



Universidade Federal
do Rio de Janeiro
Escola Politécnica

ESTUDO DA ATENUAÇÃO E AUTOATENUAÇÃO EM ESPECTROMETRIA GAMA DE AMOSTRAS AMBIENTAIS

Katheren Rayssa Bosson Nantes

Projeto de Graduação apresentado ao Curso de Engenharia Nuclear da Escola Politécnica, Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Engenheira.

Orientador: Ademir Xavier da Silva

Rio de Janeiro

Julho de 2021

ESTUDO DA ATENUAÇÃO E AUTOATENUAÇÃO EM ESPECTROMETRIA GAMA
DE AMOSTRAS AMBIENTAIS

Katheren Rayssa Bosson Nantes

PROJETO DE GRADUAÇÃO SUBMETIDO AO CORPO DOCENTE DO CURSO DE
ENGENHARIA NUCLEAR DA ESCOLA POLITÉCNICA DA UNIVERSIDADE
FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS REQUISITOS NECESSÁRIOS
PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE ENGENHEIRA NUCLEAR.

Examinado por:

Prof. Ademir Xavier da Silva, D.Sc.

Prof. Alessandro da Cruz Gonçalves, D.Sc.

Prof. José Marques Lopes, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ-BRASIL

JULHO DE 2021

Bosson Nantes, Katheren Rayssa

Estudo da atenuação e autoatenuação em espectrometria gama de amostras ambientais/Katheren Rayssa Bosson Nantes. – Rio de Janeiro: UFRJ/ESCOLA POLITÉCNICA, 2021.

ix, 41 p.: il.; 29,7cm.

Orientador: Ademir Xavier da Silva

Projeto de Graduação – UFRJ/Escola Politécnica/
Curso de Engenharia Nuclear, 2021.

Referências Bibliográficas: p.39-41.

1. Espectrometria gama. 2. Atenuação gama. 3. Autoatenuação gama. 4. Amostras ambientais. I. da Silva, Ademir Xavier. II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, Escola Politécnica, Curso de Engenharia Nuclear. III. Estudo da atenuação e autoatenuação em espectrometria gama de amostras ambientais.

Dedico este trabalho em memória de minhas amadas, avó Hilda e irmã Mahil, que sempre estiveram e estarão comigo.

Agradecimentos

Aos meus amados pais, Arliede Bosson e Elton José da Silveira Nantes, por sempre se dedicarem a me dar todo suporte e apoio para que eu conseguisse mais esta conquista na minha vida.

Ao meu gêmeo, Helson, que acreditou em mim e me incentivou a dar início a esta trajetória.

Ao meu irmão Michel, pelos singelos, mas fundamentais, auxílios, os quais fizeram dos meus primeiros anos de faculdade melhores, além de todo o apoio que também me deu durante estes anos.

A todos os mestres que contribuíram com a minha formação acadêmica durante a minha vida e, que com certeza, foram fundamentais para que eu conseguisse chegar até aqui.

Ao meu colega e amigo, Matheus R. de Moraes, por estar ao meu lado durante estes 6 anos, enfrentando todas as dificuldades na adaptação a uma nova cidade, dos estudos da graduação, me acompanhando em quase todas as matérias, trabalhos e durante todos os dias de pesquisa e escrita deste trabalho.

Ao Professor Ademir Xavier da Silva, pela orientação, confiança e oportunidade que me concedeu.

Ao Alessandro M. Domingues, pelas orientações, ideias, dicas e pelo companheirismo no laboratório, fazendo o ambiente de trabalho mais leve e descontraído.

À todos os Professores e funcionários no PEN, os quais sempre me ajudaram com cordialidade e paciência quando precisei.

E, principalmente, gostaria de agradecer a mim por nunca desistir, ter aprendido a reconhecer meus valores, sido forte em meio a todas adversidades e me mantido obstinada a concluir este pequeno passo da minha jornada em busca de um objetivo maior.

Resumo do Projeto de Graduação apresentado à Escola Politécnica/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Engenheiro Nuclear.

ESTUDO DA ATENUAÇÃO E AUTOATENUAÇÃO EM ESPECTROMETRIA GAMA DE AMOSTRAS AMBIENTAIS.

Katheren Rayssa Bosson Nantes

Julho/2021

Orientador: Ademir Xavier da Silva

Curso: Engenharia Nuclear

A eficiência dos detectores é uma medida fundamental para análises em espectrometria gama, pois é através dela que se pode associar o número total de pulsos registrados com o número total de fótons emitidos pela fonte. No entanto, o processo experimental de obtenção da curva de eficiência é um trabalho complexo e demanda o uso de diferentes fontes padrões de diferentes matrizes. Então, com o objetivo de simplificar este processo para o detector cintilador de Iodeto de Sódio, dopado com Tálcio, o presente trabalho mostra uma metodologia que utiliza um determinado Fator K, obtido da relação entre as eficiências para as energias de emissão de interesse e para a energia de emissão de uma fonte padrão. Utilizando uma fonte selada de Césio-137 e duas amostras de areia preta da praia de Guarapari, Espírito Santo, foram analisados os espectros para as contagens das amostras, com e sem fonte, nos fotopicos de interesse: 238 keV, 609 keV e 911 keV, sendo a Amostra A1 tomada como referência e sua Atividade Específica foi obtida a partir do detector semiconductor de germânio hiperpuro e do simulador LabSOCS. Durante a análise dos resultados obtidos, para as eficiências no detector cintilador nos deparamos com alguns resultados inesperados, mas que com a análise dos espectros puderam ser explicados; para as Atividades Específicas houve um desvio relativo entre as Amostras A1 e A2 constante para todos os radionuclídeos, o que pôde ser explicado teórica e analiticamente. Por fim, a energia de 238 keV se mostrou eficiente para a análise, assim como a energia de 911 keV mediante algumas mudanças na metodologia, enquanto a energia 609 keV não apresentou bons resultados.

Palavras-chave: espectrometria gama, atenuação gama, autoatenuação gama, amostras ambientais.

Abstract of Undergraduate Project presented to POLI/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Engineer.

STUDY OF ATTENUATION AND SELF-ATTENUATION IN GAMMA
SPECTROMETRY OF ENVIRONMENTAL SAMPLES.

Katheren Rayssa Bosson Nantes

July/2021

Advisor: Ademir Xavier da Silva

Course: Nuclear Engineering

The efficiency of detectors is a fundamental measure for gamma spectrometry analysis, as it is through it that it is possible to associate the total number of recorded pulses with the total number of photons emitted by the source. However, the experimental process of obtaining the efficiency curve is a complex work and demands the use of different standard sources with different types of matrix. So, with the objective of simplifying this process for the scintillator detector of Sodium Iodide, doped with Thallium, the present work shows a methodology that use a certain K Factor, obtained from the relation between the efficiencies for the emissions energy of interest and the emission energy of a standard source. Using a sealed Cesium-137 source and two black sand samples from Guarapari beach, Espírito Santo, the spectra for the samples with and without source were analyzed in the photopeaks of interest: 238 keV, 609 keV and 911 keV, with the Sample A1 being taken as reference and its Specific Activity was obtained from the hyperpure germanium semiconductor detector and the LabSOCS simulator. During the analysis of the obtained results, for the efficiencies in the scintillator detector we came across some unexpected results, but with the analysis of the spectra they could be explained; for Specific Activities there was a constant relative deviation between Samples A1 and A2 for all radionuclides, which could be explained theoretically and analytically. Finally. The energy of 238 keV proved efficient for the analysis, such as the energy of 911 keV with some changes in the methodology, however the energy of 609 keV did not showed good results.

Keywords: gamma spectrometry, gamma attenuation, gamma self-attenuation, environmental samples.

Sumário

Lista de Figuras.....	ix
1 Introdução.....	1
1.1 Objetivo.....	1
1.2 Revisão Literária.....	2
2 Fundamentação Teórica.....	5
2.1 Interação da radiação com a matéria.....	5
2.1.1 Efeito Fotoelétrico.....	5
2.1.2 Espalhamento Incoerente ou Efeito Compton.....	6
2.1.3 Espalhamento Coerente ou Efeito Rayleigh.....	7
2.1.4 Produção de Pares.....	7
2.2 Detectores de Radiação Gama.....	9
2.2.1 Detector Semicondutor.....	9
2.2.2 Detector Cintilador	11
2.3 Eficiência de Detecção.....	13
2.3.1 O Ângulo Sólido.....	14
2.4 Autoatenuação.....	15
2.5 Retroespalhamento.....	16
2.6 Atenuação.....	17
2.7 Efeito Build-up.....	18
2.8 Atividade Específica.....	19
3 Materiais e Métodos.....	21
3.1 Amostras e Fonte.....	21
3.2 Detectores.....	21
3.3 Metodologia.....	23
4 Resultados e Discussão.....	27
4.1 Contagem no HPGe.....	27
4.2 Contagens no NaI(Tl) para a Amostra A1.....	28
4.3 Contagens no NaI(Tl) para a Amostra A2.....	31
4.4 Comparação das Atividades Específicas.....	33
5 Conclusão.....	37
Referências Bibliográficas.....	39

Lista de Figuras

Figura 1. Representação do Efeito Fotoelétrico.....	6
Figura 2. Representação do Efeito Compton.....	7
Figura 3. Representação do processo de Formação de Pares.....	8
Figura 4. Probabilidade de ocorrência dos efeitos em função do número atômico Z e da energia do fóton incidente.....	9
Figura 5. Representação de uma Fotomultiplicadora acoplada ao cristal NaI(Tl).....	12
Figura 6. Representação do ângulo sólido.....	15
Figura 7. Representação do retroespalhamento.....	17
Figura 8. Desenho esquemático de (A) Boa geometria e (B) Geometria pobre.....	19
Figura 9. Amostras A1 e A2 utilizadas no experimento.....	21
Figura 10. Detectores utilizados: HPGe à esquerda e NaI(Tl) à direita.....	23
Figura 11. Simulação da amostra A1 e detector HPGe.....	24
Figura 12. Representação do arranjo experimental entre detector, amostra e fonte.....	25
Figura 13. Espectro da Amostra A1 no HPGe.....	28
Figura 14. Espectro da Amostra A1 no NaI(Tl).....	29
Figura 15. Espectro da Amostra A1 com a fonte de Césio-137 no NaI(Tl).....	30
Figura 16. Espectro da Amostra A2 no NaI(Tl).....	31
Figura 17. Espectro da Amostra A2 com a fonte de Césio-137 no NaI(Tl).....	32
Figura 18. Gráficos com as Atividade Específicas de cada energia de interesse com seus respectivos erros para os detectores NaI(Tl) e HPGe.....	36

Capítulo 1

Introdução

A espectrometria gama é um dos campos mais desenvolvidos de Física Nuclear Aplicada, devido à importância de se identificar radionuclídeos e quantizar sua atividade específica em amostras ambientais, as quais o ser humano pode ter contato e, com isto, mensurar a dose recebida.

Partindo do princípio de que os detectores transmitem um pulso de saída correspondente a cada interação no seu volume ativo e, sabendo que a radiação gama não possui carga, portanto, é indiretamente ionizante, esta pode percorrer um longo caminho dentro do volume ativo do detector até que provoque uma interação significativa, por isso é necessário saber a eficiência de contagem para que se possa relacionar a quantidade de pulsos registrados com a quantidade de fótons incidentes no detector e, assim, ter uma melhor estimativa da concentração de elementos radioativos nas amostras ambientais (KNOLL, 2010).

A fim de levantar uma curva de eficiência de contagem para uma determinada geometria convencionou-se usar várias fontes de raios gama em diferentes energias e ajustar os dados experimentais a uma expressão matemática equivalente (PATRÃO, 2004). Mas este é um trabalho dispendioso e exige que o laboratório tenha fontes padrões com energias variadas no espectro para obter-se uma boa curva de eficiência. Somado a isto, diversos fatores podem influenciar na eficiência do detector, dentre eles está a autoatenuação, da amostra e a atenuação da fonte pela amostra disposta entre a fonte e o detector.

1.1 Objetivo

O objetivo geral trabalho é simplificar o processo experimental de obtenção da eficiência em detecção para o detector cintilador de Iodeto de Sódio, dopado com Tálcio, a partir da relação entre a atenuação de uma fonte padrão por uma amostra ambiental e a autoatenuação da amostra, indicada por um Fator K.

Os objetivos específicos do presente trabalho são: primeiramente, averiguar a utilidade da fonte padrão de Césio-137, determinar e verificar a viabilidade da metodologia experimental e verificar a viabilidade de uso do Fator K proposto.

1.2 Revisão Literária

(JARCZYK, *et al.*, 1962) calculou a eficiência de fotopico para um detector de cristal de Iodeto de Sódio, dopado com Tálcio, NaI(Tl) de 2" x 2", para a energia de 661keV utilizando uma fonte de ^{137}Cs . O cálculo da eficiência de fotopico foi feito com base em:

$$k(E) = \rho(E) \cdot (1 - e^{-\mu(E)L})$$

onde, $(1 - e^{-\mu(E)L})$ denota a eficiência do cintilador, com $\mu(E)$ o coeficiente de absorção do cristal para a radiação gama de energia E. A fotofração $\rho(E)$ é definido como “a razão do número de pulsos dentro do “fotopico de absorção total” pelo número total de pulsos produzidos pelo gama quanta”, foi calculado da seguinte maneira: uma curva Gaussiana fora inscrita no fotopico de energia E, fazendo a razão entre a área da curva gaussiana pela área total do fotopico obtemos $\rho(E)$. Comparado a eficiência para uma fonte colimada e não colimada, obteve-se um desvio relativo de 21% da fonte com feixe largo comparada à fonte com feixe estreito.

Em (GREEN e FINN, 1965) é discutido a variação da Eficiência de fotopico com a geometria, tamanho do cristal detector e energia dos raios gama. O estudo foi feito utilizando fontes pontuais de diferentes radionuclídeos colocadas no eixo do detector. Para a energia de 0,661 keV a variação da eficiência com a distância fonte-detector diminui conforme aumenta o tamanho do cristal.

Em (JÚNIOR, *et al.*, 2009) 15 amostras de solo foram analisadas, algumas contendo padrões, com atividades conhecidas, de ^{241}Am e ^{152}Eu para determinação das curvas de eficiência e certificação do método analítico. Com estas verificou-se a capacidade de determinar a Atividade Específica destes padrões nas amostras para os detectores HPGe e para o NaI(Tl), o qual obteve-se um erro médio de 2% e desvio padrão de 0,078 kBq / kg. Já para as amostras de solo puro, comparando o desvio padrão das atividades específicas em cada detector, os radionuclídeos ^{40}K e ^{232}Th apresentaram menor flutuação do que o ^{238}U com os seguintes erros, 8,3%, 27,7% e 53%, respectivamente.

Em (HOSSAIN, *et al.*, 2012) para o detector NaI(Tl) duas fontes, ^{137}Cs e ^{60}Co , foram contadas por 10800s, ou 3h, e com isso estimou-se a eficiência e resolução do detector. A estimativa de eficiência foi feita de acordo com o seguinte cálculo:

$$\varepsilon = \frac{C}{N} \times 100\%$$

onde, C é o número total de contagens por unidade de tempo (subtraída a radiação de fundo) e N é o número de raios gama emitido pela fonte por unidade de tempo.

(AKKURT, *et al.*, 2014) estudou a Eficiência Absoluta de um detector de Iodeto de Sódio, dopado com Tálio, para as seguintes fontes: ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{60}Co e ^{137}Cs , totalizando 6 diferentes energias entre 511 e 1332 keV. Cada fonte fora analisada em 5 diferentes distâncias, sendo elas 0,5, 1, 3, 5 e 10 cm do topo do detector. Deste trabalho pôde-se concluir que a eficiência decresce exponencialmente com a distância ao detector e comparando os resultados experimentais com resultados calculados por simulação em Código Monte Carlo, encontrados na literatura, percebe-se que os resultados experimentais foram menores do que os valores teóricos calculados.

Em (BARRERA, *et al.*, 2017) duas amostras cilíndricas, secas, moídas e peneiradas para tamanho de grão em 0,5 mm, com sedimentos da baía de Cadiz, coletados em lugares diferentes, foram analisadas utilizando um detector HPGe com três diferentes contagens para cada amostra: primeiro apenas a amostra, segundo com uma fonte pontual de ^{152}Eu e na terceira contagem as amostras foram contaminadas com radionuclídeos de atividade certificada. Com os dados experimentais pôde-se calcular os Fatores de Correção de Autoatenuação das amostras para as energias: 122, 136, 662, 1173 e 1332 keV. Comparando este resultado com diferentes funções de probabilidade teórica para o cálculo do Fator, observou-se, neste caso, que o modelo de Debertin e a simulação em Monte Carlo obtiveram maior proximidade entre si e com os valores obtidos a partir dos dados experimentais.

(MODARRESI e MASOUDI, 2018) analisaram a diferença entre a eficiência de detecção no HPGe para quatro amostras de solo e materiais de referência da IAEA, sendo o RGU-1, RGTh-1 e RGK-1. Dentre as energias analisada, para energias maiores que 100 keV, a correção de autoabsorção entre as eficiências das amostras de solo e de referência é desprezível, para a energia de 238,6 keV, obteve-se diferença de 0,24-0,30%.

(LOPES, *et al.*, 2018) calculou o coeficiente de correção de autoabsorção a partir das curvas de eficiência obtidas com simulação no MCNPX e LabSOCS e utilizou um modelo experimental da literatura para comparação. Sabendo que os coeficientes foram calculados com relação a uma amostra padrão de água, em termos da densidade da amostra analisada o maior desvio é para densidades menores que a da água e, os valores experimentais divergem das simulações em menos de 1% para a geometria mais simples e menos de 1,6% para as geometrias mais complexas. Já em termos de energia, as diferenças percentuais tendem a diminuir com o aumento da energia dos fótons.

Em (EL-GAMAL, *et al.*, 2019) 15 amostras ambientais secas e em equilíbrio secular, dentre as quais foi separada uma amostra como Amostra Padrão (SSA) tendo composição e dimensões similares às outras Amostras de Interesse (SOI). A eficiência no HPGe foi simulada usando o programa LabSOCS. Depois de adquirida as Atividades Específicas para cada radionuclídeo de interesse, a amostra SSA foi analisada no NaI(Tl) e, com a contagem por segundo de cada pico, subtraída a radiação de fundo, estimou-se a eficiência do detector NaI(Tl). Foi usado para avaliação das medições no NaI(Tl) o Zscore (SHAKHASHIRO, MABIT, 2009), mostrado na Equação abaixo, que não leva em consideração a incerteza da medida, sendo $Zscore < 2$, considerado Aceitável, $2 < Zscore < 3$ Discutível e $Zscore > 3$ Insatisfatório. Apenas as amostras com baixa atividade obtiveram *status* insatisfatório.

$$Z_{score} = \frac{A_{HPGe} - A_{NaI}}{0,1 \times A_{HPGe}}$$

Onde, A_{HPGe} é a Atividade Específica obtida pelo detector HPGe e A_{NaI} a Atividade Específica obtida pelo detector NaI.

Além do Zscore, também foi feito os testes de Precisão e Veracidade. O teste de Precisão e o teste de Veracidade foram feitos com as Equações abaixo, considerando como “Aceitável” as amostras que obedecessem a segunda condição.

$$P = 100\% \times \sqrt{\left(\frac{U_{HPGe}}{A_{HPGe}}\right)^2 + \left(\frac{U_{NaI}}{A_{NaI}}\right)^2}$$

$$|A_{HPGe} - A_{NaI}| \leq 2.58 \times \sqrt{U^2_{HPGe} - U^2_{NaI}}$$

Capítulo 2

Fundamentação Teórica

2.1 Interação da Radiação Gama com a matéria

Quando a radiação gama incide em algum material ocorrem processos randômicos e portanto, probabilísticos, nos quais a energia e /ou direção dos fótons são alterados, a estes processos se dá o nome de Interação. A radiação gama, juntamente com os raios X, é de grande interesse para estudos, pois possuem caráter ondulatório, ausência de carga eletromagnética e massa de repouso e têm alto poder de penetração comparada às radiações diretamente ionizantes, podendo percorrer grandes espessuras antes da primeira interação (TAUHATA, *et al.*, 2013).

Ao interagir com a matéria, os fótons podem ser espalhados, transmitidos ou absorvidos pelo material. Dentre os modos de interação da radiação gama com a matéria, os principais são: efeito fotoelétrico, espalhamentos coerente e incoerente e produção de pares (SALGADO, 2018), explicados a seguir e representados nas Figuras 1, 2 e 3.

2.1.1 Efeito Fotoelétrico

O Efeito Fotoelétrico é caracterizado pela transferência total da energia do fóton ao elétron, geralmente da camada K, que é expelido com uma Energia Cinética E_C bem definida pelas leis de conservação de momento e energia. Sabendo que a massa nuclear é muito maior que a do fóton (massa de repouso nula), a energia de recuo do átomo é desprezível, sendo assim, a E_C pode ser definida como a energia do fóton ($h\nu$) menos a energia de ligação do elétron ao orbital (B_e) (SALGADO, 2018, TAUHATA, *et al.*, 2013).

$$E_C = h\nu - B_e$$

O Efeito Fotoelétrico é predominante para energias mais baixas e para elementos com alto número atômico Z. A direção de saída do fotoelétron em relação à direção de incidência do raio gama varia de acordo com a energia do fóton incidente. E como a

energia cinética do fotoelétron é expressa pela energia do fóton menos um valor constante, este é um mecanismo utilizado para identificação de fótons e sua energia.

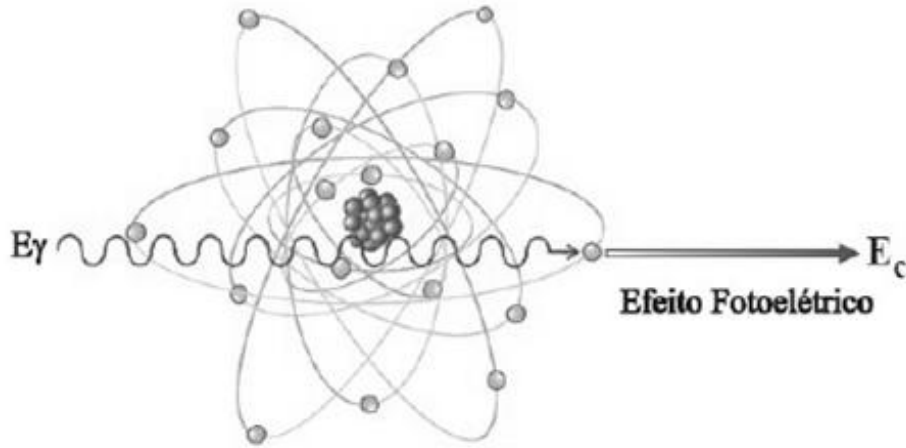


Figura 1. Representação do Efeito Fotoelétrico (TAUHATA, *et al.*, 2013).

Para que este efeito aconteça é necessário que a energia do fóton incidente seja maior que a energia de ligação do elétron no orbital, pois assim ao transferir sua energia ao elétron ele terá energia suficiente para ser expelido. Já para fótons com energia maior que a B_e , a probabilidade de ocorrência decresce com o aumento de energia de forma que a maior probabilidade de interação ocorre quando a energia do fóton seja igual à energia de ligação do elétron. Na curva de probabilidade de ocorrência do Efeito Fotoelétrico com a energia do fóton, essa região de máxima probabilidade é chamada Pico de Absorção.

2.1.2 Espalhamento Incoerente ou Efeito Compton

No Efeito Compton, ao contrário do fotoelétrico, o fóton transfere apenas parte de sua energia a um elétron com baixa energia de ligação, sofrendo espalhamento e continuando sua trajetória no material em outra direção e com energia inferior à inicial. A energia final do fóton (E'_c) depende de sua energia inicial ($h\nu$), do ângulo de espalhamento (θ) e da energia de repouso do elétron (m_0c^2).

$$E'_c = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)}$$

Como o ângulo do elétron emergente é aleatório, de uma energia inicial fixa do fóton podem resultar elétrons com diversas energias, então sua informação é desinteressante do ponto de vista da detecção.

Sua probabilidade de ocorrência é proporcional à energia do fóton incidente, pois quanto mais energia o fóton tiver maior a chance de ele passar parte desta energia para o elétron que será ejetado e continuará seu caminho com a energia restante, e inversamente proporcional ao número atômico Z do alvo, pois assim a energia requerida pelo elétron será maior.

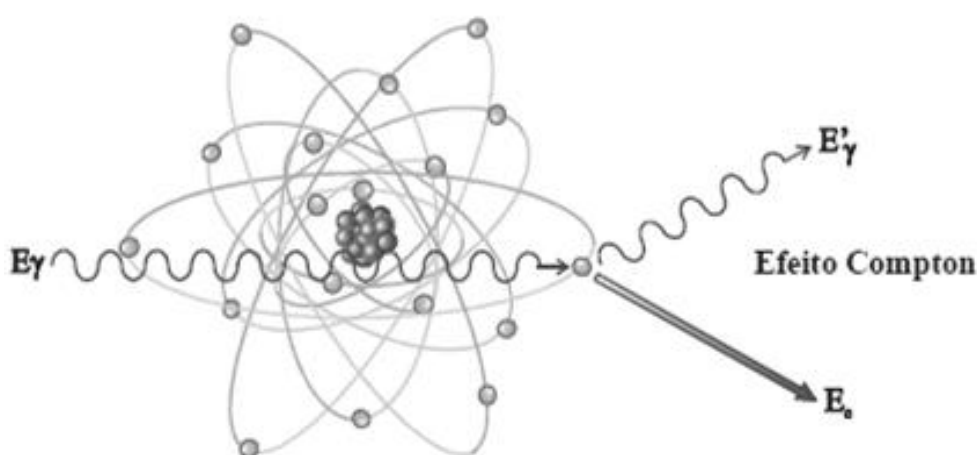


Figura 2. Representação do Efeito Compton (TAUHATA, *et al.*, 2013).

2.1.3 Espalhamento Coerente ou Efeito Rayleigh

Considerado como um caso particular do Efeito Compton, neste fenômeno o fóton com energia não tão alta ao colidir com um átomo de número atômico elevado, com elétrons bem ligados, quase não perde energia e apenas muda sua direção de propagação, pois o átomo absorve o recuo. Desta forma, sua probabilidade de ocorrência é maior para alvos com número atômico elevado e fóton com energias intermediárias, não tão altas para o Efeito Compton e nem tão baixas para o Efeito fotoelétrico.

2.1.4 Produção de Pares

A Produção de Pares é uma das formas predominantes de absorção de radiação gama de alta energia. Este efeito ocorre quando um fóton de alta energia passa

suficientemente perto do núcleo do átomo, interagindo com o forte campo elétrico da região, desta interação origina-se um par elétron-pósitron e o fóton desaparece. Como a energia de repouso do elétron e do pósitron é de 511 keV, a energia mínima do fóton incidente para que este evento ocorra é de 1022 keV. Depois de produzidos, o elétron e o pósitron transferem sua energia para o meio material, sendo que o pósitron logo interage com algum outro elétron do meio, liberando dois fótons de energia 511 keV cada (TAUHATA, *et al.*, 2013).

Na espectrometria gama a produção de pares é evidenciada pelo aparecimento de três picos nos espectro, um com 511 keV, um com a energia da radiação a ser detectada e um com 1022 keV correspondentes ao escape simples, à detecção total dos fótons e ao escape duplo, respectivamente.

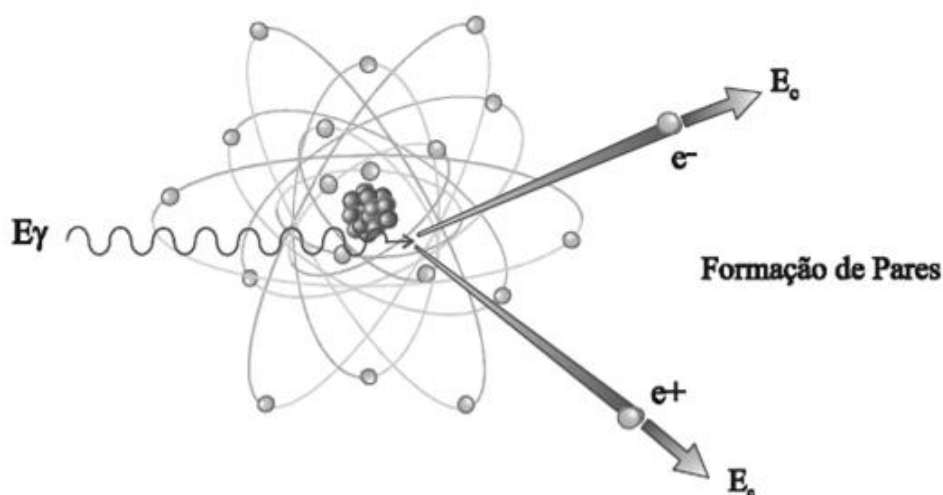


Figura 3. Representação do processo de Formação de Pares (TAUHATA, *et al.*, 2013).

A Figura 4 mostra a relação de probabilidade de ocorrência para cada efeito com o número atômico Z e a energia dos fótons incidentes. Em energias baixas o Efeito fotoelétrico predomina para a maioria dos materiais, mas diminui conforme aumenta a energia e o Efeito Compton cresce rapidamente se tornando predominante até a energia da ordem de alguns MeV, onde o Efeito da Produção de Pares é predominante.

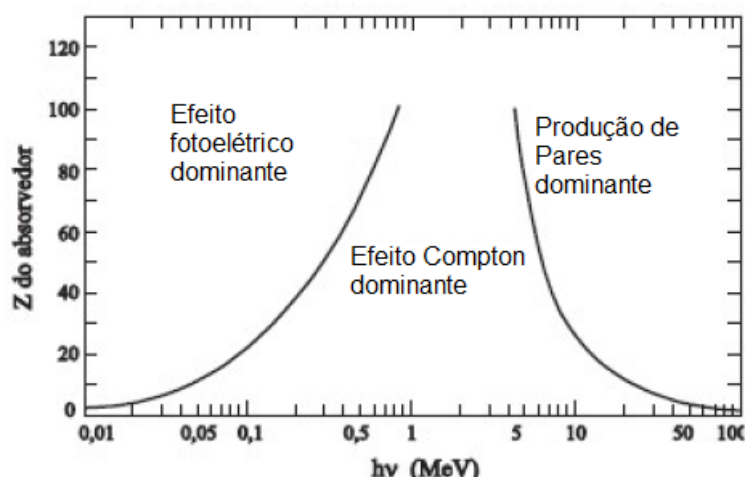


Figura 4. Probabilidade de ocorrência dos efeitos em função do número atômico Z e da energia do fóton incidente (TAUHATA, *et al.*, 2013).

2.2 Detectores de Radiação Gama

Os detectores de radiação gama são equipamentos capazes de indicar a presença e mensurar a energia de raios gamas através da sua interação com a matéria. A radiação gama, ao contrário das radiações alfa e beta, por não ser diretamente ionizante é necessário para sua detecção que o fóton interaja com os elétrons dos átomos, transferindo parte ou totalmente sua energia, causando assim a ionização. Os tipos de detectores diferenciam-se pelo material utilizado como meio de conversão, sendo os principais os operados a gás, termoluminescentes, cintiladores e semicondutores (KNOLL, 2010). O tipo de detector escolhido varia de acordo com o estudo a ser realizado, aqui serão explicados apenas os dois últimos, pois foram os tipos utilizados para este trabalho.

Antes de explicar os detectores, faremos uma introdução ao conceito da estrutura de bandas de energia. Os elétrons nos átomos dos materiais podem ocupar apenas três bandas de energia, sendo a Banda de Valência, com energia mais baixa, é onde ficam os elétrons ligados aos átomos na rede cristalina do material, a Banda de Condução possui energia maior e ficam os elétrons com energia suficiente para se movimentar no cristal, entre estas duas há uma terceira banda de energia chamada Banda Proibida, onde não é esperado que exista elétrons (TAUHATA, *et al.*, 2013).

2.2.1 Detector Semicondutor

Quando o fóton de um raio gama interage com o material semicondutor ele pode excitar os elétrons da Banda de Valência dos átomos, fazendo com que estes elétrons vão para a Banda de Condução e deixem um “buraco” na Banda de Valência, formando pares de elétron-buraco ao longo do caminho percorrido pelo fóton. A principal vantagem dos materiais semicondutores é que a energia necessária para criar um destes pares é por volta de 3 eV, cerca de 10 vezes menor do que a energia necessária para ionização em um gás, desta forma, detectores semicondutores possuem menor flutuação estatística e melhor relação sinal-ruído (TAUHATA, *et al.*, 2013).

Os detectores de germânio hiperpuro (HPGe), geralmente, possuem formato cilíndrico ou coaxial e são muito utilizados em espectroscopia para medição de emissores com baixa atividade e identificação dos radionuclídeos presentes em amostras. Neste detector o pré-amplificador é acoplado ao detector e resfriado com nitrogênio líquido, para que possa processar os pulsos de pequena amplitude e diminuir os ruídos eletrônicos, pois alguns materiais semicondutores à temperatura ambiente possuem elétrons na Banda de Valência com energia suficiente para migrar para a Banda de Condução, o que origina a chamada “corrente de fuga” (TAUHATA, *et al.*, 2013). A fim de maximizar a contagem no fotopico de interesse, minimizando a radiação de fundo, também é necessário uma atenção especial à blindagem dos detectores HPGe. Deve-se utilizar o chamado “*chumbo envelhecido*” e possuir três camadas, a mais externa de chumbo com 5 a 10 cm de espessura, seguida por uma camada de cádmio com cerca de 5 mm de espessura e uma camada de cobre ou alumínio com cerca de 2 mm de espessura e, para blindar a radiação emitida pela garrafa de nitrogênio líquido (*dewar*), esta é colocada fora da blindagem do detector (TAUHATA, *et al.*, 2013).

O sistema de aquisição para espectrometria gama com o detector semicondutor é composto dos seguintes componentes (GARCÊZ, 2016, LOPES, 2018):

- 1- Detector;
- 2- Fonte de alta tensão, entre 0 a 5000 V, para alimentar o detector;
- 3- Pré-amplificador transforma a carga coletada no processo de detecção em um pulso de tensão proporcional;
- 4- Amplificador, que amplifica e dá forma ao pulso vindo do pré-amplificador;
- 5- Analisador multicanal (MCA);
- 6- Blindagem para o detector contendo uma cavidade para acomodação das amostras;

- 7- Microcomputador para o MCA, *software* de gerenciamento do MCA e armazenamento dos dados.

2.2.2 Detector Cintilador

Detectores cintiladores usam o processo de geração de luz para indicar a presença de radiação. O meio de conversão pode ser um material orgânico ou inorgânico, o mais usado é o cristal de iodeto de sódio ativado com tálio [NaI(Tl)] (BARBOSA, 2016), pois este responde linearmente aos raios gama e elétrons em um grande intervalo de energia, além de ser fácil moldar o cristal em uma peça grande (TAUHATA, *et al.*, 2013).

O processo de cintilação nos materiais inorgânicos ocorre pelo princípio de que o ativador, no caso o tálio, quando introduzido na rede cristalina do cristal, iodeto de sódio, cria níveis de energia intermediários dentro da Banda Proibida do cristal NaI, então, quando a radiação gama interage com os elétrons da Banda de Valência do cristal, estes são excitados até os níveis intermediários e quando voltam à Banda de Valência emitem um fóton com energia proporcional à radiação gama incidente. Mas como este sinal luminoso gerado pela radiação é muito fraco, faz-se uso da fotomultiplicadora, um dispositivo que converte este fraco sinal luminoso em sinal elétrico com intensidade conveniente para o processamento (TAUHATA, *et al.*, 2013).

O primeiro elemento principal de uma fotomultiplicadora é o fotocatodo, o qual é acoplado ao cristal do detector e é onde os sinais luminosos são transformados em elétrons através da interação da radiação com a matéria. Porém, o sinal produzido no cristal por uma partícula é de apenas algumas centenas de fótons, consequentemente, o número de elétrons gerados no fotocatodo também será pequeno, então, estes elétrons gerados passam pela estrutura de multiplicação de elétrons, o segundo elemento principal da fotomultiplicadora. Esta estrutura é composta por dinodos adequadamente arranjados de forma que, quando um elétron sai do fotocatodo ele é acelerado pelo primeiro dinodo, ganhando energia e, ao colidir com a superfície deste dinodo libera um número maior de elétrons, os quais são acelerados pelo dinodo seguinte da mesma forma que o estágio anterior, este processo se repete até último dinodo de forma que, ao serem coletados no anodo da fotomultiplicadora ter-se-á uma quantidade de elétrons suficiente para gerar um pulso de tensão. Um conjunto típico de dinodos é capaz de multiplicar a quantidade de

elétrons por um fator de 10^5 a 10^6 . A Figura 5 mostra o esquema representativo de uma fotomultiplicadora (TAUHATA, *et al.*, 2013).

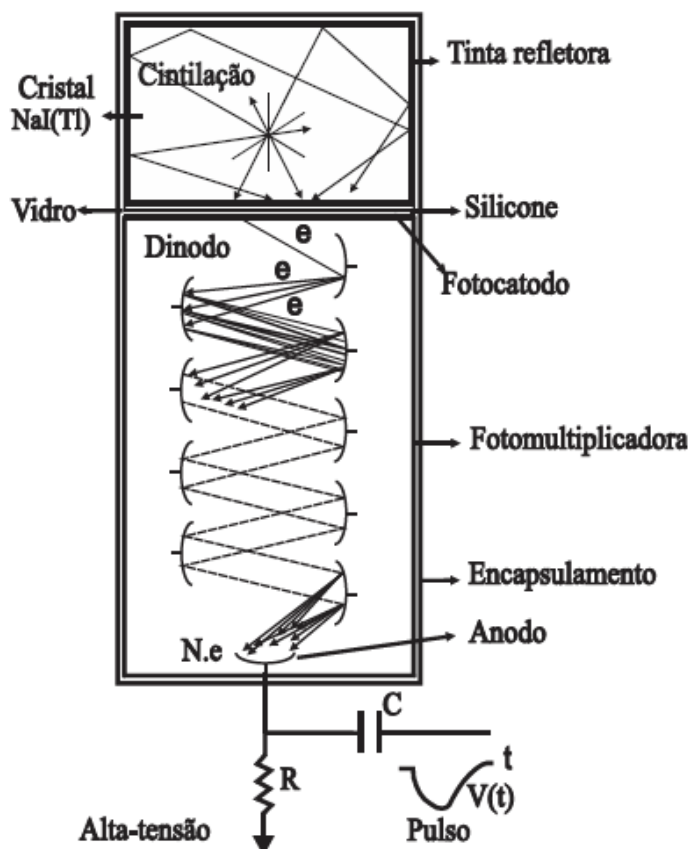


Figura 5. Representação de uma Fotomultiplicadora acoplada ao cristal NaI(Tl) (TAUHATA, *et al.*, 2013).

De todos os fótons gerados pela interação da radiação gama no cristal do detector, apenas uma parte irá interagir com o fotocatodo e gerar elétrons, este sinal será amplificado nos próximos estágios da fotomultiplicadora com amplitude proporcional ao número de fotoelétrons produzidos. Contudo, a cada evento com a mesma energia não serão produzidos sempre o mesmo número de fotoelétrons, desta forma haverá uma flutuação estatística do número de fotoelétrons produzidos a cada evento. Assumindo a estatística de *Poisson*, o desvio padrão do número de fotoelétrons é a raiz quadrada do número médio produzido (LIMA, 2006).

Como o cristal NaI não pode ser exposto à radiação ultravioleta de lâmpadas fluorescentes, ou similares, além de ser altamente higroscópico, o cristal deve ser bem

protegido, ficando dentro de um envoltório de Alumínio, o qual também absorve partículas alfa e beta, não deixando que alcancem o cristal do detector (BARBOSA, 2016).

O sistema de aquisição para espectrometria gama com o detector cintilador é composto dos seguintes componentes (LIMA, 2006, PIRES, 2002):

- 1- Detector;
- 2- Tubo Fotomultiplicador;
- 3- Fonte de alta tensão para alimentar o detector;
- 4- Pré-amplificador;
- 5- Amplificador;
- 6- Eletrônica Nuclear (Módulos analógicos ou lógicos, Temporizador e conversores tempo-amplitude, Contador de pulsos).

2.3 Eficiência de Detecção

A eficiência depende de diferentes fatores e existem diferentes definições na literatura, por isso é conveniente definir aqui três dos principais tipos (AKKURT, *et al.*, 2014, KNOLL, 2010):

- 1- Eficiência Absoluta: é a razão entre o número de contagens do detector pelo número de raios gama emitido pela fonte, em todas as direções;
- 2- Eficiência Intrínseca: é a razão entre o número de pulsos gravados pelo detector e o número de raios gama que atingem o detector;
- 3- Eficiência de fotopico: é a razão entre o número de contagens em determinado fotopico e o número de partículas com a energia considerada emitidas pela fonte.

A Eficiência Absoluta é a mais importante utilizada para radiometria e depende das características do detector e da fonte, como por exemplo, a geometria de medição, o meio e a distância entre a fonte e o detector e o tipo de feixe emitido. A Eficiência Intrínseca depende das características do material do detector e sua espessura, da energia da radiação, tensão de operação e não depende do ângulo sólido, considerado subtendido pelo detector como um fator implícito (KNOLL, 2010, TAUHATA, *et al.*, 2013). A Eficiência de fotopico assume que somente aquelas interações que depositam a energia máxima do fotopico são contabilizadas, diferentes valores de Eficiência de fotopico podem ser

compilados e utilizados universalmente em diferentes condições experimentais, pois este tipo de eficiência não é tão sensível às interferências de ruídos e espalhamentos quanto as outras duas primeiras.

2.3.1 O Ângulo Sólido

Para uma fonte isotrópica, podemos relacionar as duas eficiências por (KNOLL, 2010):

$$\epsilon_{abs} = \epsilon_{int} \frac{4\pi}{\Omega} \quad (1)$$

onde, Ω é o ângulo sólido do detector em relação à fonte. É definido, de acordo com (OLIVARES, 2016) e (KNOLL, 2010), como a integral da face do detector voltada para a fonte, como mostrado na Figura 6, e calculado pela Equação (2).

$$\Omega = \oint_A \frac{\cos \alpha}{r^2} dA \quad (2)$$

Sendo, α o ângulo entre a Normal da superfície e a direção de incidência da fonte, r a distância entre a fonte e o elemento de área dA . Caso a fonte tenha volume significativo, deve-se fazer uma segunda integração por todo o seu volume (KNOLL, 2010, OLIVARES, 2016).

Para uma fonte pontual localizada no eixo do detector, o ângulo sólido é dado por:

$$\Omega_{pontual} = 2\pi \left(1 - \frac{d}{\sqrt{d^2 + a^2}} \right) \quad (3)$$

onde d é a distância da fonte ao detector e a o raio do detector. Para $d \gg a$ a Equação (3) reduz para:

$$\Omega_{pontual} = \frac{\pi a^2}{d^2} \quad (4)$$

Já para uma fonte extensa, onde a atividade é distribuída por todo seu volume, a quantidade de raios gama incidentes no detector será menor do que no caso de uma fonte pontual, desta forma, a eficiência também será menor. O cálculo do ângulo sólido neste caso é muito complexo e resolvido numericamente, (OLIVARES, 2016) mostra que considerando uma fonte cilíndrica homogênea, com altura L e raio r_f , concêntrica com o detector, pode-se obter a aproximação:

$$\Omega_{extensa} = \frac{4}{r_f^2 L} \int_0^L (d + l) dl \int_0^{r_f} r dr \int_0^\pi d\varphi \int_0^a \frac{R dR}{[R^2 - 2Rr \cos\varphi + r^2 + (d + l)^2]^{3/2}} \quad (5)$$

Onde, dl é o elemento de altura da fonte, dr o elemento de raio da fonte, dR o elemento de raio do detector, a o raio do detector e φ o ângulo entre a normal da superfície do detector voltada para a fonte e a direção de incidência do raio gama.

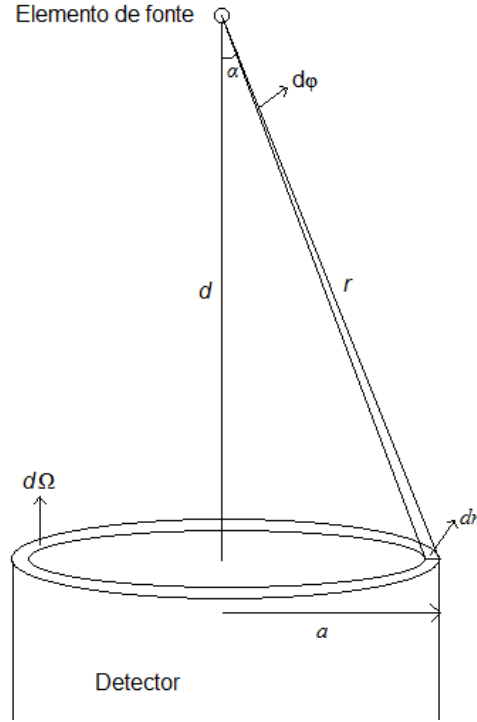


Figura 6. Representação do ângulo sólido [Adaptada de (OLIVARES, 2016)].

2.4 Autoatenuação

A autoatenuação ocorre quando os fótons são atenuados pela própria matriz da amostra. Depende da energia dos fótons e do número atômico efetivo da amostra, que está relacionada com sua composição química e densidade (OLIVARES, 2016).

OLIVARES (2016) demonstra como pode ser estimada a correção por autoabsorção, considerando-se um cilindro de altura H que emite N_0 fótons, os quais podem estar concentrados em um elemento de cilindro com altura dh . Considerando que μ é o coeficiente de atenuação linear total dos fótons, obtém-se:

$$N_{medido} = \int_0^H \frac{N_0}{H} e^{-\mu h} dh = N_0 \frac{(1 - e^{-\mu H})}{\mu H} \quad (6)$$

Dessa forma, a fração de fótons atenuados na própria amostra é:

$$a_s = 1 - \frac{N_{medido}}{N_0} = 1 - \frac{(1 - e^{-\mu H})}{\mu H} \quad (7)$$

Se o efeito de autoabsorção não for considerado na fonte de calibração, deve-se aplicar o Fator de correção por autoabsorção na amostra ($F_{autoabs}$), o qual também pode ser escrito em função da intensidade do feixe de radiação gama, sendo I_0 a intensidade inicial e I a intensidade transmitida:

$$F_{autoabs} = \frac{\mu H}{(1 - e^{-\mu H})} = \frac{\ln(I_0/I)}{1 - I_0/I} \quad (8)$$

2.5 Retroespalhamento

Outro efeito interessante de ser mencionado, quando se trabalha com fontes extensas, é o retroespalhamento, o qual depende da densidade da amostra. Como explicado por (OLIVARES, 2016):

“Parte da radiação é emitida no sentido oposto à superfície do detector e interage com o material em torno a ele. Como resultado da interação muda a direção dos fótons e eles chegam ao detector com menor energia. Esse efeito produz interferências nas contagens do fotopico e altera a eficiência de detecção do sistema com relação à situação de calibração com a fonte pontual. A energia do fóton espalhado depende do ângulo de espalhamento, mas qualquer alteração na eficiência devida ao espalhamento na própria fonte (amostra extensa) deverá acontecer em ângulos próximos a 180°.”

A Figura 7 mostra uma representação do que ocorre no retroespalhamento, onde a região em cinza claro é a blindagem do detector, o cinza escuro o detector, a região em amarelo representa a amostra e o verde uma fonte radioativa; γ é a energia inicial emitida pela fonte e γ' a energia detectada, esta é menor que a inicial, pois sofreu espalhamento no material do entorno do detector.

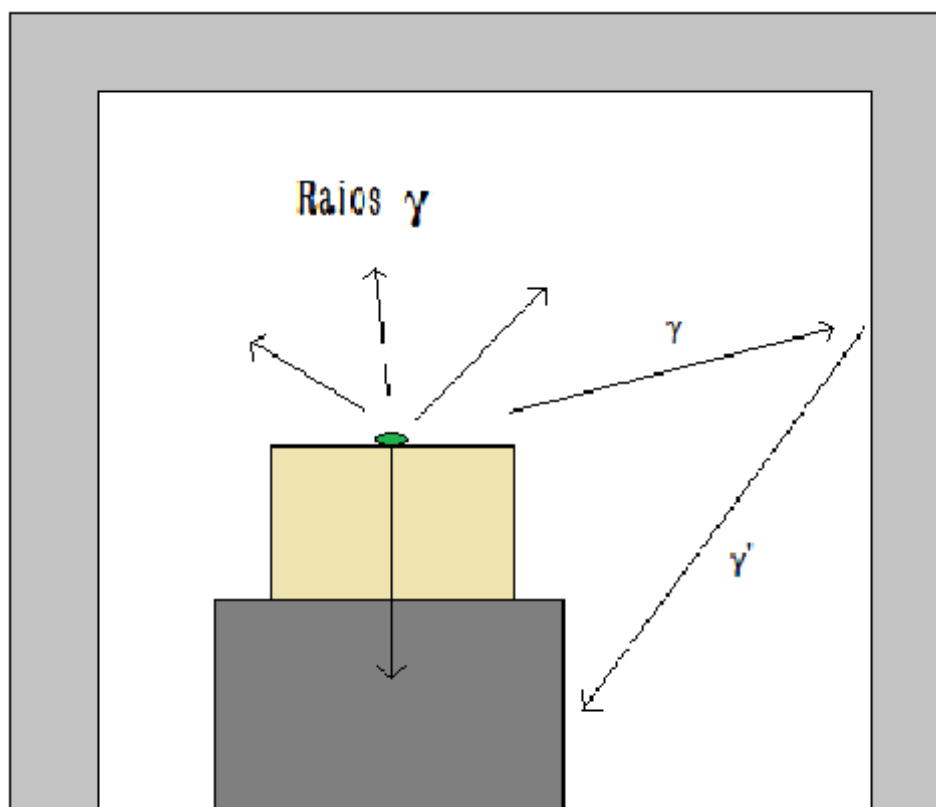


Figura 7. Representação do retroespalhamento.

2.6 Atenuação

Quando um feixe de fótons gama incide sobre um material, ele pode atravessá-lo diretamente ou sofrer interações com os átomos do material no caminho ou até mesmo ser absorvido pelo material, através dos meios de interação da radiação com a matéria comentados no item 2.1. A relação entre o feixe incidente no material e o feixe excedente atenuado é dada pela Lei de Beer-Lambert para atenuação, Equação (9):

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (9)$$

onde I é o feixe atenuado, I_0 o feixe incidente, x a espessura do material e μ seu coeficiente de atenuação linear. Este último representa a capacidade ou probabilidade do material em absorver ou espalhar um fóton por unidade de comprimento, pode ser definido também como a probabilidade de um fóton ser removido do feixe original por efeito fotoelétrico, Compton, Rayleigh ou produção de pares. Contudo, como o Coeficiente de Atenuação Linear pode variar com a densidade do material, também é muito utilizado o Coeficiente de Atenuação de Massa (μ_m), definido como a razão entre o Coeficiente de Atenuação Linear e a densidade do material. O Coeficiente de Atenuação, tanto Linear quanto de

Massa, são constantes para feixes monoenergéticos, isto é, variam com a energia do fóton incidente (PIRES, 2002).

2.7 Efeito “*Build-up*”

Quando o feixe de radiação atenuado por um material não é colimado há a chamada radiação secundária, que são raios gama originados da interação dos fótons do feixe original com o material antes de atravessá-lo (Efeitos fotoelétrico, Compton e produção de pares) (COSTA, 1976), pode-se dizer que é um feixe de radiação desviado da trajetória original devido aos espalhamentos, por isso a colimação do feixe é importante.

A Equação (9) é baseada para a chamada “boa geometria”, que é idealizada com feixes de radiação gama colimados, esta configuração é muito difícil de alcançar na realidade. Quando não há a colimação, ou seja, o feixe é espesso, os fótons da radiação secundária podem ser detectados como emitidos pela fonte, aumentando o número de contagens registradas (COSTA, 1976, PIREs, 2002), este aumento da contagem é o *Efeito Build-up*.

O sistema composto pelo feixe espesso e o meio absorvedor-espalhador é chamado de “geometria pobre” e para que a Equação (9) possa ser utilizada nessas condições, há a adição do Fator de *Build-up*, ou Fator de aumento, como escrito na Equação (10), onde I_b é a intensidade do feixe incidente total.

$$I_b = B(\mu x) I_0 e^{-\mu x} \quad (10)$$

O Fator de *Build-up*, $B(\mu x)$, é assim escrito para evidenciar sua dependência com a natureza e espessura do material atenuante, assim como com a energia dos raios gama. Também é definido pela relação, expressa na Equação (11), entre o feixe de radiação secundária atenuado (I_s), ou seja, o feixe incidente no detector advindo de interações do feixe original ao longo do caminho pelo material atenuante, e o feixe de intensidade original atenuado (I) (COSTA, 1976). A Figura 8 mostra a diferença entre as geometrias, boa e pobre, e a influência da colimação com relação à radiação secundária.

$$B(\mu x) = \frac{I + I_s}{I} = \left(1 + \frac{I_s}{I}\right) \quad (11)$$

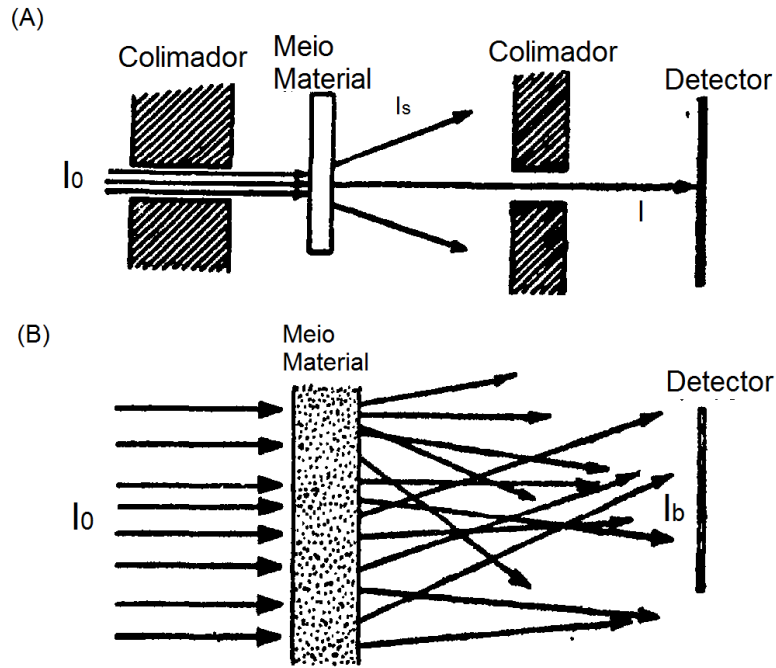


Figura 8. Desenho esquemático de (A) Boa geometria e (B) Geometria pobre. [Adaptada de (COSTA, 1976)]

2.8 Atividade Específica

A taxa com que átomos instáveis se estabilizam em um determinado instante é denominada Atividade. Sabendo que λ representa a Constante de Decaimento, a probabilidade com que um determinado núcleo se estabiliza, a Atividade de um radionuclídeo a um dado instante $[A(t)]$ pode ser determinada pela Equação (12) a partir da Atividade Inicial (A_0) (KAPLAN, 1978, TAUHATA *et al.*, 2013):

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (12)$$

A Atividade de um radionuclídeo é expressa no Sistema Internacional em desintegrações por segundo ou Becquerel ($Bq=1/s$), mas também pode ser expressa em uma unidade mais antiga, o Curie ($Ci=3,7 \cdot 10^{10} Bq$).

Para a análise de diferentes amostras é conveniente utilizar a concentração de radionuclídeos por unidade de massa, isto é a Atividade Específica da amostra. A concentração de atividade de uma amostra pode ser determinada através de espectrometria gama utilizando a Equação (13), sabendo-se a eficiência do detector (ϵ), a probabilidade de emissão gama a determinada energia E (P_γ), o tempo de contagem da amostra (t),

o número total de contagens a determinada energia E (N_E) e a massa da amostra (m) (LOPES, 2018).

$$A_{esp} = \frac{N_E}{\varepsilon \cdot P_\gamma \cdot t \cdot m} \quad (13)$$

Capítulo 3

Materiais e Métodos

3.1 Amostras e Fonte

Para este trabalho foram utilizadas duas amostras de areia preta da praia de Guarapari, Espírito Santo, Brasil. Uma amostra (A1) com $1232,88 \pm 0,01$ g e outra (A2) com $1009,61 \pm 0,01$ g, ambas acondicionadas em potes vedados e em equilíbrio secular, mostradas na Figura 9. De acordo com o fabricante os potes são de poliestireno, 500 ml, com altura de 94,20 mm, diâmetro da base de 77,80 mm, diâmetro da boca de 101,00 mm e espessura de 0,5 mm.

Foi utilizada uma fonte selada de Césio-137, escolhida por apresentar uma energia de emissão gama principal mais evidente no espectro em pico mais isolado. A fonte foi certificada pelo Instituto de Radioproteção e Dosimetria (IRD) em 23 / 06 / 2016 com 40,237 kBq de Atividade. No dia das medições sua Atividade foi recalculada pela Equação (12) e, possuía 36,213 kBq.



Figura 9. Amostras A1 e A2 utilizadas no experimento.

3.2 Detectores

Um dos sistemas de aquisição utilizados é composto pelo Detector de Germânio Hiperpuro vertical da marca Canberra, modelo GC3020, com cristal de germânio coaxial

de 62mm de diâmetro e 40mm de altura, o qual possui eficiência relativa ao NaI(Tl)(3"x3") de 30%, resolução em energia especificada pelo fabricante de 1,808 keV no pico 1332,5 keV do ^{60}Co ; um pré-amplificador do tipo RC, modelo 2002C, acoplado ao detector no criostato, modelo 7500SL e *dewar* com capacidade de 30 litros; sistema multicanal DAS 1000 (*Digital Spectrum Analyzer*) de 8192 canais e o programa de análise Gama do *Genie 2k*, o qual faz um ajuste quadrático quando três ou mais linhas de energia são definidas, neste caso, a calibração foi feita com fontes radioativas certificadas, mostradas na Tabela 1, totalizando 6 linhas de energias.

Tabela 1. Radionuclídeos e suas respectivas energias utilizados na calibração em energia do sistema de detecção.

Radionuclídeo	Energia (keV)
^{241}Am	59,5
^{137}Cs	661,7
^{133}Ba	356,0
^{22}Na	1274,5
^{60}Co	1173,2-1332,5

O outro sistema é composto por um detector de Iodeto de Sódio, dopado com Tálio, da marca Ortec, modelo 905-4, número de série 010816, com cristal 3" x 3". O detector foi calibrado utilizando fontes de Césio-137 e Bário-133. A Figura 10 mostra a foto dos dois detectores utilizados.



Figura 10. Detectores utilizados: HPGe à esquerda e NaI(Tl) à direita.

3.3 Metodologia

Primeiramente fez-se a contagem da amostra A1 no detector HPGe, posicionada no eixo do detector, por 2400 s, ou 40 min, e com o programa LabSOCS foi simulada a eficiência de detecção para cada energia (ϵ_{HPGe}), a Figura 11 mostra a geometria simulada. Então, com o número total de contagens (a área líquida do fotopico de interesse, r) (N_{HPGe}^r) e a eficiência simulada é possível calcular a Atividade Específica para cada radionuclídeo de interesse na amostra utilizando a Equação (13). As probabilidades de emissões são disponibilizadas pela Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA ou no inglês IAEA).



Figura 11. Simulação da amostra A1 e detector HPGe.

Depois, a mesma amostra A1 foi colocada para medição no detector NaI(Tl), também posicionada no eixo do detector, por 3600 s, 1 h, então, com a Atividade Específica calculada a partir dos dados obtidos com o HPGe [$Ae_{HPGe}(r)$], com a área líquida do fotopico de interesse (N_r^{A1}), probabilidade de emissão e massa da amostra, foi calculada a eficiência de detecção, do NaI(Tl) para a amostra natural A1 [$\epsilon_r(A1)$], com uma versão da Equação (13), mostrada na Equação (14).

$$\epsilon = \frac{N_r^{A1}}{Ae_{HPGe}(r) \cdot P_\gamma \cdot t \cdot m} \quad (14)$$

Depois, foi feita mais uma contagem da mesma amostra A1, mas com uma fonte de Césio-137, localizada acima da amostra e também posicionada no eixo do detector, como exemplificado na Figura 12. No espectro foi obtido o total de contagens da fonte atenuada pela amostra, pela área líquida do fotopico de 662keV (N_{Fonte}^{A1}), energia gama liberada pelo ^{137}Cs . Logo, sabendo a probabilidade de emissão do ^{137}Cs para a energia 662keV e a Atividade da fonte no dia da medição (A_{Fonte}), é possível calcular a eficiência

de contagem do NaI(Tl) para a energia gama emitida pela fonte e atenuada pela amostra [$\epsilon_{Fonte}(A1)$], com a mesma Equação (14).

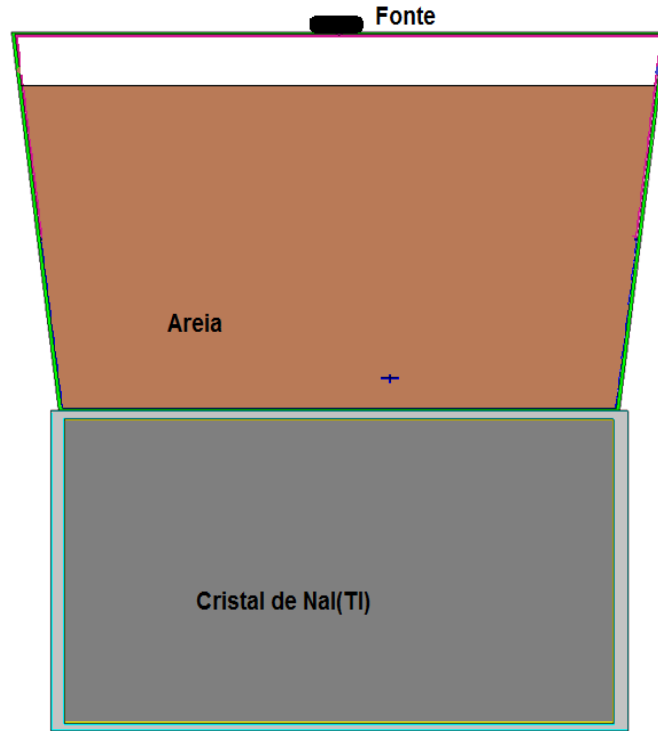


Figura 12. Representação do arranjo experimental entre detector, amostra e fonte.

Com ambas as eficiências de contagem do detector cintilador, para cada energia de interesse na amostra natural e para a atenuação da fonte pela amostra, determinou-se um Fator, chamado de Fator K, que relaciona essas eficiências pela Equação (15) a seguir.

$$K = \frac{\epsilon_{Fonte}(A1)}{\epsilon_r(A1)} \quad (15)$$

Após, foram realizadas duas contagens da segunda amostra, A2, no detector NaI(Tl) analogamente às feitas para a amostra A1, uma contagem com fonte e outra apenas a areia. Primeiramente com a contagem da amostra com fonte (N_{Fonte}^{A2}) obteve-se a eficiência de contagem da energia atenuada pela amostra A2 [$\epsilon_{Fonte}(A2)$], da mesma maneira usada para a primeira amostra. Com ela foi calculada a eficiência de contagem para a areia natural de A2 [$\epsilon_r(A2)$] usando o Fator K, pela relação da Equação (15). Por fim, sabendo a eficiência e o total de contagens, calculou-se a Atividade Específica de A2 [$Ae_{NaI(Tl)}(r)$].

Os erros das Atividades Específicas foram calculados a partir da Equação (16), os erros das eficiências simuladas são dados pelo programa LabSOCS como 8% da eficiência, já para as eficiências calculadas, isto é, para as eficiências das amostras sem fonte no detector NaI(Tl), usamos a Equação (17), o erro do Fator K é calculado pela Equação (18). Todas as Equações foram deduzidas por propagação de erros, desconsiderando os erros no tempo de contagem e na probabilidade de emissão gama de determinada energia pelo respectivo radionuclídeo. O erro do número total de contagem é considerado como a raiz quadrada do mesmo.

$$\varepsilon_{Ae}^2 = \left[\frac{1}{\epsilon \cdot P_\gamma \cdot t \cdot m} \times \varepsilon_N \right]^2 + \left[-\frac{N_E}{\epsilon^2 \cdot P_\gamma \cdot t \cdot m} \times \varepsilon_\epsilon \right]^2 + \left[-\frac{N_E}{\epsilon \cdot P_\gamma \cdot t \cdot m^2} \times \varepsilon_m \right]^2 \quad (16)$$

$$\varepsilon_\epsilon^2 = \left[\frac{1}{Ae \cdot P_\gamma \cdot t \cdot m} \times \varepsilon_N \right]^2 + \left[-\frac{N_E}{Ae^2 \cdot P_\gamma \cdot t \cdot m} \times \varepsilon_{Ae} \right]^2 + \left[-\frac{N_E}{Ae \cdot P_\gamma \cdot t \cdot m^2} \times \varepsilon_m \right]^2 \quad (17)$$

$$\varepsilon_K^2 = \left[\frac{\varepsilon_{\epsilon_{fonte}(A1)}}{\epsilon_r(A1)} \right]^2 + \left[\frac{\epsilon_{fonte}(A1) \varepsilon_{\epsilon_r(A1)}}{\epsilon_r(A1)^2} \right]^2 \quad (18)$$

Sendo as variáveis:

- N_E : Número total de contagens na energia E;
- ε_N : Erro do número de contagens;
- ϵ : Eficiência obtida;
- ε_ϵ : Erro da eficiência;
- m : Massa da amostra;
- P_γ : Probabilidade de emissão gama;
- ε_m : Erro da massa;
- Ae : Atividade Específica do radionuclídeo na amostra;
- ε_{Ae} : Erro da Atividade Específica;
- $\epsilon_{Fonte}(An)$: Eficiência obtida para o fotopico da fonte na amostra A1;
- $\varepsilon_{\epsilon_{fonte}(A1)}$: Erro da eficiência para o fotopico da fonte na amostra A1;
- $\epsilon_r(A1)$: Eficiência para o radionuclídeo r na amostra A1;
- $\varepsilon_{\epsilon_r(A1)}$: Erro da eficiência para o radionuclídeo r em A1;
- ε_K^2 : Erro do Fator K;
- t : Tempo de contagem.

Capítulo 4

Resultados e discussão

Para este trabalho foram analisados os fotopicos formados pelas emissões gama de energia 238 keV, emitida pelo ^{212}Pb , 609 keV, emitido pelo ^{214}Bi e 911 keV, emitido pelo ^{228}Ac , escolhidos por serem raios gamas advindos de emissão natural dos radionuclídeos componentes das cadeias de decaimento dos isótopos ^{226}Ra e ^{228}Ra . Uma vez que há uma significativa diferença entre as amostras em quantidade de areia, a primeira tem maior quantidade que a segunda, usamos para a comparação a Atividade Específica de cada radionuclídeo em cada amostra em Bq/kg, possibilitando assim, a análise comparativa entre as amostras, uma vez que a diferença de Atividade devido à diferença de quantidade de amostra é compensada.

4.1 Contagem no HPGe

A Atividade Específica da amostra A1 foi estimada através do espectro obtido utilizando o detector HPGe, mostrado na Figura 13, nele estão destacados os fotopicos de cada radionuclídeo de interesse. A partir deste espectro foi feita a simulação com o programa LabSOCS para se obter a eficiência de contagem do HPGe para cada energia.

A eficiência simulada para cada energia, assim como, o número total de contagens dos fotopicos, a probabilidade de emissão de radiação gama para cada energia e a Atividade Específica de cada radionuclídeo são mostrados na Tabela 2. As Atividades Específicas foram calculadas utilizando a Equação (13) e seus respectivos erros com a Equação (16), sendo o erro da Área do fotopico dado pela raiz quadrada desta.

Tabela 2. Atividade Específica de ^{212}Pb , ^{214}Bi e ^{228}Ac para A1 no HPGe.

Energia (keV)	Eficiência Simulada +/- 8%	Área fotopico	P_γ	Tempo (s)	Massa (g) +/- 0,01g	Atividade Específica (Bq /kg)	Erro
238	0,01871	535256	0,436	2400	1232,88	22,175	0,181
609	0,00906	20946	0,455	2400	1232,88	1,718	0,018
911	0,00679	136114	0,258	2400	1232,88	26,259	0,221

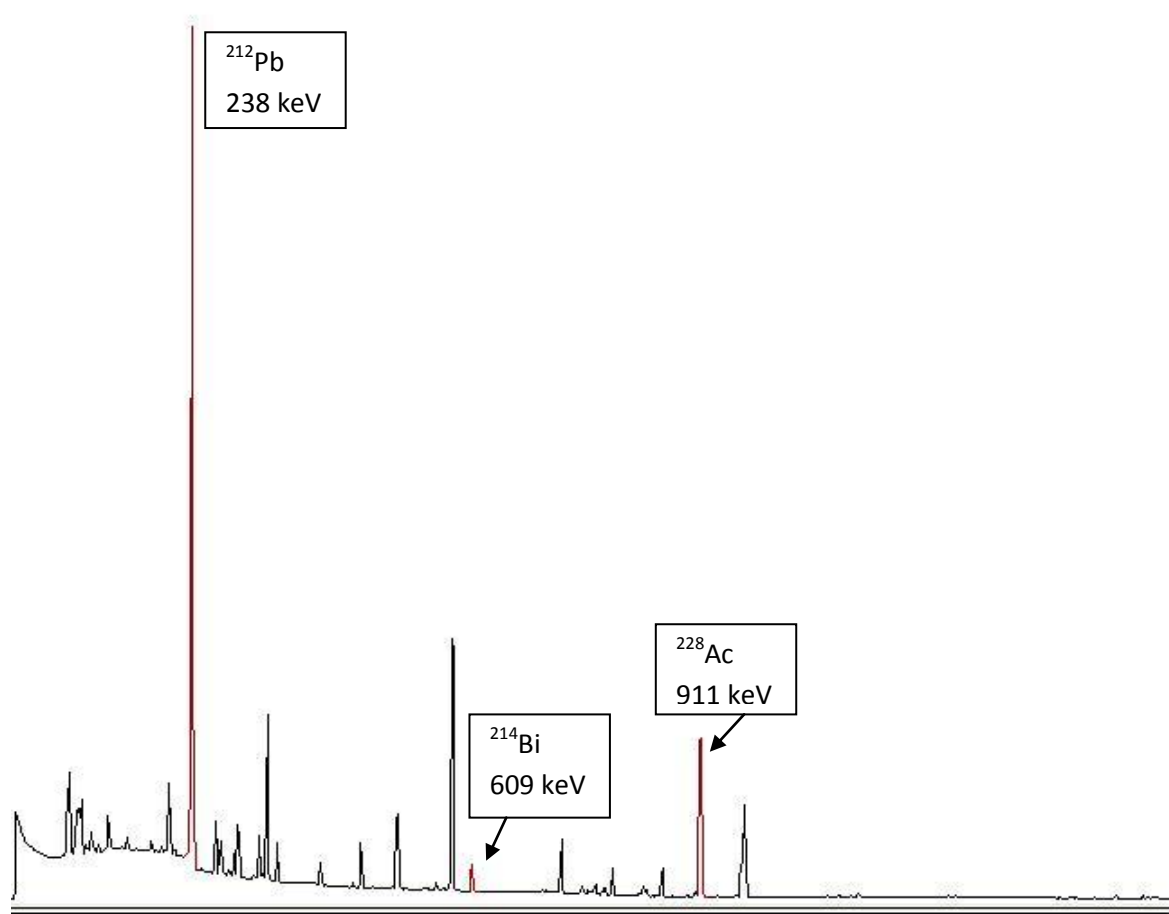


Figura 13. Espectro da Amostra A1 no HPGe.

Após isto foram feitas as contagens no detector NaI(Tl) com as duas Amostras A1 e A2.

4.2 Contagens no NaI(Tl) para a Amostra A1

Sabendo a Atividade Específica de A1, foi feita a contagem desta no detector cintilador, cujo espectro é mostrado na Figura 14. Apesar da visível diferença em resolução quando comparado com o espectro da Figura 13, os fotopicos de interesse foram todos localizados e estão destacados em vermelho. Para fins de comparação, a posição do fotopico de energia de 662 keV também está destacada, mesmo não estando presente neste espectro, uma vez que não foi usada a fonte de ^{137}Cs nesta contagem.

Assumindo as Atividades Específicas para cada radionuclídeo na amostra, apresentadas na Tabela 2, e sabendo o número total de contagens para cada fotopico

representante de cada radionuclídeo, dado pela integral dos fotopicos na Figura 14, pode-se calcular a eficiência de detecção do detector cintilador para tais energias através da Equação (14) e seu erro pela Equação (17).

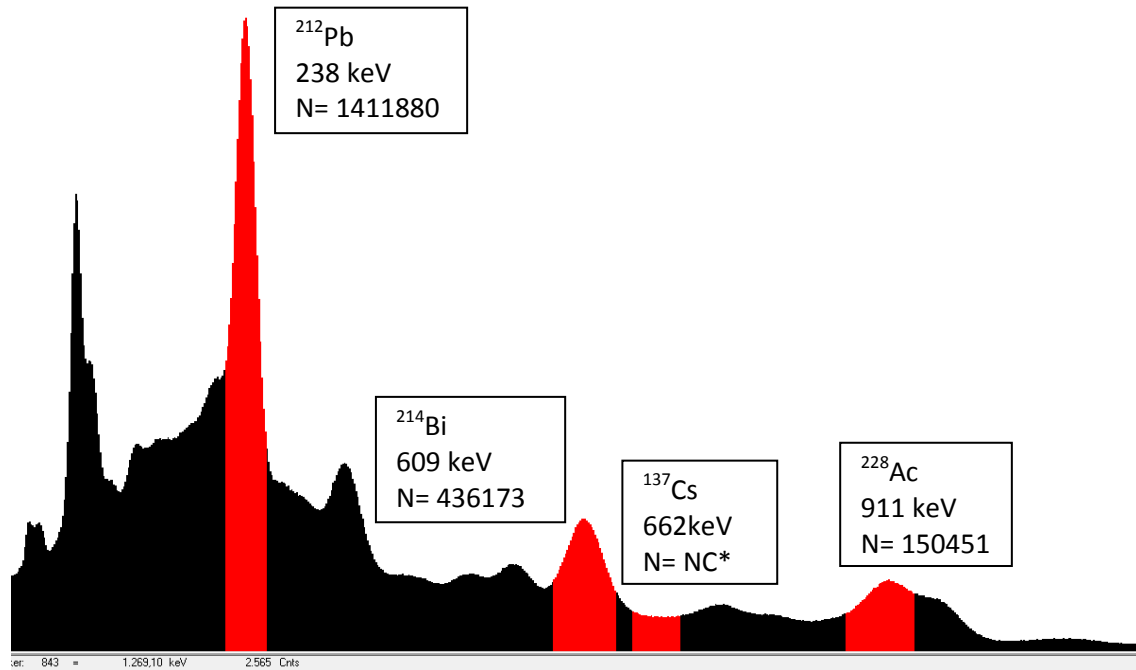


Figura 14. Espectro da Amostra A1 no NaI(Tl). NC*: não considerado.

Foi feita mais uma contagem da Amostra A1 também no detector cintilador com a fonte posicionada na parte superior da amostra, o espectro obtido é mostrado na Figura 15. Ao contrário da Figura 14, o fotopico correspondente à energia 662 keV fica evidente quando comparamos ambas as Figuras 14 e 15, indicando a presença da fonte ^{137}Cs .

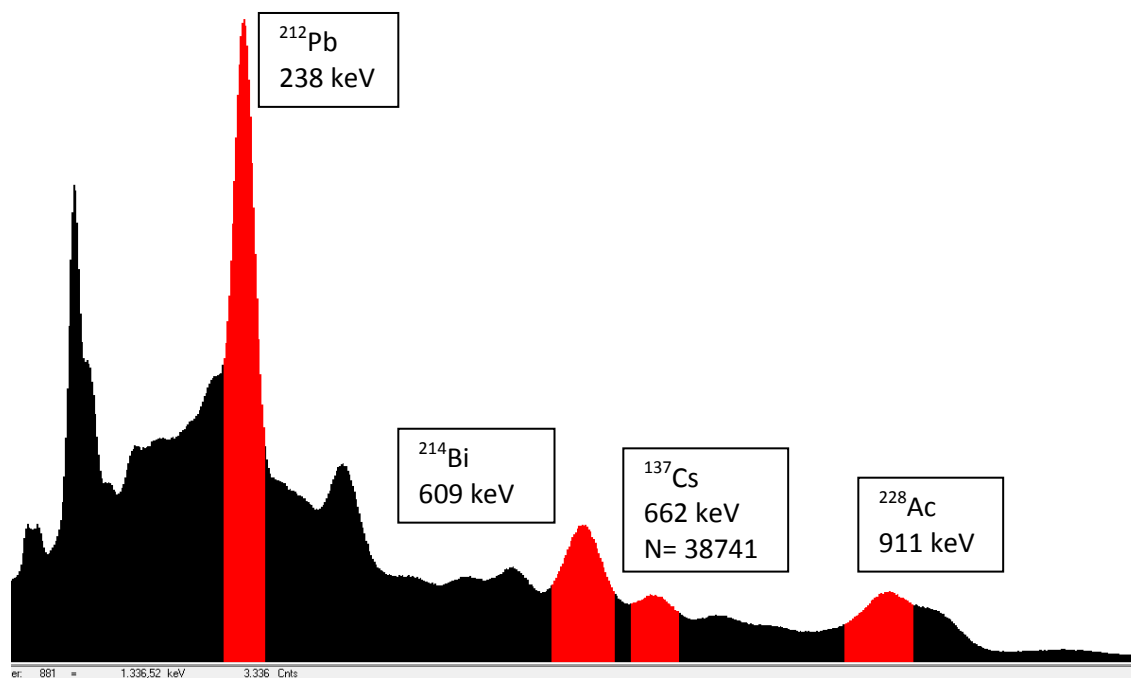


Figura 15. Espectro da Amostra A1 com a fonte de Césio-137 no NaI(Tl).

Com os dados da fonte, a integral do fotopico mostrado na Figura 15 e sua Atividade calculada pela Lei de decaimento radiativo, calcula-se a eficiência do detector para a energia gama emitida pela fonte. O resultado das eficiências calculadas para cada energia é mostrado na Tabela 3, sendo a eficiência para as energias de cada radionuclídeo chamada de Eficiência Natural 1 [$\epsilon_{nat}(AI)$] e a eficiência para a energia emitida pela fonte chamada de Eficiência da fonte 1 [$\epsilon_{Cs}(AI)$], também é mostrado o resultado para o Fator K de cada energia, calculado pela Equação (15) e seu erro, calculado pela Equação (18).

Tabela 3. Eficiências para o NaI(Tl) com A1 e Fator K para cada energia.

Energia (keV)	Eficiência Natural 1	Eficiência da fonte 1	Fator K	Erro ($\times 10^{-5}$)
238	0,0329	0,000349	0,0106134	0,04054
609	0,125775		0,00277638	0,00281
911	0,005003		0,06979145	1,72173

Como mostrado em (MARQUES, 2011), era esperado que a eficiência aumentasse com a diminuição da energia, porém quando analisamos a Tabela 3 vemos que a eficiência para a energia intermediária (609 keV) no detector cintilador se mostrou a maior dentre as três energias. Também era esperado que o detector NaI(Tl) apresentasse eficiência maior

do que o detector HPGe, mas, comparando com a Tabela 2, a eficiência para a energia de 911 keV no cintilador foi menor do que no semiconductor, com diferença de 0,001787.

4.3 Contagens no NaI(Tl) para a Amostra A2

Analogamente à primeira amostra, foram feitas duas contagens da Amostra A2 no detector NaI(Tl), a primeira apenas a amostra e a segunda a amostra com a fonte acima. Na Figura 16 é apresentado o espectro obtido para a Amostra A2 sem a fonte no detector cintilador. Quando comparamos as Figuras 16 e 14, vemos que o número de contagens da Amostra A1 é maior que o da Amostra A2, isto porque a primeira possui maior quantidade de amostra, desta forma possui maior atividade do que a segunda, logo o número de contagens será maior.

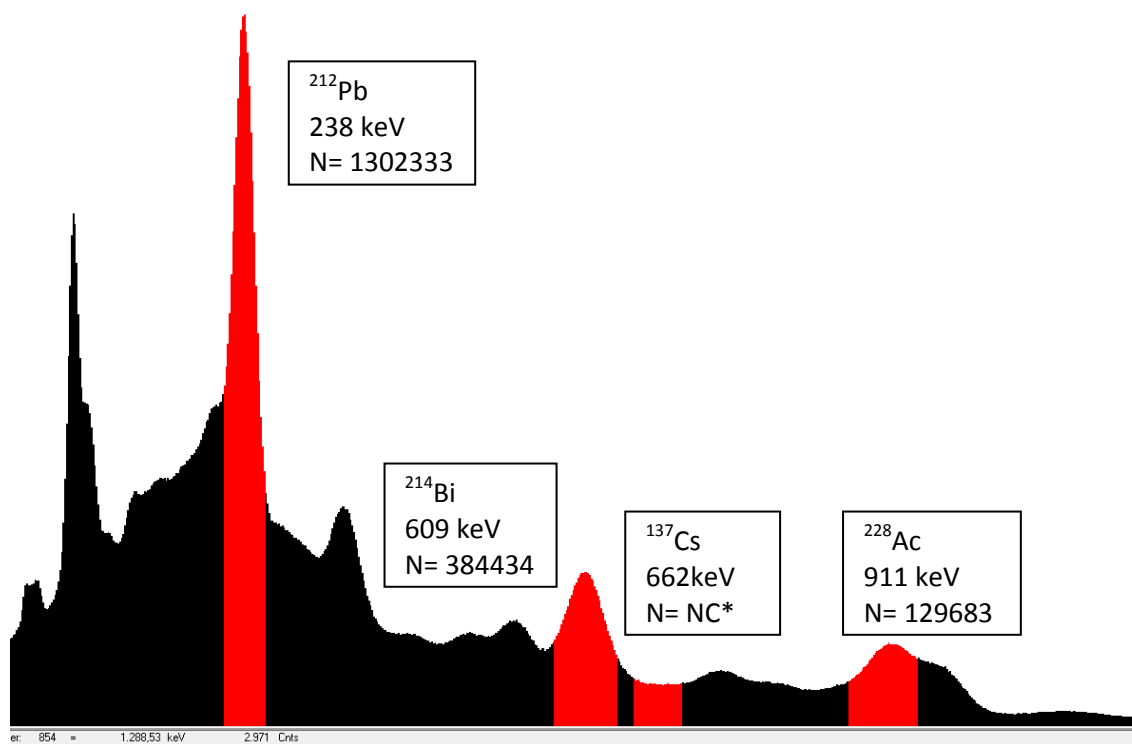


Figura 16. Espectro da Amostra A2 no NaI(Tl). NC*: não considerado.

A Figura 17 apresenta o espectro para a Amostra A2 com a fonte, onde também é possível notar a diferença do fotopico de 662 keV quando comparada com a Figura 16.

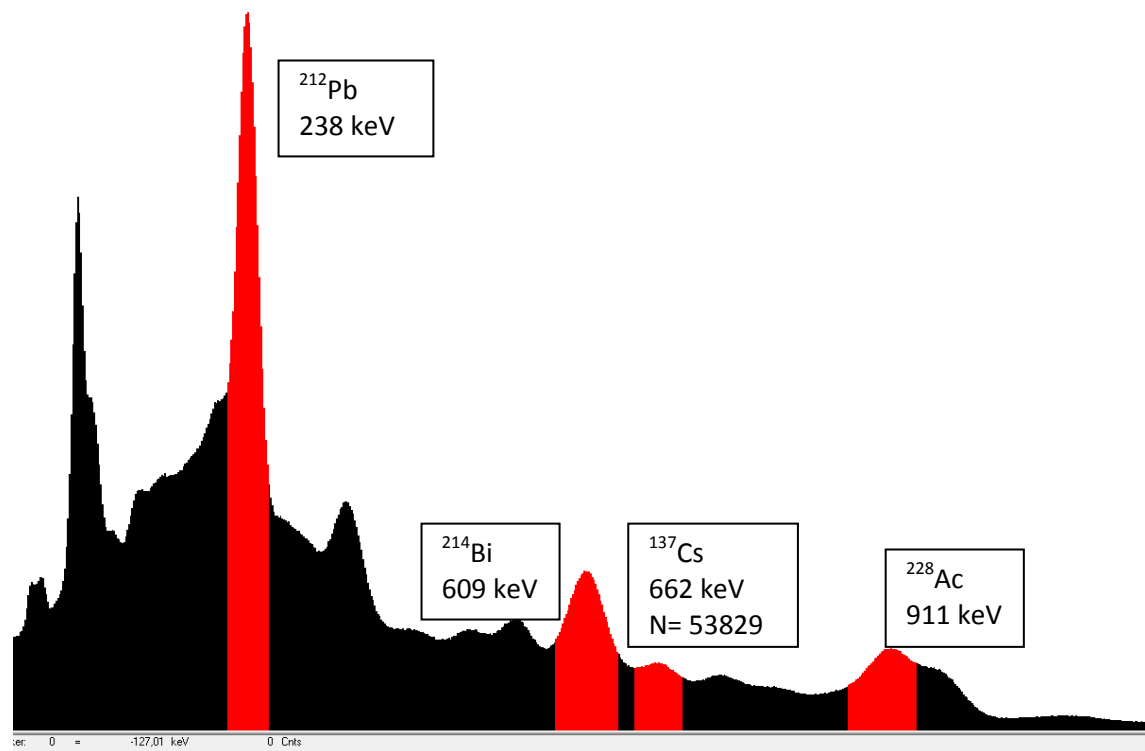


Figura 17. Espectro da Amostra A2 com a fonte de Césio-137 no NaI(Tl).

Quando comparamos as Figuras 17 e 15, vemos que o fotopico representando a fonte de Césio-137 possui mais contagem na segunda do que na primeira, isto também devido à diferença de massa das amostras, uma vez que a primeira possui mais amostra, então a altura da amostra no pote é maior, a atenuação será maior, de forma que o número de contagem será menor.

Da mesma forma que feito para a Amostra A1, sabendo a Atividade da fonte e a integral de seu fotopico, mostrado na Figura 17, é possível calcular a eficiência de detecção para a energia de 662 keV com a fonte atenuada pela Amostra A2, chamada de Eficiência da fonte 2 na Tabela 4. Dividindo este resultado pelo Fator K de uma dada energia, obtemos a estimativa da eficiência de detecção para tal energia, chamada de Eficiência Natural 2 e, com esta última, estimamos a Atividade Específica do radionuclídeo emissor na Amostra A2. Estes resultados são mostrados na Tabela 4.

Tabela 4. Atividade Específica de ^{212}Pb , ^{214}Bi e ^{228}Ac para A2 no NaI(Tl)

Energia (keV)	Eficiência da fonte 2	Eficiência Natural 2	Área fotopico	P_γ	Tempo (s)	Massa (g)	Atividade Específica (Bq / kg)	Erro
238	0,000485	0,04572	1302333	0,436	3600	1009,61	19,489	1,116
609		0,17476	384434	0,455	3600	1009,61	1,510	0,074
911		0,00695	129683	0,258	3600	1009,61	23,078	3,906

Fazendo a comparação entre a Tabela 4 e a Tabela 2 podemos ver que a eficiência para a energia de 911 keV da Amostra A2 foi compatível e um pouco maior, de acordo com o que era esperado, mas a eficiência para a energia de 609 keV ainda apresentou-se mais alta.

É mostrado em (MELO, 1985) e (BARBOSA, 1983) que a eficiência de ambos os detectores para altas energias tendem a zero, o que pode ser evidenciado nas Tabelas 2, 3 e 4 com os resultados 0,00679, 0,005003 e 0,00695, respectivamente, para a energia de 911 keV. E também é mostrado que um dos fatores de grande influência no espectro do detector cintilador NaI(Tl) é a variação de tensão na fotomultiplicadora, o que resulta na diferença de contagem e, portanto, na eficiência calculada.

Também ligado à fotomultiplicadora, outro fator que altera a resolução dos detectores cintiladores é a variação estatística de conversão dos fótons em elétrons no fotocatodo.

4.4 Comparação das Atividades Específicas

Para verificar se a eficiência calculada através do Fator K para a Amostra A2 foi satisfatória, usamos para a comparação a Atividade Específica das amostras através do Desvio Relativo. O desvio relativo (DR) da Atividade Específica da Amostra A2 em relação à Atividade Específica da Amostra A1 é calculado pela Equação (19) e foi constante em 12,114% para todos os radionuclídeos analisados.

$$DR(r) = 100\% \times \frac{|Ae_{NaI(Tl)}(r) - Ae_{HPGe}(r)|}{Ae_{HPGe}(r)} = 100\% \times \left| \frac{Ae_{NaI(Tl)}(r)}{Ae_{HPGe}(r)} - 1 \right| \quad (19)$$

Expondo o processo matemático utilizado no trabalho, podemos chegar a uma explicação para esta constância trabalhando matematicamente as equações utilizadas na ordem em que foram aplicadas aos dados, esta dedução é mostrada a seguir.

Definindo as variáveis:

- $Ae_{NaI(Tl)}(r)$: Atividade Específica do radionuclídeo r para a Amostra A2, calculada pelos dados do NaI(Tl);
- $Ae_{HPGe}(r)$: Atividade Específica do radionuclídeo r para a Amostra A1, calculada pelos dados do HPGe;
- $\epsilon_r(An)$: Eficiência obtida para o radionuclídeo r na amostra n ;
- N_{Fonte}^{An} : Número total de contagens para o fotopico de 662keV na amostra n ;
- N_r^{An} : Número total de contagens para o fotopico do radionuclídeo r para a amostra n ;
- P_γ : Probabilidade de emissão gama;
- A_{fonte} : Atividade da fonte;
- m_{An} : Massa da amostra n ;
- $t_{NaI(Tl)}$: Tempo de contagem no detector NaI(Tl);
- $\epsilon_{Fonte}(An)$: Eficiência obtida para o fotopico da fonte na amostra n .

Se aplicarmos a Equação (14) na Equação (15), obtemos:

$$K = \frac{N_{Fonte}^{A1} \times P_\gamma(r) \times Ae_{HPGe}(r) \times m_{A1}}{N_r^{A1} \times P_\gamma(fonte) \times A_{fonte}} \quad (20)$$

Aplicando a definição do Fator K da Equação (20) para calcular a $\epsilon_{Nat}(A2)$ teremos:

$$\epsilon_r(A2) = \frac{N_{Fonte}^{A2} \times N_r^{A1}}{N_{Fonte}^{A1} \times t_{NaI(Tl)} \times P_\gamma(r) \times m_{A1} \times Ae_{HPGe}(r)} \quad (21)$$

A partir da Equação (13) e usando o resultado de (21) para o cálculo de $Ae_{NaI(Tl)}(r)$ obtemos:

$$\frac{Ae_{NaI(Tl)}(r)}{Ae_{HPGe}(r)} = \frac{m_{A1} \times N_{Fonte}^{A1} \times N_r^{A2}}{m_{A2} \times N_{Fonte}^{A2} \times N_r^{A1}} \quad (22)$$

Agora, partindo da relação mostrada a seguir:

$$\epsilon_r(A2) = \frac{\epsilon_{Fonte}(A2)}{K} = \epsilon_r(A1) + \frac{(\epsilon_{Fonte}(A2) - \epsilon_{Fonte}(A1))}{\epsilon_{Fonte}(A1)/\epsilon_r(A1)} \quad (23)$$

Aplicando a Equação (14) em (23), chegamos ao seguinte resultado:

$$\frac{\epsilon_{Fonte}(A2)}{\epsilon_{Fonte}(A1)} = \frac{N_r^{A2} \times m_{A1}}{N_r^{A1} \times m_{A2}} \quad (24)$$

Por fim, aplicando o resultado (24) em (22) obtemos:

$$\frac{Ae_{NaI(Tl)}(r)}{Ae_{HPGe}(r)} = \frac{N_{Fonte}^{A1}}{N_{Fonte}^{A2}} \times \frac{\epsilon_{Fonte}(A2)}{\epsilon_{Fonte}(A1)} \quad (25)$$

Pela Equação (14) vemos que a razão $N_{Fonte}^{An}/\epsilon_{Fonte}(An)$ é definida pelo produto: $A_{esp} \cdot P_\gamma \cdot t \cdot m$, logo, será uma constante. Com isso, é possível perceber que o Desvio Relativo, na Equação (19), será constante para todas as energias analisadas, uma vez que a razão na Equação (25) dependerá, matematicamente, somente de duas constantes advindas dos dados obtidos para a energia de 662 keV.

Quando analisamos graficamente a diferença entre as Atividades Específicas para cada amostra com seus respectivos erros, mostrados na Figura 18, vemos que os erros para o detector NaI(Tl) são bem maiores do que para o HPGe. E devido ao alto erro para o NaI(Tl), a única energia em que as Atividades Específicas coincidem é para 911keV.

De modo geral, a energia de 238 keV, apesar da diferença entre as Atividades Específicas, se mostrou eficiente para o estudo pretendido, assim como a energia de 911 keV, mesmo apresentando algumas interferências. Já a energia de 609 keV, mesmo sendo a mais próxima ao fotopico da fonte, não se mostrou eficiente neste caso.

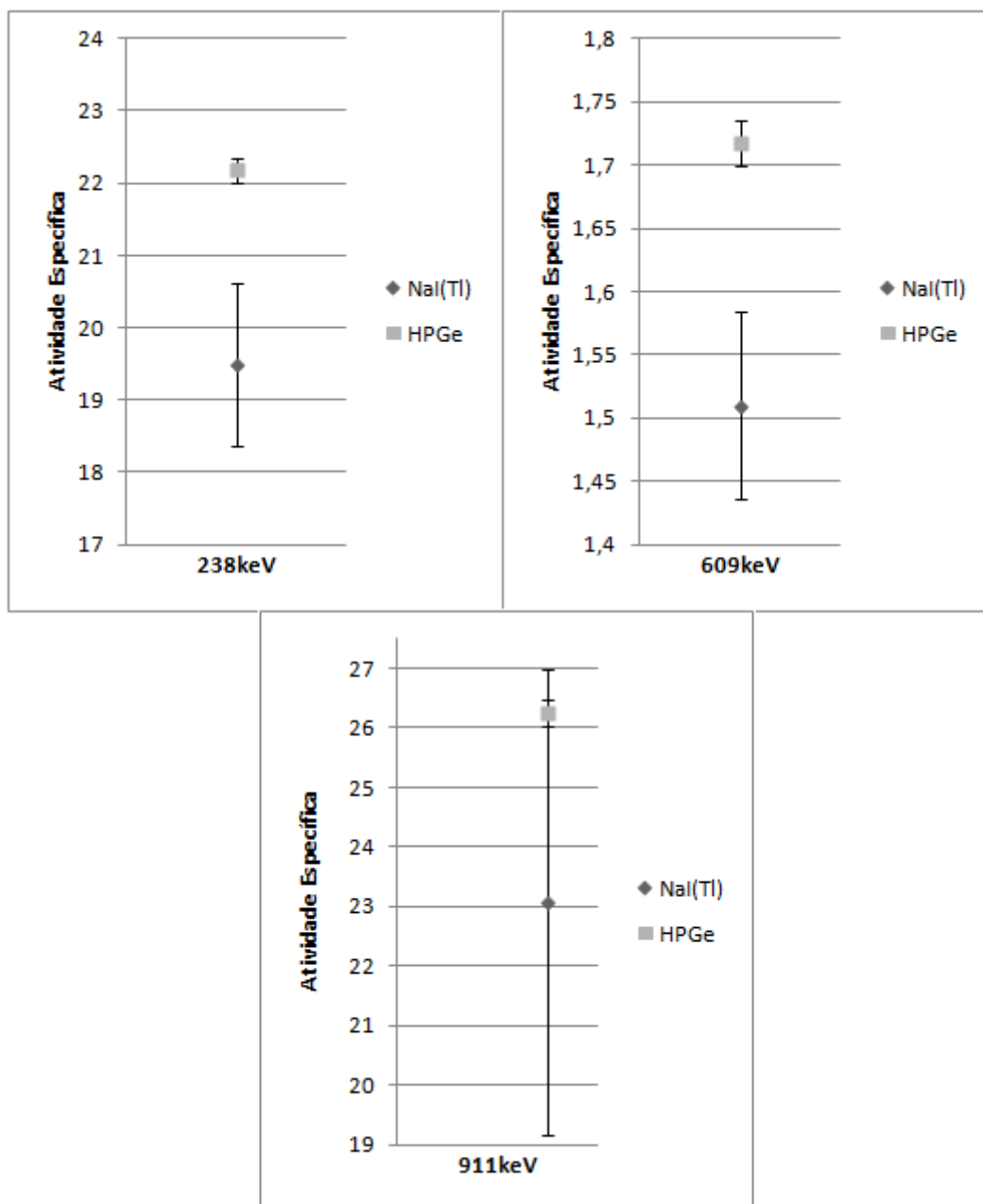


Figura 18. Gráficos com as Atividade específicas de cada energia de interesse com seus respectivos erros para os detectores NaI(Tl) e HPGe.

Capítulo 5

Conclusão

Na comparação entre as Figuras 14 e 15, ou entre as Figuras 16 e 17, pôde-se perceber que a presença da fonte de Césio-137 na contagem ficou evidenciada no espectro, portanto, o uso desta fonte é viável. Pela Tabela 2, pode-se notar que a eficiência do detector semiconductor aumenta quanto menor é a energia dos raios gama e que, apesar de o pico do ^{212}Pb (238 keV) ter mais contagens que o ^{228}Ac (911 keV), este apresenta maior atividade na amostra devido a sua maior probabilidade de emissão.

Na Tabela 3 nos deparamos com duas principais incongruências, a primeira delas é a eficiência do fotopico de 609 keV resultar muito maior do que os outros fotopicos analisados, o que também aparece na Tabela 4. Quando comparamos as Figuras 13 e 14 podemos ver a diferença de resolução entre os detectores e, devido esta diferença, há sobreposição de picos no detector NaI(Tl) e, esta sobreposição pode ter causado a interferência de análise no fotopico de 609 keV, uma vez que marcado o ROI (*Region of Interest*) o número de contagens total utilizado no cálculo da eficiência é a soma de contagens do fotopico de 609 keV e de outro fotopico com energia próxima, bem diferenciado do primeiro na Figura 13, mas que na Figura 14 estão unidos em um só fotopico. Sendo assim, o número de contagens alto gerou uma eficiência alta, mas que corresponde a dois fotopicos e não apenas o fotopico desejado.

A segunda incongruência é a eficiência do fotopico de 911 keV no NaI(Tl) ser menor do que no HPGe. Contudo, na comparação da Tabela 4 com a Tabela 2 este problema não foi apresentado e as eficiências para as Amostras A1 e A2 em 911 keV no detector cintilador apresentaram uma diferença compatível quando comparada à diferença entre as eficiências em 238 keV. Então, esta diferença entre as eficiências pode ser explicada por alguns fatores já explicados anteriormente, como a variação na tensão da fotomultiplicadora, que pode ser vista pela variação padrão na forma dos fotopicos e, a flutuação estatística de contagem, lembrando que a eficiência de contagem para altas energias tende a zero.

Sendo assim, o Chumbo-212, na energia de 238 keV, se mostrou bom para a análise pretendida, pois se manteve dentro dos parâmetros teóricos esperados, apresentando um fotopico bem isolado sem interferências inesperadas na análise, assim como o Actínio-228, o qual pode ser utilizado com um tempo de contagem maior ou fazendo mais contagens para cada amostra, o que reduz as flutuações estatísticas. Já o Bismuto-214 não se mostrou interessante neste caso, porque não ficou bem diferenciado no espectro do NaI(Tl).

Com relação às Atividades Específicas, como ambas as amostras são compostas pelo mesmo tipo de areia, do mesmo local, colhidas no mesmo dia, os potes onde foram acondicionadas para a medição são semelhantes, era esperado que as Atividades Específicas fossem iguais, mas obteve-se um desvio relativo constante neste caso de 12,114%, sendo que a Amostra A2 apresentou Atividade Específica menor para todos os radionuclídeos. Aliado ao cálculo apresentado, esta constância pode ser explicada pelo fato de que a $Ae_{HPGe}(r)$ é uma base para o cálculo de $Ae_{NaI(Tl)}(r)$, de forma que estas grandezas estão inter-relacionadas, então, quando fazemos o cálculo do desvio relativo acabamos por comparar um detector com o outro, então, independente da energia escolhida para análise o desvio relativo será o mesmo.

Diversos fatores alteram a eficiência de contagem, gerando erros significativos, por exemplo, o volume de amostra, com isso sua altura dentro do recipiente, a distribuição não uniforme de radionuclídeos no volume total da amostra e a densidade não homogênea da mesma. Como trabalhos futuros é sugerido um estudo mais aprofundado, que sejam feitos experimentos com tempo de contagem maior, maior número de amostras e de contagens para cada uma, amostras sem muita diferença de massa, testar outras geometrias que possam diminuir os efeitos causadores das interferências, além de se realizar um levantamento e estudo da curva de tensão de operação do detector e realizar medições em um terceiro detector.

Referências

AKKURT, I., GUNOGLU, K., ARDA, S. S. "Detection efficiency of NaI(Tl) detector in 511-1332 keV energy range", **Science and Technology of Nuclear Installations**, v. 2014, n. 1, p. 6–11, 2014. DOI: 10.1155/2014/186798. .

BARBOSA, E. Q. **Calibração De Detectores Cintiladores E Sua Aplicação Em Medidas Radiométricas**. 2016. Universidade Estadual Paulista “Julio de Mesquita Filho”, 2016.

BARBOSA, S. de J. **Estudo das características funcionais de um sistema de espectrometria gama a cristal cintilador de NaI(Tl)**. 1983. Universidade Federal de Pernambuco, 1983.

BARRERA, M., SUAREZ-LLORENS, A., CASAS-RUIZ, M., *et al.* "Theoretical determination of gamma spectrometry systems efficiency based on probability functions. Application to self-attenuation correction factors", **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 854, n. February, p. 31–39, 2017. DOI: 10.1016/j.nima.2017.02.052. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1016/j.nima.2017.02.052>.

COSTA, F. C. da. **Influência do fator de “build-up” dos raios gama nas gamagrafias de peças espessas**. 1976. Instituto Tecnológico de Aeronáutica, 1976.

EL-GAMAL, H., NEGM, H., HASABELNABY, M. "Detection efficiency of NaI(Tl) detector based on the fabricated calibration of HPGe detector", **Journal of Radiation Research and Applied Sciences**, v. 12, n. 1, p. 360–366, 2019. DOI: 10.1080/16878507.2019.1672313. Disponível em: <https://doi.org/10.1080/16878507.2019.1672313>.

GARCÊZ, R. W. D. **DETERMINAÇÃO DAS ATIVIDADES ESPECÍFICAS DE ²²⁶Ra , ²²⁸Ra E ⁴⁰K EM AMOSTRAS DE FERTILIZANTES MINERAIS**. 2016. 67 f. Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2016.

GREEN, R. M., FINN, R. J. "Photopeak efficiencies of Na(Tl) crystals", **Nuclear Instruments and Methods**, v. 34, p. 72–76, 1965. .

HOSSAIN, I., SHARIP, N., VISWANATHAN, K. K. "Efficiency and resolution of HPGe and NaI(Tl) detectors using gamma-ray spectroscopy", **Scientific Research and Essays**, v. 7, n. 1, p. 86–89, 2012. DOI: 10.5897/sre11.1717. .

JARCZYK, L., KNOEPFEL, H., LANG, J., *et al.* "PHOTOPEAK EFFICIENCY AND RESPONSE FUNCTION OF VARIOUS NaI (TI) AND CsI (TI) CRYSTALS IN THE ENERGY RANGE UP TO 11 MeV", **Nuclear Instruments and Methods**, v. 17, p. 310–320, 1962. .

JÚNIOR, J. A. S., AMARAL, R. S., SILVA, C. M., *et al.* "Estudo comparativo entre os detectores HPGe e NaI(Tl) na determinação de ²³⁸U, ²³²Th e ⁴⁰K em amostras de solo", **Scientia Plena**, v. 5, p. 1–16, 2009. Disponível em: www.scientiaplenua.org.br044102-1.

KAPLAN, I. **Física Nuclear**. 2ª ed ed. [S.l.], Editora Guanabara Dois S. A., 1978.

KNOLL, G. F. **Radiation Detection and Measurement**. 4 ed ed. Michigan, John Wiley & Sons, Inc., 2010.

LIMA, C. A. **Avaliação da performance dos detectores Iodeto de Sódio NaI(Tl) em Centrais Nucleares**. 2006. Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2006.

LOPES, J. M., MEDEIROS, M. P. C., GARCÊZ, R. W. D., *et al.* "Comparison of simulated and experimental values of self-absorption correction factors for a fast and credible adjust in efficiency curve of gamma spectroscopy", **Applied Radiation and Isotopes**, v. 141, n. June, p. 241–245, 2018. DOI: 10.1016/j.apradiso.2018.05.005. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.apradiso.2018.05.005>.

LOPES, José Marques. **Dose efetiva comprometida devida aos radionuclídeos ⁴⁰K, ²²⁶Ra, ²²⁸Ra e ²²⁸Th contidos nos alimentos da dieta da população do estado do Rio de Janeiro**. 2018. Universidade Federal do Rio de Janeiro, 2018.

MARQUES, L. M. C. **Estudo Comparativo de Detectores de HPGe, NaI(Tl), CdZnTe para aplicações em segurança e para resposta a ameaças Nucleares e Radiológicas**. 2011. 171 f. Universidade de Lisboa, 2011.

MELO, M. C. De. **Estudo das características operacionais de sistemas de espectrometria gama**. 1985. Universidade Federal de Pernambuco, 1985.

MODARRESI, S. M., MASOUDI, S. F. "On the gamma spectrometry efficiency of reference materials and soil samples", **Journal of Environmental Radioactivity**, v. 183, n. December 2017, p. 54–58, 2018. DOI: 10.1016/j.jenvrad.2017.12.012. Disponível em: <https://doi.org/10.1016/j.jenvrad.2017.12.012>.

OLIVARES, D. M. M. **Caracterização de um espectrômetro gama de baixo fundo para a determinação de urânio e tório em amostras ambientais sólidas**. 2016. 108 f. Universidade Estadual de Santa Cruz, 2016.

PATRÃO, K. S. **Fatores de Correção para Espectrometria de Fótons no Estudo de Parâmetros Nucleares de Radionuclídeos**. 2004. COPPE/UFRJ, 2004.

PIRES, L. F. **Atenuação de raios gama como técnica auxiliar para determinação da curva de retenção da água no solo**. 2002. Universidade de São Paulo, 2002.

SALGADO, W. L. **Metodologia para a modelagem de um sistema de monitoração de interface de subprodutos de petróleo em polidutos usando a atenuação da radiação gama**. 2018. 1–13 f. Comissão Nacional de Energia Nuclear, 2018.

SHAKHASHIRO, A., MABIT, L. "Results of an IAEA inter-comparison exercise to assess ¹³⁷Cs and total ²¹⁰Pb analytical performance in soil", **Applied Radiation and Isotopes**, v. 67, n. 1, p. 139–146, 2009. DOI: 10.1016/j.apradiso.2008.07.014. .

TAUHATA, L., SALATI, I., DI PRINZIO, R., *et al.* **Radioproteção e Dosimetria : Fundamentos**. Rio de Janeiro, IRD/CNEN, 2013. v. 9^a revisão.