



Nelson Faria Pinto Simões

# Ativação e Degradação da Resposta de um Instrumento de CdTe em Condições de Voo para um Telescópio Espacial de Raios Gama

Tese de mestrado em Astrofísica e Instrumentação para o Espaço

Outubro / 2015



UNIVERSIDADE DE COIMBRA

# ABSTRACT

High-energy space telescopes based future missions require further analysis of orbital environment radiation induced activation and radiation damage on main instruments. Such kind of studies are being performed by our research center in the framework of the selected Horizon 2020 AHEAD (Activities in the High Energy Astrophysics Domain) project.

A X- and gamma-ray telescope onboard a satellite in a low earth orbit (LEO) of  $\approx 550$  km altitude and  $\approx 30^\circ$  inclination, is exposed to the harsh space radiation environment, mainly to charged particles that may affect the detector performance during the mission time-frame. At this altitude the geo-magnetically trapped protons with energies between 10 and 400 MeV, in the Van Allen Belt, will interact with the detectors and payload materials, mainly during the daily successive crossings of the South Atlantic Anomaly. These protons induce the activation of the detector materials generating a high-energy photon background noise from activation products decay; however the results suggest that the activation of CdTe detector in an LEO is relatively low.

Furthermore, the detector performance, such as example in terms the energy resolution, could be seriously affected by the radiation damage. Analyzing the detector energy resolution after a accumulated flow of protons, it was observed the energy resolution degradation corresponding to a cumulative dose of 15 years in orbit of  $\approx 5\%$  at 122 keV, and of  $\approx 0.6\%$  and  $\approx 0.5\%$  at 511 keV and 1275 keV and 511, respectively.

In order to optimize the operational performance of future CdTe detectors based high-energy space telescopes, when exposed to orbital radiation environment, we analysed the proton beam effects on a pixelated CdTe ACRO RAD detector with  $8 \times 8$  pixels. To carry-out this study several sets of measurements with a 14 MeV proton beam were performed at the ICNAS (Instituto de Ciências Nucleares Aplicadas à Saúde) cyclotron of Coimbra University.

# RESUMO

A preparação de futuras missões espaciais para a observação do Universo em altas energias requer uma análise dos efeitos da radiação do ambiente orbital na ativação radioativa e nos danos provocados pela radiação nos instrumentos principais.

Um telescópio de raios X e raios gama instalado num satélite numa órbita terrestre baixa (LEO) com  $\approx 550$  km de altitude e  $\approx 30^\circ$  de inclinação é exposto a um ambiente de radiação hostil, sobretudo de partículas carregadas, que afetam o desempenho dos detetores de radiação constituintes do plano focal durante o tempo de vida da missão. A esta altitude os prótons capturados geomagneticamente pela Terra com energias entre 10 e 400 MeV, na Cintura de Van Allen, interagem com os materiais dos detetores e com os materiais passivos dos módulos circundantes, principalmente durante as sucessivas passagens diárias pela anomalia do Atlântico Sul. Estes prótons provocam ativação dos materiais dos detetores gerando um ruído de fundo dos fótons com altas energias emitidos no decaimento dos produtos da ativação, no entanto, os resultados sugerem que a ativação do detetor CdTe numa órbita LEO é relativamente baixa.

Todavia, o desempenho do detetor, como por exemplo em termos da resolução em energia, pode ser seriamente afetado pelos danos da radiação. Analisando a resolução em energia em função do fluxo acumulado de prótons, observou-se uma degradação da resolução em energia, para uma dose acumulada correspondente a 15 anos em órbita, de  $\approx 5\%$  para 122 keV, e de  $\approx 0.6\%$  e  $\approx 0.5\%$  para de 511 e 1275 keV respetivamente.

Com o intuito de otimizar o desempenho operacional de futuros telescópios para altas energias baseados em detetores CdTe, quando expostos ao ambiente de radiação orbital, analisámos os efeitos de um feixe de prótons sobre detetor CdTe da ACRO RAD pixelizado com  $8 \times 8$  pixéis. Para realizar este estudo foram realizadas varias medições com um feixe de prótons de 14 MeV no ciclotrão do ICNAS (Instituto de Ciências Nucleares Aplicadas à Saúde) da Universidade de Coimbra.

# AGRADECIMENTOS

Em primeiro gostaria de agradecer ao Dr. Rui Silva por sugerir o tema para esta tese e por me guiar nos meus primeiros passos na investigação, tendo também ajudado a melhorar e a desenvolver esta tese.

Um agradecimento ao Dr. Jorge Maia por toda a sua ajuda e paciência, ajudando-me a melhorar o meu conhecimento.

Devo agradecer ao ICNAS, em particular ao Dr. Francisco Alves e ao Dr. Sérgio do Carmo pela sua valiosa contribuição e disponibilidade para este trabalho.

Um agradecimento ao Dr. Sharif Ghithan e ao Dr. Paulo Crespo também pela valiosa ajuda e pela sua valiosa contribuição e disponibilidade para este trabalho.

Gostaria de agradecer a todas as pessoas no LIP, por toda a ajuda e suporte durante desenvolvimento do trabalho.

Um agradecimento ao Pedro Crispim, ao Marco Pinto, Daniel Cavaleiro, Bruno, Francisco Rolo e Mariana por todo o apoio e companheirismo.

Um agradecimento muito especial para a Marta Marques sem a sua ajuda e paciência ao meu lado nada podia ter sido feito. Agradeço também à minha mãe e irmã pelo suporte e ajuda na vida, bem como a toda a minha família.

Um agradecimento a todos os meus amigos por partilharem comigo esta jornada, Rui Lopes, Tiago Lopes, André Ferreira, Luís Pedro, Flávio Craveiro, Sílvia, Filipe Ferreira e ao Márcio Rodrigues.

Em memória de Carmem da Conceição Faria e com uma enorme saudade de quem tudo fez e apoiou durante a minha vida e estudos para me ajudar a melhorar.

# Índice

Abstract .....	i
Resumo.....	ii
Agradecimentos .....	iii
Lista de Figuras.....	vi
Lista de Tabelas .....	xiv
Introdução.....	1
1.1.    Astrofísica de Altas Energias .....	1
1.2.    Fontes Astronómicas de Radiação X e Gama .....	2
1.2.1.    Supernovas.....	2
1.2.2.    Pulsares .....	3
1.2.3.    Sistemas binários de raios-X.....	4
1.2.4.    Sistemas binários de buracos negros .....	4
1.2.5.    Explosões de raios gama ( <i>GRBs: Gamma Ray Bursts</i> ).....	4
1.2.6.    Erupções Solares .....	5
1.2.7.    Flashes de raios gama terrestres (TGFs) .....	5
1.3.    Técnicas de Observação em Astrofísica de Altas Energias.....	5
1.3.1.    Porquê Observar em Alta Altitude ou no Espaço.....	5
1.3.2.    Caraterísticas Gerais dos Telescópios de Raios X e Gama .....	6
1.3.3.    Técnica da Máscara Codificada .....	10
1.4.    Programa Cosmic Vision.....	11
Plano Orbital do telescópio.....	13
2.1.    Ambiente Espacial e os Seus Efeitos nos Instrumentos/Detetores .....	15
2.2.    Ruído e Radiação de Fundo.....	17
2.2.1.    Radiação Cósmica.....	17
2.2.2.    Protões .....	18
2.2.3.    Ativação.....	19
2.3.    Interação da Radiação com a Matéria .....	20
2.3.1.    Secção Eficaz .....	20
2.3.2.    Poder de paragem ( <i>Stopping Power</i> ) e equação de Bethe-Bloch .....	21
2.3.3.    Alcance .....	22
2.4.    Interação da radiação com a Matéria .....	23
2.4.1.    Efeito Fotoelétrico.....	23
2.4.2.    Dispersão de Compton.....	24

2.4.3.	Produção de pares.....	26
2.5.	Ativação/Produção e Decaimento Radioativo .....	26
Detetores de Semicondutor para Altas Energias .....		29
3.1.	Introdução aos semicondutores .....	31
3.2.	Princípio de Funcionamento dos Detetores Semicondutor .....	34
3.3.	Propriedades Gerais .....	35
3.3.1.	Sensibilidade .....	35
3.3.2.	Eficiência.....	36
3.3.3.	Resolução em Energia .....	37
3.3.4.	Factor de modulação polarimétrica .....	39
3.3.5.	Polarização mínima detetável (MDP).....	40
3.4.	Missões Espaciais .....	40
3.5.	Polarimetria.....	42
Montagem Experimental .....		47
4.1.	Detetor e Sistema Eletrónico .....	47
4.2.	Ruido vs Potencial Elétrico .....	48
4.3.	Potencial Elétrico vs Resolução em Energia.....	49
4.4.	Calibração em Energia.....	53
4.5.	Irradiação de um protótipo de CdTe por um feixe de prótons: resultados experimentais.....	56
4.5.1.	Simulação SRIM/TRIM.....	57
4.5.2.	Ativação.....	65
4.5.3.	Alterações no Desempenho de um Detetor de CdTe .....	76
Conclusão .....		85
Bibliografia .....		86
Anexo A .....		90
Anexo B .....		100
Anexo C .....		110

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Absorção da radiação na atmosfera. As linhas contínuas representam a fração de atmosfera que os diferentes comprimentos de onda podem percorrer antes de serem absorvidos. [2].

Figura 1.2 – Esquema de uma função designada de PSF (point spread function) para um telescópio com um sistema de focagem.

Figura 1.3 – Esquema da máscara codificada na qual incidem dois feixes com direções diferentes [2].

Figura 2.1 – Elementos orbitais no sistema equatorial geocêntrico [13].

Figura 2.2 – Esquema dos pontos de Lagrange representados por L1, L2, L3, L4 e L5 [14].

Figura 2.3 – Perfil da densidade de prótons com energia superior a 10 MeV e de elétrons com energia superior a 500 keV na magnetosfera, em função da distância ao centro da Terra, expresso em número de raios terrestres ( $R_T = 6378$  km). Adaptada de [15].

Figura 2.4 – Fluxo diferencial médio de partículas carregadas calculado para uma órbita LEO com uma inclinação de  $30^\circ$  e com uma altitude de 600 km. Adaptada de [18].

Figura 2.5 – Esquema da interação dos raios cósmicos com a atmosfera terrestre [19].

Figura 2.6 – Fluxo de prótons com uma energia de 14 MeV em função do tempo, para uma revolução completa numa órbita LEO simulado através do software TRAD/Omere.

Figura 2.7 – Gráfico da fluência de um fluxo de prótons com uma energia de 14 MeV em função do tempo, para uma revolução de uma órbita LEO simulada através do *software* TRAD/Omere.

Figura 2.8 – Representação gráfica da energia cedida por um próton ao meio em função da profundidade percorrida.

Figura 2.9 - Predominância das interações de fótons em função da energia e do número atômico dos átomos absorventes [2].

Figura 2.10 – À esquerda o fóton com energia  $h\nu$  interage com o elétron da camada K. À direita o elétron que interage-o com o fóton é emitido do átomo com uma energia total igual à diferença entre a energia do fóton e a energia de ligação do elétron [2].

Figura 2.11 – Esquema da dispersão de Compton [2].

Figura 2.12 – Produção de pares na presença de um núcleo [2].

Figura 2.13 – Gráfico do número de átomos radioativos  $^{61}\text{Cu}$  presentes num alvo de Ni em função do tempo, durante e depois do bombardeamento com deutério no ciclotrão [40].

Figura 3.1 – Resposta de um detetor a uma única interação. Na figura  $t_c$  é o tempo de acumulação da carga [19].

Figura 3.2 – Esquema do circuito equivalente da eletrônica à saída de um detetor.

Figura 3.3 – (a) Corrente à saída de um detetor hipotético. (b) Sinal de potencial elétrico  $V(t)$  para o caso em que a constante temporal é inferior ao tempo de acumulação. (c) Sinal de potencial elétrico  $V(t)$  para o caso em que a constante temporal é superior ao tempo de acumulação [19].

Figura 3.4 – Estrutura de bandas de energias dos elétrons para isoladores e semicondutores [19].

Figura 3.5 – Esquema de um semicondutor com uma junção pn [2].

Figura 3.6 – Princípio de funcionamento de um detetor semicondutor. (a) Interação da radiação produzindo pares elétron-lacuna. (b) Efeito do campo elétrico sobre os pares elétron-lacuna que se separam e movem-se para os correspondentes elétrodos [15].

Figura 3.7 – Representação da FWHM para uma curva de energia e a sobreposição de duas curvas de energia [22].



Figura 3.8 – Princípio base de operação de um polarímetro de Compton [2].

Figura 3.9 – Desenho artístico do telescópio FERMI [25].

Figura 3.10 - Propagação de uma onda eletromagnética com comprimento de onda  $\lambda$  ao longo do eixo z. O campo elétrico e o campo magnético variam em x e y respectivamente e perpendiculares entre si e à direção de propagação de eixo [2].

Figura 3.11 – Orientação do campo elétrico no plano de polarização [2].

Figura 3.12 – Geometria simplificada para a polarização de um feixe de raios gama.

Figura 3.13 – Mapas de intensidade para os eventos duplos obtidos através de um alvo polarizador e com uma rotação do detetor CZT de  $0^\circ$  (a),  $45^\circ$  (b) e  $90^\circ$  (c) [2].

Figura 4.1 – Configuração esquemática do detetor de CdTe.

Figura 4.2 – Fotografia do detetor de CdTe e instrumentação para aquisição do sinal constituído por pré-amplificador, amplificador, osciloscópio e analisador multicanal.

Figura 4.3 – Largura a meia altura (FWHM) do pico correspondente ao ruído de fundo em função do potencial elétrico, na ausência de uma fonte de radiação.

Figura 4.4 – Espectro de  $^{22}\text{Na}$  obtido com um potencial elétrico de 400 V.

Figura 4.5 – Número de contagens em função do potencial elétrico de polarização do semicondutor CdTe.

Figura 4.6 – Resolução em energia para o pico de 511 keV da fonte de  $^{22}\text{Na}$ , em função do potencial elétrico de polarização.

Figura 4.7 – Centro dos picos de energia de 511 keV, da fonte  $^{22}\text{Na}$ , em função do potencial elétrico de polarização.

Figura 4.8 – Espectro de  $^{22}\text{Na}$  em escala semi-logarítmica obtido através de um detector CdTe com as dimensões 4 mm x 4 mm x 2 mm no qual foi aplicado um potencial elétrico com polarização inversa de 600 V.

Figura 4.9 – Espectro de  $^{57}\text{Co}$  em escala semi-logarítmica obtido através de um detector CdTe com as dimensões 4 mm x 4 mm x 2 mm no qual foi aplicado um potencial elétrico com polarização inversa de 600 V.

Figura 4.10 – Espectro de  $^{152}\text{Eu}$  em escala semi-logarítmica obtido através de um detector CdTe com as dimensões 4 mm x 4 mm x 2 mm no qual foi aplicado um potencial elétrico com polarização inversa de 600 V.

Figura 4.11 – Gráfico da calibração em energia para um detector CdTe com as dimensões 4 mm x 4 mm x 2 mm no qual foi aplicado um potencial elétrico com polarização inversa de 600 V, obtendo-se um ajuste com três graus de liberdade e qui quadrado reduzido de 1.53 determinado através do *software* OriginPro.

Figura 4.12 – Fotografia do ciclotrão instalado no ICNAS com a montagem mecânica utilizada para degradar o fluxo de prótons.

Figura 4.13 – Esquema da montagem mecânica utilizada para degradar o fluxo de prótons [24].

Figura 4.14 – Resultados da simulação para um feixe de prótons com 14 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura. O gráfico à esquerda representa distribuição do alcance dos prótons enquanto a imagem da direita mostra a projeção do alcance dos prótons segundo o plano Y para 10000 interações.

Figura 4.15 – Gráfico da curva de ionização do meio para os resultados obtidos da simulação de um feixe de prótons com 14 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura.

Figura 4.16 – Gráfico da energia depositada por um feixe de prótons com 14 MeV em função do alcance dos mesmos através das camadas de platina e CdTe com as espessuras de 300 nm e 2 mm correspondentemente. Os valores foram determinados através da integração da curva de ionização da figura 4.15.

Figura 4.17 – Resultados da simulação para um feixe de prótons com 10 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura. O gráfico à

esquerda representa distribuição do alcance dos prótons enquanto a imagem da direita mostra a projeção do alcance dos prótons segundo o plano Y para 10000 interações.

Figura 4.18 – Gráfico da curva de ionização do meio para os resultados obtidos da simulação de um feixe de prótons com 10 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura.

Figura 4.19 – Gráfico da energia depositada por um feixe de prótons com 14 MeV em função do alcance dos mesmos através das camadas de platina e CdTe com as espessuras de 300 nm e 2 mm correspondentemente. Os valores foram determinados através da integração da curva de ionização da figura 4.18.

Figura 4.20 – Resultados da simulação para um feixe de prótons com 2 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura. O gráfico à esquerda representa distribuição do alcance dos prótons enquanto a imagem da direita mostra a projeção do alcance dos prótons segundo o plano Y para 10000 interações.

Figura 4.21 – Gráfico da curva de ionização do meio para os resultados obtidos da simulação de um feixe de prótons com 2 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura.

Figura 4.22 – Gráfico da energia depositada por um feixe de prótons com 2 MeV em função do alcance dos mesmos através das camadas de platina e CdTe com as espessuras de 300 nm e 2 mm correspondentemente. Os valores foram determinados através da integração da curva de ionização da figura 4.21.

Figura 4.23 – Gráfico da curva de ionização do meio para os resultados obtidos da simulação de um feixe de prótons com 14 MeV num pixel de CdTe considerando apenas a camada de platina com 300 nm de espessura e a junção com o CdTe.

Figura 4.24 – Gráfico da energia depositada por um feixe de prótons com 14 MeV em função do alcance dos mesmos através da camada de platina com 300 nm de espessura e a junção com o CdTe. Os valores foram determinados através da integração da curva de ionização da figura 4.23.

Figura 4.25 – Gráfico da curva de ionização do meio para os resultados obtidos da simulação de um feixe de prótons com 2 MeV num pixel de CdTe considerando apenas a camada de platina com 300 nm de espessura e a junção com o CdTe.

Figura 4.26 – Gráfico da energia depositada por um feixe de prótons com 2 MeV em função do alcance dos mesmos através da camada de platina com 300 nm de espessura e a junção com o CdTe. Os valores foram determinados através da integração da curva de ionização da figura 4.25.

Figura 4.27 – Fluxo da nebulosa de Caranguejo medido pelas missões *X-ray Multi-Mirror Mission* (XMM-Newton), *Exosat (The European X-ray Observatory Satellite)*, *Swift Gamma-Ray Burst Mission*, *BeppoSax (Beppo Satellite for X-ray Astronomy)*, *INTEGRAL*, *RXTE (Rossi X-ray Timing Explorer)*, *ROSAT (Röntgensatellit)*, *ASCA (Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics)*, *Ginga (galaxy)* e *Chandra X-ray Observatory*, para um intervalo de energias entre 0.1 e 1000 keV [33].

Figura 4.28 – Comparação entre o espectro medido através um detetor de germânio a bordo do satélite *Wind* e o fluxo das várias componentes de ruído de fundo simuladas [34].

Figura 4.29 – Espectro da ativação de uma amostra de um semiconductor constituído por CdTe, o espectro foi obtido através um detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) pertencente às instalações do ICNAS, 1 hora após ser irradiado com  $5.092 \times 10^{10}$  prótons  $cm^{-2}$ .

Figura 4.30 – Ampliação do espectro presente na figura 4.29 para energias entre 0 e 700 keV, obtido após a amostra de CdTe ser irradiada com  $5.092 \times 10^{10}$  prótons  $cm^{-2}$ .

Figura 4.31 – Ampliação do espectro presente na figura 4.29 para energias entre 900 e 1400 keV, obtido após a amostra de CdTe ser irradiada com  $5.092 \times 10^{10}$  prótons  $cm^{-2}$ .

Figura 4.32 – Espectro da ativação de uma amostra de um semiconductor constituído por CdTe, o espectro foi obtido através um detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) pertencente às instalações do ICNAS, 5 hora após ser irradiado com  $5.405 \times 10^{13}$  prótons  $cm^{-2}$ .

Figura 4.33 – Ampliação do espectro presente na figura 4.32 para energias entre 900 e 1400 keV, obtido após a amostra de CdTe ser irradiada com  $5.405 \times 10^{13}$  prótons  $cm^{-2}$ .

Figura 4.34 – Ampliação do espectro presente na figura 4.x para energias entre 900 e 1400 keV, obtido após a amostra de CdTe ser irradiada com  $5.405 \times 10^{13}$  prótons  $cm^{-2}$ .

Figura 4.35 – Taxas de ruído de fundo medidas pelos instrumentos *HEXIS (High Energy X-ray Imaging Spectrometer)* e *PoRTIA (Piggyback Room Temperature Instrument for Astronomy)* [26].

Figura 4.36 – Espectro da ativação do CdTe presente no detetor semiconductor, depois de ser irradiado com  $4.50 \times 10^{10}$  *protões*  $cm^{-2}$ . O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe 15 min após a irradiação com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 1200 s.

Figura 4.37 – Espectro de fonte de  $^{57}Co$ , antes de ser irradiado com um feixe de *protões* e correspondente ajuste gaussiano para o pico de energia de 122 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

Figura 4.38 – Espectro de fonte de  $^{22}Na$ , antes de ser irradiado com um feixe de *protões* e correspondente ajuste gaussiano para os picos de energia de 511 e 1275 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

Figura 4.39 – Espectro de fonte de  $^{57}Co$ , depois de ser irradiado com  $2.16 \times 10^9$  *protões*  $cm^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para o pico de energia de 122 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

Figura 4.40 – Espectro de fonte de  $^{22}Na$ , depois de ser irradiado com  $2.16 \times 10^9$  *protões*  $cm^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para os picos de energia de 511 e 1275 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

Figura 4.41 – Espectro de fonte de  $^{57}Co$ , depois de ser irradiado com  $4.59 \times 10^9$  *protões*  $cm^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para o pico de energia de 122 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

Figura 4.42 – Espectro de fonte de  $^{22}Na$ , depois de ser irradiado com  $4.59 \times 10^9$  *protões*  $cm^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para os picos de energia de 511 e 1275 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

Figura 4.43 – Espectro de fonte de  $^{57}Co$ , depois de ser irradiado com  $1.902 \times 10^{10}$  *protões*  $cm^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para o pico de energia de 122 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

Figura 4.44 – Espectro de fonte de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $1.902 \times 10^{10}$  *protões*  $\text{cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para os picos de energia de 511 e 1275 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

Figura 4.45 – Espectro de fonte de  $^{57}\text{Co}$ , depois de ser irradiado com  $4.501 \times 10^{10}$  *protões*  $\text{cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para o pico de energia de 122 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

Figura 4.46 – Espectro de fonte de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $4.501 \times 10^{10}$  *protões*  $\text{cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para os picos de energia de 511 e 1275 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

Figura 4.47 – Valores da resolução em energia do detetor de CdTe para o fopico de 122 keV dos espectros da fonte de  $^{57}\text{Co}$ , adquiridos para as várias irradiações com as diferentes fluências acumuladas de *protões* com 14 MeV.

Figura 4.48 – Valores da resolução em energia do detetor de CdTe para o fopico de 511 keV dos espectros da fonte de  $^{22}\text{Na}$ , adquiridos para as várias irradiações com as diferentes fluências acumuladas de *protões* com 14 MeV.

Figura 4.49 – Valores da resolução em energia do detetor de CdTe para o fopico de 1275 keV dos espectros da fonte de  $^{22}\text{Na}$ , adquiridos para as várias irradiações com as diferentes fluências acumuladas de *protões* com 14 MeV.

## LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Variáveis e valores da fórmula de Bethe-Bloch [22].

Tabela 4.1 – Valores teóricos das linhas de energia das várias fontes utilizadas e os correspondentes canais em energia determinados para os espectros anteriormente obtidos.

Tabela 4.2 – Parâmetros determinados para a calibração de energia.

Tabela 4.3 – Parâmetros do feixe de prótons para as várias irradiações efetuadas a uma amostra de um semicondutor de CdTe com o ciclotrão instalado no ICNAS.

Tabela 4.4 – Valores de actividade média observada através um detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) pertencente às instalações do ICNAS e valores da actividade teoricamente estimados para os nuclídeos observados para uma irradiação de  $4.92 \times 10^9 \text{prótons/cm}^2$ , e o tempo de meia vida correspondente.

Tabela 4.5 – Valores de actividade média observada através um detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) pertencente às instalações do ICNAS e valores da actividade teoricamente estimados para os nuclídeos observados para uma irradiação de  $5.092 \times 10^{10} \text{prótons/cm}^2$ , e o tempo de meia vida correspondente. Para a actividade estimada considerou-se o um tempo de 15 minutos depois da irradiação com o feixe de prótons para a aquisição do espectro.

Tabela 4.6 – Valores de actividade média observada através um detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) pertencente às instalações do ICNAS e valores da actividade teoricamente estimados para os nuclídeos observados para uma irradiação de  $5.405 \times 10^{13} \text{prótons/cm}^2$ , e o tempo de meia vida correspondente. Para a actividade estimada considerou-se o um tempo de 4 horas depois da irradiação com o feixe de prótons para a aquisição do espectro.

Tabela 4.7 – Energias de decaimentos gama e probabilidades para os nuclídeos observados nos espectros obtidos através do detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe).

Tabela 4.8 - Parâmetros do feixe de prótons para as várias irradiações efetuadas ao detetor de CdTe com o ciclotrão instalado no ICNAS.

Tabela 4.9 – Valores da resolução em energia, centróide dos picos de energia, largura a meia altura e correspondentes incertezas referentes ao pico de energia de 122 keV de uma fonte radioativa de  $\text{Co}^{60}$ , para cada irradiação com um feixe de prótons efetuada.

Tabela 4.10 – Valores da resolução em energia, centróide dos picos de energia, largura a meia altura e correspondentes incertezas referentes ao pico de energia de 511 keV de uma fonte radioativa de  $\text{Na}^{22}$ , para cada irradiação com um feixe de prótons efetuada.

Tabela 4.11 – Valores da resolução em energia, centróide dos picos de energia, largura a meia altura e correspondentes incertezas referentes ao pico de energia de 1275 keV de uma fonte radioativa de  $\text{Na}^{22}$ , para cada irradiação com um feixe de prótons efetuada.



# INTRODUÇÃO

A preparação de futuras missões espaciais para a observação do Universo em altas energias requer o aprofundamento do conhecimento dos efeitos da radiação do ambiente orbital sobre os instrumentos principais. A análise da componente da ativação no ruído de fundo de um plano de detecção baseado num detetor CdTe bem como a análise da degradação da sua resposta induzida por protões no espaço estão a ser desenvolvidas pelo LIP no âmbito projecto AHEAD (Activities in the High Energy Astrophysics Domain) financiado pelo programa Horizonte 2020.

Um telescópio de raios X de altas energias e raios gama instalado num satélite está exposto a um ambiente de radiação hostil, sobretudo de partículas carregadas, que afetam o desempenho dos detetores de radiação do plano focal durante o tempo de vida da missão. Entre as características do desempenho que poderão ser afetadas teremos: a resolução em energia, o canal de pico, a eficiência de detecção e a relação sinal-ruído. Para uma órbita baixa típica (LEO), na qual se encontram vários satélites como o telescópio espacial de raios gama Fermi, o NuStar (Nuclear Spectroscopic Telescope Array) ou o telescópio espacial Hubble, a  $\approx 550$  km de altitude e  $\approx 30^\circ$  de inclinação, os protões capturados geomagneticamente na Cintura de Van Allen, com energias entre 10 MeV e 400 MeV, interagem com os materiais dos detetores e com os materiais passivos dos módulos circundantes. Estes protões provocam a ativação dos referidos materiais produzindo um ruído de fundo resultante do decaimento dos nuclídeos ativados que se irá adicionar ao sinal produzido pelos objetos celestes a estudar. Adicionalmente, a interação contínua dos protões com o material dos detetores semicondutores, causa danos (reversíveis/irreversíveis) a longo prazo na sua estrutura cristalina que afetam e deterioram a sua resposta aos raios gama com o tempo.

Com o intuito de otimizar o desempenho operacional de futuros telescópios para altas energias baseados em detetores CdTe, quando expostos ao ambiente de radiação orbital, analisámos os efeitos induzidos por um feixe de protões em protótipos de CdTe da ACORAD com 2mm de espessura e com  $8 \times 8$  pixéis de  $1.9 \text{ mm} \times 1.9 \text{ mm}$  e 2 mm de passo. A área superficial total dos protótipos era de  $\approx 3.3 \text{ cm}^2$ .

As medidas experimentais foram realizadas no acelerador de ciclotrão do ICNAS (Instituto de Ciências Nucleares Aplicadas à Saúde), o qual é capaz de gerar uma feixe de protões com uma energia máxima de 18 MeV e uma intensidade de corrente máxima de  $\sim 150 \mu\text{A}$  ( $\sim 9.4 \times 10^{14}$  protões/s). Os protótipos foram irradiados com um feixe de protões com energia  $\approx 14$  MeV e intensidade mínima de  $\sim 6 \times 10^7$  protões/s. Por um lado mediu-se a taxa de ativação induzida no CdTe, e por outro lado mediu-se a degradação da resposta do detetor analisando-se a sua resolução em energia, bem como o canal de pico, em função da fluência acumulada de protões.

## 1.1. Astrofísica de Altas Energias

Fotões com energias nas várias regiões do espectro eletromagnético permitem obter informação sobre o tipo de estrelas e/ou sobre vários fenómenos astronómicos. A luz visível é

essencialmente um indicador da temperatura e da massa de estrelas enquanto a luz infravermelha fornece informação, sobretudo, sobre as regiões e estrelas frias, permitindo obter informação sobre os primeiros passos da formação das estrelas, dos discos de gás e poeira que as rodeiam, as quais podem dar origem ao nascimento de planetas. A radiação na região dos raios-X sinaliza, particularmente processos não térmicos de emissão de radiação que estão entre os mais violentos do universo, como por exemplo nas supernovas, explosões de raios gama, buracos negros e pulsares. Uma das características mais importantes dos raios-X e gama para a astronomia é o seu poder de penetração, assim nas regiões espaciais de material mais denso apenas fótons de raios gama conseguem emergir e chegar até nós, permitindo obter informação das regiões do céu obscurecido noutros comprimentos de onda, como o centro da nossa galáxia.

Devemos salientar que em astronomia e astrofísica é essencial captar nas melhores condições possíveis a radiação emitida pelos objetos celestes a estudar.

## 1.2. Fontes Astronómicas de Radiação X e Gama

A evolução da instrumentação para astrofísica tornou possível observar o céu com maior profundidade e detalhe no domínio da radiação X e gama, permitindo obter uma melhor compreensão sobre questões fundamentais como a nucleossíntese nas explosões estelares, pulsares, física das estrelas de neutrões e buracos negros, erupções solares ou a origem dos flashes de raios gama terrestres.

Neste tópico irei falar sobre os diferentes objetos celestes que emitem raios gama e X duros.

### 1.2.1. Supernovas

Uma parte da radiação X e gama tem origem estelar maioritariamente nos casos de estrelas em fase final da sua evolução. Estrelas com massa baixa como o Sol degeneram em anãs brancas, caso a sua evolução origine um sistema binário ela pode capturar as camadas externas da sua estrela vizinha aumentando a sua massa até atingir um valor próximo do limite de Chandrasekhar, deste modo o material que cai sobre a estrela compacta comprime-a e aquece-a até desencadear reações termonucleares explosivas. Este fenómeno é denominado de Supernova *tipo Ia*. Dependendo da configuração estelar no início da reação explosiva e da sua propagação, vai variar a quantidade e distribuição de isótopos produzidos [1]. Os produtos derivados da explosão mais abundantes serão o  $^{56}\text{Ni}$  e os isótopos derivados da sua cadeia radioativa [2]. Consequentemente os raios gama produzidos por esses isótopos podem ser usados como ferramentas de diagnóstico dessas mesmas explosões.

Para uma estrela com uma massa superior à do Sol,  $> 8$  massas solares, os eletrões degenerados não conseguem sustentar a gravidade e vai ocorrer a fusão de carbono, sintetizando elementos cada vez mais pesados à medida que a temperatura vai aumentando. Quando o núcleo é formado por ferro ( $^{56}\text{Fe}$ ), e uma vez que a sua energia de ligação nuclear é máxima,

nenhuma outra reação termonuclear capaz de fornecer energia para combater a força gravítica pode ocorrer e o núcleo da estrela colapsa sobre si mesmo. No momento do colapso são produzidos neutrões devido à fotodesintegração do ferro, sendo os neutrões degenerados neste estágio responsáveis por susterm o colapso e à medida que a região central se expande vai arrefecendo, e as camadas mais externas que sentem menos pressão colapsam sobre o interior. Quando a matéria encontra a onda de pressão vinda do interior inverte o seu sentido e desloca-se de forma violenta para o exterior, resultando numa supernova.

Por outro lado, jatos e/ou uma mistura dinâmica de material do núcleo podem aumentar a emissão das linhas de  $^{56}\text{Co}$  e  $^{57}\text{Co}$  fornecendo informação dos mecanismos, bem como a perda de massa da pré-supernova deve emitir raios-X duros contínuos [2]. O decaimento do radioisótopo  $^{44}\text{Ti}$  (tempo de meia-vida (vida média) de  $\approx 59.1$  anos) produzido nas supernovas resulta na emissão de três linhas de raios gama com 67.9, 78.3 e 1157 keV [2]. A deteção destas linhas pode ajudar a encontrar previamente o remanescente de supernovas jovens, e por outro lado ao mapear a distribuição do  $^{44}\text{Ti}$  neste remanescente pode-se encontrar assimetrias que podem ajudar a entender algumas das falhas nos modelos computacionais das explosões. Para tal, uma sensibilidade superior e um campo de visão mais alargado dos instrumentos poderá ajudar a novos avanços neste campo.

Todavia o estágio final destas estrelas não são as supernovas, estrelas com massa inicial  $< 25$  massas solares vão originar estrelas de neutrões suportadas pela pressão dos neutrões degenerados, enquanto estrelas com uma massa inicial superior poderão formar buracos negros.

### 1.2.2. Pulsares

Os pulsares são estrelas de neutrões resultantes da explosão de estrelas massivas, e que possuem uma rotação extremamente rápida com períodos de pulsação muito bem definidos. Os pulsares apresentam campos magnéticos extremamente intensos e emitem feixes de radiação eletromagnética que apenas podem ser observados quando a emissão destes é apontada para a Terra com um período no intervalo de milissegundos até segundos.

Devido à sua rotação e aos intensos campos magnéticos, os pulsares formam excelentes condições para acelerar partículas carregadas podendo emitir raios-X e gama. Existem dois modelos que tentam explicar as emissões destes objetos compactos. Segundo o modelo PC (*Polar Cap*) as partículas são aceleradas pela rotação induzida pelos campos elétricos acima da calota polar movendo-se ao longo das linhas de campo do dipolo magnético produzindo radiação de curvatura [2], neste ambiente os fótons com energias elevadas vão produzir pares de elétron-positrão que vão perder energia através de radiação de sincrotrão contribuindo assim para as emissões de energias elevadas dos pulsares. O modelo OG (*Outer Gap*) foi desenvolvido para tentar dar resposta a algumas características que o modelo PC não explica como por exemplo as curvas de luz do pulsar Vela. No modelo OG as partículas são aceleradas dentro da lacuna de vácuo exterior que se estende a partir da superfície que separa as cargas opostas, até ao cilindro de luz onde a co-rotação pára, produzindo radiação de curvatura e sincrotrão [2, 3].

### 1.2.3. Sistemas binários de raios-X

Os objetos compactos também podem formar sistemas binários com outras estrelas formando binários de raios-X. No caso de estes serem formados com estrelas massivas ou outros objetos compactos, os mesmos podem ser caracterizados como binários de raios gama.

A partir das observações realizadas aos sistemas binários de raios-X contendo estrelas de neutrões, verificou-se, a emissão de raio-X duros (muito energéticos), geralmente no intervalo de 100-200 keV. Contudo, segundo os modelos teóricos, é expectável a observação da linha de raios gama a 511 keV resultante da aniquilação dos positrões quando um jato desalinhado com o plano orbital do binário colide com a atmosfera da estrela vizinha. Por outro lado, existe também a possibilidade de observar uma linha a 2.2 MeV, quer esta seja produzida na atmosfera de uma estrela vizinha quando esta está muito próxima da estrela de neutrões e os seus neutrões secundários escapam do disco de acreção atingindo a sua companheira, ou quando ocorre a captura de neutrões pelos átomos de hidrogénio que pode ocorrer na atmosfera da estrela de neutrões, na qual a radiação emitida sofre um *redshift gravitacional*.

Assim, a deteção destas linhas a partir de vários sistemas binários com estrelas de neutrões é de extrema relevância para a compreensão detalhada das condições físicas da acreção na superfície das estrelas de neutrões.

### 1.2.4. Sistemas binários de buracos negros

Num sistema binário com buracos negros os fluxos de acreção derivados de eletrões relativísticos podem produzir uma emissão contínua de radiação com energia da ordem dos MeV. Nestes sistemas binários, os eletrões relativísticos existentes nos jatos podem produzir emissões por processos de sincrotrão e de Compton. Com a melhoria da sensibilidade e da resolução angular dos telescópios, é possível distinguir as contribuições das várias fontes, permitindo determinar com maior precisão as contribuições dos jatos e da acreção destes sistemas binários.

### 1.2.5. Explosões de raios gama (GRBs: *Gamma Ray Bursts*)

As explosões de raios gama são explosões muito energéticas com curta duração que emitem fótons de raios gama. As emissões resultantes destas explosões podem conter energias da ordem de  $\sim 10^{53} \text{ erg}$  o que corresponde a uma luminosidade  $10^6$  vezes maior que o pico de emissão de uma supernova, podendo por isso ser detetada mesmo para *red-shifts* elevados [4].

As GRBs podem ser divididas em duas classes: explosões de curta duração e explosões de longa duração. As explosões de curta duração podem durar desde alguns milissegundos até aos cerca de 2 segundos [1], contudo a física do mecanismo de emissão, particularmente a composição, magnetização e da geometria do fluxo de saída não é muito bem compreendido. Por exemplo supõe-se que as explosões de longa duração estejam associadas aos estágios finais

de estrelas massivas de alta rotação. As GRBs longas podem durar desde um valor próximo de 2 segundos até algumas centenas de segundos [1]. Estas explosões estão associadas aos fluxos ultra relativísticos que são ejetados para o exterior de fontes compactas que se formam em eventos catastróficos como o colapso de estrelas massivas ou de possíveis fusões de dois objetos compactos, como por exemplo duas estrelas de neutrões [1].

### 1.2.6. Erupções Solares

As erupções solares ocorrem na superfície do Sol quando a energia acumulada nos campos magnéticos, geralmente situados acima das manchas solares, explode produzindo uma forte emissão de radiação que abrange o espectro eletromagnético, desde as ondas de rádio até os raios-X e gama [5].

Muitos dos modelos desenvolvidos para explicar as erupções, consideram que estas têm início quando um campo magnético quebra e se reconecta, fazendo com que partículas carregadas sejam aceleradas a altas energias. Elétrons em espiral no campo magnético emitem radiação de microondas e ao colidirem num ambiente de plasma produzem radiação de bremsstrahlung com energias no intervalo de 30 até aos 600 keV [6].

### 1.2.7. Flashes de raios gama terrestres (TGFs)

Os *flashes* de raios gama terrestres são fótons de alta energia que se formam na atmosfera terrestre e estão associados à actividade das tempestades. A emissão dos raios gama pode-se estender até aos 100 MeV e exhibe uma linha da aniquilação de electrões-positrões, contudo a origem da emissão destes raios gama não é muito bem compreendida [1].

## 1.3. Técnicas de Observação em Astrofísica de Altas Energias

O telescópio é constituído por um conjunto de instrumentos projetados para a observação de objetos remotos, o qual é caracterizado por uma abertura através da qual coleta a radiação eletromagnética e um sistema de deteção da radiação. Dada a natureza da interação dos fótons de energia elevada com a matéria tornou-se necessário o desenvolvimento de novos instrumentos para observar o céu.

### 1.3.1. Porquê Observar em Alta Altitude ou no Espaço

É do conhecimento geral que a atmosfera terrestre atenua uma grande parte da radiação eletromagnética cósmica, à exceção da luz visível e das ondas de rádio, como mostra a Figura 1.1. A secção eficaz (ou a probabilidade) de interação da radiação incidente na atmosfera é maximizada quando o seu comprimento de onda é semelhante à escala da distância entre os

centros dispersores da matéria (ressonâncias). Assim, uma vez que as ondas de rádio têm comprimentos de onda várias ordens de grandeza acima das dimensões dos átomos e abaixo da ordem de grandeza das perturbações atmosféricas do ar ionizado, as ondas rádio possuem uma boa capacidade de penetração, possibilitando a radioastronomia a partir da terra [1]. Também existe uma janela para a luz visível que permite a astronomia ótica.

Na região do infravermelho o pó atmosférico, o vapor de água, e outras moléculas gasosas absorvem esta radiação, logo a sua observação tem de ser feita através de balões meteorológicos ou veículos espaciais, de igual modo a radiação ultravioleta é fortemente absorvida principalmente por átomos de oxigénio e ozono sendo necessário o uso de telescópios espaciais.

Apesar do seu grande poder de penetração, os raios X e gama são fortemente absorvidos pela atmosfera da terra devido ao facto dos fotões interagirem com os electrões das camadas mais interiores dos átomos na atmosfera. Apenas para altitudes acima de ~30 km é possível detetar fotões cósmicos com energia superior a 1 MeV. Assim, o estudo do espectro eletromagnético para altas energias está associado ao desenvolvimento de veículos espaciais capazes de operar acima da atmosfera terrestre.

No entanto, no espaço, um telescópio é sujeito a radiação capaz de danificar os seus sistemas constituintes: sensores, detetores, componentes eletrónicos, etc. Como consequência é muito importante avaliar o impacto desta radiação nos sistemas do telescópio.

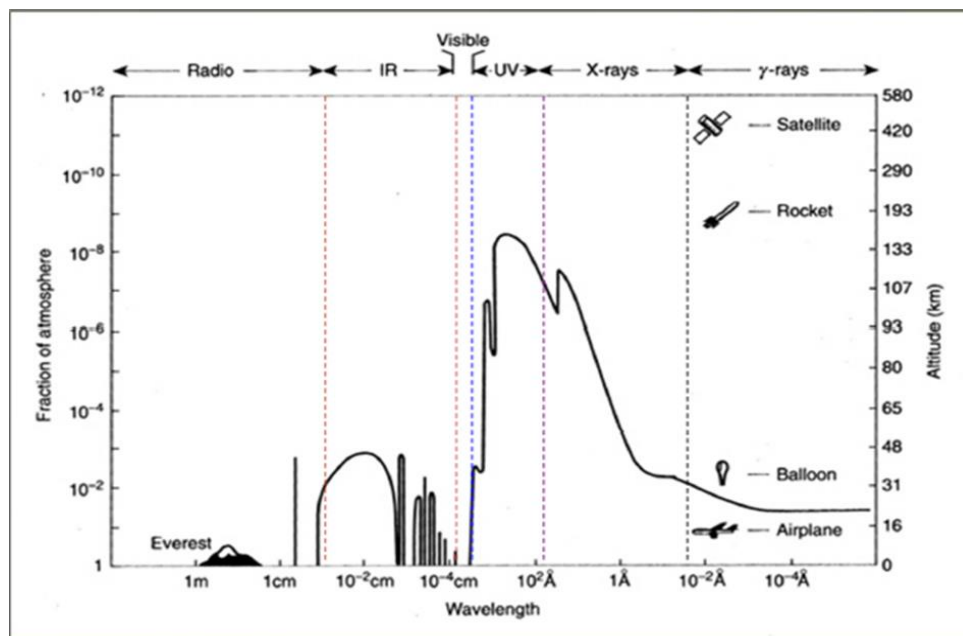


Figura 1.1 – Absorção da radiação na atmosfera. As linhas contínuas representam a fração de atmosfera que os diferentes comprimentos de onda podem percorrer antes de serem absorvidos.

### 1.3.2. Características Gerais dos Telescópios de Raios X e Gama

Os telescópios desenvolvidos para altas energias apresentam geralmente dois métodos para coletar fotões: 1) sistemas de espelhos que focam a radiação incidente através da reflexão

em superfícies metálicas polidas para ângulos de incidência rasantes; 2) máscaras codificadas para canalizar os fótons incidentes para o plano de detecção, consoante a sua direção.

Por outro lado, os detetores aplicados na astrofísica de altas energias são similares aos usados nas experiências de física de partículas/radiação. Entre estes podemos destacar os contadores proporcionais, detetores de cintilação, bem como detetores de semicondutores. Nestes detetores, toda a energia depositada pela partícula incidente é utilizada no processo de detecção.

#### TELESCÓPIOS DE COMPTON:

Dada a natureza das altas energias, para a realização de observações no intervalo de energia de 1 - 10 MeV o uso de máscaras codificadas torna-se obsoleto (uma vez que são completamente transparentes para estas energias), correspondendo também aproximadamente ao mínimo da secção eficaz de interação dos fótons com a matéria, o que torna difícil a detecção desta radiação. Uma forma de tentar contornar este problema é a utilização da informação direcional da dispersão de Compton [2].

Assim, os telescópios de Compton são detetores de raios gama que utilizam a dispersão de Compton para determinar a energia e direção dos fótons incidentes. Uma vez os fótons incidentes depositam apenas uma parte da sua energia no detetor aquando da primeira interação, pode-se aplicar vários planos de detecção. Logo, através da reconstrução de todas as interações, maioritariamente via efeito fotoelétrico, nos vários planos de detecção, após ocorrer a primeira interação por dispersão de Compton, pode-se determinar a direção dos fótons incidentes.

#### TELESCÓPIOS DE PRODUÇÃO DE PARES:

Para energias superiores a 10 MeV a produção de pares é o efeito dominante na interação dos fótons com a matéria, assim seguindo a mesma ideia dos telescópios de Compton, basta analisar a deposição de energia pelo par eletrão-positrão produzido pelo fóton incidentes em vários planos de detecção, para obter informação da direção e energia do fóton incidente.

#### BLINDAGEM ATIVA:

Os telescópios possuem um sistema de blindagem ativa que tem como funções principais a redução da quantidade de fótons que atingem o detetor sem passarem pela abertura de entrada do telescópio, e a rejeição de sinais correspondentes a fótons ou partículas carregadas que interagem com os materiais da blindagem ou/e com o detetor. Este sistema ativo é conhecido por sistema anti-coincidência. Assim, num sistema de blindagem com anti-coincidência quando um fóton ou partícula carregada atinge um dos elementos da blindagem (tipicamente formados por blocos cintiladores), depositam energia num cintilador gerando um sinal que é utilizado para excluir eventos que ocorram no detetor dentro da janela temporal de coincidência escolhida, tipicamente  $\sim 1 - 2 \mu\text{s}$ .

## SENSIBILIDADE E RESOLUÇÃO ANGULAR:

A resposta às novas questões levantadas pela astrofísica exige estudar uma amostra maior de fontes observáveis, com uma precisão maior na aquisição de dados e para isso é necessário melhorar alguns parâmetros fundamentais dos telescópios, como por exemplo a sensibilidade e resolução angular.

A sensibilidade de um telescópio para uma fonte contínua de fótons é definida como a intensidade de fótons mínima detetável [1],  $S_{\min} \left[ \frac{\text{fótons}}{\text{cm}^2 \text{s keV}} \right]$ , isto é o número mínimo de fótons detetados por unidade de área de detecção por unidade de tempo e por unidade de energia.

O número de eventos  $N_{total}$  contados pelo detetor durante o intervalo de tempo  $\Delta t$  na banda de energia  $\Delta E$  em torno de  $E$  é dado pela seguinte equação:

$$N_{total} = N_S + N_B \quad (1.1)$$

com  $N_S$  e  $N_B$  a contagem de fótons da fonte de radiação e a contagem de eventos de ruído de fundo do telescópio, respetivamente.

No caso de telescópios de observação direta sem sistema de focagem,  $N_S$  e  $N_B$  são dados pelas seguintes equações:

$$N_S = \eta(E) A_{det} \Delta t S(E) \Delta E \quad (1.2)$$

$$N_B = A_{det} \Delta t B(E) \Delta E \quad (1.3)$$

onde  $\eta(E)$  é a eficiência do detetor,  $A_{det}$  é a área de detecção e  $B(E)$  é a intensidade do espectro de ruído de fundo, para uma energia  $E$ , medida em  $\left[ \frac{\text{Contagens}}{\text{cm}^2 \text{s keV}} \right]$ .

Para determinar  $N_S$  subtrai-se as contagens do ruído de fundo ao número total de contagens  $N_{total}$ . Assumindo que as contagens do ruído de fundo não possuem nenhuma correlação com as contagens da fonte, o desvio padrão  $\sigma_S$  para as contagens da fonte é dado por:

$$\sigma_S = \sqrt{\sigma_{total}^2 + \sigma_B^2} \quad (1.4)$$

com  $\sigma_{total}$  e  $\sigma_B$  o desvio padrão das contagens totais e do ruído de fundo, respetivamente.

Para se determinar a sensibilidade, assume-se que o número de contagens obtidas é maioritariamente devido ao ruído de fundo, i.e.  $N_S \ll N_B$ , logo de acordo com a estatística de Poisson  $\sigma_{total} = \sqrt{N_{total}}$  e  $\sigma_B = \sqrt{N_B}$ . Assim  $\sigma_S$  é dado por:

$$\sigma_S = \sqrt{N_{total} + N_B} = \sqrt{N_S + N_B + N_B} \quad (1.5)$$

E como  $N_S \ll N_B$ , então:



$$\sigma_S = \sqrt{2N_B} = \sqrt{2\sigma_B^2} = \sqrt{2A_{det}\Delta t B(E)\Delta E} \quad (1.6)$$

Assumindo que a intensidade mínima detetável pelo telescópio deve produzir um sinal pelo menos três vezes superior ao desvio padrão,  $\sigma_S$ , associado ao ruído estatístico, logo:

$$N_{S,min} = \eta(E)A_{det}\Delta t S_{min}(E)\Delta E = 3\sigma_S = 3\sqrt{2A_{det}\Delta t B(E)\Delta E} \quad (1.7)$$

Logo a intensidade de fótons mínima detetável virá [1]:

$$S_{min}(E) = \frac{3\sqrt{2A_{det}\Delta t B(E)\Delta E}}{\eta(E)A_{det}\Delta t\Delta E} = \frac{3}{\eta(E)}\sqrt{\frac{2B(E)}{A_{det}\Delta t\Delta E}} \quad (1.8)$$

ou generalizando, como:

$$S_{min}(E) = \frac{\sigma_{conf}}{\eta(E)}\sqrt{\frac{2B(E)}{A_{det}\Delta t\Delta E}} \quad (1.9)$$

onde  $\sigma_{conf}$  corresponde ao grau de confiança para a sensibilidade e é dado pelo quociente entre o sinal da fonte e o ruído estatístico da fonte:

$$\sigma_{conf} = \frac{N_S}{\sigma_S} \quad (1.10)$$

Conseqüentemente, para aumentar a sensibilidade de um telescópio pode-se aumentar o intervalo temporal de exposição  $\Delta t$ , ou aumentar a área da superfície de detecção  $A_{det}$ . Mas em ambos os casos, a sensibilidade só irá ter uma melhoria proporcional à raiz quadrada respectivo parâmetro. Apesar disso, nem sempre ambas as opções são viáveis de implementar num telescópio espacial, uma vez que o aumento da área de detecção implica o aumento na complexidade do detetor e da eletrônica de leitura associada, logo no tempo de construção do telescópio, na sua massa e no seu custo [1].

No caso dos telescópios com sistema de focagem o número de contagens devido ao ruído de fundo,  $N_B$ , continua a ser descrito pela equação (1.3), no entanto o número de contagens devido à fonte contínua de fótons,  $N_S$ , é dado pela equação:

$$N_S = \eta(E)\varepsilon(E)A_{eff}(E)\Delta t S(E)\Delta E \quad (1.11)$$

em que  $\varepsilon(E)$  representa a fração de fótons que incidem na superfície de detecção de área  $A_{det}$  no plano focal do telescópio e  $A_{eff}$  é a área efetiva da ótica de focagem a uma dada energia  $E$ .

Seguindo as considerações usadas no caso anterior pode-se obter a equação para a sensibilidade de um telescópio com focagem:

$$S_{min}(E) = \frac{\sigma_{conf}}{\eta(E)\varepsilon(E)A_{eff}(E)}\sqrt{\frac{2B(E)A_{det}}{\Delta t\Delta E}} \quad (1.12)$$

Podemos concluir que num telescópio com sistema de focagem a intensidade de fotões mínima detetável é inversamente proporcional à área efetiva da ótica de focagem.

A resolução angular é definida como a separação angular mínima,  $\alpha_{min}$ , entre duas fontes pontuais que o telescópio consegue resolver, isto é distinguir. Assim fontes de radiação pontuais muito distantes com uma separação angular maior que  $\alpha_{min}$ , são resolvidos pelo telescópio. A resolução angular é normalmente expressa em minutos de arco ou segundos de arco.

Para o caso de um telescópio com um sistema de focagem os fotões coletados de uma fonte de radiação pontual não formam um ponto no plano de focagem mas sim uma distribuição no plano, com uma dada largura, que é descrita por função designada de PSF (*point spread function*). O diâmetro,  $d$ , da PSF está diretamente relacionado com a resolução angular e com a distância focal do telescópio,  $f$ :

$$d = f \tan \alpha_{min} \quad (1.13)$$

Esta largura também pode ser caracterizada através do parâmetro da largura a meia altura (FWHM).

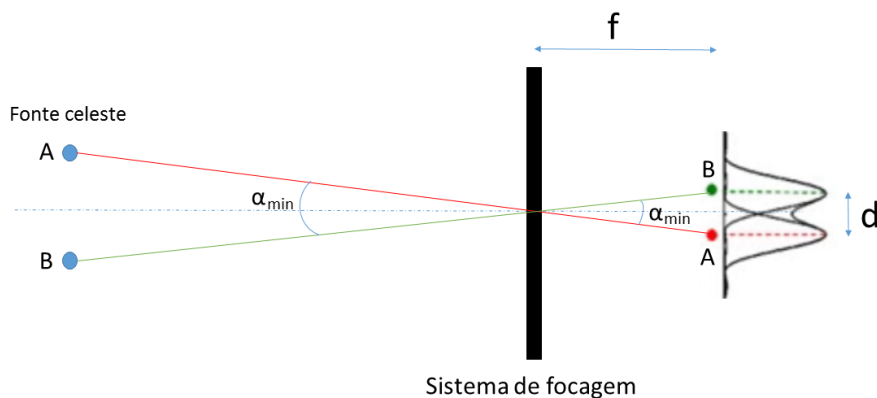


Figura 1.2 – Esquema de uma função designada de PSF (*point spread function*) para um telescópio com um sistema de focagem.

### 1.3.3. Técnica da Máscara Codificada

Durante uma missão espacial, o sinal obtido por um telescópio é constituído não apenas pelo sinal gerado pela fonte celeste mas também pelo ruído de fundo. Uma solução possível, utilizada na atualidade para aumentar a sensibilidade dos instrumentos é o uso de máscaras codificadas.

Uma máscara codificada consiste numa matriz cujo padrão alterna entre elementos opacos à radiação e espaços transparentes à radiação, que é colocada no topo do detetor. Criando-se assim zonas de sombra que dependem da posição relativa das fontes de radiação e do padrão da máscara codificada que segue um código matemático de forma que a sombra

formada na superfície do detetor possa ser identificada de maneira única usando algoritmos computacionais.

A figura 1.3 mostra de forma esquematizada o conceito da máscara codificada, na qual um feixe incidente normal à superfície da máscara irá produzir uma área sombreada no detetor igual à máscara e um feixe incidente perfazendo um ângulo com a normal vai produzir uma área sombreada diferente. Assim é possível a construção de um algoritmo com base no padrão da máscara para se obter a informação da direção da fonte com uma precisão que depende do tamanho dos elementos da máscara e da distância que a separa do detetor. Logo, elementos mais pequenos e uma separação maior resultam na melhoria da resolução angular.

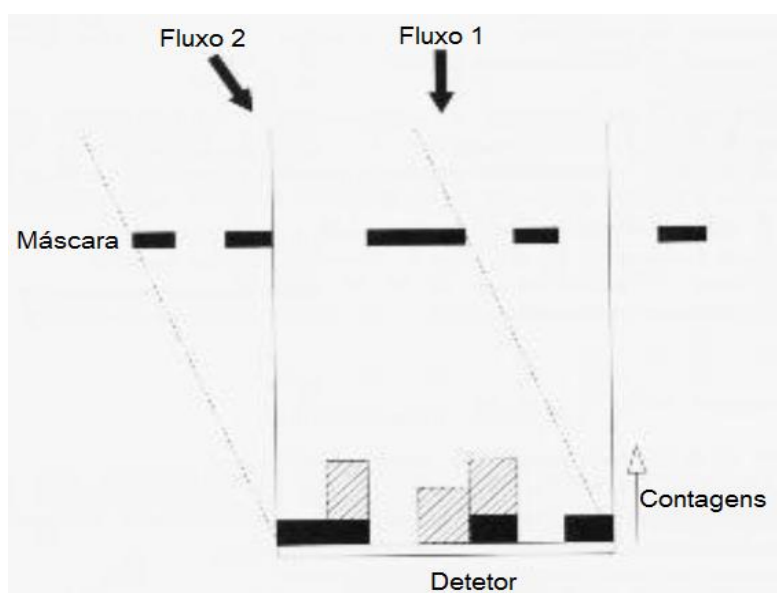


Figura 1.3 – Esquema da máscara codificada na qual incidem dois feixes com direções diferentes.

#### 1.4. Programa Cosmic Vision

O Cosmic Vision 2015-2025 é o atual programa da ESA para missões científicas a serem lançadas até 2025. Esse programa consiste em quatro temas principais, apresentados de seguida, que serão o foco das futuras missões lançadas pela ESA [7].

##### **Tema 1 - Quais são as condições para a formação de planetas e o aparecimento da vida?**

Este tema tem como objetivo o mapeamento do nascimento de estrelas e planetas observando através dos berços mais obscuros do espaço celeste. Procurar planetas que possam existir próximos de estrelas como o Sol, pesquisando as reações químicas que possam originar a vida como consequência da sucessão de eventos após o *Big-Bang* e a formação de estrelas e galáxias, e sob que condições possibilitam a origem da vida [8].

## **Tema 2 – Como funciona o sistema solar?**

A procura da origem da vida deve começar pelo nosso sistema solar. Percebendo o comportamento do nosso sistema solar, o motivo das diferenças entre os planetas do nosso sistema solar e os mecanismos de proteção contra as radiações prejudiciais podem fornecer pistas sobre a origem da vida [9].

## **Tema 3 – Quais são as leis físicas fundamentais do universo?**

Uma das questões da física moderna prende-se no facto das leis da física, como as conhecemos atualmente, não poderem ser aplicadas nos casos de temperatura e energia extremamente elevadas. Não permitindo assim a compreensão completa da primeira fração de segundos pós Big-Bang, quando a matéria como nós a conhecemos ainda não existia [10].

## **Tema 4 – Como se originou o universo e de que é feito?**

Este tema apresenta-se no seguimento dos temas anteriores procurando compreender a complexidade, a origem e a evolução do universo. Investigando a natureza e a origem da Energia Escura e da Matéria Escura. Desenvolvendo instrumentos capazes de detetar ondas gravitacionais dos primeiros momentos do *Big Bang* [11].

Tentando descobrir passo por passo a evolução do universo desde o primeiro momento.

# PLANO ORBITAL DO TELESCÓPIO

Quando a força centrífuga a que está sujeito um corpo, um satélite ou um telescópio espacial se equivale à atração gravitacional da Terra, estes corpos poderão orbitar em torno do nosso planeta por um longo período de tempo. Numa órbita suficientemente alta, a resistência do ar é praticamente desprezável, por isso de acordo com a lei da inércia, a velocidade do satélite será constante, o que permite uma órbita estável em torno da Terra durante décadas [12].

O estudo do movimento de uma partícula relativamente a outra, considerando que entre ambas as partículas apenas existe atração gravitacional, é denominado de “problema dos dois corpos” [13]. Tanto as partículas como os corpos esféricos apresentam a mesma estrutura de campo gravitacional, ou seja, superfícies equipotenciais são superfícies esféricas concêntricas. Sendo assim, admitindo a Terra como esférica e ignorando os efeitos de maré, pode-se tratar um telescópio como um corpo submetido a uma força central, dirigida para o centro de massa da Terra e tratar ambos como partículas. A órbita resultante do telescópio espacial submetido a uma força central é denominada como normal ou Kepleriana.

O movimento de um corpo pode ser expresso através de seis elementos orbitais (figura 2.1):

- O semi-eixo maior,  $a$ ;
- A excentricidade  $e$ ;
- A longitude do nodo ascendente  $\Omega \in [0, 2\pi[$ ;
- A inclinação orbital  $i \in [0, \pi[$ ;
- O argumento do *pericentro*  $\omega$ ;
- O instante,  $\tau$ , de passagem pelo *pericentro*.

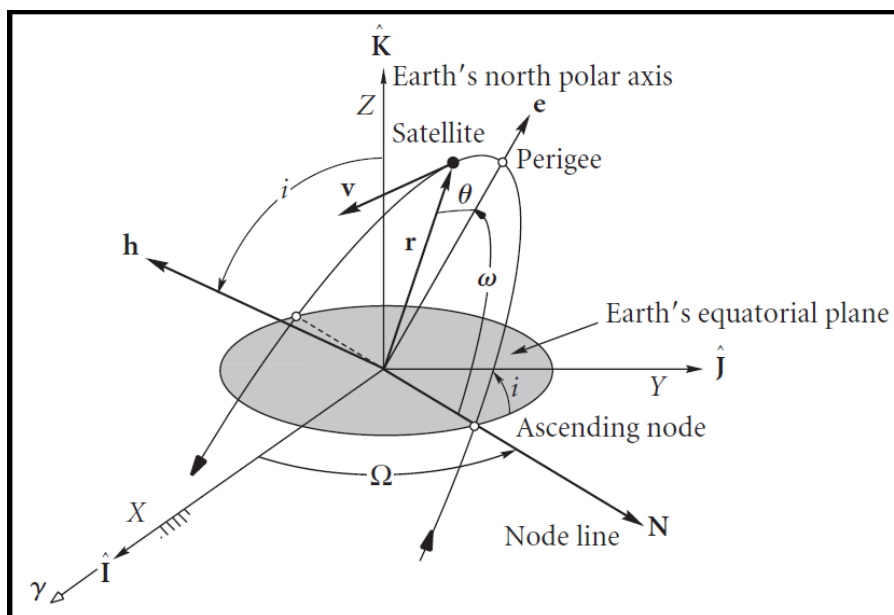


Figura 2.1 – Elementos orbitais no sistema equatorial geocêntrico.

As órbitas podem ainda ser classificadas de acordo com a sua altitude em relação à superfície da Terra: órbitas terrestres baixas para altitudes no intervalo de 180 – 2000 km; órbitas terrestres médias para altitudes entre as órbitas baixas e a altitude necessária para se alcançar uma órbita geoestacionária (35780 km), as órbitas terrestres altas e geossíncronas para altitudes superiores à órbita geoestacionária, i.e. > 35780 km.

#### ÓRBITAS TERRESTRES ALTAS (HEO) E GEOSSÍNCRONAS (GEO):

Satélites ou telescópios que orbitem a Terra com altitudes superiores a 35780 km [14] são caracterizados como HEO ou GEO. Um satélite que atinga a altitude exata de 36000 km a partir do centro da Terra, designa-se geossíncrono, uma vez que para esta altitude o corpo orbita com uma velocidade igual à velocidade de rotação da Terra, i.e. de qualquer ponto que está na superfície da Terra, logo o satélite aparenta estar fixo a uma dada longitude, variando apenas a latitude em relação à Terra. No caso do plano orbital, para a mesma altitude, ter uma excentricidade e inclinação zero então o corpo move-se segundo uma circunferência acima do equador numa órbita geoestacionária permanecendo parado em relação à superfície terrestre, e por isso estas órbitas são bastante úteis para satélites de comunicação.

Nas órbitas altas pode-se também encontrar vários telescópios que monitorizam a actividade solar. Além das órbitas terrestres altas existem ainda os pontos de Lagrange que podem ser usados para colocar telescópios.

Nos pontos de Lagrange, a força da gravidade da Terra anula a força da gravidade do Sol, ou seja qualquer corpo colocado nestes pontos vai-se sentir igualmente atraído em direção à Terra e ao Sol, orbitando assim com a Terra em torno do Sol. Embora apenas dois pontos de Lagrange dos cinco existentes no sistema Sol-Terra chamados L4 e L5 são estáveis, sendo por isso necessários constantes ajustes nos telescópios para compensar as perturbações nos restantes pontos [14].

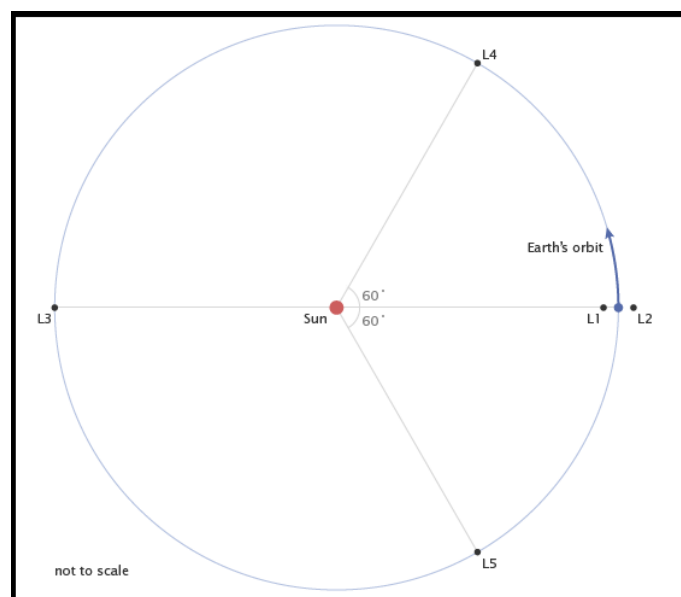


Figura 2.2 – Esquema dos pontos de Lagrange representados por L1, L2, L3, L4 e L5.

#### ÓRBITAS TERRESTRES MÉDIAS (MEO):

As órbitas terrestres médias situam-se a altitudes no intervalo de 2000–36000 km, e podem conter dois tipos de órbitas, semi-síncronas e Molniya.

As órbitas semi-síncronas apresentam baixa excentricidade e encontram-se a altitudes de 20200 km [14], permitindo que um satélite com essa altitude tenha um período de 12 e cruze o mesmo ponto do equador a cada 24 horas. Estas órbitas são utilizadas pelos satélites do Sistema de Posicionamento Global.

As órbitas Molniya, determinadas pelos russos, são órbitas com elevada excentricidade cujo pericentro se encontra muito próximo da Terra fazendo com que o corpo permaneça durante maior parte do seu período, de 12 horas, no extremo oposto.

#### ÓRBITAS TERRESTRES BAIXAS (LEO):

As LEO são órbitas quase circulares que rodeiam a Terra com altitudes no intervalo de 180–2000 km [14] e períodos orbitais de 87.9 e 127.0 minutos, respetivamente.

A maioria dos satélites científicos, meteorológicos e telescópios bem como a estação espacial internacional usam órbitas baixas, uma vez que são as que possuem um acesso mais rápido, e como tal são as mais convenientes para reparações, instalação de novos instrumentos, e apresentam também um baixo tempo de latência nas comunicações.

No entanto existem também desvantagens no uso destas órbitas, uma vez que apresentam algum atrito atmosférico e por outro lado intercetam a camada interior do cinturão de Van Allen que se localiza aproximadamente no intervalo de 500–13000 quilómetros de altitude contendo protões com energias elevadas.

### 2.1. Ambiente Espacial e os Seus Efeitos nos Instrumentos/Detetores

Ao desenvolver-se instrumentação para o espaço é necessário ter em consideração que o espaço é um ambiente hostil e os sistemas têm que ser bastante fiáveis, uma vez que em caso de avaria geralmente não é possível a intervenção humana. Para além que durante o lançamento todos os instrumentos a bordo estarem sujeitos a vibrações acústicas e mecânicas, choques mecânicos, variações rápidas de pressão e temperatura, quando o satélite se encontra em órbita no espaço fica sujeito a um ambiente de radiação prejudicial, devido à presença raios cósmicos, i.e. partículas carregadas na cintura de Van Allen, carregamento electrostático, lixo cósmico e micrometeoritos, podendo a instrumentação também sofrer aquecimento pela irradiação solar seguido de um arrefecimento brusco numa zona de sombra.

Um dos ambientes mais agressivos das órbitas terrestres ocorre nas cinturas de Van Allen onde partículas carregadas com origem na radiação cósmica e ventos solares, são capturadas pelo efeito do campo magnético da Terra [15]. As cinturas de Van Allen formam duas zonas distintas na magnetosfera. Uma cintura interna, no intervalo de 500–13000 km de altitude, que contém principalmente protões de origem cósmica e outra cintura externa, no intervalo de

25000–45000 km de altitude, que contém essencialmente elétrons de origem solar, cuja energia pode atingir alguns MeV (figura 2.3).

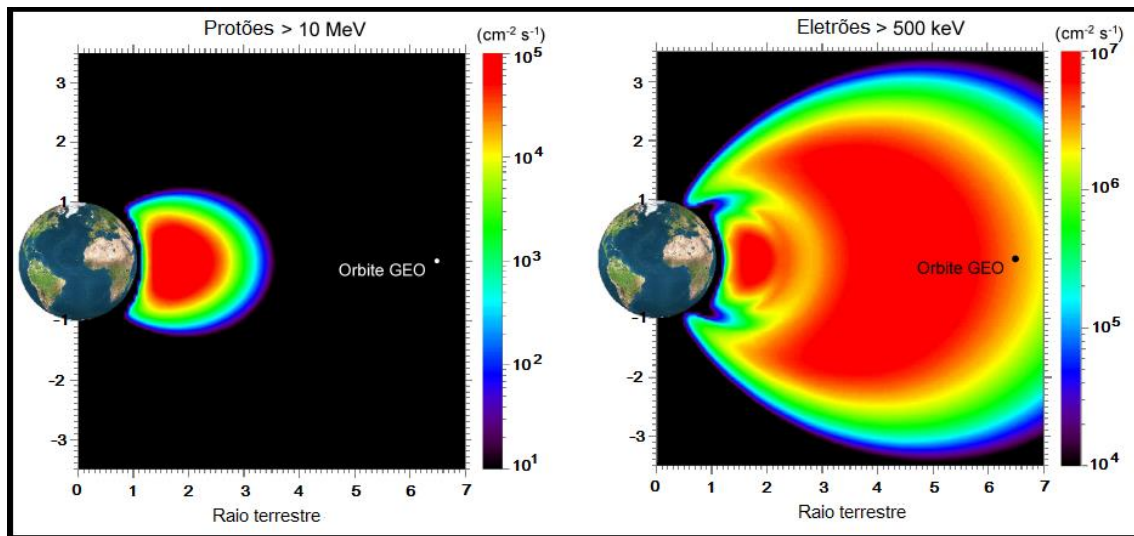


Figura 2.3 – Perfil da densidade de prótons com energia superior a 10 MeV e de elétrons com energia superior a 500 keV na magnetosfera, em função da distância ao centro da Terra, expresso em número de raios terrestres ( $R_T = 6378$  km). Adaptada de [15].

As partículas de alta energia têm a capacidade de penetrar no sistema de blindagem dos satélites, podendo ser uma fonte de ruído de fundo, para além de também causar danos no meio de deteção (detetor) e na eletrónica associada, degradando o seu desempenho.

Satélites com órbitas terrestres baixas (LEO) com altitude menor que 1000–2000 km permanecem durante grande parte da sua órbita sem cruzar as cinturas de partículas carregadas com alta energia, contudo existe uma anomalia no campo magnético na região do Atlântico Sul, entre a costa do Brasil e a África do Sul, onde a inclinação e o deslocamento do eixo do campo magnético da Terra em relação ao eixo de rotação, enfraquece o complexo campo magnético permitindo que a cintura interior de Van Allen possa atingir altitudes mais baixas nesta região. Os satélites LEO que orbitam a altitudes próximas dos 550 km estão sujeitos à exposição dos fluxos elevados de prótons com energias elevadas quando cruzam a Anomalia do Atlântico Sul, AAS, (ver figuras 2.3 e 2.4), podendo estes prótons contribuir para a ativação nuclear dos materiais em redor e do próprio detetor [16, 17].



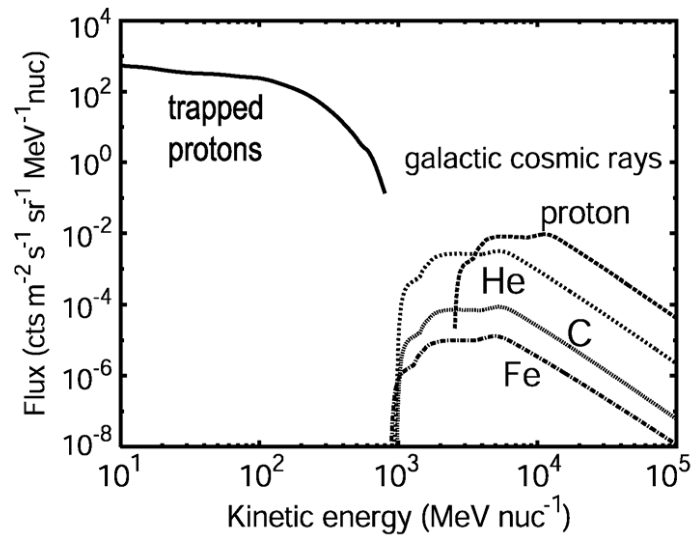


Figura 2.4 – Fluxo diferencial médio de partículas carregadas calculado para uma órbita LEO com uma inclinação de 30° e com uma altitude de 600 km. Adaptada de [18].

## 2.2. Ruído e Radiação de Fundo

Uma vez que a atmosfera é continuamente bombardeada por radiação cósmica e dada a presença de partículas carregadas com altas energias capturadas pelo campo magnético da Terra, todos os detetores de radiação apresentam sinais gerados pelo ruído de fundo. Note que a natureza do ruído de fundo pode variar com as dimensões, com o tipo de detetor, e com o sistema de blindagem que o envolve.

### 2.2.1. Radiação Cósmica

Nos detetores de altas energias terrestres uma das componentes normalmente dominantes no ruído de fundo são os raios cósmicos, ou seja mais directamente a contribuição das radiações secundárias produzidas pela interação dos raios cósmicos com as camadas superiores da atmosfera terrestre (figura 2.5).

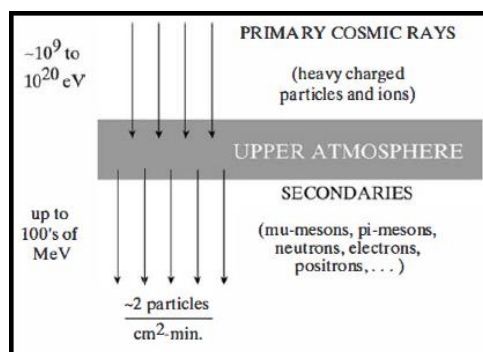


Figura 2.5 – Esquema da interação dos raios cósmicos com a atmosfera terrestre.

A radiação primária cósmica pode ser originária do meio galáctico ou solar, sendo constituída principalmente por prótons juntamente com alguns núcleos de hélio e íões pesados com energias cinéticas extremamente elevadas. Quando estes raios cósmicos interagem com a atmosfera uma grande variedade de partículas secundárias são produzidas, incluindo píões, muões, eletrões, prótons, neutrões e fótons com energias que se podem estender até às centenas de MeV [19].

Por outro lado, podem também ser criadas partículas secundárias através da interação de raios cósmicos com a blindagem que rodeia o detetor ou até através da interação com a máscara codificada. Um exemplo é a produção de neutrões pelos prótons com energias elevadas, especialmente em materiais com número atómico,  $Z$ , elevado, tal como o chumbo, tântalo, entre outros [19].

### 2.2.2. Protões

Como foi referido nos subcapítulos anteriores na região da Anomalia do Atlântico Sul a cintura de radiação interna de Van Allen começa a uma altitude mais baixa  $\sim 320$  km e apresenta uma zona com fluxo muito elevado de prótons confinados pelo campo magnético da Terra a  $\sim 1000$  km de altitude. Contudo satélites que sobrevoem a zona da Anomalia do Atlântico Sul mesmo para altitudes inferiores a 1000 km serão expostos a um fluxo elevado de prótons com altas energias, os quais podem depositar uma parte ou a totalidade da sua energia no detetor criando um sinal de ruído de fundo no sistema de deteção.

Usando o *software* TRAD/Omere [20] determinou-se o ambiente de radiação espacial para um telescópio que sobrevoe a Anomalia do Atlântico Sul com os seguintes parâmetros para uma Órbita Terrestre Baixa (LEO): 582.4 km de semi-eixo maior, 0.00359 de excentricidade,  $30^\circ$  de inclinação e 96 min de período. Na figura 2.6 mostra-se o fluxo de prótons com uma energia de 14 MeV versus o tempo para uma órbita completa em torno da Terra (5760 s).

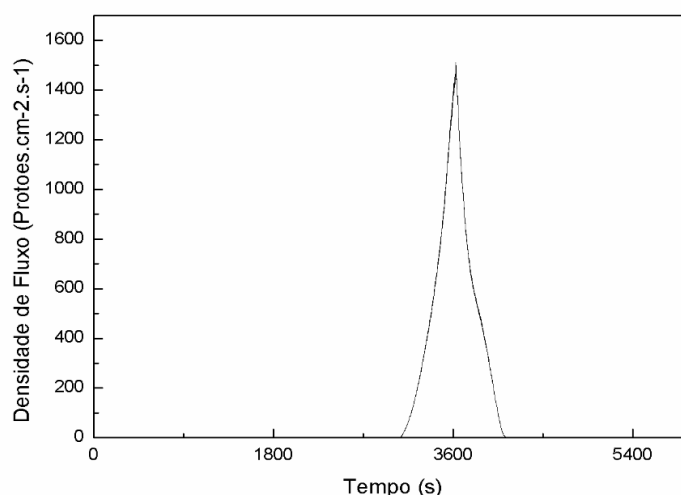


Figura 2.6 – Fluxo de prótons com uma energia de 14 MeV em função do tempo, para uma revolução completa numa órbita LEO simulado através do *software* TRAD/Omere.

Note que o fluxo de prótons de 14 MeV apresenta um pico, com um valor máximo de  $\sim 1.511 \times 10^3 \left[ \frac{\text{prótons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} \right]$  correspondente ao intervalo de tempo da passagem do telescópio pela AAS, que neste caso é  $\sim 17$  min.

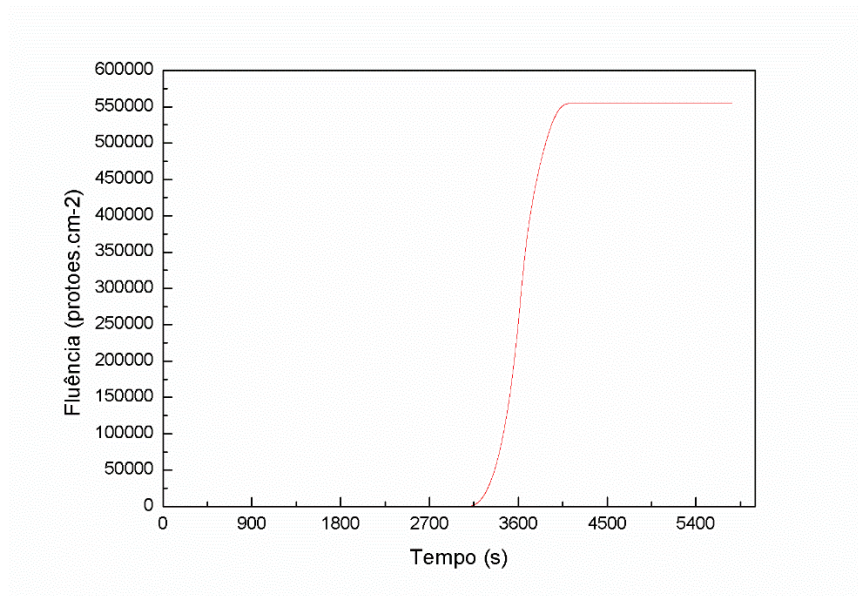


Figura 2.7 – Gráfico da fluência de um fluxo de prótons com uma energia de 14 MeV em função do tempo, para uma revolução de uma órbita LEO simulada através do *software* TRAD/Omere.

Integrando o fluxo de prótons no tempo para uma órbita completa, recorrendo ao *software* OriginPro8 [21], obteve-se uma fluência de prótons incidentes por cada revolução completa em torno da Terra de 554778 prótons/cm<sup>2</sup>. Assim, sabendo que o satélite para a órbita considerada efetua 5478.6 revoluções por ano em torno da Terra, pode-se estimar a fluência de prótons incidente durante 1 e 5 anos, respetivamente.

$$Fluência_{1\text{ ano}} \approx 3.04 \times 10^9 \text{ prótons/cm}^2$$

$$Fluência_{5\text{ ano}} \approx 1.52 \times 10^{10} \text{ prótons/cm}^2$$

### 2.2.3. Ativação

Uma vez que as missões para a astrofísica das altas energias tem que ser operadas no espaço, onde os detetores são sujeitos a fluxos intensos de prótons e raios cósmicos que podem ativar o material constituinte do detetor. Produzindo-se deste modo raios gama com origem no decaimento dos núcleos radioativos produzidos pela ativação.

Esta radiação induzida pela ativação do material deposita parte ou a totalidade da sua energia no detetor criando um espectro de ruído de fundo ao qual se irá sobrepor o espectro de raios gama das fontes celestes que se pretendem estudar.

## 2.3. Interação da Radiação com a Matéria

### 2.3.1. Secção Eficaz

Existem vários tipos de interação que podem ocorrer entre as partículas carregadas de um feixe e de um alvo, como por exemplo atração e repulsão eletromagnética, colisão elástica ou inelástica, entre outras. A secção eficaz traduz a probabilidade relativa de cada tipo de interação ocorrer.

Considerando um feixe de partículas incidente num alvo, e assumindo que o feixe de partículas é mais amplo que o alvo, uniformemente distribuído no espaço e no tempo, pode-se então considerar um fluxo  $F$  de partículas incidentes por unidade de área e tempo. A secção eficaz diferencial pode ser definida como [22];

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

em que  $dN_s$  representa o número médio de partículas dispersas por unidade de tempo no ângulo sólido  $d\Omega$ . Podendo-se assim relacionar a secção eficaz diferencial diretamente com a probabilidade de interação

Em geral o valor  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  depende da energia da reação e do ângulo de dispersão que a partícula vai sofrer, permitindo assim determinar a secção eficaz total para qualquer que seja a dispersão a uma dada energia,  $E$ , definindo como o integral de  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  para todos os ângulos sólidos [22].

$$\sigma_{(E)} = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (2.2)$$

Na produção de isótopos radioativos a partir da irradiação de núcleos existentes numa amostra alvo as interações mais importantes para a ativação dos núcleos são as colisões inelásticas e os processos de captura radiativa. Durante a colisão inelástica o núcleo alvo recebe energia da partícula incidente entrando num estado excitado e reemitindo a partícula com uma energia mais baixa do que a energia inicial, nos processos de captura radiativa o núcleo juntamente com a partícula do feixe unem-se para formar um novo núcleo resultando na emissão de radiação gama [23].

Para a análise da produção de isótopos radioativos não existe uma grande relevância no conhecimento da direção da emissão das partículas. É ainda importante conhecer em média quantas interações ocorrem e assumindo que o alvo contém vários centros dispersores uniformemente distribuídos e que não se encontram em sobreposição, o número de centros dispersores no alvo por unidade de área perpendicular ao feixe é  $\rho dx$ , onde  $\rho$  é a densidade de partículas no alvo e  $dx$  é a espessura do alvo na direção do feixe.

No caso em que o feixe é mais largo que o alvo o número de partículas incidentes que participam na interação é  $FA$ , onde  $A$  é a área total do alvo perpendicular ao feixe, permitindo assim obter o número médio de dispersões por  $d\Omega$  por unidade de tempo,

$$N_s(\Omega) = \rho FA dx \frac{d\sigma}{d\Omega}. \quad (2.3)$$

E o número total de dispersões para todos os ângulos pode ser obtido através da seguinte equação,

$$N_{total} = \rho FA \sigma dx. \quad (2.4)$$

Contudo no caso de o feixe ser mais pequeno que a alvo,  $FA$  corresponde ao número de partículas incidentes por unidade de tempo. Dividindo em ambos os casos  $N_{total}$  por  $FA$  obtém-se a probabilidade de dispersão para uma única partícula, numa espessura  $dx$  [22],

$$Probabilidade \text{ de interação em } dx = \rho \sigma dx \quad (2.5)$$

### 2.3.2. Poder de paragem (*Stopping Power*) e equação de Bethe-Bloch

Ao se irradiar um meio material com partículas carregadas como um feixe de prótons, estes podem sofrer colisões inelásticas com os eletrões do meio resultando numa perda de energia média por unidade de comprimento ao longo da trajetória. Podem ainda ocorrer interações elásticas com os núcleos atômicos do meio, contudo a maior contribuição no poder de paragem (*stopping power*) nuclear é devido às interações de Coulomb com os eletrões das camadas atômicas [22].

A energia média perdida é descrita pela fórmula de Bethe-Bloch (equação 2.6).

$$-\frac{dE}{dx} = K z_{eff}^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right] \quad (2.6)$$

Em que  $T_{max}$  é a energia máxima transferida numa colisão (equação 2.7) e as restantes variáveis encontram-se definidas na tabela 2.1.

$$T_{max} = \frac{2m_e c^2 (\gamma^2 - 1)}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2} \quad (2.7)$$

Onde  $\gamma$  é o fator de Lorentz e  $M$  é a massa do ião em repouso. Note-se ainda que se  $M \gg m_e$ , então  $T_{max} \approx 2m_e c^2 (\gamma^2 - 1)$  [22].

Tabela 2.1 – Variáveis e valores da fórmula de Bethe-Bloch [22].

Símbolo	Definição	Unidades ou Valor
$\frac{dE}{dx}$	Energia cedida	MeV g <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup>
<b>A</b>	Número atómico	g mol <sup>-1</sup>
$\frac{K}{A}$	$4\pi N_A r_e^2 c^2 / A$	0.307075 MeV g <sup>-1</sup> cm <sup>2</sup>
$N_A$	Número de Avogadro	6.0221367 × 10 <sup>23</sup> mol <sup>-1</sup>
$Z_{eff}$	Carga efetiva da partícula incidente	
<b>Z</b>	Número atómico do meio	
$m_e c^2$	Energia de repouso do eletrão	0.51099906 MeV
<b>I</b>	Energia de excitação média	eV
<b>δ</b>	Correção da densidade	
<b>β</b>	v/c da partícula incidente	
<b>γ</b>	$1/\sqrt{1 - \beta^2}$	

Representando-se a energia média cedida pela partícula carregada para o meio material em função da profundidade obtém-se uma curva com um pico designando por pico de *Bragg*. No caso dos prótons e iões pesados o pico ocorre imediatamente antes do máximo de energia, correspondendo ao momento em que a velocidade destas partículas tende para zero, aumentando a probabilidade de interação à medida que a energia diminui.

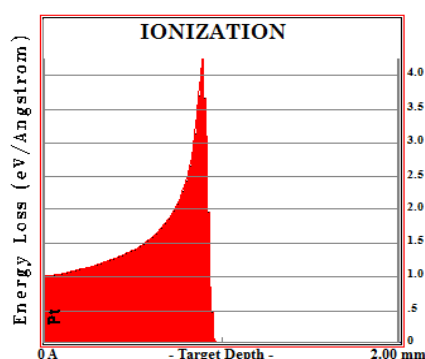


Figura 2.8 – Representação gráfica da energia cedida por um próton ao meio em função da profundidade percorrida.

### 2.3.3. Alcance

Sabendo que as partículas carregadas e em especial os prótons perdem a sua energia ao atravessar um meio, é também importante conhecer o ponto até onde a partícula consegue penetrar até perder a sua energia.

O alcance de uma partícula carregada no meio é definido como a profundidade de penetração medida ao longo de uma reta paralela á de incidência da partícula no meio desde o ponto inicial ao ponto em que a partícula perde a sua energia e termina o seu percurso [24] e depende do material do meio, da energia da partícula e do tipo de partícula.

Assumindo-se que a energia é cedida ao meio de forma contínua a distância deveria ser um valor bem definido e deveria também ser o mesmo para partículas iguais com a mesma energia inicial no mesmo tipo de material, contudo a perda de energia não é contínua mas de natureza estatística resultado numa distribuição aproximadamente gaussiana em torno de um valor médio, fenómeno também denominado como a incerteza do alcance (*range straggling*). O valor médio da distribuição é denominado como o alcance médio e corresponde ao ponto intermédio da curva descendente da distribuição [22].

## 2.4. Interação da radiação com a Matéria

Os raios-X e gama interagem com a matéria basicamente através de três mecanismos, efeito fotoelétrico, dispersão de Compton e produção de pares. Sendo estes os processos base da deteção para altas energias.

Analisando a figura 2.9 verifica-se que a predominância de cada uma destas interações pode ser vista como função da energia e do número atómico dos átomos absorventes.

No início, até aos 0.1 keV, para a grande maioria dos átomos o efeito fotoelétrico prevalece em relação à dispersão de Compton, com exceção dos átomos de baixa massa. Entre 0.1 keV e 10 MeV a dispersão de Compton passa a ser a interação predominante. Para energias superiores a 10 MeV, a produção de pares passa a ser o mecanismo de interação dominante.

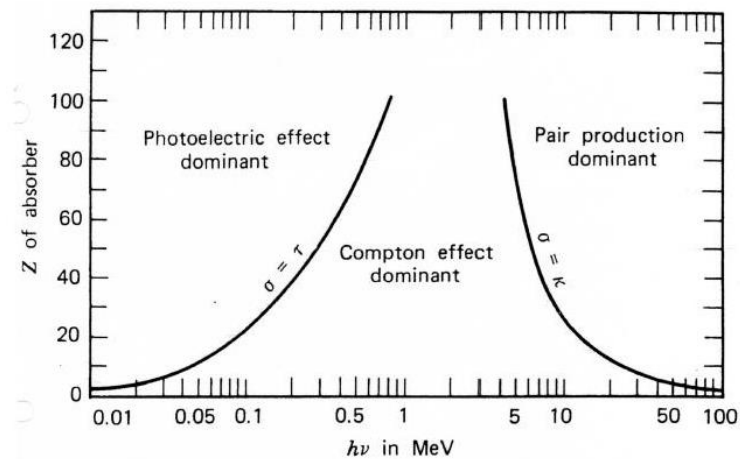


Figura 2.9 - Predominância das interações de fótons em função da energia e do número atómico dos átomos absorventes.

### 2.4.1. Efeito Fotoelétrico

O efeito fotoelétrico ocorre quando a energia total de um fóton é absorvida através da interação com um eletrão ligado resultando na ejeção do eletrão do átomo, também denominado por *fotoletrão*. Depois da interação a energia cinética total,  $E_K$ , do eletrão será

$E_K = h\nu - E_b$  onde  $h$  é a constante de Planck,  $\nu$  é a frequência do fóton e  $E_b$  é a energia de ligação do elétron. Na figura 2.10 pode-se observar uma exemplificação da interação.

No entanto, uma vez que elétron livre não pode absorver um fóton e ao mesmo tempo conservar o momento, o efeito fotoelétrico só pode ocorrer nos elétrons ligados onde o núcleo absorve o momento do recuo (*recoil momentum*).

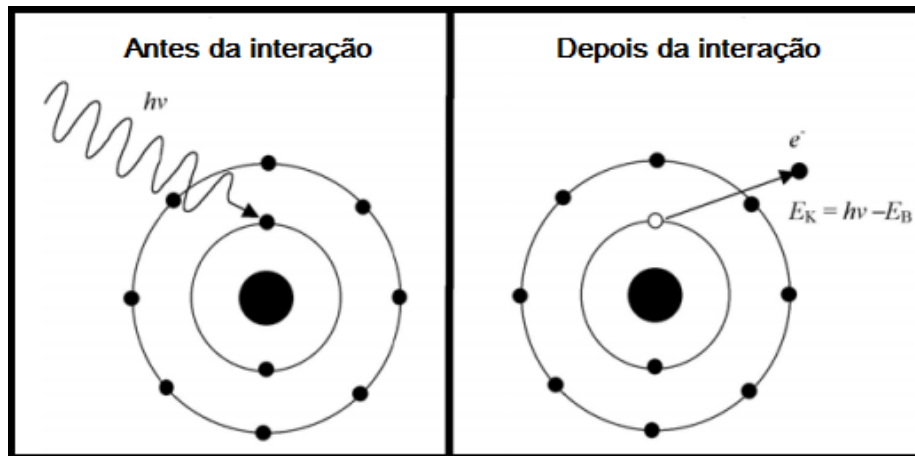


Figura 2.10 – À esquerda o fóton com energia  $h\nu$  interage com o elétron da camada K. À direita o elétron que interagi-o com o fóton é emitido do átomo com uma energia total igual à diferença entre a energia do fóton e a energia de ligação do elétron.

A emissão do fotoelétrão cria uma lacuna na camada de ligação do átomo, podendo esta ser rapidamente preenchida pela captura de um elétron livre ou por rearranjo dos elétrons das camadas superiores emitindo um ou mais fótons de raios-X característicos com energia igual à diferença das energias de ligação das duas camadas. Estes raios-X característicos podem ainda ser reabsorvidos no átomo levando à emissão de um *elétron Auger*.

#### 2.4.2. Dispersão de Compton

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



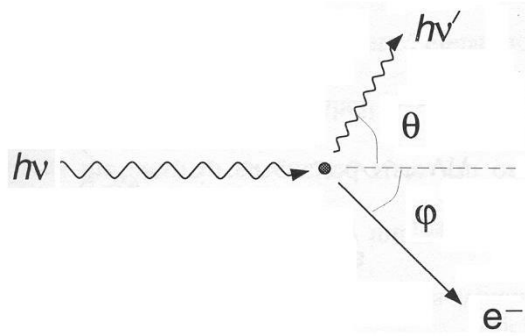


Figura 2.11 – Esquema da dispersão de Compton.

Derivando das leis de conservação de energia e momento para o sistema representado na figura 2.11 obtém-se a seguinte equação,

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos \theta)} \quad (2.8)$$

Em que  $h\nu$  é a energia do fóton incidente,  $h\nu'$  é a energia do fóton defletido e  $m_0c^2$  é a energia da massa de repouso.

Considerando a secção eficaz diferencial de dispersão calculada por Klein-Nishima, duas soluções podem ser determinadas. Uma para o caso de um feixe não polarizado e outra para um feixe 100% polarizado.

No caso de um feixe não polarizado, a secção eficaz diferencial de Klein-Nishima, obtém-se a expressão [1],

$$\frac{d\sigma_{KN,U}}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \varepsilon^2 [\varepsilon + \varepsilon^{-1} - \sin^2 \theta] \quad (2.9)$$

onde  $r_0$  é o raio clássico do electrão e  $\varepsilon$  é o rácio entre a energia final e inicial do fóton.

No caso de um feixe 100% polarizado pode-se determinar o grau de polarização substituindo-se o resultado anterior na seguinte equação [6],

$$\Pi = \frac{d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel}}{d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel}} \quad (2.10)$$

Onde  $d\sigma_{\parallel}$  representa a secção eficaz da onda polarizada paralelamente ao plano de emissão e  $d\sigma_{\perp}$  a secção eficaz da onda polarizada perpendicular ao plano de emissão.

Obtém-se assim a seguinte equação para o grau de polarização de um feixe [6],

$$\Pi_U = \frac{\sin^2 \theta}{\varepsilon + \varepsilon^{-1} - \sin^2 \theta} \quad (2.11)$$

### 2.4.3. Produção de pares

O processo de produção de pares envolve a transformação de um fóton num par elétron-positrão nas imediações de um núcleo atômico. Sendo apenas possível a criação de pares para raios gama que tenham o limiar de energia mínima de 1.022 MeV, correspondente à soma das massas das duas partículas resultantes. Contudo este mecanismo de interação acontece predominantemente para energias superiores, assim o excesso de energia contida no fóton acima dos 1.022 MeV necessária para produzir o par, é transformado em energia cinética [19]. Na figura 2.12 é visível um esquema da transformação de um fóton com energia  $h\nu$  num par elétron-positrão na presença de um núcleo.

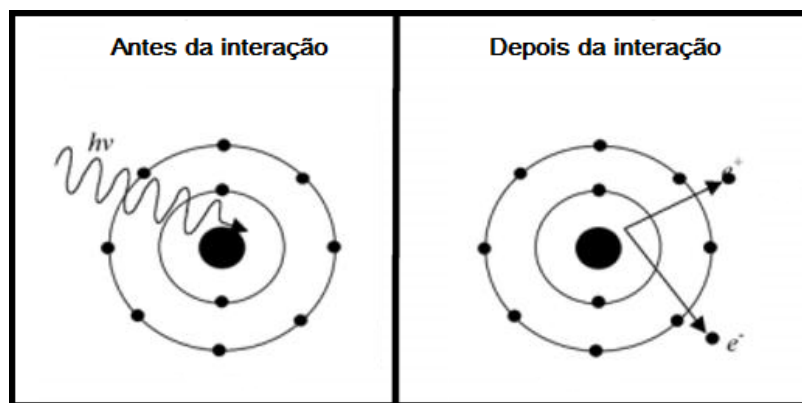


Figura 2.12 – Produção de pares na presença de um núcleo.

A produção de pares pode ser representada pela conservação da energia total, obtendo-se a seguinte equação.

$$h\nu = E_{k+} + E_{k-} + 2m_e c^2 + E_R \quad (2.12)$$

Onde  $E_{k+}$  e  $E_{k-}$  são, respetivamente, as energias cinéticas do positrão e do elétron,  $m_e$  corresponde à massa do elétron,  $c$  à velocidade da luz e  $E_R$  à energia de recuo do núcleo. O termo  $(2m_e c^2)$  refere-se à massa do par de partículas carregadas produzidas, impondo assim um limite mínimo de energia para a interação.

## 2.5. Ativação/Produção e Decaimento Radioativo

Quando um material é exposto a um feixe de prótons com altas energias, estes podem interagir com os núcleos do material no qual incide o feixe convertendo a estrutura do núcleo para a de um isótopo diferente. Considerando a irradiação de um alvo por uma densidade de fluxo uniforme de prótons que comece no instante  $t = 0$  e continue com o fluxo constante durante o período de irradiação até terminar no instante  $t = t_i$ . Os núcleos do alvo vão interagir

com os prótons possibilitando a produção de espécies radioativas, a taxa de produção  $R$  a que estes ocorrem depende do número  $N_0$  de átomos presentes no alvo, da densidade de fluxo  $I$  [ $\frac{\text{prótons}}{\text{s cm}^2}$ ] e da secção eficaz  $\sigma$  [ $\text{cm}^2$ ] de reação que mede a probabilidade de uma partícula incidente reagir com um núcleo do alvo. Podendo-se assim estimar através da equação (2.13) a taxa de produção de núcleos radioativos [22].

$$R = N_0 \sigma I \quad (2.13)$$

Considerando-se  $N_1$  o número de núcleos radioativos produzidos e que esses núcleos decaem com a constante de decaimento  $\lambda_1$  para um núcleo estável. Assim o número de núcleos  $N_1$  presentes são governados pela seguinte equação.

$$dN_1 = R dt - \lambda_1 N_1 dt \quad (2.14)$$

Da qual se pode obter a seguinte solução [22].

$$N_1(t) = \frac{R}{\lambda_1} (1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (2.15)$$

Pode-se ainda definir a actividade  $\mathcal{A}$  como sendo a taxa de decaimentos que ocorrem na amostra ou seja a actividade de uma amostra radioativa é exactamente o número de decaimentos da amostra por unidade de tempo, sendo [decaimentos/s] uma unidade de medida bastante conveniente, obtendo-se assim a partir da seguinte expressão [22]:

$$\mathcal{A}(t) = \lambda_1 N_1(t) = R(1 - e^{-\lambda_1 t}) \quad (2.16)$$

Para tempos de irradiação curtos quando comparados ao tempo de meia vida de um isótopo, a exponencial pode ser expandida ficando apenas o termo linear em  $t$ :

$$\mathcal{A}(t) \cong R \lambda_1 t \quad t \ll t_{1/2} \quad (2.17)$$

Observando o gráfico da figura 2.13 denota-se que para tempos pequenos a actividade cresce linearmente segundo uma taxa constante.

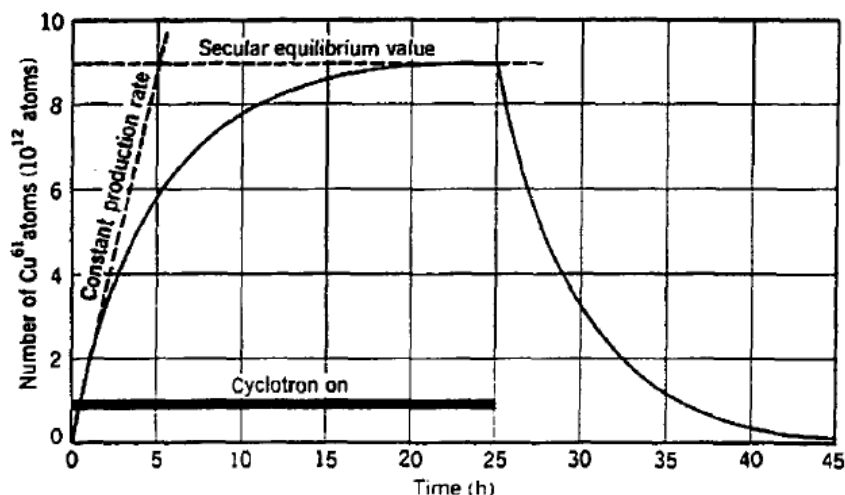


Figura 2.13 – Gráfico do número de átomos radioativos  $^{61}\text{Cu}$  presentes num alvo de Ni em função do tempo, durante e depois do bombardeamento com deutério no ciclotrão.

Para tempos de irradiação longos em comparação ao tempo de meia vida, a exponencial aproxima-se do zero e a actividade torna-se aproximadamente constante, atingindo o seu máximo.

$$\mathcal{A}(t) \cong R \quad t \gg t_{1/2} \quad (2.18)$$

Como se pode observar no gráfico da figura 2.13 para tempo mais longos de irradiação a actividade evolui tendendo para o equilíbrio secular à medida que os núcleos radioativos formados à mais tempo decaem.

Se no instante  $t_i$  o fluxo de irradiação terminar, observa-se que a actividade da amostra decaí seguindo a lei exponencial.

$$\mathcal{A}(t) = \lambda_1 N_1(t) = \mathcal{A}_i e^{-\lambda_1 t} \quad (2.19)$$

Em que a actividade no momento em que a irradiação termina,  $t = i$ , é  $\mathcal{A}_i = \lambda_1 N_1(t = i)$ .

# DETETORES DE SEMICONDUTOR PARA ALTAS ENERGIAS

Considere-se um detetor sujeito a um feixe de radiação. Ao ocorrer a interação de uma única partícula carregada ou um fóton com o detetor, para que o detetor produza um sinal, a radiação incidente deve interagir através de um dos mecanismos referidos anteriormente. O tempo de interação é muito curto podendo-se considerar a deposição de energia no detetor instantânea.

De forma geral o resultado da interação da radiação traduz-se na criação de transportadores de carga elétrica dentro do volume ativo do detetor. Tal como foi considerado a carga surge instantaneamente no tempo  $t = 0$  por interação de uma partícula. A seguir a carga deve ser acumulada de modo a produzir um sinal elétrico, sendo geralmente aplicado um campo elétrico no detetor causando a migração das cargas. Assim a resposta de um detetor a uma única partícula é uma corrente que foi durante um tempo igual ao tempo de acumulação da carga [19]. O seguinte esquema ilustra um exemplo de uma resposta de um detetor.

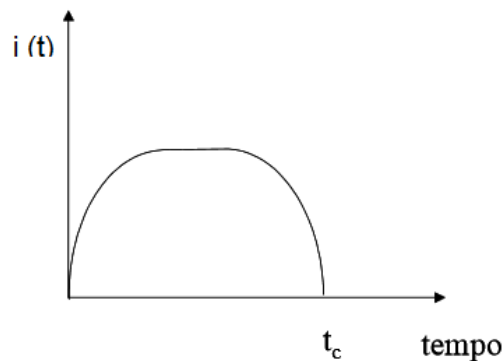


Figura 3.1 – Resposta de um detetor a uma única interação. Na figura  $t_c$  é o tempo de acumulação da carga.

A carga acumulada é assim obtida através da seguinte equação.

$$Q = \int_0^{t_c} i(t) dt \quad (3.1)$$

Existem ainda três modos de operação, o modo impulso, modo corrente e modo da tensão média quadrática. O modo impulso é o modo de operação mais utilizado para determinar as interações da radiação e partículas carregadas no detetor, integrando no tempo cada impulso de corrente, ou seja a carga total e determinada uma vez que a energia depositada proporcional à carga. Para se realizar espectroscopia de radiação deve-se assim utilizar o modo impulso tendo sido este modo de operação aplicado na realização do estudo desenvolvido. Contudo para taxas de eventos demasiado elevadas o modo impulso torna-se impraticável devendo-se usar outros modos alternativos como o modo corrente ou o modo da média quadrática da tensão.

Assim no modo impulso o sinal produzido depende das características da entrada do circuito, normalmente o pré-amplificador, ligado à saída do detetor. O circuito equivalente encontra-se representado na figura 3.2.

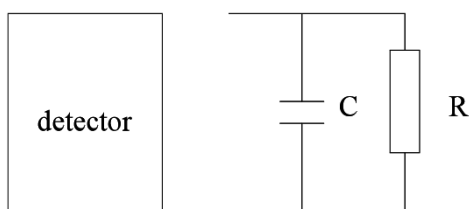


Figura 3.2 – Esquema do circuito equivalente da eletrônica à saída de um detector.

Onde  $R$  representa a resistência à entrada do circuito e  $C$  representa a capacidade equivalente do detector, cabo e do pré-amplificador.

A corrente  $i(t)$  que flui no detector é convertida num sinal  $V(t)$  que depende da constante de tempo do circuito  $\tau = RC$ , podendo-se definir dois casos.

No primeiro caso  $\tau \ll t_c$ , ou seja a constante temporal é inferior ao tempo de acumulação de carga, de modo que a corrente de passa através da resistência apresenta um sinal  $V(t)$  com a forma aproximadamente idêntica à corrente produzida no detector, como se pode observar na seguinte figura 3.3 (b).

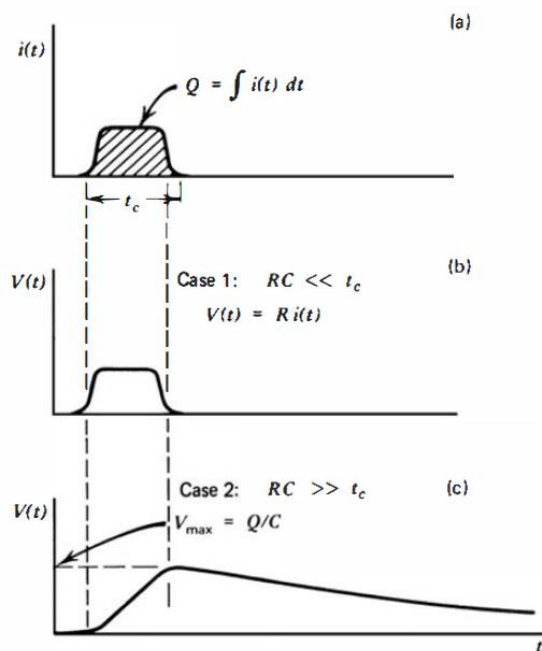


Figura 3.3 – (a) Corrente à saída de um detector hipotético. (b) Sinal de potencial elétrico  $V(t)$  para o caso em que a constante temporal é inferior ao tempo de acumulação. (c) Sinal de potencial elétrico  $V(t)$  para o caso em que a constante temporal é superior ao tempo de acumulação.

No segundo caso  $\tau \gg t_c$ , é o caso mais comum e a constante temporal do circuito é muito maior que o tempo de aquisição do detector. Apenas uma pequena corrente é sujeita à resistência durante o tempo de acumulação de carga e a corrente do detector é momentaneamente integrada pelo condensador. Assumindo que o tempo entre os impulsos é suficientemente longo, o condensador vai descarregar através da resistência do circuito

equivalente decrescendo o potencial para zero ao longo do tempo. O sinal correspondente encontra-se ilustrado na figura 3.3 (c).

Verifica-se ainda que o tempo necessário para se obter o valor de amplitude máxima de sinal é determinado pelo tempo de acumulação de carga do detetor. A amplitude do sinal  $V_{max}$  pode ser determinada pela razão entre a carga total  $Q$  criada no detetor e a capacidade  $C$  do circuito equivalente.

$$V_{max} = \frac{Q}{C} \quad (3.2)$$

E assim a taxa de sinal obtido representa a taxa de radiação incidente, e a amplitude obtida para cada impulso reflete a quantidade de carga gerada em cada interação.

### 3.1. Introdução aos semicondutores

O uso dos semicondutores pode apresentar vantagens na detecção de fótons ou partículas carregadas com altas energias uma vez que os semicondutores apresentam secções eficazes geralmente superiores aos detetores gasosos equivalentes, dada a densidade dos cristais ser muito superior ao gás. Os semicondutores apresentam também uma boa resolução em energia para espectroscopia de radiação com altas energias.

Os semicondutores são materiais cristalinos que permitem estabelecer bandas de energia para os eletrões existentes no sólido. A figura abaixo ilustra a estrutura de bandas constituída por uma banda de valência, uma banda de condução e uma banda de energias proibidas (“Gap”) entre as duas bandas anteriormente referidas. Estas bandas podem ser vistas tanto para um isolador como para um semicondutor.

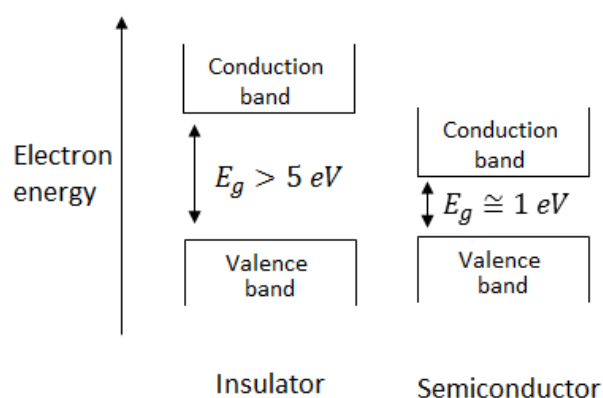


Figura 3.4 – Estrutura de bandas de energias dos eletrões para isoladores e semicondutores.

As bandas de energia correspondem a regiões a vários níveis discretos que podem ser considerados contínuos devido à sua proximidade, contudo o “gap” de energia é uma região onde nenhum nível de energia está disponível. A banda de energia mais elevada é a banda de

condução, os elétrons desta região não se encontram ligados aos átomos ficando livres para se deslocarem pelo cristal. Por outro lado na banda de valência os elétrons das camadas externas encontram-se ligados e permanecem associados aos respectivos átomos.

A amplitude da banda de energia proibida é o principal critério para classificar se o material é um isolador, semicondutor ou condutor [19]. Como se pode verificar na figura 3.4 a banda de gap de um material isolante é grande em comparação a um semicondutor. A temperatura ambiente os elétrons de um material isolador permanecem todos na banda de valência uma vez que a excitação térmica não é suficiente para excitar um elétron com energia suficiente para atravessar a banda de gap, o oposto acontece para um material condutor, a ausência de uma banda de gap faz com que seja fácil excitar termicamente os elétrons fazendo com que estes passem para a banda de condução e se movam livremente na rede cristalina e contribuindo para a condutividade do material, permitindo que uma corrente flua na presença de um campo elétrico. Para um semicondutor a banda de gap insere-se no caso intermédio, sendo a banda proibida suficientemente baixa, cerca de 1 eV, para que somente alguns elétrons passem para a banda de condução devido à excitação térmica. À temperatura ambiente observa-se uma pequena corrente na presença de um campo elétrico, designando-se esta corrente por corrente de fuga.

Para temperaturas muito baixas, todos os elétrons permanecem na banda de valência e os semicondutores comportam-se de forma semelhantes aos isoladores. Sendo a condutividade, conseqüentemente, depende da temperatura [15].

Ao mesmo tempo que os elétrons da banda de condução se movem de um átomo para outro, as lacunas que os elétrons deixam na banda de valência descrevem um movimento aparente na direção oposta, uma vez que os elétrons de valência vizinhos podem preencher essa lacuna originando uma nova, podendo estas lacunas serem consideradas como portadores de carga positiva. Assim para um semicondutor a corrente elétrica é originada pelo movimento dos elétrons da banda de condução e pelo movimento das lacunas na banda de valência.

Assim a probabilidade por unidade de tempo de um par elétron-lacuna nos semicondutores gerados em função da temperatura é dada pela seguinte expressão [19].

$$P(T) = CT^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (3.3)$$

Onde T representa a temperatura, C é uma constante intrínseca ao material,  $E_g$  é a energia da banda de gap situada entre as bandas de valência e condução, e k representa a constante de Boltzmann. Na ausência de um campo elétrico os pares elétron-lacuna criados devido à temperatura vão-se recombinar estabelecendo um equilíbrio.

No caso de se aplicar um campo elétrico externo os elétrons e lacunas adquirem uma velocidade de deriva que pode ser escrita como [19]

$$v_e = \mu_e E \quad (3.4)$$

$$v_l = \mu_l E \quad (3.5)$$



Em que  $E$  é a magnitude do campo elétrico  $\mu_e$  e  $\mu_l$  são as mobilidades dos elétrons e lacunas respectivamente. As mobilidades para cada material são funções dependentes do campo elétrico  $E$ , e da temperatura  $T$  [19].

Os cristais semicondutores contém geralmente impurezas que diferem no número de elétrons na banda de valência, causando um desequilíbrio entre o número de elétrons livres e o número de lacunas. Uma impureza com um número de elétrons mais baixo na banda de valência, também denominada como impureza Aceitadora, resultando localmente num um excesso de lacunas, contudo uma impureza com um número de elétrons maior na banda de valência, também esta denominada como impureza Dadora, resultando localmente num um excesso de elétrons livres. Estas cargas em excesso aumentam a condutividade dos semicondutores, podendo-se optar por introduzir voluntariamente impurezas recetoras ou dadoras. Sendo os semicondutores com estas propriedades designado dopado  $p$  ou  $n$ , respetivamente.

Existem vários materiais que podem ser usados na composição dos cristais semicondutores, cada um deles com as suas vantagens. Os semicondutores mais utilizados para a astrofísica das altas energias são o silício, o germânio e o telureto de cádio.

#### SILÍCIO (Si):

Apesar de o silício apresentar um número atômico relativamente baixo, sendo o 14º elemento da tabela periódica, possuindo uma energia de gap de 1.12 eV [15], para energias entre os 100 keV e 1 MeV a dispersão de Compton é a interação predominante [25]. Contudo apesar da dispersão de Compton permitir obter informação sobre a polarização dos fótons incidentes, apresenta uma eficiência baixa permitindo que muitos fótons escapem dos detetores sem interagir.

#### GERMÂNIO (Ge):

O germânio com um número atômico ( $Z=32$ ) superior ao silício e apesar da dispersão de Compton também ser o mecanismo de interação predominante no intervalo de energias entre 100keV e 1 MeV, e sendo o efeito fotoelétrico apenas dominante para energias abaixo dos 140 keV [19] apresenta no entanto uma secção eficaz para a absorção fotoelétrica mais alta que no silício e possuindo por isso uma melhor eficiência. O germânio é ainda o material semiconductor apresenta uma melhor resolução em energia, uma vez que o germânio possui uma energia de gap muito baixa (0.67 eV [15]) possibilitando a excitação dos elétrons da camada de valência com uma energia menor em comparação aos semicondutores constituídos por Si e CdTe, no entanto pelo mesmo motivo é necessário um sistema de arrefecimento para diminuir a sua temperatura de funcionamento e reduzir a excitação térmica dos elétrons da banda de valência, tornando as interações da radiação gama com os elétrons a única forma de estes passarem para a banda de condução. No entanto a introdução de um sistema de arrefecimento introduz alguma complexidade no uso para uma missão espacial.

## TELURETO DE CÁDIO (CdTe):

Os semicondutores compostos por CdTe possuem um número atômico médio elevado, sendo por isso o material semiconductor com melhor eficiência para altas energias, com a vantagem de funcionar à temperatura ambiente, ao contrário do germânio, contendo ainda uma energia de gap de 1.42 eV [15]. Constituindo uma opção viável para o uso numa missão espacial, sendo por isso importante conhecer quais os possíveis danos do telureto de cádio no ambiente espacial.

### 3.2. Princípio de Funcionamento dos Detetores Semiconductor

Geralmente nos semicondutores usa-se os dois tipos de dopagem p e n em conjunto, sendo que *p* apresenta um excesso de lacunas e *n* um excesso de elétrões. Observando a seguinte figura 3.5 verifica-se o aparecimento de uma nova região quando aplicado um campo elétrico exterior no semiconductor [2].

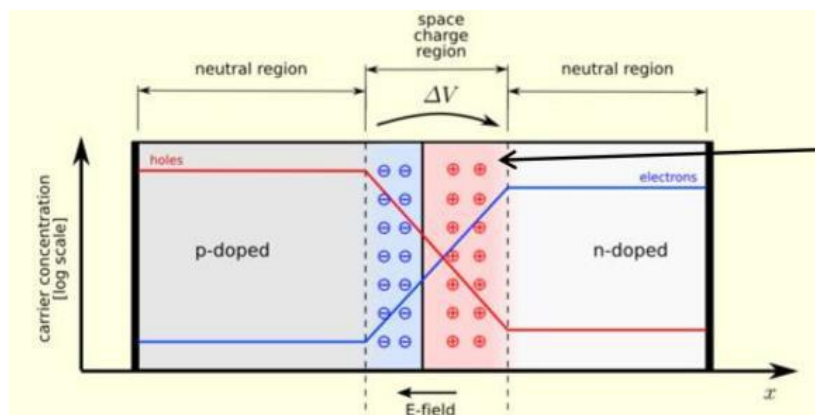


Figura 3.5 – Esquema de um semiconductor com uma junção pn.

Quando a junção pn é produzida, o potencial presente causa a migração dos elétrões do tipo n para o cristal do tipo p, recombina-se com as lacunas desse lado, deixando as impurezas dadoras ionizadas, estabelecendo uma região de cargas positivas no lado n. O oposto ocorre no semiconductor do tipo p, onde existe uma migração das lacunas para o cristal do tipo n, que por sua vez se recombina com os elétrões deixando as impurezas receptoras ionizadas formando uma região de carga negativa. Criando conseqüentemente um campo elétrico com sentido do lado n para o lado p.

O campo elétrico gerado faz com que os pares elétron-lacuna produzidos pela excitação térmica sejam obrigados a moverem-se para os lados n e p respetivamente, criando um regime de equilíbrio [2].

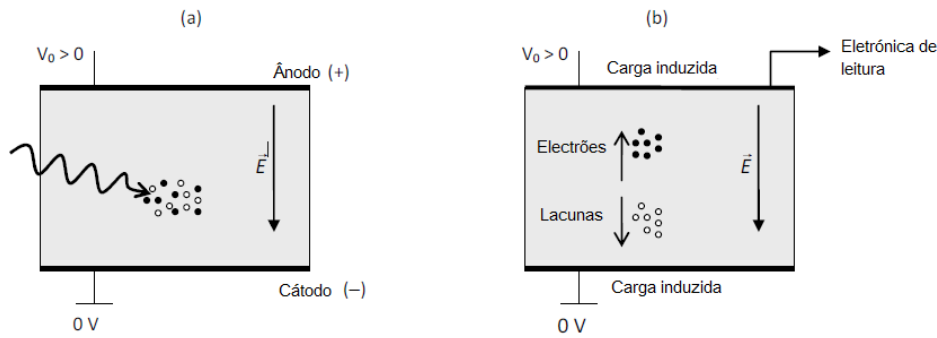


Figura 3.6 – Princípio de funcionamento de um detector semicondutor. (a) Interação da radiação produzindo pares elétron-lacuna. (b) Efeito do campo elétrico sobre os pares elétron-lacuna que se separam e movem-se para os correspondentes elétrodos.

A região das proximidades da junção onde existem cargas não compensadas é designada por região de depleção e estende-se para ambos os lados (p e n) da junção. A criação dessa região onde não existem cargas livres origina uma diferença de potencial através da junção. A região de depleção é assim usada como um meio de detecção de raios-X e Gama, pois os seus pares elétron-lacuna resultantes das interações com a radiação deslocam-se em sentidos opostos devido à ação do campo elétrico existente, induzindo uma corrente elétrica nos elétrodos dando origem a um sinal elétrico.

Uma vez que a barreira de potencial produzida pelo campo elétrico interno da junção pn pode não ser suficiente para conter a recombinação dos pares elétron-lacuna, deve-se polarizar inversamente a junção pn para ampliar a região de depleção. Por outro lado o aumento da diferença de potencial na zona de depleção favorece a migração de uma pequena fração de elétrons do lado p para o lado n e da transição em sentido oposto de uma fração minoritária de lacunas, constituindo uma corrente designada por corrente de fuga.

### 3.3. Propriedades Gerais

#### 3.3.1. Sensibilidade

Tal como foi exposto anteriormente no capítulo 1.3.2, a sensibilidade é a capacidade que um detector tem para produzir um sinal distinto para um determinado tipo de radiação e energia e define-se como o fluxo mínimo necessário para que uma fonte celeste de radiação possa ser detetada com um grau de confiança.

A sensibilidade de um detector depende de vários fatores como a eficiência de interação da radiação incidente com o detector, volume de detecção, ruído de fundo inerente ao detector e à blindagem [22]. E de forma geral pode ser determinado pela seguinte equação:

$$\phi_{S_{min}} = n_{\sigma} \sqrt{\frac{B}{\epsilon \cdot A \cdot T}} \quad (3.6)$$

Onde  $\phi_{S_{min}}$  é o fluxo mínimo para produzir um sinal com um nível de confiança dado pelo número de desvio-padrão  $n_\sigma$ , tendo em conta a relação sinal ruído e considerando um ruído de fundo  $B$ . É ainda importante considerar a área sensível do detetor  $A$ , o tempo de observação,  $T$  e a eficiência  $\varepsilon$ .

### 3.3.2. Eficiência

Todos os detetores de radiação geram um sinal elétrico para cada partícula ou fóton que interaja no volume ativo do detetor. De forma generalizada, partículas carregadas interagem sob a forma de ionização e excitação depositando energia imediatamente a partir da entrada da partícula no volume de detecção, cedendo a maioria da sua energia depois de percorrer um curto trajeto no volume criando um sinal mensurável, permitindo ao detetor num caso ideal determinar todas as partículas que incidem no volume ativo, obtendo-se uma eficiência de 100%.

Por outro lado a para se gerar um sinal mensurável por incidência de radiação gama é necessário uma quantidade significativa de interações, uma vez que os raios gama podem percorrer uma grande distância sem interagir no volume de detecção e conseqüentemente sem gerar um sinal mensurável, obtendo-se uma eficiência inferior a 100%. Sendo por isso necessário definir com precisão a eficiência do detetor de forma a ser relacionável o número de sinais contados, ou seja, o número de partículas detetadas com o número de partículas incidentes no detetor.

A eficiência pode ser subdividida em dois tipos tendo em consideração a fração de partículas detetadas em relação ao fluxo emitido pela fonte ou ao fluxo incidente no detetor, definindo-se assim eficiência absoluta e intrínseca respetivamente.

EFICIÊNCIA ABSOLUTA:

$$\varepsilon_{abs} = \frac{N}{N_S} \quad (3.7)$$

EFICIÊNCIA INTRÍNSECA:

$$\varepsilon_{int} = \frac{N}{N_\phi} \quad (3.8)$$

Onde  $N$  é o número de partículas detetado,  $N_S$  é o número de partículas emitidas pela fonte e  $N_\phi$  é o número de partículas incidentes no detetor.

### 3.3.3. Resolução em Energia

Uma das propriedades mais importantes de um detetor é a resolução em energia, pois a aplicação de detetores de radiação incide na capacidade de determinar a distribuição de energia da radiação incidente. Sendo para isso essencial uma boa diferenciação entre dois valores de energia próximos, assim de acordo com o [22], a resolução em energia pode ser determinada irradiando a superfície de deteção com um feixe monoenergético e observando o espectro resultante. No caso ideal o sinal obtido pelo detetor seria uma função delta para a energia observada. Contudo na prática existe flutuação no número de cargas produzidas nas interações do mesmo tipo de partícula com a mesma energia, observando-se assim um pico com largura finita com forma gaussiana, centrado no valor médio de energia.

A resolução em energia pode ser determinada, assumindo na mesma que para o sinal obtido de uma única energia  $E_0$ , medindo a largura a meia altura (*FWHM: full width at half maximum*) como mostra a figura 3.7 e definindo como a largura da distribuição de energia,  $\Delta E$ , que o pico apresente a metade da sua altura. Podendo-se assim definir resolução em energia  $R$  como:

$$R(\%) = \frac{FWHM}{E_0} = \frac{\Delta E}{E_0} \quad (3.9)$$

Quanto mais baixo for o valor da FWHM melhor será a resolução em energia, ou seja menor será o valor de  $R$ . Note-se ainda que para dois picos de energia separados por menos que  $\Delta E$  não pode ser distinguido pelo detetor. A figura 3.7 ilustra o limiar de resolução para dois picos que se encontram próximos, separados por uma distância igual a FWHM, sendo assim distinguíveis os picos com uma separação igual ou superior a  $\Delta E$  ou FWHM. A figura 3.7 permite ainda concluir que o espectro obtido de duas energias próximas corresponde à soma de duas gaussianas separadas entre si.

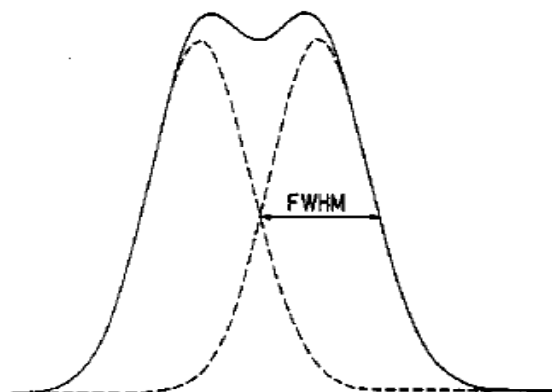


Figura 3.7 – Representação da FWHM para uma curva de energia e a sobreposição de duas curvas de energia [22].

Existem varias fontes para a flutuação na resposta dada pelo detetor, como o ruído eletrónico gerado no sistema de amplificação dos sinais eléctricos, correntes de fuga ou ruído estatístico devido à natureza discreta do próprio sinal medido. O ruído estatístico vem do facto

da carga  $Q$  produzida no detetor pela radiação não ser uma variável contínua, mas representa um número discreto de portadores de carga e estando sujeito a flutuações aleatórias de evento para evento mesmo que a mesma quantidade de energia seja depositada [19], sendo considerado com uma variável aleatória e analisado pelos métodos da Teoria das Probabilidades.

Considerando que a produção de portadores de carga segue a estatística de Poisson, pois cada fóton incidente no volume detetor é um evento independente do evento anterior e o momento de chegada de cada um não pode ser previsto com precisão infinita, contudo a distribuição de Poisson descreve resultados de problemas físicos nos quais efetua a contagem de acontecimentos que ocorrem aleatoriamente mas a uma taxa média definida. Podendo-se assim estimar a flutuação inerente, assumindo que se o número total  $N$  de portadores de carga gerados é um valor médio, então o desvio padrão será  $\sqrt{N}$ . Como se verificou anteriormente o sinal que se obtém no espectro apresenta uma forma gaussiana pois tipicamente  $N$  é um número grande.

$$G(E) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (3.10)$$

Onde  $FWHM = 2.35\sigma$ ,  $E_0$  é o centro do pico e  $A$  é a área.

A resposta da maioria dos detetores é linear, assim sendo se  $K$  for a constante de proporcionalidade então a amplitude média do pico é  $E_0 = KN$ , o desvio padrão do pico  $\sigma = K\sqrt{N}$  e  $FWHM = 2.35K\sqrt{N}$ .

A resolução mínima determinada devido às flutuações estatísticas no número de portadores de carga é dada pela seguinte equação.

$$R_{Limite\ de\ Poisson} \equiv \frac{FWHM}{E_0} = \frac{2.35K\sqrt{N}}{KN} = \frac{2.35}{\sqrt{N}} \quad (3.11)$$

No entanto, alguns casos mostram que alguns detetores de radiação conseguem uma resolução menor do que o limite estatístico, o que pode indicar que os processos que dão origem à produção de cada portador de carga não são independentes, e assim o número total de portadores de carga não pode ser descrito por uma distribuição de Poisson sendo necessário um novo factor. O Fator de Fano foi introduzido como uma tentativa de quantificar o desvio das flutuações estatísticas observadas no número de portadores de carga da distribuição pura de Poisson e define-se como:

$$F \equiv \frac{\text{variância observada em } N}{\text{variância no modelo de Poisson}} \quad (3.12)$$

Como a variância é dada por  $\sigma^2$ , então a expressão equivalente para resolução mínima fica:

$$R_{Limite\ estatístico} = \frac{2.35K\sqrt{N}\sqrt{F}}{KN} = \frac{2.35\sqrt{F}}{\sqrt{N}} \quad (3.13)$$

Para detetores que seguem a distribuição de Poisson  $F = 1$ . Contudo os sistemas de detecção encontra-se tipicamente sujeito a fontes de flutuações adicionais sendo a função gaussiana a função usada maioritariamente para representar a resposta do detetor.

### 3.3.4. Factor de modulação polarimétrica

Como foi referido anteriormente para a realização de observações na astrofísica das altas energias o tipo de interação predominante entre a radiação e a matéria é a dispersão de Compton, sendo este efeito dominante para energia com aproximadamente entre 0.1 keV e 10 MeV em relação ao efeito fotoelétrico e à produção de pares. Assim um dos modos mais utilizados para o estudo da polarização das fontes de raios gama foca-se na análise da dispersão de Compton induzida pela radiação.

A capacidade intrínseca de um detetor (no modo Compton) para realizar medidas de polarimetria pode ser avaliada pela análise da distribuição dos eventos duplos através do factor de modulação polarimétrica  $Q$ . Este factor determina-se integrando a secção eficaz diferencial polarimétrica de Compton para todos os ângulos sólidos definidos pela geometria física do plano de detecção [26].

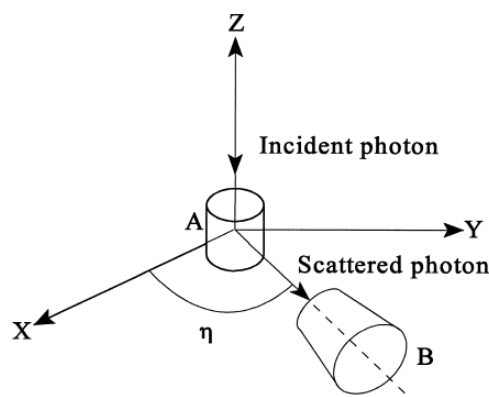


Figura 3.8 – Princípio base de operação de um polarímetro de Compton.

Na figura 3.8 encontra-se esquematizado a análise de distribuição de eventos duplos para um polarímetro de Compton A (polarímetro que determina a polarização de um feixe através da dispersão de Compton) no qual incide um feixe de fótons 100% polarizados que são dispersos e detetados por um detetor B que roda em torno do detetor A, segundo um ângulo azimutal  $\eta$ , até que seja encontrado um máximo nas contagens coincidentes entre A e B. Esta assimetria observada na dispersão de Compton permite determinar a direção e grau de polarização do feixe. O factor  $Q$  pode assim ser determinado pela seguinte equação [6].

$$Q = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} \quad (3.14)$$

Onde  $N_{\perp}$  e  $N_{\parallel}$  são o número de contagens detetadas nas 2 direções ortogonais correspondentes com o máximo e o mínimo da distribuição de fótons dispersos respetivamente.

O factor Q pode ainda ser expresso considerando a secção eficaz para que um fotão seja disperso segundo o angulo azimutal  $\eta$ :

$$Q = \frac{d\sigma_{(\eta=90^\circ)} - d\sigma_{(\eta=0^\circ)}}{d\sigma_{(\eta=90^\circ)} + d\sigma_{(\eta=0^\circ)}} \quad (3.15)$$

Considerando a equação da secção eficaz diferencial polarimétrica obtém-se:

$$Q = \frac{\sin^2\theta}{\frac{E'}{E} + \frac{E}{E'} - \sin^2\theta} \quad (3.16)$$

### 3.3.5. Polarização mínima detetável (MDP)

A polarização mínima detetável descreve o grau de polarização mínimo que um feixe deve apresentar para possa ser distinguido como um feixe polarizado [25]. Esta característica não depende só do detetor, sendo também necessário considerar o tempo de observação  $T$ , o fluxo da fonte  $\phi_S$  e o ruído de fundo,  $B$ , causado pela interação dos raios cósmicos e fotões secundários com o sistema detetor. A polarização mínima detetável pode ser expressa pela seguinte expressão [27].

$$MDP(100\%) = \frac{n_\sigma}{A\varepsilon\phi_S Q_{100}} \sqrt{\frac{A\varepsilon(\phi_S + B)}{T}} \quad [2] \quad (3.17)$$

Onde  $Q_{100}$  representa o factor de modulação para um feixe 100% polarizado e  $n_\sigma$ ,  $A$  e  $\varepsilon$  permanecem com o mesmo significado anteriormente exposto.

Ao se analisar esta importante característica pode-se ainda constatar que aumentando a área de deteção e o tempo de exposição, ou diminuindo o ruído de fundo é possível melhorar o valor da MDP. Contudo a área da superfície de deteção está sempre confinada às restrições de construção de uma missão espacial e o tempo de observação nem sempre é possível aumentar devido à programação dos horários das missões para as observações [2].

## 3.4. Missões Espaciais

Em 1961, a missão *Explorer-11* permitiu efetuar a primeira deteção com fiabilidade de raios gama cósmicos do espaço e da atmosfera da Terra [1]. O estudo da astrofísica para radiações com altas energias continuou utilizando informação obtida através de várias missões espaciais possibilitando um conhecimento mais aprofundado sobre as fontes de raios-X e gama. Algumas destas missões lançada no passado como a RHESSI, INTEGRAL ou a GLAST também conhecida por Fermi possuem detetores sensíveis a altas energias constituídos por semicondutores.



#### RHESSI (REUVEN RAMATY HIGH ENERGY SOLAR SPECTROSCOPY IMAGING):

A missão RHESSI foi lançada em 2002 e mantida pela NASA. O satélite é fundamentalmente composto por duas partes. Um sistema de obtenção de imagem e um segundo sistema para espectroscopia.

O sistema para obtenção de imagem usado pela RHESSI é composto por nove pares de grelhas com fendas que permitem a passagem e obstrução da radiação incidente. Assim à medida que o detetor roda cria um padrão regular que depende do ângulo entre a normal ao plano de deteção e a orientação da fonte.

Para estudar a espectroscopia a missão usa um detetor semiconductor de germânio com alta resolução, constituído por nove com um diâmetro de 7.1 cm e 8.5 cm de altura, e um sistema de arrefecimento que permite o seu funcionamento a uma temperatura de 75°K para reduzir o ruído térmico. Permitindo assim efetuar observações de radiação X e gama no intervalo de energia de 3 keV a 20 MeV.

#### INTEGRAL (INTERNACIONAL GAMMA-RAY ASTROPHYSICS LABORATORY):

A missão INTEGRAL foi lançada pela ESA também em 2002 possuindo instrumentos que permitem abranger uma vasta gama de energias que vai da luz visível até fotões com 10 MeV. Destacando-se para altas energias, alguns dos instrumentos principais utilizados na INTEGRAL que contêm detetores semicondutores constituídos por germânio e telureto de cádio como os detetores SPI (SPectrometer on INTEGRAL) e IBIS (Imager On-Board INTEGRAL).

O sistema de deteção SPI projetado para realizar espectroscopia é constituído por uma matriz de 19 detetores semicondutores de germânio arrefecidos até 85°K permitindo realizar observações no intervalo de energia entre 20 keV e os 8 MeV, com uma resolução de 2 keV para uma energia de 1 MeV. Possui ainda uma máscara codificada na abertura e um sistema de blindagem por anti-coincidência para diminuir o ruído de fundo.

A missão INTEGRAL conta ainda com um sistema para obtenção de imagem a bordo. O sistema de deteção IBIS é composto por duas camadas de deteção com semicondutores de materiais diferentes. A matriz de deteção superior contém 16384 pixéis de CdTe cujas dimensões são 4 mm x 4 mm x 2 mm. A segunda matriz de deteção encontra-se 9 cm abaixo da primeira e contém 4096 pixéis de CsI (iodeto de cézio) cujas dimensões são 9 mm x 9 mm x 30 mm. Possuindo de igual modo uma máscara codificada. Esta configuração utilizada permite que o fotão disperso na primeira camada de deteção seja absorvido na segunda camada, obtendo-se assim a direção do fotão incidente pela dispersão de Compton.

#### FERMI:

A missão FERMI foi lançada pela NASA em 2008 e foi projetada para explorar os ambientes mais extremos do universo como por exemplo as explosões de raios gama. Realizando observações para uma gama de energias entre os 20 MeV e os 300 GeV.

O sistema de deteção da missão FERMI baseado na produção de pares é constituído por 16 módulos e cada módulo é assim composto por 18 camadas de tungsténio, responsável pela

conversão dos raios gama em pares elétron-positrão. Cada módulo contém ainda 2 microfitas de semicondutores de silício para determinar as posições (x, y) dos pares elétron-positrão inferindo assim o percurso dos pares criados medido a energia depositada nos semicondutores de Si ao longo dos módulos, permitindo determinar a direção do fóton incidente. Colocado abaixo desta configuração encontra-se situado um calorímetro composto por 16 módulos de cristais de CsI(Tl) com o intuito de determinar a energia depositada pelos pares elétron-positrão ajudando a reduzir o ruído de fundo.

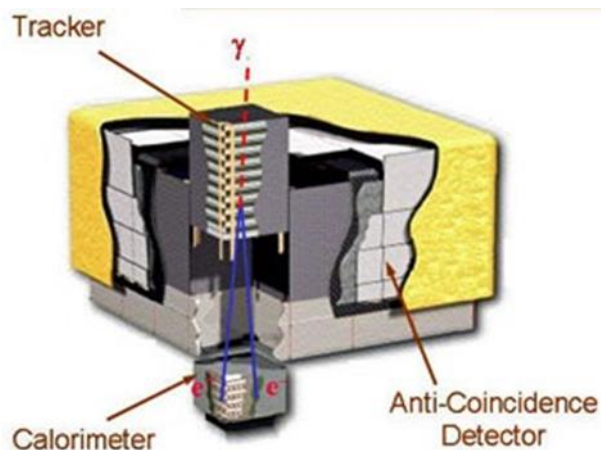


Figura 3.9 – Desenho artístico do telescópio FERMI.

### 3.5. Polarimetria

POLARIZAÇÃO:

O conceito de polarização de um feixe de radiação está associado à oscilação da orientação das ondas eletromagnéticas. Uma onda eletromagnética é formada por campos elétricos e magnéticos que variam no tempo e no espaço, perpendicularmente um ao outro.

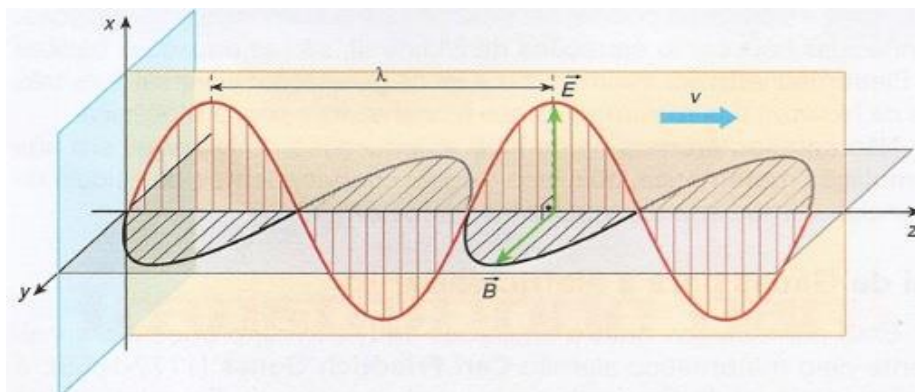


Figura 3.10 - Propagação de uma onda eletromagnética com comprimento de onda  $\lambda$  ao longo do eixo z. O campo elétrico e o campo magnético variam em x e y respetivamente e perpendiculares entre si e à direção de propagação de eixo

Na figura 3.10 pode-se observar o esquema de uma onda eletromagnética que se propaga ao longo do eixo z enquanto o campo elétrico e magnético são coincidentes aos planos x e y e respetivamente, não existindo nenhuma restrição na orientação do campo elétrico relativa ao plano normal à direção de propagação. Ou seja no plano normal à propagação considerando-se  $\theta$  com o ângulo entre a orientação do campo elétrico e o eixo x, assim o campo elétrico pode tomar qualquer valor  $\theta$  desde que o ângulo entre campo magnético e o eixo y permaneça inalterado. A direção de polarização de uma onda eletromagnética é assim definida como a direção do campo elétrico dessa mesma onda.

$$P = \frac{E}{|E|} \quad (3.18)$$

No caso da direção do campo elétrico da onda eletromagnética permanecer sempre igual no mesmo plano, a polarização pode ser definida como polarização linear. Ou seja a projeção do vetor do campo elétrico sobre o plano xy descreve um segmento de recta.

A polarização pode designar-se de polarização circular ou de polarização elíptica dependendo da forma como o vetor polarização roda à medida que a onda se propaga. Contudo, visto que a maioria dos mecanismos de emissão no espectro dos raios-X duros e raios gama são dominados pela polarização linear, será o único tipo de polarização considerado.

#### GRAU E ÂNGULO DE POLARIZAÇÃO:

Seja  $E$  o vetor do campo elétrico de uma onda eletromagnética e  $\alpha$  com o ângulo entre o vetor e o eixo x como se encontra representado na seguinte figura 3.11.

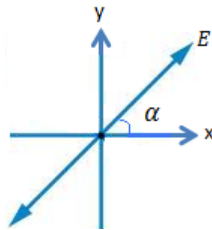


Figura 3.11 – Orientação do campo elétrico no plano de polarização.

Decompondo o vetor  $E$  obtém-se as suas componentes ao longo dos eixos xy com as magnitudes:

$$\begin{cases} E_x = E \cos \alpha \\ E_y = E \sin \alpha \end{cases} \quad (3.19)$$

Considerando um feixe de fótons não polarizado a probabilidade de se encontrar uma onda com o ângulo  $\alpha$  é o mesmo para qualquer ângulo escolhido, e decompondo todas as ondas do feixe nas componentes x e y, a magnitude total será igual ao longo dos eixos. Contudo para

um feixe 100% polarizado todas as ondas têm a mesma orientação, ou seja o mesmo ângulo  $\alpha$ , criando uma assimetria nas magnitudes totais exceto para os ângulos inteiros ímpares múltiplos de  $\pi/4$  em que a magnitude em ambos os eixos é a mesma. Podendo-se assim considerar o ângulo de polarização de um feixe polarizado como o ângulo que o vetor de polarização faz com o eixo x.

Dada a sobreposição de um feixe não polarizado  $I_{n\grave{a}opol}$  com um feixe polarizado  $I_{pol}$ , se ambos tiverem a mesma intensidade o feixe resultante será apenas 50% polarizado. Assim o grau de polarização pode ser definido como a razão entre a intensidade do feixe polarizado e a intensidade do feixe total [2].

$$\text{grau de polarização} = \frac{I_{pol}}{I_{n\grave{a}opol} + I_{pol}} \quad (3.20)$$

O grau de polarização pode ainda ser calculado da secção eficaz de uma onda ter polarização paralela ou perpendicular ao plano de emissão [2]:

$$\text{grau de polarização} = \frac{d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel}}{d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel}} \quad (3.21)$$

#### POLARIMETRIA PARA ASTROFÍSICA DAS ALTAS ENERGIAS:

O estudo da polarimetria para uma fonte astronómica com altas energias pode oferecer informações importantes sobre a geometria, campos magnéticos, composição e mecanismos de emissão. Apesar de esta área permanecer modestamente explorada, é reconhecida consensualmente a possibilidade de efetuar observações polarimétricas das altas energias do universo nas próximas missões.

De forma a ser possível determinar a performance polarimétrica de um detetor para operar numa missão espacial é necessário reproduzir as condições de incidência dos raios gama polarizados sobre a superfície de deteção em condições de voo, sendo por isso necessário uma irradiação uniforme sobre os vários pixéis de toda a superfície de deteção ativa, permitindo assim obter informação posicional para cada evento duplo, o que possibilita a determinação de uma distribuição de eventos duplos. Considerando-se um evento duplo a deteção da primeira interação do fotão ao sofrer dispersão de Compton no material detetor, seguido da absorção devido a uma segunda interação do fotão disperso.

A determinação da performance de um detetor pode assim ser alcançada fazendo incidir um feixe de fotões não polarizados sobre um polarizador. O feixe interage através da dispersão de Compton e posteriormente, os fotões dispersos devido à interação incidem sobre a área total da superfície de deteção apresentando uma polarização linear. Podendo-se usar para este processo uma fonte de radiação gama não polarizada e colocando-se um alvo polarizador com um ângulo de  $45^\circ$  entre a fonte e o detetor, como pode ser observado na seguinte figura 3.12.

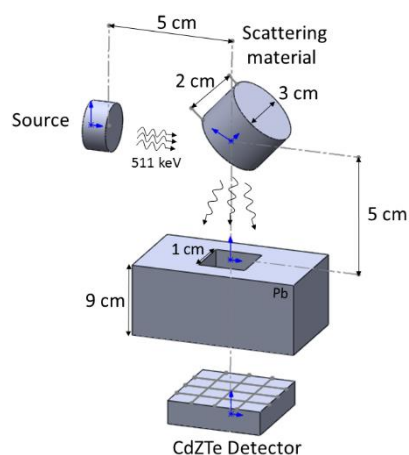


Figura 3.12 – Geometria simplificada para a polarização de um feixe de raios gama.

Estudos anteriores utilizando uma fonte de raios gama  $^{22}\text{Na}$  e um polarizador de alumínio [2], mostram que analisando a distribuição de eventos duplos detetados por um detetor semicondutor CZT, no qual toda a superfície de detecção ativa foi irradiada, permitem determinar a orientação da polarização bem como o factor de modulação polarimétrica Q a partir da distribuição de eventos duplos e aplicando um algoritmo computacional.

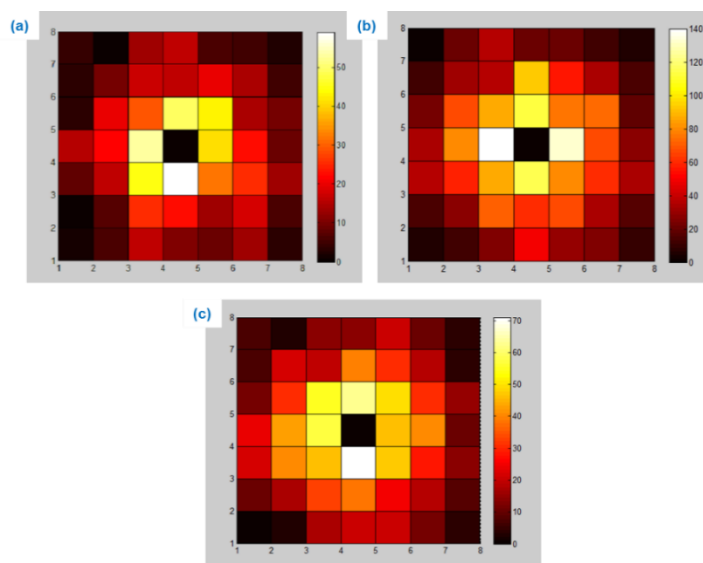


Figura 3.13 – Mapas de intensidade para os eventos duplos obtidos através de um alvo polarizador e com uma rotação do detetor CZT de  $0^\circ$  (a),  $45^\circ$  (b) e  $90^\circ$  (c) [2].

Testes experimentais e simulações em condições de voo [2] permitem concluir que através da utilização de detetores semicondutores, como o CZT aplicado em estudos anteriores [2], é possível a detecção de feixes polarizados com uma modelação média de 32% para os ângulos de polarização de  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  e  $90^\circ$ , bem como a determinação do ângulo de polarização com uma boa precisão, provando assim o bom potencial dos detetores semicondutores de CZT para a aplicação em futuras missões, com a possibilidade de poder operar em condições de baixo fluxo e baixa polarização. Assim através do estudo da performance polarimétrica com a

montagem experimental descrita [2] foi possível testar um polarímetro protótipo simulando condições de voo determinando-se os ângulos e níveis de polarização irradiando-se na totalidade uma superfície de detecção composta por uma matriz de 4x4 pixéis com um feixe com um baixo nível de polarização, em vez dos teste anteriormente realizados em que apenas se irradia um pixel com um feixe polarizado e colimado.

# MONTAGEM EXPERIMENTAL

## 4.1. Detetor e Sistema Eletrônico

O detetor usado para estudar a degradação da performance espectroscópica consiste num detetor de CdTe produzido pela *ACRORAD* com geometria planar e uma matriz de 8x8 pixéis, cada pixel com 2 mm x 2 mm x 2 mm, contudo para o estudo realizada apenas se encontram ativos 4 pixéis centrais constituindo um volume ativo de 4 mm x 4 mm x 2 mm, permanecendo ligado a uma fonte de tensão que produz um potencial elétrico com polarização invertida. De forma a reduzir-se o ruído de fundo dependente área de deteção, caracterizado anteriormente (capítulo 3.2) reduziu-se o número de pixéis ativos para 4 pixéis centrais.

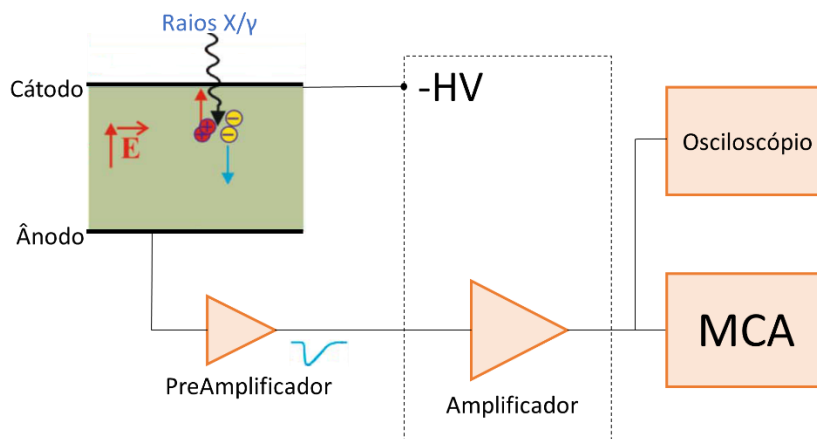


Figura 4.1 – Configuração esquemática do detetor de CdTe.

De modo a converter a carga acumulada no detetor num impulso elétrico com uma amplitude proporcional à carga total acumulada para cada evento utilizou-se um pré-amplificador Canberra Modelo 2003BT, o impulso elétrico gerado pelo pré amplificador é processado por um amplificador linear Tennelec TC243 com uma constante temporal (*Shaping time*) de 1  $\mu$ s e um ganho de 150. A saída do amplificador encontra-se ainda conectada à entrada de um analisador multicanal (MCA) com 2048 canais e a um osciloscópio digital.



Figura 4.2 – Fotografia do detetor de CdTe e instrumentação para aquisição do sinal constituído por pré-amplificador, amplificador, osciloscópio e analisador multicanal.

#### 4.2. Ruído vs Potencial Elétrico

Quando um potencial elétrico é aplicado a um detetor semiconductor é observada uma pequena corrente mesmo quando o semiconductor se encontra inversamente polarizado. Esta corrente designa-se por corrente de fuga (ver secção 3.2), podendo depender do volume e da superfície, uma vez que a sua origem está relacionada com uma pequena fração de portadores de carga que é gerada continuamente em ambos os lados da junção e livres para se difundirem resultando numa corrente estacionária proporcional á área de junção [19]. A origem da corrente de fuga relaciona-se também com a produção de pares eletrão-lacuna devido a excitação térmica na zona de depleção, aumentado a taxa de produção de pares com o aumento do volume da região de depleção. Podendo-se de forma inversa verificar uma redução da taxa de produção de pares eletrão-lacuna com a diminuição da temperatura [19].

Analisando-se o pico originado no espectro do ruído de fundo obtido pelo detetor de CdTe sem qualquer fonte de radiação na janela de deteção foi possível efetuar-se o seguinte gráfico da figura 4.3 no qual se pode verificar o aumento da corrente de fuga sobreposta ao ruído eletrónico inerente à eletrónica de leitura com a variação do potencial elétrico. De forma a possibilitar a análise da largura a meia altura (FWHM) do pico correspondente ao ruído de eletrónico ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* MAESTRO, a partir do qual se obteve os gráficos que se encontram no anexo A.



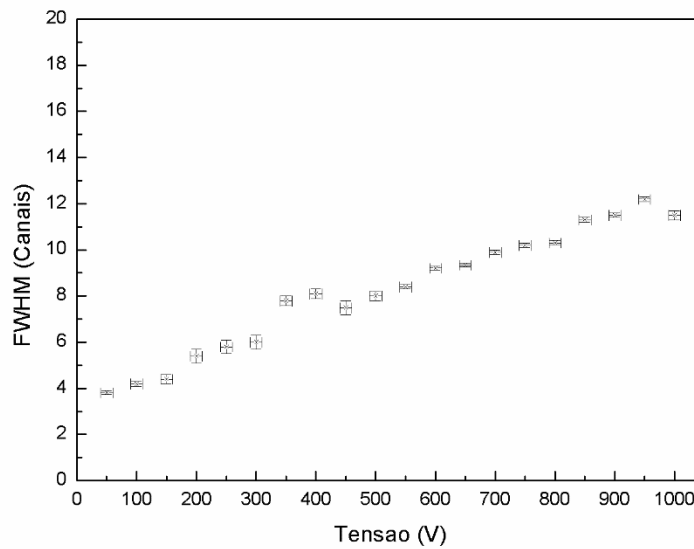


Figura 4.3 – Largura a meia altura (FWHM) do pico correspondente ao ruído de eletrónico em função do potencial elétrico, na ausência de uma fonte de radiação.

Observando-se o gráfico da figura 4.3 verifica-se que a largura a meia altura do pico correspondente ao ruído aumenta linearmente com o aumento do potencial elétrico para valores entre 50 e 1000 V, uma vez que a temperatura se manteve constante, a taxa produção de pares elétron-lacuna devido a excitação térmica também se manteve inalterada.

### 4.3. Potencial Elétrico vs Resolução em Energia

Quando o potencial elétrico é baixo existe uma acumulação incompleta de portadores de carga devido à captura e recombinação. Nos detetores constituídos por CdTe a mobilidade e o tempo de vida dos eletrões é mais elevado que o das lacunas originando assim uma maior probabilidade de captura das lacunas enquanto os eletrões são recolhidos com maior probabilidade nos elétrodos [28]. Devido à diferença na mobilidade e tempo de vida entre os eletrões e lacunas observa-se tipicamente uma cauda na região das energias baixas do pico de energia de um espectro resultante da interação da radiação com um detetor de CdTe.

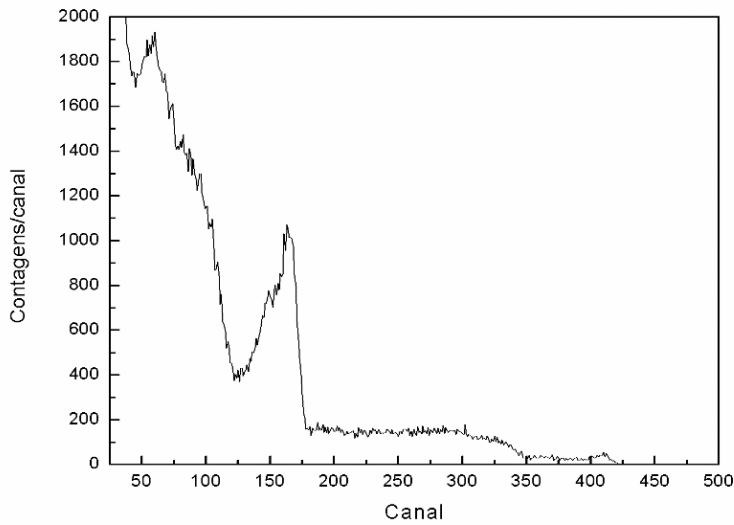


Figura 4.4 – Espectro de  $^{22}\text{Na}$  obtido com um potencial elétrico de 400 V.

O caminho médio de deriva dos portadores de carga  $\lambda$  [cm] pode ser expresso como o produto entre a mobilidade  $\mu$  [ $\text{cm}^2/(\text{V}\cdot\text{s})$ ], tempo médio de vida dos portadores de carga  $\tau$  [s] e o campo elétrico [V/cm] [28].

$$\lambda = \mu\tau E$$

Usando os valores típicos do produto  $\mu\tau$  para o CdTe, como sendo [29]:

$$\mu_{\text{elétrões}}\tau_{\text{elétrões}} = 3.0 \times 10^{-3} [\text{cm}^2/\text{V}]$$

$$\mu_{\text{lacunas}}\tau_{\text{lacunas}} = 2.0 \times 10^{-4} [\text{cm}^2/\text{V}]$$

Assumindo um potencial elétrico aplicado de 400 V num semicondutor de CdTe com 2 mm de espessura, o caminho médio livre para os elétrões e lacunas é respetivamente 6 cm e 4 mm com um campo elétrico de 2000 V/cm.

A fração de portadores de carga que se sofre recombinação decresce à medida que o campo elétrico aumenta até o campo atingir um valor suficientemente elevado no qual a acumulação de cargas é completa e a amplitude do pico não sofre alteração para valores do potencial elétrico superiores. Designando-se esta região de operação por região de saturação [19].

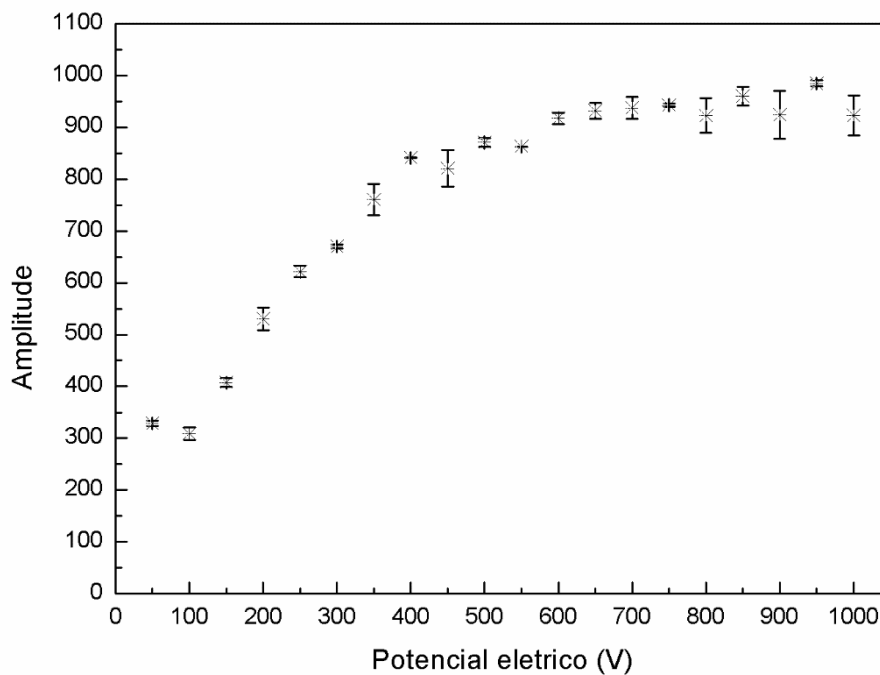


Figura 4.5 – Número de contagens para o pico de 511 keV da fonte de  $^{22}\text{Na}$ , em função do potencial elétrico de polarização do semicondutor CdTe.

O estudo da região de saturação do detetor semicondutor de CdTe foi realizado utilizando-se uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ . Os resultados obtidos das várias amplitudes dos ajustes gaussianos efetuados para os picos de energia (anexo B) em função do potencial elétrico do semicondutor inversamente polarizado encontram-se representados na figura 4.5 na qual é visível a presença de um patamar no qual a partir dos 600 V variando o potencial elétrico os valores das amplitudes permanecem próximas.

#### ESTUDO DA EVOLUÇÃO DA RESOLUÇÃO EM ENERGIA EM FUNÇÃO DO POTENCIAL ELÉTRICO:

A análise do desempenho do semicondutor para a espectrometria de raios gama em função do potencial elétrico de polarização inversa baseou-se na análise das resoluções em energia e dos canais correspondentes aos centros dos picos de energia de 511 keV gerados por uma fonte de  $^{22}\text{Na}$ . Vários espectros da fonte radioativa foram registados à temperatura ambiente para vários potenciais elétricos e com constante de temporal (*shaping time*) de 1  $\mu\text{s}$ .

Com o aumento do potencial elétrico espera-se uma melhoria na resolução em energia devido ao crescimento da espessura da camada de depleção e à diminuição da probabilidade de recombinação dos portadores de carga gerados pela radiação incidente, sendo por esta razão também esperado um aumento do canal correspondente ao centro do pico devido à diminuição da acumulação incompleta de portadores de carga com o aumento do potencial elétrico.

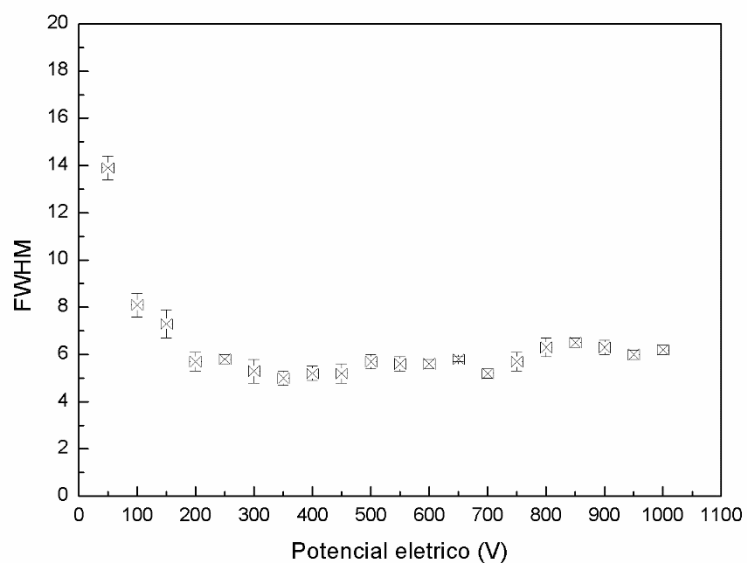


Figura 4.6 – Resolução em energia para o pico de 511 keV da fonte de  $^{22}\text{Na}$ , em função do potencial elétrico de polarização.

O comportamento da resolução em energia observado na figura 4.6 pode ser justificado pelo crescimento da espessura da camada de depleção com o aumento do potencial elétrico e pela diminuição da probabilidade de recombinação dos portadores de carga gerados pela radiação incidente, verificando-se uma melhoria na resolução em energia até ser atingido um patamar quando o potencial elétrico atinge os 400 V, observando-se também algumas flutuações devido ao ruído de fundo e um pequeno aumento da resolução em energia devido ao aumento da corrente de fuga para valores de polarização acima dos 800 V.

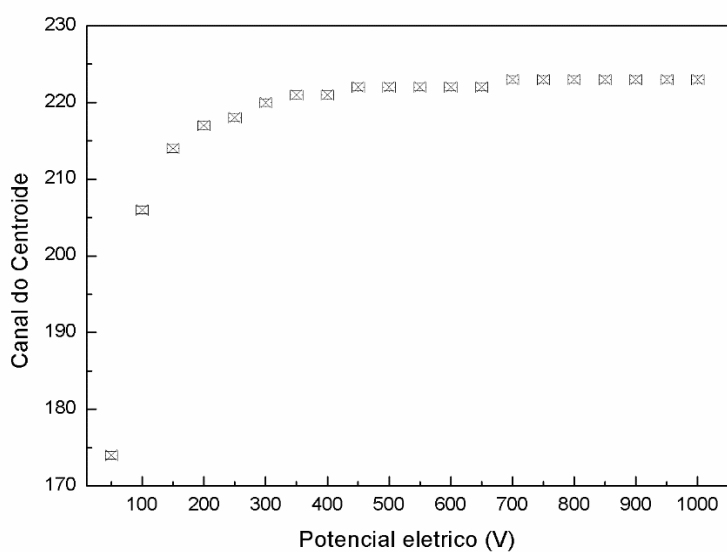


Figura 4.7 – Centro dos picos de energia de 511 keV, da fonte  $^{22}\text{Na}$ , em função do potencial elétrico de polarização.

Observando-se a figura 4.7 pode-se verificar um aumento dos canais correspondentes aos centros dos picos com o aumento da acumulação dos portadores de carga sendo visível um patamar correspondente à região de saturação observada anteriormente para valores do potencial elétrico acima dos 450 V.

#### 4.4. Calibração em Energia

A carga acumulada por um detetor semiconductor quando ocorre uma interação de um fóton ou partícula carregada no volume de detecção é diretamente proporcional à energia depositada, como foi referido anteriormente no capítulo 3. Esta relação pode ser determinada irradiando-se o volume detetor com várias fontes monoenergéticas conhecidas de modo a ser possível relacionar os canais de energia com a energia depositada pelas interações. Obtendo-se assim um gráfico dos canais de energia em função da energia da fonte de radiação no qual se pode realizar uma linha de ajuste correspondente à relação definida.

Dado o número de fontes disponíveis a calibração foi realizada usando as seguintes energias, 122 keV da fonte de  $^{57}\text{Co}$ , 511 keV e 1275 keV do  $^{22}\text{Na}$ , 244.7 keV e 344.3 keV do  $^{152}\text{Eu}$  [30]. Obtendo-se assim os seguintes espectros aplicando um potencial elétrico com polarização inversa de 600 V e constante de temporal (*shaping time*) de 1  $\mu\text{s}$ .

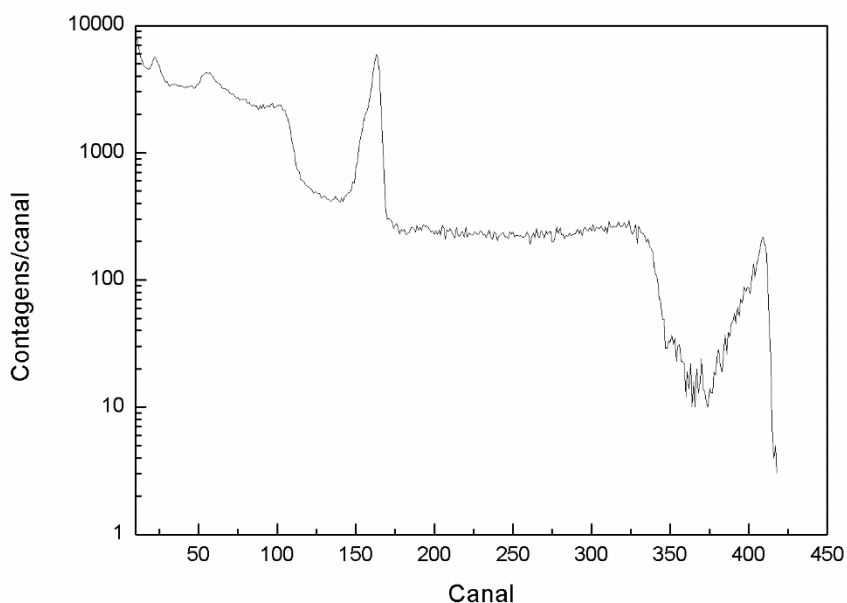


Figura 4.8 – Espectro de  $^{22}\text{Na}$  em escala semi-logarítmica obtido através de um detetor CdTe com as dimensões 4 mm x 4 mm x 2 mm no qual foi aplicado um potencial elétrico com polarização inversa de 600 V.

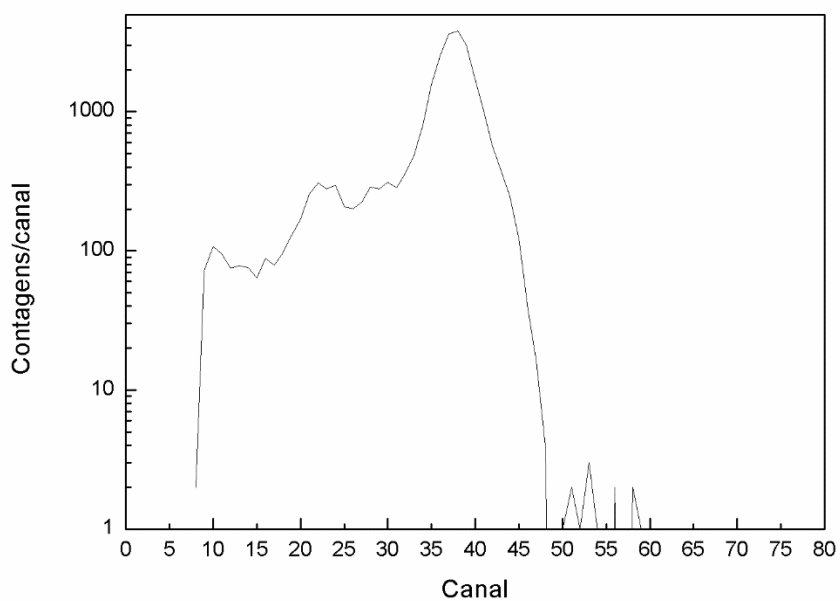


Figura 4.9 – Espectro de  $^{57}\text{Co}$  em escala semi-logarítmica obtido através de um detetor CdTe com as dimensões 4 mm x 4 mm x 2 mm no qual foi aplicado um potencial elétrico com polarização inversa de 600 V.

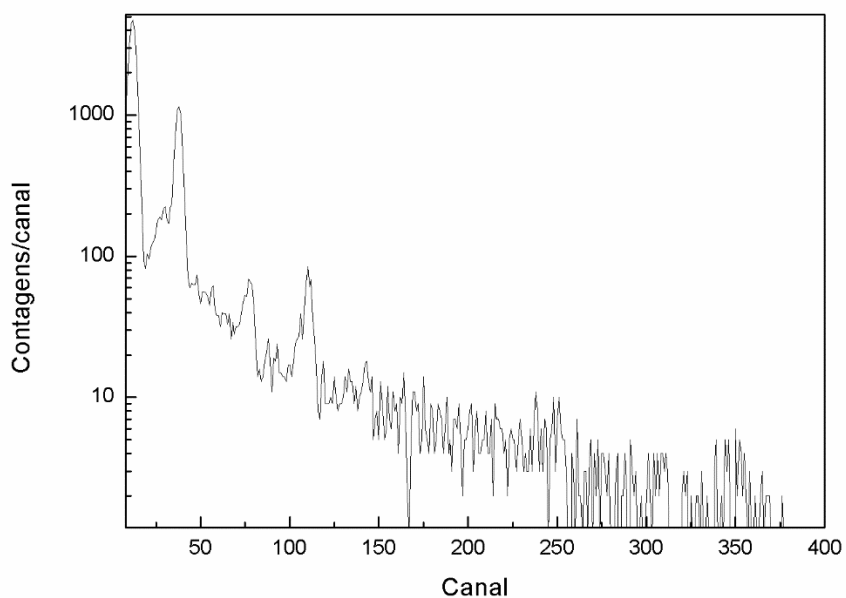


Figura 4.10 – Espectro de  $^{152}\text{Eu}$  em escala semi-logarítmica obtido através de um detetor CdTe com as dimensões 4 mm x 4 mm x 2 mm no qual foi aplicado um potencial elétrico com polarização inversa de 600 V.

Energia (keV)	Canal de energia	$\sigma_{\text{Canal de energia}}$
122.1	38	2
244.7	77	3
344.3	110	3
511.0	163	3
1274.5	409	3

Tabela 4.1 – Valores teóricos das linhas de energia das várias fontes utilizadas e os correspondentes canais em energia determinados para os espectros anteriormente obtidos.

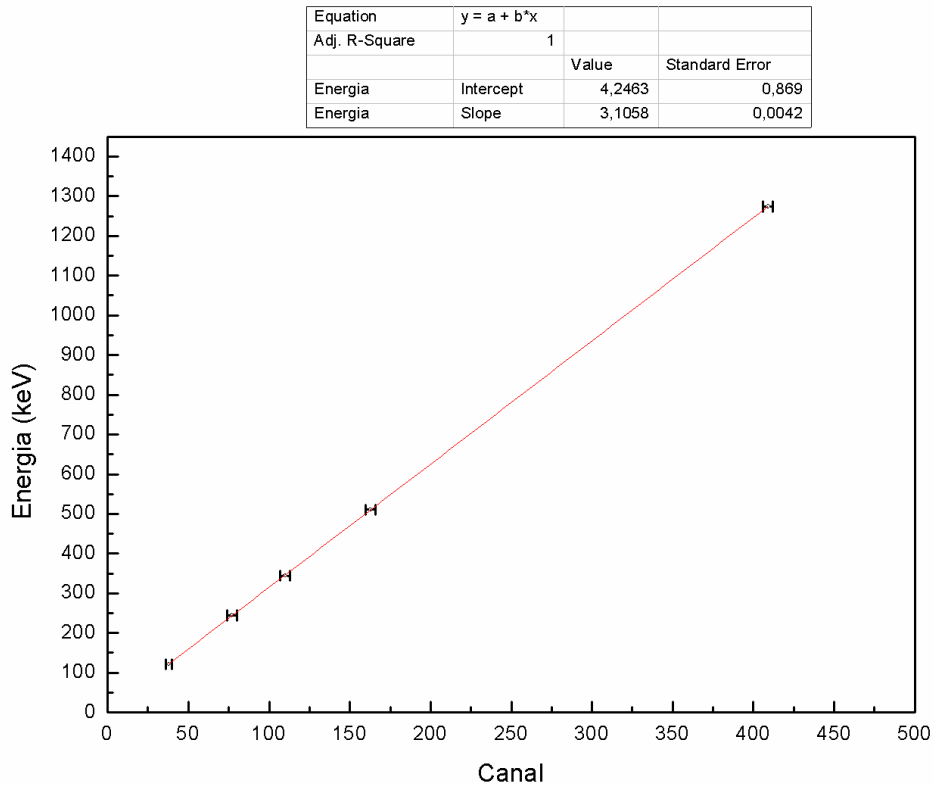


Figura 4.11 – Gráfico da calibração em energia para um detetor CdTe com as dimensões 4 mm x 4 mm x 2 mm no qual foi aplicado um potencial elétrico com polarização inversa de 600 V, obtendo-se um ajuste com três graus de liberdade e qui quadrado reduzido de 1.53 determinado através do *software* OriginPro.

Equação de ajuste	$E = b + m \cdot x$
b	4.2
$\sigma_b$	$\pm 0.9$
m	3.106
$\sigma_m$	$\pm 0.004$

Tabela 4.2 – Parâmetros determinados para a calibração de energia.

#### 4.5. Irradiação de um protótipo de CdTe por um feixe de prótons: resultados experimentais

Para se realizar uma estimativa da degradação de um detetor semiconductor exposto a um ambiente espacial sujeito maioritariamente a um fluxo elevado de prótons com altas energias, irradiou-se o protótipo de um detetor de CdTe com um volume ativo de 4 mm x 4 mm x 2 mm com um feixe de prótons produzido por um ciclotrão instalado no ICNAS (Instituto de Ciências Nucleares Aplicadas à Saúde), Universidade de Coimbra e otimizado para a produção de radionuclídeos para PET (*positron emission tomography*).



Figura 4.12 – Fotografia do ciclotrão instalado no ICNAS com a montagem mecânica utilizada para degradar o fluxo de prótons.

O ciclotrão existente no ICNAS pode acelerar prótons até adquirirem uma energia de 18.2 MeV, contudo devido ao poder de paragem dos materiais da porta de saída os prótons apresentam à saída uma energia de  $17.2 \pm 0.2$  MeV [24].

De modo a produzir-se um feixe de prótons que possibilite obter uma fluência [ $\frac{\text{partículas}}{\text{unidade de área}}$ ] similar à que um detetor exposto numa órbita LEO recebe ao longo de vários anos, foi necessário adicionar 2.4 m de tubo de alumínio em vácuo, com janelas de Havar com 50  $\mu\text{m}$  de espessura e um disco rotativo de alumínio com uma fenda de 0.5 mm para diminuir o fluxo do feixe de prótons, utilizando-se a montagem e sistema eletrónico para a leitura do fluxo desenvolvido por [24] como se pode visualizar no esquema da seguinte figura 4.13.



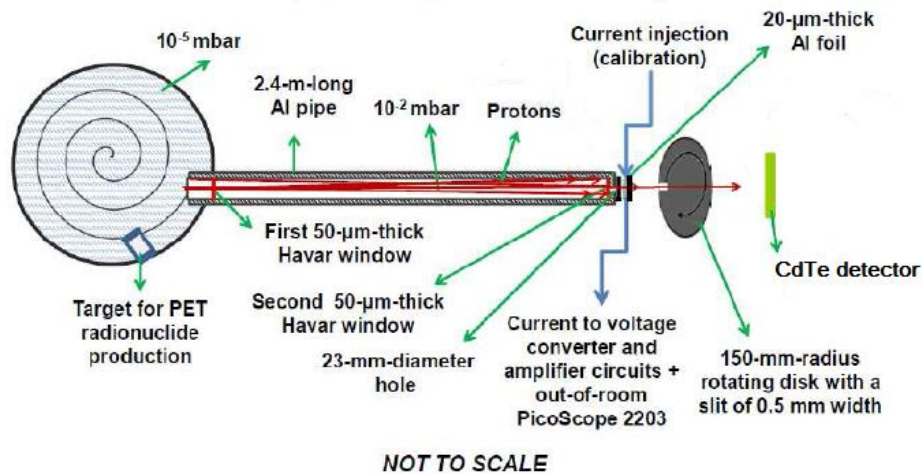


Figura 4.13 – Esquema da montagem mecânica utilizada para degradar o fluxo de prótons.

Obtendo-se assim à saída do tubo com 2.4 m de comprimento prótons com 14 MeV de energia e uma distribuição da fluência uniforme com um erro de  $\pm 2\%$  ao longo de uma circunferência com 18 mm de diâmetro [24].

#### 4.5.1. Simulação SRIM/TRIM

De modo a obter-se uma melhor compreensão da interação de um feixe de prótons com um detetor constituído por CdTe, para um feixe de prótons produzido pelo ciclotrão instalado no ICNAS, simulou-se a distribuição do alcance e a curva de ionização (curvas do pico de Bragg) em função da profundidade do alvo para prótons para um feixe de prótons perpendicularmente incidente num alvo de CdTe com 2 mm de espessura. Para as simulações realizadas considerou-se a irradiação de prótons com energias de 14, 10 e 2 MeV, obtendo-se as seguintes representações gráficas correspondentes às simulações realizadas usando o *SRIM/TRIM* (*The Stopping and Range of Ions in Solids/ Transport of Ions in Matter*) simulations [31].

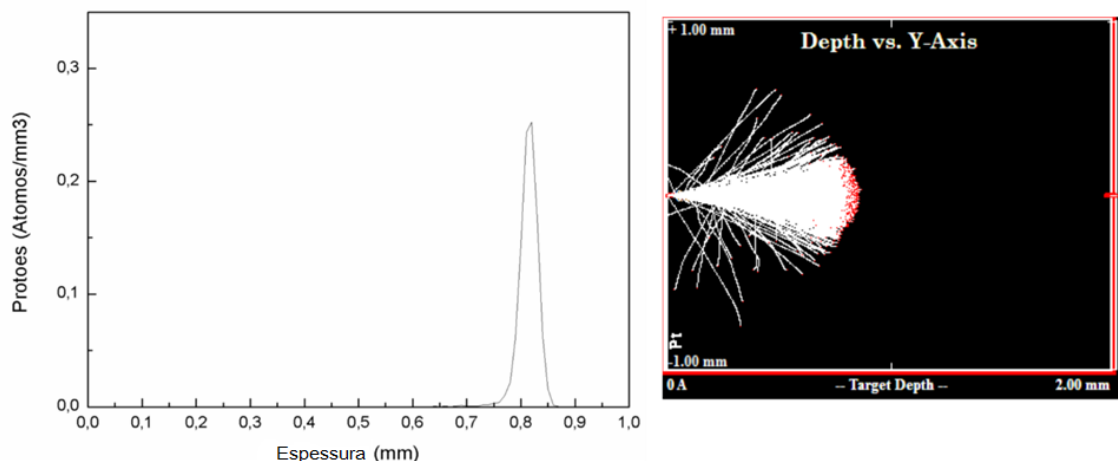


Figura 4.14 – Resultados da simulação para um feixe de prótons com 14 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura. O gráfico à esquerda representa distribuição do alcance dos prótons enquanto a imagem da direita mostra a projeção do alcance dos prótons segundo o plano Y para 10000 interações.

Observando os resultados da simulação para um feixe de prótons com 14 MeV de energia verifica-se que os prótons possuem um alcance médio de 0.81 mm com uma incerteza de 0.03 mm, sendo assim expectável a paragem quase total dos prótons incidentes num pixel de CdTe com 2 mm x 2 mm x 2 mm. Verifica-se ainda um aumento lento na cedência de energia no meio à medida que os prótons aumentam a distância percorrida e observa-se um aumento rápido na perda de energia para o meio na região da paragem do feixe, aumentando a probabilidade de interação dos prótons à medida que a sua energia diminui.

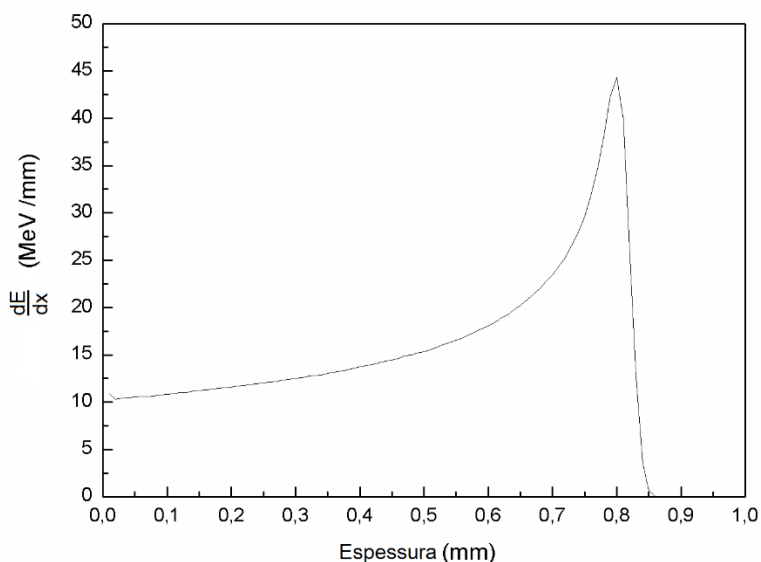


Figura 4.15 – Gráfico da curva de ionização do meio para os resultados obtidos da simulação de um feixe de prótons com 14 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura.

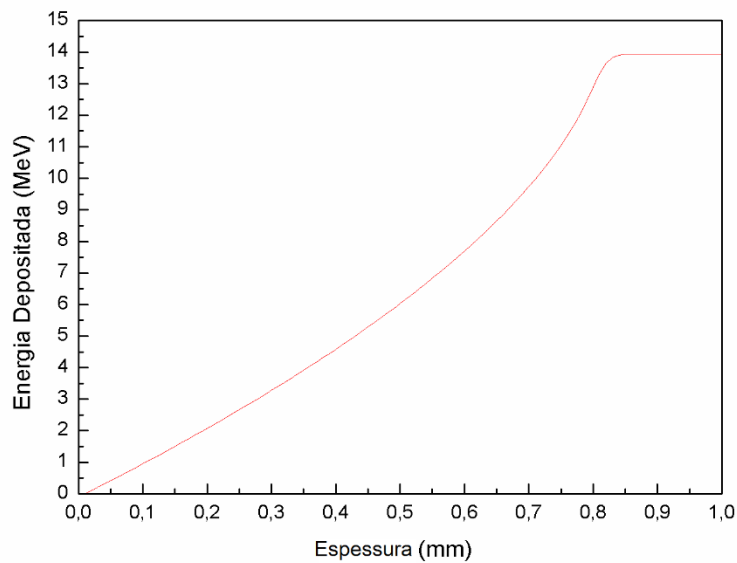


Figura 4.16 – Gráfico da energia depositada por um feixe de prótons com 14 MeV em função do alcance dos mesmos através das camadas de platina e CdTe com as espessuras de 300 nm e 2 mm correspondentemente. Os valores foram determinados através da integração da curva de ionização da figura 4.15.

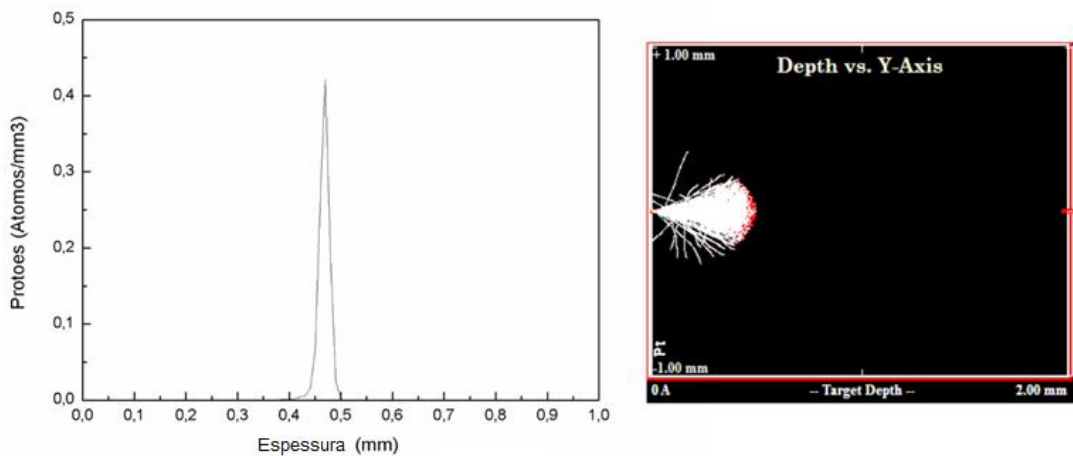


Figura 4.17 – Resultados da simulação para um feixe de prótons com 10 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura. O gráfico à esquerda representa distribuição do alcance dos prótons enquanto a imagem da direita mostra a projeção do alcance dos prótons segundo o plano Y para 10000 interações.

Observando os resultados da simulação para um feixe de prótons com 10 MeV de energia verifica-se que os prótons possuem um alcance médio de 0.46 mm com uma incerteza de 0.02 mm, sendo também expectável a paragem quase total dos prótons incidentes num pixel de CdTe com 2 mm x 2 mm x 2 mm.

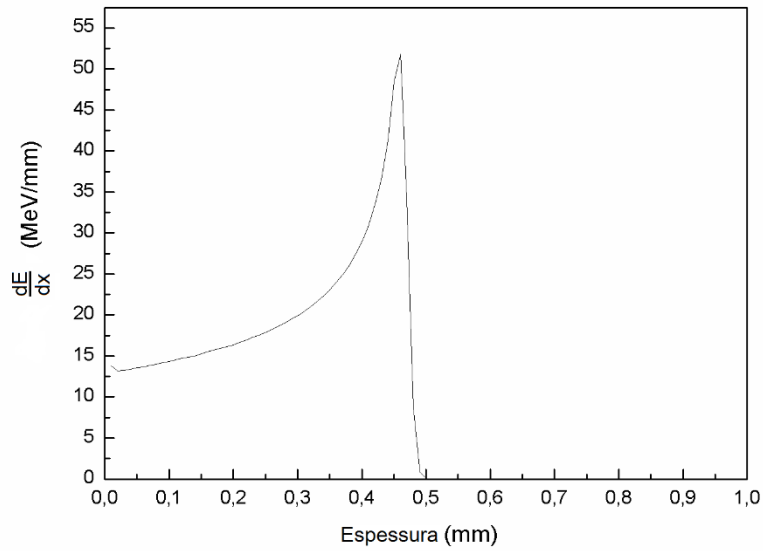


Figura 4.18 – Gráfico da curva de ionização do meio para os resultados obtidos da simulação de um feixe de prótons com 10 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura.

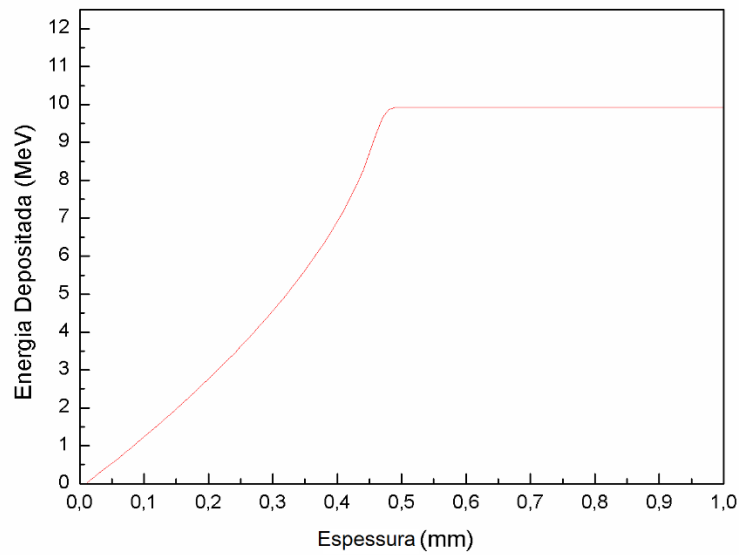


Figura 4.19 – Gráfico da energia depositada por um feixe de prótons com 14 MeV em função do alcance dos mesmos através das camadas de platina e CdTe com as espessuras de 300 nm e 2 mm correspondentemente. Os valores foram determinados através da integração da curva de ionização da figura 4.18.

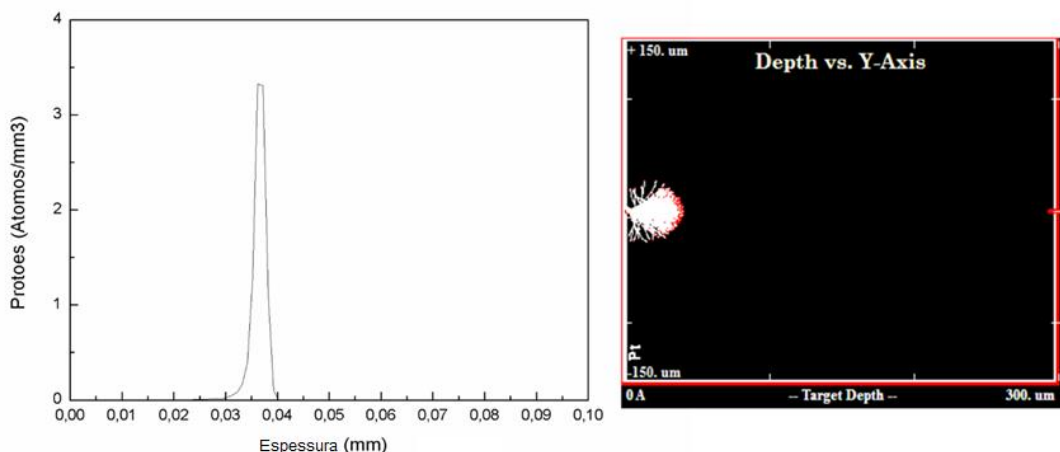


Figura 4.20 – Resultados da simulação para um feixe de prótons com 2 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura. O gráfico à esquerda representa distribuição do alcance dos prótons enquanto a imagem da direita mostra a projeção do alcance dos prótons segundo o plano Y para 10000 interações.

Observando os resultados da simulação para um feixe de prótons com 2 MeV de energia verifica-se que os prótons possuem um alcance médio de 0.036 mm com uma incerteza de 0.002 mm, sendo esperado uma paragem quase total dos prótons incidentes na superfície de um pixel de CdTe com 2 mm x 2 mm x 2 mm.

Verifica-se ainda comparando os gráficos das curvas de ionização do meio (curvas de Bragg), para as simulações realizadas para prótons incidente com energias de 14, 10 e 2 MeV, que com a diminuição da energia do feixe de prótons incidente aumenta a ionização do meio, ou seja, aumenta a perda de energia na região de paragem dos prótons no meio. Podendo-se assim concluir que com a diminuição da energia dos prótons incidente e consequentemente com a diminuição do alcance e aumento da perda de energia na região de paragem dos prótons no meio, aumenta a dose de energia absorvida na região superficial de um detetor de CdTe. Sendo portanto esperado menos degradação da performance de um detetor de CdTe expondo o mesmo detetor a um fluxo de prótons com 14 MeV em comparação ao estudo anteriormente realizado [32] com um feixe de prótons com 2 MeV.

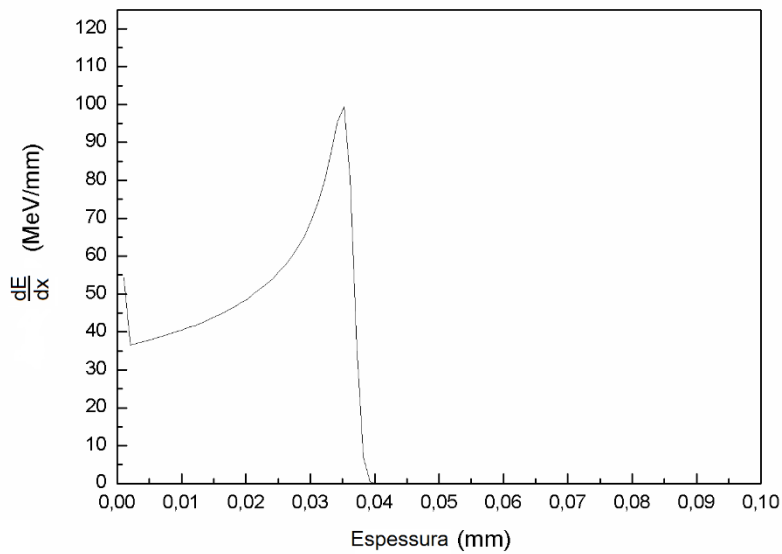


Figura 4.21 – Gráfico da curva de ionização do meio para os resultados obtidos da simulação de um feixe de prótons com 2 MeV num pixel de CdTe com 2 mm de espessura e uma camada de platina com 300 nm de espessura.

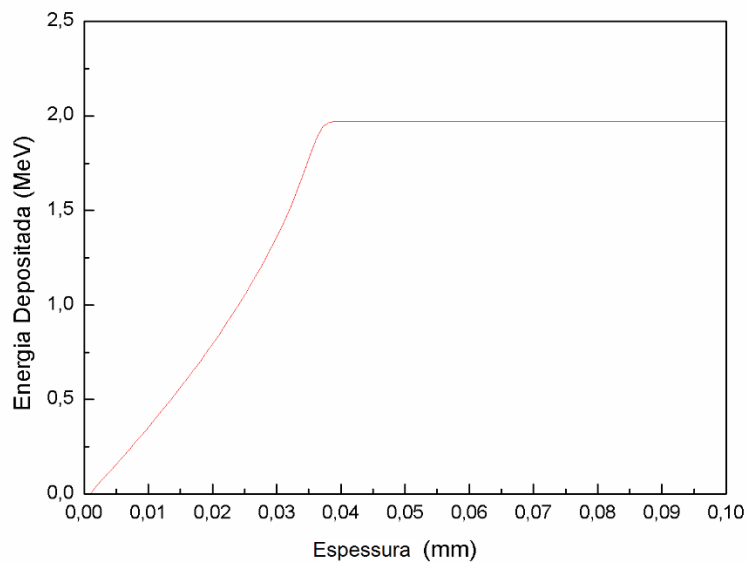


Figura 4.22 – Gráfico da energia depositada por um feixe de prótons com 2 MeV em função do alcance dos mesmos através das camadas de platina e CdTe com as espessuras de 300 nm e 2 mm correspondentemente. Os valores foram determinados através da integração da curva de ionização da figura 4.21.

Uma vez que o detetor de CdTe utilizado possui uma camada de platina com 300 nm de espessura nos contactos do ânodo e cátodo, simulou-se com recurso ao SRIM/TRIM simulations

[31] a curva de ionização em função da profundidade do um alvo de platina de forma a estimar-se a energia cedida pelos prótons no meio de platina.

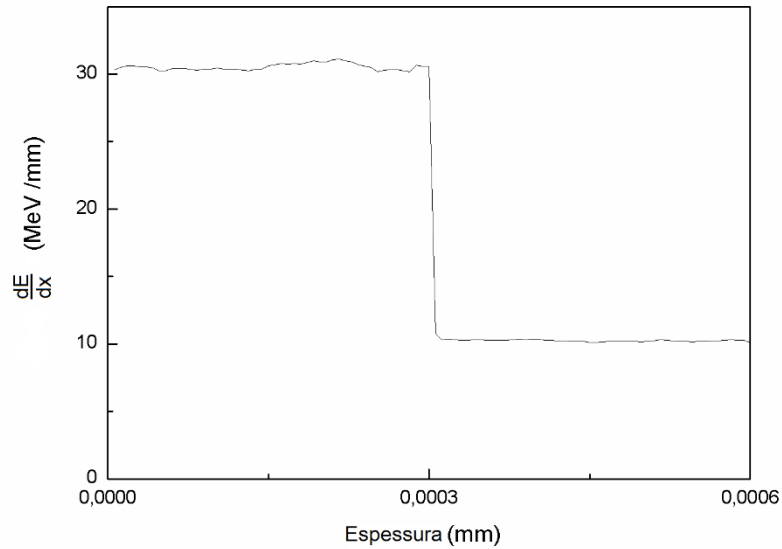


Figura 4.23 – Gráfico da curva de ionização do meio para os resultados obtidos da simulação de um feixe de prótons com 14 MeV num pixel de CdTe considerando apenas a camada de platina com 300 nm de espessura e a junção com o CdTe.

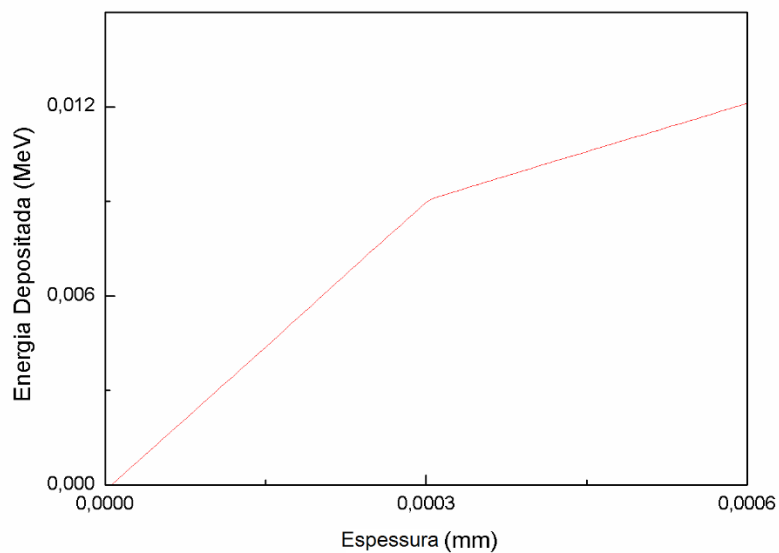


Figura 4.24 – Gráfico da energia depositada por um feixe de prótons com 14 MeV em função do alcance dos mesmos através da camada de platina com 300 nm de espessura e a junção com o CdTe. Os valores foram determinados através da integração da curva de ionização da figura 4.23.

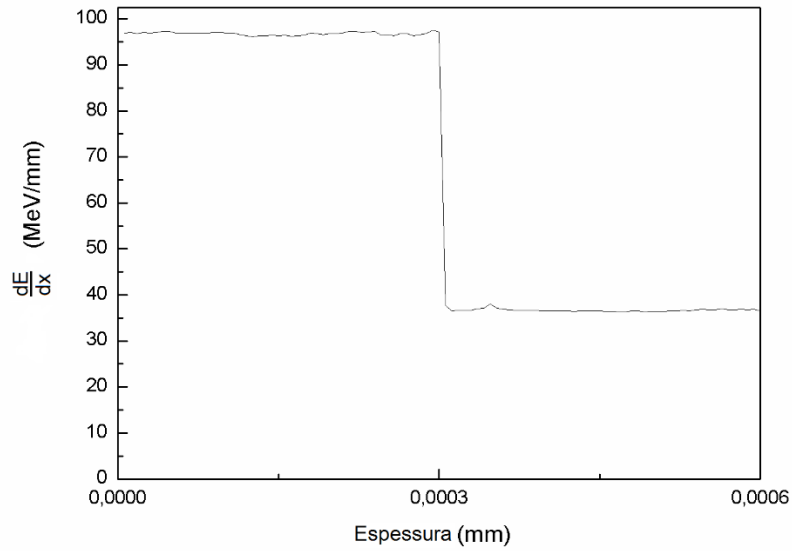


Figura 4.25 – Gráfico da curva de ionização do meio para os resultados obtidos da simulação de um feixe de prótons com 2 MeV num pixel de CdTe considerando apenas a camada de platina com 300 nm de espessura e a junção com o CdTe.

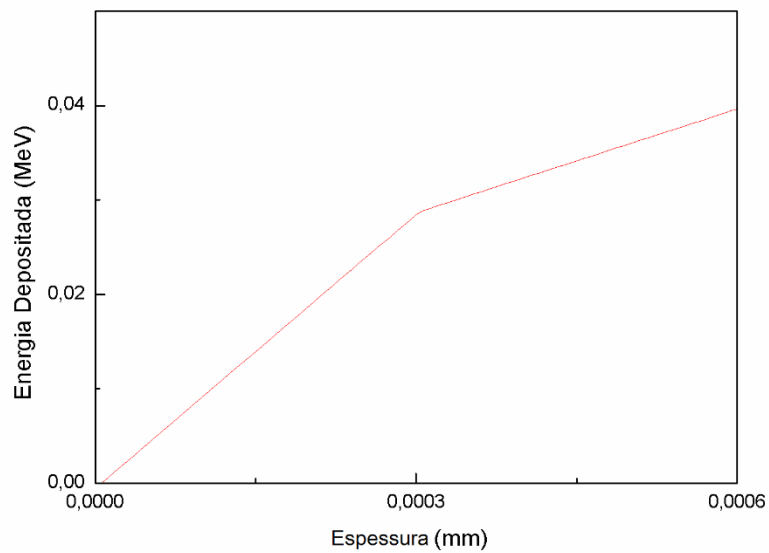


Figura 4.26 – Gráfico da energia depositada por um feixe de prótons com 2 MeV em função do alcance dos mesmos através da camada de platina com 300 nm de espessura e a junção com o CdTe. Os valores foram determinados através da integração da curva de ionização da figura 4.25.



Analisando-se a energia cedida pelos prótons no meio de platina através dos resultados obtidos pelas simulações para as várias energias verifica-se que a energia do feixe de prótons absorvida pela platina é muito baixa, absorvendo apenas 28 keV no caso de um feixe de prótons com 2 MeV ou 9 keV no caso de um feixe de prótons com 14 MeV, podendo-se por isso considerar desprezável a interação do feixe de prótons com a camada de platina.

#### 4.5.2. Ativação

Como referido anteriormente os telescópios de raios são expostos a vários tipos de radiação de fundo, sendo uma das principais componentes os raios cósmicos, existindo ainda prótons capturados nas cinturas de radiação de Van-Allen e radiação secundária emitida pelas camadas superiores da atmosfera terrestre. Tendo como consequência a introdução de um sinal de ruído de fundo que predomina sobre o sinal típico de uma fonte celeste para missões de baixas e médias energias de raios gama.

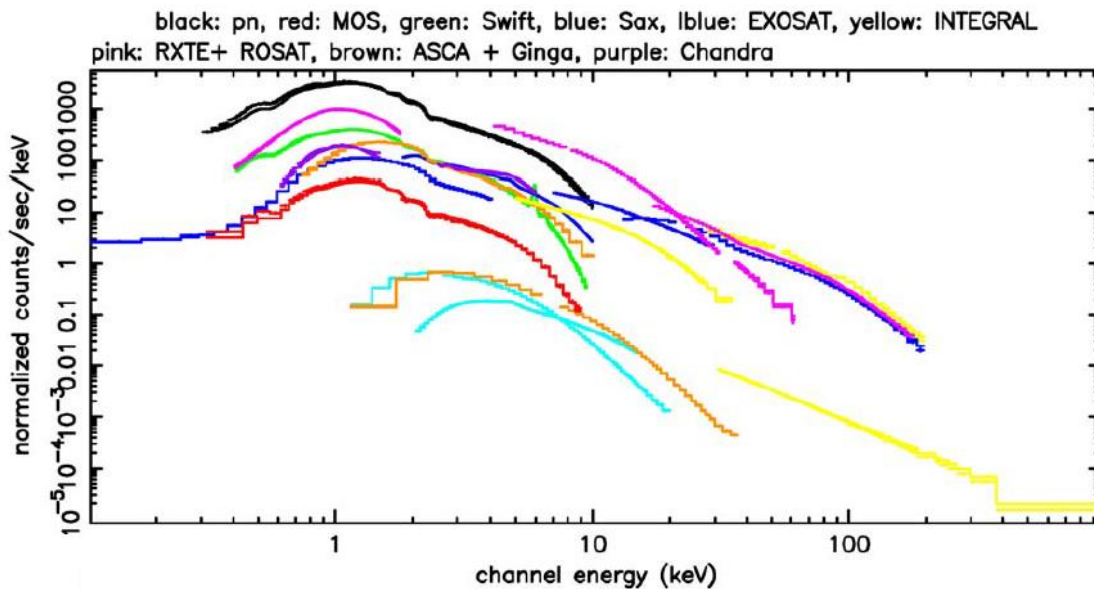


Figura 4.27 – Fluxo da nebulosa de Caranguejo medido pelas missões *X-ray Multi-Mirror Mission* (XMM-Newton), *Exosat* (*The European X-ray Observatory Satellite*), *Swift Gamma-Ray Burst Mission*, *BeppoSax* (*Beppo Satellite for X-ray Astronomy*), *INTEGRAL*, *RXTE* (*Rossi X-ray Timing Explorer*), *ROSAT* (*Röntgensatellit*), *ASCA* (*Advanced Satellite for Cosmology and Astrophysics*), *Ginga* (*galaxy*) e *Chandra X-ray Observatory*, para um intervalo de energias entre 0.1 e 1000 keV.

Na figura 4.27 encontram-se representados os espectros com fluxos emitidos pela nebulosa de Caranguejo medidos pelos vários telescópios [33]. Observando-se com especial atenção para o fluxo medido pela missão *INTEGRAL* para a gama de energias 100 e 1000 keV, correspondente ao telescópio de Compton a bordo da missão. Verifica-se que o fluxo determinado para a nebulosa de Caranguejo é muito baixo, e que para uma energia de 100 keV obtém-se um fluxo  $\sim 1 \times 10^{-3}$  contagens/s, observando-se ainda um fluxo menor para energias mais altas. Como consequência, para a aplicação de um detetor de CdTe na astrofísica das altas energias é muito importante conhecer-se o ruído de fundo obtido de forma a poder-se extrair o

sinal das fontes celestes e uma vez que o detetor deve operar no ambiente espacial deve-se ter em consideração o ruído de fundo da ativação.

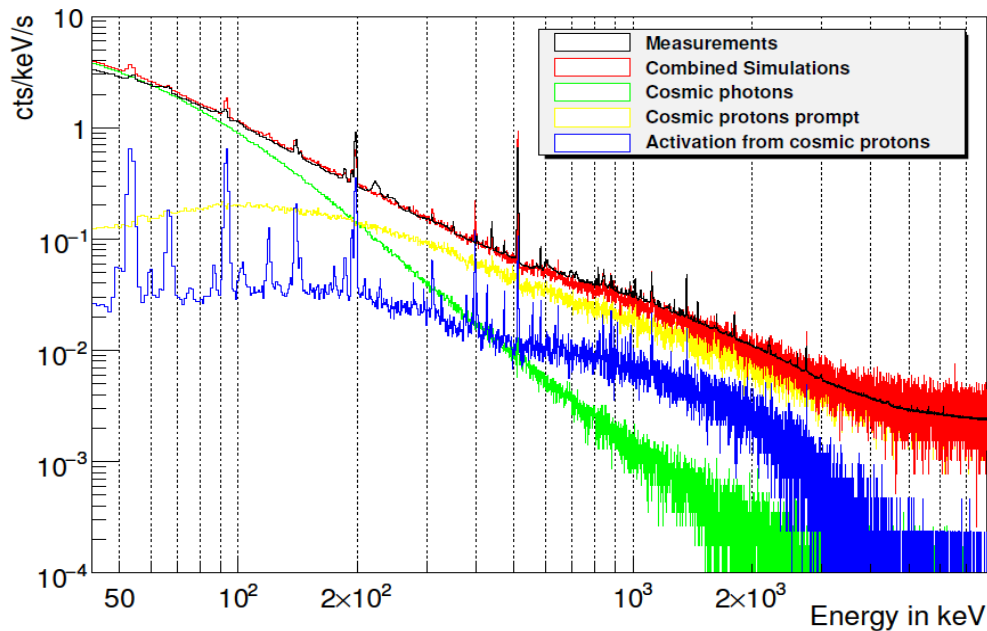


Figura 4.28 – Comparação entre o espectro medido através um detetor de germânio a bordo do satélite *Wind* e o fluxo das várias componentes de ruído de fundo simuladas [34].

Na figura 4.28 encontram-se representado a preto um fluxo de ruído de fundo medido através de um detetor de germânio a bordo do satélite *Wind* para comparação com o fluxo introduzido pelas várias componentes do ruído de fundo simuladas [34], a amarelo encontra-se representado a componente dos prótons cósmicos, a azul a componente da ativação do germânio e a verde corresponde a componente dos fotões cósmicos que domina o espectro para energias inferiores a 200 keV, obtendo-se um fluxo de  $\sim 1$  contagen/s para uma energia de 100 keV. Para energias superiores a 200 keV verifica-se que a componente que predomina é devido aos prótons cósmicos, obtendo-se um fluxo de  $\sim 0.1$  contagen/s para uma energia de 300 keV. Verificando-se ainda a existência de uma diferença grande entre o fluxo do ruído obtido e o fluxo medido da nebulosa de caranguejo, sendo o fluxo da nebulosa cerca de três ordens de grandeza inferior em comparação com o fluxo medido pelo telescópio de Compton a bordo do INTEGRAL.

Para se determinar os efeitos da radiação induzida pela ativação do próprio detetor semiconductor constituído por CdTe devido aos fluxos de prótons capturados pelo campo magnético da Terra e com especial atenção para uma possível missão com uma órbita LEO que cruze a região da Anomalia do Atlântico Sul, estimou-se a actividade produzida para várias densidades de fluxo de prótons com base na expressão (2.16) demonstrada no capítulo 2.5. Neste sentido foram utilizadas as secções eficazes da ALICE-IPPE [35] e [36] e os dados dos decaimentos nucleares da *National Nuclear Data Center's* [30], [35] e [36].

Devido ao facto de a densidade de fluxo produzida ser mais elevada que o valor de densidade de fluxo simulado para a exposição de um telescópio ao cruzar a região da Anomalia do Atlântico Sul, incidiu-se no ICNAS sobre uma amostra de CdTe um feixe de prótons irradiando-

se durante alguns minutos até se obter na amostra de CdTe uma dose [protões/cm<sup>2</sup>] equivalente a vários anos de voo de um telescópio, extrapolando-se assim o efeito da irradiação de protões com 14MeV sobre um detetor para a sua ativação durante vários anos de voo cruzando a SAA. Devendo-se ainda ter em atenção as diferenças no tempo de irradiação com o tempo de exposição no espaço, tendo-se obtido no estudo realizado a dose de vários anos em apenas alguns minutos.

Para estimar a ativação produzida, considerou-se ainda um feixe de protões uniforme com uma energia de 14 MeV e 18 mm de diâmetro de forma a poder-se estimar a actividade obtida através da irradiação de um detetor de CdTe com um feixe de protões produzindo no ciclotrão instalado no ICNAS.

Considerando-se também que para uma amostra de CdTe com 1 cm<sup>2</sup> e 0.2 cm de espessura obtém-se o número de átomos presente na amostra pela seguinte expressão:

$$N_{0(1cm^2)} = \frac{\text{Volume} \times \text{Densidade}}{\text{Massa Molar}} \times 6.02 \times 10^{23}$$

$$= \frac{0.2 \times 5.85}{240.02} \times 6.02 \times 10^{23}$$

$$N_{0(1cm^2)} = 2.9456 \times 10^{21} \text{ átomos} \quad (4.1)$$

Deve-se ainda considerar as abundâncias naturais de cada isótopo presente na amostra, que participa na reação de produção de nuclídeos, podendo-se assim considerar número N<sub>0</sub> de átomos presentes no alvo:

$$N_0 = 2.9456 \times 10^{21} [\text{átomos}] \times \text{Área irradiada} \times \text{Abundância}$$

$$N_0 = 2.9456 \times 10^{21} [\text{átomos}] \times \pi \times 0.9^2 [\text{cm}^2] \times \text{Abundância} \quad (4.2)$$

Com o ciclotrão instalado no ICNAS irradiou-se apenas uma amostra de um semiconductor constituído por CdTe de dimensões 18.1 mm x 18.1 mm x 2 mm, com um feixe de protões uniforme com os seguintes parâmetros:

<b>Irradiação A1</b>	<b>Irradiação A2</b>	<b>Irradiação A3</b>
E <sub>feixe</sub> = 14 MeV	E <sub>feixe</sub> = 14 MeV	E <sub>feixe</sub> = 14 MeV
Densidade de Fluxo = 4.1 × 10 <sup>7</sup> protões cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>	Densidade de Fluxo = 2.3 × 10 <sup>8</sup> protões cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>	Densidade de Fluxo = 2.7 × 10 <sup>11</sup> protões cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup>
Tempo de Irradiação = 120 s	Tempo de Irradiação = 200 s	Tempo de Irradiação = 200 s
Fluência = 4.92 × 10 <sup>9</sup> protões/cm <sup>2</sup>	Fluência = 4.6 × 10 <sup>10</sup> protões/cm <sup>2</sup>	Fluência = 5.4 × 10 <sup>13</sup> protões/cm <sup>2</sup>
Fluência Total = 4.92 × 10 <sup>9</sup> protões/cm <sup>2</sup>	Fluência Total = 5.092 × 10 <sup>10</sup> protões/cm <sup>2</sup>	Fluência Total = 5.405 × 10 <sup>13</sup> protões/cm <sup>2</sup>

Tabela 4.3 – Parâmetros do feixe de protões para as várias irradiações efetuadas a uma amostra de um semiconductor de CdTe com o ciclotrão instalado no ICNAS.

Para se determinar a ativação dos radionuclídeos produzidos através da irradiação do feixe de protões obteve-se os espectros da ativação resultante com recurso a um detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) pertencente às instalações do ICNAS, obtendo-se assim os seguintes valores das atividades médias para os nuclídeos observados através do *software* do

analisador multicanal *Maestro* da *ORTEC* [37] das instalações do ICNAS e correspondentes valores estimados para a actividade do nuclídeos:

Irradiação A1				
Nuclídeo	Tempo de meia vida	Atividade estimada (Bq)	Incerteza da actividade estimada (Bq)	Atividade média observada (Bq)
$^{111m}\text{In}$	7,7 min	1936	142	3541
$^{112m}\text{In}$	20,56 min	439	48	1103
$^{128}\text{I}$	24,99 min	393	16	973
$^{110m}\text{In}$	69,1 min	153	20	450
$^{113m}\text{In}$	1,6579 h	125	15	191

Tabela 4.4 – Valores de actividade média observada através um detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) pertencente às instalações do ICNAS e valores da atividade teoricamente estimados para os nuclídeos observados para uma irradiação de  $4.92 \times 10^9 \text{ protões/cm}^2$ , e o tempo de meia vida correspondente.

Irradiação A2					
Nuclídeo	Tempo de meia vida	Atividade estimada (Bq)	Incerteza da actividade estimada (Bq)	Atividade média observada (Bq)	Atividade média inicial (Bq)
$^{111m}\text{In}$	7,7 min	$4.43 \times 10^3$	$3.25 \times 10^2$	$4.3 \times 10^3$	$16.6 \times 10^3$
$^{112m}\text{In}$	20,56 min	$2.418 \times 10^3$	$2.66 \times 10^2$	$5.4 \times 10^2$	$8.6 \times 10^2$
$^{128}\text{I}$	24,99 min	$2.066 \times 10^3$	$0.98 \times 10^2$	$2.1 \times 10^3$	$3.2 \times 10^3$
$^{110m}\text{In}$	69,1 min	$1.229 \times 10^3$	$1.59 \times 10^2$	$1.1 \times 10^3$	$1.3 \times 10^3$
$^{113m}\text{In}$	1,6579 h	$1.051 \times 10^3$	$1.24 \times 10^2$	$4.2 \times 10^2$	$4.7 \times 10^2$
$^{115m}\text{In}$	4,486 h	24	5	46	48
$^{123}\text{I}$	13 h	1.4	0.2	3	3
Cum $^{111g}\text{In}$	2,805 d	20	2	7	7

Tabela 4.5 – Valores de actividade média observada através um detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) pertencente às instalações do ICNAS e valores da atividade teoricamente estimados para os nuclídeos observados para uma irradiação de  $5.092 \times 10^{10} \text{ protões/cm}^2$ , e o tempo de meia vida correspondente. Para a atividade estimada considerou-se o um tempo de 15 minutos depois da irradiação com o feixe de protões para a aquisição do espectro.

Irradiação A3					
Nuclídeo	Tempo de meia vida	Atividade estimada (Bq)	Incerteza da actividade estimada (Bq)	Atividade média observada (Bq)	Atividade média inicial (Bq)
$^{113m}\text{In}$	1,6579 h	$257 \times 10^3$	$30 \times 10^3$	$170.1 \times 10^3$	$188.8 \times 10^3$
$^{121}\text{I}$	2,12 h	$1.6 \times 10^3$	$0.2 \times 10^3$	$2.54 \times 10^3$	$2.76 \times 10^3$
Cum $^{109g}\text{In}$	4,2 h	$31 \times 10^3$	$4 \times 10^3$	$7.01 \times 10^3$	$7.31 \times 10^3$
$^{115m}\text{In}$	4,486 h	$16 \times 10^3$	$3 \times 10^3$	$18.02 \times 10^3$	$18.73 \times 10^3$
$^{110g}\text{In}$	4,9 h	$25 \times 10^3$	$3 \times 10^3$	$15.94 \times 10^3$	$16.51 \times 10^3$
$^{123}\text{I}$	13 h	$1.4 \times 10^3$	$0.2 \times 10^3$	$5.34 \times 10^3$	$5.41 \times 10^3$
Cum $^{111g}\text{In}$	2,805 d	$23 \times 10^3$	$3 \times 10^3$	$11.19 \times 10^3$	$11.22 \times 10^3$
$^{124}\text{I}$	4,176 d	$5.4 \times 10^3$	$0.6 \times 10^3$	$2.77 \times 10^3$	$2.78 \times 10^3$

$^{126}\text{I}$	13,11 d	$1.1 \times 10^3$	$0.2 \times 10^3$	$1.49 \times 10^3$	$1.49 \times 10^3$
$^{114\text{m}}\text{In}$	49,5 d	$0.26 \times 10^3$	$0.03 \times 10^3$	$0.21 \times 10^3$	$0.21 \times 10^3$

Tabela 4.6 – Valores de actividade média observada através um detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) pertencente às instalações do ICNAS e valores da actividade teoricamente estimados para os núclídeos observados para uma irradiação de  $5.405 \times 10^{13} \text{protões/cm}^2$ , e o tempo de meia vida correspondente. Para a actividade estimada considerou-se o um tempo de 4 horas depois da irradiação com o feixe de prótons para a aquisição do espectro.

Nuclídeo	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (%)	Nuclídeo	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (%)	Nuclídeo	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (%)
$^{111\text{m}}\text{In}$	537,22	87	Cum $^{109\text{g}}\text{In}$	203,5	74	$^{110\text{g}}\text{In}$	641,68	25,9
$^{112\text{m}}\text{In}$	156,56	13,2		426,25	4,12		657,76	98,3
$^{128}\text{I}$	442,901	17		623,7	5,5		707,4*	31,23*
$^{110\text{m}}\text{In}$	657,76	98		1148,9	4,3		884,69	92,9
$^{113\text{m}}\text{In}$	391,69	64,2	$^{121}\text{I}$	212,189	84		937,5	68,4
$^{115\text{m}}\text{In}$	336,24	45,83	$^{114\text{m}}\text{In}$	190,29	15,56		997,26	10,52
$^{123}\text{I}$	158,97	83		558,46	3,24	$^{124}\text{I}$	602,729	63
Cum $^{111\text{g}}\text{In}$	171,28	90		725,3	3,24	* nota: é a soma de 3 energias próximas		
	245,4	94	$^{126}\text{I}$	388,633	34,1			

Tabela 4.7 – Energias de decaimentos gama e probabilidades para os núclídeos observados nos espectros obtidos através do detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe).

Observando-se as tabelas de resultados das ativações observadas e estimadas observa-se algumas discrepâncias nos valores obtidos devido ao erro induzido pela secção eficaz, à baixa estatística na aquisição causada pela baixa actividade induzida e tempo morto elevado causando perda de eventos.

$$Incerteza_{\mathcal{A}(t)} = N_0 I (1 - e^{-\lambda_1 t}) \cdot incerteza_{secção\ eficaz} \quad (4.3)$$

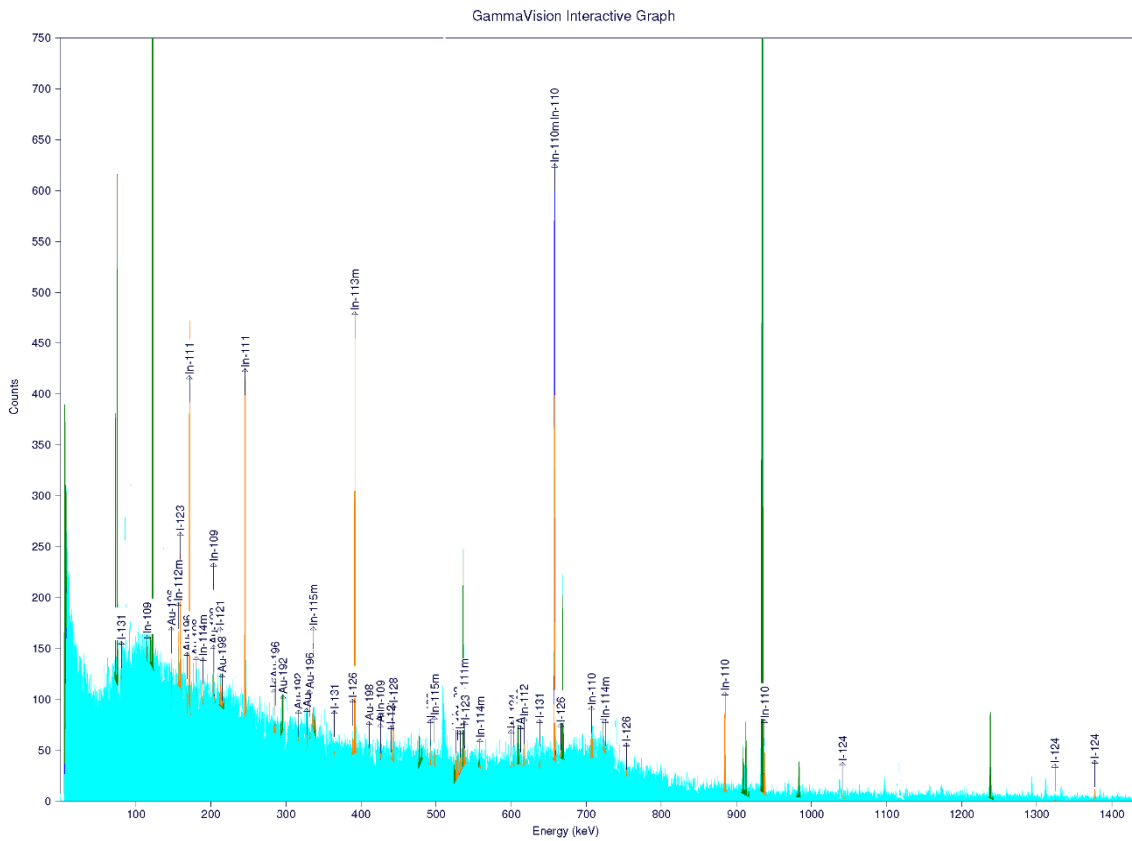


Figura 4.29 – Espectro da ativação de uma amostra de um semiconductor constituído por CdTe, o espectro foi obtido através um detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) pertencente às instalações do ICNAS, 1 hora após ser irradiado com  $5.092 \times 10^{10}$   $protões\ cm^{-2}$ .

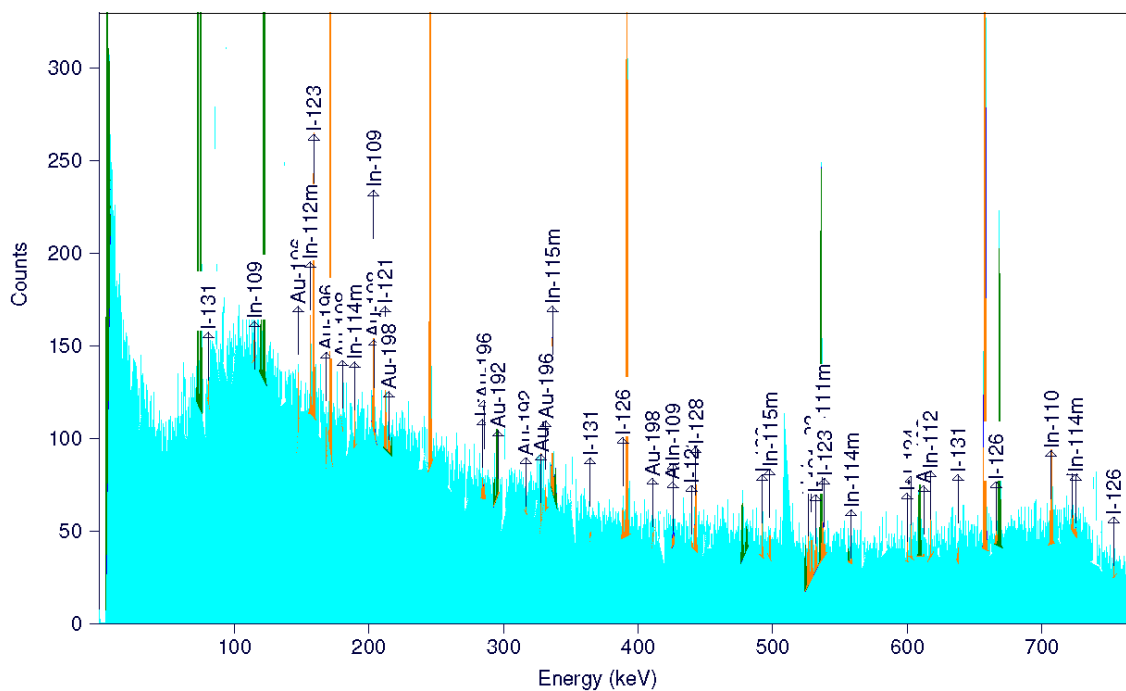


Figura 4.30 – Ampliação do espectro presente na figura 4.29 para energias entre 0 e 700 keV, obtido após a amostra de CdTe ser irradiada com  $5.092 \times 10^{10}$   $protões\ cm^{-2}$ .

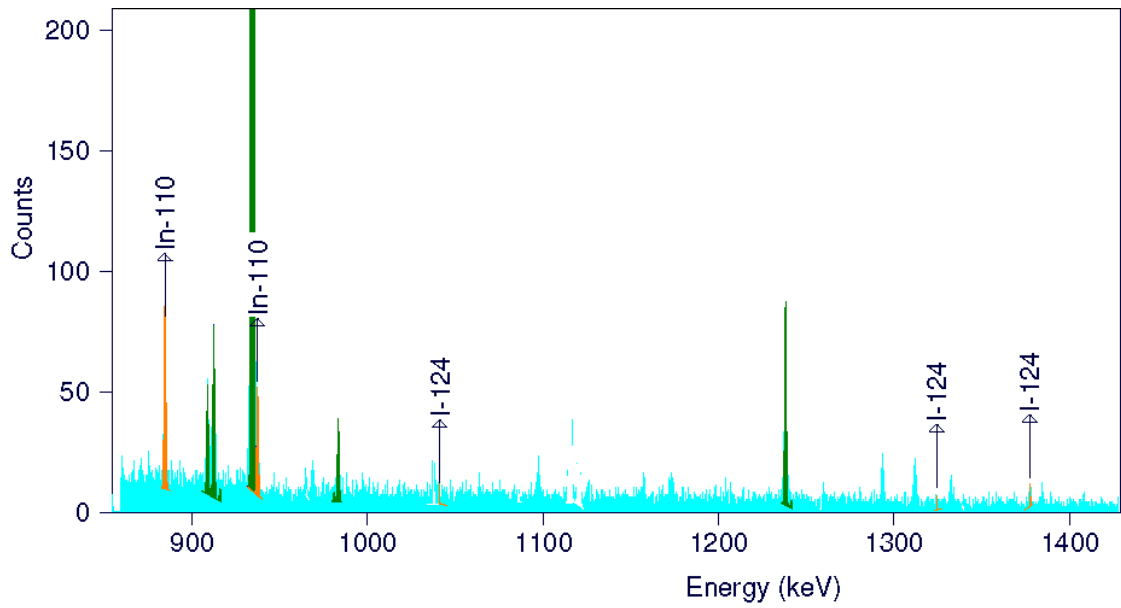


Figura 4.31 – Ampliação do espectro presente na figura 4.29 para energias entre 900 e 1400 keV, obtido após a amostra de CdTe ser irradiada com  $5.092 \times 10^{10}$  *protões*  $cm^{-2}$ .

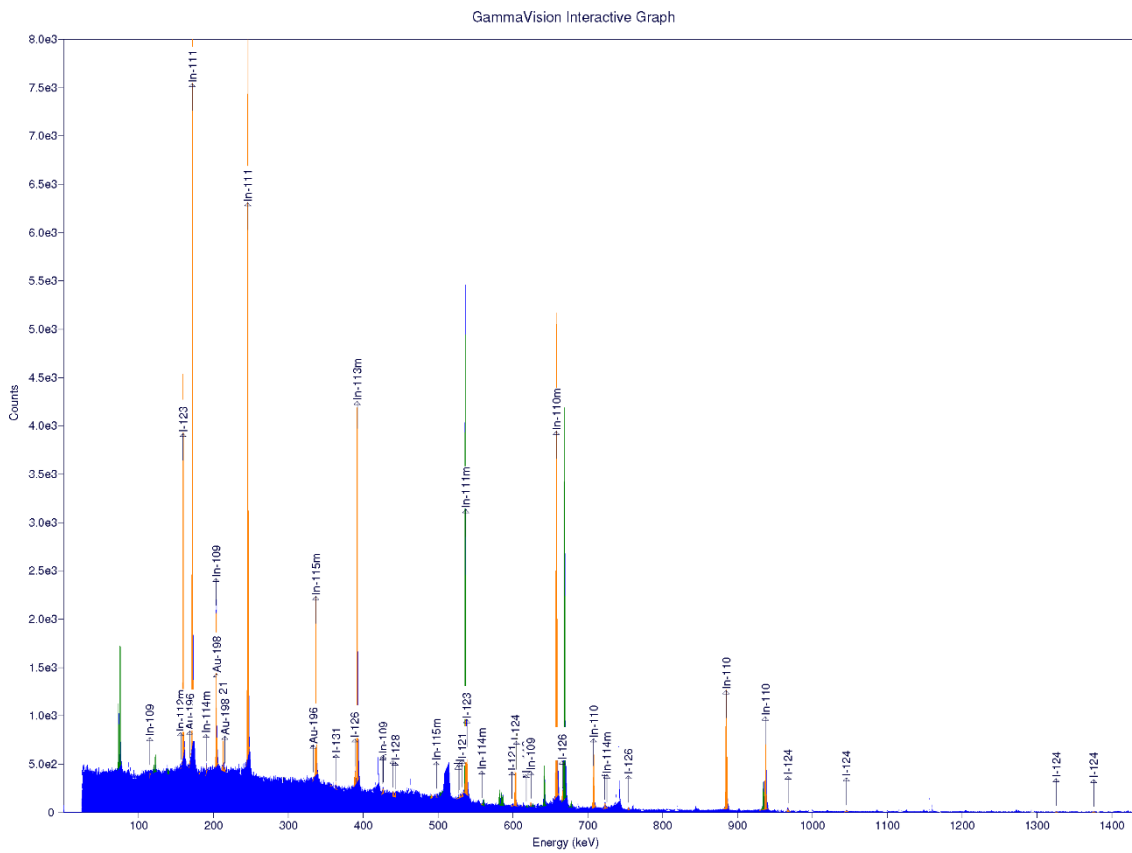


Figura 4.32 – Espectro da ativação de uma amostra de um semiconductor constituído por CdTe, o espectro foi obtido através um detetor de Germânio Hiper-Puro (HPGe) pertencente às instalações do ICNAS, 5 hora após ser irradiado com  $5.405 \times 10^{13}$  *protões*  $cm^{-2}$ .

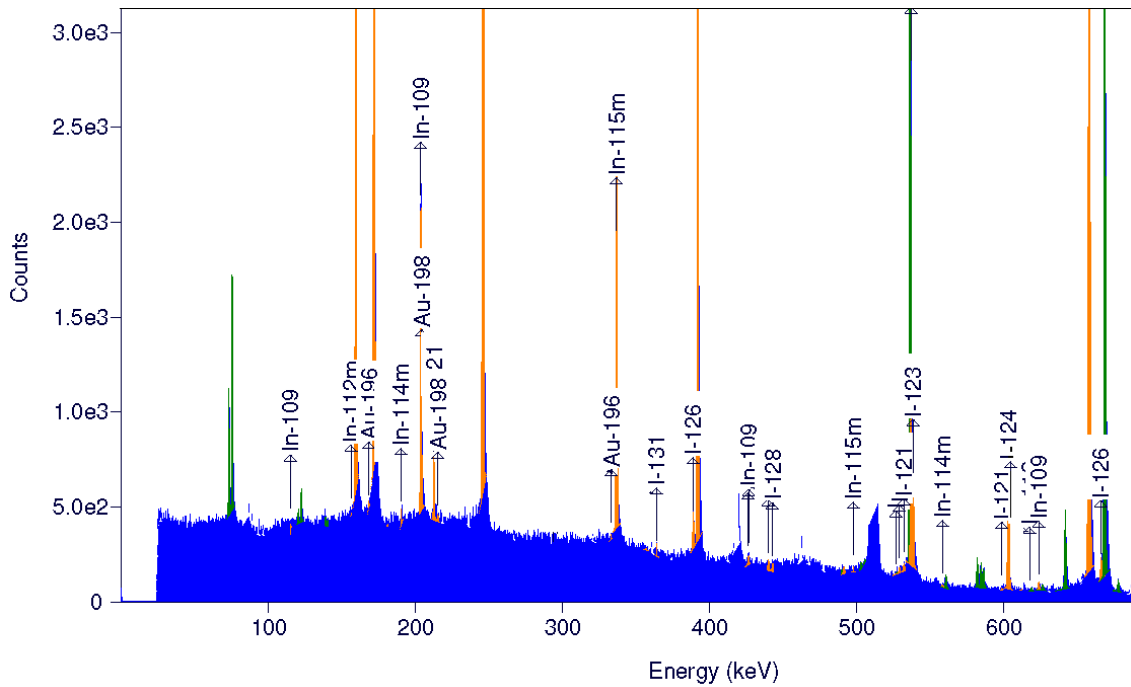


Figura 4.33 – Ampliação do espectro presente na figura 4.32 para energias entre 900 e 1400 keV, obtido após a amostra de CdTe ser irradiada com  $5.405 \times 10^{13}$  *protões cm<sup>-2</sup>*.

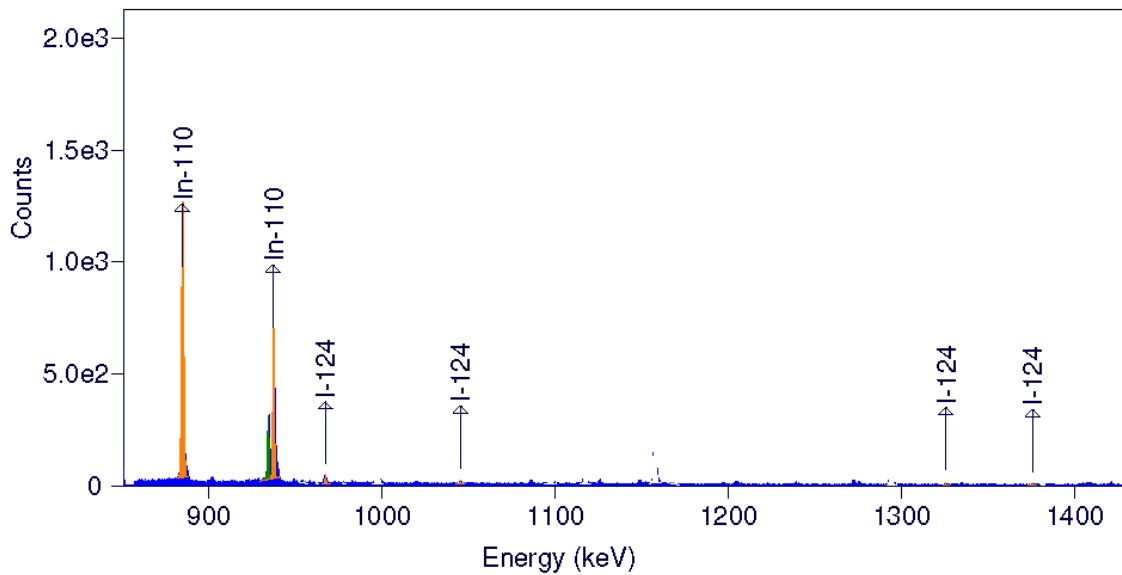


Figura 4.34 – Ampliação do espectro presente na figura 4.x para energias entre 900 e 1400 keV, obtido após a amostra de CdTe ser irradiada com  $5.405 \times 10^{13}$  *protões cm<sup>-2</sup>*.

Analisando os espectros e atividades dos núclídeos obtidos pode-se verificar que para uma exposição de um detector de CdTe a um fluxo de protões com uma energia de 14 MeV e uma fluência de  $4.92 \times 10^9$  *protões/cm<sup>2</sup>* extrapolando-se para a dose acumulada durante 1.6 anos de voo de um satélite numa órbita LEO com os parâmetros orbitais considerados anteriormente no capítulo 2.2.2, observa-se a existência de radiação induzida devido à ativação



de núclídeos com tempos de vida curtos como o  $^{111m}\text{In}$ ,  $^{112m}\text{In}$  e  $^{128}\text{I}$ , no entanto a atividade presente nos núclídeos produzidos apresentam valores baixos. Podendo-se ainda verificar a presença de núclídeos com uma atividade muito baixa mas com um tempo de meia vida da ordem do período de revolução de um telescópio que orbite numa órbita baixa (LEO).

Para uma irradiação com um feixe de prótons atingindo uma fluência de  $5.092 \times 10^9 \text{prótons/cm}^2$  comparável à dose acumulada por um telescópio durante aproximadamente 17 anos de voo na órbita anteriormente considerada, verifica-se a presença dos núclídeos anteriormente observados apresentando apenas um aumento médio de 35% da actividade média observada. Pode-se ainda verificar a presença de núclídeos com um tempo de vida mais longo como o  $^{115m}\text{In}$ ,  $^{123}\text{I}$  e o cumulativo de  $^{111g}\text{In}$ , contudo as suas atividades médias observadas são muito baixas.

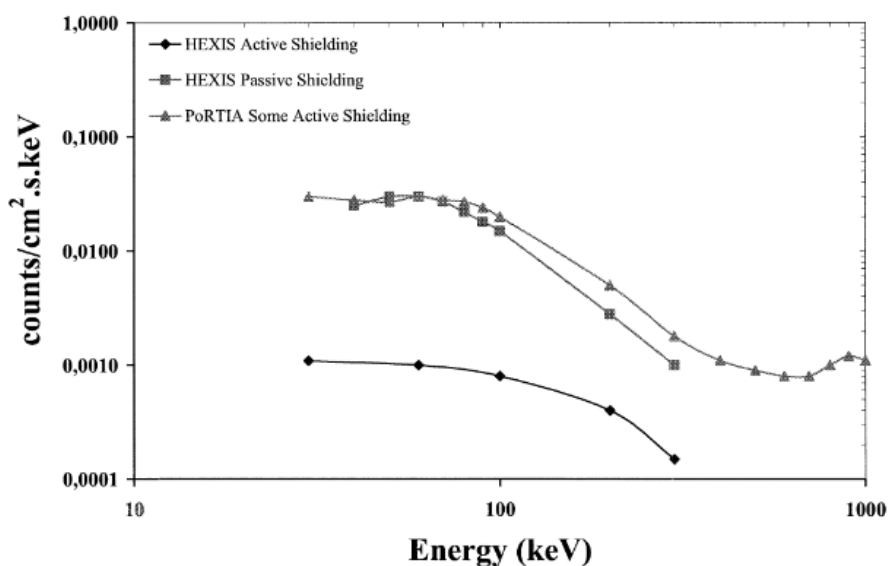


Figura 4.35 – Taxas de ruído de fundo medidas pelos instrumentos HEXIS (*High Energy X-ray Imaging Spectrometer*) e PoRTIA (*Piggyback Room Temperature Instrument for Astronomy*).

Extrapolando os resultados obtidos pela irradiação a amostra de CdTe pode-se estimar o nível de ruído de fundo causado pela ativação produzida por prótons com uma energia de 14 MeV, uma vez que para esta gama de energia observa-se um pico máximo no fluxo de prótons para uma órbita baixa (LEO). Assim, para as várias irradiações realizadas correspondentes às doses acumuladas durante 1.6 anos e 17 anos, determinou-se o ruído de fundo acumulado devido aos núclídeos integrando-se a sua atividade ao longo de um ano numa órbita LEO, obtendo-se um ruído de fundo de  $2 \times 10^{-3}$  [contagens  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ] para uma actividade correspondente a uma dose de 1.6 anos e obteve-se também um ruído de fundo de  $2 \times 10^{-3}$  [contagens  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ] para uma actividade correspondente a uma dose de 17 anos. Permitindo-se assim concluir que apenas os núclídeos com a tempo de vida curto têm uma contribuição significativa para o ruído de fundo da ativação, contudo considerando-se que a taxa de emissão da nebulosa de Caranguejo sobreposta no ruído de fundo é da ordem  $10^{-2}$  [contagens  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}$ ] [26], observa-se que a taxa de ativação do detetor de CdTe produzida pela incidência de prótons numa órbita LEO é baixa.

É ainda importante ter em consideração a interação de prótons presentes nos raios cósmicos ou de prótons confinados pelo campo magnético da Terra com energias mais elevadas com o material constituinte da blindagem ativa ou até com a máscara codificada sendo constituído frequentemente por materiais com um número atômico elevado, uma vez que os prótons com altas energias podem interagir com estas estruturas por colisões inelásticas com os elétrons do meio cedendo grande parte da sua energia e incidir posteriormente no detetor com energias da ordem do estudo realizado. Podendo-se assim considerar um aumento da densidade de fluxo incidente no plano de deteção e conseqüentemente aumentando a fluência incidente sobre um detetor, para um telescópio que cruze a Anomalia do Atlântico Sul numa órbita baixa (LEO).

Assim, dada a hipótese de um possível aumento da fluência incidente no detetor de CdTe no caso real, observou-se a ativação produzida por um feixe de prótons com 14 MeV e com uma fluência de  $5.405 \times 10^{13}$  prótons  $\text{cm}^{-2}$  na terceira irradiação, bastante superior às estimativas anteriormente realizadas, verificando-se assim a produção na amostra de CdTe de núclídeos com tempos de vida superiores aos anteriormente produzidos nas irradiações anteriores. Estimando-se o ruído de fundo acumulado devido aos núclídeos integrando-se a sua atividade ao longo de um ano numa órbita baixa (LEO) para uma dose de prótons incidente de  $5.405 \times 10^{13}$  prótons  $\text{cm}^{-2}$  cujo tempo de exposição, segundo as estimativas realizadas anteriormente, excede em muito o tempo de vida útil de um satélite espacial, obtendo-se um ruído de fundo de 0.9 [contagens  $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ], o que indicaria uma contribuição não desprezável para o ruído de fundo. No entanto a dose considerada para a ativação do CdTe ultrapassa os valores estimados para a fluência de prótons incidentes numa órbita Leo durante o tempo de vida útil de uma missão espacial, mas permitindo obter uma identificação dos núclídeos produzidos pela ativação de forma a possibilitar a remoção das linhas de emissão do núclídeos do espectro obtido numa órbita baixa (LEO).

Os decaimentos  $\alpha$  (alfa) e  $\beta$  (beta), bem como os raios gama com baixas energias depositam tipicamente toda a sua energia no detetor de CdTe, podendo apenas ser detetadas pelo mesmo. Devendo esse sinal obtido ser observado como ruído de fundo derivado da radiação do ambiente espacial. Deste modo, irradiou-se o detetor de CdTe com fluência total de  $4.50 \times 10^{10}$  prótons  $\text{cm}^{-2}$  comparável a dose acumulada ~ 15 anos e observou-se o ruído de fundo observado no próprio detetor de CdTe.

Deve-se ainda realçar que devido às diferenças nas propriedades como a resolução em energia e a eficiência entre os detetores de germânio e os de CdTe os espectros obtidos em ambos detetores podem apresentar diferenças. Os detetores de germânio possuem como foi referido anteriormente uma resolução em energia superior aos detetores de CdTe, distinguindo-se menos fotopicos derivados dos núclídeos produzidos na ativação num espectro obtido através de um detetor de CdTe.

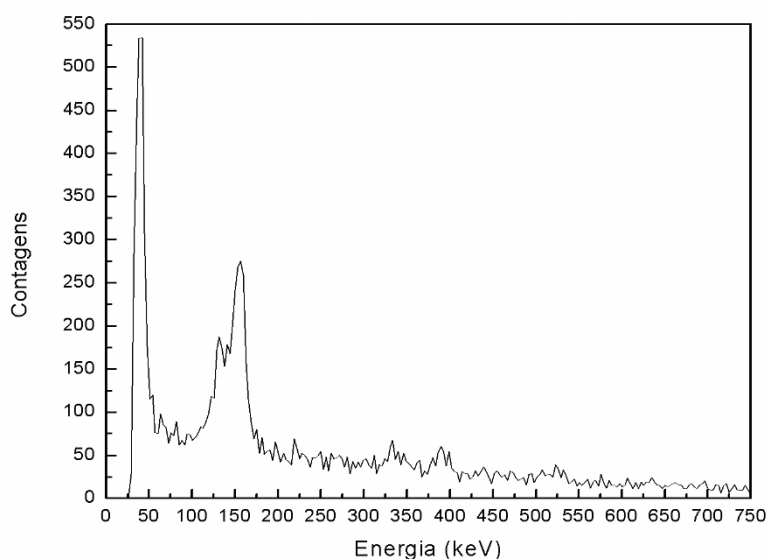


Figura 4.36 – Espectro da ativação do CdTe presente no detector semiconductor, depois de ser irradiado com  $4.50 \times 10^{10}$  *protões*  $cm^{-2}$ . O espectro foi obtido pelo detector de CdTe 15 min após a irradiação com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 1200 s.

Observando-se o espectro da ativação do detector de CdTe produzida pela irradiação com um feixe de *protões* realizada no ICNAS obtendo-se uma fluência total de  $4.50 \times 10^{10}$  *protões*  $cm^{-2}$ , verifica-se a existência de radiação induzida pelos núclídeos  $^{113m}In$  e  $^{115m}In$  emitindo raios gama com energias de 391.7 keV e 336.2 keV respectivamente, verifica-se ainda a presença do fotopico de 156.6 keV do  $^{112m}In$ , podendo este encontrar-se sobreposto com o fotopico de 158,97 keV do  $^{123}I$ , no entanto como se verificou anteriormente este apresenta uma atividade muito baixa.

Integrando-se a área do pico de  $^{112m}In$  e dividindo pelo tempo de aquisição obtém-se uma taxa de contagens de 9.96 [contagens/s], contudo em comparação com o caso do espectro obtido pelo HPGe a amostra de CdTe continha uma área de  $18.1 \times 18.1$   $mm^2$  e no caso da ativação do próprio detector CdTe apenas se encontram ativos 4 píxéis centrais e uma vez que o caminho médio livre para *fotões* com 150 keV é aproximadamente 2.8 mm no CdTe [38], ou seja da ordem de um píxel, deve-se apenas considerar uma área ativa de  $4 \times 4$   $mm^2$ , obtendo-se 20.47 vezes inferior, considerando a área ativada da amostra. Podendo-se assim estimar uma taxa de contagens obtidas pelo detector CdTe para a mesma ativa observada pelo HPGe, estimando-se uma taxa de 204 [contagens/s] para o fotopico de 156.6 keV contudo a sua probabilidade de emissão é apenas 13.2% correspondendo assim a taxa de contagens estimada a uma atividade de 1545 Bq, valor este que se aproxima, embora inferior, do valor estimado para o caso da irradiação A2. Contudo observando-se a atividade determinada com o HPGe obtém-se um valor superior que pode ser explicado devido à maior eficiência do CdTe em relação ao germânio e também devido à atividade embora baixa do  $^{123}I$ .

### 4.5.3. Alterações no Desempenho de um Detetor de CdTe

O CdTe apesar de ter um elevado número atómico e operar à temperatura ambiente tem a desvantagem de ter uma baixa mobilidade e um tempo de vida curto para a lacunas [39]. Para a aplicação de detetores na astrofísica deve-se ter em consideração que os fluxos emitidos pelas fontes celestes são muito fracos em comparação ao ruído de fundo. De forma a ser possível adquirir uma boa relação sinal ruído é necessário que o ruído de fundo seja extremamente baixo.

Algumas missões na astrofísica para as altas energias como a NuStar ou Fermi permanecem em órbitas baixas (LEO), considerando-se possível o envio de novas missões com a missão AstroMeV para este tipo de órbitas com altitudes ~500 km e uma inclinação ~30°. Uma vez que este tipo de órbita cruza a Anomalia do Atlântico Sul deve-se compreender muito bem o efeito nas prestações do CdTe devido à ativação pelos prótons capturados pelo campo magnético da Terra.

A fim de simular e estudar a degradação da resposta de um detetor de CdTe no espaço, irradiou-se um detetor de CdTe operacional, com 18.1 mm x 18.1 mm x 2 mm de dimensões e pixéis de 2 mm x 2 mm x 2 mm, com um feixe de prótons produzido no ciclotrão instalado no ICNAS, utilizando a base da montagem experimental utilizada anteriormente no estudo da ativação.

O feixe de prótons produzido, tal como anteriormente, apresenta uma energia de 14 MeV à saída do tubo de 2.4 metros, produzindo um feixe uniforme com um diâmetro de 18 mm, irradiando-se assim uma área de 2.545 cm<sup>2</sup> do detetor de CdTe. Tendo sido realizados quatro irradiações nas mesmas condições variando apenas a densidade de fluxo e o tempo de exposição como se pode verificar na seguinte tabela.

<b>Irradiação 1</b>	<b>Irradiação 2</b>
$E_{\text{feixe}} = 14 \text{ MeV}$	$E_{\text{feixe}} = 14 \text{ MeV}$
Densidade de Fluxo = $2.4 \times 10^7 \text{ protões cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	Densidade de Fluxo = $2.7 \times 10^7 \text{ protões cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Tempo de Irradiação = 90 s	Tempo de Irradiação = 90 s
Fluência = $2.16 \times 10^9 \text{ protões cm}^{-2}$	Fluência = $2.43 \times 10^9 \text{ protões cm}^{-2}$
Fluência Total = $2.16 \times 10^9 \text{ protões cm}^{-2}$	Fluência Total = $4.59 \times 10^9 \text{ protões cm}^{-2}$

<b>Irradiação 3</b>	<b>Irradiação 4</b>
$E_{\text{feixe}} = 14 \text{ MeV}$	$E_{\text{feixe}} = 14 \text{ MeV}$
Densidade de Fluxo = $3.7 \times 10^7 \text{ protões cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	Densidade de Fluxo = $3.6 \times 10^7 \text{ protões cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Tempo de Irradiação = 390 s	Tempo de Irradiação = 722 s
Fluência = $1.443 \times 10^{10} \text{ protões cm}^{-2}$	Fluência = $2.599 \times 10^{10} \text{ protões cm}^{-2}$
Fluência Total = $1.902 \times 10^{10} \text{ protões cm}^{-2}$	Fluência Total = $4.501 \times 10^{10} \text{ protões cm}^{-2}$

Tabela 4.8 - Parâmetros do feixe de prótons para as várias irradiações efetuadas ao detetor de CdTe com o ciclotrão instalado no ICNAS.

As alterações das características do detetor para as diferentes irradiações com prótons foram avaliadas comparando os espectros de raios gama para as fontes de <sup>57</sup>Co e <sup>22</sup>Na adquiridos antes e depois de cada irradiação, tendo obtido os seguintes espectros através detetor de CdTe e eletrónica descrita inicialmente. Previamente antes de se obter os espectros das fontes de

raios gama observou-se o espectro de fundo, presente no anexo C, e subtraiu-se os valores correspondentes aos canais inferiores ao canal 10 removendo dos espectros o ruído de fundo e reduzindo o tempo morto do detetor através do *software* do analisador multicanal *Maestro* da *Ortec*.

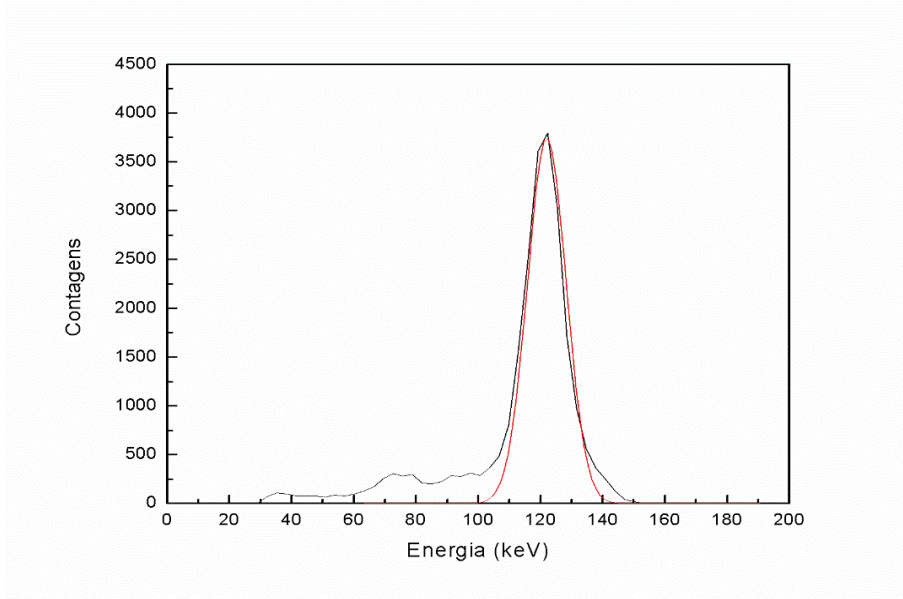


Figura 4.37 – Espectro de fonte de  $^{57}\text{Co}$ , antes de ser irradiado com um feixe de prótons e correspondente ajuste gaussiano para o pico de energia de 122 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

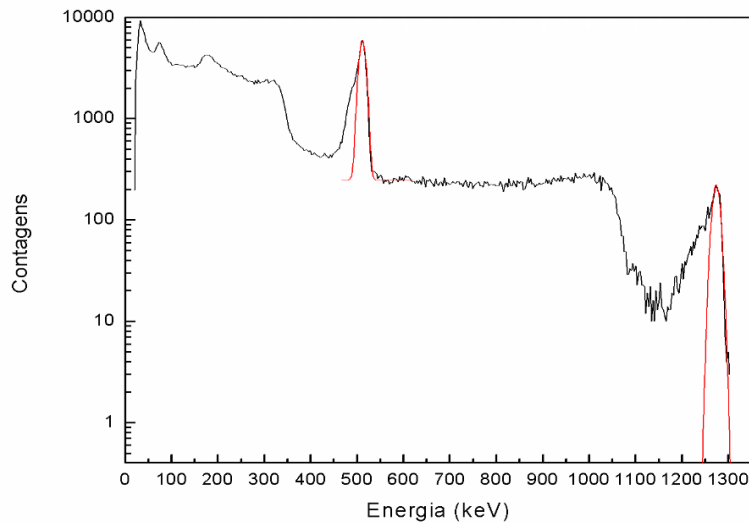


Figura 4.38 – Espectro de fonte de  $^{22}\text{Na}$ , antes de ser irradiado com um feixe de prótons e correspondente ajuste gaussiano para os picos de energia de 511 e 1275 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

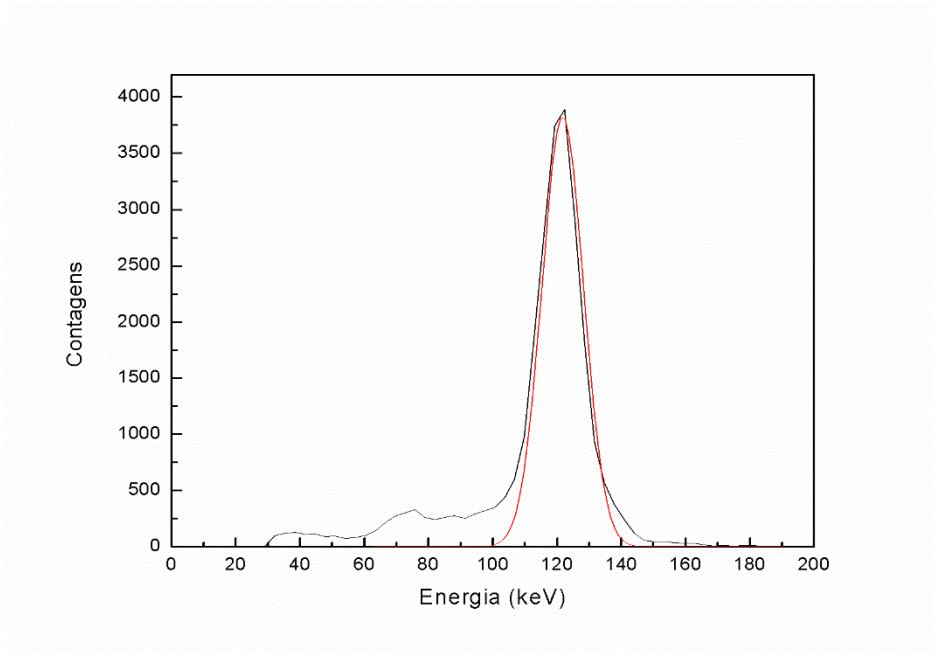


Figura 4.39 – Espectro de fonte de  $^{57}\text{Co}$ , depois de ser irradiado com  $2.16 \times 10^9 \text{ protões cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para o pico de energia de 122 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

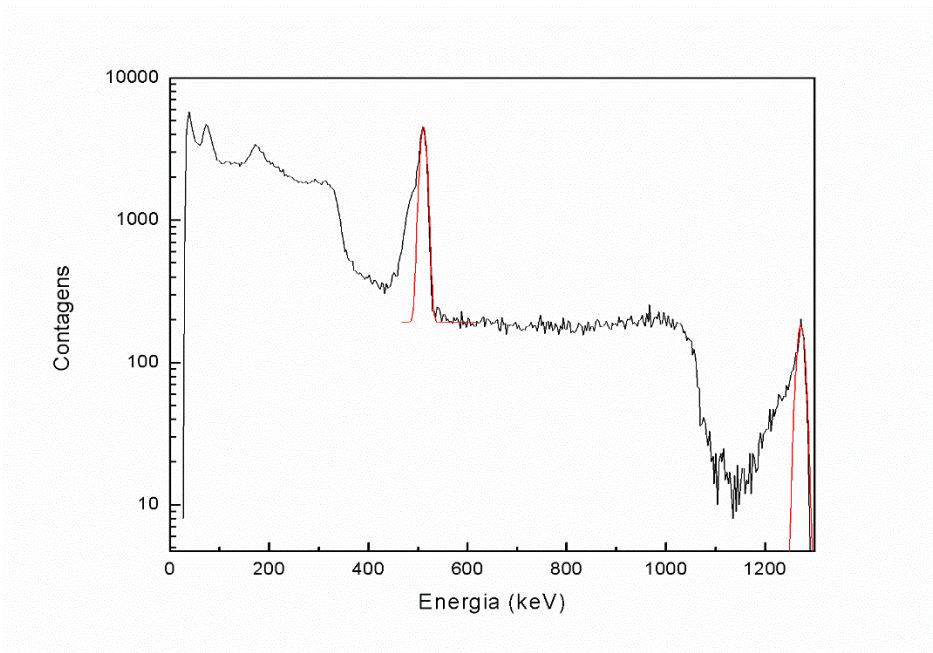


Figura 4.40 – Espectro de fonte de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $2.16 \times 10^9 \text{ protões cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para os picos de energia de 511 e 1275 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.



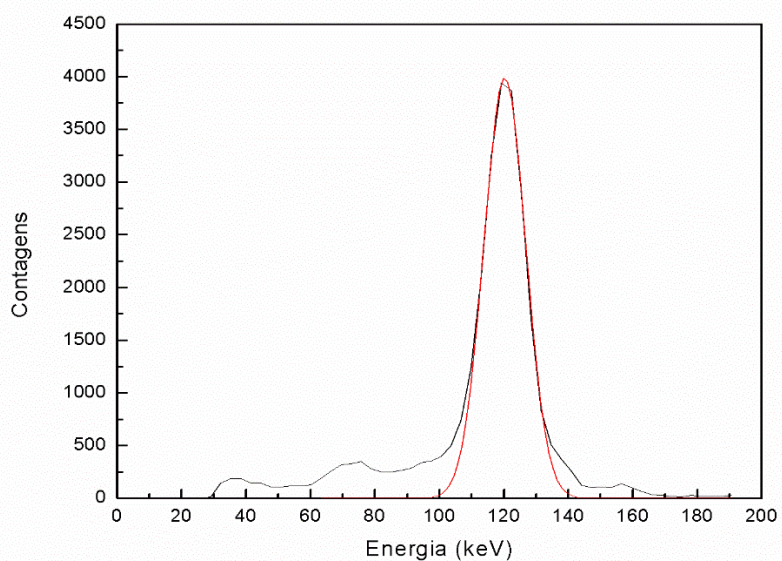


Figura 4.41 – Espectro de fonte de  $^{57}\text{Co}$ , depois de ser irradiado com  $4.59 \times 10^9 \text{ protões cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para o pico de energia de 122 keV. O espectro foi obtido pelo detector de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

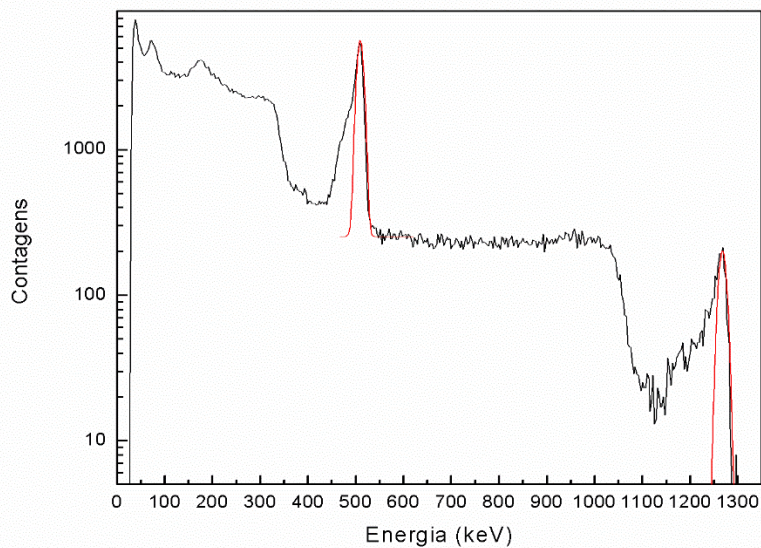


Figura 4.42 – Espectro de fonte de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $4.59 \times 10^9 \text{ protões cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para os picos de energia de 511 e 1275 keV. O espectro foi obtido pelo detector de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

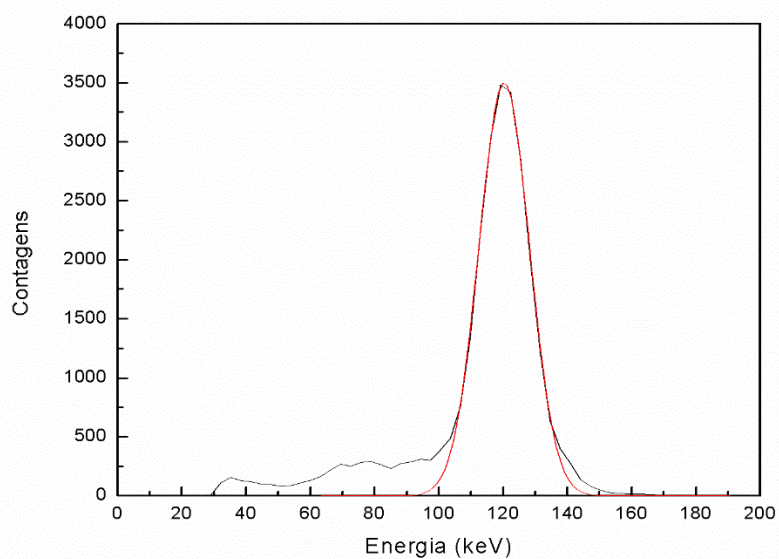


Figura 4.43 – Espectro de fonte de  $^{57}\text{Co}$ , depois de ser irradiado com  $1.902 \times 10^{10} \text{ protões cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para o pico de energia de 122 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

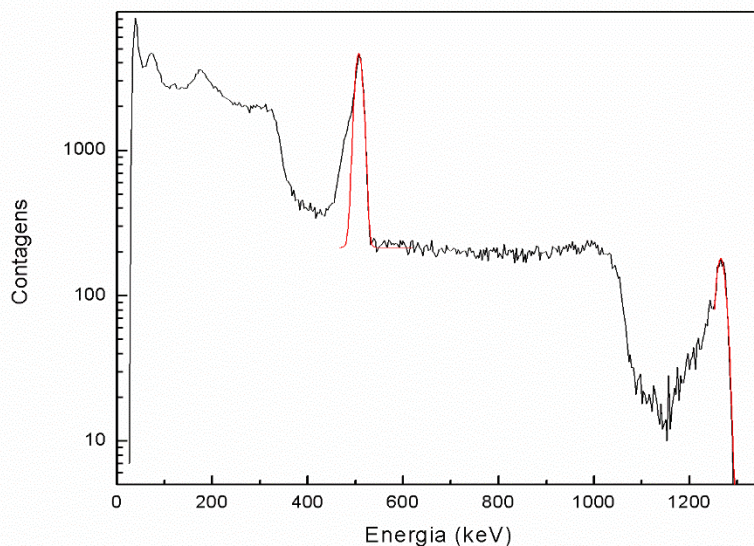


Figura 4.44 – Espectro de fonte de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $1.902 \times 10^{10} \text{ protões cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para os picos de energia de 511 e 1275 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.



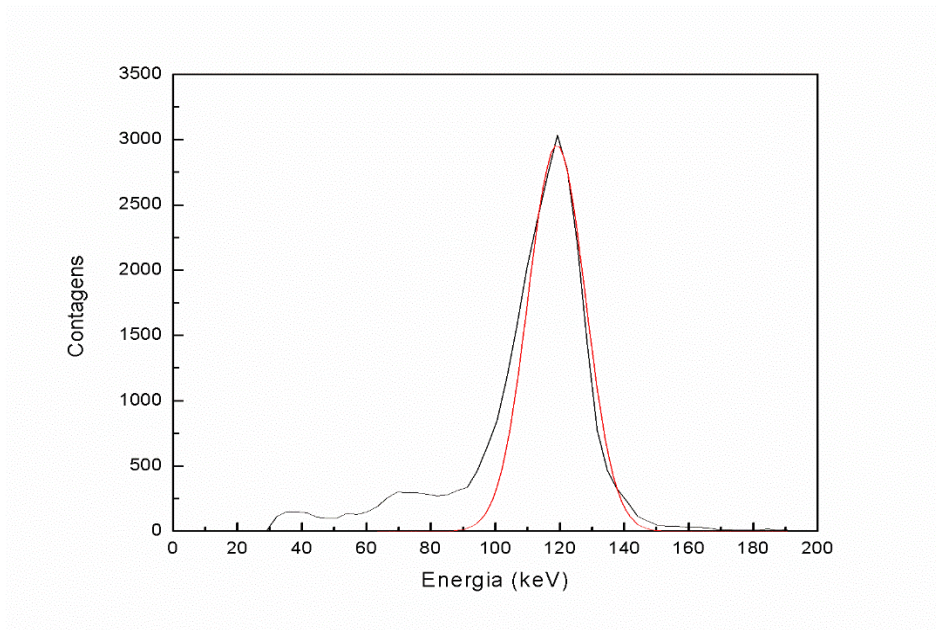


Figura 4.45 – Espectro de fonte de  $^{57}\text{Co}$ , depois de ser irradiado com  $4.501 \times 10^{10}$  *protões*  $\text{cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para o pico de energia de 122 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

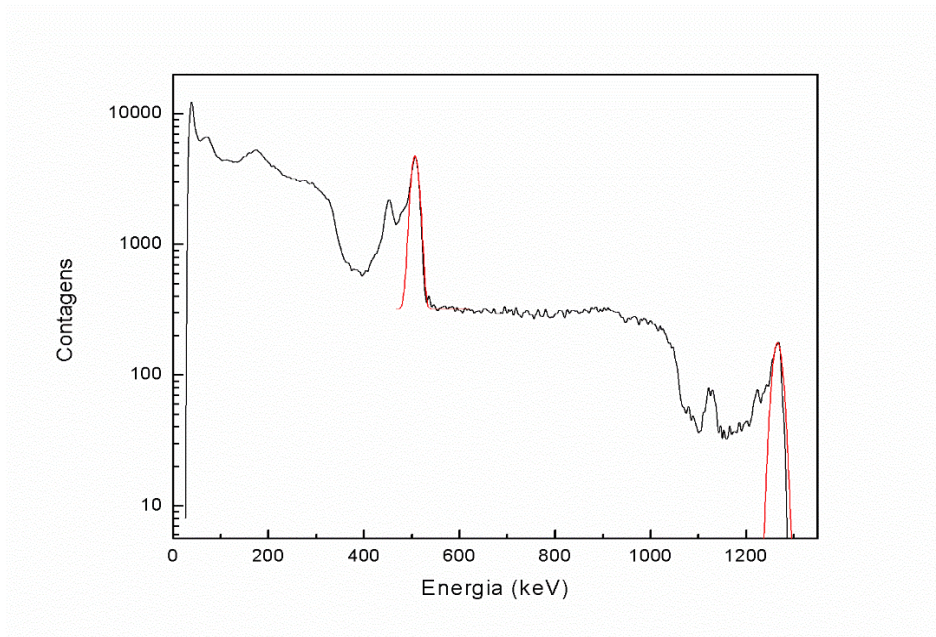


Figura 4.46 – Espectro de fonte de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $4.501 \times 10^{10}$  *protões*  $\text{cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano para os picos de energia de 511 e 1275 keV. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

Para a aquisição dos resultados das seguintes tabelas esperou-se tempo suficiente para que os núclídeos produzidos durante a irradiação pudessem decair para um nível de atividade

próxima de zero, para que a radiação induzida pelos núclídeos não interferisse nos resultados. Analisando-se os espectros obtidos antes e depois de cada irradiação com as fontes de radiação com recurso ao *software* OriginPro 8 obteve-se a evolução da resolução em energia e a evolução da posição dos picos presentes nos espectros de  $^{22}\text{Na}$  e  $^{57}\text{Co}$ . Sendo também possível observar-se, de forma mais detalhada, os picos de energia de 511 e 1275 keV da fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  e correspondentes ajustes gaussianos no anexo C.

Análise do pico de 122 keV de uma fonte de $^{57}\text{Co}$					
Fluência Total ( <i>protões</i> $\text{cm}^{-2}$ )	Centróide (keV)	Incerteza do centróide (keV)	FWHM (keV)	Incerteza da FWHM (keV)	Resolução em Energia (%)
Sem irradiar	122	4	14.7	0.5	12.04
$2.16 \times 10^9$	122	4	15.2	0.6	12.45
$4.59 \times 10^9$	120	4	15.3	0.2	12.53
$1.90 \times 10^{10}$	120	4	18.5	0.3	15.16
$4.50 \times 10^{10}$	119	4	21	0.7	17.20

Tabela 4.9 – Valores da resolução em energia, centróide dos picos de energia, largura a meia altura e correspondentes incertezas referentes ao pico de energia de 122 keV de uma fonte radioativa de  $^{57}\text{Co}$ , para cada irradiação com um feixe de *protões* efetuada.

Análise do pico de 511 keV de uma fonte de $^{22}\text{Na}$					
Fluência Total ( <i>protões</i> $\text{cm}^{-2}$ )	Centróide (keV)	Incerteza do centróide (keV)	FWHM (keV)	Incerteza da FWHM (keV)	Resolução em Energia (%)
Sem irradiar	511	4	17	0.4	3.33
$2.16 \times 10^9$	511	4	16.3	0.6	3.19
$4.59 \times 10^9$	509	4	16.8	0.3	3.29
$1.90 \times 10^{10}$	508	4	19.5	0.3	3.82
$4.50 \times 10^{10}$	506	4	20	0.4	3.91

Tabela 4.10 – Valores da resolução em energia, centróide dos picos de energia, largura a meia altura e correspondentes incertezas referentes ao pico de energia de 511 keV de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , para cada irradiação com um feixe de *protões* efetuada.

Análise do pico de 1275 keV de uma fonte de $^{22}\text{Na}$					
Fluência Total ( <i>protões</i> $\text{cm}^{-2}$ )	Centróide (keV)	Incerteza do centróide (keV)	FWHM (keV)	Incerteza da FWHM (keV)	Resolução em Energia (%)
Sem irradiar	1274	4	20	1	1.57
$2.16 \times 10^9$	1272	4	20	1	1.57
$4.59 \times 10^9$	1268	4	20	1	1.57
$1.90 \times 10^{10}$	1266	4	21.1	0.9	1.66
$4.50 \times 10^{10}$	1266	4	26	1	2.04

Tabela 4.11 – Valores da resolução em energia, centróide dos picos de energia, largura a meia altura e correspondentes incertezas referentes ao pico de energia de 1275 keV de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , para cada irradiação com um feixe de *protões* efetuada.

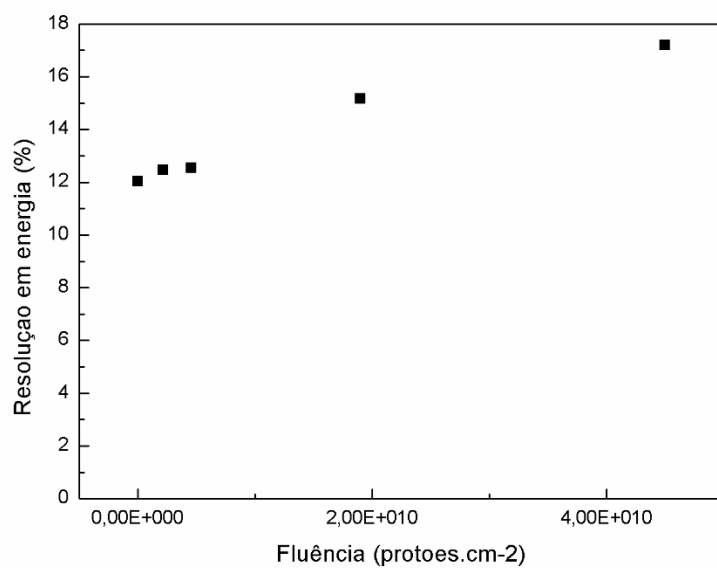


Figura 4.47 – Valores da resolução em energia do detector de CdTe para o fotopico de 122 keV dos espectros da fonte de  $^{57}\text{Co}$ , adquiridos para as várias irradiações com as diferentes fluências acumuladas de prótons com 14 MeV.

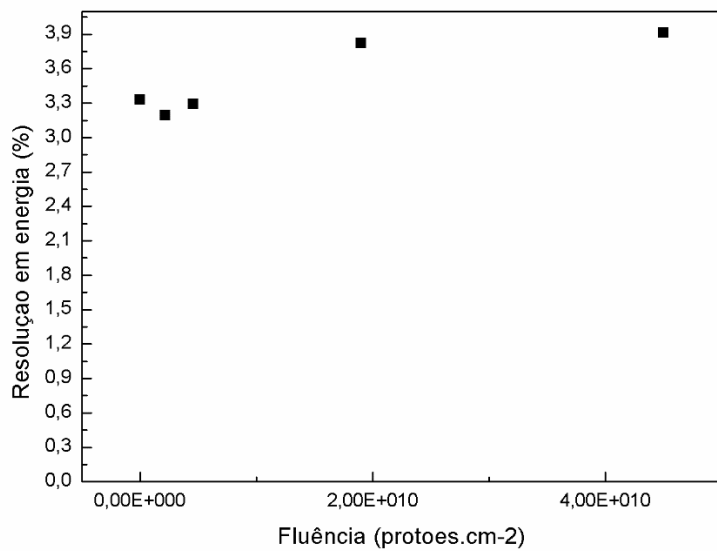


Figura 4.48 – Valores da resolução em energia do detector de CdTe para o fotopico de 511 keV dos espectros da fonte de  $^{22}\text{Na}$ , adquiridos para as várias irradiações com as diferentes fluências acumuladas de prótons com 14 MeV.

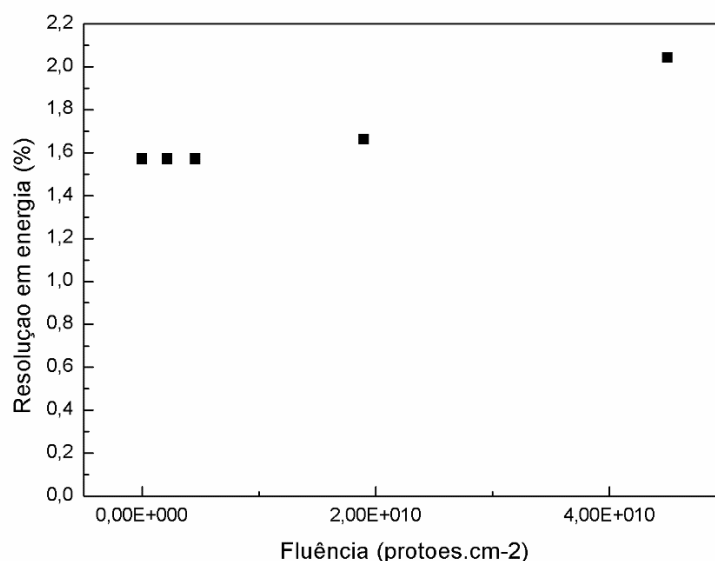


Figura 4.49 – Valores da resolução em energia do detector de CdTe para o fotopico de 1275 keV dos espectros da fonte de  $^{22}\text{Na}$ , adquiridos para as várias irradiações com as diferentes fluências acumuladas de prótons com 14 MeV.

Através da análise dos gráficos da figura 4.47 a 4.49, e das tabelas de resultados pode-se observar que enquanto a fluência acumulada de prótons sobre o detector permanecer inferior a  $4.59 \times 10^{10} \text{ prótons cm}^{-2}$  correspondente a  $\sim 1.4$  anos de acumulação de prótons numa órbita espacial não é visível a introdução de danos significativos na estrutura do detector.

Para o fotopico de 122 keV do espectro da fonte radioativa de  $^{57}\text{Co}$  verifica-se uma degradação da resolução em energia de 3% para uma irradiação com uma fluência de  $1.90 \times 10^{10} \text{ prótons cm}^{-2}$  correspondente a  $\sim 6$  anos de acumulação de prótons para um satélite numa órbita LEO com os parâmetro anteriormente definidos e verifica-se também uma degradação da resolução em energia de 5% no caso de uma fluência de  $4.50 \times 10^{10} \text{ prótons cm}^{-2}$  correspondente a uma fluência acumulada de  $\sim 15$  anos.

Para os fotopicos de 511 e 1275 keV do espectro de  $^{22}\text{Na}$  observa-se uma degradação da resolução em energia de 0.6% e 0.5%.

Para uma fluência de prótons acumulada correspondente a  $\sim 6$  anos verifica-se uma pequena degradação na resolução em energia para energias de raios gama baixos, contudo analisando-se os espectros obtidos para uma fluência de prótons acumulada correspondente a  $\sim 15$  anos verifica-se a diminuição da relação do vale do pico bem como o aparecimento de dois novos picos indicando um aumento progressivo da captura de portadores de carga à com o aumento da exposição [32], esta degradação no transporte de carga pode ser causada pela perda de acumulação de portadores de carga nos elétrodos pois estes são facilmente capturados provocando uma recombinação. De igual forma verifica-se um desvio da posição do pico para uma fluência de prótons acumulada correspondente a  $\sim 6$  anos nos fotopicos com energias superiores a 511 keV causada pela perda de acumulação de portadores de carga nos elétrodos devido a danos a estrutura cristalina do detector.

# CONCLUSÃO

Com este trabalho desenvolvido com o intuito de aprofundar o conhecimento dos efeitos do ambiente radioativo orbital num plano de deteção de CdTe, irradiou-se com sucesso um detetor semiconductor de CdTe com um feixe de protões com uma energia de cerca de 14 MeV produzido no acelerador de ciclotrão do ICNAS.

A atividade experimental permitiu analisar quantitativamente a atividade produzida no CdTe induzida pela irradiação de protões, tendo sido obtidos resultados em geral de acordo com as estimativas para a produção de nuclídeos radioativos. Através das estimativas realizadas conclui-se que a ativação do CdTe induzida pela incidência de protões presentes numa órbita baixa (LEO) com uma energia de 14 MeV é relativamente baixo e sendo a actividade mais significativa produzida apenas por nuclídeos com um tempo de vida curto, tornando o CdTe um material com aplicabilidade para o uso na instrumentação para a observação espacial.

Este trabalho possibilitou também a identificação nuclídeos produzidos pela ativação de forma a possibilitar a remoção das linhas de emissão dos nuclídeos do espectro obtido numa órbita baixa (LEO).

Outro objetivo presente nesta atividade experimental tinha em vista o estudo das prestações operacionais de um detetor semiconductor de CdTe, podendo-se concluir pelos resultados obtidos que o CdTe possui uma boa resistência à irradiação de partículas carregadas como protões. Através das estimativas realizadas pode-se concluir que para uma dose acumulada de protões incidentes no CdTe correspondente a 15 anos de voo numa órbita baixa (LEO) induz uma degradação de 5% na resolução em energia para uma energia de 122 keV devido ao aparecimento de níveis com zonas de captura de portadores de carga com a exposição a dose de irradiação de protões. No entanto para doses acumuladas inferiores à acumulação durante 15 anos em órbita, não foi visível a introdução de danos significativos na estrutura do detetor para os fotopicos de energia igual ou superior a 511 keV.

Para futuros estudos poderá ser aprofundado o conhecimento dos efeitos do ambiente radioativo orbital irradiando-se o detetor CdTe com protões com um intervalo de energias em de se irradiar apenas com protões monoenergéticos. Podendo-se assim estudar o efeito da degradação de um espectro de energias.

## BIBLIOGRAFIA

- [1] – Khalil, M., “Study of stripped Spectro-Imaging Detectors for a Future Space MeV Telescope”, Tese de Doutorado da *l'Université Paris Diderot* (2014)
- [2] – Pinto, M., “ CdTe Matrix Polarimetric Analysis with a Crystal Polarizer”, Tese de Mestrado da Universidade de Coimbra (2014)
- [3] – Caraveo, P., “Gamma-ray Pulsar Revolution”, Annual Review of Astronomy and Astrophysics vol. 52 (2014), arXiv:1312.2913 [astro-ph.HE].
- [4] – Gehrels, N. and Razzaque, S., Gamma Ray Bursts in the Swift-Fermi Era, Frontiers of Physics on High Energy Astrophysics, eds. Zhang, B. and Meszaros, P. (2013), arXiv:1301.0840.
- [5] – [ESA] [http://www.esa.int/Our\\_Activities/Space\\_Science/What\\_are\\_solar\\_flares](http://www.esa.int/Our_Activities/Space_Science/What_are_solar_flares) (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)
- [6] – Lei, F., Dean, A.J, and Hills, G.L., “Compton Polarimetry in Gamma-Ray Astronomy”, Space Science Reviews, vol. 82, 309-388 (1997)
- [7] – [ESA] <http://sci.esa.int/cosmic-vision/46510-cosmic-vision/> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)
- [8] – [ESA] <http://sci.esa.int/cosmic-vision/38646-cosmic-vision-2015-2025-planets-and-life/> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)
- [9] – [ESA] <http://sci.esa.int/cosmic-vision/38656-cosmic-vision-2015-2025-the-solar-system/> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)
- [10] – [ESA] <http://sci.esa.int/cosmic-vision/38657-cosmic-vision-2015-2025-fundamental-laws/> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)
- [11] – [ESA] <http://sci.esa.int/cosmic-vision/38658-cosmic-vision-2015-2025-the-universe/> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)

[12] – [ESA] [http://www.esa.int/SPECIALS/Eduspace\\_PT/SEMSX965P1G\\_0.html](http://www.esa.int/SPECIALS/Eduspace_PT/SEMSX965P1G_0.html) (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)

[13] – Howard D. Curtis, “Orbital Mechanics For Engineering Students” (1ª edição), Elsevier Butterworth-Heinemann, 2005

[14] – [NASA] <http://earthobservatory.nasa.gov/Features/OrbitsCatalog/> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)

[15] – Meuris, A., “Étude et optimization du plan de detection de haute énergie en Cd(Zn)Te de la mission spatiale d’astronomie X et gamma Simbol-X, Tese de Doutorado da ED 517 e Ferrara University Doctoral Program in Physics (2009)

[16] – Campana, R. et al, “The radiation environment in a low earth orbit: the case of *BeppoSAX*”, Springer Science (2014)

[17] – Kiener, J. et al, “Orbit selection – activation of gamma-ray detectors on various orbits”, AstroMeV M4 proposal, versão 1 (2014)

[18] – Iwahashi et al., “Heavy Ion and Proton Irradiation of Gas Electron Multipliers With Liquid Crystal Polymer Insulator: Evaluation Tests for Use in Space”, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 58, NO. 5, (2011)

[19] – Knoll, G., “Radiation Detector and Measurement” (4ª edição), John Wiley & sons, 2010

[20] – [TRAD/Omere] <http://www.trad.fr/OMERE-14> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)

[21] – [OriginPro] <http://www.originlab.com/> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)

[22] – Leo, W.R., “Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment” (2ª edição), Springer-Verlag, 1994

[23] – Blatt, J.M., Weisskopf, V.F., “Theoretical Nuclear Physics”, John Wiley & sons, (1952)

[24] – Ghithan, S.H.M., “Development of a PET Cyclotron Based Irradiation Setup for Proton Radiobiology”, Tese de Doutorado da Universidade de Coimbra (2014)

[25] – Campos, J., “Optimization of the focal plane for the Gamma-Ray Imager mission”, Tese de Mestrado da Universidade de Coimbra (2010)

[26] – Curado da Silva, R.M., et al., “Cipher: A polarimeter telescope concept for hard x-ray astronomy”, *Exp. Astron.*, vol. 15, 45-65 (2003)

[27] – Caroli, E., et al., “Polarisation measurements with a CdTe pixel array detector for Laue hard X-ray focusing telescopes”, *Exp. Astron.*, vol. 20, (2005)

[28] – Nishizawa, N. et al., “Improvement of the Spectral Response in Large CdTe Detectors Operating at Low Bias Voltage”, *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*, VOL. 49, NO. 4, (2002)

[29] – Owens, A. Peacock, A., “Compound semiconductor radiation detectors”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, Vol 531, Páginas 18-37, 2004

[30] – [National Nuclear Data Center] <http://www.nndc.bnl.gov/> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)

[31] – [James Ziegler - SRIM & TRIM] <http://www.srim.org/> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)

[32] – Zanarini, M., et al., “Radiation damage induced by 2 MeV protons in CdTe and CdZnTe semiconductor detectors”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, Vol 213, Páginas 315-320, 2004

[33] – Kirsch, M.G.F. et. al., “Crab: the standard X-ray candle with all (modern) X-ray satellites”, *Proc. SPIE 5898, UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XIV*, 589803 2005, arXiv:astro-ph/0508235

[34] – Zoglauer, A. et al., “Status of Instrumental Background Simulations for Gamma-ray Telescopes with Geant4”, *Nuclear Science Symposium Conference Record*, 2008. NSS '08. IEEE, páginas 2859 – 2864, DOI: 10.1109/NSSMIC.2008.4774966



[35] – Tárkányi, F. et al., “Activation cross-sections on cadmium: Proton induced nuclear reactions up to 80 MeV”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B, Vol 245, Páginas 376-394, 2006

[36] – Király, B. et al., “Excitation functions of proton induced nuclear reactions on natural tellurium up to 18 MeV for validation of isotopic cross sections”, Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, Vol. 270, Páginas 369-378, 2006

[37] – [ORTEC] <http://www.ortec-online.com/index.aspx> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)

[38] – [NIST] <http://www.nist.gov> (data do ultimo acesso: 28 de Setembro de 2015)

[39] – Murakami, M.M. et al., “Activation Properties of Schottky CdTe Diodes Irradiated by 150 MeV Protons”, IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE, VOL. 50, NO. 4, páginas 1013-1019 (2002)

[40] – Kenneth S. Krane, “Introductory Nuclear Physics”, John Wiley & sons, 1988

# ANEXO A

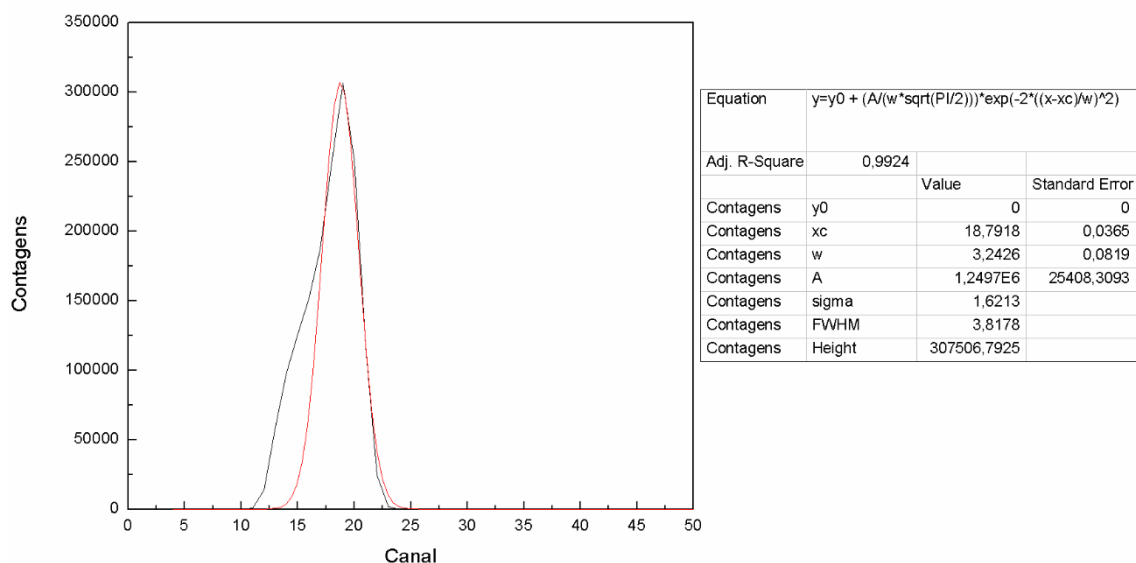


Figura A.1 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detector de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 50 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

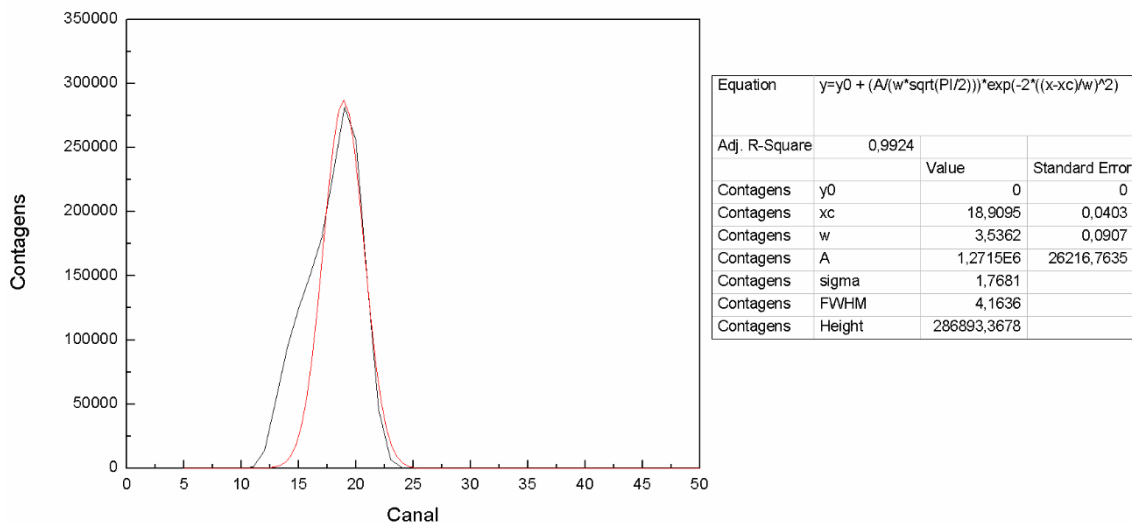


Figura A.2 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detector de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 100 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

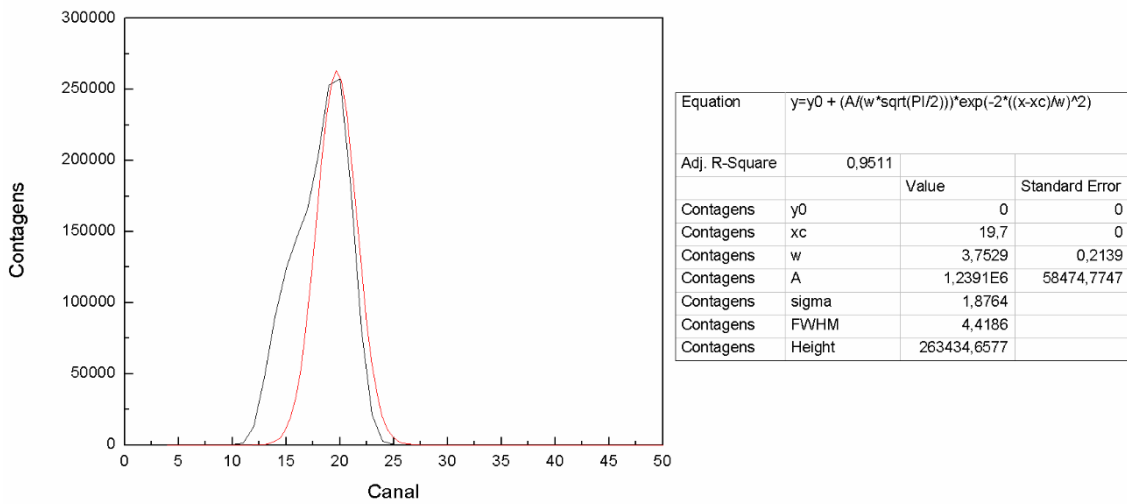


Figura A.3 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 150 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

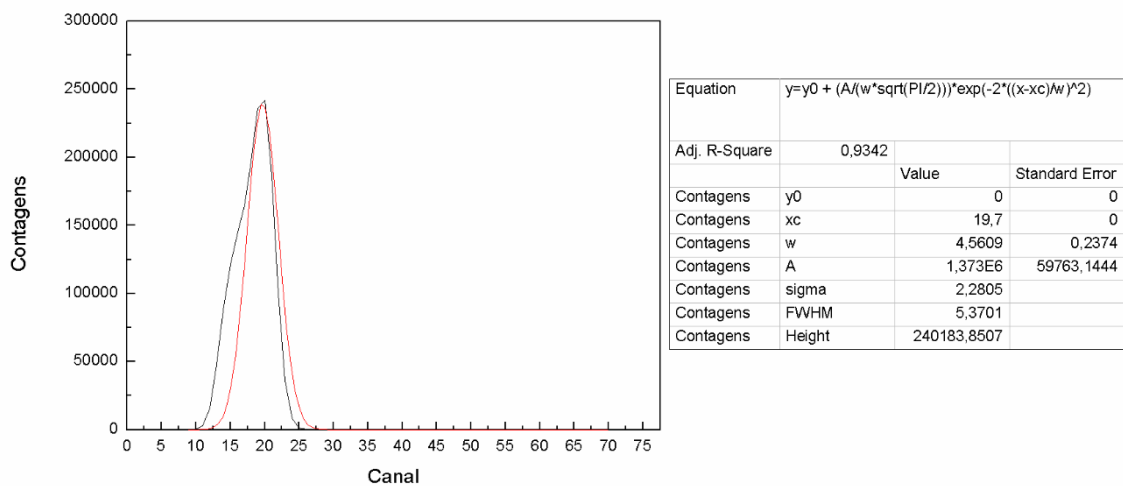


Figura A.4 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 200 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

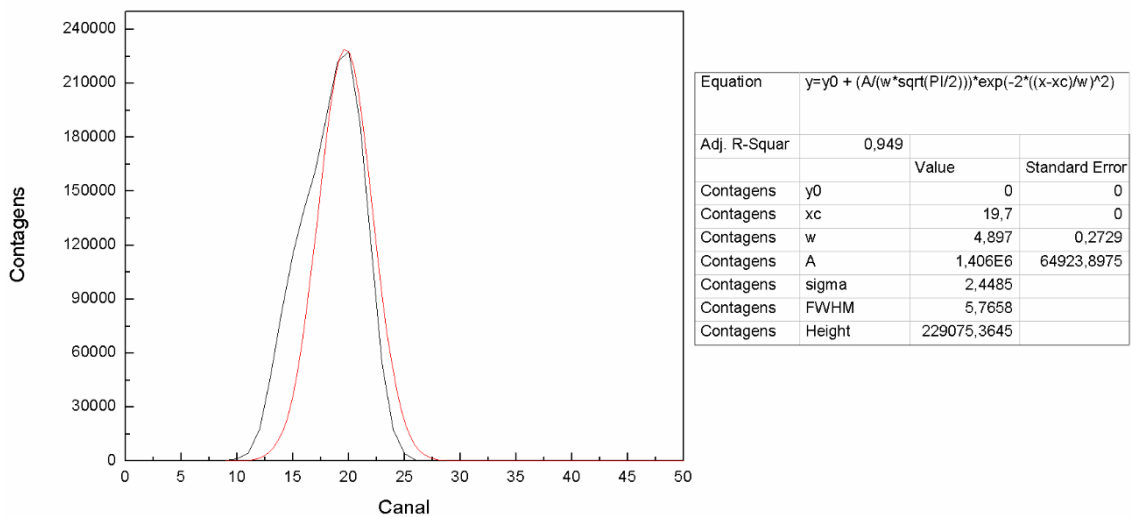


Figura A.5 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 250 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

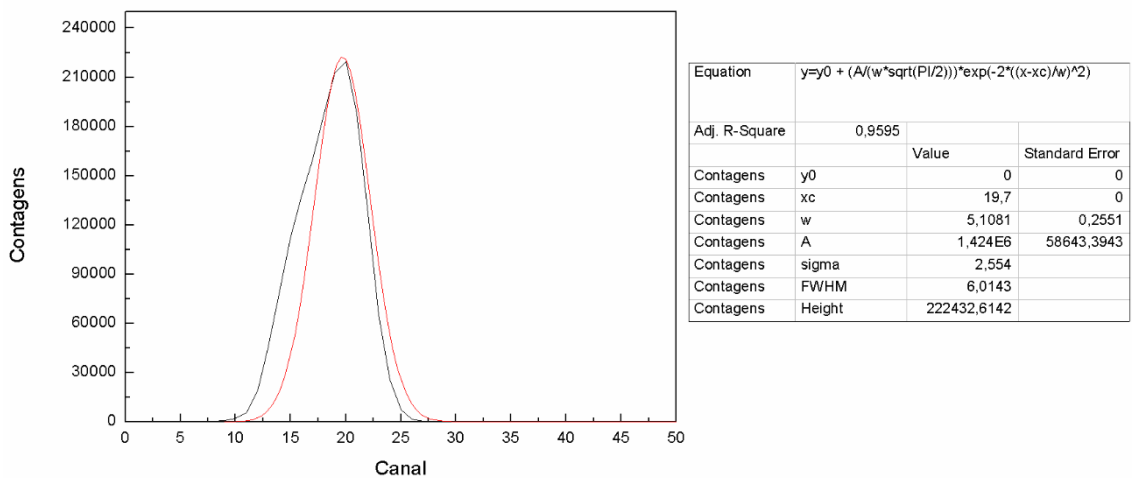


Figura A.6 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 300 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

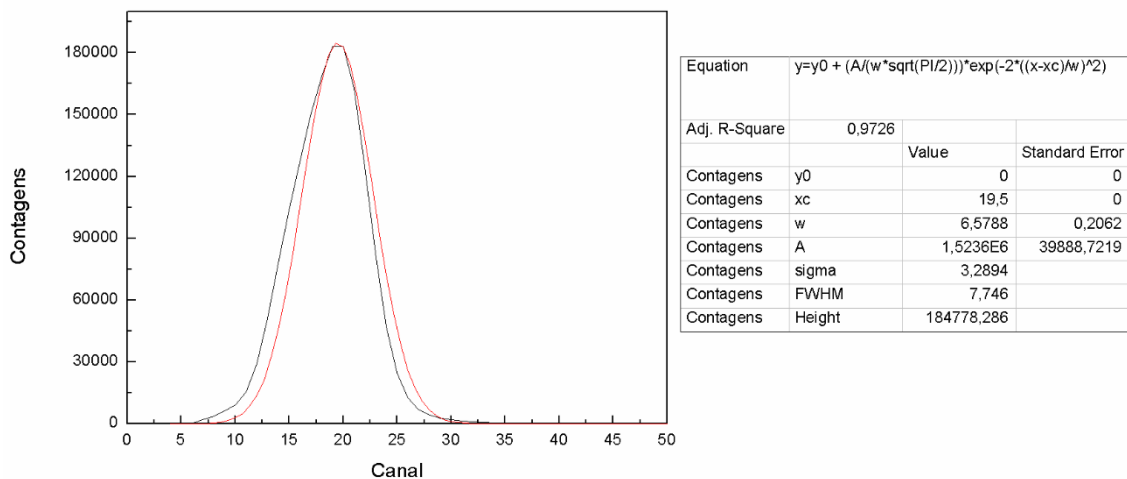


Figura A.7 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 350 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

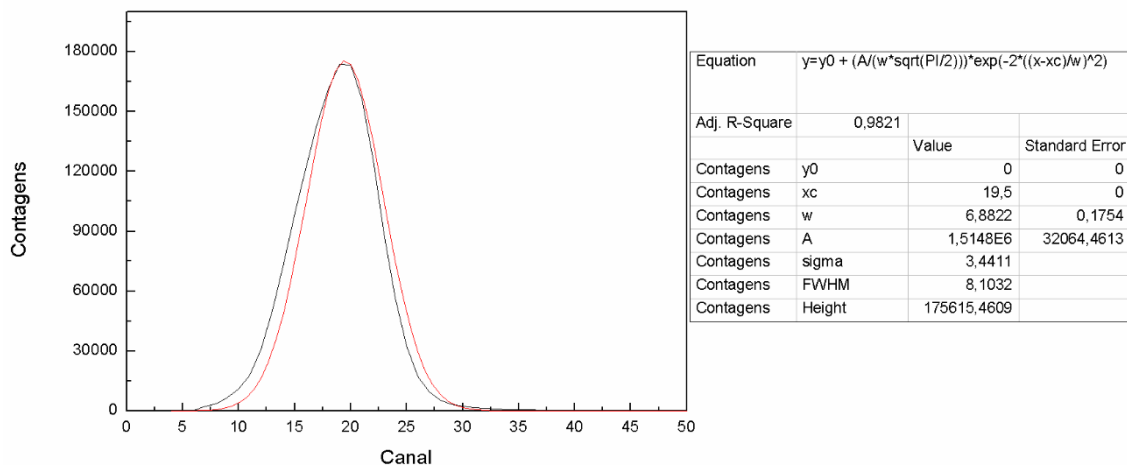


Figura A.8 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 400 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

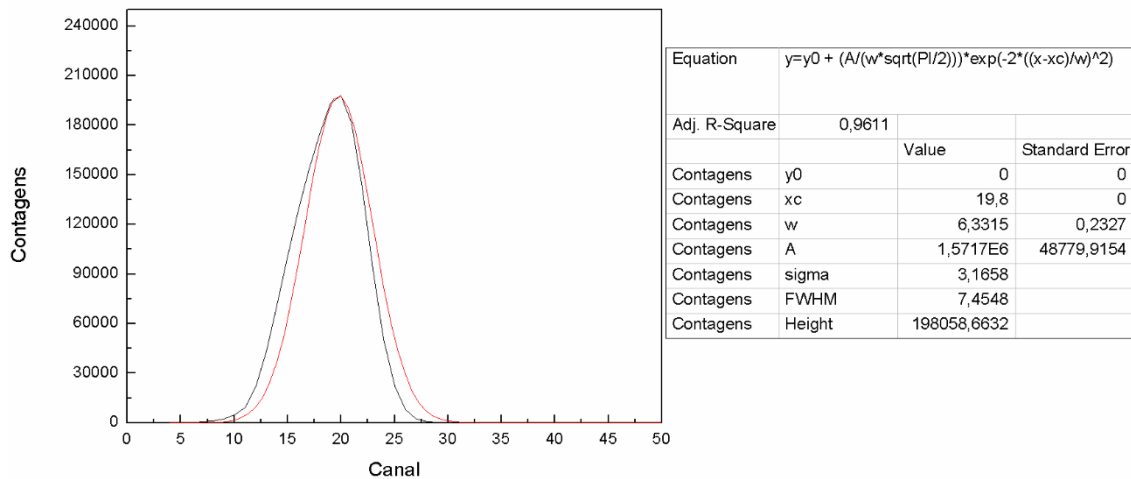


Figura A.9 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 450 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

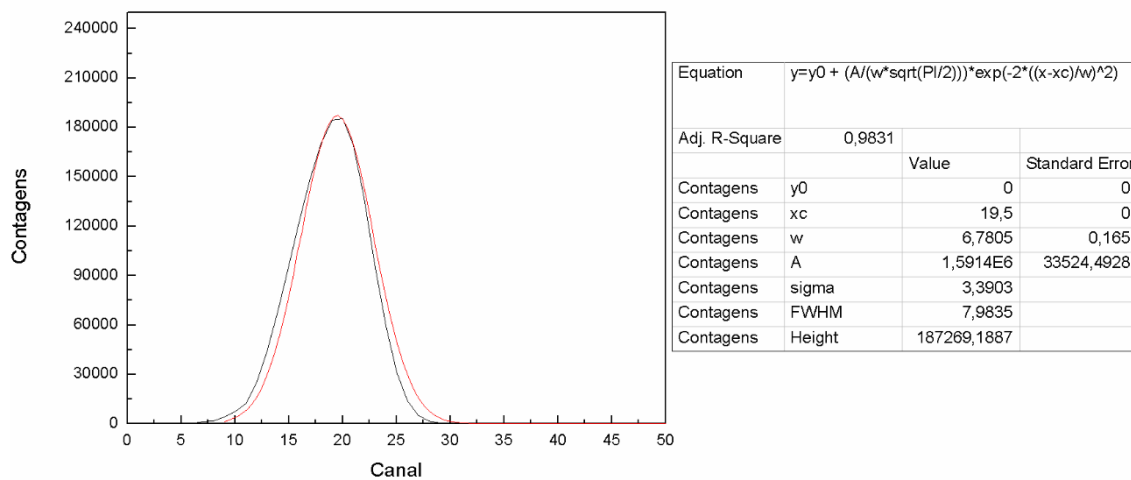


Figura A.10 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 500 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

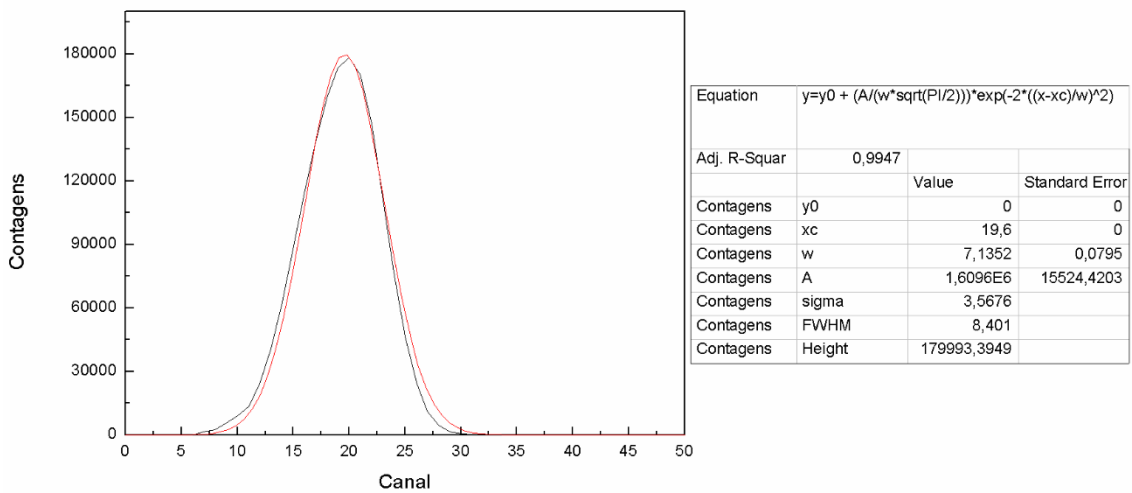


Figura A.11 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 550 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

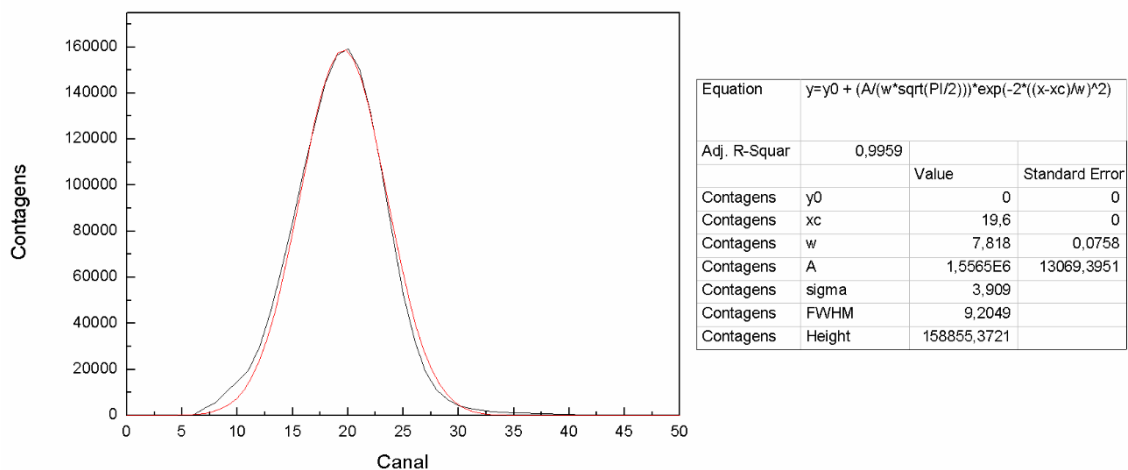


Figura A.12 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

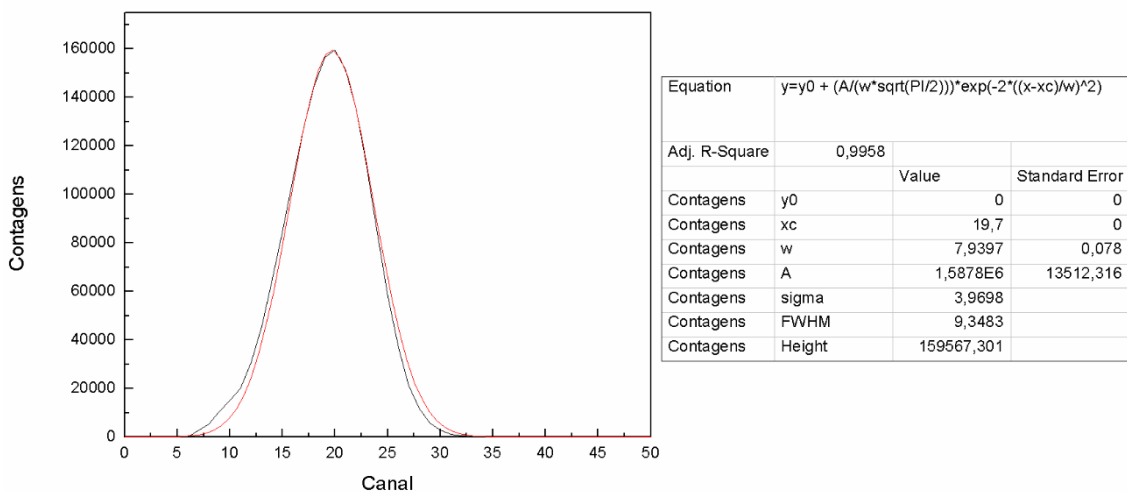


Figura A.13 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 650 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

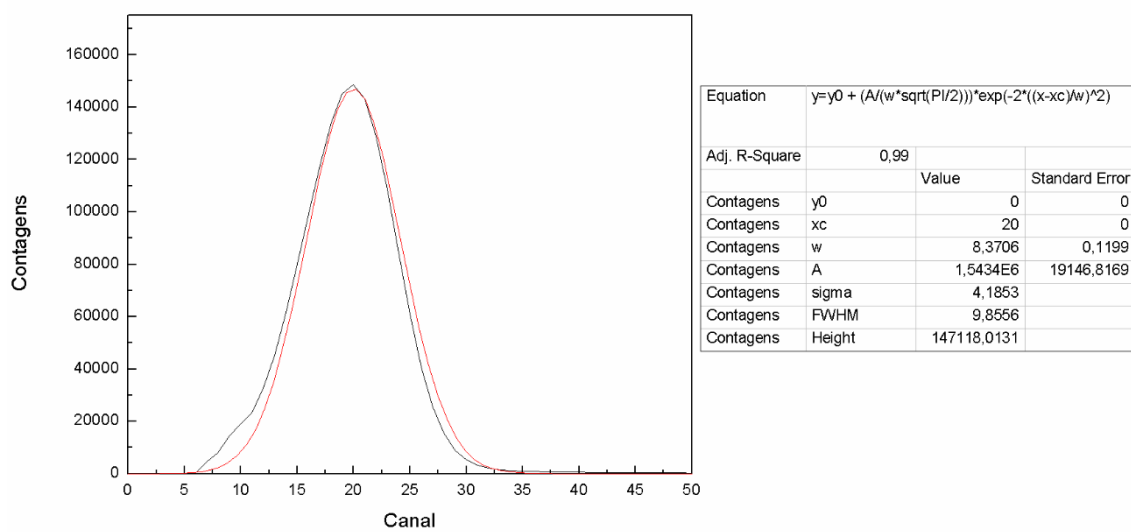


Figura A.14 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 700 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.



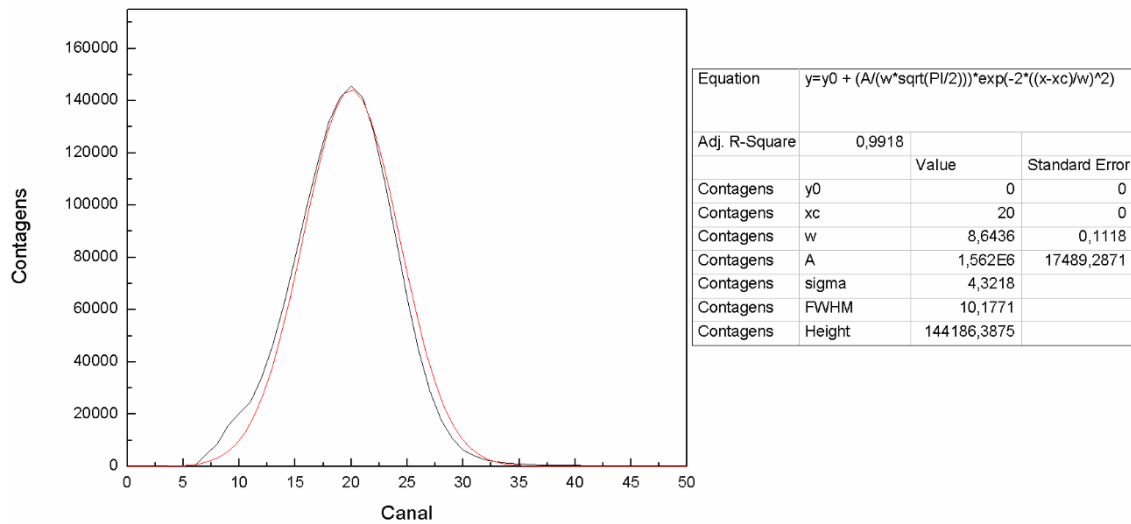


Figura A.15 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detector de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 750 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

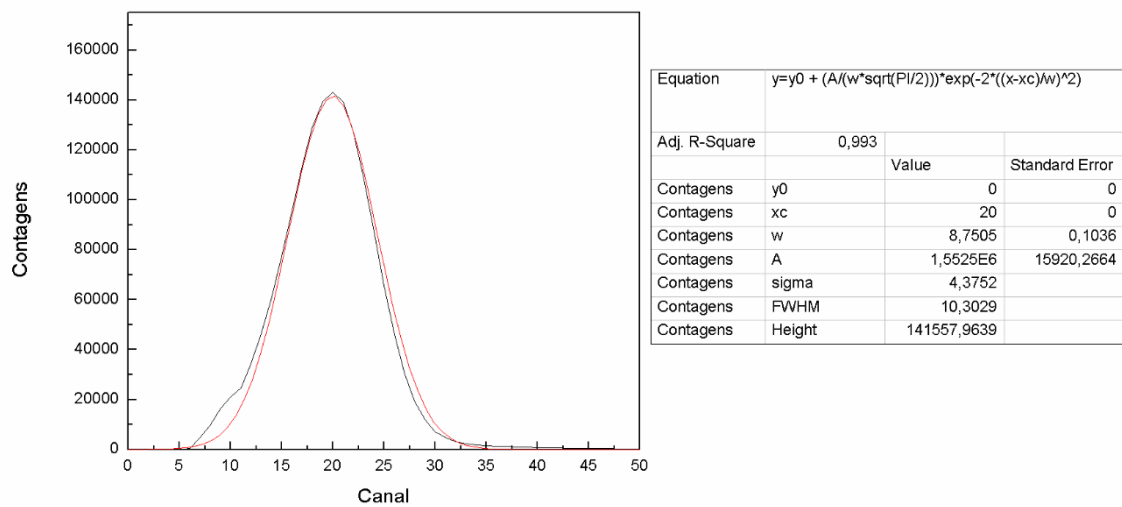


Figura A.16 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detector de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 800 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

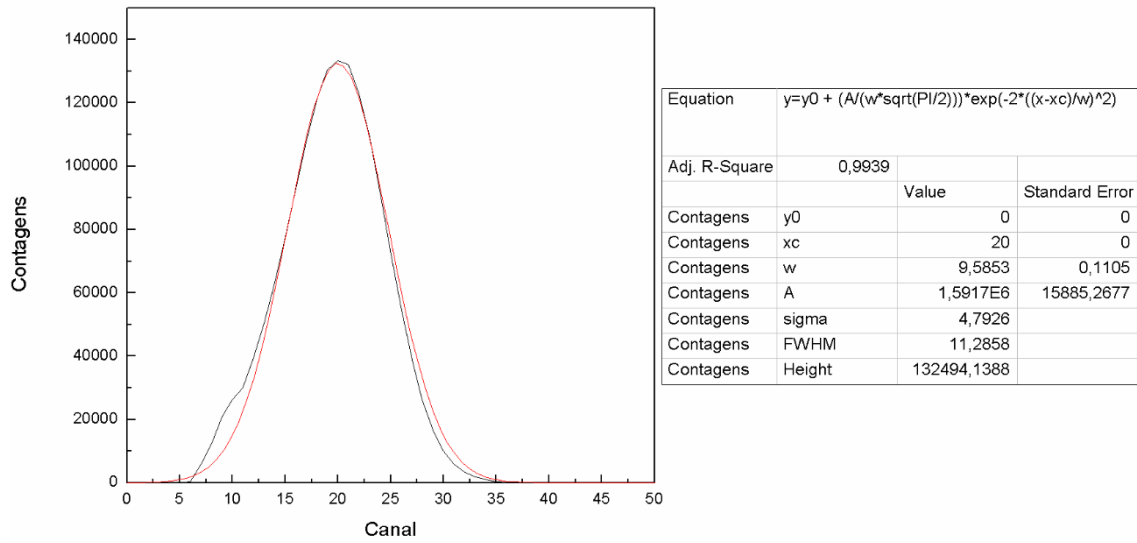


Figura A.17 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 850 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

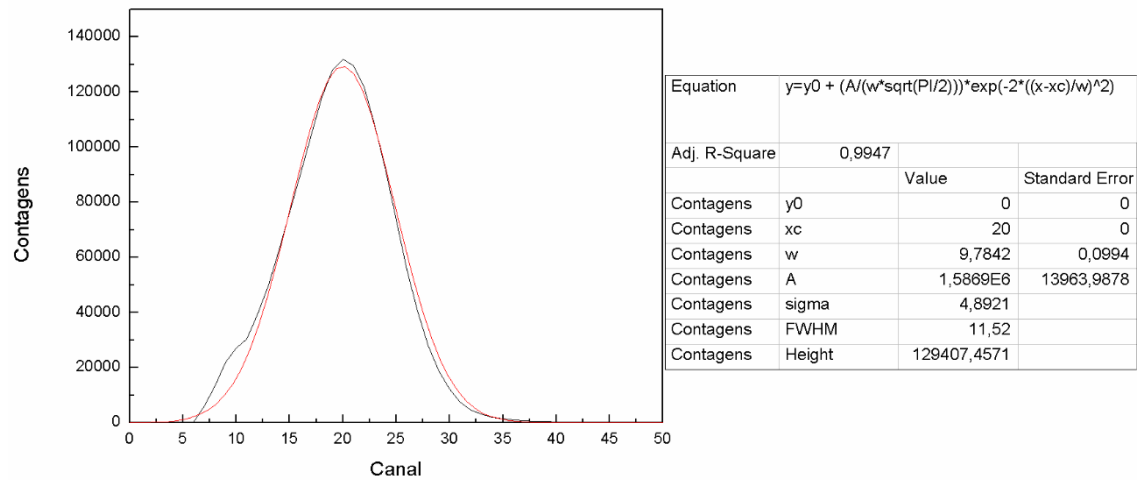


Figura A.18 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 900 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

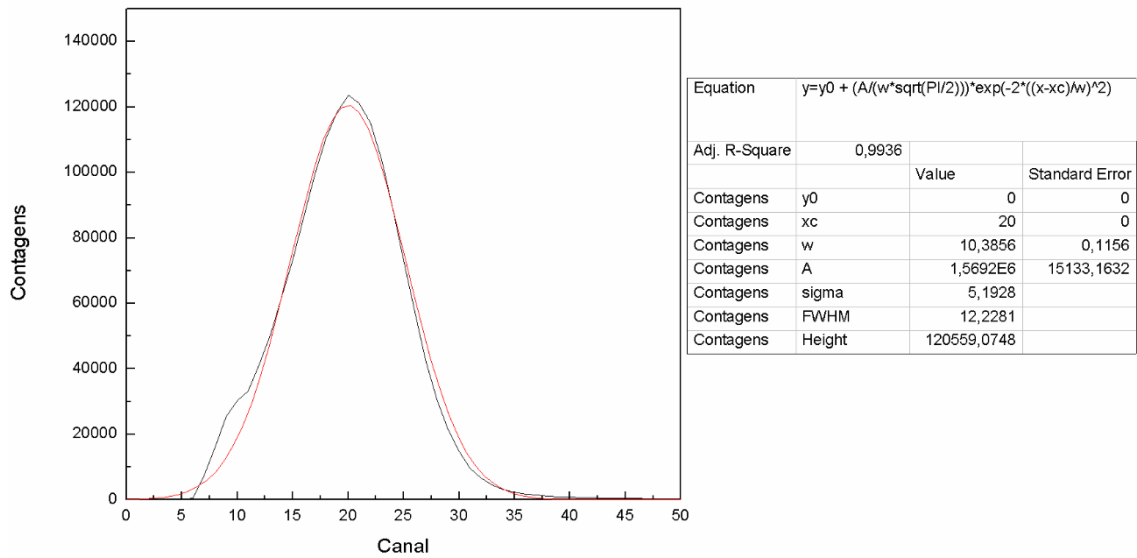


Figura A.19 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 950 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

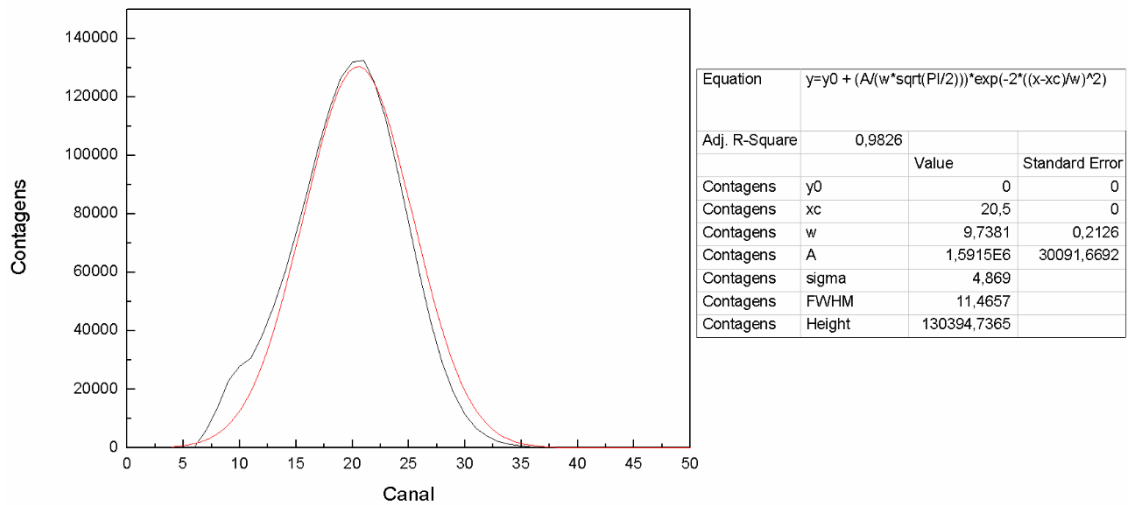


Figura A.20 – Espectro do ruído de fundo adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 1000 V com polarização invertida, na ausência de uma fonte de radiação. Para a aquisição do espectro ajustou-se o zero para o canal 20 através do *software* utilizado no analisador do multicanal.

## ANEXO B

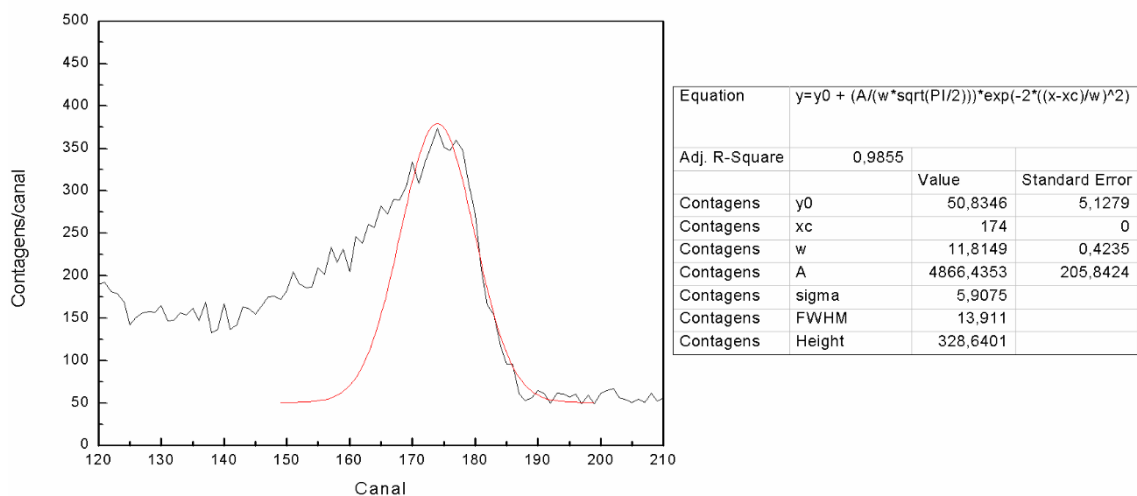


Figura B.1 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 50 V com polarização invertida.

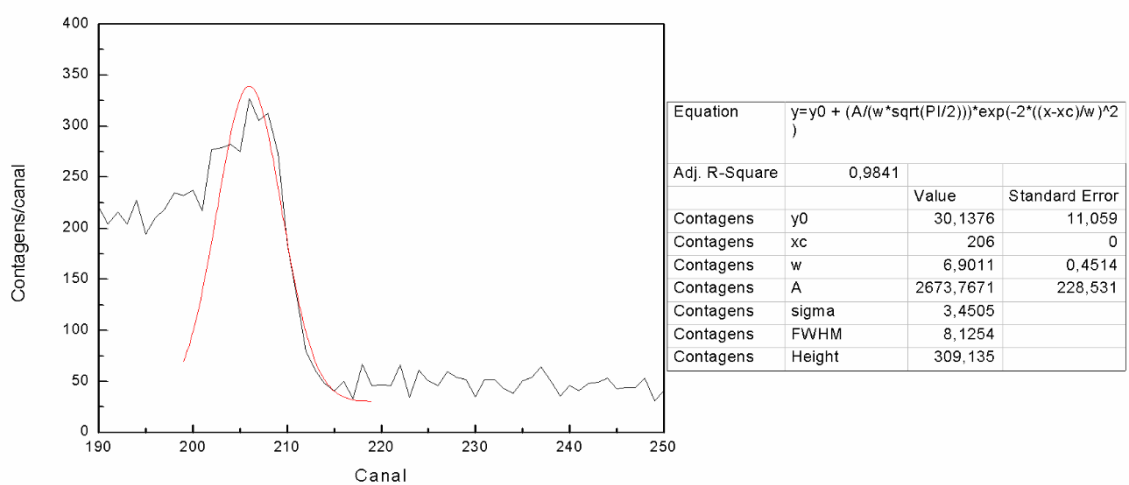


Figura B.2 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 100 V com polarização invertida.

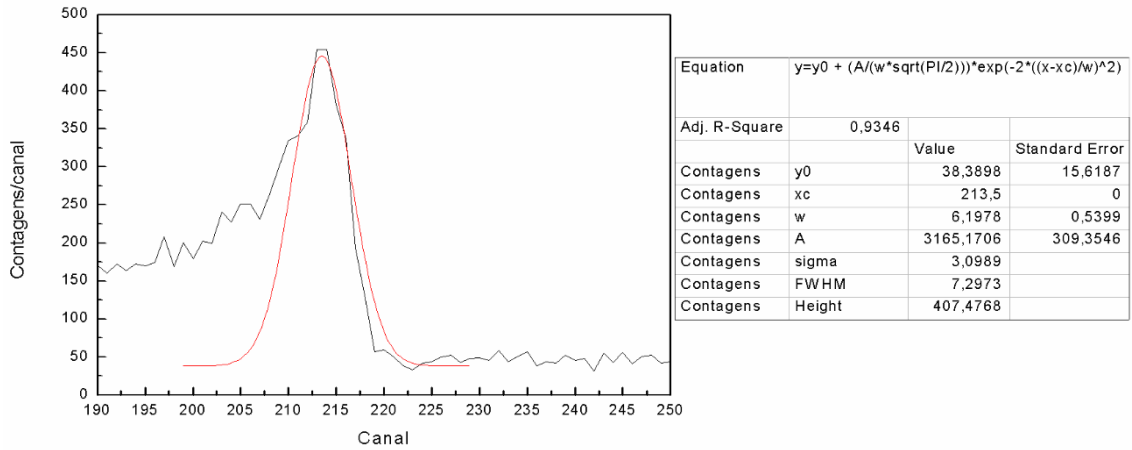


Figura B.3 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de <sup>22</sup>Na no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 150 V com polarização invertida.

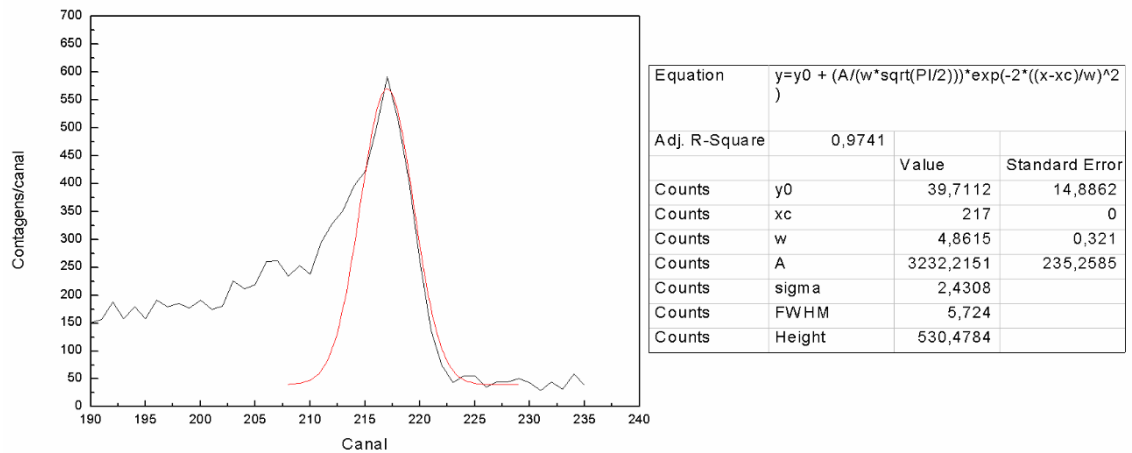


Figura B.4 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de <sup>22</sup>Na no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 200 V com polarização invertida.

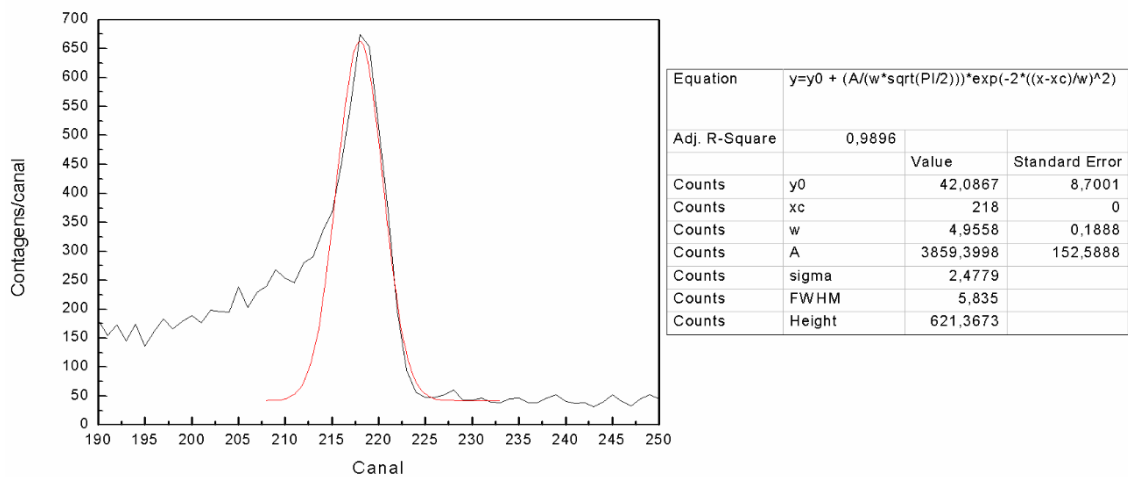


Figura B.5 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de <sup>22</sup>Na no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 250 V com polarização invertida.

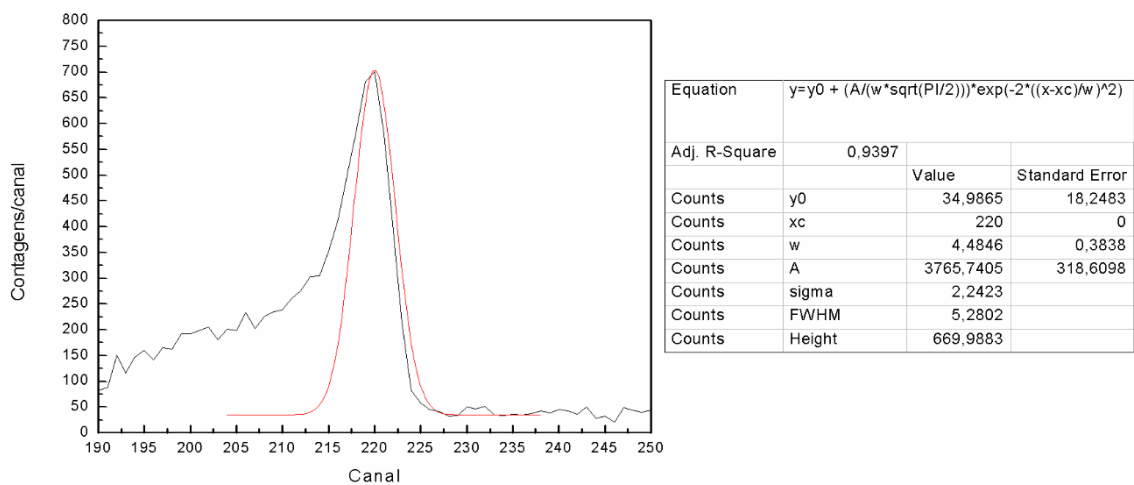


Figura B.6 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de <sup>22</sup>Na no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 300 V com polarização invertida.

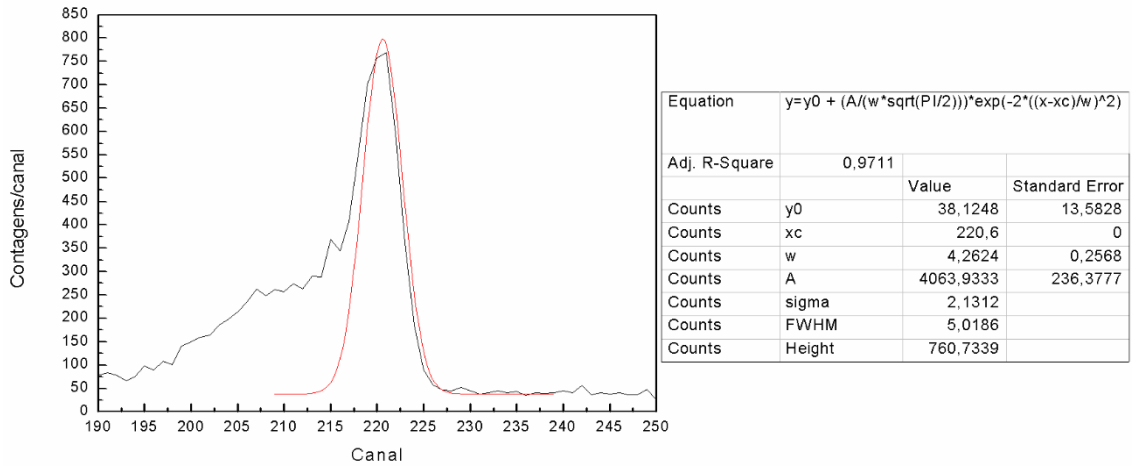


Figura B.7 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 350 V com polarização invertida.

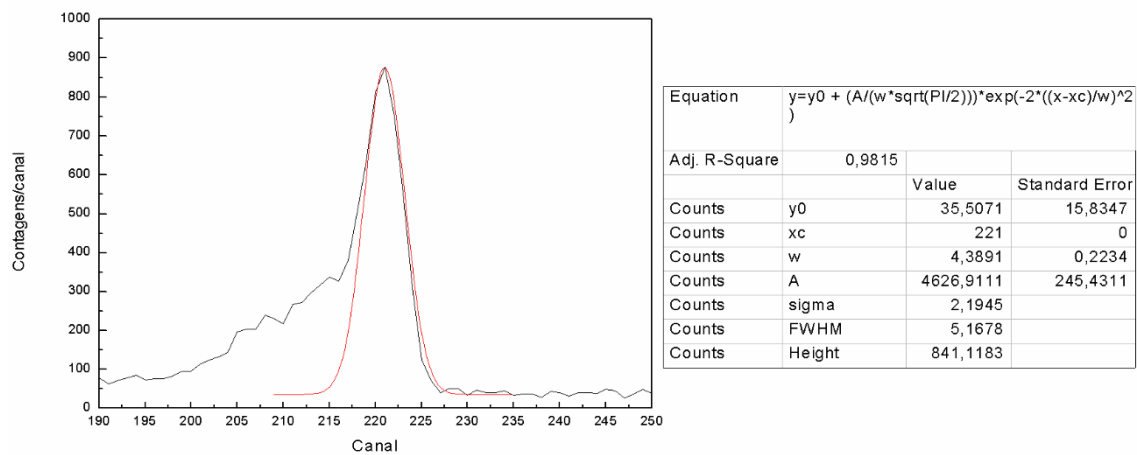


Figura B.8 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 400 V com polarização invertida.

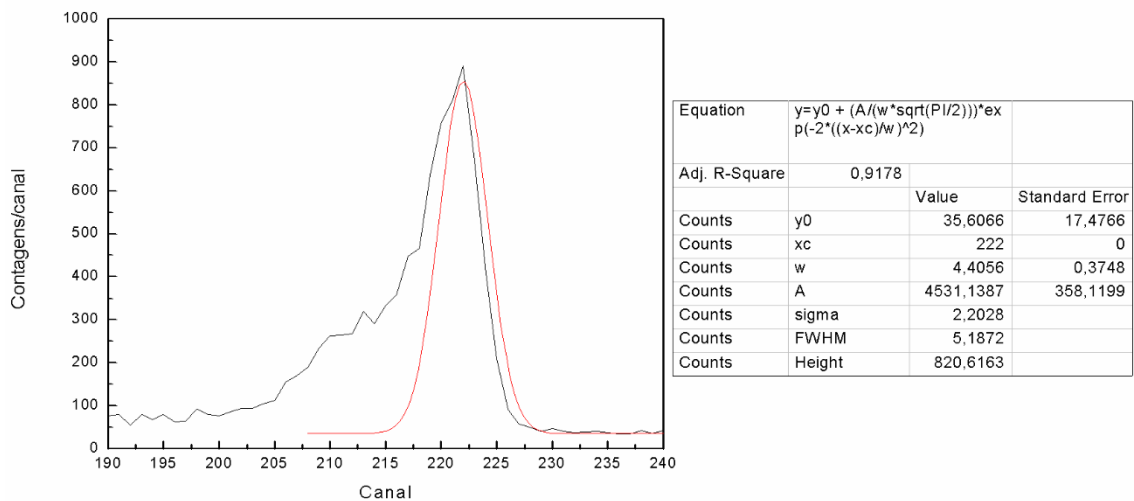


Figura B.9 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 450 V com polarização invertida.

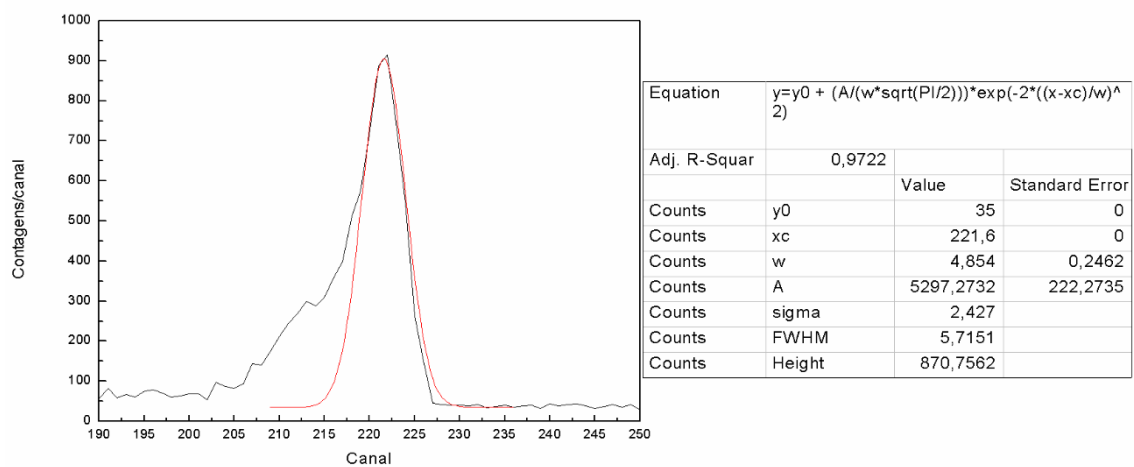


Figura B.10 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 500 V com polarização invertida.



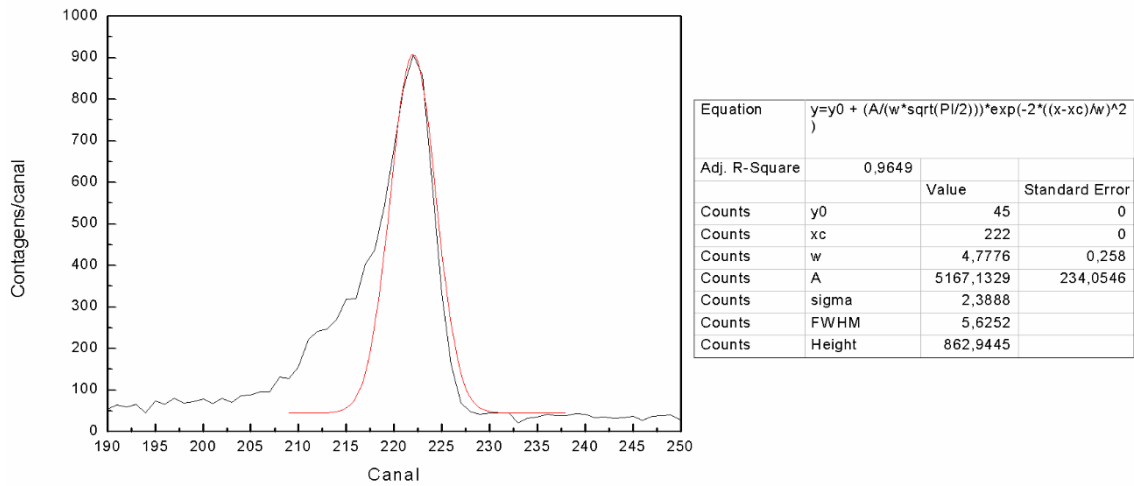


Figura B.11 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 550 V com polarização invertida.

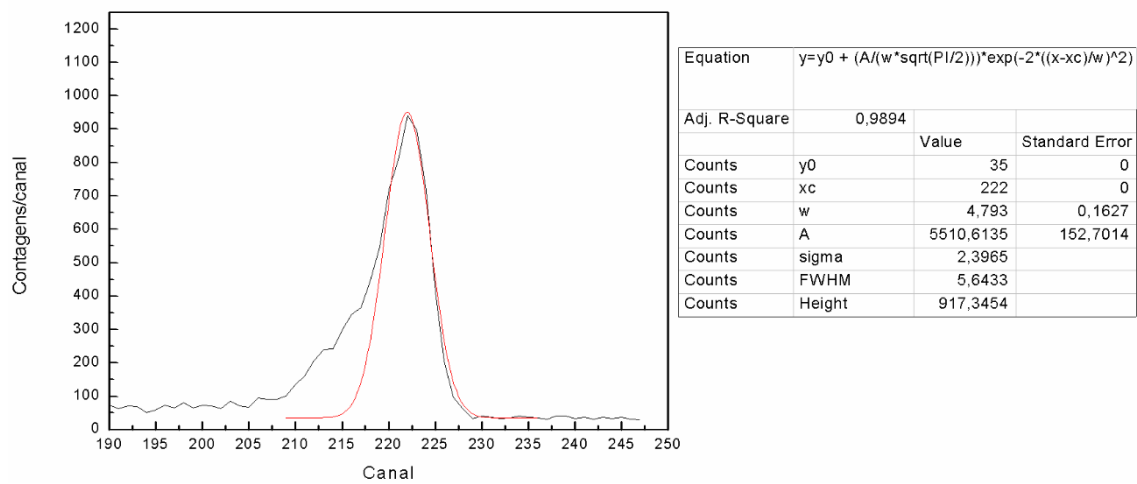


Figura B.12 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida.

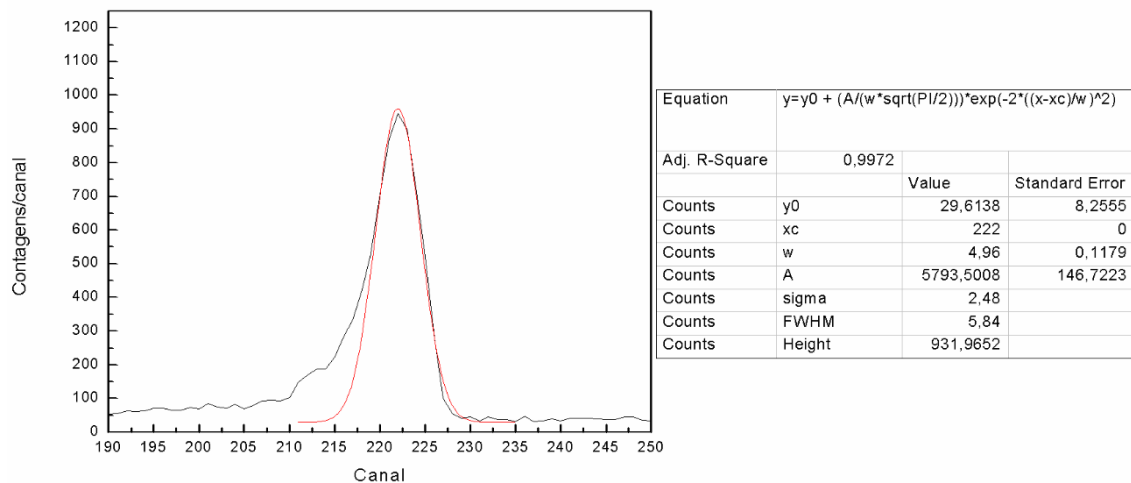


Figura B.13 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 650 V com polarização invertida.

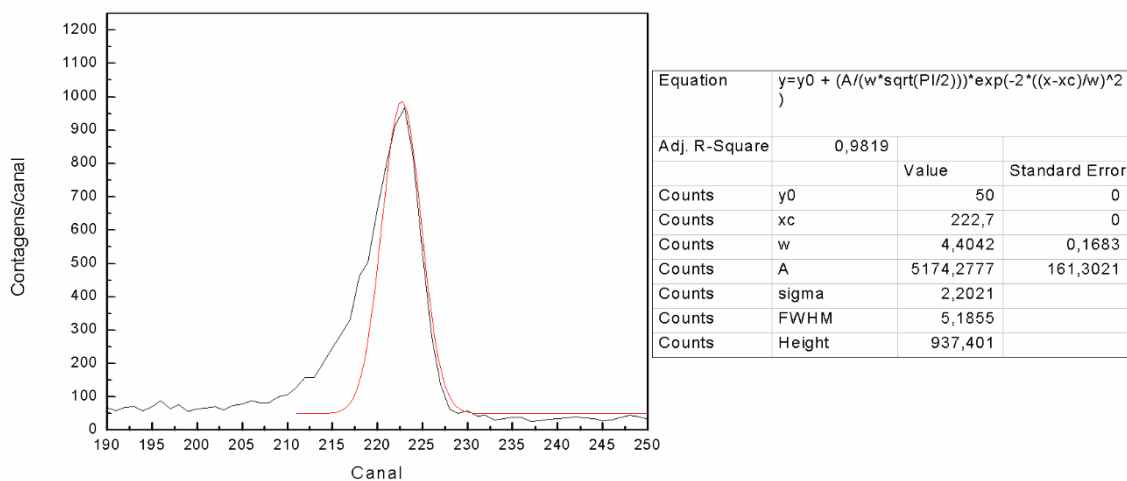


Figura B.14 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 700 V com polarização invertida.

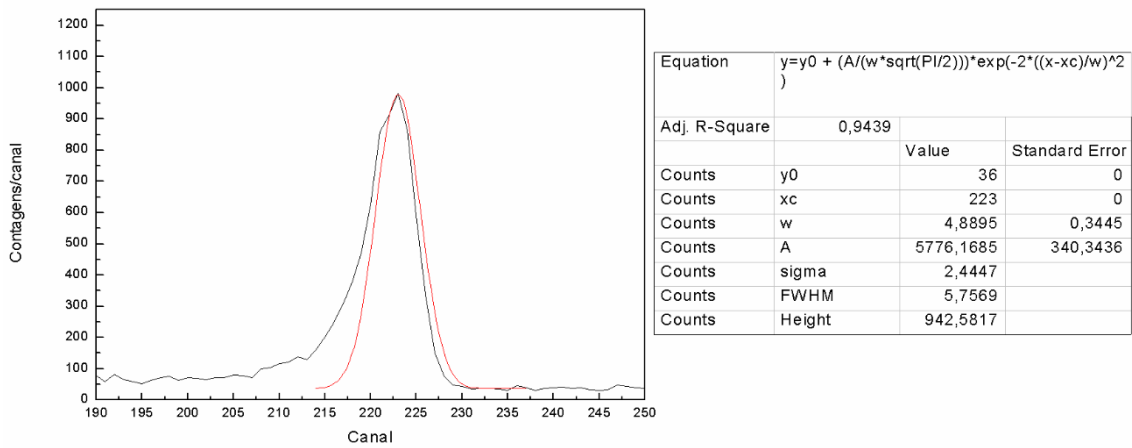


Figura B.15 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de <sup>22</sup>Na no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 750 V com polarização invertida.

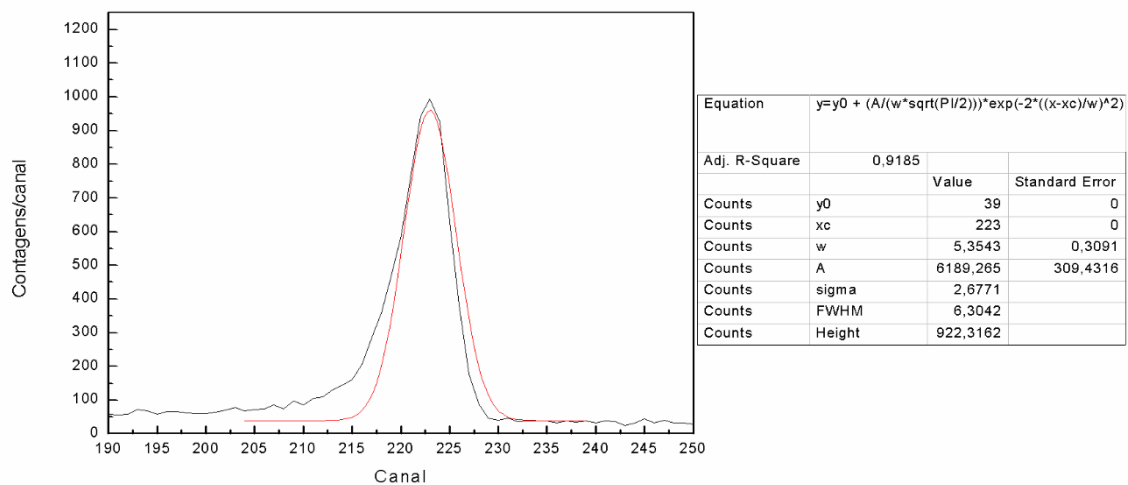


Figura B.16 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de <sup>22</sup>Na no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 800 V com polarização invertida.

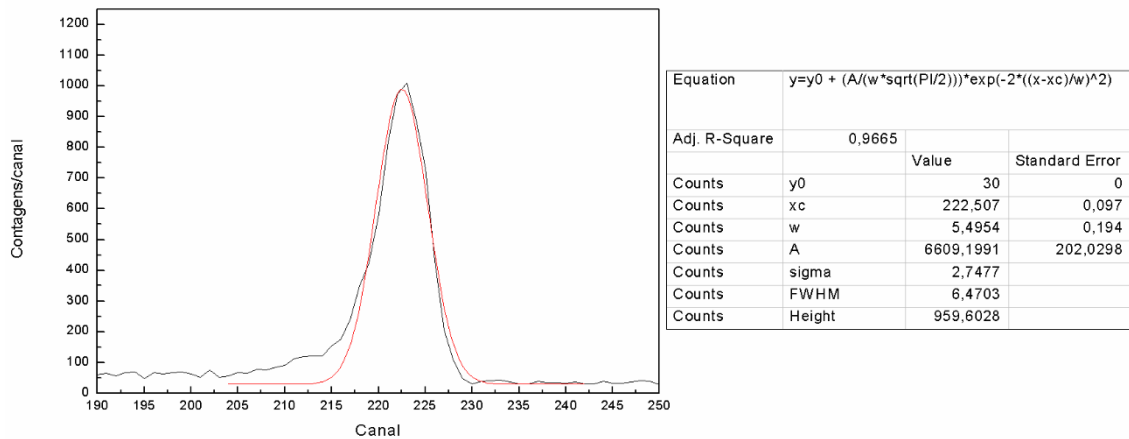


Figura B.17 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 850 V com polarização invertida.

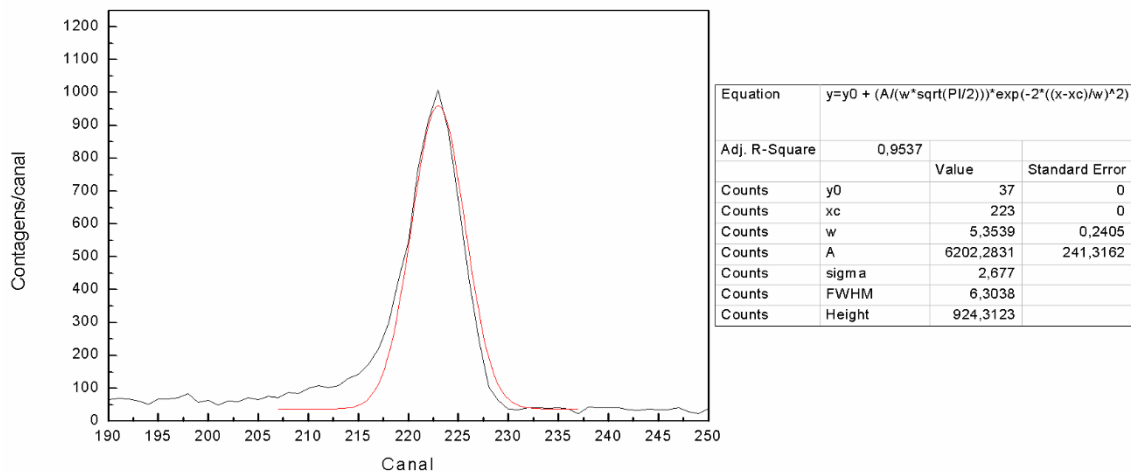


Figura B.18 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$  no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 900 V com polarização invertida.

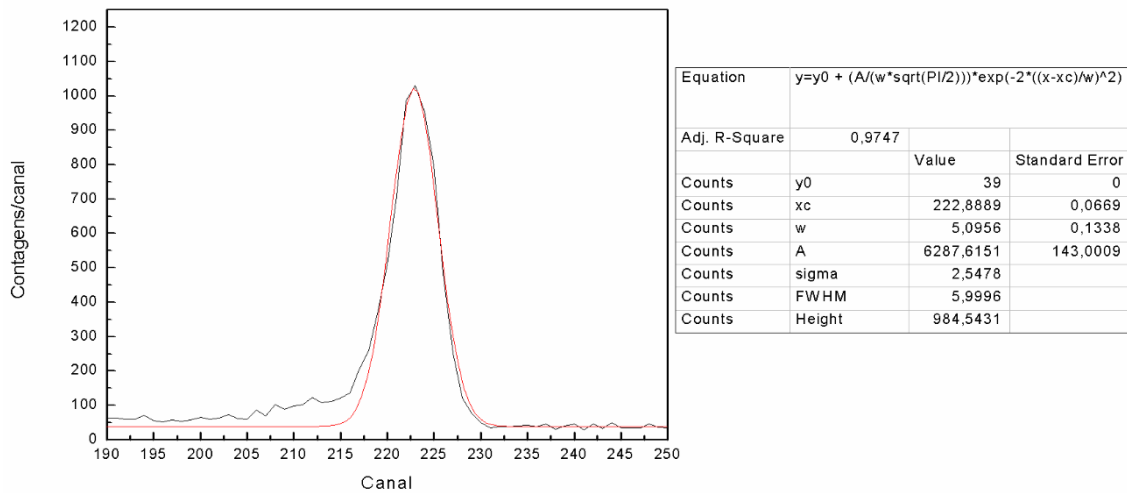


Figura B.19 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de <sup>22</sup>Na no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 950 V com polarização invertida.

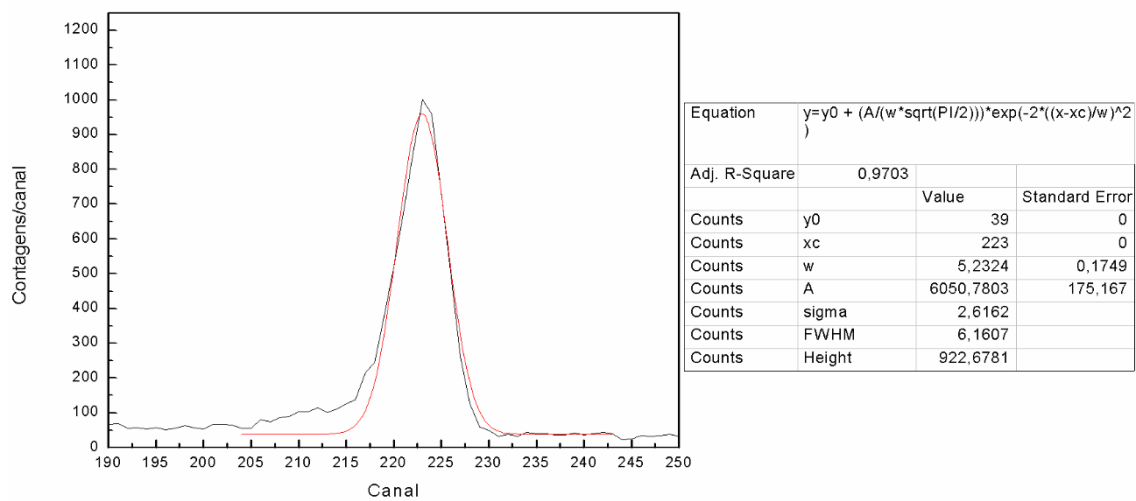


Figura B.2 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de <sup>22</sup>Na no qual foi realizado um ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi adquirido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 1000 V com polarização invertida.

## ANEXO C

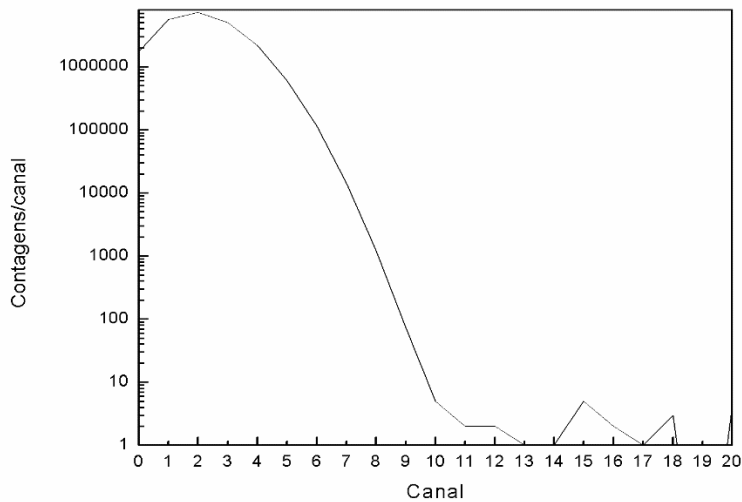


Figura C.1 – Espectro de fundo obtido através do detector CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

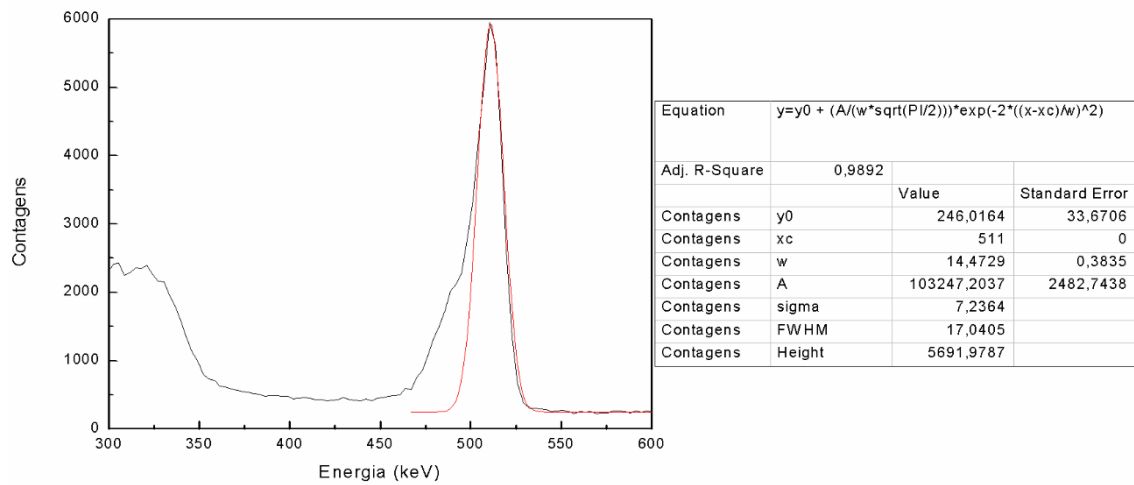


Figura C.2 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , antes de ser irradiado com um feixe de prótons e correspondente ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi obtido pelo detector de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

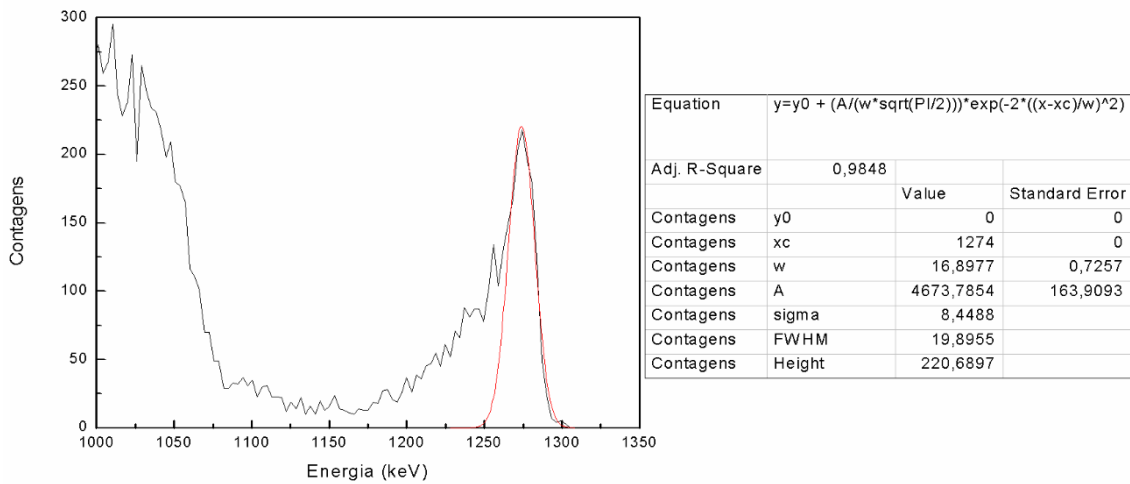


Figura C.3 – Pico correspondente a uma energia de 1275 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , antes de ser irradiado com um feixe de prótons e correspondente ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

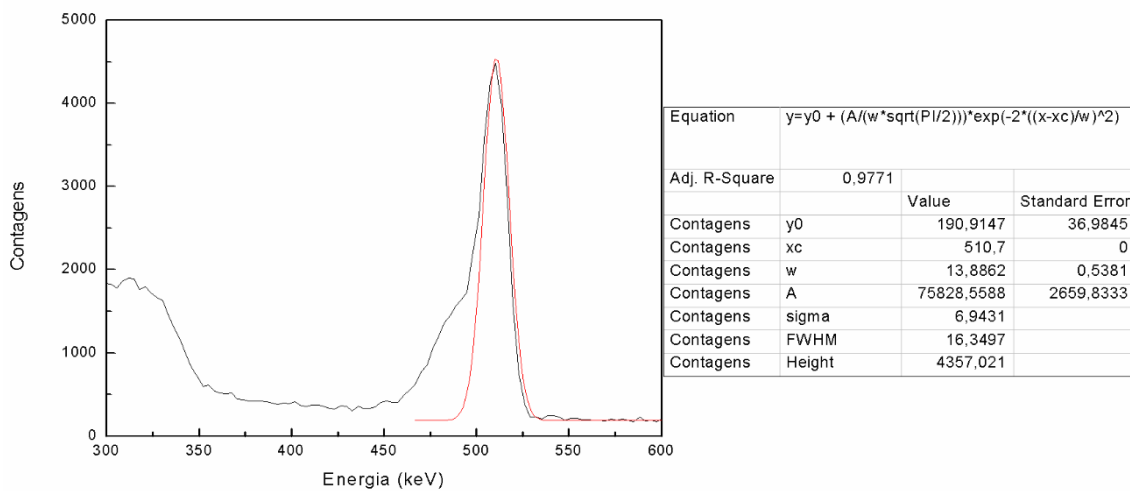


Figura C.4 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $2,16 \times 10^9$  *prótons*  $\text{cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

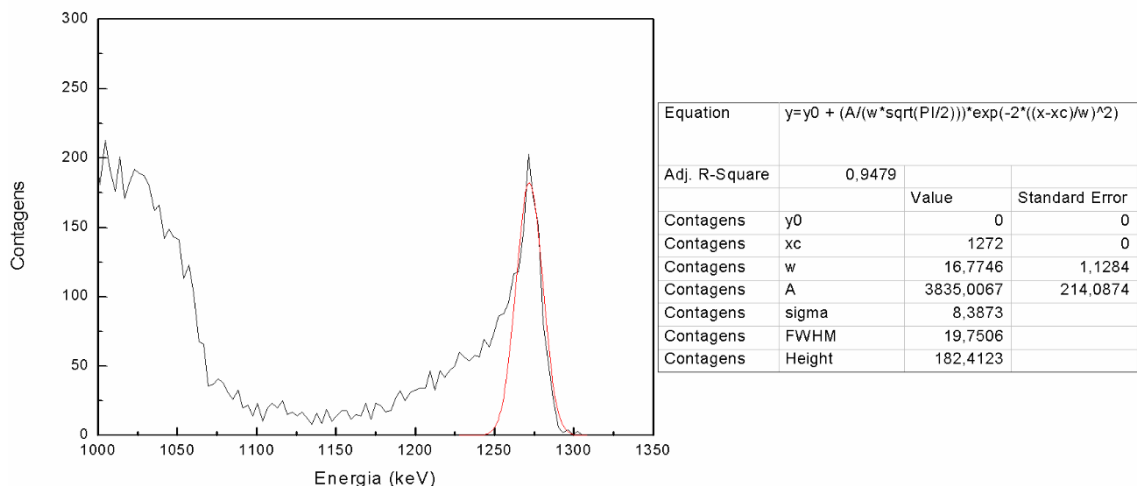


Figura C.5 – Pico correspondente a uma energia de 1275 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $2.16 \times 10^9 \text{ protões cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

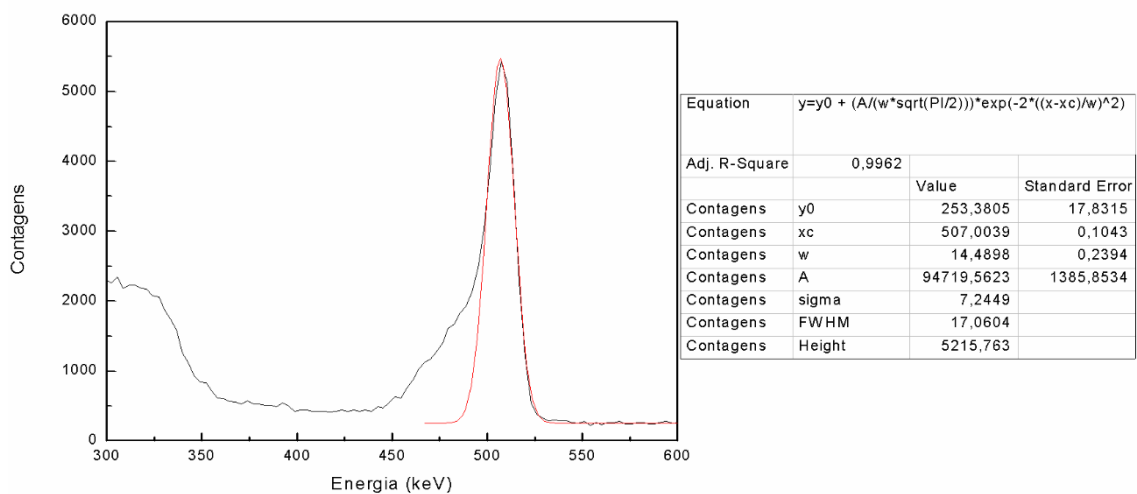


Figura C.6 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $4.59 \times 10^9 \text{ protões cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.



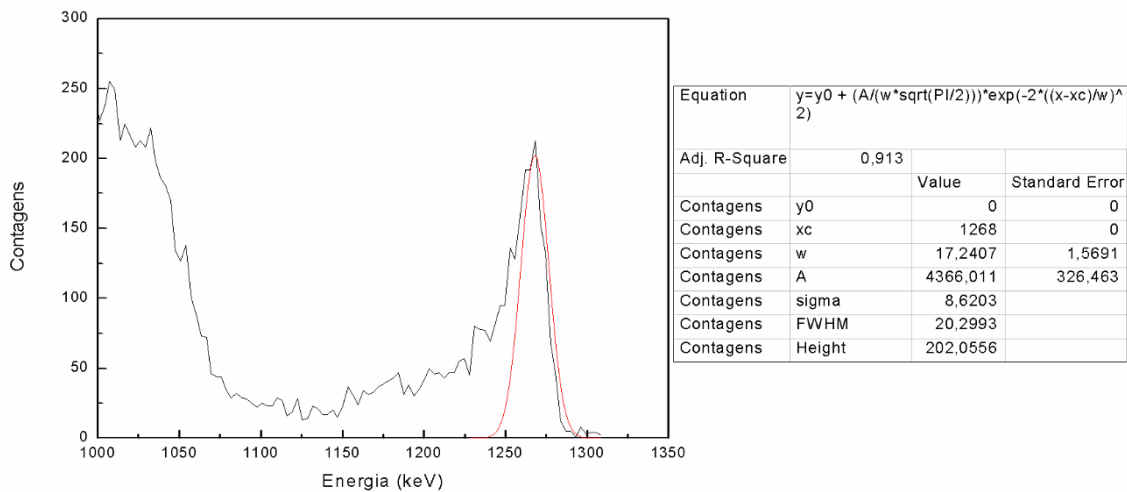


Figura C.7 – Pico correspondente a uma energia de 1275 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $4.59 \times 10^9 \text{ protões cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

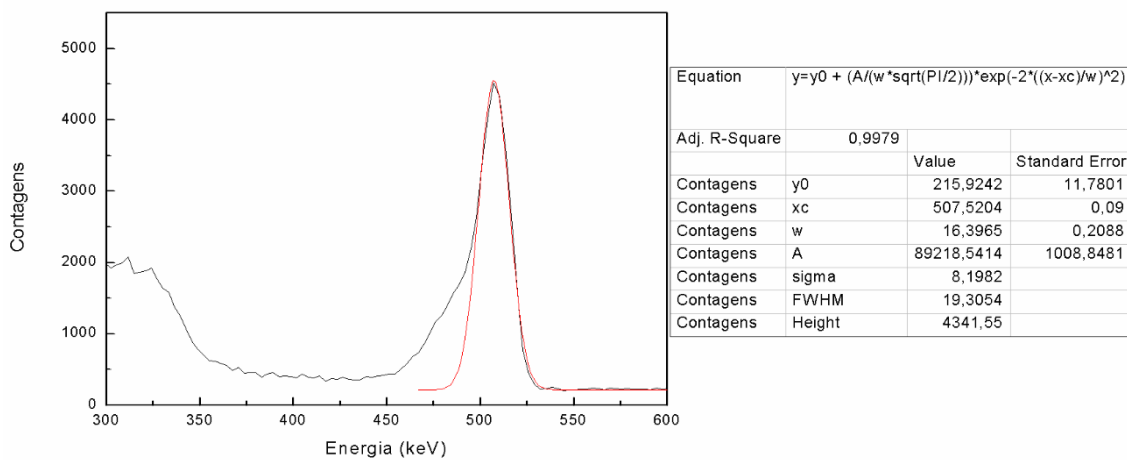


Figura C.8 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $1.902 \times 10^{10} \text{ protões cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

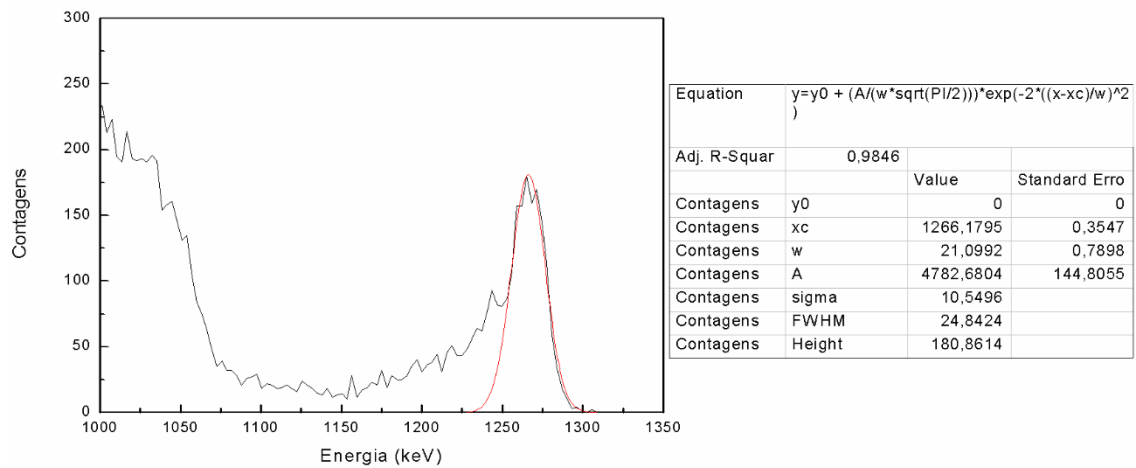


Figura C.9 – Pico correspondente a uma energia de 1275 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $1.902 \times 10^{10}$  *protões*  $\text{cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

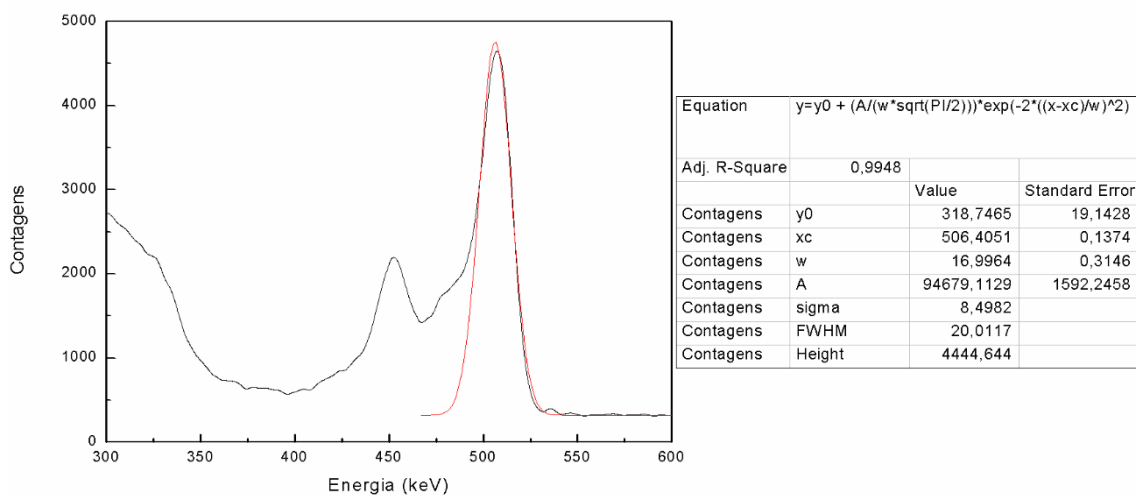


Figura C.10 – Pico correspondente a uma energia de 511 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $4.501 \times 10^{10}$  *protões*  $\text{cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi obtido pelo detetor de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.

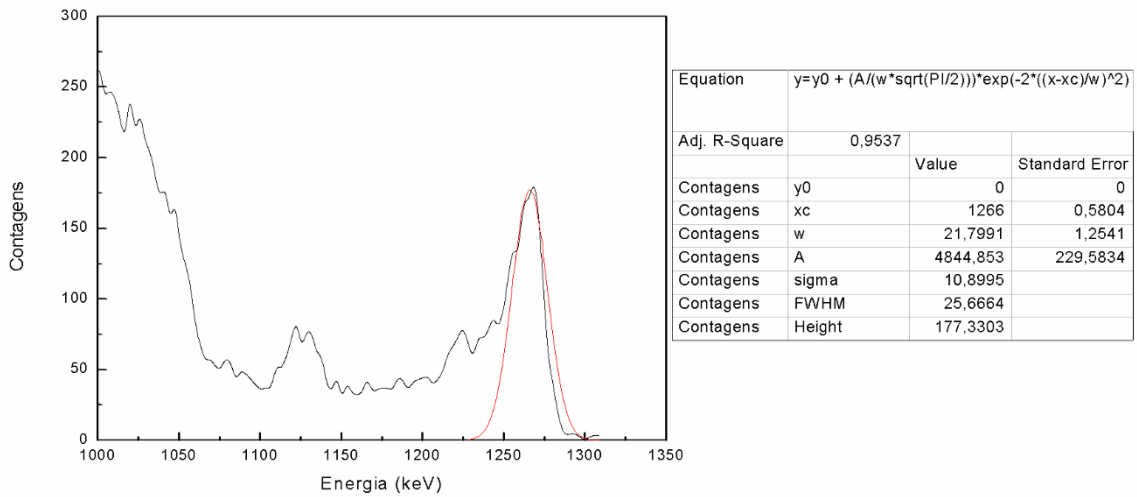


Figura C.11 – Pico correspondente a uma energia de 1275 keV do espectro de uma fonte radioativa de  $^{22}\text{Na}$ , depois de ser irradiado com  $4.501 \times 10^{10}$  *prótons*  $\text{cm}^{-2}$  e correspondente ajuste gaussiano representado pela linha a vermelho com correspondentes parâmetros. O espectro foi obtido pelo detector de CdTe com um potencial elétrico aplicado de 600 V com polarização invertida e um tempo de aquisição de 600 s.