência intrínseca do detector a única variável experimental na determinação da eficiência teórica, podemos concluir que esta também é a única fonte de erro.

Tomando-se um plano paralelo ao detector, distante 1 cm, a eficiência intrínseca do detector foi determinada, posicionando-se uma fonte pontual em 5 pontos diferentes, com intervalos de 5 mm, a partir do centro do detector. Para cada ponto foram efetuadas três contagens, descontando-se o BG.

O desvio de cada medida, considerando o desvio padrão da contagem de BG, foi calculado conforme a equação (7.2).

$$\sigma_{Cont_i} = \sqrt{\left(\sigma_{Cont_{i,1}}\right)^2 + \left(\sigma_{Cont_{i,2}}\right)^2 + \left(\sigma_{Cont_{i,3}}\right)^2 + \left(\sigma_{BG}\right)^2}$$

(7.2)

Na tabela 7.1 são apresentados os desvios na medida de cada ponto, para as fontes emissoras de partículas beta de  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$ ,  $^{204}\text{Tl}$  e  $^{45}\text{Ca}$ .

Fonte	Desvio (%)				
	1	2	3	4	5
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	0,7	0,7	0,7	0,8	0,9
$^{204}\text{Tl}$	0,7	0,7	0,7	0,8	0,9
$^{45}\text{Ca}$	1,5	1,5	1,7	1,7	2,1

Tabela 7.1 - Desvio nas contagens obtidas com as fontes pontuais.

A partir das contagens com a fonte pontual, a eficiência intrínseca do detector, para cada ponto, foi calculada segundo a equação (5.18).

O desvio ( $\sigma_{\epsilon_p}$ ) desta eficiência foi calculado, conforme o modelo de propagação de erros apresentado no apêndice D, a partir da seguinte expressão:

$$\sigma_{\epsilon_p} = \frac{\text{Cont}_i}{A_p G_p e^{-\mu\rho h}} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{\text{Cont}_i}}{\text{Cont}_i}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{A_p}}{A_p}\right)^2} \quad (7.3)$$

onde

$\text{Cont}_i$  é a contagem obtida a partir da fonte pontual;

$\sigma_{\text{Cont}_i}$  é o desvio da contagem, calculado na equação 7.2;

$A_p G_p e^{-\mu\rho h}$  é a atividade da fonte corrigida pela eficiência do sistema; e

$\sigma_{A_p}$  é o desvio na atividade da fonte.

Na tabela 7.2 são apresentados os desvios na determinação da eficiência intrínseca pontual do detector, calculada a partir da equação (7.3), bem como os valores do desvio das fontes utilizadas no experimento, fornecidos pelo Laboratório de Metrologia de Radioisótopos do Serviço de Calibração e Dosimetria do IPEN.

Fonte	Desvio na atividade da fonte (%)	$\sigma_{\epsilon_p}$ (%)				
		1	2	3	4	5
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	5,0	5,1	5,1	5,1	5,1	5,1
$^{204}\text{Tl}$	5,0	5,1	5,1	5,1	5,1	5,1
$^{45}\text{Ca}$	10,0	10,1	10,1	10,1	10,1	10,2

Tabela 7.2 - Desvio na eficiência intrínseca pontual do detector e na atividade das fontes.

A eficiência intrínseca média, foi calculada pela média ponderada dos valores de eficiências pontuais. Utilizando-se o mesmo princípio, o desvio na eficiência intrínseca do detector ( $\sigma_{\epsilon}$ ) foi calculado através da seguinte expressão.

$$\sigma_{\epsilon} = \frac{\sum_1^5 \sigma_{\epsilon_p} G_p}{\sum_1^5 G_p} \quad (7.4)$$

Na tabela 7.3 são apresentados os desvios na eficiência intrínseca do detector ( $\sigma_{\epsilon}$ ), para as três fontes utilizadas nas medidas.

<i>Fonte</i>	$\sigma_{\epsilon}$ (%)
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	5,1
$^{204}\text{Tl}$	5,1
$^{45}\text{Ca}$	10,1

Tabela 7.3 - Desvio na eficiência intrínseca do detector

A eficiência global do sistema ( $\eta_T$ ) foi calculada utilizando-se, além da eficiência intrínseca do detector, o fator geométrico e o fator de auto-absorção, determinados teoricamente, não apresentando desvios. Portanto, conforme o modelo de propagação de erros apresentado no apêndice D, o desvio na eficiência global calculada será semelhante ao desvio da eficiência intrínseca do detector. Na tabela 7.4 são apresentados os desvios na eficiência global calculada para as três fontes utilizadas nas medidas.

<i>Fonte</i>	$\sigma_{\eta T}$ (%)
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	5,1
$^{204}\text{Tl}$	5,1
$^{45}\text{Ca}$	10,1

Tabela 7.4 - Desvio na eficiência global calculada.

## 7.2. Desvio na Eficiência Experimental

Considerando-se a somatória de todas as contagens, obtidas com uma determinada fonte pontual, e a atividade da fonte pontual, a eficiência experimental foi calculada conforme expressão abaixo:

$$\eta_E = \frac{Cont_t}{\frac{A_p}{V_1} V_T} \quad (7.5)$$

onde

- $Cont_t$  é a taxa de contagem total, obtida através da somatória das contagens com a fonte pontual;
- $A_p/V_1$  é a atividade específica da fonte, ou seja, a atividade da fonte pontual dividida pelo volume de referência; e
- $V_T$  é o volume de amostragem.

À semelhança das medidas efetuadas na determinação da eficiência intrínseca do detector, para cada ponto de medida foram efetuadas três contagens, descontando-se o BG. O desvio de cada medida, considerando o desvio padrão da contagem de BG, foi calculado conforme a equação (7.2).

Para cada fonte, cada medida experimental foi multiplicada por um fator de normalização. Em seguida, todas as contagens foram somadas, para se obter a contagem total do volume de amostragem. Nestas operações, o desvio foi calculado conforme equação (7.6).

$$\sigma_{Cont_T} = \sqrt{\left(\sigma_{Cont_1}\right)^2 + \left(\sigma_{Cont_2}\right)^2 + \dots + \left(\sigma_{Cont_n}\right)^2} \quad (7.6)$$

Na tabela 7.5 são apresentados os desvios obtidos na somatória de todas as medidas experimentais ( $\sigma_{Cont_t}$ ), para as três fontes utilizadas nas medidas.

<i>Fonte</i>	$\sigma_{Cont_t} (\%)$
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	0,2
$^{204}\text{Tl}$	0,2
$^{45}\text{Ca}$	0,4

Tabela 7.5 - Desvio na somatória das medidas experimentais

Embora, alguns desvios obtidos a partir das contagens registradas nas tabelas 6.4 ,6.5 e 6.6 tenham sido de até 4,6 %, o resultado final, obtido através da somatória de todas as contagens (contagem total), para cada fonte, apresentou um desvio inferior a 0,4 %, para os três casos analisados.

O desvio da eficiência experimental ( $\sigma_{\eta}$ ) foi calculado, conforme o modelo de propagação de erros apresentado no apêndice D, a partir da seguinte expressão:

$$\sigma_{\eta} = \frac{Cont_t V_1}{A_p V_t} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{Cont_t}}{Cont_t}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{A_p}}{A_p}\right)^2} \quad (7.7)$$

onde

- $\sigma_{Cont_t}$  é o desvio da contagem total, calculado na equação (7.6); e

- $\sigma_{Ap}$  é o desvio da atividade da fonte, apresentado na tabela 7.2.

Na tabela 7.6 são apresentados os desvios para as três fontes utilizadas nas medidas.

<i>Fonte</i>	<i><math>\sigma_{\eta exp}</math> (%)</i>
$^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$	5,0
$^{204}\text{Tl}$	5,0
$^{45}\text{Ca}$	10,0

Tabela 7.6 - Desvio na eficiência experimental.

### ***7.3. Comparação entre os Desvios na Eficiência Calculada e Experimental***

A partir dos resultados apresentados nas tabelas 7.4 e 7.6, podemos notar que os desvios teóricos estão bem próximos dos desvios experimentais, o que pode ser explicado, considerando-se que as medidas tanto no caso teórico como no caso experimental foram efetuadas com as mesmas fontes, cujos desvios são predominantes sobre os desvios das medidas experimentais.

Cabe-se notar, que os desvios na eficiência teórica são ligeiramente superiores aos desvios experimentais. Isto pode ser explicado se observarmos que, a eficiência experimental foi obtida a partir de uma quantidade maior de medidas que a eficiência intrínseca do detector, o que produziu uma melhor estatística, levando a que os desvios experimentais fossem ligeiramente inferiores aos desvios teóricos.

## 8. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

### 8.1 Conclusões

A determinação da eficiência de um monitor de ar para medir a concentração de radionuclídeos gasosos, emissores de partículas beta, conforme realizada neste trabalho, foi obtida considerando-se três fatores distintos:

- fator geométrico;
- fator de auto-absorção; e
- eficiência intrínseca do detector

Considerando cada fator em separado, podemos chegar às seguintes conclusões:

1. O *fator geométrico*, conforme desenvolvido no capítulo 5 e nos apêndices A e B, pode ser aplicado, independentemente do tipo de radiação, para qualquer situação envolvendo uma geometria cilíndrica e um detector superficial em forma de disco, seja para uma fonte pontual, superficial ou volumétrica.

Da figura 5.4, podemos concluir que o *fator geométrico* tende a decrescer com o aumento do tamanho da fonte em relação ao tamanho do detector.

2. O *fator de auto-absorção*, obtido para a menor energia, no caso a fonte de  $^{45}\text{Ca}$  ( $E_{\text{máx}} = 0,252 \text{ MeV}$ ), não chega a alterar o resultado final da eficiência em 20 %. No entanto para o arranjo utilizado neste trabalho, deve-se observar que, à medida que se aumenta a profundidade do volume de amostragem, a

influência do fator de auto absorção tende a ser mais acentuada. Da tabela 5.1, para a mesma fonte, considerando um volume de amostragem com profundidade de 16 cm, o fator de auto-absorção resultante provocará uma alteração de 51,8 % na eficiência global.

Para energias maiores, como a fonte de  $^{204}\text{Tl}$  ( $E_{\text{máx}} = 0,766 \text{ MeV}$ ), o efeito do fator de auto-absorção é menor. Considerando-se um volume de amostragem com profundidade de 16 cm, o fator de auto-absorção resultante provocará uma alteração de 21,1 % na eficiência global.

3. A *eficiência intrínseca do detector*, obtida através de medidas experimentais, varia consideravelmente com a energia das partículas beta. Como se pode observar da tabela 5.6, no caso específico da fonte de  $^{45}\text{Ca}$  ( $E_{\text{máx}} = 0,252 \text{ MeV}$ ), a eficiência intrínseca do detector encontrada foi de 17 %, já a eficiência para a fonte de  $^{204}\text{Tl}$  ( $E_{\text{máx}} = 0,766 \text{ MeV}$ ) foi de 66 %.

Na tabela 8.1 são apresentados os valores de eficiência global obtidos experimentalmente e através do cálculo.

<i>Fonte</i>	<i>Eficiência Calculada</i>	<i>Eficiência Experimental</i>	<i>Desvio %</i>
$^{90}\text{Sr}-^{90}\text{Y}$	$0,131 \pm 0,006$	$0,132 \pm 0,007$	0,8
$^{204}\text{Tl}$	$0,104 \pm 0,005$	$0,108 \pm 0,006$	3,8
$^{45}\text{Ca}$	$0,024 \pm 0,003$	$0,023 \pm 0,002$	4,2

Tabela 8.1. - Comparação da eficiência experimental com a eficiência calculada.

A partir da tabela 8.1 podemos concluir que as medidas efetuadas apresentam uma boa concordância com os valores previstos, consequentemente, validando a metodologia aqui desenvolvida.

Ainda da tabela 8.1, podemos observar que, tanto nas medidas experimentais como no calculo teórico, a eficiência do monitor de ar tende a variar com a variação da energia das partículas beta.

De modo a analisar melhor a influência da variação da energia, bem como do volume de amostragem, na eficiência do monitor, no gráfico da figura 8.1 são apresentados os valores de eficiência em função da energia, obtidos a partir de dois monitores de ar desenvolvidos pela General Atomic /46/, juntamente com os valores de eficiência calculados neste trabalho.

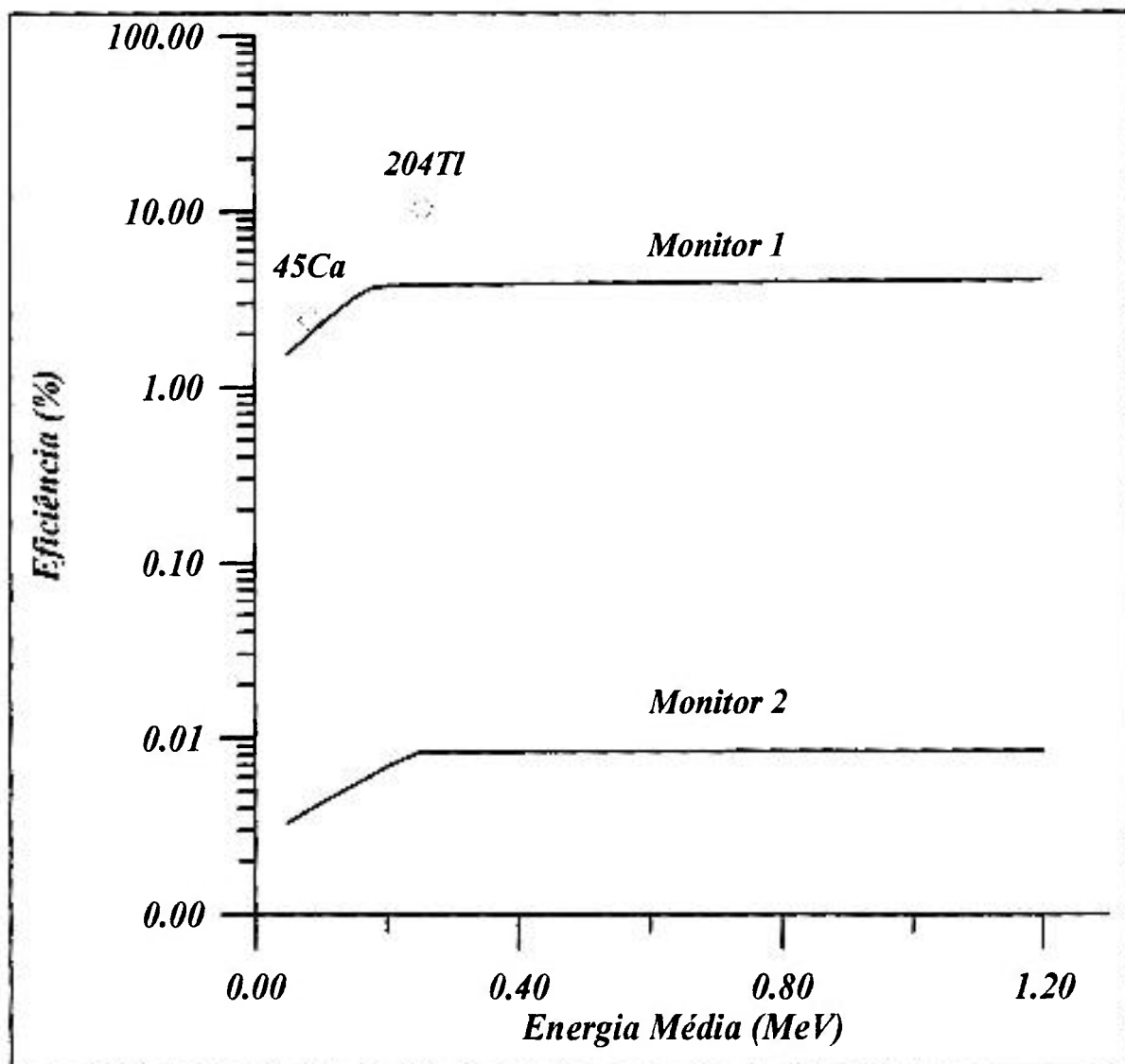


Figura 8.1 - Eficiência em função da energia

As medidas efetuadas com a fonte de  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  não foram consideradas, pois a eficiência neste caso foi determinada a partir dos dois radionuclídeos,  $^{90}\text{Sr}$  e  $^{90}\text{Y}$ , cujas energias são bem distintas.

Os monitores da General Atomic possuem basicamente as mesmas características do arranjo experimental, variando apenas nos tamanhos do detector e do volume de amostragem. A seguir, na tabela 8.2 são apresentadas as dimensões destes monitores.

<i>Monitor</i>	<i>Detector (cm<sup>2</sup>) (espessura x diâmetro)</i>	<i>Volume de Amostragem (cm<sup>3</sup>)</i>
1	0,03 x 5	410
2	0,03 x 0,16	260

Tabela 8.2 - Dimensões dos monitores de ar para gases nobres da General Atomic.

Comparando-se as curvas, juntamente com os pontos obtidos neste trabalho, podemos observar que a eficiência de um monitor de ar para gases emissores de partículas beta é diretamente proporcional à energia das partículas até um determinado valor de energia, a partir do qual torna-se praticamente constante.

Devemos observar também que existe um compromisso entre a eficiência e o volume de amostragem. Para melhorar a estatística de contagem, torna-se necessário um maior volume de amostragem (maior fonte). No entanto, uma fonte maior significa um volume mais profundo e conseqüentemente uma menor eficiência global do sistema. Portanto, pode-se concluir que, na escolha de um monitor de ar para gases nobres, deve-se estabelecer uma relação ótima entre o volume de amostragem e a eficiência desejada.

É importante observar que numa central nuclear um monitor de gases tem, como função principal, detectar condições inseguras de forma a gerar alarmes que irão exigir ações de proteção. Ocorre que o cálculo de eficiência apresentado neste trabalho restringe-se ao caso em que apenas um emissor de partículas está presente no volume de amostragem. Porém, considerando o caso real de um monitor de ar instalado em uma central nuclear, a medida contínua será realizada a partir de todo gás emissor de partículas beta presente no efluente da instalação, ou seja, o volume de amostragem conterá, na verdade, uma mistura de gases emissores beta.

Se a composição da mistura for conhecida, a partir de uma curva de calibração teórica, semelhante àquela apresentada na figura 8.1, conhecendo-se a proporção de liberação dos diversos radionuclídeos presentes no efluente, pode-se ajustar o nível de alarme do monitor de ar. Caso a razão entre os radionuclídeos emissores de partículas beta não seja conhecida, o nível de alarme pode ser estabelecido através do caso mais restritivo, ou seja, determinando-se o nível de referência a partir do radionuclídeo cuja eficiência seja menor, que no caso é aquele com menor energia.

Vale ressaltar que, numa central nuclear, a medida de gases nobres empregando um volume de amostragem conectado a um detector de partículas beta é utilizada geralmente para detectar  $^{133}\text{Xe}$  e ou  $^{85}\text{Kr}$ , que emitem partículas beta com energia máxima de 0,346 e 0,67 MeV, respectivamente. Portanto, a metodologia aqui apresentada pode ser aplicada desde que aceito o desvio de 4%.

## 8.2. Recomendações

A confirmação da eficiência calculada foi realizada a partir de uma bancada experimental utilizando-se fontes radioativas pontuais, visto que não existiam equipamentos e fontes gasosas disponíveis, quando da elaboração do trabalho. No entanto seria interessante, em trabalhos futuros, elaborar-se uma bancada experimental com fontes gasosas, de modo a se obter a confirmação efetiva da metodologia aqui utilizada.

Esta bancada deverá considerar diversos volumes de amostragem com dimensões variadas, e se possível utilizar gases nobres como o  $^{133}\text{Xe}$  e ou  $^{85}\text{Kr}$  como fontes radioativas, ou então, fontes gasosas com energias semelhantes.

No caso da utilização de fontes radioativas gasosas, deve-se considerar, no cálculo do desvio das medidas, o erro na determinação das dimensões do volume de amostragem.

Com relação ao cálculo da eficiência, de forma a cobrir uma gama variada de energias, a partir do método proposto neste trabalho, sugere-se obter a eficiência intrínseca do detector com diversas fontes emissoras de partículas beta, a fim de se levantar uma curva de calibração completa, semelhante àquela apresentada pelos monitores General Atomic.

Recomenda-se, ainda, que seja realizado um estudo paramétrico das dimensões utilizadas na determinação do volume de amostragem, de forma a obter-se uma avaliação completa do comportamento da eficiência global do sistema em relação a variação do volume de amostragem.

## 9. APÊNDICES

### APÊNDICE A

#### ÂNGULO SÓLIDO SUBTENDIDO POR UM DETECTOR CIRCULAR A UMA FONTE PONTUAL

Dada uma fonte pontual emitindo  $S$  partículas/seg., isotropicamente, localizada a uma distância  $h$  do detector, fora do eixo central do disco, conforme figura A.1.

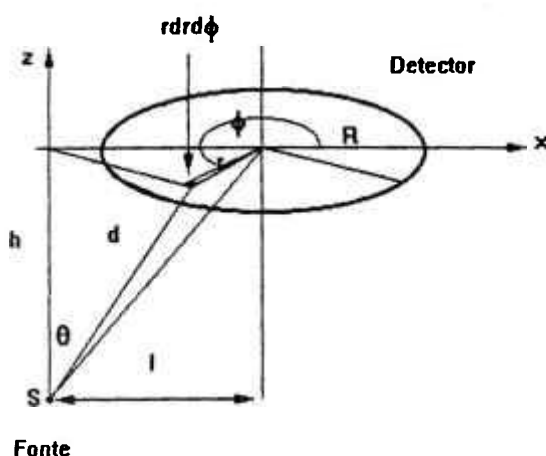


Figura A.1 - Arranjo fonte pontual - detector circular.

Onde:

$R$  = raio do disco;

$h$  = distância perpendicular do ponto  $S$  até o plano do disco;

$l$  = distância perpendicular de S até o eixo do disco;

$d$  = distância de S até a superfície do elemento de área  $rdrd\phi$  ( $r$  e  $\phi$  são as coordenadas radial e angular em relação ao centro do disco);

$\theta$  = ângulo entre  $d$  e  $h$ .

Da figura A.1, tiramos que:

$$d = \sqrt{h^2 + l^2 + r^2 - 2rl \cos(\phi)} \quad (\text{A.1}), \quad \cos \theta = \frac{h}{d} \quad (\text{A.2})$$

Sendo o elemento de superfície do disco do detector dado por  $rdrd\phi$ , e aplicando as equações (A.1) e (A.2) na equação (4.15), temos que o elemento de ângulo sólido do sistema fonte-detector será expresso por:

$$d\Omega = \frac{\cos \theta r dr d\phi}{d^2} = \frac{h}{\left(h^2 + r^2 + l^2 - 2rl \cos(\phi)\right)^{\frac{3}{2}}} r dr d\phi \quad (\text{A.3})$$

Integrando em relação a  $r$  entre os limites de integração  $r = 0$  e  $r = R$ , obtemos:

$$\Omega = 2h \int_0^\pi \left[ \frac{h^2 + l^2}{\left(h^2 + l^2 - l^2 \cos^2(\phi)\right) \sqrt{h^2 + l^2}} - \frac{h^2 + l^2 + Rl \cos(\phi)}{\left(h^2 + l^2 - l^2 \cos^2(\phi)\right) \sqrt{h^2 + R^2 + l^2 + 2Rl \cos(\phi)}} \right] d\phi \quad (\text{A.4})$$

Por fim, integrando o primeiro termo da integral da equação (A.4), a expressão do ângulo sólido para a fonte pontual será dada por:

$$\Omega = 2\pi - 2h \int_0^{\pi} \frac{h^2 + l^2 + Rl \cos(\phi)}{\left(h^2 + l^2 - l^2 \cos^2(\phi)\right) \sqrt{h^2 + R^2 + l^2 + 2Rl \cos(\phi)}} d\phi$$

(A.5)

A equação (A.5) foi resolvida numericamente, utilizando-se o Método de Romberg para solução de equações integrais. A resolução numérica das integrais, através do Método de Romberg, foi efetuada a partir do aplicativo matemático para pc's MATHCAD /43/.

A fim de verificar a consistência do desenvolvimento matemático, os resultados para o calculo do ângulo sólido de uma fonte pontual obtidos neste trabalho serão comparados com os resultados obtidos por Masket, A. V. H., et alii /41/. Os resultados obtidos neste trabalho são mostrados na tabela A1 e na figura A.2, juntamente com os resultados obtidos por Masket.

<i>Posição da Fonte</i>		<i>Fonte Pontual</i>	
<i>h/r</i>	<i>l/r</i>	<i>Este Trabalho</i>	<i>Masket</i>
0,1	0,0	5,65799	5,65789
0,5	0,1	3,45972	3,45972
1,0	0,5	1,63710	1,63710
1,5	1,0	0,74723	0,74723
2,0	1,5	0,39438	0,39438
2,5	2,5	0,23818	0,23818
3,0	3,0	0,15822	0,15822
3,5	3,0	0,11240	0,11240
4,0	3,5	0,08384	0,08384
4,5	4,0	0,06490	0,06490
5,0	4,5	0,05170	0,05170

Tabela A.1 - Ângulo sólido subentendido por um detector circular a uma fonte pontual.

Na figura A2, no eixo x, são apresentados os valores de distância ( $h$ ) entre o detector e a fonte pontual, normalizado pelo raio ( $r$ ) do detector, e, no eixo y, são apresentados os ângulos sólidos ( $\Omega$ ). Cada curva representa uma distância ( $l$ ) da fonte ao eixo central do detector, normalizada pelo raio do detector ( $r$ ). As curvas representam o resultado deste trabalho, enquanto que os pontos representam os dados numéricos apresentados por Masket.

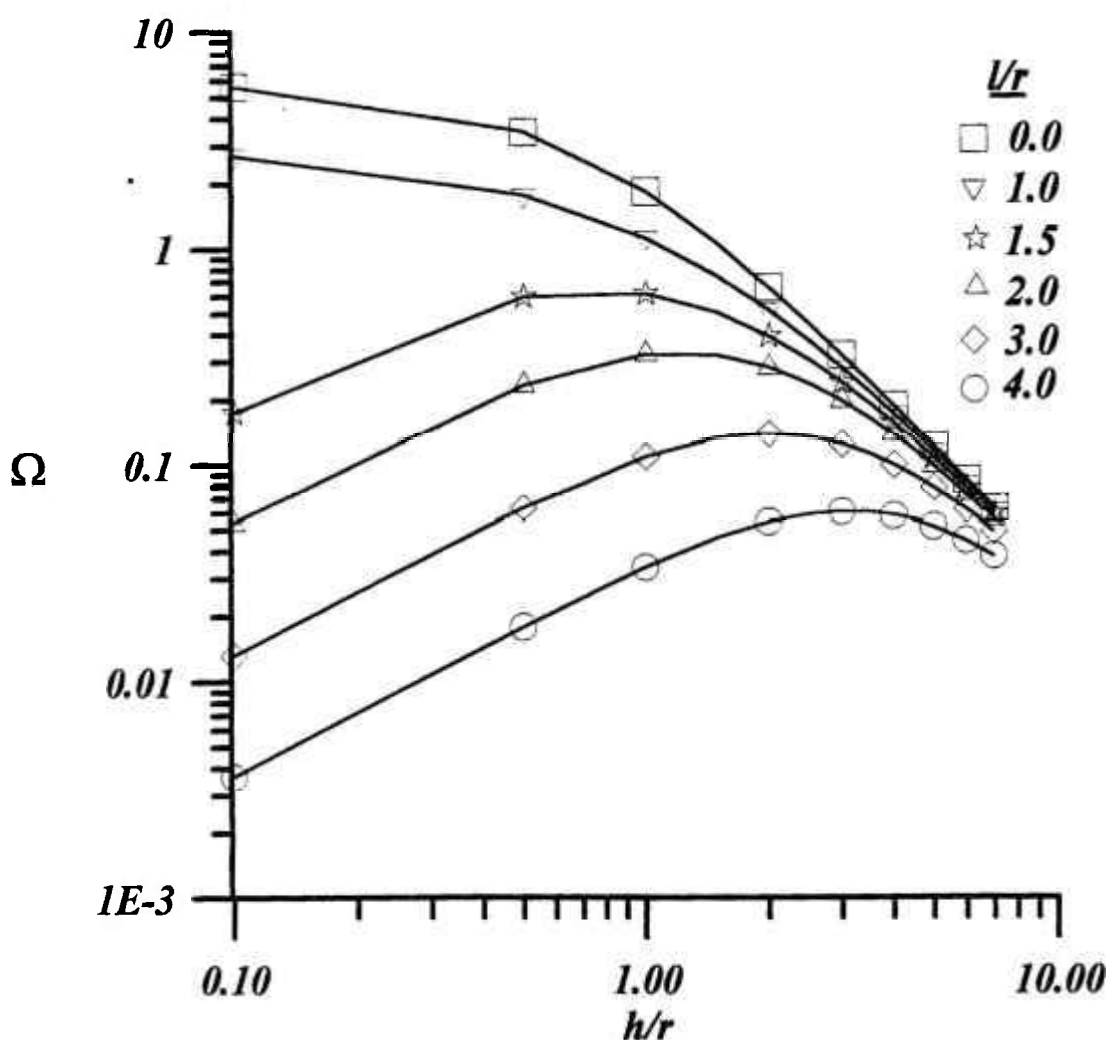


Figura A2 - Ângulo sólido subentendido por um detector circular a uma fonte pontual.

Da tabela A1 e da figura A2 podemos concluir que a integração numérica está de pleno acordo com a literatura.

## APÊNDICE B

### ÂNGULO SÓLIDO SUBTENDIDO POR UM DETECTOR CIRCULAR COAXIAL A UMA FONTE CIRCULAR

Considerando uma fonte superficial  $A_S$  emitindo  $S$  partículas/ $m^2$ .seg, isotropicamente, localizada a uma distância  $h$  do detector de área  $A_d$ , conforme ilustrado na figura B.1, aplicando-se a definição de ângulo sólido da equação (4.15), e integrando sobre a área  $A_S$  da fonte, temos que o ângulo sólido será dado por:

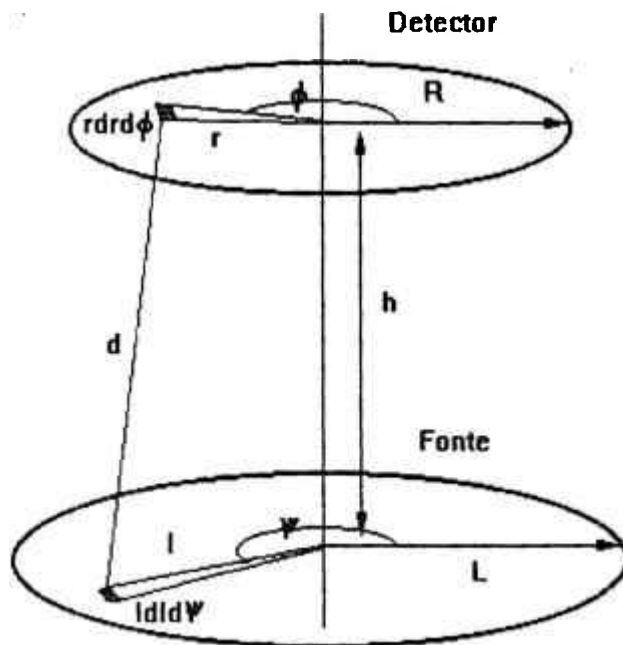


Figura B.1 - Arranjo fonte circular - detector circular.

$$\Omega_S = \frac{1}{A_S} \iint_{A_S} \left[ \iint_{A_d} \frac{\cos \theta}{d^2} dA_d \right] dA_S \quad (\text{B.1})$$

Na equação (B.1) é fácil observar que o termo entre parênteses, representa o ângulo sólido para uma fonte pontual. Portanto, sendo o elemento de área da fonte dado por  $l dl d\psi$ , a equação (B.1) pode ser reescrita como:

$$\Omega_S = \frac{1}{\pi L^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} 2\pi - 2h \int_0^{\pi} \frac{h^2 + l^2 + Rl \cos(\phi)}{[h^2 + l^2 - l^2 \cos^2(\phi)] \sqrt{h^2 + l^2 + R^2 + 2Rl \cos(\phi)}} d\phi \Big] l dl d\psi$$

(B.2)

E simplificando

$$\Omega_S = 2\pi - \frac{4h}{L^2} \int_0^{\pi} \int_0^{\pi} \frac{h^2 + l^2 + Rl \cos(\phi)}{[h^2 + l^2 - l^2 \cos^2(\phi)] \sqrt{h^2 + l^2 + R^2 + 2Rl \cos(\phi)}} l dl d\phi$$

(B.3)

Para comparar os resultados obtidos neste trabalho, usamos os dados obtidos por Gardner, Robin P. et alii /20/, que efetuaram o cálculo do ângulo sólido para uma fonte circular, na forma de um fator de correção arbitrário, dado pela expressão do ângulo sólido subentendido por um ponto central ao disco do detector, utilizando este recurso temos:

$$F = \frac{\Omega_S}{2\pi \left( 1 - \frac{h}{\sqrt{R^2 - h^2}} \right)} \quad (B.4)$$

A semelhança do apêndice A, a resolução numérica da equação (B.4) foi efetuada através do Método de Romberg. Na tabela B.1 e na figura B2 são apresentados os resultados obtidos neste trabalho e os resultados obtidos por Gardner.

<i>Posição da Fonte</i>		<i>Fonte Circular</i>	
<i>R/h</i>	<i>L/h</i>	<i>Este Trabalho</i>	<i>Gardner</i>
0,1	0,0	1,00000	1,00000
0,4	0,3	0,95036	0,95035
0,6	0,6	0,85962	0,85962
0,8	0,9	0,77886	0,77886
1,2	1,2	0,77691	0,77690
1,6	1,5	0,79233	0,79232
2,0	1,8	0,81225	0,81224
2,4	2,1	0,83188	0,83188
2,6	2,4	0,81317	0,81317
2,8	2,7	0,78585	0,78585
3,0	3,0	0,77970	0,77969

Tabela B.1 - Ângulo sólido subentendido por um detector circular coaxial a uma fonte circular.

No gráfico da figura B2, no eixo x, são apresentados os valores do raio do detector (R), normalizado pela distância fonte-detector (h), e no eixo y, são apresentados os fatores de correção do ângulo sólido (F). Cada curva representa um raio de fonte (L), normalizado pela distância fonte-detector (h). A curva sólida representa os resultados deste trabalho, enquanto que os pontos representam os resultados obtidos por Gardner.

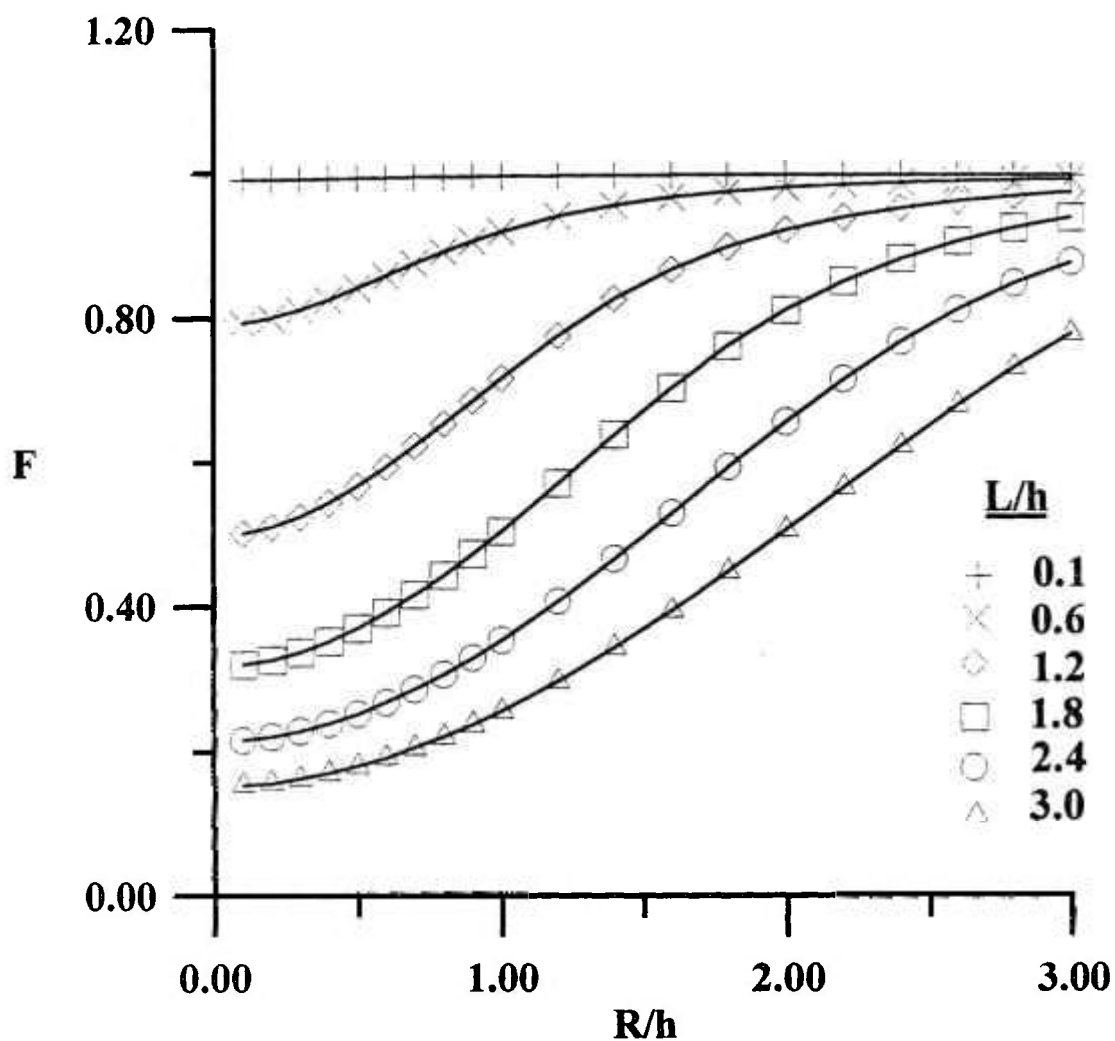


Figura B2 - Ângulo sólido subtendido por um detector circular coaxial a uma fonte circular.

Da tabela B.1 e da figura B.2 podemos concluir que a integração efetuada neste trabalho está de pleno acordo com a literatura.

## APÊNDICE C

### MÉTODO MATEMÁTICO UTILIZADO PELO MATHCAD

#### 1. Método de Romberg

Quando imaginamos uma integral, como a soma de diversos trapézios, estamos utilizando a regra do Trapézio /09/.

$$I = \int_a^b y(x) dx \quad (C.1)$$

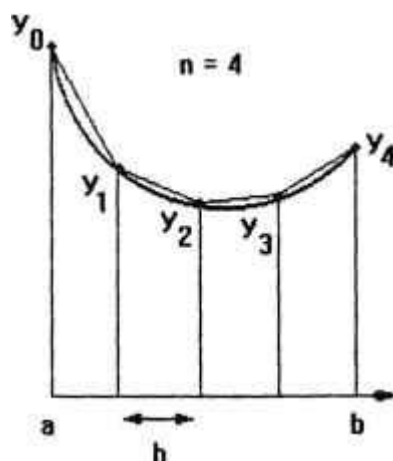


Figura C.1. - Regra do Trapézio

Com este método, a área entre a curva  $y = y(x)$  e o eixo  $x$  é aproximada pela soma  $T(h)$  das áreas de diversos trapézios. Usando a notação da figura C.1, temos que a integral da equação (C.1) pode ser aproximada por:

$$T(h) = \frac{1}{2} h \sum_{i=0}^{n-1} (y_i + y_{i+1}) \quad (C.2)$$

Para minimizar o erro devido à aproximação utilizada na Regra do Trapézio, uma das técnicas que pode ser utilizada é a Extrapolação de Richardson. Esta extrapolação combinada a Regra do Trapézio é conhecida por Método de Romberg /09/.

Para entender esta técnica, vamos considerar que a aproximação  $T(h)$  na verdade representa /09/:

$$T(h) = a_0 + a_1 h^2 + a_2 h^4 + a_3 h^6 + \dots \quad (C.3)$$

onde  $a_0$  representa o valor correto da integral  $\int_a^b y(x) dx$ .

Desprezando os termos de ordem superior a 2, obtemos que:

$$T(h) = a_0 + a_1 h^2 + O(h^r) \quad (C.4)$$

onde  $O(h^r)$  representa o erro devido ao truncamento.

Se, ao invés de  $h$ , utilizarmos um passo proporcional ( $qh$ ), teremos:

$$T(qh) = a_0 + a_1 (qh)^2 + O(h^r) \quad (C.5)$$

Rearranjando as equações (C.4) e (C.5), obtem-se

$$a_0 = T(h) + \frac{T(h) - T(qh)}{q^2 - 1} + O(h^r) \quad (C.6)$$

ou seja,

$$T_1(h) = T(h) + \frac{T(h) - T(qh)}{q^2 - 1} \quad (C.7)$$

onde  $T_1(h)$  representa uma segunda estimativa de  $a_0$  (valor correto da integral), mais precisa do que  $T(h)$ .

Repetindo o processo descrito a partir da equação (C.4), e desprezando, agora, os termos de ordem superior a 4, da equação (C.3), temos que:

$$T_2(h) = T_1(h) + \frac{T_1(h) - T_1(qh)}{q^4 - 1} \quad (C.8)$$

onde  $T_2(h)$  aproxima-se mais do valor real de  $a_0$  (valor correto da integral) do que  $T_1(h)$ .

Repetindo sucessivamente este processo, teremos que:

$$T_{k+1}(h) = T_k(h) + \frac{T_k(h) - T_k(qh)}{q^{2k} - 1} \quad (C.9)$$

onde a equação (C.9) representa a  $n$ -ésima estimativa do valor correto da integral calculada utilizando-se a Regra do Trapézio.

O limite para a aplicação do Método de Romberg, será obtido quando o erro  $O(h^f)$ , devido ao truncamento, for inferior a tolerância desejada.

## 2. Passos Utilizados pelo MATHCAD

O MATHCAD calcula a integral de uma dada função  $f(x)$  de  $a$  até  $b$  através de estimativas, onde: Estimativa<sub>0</sub>; ... ; Estimativa<sub>n</sub>, representam a aproximação interna da resposta apresentada pelo MATHCAD. Somente a última Estimativa (aquela que passa pelo teste de tolerância do MATHCAD) é acessível para o usuário.

Para calcular a integral de  $f(x)$  de  $a$  até  $b$ , o MATHCAD segue os seguintes passos /43/:

1. Calcula uma Estimativa para a integral usando a regra trapezoidal. A primeira Estimativa é:

$$Estimativa_0 = \frac{f(a)+f(b)}{2}(b-a) \quad (C.10)$$

A segunda Estimativa trapezoidal dobra o número de subintervalos, usando dois subintervalos cada, com largura  $(b-a)/2$ . Para iniciar o algoritmo, calcula as primeiras três Estimativas (subdividindo o intervalo em um, dois, e quatro subintervalos).

2. Ajusta um polinômio para as respectivas seqüências trapezoidais e correspondentes subintervalos. Extrapola este polinômio para largura zero para produzir uma Estimativa Romberg da integral.
3. Compara as duas mais recentes Estimativas de Romberg de acordo com o seguinte teste (onde RELTOL é a menor das TOL - tolerâncias):

$$\left| \text{Estimativa}_n - \text{Estimativa}_{n-1} \right| < \text{RELTOL} \quad (\text{C.11})$$

4. Se as duas mais recentes estimativas estiverem de acordo com o teste, confere também se as  $\text{Estimativa}_{n-1}$  e  $\text{Estimativa}_{n-2}$  estão de acordo. Se todas estiverem de acordo, a última Estimativa de Romberg passa a ser o valor da integral. Caso contrário, dobra-se o número de subintervalos e retorna-se ao passo 1.

## APÊNDICE D

### PROPAGAÇÃO DE ERROS

Em decaimento ou contagem de amostras radioativas, dada uma medida  $x$ , podemos dizer que o desvio padrão  $\sigma$  da medida será a raiz quadrada da mesma.

$$\sigma = \sqrt{x} \quad (D.1)$$

No entanto, as contagens de amostras radioativas consistem em um grande número de medidas, que poderão ser somadas, multiplicadas ou manipuladas de forma a se obter a quantidade de interesse. Para estes casos, o erro associado com a contagem original não pode ser calculado simplesmente pela raiz quadrada da grandeza final, sendo necessário definir-se um resultado geral, que possa ser aplicado independentemente do número de variáveis.

Tomemos as contagens  $x, y, z, \dots$ , e seus respectivos desvios padrões  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \dots$ . Então o desvio padrão para qualquer grandeza  $u$ , derivada das contagens, será dado pela seguinte expressão:

$$\sigma_u^2 = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 \sigma_y^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2 \sigma_z^2 + \dots \quad (D.2)$$

A equação (D.2) é conhecida como *fórmula de propagação de erro* [37], e é aplicada em situações envolvendo medidas nucleares. A seguir, serão apresentadas três recorrências da expressão (D.2), usadas neste trabalho.

- *Soma e subtração de contagens*

Seja a soma e subtração de contagens, dada por:

$$u = x \pm y \quad (D.3)$$

O desvio padrão, a partir de equação (D.2), pode ser simplificado por:

$$\sigma_u = \sqrt{\sigma_x^2 + \sigma_y^2} \quad (\text{D.4})$$

- *Multiplicação ou divisão por constantes*

Seja a multiplicação ou divisão de contagens, por uma constante, dada por:

$$u = Ax \quad \text{ou} \quad v = \frac{x}{B} \quad (\text{D.5})$$

O desvio padrão da medida será:

$$\sigma_u = A \sigma_x \quad \text{ou} \quad \sigma_v = \frac{\sigma_x}{B} \quad (\text{D.6})$$

- *Multiplicação ou divisão de contagens*

Seja a multiplicação ou divisão de contagens, dada por:

$$u = xy \quad \text{ou} \quad u = \frac{x}{y} \quad (\text{D.7})$$

O desvio padrão da medida será:

$$\sigma_u = u \sqrt{\left(\frac{\sigma_x}{x}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_y}{y}\right)^2} \quad (\text{D.8})$$

**10. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

01. ABRAMOWITZ, M. ; STEGUN, I. A. (eds.) *Handbook of Mathematical Functions*. National Bureau for Standards. Washington D. C., May 1968. (Applied Mathematics Series, 55)
02. ANSI/ANS. *Criteria for Accident Monitoring Function in Light-Water-Cooled Reactors*. American Nuclear Society, 555 North Kensington Avenue, La Grange Park, Illinois. December 31, 1980. (ANSI/ANS - 4.5).
03. ATAKAN, Y. *Stack Gas Radioactivity Monitoring in a Nuclear Plant in the Federal Republic of Germany*. Nuclear Saf., v. 29, n. 2, p. 167-176, 1988.
04. BARZ, H. G.; JACOBI, W. *Cylindrical Plastic Scintillators for Monitoring Beta-Gamma-Activity in Air and Water*. Health Phys., v. 18, p. 659-664.
05. BELLUSCIO, M.; DE LEO, R. ; PANTALEO, A.; VOX, A. *Effects of Finite Dimensions in Source- Detector Solid-Angle Evaluation*. Nucl. Instrum. Methods, v. 114, p. 145-147, 1974.
06. BERGSTRÖM, S.O. W.; STRÖM L. Control of Airbone Radioactivity in Swedish Nuclear Power Plants. In: ASSESSMENT OF AIRBONE RADIOACTIVITY. *Proceedings...* Vienna: IAEA, 1967. p. 77-90.
07. BITELLI, T.. *Dosimetria e Higiene das Radiações*. São Paulo: Gremio Politécnico, 1982. p. 209-220.

08. BLIZARD, E. P.; FODERARO, A.; GOUSSEV, N. G.; KOVALEV, E. E. *Extended Radiation Sources (Point Kernel Integrations)*. Engineering Compendium on Radiation Shielding. New York: Springer, 1968. v. 1, p. 363-416.
09. BJÖRCK, Å. *Numerical Methods*. New Jersey, Prentice-Hall, 1974. p. 4-12; 290-294.
10. BOCHKAREV, V. V.; BAJENOV, V. A. *On some Methods of Measuring Beta Active Gases*. Metrology of Radionuclides IAEA. p.317-331, 1960.
11. BÖCK, H.; FLECK C. M. Identification of Gaseous  $\beta$  Emitters in Low-Level Equipment. In: ASSESSMENT OF AIRBORNE RADIOACTIVITY. *Proceedings...* Vienna: IAEA, 1967. p. 583-588.
12. CERVellini, A. *Estudo da Distribuição Ângular da Radiação Beta*. São Paulo: 1952. Dissertação (Mestrado).
13. DICKENS, J. K. *Self-Absorption of Gamma Rays Produced in Large Cylindrical Samples*. Nucl. Instrum. Methods, v. 98, p. 451-454, 1972.
14. DIXON, W. R. *Self-Absorption Corrections for Large Gamma-Ray Sources*. Nucleonics, v. 8, n. 4, p. 68-72, 1951.
15. EVANS, R. D. *The Atomic Nucleus*. Malabar, Flo.: Robert E. Krieger, 1955.
16. FINAL SAFETY ANALYSIS REPORT. Central Nuclear Almirante Álvaro Alberto Unit 1. Chapter 15. Rev. 9, March 30, 1981.

17. FRENCH, R. L.; TELFER, N. *Calculated Gamma Efficiencies of NaI(Tl) Detectors for Gaseous Cylindrical Sources*. Nucl. Instrum. Methods, v. 51, p. 159-164, 1967.
18. FURTADO, V. C. *Sampling Airborne Radioactivity*. Air Sample Instruments, v. 1, p. I-1 - I-9, 1983.
19. GARDNER, R. P.; CARNESALE, A. *Solid Angle Subtended at a Point Source by a Circular Disk*. Nucl. Instrum. Methods, v. 73, p. 228-230, 1969.
20. GARDNER, R. P.; VERGHESE, K.; MO LEE, H. *The Average Solid Angle Subtended by a Circular Detector Coaxial to a Circular Isotropic Source*. Nucl. Instrum. Methods, v. 176, p. 615-617, 1980.
21. GARRETT, M. W.. *Solid Angle Subtended by a Circular Aperture*. Rev. Sci. Instrum., v. 25, n. 12, p. 1208-1211, 1954.
22. GILLESPIE, C. R. *Determination of the Geometrical Factor of Cylindrical Geometries*. Rev. Sci. Instrum., v. 41, n. 1, p. 42-43, 1970.
23. GREEN, M. V.; AAMODT, R. L.; JOHNSTON, G. S. *The Solid Angle Subtended by a Solid, Right, Circular Cylinder as Seen from a Point in Space*. Nucl. Instrum. Methods, v. 117, p. 409-412, 1974.
24. GROSJEAN, C.C. *On the Absolute Efficiency of a Cylindrical Scintillation Phosphor in the Case of an Extended Plane  $\gamma$ -Ray Source*. Nucl. Instrum. Methods, v. 17, p. 289-309, 1962.

25. GUEST, P. G. *The Solid Angle Subtended by a Cylinder*. Rev. Sci. Instrum., v. 32, p. 2, p. 164-165, 1961.
26. HAMADA, M. M.; MADI FILHO, T.; MESQUITA, C. H. Estudo do Acoplamento Óptico de Detectores Plásticos Cintiladores: Avaliação de Diferentes Produtos de Silicone. In: 3º CONGRESSO GERAL DE ENERGIA NUCLEAR, 22-27 de Abril, 1990. *Proceedings...*1990.
27. HAMADA, M. M.; MADI FILHO, T.; MESQUITA, C. H. Preparação de Detectores Plásticos Cintiladores e Caracterização de Parâmetros Físico-Químicos. In: 2º Congresso Geral de Energia Nuclear, 24-29 de Abril, 1988. *Proceedings...*1988. p. 217-222.
28. HEIER, H. J.; WEBER, J. Calibration Procedure for  $^{41}\text{Ar}$  Monitor. Assessment of Airbone Radiactivity. In: ASSESSMENT OF AIRBONE RADIACTIVITY. *Proceedings...* Vienna: IAEA, 1967. p. 579-581.
29. HEKKALA, B. *Automatic Effluent Monitors for Nuclear Reactors*. Presented at NUCLEX-69 Basal, Switzerland, Oct 1969.
30. HOLLOWAY, J. D. *Post-Accident Monitoring of Radiation*. Presented at NUCLEX-81. Basel, Switzerland. October 7, 1981.
31. JAEGER, P.; LANDSBERGER, S. *Selfabs: A PC Computer Code for the Determination of The Self-Absorption Fractions of Gamma-Rays for Neutron Activation Analysis*. Nucl. Instrum. Methods, p. 479-483, 1990.

32. JAFFEY, A. H. *Solid Angle Subtended by a Circular Aperture at Point and Spread Sources: Formulae and Some Table*. Argonne National Laboratory Report, Sept., 1952. (ANL-4875).
33. JAFFEY, A. H. *Solid Angle Subtended by a Circular Aperture at Point and Spread Sources Formulas and Some Tables*. Rev. Sci. Instrum., v. 25, n. 4, p. 349-354, 1954.
34. JONES, E. W.; DOUGLAS, K. F. S. Monitoring Techniques for Gaseous Beta Emitters. In: ASSESSMENT OF AIRBORNE RADIOACTIVITY. *Proceedings...* Vienna: IAEA, 1967. p. 545-553.
35. KAHAN, W. M. *Handled Calculator Evaluated Integrals*. Hewlett Packard Journal. p. 23-32, 1980.
36. KALMON, B. *Experimental Method for Determination of Counting Geometry*. Nucleonics, v. 11, n. 7, p. 56-59, 1953.
37. KNOLL, G. F. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 1989.
38. KOVALEV, E. E. *The Intensity of Gamma Radiation Emitted by a Cylindrical Source*. Atomnaya Energiya, v. 2, n. 538, p. 113-118, 1957.
39. LEDERER, C. M.. *Table of Isotopes*. 6 ed., New York, N. Y.: John Wiley & Sons, 1967.

40. MANCHUK, V. A.; ZHILEIKIN, Ya. M.; BEREZIN, B. I. *Geometrical Factor for a Plane Detector and Volume Cylindrical Source*. *Atomnaya Energiya*, v. 37, n. 6, p. 501-502, 1974.
41. MASKET, A. V. H.; MACKLIN, R. L.; SCHMITT, H. W. *Tables of Solid Angles and Activations*. Oak Ridge, Tenn., Technical Information Service Extension, 1956. (ORNL-2170).
42. MASKET, A. V.. *Solid Angle Contour Integrals - Series and Tables*. *Rev. Sci. Instrum.* **28** (3): 191-197, March, 1957.
43. MATHCAD 3.0 USER'S GUIDE. Cambridge: MathSoft, 1991.
44. MATSUI, Y.; FURUTA, T. *Geometrical Detection Efficiency of Point and Disc Source*. *Radioisotopes*, v. 22, n. 12, p. 681-689.
45. MONITORES DE RADIACION PARA PROCESOS EN PLANTS RADIOLOGICAS Y REACTORES DE INVESTIGACION. INVAP S. E., Bariloche, Arg.
46. OFFLINE GAS DETECTOR MODEL RD-52. General Atomic Electronic System Division, San Diego.
47. DI PALO, L.; LO PRATO, E.; MOCCALDI, A. Moniteur Continue pour les Contaminats Gazeux de L'air. In: ASSESSMENT OF AIRBORNE RADIACTIVITY. *Proceedings...* Vienna: IAEA, 1967. p. 589-595.
48. PARTICULATE, IODINE AND NOBLE GAS AIR MONITORING SYSTEM MODEL PING-1A. Eberline, Santa Fe, New Mexico.

49. PETERMAN, B. F. *Monte Carlo Calculation of the Self-Absorption of Gamma Rays in a Disc Shaped Source*. Nucl. Instrum. Methods, v. 101, p. 611-612, 1972.
50. RECOMMENDATIONS OF THE NATIONAL CONCIL ON RADIATION PROTECTION, *Krypton-85 in the Atmosphere- Accumulation Biological Significance, and Control Tecnology*. Washington D. C., july/1975. (NCRP n. 44).
51. REGULATORY GUIDE. *Instrumentation for Light-Water-Cooled Nuclear Power Plants to Assess Plant and Environs Conditions During and Following an Accident*. United States Regulatory Commission. May, 1983. (R.G. n. 1.97).
52. REIS, D. C. C.; MOURA, L. P. *Absolute Measurements of the Activity of Radionuclides*. São Paulo, 1965. (I.E.A. - Pub. - 114).
53. RINBANSKY, L.; OBLOZINSKY, P. *The Solid Angle Subtended at a Disk Source by a Non-Parallel Disk Source*. Nucl. Instrum. Methods, v. 94, p. 187-188, 1971.
54. ROWLANDS, G. *Solid Angle Calculations*. Int. J. Appl. Radiat. Isot., v. 10, p. 86-93, 1960.
55. RUBY, L.; RECHEN, J. B. *A Simpler Approach to the Geometrical Efficiency of a Parallel-Disk Source and Detector System*. Nucl. Instrum. Methods, v. 58, p. 345-346, 1968.

56. SAFETY SERIES. *Radiological Surveillance of Airborne Contaminants in the Working Environment*. International Atomic Energy Agency, Vienna, 1979. (Safety Series n. 49).
57. SMITH, J. H.; STORM, M. L. *Generalized Off-Axis Distributions from Disc Sources Radiations*. J. Appl. Phys., v. 25, n. 4, p. 519-527, 1954.
58. SNELL, A. H. (ed.) *Nuclear Instruments and their Uses*. John Wiley & Sons, 1962. v. 1, p. 106-119.
59. SNYDER, J. B.; GYOREY, L. G.. *Calculation Gamma Efficiencies on Scintillation Detectors*. Nucleonics, v. 23, n. 2, p. 80-86, 1965.
60. SOWA, W. *Air Contamination Measurements*. IAEA Interregional Training Course for Radiation Protection Officers in Regulatory Bodies. Berlin, September, 1987.
61. STORM, M. L.; SMITH, J. H. *Generalized Off-Axis Effects from Disk Sources of Radiation*. New York, N. Y.: Knolls Atomic Power Laboratory, June, 1953. (KAPL-966).
62. STORM, M. L.; SMITH, J. H. *Numerical Studies of No-axial Distributions from Disk Sources of Radiation*. New York, N. Y.: Knolls Atomic Power Laboratory, August, 1953. (KAPL-966).
63. TABATA, T.; ITO, R.; OKABE, S. *An Empirical Equation for the Backscattering Coefficient of Electrons*. Nucl. Instrum. Methods, v. 94, p. 509-513, 1971.

64. TABATA, T.; ITO, R.; OKABE, S. *Generalized Semiempirical Equations for the Extrapolated Range of Electrons*. Nucl. Instrum. Methods, v. 103, p. 85, 1972.
65. TECHNICAL REPORTS SERIES. *Inhalation Risks from Radioactive Contaminants*. International Atomic Energy Agency, Viena, 1973. (Technical Reports Series n. 142).
66. TITUS, F. *Measurements of the Energy Response Functions of Scintillators for Monoenergetic Electrons*. Nucl. Instrum. Methods, v. 89, p. 93-100, 1970.
67. TSOULFANIDIS, N.. *Measurements and Detection of Radiation*. New York, Hemisphere Publishing, 1983.
68. VERGHESE, K.; GARDNER, R. P.; FELDER, R. M. *Solid Angle subtended by a Circular Cylinder*. Nucl. Instrum. and Methods, v. 101, p. 391-393, 1972.
69. VERGOS Jr., S. H.; MARSDEN, L. L.; HEATH, R. L. *Calculated Efficiencies of Cylindrical Radiation Detectors*. Idaho Falls, U.S.A.: Department of Energy, p. 11-12. (IDO-16340).
70. VERHEIJKE, M. L. *Calculated Efficiencies of NaI(Tl) Scintillation Crystals for Aqueous Cylindrical Sources*. Int. J. Appl. Radiat. Isot., v. 15, p. 559-563, 1964.
71. VERVERLOO, L. A. J.. *Practical Measuring Techniques for Beta Radiation*. Eindhoven, Macmillan Press, 1971

72. WALTON, G. N. *The Efficiency of an Immersion Counter for Measuring Beta and Gamma Emitters in Solution*. *Physica*, v. 18, n. 12, p. 1280-1286, 1952.
73. WEAST, R. C. (ed.) *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 63 ed. CRC, Boca Ranton, Flo: 1982-1983.
74. ZIKOVSKY, L. *Correction Factors for Self-Absorption of Gamma Rays in a Cylindrical Sample*. *Nucl. Instrum. Methods*, p. 421-423, 1984.