



Ministério da
Ciência e Tecnologia



sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.10.13.46-TDI

ESTUDO COMPUTACIONAL DA CONCEPÇÃO E DO DESEMPENHO DA CÂMERA DE RAIOS X DO EXPERIMENTO PROTOMIRAX

Manuel Antonio Castro Ávila

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada
pelo Dr. João Braga, aprovada em 18 de fevereiro de 2011

URL do documento original:
<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/396872H>>

INPE
São José dos Campos
2011

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:

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

Membros:

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

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

Dr^a Regina Célia dos Santos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

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

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Horácio Hideki Yanasse - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

BIBLIOTECA DIGITAL:

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

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

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:

Vivéca Sant'Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
Ciência e Tecnologia



sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.10.13.46-TDI

ESTUDO COMPUTACIONAL DA CONCEPÇÃO E DO DESEMPENHO DA CÂMERA DE RAIOS X DO EXPERIMENTO PROTOMIRAX

Manuel Antonio Castro Ávila

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Astrofísica, orientada
pelo Dr. João Braga, aprovada em 18 de fevereiro de 2011

URL do documento original:
<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/396872H>>

INPE
São José dos Campos
2011

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Castro Ávila, Manuel Antonio.
C279e Estudo Computacional da Concepção e do Desempenho da Câ-
mera de Raios X do Experimento protoMIRAX / Manuel Antonio
Castro Ávila . – São José dos Campos : INPE, 2011.
xx+66 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.10.13.46-TDI)

Dissertação (Mestrado em Astrofísica) – Instituto Nacional de
Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2011.
Orientador : Dr. João Braga.

1. Máscara codificada. 2. Métodos interativos. 3. Geant4.
4. Ruído de fundo. 5. Imageamento em raios X. I. Título.

CDU 52-17

Copyright © 2011 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2011 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.


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

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho



Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. João Braga



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

Dr. Jorge Mejía Cabeza



Convidado(a) / FAMERP / São José do Rio Preto - SP

Aluno (a): Manuel Antonio Castro Ávila

São José dos Campos, 18 de fevereiro de 2011

“Minds are like parachutes. They only function when they are open”.

SIR JAMES DEWAR
(1877-1925)

*A meus pais **Franio** e **Miriam**, a meus irmãos **Mayerlin**, **Diego** e **David***

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Dr. João Braga pela disposição de ensinar e a orientação deste trabalho e por compartilhar seus conhecimentos para o desenvolvimento do mesmo.

Ao Dr. Jorge Mejía, pela sua imensa ajuda para eu poder chegar ao Brasil, pela grande colaboração no desenvolvimento deste trabalho, e por ter me recebido na sua casa durante o período de trabalho em São José do Rio Preto.

Ao Luiz Antônio Reitano, por ter me recebido na sua casa quando cheguei ao Brasil.

A meus colegas do INPE: Mariana, Camila, Luis, Patrick, Pedro, Rafael, Bárbara, Leonardo, pelos momentos de estudo e diversão compartilhados. Ao Julio, pela ajuda durante esses primeiros dias em uma nova cultura, ao Germán e ao Carlos pela grande ajuda e colaboração no desenvolvimento do software que foi usado neste trabalho.

Aos meus amigos de graduação na Colômbia: Sindy Higuera, Diana Coy, Yenny Hernández, Steven Gutiérrez, Camilo Suárez, Daniel Castellanos, Sindy Mojica, Paola Suárez, Enerieth Niño, Lorena Cárdenas, Tatiana Coy, Camilo Sáchica, pela amizade e pelo apoio para enfrentar um novo desafio na vida e por todos aqueles momentos compartilhados durante a graduação. Ao professor Nelson Vera, quem me mostrou uma nova porta para continuar me formando.

Ao INPE, por me permitir realizar estudos de mestrado nessa instituição.

À CAPES pelo apoio financeiro durante os dois anos de estudos de mestrado.

RESUMO

A construção de instrumentos focalizadores de radiação eletromagnética de altas energias, acima de ~ 15 keV, ainda é um grande desafio tecnológico devido aos limites impostos pela óptica geométrica. Recentemente lançado, o satélite NuSTAR da NASA deverá conseguir elevar esse patamar até aproximadamente 80 keV. No entanto, em raios X duros e raios γ de baixa energia, o método mais adequado para se produzir imagens em astrofísica ainda é o de máscara codificada, amplamente utilizado em experimentos em balões e satélites. Embora não produza imagens com alta relação sinal/ruído, pois não há concentração de fótons oriundos das fontes, o método permite imageamento com boa resolução angular em amplos campos de visada. Neste trabalho, fazemos um estudo computacional para definir em detalhe a melhor configuração possível para a câmera de raios X do experimento de balão estratosférico protoMIRAX, da Divisão de Astrofísica do INPE. O experimento consiste essencialmente de uma câmera imageadora que utiliza a técnica da máscara codificada para obter imagens do céu de 30 a 200 keV num campo de visada de $20^\circ \times 20^\circ$ FWHM, utilizando detectores CdZnTe de última geração. Foram realizadas simulações utilizando o conceituado pacote Geant4 para prever o ruído de fundo a ser observado em voos de balão, gerado por diversos tipos de partículas e fótons. Para isso foi concebido um modelo de massa detalhado para a câmera e foi feito um estudo dos campos de radiação em altitudes de balão. O conhecimento da intensidade e do espectro de ruído de fundo é fundamental para se definir os melhores materiais a serem utilizados, a estrutura do sistema de blindagem lateral e inferior, e a fração aberta da máscara, além de serem parâmetros fundamentais para se estimar a sensibilidade do instrumento. Foram realizadas também simulações de Monte Carlo com o objetivo de se determinar os parâmetros ideais para a máscara codificada do protoMIRAX. A aplicação de um método iterativo de reconstrução mostrou-se útil para a obtenção de resoluções angulares superiores aos instrumentos convencionais quando o ruído de fundo é relativamente fraco. Essa técnica permite a construção de câmeras de máscara codificada com aberturas de tamanho significativamente menor do que a resolução espacial do plano detector, algo que nunca foi utilizado em astrofísica.

COMPUTATIONAL STUDY OF THE DESIGN AND PERFORMANCE OF THE X-RAY CAMERA IN THE PROTOMIRAX EXPERIMENT

ABSTRACT

Building focusing instruments for high-energy electromagnetic radiation above ~ 15 keV is still a major technological challenge due to the limitations imposed by geometric optics. NASA's recently launched NuSTAR satellite shall extend this limit to 80 keV. However, at hard X rays and low energy γ rays, the coded mask imaging technique is still the most suitable one, and it is widely used in both balloon and satellite experiments. Even though coded-mask systems do not provide images with high signal-to-noise ratios due to the fact that there is no concentration of photons coming from the sources, the technique allows imaging with good angular resolution in wide fields of view. In this work, we carry out a computational study to define in detail the best possible configuration for the X -ray camera of the balloon-borne protoMIRAX experiment, which is under development at INPE's Astrophysics Division. The experiment consists essentially in a coded-mask imaging camera designed to produce images of the sky from 30 to 200 keV in a $20^\circ \times 20^\circ$ FWHM field of view, using state-of-the-art CdZnTe detectors. Simulations were performed using the well-known Geant4 package in order to estimate the background during balloon flights. This background is due to the interactions of several particle species and photons. A detailed mass model was conceived for the camera and the radiation and particle fields at balloon altitudes were studied. The knowledge of the background intensity and spectrum is of fundamental importance for the definition of the best materials to be used, the lateral and bottom shield structure, and the open fraction of the mask. These are also fundamental parameters for the instrument sensitivity estimation. Monte Carlo simulations were also performed in order to determine the ideal parameters for the coded mask of protoMIRAX. The use of an iterative reconstruction algorithm was shown to be very useful for achieving better angular resolution as compared to conventional instruments when the background is relatively weak. This technique allows building coded-mask systems in which the openings in the mask are significantly smaller than the detector plane spatial resolution. This was never implemented in astrophysical instruments.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
3.1	Processo de obtenção e decodificação da imagem. 8
3.2	Descrição da propagação de raios X e γ através da máscara. 9
3.3	Regiões de observação em um telescópio que usa máscara codificada. . . 10
4.1	Construção dos elementos do detector. 20
4.2	Definindo CdTe e ZnTe. 20
4.3	Definindo a composição do detector. 21
4.4	Definindo o plano de detecção. 22
5.1	Padrão MURA 37×37 . O padrão é repetido 4 vezes (menos uma linha e uma coluna) para cobrir o campo de visada sem ambiguidades. 27
5.2	Vista de perfil de uma célula do colimador. 27
5.3	Desenho da geometria do protoMIRAX montada no Geant4 29
6.1	Distribuição de contagens sobre o arranjo de detecção devida à interação de prótons, elétrons e nêutrons. 33
6.2	Distribuição de contagens devido aos fótons sobre o plano de detecção. . . 34
6.3	Espectro final medido devido ao ruído. 35
7.1	Projeção de um conjunto de 3×3 elementos de máscara no detector. . . 38
7.2	Sombra projetada pelo colimador no plano de detecção. 39
7.3	Reconstrução por correlação direta quando não se tem contagens devidas ao ruído. 41
7.4	Reconstrução quando a contagem média do ruído é igual à fonte. 42
7.5	Reconstrução quando a contagem média do ruído é 10 vezes a fonte. . . . 43
7.6	Reconstrução quando a contagem média do ruído é 100 vezes a fonte. . . 43
7.7	Reconstrução por correlação para duas fontes separadas por um ângulo de $1,14^\circ$ 44
7.8	Reconstrução iterativa para uma fonte sem nenhum ruído. 45
7.9	Reconstrução iterativa quando a contagem média do ruído é igual à fonte. 45
7.10	Reconstrução iterativa quando a contagem média do ruído é 10 vezes a fonte. 46
7.11	Reconstrução iterativa quando a contagem média do ruído é 100 vezes a fonte. 46
7.12	Reconstrução iterativa para duas fontes separadas por um ângulo de $1,14^\circ$. 48

7.13	Reconstrução final usando os resultados obtidos das simulações (valor SNR igual a 15,8).	51
7.14	Reconstrução final iterativa (valor SNR igual a 35).	51
7.15	Reconstrução para duas fontes.	53
7.16	Reconstrução para duas fontes usando método iterativo.	53

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
5.1 Algumas propriedades físicas dos principais materiais usados como detectores em astronomia de raios X e γ	26
6.1 Espectros de fótons γ	31
6.2 Espectros de prótons primários.	32
6.3 Espectro de prótons secundários.	32
6.4 Espectro de elétrons.	32
6.5 Espectro de nêutrons.	33
7.1 Espectro do Crab.	37
7.2 Fatores de transmissão para cada elemento de máscara.	38
7.3 Comparação dos valores SNR calculados para cada um dos métodos de reconstrução.	47
7.4 Avaliação do ganho em resolução angular.	49

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
2 FONTES DE RUÍDO DE FUNDO EM OBSERVAÇÕES NA FAIXA DE RAIOS X E γ	3
2.1 Componentes do ruído de fundo	3
2.2 Partículas que contribuem para o ruído de fundo	4
2.2.1 Fótons γ e elétrons	4
2.2.2 Prótons e outras partículas	4
2.3 Ruído devido a linhas espectrais	5
3 OBTENÇÃO DE IMAGENS EM ASTROFÍSICA DE ALTAS ENERGIAS	7
3.1 A Técnica de Máscara Codificada	7
3.2 Métodos iterativos de reconstrução de imagens	15
4 SIMULAÇÕES USANDO GEANT4	19
5 O EXPERIMENTO protoMIRAX	25
5.1 Detectores do instrumento	25
5.2 O padrão da máscara	25
6 O RUÍDO DE FUNDO DO protoMIRAX	31
7 TESTANDO OS MÉTODOS DE RECONSTRUÇÃO	37
7.1 O método iterativo	37
7.2 Reconstrução por correlação direta	41
7.3 Reconstrução usando o método iterativo	44
7.4 Aplicando os métodos de reconstrução a um caso real	50
8 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	55
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	59

1 INTRODUÇÃO

Fontes astrofísicas emissoras de raios X e raios γ de baixa energia só podem ser observadas a partir de instrumentos que operem nas camadas mais altas da atmosfera da Terra ou no espaço exterior, uma vez que os constituintes atmosféricos interagem fortemente com os fótons e partículas energéticas provenientes do espaço. Fótons de raios X e γ oriundos dessas fontes são absorvidos fotoeletricamente ou sofrem espalhamento Compton na atmosfera, nunca atingindo a superfície da Terra. Em altitudes alcançadas por balões estratosféricos (~ 42 km), a transmissão de raios X vindos do espaço exterior, através da atmosfera residual, é maior do que $\sim 70\%$ a partir de ~ 30 keV, o que permite a observação de fontes cósmicas a partir dessas energias.

Além de receber os fótons provenientes da(s) fonte(s) astrofísica(s) de interesse, um experimento espacial é bombardeado por diferentes campos de radiação e de partículas, o que dá origem a um intenso ruído de fundo instrumental. Portanto, conhecer os tipos de partículas, os seus espectros em energia, e os campos de radiação que interagem com os materiais no experimento, além das emissões secundárias produzidas nesses materiais, é de grande importância para podermos identificar a contribuição de cada componente na contagem do detector principal do instrumento. Isso permite que experimentos em astrofísica de raios X sejam concebidos e projetados de forma a minimizar a intensidade do ruído.

No caso de instrumentos imageadores que utilizam a técnica de máscara codificada, amplamente utilizada em astrofísica de altas energias, a escolha da máscara apropriada também é muito importante. Além da escolha dos materiais adequados para a construção da máscara e de sua estrutura de suporte, que têm implicações importantes para o ruído de fundo instrumental, é fundamental uma escolha conveniente do padrão de aberturas na máscara. Parâmetros como o tamanho das aberturas, a fração transparente da máscara e o tamanho do padrão matemático básico a ser empregado são de extrema importância para o desempenho do instrumento como um todo, incluindo relação sinal/ruído, resolução angular e sensibilidade.

Com o objetivo de se fazer uma análise qualitativa e quantitativa da intensidade e do espectro do ruído de fundo nas observações e do desempenho dos instrumentos, códigos de Monte Carlo têm sido desenvolvidos para simular a resposta de experimentos de raios X e γ aos diferentes ambientes aos quais os detectores e materiais que

compõem o instrumento vão ser expostos durante uma observação real. Estudando detalhadamente os resultados dessas simulações, é possível planejar novas estratégias ou novas configurações para o instrumento, de forma a se obter os melhores resultados durante uma observação.

Neste trabalho, são feitos estudos e simulações com o objetivo de conceber a melhor configuração experimental possível para o experimento protoMIRAX, que está sendo desenvolvido pela Divisão de Astrofísica do INPE como um *pathfinder* para a missão MIRAX (BRAGA et al., 2004). Para isso, foram realizados diversos tipos de simulações utilizando como base o pacote Geant4, desenvolvido no CERN.

São apresentados resultados de simulações detalhadas do ruído de fundo instrumental, incluindo todas as componentes importantes. São apresentados também resultados de simulações que mostram que o uso de técnicas iterativas de reconstrução de imagens com máscaras codificadas permitem ganhos importantes em termos de resolução angular, através de máscaras com aberturas pequenas em relação à resolução espacial do plano de detecção. No entanto, essas técnicas não produzem bons resultados quando o ruído de fundo é intenso.

No Capítulo 2 é apresentada uma descrição das principais fontes de ruído de fundo presentes a altitudes de balão. No Capítulo 3 é feita uma descrição da técnica de máscara codificada. No Capítulo 4 é mostrada a estrutura de trabalho com o pacote Geant4. No Capítulo 5 apresentamos as características do projeto protoMIRAX, alvo de estudo neste trabalho. Nos Capítulos 6 e 7 são apresentados os resultados para as medidas do ruído obtidas das simulações e os resultados dos testes de reconstrução usando os métodos de correlação e iterativo. No Capítulo 8 são apresentadas as principais conclusões e as perspectivas para dar continuidade a este trabalho.

2 FONTES DE RUÍDO DE FUNDO EM OBSERVAÇÕES NA FAIXA DE RAIOS X E γ

O ruído de fundo de raios X e γ em um instrumento a bordo de balão ou satélite é composto de linhas discretas superpostas a um espectro contínuo. A origem das linhas é a radioatividade natural dos materiais no instrumento, ativação desses materiais por nêutrons atmosféricos e a aniquilação de pósitrons produzidos no instrumento e na atmosfera por radiação atmosférica (CHIPAUX *et al.*, 2008). A origem do contínuo está na radiação atmosférica e cósmica que entra no instrumento através da abertura ou que passam através da blindagem e depositam energia no detector (GEHRELS, 1985).

2.1 Componentes do ruído de fundo

O ruído é composto pela energia depositada quando diferentes tipos de partículas, que não estão associadas à fonte que está sendo observada, interagem com o detector. As partículas que podem interagir no detector ou em regiões próximas são principalmente: raios γ atmosféricos e cósmicos, prótons vindos nos raios cósmicos e que interagem na atmosfera e com o instrumento, elétrons e nêutrons produzidos no espalhamento de prótons de alta energia com a atmosfera.

O ruído pode ser classificado em 4 tipos, dependendo da forma como as partículas atingem o detector (NAYA *et al.*, 1996):

- a) **Fluxo de abertura:** A baixas energias ($\leq 150 \text{ keV}$) a maior fonte de ruído são raios cósmicos e atmosféricos que entram pela abertura do instrumento. O fóton não precisa depositar toda sua energia no detector, mas pode interagir no material passivo próximo aos detectores.
- b) **Shield Leakage:** Esta componente é devido a raios γ . Nesse caso, o ruído é causado por uma pequena fração de raios γ atmosféricos que passam através da blindagem sem depositar energia e atingem o detector.
- c) **Decaimentos β :** Esse ruído é devido ao decaimento β^- de núclídeos instáveis, produzidos pela interação nuclear de prótons e nêutrons com os átomos do detector. Em muitos casos, o núclídeo filho do decaimento β é produzido em um estado excitado, decaindo em um tempo menor que o tempo de coincidência do instrumento. Portanto, além de produzir um

elétron e um neutrino, esses decaimentos também produzem um ou mais raios γ e, às vezes por conversão interna, outro elétron.

- d) **Espalhamento elástico de nêutrons:** é devido ao recuo dos átomos do detector quando são atingidos por nêutrons atmosféricos incidentes.

2.2 Partículas que contribuem para o ruído de fundo

As partículas que atingem um instrumento que está voando na atmosfera ou no espaço são: fótons γ , prótons, elétrons e nêutrons. Os prótons e fótons têm duas componentes: uma componente primária devida aos prótons e fótons vindos de fora da atmosfera terrestre; esses prótons chegam como raios cósmicos e os fótons são emitidos por fontes galácticas e extragalácticas não resolvidas. A componente secundária é devida à interação da componente primária com a atmosfera, que além de produzir elétrons e nêutrons, também produz novos fótons γ e prótons de menor energia.

2.2.1 Fótons γ e elétrons

A produção de fótons na atmosfera é devida principalmente à desintegração de mésons π e a emissão bremsstrahlung de elétrons secundários produzidos na interação de raios cósmicos com a atmosfera (LAVIGNE et al., 1984). A produção de elétrons é principalmente devida a três processos (LING, 1975; AGUIAR, 1983):

- a) Decaimento de mésons carregados: $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \rightarrow e^\pm$
- b) Decaimento de píons neutros acompanhados pela produção de pares: $\pi^0 \rightarrow 2\gamma \rightarrow 2(e^+ + e^-)$.
- c) Processo de knock-on (de colisão).

Esses três processos produzem um contínuo de fótons γ entre 4 e 100 MeV.

2.2.2 Prótons e outras partículas

A radiação cósmica primária é nucleônica, composta de prótons, partículas α e núcleos mais pesados; que dão origem à componente secundária de radiação. O espectro dos prótons vai desde alguns MeV até $\sim 10^{14}$ MeV. Núcleos com energias menores que a energia necessária para a produção de píons perdem energia rapidamente por

ionização e interações com núcleos do ar quando entram na atmosfera. As partículas produzidas nesses processos são rapidamente absorvidas na atmosfera superior. Núcleos com altas energias produzem píons carregados e neutros, com uma pequena produção de kaons e híperons. Os píons carregados decaem em muons e neutrinos. Os muons entram na atmosfera e perdem energia por ionização e se os muons são de alta energia perdem energia por bresstrahlung e reações fotonucleares. Uma fração de muons decaem na atmosfera produzindo elétrons e neutrinos. Píons neutros decaem quase instantaneamente em dois fótons γ que atravessam a atmosfera iniciando chuvas de elétrons e fótons (DANIEL; STEPHENS, 1974).

2.3 Ruído devido a linhas espectrais

Esse tipo de ruído é devido à emissão de linhas espectrais por materiais que compõem os sistemas de blindagem ativa ou passiva e materiais na estrutura do instrumento que, quando são irradiados, principalmente com prótons, tornam-se instáveis e decaem a outros estados de energia, emitindo linhas características que são observadas no espectro.

3 OBTENÇÃO DE IMAGENS EM ASTROFÍSICA DE ALTAS ENERGIAS

3.1 A Técnica de Máscara Codificada

Técnicas que usam a focalização para obter imagens astrofísicas são eficientes até aproximadamente 15 keV, devido ao fato de que os materiais usados na construção de espelhos deixam de ser refletores eficientes para energias acima desse valor. Algumas configurações de lentes permitem observar até aproximadamente 1 MeV, só que com campos de visada muito limitados. A área efetiva do detector também vai diminuindo com o aumento em energia da faixa de observação (FRONTERA; BALLMOOS, 2010). Uma possível solução para essa limitação seria o uso de colimadores feitos de materiais opacos à radiação de interesse. Nesse caso, o colimador é deslocado ao longo de uma região do céu que contém uma fonte emissora de raios X, obtendo valores da contagem em função do tempo. A posição para a qual se tem a contagem máxima corresponde à posição da fonte ao longo da direção de apontamento. Para altas energias, o ruído de fundo é bastante intenso o que faz com que o uso de colimadores seja ineficiente.

Com o objetivo de se obter imagens em energias maiores a 15 keV, foi sugerido o uso de múltiplas aberturas aleatoriamente distribuídas, baseadas no princípio da câmera de pinhole (*pinhole camera*). Com aberturas pequenas, garante-se uma alta resolução angular ao instrumento e, quando se tem um grande número destas aberturas, a área total exposta à radiação é significativa. Assim nasceu a técnica de obtenção de imagens em raios X e γ conhecida como Técnica de Máscara Codificada (DICKE, 1968).

A técnica tem sido usada com grande sucesso para a obtenção de imagens em faixas de raios X duros (3-30 keV) e raios γ (30 keV-2 MeV) em instrumentos a bordo de balões tais como: GRIP2 (SCHINDLER et al., 1997) e MASCO (BRAGA et al., 2002), e satélites tais como: SIGMA (REVNIVTSEV et al., 2004), BeppoSAX (FIUME et al., 1998), INTEGRAL (RENAUD et al., 2006) e SWIFT (GEHRELS et al., 2004).

A técnica consiste essencialmente na colocação de uma placa com um conjunto de aberturas (chamada de máscara), que é exposta à radiação de interesse e colocada em frente a um detector com a capacidade de medir a posição de interação dos fótons. A máscara é composta de elementos que são transparentes à radiação (ele-

mentos abertos) e opacos à radiação (elementos fechados). Quando fótons vindos de uma fonte atingem a máscara, os que passam por um elemento aberto atingem o detector e os que atingem um elemento fechado são absorvidos. Assim, é projetada no detector uma sombra que corresponde à superposição de muitas imagens do mesmo objeto; uma imagem para cada abertura (elemento aberto). Com o registro obtido no detector, não é possível determinar diretamente a posição do objeto observado no campo de visada; é necessário um pós-processamento para reconstruir o campo observado. Por essa razão, a técnica de máscara codificada é uma técnica que envolve duas etapas: a primeira é o registro ou modulação da radiação incidente pela configuração de elementos abertos e fechados; a segunda é a reconstrução do campo observado mediante a implementação de algoritmos numéricos para reconstruir o campo de onde vieram os eventos detectados (CAROLI et al., 1987).

A Figura 3.1 apresenta um diagrama descritivo do processo de obtenção de imagens usando máscara codificada.

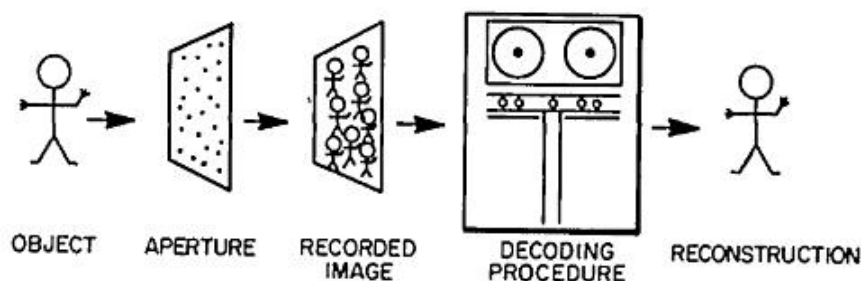


Figura 3.1 - Processo de obtenção e decodificação da imagem.
 Fonte: Fenimore e Cannon (1978).

A distribuição das aberturas na máscara deve ser escolhida para garantir que, para cada posição no campo observado, um objeto projete uma e somente uma sombra no detector. Com isso, não haverá ambiguidades causadas por objetos em posições diferentes no campo de visada projetando a mesma sombra no detector (BRAGA, 1989).

Na Figura 3.2 se representa o processo de formação de imagens usando máscara

codificada. Para cada posição no céu, é projetada no detector uma parte diferente da máscara formando uma sombra. Assim, é possível fazer a reconstrução, sabendo que não vão existir duas sombras iguais para duas posições diferentes no céu.

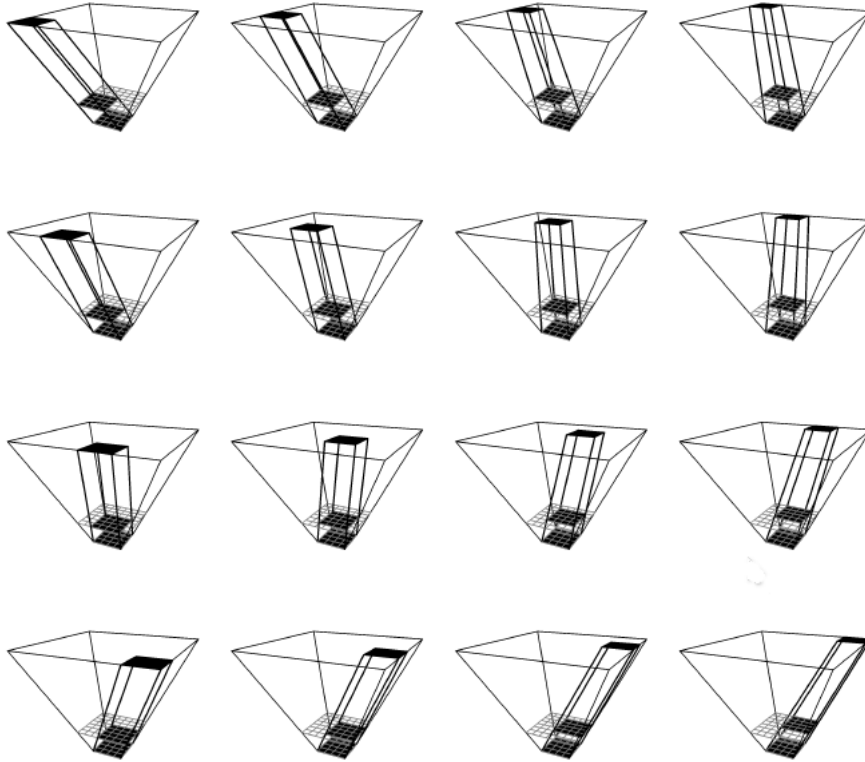


Figura 3.2 - Descrição da propagação de raios X e γ através da máscara.
Fonte: Anderson et al. (2006).

A distribuição das aberturas é conhecida como o padrão da máscara, e nosso interesse está em padrões em duas dimensões. Existem diferentes padrões de máscara (GUNSON; POLYCHRONOPULOS, 1976), sendo os mais usados aqueles padrões onde a função de autocorrelação seja o mais próxima possível a uma função delta de Dirac: um valor máximo, com um fundo uniforme.

Para a maioria das configurações geométricas de um telescópio, o campo de visada consiste de duas regiões distintas: o campo de visada completamente codificado (FCFOV, sigla em inglês), o qual está definido por todas as direções para as quais o fluxo detectado é completamente modulado pela máscara, e o campo de visada parcialmente codificado (PCFOV) no qual apenas uma fração dos fótons detectados é codificado pelo padrão de aberturas. Na Figura 3.3, é representada a definição das duas regiões de observação.

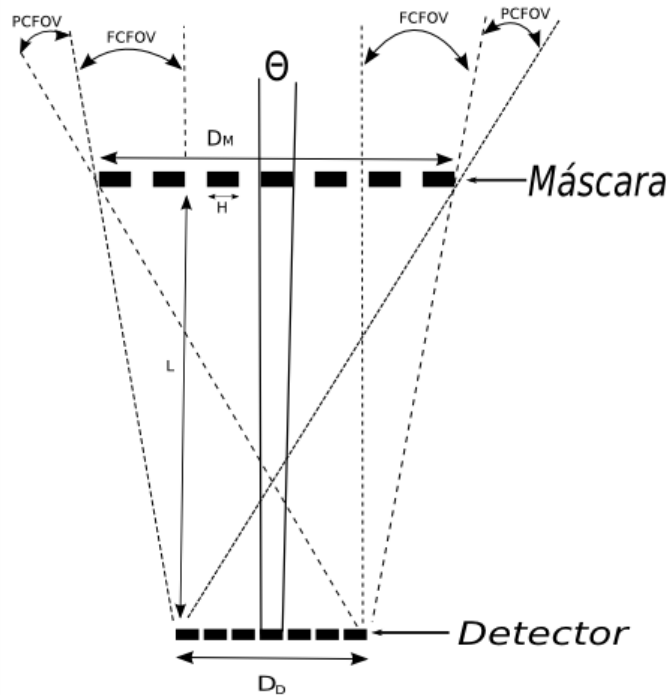


Figura 3.3 - Regiões de observação em um telescópio que usa máscara codificada.
 Fonte: Goldwurm et al. (2003).

Levando em conta a Figura 3.3, onde D_M é o tamanho total da máscara, H é o tamanho de um elemento de máscara, L a distância máscara-detector, D_D é o tamanho

total do plano de detecção e θ é o ângulo de resolução angular, o campo totalmente codificado, parcialmente codificado e a resolução angular podem ser representados matematicamente por:

$$FCFOV = 2\tan^{-1} \left(\frac{D_M - D_D}{2L} \right) \quad (3.1)$$

$$PCFOV = 2\tan^{-1} \left(\frac{D_M + D_D}{2L} \right) \quad (3.2)$$

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{H}{L} \right) \quad (3.3)$$

Como já foi mencionado, os padrões mais usados são aqueles onde a função de autocorrelação do padrão seja o mais próxima a uma função delta de Dirac. Uma classe de padrões que cumprem esta condição são conhecidos como URA (*Uniformly Redundant Arrays*) (FENIMORE; CANNON, 1978). Esse tipo de padrões são bidimensionais com $r \times s$ elementos, onde r e s são números primos e $r - s = 2$. Existem outros tipos de padrões semelhantes conhecidos como MURA (*Modified Uniformly Redundant Arrays*) (GOTTESMAN; FENIMORE, 1989), que têm a característica adicional de serem quadrados ($r = s$), aumentando significativamente a quantidade de configurações disponíveis. Um padrão MURA 19×19 foi utilizado no experimento MASCO (BRAGA et al., 2002).

A obtenção de imagens com máscara codificada é uma técnica linear. Se denotamos por $S(x, y)$ a distribuição de intensidade dos objetos no campo observado e por $A(x, y)$ a função de transmissão na abertura, a distribuição espacial do fluxo detectado $D(x, y)$ é matematicamente descrita por:

$$D(x, y) = A(x, y) * S(x, y) + B(x, y) \quad (3.4)$$

onde $*$ é o operador de correlação e $B(x, y)$ é um termo de ruído. Uma estimativa do campo reconstruído \hat{S} pode ser obtida correlacionando $D(x, y)$ com uma função de decodificação $G(x, y)$:

$$\hat{S}(x, y) = G(x, y) * D(x, y) = G(x, y) * A(x, y) * S(x, y) + G(x, y) * B(x, y) \quad (3.5)$$

A qualidade do objeto reconstruído depende da escolha da abertura $A(x, y)$ e da função de decodificação $G(x, y)$. A função de decodificação está relacionada ao padrão da máscara. Caroli et al. (1987) apresentam uma possível forma de construir a função $G(x, y)$:

$$\begin{cases} G_{ij} = 1, & \text{se } A_{ij} = 1; \\ G_{ij} = 1, & \text{se } i + j = 0; \\ G_{ij} = \frac{\rho}{\rho-1} & \text{se } A_{ij} = 0; \end{cases}$$

onde ρ é a fração aberta, que é um parâmetro importante de se levar em conta quando se vai construir um instrumento que usa máscara codificada. ρ é a razão entre a área da máscara que corresponde a elementos abertos e a área total da máscara; também pode ser definida como a razão entre o número de elementos abertos e o número total de elementos (abertos e fechados) que compõem a máscara. O valor de ρ é discutido por muitos autores, que sugerem diferentes valores dependendo do ruído de fundo ao qual vai ser exposto o instrumento. Valores de ρ próximos a zero para baixo ruído de fundo e $\frac{1}{2}$ para altos ruídos de fundo são sugeridos por Gunson e Polychronopoulos (1976). Zand et al. (1994) sugerem valores de ρ igual a $\frac{1}{3}$ em situações onde o ruído de fundo é dominante.

Zand et al. (1994) e Skinner (2008) mostram como calcular a melhor fração aberta para um instrumento, levando em conta as características de geometria e o ambiente de radiação ao qual vai ser exposto durante uma observação.

Para calcular qual é o melhor valor da fração aberta, é necessário calcular o razão sinal/ruído S/σ_S e depois resolver a equação para o valor ótimo de ρ , onde S/σ_S tem seu valor máximo. O método de cálculo é o seguinte:

A área total do detector A pode ser dividida em duas regiões: uma região que medirá a intensidade da fonte mais o ruído ρA e uma região $(1 - \rho)A$ que medirá somente o ruído. Assim, os valores esperados para a contagem medida nas duas regiões são:

$$C_S = \rho A(S + B_{\rho,t}) \tag{3.6}$$

$$C_B = (1 - \rho)AB_{\rho,t} \tag{3.7}$$

onde S é a contagem da fonte, $B_{\rho,t}$ é uma função que representa o ruído e é função

da fração aberta e do tempo. A equação 3.6 dá a contagem devida à fonte mais o ruído e a equação 3.7 dá a contagem devida ao ruído.

A estimativa da intensidade da fonte é calculada como:

$$\hat{S} = \frac{C_S}{\rho A} - \frac{C_B}{(1 - \rho)A} \quad (3.8)$$

Substituindo 3.6 e 3.7 em 3.8, obtém-se o valor de \hat{S} .

A variância na medida da intensidade da fonte é:

$$\sigma_S^2 = \frac{C_S}{(\rho A)^2} + \frac{C_B}{(1 - \rho)^2 A^2} \quad (3.9)$$

$$= \frac{S + B_{\rho,t}}{\rho A} + \frac{B_{\rho,t}}{(1 - \rho)A} \quad (3.10)$$

Assim, o desvio padrão é igual a:

$$\sigma_S = \frac{S(1 - \rho) + B_{\rho,t}}{\rho(1 - \rho)A} \quad (3.11)$$

A razão sinal/ruído será:

$$\frac{\hat{S}}{\sigma_S} = S \sqrt{\frac{\rho(1 - \rho)A}{S(1 - \rho) + B_{\rho,t}}} \quad (3.12)$$

Neste caso, o ruído $B_{\rho,t}$ é dividido em duas partes: uma parte que representa o ruído interno devido ao detector B_{det} e uma parte que representa o ruído devido a fontes externas B_{ext} , que depende da fração aberta ρ . Assim, $B_{\rho,t}$ total vai ser a soma das duas componentes:

$$B_{\rho,t} = B_{det} + \rho B_{ext} \quad (3.13)$$

Podemos calcular os valores de ρ quando \hat{S}/σ_S tem valores máximos ou mínimos,

ou seja quando as seguintes condições são cumpridas:

$$\left[\frac{\partial(\hat{S}/\sigma_S)}{\partial\rho} \right]_{\rho=\rho_{opt}} = 0 \quad e \quad \left[\frac{\partial^2(\hat{S}/\sigma_S)}{\partial\rho^2} \right]_{\rho=\rho_{opt}} < 0 \quad (3.14)$$

Fazendo a derivada de primeira ordem, obtém-se a seguinte condição para calcular os valores de ρ_{opt} :

$$(S - B_{ext})\rho_{opt}^2 - (2S + 2B_{det})\rho_{opt} + S + B_{det} = 0 \quad (3.15)$$

Introduzindo os parâmetros:

$$b = \frac{B_{ext}}{B_{det}} \quad e \quad s_1 = \frac{S}{B_{det}} \quad (3.16)$$

a equação 3.15 pode ser expressa como:

$$(s_1 - b)\rho_{opt}^2 - (2s_1 + 2)\rho_{opt} + s_1 + 1 = 0 \quad (3.17)$$

cuja solução permite calcular o valor ótimo de ρ :

$$\rho_{opt}(b, s_1) = \frac{1}{1 + \sqrt{\frac{1+b}{1+s_1}}} \quad (3.18)$$

Para o experimento protoMIRAX, essa equação será extremamente útil para a definição final do padrão de aberturas a ser utilizado na máscara, quando tivermos os valores das componentes de ruído mais bem definidas.

3.2 Métodos iterativos de reconstrução de imagens

A presença do ruído de fundo é sempre um grande problema na análise e reconstrução de imagens astrofísicas. Consideremos uma imagem caracterizada por sua distribuição de intensidade (dados) I , correspondente à observação de uma fonte real O através de um sistema óptico. Se o sistema de imageamento é linear, a relação entre os dados e a imagem é a convolução (\otimes):

$$\begin{aligned} I(x, y) &= \int_{x_1=-\infty}^{+\infty} \int_{y_1=-\infty}^{+\infty} P(x - x_1, y - y_1) O(x_1, y_1) dx_1 dy_1 + N(x, y) \\ &= (P \otimes O)(x, y) + N(x, y) \end{aligned} \quad (3.19)$$

onde P é a PSF (Point Spread Function) do sistema de imageamento e N é um ruído aditivo.

No caso de imagens obtidas pela técnica de máscara codificada, quando usamos um padrão de máscara com elementos de tamanho menor à resolução espacial do detector, aparecem na imagem reconstruída artefatos que não correspondem a fontes, mas que deterioram a qualidade da imagem. No caso do experimento protoMIRAX, outro fator importante que deve ser levado em conta na reconstrução é a presença do colimador que modula a intensidade de fontes que estão fora do centro do campo de visada, através da projeção de sombras nos detectores, dependendo do ângulo de incidência da fonte. Para essas fontes, a razão sinal/ruído vai diminuir, já que o fluxo detectado diminui. O importante é que não existe perda de informação, pois a codificação continua sendo completa (SIMS et al., 1985). Enquanto a fonte estiver dentro do campo de visada, um padrão inteiro da máscara é projetado no detector. Devido a esses fatores, foi necessário procurar novos métodos que permitam melhores reconstruções para as imagens do protoMIRAX.

Utilizamos neste trabalho o algoritmo de máxima verossimilhança baseado no método de Richardson-Lucy (RICHARDSON, 1972; LUCY, 1974). O método de máxima verossimilhança consiste em calcular iterativamente a melhor solução possível que reproduza o campo observado. A partir de convoluções sucessivas do diagrama de contagens (“sombras” da máscara), corrigido pela solução anterior, com o padrão de aberturas da máscara. A procura dessa solução é feita usando iterações, a partir de

uma solução inicial monovalente.

O algoritmo iterativo pode ser calculado da seguinte maneira: tomamos a equação 3.19 para o caso unidimensional

$$I_i = \sum_j P_{i,j} O_j \quad (3.20)$$

Usamos D_i para representar os dados observados, supondo que segue uma distribuição de Poisson. A distribuição de Poisson pode ser representada como:

$$f(k; \lambda) = \frac{\lambda^k e^{-\lambda}}{k!} \quad (3.21)$$

onde:

λ = Número esperado de ocorrências.

k = Número de ocorrências.

$f(k; \lambda)$ = Probabilidade de ter exatamente k ocorrências.

Aplicando a distribuição da equação 3.21 para o caso da convolução (equação 3.20), sabendo que o valor esperado é I_i e o valor medido é D_i , a probabilidade L pode ser expressa como:

$$L(D, I) = \prod_i \frac{I_i^{D_i} e^{-I_i}}{D_i!} \quad (3.22)$$

onde $I = P * O$. Substituindo em 3.22, obtém-se:

$$L(D, I = P * O) = \prod_i \frac{(P * O)_i^{D_i} e^{-(P * O)_i}}{D_i!} \quad (3.23)$$

Calculamos agora o logaritmo natural de 3.23:

$$\ln L = \sum_i [D_i \ln(I_i) - I_i - \ln(D_i!)] \quad (3.24)$$

A solução de máxima verossimilhança ocorre quando todas as derivadas parciais de L com relação a O_i são zero. Calculando $\partial(\ln L)/\partial O_i$ a partir de 3.24,

$$\begin{aligned}\frac{\partial \ln L}{\partial O_j} &= \frac{\partial}{\partial O_j} \sum_i \left[D_i \ln \left(\sum_k P_{i,k} O_k \right) - \sum_k P_{i,k} O_k - \ln(D_i!) \right] \\ &= \sum_i \left[\frac{D_i}{I_i} - 1 \right] P_{i,j} = 0\end{aligned}\quad (3.25)$$

Separando 3.25 em duas partes:

$$\sum_i P_{i,j} \frac{D_i}{I_i} = \sum_i P_{i,j} \quad (3.26)$$

Substituindo 3.20 em 3.26 para I_i , obtemos:

$$\frac{1}{\sum_r P_{j,r}} \sum_i P_{j,i} \frac{D_i}{\sum_k P_{k,i} O_k} = 1 \quad (3.27)$$

A equação 3.27 cumpre a condição para máxima verossimilhança e portanto maximiza a função de verossimilhança (equação 3.23). O objetivo é calcular a melhor estimativa de O_j que se ajusta à condição especificada pela equação 3.27. Uma maneira de fazer isso é usar uma técnica iterativa.

Usando métodos de solução conhecidos como de *maximização da estimativa* (DEMPS-TER et al., 1977), é possível calcular os valores de O_i de forma iterativa. O algoritmo iterativo bidimensional é expresso como (ZHAO et al., 2007):

$$O_{i,j}^{(r+1)} = \frac{O_{i,j}^{(r)}}{\sum_{s,t} P_{s+i,t+j}} \sum_{l,m} P_{l+i,m+j} \frac{D_{l,m}}{\sum_{e,f} P_{e+l,f+m} O_{l,m}^{(r)}} \quad (3.28)$$

$D_{l,m}$ são os dados reais medidos com o instrumento de observação.

A ideia do algoritmo é calcular uma nova solução $O^{(r+1)}$ a partir de uma solução inicial $O^{(r)}$. A solução inicial (que representa o campo) é projetada através da função que represente a máscara P , obtendo-se uma sombra. Os valores medidos com o ins-

trumento D são divididos pelos valores dessa sombra, calculando fatores de correção na sombra. Esses fatores de correção são então reprojados através da máscara para o campo de visada, calculando-se fatores de correção no céu que devem ser aplicados à solução de campo $O^{(r)}$, obtendo-se $O^{(r+1)}$.

4 SIMULAÇÕES USANDO GEANT4

O Geant4 (sigla para *GEometry ANd Tracking*) é um pacote de simulação para o estudo da interação de difentes tipos de partículas com a matéria. Foi projetado para estudar as interações que acontecem quando partículas com energias maiores que alguns eV interagem com diferentes materiais que compõem o instrumento que será simulado. Geant4 foi desenvolvido pelo CERN e é de livre acesso (AGOSTINELLI et al., 2003; ALLISON et al., 2006).

O pacote é baseado na linguagem de programação C++, uma linguagem de programação orientada a objetos. O usuário que se propõe a usar essa ferramenta precisa ter conhecimentos avançados em C++, principalmente na programação usando classes. O Geant4 permite criar diferentes configurações geométricas (volumes) que representam o instrumento sob estudo. Para cada volume é atribuído um material do qual é composto, permitindo assim definir quais volumes correspondem aos detectores e quais volumes correspondem a outras componentes do instrumento. Constrói-se (computacionalmente) cada uma das partículas que serão simuladas (fótons, prótons, elétrons, nêutrons e outras) e leva-se em conta os processos físicos envolvidos na interação dessas partículas e o material (efeito fotoelétrico, espalhamento Compton, produção de pares, etc.), dependendo de cada tipo de partícula. Por último é possível construir qual será o tipo de fonte a ser simulada, para isso é necessário definir qual será a distribuição angular da fonte (pontual, isotrópica, no infinito) e a distribuição em energia (monocromática, lei de potência, espectro de corpo negro, etc.).

Definindo essas três características é possível rodar simulações simples, mas é preciso ainda calcular qual foi a perda de energia no volume que corresponde ao detector. Para isso, é necessário definir uma classe que representa a região sensível dentro do instrumento e depois começar a obter dados do que acontece nessa região, tais como a energia perdida quando uma partícula interage, a posição de interação, que tipo de partícula interagiu e outros parâmetros. Ao aumentar o número de parâmetros a serem calculados dentro da simulação, essa se torna mais complexa. O grau de complexidade depende das características do instrumento que será simulado.

A seguir apresentamos alguns exemplos da construção de diferentes partes do nosso instrumento sob estudo, o protoMIRAX. Começamos construindo cada um dos elementos que compõem o detector, lembrando que o detector do protoMIRAX é um

material composto de duas substâncias, CdTe e ZnTe. Para criar um elemento é necessário definir o número atômico e a massa atômica. Para definir um material é necessário usar a densidade e o número de elementos que o compõem. Depois, são definidas as proporções de cada um dos elementos no material, o que pode ser feito definindo as porcentagens individuais de cada elemento ou o número de átomos que compõem a molécula.

```
Construindo os elementos que compõem o detector
G4Element* Cd= new G4Element("Cadmio", Nome do material
                             symbol="Cd", Símbolo químico
                             z= 48., Número atômico
                             a= 112.40*g/mole Massa atômica
                             );
G4Element* Zn = new G4Element("Zinco",symbol="Zn",z= 30., a= 65.40*g/mole);
G4Element* Te = new G4Element("Telurio",symbol="Te",z= 52.,a= 127.60*g/mole)
```

Figura 4.1 - Construção dos elementos do detector.

Na Figura 4.1 são criados cada um dos elementos que serão usados para construir um detector de CdZnTe. Os três elementos são definidos segundo suas propriedades químicas.

Um detector de CdZnTe é composto de dois materiais (CdTe e ZnTe) baseados nos elementos da Figura 4.1. Primeiro, criamos os dois materiais anteriores e depois, cria-se o CdZnTe definindo as porcentagens de cada material no detector final.

```
Definindo o CdTe
G4Material* CdTe = new G4Material("CdTe", Nome do material
                                 density=5.85*g/cm3, Densidade
                                 nel=2 Número de componentes no material
                                 );
Adicionando os elementos no material
CdTe->AddElement(Cd,natoms=1);
CdTe->AddElement(Te,natoms=1);
Definindo o ZnTe
G4Material* ZnTe = new G4Material("ZnTe",density=6.34*g/cm3,nel=2);
ZnTe->AddElement(Zn,natoms=1);
ZnTe->AddElement(Te,natoms=1);
```

Figura 4.2 - Definindo CdTe e ZnTe.

Na Figura 4.2 mostra-se a definição dos materiais que compõem o detector final. O último passo é definir o material CdZnTe.

```
G4Material* CdZnTe = new G4Material("CdZnTe",density= 5.78*g/cm3,nel=2);  
CdZnTe->AddMaterial(CdTe,90.*perCent);  
CdZnTe->AddMaterial(ZnTe,10.*perCent);
```

Figura 4.3 - Definindo a composição do detector.

As proporções que estão presentes em um detector de CdZnTe são de 90 % de CdTe e 10 % de ZnTe, como é mostrado na Figura 4.3.

Já tendo definido o material que compõe o detector, podemos construir a geometria que será usada na simulação e que representa o plano de detecção. Para criar uma parte do instrumento dentro da simulação são definidos três tipos de volumes. O primeiro volume é o *volume sólido*, que descreve a forma geométrica (caixa, cone, esfera) da parte do instrumento a ser simulada, usando as suas dimensões. O segundo volume é o *volume lógico*. Nesse volume define-se o material do qual é composto o volume sólido. O terceiro volume é o *volume físico*, no qual se posiciona a geometria criada no volume sólido dentro de um referencial usado pelo pacote. O código usado para construir a geometria inteira do plano de detecção é mostrado a seguir.

```

Dimensões de um elemento de detecção
G4double dim_x = 5.0*mm;
G4double dim_y = 5.0*mm;
G4double dim_z = 1.0*mm;
Volume sólido
G4Box* detec_box = new G4Box("detector",dim_x,dim_y,dim_z);
Volume lógico
G4LogicalVolume* detec_log = new G4LogicalVolume(detec_box,CdZnTe,
          "Detector",0,0,0);

Volume físico
for(G4int m=90;m>-105;m-=15){
for(G4int j=-90;j<105;j+=15){

G4double pos_x = j*mm;
G4double pos_y = m*mm;
G4double pos_z = -1*mm;

G4PVPlacement* detec_phys = new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(pos_x,pos_y,pos_z),
          detec_log,"posi_detector",logicWorld,false,ncopias++);

}
}

```

Figura 4.4 - Definindo o plano de detecção.

Na Figura 4.4 mostra-se o código usado para montar o plano de detecção. Algumas partes do código devem ser esclarecidas:

- a) As dimensões do detector mostradas no código são a metade do valor real. Isso faz parte da estrutura de Geant4. Quando se tem que construir geometrias com forma de caixa, as dimensões usadas dentro do código têm dimensões iguais à metade do valor real.
- b) No protoMIRAX o plano de detecção é composto por um arranjo de 13×13 detectores. A forma geométrica do detector se mantém, a composição do elemento de detecção também é constante, e o único parâmetro que varia é a posição de cada elemento sobre o plano. Assim, para reproduzir o plano de detecção, basta repetir em posições periódicas o elemento.

A estrutura para montar as outras partes do instrumento é similar à estrutura apresentada acima. Também devem ser montados a caixa que contém o detector, os

colimadores e a máscara, e devem ser definidos os materiais que compõem estas geometrias: chumbo, estanho e cobre.

5 O EXPERIMENTO protoMIRAX

O protoMIRAX consiste de uma câmara de raios X (RODRIGUES, 2008) para observações entre 30 e 200 keV. A câmara usa 169 detectores de CdZnTe (Telureto de Cádmiio e Zinco) distribuidos em um arranjo quadrado 13×13 . Cada detector tem dimensões $10\text{ mm} \times 10\text{ mm} \times 2\text{ mm}$. Uma máscara codificada é colocada a 500 mm do plano de detecção. No arranjo de detecção existe uma separação de 5 mm entre as bordas dos detectores.

5.1 Detectores do instrumento

CdZnTe é um material semiconductor que funciona como material de detecção na faixa de raios X e γ . Oferece algumas vantagens em relação a outros materiais usados como detectores nessa faixa de energia: alto número atômico, que permite que funcionem entre 10 e 500 keV, compacticidade que possibilita construí-los em pequenos arranjos, e, devido ao fato de que o valor do gap de energia entre a banda de valência e a banda de condução é relativamente grande ($1,44\text{ eV}$), o material pode funcionar como detector a temperatura ambiente. Essas são grandes vantagens sobre detectores inorgânicos de cintilação onde é necessário usar tubos fotomultiplicadores ou fotodiodos (TAKAHASHI; WATANABE, 2001). O detector é composto de dois materiais: Telureto de Cádmiio (CdTe) e Telureto de Zinco (ZnTe). As porcentagens são 90% de CdTe e 10% de ZnTe.

Na Tabela 5.1 mostram-se algumas das propriedades do CdZnTe em relação a outros materiais que são usados como detectores em instrumentos para estudos de radiação X e γ . O CdZnTe tem um posição privilegiada devido à sua alta densidade e o alto número atômico dos seus componentes. Detectores de CdZnTe foram usados em um dos instrumentos de satélite *SWIFT* (GEHRELS et al., 2004).

5.2 O padrão da máscara

Têm sido sugeridos vários padrões de máscara para serem usados no protoMIRAX. Rodrigues (2008) fez simulações do instrumento usando um padrão de máscara 13×13 (padrão MURA), estendido a um tamanho 25×25 para garantir um campo de visada amplo. Nessa configuração, cada elemento fechado na máscara tem dimensões $15\text{ mm} \times 15\text{ mm} \times 2\text{ mm}$ e é feito de chumbo. As características do instrumento sob essa configuração são: resolução angular de $1,72^\circ$, campo de visada totalmente codificado de $20,6 \times 20,6$ graus.

Tabela 5.1 - Algumas propriedades físicas dos principais materiais usados como detectores em astronomia de raios X e γ .

Semicondutor	Densidade [g/cm^3]	Z^a	E_{gap}^b [eV]	ϵ^c [eV]	χ_0^d [cm]
Si	2,33	14	1,12	3,6	9,37
Ge	5,33	32	0,67	2,9	2,30
CdTe	5,85	48-52	1,44	4,43	1,52
CdZnTe	5,81	48-30-52	1,6	4,6	
HgI ₂	6,40	80-53	2,13	4,2	1,16
GaAs	5,32	31-33	1,42	4,3	2,29

^aNúmero atômico

^bEnergia do gap

^cPotencial de ionização

^dComprimento de radiação

Fonte: [Takahashi e Watanabe \(2001\)](#).

Neste trabalho sugerimos o uso de um padrão de máscara 37×37 , com o objetivo de se ter um ganho na resolução angular junto com o uso de métodos iterativos de reconstrução. O ganho em resolução angular usando elementos de máscara de tamanhos cada vez menores se deve ao fato de que o campo observado pode ser registrado com maior definição em termos do número de elementos que são projetados no detector. As contagens em cada detector revelam a codificação proporcionada pelo número relativo de elementos abertos e fechados na máscara que contribuíram para as contagens. Quando esses são pequenos, conseguimos definir com muito mais detalhe o campo observado ao se ter um número maior de píxels que o definem. Isso proporciona um ganho em resolução angular. Nessa configuração, é proposto usar elementos fechados na máscara com dimensões $5\text{ mm} \times 5\text{ mm} \times 2\text{ mm}$. No nosso trabalho usamos este padrão de máscara, que junto ao uso de algoritmos de reconstrução iterativos, possibilitam fazer uma reconstrução de alta qualidade. Na Figura 5.1 se mostra o padrão de máscara MURA 37×37 estendido a um tamanho 73×73 .

No arranjo de detecção, cada detector é circundado por uma célula de colimação, sendo quatro placas de chumbo para cada detector. Cada placa tem dimensões de $15\text{ mm} \times 70\text{ mm} \times 0,5\text{ mm}$ (espessura). Além disso, cada placa de chumbo é colocada entre duas placas de estanho com espessura de $0,3\text{ mm}$ e duas placas de cobre com espessura de $0,2\text{ mm}$ para prover uma blindagem passiva gradual. Cada placa de

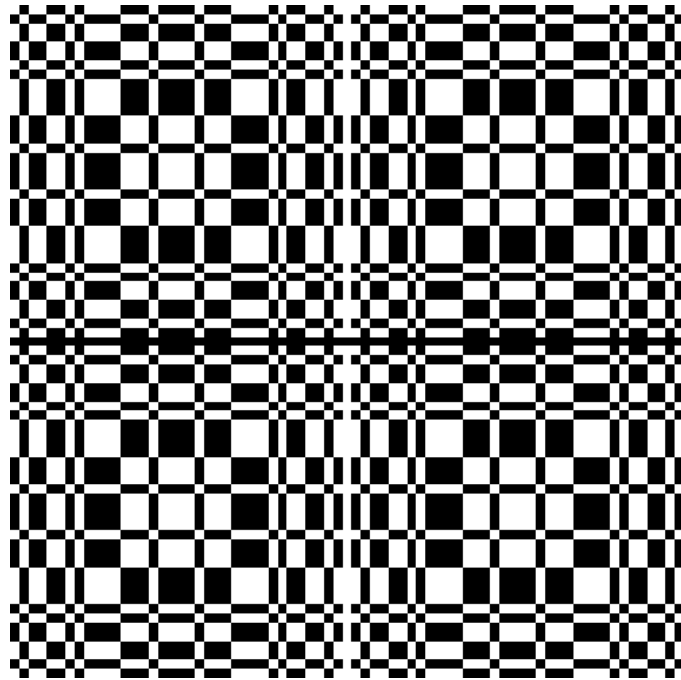


Figura 5.1 - Padrão MURA 37×37 . O padrão é repetido 4 vezes (menos uma linha e uma coluna) para cobrir o campo de visada sem ambiguidades.

colimação forma parte de duas células diferentes para dois detectores adjacentes. Na Figura 5.2 se mostra uma vista de perfil de uma célula do colimador, mostrando as componentes principais.

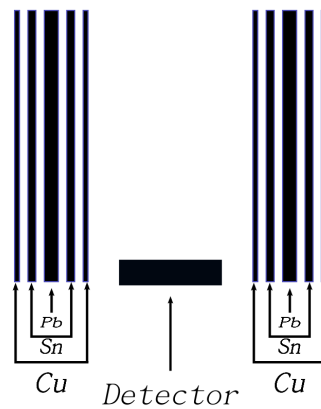


Figura 5.2 - Vista de perfil de uma célula do colimador.

O arranjo de detecção será colocado no interior de uma caixa que contém os com-

ponentes eletrônicos dos detectores. A caixa é composta por quatro lâminas que compõem quatro lados mais uma lâmina embaixo do plano de detecção. Cada placa consiste de três paredes: chumbo, estanho e cobre, sendo a placa de chumbo a mais externa. A espessura de cada parede é de: 2 mm para o chumbo, $0,5\text{ mm}$ para o estanho e $0,1\text{ mm}$ para o cobre. A caixa funciona como proteção dos detectores contra a radiação que pode entrar por baixo ou pelos lados do plano de detecção. Está composta de três elementos para reduzir as linhas de fluorescência do chumbo, que é o elemento exposto à radiação. Na Figura 5.3 se mostra a geometria do protoMIRAX montada no Geant4, mostrando todas as partes do instrumento que foram montadas (O desenho foi feito para mostrar cada uma das partes que compõem o instrumento, e não está na escala da configuração atual planejada para a câmera).

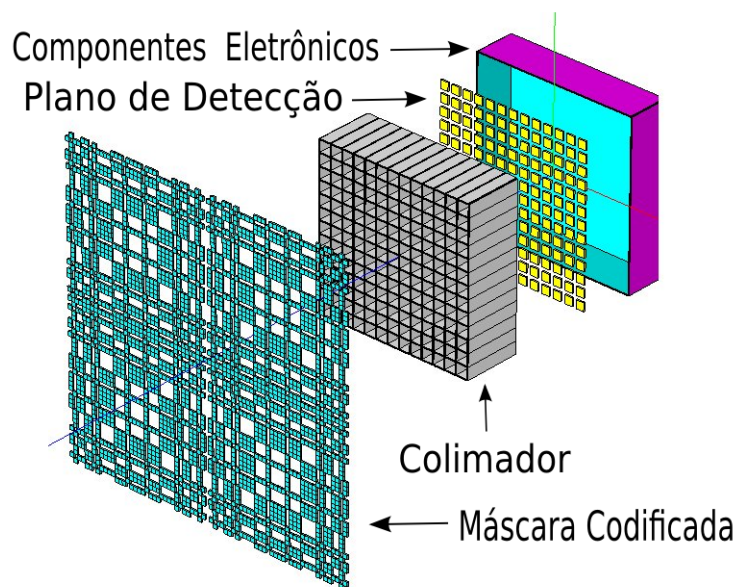


Figura 5.3 - Desenho da geometria do protoMIRAX montada no Geant4. A visualização foi feita usando o pacote DAWN.

6 O RUÍDO DE FUNDO DO protoMIRAX

As simulações foram feitas usando o pacote Geant4. A geometria completa do protoMIRAX foi montada no pacote de simulação. Foram construídos: a caixa que contém o detector, o plano de detecção, e o colimador. Usou-se um padrão de máscara codificada de tamanho 37×37 . O instrumento foi simulado sob diferentes ambientes de radiação que estão presentes a altitudes de balão (WEIDENSPONTNER et al., 2005). Foram simulados espectros de fótons γ , prótons, elétrons e nêutrons. Os espectros foram obtidos de diferentes fontes bibliográficas. Levando em conta que a altitude de voo do protoMIRAX corresponderá a uma profundidade atmosférica de $\sim 2,7 g cm^{-2}$, procurou-se usar espectros que foram medidos em altitudes próximas a esse valor de profundidade. Optamos por usar espectros medidos em $3,5 g cm^{-2}$ para fótons e $5 g cm^{-2}$ para prótons, elétrons e nêutrons, já que não obtivemos acesso a valores correspondentes a $2,7 g cm^{-2}$.

Os espectros usados foram os seguintes:

- a) **Espectro de fótons γ** : a contribuição na contagem final devida a espectro de fótons depende do ângulo de incidência destes com relação ao zênite. Foram encontrados diferentes espectros para a faixa de 0° a 180° desde o zênite. Os espectros têm validade em uma faixa entre $0,1 - 10$ MeV (GEHRELS, 1985):

Tabela 6.1 - Espectros de fótons γ .

Lei de potência $fotons cm^{-2} sr^{-1} s^{-1} MeV^{-1}$	Faixa angular ($^\circ$)
$0,052 E^{-1,81}$	0-65
$0,085 E^{-1,66}$	65-95
$0,140 E^{-1,50}$	95-130
$0,040 E^{-1,45}$	130-180

- b) **Espectro de prótons**: o espectro de prótons pode ser dividido em duas componentes. A primeira componente, que corresponde à componente primária dos raios cósmicos, é a mais energética e descrita por duas leis de potência. A componente secundária é o produto do espalhamento da com-

ponente primária na atmosfera. A segunda componente é menos energética. Os espectros usados foram (GEHRELS, 1985; DEAN et al., 2003):

Componente primária

Tabela 6.2 - Espectros de prótons primários.

Lei de potência $protons\ cm^{-2}\ s^{-1}\ MeV^{-1}$	Faixa de energia (MeV)
$1,3 \times 10^3 E^{-2}$	$10^4 - 3 \times 10^4$
$9,8 \times 10^5 E^{-2,7}$	$3 \times 10^4 - 1,5 \times 10^5$

Componente secundária

Tabela 6.3 - Espectro de prótons secundários.

Lei de potência $protons\ cm^{-2}\ s^{-1}\ MeV^{-1}$	Faixa de energia (MeV)
$1,475 \times 10^{-6} E^2$	5-16
$3,78 \times 10^{-4} E^0$	16-100
$6,43 \times 10^{-3} E^{-0,61}$	100-300
$1,78 E^{-1,6}$	300-6600

- c) **Espectro de elétrons:** Os elétrons são um produto secundário da interação de raios cósmicos na atmosfera. O espectro usado foi (GEHRELS, 1985):

Tabela 6.4 - Espectro de elétrons.

Lei de potência $eletrons\ cm^{-2}\ sr^{-1}\ s^{-1}\ MeV^{-1}$	Faixa de energia (MeV)
$1,4 \times 10^{-2} E^{-1,8}$	1-10

- d) **Espectro de nêutrons:** O espectro usado foi (GEHRELS, 1985):

Tabela 6.5 - Espectro de nêutrons.

Lei de potência $neutrons\ cm^{-2}\ s^{-1}\ MeV^{-1}$	Faixa de energia (MeV)
$0,26\ E^{-1,3}$	0,8-10
$6 \times 10^{-2}\ E^{-0,65}$	10-100

Usando os espectros de ruído (p^+ , e^- , n), calculou-se o número de eventos totais observados, avaliando o espectro para cada faixa de energia e para um período de observação de duas horas, que é uma escala de tempo típica para observações de fontes astrofísicas a bordo de balão. Obteve-se a contagem final de cada detector para cada um dos espectros que representam o ruído. Os resultados foram somados para se obter a contagem final de cada detector devida ao ruído na faixa de 30 a 200 keV. A Figura 6.1 mostra a distribuição de contagens no plano de detecção.

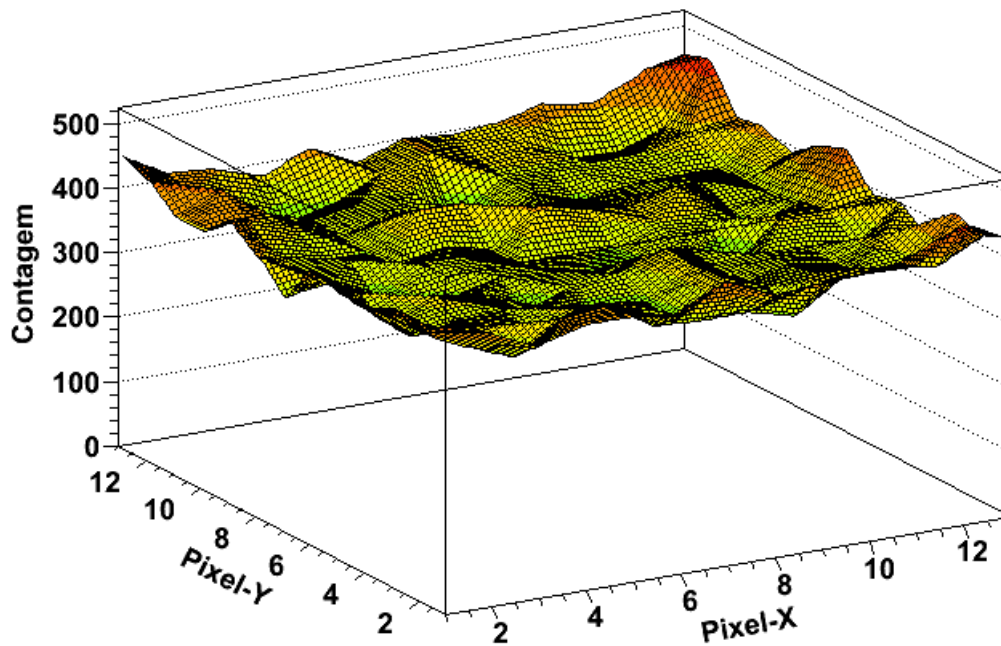


Figura 6.1 - Distribuição de contagens sobre o arranjo de detecção devida à interação de prótons, elétrons e nêutrons.

Da Figura 6.1, podemos observar que existem mais contagens nas bordas do detector. Tendo em vista que os elementos de detecção que estão localizados nas bordas do arranjo são os elementos menos protegidos pela blindagem, partículas incidentes de alta energia podem passar mais facilmente pelas paredes de colimação e interagir nesses detectores, enquanto os elementos de detecção mais internos têm um número maior de paredes de colimação que os protegem de partículas incidentes, sendo a contagem final menor para os detectores centrais.

Para o espectro de fótons, o tempo de observação simulado foi de 5 minutos devido ao enorme tempo de processamento em um PC para simular tempos maiores. Os resultados que se obtiveram para fótons foram os seguintes: na Figura 6.2, mostra-se as contagens medidas no detector para um ruído de fótons. Sabendo que as duas contagens são para tempos de integração diferentes e que a Figura 6.1 corresponde à contagem devido a prótons, elétrons e nêutrons, espera-se que os fótons sejam a maior fonte de ruído a ser medida durante o voo de observação.

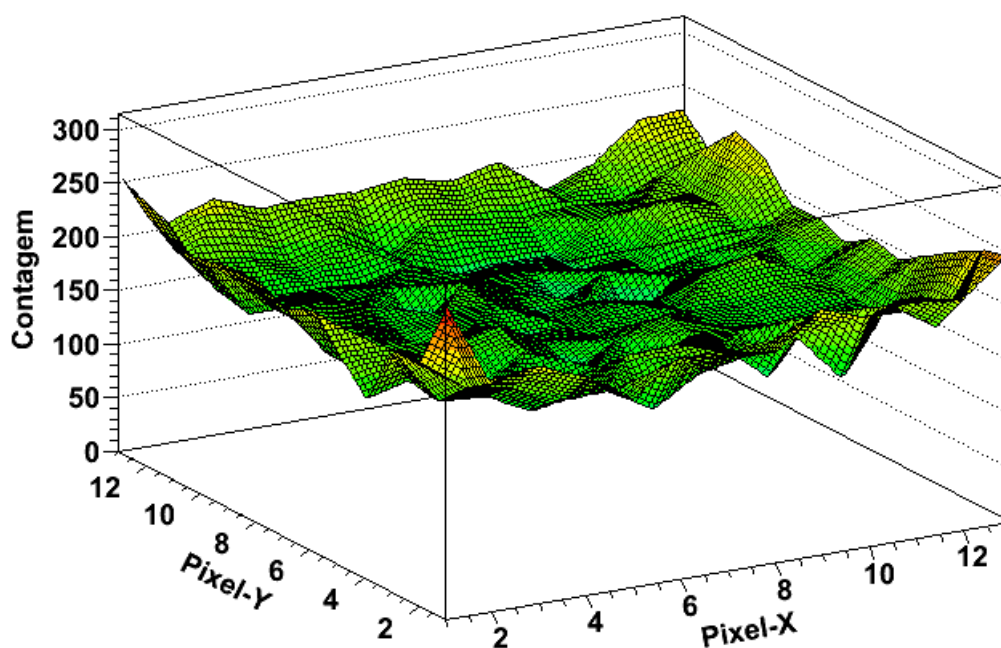


Figura 6.2 - Distribuição de contagens devido aos fótons sobre o plano de detecção.

Somando as contagens por unidade de tempo para as diferentes contribuições de ruído, obtemos um espectro final geral do ruído de fundo. O espectro foi calculado na faixa de operação dos detectores (30-200 keV) e é mostrado na Figura 6.3. O espectro mostra 4 linhas devidas à fluorescência do chumbo (73, 75, 85 e 87 keV) (DIETZEL, 2000). Trabalhos prévios mostraram que era necessário colocar placas de estanho e cobre para proteger os detectores dessas linhas de fluorescência. Nas nossas simulações foram implementadas as duas placas de Sn e Cu com as espessuras já especificadas. Levando em conta estes resultados, é necessário aumentar essas espessuras para diminuir a intensidade das linhas. Novas simulações serão feitas para especificar as espessuras adequadas.

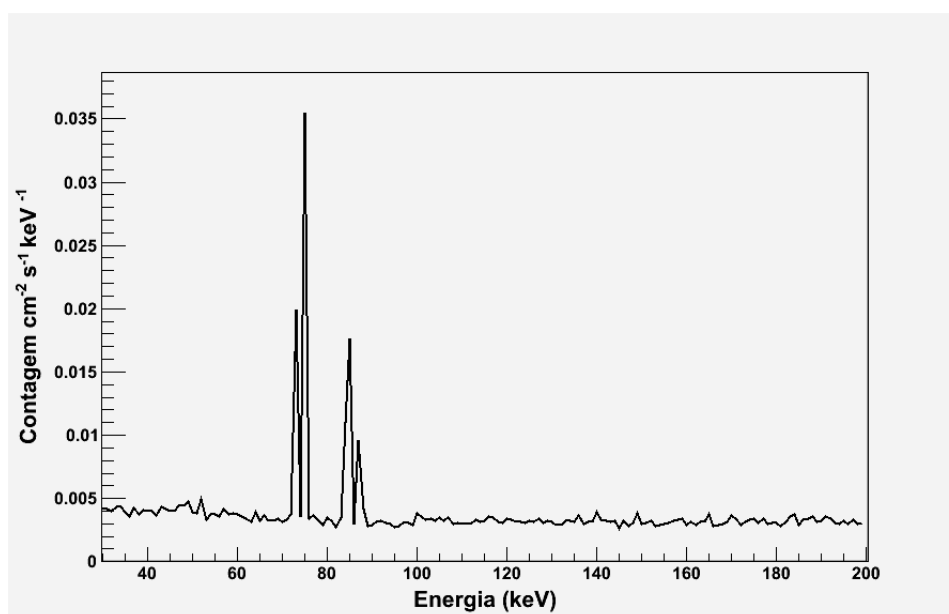


Figura 6.3 - Espectro final medido devido ao ruído.

7 TESTANDO OS MÉTODOS DE RECONSTRUÇÃO

Para testar o processo de reconstrução por correlação direta e por métodos iterativos é necessário usar algum espectro que represente uma fonte que poderia ser observada durante o voo de balão. Com esse objetivo, usou-se o espectro da nebulosa do Caranguejo (Crab), uma fonte amplamente observada e que representa um excelente padrão de calibração em astrofísica (WILLINGALE et al., 2001; ABDO et al., 2010).

Para simular a fonte, usou-se o seu espectro, dado pela seguinte lei de potência (SIZUN et al., 2004):

Tabela 7.1 - Espectro do Crab.

Lei de potência $fotons\ cm^{-2}\ s^{-1}\ keV^{-1}$	Faixa de energia (keV)
$14,44 E^{-2,169}$	40-8000

O espectro foi calculado para a faixa de $40 - 200\ keV$, que representa a faixa de observação dos detectores de CdZnTe do protoMIRAX.

7.1 O método iterativo

A equação para fazer a reconstrução iterativa (equação 3.28) é:

$$O_{i,j}^{(r+1)} = \frac{O_{i,j}^{(r)}}{\sum_{s,t} P_{s+i,t+j}} \sum_{l,m} P_{l+i,m+j} \frac{D_{l,m}}{\sum_{e,f} P_{e+l,f+m} O_{l,m}^{(r)}} \quad (7.1)$$

Conhecemos $D_{l,m}$, a distribuição de contagens totais medida pelo instrumento. Agora, é necessário definir a função P e a função que representa a solução inicial $O^{r=0}$. P é uma função que representa a resposta do instrumento a uma fonte pontual. Alguns fatos importantes que têm que ser levados em conta para construir P são:

- a) O tamanho do elemento de máscara é de $5\ mm$, e existe uma distância de $5\ mm$ entre as bordas dos detectores ou $15\ mm$ de distância entre os centros. Assim, 3×3 elementos de máscara são projetados em um único

detector. Supondo que num certo conjunto 3×3 de elementos da máscara, todos sejam abertos, a contribuição de cada elemento aberto na contagem do detector depende da posição dentro do conjunto. Todos os fótons que passarem pelo elemento central no conjunto 3×3 serão registrados no detector. Se no entanto, o elemento estiver em uma das quinas do conjunto, só 25% dos fótons que passarem por esse serão detectados. Se os fótons passarem pelo elemento central da primeira ou terceira linha ou coluna (representando o conjunto como uma matriz), 50% dos fótons que passarem serão detectados. Uma descrição visual é mostrada na Figura 7.1. Nessa figura mostra-se os nove elementos de máscara (1-9) e o detector no fundo (cor verde). A fração detectada (fatores) para cada elemento de máscara no detector é mostrada na Tabela 7.2. Os fatores foram normalizados, sendo que o registro do elemento de máscara é completo quando o fator é igual a 1.

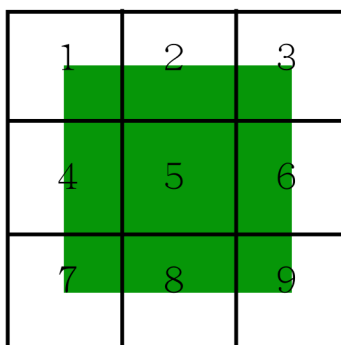


Figura 7.1 - Projeção de um conjunto de 3×3 elementos de máscara no detector.

Tabela 7.2 - Fatores de transmissão para cada elemento de máscara.

0,25	0,50	0,25
0,50	1,00	0,50
0,25	0,05	0,25

b) O instrumento possui um colimador. Dependendo da posição da fonte no

campo de visada, serão projetadas sombras nos detectores devido às paredes do colimador. As fontes mais afastadas do centro do campo visada projetarão uma sombra maior. Essa sombra projetada foi calculada para cada uma das possíveis posições de uma fonte no campo. Sabendo qual é a sombra projetada nos detectores pelo colimador, é possível ter uma estimativa de qual será a contagem obtida para essa fonte. A ideia é levar em conta a maior quantidade possível de informação sobre o instrumento para calcular P , porque devemos calcular qual seria o diagrama de sombras teórico medido e comparar com o diagrama de sombras obtido da simulação. Na Figura 7.2 é apresentada uma descrição geométrica da sombra projetada.

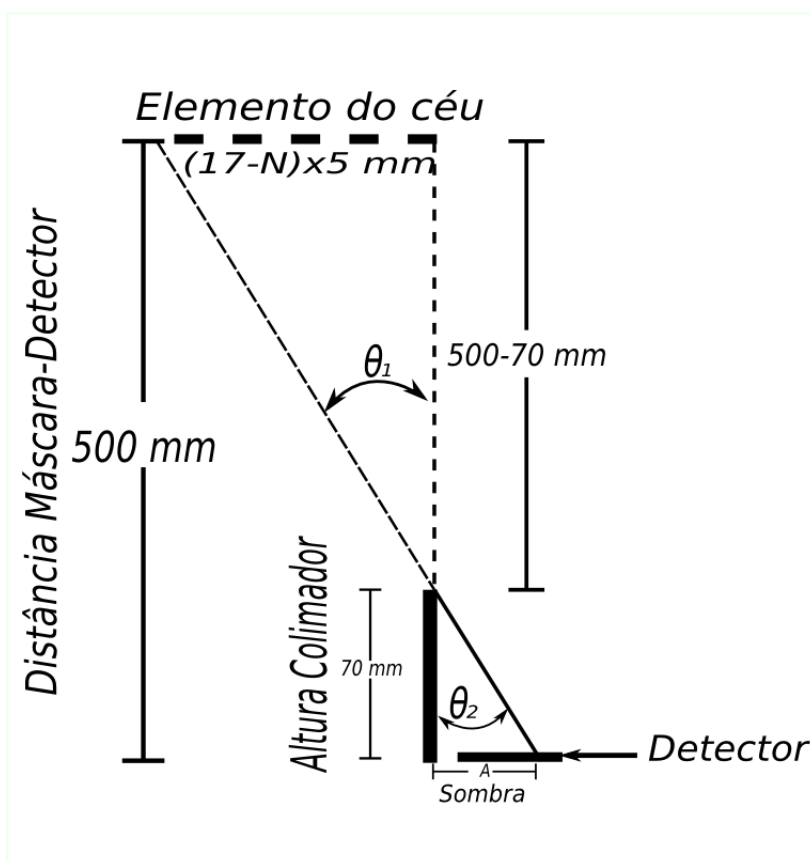


Figura 7.2 - Sombra projetada pelo colimador no plano de detecção.

Existem N posições onde pode estar uma fonte, sendo N o número de elementos em uma dimensão da máscara a partir de uma de suas extremi-

dades. O cálculo da sombra projetada é feito da seguinte maneira:

O valor do ângulo θ_1 é:

$$\tan(\theta_1) = \frac{(17 - N) * 5}{(500 - 70)} \quad (7.2)$$

e o valor do ângulo θ_2 é:

$$\tan(\theta_2) = \frac{A}{70} \quad (7.3)$$

como $\theta_1 = \theta_2$, então o valor da sombra A é :

$$A = 70 * \frac{(17 - N) * 5}{500 - 70} \quad (7.4)$$

Para a construção da função P , levou-se em conta esses ângulos de sombra para todas as direções. Essa descrição analisou a questão apenas em uma dimensão. No caso real, a fonte pode estar localizada em qualquer ponto do campo de visada bidimensional. Assim, foram avaliadas todas as possíveis posições da fonte nesse plano calculando as sombras projetadas.

Sabendo-se os fatores a serem levados em conta para calcular P , calculou-se para cada posição no céu qual seria a fração de máscara de tamanho 39×39 que é projetada nos detectores (o padrão básico da máscara é de tamanho 37×37 e foi estendido para um tamanho 73×73). Sabendo-se essa fração, também conhecemos a distribuição de elementos abertos e fechados e é possível calcular a fração detectada (ver Tabela 7.2) e calcular o diagrama de sombras projetado para essa posição no céu.

Um primeiro parâmetro que foi avaliado foi a sensibilidade do sistema imageador. Sabendo qual é contagem devida à fonte, foram gerados números aleatórios que representam o ruído de fundo sobre o qual a fonte é observada. Avaliaram-se várias situações de ruído: quando a contagem média por detector devido ao ruído é igual à contagem média devida à fonte e quando o ruído é 10 e 100 vezes maior que a fonte. Os ruídos foram gerados seguindo uma distribuição normal, onde os valores médios são iguais à contagem média devida à fonte, 10 e 100 vezes a contagem média devida à fonte, e os desvios-padrão são as raízes quadradas desses valores. Os números aleatórios foram gerados usando o pacote ROOT C++ (ROHLFS, 2004).

Somando o ruído à contagem da fonte, obtemos o diagrama de sombras que possibilita aplicar os métodos de reconstrução. Apresentamos a seguir os resultados da reconstrução usando correlação.

7.2 Reconstrução por correlação direta

Na Figura 7.3, mostramos uma imagem simulada da nebulosa do Caranguejo, para duas horas de integração, na ausência de ruído de fundo. Os fótons oriundos da fonte incidem perpendicularmente à máscara codificada. A relação sinal/ruído obtida é de 16,3, para um valor esperado, poissônico de 268,5 (o valor poissônico é calculado considerando apenas as contagens efetivamente medidas pelos detectores). Esse resultado mostra que a reconstrução por correlação é extremamente ineficiente para recuperar o sinal no caso de ausência de ruído de fundo (ver Tabela 7.3). A natureza dos picos secundários é desconhecida; uma possibilidade é que esses picos representem um artefato produzido pelo fato de que, na matriz que representa as contagens medidas pelos detectores, o valor detectado por cada detector é expandido para um sub-arranjo 3×3 para que a matriz seja da mesma ordem da matriz que representa a máscara.

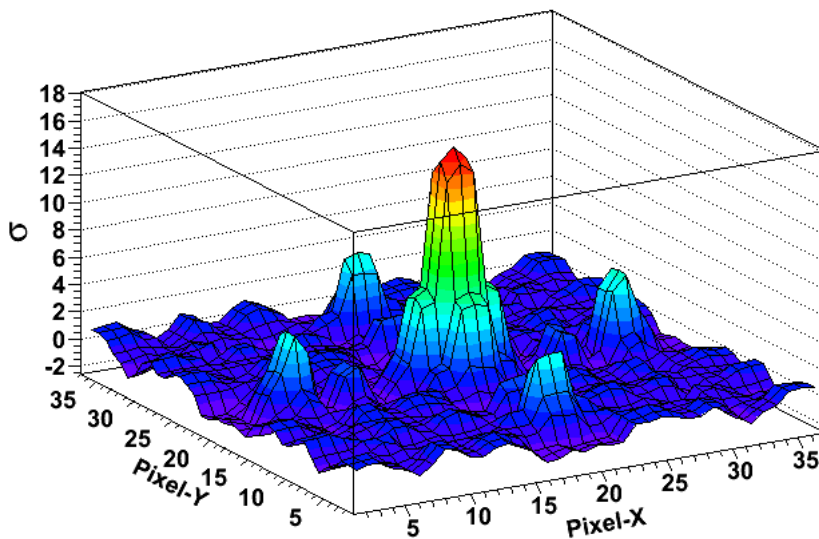


Figura 7.3 - Reconstrução por correlação direta quando não se tem contagens devidas ao ruído.

Nas Figuras 7.4, 7.5 e 7.6, o mesmo tipo de reconstrução é feita para os casos em que contagens de um ruído de fundo uniforme são adicionados às contagens da fonte em todos os detectores. Na Figura 7.4, a contagem de ruído em todos os detectores é igual, em média, à contagem da fonte. Já nas Figuras 7.5 e 7.6, os valores da contagem devidos ao ruído de fundo são multiplicados por 10 e 100, respectivamente.

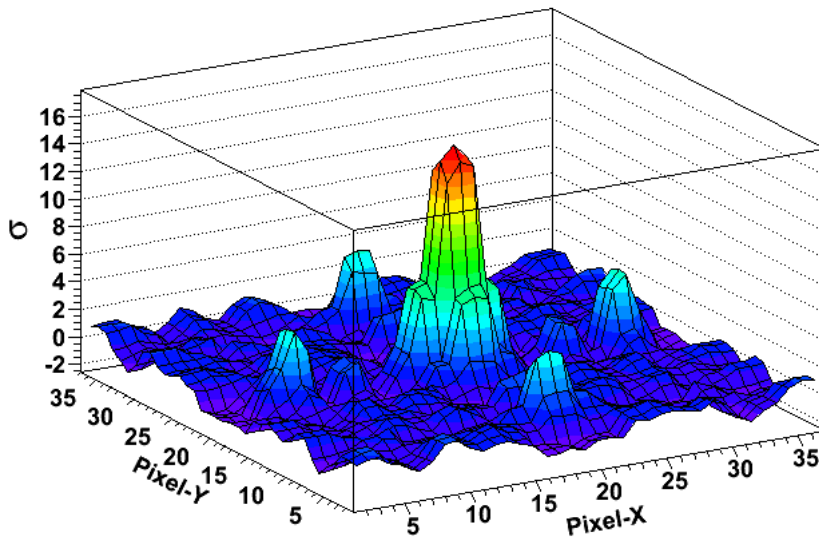


Figura 7.4 - Reconstrução quando a contagem média do ruído é igual à fonte.

Os resultados dessas reconstruções são discutidos em conjunto com os resultados obtidos para o caso de reconstrução pelo método iterativo na seção 7.3.

Outra potencial vantagem que estamos avaliando ao usar métodos iterativos é um ganho em resolução angular. Foram feitas simulações usando o mesmo espectro do Crab para duas fontes separadas por um ângulo de $1,14^\circ$, que representa o ângulo entre duas fontes cujas direções diferem de dois elementos de máscara (ou dois “sky-bins”). A ideia aqui é ver como o sistema imageador se comporta quando os elementos da máscara são menores do que a resolução espacial do detector. No caso, os elementos de máscara têm dimensões lineares de 5 mm e a resolução espacial do plano de detecção pode ser definida como a distância entre os centros de dois detectores vizinhos, que é de 15 mm . O resultado da correlação é mostrado na Figura 7.7,

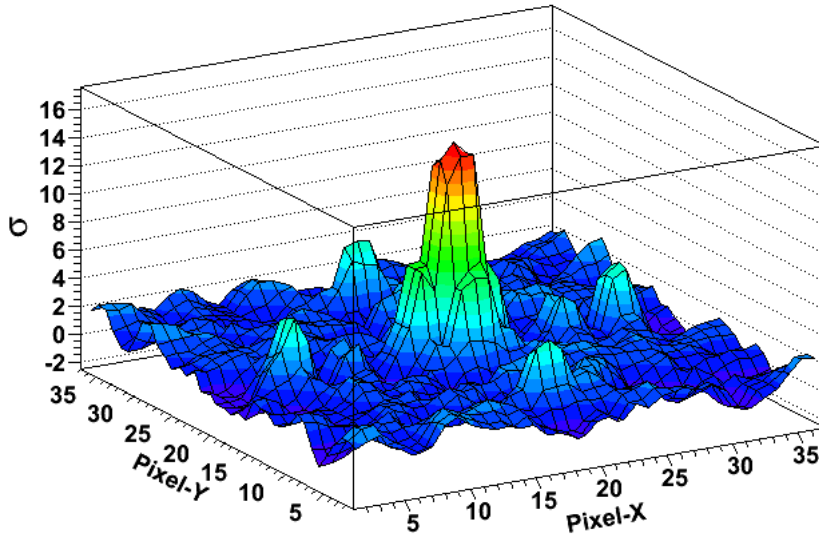


Figura 7.5 - Reconstrução quando a contagem média do ruído é 10 vezes a fonte.

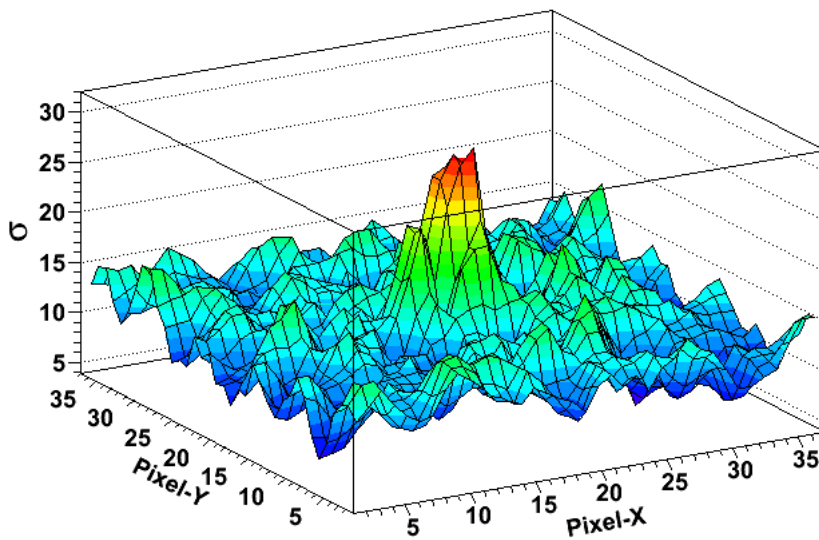


Figura 7.6 - Reconstrução quando a contagem média do ruído é 100 vezes a fonte.

esclarecendo que a reconstrução foi feita sem levar em conta ruído nenhum. Da Figura 7.7, é possível observar que o método de correlação não consegue separar as duas fontes.

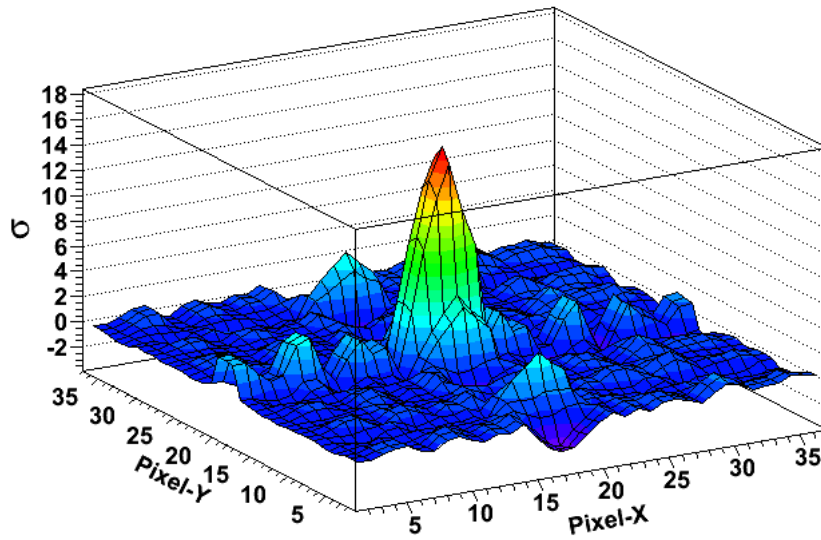


Figura 7.7 - Reconstrução por correlação para duas fontes separadas por um ângulo de $1,14^\circ$

7.3 Reconstrução usando o método iterativo

Usando as mesmas sombras usadas para as reconstruções apresentadas nas Figuras 7.3, 7.4, 7.5 e 7.6, foi testado o desempenho do método iterativo. Neste algoritmo foi implementada toda a informação sobre o instrumento descrita nos itens *a* e *b* da seção 7.1. Os resultados são mostrados a seguir. Cada imagem foi produzida com 200 iterações.

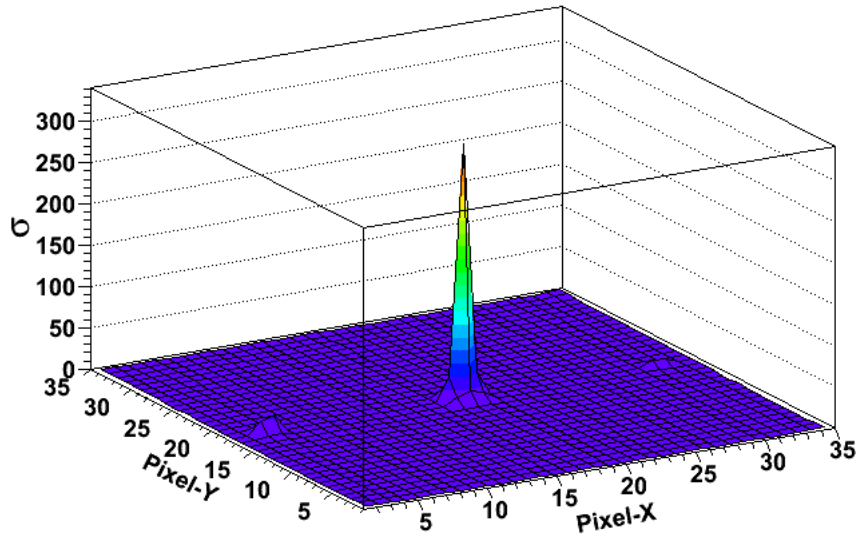


Figura 7.8 - Reconstrução iterativa para uma fonte sem nenhum ruído.

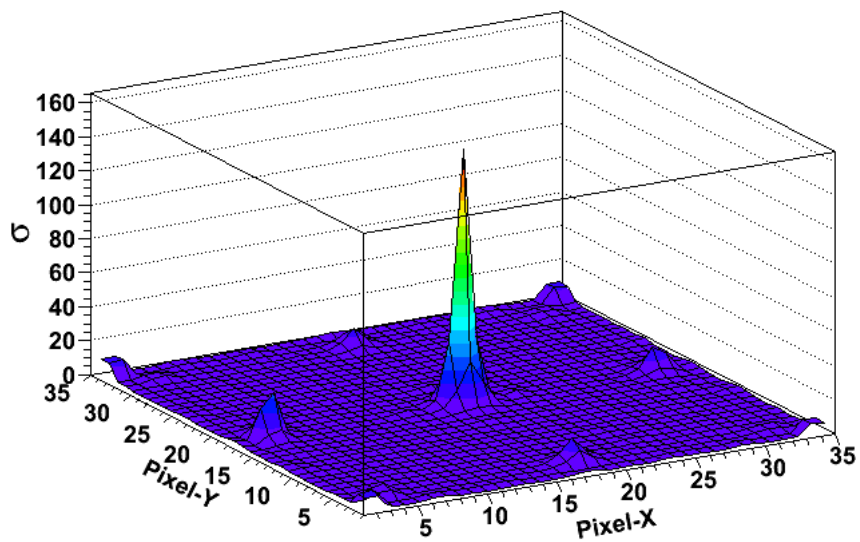


Figura 7.9 - Reconstrução iterativa quando a contagem média do ruído é igual à fonte.

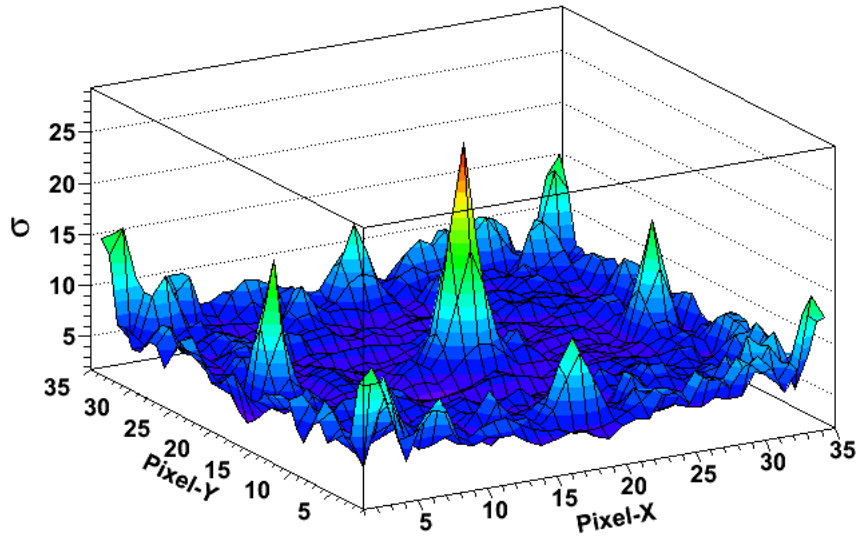


Figura 7.10 - Reconstrução iterativa quando a contagem média do ruído é 10 vezes a fonte.

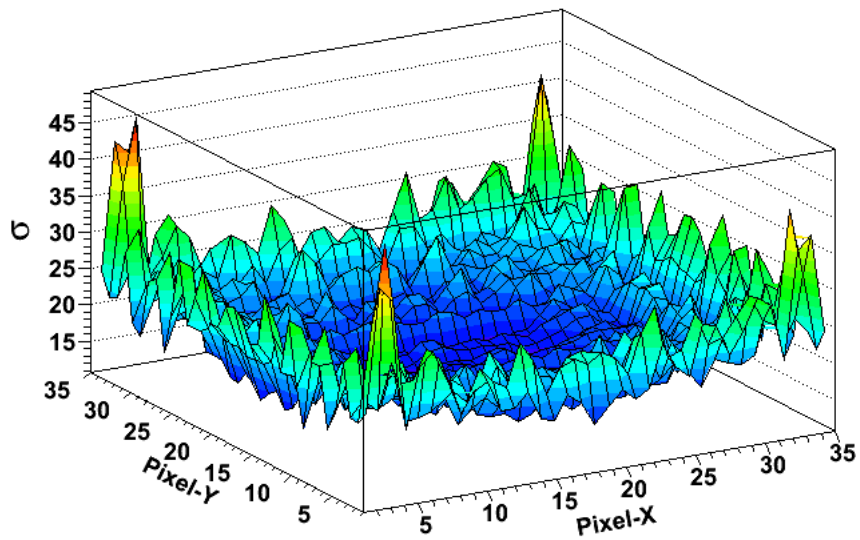


Figura 7.11 - Reconstrução iterativa quando a contagem média do ruído é 100 vezes a fonte.

Para cada uma das reconstruções (por correlação e iterativa) foi calculado o valor *SNR* (*Signal-to-Noise Ratio*) da fonte e comparado com o valor Poissônico esperado, que é dado pela razão entre as contagens devidas à fonte e a raiz quadrada da contagem total. Na Tabela 7.3 são resumidos os valores *SNR* calculados para cada um dos casos de reconstrução.

Tabela 7.3 - Comparação dos valores *SNR* calculados para cada um dos métodos de reconstrução.

Tipo de simulação	SNR esperado	SNR por correlação	SNR por método iterativo	Figura correlação	Figura método iterativo
1 ^a	268,5	16,3	309,7	7.3	7.8
2 ^b	190,0	16,1	150,7	7.4	7.9
3 ^c	81,0	15,9	16,9	7.5	7.10
4 ^d	26,8	29,6	Sem sinal	7.6	7.11

^aFonte sem ruído

^bRuído igual à fonte

^cRuído igual a 10 vezes a fonte

^dRuído igual a 100 vezes a fonte

Como podemos ver na Tabela 7.3, para situações de baixo ruído o método iterativo consegue reconstruir uma imagem com boa qualidade, com valores de relação sinal/ruído próximos do valor Poissônico e boa resolução angular. No entanto, a relação sinal/ruído diminui em relação ao valor Poissônico à medida em que o ruído aumenta de intensidade em relação à fonte. Quando o ruído é 100 vezes mais intenso que o valor médio devido à fonte em cada detector, o método se perde; nesse caso, aparecem diversos picos na periferia do campo de visada, que aparentemente não têm relação com a fonte original. O método de correlação, por outro lado, apesar de perder muito sinal em situações de baixo ruído, devido à codificação deficiente proporcionada pelos detectores de grandes dimensões relativas aos elementos da máscara e pelos espaços não-sensíveis entre os detectores, consegue reconstruir uma imagem em situações de alto ruído, permitindo portanto ter-se uma estimativa da posição da fonte. É interessante notar também que, em condições de alto ruído de fundo relativo à fonte, o método aparentemente consegue recuperar a *SNR*, o que pode ser uma indicação de que as flutuações estatísticas dominam o ruído de fundo nesse caso.

Para avaliar se estamos ganhando resolução angular, foi feita uma reconstrução usando o método iterativo aplicado ao diagrama de sombras usado na reconstrução apresentada na Figura 7.7, onde também não foi introduzido ruído de fundo. Na Figura 7.12 se observa que é possível distinguir as duas fontes. Isto não era possível na reconstrução por correlação (Figura 7.7). Vemos, portanto, que o método iterativo é capaz de distinguir fontes separadas por ângulos menores do que o dado por $\tan^{-1}(\frac{r}{D})$, onde r é a resolução espacial do plano detector e D é a separação máscara-detector. Isso não é possível em sistemas imageadores de máscara codificada convencionais, porque nesses os elementos de máscara de tamanho linear m são sempre maiores ou iguais a r , e a resolução angular mínima (geométrica) é dada por $\tan^{-1}(\frac{m}{D})$. Nesses instrumentos, a reconstrução das imagens é geralmente feita por técnicas convencionais de correlação cruzada ou deconvolução, que, como vimos na seção anterior, não permitem distinguir fontes separadas de ângulos menores do que $\tan^{-1}(\frac{r}{D})$. Utilizando-se o método iterativo, isso é possível em situações de baixo ruído, como é mostrado neste trabalho.

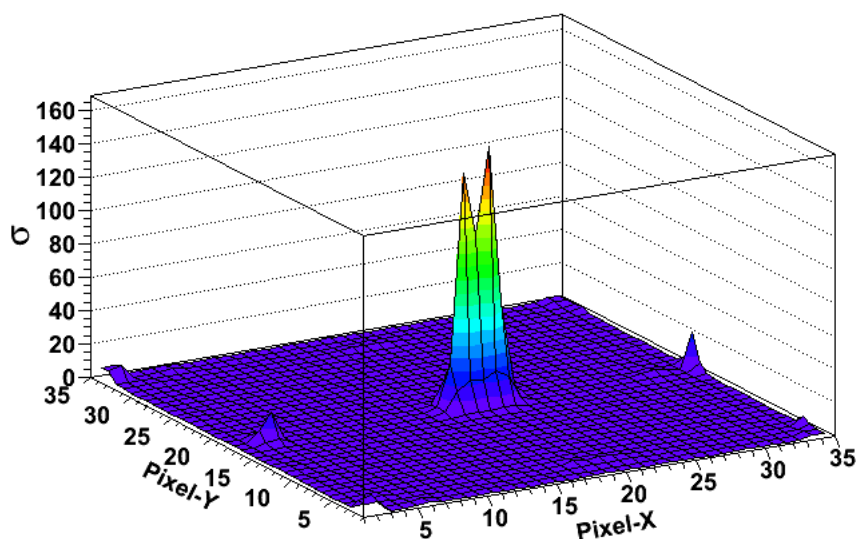


Figura 7.12 - Reconstrução iterativa para duas fontes separadas por um ângulo de $1,14^\circ$.

Para fazer uma análise quantitativa do ganho em resolução angular, foi feito um ajuste Gaussiano nas Figuras 7.3 e 7.8. Foi calculado o valor FWHM (*Full width at half maximum*) para cada situação. Na Tabela 7.4 são resumidos os valores obtidos.

Tabela 7.4 - Avaliação do ganho em resolução angular.

Tipo de reconstrução	FWHM (°)	Figura
Correlação	2,24	7.3
Iterativa	0,58	7.8

No caso do método iterativo, o campo de visada, em cada direção, é dividido em 35 píxels, o que significa que cada “sky-bin” representa $0,58^\circ$ num $FCFOV$ de $20,4^\circ$. Portanto, o valor da resolução angular é dada por $\theta_{ra} = L \times s$, onde L é a largura da Gaussiana ($FWHM$) em píxels e s é o valor do sky-bin em graus.

Caso a máscara tivesse elementos de tamanho linear igual à resolução espacial do plano de detecção de 15 mm , os sky-bins seriam de $1,72^\circ$. Vemos que a reconstrução por correlação produz uma resolução angular pior do que isso, enquanto que a reconstrução pelo método iterativo reproduz o valor do sky-bin esperado de $0,58^\circ$. No entanto, esse resultado só é obtido para o caso de ruído de fundo muito baixo em relação à fonte.

7.4 Aplicando os métodos de reconstrução a um caso real

Já foram apresentados resultados do desempenho dos dois métodos de reconstrução (correlação e método iterativo) sob diferentes situações de ruído. Lembramos também que a contagem de ruído foi gerada usando números aleatórios. Agora, vamos testar os métodos de reconstrução em uma situação o mais próxima possível a uma observação, usando os resultados obtidos das simulações para ruído de fundo do capítulo 6 e o resultado da simulação de uma fonte, que foi usado para os resultados apresentados previamente nas seções 7.2 e 7.3.

Cada um dos espectros (p, n, e^-) foi simulado para um tempo de duas horas, o mesmo tempo utilizado para a fonte. O espectro de fótons foi simulado para um tempo de 5 minutos (ver capítulo 6). Portanto, devemos multiplicar a contagem total média obtida para 5 minutos por 24, para termos uma aproximação da contagem total média devida aos fótons para um tempo de observação de duas horas. Usamos então números aleatórios para gerar a distribuição de fótons sobre os detectores e obter a contribuição dos fótons para o ruído final.

É importante ressaltar que, durante uma observação real a radiação recebida da nebulosa do Caranguejo sofrerá absorção atmosférica variável ao longo do tempo. Nas nossas simulações, consideramos o fluxo da nebulosa do Caranguejo fora da atmosfera.

O resultado da reconstrução usando correlação é mostrado na Figura 7.13.

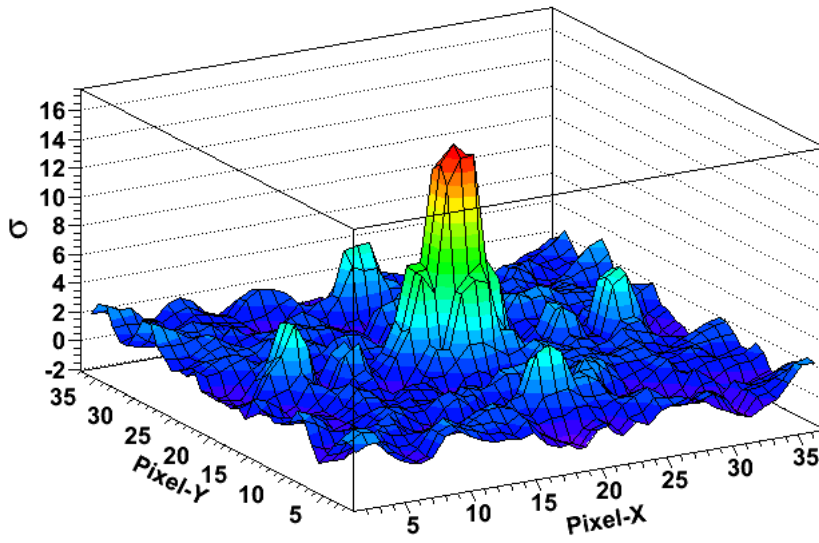


Figura 7.13 - Reconstrução final usando os resultados obtidos das simulações (valor SNR igual a 15,8).

A reconstrução iterativa é mostrada na Figura 7.14.

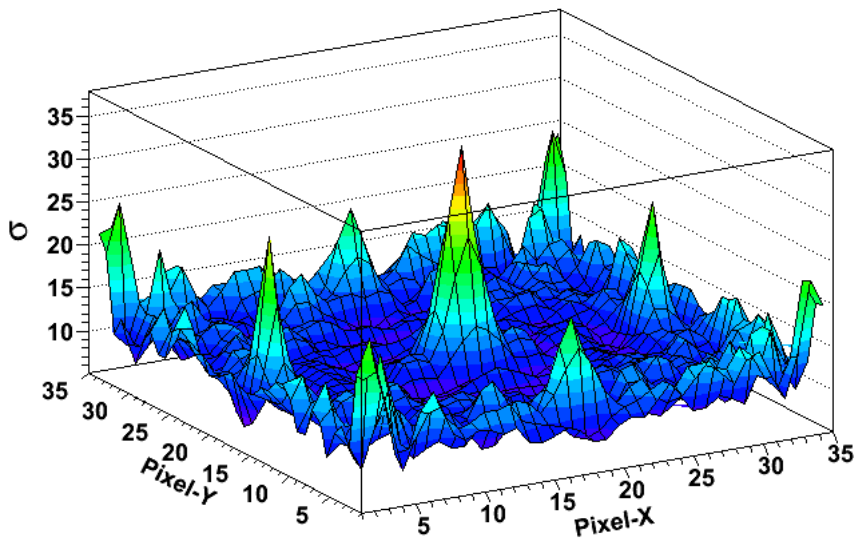


Figura 7.14 - Reconstrução final iterativa (valor SNR igual a 35).

Comparando 7.13 e 7.14, podemos observar que a imagem tem uma melhor qualidade quando é obtida a partir de reconstrução por método iterativo. O valor Poissônico nesse caso seria de 77,62. Vemos que, no caso de reconstrução por correlação aparecem artefatos semelhantes aos observados nas imagens sem a presença de ruído e a SNR é bem menor do que o valor Poissônico.

No caso de reconstrução por método iterativo, a SNR aproxima-se mais do valor Poissônico. No entanto, aparecem artefatos que parecem indicar a ineficácia do método no caso da presença de ruído de fundo não-homogêneo no plano de detecção. Os artefatos assemelham-se a fontes “fantasmas” na periferia do campo de visada. Parte do problema pode ser devida à alta intensidade do ruído de fundo, como vimos na seção 7.3.

Para avaliar a resolução angular do protoMIRAX sob esta nova configuração usando elementos de máscara de 5 mm e levando em conta a contribuição do ruído na contagem final, foram somadas todas essas contribuições de contagem nos detectores, obtendo um diagrama de sombras que seria obtido durante uma observação, como no caso anterior. Foram consideradas duas fontes separadas por dois elementos de máscara. A primeira fonte incide perpendicularmente ao plano da máscara e ao plano de detecção e a segunda fonte incide com um ângulo de $1,14^\circ$ com relação à primeira fonte. As duas fontes foram simuladas usando o espectro do Crab (ver Tabela 7.1). A reconstrução por correlação é mostrada na Figura 7.15.

Da Figura 7.15, observa-se que não é possível reconhecer as duas fontes que foram simuladas. Isto poderia ser um problema que impediria usar um padrão MURA 37×37 . Na Figura 7.16 é mostrado o resultado da reconstrução iterativa. Podemos observar que também não é possível separar as duas fontes, ao contrário do caso em que não havia ruído de fundo. Podemos concluir que o desempenho deste método iterativo é afetado fortemente pelo nível de ruído medido durante a observação.

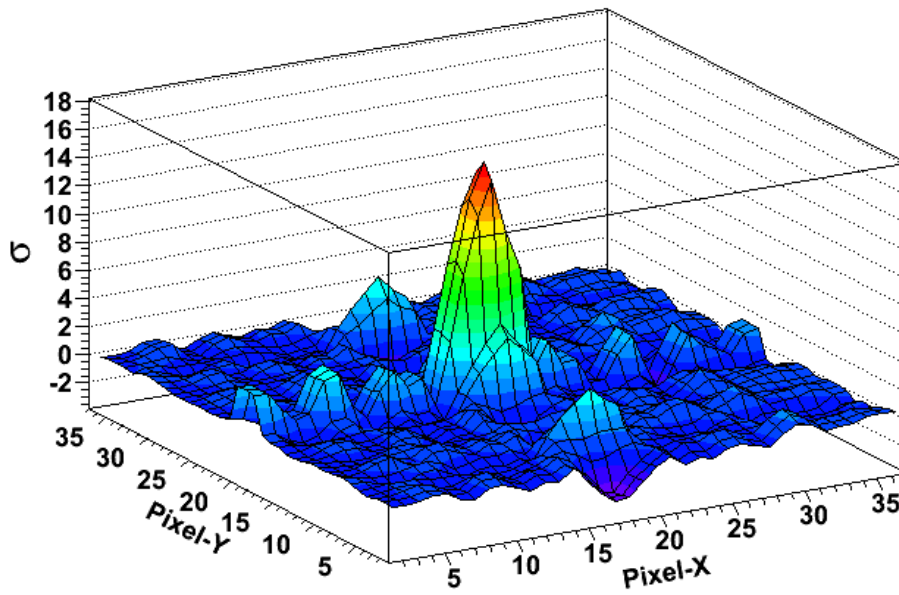


Figura 7.15 - Reconstrução para duas fontes.

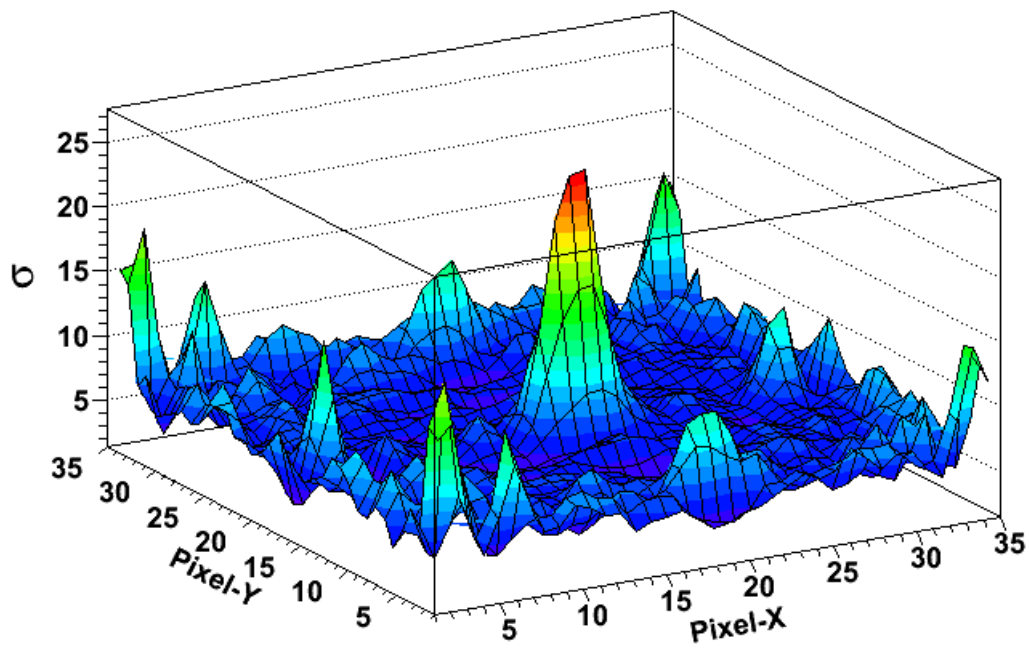


Figura 7.16 - Reconstrução para duas fontes usando método iterativo.

8 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

O método iterativo usado para reconstruir as imagens neste trabalho representa a aplicação de uma nova técnica em astronomia de raios X . Apesar do método ser usado para correção de imagens no óptico e ter sido desenvolvido há bastante tempo, em nossas buscas na literatura, não encontramos resultados de reconstrução de imagens em telescópios que usam máscara codificada usando o método iterativo, e mais especificamente o método de *Richardson-Lucy*.

Os resultados mostram que é possível ter um ganho na resolução angular do projeto protoMIRAX com o uso de métodos iterativos de reconstrução. O experimento foi planejado para usar um padrão de máscara codificada MURA de tamanho 13×13 , devido a que a área ocupada por um padrão básico da máscara deve ser igual à área do arranjo de detecção, e que a resolução espacial do plano de detectores é igual ao tamanho de um elemento de máscara. Assim pode-se determinar com boa precisão a sombra projetada por cada um dos elementos de máscara. No nosso trabalho, mostramos que mesmo mantendo as mesmas características no arranjo de detecção, é possível usar elementos de máscara de tamanho menor que a resolução espacial dos detectores e conseguir reconstruir uma imagem do campo observado com boa qualidade em termos de relação sinal/ruído, com um ganho significativo em resolução angular.

Este trabalho mostrou também que devem ser recalculadas as espessuras das placas que compõem o colimador. As espessuras atualmente definidas para as placas de estanho e cobre são insuficientes para atenuar as linhas de fluorescência do chumbo. Novas espessuras devem ser calculadas para garantir uma opacidade das linhas de chumbo de pelo menos 90 %.

No nosso trabalho, usamos o pacote de simulação Geant4. Esse pacote, que foi desenvolvido pelo CERN para os estudos de interação de partículas com energias maiores que alguns eV com a matéria, tem sido amplamente testado por diversos experimentos, mostrando grande acordo entre os resultados preditos pela simulação e os resultados medidos. O pacote é constantemente atualizado e a cada dia são acrescentadas novas funções de cálculo. O uso desse pacote não está limitado só à área de astrofísica de altas energias; também é amplamente usado no estudo de física das partículas elementares e estudos radiológicos em medicina, entre outros. Um ponto importante a ressaltar é que a contribuição ao ruído total devido à emissão

por radioatividade (“delayed emission”) pode ser uma componente importante na contagem final. Alguns artigos mostram que mesmo em altitudes de balão, os fluxos de prótons e nêutrons são suficientemente intensos para tornar os materiais do instrumento radioativos. Neste trabalho não foi calculada a contribuição devida a essa fonte de ruído; ainda a rotina de cálculo não está completamente implementada no Geant4. Na última versão de Geant4 (Dezembro de 2010), o pacote já traz alguns exemplos de como calcular essa contribuição devida à radioatividade.

Levando em conta os resultados obtidos até agora, poderíamos nos perguntar até onde é possível reduzir o tamanho dos elementos de máscara para ganhar resolução angular e testar se sob essas novas configurações é possível obter uma imagem com boa qualidade, conhecendo a área do arranjo de detecção e sabendo que para manter a codificação pelo menos um padrão básico de máscara deve ser projetado, poderíamos usar um padrão de máscara MURA de tamanho 61×61 ou talvez um padrão ainda maior. Isso poderia abrir novas possibilidades de reconstruir imagens usando essa ferramenta de reconstrução iterativa. Essa possibilidade será estudada como continuação deste trabalho.

O número de iterações nas reconstruções realizadas neste trabalho foi mantido fixo. As imagens obtidas foram avaliadas de forma qualitativa para saber se era necessário aumentar o número de iterações, ou se esse número de iterações era suficiente para se ter uma boa qualidade na imagem. O passo seguinte será implementar um algoritmo para calcular a “melhora” na qualidade da imagem a cada iteração e colocar um parâmetro como condição: se a melhora entre uma iteração e a seguinte é menor que um determinado valor, o algoritmo deve parar de iterar.

Durante um voo a bordo de balão, poderá acontecer que um ou vários dos detectores parem de funcionar. Um teste que será feito usando o algoritmo iterativo é testar se mesmo perdendo a informação desses detectores é possível reconstruir uma imagem com boa qualidade, e até que limite isto poderá ser possível.

Como foi mostrado, a qualidade da imagem da sombra calculada pelo método iterativo, que é comparada com a sombra medida no detector, depende da quantidade de informação sobre o instrumento que é colocada no algoritmo. Neste trabalho, foram levados em conta o fato do colimador projetar uma sombra nos detectores e a proporção de fótons que é medida por um detector para um conjunto de 3×3 elementos de máscara (fatores de transmissão). Outro fator que será levado em conta será a

opacidade dos elementos na máscara.

Em resumo, este trabalho obteve resultados importantes a respeito do ruído de fundo esperado para os voos em balão do experimento protoMIRAX e mostrou que o uso de técnicas iterativas em reconstrução de imagens por máscara codificada apresenta um ganho potencial em resolução angular em casos de imageamento sub-pixel com baixo ruído de fundo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABDO, A. A.; ACKERMANN, M.; AJELLO, M.; ATWOOD, W. B.; AXELSSON, M.; BALDINI, L.; BALLETT, J.; BARBIELLINI, G.; BARING, M. G.; BASTIERI, D.; BECHTOL, K.; BELLAZZINI, R.; BERENJI, B.; BLANDFORD, R. D.; BLOOM, E. D.; BONAMENTE, E.; BORGLAND, A. W.; BREGEON, J.; BREZ, A.; BRIGIDA, M.; BRUEL, P.; BURNETT, T. H.; CALIANDRO, G. A.; CAMERON, R. A.; CAMILO, F.; CARAVEO, P. A.; CASANDJIAN, J. M.; CECCHI, C.; ÇELIK, Ö.; CHEKHTMAN, A.; CHEUNG, C. C.; CHIANG, J.; CIPRINI, S.; CLAUS, R.; COGNARD, I.; COHEN-TANUGI, J.; COMINSKY, L. R.; CONRAD, J.; DERMER, C. D.; ANGELIS, A. de; LUCA, A. de; PALMA, F. de; DIGEL, S. W.; SILVA, E. d. C. e.; DRELL, P. S.; DUBOIS, R.; DUMORA, D.; ESPINOZA, C.; FARNIER, C.; FAVUZZI, C.; FEGAN, S. J.; FERRARA, E. C.; FOCKE, W. B.; FRAILIS, M.; FREIRE, P. C. C.; FUKAZAWA, Y.; FUNK, S.; FUSCO, P.; GARGANO, F.; GASPARRINI, D.; GEHRELS, N.; GERMANI, S.; GIAVITTO, G.; GIEBELS, B.; GIGLIETTO, N.; GIORDANO, F.; GLANZMAN, T.; GODFREY, G.; GRENIER, I. A.; GRONDIN, M.-H.; GROVE, J. E.; GUILLEMOT, L.; GUIRIEC, S.; HANABATA, Y.; HARDING, A. K.; HAYASHIDA, M.; HAYS, E.; HUGHES, R. E.; JÓHANNESSEN, G.; JOHNSON, A. S.; JOHNSON, R. P.; JOHNSON, T. J.; JOHNSON, W. N.; JOHNSTON, S.; KAMAE, T.; KATAGIRI, H.; KATAOKA, J.; KAWAI, N.; KERR, M.; KNÖDLSIEDER, J.; KOCIAN, M. L.; KRAMER, M.; KUEHN, F.; KUSS, M.; LANDE, J.; LATRONICO, L.; LEE, S.-H.; LEMOINE-GOUMARD, M.; LONGO, F.; LOPARCO, F.; LOTT, B.; LOVELLETTE, M. N.; LUBRANO, P.; LYNE, A. G.; MAKEEV, A.; MARELLI, M.; MAZZIOTTA, M. N.; MCENERY, J. E.; MEURER, C.; MICHELSON, P. F.; MITTHUMSIRI, W.; MIZUNO, T.; MOISEEV, A. A.; MONTE, C.; MONZANI, M. E.; MORETTI, E.; MORSELLI, A.; MOSKALENKO, I. V.; MURGIA, S.; NAKAMORI, T.; NOLAN, P. L.; NORRIS, J. P.; NOUTSOS, A.; NUSS, E.; OHSUGI, T.; OMODEI, N.; ORLANDO, E.; ORMES, J. F.; OZAKI, M.; PANEQUE, D.; PANETTA, J. H.; PARENT, D.; PELASSA, V.; PEPE, M.; PESCE-ROLLINS, M.; PIERBATTISTA, M.; PIRON, F.; PORTER, T. A.; RAINÒ, S.; RANDO, R.; RAY, P. S.; RAZZANO, M.; REIMER, A.; REIMER, O.; REPOSEUR, T.; RITZ, S.; ROCHESTER, L. S.; RODRIGUEZ, A. Y.; ROMANI, R. W.; ROTH, M.; RYDE, F.; SADROZINSKI, H. F.-W.; SANCHEZ, D.; SANDER, A.; PARKINSON, P. M. S.; SCARGLE, J. D.; SGRÒ, C.; SISKIND, E. J.; SMITH,

D. A.; SMITH, P. D.; SPANDRE, G.; SPINELLI, P.; STAPPERS, B. W.;
STRICKMAN, M. S.; SUSON, D. J.; TAJIMA, H.; TAKAHASHI, H.; TANAKA,
T.; THAYER, J. B.; THAYER, J. G.; THEUREAU, G.; THOMPSON, D. J.;
THORSETT, S. E.; TIBALDO, L.; TORRES, D. F.; TOSTI, G.; TRAMACERE,
A.; UCHIYAMA, Y.; USHER, T. L.; ETTEN, A. V.; VASILEIOU, V.; VILCHEZ,
N.; VITALE, V.; WAITE, A. P.; WALLACE, E.; WANG, P.; WATTERS, K.;
WELTEVREDE, P.; WINER, B. L.; WOOD, K. S.; YLINEN, T.; ZIEGLER, M.
Fermi large area telescope observations of the Crab pulsar and nebula. **The
Astrophysical Journal**, v. 708, p. 1254–1267, jan. 2010. 37

AGOSTINELLI, S.; ALLISON, J.; AMAKO, K.; APOSTOLAKIS, J.; ARAUJO,
H.; ARCE, P.; ASAI, M.; AXEN, D.; BANERJEE, S.; BARRAND, G.; BEHNER,
F.; BELLAGAMBA, L.; BOUDREAU, J.; BROGLIA, L.; BRUNENGO, A.;
BURKHARDT, H.; CHAUVIE, S.; CHUMA, J.; CHYTRACEK, R.;
COOPERMAN, G.; COSMO, G.; DEGTYARENKO, P.; DELL'ACQUA, A.;
DEPAOLA, G.; DIETRICH, D.; ENAMI, R.; FELICIELLO, A.; FERGUSON, C.;
FESEFELDT, H.; FOLGER, G.; FOPPIANO, F.; FORTI, A.; GARELLI, S.;
GANI, S.; GIANNITRAPANI, R.; GIBIN, D.; CADENAS, J. J. G.; GONZÁLEZ,
I.; ABRIL, G. G.; GREENIAUS, G.; GREINER, W.; GRICHINE, V.;
GROSSHEIM, A.; GUATELLI, S.; GUMPLINGER, P.; HAMATSU, R.;
HASHIMOTO, K.; HASUI, H.; HEIKKINEN, A.; HOWARD, A.; IVANCHENKO,
V.; JOHNSON, A.; JONES, F. W.; KALLENBACH, J.; KANAYA, N.;
KAWABATA, M.; KAWABATA, Y.; KAWAGUTI, M.; KELNER, S.; KENT, P.;
KIMURA, A.; KODAMA, T.; KOKOULIN, R.; KOSSOV, M.; KURASHIGE, H.;
LAMANNA, E.; LAMPÉN, T.; LARA, V.; LEFEBURE, V.; LEI, F.; LIENDL, M.;
LOCKMAN, W.; LONGO, F.; MAGNI, S.; MAIRE, M.; MEDERNACH, E.;
MINAMIMOTO, K.; FREITAS, P. M. de; MORITA, Y.; MURAKAMI, K.;
NAGAMATU, M.; NARTALLO, R.; NIEMINEN, P.; NISHIMURA, T.;
OHTSUBO, K.; OKAMURA, M.; O'NEALE, S.; OOHATA, Y.; PAECH, K.;
PERL, J.; PFEIFFER, A.; PIA, M. G.; RANJARD, F.; RYBIN, A.; SADILOV, S.;
SALVO, E. D.; SANTIN, G.; SASAKI, T.; SAVVAS, N.; SAWADA, Y.;
SCHERER, S.; SEI, S.; SIROTENKO, V.; SMITH, D.; STARKOV, N.;
STOECKER, H.; SULKIMO, J.; TAKAHATA, M.; TANAKA, S.; TCHERNIAEV,
E.; TEHRANI, E. S.; TROPEANO, M.; TRUSCOTT, P.; UNO, H.; URBAN, L.;
URBAN, P.; VERDERI, M.; WALKDEN, A.; WANDER, W.; WEBER, H.;
WELLISCH, J. P.; WENAU, T.; WILLIAMS, D. C.; WRIGHT, D.; YAMADA,

T.; YOSHIDA, H.; ZSCHIESCHE, D. G4—a simulation toolkit. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 506, n. 3, p. 250 – 303, 2003. ISSN 0168-9002. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-48TJFY8-5/2/23ea98096ce11c1be446850c04cfa498>>. 19

AGUIAR, O. D. d. **Eficiência da madeira como blindagem passiva para partículas e fótons de 0,5 a 4,5 Mev entre 940 e 377mb**. 000 p. Dissertação (Mestrado) — Instituto de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1983 1983. Acesso em: 01 fev. 2011. 4

ALLISON, J.; AMAKO, K.; APOSTOLAKIS, J.; ARAUJO, H.; DUBOIS, P.; ASAI, M.; BARRAND, G.; CAPRA, R.; CHAUVIE, S.; CHYTRACEK, R.; CIRRONE, G.; COOPERMAN, G.; COSMO, G.; CUTTONE, G.; DAQUINO, G.; DONSZELMANN, M.; DRESSEL, M.; FOLGER, G.; FOPPIANO, F.; GENEROWICZ, J.; GRICHINE, V.; GUATELLI, S.; GUMPLINGER, P.; HEIKKINEN, A.; HRIVNACOVA, I.; HOWARD, A.; INCERTI, S.; IVANCHENKO, V.; JOHNSON, T.; JONES, F.; KOI, T.; KOKOULIN, R.; KOSSOV, M.; KURASHIGE, H.; LARA, V.; LARSSON, S.; LEI, F.; LINK, O.; LONGO, F.; MAIRE, M.; MANTERO, A.; MASCIALINO, B.; MCLAREN, I.; LORENZO, P.; MINAMIMOTO, K.; MURAKAMI, K.; NIEMINEN, P.; PANDOLA, L.; PARLATI, S.; PERALTA, L.; PERL, J.; PFEIFFER, A.; PIA, M.; RIBON, A.; RODRIGUES, P.; RUSSO, G.; SADILOV, S.; SANTIN, G.; SASAKI, T.; SMITH, D.; STARKOV, N.; TANAKA, S.; TCHERNIAEV, E.; TOME, B.; TRINDADE, A.; TRUSCOTT, P.; URBAN, L.; VERDERI, M.; WALKDEN, A.; WELLISCH, J.; WILLIAMS, D.; WRIGHT, D.; YOSHIDA, H. Geant4 developments and applications. **Nuclear Science, IEEE Transactions on**, v. 53, n. 1, p. 270 –278, 2006. ISSN 0018-9499. 19

ANDERSON, D.; STROMSWOLD, D.; WUNSCHHEL, S.; PEURRUNG, A.; HANSEN, R. Detection and location of Gamma-ray sources with a modulating coded mask. **Technometrics**, v. 48, p. 252–261, maio 2006. 9

BRAGA, J. Formação de imagens em astrofísica de alta energias. **Boletim da Sociedade Astronômica Brasileira**, v. 11, n. 2, p. 45–58, 1989. 8

BRAGA, J.; D'AMICO, F.; VILLELA, T.; MEJÍA, J.; FONSECA, R. A.; RINKE, E. Development of the imaging system of the balloon-borne Gamma-ray telescope

Máscara Codificada (MASCO). **Review of Scientific Instruments**, v. 73, p. 3619–3628, out. 2002. 7, 11

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. 2

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. 8, 12

CHIPAUX, R.; BRIEL, U.; BULGARELLI, A.; FOSCHINI, L.; KENDZIORRA, E.; KLOSE, C.; KUSTER, M.; LAURENT, P.; TENZER, C. Status of the simbol-X detector background simulation activities. **Memorie della Società Astronomica Italiana**, v. 79, p. 234–+, 2008. 3

DANIEL, R. R.; STEPHENS, S. Cosmic-ray-produced electrons and Gamma rays in the atmosphere. **Review of Geophysics**, v. 12, n. 2, p. 233–258, maio 1974. 5

DEAN, A. J.; BIRD, A. J.; DIALLO, N.; FERGUSON, C.; LOCKLEY, J. J.; SHAW, S. E.; WESTMORE, M. J.; WILLIS, D. R. The modelling of background noise in astronomical Gamma ray telescopes. **Space Science Reviews**, v. 105, p. 285–376, jan. 2003. 32

DEMPSTER, A. P.; LAIRD, N. M.; RUBIN, D. B. Maximum likelihood from incomplete data via the EM algorithm. **Journal of the Royal Statistical Society. Series B (Methodological)**, Blackwell Publishing for the Royal Statistical Society, v. 39, n. 1, p. 1–38, 1977. ISSN 00359246. Disponível em: <<http://web.mit.edu/6.435/www/Dempster77.pdf>>. 17

DICKE, R. H. Scatter-Hole cameras for X-rays and Gamma rays. **Astrophysical Journal**, v. 153, p. L101, ago. 1968. 7

DIETZEL, K. I. **On-line X-ray fluorescence analysis applied to industrial processes and environmental monitoring**. 198 p. Masters Thesis — The University of Bergen, Norway, 2000. 35

FENIMORE, E. E.; CANNON, T. M. Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays. **Applied Optics**, v. 17, p. 337–347, fev. 1978. 8, 11

FIUME, D. dal; ORLANDINI, M.; FRONTERA, F.; SORDO, S. del; PIRAINO, S.; SANTANGELO, A.; SEGRETO, A.; OOSTERBROEK, T.; PARMAR, A. N. The broad band spectral properties of galactic X-ray binary pulsars. In: L. Scarsi, H. Bradt, P. Giommi, & F. Fiore (Ed.). **The active X-ray sky: results from BeppoSAX and RXTE**. [S.l.: s.n.], 1998. p. 145–150. 7

FRONTERA, F.; BALLMOOS, P. V. Laue gamma-ray lenses for space astrophysics:status and prospects. **ArXiv e-prints**, jul. 2010. 7

GEHRELS, N. Instrumental background in balloon-borne gamma-ray spectrometers and techniques for its reduction. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v. 239, p. 324–349, set. 1985. 3, 31, 32

GEHRELS, N.; CHINCARINI, G.; GIOMMI, P.; MASON, K. O.; NOUSEK, J. A.; WELLS, A. A.; WHITE, N. E.; BARTHELMEY, 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.; MATTSO, 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. **The Astrophysical Journal**, v. 611, p. 1005–1020, ago. 2004. 7, 25

GOLDWURM, A.; DAVID, P.; FOSCHINI, L.; GROS, A.; LAURENT, P.; SAUVAGEON, A.; BIRD, A. J.; LERUSSE, L.; PRODUIT, N. The INTEGRAL/IBIS scientific data analysis. **Astronomy and Astrophysics**, v. 411, p. L223–L229, nov. 2003. 10

GOTTESMAN, S. R.; FENIMORE, E. E. New family of binary arrays for coded aperture imaging. **Applied Optics**, v. 28, p. 4344–4352, out. 1989. 11

GUNSON, J.; POLYCHRONOPULOS, B. Optimum design of a coded mask X-ray telescope for rocket applications. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 177, p. 485–497, dez. 1976. 10, 12

LAVIGNE, J. M.; NIEL, M.; VEDRENNE, G.; AGRINIER, B. Atmospheric Gamma radiation - A comparison of experimental results at 4.5 GV and 11.7 GV. **Journal of Geophysical Research**, v. 89, p. 5636–5642, jul. 1984. 4

LING, J. C. A semiempirical model for atmospheric Gamma rays from 0.3 to 10 MeV at a geomagnetic latitude of 40 deg. **Journal of Geophysical Research**, v. 80, p. 3241–3252, ago. 1975. 4

LUCY, L. B. An iterative technique for the rectification of observed distributions. **Astronomical Journal**, v. 79, p. 745–+, jun. 1974. 15

NAYA, J. E.; JEAN, P.; BOCKHOLT, J.; BALLMOOS, P. von; ENNE, G. V.; MATTESON, J. The neutron spectrum inside the shielding of balloon-borne ge spectrometers. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 368, n. 3, p. 832 – 846, 1996. ISSN 0168-9002. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3VSKTK4-73/2/43fa5f572f504d83bbb49884b1cc016a>>. 3

RENAUD, M.; GROS, A.; LEBRUN, F.; TERRIER, R.; GOLDWURM, A.; REYNOLDS, S.; KALEMCI, E. Imaging extended sources with coded mask telescopes: application to the INTEGRAL IBIS/ISGRI instrument. **Astronomy and Astrophysics**, v. 456, p. 389–394, set. 2006. 7

REVNIVTSEV, M. G.; SUNYAEV, R. A.; GILFANOV, M. R.; CHURAZOV, E. M.; GOLDWURM, A.; PAUL, J.; MANDROU, P.; ROQUES, J. P. A hard X-ray sky survey with the SIGMA telescope of the GRANAT observatory. **Astronomy Letters**, v. 30, p. 527–533, ago. 2004. 7

RICHARDSON, W. H. Bayesian-based iterative method of image restoration. **Journal of the Optical Society of America (1917-1983)**, v. 62, p. 55–+, jan. 1972. 15

RODRIGUES, B. H. G. **Simulações do ruído de fundo instrumental e reconstrução de imagens do experimento protoMIRAX**. 59 p. Dissertação (Mestrado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos,

2008-02-08 2008. Disponível em:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2008/01.14.12.04>>. 25

ROHLFS, R. The ROOT C++ framework for astronomy. In: F. Ochsenbein, M. G. Allen, & D. Egret (Ed.). **Astronomical Data Analysis Software and Systems (ADASS) XIII**. [S.l.: s.n.], 2004. (Astronomical Society of the Pacific Conference Series, v. 314), p. 384–387. 40

SCHINDLER, S. M.; COOK, W. R.; HAMMOND, J.; HARRISON, F. A.; PRINCE, T. A.; WANG, S.; CORBEL, S.; HEINDL, W. A. Grip-2: A sensitive balloon-borne imaging gamma-ray telescope. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 384, n. 2-3, p. 425 – 434, 1997. ISSN 0168-9002. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3SPCMY9-28/2/f390ac8a8d5f2731d199de5dd61b9f7b>>. 7

SIMS, M. R.; TURNER, M. J. L.; WILLINGALE, R. The influence of disturbing effects on the performance of a wide field coded mask X-ray camera. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v. 228, p. 512–531, jan. 1985. 15

SIZUN, P.; SHRADER, C. R.; ATTÍÉ, D.; DUBATH, P.; SCHANNE, S.; CORDIER, B.; STURNER, S. J.; BOUCHET, L.; ROQUES, J.-P.; SKINNER, G. K.; CONNELL, P. The INTEGRAL/SPI response and the CRAB observations. In: 5TH INTEGRAL WORKSHOP ON THE INTEGRAL UNIVERSE, 512., 2004, Germany. **Proceedings of the 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe**. Munich: ESA Special Publication, 2004. p. 815–818. 37

SKINNER, G. K. Sensitivity of coded mask telescopes. **Applied Optics**, v. 47, p. 2739–2749, maio 2008. 12

TAKAHASHI, T.; WATANABE, S. Recent progress in CdTe and CdZnTe detectors. **IEEE Transactions on Nuclear Science**, v. 48, p. 950–959, ago. 2001. 25, 26

WEIDENSPONTNER, G.; HARRIS, M. J.; STURNER, S.; TEEGARDEN, B. J.; FERGUSON, C. MGGPOD: a monte carlo suite for modeling instrumental line and continuum backgrounds in Gamma-ray astronomy. **The Astrophysical Journal, Supplement Series**, v. 156, p. 69–91, jan. 2005. 31

WILLINGALE, R.; ASCHENBACH, B.; GRIFFITHS, R. G.; SEMBAY, S.; WARWICK, R. S.; BECKER, W.; ABBEY, A. F.; BONNET-BIDAUD, J.-M. New light on the X-ray spectrum of the Crab nebula. **Astronomy and Astrophysics**, v. 365, p. L212–L217, jan. 2001. 37

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 and Astrophysics**, v. 288, p. 665–674, ago. 1994. 12

ZHAO, Z.; DING, Y.; DONG, J.; HAO, Y.; WU, S. chao; CAO, L.; PU, Y. Richardson-lucy method for decoding x-ray ring code image. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 49, n. 8, p. 1145, 2007. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/0741-3335/49/i=8/a=003>>. 17

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). Constam 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.