# Capítulo 3 Detecção e instrumentação em Altas Energias

Domínios espacial, espectral e temporal CCDs na Astronomia óptica e Altas Energias O problema do foco (imagem) para os fótons de Altas Energias e suas soluções Instrumentos e missões espaciais (raios X e gama)

#### Domínios espacial, espectral e temporal

Para estudar as fontes na Astrofísica de Altas Energias existem três *domínios* diferentes, todos os quais revelam a natureza e a física dos mesmos por meio das observações. Quando dizemos "domínios" estamos nos referindo às quantidades observadas, e mais particularmente, como estas dependem da variável que as caracteriza (posição, energia ou tempo). Estes domínios podem ser definidos como segue.

O domínio temporal consiste no estudo da variabilidade de alguma quantidade medida como função do tempo. Tipicamente mede-se a contagem de fótons em alguma faixa de freqüência (por exemplo, toda a banda que cobre um detector, ou algum canal mais específico deste) e o gráfico em função do tempo revela a história temporal da emissão. Por uma analogia com a Astronomia óptica, este tipo de gráfico é denominado *curva de luz* (embora a "luz" aqui tratada refere-se a raios X ou gama). Um exemplo deste tipo de observação se mostra na Fig. 3.1 (direita).



Fig. 3.1. A curva de luz de um objeto variável (surto gama) à direita, e a inferência a respeito do tamanho físico da fonte (esquerda, vide texto).

A curva de luz tem o potencial, entre outras possibilidades, de revelar o tamanho físico da zona de emissão. O raciocínio é o seguinte: se  $\tau_{min}$  é a menor escala de tempo observada na curva de luz, a região de emissão está limitada a um tamanho  $R \leq c \times \tau_{min}$ , caso contrario estaríamos em presença de uma emissão que viola a causalidade. Podemos dizer que dentro de uma escala R os elementos menores da fonte podem estar em contato causal para produzir a emissão, mas não aqueles que estejam fora desta escala. Assim, por exemplo, uma variabilidade de, digamos 0.1 *ms* implica um tamanho máximo para a região de emissão de uns 3 *km*. Vemos que isto aponta para um objeto compacto como fonte da radiação sem nenhuma dúvida, embora não necessariamente o objeto todo deva participar desta emissão.

Outra característica importante das fontes é revelada pela sua localização espacial (domínio espacial). Isto é particularmente relevante quando estudamos sistemas binários, já que é importante saber qual é a componente que está emitindo, se é a doadora (secundária), a receptora (primária) ou o gás que passa de uma para a outra (disco de acresção/choques), e para muitos outros casos em outras fontes reais. Quanto melhor for a resolução espacial da fonte, isto é, a capacidade de localizar os fótons espacialmente, melhor para compreender a geometria da fonte (embora para fontes muito compactas ou muito longínguas esta separação pode ser impossível). Com alguma licença, poderíamos equiparar a resolução espacial à "nitidez" de uma imagem óptica. No ponto seguinte vamos nos referir às dificuldades de fazer foco quando a energia dos fótons é muito alta, por ora é suficiente apontar que os primeiros detectores de raios X enxergavam somente "manchas" de vários graus, enquanto os observatórios mais modernos trabalham com uma resolução comparável aos telescópios ópticos, mas em raios X (≈ arcsec). Um exemplo da melhora substancial na resolução espacial ao longo do tempo se mostra na Fig. 3.2



Fig. 3.2. Uma imagem da fonte Cyg X-1 obtida com o experimento HERO a bordo de um balão (esquerda) que tem vários *arcmin* de resolução da escala angular. À direita, a mesma fonte observada com o satélite Chandra, reproduzida em escala aproximadamente igual, onde a resolução atinge  $\sim 1 \ arcsec$ .

É finalmente, o domínio espectral, onde o eixo das abscissas é ocupado pela energia dos fótons, é uma forma de estudar de que maneira a fonte reparte a energia emitida, fato que é rapidamente ligado às características físicas através dos modelos. Aqui é a resolução espectral ( $R = E/\Delta E$ ) a que importa, de tal forma que o mais conveniente é ser capaz de determinar a energia dos fótons detectados com precisão. Assim, qualquer particularidade no espectro (por exemplo, a presença de linhas espectrais) poderá ser usada para servir de diagnóstico, além de separar várias componentes da emissão que podem estar associadas a diversos processos, muitas vezes originadas em regiões diferentes da fonte. A Fig. 3.3 mostra dois exemplos de espectros resolvidos de fontes conhecidas.



Fig. 3.3. À esquerda, um espectro da coroa solar obtido pelo XMM mostrando elementos de alta excitação (OVIII, MgXI, etc.) cujas linhas aparecem bem resolvidas, à direita, um exemplo de espectro de uma estrela de nêutrons durante um surto (Cottam, Paerels e Méndez, 2002), onde também se observam várias linhas de emissão importantes para compreender a natureza do evento.

Os instrumentos são sempre construídos tendo em vista uma faixa de energias, uma resolução temporal no mínimo aceitável (normalmente determinada pela eletrônica a bordo) e uma resolução angular alta o suficiente, embora este último é um problema bastante sério que discutiremos a seguir nos seus fundamentos físicos. Outra característica de grande importância é a *área coletora* do instrumento, já que muitas vezes as fontes são fracas nas bandas X e  $\gamma$ , e o número de fótons que chegam delas deve ser aproveitado o mais eficientemente possível, o qual favorece a construção de uma grande área coletora (e levando em conta que há um compromisso desta com outras características intrínsecas ao instrumento, vide a seguir).

### CCDs na Astronomia óptica e Altas Energias

Um dos avanços mais importantes na Astronomia óptica, desenvolvido e popularizado muito rapidamente a partir de 1970, é o detector de estado sólido denominado CCD (*Charged Coupled Device* em inglês, Lumb *et al*, 1991). O dispositivo consiste em um grande número de zonas sensíveis aos fótons (chamados de *pixeis*) utilizados para formar uma imagem espacialmente acurada de uma região, e que também permite obter a distribuição de energias dos fótons que chegam e fazer espectroscopia reveladora da física da emissão. Hoje a maioria das pessoas está familiarizada com os pixeis pelo grande número de aparelhos de televisão digital e câmaras fotográficas, estes CCDs comerciais são muito menos confiáveis que os científicos, e apresentam muitos mais defeitos, mas são análogos no seu funcionamento.



Fig. 3.4. Um CCD de grau científico com tamanho físico aproximado de 2 cm de lado (esquerda) e um esquema básico da estrutura do mesmo, de perfil (direita).

Os CCDs estão feitos de um semicondutor (geralmente silício) que não é a componente que forma os pixeis, estes são determinados pela posição dos eletrodos acima do silício (101, etc.). Aplica-se aos eletrodos uma voltagem positiva (como mostrado no 102) e assim o potencial elétrico criado atrai os elétrons na área abaixo do eletrodo (bolinhas azuis). Também os buracos positivamente carregados são repelidos (bolinhas vermelhas). Assim, é gerado um "poço" de potencial onde os elétrons produzidos pelos fótons que chegam serão acumulados. Conforme chegam mais fótons, o poço acumula elétrons até encher totalmente. Daí que é importante não ultrapassar este limite, é necessário integrar (acumular) sinal, mas esta não pode superar a capacidade da poça porque a imagem a ser gerada será distorcida (os astrônomos falam de imagem *saturada*). Um CCD comum na Astronomia tem  $1024 \times 1024$  pixeis. Levando em conta que um pixel comum tem por volta de  $10 - 20 \,\mu m$ , o tamanho físico é de  $1 - 2 \, cm^2$ . Dependendo do uso a ser dado, é possível fazer os pixeis bem maiores na fabricação.

Cada pixel do CCD está afetado por 3 eletrodos (vide Fig. 3.4). Já falamos da necessidade de criar a poça de potencial, mas os outros dois são necessários para transferir a carga acumulada para fora do dispositivo. Para isto, cada eletrodo se mantém com voltagem alta e baixa alternativamente para ir transferindo a carga para o pixel vizinho em modo de fila ou coluna dependendo de como foram orientados os eletrodos. Por esta razão (a transferência de carga de um pixel ao seguinte e assim até finalizar, se diz que a cargas estão acopladas e daí o nome de CCD. A leitura final de cada pixel é feita por meio de um amplificador que converte a carga acumulada em voltagem, tipicamente poucos  $\mu V$  por cada um deles. Desta forma, mesmo uma voltagem de poucos V requer a leitura de uns 100 000 em cada pixel. Uma câmara CCD consiste então não somente no CCD, mas também na eletrônica associada que permite ler todos os pixeis, remover o ruído (elétrons que não tem a ver com a fonte), digitalizar o sinal (o CCD em sim é um dispositivo analógico) e um software para analisar os dados e criar imagens a partir destes.

quantos fótons são realmente detectados por cada 100 que incidem. O olho humano é um detector bastante ineficiente, captura por volta de 20% dos fótons incidentes. Os filmes fotográficos são ainda piores, com eficiência ~10%. Mas os CCDs podem atingir sem problemas eficiências da ordem de 80% ou mais (dependendo do comprimento de onda medido). Esta característica, somada a sua robustez mecânica e simplicidade da operação justificam sua enorme e rápida aceitação na Astronomia, ainda mais quando consideradas fontes que emitem um número pequeno de fótons que devem ser aproveitados ao máximo.

Os CCDs ópticos são em geral sensíveis a fótons de todo o espectro visível e algo do infravermelho. Mas é possível manipular a construção para estender a sensibilidade até comprimentos de onda mais curtos, no UV e raios X. É precisamente esta característica que nos interessa.

Para obter dados completos de uma região observada é importante saber qual é a faixa de intensidades de fonte (isto é, a menos e a mais brilhante) que podem ser registradas. A limiar de detecção geralmente é colocada uns  $3\sigma$  (no sentido estatístico de significação do sinal) acima do ruído do dispositivo. Já apontamos que a máxima intensidade é aquela que "enche" a poça de potencial sem saturar, por volta de 100 000 elétrons. Assim, e levando em conta que no próprio processo de leitura dos pixeis um ruído irreduzível é gerado (uma contagem de 3-4 elétrons geralmente), a faixa de observação fica definida. O quociente da contagem máxima pela mínima recebe o nome de intervalo dinâmico (*dynamic range*).

Toda a discussão até agora se manteve bastante geral, mas nosso interesse específico nas maiores energias merece uma consideração especial. Os CCDs ópticos têm uma característica muito desejável para qualquer manipulação da eletrônica: são dispositivos *lineares*, onde um fóton incidente produz um elétron. Assim, a leitura resulta diretamente proporcional ao número de fótons incidentes. Já quando lidamos com raios X, isto deixa de ser verdade. Os fótons incidentes são muito mais energéticos e produzem uma multiplicidade de elétrons, em número maior quanto maior for a energia (entre 100 e 1000 elétrons tipicamente). Os CCDs devem assim operar na região de resposta *não linear*, o qual não chega a ser uma catástrofe, mas requer um tratamento mais sofisticado para produzir as imagens finais, já que a intensidade determinada não é mais proporcional ao número de fótons incidentes. Outra diferença é que, embora a eficiência aumente com o tamanho do pixel, não é possível aproveitar-se desta tendência nos raios X, já que a carga fatalmente começa a ser depositada em mais de um pixel, perdendose assim resolução espectral (e embora existam métodos para recuperar o máximo de informação que podem ser aplicados).

Vemos agora que a resolução espectral  $R = E/\Delta E$  e também a resolução temporal  $\Delta t$  sofrem limitações devidas aos detectores CCD, além de outras que têm a ver com o tipo de telescópio que será discutido logo a seguir.

### O problema do foco (imagem) para os fótons de Altas Energias e suas soluções

Quando estamos lidando com telescópios refratores ópticos existem várias formas de fazer foco, duas das quais são mostradas na Fig. 3.5. De fato, os focos Newtoniano e Cassegrain são amplamente utilizados e, devido à escala relativa do comprimento de onda da luz observado, não há problemas tecnológicos que impeçam um foco acurado.





Porém, no tratamento dos telescópios de raios X esta questão cobra uma importância muito maior, já que o comprimento de onda é muito menor e fazer foco é mais difícil. Em outras palavras, uma imagem de qualquer objeto em raios X

estará "fora de foco" a menos que consigamos construir telescópios que consigam um foco bom. Para estes fins, foi preciso explorar as propriedades físicas básicas dos fótons duros e construir novos desenhos que permitam o imageamento eficiente.

A primeira destas configurações está relacionada à reflexão de Snell. Um raio incidente desde o vácuo com índice de refração  $n_1$  encima de um material refletante que possui índice de refração  $n_2$  está sujeito a um desvio geométrico na transmissão que satisfaz

$$\operatorname{sen} \theta_T = \left(\frac{n_1}{n_2}\right) \operatorname{sen} \theta_i \tag{3.1}$$

onde  $\theta_T$ ,  $\theta_i$  são os ângulos de transmissão e incidência respectivamente. Como  $n_1 > n_2$  por se tratar da incidência do vácuo para o material refletante, haverá valores reais para a transmissão somente no caso de ângulos  $\theta_i < \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$ . Escolhendo o material refletor, por exemplo, ouro com  $n_2 = 0.99$ , temos que somente para ângulos  $\theta_i < 81.9^o$  haverá transmissão, se a incidência acontece com um ângulo maior, a lei de Snell não é satisfeita e não há transmissão (vide Fig. 3.6).



Fig. 3.6. A refletância como função da energia (eixo horizontal) para três diferentes valores do ângulo de incidência.

Esta característica é aproveitada para construir um arranjo de refletores chamado de *refletância rasante* (em inglês *grazing incidence -GI-*, Fig. 3.7). Em cada conjunto de refletores, a luz da fonte é desviada até conseguir focalizá-la no detector (Murdin, 2001). De fato, existem várias complicações deste desenho que não trataremos aqui. O importante é que agora os raios X podem ser focalizados.



Fig. 3.7. Esquema básico do desenho que aproveita a refletância rasante (GI) para os telescópios de raios X.

Existe pelo menos um segundo método para fazer foco com os raios X, com incidência mais convencional, que consiste em empilhar 50-500 camadas que alternem platino-carbono ou tungstênio-silício ou qualquer outra combinação de camadas de alto Z intercaladas com camadas de baixo Z. O intuito é o de aproveitar a interferência *construtiv*a das frentes que satisfazem a *condição de Bragg* 

$$2 d \sin \theta = n\lambda \tag{3.2}$$

onde *d* é a separação dos íons na rede sólida,  $\theta$  é o ângulo de incidência,  $\lambda$  o comprimento de onda da radiação e *n* é um numero inteiro. A ideia central é a de conseguir que os feixes de radiação adquiram uma diferença de fase de  $2\pi$  e somar assim as intensidades quando sejam refletidos no "sanduíche" multicamada (Fig. 3.8). Como já dissemos, a incidência não precisa ser rasante, e com uma construção cuidadosa a refletância pode superar o 80%. Esta solução é denominada incidência normal (ou *NI* em inglês).



Fig. 3.8. A difração de Bragg para feixes de incidência "normal" (isto é, não rasante). Se a condição de Bragg é cumprida as amplitudes se somarão no detector.

Finalmente, quando a energia dos fótons incidentes aumentar, não haverá como fazer foco com estas configurações. Assim, a detecção de fótons acima de 100 *keV* recorre a técnica de cintilação. A cintilação (Fig. 3.9) consiste em detectar a emissão de luz secundária produto da interação dos fótons de alta energia das fontes quando são absorvidos em um cristal ou líquido. As células

fotomultiplicadoras convertem a luz emitida em corrente que pode ser lida e traduzida em energia do fóton primário.



Fig. 3.9. O esquema básico do detector de cintilação.

Esta técnica permite observar fótons de até 20 - 30 MeV (vide seção seguinte). Mas muito acima deste valor, na faixa dos *TeV* ou maior, deve-se recorrer não aos satélites, mas a técnica Čerenkov. Já vimos no Capítulo 2 que a passagem de uma partícula carregada por um meio material produz a excitação das moléculas que logo decaem e emitem. Mas um fóton também produz um efeito semelhante, embora o padrão espacial da radiação é diferente e pode ser distinguido. Assim, o efeito Čerenkov resulta uma ferramenta para estudar fontes gama de muito alta energia, tais como AGNs (Capítulo 8).

## Instrumentos e missões espaciais (raios X e gama)

O começo da Astrofísica de raios X (os fótons mais "moles" na região de Alta Energia) deveu aguardar o desenvolvimento da tecnologia espacial. Quando consolidada (rapidamente) depois do lançamento do Sputnik em 1957, um grupo de cientistas liderado por Riccardo Giacconi lançou um detector de raios X abordo de um foguete *Aerobee 150* e descobriu a primeira fonte de raios X fora do Sistema Solar, denominada Sco X-1. A resolução angular era tão pobre (pior que ~20°) que demorou até identificar a "mancha" em raios X com a constelação do Escorpião. Hoje sabemos que está é uma estrela de nêutrons com uma companheira de baixa massa (LMXB), o primeiro exemplo de como o céu esta povoado com fontes de alta energia. Uma cronologia das missões mais relevantes está em <u>https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/heasarc/headates/heahistory.html</u>

Poucos anos depois (1970) foi possível lançar o primeiro satélite dedicado à exploração do céu em raios X, a missão *Uhuru* ("liberdade" em swahili), com uma área efetiva de somente  $0.084 m^2$  e cobertura na banda 2 - 20 keV, capaz de uma resolução espacial de  $\approx 0.5^{\circ}$ . *Uhuru* identificou mais de 300 fontes, entre elas o primeiro candidato a buraco negro na nossa galáxia Cyg X-1. Com o decorrer do

tempo várias missões, algumas delas ainda em operação, foram lançadas e a exploração das fontes de raios X continua de forma sustentada. A Tabela 3.1 mostra algumas das missões espaciais mais importantes na Astrofísica de raios X e suas características mais marcantes (área coletora, resolução espacial, banda de energia).

				Banda	
Nome	Tipo	Área efetiva	Resolução	de	Observações
	•	$(cm^2)$	(arcsec)	Energia	
				( keV)	
Einstein	GI	~200 em 1 <i>keV</i>	~15	0.2-4.5	Descobriu
(1978-81)					~7000 fontes
ROSAT	GI	~400 em 1 <i>keV</i>	~5	0.1-2.4	Descobriu
(1990-1999)					~150000 fontes
ASCA	GI	~1300 em 1 <i>keV</i>	~175	0.5-10	4 telescópios
(1993-)		~600 em 7 <i>keV</i>			independentes
BeppoSAX	GI	~330 em 1 <i>keV</i>	60	0.1-10	
(1996-2002)					
Chandra	GI	~800 em 1 <i>keV</i>	0.5	0.1-10	Maior resolução
(1999-)					espacial
XMM	GI	4650 em 1 <i>keV</i>	14	0.1-12	Missão de~4 ton
(1999-)		1800 em 1 <i>keV</i>			
NuSTAR	GI	850 em 9 <i>keV</i>	<10	3-78	
(2012-)					

Tabela 3.1. Algumas da	s missões mais	importantes	da Astrofísica	de raios X
0		1		

Como apontado anteriormente, para estudar energias crescentes, se faz necessária a mudança de técnica para usar cintiladores. A exploração do efeito Compton descrito anteriormente foi a base do instrumento COMPTEL, contendo cintiladores líquidos acima de um cristal de *NaI*. A interação sucessiva dos fótons incidentes, finalmente absorvidos, permitiu determinar a direção de chegada dos mesmos sem realmente fazer foco no sentido convencional. Para melhorar a resolução espacial, a qual se vê seriamente abalada pela incapacidade de fazer foco nos raios gama, foi desenvolvida a técnica de *máscara codificada*, uma variante avançada da ideia da câmara obscura, proposta na década de 1960. Uma série de buracos de padrão conhecido se interpõe para deixar passar os fótons pela máscara, formando assim uma "sombra" no plano do detector de cintilação (Fig. 3.10). Com a utilização de algoritmos que tratam a imagem "sombra" (já que conhecem exatamente sua geometria), é possível melhorar a imagem muito substancialmente, e imagear fontes em energias gama.



Fig. 3.10. O esquema básico da máscara codificada utilizado para imageamento nas bandas gama de até  $\sim 20 - 30 MeV$ .

O exemplo mais recente, ainda em operação, deste tipo de instrumentos, é o imageador IBIS na missão INTEGRAL, o qual conseguiu resolução angular de  $\sim 12 \ arcmin$  para energias de uns 10 *MeV*. Isto faz uma enorme diferença na hora de identificar fontes individualmente, embora seria desejável uma resolução ainda mais alta (Fig. 3.11).



Fig. 3.11. A resolução espacial em raios gama e suas conseqüências. Esquerda: uma imagem do COMPTEL do Caranguejo (mais intensa), Geminga (acima) e a fonte extragaláctica PKS 0528+134 (abaixo), com uma resolução de  $\sim 1^{o}$ . Direita: o imageador IBIS da missão INTEGRAL fez esta imagem do centro galáctico com resolução bem superior, de  $\sim 12 \ arcmin$ , onde as fontes ficam muito bem separadas em ângulos nos quais seriam confundidas pela resolução do COMPTEL.

Finalmente, para energias ainda mais altas, precisa-se mudar de novo a técnica para aproveitar o efeito Čerenkov, detectando a radiação produzida pela passagem de partículas pela atmosfera ou água. Os telescópios MAGIC (Fig. 3.12) são um exemplo desta instrumentação operando entre 25 *GeV* e 30 *TeV*, com grande área

coletora (e a adição de um segundo instrumento similar para tomada de dados estereoscópicos). Essencialmente todas as energias deste tipo aproveitam o efeito Čerenkov, e veremos como esto pode ser combinado com detectores de outro tipo (tanques de água) para estudar, por exemplo, raios cósmicos no Capítulo 12.



Fig. 3.12. Os telescópios MAGIC nas Ilhas Canárias, construídos em 2004 usados para estudar raios gama das maiores energias.