



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/11.12.14.35-TDI

CARACTERIZAÇÃO DOS DETECTORES DE RAIOS X E DO SISTEMA IMAGEADOR DO EXPERIMENTO MIRAX

Bárbara Heliadora Gonçalves Rodrigues

Tese de Doutorado do Curso de
Pós-Graduação em Astrofísica, ori-
entada pelo Dr. João Braga, apro-
vada em 09 de dezembro de 2013.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3F7P8LE>>

INPE
São José dos Campos
2013

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):

Presidente:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Membros:

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/11.12.14.35-TDI

CARACTERIZAÇÃO DOS DETECTORES DE RAIOS X E DO SISTEMA IMAGEADOR DO EXPERIMENTO MIRAX

Bárbara Heliadora Gonçalves Rodrigues

Tese de Doutorado do Curso de
Pós-Graduação em Astrofísica, ori-
entada pelo Dr. João Braga, apro-
vada em 09 de dezembro de 2013.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3F7P8LE>>

INPE
São José dos Campos
2013

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Rodrigues, Bárbara Heliodora Gonçalves.

R618c Caracterização dos detectores de raios X e do sistema imageador do experimento MIRAX / Bárbara Heliodora Gonçalves Rodrigues. – São José dos Campos : INPE, 2013.
xxiv + 93 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2013/11.12.14.35-TDI)

Tese (Doutorado em Astrofísica) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2013.

Orientador : Dr. João Braga.

1. detectores de radiação de altas energias. 2. CZT. 3. telescópios de raios X. 4. MIRAX. 5. protoEXIST-2 I.Título.

CDU 520.2




Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).


Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Doutor(a)** em
Astrofísica

Dr. José Roberto Cecatto




Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. João Braga




Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Flávio D'Amico



Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Nelson Veissid



Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Dra. Elisabeth Mateus Yoshimura



Convidado(a) / IFUSP / São Paulo - SP

Dr. Marcelo Baptista de Freitas



Convidado(a) / UNIFESP / São Paulo - SP

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

unanimidade

Aluno (a): **Bárbara Heliodora Gonçalves Rodrigues**

São José dos Campos, 09 de Dezembro de 2013

“Anybody who has been seriously engaged in scientific work of any kind realizes that over the entrance to the gates of the temple of science are written the words: ‘Ye must have faith.’”

MAX PLANCK

A Krishna

AGRADECIMENTOS

Este trabalho só foi possível porque tive pessoas importantes em minha jornada, que foram capazes de me motivar, instruir, corrigir e guiar meus passos para descobrir o que é fazer ciência no mundo atual. Agradeço a todos os professores, mestres, e orientadores que dedicaram um pouco de seu tempo para instruir-me, permitindo que eu pudesse chegar até esta etapa de graduação acadêmica. Em especial, agradeço a todos que cumpriram papel de orientadores em algum momento dos meus estudos de doutorado, e que foram os verdadeiros responsáveis por este trabalho existir: os doutores João Braga - meu principal orientador e PI do *MIRAX* - Flavio D'Amico, Jonathan Grindlay, Branden Allen, Jaesub Hong, Katja Pottschmidt e Joern Wilms.

Agradeço a meus pais e amigos verdadeiros (Julia, Thiago, Rafael, Bete, Wilton, Gabriela, Antônio) pelo apoio e suporte, que foram extremamente importantes para que eu conseguisse superar cada dificuldade ao longo destes 11 anos de formação. Agradeço à Família Vrinda, que me acolheu e me dá suporte a cada dia. Reverencio e agradeço eternamente meu mestre espiritual, B. A. Paramadvaiti Swami, que tem inspirado minha vida e busca pelo conhecimento.

RESUMO

Desde o início do desenvolvimento da Astrofísica de raios X em 1962, a sensibilidade dos instrumentos desenvolvidos para observação astronômica em raios X cresceu rapidamente, revelando processos altamente energéticos que têm tornado cada vez mais completo o estudo da dinâmica do Universo. Como grande parte das fontes astrofísicas de raios X acima de 10 keV emitem através de fenômenos transientes, é necessário que sejam projetadas missões com alta sensibilidade, que operem em ampla faixa dinâmica, e que possuam amplo campo de visada para realizar monitoramento ou varredura contínua do céu em busca dessas emissões transientes. A missão MIRAX é a primeira missão espacial brasileira dedicada à Astrofísica, com o objetivo principal de propiciar um monitoramento quase-contínuo de fontes Galácticas transientes de raios X em uma ampla banda de energias (5-200 keV). Em sua atual configuração, o MIRAX será composto por um conjunto de telescópios de máscara codificada, cada um com um plano detector composto pela justaposição de 64 detectores CZT pixelizados. Os quatro telescópios do MIRAX juntos fornecem área sensível de 959 cm², amplo campo de visada (60° × 60° FWHM), com alta resolução espacial (6') e ótima resolução espectral (~2 keV @ 60 keV). O plano detector do MIRAX está sendo desenvolvido em colaboração com o Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CfA), que produziu e testou em ambiente quase-espacial um protótipo de um dos telescópios que irão compor o MIRAX, o *protoEXIST2* (P2). O P2 é o segundo experimento do programa *protoEXIST* que tem como objetivo o desenvolvimento tecnológico da próxima geração de telescópios de raios X duros para missões espaciais de varredura do céu. Neste trabalho serão apresentados os resultados que obtive de simulações de desempenho do telescópio P2 em função do padrão de aberturas da máscara, desenvolvidas para a escolha do melhor padrão aleatório para construir a máscara codificada do telescópio P2, bem como resultados dos testes que realizei para validação e calibração em laboratório dos detectores CZT individuais, antes da integração dos mesmos no plano detector do P2. O desempenho dos detectores foi testado utilizando-se duas fontes radioativas separadamente (²⁴¹Am e ⁵⁷Co), para as quais foram obtidas as respectivas resoluções médias em energia de ~2.1 keV em 60 keV e ~2.3 keV em 122 keV.

CARACTERIZATION OF THE X-RAY DETECTORS AND IMAGING SYSTEM OF THE MIRAX EXPERIMENT

ABSTRACT

Since the beginning of the development of X-ray Astrophysics in 1962, the sensitivity of instruments developed for astronomical observations in the X-ray range has increased rapidly, revealing highly energetic processes which have contributed immensely to the study of the dynamics of the Universe. As a great part of astrophysical sources of X-rays above 10 keV are transients, it is necessary to develop high sensitivity, wide-field, wide-band X-ray missions to perform monitoring or continuous scanning of the sky in search for these transient sources. The *MIRAX* mission is the first Brazilian-led astrophysics space mission, designed to perform an unprecedented wide-field, wide-band hard X-ray (5-200 keV) nearly continuous monitoring of Galactic X-ray transient sources. In the current configuration, *MIRAX* will carry a set of four coded-mask telescopes with high spatial resolution Cadmium Zinc Telluride (CZT) detector planes, each one consisting of an array of 64 closely tiled CZT pixelated detectors. Taken together, the four telescopes will have a total detection area of 959 cm², a large field of view (60° × 60° FWHM), high angular resolution (6 arcmin) and very good spectral resolution (~ 2 keV @ 60 keV). *MIRAX* detector planes will be developed in close collaboration with the Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CfA), which has produced and tested in a stratospheric balloonborne experiment a prototype of one of the *MIRAX* telescopes, *ProtoEXIST2* (P2). P2 is the second telescope developed as part of the *ProtoEXIST* program, which aims technological advancement for the next generation of X-ray telescopes for Survey in space missions. In this work I present results for simulated performance of the P2 telescope as a function of the mask pattern, which I carried in order to choose the best random mask pattern for it. The results of laboratory validation and calibration tests I performed with individual CZT detectors, prior to the flight integration and assembly, are also shown. The performance of each detector was evaluated using two radioactive sources separately (²⁴¹Am e ⁵⁷Co), for which we obtained the respective average energy resolution of ~ 2.1 keV at 60 keV and ~ 2.3 keV at 122 keV.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
2.1	Esquema de um sistema imageador com máscara codificada. Em uma integração o detector acumula a soma de várias sombras deslocadas, cujo deslocamento fornece o ângulo de incidência e a taxa de contagem fornece a intensidade da fonte. Em particular, nesta figura é mostrada a sombra gerada por duas fontes à distância infinita.	8
2.2	Campo visada totalmente codificado (FCFoV) compreende todas as direções para as quais o fluxo registrado no detector é completamente modulado pela máscara. O campo de visada parcialmente codificado (PCFoV) compreende todas as direções para as quais apenas uma fração da máscara é projetada sobre o plano detector.	10
2.3	Na linha superior, da esquerda para direita, estão dispostos um padrão de máscara aleatória e sua PSF (com lobos laterais), e um padrão URA e sua PSF (sem lobos laterais). Na linha intermediária estão dispostos cortes na PSF obtidas com o padrão aleatório (esquerda) e com o padrão URA (direita). As imagens obtidas após a correlação estão dispostas na linha inferior.	13
3.1	Mecanismos de interação da radiação com a matéria em função da energia do fóton incidente e do número atômico do detector. As linhas sólidas correspondem valores de E_γ e Z para os quais dois mecanismos possuem probabilidades iguais de ocorrer.	15
3.2	Em um detector pequeno, o espectro de radiação de baixas energias (à esquerda) é gerado por espalhamento Compton e absorção fotoelétrica, enquanto o espectro de radiação de altas energias (à direita) gerado por espalhamento Compton, absorção fotoelétrica e produção de pares. . . .	17
3.3	Estrutura de bandas de energia de um cintilador cristalino ativado.	22
3.4	Espectro de emissão de vários cintiladores inorgânicos comumente utilizados, bem como a curva de resposta de dois PMT amplamente utilizados.	23
3.5	(a) Junção p-n sem aplicação de tensão externa. A região x_0 é a região sensível onde é criado um campo elétrico interno E_i . (b) Aplicando-se uma tensão reversa nos eletrodos da junção p-n, o potencial ao longo da junção cresce ($V_0 + V_b$), como também cresce a largura da região x_0	28
3.6	Junção p-n sob polarização reversa operando como um detector.	29
3.7	Coeficiente linear de atenuação para vários cristais semicondutores.	35

3.8	Esquema do circuito eletrônico de aquisição de dados utilizando detectores CZT.	39
3.9	Esquema do circuito eletrônico de um pré-amplificador de carga, mostrando o sinal de saída com altura V_{out} e cauda decrescente.	40
3.10	Circuito básico de um CR-RC PSA.	41
4.1	Visão artística do HXI, formado por quatro telescópios idênticos de máscara codificada, cada um com um plano detector independente (DM) totalizando $\sim 1024 \text{ cm}^2$ de área efetiva.	43
4.2	Sensibilidade contínua prevista para o <i>MIRAX</i>	46
4.3	Visão artística do satélite Lattes, que é baseado na Plataforma Multi-Missão (PMM). Os 4 telescópios de raios X duros do <i>MIRAX</i> são mostrados no módulo de carga-útil.	47
4.4	Alvos científicos da Missão <i>MIRAX</i> segundo a luminosidade X e escalas de tempo de variabilidade de cada grupo de objetos. As linhas tracejadas indicam distâncias para as quais a variabilidade numa dada escala de tempo será detectável com nível de confiança de 5σ	49
5.1	Arquitetura do P2 : O módulo detector do P2 é composto de 64 DCUs. Uma DCU consiste de um cristal CZT de dimensões $19.9 \text{ mm} \times 19.9 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$, 32×32 pixels (0.6 mm <i>pixel pitch</i>). Arranjos de 2×2 DCUs formam um <i>Detector Crystal Array (DCA)</i> . Agrupando 4 DCAs em uma placa lógica temos uma <i>Event Logic Board (ELB)</i> . Uma ELB, denominada de <i>Quad Detector Module (QDM)</i> , contém 16 <i>Complex Programmable Logic Devices (CPLD)</i> responsáveis pela interface lógica de cada um dos NuASICs. Por fim, o módulo detector é composto de um arranjo de 2×2 QDMs justapostos em uma placa mãe <i>Detector Module Board (DMB)</i> , a qual controla e processa as 64 DCUs através de um <i>Field Programmable Gate Array (FPGA)</i>	52
5.2	Exemplos de perfis de pulso. Para cada evento, o NuASIC pode armazenar 16 amostras de perfis de pulso de pixels que registraram o evento (linha preta, sólida), pixels vizinhos (linha interrompida, azul), e pixels não-correlacionados com o evento (linha pontilhada, vermelha).	53
5.3	Esquerda: NuASIC montado sobre a placa de testes para testes com gerador de pulsos antes do processo de hibridização. Direita: DCU envolta por um escudo eletrostático lateral posicionados na placa de testes. A aplicação de tensão reversa se dá através de uma fita adesiva condutora feita de Al conectada à superfície do catodo do cristal CZT.	54

5.4	A placa de testes é montada dentro de uma caixa de Al devidamente aterrada, contendo uma janela coberta com fita de alumínio isolada na face interna com Kapton tape.	55
5.5	Ilustração da face do anodo do cristal CZT mostrando a região delimitada por cada pixel, com o contato de epoxy no centro, a região do anel de guarda e os contatos do anel de guarda.	56
5.6	Exemplo de imagens no infravermelho de cristais CZT após a remetalização. Na duas imagens superiores são circulados os defeitos e impurezas do cristal. A imagem inferior direita corresponde ao cristal número 28466 utilizado na DCU X12.	57
5.7	Comportamento da corrente no volume do detector em função da tensão aplicada, à temperatura ambiente. O gráfico mostra que o CZT segue comportamento de um diodo, conforme esperado.	58
5.8	Imagem lateral aumentada da DCU X12, onde é possível identificar o cristal CZT com a marca fiducial, que corresponde ao vértice onde encontra-se o pixel (0,0). É possível visualizar os pontos de contatos dos pixels do cristal com o NuASIC, a pastilha do NuASIC colada sobre a ACB, e os microfios que conectam os pixels do NuASIC ao sistema eletrônico na ACB. Como estes fios são muito sensíveis, uma capa protetora de alumínio é posicionada na lateral onde eles se encontram.	59
5.9	Superior: Histograma de energias de eventos únicos obtido com a fonte de ^{241}Am (esquerda) e linha de base (correspondente ao mesmo teste) utilizando DCU Y10 (direita). Inferior: Histograma de energias obtido com um gerador de pulsos a 0 V utilizando NuASIC X19. A linha do gerador de pulsos ocorre em 146 keV. A resposta em energia parece não ser linear, devido ao fato de o ganho utilizado para os testes com fontes radioativas e com gerador de pulsos ser diferente em cada caso.	62
5.10	Histograma de energias do ^{241}Am . A janela mostra um subgrupo de 8×8 pixels, começando no pixel (0,0) no topo esquerdo, sendo ajustados por uma gaussiana. O eixo x mostra o intervalo de 0-500 canais, enquanto o eixo y mostra o intervalo de 0-0.0004 contagens.	63
5.11	Distribuição de probabilidades de se obter um valor de χ^2/ν com os ajustes gaussianos pixel a pixel da DCU Y10. Se a função ajustada é uma boa aproximação da distribuição medida, a probabilidade P deve ser aproximadamente 0.5, e se os valores de χ^2 reduzidos são muito altos (>1.5) a $P \ll 0.5$, indicando um ajuste ruim.	64
5.12	Resumo dos eventos registrados, ganho e resoluções pixel a pixel da DCU 10 obtidas após ajuste gaussiano (veja descrição no texto).	66

5.13	Espectro da fonte de ^{241}Am composto de eventos únicos após calibração obtidos utilizando a DCU Y38 ($\bar{E}_{FWHM} = 1.94 \text{ keV}$) (esquerda). Espectro da fonte de ^{57}Co composto apenas por evento únicos coletados utilizando a DCU Z02 ($\bar{E}_{FWHM} = 2.04 \text{ keV}$) (direita).	67
5.14	Distribuição de resolução em energia FWHM de todos os pixels de 25 DCUs testados com ^{241}Am (verde) e 17 DCUs testadas com ^{57}Co (marrom).	69
5.15	Distribuição de valores médios da resolução em energia FWHM de 17 DCUs testadas com ^{57}Co (azul) e de 25 DCUs testadas com ^{241}Am (vermelho). A mediana (FWHM) obtida para a linha de 122 keV é $2.27 \pm 0.74 \text{ keV}$, enquanto para a linha de 59.6 keV é $2.12 \pm 0.18 \text{ keV}$	70
6.1	Distribuição da RSR obtida para a autocorrelação de cada um dos 1000 padrões de máscara gerados com dimensões 512×512 pixels.	73
6.2	Comparação entre RSR dos padrões de máscara com 512×512 pixels antes (abscissa) e após a inserção da CB com espessura de 7 pixels (ordenada).	75
6.3	Superior: Representação matricial do plano detector para simulações. Inferior: Imagem do plano detector após a integração em laboratório. . . .	76
6.4	Varição da RSR em função tempo de integração.	77
6.5	O padrão aleatório de máscara escolhido contém 299×299 pixels, e pixel pitch de 1.1 mm. O contorno preto é o suporte lateral da câmara, os retângulos azul claro e azul escuro são as placas da máscara, a cruz vermelha no centro é o suporte CB.	78
6.6	Máscara do P2 consiste de 4 camadas de placas de tungstênio com 0.1 mm de espessura cada uma, onde foi talhado o padrão aleatório de distribuição de orifícios com tamanhos de 1.1 mm	79

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Propriedades de cintiladores inorgânicos mais utilizados em espectroscopia de raios x e gama.	26
3.2 Propriedades físicas dos detectores semicondutores a temperatura ambiente.	30
5.1 Resolução em energia média (FWHM) de todos pixels em uma DCU para a linha de 59.6 keV.	68
5.2 Resolução em energia média (FWHM) de todos pixels em uma DCU para a linha de 122.0 keV.	69
6.1 Resultados de RSR de simulações de observação de uma fonte com espectro da Nebulosa do Caranguejo de 30 a 200 keV, no centro do FoV, por 2h. Máscara com 256×256 pixels, pixel pitch 1.2 mm.	74
6.2 Resultados de RSR de simulação de observação de uma fonte com espectro da Nebulosa do Caranguejo de 30 a 200 keV, no centro do FoV, por 2h. Máscara com 256×256 pixels, NCB, SG, variando o pixel pitch de 0.9 a 1.7 mm, com incrementos de 0.1 mm.	74
6.3 Resultados de RSR de simulação de observação de uma fonte com espectro de Crab de 30 a 200 keV, no centro do FoV, e com ruído de fundo por 2h. Máscara com 299×299 pixels, sem barra em cruz, com malha de suporte, variando o pixel pitch.	77

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

MIRAX	– Monitor e Imageador de RAios X
AEB	– Agência Espacial Brasileira
CfA	– Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics
P1	– ProtoEXIST 1
P2	– ProtoEXIST 2
PMM	– Plataforma Multi-Missão
HXI	– Hard X-ray Imager
AGN	– Active Galactic nuclei
SNR	– Super Nova Remanent
CV	– Cataclismic Variable
QPO	– Quasi Periodic Oscillation
LMXB	– Low Mass X-ray Binary
HMXB	– High Mass X-ray Binary
GRB	– Gamma-Ray Burst
sGRB	– short Gamma-Ray Burst
SGR	– Soft Gamma Repeater
BH	– Black Hole
NS	– Neutron Star
XRb	– X-ray Burst
HEO	– Órbita Terrestre Alta
LEO	– Órbita Terrestre Baixa
FFT	– Transformada Rápida de Fourier
CZT ou CdZnTe	– Cadmium Zinc Telluride
RSR ou SNR	– Relação Sinal Ruído
URA	– Uniform Redundant Array
FoV	– Campo de Visada
PCFoV	– Campo de Visada Parcialmente Codificado
FCFoV	– Campo de Visada Totalmente Codificado
PSF	– Point Spread Function
FWHM	– Full Width at Half Maximum
PHS	– Espectro de Altura de Pulso
PMT	– Tubo fotomultiplicador
SDD	– Silicon-Drift Detector
CCD	– Charge-Coupled Device
MCA	– Multi-Channel analyser
ADC	– Analog to Digital Converter
RPO	– Rotações por Órbita
TCSA	– Tagged Calibration Source Assembly
DM	– Detector Module
ASIC	– Application Specific Integrated System

ACB – ASIC Carrier Board
DCU – Detector Crystal Unit
DCA – Detector Crystal Array
ELB – Event Logic Board
DMB – Detector Module Board
GR – Guard Ring
CB – Crossed Bars
NCB – No Crossed Bars
SG – Support Grid
NSG – No Support Grid

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 TELESCÓPIOS DE ALTAS ENERGIAS	7
2.1 Técnica de imageamento com máscara codificada	7
2.1.1 Geometria dos telescópios de máscara codificada	9
2.1.2 Reconstrução da imagem	10
2.1.3 Padrões de máscara	11
3 DETECTORES DE RAIOS X E RAIOS-γ EM ASTROFÍSICA	15
3.1 Interação da radiação com a matéria	15
3.2 Contadores proporcionais	18
3.3 Cintiladores	19
3.3.1 Mecanismos de cintilação em cristais inorgânicos dopados com ativadores	21
3.3.2 Iodetos	23
3.3.3 Germanato de Bismuto (BGO)	24
3.4 Semicondutores	27
3.4.1 O sinal produzido por um detector semicondutor	31
3.4.2 Resolução em energia dos espectrômetros	33
3.4.3 Detectores de Silício	34
3.4.4 Detectores de germânio	34
3.4.5 Detectores CdTe	36
3.4.6 Detectores CdZnTe	37
3.4.6.1 Princípio de operação dos detectores CZT e sistema eletrônico de processamento do sinal	38
4 A MISSÃO <i>MIRAX</i>	43
4.1 A Câmara imageadora de Raios X duros (<i>Hard X-ray Imager -HXI</i>)	43
4.2 O computador de bordo	45
4.3 Sensibilidade	45
4.4 O satélite LATTES	45
4.5 Motivação científica do <i>MIRAX</i>	47

5	CARACTERIZAÇÃO E CALIBRAÇÃO DOS DETECTORES DO <i>MIRAX</i>	51
5.1	O módulo detector do telescópio <i>ProtoEXIST2</i>	51
5.2	O NuASIC	51
5.2.1	Remetalização e hibridização dos cristais CZT	55
5.3	Testes com as DCUs	58
5.4	Calibração e análise dos dados das DCUs	60
6	ESCOLHA DA MÁSCARA CODIFICADA PARA O P2	71
6.1	Descrição do problema e metodologia	71
6.2	Resultados das simulações	72
7	CONSIDERAÇÕES FINAIS	81
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	85

1 INTRODUÇÃO

Raios X foi o nome dado pelo cientista Wilhelm Röntgen à radiação observada quando elétrons com alta velocidade atingiam um alvo de metal. Já o termo raios- γ foi dado por Ernest Rutherford à radiação proveniente de fenômenos nucleares do átomo de Rádio (decaimento gama). Pouco tempo depois descobriu-se que os raios X e raios- γ são radiações eletromagnéticas cujas frequências encontram-se em $\nu \sim 10^{18}$ Hz e acima de $\nu \sim 10^{21}$ Hz respectivamente. Devido ao fato de serem indistinguíveis pela característica física (frequência), ambos os termos podem ser usados na faixa de ~ 50 keV a ~ 300 keV. Entretanto, convencionou-se chamar de raios X a radiação proveniente de fenômenos atômicos, e de raios- γ aqueles provenientes de fenômenos nucleares (FEYNMAN et al., 1963). Ambas são radiações produzidas em fenômenos energéticos, e carregam consigo grande quantidade de energia ($E = h\nu$), sendo, portanto, altamente ionizantes.

A Astrofísica de altas energias compreende o estudo das radiações X e gama emitidas por fontes cósmicas durante eventos em que a energia liberada é muito grande (explosões de supernovas e emissão de núcleos ativos de galáxias, por exemplo) ou eventos em que a temperatura da matéria é extremamente alta (acréscimo por uma estrela colapsada, plasmas de altas energias, interação de elétrons com fortes campos magnéticos, por exemplo). Os fótons de altas energias revelam a existência de processos astrofísicos em que a matéria foi aquecida a temperaturas de milhões de graus ou em que partículas foram aceleradas a velocidades relativísticas. Sabe-se que fenômenos energéticos têm papel crucial na dinâmica do Universo, uma vez que o Universo como conhecemos hoje é preenchido por ecos de explosões energéticas e marcado por mudanças abruptas de luminosidades em ampla faixa de energias, que vão desde o Big Bang à formação de aglomerado de galáxias, do nascimento à morte de uma estrela. Como são capazes de percorrer distâncias cosmológicas sem sofrer absorção por nuvens de gás e poeira no meio interestelar, os fótons de raios X e raios- γ possibilitam o estudo desses fenômenos, de modo que a Astrofísica de altas energias se tornou uma importante ferramenta para o entendimento do Universo (GIACCONI, 2002).

Como a atmosfera terrestre absorve toda radiação X e gama proveniente do espaço, apenas com o advento dos balões, foguetes e satélites foi possível elevar acima da atmosfera instrumentos capazes de detectar a emissão em altas energias provenientes de fontes cósmicas. Vários estudos de emissão de raios X solares foram realizadas no começo da década de 60, mas apenas em 1962 foi possível detectar raios X de uma

fonte estelar, Sco X-1 (GIACCONI et al., 1962). Essa observação foi realizada através do primeiro instrumento dedicado a observar fontes astrofísicas de raios X, que foi desenvolvido e lançado em um foguete por uma equipe da *American Science and Engineering (AS&E)*, liderada por Ricardo Giacconi (Nobel de Física em 2002 devido a esta descoberta). O experimento consistia de um contador, capaz de detectar 0.1-1 fótons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ na faixa de 2-8 Å ($\sim 1.5 - 6$ keV), envolto por um escudo de anti-coincidência. O fato surpreendente desta observação não é somente que fontes estelares emitem raios X, mas sim a intensidade do fluxo. A intensidade do fluxo de raios X do Sol é apenas 10^{-6} da luminosidade óptica do Sol, enquanto em Sco X-1 a luminosidade X é 10^3 maior que a luminosidade óptica, e sua luminosidade intrínseca é 10^3 maior que a luminosidade total do Sol. Esta descoberta mostrou que o processo de emissão de raios X em Sco X-1 deveria ser totalmente diferente dos processos conhecidos até então, pois não era possível reproduzir um processo em laboratório que gerasse raios X com tamanha eficiência.

Muitos voos em foguetes sucederam este experimento na década de 60, mostrando a existência de emissão de raios X de diversas fontes, incluindo a observação de raios X da Nebulosa do Caranguejo (BOWYER et al., 1964). A primeira missão em satélite dedicada à astronomia de raios X foi o telescópio *UHURU* (FORMAN et al., 1978). A carga útil continha dois contadores proporcionais operando na faixa de energias de 2 a 20 keV. O lançamento ocorreu em 1968 e o telescópio teve vida útil de pouco mais de dois anos. Dentre suas contribuições científicas, destaca-se o primeiro *all sky survey* uniforme, com sensibilidade de 10^{-3} Crab¹, além da descoberta de emissão difusa de raios X de aglomerados de galáxias. O avanço das tecnologias para astrofísica de altas energias ocorreu rapidamente, sendo lançadas mais de 50 missões de altas energias desde então.

Os primeiros telescópios de raios-X, *UHURU*, *Ariel 5* (SMITH; COURTIER, 1976), *HEAO-I* (WOOD et al., 1984) utilizavam contadores proporcionais com colimadores, tendo campos de visada e resoluções muito limitados, além de não serem capazes de produzir imagens. O satélite *HEAO-2*, renomeado *Einstein* (GIACCONI et al., 1979) após o lançamento em 1978, foi o primeiro telescópio imageador tipo Wolter-I a ser lançado no espaço. Um telescópio Wolter-I é uma montagem em que utiliza a técnica de reflexão rasante (ângulos $\lesssim 1^\circ$) para focalizar a imagem do objeto no plano detector. O formato mais utilizado para este tipo de telescópio é a combinação

¹Crab é uma unidade fotométrica padrão definida como a intensidade em raios X emitida pela Nebulosa do Caranguejo (incluindo o Pulsar em seu interior). Na faixa de energias de 2-10 keV, 1 Crab corresponde a $2.4 \times 10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} = 15 \text{ keV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

de vários anéis concêntricos de superfícies parabolóides e hiperbolóides com um foco comum (CHASE; SPEYBROECK, 1973; KITCHIN, 2003; TUCKER; GIACCONI, 1985).

A missão Einstein foi muito importante para a astronomia de raios X, mudando a forma como o céu em raios X era visto na faixa de energias de 0.2 a 20 keV. Durante os quase 3 anos de missão, o observatório Einstein integrou dados de mais de 5000 alvos, incluindo núcleos ativos de galáxias, restos de supernovas, binárias de raios X, variáveis cataclísmicas, e aglomerado de galáxias, sendo o primeiro a ter capacidade de imagear fontes fracas, fontes extensas, e emissão difusa, além de fornecer o primeiro mapeamento médio e profundo em raios X.

As missões seguintes contendo telescópios imageadores que deram importantes contribuições foram *European X-ray Observatory Satellite (EXOSAT)* (TAYLOR et al., 1981), lançado em 1983, e operava na faixa de 0.05-50 keV, e o *ROSAT* (PFERFERNANN et al., 1987), lançado em 1990, que operava em UV e raios X de 0.1 a 1.5 keV. Durante seus 3 anos de missão, o *EXOSAT* foi capaz de fornecer espectros de alta resolução em baixas energias, além de ser o responsável pela descoberta de oscilações quase periódicas (QPOs) em Pulsares e binárias de raios X de baixa massa (LMXBs). Já o *ROSAT*, em seus quase 9 anos de missão, forneceu um *All Sky Survey Catalog* em raios X moles contendo mais de 150000 objetos.

A missão *RXTE* lançada em 1995 e contendo 4 experimentos, dentre eles o PCA (JAHODA et al., 1996), deu grandes contribuições científicas para a descoberta e estudo de fontes transientes devido à sua capacidade única de estudar variabilidade temporal rápida de fontes astrofísicas em ampla faixa do espectro de raios X (2-60 keV). Em quase 17 anos de operação, a missão foi capaz de contribuir com o estudo temporal de diversas fontes, permitindo o melhor entendimento de fontes como estrelas de nêutrons e buracos negros.

Uma grande contribuição para o estudo inicial dos GRBs veio da missão *Beppo-SAX* (JAGER et al., 1989) lançada em 1996, com tempo de operação de 6 anos. O *Beppo-SAX* era composto por 2 instrumentos (NFI e WFC) que juntos operavam de 0.1-300 keV, fornecendo pela primeira vez posições de GRBs com precisão de minutos de arco, determinadas em escalas de tempo curta, além de realizar os primeiros acompanhamentos e monitoramentos de GRBs em raios X.

As missões *XMM-Newton* (KAHN, 1999) e *Chandra* (WEISSKOPF, 1999), ambas lançadas em 1999 e ainda em operação, correspondem a missões de grande porte contendo telescópios de reflexão, operando até \lesssim 15 keV, que têm dado inúmeras

contribuições para a astronomia de raios X. Em particular o telescópio *Chandra* possui uma resolução angular sem precedentes (<1 arcsec), além de ter sido colocado em uma órbita elíptica alta (HEO), o que permite que sejam realizadas exposições longas e ininterruptas para um dado alvo. Estas características fazem com que o *Chandra* seja considerado o melhor telescópio de raios X até 10 keV em operação.

Devido às características dos raios X, estes penetram a matéria, de modo que telescópios como o *Einstein*, *ROSAT*, *Chandra* e *XMM-Newton*, apesar de serem ótimos instrumentos imageadores, são incapazes de obter imagens na faixa do espectro eletromagnético acima de ~ 15 keV. O processo para superar esta barreira de energia na reflexão rasante exige muito esforço, e poucos telescópios de reflexão foram capazes de operar em energias além de ~ 15 keV, dentre os quais destaca-se a missão *NuSTAR* (HARRISON et al., 2013). O *NuSTAR* foi lançado em 2012 e contém um telescópio de reflexão que opera de 6 - 79 keV graças à arquitetura inovadora de seu instrumento formado por uma adaptação de uma montagem Wolter-I (com 130 camadas de espelhos concêntricos, cujos substratos são vidros finos e flexíveis) acoplado a uma haste longa (devido à distância focal de 10m) que o conecta ao plano detector.

Uma alternativa para construção de telescópios imageadores de raios X duros e raios γ é a utilização da técnica de máscara codificada, um processo de imageamento onde um arranjo de elementos abertos é perfurado em um anteparo de material opaco à radiação de estudo. Cada fonte presente no campo de visada projeta uma sombra desta "máscara" sobre um detector sensível à posição, permitindo a obtenção de imagens de fontes astrofísicas até centenas de keV. Telescópios como o *BeppoSAX/WFC*, *INTEGRAL/IBIS* (UBERTINI et al., 1997), bem como o *Swift/BAT* (GEHRELS et al., 2004) são exemplos de telescópios de máscara codificada.

Dentre as missões de altas energias em órbita apenas *INTEGRAL*, *Swift*, *Fermi* (ATWOOD et al., 2009) e *MAXI* (MATSUOKA et al., 2009) são capazes de realizar monitoramento do céu, essencial para o estudo de fenômenos transientes. O *Swift/BAT*, por exemplo, já catalogou cerca de 980 fontes transientes de altas energias até o presente momento². No entanto, os três primeiros telescópios são sensíveis a energias superiores a ~ 15 keV, enquanto o último opera apenas na faixa de 0.5-30 keV, de modo que faz-se necessário o desenvolvimento de um telescópio imageador para o monitoramento do céu em raios X que opere em ampla faixa de energias, expandindo a faixa de operação a energias menores que 15 keV, além de oferecer amplo campo

²<http://swift.gsfc.nasa.gov/results/transients/>

de visada, boa resolução espacial, temporal e espectral.

O grupo de Astrofísica de Altas Energias da Divisão de Astrofísica do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) está desenvolvendo uma missão de astrofísica de raios X duros - o Monitor e Imageador de Raios X (*MIRAX*) - que será o primeiro observatório espacial brasileiro dedicado à astrofísica (BRAGA et al., 2004). A missão foi concebida para realizar o monitoramento de fontes transientes Galácticas de raios X em uma ampla faixa de energias (5-200 keV), com amplo campo de visada ($60^\circ \times 60^\circ$), boa resolução angular ($6'$), e com alta cadência. Na configuração atual, ainda em fase de revisão, o *MIRAX* será composto por 4 câmaras imageadoras de raios X idênticas, que poderão ser desenvolvidas em colaboração com o Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CfA). Além do CfA, o *MIRAX* conta com importantes colaborações internacionais: a *University of California San Diego* (UCSD) irá fornecer o sistema de fontes de calibração a bordo (*tagged calibration source*), o *Massachusetts Institute of Technology* (MIT), juntamente com a Universidade de Erlangen-Nuremberg irão desenvolver as ferramentas de redução e análise dos dados bem como armazenamento dos dados no centro da missão. O *MIRAX* está programado para ser colocado em órbita em 2018 como parte da carga útil do satélite *Lattes*, o segundo de uma série de satélites de pequeno porte desenvolvidos pelo INPE baseados na plataforma multi-missão (PMM). O satélite *Lattes* será colocado em órbita terrestre baixa (LEO), quasi-circular com inclinação de $\sim 15^\circ$, operando em modo de escaneamento do céu, e vida útil prevista de 4 anos.

As câmeras do *MIRAX* são baseadas na técnica de máscara codificada, cada uma com um plano detector individual formado por um arranjo justaposto de detectores de Telureto de Cadmio e Telureto de Zinco (CZT) sensíveis à posição (GRINDLAY; BONNENFANT, 2011). O CZT é uma liga semicondutora que apresenta características apropriadas para detecção de raios X como alto número atômico, o que proporciona alta eficiência de absorção fotoelétrica, e separação de energia da banda de valência para a banda de condução relativamente alta (~ 1.5 eV), permitindo a operação à temperatura ambiente. Estas características fizeram com que o CZT fosse utilizado em duas das missões em órbita atualmente: Swift e NuSTAR.

O protótipo da câmara imageadora do *MIRAX* - o *ProtoEXIST2* (*P2*) - foi desenvolvido e testado com êxito em um voo de balão estratosférico em Fort Sumner, NM, nos EUA em outubro de 2012 (HONG et al., 2013). O P2 é o segundo telescópio projetado pelo programa *ProtoEXIST*³ desenvolvido no CfA, com o objetivo

³<http://hea-www.harvard.edu/ProtoEXIST/>

de promover o desenvolvimento tecnológico para construção da próxima geração de telescópios imageadores para o mapeamento do céu em raios X duros. O programa prevê a construção, montagem e testes de três telescópios de máscara codificada com plano detector pixelizado e área moderada (256 cm²).

Minha contribuição pessoal para o desenvolvimento do P2 compreende a realização dos testes em laboratório com os detectores CZT individuais, antes da integração e montagem do telescópio, para caracterização e calibração dos mesmos, bem como desenvolvimento de algoritmos para calibração e análise dos resultados, baseados no pacote de rotinas criado pelo grupo no CfA para a redução e análise dos dados. Além disso, realizei simulações de imagens para o estudo de desempenho de diversos padrões aleatórios de máscara codificada, para a escolha da máscara a ser construída para compor o telescópio P2.

Nesse trabalho serão revisados conceitos físicos acerca do funcionamento de telescópios de altas energias, bem como processos de interação da radiação com os diversos materiais utilizados como detectores de radiação de altas energias. Na sequência será descrito o projeto e arquitetura da atual configuração do *MIRAX*, e seus objetivos científicos. Serão apresentados também resultados dos testes em laboratório para caracterização e calibração dos detectores que compõem o plano detector do P2. Finalmente, são apresentados resultados de testes de simulações de diversos padrões de máscara codificada com padrão aleatório para escolha de uma máscara com melhor relação-sinal-ruído para compor o telescópio P2, e perspectivas futuras para o desenvolvimento do *MIRAX*.

2 TELESCÓPIOS DE ALTAS ENERGIAS

2.1 Técnica de imageamento com máscara codificada

Existem duas grandes limitações práticas à construção de telescópios de altas energias ($E \geq 10$ keV). A primeira delas é quanto ao fato de o fluxo das fontes ser, em geral, relativamente baixo em relação ao ruído de fundo. A segunda é quanto à dificuldade em focalizar fótons de altas energias.

Até recentemente, a técnica de imageamento utilizando reflexão por incidência rasante era tecnicamente possível para fótons de até ~ 10 keV, utilizando-se a técnica conhecida como telescópio Wolter-I, onde uma série de espelhos são aninhados de forma concêntrica, refletindo a radiação incidente para um plano detector. Em 2012 foi colocado em órbita o telescópio NuSTAR (*Nuclear Spectroscopic Telescope Array*), que estendeu a possibilidade de utilização da técnica dos telescópios Wolter-I até energias de 80 keV (HARRISON et al., 2013).

Além de não poder ser utilizada na faixa de energias maiores que ~ 80 keV, a grande desvantagem da técnica de incidência rasante é que o campo de visada (FoV) é limitado pelo ângulo de incidência máximo para o qual há reflexão total na superfície do espelho. Essa técnica permite observar apenas pequenas regiões do céu (~ 5 - $10'$) em cada integração.

Uma alternativa aos telescópios Wolter-I é uma classe de telescópios baseados na técnica de máscara codificada, para os quais a imagem é obtida em duas etapas. Primeiro utiliza-se uma máscara, que consiste de uma placa com elementos opacos e elementos transparentes à radiação num dado intervalo de energias, para modular espacialmente a radiação que entra pela abertura do telescópio. Dessa forma, cada fonte projeta uma sombra da máscara no plano detector, que pode ser formado por um ou mais detectores sensíveis à posição, conforme ilustrado na Figura 2.1. A segunda etapa consiste de implementar técnicas computacionais para reconstruir a imagem da região do céu para a qual foram detectados os eventos. Como a formação de imagens por máscara codificada é um processo linear, a imagem pode ser reconstruída de forma simples através de uma correlação (CAROLI et al., 1987).

A escolha do padrão da máscara influencia a qualidade da imagem, de modo que o padrão ideal de máscara deve ter uma função delta como resultado de uma auto-correlação (identifica fontes sem ambiguidades), bem como a Relação Sinal Ruído (RSR) de uma fonte deve ser ótima.

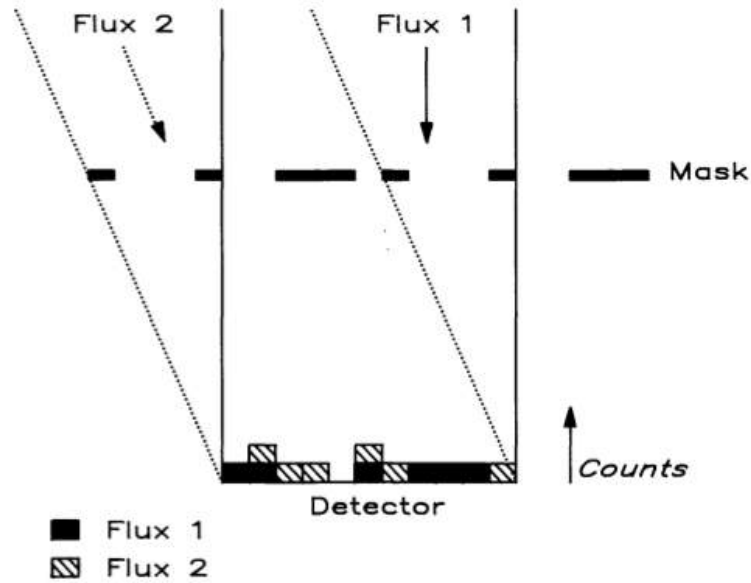


Figura 2.1 - Esquema de um sistema imageador com máscara codificada. Em uma integração o detector acumula a soma de várias sombras deslocadas, cujo deslocamento fornece o ângulo de incidência e a taxa de contagem fornece a intensidade da fonte. Em particular, nesta figura é mostrada a sombra gerada por duas fontes à distância infinita.

Fonte: Caroli et al. (1987).

Na década de 60 começaram a ser utilizados em astrofísica de raios X sistemas de imageamento complexos baseados na técnica de câmeras pinhole, onde uma placa com um orifício era utilizada como aparato imageador. Esta técnica fornece uma função delta como resultado da autocorrelação do padrão de distribuição de orifícios. Entretanto, como a região sensível depende do tamanho da abertura do orifício, a RSR obtida é baixa. Pode-se aumentar a RSR aumentando o tamanho do orifício, o que causa degradação da resolução angular, uma vez que a resolução angular obtida por uma câmera pinhole é dada pela razão entre o tamanho típico do orifício (correspondente ao elemento do padrão da máscara) e a distância entre o anteparo e o plano detector. Com o intuito de aumentar a sensibilidade, foram desenvolvidas placas com vários orifícios distribuídos aleatoriamente para aumentar a área sensível mantendo uma boa resolução angular. Estas placas correspondem às primeiras máscaras codificadas.

Um avanço muito importante na técnica de máscaras codificadas ocorreu em 1978 com a descoberta dos Arranjos Uniformemente Redundantes (URA) (FENIMORE;

CANNON, 1978), que permitem a obtenção de imagens sem ambiguidades e livres de ruído intrínseco (FENIMORE, 1978).

2.1.1 Geometria dos telescópios de máscara codificada

O bom desempenho de um telescópio de máscara codificada depende da capacidade de registrar cada posição do céu (*sky bin*) de forma única. Isso depende do campo de visada e do padrão do mosaico de aberturas da máscara.

Para produzir uma máscara real são encontrados alguns problemas técnicos. Na faixa de raios X moles ($\lesssim 10$ keV) o maior deles é como construir um suporte para os elementos da máscara que seja transparente à radiação que se pretende observar. No caso ideal, ao se escolher o padrão de aberturas, os elementos da máscara não possuem suporte algum. Entretanto, certos padrões com elementos fechados isolados, bem como regiões sensíveis ao próprio peso da máscara (centro e bordas), necessitam de um suporte. Para solucionar este problema, geralmente usa-se grades de suporte para "segurar" os elementos da máscara. Tal artifício não prejudica a reconstrução da imagem, uma vez que não altera o padrão de aberturas da máscara, mas diminui a área aberta da mesma, resultando em menor área sensível (ZAND et al., 1994).

Na faixa de energias acima de algumas centenas de keV, o desafio técnico é determinar a espessura adequada para os elementos da máscara. Para absorver os fótons de altas energias os elementos devem ser espessos (alguns centímetros), de modo que os próprios elementos da máscara passam a agir como colimadores. Para evitar que isso ocorra, é necessário que os elementos da máscara tenham dimensões bem maiores que a espessura. Entretanto, aumentar o tamanho do elemento da máscara implica na perda de resolução angular.

O campo de visada de um telescópio de máscara codificada é dividido em duas regiões de operação. O campo de visada totalmente codificado (FCFoV) compreende todas as direções para as quais o fluxo registrado no detector é completamente modulado pela máscara, enquanto que o campo de visada parcialmente codificado (PCFoV) compreende todas as direções para as quais apenas uma fração da máscara é projetada sobre o plano detector (veja esquema na Figura 2.2). Essas regiões de operação são definidas pelo arranjo geométrico dos sistemas máscara-plano detector. O arranjo mais comum é que a máscara tenha a mesma dimensão física do plano detector. Entretanto esta montagem possui a desvantagem de que apenas o ângulo de incidência normal é totalmente codificado. Para qualquer outra direção de incidência, o campo de visada é parcialmente codificado, o que dá origem a erros sis-

temáticos (lobos laterais) na função de autocorrelação. Para aumentar as regiões em que ocorrem FCFoV, utiliza-se máscaras menores ou maiores do que o tamanho do plano detector. Esta é ainda mais vantajosa por fornecer maior região de codificação completa com um plano detector menor, sendo, portanto, muito útil em telescópios espaciais (CAROLI et al., 1987; PROCTOR et al., 1979).

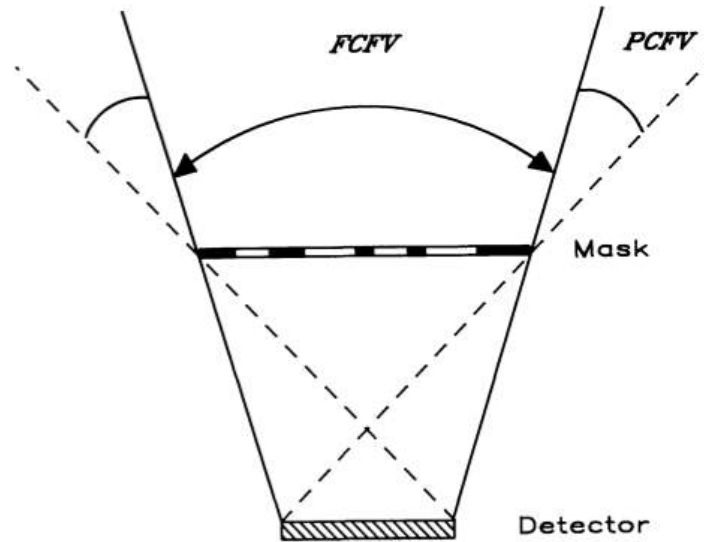


Figura 2.2 - Campo visada totalmente codificado (FCFoV) compreende todas as direções para as quais o fluxo registrado no detector é completamente modulado pela máscara. O campo de visada parcialmente codificado (PCFoV) compreende todas as direções para as quais apenas uma fração da máscara é projetada sobre o plano detector.

Fonte: Caroli et al. (1987).

2.1.2 Reconstrução da imagem

Sejam $S(x, y)$ a distribuição espacial de objetos e $A(x, y)$ o padrão de aberturas na máscara. A distribuição de fluxo registrada no plano detector é dada por:

$$D(x, y) = A(x, y) * S(x, y) + B(x, y) \quad (2.1)$$

onde $*$ é o operador de correlação e $B(x, y)$ é a distribuição de ruído (ruído de fundo cósmico, ruído instrumental, eletrônico, etc). $D(x, y)$ é o diagrama de sombras projetadas no plano detector, e não guarda nenhuma semelhança com a imagem real

do céu. Podemos recuperar $S(x, y)$ aplicando uma função de codificação $G(x, y)$ ao diagrama de sombras.

$$\hat{S}(x, y) = G(x, y) * A(x, y) * S(x, y) + G(x, y) * B(x, y) \quad (2.2)$$

A forma mais direta de reconstruir a imagem a partir das equações 2.1 e 2.2 é através de uma transformada de Fourier, que reduz uma correlação a uma multiplicação. Assumindo que exista uma transformada de Fourier e sua inversa para cada função, a imagem é obtida por:

$$\hat{S} = F^{-1}(F(D)/F(A)) = S + F^{-1}(F(B)/F(A)) \quad (2.3)$$

onde F e F^{-1} são os operadores de transformada de Fourier e sua inversa, respectivamente. Esta técnica pode introduzir amplificação de ruídos devido aos valores baixos de $F(A)$ (0 ou 1), o que pode tornar o método inapropriado.

Outro método de decodificação é a correlação cruzada com uma matriz G :

$$\hat{S}_{ij} = \sum_l \sum_i G_{j+l, k+i} D_{li} = G * A * S + G * B \quad (2.4)$$

onde G é tal que a correlação $G * A$ seja o mais próximo possível de uma função delta.

2.1.3 Padrões de máscara

Existem várias possibilidades de padrões de abertura de máscara, que vão desde distribuição aleatória de aberturas a padrões geométricos específicos. A escolha do padrão da máscara é baseada em um algoritmo para posicionar os orifícios na placa. Os arranjos URAs e MURAs *Modified Uniformly Redundant Arrays* (GOTTESMAN; FENIMORE, 1989), em circunstâncias específicas, possuem autocorrelação que resulta uma *point spread function* (PSF) correspondente a um pico central, sem ruído de codificação (lobos laterais perfeitamente planos), podendo oferecer grande vantagem para imageamento. Entretanto, a PSF é livre de fontes espúrias ou lobos laterais apenas se a sombra gravada é sempre um número inteiro dos ciclos do padrão da máscara. Os padrões aleatórios não possuem algoritmos especiais para distribuição do padrão de orifícios na máscara. A imagem apresenta uma PSF com pico central

e ruído de codificação (lobos laterais), mas resulta RSR tão boa quanto os arranjos uniformemente redundantes e não apresentam fontes espúrias, sendo mais vantajosos para o monitoramento do céu (SKINNER, 2008). A Figura 2.3 ilustra as diferenças entre a PSF obtidas com um URA e com um arranjo aleatório, bem como imagens reconstruídas com cada arranjo.

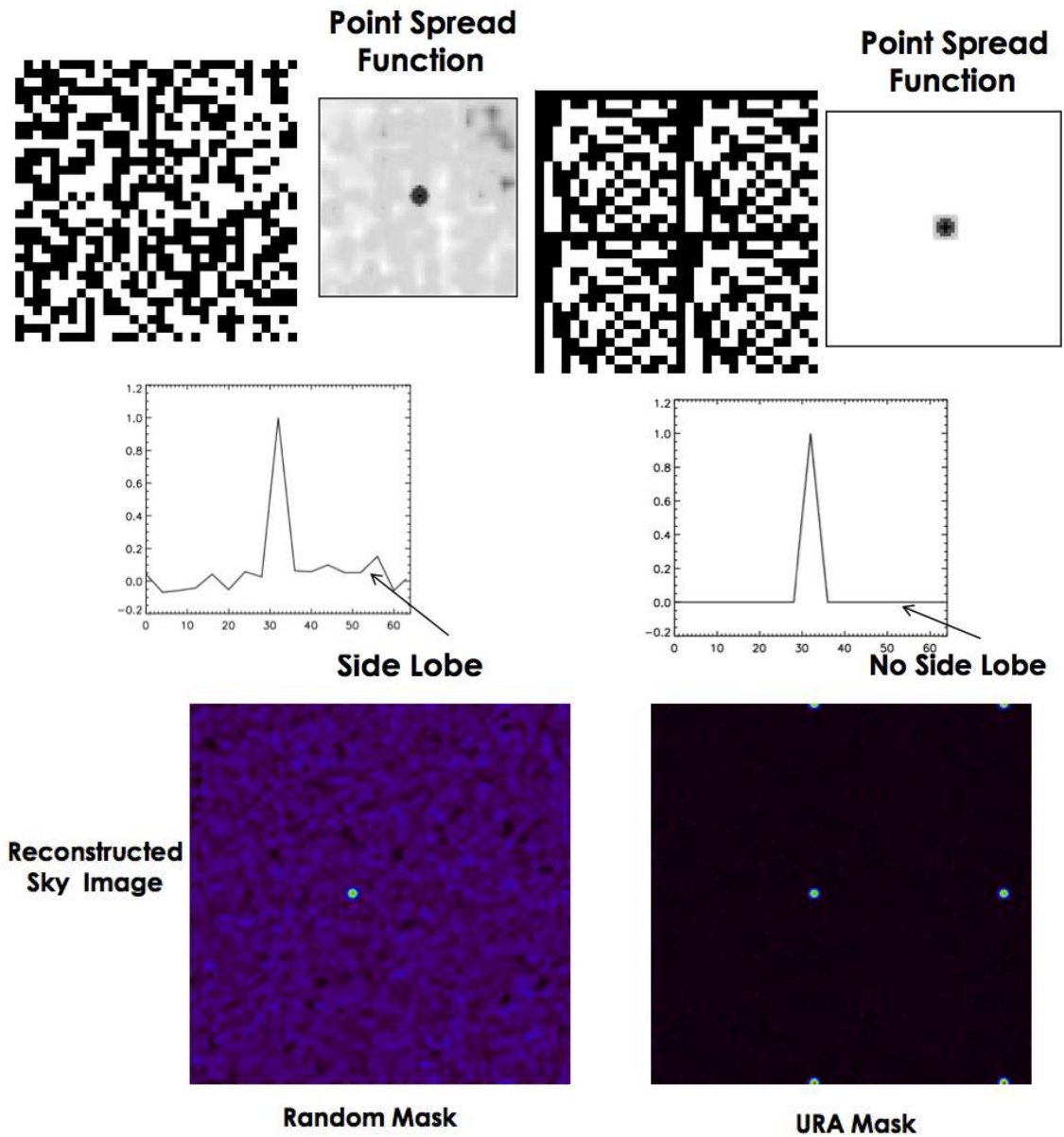


Figura 2.3 - Na linha superior, da esquerda para direita, estão dispostos um padrão de máscara aleatória e sua PSF (com lobos laterais), e um padrão URA e sua PSF (sem lobos laterais). Na linha intermediária estão dispostos cortes na PSF obtidas com o padrão aleatório (esquerda) e com o padrão URA (direita). As imagens obtidas após a correlação estão disposta na linha inferior.
 Fonte: [Hong \(2011\)](#).

3 DETECTORES DE RAIOS X E RAIOS- γ EM ASTROFÍSICA

3.1 Interação da radiação com a matéria

O desenvolvimento e operação de um detector de radiação depende da maneira como a radiação a ser estudada interage com o material utilizado como detector. A primeira observação a ser feita é qual o tipo de radiação pretende-se estudar. Partículas carregadas (íons ou elétrons rápidos) interagem com os elétrons do detector através da Lei de Coulomb, enquanto radiação não carregada (fótons e nêutrons) sofrem colisões, depositando toda ou parte de sua energia no detector. No caso dos detectores de raios X e gama, a interação dá origem a elétrons no volume do detector, os quais são coletados para formar o sinal de saída (KNOLL, 1989).

Os mecanismos de interação entre os raios X e gama com a matéria são absorção fotoelétrica, espalhamento Compton, e produção de pares. A Figura 3.1 ilustra a faixa de energias em função do número atômico (Z) em que cada um destes mecanismos de interação é mais importante.

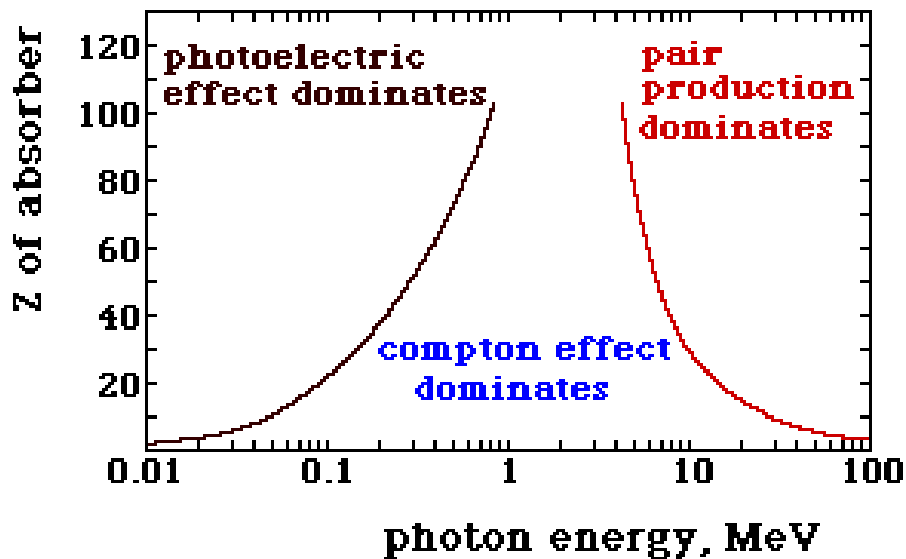


Figura 3.1 - Mecanismos de interação da radiação com a matéria em função da energia do fóton incidente e do número atômico do detector. As linhas sólidas correspondem valores de E_γ e Z para os quais dois mecanismos possuem probabilidades iguais de ocorrer.

Fonte: Knoll (1989).

Na absorção fotoelétrica o fóton incidente interage com o átomo, transferindo toda

sua energia, e conseqüentemente deixando de existir, para um elétron das camadas ligadas. Fótons muito energéticos possuem energia suficiente para ionizar o átomo e liberar um elétron da camada K, a mais interna do átomo. O fotoelétron é liberado com energia igual a:

$$E_{e^-} = h\nu - E_b \quad (3.1)$$

onde E_b é a energia de ligação do elétron na sua camada original. Além do fotoelétron, a interação também resulta em um átomo com uma vacância em uma de suas camadas. Esta vacância é rapidamente preenchida por elétrons livres ou rearranjo dos elétrons das camadas menos ligadas do átomo, dando origem a raios X característicos.

A absorção fotoelétrica é o processo dominante de interação para raios X, e é mais eficiente em detectores cujos materiais tenham número atômico alto, uma vez que a probabilidade de absorção fotoelétrica por átomo segue a relação:

$$\tau \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^3} \quad (3.2)$$

onde o expoente n varia entre 4 e 5 dentro da região de energias de interesse para raios gama.

A absorção fotoelétrica é o mecanismo de interação mais adequado para espectroscopia, uma vez que para uma fonte de raios gama monoenergética, se nada escapa do detector, a soma da energia cinética dos fotoelétrons é igual à energia do fóton incidente. Nessas condições a distribuição da energia cinética diferencial para uma série de absorções fotoelétricas é uma Gaussiana (veja Figura 3.2), denominada fotopico, cujo centro aparece na energia total do elétron que corresponde à energia do fóton incidente.

A interação por espalhamento Compton consiste na colisão (clássica) entre o fóton incidente e o átomo do detector. Nesse processo, o fóton incidente transfere parte de sua energia para o átomo, sendo defletido de sua trajetória inicial de um ângulo θ . O átomo, por sua vez, libera um elétron de recuo, também espalhado de um ângulo ϕ com a direção da trajetória do fóton incidente. Pelas leis de conservação de energia e momentum, temos que a perda de energia sofrida pelo fóton (γ) em função do ângulo de espalhamento θ é dado por:

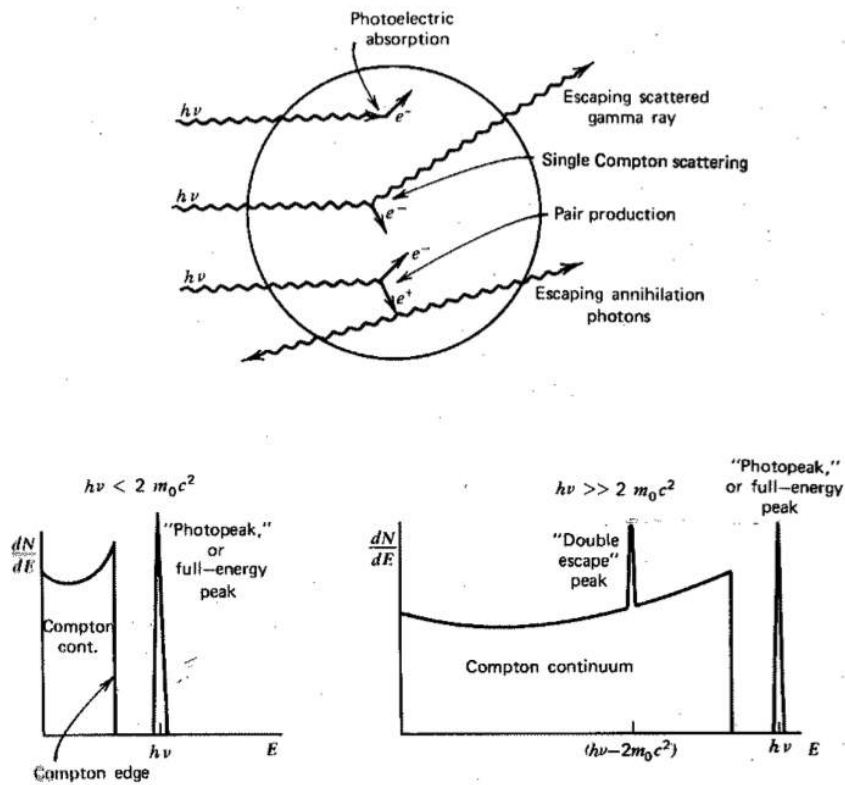


Figura 3.2 - Em um detector pequeno, o espectro de radiação de baixas energias (à esquerda) é gerado por espalhamento Compton e absorção fotoelétrica, enquanto o espectro de radiação de altas energias (à direita) gerado por espalhamento Compton, absorção fotoelétrica e produção de pares.
 Fonte: Knoll (1989).

$$\Delta\lambda_\gamma = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (3.3)$$

onde m_e é a massa de repouso do elétron e h é a constante de Planck. A probabilidade de espalhamento por átomo do detector depende do número de elétrons disponíveis como alvo de espalhamento e cresce linearmente com Z .

Em um detector real, todos os ângulos de espalhamentos devem ocorrer, de modo que um contínuo de energias pode ser transferido para o elétron. A Figura 3.2 mostra a distribuição da energia cinética diferencial para todos os ângulos de espalhamento possíveis.

A produção de pares passa a ser possível quando o fóton incidente possui energia superior a $2m_e = 1,02\text{MeV}$, e corresponde ao mecanismo de interação predominante

para fótons com energias acima de 5-10 MeV. Neste mecanismo, a interação ocorre no campo Coulombiano do núcleo, onde o fóton é totalmente absorvido, dando origem a um par $e^- - e^+$. Caso o fóton tenha energia maior do que o necessário para produção de pares, o excesso de energia é transferido para o par recém criado. Como o pósitron é uma partícula muito instável, ele rapidamente se recombina com um elétron do meio detector, dando origem a dois fótons de aniquilamento ($E_\gamma = 0,511$ MeV). A distribuição da energia cinética diferencial para uma série de pares criados é também um pico, denominado pico de escape duplo (*double scape peak* na 3.2), e aparece na energia correspondente a $h\nu - 2m_e c^2$.

Para aplicações espectroscópicas, a resolução em energia é um dos parâmetros mais importantes, a qual consiste na capacidade de um espectrômetro de separar dois fotopicos com energias próximas. A resolução em energia é geralmente expressa em largura a meia altura (FWHM) de um fotopico no espectro de altura de pulso. A FWHM geralmente é dada em keV para espectrômetros de raios X e em porcentagem da energia da linha para espectrômetros de raios- γ .

Nas secções seguintes serão descritos diversos tipos de detectores de radiação X e gama, desde suas constituições e propriedades físicas até sua aplicabilidade.

3.2 Contadores proporcionais

Contadores proporcionais consistem de uma câmara preenchida com gás com uma janela transparente à radiação incidente. Foram produzidos como detectores de radiação no final da década de 1940, e possuem importantes aplicações como detecção de nêutrons e raios X moles (KNOLL, 1989).

O funcionamento dos contadores proporcionais, similar aos demais contadores a gás, é baseada na multiplicação de cargas. A radiação incidente, ao penetrar na câmara de gás interage com os átomos deste, dando origem a vários pares de íons (elétrons e átomos parcialmente ionizados). Sob ação de um campo elétrico externo, os íons positivos se movem em direção ao cátodo e os elétrons em direção ao anodo para serem coletados. Durante o processo de migração das cargas, ocorrem muitas colisões com as moléculas neutras do gás. Devido à baixa mobilidade dos íons, eles adquirem pouca energia cinética entre as colisões. Os elétrons, por sua vez, são facilmente acelerados pelo campo elétrico e podem adquirir energia cinética significativa entre as colisões. Caso a energia cinética adquirida pelo elétron seja maior do que a energia de ionização da molécula do gás neutro é possível criar um novo par íon-elétron através de uma colisão. O elétron liberado pela colisão (ionização secundária) também será

acelerado pelo campo elétrico, e durante a deriva poderá sofrer colisões com moléculas neutras do gás, e, portanto, poderá criar ionização secundária também, e assim sucessivamente. A multiplicação do gás ocorre na forma de cascata, conhecida como avalanche de Townsend, onde cada elétron liberado em uma colisão poderá gerar mais elétrons livres pelo mesmo processo de ionização secundária. Como a energia cinética do elétron é diretamente proporcional à intensidade do campo elétrico aplicado, existe um limiar de intensidade do campo elétrico acima do qual a ionização pode ocorrer. Em gases típicos, à temperatura ambiente, o limiar para que ocorra o efeito avalanche é $E \sim 10^6$ V/m. O incremento no aumento do número de elétrons por unidade de comprimento é dada pela equação de Townsend:

$$\frac{dn}{n} = \alpha dx \quad (3.4)$$

onde α é o primeiro coeficiente de Townsend para o gás, cujo valor é zero para campos elétricos abaixo do limiar e geralmente cresce com o aumento da intensidade do campo elétrico. Existe uma faixa de valores de campo elétrico sob os quais a multiplicação do gás será linear, e a carga coletada será proporcional ao número original de pares íon-elétron criados pela radiação incidente. Esta é a chamada região de proporcionalidade verdadeira, onde a maioria dos contadores proporcionais operam.

O efeito de amplificação de cargas dentro do próprio detector dispensa a utilização de amplificadores externos, podendo resultar num crescimento significativo da SNR. Entretanto, o desempenho dos contadores proporcionais é muito sensível a impurezas e à composição do gás utilizado no interior da câmara.

Em astrofísica de altas energias, os contadores proporcionais foram utilizados como detectores de radiação em instrumentos a bordo de diversas missões espaciais importantes como *UHURU*, *ANS*, *Ariel V*, *HEAO-1*, *HEAO-2* (também conhecido como Einstein Observatory), *EXOSAT*, *ROSAT*, *ASCA*, *Granat* (instrumento ART-S), *BeppoSAX* (instrumentos HPGSPC e WFC), *RXTE* (instrumento PCA) e *MAXI*.

3.3 Cintiladores

Cintiladores são materiais que produzem luminescência ao absorverem radiação ionizante (KNOLL, 1989). O processo de cintilação é um dos processos mais utilizados para detecção e espectroscopia de uma ampla variedade de radiação. Para que possam ser aplicados a espectroscopia, os materiais cintiladores devem estar associados a um sensor de luz - geralmente tubos fotomultiplicadores (PMT) ou fotodiodos -

necessários para amplificar e converter o sinal luminoso em pulsos elétricos. Além disso, o material cintilador deve possuir algumas propriedades essenciais para que seja um bom detector de radiação, a saber: possuir alta eficiência para converter a energia cinética das partículas carregadas em luz detectável; esta conversão deve ser linear - ou seja, a luz resultante deve ser diretamente proporcional à energia depositada - em uma ampla faixa do espectro; o material deve ser transparente à sua própria radiação para que haja boa coleta de fótons; o tempo de decaimento da luminescência induzida deve ser curto o suficiente para que sinais na forma de pulsos rápidos possam ser gerados; o material deve ter baixo custo e passível de ser produzido em tamanhos grandes o suficiente para a aplicação desejada; seu índice de refração deve ser próximo ao do vidro (~ 1.5), permitindo acoplamento eficiente entre o cintilador e o tubo fotomultiplicador.

Os cintiladores mais utilizados são cristais inorgânicos de iodetos alcalinos, como iodeto de sódio (NaI), e líquidos e plásticos orgânicos. A aplicação desejada tem grande influência na escolha do material cintilador. A eficiência de um cintilador é definida como a razão entre o número de fótons emitidos e o número de fótons absorvidos. O ideal é que a eficiência do material escolhida seja o mais próximo possível de 1. Os cintiladores inorgânicos oferecem melhor eficiência e linearidade, mas, com raras exceções, são relativamente lentos em seu tempo de resposta, enquanto os cintiladores orgânicos geralmente possuem tempo de resposta rápido, mas sua eficiência é menor. A alta densidade e alto valor do número atômico Z dos cristais inorgânicos favorecem sua aplicação em espectroscopia de raios gama, enquanto os cintiladores orgânicos são mais utilizados em aplicações que necessitem resposta mais rápidas, como detecção de nêutrons rápidos e espectroscopia de partículas beta.

Os mecanismos que dão origem a cintilação são a fluorescência, fluorescência retardada e fosforescência. A fluorescência é o processo em que ocorre a emissão de radiação no comprimento de onda visível logo após o cintilador ter absorvido radiação ionizante. A fluorescência retardada resulta na emissão no mesmo comprimento de onda da fluorescência instantânea, mas com um tempo característico maior entre a excitação do elétron e o decaimento. A fosforescência é a emissão em comprimentos de onda maiores do que os emitidos por fluorescência, e com tempo característico muito longo. Um bom detector deve converter a maior parte da radiação incidente em fluorescência instantânea, minimizando as contribuições da fluorescência retardada e da fosforescência.

Os processos de fluorescência em cintiladores orgânicos têm origem em transições

de níveis de energias de uma única molécula, e, portanto, podem ser observados em uma espécie molecular independentemente de seu estado físico, em contraste com cintiladores cristalinos inorgânicos, cujos mecanismos de cintilação dependem das energias dos estados determinados pelas redes cristalinos do material. Nesse trabalho são abordados com mais detalhes apenas os cintiladores inorgânicos por serem os mais apropriados para aplicações em detectores de radiação X e gama.

3.3.1 Mecanismos de cintilação em cristais inorgânicos dopados com ativadores

Em materiais isolantes ou semicondutores, os elétrons têm disponíveis apenas algumas camadas discretas de energias, denominadas bandas de energia. A camada onde os elétrons estão conectados aos sítios nas redes do cristal é chamada de banda de valência, enquanto a camada onde os elétrons têm energia suficiente para migrar livremente pelo cristal é chamada de banda de condução. A camada intermediária é a banda proibida de energias, onde elétrons nunca podem ser encontrados em um cristal puro. A absorção de energia de um fóton incidente pode excitar um elétron da camada de valência, que então atravessa a banda proibida passando para a banda de condução. Em cristais puros, a desexcitação de um elétron na banda de condução para a banda de valência com a subsequente emissão de um fóton é um processo muito ineficiente, além de a banda proibida ser grande o suficiente para que o fóton emitido tenha comprimento de onda fora da faixa visível do espectro. Assim, para aumentar a probabilidade de que o processo de cintilação ocorra, pequenas quantidades de impurezas são inseridas nos cintiladores inorgânicos. Tais impurezas, chamadas de ativadores, criam sítios especiais no cristal onde a banda de energia é levemente modificada daquela do cristal puro, criando estados de energia dentro da banda proibida através dos quais os elétrons podem ser desexcitados para a banda de valência, dando origem à emissão de fótons na faixa visível do espectro (Figura 3.3). A meia-vida típica desses estados excitados é de $\sim 10^{-7}$ s, muito longa para aplicações de tempo rápido ou com alta taxa de contagens.

Existem processos em que o elétron ao chegar no sítio da impureza pode criar estados excitados onde a transição para o estado fundamental seja proibida. Esses estados necessitam um incremento de energia para que sejam elevados a estados mais altos de energia onde a desexcitação seja possível. Uma fonte possível desta energia é excitação térmica, resultando no processo de fosforescência. Tal processo frequentemente é fonte de ruído de fundo e brilho posterior em detectores cintiladores.

Um dos mecanismos de perda mais importantes é a captura de elétrons por sítios do

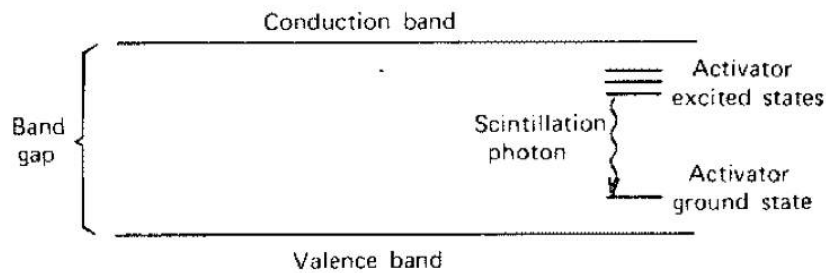


Figura 3.3 - Estrutura de bandas de energia de um cintilador cristalino ativado.
 Fonte: Knoll (1989).

material ativador. Neste processo, denominado extinção, não há emissão de fóton.

Para a grande maioria dos materiais, é necessário aproximadamente três vezes o valor da banda proibida para se criar um par elétron-buraco. No caso do iodeto de sódio isto significa 20 eV de energia de partículas carregadas para gerar um par elétron-buraco. Para 1 MeV de energia depositada no material, e fluorescência resultando fótons com ~ 3 eV em média, resulta em uma eficiência de aproximadamente 1 fóton por par elétron-buraco originalmente formado.

A grande vantagem de se utilizar ativadores para gerar luminescência é que o cristal é transparente à radiação gerada por cintilação. Em um cristal puro, a quantidade de energia necessária para excitar um par elétron-buraco é aproximadamente igual à energia liberada pela recombinação do mesmo par, de modo que o espectro de absorção e emissão se sobrepõem, ocorrendo auto-absorção. Entretanto, como os níveis de transição de energia criados em cristais ativados são menores do que a energia necessária para criar um par elétron-buraco, o espectro de emissão é deslocado para comprimentos de onda maiores, não sendo afetado pelo espectro de absorção da maior parte do cristal.

A Figura 3.4 mostra o espectro de emissão de vários cintiladores inorgânicos. Para se obter um bom detector cintilador, é necessário utilizar um dispositivo detector de luz cuja sensibilidade máxima seja na região do espectro de emissão do cristal cintilador. Também são mostrados na figura as curvas de resposta de dois tubos fotomultiplicadores comumente utilizados.

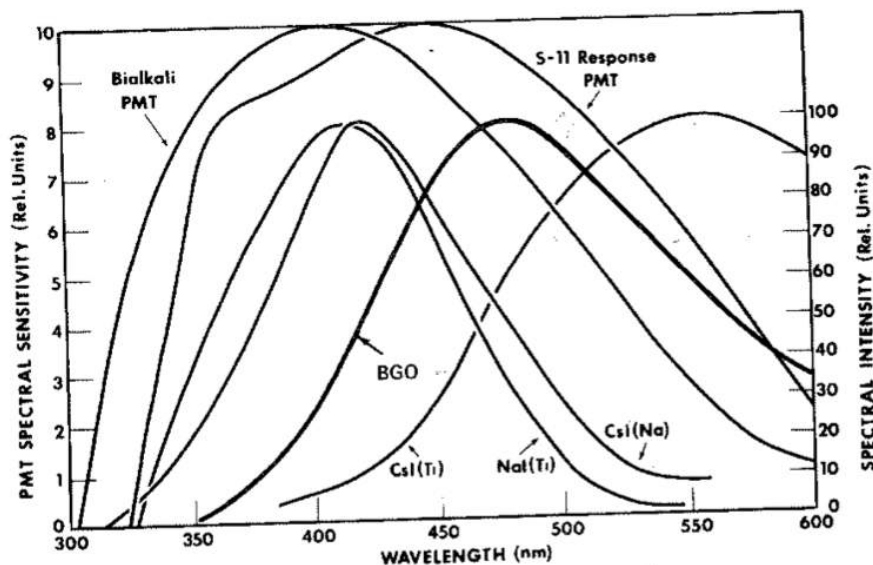


Figura 3.4 - Espectro de emissão de vários cintiladores inorgânicos comumente utilizados, bem como a curva de resposta de dois PMT amplamente utilizados.
 Fonte: Knoll (1989).

3.3.2 Iodetos

O cintilador mais comumente utilizado para espectroscopia de raios gama é o iodeto de sódio (NaI). Grandes quantidades e variados formatos de cristais de iodeto de sódio altamente puro podem ser crescidos, aos quais são acrescentados uma fração de $\sim 10^{-3}$ moles de tálio (Tl) como ativador. As propriedades mais vantajosas do iodeto de sódio são ótima produção de luz (38000 fótons por MeV depositado no cristal), e sua resposta a elétrons e raios gama é aproximadamente linear em uma faixa ampla do espectro (0.08-1 MeV).

O cristal de iodeto de sódio é frágil, podendo ser danificado facilmente por choques mecânicos ou térmicos. Além disso, NaI(Tl) é higroscópico, ou seja, absorve e retém umidade facilmente, deteriorando-se rapidamente caso entre em contato com a atmosfera. Logo, tais cristais devem ser fechados em compartimentos herméticos.

O tempo de decaimento da fluorescência à temperatura ambiente é de 230 ns, enquanto a fosforescência possui tempo característico de 0.15 s, contribuindo com até 9% do total de luz emitida pelo cristal. Quando a taxa de contagens é alta, a fosforescência tende a acumular, causando um brilho posterior indesejado. Além disso, a quantidade de radiação emitida pela maioria dos materiais cintiladores cai com o aumento da temperatura, resultando na degradação da resolução em energia dos

cintiladores operados a temperaturas mais altas.

Outro importante iodeto alcalino utilizado como cintilador é o iodeto de céσιο, geralmente comercializado com dopagens de tálio ou sódio como ativadores (CsI(Tl) e CsI(Na) respectivamente), com propriedades cintiladoras bem diferentes em ambos os casos. CsI possui coeficiente de absorção de raios gama um pouco maior do que o NaI, sendo, portanto, mais vantajoso para aplicações espaciais, onde tamanho e peso do detector são restrições importantes na escolha do material. Além disso, CsI é mais maleável e menos quebradiço do que NaI, podendo ser submetido a condições de choque e vibração mais severas. Assim como no NaI(Tl), componentes de fosforescência com longa vida também foram registrados em cristais de iodeto de céσιο, além de este também ser higroscópico.

Uma das propriedades mais interessantes do CsI(Tl) é o tempo de decaimento diferenciado para várias partículas e radiação ionizantes, de modo que técnicas de discriminação do formato de pulso (*Pulse shape discrimination*) podem ser empregadas para diferenciar dentre os vários tipos de radiação incidente. O pico de emissão do CsI(Tl) é em comprimentos de onda maiores do que para o NaI(Tl), conforme pode ser verificado na Figura 3.4, além de não corresponder à distribuição da resposta dos PMTs ou fotocátodos, de modo que são necessários fotodiodos com resposta maior na região do vermelho do espectro visível para que a cintilação resultante do CsI(Tl) seja captada adequadamente, mostrando que, em verdade, ela é maior do que em qualquer outro material cintilador. Já o espectro do CsI(Na) é muito similar ao do NaI(Tl), com cintilação resultante relativamente maior. No entanto, o tempo média de decaimento é muito grande.

3.3.3 Germanato de Bismuto (BGO)

Cristais de $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, comumente chamados de BGO, tem sido usados como cintiladores em um grande número de aplicações.

Devido a sua alta densidade (7.3 g/cm^3) e número atômico elevado (83 para o bismuto), o BGO é o cintilador com maior probabilidade por unidade de volume para a absorção fotoelétrica de raios gama dentre os materiais cintiladores disponíveis. O BGO é um exemplo de cristal cintilador inorgânico puro, ou seja, que não necessita a presença de um elemento ativador para promover o processo de cintilação. Além disso, cintilação com tempo de decaimento muito longo, as quais dão origem ao *afterglow* no iodeto de sódio e muitos outros cintiladores, são praticamente inexistentes em cintiladores BGO. A luminescência do BGO ocorre naturalmente de uma

transição óptica do íon Bi^{3+} , componente mais abundante no cristal. Existe uma grande diferença entre o espectro de absorção e o espectro de emissão dos estados do Bi^{3+} , de modo que a auto-absorção da cintilação produzida pelo cristal quase não ocorre.

A grande desvantagem do BGO é sua produção de luz muito baixa, cerca de 10 a 20% da quantidade de luz produzida pelo NaI(Tl) à temperatura ambiente. Cerca de 10% da cintilação produzida pelo BGO possui tempo de decaimento de 60 ns, enquanto a maior parte de sua cintilação possui tempo de decaimento médio de 300 ns, ligeiramente maior do que o tempo médio de decaimento do NaI(Tl) (230 ns). Essas duas características fazem com que o BGO tenha resolução temporal baixa em comparação com o NaI(Tl) . Ademais, assim como na maioria dos materiais cintiladores, a quantidade de cintilação produzida pelo BGO decai com o aumento da temperatura, limitando a utilidade deste cristal a temperaturas mais elevadas.

A eficiência de cintilação do BGO depende fortemente da pureza do cristal, de modo que diferenças na quantidade de cintilação produzida em cristais com diferentes níveis de resíduos de impureza foram identificados. Apesar de as propriedades mecânicas e químicas do BGO tornarem-no de fácil manuseio e utilização, podendo ser produzidos em formatos mais irregulares do que os detectores que utilizam o iodeto de sódio, a produção de cristais de BGO ocorre em apenas alguns formatos, além de ser cerca de duas a três vezes mais caro do que o processo de produção do NaI(Tl) .

A Tabela 3.1 reúne as principais características de cintiladores mais utilizados como detectores de radiação X e gama.

Uma das grandes limitações dos cintiladores como detectores de radiação é sua resolução em energia. A energia necessária para produzir um portador de carga é da ordem de 100 eV ou mais, e o número de portadores de cargas gerado em uma interação de radiação típica é de $\sim 10^4$. As flutuações estatísticas de um número tão pequeno limitam a resolução em energia que se pode obter sob as melhores circunstâncias, e não há meios de melhorá-la além desse limite. Em 662 keV, a resolução em energia do NaI(Tl) é limitada a 6% e é fortemente dependente das flutuações estatísticas dos fotoelétrons.

Foram utilizados cintiladores inorgânicos como detectores de raios- γ a bordo de muitas missões espaciais, dentre elas o Compton Gamma-Ray Observatory (*CGRO*), que utilizou detectores de NaI em seus 4 experimentos; o *HEAO-1-A4*; o *RXTE-HEXTE*; incluindo as missões em operação *Fermi*, que utiliza 14 cintiladores no

Tabela 3.1 - Propriedades de cintiladores inorgânicos mais utilizados em espectroscopia de raios x e gama.

Material	Const. de decaimento (μs)	Cintilação (fotons/MeV)	Eficiência (e^- rápidos)	Altura de Pulso (raios- γ) - Bialkali PMT
NaI(Tl)	0.23	38000	11.3%	1.00
CsI(Tl)	1.00	52000	11.9%	0.49
CsI(Na)	0.63	39000	11.4%	1.11
BGO	0.30	8200	2.1%	0.13

Fonte: Adaptada de Knoll (1989).

experimento GBM (12 NaI e 2 BGOs), e *INTEGRAL*, que utiliza CsI em um dos planos detectores do instrumento IBIS, e cintiladores BGO como escudo de anti-coincidência contra radiação cósmica de fundo nas câmaras IBIS e SPI. Por ser um observatório de grande porte, contendo 4 instrumentos cobrindo uma faixa ampla de energias (óptico, raios X e gama de 3 keV a 10 MeV), a missão *INTEGRAL* emprega diversos tipos de materiais detectores. Além dos cintiladores inorgânicos citados acima, o instrumento imageador Jem-X consiste de uma câmara de gases cintiladores (orgânicos - xenônio e metano).

3.4 Semicondutores

Dispositivos que empregam materiais semicondutores como detectores de radiação começaram a ser produzidos no começo da década de 60. O uso de cristais semicondutores como detectores de radiação, conhecidos como detectores de estado sólido, pode resultar em um número muito maior de portadores de carga por interação com a radiação incidente do que qualquer outro tipo de detector disponível atualmente. Como a única forma de reduzir o limite estatístico de resolução em energia é aumentar o número de portadores de carga por pulso, os detectores de estado sólido fornecem a melhor resolução em energia que se pode atingir, e são o estado da arte em várias aplicações (KNOLL, 1989).

A operação de um cristal semicondutor como um detector de radiação é baseada, essencialmente, nas propriedades de uma junção p-n sob polarização reversa (*reversed bias*), V_b (Figura 3.5). A radiação ou partícula incidente sobre a junção produz pares elétron-buraco ao atingir o cristal semicondutor conforme representado na Figura 3.6. Os pares elétron-buraco são varridos sob a influência de um campo elétrico, e com eletrônica apropriada, a carga coletada pode produzir um pulso que pode ser gravado em um arquivo de dados (TSOULFANIDIS; LANDSBERGER, 1995). O desempenho do detector depende da região da junção p-n onde o campo elétrico interno, $E_i = V_0/x_0$, é criado. A região x_0 , de largura de alguns mm, chamada de zona de depleção por ser praticamente livre de elétrons e buracos, é a região sensível do detector. Nesta região, a resistividade é muito alta, e a velocidade dos elétrons e buracos é tal que os portadores de carga podem atravessar a região e serem coletados em tempos de $\sim 10^{-7}s$.

É importante que o detector colete todas as cargas produzidas pela radiação ou partícula incidente. Isso pode ser atingido pela aplicação de uma tensão V_b alta suficiente para criar um campo elétrico de modo que não haja recombinação dos elétrons e buracos antes que eles sejam coletados. O limite de tensão reversa que

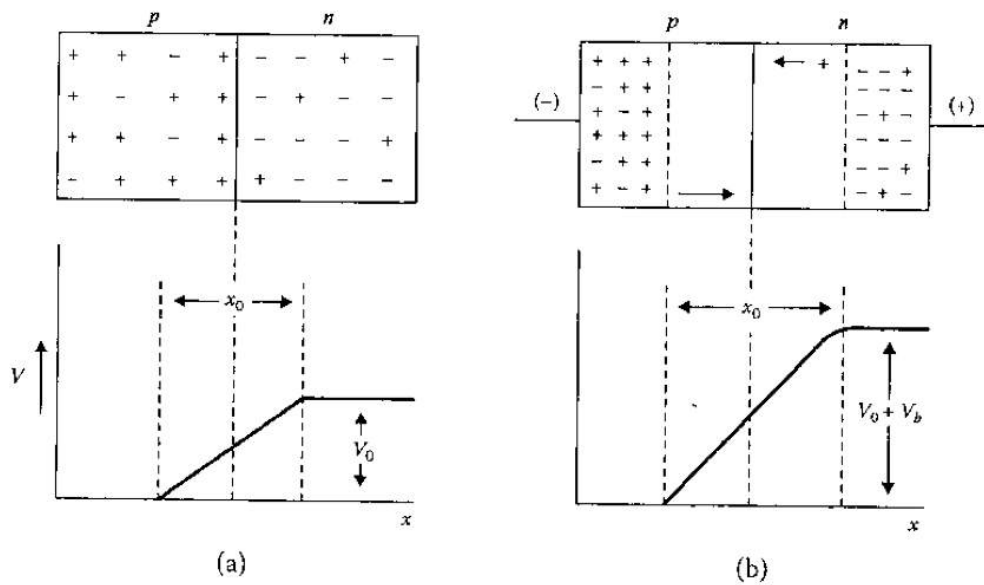


Figura 3.5 - (a) Junção p-n sem aplicação de tensão externa. A região x_0 é a região sensível onde é criado um campo elétrico interno E_i . (b) Aplicando-se uma tensão reversa nos eletrodos da junção p-n, o potencial ao longo da junção cresce ($V_0 + V_b$), como também cresce a largura da região x_0 .
 Fonte: Tsoulfanidis e Landsberger (1995).

a junção p-n suporta depende da chamada tensão de ruptura (*voltage breakdown*), definida como um rápido crescimento da corrente sob tensão reversa.

Em detectores semicondutores, ainda que a recombinação seja inexistente, alguns portadores de carga podem ser aprisionados nas imperfeições do cristal, buracos, ou por deslocamentos intersticiais. Além disso, a radiação incidente cria defeitos no cristal que causam deterioração do desempenho do detector, reduzindo seu tempo de vida útil.

A capacitância da junção p-n é importante por afetar a resolução em energia do detector. Para um detector como o da Figura 3.6, a capacitância C é dada por:

$$C \sim 1/\sqrt{V_b} \tag{3.5}$$

Por essas razões, um material que será usado para a construção de um detector deve ter como principais propriedades:

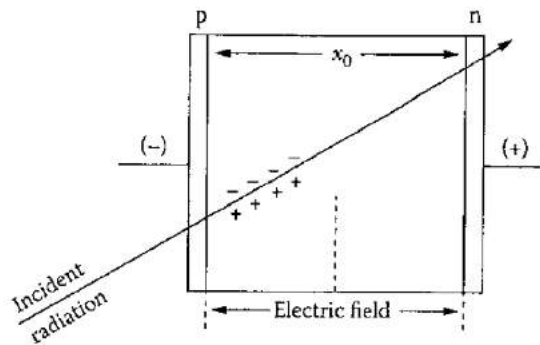


Figura 3.6 - Junção p-n sob polarização reversa operando como um detector.
 Fonte: Tsoulfanidis e Landsberger (1995).

- a) **Alta resistividade:** Se o material não tiver alta resistividade, ao ser submetido à influência de uma diferença de potencial V_b , as cargas produzidas pelas partículas ou fótons irão resultar em um pulso que pode ser mascarado por uma corrente estacionária.
- b) **Alta mobilidade dos portadores de carga:** Elétrons e buracos devem ter capacidade de se mover rapidamente, e serem coletados antes de terem a chance de se recombinarem ou serem presos. Esta propriedade está em conflito com a primeira, mas materiais semicondutores dopados com impurezas apresentam uma boa combinação de resistividade-mobilidade dos portadores de carga apropriada.
- c) **Capacidade de suportar campos elétricos intensos:** Quanto mais intenso o campo elétrico, mais rápida e eficiente se torna a coleta de portadores de carga. Além disso, quanto maior a diferença de potencial externa, maior a profundidade da região sensível dos detectores.
- d) **Estrutura cristalina perfeita:** Com exceção das impurezas injetadas, o detector semiconductor deve ser feito de um cristal perfeito, sem defeitos, átomos faltando, ou átomos intersticiais, que possam funcionar como armadilha de portadores de carga.

O volume ideal de um detector depende da sua aplicação. Detectores feitos de CdTe, HgI_2 ou CdZnTe são pequenos em comparação com os detectores de Si(Li) ou Ge(Li), mas possuem melhor aplicabilidade em experimentos que necessitam de um detector com volume pequeno, como monitoramento espacial, e dispositivos de imageamento

médico. Apesar de o volume ser reduzido, a eficiência é boa em razão do alto número atômico (Tabela 3.2). A energia necessária para a produção de um par elétron-buraco (ϵ) é maior para detectores de CdTe, HgI₂, e CdZnTe do que para detectores de Si e Ge, e, por essa razão, a resolução em energia destes é melhor que a daqueles. Entretanto, detectores de CdTe, HgI₂, e CdZnTe oferecem as vantagens de possuírem volume pequeno, e poderem ser operados a temperatura ambiente.

Tabela 3.2 - Propriedades físicas dos detectores semicondutores a temperatura ambiente.

Material	Cd _{0,9} Zn _{0,1} Te	CdTe	Ge	Si	GaAs	HgI ₂	PbI ₂
Atomic numbers	48, 30, 52	48, 52	32	14	31, 33	80, 53	82, 53
Average atomic number	49.1	50	32	32	32	62	62.7
Density ρ (g/cm ³)	5.78	5.85	5.33	2.33	5.32	6.4	6.2
Band gap E_g (eV)	1.572	1.5	0.67	1.12	1.43	2.13	2.32
Dielectric Constant	10.9	11	16	11.7	12.8	8.8	
Pair creation energy E_{pair} (eV)	4.64	4.43	2.95	3.62	4.2	4.2	4.9
Resistivity ρ (Ω cm)	3×10^{10}	10^9	50	$< 10^4$	10^7	10^{13}	10^{12}
Electron mobility μ_e (cm ² /Vs)	1000	1100	3900	1400	8000	100	8
Electron lifetime τ_e (s)	3×10^{-6}	3×10^{-6}	$> 10^{-3}$	$> 10^{-3}$	10^{-8}	10^{-6}	10^{-6}
Hole mobility μ_h (cm ² /Vs)	50 – 80	100	1900	480	400	4	2
Hole lifetime τ_h (s)	10^{-6}	2×10^{-6}	10^{-3}	2×10^{-3}	10^{-7}	10^{-5}	
$(\mu\tau)_e$ (cm ² /V)	$(3-10) \times 10^{-3}$	3.3×10^{-3}	> 1	> 1	8×10^{-5}	10^{-4}	8×10^{-6}
$(\mu\tau)_h$ (cm ² /V)	5×10^{-5}	2×10^{-4}	> 1	H1	4×10^{-6}	4×10^{-5}	

Fonte: Products (2013)

3.4.1 O sinal produzido por um detector semiconductor

A magnitude do sinal produzido por um detector semiconductor é proporcional à energia absorvida. Portanto:

$$Q = Eq/\epsilon \quad (3.6)$$

onde Q é a carga produzida (Coulomb), E é a energia absorvida (eV), q é a unidade de carga elétrica (Coulomb), e ϵ é a energia média necessária para criar um par elétron-buraco (eV/par). O valor de ϵ , que representa a eficiência de conversão do detector, depende de detalhes do mecanismo de interação no volume do detector, do material, e da temperatura (GOULDING; LANDIS, 1982).

O fato de a energia incidente ser absorvida tanto pelo processo de ionização quanto para produzir modos de excitação vibracional do cristal (fonons), e que essa divisão é aleatória, significa que a carga do sinal resultante (produzida pela ionização) é intrinsecamente sujeita a flutuações. Se as colisões ionizantes fossem muito raras em comparação às colisões dos fonons, o desvio padrão σ (RMS) no número N de pares elétron-buraco gerados obedeceria a estatística de Poisson:

$$\sigma = \sqrt{N} = \sqrt{E/\epsilon} \quad (3.7)$$

Uma vez que cada par, em média, corresponde a absorção de ϵ (eV) de energia, podemos descrever a resolução em energia por:

$$R_{RMS} = \epsilon\sqrt{N} = \sqrt{N\epsilon} \quad (3.8)$$

A resolução em energia dada pela FWHM seria:

$$R_{FWHM} = 2,35\sqrt{E\epsilon} \quad (3.9)$$

Na prática a suposição de que a estatística seja puramente poissonica é incorreta, o que produz redução da R_{FWHM} . Aplicando a correção pelo fator de Fano (KNOLL, 1989), F (que é sempre menor que a unidade, e é tipicamente de 0,12 para Ge e Si) a Equação 3.9 fica:

$$R_{FWHM} = 2,35\sqrt{FE\epsilon} \quad (3.10)$$

O sinal externo de corrente I devido ao movimento de portadores de carga persiste enquanto os portadores estão se movendo e pára quando eles são coletados. Portanto, se assumirmos que os elétrons se movem com velocidade v_e , e os buracos v_b , o tempo máximo de coleta (portanto, o tempo de subida do sinal) é o trânsito do portador mais lento de um eletrodo a outro. Em semicondutores, a mobilidade dos elétrons é duas ou três vezes maior que a dos buracos. A carga coletada em função do tempo é a integral dos sinais de todos os pares elétron-buraco produzidos pelo evento. Para detectores operando a temperatura ambiente e polarização razoável, as velocidades dos portadores de carga são proporcionais ao campo elétrico:

$$v_e = \mu_e E \quad (3.11)$$

$$v_h = \mu_h E \quad (3.12)$$

onde μ_e , e μ_h são as mobilidades dos elétrons e dos buracos, respectivamente. A tabela 3.2 apresenta valores típicos de velocidades, mobilidades, tempo de vida τ , e outras propriedades importantes dos portadores de carga no principais tipos de detectores semicondutores. As mobilidades aumentam significativamente com a redução de temperatura devido à diminuição das vibrações térmicas do cristal.

Por ser um diodo semiconductor operando sob polarização reversa, detectores semicondutores apresentam corrente de fuga (*leakage current*), cujas flutuações produzem ruído. Correntes de fuga podem ser geradas por difusão estacionária de cargas no interior da região sensível do detector, ou pela geração de pares elétron-buraco no volume do detector por vibração do cristal induzidas termicamente. Esta corresponde à principal fonte de corrente de fuga em um semiconductor e pode ser descrita por:

$$I_L \propto e^{(-E_g/2kT)} \quad (3.13)$$

onde I_L é a corrente de fuga, E_g é a energia da banda proibida, T é a temperatura, e k é a constante de Boltzman. Valores típicos de corrente de fuga para detectores de Si à temperatura ambiente variam de $10^{-8} - 10^{-5} A$ (GOULDING; LANDIS, 1982), enquanto para detectores CZT variam de $10^{-10} - 10^{-8} A$ (TAKAHASHI; WATANABE, 2001).

Detectores de Ge possuem valores inaceitáveis de corrente de fuga à temperatura ambiente.

3.4.2 Resolução em energia dos espectrômetros

Muitos fatores influenciam a resolução em energia. O alargamento do espectro pode ser representado pela soma quadrática de todas as contribuições linearmente independentes. Os fatores predominantes em um sistema espectroscópico são (DABROWSKI et al., 1983):

- a) **Ruído eletrônico** (σ_e): causado por várias fontes de ruído como capacitância e corrente de fuga do próprio detector, ou devido ao pré-amplificador. O ruído eletrônico é simétrico e independente da energia, sendo a maior fonte de ruído na faixa de baixas energias (fótons $E \lesssim 20$ keV);
- b) **Ruído estatístico** (σ_s): alargamento do fotopico causado pelo fato de a geração de cargas ocorrer ao acaso (natureza estocástica dos eventos). O ruído estatístico é proporcional à raiz quadrada da energia do fóton incidente, e produz alargamento simétrico do fotopico. Para fótons de energias intermediárias, esta é a maior fonte de ruído;
- c) **Aprisionamento de cargas** (σ_t): gera flutuações devido à cargas aprisionadas no detector e recombinação de cargas. Para fótons de baixa energia, a interação ocorre próxima ao cátodo e a coleta de carga é dominada por um único portador de carga (e^-), causando alargamento do fotopico que é dependente da energia. Assim, observa-se este alargamento como uma cauda no lado esquerdo do fotopico. Para energias maiores, a interação ocorre no interior do volume do detector e o aspecto de aprisionamento é a maior fonte de ruído.

Outros fatores que influenciam a resolução em energia incluem o escape de elétrons produzidos próximo à superfície, efeitos de empilhamento (especialmente aplicações com altas taxas de contagem), efeitos de borda devido ao tamanho finito do detector e à geometria dos eletrodos, e polarização do detector ao longo do tempo. Estes efeitos podem ser minimizados pela seleção e fabricação de detectores e eletrônica de aquisição.

O desvio padrão da distribuição resultante dos três fatores predominantes está relacionado com a largura de linha do ruído, e pode ser escrito como:

$$\sigma_E = \sqrt{\sigma_e^2 + \sigma_s^2 + \sigma_t^2} \quad (3.14)$$

3.4.3 Detectores de Silício

As principais características dos cristais de silício são baixo número atômico ($Z=14$), baixa energia necessária para criar um par elétron-bruraco (3.6 eV), alta resistividade, portadores de carga com alta mobilidade, e possuem camada proibida relativamente alta $E_g = 1.12$ eV.

A região sensível que se obtém aplicando tensão reversa em um detector de silício de alta pureza é $x_0 \sim 1-2$ mm. A fabricação de detectores de silício mais espessos é possível através da técnica denominada *lithium drifting*, que consiste em inserir lentamente átomos de lítio em um cristal tipo-p (Si ou Ge, por exemplo) para criar uma região onde as concentrações de impurezas doadores e receptoras estão exatamente balanceadas, aumentando a região sensível para 5 a 10 mm (KNOLL, 1989). Si(Li) são dispositivos amplamente desenvolvidos pela indústria, sendo comumente denominados *Silicon-Drift Detectors* (SDD). Apesar da corrente de fuga para cristais de Si ser baixa a temperatura ambiente, os SDDs precisam ser operados com resfriamento por nitrogênio líquido.

O número atômico baixo do silício implica que a secção de choque para absorção fotoelétrica de raios X é relativamente alta enquanto para raios gama é menor do que outros semicondutores, conforme mostra a Figura 3.7. Além disso, Si possui pico de escape de raios X menos proeminente. Por estas razões, detectores de Si(Li) são apropriados para espectroscopia de raios X (1-300 keV). Os SDDs são comumente utilizados para detecção e espectroscopia de partículas carregadas, especialmente partículas β , uma vez que a geometria dos canais de deriva permite detectar com excelente precisão qual local do detector ocorreu a interação.

Os CCDs utilizados em telescópios focalizadores de raios X como *Chandra*, *XMM-Newton*, e *Swift-XRT* são fabricados com detectores de Si.

3.4.4 Detectores de germânio

Os detectores de germânio surgiram no início da década de 60, sendo desde então um dos detectores de raios gama preferidos em diversas aplicações devido às suas características: alto número atômico ($Z=32$), baixo nível de impurezas, energia de ionização baixa (~ 3 eV), alta condutividade, tamanho compacto, alta resolução

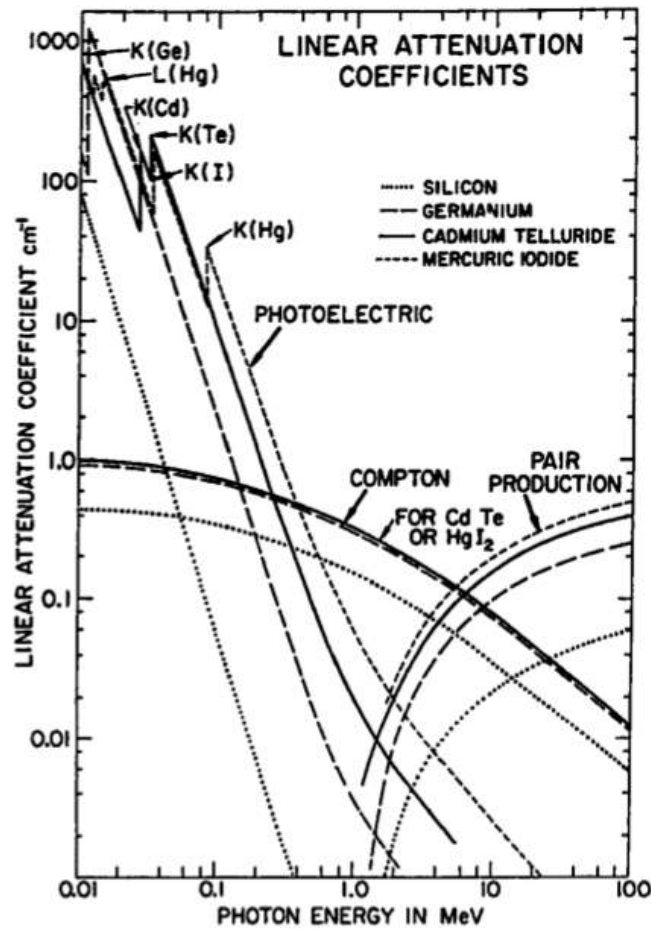


Figura 3.7 - Coeficiente linear de atenuação para vários cristais semicondutores.
 Fonte: Schlesinger e James (1995).

e relativamente fácil operação. Como sua banda proibida é de apenas 0.66 eV, é necessário que seja resfriado (geralmente a 77 K) para que possa ser operado como um detector de radiação.

Os detectores de cristais de germânio em níveis normais de pureza são limitados a radiações e partículas de baixas energias. Uma vez que possuem região sensível $x_0 \sim 2-3$ mm, raios gama atravessam o cristal sem interagir com ele. Para espectroscopia de raios gama são necessários detectores com espessuras maiores. A largura da região sensível cresce com a tensão reversa aplicada, e segue a seguinte relação:

$$x_0 = \sqrt{\frac{2eV}{eN}} \quad (3.15)$$

onde V é a polarização reversa e N é a concentração líquida de impurezas no material semiconductor. O limite da região sensível é dado pela tensão de ruptura da junção.

Uma alternativa para aumentar a região sensível do detector de Ge consiste no processo de *lithium drift* (Ge(Li)), através do qual é possível obter níveis de impureza $\sim 10^{10}$ átomos/cm⁻³, mas a grande desvantagem é a necessidade de manter o detector constantemente refrigerado com nitrogênio líquido, e falhas na refrigeração geram a necessidade de devolver ao fabricante para reposição de lítio.

Na década de 70 começaram a surgir técnicas para a produção de cristais de germânio com alta pureza (*High Purity Germanium* (HPGe)), cujos nível de impureza $\sim 10^9$ átomos/cm⁻³ são obtidos, permitindo a fabricação de cristais com espessuras de 1-1.5 cm. Este semiconductor de alta pureza geralmente é do tipo-p, devido a impurezas residuais (alumínio) ou aos defeitos estruturais das redes do próprio cristal de germânio. Sua alta corrente de fuga impede a operação à temperatura ambiente, sendo necessário operá-los à temperatura do nitrogênio líquido. Entretanto, ao contrário dos Ge(Li), o armazenamento pode ser feito a temperatura ambiente. Em algumas aplicações é conveniente permitir que a temperatura se eleve a 150-180 K, com resultado satisfatório apesar de ocorrer o aumento do nível de ruído.

A característica mais vantajosa do germânio é sua excelente resolução em energia, tornando-o o semiconductor mais utilizado para espectroscopia de raios gama, sendo mais indicado para análise de espectros complexos. A resolução de detectores de germânio são $\lesssim 1\%$ em contraste com as resoluções de 5-10% obtidas com iodeto de sódio. Entretanto, devido ao número atômico do germânio ser menor, bem como os volumes disponíveis dos detectores serem menores, sua eficiência de fotopico é cerca de uma ordem de magnitude menor do que a eficiência obtida pelo iodeto de sódio. Esta desvantagem pode ser compensada pela alta resolução, uma vez que detectores com mesma eficiência fornecem áreas iguais abaixo do fotopico, enquanto detectores com boa resolução em energia resultam picos mais estreitos que se sobressaem ao nível de ruído estatístico do contínuo.

Espectrômetros de Ge foram utilizados nas missões espaciais *HEAO-3* e *INTEGRAL-SPI*.

3.4.5 Detectores CdTe

Os primeiros estudos sobre as propriedades do CdTe como detector de radiação surgiram na década de 1950. Por ser um cristal composto, suas propriedades

podem variar bastante dependendo da estequiometria e técnica de crescimento de cristal. É possível obter-se cristais de CdTe de alta pureza dopados com cloro ou índio para torná-los uma junção tipo-p. As principais características do CdTe são alto número atômico ($Z=48$ e $Z=52$), alta resistividade, largura da banda proibida alta o suficiente para permitir operação à temperatura ambiente ($E_g = 1.5$ eV). A probabilidade de absorção fotoelétrica por unidade de comprimento é cerca de 5 vezes maior do que para cristais de Ge, e até algumas centenas de vezes maior do que detectores de Si na faixa de raios gama. Tais características fazem com que o CdTe seja aplicado à espectroscopia de raios X e gama com boa resolução, bem como câmaras de ionização de estado sólido na faixa de raios X e gama em diversas áreas como medicina nuclear, segurança, e astrofísica espacial (HAGE-ALI; SIFERT, 1995).

A baixa mobilidade dos buracos causa coleta incompleta de cargas, limitando a espessura e a resolução dos detectores de CdTe, fazendo com que esta não seja tão boa quanto a resolução obtida com detectores de Ge e Si.

Um dos planos detectores da câmara imageadora IBIS (instrumento ISGRI) a bordo do observatório *INTEGRAL*, uma importante missão de astrofísica de altas energias em operação, é composto por arranjos de cristais de CdTe.

3.4.6 Detectores CdZnTe

Detectores CZT tem características ótimas para detecção de fótons de raios X e raios gama moles. Devido ao seu número atômico alto, $Z \sim 50$, o processo de interação dominante na região de ~ 5 keV até algumas centenas de keV é a absorção fotoelétrica. A energia da banda proibida e sua resistividade são relativamente altas (veja dados na Tabela 3.2), resultando em baixa corrente de fuga e baixo ruído térmico, tornando possível a obtenção de boa resolução em energia a temperatura ambiente. Sua resposta em energia é linear na faixa de cinco até centenas de keV (RODRIGUES, 2008). Entretanto, a configuração planar convencional favorece o surgimento de uma cauda em baixas energias no espectro de altura de pulsos de fontes monoenergéticas devido à coleta incompleta de carga. Este problema pode ser solucionado criando detectores CZT pixelizados (KALEMCI et al., 2000).

CZT é um cristal semiconductor composto de CdTe (90%) e ZnTe (10%). Cd e Te têm borda K em ~ 25 keV e ~ 31 keV respectivamente, o que faz com que um raio X com energia maior do que 25 keV possa produzir um fotoeltron e um raio X característico. Geralmente o raio X característico será absorvido dentro de ~ 100

μm da posição de interação, a menos que a interação ocorra próxima às fronteiras físicas do detector e escape.

Duas importantes missões de Astrofísica de altas energias em operação utilizam detectores CZT como plano detector, a saber o *Swift*-BAT e o *NuSTAR*.

3.4.6.1 Princípio de operação dos detectores CZT e sistema eletrônico de processamento do sinal

Detectores CZT são fabricados com eletrodos metálicos (anodo e catodo), geometricamente finos, depositados sobre sua superfície. Estes eletrodos são, então, submetidos a uma tensão reversa alta (*High Voltage Reversed Bias*) criando diferença de potencial no interior do volume do detector (V_0). Quando a radiação ionizante interage com o cristal CZT são criados pares elétron-buraco em quantidades proporcionais à energia do fóton, conforme esquematizado na Figura 3.8. Em seguida, os portadores de carga negativa migram em direção ao anodo (eletrodo positivo), e os portadores de carga positiva migram em direção ao catodo (eletrodo negativo), e são coletados. O pulso de carga resultante é detectado pelo pré-amplificador de carga, que produz um pulso de tensão cuja altura é proporcional à energia do fóton incidente. O sinal do pré-amplificador passa por um *shaper* que converte o sinal em um pulso gaussiano e o amplifica. Este sinal pode, então, passar por um sistema contador convencional ou um *Multi-Channel Analyser* (MCA) para gerar um espectro característico dos fótons incidentes sobre o detector.

A função do pré-amplificador é amplificar sinais fracos gerados pelo detector e depois conduzi-los ao resto do circuito de processamento de sinal (LEO, 1994). É importante que ele seja montado o mais próximo possível do detector, para evitar interferência de campos eletromagnéticos e reduzir a capacitância do cabo, o que reduziria a razão sinal-ruído. Existem três tipos de pré-amplificadores: de carga, de tensão e de corrente. Os pré-amplificadores de corrente são usados em dispositivos com sinais de baixa impedância, e portanto não são úteis para detectores de radiação, que são geralmente instrumentos com alta impedância. O amplificador de tensão amplifica qualquer voltagem que apareça como sinal de entrada. Uma vez que detectores de radiação são dispositivos que produzem cargas essencialmente, esta tensão aparece através da capacitância intrínseca do detector somadas a outras capacitâncias que estejam no circuito:

$$V = Q/C_{tot} \tag{3.16}$$

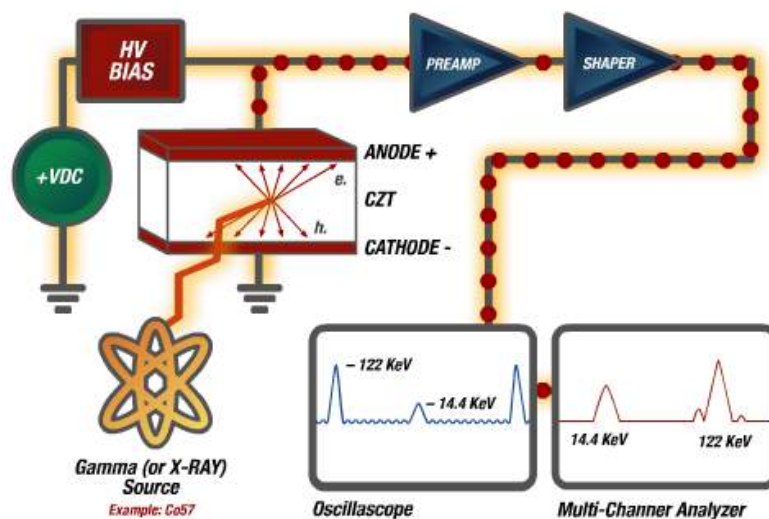


Figura 3.8 - Esquema do circuito eletrônico de aquisição de dados utilizando detectores CZT.

Fonte: Products (2013)

É importante, portanto, que a capacitância do circuito permaneça estável durante a medição. Este tipo de pré-amplificadores são usados em fotomultiplicadoras, contadores proporcionais, e tubos Geiger-muller. Para detectores semicondutores, devido à corrente de fuga no diodo semicondutor ser dependente da temperatura, ocorrem variações na capacitância intrínseca com a variação da temperatura. Por esta razão, devem ser usados pré-amplificadores de carga em dispositivos semicondutores. Seu funcionamento básico consiste em integrar as cargas contidas no pulso de entrada em um capacitor C_F , em seguida, descarregando o capacitor através de uma resistência R_F ligada em paralelo ao capacitor, resultando em um pulso de tensão V_{out} com cauda decrescente como sinal de saída, conforme mostra a Figura 3.9. A tensão de saída é dada por:

$$V_o = -Q/C_F \quad (3.17)$$

Os *Pulse Shape Amplifiers* (PSA) ou *shapers* são usados para amplificar o sinal vindo do pré-amplificador, e dar ao sinal uma forma conveniente para o processamento posterior, preservando a informação inicial. Assim, se a informação temporal for parâmetro desejável, é necessário uma resposta rápida, e se o parâmetro desejável for a altura do pulso, deve ser mantida uma proporcionalidade entre as amplitudes

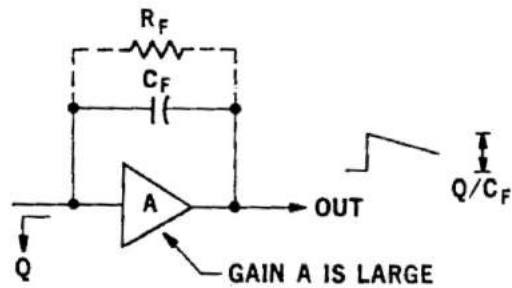


Figura 3.9 - Esquema do circuito eletrônico de um pré-amplificador de carga, mostrando o sinal de saída com altura V_{out} e cauda decrescente.
 Fonte: Goulding e Landis (1982).

de entrada e de saída (amplificador linear). No caso de um amplificador linear, o ganho é ajustável de modo a permitir ajustes de escala em um analisador espectral.

Para amplificadores espectroscópicos as características da formatação do pulso são muito importantes. Geralmente, o pulso que sai do pré-amplificador é caracterizado por uma exponencial com uma longa cauda que dura um tempo $\tau \lesssim 100 \mu s$, e cuja amplitude é proporcional à energia. Se durante o tempo τ outro sinal chegar, ele irá se sobrepor à cauda do primeiro pulso, e sua amplitude será aumentada. Então, a informação sobre energia contida no segundo pulso é perdida. Este efeito é chamado de empilhamento. Para evitar este efeito, deve-se restringir a taxa de contagem de pulsos a $< 1/\tau$ contagens/s, ou encurtar a cauda através de outra formatação. Além disso, mesmo em situações de baixa taxa de contagens, quando não ocorre empilhamento, a formatação do pulso tem papel importante, uma vez que é usada para otimizar a relação sinal-ruído. Para um dado espectro de ruído, existe sempre um formato de pulso para o qual o sinal é minimamente perturbado pelo ruído. A relação entre o formato do pulso e o ruído pode ser melhor entendida se analisados em termos de suas componentes de Fourier. Para otimizar a relação sinal-ruído, deve-se filtrar as frequências onde o ruído é máximo, estreitando a largura da banda de frequências. Este estreitamento também altera a distribuição de frequências no sinal, resultando em alteração de seu formato. Pulsos com cauda em espectros com ruído não são adequados; é mais vantajoso que os pulsos tenham formato Gaussiano ou triangular.

Em contraste com amplificadores espectroscópicos, para amplificadores rápidos a característica mais importante é a preservação do tempo de subida rápida do pulso, e devido a este fato a largura de banda é mantida, ou seja, estes amplificadores não formatam o pulso, e estão limitados a ganhos pequenos ($\sim \times 10$). Ganhos maiores podem ser obtidos acoplando vários amplificadores rápidos em cascata.

A maioria dos PSA disponíveis comercialmente são baseados em dois métodos: *delay line* e circuitos CR-RC. O mais simples de todos consiste em circuitos CR diferenciadores, e RC integradores de mesma constante de tempo. Esta combinação serve para limitar ruído de baixa e alta frequência, e fornecer um pulso de duração limitada (a algumas vezes RC), que permite uma taxa de contagem de pulso finita sem empilhamento. A Figura 3.10 mostra o diagrama de um CR-RC PSA, e o resultado de uma formatação de uma função degrau.

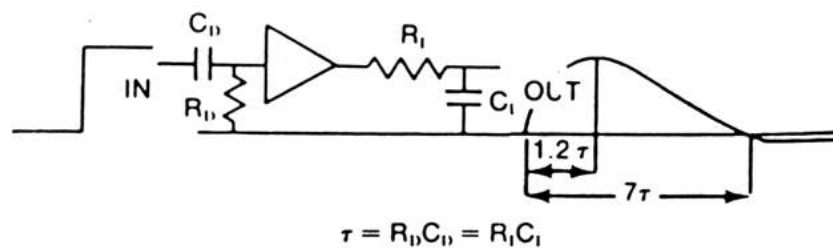


Figura 3.10 - Circuito básico de um CR-RC PSA.
Fonte: Leo (1994).

Os MCAs são dispositivos que realizam três funções básicas: digitalizam a amplitude do pulso de entrada através de dispositivos que transformam o sinal analógico em sinal digital, os *Analog to Digital Converters* - (ADCs); distribuem os pulsos de acordo com a altura dos mesmos; e mantém a contagem do número de pulsos com determinada altura em uma memória multi-canal, onde cada canal representa uma faixa de energia. O conteúdo de cada canal pode ser apresentado em uma tela ou gravado em um arquivo de texto, fornecendo o espectro de altura de pulsos (contagens por canal). Este histograma de contagens por canal é correspondente ao espectro em energias da fonte observada, e é utilizado para a caracterização, e calibração do sistema detector.

4 A MISSÃO *MIRAX*

4.1 A Câmara imageadora de Raios X duros (*Hard X-ray Imager -HXI*)

O HXI será construído em colaboração com o Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics (CfA) e vai operar na faixa de energia de 5 – 200 keV. Ele será composto por quatro telescópios idênticos que empregam um plano detector (DM - *Detector Module*) composto por detectores de CdZnTe (CZT) de 256 cm² de área efetiva por telescópio, uma máscara de tungstênio de 48 × 48 cm², um sistema de blindagem passiva de Pb/Sn/Cu/Al e uma fonte de calibração (*Tagged Calibration Source Assembly -TCSA*). Detectores de CZT sensíveis à posição, combinados com a técnica de máscara codificada, fornecem excelentes instrumentos para imageamento e espectroscopia de raios X duros até algumas centenas de keV. Isso ocorre em função das propriedades do CZT, como alta densidade (5.8 g/cm³) e alto número atômico médio (~ 50) para alta eficiência de detecção de fótons de raios X, baixo ruído térmico, excelente resolução em energia a temperatura ambiente, e boa resolução espacial com detectores pixelados, como foi mostrado no capítulo 3. A Figura 4.1 mostra uma concepção artística do HXI.

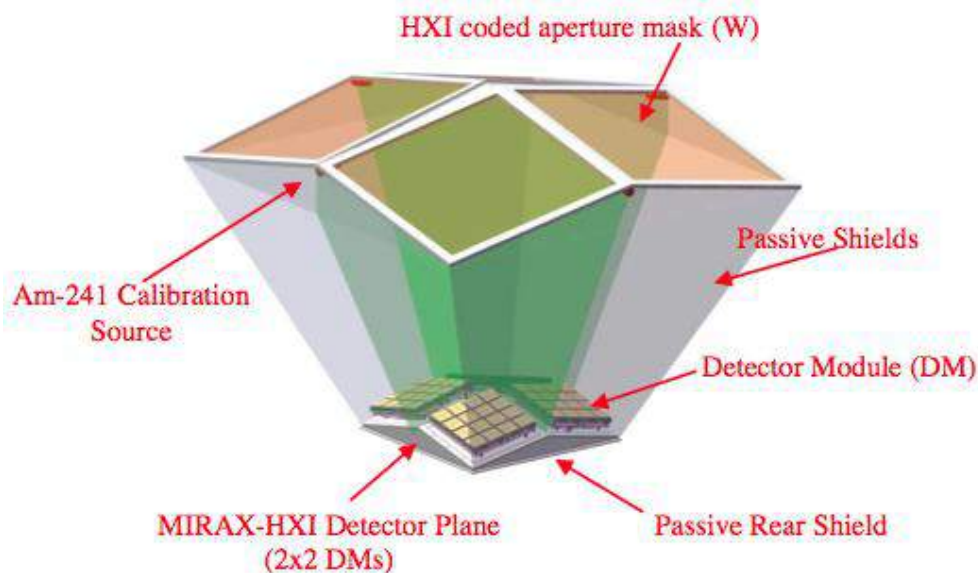


Figura 4.1 - Visão artística do HXI, formado por quatro telescópios idênticos de máscara codificada, cada um com um plano detector independente (DM) totalizando ~ 1024 cm² de área efetiva.

Fonte: Grindlay e Bonnenfant (2011).

Cada DM é formado por um arranjo 8×8 de cristais de CZT justapostos (de dimensões $19.9 \text{ mm} \times 19.9 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$) montados em um sistema eletrônico (ASIC-*Application Specific Integrated Circuit*) que permite a leitura dos pulsos gerados pelas interações dos fótons nos detectores. O arranjo de múltiplos módulos detectores possibilita um campo de visada amplo e mínimo ruído de fundo cósmico em raios X, que é a componente de ruído de fundo mais intensa em energias mais baixas (5-50 keV). A área da máscara codificada de cada telescópio corresponde a 9 vezes a área do plano detector, e foi determinada para cobrir um campo de visada de $25^\circ \times 25^\circ$ FCFoV (*Fully-Coded Field of View*), de modo que o FCFoV do HXI combinado (4 telescópios) é de $50^\circ \times 50^\circ$. O campo de visada de cada telescópio permite o posicionamento da máscara a 70 cm acima do plano detector, propiciando uma resolução angular de $5,5'$. O padrão da máscara é aleatório. A estratégia de observação de varredura contínua do céu reduz o ruído sistemático nos detectores. A TCSA fornece fótons de 60 keV do ^{241}Am para monitorar o ganho de todos os detectores CZT continuamente ao longo da missão, e também durante os testes em solo dos 4 telescópios do HXI. A concepção do fototubo/cintilador da TCSA é baseada no sistema de ganho automático do RXTE/ HEXTE (PELLING et al., 1991; ROTHSCCHILD et al., 1998), utilizando os mesmos desenhos, partes qualificadas para voo, e procedimentos. A experiência do HEXTE mostra que aproximadamente 100% de eficiência foi atingida: nenhuma linha de 60 keV foi observada nos dados científicos.

Os DMs de CZT propostas têm a herança nas câmaras de raios X desenvolvidas pelo programa *ProtoEXIST* (HONG et al., 2006; GRINDLAY et al., 2010; ALLEN et al., 2010; HONG et al., 2011), criado para investigar e desenvolver a próxima geração de telescópios para monitoramento Galáctico em raios X, e inclui a construção e testes em balão estratosférico de três protótipos de telescópios de máscara codificada - P1, P2 e P3. Os dois primeiros já foram testados com sucesso em ambiente quase espacial em 2009 (P1) e 2012 (P1 e P2), enquanto o terceiro está em fase de estudo para construção.

Cada telescópio consiste de um plano detector de área moderada ($A \sim 256 \text{ cm}^2$), formado pela justaposição de 64 detectores CZT pixelizados, com baixo ruído eletrônico, capazes de operar na faixa de energias de 5 a 200 keV. O P2 é o plano detector previsto para integração no *MIRAX/HXI*.

4.2 O computador de bordo

O HXI contém um computador de bordo que processa ~ 2 Mbps de pacotes de eventos em múltiplos pixels em um pacotes de eventos limpos com a posição (x,y) no DM, e profundidade do evento (z) no CZT, energia do evento e tempo (até $10\mu s$) para transmitir todos os pacotes de eventos com apenas 400 kbps. O computador de bordo irá coletar os pacotes de eventos de dados ($\sim 0,6$ Mbps/DM) dos 4 DMs via uma interface de 4 sinais diferenciais de baixa voltagem (LVDS) e de alta velocidade, e transmitir o pacote de eventos redimensionado para a plataforma operacional em solo via RS422, um padrão técnico que especifica características elétricas de um circuito de imageamento digital.

4.3 Sensibilidade

A curva de sensibilidade contínua prevista para o *MIRAX* é mostrada na Figura 4.2. Para exposições próximas ao centro do FoV, a sensibilidade do *MIRAX* se aproxima daquela do *Swift*/BAT na faixa de 15-150 keV. As taxas de ruído de fundo utilizadas para estimar a curva de sensibilidade do *MIRAX*/HXI e do *Swift*/BAT foram calculadas considerando o albedo terrestre, fótons de ruído de fundo difuso em raios X através da blindagem passiva e elementos de máscara opacos, juntamente com as eficiências dos detectores.

A taxa de ruído de fundo calculada para o BAT foi comparada com observações tomadas no plano galáctico sul e estão em boa concordância ($< 20\%$). O baixo limiar de detecção do HXI (~ 5 keV) permitirá ~ 70 mCrab de sensibilidade em um escala de tempo de 100 s em faixas de energias inacessíveis para o *Swift*/BAT e *INTEGRAL*, com maior resolução angular do que a obtida pelo *IMAXI*.

4.4 O satélite LATTES

A plataforma espacial do *MIRAX* será desenvolvida no INPE pelo programa de satélites científicos e de sensoriamento remoto. A plataforma, denominada Plataforma Multi-Missão (PMM) está sendo construída inicialmente para o satélite de Observação da Terra Amazônia-1. O *MIRAX*, juntamente com a missão de aeronomia equatorial EQUARS, será acomodado em uma PMM, com lançamento previsto para início de 2018. A plataforma emprega um sistema de estabilização de atitude de 3 eixos com 2 sensores estelares, um sensor solar e um magnetômetro. Hastes de torque e rodas de reação são utilizadas como controladores de atitude. A carga útil do *MIRAX* não conterá nenhuma peça móvel, simplificando sobremaneira as operações

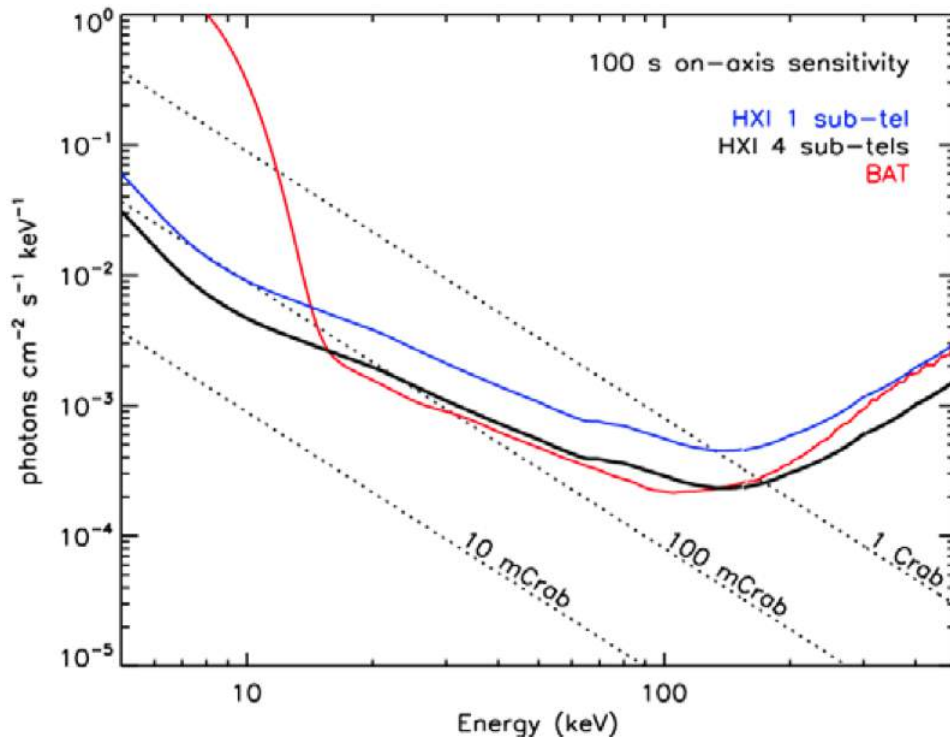


Figura 4.2 - Sensibilidade contínua prevista para o *MIRAX*.
 Fonte: Grindlay e Bonnenfant (2011).

de atitude e apontamento em órbita. A carga útil do *MIRAX* terá uma massa de ~ 90 kg, enquanto que a massa total do satélite deverá ser de aproximadamente 500 kg. A missão terá 4 anos, o apontamento será fixo no zênite, com o eixo central da HXI deslocado de 25° Sul. A Figura 4.3 mostra o satélite Lattes com os 4 telescópios de raios X duros do *MIRAX*.

O satélite irá orbitar em uma rotação por órbita (RPO), portanto o HXI irá continuamente varrer uma larga faixa do céu, com $\leq 5\%$ de perdas de exposição devidas a passagens pela Anomalia do Atlântico Sul, estimadas com base nos fluxos de partículas ionizadas obtidas in situ pelo RHESSI e medidas do RXTE (FÜRST et al., 2009). Será utilizada uma estação de recepção na banda X em Alcântara-MA, ou Boa Vista-RR, operada pelo INPE, cuja instalação já está planejada. Estima-se que a taxa de transmissão de dados científicos será de ~ 30 Mbits/s. A banda X, na faixa de operação espacial (2200-2290 MHz), será usada para comunicação nos dois sentidos (satélite-terra e terra-satélite), incluindo o envio de telecomandos. De acordo com o planejamento do programa de satélites do INPE, a época mais provável de lançamento do Lattes será em 2018, sendo o lançamento provido por lançador a ser

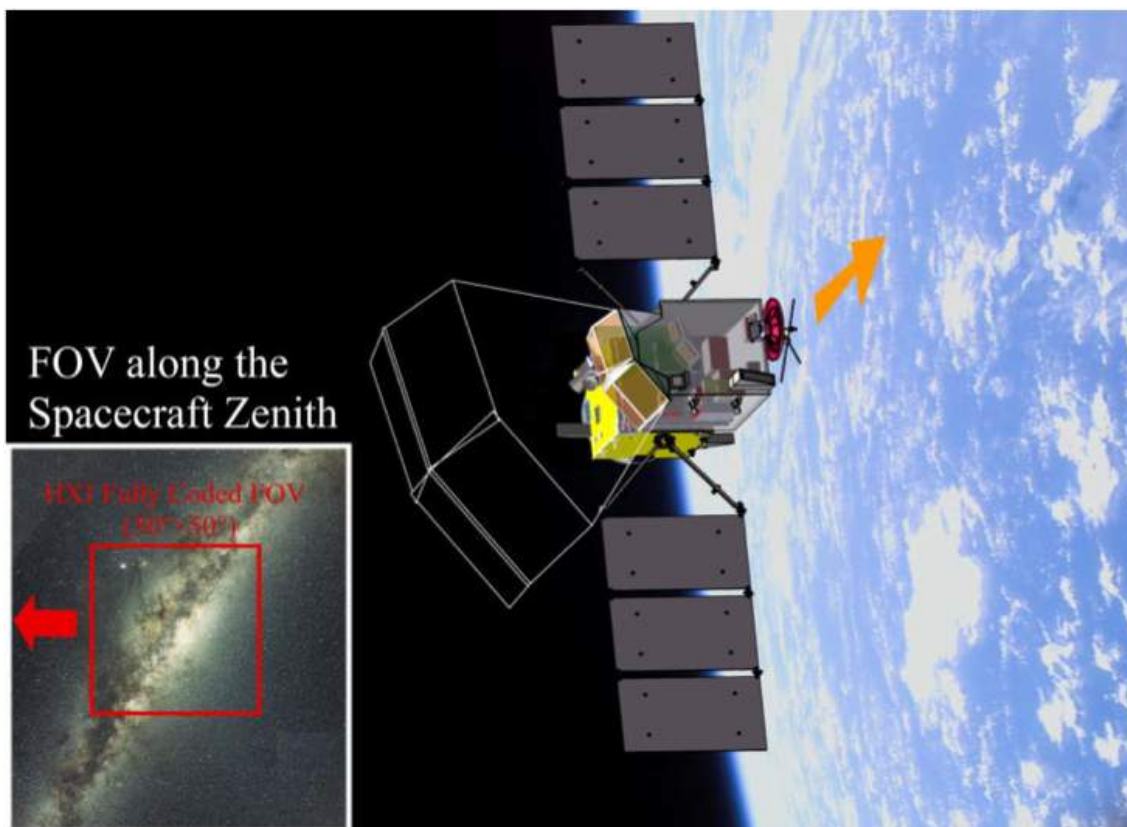


Figura 4.3 - Visão artística do satélite Lattès, que é baseado na Plataforma Multi-Missão (PMM). Os 4 telescópios de raios X duros do *MIRAX* são mostrados no módulo de carga-útil.

Fonte: Grindlay e Bonnenfant (2011).

determinado pela AEB.

Os dados do *MIRAX* serão colocados à disposição da comunidade imediatamente após o seu processamento básico. Serão montadas bases de dados nos centros de missão no Brasil (INPE) e nos EUA. A base de dados também estará disponibilizada aos usuários no arquivo de dados de missões de astrofísica de altas energias (HE-ASARC) existente no Goddard Space Flight Center, nos EUA. Páginas (*websites*) específicas com os produtos de dados da missão tais como curvas de luz, espectros, imagens e valores de períodos de fontes pulsadas serão disponibilizadas.

4.5 Motivação científica do *MIRAX*

O principal objetivo científico do *MIRAX* é realizar um monitoramento sistemático em raios X duros (5-200 keV) do bojo e do plano Galáctico, para entender as distribuições e a natureza de objetos compactos e descobrir novos transientes, além de

fazer um levantamento de buracos negros isolados obscurecidos e remanescentes de supernova jovens nas nuvens moleculares gigantes no plano galáctico.

O *MIRAX* será capaz de contribuir para o estudo de uma variedade de fenômenos e objetos em astrofísica de altas energias, especialmente no domínio não térmico, ainda relativamente inexplorado, das observações em raios X duros. Sua configuração possibilitará investigar o domínio temporal de fontes astrofísicas de altas energias, incluindo jatos de buracos negros de acréscimo, explosões de raios X em estrelas de nêutrons, magnetares, e núcleos ativos de galáxias. Além disso, a missão *MIRAX* irá realizar uma investigação conjunta pioneira de Gamma-Ray Bursts de curta (sGRB) duração em raios X duros e ondas gravitacionais (Advanced LIGO).

A geometria de varredura do céu do *MIRAX*, com direção de apontamento deslocada de 25° sul do zênite, foi escolhida principalmente para observar o bojo e o plano galáctico sul, mas também cobre uma grande porção do céu extragaláctico, permitindo que seja realizado um censo da população de objetos compactos no Bojo e o plano Galáctico Sul.

A Figura 4.4 mostra os alvos científicos do *MIRAX* dispostos segundo a luminosidade em raios X e as escalas de tempo em que ocorre variabilidade no fluxo de raios X de cada tipo de objeto.

No próximo capítulo serão descritos a construção da câmara do P2 - o protótipo de telescópio do *MIRAX*- bem como o procedimento e resultados dos testes com suas unidades detectoras.

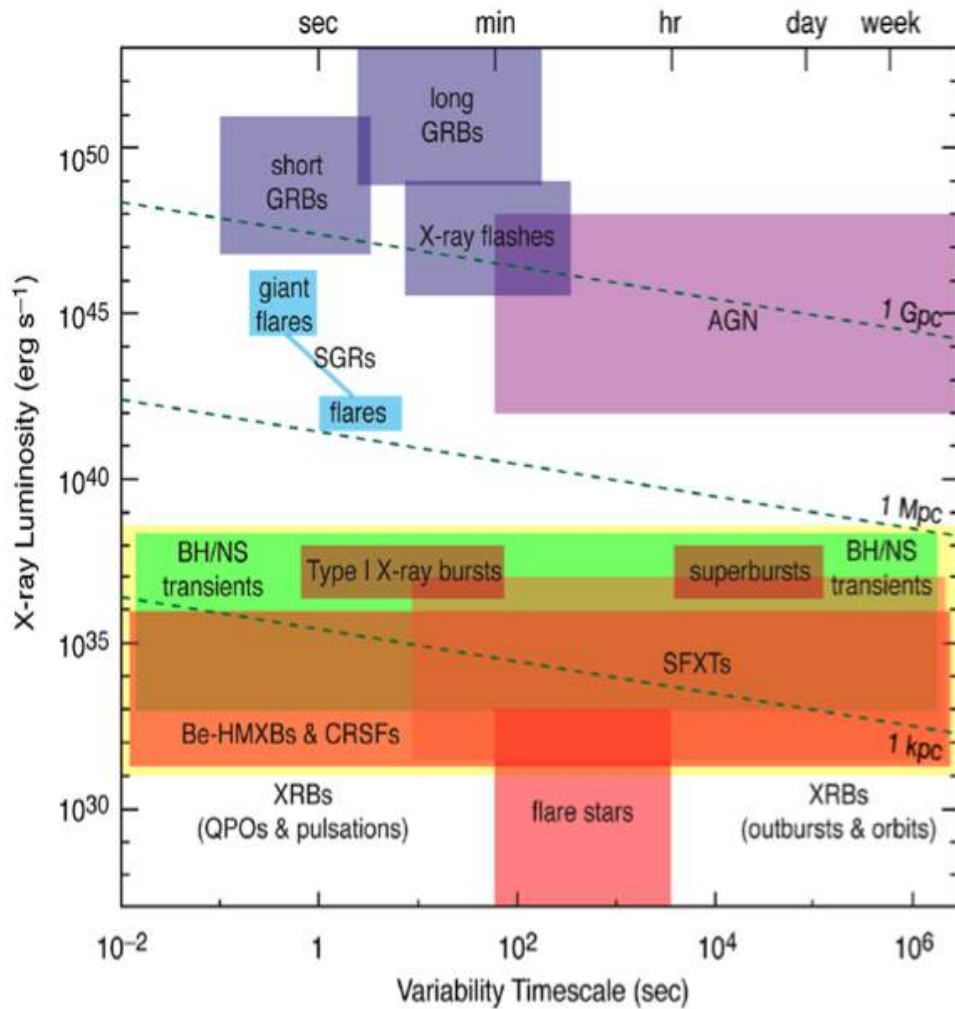


Figura 4.4 - Alvos científicos da Missão *MIRAX* segundo a luminosidade X e escalas de tempo de variabilidade de cada grupo de objetos. As linhas tracejadas indicam distâncias para as quais a variabilidade numa dada escala de tempo será detectável com nível de confiança de 5σ .
 Fonte: Grindlay e Bonnenfant (2011).

5 CARACTERIZAÇÃO E CALIBRAÇÃO DOS DETECTORES DO *MIRAX*

5.1 O módulo detector do telescópio *ProtoEXIST2*

O plano detector do *ProtoEXIST2* é composto de 64 unidades detectoras (*Detector Crystal Units - DCUs*), posicionados em arranjos de 4×4 DCUs em uma *Event Logic Board - ELB*. Um arranjo de 2×2 ELBs é conectado à placa mãe do detector, denominada *Detector Module Board - DMB*, como mostra a Figura 5.1.

Os cristais de CZT utilizados nas DCUs possuem dimensões $19.9 \text{ mm} \times 19.9 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$. Esses cristais foram produzidos pela empresa Redlen Technologies¹, a qual já os fornece metalizados com 8×8 pixels. Para obter-se o resultado esperado para o P2, a superfície dos cristais foi remetalizada e novos contatos com 32×32 pixels, $600 \mu\text{m}$ (*pixel pitch*), foram depositados. Após este processo, os cristais de CZT do P2 foram diretamente colados, pixel a pixel, à superfície do circuito integrado de aplicação específica (ASIC) utilizando-se cola epoxy. A leitura e digitalização do sinal é feita pelo NuASIC (HARRISON et al., 2010), o ASIC desenvolvido pela Caltech para a missão NuSTAR, e adaptado em uma placa denominada *ASIC Carrier Board - ACB*, responsável por conectar o ASIC a ELB. Uma DCU consiste, portanto de um cristal CZT, conectado ao NuASIC, o qual está conectado à uma ACB.

5.2 O NuASIC

A operação de detectores de estado sólido como espectrômetros requer a capacidade de medir um sinal que é proporcional à energia da radiação incidente. A melhor estratégia para desenvolver a eletrônica de aquisição é desenvolver pré-amplificadores sensíveis, de baixo ruído, para coletar todas as cargas resultantes de interações no detector. O sistema de eletrônica de aquisição de baixo ruído utilizados no P2 foi desenvolvido para operar especificamente com cristais CZT para missão NuSTAR, o NuASIC.

O NuASIC contém 1024 pixels. Cada pixel contém um pré-amplificador que funciona continuamente, amplificando o sinal de entrada. O sinal amplificado é amostrado a uma taxa ajustável de 2 (modo normal) a 4 MHz. O sinal de saída é enviado a um conjunto de 16 capacitores, onde é armazenado. Quando um fóton é detectado, o NuASIC armazena em seus capacitores 16 sinais, os quais representam amostragens de pré-trigger, a subida do pulso e amostragens de pós-trigger (KITAGUCHI et al.,

¹<http://www.redlen.ca>

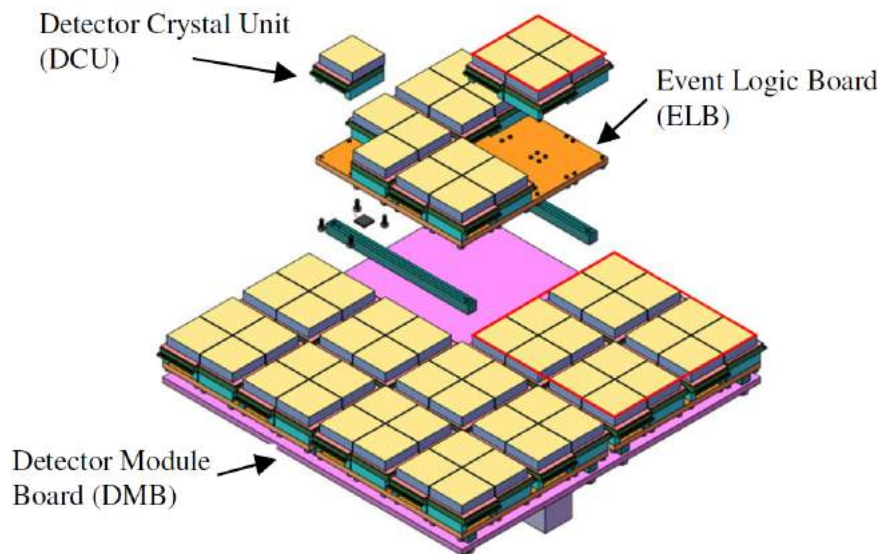


Figura 5.1 - Arquitetura do P2 : O módulo detector do P2 é composto de 64 DCUs. Uma DCU consiste de um cristal CZT de dimensões $19.9 \text{ mm} \times 19.9 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$, 32×32 pixels ($0.6 \text{ mm pixel pitch}$). Arranjos de 2×2 DCUs formam um *Detector Crystal Array (DCA)*. Agrupando 4 DCAs em uma placa lógica temos uma *Event Logic Board (ELB)*. Uma ELB, denominada de *Quad Detector Module (QDM)*, contém 16 *Complex Programmable Logic Devices (CPLD)* responsáveis pela interface lógica de cada um dos NuASICs. Por fim, o módulo detector é composto de um arranjo de 2×2 QDMs justapostos em uma placa mãe *Detector Module Board (DMB)*, a qual controla e processa as 64 DCUs através de um *Field Programmable Gate Array (FPGA)*.
 Fonte: Grindlay e Bonnenfant (2011).

2011). A Figura 5.2 ilustra a média das amostras de perfis de pulso de pixels atingidos, bem como pixels vizinhos, e pixels que não estão relacionados ao evento.

A altura do pulso é obtida subtraindo-se a média das amostras dos eventos pré-trigger da média das amostras de eventos pós-trigger. A média sobre um grande número de amostras reduz as flutuações estatísticas no ruído eletrônico. Os sistemas de pré-amplificadores e leitura do sinal de saída permitem a diferenciação entre os sinais do elétron e do buraco para cada evento, permitindo a determinação da profundidade em que ocorreu o evento. O NuASIC é equipado com gerador de pulso eletrônico (10 Hz) interno que permite a injeção de cargas nos pixels individuais para que o ruído eletrônico seja determinado. O sinal do gerador de pulsos produz um fotopico em 146 keV.

O NuASIC pode ser operado em dois modos, a saber: *charge pump mode* e modo

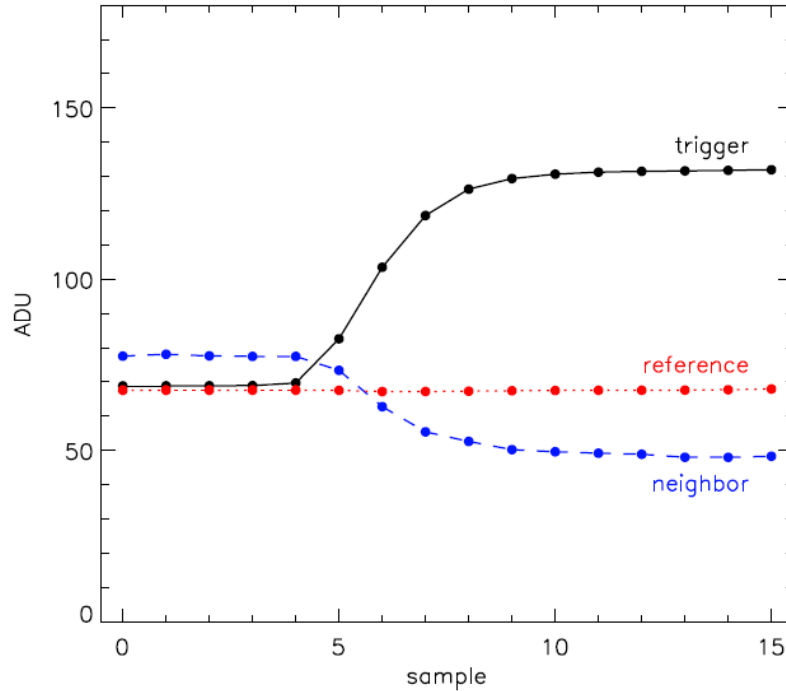


Figura 5.2 - Exemplos de perfis de pulso. Para cada evento, o NuASIC pode armazenar 16 amostras de perfis de pulso de pixels que registraram o evento (linha preta, sólida), pixels vizinhos (linha interrompida, azul), e pixels não-correlacionados com o evento (linha pontilhada, vermelha).
 Fonte: [Hong et al. \(2009\)](#).

normal. O *charge pump mode* é baseado num circuito que bombeia cargas e fornece uma voltagem que é maior do que a voltagem do alimentador, ou uma tensão com polaridade reversa, permitindo alta eficiência, atingindo baixos níveis de ruído eletrônico ~ 400 eV (incluindo corrente de fuga) ([HARRISON et al., 2010](#)). Entretanto, esse modo suporta correntes de fuga de até 300 pA por pixel, restringindo sua operação em temperaturas de até 10° C. No modo normal, o NuASIC pode ser operado à temperatura ambiente, e suporta correntes de fuga de até 10 nA por pixel. Nos testes realizados com o P2 apenas o modo normal foi utilizado.

Os NuASICs produzidos para formar as DCUs para o P2 foram produzidas pelo NASA-Goddard Space Flight Center, onde os pixels da pastilha do ASIC foram ligados, através de microfios, à placa ACB, a qual é responsável por fazer a ligação entre os 32×32 pixels à superfície do anodo do cristal CZT. O sinal de saída é digitalizado no ASIC para evitar ruído de capacitância em excesso.

Para avaliar o funcionamento da ACB, o NuASIC é submetido a um teste de ruído eletrônico, que consiste da aplicação do pulso eletrônico em um subgrupo de pixels de cada vez. Neste teste, o NuASIC é posicionado na placa de testes (Figura 5.3), o sistema é mantido a 0 V, e injeta-se o sinal do pulso eletrônico em um grupo de 4×4 pixels por tempo suficiente para gerar uma boa relação sinal ruído para caracterizar o grupo de pixels (40 s), percorrendo a superfície do detector sequencialmente no eixo vertical e paralelamente no eixo horizontal. Se funciona corretamente, a ACB é enviada para a empresa Creative Electric Inc (CEI)² para hibridização.

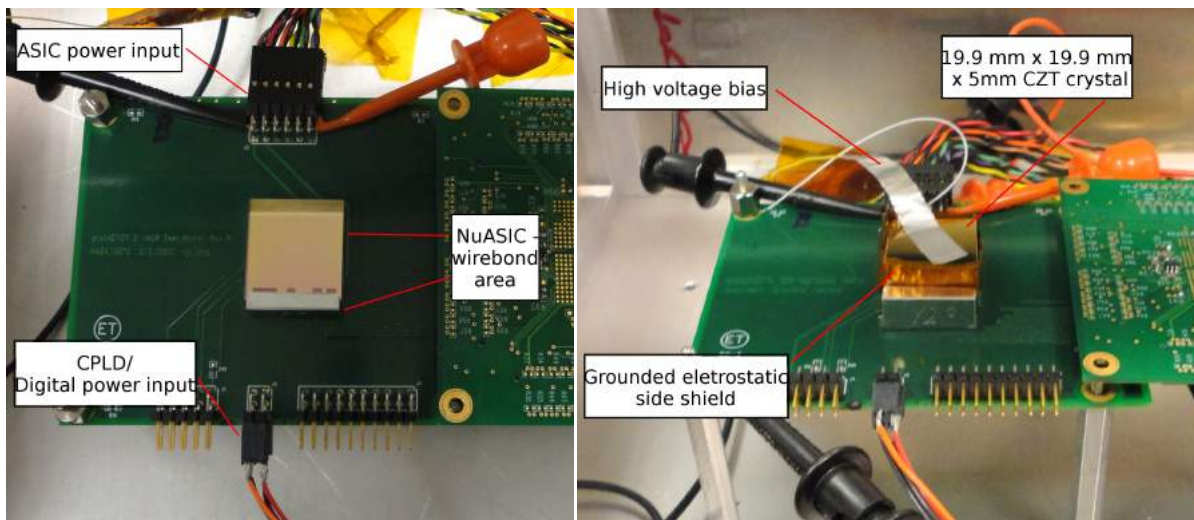


Figura 5.3 - Esquerda: NuASIC montado sobre a placa de testes para testes com gerador de pulsos antes do processo de hibridização. Direita: DCU envolta por um escudo eletrostático lateral posicionados na placa de testes. A aplicação de tensão reversa se dá através de uma fita adesiva condutora feita de Al conectada à superfície do catodo do cristal CZT.

Fonte: Rodrigues et al. (2013).

Para reduzir o ruído sistemático, a placa de testes opera dentro de uma caixa de Al fechada e aterrada, com uma janela opaca à luz visível sobre a região onde encontra-se a placa de testes, conforme mostra a Figura 5.4.

Um estudo da resposta do NuASIC para o P2 foi feito por Allen et al. (2011), onde o gerador de pulsos foi utilizado para medir o alargamento do fotopico antes e após a hibridização das DCUs protótipos, bem como obter sua distribuição da resolução em energias. O alargamento do fotopico antes da hibridização é causado por

²<http://creativeelectron.com>

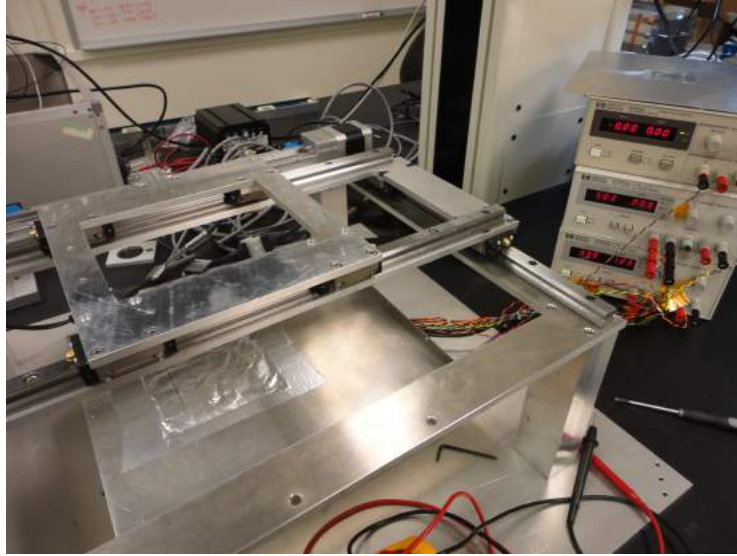


Figura 5.4 - A placa de testes é montada dentro de uma caixa de Al devidamente aterrada, contendo uma janela coberta com fita de alumínio isolada na face interna com Kapton tape.

ruído eletrônico (~ 1.16 keV), enquanto o alargamento medido após fornece o ruído introduzido pelo processo de hibridização bem como pela aplicação de polarização reversa. Os resultados mostram que após a hibridização a intensidade do ruído não varia significativamente (~ 1.3 keV), e a resolução média obtida com o gerador de pulsos é $\bar{E}_{FWHM} \sim 1.68$ keV (@ 146 keV).

5.2.1 Remetalização e hibridização dos cristais CZT

Os cristais CZT fornecidos pela Redlen já vem com a superfície metálica correspondente ao catodo e ao anodo, com pixels de ouro depositados na superfície do anodo. Para se utilizar o NuASIC nos detectores do P2, os cristais da Redlen tiveram de ser submetidos ao processo de remetalização, que consiste em polir a superfície do cristal para que os contatos metálicos sejam completamente removidos, em seguida são depositados novos contatos de ouro para os 32×32 pixels. Para suprimir altas correntes de fuga nas bordas do detector, e a consequente degradação dos pixels das bordas, um anel de segurança (*guard ring - GR*) é posicionado na face do anodo, no perímetro externo aos pixels das bordas, conforme mostra a Figura 5.5. Estes processos são realizados pela CEI, a qual também é responsável pelo processo de hibridização da DCU, ou seja, colar os pixels do anodo do cristal CZT aos pixels correspondentes no NuASIC utilizando-se uma cola condutora epoxy.

Para identificar e analisar defeitos e impurezas na estrutura do cristal, após a re-

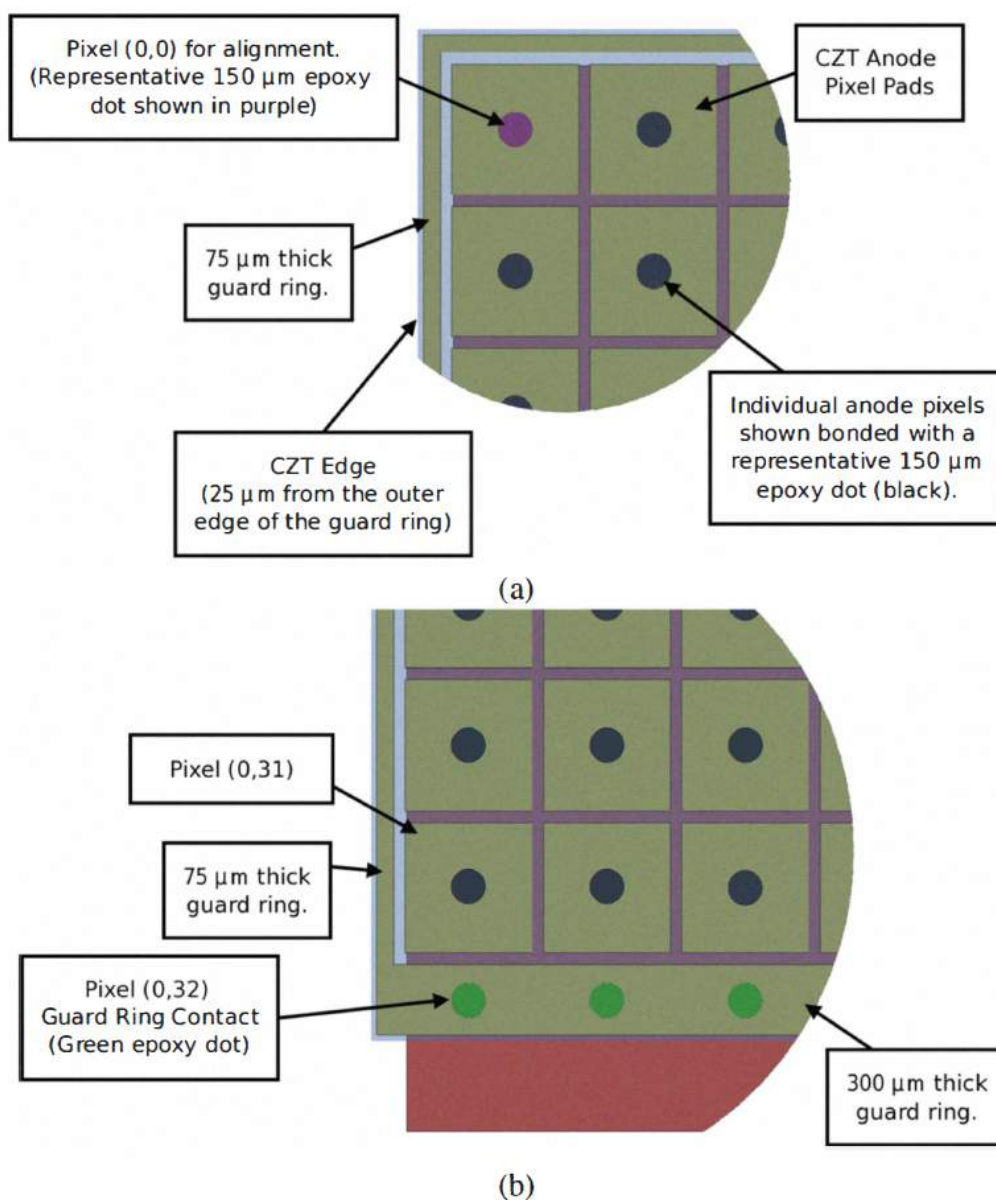


Figura 5.5 - Ilustração da face do anodo do cristal CZT mostrando a região delimitada por cada pixel, com o contato de epoxy no centro, a região do anel de guarda e os contatos do anel de guarda.

metalização, foram obtidas imagens no infravermelho de cada um dos cristais. Se um cristal possui muitas impurezas e defeitos será um detector com baixa resolução devido ao aprisionamento de cargas nestes locais. A Figura 5.6 nos dá exemplos típicos de imagem no infravermelho de alguns cristais do P2 após a remodelização, mostrando que os mesmos possuem poucos defeitos e impurezas, o que garante bom desempenho do detector.



Figura 5.6 - Exemplo de imagens no infravermelho de cristais CZT após a remetalização. Na duas imagens superiores são circulado os defeitos e impurezas do cristal. A imagem inferior direita corresponde ao cristal número 28466 utilizado na DCU X12.

Para caracterizar o comportamento dos cristais CZT como diodos, foram obtidas curvas $I \times V$. Estas curvas mostram como flui a corrente I em um componente eletrônico ao aplicar-lhe uma tensão V . Em um diodo, quando aplica-se tensão positiva, surge uma corrente I com sinal positivo e de baixa intensidade. Conforme aumenta-se a intensidade da tensão a corrente aumenta linearmente, até que a tensão exceda o valor da tensão de barreira superficial da junção p-n, então a corrente cresce rapidamente, de forma não linear. No caso de aplicação de tensão negativa, surge a corrente de fuga, de sinal negativo e intensidade $\lesssim 10^{-6}$ A. Conforme a tensão reversa é aumentada, a corrente de fuga se mantém estacionária até que a tensão atinja o valor da tensão de ruptura, então a corrente cresce rapidamente de forma não linear ($I \rightarrow -\infty$), e a junção passa a se comportar como um condutor. A

Figura 5.7 mostra uma curva $I \times V$ típica dos nossos CZT obtida com a DCU X12. Foram aplicadas tensões de -600 a 600 V, com incrementos de 100 V, e medidos os valores de corrente para cada um dos 13 pontos. Vemos que para esta faixa de tensões aplicadas ao CZT não foram atingidas as tensões de barreira superficial ou a tensão de ruptura, preservando as propriedades do diodo.

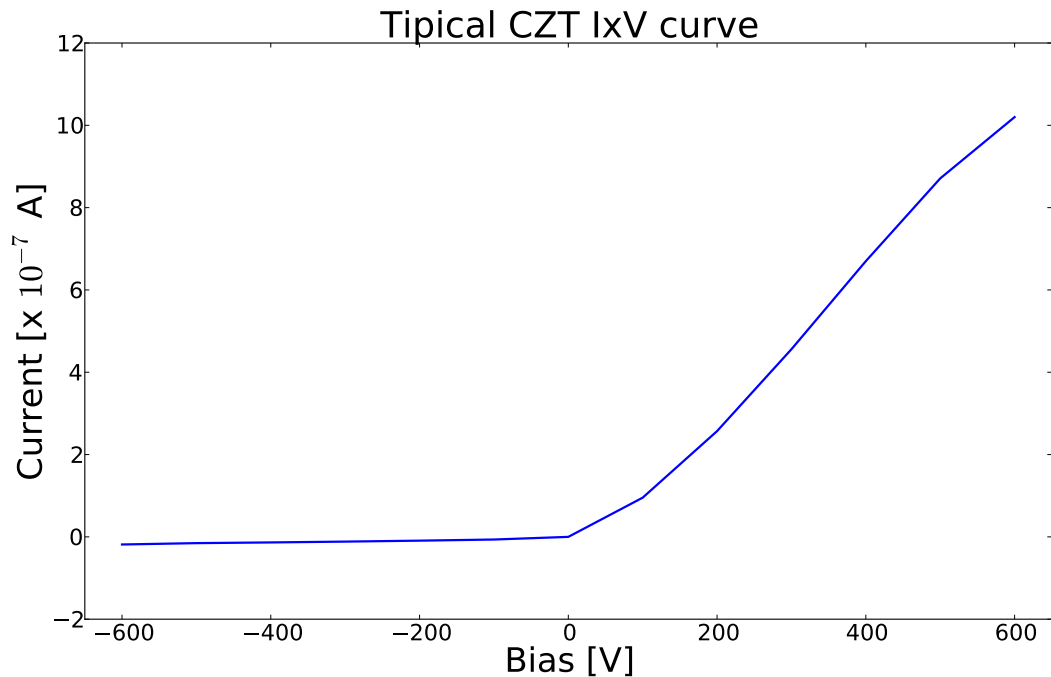


Figura 5.7 - Comportamento da corrente no volume do detector em função da tensão aplicada, à temperatura ambiente. O gráfico mostra que o CZT segue comportamento de um diodo, conforme esperado.

Após a hibridização, as DCUs são enviadas ao CfA, onde iniciamos os testes para caracterização e calibração de cada uma delas. A Figura 5.8 mostra uma imagem lateral aumentada de uma DCU, onde é possível identificar seus diversos componentes.

5.3 Testes com as DCUs

Contando com as unidades protótipos, 65 DCUs foram produzidas até a data de integração do plano detector do P2 para testes e voo. Houve atrasos na produção das placas ACBs, causando atrasos inesperados na produção das DCUs e apenas 57 das 64 DCUs foram testadas e integradas ao plano detector do P2 para o teste no voo em balão estratosférico que ocorreu em outubro de 2012 em Fort Sumner, NM.

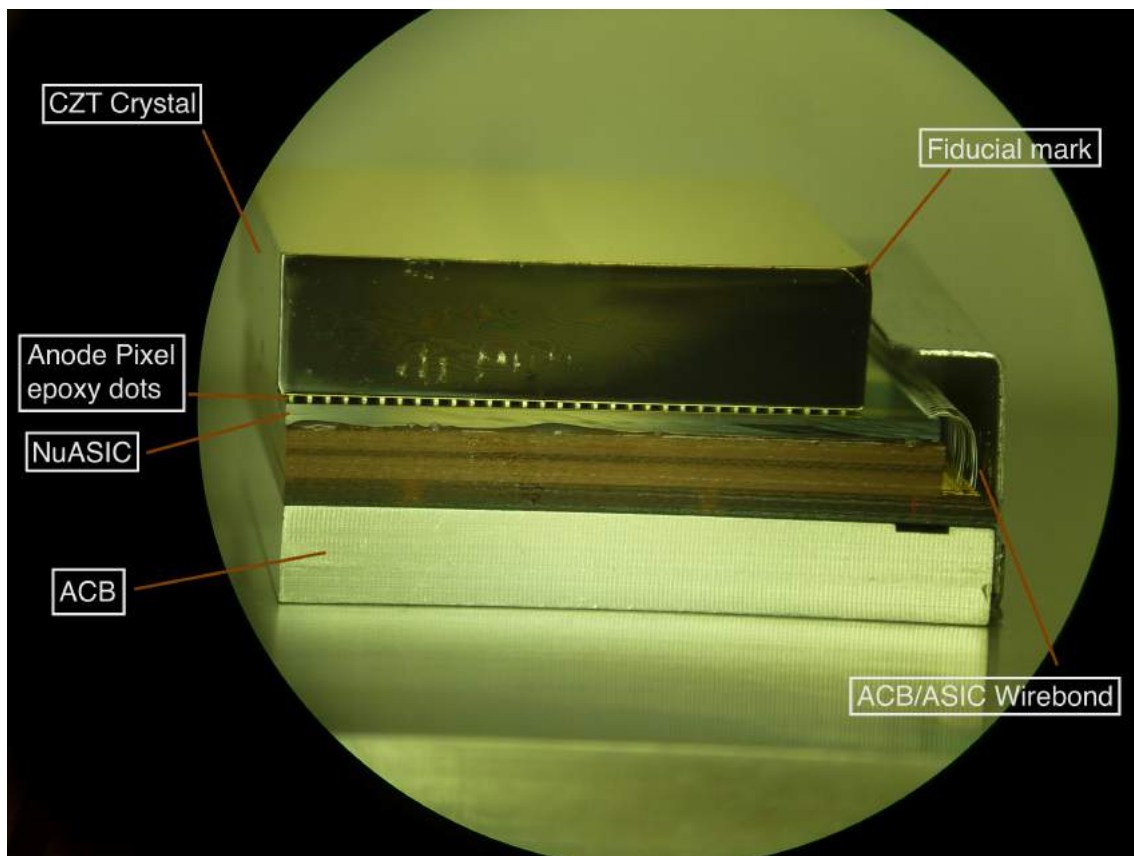


Figura 5.8 - Imagem lateral aumentada da DCU X12, onde é possível identificar o cristal CZT com a marca fiducial, que corresponde ao vértice onde encontra-se o pixel (0,0). É possível visualizar os pontos de contatos dos pixels do cristal com o NuASIC, a pastilha do NuASIC colada sobre a ACB, e os microfios que conectam os pixels do NuASIC ao sistema eletrônico na ACB. Como estes fios são muito sensíveis, uma capa protetora de alumínio é posicionada na lateral onde eles se encontram.

O desempenho de cada DCU foi determinado através de testes com o gerador de pulsos eletrônicos e com fontes radioativas de ^{241}Am e ^{57}Co . Inicialmente, para verificar o funcionamento e medir o ruído eletrônico, foi aplicado o gerador de pulsos eletrônicos no NuASIC após a hibridização. Para isso, a DCU é posicionada na placa de testes, e utiliza-se o mesmo procedimento descrito na seção 5.2. Em seguida, um segundo teste com o gerador de pulsos é realizado, desta vez aplica-se uma tensão de -600V na face do catodo do CZT através de uma fita adesiva condutora feita de Al. Para evitar curto-circuito na eletrônica do detector, utiliza-se um escudo eletrostático que protege as bordas laterais. O escudo é confeccionado utilizando-se uma fita adesiva condutora feita de Cu, à qual um fio é soldado para que o escudo seja aterrado durante os testes. Em seguida, a fita de cobre e o contato do fio são envoltos por uma fita isolante chamada *Kapton tape*, e o escudo é posicionado ao

redor do cristal CZT e aterrado. Para proteger as bordas do detector das correntes de fuga superficiais, o anel de segurança é mantido à 0 V (ALLEN et al., 2011).

Após os testes com o gerador de pulsos, realizam-se os testes com as fontes radioativas para avaliação da resposta em energias de 6-140 keV, calibração em energias, e determinação da resolução em energia de cada DCU. Por restrições no tempo disponível para os testes antes do voo, para a maioria das DCUs apenas um teste com uma única fonte radioativa foi realizado.

Durante os testes com a DCU número 16 observou-se que foi atingida a tensão de ruptura, com rápido aumento da corrente de fuga para valores $\sim -2 \mu\text{A}$, inaceitáveis para operação do detector. Para prevenir danos ao equipamento de testes caso novos detectores apresentassem o mesmo comportamento, antes de iniciarmos os testes com aplicação de tensão, passamos a medir a curva $I \times V$ para os valores de tensão de $V = [-100, -200, -300, -350, -400, -500, -600]$ V. No total, 50 DCUs tiveram suas curvas $I \times V$ medidas antes dos testes com fontes radioativas. 3 delas atingiram tensão de ruptura, duas delas sob $V \sim -300$ V e a outra sob $V \sim -500$ V. A corrente de fuga média sob -600 V é $\bar{I} = 19.6 \pm 9.5$ nA (19 pA por pixel), com valor mais provável ~ 10.0 nA (9.8 pA por pixel) (RODRIGUES et al., 2013).

Após a coleta da curva $I \times V$, iniciamos o teste com uma fonte de ^{241}Am ou ^{57}Co , no qual a fonte é posicionada cerca de 15 cm acima o plano detector e integra-se por 2h para a fonte de 10mCi ^{241}Am e por 18h para a fonte de 200 μCi ^{57}Co . Para controlar o equipamento de testes, leitura e armazenamento dos dados foi desenvolvido um algoritmo utilizando-se o software Labview. A leitura dos eventos detectados são feitos em subgrupos de 5×5 pixels, onde o pixel central corresponde ao pixel que registrou o evento; os 8 pixels vizinhos no subgrupo de 3×3 coletam qualquer carga que vaze do pixel central e também coletam cargas induzidas por buracos, permitindo a detecção de eventos que não depositaram completamente sua carga em um único pixel; os 16 pixels externos no subgrupo lido registram sinais onde não ocorreram eventos, permitindo a determinação do ponto zero para calibração. A Figura 5.3 mostra a placa de testes montada com uma placa ACB ou com uma DCU para os testes acima descritos.

5.4 Calibração e análise dos dados das DCUs

As ferramentas utilizadas para redução e análise dos dados coletados em laboratório são compostas por um software, em linguagem Python, criado pelo grupo especificamente para este conjunto de dados. A redução é diferente dependendo do modo

de leitura dos pixels, que pode ser um único pixel de cada vez, um arranjo 3×3 pixels, um arranjo de 4×4 pixels, ou um arranjo de 5×5 pixels. Para os testes com fontes radioativas, inicialmente são selecionados os eventos em que apenas um pixel foi atingido pelo fóton incidente, gerando um arquivo de eventos com trigger único. Em seguida, é reconstruída a resposta em energia de cada um dos pixels e armazenadas em um arquivo de histograma de energias. Durante a coleta de dados os eventos detectados são lidos em um arranjo de 5×5 pixels em torno do pixel atingido. Para eventos em que apenas um pixel foi atingido pelo fóton incidente, o pixel atingido é o central, e a leitura dos 16 pixels no perímetro do arranjo de leitura registram a resposta do ASIC sem a presença de eventos. Portanto, a leitura destes pixels permitem a determinação do ponto-zero, ou linha de base, correspondente a linha de 0 keV para posterior calibração em energia (RODRIGUES et al., 2013). Para os testes com o gerador de pulsos, cada subgrupo de 4×4 pixels foram estimulados e lidos simultaneamente, o que não permite a determinação da solução de calibração através da linha de base. Neste caso, como o arquivo de dados coletados já corresponde ao arquivo de dados em que um único pixel foi atingido, basta reconstruir a resposta em energia e gerar o arquivo de histogramas de energias. A resposta de um único pixel à interação de um fóton raio X, após amplificação e formatação, é digitalizada e representa o canal da altura de pulso correspondente à energia depositada pelo fóton. O histograma de energias composto de todos os eventos registrados em um único pixel para um teste com gerador de pulsos (146 keV) e com uma fonte de ^{241}Am (fonte e linha de base) são mostrados na Figura 5.9. Cada DCU é identificada pelo registro do NuASIC, dado por uma letra - X, Y, Z - seguida por um número de 01 a 49.

Devido à excelente resposta linear do NuASIC na faixa de energias de 5 a 200 keV, a solução para calibração em energias para cada um dos pixels pode ser encontrada através de uma regressão linear entre os valores de canais da linha de base e o fotopico correspondente à fonte radioativa utilizada. Para isso, é feito um ajuste de uma Gaussiana em cada pixel, fornecendo como parâmetros de entrada a região (em canais) onde o algoritmo deve procurar o pico a ser ajustado e um valor aproximado da largura a meia altura do fotopico. A Figura 5.10 mostra os histogramas de energias de um subgrupo de 8×8 sendo ajustados. Inicialmente aplica-se um valor estimado inicial para todos os pixels; em seguida verifica-se pixel a pixel e corrige-se as Gaussianas dos pixels em que o ajuste inicial não convergiu. O centroide da Gaussiana ajustada fornece o canal correspondente à energia da linha (59.6 keV ou 122.0 keV). Repetindo estes procedimentos para os pixels correspondentes à linha de base, obtemos o canal correspondente ao ponto zero.

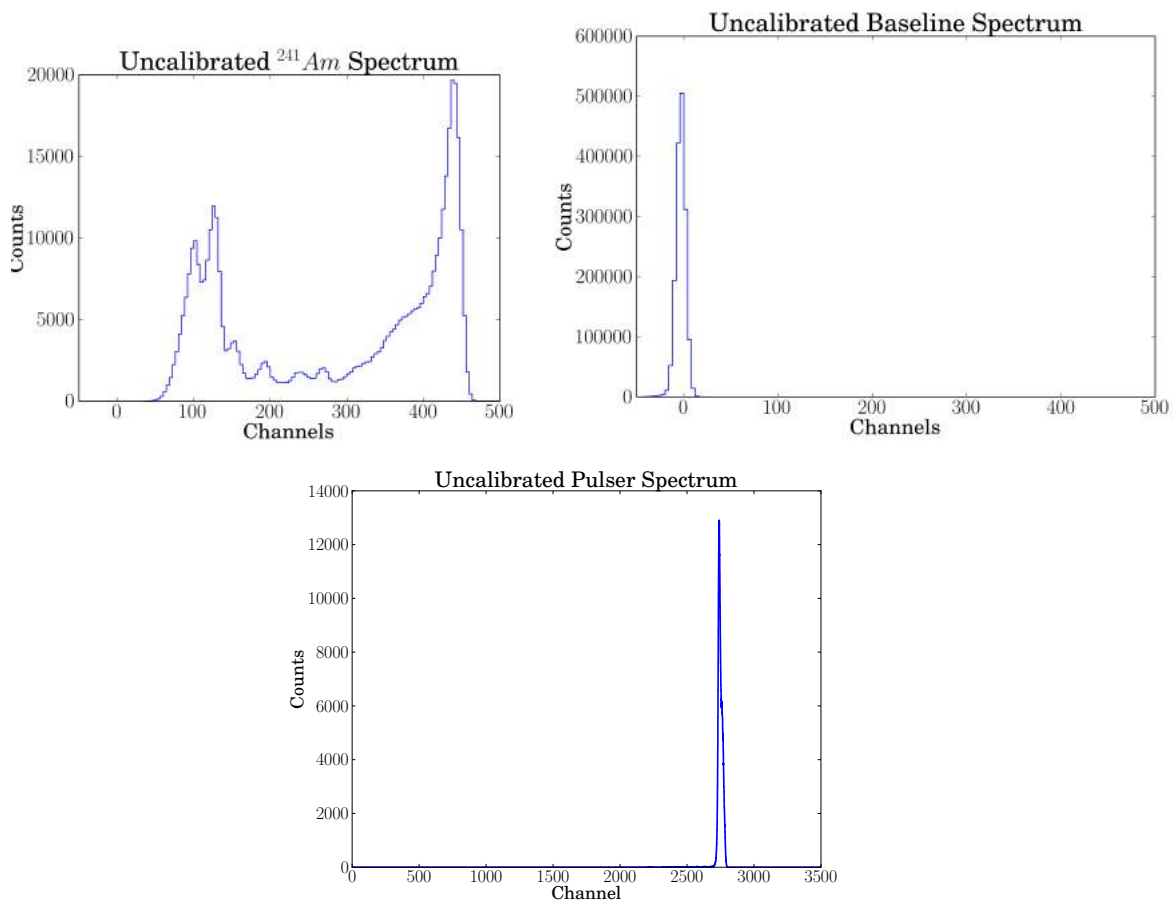


Figura 5.9 - Superior: Histograma de energias de eventos únicos obtido com a fonte de ²⁴¹Am (esquerda) e linha de base (correspondente ao mesmo teste) utilizando DCU Y10 (direita). Inferior: Histograma de energias obtido com um gerador de pulsos a 0 V utilizando NuASIC X19. A linha do gerador de pulsos ocorre em 146 keV. A resposta em energia parece não ser linear, devido ao fato de o ganho utilizado para os testes com fontes radioativas e com gerador de pulsos ser diferente em cada caso.

Como tínhamos dados de mais de 60 detectores e cada detector possui 1024 pixels, foi necessário estabelecer um critério para ajustar e verificar se os ajustes estavam bons para cada um dos pixels. Foram estabelecidas 3 larguras a serem utilizadas como parâmetro de entrada para ajustar a Gaussiana nas linhas em todos os pixels. A ferramenta de ajuste pixel a pixel fornece, além dos parâmetros ajustados, o χ^2 e P - a função distribuição de probabilidade para χ^2 com ν graus de liberdade, $P(\chi^2, \nu)$. Então, após os 3 ajustes serem armazenados em arquivos de dados, foi analisado qual das larguras iniciais forneciam menor dispersão (RMS) no valor de resolução em energias, e menor dispersão na curva $P \times \chi^2$. P é a probabilidade de se obter um determinado valor de χ^2 tão grande quanto o valor de χ^2 obtido no ajuste. Se

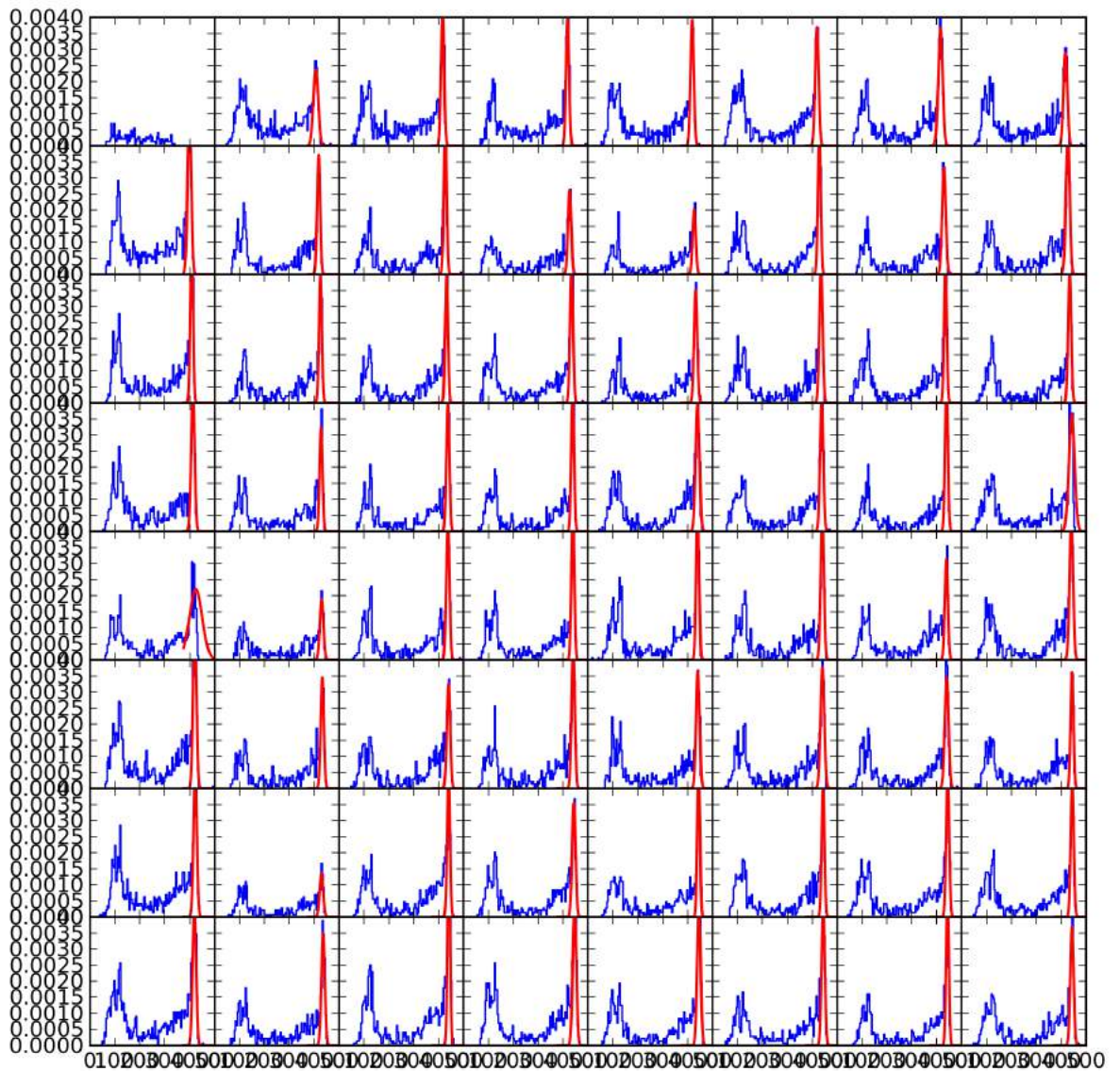


Figura 5.10 - Histograma de energias do ^{241}Am . A janela mostra um subgrupo de 8×8 pixels, começando no pixel (0,0) no topo esquerdo, sendo ajustados por uma gaussiana. O eixo x mostra o intervalo de 0-500 canais, enquanto o eixo y mostra o intervalo de 0-0.0004 contagens.

a função ajustada é uma boa aproximação da distribuição medida, a probabilidade P deve ser aproximadamente 0.5, e se os valores de χ^2 reduzidos são muito altos (>1.5) a $P \ll 0.5$, indicando um ajuste ruim (BEVINGTON, 1969). A Figura 5.11

mostra a curva $P \times \chi^2$ para os ajustes gaussianos feitos para os fotopicos de ^{241}Am coletados com a DCU Y10. A largura w que ajustou melhor as linhas de ^{241}Am para a maioria das DCUs foi $w = 30$ canais, enquanto para as linhas de ^{57}Co foi $w = 40$ canais.

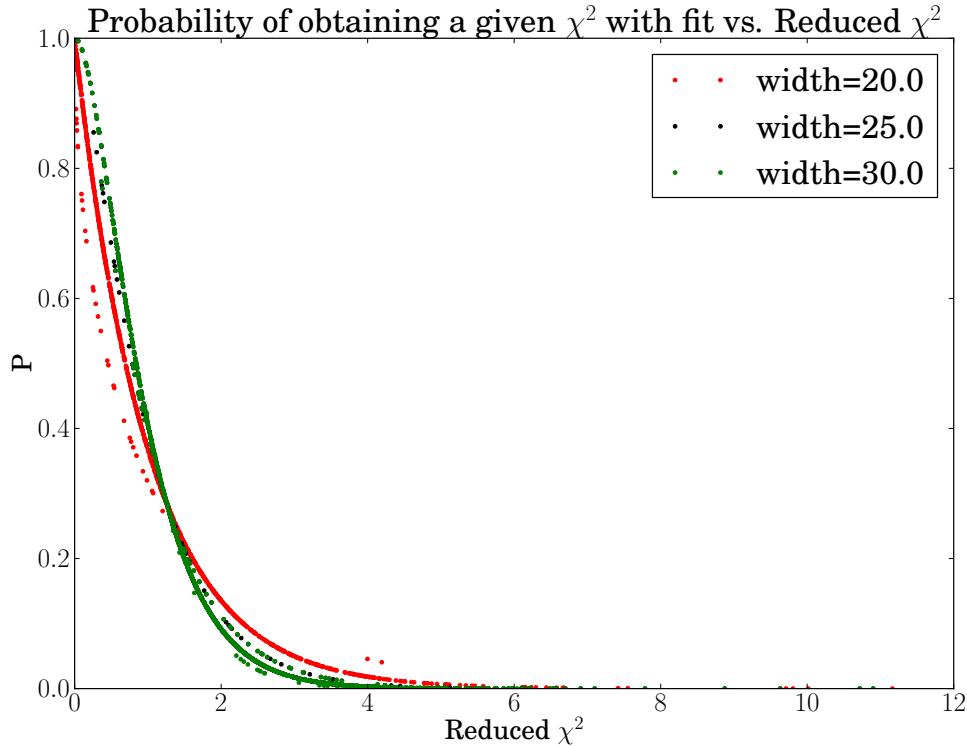


Figura 5.11 - Distribuição de probabilidades de se obter um valor de χ^2/ν com os ajustes gaussianos pixel a pixel da DCU Y10. Se a função ajustada é uma boa aproximação da distribuição medida, a probabilidade P deve ser aproximadamente 0.5, e se os valores de χ^2 reduzidos são muito altos (>1.5) a $P \ll 0.5$, indicando um ajuste ruim.

Os pixels onde o ajuste não convergiu foram marcados e o ajuste foi refeito pontualmente. Ainda assim, a maioria destes pixels (*outliers*) não puderam ser ajustados por ter baixa taxa de contagens ou por defeitos intrínsecos. Em seguida foi calculada a solução de calibração pixel a pixel. O resultado da calibração fornece o coeficiente angular da regressão linear, o qual corresponde ao ganho de cada pixel. A Figura 5.12 mostra um sumário dos resultados obtidos neste processo para DCU Y10: os quadros da esquerda mostram o ganho, o mapa de ganho, o mapa de eventos, e a distribuição de ganho determinados pixel a pixel, enquanto os quadros da direita mostram as resoluções (%), mapa de resoluções (%), distribuição de eventos e distri-

buição de resolução em energias (%). As cruces rosas são pixels mortos ou pixels onde o ajuste não convergiu. No caso desta DCU, apenas 1 pixel foi identificado morto nos testes com o NuASIC. O restante pode ser devido a pixels que não foram conectados corretamente durante a hibridização (como geralmente ocorre com alguns dos pixels próximos à borda do pixel (32,32)), e pixels em que o ajuste não convergiu (provavelmente o caso para os pixels marcados na região central do cristal).

Após determinada, a solução de calibração é aplicada ao arquivo inicial de dados, obtendo-se novamente a resposta em energias correspondentes ao espectro calibrado. O espectro de energias composto de todos os eventos registrados em um único pixel de cada vez depois da calibração é mostrado na Figura 5.13.

Após a calibração, a resolução em energia de cada pixel pode ser determinada ajustando-se, novamente, uma gaussiana pixel a pixel. Assim, a resolução em energia (FWHM) de cada pixel corresponde à: $R_{FWHM} = 2.3548 E_l res_{pix} / G_{pix}$, onde E_l é a energia da linha, res_{pix} é a largura do ajuste de cada pixel, e G_{pix} é o ganho de cada pixel.

Para melhorar os métodos de procura do pico ao longo do espectro, foi implementado ao algoritmo de ajuste uma ferramenta que varre de maneira suave o espectro fazendo médias a cada 5 bins. Para evitar erros sistemáticos introduzidos pelo fit gaussiano, foi implementado uma ferramenta que ajusta uma Gaussiana mais uma cauda lateral do lado de baixas energias do perfil da linha. As incertezas no ajuste Gaussiano mais cauda lateral por pixel são ~ 0.4 keV (FWHM) para a linha do ^{241}Am e ~ 0.2 keV (FWHM) para a linha do ^{57}Co .

As tabelas 5.1 e 5.2 (RODRIGUES et al., 2013) mostram os valores das resoluções em energias (FWHM) obtidas tomando a mediana das resoluções de cada pixel de cada DCU para as linhas de 59.6 keV e 122.0 keV respectivamente, bem como os valores do 10^o e 90^o percentils.³ O 90^o percentil da distribuição ordenada das resoluções dos pixels obtidas com cada detector nos mostra que 90% dos valores de resolução obtidos estão abaixo do valor mostrado na tabela ($\lesssim 3$ keV para ambos fotopicos).

Estes resultados mostram melhoras no desempenho obtido com relação aos 6 protó-

³O percentil é uma medida estatística que fornece a posição de um elemento em uma distribuição ordenada. Por exemplo, em uma distribuição de N elementos ordenadas de forma crescente, o k^o percentil nos dá o elemento da distribuição para o qual $k\%$ dos valores são menores (e $(N-k)\%$ dos valores são maiores) do que ele. O 50^o percentil é a mediana. Em uma distribuição normal, cada múltiplo do desvio padrão é um valor fixo de percentil, à saber: $-3\sigma = 0.13^o$ percentil, $-2\sigma = 2.28^o$ percentil, $-1\sigma = 15.87^o$ percentil, $1\sigma = 84.13^o$ percentil, $2\sigma = 97.72^o$ percentil, e $3\sigma = 99.87^o$ percentil (DASGUPTA, 2008).

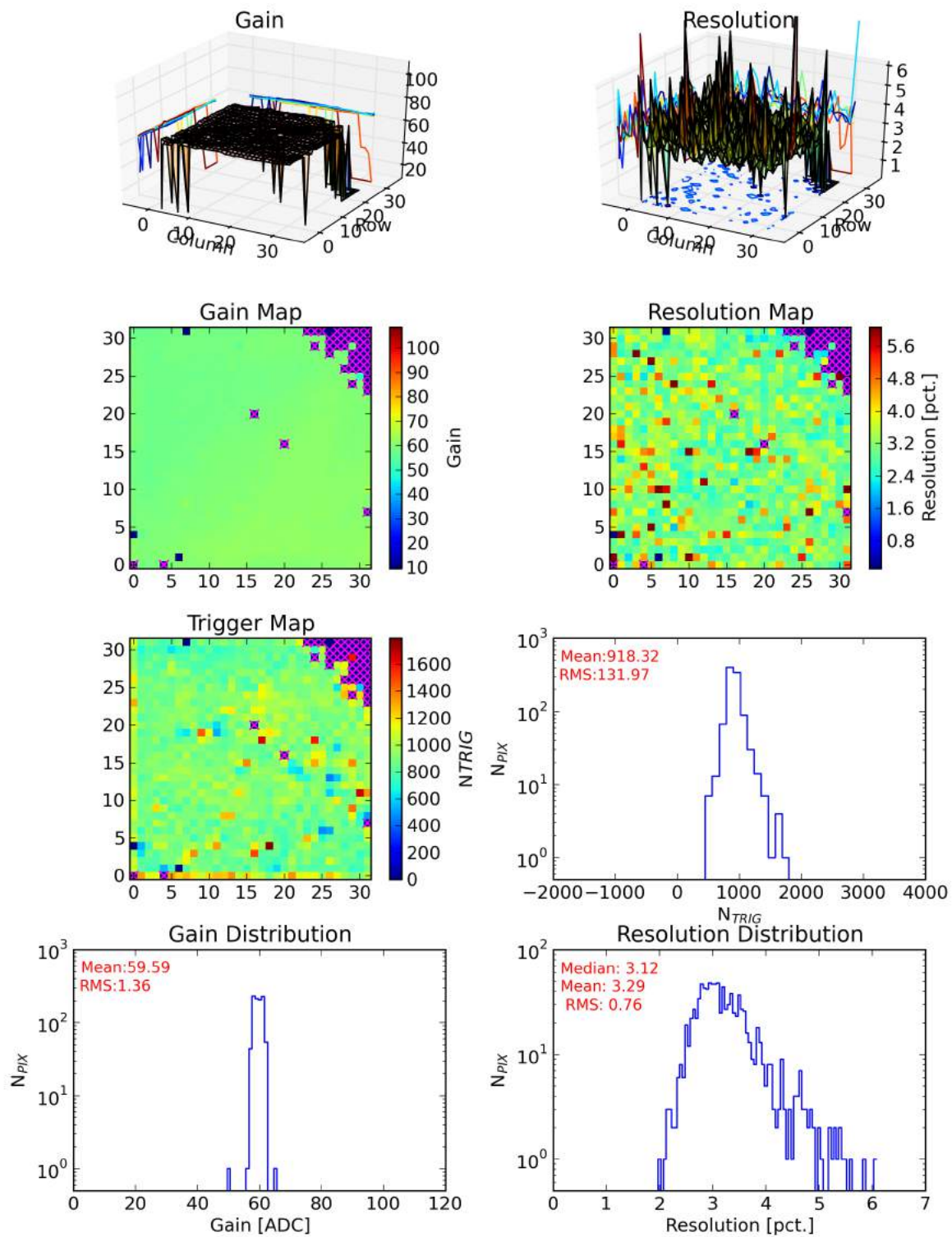


Figura 5.12 - Resumo dos eventos registrados, ganho e resoluções pixel a pixel da DCU 10 obtidas após ajuste gaussiano (veja descrição no texto).

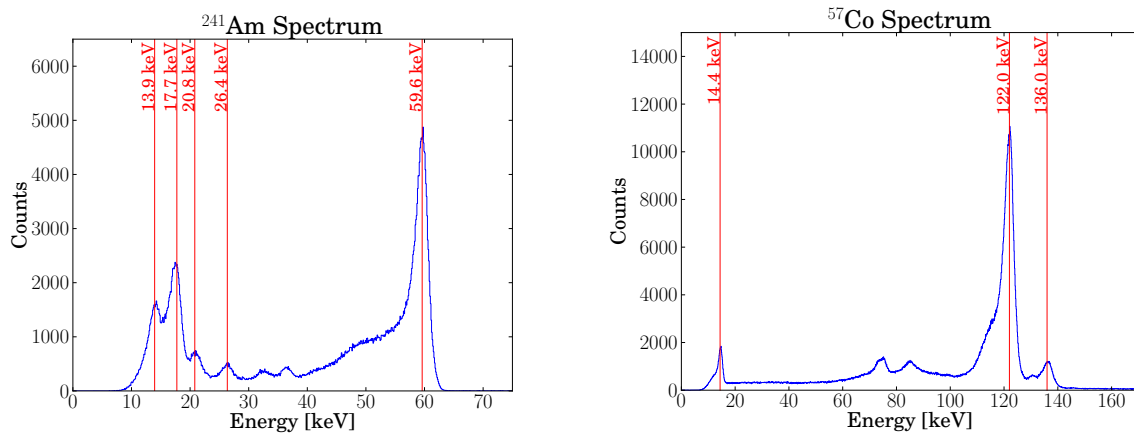


Figura 5.13 - Espectro da fonte de ^{241}Am composto de eventos únicos após calibração obtidos utilizando a DCU Y38 ($\bar{E}_{FWHM} = 1.94$ keV) (esquerda). Espectro da fonte de ^{57}Co composto apenas por evento únicos coletados utilizando a DCU Z02 ($\bar{E}_{FWHM} = 2.04$ keV) (direita).
Fonte: Rodrigues et al. (2013).

tipos de DCU produzidos no início do desenvolvimento do P2 ($\lesssim 4.1\%$ 59.6 keV, e $\sim 3.0\%$ 122 keV (ALLEN et al., 2011)), bem como melhora no desempenho esperado para o P2 durante sua fase de planejamento da arquitetura ($\sim 3.7\%$ 59.6 keV, e $\sim 3.0\%$ 122 keV (HONG et al., 2009)).

Após a aplicação da solução de calibração individual de cada DCU, a distribuição de resolução em energia de cada pixel de uma DCU está concentrada na região de 1.0-4.0 keV para ambos os fotopicos. A Figura 5.14 ilustra essa distribuição para DCUs testadas com ^{57}Co e com ^{241}Am . O valor médio de energia obtido com 25 DCUs testadas com ^{241}Am é 2.12 keV (3.5%), e o RMS é 0.18 keV, enquanto para 17 DCUs testadas com ^{57}Co é 2.27 keV (1.9%), e RMS é 0.74 keV, conforme mostrado na Figura 5.15. Esses resultados demonstram o bom desempenho do NuASIC, uma vez que a grande mudança do P1 para o P2 foi justamente o sistema de eletrônica de aquisição.

Tabela 5.1 - Resolução em energia média (FWHM) de todos pixels em uma DCU para a linha de 59.6 keV.

Detector	FWHM (keV)	10 ^o percentil (keV)	90 ^o percentil (keV)
Y10	1.98	1.74	2.27
Y23	2.07	1.70	2.61
X19	2.14	1.86	2.58
Y38	1.94	1.62	2.33
Y06	2.17	1.75	2.68
X10	1.95	1.56	2.39
X40	2.00	1.63	2.49
Y33	1.99	1.64	2.44
X13	2.03	1.89	2.18
X44	2.03	1.70	2.51
X27	2.17	1.85	2.58
X17	2.83	2.20	3.88
Y32	2.15	1.77	2.62
X25	1.98	1.60	2.56
Z21	2.11	1.72	2.63
Y27	1.98	1.49	2.77
X23	2.14	1.65	2.86
X24	2.14	1.72	2.67
X45	2.25	1.82	2.63
Z07	2.21	1.74	3.00
Y49	2.05	1.57	2.80
Y16	2.06	1.55	2.68
Z01	1.95	1.45	2.89
Y21	2.37	1.79	3.14
X14	2.07	1.83	2.58

Fonte: Rodrigues et al. (2013).

Tabela 5.2 - Resolução em energia média (FWHM) de todos pixels em uma DCU para a linha de 122.0 keV.

Detector	FWHM (keV)	10º percentil (keV)	90º percentil (keV)
X14	2.25	2.00	2.67
X19	2.44	2.12	3.10
X43	2.14	1.95	2.46
Y02	2.55	2.24	3.22
Y08	2.53	2.18	3.04
Y18	2.16	1.83	2.71
Y25	2.23	1.94	2.60
Y37	2.13	2.02	2.21
Y42	2.18	1.96	2.47
Y46	2.17	1.96	2.42
Y09	2.36	2.16	2.65
Z02	2.04	1.86	2.25
Z04	2.22	1.97	2.69
Z05	2.13	1.86	2.59
Z07	2.36	2.13	2.75
Z15	2.16	1.95	2.53
Z21	2.19	1.99	2.47

Fonte: Rodrigues et al. (2013).

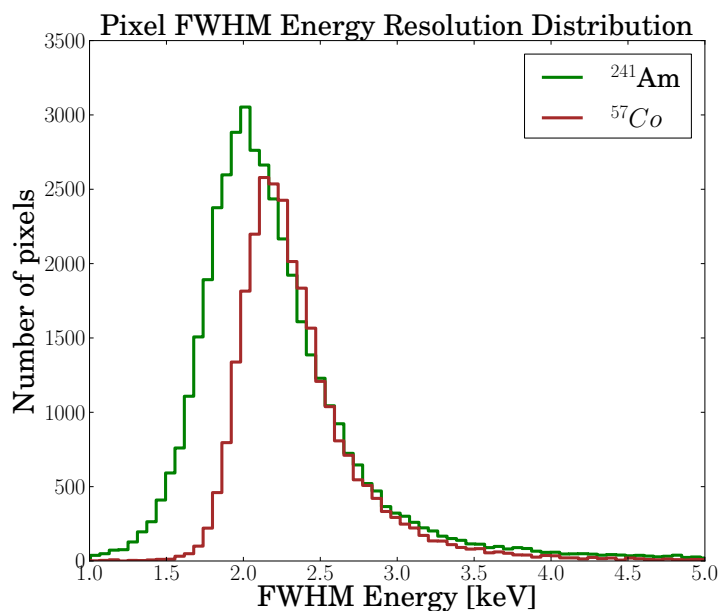


Figura 5.14 - Distribuição de resolução em energia FWHM de todos os pixels de 25 DCUs testados com ^{241}Am (verde) e 17 DCUs testadas com ^{57}Co (marrom).

Fonte: Rodrigues et al. (2013).

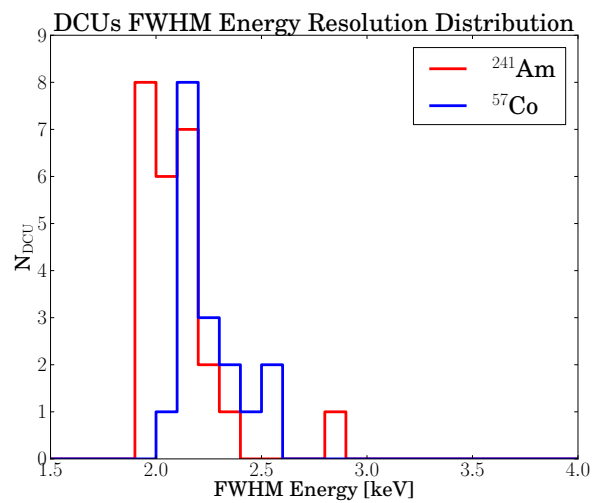


Figura 5.15 - Distribuição de valores médios da resolução em energia FWHM de 17 DCUs testadas com ^{57}Co (azul) e de 25 DCUs testadas com ^{241}Am (vermelho). A mediana (FWHM) obtida para a linha de 122 keV é 2.27 ± 0.74 keV, enquanto para a linha de 59.6 keV é 2.12 ± 0.18 keV. Fonte: Rodrigues et al. (2013).

6 ESCOLHA DA MÁSCARA CODIFICADA PARA O P2

6.1 Descrição do problema e metodologia

O experimento P1 foi produzido com um padrão de máscara URA, cujas propriedades fazem com que a imagem reconstruída (no PCFoV) apresente fontes espúrias, representando uma desvantagem para observação de fontes fracas ou de um campo de visada muito populoso. Para escolha de um padrão de máscara que ofereça boa RSR e sem fontes fantasmas, foram feitas simulações com diferentes padrões de máscara codificada com padrão aleatório de distribuição de orifícios.

Primeiramente foi feito um estudo da variação da RSR em função do padrão de orifícios da máscara. Foram gerados 1000 padrões aleatórios de distribuição de orifícios em uma matriz 512×512 elementos (2 vezes mais elementos que o número total de pixels no plano detector), onde 50% dos elementos são abertos, e em seguida foi realizada a autocorrelação de cada um dos padrões de máscara gerados.

O estudo seguinte consistiu em adicionar uma estrutura central de suporte da máscara em formato de cruz, ocultando os 7×7 pixels centrais da máscara, denominada de barra em cruz (CB). Em seguida foi adicionado ao padrão de cada máscara uma malha de suporte (SG) para os elementos da máscara. Após adicionar estes suportes, a fração aberta da área da máscara é de $\sim 40\%$. Com o objetivo de avaliar a alteração causada na RSR devido ao suporte da máscara e a barra em cruz, foi realizada a autocorrelação para cada um dos padrões da máscara, sem nenhum suporte (NCB/NSG), com a barra em cruz (CB/NSG), com a malha de suporte (NCB/SG) e, com a malha de suporte e a barra em cruz (CB/SG).

Após a definição de que o padrão da máscara teria aproximadamente o mesmo número de elementos do plano detector, iniciamos os estudos da RSR em função do tamanho do elemento da máscara. Foram gerados 1000 padrões de máscara aleatórios para cada um dos diferentes tamanhos de pixels (pixel pitch de 0.9, com incrementos de 0.1, até 1.7) e diferentes números de pixels (máscara com 299×299 e 256×256 elementos). Como a autocorrelação de cada um dos 1000 padrões diferentes mostrou que a RSR não varia significativamente dentro do grupo, passamos a escolher os 10 melhores resultados de RSR da autocorrelação para fazer as simulações de reconstrução de imagem do céu.

O próximo passo foi gerar uma imagem do céu simulado com o modelo completo do experimento (incidência de fótons sobre a máscara, e projeção da sombra sobre

o plano detector do P2) para descobrir as propriedades das imagens reconstruídas com máscaras de padrão aleatório de aberturas. Inicialmente o céu observado foi criado por uma fonte puntual no centro do campo de visada, com espectro igual a Nebulosa do Caranguejo, em altitudes de balão, com tempo de integração de 2h (contagens/cm²). Foram feitas simulações de reconstrução de imagem para cada um dos padrões diferentes, sem nenhum suporte, com a barra em cruz, com a malha de suporte e, com a malha de suporte e a barra em cruz. Em seguida, foi adicionado o campo de radiação gerado pelo ruído cósmico de fundo em raios X, seguindo a taxa de contagens obtida durante o voo do P1 $\sim 4 \times 10^{-3}$ cts cm⁻²s⁻¹keV⁻¹ @100 keV, dado por [Hong et al. \(2009\)](#). Finalmente, foram repetidas todas as simulações mencionadas acima para comparação da RSR obtida na reconstrução de cada uma destas imagens.

As simulações e reconstrução de imagens obtidas com o telescópio P2 foram realizadas com um conjunto de funções em linguagem Python desenvolvidas para esta tarefa. Essas funções compreendem a geração das fontes puntuais distribuídas no céu, e da sombra projetada sobre o plano detector, a autocorrelação e reconstrução de imagens utilizando a técnica de FFT.

6.2 Resultados das simulações

O resultado dos primeiros testes mostrou que a RSR obtida com a autocorrelação para cada um dos 1000 padrões aleatórios gerados não varia significativamente, como mostra a Figura 6.1, o que indica que poderíamos reduzir o esforço computacional de gerar um número muito grande de padrões aleatórios para escolher a máscara que ofereça a melhor RSR.

Após a inserção da CB, a RSR caiu significativamente para todos os padrões de máscara, sem apresentar uma correlação na distribuição de RSR como mostra a Figura 6.2. Este mesmo comportamento foi observado para as simulações com as máscaras de dimensões 256 × 256 pixels.

Para os resultados de simulações de imagens do céu, foi usado o plano detector, que possui 256 × 256 pixels ativos, com pixel pitch de ~ 0.6 mm. Considerando o espaçamento entre as DCUs, a matriz que representa o detector para as simulações possui dimensões 299 × 299 pixels, onde cada pixel ativo é representado por um elemento $D_{i,j} = 1$ (em vermelho na Figura 6.3), enquanto os espaços entre os detectores são representados por elementos $D_{i,j} = 0$.

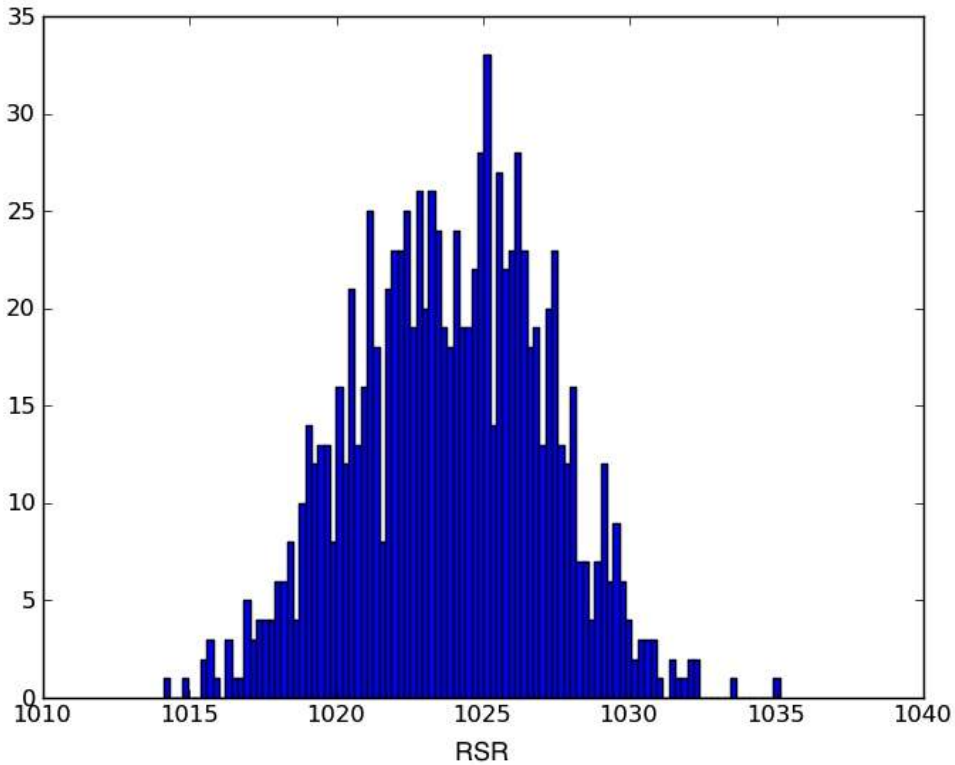


Figura 6.1 - Distribuição da RSR obtida para a autocorrelação de cada um dos 1000 padrões de máscara gerados com dimensões 512×512 pixels.

Os resultados das simulações com padrões de máscara com 256×256 pixels são apresentados nas Tabelas 6.1 e 6.2, enquanto para máscaras com 299×299 pixels são mostrados na Tabela 6.3.

Um resultado interessante sobre o padrão aleatório diz respeito ao tempo de integração. As simulações mostram que a RSR cresce aproximadamente com a raiz do tempo, atingindo um ponto de saturação em pouco mais de uma hora, como mostra a Figura 6.4, o que indica que o ruído estatístico é dominante nesta faixa de tempo.

Podemos concluir que para o padrão aleatório de aberturas a RSR não varia significativamente com a mudança de distribuição de aberturas na placa, bem como o tamanho do elemento, a menos que seja 2 vezes o tamanho do pixel do detector. Para ambos os tamanhos de máscara simulados o pixel pitch de 1.2 a RSR é significativamente menor do que os demais pitches (64.2 ± 1.1 para máscaras com 256×256 pixels, e 54.8 ± 1.5 para máscaras com 299×299 pixels). Este fato ainda não foi explicado na literatura, entretanto, nosso grupo concluiu que este fenômeno

Tabela 6.1 - Resultados de RSR de simulações de observação de uma fonte com espectro da Nebulosa do Caranguejo de 30 a 200 keV, no centro do FoV, por 2h. Máscara com 256×256 pixels, pixel pitch 1.2 mm.

ID	NCB/NSG	CB/NSG	NCB/SG	CB/SG
966	113.5	103.9	63.3	71.6
682	114.0	106.4	63.6	69.1
827	113.6	104.7	63.1	68.0
585	113.4	106.5	64.0	67.6
828	112.5	108.7	64.1	69.7
371	115.5	99.8	64.8	67.9
153	113.7	109.8	65.3	69.5
496	114.2	106.7	66.0	70.2
954	113.7	104.6	65.2	71.5
180	114.3	106.8	62.3	69.9

Tabela 6.2 - Resultados de RSR de simulação de observação de uma fonte com espectro da Nebulosa do Caranguejo de 30 a 200 keV, no centro do FoV, por 2h. Máscara com 256×256 pixels, NCB, SG, variando o pixel pitch de 0.9 a 1.7 mm, com incrementos de 0.1 mm.

ID	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7
966	101.3	93.8	93.4	63.3	91.0	87.8	87.9	91.0	91.3
682	100.7	98.4	93.4	63.6	89.6	87.7	87.8	89.0	91.1
827	96.8	92.2	90.7	63.1	90.7	86.7	86.1	89.6	87.1
585	93.8	94.3	90.9	64.0	90.1	85.6	87.6	89.9	91.5
828	99.4	97.2	89.6	64.1	89.1	86.5	88.0	89.2	89.0
371	105.1	94.7	90.9	64.8	90.7	87.6	85.2	88.7	88.2
153	98.0	96.5	88.0	65.3	91.5	87.5	87.4	89.4	90.0
496	97.2	93.2	91.0	66.0	88.1	84.7	88.4	87.4	90.1
954	96.9	94.8	90.1	65.2	94.1	89.5	85.9	88.1	90.7
180	101.1	90.6	91.4	62.3	92.1	86.9	88.3	90.1	89.6
média	99.1	94.5	90.9	64.2	90.7	87.0	87.2	89.3	89.8
rms	3.0	2.2	1.5	1.1	1.6	1.3	1.0	1.0	1.3

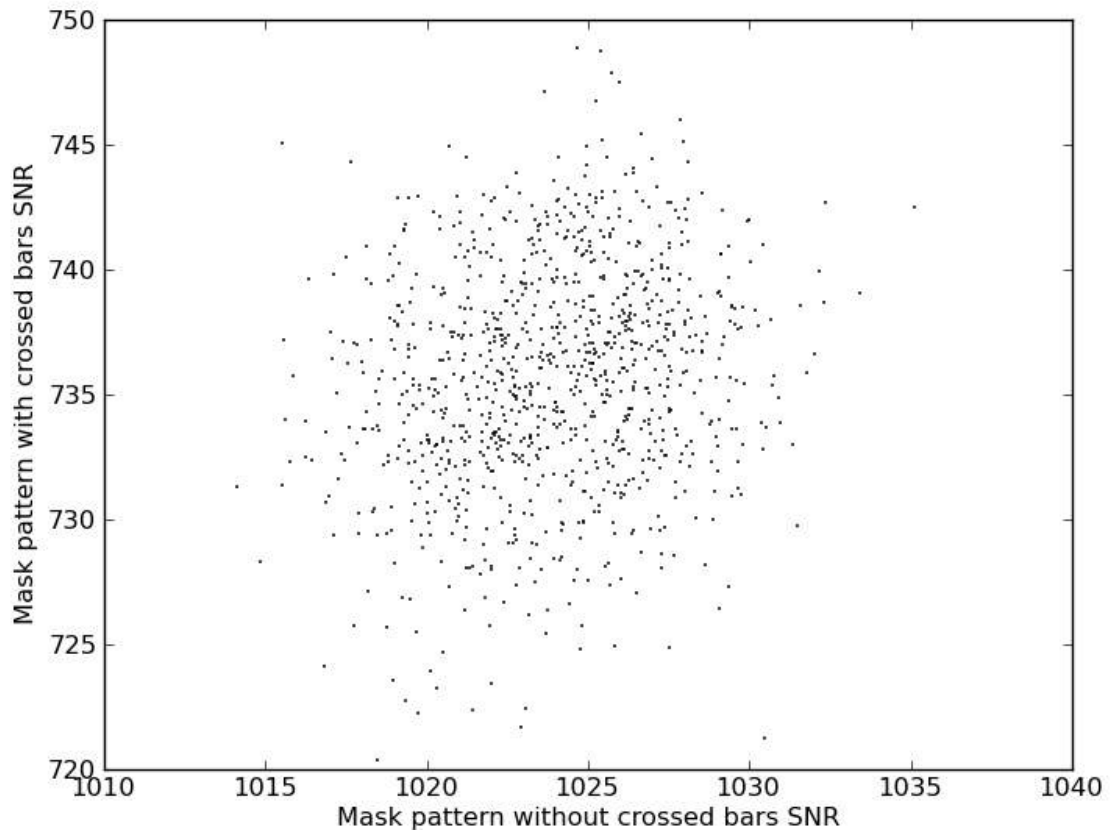


Figura 6.2 - Comparação entre RSR dos padrões de máscara com 512×512 pixels antes (abscissa) e após a inserção da CB com espessura de 7 pixels (ordenada).

pode ocorrer devido a efeitos de ressonância.

De todos os pitches testados, a melhor média de RSR foi obtida com 0.9 (99.1 ± 3.0). Entretanto a dificuldade técnica de produzir e sustentar elementos de máscara menores faz com que tenha-se preferência por tamanhos um pouco maiores.

Para o P2, optou-se por um tamanho de elemento que fosse mais fácil de produzir e sustentar, e que ofereça a melhor RSR - pixel pitch 1.1 mm. Além disso, quando projetados os telescópios *ProtoEXIST*, o tamanho da máscara foi planejado para ter o mesmo tamanho do plano detector, e por esta razão escolheu-se uma máscara com o mesmo número de pixels do plano detector - 299×299 pixels. A Figura 6.5 mostra o desenho do padrão de máscara escolhido e enviado para fabricação enquanto a Figura 6.6 mostra uma fotografia da extremidade do P2 onde a máscara está localizada.

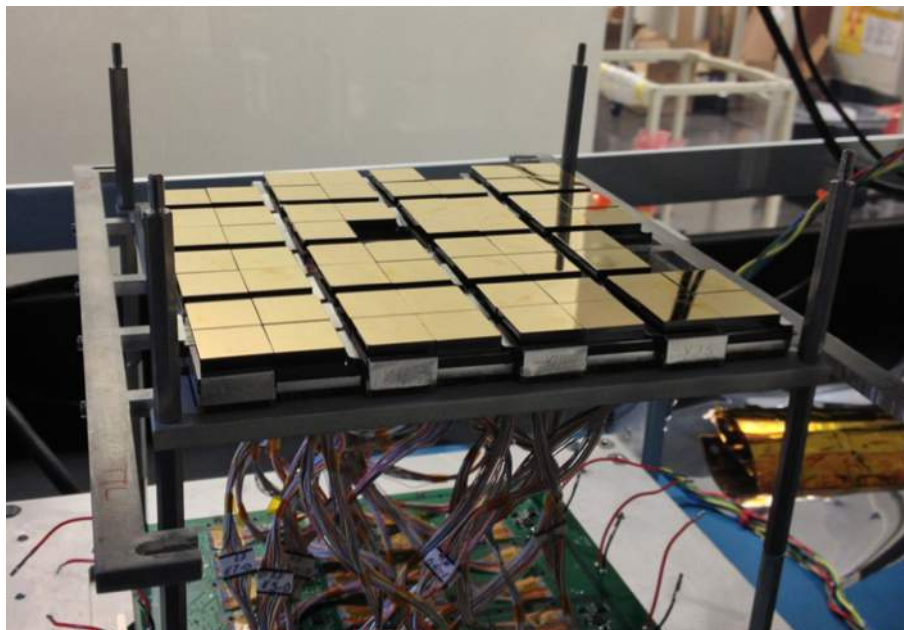
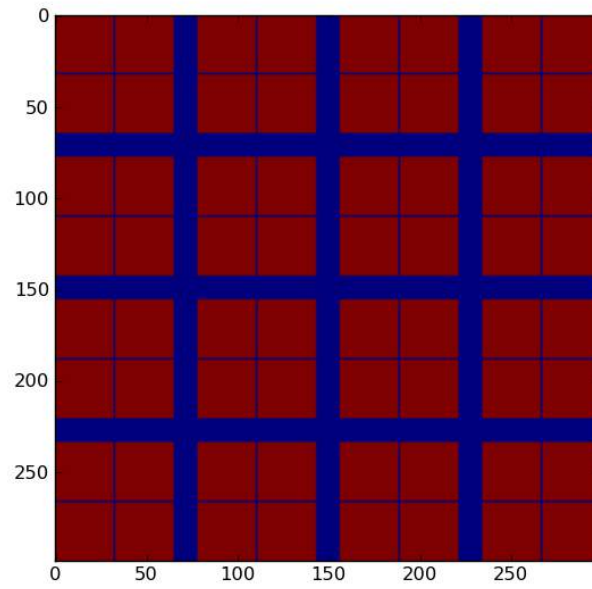


Figura 6.3 - Superior: Representação matricial do plano detector para simulações. Inferior: Imagem do plano detector após a integração em laboratório.

Tabela 6.3 - Resultados de RSR de simulação de observação de uma fonte com espectro de Crab de 30 a 200 keV, no centro do FoV, e com ruído de fundo por 2h. Máscara com 299×299 pixels, sem barra em cruz, com malha de suporte, variando o pixel pitch.

ID	1.1	1.2	1.3
420	92.8	56.5	90.7
455	88.4	52.7	87.5
560	88.3	53.7	87.5
694	88.9	57.4	93.1
274	88.1	55.6	90.3
185	91.1	53.9	89.8
503	88.4	54.8	90.9
966	85.4	53.1	88.0
962	84.1	56.7	90.8
292	89.9	53.7	90.5
média	88.6	54.8	89.9
rms	2.4	1.5	1.7

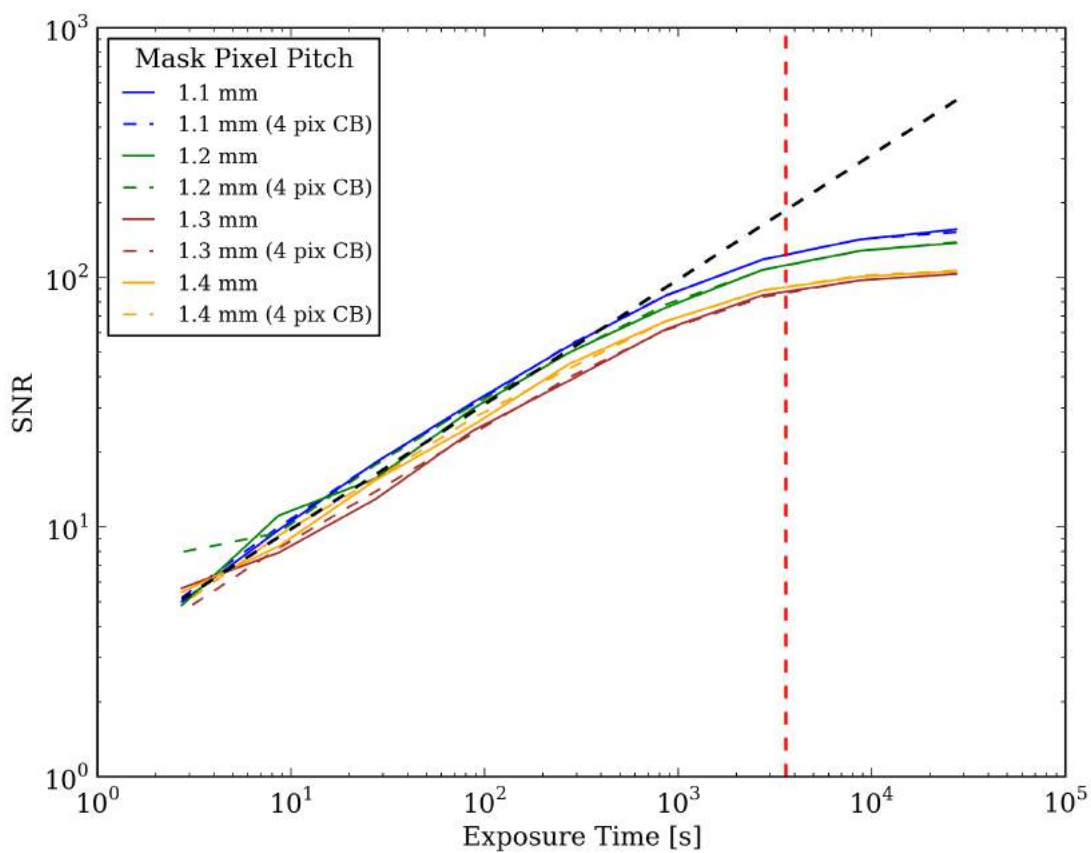


Figura 6.4 - Variação da RSR em função tempo de integração.

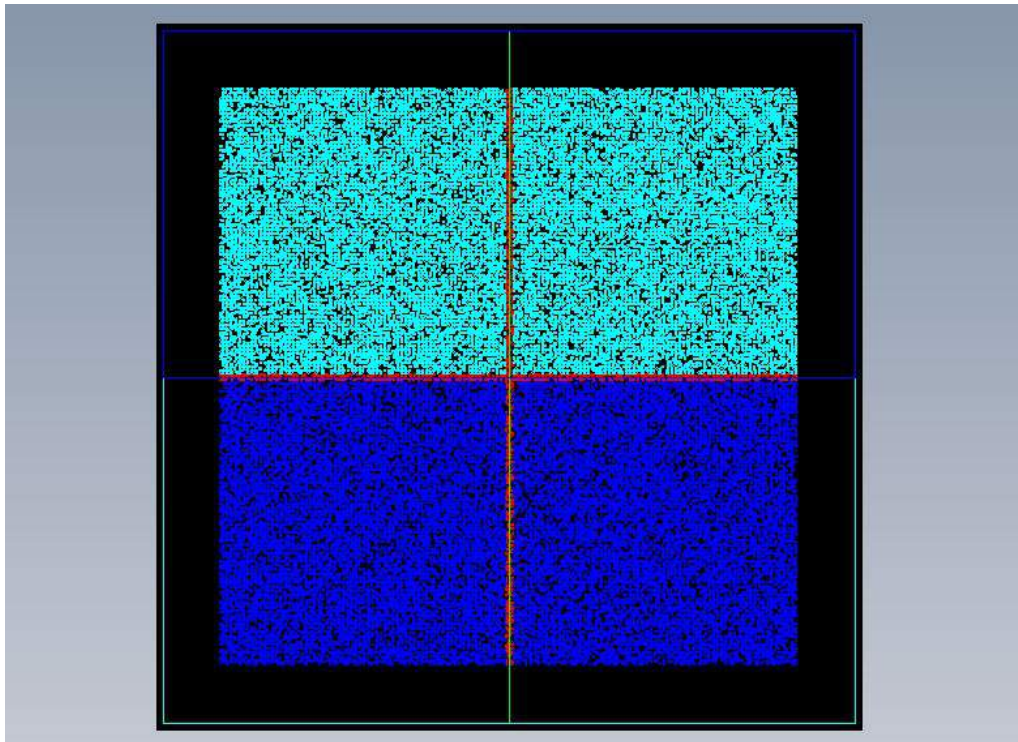


Figura 6.5 - O padrão aleatório de máscara escolhido contém 299×299 pixels, e pixel pitch de 1.1 mm. O contorno preto é o suporte lateral da câmara, os retângulos azul claro e azul escuro são as placas da máscara, a cruz vermelha no centro é o suporte CB.

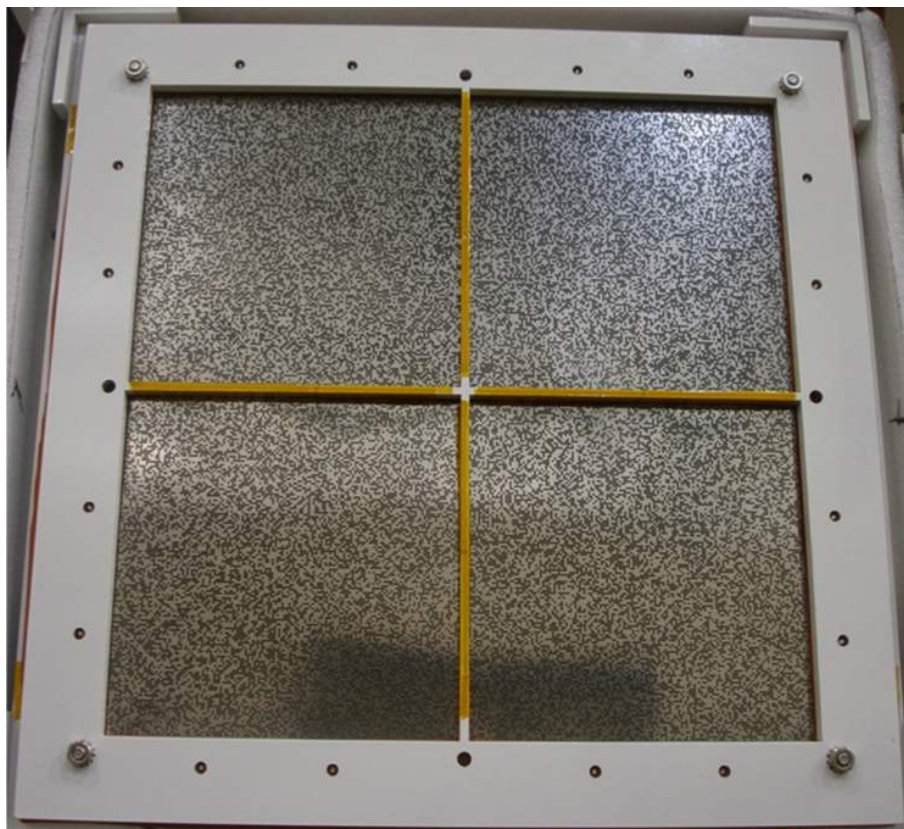


Figura 6.6 - Máscara do P2 consiste de 4 camadas de placas de tungstênio com 0.1 mm de espessura cada uma, onde foi talhado o padrão aleatório de distribuição de orifícios com tamanhos de 1.1 mm

7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Este trabalho consistiu na realização de medidas em laboratório e no desenvolvimento de procedimentos e ferramentas computacionais para o desenvolvimento de instrumentação de ponta em astronomia de raios X.

Inicialmente, foi apresentado um histórico resumido das principais missões espaciais de astronomia de raios X para colocar o trabalho no contexto do que já existe e foi desenvolvido na área. Foram também abordadas algumas perspectivas de desenvolvimento para as futuras pesquisas nesta área. Foi feita uma revisão detalhada sobre detectores de radiação de altas energias, com destaque para aqueles que têm sido utilizados na construção de telescópios de raios X. Foram abordados temas desde a interação da radiação X e gama com a matéria, as propriedades físicas dos materiais utilizados como detectores, até a eletrônica de aquisição de dados. Uma breve descrição do funcionamento de telescópios de máscara codificada e o processo de reconstrução de imagens também foram abordados, bem como diversos aspectos da missão MIRAX em sua atual configuração, como o detalhamento das câmaras de raios X duros, sua sensibilidade e desempenho, e os objetivos e alvos científicos para a missão. Finalmente foram apresentadas as análises dos dados obtidos em laboratório durante a caracterização e calibração dos detectores de CZT que irão compor os planos detectores das câmaras de raios X do MIRAX, e alguns resultados de simulações de imagens obtidas com máscara codificada de padrão aleatório de aberturas.

É importante destacar que a missão MIRAX desempenhará um papel muito importante no desenvolvimento da astronomia brasileira, tradicionalmente concentrada no óptico e radioastronomia, abrindo uma nova janela de observação do céu, além de desenvolver parcerias entre os centros de pesquisa e a indústria brasileira. O MIRAX, com sua estratégia de observação de varredura do céu, terá um papel de extrema importância para a comunidade científica obter novos parâmetros que nos ajudem a redefinir melhor os modelos existentes para explicar uma série de fenômenos transientes que levam à emissão de raios X duros pelos corpos celestes.

Durante os últimos dois anos obtivemos grande avanço da missão, firmando importantes parcerias internacionais, incluindo o CfA, que teve papel fundamental no desenvolvimento da astronomia de raios X desde o início, sendo responsável por alguns dos principais instrumentos do Einstein Observatory (HEAO-2) e do telescópio Chandra, por exemplo. Essa parceria permitiu que eu fizesse um estágio de um ano no CfA, onde pude trabalhar diretamente com a caracterização de detectores CZT

de última geração, que utilizam o mesmo sistema de aquisição de dados desenvolvidos exclusivamente para a missão NuSTAR. O grupo do Dr. Grindlay possui grande experiência em desenvolvimento instrumental na área de astrofísica de altas energias, e lidera o desenvolvimento do projeto *ProtoEXIST*. Dois dos três telescópios previstos no projeto já foram construídos e testados com êxito em voos de balões estratosféricos em Fort Sumner, NM, EUA - o P1 em 2009 e o P2 em 2012. Os dados de voo mostram que todos os subsistemas do telescópio P2 (protótipo de plano detector para o MIRAX) funcionaram conforme esperado em ambiente quase-espacial, mostrando que estão aptos a passarem para a fase de desenvolvimento dos componentes a serem utilizados em missões espaciais. Resultados preliminares do voo mostram que a resolução em energia média obtida é de ≤ 2.4 keV em 59.6 keV. Esses resultados, juntamente com o fato de os detectores CZT utilizados terem pixelização fina - 0.6 mm pixel pitch - (resultando em boa resolução espacial), demonstram que as DCUs do P2 cumprem os requisitos necessários para a missão MIRAX. O sucesso do desempenho das DCUs utilizadas como espectrômetro no experimento P2 deve-se principalmente ao NuASIC, que permitiu operação com baixo ruído eletrônico, boa resolução espectral, além de possibilitar que o limite de baixas energias detectáveis pudesse cair para 6 keV.

Neste estudo foi feita a caracterização do sistema detector - DCU, mostrando que as propriedades do cristal CZT pixelizado, bem como do NuASIC são ótimas para aplicação em espectrômetros de raios X duros em uma ampla faixa de energias. Minha contribuição pessoal para o desenvolvimento do P2 compreendeu a caracterização e realização dos testes em laboratório com cada um dos NuASICs e DCUs produzidas, bem como o desenvolvimento de algoritmos para a calibração e obtenção da resolução em energia de cada pixel. Além disso, contribuí para o estudo da relação sinal ruído em função dos diferentes padrões de abertura e tamanhos de elementos de máscaras com padrões aleatórios de aberturas, para o qual escrevi um algoritmo que gera diferentes padrões de máscara aleatória, gera simulações de imagens obtidas com cada um dos diferentes padrões, e calcula a relação sinal ruído da imagem reconstruída.

Os resultados dos testes com fontes radioativas mostram que a resolução em energia média obtida foi de 3.5% (2.12 keV FWHM) para a linha de 59.6 keV do ^{241}Am , e 1.86% (2.27 keV FWHM) para a linha de 122.0 keV do ^{57}Co , sendo possível obter resoluções em energias tão baixas quanto 1.94 keV (FWHM) em 59.6 keV e 2.04 keV em 122.0 keV para DCUs individuais em temperatura ambiente.

Os resultados das simulações mostram que a relação sinal ruído não varia significativamente com a variação da distribuição de orifícios aleatórios. Um resultado interessante que obtivemos foi de que a relação sinal ruído para tamanhos de elementos da máscara com dimensões iguais a múltiplos inteiros do pixel pitch do detector sofre uma redução significativa devido a algum fenômeno de ressonância.

O trabalho descrito nessa tese foi relevante para o desenvolvimento do projeto do telescópio MIRAX, especialmente na área de desenvolvimento de detectores CZT, na qual o Brasil ainda é carente de mão de obra.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALLEN, B.; HONG, J.; GRINDLAY, J.; BARTHELMY, S. D.; BAKE, R. G.; GEHRELS, N. A.; GARSON, T.; KRAWCZYNSKI, H. S.; COOK, W. R.; HARRISON, F. A.; APPLE, J. A.; RAMSEY, B. D. ProtoEXIST: advanced prototype CZT coded aperture telescopes for EXIST. **Proc.SPIE Int. Soc. Opt. Eng.**, v. 7732, p. 77324D, 2010. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2010SPIE.7732E.138A>>. Acesso em: 13 jul. 2011. 44

ALLEN, B.; HONG, J.; GRINDLAY, J.; BURKE, M.; BARTHELMY, S. D.; BAKER, R.; GEHRELS, N. A.; GARSON, T.; KRAWCZYNSKI, H. S.; COOK, W. R.; HARRISON, F. A.; P., M.; COOK, W. Development of the ProtoEXIST2 advanced CZT detector plane. In: NUCLEAR SCIENCE SYMPOSIUM AND MEDICAL IMAGING CONFERENCE (NSS/MIC), 2011, Valencia. **Proceedings . . .** Valencia: IEEE, 2011. p. 4470 – 4480. Disponível em: <<http://ieeexplore.ieee.org/stamp/stamp.jsp?tp=&arnumber=6154693&tag=1>>.

Acesso em: 25 jul. 2013. 54, 60, 67

ATWOOD, W. B.; ABDO, A. A.; ACKERMANN, M.; AL. et. **The large area telescope on the Fermi Gamma-ray space telescope mission.** 2009.

Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/697/2/1071>>. 4

BEVINGTON, P. R. **Data reduction and error analysis for physical sciences.** USA: McGraw-Hill, 1969. várias paginações p. 63

BOWYER, S.; BYRAM, E. T.; CHUBB, T. A.; FRIEDMAN, H. Lunar Occultation of X-ray Emission from the Crab Nebula. **Science**, v. 146, p. 912–917, nov. 1964. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/1964Sci...146..912B>>. 2

BRAGA, J.; ROTHSCHILD, R.; HEISE, J.; STAUBERT, R.; REMILLARD, R.; D'AMICO, F.; JABLONSKI, F.; HEINDL, W.; MATTESON, J.; KUULKERS, E.; WILMS, J.; KENDZIORRA, E. Mirax: a brazilian x-ray astronomy satellite mission. **Advances in Space Research**, v. 34, p. 2657–2661, 2004. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2004AdSpR...34.2657B>>. Acesso em: 01 jul. 2011. 5

CAROLI, E.; STEPHEN, J. B.; COCCO, G. D.; NATALUCCI, L.; SPIZZICHINO, A. Coded aperture imaging in x- and gamma-ray astronomy.

- Space Science Reviews**, v. 45, p. 349–403, set. 1987. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1987SSRv...45..349C>>. Acesso em: 01 jul. 2011. 7, 8, 10
- CHASE, R. C.; SPEYBROECK, L. P. van. Wolter-Schwarzschild telescopes for X-ray astronomy. **Applied Optics**, v. 12, p. 1042–1044, 1973. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1973ApOpt...12.1042C>>. Acesso em: 01 nov. 2013. 3
- DABROWSKI, A.; SZYMCZYK, W. M.; IWANCZYK, J. S.; KUSMISS J. H.AND DRUMMOND, W.; AMES, L. **Nucl. Instrum. Methods**, v. 212, p. 89–94, 1983. 33
- DASGUPTA, A. Sample percentiles and order statistics. In: . Springer New York, 2008. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1007/978-0-387-75971-5_7>. 65
- FENIMORE, E. E. Coded aperture imaging - Predicted performance of uniformly redundant arrays. **Applied Optics**, v. 17, p. 3562–3570, nov. 1978. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1978ApOpt...17.3562F>>. Acesso em: 10 nov. 2013. 9
- FENIMORE, E. E.; CANNON, T. M. Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays. **Applied Optics**, v. 17, p. 337–347, fev. 1978. 9
- FEYNMAN, R. P.; LEIGHTON, R. B.; SANDS, M. **Feynman Lectures on Physics**. California: Addison Wesley, 1963. várias paginações p. 1
- FORMAN, W.; JONES, C.; COMINSKY, L.; JULIEN, P.; MURRAY, S.; PETERS, G.; TANANBAUM, H.; GIACCONI, R. The fourth Uhuru catalog of X-ray sources. **Astrophysical Journal Series**, v. 38, p. 357–412, dez. 1978. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1978ApJS...38..357F>>. Acesso em: 09 out. 2013. 2
- FÜRST, F.; WILM, J.; ROTHSCHILD, R. E.; POTTSCHMIDT, K.; SMITH, D. M.; LINGENFELTER, R. Temporal variations of strength and location of the South Atlantic Anomaly as measured by RXTE. **Earth and Planetary Science Letters**, v. 281, p. 125–133, 2009. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2009E%26PSL.281..125F>>. Acesso em: 12 jul. 2011. 46
- GEHRELS, N.; CHINCARINI, G.; GIOMMI, P.; Mason, K. O.; Nousek, J. A.; Wells, A. A.; White, N. E.; Barthelmy, S. D.; Burrows, D. N.; Cominsky, L. R.;

Hurley, K. C.; Marshall, F. E.; Mészáros, P.; Roming, P. W. A.; Angelini, L.; Barbier, L. M.; Belloni, T.; Campana, S.; Caraveo, P. A.; Chester, M. M.; Citterio, O.; Cline, T. L.; Cropper, M. S.; Cummings, J. R.; Dean, A. J.; Feigelson, E. D.; Fenimore, E. E.; Frail, D. A.; Fruchter, A. S.; Garmire, G. P.; Gendreau, K.; Ghisellini, G.; Greiner, J.; Hill, J. E.; Hunsberger, S. D.; Krimm, H. A.; Kulkarni, S. R.; Kumar, P.; Lebrun, F.; Lloyd-Ronning, N. M.; Markwardt, C. B.; Mattson, B. J.; Mushotzky, R. F.; Norris, J. P.; Osborne, J.; Paczynski, B.; Palmer, D. M.; Park, H.-S.; Parsons, A. M.; Paul, J.; Rees, M. J.; Reynolds, C. S.; Rhoads, J. E.; Sasseen, T. P.; Schaefer, B. E.; Short, A. T.; Smale, A. P.; Smith, I. A.; Stella, L.; Tagliaferri, G.; Takahashi, T.; Tashiro, M.; Townsley, L. K.; Tueller, J.; Turner, M. J. L.; Vietri, M.; Voges, W.; Ward, M. J.; Willingale, R.; Zerbi, F. M.; Zhang, W. W. The Swift Gamma-Ray Burst Mission. **Astrophysical Journal**, v. 611, p. 1005–1020, 2004. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/2004ApJ...611.1005G>. Acesso em: 09 out. 2013. 4

GIACCONI, R. **The dawn of X-ray Astronomy**. 2002. Nobel Lecture. Disponível em: http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2002/giacconi-lecture.html. Acesso em: 09 out. 2013. 1

GIACCONI, R.; BRANDUARDI, G.; BRIEL, U.; EPSTEIN, A.; FABRICANT, D.; FEIGELSON, E.; FORMAN, W.; GORENSTEIN, P.; GRINDLAY, J.; GURSKY, H.; HARNDEN, F. R.; HENRY, J. P.; JONES, C.; KELLOGG, E.; KOCH, D.; MURRAY, S.; SCHREIER, E.; SEWARD, F.; TANANBAUM, H.; TOPKA, K.; SPEYBROECK, L. V.; HOLT, S. S.; BECKER, R. H.; BOLDT, E. A.; SERLEMITSOS, P. J.; CLARK, G.; CANIZARES, C.; MARKERT, T.; NOVICK, R.; HELFAND, D.; LONG, K. The Einstein /HEAO 2/ X-ray Observatory. **Astrophysical Journal**, v. 230, p. 540–550, jun. 1979. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1979ApJ...230..540G>. Acesso em: 09 out. 2013. 2

GIACCONI, R.; GURSKY, H.; PAOLINI, F. R.; ROSSI, B. B. Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. **Physical Review Letters**, v. 9, p. 439–443, dez. 1962. Disponível em: <http://adsabs.harvard.edu/abs/1962PhRvL...9..439G>. Acesso em: 01 jul. 2007. 2

GOTTESMAN, S. R.; FENIMORE, E. E. New family of binary arrays for coded aperture imaging. **Applied Optics**, v. 28, p. 4344–4352, out. 1989. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/1989ApOpt...28.4344G>>. Acesso em: 09 out. 2013. 11

GOULDING, F. S.; LANDIS, D. A. Signal processing for semiconductor Detectors. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, n. 3, jun. 1982. 31, 32, 40

GRINDLAY, J.; BONNENFANT, T. **The hard X-ray imager for MIRAX**. [S.l.: s.n.], 2011. Nasa proposal (08-EXPMO11-0017). 5, 43, 46, 47, 49, 52

GRINDLAY, J.; GEHRELS, N.; BLOOM, J.; COPPI, P.; SODERBERG, A.; HONG, J.; ALLEN, B.; BARTHELMY, S.; TAGLIAFERRI, G.; MOSELEY, H.; KUTYREV, A.; FABBIANO, G.; FISHMAN, G.; RAMSEY, B.; CECA, R. D.; NATALUCCI, L.; UBERTINI III, P. Overview of EXIST mission science and implementation. In: SOCIETY OF PHOTO-OPTICAL INSTRUMENTATION ENGINEERS (SPIE) CONFERENCE SERIES. **Proceedings . . . SPIE**), 2010. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2010SPIE.7732E..59G>>. Acesso em: 13 jul. 2011. 44

HAGE-ALI, H.; SIFERT, P. **CdTe nuclear detectors and applications**. [S.l.]: Academic Press, 1995. 291-331 p. 37

HARRISON, F. A.; BOGGS, S.; CHRISTENSEN, F.; CRAIG, W.; HAILEY, C.; STEM, D.; ZHANG, W.; ANGELIUI, L.; AN, H.; BHALEREO, V.; BREJNHOLT N. COMINSKY, L.; COOK, W. R.; DOLL, M.; GIOMMI, P.; GREFENSTETTE, G.; HORNSTRUP, A.; KASPI, V.; KIM, Y.; KITAGUCHI, T.; KOGLIN, J.; LIEBE, C. C.; MADEJSKI, G.; KRUSE, M.; MAO, P.; MEIER, D.; MIYASAKA, H.; MORI, K.; PERRI, M.; PIVOVAROFF, M.; PUC CETTI, S.; RANA, V.; ZOGLAUER, A. The nuclear spectroscopic telescope array (nustar). **Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series**, v. 7732, 2010. 51, 53

HARRISON, F. A.; CRAIG, W. W.; CHRISTENSEN, F. E.; HAILEY, C. J.; ZHANG, W. W.; BOGGS, S. E.; STERN, D.; COOK, W. R.; FORSTER, K.; GIOMMI, P.; GREFENSTETTE, B. W.; KIM, Y.; KITAGUCHI, T.; KOGLIN, J. E.; MADSEN, K. K.; Mao, P. H.; Miyasaka, H.; Mori, K.; Perri, M.; Pivovarovoff, M. J.; Puccetti, S.; Rana, V. R.; Westergaard, N. J.; Willis, J.; Zoglauer, A.; An, H.; Bachetti, M.; Barrière, N. M.; Bellm, E. C.; Bhalerao, V.; Brejnholt, N. F.; Fuerst, F.; Liebe, C. C.; Markwardt, C. B.; Nynka, M.; Vogel, J. K.; Walton, D. J.; Wik, D. R.; Alexander, D. M.; Cominsky, L. R.; Hornschemeier, A. E.; Hornstrup, A.; Kaspi, V. M.; Madejski, G. M.; Matt, G.; Molendi, S.; Smith, D. M.; Tomsick,

J. A.; Ajello, M.; Ballantyne, D. R.; Baloković, M.; Barret, D.; Bauer, F. E.; Blandford, R. D.; Brandt, W. N.; Brenneman, L. W.; Chiang, J.; Chakrabarty, D.; Chenevez, J.; Comastri, A.; Dufour, F.; Elvis, M.; Fabian, A. C.; Farrah, D.; Fryer, C. L.; Gotthelf, E. V.; Grindlay, J. E.; Helfand, D. J.; Krivonos, R.; Meier, D. L.; Miller, J. M.; Natalucci, L.; Ogle, P.; Ofek, E. O.; Ptak, A.; Reynolds, S. P.; Rigby, J. R.; Tagliaferri, G.; Thorsett, S. E.; Treister, E.; Urry, C. M. The Nuclear Spectroscopic Telescope Array (NuSTAR) High-energy X-Ray Mission.

Astrophysical Journal, v. 770, p. 103, jun. 2013. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2013ApJ...770..103H>>. Acesso em: 17 ago. 2013. 4, 7

HONG, J. **Coded-aperture imaging**. 2011. Talk given at MIT. Disponível em:

<http://hea-www.harvard.edu/ProtoEXIST/intro/coded_aperture_imaging4rexis_v0.7.pdf>. Acesso em: 31 ago. 2013. 13

HONG, J.; ALLEN, B.; GRINDLAY, J.; CHAMMAS, N.; BARTHELEMY, S.; BAKER, R.; GEHRELS, N.; NELSON, K. E.; LABOV, S.; COLLINS, J.; COOK, W. R.; MCLEAN, R.; HARRISON, F. Building large area CZT imaging detectors for a wide-field hard X-ray telescope ProtoEXIST1. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v. 605, p. 364–373, jul. 2009. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2009NIMPA.605..364H>>. Acesso em: 13 jul. 2011. 53, 67, 72

HONG, J.; ALLEN, B.; GRINDLAY, J.; BARTHELEMY, S.; BAKER, R.; GARSON, A.; KRAWCZYNSKI, G.; APPLE, J.; CLEVELAND, W. H. Flight performance of an advanced czt imaging detector in a balloon-borne wide-field hard x-ray telescope - protoexist1. **proc. NIM**, 2011. 44

HONG, J.; ALLEN, B.; GRINDLAY, J.; RODRIGUES, B. H. G.; ELLIS, J. R.; BAKER, R.; BARTHELEMY, S.; MAO, P.; MIYASAKA, H.; APPLE, J. Tiled array of pixelated czt imaging detectors for protoexist2 and mirax-hxi. In: IEEE NUCLEAR SCIENCE SYMPOSIUM CONFERENCE RECORD. **Proceedings** . . . [S.l.]: IEEE, 2013. 5

HONG, J.; GRINDLAY, J. E.; CHAMMAS, N.; COPETE, A.; BAKER, R. G.; BARTHELEMY, S. D.; GEHRELS, N.; COOK III, W. R.; BURNHAM, J. A.; HARRISON, F. A.; COLLINS, J.; CRAIG, W. W. CZT imaging detectors for ProtoEXIST. In: **Proceedings** . . . [s.n.], 2006. Disponível em:

<<http://adsabs.harvard.edu/abs/2006SPIE.6319E..23H>>. Acesso em: 13 jul. 2011. 44

JAGER, R.; ZAND, J. J. M. in 't; SCHUURMANS, J. J.; HEISE, J.; MELS, W. A. Coded mask cameras for SAX. In: SOCIETY OF PHOTO-OPTICAL INSTRUMENTATION ENGINEERS (SPIE) CONFERENCE SERIES. **Proceedings** . . . 1989. p. 2–13. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1989SPIE.1159....2J>>. Acesso em: 09 out. 2013. 3

JAHODA, K.; SWANK, J. H.; GILES, A. B.; STARK, M. J.; STROHMAYER, T.; ZHANG, W.; MORGAN, E. H. In-orbit performance and calibration of the Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) Proportional Counter Array (PCA). In: EUV, X-RAY, AND GAMMA-RAY INSTRUMENTATION FOR ASTRONOMY VII. **Proceedings** . . . 1996. p. 59–70. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1996SPIE.2808...59J>>. Acesso em: 01 nov. 2013. 3

KAHN, S. M. The X-Ray Multi-Mirror Mission: A New Capability for High Throughput X-Ray Spectroscopy. **Bulletin of the American Astronomical Society**, v. 31, p. 709, 1999. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1999HEAD....4.1202K>>. Acesso em: 10 nov. 2013. 3

KALEMCI, E.; MATTESON, J. L.; SKELTON, R. T.; HINK, P.; SLAVIS, K. Modelling of CZT strip detectors. In: M. L. McConnell & J. M. Ryan (Ed.). **Proceedings** . . . 2000. v. 510, p. 769–773. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2000AIPC..510..769K>>. 37

KITAGUCHI, T.; GREFENSTETTE, B. W.; HARRISON, F. A.; MIYASAKA, H.; BHALERAO, V. B.; COOK, W. R.; MAO, P. H.; RANA, V. R.; BOGGS, S. E.; ZOGLAUER, A. C. Spectral calibration and modeling of the nustar cztpixel detectors. In: **Proceedings** . . . [s.n.], 2011. (SPIE 8145, UV, X-Ray, and Gamma-Ray Space Instrumentation for Astronomy XVII 814507). Disponível em: <<http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=1342185>>. 52

KITCHIN, C. R. **Astrophysical Techniques**. 4. ed. UK: Institute of Physics Publishing, 2003. várias paginações p. 3

KNOLL, G. F. **Radiation Detection and Measurements**. USA: John Wiley & Sons, 1989. várias paginações p. 15, 17, 18, 19, 22, 23, 26, 27, 31, 34

LEO, W. R. **Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments**. Switzerland: Springer-Verlag, 1994. 277-292 p. 38, 41

MATSUOKA, M.; KAWASAKI, K.; UENO, S.; TOMIDA, H.; KOHAMA, M.; SUZUKI, M.; ADACHI, Y.; Ishikawa, M.; Mihara, T.; Sugizaki, M.; Isobe, N.; Nakagawa, Y.; Tsunemi, H.; Miyata, E.; Kawai, N.; Kataoka, J.; Morii, M.; Yoshida, A.; Negoro, H.; Nakajima, M.; Ueda, Y.; Chujo, H.; Yamaoka, K.; Yamazaki, O.; Nakahira, S.; You, T.; Ishiwata, R.; Miyoshi, S.; Eguchi, S.; Hiroi, K.; Katayama, H.; Ebisawa, K. The MAXI Mission on the ISS: Science and Instruments for Monitoring All-Sky X-Ray Images. **Astronomical Society of Japan**, v. 61, p. 999–, out. 2009. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2009PASJ...61..999M>>. Acesso em: 09 out. 2013. 4

PELLING, M. R.; ROTHSCHILD, R. E.; MACDONALD, D. R.; HERTEL, R.; NISHIIE, E. Design and performance of an Automatic Gain Control system for the High Energy X-Ray Timing Experiment. In: O. H. Siegmund & R. E. Rothschild (Ed.). **Proceedings . . .** 1991. v. 1549, p. 134–146. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1991SPIE.1549..134P>>. Acesso em: 13 jul. 2011. 44

PFEFFERMANN, E.; BRIEL, U. G.; HIPPMANN, H.; KETTENRING, G.; METZNER, G.; PREDEHL, P.; REGER, G.; STEPHAN, K. H.; ZOMBECK, M. V.; CHAPPELL, J. The focal plane instrumentation of the ROSAT telescope. **NASA STI/Recon Technical Report N**, v. 87, fev. 1987. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1987STIN...8728474P>>. Acesso em: 28 jun 2007. 3

PROCTOR, R. J.; SKINNER, G. K.; WILLMORE, A. P. The design of optimum coded mask X-ray telescopes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 187, p. 633–643, 1979. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1979MNRAS.187..633P>>. Acesso em: 10 jan. 2014. 10

PRODUCTS eV. 2013. Company which manufactures radiation detectors. Disponível em: <<http://www.evproducts.com>>. Acesso em: 30 dez. 2013. 30, 39

RODRIGUES, B. H. G. **Simulações do ruído de fundo instrumental e reconstrução de imagens do experimento protoMIRAX**. São José dos Campos: [s.n.], 2008. 37

- RODRIGUES, B. H. G.; GRINDLAY, J. E.; ALLEN, B.; HONG, J.; BARTHELMY, S.; BRAGA, J.; D'AMICO, F.; ROTHSCHILD, R. The high resolution x-ray imaging detector planes for the mirax mission. **Journal of Instrumentation**, v. 8, p. 9010P, set. 2013. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2013JInst...8P9010R>>. Acesso em: 26 set. 2013. 54, 60, 61, 65, 67, 68, 69, 70
- ROTHSCHILD, R. E.; BLANCO, P. R.; GRUBER, D. E.; HEINDL, W. A.; MACDONALD, D. R.; MARSDEN, D. C.; PELLING, M. R.; WAYNE, L. R.; HINK, P. L. In-Flight Performance of the High-Energy X-Ray Timing Experiment on the Rossi X-Ray Timing Explorer. **Astrophysical Journal**, v. 496, p. 538–+, mar. 1998. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1998ApJ...496..538R>>. Acesso em: 13 jul. 2011. 44
- SCHLESINGER, T. E.; JAMES, R. B. **Introduction and overview**. [S.l.]: Academic Press, 1995. 5 p. 35
- SKINNER, G. K. Sensitivity of coded mask telescopes. **Applied Optics**, v. 47, p. 2739–2749, maio 2008. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2008ApOpt...47.2739S>>. 12
- SMITH, J. F.; COURTIER, G. M. The Ariel 5 Programme. **Royal Society of London Proceedings Series A**, v. 350, p. 421–439, out. 1976. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1976RSPSA.350..421S>>. Acesso em: 09 out. 2013. 2
- TAKAHASHI, T.; WATANABE, S. Recent Progress in CdTe and CdZnTe Detectors. **ArXiv Astrophysics e-prints**, jul. 2001. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/2001astro.ph..7398T>>. Acesso em: 02 jul. 2007. 32
- TAYLOR, B. G.; ANDRESEN, R. D.; PEACOCK, A.; ZOBL, R. The EXOSAT mission. **Space Science Reviews**, v. 30, p. 479–494, mar. 1981. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1981SSRv...30..479T>>. Acesso em: 01 nov. 2013. 3
- TSOULFANIDIS, N.; LANDSBERGER, S. **Measurements and detection of radiation**. [S.l.]: Taylor & Francis Group, 1995. várias paginações p. 27, 28, 29
- TUCKER, W.; GIACCONI, R. **Exploring the X-ray Universe**. USA: Harvard University Press, 1985. várias paginações p. 3

UBERTINI, P.; COCCO, G. D.; LEBRUN, F. The IBIS Telescope On Board INTEGRAL. In: WINKLER, C.; COURVOISIER, T. J.-L.; DUROUCHOUX, P. (Ed.). **Proceedings . . .** 1997. v. 382, p. 599. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1997ESASP.382..599U>>. Acesso em: 09 out. 2013. 4

WEISSKOPF, M. C. The Chandra X-Ray Observatory (CXO): An Overview. **ArXiv Astrophysics e-prints**, dez. 1999. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1999astro.ph.12097W>>. Acesso em: 10 nov. 2013. 3

WOOD, K. S.; MEEKINS, J. F.; YENTIS, D. J.; SMATHERS, H. W.; MCNUTT, D. P.; BLEACH, R. D.; FRIEDMAN, H.; BYRAM, E. T.; CHUBB, T. A.; MEIDAV, M. The HEAO A-1 X-ray source catalog. **Astrophysical Journal Series**, v. 56, p. 507–649, dez. 1984. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1984ApJS...56..507W>>. Acesso em: 09 out. 2013. 2

ZAND, J. J. M. in't; HEISE, J.; JAGER, R. The optimum open fraction of coded apertures. With an application to the wide field X-ray cameras of SAX. **Astronomy & Astrophysics**, v. 288, p. 665–674, 1994. Disponível em: <<http://adsabs.harvard.edu/abs/1994A%26A...288..665I>>. Acesso em: 10 jan. 2014. 9

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.