

*Marcela Pelica Páscoa*

# Análise dos Danos da Radiação de Protões Orbitais em Detectores de CdTe

Tese do Mestrado em Astrofísica e Instrumentação para o Espaço

Fevereiro, 2018



UNIVERSIDADE DE COIMBRA



# Abstract

---

Future high-energy space telescope missions require further analysis of orbital environment radiation damage on main instruments. A scientific-satellite in a LEO (Low Earth Orbit ~between 350 to 1400 km) is exposed to the charged particles harsh environment, mainly geomagnetically trapped protons (up to ~300 MeV) that interact with space instruments materials. In case of semiconductor detectors, it affects the charge collection due to charge mobility lost in detector material and deteriorates its performance such as the energy resolution. Besides, missions can be seriously affected because protons are the main source of nuclear activation of the detector material. Therefore the analysis of the effects of semiconductor radiation damage is a subject of prime importance in the space instrumentation domain.

In order to optimize inflight operational performances of future CdTe based high-energy telescope detection planes, under orbital radiation environment, was measured and analyzed the effects generated by protons on different EURORAD CdTe prototypes (10 to 15mm<sup>2</sup> surface area and 1 mm thickness) to understand the response of charge carriers, i.e. the mobility and lifetime of electrons and holes. To carry-out this study several sets of measurements were performed under a cyclotron proton beam, in the energy range from 3 MeV to 14 MeV, at ICNAS (Instituto de Ciências Nucleares Aplicadas à Saúde) cyclotron (IBA Cyclone 18/9) at the Coimbra University, under a proton beam with a maximum current of ~150 mA (~9.4x10<sup>14</sup> protons/s) [1]. The CdTe detector was previously characterized in laboratory, in particular its leakage currents, the mobility-lifetime ( $\mu\tau$ ) products for electrons and holes, energy resolution degradation with peak channels under several gamma-ray sources (<sup>22</sup>Na, <sup>137</sup>Cs, <sup>133</sup>Ba, <sup>241</sup>Am). At ICNAS measurements were performed irradiating uniformly the prototypes surface. Several proton fluxes configurations were setup during the tests. Nevertheless, the total fluency (i.e. the number of protons per cm<sup>2</sup>) was of the order of typical flight mission duration. Radiation damage effects were analysed by increasing proton dose and post-irradiation similar measurements performed in laboratory.

The obtained results will be analysed and discussed in the context of radiation environment inflight conditions and space telescopes' gamma-ray detection planes optimization.



# Resumo

---

As futuras missões de telescópios espaciais, para astrofísica de altas energias, requerem uma análise adicional dos danos gerados pela radiação do ambiente orbital, na instrumentação a bordo. Um satélite científico numa órbita *LEO* (*Low Earth Orbit* ~ entre 350 a 1400 km acima da superfície terrestre) é exposto ao ambiente hostil das partículas carregadas, principalmente prótons presos na cintura de *Van Allen* (até ~ 300 MeV) que interagem com os materiais dos equipamentos espaciais [5,27,29]. No caso de detectores de semicondutor, a colecção de carga é afectada dada a diminuição de mobilidade dos electrões e das lacunas do material irradiado. O desempenho do detector também será afectado, bem como a sua resolução de energia. Estas missões podem ser seriamente comprometidas, visto que, os prótons são a principal fonte de activação nuclear dos materiais do detector, sendo por isso necessário um estudo aprofundado sobre os danos causados pela radiação nos detectores de semicondutor.

Com o objectivo de otimizar os desempenhos dos planos de detecção de Telureto de Cádmiio (CdTe), para futuros telescópios espaciais para altas energias, mediram-se e analisaram-se os efeitos gerados pelos prótons em diferentes protótipos de CdTe da *EURORAD* (com uma área de 10 e 15 mm<sup>2</sup> e 1 mm de espessura) para se compreender a resposta dos transportadores de carga, ou seja, a mobilidade e o tempo de deriva dos electrões e das lacunas do material semicondutor. Através deste estudo, foram realizadas várias medidas sob um feixe de prótons do Ciclotrão (*IBA Cyclone 18/9*) do ICNAS (Instituto de Ciências Nucleares Aplicadas à Saúde) da Universidade de Coimbra, na gama de energia de 3 MeV a 14 MeV, com uma corrente máxima de ~ 150 mA (~  $9,4 \times 10^{14}$  prótons / s) [28]. Os detectores de CdTe caracterizaram-se previamente em laboratório, em particular, fizeram-se medições: de correntes de fuga, de mobilidade e tempo de deriva das cargas ( $\mu\tau$ ), para demonstrar a degradação da resolução em energia com várias fontes de raios gama ( $\text{Na}^{22}$ ,  $\text{Cs}^{137}$ ,  $\text{Ba}^{133}$ ,  $\text{Am}^{241}$ ). Nas instalações do ICNAS, as medidas foram sucedidas irradiando, uniformemente, a superfície dos protótipos. Várias configurações de fluxos de prótons foram estipuladas durante os testes. No entanto, a fluência total, ou seja, o número de prótons por cm<sup>2</sup>, teve a duração típica de uma missão espacial. Os efeitos da radiação analisaram-se através do aumento da dose de prótons e das medições pós-irradiação realizadas (idênticas às feitas previamente no laboratório).

Os resultados obtidos foram analisados e discutidos no contexto das condições de um ambiente de radiação espacial e de optimização dos planos de detecção de raios gama em telescópios espaciais para altas energias.



# Agradecimentos

---

## - Começo por dedicar aos meus Pais

*Por todas as pedras que moveram*

*Reconheço uma a uma sem demais*

*Tais sabedorias na alma me aqueceram.*

## - Agradecendo a força dos meus amigos

*Constantemente reconfortante*

*Onde nos olhos sempre se ergueram*

*Um apoio exuberante*

## - Aos meus Orientadores

*Ensinando como Latim*

*À rapariga que nada sabia*

*Mas que eles estimaram até ao fim*

## - Ao Miguel Moita, por toda a paciência

*Da curiosa sempre a questionar,*

*Até à menor saliência*

*Tu tiveste que aguentar.*

## - Sagar Pratapsi, és sagaz sem fantasias

*Agradeço tudo o que me instituístes*

*E por todo o realismo às minhas utopias*

*Que difícil fora, mas conseguiste.*

*"I had a dream, which was not all a dream.  
The bright sun was extinguish'd, and the stars  
Did wander darkling in the eternal space,  
Rayless, and pathless, and the icy earth  
Swung blind and blackening in the moonless air;  
Morn came and went—and came, and brought no day,  
And men forgot their passions in the dread  
Of this their desolation; and all hearts  
Were chill'd into a selfish prayer for light"  
- George Gordon Byron (Lord Byron)*





# Índice

---

Abstract .....	iii
Resumo .....	v
Agradecimentos.....	vii
Lista de Figuras .....	xiii
Lista de Tabelas .....	xvii
1 Introdução .....	1
1.1 Objectivo do Trabalho.....	5
2 Considerações teóricas .....	9
2.1 Astrofísica e Instrumentação para Altas Energias.....	9
2.1.1 Fontes de Radiação Gama.....	9
2.1.1.1 Supernovas .....	9
2.1.1.2 Pulsares .....	10
2.1.2 Fontes de Radiação Orbital.....	10
2.1.2.1 Cintura de VAN ALLEN .....	10
2.1.2.2 Anomalia do Atlântico Sul.....	11
2.1.2.3 Chuveiros cósmicos .....	11
2.2 Interação da radiação com a Matéria.....	12
2.2.1 Secção eficaz.....	12
2.2.2 Partículas carregadas vs Partículas Não-Carregadas.....	14
2.2.3 Interação das partículas carregadas pesadas com a matéria .....	14
2.2.3.1 <i>Stopping power</i> e equação de <i>Bethe-Bloch</i> .....	14
2.2.3.2 Curva de Bragg .....	15
2.2.3.3 Alcance .....	16

2.2.4	Interacção dos fótons com a matéria .....	16
2.2.4.1	Efeito Fotoeléctrico.....	17
2.2.4.2	Dispersão de Compton.....	18
2.2.4.3	Produção de Pares.....	18
2.2.5	Interacção de partículas carregadas leves com a matéria .....	19
2.2.5.1	Perdas radioactivas - Bremsstrahlung .....	19
2.2.5.2	Distribuição de Landau para partículas ionizantes.....	19
2.3	Detectores de Radiação de Semicondutor.....	20
2.3.1	Mobilidade e tempo médio de deriva das cargas.....	22
	Em que: .....	22
2.3.2	Tempo morto .....	23
2.3.3	Eficiência.....	24
2.3.4	Sensibilidade .....	24
2.3.5	Tempo de resposta.....	24
2.3.6	Calibração em Energia .....	25
2.3.7	Resolução em energia.....	25
2.3.8	Resistividade .....	26
2.3.9	A radiação nos detectores de CdTe.....	27
3	Montagem Experimental.....	29
3.1	Instrumentação Utilizada .....	31
3.1.1	Protótipos dos detectores de CdTe.....	31
3.1.2	Pré-Amplificador.....	33
3.1.3	Amplificador e Fontes de Tensão .....	34
3.1.4	Analizador Multicanal & Osciloscópio .....	35
3.1.5	Pico-amperímetro .....	35
4	Simulações de partículas em SRIM/TRIM .....	37

4.1	Alfas .....	37
4.2	Protões .....	43
5	Análise e caracterização dos protótipos de CdTe antes das irradiações.....	51
5.1	Ruído vs Potencial Eléctrico .....	51
5.2	Corrente de Fuga .....	55
5.3	Resistividade .....	59
5.4	Espectros das Fontes Radioactivas e Resolução em Energia .....	60
5.5	Produto da mobilidade pelo tempo médio de deriva das cargas - $\mu\tau$ .....	66
6	Irradiações e análise de resultados .....	71
6.1	Radiação do Ciclotrão do ICNAS.....	71
6.2	Corrente de Fuga e Resistividade.....	74
6.3	Espectros das Fontes Radioactivas e Resolução em Energia .....	77
6.4	Produto da mobilidade pelo tempo médio de deriva das cargas - $\mu\tau$ .....	81
7	Conclusões.....	85
8	Bibliografia.....	89
9	Anexo .....	91
9.1	Pré-Irradiações .....	91
9.1.1	Ajustes dos picos de energia das fontes radioactivas.....	91
9.1.2	Calibração em Energia .....	95
9.2	Pós-Irradiações .....	99
9.2.1	Declive do ajuste da corrente de fuga vs Tempo de irradiação.....	99
9.2.2	Espectros das fontes radioactivas .....	100
9.2.3	Calibração em Energia .....	103
9.2.4	Valores de $\mu\tau$ vs Fluências .....	107



# Lista de Figuras

---

Figura 1.1 Fotografia do <i>Fermi Gamma-Ray Space Telescope</i> da NASA [1].	4
Figura 1.2 Mapeamento feito pelos dados do <i>Fermi Gamma-Ray Space Telescope</i> [2].	4
Figura 1.3 Esquemas com a localização de vários equipamentos espaciais distribuídos nas órbitas (LEO, MEO <sup>3</sup> , GEO <sup>4</sup> ) terrestres e das camadas de <i>Van Allen</i> [3,4].	4
Figura 1.4 Fluxo médio integrado e diferencial dos prótons presos numa órbita <i>LEO</i> (~ 550 km de altitude, ~ 30° de inclinação e ~ 96 minutos de período orbital) até aos 300 MeV de energia, calculado com o <i>OMERE 4.2</i> [6].	5
Figura 2.1 Colisão de partículas dispersadas por um ângulo sólido.	12
Figura 2.2 Secção eficaz de fótons para o Telureto de Cádmio (CdTe). Dados retirados da base de <i>NIST XCOM</i> [10].	16
Figura 2.3 Ilustração do Efeito Fotoelétrico.	17
Figura 2.4 Ilustração das camadas ou níveis de energia atômicos.	18
Figura 2.5 Estrutura das bandas de energia nos materiais: isolante, condutor e semiconductor [12].	21
Figura 2.6 Esquematização de semicondutores com junção <i>pn</i> [13,4].	22
Figura 2.7 Exemplo de boa e má resolução num pico de energia $E_0$ [18].	25
Figura 2.8 Sobreposição de duas curvas de energia e o correspondente <i>FWHM</i> [6].	26
Figura 2.9 Fotografia de 3 dos detectores da <i>EURORAD</i> utilizados nesta dissertação.	28
Figura 2.10 Fotografia da montagem do detector 1211-7B ligado ao pré-amplificador.	28
Figura 3.1 Montagem experimental para a medição da corrente de fuga directa.	29
Figura 3.2 Montagem experimental para análise espectral (sem fonte radioactiva).	30
Figura 3.3 Gráfico de pulso com as suas constantes de tempo, constante de pico e largura a meia altura ( <i>FWHM</i> ) [22].	31
Figura 3.4 Detectores de CdTe da <i>EURORAD</i> referenciados.	32
Figura 3.5 Esquema da configuração interna do Detector H.	32
Figura 3.6 Esquema da configuração interna do Detector A, B e C.	32
Figura 3.7 Pré-amplificador da <i>CANBERRA Model2003BT</i> [vista frontal e lateral direita].	33
Figura 3.8 Montagem experimental de um dos detectores de CdTe ao pré-amplificador.	33
Figura 3.9 Montagem experimental das fontes de tensão e do amplificador.	34
Figura 3.10 Pico-amperímetro da <i>Keithley instruments</i> utilizado na medição da corrente de fuga.	35
Figura 4.1 Simulação no programa SRIM/TRIM para partículas alfas de 4MeV até aos eléctrodos do detector.	38
Figura 4.2 Histograma das energias das partículas alfas simuladas com 4 MeV.	38
Figura 4.3 Simulação no programa SRIM/TRIM para partículas alfas de 4 MeV até aos eléctrodos do detector.	40
Figura 4.4 Histograma das energias das partículas alfas simuladas com 3,7 MeV.	40
Figura 4.5 Simulação no programa SRIM/TRIM para partículas alfas que chegam ao cristal do detector com 350 keV de energia, ampliou-se o eixo x ( <i>Target Depth</i> ) para uma melhor visualização.	41
Figura 4.6 Distribuição do alcance das partículas alfas ao longo da espessura simulada para o CdTe.	41
Figura 4.7 <i>Stopping power</i> das partículas alfas no CdTe com energia inicial de 350 keV.	42

Figura 4.8 Ampliação em x da Figura 4.7.....	42
Figura 4.9 Simulação no programa SRIM/TRIM para protões de 3,3 MeV no cristal de CdTe.....	43
Figura 4.10 Distribuição do alcance dos protões com 3,3 MeV por volume do detector C e H ao longo da espessura.....	44
Figura 4.11 Simulação no programa SRIM/TRIM para protões de 5,7 MeV no cristal de CdTe.....	44
Figura 4.12 Distribuição do alcance dos protões com 3,3 MeV e com 5,7 MeV por volume do detector C e H ao longo da espessura, correspondentes a 2 anos de irradiação espacial.....	45
Figura 4.13 Simulação no programa SRIM/TRIM para protões de 9,7 MeV no cristal de CdTe.....	45
Figura 4.14 Distribuição do alcance dos protões com com 3,3 MeV, com 5,7 MeV e 9,7 MeV por volume do detector C e H ao longo da espessura, correspondentes a 10 anos de irradiação espacial.....	46
Figura 4.15 Simulação no programa SRIM/TRIM para protões de 13,75 MeV no cristal de CdTe.....	46
Figura 4.16 Distribuição do alcance dos protões com com 3,3 MeV, com 5,7 MeV, com 9,7 MeV e 13,75 MeV por volume do detector C e H ao longo da espessura, correspondentes a 20 anos de irradiação espacial.....	47
Figura 4.17 Curva de <i>Bragg</i> e <i>stopping power</i> dos protões com ~14MeV de energia.....	48
Figura 4.18 Curva de <i>Bragg</i> e <i>stopping power</i> dos protões para várias energias.....	48
Figura 5.1 Gráfico da largura à meia altura (FWHM) do pico do ruído correspondente ao detector referenciado como 1211-7A em função do potencial eléctrico aplicado.....	52
Figura 5.2 Gráfico da largura à meia altura (FWHM) do pico do ruído correspondente ao detector referenciado como 1211-7B em função do potencial eléctrico aplicado.....	52
Figura 5.3 Gráfico da largura à meia altura (FWHM) do pico do ruído correspondente ao detector referenciado como 1211-7C em função do potencial eléctrico aplicado.....	53
Figura 5.4 Gráfico da largura à meia altura (FWHM) do pico do ruído correspondente ao detector referenciado como H em função do potencial eléctrico aplicado.....	53
Figura 5.5 Gráfico da largura à meia altura (FWHM) do pico do ruído em canal e em Energia (keV) para todos os detectores, em função do potencial eléctrico aplicado.....	54
Figura 5.6 Corrente de fuga directa em função do potencial eléctrico do detector A (5×3×1 mm <sup>3</sup> ).....	56
Figura 5.7 Corrente de fuga directa (esq) e inversa (dir) em função do potencial eléctrico do detector B (5×3×1 mm <sup>3</sup> ).....	56
Figura 5.8 Corrente de fuga directa em função do potencial eléctrico do detector C (5×3×1 mm <sup>3</sup> ).....	57
Figura 5.9 Corrente de fuga directa (esq) e inversa (dir) em função do potencial eléctrico do detector H (5×2×1 mm <sup>3</sup> ).....	57
Figura 5.10 Correntes de fugas normalizada à área para todos os Detectores CdTe utilizados.....	58
Figura 5.11 Espectros das fontes radioactivas (Na <sup>22</sup> , Cs <sup>137</sup> , Ba <sup>133</sup> , Am <sup>241</sup> ) visualizadas através do detector referenciado como 1211-7A, com dimensões de 5×3×1 mm <sup>3</sup> e Ganho 100.....	60
Figura 5.12 Espectros das fontes radioactivas (Na <sup>22</sup> , Cs <sup>137</sup> , Ba <sup>133</sup> , Am <sup>241</sup> ) visualizadas através do detector referenciado como 1211-7B, com dimensões de 5×3×1 mm <sup>3</sup> e Ganho 250.....	61
Figura 5.13 Espectros das fontes radioactivas (Na <sup>22</sup> , Cs <sup>137</sup> , Ba <sup>133</sup> , Am <sup>241</sup> ) visualizadas através do detector referenciado como 1211-7C, com dimensões de 5×3×1 mm <sup>3</sup> e Ganho 100.....	61
Figura 5.14 Espectros das fontes radioactivas (Na <sup>22</sup> , Cs <sup>137</sup> , Ba <sup>133</sup> , Am <sup>241</sup> ) visualizadas através do detector referenciado como H, com dimensões de 5×2×1 mm <sup>3</sup> e Ganho 250.....	62

Figura 5.15 Resolução em energia (%) em função da energia (keV) dos picos das fontes de radiação para os quatro protótipos de CdTe .....	65
Figura 5.16 Esquema da detecção de partículas alfas ( $E \sim 4\text{MeV}$ ) com a fonte de Amerício 241 através do detector de CdTe e do pré-amplificador para leitura das lacunas através da aplicação de um potencial positivo. ....	67
Figura 5.17 Detecção de partículas alfas ( $E \sim 4\text{MeV}$ ) com a fonte de Amerício 241 através do detector de CdTe e do pré-amplificador para leitura dos electrões através da aplicação de um potencial negativo. ....	68
Figura 5.18 Ajuste para o $\mu\tau$ dos electrões e das lacunas obtidos para o Detector 1211-7A ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ ).....	68
Figura 5.19 Ajuste para o $\mu\tau$ dos electrões e das lacunas obtidos para o Detector 1211-7B ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ ).....	69
Figura 5.20 Ajuste para o $\mu\tau$ dos electrões e das lacunas obtidos para o Detector 1211-7C ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ ). ....	69
Figura 5.21 Ajuste para o $\mu\tau$ dos electrões e das lacunas obtidos para o H ( $5 \times 2 \times 1 \text{ mm}^3$ ).....	69
Figura 6.1 Ciclotrão do ICNAS da Universidade de Coimbra.....	71
Figura 6.2 Ruído de fundo normalizado do detector C após as irradiações apresentadas. ....	73
Figura 6.3 Ruído de fundo do detector H após as irradiações apresentadas.....	73
Figura 6.4 Corrente de fuga normalizada à área ( $15 \text{ mm}^2$ ) do detector C em função do potencial eléctrico para irradiações correspondentes a 2 e 20 anos comparativamente à corrente inicial antes da irradiação (esq) e a corrente de fuga normalizada à área ( $10 \text{ mm}^2$ ) do detector H em função do potencial eléctrico para irradiações correspondentes a 1, 2 e 20 anos comparativamente à corrente inicial sem irradiações (dir). ....	74
Figura 6.5 Espectros da fonte de Bário 133 para os seguintes anos espaciais no detector C.....	77
Figura 6.6 Espectros da fonte de Césio 137 para os seguintes anos espaciais no detector H. ....	77
Figura 6.7 Resolução em energia (%) em função das fluências do detector C para os picos 356 keV ( $\text{Ba}^{133}$ ), 511 keV ( $\text{Na}^{22}$ ) e 662 keV ( $\text{Cs}^{137}$ ) de energias.....	78
Figura 6.8 Resolução em energia (%) em função das fluências do detector H para os picos 356 keV ( $\text{Ba}^{133}$ ) e 511 keV ( $\text{Na}^{22}$ ) de energias. ....	79
Figura 6.9 Curvas realizadas para o $\mu\tau$ dos electrões e das lacunas para o detector C. ....	81
Figura 6.10 Curvas realizadas para o $\mu\tau$ dos electrões e das lacunas para o detector H. ....	82
Figura 6.11 Gráfico do $\mu\tau$ dos electrões em função das fluências para o detector H e C.....	83
Figura 6.12 Gráfico do $\mu\tau$ das lacunas em função das fluências para o detector H e C.....	83
Figura 9.1 Ajuste do pico de 59,5 keV do $\text{Am}^{241}$ do detector 1211-7A.....	91
Figura 9.2 Ajuste dos picos de 81 keV e 356 keV do $\text{Ba}^{133}$ do detector 1211-7A. ....	91
Figura 9.3 Ajuste do pico de 511 keV do $\text{Na}^{22}$ do detector 1211-7A. ....	92
Figura 9.4 Ajuste do pico de 662 keV do $\text{Cs}^{137}$ do detector 1211-7A.....	92
Figura 9.5 Ajuste do pico de 59,5 keV do $\text{Am}^{241}$ do detector 1211-7B.....	93
Figura 9.6 Ajuste dos picos de 81 keV e 356 keV do $\text{Ba}^{133}$ do detector 1211-7B. ....	93
Figura 9.7 Ajuste do pico de 662 keV do $\text{Cs}^{137}$ do detector 1211-7B.....	94
Figura 9.8 Ajuste do pico de 511 keV do $\text{Na}^{22}$ do detector 1211-7B. ....	94
Figura 9.9 Recta de Calibração obtida para o detector CdTe referenciado como 1211-7A com $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ de dimensões, usando as energias correspondentes às fontes (59,5 keV no $\text{Am}^{241}$ ; 81 keV e 356 keV no $\text{Ba}^{133}$ ; 511 keV no $\text{Na}^{22}$ ; 662 keV no $\text{Cs}^{137}$ ).....	95

Figura 9.10 Recta de Calibração obtida para o detector CdTe referenciado como 1211-7B com 5×3×1 mm <sup>3</sup> de dimensões, usando as energias correspondentes às fontes (59,5 keV no Am <sup>241</sup> ; 81 keV e 356 keV no Ba <sup>133</sup> ; 511 keV no Na <sup>22</sup> ; 662 keV no Cs <sup>137</sup> ).	96
Figura 9.11 Recta de Calibração obtida para o detector CdTe referenciado como 1211-7C com 5×3×1 mm <sup>3</sup> de dimensões, usando as energias correspondentes às fontes (59,5 keV no Am <sup>241</sup> ; 31 keV, 81 keV e 356 keV no Ba <sup>133</sup> ; 511 keV no Na <sup>22</sup> ; 32 keV e 662 keV no Cs <sup>137</sup> ).	97
Figura 9.12 Recta de Calibração obtida para o detector CdTe referenciado como H com 5×2×1 mm <sup>3</sup> de dimensões, usando as energias correspondentes às fontes (59,5 keV no Am <sup>241</sup> ; 31 keV, 81 keV e 356 keV no Ba <sup>133</sup> ; 511 keV no Na <sup>22</sup> ; 32 keV e 662 keV no Cs <sup>137</sup> ).	98
Figura 9.13 Declive do ajuste da corrente de fuga em função do tempo de irradiação para o detector C.	99
Figura 9.14 Declive do ajuste da corrente de fuga em função do tempo de irradiação para o detector H.	99
Figura 9.15 Espectros da fonte de Amerício 241 para os seguintes anos espaciais no detector C.	100
Figura 9.16 Espectros da fonte de Amerício 241 para os seguintes anos espaciais no detector H.	100
Figura 9.17 Espectros da fonte de Césio 137 para os seguintes anos espaciais no detector C.	101
Figura 9.18 Espectros da fonte de Bário 133 para os seguintes anos espaciais no detector H.	101
Figura 9.19 Espectros da fonte de Sódio 22 para os seguintes anos espaciais no detector H.	102
Figura 9.20 Espectros da fonte de Sódio 22 para os seguintes anos espaciais no detector C.	102
Figura 9.21 Ajuste da recta de calibração do detector C após 1 ano de irradiações.	103
Figura 9.22 Ajuste da recta de calibração do detector C após 2 anos de irradiações.	103
Figura 9.23 Ajuste da recta de calibração do detector C após 10 anos de irradiações.	104
Figura 9.24 Ajuste da recta de calibração do detector C após 20 anos de irradiações.	104
Figura 9.25 Ajuste da recta de calibração do detector H após 1 ano de irradiações.	105
Figura 9.26 Ajuste da recta de calibração do detector H após 2 anos de irradiações.	105
Figura 9.27 Ajuste da recta de calibração do detector H após 10 anos de irradiações.	106
Figura 9.28 Ajuste da recta de calibração do detector H após 20 anos de irradiações.	106
9.29 Gráfico do $\mu\tau$ dos electrões em função de todas as fluências para o detector H e C.	107
9.30 Gráfico do $\mu\tau$ das lacunas em função de todas as fluências para o detector H e C.	107



# Lista de Tabelas

---

Tabela 5.1 Parâmetros dos quatro detectores em prol do valor da resistividade.....	59
Tabela 5.2 Valores da resolução em energia, centróide, offset, <i>FWHM</i> para os vários ajustes dos picos de energia das fontes radioactivas para o detector A.....	63
Tabela 5.3 Valores da resolução em energia, centróide, offset, <i>FWHM</i> para os vários ajustes dos picos de energia das fontes radioactivas para o detector B.....	64
Tabela 5.4 Valores da resolução em energia, centróide, offset, <i>FWHM</i> para os vários ajustes dos picos de energia das fontes radioactivas para o detector C.....	64
Tabela 5.5 Valores da resolução em energia, centróide, offset, <i>FWHM</i> para os vários ajustes dos picos de energia das fontes radioactivas para o detector H.....	64
Tabela 5.6 Valores do $\mu\tau$ para os electrões e para as lacunas dos quatro protótipos.....	70
Tabela 6.1 Parâmetros do feixe de prótons do ICNAS para as seguintes irradiações no detector C.....	72
Tabela 6.2 Parâmetros do feixe de prótons do ICNAS para as seguintes irradiações no detector H.....	72
Tabela 6.3 Valores obtidos do ajuste das correntes de fuga para o cálculo da resistividade do detector C para os anos de dose equivalente de irradiação tabelados.....	75
Tabela 6.4 Valores obtidos do ajuste das correntes de fuga para o cálculo da resistividade do detector H para os anos de dose equivalente de irradiação tabelados.....	76
Tabela 6.5 Valores em percentagem da resolução em energia de 356 keV, 511 keV e 662 keV no detector C..	79
Tabela 6.6 Valores em percentagem da resolução em energia de 356 keV e 511 keV no detector H.....	80
Tabela 6.7 Valores do $\mu\tau$ dos electrões e das lacunas com os respectivos erros para o detector C.....	81
Tabela 6.8 Valores do $\mu\tau$ dos electrões e das lacunas com os respectivos erros para o detector H.....	82
Tabela 9.1 Energias e os seus canais correspondentes para o detector 1211-7A com o desvio padrão ( $\sigma$ ) associado ao canal de energia.....	95
Tabela 9.2 Energias e os seus canais correspondentes para o detector 1211-7B com o desvio padrão ( $\sigma$ ) associado ao canal de energia.....	96
Tabela 9.3 Energias e os seus canais correspondentes para o detector 1211-7C com o desvio padrão ( $\sigma$ ) associado ao canal de energia.....	97
Tabela 9.4 Energias e os seus canais correspondentes para o detector H com o desvio padrão ( $\sigma$ ) associado ao canal de energia.....	98



# 1 Introdução

---

De todo o espectro electromagnético, é a radiação gama por quem a comunidade científica mantém uma enorme curiosidade, desde as mais baixas às mais altas energias (0,1 a 100 MeV). Os cosmólogos, físicos teóricos, astrónomos, astrofísicos, entre outros cientistas procuram responder a questões como: a nucleossíntese<sup>1</sup> nas explosões estelares (p.e. em supernovas), a origem dos flashes de raios-gama na atmosfera da Terra, as leis da física nos buracos negros, sistemas binários, pulsares e quasares<sup>2</sup>, as explosões solares ocorrentes, entre muitos outros fenómenos relacionados com o espectro dos raios gama [7,8].

Para observar a radiação emitida pelos corpos celestes, são necessários detectores de radiação que proporcionem a interacção de radiação com os materiais de que são compostos. No caso da radiação gama, propõe-se analisar detectores de semiconductor de Telureto de Cádmio (CdTe) integrando o plano focal de telescópios espaciais. Através de satélites que transportam esses telescópios de exploração espacial, com detectores de radiação no seu plano focal, como é o caso do INTEGRAL (*Internation Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*) da ESA, do *Fermi Gamma-Ray Space Telescope* e do satélite *Swift* da NASA, nos domínios da baixa e alta energia, é possível efectuar um varrimento do céu durante o tempo das suas missões. Ainda não existem explicações físicas suficientes para explicar o excesso de fontes de raios gamas altamente energéticos no centro da nossa Via Láctea, como foi analisado e estudado pelos dados adquiridos do *Fermi Gamma-Ray Space Telescope* da NASA (Figura 1.1 e 1.2) durante 60 meses, onde neste caso a gama de energias é extremamente elevada, acima de 1 GeV [2,32].

---

<sup>1</sup> A nucleossíntese é um processo que cria novos núcleos atómicos a partir de núcleos pré-existentes, como protões e neutrões. A nucleossíntese nas explosões estelares acontece no seu interior através da fusão ou da fissão nuclear criando núcleos mais pesados, por exemplo através do hidrogénio e do hélio.

<sup>2</sup> Quasares são buracos negros supermassivos orbitados por um disco de gás, ou mais conhecidos como núcleos galácticos activos que libertam radiação electromagnética quando esse disco é absorvido para o buraco negro. Os quasares são extremamente luminosos quando comparados com uma galáxia, eles emitem energia em todo o espectro electromagnético e por isto, podem ser observados em raios-X, raios-gama, infravermelhos, rádio, visíveis e ultravioleta.

As experiências realizadas pelos satélites *INTEGRAL* (*Internation Gamma-Ray Astrophysics Laboratory*) da *ESA* e *Fermi Gamma-Ray Space Telescope* da *NASA*, neste comprimento de onda de radiação gama, são de espectroscopia, de medições espaciais e de variabilidade temporal [2,32]. A espectroscopia através de detectores de radiação é essencial na interpretação dos dados das observações, esta é utilizada em diversas aplicações astrofísicas, bem como na comprovação de resultados finais. Os detectores de radiação mais utilizados para este fim espectroscópico são os de semicondutor e de cintilação.

Ao longo das últimas décadas, persistem tecnologias espaciais extremamente ambiciosas como é o caso das máscaras codificadas e da possível utilização das lentes de *Laue*.

Quanto às máscaras codificadas, que são colocadas no topo do detector de radiação implementado num telescópio de raios gama, como é o caso do *INTEGRAL*, têm facilitado o estudo da localização de fontes de radiação, da sua informação espacial e proporcionar um melhor levantamento da observação. Estas máscaras contêm espaços opacos à radiação e espaços abertos de modo a definir um padrão que é obtido através de um código matemático, após a incidência de radiação que cria uma zona de sombra na superfície do detector. A sombra formada dependerá da direcção dos raios gama, e por isto, ao se decodificar a sombra detectada é possível saber a origem desta radiação incidente [32].

Em relação às lentes de *Laue*, estas têm como objectivo focar os raios gama no detector e aumentar a sensibilidade do instrumento. Até hoje, nunca fora lançado um telescópio espacial que permitisse a focagem de raios gama, uma vez que estes atravessam, sem interagir, os instrumentos ópticos, filtros, lentes e espelhos clássicos que são utilizados nos outros comprimentos de onda. Nas lentes de *Laue* são usados cristais para difractar os raios gama, permitindo o seu foco num pequeno detector.

O Laboratório de Instrumentação e Física Experimental de Partículas (LIP) de Coimbra tem vindo a desenvolver e a propor novas configurações de detecção para as futuras missões de radiação gama. Nos protótipos desenvolvidos são usados detectores de

semicondutor (CdTe e CZT) e o foco destes estudos está na optimização dos instrumentos para obter informação polarimétrica das fontes de radiação e no uso das lentes de *Laue*.

A maioria dos estudos polarimétricos desenvolvidos ao longo dos tempos tem como finalidade obter mais informação acerca das fontes de emissão de raios gama. Através da polarimetria consegue-se retirar o ângulo e o grau de polarização das fontes energéticas de raios gama, desenvolvendo-se assim mecanismos de emissão e geometria das fontes. Apesar disto ser aceite pela comunidade científica, ainda não existem instrumentos espaciais em órbita optimizados em polarimetria.

Portanto, é necessário manter o desempenho do detector que será incorporado num telescópio de raios gama, numa órbita *LEO* (órbitas elípticas quase circulares com altitudes entre 180 e 2000 km e períodos orbitais entre os 84 e os 127 minutos, onde os satélites nesta órbita viajam com uma velocidade de 8 km/s), para futuros projectos de investigação [5]. Para preservar as características do detector é essencial compreender o ambiente espacial hostil a que está exposto nas órbitas baixas – *LEO* (Figura 1.3). A maior ameaça é o fluxo de prótons presos na camada interior de *Van Allen*, que estas órbitas intersectam, pois as partículas têm energia suficiente (entre 10 a 400 MeV) para deteriorar gradualmente as características do material semicondutor.

Deste modo, é importante estudar, analisar e discutir o tempo de vida a que este tipo de detector poderá estar exposto durante uma missão num ambiente espacial, particularmente do ponto de vista da degradação das suas características: alteração da mobilidade e do tempo de vida das cargas ( $\mu\tau$ ), aumento da corrente de fuga, perda da resolução em energia, entre outros parâmetros que poderão sofrer com a radiação espacial.



Figura 1.1 Fotografia do *Fermi Gamma-Ray Space Telescope* da NASA [1].

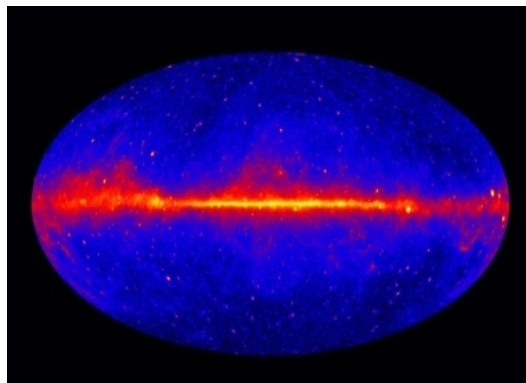


Figura 1.2 Mapeamento feito pelos dados do *Fermi Gamma-Ray Space Telescope* [2].

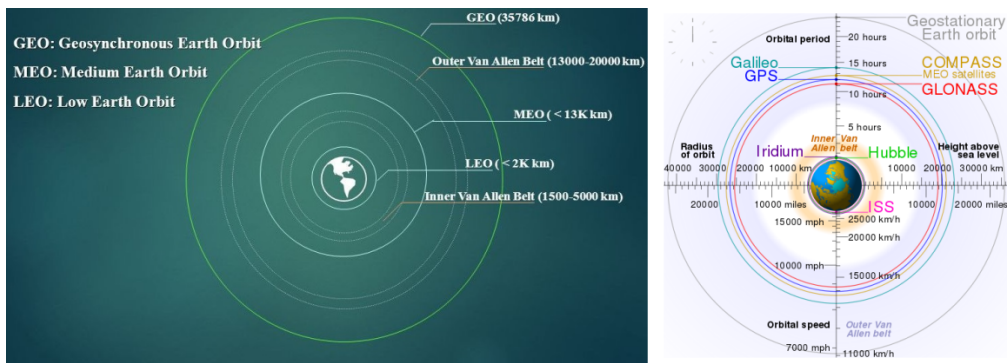


Figura 1.3 Esquemas com a localização de vários equipamentos espaciais distribuídos nas órbitas (LEO, MEO<sup>3</sup>,GEO<sup>4</sup>) terrestres e das camadas de *Van Allen* [3,4].

<sup>3</sup> Órbita *MEO* (*Medium Earth Orbit*), ou seja uma órbita terrestre média, que se situa entre a órbita *LEO* (altitude < 2.000 km) e a órbita *GEO* (altitude ~35.000 km) que inclui satélites como o *GPS* (sistema de posicionamento global), o *Glonass*, *Galileo*, entre outros satélites de comunicação, navegação e ciência geodésica. Estes têm períodos orbitais variáveis entre 2 a 24 horas (ver Figura 1.3).

<sup>4</sup> Órbita *GEO* (*Geostacionary/ Geosynchronous Earth/ Equatorial Orbit*), ou seja uma órbita terrestre geostacionária ou equatorial geossíncrona, é uma órbita circular com uma altitude de 35.786 km, situada acima do equador da Terra que segue a sua rotação (logo tem o seu período de rotação que é ~24h). Os satélites mais frequentes nestas órbitas são os de comunicação e meteorológicos.

## 1.1 Objectivo do Trabalho

A perspectiva actual que se criou acerca do Universo depende da instrumentação espacial que tem sido desenvolvida ao longo de décadas. O ponto fulcral de todas as descobertas teóricas está na sua experiência prática e, é nesta que actua toda a instrumentação espacial, ao sondar o Universo com os equipamentos adequados a cada descoberta feita. Para que tudo o que fora investigado venha a ser comprovado.

O espaço cósmico é composto por partículas altamente energéticas que degradam exponencialmente os materiais dos equipamentos e instrumentos espaciais em órbita. Ao sondar este ambiente de baixas órbitas espaciais (*LEO*), percebeu-se que o fluxo de protões presos geomagneticamente na cintura de *Van Allen* (com protões até ~ 300 MeV) é extremamente prejudicial neste tipo de órbitas [5].

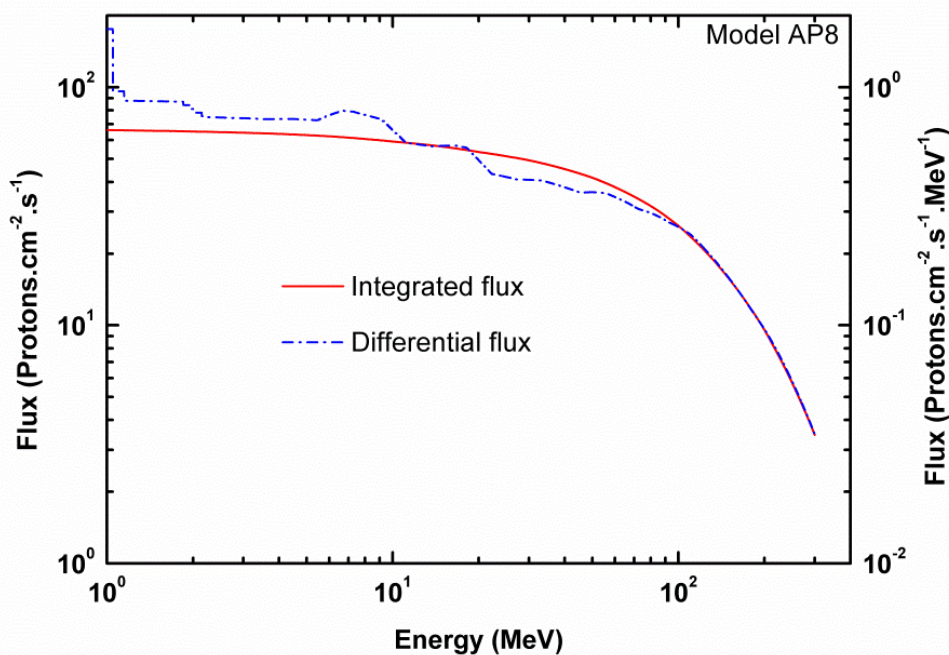


Figura 1.4 Fluxo médio integrado e diferencial dos protões presos numa órbita *LEO* (~ 550 km de altitude, ~ 30° de inclinação e ~ 96 minutos de período orbital) até aos 300 MeV de energia, calculado com o *OMERE 4.2* [6].

O estudo dos efeitos da radiação cósmica em toda a instrumentação espacial é fundamental para a preservação dos materiais, protecção dos astronautas e dos seus abrigos espaciais, desenvolvimento dos voos e missões espaciais, bem como para a exploração e futura compreensão do cosmos.

No intuito de aprofundar este tema, elaboraram-se testes simulando ambientes de radiação espacial em detectores de semicondutor (CdTe) para melhor compreensão da degradação das suas características ao longo do seu tempo de vida espacial.

Esta dissertação tem como objectivo geral a optimização dos instrumentos para a detecção de radiação gama. Neste trabalho foram utilizados 4 protótipos monolíticos de Telureto de Cádmio (CdTe) da EURORAD, com área variável de 10 e 15 mm<sup>2</sup> e 1 mm de espessura, previamente estudados em termos de: corrente de fuga, ruído de fundo, resistividade, mobilidade e tempo médio de deriva das cargas ( $\mu\tau$ ), espectroscopia (realizando posteriormente a calibração de cada um dos detectores) com fontes radioactivas (Na<sup>22</sup>, Cs<sup>137</sup>, Ba<sup>133</sup>, Am<sup>241</sup>), resolução em energia (largura a meia altura dos picos energéticos por energia), entre outros parâmetros.

Após toda a percepção das características intrínsecas de cada detector, simulou-se um ambiente hostil espacial através das irradiações realizadas no ICNAS (Instituto de Ciências Nucleares Aplicadas à Saúde) da Universidade de Coimbra (com energias entre 3 a 14 MeV), para que fosse possível comparar o “antes e depois” das irradiações efectuando a mesma análise a posteriori.

A motivação deste estudo é consequente da dissertação realizada, em 2015, pelo aluno Nelson Simões, que teve como objectivo estudar a degradação da performance de um detector de CdTe da *ACRORAD*, com 8×8 pixéis e 2 mm de espessura. Caracterizou-se previamente o detector e seguidamente, irradiou-se com um feixe de prótons apenas com 14 MeV, no ciclotrão do ICNAS (Instituto de Ciências Nucleares Aplicadas à Saúde) da Universidade de Coimbra [6,24]. A intersecção destas duas dissertações está, essencialmente, no estudo da degradação da resolução em energia. Contudo, os protótipos analisados têm diferentes características e como tal, somente se poderá fazer um estudo qualitativo dos mesmos.



As futuras missões de telescópios espaciais de alta energia incorporados em satélites científicos exigem uma análise aprofundada da fiabilidade da instrumentação científica durante o tempo de vida da missão espacial. Deste modo é possível compreender os danos causados pela radiação em torno dos materiais dos instrumentos espaciais científicos em órbita, que reduzem e destroem o seu desempenho durante o período de tempo da missão em causa.

Um dos objectivos futuros com estas irradiações é saber mais acerca da radiação proveniente do centro da Via Láctea, e de outras fontes desconhecidas, bem como estudar a activação dos materiais, ajudar na criação e desenvolvimento de módulos de serviço mais imunes contra o bombardeamento de prótons altamente energéticos.



## 2 Considerações teóricas

---

### 2.1 Astrofísica e Instrumentação para Altas Energias

Os corpos celestes emitem vários tipos de radiação do espectro electromagnético. É essencial estudar todo o tipo de radiação, bem como a sua fonte proveniente para que, futuramente se compreendam questões astrofísicas e astronómicas ainda hoje por esclarecer.

Desde o início do século XX, diversos estudos previam a emissão de radiação gama por diversos processos ocorrentes no universo, devido ao seu elevado poder de penetração. A informação actual acerca desta radiação só foi concebida após a colocação de detectores de radiação em satélites, que orbitam acima da atmosfera terrestre, uma vez que esta absorve a maioria dos raios gama. Os estudos realizados por estes detectores em órbita, visam demonstrar que o centro da nossa galáxia é a principal fonte dos raios gama de altas energias. Existem outras fontes e processos de emissão de raios gama, como por exemplo: supernovas, buracos negros, pulsares e explosões de raios gama.

Os processos físicos destas fontes de radiação estão longe de serem totalmente compreendidos e é essencial o melhoramento contínuo de instrumentos capazes de detectar esta radiação enigmática.

#### 2.1.1 Fontes de Radiação Gama

##### 2.1.1.1 Supernovas

Uma supernova é um evento astronómico que ocorre durante a fase final de evolução de uma estrela massiva, originando uma explosão. Existem diversos tipos de supernovas e num deles sabe-se que ocorrem fortes emissões de raios gama [7]. É necessário compreender estes fenómenos, desde a sua formação, composição, à temperatura e massa das estrelas, através de estudos realizados com a detecção de

raios gama, por exemplo, de forma a aumentar a sensibilidade e o campo de visão de um instrumento como um telescópio espacial.

#### **2.1.1.2 Pulsares**

Os pulsares são estrelas de neutrões com um forte campo magnético que convertem a energia rotacional em energia electromagnética. Tal como o próprio nome sugere, estas estrelas geram emissões de radiação pulsadas (com pulsos), ou seja, possuem um eixo de rotação que durante os seus períodos curtos e regulares emitindo essa radiação electromagnética que apenas poderá ser observada na Terra quando a sua direcção estiver alinhada com a mesma. Estas além de poderem acelerar outras partículas devido ao seu intenso campo magnético, podem ainda emitir raios X e raios gama [8].

### **2.1.2 Fontes de Radiação Orbital**

#### **2.1.2.1 Cintura de VAN ALLEN**

A cintura de *Van Allen* é constituída por duas camadas de radiação. Estas camadas contêm partículas energeticamente carregadas vindas de eventos solares e/ou emitidas por eventos cósmicos galácticos, que se estabeleceram no interior da magnetosfera (em órbita da espiral do campo magnético da Terra que funciona como um dipolo). Como o campo magnético terrestre é intenso, estas partículas transitárias ficam retidas e são constantemente aceleradas, o que as torna mais nocivas (partículas com uma gama de energia entre 10 a 400 MeV).

Van Allen é uma região bastante vulnerável para satélites, detectores de partículas, componentes electrónicos e toda a instrumentação espacial, degradando as suas características, diminuindo o seu tempo de vida espacial e até mesmo contribuir para a sua completa inutilização ou destruição. As partículas carregadas, essencialmente prótons (~300 MeV), estabelecem-se nos equipamentos acompanhando as suas órbitas, aumentando a carga instalada superficialmente, gerando descargas eléctricas nos equipamentos espaciais degradando a sua performance [30].

### 2.1.2.2 Anomalia do Atlântico Sul

Uma vez que a Terra não é uma esfera perfeita, o seu campo magnético é mais fraco numa área geográfica denominada Anomalia Magnética do Atlântico Sul (AMAS) ou seja, é nesta região que existe um maior fluxo de partículas energeticamente carregadas devido à aproximação da Cintura de *Van Allen* à nossa superfície terrestre, a uma altitude de 200 km. Significa que para os aviões que intersectem esta região são expostos a um nível de radiação consideravelmente superior ao nível médio de radiação para as mesmas altitudes. Isto gera interferências nas comunicações dos aviões, satélites, naves espaciais devido ao aumento da radiação cósmica nesta zona. Por exemplo, o *Hubble* não regista observações quando intersecta esta região para salvaguardar a operacionalidade dos seus instrumentos e a qualidade dos dados registados [31].

### 2.1.2.3 Chuveiros cósmicos

As partículas cósmicas de alta energia poderão ser prótons, fótons de raios gama ou núcleos atómicos carregados originados do sol, de supernovas, de pulsares ou até mesmo vindos de outras galáxias. Partículas estas que foram aceleradas por campos magnéticos ao longo da sua viagem. Algumas delas têm energia suficiente para penetrar a nossa atmosfera e colidir com uma molécula de azoto ou de oxigénio, originando radiação cósmica secundária, onde posteriormente são formadas outras partículas das sucedidas interações, criando assim os denominados chuveiros cósmicos ou cascatas cósmicas. Os chuveiros cósmicos são compostos por partículas como: electrões, fótons, positrões, píões e muões com energias que se podem estender até às centenas de MeV. Os muões predominam a cascata e são os que contribuem para o ruído de fundo nos detectores. As partículas cósmicas de alta energia podem colidir com os colimadores ou com a própria blindagem dos detectores gerando novas partículas, por exemplo os prótons de altas energias podem produzir neutrões em materiais com alto número atómico como é o caso do tungsténio ( $Z = 74$ ) ou do chumbo ( $Z = 82$ ) [9,10, 32].

## 2.2 Interação da radiação com a Matéria

A radiação pode interagir de diversas formas com a matéria, tais como:

- Interação com o núcleo atómico;
- Interação com os electrões orbitais;
- Pode atravessar o átomo sem interagir, ou seja, sem ceder energia.

Dependendo da quantidade de energia cinética transferida na colisão poderá ocorrer excitação ou ionização [8].

### 2.2.1 Secção eficaz

A secção eficaz é essencial quando se trata de interações de um feixe de partículas com um alvo, pois esta expressa a probabilidade relativa de ocorrer uma dada interação ou processo de choque entre partículas, sejam elas quais forem (p.e. fótons, prótons, electrões, etc.). A partir da secção eficaz diferencial angular ( $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ), que é uma aproximação da fracção média de partículas, por unidade de tempo e de fluxo incidente (F) que são dispersadas por um ângulo sólido ( $d\Omega$ ), obtém-se a secção eficaz ( $\sigma$ ) [9,10].

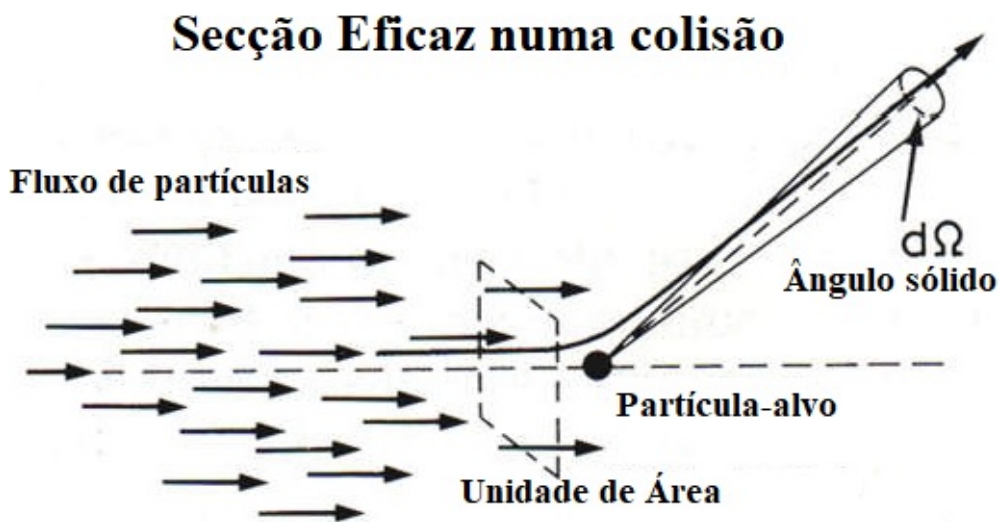


Figura 2.1 Colisão de partículas dispersadas por um ângulo sólido.

A secção eficaz diferencial angular é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E, \Omega) = \frac{1}{F} \frac{dN_s}{d\Omega}(E, \Omega) \quad (\text{Eq. 2.1})$$

Onde  $E$  é a energia média do feixe de partículas,  $F$  é o fluxo das mesmas que incidem no alvo por unidade de área e por unidade de tempo e  $dN_s$  é a média diferencial do número de partículas dispersadas por unidade de tempo dentro de um ângulo sólido.

Basicamente, um fluxo de partículas, com uma dada energia, ao colidir ou interagir com uma partícula-alvo, através de um intervalo de probabilidades de ângulos de dispersão é definido pela secção eficaz (Figura 2.1).

A secção eficaz total é obtida pela integração da secção eficaz diferencial por ângulos sólidos:

$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{Eq. 2.2})$$

Expressa em unidades *barn* (1barn =  $10^{-24}$  cm<sup>2</sup> =  $10^{-28}$  m<sup>2</sup>).

Na prática, pretende-se detectar quantas interações ocorrem em média num determinado tipo de alvo onde cada partícula funciona como um centro de dispersão.

Assumindo que o alvo de partículas é uniformemente disperso e tem espessura fina o suficiente para evitar efeitos de sombra (partícula “escondida” atrás de outra), tem-se que:

O número total de partículas dispersadas:

$$N_{total} = FAN\delta_x\sigma \quad (\text{Eq. 2.3})$$

E o número médio de partículas dispersadas dentro do ângulo  $d\Omega$ :

$$N_s(\Omega) = FAN\delta_x \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (\text{Eq. 2.4})$$

Sendo  $\delta_x$  a espessura do alvo ao longo da direcção  $x$  ;  $F$  o fluxo de partículas que atinge o alvo ;  $A$  a área perpendicular ao feixe do alvo e  $N$  a densidade de partículas-alvo [9,10].

### 2.2.2 Partículas carregadas vs Partículas Não-Carregadas

As partículas carregadas interagem mais facilmente do que as partículas não-carregadas, devido à sua envolvimento pelo campo Colombiano. Com isto, as partículas carregadas interagem com maior probabilidade com os electrões ou com os núcleos do meio que atravessam, contrariamente a um fóton (partícula não carregada) que pode atravessar a matéria sem interagir e sem perder energia. As partículas carregadas podem ser caracterizadas por um alcance médio, dependendo do tipo de partícula e do meio que estamos a analisar.

### 2.2.3 Interação das partículas carregadas pesadas com a matéria

As partículas carregadas consideradas pesadas são: os prótons, deutérios, trítios, átomos ionizados, etc [9,10]. As interações que podem existir nas partículas carregadas pesadas com a matéria podem ser: interações electromagnéticas; perda de energia através das colisões com os electrões do meio; energia transferida produzindo excitação e ionização dos átomos do meio; interações com os núcleos que originam deflexões no caminho das partículas.

#### 2.2.3.1 *Stopping power* e equação de *Bethe-Bloch*

A perda de energia média de uma partícula por unidade de comprimento na matéria é chamada de Poder de Paragem ou *Stopping Power* ( $dE/dx$ ). Este relaciona-se com a equação de *Bethe-Bloch* ( $-dE/dx$ ), que é a fórmula de *Bohr* com duas correcções: a correcção do efeito de densidade ( $\delta$ ) e a correcção da camada ( $C$ ) [8,9]. A equação de *Bethe-Bloch* devolve a perda média de energia de uma partícula carregada (prótons,



alfas, iões atómicos) pela distância percorrida na matéria (electrões). Para colisões com electrões atómicos, a expressão de *Bethe-Bloch* é:

$$-\frac{dE}{dx} = K\rho \frac{Z z_e^2}{A \beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 c^2 \beta^2 W_{m\acute{a}x}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2 \frac{C}{Z} \right] \quad (\text{Eq. 2.5})$$

Sendo cada variável expressa por:

- ✓  $K = 2\pi N_A r_e^2 m_e^2 = 0,1535 \text{ MeVcm}^2/\text{g}$  ;
- ✓  $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$  ;
- ✓  $N_A = 6,0221367 \times 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  ;
- ✓  $A$  (g/mol) é o número atómico da partícula;
- ✓  $Z$  é o número atómico do meio;
- ✓  $z_e$  é a carga da partícula incidente;
- ✓  $\beta = \frac{v}{c}$  velocidade da partícula incidente;
- ✓  $m_e c^2$  é a massa da partícula em repouso;
- ✓  $I^2$  é a energia de excitação média ao quadrado (eV<sup>2</sup>).

$W_{m\acute{a}x}$  é a energia máxima transferida numa colisão, que é dada por:

$$W_{m\acute{a}x} = \frac{2m_e \gamma^2 c^2 \beta^2}{1 + 2\frac{m_e}{M} \sqrt{1 + \beta^2 \gamma^2 + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2}} \quad (\text{Eq. 2.6})$$

Para  $M \gg m_e \rightarrow W_{m\acute{a}x} = 2m_e c^2 \beta \gamma$

Como  $dE/dx$  é a energia média cedida pela partícula carregada ao meio material, pode-se representar graficamente em função da profundidade, obtendo-se uma curva com um pico designado por pico de *Bragg* [9,10].

### 2.2.3.2 Curva de Bragg

A curva de *Bragg* é a representação da energia depositada num meio em função do caminho/ distância/ profundidade/ espessura do material, ou seja, a energia

depositada ao longo da matéria. O pico de *Bragg* ocorre porque a secção eficaz da interacção aumenta à medida que a energia da partícula carregada diminui. No caso dos prótons e iões pesados o pico ocorre imediatamente antes do momento em que a velocidade destas partículas tende para zero [10].

### 2.2.3.3 Alcance

O alcance, por definição, é a profundidade de penetração medida ao longo do caminho desde a incidência da partícula no meio até à sua paragem, i.e, quando esta perde totalmente a sua energia. Este parâmetro depende, necessariamente, da energia inicial da partícula, do tipo de partícula e do meio que penetra. Sabe-se que para as mesmas condições referidas, o alcance nunca será o mesmo, uma vez que a perda de energia não é contínua, pois não existe 100% de uniformidade num material.

### 2.2.4 Interação dos fótons com a matéria

Os fótons de raios-X e raios gama interagem com a matéria, essencialmente, através de três processos: o efeito fotoelétrico, a dispersão de *Compton* e a produção de pares. Também existe a dispersão de fótons por electrões livres chamada de espalhamento de *Thomson* ou *Rayleigh*, mas é em geral menos provável.

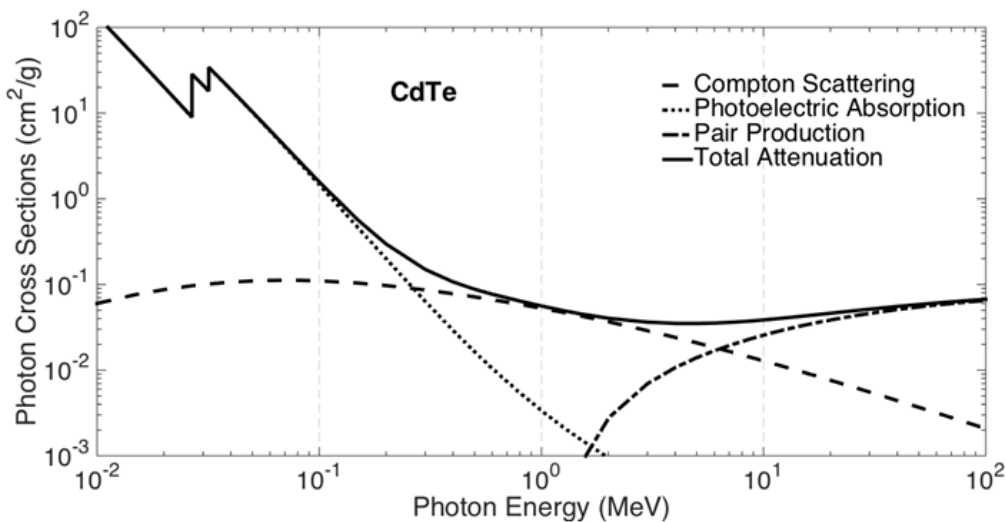


Figura 2.2 Secção eficaz de fótons para o Telureto de Cádmio (CdTe). Dados retirados da base de *NIST XCOM* [10].

A secção eficaz por átomo é expressa por:

$$\sigma = \phi_{E.F.} + Z \cdot \sigma_{Compton} + \tau_{P.P.} \quad (\text{Eq. 2.7})$$

Onde  $\phi_{E.F.}$ ,  $\sigma_{Compton}$ ,  $\tau_{P.P.}$  são os coeficiente de atenuação linear para o efeito fotoeléctrico, dispersão de Compton e produção de pares, respectivamente.

Todos estes processos levam à transferência total ou parcial da energia do fóton de raios gama para os electrões. O fóton pode desaparecer ao perder toda a sua energia ou pode ser dispersado por um ângulo significativo.

Observa-se na Figura 2.2, que no caso do Telureto de Cádmiu (CdTe) a dispersão de *Compton* prevalece sobre as outras interacções a partir dos 600 keV, o efeito fotoeléctrico predomina abaixo desse valor e a produção de pares situa-se acima dos 6 MeV [9,10].

#### 2.2.4.1 Efeito Fotoeléctrico

O efeito eléctrico é a absorção de um fóton por um electrão atómico e a posterior ejeção do electrão do átomo (Figura 2.3).

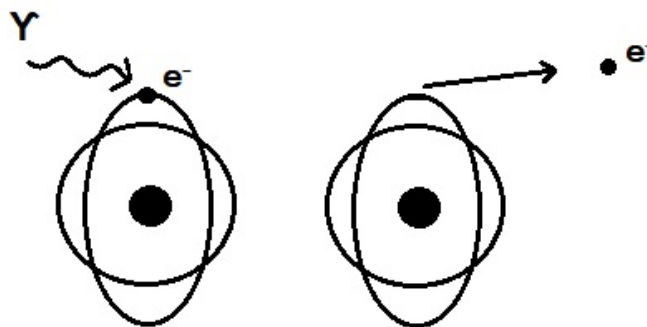


Figura 2.3 Ilustração do Efeito Fotoeléctrico.

Por exemplo, um electrão livre não pode absorver um fóton, nem conservar o seu momento, logo o efeito fotoeléctrico ocorre sempre em electrões de ligação com o núcleo absorvendo o momento de recuo.

Para energias acima da energia de ligação da camada K (Figura 2.4) a secção eficaz é relativamente pequena, mas aumenta rapidamente com a aproximação da energia da camada K. Logo após isto a secção eficaz decai drasticamente desde que os electrões da camada K não estão mais disponíveis para o efeito fotoeléctrico. Há uma dependência da secção eficaz com o número atómico Z. Logo, os materiais com alto Z são mais favoráveis à absorção fotoeléctrica.

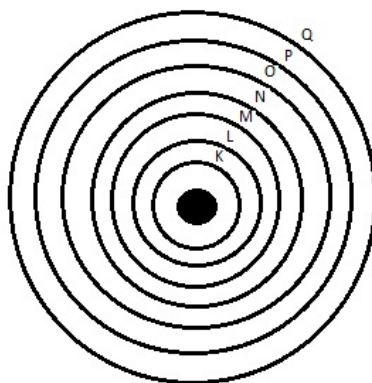


Figura 2.4 Ilustração das camadas ou níveis de energia atômicos.

#### 2.2.4.2 Dispersão de Compton

O processo de interacção denominado por dispersão ou espalhamento de *Compton* ocorre entre um fóton de raios gama e um electrão do material absorvente, na qual o fóton incidente é deflectido com um ângulo  $\theta$  em relação à direcção incidente e transfere parte da sua energia para o electrão, assumindo que este está em repouso. Uma vez que todos os ângulos de dispersão são possíveis, a energia transferida para o electrão pode variar desde zero até uma fracção de energia do fóton incidente.

#### 2.2.4.3 Produção de Pares

A produção de pares ocorre na presença de um núcleo e basicamente, consiste na interacção entre um fóton e um núcleo atómico produzindo um par electrão-positrão. A energia mínima do fóton para criar este par de partículas é de 1,022 MeV.

## 2.2.5 Interação de partículas carregadas leves com a matéria

As partículas carregadas consideradas leves são os electrões e os positrões.

### 2.2.5.1 Perdas radioactivas - Bremsstrahlung

*Bremsstrahlung* é a radiação electromagnética produzida pela desaceleração de uma partícula carregada quando desviada por outra partícula carregada, como por exemplo um electrão por um núcleo atómico, em que o electrão é convertido num fóton, perdendo energia após a interacção com o campo eléctrico do núcleo.

Dois exemplos de duas aplicações distintas do *Bremsstrahlung* são a radioterapia por raios gama e a radiografia por raios-X. Em ambas as aplicações os electrões acelerados (feixe) incidem em alvos metálicos com elevado número atómico ( $Z$ ), mas na radiografia por raios-X as energias estão limitadas entre os 10 a 400 keV e o *Bremsstrahlung* é emitido lateralmente, enquanto na radioterapia por raios gama a emissão é orientada para a frente com energias mais elevadas ( $> 1$  MeV) [9,10].

### 2.2.5.2 Distribuição de Landau para partículas ionizantes

A Distribuição de *Landau* devolve as flutuações da perda de energia por ionização de uma partícula carregada numa camada fina de matéria. É uma distribuição mais propriamente conhecida como uma função de densidade de probabilidade assimétrica universal [10]. Existem considerações a ter quando se usa esta distribuição:

- A energia máxima transferida numa colisão é muito superior à perda de energia média na camada;
- A energia transferida numa colisão é muito superior à energia de ligação dos electrões;
- A energia transferida numa colisão é muito menor do que a energia da partícula;

## 2.3 Detectores de Radiação de Semicondutor

Um detector de radiação consiste num instrumento capaz de criar um sinal eléctrico resultante da interacção da radiação no meio de que é composto. Para raios-X e raios gama a detecção pode ser feita maioritariamente através: do registo de electrões provenientes da ionização de um gás (detectores gasosos), da excitação de electrões presentes num semicondutor (detectores de semicondutor), ou pela emissão de fotões provenientes da colisão de radiação no material de cintilação (detectores de cintilação).

Nesta dissertação foram estudados detectores de semicondutor que são constituídos, tal como o próprio nome indica, por materiais semicondutores de modo a captar a radiação e a convertê-la em sinal eléctrico. Estes detectores são caracterizados pelo seu tempo de resposta rápido, pela sua boa resolução em energia e sensibilidade a altas energias, por operarem a elevadas taxas de contagem e também pelas suas prestações adequadas a partículas carregadas.

A radiação ao incidir no cristal semicondutor origina pares electrão-lacuna, ou seja, quando a energia é transferida para o electrão do cristal este passa para a banda de condução, gerando uma lacuna disponível na banda de valência. Quando a tensão é aplicada nos terminais dos eléctrodos do cristal semicondutor o electrão move-se até ao ânodo impedindo-o de voltar ao estado fundamental, ao mesmo tempo que a lacuna se move no sentido do cátodo. Este processo é da ordem dos nano segundos.

Nestes detectores as movimentações na estrutura dos semicondutores geram uma corrente eléctrica que é proporcional à energia depositada pela radiação incidente no material semicondutor. Isto implica que se a energia de um par electrão-lacuna for conhecida, com a medição do sinal eléctrico (através do impulso gerado pelo pré-amplificador seguido do amplificador), ou seja, sabendo o número de portadores de carga é possível deduzir a energia da radiação incidente [9].

Os semicondutores são materiais sólidos cristalinos com condutividade entre os condutores e os isolantes e, podem dividir-se em três bandas de energia relativamente à condutividade dos electrões: banda de valência (de mais baixa energia), banda de condução (permite mobilidade de electrões) e banda proibida (interdita aos electrões).



Figura 2.5 Estrutura das bandas de energia nos materiais: isolante, condutor e semicondutor [12].

Quanto maior for a zona proibida ou, o *gap*, menos provável será os electrões transitarem para a banda de condução (Figura 2.5).

À temperatura de 0 Kelvin, todos os electrões permanecem na banda de valência e o semicondutor comporta-se como isolante. À medida que a temperatura aumenta, alguns electrões ganham energia suficiente para atravessar para a banda de condução.

A dopagem destes cristais com impurezas aumenta consideravelmente o número de electrões livres ou de lacunas (diminuindo a resistividade, aumentando a condutividade). Existem dois tipos de dopagem nos semicondutores: *p* que contém um excesso de lacunas e *n* que contém um excesso de electrões. A junção *p-n* (Figura 2.6) leva à difusão/depleção dos electrões do cristal *n* para entrarem no cristal *p*, recombinando-se com as lacunas criando os pares electrões-lacunas e deixando as impurezas dadoras ionizadas e formando uma região de cargas positivas no lado *n* e negativas no lado *p*.

No entanto, os detectores de CdTe utilizados nesta dissertação possuem contactos óhmicos compostos por eléctrodos de platina (Pt/CdTe/Pt), ou seja, não contém essas junções anteriormente abordadas. Com isto, não se gera uma diferença de potencial entre metal e semicondutor.

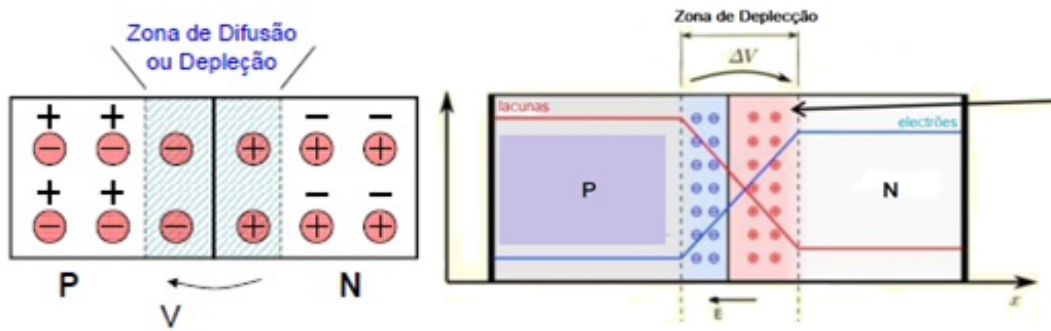


Figura 2.6 Esquematização de semicondutores com junção pn [13,4].

Os detectores de semicondutor, no geral, são de extrema importância e relevância em termos espaciais, pois possuem um grande número de portadores de carga, são os de melhor resolução, oferecem uma resposta rápida e são compactos. No entanto, são vulneráveis a danos causados pela radiação cósmica, que geram defeitos e afectam a estrutura cristalina do material, produzindo retenção de portadores de cargas nas regiões mais afectadas. Os semicondutores mais utilizados na indústria espacial são os de Silício (Si), Germânio (Ge), Telureto de Cádmio (CdTe) e o dopado com Zinco (CdZnTe/ CZT) [14].

### 2.3.1 Mobilidade e tempo médio de deriva das cargas

Os materiais semicondutores têm parâmetros intrínsecos como por exemplo: a mobilidade das cargas (electrões ( $e^-$ ) e lacunas ( $e^+$ )) dado por  $\mu$  e o tempo médio de deriva das mesmas dado pelo  $\tau$ . O produto entre ambos é um dos principais parâmetros que determina o desempenho do detector de radiação de CdTe ( $\mu\tau$ ).

Para calcular o produto da mobilidade com o tempo médio de deriva é necessário compreender-se a relação de *Hecht*, que para os electrões é dada por:

$$Q = N_0 \epsilon_0 \frac{\lambda_e}{D} \left[ 1 - e^{\left( -\frac{D}{\lambda_e} \right)} \right] \quad (\text{Eq. 2.8})$$

Em que:

$$Q_0 = N_0 \epsilon_0 \quad (\text{Eq. 2.9})$$



Existe ainda a Eficiência da Colecção de Carga (*CCE – Charge Collection Efficiency*) que é expressa:

$$CCE = \frac{Q}{Q_0} = \mu_e \tau_e \frac{V}{D^2} \left[ 1 - e^{\left(-\frac{D^2}{\mu_e \tau_e V}\right)} \right] \quad \text{(Eq. 2.10)}$$

Onde Q é a carga induzida num dos eléctrodos (no ânodo ou no cátodo),  $N_0$  é o número de pares electrões-lacunas formados por cada raio gama inicialmente,  $\epsilon_0$  é a carga do electrão, o  $\lambda_e$  é o comprimento médio de deriva livre do electrão e o D é a espessura do semiconductor.

Este parâmetro piora com as irradiações pois o material sofre danos e as recombinações tornam-se mais difíceis de ocorrer. É importante um estudo prévio destes parâmetros para compreender o desempenho do detector.

No geral, os electrões deslocam-se mais rapidamente do que as lacunas, logo a maior parte do sinal adquirido é induzido por eles.

Sabe-se que o comprimento médio de deriva livre do electrão é dado por:

$$\lambda_e = \mu_e \tau_e E \quad \text{(Eq. 2.11)}$$

Sendo E a intensidade do campo eléctrico dado por:

$$E = \frac{V}{D}, \quad \text{(Eq. 2.12)}$$

Para uma configuração de eléctrodos planar, onde V é o potencial eléctrico entre o cátodo e o ânodo [15, 14].

### 2.3.2 Tempo morto

O tempo morto é tempo mínimo existente entre a detecção de dois eventos adquiridos separadamente. Normalmente, os eventos que não são detectados são aqueles logo após a detecção de outro. Há que ter em consideração as correcções adequadas neste tipo de acontecimento, essencialmente quando se tem altas taxas de contagem, para que seja possível minimizar os erros da perda de informação.

### 2.3.3 Eficiência

A eficiência de um detector representa a sua capacidade de medir a radiação de um fluxo incidente. Existem duas maneiras de analisar a eficiência: intrinsecamente, ou seja pela capacidade do detector normalizada aos eventos que chegam ao detector, convertendo os eventos recebidos em sinais de medição e absolutamente onde há uma relação entre os eventos registados no detector e os que são emitidos pela fonte:

$$\varepsilon_{intrínseca} = \frac{\text{número de impulsos registados no detector}}{\text{números de radiação incidentes no detector}} \quad (\text{Eq. 2.13})$$

$$\varepsilon_{absoluta} = \frac{\text{número de impulsos registados no detector}}{\text{números de radiações emitidas pela fonte}} \quad (\text{Eq. 2.14})$$

Os detectores de Telureto de Cádmio (CdTe) são caracterizados pela sua boa eficiência graças ao seu alto valor de Z (número atómico), que leva à paragem de fótons de alta energia, quando comparado com o Silício e o Germânio que têm baixos valores de número atómico [6].

### 2.3.4 Sensibilidade

A sensibilidade de um detector é a capacidade deste produzir um sinal para uma determinada radiação e energia. Ou seja, pode se definir como o fluxo mínimo necessário para que uma fonte possa ser detectada com um certo grau de confiança. Nem todos os detectores são sensíveis às mesmas radiações, daí cada um ser específico para determinadas radiações. No caso dos detectores de CdTe são usados, maioritariamente, para radiação gama de alta energia. Os protótipos utilizados nesta dissertação são utilizados para medidas acima dos 100 keV.

### 2.3.5 Tempo de resposta

Um detector é caracterizado por ter um bom tempo de resposta se conseguir obter uma boa precisão na diferença de tempo entre dois eventos. Devido às diversas flutuações adicionais existentes nos sistemas electrónicos, o tempo de resposta é

caracterizado por uma função gaussiana, mas na sua maioria o tempo de resposta nos detectores é linear.

### 2.3.6 Calibração em Energia

A calibração em energia é um método essencial para se compreender a função de resposta de um detector antes de o usar, verificando o seu funcionamento, pois devolve a energia em função do canal linearmente, isto é, a amplitude do sinal gerado é proporcional à energia nele depositada. Uma vez que os detectores de Telureto de Cádmio (CdTe) são estudados para – futuramente – serem incorporados em telescópios de raios gama, numa órbita *LEO*, então estes exigem uma precisão rigorosa nas medidas realizadas para que não haja perdas de informação e para que exista uma periodicidade relativamente aos resultados obtidos pelos mesmos. Para realizar a calibração, é necessário colocar uma fonte de radiação energética no detector e estudar a sua espectroscopia [17].

### 2.3.7 Resolução em energia

A resolução em energia de um detector é um dos parâmetros fundamentais da espectroscopia.

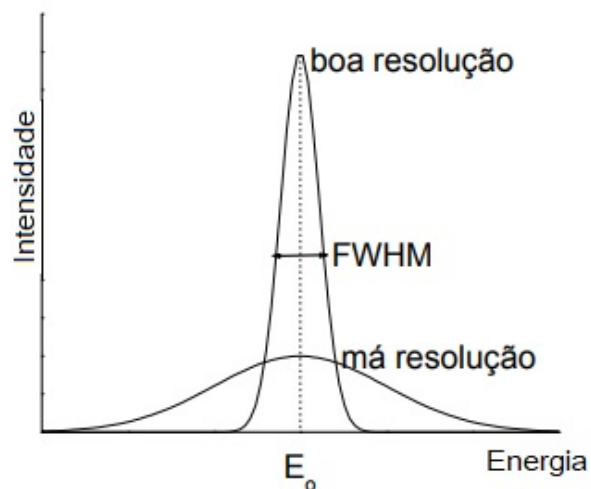


Figura 2.7 Exemplo de boa e má resolução num pico de energia  $E_0$  [18].

A resolução em energia é calculada através da largura a meio altura (*FWHM*) da gaussiana do pico energético e do valor em canal ou energia do pico:

$$R(\%) = \frac{FWHM}{E_o} \quad (\text{Eq. 2.12})$$

Este parâmetro ajuda a exprimir a capacidade de distinção de valores próximos de energias depositadas no detector, (Figura 2.8).

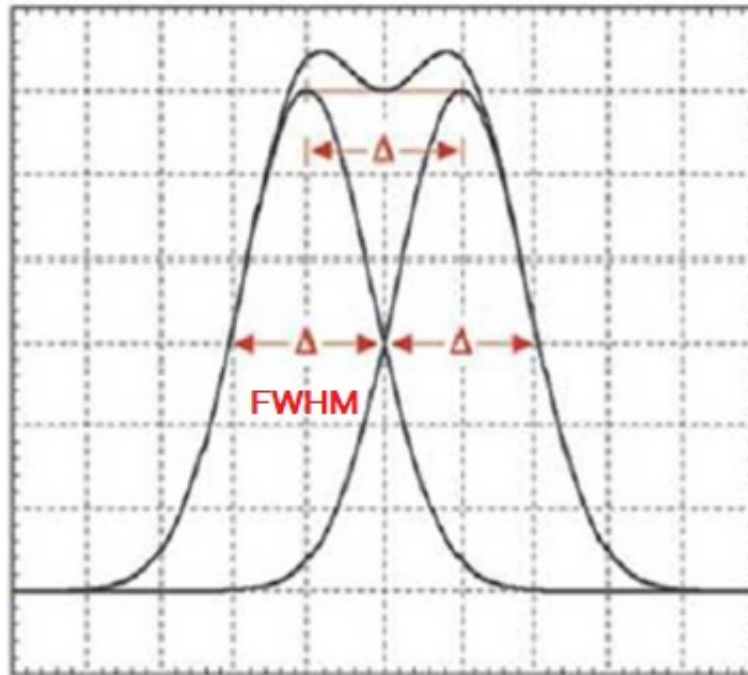


Figura 2.8 Sobreposição de duas curvas de energia e o correspondente *FWHM* [6].

### 2.3.8 Resistividade

Segundo a Lei de *Ohm* :

$$V = RI \quad (\text{Eq. 2.13})$$

Pode escrever-se:

$$R = \frac{V}{I_{fuga}} \quad (\text{Eq. 2.14})$$

Onde  $I_{fuga}$  é a corrente de fuga em  $\mu A$  para cada valor de tensão ( $V$ ) aplicada em Volts.

O gráfico da corrente de fuga em função da tensão aplicada devolve o valor da resistência através do declive da recta:

$$\frac{1}{R} = \frac{I_{fuga}}{V} \quad \text{(Eq. 2.15)}$$

Como, neste caso, a corrente de fuga está normalizada à área, logo de R vem:

$$R = \frac{VA}{I_{fuga}} = RA \quad ; \quad \text{Unidades: } \frac{V \cdot mm^2}{\mu A} = \frac{\Omega \cdot mm^2}{10^{-6}}$$

Sabemos que a resistência é dependente da resistividade do material através da fórmula:

$$R = \frac{V}{I_{fuga}} = \frac{\rho l}{A} \quad \text{(Eq. 2.16)}$$

onde  $l$  é a espessura do detector (todos com 1 mm) e  $A$  a área dos mesmos

Então, a resistividade ( $\Omega \cdot mm$ ) é dada por:

$$\rho = \frac{RA}{l} \quad \text{(Eq. 2.17)}$$

### 2.3.9 A radiação nos detectores de CdTe

Os detectores de semiconductor de Telureto de Cádmiio (CdTe) além de poderem operar à temperatura ambiente, contêm alto número atómico Z (Cd=48 e Te=52) e por isto, incluem também uma boa eficiência de paragem de fotões de raios gama altamente energéticos. Relativamente à absorção fotoeléctrica de raios gama nestes detectores é 5 vezes superior ao detector de Germânio e 100 vezes superior ao de Silício. Mas em termos de resolução em energia, devido à sua baixa eficiência na colecção de cargas, estes detectores de CdTe não oferecem a informação necessária, contrariamente ao detector de Germânio, que apresenta uma óptima resolução em energia. Mas no geral, os detectores de CdTe e também de CdZnTe/CZT são os mais vantajosos para colocação em órbita na instrumentação espacial [19,20,21].



Figura 2.9 Fotografia de 3 dos detectores da *EURORAD* utilizados nesta dissertação.

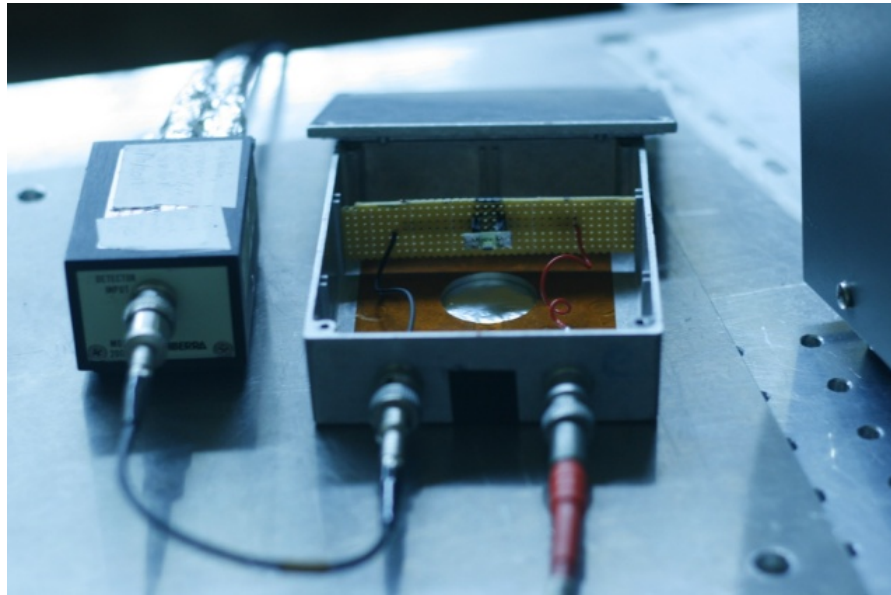


Figura 2.10 Fotografia da montagem do detector 1211-7B ligado ao pré-amplificador.

### 3 Montagem Experimental

---

Para compreender o desempenho inicial dos 4 detectores utilizados nesta dissertação, foi necessário um estudo e uma caracterização prévia dos mesmos. Este estudo consistiu na interpretação das medidas realizadas: da corrente de fuga; do ruído de fundo; do produto da mobilidade das cargas com o tempo médio de deriva ( $\mu\tau$ ) quer para os electrões quer para as lacunas, com as partículas alfas da fonte de  $\text{Am}^{241}$ ; da análise espectral com as fontes de  $\text{Am}^{241}$ ,  $\text{Ba}^{133}$ ,  $\text{Cs}^{137}$  e  $\text{Na}^{22}$ , elaborando a calibração para cada detector da *EURORAD* para compreensão da resolução em energia.

A montagem experimental utilizada para a medição da corrente de fuga foi igual para os 4 detectores (Figura 3.1). Aplicou-se um potencial eléctrico positivo e crescente para cada medida em cada detector, através da fonte de tensão *SILENA MILANO MOD 7716* que estabeleceu ligação ao cátodo do detector em estudo, devolvendo a corrente de fuga. Esta fonte foi conveniente, somente, nestas medições pois retribuíu também o valor da corrente de fuga para cada valor de tensão (serviu para confirmar as medições efectuadas). As medidas foram realizadas através do Pico-amperímetro da *KRITHLEY INSTRUMENTS*. Cada medição durou cerca de 30 minutos, tensões com amplitudes ou espaçadas de 10 em 10 Volts entre 0 a 140 Volts. Também foram realizadas algumas experiências para observar o comportamento da corrente de fuga inversa em cada detector, ou seja, mudando o potencial eléctrico da fonte para negativo.

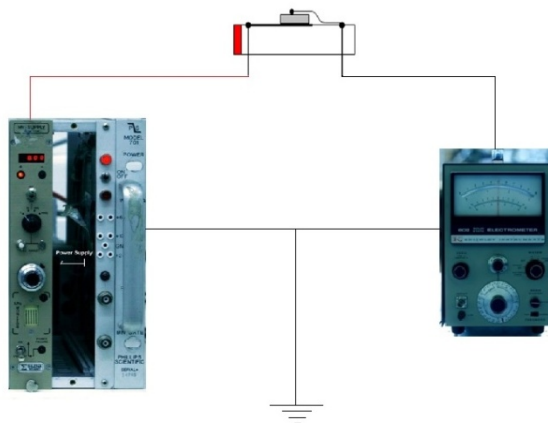


Figura 3.1 Montagem experimental para a medição da corrente de fuga directa.

Para adquirir os espectros do ruído de fundo e das fontes radioactivas em cada detector foi usada a seguinte montagem experimental (Figura 3.2):

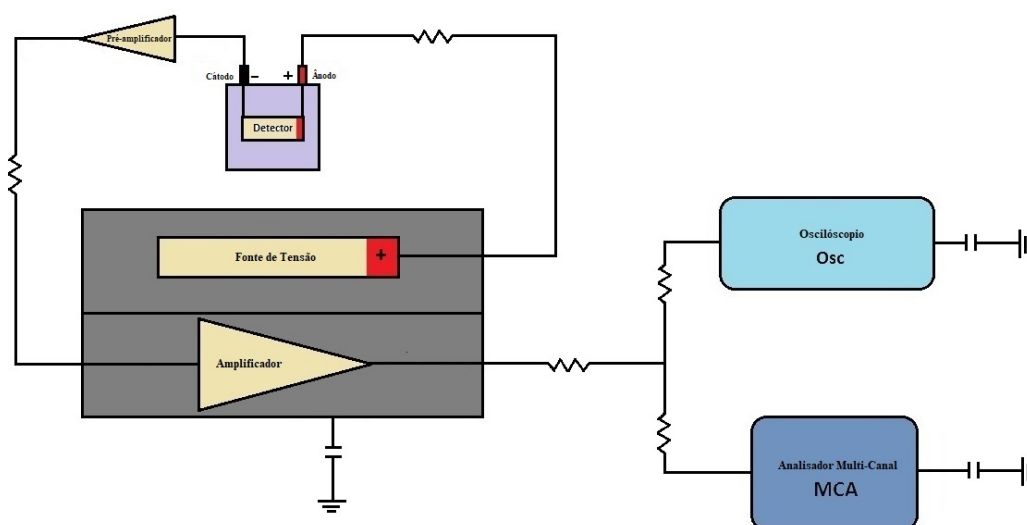


Figura 3.2 Montagem experimental para análise espectral (sem fonte radioactiva).

Para a análise espectral, acoplou-se o mais próximo possível, um pré-amplificador ao detector para maximizar a relação sinal-ruído (*SNR - Signal to Noise Ratio*). Quanto maior a relação sinal-ruído menor o efeito que o ruído de fundo produz na detecção do sinal em estudo. Por ser extremamente sensível à carga, o principal objectivo do pré-amplificador é converter a carga total produzida pelos eventos ocorrentes no detector, num impulso de tensão com uma amplitude proporcional a essa carga colectada pelo detector.

Por conseguinte, estabeleceu-se ligação do pré-amplificador ao amplificador de modo a amplificar o impulso gerado no primeiro, dependendo do ganho estabelecido e das constantes de tempo de moldagem e de pico previamente estabelecidas no amplificador. Ao longo deste trabalho a constante de tempo de moldagem (*shaping time*<sup>5</sup>) foi sempre de 1  $\mu$ s e conseqüentemente a constante de pico (*peaking time*<sup>6</sup>) foi de 2  $\mu$ s.

<sup>5</sup> A constante de tempo de moldagem (*shaping time*) depende do circuito RC existente no amplificador e da largura de banda do ruído equivalente [22].

<sup>6</sup> A constante de tempo de pico (*peaking time*) é o tempo necessário para a forma do impulso ir da linha de base até ao pico. Está intrinsecamente relacionada com a constante de tempo de moldagem do amplificador, por norma é 2 ou 4 vezes superior [22].



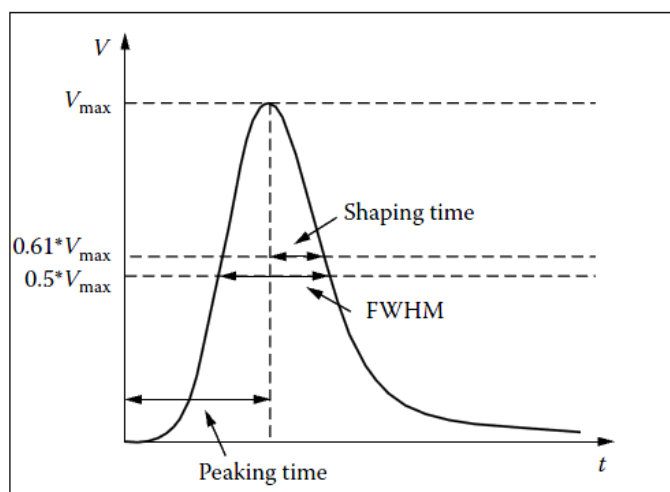


Figura 3.3 Gráfico de pulso com as suas constantes de tempo, constante de pico e largura a meia altura (FWHM) [22].

Já o ganho previamente estipulado no amplificador foi variável, dependendo dos detectores e das medições realizadas.

Para a realização de uma boa análise espectral conectou-se um analisador multicanal (MCA) configurado com 2048 canais, bem como um osciloscópio digital (para compreensão de possíveis falhas na instrumentação utilizada) à saída do amplificador.

### 3.1 Instrumentação Utilizada

#### 3.1.1 Protótipos dos detectores de CdTe

Com o objectivo de investigar a degradação da performance dos detectores de Telureto de Cádmio (CdTe) num ambiente de radiação espacial simulado (até ~ 20 anos), foram utilizados 4 detectores (1 pixel por cada) da *EURORAD*, com as seguintes designações e dimensões:

- Detector 1211-7A ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ );
- Detector 1211-7C ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ );
- Detector 1211-7B ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ );
- Detector H ( $5 \times 2 \times 1 \text{ mm}^3$ );

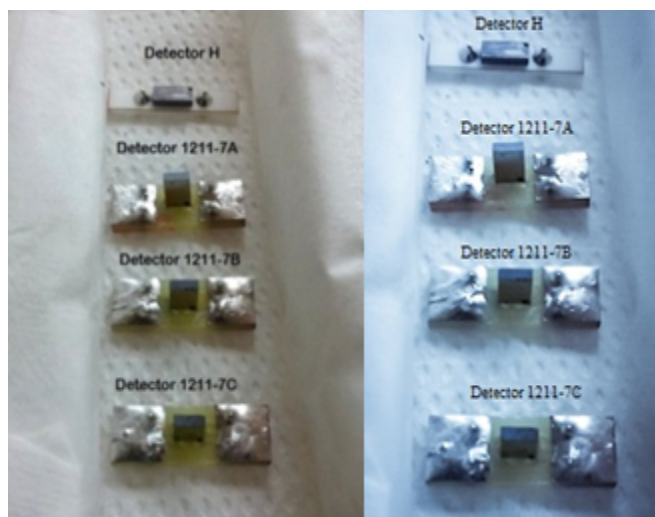


Figura 3.4 Detectores de CdTe da *EURORAD* referenciados.

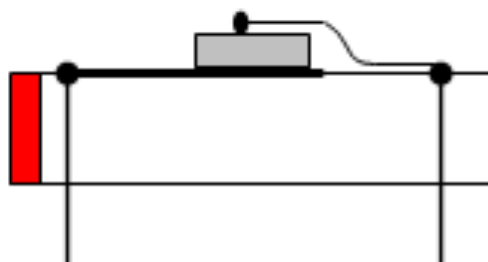


Figura 3.5 Esquema da configuração interna do Detector H.

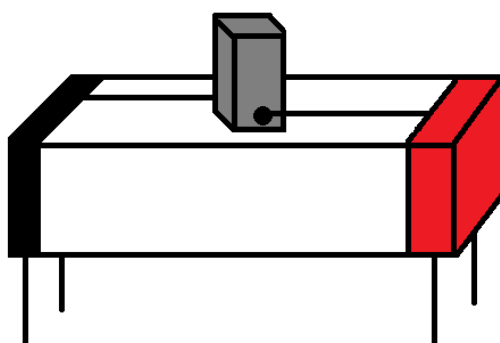


Figura 3.6 Esquema da configuração interna do Detector A, B e C.

Como as figuras acima demonstram, a configuração do detector H difere da dos detectores A, B e C, uma vez que o potencial eléctrico é aplicado na face oposto à irradiada. O campo eléctrico é mais intenso no detector H por ter uma menor área.

### 3.1.2 Pré-Amplificador



Figura 3.7 Pré-amplificador da *CANBERRA Model2003BT* [vista frontal e lateral direita].

O pré-amplificador usado (*CANBERRA Model 2003BT – Silicon Detector Preamplifier*), em todas as experiências efectuadas neste trabalho de tese, é característico pelo seu bom desempenho para semicondutores, uma vez que está otimizado para detectores de silício planar e de superfície de barreira, como os *PIPS (Passivated Implanted Planar Silicon detectors)* e os *SSB (Silicon Surface Barrier detectors)*. O pré-amplificador contém um *FET* sensível à carga, ou seja possui um transistor (Transistor de Efeito de campo – *Field Effect Transistor*) que além de amplificar o sinal tem uma corrente de saída que é proporcional à tensão de entrada e a sua impedância de entrada é bastante elevada (idealmente deveria ser ínfima) [9,13]. Tudo isto promove rápidas respostas na saída do pré-amplificador, contribuindo assim para menos perdas no sinal e, conseqüentemente, maior coerência e subjectividade nos resultados.

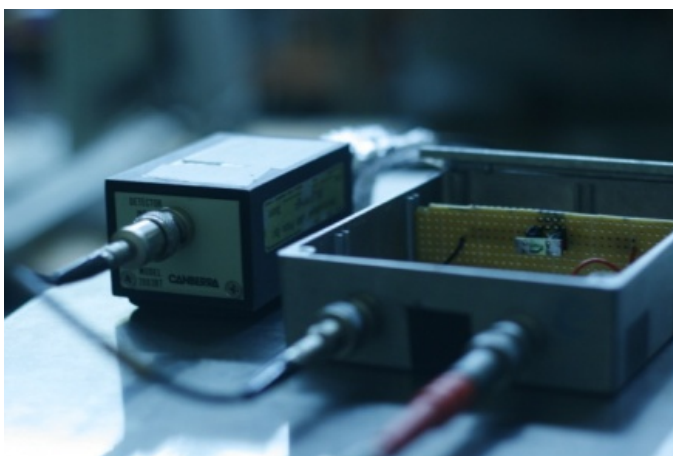


Figura 3.8 Montagem experimental de um dos detectores de CdTe ao pré-amplificador.

### 3.1.3 Amplificador e Fontes de Tensão

No seguimento da montagem, foram utilizados: 1 amplificador e 2 fontes de tensão (uma para medições de espectroscopia e outra para as medidas do  $\mu\tau$ ):

- Módulo de amplificador linear da *Tennelec TC243*.  
*Shaping time* = 1  $\mu\text{s}$  e o *Peaking Time* = 2  $\mu\text{s}$  ;  
Ganho variável, dependendo do detector:  
Detector A  $\rightarrow G=200 \times 0,5=100$ ;  
Detector B  $\rightarrow G=500 \times 0,5=250$ ;  
Detector C  $\rightarrow G=200 \times 0,5=100$ ;  
Detector H  $\rightarrow G=500 \times 0,5=250$ ;
- Fontes de Tensão: *HV Power Supply – model 3106D da Canberra* com HV divisível por 10 para medições do  $\mu\tau$  ; *HV Supply – model 7716 da Silena Milano* para espectroscopia – utilizada para medição da corrente de fuga e para espectroscopia.

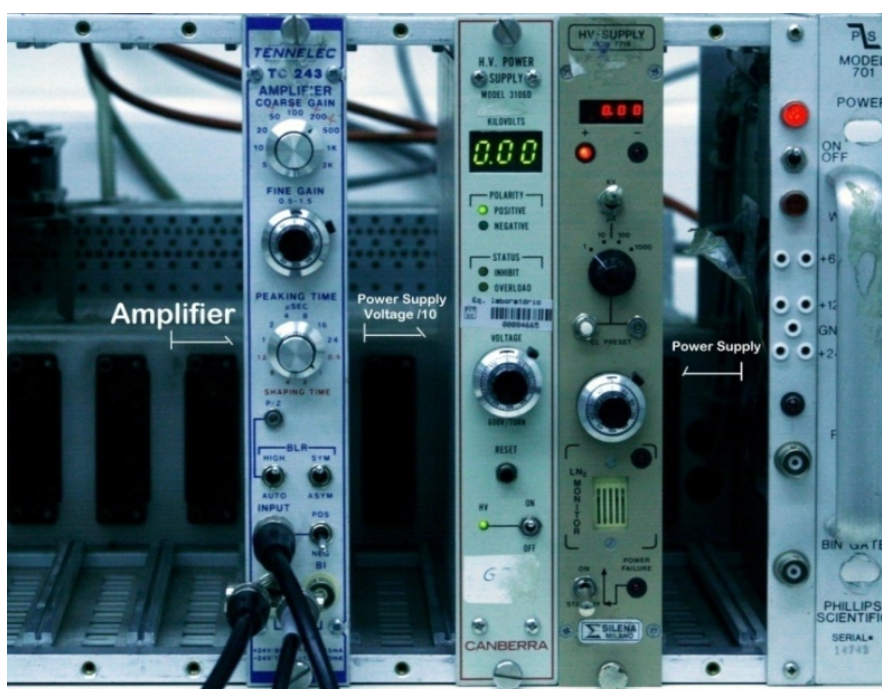


Figura 3.9 Montagem experimental das fontes de tensão e do amplificador.

### 3.1.4 Analisador Multicanal & Osciloscópio

O sinal à saída do amplificador torna-se *input* do analisador multicanal (MCA), incorporado no computador, configurado com 2048 canais e um *offset* ajustáveis, bem como *input* do osciloscópio digital da *Tektronix TDS2022B*.

### 3.1.5 Pico-amperímetro

Durante a realização das medições da corrente de fuga, usou-se um pico-amperímetro (*602 Solid State Electrometer - Keithley Instruments*) para as medições. Utilizou-se o detector alimentado e ligado ao pico-amperímetro e este, por conseguinte estabelecendo ligação ao *ground*.



Figura 3.10 Pico-amperímetro da *Keithley instruments* utilizado na medição da corrente de fuga.



## 4 Simulações de partículas em SRIM/TRIM

---

Nesta dissertação foram realizadas simulações no programa SRIM/TRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter/ Transport of Ions in Matter*) desenvolvidos por James F. Ziegler e Jochen P. Biersack através de métodos estatísticos de Monte Carlo [23]. As simulações baseadas em métodos estatísticos foram efectuadas previamente à experiência prática do Ciclotrão do ICNAS para possível comparação de resultados.

Dividiram-se em dois estudos:

- Partículas alfas incidentes nos detectores;
- Protões de altas energias incidentes no detectores;

### 4.1 Alfas

Estas simulações tinham como objectivo o estudo da energia das partículas alfas que chegam ao detector, bem como o alcance das mesmas no detector.

Para calcular o  $\mu T$  das cargas nos diferentes detectores de CdTe foi utilizada uma fonte de  $\text{Am}^{241}$  que emite partículas alfas ( $\alpha$ 's) com uma energia de de 5,485 MeV. Devido ao invólucro e ao colimador estimou-se que à saída da fonte, a energia das partículas alfas seria de  $\sim 4$  MeV. A fonte foi colocada a 2 centímetros da superfície do detector.

Para um estudo conceptual na primeira simulação, considerou-se 300 nm de platina nos eléctrodos (do ânodo e do cátodo) do detector e 10.000 de partículas alfas a saírem da fonte. Após a simulação efectuada, obteve-se a média de energia das partículas com o seu desvio-padrão e a percentagem de partículas que penetram no cristal de CdTe, isto é, que atravessam os 2cm de ar e os 300nm de platina:

- ✓  $E_{\text{med}} = 951,364 \text{ keV}$  com  $\sigma = 49,682 \text{ keV}$  ;
- ✓ Partículas finais (%) =  $\text{Part.finais}/\text{Part.totais} = 99,810\%$  ;

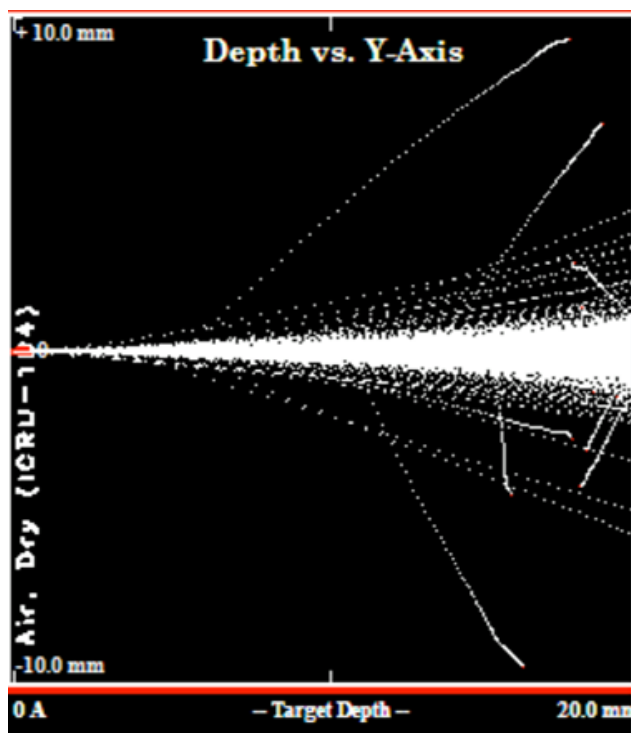


Figura 4.1 Simulação no programa SRIM/TRIM para partículas alfas de 4MeV até aos eléctrodos do detector.

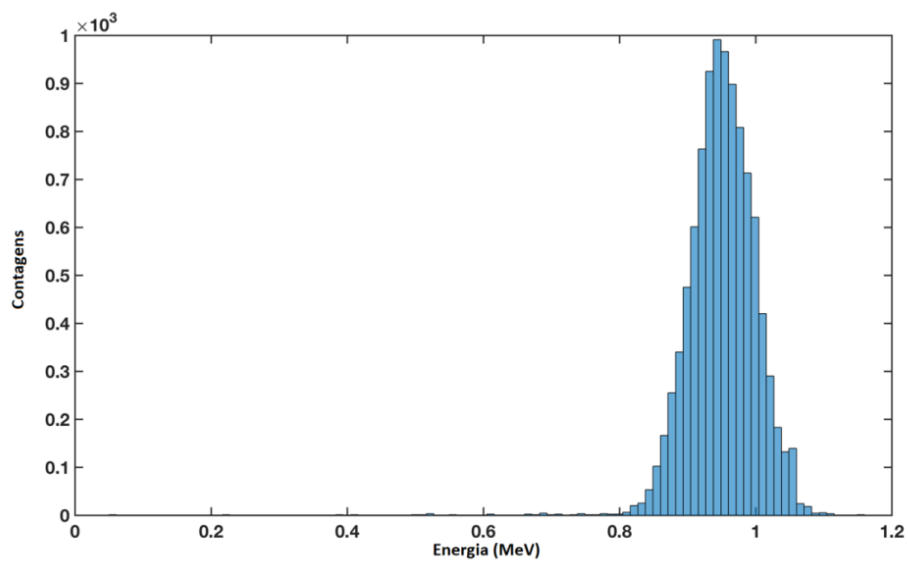


Figura 4.2 Histograma das energias das partículas alfas simuladas com 4 MeV.



O histograma apresentado na Figura 4.2 representa a energia das partículas alfas, simuladas com 4 MeV de energia inicial, que penetram no cristal de CdTe, onde foram detectadas com uma energia aproximadamente de 1 MeV. Isto significa que se perderam 3 MeV de partículas alfas nos 2 centímetros de ar e na platina dos eléctrodos do mesmo.

Na secção seguinte (5.1), onde é abordado o ruído de fundo para cada detector, ocupando uma média entre todos  $\sim 10,35$  keV, impõe um limiar de energias detectáveis nestes protótipos de CdTe. Logo, a energia das partículas alfas detectadas à entrada do detector está dentro da gama detectável do material utilizado, garantindo assim que as simulações são válidas e que as partículas são praticamente todas detectadas à superfície para os futuros estudos do  $\mu T$ .

Contudo, se a média de energia das partículas simuladas foi  $\sim 950$  keV e no espectro do detector C (ver Figura 5.3) estão com cerca de 300 keV de energia, então houve considerações na simulação que não corresponderam à realidade. Existem vários factores que podem ter originado esta discrepância, nomeadamente: a energia das alfas que pode não ser exactamente 4MeV, a espessura dos eléctrodos ser maior do que os 300 nm considerados, ou a distância entre a fonte e o detector ser maior do que 2 centímetros de ar.

Com isto, simularam-se 10.000 partículas alfas, alterando a sua energia para 3,7 MeV, mantendo a distância de 2 centímetros de ar e a espessura dos eléctrodos de platina (300nm), obtendo-se:

- ✓  $E_{med} = 349,042$  keV com  $\sigma = 45,245$  keV ;
- ✓ Partículas finais (%) =  $Part.finais/Part.totais = 99,260\%$  ;

Estes resultados correspondem melhor à realidade obtida.

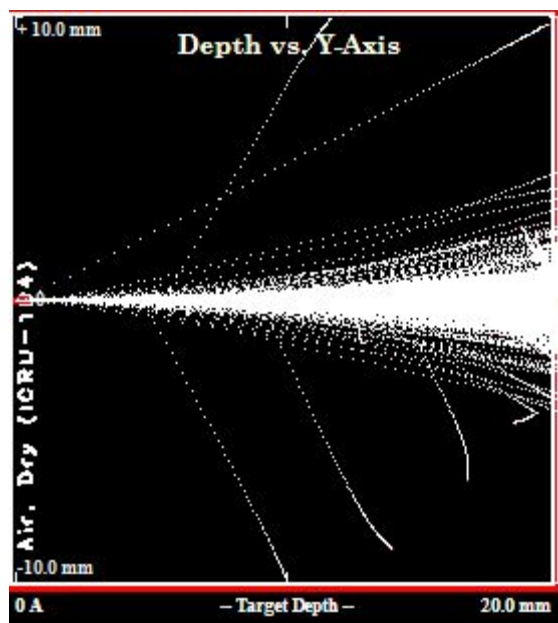


Figura 4.3 Simulação no programa SRIM/TRIM para partículas alfas de 4 MeV até aos eléctrodos do detector.

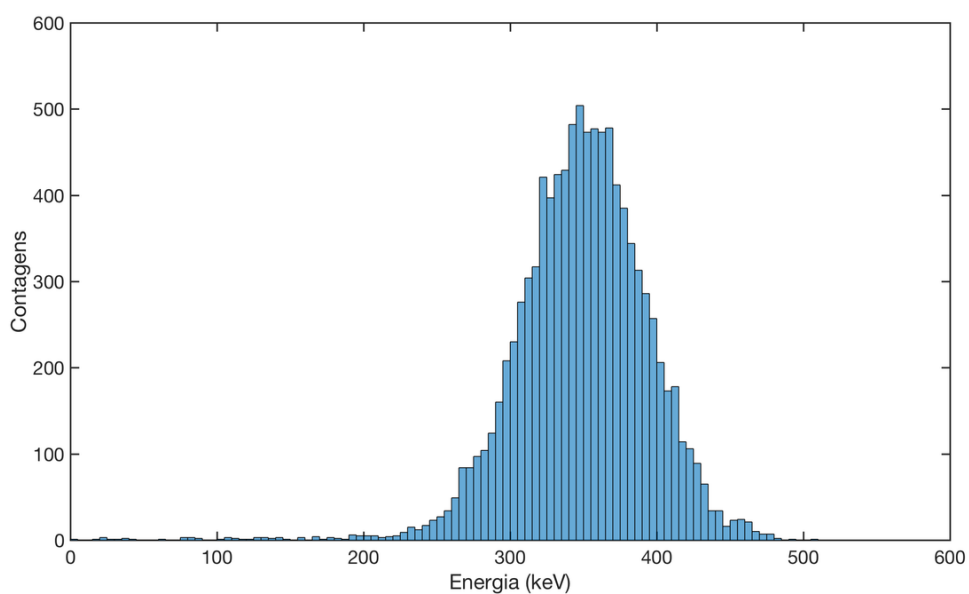


Figura 4.4 Histograma das energias das partículas alfas simuladas com 3,7 MeV.

Seguidamente, simularam-se 10.000 partículas alfas no detector de CdTe com uma energia média inicial de  $\sim 350$  keV para perceber o comportamento das mesmas dentro do cristal de CdTe. Limitou-se a uma espessura do detector para  $10 \mu\text{m}$  para se visualizar este efeito.

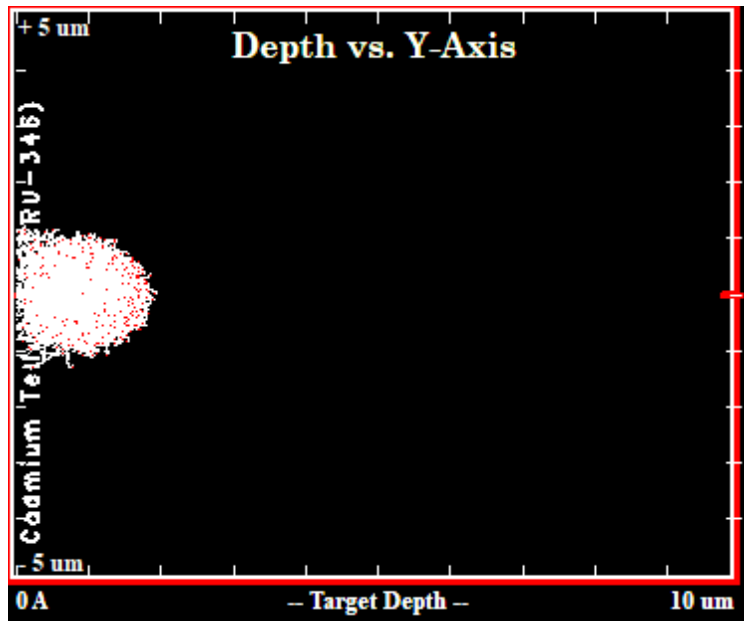


Figura 4.5 Simulação no programa SRIM/TRIM para partículas alfas que chegam ao cristal do detector com 350 keV de energia, ampliou-se o eixo x (*Target Depth*) para uma melhor visualização.

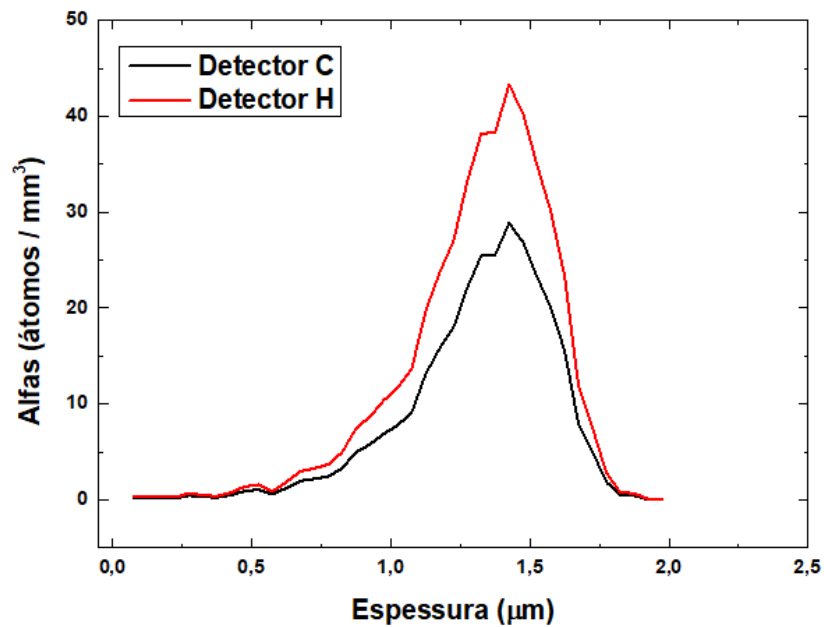


Figura 4.6 Distribuição do alcance das partículas alfas ao longo da espessura simulada para o CdTe.

Observando os resultados da simulação que foram analisados, facilmente se compreende que todas as partículas alfas se estabelecem à superfície do cristal de CdTe, com um alcance médio de 1,269  $\mu\text{m}$  com um desvio padrão ( $\sigma$ ) de 0,258  $\mu\text{m}$ , quer para o detector C quer para o detector H, ambos contém 1 mm de espessura. Já a quantidade de alfas por volume difere de detector para detector, sendo maior no H, uma vez que o detector C tem 15  $\text{mm}^3$  e o detector H tem 10  $\text{mm}^3$  de volume.

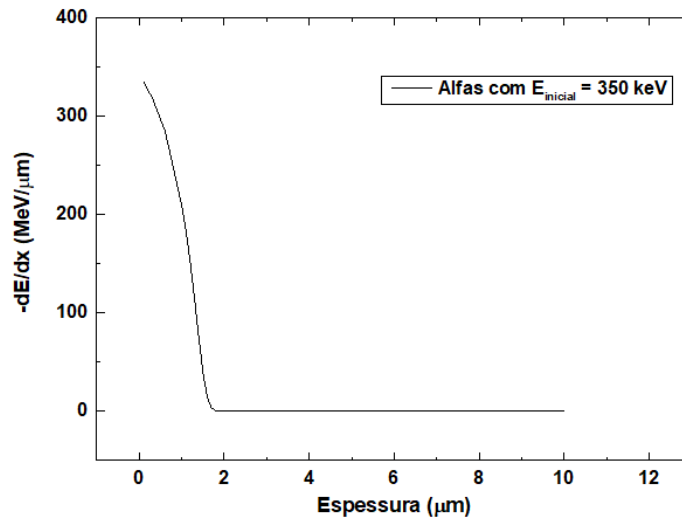


Figura 4.7 *Stopping power* das partículas alfas no CdTe com energia inicial de 350 keV.

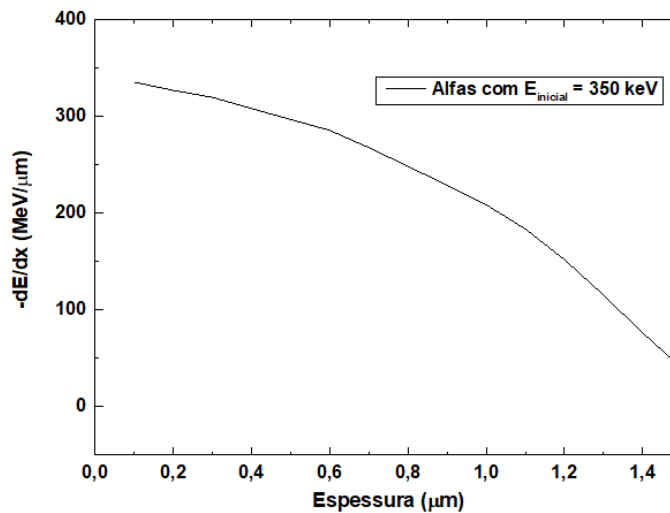


Figura 4.8 Ampliação em x da Figura 4.7.

Na Figura 4.7 e 4.8 estão representadas as curvas de ionização das partículas no CdTe, observando-se claramente que as partículas alfas depositaram toda a sua energia na superfície do detector. A representação do *stopping power* das alfas ao longo da espessura sustenta esta justificação apenas se visualizando a zona decrescente do pico de *Bragg*.

Tudo isto confirma que as partículas alfas serão detectadas na superfície do cristal de CdTe dos detectores e ter-se-á assim, condições para elaborar avante as experiências da mobilidade e do tempo de deriva das cargas ( $\mu\tau$ ).

## 4.2 Protões

A finalidade de simular um feixe de protões de diversas energias para um detector de CdTe fora o estudo do alcance dos mesmos, da sua energia final, da curva de ionização/ de *Bragg*, da distância percorrida nas camadas de platina e do material semiconductor para que, seguidamente, se possa interligar aos resultados obtidos no ciclotrão do ICNAS e interpretar o tempo espacial a que os detectores poderão estar expostos até à sua degradação ser parcial.

Inicialmente simularam-se 1.000 protões com 3,3 MeV de energia correspondente a uma radiação espacial de 1 ano a incidir no semiconductor de CdTe com 1 mm de espessura.

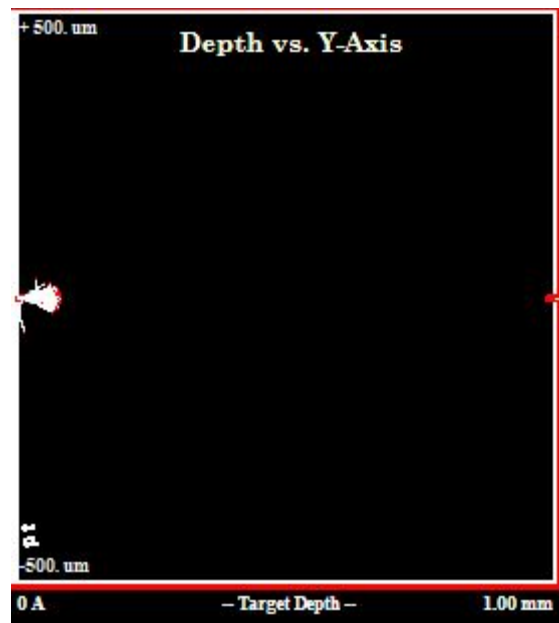


Figura 4.9 Simulação no programa SRIM/TRIM para protões de 3,3 MeV no cristal de CdTe.

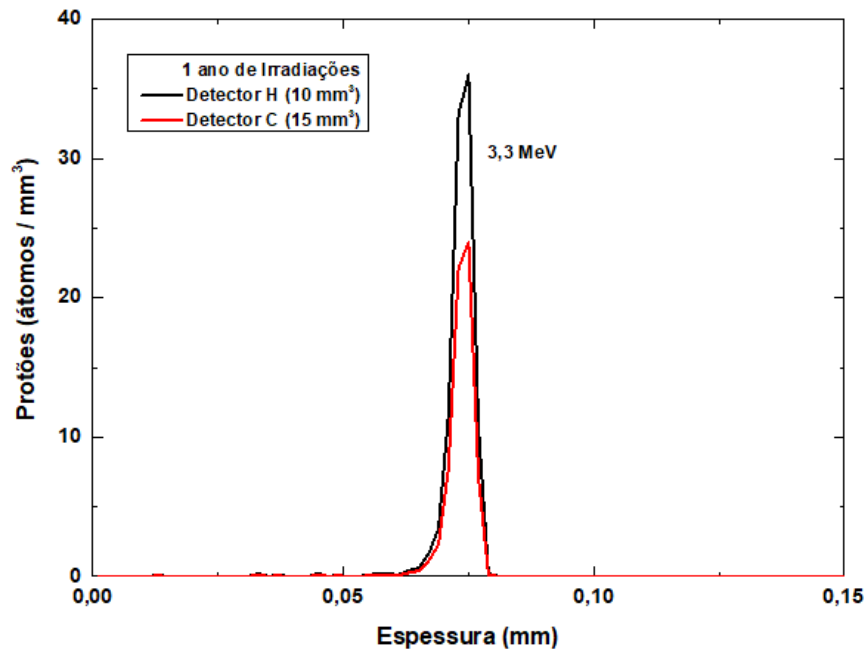


Figura 4.10 Distribuição do alcance dos prótons com 3,3 MeV por volume do detector C e H ao longo da espessura.

Através da distribuição do alcance dos prótons com uma energia de 3,3 MeV, correspondente a 1 ano de inserção num ambiente espacial, obteve-se um alcance médio de 73,265  $\mu\text{m}$  com um desvio padrão ( $\sigma$ ) de 4,122  $\mu\text{m}$ .

A simulação seguinte fora igualmente com 1.000 prótons com 5,7 MeV de energia de modo a que o somatório com a simulação anterior corresponda a 2 anos espaciais.

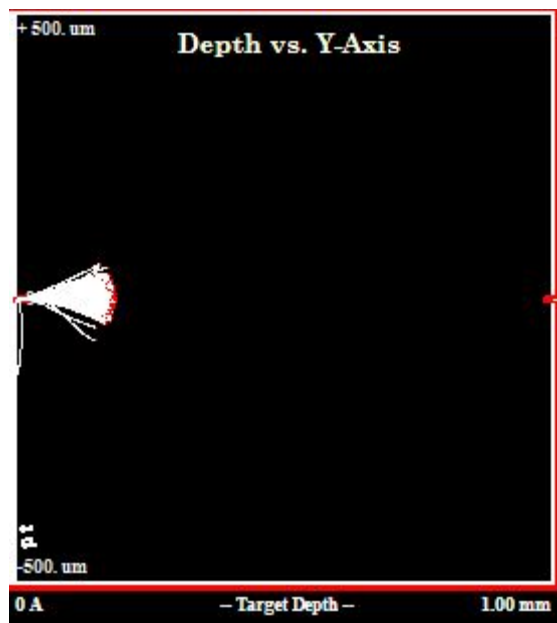


Figura 4.11 Simulação no programa SRIM/TRIM para prótons de 5,7 MeV no cristal de CdTe.

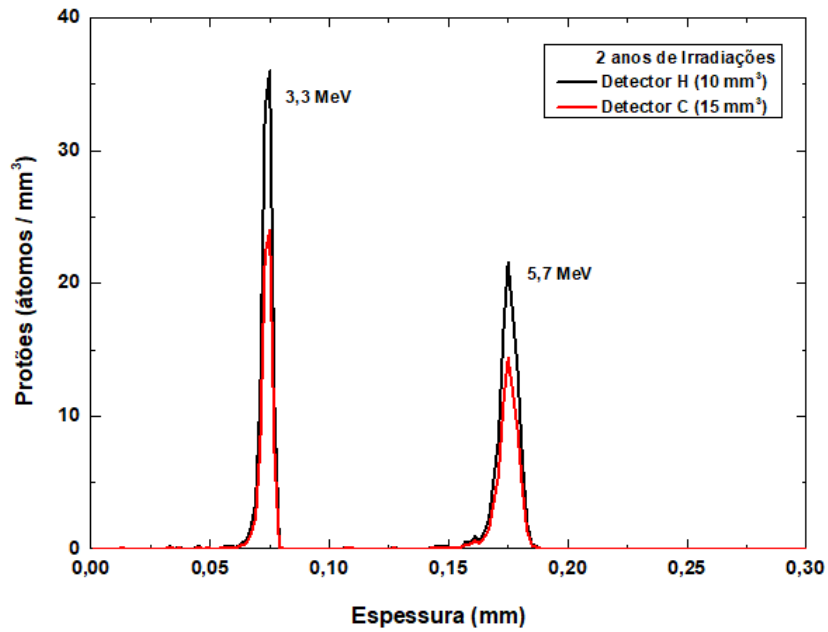


Figura 4.12 Distribuição do alcance dos prótons com 3,3 MeV e com 5,7 MeV por volume do detector C e H ao longo da espessura, correspondentes a 2 anos de irradiação espacial.

Com a distribuição do alcance dos prótons com uma energia de 5,7 MeV, obteve-se um alcance médio de 174,362  $\mu\text{m}$  com um desvio padrão ( $\sigma$ ) de 6,112  $\mu\text{m}$ .

Posteriormente, realizou-se a simulação de prótons para 9,7 MeV acumulados com um fluxo correspondente a 8.000 prótons para coincidir com os 10 anos de exposição de radiação cósmica.

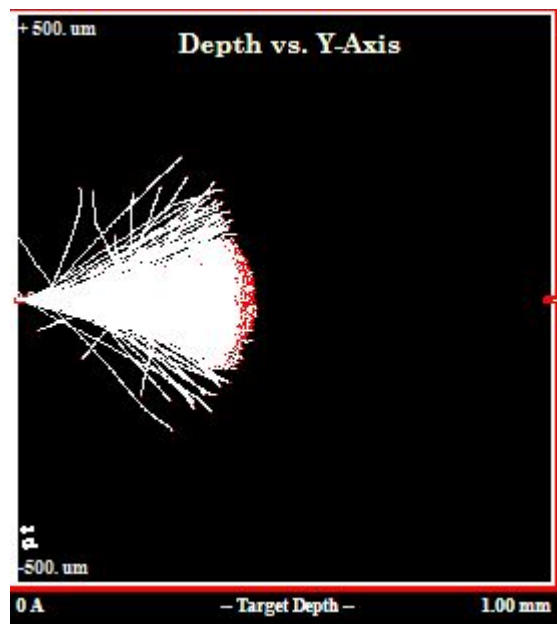


Figura 4.13 Simulação no programa SRIM/TRIM para prótons de 9,7 MeV no cristal de CdTe.

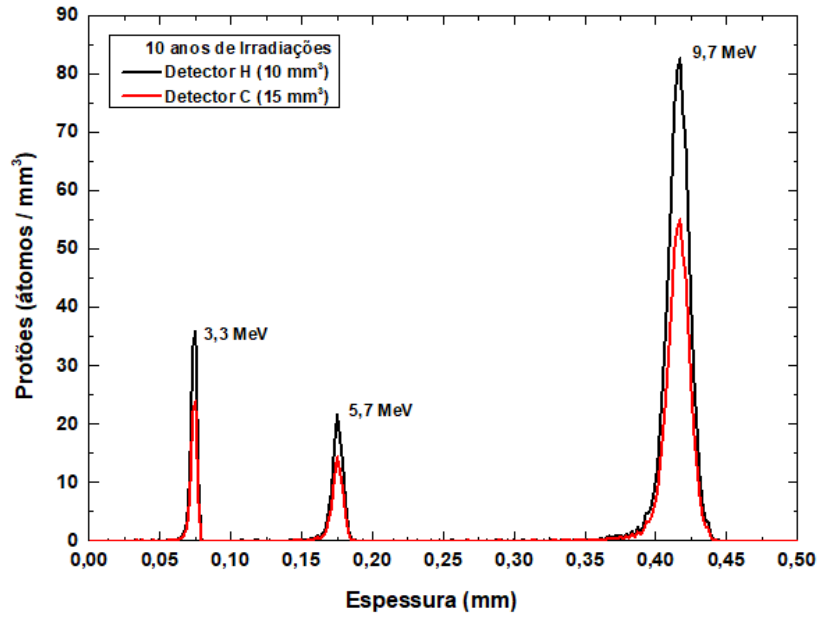


Figura 4.14 Distribuição do alcance dos prótons com com 3,3 MeV, com 5,7 MeV e 9,7 MeV por volume do detector C e H ao longo da espessura, correspondentes a 10 anos de irradiação espacial.

O alcance médio nos prótons com uma energia de 9,7 MeV foi de 414,089  $\mu\text{m}$  com um desvio padrão ( $\sigma$ ) de 15,795  $\mu\text{m}$ .

Finalmente, para a última simulação com uma dose acumulada correspondente a 20 anos de radiação espacial foram simulados 10.000 prótons com 13,75 MeV de energia.

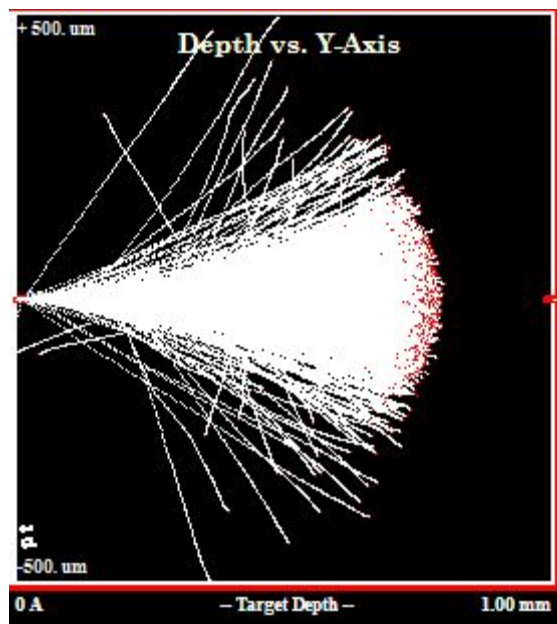


Figura 4.15 Simulação no programa SRIM/TRIM para prótons de 13,75 MeV no cristal de CdTe.



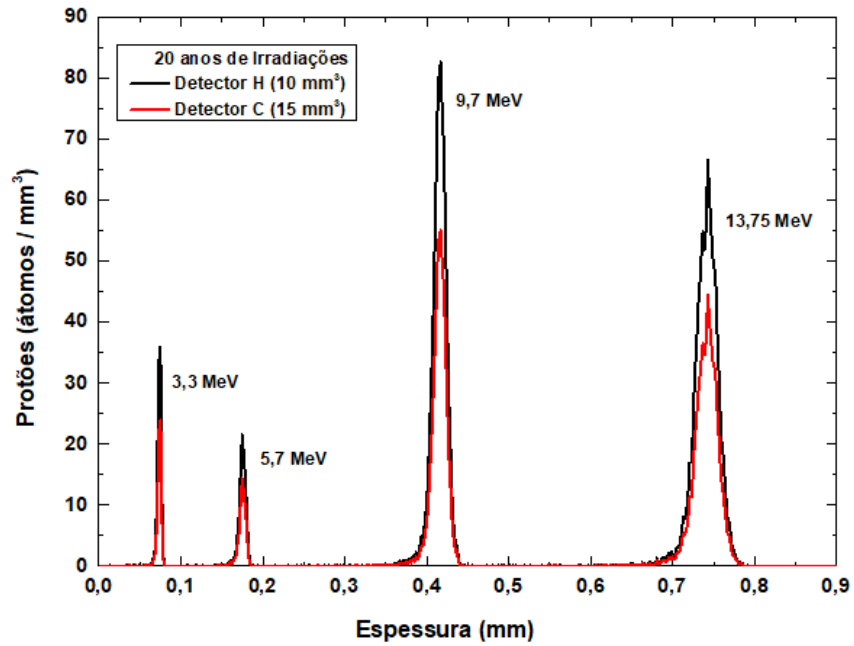


Figura 4.16 Distribuição do alcance dos prótons com com 3,3 MeV, com 5,7 MeV, com 9,7 MeV e 13,75 MeV por volume do detector C e H ao longo da espessura, correspondentes a 20 anos de irradiação espacial.

Obteve-se um alcance médio, para uma energia de 13,75 MeV de 738,881 μm com um desvio padrão ( $\sigma$ ) de 26,180 μm.

Todos os gráficos apresentados, da distribuição do alcance para cada energia simulada, reflectem o acumular dos anos de irradiações, bem como a quantidade de prótons simulados que representam as fluências para cada simulação.

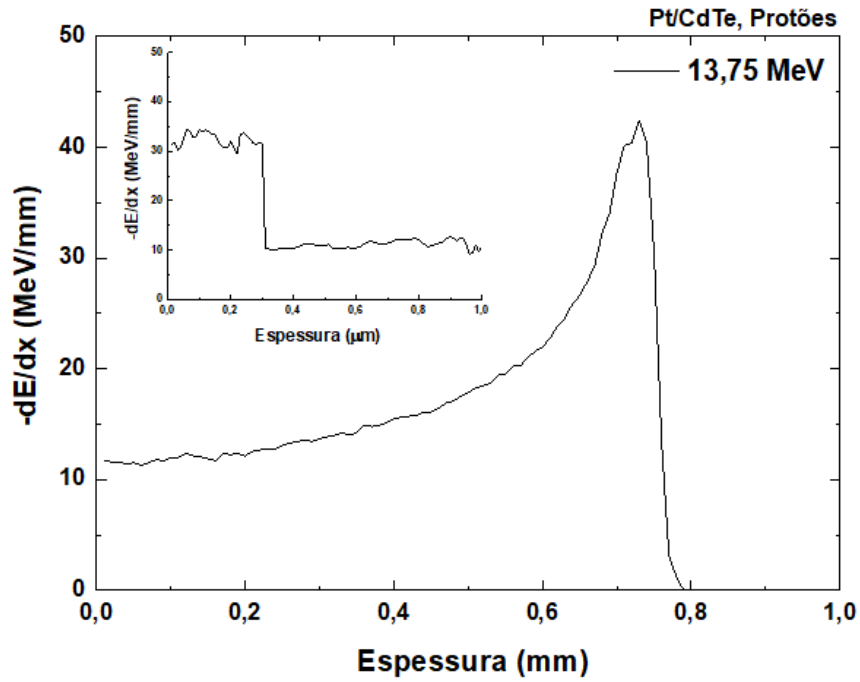


Figura 4.17 Curva de *Bragg* e *stopping power* dos prótons com ~14MeV de energia.

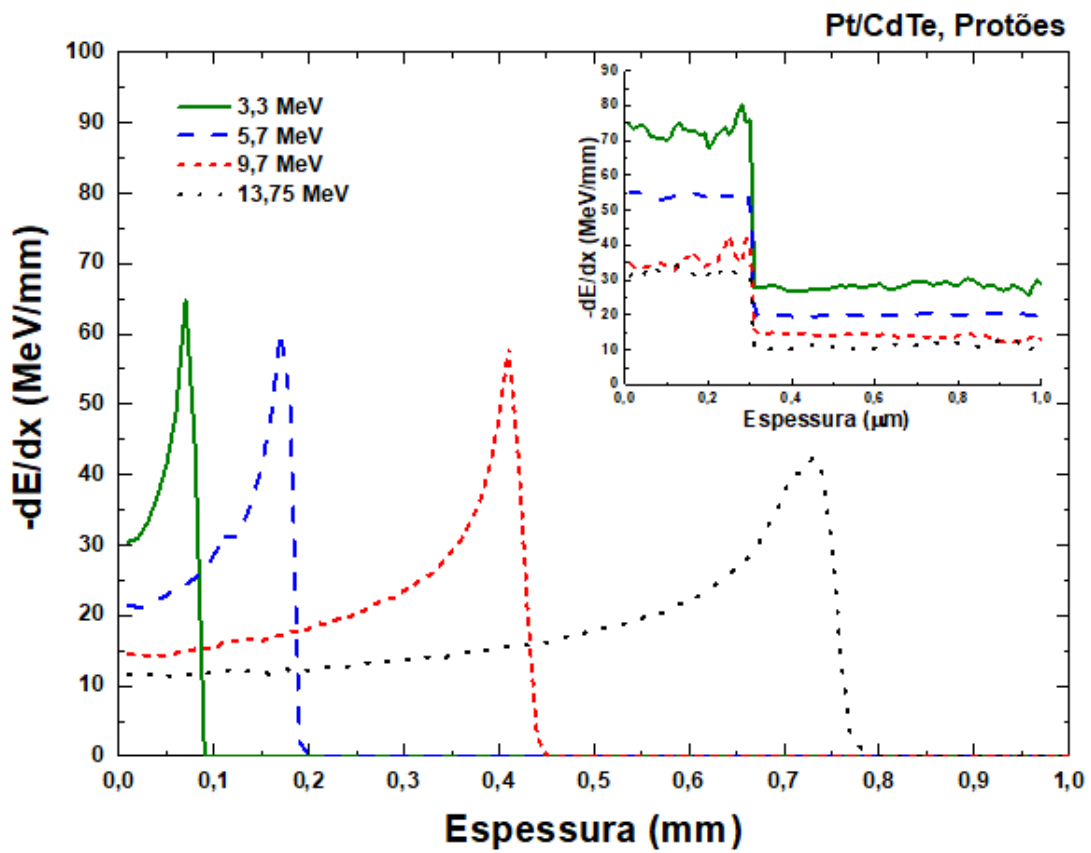


Figura 4.18 Curva de *Bragg* e *stopping power* dos prótons para várias energias.

Nas figuras 4.17 e 4.18 encontram-se as curvas de *Bragg* para as várias energias de prótons utilizadas. Observa-se que para prótons de baixas energias (3,3 MeV e 5,7 MeV), os efeitos nocivos encontram-se à superfície do CdTe, o que pode levar a uma oscilação das cargas na superfície, afectando e destruindo parte do cristal. Isto, por exemplo, poder-se-á reflectir nos estudos do  $\mu T$  em que as alfas se estabelecem à superfície.

Para energias mais elevadas (9,7 MeV e 13,75 MeV), os prótons atravessam mais material (alcance maior), ou seja, danificam o cristal não só à superfície, mas numa região mais abrangente, contudo a sua maior degradação será depois da zona superficial do detector, onde a deposição de energia reflecte o seu máximo. Por isto, o esperado seria uma degradação quase total do detector, devido aos danos provocados pelas doses de radiação.

Mediante a visualização da curva de *Bragg* e do *stopping power* dos prótons ou da sua deposição de energia ao longo da espessura do material de CdTe (Figura 4.18), percebe-se que quanto maior for a energia inicial dos prótons maior será o alcance da deposição de energia máxima. Observa-se também que para menores energias, a ionização do meio aumenta, ou seja, aumenta a perda de energia na região de paragem dos prótons no meio.

Conclui-se assim, que para baixas energias a deposição de energia no material é superior, concentrando-se na superfície, como já fora visto (Figura 4.18), p.e para ~3 MeV de energia de feixe dos prótons tem-se uma deposição de ~65 MeV/mm, enquanto que, para ~14 MeV a deposição é de apenas ~40 MeV/mm.

No estudo feito para as partículas alfas, observou-se que o seu alcance máximo seria ~2  $\mu\text{m}$  (Figura 4.5 e 4.6) no cristal de CdTe. Nesta zona, o detector será afectado com uma deposição de energia de prótons de ~30 MeV/mm para prótons com uma energia de ~3 MeV, ~20 MeV/mm para prótons com ~6 MeV, ~15 MeV/mm para ~10 MeV e finalmente ~10 MeV/mm para prótons com energia de ~14 MeV. Espera-se assim uma maior degradação nesta zona do cristal que poderá afectar as medições do  $\mu T$ , pois este estudo requer que as interacções ocorram na superfície do cristal.



## 5 Análise e caracterização dos protótipos de CdTe antes das irradiações

---

### 5.1 Ruído vs Potencial Eléctrico

O ruído de fundo pode ser provocado pelo ruído electrónico, oscilações térmicas, raios cósmicos, *groundloops* e ainda pelo ruído intrínseco ao detector, por exemplo provocado pela mobilidade das cargas no material semiconductor, bem como as impurezas existentes no cristal que geram oscilações graduais no sinal a adquirir.

Através dos espectros do ruído de fundo dos vários detectores de CdTe utilizados, concluiu-se qual o detector que registava uma tendência ruidosa maior ou menor. Quando se aplica um potencial eléctrico aos eléctrodos dos detectores de semiconductor, estes induzem uma corrente de fuga que por si só já causa ruído. Logo pode-se relacionar a largura à meia altura (*FWHM – Full Width at Half Maximum*) do ruído de fundo adquirido no detector, com a sua corrente de fuga, pois estão interligados.

Para que fosse possível estudar a largura a meia altura (*FWHM*) do pico do ruído para cada tensão aplicada ao detector de semiconductor, não foi necessário recorrer à utilização de fontes radioactivas, uma vez que o ruído a estudar é intrínseco ao sistema electrónico e também depende das oscilações dos portadores de carga de cada detector, por norma provocado pelo aumento da temperatura. Com isto, foi feita a montagem base da figura 3.2, sem fonte de radiação. Para se efectuar as medições aumentou-se a tensão dos 0 a 160 Volts, de 10 em 10 Volts com um tempo de aquisição de 300 segundos em cada medida. O multicanal (MCA) foi configurado com 2048 canais, o amplificador com um *shaping time* de 1us e um *peaking time* de 2 e um ganho de 100. Todos os parâmetros, definidos no amplificador, poderão ter influenciado o ruído de fundo.

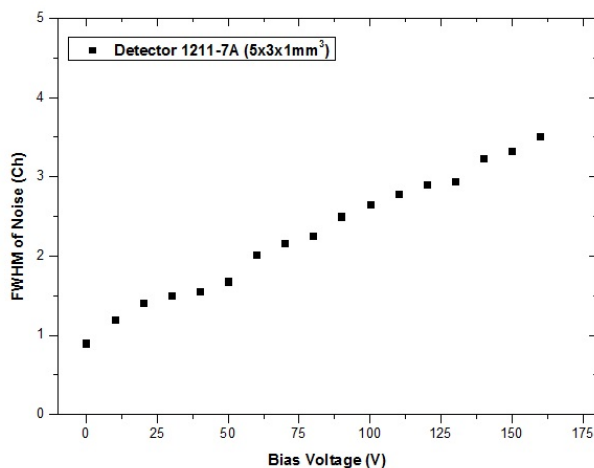


Figura 5.1 Gráfico da largura à meia altura (FWHM) do pico do ruído correspondente ao detector referenciado como 1211-7A em função do potencial eléctrico aplicado.

Na Figura 5.1 é apresentada a largura à meia altura (*FWHM*) do pico do ruído em função do potencial aplicado ao detector referenciado como 1211-7A com uma área de 15mm<sup>2</sup>. Observa-se uma relação linear com a tensão e um declive positivo. São visíveis umas pequenas oscilações de valores devido ao tempo de mobilidade das cargas que por não ser o mesmo, não tem o mesmo efeito ruidoso. O *FWHM* do ruído torna-se mais notório no limiar da tensão de operação.

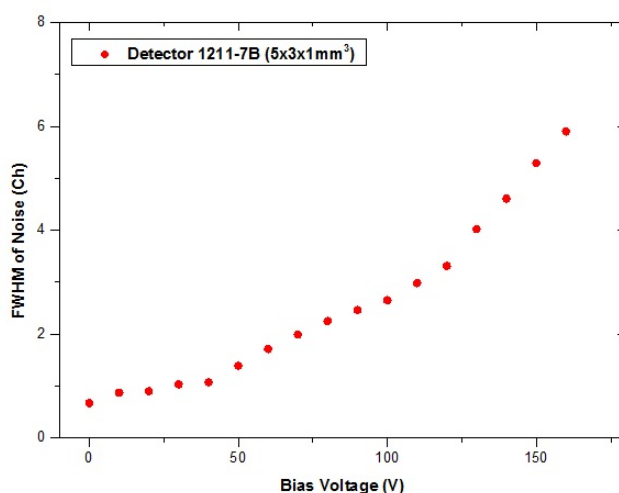


Figura 5.2 Gráfico da largura à meia altura (FWHM) do pico do ruído correspondente ao detector referenciado como 1211-7B em função do potencial eléctrico aplicado.

O detector B, na Figura 5.2, apresenta um comportamento exponencial. Tem um ruído mais lento ou seja, para menores valores de tensão o ruído mantém-se baixo, mas a partir dos 125V o ruído comporta-se linearmente com um declive superior ao anterior.

Isto remete, de imediato, a uma possível diminuição da eficiência do detector e fraca resolução de energia para tensões superiores.

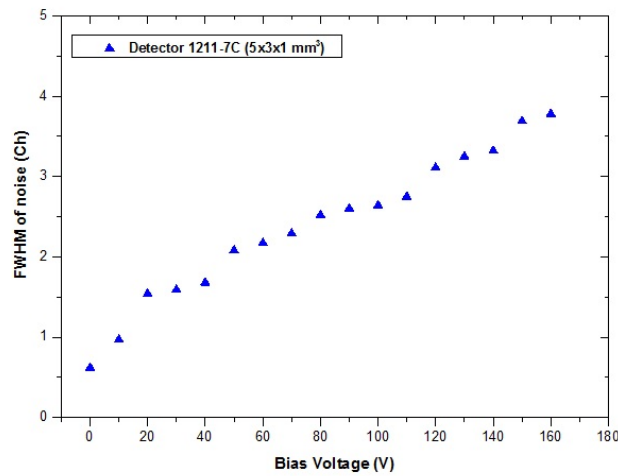


Figura 5.3 Gráfico da largura à meia altura (FWHM) do pico do ruído correspondente ao detector referenciado como 1211-7C em função do potencial eléctrico aplicado.

O gráfico do detector C (Figura 5.3) apresenta semelhanças com o gráfico do detector A, observando-se um aumento linear ao longo da tensão aplicada. Contudo apresenta um padrão de repetição, possivelmente relacionado com as impurezas do cristal interno no material deste detector.

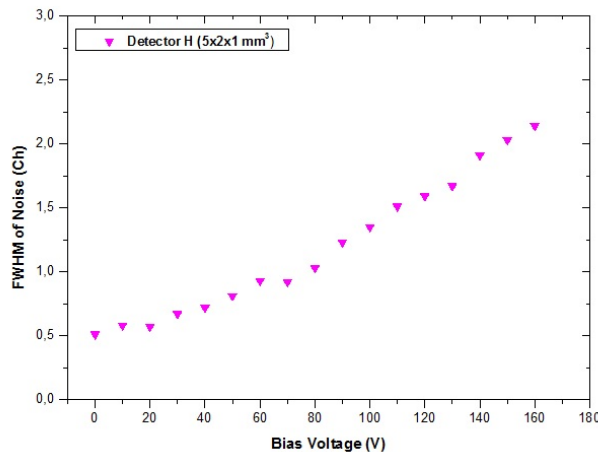


Figura 5.4 Gráfico da largura à meia altura (FWHM) do pico do ruído correspondente ao detector referenciado como H em função do potencial eléctrico aplicado.

O *FWHM* do ruído do detector H (Figura 5.4) tem uma relação linear com o aumento da tensão, mais propriamente, a partir dos 80 Volts aplicados aos terminais dos eléctrodos.

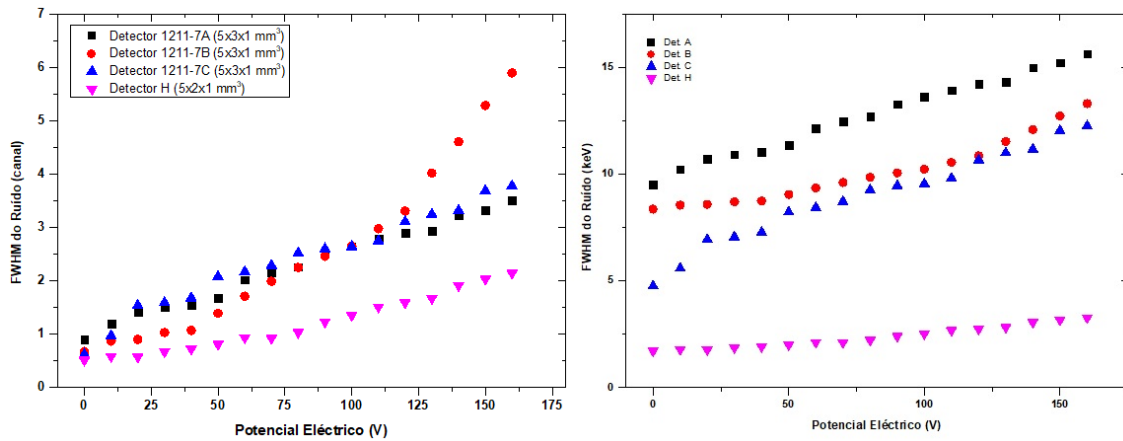


Figura 5.5 Gráfico da largura à meia altura (*FWHM*) do pico do ruído em canal e em Energia (keV) para todos os detectores, em função do potencial eléctrico aplicado.

Na Figura 5.5 estabelece-se a comparação do *FWHM* do ruído para os quatro protótipos de CdTe. Constata-se, claramente, que o detector H é o menos ruidoso, uma vez que a largura à meia altura do ruído (*FWHM*) em energia é praticamente constante com o aumento da tensão, o que não acontece em mais nenhum outro detector de CdTe utilizado, onde a largura a meia altura do ruído em energia aumenta com o aumento do potencial eléctrico estabelecido nos eléctrodos dos detectores.

Através do segundo gráfico da Figura 5.5, onde se expõe a largura a meia altura do ruído em energia, pode extrair-se o limiar de energia mínimo detectável, ou seja, o canal onde o ruído acaba convertido em energia. Este é o limiar de energia mínimo que o sistema é capaz de detectar. Como a tensão de operação para os quatro detectores foi estipulada em 140Volts, é de notar o *FWHM* em energia para cada um neste valor de tensão:

- ✓ **Det.A** com *FWHM* ~ 15 keV;
- ✓ **Det.B** com *FWHM* ~ 12,1 keV;
- ✓ **Det.C** com *FWHM* ~ 11,2 keV;
- ✓ **Det.H** com *FWHM* ~ 3,1 keV;

Facilmente se observa uma tendência linear no comportamento da largura à meia altura (*FWHM*) do ruído com o aumento da tensão aplicada ao detector (Figura 5.5).



A temperatura do laboratório do LIP, durante a aquisição de medidas prévias às irradiações, foi constante (significa que a excitação térmica manteve-se uniforme, logo a taxa de produção de pares electrão-lacuna não se alterou) e o sistema electrónico não foi alterado para cada detector, nem mostrou dificuldades em devolver os resultados, por conseguinte não ocorreram grandes oscilações nos valores medidos.

## 5.2 Corrente de Fuga

A corrente de fuga é uma das grandes contribuições para o ruído, pois quanto maior a corrente de fuga maior a largura à meia altura do ruído. A corrente de fuga surge quando se aplica um potencial eléctrico nos terminais do detector, à temperatura ambiente, ver montagem de Figura 3.1.

A corrente de Fuga Inversa (no caso dos detectores A, B e C) é provocada pelas oscilações dos electrões, com um crescimento graficamente exponencial, por serem as cargas com maiores valores de deriva. Caso se meça a corrente de fuga directa com a montagem interna desses mesmos três detectores, ter-se-á uma recta de proporcionalidade directa com um determinado declive que dependerá da resistividade do material em estudo. No caso do detector nomeado H a situação está invertida, pois caso se adquira a corrente de fuga directa, esta resulta da mobilidade provocada pelos electrões, já as lacunas originam a corrente de fuga inversa.

Poderão ter ocorrido medições com histerese, criando algumas interpretações menos sólidas, como no caso acima das correntes de fuga directa e inversa.

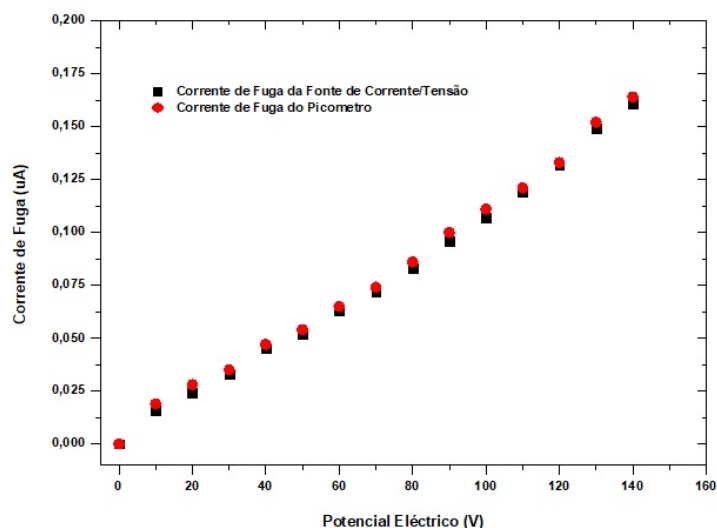


Figura 5.6 Corrente de fuga directa em função do potencial eléctrico do detector A ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ ).

Na Figura 5.6 é apresentada a corrente de fuga em função do potencial eléctrico aplicado. Observa-se um comportamento semelhante ao *FWHM* do ruído do detector A, que tem uma relação linear com o potencial eléctrico. Mas enquanto que na corrente de fuga é sempre visível essa razão, no *FWHM* do ruído torna-se mais notório no limiar da tensão de operação.

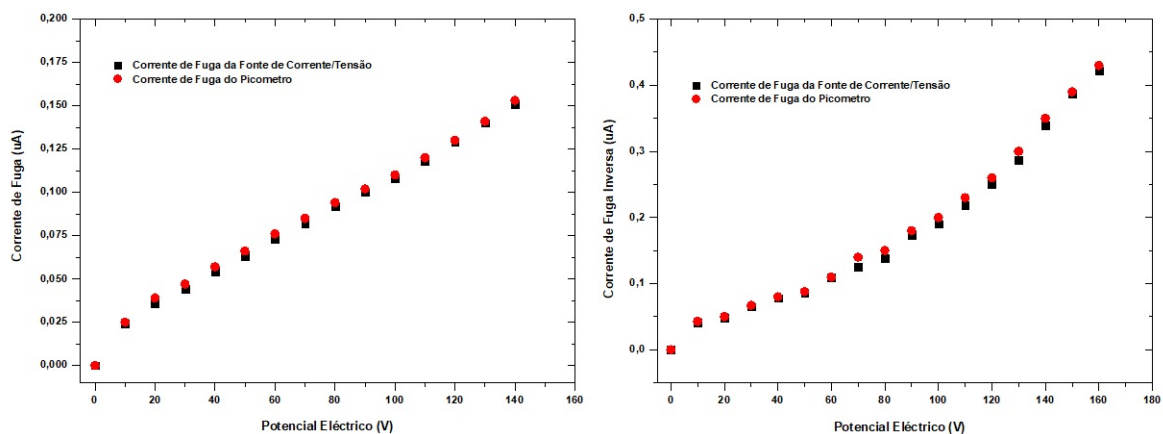


Figura 5.7 Corrente de fuga directa (esq) e inversa (dir) em função do potencial eléctrico do detector B ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ ).

A corrente de fuga directa do detector B, mencionada na Figura 5.7, apresenta um comportamento semelhante ao da corrente de fuga directa do detector A. Todavia, na perspectiva gráfica da corrente de fuga inversa do detector B, é apresentado um comportamento exponencial similar ao seu ruído (Figura 5.2).

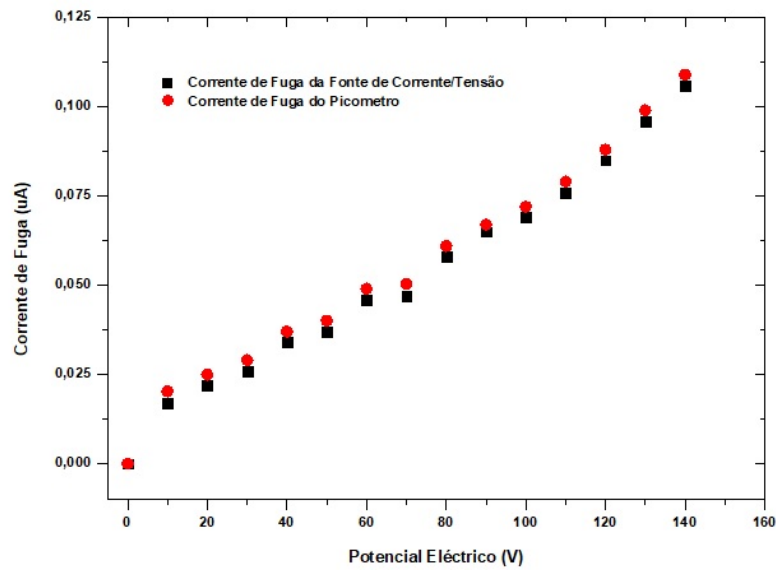


Figura 5.8 Corrente de fuga directa em função do potencial eléctrico do detector C ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ ).

A corrente de Fuga do detector C (Figura 5.8) apresenta linearidade ao longo do potencial eléctrico crescente.

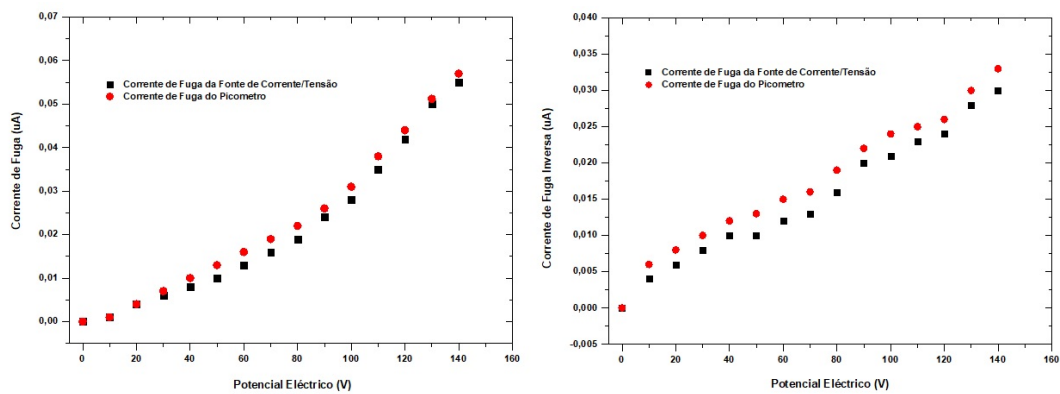


Figura 5.9 Corrente de fuga directa (esq) e inversa (dir) em função do potencial eléctrico do detector H ( $5 \times 2 \times 1 \text{ mm}^3$ ).

Devido à configuração estabelecida no detector H, é visível na Figura 5.9 um efeito contrário às correntes medidas em B. Um comportamento exponencial na corrente de fuga directa e um comportamento linear na corrente de fuga inversa.

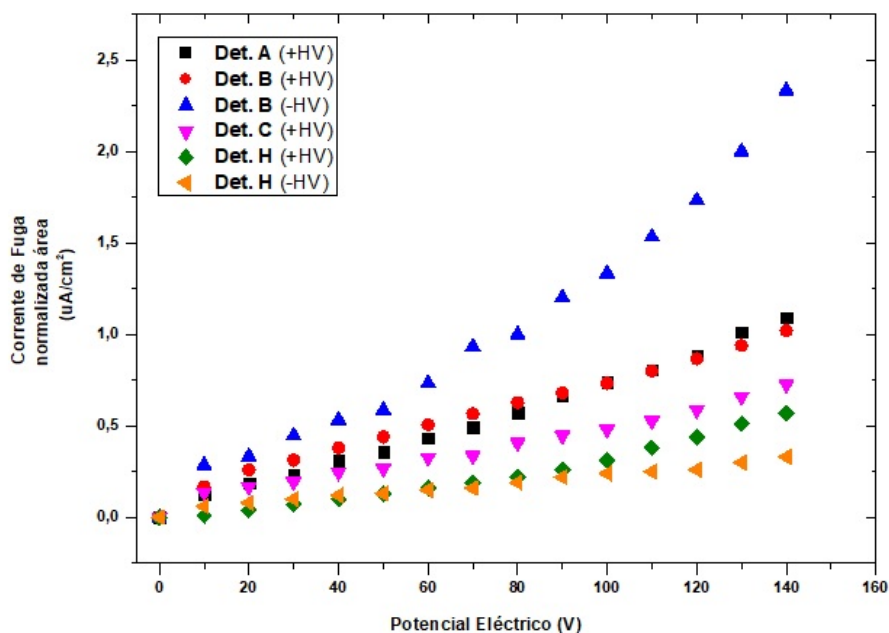


Figura 5.10 Correntes de fugas normalizada à área para todos os Detectores CdTe utilizados.

É de notar o efeito da corrente de fuga inversa no detector H que, devido à sua montagem interna, quando se polariza inversamente obtém-se o mesmo efeito relativamente aos outros detectores polarizados directamente.

Para um bom funcionamento e aproveitamento dos dados obtidos nas medições de cada amostra é necessário deixar que as cargas estabilizem, ou seja, ter um tempo de espera razoável após a ligação dos equipamentos (aproximadamente entre 30 a 50 minutos antes de efectuar as medições da corrente de fuga com o detector de semiconductor). Aumentar o tempo de espera na corrente de fuga é necessário para que esta diminua o seu valor devido à oscilação e à estabilização requerida através das cargas do semiconductor de Telureto de Cádmio (CdTe) [19]. Foram adquiridas medidas de 30 minutos para cada valor crescente de tensão.

As correntes de fuga (Figura 5.10) apresentam um efeito semelhante ao do ruído de fundo dos detectores, um aumento gradual com o aumento do potencial eléctrico tanto linear como exponencialmente, suportando a ideia de que ambos estão intrinsecamente relacionados.

### 5.3 Resistividade

A partir da corrente de fuga directa – na região de maior linearidade - realizou-se um ajuste à curva e extraiu-se o declive para as quatro correntes de fuga directas, para que fosse possível calcular a resistividade do material semiconductor para cada detector. Com base nas fórmulas da secção 2.3.8 das considerações teóricas. Os valores obtidos são exibidos na Tabela 5.1.

Detectores\ Características	Detector H	Detector A	Detector B	Detector C
Declive (1/RA) ( $\Omega^{-1}.cm^{-2}$ )	2,080E-03	7,430E-03	6,580E-03	4,570E-03
Erro do Declive ( $\epsilon$ )	7,224E-05	1,673E-4	1,885E-04	1,617E-04
Resistência (R) ( $\Omega$ )	4,803E+09	8,973E+08	1,013E+09	1,458E+09
Espessura (l) (mm)	1,000E+00	1,000E+00	1,000E+00	1,000E+00
Área (A) (mm <sup>2</sup> )	1,000E+01	1,500E+01	1,500E+01	1,500E+01
Resistividade ( $\rho$ ) ( $\Omega.mm$ )	4,803E+10	1,346E+10	1,520E+10	2,187E+10
Resistividade ( $\rho$ ) ( $\Omega.cm$ )	4,803E+08	1,346E+08	1,520E+08	2,187E+08

Tabela 5.1 Parâmetros dos quatro detectores em prol do valor da resistividade.

Como a área de superfície do detector H é a menor (10 mm<sup>2</sup>), relativamente aos outros detectores (15 mm<sup>2</sup>), isto implicaria uma menor corrente de fuga, como foi obtido e, consequentemente uma menor resistividade. Contudo, o material de CdTe do detector H (Tabela 5.1) contém, ligeiramente, uma resistividade maior por causa da sua configuração, por ser a única diferença em termos comparativos dos 4 protótipos.

## 5.4 Espectros das Fontes Radioactivas e Resolução em Energia

Foram utilizadas as seguintes fontes radioactivas com as suas meias vidas correspondentes:

- $\text{Na}^{22}$  é de 2,605 anos;
- $\text{Cs}^{137}$  é de 30,17 anos;
- $\text{Ba}^{133}$  é de 10,51 anos;
- $\text{Am}^{241}$  é de 432,2 anos;

Para a aquisição espectral estabeleceu-se uma tensão de operação, para todos os detectores, de 140 Volts. Definiu-se o analisador multicanal com 2048 canais, constante temporal e com um tempo de aquisição variável, até cerca de 1000 segundos, com uma constante temporal de moldagem (*shaping time*) de 1  $\mu\text{s}$ , uma constante temporal de pico (*peaking time*) de 2  $\mu\text{s}$  e um ganho variável dependendo do detector a estudar.

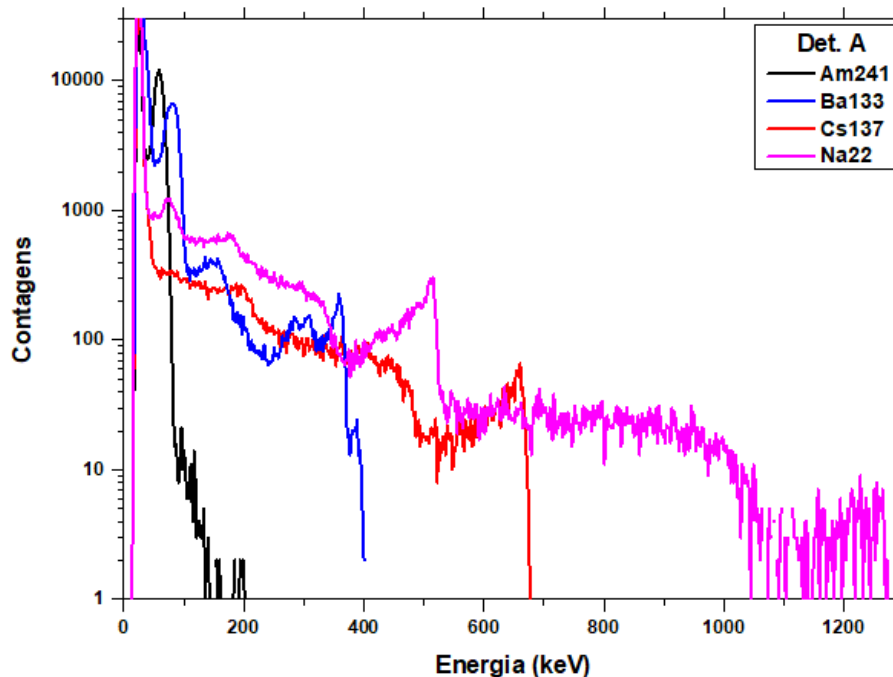


Figura 5.11 Espectros das fontes radioactivas ( $\text{Na}^{22}$ ,  $\text{Cs}^{137}$ ,  $\text{Ba}^{133}$ ,  $\text{Am}^{241}$ ) visualizadas através do detector referenciado como 1211-7A, com dimensões de  $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$  e Ganho 100.

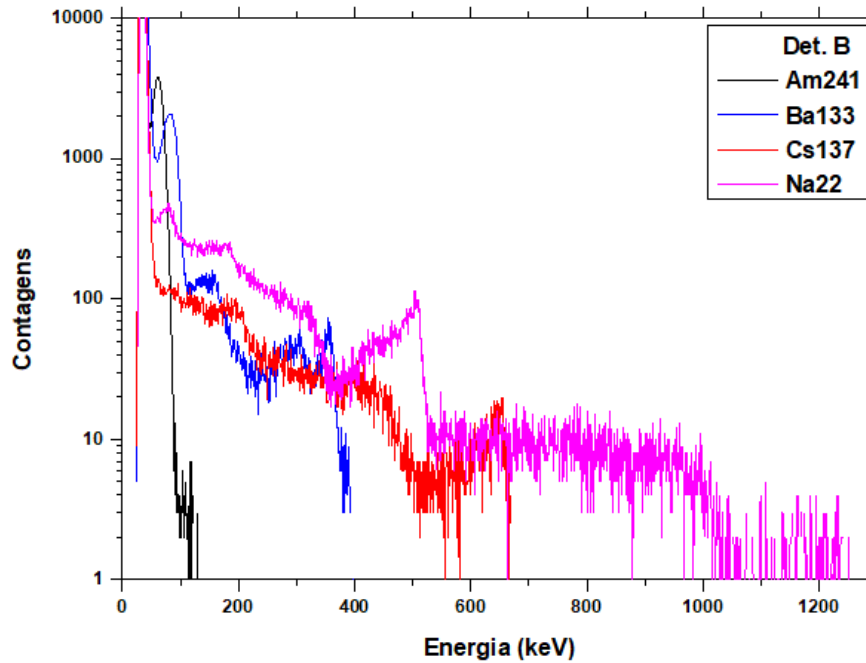


Figura 5.12 Espectros das fontes radioactivas (Na<sup>22</sup>, Cs<sup>137</sup>, Ba<sup>133</sup>, Am<sup>241</sup>) visualizadas através do detector referenciado como 1211-7B, com dimensões de 5×3×1 mm<sup>3</sup> e Ganho 250.

Comparando o detector B (Figura 5.12) com o detector A (Figura 5.11) observa-se uma perda substancial na resolução espectral aproximadamente acima dos 550keV para o detector B. Possivelmente, estas perdas poderão estar relacionadas com as propriedades intrínsecas do material e os processos da sua concepção.

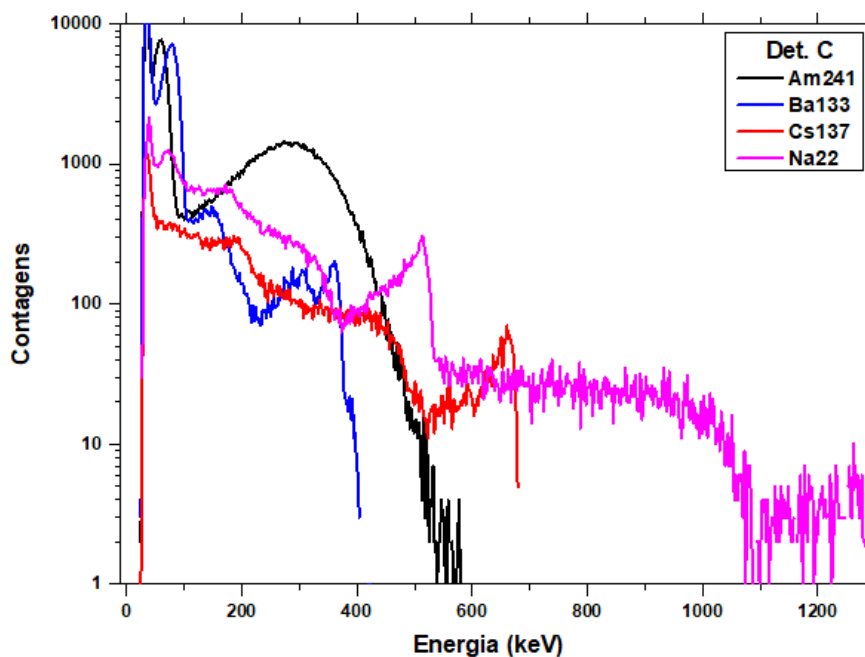


Figura 5.13 Espectros das fontes radioactivas (Na<sup>22</sup>, Cs<sup>137</sup>, Ba<sup>133</sup>, Am<sup>241</sup>) visualizadas através do detector referenciado como 1211-7C, com dimensões de 5×3×1 mm<sup>3</sup> e Ganho 100.

Na Figura 5.13 observam-se os espectros obtidos para o detector C, onde é possível visualizar o espectro das partículas alfas entre os 100 keV e os 500 keV da fonte de  $\text{Am}^{241}$ . Isto somente aconteceu com este detector C por se ter retirado a folha de alumínio que cobria a caixa do detector. Como as partículas alfas são facilmente paradas (ver secção 4.1) bastou uma folha de alumínio de 20 $\mu\text{m}$  para travar o seu poder de penetração.

Os outros espectros do detector C têm um aspecto semelhante aos do detector A.

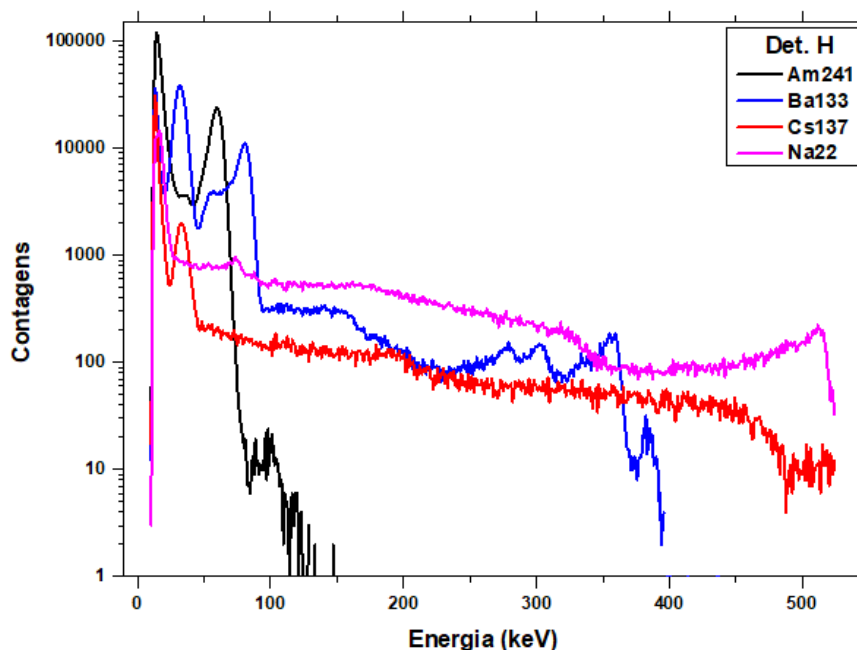


Figura 5.14 Espectros das fontes radioativas ( $\text{Na}^{22}$ ,  $\text{Cs}^{137}$ ,  $\text{Ba}^{133}$ ,  $\text{Am}^{241}$ ) visualizadas através do detector referenciado como H, com dimensões de  $5 \times 2 \times 1 \text{ mm}^3$  e Ganho 250.

Na Figura 5.14 encontram-se os espectros obtidos pelo detector H. Como fora discutido na secção dos protótipos de CdTe (secção 3.1.1), a configuração interna do detector H é contrária à dos outros três detectores, sendo notório o facto de que para baixas energias esta é a montagem ideal. A mobilidade das lacunas é inferior, logo é essencial capturá-las de maneira a que percorram o menor trajecto possível para evitar perdas de carga e consequentemente, perda de resolução. Este factor só sucede para baixas energias, pois é na superfície que ocorrem estas interacções. Para energias mais altas as interacções ocorrem a meio da espessura do detector de



semicondutor, logo a deslocação tanto dos electrões como das lacunas vai ser igual e consequentemente, independente da configuração do detector em estudo [25].

Para se efectuar o cálculo relativo à resolução em energia recorreu-se, previamente, à calibração em energia (secção 10.1 do Anexo). Colocou-se uma fonte de radiação energética (fontes usadas: Na<sup>22</sup>, Cs<sup>137</sup>, Ba<sup>133</sup>, Am<sup>241</sup>) no detector e aplicou-se um potencial eléctrico (idealmente a tensão de operação do detector, 140 Volts) para que os electrões do material semicondutor de CdTe fiquem excitados na presença de uma partícula carregada da fonte, gerando uma corrente eléctrica que será proporcional à energia depositada no detector por parte da fonte radioactiva. Seguidamente, com o espectro de cada fonte, visualizado no Multicanal (MCA) optimizado com 2048 canais e, com o pico de energia correspondente a um canal, foi possível realizar a recta de calibração dos 4 detectores em estudo e, posteriormente, calcular a resolução em energia para cada pico energético das fontes radioactivas [26].

A resolução em energia, para cada pico energético de cada um dos protótipos analisados, está expressa em percentagem nas Tabelas 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5.

<b>Detector 1211-7A (5×3×1 mm<sup>3</sup>)</b>							
<b>Energia (keV)</b>	<b>Centróide (Canal)</b>	<b>Desvio padrão (σ)</b>	<b>Offset (Canal)</b>	<b>FWHM (Cana)</b>	<b>FWHM (keV)</b>	<b>Resolução (%) (Canal)</b>	<b>Resolução (%) (keV)</b>
<b>59,5</b>	21,974	2,707	6,784	6,376	22,126	41,975	37,189
<b>81</b>	31,703	3,857	6,784	9,083	27,053	36,452	33,399
<b>356</b>	149,901	2,139	6,784	5,037	12,291	3,520	3,453
<b>511</b>	215,660	1,819	6,784	4,284	10,342	2,051	2,024
<b>662</b>	279,000	1,352	6,784	3,185	7,667	1,170	1,152

Tabela 5.2 Valores da resolução em energia, centróide, offset, *FWHM* para os vários ajustes dos picos de energia das fontes radioactivas para o detector A-

Detector 1211-7B (5×3×1 mm <sup>3</sup> )							
Energia (keV)	Centróide (Canal)	Desvio padrão ( $\sigma$ )	Offset (Canal)	FWHM (Cana)	FWHM (keV)	Resolução (%) (Canal)	Resolução (%) (keV)
59,5	54,930	8,825	10,440	20,781	22,916	46,710	38,514
81	76,302	11,890	10,440	27,999	29,996	42,511	37,032
356	373,008	8,502	10,440	20,022	19,083	5,522	5,360
511	535,163	7,857	10,440	18,502	17,650	3,526	3,454
662	709,141	6,662	10,440	15,687	14,629	2,245	2,210

Tabela 5.3 Valores da resolução em energia, centróide, offset, *FWHM* para os vários ajustes dos picos de energia das fontes radioactivas para o detector B.

Detector 1211-7C (5×3×1 mm <sup>3</sup> )							
Energia (keV)	Centróide (Canal)	Desvio padrão ( $\sigma$ )	Offset (Canal)	FWHM (Cana)	FWHM (keV)	Resolução (%) (Canal)	Resolução (%) (keV)
31	12,855	2,254	3,354	5,307	15,441	55,852	49,810
32	13,272	2,328	3,354	5,484	15,840	55,299	49,502
59,5	23,008	4,615	3,354	10,867	31,048	55,299	52,182
81	30,349	5,311	3,354	12,751	36,677	47,236	45,280
356	149,871	4,072	3,354	9,589	23,080	6,545	6,483
511	213,955	4,785	3,354	11,268	27,161	5,350	5,315
662	278,067	6,560	3,354	15,448	37,038	5,623	2,595

Tabela 5.4 Valores da resolução em energia, centróide, offset, *FWHM* para os vários ajustes dos picos de energia das fontes radioactivas para o detector C.

Detector H (5×2×1 mm <sup>3</sup> )							
Energia (keV)	Centróide (Canal)	Desvio padrão ( $\sigma$ )	Offset (Canal)	FWHM (Cana)	FWHM (keV)	Resolução (%) (Canal)	Resolução (%) (keV)
31	34,737	4,044	-1,225	9,446	8,465	26,266	27,305
32	35,936	9,485	-1,225	10,246	9,160	27,571	28,627
59,5	63,373	4,383	-1,225	10,926	10,270	16,914	17,262
81	84,436	5,306	-1,225	7,366	7,070	8,600	8,729
356	376,195	7,190	-1,225	8,184	7,746	2,168	2,176
511	535,283	6,319	-1,225	14,880	14,206	2,773	2,780
662	689,956	16,454	-1,225	38,747	37,180	5,606	5,616

Tabela 5.5 Valores da resolução em energia, centróide, offset, *FWHM* para os vários ajustes dos picos de energia das fontes radioactivas para o detector H.

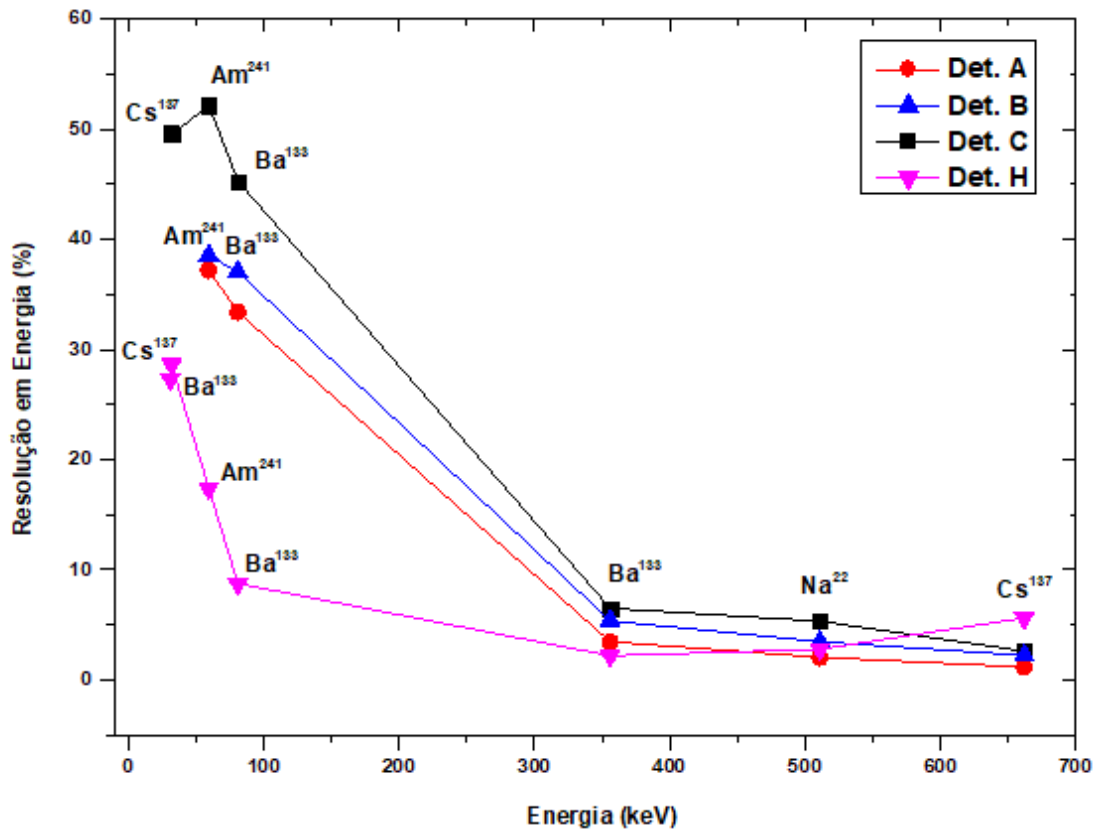


Figura 5.15 Resolução em energia (%) em função da energia (keV) dos picos das fontes de radiação para os quatro protótipos de CdTe.

Na Figura 5.15 encontra-se a resolução em energia, em percentagem, em função da energia (keV) dos picos energéticos das fontes de radiação estudados, para os quatro protótipos de CdTe.

Por norma, este tipo de detectores de Telureto de Cádmio são utilizados para medidas acima dos 100 keV, pois contêm uma melhor resolução para as altas energias [26], o que se pode comprovar, no geral, com os quatro protótipos estudados (Tabelas 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5).

O detector H é o que, em geral, apresenta uma melhor resolução (Tabela 5.5) e o detector C a pior (Tabela 5.4). As lacunas no detector H, devido à sua configuração, viajam menos do que nos outros detectores, proporcionando assim uma montagem ideal em termos de resolução em energia.

A degradação da resolução em energia é provocada pelo excesso de partículas altamente energéticas, como é o caso de prótons, incidente nos semicondutores. Estes detectores foram sujeitos a simulações espaciais para avaliar esta situação.

### **5.5 Produto da mobilidade pelo tempo médio de deriva das cargas - $\mu\tau$**

O estudo do  $\mu\tau$  nos detectores de semicondutor, neste caso os de Telureto de Cádmio, dita a homogeneidade dos cristais, e esta é essencial para determinar a capacidade dos semicondutores para serem aplicados, por exemplo em missões com utilização de telescópios para captação de imagens com boa resolução.

No entanto, não existe nenhum material 100% perfeito, nem homogêneo. As imperfeições ou impurezas e as propriedades do material semicondutor (CdTe) influenciam a performance do detector e as suas capacidades. Uma das capacidades alterada com os efeitos da radiação é a mobilidade das cargas ( $\mu$ ) e o tempo médio de deriva das cargas ( $\tau$ ) no material (CdTe) semicondutor.

Teoricamente, a mobilidade das lacunas é inferior à dos electrões, porque demoram mais tempo a percorrer o material desde a banda de valência até à banda de condução, passando pela banda proibida. O movimento das lacunas por ser mais lento origina uma pior colecção de carga quando comparado com os electrões. Enquanto estes são praticamente todos capturados, as lacunas perdem-se pelo seu trajecto devido à sua lentidão, logo as suas contribuições para o sinal são escassas, levando a um alargamento do pico da gaussiana realizada graficamente e conseqüentemente perda de resolução. Isto foi comprovado através da experiência com a detecção de partículas alfas (usando a fonte de Am<sup>241</sup>) com o aumento da tensão aplicada (canal do centróide vs potencial eléctrico). Para o estudo do  $\mu\tau$  nos detectores de semicondutor é necessário uma fonte radioactiva com partículas que não atravessem por completo a espessura do material, mas sim, que possam interagir à superfície para serem contabilizadas no produto da mobilidade e do tempo médio de deriva da carga em estudo. Por isso, as mais usadas neste tipo de experiências são partículas alfas e os raios-X.

Existem inúmeros factores que podem afectar e modificar os resultados destes estudos, como é o caso da constante temporal de formatação que deve ser muito superior ao tempo de subida do impulso, podendo levar a uma desproporcionalidade da amplitude medida relativamente à carga total induzida. Foi usada em toda a experiência, uma constante temporal de formatação (*shaping time*) de 1 $\mu$ s. Outra situação a ter em causa é o ajuste da curva do  $\mu\tau$ , que fora realizado no programa *OriginPro 9.0*, que é apenas uma estimativa do valor, ou seja, apresenta erros implícitos, pois é somente um ajuste à curva obtido pelos métodos estatísticos do programa computacional através da relação de *Hecht*. Já esta relação pressupõe uma captura uniforme dentro do semiconductor, o que nunca acontece devido a impurezas intrínsecas no material levando à sua não uniformidade. É de notar ainda, que a captura da carga na superfície é significamente diferente da captura no interior da espessura do material semiconductor, pois o número de pares electrões-lacunas adquiridos não é idêntico.

Em consequência da geometria interna do detector e da aplicação do potencial eléctrico adquiriu-se o sinal das cargas (electrões ou lacunas) invertido entre montagens. Por exemplo, no caso do detector H (5 $\times$ 2 $\times$ 1 mm<sup>3</sup>) o eléctrodo da alta tensão está aplicado na superfície, geometria esquematizada na Figura 5.10.

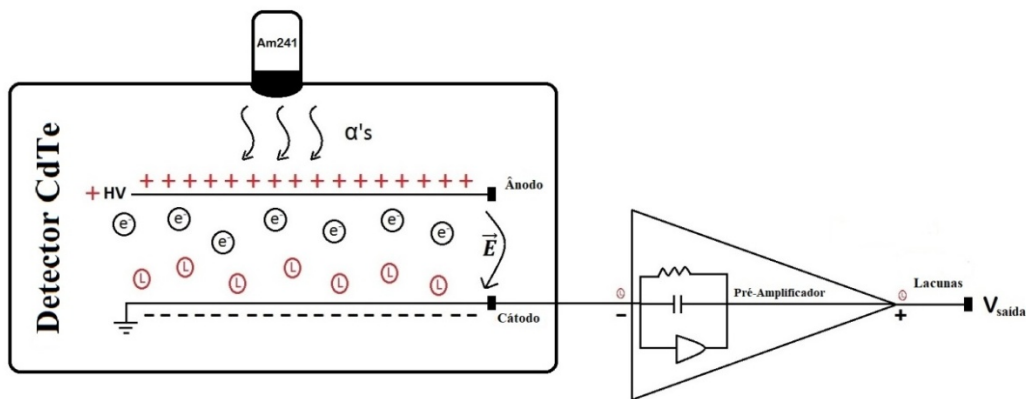


Figura 5.16 Esquema da detecção de partículas alfas ( $E \sim 4\text{MeV}$ ) com a fonte de Amerício 241 através do detector de CdTe e do pré-amplificador para leitura das lacunas através da aplicação de um potencial positivo.

Ao se aplicar um potencial positivo na face do detector que está a ser irradiada e a aquisição do sinal ser feita pelo cátodo, no caso das partículas alfas, o que iremos

obter é o efeito das lacunas. Isto é válido para os detectores A, B e C devido às suas configurações, no caso de se querer analisar o efeito das lacunas do detector H seria necessário aplicar um potencial negativo, pois a sua face irradiada é a que é lida pelo pré-amplificador.

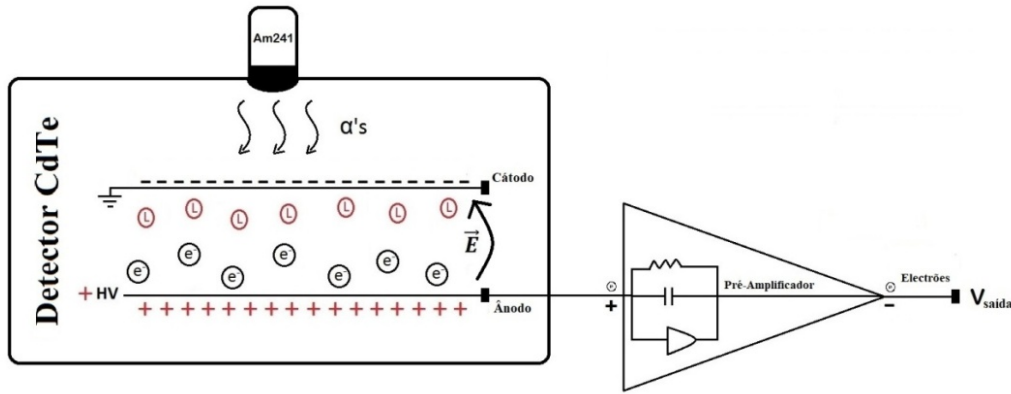


Figura 5.17 Detecção de partículas alfas ( $E \sim 4\text{MeV}$ ) com a fonte de Amerício 241 através do detector de CdTe e do pré-amplificador para leitura dos electrões através da aplicação de um potencial negativo.

Para que se obtenha o valor do  $\mu\tau$  para os electrões é necessário aplicar-se um potencial negativo, para os detectores de A, B e C e um potencial positivo no caso do H. A cada potencial aplicado obteve-se o centróide, no MCA, das partículas alfas para seguidamente se elaborar a curva do  $\mu\tau$ .

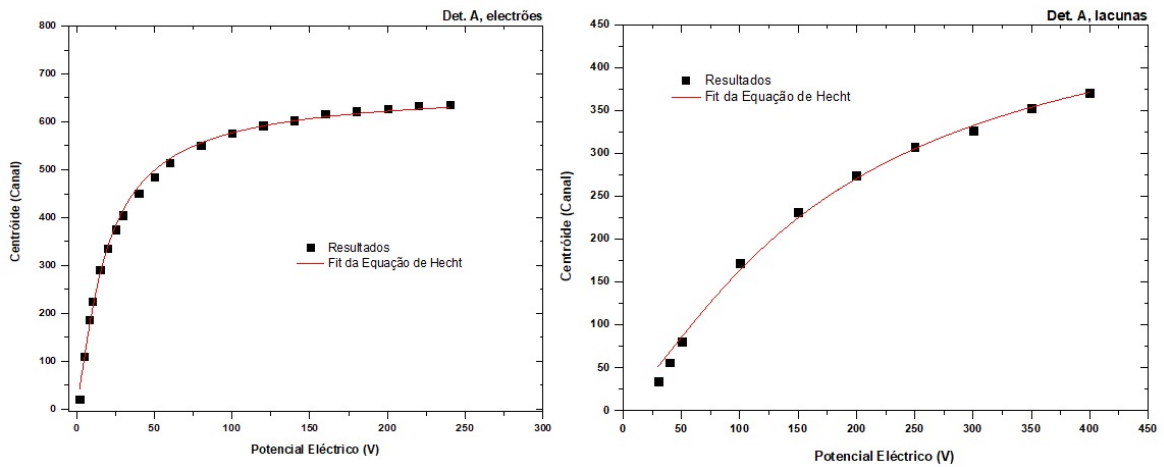


Figura 5.18 Ajuste para o  $\mu\tau$  dos electrões e das lacunas obtidos para o Detector 1211-7A ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ ).

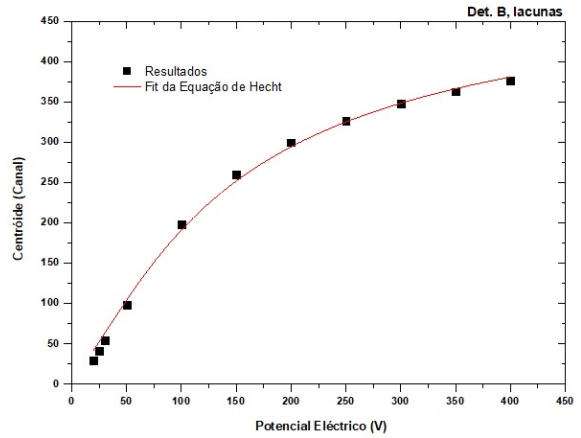
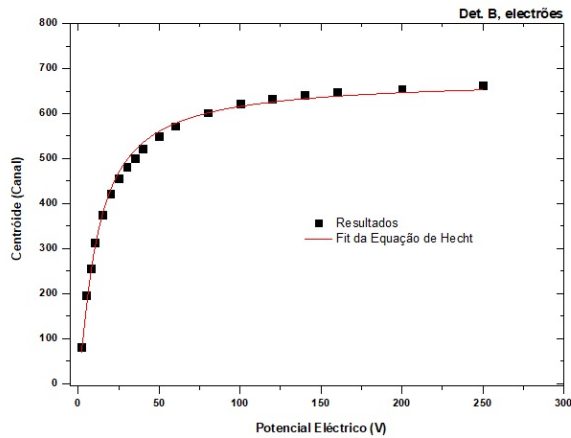


Figura 5.19 Ajuste para  $\mu\tau$  dos electrões e das lacunas obtidos para o Detector 1211-7B ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ ).

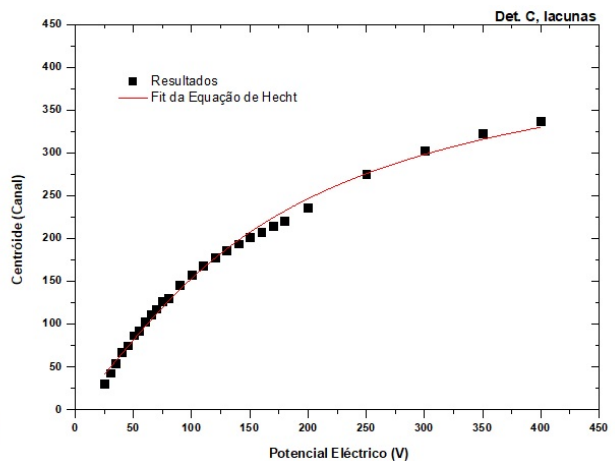
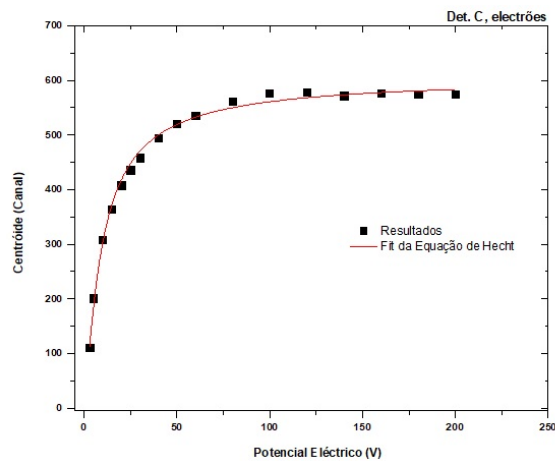


Figura 5.20 Ajuste para  $\mu\tau$  dos electrões e das lacunas obtidos para o Detector 1211-7C ( $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$ ).

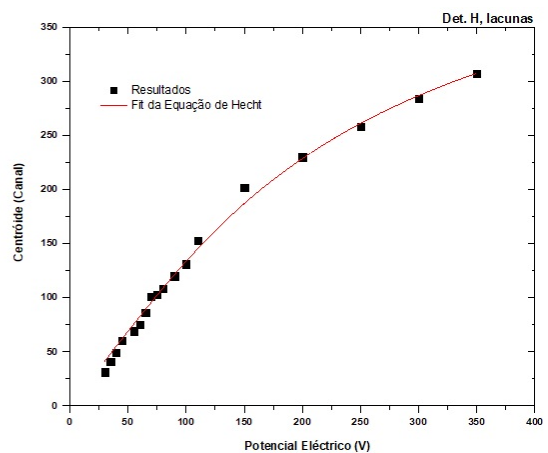
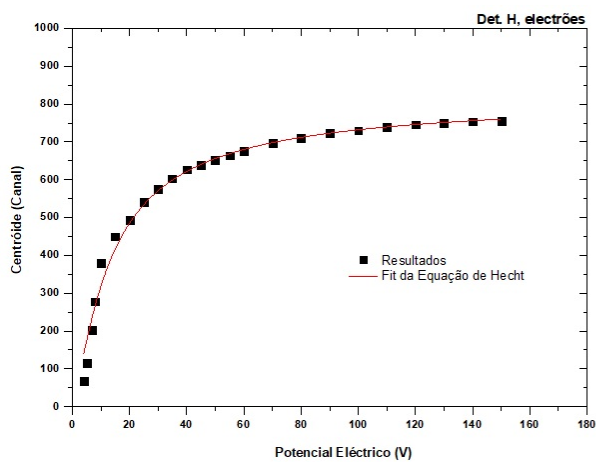


Figura 5.21 Ajuste para  $\mu\tau$  dos electrões e das lacunas obtidos para o H ( $5 \times 2 \times 1 \text{ mm}^3$ ).

Mu-Tau for CdTe Detectors	Detector 1211-7A (5x3x1 mm <sup>3</sup> )	Detector 1211-7B (5x3x1 mm <sup>3</sup> )	Detector 1211-7C (5x3x1 mm <sup>3</sup> )	Detector H (5x2x1 mm <sup>3</sup> )
Electrons Mu-Tau $\mu_{e\tau_e}$ (cm <sup>2</sup> /V)	3,162E-04	5,049E-04	6,204E-04	4,295E-04
Erro $\epsilon$ (cm <sup>2</sup> /V)	9,293E-06	1,800E-05	2,100E-05	2,410E-05
Holes Mu-Tau $\mu_{h\tau_h}$ (cm <sup>2</sup> /V)	3,190E-05	4,120E-05	3,540E-05	2,800E-05
Erro $\epsilon$ (cm <sup>2</sup> /V)	2,354E-06	2,482E-06	1,184E-06	1,323E-06

Tabela 5.6 Valores do  $\mu\tau$  para os electrões e para as lacunas dos quatro protótipos.

Em todos os gráficos obtidos, quer para os electrões, quer para as lacunas é observável o mesmo efeito para cada detector. Como era de esperar, as lacunas apresentam um movimento mais lento no seu trajecto pela espessura do material de CdTe, quando comparadas com os electrões. Como é expresso nos ajustes realizados, os electrões percorrem mais rapidamente o material até estabilizarem num dado valor de tensão, por outro lado as lacunas necessitam de um potencial eléctrico superior para atingirem um certo valor de canal, não atingido a estabilidade.

Os valores do  $\mu\tau$  das cargas para cada detector estão exprimidos na tabela acima (Tabela 5.6) e foram obtidos através do ajuste dos gráficos (Figura 5.18 até 5.21) realizados no programa *OriginPro 9.0*. Estes valores demonstram a fraca qualidade do cristal dos protótipos de CdTe da *EURORAD* utilizados. É de notar que o detector H é o que tem os valores mais baixos, por causa da sua configuração interna.



## 6 Irradiações e análise de resultados

---

### 6.1 Radiação do Ciclotrão do ICNAS

No geral, um ciclotrão produz radiação electromagnética quando as partículas carregadas são aceleradas radialmente (ou seja, o vector da aceleração é perpendicular ao da velocidade).

O ciclotrão do ICNAS (Instituto de Ciências Nucleares Aplicadas à Saúde) da Universidade de Coimbra tem um diâmetro de 1 metro e consegue produzir uma energia máxima de 18,2 MeV durante a aceleração de prótons, mas com o poder de paragem dos materiais que estão à saída passa a 17,2 MeV. O instrumento requer um arrefecimento a água e também a Hélio (He). Este ciclotrão tem como principal objectivo a produção de fármacos ao nível europeu e está dentro dos regulamentos solicitados pela Comunidade Europeia de Energia Atómica (*Euratom*) [28].



Figura 6.1 Ciclotrão do ICNAS da Universidade de Coimbra.

Ao simular um ambiente espacial com um fluxo de prótons altamente energéticos a colidir nos detectores previamente estudados foi possível conhecer a sua degradação e o tempo espacial a que poderiam estar expostos numa órbita *LEO*.

Para se obter energias próximas das desejadas foi necessário degradar / colimar o feixe com diversos materiais:

- ✓ 1000  $\mu\text{m}$  de Alumínio (Al) para Energia = 3,3 MeV ~ 3 MeV ;
- ✓ 375  $\mu\text{m}$  de Nióbio (Nb) para Energia = 5,7 MeV ~ 6 MeV;
- ✓ 500  $\mu\text{m}$  de Alumínio (Al) para Energia = 9,7 MeV ~ 10 MeV;
- ✓ Feixe sem degradação Energia = 13,75 MeV ~ 14 MeV;

Detector C (5×3×1 mm <sup>3</sup> )	Irradiação 1	Irradiação 2	Irradiação 3	Irradiação 4
Energia (MeV)	3,3	5,7	9,7	13,75
Densidade de Fluxo (prótons.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )	8,56E+07	7,96E+07	1,00E+08	6,67E+07
Tempo de Irradiação (s)	27	27	179	333
Fluência da irradiação (prótons.cm <sup>-2</sup> )	2,31E+09	2,15E+09	1,794E+10	2,22E+10
Fluência Total (prótons.cm <sup>-2</sup> )	2,31E+09	4,46E+09	2,23E+10	4,45E+10
Total de Anos de irradiação espacial correspondente (anos)	1	2	10	20

Tabela 6.1 Parâmetros do feixe de prótons do ICNAS para as seguintes irradiações no detector C.

Detector H (5×2×1 mm <sup>3</sup> )	Irradiação 1	Irradiação 2	Irradiação 3	Irradiação 4
Energia (MeV)	3,3	5,7	9,7	13,75
Densidade de Fluxo (prótons.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )	8,19E+07	5,21E+07	7,87E+07	7,74E+07
Tempo de Irradiação (s)	26	42	221	297
Fluência da irradiação (prótons.cm <sup>-2</sup> )	2,13E+09	2,19E+09	1,74E+10	2,30E+10
Fluência Total (prótons.cm <sup>-2</sup> )	2,13E+09	4,32E+09	2,17E+10	4,47E+10
Total de Anos de irradiação espacial correspondente (anos)	1	2	10	20

Tabela 6.2 Parâmetros do feixe de prótons do ICNAS para as seguintes irradiações no detector H.

Foi utilizada a média das irradiações para facilitar a visualização gráfica de ambos os detectores irradiados:

1 ano → 2,220E+09 protões/cm<sup>2</sup> (fluência) → 2,220E+09 protões/cm<sup>2</sup> (fluência total)

2 anos → 2,170E+09 protões/cm<sup>2</sup> (fluência) → 4,390E+09 protões/cm<sup>2</sup> (fluência total)

10 anos → 1,761E+10 protões/cm<sup>2</sup> (fluência) → 2,20E+10 protões/cm<sup>2</sup> (fluência total)

20 anos → 2,260E+10 protões/cm<sup>2</sup> (fluência) → 4,46E+10 protões/cm<sup>2</sup> (fluência total)

Os detectores irradiados foram o detector C (15 mm<sup>2</sup>) e o detector H (10 mm<sup>2</sup>). Estes continham um colimador de chumbo (com uma abertura circular de 3 centímetros de diâmetro) durante as irradiações efectuadas e, por isto, logo após as irradiações mediu-se o espectro do ruído de fundo para se visualizar a activação do chumbo [24].

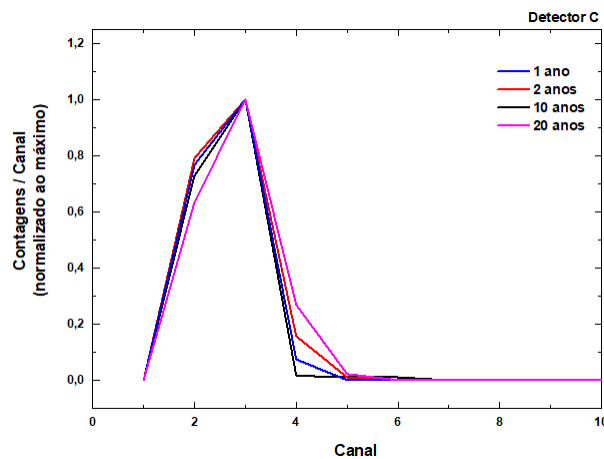


Figura 6.2 Ruído de fundo normalizado do detector C após as irradiações apresentadas.

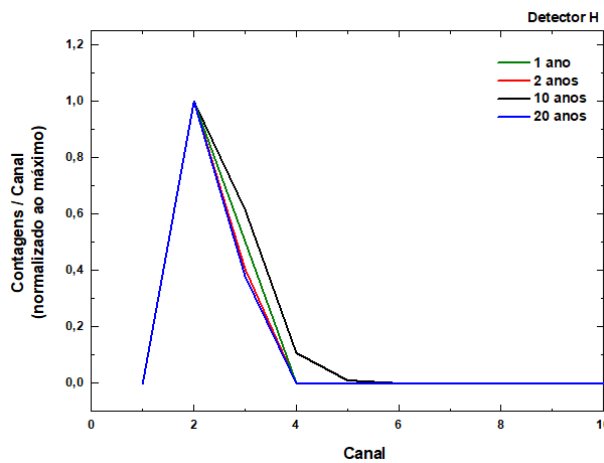


Figura 6.3 Ruído de fundo do detector H após as irradiações apresentadas.

Para uma adequada interpretação do ruído de fundo dos detectores, normalizou-se ao número máximo de contagens as contagens por canal. Esperar-se-ia um aumento da largura à meia altura (*FWHM*) do ruído entre com o aumento dos anos de irradiações, o que não foi visível no detector C, no entanto no detector H houve um ligeiro aumento do ruído para as irradiações de 1 e de 10 anos. Mas de um modo geral, para todas as irradiações temporais realizadas, não houve activação do chumbo.

Após as irradiações efectuadas no ciclotrão do ICNAS, realizaram-se os mesmos estudos, que foram feitos inicialmente para caracterização dos detectores. Deste modo foi possível compreender o efeito das irradiações na performance dos detectores sofridos.

## 6.2 Corrente de Fuga e Resistividade

Na Figura 6.4 encontram-se os gráficos da corrente de fuga em função do potencial eléctrico aplicado para o detector C e para o detector H, respectivamente.

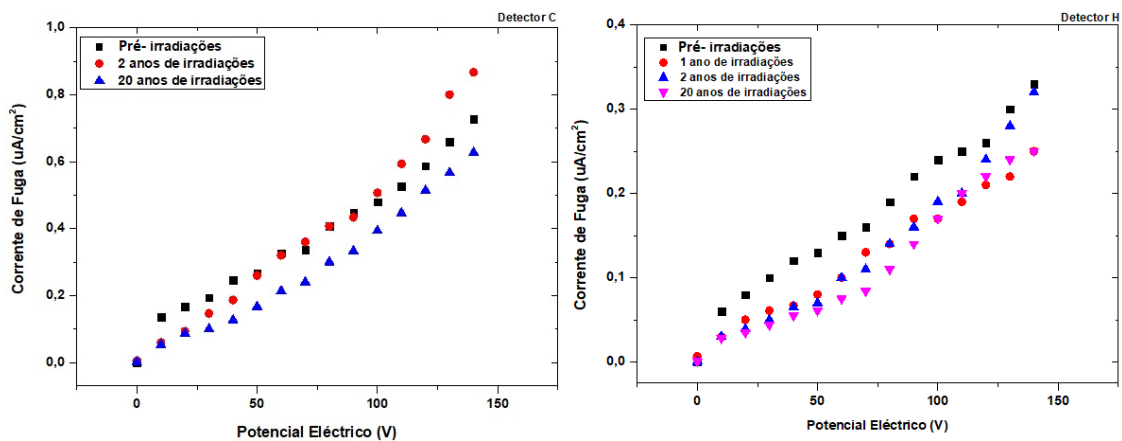


Figura 6.4 Corrente de fuga normalizada à área (15 mm<sup>2</sup>) do detector C em função do potencial eléctrico para irradiações correspondentes a 2 e 20 anos comparativamente à corrente inicial antes da irradiação (esq) e a corrente de fuga normalizada à área (10 mm<sup>2</sup>) do detector H em função do potencial eléctrico para irradiações correspondentes a 1, 2 e 20 anos comparativamente à corrente inicial sem irradiações (dir).

Aparentemente existe um decréscimo da corrente de fuga em ambos os detectores após serem irradiados com um fluxo médio total de  $4,46E+10$  prótons/cm<sup>2</sup> correspondente a 20 anos. Efectivamente, quer para a corrente de fuga inicial e quer para todas as correntes obtidas nos fluxos gerados estão dentro do desvio padrão do erro, que inclui: os erros dos tempos de espera em cada medição; as fontes de tensão usadas mesmo que sejam iguais, poderão ter diferentes *offsets*, bem como diferentes impedâncias de saída, ou seja a corrente de fuga, no seu todo, não sofreu alterações significativas, observando-se o mesmo declive das rectas. O esperado seria o aumento da corrente de fuga provocado pelos danos das doses acumuladas no material semiconductor, o que não se obteve.

Os valores da resistividade ( $\Omega.cm$ ) do material dos detectores irradiados encontram-se expressos nas Tabelas 6.3 e 6.4.

<b>Detector C</b>			
<b>Tempo de irradiação \</b>	<b>Sem irradiações</b>	<b>2 anos</b>	<b>20 anos</b>
<b>Características</b>			
<b>Declive (1/RA)</b> ( $\Omega^{-1}.cm^{-2}$ )	4,570E-03	5,900E-03	4,350E-03
<b>Erro do Declive</b> ( $\epsilon$ )	1,617E-04	2,427E-04	1,699E-04
<b>Resistência (R)</b> ( $\Omega$ )	1,458E+09	1,130+09	1,533E+09
<b>Resistividade (<math>\rho</math>)</b> ( $\Omega.mm$ )	2,187E+10	1,695E+10	2,299E+10
<b>Resistividade (<math>\rho</math>)</b> ( $\Omega.cm$ )	2,187E+08	1,695E+08	2,299E+08

**Tabela 6.3** Valores obtidos do ajuste das correntes de fuga para o cálculo da resistividade do detector C para os anos de dose equivalente de irradiação tabelados.

Detector H Tempo de irradiação \ Características	Sem irradiações	1 ano	2 anos	20 anos
Declive (1/RA) ( $\Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ )	2,080E-03	1,670E-03	2,120E-03	1,820E-03
Erro do Declive ( $\epsilon$ )	7,224E-05	4,262E-05	1,146E-04	1,031E-04
Resistência (R) ( $\Omega$ )	4,803E+09	3,992E+09	3,145E+09	3,663E+09
Resistividade ( $\rho$ ) ( $\Omega \cdot \text{mm}$ )	4,803E+10	5,988E+10	4,717E+10	5,495E+10
Resistividade ( $\rho$ ) ( $\Omega \cdot \text{cm}$ )	4,803E+08	5,988E+08	4,717E+08	5,495E+08

Tabela 6.4 Valores obtidos do ajuste das correntes de fuga para o cálculo da resistividade do detector H para os anos de dose equivalente de irradiação tabelados.

A corrente de fuga está inversamente relacionada com a resistividade do material do detector. Através da secção 2.3.8 percebeu-se que quanto maior a corrente de fuga no material, menor é a sua resistividade, ou seja, o material já não resiste tão facilmente à passagem das cargas eléctricas. Após os supostos danos provocados pelas irradiações no material CdTe, esperar-se-ia um decréscimo da resistividade, tal como um aumento significativo da corrente de fuga, o que não se verificou (ver tabelas 6.3 e 6.4). Os valores da resistividade obtidos estão dentro do desvio-padrão dos erros que ocorreram, o que se compreende que os danos provocados pelas irradiações não foram suficientes para causar modificações nos dados relativos à corrente de fuga e posteriormente à sua resistividade.

A partir das Figuras 9.13 e 9.14 (Anexo - secção 9.2.1), relativas ao declive do ajuste da corrente de fuga em função do tempo de irradiação, facilmente se observa que não existe nenhum comportamento linear.

Obteve-se uma resistividade média para o detector C entre o antes e após irradiações de 2,060E+08  $\Omega \cdot \text{cm}$  e para o detector H uma média de 5,249E+08  $\Omega \cdot \text{cm}$ . O detector H foi o que sempre apresentou uma resistividade maior comparativamente aos outros detectores, não pela sua área, mas provavelmente pela sua configuração.

### 6.3 Espectros das Fontes Radioactivas e Resolução em Energia

Nesta secção são expostos, unicamente, dois espectros das fontes de  $Ba^{133}$  do detector C (Figura 7.2) e de  $Cs^{137}$  do detector H (Figura 7.3) depois das suas irradiações, com o objectivo de perceber a influência das mesmas na resolução em energia de cada detector (ver a secção 9.2.2 do Anexo, que contém os espectros restantes).

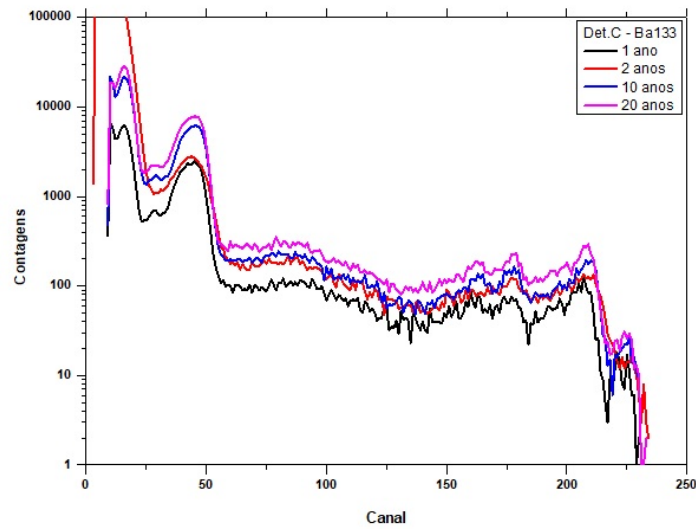


Figura 6.5 Espectros da fonte de Bário 133 para os seguintes anos espaciais no detector C.

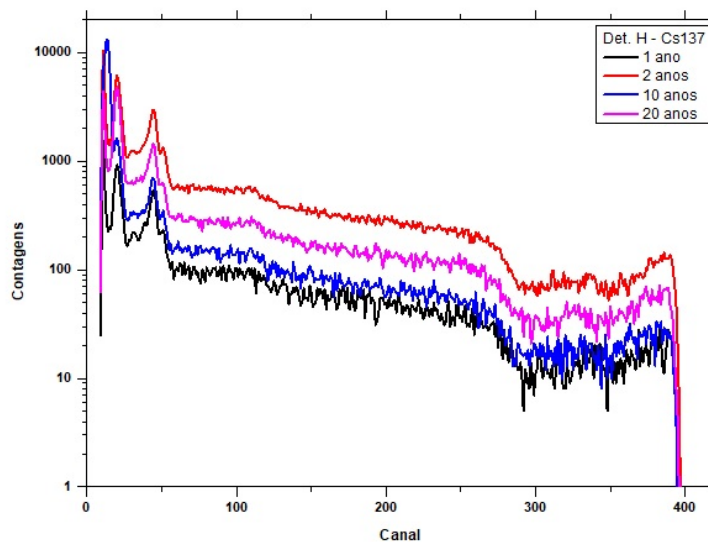


Figura 6.6 Espectros da fonte de Césio 137 para os seguintes anos espaciais no detector H.

Está explícito no espectro de Ba<sup>133</sup> do detector C, a perda de resolução dos picos de energias, mais concretamente para energias acima dos 250 keV (canal 150 - ver secção 10.3 Calibração após irradiações), i.e no pico dos 276 keV , 302 keV, 356 keV (energias entre os canais 150 e 225). Observe-se também uma perda crescente de resolução no pico situado no canal 25 (60 keV pela recta de calibração) com o aumento dos anos de irradiações.

No espectro do Césio 137 do detector H observa-se uma perda de resolução para o pico de 662 keV (antes do canal 400) e uma perda substancial de resolução nos raios-X do chumbo (entre 75 keV a 80 keV) antes do canal 50.

De um modo geral, os detectores não foram prejudicados com as irradiações feitas, os espectros em termos de resolução em energia não sofreram grandes alterações, somente para energias mais altas o efeito se torna mais notório (Figura 6.7 e 6.8).

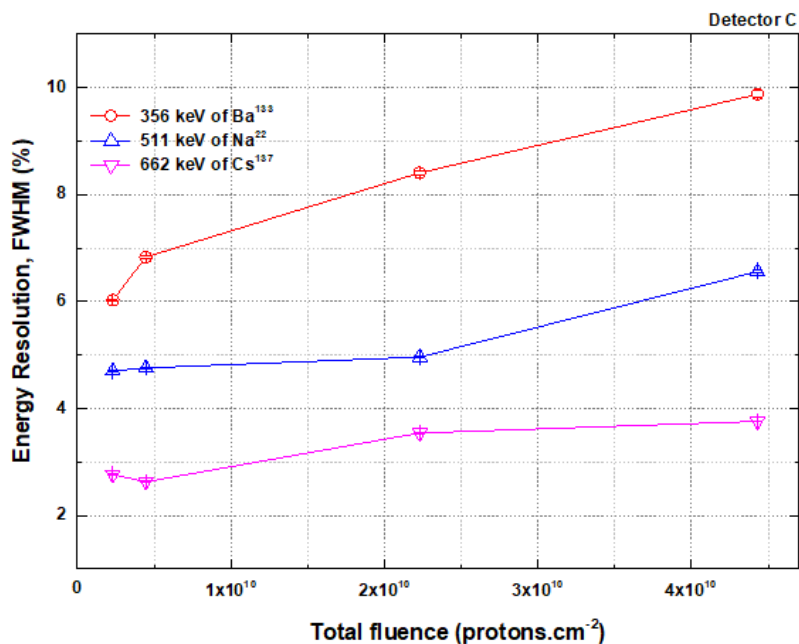


Figura 6.7 Resolução em energia (%) em função das fluências do detector C para os picos 356 keV (Ba<sup>133</sup>), 511 keV (Na<sup>22</sup>) e 662 keV (Cs<sup>137</sup>) de energias.



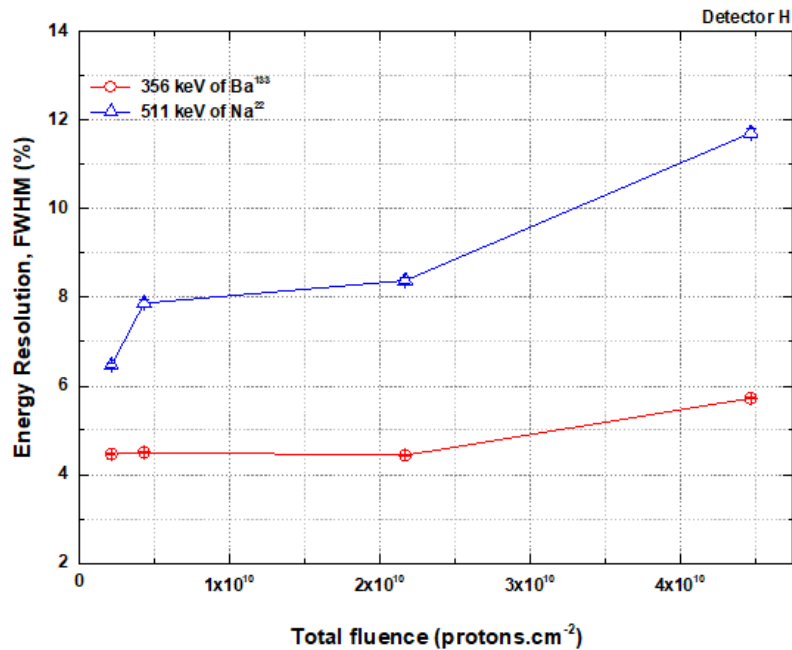


Figura 6.8 Resolução em energia (%) em função das fluências do detector H para os picos 356 keV (Ba<sup>133</sup>) e 511 keV (Na<sup>22</sup>) de energias.

Relativamente à Figura 6.7 e 6.8, foram omitidas as medidas antes das irradiações, em prol de uma melhor percepção da perda de resolução ao longo da dose equivalente de irradiação nos detectores de CdTe. Observa-se, para ambos os gráficos, um aumento evidente para os picos de energia representados dos detectores irradiados. De uma maneira geral, tanto para o detector C como para o H a resolução piora com o aumento das fluências (Figuras 6.7 e 6.8 e Tabelas 6.5 e 6.6), mais propriamente para os picos de altas energias, como já fora visto. Os outros picos não referenciados não obtiveram alterações significativas.

Resolução em Energia (%) para o Detector C			
Fluências (protões.cm <sup>2</sup> ) \ Energia (keV)	356 keV Ba <sup>133</sup>	511 keV Na <sup>22</sup>	662 keV Cs <sup>137</sup>
Pré-irradiações	6,483	5,315	2,595
2,31E+09	6,023	4,700	2,765
4,46E+09	6,826	4,757	2,629
2,23E+10	8,310	4,959	3,540
4,43E+10	9,872	6,558	3,760

Tabela 6.5 Valores em percentagem da resolução em energia de 356 keV, 511 keV e 662 keV no detector C.

Resolução em Energia (%) para o Detector H		
Fluências (protões.cm <sup>2</sup> ) \ Energia (keV)	356 keV Ba <sup>133</sup>	511 keV Na <sup>22</sup>
Pré-irradiações	2,176	2,780
2,13E+09	4,465	6,461
4,32E+09	4,498	7,867
2,17E+10	4,435	8,380
4,47E+10	5,722	11,709

Tabela 6.6 Valores em percentagem da resolução em energia de 356 keV e 511 keV no detector H.

Através da análise interpretativa dos gráficos das Figuras 6.7 e 6.8 e pela visualização dos valores tabelados em 6.5 e 6.6, facilmente se conclui que houve uma perda de resolução com o aumento do fluxo de protões por cm<sup>2</sup>, quer no detector com 0,1cm<sup>2</sup> de área, quer no detector com 0,15cm<sup>2</sup> na sua superfície.

Relativamente às resoluções em energia do detector C, para o fótico de 365 keV do Ba<sup>133</sup> e de 511 keV do Na<sup>22</sup>, verifica-se uma degradação de ~ 52,3% e de ~ 15,2%, respectivamente, em relação ao valor inicial sem irradiações, para uma irradiação com uma fluência total de 4,43E+10 protões.cm<sup>2</sup>, correspondente a ~ 20 anos de dose equivalente acumulada. Para o pico de energia 662 keV do Cs<sup>137</sup> obteve-se uma degradação de ~ 45% em relação ao valor inicial.

Quanto aos fóticos energéticos do detector H, houve uma degradação de ~ 163% do valor inicial da resolução em energia entre o antes e o depois das irradiações no pico de 356 keV (Ba<sup>133</sup>) e uma degradação de ~ 321% do valor inicial da resolução em energia no de 511 keV (Na<sup>22</sup>), ambos com uma fluência de 4,43E+10 protões.cm<sup>2</sup> correspondente a ~20 anos de acumulação de protões num detector do plano focal de um telescópio de raios gama incorporado num satélite que viaja numa órbita *LEO*.

## 6.4 Produto da mobilidade pelo tempo médio de deriva das cargas - $\mu\tau$

A par da resolução em energia, o produto do  $\mu\tau$  é um dos parâmetros principais que providenciam a amplitude do danos no material dos detectores de semiconductor. Após a irradiação por prótons produzidos pelo ciclotrão do ICNAS, estudou-se o produto do  $\mu\tau$  dos detectores de CdTe: C e H.

Na Figura 6.9 encontram-se dois gráficos correspondentes ao detector C irradiado, das curvas realizadas no programa *OriginPro 9.0* para o  $\mu\tau$  dos electrões e das lacunas, respectivamente. Seguidamente, na tabela 6.7 denote-se os valores dos mesmos com os respectivos erros do ajuste realizado no programa estatístico.

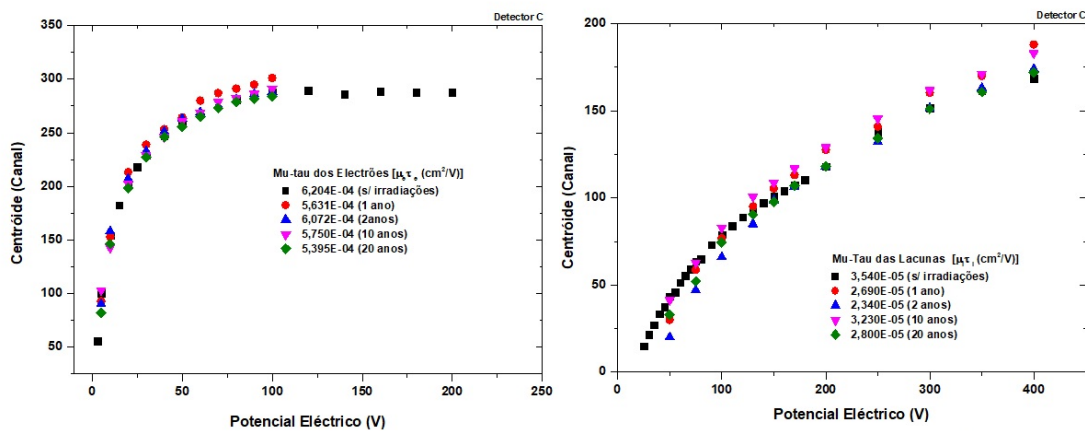


Figura 6.9 Curvas realizadas para o  $\mu\tau$  dos electrões e das lacunas para o detector C.

Detector 1211-7C (5x3x1 mm <sup>3</sup> )	Pré-Irradiações	Irradiado p/ 1 Ano	Irradiado p/ 2 Anos	Irradiado p/ 10 Anos	Irradiado p/ 20 Anos
Mu-Tau dos Electrões $\mu_{eT_e}$ (cm <sup>2</sup> /V)	6,204-04	5,631E-04	6,072E-04	5,750E-04	5,395E-04
Erro $\epsilon$ (cm <sup>2</sup> /V)	2,100E-05	2,260E-05	1,970E-05	3,760E-05	1,510E-05
Mu-Tau das Lacunas $\mu_{hT_h}$ (cm <sup>2</sup> /V)	3,540E-05	2,690E-05	2,340E-05	3,230E-05	2,800E-05
Erro $\epsilon$ (cm <sup>2</sup> /V)	1,184E-06	1,637E-06	1,968E-06	1,019E-06	1,094E-06

Tabela 6.7 Valores do  $\mu\tau$  dos electrões e das lacunas com os respectivos erros para o detector C.

As curvas correspondentes ao  $\mu\tau$  do detector H encontram-se expostas na Figura 6.10 e os seus respectivos valores calculados na Tabela 6.8.

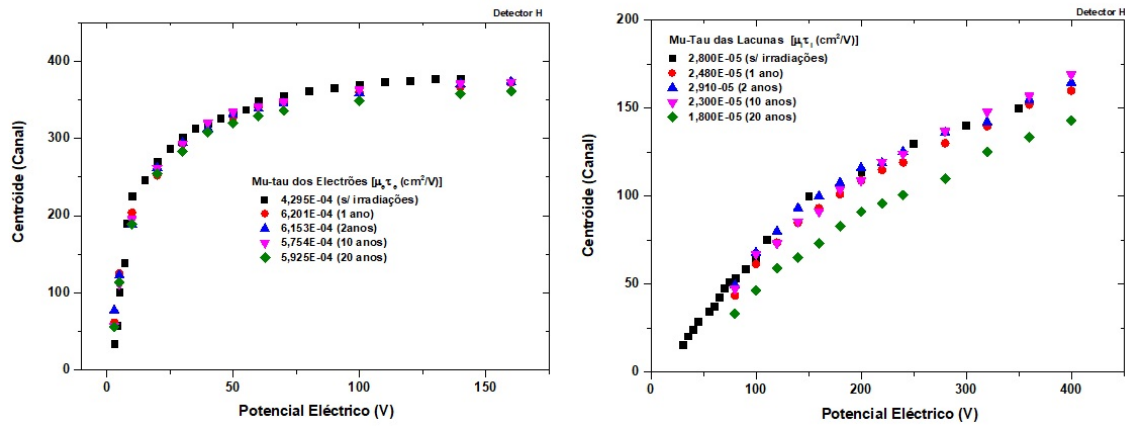


Figura 6.10 Curvas realizadas para o  $\mu\tau$  dos electrões e das lacunas para o detector H.

Detector H (5x2x1 mm <sup>3</sup> )	Pré-Irradiações	Irradiado p/ 1 Ano	Irradiado p/ 2 Anos	Irradiado p/ 10 Anos	Irradiado p/ 20 Anos
Mu-Tau dos Electrões $\mu_e \tau_e$ (cm <sup>2</sup> /V)	4,295E-04	6,201E-04	6,153E-04	5,754E-04	5,925E-04
Erro $\epsilon$ (cm <sup>2</sup> /V)	2,410E-05	3,230E-05	1,890E-05	1,750E-05	1,930E-05
Mu-Tau das Lacunas $\mu_h \tau_h$ (cm <sup>2</sup> /V)	2,800E-05	2,480E-05	2,910E-05	2,300E-05	1,800E-05
Erro $\epsilon$ (cm <sup>2</sup> /V)	1,323E-06	1,100E-06	1,420E-06	9,442E-07	9,178E-07

Tabela 6.8 Valores do  $\mu\tau$  dos electrões e das lacunas com os respectivos erros para o detector H.

Com o intuito comparativo entre os valores do  $\mu\tau$  para cada detector irradiado em função do fluxo de prótons estabelecido em cada irradiação, são apresentados os gráficos seguintes (Figura 6.11 e 6.12).

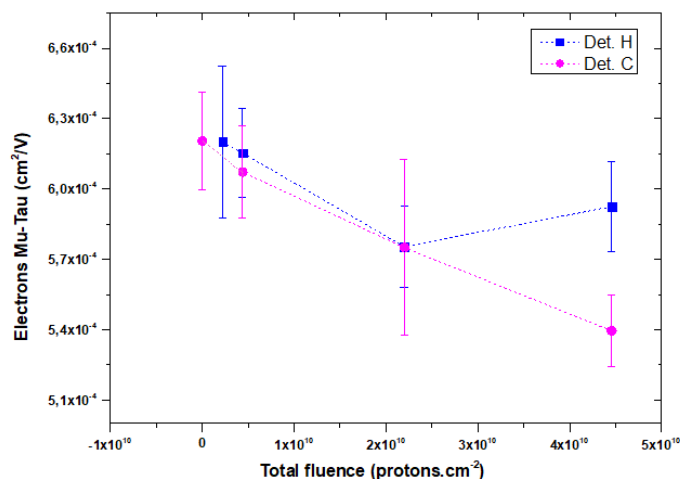


Figura 6.11 Gráfico do  $\mu\tau$  dos electrões em função das fluências para o detector H e C.

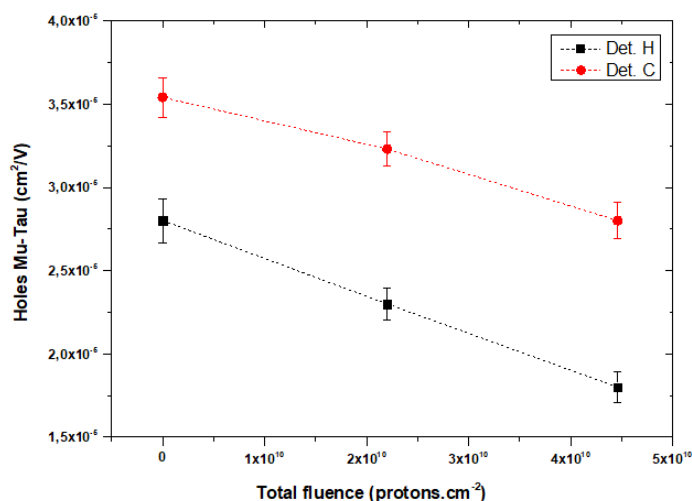


Figura 6.12 Gráfico do  $\mu\tau$  das lacunas em função das fluências para o detector H e C.

Com toda a análise gráfica do  $\mu\tau$ , claramente se observa um decréscimo na mobilidade de deriva dos portadores de carga, mais visível nas lacunas (ver Figura 6.12) desde a pré-irradiação até aos 20 anos de dose equivalente irradiados com um desfasamento de 10 anos espaciais. Contudo, os dados obtidos para os electrões, não são totalmente conclusivos nesse paradigma após as irradiações, mas estão dentro do desvio-padrão do erro. Os valores do  $\mu\tau$  para as fluências de 1 e 2 anos espaciais no caso das lacunas para ambos os detectores e ainda, os valores do  $\mu\tau$  dos electrões para 1 ano espacial no caso do detector C e antes da irradiações no detector H não foram apresentados por causa da sua incoerência em relação aos restantes resultados que foram expectáveis (ver secção do anexo 9.2.4).



## 7 Conclusões

---

Esta dissertação focou-se, essencialmente, em demonstrar o efeito da radiação numa órbita baixa (*LEO*) no desempenho de detectores de radiação de Telureto de Cádmio (*CdTe*) expostos a esta durante um período máximo de 20 anos espaciais. O estudo focou-se, mais propriamente, na degradação verificada do produto da mobilidade pelo tempo médio de deriva das cargas, bem como na resolução em energia dos detectores irradiados.

As irradiações realizadas nas instalações do ICNAS foram bem sucedidas. No entanto as fluências não foram suficientes para provocar uma alteração visível no ruído de fundo do detector.

Com o mapeamento do  $\mu\tau$  obteve-se o efeito esperado decorrente da irradiação. Houve substancialmente um decréscimo quer para as lacunas, quer para os electrões, com uma margem de erro aceitável para afirmar o efeito ocorrido.

Os protótipos de *CdTe* da *EURORAD* utilizados nesta dissertação apresentaram uma não uniformidade dos cristais e com desempenho relativamente baixo, quando comparados com detectores de *CdTe* que possuam anéis de guarda. O que sucede é que como os detectores não tem anel de guarda a corrente de fuga concentra-se mais à superfície, intrigando os resultados. Se houvesse anel de guarda os electrões e as lacunas seriam impedidos de se movimentar pela superfície do cristal, ficando pelo interior do volume do detector, logo ter-se-ia uma corrente de fuga muito menor e uma regularidade nos resultados, bem como uma colecção de carga (*CCE*) mais eficiente, gerando uma melhor resolução. Contudo, é importante referir que não se verificou alterações significativas na corrente de fuga e que o decréscimo aparente, com as irradiações impostas, se encontra dentro do erro estimado. Este efeito ocorrido na corrente de fuga superficial, por não haver anel de guarda poderá ter superado os danos causados pelas irradiações. Em consequência, a resistividade também suportou este efeito de inalterável.

Compreendeu-se que a configuração do detector H (Figura 3.5) é mais vantajosa em termos de resolução em energia dos picos menos energéticos, isto é, quando a irradiação incide no cátodo. Isto deve-se ao facto das interações ocorrerem na superfície do cristal proporcionando uma menor perda de carga, uma vez que as lacunas percorrem o menor trajecto possível.

Durante a análise espectroscópica observou-se uma degradação da resolução em energia para 20 anos espaciais do detector H, da ordem de ~ 321% para o fotopico de 511 keV da fonte de Na<sup>22</sup> e cerca de ~ 163% para 356 keV da fonte de Ba<sup>133</sup>. O detector C foi o que demonstrou uma degradação mais moderada para o mesmo tempo espacial, com ~ 52,3% no fotopico de 356 keV da fonte de Ba<sup>133</sup>, ~ 15,3% no 511 keV de Na<sup>22</sup> e ~ 45% no 662 keV da fonte de Cs<sup>137</sup>.

Os dados obtidos, em termos de resolução em energia, demonstram que este tipo de detectores de CdTe tem o seu máximo desempenho para gamas de energias superiores a 100 keV. Acima destas energias, as interações dos raios gama ocorrem na zona intermédia do cristal, contribuindo para uma melhor colecção de carga das lacunas e dos electrões e consequentemente, contribuindo para uma melhor resolução em energia. Na secção 5.1 foi calculado o limiar de energia mínimo detectável, onde se obteve um valor de ~15 keV neste material semiconductor. É a partir deste valor que as influências do ruído e da corrente de fuga deixam de ser predominantes. É de notar ainda, que a resolução em energia é independente da configuração dos detectores para esta gama de energias superiores a 100 keV. Na espectroscopia em voo é necessária ter em consideração este efeito e otimizar os equipamentos nesta gama de energias, em prol do seu melhor desempenho.

Esta dissertação, em comparação à dissertação do aluno Nelson Simões [6,24], teve um objectivo mais aprofundado, uma vez que se irradiaram 4 protótipos com protões num intervalo de energias mais abrangente. Estas comparações são meramente qualitativas, pois quer o método de fabrico, as dimensões e as condições a que foram submetidos são diferentes. Os danos causados no detector da *ACRORAD*, na dissertação do aluno Nelson Simões [6,24], foram essencialmente no interior do cristal, porque somente se utilizou uma energia (14 MeV). Nesta dissertação utilizaram-se 4



energias no feixe de prótons (3,3 MeV; 5,7 MeV; 9,7MeV; 13,75MeV) e por isto, os danos ocorreram em todo o volume do cristal de CdTe. Constatou-se que para energias mais baixas os efeitos são catastróficos à superfície do cristal, em que a dose localizada ( $dE/dx$ ) atinge o seu máximo, ionizando o meio, influenciando assim, a mobilidade e tempo de deriva das cargas. Demonstrando um efeito mais prejudicial no  $\mu\tau$  do que em termos das altas energias (Ver Figura 4.18).

Os detectores de Telureto de Cádmio são vistos pela comunidade de investigadores de instrumentação espacial como os mais vantajosos, pois operam a altas energias, funcionam à temperatura ambiente, possuem alta resolução temporal, boa resolução vs tempo de vida, boa capacidade de absorção sendo bom colector de cargas.

Numa perspectiva futura, deviam ser realizadas mais experiências sobre as mobilidades das cargas com variados tipos de detectores espaciais e que contenham melhores características e fundamentalmente, um anel de guarda à volta. A falta deste anel de guarda, nos detectores estudados de semiconductor de CdTe, pode ter influenciado a mobilidade e o tempo de deriva das cargas pela superfície e, conseqüentemente os resultados obtidos nas correntes de fuga, ruído, resolução em energia e nos valores do  $\mu\tau$ .



## 8 Bibliografia

---

- [1] [NASA] <http://mediaarchive.ksc.nasa.gov/detail.cfm?mediaid=36706> [Acedido a 15/02/2018]
- [2] [NASA] <https://www.nasa.gov/content/fermi/overview> [Acedido a 15/02/2018]
- [3] [SLIDEPLAYER] <http://slideplayer.com/slide/8345466/> [Acedido a 15/02/2018]
- [4] [WIKIPEDIA] [https://en.wikipedia.org/wiki/File:Comparison\\_satellite\\_navigation\\_orbits.svg](https://en.wikipedia.org/wiki/File:Comparison_satellite_navigation_orbits.svg) [Acedido a 15/02/2018]
- [5] N.V.Kuznetsov, N.I Nikolaeva, “*Trapped proton fluxes measured on board LEO satellites in comparison with models*”, 2010
- [6] Simões, N., “*Activação e Degradação da Resposta de um Instrumento de CdTe em Condições de Voo para um Telescópio Espacial de Raios Gama*”, Tese de Mestrado da Universidade de Coimbra (2015)
- [7] Khalil, M., “*Study of stripped Spectro-Imagigng Detetors for a Future Space MeV Telescope*”, Tese de Doutoramento da *l'Université Paris Diderot* (2014)
- [8] Pinto, M., “*CdTe Matrix Polarimetric Analysis with a Crytal Polarizer*”, Tese de Mestrado da Universidade de Coimbra (2014)
- [9] Knoll, G., “*Radiation Detetor and Measurement*” (4ª edição), John Wiley & sons, 2010
- [10] Leo, W.R., “*Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment*” (2ª edição), Springer-Verlag, 1994
- [11] [NIST] <http://www.nist.gov> [Acedido a 15/02/2018]
- [12] [SLIDEPLAYER] <http://slideplayer.com.br/slide/63484/> [Acedido a 15/02/2018]
- [13] Janeiro, F., “*Electrónica I*”, Engenharia Mecatrónica, Universidade de Évora (2013/2014)
- [14] Owens, A. Peacock, A., “*Compound semiconductor radiation detetors*”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, 2004
- [15] Z. He, G.F Knoll, and D.K. Wehe, “*Direct measurement of product of the electron mobility and mean free drift time of CdZnTe semiconductors using position sensitive single polarity charge sensing detectors*”, 1998
- [16] Q.Long, S. Dinca, E.Schiff, Y.Ming, T.Jeremy, “*Electron and hole drift mobility measurements on thin film CdTe solar cells*”, 2014
- [17] R.Terrier, F.Lebrun, A.Bazzano, G.Belanger, “*In-flight calibration of the ISGRI camera*”, 2003
- [18] [DETECTORES] [http://www.if.ufrj.br/~mms/lab4/detectores\\_a\\_Cap%C3%ADtulo%2012.pdf](http://www.if.ufrj.br/~mms/lab4/detectores_a_Cap%C3%ADtulo%2012.pdf) [Acedido a 15/02/2018]

- [19] M. Prokesch and C.Szeles, "Accurate measurement of electrical bulk resistivity and surface leakage of CdZnTe radiation detector crystals", 2006
- [20] A. Cavallini, B. Fraboni, W. Dusi, N. Auricchio, "*Radiation effects on II-VI compound-based detectors*", 2002
- [21] M. Zanarini, P. Chirco, N. Auricchio, "*Radiation damage induced by 2 MeV protons in CdTe and CdZnTe semiconductor detectors*", 2004
- [22] E.E.Ermis, C.Celiktas, "*Timing Applications to Improve the Energy Resolution of NaI(Tl) Scintillation Detectors*", 2012
- [23] [MANUAL SRIM/TRIM] <http://www.srim.org/SRIM/SRIM%2008.pdf> [Acedido a 15/02/2018]
- [24] N.Simões, J.Maia, R.M.Curado da Silva, "*Inflight proton activation and damage on a CdTe detection plane*", 2018
- [25] R.Reduz, J.Pantazis, T.Pantazis, A.Huber, "*Characterization of CdTe Detectors for Quantitative X-ray Spectroscopy*", 2009
- [26] D. Greiffenberg, A. Fauler, A. Zwerger and M. Fiederle, "*Energy resolution and transport properties of CdTe-Timepix-Assemblies*", 2011
- [27] James I. Vette, "*Trapped Radiation Environment Model Program*", 1991
- [28] [ICNAS] [https://www.uc.pt/icnas/quem\\_somos/organizacao/PET/pet\\_recursos](https://www.uc.pt/icnas/quem_somos/organizacao/PET/pet_recursos) [Acedido a 15/02/2018]
- [29] James I.Vette, "*Radiation Environment – Inner Zone – Protons and Electrons*", 1966
- [30] P.F.Peyrard, T.Beutier, O.Serres, C.CHatry, "A Toolkit for space environment", 2005 ESA
- [31] O.Pinto Jr, W.D.Gonzalez, I.R.C.A.Pinto, A.L.C. Gonzalez, O. Mendes Jr, "*The South Atlantic Magnetic Anomaly: three decades of research*", 1992
- [32] [ESA-INTEGRAL] <http://sci.esa.int/integral/> [Acedido a 15/02/2018]

# 9 Anexo

## 9.1 Pré-Irradiações

### 9.1.1 Ajustes dos picos de energia das fontes radioactivas

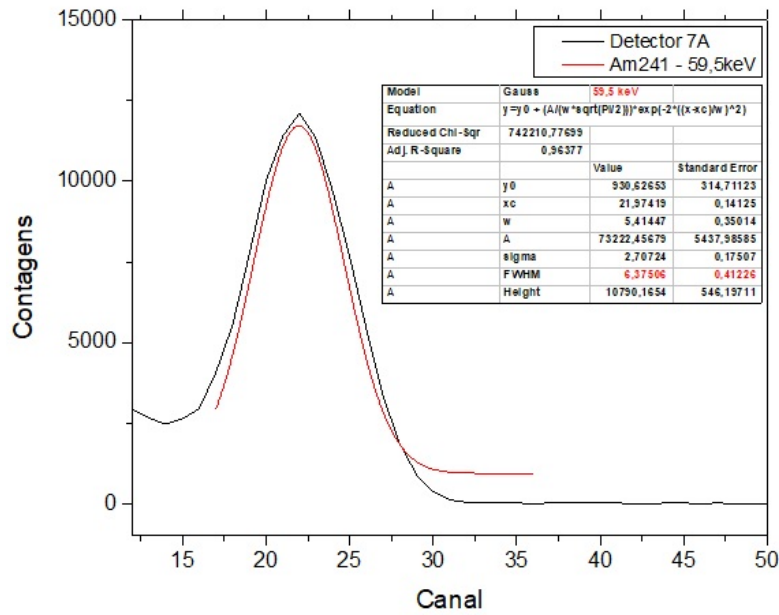


Figura 9.1 Ajuste do pico de 59,5 keV do Am<sup>241</sup> do detector 1211-7A.

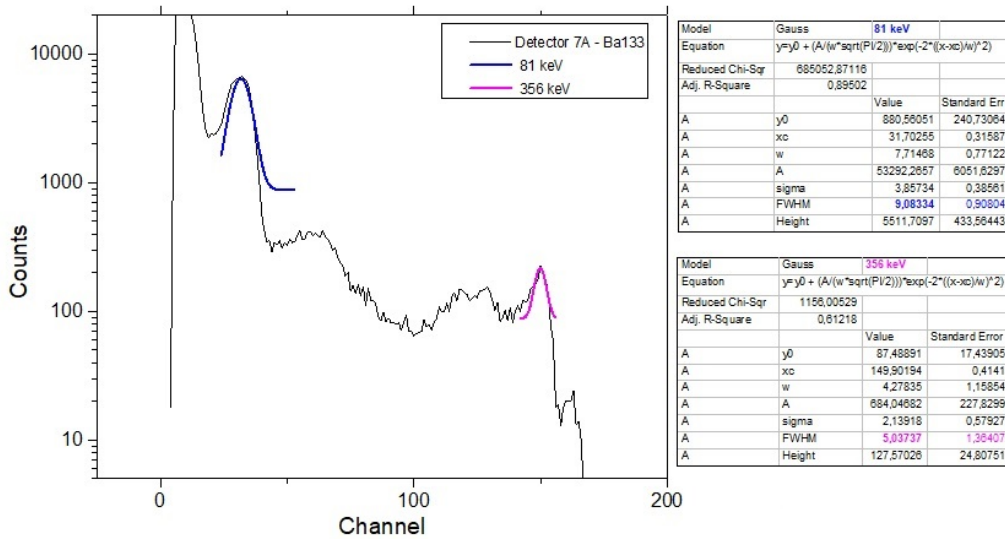


Figura 9.2 Ajuste dos picos de 81 keV e 356 keV do Ba<sup>133</sup> do detector 1211-7A.

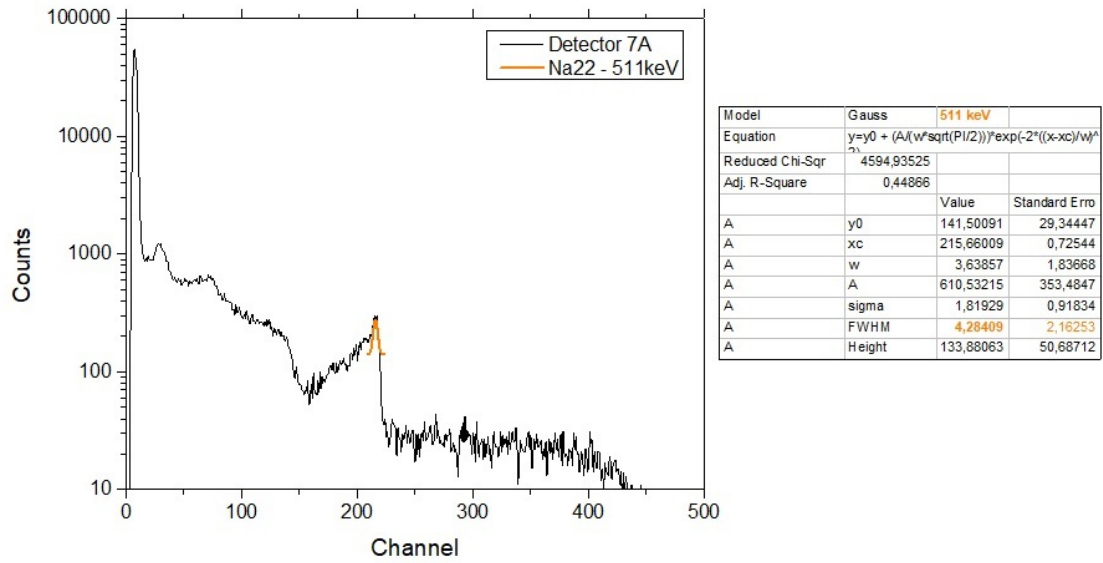


Figura 9.3 Ajuste do pico de 511 keV do Na<sup>22</sup> do detector 1211-7A.

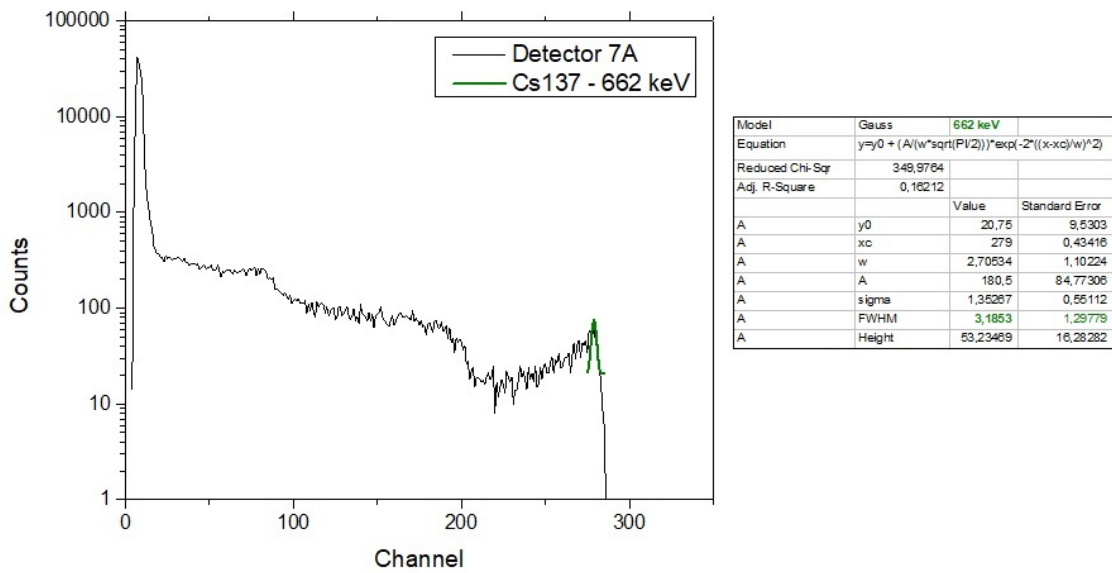


Figura 9.4 Ajuste do pico de 662 keV do Cs<sup>137</sup> do detector 1211-7A.

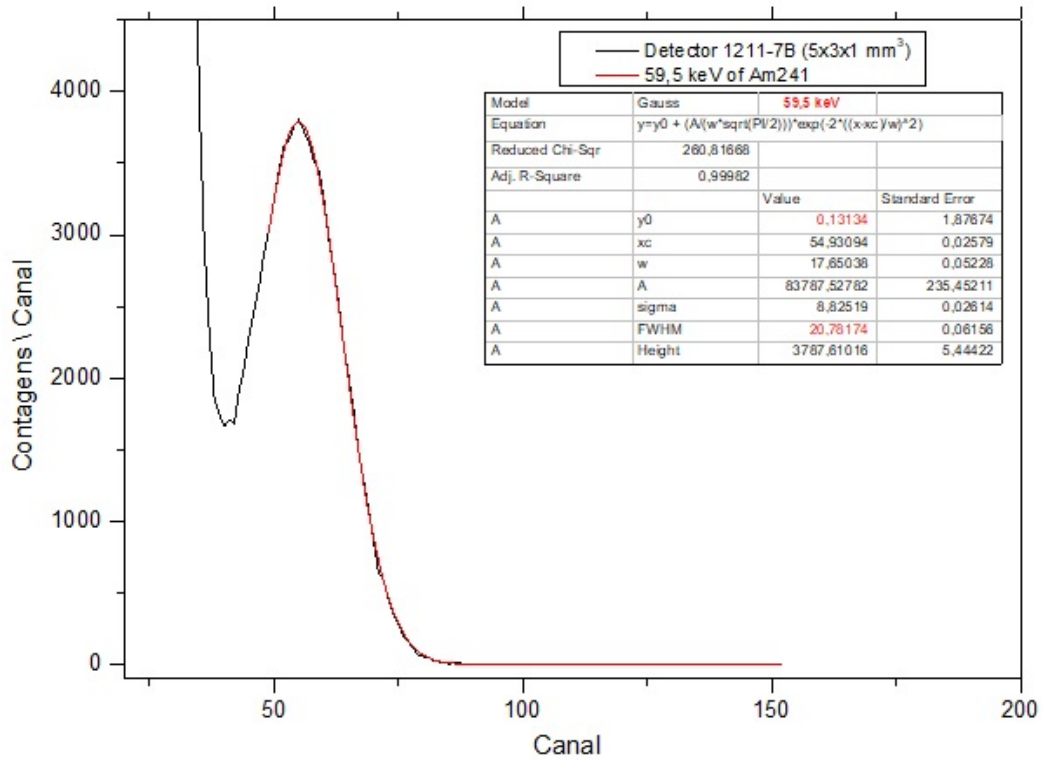


Figura 9.5 Ajuste do pico de 59,5 keV do Am<sup>241</sup> do detector 1211-7B.

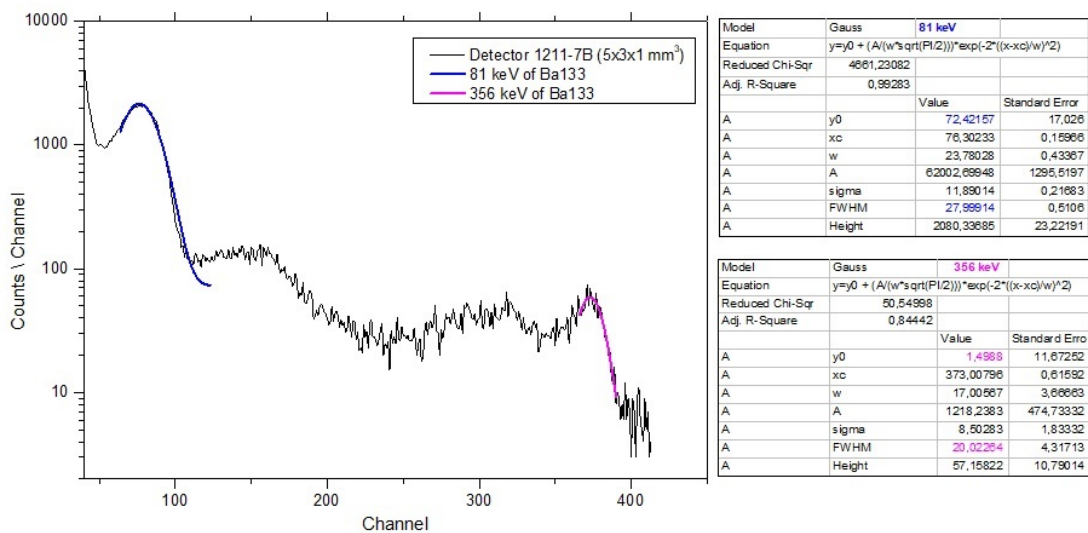


Figura 9.6 Ajuste dos picos de 81 keV e 356 keV do Ba<sup>133</sup> do detector 1211-7B.

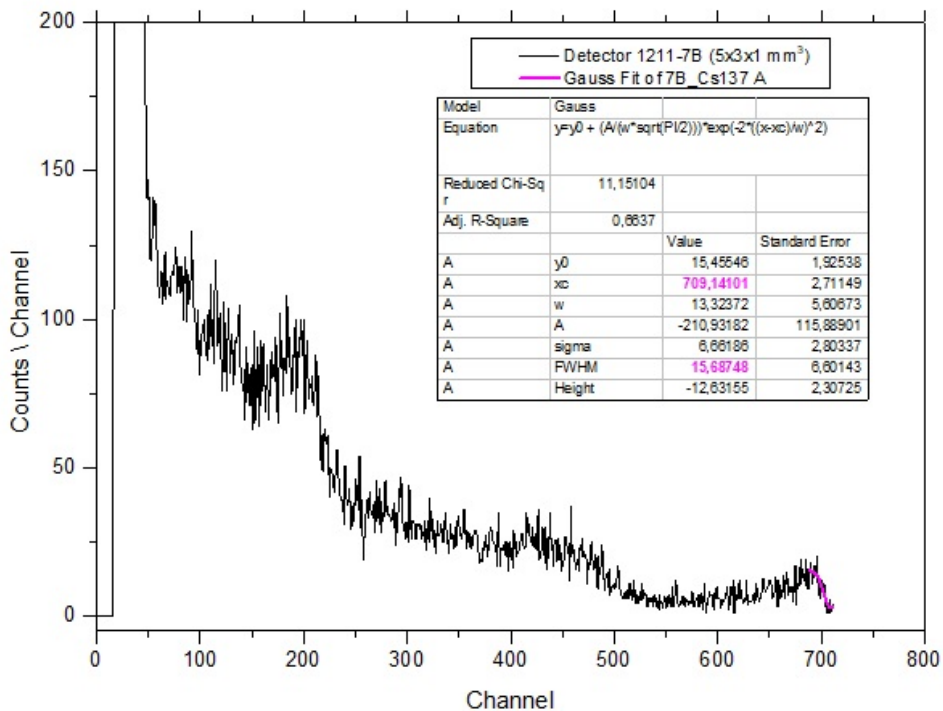


Figura 9.7 Ajuste do pico de 662 keV do Cs<sup>137</sup> do detector 1211-7B.

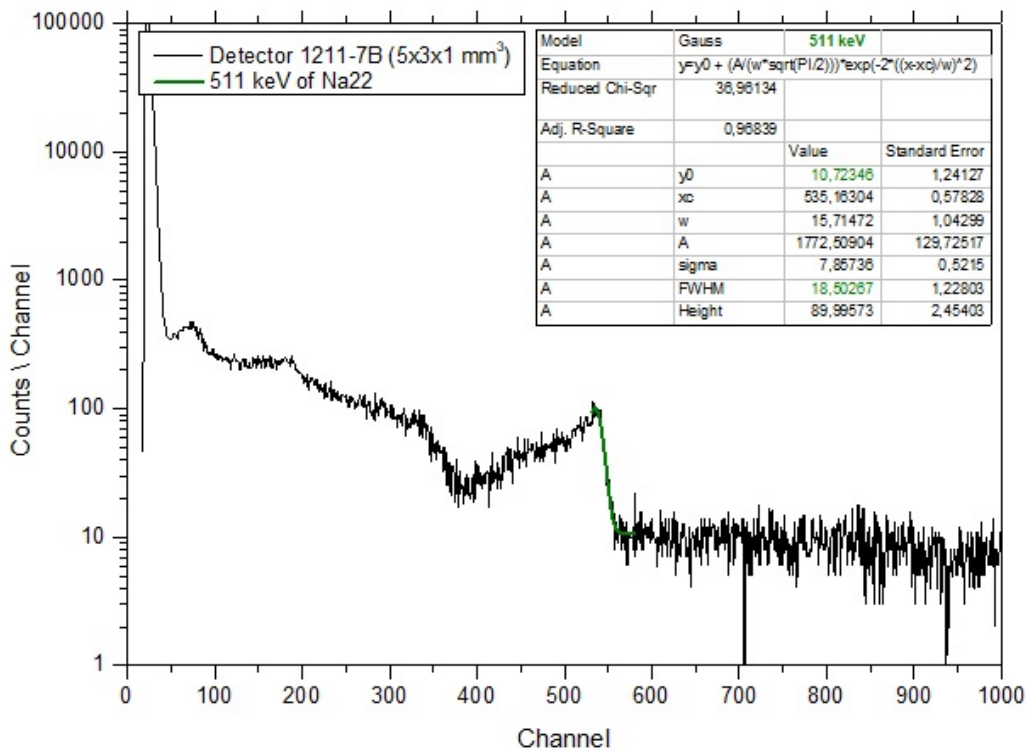


Figura 9.8 Ajuste do pico de 511 keV do Na<sup>22</sup> do detector 1211-7B.



## 9.1.2 Calibração em Energia

Energia (keV)	Canal	$\sigma_{\text{Canal de Energia}}$
59,5	21,974	2,707
81	31,703	3,857
356	149,902	2,139
511	215,660	1,819
662	279	1,353

Tabela 9.1 Energias e os seus canais correspondentes para o detector 1211-7A com o desvio padrão ( $\sigma$ ) associado ao canal de energia.

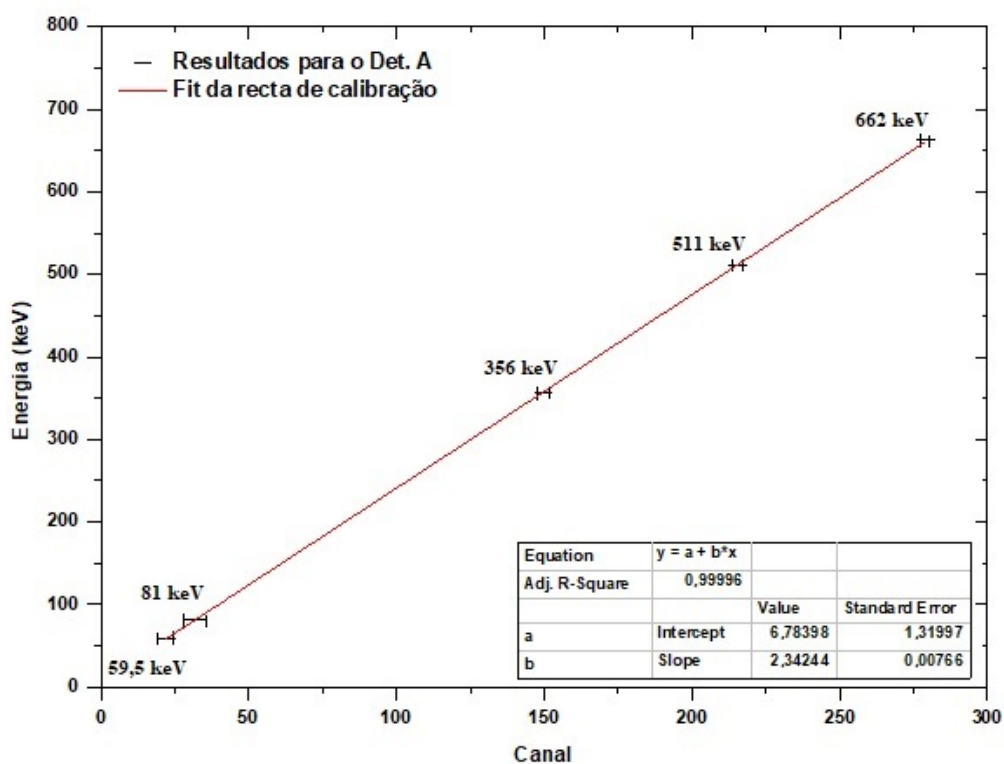


Figura 9.9 Recta de Calibração obtida para o detector CdTe referenciado como 1211-7A com  $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$  de dimensões, usando as energias correspondentes às fontes (59,5 keV no  $\text{Am}^{241}$  ; 81 keV e 356 keV no  $\text{Ba}^{133}$  ; 511 keV no  $\text{Na}^{22}$  ; 662 keV no  $\text{Cs}^{137}$ ).

Energia (keV)	Canal	$\sigma_{\text{Canal de Energia}}$
59,5	54,930	8,825
81	76,302	11,890
356	373,007	8,502
511	535,163	7,857
662	709,141	6,662

Tabela 9.2 Energias e os seus canais correspondentes para o detector 1211-7B com o desvio padrão ( $\sigma$ ) associado ao canal de energia.

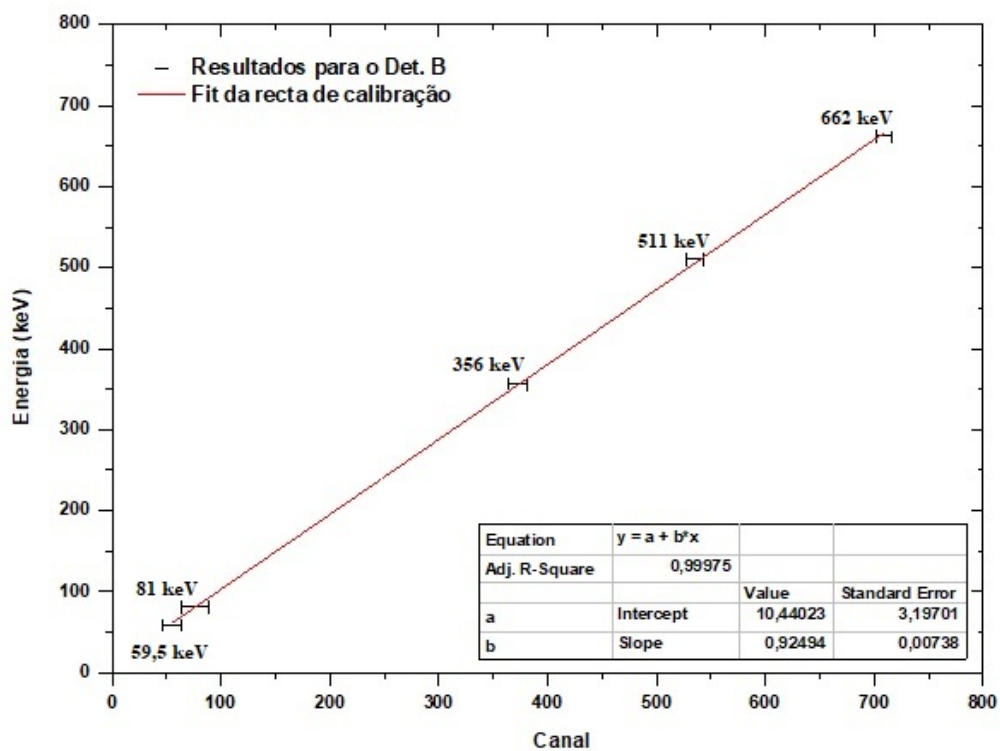


Figura 9.10 Recta de Calibração obtida para o detector CdTe referenciado como 1211-7B com  $5 \times 3 \times 1$  mm<sup>3</sup> de dimensões, usando as energias correspondentes às fontes (59,5 keV no Am<sup>241</sup> ; 81 keV e 356 keV no Ba<sup>133</sup> ; 511 keV no Na<sup>22</sup> ; 662 keV no Cs<sup>137</sup>).

Energia (keV)	Canal	$\sigma_{\text{Canal de Energia}}$
31	12,825	2,351
32	13,272	2,329
59,5	23,193	4,300
81	30,349	5,311
356	149,871	4,072
511	213,328	5,820
662	277,980	4,124

Tabela 9.3 Energias e os seus canais correspondentes para o detector 1211-7C com o desvio padrão ( $\sigma$ ) associado ao canal de energia.

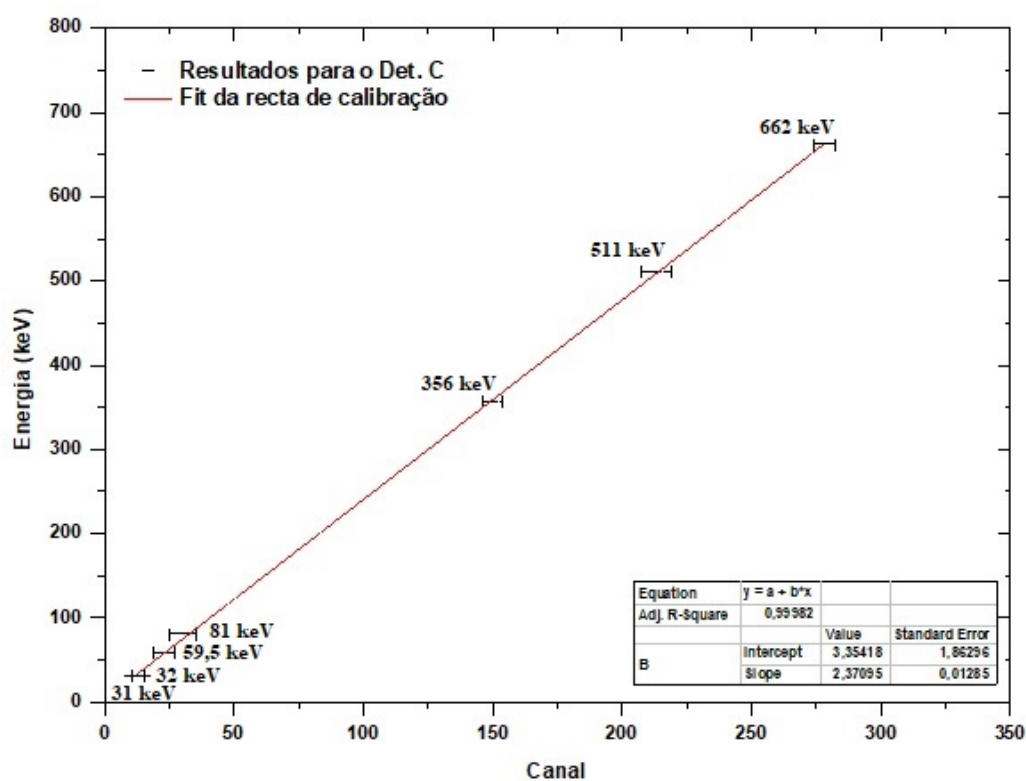


Figura 9.11 Recta de Calibração obtida para o detector CdTe referenciado como 1211-7C com  $5 \times 3 \times 1 \text{ mm}^3$  de dimensões, usando as energias correspondentes às fontes (59,5 keV no  $\text{Am}^{241}$  ; 31 keV, 81 keV e 356 keV no  $\text{Ba}^{133}$  ; 511 keV no  $\text{Na}^{22}$  ; 32 keV e 662 keV no  $\text{Cs}^{137}$ ).

Energia (keV)	Canal	$\sigma_{\text{Canal de Energia}}$
31	34,73668	4,04477
32	35,93553	9,48475
59,5	63,37291	4,38285
81	84,43628	5,30567
356	372,33771	7,1896
511	534,42218	7,95486
662	694,67501	5,20931

Tabela 9.4 Energias e os seus canais correspondentes para o detector H com o desvio padrão ( $\sigma$ ) associado ao canal de energia.

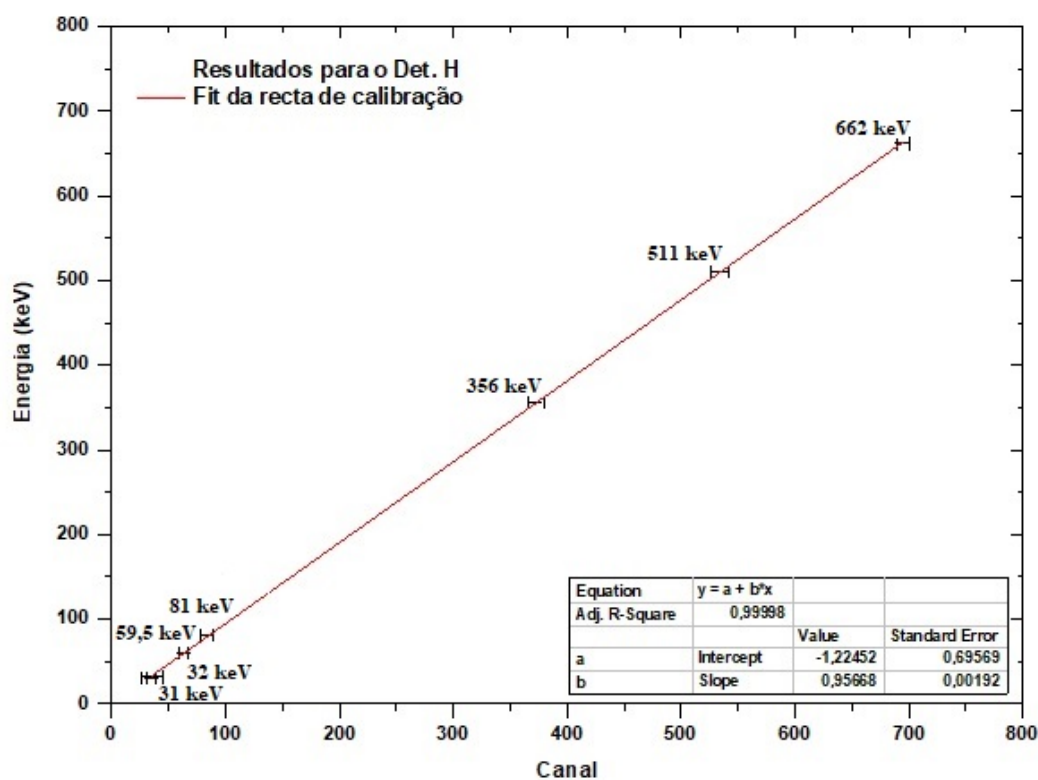


Figura 9.12 Recta de Calibração obtida para o detector CdTe referenciado como H com  $5 \times 2 \times 1$  mm<sup>3</sup> de dimensões, usando as energias correspondentes às fontes (59,5 keV no Am<sup>241</sup>; 31 keV, 81 keV e 356 keV no Ba<sup>133</sup>; 511 keV no Na<sup>22</sup>; 32 keV e 662 keV no Cs<sup>137</sup>).

## 9.2 Pós-Irradiações

### 9.2.1 Declive do ajuste da corrente de fuga vs Tempo de irradiação

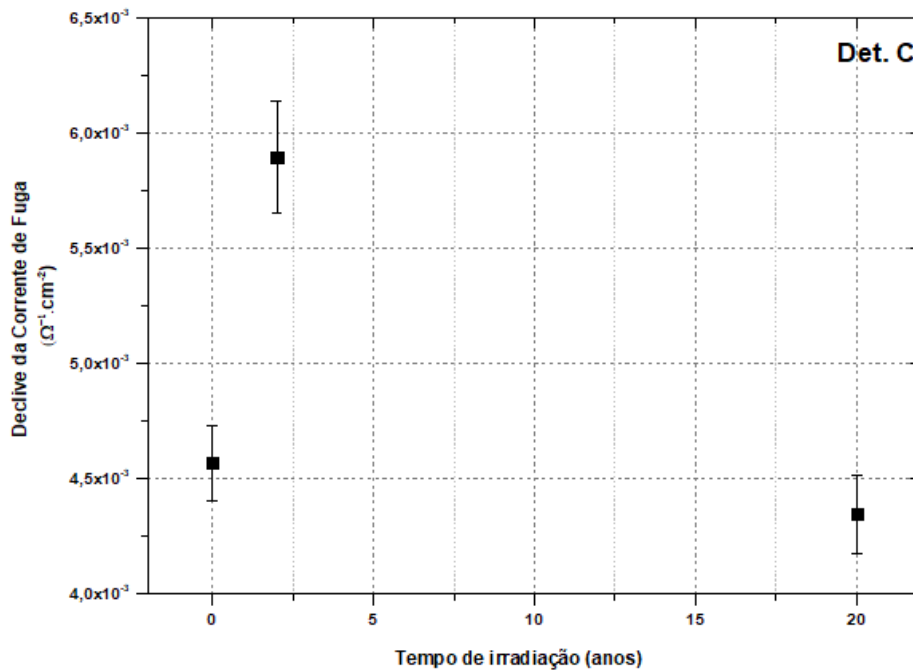


Figura 9.13 Declive do ajuste da corrente de fuga em função do tempo de irradiação para o detector C.

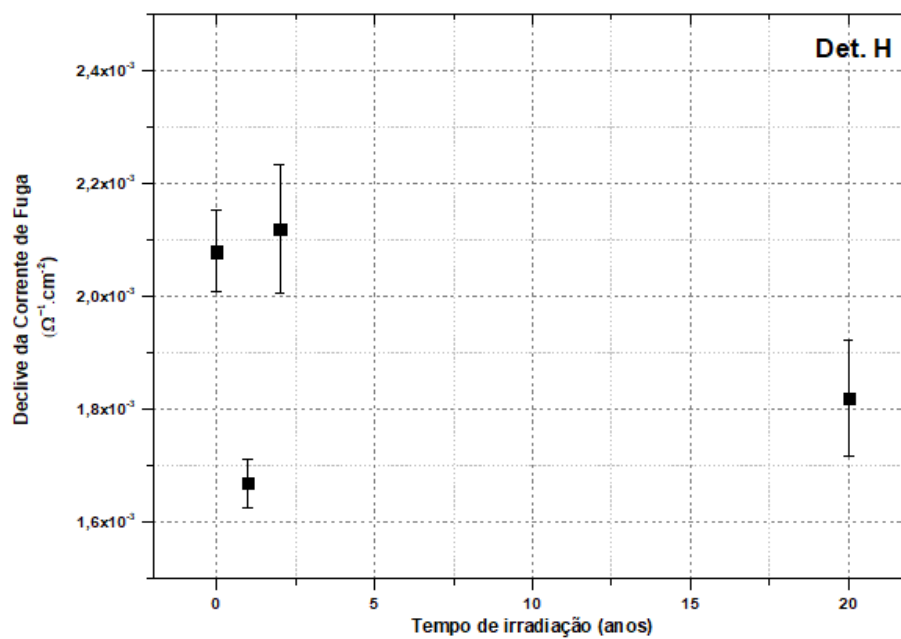


Figura 9.14 Declive do ajuste da corrente de fuga em função do tempo de irradiação para o detector H.

## 9.2.2 Espectros das fontes radioactivas

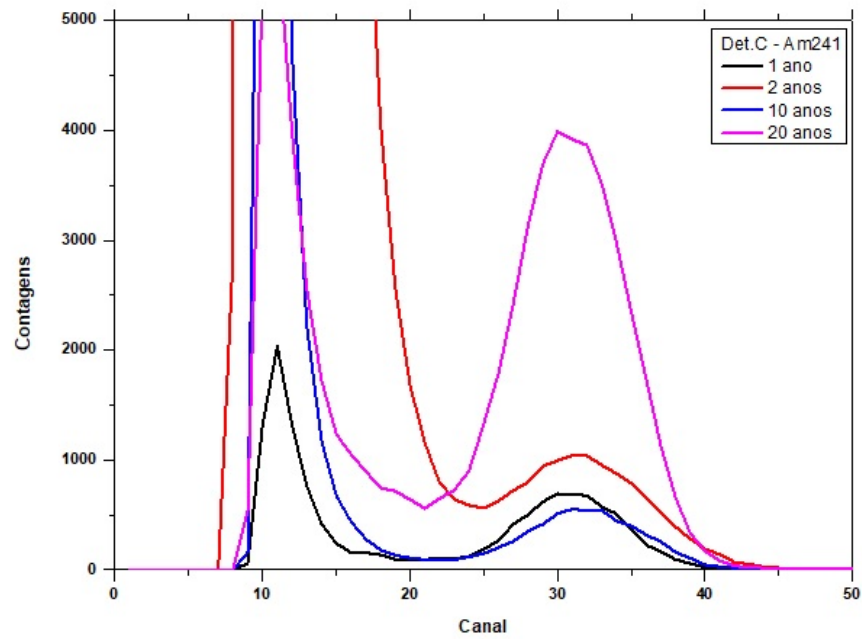


Figura 9.15 Espectros da fonte de Amerício 241 para os seguintes anos espaciais no detector C.

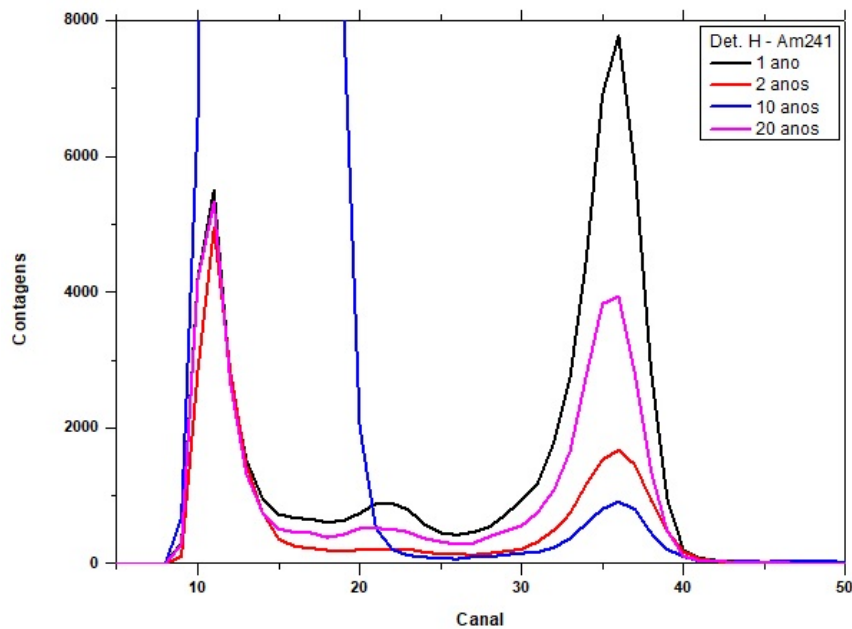


Figura 9.16 Espectros da fonte de Amerício 241 para os seguintes anos espaciais no detector H.

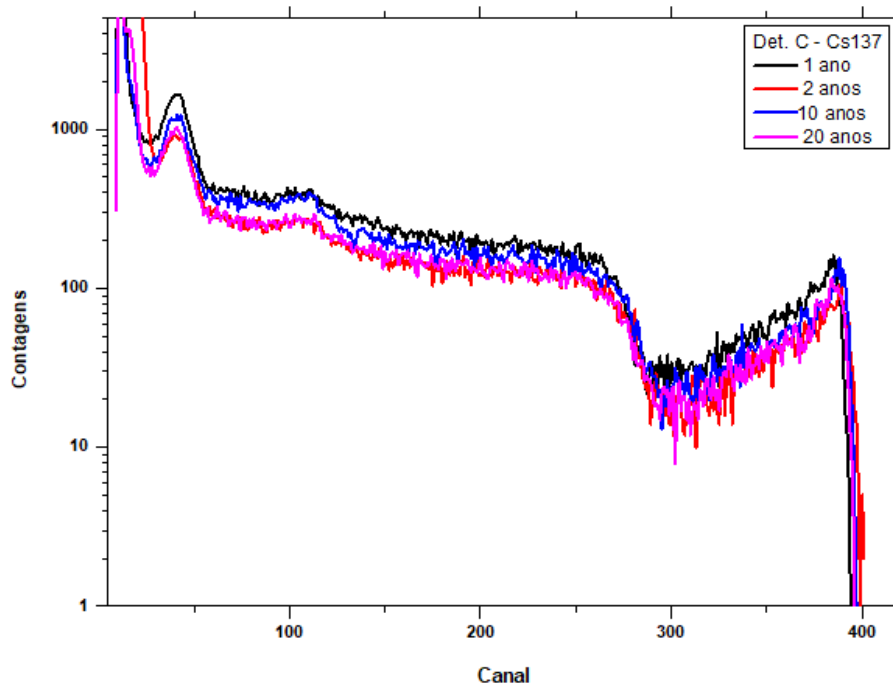


Figura 9.17 Espectros da fonte de Césio 137 para os seguintes anos espaciais no detector C.

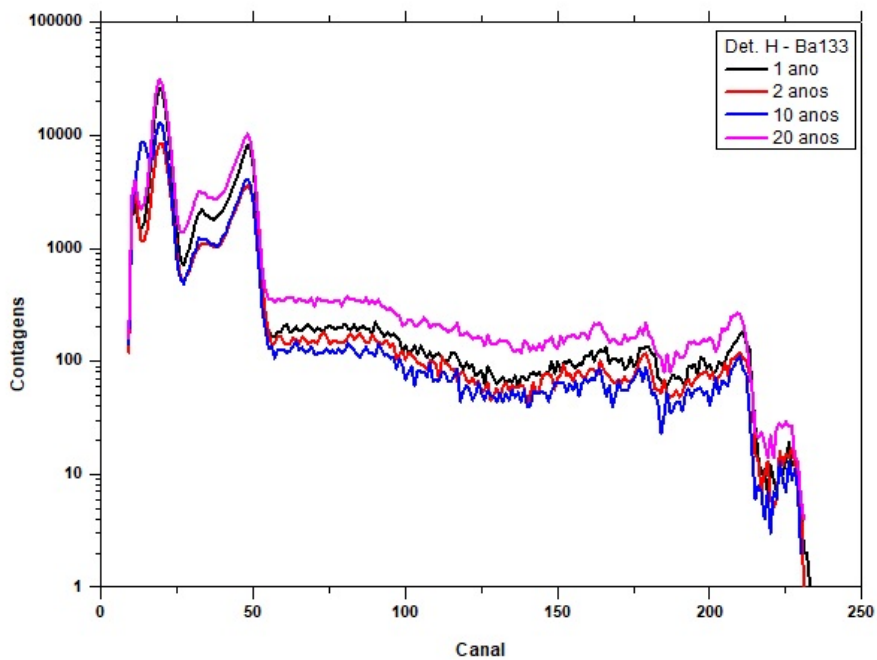


Figura 9.18 Espectros da fonte de Bário 133 para os seguintes anos espaciais no detector H.

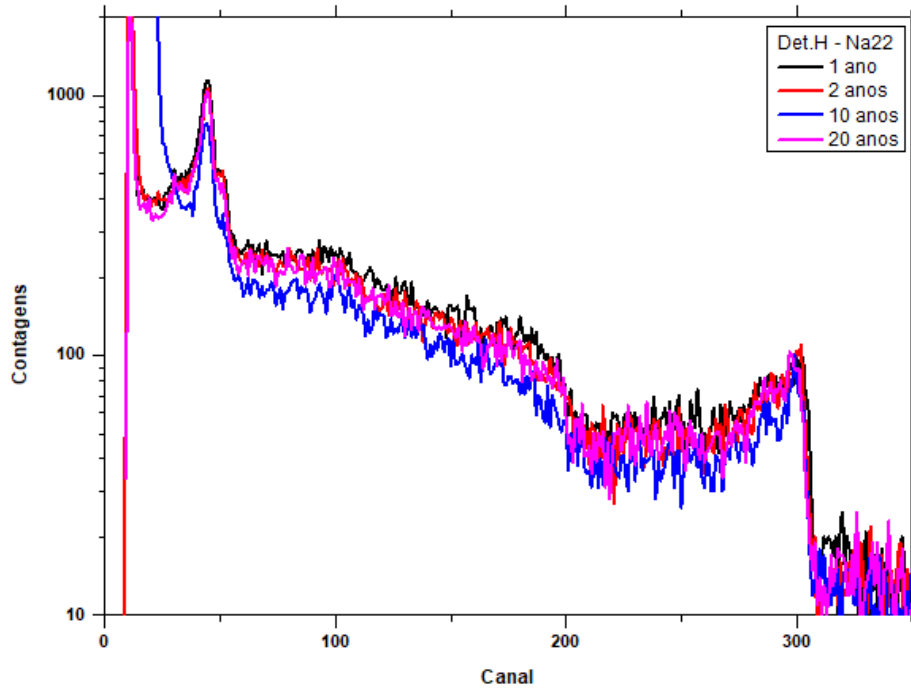


Figura 9.19 Espectros da fonte de Sódio 22 para os seguintes anos especiais no detector H.

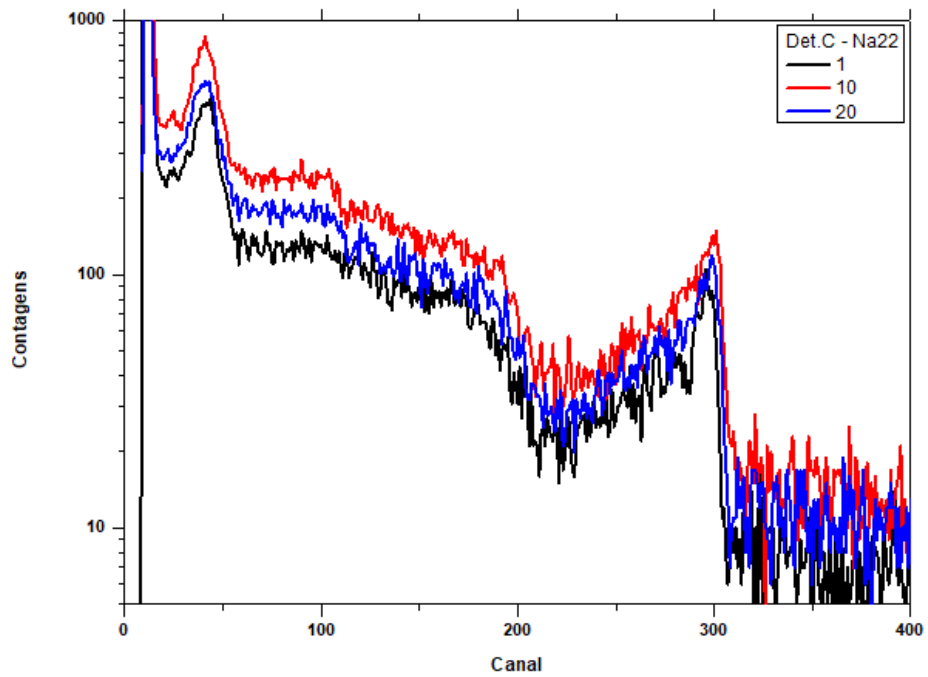


Figura 9.20 Espectros da fonte de Sódio 22 para os seguintes anos especiais no detector C.



### 9.2.3 Calibração em Energia

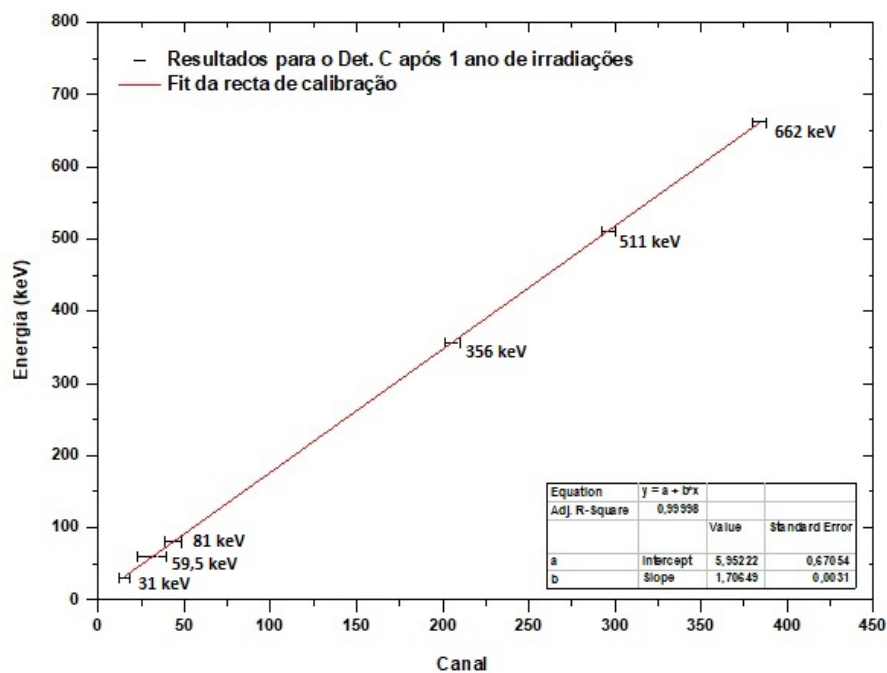


Figura 9.21 Ajuste da recta de calibração do detector C após 1 ano de irradiações.

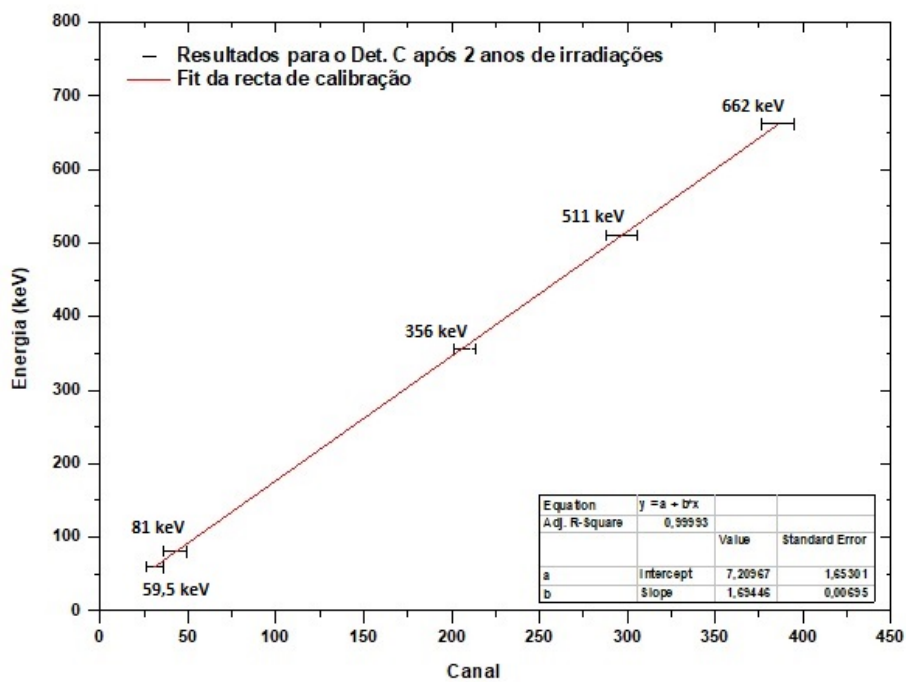


Figura 9.22 Ajuste da recta de calibração do detector C após 2 anos de irradiações.

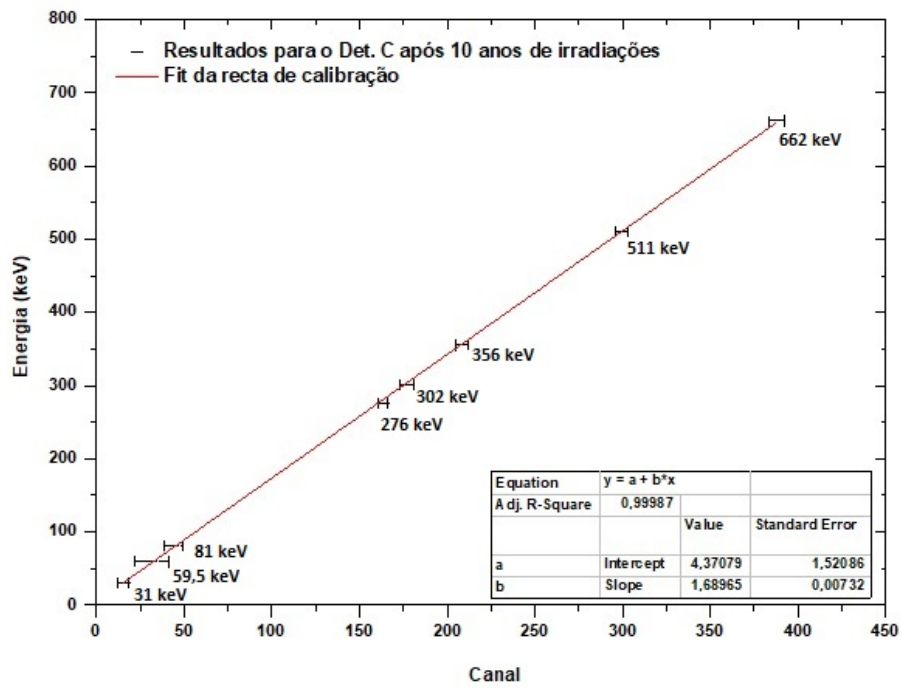


Figura 9.23 Ajuste da recta de calibração do detector C após 10 anos de irradiações.

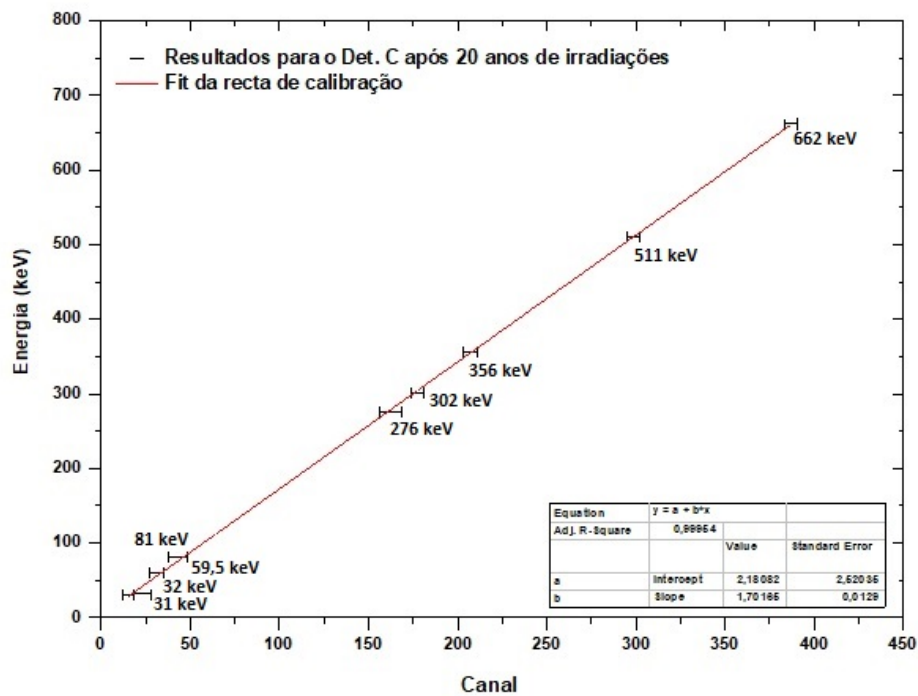


Figura 9.24 Ajuste da recta de calibração do detector C após 20 anos de irradiações.

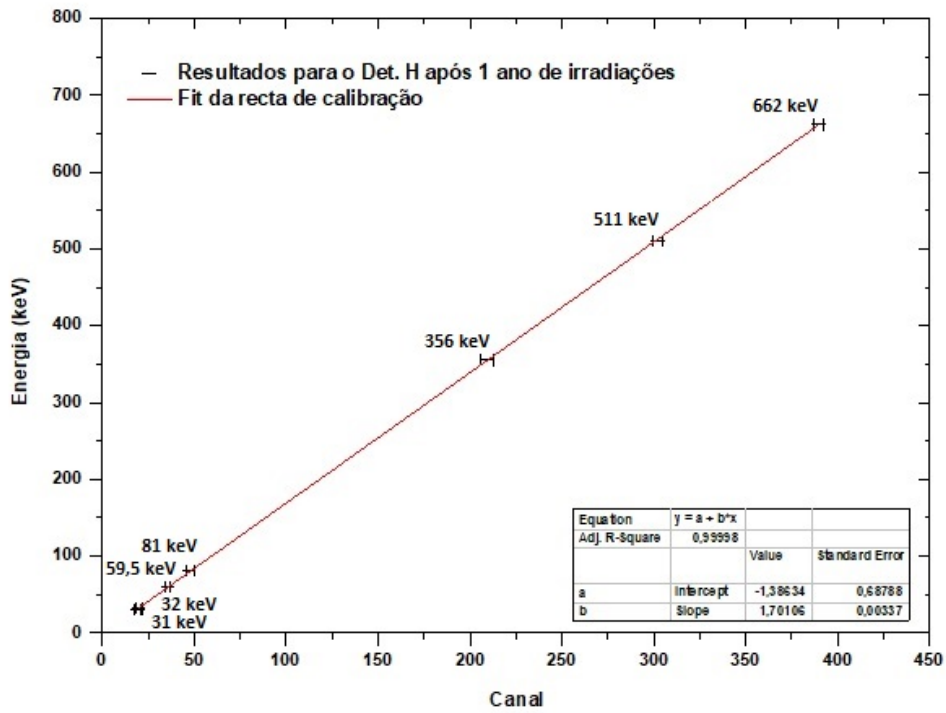


Figura 9.25 Ajuste da recta de calibração do detector H após 1 ano de irradiações.

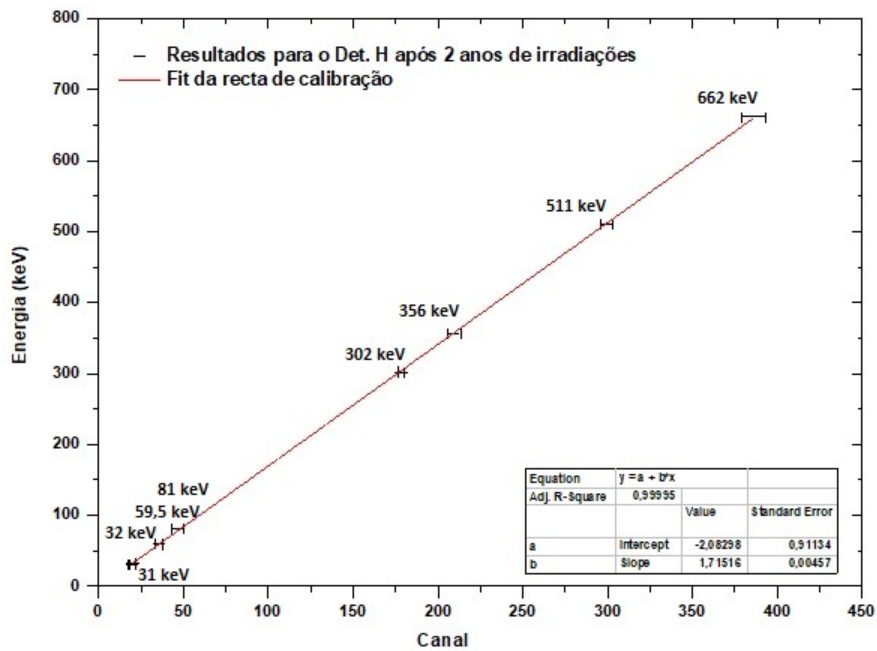


Figura 9.26 Ajuste da recta de calibração do detector H após 2 anos de irradiações.

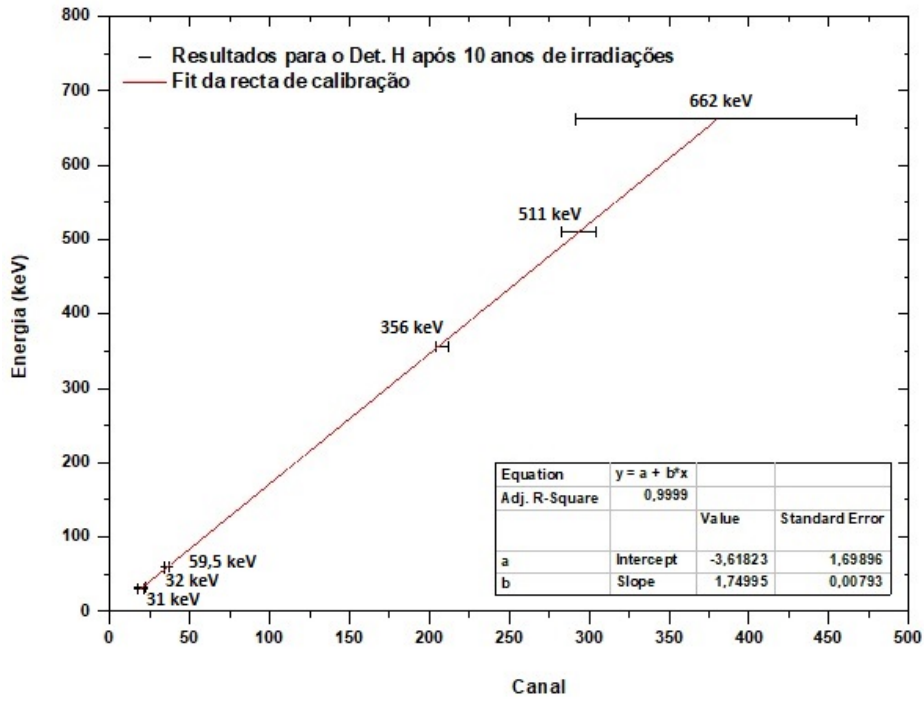


Figura 9.27 Ajuste da recta de calibração do detector H após 10 anos de irradiações.

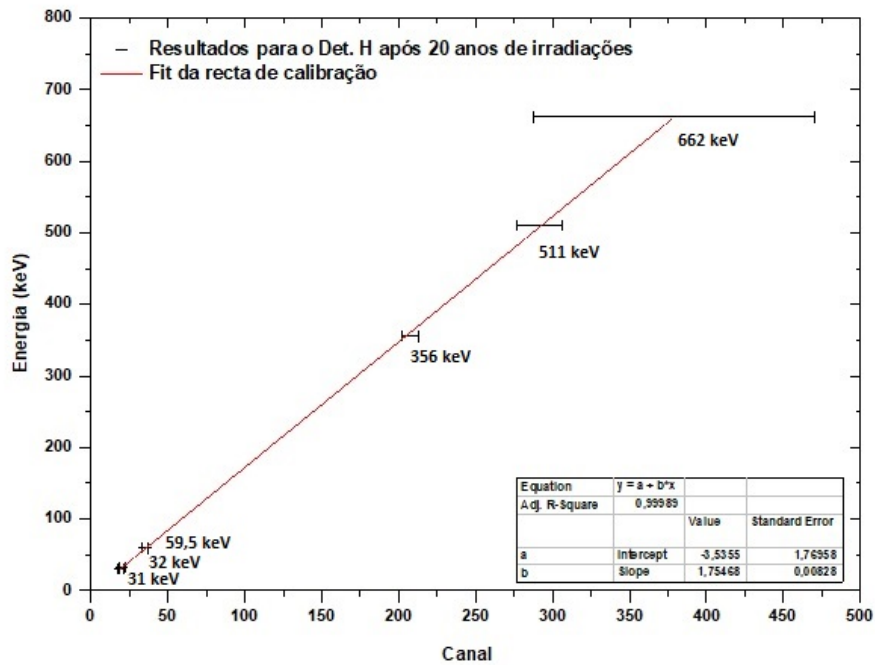
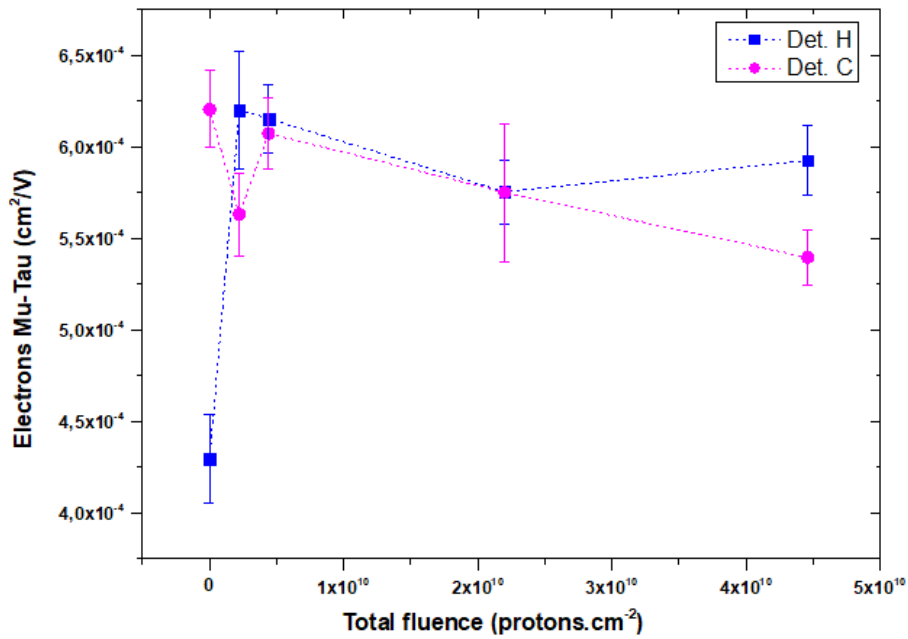
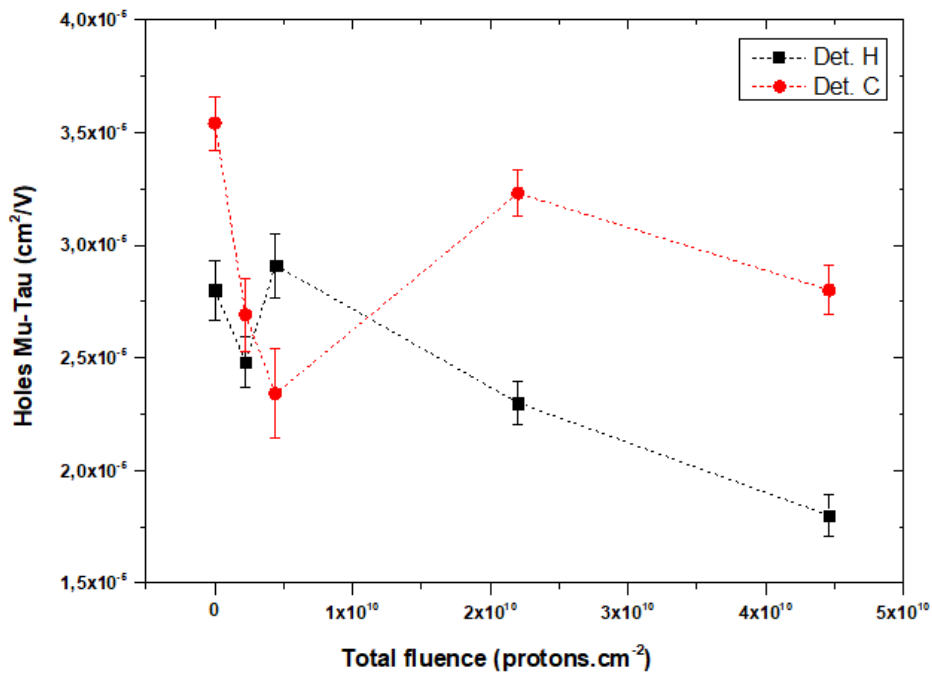


Figura 9.28 Ajuste da recta de calibração do detector H após 20 anos de irradiações.

### 9.2.4 Valores de $\mu\tau$ vs Fluências



9.29 Gráfico do  $\mu\tau$  dos electrões em função de todas as fluências para o detector H e C.



9.30 Gráfico do  $\mu\tau$  das lacunas em função de todas as fluências para o detector H e C.