



**Università degli Studi "ROMA TRE"**



---

FACOLTÁ DI SCIENZE MATEMATICHE, FISICHE E NATURALI

Corso di Laurea in Fisica – A.A. 2001/02

INDIRIZZO DI ASTROFISICA E FISICA DELLO SPAZIO

TESI DI LAUREA

**Surveys nei Raggi X con i Satelliti  
BeppoSAX e Chandra**

---

**Candidato:**  
Stefano Gallozzi  
(matr. 026200/30)

**Relatore Interno:**  
prof. Giorgio Matt  
**Relatore Esterno:**  
dr. Fabrizio Fiore

---

Agn, Surveys X, HELLAS2, pg1115

# **Surveys nei Raggi X con i Satelliti BeppoSAX e Chandra**

Stefano Gallozzi

30/01/2002



---

*Questo lavoro lo dedico a mia nonna, Derna; mi ha sempre voluto bene, un bene sincero ed incondizionato che non sempre viene compreso a pieno. Purtroppo non e' piu' tra noi, ma il suo ricordo vivra' sempre in me.*

---

*Stefano Gallozzi*



# Indice

<b>1. Introduzione</b>	<b>1</b>
<b>2. Nuclei Galattici Attivi</b>	<b>5</b>
2.1. Classificazione degli AGN	5
2.1.1. Galassie di Seyfert	6
2.1.1.1. Proprieta' delle galassie di Seyfert	9
2.1.2. Quasars	11
2.1.2.1. Proprieta' dei Quasars	13
2.1.3. Radio Galassie	19
2.1.4. LINERs	19
2.1.5. Blazar, Oggetti BL Lac e Quasar OVV	20
2.1.6. Galassie X Narrow-Line	21
2.1.7. Relazioni tra le Galassie di Seyfert ed i Quasars	21
2.2. Spettro X degli AGN	22
2.2.1. AGN non Oscurati	23
2.2.2. AGN Oscurati	24
2.2.2.1. Assorbitori X	25
2.2.2.2. Spettro X degli AGN Luminosi Compton Thick	25
2.2.2.3. Evidenze per il Toro negli AGN Non Oscurati	26
2.3. Spettro di Righe	28
2.3.1. Regione delle Righe Larghe, "BLRs"	28
2.3.2. Regione delle Righe Strette, "NLRs"	30
2.4. Il Motore Centrale	33
2.4.1. Massa dell' Oggetto Centrale	33
2.4.2. Sorgente di Energia degli AGNs	34
2.4.3. Il Disco di Accrescimento	36
2.4.4. Alternative	41
2.5. Unificazione degli AGNs	42
2.5.1. AGN Radio Quiet e Radio Intensi	46
2.5.2. Test Statistici per l' Unificazione	47

<b>3. Surveys di AGNs</b>	<b>49</b>
3.1. Principi Basilari . . . . .	52
3.1.1. Numero di Conteggi Aspettato . . . . .	52
3.1.2. Test $\log(N) - \log(S)$ . . . . .	53
3.1.3. Problemi con i Campioni a Flusso Limitato . . . . .	54
3.1.3.1. The Eddington Bias . . . . .	54
3.1.4. Test Luminosita' Volume . . . . .	56
3.1.5. Funzioni di Selezione delle Surveys . . . . .	58
3.2. Surveys nei Raggi X . . . . .	60
3.2.1. Echi dal Passato . . . . .	61
3.2.2. Surveys X Profonde . . . . .	64
3.2.3. Modelli di Sintesi per la CXB . . . . .	65
3.2.4. Altre Lunghezze d' Onda . . . . .	70
3.2.5. Surveys X piu' Importanti . . . . .	71
3.2.5.1. HEAO-1 All Sky Survey . . . . .	71
3.2.5.2. Asca Survey . . . . .	71
3.2.5.3. HELLAS Survey . . . . .	71
3.2.5.4. Chandra Survey . . . . .	72
3.2.5.5. XMM Survey . . . . .	73
3.2.5.6. HELLAS2XMM . . . . .	74
<b>4. Tecniche di Osservazione nella banda X</b>	<b>75</b>
4.1. Strumenti Collimati . . . . .	75
4.2. Strumenti Imaging . . . . .	77
4.2.1. Sensitivita' . . . . .	79
4.2.2. Risoluzione Spaziale e PSF . . . . .	80
4.3. Rivelatori . . . . .	82
4.3.1. Contatori Proporzionali . . . . .	82
4.3.2. Rivelatori GSPC . . . . .	83
4.3.2.1. Reiezione del Background . . . . .	84
4.3.3. Rivelatori CCD . . . . .	84
4.4. Quantita' Osservative . . . . .	88
<b>5. Satelliti per Astronomia X</b>	<b>89</b>
5.1. Beppo SAX . . . . .	89
5.1.1. Unita' Specchi (MU) . . . . .	89
5.1.2. Strumentazione Scientifica . . . . .	90
5.1.3. Medium Energy Concentrator Spectrometer (MECS) . . . . .	94
5.1.3.1. Risoluzione Energetica . . . . .	94
5.1.3.2. MECS PSF . . . . .	96

5.1.3.3.	Area Effettiva e Vignetting del MECS . . . . .	97
5.1.3.4.	MECS Background . . . . .	98
5.1.4.	Operazioni di Calibrazione . . . . .	99
5.2.	AXAF-Chandra . . . . .	101
5.2.1.	L' Osservatorio . . . . .	102
5.2.2.	Telescopio HRMA . . . . .	104
5.2.2.1.	Sindrome di Chandra . . . . .	105
5.2.3.	Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS) . . . . .	107
5.2.3.1.	Risoluzione Spaziale e Encircled Energy . . . . .	108
5.2.3.2.	Efficienza Quantica . . . . .	108
5.2.3.3.	Background in Orbita . . . . .	110
5.2.3.4.	Sensibilita' . . . . .	111
5.2.3.5.	Pileup . . . . .	111
5.3.	XMM-Newton . . . . .	112
5.3.1.	Strumenti Scientifici . . . . .	112
5.3.2.	European Photon Imaging Camera (EPIC) . . . . .	113
5.3.2.1.	I Due Tipi di Camere in EPIC (MOS e pn) . . . . .	114
5.4.	Confronti tra i Satelliti . . . . .	115
5.4.1.	Risoluzioni Spaziali . . . . .	115
<b>6.</b>	<b>Nuova HELLAS Survey</b>	<b>117</b>
6.1.	Campione Utilizzato . . . . .	119
6.2.	Ricostruzione della Posizione . . . . .	121
6.3.	Rivelazione delle Sorgenti . . . . .	124
6.4.	Count Rates e Flussi . . . . .	128
6.5.	Sky Coverage . . . . .	129
6.6.	Sorgenti Spurie . . . . .	134
6.7.	Test $\log(N) - \log(S)$ . . . . .	135
6.8.	Identificazione delle Controparti Ottiche . . . . .	137
6.9.	Accuratezza nel Posizionamento . . . . .	139
6.10.	Analisi Spettrale . . . . .	143
6.10.1.	Hardness e Softness Ratios . . . . .	143
6.10.2.	Confronto con il Modello dell' XRB . . . . .	148
6.10.3.	Evoluzione degli AGN di Tipo 1 . . . . .	151
<b>7.</b>	<b>Campo "pg1115" di Chandra</b>	<b>155</b>
7.1.	Analisi del Campo . . . . .	155
7.2.	Campione Utilizzato . . . . .	158
7.3.	Rivelazione delle Sorgenti . . . . .	160
7.3.1.	Rivelazione delle Sorgenti su pg1115 . . . . .	160

## Indice

---

7.3.2.	Rivelazione delle Sorgenti su Campi di Controllo . . . . .	162
7.3.2.1.	CDFS, Osservazione con Chandra . . . . .	162
7.3.2.2.	Lockmann Hole, Osservazione con XMM . . . . .	163
7.4.	Sorgenti Spurie . . . . .	164
7.5.	Sky Coverage . . . . .	165
7.6.	Test $\log(N) - \log(S)$ . . . . .	166
7.7.	Identificazione delle Controparti Ottiche . . . . .	166
7.8.	Sovrapposizione Ottica . . . . .	170
7.9.	Cause Fisiche della Sovraddensita' . . . . .	174
<b>8.</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>177</b>
8.1.	Nuova HELLAS . . . . .	177
8.2.	Campo "pg1115" di Chandra . . . . .	179
8.3.	Riempimento della Discontinuita' tra le Surveys X . . . . .	180
<b>A.</b>	<b>CAMPIONE HELLAS COMPLETO</b>	<b>185</b>
A.1.	NUOVA SURVEY . . . . .	185
A.2.	SURVEY PRECEDENTE . . . . .	189
<b>B.</b>	<b>SORGENTI RIVELATE E CONTROPARTI (NED)</b>	<b>193</b>
B.1.	HELLAS 2 . . . . .	193
B.2.	PG1115 . . . . .	199
<b>C.</b>	<b>PROGRAMMI UTILIZZATI</b>	<b>201</b>
C.1.	<i>correct_coord.tcl</i> . . . . .	201
C.2.	<i>autodet.tcl</i> . . . . .	204
C.3.	<i>ACIS_spectra.tcl</i> . . . . .	210
C.4.	<i>expomap.tcl</i> . . . . .	211
C.5.	<i>ned_position.pl</i> . . . . .	217
<b>D.</b>	<b>SLIDING CELL, TEORIA</b>	<b>219</b>
<b>E.</b>	<b>UNITA' DI MISURA ASTRONOMICHE</b>	<b>221</b>

# 1. Introduzione

L'atmosfera terrestre e' lo scudo alla radiazione ionizzante indispensabile per la formazione ed il proliferare della vita sulla Terra, ma, come conseguenza di questa sua funzione, blocca gran parte della radiazione elettromagnetica che ci proviene dal cielo ed in questo modo cela lo sguardo agli astronomi in alcune particolari bande spettrali. Un quadro generale delle finestre visibili e non dall' interno dell' atmosfera terrestre puo' essere ottenuto dall' analisi della fig. 1.1.

Per ovviare a cio' si sono progettati negli anni vari tipi di palloni-sonda, razzi e satelliti per superare la stratosfera ed aver quindi accesso all' intero spettro elettromagnetico.

Anche nella banda X si verifica questo problema; il lavoro che ci prefiggiamo di effettuare verra' quindi elaborato sulla base dei dati forniti dai satelliti per astronomia in questa banda.

L' inizio dell' astronomia X puo' essere individuato con il lancio di un razzo (AEROBY, NASA, durata missione  $\sim 5 \text{ min}$ , Giacconi et al., 1962) effettuato nel 1962. Questo razzo aveva a bordo un contatore Geiger con un collimatore passivo; lo scopo di questo esperimento era la rivelazione della riflessione dei raggi X sulla superficie lunare, ma per problemi di assetto, la Luna non entro' nel campo di vista dello strumento. Fortunatamente venne osservata per un caso fortuito quella che si sarebbe poi scoperto essere la sorgente X piu' intensa del cielo (Scorpio X-1). Oltre alla prima rivelazione di una sorgente X brillante, questo esperimento produsse anche un altro fondamentale risultato:

- Si noto' un **fondo X**, cioe' una *emissione X diffusa*, che era di gran lunga maggiore del fondo strumentale (il segnale registrato a strumento chiuso).

Per spiegare questa emissione di fondo diffusa detta **XRB**, cioe' **X-Ray Background**, si e' invocato il contributo sommato ed integrato su tempi cosmologici dell' emissione X di sorgenti discrete non risolte (§ 3.2).

Se si analizzano le luminosita' delle varie sorgenti X conosciute (vedi tab. 1.2), risulta evidente che gli unici oggetti astrofisici capaci di creare questo fondo diffuso sono i **Nuclei Galattici Attivi (AGNs)**.<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>Si potrebbe obiettare che anche i Cluster di Galassie possiedono luminosita' X in grado contribuire

## Capitolo 1. Introduzione

---

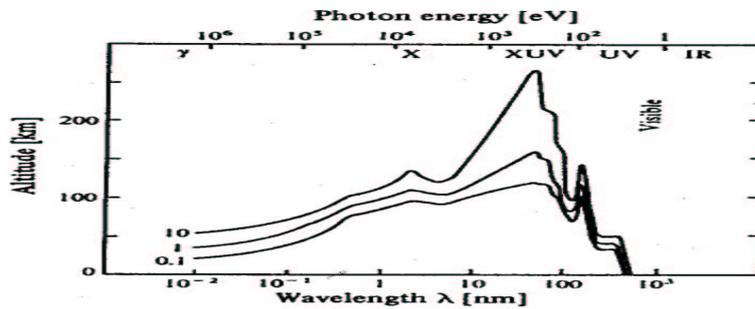


Figura 1.1.: Vengono qui mostrate le bande passanti e quelli assorbite dall'atmosfera terrestre; il tutto ovviamente dipende dall'altitudine sul livello del mare.

Le bande passanti sono rispettivamente: Radio, IR, visibile ed UV-soft.

Le bande assorbite sono rispettivamente: mm, submm, UV-hard, X e  $\gamma$ .

Gli AGN (§ 2) sono galassie, in cui si osserva emissione di origine chiaramente non stellare nelle zone centrali, spesso non risolte, dette *nuclei*. Tali oggetti astrofisici sono storicamente suddivisi in due grandi classi: i *Radio Intensi* (Radio Galassie, Radio Quasars, Blazars) ed i *Radio Quiet* (Quasars Radio Quiet, LINERs, Galassie di Seyfert). All'interno di queste classi storiche esistono delle sottoclassi di oggetti, che differiscono tra loro in merito alle loro proprietà spettrali (Seyfert di tipo 1 e 2; Quasar di tipo 1 e 2), vedi § 2.1.

Il processo in grado di spiegare l'alta luminosità di questi oggetti in regioni, che possono essere anche dell'ordine del millesimo di *pc* (o meno), e' l'accrescimento di materia su un buco nero supermassivo, vedi §2.4.

Le differenti caratteristiche spettrali possono essere facilmente spiegate secondo il MODELLO DI UNIFICAZIONE (§ 2.5) tramite effetti geometrici: in entrambe le classi si suppone che ci sia un nucleo costituito da un buco nero che accresce materia, probabilmente attraverso un disco di accrescimento, intorno al quale può essere presente un "toro" di materiale otticamente spesso; se quest'ultimo non intercetta la linea di vista, allora si vede direttamente il nucleo (la caratteristica spettrale comune sarà la presenza delle "righe larghe" oltre a quelle "strette") e l'oggetto viene classificato come *AGN di tipo 1*; se, invece, il toro impedisce l'osservazione diretta della radiazione nucleare, allora l'oggetto viene chiamato *AGN di tipo 2* (con presenza solo di "righe strette" negli spettri).

Il contributo sommato ed integrato nello spazio e nel tempo di queste classi di

---

al fondo X, si tratta tuttavia di oggetti, che possiedono uno spettro meno hard di quello degli AGN, il loro contributo risulta perciò trascurabile ad alte energie.

<b>Sorgenti Galattiche</b>	$L_X$
Stelle (corone) Binarie X Residui Supernovae	$L_x (0.15 - 3 \text{ keV}) \in [10^{27}; 10^{34}] \text{ ergs/s}$ $M_X \rightarrow 0$
Pulsar Binarie	$L_x (0.15 - 3 \text{ keV}) \in [10^{34}; 10^{39}] \text{ ergs/s}$
Supernovae	$L_x (0.15 - 3 \text{ keV}) \in [10^{34}; 10^{37}] \text{ ergs/s}$

<b>Sorgenti Extragalattiche</b>	$L_X$
Galassie Ellittiche	$L_x (2 - 10 \text{ keV}) \in [10^{39}; 10^{42}] \text{ ergs/s}$
Cluster di Galassie	$L_x (2 - 10 \text{ keV}) \in [10^{43}; 10^{45}] \text{ ergs/s}$
AGN	$L_x (2 - 10 \text{ keV}) \in [10^{42}; 10^{48}] \text{ ergs/s}$

Tabella 1.2.: Luminosita' tipiche di alcune sorgenti galattiche ed extragalattiche.

oggetti e' ormai attestato essere l' origine della gran parte del fondo di radiazione X, o per lo meno della componente X ad alta energia (X duri)  $E > 1 \text{ keV}$ , in quanto ad energie inferiori il contributo principale risulta essere quello di sorgenti galattiche (supernovae, residui di supernovae, pulsar e binarie X). Inoltre l' XRB presenta un massimo ad energie di  $\simeq 30 - 40 \text{ keV}$ , quindi una ideale survey X deve approssimarsi il piu' possibile a questo intervallo di energia.

Osservativamente sembra che la principale classe di AGNs responsabile del fondo di radiazione X sia quella oscurata e tale tendenza emerge maggiormente alle alte energie. Grazie alla peculiarita' degli AGN di essere forti emettitori X, e' possibile scovarli tramite le Survey X profonde. Le survey X, per questo scopo, sono piu' potenti delle altre surveys svolte ad altre lunghezze d' onda, specialmente ad alte energie, poiche' il background risulta sensibilmente minore e quindi il campione utilizzato non e' affetto dalle forti incertezze statistiche presenti ad altre lunghezze d' onda.

Con la costruzione dei moderni strumenti imaging per astronomia X e' stato possibile tracciare delle mappe di emissione X in piu' bande energetiche; tuttavia per i nostri scopi la banda privilegiata e' quella che si approssima maggiormente al massimo dell' XRB e cioe' la banda X dura  $[4.5; 10] \text{ keV}$ .

Le osservazioni profonde nell' X fatte dai satelliti ROSAT, ASCA, Beppo SAX, HEAO-1, Chandra ed XMM hanno infatti mostrato la natura di AGN delle "sorgenti serendipite"<sup>2</sup> rivelate nelle surveys e tali AGN sono in gran parte fortemente oscura-

<sup>2</sup>Il termine "serendipite" si riferisce a qualcosa di trovato, ma non voluto; applicando il termine alle sorgenti nel cielo, si tratta di quelle sorgenti rivelate, e quindi identificate per la prima volta, solamente perche' presenti nelle vicinanze del target principale dell' osservazione. Si tratta

## Capitolo 1. Introduzione

---

ti. In particolare la survey HELLAS (Fiore et al., 2001) ha risolto circa il 30% dell' XRB al flusso limite di  $4.8 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ; ha trovato che almeno 1/3 delle sorgenti HELLAS mostrano uno spettro piu' hard di quello di una semplice legge di potenza non assorbita, quindi una sostanziale frazione degli AGN che formano l' XRB risulta oscurata.

La survey HELLAS ha utilizzato campi pubblici del MECS di SAX fino al marzo del 1999; da allora si sono resi disponibili innumerevoli altri campi.

Gli *obiettivi* di questa tesi sono:

- Ampliamento del campione originale della Survey HELLAS (Fiore et al., 2001) del satellite italo-olandese Beppo SAX nella banda  $[4.5; 10] \text{ keV}$  e quindi l' ottenimento di una maggiore copertura del cielo ad alta risoluzione al flusso limite proprio della survey e l' ottenimento di una migliore statistica basata su un campione piu' grande, § 3.2.5.3, § 6;
- Analisi del campo "pg1115" di AXAF-Chandra nelle bande  $[0.5; 2] \text{ keV}$ ,  $[2; 8] \text{ keV}$  e  $[0.3; 8] \text{ keV}$  con rivelazione delle sorgenti X presenti. Verifica della sospetta sovradensita' riscontrata da una precedente osservazione del campo nella banda soft X con il satellite ROSAT (Fiore et al., 1993); tramite il confronto dei risultati ottenuti con le  $\log(N) - \log(S)$  su campi di prova (CDFs di Chandra, Hasinger & Giacconi et al., 2001, § 3.2.5.4; Lockmann Hole di XMM, Hasinger et al., 2000, § 3.2.5.5 ed altre surveys ROSAT nella banda soft X), § 7;
- Confronti e paragoni tra i risultati ottenuti dalle survey dei satelliti con la verifica del modello di sintesi corrente per la XRB (Comastri et al., 2001) e della funzione comune di evoluzione delle popolazioni di AGN col redshift (La Franca et al., 2001), § 6. Riempimento della discontinuita' presente tra le survey X a grande copertura osservativa e bassa risoluzione (tipo HEAO-1, Piccinotti & Grossan, 1982) e le survey piu' profonde ma meno estese (tipo HELLAS, Fiore et al., 2001 ed ASCA, Georgantopoulos et al., 1998).

Schematicamente si puo' suddividere questo lavoro di tesi in 3 parti: **Parte-I) Background Scientifico**, composta da quelle conoscenze teoriche fondamentali per la comprensione del lavoro svolto (§ 2 e 3); **Parte-II) Strumentazione**, una rapida rassegna delle tecniche, degli strumenti e dei satelliti per astronomia X utilizzati (§ 4 e 5); **Parte-III) Lavoro Sperimentale**, in cui vi e' una dettagliata spiegazione delle operazioni eseguite nell' ambito di questo lavoro al fine di raggiungere gli obiettivi prefissati (§ 6, 7 e 8).

---

quindi di sorgenti trovate "per caso".

## 2. Nuclei Galattici Attivi

Il termine **AGN**, “ACTIVE GALACTIC NUCLEI” e’ riferito all’ esistenza di fenomeni energetici non attribuibili ad emissione stellare nei nuclei o nelle regioni centrali di galassie. A differenza degli spettri stellari o galattici, gli spettri degli AGN non possono essere spiegati in termini di emissione di corpo nero ad una singola temperatura, vedi fig. 2.1.

In realtà questa definizione è un po’ vaga. È molto probabile che la maggior parte delle galassie possedga dei nuclei che sono attivi nel senso che presentano sorgenti di radiazione oltre a quelle termonucleari all’ interno delle stelle: la stessa Via Lattea, ad esempio, ospita al suo centro un buco nero di grande massa ( $3 \cdot 10^6 M_{\odot}$ : Genzel et al., 1997, vedi *Appendice E* per le quantità astrofisiche), come molte altre galassie “normali”. Un oggetto viene classificato come AGN se questa attività è chiaramente riconoscibile.

La classificazione storica per gli AGNs e’ basata sulla loro emissione radio: le due classi fondamentali sono gli AGN RADIO QUIETI, “RQO” ed i RADIO INTENSI, “RLO”.

Un’ altra suddivisione possibile per gli AGN si basa sulla loro luminosità, si possono distinguere, infatti, due classi fondamentali di AGN: le GALASSIE DI SEYFERT, che possiedono una luminosità tipica nell’ ottico che risulta paragonabile all’ energia totale emessa da tutte le stelle nella galassia (per esempio  $\sim 10^{11} L_{\odot}$ ) nella sola regione nucleare; ed i QUASARS (QSOS), che sono di gran lunga più luminosi (anche un fattore 100) delle Seyfert.

Il *Continuo* spazia su più bande elettromagnetiche (vedi fig. 2.1), inoltre il *Range di Luminosità Ottica ed X* spazia su più di 3 decenni.

### 2.1. Classificazione degli AGN

La classificazione degli AGN può risultare confusa se non si ha ben presente la fisica che c’ è dietro ad ogni componente. In molti casi le differenze sostanziali tra i vari tipi di AGNs risiedono nel differente modo di osservarli.

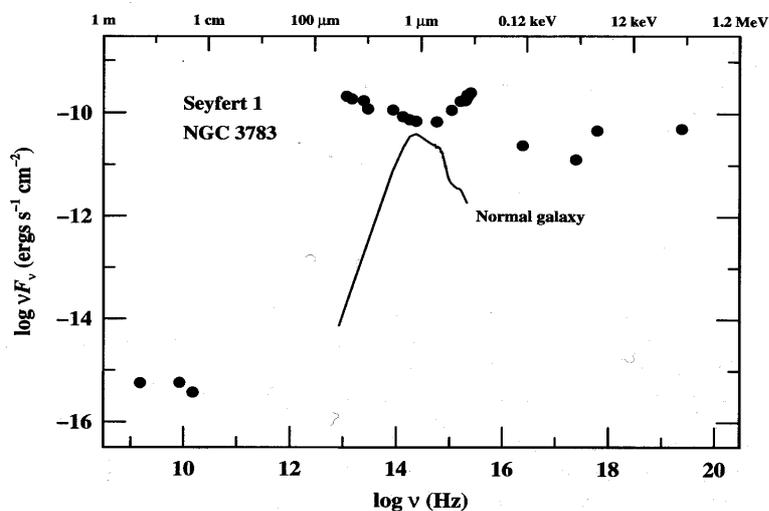


Figura 2.1.: SED caratteristico degli AGN (Spectral Energy Distribution) a confronto con quello di una galassia normale.

Una prima suddivisione puo essere fatta, come gia' visto, sulla base dell' intensita' dell' emissione radio. Si hanno quindi due classi:

- *Oggetti Radio Intensi (RLO, "Radio Loud Objects")*, che presentano un' intensa emissione radio; sono rispettivamente: RADIO GALASSIE, QUASARS, BLAZARS (BL LACS ed OVVS).
- *Oggetti Radio Quiet (RQO, "Radio Quiet Objects")*, che presentano una debole emissione radio (o non ne emettono affatto, ad esclusione della normale emissione radio della galassia ospite); sono rispettivamente: QUASARS RADIO QUIETI (QSOS), LINERS, GALASSIE DI SEYFERT.

Un confronto tra le caratteristiche spettrali dei due tipi di oggetti puo' essere fatto tramite la fig. 2.2.

Il criterio piu' utilizzato per discriminare tra i due sottogruppi principali (Galassie di Seyfert e Quasars) e' in base alla luminosita' bolometrica.

### 2.1.1. Galassie di Seyfert

Carl Seyfert (1943) fu il primo a riconoscere che c' erano molte galassie "attive" come il prototipo NGC1068 e che esse rappresentavano una classe distinta di oggetti astrofisici. Egli seleziono' un gruppo di galassie sulla base dell' alta luminosita' centrale e dell' "apparenza stellare" del nucleo galattico e scopri' che lo spettro

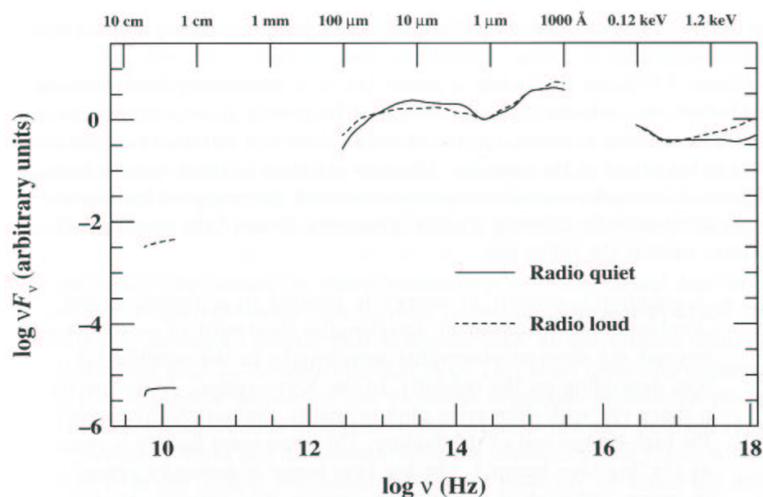


Figura 2.2.: Esempi di distribuzione dell'energia per un campione di QSOs radio quieti (curva solida) e radio intensi (curva tratteggiata), Elvis et al., 1994. La scala dei flussi e' stata arbitrariamente normalizzata a  $\lambda = 1 \mu m$ .

ottico tipico di molte di queste galassie era dominato da forti righe di emissione nucleare.

Si possono riassumere le caratteristiche salienti di questi spettri:

- Le righe sono "larghe" ("full width" di anche  $8500 \text{ km/s}$ ).
- Le righe dell'idrogeno a volte sono "piu' larghe" delle altre righe.

Nel 1955 inoltre si scopri' anche una certa emissione radio da parte delle galassie di Seyfert; tale emissione, se paragonata a quella delle galassie normali, era intensa, ma, rispetto a quella degli oggetti RLO, era debole.

Le evidenze sperimentali piu' immediate per questi oggetti sono:

1. I nuclei sono irrisolti (le dimensioni del nucleo sono minori di  $100 \text{ pc}$ )
2. L'emissione nucleare deve durare per piu' di  $10^8$  anni, poiche' le galassie di Seyfert rappresentano circa  $1/100$  delle galassie spirali.<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Si puo' anche ipotizzare che le galassie di Seyfert siano sempre tali, in questo caso avrebbero una vita media paragonabile a quella dell'Universo ( $\sim 10^{10}$ anni); oppure si puo' affermare che tutte le spirali passano attraverso la fase di galassia di Seyfert, quindi poiche' la percentuale delle galassie di Seyfert rispetto a quelle normali e dell'1%, allora in tale fase rimarranno circa  $\frac{10^{10}}{100} = 10^8$ anni.

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

3. Se il materiale nel nucleo e' gravitazionalmente legato, allora la massa nucleare dovra' essere molto elevata.<sup>2</sup>

Il problema fondamentale per gli AGN e' come un tale ammontare di energia possa essere generato in un cosi' piccolo spazio, vedi §2.4.

Le galassie di Seyfert sono degli AGN di bassa luminosita', cioe' con  $M_B > -21.5 + 5 \log(h_0)$ ; esse possiedono un nucleo dall' aspetto di un quasar, ma la galassia ospite e' chiaramente visibile; si tratta di galassie con una brillantezza superficiale alta per i nuclei e spettroscopicamente presentano delle righe di emissione caratteristiche. Otticamente le galassie di Seyfert assomigliano ad una normale galassia spirale (ma non tutte le Seyfert sono spirali e viceversa). Oggi le galassie di Seyfert sono identificate spettroscopicamente dalla presenza di righe di emissione forti ed altamente ionizzate, vedi fig. 2.3.

Si puo' inoltre introdurre un' ulteriore classificazione delle galassie di Seyfert in base alle righe di emissione.

**Seyfert-1**, sono galassie che possiedono due set distinti di righe spettrali, vedi § 2.2.1: un set di righe e' caratteristico di gas a bassa densita' ( $n_e \simeq 10^3 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$ ) e ionizzato, che corrisponde a velocita' del gas di alcune centinaia di chilometri al secondo (velocita' maggiore di quelle delle galassie normali) e che vengono dette "NARROW LINES" (*righe strette*); si tratta di righe che si originano in regioni specifiche dell' AGN dette **NLR**, NARROW LINE REGIONS, vedi § 2.3.2. Un secondo set di righe detto "BROAD LINES" (*righe larghe*) e' altresì osservato, ma solo nelle transizioni permesse, tali righe larghe presuppongono velocita' di anche  $10^4 \text{ Km/s}$  e l' assenza di righe larghe proibite e' spiegabile col fatto che la densita' del gas e' alta ( $n_e \geq 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ), cosicche' la transizione di dipolo non elettrico (radiativa) viene collisionalmente impedita; anche queste righe si originano da regioni specifiche dell' AGN dette **BLR**, BROAD LINE REGIONS, vedi §2.3.1.

**Seyfert-2**, sono galassie che presentano solamente NARROW LINES nei loro spettri e sono caratterizzate anche da un continuo piuttosto attenuato, vedi § 2.2.2.

---

<sup>2</sup>Dal "Teorema del Viriale", la massa e' data da:

$$M \simeq \frac{v^2 r}{G}$$

Dove la velocita' di dispersione e' ottenuta dalla larghezza delle righe di emissione ( $\sim 10^3 \text{ Km/s}$ ) e dove il limite superiore nelle dimensioni del nucleo galattico e'  $r \leq 100 \text{ pc}$  per il fatto che non e' risolto spazialmente, mentre il limite inferiore sara'  $r \geq 1 \text{ pc}$ , poiche' le righe di emissione sono caratteristiche di un gas di bassa densita'.

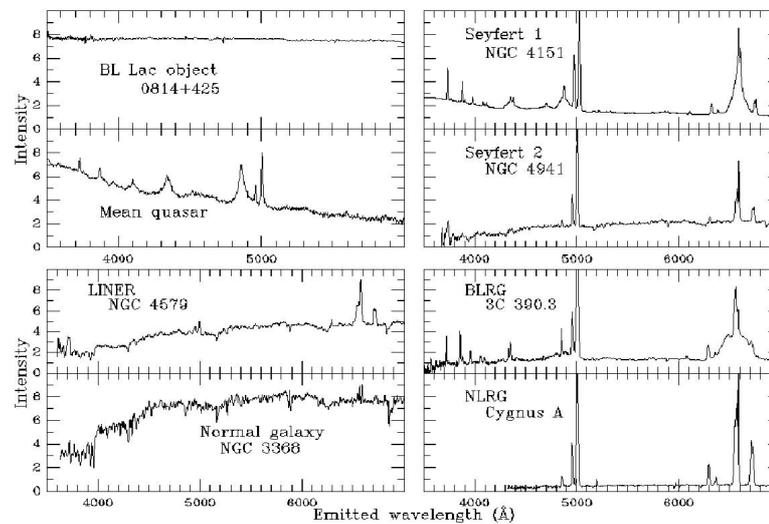


Figura 2.3.: In alto a destra e' mostrato lo spettro tipico a confronto di una galassia di Seyfert 1 ed una Seyfert 2 rispetto agli spettri di diversi oggetti astrofisici, rispettivamente BLLac, Quasar, LINER, BLRG, NLRG e Galassie Normali.

Attualmente si ritiene che le Seyfert 2 siano in realta' delle Seyfert 1 in cui siamo impossibilitati ad osservare direttamente il nucleo e le righe larghe a causa dell' assorbimento da parte di un materiale circumnucleare, vedi § 2.5.

Come vedremo successivamente tale ipotesi puo' spiegare facilmente tutte (o quasi) le differenze osservabili tra i due tipi.<sup>3</sup>

### 2.1.1.1. Proprieta' delle galassie di Seyfert

Le proprieta' fondamentali delle galassie di Seyfert possono essere di seguito schematizzate:

1. Emissione dal Radio all' IR.
2. Emissione Ottica ed UV.
3. Righe di Emissione.

<sup>3</sup>Si potrebbe anche introdurre una notazione diversa per le galassie di Seyfert (Osterbrock, 1981) che puo' essere a pieno considerata come sottoclassificazione; in base alle apparenze dello spettro ottico: Seyfert 1.5; Seyfert 1.8; Seyfert 1.9. Dove quelle con numero maggiore possiedono componenti larghe piu' deboli rispetto alle componenti strette. Ovviamente la distinzione principale avviene per H nella serie Balmer che e' l' unica nel visibile.

4. Emissione X.

5. Variabilita'.

**2.1.1.1.1. Emissione dal Radio all' IR** La forma dello spettro radio indica un'origine non termica. Probabilmente è dovuto ad elettroni relativistici presenti nella galassia ospite ed in parte ad una componente nucleare. La presenza di tagli a basse frequenze in alcuni oggetti è giustificata dall'assorbimento di sincrotrone, anche se la struttura della sorgente è sicuramente molto complessa.

L'emissione infrarossa, invece, anche se lo scenario non è così chiaro per tutti gli oggetti, sembra avere un'origine termica, da attribuire alla presenza di polveri riscaldate dalla radiazione nucleare. Questa ipotesi è suffragata da almeno due elementi caratteristici dello spettro IR delle Seyfert: il massimo nel lontano infrarosso ( $\lambda \simeq 100 \mu m$ ) ed il minimo a  $\simeq 1 \mu m$ . Il modello delle polveri prevede entrambi: intorno ai  $60 - 100 \mu m$  la polvere diventa trasparente alla radiazione, mentre a temperature dell'ordine di  $\simeq 2000 K$  ( $\simeq 1 \mu m$  per un corpo nero) si ha la sua sublimazione.

D'altra parte, è probabile che, almeno in alcuni oggetti, vi sia un significativo contributo all'emissione IR da parte di regioni di intensa attività stellare (il cosiddetto "starburst").

**2.1.1.1.2. Emissione Ottica ed UV** La caratteristica fondamentale dell'emissione ottica/UV è senz'altro la presenza del BIG BLUE BUMP, una sorta di "rigonfiamento" dello spettro che si estende da  $\simeq 4000 \text{ \AA}$  fino a  $\simeq 1000 \text{ \AA}$ , forse connesso all' *eccesso molle* richiesto negli spettri X di alcune sorgenti. La sua origine è in genere attribuita ad emissione termica da parte del disco di accrescimento intorno al buco nero centrale, con temperature che variano da  $10^5 K$  a  $10^6 K$  a seconda che la regione sia otticamente sottile o spessa.

**2.1.1.1.3. Righe di Emissione** La grande quantità di righe osservate è ben spiegata in termini di ionizzazione da parte della radiazione nucleare (fotoionizzazione) di materiale circostante la sorgente centrale delle Seyfert. Abbiamo già visto come la presenza di righe larghe permesse sia un criterio di distinzione tra le Sy1 e le Sy2. Le differenze fisiche con le righe strette indicano una diversa collocazione del materiale che le produce: le righe larghe avrebbero la loro origine nella "broad line region" (BLR), vicino al nucleo; le righe strette nella "narrow line region" (NLR), ad una distanza maggiore dal nucleo.

**2.1.1.1.4. Variabilita'** La radiazione emessa dalle Sy1 è spesso molto variabile nel tempo, sia nella componente del continuo, sia nelle righe.

La banda che mostra i tempi scala più brevi è quella dei raggi X (McHardy, 1990; Grandi et al., 1992), con valori che possono scendere fino al centinaio di secondi, corrispondente a dimensioni della regione emittente pari a  $r = ct = 3 \times 10^{12} \text{ cm} \simeq 1 - 10 r_g$  per buchi neri con “masse tipiche” di  $10^7 - 10^8 M_\odot$ , confermando l’origine estremamente compatta della radiazione X.

Un altro risultato interessante viene dallo studio della variabilità delle righe larghe nello spettro delle Sy1, tipicamente in ritardo di alcuni giorni rispetto al continuo, ponendo la BLR ad una distanza di appunto qualche giorno-luce dalla sorgente centrale. Invece, non sono state osservate variazioni nell’intensità delle righe strette, suggerendo che la distanza della NLR sia molto più grande, in perfetto accordo con lo scenario dei modelli di unificazione (§ 2.5).

**2.1.1.1.5. Emissione X** Viene trattata in dettaglio nel § 2.2.

## 2.1.2. Quasars

Il primo quasar fu scoperto tramite la prima survey radio del cielo nel lontano 1950. Da allora la risoluzione spaziale delle surveys e’ cresciuta tanto da poter risolvere alcune di queste *Quasi Stellar Radio Sources*. I cataloghi piu’ famosi sono: 3C, 3CR, 4C, PKS, AO ed Ohio. Ognuna di queste surveys operava a differenti lunghezze d’onda, ma sempre nel radio.

Molte di queste sorgenti radio furono risolte in galassie normali rinominate RADIO GALASSIE, mentre alcune di queste sorgenti possedevano una controparte ottica che aveva l’aspetto stellare (la prima di queste sorgenti radio quasi stellari fu 3C48: una stellina di magnitudine 16). Nonostante l’aspetto fosse stellare, lo spettro pero’ appariva alquanto confuso, poiche’ presentavano delle forti righe di emissione larghe a lunghezze d’onda non identificabili. La fotometria mostro’ inoltre che tali oggetti rivelavano un anomalo eccesso blu nella radiazione emessa. Quando poi gli stessi problemi spettro-fotometrici furono individuati su un’ altra sorgente radio (3C273), si intuì che le righe osservate erano in realta’ le righe della serie

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

Balmer dell' idrogeno e quelle del MgII al redshift inusuale  $z = 0.158$ .<sup>4</sup> Questo redshift osservato era di un ordine di grandezza maggiore di quello osservato per le galassie di Seyfert (anche il piu' grande mai misurato allora), che presupponeva una distanza cosmologica rilevante.

Piu' problematico era pero' spiegare l' enorme luminosita' implicata ( $B = 13.1 \text{ mag}$ ), infatti dalla formula del *modulo di distanza*,  $m - M = 5 \log \left( \frac{cz}{H_0} \right) + 25$ , si ottiene una magnitudine assoluta di  $3C273 \ M_B = -25.3 + 5 \log(h_0)$ , di un fattore 100 piu' luminosa di una spirale normale come la Via Lattea o la Galassia di Andromeda.

L' importanza dei quasars fu subito evidente, in quanto le grandi luminosita' permettevano di esplorare l' universo lontano ed erano testimonianze evidenti di fenomeni fisici estremi non osservabili localmente. Attualmente (inizio anno 2002) il massimo redshift osservato per un quasar e'  $z \sim 6.28$  (quasar J103027.10+052455.0).

I quasars rappresentano la sottoclasse piu' luminosa degli AGN con una magnitudine nucleare  $M_B < -21.5 + 5 \log(h_0)$ ; come gia' sappiamo una piccola minoranza ( $\sim 5 - 10\%$ ) di questi oggetti sono radio sorgenti che definivano originariamente la classe dei quasar. In generale i quasar si differenziano dalle galassie di Seyfert per il fatto che sono spazialmente non risolti (grandezza angolare  $\vartheta \leq 1''$ ); ad ogni modo molte di queste sorgenti sono circondate da un tenue alone sfumato spesso detto "Quasar Fuzz", che sembra essere generato dalla luce stellare diffusa della galassia ospite ed altre sorgenti presentano altre caratteristiche morfologiche come "Jets" e "Lobi Bipolari".

I Quasar Radio Intensi presentano spesso una notevole variabilita' ed un'alta percentuale di polarizzazione, oltre ad emissione nella banda X. L'evoluzione cosmologica dei QSO con il "redshift" e' molto forte: si puo', infatti, approssimare la dipendenza della luminosita' in funzione del redshift come:

$$L(z) = \begin{cases} L_0(1+z)^k & z \leq 2 \\ \text{cost.} & 2 \leq z \leq 3 \end{cases} \quad (2.1)$$

---

<sup>4</sup>Il redshift e' la quantita' definita come la differenza tra la lunghezza d' onda osservazionale di una sorgente in moto meno quella osservata in laboratorio diviso la lunghezza d' onda nel laboratorio stessa:

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{\lambda}{\lambda_0} - 1 \simeq \frac{v}{c} \quad \text{nel caso non relativistico}$$

La piu' ovvia interpretazione del redshift e' di natura cosmologica come conseguenza dell' espansione dell' Universo e quindi rispetta la legge di Hubble:

$$d = \frac{cz_0}{H_0} = 3000z_0 h_0^{-1} \text{ Mpc} = 470h_0^{-1} \text{ Mpc}$$

Dove  $h_0$  e' la costante di Hubble in unita' di  $100 \text{ Km} \cdot \text{s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ .

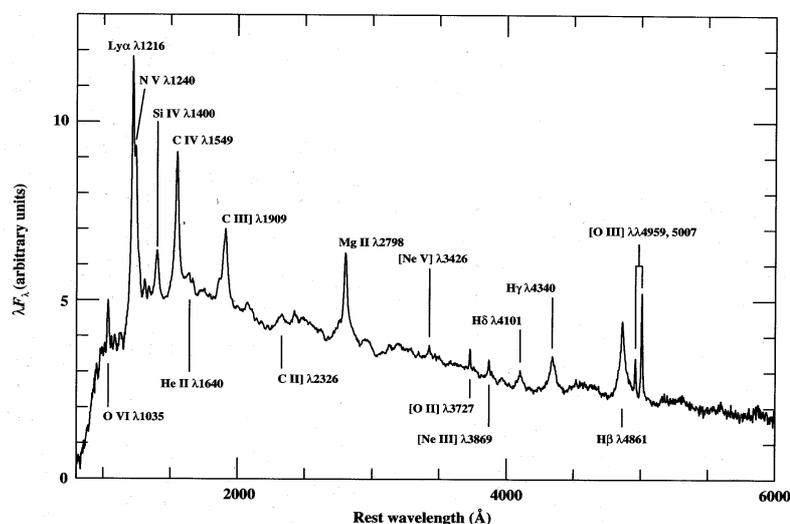


Figura 2.4.: Nella figura e' mostrato il tipico spettro di un QSO mediato sullo spettro di oltre 700 QSOs della Large Bright Quasar Survey, Francis et al., 1991. Le righe piu' evidenti sono indicate.

dove  $k \simeq 3 - 4$ . L'andamento per  $z \geq 3$  non è chiaro: sembra che la luminosità diminuisca velocemente, ma le misure sono ancora insufficienti.

Lo spettro dei quasar appare molto simile a quello delle galassie di Seyfert, ma differisce per due caratteristiche, vedi fig. 2.4:

- Le righe di assorbimento stellare sono molto scarse e deboli, sempre se e' possibile rivelarle.
- Le righe strette sono in genere piu' deboli, relativamente a quelle larghe.

In linea di principio anche per i quasar esiste la suddivisione tra quasar di tipo 1 e quasar di tipo 2; comunque per ora non esiste ancora una statistica e solo recentemente, dopo una serie di annunci e smentite ricorrenti, si e' ben sicuri di aver individuato nella sorgente CXOCDFS J033229.9-275106 (CDF-S 202) (Norman, Hasinger, Giacconi et al., 2001), il primo quasar di tipo 2.<sup>5</sup>

### 2.1.2.1. Proprieta' dei Quasars

Le proprieta' fondamentali dei quasars possono essere di seguito schematizzate:

<sup>5</sup>La sorgente in questione e' stata rivelata nel campo CDF-S di  $\sim 1Ms$  di esposizione; tale campo e' uno di quelli che utilizzeremo in questo lavoro di tesi.

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

1. Oggetti dall' apparenza stellare identificati come sorgenti radio
2. Flusso continuo variabile nel tempo
3. Grande flusso UV
4. Spectral Energy Distribution (SED) caratteristica
5. Righe di emissione larghe
6. Alto redshift
7. Emissione X

Tutte queste proprietà sono fondamentali al fine di individuare dei candidati AGN nel cielo.

Analizziamo ora punto per punto le caratteristiche osservative dei quasars.

**2.1.2.1.1. Emissione Radio** Spesso si tende a dividere la morfologia radio di un Quasar Radio Intenso in due parti: quella *estesa o spazialmente risolta* e quella *compatta o non risolta* con  $\sim 1$  *arcsec* di risoluzione; questa divisione rispecchia differenze nelle caratteristiche spettrali, anche se il meccanismo di emissione principe sembra sempre essere quello di sincrotrone.

La *componente radio estesa* dello spettro radio di un quasar è di solito doppia, con due LOBI di emissione radio più o meno simmetrici situati grosso modo al centro del quasar ottico o core della galassia (l'estensione lineare di tali strutture può arrivare anche al Mpc). La *componente radio compatta* spesso coincide con il quasar ottico. La differenza sostanziale tra le due componenti sta nel fatto che quella estesa è otticamente sottile alla sua radiazione emessa nel radio per sincrotrone, mentre per la compatta ciò non è vero.

Data una sorgente di *radiazione di sincrotrone omogenea* con campo magnetico costante,  $B$ , essa emette uno spettro continuo a legge di potenza, che può essere generato da una distribuzione di elettroni in energia del tipo:  $N(E)dE = N_0 E^{-s} dE$  dove poniamo  $\alpha = \frac{s-1}{2}$ ; quindi per la componente estesa l'indice spettrale osservato è  $\langle \alpha \rangle \approx 0.7 \Rightarrow \langle s \rangle \approx 2.4$  e si applica ad alte frequenze dove l'*autoassorbimento* di sincrotrone non è importante; a frequenze più basse il gas che emette è otticamente spesso e si ottiene un flusso specifico che va come  $F_\nu \propto \nu^{5/2}$ . Il "punto di turnover" in frequenza si sposta a frequenze maggiori con l'aumentare della densità degli elettroni relativistici nella sorgente.

Le radio strutture estese possono essere divise in due classi di luminosità (Fanaroff & Riley):

- **Classe I** sono sorgenti deboli nel radio che sono piu' luminose al centro con decremento della luminosit  verso l' esterno.
- **Classe II** sono sorgenti che spesso presentano zone di intensa emissione nei lobi.

La luminosit  specifica di transizione tra i due tipi    $L_v(1.4GHz) = 10^{32} \text{ ergs} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$ .

Le caratteristiche della componente compatta sono alquanto differenti dalle componenti estese; tramite la VLBI, "Very Long Baseline Interferometry" si   potuto mettere un limite superiore alle dimensioni di queste sorgenti compatte  $\sim 0.01\text{pc}$ . Lo spettro radio di una sorgente compatta   spesso piatto con un indice spettrale  $\alpha \leq 0.5$ . Lo spettro di sincrotrone   quasi piatto solo al suo massimo (alla sua frequenza di turnover), quindi la "piattezza" dello spettro delle sorgenti compatte si assume derivante sia da sorgenti non omogenee sia dalla presenza di piccole sorgenti discrete nelle vicinanze del core compatto. Ad ogni modo quale che sia la causa delle differenti zone della regione compatta, essa diventa otticamente spessa a differenti frequenze e cos  appiattisce lo spettro integrato della sorgente compatta per ampi intervalli di frequenze.

Altra caratteristica importante delle radio sorgenti sono i **JETs**, che sono strutture lineari estese che sembrano partire dal core centrale per collegare i due lobi. L' apparenza di questi jets suggerisce che essi trasportino energia e particelle dalla regione compatta centrale fino alle regioni estese; inoltre molto spesso si vede un solo jet oppure uno piu' luminoso di un' altro e questo fenomeno   noto col nome di *Doppler Beaming*, in cui sembra piu' luminosa la superficie dalla parte che si sta avvicinando all' osservatore. Si tratta di un effetto di relativit  generale dovuto al moto delle particelle con velocit  prossima a quella della luce in presenza di oggetti compatti.

La morfologia di un quasar ovviamente determina in ultima analisi il suo spettro radio: in particolare una struttura dominata dai lobi avr  un spettro di potenza piu' accentuato di una struttura dominata dal core in cui lo spettro sar  pressocche' piatto. Ad ogni modo il discorso va fatto anche in termini degli effetti di orientazione in quanto i lobi emettono pressocche' isotropicamente, mentre la regione compatta ed i jets emettono piu' anisotropicamente.

I *quasar radio quieti* vengono chiamati **QSOs**, "Quasi Stellar Objects", quindi il termine QUASAR viene riferito alle sorgenti radio intense.

I QSOs sono 10 – 30 volte piu' numerosi dei Quasar (radio intensi), ma nonostante questo rappresentano una piccola fetta degli AGN.

Le surveys ottiche possono rivelare sia quasar radio intensi che quasar radio quieti.

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

Per distinguere tra quasar radio quieti (QSOs) e quasar radio intensi (Quasar) si prende il rapporto dei flussi specifici nel radio ed in ottico (a  $6\text{cm}$  ed a  $4400\text{ \AA}$ ):

$$R_{r/o} = \begin{cases} 10 - 1000 & \text{per radio intensi} \\ 0.1 < R_{r/o} < 1 & \text{per radio quieti} \end{cases}$$

Quindi come criterio per discriminare tra quasar radio intensi e quasar radio quieti si ha:

$$\begin{aligned} R_{r/o} \geq 10 &\Rightarrow \text{quasar radio intensi} \\ R_{r/o} < 10 &\Rightarrow \text{quasar radio quieti} \end{aligned} \quad (2.2)$$

Circa il 10% dei QSOs presenta righe di assorbimento molto larghe nello spettro ottico, formando la sottoclasse dei BALQUASAR, “Broad Absorption Line Quasars”.

**2.1.2.1.2. Variabilita’** I quasar sono variabili in ogni banda spettrale in cui sono stati studiati e non solo nel continuo, ma anche nelle righe di emissione. Alcuni quasar furono erroneamente classificati come stelle variabili inusuali, prima ovviamente di conoscere le loro proprieta’ spettrali. Molti quasar furono visti variare in un intervallo di  $0.3 - 0.5\text{ magn}$  in un tempo scala di pochi mesi, ma alcuni su tempi scala di giorni. Da cio’ si deduce che molta della radiazione dovra’ provenire da una regione dell’ ordine del giorno luce ( $\simeq 10^{15}\text{cm} \equiv 10^{-3}\text{pc}$ ); si tratta di una zona “piccola” dell’ ordine del Sistema Solare, ma che emette centinaia di volte piu’ energia dell’ intera galassia.

**2.1.2.1.3. Flusso Ultravioletto** I quasars posseggono un inusuale eccesso ultravioletto; in particolare l’ indice di colore  $(U - B)^6$  e’ particolarmente piccolo e cio’ rivela un eccesso ultravioletto. I quasars occupano quindi in media una regione del diagramma colore-colore che non e’ occupato dalle stelle.

Ogni tipo di spettro di AGN mostra un rapporto di flusso U sul flusso B piu’ alto di quello di una stella di tipo A; il motivo fondamentale di questo eccesso ultravioletto dei quasar e’ quindi legato ai meccanismi di emissione, che ne determinano la grande emissione UV, come risultato netto lo spettro dei quasars risulta piu’ piatto di quello di una stella di tipo A nelle bande U e B, vedi fig. 2.5.<sup>7</sup>

---

<sup>6</sup>Operativamente si definisce:  $(U - B) = m_U - m_B$ .

<sup>7</sup>In stelle fredde la banda U cade nelle code di Wien dello spettro di black body e nelle stelle piu’ calde l’ assorbimento dato dal continuo Balmer avviene al centro della banda  $\lambda = 3646\text{ \AA}$ , in modo che si presenta un vero deficit di fotoni in quella banda.

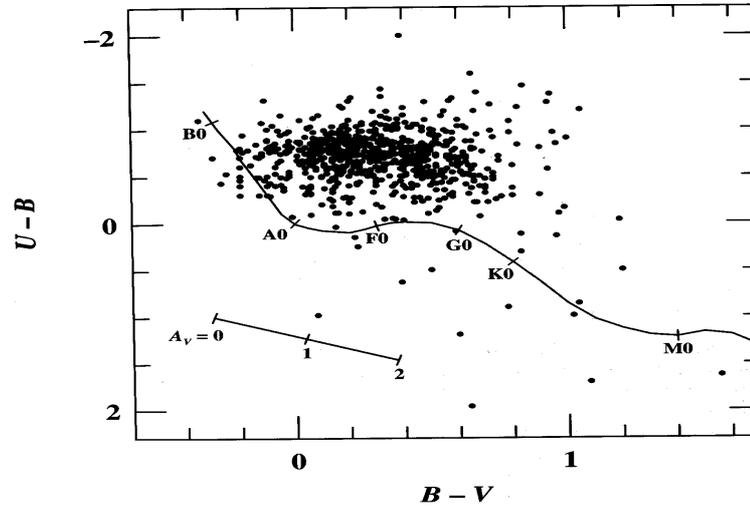


Figura 2.5.: Eccesso ultravioletto degli AGNs dal catalogo Hewitt & Burbidge (1993).

**2.1.2.1.4. Spettro Energy Distribution (SED)** Una delle caratteristiche principali dei quasars e' la loro ampia "distribuzione spettrale di energia" (SED). Inoltre i quasars sono gli oggetti piu' luminosi del cielo a tutte le lunghezze d' onda osservate.

In primissima approssimazione, l' ampia banda SED del continuo di un quasar si puo' rappresentare come una legge di potenza:

$$F_\nu = C\nu^{-\alpha} \quad (2.3)$$

Dove  $\alpha$  e' l' indice spettrale della legge di potenza,  $C$  e' una costante ed  $F_\nu$  e' il **flusso specifico** in  $ergs \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2} \cdot Hz^{-1}$  (cioe' per unita' di intervallo di frequenza).<sup>8</sup>

Fits sperimentali degli spettri dei quasars hanno prodotto un valore dell' indice spettrale compreso nell' intervallo:  $0 \leq \alpha \leq 1$ , ma con differenti valori di  $\alpha$  trovati per differenti zone spettrali; appare quindi chiaro come una singola legge di potenza non possa ricoprire tutte le frequenze ed inoltre la potenza integrata divergera' ad alte frequenze (per  $\alpha \leq 1$ ) o a basse frequenze (per  $\alpha \geq 1$ ).

Sia quindi  $\nu_1 - \nu_2$  l' intervallo di frequenza entro cui si integra la "potenza totale

<sup>8</sup>Il flusso totale misurato in ogni banda e' lo stesso se per flusso specifico viene utilizzato quello per unita' di frequenza o quello per unita' di lunghezza d' onda:  $F_\nu d\nu = F_\lambda d\lambda$ : la trasformazione tra i due sistemi data da  $F_\nu = F_\lambda \left| \frac{d\lambda}{d\nu} \right| = \frac{\lambda^2 F_\lambda}{c}$ . Quindi una forma equivalente per il flusso specifico risulta:  $F_\lambda = C' \lambda^{\alpha-2}$ .

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

ricevuta”:

$$P(v_1, v_2) = \int_{v_1}^{v_2} F_\nu d\nu = C \int_{v_1}^{v_2} \nu^{-\alpha} d\nu = \begin{cases} \frac{C}{1-\alpha} (v_2^{1-\alpha} - v_1^{1-\alpha}) & \text{per } \alpha \neq 1 \\ C \log\left(\frac{v_2}{v_1}\right) & \text{per } \alpha = 1 \end{cases} \quad (2.4)$$

Il caso  $\alpha = 0$  produce uno spettro piatto in cui il flusso specifico ha la stessa energia per unita' di frequenza, mentre nel caso  $\alpha = 1$  il flusso specifico ha la stessa energia per unita' logaritmica di frequenza (stessa energia per decade di frequenza).<sup>9</sup>

**2.1.2.1.5. Righe di Emissione Larghe** Lo spettro UV/Ottico dei quasars e' caratterizzato da forti e larghe righe di emissione. Le righe piu' forti sono quelle della serie Balmer dell' idrogeno ( $H\alpha$ ;  $H\beta$ ;  $H\gamma$ ), la riga Lyman- $\alpha$  sempre dell' idrogeno e le righe degli ioni di altri elementi (MgII; CIII e CIV); tali righe sono presenti virtualmente in tutti gli spettri dei quasars, ma dipendono fortemente dal redshift.<sup>10</sup>

**2.1.2.1.6. Alto Redshift** I primi quasar scoperti possedevano dei redshift paragonabili a quelli dei piu' distanti ammassi di galassie conosciuti, ma col passare degli anni il limite nel redshift continuo' a crescere molto. I quasars quindi rappresentano una importantissima fonte di informazioni cosmologiche, poiche' la luce che si osserva oggi fu emessa quando l' universo era significativamente piu' giovane. Ad ogni modo, ogni tentativo di creare una calibrazione della legge di Hubble in termini di quasars porta a risultati non troppo attendibili, in quanto la funzione di luminosita' dei quasars e' troppo larga ed evolve molto col tempo (ci sono piu' quasars luminosi ad alto redshift). Altro fattore importante e' che il numero di quasars per unita' di volume raggiunge un massimo al redshift  $z \simeq 2$ .

Oltre alle righe di emissione i quasars possiedono anche righe di assorbimento, queste righe sono in genere molto piu' piccole di quelle di emissione e sono rivelate generalmente a redshift minori di quelli delle righe di emissione. Si pensa che

<sup>9</sup>Si puo' anche graficare  $\nu F_\nu$  sul  $\log \nu$ , in cui gli andamenti diventano una linea orizzontale nel caso  $\alpha = 1$  ed una curva crescente nel caso  $\alpha = 0$ .

<sup>10</sup>I rapporti del flusso tipico si fanno in termini della "Larghezza Equivalente", definita come:

$$W_\lambda = \int \frac{F_{riga}(\lambda) - F_{continuo}(\lambda)}{F_{continuo}(\lambda)} d\lambda \simeq \frac{F_{riga}}{F_{continuo}(\lambda)} \quad (2.5)$$

Ovviamente tali quantita' sono flussi specifici; quindi la larghezza equivalente si misurera' in Å. L' interpretazione piu' funzionale della larghezza equivalente di una riga di emissione e' in relazione a quanto grande deve essere l' intervallo di frequenza da integrare nel continuo per avere lo stesso flusso di energia presente nelle righe di emissione (molto importante nei quasars di alto redshift).

queste righe di assorbimento siano causate da materiale interposto non associato al quasar a minore distanza cosmologica.

**2.1.2.1.7. Emissione X** Viene trattata in dettaglio nel § 2.2.

### 2.1.3. Radio Galassie

L'emissione radio è una caratteristica comune di molte galassie. Il termine RADIO GALASSIE si riferisce ad oggetti che presentano un'emissione molto forte, quantitativamente definibile in  $P_{1.4GHz} > 10^{23.3} W Hz^{-1}$ .

In base alle proprietà spettrali, è possibile operare una prima suddivisione. Se si assume uno spettro del tipo  $F_\nu \propto \nu^{-\alpha}$  intorno ad  $1 GHz$ , un valore  $\alpha < 0.4$  indica uno spettro piatto, caratteristico di regioni emittenti molto compatte, poste in vicinanze del nucleo, mentre un valore maggiore indica uno spettro ripido, generalmente posseduto da oggetti più estesi.

L'origine dell'emissione radio è principalmente *radiazione di sincrotrone* emessa da elettroni relativistici, che, dal nucleo della galassia, vengono trasportati lungo una direzione principale da un "getto" o da due "getti" opposti. In realtà, i getti non si osservano quasi mai direttamente, ma sono visibili le loro parti terminali, i "lobi", che sono strutture otticamente sottili nel radio che si estendono a distanze lontane dal nucleo, anche oltre  $1 Mpc$  (Saripalli et al., 1986).

Le forti sorgenti radio sono spesso associate a galassie ellittiche giganti, anche se alcune radiosorgenti sono associate ai quasar. Si possono individuare due tipi fondamentali di radiogalassie in analogia al caso radio quieto delle Seyfert 1 e 2:

1. **NLRGs**, *Narrow Line Radio Galaxies*, che hanno solo righe strette.
2. **BLRGs**, *Broad Line Radio Galaxies*, che hanno sia righe larghe sia righe strette.

In generale le radiogalassie possiedono molte differenze rispetto alle galassie normali (radio quiete), da essere considerate essenzialmente delle GALASSIE DI SEYFERT RADIO INTENSE; anche se una differenza molto rimarchevole sta nel fatto che le radiogalassie a differenza delle Seyfert sembrano essere sempre galassie ellittiche.

### 2.1.4. LINERs

Si tratta di una classe di AGN di piccolissima luminosità nucleare. I LINERs, "LOW-IONIZATION NUCLEAR EMISSION-LINE REGION GALAXIES", spettroscopicamente sembrano delle Seyfert 2 eccetto che per le righe di bassa ionizzazione

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

come [OI] $\lambda$ 6300 Å ed [NII] $\lambda$ 6548; 6583 Å, che sono relativamente forti. I LINERs sono molto frequenti e si pensa che siano almeno la meta' delle galassie spirali conosciute.

Lo spettro caratteristico di un LINER a confronto con quello di altri oggetti astrofisici ed AGNs e' mostrato in fig. 2.3.

I LINERs, le galassie di Seyfert e le Regioni HII non possono essere facilmente distinte sulla base della misura di un singolo flusso (per esempio il rapporto di flussi [OIII]/H $\beta$ >3 per gli AGN), quindi si adotta la tecnica del confronto tra i rapporti di intensita' di due coppie di righe, poiche' la differenza relativa tra le righe e' una funzione che dipende dal continuo che ionizza gli elementi; in questo modo si puo' facilmente distinguere per esempio tra una legge di potenza ed un black body.<sup>11</sup>

Alcuni modelli indicano che lo spettro di emissione di un LINER e' consistente con la fotoionizzazione di un continuo molto diluito generato da una Seyfert. La presenza di forti righe [OI] e' indicativa di uno spettro ionizzante a legge di potenza, poiche' il potenziale di ionizzazione dell'ossigeno e' identico a quello dell'idrogeno e quindi la riga [OI] generata dall'ossigeno, che viene collisionalmente eccitato, avverra' in zone con una densita' elettronica ed una temperatura sufficientemente alte da eccitare il livello superiore. Nel caso della radiazione stellare, queste condizioni avvengono solo nella SFERA H<sup>+</sup> DI STROMGREN, in cui pero' l'abbondanza di ossigeno e' scarsa. Comunque un gas ionizzato da uno spettro piatto a legge di potenza possiede una zona di ionizzazione parziale estesa dove avviene l'emissione [OI].

La relazione tra LINER ed AGN non e' molto chiara. Alcuni di essi sembrano essere semplicemente galassie di Seyfert poco luminose, ma gli spettri dei LINER possono essere prodotti anche in venti galattici legati a regioni di intensa formazione stellare ("starburst") e gas riscaldato da "shock" (Heckman, 1987; Filippenko, 1992).

### 2.1.5. Blazar, Oggetti BL Lac e Quasar OVV

In generale gli AGN presentano una variabilita' nel continuo a tutte le lunghezze d'onda osservate, dall'X al radio. Una piccola fetta di AGN mostrano grandi variazioni ( $\Delta m \geq 1 mag$ ) di luminosita' nel visibile su piccoli tempi scala ( $\sim$  giorni). Inoltre presentano anche alti gradi di polarizzazione (di alcuni %, mentre quelli degli AGN sono  $\leq$  %), che varia a seconda della magnitudine e dell'angolo di vista; inoltre si tratta di sorgenti radio intense. Questi AGN si dicono **OVVs**, "OPTICALLY VIOLENT VARIABLES".

---

<sup>11</sup>Per esempio si possono prendere i rapporti tra le righe di [OIII]/H $\beta$ ; [NII]/H $\alpha$  ed [SII]/H $\alpha$  per distinguere tra LINERs, AGN (Seyfert e QSOs) e Regioni HII.

Alcune delle proprietà delle OVV sono riprodotte dagli OGGETTI BL LAC così chiamati dopo la scoperta del prototipo nella costellazione della lucertola.<sup>12</sup>

Una peculiarità degli oggetti BL Lac è l'assenza delle forti righe di emissione o assorbimento nei loro spettri; mentre deboli fenomeni di assorbimento stellare o emissione nebulare si possono rivelare in sorgenti aventi un grande rapporto segnale rumore.

Lo spettro caratteristico di un BL Lac a confronto con quello di altri oggetti astrofisici ed AGNs è mostrato in fig. 2.3.

Si pensa che sia gli OVV che i BL Lac siano AGNs che possiedono forti fasci collimati verso la linea di vista. Spesso si riuniscono nella classe di oggetti detti BLAZARS; tutti i Blazars sono radio sorgenti.

### 2.1.6. Galassie X Narrow-Line

Alcune sorgenti identificate nelle surveys in X del cielo furono successivamente identificate come galassie di Seyfert o galassie con caratteristiche simili. Queste sorgenti sono caratterizzate dalle stesse righe di alta eccitazione delle galassie di Seyfert, ma di minore luminosità delle Seyfert. Tali galassie che spesso vengono chiamate NLXGS, "NARROW-LINE X RAY GALAXIES", sono galassie di Seyfert il cui spettro ottico è fortemente ridotto ed estinto da polvere nella galassia.

### 2.1.7. Relazioni tra le Galassie di Seyfert ed i Quasars

Sperimentalmente si nota che le galassie di Seyfert ad alta luminosità sono praticamente indistinguibili dai Quasars; da tale osservazione è nata l'idea che le galassie di Seyfert ed i Quasars formino una sequenza continua in luminosità e che in realtà siano lo stesso fenomeno.

Non c'è e' altresì nulla che vieta l'estensione del fenomeno Seyfert a luminosità sempre maggiori e, arrivati ad un punto di incontro con i quasar, non c'è e' più alcun motivo di distinguere le due classi. Ovviamente il fatto che le due classi formino un continuo in luminosità non implica che non ci siano differenze fisiche tra di loro ed in ultima analisi le reali differenze fisiche sembrano dipendere dalla luminosità della sorgente centrale.

---

<sup>12</sup>Inizialmente il prototipo BL Lac fu scambiato per una insolita e violenta stella variabile.

### 2.2. Spettro X degli AGN

Sia i metodi diretti (X Surveys) che quelli indiretti (Modello di Sintesi dell' XRB) indicano chiaramente che la maggioranza degli AGN sono "oscurati" nella banda X; cioè la loro radiazione X viene vista attraverso un materiale assorbitore in eccesso rispetto alla densità galattica.

Molto spesso questo materiale assorbente risulta otticamente spesso, con densità colognari che eccedono il valore  $1.5 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}$  e quindi la profondità ottica per lo *Scattering Thompson* arriva o supera l' unità'.

Per molti anni è risultato pratico identificare il materiale oscurante con il "toro" chiamato in causa dai MODELLI DI UNIFICAZIONE (Antonucci, 1993), vedi § 2.5.

Oggi sappiamo che la versione più stringente del modello di unificazione necessita di cambiamenti; sono stati quindi proposti modelli alternativi di unificazione, come l' "outflowing wind", Elvis et al., 2000.

In seguito ci riferiremo al "toro", a prescindere dalla sua effettiva geometria, come a quel materiale circumnucleare su scala del sub- $pc$  otticamente spesso ("Compton Thick"), per cui c' è una diretta evidenza osservativa nella banda X (ed in altre bande), e differenziato dal quel materiale su scala dei centinaia di  $pc$  otticamente sottile ("Compton Thin"), che delimita la "dust line".

Le sorgenti vengono quindi classificate in relazione al loro spettro X, come "OSCURE" e "NON OSCURE"; le prime sono quelle sorgenti in cui vi è un significativo assorbimento in eccesso rispetto a quello galattico.

Nel modello di unificazione classico si invoca una relazione univoca tra gli oggetti otticamente di tipo 1 e le sorgenti non oscure e tra gli oggetti di tipo 2 e le sorgenti oscure; in parecchi casi esistono però delle eccezioni: le sorgenti di tipo 1 possono risultare oscure nell' X e le sorgenti selezionate nell' X possono semplicemente non essere AGN nell' ottico. Inoltre alcune volte le sorgenti oscure sembrano essere AGN di tipo 1 (Fiore et al., 2001; Maiolino et al., 2001), da una parte oppure galassie (Mushotzky et al., 2000; Fiore et al., 2000; Barger et al., 2001; Hornschemeier et al., 2001) dall' altra.

Comunque molto spesso (ma non sempre) l' apparenza ottica (X) risulta essere quella che predice il modello di unificazione a partire dall' emissione X (ottica).

Finora le relazioni stringenti (nel senso che non sono state per ora trovate delle eccezioni) tra le classificazioni ottiche ed X si riducono alle seguenti:

$$\begin{array}{l} \text{AGN tipo 1} \quad \leftarrow \quad \text{non oscurato} \\ \text{AGN tipo 2} \quad \rightarrow \quad \text{oscurato} \end{array}$$

Queste piccole differenze tra le proprietà ottiche ed X dal punto di vista dei modelli di unificazione, possono spiegare l' assenza o estrema rarità dei quasar di tipo 2; tale rarità viene considerata un problema nel modello standard della XRB.

Dalle survey nella banda X emerge chiaramente come esistano degli AGN oscurati di alta luminosità e questo fatto è sufficiente per spiegare l' XRB.

Il fatto che gli AGN di tipo 2 di alta luminosità non si trovino comunemente, se non a causa di qualche effetto di selezione, può indicare che per qualche motivo ad alte luminosità (e/o ad alti redshift) le **NLRs**, NARROW LINE REGIONS sono invisibili o assenti. Ciò indica una dipendenza dalla luminosità/redshift della struttura dell' assorbitore, come proposto da Fabian et al., 1999; per esempio l' assorbitore può racchiudere completamente il nucleo ed anche le NLRs, impedendo quindi ai fotoni di illuminarle.

### 2.2.1. AGN non Oscurati

Lo spettro di un AGN di tipo 1 è alquanto complesso ed è la risultante di diverse componenti sia in emissione che in assorbimento.

Lo spettro caratteristico può essere facilmente scomponibile nelle componenti mostrate in fig. 2.6, anche se non tutte le componenti mostrate in figura possono essere sempre e simultaneamente presenti nello spettro osservato.

La **componente primaria** è una legge di potenza (con un *taglio alle alte energie*, che varia tra i  $70\text{keV}$  ed i  $270\text{keV}$ ); questa componente viene probabilmente prodotta dall' *effetto Compton Inverso* tra gli elettroni relativistici ed i fotoni UV/soft X provenienti dal disco di accrescimento (Haardt & Maraschi, 1993; Svensson et al., 1996).

Una significativa frazione della radiazione primaria viene intercettata e quindi riflessa dalla materia circumnucleare, il disco di accrescimento o il toro o entrambi. Se il materiale in questione è neutro, la forma dello spettro della radiazione riflessa è principalmente determinato dalla competizione tra l' *assorbimento fotoelettrico* (la cui sezione d' urto di interazione dipende dall' energia come  $\simeq E^{-3}$ ) e dallo *scattering Compton* (la cui sezione d' urto rimane costante fino a poche decine di  $\text{keV}$ ; le due sezioni d' urto, assumendo un' abbondanza di elementi cosmica, si eguagliano ad energie di  $\simeq 10\text{keV}$ ).

Questa componente viene detta **Riflessione Compton** e' stata studiata in dettaglio (Lightman & White, 1988; George & Fabian, 1991; Perola & Piro, 1991); il suo spettro è una curva con picco intorno ai  $30\text{keV}$ . Quando a questa componente si aggiunge la componente primaria lo spettro si indurisce sotto pochi  $\text{keV}$  e si irripidisce sopra poche decine di  $\text{keV}$ .

Oltre a questa componente continua di riflessione Compton, l' illuminazione del materiale ad opera della radiazione primaria è evidente anche dalla presenza di una forte **riga di fluorescenza a  $6.4\text{keV}$  del ferro**, emessa dagli atomi di ferro dopo la rimozione di un elettrone nella shell K ad opera di un fotone X.

A basse energie (sotto  $\simeq 1\text{keV}$ ) è presente una componente aggiuntiva detta

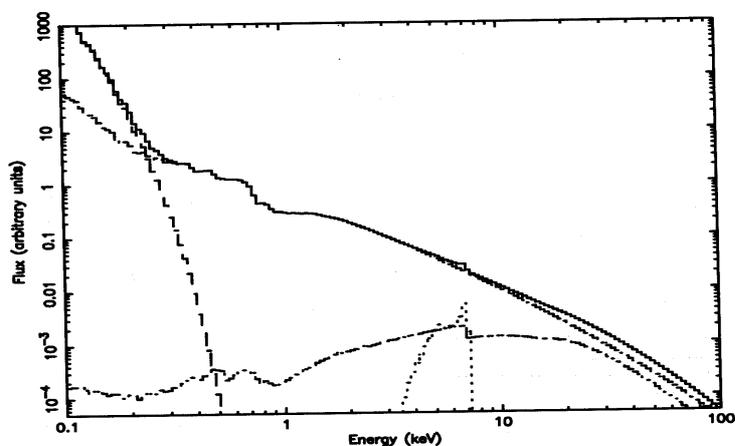


Figura 2.6.: Spettro X di un AGN di tipo 1: si tratta di una legge di potenza con un taglio in energia, più una riga con profilo relativistico di fluorescenza del ferro proveniente dal disco di accrescimento, inoltre vi è il continuo riflesso associato ed un eccesso nella banda soft X. Lo spettro globale è parzialmente assorbito da un materiale caldo (**warm absorber**) lungo la linea di vista che lascia la sua impronta nella forma delle righe di assorbimento, Matt et al., 2001.

**Eccesso Soft.** L'origine di questa componente non è ancora chiara; è possibile che questo eccesso soft sia un miscuglio dei contributi dei differenti processi che possono non essere necessariamente operanti simultaneamente nella stessa sorgente (Piro, Matt & Ricci, 1997). Una possibilità per spiegare questo effetto è attribuirlo alle code della distribuzione termica di energia proveniente dal disco di accrescimento oppure alla riflessione ad opera del materiale ionizzato operante in dischi di accrescimento il cui tasso di accrescimento è sufficientemente alto (Ross & Fabian, 1993).

Tutte queste componenti, che si originano nelle vicinanze del buco nero centrale, possono passare attraverso un materiale ionizzato detto "**WARM ABSORBER**" la cui impronta spettrale è rappresentata dalle righe di assorbimento degli ioni altamente ionizzati, principalmente di ossigeno (Halpern, 1984; Nandra & Pounds, 1992; Fabian, 1994).

### 2.2.2. AGN Oscurati

Nel modello di Unificazione gli AGN di tipo 2 sono semplicemente degli AGN di tipo 1 osservati attraverso un materiale assorbente (per esempio il toro).

L'energia alla quale la materia diviene trasparente, e quindi l'aspetto dello spet-

tro X, dipende dalla densità colonnare del materiale che assorbe: in particolare per densità colonnari superiori a  $N_H = 10^{24} \text{ cm}^{-2}$  la materia risulta otticamente spessa a tutte le energie; queste sorgenti vengono dette **Compton Thick**. In questo caso il nucleo può essere osservato solamente attraverso la luce riflessa dalla materia ionizzata otticamente sottile o dalla superficie più interna del toro o da entrambe (Ghisellini, Haardt & Matt, 1994; Matt, Brandt & Fabian, 1996; Matt, 1996). La forma dello spettro proveniente dalla luce riflessa dal toro è la stessa degli AGN di tipo 1; mentre la larghezza equivalente caratteristica della riga di fluorescenza a  $6.4 \text{ keV}$  del ferro è di  $\sim 1 \text{ keV}$ .

### 2.2.2.1. Assorbitori X

L'assorbimento negli AGN è un evento alquanto comune. Tutte le Seyfert 2 osservate nell' X sono assorbite e poiché nell'universo locale ci sono più Seyfert 2 di Seyfert 1, questo implica che gli AGN otticamente selezionati sono in predominanza oscurati.

Anche i modelli di sintesi dell' XRB (Setti & Woltjer, 1989; Comastri et al., 1995, 2001) richiedono una grande frazione di sorgenti oscurate, vedi § 3.2.

Inoltre l'assorbimento è spesso molto forte, infatti almeno la metà delle Seyfert 2 selezionate otticamente nell'universo locale risulta Compton thick (Maiolino et al., 1998).

Attualmente esiste una relazione tra la classificazione ottica e la densità colonnare (Risaliti et al., 1999); si è infatti mostrato che le Seyfert intermedie (1.8-1.9) risultano spesso Compton-thin, mentre le Seyfert 2 classiche appaiono Compton thick.

È possibile che le Seyfert intermedie Compton thin siano oscurate dalla "dust-line" a distanze di centinaia di  $pc$ , mentre le Seyfert 2 Compton thick siano oscurate dal toro (Matt, 2000).

I forti assorbitori devono avere un grande *covering factor* per spiegare il gran numero di sorgenti Compton thick e dovranno essere abbastanza compatti per non eccedere il limite dinamico sulla massa e rimanere quindi stabili.

### 2.2.2.2. Spettro X degli AGN Luminosi Compton Thick

Gli AGN Compton thick sono gli oggetti migliori per poter studiare il materiale circumnucleare. La componente riflessa, che nelle sorgenti non oscurate risulta diluita a tal punto da diventare indistinguibile dalla radiazione primaria, risulta in questi casi ben visibile.

In queste sorgenti l'assorbimento è così forte che la radiazione nucleare non è

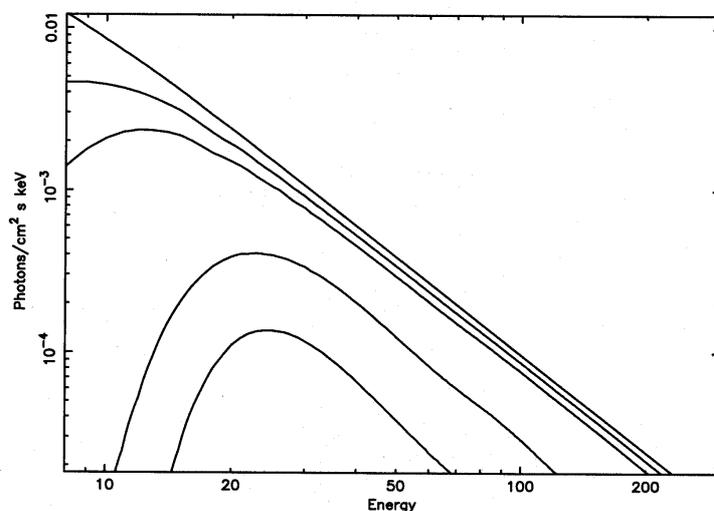


Figura 2.7.: L' effetto dell' assorbimento sullo spettro X di un AGN (assumendo una legge di potenza con indice spettrale  $\Gamma = 2$ ). Le curve rappresentano  $N_H = 10^{23}, 5 \cdot 10^{23}, 10^{24}, 5 \cdot 10^{24}, 10^{25} \text{ cm}^{-2}$  dal basso verso l' alto. Lo spettro e' stato calcolato includendo l' effetto dello Scattering Compton in una geometria sferica, Matt et al., 1999.

osservabile sotto i  $10 \text{ keV}$ . Comunque se la densita' colonnare e' di poche  $10^{24} \text{ cm}^{-2}$  il nucleo diventa visibile ad energie di poche decine di  $\text{keV}$ , vedi fig. 2.7.<sup>13</sup>

### 2.2.2.3. Evidenze per il Toro negli AGN Non Oscurati

Una delle predizioni del Modello di Unificazione e' che il toro debba essere presente anche negli AGN di tipo 1 non oscurati. Il modo migliore per testare questa asserzione e' quello di cercare delle componenti X riprocessate (Ghisellini et al., 1994, Krolik et al., 1994).

Il problema e' che il riprocessamento della radiazione X avviene anche nel disco di accrescimento, ma fortunatamente ci sono due differenze importanti tra la radiazione riprocessata nei due casi:

1. La componente riprocessata dal disco di accrescimento deve mostrare variazioni dell' emissione principale su tempi scala molto brevi ( $\sim 100 \text{ s}$ ), mentre le variazioni della componente riprocessata dal toro avvengono su tempi scala della *mese/anno* a causa della maggiore distanza dal buco nero centrale.

<sup>13</sup>A queste energie lo strumento piu' sensibile risulta il PDS a bordo di Beppo SAX.

2. Gli spettri caratteristici originatisi nelle parti interne, vicino al buco nero, sono fortemente affetti dagli effetti di Relativita' Generale al contrario di quelli provenienti dal toro.<sup>14</sup>

Il caso piu' convincente di AGN 1 con un toro e' stato ottenuto tramite studi di variabilita': lo spettro mostrava una componente di riflessione, mentre l' emissione primaria era estinta. Il riprocessamento deve avvenire in un materiale Compton thick ed a distanza di qualche giorno-luce dal buco nero centrale per produrre una significativa riflessione.

---

<sup>14</sup>In particolare si utilizza la riga del ferro che a seconda del suo profilo caratteristico, puo' permettere la discriminazione tra i due contributi, Fabian et al., 1989, 2000; Matt et al., 1991).

## 2.3. Spettro di Righe

### 2.3.1. Regione delle Righe Larghe, “BLRs”

Le righe di emissione larghe sono una delle caratteristiche piu' importanti negli spettri degli AGN. Le regioni dove queste righe si originano, dette **BLR**, “BROAD LINE REGIONS”, svolgono un ruolo importante nella comprensione degli AGN in virtu' della loro vicinanza con la sorgente centrale.<sup>15</sup> Principalmente il moto delle BLR e' determinato dall' antagonismo tra la pressione radiativa e la gravita'; inoltre le BLR riprocessano la radiazione UV continua emessa, che non puo' essere osservata direttamente e tramite le righe di emissione si possono ricavare delle informazioni indirette circa questa fondamentale parte del continuo.

Non ci sono indicazioni per una diagnostica di temperatura e densita' unica per gli spettri delle BLRs, poiche' la loro densita' elettronica e' sufficientemente alta che tutte le righe proibite sono collisionalmente sopresse e quindi l' emissivita'  $j$  ( $ergs \cdot s^{-1} \cdot cm^{-3} \cdot ster^{-1}$ ) di tutte queste righe si trovano nel limite di alte densita'  $j \propto n$ .

La temperatura del gas e' dell' ordine di  $T \simeq 10^4 K$ , quindi la dispersione nelle velocita' lungo la linea di vista per un gas a questa temperatura e' data da:

$$v \approx \left( \frac{kT}{m_p} \right)^{1/2} \approx 10 \text{ Km/s}$$

Tipicamente pero' le dispersioni nelle velocita' delle BLR sono  $v \approx 5000 \text{ Km/s}$ : se le dimensioni delle BLRs riflettessero semplicemente dei moti termici, allora la temperatura del gas dovrebbe essere  $T \geq 10^9 K$ . Deve quindi esistere un qualche altro meccanismo di allargamento delle righe; tale meccanismo si presume essere lo *Spostamento Doppler Differenziale* dovuto ai moti peculiari delle singole nubi che emettono le righe.

Dopo aver ottenuto uno o piu' campi di velocita' medi per le nubi nelle BLRs si puo' ricavare dal Teorema del Viriale la massa tipica di una BLR ( $r \approx 10$  giorni luce;  $\Delta v_{FWHM} \approx 4500 \text{ Km/s}$ ):

$$M = \frac{rv^2}{G} \approx 8 \cdot 10^{40} \text{ g} \approx 4 \cdot 10^7 M_{\odot}$$

La luminosita' di una singola nube, considerando una delle righe di emissione piu' forti negli spettri (quella  $C_{IV}$ ) e' quindi data da:

$$L_{cloud}(C_{IV}) \approx 3.7 \cdot 10^{10} \ell^2 \text{ ergs} \cdot s^{-1}$$

---

<sup>15</sup> Assumiamo una distanza tipica per le BLRs dal buco nero centrale,  $\ell$ .

Il numero di nubi e' dato dalla luminosita' totale ( $10^{42} \text{ ergs/s}$ ) divisa per la luminosita' di una singola nube, cioe':

$$N_c \left( \frac{\ell}{R_\odot} \right)^2 \approx 6 \cdot 10^9$$

Inoltre il numero delle nubi puo' essere stimato rozzamente dall' evidenza che il profilo delle righe e' spesso piatto anche ad alte risoluzioni; quindi le fluttuazioni statistiche nel numero di nubi per elemento di volume devono essere piu' piccole del rapporto segnale rumore (SNR). Simulazioni delle osservazioni suggeriscono che il numero di nubi deve essere almeno  $N_c \approx 5 \cdot 10^4$  implicando  $\ell \leq 400R_\odot$ .

Si possono quindi riassumere le caratteristiche fisiche principali delle BLRs, Peterson et al., 1997:

- $T_{BLRs} = 10^4 \text{ K}$
- $v_{BLRs} \approx 10^3 \text{ km/s}$
- $\ell_{BLRs} \approx 10^{-3} \text{ pc}$
- $M_{BLRs} \approx [10^6; 10^{10}]M_\odot$
- $N_c^{BLRs} \approx 5 \cdot 10^4$
- $n_e^{BLRs} \approx [10^{10}; 10^{12}] \text{ cm}^{-3}$

Dato quindi il numero di nubi nel volume medio occupato dalle BLRs, si puo' esprimere il *fattore di copertura (covering factor)* come  $f_c \approx \frac{\Omega}{4\pi} \approx 0.1$ .

Per quanto riguarda la natura delle nubi nelle BLRs, esse rappresentano dense condensazioni che possono trovarsi in equilibrio di pressione (cioe'  $n_e T = \text{cost}$ ) con un mezzo frapposto alla nube piu' caldo ed a bassa densita' che serve a confinare le nubi nelle BLRs. Naturalmente le nubi da sole sono troppo piccole per essere autogravitanti e quindi si necessita di un qualcosa che le confini; infatti la *Massa di Jeans*<sup>16</sup> (che per una nube di idrogeno ionizzato si scrive come  $M_J = \frac{\pi^{5/2}}{6} \left( \frac{kT}{Gm_p} \right)^{3/2} \rho^{-1/2}$ ) per un gas di  $\approx 10^4 \text{ K}$  alla densita' delle BLR, risulta piu' grande di  $\sim 100M_\odot$ : tale massa e' quindi molto maggiore della massa di una nube

<sup>16</sup>La **Massa di Jeans** e' quella massa oltre la quale un agglomerato di materia collassa sotto l' azione della propria gravita'. Il collasso continua ed aumentando la densita' della nube la massa di Jeans ( $M_J \propto \rho^{-1/2}$ ) diminuisce con l' aumento di  $\rho$  e cio' provoca una **Frammentazione Infinitesimale** e tale frammentazione proseguira' finche' il processo di collasso non diventa adiabatico, cioe' finche' non si ha un' inversione dell' andamento di  $M_J \propto \rho^{-1/2} \rightarrow \rho^{1/2}$  e quindi il collasso si ferma perche' la nube non avra' piu'  $M > M_J$ .

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

che emette le righe nella BLR. Questo modello a “due fasi” non e’ molto accettato in ambito scientifico a causa delle altissime temperature necessarie al mezzo frapposto per confinare le nubi. Per aggirare il problema sono stati considerati anche *confinamenti magnetici*; comunque un meccanismo di confinamento o di riempimento deve essere a lavoro, poiche’ altrimenti le nubi sarebbero soggette ad instabilita’ (inclusa l’ evaporazione termica), che le puo’ distruggere in tempi scala minori di  $\tau_{dyn}$ .

Una alternativa interessante e’ quella che le nubi della BLR siano associate alle stelle, con l’ emissione di righe originatosi negli involucri estesi o forse in materiale espulso dalle stelle, ma questa alternativa sembra funzionare solo per bassa gravita’ superficiale delle stelle giganti; se le stelle giganti costituiscono solo  $10^{-4}$  della massa della popolazione ed il numero delle nubi richiesto e’ grande, allora la massa richiesta delle stelle nelle BLR diventa incredibilmente grande.<sup>17</sup>

### 2.3.2. Regione delle Righe Strette, “NLRs”

Le NLRs, “NARROW LINE REGIONS” negli AGNs sono di particolare importanza per tre ragioni fondamentali:

1. Le NLRs sono le regioni di grandezza scala maggiori in cui la radiazione ionizzante che proviene dalle regioni centrali domina su tutte le altre componenti;
2. Le NLRs sono le uniche componenti degli AGNs spazialmente risolte nell’ ottico;
3. La dinamica delle NLRs ci da informazioni su come gli AGNs sono riforniti in energia.

Come gia’ detto prima, le NLRs in AGNs vicini sono spesso risolvibili nel cielo e ci rivelano importanti informazioni riguardo la distribuzione e la cinematica del gas che emette le righe di emissione.

Nel caso delle NLRs l’ analisi spettroscopica e’ inquinata dalla grande presenza di polvere, mentre le BLRs emergono fuori dal raggio di sublimazione della polvere. *Il raggio di sublimazione della polvere puo’ quindi rappresentare una demarcazione concreta tra le BLRs e le NLRs.*

Le *proprietà fondamentali* dell’ emissione delle NLRs sono:

1. L’ emissione proviene da regioni spazialmente risolte e quindi si possono mappare direttamente alcune quantita’ fisiche e cinematiche.

---

<sup>17</sup>Per esempio se  $\ell \approx 100R_{\odot}$  allora  $N_c \approx 10^6$ , se ognuna di queste nubi rappresentano una stella gigante in una tipica popolazione stellare, allora si dovrebbe avere  $M_{BLR} \approx 10^{10} M_{\odot}$ .

2. L’ emissione di righe proibite e’ isotropa finche’ l’ autoassorbimento delle righe strette e’ trascurabile (solo la polvere distribuita su larga scala puo’ produrre effetti di dipendenza dall’ orientazione nei flussi delle righe delle NLRs).

La temperatura media risulta dell’ ordine di  $\approx 10^4 K$ .

A mezza altezza, la larghezza tipica delle righe di emissione strette cade nel range:  $200 \text{ Km/s} \leq \Delta v_{FWHM} \leq 900 \text{ Km/s}$ , con la maggioranza dei valori che cadono nell’ intervallo  $[350 : 400] \text{ Km/s}$ .<sup>18</sup> La presenza di righe proibite e’ indice di una densita’ elettronica molto piu’ bassa di quella delle BLRs; i valori della densita’ elettronica per le nubi NLRs cadono infatti nell’ intervallo  $n_e^{NLR} \in [10^2; 10^4] \text{ cm}^{-3}$ , con una densita’ media quindi di  $\simeq 2000 \text{ cm}^{-3}$ .

Tramite considerazioni analoghe a quelle fatte per le BLRs, le NLRs sono composte da un certo numero di nubi  $N_c \approx 10^5$  (Peterson, 1997) disposte ad una distanza media di  $\ell \approx [10; 100] \text{ pc}$  dal centro della distribuzione e possiedono un fattore di copertura (covering factor) dato da  $f_c \leq 0.01$ ; mentre la massa tipica dipende dal numero di nubi coinvolte ed e’ grosso modo come quella delle BLRs.

Si possono quindi riassumere le caratteristiche fondamentali delle NLRs, Peterson et al., 1997:

- $T_{NLRs} \approx 10^4 K$
- $v_{NLRs} \approx 10^2 \text{ km/s}$
- $\ell_{NLRs} \approx [10; 100] \text{ pc}$
- $M_{NLRs} \approx [10^6; 10^{10}] M_\odot$
- $N_c^{NLRs} \approx 10^5$
- $n_e^{NLRs} \approx [10^2; 10^4] \text{ cm}^{-3}$

In generale la morfologia delle NLRs risulta essere spesso asimmetrica; l’ asse principale delle NLRs coincide con il *Radio Asse* della sorgente dove e’ rivelata l’ emissione radio estesa; cio’ indica che esiste qualche connessione tra il gas termico delle righe strette ed il plasma non termico.

In alcune sorgenti, la morfologia radio mostra evidenze per urti frontali all’ interfaccia tra il plasma radio emittente ed il mezzo interstellare nella galassia ospite (la forte emissione delle righe strette viene osservata nelle regioni di “cooling post-shock”).

<sup>18</sup>Il limite superiore conosciuto si ha per NGC1068 con  $\Delta v_{FWHM} \approx 1200 \text{ Km/s}$ .

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

Lo scenario che si viene a creare e' di un plasma che fluisce verso l' esterno responsabile dell' emissione radio, che crea un "Fronte d' Urto" nel momento in cui collide col gas circostante alle NLRs. Mentre il gas post-shock viene principalmente fotoionizzato dalla sorgente centrale, anche la ionizzazione collisionale svolge un ruolo importante, in quanto per tener conto dei dati osservativi riguardanti gli spettri delle NLRs bisogna considerare modelli di ionizzazione composita.

Le larghezze inconsuete delle righe strette nelle galassie di Seyfert con sorgenti radio lineari sono attribuibili all' accelerazione del gas ambiente ad opera del plasma radio emittente; qualora sia presente anche un mezzo oscurante frapposto, allora il lato piu' vicino contribuirà nella sua componente outflowing all' asimmetria, creando un "blueshift" nel profilo delle righe strette. Inoltre della radiazione ionizzante puo' essere prodotta dallo shock e questo meccanismo crea un effetto di "*auto ionizzazione*" sul gas post-shock; tale effetto genera una sorgente ulteriore di energia.

## 2.4. Il Motore Centrale

Il problema fondamentale che riguarda gli AGN e' la loro fonte di energia: in particolar modo come e' possibile generare tanta energia (quella che emettono  $\sim 10^{15}$  stelle) in un volume molto piu' piccolo di un parsec cubo. Il modello corrente per il fenomeno di AGN e' un *motore centrale* che consiste nell' ACCRESCIMENTO dovuto ad un disco che circonda un buco nero supermassiccio ( $10^6 - 10^9 M_\odot$ ). In un tale scenario l' energia e' generata dalla caduta gravitazionale di materia nel disco di accrescimento dissipativo, che riscalda la materia fino ad alte temperature. La fisica di questo modello risale agli studi di Zel'dovich, Novikov (1964) e Salpeter (1964).

### 2.4.1. Massa dell' Oggetto Centrale

La massa della sorgente centrale di energia puo' essere stimata da un semplice calcolo, assumendo l' isotropia dell' emissione e che tale sorgente sia stabile. Dato una palla di gas di idrogeno completamente ionizzato, per impedire la disintegrazione la pressione di radiazione radiativa deve essere controbilanciata dalla forza di gravita'. Sia  $F = \frac{L}{4\pi r^2}$  il flusso uscente alla distanza  $r$ , con  $L$  la luminosita' della sorgente. L' impulso trasportato da un fotone e'  $p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{c}$  ed il numero di fotoni interessato e'  $N = \frac{F}{h\nu} = \frac{L}{4\pi r^2 h\nu}$ ; da cui si ricava la **forza radiativa**:

$$\vec{F}_{rad} = \sigma_T \cdot N \cdot p = \frac{\sigma_T \cdot L}{4\pi r^2 c} \hat{r} \quad (2.6)$$

Dove  $\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 = 6.65 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$  e' la *Sezione d' Urto Thompson per lo scattering elettronico*.

La **forza gravitazionale** che agisce sulla coppia elettrone-protoni (di massa  $m_e$  ed  $m_p$ ), e' data da:

$$\vec{F}_{grav} = \frac{-GM(m_p + m_e)\hat{r}}{r^2} \approx -\frac{GMm_p\hat{r}}{r^2} \quad (2.7)$$

La forza gravitazionale, che tende a contrarre il sistema deve eguagliare o eccedere la forza radiativa affinche' la sorgente rimanga intatta e cioe', facendo una diseguaglianza tra la 2.6 e la 2.7, si ha:

$$|\vec{F}_{rad}| \leq |\vec{F}_{grav}| \Rightarrow \frac{\sigma_T \cdot L}{4\pi r^2 c} \leq \frac{GMm_p}{r^2} \quad (2.8)$$

In questo modo si determina la LUMINOSITA' DI EDDINGTON, che e' la massima luminosita' emettibile da una sorgente di massa  $M$  che emette per accrescimento

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

sferico:

$$L_{Edd} = \frac{4\pi G c m_p}{\sigma_T} M \simeq 6.31 \cdot 10^4 M \text{ erg/s} \simeq 1.26 \cdot 10^{38} \left( \frac{M}{M_\odot} \right) \text{ erg/s} \quad (2.9)$$

Tale valore e' detto LIMITE DI EDDINGTON e puo' essere usato per stabilire il valore minimo della massa coinvolta, detta MASSA DI EDDINGTON, per una sorgente di luminosit  centrale  $L$ :<sup>19</sup>

$$M_{Edd} = 8 \cdot 10^5 L_{44} M_\odot \quad (2.10)$$

**Esempio** Per un quasar la luminosit  tipica e'  $L_{QSO} \approx 10^{46} \text{ erg/s}$ ; cio' significa che la massa centrale minima dovra' essere di  $\sim 10^8 M_\odot$ .<sup>20</sup>

### 2.4.2. Sorgente di Energia degli AGNs

Come in una stella il processo fondamentale che opera in un nucleo galattico attivo e' la conversione di massa in energia; tale processo sara' effettuato con una certa efficienza " $\eta$ ". Quindi data una massa  $M$ , l' energia disponibile per la conversione e' essenzialmente  $E = \eta M c^2$  ed il tasso di emissione del nucleo, data la luminosit   $L = \frac{dE}{dt}$ , fornisce il tasso al quale l' energia dalla sorgente nucleare deve essere sostituita dall' accrescimento:

$$L = \frac{dE}{dt} = \eta \dot{M} c^2 \quad (2.11)$$

Dove naturalmente  $\dot{M} = \frac{dM}{dt}$  e' il *tasso di accrescimento di massa*, che in numeri per un AGN tipico comporta:

$$\dot{M} = \frac{L}{\eta c^2} \approx 1.8 \cdot 10^{-3} \left( \frac{L_{44}}{\eta} \right) M_\odot \text{ anno}^{-1} \quad (2.12)$$

La quantificazione dell' accrescimento come sorgente di energia, cioe' come conversione dell' energia potenziale gravitazionale in radiazione, rispetto ad altri meccanismi, come i processi nucleari, dipende principalmente da che valore ha l' efficienza  $\eta$ .

<sup>19</sup> $L_{44}$  e' la luminosit  in unit  di  $10^{44} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ .

<sup>20</sup>Naturalmente e' possibile stimare in maniera piu' diretta la massa centrale di un buco nero dall' applicazione del *Teorema del Viriale*:

$$M \approx \frac{v^2 r}{G}$$

I valori ottenuti con questo metodo sono pero' solitamente maggiori piu' di un ordine di grandezza ad  $M_{Edd}$ .

Poiche' si ha conversione di energia potenziale in energia radiativa, si puo' considerare il *potenziale gravitazionale*,  $U = \frac{GMm}{r}$  e si ottiene un *tasso di conversione di energia*, dato da:

$$L \approx \frac{dU}{dt} = \frac{GM}{r} \frac{dm}{dt} = \frac{GM\dot{M}}{r} \quad (2.13)$$

L' efficienza relativa e' quindi data da:

$$\eta \propto \frac{GM}{rc^2} \equiv \left(\frac{2r}{R_s}\right)^{-1} \quad (2.14)$$

Il valore di  $\eta \propto \frac{M}{r}$  risulta percio' una misura della "compattezza" di un sistema. Nel caso di un buco nero la compattezza massima e' quella che si approssima al suo **Raggio di Schwarzschild**, che rappresenta per un buco nero non rotante l' ORIZZONTE DEGLI EVENTI:

$$R_s = 2R_g = \frac{2GM}{c^2} \approx 3 \cdot 10^{13} M_8 \text{ cm} \approx 10^{-2} M_8 \text{ giorni luce} \quad (2.15)$$

Dove  $M_8$  e' la massa del buco nero in unita' di  $8M_\odot$ .<sup>21</sup>

Per oggetti come il Sole  $\eta \simeq 10^{-6}$ ; per oggetti tipo Nana Bianca  $\eta \simeq 10^{-4}$ ; per oggetti tipo Stella di Neutroni  $\eta \simeq 0.1$  (l' efficienza "1" e' il limite superiore, poiche' altrimenti si avrebbero dei raggi inferiori a quello di Schwarzschild); per le reazioni termonucleari l' efficienza e'  $\eta \simeq 0.007$  ed e' un valore intermedio a quello per le nane bianche e le stelle di neutroni; per un buco nero non rotante, in cui non si ha una superficie solida alla quale ancorare il campo magnetico, l' efficienza e' minore di quella delle stelle di neutroni, ma sempre maggiore di quella delle reazioni termonucleari e cioe'  $\eta \simeq 0.06$ , mentre per un buco nero rotante si ha un' efficienza pari a  $\eta \simeq 0.43$ , poiche' l' ultima orbita stabile e' molto piu' interna e vicina all' orizzonte degli eventi del buco nero rispetto al caso non rotante.

Il TASSO DI ACCRESCIMENTO DI EDDINGTON e' definito come il tasso di accrescimento necessario, data una efficienza  $\eta = 0.1$ , a sostenere una luminosita' di Eddington; cioe':

$$\dot{M}_{Edd} = \frac{L_{Edd}}{\eta c^2} \simeq 1.4 \cdot 10^{18} \left(\frac{M}{M_\odot}\right) \text{ g/s} \simeq 2.2 M_8 M_\odot \text{ anno}^{-1} \quad (2.16)$$

Nell' accrescimento sferico, trattato nella 2.16,  $\dot{M}_{Edd}$  rappresenta il limite superiore al tasso di accrescimento di materia per la massa  $M$ . Questo limite puo' essere

<sup>21</sup>  $R_g = \frac{GM}{c^2}$  sta per **Raggio Gravitazionale**, cioe'  $R_g = \frac{R_s}{2}$  dove  $R_s = \frac{2GM}{c^2} = 3 \cdot 10^5 \left(\frac{M}{M_\odot}\right)$  e' il **Raggio di Schwarzschild** cioe' quella distanza per cui l' energia cinetica di un corpo eguaglia l' energia gravitazionale; quindi per un tale corpo la sua velocita' di fuga risulta  $v_f \geq c$ . Per ogni  $r \leq R_s$  l' oggetto compatto e' un buco nero.

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

superato nel caso di un accrescimento a simmetria non sferica, per esempio quando l' accrescimento avviene ad opera di un disco di accrescimento; in questo caso l' emissione e' prevalente lungo gli assi del disco e quindi non simmetrica.

Si ritiene che le attrazioni mareali con altre galassie siano il serbatoio principale di perturbazioni gravitazionali all' interno di un AGN che permette alle stelle di avvicinarsi al buco nero centrale. Si pensa infatti che il gas che rifornisce i dischi di accrescimento sia fornito dalle stelle dell' AGN, ma per cedere tanto gas al disco di accrescimento le stelle risulteranno stirate dalle maree ed alla fine distrutte. Una stella di densita'  $\rho_*$  che passa vicino ad un buco nero di densita'  $\rho_{BH}$  e raggio "R", non si puo' avvicinare piu' del *Raggio Limite di Roche* ( $r_R$ ) senza essere completamente distrutta:

$$r_R = 2.4 \left( \frac{\rho_{BH}}{\rho_*} \right)^{1/3} R \quad (2.17)$$

Affinche' la stella venga completamente distrutta prima di attraversare l' orizzonte degli eventi, cioe' per rifornire di gas il disco di accrescimento il piu' possibile, deve sussistere la relazione  $r_R > R_s$  e cioe':

$$\frac{r_R}{R_s} = 2.4 \left( \frac{3M}{4\pi R_s^3 \rho_*} \right)^{1/3} > 1 \quad \Rightarrow \quad M < 0.64 \left( \frac{c^6}{G^3 \rho_*} \right)^{1/2} \simeq 5 \cdot 10^8 \rho_*^{-1/2} M_\odot \quad (2.18)$$

Cioe' oggetti di densita' stellare ( $\rho_* \approx 1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ ) verranno completamente distrutti al di fuori del raggio di Schwarzschild quando i buchi neri centrali possiedono una massa  $M \leq 10^8 M_\odot$ ; mentre per buchi neri piu' massicci il limite di Roche e' inferiore al raggio di Schwarzschild e quindi la stella potra' attraversare l' orizzonte degli eventi senza essere completamente distrutta: in questo caso la massa del buco nero cresce repentinamente accompagnata da una forte emissione di onde gravitazionali, senza comunque una significativa emissione elettromagnetica.

### 2.4.3. Il Disco di Accrescimento

Attorno ad un buco nero, rotante e non, si forma un DISCO DI ACCRESCIMENTO; la materia di questo disco di accrescimento puo' cadere dentro al buco nero perdendo il suo momento angolare tramite le forze di viscosita'. La viscosita' gioca un ruolo fondamentale nella teoria di questo modello, permettendo alla materia di spiraleggiare verso il buco nero trasferendone il momento angolare alle zone piu' esterne ed agendo come forza di frizione, con il risultato di dissipare calore. Il risultato finale e' che la materia del disco di accrescimento si muove gradualmente verso il centro fino a raggiungere l'ultima orbita stabile del buco nero, per poi finirvi dentro.

L'energia che viene rilasciata quindi, e' pari a quella che viene dissipata per

raggiungere l'ultima orbita stabile, il cui raggio  $\tilde{r}$  è diverso a seconda del valore del momento angolare del buco nero,  $J$ .<sup>22</sup>

Nonostante la natura della viscosità non sia ancora molto chiara, si possono, comunque, fare delle semplici predizioni dello spettro emesso da un disco di accrescimento; assumendo che il disco sia stazionario, nel senso che il tasso di accrescimento  $\dot{m}$  sia costante, e che le orbite siano kepleriane, ovvero che la velocità radiale  $v_r$  del materiale, che pure deve necessariamente esistere, sia trascurabile rispetto alla componente azimutale  $v_\phi$  di rotazione, si possono scrivere le equazioni di conservazione:

- *Conservazione della Massa:*

$$\dot{m} = 2\pi r v_r \Sigma = \text{cost.} \quad (2.19)$$

dove  $\Sigma \equiv \int_{-h}^{+h} \rho(z) dz$  è la densità per unira' di area del disco.

- *Conservazione del Momento Angolare:*

$$\dot{J} = \dot{m} v_\phi r = 2\pi r^3 v_r \Sigma \omega \quad (2.20)$$

dove  $\omega \equiv \frac{v_\phi}{r}$  è la velocità angolare del materiale. In condizioni di stazionarietà, la variazione di  $J$  è completamente associata al momento netto delle forze di viscosità tra  $r$  e  $r + \Delta r$ :

$$G \equiv f \cdot (2\pi r) \cdot (2h) \cdot \Delta r \quad (2.21)$$

con  $f$  definita come la forza di viscosità per unità di area. Eguagliando in forma differenziale la (2.20) e la (2.21), otteniamo:

$$2hr \cdot f = \frac{d}{dr} (r^3 \Sigma v_r \omega) \quad (2.22)$$

- *Conservazione Momento Verticale:*

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} = -\frac{GM}{r^2} \frac{z}{r} \quad (2.23)$$

che equivale alla condizione di equilibrio idrostatico nella direzione  $z$  perpendicolare al disco.

<sup>22</sup>Nel caso di un buco nero di Schwarzschild,  $J = 0$ ,  $\tilde{r} = 3R_S = \frac{6GM}{c^2}$  ed abbiamo  $\eta = 0.06$ ; nel caso estremo di un buco nero di Kerr con il massimo valore possibile di momento angolare,  $J = \frac{GM^2}{c}$ ,  $\tilde{r} = \frac{R_S}{2} = \frac{GM}{c^2}$  (per materia corotante) e raggiungiamo  $\eta = 0.426$ .

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

- *Conservazione dell' Energia:*

$$\frac{dE}{dt dV} = -f \frac{d\omega}{dr} r \quad (2.24)$$

La (2.24) rappresenta l'energia dissipata dalle forze viscosse nell'unità di tempo e di volume.

Le situazioni possibili sono molteplici ed ognuna rappresenta una soluzione alle equazioni fondamentali che descrivono in generale un disco di accrescimento. Finora sono state trovate quattro soluzioni diverse (per diversi regimi) per descrivere i dischi di accrescimento.

**Soluzione\_1**  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Disco Geometricamente Sottile } (h \ll r) \\ \text{Materia Otticamente Spessa } (\tau > 1) \end{array} \right.$

Si tratta di una soluzione *molto efficiente* dal punto di vista radiativo ed e' quella di cui ci occuperemo in seguito; si parla in questo caso di DISCO DI DI SHAKURA & SUNYAEV, 1973.

**Soluzione\_2**  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Disco Geometricamente Sottile } (h \ll r) \\ \text{Materia Otticamente Sottile } (\tau \ll 1) \end{array} \right.$

Si tratta di una soluzione *efficiente, ma non stabile*.

**Soluzione\_3**  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Disco Geometricamente Spesso } (h > r) \\ \text{Materia Otticamente Spessa } (\tau > 1) \end{array} \right.$

Si tratta di una soluzione applicabile per  $\dot{m}$  grande, ma e' una *soluzione inefficiente*, poiche' la radiazione resta intrappolata (a causa dello scattering) nella materia del disco e confluisce con la materia stessa nel buco nero.

**Soluzione\_4**  $\left\{ \begin{array}{l} \text{Disco Geometricamente Spesso } (h > r) \\ \text{Materia Otticamente Sottile } (\tau \ll 1) \end{array} \right.$

Si tratta di una soluzione che vale in genere per  $\dot{m}$  piccolo ed e' una *soluzione inefficiente*, poiche' la densita' e' piccola ed i protoni quando si scaldano, non fanno in tempo a cedere energia agli elettroni (che irradiano piu' facilmente) che cadono dentro l' oggetto compatto senza fare in tempo ad irraggiare.

Ora passiamo in dettaglio al caso piu' efficiente delle soluzioni considerate, cioe' un *disco sottile di materiale otticamente spesso*, di Shakura & Sunyaev.

Per un mezzo otticamente spesso l' emissione locale e' di **corpo nero**.

Se si integra la (2.24) su tutto il volume del disco, si ottiene, sfruttando la (2.22), l'energia totale dissipata per unità di tempo:

$$\frac{dE}{dt} = - \int_{r_{in}}^{\infty} f \frac{d\omega}{dr} r \cdot 4\pi h r dr = \frac{1}{2} \frac{GM\dot{m}}{r_{in}} \quad (2.25)$$

Questo risultato è molto significativo: la materia passa attraverso una serie di orbite kepleriane per le quali l'energia cinetica è uguale alla metà dell'energia potenziale gravitazionale. La materia quindi, dissipa metà dell'energia potenziale totale che acquista nella sua "caduta" dall'infinito fino ad  $r_{in}$ : questa è la sorgente della luminosità del disco.

Per determinare la forma dello spettro emesso, possiamo assumere che il disco sia otticamente spesso, nel senso che ogni elemento di esso irraggia come un corpo nero ad una temperatura che è funzione del raggio. Integrando la (2.24) sullo spessore del disco, si ottiene l'energia dissipata per unità di tempo e di area:

$$\frac{dE}{dt dA} = - \int_{-h}^{+h} f \frac{d\omega}{dr} r \cdot dz = \frac{3GM\dot{m}}{4\pi r^3} \left[ 1 - \left( \frac{r_{in}}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (2.26)$$

La condizione di disco otticamente spesso ci permette di uguagliare questa espressione all'energia emessa per unità di area da un corpo nero, pari a  $2\sigma T^4$ , dove il fattore 2 tiene in considerazione i contributi delle due facce del disco. Si ottiene così la dipendenza della temperatura del disco dal raggio:

$$T(r) = \left\{ \frac{3GM\dot{m}}{8\pi\sigma r^3} \left[ 1 - \left( \frac{r_{in}}{r} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \right\}^{\frac{1}{4}} \quad (2.27)$$

Nel caso di  $r \gg r_{in}$ , la (2.27) si può approssimare a  $T(r) = T_*(r/r_{in})^{-3/4}$ , dove viene definita la temperatura caratteristica del raggio interno del disco come:

$$T_* \equiv T(r_{in}) = \left( \frac{3GM\dot{m}}{8\pi\sigma r_{in}^3} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.28)$$

L'intensità totale dell'emissione del disco è proporzionale all'intensità della radiazione di corpo nero alla temperatura data dalla (2.27) moltiplicata per la superficie emittente a quella temperatura:

$$S_\nu \propto \int_{r_{in}}^{r_{out}} 2\pi r B_\nu [T(r)] dr \quad (2.29)$$

Per frequenze  $\nu \gg kT_*/h$ , lo spettro diminuisce in maniera esponenziale, dal momento che tutto quello che si vede è essenzialmente la coda esponenziale della distribuzione di Planck delle parti più calde del disco.

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

Per frequenze  $\nu \ll kT_*/h$ , la radiazione proviene principalmente dalle parti con  $r \gg r_{in}$  e si puo' utilizzare l'approssimazione  $T(r) = T_*(r/r_{in})^{-3/4}$ . Ricordando che  $B_\nu(T) \propto \nu^3 [\exp(h\nu/kT - 1)]^{-1}$ , si puo' quindi riscrivere la (2.29) come:

$$S_\nu \propto \nu^{1/3} \int_0^{x_{out}} \frac{x^{5/3} dx}{e^x - 1} \quad (2.30)$$

dove  $x \equiv h\nu/kT(r)$  e  $x_{out} \equiv h\nu/kT_{out}$  con  $T_{out} \equiv T(r_{out})$ . Quindi, per frequenze  $kT_{out}/h \ll \nu \ll kT_*/h$  e prendendo  $x_{out} \gg 1$ , si ottiene  $S_\nu \propto \nu^{1/3}$ : questo è in qualche modo considerato lo spettro caratteristico di un disco di accrescimento e fu calcolato per la prima volta da Lynden-Bell (1969). Per frequenze  $\nu \ll kT_{out}/h$ , lo spettro è dominato dalla coda Rayleigh-Jeans della distribuzione di Planck delle parti più fredde del disco, ed abbiamo  $S_\nu \propto \nu^2$ .

Per un disco che circonda un buco nero di  $10^8 M_\odot$  che si sta accrescendo al tasso di Eddington, l'emissione dalle parti interne del disco e' massimizzata alla frequenza  $\nu_{max} = \frac{2.8kT}{h} \simeq 3.6 \cdot 10^{16} \text{ Hz} \Rightarrow \lambda_{min} \simeq 100 \text{ \AA} \Rightarrow E_{max} \simeq 100 \text{ eV}$ , cioe' nella regione dell'estremo UV o soft-X dello spettro.

*L'emissione termica proveniente dal disco di accrescimento di un buco nero di taglia stellare risulta essere particolarmente grande nella regione X dello spettro, infatti la temperatura scala come  $\propto M^{-1/4}$ ; risulta quindi chiaro come per un buco nero di taglia galattica (AGN) l'emissione prevalente sia nell'UV.*

La struttura del disco di accrescimento e' in ultima analisi determinata dal gioco relativo tra il tasso di Eddington  $\dot{M}_{Edd}$  e l'opacita'  $\tau$  del materiale che accresce il disco.

Lo spettro emergente dipende dai dettagli della struttura del disco di accrescimento e quindi da molti parametri liberi, come l'intensita' del campo magnetico, l'inclinazione del disco e l'estensione della regione, in cui viene riprocessata la radiazione uscente dalla calda corona posta vicino al disco.

#### 2.4.4. Alternative

Non esistono alternative al modello del buco nero che siano altrettanto valide. I primi anni della ricerca sugli AGN hanno visto il proliferare di scenari in grado di giustificare l'enorme luminosità di questi oggetti (Burbidge & Burbidge, 1967), ma tutti hanno fallito alla luce delle nuove scoperte, o perché fisicamente inaccettabili.

La stessa esistenza del buco nero, pur essendo altamente plausibile, rimane difficile da provare. Negli ultimi anni, però, sono emersi alcuni fortissimi indizi sulla presenza di oggetti supermassivi ( $M > 10^7 M_{\odot}$ ) al centro delle galassie, in base a:

1. Studi dinamici del gas nel nucleo di M87 (Ford et al., 1994)
2. Cinematica del "Megamaser" in M106 (Miyoshi et al., 1995)
3. Studio della curva di rotazione del "water maser" di M106 (Maoz, et al., 1995)
4. Scoperta di righe di emissione X molto larghe e con redshift gravitazionale in MCG-6-30-15 (Tanaka et al., 1995)
5. "Reverberation Mapping" della regione delle righe di emissione larghe negli AGN (Korista et al., 1995)

### 2.5. Unificazione degli AGNs

Nonostante la grande varietà nella classificazione degli AGN, esistono modelli interpretativi che cercano di unificare il più possibile lo scenario osservativo, riducendo al minimo i parametri fisici fondamentali che determinano le reali differenze intrinseche degli oggetti. In questi modelli tutte le altre differenze non sarebbero altro che apparenti, dovute semplicemente all'orientazione dell'oggetto relativamente alla linea di vista dell'osservatore.

Lo scenario generale del MODELLO UNIFICATORE può essere riassunto dalla fig. 2.8, vedi § 2.1, 2.2, 2.4.

Il cuore di ogni nucleo galattico attivo è costituito da un disco di accrescimento, probabilmente geometricamente sottile ed otticamente spesso (Shakura & Sunyaev, 1973), in rotazione intorno ad un buco nero: tramite dissipazione viscosa la sua energia gravitazionale viene convertita in radiazione. Per un tipico AGN, la massa del buco nero centrale è dell'ordine di  $10^7 M_{\odot}$ , con un relativo  $R_s \leq 10^{13} \text{ cm}$ : la regione che emette in X è poco più grande, dell'ordine di qualche  $R_s$ .

Intorno a questo nucleo centrale, a distanze dell'ordine di  $10^{16} \text{ cm}$  (qualche giorno-luce), si trova la BLR, la regione responsabile delle righe larghe. A qualche centinaio di  $pc$ , invece, si trova la NLR, dove si formano le righe strette.

L'elemento fondamentale di ogni modello di unificazione è la presenza, a distanza dell'ordine del parsec dal centro, di un toro otticamente spesso, la cui simmetria assiale oscura la radiazione proveniente dal nucleo e dalla BLR se la linea di vista dell'osservatore è in direzione del suo equatore, mentre invece risulta ininfluente se è in direzione dell'asse polare. La radiazione proveniente dalla NLR, essendo esterna al toro, non subisce da esso alcun oscuramento.

È quindi chiaro come l'orientazione dell'oggetto rispetto all'osservatore risulti fondamentale per la sua classificazione. Si ha un AGN di tipo 1 se l'oggetto si presenta dal lato libero del toro, permettendo di osservare la radiazione proveniente dal nucleo, dalla BLR e dalla NLR; se invece il toro otticamente spesso si trova proprio nella direzione della linea di vista, non si osserva né il continuo del nucleo (o per lo meno si osserva, ad esempio nella banda X, molto attenuato) né le righe larghe; l'oggetto viene quindi classificato come un AGN di tipo 2.

A questo modello si deve aggiungere la presenza di un materiale diffusore al di sopra della parte lasciata libera dal toro, per giustificare l'osservazione, negli AGN 2, di un debole continuo nucleare e, in alcuni casi, di righe della BLR in luce polarizzata: è proprio questo materiale che riflette e polarizza una parte della radiazione nucleare nella direzione della linea di vista. I candidati a formare questo materiale sarebbero polvere ed elettroni caldi, ma la prima ipotesi deve essere esclusa, perché non può spiegare uno "scattering" indipendente dalla lunghezza d'onda ed operativo fino alla banda X, come invece viene spesso osservato.

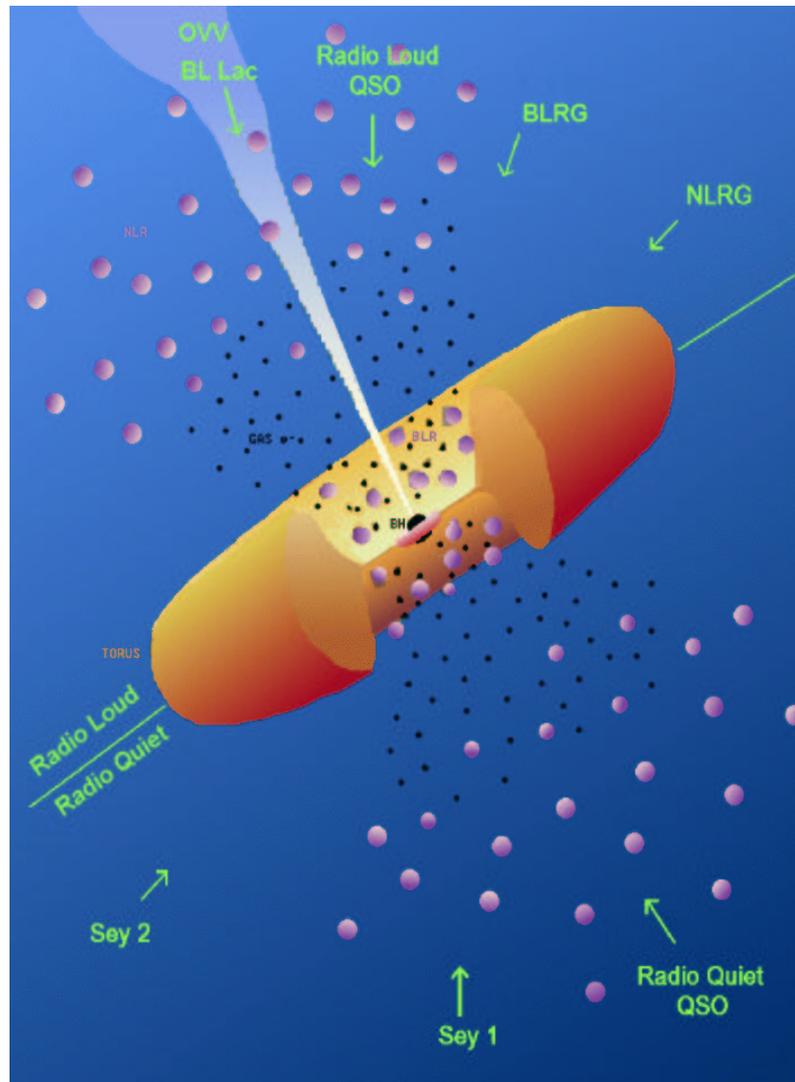


Figura 2.8.: La figura illustra i concetti basilari del modello di unificazione e mostra qualitativamente come la classificazione degli AGNs puo' dipendere dalla posizione relativa dell' osservatore; vi e' inoltre la suddivisione tra oggetti radio intensi ed oggetti radio quieti.

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

Lo scenario appena descritto è stato proposto per la prima volta nel lavoro di Antonucci & Miller (1985), dove un confronto tra lo spettro totale e quello in luce polarizzata della Seyfert 2 NGC 1068 rende evidente l'identificazione di quest'ultimo come quello tipico di una Seyfert 1, riflesso (e quindi polarizzato) da un plasma di elettroni investito direttamente dalla radiazione nucleare (incluse le righe della BLR) altrimenti invisibile alla linea di vista a causa del toro. Fino ad oggi, molti altri AGN 2 oltre a NGC 1068 presentano uno spettro polarizzato che li rende facilmente interpretabili come AGN 1 "nascosti".

A questo proposito, è molto interessante il risultato ottenuto dalle osservazioni in banda X di un campione di AGN 2 selezionato in base al flusso della linea di emissione [O III] (Salvati et al., 1997; Maiolino et al., 1998). Questo criterio di selezione degli oggetti del campione è stato scelto perché dovrebbe fornire un'indicazione dell'attività nucleare indipendente dall'oscuramento, visto che è emesso su scale molto maggiori di quelle del toro: questa scelta evita effetti di selezione contro AGN 2 molto oscurati. Da questo studio emerge che tutti gli AGN 2 osservati posseggono in effetti nuclei tipici di AGN 1 oscurati da densità colonnari mediamente alte, con un numero maggiore di oggetti "Compton thick" rispetto agli studi precedenti su altri campioni, per i quali sicuramente esistevano degli effetti di selezione contro di essi, semplicemente dovuti alla loro minore luminosità apparente.

D'altra parte, ci sono tutta una serie di indizi che suggeriscono l'esistenza di una qualche differenza intrinseca tra gli AGN 1 e gli AGN 2: una maggiore formazione stellare negli AGN 2 (Maiolino et al., 1997); galassie ospiti mediamente più irregolari nel caso degli AGN 2 (Maiolino et al., 1997; Malkan et al., 1998); un contenuto di polvere maggiore negli AGN 2 (Malkan et al., 1998). Sembrerebbe quindi che l'angolo di inclinazione non sia l'unico fattore discriminante tra i due tipi.

Una possibile modifica del modello di unificazione prevede che il toro si formi preferibilmente in galassie irregolari, che presentano una formazione stellare intensa e un grande contenuto di polvere (Matt, 2000). In questo scenario, tutti gli AGN 2 posseggono un toro (come già confermato dai risultati presentati precedentemente), mentre gli AGN 1 potrebbero essere di due tipi: del tutto privi del toro, oppure (come nel modello di unificazione più generale) visti da un'angolazione che non ha il toro lungo la linea di vista. Il caso più spettacolare di un AGN 1 provvisto di toro è rappresentato da NGC 4051, osservato da BeppoSAX in un periodo di bassissima luminosità, con uno spettro tipico di una Sy2 (Guainazzi et al., 1998). Un'osservazione successiva (Orr et al., 1998), invece, ha misurato nuovamente uno spettro di Sy1 con una luminosità maggiore. Questi risultati possono essere interpretati come lo "spegnimento" temporaneo del nucleo della Sy1, che ha lasciato la riflessione da parte del toro, prima invisibile per l'intensa radiazione nucleare, come un vero e proprio eco dell'attività precedente. Successivamente, l'attività nucleare si è "riaccesa", e la presenza del toro è stata di nuovo oscurata.

Proprieta' Radio	Orientaz. (di faccia)	Orientaz. (di taglio)
Radio Quiet	QSO; Seyfert 1	Seyfert 2; Galassie FIR
Radio Intensi	BL Lac; BLRG; Quasar/OVV	FRI; NLRG; FR II

Tabella 2.1.: Raggruppamento degli AGNs in base all' orientazione ed alle caratteristiche radio.

La ragione principale dell' esistenza di questi modelli e' che si cerca sempre una descrizione della natura che sia il piu' semplice possibile in assenza dell' evidenza del contrario, secondo il principio filosofico detto "*Rasoio di Occam*"<sup>23</sup>, gran parte delle differenze tra i vari modelli di AGNs possono essere quindi ricondotte ad effetti di orientazione.

In tab. 2.1 sono riassunti i vari aspetti del modello generale di unificazione. Gli elementi chiave in questo semplice schema sono il "toro oscurante" e, nel caso delle sorgenti radio, "il getto", che emette per sincrotrone.

Assumeremo questo quadro generale come lo SCENARIO BASE DI UNIFICAZIONE (Antonucci et al., 1993), anche se e' possibile individuare altri tipi di scenari e dicotomie, per esempio secondo Peterson si possono distinguere due tipi di *modelli unificati* degli AGNs che possono essere caratterizzati sia come **modello forte**, che come **modello debole**, rispetto al numero di parametri fondamentali presi in considerazione, Peterson et al., 1997.

**Il Modello di Unificazione Debole** permette una maggiore diversita' e tende a spiegare le relazioni tra alcuni tipi di AGNs. Un esempio di modello ad unificazione debole e' quello che contiene due parametri intrinseci, la *luminosita' ottica e radio*. In questi modelli ci sono due tipi basilari di AGNs quelli radio quieti e radio intensi. In ciascun tipo vediamo un ampio range di fenomeni che hanno a che fare con le variazioni di questi due parametri basilari, piu' apparenti differenze dovute all' orientazione del sistema relativo all' osservatore.

**Il Modello di Unificazione Forte**, d' altro canto assume che ci sia un singolo parametro intrinseco: la *luminosita' totale* e che tutte le differenze che si osservano tra gli AGNs, incluse le differenze tra le caratteristiche ottiche e radio sono ascrivibili a vari effetti di orientazione.<sup>24</sup>

<sup>23</sup>Il RASOIO DI OCCAM recita: "a parita' di probabilita' ed in assenza di evidenze per il contrario, si deve tendere a preferire la possibilita' piu' semplice, o con meno parametri liberi".

<sup>24</sup>Storicamente ci sono stati altri tipi di modelli unificatori, come gli **Schemi di Unificazione Ottica** che traggono la loro origine sulla natura delle galassie di Seyfert 2; nel caso delle sorgenti radio, invece i modelli a sincrotrone predicono un alto grado di anisotropia (per esempio nei Blazars, in cui vediamo gli stessi AGNs ma lungo la linea del getto collimato).

### 2.5.1. AGN Radio Quieti e Radio Intensi

Spesso si parla di **Grande Unificazione**; essa spiega anche le differenze osservate tra le varie classi di AGN in merito alla loro emissione radio. Gli oggetti radio intensi sono infatti una piccola percentuale della popolazione di AGN, tranne alle alte luminosità dove la distribuzione dei quasars e dei QSOs risulta praticamente uguale (Padovani, 1993). Gli oggetti radio intensi inoltre possiedono indici spettrali X più piatti ( $\alpha_X \sim 0.5$ ) di quelli radio quieti ( $\alpha_X \sim 1.0$ ), Wilkes & Elvis, 1987, vedi fig. 2.2; gli spettri UV degli AGN radio quieti e radio intensi sono praticamente indistinguibili (Steidel & Sargent, 1991), ma gli spettri ottici mostrano alcune differenze, infatti i radio intensi hanno delle righe di emissione del FeII più forti e righe di emissione strette più deboli (Boroson & Green, 1992).

Assodata la presenza del buco nero supermassivo all'interno degli AGN, l'ipotesi più accreditata per spiegare le proprietà radio di queste sorgenti è connessa al momento angolare del buco nero: se un *buco nero è statico o lentamente rotante* (metrica di Schwarzschild), allora l'AGN è **RADIO QUIETO** (tutte le Seyfert possiedono quindi un buco nero statico); se invece il buco nero è velocemente rotante (metrica di Kerr), allora l'AGN è **RADIO INTENSO**. Questo scenario è stato proposto da Wilson & Colbert (1995).<sup>25</sup> L'assunzione fondamentale è che l'origine dello spettro dell'AGN sia, dall'X all'IR, termica e pilotata dall'accrescimento in massa del buco nero. L'energia radio, che si manifesta nella forma di jets, risulta quindi energia meccanica estratta dal buco nero. Quindi l'elemento chiave che determina la luminosità radio è che i momenti angolari dei buchi neri non siano determinati dal normale processo di accrescimento di massa, ma dall'unione e fusione dei buchi neri centrali di due galassie (grandi momenti angolari si hanno per buchi neri mergianti della stessa massa).

Le differenze maggiori che emergono dal profilo delle righe di emissione nei due casi di buco nero rotante e non rotante risiede nel differente raggio dell'ultima orbita stabile (vedi § 2.4); infatti nel caso di Kerr, per un buco nero rotante, tale raggio risulta minore ( $\sim 1.23 R_g$  contro  $\sim 6 R_g$  nel caso di Schwarzschild), più vicina all'orizzonte degli eventi del buco nero e quindi risente maggiormente degli effetti di Relatività Generale.

Tuttavia recentemente si è osservata una Seyfert, quindi un oggetto radio quieto (MCG -6-30-15), che possiede un buco nero rotante (Wilms et al., 2001); questa osservazione mette in crisi la visione grande-unificata per l'emissione radio.

---

<sup>25</sup>Blandford (1990) ha invece ipotizzato che i parametri responsabili dell'emissione radio fossero essenzialmente tre: 1) la massa del buco nero centrale; 2) il tasso di accrescimento (rispetto a quello limite di Eddington); 3) il momento angolare del buco nero, oltre all'inclinazione del sistema come vista dall'osservatore. Quest'ultimo punto infatti è fondamentale: infatti a seconda dei moti orbitali delle particelle cariche intorno al buco nero si determina se gli effetti elettromagnetici sono o no abbastanza grandi da formare e collimare dei jets relativistici.

OGGETTI RADIO QUIETI	Densita' Spaziale ( $Gpc^{-3}$ )
Sy2	$8 \cdot 10^5 h_0^3$
Sy1	$3 \cdot 10^5 h_0^3$
QSOs	$800 h_0^3$
OGGETTI RADIO INTENSI	Densita' Spaziale ( $Gpc^{-3}$ )
FRI	$2 \cdot 10^4 h_0^3$
BL Lacs	$600 h_0^3$
FRII	$80 h_0^3$
Quasars	$20 h_0^3$

Tabella 2.2.: Densita' spaziali osservate delle classi di Agn piu' significative per volume comovente fissato, Peterson et al., 1997.

## 2.5.2. Test Statistici per l' Unificazione

Per verificare i modelli di unificazione, si parte da un gruppo di oggetti piu' o meno simili denominati "*Parent Population*", le cui proprieta' osservative differiscono in relazione a come sono orientati rispetto all' osservatore. In media supponiamo che essi siano orientati a caso; quindi un primo ovvio criterio e' quello di osservare che la densita' spaziale del gruppo di oggetti considerato (per esempio gli AGN 2) sia minore di quella della parent population (anche se la distribuzione di alcune parent populations puo' variare col tempo, cioe' si tratta di distribuzioni in funzione del redshift, La Franca et al., 2001).

Bisogna comunque essere confidenti che nella stessa parent population si stanno considerando tutti oggetti simili e che le differenze osservate siano dovute solo ad effetti di orientazione (non si puo' a priori paragonare le proprieta' degli AGN 1 e quelle degli AGN 2 perche' non e' detto a priori che la distribuzione intrinseca in luminosita' sia la stessa).<sup>26</sup>

Per gli AGN un ovvio modo di formulare paragoni e' in base ad un campione limitato in distanza di AGN 1 ed AGN 2, per esempio considerando tutti gli AGNs dentro un volume fissato si dovrebbe essere in grado di poter paragonare con una buona accuratezza le proprieta' dei differenti tipi di oggetti dentro a quel volume, vedi tab. 2.2.

Un altro modo di procedere e' di comparare solo quegli oggetti per i quali c' e' un indicatore univoco della luminosita' che non dipenda dall' angolo di vista, cioe'

<sup>26</sup>Molte delle galassie che hanno la stessa luminosita' intrinseca possono apparire particolarmente diverse le une dalle altre poiche' il loro continuo puo' non essere sempre irraggiato isotropicamente, bisogna quindi fare attenzione alla scelta della parent population.

## Capitolo 2. Nuclei Galattici Attivi

---

di ricercare componenti degli AGNs che emettano radiazione isotropicamente in ogni direzione e liberi da effetti di oscurazione in modo da ottenere una valutazione generale della luminosita' totale intrinseca di quella parent population da estendere anche agli altri AGN.

A tale scopo si utilizzano spesso alcune delle caratteristiche piu' importanti degli AGN:

- **Emissione Radio Estesa**, vedi § 2.1.1.1.1;
- **Emissione nel FIR**, vedi § 2.1.1.1.1;
- **Emissione Estesa delle NLRGs**, vedi § 2.3.2;
- **Emissione Hard X**, vedi §2.2.

### 3. Surveys di AGNs

Uno degli obiettivi fondamentali delle ricerche sugli AGNs e' quello di ricavare informazioni generali sulla storia dell' universo, in particolar modo utilizzando i QSOs.

Le due branche principali di tali ricerche sono:

1. Determinare le caratteristiche della popolazione dei QSOs in funzione del redshift;
2. Trovare l' epoca in cui per la prima volta comparvero i primi QSOs (cio' ci darebbe in prima approssimazione un tempo scala di formazione delle prime galassie nell' universo giovane).

Per questo tipo di lavori e' necessario utilizzare grandi campioni di QSOs.

La quantita' misurabile che scaturisce dalle surveys di QSOs e' la *densita' superficiale*,  $\frac{dN(F, z)}{d\Omega}$  che e' il numero di QSOs per unita' di angolo solido (grado quadrato), come funzione del flusso,  $F$  e del redshift,  $z$ . Da cio' si puo' calcolare la **Funzione di Luminosita'** che e' il numero relativo di AGNs ad una data luminosita' e la **Densita' Spaziale** che e' il numero relativo di sorgenti per unita' di *volume comovente* su un qualche range di luminosita' specificato.<sup>1</sup>

La meta fondamentale delle surveys di QSOs e' quindi quella di determinare  $\frac{dN(F, z)}{d\Omega}$  nel miglior modo possibile; cio' risulta alquanto complicato poiche' i QSOs sono deboli e la loro densita' superficiale e' bassa (la densita' superficiale totale di QSOs piu' brillanti della magnitudine 21 e' solo  $\sim 40 \text{ deg}^{-2}$ ). Per determinare come la popolazione dei QSOs vari con il redshift e' necessario avere un grandissimo numero di candidati e nel far cio' dobbiamo stare attenti agli effetti di selezione che possono portare ad un quadro fallace della distribuzione.

Risulta quindi chiaro come sia indispensabile utilizzare la miglior strategia osservativa possibile per l' individuazione e lo studio dei QSOs, in modo da minimizzare la contaminazione di altre sorgenti e da minimizzare la probabilita' di escludere inavvertitamente veri candidati QSOs.

---

<sup>1</sup>La densita' comovente e' sempre riferita al volume equivalente proprio all' epoca corrente; mentre la densita' misurata al redshift  $z$  viene diminuita di un fattore  $(1 + z)^3$  in unita' di sorgenti per  $Gpc^3$ .

### Capitolo 3. Surveys di AGNs

---

Alcuni dei principali metodi per trovare i QSOs sono di seguito esposti:

- **Posizione Radio**; si tratta di un metodo in cui si cercano le coincidenze tra le sorgenti radio e gli oggetti quasi-stellari; per una identificazione non ambigua si necessita di un' accuratezza di almeno  $\sim 1 \text{ arcmin}$  nella posizione radio e che si isolino solo i QSOs radio intensi; essi pero' rappresentano solo una frazione modesta degli AGNs (5% – 10%) e potrebbero quindi non essere un campione rappresentativo dell' intera popolazione.
- **Posizione Radio + Eccesso UV**; si tratta di un modo efficiente di trovare singoli QSOs e consiste nell' esaminare nei campi delle sorgenti radio con risoluzione relativamente piccola (qualche arcmin) e fare gli spettri delle sole sorgenti piu' blu del campo. Gli oggetti rivelati vengono poi identificati dalle survey fatte precedentemente; in ottico per esempio le "Palomar Sky Surveys". Purtroppo, come nel caso precedente, questo metodo focalizza l' attenzione sulle sorgenti radio intense.
- **Colore**; si tratta del metodo classico per trovare i QSOs e cioe' in base al loro eccesso UV, recentemente pero' tale metodo si e' raffinato inserendo oltre all' eccesso UV, anche "effetti multicolor" per isolare piu' efficientemente i QSOs dagli oggetti dominati dall' emissione stellare.
- **Spettroscopia Slitless**; e' un metodo che tende ad incrementare l' efficienza della survey ottenendo spettri di un gran numero di oggetti in ogni singolo campo di vista, per esempio mettendo un prisma di fronte all' obiettivo di un telescopio a grande campo. Quindi le forti righe di emissione rendono lo spettro dei QSOs distinguibile da quello delle stelle, anche a basse risoluzioni spettrali. L' unico problema del metodo e' il rapporto segnale rumore che ne consegue (risulta molto basso).
- **Emissione X**; e' un metodo basato sulla peculiarita' piu' grande degli AGNs e cioe' la loro forte emissione X. Probabilmente tale metodo fornisce il miglior censimento dell' intera popolazione di AGN, almeno a bassi redshifts, vedi § 3.2.

Una volta isolati i candidati QSOs, si necessita comunque di una verifica spettroscopica per verificare che i candidati siano effettivamente QSOs ed ottenere una misura accurata del loro redshift, da qui la necessita' di eseguire un "follow-up" nell' ottico delle sorgenti rivelate.

I moderni metodi per isolare i candidati producono dei tassi di successo relativamente alti ( $\sim 40\% - 80\%$  dei candidati sono realmente QSOs), ma il motivo

---

principale di un tale alto tasso di successo sono i dispositivi digitali utilizzati invece dei vecchi dispositivi fotografici oltre ai sempre piu' complessi programmi di elaborazione statistica.

L' identificazione di QSOs sulla base della loro variabilita' (tipicamente i QSOs variano in luminosita' di poche decine di magnitudini su tempi scala degli anni, cosa che li distingue da molte stelle) e' risultata essere molto efficace, soprattutto se riferita a campioni di oggetti molto grandi e su un gran numero di osservazioni spaziate su molti anni. A causa degli effetti di dilatazione del tempo  $c'$  e' statisticamente un fattore  $(1 + z)$  contro la rivelazione di oggetti ad alto redshift e la correlazione inversa tra la luminosita' e l' ampiezza della variabilita' introduce un ulteriore fattore contro la rivelazione delle sorgenti ad alta luminosita'; ma si possono apportare delle correzioni statistiche per questi effetti.

Molte surveys sono basate sull' emissione X (o ad altre lunghezze d' onda) degli AGNs e forniscono una importante verifica sulle conclusioni estrapolate dai campioni selezionati otticamente; inoltre, nel caso X, grazie alla minor densita' di sorgenti per grado quadrato, la statistica sul campione in queste surveys non risente in maniera cosi' marcata come ad altre lunghezze d'onda degli errori causati dall' inquinamento del campione, quindi le sorgenti spurie sono in numero inferiore.

## 3.1. Principi Basilari

L'efficienza con la quale i QSOs vengono rivelati da una particolare strategia osservativa e' una funzione di alcuni parametri tra i quali la luminosita', il redshift, il SED; si tratta di variabili indipendenti, che possono essere utilizzate per definire una FUNZIONE DI SELEZIONE PER LA SURVEY.

### 3.1.1. Numero di Conteggi Aspettato

Un'obbiettivo comune delle surveys e' quello di ottenere un "campione di sorgenti a flusso limitato", cioe' di rivelare tutte le sorgenti in una data regione del cielo con flusso superiore ad un limite inferiore di rivelazione,  $S$ .

Se per semplicita' supponiamo un campione di sorgenti tutte della stessa luminosita',  $L$  e supponiamo che lo spazio sia euclideo; allora la densita' spaziale degli oggetti, come funzione della distanza  $r$  dall'osservatore sara'  $n(r)$ , e quindi il numero totale di sorgenti che verranno rivelate nell'elemento di volume,  $dV$ , sara':

$$dN(r) = n(r) dV = n(r) r^2 dr d\Omega \quad (3.1)$$

E quindi la densita' superficiale di sorgenti, cioe' il numero di sorgenti per unita' di angolo solido tra  $r$  ed  $r + dr$  sara' dato da:

$$\frac{dN(r)}{d\Omega} = n(r) r^2 dr \quad (3.2)$$

Tra il flusso e la luminosita' di una sorgente alla distanza  $r$ , vale la relazione:

$$F = \frac{L}{4\pi r^2} \quad (3.3)$$

Supponendo quindi che si possano rivelare tutte le sorgenti dentro ad un campo di vista fino al flusso limitante,  $S$ ; allora tutte le sorgenti con  $F \geq S$  verranno contate, cio' implica che si possono rivelare sorgenti fino ad una certa distanza massima,  $r_{max}$ :

$$r_{max} = \left( \frac{L}{4\pi S} \right)^{1/2} \quad (3.4)$$

Il numero di sorgenti per unita' di angolo solido rivelate aventi flusso superiore ad  $F \geq S$  sara'  $N(S)$ ; si tratta di una distribuzione cumulativa delle sorgenti come funzione del flusso:

$$N(F > S) = N(S) = \int \frac{dN}{d\Omega}(F \geq S) = \int \frac{dN}{d\Omega}(r \leq r_{max}) = \int_0^{r_{max}} n(r) r^2 dr \quad (3.5)$$

Nel caso di una densita' uniforme di oggetti ( $n(r) = n_0$ ), allora si ha:

$$N(S) = n_0 \frac{r_{max}^3}{3} = \frac{n_0}{3} \left( \frac{L}{4\pi S} \right)^{3/2} \propto S^{-3/2} \quad (3.6)$$

$$\log N(S) = \log \left[ \frac{n_0 L^{3/2}}{3(4\pi)^{3/2}} \right] - \frac{3}{2} \log S \quad (3.7)$$

Tutto cio' vale per una densita' costante nello spazio euclideo.

### 3.1.2. Test $\log(N) - \log(S)$

Osservativamente si effettua il cosiddetto "test  $\log(N) - \log(S)$ " per verificare, dalla 3.7, che la distribuzione di oggetti,  $\log(N_{F>S})$  a flusso maggiore della soglia sia costante nello spazio.

Il gran vantaggio di questo test e' che non si richiedono le distanze delle singole sorgenti.<sup>2</sup>

Se le sorgenti possiedono una distribuzione in luminosita'  $L$ , indipendente dalla distanza, allora il termine costante nell' equazione cambia, mentre la dipendenza da  $S$  resta la stessa; quindi faremo l' assunzione che la densita' degli oggetti come funzione della distanza e della luminosita' possa essere separata in due pezzi:

$$n(r, L) dr dL = n(r) \Phi(L) dr dL \quad (3.8)$$

Dove  $\Phi(L) dL$  e' la **Funzione di Luminosita'** e quindi assumendo sempre  $n(r) = n_0$ , si ha:

$$N(S) = \int \int_0^{r_{max}(L)} n(r, L) r^2 dr dL = \frac{n_0}{3} (4\pi S)^{-3/2} \int L^{3/2} \Phi(L) dL \quad (3.9)$$

In questo modo si puo' testare se la densita' spaziale di una particolare classe di oggetti e' costante o no, graficando  $\log(N(S, m))$ , come funzione sia del  $\log(S)$  sia

<sup>2</sup>La versione ottica di tale processo e' considerare le sorgenti piu' luminose di un flusso limite di magnitudine apparente  $m \propto -2.5 \log(S)$ , quindi  $\log(S) \propto -0.4m$  e quindi:

$$-\frac{3}{2} \log(S) = (-1.5)(-0.4m) = 0.6m$$

Il numero di sorgenti con magnitudine maggiore di  $m$  sara':

$$\log(N(m)) \propto 0.6m$$

Per una densita' spaziale costante il numero di oggetti rivelati aumentera' di un fattore  $\sim 10^{0.6} \approx 4$  per ogni magnitudine.

### Capitolo 3. Surveys di AGNs

---

di  $m$ , e misurando la pendenza, cioè'  $\frac{d\log(N(S))}{d\log(S)}$  ( $= -\frac{3}{2} = -1.5$ ) per una densità costante, oppure  $\frac{d\log(N(m))}{dm}$  ( $= 0.6$ ) sempre per densità costante.

Se si avesse una pendenza maggiore, cioè'  $\frac{d\log(N(S))}{d\log(S)} < -1.5$  oppure  $\frac{d\log(N(m))}{dm} > 0.6$  allora bisognerebbe concludere che la densità spaziale aumenta con  $r$ .

#### 3.1.3. Problemi con i Campioni a Flusso Limitato

Ci sono una serie di difficoltà con il test  $\log(N) - \log(S)$ :

1. Assunzione implicita che la forma della *funzione di luminosità* sia la stessa dappertutto e questo non sembra essere vero per i QSOs (la funzione di luminosità è considerevolmente diversa oggi da quella a  $z \geq 2$ ).
2. In teoria tutte le sorgenti con flusso maggiore del flusso limitante  $S$  devono essere rivelate, ma in pratica ciò non è quasi mai possibile. Nel caso reale, quindi, sorge un *problema di completezza*: se alcune sorgenti vengono perse, la relazione  $\log(N) - \log(S)$  si appiattisce annullando gli effetti della distribuzione che decresce con  $r$ . *Risultano fondamentali i risultati di precedenti surveys per poter sovrapporre e confrontare gli stessi campi di vista.*
3. L' *Eddington Bias*, vedi § 3.1.3.1.

##### 3.1.3.1. The Eddington Bias

Un effetto potenzialmente importante, che provoca errori casuali nelle misure della magnitudine e che può sistematicamente portare ad alterare il numero di conteggi di QSOs che si ottengono, è detto *Eddington Bias*. Per quantificare tale effetto utilizziamo il numero differenziale di conteggi di QSOs per magnitudine e per unità di angolo solido  $A(m)$ , cioè' la densità superficiale di QSOs nel range di magnitudine  $[m - \delta m; m + \delta m]$  per grado quadrato. Il numero cumulativo di conteggi  $N(m)$ , è dato da:

$$N(m) = \int_{-\infty}^m A(m) dm \quad \Rightarrow \quad \frac{dN(m)}{dm} = A(m) \quad (3.10)$$

Ogni magnitudine di QSO che misuriamo è soggetta ad errori casuali e tali errori possono incrementare o decrementare il valore osservato di  $m$  rispetto al valore vero  $m'$ ; poiché inoltre ci sono più sorgenti alla magnitudine apparente  $m' + \delta m'$  di quelle a  $m' - \delta m'$ , allora gli errori casuali tenderanno ad aumentare  $A_{obs}(m)$  rispetto al valore vero  $A(m')$ ; questa è la natura dell' *Eddington Bias*. Infatti assumendo che gli errori randomizzati possano essere descritti da una gaussiana di

dispersione  $\sigma$  in  $m - m'$ ; la probabilita' di misurare una magnitudine  $m$  per una sorgente di magnitudine apparente vera  $m'$  sara' data dalla distribuzione normalizzata di probabilita':

$$P(m'; m) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \cdot e^{-\frac{(m-m')^2}{2\sigma^2}} \quad (3.11)$$

Il valore osservato di  $A(m')$ , cioe'  $A_{obs}(m')$  e' dato dalla distribuzione della  $A(m)$  convoluta con la distribuzione di probabilita':

$$A_{obs}(m') = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} A(m) \cdot e^{-\frac{(m-m')^2}{2\sigma^2}} dm \quad (3.12)$$

L' equazione si puo' invertire per ricavare  $A(m)$  espandendola in serie rispetto ad  $m'$ , e cioe':

$$A(m) = A(m') + (m - m') \frac{dA(m')}{dm} + \frac{(m - m')^2}{2} \frac{d^2 A(m')}{dm^2} + \dots \quad (3.13)$$

Quindi si ottiene:

$$\begin{aligned} A_{obs}(m') &= \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} A(m') \cdot e^{-\frac{(m'-m)^2}{2\sigma^2}} dm + \\ &+ \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dA(m')}{dm} (m - m') \cdot e^{-\frac{(m'-m)^2}{2\sigma^2}} dm + \\ &\frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2 A(m')}{dm^2} \frac{(m - m')^2}{2} \cdot e^{-\frac{(m'-m)^2}{2\sigma^2}} dm \\ \Rightarrow A_{obs}(m') &= A(m') + 0 + \frac{\sigma^2}{2} \frac{d^2 A(m')}{dm^2} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Al primo ordine il numero di sorgenti rivelate che risultano essere le piu' brillanti viene cancellato dal numero di quelle che risultano essere le piu' deboli: finche  $\sigma$  e' piccolo i termini di ordine superiore ( $\approx \sigma^4$ ) possono essere ignorati e quindi possiamo approssimare  $\frac{d^2 A(m')}{dm^2} \approx \frac{d^2 A_{obs}(m')}{dm^2}$  e cioe':

$$A(m) \approx A_{obs}(m) - \frac{\sigma^2}{2} \frac{d^2 A_{obs}(m')}{dm^2} \quad (3.15)$$

Il secondo termine rappresenta una correzione al conteggio differenziale osservato  $A_{obs}(m)$  che quindi risulta essere troppo grande. Da cio' si puo' generalizzare l' equazione precedente per  $N(m)$  nella forma:

$$N(m) \propto C \cdot 10^{km} \quad (3.16)$$

### Capitolo 3. Surveys di AGNs

---

Dove  $C$  e' una costante e  $k$  puo' essere debolmente variabile in funzione di  $m$  (in uno spazio euclideo di densita' costante  $k = 0.6$ ). Quindi  $(\log A(m) = C' + km$ , con  $C'$  altra costante):

$$A(m) = \frac{dN(m)}{dm} = Ck(\ln(10))10^{km}$$

$$\frac{d \log(A)}{dm} = \frac{\log(e)}{A} \frac{dA}{dm} \quad \frac{d^2 A}{dm^2} = \frac{dA}{dm} \frac{1}{\log(e)} \frac{d \log(A)}{dm} = A \cdot \left( \frac{1}{\log(e)} \frac{d \log(A)}{dm} \right)^2 \quad (3.17)$$

Ed in conclusione si ottiene:

$$A(m) \approx A_{obs}(m) \cdot \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma k}{\log(e)} \right)^2 \right] \quad (3.18)$$

Per un tipico errore di magnitudine pari a  $\sigma \approx 0.1 \text{ magn}$  e  $k \approx 0.6$ , si nota che la densita' superficiale osservata di conteggi deve essere ridotta di solo  $\approx 1\%$  e percio' la correzione puo' essere trascurata; comunque se si considera il caso  $\sigma \approx 0.3 \text{ magn}$  e  $k \approx 0.8$ , che sono comunque stime realistiche dei due parametri in alcuni casi, allora la correzione da apportare puo' anche arrivare a  $\approx 15\%$ .

#### 3.1.4. Test Luminosita' Volume

Poiche' il test  $\log(N) - \log(S)$  risulta molto sensibile alla completezza del campione, Schmidt (1968) ideo' un procedimento alternativo detto TEST LUMINOSITA' VOLUME o anche conosciuto come TEST V/VMAX.

Supponendo di rivelare una sorgente alla distanza  $r$ , nello spazio euclideo il flusso osservato sara' dato da  $F = \frac{L}{4\pi r^2}$  con  $F \geq S$ , dove  $S$  e' il limite di rivelazione. La stessa sorgente puo' in linea di principio essere rivelata al massimo fino ad  $r_{max} = (L/4\pi S)^{1/2}$ ; a tale distanza si intercetta quindi un volume sferico intorno all' osservatore ( $V_{max} = \frac{4\pi r_{max}^3}{3}$ ), in cui una sorgente di luminosita'  $L$  puo' essere rivelata.

Se si considerano tante sorgenti, inizialmente si puo' dire che circa meta' di esse si troveranno nella parte interna di questo volume, mentre l' altra meta' circa nella parte esterna, se la densita' di questi oggetti e' uniforme.

Si puo' quindi costruire una statistica  $V/V_{max}$  dove  $V$  e' il volume sferico sulla cui superficie e' localizzato l' oggetto. Ci si aspetta, nell' ipotesi di una distribuzione uniforme, che il valore medio del rapporto  $\langle V/V_{max} \rangle \sim 0.5$ ; infatti calcolando il valore medio di  $V$  per una densita' costante, si ha:

$$\langle V \rangle = \frac{\int_{\Omega} \int_0^{r_{max}} (4\pi r^3/3) n(r) r^2 dr d\Omega}{\int_{\Omega} \int_0^{r_{max}} n(r) r^2 dr d\Omega} = \frac{4\pi n_0 \int_0^{r_{max}} r^5 dr}{3 n_0 \int_0^{r_{max}} r^2 dr} =$$

$$\langle V \rangle = \frac{4\pi r_{max}^6/6}{3 r_{max}^3/3} = \frac{4\pi r_{max}^3}{3 \cdot 2} \Rightarrow \left\langle \frac{V}{V_{max}} \right\rangle = \frac{1}{2} \quad (3.19)$$

Similmente si puo' calcolare l' incertezza teorica sul valore di  $\left\langle \frac{V}{V_{max}} \right\rangle$  per un campione di  $N$  oggetti:

$$\sigma_{\frac{V}{V_{max}}} = \left[ \frac{1}{N} \left( \left\langle \left( \frac{V^2}{V_{max}^2} \right) \right\rangle - \left\langle \frac{V}{V_{max}} \right\rangle^2 \right) \right]^{1/2} = \left|_{\langle V^2 \rangle = \frac{V_{max}^2}{3}} \right.$$

$$\sigma_{\frac{V}{V_{max}}} = \frac{1}{N^{1/2}} \left[ \frac{1}{3} - \left( \frac{1}{2} \right)^2 \right]^{1/2} = (12N)^{-1/2} \quad (3.20)$$

Il test consiste quindi nel calcolare per ogni oggetto questa grandezza  $\left\langle \frac{V}{V_{max}} \right\rangle = \frac{r^3}{r_{max}^3} \pm (12N)^{-1/2}$  e confrontarla con il valore medio per una distribuzione uniforme di oggetti (0.5)

Il calcolo di queste grandezze risulta un po' piu' complicato per un universo in espansione; infatti bisogna considerare in questo caso la DISTANZA DI LUMINOSITA',  $d_L$  al posto di  $r$  (e quindi  $d_{L\ max}$  al posto di  $r_{max}$ ).<sup>3</sup>

Vanno inoltre applicate le cosiddette *correzioni-K*, cioe' si calcola la magnitudine assoluta della sorgente osservata che possiede magnitudine apparente  $m$  alla distanza di luminosita'  $d_L$  (misurata in Mpc),  $M = m - K(z) - 5 \log(d_L) - 25$ ; quindi risolvendo per un certo valore  $z_{max}$ , in cui la sorgente di magnitudine assoluta  $M$  raggiunge la sua magnitudine apparente limite  $m_{lim}$ , l' *assunzione di densita' costante per unita' di covolume (volume comovente)* (cioe' del tipo  $dV(z) = a_0^2 r^2 dr \delta\Omega$ ), implica:

$$\frac{dV}{dz} = \frac{d_L^2 c dz \delta\Omega}{H_0(1+z)^3(1+2q_0z)^{1/2}} \quad (3.21)$$

Quindi per ogni oggetto del campione l' integrale di volume e' dato da:

$$V'_i(z) = \int_0^{z'} \frac{dV(z)}{dz} dz = \int_0^{z'} \frac{d_L^2(z) c dz}{H_0(1+z)^3(1+2q_0z)^{1/2}} \quad (3.22)$$

Tale integrale dovra' essere valutato per ogni candidato ( $i = 1, \dots, N$ ) al redshift  $z' = z$  dell' oggetto osservato ed al redshift  $z' = z_{max}$ , che rappresenta il

<sup>3</sup>La distanza di luminosita' puo' essere scritta nella forma di Terrel (1977) come:

$$d_L = \frac{cz}{H_0} \left[ 1 + \frac{z(1+q_0)}{(\sqrt{2q_0z+1} + 1 + zq_0)} \right] \Big|_{q_0=\frac{1}{2}} = \frac{cz}{H_0} \left[ 1 + \frac{z/2}{(\sqrt{z+1} + 1 + z/2)} \right]$$

### Capitolo 3. Surveys di AGNs

---

redshift massimo, data una certa luminosita' intrinseca  $L$ , al quale l' oggetto puo' essere rivelato.<sup>4</sup> Alla fine si ha:

$$\left\langle \frac{V}{V_{max}} \right\rangle = \sum_{i=1}^N \frac{V_i(z)}{V_i(z_{max})} \quad (3.23)$$

Il TEST  $V/V_{MAX}$  e' un test per densita' non uniforme, e' percio' importante ricordare che esso non fornisce nessuna informazione sulla forma della funzione di densita' come funzione della distanza, ma solo se ci sono piu' oggetti a grande distanza rispetto a quelli a piccola distanza (o viceversa).

Quindi qualora  $\left\langle \frac{V}{V_{max}} \right\rangle > 0.5$  ci sono piu' oggetti a grande distanza dall' osservatore (grandi redshift e quindi nel passato dell' universo); mentre se  $\left\langle \frac{V}{V_{max}} \right\rangle < 0.5$  allora vale il viceversa.

Poiche' infatti le distanze dei QSOs (AGN 1) coinvolte sono enormemente grandi, quando vengono svolte delle osservazioni si scruta indietro nel tempo, percio' anziche' un test per la omogeneita/disomogeneita' il test  $V/V_{max}$  diviene un test per vedere che tipo di evoluzione possiedono nel tempo queste famiglie di oggetti.

Nel corso degli anni si e' mostrata una significativa evoluzione dei quasar con il redshift (quindi con il tempo cosmico); si e' quindi mostrato che vi erano piu' quasars nel passato che non all' epoca attuale (*evoluzione di densita'*); ovviamente si puo' interpretare il tutto anche assumendo che le singole sorgenti ai giorni nostri sono piu' deboli di come lo erano nel passato (*evoluzione di luminosita'*).

#### 3.1.5. Funzioni di Selezione delle Surveys

In aggiunta alla dipendenza dalla luminosita', dal redshift e dal SED, la probabilita' di rivelare una particolare sorgente dipende da molti altri parametri come:

1. *Variabilita'*: poiche' la luminosita' varia nel tempo, le sorgenti vicine al limite di rivelazione possono in alcuni periodi di tempo finire oltre tale limite e non possono quindi essere rivelate. Il procedimento da adottare per correggere il numero di conteggi e' lo stesso adoperato per l' Eddington Bias, se le variazioni in luminosita' sono gaussiane.
2. *Larghezza Equivalente delle Righe di Emissione*: il contrasto tra le righe di emissione ed il continuo puo' variare significativamente anche per QSOs con la stessa luminosita' e SED. Le surveys, che dipendono in un modo o nell' altro dal contrasto delle righe col continuo, possono rivelare gli oggetti con forte emissione ed al contempo perdere quelli di piu' bassa emissione; si possono

---

<sup>4</sup>Ovviamente e' stato trascurato l' integrale su  $\delta\Omega$  perche' si cancella nel rapporto  $\frac{V}{V_{max}}$ .

comunque praticare delle correzioni statistiche al problema se si confrontano queste surveys con quelle non affette da tale effetto.

3. *Righe di Assorbimento*: gli spettri di QSOs ad alto redshift tendono a mostrare caratteristiche di assorbimento riferite ad oggetti lungo la linea di vista. Cio' puo' alterare significativamente l' aspetto dello spettro di tali QSOs, in particolar modo alle lunghezze d' onda inferiori alla rispettiva riga di emissione Ly $\alpha$ , dove la densita' delle forti righe di assorbimento per unita' di intervallo di lunghezza d' onda e' grande. Tale effetto puo' far variare la probabilita' di rivelare QSOs anche identici, ma senza assorbimento.
4. *Assorbimento Interno*: alcuni spettri di AGN sono riprocessati e assorbiti dalla polvere, che presumibilmente risiede nella galassia ospite o nelle regioni del QSO che emettono righe. Lo spettro di alcuni QSOs puo' essere assorbito dalla polvere della galassia ospite particolarmente se vista lungo il piano di rotazione. Quindi si puo' avere un eccesso di estinzione significativo alle lunghezze d' onda della survey.

Operativamente si suppone l' azione simultanea degli effetti di selezione appena descritti, in un campione di QSOs ad un dato volume comovente. Quindi si sceglie il modello teorico che meglio approssima il problema e si estrapolano, tramite le “**Monte Carlo Simulations**”<sup>5</sup>, gli intervalli di variazione dei parametri del modello fino a riprodurre lo spettro originario.

Si puo' comunque arrivare ad approssimare molto bene la corretta densita' superficiale misurata  $\frac{dN(F, z)}{d\Omega}$  anche tenendo conto di tutti i QSOs che non siamo stati in grado di rivelare.

---

<sup>5</sup>Le *Monte Carlo Simulations Techniques* consistono nel prendere un modello di spettro simile al primo, ma alterato dalla presenza di alcuni parametri generati dalla combinazione di alcuni effetti modificanti e, convolvendo lo spettro del modello con la sensibilita' dipendente dalla lunghezza d' onda della survey, si possono produrre dei dati simulati; poi i dati simulati cosi' ottenuti possono essere passati attraverso un algoritmo di selezione per determinare se e dove il candidato QSO puo' essere associato ad un reale QSO e dove deve essere rigettato perche' contaminante.

## 3.2. Surveys nei Raggi X

E' largamente riconosciuto che una grande frazione della distribuzione di energia del FONDO X COSMICO (XRB o CXB) tra i  $[2; 100]keV$  sia dovuta ad AGN oscurati; tale tendenza emerge maggiormente ad alte energie (Setti & Woltjer et al., 1989; Madau, Ghisellini & Fabian et al., 1994; Comastri et al., 1995; Gilli, Risaliti & Salvati et al., 1999; Wilman & Fabian et al., 1999; Pompilio, La Franca & Matt et al., 2000).

Sono state effettuate profonde osservazioni X nel "Lockman Hole" dal satellite ROSAT (Hasinger et al., 1998) e tali osservazioni hanno risolto circa il 70 – 80% dell' XRB tra i  $[0.5; 2]keV$  al flusso limite di  $\sim 5.5 \cdot 10^{-15} erg/s cm^{-2}$  ed hanno mostrato che  $\sim 85\%$  delle sorgenti risolte sono AGN (Schmidt et al., 1998).

Ad energie maggiori (sopra  $\sim 2keV$ ), la mancanza di capacita' imaging e' stato uno dei maggiori problemi per parecchi anni; per questa ragione si conoscevano solo poche sorgenti brillanti ( $S_{2-10keV} > 3 \cdot 10^{-11} erg/s cm^{-2}$ ), principalmente dal lavoro di HEAO-1 (Piccinotti et al., 1982; Wood et al., 1984).

Notevoli passi avanti nello studio del cielo nella banda hard X sono stati fatti tramite le osservazioni dal satellite ASCA (Georgantopoulos et al., 1997; Cagnoni, Della Ceca & Maccaro et al., 1998; Boyle et al., 1998; Ueda et al., 1999; Della Ceca et al., 1999) e di Beppo SAX (Giommi, Perri & Fiore et al., 2000). Tramite il lavoro di questi satelliti  $\sim 30\%$  dell' XRB tra  $[2; 10]keV$  e' stato risolto in sorgenti discrete al flusso limite di  $\sim 10^{-14} erg/s cm^{-2}$ . Dall' identificazione delle controparti ottiche delle sorgenti X rivelate nelle surveys si sono confermati i risultati di ROSAT sulla natura di AGN di questi candidati.

Anche altri satelliti con maggior potere risolutivo, AXAF-Chandra ed XMM-Newton, hanno esplorato la banda  $[2; 10]keV$ , ma il loro flusso limite e'  $\sim 20$  volte minore e quindi sono in grado di risolvere il 70 – 100% del background X hard (Mushotzky et al., 2000; Giacconi et al., 2001; Hasinger et al., 2001). Anche qui le identificazioni ottiche delle controparti X hanno mostrato che una gran parte di queste sorgenti sono AGN con una grande percentuale di oggetti oscurati.

Le profonde Surveys X hanno quindi mostrato che la XRB e' largamente dovuta all' accrescimento su buchi neri supermassivi, integrata su tempi cosmici e generata nel suo insieme da AGN.

La selezione hard X non e' affetta dalle forti incertezze presenti ad altre lunghezze d'onda; per esempio una densita' colonnare di soli  $10^{22}cm^{-2}$  ha effetti trascurabili nella banda  $[5; 10]keV$ , mentre riduce di circa 100 volte l' emissione nucleare sotto i  $2keV$ . Le surveys hard X possono percio' permettere la risoluzione diretta dell' HARD XRB e quindi fornire forti limiti sugli schemi di unificazione e di sintesi dell' XRB da parte degli AGN.

Le caratteristiche spettrali "hard" della XRB possono essere comunque spie-

gate solo se gran parte degli spettri degli AGN sono fortemente assorbiti: *circa l' 80 – 90% della luminosita' di accrescimento nell' universo e' oscurata*. Le survey X hard sono quindi la maniera piu' efficiente di tracciare i meccanismi di accrescimento, poiche' le sorgenti oscurate sono molto piu' difficili da rivelare ad altre lunghezze d' onda. Inoltre la classificazione delle sorgenti basata sulle righe ottiche/UV si basa su proprieta' secondarie (righe di emissione da plasmi ionizzati) e quindi possono rivelarsi inaccurate e/o incomplete, mentre la selezione hard X e la rispettiva classificazione sono basate su proprieta' primarie (come l' emissione da regioni entro  $10 - 100R_g$  dal buco nero supermassivo centrale).

Gli AGN assorbiti soffrono ovviamente molto dell' estinzione e percio', a differenza dei QSOs classici non saranno prominenti a lunghezze d' onda ottiche. Infatti molta della potenza di accrescimento viene assorbita dal gas e dalla polvere e quindi irradiata nella banda del lontano IR (FIR)/sub-mm. Di conseguenza gli AGN possono contribuire sostanzialmente al background recentemente rivelato nel FIR/sub-mm.

Quindi le survey hard X possono essere utilizzate per registrare la storia di accrescimento dell' universo, cioe' in ultima analisi della luce prodotta dalla gravita'. Tutto questo puo' ovviamente essere messo in parallelo con la storia della formazione delle strutture nell' universo, dalle protogalassie, alle galassie, ai gruppi ed agli ammassi che, ancora, risulta pilotata dalla gravita' e con la storia della formazione stellare, cioe' con la storia della luce prodotta dalle reazioni termonucleari.

Questi paragoni possono darci spunto per indagare sulle correlazioni tra la formazione e la crescita dei buchi neri supermassivi nei nuclei galattici e la formazione e l' evoluzione delle galassie.<sup>6</sup>

### 3.2.1. Echi dal Passato

Tutti i processi cosmici come il Big Bang, la formazione e l' evoluzione di galassie, la creazione e la crescita di buchi neri massivi ed il riscaldamento dell' universo

---

<sup>6</sup>Uno scenario proposto da Fabian (1999) e' quello in cui una forte radiazione portata dai venti emerge dai quasar appena formati e cio' possibilmente condiziona i processi di formazione stellare nelle nuove nubi di gas, che si mischiano all' ISM nella galassia ospite. Ovviamente in questo scenario ci si aspetta che i quasar appena nati ad alti redshift siano altamente oscurati (la maggioranza saranno "Compton thick") e percio' praticamente invisibili nell' Ottico/UV e nell' X soft.

Alternativamente si puo' pensare ad uno scenario in cui il picco dell' hard XRB dovrebbe essere dovuto ad una grande popolazione di AGN relativamente poco luminosi (tipo galassie di Seyfert) a redshift moderati ( $z < 1$ ). Se questo e' il caso, una ampia frazione delle galassie a questi redshift dovrebbe ospitare un AGN.

Le surveys X hard ci possono aiutare a districarci tra questi scenari possibili, ma tra loro in contrasto.



Figura 3.1.: Spettro di densita' di Energia Cosmica dal Radio al Gamma, nella rappresentazione  $\nu I_\nu$  su  $\nu$ . Le righe orizzontali corrispondono a eguale potenza di radiazione per decade di energia (Hasinger et al., 2000).

causato dal clustering su larga scala, imprimono delle particolari impronte radiative sullo spettro elettromagnetico dell' universo.

La struttura dell' universo all' *epoca del disaccoppiamento* si e' congelata nella radiazione cosmica di fondo nelle microonde a 2.7 K. La *luce proveniente dalle stelle e dalle galassie*, prodotte dalla fusione termonucleare, e' principalmente confinata nelle bande spettrali NIR, ottica ed UV. I *buchi neri nelle galassie attive (AGN)*, che si accrescono in massa e convertono efficacemente l' energia gravitazionale in radiazione, tipicamente risplendono in un ampio intervallo spettrale, dalle lunghezze d' onda radio a quelle gamma. Anche il ruolo della *polvere* e' molto importante: assorbe i fotoni nell' ottico, UV ed X, viene percio' riscaldata ed irradia nella banda FIR. La **Radiazione Extragalattica di Background**, percio' esprime una "testimonianza fossile" di tutti i processi radiativi occorsi nell' universo, integrati sul tempo cosmico.

Negli anni recenti lo spettro di background extragalattico e' stato determinato su un ampio intervallo dello spettro elettromagnetico, a parte in alcune regioni inaccessibili.

Gli "Echi dal Passato", come spesso vengono chiamati, sono mostrati in fig. 3.1 e sono stati determinati da recenti lavori sullo spettro di densita' di energia cosmica; a parte il picco dato dal **Cosmic Microwave Background (CMB)**, che

chiaramente domina il budget di energia dell' universo, si notano altre tre distinte componenti nello spettro della distribuzione energetica: il **Cosmic Far-Infrared Background (CIB)**, il **Cosmic Optical/UV Background (COB)** ed il **Cosmic X Ray/Gamma-ray Background (CXB)**.

La CXB fu la prima radiazione di background extragalattica rivelata. Negli anni '70 satelliti come *UHURU*, *ARIEL V*, *HEAO-1* scandagliarono l' intero cielo e produssero mappe X ad alta qualita' del fondo di radiazione e da queste mappe si noto' subito un alto grado di isotropia di questo background.<sup>7</sup>

La spiegazione che subito venne in mente a proposito di questa isotropia era appunto quella che l' origine di tale radiazione XRB fosse di natura extragalattica e percio' di interesse cosmologico.

Altri satelliti principalmente gamma come *SAS-3*, *COS-B* ed il *Compton Gamma Ray Observatory* estesero le misure sulla XRB anche ad energie maggiori ed assieme ad HEAO-1 rivelarono un picco a circa 30 keV ed una lunga coda dalla parte delle alte energie.

Ad energie sotto 1 keV, comincia a dominare l' emissione diffusa galattica.

Nel range energetico [1; 4] keV e' stata effettuata la "Deep Rosat Survey" (Hasinger et al., 2000), che ha risolto circa l' 80% del background diffuso nel Lockman Hole; e cosi' in altre zone del cielo.

Lo stesso lavoro e' stato fatto a differenti intervalli energetici in differenti surveys, per esempio la **HELLAS**, "The Beppo-SAX High Energy Large Area Survey" ha risolto in sorgenti discrete il fondo XRB per piu' del 30% del cielo nell' intervallo spettrale [4.5; 10] keV (Fiore et al., 2001).

Nel range energetico che va dal sub-mm all' UV, il background extragalattico e' completamente surclassato da altre componenti, per esempio la CMB, l' emissione della polvere interplanetaria ed interstellare, lo scattering sulla polvere interplanetaria cioe' la luce zodiacale, luce stellare galattica e lo scattering sulla polvere interstellare, Hasinger et al., 2000.

Nel range FIR si e' recentemente rivelato un segnale residuo (CIB) cosmico, modellando attentamente le altre componenti nelle code ad alta frequenza della CMB.

Nel range NIR-UV, d' altra parte, le immagini dell' *Hubble Space Telescope Deep Field* sono talmente sensibili che si puo' chiaramente assumere che una gran parte del Cosmic Optical Background (COB) e' gia' stato risolto in sorgenti discrete. Nel medio IR la brillante "luce zodiacale" non permette la rivelazione diretta del background extragalattico e quindi si possono solo cercare dei limiti superiori. A frequenze maggiori, nel lontano UV e' l' assorbimento interstellare che essen-

---

<sup>7</sup>Salvo effetti di assorbimento ed emissione locali, come nel piano galattico, dove c' e' meno radiazione X in quanto viene assorbita, alle alte latitudini galattiche si trova isotropia per la CXB ( $|b| > 20 \text{ deg}$ ).

### Capitolo 3. Surveys di AGNs

---

zialmente inibisce la rivelazione del background extragalattico e quindi il livello di background puo' solo essere stimato interpolando l' andamento tra le misure in UV e quelle nel soft X.

La luce del background extragalattico sembra essere dominata da quattro distinti picchi:

- *Il picco maggiore nelle microonde (CMB)*, che e' la testimonianza fossile del Big Bang, cioe' dell' epoca cosmica in cui si e' avuto il disaccoppiamento tra radiazione e materia.
- *Il picco nel range FIR/sub-mm (CIB)*, che e' principalmente prodotto dall' emissione della polvere in galassie distanti.
- *Il picco nel range Ottico/NIR (COB)*, che puo' essere ben riprodotto da modelli che tengono conto della radiazione stellare redshiftata di tutte le galassie distanti;
- *Il picco nella banda X (CXB)*, che risulta generato dal contributo sommato ed integrato di sorgenti X extragalattiche, principalmente AGN.

Il fatto che il picco delle polveri contenga energia  $\geq$  di quella del picco stellare, indica che una gran parte della luce nell' universo giovane debba essere assorbita dalla polvere; comunque quale sia questa frazione di polvere "riscaldata" dalla luce stellare o dall' emissione degli AGN resta da vedere.

#### 3.2.2. Surveys X Profonde

La banda dei raggi X, e' una delle regioni dello spettro elettromagnetico dove da un lato l' emissione del cielo e' dominata dal background extragalattico e dall' altro i moderni telescopi imaging sono diventati abbastanza sensibili da poter risolvere una frazione sostanziale di questo background in sorgenti discrete.

Si puo' dividere il "fondo X cosmico" in alcune bande:

- **X-Molli**  $\Rightarrow [0.1; 0.3]keV$ : Il fondo X e' generato da molte sorgenti galattiche integrate; si pensa che la gran parte del fondo in questo range di energia sia generata dalla *Local Bubble* ( $\sim 100 pc$ ), che e' una zona del cielo riempita di gas piu' caldo (a  $T \sim 10^6 K$ ) e denso del gas dell' ISM, in cui anche il Sistema Solare e' immerso; si pensa che la Local Bubble si sia formata dall' esplosione di una supernova circa  $10^5$  anni fa.
- **Banda**  $[0.3; 0.4]keV$ : e' una banda quasi completamente inesplorata poiche' corrisponde all' edge del carbonio (quasi tutti gli strumenti possiedono un filtro composto in prevalenza da carbonio).

- **Banda** [0.4; 1]keV: l' emissione in questa banda e' principalmente determinata da esplosioni di supernovae nella galassia, ma per energie maggiori si osserva un incremento del contributo extragalattico.
- **X-Duri**  $\Rightarrow E > 1keV$ : il fondo X per energie superiori ad 1keV e' dominato dalla componente extragalattica.

In questo lavoro di tesi ci occuperemo del fondo di radiazione X extragalattico, quindi principalmente quello che si ottiene per energie superiori ad 1keV.

Lo scopo ultimo delle surveys X e' proprio quello di risolvere piu' fondo X possibile in sorgenti discrete, al fine di ottenere delle identificazioni ottiche, quindi i redshift delle sorgenti X e finalmente, per ogni classe di oggetti, determinare la funzione di luminosita' per scoprire la loro evoluzione cosmologica.

### 3.2.3. Modelli di Sintesi per la CXB

Lo spettro del fondo cosmico in un intervallo energetico ampio ([3; 6000]keV), e' ben riprodotto dalla seguente formula:

$$\begin{cases} I_{XRB} = (7.9 \cdot 10^{-0.29}) \cdot \exp\left(\frac{-E}{41.13}\right) & \text{per } E < 60keV \\ I_{XRB} = 1652 \cdot E^{-2} + 1.75 \cdot E^{-0.7} & \text{per } E > 60keV \end{cases} \quad (3.24)$$

Si ha un cut-off per energie  $E^* \simeq 30/40keV$ .

Per energie fino a  $\simeq 60 keV$  la forma dello spettro e' simile a quella del *Bremsstrahlung Termico*<sup>8</sup>, ma per uno scenario siffatto si presentano alcuni problemi:

1. Per essere radiazione di bremsstrahlung termica extragalattica, tale radiazione dovrebbe essere posta a grandi distanze cosmologiche, ma se cosi' fosse allora dovrebbe dipendere dal redshift; purtroppo piu' sorgenti di bremsstrahlung sommate non darebbero piu' uno spettro complessivo di bremsstrahlung;

<sup>8</sup>Il *Bremsstrahlung* e' un tipo di radiazione (**effetto free-free**), che prende il nome dalla parola tedesca che sta per "frenamento". Si tratta dell' emissione di una particella nel campo di un' altra particella, in particolare quella dovuta all' accelerazione (positiva) ed alla decelerazione (negativa) di una particella nel campo coulombiano di un nucleo.

Lo **spettro della radiazione** e' dato da:

$$\frac{dW}{dv dt dv} = \frac{32\pi e^6}{3mc^3} \left(\frac{2\pi}{3km}\right)^{1/2} T^{-1/2} Z^2 n_e n_i \exp\left(-\frac{hv}{kT}\right) \cdot \bar{g}_{ff} \quad (3.25)$$

Dove  $\bar{g}_{ff}$  e' il *Fattore di Gaunt* per effetto free-free sulle velocita'.

Quindi l' *energia totale irradiata per bremsstrahlung termico in funzione della T* e' data da:

$$\frac{dW}{dv dt dv} = \frac{32\pi e^6}{3h m c} Z^2 \left(\frac{2\pi kT}{3m}\right)^{1/2} n_e n_i \cdot \bar{g}_{ff} \quad (3.26)$$

### Capitolo 3. Surveys di AGNs

---

2. Dal lavoro del satellite *COBE* si conosce la quasi perfetta isotropia della radiazione fossile nelle microonde che possiede uno spettro di black body quasi perfetto, quindi se ci fosse un gas caldo che pervade l' universo ad alto redshift, esso dovrebbe fare *Effetto Sunyaev-Zeldovich*<sup>9</sup> togliendo fotoni dal fondo cosmico nelle microonde, ma, come già detto, dalle misure si è trovato uno spettro di black body quasi perfetto con anisotropie in temperatura  $\frac{\Delta T}{T} \sim 10^{-5}$  e quindi il modello a materiale diffuso si può escludere.<sup>10</sup>

Il fondo di radiazione CXB deve essere prodotto quindi da una moltitudine di oggetti discreti che emettono nell' X; per le *galassie normali*, dove l' emissione X è data dalla somma integrata dell' emissione delle binarie X galattiche, si possono raggiungere solamente luminosità X basse ( $L_X \simeq 10^{39/40}$  ergs/s); per gli *ammassi di galassie*, che non sono però abbastanza numerosi e non evolvono molto col redshift,<sup>11</sup> si possono raggiungere luminosità X piuttosto elevate ( $L_X \simeq 10^{45}$  ergs/s), ma ad energie dell' ordine del keV contribuiranno per non più del 10% e ancora meno ad energie maggiori, poiché il loro spettro è meno hard di quello degli AGN.

Appare quindi chiaro come l' unica classe di oggetti capace di formare un fondo X cosmico siano gli AGN; il problema è che nessuna classe di AGN possiede uno spettro simile a quello del fondo X; si dovrà quindi studiare un miscuglio particolare di vari tipi di AGN per ricreare teoricamente lo spettro del fondo X.

Poiché molti AGN che producono la XRB sono assorbiti e la maggior parte degli AGN assorbiti sono Compton thick, la survey ideale per la XRB sarebbe all' energia di picco ( $\simeq 30$  keV), ma sfortunatamente queste energie non saranno raggiungibili da strumenti imaging fino al lancio del satellite CONSTELLATION-X alla fine del decennio.

---

<sup>9</sup>L' *Effetto Sunyaev-Zeldovich* avviene quando si verifica dell' *Effetto Compton Inverso* tra i fotoni del fondo cosmico e gli elettroni del gas intergalattico; cioè quando gli elettroni caldi in un sistema di riferimento in moto cedono parte della loro energia ai fotoni del fondo cosmico. Ciò comporta una variazione dello spettro della radiazione di fondo CMB dovuto appunto a questa comptonizzazione. Lo spettro varierà dal solito corpo nero, in questo modo:

- Nella regione di Wien dello spettro black body si hanno fotoni di energia maggiore (temperatura maggiore della CMB).
- Nella regione di Rayleigh-Jeans dello spettro black body si hanno invece fotoni di energia minore (temperatura minore della CMB).

<sup>10</sup>Una possibile spiegazione sarebbe pensare all' esistenza di bolle discrete di materia a  $T \sim 30/40$  keV, in questo modo il tutto sarebbe in accordo con la radiazione cosmica di fondo, ma ci sarebbe l' ulteriore problema di capire come mai tutte queste regioni abbiano la stessa temperatura.

<sup>11</sup>Gli ammassi di galassie diminuiscono nel numero con l' aumentare del redshift in accordo col **Modello Gerarchico di Formazione delle Galassie** (prima gli oggetti più piccoli e poi quelli più grandi), quindi il loro contributo integrato non può riprodurre da solo il fondo CXB.

La maggior parte degli AGN, come sappiamo, sono Radio Quieti (per esempio le galassie di Seyfert 1) e possiedono uno spettro che e' una legge di potenza con indice spettrale  $\simeq -1$ ; inoltre si nota che:

$$E_{taglio}^{AGN} \gg E_{taglio}^{XRB} \quad (3.27)$$

Gli AGN evolvono molto col redshift, infatti per  $z \sim 3$  si ha l' uguaglianza  $E_{taglio}^{AGN} \approx_{z \sim 3} E_{taglio}^{XRB}$ .

**Il Paradosso Spettrale** e' il fatto che da sola nessuna classe di AGN puo' riprodurre lo spettro dell' XRB, in particolare lo spettro osservato dei singoli AGN, che dovrebbero formare il background, e' molto meno hard (AGN di tipo 1) di quello del background stesso.

Per spiegare quindi la formazione da parte degli AGN dell' XRB si necessita del contributo di AGN oscurati, cioe' di tipo 2 (Setti e Woltjer).

In generale gli oggetti oscurati sono molto piu' frequenti di quelli non oscurati; lo spettro e' simile a quello di tipo 1, ma il taglio avviene ad energie piu' basse a seconda della densita' colonnare del materiale attraverso cui si vedono, vedi §2.2.2.

Sono stati elaborati, quindi, modelli che seguono gli schemi di unificazione degli AGN ed assumono un' appropriata mistura di spettri di AGN assorbiti e di non assorbiti, convoluti con i modelli di evoluzione cosmologica degli AGN; questi modelli possono giustificare la forma dello spettro della XRB su tutto l' intervallo X, ma, a causa della statistica ancora povera su alcune quantita' come la distribuzione delle densita' colonnari assorbenti sui vari tipi di AGN ed in funzione del redshift, i modelli in questione non sono ancora definitivi.

Il modello standard per la popolazione di AGN che creano l' XRB, assume che la distribuzione di assorbimento, che e' stata determinata osservativamente solo per le galassie di Seyfert locali, e' indipendente dalla luminosita' X e dal redshift. In particolare la frazione dei QSOs di tipo 2, cioe' le sorgenti ad alta luminosita' X oscurate, deve essere la stessa di quella delle galassie di Seyfert 2.

Un significativo passo avanti nella nostra comprensione dell' *Hard X Ray Background* si aspetta dall' identificazione ottica di campioni completi di sorgenti selezionate a flussi deboli nella banda X dura. L' identificazione ottica e' alquanto importante perche' selezionando un oggetto otticamente se ne puo' fare lo spettro e quindi ricavare un redshift, parametro indispensabile per farne studi cosmologici e per generare leggi come la funzione di luminosita' per il campione.

Le surveys fatte con ASCA e BeppoSAX hanno recentemente risolto piu' del 30% del fondo X, ma a causa del basso potere risolutivo angolare, l' identificazione ottica risulta tediosa, e, nel caso di controparti ottiche deboli, pressocche' impossibile.<sup>12</sup> Per risolvere questo fatto si stanno attendendo le surveys profonde di

<sup>12</sup>Scopo di parte di questo lavoro di tesi e' quello di ampliare notevolmente il campione HELLAS di

### Capitolo 3. Surveys di AGNs

---

Chandra ed XMM, che possiedono sia una alta risoluzione angolare sia una buona accuratezza nel posizionamento nella banda hard X, con l' ausilio dell' identificazione ottica affidata ai telescopi del VLT e del Keck. Potendo quindi contare su una maggiore e piu' solida statistica si potra' determinare un nuovo modello di sintesi di popolazione per l' XRB.

Una conseguenza immediata dei modelli a background oscurato e' quella che la radiazione prodotta dai processi di accrescimento negli AGN emerge completamente non assorbita solo ad energie ben superiori ai  $10 \text{ keV}$  e cio' provoca il massimo nella densita' energetica osservata dell' XRB a  $\sim 30 \text{ keV}$ .

Confronti tra la densita' di energia di background a  $30 \text{ keV}$  ed a  $1 \text{ keV}$  ci fanno supporre che molta della potenza erogata in accrescimento (80–90%) nell' universo debba essere assorbita e cio' implica un grandissimo angolo solido per il materiale oscurante come visto dalla sorgente centrale. Si e' suggerito che le regioni starburst circostanti, responsabili del grande "covering-factor" (Fabian et al., 1999), potrebbero contemporaneamente pilotare ed oscurare gran parte dell' attivita' nucleare, vedi fig. 3.2.

In quasi tutti i modelli di sintesi dell' XRB da parte degli AGN si assume che la densita' spaziale e l' evoluzione della popolazione non assorbita possa essere riprodotta dalla funzione di luminosita' X dei QSO ottenuta da ROSAT (Boyle et al., 1994; Miyaji et al., 2000). Le sorgenti oscurate vengono quindi aggiunte con una particolare distribuzione di densita' colonnare e con l' assunzione che la loro funzione di luminosita' ed evoluzione sia la stessa dei loro compagni non oscurati. Assumendo un forte assorbimento ( $\log(N_H) > 24$ ) ed utilizzando lo Scattering Compton si possono fittare i dati osservativi con un modello a legge di potenza tramite le Monte Carlo Techniques (Pompilio & La Franca & Matt, 1999); si ottiene quindi l' **Evoluzione di Luminosita'**:

$$L_z = L_{z=0} \cdot (1 + z)^{2.6} \quad (3.28)$$

L' evoluzione si ferma a  $z_{cut} = 1.8$  e rimane costante fino a  $z_{max} = 3$ ; la forma adottata ed il coefficiente di normalizzazione sono consistenti con i valori di Boyle et al., 1994. La scelta di questi parametri e' consistente con le stime piu' recenti dell' evoluzione ad alti redshift degli AGN e riproduce bene le ultime misure di Chandra ed XMM.

Se consideriamo inoltre la distribuzione di assorbimento di best fit, si nota che sebbene la frazione relativa degli oggetti di diverso  $N_H$  e' diversa, la forma relativa delle distribuzioni e' molto simile. Il picco cade nel range  $\log(N_H) = 23 - 24$  ed una ampia frazione di oggetti (70 – 80%) sono oscurati da densita' colonnari  $N_H > 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ .

---

Beppo SAX, aumentare di conseguenza la copertura del cielo e, facendo perno su una statistica di calibrazione sempre piu' affidabile, il numero delle sorgenti rivelate.

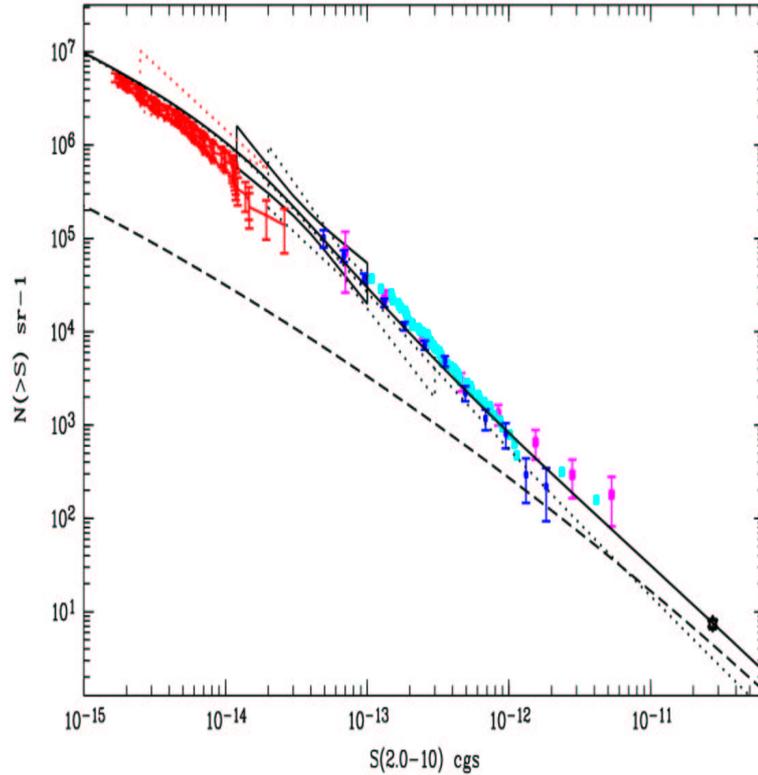


Figura 3.2.: Compilation di  $\log(N) - \log(S)$  prese da differenti surveys. I punti blu provengono da BeppoSAX, Giommi et al., 2000; i quadratini color magenta sono di ASCA, Ueda et al., 1999; i quadratini ocra sono di ASCA, Della Ceca et al., 1999; le barre di errore rosse sono di Chandra, Giacconi et al., 2001; la stella nera in basso a destra rappresenta HEAO-1, Piccinotti et al., 1982; la regione racchiusa dalla linea in grassetto nera rappresenta la regione  $1\sigma$  delimitata dalle fluttuazioni della survey HELLAS, Perri & Giommi, 2000; le regioni delimitate dalle righe a puntini e' la corrispettiva regione  $1\sigma$  delimitata dalle fluttuazioni della survey ASCA SIS, Gendreau et al., 1998; la regione delimitata dalle rette a puntini rossi rappresenta la regione  $1\sigma$  delimitata dalle fluttuazioni delle  $\log(N) - \log(S)$  di Chandra, Mushotzky et al., 2000. Infine la curva solida e' la  $\log(N) - \log(S)$  predetta dal modello base di sintesi dell' XRB includendo AGN e Clusters, la curva a puntini rappresenta il contributo dei soli AGN, mentre quella tratteggiata dei soli Clusters.

### Capitolo 3. Surveys di AGNs

---

Il parametro chiave di ogni modello per l' XRB e' la densita' spaziale degli AGN oscurati e la loro distribuzione di assorbimento. Si adotta spesso come valore della frazione tra gli AGN non oscurati e quelli oscurati il valore osservato per le galassie di Seyfert di tipo 1 e 2 locali (anche se spesso sono oggetti otticamente selezionati). Nel modello appena descritto tale frazione ovviamente non e' fissata a priori, ma determinata dalle procedure di fitting della XRB e cio' in ultima analisi e' dipendente dalla densita' colonnare adottata per discriminare tra AGN assorbiti e quelli non assorbiti (per esempio tale rapporto risulta  $\sim 4.3$  se la soglia e'  $10^{22} \text{ cm}^{-2}$  e  $\sim 2.4$  se il valore e'  $3 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ ).

La dipendenza della frazione degli AGN oscurati su quelli non oscurati e' molto meno marcata ad energie maggiori; come conseguenza selezionare le sorgenti tra  $[4.5; 10] \text{ keV}$ , anziche' in  $[2; 10] \text{ keV}$  ci puo' dare una misura piu' precisa del reale valore della frazione tra oggetti oscurati su oggetti non oscurati. Come esempio si puo' considerare un flusso di  $10^{-13} \text{ erg/s cm}^{-2}$ , la frazione di oggetti che risiedono nell' intervallo  $\log N_H \in [23; 24]$  e' 25% se la survey e' effettuata nella banda  $[4.5; 10] \text{ keV}$ , e 15% se la survey e' tra  $[2; 10] \text{ keV}$ .

#### 3.2.4. Altre Lunghezze d' Onda

Il modello di sintesi del background da parte di AGN oscurati ha delle importanti conseguenze negli attuali tentativi di comprendere la formazione dei buchi neri, delle galassie e la loro evoluzione. Gli AGN assorbiti soffrono di una grande estinzione e percio', a differenza dei QSOs classici, non saranno prominenti nell' ottico. La luce delle controparti ottiche di sorgenti X assorbite distanti dovrebbe essere percio' dominata dalla galassia ospite, che tra l' altro sembra essere il caso di parecchie sorgenti X deboli.

La luminosita' che osserviamo nell XRB e' solo una minoranza, probabilmente  $\simeq 10\%$  dell' energia realmente emessa; il rimanente  $\simeq 90\%$  viene assorbito e riemesso a lunghezze d' onda maggiori. Per esempio Fabian & Iwasawa (1999) hanno stimato che una considerevole frazione (anche  $\simeq 20\%$ ) del COSMIC IR BACKGROUND e' dovuto ai fotoni X assorbiti e riprocessati dal materiale oscurante; infatti se molta della potenza di accrescimento viene assorbita da polvere e gas, dovra' irradiare nel FIR ed essere spostata a causa del redshift nella banda sub-mm; gli AGN potranno quindi contribuire ad una sostanziale frazione del COSMIC FIR/SUB-mm BACKGROUND. Un simile lavoro e' stato gia' parzialmente intrapreso dalle "SCUBA Deep Surveys" ed anche qui si e' trovato che una sostanziale frazione delle sorgenti sub-mm conteggiate all' attuale flusso limite di SCUBA puo' essere associata a nuclei galattici attivi (Almaini et al., 1998).

Studi dinamici infine mostrano che oggetti scuri massivi, come buchi neri quie-

ti, si trovano ovunque nelle galassie vicine; cio' fa pensare che l' ipotesi dell' accrescimento per gli AGN non sia l' eccezione, ma la regola.

### 3.2.5. Surveys X piu' Importanti

Di seguito vengono esposti i risultati principali delle surveys hard X piu' significative.

#### 3.2.5.1. HEAO-1 All Sky Survey

Si tratta della Survey Hard X storica per eccellenza, ha scandagliato l' intero cielo ( $\simeq 10^4 \text{ deg}^2$ , Grossan et al.) nel suo **LASS, LARGE AREA SKY SURVEY EXPERIMENT (A1)** in una survey completa ad alta latitudine galattica; Piccinotti et al., 1982. E' stato inoltre misurato l' XRB nell' intervallo spettrale  $[3; 50] \text{ keV}$ ; Marshall et al., 1980; producendo una *Mappa X* ed un *Catalogo* delle sorgenti X piu' brillanti.

La survey di HEAO-1 ha scandagliato tutto il cielo, ma con una bassa risoluzione angolare, il che ha comportato l' identificazione di "soli" 35 AGN nell' intera survey, e cioe' esclusivamente quelli piu' luminosi, con un flusso limite di  $\sim 3 \cdot 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (un fattore  $\sim 10^4$  sopra il flusso limite delle survey condotte con ROSAT, ASCA e BeppoSAX).

#### 3.2.5.2. Asca Survey

La survey **ASCA GIS** (Georgantopoulos et al., 1998), risulta dalla somma di 3 campi della Deep Rosat Survey di esposizione totale di  $\sim 100 - 200 \text{ ks}$ . Sono state osservate in totale 26 sorgenti ad un flusso limite ( $[2; 10] \text{ keV}$ ) di  $\sim 5 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Le sorgenti al di sopra di questo flusso limite contribuiscono per  $\sim 30\%$  al XRB nella banda  $[2; 10] \text{ keV}$ .

La distribuzione  $\log(N) - \log(S)$  e' un fattore  $\sim 3$  sopra i conteggi di ROSAT, assumendo un indice spettrale per le sorgenti ROSAT  $\Gamma = 2$ . Questo ultimo fatto suggerisce la presenza ad alte energie di una popolazione di AGN diversa da quella "broad-line" proposta per spiegare il contributo della survey ROSAT. Tale evidenza e' stata poi confermata dall' identificazione spettroscopica delle sorgenti in questione, che non erano appunto AGN broad-line.

#### 3.2.5.3. HELLAS Survey

La **HIGH ENERGY LARGE AREA SURVEY (HELLAS)** (Fiore et al., 2001), copre  $\sim 85 \text{ deg}^2$  nella banda spettrale  $[4.5; 10] \text{ keV}$  ad un flusso limite di  $4 - 5 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . La densita' superficiale delle sorgenti e' di  $16.9 \pm 6.4 \text{ deg}^2$  al

### Capitolo 3. Surveys di AGNs

---

flusso limite della survey e corrisponde ad una frazione risolta del background X a  $[4.5; 10]keV$  dell' ordine di 20 – 30%.

Per HELLAS e' stato scelto l' intervallo energetico  $[4.5; 10]keV$  per tre ragioni essenziali:

1. Si tratta della banda piu' vicina al massimo di densita' di energia della XRB raggiungibile dai moderni telescopi X imaging;
2. La PSF del SAX MECS migliora ad alte energie: nel' intervallo  $[4.5; 10]keV$  e'  $\sim 2$  volte piu' stretta di quella nell' intervallo  $[1.5; 4.5]keV$  (raggio d' errore al 95% di 1 *arcmin*, che permette una migliore identificazione ottica delle sorgenti);
3. il Background (on-axis: interno +70% componente cosmica-X) del MECS e'  $\sim 4.3 \cdot 10^{-3} \text{ conteggi} \cdot s^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$  nella banda  $[4.5; 10]keV$  e di  $\sim 3.0 \cdot 10^{-3} \text{ conteggi} \cdot s^{-1} \text{ arcmin}^{-2}$  nella banda  $[1.3; 4.5]keV$ : quindi utilizzando la banda  $[4.5; 10]keV$  si riduce il background di  $\simeq 40\%$  permettendo l' identificazione anche delle sorgenti deboli con pochi conteggi sotto i  $4.5keV$ .

Gli  $85deg^2$  del cielo nella banda  $[4.5; 10]keV$  sono stati osservati utilizzando 142 campi MECS ad alta latitudine galattica ( $|b| > 20 deg$ ). Non ci sono sovrapposizioni relative tra i campi utilizzati e, dove possibile, sono state sommate osservazioni multiple dello stesso campo al fine di aumentare la sensibilita'. Le esposizioni dei campi si aggirano nell' intervallo 5 – 320 *ks* (41 campi possiedono una esposizione maggiore di 80 *ks*). I campi con sorgenti galattiche estese e brillanti sono stati esclusi dal campione cosi' come i campi M33, LMC ed SMC. In totale nei 142 campi gli algoritmi di rivelazione hanno estratto 172 sorgenti di cui solo 147 sono sopravvissute alle selezioni svolte (sono state ritenute attendibili solamente le sorgenti con probabilita'  $\varphi > 6.1 \cdot 10^{-4}$  di non essere fluttuazioni statistiche del background poissoniano).

La densita' superficiale delle sorgenti e' di  $16.9 \pm 6.4 deg^2$  al flusso limite della survey e corrisponde ad una frazione risolta del background X a  $[4.5; 10]keV$  dell' ordine di 20 – 30%.

#### 3.2.5.4. Chandra Survey

La **CHANDRA DEEP FIELD SOUTH (CDFS)** e' una survey di  $\sim 1Ms$  di esposizione (Giacconi et al., 2000); il campo e' composto da undici esposizioni indipendenti di  $0.1035deg^2$  e raggiunge il flusso limite di  $\sim 5.5 \cdot 10^{-17} \text{ erg/s} \cdot \text{cm}^{-2}$  nella banda soft  $[0.5; 2]keV$  e di  $\sim 4.5 \cdot 10^{-16} \text{ erg/s} \cdot \text{cm}^{-2}$  nella banda  $[2; 10]keV$ ; il tutto con un rapporto segnale rumore  $SNR > 2.1$ . Si tratta dell' osservazione nella

banda X piu' profonda mai realizzata di un fattore  $\sim 20 - 200$  maggiore rispetto alle survey che precedentemente detenevano il primato (ROSAT ed ASCA).

Nel CDFS lo studio ha portato alla risoluzione del 60 – 90% dell' hard XRB. Le sorgenti rivelate sono risultate essere in maggioranza AGN oscurati, come aspettato dai modelli di sintesi di popolazione dell' XRB, con rapporto tra oscurati rispetto ai non oscurati che varia tra  $\sim 4$  a bassi redshift (valore locale) e  $\sim 10$  per  $z \geq 1.3$ .

La survey del CDFS e' stata ottenuta sommando le undici esposizioni raggiungendo un totale di  $\sim 942ks$ . Una singola osservazione di ACIS-I copre un campo di  $\sim 0.08 \text{ deg}^2$ , ma a causa del differente "roll angle" la copertura totale del cielo e' risultata  $\sim 0.109 \text{ deg}^2$ . Si tratta di uno sky coverage che decresce rapidamente vicino al flusso limite.

La **CHANDRA DEEP FIELD NORTH (CDFN)** nella Caltech Area e' una survey di  $\sim 221.9ks$  di esposizione (Hornschemeier et al., 2001) con flussi limite di  $\sim 1.3 \cdot 10^{-16} \text{ erg/s} \cdot \text{cm}^{-2}$  nella banda soft [0.5; 2]keV e di  $\sim 6.5 \cdot 10^{-16} \text{ erg/s} \cdot \text{cm}^{-2}$  nella banda hard [2; 8]keV.

### 3.2.5.5. XMM Survey

Nonostante i pochi dati disponibili da XMM sono gia' state effettuate alcune survey. In particolare la Survey nel campo del **LOCKMAN HOLE** di  $\sim 100ks$ . Combinando le immagini del rivelatore EPIC (MOS CCDs e pn CCDs) si raggiungono dei flussi limite di  $\sim 0.31 \cdot 10^{-15} \text{ erg/s} \cdot \text{cm}^{-2}$  nella banda soft [0.5; 2]keV, di  $\sim 1.4 \cdot 10^{-15} \text{ erg/s} \cdot \text{cm}^{-2}$  nella banda [2; 10]keV e di  $\sim 2.4 \cdot 10^{-15} \text{ erg/s} \cdot \text{cm}^{-2}$  nella banda hard [4.5; 10]keV. Le osservazioni fatte nella banda hard sono circa un fattore 20 piu' sensibili e profonde delle precedenti surveys fatte da Beppo SAX; quelle fatte nella banda soft lo sono solo di circa tre volte rispetto alla survey di ROSAT e circa il 50% meno sensibili di quelle di Chandra, mentre infine nella banda completa [2; 10]keV si raggiungono sensibilita' paragonabili a quelle di Chandra.<sup>13</sup>

I dati sono completamente consistenti con i lavori fatti con ROSAT e Chandra nella banda [0.5; 2]keV (Hasinger et al., 2001); nella banda completa [2; 10]keV e' rilevabile un' inconsistenza di  $\sim 40\%$  con i recenti dati forniti da Chandra, questi ultimi possiedono una minore normalizzazione (Mushotzky et al., 2000; Giacconi et al., 2000); nella banda hard [4.5; 10]keV i dati di XMM sono molto piu' sensibili di quelli redatti da Beppo SAX (Fiore et al., 2001) e si riscontra una piccola deviazione dalla pendenza euclidea, mentre i dati sono completamente consistenti con le predizioni fatte dai recenti modelli di sintesi dell' XRB ad opera degli AGN.

<sup>13</sup>Tali percentuali sono comunque solo preliminari e destinati a migliorare, in quanto col procedere delle osservazioni si potra' disporre di un set sempre piu' preciso di files di calibrazione.

#### 3.2.5.6. HELLAS2XMM

La **XMM-NEWTON SERENDIPITOUS MEDIUM DEEP SURVEY (HELLAS2XMM)** copre  $\simeq 3 \text{ deg}^2$  del cielo (Baldi et al., 2001). Sono state rivelate un totale di 1022, 495 e 100 sorgenti a flussi limite rispettivi di  $\sim 5.9 \cdot 10^{-16}$ ,  $\sim 2.8 \cdot 10^{-15}$  e  $\sim 6.2 \cdot 10^{-15} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , rispettivamente, nelle bande  $[0.5; 2] \text{ keV}$ ,  $[2; 10] \text{ keV}$  e  $[4.5; 10] \text{ keV}$ .

Sia nella banda soft che in quella  $[2; 10] \text{ keV}$  e' stato realizzato il piu' grande campione di sorgenti mai utilizzato. I calcoli fatti con la  $\log(N) - \log(S)$  sono in buon accordo con le precedenti determinazioni.

Nella banda  $[0.5; 2] \text{ keV}$ , inoltre, e' stato trovato un cambiamento di pendenza al flusso  $5 \cdot 10^{-15} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ; mentre nelle bande piu' hard e' stata colmata la discontinuita' a flussi medio/bassi tra le survey piu' profonde di Chandra ed XMM con quelle a redshift minore di BeppoSAX ed ASCA.

## 4. Tecniche di Osservazione nella banda X

Fondamentalmente esistono due tipi di strumenti per astronomia X:

1. **Strumenti Collimati**, i quali non risolvono le singole sorgenti, ma guardano all' emissione entro un certo angolo solido mischiando tutto quello che vi si trova dentro.
2. **Strumenti Imaging**, che sono capaci di tracciare una mappa delle sorgenti che osservano.

L' **Area Efficace/Effettiva**,  $A_{eff}$ , di questi strumenti e' l' area utile, cioe' la superficie del rivelatore, che si affaccia al flusso di raggi X; maggiore e' l' area efficace e maggiore risulta la sensibilita' dello strumento in questione.

### 4.1. Strumenti Collimati

Un *collimatore* e' una griglia di una certa sostanza posta di fronte ad un rivelatore; tale griglia e' formata da piu' schermi paralleli che impediscono il passaggio dei fotoni X quando provengono da direzioni non parallele, mentre lasciano passare tutti i fotoni che sono, entro un piccolo angolo, paralleli.

- Se il raggio X e'  $\parallel$  agli schermi, allora viene *rivelato*.
- Se il raggio X e' non  $\parallel$  agli schermi, allora viene *assorbito*.

Il *collimatore passivo* definisce un "campo di vista" (FOV): tramite la griglia del collimatore si puo' definire una direzione di provenienza del fotone X, che di solito e' entro i  $\pm 5^\circ$ . La FUNZIONE DI TRASMISSIONE del collimatore in funzione dell' angolo di vista e' una funzione triangolare con un picco intorno a  $0^\circ$  (angoli piccoli).

I *Conteggi dovuti alla Sorgente* sono:

$$C_s \simeq S_\gamma \cdot [fotoni \cdot cm^{-2} s^{-1} keV^{-1}] \cdot \Delta E \cdot A_{eff} \cdot T_s \quad (4.1)$$

## Capitolo 4. Tecniche di Osservazione nella banda X

---

I *Conteggi dovuti al Background* sono invece:

$$C_{BKG} \simeq B_\gamma \cdot [fotoni \cdot cm^{-2} s^{-1} keV^{-1}] \cdot \Delta E \cdot A_{BKG} \cdot T_{BKG} \quad (4.2)$$

Dove  $S_\gamma$  e' il flusso della sorgente che produce i conteggi  $C_s$ ;  $\Delta E$  e' la banda passante dello strumento;  $B_\gamma = B_{interno} + B_{cosmico}$  e' il flusso di background che produce i conteggi  $C_{BKG}$ ;  $T_s = T_{BKG}$  e' il tempo di esposizione dell' osservazione;  $A_{eff} = A_{BKG}$  e' l' area di raccolta geometrica dello strumento che e' la stessa per i fotoni della sorgente e per quelli del background.

Ovviamente i conteggi rivelati dovuti alla sorgente sono quelli totali (sorgente piu' background) meno quelli dovuti al background:  $C_s = C_{s+BKG} - C_{BKG}$ ; quindi l' errore sui conteggi dovuti alla sorgente sara':  $\sigma_s = \sqrt{C_s + 2C_{BKG}}$ .

Risulta percio' semplice ricavare il **FLUSSO MINIMO RIVELABILE** (sensibilita') utilizzando il *Rapporto Segnale Rumore* (SNR), come quel flusso che produce dei conteggi pari all' SNR e con una deviazione statistica data dai conteggi di background:

$$SNR = \frac{S}{R} = \frac{C_s}{\sigma_s} = \frac{C_s}{\sqrt{C_s + 2C_{BKG}}} \quad (4.3)$$

Il *Flusso Minimo Rivelabile* e' dato da:

$$F_{min} = \frac{S}{R} \cdot \frac{\sqrt{S_\gamma + 2B_\gamma}}{\sqrt{T} \sqrt{\Delta E} \sqrt{A_{eff}}} = \frac{S}{R} \cdot \frac{\sqrt{S_\gamma + 2B_\gamma}}{\sqrt{T} \sqrt{\Delta E} \sqrt{A_g \eta}} \quad (4.4)$$

Percio':

$$\begin{aligned} S_\gamma \ll B_\gamma &\Rightarrow F_{min} \propto \frac{S}{R} \approx \frac{\sqrt{2B_\gamma}}{\sqrt{A_g \eta}} \\ S_\gamma \gg B_\gamma &\Rightarrow F_{min} \propto \frac{S}{R} \approx \frac{\sqrt{S_\gamma}}{\sqrt{A_g \eta}} \end{aligned}$$

Operativamente il *Flusso Minimo Rilevabile* e' quel flusso per il quale esiste una probabilita' di  $\sim 5\%$  di avere una seconda sorgente nel campo di vista (che in un FOV di  $1^\circ \times 1^\circ$  corrisponde ad un limite  $\approx 10^{-11} ergs \cdot s^{-1} \cdot cm^{-2} \simeq 0.3 mCrab$ ).

Strumenti collimati sono il SAX PDS ed il SAX HPGSPC.

Satellite	Diametro Specchio Esterno	$A_{eff}$	$A_{tot}$	$\frac{A_{eff}}{A_{tot}}$
SAX	30cm	$\simeq 300cm^2$	$\simeq 5000cm^2$	6%
AXAF	120cm	$\simeq 1100cm^2$	$1.1 \cdot 10^6cm^2$	0.1%

Tabella 4.1.: Caratteristiche geometriche fondamentali dei due satelliti utilizzati in questo lavoro di tesi: Beppo SAX ed AXAF-Chandra.

## 4.2. Strumenti Imaging

I raggi X vengono riflessi se e solo se l'angolo tra lo specchio ed il fotone X e' minore di un angolo limite (in genere  $\leq 1^\circ$ ), per questo vengono detti SPECCHI AD INCIDENZA RADENTE.

L' *Area Efficace* non e' l' area dello specchio, ma una piccola fetta di questa area data dalla proiezione del raggio X sullo specchio, cioe' l' *apertura speculare non oscurata*.

Per incrementare l' efficienza si aggiungono percio' tanti specchi concentrici, vedi fig. 4.1:

Inoltre la superficie speculare deve essere lavorata con un errore minore della  $\lambda_X$  ( $\delta\lambda \leq 5 \text{ \AA}$ ).

Per ridurre al minimo le aberrazioni, o per non averne in X, si ha bisogno di due riflessioni con due fuochi in punti diversi; per far cio' si utilizza una "superficie paraboloidale" per la I riflessione ed una "superficie iperboloide" per la II riflessione; tali telescopi si dicono di **tipo Wolter-1** (vedi fig. 4.1).

Per riflettere raggi X di bassa energia si possono avere anche angoli relativamente grandi, mentre per riflettere raggi X molto energetici si necessita di angoli molto piu' piccoli (di circa un fattore due).

Infatti dalla "legge di Snell" si puo' ricavare l' *angolo critico*,  $\vartheta_c$ , per avere riflessione X:

$$\frac{\sin(i)}{\sin(r)} = \frac{n}{n_0} \Big|_{n < n_0 < 1}$$

Per i raggi X si ha:

$$\sin(i_c) = n \Rightarrow \cos(\vartheta_c) = n = 1 - \delta \Big|_{\vartheta \ll 1} \Rightarrow \vartheta_c \sim \sqrt{2\delta}$$

Dove  $\delta$  si trova risolvendo l' equazione del moto di un elettrone legato ad una forza di richiamo elastica raggiunto da radiazione elettromagnetica di frequenza  $\nu$ :

$$\delta \sim \frac{N_e r_e}{2\pi} \lambda^2 \simeq 2.7 \cdot 10^{-6} \left( \frac{Z_e}{A} \right) \rho \lambda^2 \quad (4.5)$$

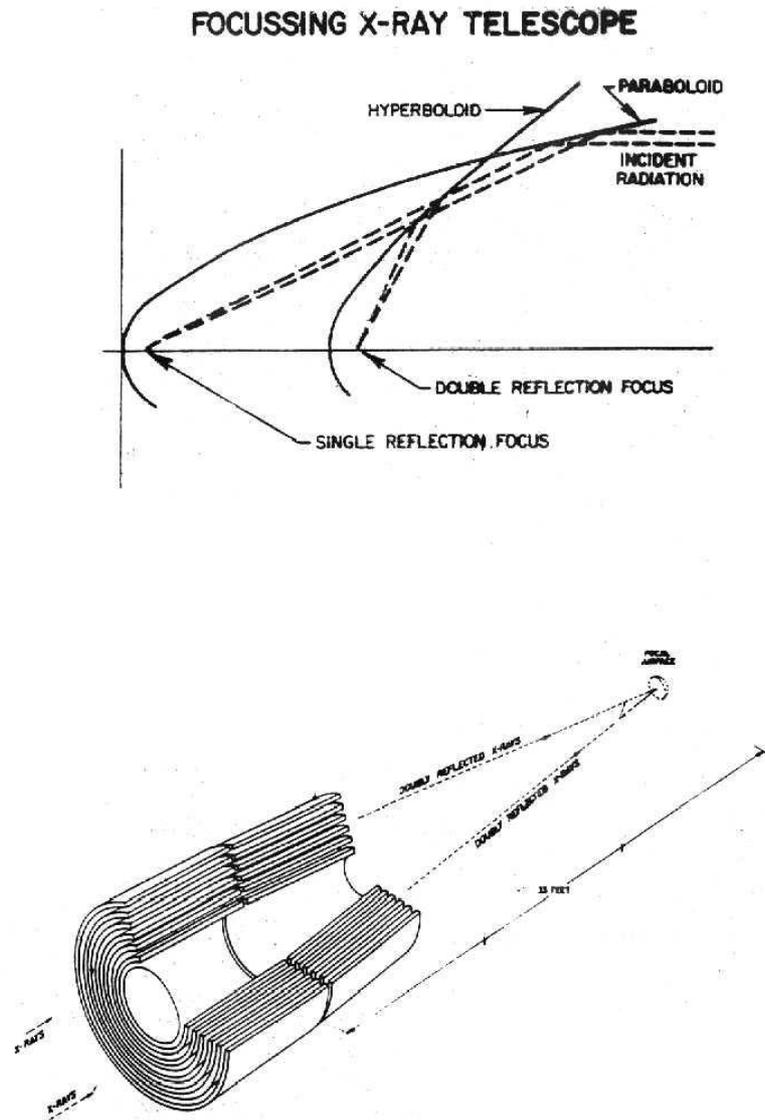


Figura 4.1.: Grafico schematico del focheggiamento dei fotoni X.

Per l' oro	$\delta$	$\vartheta$
6.2keV	$\sim 7.7 \cdot 10^{-5}$	$\sim 0.7^\circ$
1.5keV	$\sim 9.1 \cdot 10^{-4}$	$\sim 2.4^\circ$

Tabella 4.2.: Coefficienti  $\delta$  e  $\vartheta$  per l' oro a differenti energie.

La tendenza quindi e' quella di utilizzare materiali con numero atomico ( $Z_e$ ) grande, come l' oro e l' iridio, vedi tab. 4.2:

Inoltre a causa della diversa inclinazione degli specchi, quelli piu' interni riflettono meglio i fotoni di energia maggiore, ma hanno anche un' area efficace minore di quelli piu' esterni.

#### 4.2.1. Sensitivita'

I Conteggi dovuti alla Sorgente sono:

$$C_s \simeq S_\gamma \cdot [\text{fotoni} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}] \cdot \Delta E \cdot A_{eff} \cdot T_s \quad (4.6)$$

I Conteggi dovuti al Background invece:

$$C_{BKG} \simeq B_\gamma \cdot [\text{fotoni} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{keV}^{-1}] \cdot \Delta E \cdot A_{BKG} \cdot T_{BKG} \quad (4.7)$$

$$\begin{aligned} B_\gamma &= B_{interno} + B_{cosmico} \\ T_s &= T_{BKG} \\ A_{eff} &\gg A_{BKG} \end{aligned}$$

$$C_{s+BKG} = S_\gamma \cdot \Delta E \cdot A_{eff} \cdot T + B_\gamma \cdot \Delta E \cdot A_s \cdot T$$

$$C_{BKG} = B_\gamma \cdot \Delta E \cdot A_s \cdot T$$

Quindi il *Flusso Minimo Rilevabile* e' dato da:

$$F_{min} = \frac{S}{N} \cdot \frac{\sqrt{S_\gamma A_{eff} + 2B_\gamma A_s}}{\sqrt{T} \sqrt{\Delta E} A_{eff}} \rightarrow \begin{cases} S_\gamma \ll B_\gamma \Rightarrow F_{min} \propto \frac{\sqrt{A_s} \sqrt{2B_\gamma}}{A_{eff}} \\ S_\gamma \gg B_\gamma \Rightarrow F_{min} \propto \frac{\sqrt{S_\gamma}}{\sqrt{A_{eff}}} \end{cases} \quad (4.8)$$

Per tempi di esposizione lunghi ed  $S_\gamma$  piccoli, gli strumenti imaging sono estremamente piu' convenienti di quelli collimati; mentre per tempi di esposizione corti ed  $S_\gamma$  grandi i due tipi di strumenti sono confrontabili.

## Capitolo 4. Tecniche di Osservazione nella banda X

Satellite	n. Specchi Cofocali	PSF (FWHM)
SAX	30	40''
AXAF	4	0.5''
XMM	58	15''

Tabella 4.3.: Numero di Specchi e PSF di Beppo SAX, Chandra ed XMM.

### 4.2.2. Risoluzione Spaziale e PSF

La risoluzione spaziale e' massima per telescopi ad incidenza radente del tipo Wolter-1, cioe' con due superfici riflettenti, una paraboloide e l' altra iperboloide, vedi fig. 4.1.

La superficie paraboloide/iperboloide puo' comunque essere approssimata con tronchi di cono, piu' facili da realizzare operativamente e cio' comporta la possibilita' di ottenere specchi piu' sottili e quindi un maggior numero di specchi concentrici con evidente aumento dell' area efficace.

Una misura della risoluzione spaziale e' la **PSF**, POINT SPREAD FUNCTION, cioe' una misura di come vengono distribuiti i fotoni in un sistema ottico (per esempio a mezza altezza, FWHM). Piu' la PSF e' stretta e maggiore e' la risoluzione spaziale. La forma della PSF ricorda vagamente una gaussiana con code lorentziane, il tutto dipende dall' energia dei fotoni incidenti. Generalmente per energie maggiori la PSF diviene piu' stretta, poiche si riducono i fattori di errore casuale/sistematico. Come si evince dalla tab. 4.3, la PSF non aumenta col numero di specchi cofocali concentrici, cioe' con l' area di raccolta (area efficace), ma dipende, oltre che dall' energia dei fotoni, dall' ottica utilizzata per gli specchi. Nel caso degli specchi per fotoni X, infatti, si ha diffrazione dovuta alle microgranulosita' sulle superfici speculari, che provoca delle code piu' pronunciate nella PSF. La migliore PSF si ottiene per configurazione di tipo Wolter-1, vedi fig. 4.1.

Oltre che aumentare l' area di raccolta dei fotoni, si costruiscono spesso strumenti con piu' specchi concentrici per avere un "throughput" migliore<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>Il "Throughput" o "Etendue" e' una nozione geometrica, che definisce il limite di un fascio di fotoni che trasporta energia; dato un fascio di fotoni emesso dall' elemento di superficie  $dS_1$  e ricevuto dall' elemento di superficie  $dS_2$  posto alla distanza  $r$ , il throughput e' la quantita':

$$Th = \frac{1}{r^2} dS_1 \cos \vartheta_1 dS_2 \cos \vartheta_2 = d\sigma_1 d\Omega \quad (4.9)$$

Dove  $d\sigma_1$  e' la proiezione di  $dS_1$  sulla normale al vettore d' onda  $\hat{k}$  e  $d\Omega$  e' l' angolo solido sotteso dal fascio di fotoni che intercetta  $dS_2$ .

Se l' energia e' conservata durante la propagazione della radiazione il prodotto  $n_i \cdot Th = cost$ ,

- Se gli studi sono indirizzati su *oggetti deboli*, si deve necessariamente fare imaging;
- Se gli studi sono indirizzati su *oggetti molto brillanti*, allora si puo' collimare e cioe' integrare su tutta la fetta di cielo.

---

dove  $n_i$  e' l' indice di rifrazione del mezzo in cui si propaga la radiazione; quindi nel vuoto il throughput si conserva.

Il migliore accoppiamento tra due sistemi ottici si ha quando i due possiedono lo stesso throughput, cioe'  $A_{eff}^{(1)} \Omega^{(1)} = A_{eff}^{(2)} \Omega^{(2)}$ ; aumentando il numero di specchi concentrici in un telescopio X il throughput del sistema aumenta sensibilmente.

## 4.3. Rivelatori

Al fuoco dei telescopi X vanno inseriti i rivelatori per effettuare il conteggio del segnale. Esistono vari tipi di rivelatori; per i nostri scopi elencheremo solo quelli piu' importanti e daremo piu' risalto a quelli direttamente utilizzati nel corso di questo lavoro.

### 4.3.1. Contatori Proporzionali

Possono essere sia al fuoco di un telescopio ad incidenza radente sia collimato.

Quando un fotone arriva nella camera contenente il gas nobile (Argon oppure Xenon), esso interagisce con un atomo del gas cedendo la sua energia e ionizzando l' atomo. Nella camera e' applicato un intenso campo elettrico che accelera i foto-elettroni verso l' anodo. Gli elettroni accelerati ionizzano nel loro tragitto altri atomi e si instaura quindi un processo a cascata in quella che viene detta *regione di moltiplicazione*. Alla fine si deposita sull' anodo un pacchetto di elettroni che genera una corrente elettrica, la quale viene misurata. *Il numero di cariche depositate e' proporzionale all' energia del fotone incidente*, vedi fig. 4.2.

La *risoluzione in energia* dipende dal numero di cariche, che raggiungono l' anodo (sia  $N$  il numero di cariche depositate,  $E$  l' energia del fotone incidente e  $W$  il potenziale medio di ionizzazione):

$$N \sim \frac{E}{W}$$

Se  $N$  seguisse una distribuzione poissoniana, allora si avrebbe:

$$\frac{\sigma_N}{N} = \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{1}{\sqrt{N}} \sim \sqrt{\frac{W}{E}} \simeq \frac{\Delta E}{E} \quad (4.10)$$

In realta'  $N$  non rispetta la statistica di Poisson, infatti si ha:

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq \sqrt{\frac{WF}{E}} \simeq 50\% \cdot E^{-0.5} \quad (\text{con } F \simeq 0.2) \quad (4.11)$$

Dove  $F$  e' il "Fattore di Fano". Se nella regione di moltiplicazione viene aggiunto un potenziale  $G$ , allora  $P = NG \simeq \frac{E}{W}G$ ; si ha quindi una risoluzione in energia:

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq 2.36 \frac{\Delta P}{P} \sim \left[ \left( \frac{\sigma_N}{N} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_G}{G} \right)^2 \frac{1}{N} \right]^{1/2}$$

Ponendo infine  $f = \left( \frac{\sigma_G}{G} \right)^2 \simeq [0.5; 0.7]$ , si ha:

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq 2.36 \left[ \frac{W(F+f)}{E} \right]^{1/2} \simeq [0.35; 0.5] E^{-1/2} \quad (4.12)$$

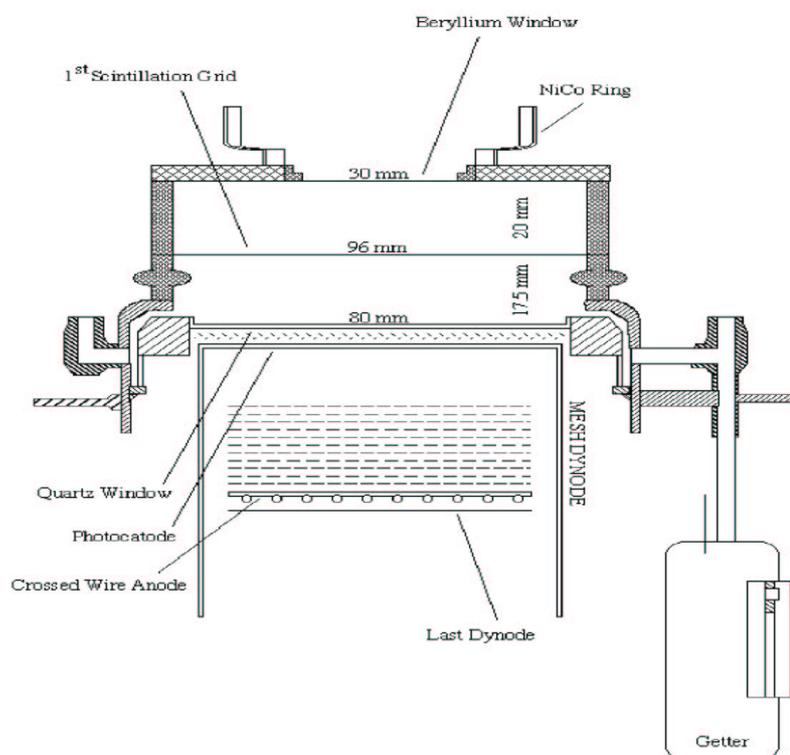


Figura 4.2.: Schema del funzionamento di un Contatore Proporzionale/GSPC. La differenza sostanziale tra contatori proporzionali e GSPC risiede nel processo tramite il quale il fotone X viene rivelato: nei contatori proporzionali e' la ionizzazione, nei GSPC e' l' eccitazione degli atomi del gas. Nella figura e' mostrato in dettaglio lo schema del funzionamento dello Strumento MECS di Beppo SAX, che e' un GSPC, vedi § 5.1.3.

### 4.3.2. Rivelatori GSPC

I *Gas Scintillation Proportional Counters* differiscono dai contatori proporzionali per il processo tramite il quale viene rivelato il fotone X: quando il fotone viene assorbito la nube elettronica si muove nella regione di drift verso la regione di scintillazione a cui e' applicato un campo elettrico intenso. Questo campo permette l' eccitazione, ma non la ionizzazione degli atomi del gas; quindi questi si diseccitano emettendo fotoni UV che vengono rivelati da un fototubo, vedi fig. 4.2.

Esempi di rivelatori GSPC sono le tre unita' MECS ed il LECS su Beppo SAX.

Nel caso dei fotoni UV le fluttuazioni statistiche sono molto minori di quelle per gli elettroni (essendo il numero di questi ultimi molto minore), percio' i

## Capitolo 4. Tecniche di Osservazione nella banda X

---

GSPC possiedono una risoluzione in energia assai migliore di quella dei contatori proporzionali.

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq [15\%; 20\%]E^{-1/2} \Big|_{N \rightarrow \infty} = 2.36 \left[ \alpha \frac{F}{E} + \frac{1}{N} \right]^{1/2} \quad (4.13)$$

La precisione con cui un evento X viene localizzato sul rivelatore e' essenzialmente determinata dal numero di elettroni che vengono liberati nell' interazione del fotone col gas contenuto nella cella di rivelazione. Per questo la PSF del rivelatore ed anche la risoluzione energetica risultano essere in prima approssimazione gaussiane ( $\sigma \propto E^{-1/2}$ ), cioe' scrivibile come:

$$PSF(\%FWHM) \sim 0.8 \left( \frac{E}{6} \right)^{-0.5} \quad [arcmin] \quad (4.14)$$

### 4.3.2.1. Reiezione del Background

La maggior parte del background in un contatore proporzionale (GSPC) e' dovuto a particelle energetiche che producono cariche negli strumenti e vengono quindi rivelate come raggi X.

Si possono comunque ideare vari filtri per ridurre il livello di background:

1. *Selezione dei canali in Energia*: selezionando un determinato intervallo energetico si puo' minimizzare il contributo del background con i picchi fuori range.
2. *Selezione del Rise-Time*: gli impulsi di salita di un fotone e quelli di una particella in generale saranno diversi (le particelle hanno in generale un tempo di salita piu' lento) selezionando adeguatamente il rise-time si puo' eliminare anche il 99% del background.
3. *Anticoincidenza*: e' un dispositivo a griglia che cattura le particelle penetrate nello strumento a fine percorso li dove i fotoni non arrivano; se non vi fosse l' anticoincidenza, tutte le particelle cariche che passano nello strumento verrebbero confuse per fotoni X.

### 4.3.3. Rivelatori CCD

Si tratta di un rivelatore a stato solido "Dispositivo di Accoppiamento di Carica", con una struttura a "gate" (che definisce i confini dei pixels, tramite l' alternanza del voltaggio in tre elettrodi disposti sul pixel) impiantata sulla superficie, in genere di silicio, e drogata con impurita' per generare un campo elettrico periodico in grado di trattenere le cariche.

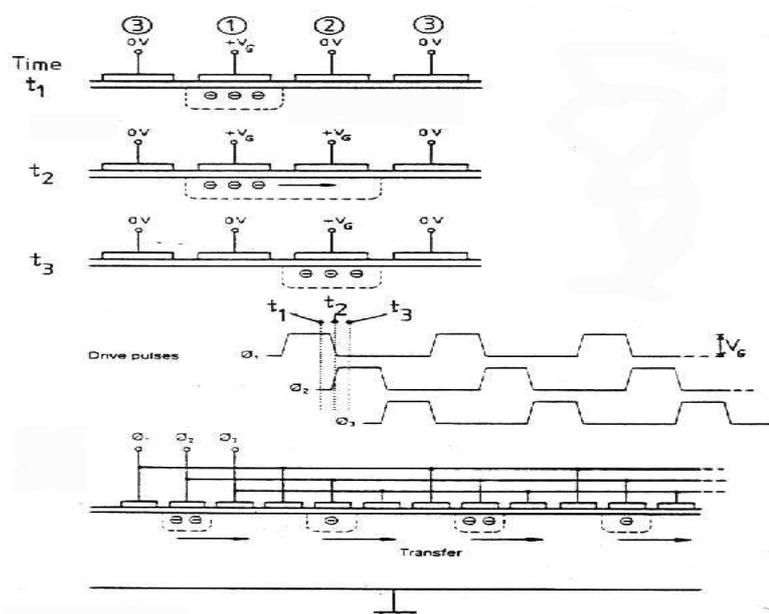


Figura 4.3.: Schematizzazione del funzionamento di un CCD.

Quando un fotone  $X$  incide sul silicio viene fotoassorbito e libera un numero di cariche proporzionale alla sua energia (una coppia elettrone/lacuna per ogni  $W = 3.86 \text{ eV}$  di energia del fotone assorbito). La carica (elettrone) viene confinata in una regione vicino al sito di interazione; il numero di cariche create e' dato da  $N = \frac{E}{W}$ . Durante la lettura, la struttura a gate permette alla carica di muoversi da pixel a pixel in maniera seriale tramite lo scorrimento del voltaggio del gate.

I gates permettono alla carica confinata di passare tramite i potenziali alternati e successivamente viene fatta un' operazione di "readout" del voltaggio del gate, da cui si ricostruisce la posizione originaria della carica prima dell' inizio del trascinamento, vedi fig. 4.3.

La risoluzione in energia dipende dalla accurata determinazione della carica liberata dal singolo fotone, che dipendera' necessariamente da quanti pixels sono interessati dalla carica: in genere si hanno 4 possibilita', fig. 4.4:

Il primo caso corrisponde anche ad una risoluzione energetica maggiore, in quanto il fotone interessera' solo un pixel; di solito i telescopi ed i satelliti sono equipaggiati di un software on-board capace di discriminare da solo tra gli eventi piu' affidabili, che saranno poi quelli che inviera' a terra. Per far cio' vengono utilizzati spesso dei codici detti "gradi di affidabilita' di un evento" o "gradi di eventi".<sup>2</sup>

<sup>2</sup>Per "graduare" un evento si utilizzano i "Gradi d Eventi".

## Capitolo 4. Tecniche di Osservazione nella banda X

---

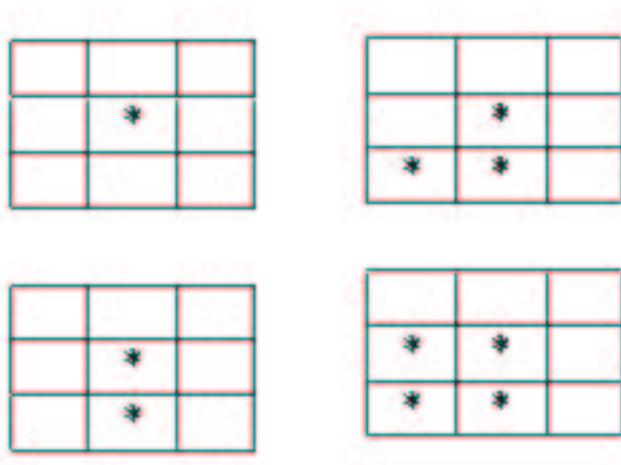


Figura 4.4.: Schema rappresentativo di come un fotone puo' interagire in un mosaico di CCDs; il grado di affidabilita' e la risoluzione spaziale/energetica dell' evento dipende da quanti pixel il fotone coinvolge nell' interazione e nella rivelazione.

Esistono anche altre cause di errore che affliggono la risoluzione energetica dei CCDs e cioe' la perdita di carica durante il trasporto/lettura, la velocita' di lettura, la bonta' degli amplificatori, ecc.

---

Durante il primo step nell' algoritmo di rivelazione di eventi X, il processore locale esamina ogni pixel nell' immagine completa del CCD e seleziona le regioni degli eventi, che superano la soglia di evento e che sono maggiori di tutte le soglie dei pixel vicini. Quindi i pixels circostanti  $3 \times 3$  vengono paragonati alla soglia di split bias-sottratta e quelli che sono al di sopra di tale soglia costituiscono il "pixel pattern" (viene costruito un *massimo locale*). Sulla base di questo pattern ad ogni evento e' assegnato un *grado*; e a seconda del grado i dati vengono inseriti o meno nella telemetria; il tutto per limitare il background di eventi a priori. Il grado di un evento e' quindi un codice numerico che identifica quale pixel, nella famiglia di  $3 \times 3$  pixels, e' centrato sul massimo locale di carica ed eccede una certa soglia di intensita'.

32	64	128
8	0	16
1	2	4

Il grado e' ottenuto sommando il numero di quei pixels che eccedono la loro soglia, per esempio un evento che causa l' eccesso di soglia per tutti i pixels ha grado 255, mentre un evento a singolo pixel ha grado 0.

Solitamente si sceglie la combinazione di gradi di eventi, che meglio ottimizza il rapporto segnale rumore.

In generale si ottiene:

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.36 [\sigma_N^2 + \sigma_R^2 + \sigma_A^2]^{1/2} = 2.36 \cdot W \left[ \frac{FE}{W} + R^2 + A^2 \right]^{1/2} \quad (4.15)$$

Dove  $R^2$  e' il "Rumore Read-Out" ed  $A^2$  e' il "Rumore dell' Amplificatore". Per valori di  $F = 0.1$  si ottiene:

$$\frac{\Delta E}{E} \simeq \begin{cases} 6\% & \text{ad } 1keV \\ 2\% & \text{a } 6keV \end{cases}$$

Una buona risoluzione spettrale dipende da quanto accurata e' la determinazione dell' energia depositata da ogni singolo fotone (che a sua volta dipendera' dalla frazione di carica raccolta, dalla frazione di carica persa nel trasferimento da pixel a pixel durante il readout, e dall' abilita' dell' amplificatore del readout di misurare tale carica). La risoluzione spettrale dipende inoltre anche dal rumore di lettura e dal rumore dell' elettronica dei chips.

I CCDs hanno una sezione "attiva" o "imaging" che e' esposta alla radiazione incidente ed una regione protetta "frame store".

Un tipico *modo operativo* per i CCDs e':

1. La regione attiva viene esposta per un lasso di tempo fissato ("full frame"  $\sim 3.2$  sec);
2. Al termine dell' esposizione la carica nella regione attiva viene rapidamente trasferita ( $\sim 40$  ms) nella "frame store";
3. Comincia la successiva esposizione;
4. Simultaneamente i dati nel frame store vengono passati ad un processore locale, che dopo avere eliminato il "bias" (cioe' l' ammontare di carica in ogni pixel in assenza di ogni segnale X), identifica la posizione e l' intensita' di ciascun evento a seconda dei criteri di statistica adottati e dei modelli sulla distribuzione di carica entro la soglia di evento. La posizione, l' intensita' (proporzionale all' ammontare di carica depositata), assieme a simili informazioni per la regione di interazione vengono classificate (*graduate*) e successivamente passate alla telemetria.

### 4.4. Quantita' Osservative

Ci sono alcune quantita' indispensabili da tenere presenti per ottenere dalle osservazioni dei prodotti finali, come gli spettri per esempio.

Le RAW DATA sono delle liste di eventi ordinate temporalmente o per posizione: per ogni evento si registrano piu' parametri come:

- **Durata del Segnale (Burst Length)**, utilizzata per discriminare tra gli eventi X genuini ed i conteggi spuri particellari;
- **Tempo di Salita (Rise Time)**, quanto impiega l' impulso di un evento X ad uscire dalla soglia del background ed a raggiungere il suo massimo;
- **Posizione**, determinata dall' elettronica di bordo ed andra' corretta tenendo conto delle distorsioni strumentali e linearizzata;
- **Canale**, la relazione tra canali ed energia dipende dal guadagno (per esempio dall' amplificazione nella lettura). Il guadagno varia sia nel tempo che nella posizione del rivelatore; si devono quindi correggere i canali (PHA) per queste variazioni dei guadagni riportandoli ad una scala comune (PI).<sup>3</sup> Queste correzioni vengono effettuate nel riprocessamento dei dati prima di essere spediti all' osservatore.

---

<sup>3</sup>Questo genere di correzioni/calibrazioni si effettuano monitorando periodicamente una sorgente di calibrazione, che emette delle righe specifiche (Al,  $K\alpha$ ,  $1.49eV$ ). Questo puo' non essere sufficiente se le variazioni non sono lineari.

## 5. Satelliti per Astronomia X

Nel corso del nostro lavoro di tesi abbiamo utilizzato essenzialmente i migliori satelliti per astronomia X finora realizzati e messi in orbita (per lo studio dell' intervallo spettrale  $[2; 10]keV$  ed in particolare  $[4.5; 10]keV$ ), ad esclusione di XMM-Newton per il quale non erano disponibili campi di dominio pubblico al momento di iniziare questo lavoro. Questi satelliti sono rispettivamente:

*Beppo SAX*  
*AXAF-Chandra*

Inoltre daremo anche una brevissima descrizione di *XMM-Newton* poiché durante il lavoro utilizzeremo, anche se indirettamente, i dati provenienti da questo satellite (Hasinger et al., 2000).

### 5.1. Beppo SAX

Il Satellite Italo-Olandese a raggi X BeppoSAX è la prima missione a raggi X, che ha la capacità di osservare sorgenti su più di tre decenni di energia ( $[0.1; 200]keV$ ) con un'area relativamente grande, una buona risoluzione spettrale, associata ad una buona risoluzione spaziale, cioè capacità di fare *imaging* (risoluzione di circa  $\sim 1 arcmin$ ) nella sfera di  $[0.1; 10]keV$ . Queste caratteristiche, insieme alla presenza di strumenti ad ampio campo di vista progettati per la scoperta di fenomeni transienti, rendono Beppo SAX ideale per lo studio di moltissimi tipi di sorgenti X.

Beppo SAX è un satellite a tre assi, con un'accuratezza di puntamento di  $\sim 1 arcmin$ . I suoi pannelli devono mantenere la normale alla direzione del Sole entro  $30^\circ$ , con occasionali osservazioni a  $45^\circ$ .

#### 5.1.1. Unità Specchi (MU)

Il sistema concentratore/spettrometro consiste di 4 telescopi collettori di flusso X con specchi ad incidenza radente di lunghezza focale  $1850 mm$  riempiti di Xenon ed al cui fuoco ci sono gli strumenti scientifici.

Gli MU, "Mirror Units" sono costituiti da 30 specchi cofocali e concentrici alluminati in oro (strato spesso  $1000 \text{ \AA}$ ) a geometria biconica, che approssima bene la

## Capitolo 5. Satelliti per Astronomia X

---

Strumento	Banda (keV)	Campo ( $^{\circ}$ FWHM)	Ris. Ang. (arcmin)	Area (cm <sup>2</sup> )
LECS	0.1-10	0.5	3.5 @0.25 keV	22 @0.25 keV
MECS	1.3-10	0.5	1.2 @6 keV	150 @6 keV
HPGSPC	4-120	1.1	collimato	240 @30 keV
PDS	15-300	1.3	collimato	600 @80 keV
WFC	2-30	20 $\times$ 20	5	140 @10 keV

Tabella 5.2.: Caratteristiche principali degli strumenti a bordo di Beppo SAX.

configurazione Wolter-1 (vedi cap. 4.2), cioè uno specchio paraboloidale seguito da uno iperboloidale (Citterio et al., 1985), con diametri che spaziano tra 68 e 162 *mm*, lunghezza totale di 300 *mm* e spessore che varia tra 0.2 e 0.4 *mm*.

I tests in volo hanno mostrato una risoluzione **HPR**, “Half Power Resolution” di 40 *arcsec*, migliore di quella statistica aspettata di  $\sim 1$  *arcmin*.

I collettori di flusso sono progettati per massimizzare la loro area efficace intorno ai 6 *keV*, questo per facilitare gli studi sulla riga di emissione del ferro. L’area di raccolta geometrica di ciascun MU è di 123.9 *cm*<sup>2</sup>, ma tale area viene ridotta dai supporti a ragno e dalla griglia a ioni attivi per un ammontare di  $\approx 18\%$ .

### 5.1.2. Strumentazione Scientifica

La strumentazione si divide in due classi di strumenti, vedi tab. 5.2 e fig. 5.1:

1. **NFI**, NARROW FIELD INSTRUMENTS (LECS, MECS, HPGSPC, PDS).
2. **WFC**, WIDE FIELD CAMERA.

L’ampia copertura di banda è dovuta ad una serie di strumenti a campo ristretto (detti NFI) allineati con l’asse Z del satellite:

- **MECS (Medium Energy Concentrator Spectrometer)**: è costituito da tre telescopi identici ad incidenza radente con geometria biconica (Citterio et al., 1985; Conti et al., 1994), provvisti di contatori proporzionali a scintillazione nei loro piani focali (Boella et al., 1996); tale strumento copre la banda [1.3; 10]*keV*; la risoluzione in energia è di 8% a 6 *keV* ed una risoluzione spaziale di 0.7 *arcmin* (*HPR*), cioè 0.7 *mm* (*FWHM*).

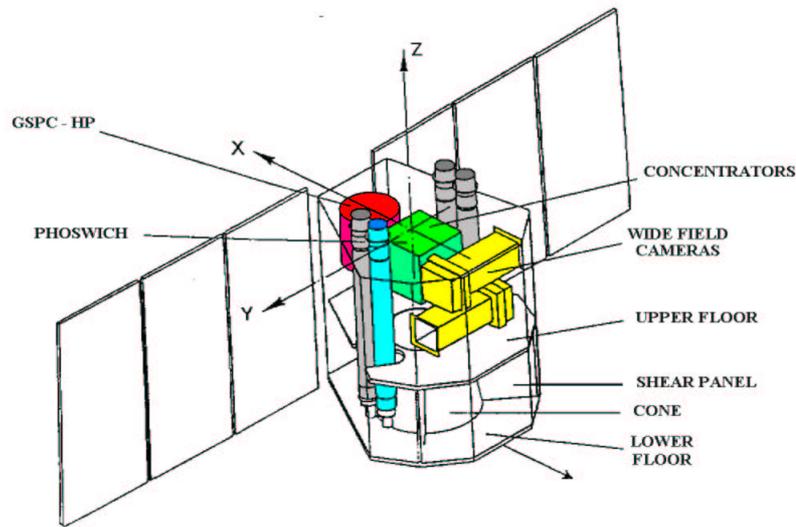


Figura 5.1.: Schema della strumentazione a bordo di Beppo SAX. Gli strumenti scientifici sono quelli ombreggiati nella figura.

- **LECS (Low Energy Concentrator Spectrometer):** e' un telescopio identico ai tre MECS, ma provvisto di un concentratore proporzionale a scintillazione (multistrato di polyimide di  $1.25\mu m$ ) con una finestra sottile (Parmar et al., 1996); tale strumento copre la banda  $[0.1; 10]keV$ ; sotto energie di  $\sim 1 keV$  la risoluzione in energia e nella posizione e' simile alle tre unita' MECS e segue la legge  $E^{-1/2}$ .
- **HPGSPC (High Pressure Gas Scintillation Proportional Counter):** e' un contatore proporzionale a scintillazione di gas ad alta pressione (miscuglio di He e Xe a  $5 atm$ ), collimato (Manzo et al., 1996); tale strumento copre la banda  $[3; 120]keV$ ; la risoluzione spettrale in energia e' circa un fattore 2 migliore di quella dei contatori proporzionali, cioe'  $4\%$  a  $60 keV$ .
- **PDS (Phoswich Detector System):** e' composto da quattro rivelatori a scintillazione otticamente accoppiati a formare un "PHOSwich" (Frontera et al., 1996); tale strumento copre la banda  $[15; 300]keV$ ; la risoluzione in energia e' di  $16\%$  a  $60 keV$ . Il rivelatore e' circondato da uno scudo attivo di CsI(Na) e possiede un altro scudo alle particelle composto da uno scintillatore in materiale plastico posto di fronte alla finestra di entrata.

L' area efficace degli NFIs aumenta con l' energia seguendo una power law con pendenza positiva; questo effetto compensa parzialmente il profilo spettrale delle

## Capitolo 5. Satelliti per Astronomia X

---

sorgenti celesti, poiche' il PDS ed il HPGSPC sono generalmente dominati dai conteggi del background, mentre i tre MECS ed il LECS sono dominati dai conteggi delle sorgenti.

Un' altra caratteristica peculiare della missione è la capacita' di mostrare ampie zone di cielo con una risoluzione di pochi *arcmin* nella banda  $[2; 30]keV$  per poter studiare bene la variabilità delle sorgenti sotto  $1 mCrab$  e per individuare i fenomeni transienti X.<sup>1</sup> Infatti perpendicolarmente all' asse Z degli NFI, puntati in direzione opposte e su un piano perpendicolare a quello degli NFIs, ci sono due contatori proporzionali a maschera codificata riempiti di Xe a  $2 atm$  (**WFC**, "Wide Field Camera"), in grado di accedere a vaste regioni del cielo (Jager et al., 1996). Ogni WCF ha un campo di vista di  $20^\circ \times 20^\circ$  (FWHM) per unita' con una risoluzione di  $5 arcmin$ ; tale strumento copre la banda  $[2; 30]keV$ ; la sensibilita' della WFC e' di  $1 mCrab$  in  $30 ks$  di esposizione.

Infine gli **schermi laterali del PDS** (quattro scudi attivi) vengono usati per monitorare i Gamma Ray Burst, GRBs (per questo detti **GRBM**, "Gamma-Ray Burst Monitor"), con una "fluence"<sup>2</sup> maggiore di  $10^{-6} erg cm^{-2}$  nella banda  $[60; 600]keV$  ed una risoluzione temporale di circa  $1ms$ . I GRBM sono in grado di scoprire un evento GRB e fornire le indicazioni alle WCF sulla sua posizione, che viene poi utilizzata per puntare gli NFI ed altri osservatori spaziali e di terra.

In fig. 5.2 sono riportate le aree effettive degli strumenti a bordo di Beppo SAX: una caratteristica molto positiva e' la sovrapposizione della risposta energetica dei vari strumenti, che permette la calibrazione reciproca degli stessi (§ 5.1.4 e fig. 5.3).

Per i nostri scopi, l' unico strumento di SAX di cui ci interessa avere un quadro piu' dettagliato e' il MECS.

---

<sup>1</sup> Le quantita' X della Crab Nebula sono rispettivamente:

- Estensione Angolare  $\approx 3.0' \times 4.2'$
- Luminosita' X  $\Rightarrow L_X(0.2 - 2 keV) \simeq 1.6 \cdot 10^{37} ergs/s$
- Flusso X  $\Rightarrow F_X^{crab} \simeq 9.8 \cdot 10^{-2.1} fotoni \cdot cm^{-2}s^{-1}keV^{-1}$

$$\left[ \begin{array}{l} F_X^{crab}(1 - 10 keV) = 8.2 fotoni \cdot cm^{-2}s^{-1}keV^{-1} \\ F_X^{crab}(10 - 100 keV) = 9.65 fotoni \cdot cm^{-2}s^{-1}keV^{-1} \end{array} \right.$$

<sup>2</sup>La *fluence* si definisce secondo la formula  $F = TPE$ , dove  $T$  e' il tempo rispetto al quale viene calcolata,  $P$  e' il flusso numerico medio di fotoni durante il tempo  $T$  ed  $E$  e' l' energia media dei fotoni che arrivano nel tempo  $T$ .

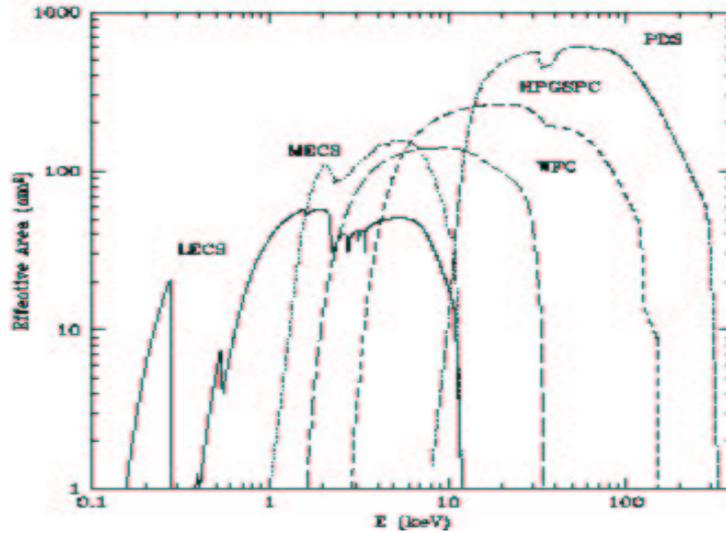


Figure 5.2.: Viene mostrato in figura l' andamento dell' area efficace dei vari strumenti di Beppo Sax.

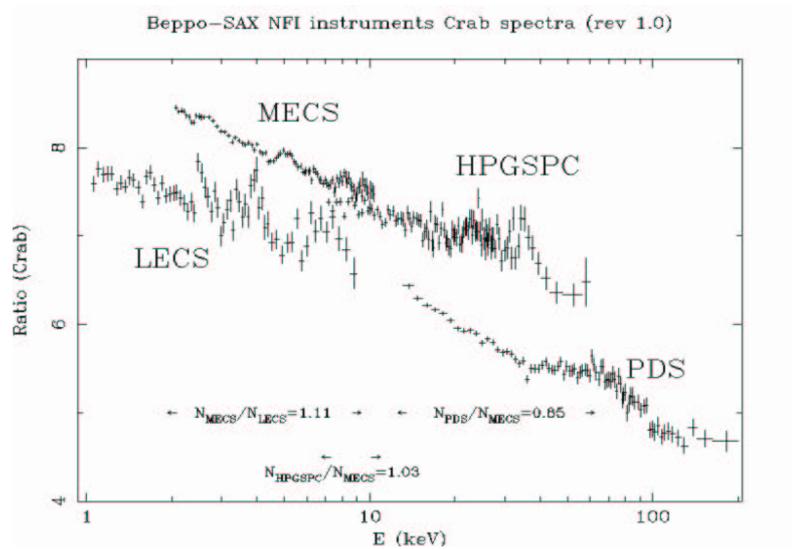


Figure 5.3.: La figura mostra le calibrazioni relative “Cross Calibration” tra i vari strumenti di Beppo SAX sullo spettro della pulsar Crab.

### 5.1.3. Medium Energy Concentrator Spectrometer (MECS)

Lo strumento è composto di tre unità (MECS1, MECS2, MECS3), delle quali, però soltanto MECS2 e MECS3 sono ancora in funzione.<sup>3</sup> Ogni unità è al fuoco di un sistema ottico MU (tubo di 2 m). Ogni unità possiede una finestra di berillio a  $50\mu\text{m}$  di  $30\text{ mm}$  di diametro, che la rende sensibile nel range spettrale  $[1.3; 10]\text{keV}$  e sul fondo da una finestra d'uscita UV composta da quarzo suprasil di  $80\text{ mm}$  di diametro e  $5\text{ mm}$  di spessore; inoltre la finestra di entrata è esternamente supportata da una struttura "Strongback di Berillio" spessa  $0.55\text{ mm}$  consistente di un anello spesso  $1\text{ mm}$  con diametro interno di  $10\text{ mm}$  connesso ai bordi della finestra da 4 alette. I rivelatori catturano i fotoni UV prodotti nelle regioni ad alto campo elettrico del rivelatore verso la quale la nube elettronica, risultante dal foto assorbimento dei fotoni X, migra proveniente dalla regione di assorbimento. L'ampiezza del segnale, rivelato da un sensibile fotomoltiplicatore, risulta proporzionale all'energia del fotone X assorbito. La durata del segnale (il burst length) viene utilizzata per discriminare gli eventi X genuini da quei conteggi spuri indotti dal background delle particelle. L'efficienza nel rigetto del background in questo caso arriva al 99% (Giarusso et al., 1990, vedi cap. 4.3.2 per funzionamento GSPC). L'efficienza di ciascun rivelatore viene monitorata da due sorgenti radioattive di calibrazione ( $\text{Fe}55$ ), che producono tra l'altro righe Mn k-alpha di energia  $5.9\text{ keV}$  e sono situate sui bordi della finestra di berillio in posizioni diametralmente opposte. Inoltre vi è uno scudo passivo per gli ioni di fronte al rivelatore. Le unità di volo del MECS sono state calibrate, assieme alle unità del concentratore al Panter X Ray Facility nel 1994. I risultati delle calibrazioni confermano la risoluzione in energia aspettata (FWHM) di 8% a  $6\text{ keV}$  ed una risoluzione in posizione alla stessa energia di  $0.7\text{ mm}$  FWHM, corrispondente a  $0.7\text{ arcmin}$  HPR (Boella et al., 1996), perciò in buon accordo con la risoluzione del concentratore (vedi tab. 5.3 e fig. 4.2).

#### 5.1.3.1. Risoluzione Energetica

L'analisi spettrale preliminare di calibrazione permette di ricavare la risoluzione energetica delle tre unità MECS per ciascuna riga di calibrazione PANTER. Le righe utilizzate per la calibrazione dei valori corretti, dei parametri per la conversione energia/canale, per la risoluzione in energia e per il profilo spettrale sono rispettivamente:  $\text{CuL}\alpha$  ( $E = 0.93\text{ keV}$ ),  $\text{MgK}\alpha$  ( $E = 1.25\text{ keV}$ ),  $\text{AlK}\alpha$  ( $E = 1.49\text{ keV}$ ),  $\text{SiK}\alpha$  ( $E = 1.74\text{ keV}$ ),  $\text{PK}\alpha$  ( $E = 2.01\text{ keV}$ ),  $\text{AgL}\alpha$  ( $E = 2.99\text{ keV}$ ),  $\text{TiK}\alpha$  ( $E = 4.52\text{ keV}$ ),  $\text{CrK}\alpha$  ( $E = 5.42\text{ keV}$ ),  $\text{FeK}\alpha$  ( $E = 6.41\text{ keV}$ ),  $\text{CuK}\alpha$  ( $E = 8.06\text{ keV}$ ).

---

<sup>3</sup>Il MECS1 entro' in avaria il 7/5 /1997 in seguito ad un intenso brillamento solare.

### 5.1.3 Medium Energy Concentrator Spectrometer (MECS)

Spessore Finestra	50 $\mu m$ Berillio
Raggio Finestra	15 mm = 30 arcmin
Gas	Xenon a 1.0 atm
Regione di Drift	20 mm
Regione di Scintillazione	16 mm
Regione di Drift HV	500 V/cm
Regione di Scintillazione HV	4 KV/cm
UV Readout	Fototubo Hamamastu Position Sensible
Range in Energia	[1; 10]keV
Area Effettiva (Tre Unità)	MECS – 1 110cm <sup>2</sup> a 2keV MECS – 2 150cm <sup>2</sup> a 6.4keV MECS – 3 70cm <sup>2</sup> a 9keV
Risoluzione in Energia (FWHM)	8.0 $\left(\frac{E}{6 keV}\right)$ 0.5%
Risoluzione in Posizione (FWHM)	1.4 $\left(\frac{E}{6 keV}\right)$ 0.5 arcmin
Risoluzione Temporale	16 $\mu s$
Throughput Massimo	2000 cts/s
Taglia dell' Immagine	256 · 256 pixels
Dimensione Originale Pixels	20"
Spettro di Energia	256 canali
Distribuzione Burst Lenght	256 canali
Background Intero Strumento (1-11 keV)	16.4 arcmin <sup>2</sup> /s/keV fino a 10' off-axis
Rigetto Background (accettabile =87%)	99.6%
Background Particelle	$< 4.7 \cdot 10^{-5}$ cts/s/arcmin <sup>2</sup> /rivelatore
Background Raggi X Cosmici	$< 2.7 \cdot 10^{-5}$ cts/s/arcmin <sup>2</sup> /rivelatore
NH (Densita' Colonnare Equivalente di H)	MECS – 1 0.32 MECS – 2 0.31 MECS – 3 0.30
Indice Spettrale dei Fotoni	MECS – 1 2.088 MECS – 2 2.102 MECS – 3 2.086

Table 5.3.: Caratteristiche tecniche del MECS, “Medium Energy Concentrator Spectrometer”.

## Capitolo 5. Satelliti per Astronomia X

---

I valori sperimentali FWHM sono stati fittati utilizzando la legge:

$$\frac{\Delta E}{E} = A \cdot \sqrt{\frac{6}{E}} \quad (\%) \quad (5.1)$$

Dove  $A$  e' il parametro di best fit che risulta essere per le tre unita' MECS:  $A_{MECS-1} = 8.30 \pm 0.08$ ,  $A_{MECS-2} = 8.10 \pm 0.08$ ,  $A_{MECS-3} = 7.68 \pm 0.07$ . Tale fit e' in buon accordo con il modello teorico per la risoluzione energetica di un GSPC:

$$\frac{\Delta E}{E} (\% \text{ FWHM}) = 2.35 \cdot \sqrt{\frac{F}{N}} 100 \approx 6.50 \% \quad (5.2)$$

Dove  $F \simeq 0.2$  per lo Xenon e' il "fattore di Fano" ed  $N$  e' il numero medio di elettroni primari prodotti dal fotone X.

Entro la regione centrale del rivelatore si nota una risoluzione energetica indipendente dalla posizione entro gli errori sperimentali.

### 5.1.3.2. MECS PSF

La *Point Spread Function del MECS* (vedi cap. 4.2.3 e 4.3.2) e' stata derivata da misurazioni per sorgenti on-axis e successivamente anche per sorgenti off-axis fino a  $25 \text{ arcmin}$ .<sup>4</sup>

La PSF del MECS e' la convoluzione della PSF del MU e della PSF del rivelatore.

Per misurare la PSF del rivelatore sono state effettuate operazioni di calibrazione ed estese simulazioni; si e' trovato che per  $E < 4 \text{ keV}$  i dati sono in buono accordo con la previsione teorica di andamento gaussiano ( $\sigma \propto E^{-1/2}$ ), mentre per  $E > 4 \text{ keV}$  la  $\sigma$  risulta piu' larga del valore aspettato.<sup>5</sup>

La PSF dell' unita' specchio MU e' caratterizzata da code larghe e di bassa intensita'.

La PSF globale (MU+Rivelatore) per angoli di off-axis  $r < 10 \text{ arcmin}$  e' relativamente a simmetria radiale: e' quindi possibile adottare in questa circostanza la descrizione di PSF on-axis; mentre per  $r > 10 \text{ arcmin}$ , fuori dalla regione dello strongback, diviene apparente una dipendenza della PSF dall' azimut.

Il modello radialmente simmetrico adottato e' quindi la somma di due componenti:<sup>6</sup>

---

<sup>4</sup>Una migliore PSF comporta il vantaggio di aumentare la sensibilita' (meno background dovra' essere sottratto al segnale) e di ridurre gli effetti della "source confusion".

<sup>5</sup>Cio' avviene perche' ad alte energie la grandezza della PSF aumenta in quanto l' approssimazione di sorgente puntiforme precedentemente fatta, non e' piu' valida.

<sup>6</sup>Realizzato utilizzando l' osservazione on-axis di Cyg X-1 nel maggio del 1996.

- Una componente *Gaussiana*:

$$G(r) = c_g \cdot e^{-r^2/2\sigma^2} \quad (5.3)$$

- Una Componente *Lorentziana*:

$$L(r) = c_l \cdot \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_l} \right)^2 \right]^{-m} \quad (5.4)$$

Dove  $r$  e' la distanza dal picco di emissione e gli altri fattori sono i parametri del modello. Deve inoltre valere la normalizzazione:  $2\pi \int_0^\infty PSF(r) r dr = 1$ . Quindi l' espressione completa per la PSF on-axis del MECS e' data da:

$$PSF(r, E) = \frac{\left\{ R(E) \cdot e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2(E)}} + \left[ 1 + \left( \frac{r}{r_l(E)} \right)^2 \right]^{-m(E)} \right\}}{2\pi \left[ R(E)\sigma^2(E) + \frac{r_l^2(E)}{2(m(E)-1)} \right]} \quad (5.5)$$

La PSF del MECS nella banda soft e' largamente "dominata dallo strumento"; poiche' la FWHM della PSF del MECS scala con l' energia in maniera proporzionale  $\propto \frac{1}{\sqrt{E}}$ , allora la PSF ad energie  $E > 5 keV$  e' significativamente migliore di quella nella banda [2; 5]keV, cioe' piu' stretta.

### 5.1.3.3. Area Effettiva e Vignetting del MECS

L' area effettiva del MECS ( $A_{eff}(E, r)$ ), dipendente dall' energia ( $E$ ) e dall' angolo di off-axis ( $r$ ); essa risulta dall' area effettiva geometrica del MU ( $A_{MU}$ ) ridotta da alcuni coefficienti di trasmissione provenienti dalla griglia di protezione del plasma ( $T_{f1}$ )<sup>7</sup>, dai filtri plasma UV ( $T_{f2}$ )<sup>8</sup>, dalla finestra di berillio ( $T_w$ )<sup>9</sup>, dall' efficienza del rivelatore ( $P_a$ )<sup>10</sup> e dalla selezione nel "burst lenght" ( $BL_s$ )<sup>11</sup>.

Quindi l' area effettiva totale e' data da:

$$A_{eff}(E, r) = A_{MU}(E, r) \cdot T_{f1}(E) \cdot T_{f2}(E) \cdot T_w(E) \cdot P_a(E) \cdot BL_s(E) \quad (5.6)$$

<sup>7</sup> $T_{f1} \simeq 0.92$ ; questo effetto fa perdere circa l' 8% di area effettiva.

<sup>8</sup> $T_{f2}$  e' una funzione dell' energia ed e' rilevante in particolare per MECS1, dove ad energie  $E < 2 keV$  l' assorbimento arriva al 70%, mentre solo il 10% per MECS2 e 3.

<sup>9</sup> $T_w = e^{-\mu_{Be}(E) \cdot x}$  dove  $x$  e' lo spessore del materiale che assorbe/trasmette e  $\mu(E)$  e' il coefficiente di assorbimento del materiale in questione (Be) all' energia  $E$ .

<sup>10</sup>La probabilita' di assorbimento di un fotone X nella cella di gas e' data da:  $P_a = 1 - e^{-\mu_{Xe}(E) \cdot D}$ , dove  $D$  e' la grandezza della regione di assorbimento e  $\mu_{Xe}(E)$  e' il coefficiente di assorbimento per lo xenon all' energia  $E$ .

<sup>11</sup>Per discriminare opportunamente tra eventi X ed i conteggi non X (indotti da particelle cariche) si effettua una selezione nella lunghezza del burst e nel tempo di salita.

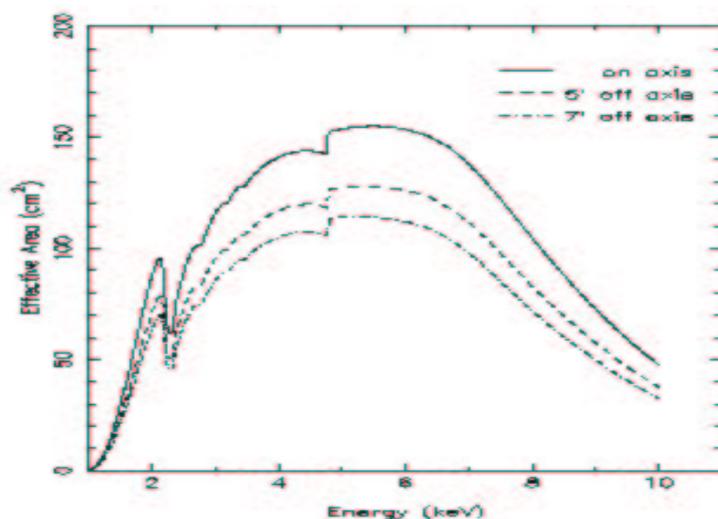


Figure 5.4.: Area Efficace in funzione dell' energia per diversi angoli off-axis: il vignetting e' piu' importante a grandi energie per off-axis che aumenta.

Gli specchi del MECS soffrono di considerevole *vignetting*. Tale fenomeno e' la riduzione dell' area di raccolta con l' angolo di off-axis dovuta all' ombra sugli strati interni da parte di quelli piu' esterni.

Il vignetting e' una forte funzione dell' energia, poiche' gli specchi piu' interni sono quelli che riflettono meglio i fotoni piu' energetici. La riduzione nell' area di raccolta percio', e' maggiore ad energie maggiori.

L' area efficace si riduce quindi in questo modo (vedi fig. 5.4):

$$A_{eff}(E, r) = A_{eff}(E, r = 0) \cdot Vign(E, r) \quad (5.7)$$

La funzione del vignetting e' stata calibrata sia a terra che in volo (Cusumano et al., 1988); la forma funzionale che meglio approssima il vignetting e' risultata essere:

$$Vign(E, r) = (1 + v_1 \cdot r^{v_2})^{-1} \quad (5.8)$$

Dove  $v_1$  e  $v_2$  sono coefficienti che dipendono dall' energia e dall' angolo di off-axis. Dalle calibrazioni strumentali effettuate con la Crab Nebula si sono ricavati sperimentalmente i valori numerici di  $v_1$  e  $v_2$  in modo che riproducessero nel miglior modo l' indice spettrale della pulsar nel range  $[2; 10]keV$  e si e' ottenuto:  $v_1 = 0.025$  e  $v_2 = 1.87$ .

### 5.1.3.4. MECS Background

I conteggi di background presenti nel MECS sono di due tipi:

1. **Fondo di Radiazione X diffuso**

2. **Fondo indotto dalle particelle**

Il *background X diffuso* e' essenzialmente proveniente dalle sorgenti X extragalattiche; la componente galattica infatti e' rilevante solo a basse energie e non viene quindi rivelata a causa della trasmissione della finestra di Be (minore del 5% per  $E < 1 \text{ keV}$ ). Scopo di questo lavoro e' risolvere la maggior percentuale di questo background X ad un dato flusso limite in sorgenti discrete.

Il *background indotto dalle particelle* si origina quando tali particelle cariche interagiscono con il gas nel rivelatore e perdono la loro energia producendo una nuvola elettronica. Le dimensioni di queste nuvole sono generalmente maggiori di quelle dovute ai fotoni X della stessa energia e questo a causa del cammino libero medio di queste particelle, che e' di parecchi ordini di grandezza maggiore di quello dei fotoni prima di arrestarsi. Quindi l' "anticoincidenza", la "durata dell' impulso" o della "salita dell' impulso" (proporzionale alla dimensione della nuvola elettronica), possono essere utilizzati per discriminare tra gli eventi effettivamente dovuti ai fotoni X e quelli spuri, indotti dalle particelle cariche, che vengono quindi rigettati.

Facendo uso di questi stratagemmi si riesce a rigettare anche fino al 99% del background non X nel MECS.

Il *background interno* del MECS e' leggermente non uniforme nel campo di vista (FOV); cio' e' probabilmente dovuto alla rivelazione dei fotoni di fluorescenza emessi dalle sorgenti  $^{55}\text{Fe}$  di calibrazione e che entrano nel detector. Questo contributo di fotoni di fluorescenza non e' trascurabile neanche al centro del rivelatore.

## 5.1.4. Operazioni di Calibrazione

Per poter utilizzare a pieno le potenzialita' di SAX e cioe' l' ampia copertura spettrale su piu' di tre decenni di energia, e' necessario avere non solo una buona calibrazione per i singoli strumenti, ma anche degli strumenti tra di loro.

Per la *calibrazione (cross-calibration) del flusso* si e' utilizzata la Crab Nebula come sorgente di riferimento, vedi fig. 5.3.

L' emissione della Crab Nebula e' fatta di due distinte componenti: l' emissione della pulsar e l' emissione della nebulosa. Dalla spettroscopia di fase risulta si sa che l' emissione della pulsar e' piu' dura di quella della nebulosa. Come si nota dalla fig. 5.3, ci sono piccole differenze nella relativa normalizzazione, ma piccole differenze in pendenza delle curve possono riflettersi in enormi differenze nella ri-normalizzazione ad  $1 \text{ keV}$ . Nell' intervallo di energia  $[2; 10] \text{ keV}$  le tre unita' del MECS, le quattro del PDS ed il LECS le pendenze sono compatibili entro lo 0.5%,

## Capitolo 5. Satelliti per Astronomia X

---

mentre nell' intervallo  $[7; 60]keV$  l' andamento e' piu' piatto per l' HPGSPC e l' accordo si ottiene solo entro il 2.5%.

Comunque per le tre unita MECS la normalizzazione dello spettro della Crab Nebula e' consistente nell' intervallo 1 – 3% (per tutti gli altri strumenti l' intervallo e' piu' ampio).

Per la *calibrazione (cross-calibration) dell' energia*, si e' utilizzato lo spettro del resto di supernova CAS-A, che risulta ricco di righe di emissione e quindi piu' idoneo allo scopo dello spettro della Crab.

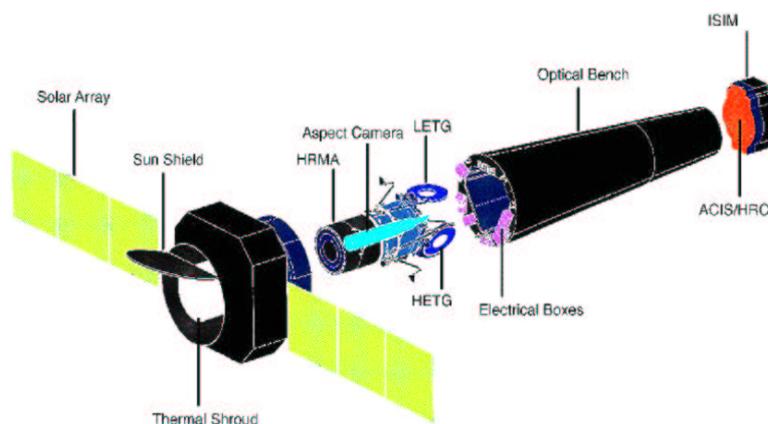


Figura 5.5.: Panoramica sull' Osservatorio AXAF-Chandra.

## 5.2. AXAF-Chandra

L' osservatorio spaziale di raggi X Chandra (CXO), vedi fig. 5.5, combina un' efficiente telescopio a raggi X di alta risoluzione ( $\leq 0.5 \text{ arcsec}$ ) con un insieme di ottimi strumenti per imaging e spettroscopia. L' osservatorio e' stato lanciato dallo Space Shuttle Columbia il 23/07/1999 ed e' stato posizionato successivamente su un' alta orbita ellittica.

L' orbita del satellite e' altamente ellittica e varia nel tempo, con un periodo di 63.5h; tale orbita permette un' alta efficienza osservazionale, poiche' il satellite passa gran parte del periodo di un' orbita al di fuori delle "fasce di radiazione di Van Allen" ( $\geq 75\%$ ) ed e' possibile quindi protrarre osservazioni continue per tempi  $\geq 170 \text{ ksec}$ .

Chandra fu ideato per ottenere un incremento di un ordine di grandezza rispetto alle precedenti missioni di astronomia X, riguardo la risoluzione spaziale e spettrale.

L' HRMA, "High Resolution Mirror Assembly" produce immagini con un HPD (Half Power Diameter) della PSF di  $\leq 0.5 \text{ arcsec}$ .

Anche i sistemi a "grating" (LETG, "Low Energy Transmission Grating" e HETG, "High Energy Transmission Grating") offrono poteri risolutivi maggiori di  $\sim 500$  volte rispetto alle precedenti missioni ed insieme coprono la banda spettrale  $[\leq 0.1; 10] \text{ keV}$ .

All' osservatorio e' accessibile una fetta di cielo che va dall' 80 – 85% in ogni momento, ovviamente l' esatto valore dipende dal posizionamento relativo del Sole, della Terra e della Luna.

### 5.2.1. L' Osservatorio

Chandra consiste di un modulo principale (spacecraft), che rifornisce di energia gli strumenti, si occupa della telemetria e delle comunicazioni con la Terra ed e' composto dal telescopio e dagli strumenti scientifici (vedi fig. 5.5).

I principali elementi dell' osservatorio sono:

- **Il Controllo del Puntamento e Determinazione dell' Aspetto del Sistema (PCAD)**; il sistema PCAD controlla il puntamento e direzionamento dell' osservatorio e fornisce i dati da cui sono determinati sia l' aspetto relativo sia quello assoluto. Gli elementi chiave del sistema PCAD sono un set di giroscopi e ruote con quattro telescopi ottici e rivelatori CCD. Simultaneamente vi e' una camera che crea l' immagine delle sorgenti nel visibile; quindi per controparti ottiche brillanti, questa possibilita' permette un monitoraggio ottico in tempo reale e cio' fornisce un' accurato posizionamento delle sorgenti.
- **Gli Specchi ad Alta Risoluzione (HRMA, High Resolution Mirror Assembly)**; l' HRMA consiste in un wafer di 4 telescopi paraboloidi/iperboloidi ad incidenza radente con il diametro del piu' largo di 1.2m (due volte quello dell' osservatorio Einstein). La lunghezza focale e' 10m. I telescopi pesano circa 1000kg (Leon Van Speybroeck et al., 1996).
- **Gli Strumenti Scientifici a Piano Focale (SIs, Science Instruments)**:
  - L' ADVANCED CCD IMAGING SPECTROMETER (ACIS):  
ACIS e' composto da due mosaici di CCD, uno a 4 chip, **ACIS-I** ed uno a 6 chip, **ACIS-S**. I CCD sono piatti, ma i chips in ogni array sono posizionati in modo da approssimare la grande superficie focale (Gordon Garmire et al.). ACIS-I fu designato per CCD imaging e spettrometria; ACIS-S puo' anche essere usato per CCD imaging e spettrometria, ma anche per spettroscopia ad alta risoluzione in parallelo con HETG grating. Ci sono due tipi di CCD chips: *Front Illuminated (FI)* e *Back Illuminated (BI)*. ACIS-I consiste di 4 chip FI, mentre ACIS-S di 4 chip FI e due BI uno dei quali si trova nella migliore posizione focale.<sup>12</sup>
  - L' HIGH RESOLUTION CAMERA (HRC):  
HRC e' composto da due rivelatori imaging a "MiCrochannel Plate" (MCP); l' **HRC-I** e' stato studiato per imaging ad ampio campo, mentre l' **HRC-S** e'

---

<sup>12</sup>La risposta dei CCDs BI si estende fino ad energie minori di quelle dei CCDs FI e la risoluzione in energia e' al piu' indipendente dalla posizione. La risposta dei CCDs FI invece e' piu' efficiente ad alte energie, ma la risoluzione in energia al momento varia con la posizione e cio' e' un effetto dovuto ad un danno strumentale verificatosi nella prima parte della missione (vedi § 5.2.2.1), noto col nome di *Sindrome di Chandra*.

stato progettato per funzionare da readout per il LETG. L' HCR-I e' posizionato nella parte destra tangente alla superficie focale. L' HRC-S e' composto da tre elementi piatti i due piu' esterni dei quali sono allineati per approssimare il "LETG Rowland circle". I rivelatori HRC possiedono la risoluzione spaziale piu' alta di tutto l' osservatorio Chandra, arrivando molto vicino alla PSF dell' HRMA e sotto certe condizioni i rivelatori HRC-S offrono la risoluzione temporale maggiore ( $16\mu s$ ) (Murray et al., 1995).

- **L' Objective Transmission Gratings:**

- HIGH ENERGY TRANSMISSION GRATING (HETG);

HETG quando opera insieme all' HRMA ed all' ACIS-S forma l' **HETGS**, "High Energy Transmission Grating Spectrometer" per l' alta risoluzione spettroscopica. L' HETGS arriva ad avere un potere risolutivo ( $\frac{E}{\Delta E} \geq 1000$  nella banda  $[0.4; 10]keV$ ). L' HETG e' composto di due grating assemblies: l' **HEG**, "High Energy Grating", che intercetta i raggi X solo dai due specchi piu' interni ed il **MEG**, "Medium Energy Grating", che intercetta solo i raggi X provenienti dai due specchi piu' esterni (Claude Canizares et al., 1994).

- LOW ENERGY TRANSMISSION GRATING (LETG);

LETG quando opera col HRC-S forma quello che viene detto **LETGS**, "Low Energy Transmission Grating Spectrometer". il LETGS produce la maggiore risoluzione spettrale dell' osservatorio Chandra a basse energie ( $[0.08; 0.2]keV$ ). Il LETG e' composto da un singolo grating assembly che su comando puo' essere posizionato nel percorso ottico vicino all' HRMA, cosicche' il LETG intercetta e disperde il flusso dagli specchi HRMA (Albert Brinkman et al., 1995).

Gli STRUMENTI SCIENTIFICI A PIANO FOCALE sono supportati dal **SIM**, "Science Instruments Module"; esso rappresenta uno speciale hardware che provvede l' interfaccia termica e meccanica agli strumenti SIs; le sue funzioni piu' importanti sono quelle di far variare la lunghezza focale del telescopio e di muovere gli strumenti lungo un asse ortogonale agli assi ottici. Il SIM ospita due strumenti focali, l' ACIS e l' HRC, ciascuno dei quali possiede due principali componenti: ACIS-I, ACIS-S ed HRC-I, HRC-S.

In fig. 5.6 e' rappresentata l' area efficace degli strumenti a bordo di Chandra in funzione dell' energia.

Di tutti questi strumenti, quello che utilizzeremo piu' largamente sara' l' ACIS e quindi per una descrizione piu' dettagliata ci limiteremo solo a questo strumento ed alle ottiche che lo racchiudono (HRMA).

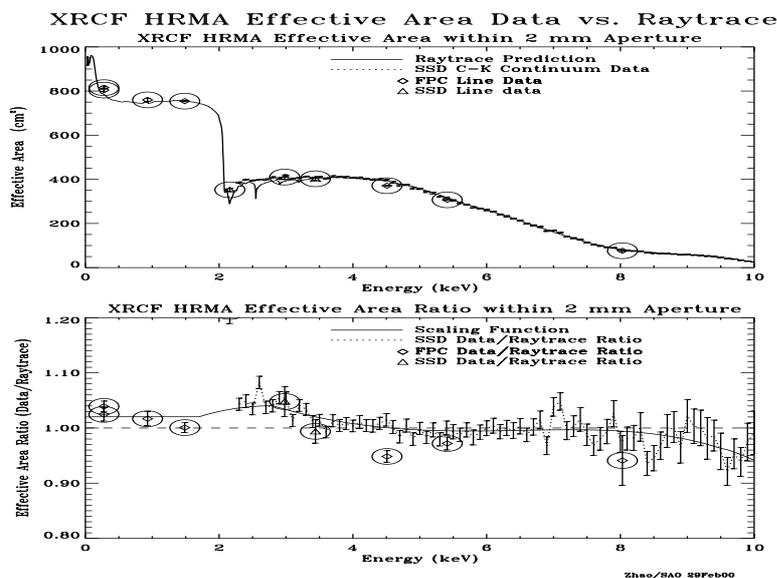


Figura 5.6.: Viene rappresentata l' area efficace degli strumenti a bordo di Chandra in funzione dell' energia al fuoco dell' HRMA.

### 5.2.2. Telescopio HRMA

Il principale elemento del sistema telescopico e' l' HRMA con la sua lunghezza focale. L' HRMA e' costituito da quattro paia di specchi concentrici ad incidenza radente (alluminatura di iridio a  $33 \text{ \AA}$ ) del tipo Wolter-1, che foceggiano i raggi X su un particolare rivelatore situato nel SIM; lo specchio frontale di ciascuna coppia e' paraboloidale e quello posteriore e' iperboloidale. Esiste una lunga struttura composta chiamata OBA, "Optical Bench Assembly" che si occupa di separare l' HRMA dal SIM. E' presente inoltre una sorta di scudo magnetico, il "Magnetic Baffle Assembly", che serve a tenere lontano dal piano focale gli elettroni a bassa energia ( $\geq 100 \text{ keV}$ ), che possono essere riflessi e foceggiati attraverso l' ottica X.

Le caratteristiche principali dell' HRMA sono in tab. 5.4.

L' apertura geometrica non oscurata dell' HRMA e'  $1145 \text{ cm}^2$ , mentre l' ostruzione dovuta alle strutture di sostegno e' meno del 10%. Poiche' la riflettivita' dipende dall' energia, cosi' come l' angolo di riflessione, il "throughput" dell' HRMA cambia con l' energia dei fotoni X incidenti, e cosi' anche l' area efficace.

La PSF dell' HRMA, vedi fig. 5.7 e' stata simulata con tracciamenti numerici dei raggi X basati sui modelli teorici; un parametro piu' utile e' l' "Encircled Energy Fraction", cioe' l' integrale bidimensionale della PSF, come funzione della distanza dal centro dell' immagine. La PSF si allarga e l' encircled energy fraction decresce con l' aumentare dell' angolo off-axis a causa dell' aberrazione degli specchi; anche le performances diminuiscono con l' aumentare dell' energia dei raggi X a

Lunghezza Focale	$10.066 \pm 0.002 \text{ m}$
Plate Scale	$48.80 \pm 0.01 \mu\text{m} \cdot \text{arcsec}$
PSF (FWHM)	$0.5 \text{ arcsec}$
Area Effettiva	$\left\{ \begin{array}{l} \text{a } 0.25 \text{ keV} \rightarrow 800 \text{ cm}^2 \\ \text{a } 5.0 \text{ keV} \rightarrow 400 \text{ cm}^2 \\ \text{a } 8.0 \text{ keV} \rightarrow 100 \text{ cm}^2 \end{array} \right.$
Apertura Geometrica non oscurata	$1145 \text{ cm}^2$
Ghost-free Field of View	$30 \text{ arcmin} \cdot \text{dia}$
HRMA Mass	$1484 \text{ kg}$

Tabella 5.4.: Caratteristiche principali dell' HRMA, High Resolution Mirror Assembly.

causa di un maggiore scattering degli stessi.<sup>13</sup>

Si pensava che l' area effettiva potesse cambiare in volo rispetto a quella misurata nelle calibrazioni a terra a causa della progressiva degradazione delle superfici riflettenti; per tenere il tutto sotto controllo, venne aggiunto al modulo un monitor detto **FCM**, "Flux Contamination Monitor", che consiste di sorgenti radioattive inserite in un involucro detto *contaminatore*. La risposta dell' ACIS a queste sorgenti fu misurata al termine delle operazioni di calibrazione a terra e di nuovo in volo, ma non si riscontrarono cambiamenti significativi tra le due misure.

### 5.2.2.1. Sindrome di Chandra

Alti livelli di radiazione particellare vengono costantemente incontrati dall' osservatorio quando esso si approssima al perigeo; l' acquisizione dati in quei momenti cessa qualora venga superata una certa soglia energetica (ad un' altitudine di circa  $6 \cdot 10^4 \text{ Km}$ ).

Il piano di volo, che prevedeva 60 giorni di OAC seguiti da 30 giorni di osservazioni garantite, e' stato leggermente cambiato a seguito della contaminazione avvenuta da parte delle particelle cariche provenienti dalle fasce di Van Allen durante i primi passaggi attraverso le stesse.

Il danno fu causato da protoni di bassa energia incontrati durante i passaggi nelle fasce di radiazione di Van Allen, che venivano riflessi entro il piano focale dal telescopio X.

<sup>13</sup>Simulazioni e misure pre-volo hanno mostrato una certa asimmetria della coppia di specchi 6 rispetto alle immagini delle altre coppie di specchi; la causa di tale effetto risiede in un piccolo offset tra i due assi ottici del paraboloide e dell' iperboloido. L' effetto globale puo' essere comunque trascurato in quanto e' dell' ordine di  $0.2''$ .

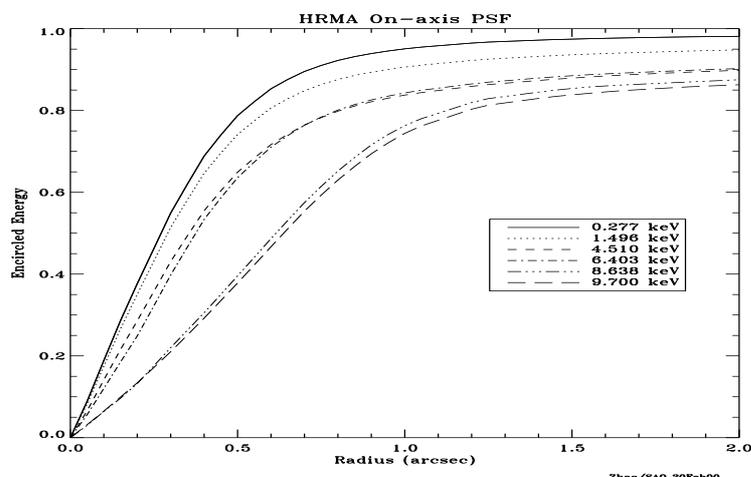


Figura 5.7.: La PSF si allarga per sorgenti off-axis e si riscontra una considerevole distorsione nell'immagine persino per set di specchi ideali; tali distorsioni sono intrinseche e causate dalle aberrazioni delle ottiche Wolter di tipo 1 (§ 4.2) e dalle differenti superfici focali per le quattro paia di specchi. L'aumento della grandezza dell'immagine con l'angolo off-axis e' maggiore per le shell piu' interne, quindi risulta maggiore per energie dei fotoni X incidenti maggiori.

A causa di questo evento i chips ACIS CCDs FI mostrano ora un background diffuso maggiore, ma soprattutto una risposta che dipende dalla posizione e cio' ha provocato un peggioramento della risoluzione energetica, causata in ultima analisi dall'inefficienza non trascurabile del trasferimento di carica nei CCDs (la risoluzione energetica dei CCDs FI dipende ora dal numero di riga). Successivamente sono state prese precauzioni maggiori per evitare ulteriori peggioramenti della situazione; in particolare la cessazione dell'acquisizione dati durante i passaggi nelle fasce di Van Allen, che prendono circa il 25% delle 63.5 h di una normale orbita di Chandra) e la chiusura dello scudo protettivo dell'HRMA. Attualmente si evita inoltre di lasciare l'ACIS nel piano focale durante tali passaggi, mentre l'HRC viene lasciato nel piano focale, ma con lo scudo parzialmente chiuso. Per riavere una mappa precisa del comportamento dei rivelatori, in particolar modo per l'ACIS-I, sono state rifatte tutte le calibrazioni.

I chips CCDs BI non furono affetti da tale degradazione e la situazione e' ora stabile e questo fatto e' consistente con lo scenario di danneggiamento da parte di protoni: infatti e' molto piu' difficile per protoni di bassa energia nella direzione dell'HRMA depositare la loro energia nei chips BI che si affacciano nella direzione opposta all'HRMA.

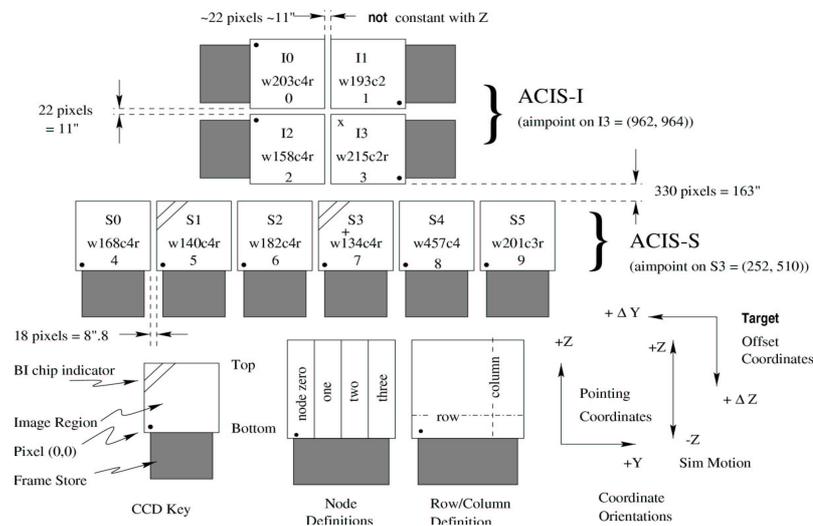


Figura 5.8.: Schema della struttura dell' ACIS a bordo di AXAF-Chandra.

### 5.2.3. Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)

L' Advanced CCD Imaging Spectrometer o ACIS di Chandra, vedi fig. 5.8, offre la possibilità di acquisire simultaneamente immagini ad alta risoluzione e spettri a moderata risoluzione (§ 4.3.3). Lo strumento può inoltre essere utilizzato in congiunzione con HETG al fine di ottenere spettri ad altissima risoluzione.

ACIS contiene 10 CCDs planari  $1024 \times 1024$  pixels, di cui quattro disposti in un mosaico  $2 \times 2$  (ACIS-I) utilizzato per imaging e sei CCDs disposti in una mosaico a fila  $1 \times 6$  (ACIS-S) utilizzato anch' esso per imaging, ma anche come un grating a readout. Due di questi 6 CCDs sono Back Illuminated (BI) e tutti gli altri sono Front Illuminated (FI); la ragione di ciò è che i dispositivi BI-chips si estendono fino ad energie ben al di sotto di quelle accessibili per i dispositivi FI-chips; inoltre correntemente la risoluzione in energia media dei BI-chips è migliore di quelli FI-chips. Ogni combinazione dei 6 CCDs può operare simultaneamente.

I CCDs ACIS Front-Illuminated possiedono una struttura a gate (§ 4.3.3), che si affaccia sul fascio di raggi X incidente. Mentre i due chips BI (S1 ed S3) sono posizionati dalla parte opposta dell' HRMA e quindi del fascio X incidente.

Nel nostro lavoro di tesi, ed in generale per le Survey X, operare a sei chips aumenta le possibilità di trovare sorgenti serendipite, ma al prezzo di un aumento del background totale. Per questo motivo, nell' analisi che svolgeremo, si lavorerà sempre con i chips ACIS-I, mentre escluderemo i Chips ACIS-S, soprattutto i BI. Nonostante questa preliminare esclusione, i problemi rimangono: a causa dei danni riportati dai chips FI dovuti alla radiazione corpuscolare (vedi § 5.2.2.1), la

## Capitolo 5. Satelliti per Astronomia X

---

loro risoluzione energetica dipende ora dal numero di riga e, sostanzialmente, si e' degradata; tale situazione crea innumerevoli problemi per la creazione delle matrici di risposta ARMFs ed RMFs.<sup>14</sup>

Sono stati studiati comunque ed adoperati parecchi rimedi per incrementare la risoluzione energetica dei chips FI.<sup>15</sup>

### 5.2.3.1. Risoluzione Spaziale e Encircled Energy

La risoluzione spaziale per imaging *on-axis* con ACIS e' limitata dalla grandezza fisica dei pixels dei CCDs ( $24.0 \mu m$  ( $0.4920 \pm 0.0001 \text{ arcsec}$ )) e non dall' HRMA. Questa limitazione dipende anche dall' "aimpoint" selezionato: circa il 90% dell' encircled energy rimane confinata entro 4 *pixels* ( $2 \text{ arcsec}$ ) da quello centrale ad energie di  $1.49 \text{ keV}$ , mentre entro 5 *pixels* ( $2.5 \text{ arcsec}$ ) ad energie di  $6.4 \text{ keV}$ .<sup>16</sup>

La risoluzione spaziale per imaging *off-axis* con ACIS invece e' gravemente affetta dall' allontanamento del layout del CCD dalla superficie di fuoco ideale e dall' aumento della PSF dell' HRMA con l' aumentare dell' angolo *off-axis*; tali fattori diventano dominanti e poiche' la superficie di fuoco ideale dipende dall' energia, per poter affrontare adeguatamente il problema, e' conveniente utilizzare delle simulazioni (MARX Simulator) per studiare l' impatto di questi fattori sulle osservazioni.

### 5.2.3.2. Efficienza Quantica

L' efficienza quantica dei CCDs FI di ACIS varia molto con il numero di riga e diminuisce di  $\sim 5 - 15\%$  a distanze maggiori di readout per energie sotto i  $4 \text{ keV}$ . Come gia' detto, invece, la variazione col numero di riga per i chips BI e' molto minore.

---

<sup>14</sup>Le matrici di risposta sono quelle matrici strumentali  $R(J, E)$ , che si inseriscono nella formula per i conteggi delle sorgenti:

$$C(J) = \int_0^{\infty} F(E_i) \cdot R(J, E) dE \quad \text{opp.} \quad C(J) = \sum_{i=1}^N F(E_i; R(J, E))$$

Ogni elemento della matrice  $R(J, E)$  rappresenta la probabilita' di rivelare un fotone incidente di energia  $E_i$  nel canale  $J$  — esimo (§ 4.4). Per uno strumento ideale le matrici di risposta sono delle unita', mentre per uno strumento reale sono matrici a blocchi con la fascia diagonale non nulla. Nel caso di ACIS il problema si complica notevolmente.

<sup>15</sup>Per migliorare la risoluzione energetica si e' deciso di abbassare sensibilmente la temperatura del rivelatore fino a  $\sim -120^\circ C$ .

<sup>16</sup>L' *aimpoint* e' la posizione nominale sull' ACIS, cioe' dove il flusso proveniente da una sorgente puntiforme con offset imposto zero e' posizionato.

5.2.3 Advanced CCD Imaging Spectrometer (ACIS)

Strumenti a Piano Focale	ACIS
I-Array	4 CCDs $2 \times 2$
S-Array	6 CCDs $1 \times 6$
CCD Format	$1024 \times 1024$ pixels
Pixel Size	$24.0 \mu\text{m}$ ( $0.4920 \pm 0.0001$ arcsec)
Array Size	<i>ACIS – I</i> 16.9 da 16.9 arcmin <i>ACIS – S</i> 8.3 da 50.6 arcmin
On – Axis Effective Area (Integrata sulla PSF a > 99% encircled energy)	$110\text{cm}^2$ a $0.5\text{keV}$ $600\text{cm}^2$ a $1.5\text{keV}$ $40\text{cm}^2$ a $8.0\text{keV}$
Efficienza Quantica (FI)	> 80% [3.0; 5.0]keV > 30% [0.8; 8.0]keV
Efficienza Quantica (BI)	> 80% [0.8; 6.5]keV > 30% [0.3; 8.0]keV
Inefficienza del Trasporto di Carica	<i>FI</i> : $\sim 2 \cdot 10^{-4}$ <i>BI</i> : $\sim 1 \cdot 10^{-5}$
Rumore di Readout	$< \sim 2$ elettroni (rms)/pixel
Rumore di Sistema	[2; 3] elettroni (rms)/pixel
Max Readout-Rate per Canale	$\sim 100$ kpix/sec
Numero di Canali Segnale Paralleli	4 nodi per CCD
Pulse-Height Encoding	12 bits/pixel
Soglia Evento	<i>FI</i> : 38 ADU ( $\sim 140$ eV) <i>BI</i> : 20 ADU ( $\sim 70$ eV)
Soglia Split	13 ADU
Max Internal Data-Rate	6.4 Mbs ( $100$ kbs $\times 4 \times 16$ )
Output Data-Rate	24 kbs/sec
Minimum Row Readout Time	2.8 ms
Frame Time Nominale	3.2 sec (full frame)
Frame Time Disponibile	[0.2; 10.0] sec
Frame Transfer Time	41 $\mu\text{sec}$ (per riga)
Point Source Sensitivity	$4 \cdot 10^{-15}$ ergs $\cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ in $10^4$ sec in [0.4; 6.0] keV
Temperatura Operazionale Rivelatore	[−90; −120]°C
Background Rates	<i>ACIS – I</i> a [0.3; 10] keV $\rightarrow$ <i>FI</i> 0.27 <i>ACIS – S</i> a [0.3; 10] keV $\rightarrow$ <i>BI</i> 1.1 <i>FI</i> 0.33

Tabella 5.5.: Caratteristiche tecniche principali dell' ACIS, "Advanced CCD Imaging Spectrometer" di Chandra.

### 5.2.3.3. Background in Orbita

Essistono tre componenti di Background in orbita:

- **Fondo di Radiazione X diffuso**, molto del quale e' risolvibile in sorgenti discrete, soprattutto con le osservazioni di Chandra;
- **Fondo dovuto a particelle cariche**, essenzialmente dovuto a particelle cariche, fotoni ed altre particelle neutre, che depositano in ultima istanza la loro energia nello strumento.

Il rapporto di background differisce tra i CCDs FI e quelli BI, anche a causa delle differenze nell' efficienza di identificazione delle interazioni per le particelle cariche.

**5.2.3.3.1. Background non X** Una misura eccellente del background non X e' stata ottenuta nelle operazioni di calibrazione lasciando aperta la porta dell' ACIS, ma tenendo chiusi gli scudi dell' HRMA, quindi nessun evento di quelli rivelati dall' ACIS era dovuto a raggi X, che passavano per il telescopio; in particolare si pensava a raggi X cosmici di background.<sup>17</sup> In alcune bande passanti i rapporti di background per i due tipi di CCDs (FI e BI) sono pressocche' identiche.

Considerando solo eventi di grado 0, si ottengono differenze tra i due tipi di CCD e precisamente il background non X, che non passa attraverso il telescopio e' minore nei chips BI su tutto l' intervallo spettrale.

Successivamente a tali misure la temperatura dei CCDs e' stata abbassata ed ovviamente la distribuzione e' cambiata.

**5.2.3.3.2. Background Totale** Una volta aperti gli scudi dell' HRMA altre due componenti al background si aggiungono: 1) *Il background X diffuso* che per osservazioni moderatamente lunghe ( $\sim 100$  ksec) viene risolto in sorgenti discrete, ma che contribuisce comunque al rapporto di conteggi globale; 2) *Le particelle cariche* che vengono riflesse dal telescopio nel piano focale e che possiedono abbastanza momento da non venire deflesse dai magneti presenti a tal scopo nell' osservatorio.

**5.2.3.3.3. Variabilita' del Background** In generale il tasso di conteggi di background e' stabile durante un' osservazione, ma occasionalmente ci sono significative variazioni specialmente nei chips BI.

---

<sup>17</sup>Comunque tali misure furono fatte a temperature  $\sim -90^\circ C$  e la risoluzione energetica dell' ACIS non era stata ancora danneggiata; attualmente la temperatura nominale e'  $\sim -120^\circ C$ .

#### 5.2.3.4. Sensibilita'

La sensibilita' dell' ACIS nel rivelare una sorgente puntiforme, on-axis, durante i momenti di background quiescente e' approssimativamente  $4 \cdot 10^{-15} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  in una esposizione di 10 *ksec*. Necessariamente la sensibilita' e' una funzione dell' energia e dipende da quale CCDs FI o BI viene selezionato.

#### 5.2.3.5. Pileup

Il "pileup" e' un effetto che avviene quando due o piu' fotoni vengono rivelati come un singolo evento. Le principali conseguenze del pileup sono:

1. La *distorsione dello spettro dell' energia*, poiche' l' energia apparente e' approssimativamente la somma di due o piu' energie (*Spectral Hardening*);
2. La *sottostima rispetto al corretto count rate*, poiche' due o piu' conteggi sono contati come uno solo;
3. La *distorsione apparente della PSF*, quando il flusso e' altamente concentrato nel rivelatore: il core della PSF si allarga di piu' rispetto alle code e quindi la PSF ne risulta modificata.

Anche se sono state proposte molte alternative per ovviare a tale effetto, ancora non sono disponibili strumenti per adempiere a tale scopo.

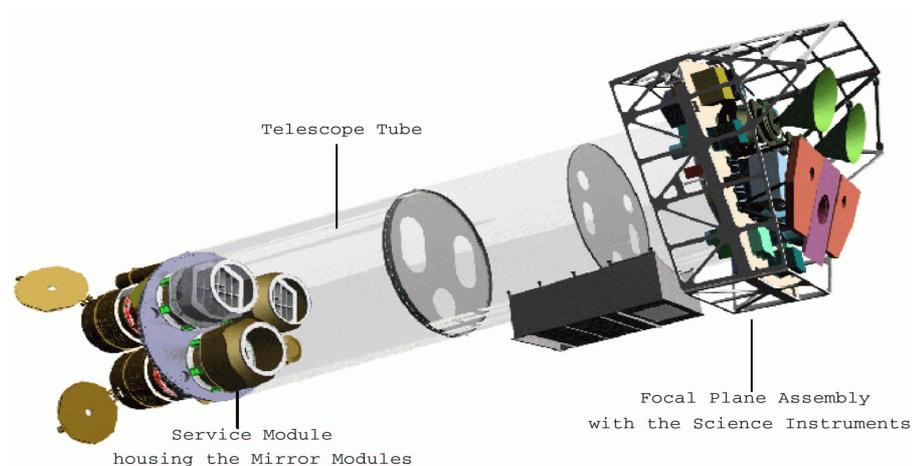


Figura 5.9.: Veduta schematica del satellite XMM con la disposizione reciproca dei vari strumenti scientifici.

### 5.3. XMM-Newton

L' **X-Ray Multi-Mirror (XMM)** e' il secondo progetto delle quattro principali missioni definite dal *programma Horizon 2000 dell' ESA*. Lanciato il 10/12/1999 dalla base missilistica Kourou nella Guiana francese, l' XMM risulta essere il piu' potente telescopio X mai mandato in orbita. Tale osservatorio porta due distinti telescopi:

- **Tre telescopi per raggi X** a geometria biconica che approssima bene la configurazione Wolter-1, costituito da un wafer di 58 specchi cofocali ad incidenza radente e che raggiungono una PSF (FWHM) di  $\approx 15 \text{ arcsec}$ ; ai loro fuochi sono disposti differenti rivelatori X;
- **Un telescopio Ottico/UV** di 30 cm con un rivelatore preamplificato microchannel-plate sul suo piano focale.

In questo modo XMM offre l' accesso simultaneo a due finestre diverse dello spettro elettromagnetico e cioe', come gia' detto, Ottico/UV ed X.

#### 5.3.1. Strumenti Scientifici

XMM ingloba tre tipi diversi di strumenti scientifici, la cui disposizione relativa e' mostrata in fig. 5.9:

1. **European Photon Imaging Camera (EPIC)**: composta da 3 camere CCD per imaging X, con una moderata risoluzione spettroscopica e fotometrica in

X; EPIC consiste di *due camere MOS* ed *una camera pn* (M.J.L. Turner et al.).

2. **Reflection Grating Spectrometer (RGS)**: si tratta di 2 spettrometri per spettroscopia X e spettro-fotometria ad alta risoluzione praticamente identici (A.C. Brinkman et al.).
3. **Optical Monitor (OM)**: rivelatore per imaging in Ottico/UV e per spettroscopia grism (K.O. Mason et al.).

Le tre camere EPIC, di cui ci occuperemo in particolar modo, ed i due spettrometri RGS giacciono sul piano focale dei telescopi X, mentre l' OM possiede il suo telescopio personale. In totale quindi ci sono 6 strumenti scientifici a bordo di XMM; essi hanno la particolarita' di poter operare simultaneamente ed indipendentemente, inoltre ciascuno strumento puo' anche avere differenti modi di acquisizione dati.<sup>18</sup>

### 5.3.2. European Photon Imaging Camera (EPIC)

Due dei telescopi X di XMM sono equipaggiati con una camera composta da un mosaico di CCDs **EPIC MOS** (Metal Oxide Semiconductor), composto da 7 CCDs di  $10.9 \times 10.9$  *arcmin* ciascuno; mentre il terzo telescopio e' fornito di un' altra camera CCD chiamata **EPIC PN**, composto da 12 CCDs di  $13.6 \times 4.4$  *arcmin* ciascuno.

Le camere EPIC di XMM offrono la possibilita' di eseguire delle osservazioni imaging molto sensibili su un gran campo ( $\sim 30$  *arcmin*) in un range di energia compreso tra  $[0.1; 15]$  *keV*, con una moderata risoluzione spettrale ( $\frac{E}{\Delta E} \in [20; 50]$ ) e con una risoluzione angolare di 6 *arcsec* (FWHM) e 15 *arcsec* (HEW). Inoltre la camera pn puo' operare con una risoluzione temporale molto alta (inferiore ai 3 *ms* in "timing mode").

- Il mosaico di **chips pn** e' leggermente off-set rispetto all' asse ottico del suo telescopio X, in tal modo la posizione di osservazione nominale non cade sul bordo del chip centrale. Cio' fa si che una frazione  $> 90\%$  dell' energia di una sorgente puntiforme on-axis venga collezionata sul chip centrale della camera pn.
- Le due camere EPIC MOS sono ruotate di  $90^\circ$  l' una rispetto all' altra.
- Non ci sono gaps tra i chips di EPIC MOS, infatti i chips MOS si sovrappongono l' uno all' altro.

---

<sup>18</sup>La simultaneita' puo' venire meno qualora ci sia eccessiva luminosita' da parte dei target in una delle bande operative.

### 5.3.2.1. I Due Tipi di Camere in EPIC (MOS e pn)

I due tipi di camere EPIC sono sostanzialmente differenti e le differenze non risiedono solo nella geometria diversa: una differenza è il *readout time*: il readout time dei chips pn è molto più veloce di quello delle camere MOS, poiché ciascuna colonna di pixel possiede il suo modo proprio di readout; un'altra differenza importante è che *i chips MOS sono front-illuminated (FI) mentre i chips pn sono back-illuminated (BI)* e ciò condiziona enormemente la loro efficienza quantica.

**5.3.2.1.1. Geometria dei chips di EPIC MOS** Il mosaico di chips EPIC MOS consiste in 7 CCD FI identici; questi CCDs non sono coplanari, ma si sovrappongono l'uno all'altro seguendo strettamente la lieve curvatura della superficie focale dei telescopi Wolter. Le camere MOS sono montate sui telescopi X che contengono anche gli strumenti RGS e quindi solo il 42% della luce incidente arriva al loro fuoco.<sup>19</sup>

**5.3.2.1.2. Geometria dei chips di EPIC pn** La geometria dell'EPIC pn consiste in una camera composta da un unico wafer di silicio con 12 chips CCDs sopra.

---

<sup>19</sup>I tre telescopi X di XMM sono coallineati con un'accuratezza migliore di  $\sim 1$  arcimin. Uno dei telescopi possiede un percorso ottico, che finisce nel solo fuoco primario, mentre gli altri due possiedono delle "grating assemblies", che diffrangono parte dei fotoni nei loro fuochi secondari. Circa il 42% della radiazione incidente viene foceggiata dagli innumerevoli specchi disposti in maniera concentrica ad incidenza radente ed indirizzata nel fuoco principale, mentre circa il 40% della radiazione viene dispersa dal reticolo nel fuoco secondario costituito da una fascia di CCDs. Ovviamente la rimanente luce viene assorbita dalla struttura di supporto delle RGAs.

Satellite	SAX	AXAF
$\frac{\text{PSF}}{\text{HEW}} \left[ \frac{\text{arcsec}}{\text{arcsec}} \right]$	$\frac{72}{120}$ a $6.4\text{keV}$	$\frac{0.2}{0.5}$
Campo FOV FWHM	$0.5^\circ$	ACIS – I $16.9' \times 16.9'$ ACIS – S $8.3' \times 50.6'$
Range in Energia[keV]	[0.1; 200]	[0.1; 10]
Area Efficace	$150\text{cm}^2$ a $6.4\text{keV}$	$800\text{cm}^2$ a $0.25\text{keV}$
Visibilita'	$11\text{hrs}$	$50\text{hrs}$
Risoluzione Energetica	$8 \cdot \left( \frac{E}{6\text{keV}} \right)^{-0.5}$	FI $\sim 140\text{eV}$ BI $\sim 70\text{eV}$
Risoluzione Temporale	$16\mu\text{s}$	$2.8\text{ms}$

Tabella 5.6.: Confronti relativi delle performances dei due satelliti/telescopi.

## 5.4. Confronti tra i Satelliti

I satelliti per astronomia nella banda X utilizzati in questo lavoro di tesi sono Beppo SAX ed AXAF-Chandra.

Una delle caratteristiche fondamentali di SAX e' il grande campo osservabile; tale proprieta' chiarisce la propedeuticita' del MECS come lo strumento principe per una significativa copertura del cielo nelle surveys X ad una discreta risoluzione spaziale, vedi tab. 5.6.

La caratteristica principale di AXAF-Chandra invece risulta essere la grande risoluzione spaziale (oltre a quella energetica); in un certo senso i due satelliti sono tra loro complementari e permettono una copertura elevata del cielo nella banda X ed, all' occorrenza, anche molto profonda e risolta.

### 5.4.1. Risoluzioni Spaziali

Come si evince dalla tab. 5.6, i valori della PSF (FWHM) sono rispettivamente di  $72''$  per MECS di SAX e  $0.2''$  per ACIS di Chandra. Tale proprieta' rispecchia la differente capacita' da parte dei telescopi di risolvere e far emergere piu' o meno le caratteristiche morfologiche delle sorgenti. Nella fig. 5.10 si nota come la "confusione delle sorgenti" sia un fenomeno comune per SAX, infatti nell' immagine emerge una seconda sorgente X spuria che non e' generata da nessuna sorgente X

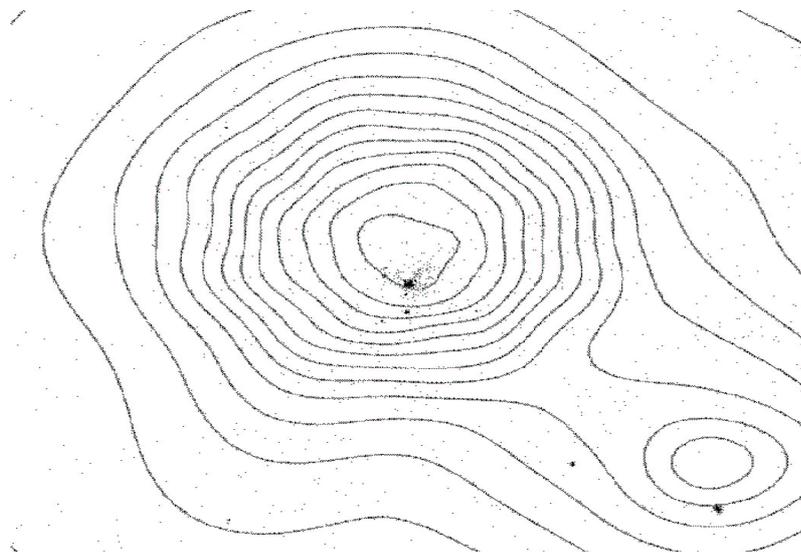


Figura 5.10.: L' immagine mostra l' AGN *Circinus* ripreso da Chandra con sovrapposto l' involucro dell' immagine ripresa da SAX; l' immagine di Chandra evidenzia maggiormente le caratteristiche morfologiche della sorgente principale e si notano molte altre sorgenti secondarie (Bianchi, Matt et al., 2000).

immediatamente identificabile. Per Chandra il numero di sorgenti spurie non e' rilevante.

Altra caratteristica evidente e' come la risoluzione spaziale di Chandra sia confrontabile con quella dei piu' potenti telescopi ottici sul suolo terrestre.

Per l' identificazione delle controparti ottiche delle sorgenti serendipite trovate nelle nostre surveys del cielo X risulta lecito affidarsi, ove possibile, alle posizioni X delle sorgenti rivelate con Chandra; la maggiore risoluzione di Chandra ci permette infatti una identificazione delle controparti piu' precisa ed univoca, quindi il lavoro risulta piu' accurato.

## 6. Nuova HELLAS Survey

Questo lavoro di tesi vuole ampliare il precedente lavoro di survey ad alta energia e grande area di Beppo SAX (HELLAS, Fiore et al., 2001).

I risultati ottenuti dalla survey originale (§3.2.5.3) sono riassunti qui di seguito:

- 142 campi MECS non sovrapposti ad alta latitudine galattica ( $|b| > 20 \text{ deg}$ ), che coprono  $\sim 85 \text{ deg}^2$  del cielo analizzati nel range energetico  $[4.5; 10] \text{ keV}$  ad un flusso limite di  $4 - 5 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .
- 147 sorgenti “sopravvissute” alle selezioni del campione e successivamente analizzate nelle loro proprietà spettrali; ne risulta una densità superficiale di sorgenti di  $16.9 \pm 6.4 \text{ deg}^{-2}$ , che corrisponde ad una frazione risolta dell’ XRB in  $[4.5; 10] \text{ keV}$  del  $\sim 20 - 30\%$  a seconda della normalizzazione del modello dell’ XRB.
- Dalle analisi Hardness Ratio / Softness Ratio (vedi § 6.10.1) si ricava che: 1) gli spettri di una sostanziale frazione delle sorgenti HELLAS (almeno 1/3) sono più hard di una power law con indice spettrale  $\alpha_E = 0.6$ ; questo può essere dovuto a grandi densità colonnari di gas, che circondano gli oggetti emettitori; 2) molte sorgenti HELLAS hanno uno spettro molto più complesso di una semplice power law assorbita; infatti è spesso presente una componente soft sovrapposta alla power law bruscamente tagliata.

Analizzando alcune surveys svolte ad energie  $> 2 \text{ keV}$  negli ultimi anni, si nota una discontinuità tra le surveys meno sensibili ma più estese (tipo HEAO-1, che ha osservato l’ intero cielo con copertura di  $\simeq 10^4 \text{ deg}^2$ , Grossan et al.) e quelle più profonde ma meno estese (tipo HELLAS ed ASCA con copertura di  $\simeq 100 \text{ deg}^2$ , vedi fig. 6.1).

Per colmare questa discontinuità è necessario osservare più gradi quadrati del cielo con alta sensibilità e quindi aumentare il campione originale di HELLAS.

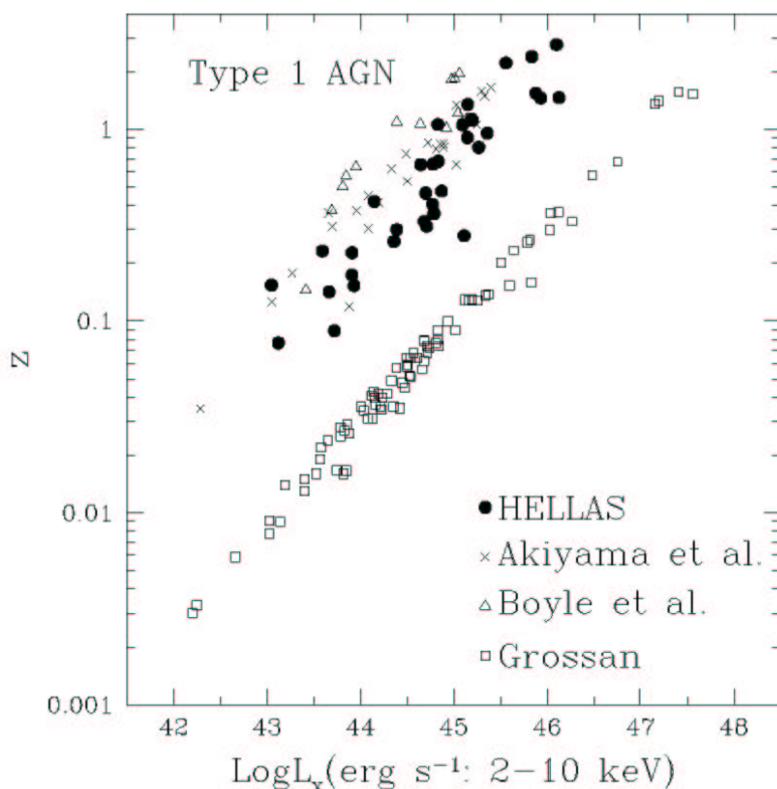


Figura 6.1.: Distribuzione luminosita'/redshift per gli AGN utilizzati per computare la funzione di luminosita' hard tra [2; 10]keV. L' intervallo di variazione verticale (nel redshift) delle sorgenti HELLAS e' molto piu' marcato rispetto a quello di HEAO-1 e questo poiche' tali sorgenti possiedono dei tempi di esposizione molto disparati, quindi piu' e' profonda l' osservazione (esposizione maggiore) e piu' lontano nel tempo (redshift maggiore) si puo' andare; l' andamento e'  $\propto \sqrt{expo}$ . Da notare la discontinuita' tra le varie survey, scopo di questo lavoro di tesi e' quello di colmare il piu' possibile questa discontinuita' rendendo quindi accessibili a maggior risoluzione spaziale quelle zone del cielo scandagliate precedentemente solo a bassa risoluzione, La Franca et al., 2001.

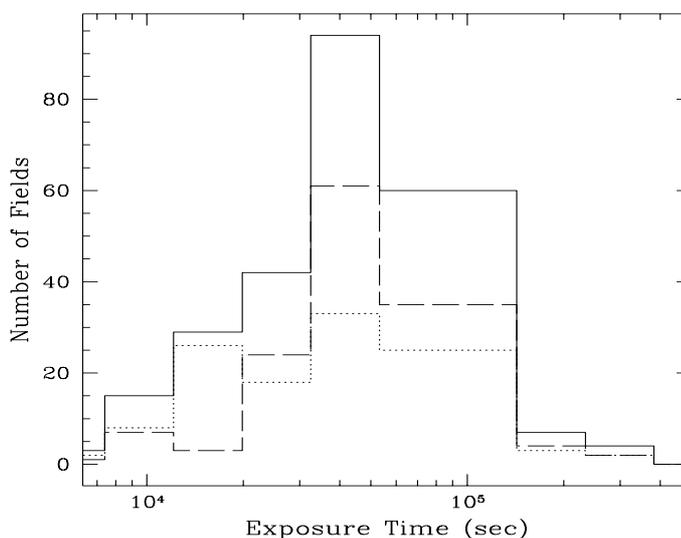


Figura 6.2.: Si nota dall' istogramma dei campi in funzione del tempo di esposizione (s), come il campione sia stato sensibilmente aumentato, l' istogramma a linea continua e' il campione totale, quello a linea tratteggiata e' la seconda survey ed infine quello a linea punteggiata e' la prima survey.

## 6.1. Campione Utilizzato

La survey originale aveva utilizzato dati pubblici fino al marzo 1999; da allora si sono resi disponibili molti altri campi, che abbiamo quindi deciso di analizzare in maniera analoga agli originali 142 campi per allargare il campione.

I nuovi campi utilizzati sono stati prelevati dall' archivio SDC di SAX e comprendono sia campi pubblici fino al settembre 2001 sia campi di proprieta' dei membri della collaborazione HELLAS.<sup>1</sup>

In *Appendice A* e' riportata la lista completa dei campi utilizzati in questo lavoro.

<sup>1</sup>La collaborazione HELLAS e' composta da: Fiore, Giommi, Vignali, Comastri, Matt, Perola, La Franca, Maiolino, Molendi Tamburelli & Antonelli.

La collaborazione HELLAS2XMM e' composta da: Comastri, Fiore, Vignali, Baldi, Mignoli, Molendi, Ciliegi, Matt, La Franca, Perola, Maiolino & Severgnini.

## Capitolo 6. Nuova HELLAS Survey

---

-----  
\* \* \*Campi Utilizzati nel Lavoro di Tesi per la Survey HELLAS \* \* \*

	numero	esposizione	campi expo > 80ks
primo campione →	142	[6; 313]ks	41
secondo campione →	174	[5; 313]ks	47
-----	-----	-----	-----
campione totale →	316	[5; 313]ks	88
-----	-----	-----	-----

Identificheremo da ora in poi la **Prima Survey** come la *survey precedente* (HELLAS, Fiore et al., 2001) e la **Seconda Survey** come la *survey nuova* (HELLAS2, nuovi campi esclusi quelli della prima survey) ed, infine, come la **Survey Totale** quella che ingloba le due survey (alternativamente HELLAS\_tot).

L' archivio generale SDC di SAX contiene piu' di un migliaio di campi con target puntati di varia natura: AGN, Gamma Ray Burst, Galassie, Clusters, etc...

Per una corretta trattazione statistica del campione occorre distinguere tra due casi:

1. Campi totalmente **indipendenti**;
2. Campi **sovrapposti** (anche solo parzialmente).

Per campi indipendenti consideriamo quei campi, connessi a diverse zone del cielo osservate dal MECS, mentre identifichiamo i campi sovrapposti (o parzialmente sovrapposti) con quei campi che guardano, almeno in parte, verso la stessa zona del cielo (stessi targets e stesse sorgenti serendipite). Nella nostra survey abbiamo utilizzato tutti i campi indipendenti ed alcuni dei campi sovrapposti: ove e' stato possibile abbiamo infatti unito i campi tra loro sovrapposti; per far cio' abbiamo fissato dei limiti stringenti:

$\Delta T \leq 10/20gg$  tra la fine di una esposizione e l' inizio della successiva.

$\Delta(Roll) < 20 deg$  tra i due o piu' Roll Angles.

Per unire insieme due o piu' campi che guardano verso la stessa zona del cielo abbiamo scelto solo quelli con esposizioni prese ad intervalli temporali non troppo distanti, infatti a lungo termine l' assetto del telescopio non e' piu' lo stesso, poiche' varia il Roll Angle. Non si vuole unire osservazioni con Roll Angle troppo diverso.

Qualora le osservazioni ripetute non soddisfino queste condizioni abbiamo inserito nel campione solamente quella con tempo di esposizione maggiore.

## 6.2. Ricostruzione della Posizione

La localizzazione di una sorgente X effettuata tramite gli strumenti MECS del SAX e' affetta da tre distinte incertezze.

1. *Larghezza della PSF del MECS.* Nel range  $[4.5; 10]keV$  meta' dei conteggi sono collezionati entro un raggio di  $1.0 - 1.2 arcmin$ ; per sorgenti brillanti l' incertezza nel centroide della sorgente dovuta alla PSF e' di circa  $13 arcsec$  (ad  $1\sigma$ ), misurata utilizzando 12 osservazioni di LMC X-3 eseguite durante la FASE DI VERIFICA STRUMENTALE.
2. *Incertezza statistica sul Centroide della Distribuzione di Fotoni quando il numero di fotoni e' piccolo.* Il numero minimo di conteggi in una sorgente HELLAS e' circa  $30cts$ , contro circa  $100cts$  di background. Per sorgenti cosi' deboli, data una PSF per il MECS, l' incertezza statistica sul centroide della distribuzione e' di circa  $30 - 40 arcsec$ .
3. *Errori Sistemati nel Puntamento del Telescopio* e quindi nella ricostruzione della posizione in cielo. Questo effetto risulta probabilmente il piu' grande dei tre. La grandezza di tali errori puo' cambiare da campo a campo e le sorgenti principali di errori sistemati sono -A) la non disponibilita' dello *star-tracker* "z", cioe' quello coallineato col telescopio X per piu' del 10% delle osservazioni; in questi casi l' errore nella ricostruzione della posizione puo' arrivare a  $2 arcmin$  -B) la non disponibilita' dello *star-tracker* "z", per parti della stessa orbita: questo spesso produce dei salti nell' "attitude reconstruction" quando si passa dal controllo di uno *star-tracker* a quello di un altro, tali salti sono dovuti essenzialmente alla non perfetta calibrazione nel misallineamento tra i tre *star-trackers* (cioe' lungo i tre assi del satellite "z", "y" e "-x"); un errore di circa  $20 arcsec$  nella calibrazione del misallineamento e' stato scoperto durante il 1997 e corretto a partire dal 5/5/1999 -C) incertezze nell' allineamento del telescopio X con gli assi del satellite e quindi con gli *star-trackers* -D) SAX dall' agosto del 1997 opera nel cosiddetto "1-Gyro Mode", cioe' per parti dell' orbita il moto del satellite viene controllato da uno *star-tracker* ed un gyro: ci sono accuratze di puntamento diverse per configurazioni *star-trackers*/gyro diverse.

Per correggere la corrispondenza tra l' effettiva posizione in cielo delle sorgenti e quella del campo di vista puntato dal satellite tramite i MECS si e' elaborato un programma in TCL (*correct\_coord.tcl*, vedi *Appendice C.1*) di correzione delle coordinate, che calibra le coordinate dei files eventi direttamente nelle keywords di tali files.

	MECS1	MECS2	MECS3
A	31''	25''	29''
C	12''	4''	3''
C'	-4''	-4''	-4''
$\alpha$	10''	14''	11''
$\beta$	27''	25''	27''
$\gamma$	104''	100''	99''

Tabella 6.2.: Valori dei parametri inseriti nel programma “*correct\_coord.tcl*” per i vari MECS.

La calibrazione delle coordinate RA e Dec avviene direttamente nelle keywords dei files eventi MECS1, MECS2, MECS3, MECS23 e MECS. Tale routine viene fatta girare ricorsivamente prima di applicare gli algoritmi di rivelazione (nella fattispecie *autodet.tcl*, vedi *Appendice C.2*), per ottenere una localizzazione più precisa delle sorgenti individuate da tali algoritmi.

La legge della deviazione per RA e Dec in funzione del Roll Angle (ROLL) risulta ben descritta da alcuni parametri liberi ( $A, \alpha, C, C', \beta, \gamma$ ) secondo la legge:

$$\begin{aligned} (RA)' &= RA + \left( \frac{A \cdot \cos(ROLL - \alpha) + C}{\cos(Dec)} \right) \quad [\text{arcsec}] \\ (Dec)' &= Dec + \beta \cdot \cos(ROLL - \gamma) + C' \quad [\text{arcsec}] \end{aligned} \quad (6.1)$$

I valori di  $A, \alpha, C, C', \beta, \gamma$  si trovano nel cuore del programma e sono differenti per ogni unità MECS, come mostrato in tab. 6.2:

Le immagini sommate tra i 3/2 strumenti MECS sono inserite nei files “MECS = MECS1 + MECS2 + MECS3” e “MECS23 = MECS2 + MECS3”; le posizioni RA e Dec corrette sono state ricavate facendo la media delle posizioni corrette dei singoli MECS.

La routine di correzione da noi elaborata lavora in questo modo:

1. Tramite l'uso di una procedura collaudata si leggono i valori RollAngle (keyword=ROLLANG), RA (keyword=TCRVL9) e Dec (keyword=TCRVL10) dal file evento non corretto e si mettono in memoria;
2. Si applicano le correzioni alle coordinate secondo le leggi sopra descritte e se ne memorizzano i risultati in altre variabili;
3. Si aggiungono ai files eventi due nuove keyword OTCRVL9 ed OTCRVL10 dove sono salvate le coordinate originali e si aggiornano le due keyword TCRVL9 e TCRVL10 nel file evento con le coordinate corrette.

4. Viene inoltre aggiunta ad ogni file evento calibrato, la keyword CCFLAG che viene inizializzata come T (true) quando il file evento viene corretto per la prima volta; quindi grazie a questa keyword aggiunta e' possibile eseguire un controllo all' avvio del programma che permette di non eseguire due volte le stesse operazioni, alterando quindi il valore corretto della posizione RA e Dec per l' osservazione.

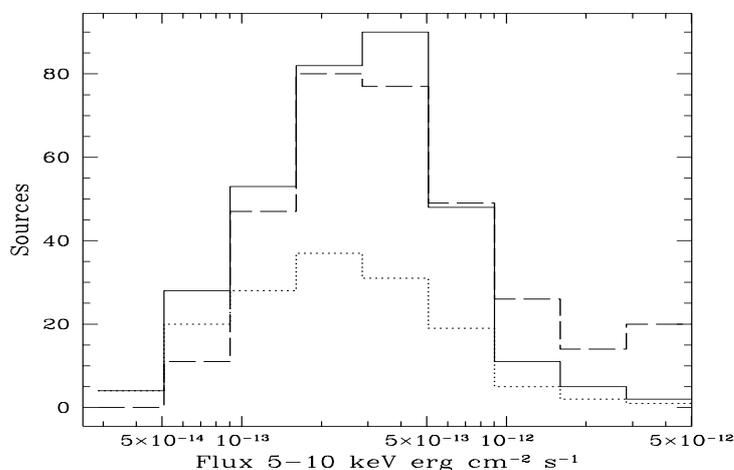


Figura 6.3.: Confronto tra il numero di sorgenti rivelate (escludendo i targets) in funzione del flusso  $[4.5; 10]keV$  per la vecchia (istogramma a linea punteggiata), la nuova survey (istogramma a linea tratteggiata) e per la survey completa (istogramma a linea continua).

### 6.3. Rivelazione delle Sorgenti

In questa analisi sono stati sempre utilizzati dei files di eventi puliti e linearizzati come prelevati dall' archivio SDC di SAX (Fiore, Guainazzi & Grandi, 1999 per riduzione dati).

Per la rivelazione delle sorgenti presenti nei campi sono state sommate le immagini delle 2/3 unita' del MECS nella banda  $[4.5; 10] keV$  (canali [97; 213]).

Il limite inferiore e' stato scelto per includere nella banda l' Edge-L dello Xenon (la corrispondenza edge  $\leftrightarrow$  PI del MECS non e' lineare negli edges).

La rivelazione delle sorgenti fatte con il MECS di SAX non e' un' operazione semplice da eseguire, per avere un' idea di un campo MECS si veda la fig. 6.4:

- La bonta' delle sorgenti serendipite rivelate va controllata interattivamente tramite anche altre immagini in altre bande, per esempio nella banda soft;
- La banda che si utilizza in particolar modo per fare il "detect" risulta di primaria importanza per due ragioni:
  1. la PSF del MECS e' di circa un fattore 2 piu' stretta nella banda hard rispetto a quella soft o totale;

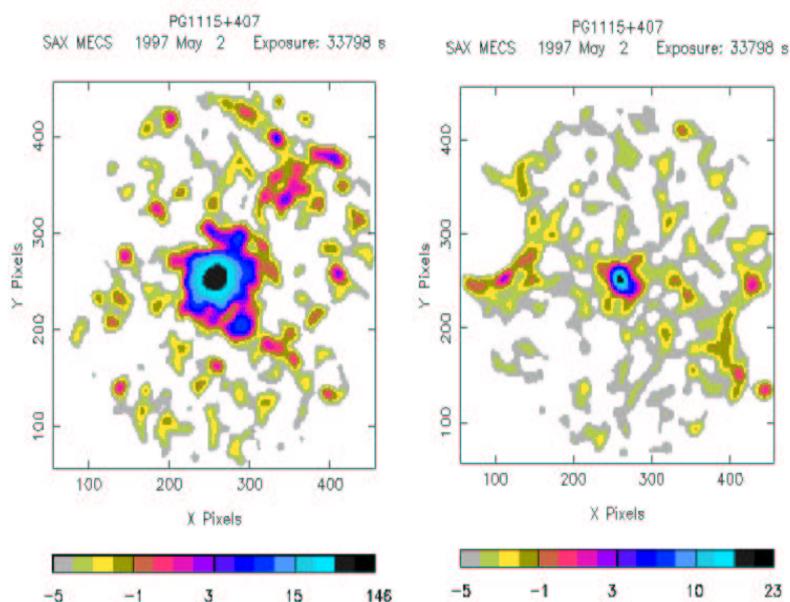


Figura 6.4.: Immagine del campo pg1115+407 ripresa dal MECS di SAX nella banda  $[1.3; 10]keV$  (a sinistra) e  $[4.5; 10]keV$  (a destra). Nelle figure sono evidenti le due sorgenti di calibrazione del Fe che producono un intenso background nel loro intorno evidente nella banda hard, producendo quindi delle sorgenti spurie che vanno eliminate interattivamente dal campione.

## Capitolo 6. Nuova HELLAS Survey

---

2. Il background del MECS e' inferiore di circa il 40% nella banda hard rispetto a quella soft o totale.

Per rivelare le sorgenti X si e' utilizzato uno "script" a riga di comando in TCL (*autodet.tcl*, vedi Appendice C.2) che utilizza il programma XIMAGE ed un algoritmo di rivelazione che e' una variazione della routine DETECT inclusa nel pacchetto XIMAGE (Giommi et al., 1991); l' algoritmo complessivo si e' rivelato nel corso del lavoro molto potente.

Il metodo consiste nel convolvere l' immagine X con una funzione wavelet (vedi § 7.3.2.1) al fine di smussare l' immagine incrementando il contrasto; si fa quindi girare un metodo di rivelazione standard a *sliding-cell* (vedi Appendice D) sull' immagine smussata per localizzare gli eccessi nei conteggi rispetto al background locale. L' algoritmo di detection viene quindi fatto girare piu' volte per ogni campo, cambiando le dimensioni della sliding-cell nel range  $48 - 120arcsec$  e la larghezza della wavelet function nel range  $24 - 120arcsec$  al fine di: a) prendere in considerazione la variazione della PSF del MECS con l' angolo off-axis; b) evitare il piu' possibile la confusione delle sorgenti; c) per rivelare piu' efficientemente le sorgenti estese.<sup>2</sup> Inoltre la qualita' del detection viene controllata interattivamente verificando singolarmente le sorgenti rivelate.<sup>3</sup>

La statistica su ogni candidato viene poi accuratamente studiata ed i conteggi finali vengono stimati dall' immagine originale (non smussata) al fine di preservare la statistica poissoniana. Il background viene calcolato utilizzando dieci box senza sorgenti vicino alla regione dove la sorgente e' localizzata e viene quindi riscallato nella posizione della sorgente per considerare anche la variazione spaziale del background nel MECS (vedi § 5.1.3.4).

Infine per migliorare il metodo viene scelta una sliding-cell di raggio tale per cui il rapporto segnale rumore risulta massimo.

Le sorgenti totali rivelate nel nuovo campione senza applicare le restrizioni sul campione sono state 370 (mentre 175 nel vecchio campione), con una probabilita'  $> 99.94\%$ , che esse non fossero una fluttuazione statistica poissoniana del background.

Le sorgenti rivelate nella regione di raggio  $[4.6; 8]arcmin$  intorno ai targets (a seconda del loro flusso) sono state escluse dal campione.

---

<sup>2</sup>Di particolare importanza per la rivelazione e la risoluzione delle sorgenti discrete del fondo X diffuso e' la grandezza della cella di rivelazione utilizzata nel "detect"; infatti il rapporto segnale rumore dipende drammaticamente dal raggio di estrazione utilizzato. Per ottenere le massime performances si utilizza spesso una grandezza della cella dell' ordine del core della PSF.

<sup>3</sup>Per esempio le sorgenti vicine all' edge del detector e vicino alle sorgenti di calibrazione del MECS vengono attentamente testate facendo girare l' algoritmo dopo aver escluso i canali 125 - 135 che includono le righe del ferro-55 ( $\sim 5.894keV$ ) o andando ad energie piu' soft utilizzando i canali 45 - 213.

Applicando i seguenti criteri di selezione per il campione di sorgenti il numero totale di sorgenti rivelate si e' ridotto a 323:

- Soglia di probabilita'  $\varphi = 6.1 \cdot 10^{-4}$ ;
- Esclusione della regione del RIB;
- Esclusione delle sorgenti che cadevano sotto la curva del vignetting (vedi § 5.1.3.3).

Le 323 sorgenti sono composte da 176 sorgenti non targets di osservazione.

## 6.4. Count Rates e Flussi

La ricerca delle sorgenti X viene effettuata solamente nella banda [4.5; 10] keV; vengono comunque estratti anche i conteggi in altre bande. I Count Rate sono stati estratti e corretti per il vignetting dipendente dall' energia (§ 5.1.3.3, Conti et al., 1997; Cusumano & Mineo, 1988) come calibrato in orbita utilizzando una serie di osservazioni della Crab Nebula a differenti angoli di off-axis ed utilizzando per la PSF del MECS una approssimazione analitica calibrata usando osservazioni di AGNs e sorgenti galattiche compatte, Conti et al., 1997, il tutto nelle quattro bande: [1.3; 10] keV (totale); : [1.3; 2.5] keV (Low, L); [2.5; 4.5] keV (Middle, M); [4.5; 10] keV (Hard, H).

Per *sorgenti deboli* ( $SNR < 3.8$ ) tutte le correzioni sono state fatte ad energie fissate vicino all' energia media per uno spettro di power law con indice  $\alpha_E = 0.6$  nelle tre bande L, M ed H.

Per *sorgenti piu' brillanti* ( $SNR \geq 3.8$ ) le correzioni sono state fatte convolvendo il vignetting e la funzione PSF con l' istogramma dei conteggi delle sorgenti nelle tre bande L, M ed H.

I Count Rate sono stati convertiti in flussi utilizzando i seguenti fattori di conversione nella banda [4.5; 10] keV:<sup>4</sup>

$$\left\| \begin{array}{lll} 8.1 \cdot 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} & \forall \text{ conteggio ad } \alpha_E = 0.4 \\ 7.8 \cdot 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} & \forall \text{ conteggio ad } \alpha_E = 0.6 \\ 7.6 \cdot 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} & \forall \text{ conteggio ad } \alpha_E = 0.8 \end{array} \right. \quad (6.2)$$

Inoltre e' stato utilizzato un fattore di conversione di  $9.9 \cdot 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \forall \text{ conteggio}$  per le sorgenti sotto lo strongback a  $550 \mu\text{m}$  del berillio per tenere in considerazione la ridotta sensibilita' dei MECS in questa finestra spettrale.

---

<sup>4</sup>Questi fattori di conversione sono molto sensibili all' indice spettrale della power law a causa della banda stretta.

## 6.5. Sky Coverage

Lo Sky Coverage e' la copertura del cielo ottenuta dalla survey ( $deg^2$ ) dato un certo flusso limite.

Per calcolarlo in maniera empirica grafichiamo il count rate di ogni sorgente rivelata in funzione dell' angolo di off-axis; poiche' il count rate (cr) scala con l' esposizione in maniera  $\propto \sqrt{expo}$ , allora le sorgenti si distribuiranno su un' area tanto maggiore nel redshift quanto maggiore e' la dispersione nell' esposizione ( $\Delta(expo)$ ). Si puo' quindi individuare graficamente una curva che limita tale distribuzione di punti e tale curva e' identificabile con il *count rate minimo rivelabile* a quel dato flusso limite in funzione dell' off-axis. La corrispondenza tra count rate ed angolo di off-axis e' monotona (vedi fig. 6.5).

Per ben descrivere il count rate minimo rivelabile in funzione dell' angolo di off-axis, abbiamo utilizzato la funzione che meglio descrive l' andamento del vignetting (come ricavato dalle calibrizioni, vedi cap. 5.3); il count rate viene messo quindi in relazione al flusso attraverso i fattori di conversione precedentemente analizzati e dipendenti dall' indice spettrale utilizzato. L' angolo di off-axis invece corrisponde al raggio della zona di cielo esplorata a quel dato flusso limite:

$$cr(r) \propto F_X(r)$$

La legge che lega tra loro queste grandezze e':

$$cr(r) = K \cdot (v_1 \cdot r^{v_2}) \quad (6.3)$$

Dove  $v_1 = 0.025$  e  $v_2 = 1.87$  sono fattori ricavati dalle calibrizioni strumentali e principalmente dati dal vignetting dei MECS; mentre  $K = \frac{0.13 \cdot \frac{2MECS}{3}}{\sqrt{expo}}$ , dove il numero 0.13 nella formula di  $K$  e' stato ricavato dalla statistica sul campione di sorgenti analizzato in questo modo: l' intera survey e' stata simulata assumendo una  $\log(N) - \log(S)$ , distribuzione di profili spettrali e distribuzione delle posizioni delle sorgenti HELLAS rispetto alle coordinate del rivelatore date.

Quindi la normalizzazione delle curve del modello (cioe' il flusso limite on-axis per una osservazione di  $100ks$ , e quindi lo sky coverage), e' stata variata finche' la  $\log(N) - \log(S)$  di input non venisse correttamente riprodotta da quella calcolata dalle simulazioni (da qui e' stata ricavata la normalizzazione).<sup>5</sup>

Poiche' la funzione e' monotona, esiste una corrispondenza diretta ed univoca

---

<sup>5</sup>Il valore 0.13 per la survey HELLAS2 e' risultato differente da quello della HELLAS originale (0.12) in quanto con il tempo il background strumentale delle unita' MECS e' andato diminuendo e quindi la normalizzazione della curva del vignetting e' variata per questo motivo.

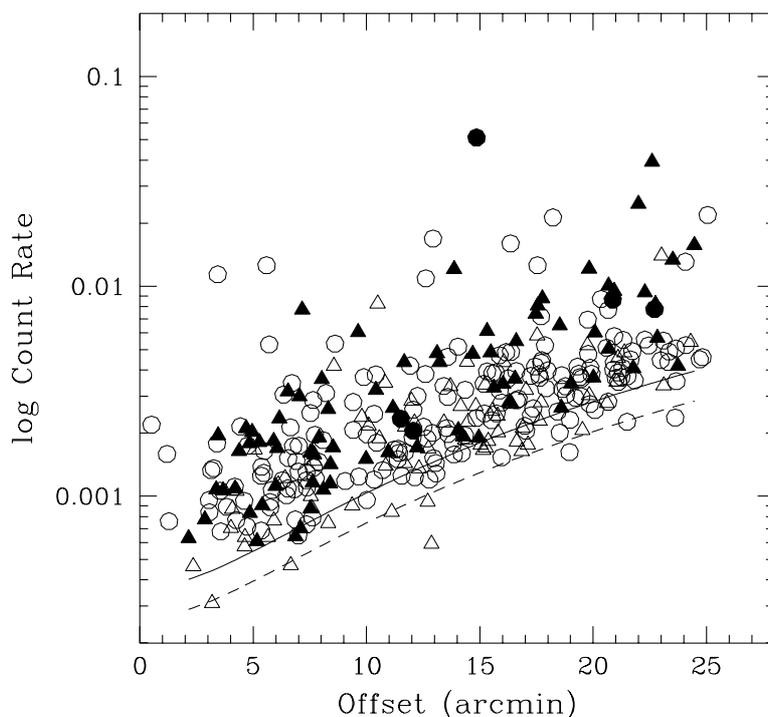


Figura 6.5.: Sono graficati i count rates degli oggetti rivelati in funzione dell'angolo di off-axis e lo sky coverage rispettivo; i triangolini sono riferiti alla survey precedente, i pallini sono riferiti alla nuova survey; inoltre quelli pieni contraddistinguono osservazioni fatte con le tre unita' MECS, mentre quelli vuoti osservazioni con le sole unita' MECS 2 e 3. La curva solida si riferisce alle tre unita' MECS, mentre quella tratteggiata alle sole unita' 2 e 3. Queste curve sono delle funzioni che forniscono il minimo count rate rilevabile ad una data soglia di probabilita' (99.94%) per una esposizione di  $100ks$ . Tali curve definiscono il limite sul count rate che e' funzione del tempo di esposizione e dell'angolo di off-axis per la survey HELLAS; la forma delle curve e' stata aggiustata utilizzando le piu' recenti calibrazioni del vignetting del telescopio, del suo background e dello strongback del berillio, mentre la sua normalizzazione e' stata scelta utilizzando estese simulazioni.

tra  $cr$  ed  $r$ , quindi e' possibile invertire la 6.3  $cr(r) \rightarrow r(cr)$  ottenendo:

$$r(cr) = \left( \frac{[(cr \cdot \sqrt{exp0}) - 1]}{v_1} \right)^{1/v_2} \quad [arcsec] \quad (6.4)$$

Vengono anche inseriti dei limiti su  $r$  in quanto non potra' essere maggiore del FOV=Field of View ( $r \leq FOV = 25/26 arcmin$ ) e non potra' essere negativo.

Quindi l' area coperta nel cielo a quel dato flusso limite e':

$$A = \pi r^2 / 3600 \quad [deg^2]$$

Dal grafico dello sky coverage in funzione del flusso si nota che per flussi grandi lo sky coverage tende al valore limite imposto dalla geometria del MECS cioe'  $sc_{max} = \pi \cdot (r_{MECS})^2 \cdot n(campi)$ ; dove  $r_{MECS} = 25$  (26)  $arcmin$  e' il raggio geometrico in  $arcmin$  della proiezione in cielo del FOV del MECS; nella vecchia survey  $n(campi) = 142$  nella nuova survey  $n(campi) = 174$  (totale = 316). Quindi si ha:

- Per la Survey Precedente:  $sc_{HELLAS1} = 77 deg^2$  (84  $deg^2$ );
- Per la Nuova Survey:  $sc_{HELLAS2} = 95 deg^2$  (102  $deg^2$ );
- Per la Survey Totale:  $sc_{tot} = 172 deg^2$  (186  $deg^2$ ).

Quando ci sono targets brillanti a causa della PSF il background in un intorno del target risulta estremamente maggiore; per non compromettere le misure si e' deciso di escludere una regione attorno al target tanto piu' grande quanto piu' il target e' brillante; quindi:

$$A(r) = \pi \left( \frac{r^2 - BoxEscl^2}{3600} \right) \quad (6.5)$$

Solitamente si escludono nel conto dello sky coverage le regioni di raggio tra [4; 8]  $arcmin$  intorno ai targets brillanti e quindi vengono escluse anche tutte le sorgenti rivelate in queste regioni. Per determinare tale raggio di esclusione si impone che il count rate per arco minuto quadrato ad un dato raggio off-axis sia minore di meta' del background locale del MECS. Vengono anche solitamente escluse le sorgenti che possiedono un count rate minore del valore minimo dato dalla curva del modello adottato.<sup>6</sup>

<sup>6</sup>I valori adottati per il flusso limite per le tre unita' MECS sono:

$$\begin{array}{ll} 3 \cdot 10^{-14} [100/t(ks)^{1/2}] erg \cdot cm^{-2} s^{-1} & \text{on - axis} \\ 5 \cdot 10^{-14} [100/t(ks)^{1/2}] erg \cdot cm^{-2} s^{-1} & 6 arcmin \text{ off - axis} \\ 1.5 \cdot 10^{-13} [100/t(ks)^{1/2}] erg \cdot cm^{-2} s^{-1} & 15 arcmin \text{ off - axis} \end{array}$$

## Capitolo 6. Nuova HELLAS Survey

Flusso 5-10 keV ( $erg \cdot cm^{-2} s^{-1}$ )	SkyCov_1 ( $deg^2$ )	SkyCov_2 ( $deg^2$ )	SkyCov_Tot ( $deg^2$ )
4.63e-14	0.6116	0.2602	0.8718
6.50e-14	2.036	1.554	3.59
8.41e-14	3.557	3.823	7.38
1.18e-13	8.031	8.53	16.56
1.66e-13	15.76	17.54	33.30
2.15e-13	24.04	28.74	52.78
3.02e-13	38.68	47.27	85.95
4.24e-13	52.91	67.42	120.33
5.96e-13	63.88	81.56	145.44
7.70e-13	68.93	84.91	153.84
1.08e-12	71.71	86.4	158.11

Tabella 6.3.: Sky Coverage a flussi diversi per la prima survey, la nuova survey e quella totale, i valori sono stati calcolati utilizzando un raggio geometrico massimo del MECS di  $25 \text{ arcmin}$  e si riferiscono ad un indice spettrale della legge di potenza  $\Gamma = 0.6$ .

Sono state inoltre applicate delle correzioni per l'effetto dello *Strongback del Berillio*.<sup>7</sup>

In conclusione lo sky coverage totale sara' la somma e differenza, con gli opportuni fattori moltiplicativi, di tutte queste aree.

Gli stessi procedimenti svolti per il caso di spettro di power law con indice spettrale  $\alpha_E = 0.6$  possono essere svolti per altri indici spettrali (per esempio 0.2 e 1.0).

Il risultato finale del calcolo consiste nella tab. 6.3 e nella fig. 6.6, che rappresenta gli sky coverage delle due survey e quello dato dalla somma dei due sky coverage, per i tre indici spettrali ( $\Gamma = 0.2$ ;  $0.6$ ;  $1.0$ ) ed assumendo come raggio geometrico massimo per il MECS  $r_{MECS} = 25 \text{ arcmin}$ .

Le principali incertezze nel flusso e nello sky coverage sono dovute al fatto che lo spettro delle sorgenti vicino al limite di rivelazione non e' conosciuto. Per valutare tali incertezze si calcolano quindi anche i flussi e lo sky coverage nei due casi limite di modelli con indice spettrale  $\alpha_E = 0.2$  ed  $\alpha_E = 1.0$  e si confrontano i risultati con il caso precedente  $\alpha_E = 0.6$ .

<sup>7</sup>Dalle calibrazioni si e' notato che lo *strongback del Berillio* assorbe dal flusso una quantita'  $\frac{1}{1.25}$  % di fotoni nella banda  $[4.5; 10] \text{ keV}$  e quindi per tenere in considerazione tale effetto, si inserisce un fattore moltiplicativo (1.25) davanti ai flussi per calcolare lo sky coverage nella regione tra  $8.5$  e  $12 \text{ arcmin}$  coperta dallo strongback, mentre per il resto del MECS il fattore moltiplicativo restera' 1.0.

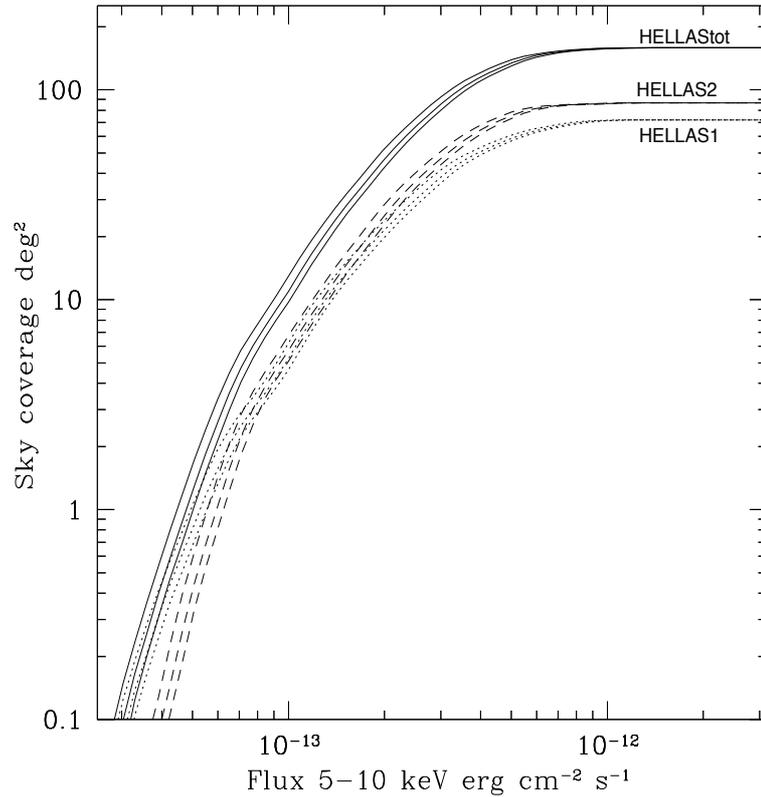


Figura 6.6.: Viene mostrato lo Sky Coverage in funzione del flusso X. Sono riprodotte le curve relative agli indici spettrali  $\alpha_E = 0.2, 0.6, 1.0$  e le tre curve rappresentano lo sky coverage totale (linea continua), quello della survey precedente (linea punteggiata) e quello della nuova survey (linea tratteggiata). Da notare come per grandi flussi il vignetting influisce poco sull'area efficace e quindi lo sky coverage tenderà asintoticamente al limite geometrico dato dalla proiezione del FOV del MECS nel cielo (assunto  $r_{MECS} = 25 \text{ arcmin}$ ).

## 6.6. Sorgenti Spurie

Data una soglia di probabilita' di rivelazione  $\varphi$ , il numero di sorgenti spurie puo' essere stimato moltiplicando  $(1 - \varphi) = 6.1 \cdot 10^{-4}$  per il numero di celle indipendenti nella fetta di cielo coperto vicino ad un dato flusso limite, cioe' per un numero dato dallo sky coverage a quel flusso diviso la grandezza tipica della cella di rivelazione sempre a quel flusso. Nella survey HELLAS la sensibilita' varia fortemente con l'angolo off-axis (una sorgente di  $10^{-12} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  e' vicino al flusso limite per un'osservazione di 40 ks all' edge del rivelatore, ma e' facilmente rivelabile nella regione centrale entro 8 arcmin).

Per flussi deboli  $F_X = 5 - 7 \cdot 10^{-14} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  si ha un riscontro osservativo solo per il campo di vista piu' interno del MECS ( $r < 8 \text{ arcmin}$ ) dove la tipica cella di rivelazione e' di  $0.004 - 0.005 \text{ deg}^2$ , lo sky coverage a questi flussi deboli e' di  $1 - 3 \text{ deg}^2$  e quindi il numero di sorgenti spurie deboli sara' compresa nell'intervallo  $0.15 - 0.37$ .

Per flussi maggiori  $F_X = 3 - 10 \cdot 10^{-13} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  si possono rivelare le sorgenti in tutto il MECS con una estensione tipica della cella di rivelazione di  $0.007 - 0.012 \text{ deg}^2$ , a questi flussi lo sky coverage e' di  $40 - 80 \text{ deg}^2$  e quindi il numero di sorgenti spurie sara' compreso tra 3.49 e 4.07.

In conclusione, utilizzando simulazioni estese, la frazione totale di sorgenti spurie dovrebbe essere  $< 5\%$ .

La *confusione delle sorgenti* e' una caratteristica comune a tutti gli strumenti con una risoluzione spaziale limitata come il MECS di Beppo SAX. La frazione di sorgenti confuse con flussi  $F_X \leq 1 - 2 \cdot 10^{-13} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  dovrebbe essere  $< 10\%$ , Fiore et al., 2001.

Per valutare tale cifra, oltre a simulazioni statistiche svolte al calcolatore si puo' lavorare interattivamente osservando l'estensione spaziale e l'asimmetria dei vari candidati sorgenti (una sorgente oblunga a forma ovoidale potrebbe essere sia una ellittica, sia due sorgenti non rivelate separatamente a causa del basso potere risolutivo).

FlussoX 5-10 keV ( $erg \cdot cm^{-2} s^{-1}$ )	lns1+/-err ( $deg^{-2}$ )	lns2+/-err ( $deg^{-2}$ )	lns_tot+/-err ( $deg^{-2}$ )
1.000e-12	0.0359+/-0.0207	0.0401+/-0.0164	0.0396+/-0.0141
7.381e-13	0.0891+/-0.0325	0.0803+/-0.0286	0.0831+/-0.0230
5.448e-13	0.253+/-0.0579	0.2779+/-0.0580	0.281+/-0.043
4.021e-13	0.447+/-0.0808	0.7259+/-0.0982	0.632+/-0.068
2.968e-13	0.952+/-0.133	1.12+/-0.13	1.09+/-0.096
2.191e-13	1.54+/-0.19	1.88+/-0.20	1.77+/-0.14
1.617e-13	2.40+/-0.28	2.74+/-0.28	2.64+/-0.20
1.194e-13	4.43+/-0.51	4.26+/-0.45	4.41+/-0.34
8.810e-14	5.92+/-0.75	5.79+/-0.69	5.94+/-0.51
6.503e-14	10.3+/-1.4	7.7+/-1.0	9.17+/-0.92
4.800e-14	16.9+/-3.0	7.7+/-1.0	13.6+/-2.0

Tabella 6.4.: Valori della  $\log(N) - \log(S)$  al variare del flusso delle sorgenti per la prima survey, per la nuova survey e per quella totale con relativi errori a statistica- $1\sigma$ .

## 6.7. Test $\log(N) - \log(S)$

La fig.6.7 mostra l' integrale  $[4.5; 10]keV \log(N) - \log(S)$  delle  $312 = 147 + 165$  sorgenti HELLAS (vedi § 3.1.1).

Il modello della  $\log(N) - \log(S)$ , sotto un flusso di  $4 \cdot 10^{-13} erg \cdot cm^{-2} s^{-1}$ , puo' essere rappresentato da una legge di potenza del tipo:

$$N(> S) = K \cdot S^{-q}$$

I parametri di best fit ricavati risultano essere:

$q = 1.56 \pm 0.14$	<b>indice spettrale</b>	per la <b>Prima Survey</b> ;
$K \simeq 5.24 deg^{-2}$	<b>normalizzazione</b>	
$q = 1.48 \pm 0.12$	<b>indice spettrale</b>	per la <b>Nuova Survey</b> ;
$K \simeq 2.83 deg^{-2}$	<b>normalizzazione</b>	
$q = 1.51 \pm 0.08$	<b>indice spettrale</b>	per la <b>Survey Totale</b> .
$K \simeq 3.76 deg^{-2}$	<b>normalizzazione</b>	

I risultati ottenuti per la survey vecchia, quella nuova e per quella totale sono in tab. 6.4 ed in fig. 6.7.

Per calcolare il valore della  $\log(N) - \log(S)$  ed il relativo errore ad  $1\sigma$  di confidenza per una statistica poissoniana sono state utilizzate le seguenti formule

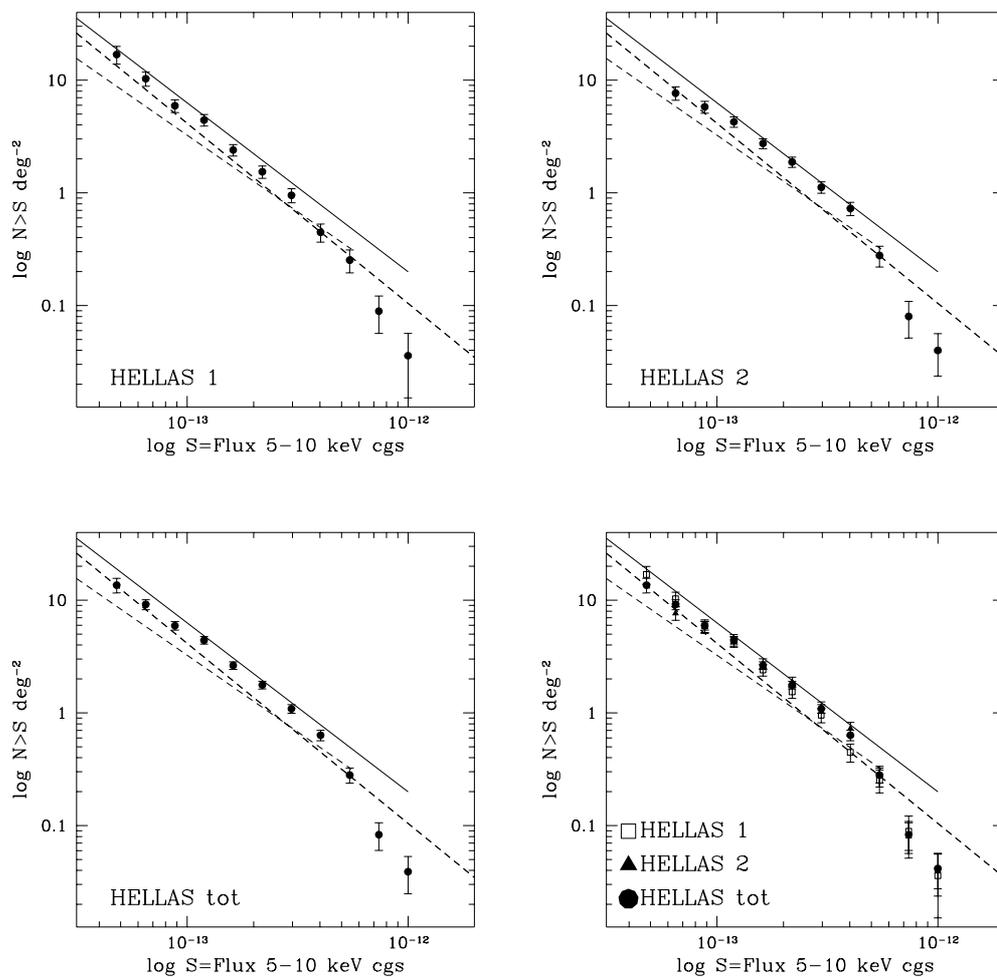


Figura 6.7.: Integrali  $[4.5; 10] \text{keV}$   $\log(N) - \log(S)$  della distribuzione delle sorgenti del campione HELLAS per la prima survey in alto a sinistra (147 sorgenti), per la seconda survey in alto a destra (165 sorgenti), per la survey totale in basso a sinistra (312 sorgenti). In basso a destra viene mostrato il grafico sovrapposto dei tre integrali.

ricorsive:

$$N(> S)^{(l)} = \sum_{i=1}^l \frac{1}{ar(i)}$$

$$ar(i) = \frac{sk(k) + sk(k-1)}{2}$$

E con errore dato dalla formula ricorsiva:

do= $j = 1, n - 1$

$$lnserrint(j) = \sqrt{lnserrint(j)^2 + err(nl - 1 - j)}$$

$$err(i) = \frac{err(i+1)}{ar(i)^2}$$

enddo

Il flusso limite della vecchia survey ( $4.8 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) e' diverso da quello limite della nuova survey ( $6.5 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ), infatti non si hanno sorgenti al di sotto di questa soglia per la nuova survey.

Nella vecchia survey si sono trovate  $16.9 \pm 3.0 \text{ sorg} \cdot \text{deg}^{-2}$  ad un flusso  $[4.5; 10] \text{ keV}$  di  $4.8 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  e questo numero corrisponde ad una frazione risolta dell' XRB del 20% – 30%, il tutto dipendente dalla normalizzazione dell' XRB (Comastri, 2000; Vecchi et al., 1999, §3.2.3); nella survey totale, invece, la densita' superficiale delle sorgenti risulta essere  $13.6 \pm 2.0 \text{ sorg} \cdot \text{deg}^{-2}$  che, al flusso limite della vecchia survey corrisponde ad una frazione di XRB risolta del 16% – 24%, anche in questo caso dipendente dalla normalizzazione del modello di XRB.

Da notare che al di sopra di flussi di circa  $4 \cdot 10^{-13} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  la  $\log(N) - \log(S)$  si irripidisce significativamente; questo andamento puo' essere dovuto ad un effetto di selezione, cioe' la probabilita' di trovare una sorgente brillante vicino ad un target brillante e' piccola; percio' in una survey di sorgenti serendipite come HELLAS il numero di sorgenti brillanti tende ad essere sottostimato. Con il lavoro sulla nuova survey l' andamento ad alti flussi e' stato notevolmente migliorato, ma l' effetto di selezione persiste; mentre a flussi minori il miglior andamento in relazione al modello di sintesi dell' XRB e' dato dalla survey precedente, vedi § 3.2.3 e 6.10.2.

## 6.8. Identificazione delle Controparti Ottiche

L' identificazione delle controparti ottiche relative alle sorgenti X rivelate nel campione HELLAS2 e' stata effettuata tramite una ricerca nel catalogo on-line NASA/IPAC EXTRAGALACTIC DATABASE (NED).<sup>8</sup> Per ogni sorgente X rivelata (targets compresi) sono state ricercate le controparti entro un raggio di  $2 \text{ arcmin}$  dalle

<sup>8</sup>Reperibile al sito web: <http://ned.ipac.caltech.edu/>.

## Capitolo 6. Nuova HELLAS Survey

---

	Prima Survey	Seconda Survey
AGN 1	36	49 (19)
AGN 1.8-2	11	26 (3)
Quasar RI	1	3 (0)
BL Lac	4	37 (1)
XrayS	-	44 (30)
Clusters	3	17 (5)
ELG	8	13 (9)
RadioS	-	19 (16)
IrS	-	12 (10)
GRBs	-	5 (1)

Tabella 6.6.: Viene riportato il numero di controparti delle sorgenti X identificate per ogni classe di oggetti, per la prima survey e quella nuova (tra parentesi i non targets); alcune di queste sorgenti sono tuttavia state escluse dal campione finale, secondo i criteri di selezione di cui abbiamo già parlato.

posizioni rivelate per le sorgenti X; il processo è stato automatizzato tramite un programma .pl (*ned\_position.pl*, vedi *Appendice C.5*), che interroga ricorsivamente il catalogo on-line e produce un output con tutte le informazioni richieste.

Interattivamente sono state analizzati i risultati ottenuti dalle ricerche caso per caso e tra le varie sorgenti trovate sono state scelte solamente quelle candidate ad una adeguata emissione X.

L'elenco completo delle controparti ottiche di HELLAS2 si trova in *Appendice B.1*.

Nella nuova survey sono state trovate rispettivamente 225 controparti (di cui 145 classificate otticamente dai cataloghi) delle 323 sorgenti X rivelate (di cui 176 non targets) e tra questi oggetti vi sono QSOs, BLLac, Seyfert 1, 1.5, 1.8 e 2, quasar radio intensi, galassie, sorgenti X non specificate né classificate, sorgenti Ir, sorgenti Radio e Gamma Ray Bursts; in tab. 6.6 viene riportato il numero di sorgenti rivelate per ogni classe di oggetti per la prima survey e quella nuova.

Come è evidente dalla piccola frazione di controparti trovate, la maggioranza delle sorgenti X rivelate non possiede controparte ottica presente nei cataloghi, quindi per indagare in maniera più esauriente la natura di questi oggetti si rimanda ad un futuro lavoro di follow-up da fare su più bande nelle posizioni specifiche, come è stato già fatto per la prima survey (La Franca et al., 2001).

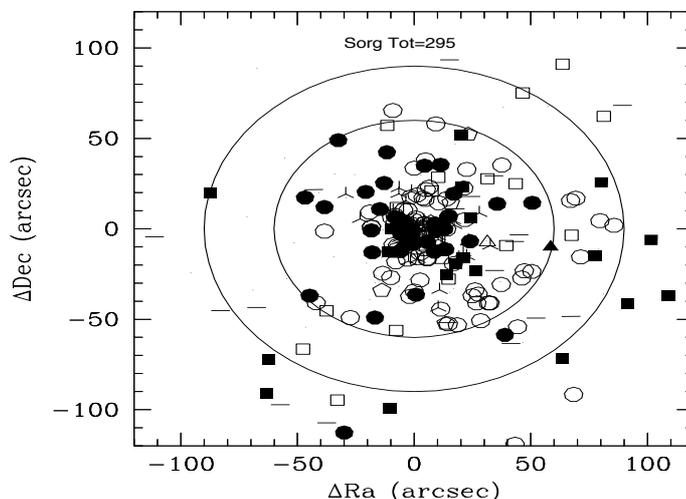


Figura 6.8.: Sono mostrate le sorgenti totali identificate dai cataloghi per entrambe le surveys in merito alla loro dispersione tra le coordinate RA e Dec delle sorgenti rivelate nell' X e quelle su i cataloghi stellari.

## 6.9. Accuratezza nel Posizionamento

Rispetto alla survey precedente l' accuratezza nel posizionamento delle controparti delle sorgenti X e' stata grandemente migliorata: l' errore relativo nel posizionamento nelle coordinate RA e Dec (in *arcsec*) rispetto alle coordinate delle controparti ricavate dal catalogo on-line NED e' mostrata in fig. 6.9 e risulta rispettivamente:

- $\Delta RA = 1.0576 \pm 12.0687$     $\Delta Dec = -0.05578 \pm 12.39452$    per i targets (96)
- $\Delta RA = 14.5081 \pm 33.3333$     $\Delta Dec = -12.88 \pm 37.86$    per i non targets (32)

In fig. 6.8 sono mostrate le dispersioni in RA e Dec di tutte le sorgenti del campione rispetto alle coordinate prese dalle controparti nei cataloghi; nel grafico sono mostrate le classi di sorgenti identificate ed i simboli identificano le classi specifiche.

Sono state analogamente calcolate le dispersioni nelle RA e Dec dalle posizioni sui cataloghi per le sorgenti IrS, Radio ed X generiche (cioe' quelle identificate, ma di cui non si conosce la natura) non targets, vedi fig. 6.10:

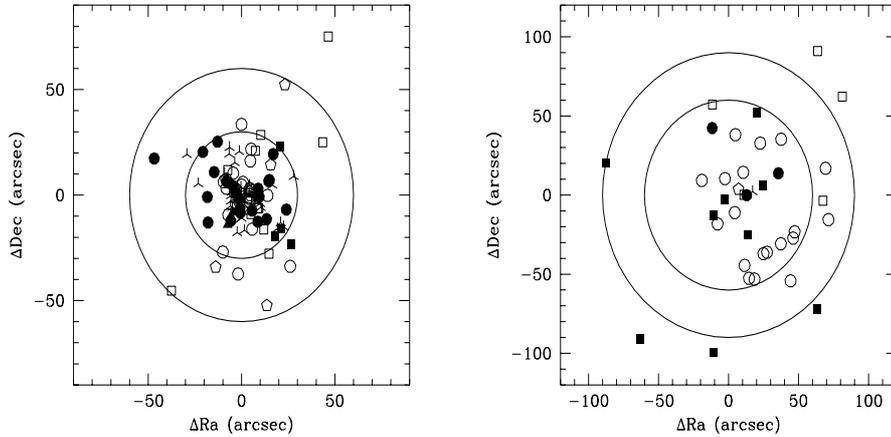


Figura 6.9.: La figura mostra la deviazione in RA e Dec delle varie classi di oggetti, contraddistinte da simboli diversi, per i targets (a sinistra) e per i non targets (a destra).

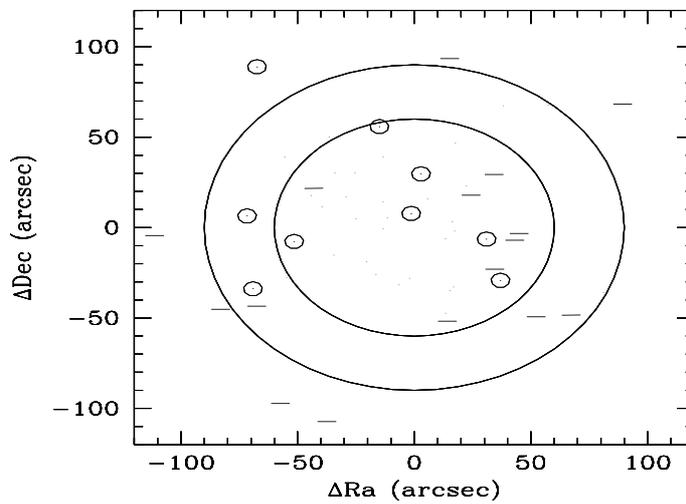


Figura 6.10.: Viene mostrata la dispersione in RA e Dec delle sorgenti X con controparti Radio, Ir ed X generiche in relazione alla posizione su i cataloghi stellari.

- $\Delta RA = -46106.2 \pm 145728.6$     $\Delta Dec = -7022.3 \pm 22245.5$    per le IrS (10)
- $\Delta RA = 1.2 \pm 59.3$     $\Delta Dec = -15.6 \pm 54.2$    per le RadioS (16)
- $\Delta RA = -5.3 \pm 31.9$     $\Delta Dec = 5.8 \pm 31.7$    per le X generiche (30)

Quindi risulta immediato notare come le dispersioni tra le coordinate X e quelle delle controparti dai cataloghi siano meno marcate per le sorgenti X e Radio, mentre sono molto ingenti per le sorgenti Ir; questa evidenza ci porta a concludere che la sovrapposizione tra le sorgenti Ir e quelle X non e' molto attendibile, cioe' le sorgenti in questione potrebbero non essere realmente le controparti delle sorgenti X, ma solo localizzate nella medesima regione del cielo.

Stesso discorso puo' essere fatto per la dispersione in funzione dell' angolo di off-axis nei casi di sorgenti X e nel caso di quelle Ir, Radio ed X generiche, vedi fig. 6.11.

Per tutte le sorgenti non targets si nota come la dispersione in funzione dell' angolo di off-axis sia distribuita in maniera random, cio' ci porta a concludere che per flussi alti la dispersione risulta minore, ma nel caso delle sorgenti Ir e Radio tale andamento non e' verificato.

## Capitolo 6. Nuova HELLAS Survey

---

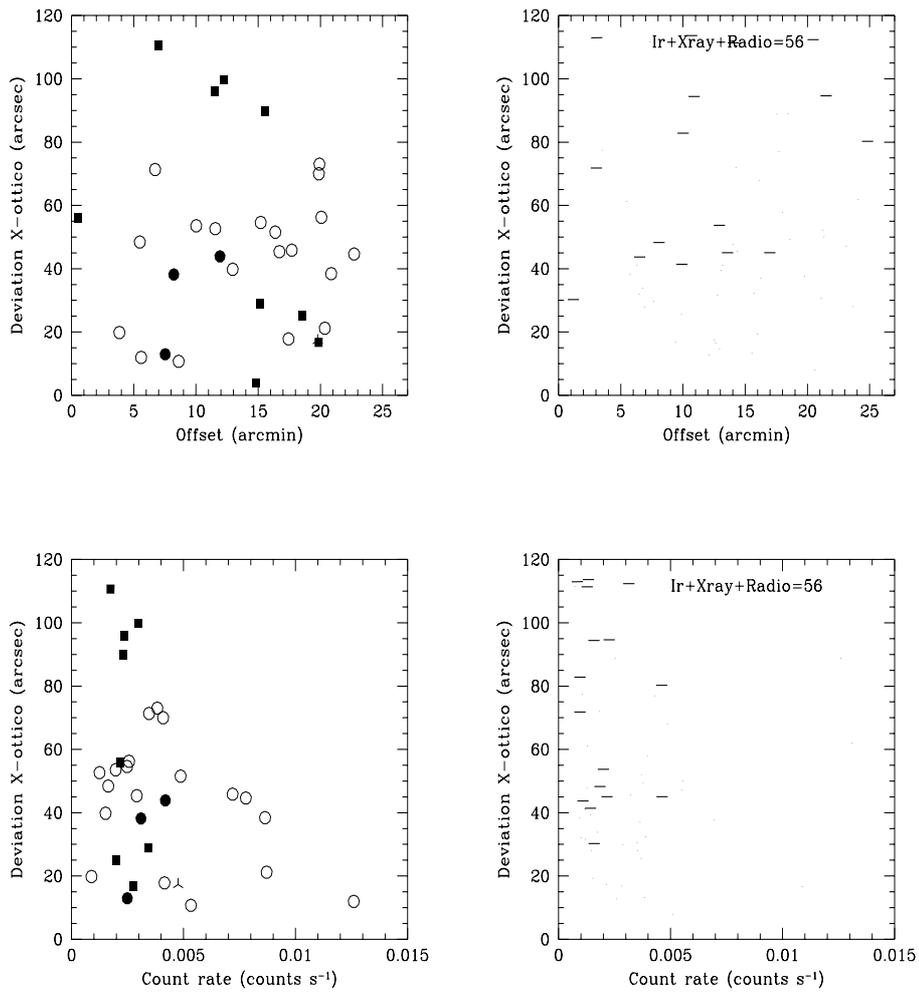


Figura 6.11.: Le figure mostrano la dispersione delle sorgenti non target in funzione dell'angolo di off-axis (sopra) ed in funzione del count rate (sotto).

## 6.10. Analisi Spettrale

### 6.10.1. Hardness e Softness Ratios

Come già detto nel caso delle X Surveys, per la maggior parte delle sorgenti il numero totale di conteggi rivelati nella banda  $[4.5; 10]keV$  e' solitamente  $< 100$ ; questo fatto ci esclude la possibilita' di utilizzare, almeno per le sorgenti piu' deboli, le usuali procedure standard di fitting per lo studio del loro spettro.

Per tale scopo ci vengono in aiuto i rapporti di conteggi nelle varie bande; per ogni sorgente, sono stati calcolati:

- Il SOFTNESS RATIO:  $SR = \frac{(L+M-H)}{(L+M+H)} = \frac{(S-H)}{(S+H)}$
- Gli HARDNESS RATIOS:  $HR_1 = \frac{(M-L)}{(M+L)}$  ed  $HR_2 = \frac{(H-M)}{(H+M)}$

Dove  $L = [1.3; 2.5]keV$ ;  $M = [2.5; 4.5]keV$ ;  $S = L + M = [1.3; 4.5]keV$  ed  $H = [4.5; 10]keV$ .

Il MECS1 possiede, rispetto alle altre componenti, una minore sensibilita' alle basse energie ( $E < 4keV$ ) a causa di un filtro spesso di Kapton; percio' i count rates delle sorgenti osservate con le tre unita' MECS sono stati corretti per questo effetto, anche se il numero di campi per il nuovo campione con files mergiati per le tre unita' MECS (1-2-3) e' significativamente minore ( $\sim 2\%$ ) di quello dei campi mergiati per le sole due unita' MECS (2-3).<sup>9</sup>

Le sorgenti sotto o vicine al supporto di berillio della finestra del MECS sono state escluse da questa analisi poiche' i loro  $HR$  sarebbero stati sistematicamente maggiori di quelli reali.

In totale il numero delle sorgenti rimanenti identificate nel campione utilizzate per l' analisi successiva e' 279, cioe' 128 dalla vecchia survey e 151 dalla nuova survey (di cui 113 targets e 38 non targets).

In fig. 6.12 sono graficati i softness ratios del campione completo di sorgenti HELLAS come funzione del flusso  $[5; 10]keV$ . Molte sorgenti HELLAS possiedono un basso  $SR$  il che indica la presenza di uno spettro hard; gli errori comunque sono spesso piuttosto alti.

Basandoci sui conteggi  $[4.5; 10]keV$ , abbiamo confrontato i conteggi osservati nella banda  $[1.3; 4.5]keV$  con quelli predetti dal modello a power law, per valutare il numero di sorgenti con  $SR$  inconsistente con quelli aspettati da una legge di potenza non oscurata ad un dato livello di confidenza.

<sup>9</sup>La correzione e' comunque piccola spesso piu' piccolo dell' errore statistico di misura nei count rate.

## Capitolo 6. Nuova HELLAS Survey

---

Assumendo  $\alpha_E = 0.6$  si trova che 47 delle 169 sorgenti hanno un count rate in  $[1.3; 4.5]keV$  minore di quello aspettato ad un livello di confidenza  $\geq 95\%$  (alcune sorgenti hanno un basso count rate, minore di quello aspettato ad un livello  $\geq 99.7\%$ ). Sono indispensabili delle grandi densita' colonnari per giustificare gli spettri hard di queste sorgenti.

La maggioranza di queste sorgenti molto hard hanno un flusso maggiore di  $1 - 2 \cdot 10^{-13} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ; e' altresì evidente dalla figura un deficit di sorgenti molto hard a flussi piu' bassi. Una possibile spiegazione astrofisica responsabile di questo deficit e' un "effetto di redshift", cioe' il softness ratio osservato di sorgenti con simili densita' colonnari assorbenti intrinseche, aumenta col redshift allo stesso modo in cui il taglio in energia osservato si sposta ad energie minori.

D' altra parte un deficit di sorgenti hard deboli puo' anche essere il risultato di una sensibilita' minore per le sorgenti hard.

Questa riduzione di sensibilita' per le sorgenti hard e' dovuto ad un rapido aumento del vignetting del telescopio con l' energia e con l' angolo di offaxis. In altre parole lo sky coverage diminuisce piu' velocemente per le sorgenti piu' hard di come decresce per quelle piu' soft.

Per quantificare quest' ultimo effetto abbiamo calcolato ed inserito nel grafico tramite le linee tratteggiate i luoghi di eguale count rate  $[4.5; 10]keV$ ; la forte curvatura di queste linee verso valori del rapporto  $SR$  bassi indica che la maggioranza del deficit di sorgenti hard di cui sopra e' probabilmente dovuto a questo effetto. Inoltre si nota che tali linee tornano indietro ad alti flussi e ad alti  $SR$ , la causa di questa caratteristica e' la riduzione della sensibilita' del MECS per sorgenti molto soft ad opera della finestra del berillio, che assorbe una grande quantita' di fotoni sotto  $\sim 2keV$ . La sensibilita'  $[4.5; 10]keV$  e' massima per uno spettro a legge di potenza non assorbito con indice spettrale  $\alpha_E = 0.6 - 0.8$ .

I diversi simboli nella fig. 6.12 rappresentano differenti classi di sorgenti identificate dai cataloghi oppure tramite follow-up ottico nel caso della prima survey (Fiore et al., 2001; La Franca et al., 2001).

Da notare come parecchi AGN narrow line ed emission line galaxies abbiano uno spettro hard X possibilmente assorbito; ma anche in molti AGN broad line si presenta uno spettro hard X, il che suggerisce una qualche forma di assorbimento anche in queste sorgenti (Fiore et al., 2001; Comastri et al., 2001).

Lo spettro di una sorgente e' molto spesso piu' complesso di una semplice legge di potenza; per studiare quindi piu' in dettaglio questa complessita' sono stati calcolati e rappresentati in fig. 6.14,  $HR_2$  in funzione di  $HR_1$ ; ed in fig. 6.13 il grafico dell' istogramma degli hardness ratios nelle tre bande.

Nella fig. 6.14 l' analisi e' limitata alle 56 sorgenti (di cui 32 identificate otticamente) per la survey precedente ed a 80 sorgenti per la survey totale; tutte con rapporto segnale rumore  $SNR > 3.8$  e non coperte dallo strongback del MECS.

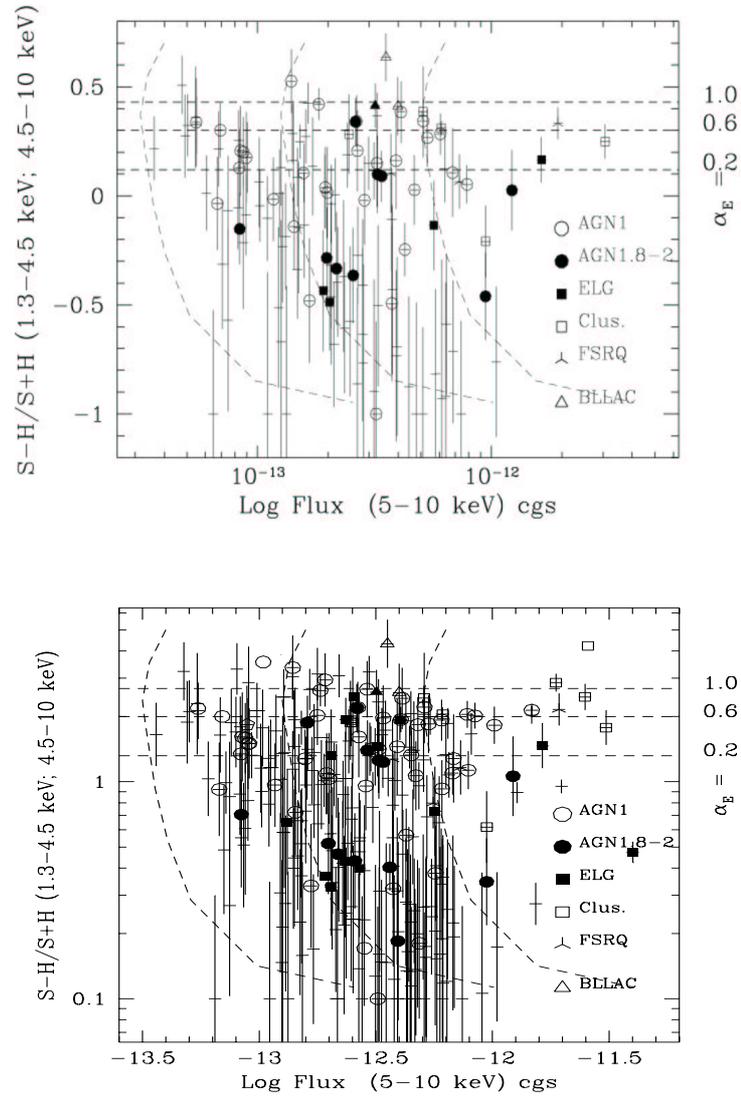


Figura 6.12.: Il Softness Ratio  $SR = \frac{(S-H)}{(S+H)}$  graficato come funzione del flusso  $[5; 10]keV$  per le 128 sorgenti (57 identificate otticamente) della prima survey (figura sopra) e per le 270 sorgenti della survey totale (figura sotto) non coperte dal supporto strongback della finestra del MECS. Differenti simboli contraddistinguono diversi sorgenti identificate: circoletti aperti AGN 1; circoletti pieni AGN 1.8-1.9-2.0; quadratini ripieni Galassie Starburst e LINERs; triangoli vuoti oggetti BL Lac; triangoli a stella Radio Loud Quasars; triangoli pieni Radiogalassie; quadrati vuoti Cluster di Galassie. Le linee tratteggiate individuano luoghi in cui il count rate  $[4.5; 10]keV$  e' costante.

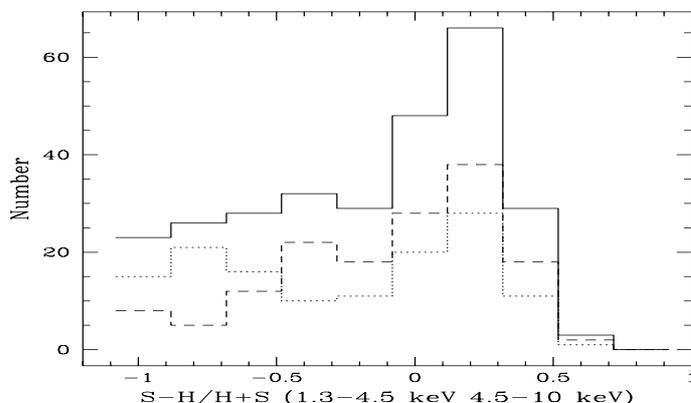


Figura 6.13.: I tre istogrammi sovrapposti rappresentano il numero di sorgenti utilizzate nell' analisi dell' softness ratio ad un determinato  $sr$ ; il tutto escludendo il supporto dello strongback, cioè la zona compresa tra gli angoli di off-axis  $[8.5; 12]$   $arcmin$  e considerando le sorgenti a tutti i flussi (istogramma a linea solida), con flussi compresi tra  $[10^{-14}; 3 \cdot 10^{-13}] \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (istogramma con linea a puntini) ed infine per flussi  $> 3 \cdot 10^{-13} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  (linea tratteggiata).

La maggioranza dei punti sono posizionati alla sinistra della linea tratteggiata e della prima linea solida (modelli a leggi di potenza assorbite), il che ci porta a concludere che, mentre una sostanziale densità colonnare è presente ( $\log N_H = 22-24$ ) nelle sorgenti HELLAS, componenti soft dai  $3-5 \text{ keV}$  sono altresì comuni nel campione e riducono sensibilmente  $HR_2$ .

Per parametrizzare uno spettro assorbito con una componente soft è stato utilizzato un *modello di assorbimento a copertura parziale*. La curva più interna rappresenta i valori aspettati da un tale modello con un covering factor di  $\sim 0.9$ . Questi modelli inglobano la maggioranza dei punti, considerando ovviamente le barre di errore sugli hardness ratios, che sono comunque considerevolmente grandi. I posizionamenti estremi di alcuni punti nella parte alta a sinistra del diagramma sono dovuti agli scarsi conteggi nella banda media che crea un notevole aumento di  $HR_2$  e diminuzione di  $HR_1$ ; comunque entro gli errori anche questi punti estremi sono consistenti con il semplice modello menzionato poc' anzi.

Un' analisi più dettagliata delle proprietà soft X di queste sorgenti esula dagli scopi del nostro lavoro di tesi ed è sviluppata da Vignali et al., 2001, ma solo per il campione HELLAS della prima survey.

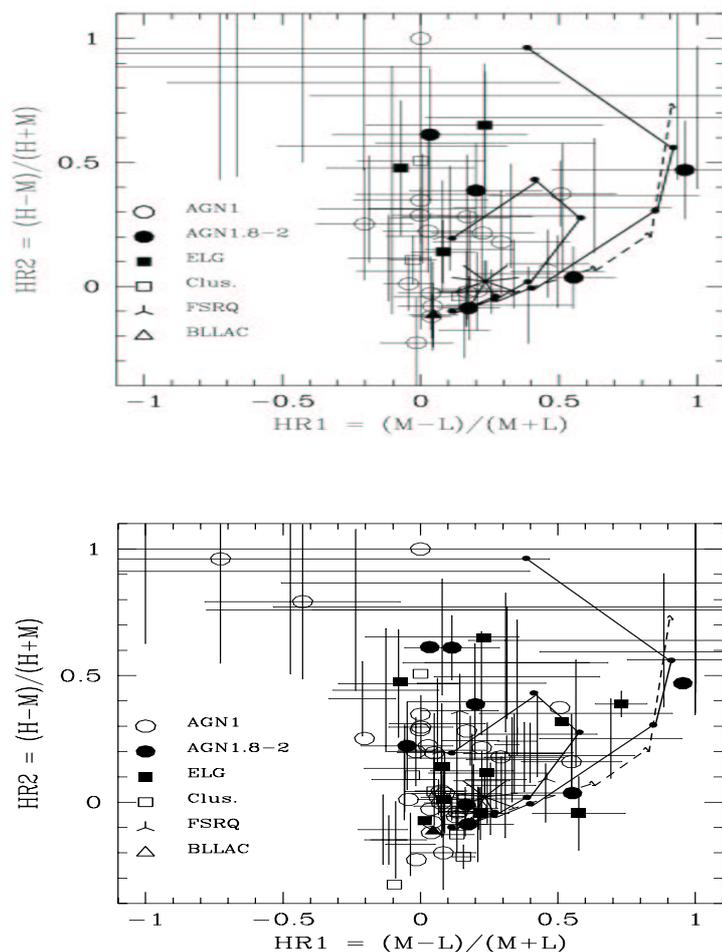


Figura 6.14.: Hardness Ratio  $HR_1 = \frac{(M-L)}{(M+L)}$  come funzione dell' Hardness Ratio  $HR_2 = \frac{(H-M)}{(H+M)}$  per le 56 sorgenti (di cui 32 otticamente identificate) della prima survey (figura sopra) e per le 80 sorgenti della survey totale (figura sotto) non coperte dal supporto strongback della finestra del MECS e con un rapporto segnale rumore  $SNR > 3.8$ . I simboli adoperati sono gli stessi della fig. 6.12. La stella centrale rappresenta la posizione predetta per una sorgente con legge di potenza non assorbita ad  $\alpha_E = 0.4$ . La curva solida sulla destra rappresenta i valori aspettati per un modello a legge di potenza con  $\alpha_E = 0.8$  assorbito da una densità colonnare di  $\log N_H = 0, 22, 22.7, 23, 23.7, 24$  (dal basso verso l'alto) a  $z = 0$ . La curva tratteggiata rappresenta lo stesso modello a  $z = 0.4$ . La curva solida più interna rappresenta i valori aspettati da un modello di assorbimento a copertura parziale con  $\log N_H = 0, 22, 22.7, 23, 23.7, 24$  ed una frazione covering del 90%.

### 6.10.2. Confronto con il Modello dell' XRB

Per valutare la densita' colonnare delle sorgenti HELLAS dai count rates nella banda hard X si deve conoscere il redshift delle sorgenti (assumendo che l' assorbitore sia allo stesso redshift della sorgente X, Fiore et al., 1988).

A tal fine si e' graficato il softness ratio  $SR = \frac{(S-H)}{(S+H)}$  come funzione del redshift in fig. 6.15 per un sottoinsieme di 51 sorgenti per le quali si e' eseguito un follow-up spettroscopico (La Franca et al., 2001) per la survey precedente ed un totale di 81 sorgenti di cui si possedevano i redshift dall' identificazione dai cataloghi per la survey totale (comprese quelle della survey precedente). Le linee punteggiate rappresentano i valori aspettati da un modello a legge di potenza non assorbita con indice spettrale  $\alpha_E = 0.8$  e  $0.4$ . Le linee tratteggiate rappresentano i valori aspettati da un modello a legge di potenza assorbita con densita' colonnari  $N_H = 10^{23}$ ,  $10^{23.5}$ ,  $10^{24} \text{ cm}^{-2}$  rispettivamente.

Come aspettato, l'  $SR$  di modelli a densita' colonnari costanti aumenta fortemente col redshift. Molte delle sorgenti otticamente identificate nel campione HELLAS hanno un  $SR$  inconsistente con quello di un modello non assorbito a legge di potenza con  $\alpha_E = 0.8$ ; quindi sono richieste ingenti densita' colonnari.

Quasi tutte le sorgenti nell' universo vicino ( $z < 0.3$ ), che sono oscurate da densita' colonnari  $N_H > 10^{22.5-23} \text{ cm}^{-2}$ , sono AGN 1.8-2 narrow line (Fiore et al., 1999, 2000; La Franca et al., 2001); mentre gli AGN broad line sono praticamente non assorbiti in accordo con lo schema di unificazione degli AGN, § 2.5.

La situazione cambia drasticamente ad alti redshift dove parecchi AGN broad line mostrano spettri X fortemente assorbiti. Tramite il nostro lavoro abbiamo contribuito ad aumentare sensibilmente la statistica sul campione e quindi ad aumentare il consenso su questo punto. La presenza di AGN 1 oscurati ad alto redshift con righe larghe nell' ottico suggerisce un rapporto polvere/gas significativamente minore di quello galattico; da un punto di vista fisico, cio' potrebbe implicare la presenza di grani di polvere con differenti proprieta' rispetto a quelli usuali (per esempio piu' grandi, Maiolino et al., 2001). Alternativamente l' assorbitore X potrebbe trovarsi molto piu' vicino alla sorgente centrale delle BLR, entro il raggio di sublimazione della polvere.<sup>10</sup> Comunque grandi densita' colonnari di gas freddo sono state rivelate nei quasar dalle righe larghe di assorbimento (Gallagher et al., 1999), nei brillanti quasar PG (Gallagher et al., 2000) e nei quasar ad alto redshift (Elvis et al., 1994; Cappi et al., 1997; Fiore et al., 1998; Yuan et al., 2000; Fabian et al., 2000).

Il forte assorbimento X ( $N_H > 10^{23} \text{ cm}^{-2}$ ) negli AGN a righe larghe ad alto redshift era gia' stato suggerito per spiegare le proprieta' X di 4 oggetti rivelati nel

---

<sup>10</sup>Il raggio di sublimazione della polvere dipende dalla luminosit  della sorgente centrale e perci  se il gas che assorbe la radiazione X si trova alla stessa distanza dalla sorgente ionizzante, il piu' alto e' quello della radiazione X, il piu' basso e' l' estinzione della polvere.

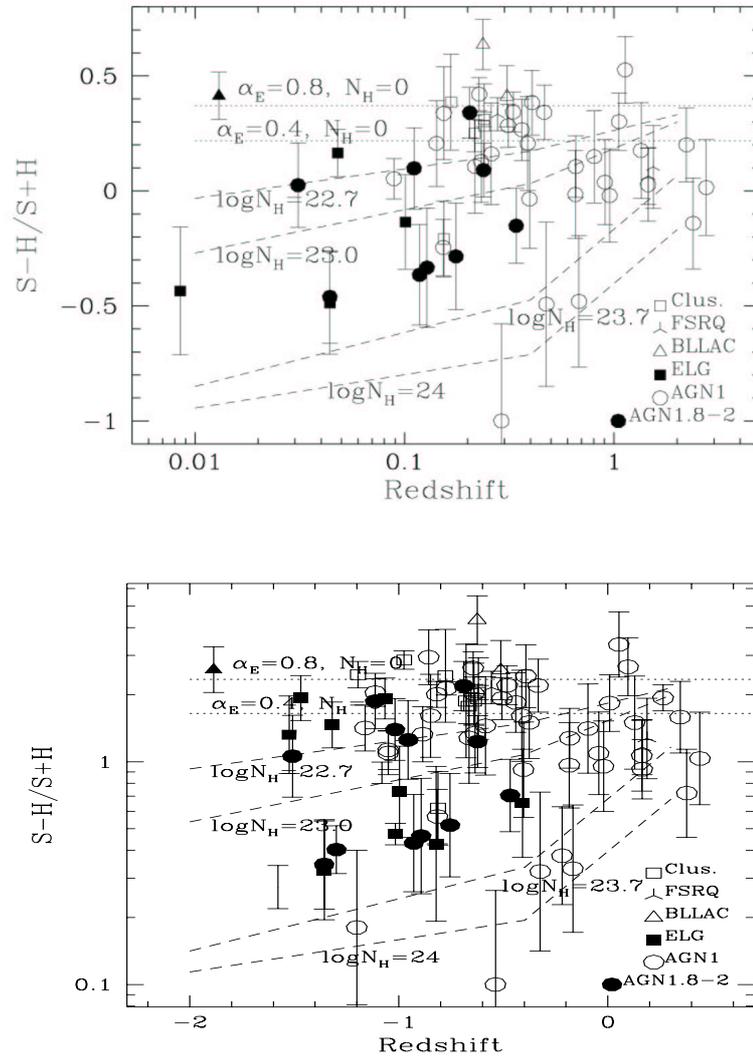


Figura 6.15.: Softness Ratio,  $SR = \frac{(S-H)}{(S+H)}$  come funzione del redshift,  $z$  per 51 sorgenti di cui si conosceva il redshift dal follow-up spettroscopico (La Franca et al., 2001) della prima survey (figura sopra) e per le 81 sorgenti della survey totale (figura sotto). I simboli adoperati sono gli stessi della fig. 6.12. Le linee punteggiate rappresentano i valori aspettati da un modello a legge di potenza non assorbita con indice spettrale  $\alpha_E = 0.8$  e  $0.4$ . Le linee tratteggiate rappresentano i valori aspettati da un modello a legge di potenza assorbita con densità colonnari  $N_H = 10^{23}$ ,  $10^{23.5}$ ,  $10^{24} \text{ cm}^{-2}$  rispettivamente e l'assorbitore X posto allo stesso redshift della sorgente.

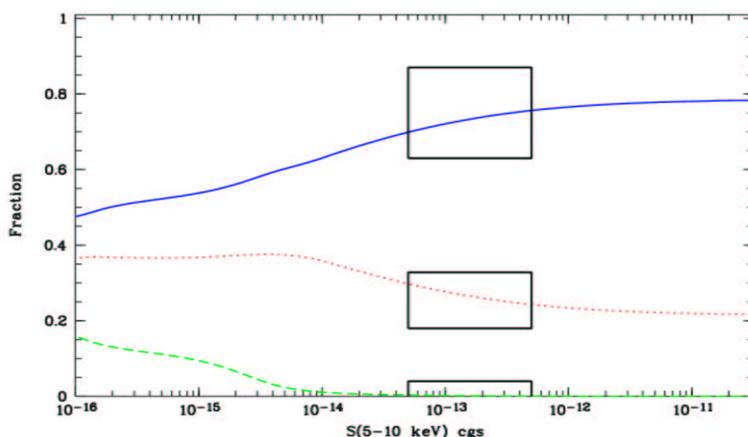


Figura 6.16.: Frazione di AGN prevista dal modello come funzione del flusso  $[5; 10]keV$  per oggetti relativamente non oscurati ( $\log(N_H) < 23$ , linea solida), altamente oscurati ( $23 < \log(N_H) < 24$ , linea punteggiata) e Compton Thick ( $\log(N_H) > 24$ , linea tratteggiata). I rettangoli corrispondono alla frazione di oggetti per le corrispondenti classi di  $N_H$  come calcolati dalla fig. 6.15 (Comastri et al., 2001).

corso dell' ASCA LSS (Akiyama et al., 2000) e da recenti risultati scaturiti dalle osservazioni di Chandra a flussi X minori (Fiore et al., 2000; Akiyama et al., 2001).

La scoperta dell' assorbimento X negli AGN di tipo 1 "otticamente normali" ha importanti conseguenze sul modello di sintesi dell' XRB da parte degli AGN. Tenendo quindi in considerazione questi modelli, le sorgenti responsabili dell' XRB sono quindi caratterizzate da una densita' spettrale di energia, che si distribuisce su un range di luminosita' e di densita' colognari assai ampio (Comastri et al., 2001).

La distribuzione delle densita' colognari presenti in fig. 6.15 puo' essere confrontata con quella data dalle previsioni del modello base come si puo' vedere dalla fig. 6.16.

Poiche' nella banda  $[5; 10]keV$  il softness ratio non e' sensibile alle differenti densita' colognari sotto  $10^{23} cm^{-2}$ , le sorgenti con  $N_H$  minore di questo limite vengono raggruppate in un unico intervallo; trascurando inoltre gli oggetti BL Lac, perche' non inclusi nel modello di sintesi dell' XRB, i due quadrati rappresentano la frazione osservata ( $\pm 1\sigma$ ) per ciascuna classe di assorbimento delle sorgenti HELLAS, che coprono le decadi di flusso  $5 \cdot 10^{-14} - 5 \cdot 10^{-13} erg \cdot cm^{-2} s^{-1}$  dove risiedono la maggioranza delle sorgenti nel campione. Per tenere in considerazione i grandi errori dell'  $SR$ , sono state prese solo le sorgenti con  $SR + 1\sigma < SR(N_H)$ ; tramite queste limitazioni si nota come non vi siano sorgenti aventi densita' colognari maggiori di  $10^{24} cm^{-2}$  (il limite inferiore per gli oggetti Compton Thick).

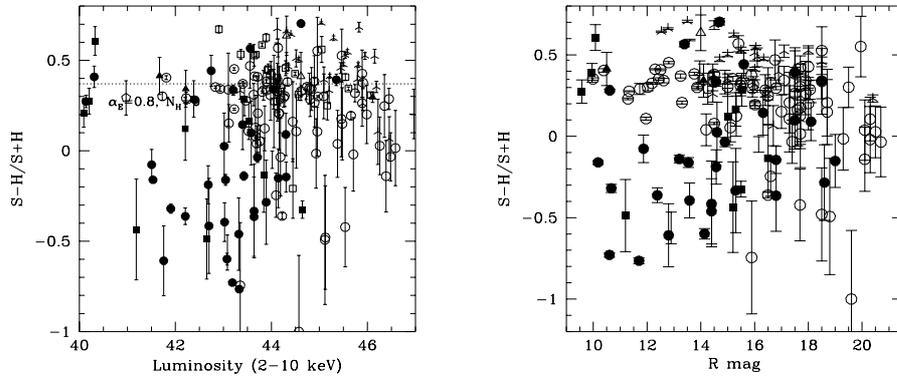


Figura 6.17.: A sinistra viene mostrata il softness ratio  $SR = \frac{(S-H)}{(S+H)}$  in funzione della luminosità  $X$  nella banda  $[2; 10]keV$  di 170 sorgenti del campione totale. A destra viene mostrato sempre il softness ratio delle 170 sorgenti del campione totale con redshift  $z > 0$  ed angolo di off-axis non compreso nell'intervallo  $[8.7; 12.3]arcmin$  in funzione della magnitudine  $R$ ; la notazione risulta la medesima riportata nei grafici precedenti.

Si nota inoltre come le previsioni del modello e la distribuzione dell'  $N_H$  osservata siano in buon accordo tra loro ed il tutto senza considerare la classificazione ottica.

Viene inoltre mostrata in fig. 6.17 il softness ratio in funzione della magnitudine  $R$  degli oggetti rivelati. Risulta ben visibile come in prevalenza gli AGN di tipo 1 possiedano un  $sr$  maggiore di zero (a parte qualche caso), mentre quelli di tipo 2 risultino in media distribuiti più casualmente, segno evidente che l' assorbimento in questi oggetti è rilevante.

### 6.10.3. Evoluzione degli AGN di Tipo 1

Dalla fig. 6.18, in cui viene graficata la luminosità  $[2; 10]keV$  in funzione del redshift, si nota che gli AGN di tipo 1 sono in media più brillanti di quelli assorbiti (tipo 1.8-2), risultando pertanto osservabili anche a redshift maggiori; gli AGN assorbiti invece sono visibili fino a  $z$  pari a qualche decimo e vanno quindi ad occupare la parte in basso a sinistra del diagramma; ovviamente questo andamento degli AGN di tipo 2 è un effetto di selezione della survey, incapace di risolvere ad alti redshift e bassa luminosità'. Inoltre la relazione flusso-luminosità è grosso modo costante solo per gli AGN di tipo 1, mentre per quelli di tipo 1.8-2 il flusso dipende

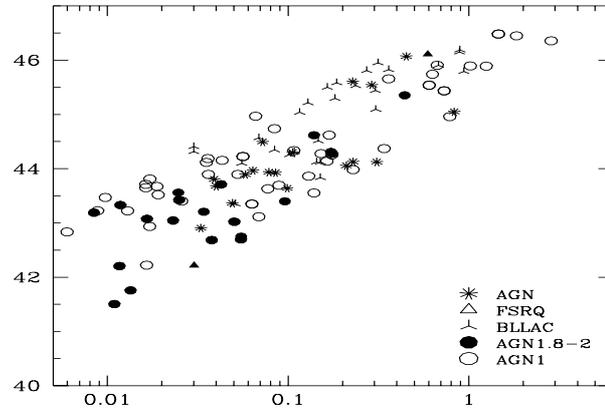


Figura 6.18.: Luminosita'  $[2; 10]keV$  in funzione del redshift  $z$  per i 173 AGN della survey totale (compresi i targets delle osservazioni); di cui 100 AGN di tipo 1, 4 AGN Radio Intensi, 35 AGN di tipo 2, 34 oggetti BL Lac. Le notazioni sono mostrate in figura.

dalla densita' colonnare del materiale oscurante e quindi interviene un parametro aggiuntivo che complica il discorso.

Si puo' osservare come l' evoluzione del campione di AGN evolva molto con il redshift; l' andamento lineare che si osserva e' tuttavia, in questo caso, solamente strumentale, in quanto la survey HELLAS possiede un flusso limite di  $4 - 5 \cdot 10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , vi e' quindi una perdita di tutti gli oggetti ad alto redshift aventi flusso inferiore a quello limite. Il risultato apparente e' un andamento grosso modo lineare in scala logaritmica nella parte bassa del diagramma e quindi una legge di potenza.

Per risolvere i problemi connessi alla non completezza del campione si utilizza spesso il TEST LUMINOSITA' VOLUME, meglio noto come TEST V/VMAX, vedi § 3.1.4.<sup>11</sup>

Per tale scopo e' stata generata una lista di AGN di tipo 1 di cui erano conosciuti i redshift  $z(i)$ , i flussi osservati  $F(i)$  e le rispettive luminosita' intrinseche  $L(i)$ ; il numero totale di AGN 1 utilizzati per il test e' stato 55.

E' stato quindi creato un algoritmo fortran, che scorre iterativamente il file di sky coverage totale; quindi per ogni flusso dello sky coverage minore di quello osserva-

<sup>11</sup>Per costruire una funzione di luminosita' bisogna campionare i bassi flussi ad alti redshift tramite surveys piu' profonde e quindi confrontare le densita' superficiali di  $\log(N) - \log(L_X)$ . In questo senso la survey risulta incompleta.

to ( $Fsk(j) < F(i)$ ) il programma associa un' area data dallo sky coverage appunto ( $Ask(j)$ ); dato il flusso  $Fsk(j)$  e la luminosita' intrinseca  $L(i)$ , viene quindi calcolato il redshift massimo al quale la sorgente puo' essere rivelata (ovviamente vale  $z(i) < z_{max}(j)$ ). Il passo successivo e' il calcolo del volume comoviente massimo e quello osservato tramite le seguenti espressioni:

$$\begin{aligned} V_{max}(i) &= \sum_j (Ask(j) \cdot vol(0, z_{max}(j))) \\ V_0(i) &= \sum_j (Ask(j) \cdot vol(0, z(i))) \end{aligned} \quad (6.6)$$

Dove  $vol(0, z_{max}(j))$  e  $vol(0, z(i))$  sono i volumi comovienti per unita' di area compresi tra i redshift 0 e  $z_{max}$  e tra 0 e  $z(i)$  rispettivamente.

Questi volumetti sono quindi stati sommati (sommatoria su  $j$ ) per ogni flusso del file di sky coverage avente  $Fsk(j) < F(i)$  e successivamente, per ottenere il valore medio del rapporto  $\langle \frac{V}{V_{max}} \rangle$ , sono stati sommati su tutti gli oggetti (sommatoria su  $i$ ), ottenendo il seguente risultato:

$$\left\langle \frac{V}{V_{max}} \right\rangle = \frac{\sum_{i=1}^N V_0(i)}{\sum_{i=1}^N V_{max}(i)} = 0.6446 \quad (6.7)$$

$$\sigma_{V/V_{max}} = (12N)^{-1/2} \Big|_{N=81} = 0.0389 \quad (6.8)$$

Il risultato del test  $\langle \frac{V}{V_{max}} \rangle = 0.64 \pm 0.03$  risulta quindi in buon accordo (entro  $2\sigma$ ) con i precedenti lavori nella *banda ottica* di Schmidt (1968),  $\langle \frac{V}{V_{max}} \rangle = 0.7$  e nel soft X di Weedman (1986) su un campione di 22 QSO selezionati tramite la loro emissione X,  $\langle \frac{V}{V_{max}} \rangle = 0.66 \pm 0.06$ .

Viene quindi confermata per gli AGN di tipo 1 l' evoluzione in funzione del redshift che, come gia' detto in precedenza, significa che nel passato questi oggetti erano presenti in numero maggiore che non attualmente, oppure alternativamente che nel passato la luminosita' di questi oggetti era maggiore che non ora.



## 7. Campo “pg1115” di Chandra

Per la survey condotta con Chandra, sono stati utilizzati il campo “pg1115” di proprietà di Fabrizio Fiore e, per un’analisi più dettagliata ed un confronto dei risultati sulle sorgenti rivelate, altri campi, come il “CDFS” (osservato con Chandra) ed il Lockman Hole (osservato con XMM), di dominio pubblico.

L’interesse verso il campo “pg1115+407” è dovuto alle osservazioni eseguite con il satellite ROSAT da parte di F. Fiore (1993), nelle quali si era riscontrata una significativa sovraddensità di sorgenti X non meglio indagabile a quei flussi limite e con la risoluzione propria dello strumento, vedi fig. 7.1.

Utilizzando ACIS-I del satellite Chandra con la sua ottima risoluzione angolare è possibile verificare questa sovraddensità di sorgenti extragalattiche; è inoltre possibile, grazie all’ottima risoluzione angolare X ottenuta, confrontare l’immagine X con una ottica di risoluzione paragonabile, per enfatizzare le corrispondenze tra le sorgenti nelle due bande.<sup>1</sup>

### 7.1. Analisi del Campo

I criteri generali adoperati per questa analisi sono essenzialmente gli stessi utilizzati per i campi di SAX, esistono tuttavia delle differenze fondamentali per i due tipi di files eventi, connesse alla differente strumentazione funzionante sui due satelliti (rivelatori GSPC rispetto ai CCDs).

Il file evento in questione è composto dall’immagine del campo pg1115 presa dai chip ACIS 0 1 2 3 6 7 dove i chips 0 1 2 3 appartengono all’ ACIS-I, mentre i chips 6 7 all’ ACIS-S. Il chip 7 è back-illuminated (BI), quindi per evitare un aumento troppo marcato del background nel campo, abbiamo deciso di escludere i chips 6 7, limitandoci quindi solo allo strumento ACIS-I.

A causa della “Sindrome di Chandra”, la risoluzione in energia è dipendente dalla posizione sul chip e le matrici di risposta (ARFs ed RMFs) non sono più matrici diagonali. Abbiamo quindi dovuto ricalcolarle per lo strumento utilizzato ed

---

<sup>1</sup>Nel nostro caso le immagini ottiche del campo sono state ottenute dallo strumento OIG del TNG, “Telescopio Nazionale Galileo”.

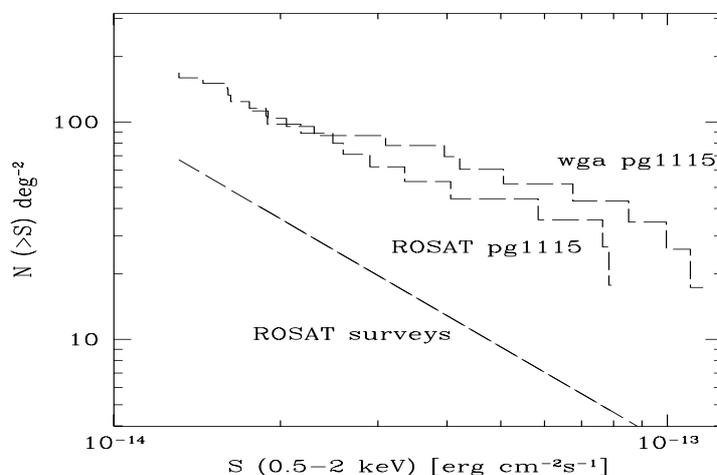


Figura 7.1.: Integrale  $\log(N) - \log(S)$  per le sorgenti rivelate nel campo con il satellite ROSAT e sovrapposto la stessa curva delle sorgenti presenti nel campo ma ricavate dal catalogo (wga); inoltre viene riportato il grafico del count rate del campo.

e' stato necessario anche calcolare una mappa di esposizione.<sup>2</sup> Sono stati creati a tal scopo due script in linguaggio TCL per automatizzare il processo: *ACIS\_Spectra.tcl* e *expomap.tcl*, vedi *Appendice C.3* e *C.4* rispettivamente.

Lo script che crea le matrici di risposta (*ACIS\_spectra.tcl*) permette anche di ricavare lo spettro della sorgente/sorgenti presenti in un box di rivelazione precedentemente selezionato manualmente e lo spettro di background di una regione adiacente priva di sorgenti ed anch' essa precedentemente selezionata.<sup>3</sup> Tale programma funziona nel seguente modo:

1. Costruisce due regioni dell' immagine delimitate da un box, una con la sorgente di cui si vuole analizzare lo spettro ed un' altra priva di sorgente dove verra' estratto il background;
2. Fa girare il programma “psextract” che serve ad estrarre lo spettro della sor-

<sup>2</sup>I “Threads” sono dei procedimenti guidati, messi a disposizione della comunita' scientifica, per esplorare le varie funzionalita' dell' osservatorio AXAF-Chandra e sono reperibili al sito internet del CXO (CIAO Threads: [http://www.asc.harvard.edu/ciao/documents\\_threads.html](http://www.asc.harvard.edu/ciao/documents_threads.html)).

<sup>3</sup>Per selezionare ed elaborare le immagini di Chandra e' stato utilizzato il software del CXO CIAO, in particolar modo “ds9” e “Sherpa”.

gente, del background ed a costruire le matrici di risposta RMFs ed ARFs dello strumento.

Lo script che serve a calcolare la mappa di esposizione (*expomap.tcl*) permette anche di ricavare immagini del campo analizzato pesate sulla mappa di esposizione, cioè permette di calcolare un'immagine del campo riscalata a seconda della risposta del rivelatore pixel per pixel. Tale script lavora in questo modo:

1. Legge il file evento e ne estrae un'immagine in un intervallo energetico prefissato;
2. Crea un file di aspetto basandosi su un istogramma precedentemente calcolato per ogni chip (sono stati utilizzati solo i primi 4 chips);
3. Calcola una mappa dello strumento per ogni chip;
4. Calcola la mappa di esposizione per ogni chip dello strumento ad una data energia di picco ed unisce le mappe di esposizione pesandole per le esposizioni relative dei vari chips in un'unica mappa globale dello strumento;
5. Crea un'immagine e la divide per la mappa di esposizione totale.

Queste immagini pesate sono state utilizzate per fare la rivelazione delle sorgenti nel campo.

## Capitolo 7. Campo “pg1115” di Chandra

---

Campo	Esposizione	Chips ACIS	$N_H$	Posizione (J2000)
pg1115	19955 s	0 1 2 3	$1.9 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$	RA = 11 : 18 : 45.46 Dec = +40 : 25 : 2.37
CDFS	$\sim 1 \text{ Ms}$	0 1 2 3	$8.0 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-2}$	$\alpha = 03 : 32 : 28.0$ $\delta = 27 : 48 : 30$
Lockman Hole	$\sim 100 \text{ ks}$	XMM-EPIC	$2.1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-2}$	RA = 10 : 52 : 43 Dec = +57 : 28 : 48

Tabella 7.2.: Proprieta' fondamentali dei campi utilizzati per la survey di Chandra.

## 7.2. Campione Utilizzato

Il campo utilizzato e' centrato nella posizione  $RA = 11h18m45.46s$ ;  $Dec = +40d25m02.37s$  (J2000) con una esposizione di 19955s. Il target dell' osservazione, pg1115+407 e' una Seyfert 1 posta al redshift  $z = 0.154$  con  $m_V = 16.02$  e centrato nella posizione  $RA = 11h18m30.4s$ ;  $Dec = +40d25m55s$ .

L' immagine X del campo e' stata riprocessata utilizzando il programma che crea le mappe di esposizione (*expomap.tcl*), le immagini ottenute quindi sono state pesate rispetto alle mappe di esposizione generate, vedi fig. 7.2:

- Immagine [2; 8] keV su una mappa di esposizione con picco a 3 keV;
- Immagine [0.3; 8] keV su una mappa di esposizione con picco a 2 keV;
- Immagine [0.5; 2] keV su una mappa di esposizione con picco a 1 keV.

Nella tab. 7.2 sono riportate le caratteristiche principali delle osservazioni utilizzate nella survey di Chandra.

Il peso relativo adoperato per dividere l' immagine per la mappa di esposizione e' stato:

$$weight = \frac{1}{\max(\text{expomap})}$$

In questo modo si sono ottenute delle immagini pesate alla mappa di esposizione normalizzate ad una esposizione di 1ks ma con conteggi riscaldati del fattore opportuno.

L' immagine ottenuta del campo e' mostrata in fig. 7.3.

Su queste immagini pesate sono stati fatti girare gli *algoritmi di rivelazione* e sono stati confrontati i risultati ottenuti con le immagini non pesate.

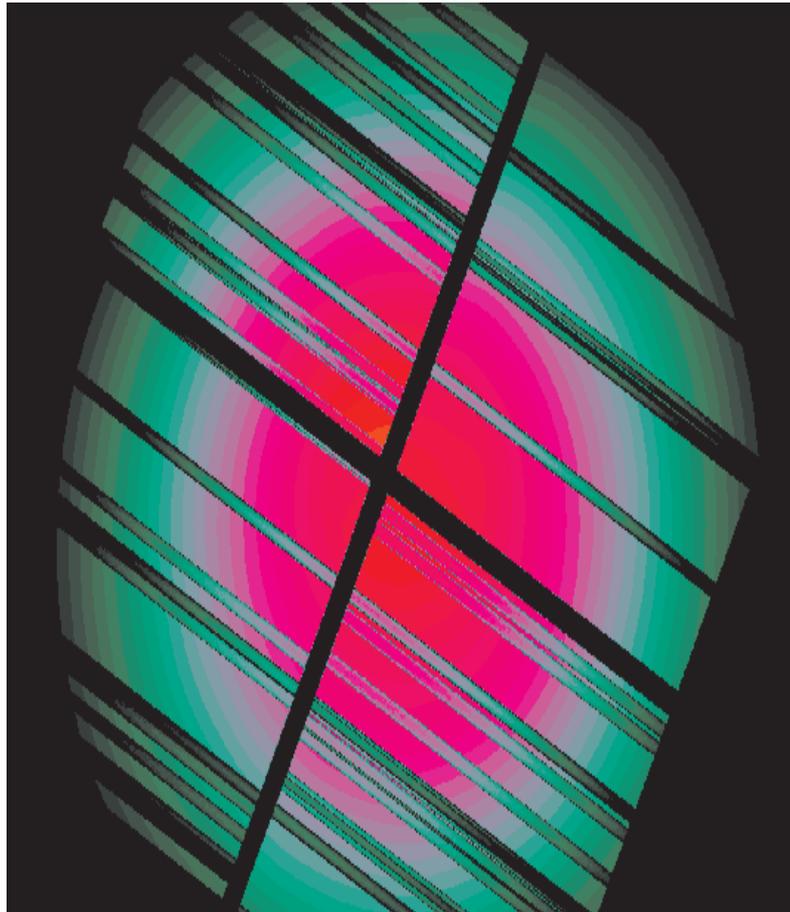


Figura 7.2.: Viene mostrata di seguito la mappa di esposizione ad  $1keV$ ; risulta evidente come l' esposizione risulti differente in diversi punti del rivelatore, quindi non considerare questo effetto produrrebbe dei conteggi errati per le sorgenti (sottostimati).

Finestra	n. Sorg. Rilevate
[2; 8] keV	16
[0.3; 8] keV	41
[0.5; 2] keV	34

Tabella 7.4.: Numero di sorgenti rivelate nei tre intervalli energetici sul campo pg1115 dalla routine di detect inclusa nel pacchetto XIMAGE.

## 7.3. Rivelazione delle Sorgenti

Sono stati utilizzati diversi metodi di rivelazione delle sorgenti a seconda del campo utilizzato. Esponiamo brevemente campo per campo i procedimenti attuati.

### 7.3.1. Rivelazione delle Sorgenti su pg1115

Abbiamo fatto girare il programma “detect” incluso nel pacchetto XIMAGE, facente uso del metodo standard di rivelazione detto *sliding-cell*, sulle immagini pesate e non pesate del campo pg1115 nei tre intervalli spettrali, vedi *Appendice D*.

I risultati ottenuti sono esposti in tab. 7.4:<sup>4</sup>

Di tutte le sorgenti rivelate, 13 possiedono corrispondenze nelle tre finestre spettrali: certamente queste sorgenti sono effettivamente presenti nel cielo (vedi §7.4); altre 3 sorgenti sono presenti nell’ intervallo [2; 8] keV e [0.3; 8] keV, mentre risultano assenti nell’ intervallo [0.5; 2] keV.

I count rate della sorgente *i*-esima ( $crate(i)$ ) sono stati corretti per il vignetting secondo la seguente formula:

$$crate(i) = \frac{crate(i_0)}{vign(i)} = crate(i_0) \cdot \left( \frac{expomap(i)}{max_{expomap}} \right)^{-1}$$

Dove  $max_{expomap}$  e’ il valore massimo della mappa di esposizione e dipende dall’ energia di picco adoperata: per una mappa di esposizione ad 1keV si ottiene  $max_{expomap}(1keV) = 451 \text{ conteggi/s}$ , per una mappa di esposizione ad 2keV si ottiene  $max_{expomap}(1keV) = 444 \text{ conteggi/s}$  ed infine per una mappa di esposizione ad 3keV si ottiene  $max_{expomap}(1keV) = 347 \text{ conteggi/s}$ .

Nella fig. 7.3 e’ mostrata l’ immagine del campo con sovrapposti i box di rivelazione delle sorgenti rivelate nei tre casi; mentre in fig. 7.2 e’ mostrata l’ expomap tipica per una osservazione eseguita con Chandra ACIS.

---

<sup>4</sup>Per fare il detect con Ximage e’ stata utilizzata una soglia di probabilita’,  $\varphi = 1 \cdot 10^{-6}$ .

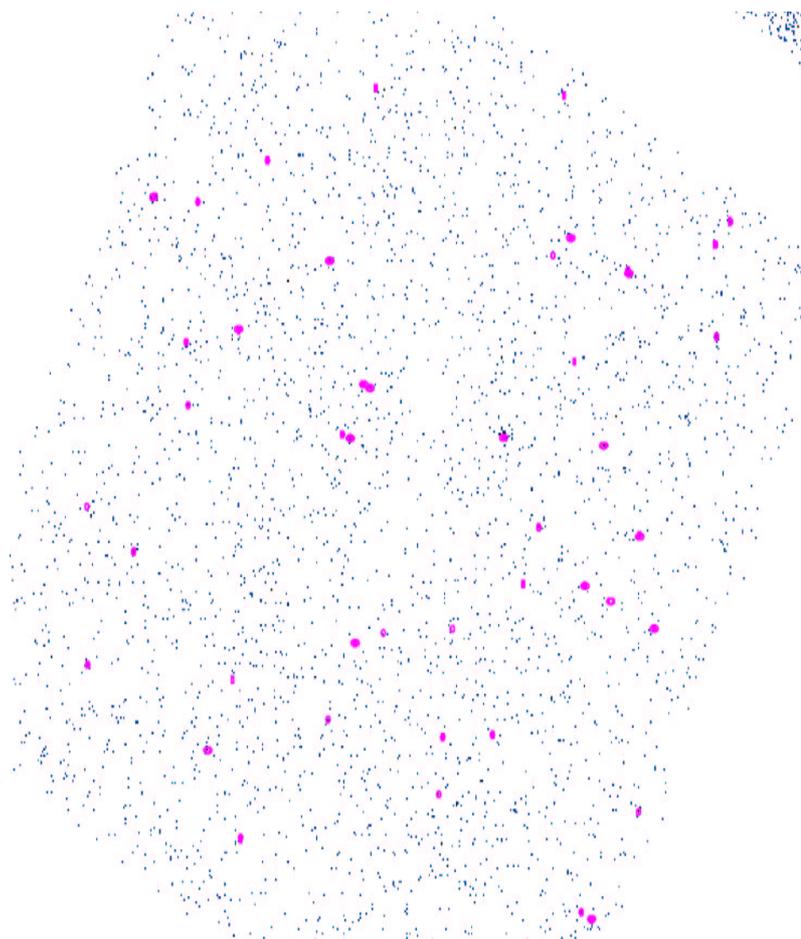


Figura 7.3.: Viene mostrata l' immagine del campo pg1115+047 con sovrapposti i box di rivelazione nelle tre bande: circoletti per le sorgenti rivelate nel range  $[0.3; 8]keV$ ; rettangolini verticali per le sorgenti rivelate nel range  $[0.5; 2]keV$  ed infine delle ellissi orizzontali per le sorgenti nel range  $[2; 8]keV$ .

Per l’analisi successiva, inoltre, sono state escluse le sorgenti che cadevano, anche solo parzialmente, nelle gaps tra i CCDs di ACIS-I.

### 7.3.2. Rivelazione delle Sorgenti su Campi di Controllo

#### 7.3.2.1. CDFS, Osservazione con Chandra

Per il campo “CDFS” e’ stato utilizzato un algoritmo modificato del *Sextractor* (Bertin & Arnouts, 1996) sull’immagine nell’intervallo  $[0.5; 7]keV$ , con una soglia di rivelazione di 2.4, un filtro gaussiano con  $1.5 arcsec$  FWHM e con un’area minima di  $5 pixels$ . Inoltre e’ stata utilizzata una versione modificata del programma che crea una mappa che utilizza poi come background locale. La mappa di background e’ stata smussata e calcolata dai dati grezzi dopo la rimozione delle sorgenti al di sotto di una certa soglia; il background del cielo e’ stato ottenuto come realizzazione poissoniana del background osservato (mappa di background).

Per ogni candidato nell’area di estrazione di ciascuna sorgente e’ stato misurato il rapporto segnale rumore, che in complessivo e’ risultato essere  $S/N > 2.1$ ; tale valore corrisponde ad un’alta significativita’ della rivelazione (infatti le sorgenti rivelate piu’ deboli hanno piu’ di  $10 cts$ ).

Le sorgenti rivelate sono state complessivamente 288 con  $S/N > 2.1$  nella banda soft e 240 nella banda hard (numero totale sorgenti indipendenti= 318).

Per una corretta analisi spettrale delle sorgenti, lo spettro di background e’ stato creato utilizzando lo spettro di tutte le regioni di background estratte intorno ad ogni sorgente; i restanti files per i fotoni sono stati scalati del rapporto dell’area totale di estrazione delle sorgenti e la corrispondente area usata per il background; una tale procedura garantisce una sottrazione corretta del background nonostante la non uniformita’ del background strumentale del rivelatore utilizzato (ACIS-I).

Questo algoritmo modificato ha il vantaggio di essere molto piu’ veloce del *WaveDetect* incluso nel pacchetto software CIAO e dalle simulazioni, portate a termine con il MARX v3.0 simulator (Wise et al., 2000), si e’ mostrato che l’efficienza nella rivelazione delle sorgenti e’ comparabile a quella dell’algoritmo originale wavelet.

Dall’analisi spettrale<sup>5</sup> e dall’Hardness Ratio,  $HR=(H-S)/(H+S)$  dove H sono i conteggi nell’intervallo energetico hard ( $[2; 7]keV$ ) ed S i conteggi nell’intervallo soft ( $[0.5; 2]keV$ ) si e’ visto che il numero di sorgenti hard aumenta a flussi minori, in accordo con alcuni modelli di sintesi di popolazione di AGN; si deduce quindi che il tasso di conteggi di molte di queste sorgenti hard puo’ risultare molto piu’ basso di quello aspettato ( $\sim 1.3 \cdot 10^{-5} counts/s$ ); tali sorgenti potrebbero essere

---

<sup>5</sup>Ricavata con il software XSPEC v11.0 nel range  $[1; 10]keV$  per una densita’ colonnare galattica di  $N_H = 8 \cdot 10^{19} cm^{-2}$ ; uno spettro a power law con un indice di fotoni  $\Gamma = 1.44 \pm 0.03$  (Mushotzky et al., 2000).

quindi non rivelabili nella banda soft a flussi dell' ordine di  $\sim 10^{-19} \text{erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . D' altro canto potrebbero anche essere presenti nel campione delle sorgenti a bassa luminosita' che contribuiscono poco ai conteggi soft ma non significativamente al background hard X; queste sorgenti possono essere costituite da galassie normali non rilevabili nella banda hard oppure da AGN talmente oscurati da apparire come galassie normali.

I risultati dei test  $\log(N) - \log(S)$  sono in perfetto accordo con i dati della survey di ASCA, ROSAT, Beppo SAX e di quella di XMM del Lockman Hole (Hasinger et al., 2001).<sup>6</sup>

### 7.3.2.2. Lockmann Hole, Osservazione con XMM

L' esposizione totale della regione del Lockman Hole (Campo ben studiato a quasi tutte le lunghezze d' onda) e' stata di  $\sim 190 \text{ks}$  e tali osservazioni sono state effettuate durante cinque orbite separate. I dati delle camere pn e MOS di EPIC sono stati riprocessati utilizzando le routines dell' **XMM STANDARD ANALYSIS SYSTEM (SAS)**. I files .fits riprocessati sono stati analizzati utilizzando gli script **FTOOLS**. A causa del background alto in certi intervalli temporali, sono stati rigettati tutti gli intervalli temporali con conteggi di background maggiori di  $8 \text{count/s}$  per le camere pn e maggiori di  $3 \text{counts/s}$  per le camere MOS: il rimanente "good time interval" era di  $\sim 100 \text{ks}$ . Sono stati rigettati anche un gran numero di hot pixels ed hot columns ed eliminati quindi dalla lista degli eventi. Sono stati inoltre eliminati per il rivelatore pn i fotoni nell' intervallo energetico  $[7.9; 8.3] \text{keV}$ , a causa della presenza della riga  $\text{Cu} - K\alpha$  a  $8.1 \text{keV}$  particolarmente presente nello spettro di background del pn, mentre non presente in quello del MOS. Inoltre sono presenti anche righe  $\text{Al} - K\alpha$  a  $1.5 \text{keV}$  in entrambi i rivelatori.

Le immagini ottenute dopo il filtraggio sono state pesate per la expomap costruita dalla combinazione delle CCD-pn e dei due CCD MOS1 e MOS2. Le sorgenti X piu' brillanti ovviamente erano state gia' identificate dalla precedente survey ROSAT. Le posizioni delle sorgenti sono state calcolate da un fit gaussiano ellittico-2D; la PSF FWHM nel centro del campo era di  $8.9 \text{arcsec}$  per il pn e di  $7.7 \text{arcsec}$  per il MOS. Inoltre si deve tener conto di errori sistematici residui che possono spostare l' immagine in un range di  $1 - 3 \text{arcsec}$ .

L' Algoritmo di rivelazione di sorgenti del SAS e' stato quindi applicato ai dati riprocessati, pesati e corretti. Questo algoritmo e' una variante dell' algoritmo di rivelazione di sorgenti di ROSAT noto come **Sliding Cell**, e consiste in una semplice finestra/box scorrevole, che utilizza sia una stima locale del background (LDETECT), sia una mappa di background derivata dall' immagine smussata tramite una

---

<sup>6</sup> $N(> S) = 400 \left(\frac{S}{2 \cdot 10^{-15}}\right)^{-0.66} \text{ cgs nella banda Soft.}$   
 $N(> S) = 1150 \left(\frac{S}{2 \cdot 10^{-15}}\right)^{-0.92} \text{ cgs nella banda Hard.}$

funzione bicubica dopo aver rimosso le sorgenti piu' brillanti (MDETECT). Il vantaggio maggiore rispetto al metodo classico di ROSAT e' che questi algoritmi possono essere fatti girare simultaneamente per parecchi intervalli energetici diversi, rintracciando le posizioni delle sorgenti nelle diverse bande e cio' ne fa un algoritmo piu' sensibile e meno affetto dalla “source confusion”. Nel caso specifico le sorgenti sono state accettate con una soglia di  $\sim 4\sigma$  e dentro un angolo di off-axis di  $\sim 10$  *arcmin*.

### 7.4. Sorgenti Spurie

Utilizzando la tecnica “Random Step” si e' potuto trovare il numero di sorgenti rivelate spurie e si e' trovato che tale numero e' particolarmente basso e quindi non influenza il risultato del detecting.

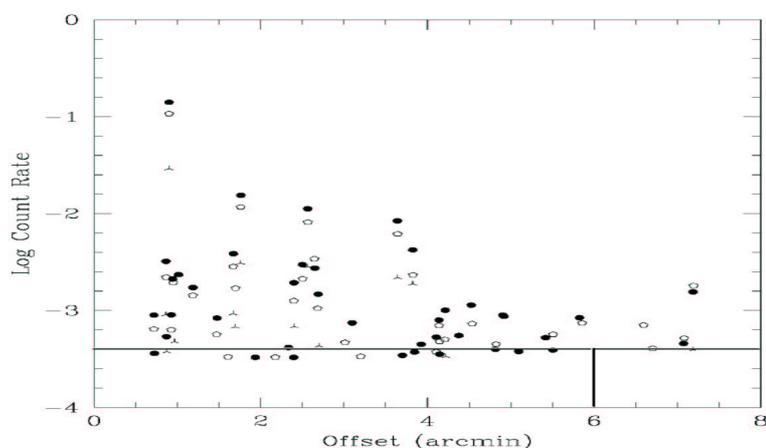


Figura 7.4.: E' mostrato l' andamento del count rate in funzione dell' angolo di off-axis nei tre casi: i pallini pieni rappresentano le sorgenti rivelate nella banda  $[0.3; 8]keV$ ; i pentagoni vuoti rappresentano le sorgenti rivelate nella banda  $[0.5; 2]keV$  ed i vertici di triangolo rappresentano le sorgenti rivelate nella banda  $[2; 8]keV$ . In alcuni casi si tratta delle stesse sorgenti (stesso angolo di off-axis) ma con count rate diversi nelle diverse bande.

## 7.5. Sky Coverage

Nel caso di un singolo campo lo sky coverage puo' essere calcolato facilmente considerando il grafico del count rate in funzione dell' angolo di off-axis, vedi fig. 7.4. L'assunzione che viene qui fatta e' che l' area risulti grosso modo costante e che quindi sia lecito rivelare sorgenti a quel dato flusso limite fino ad un angolo di off-axis  $r_{max} = 6.0 \text{ arcmin}$ ; l' area totale che racchiude tale angolo risulta essere  $A_{max} = \pi \cdot r_{max}^2 = 0.031415926 \text{ deg}^2$ . A questo valore e' stata sottratta l' area racchiusa entro i  $6 \text{ arcmin}$  dai gaps tra i CCDs che e' risultata essere:  $A_{gaps} = 2.42277 \cdot 10^{-3} \text{ deg}^2$ .

Assumendo come costante l' area efficace/sky coverage in funzione dell' angolo di off-axis, il minimo count rate rilevabile al flusso limite della survey e' anch' esso costante:

$$crate_{min} = 10^{-3.4} = 3.9811 \cdot 10^{-4} \sim 4 \cdot 10^{-4} \quad (7.1)$$

Entro l' intervallo scelto in flusso e grazie alle assunzioni fatte sulla costanza dell' area efficace, identifichiamo lo Sky Coverage con l' area efficace; quindi esso risulta indipendente dal flusso ed e' dato da:

$$sc = A_{eff} = A_{max} - A_{gaps} = 0.02899316 \text{ deg}^2 \quad (7.2)$$

## 7.6. Test $\log(N) - \log(S)$

Il calcolo dell’ integrale  $\log(N) - \log(S)$  risulta molto facilitato dalle assunzioni appena fatte.

Dato il flusso limite e verificata la sua costanza ( $crate_{min}$ ), sono state escluse dal campione nelle tre bande tutte le sorgenti che non rispettano la seguente disuguaglianza:  $crate \geq crate_{min}$ .

Per tali contributi l’ integrale  $\log(N) - \log(S)$  risulta una sommatoria:

$$\log(N > S) = \sum_i \frac{1}{A_i} = \sum_i \frac{1}{A_{eff}}$$

Assumendo una statistica poissoniana ad  $1\sigma$  gli errori sono dati da:

$$errlnls(l) = \sqrt{\sum_{i=1}^l \frac{1}{A_{eff}^2}}$$

In tab. 7.5 e 7.6 sono riportati i valori del flusso X, count rate, dell’ angolo di off-axis e del  $\log(N > S)$  nelle due bande ed i grafici risultanti si trovano rispettivamente in fig. 7.5 ed in fig. 7.6:<sup>7</sup>

Come si puo’ vedere, le previsioni fatte dalle osservazioni effettuate con ROSAT, sono pienamente confermate da questo lavoro con Chandra; in particolare, fissando un flusso limite a  $10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  nelle surveys CDFS di Chandra e Lockmann Hole di XMM si ricavano 2 – 3 sorgenti aventi flusso superiore a  $10^{-14} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , mentre nel caso del campo pg1115 si osservano circa 6 sorgenti, cioe’ piu’ del doppio.

Questa particolare sovraddensita’ sara’ oggetto di futuri lavori indirizzati alla ricerca delle cause di questa peculiarita’ del campo.

## 7.7. Identificazione delle Controparti Ottiche

Come nel caso di HELLAS l’ identificazione delle controparti Ottiche/Radio ed IR delle sorgenti X rivelate e’ stata effettuata tramite il catalogo on-line NED.

Entro un raggio di ricerca di  $7.5 \text{ arcmin}$  dal punto centrale del campo ( $RA = 11h 18m 45.46s \text{ Dec} = +40d 25m 2.37s$ ) si sono trovate 17 sorgenti identificate (23 entro  $10 \text{ arcmin}$ ) di cui 4 oggetti QSO, 4 (7) Galassie, 2 VisS, 1 IrS, 5 (8) RadioS e 1 Red\*.

---

<sup>7</sup>Per convertire i conteggi nella banda  $[0.5; 2] \text{ keV}$  in flussi nella medesima banda e’ stato utilizzato un fattore di conversione pari a  $4.45 \cdot 10^{-12}$  per  $\Gamma = 1.8$ ; mentre per convertire i conteggi nella banda  $[2; 8] \text{ keV}$  in flussi nella banda  $[2; 10] \text{ keV}$  e’ stato utilizzato il fattore di conversione pari a  $2.45 \cdot 10^{-11}$ .

## 7.7. Identificazione delle Controparti Ottiche

BANDA [0.5; 2]keV			
Fx ( $\Gamma = 1.8$ )	Count Rate	R (arcmin)	(N>S)
1.833e-15	0.0004074	0.8994	1000
2.024e-15	0.0004498	2.563	965.7
2.11e-15	0.0004688	0.717	931.3
2.159e-15	0.0004797	1.607	896.8
2.261e-15	0.0005023	3.826	862.3
2.335e-15	0.0005188	4.139	827.8
2.554e-15	0.0005675	2.173	793.3
2.554e-15	0.0005675	1.669	758.8
2.846e-15	0.0006324	4.104	724.3
2.892e-15	0.0006427	2.682	689.8
3.157e-15	0.0007015	3.198	655.3
3.178e-15	0.0007063	1.469	620.8
3.29e-15	0.0007311	4.208	586.3
3.336e-15	0.0007413	0.9486	551.9
3.965e-15	0.000881	2.501	517.4
4.734e-15	0.001052	5.507	482.9
5.678e-15	0.001262	3.641	448.4
6.445e-15	0.001432	6.702	413.9
7.66e-15	0.001702	2.396	379.4
8.114e-15	0.001803	4.824	344.9
8.714e-15	0.001936	1.184	310.4
9.936e-15	0.002208	6.594	275.9
1.05e-14	0.002333	4.91	241.4
1.277e-14	0.002838	2.643	206.9
1.539e-14	0.00342	7.08	172.5
2.768e-14	0.006152	4.145	138.0
3.666e-14	0.008147	3.01	103.5
5.251e-14	0.01167	7.194	68.98
4.829e-13	0.1073	4.535	34.49

Tabella 7.5.: Tabella del  $\log(N) - \log(S)$  e relativo angolo di off-axis, Count Rate e Flusso X nella banda [0.5; 2] keV.

BANDA [2; 8]keV			
Fx ( $\Gamma = 1.8$ )	Count Rate	R (arcmin)	(N>S)
1.057e-14	0.0004315	2.563	413.9
1.167e-14	0.0004764	3.821	379.4
1.356e-14	0.0005534	1.67	344.9
1.668e-14	0.0006808	0.8698	310.4
1.679e-14	0.0006855	2.698	275.9
2.224e-14	0.0009078	1.933	241.4
2.271e-14	0.0009268	4.221	206.9
4.626e-14	0.001888	0.966	172.5
5.36e-14	0.002188	3.643	138.0
6.969e-14	0.002844	2.403	103.5
7.571e-14	0.00309	4.377	68.98
7.164e-13	0.02924	7.19	34.49

Tabella 7.6.: Tabella del  $\log(N) - \log(S)$  e relativo angolo di off-axis, Count Rate e Flusso X nella banda [2; 10] keV.

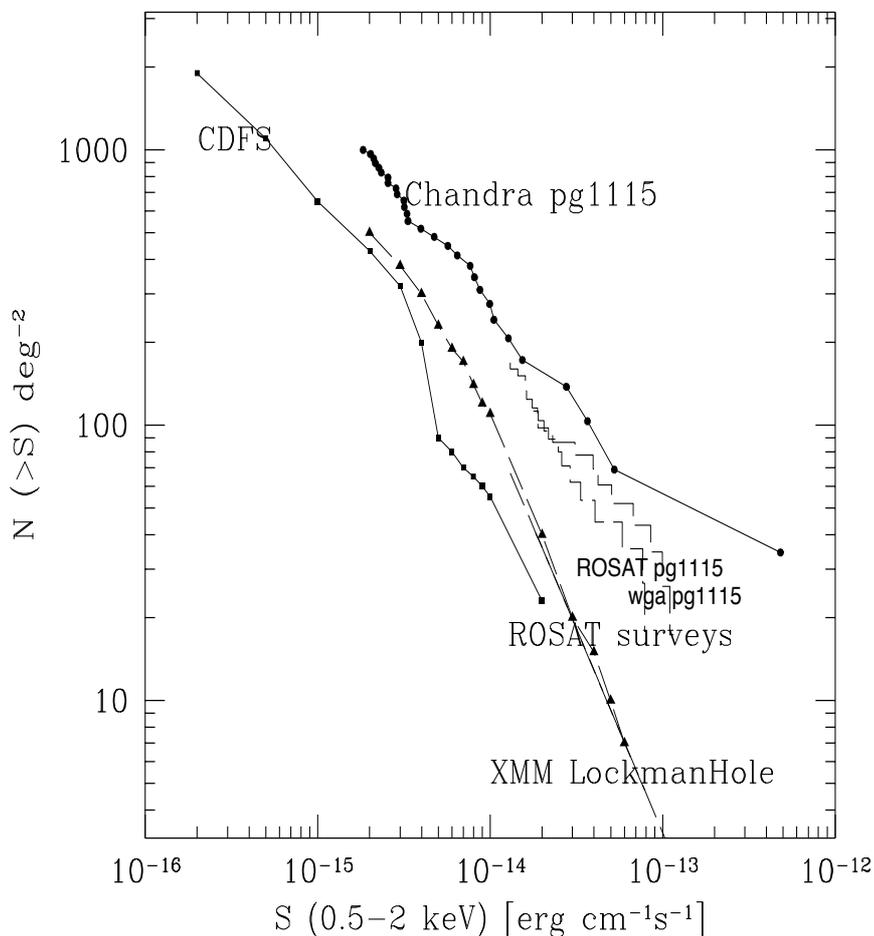


Figura 7.5.: Integrale  $\log(N) - \log(S)$  del campione di sorgenti rivelate nella banda  $[0.5; 2] \text{keV}$ . I pallini rappresentano i dati del campo pg1115 misurati da Chandra; l’istogramma rappresenta i conteggi del campo come misurati da ROSAT e da una survey indipendente (wga); la linea tratteggiata la  $\log(N) - \log(S)$  tipica misurata dalle surveys ROSAT ; i triangolini collegano la  $\log(N) - \log(S)$  del Lockman Hole come misurati da XMM ed infine i quadratini segnano la  $\log(N) - \log(S)$  del CDFS misurata da Chandra.

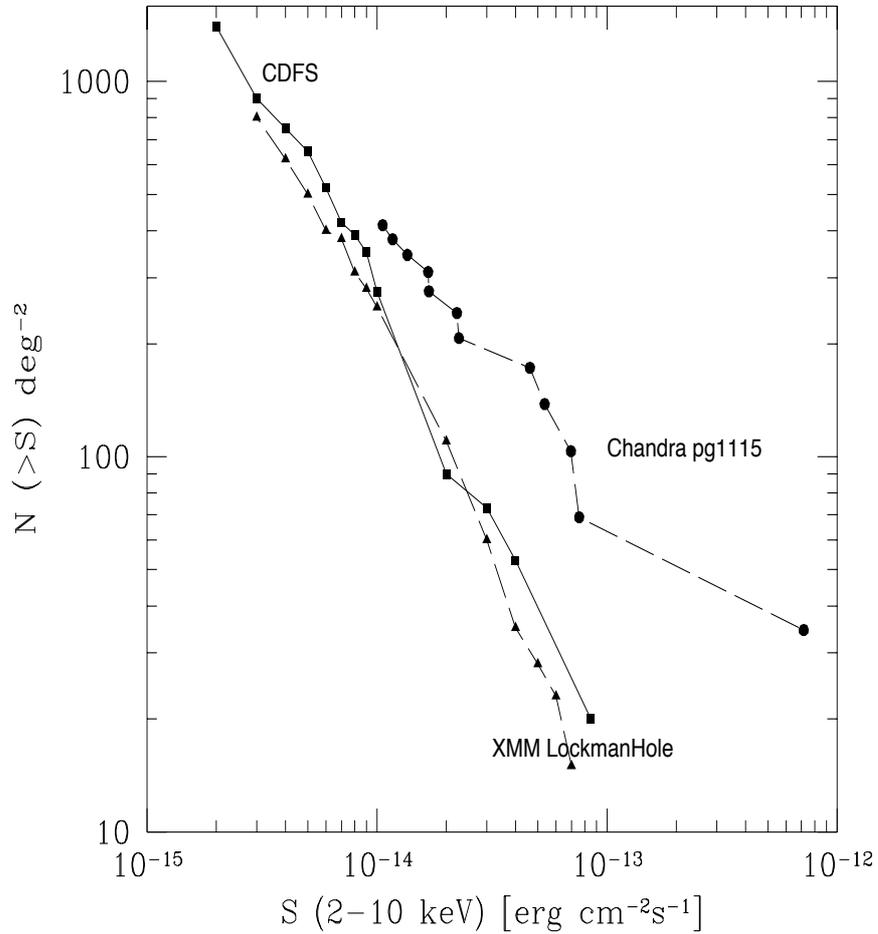


Figura 7.6.: Integrale  $\log(N) - \log(S)$  del campione di sorgenti rivelate nella banda  $[2; 10]keV$ . I pallini rappresentano i dati del campo pg1115 misurati da Chandra; i triangolini collegano la  $\log(N) - \log(S)$  del Lockman Hole come misurati da XMM ed infine i quadratini segnano la  $\log(N) - \log(S)$  del CDFS misurata da Chandra. Nel grafico a  $[2; 10]keV$  ovviamente sono assenti le misure di ROSAT (poiche' il satellite esegue misure solo nella banda soft X).

## Capitolo 7. Campo “pg1115” di Chandra

---

L’ elenco completo delle controparti delle sorgenti X ricavate da NED sono in *Appendice B.2*.

Nella banda soft circa il 51% delle sorgenti nel nostro campione non possiedono controparte ottica dentro al box di rivelazione assunto ( $0.05 \text{ arcmin}$ ); nella banda hard la percentuale scende fino al 37% ed in quella totale la percentuale risale al 61%.

Le poche identificazioni ottiche confermano che la maggioranza degli oggetti sono, come aspettato, AGN, ma il numero di redshift disponibile e’ troppo piccolo per poter effettuare delle conclusioni sulla loro natura.

### 7.8. Sovrapposizione Ottica

Purtroppo per i nostri scopi e per la risoluzione angolare propria dell’ ACIS-I di Chandra il catalogo on-line NED non e’ abbastanza profondo. Per ovviare a questa carenza e non perdere delle effettive sorgenti X al di sotto della magnitudine limite di NED, abbiamo sovrapposto i box di rivelazione delle sorgenti X nelle tre bande alle immagini riprese con lo strumento OIG del TNG, “Telescopio Nazionale Galileo”.<sup>8</sup>

Le fig. 7.7, 7.8 e 7.9 mostrano la sovrapposizione parziale del campo con i box di rivelazione nelle tre bande  $[0.5; 2] \text{ keV}$ ,  $[2; 8] \text{ keV}$  e  $[0.3; 8] \text{ keV}$ ; non tutte le sorgenti rivelate nell’ X possiedono controparte ottica e le piu’ luminose sono chiaramente presenti anche nel catalogo NED.

Il lavoro di confronto ottico non e’ ancora conclusivo e si rimanda ad ulteriori osservazioni piu’ profonde per costruire una statistica e possibilmente fare della spettroscopia per le sorgenti piu’ brillanti. Questa eventualita’ potra’ essere lo spunto per un futuro lavoro di follow-up svolto incrementando la profondita’ dell’ osservazione ottica, utilizzando altri strumenti e telescopi, da terra o in orbita, nelle posizioni specifiche rivelate nell’ X.

---

<sup>8</sup>L’ osservazione con lo strumento OIG del TNG copre il campo pg1115 tramite 4 chips CCDs disposti secondo lo schema seguente:

en	wn
es	ws

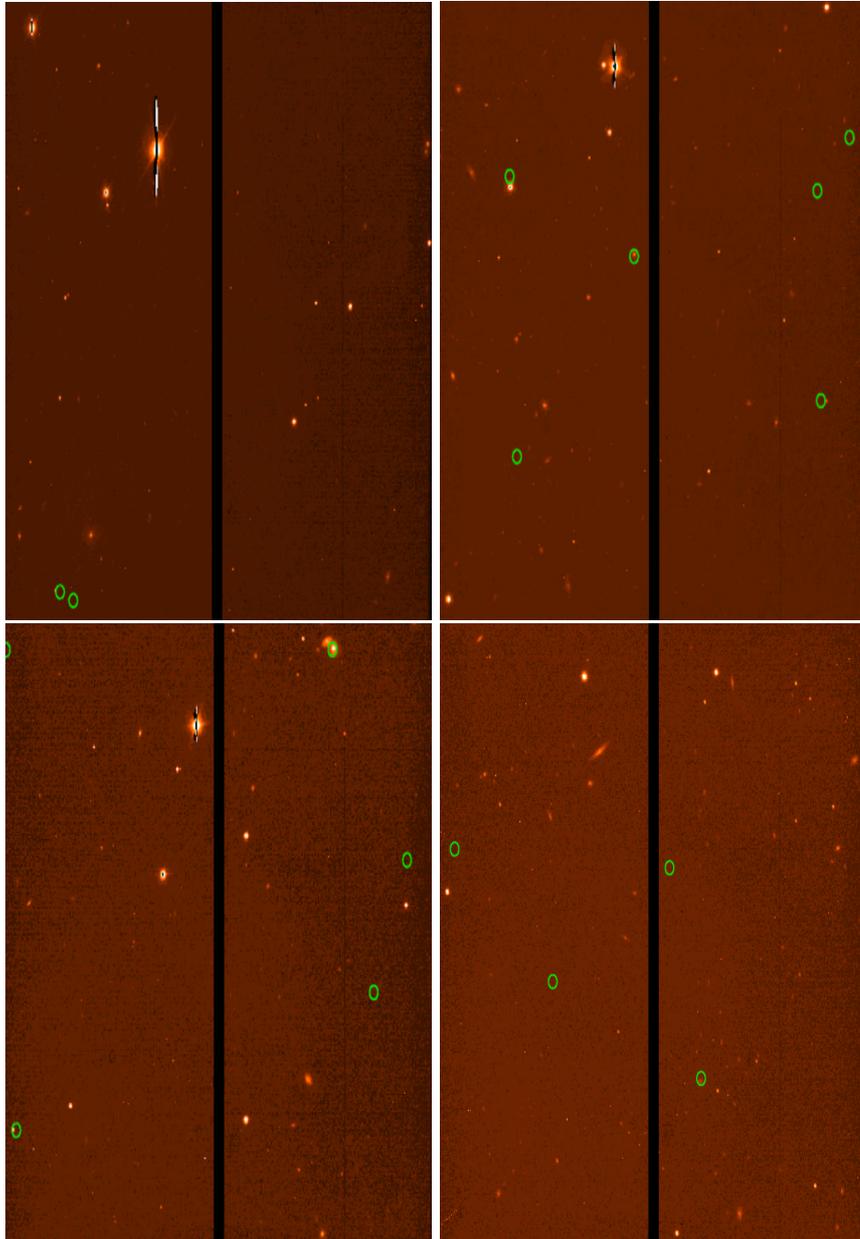


Figura 7.7.: Le quattro figure sono il collage delle osservazioni del campo effettuate con l' OIG del TNG, sovrapposti vi sono i box di rivelazione delle sorgenti X rivelate da Chandra nella banda  $[0.5; 2]keV$ .

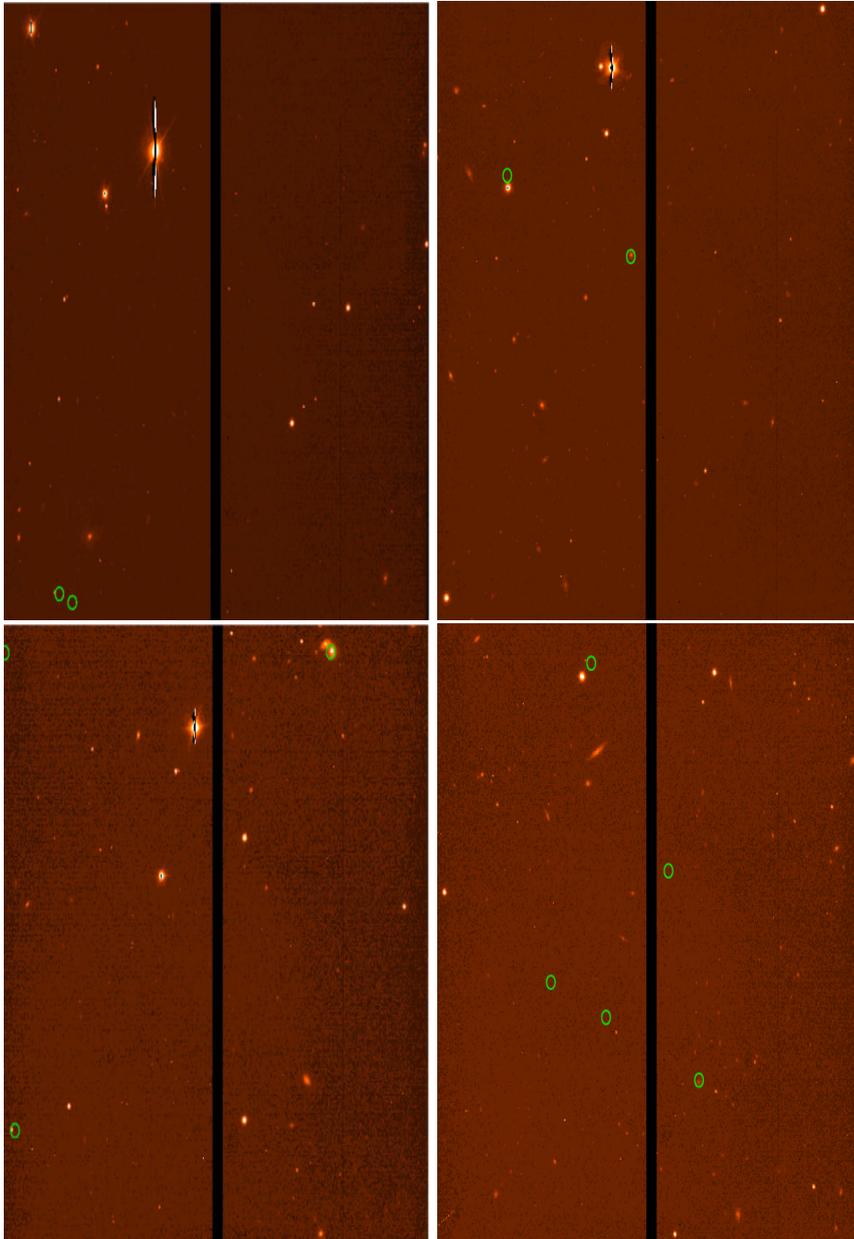


Figura 7.8.: Le quattro figure sono il collage delle osservazioni del campo effettuate con l' OIG del TNG, sovrapposti vi sono i box di rivelazione delle sorgenti X rivelate da Chandra nella banda  $[2; 8]keV$ .

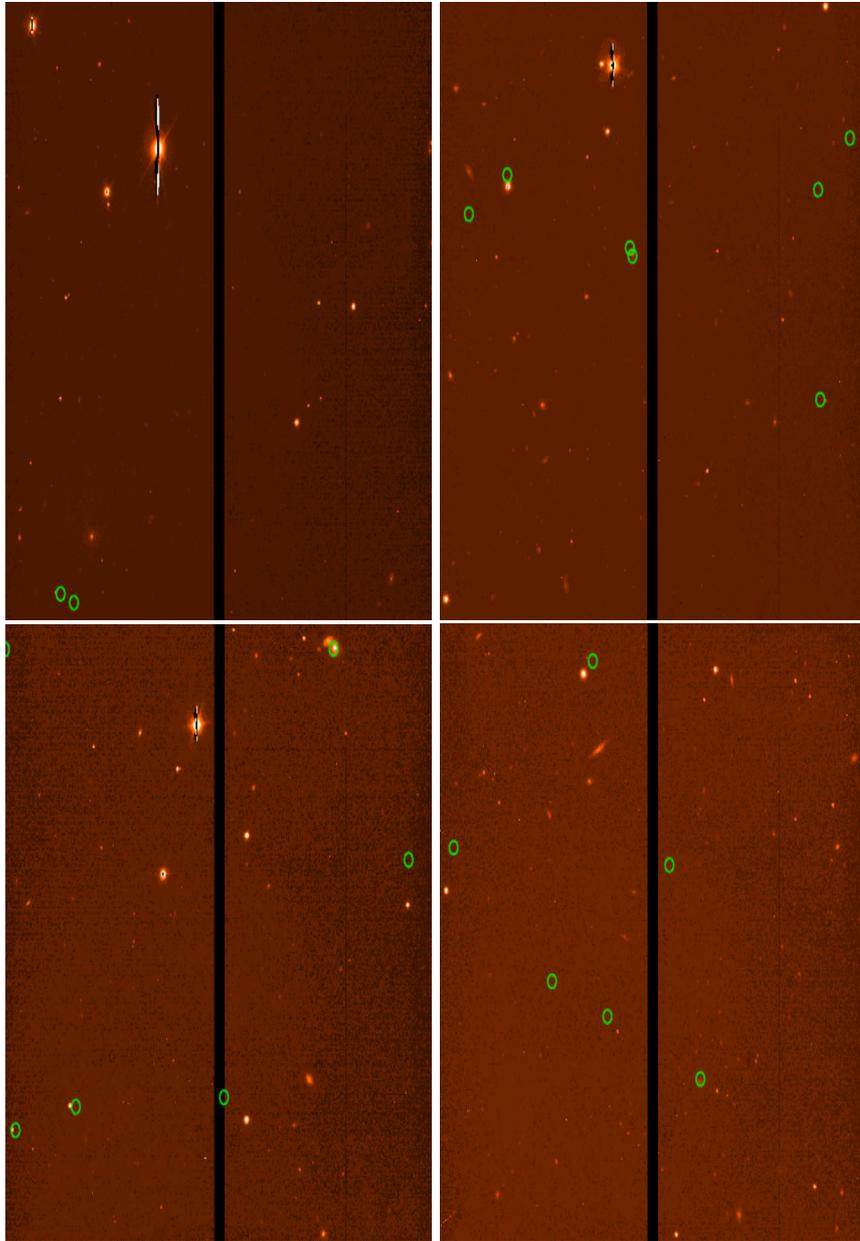


Figura 7.9.: Le quattro figure sono il collage delle osservazioni del campo effettuate con l' OIG del TNG, sovrapposti vi sono i box di rivelazione delle sorgenti X rivelate da Chandra nella banda  $[0.3; 8]keV$ .

## 7.9. Cause Fisiche della Sovraddensita’

La causa della sovraddensita’ del campo puo’ essere spiegata in diversi modi: si puo’ in primo luogo ragionare in termini delle *variazioni statistiche della concentrazione delle sorgenti* che creano la XRB; alternativamente la possibilita’ e’ un “*lensing gravitazionale*”.

Analizziamo ora in dettaglio i due casi:

1. La moderna veduta dell’ universo comprende una fitta rete di STRUTTURE SU GRANDE SCALA, che include galassie, ammassi e filamenti (Peebles, 1993; Peacock, 1999). Se le sorgenti X (AGNs) sono distribuite come le galassie, allora la loro densita’ superficiale presentera’ delle fluttuazioni causate da queste strutture su grande scala; queste fluttuazioni vengono dette “Fluttuazioni Cosmiche”. Nel caso specifico del campo analizzato, si starebbe osservando un filamento di oggetti extragalattici; tale filamento nell’ X verrebbe amplificato in densita’, poiche’ gli AGN tracciano i picchi della distribuzione di densita’ di questo filamento. La questione e’ se l’ ampiezza di queste fluttuazioni puo’ essere in accordo con la sovraddensita’ riscontrata nel campo pg1115. La risposta e’ negativa, in quanto tali fluttuazioni possono influire non piu’ di 20/30% sulla densita’ superficiale di oggetti extragalattici (nel nostro caso la fluttuazione raggiunge il 200/300%).
2. Quando vi e’ lungo la linea di vista un cluster di galassie particolarmente ricco esso puo’ provocare un EFFETTO LENTE sulle galassie ed quindi su gli AGN di fondo; il risultato puo’ essere molteplice: a) immagini doppie e/o multiple delle sorgenti di fondo, b) archi gravitazionali e immagini distorte delle sorgenti di fondo, c) diminuzione dell’ area coperta nel cielo di un fattore  $\mu$ , che dipende dalla massa dell’ oggetto che deflette i raggi luminosi) amplificazione della luminosita’ apparente delle sorgenti di fondo dello stesso fattore  $\mu$ . A causa di quest’ ultimo effetto la profondita’ in redshift dell’ osservazione del campo aumenta considerevolmente rendendo accessibile una fetta di volume comovente altrimenti non visibile; il risultato netto e’ l’ aumento, nelle zone sottoposte al “lensing”, del numero di sorgenti per grado quadro. Da lavori precedenti (Rodrigues, Williams & Hogan, 1994 trovarono una sovraddensita’ quantificabile a causa di questo effetto dell’ ordine di  $\sim 1.7$ ) quest’ ultima ipotesi sembra la piu’ accreditata.

Questa ultima ipotesi del “lensing gravitazionale” sembra quindi l’ unica in grado di spiegare la sovraddensita’ osservata nel campo pg1115; tuttavia, oltre alla “magnificazione” delle sorgenti come gia’ detto vi e’ un restringimento dell’ area coperta dall’ osservazione e cio’ provoca alcuni effetti sulla forma della  $\log(N) - \log(S)$ :

- Ad **alti flussi**, dove la curva della  $\log(N) - \log(S)$  e' ripida, *le sorgenti vengono sommate ai conteggi*;
- A **bassi flussi**, dove la curva  $\log(N) - \log(S)$  si appiattisce, si produce un *deficit nei conteggi* delle sorgenti a causa della diminuzione dello sky coverage.

Purtroppo la  $\log(N) - \log(S)$  costruita per il campo si trova l' *intervallo energetico lineare*; per osservare questi effetti si necessita infatti di riprodurre la curva nel punto di cambio di pendenza, ma a tal fine sono necessarie altre osservazioni piu' profonde del campo (dell' ordine dei  $\sim 100/200 ks$ ).

Dall' immagine ottica ripresa con il telescopio TNG (ws) si e' riscontrata una inusuale allungamento di un oggetto, probabilmente una galassia spirale, che rende lo scenario di "lensing gravitazionale" il piu' attendibile.

Comunque risulta chiaro come siano indispensabili ulteriori osservazioni e maggiori misure di redshift per poter chiarire definitivamente quale sia lo scenario piu' accreditabile.

Anche se, come visto, vi sono delle evidenze sperimentali (deformazioni di sorgenti nell' immagine ottica) e teoriche (ampiezza di fluttuazione di densita') a favore dell' ipotesi del "lensing" gravitazionale, i due meccanismi descritti potrebbero comunque operare simultaneamente; per risolvere senza ambiguita' il problema si necessita di osservazioni piu' profonde del campo e, possibilmente, su diverse bande elettromagnetiche.



## 8. Conclusioni

### 8.1. Nuova HELLAS

Riguardo la prima parte di questo lavoro, cioè la nuova survey dura X HELLAS di Beppo SAX si possono trarre le seguenti conclusioni:

1. Sono stati osservati nella banda hard ( $[5; 10]keV$ ) circa  $186 deg^2$  (precedenti  $84 deg^2$ ) utilizzando 316 campi MECS non sovrapposti (precedente 142 campi).
2. Un campione statisticamente ben definito ed a flusso limitato di 312 sorgenti (precedenti 147) selezionate tramite la loro emissione hard X e' stato generato ed utilizzato per costruire la  $\log(N) - \log(S)$  nella banda  $[5; 10]keV$ .
3. Il numero di conteggi e' affetto da errori sia statistici sia sistematici; questi ultimi, causati dalla non conoscenza degli spettri delle sorgenti X deboli, sono stati stimati utilizzando un intervallo differenziale di indici spettrali nelle conversioni tra count rate e flussi.
4. La densita' superficiale totale delle sorgenti HELLAS e' risultata essere  $13.6 \pm 2.0 deg^{-2}$  (precedente  $16.9 \pm 6.4 deg^{-2}$ ), che al flusso limite della survey totale ( $4.8 \cdot 10^{-14} erg \cdot cm^{-2}s^{-1}$ ) corrisponde ad una frazione risolta dell' XRB nella banda  $[5; 10]keV$  dell' ordine del 16 – 24%, dipendente dalla normalizzazione del modello dell' XRB (Vecchi et al., 1999; Comastri et al., 2000).
5. Sono stati utilizzati gli Hardness e Softness Ratios per studiare lo spettro X delle sorgenti HELLAS. Questi hardness ratios indicano, come la survey precedente, spettri duri piu' frequenti di quelli riscontrati nel lavoro di survey del satellite ASCA nella banda  $[0.7; 10]keV$  (Ueda et al., 1999; Della Ceca et al., 1999). La causa di questi spettri duri puo' essere attribuita alle ingenti densita' colonnari assorbenti; infatti una grossa frazione di AGN identificati di tipo 1.8-2 mostrano softness ratios simili a quelli aspettati da un modello a legge di potenza ridotto, a basse energie, da una densita' colonnare di

## Capitolo 8. Conclusioni

---

$\log(N_H) \in [22; 24]$ , posta al medesimo redshift della sorgente (Fiore et al., 2000; Comastri et al., 2001). Inoltre molte sorgenti possiedono una componente piu' soft che emerge sotto i  $3 - 4 \text{ keV}$ ; infatti circa  $2/3$  delle sorgenti HELLAS identificate possiedono controparti nel catalogo pubblico ROSAT PSPC (Vignali et al., 2001) nella banda soft  $[0.5; 2] \text{ keV}$ . La natura di questa componente soft non e' ancora ben compresa e puo' essere dovuta ai fotoni nucleari che vengono deflessi da uno schermo parzialmente oscurante o riflessi da un mezzo caldo o ancora dovuti a delle componenti estese fuori dal nucleo, possibilmente legate alle regioni circumnucleari di formazione stellare ed ai venti stellari. Ovviamente la presenza di questa componente soft, non direttamente legata all' emissione nucleare, puo' facilmente portare ad errori sistematici nella stima della luminosita' soft X intrinseca, specialmente per sorgenti fortemente oscurate anche per questa ragione la banda privilegiata per il lavoro risulta essere quella hard.

6. In accordo con il modello base di sintesi dell' XRB, si e' evidenziato come gli AGN assorbiti diventino progressivamente piu' importanti ai flussi deboli, mentre lo sono assai meno ad alti flussi ed alti redshift.
7. Per ottenere informazioni evolutive sul campione della survey che pero' e' incompleto, e' stato preso un campione limitato di 81 AGN non assorbiti di tipo 1; su questo sottoinsieme e' stato eseguito il test  $V/V_{max}$  per densita' costanti. Il risultato netto e' un valore medio  $\langle \frac{V}{V_{max}} \rangle = 0.64 \pm 0.03$  ad  $1\sigma$  di confidenza. Da notare l' accordo entro gli errori rispetto ai risultati nell' ottico Schmidt (1968),  $\langle \frac{V}{V_{max}} \rangle = 0.7$  e nel soft X di Weedman (1986)  $\langle \frac{V}{V_{max}} \rangle = 0.66 \pm 0.06$  ad  $2\sigma$  di confidenza. Questo risultato conferma che nel passato (a redshift maggiore) gli AGN di tipo 1 erano un fenomeno piu' frequente o, alternativamente, che la loro luminosita' tipica nel passato era maggiore di quella che si osserva all' epoca attuale. Gli AGN di tipo 1 evolvono quindi nel tempo.
8. La nuova Survey, nel confronto qualitativo con la survey precedente ha riprodotto grosso modo gli stessi risultati, aumentando pero' significativamente la statistica e quindi diminuendo gli errori. La discontinuita' tra le surveys svolte ad energie  $> 2 \text{ keV}$ , cioe' tra le surveys meno sensibili ma piu' estese (HEAO-1, che ha osservato l' intero cielo con copertura di  $\simeq 10^4 \text{ deg}^2$ , Grosan et al.) e quelle piu' profonde ma meno estese (HELLAS ed ASCA con copertura di  $\simeq 10^2 \text{ deg}^2$ ) e' stata colmata, vedi § 8.1, in quanto la copertura del cielo e' piu' che raddoppiata.

## 8.2. Campo “pg1115” di Chandra

I risultati concernenti la seconda parte del lavoro sono di seguito sintetizzati:

1. Tramite le osservazioni del satellite Chandra effettuate sul campo “pg1115”, si e’ confermata la presenza di una significativa sovraddensita’ di sorgenti X nel campo sia nella banda soft ( $[0.5; 2]keV$ ) sia nella banda hard ( $[2; 10]keV$ ), sospettata gia’ da precedenti osservazioni effettuate con ROSAT nella banda soft. Da campi di controllo (il CDFS di Chandra, il Lockmann Hole di XMM ed altre surveys indipendenti di ROSAT); si e’ calcolata una sovraddensita’ di un fattore  $\simeq 2 - 3$  nella banda  $[0.5; 2]keV$  ed in quella  $[2; 10]keV$ .
2. L’ identificazione delle controparti dai cataloghi stellari ed il follow-up ottico eseguito presso il Telescopio Nazionale Galileo (TNG), hanno mostrato che gran parte delle sorgenti X non presenta controparti nella banda ottica.
3. Le possibili spiegazioni fisiche di questa sovraddensita’ sono essenzialmente due: a) si tratta di una variazione statistica positiva della concentrazione delle sorgenti cosmiche di fondo, in particolar modo si starebbe osservando un filamento di oggetti extragalattici di cui gli AGN tracciano la distribuzione; b) le sorgenti osservate sono gravitazionalmente magnificate. Anche se dall’ immagine ottica vi sono evidenze osservative per prediligere l’ ipotesi del “lensing” all’ ipotesi della variazione statistica di densita’, i due meccanismi potrebbero essere simultaneamente in atto nel campo. Per risolvere senza ambiguita’ la questione si necessita quindi di osservazioni piu’ profonde e, possibilmente, condotte su piu’ bande elettromagnetiche.

### 8.3. Riempimento della Discontinuita' tra le Surveys X

Uno degli scopi di questo lavoro era quello di colmare, almeno parzialmente, la discontinuita' che si era creata nel corso degli ultimi anni tra le varie surveys X condotte nella banda dura.

Il lavoro eseguito con Beppo SAX e Chandra ha in parte, se non del tutto, colmato questa discontinuita' permettendo quindi di costruire un grafico  $L_X$  vs  $z$  del tipo in fig. 8.1. Come si nota dal grafico, la nuova survey si sovrappone alla precedente survey di HEAO-1 (Grossan et al.) soprattutto a bassi redshift ( $z \leq 0.1$ ); ad alti redshift invece, ci si discosta un po' dai dati di HEAO-1, ma gli intervalli si sovrappongono ancora se oltre agli AGN di tipo 1 (e 2) si considerano gli oggetti BL Lac.

Inoltre ad alto redshift e bassa luminosita', grazie ai dati provenienti dai satelliti Chandra ed XMM il grafico si popola di una "selva" di punti principalmente AGN di tipo 1 e 2; infatti, come gia' visto (§ 6.10.3), la survey HELLAS di SAX non possiede una risoluzione abbastanza alta da poter risolvere gli AGN di tipo 2 assorbiti ad alti redshift; e' per questo motivo che in questi intervalli di redshift il contributo di Chandra ed XMM risulta indispensabile.

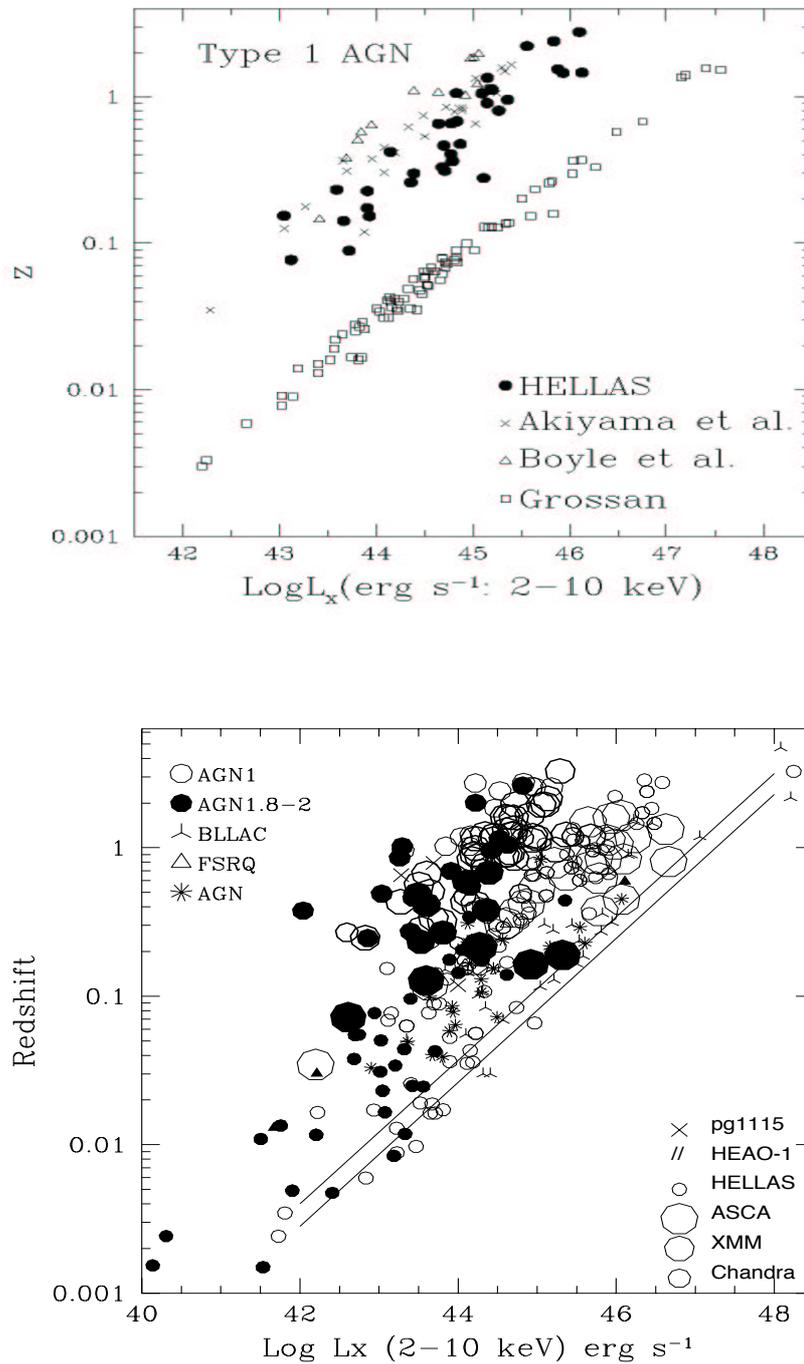


Figura 8.1.: Il confronto con il grafico prima di questo lavoro (in alto) mostra come la discontinuita' tra le varie surveys X e' stata colmata (fig. in basso). Per completezza sono state anche aggiunti altri lavori di XMM e Chandra.

## **Capitolo 8. Conclusioni**

---

# Ringraziamenti

Al termine di questo lavoro, desidero innanzitutto ringraziare il Prof. Giorgio Matt per la sua disponibilita', la sua accoglienza e la sua capacita' di rendere sempre coinvolgente ogni attivita' scientifica intrapresa. Lo ringrazio inoltre per avermi fornito le condizioni necessarie per lavorare in un clima allo stesso tempo professionale, sereno e divertente.

---

Ringrazio altresì il dott. Fabrizio Fiore, che ha seguito da vicino lo svolgimento di questo lavoro, mi ha permesso di apprendere le nozioni necessarie al suo svolgimento con facilità e mi ha mostrato disponibilita', pazienza (e ce n' e' voluta molta!) ed amicizia.

---

Ringrazio ancora il Prof. Fabio La Franca, senza il cui aiuto e chiarificazioni indispensabili non avrei portato a termine l' ultima parte del lavoro HELLAS, compreso il test  $V/V_{max}$ .

---

Ringrazio inoltre tutto il gruppo/consorzio HELLAS ed HELLAS2XMM tra cui F. Fiore, F. La Franca, G. Matt, G.C. Perola, C. Vignali, A. Comastri, F. Pompilio, P. Giommi, S. Molendi, F. Tamburelli, L.A. Antonelli, D. Ricci, M. Maccarone, M. Perri, P. Ciliegi, I. Matute, A. Franceschini, M. Elvis, F. Nicastro, S. Cristiani, P. Andreini. In particolar modo M. Perri il quale ha fornito un contributo indispensabile alla creazione del programma di correzione delle coordinate per il MECS.

---

## Capitolo 8. Conclusioni

---

Un ringraziamento a parte lo merita il dott. Stefano Bianchi il cui contributo alla realizzazione di questo lavoro e' stato incommensurabile, soprattutto dal punto di vista informatico e tutti i colleghi della stanza n. 81 che in un modo o nell' altro mi hanno tutti aiutato.

---

Ringrazio inoltre la mia famiglia, mio padre Franco, mia madre Laura, mia sorella Michela e mia nonna Virginia per essermi stati sempre vicini; in particolar modo i miei genitori, per avermi sempre incoraggiato a seguire i miei interessi, a puntare in alto, e per avermi permesso di arrivare a questo traguardo; un ringraziamento speciale alla mia gatta, Adso, che mi fa sempre le fusa se le do i croccantini.

---

Credo altresì doveroso ringraziare una particolare persona, che mi e' stata molto vicina, mi ha spronato e sopportato per tutto il percorso universitario, ma che non e' piu' qui a gioire con me. Ti ringrazio anche se non verrai mai a conoscenza di questa cosa!

---

Infine ringrazio tutti i miei amici (in ordine alfabetico, senno' chi li sente!!!): Arianna "Lelly Kelly"; Claudia la "Klava russa"; Cristina "la bionda", Donatella "the mind"; Elena my best friend, Francesco il "Deso", l' ingegner K (nessuno e' perfetto!!!), Marcolino il filosofo multimediale, Mirko "the Vegetarian", Perla la sfegatata romanista, Piolo "il naturista", Silvia "l' infermierina di ER" e doulcis in foundo il Vichi, che chi lo conosce lo ama, in senso lato... molto lato. Li ringrazio tutti per la continua condivisione delle nostre esperienze e delle nostre aspettative (la curiosita' e la ricerca nascono dalle relazioni interpersonali...). In particolar modo ringrazio Elena, Silvia e Claudia che mi sono sempre state accanto e mi hanno aiutato nei momenti difficili.

# A. CAMPIONE HELLAS COMPLETO

## A.1. NUOVA SURVEY

n.	OBS_CODE	CAMPO	ESPOSIZ.(s)
10	00000010t	GRB970508	101130.
22	00000023t	GRB980425	91000.0
33	00000027	GRB980515	46862.0
34	00000029	GRB980613	61486.0
38	00000031t	GRB980703	76308.0
41	00000032	GRB980425	53122.0
53	00000036t	GRB981226	114287.
54	00000037	GRB990123	45382.0
68	00000045t	GRB990704	79495.0
70	00000047t	GRB990806	77906.0
75	00000052	GRB000210	48703.0
76	00000053	GRB000214	50769.0
79	00000056t	GRB000528	57664.0
80	00000057	GRB000529	34799.0
81	00000058	GRB000615	44609.0
82	00000059	GRB000926	19640.0
109	00001020	deep20	24698.0
133	00001047	deep47	38032.0
134	00001049	deep49	146713.
138	00001053	deep53	7539.00
176	00010005	MRK766	81827.0
179	10004001	HZ43	55717.0
197	10081001	BYDra	33726.0
213	10495001t	YYGEM	105485.
217	10548001	ATMIC	74471.0
218	10654001	UXARI	106525.
219	10655001	VWCEP	69309.0
221	10733001	RXJ1007.5-20	53584.0
228	10823001	GJ2069	127926.
230	10866001t	ADLEO	269476.
235	10885001	IIPEG(HD2240	145467.
456	20475002	RE1149+28	10373.0
457	20475003	RXJ0531.5-46	46596.0

## Appendice A. CAMPIONE HELLAS COMPLETO

---

498	20562001	CENX-4	60955.0
515	20592001t	TOO-VWHyi	96833.0
552	20759001	FastTransien	37363.0
605	20932001	PSRJ0034-053	90467.0
814	40364001	NGC4631	42287.0
815	40368001	SCG2353-6101	56565.0
816	40511001	NGC3379	98377.0
817	40511002t	NGC3115	72377.0
819	40631001	NGC7679	90907.0
820	40732001	M81	100287.
821	40838001	NGC7552	128518.
822	40901001	NGC3998	76462.0
830	41204002t	LobeofCenA	105677.
841	50021002t	3C273offset	137232.
852	50032003t	MRK421	71181.0
863	50046002	OJ287	10707.0
865	500460031	PKS0048-097_	9901.00
869	50046007	PKS1519-273	26937.0
877	50064005	1ES1553+113	10617.0
880	50064008	1ES0145+138	12443.0
883	50064011	1ES0323+022	14407.0
885	50064013	1ES0502+675	11025.0
888	50064016	MS1312.1-422	5577.00
896	50078001	NGC5252	25554.0
917	50132003	NGC4507	55251.0
925	50160005t	1101+384	46279.0
956	50237015t	2230+114	98790.0
962	50237020t	1253-055	84733.0
963	50241001	NGC7469	70849.0
972	50273002	IRAS09104	54687.0
977	50316002	RXJ0119.6-28	54131.0
985	50334002	NGC3516	57556.0
986	50341003	IRAS0019-794	20213.0
995	50459001	IC3639	83296.0
1001	50470001	1741+1936	38719.0
1003	504700021	1055+5644_R	19707.0
1004	50470003	1034+5727	46989.0
1006	50482001	AO0235+164	29238.0
1007	50482002	3C371	33903.0
1008	50482003	OQ530	39724.0
1009	50482004	S51803+784	40455.0
1010	50483001	3C18	47629.0
1011	50483002t	3C57	40328.0
1014	50493001	0120+340	32079.0
1017	50493004t	0548-322	33602.0
1019	50493006	1426+428	40792.0
1020	50493007	2356-309	41034.0
1021	50497001	PKS0521-365	41081.0

1022	50497002	PKS0537-441	47396.0
1023	50497003	0836+710	42639.0
1024	50497004	PKS1510-089	43869.0
1026	505030011	ON231_R	31804.0
1027	50503002	BL2005-489	52477.0
1028	50508001	GB1428+4217	90520.0
1029	50519001	1ES0507-040	20688.0
1030	50519003	1ES1533+535	26773.0
1031	50519004	1ES1544+820	23249.0
1034	50528001	IRAS13197-16	43779.0
1038	50541001	NGC526A	93175.0
1039	50541002t	MKN463	86902.00
1042	50541003	NGC4388	67878.0
1048	505560011	MR2251-17.8_	71550.0
1051	50618001	NGC3783	153870.
1052	50651001	3C88	42679.0
1053	50652001	CSO755	35153.0
1060	506700011	NGC4051_R	11659.0
1064	50700001	IRAS11058-11	35384.0
1066	50707001	MRK335	86637.0
1068	507250011	ARK564_R	29153.0
1069	50726001	1ES1101-232	24895.0
1070	50727002	1641+399	25866.0
1071	50727005	2243-123	27492.0
1076	50750001	ON325	31383.0
1081	50769001	S52116+81	28946.0
1084	50773001	MKN273	47771.0
1088	50780001	NGC3627	47595.0
1095	50800001	IRAS05189-25	42138.0
1099	508010022	NGC7213	45934.0
1101	50825003	1702+3247	38258.0
1102	50828001	NGC1052	63889.0
1103	50849001	PMN0525-3343	59782.0
1104	50850001	1127-145	47868.0
1105	50857001	ELAISS1-2	34007.0
1106	50857002	ELAISS1-4	33102.0
1107	50857003	ELAISS1-5	36115.0
1108	50857004	ELAISS1-7	27773.0
1110	50857005	ELAISS1-8	31189.0
1111	50862001	NGC985	95006.0
1113	50863004	1114+203	42355.0
1114	50863005	1218+304	42784.0
1115	50869001	RGBJ1629+400	44899.0
1116	50869002	RGBJ1722+243	44064.0
1117	50872001	IRAS23060+05	34838.0
1118	50880001	PKS2155-304	104038.
1121	50881003t	TOO-3:OQ530	49350.0
1123	50886001	MKN841	87793.0

## Appendice A. CAMPIONE HELLAS COMPLETO

---

1124	50887001	TOLOLO0109-3	64312.0
1125	50891001	IRAS14026+43	34735.0
1126	50891002	0105-265	27721.0
1127	50918001	MKN421	111183.
1128	50926001	M51	71415.0
1129	50944001	MARKARIAN501	175396.
1130	50954001t	H0917-074	58341.0
1132	50954002	MRK1152	79090.0
1133	50967001	IRAS13349+24	69551.0
1135	50971001	ESO141-G55	89034.0
1136	50984001	IRASF12072-0	43992.0
1137	50986001	NGC7314	89959.0
1139	51000001t	1RXSJ123511.	32126.0
1142	51000002	1RXSJ121158+	46421.0
1143	51003001	PKS2126-158	107952.
1146	51036001	NGC7469	249780.
1147	51036002	NGC5548	88294.0
1152	51056001t	MRK609	48720.0
1155	51061001	NGC1358	33724.0
1156	51064001	1SAXJ0311.6+	26154.0
1157	51064002	1SAXJ2335.4-	30355.0
1158	51067001	MARK6	109358.
1159	51067002	NGC5674	45039.0
1160	51069001	IIIZW2	89376.0
1161	51069002	3C445	99883.0
1164	51099001	NGC351	88230.0
1166	51100001	NGC4696	70261.0
1177	51140001	CircinusGala	51967.0
1188	511610021	IRASF13305-1	26010.0
1191	51166001	IRASP13218+0	43724.0
1192	51172001	IRAS04235-08	87969.0
1198	51220001	2251+158(3C4	48514.0
1203	51229001	PC2336+0217	38898.0
1204	51241001	1RXSJ141756.	23741.0
1207	51241003	1RXSJ013632.	48093.0
1209	51247001	PHL1811	38162.0
1211	51254002	Mkn110#2	41409.0
1276	60593001	A1037	130735.
1277	60605001	C0152.7-1357	127697.
1280	60640001	IC1262	99329.0
1291	60941001	A1750	100897.
1292	61018001	RXJ+1347.5-1	73461.0
1293	61018002	ABELL2390	76191.0
1294	61018003	ZWICKY3146	38496.0
1295	61079001	A2065	87074.0
1296	61085001	A3560	65738.0
1299	61091002	A119	128806.
1300	61098001	Abell970	97289.0

1301	61144001	A2061	51163.0
1304	61169001	A2657	87751.0

## A.2. SURVEY PRECEDENTE

n.	OBS_CODE	CAMPO	ESPOSIZ.(s)
1	00000000	GRB970111	56084.0
2	00000001	GRB960720	49362.0
4	00000004	GRB970228	16272.0
6	00000006	GRB970402	54014.0
9	00000011	GRB970603	73120.0
11	00000016	GRB971214	101128.
12	00000017	GRB971227	37019.0
90	00001001	deep1	85489.0
91	00001002	deep2	38229.0
92	00001003	deep3	74690.0
93	00001004	deep4	186951.
94	00001005	deep5	160247.
95	00001006	deep6	102677.
96	00001007	deep7	123190.
97	00001008	deep8	121935.
98	00001009t	deep9	114600.
102	00001013	deep13	40857.0
103	00001014	deep14	122924.
106	00001017t	deep17	156600.
114	00001026	deep26	103460.
115	00001027	deep27	34278.0
116	00001028	deep28	6604.00
118	00001031	deep31	271769.
119	00001032	deep32	66627.0
120	00001033	deep33	33153.0
124	00001037	deep37	42885.0
183	10014001	VYAri	84902.0
186	10031002	EQPegasi	34217.0
187	10033001	ADLeo	43133.0
195	10076001	BETACET	38757.0
201	10125001	EKDraconis(H	53885.0
203	10161001	IIPeg(HD2240	35004.0
207	10324001	HD9770	82998.0
283	20113001	CAL83	107723.
290	20139001	RE0751+14	114678.
310	20174001	EFEri	58946.0
349	20227002	AMHer	33555.0
351	20227005	BLHyi	11297.0
352	20227006	RXJ0515.6+01	56358.0

## Appendice A. CAMPIONE HELLAS COMPLETO

---

427	20365001	AXJ2315-592	49847.0
431	20379001	RXJ0019.8+21	32264.0
448	20404001	HD49798	90108.0
455	20475001	RXJ1957.1-57	44044.0
807	40086002	N4319	14744.0
810	40340001	NGC3923	43512.0
811	40361001	NGC4125	57184.0
812	40361002	NGC1553	25603.0
837	50016001	PKS2155-304	106975.
839	50020001	MCG-6-30-15	183443.
840	50021001	3C273	129887.
845	50029001	NGC5506	39362.0
847	50029002	NGC4593	84194.0
848	50029003	Mkn766	78631.0
849	50029004	Fairall9	94127.0
854	50035002	NGC3081	15316.0
855	50035003	NGC3393	14608.0
857	50035005	NGC4939	33142.0
858	50035006	NGC2273	23957.0
859	50035007	NGC4941	28590.0
860	50035008	NGC1386	30058.0
861	50038003	NGC1365	27634.0
862	50046001	PKS2005-489	9910.00
867	50046005	4C56.27	13437.0
868	50046006	PKS1144-379	23172.0
870	50047001	NGC1068	100828.
875	50064003	1ES0414+009	11059.0
876	50064004	MS0158.5+001	12417.0
878	50064006	1ES0347-121	10589.0
879	50064007	MS0317.0+183	14936.0
881	50064009	1ES1028+511	12774.0
882	50064010	1ES1133+704	18203.0
884	50064012	1ES1118+424	10057.0
886	50064014	1ES1517+656	11107.0
887	50064015	MS0737.9+744	16399.0
889	50064017	1ES1101-232	13867.0
890	50068001	PictorA	14746.0
891	50068002	OX-158	14234.0
892	50068003	OF-109	15908.0
893	50068004	PKS2152-69	16872.0
895	50068006	OM-161	28009.0
899	50096003	IRAS2201+013	47565.0
900	50124001	PG0947+396	18508.0
901	50124002	PG1048+342	32632.0
902	50124003	PG1115+407	33797.0
903	50124004	PG1415+451	24218.0
904	50124005	PG1427+480	26754.0
905	50124006	GQCOMAE	18237.0

---

906	50124007	PG1352+183	19466.0
907	50124008	PG1512+37	18708.0
908	50127001	GB1508+5714	8775.00
910	50127002	RXJ0909+0354	29706.0
911	50127003	PKS2223+210	18449.0
912	50127004	PHL909	28755.0
913	50127005	HE1104-1805	37023.0
914	50127006	1745+624	143032.
916	50132002	MKN3	112849.
920	50132004	NGC7172	39172.0
922	50160001	1101+384	122500.
927	50165001	OH-342	17449.0
928	50165002	0625-53	13386.0
929	50165003	HerA	18790.0
930	50165004	3C78	19354.0
931	50165005	0620-52	13612.0
933	50172002	TONS180	24689.0
934	50172003t	ARK564	101900.
935	50172004	REJ1034+393	43012.0
936	50172005t	IRAS13224-38	39190.0
938	50181006	2223-052	16175.0
939	50182001	NGC7674	116005.
940	50223004	B20912+29	23893.0
957	50237016t	2230+114	84710.0
962	50237021t	1253-055	103100.
963	50241001	NGC7469	70849.0
964	50241007t	NGC5548	312800.
970	50242002	3C390.3	100618.
971	50264001	PKS2149-306	39439.0
973	50304001	IC4329A	81891.0
974	50308001	BJS864	82825.0
976	503160012	RXJ1058.4+60	26063.0
985	50334002	NGC3516	57556.0
987	50375001	ESO103-G35	50619.0
989	50377001	MRK501	20665.0
992	50384001	3C120	77861.0
993	50407001	NGC2992	72119.0
994	50409002	IRAS10126+73	34377.0
997	50463001t	MKN509	87760.0
999	50463002	NGC7582	56435.0
1005	50476001	NGC6240	119374.
1013	50491001	NGC4258	99601.0
1033	50523001	PKS0558-504	64021.0
1044	50551001	PG1626+554	30518.0
1045	50551002	PG1402+261	33098.0
1049	50589001	LOCKMANHOLE	129647.
1054	50665001	MARANOFIELD	91292.0
1085	50773002	MKN266	40684.0

## Appendice A. CAMPIONE HELLAS COMPLETO

---

1086	50773003	NGC2623	49996.0
1252	60010002	VirgoBkg	6287.00
1266	60243001	CLUSTERMS205	81898.0
1267	60254001	A33	77602.0
1268	60254002	A348	78537.0
1315	70054001	PSRJ0437-471	47749.0
1316	70152001	NGC253	112762.
1317	70152002	M82	84662.0

I campi totali sono  $316=174(\text{nuova\_survey})+142(\text{survey\_precedente})$ .<sup>1</sup>

---

<sup>1</sup>I Campi con numerazione di Obs\_Code del tipo "000000\*\*" sono *Gamma Ray Bursts*; quelli "0000\*\*\*\*" sono *Deep Fields*; quelli "1\*\*\*\*\*" sono *Campi Stellari*; quelli con "2\*\*\*\*\*" sono *Nebulose/Ammassi Stellari*; quelli "4\*\*\*\*\*" sono *Galassie*; quelli "5\*\*\*\*\*" sono *AGNs*; ed infine quelli "6\*\*\*\*\*" sono *Ammassi Galattici*.

# B. SORGENTI RIVELATE E CONTROPARTI (NED)

## B.1. HELLAS 2

```
*****
Controparti dal Catalogo NED (entro 2 arcmin)
delle Sorgenti X Rivelate
*****
Obs_Code z class Mr Mb cid RA1 RA2 RA3 Dec1 Dec2 Dec3 RAo1 RAo2 RAo3 Deco1 Deco2 Deco3
cat #Generalita'#

00000023t 0.0085 45 14.26 15.17 0 19 35 2.4 -52 49 43.7 19 35 3.9 -52 50 36 0 #GalassiaSB Mv=15.17 name=ESO
193109-5257.2#
00000029 - 50 0 0 0 10 17 51.5 +71 27 20.3 10 17 53.0 71 27 24 0 #GRB 980613#
00000029 - 21 0 0 0 10 18 29.7 +71 34 17.0 10 18 38.8 71 34 10 0 #RadioS LogS(mJy)=1.46 Freq=4.85GHz
name=87GB[BWE91] 1014+7149#
00000029 - 12 0 0 0 10 15 55.1 +71 27 40.6 10 15 43.0 71 26 57 0 #XrayS name=RGB RX J1015.6+7126#
00000031t 0.083 12 0 0 0 23 59 58.2 +08 33 50.7 23 59 59.3 8 33 54 0 #XrayS Mv=16.65 name=1RXS J235959.1+083355#
00000036t - 50 0 0 0 23 29 38.3 -23 56 22.3 23 29 40.0 -23 55 30 0 #GRB 981226#
00000037 - 50 0 0 0 15 25 30.3 +44 46 4.1 15 25 29.0 44 45 30 0 #GRB 990123#
00000037 - 11 0 0 0 15 26 27.5 +44 55 57.8 15 26 31.6 44 57 16 0 #IrS LogS1=0.65 Freq1=1.25micron logS2=0.71
Freq2=2.17micron name=2MASXi J1526316+445715#
00000037 - 90 0 0 0 15 25 28.2 +45 06 40.7 15 25 26.4 45 6 50 0 #QSO name=RX J1525.4+4507#
00000047t - 50 0 0 0 03 10 32.2 -68 06 49.3 3 10 35.0 -68 6 35 0 #GRB 990806#
00000047t - 0 0 0 0 03 12 48.9 -68 09 25.8 3 12 50.0 -68 9 15 0 #XrayS name=1RXS J031250.0-680915#
00000058 - 21 0 0 0 15 31 57.6 +73 50 57.3 15 32 10.1 73 50 8 0 #RadioS logS(mJy)=3.2 Freq=0.038GHz name=8C
1532+739#
00000059 - 11 0 0 0 17 04 7.0 +51 47 34.7 17 4 5.2 51 47 5 0 #IrS logS1(mJy)=0.41 Freq1=1.25micron logS2=0.47
Freq2=2.17micron name=2MASXi J1704052+514705#
00010005 0.012929 90 12.81 14 0 12 18 26.6 +29 48 49.1 12 18 26.5 29 48 46 0 #Sy1.5 name Mv=13.55 NGC4253#
00010005 0.176 93 20.5 0 0 12 18 53.4 +29 58 17.8 12 18 52.5 29 59 0.1 0 #Sy1.9 Mv=21.0 name=1SAX J1218.8+2958#
00010005 - 12 0 0 0 12 19 21.8 +29 53 6.2 12 19 18.4 29 53 24 0 #XrayS name=1AXG J121918+2953#
00010005 0.13 90 15.32 0 0 12 17 46.6 +30 07 16.5 12 17 52.1 30 7 1 0 #QSO Mv=15.82 name=FBQS J1217+3007#
10004001 - 12 0 0 0 13 16 28.9 +29 06 12.5 13 16 21.6 29 5 48 0 #XrayS name=EXSS 1313.9+2921#
10004001 - 12 0 0 0 13 16 23.1 +29 00 50.0 13 16 24.8 29 1 13 0 #XrayS name=1WGA J1316.4+2900#
10081001 - 12 0 0 0 18 33 54.4 +51 44 22.0 18 33 59.4 51 43 19 0 #XrayS name=RX J1833.8+5143#
10495001t - 12 0 0 0 07 34 37.0 +31 52 15.4 7 34 37.2 31 52 23 0 #XrayS name=1AXG J073438+3152#
10495001t - 12 0 0 0 07 34 1.6 +31 42 56.9 7 33 59.6 31 43 27 0 #XrayS name 1SAX=J0733.9+3143#
10495001t - 21 0 0 0 07 33 11.5 +32 03 11.6 7 33 12.7 32 4 45 0 #RadioS logS=2.62 Freq=0.365GHz name=TXS
0730+321#
10548001 - 12 0 0 0 20 41 51.0 -32 26 19.6 20 41 51.1 -32 26 3 0 #XrayS V* name=1RXS J204151.2-322604#
10548001 - 12 0 0 0 20 41 10.3 -32 46 35.1 20 41 9 -32 47 1 0 #XrayS name=1SAX J2041.1-3247#
10654001 - 12 0 0 0 03 26 36.1 +28 42 56.6 3 26 35.3 28 42 55 0 #XrayS name=UX Ari#
```

## Appendice B. SORGENTI RIVELATE E CONTROPARTI (NED)

---

10655001 - 21 0 0 0 20 37 21.2 +75 35 59.4 20 37 32.3 75 34 56 0 #RadioS logS(mJy)=1.59 Freq=0.325GHz name=WN  
B2038.2+7524#  
10655001 - 12 0 0 0 20 37 51.4 +75 39 53.6 20 38 1.7 75 41 1 0 #XrayS name=[TSA98] J203801.69+754100.94#  
10733001 - 12 0 0 0 10 07 35.4 -20 17 14.9 10 7 34.4 -20 17 31 0 #XrayS name=1RXS J100734.4-201731#  
10733001 - 12 0 0 0 10 07 40.8 -20 12 39.4 10 7 38 -20 12 28 0 #XrayS name=1SAX J1007.6-2012#  
10823001 - 43 10.93 0 0 08 31 36.8 +19 24 0.9 8 31 38.3 19 23 45 0 #Galassia Vis Mv=11.43 name=[GCD2000]  
J083138.3+192345.2#  
10823001 - 11 0 0 0 08 32 3.8 +19 32 14.1 0 0 0 0 0 0 #IrS logS1=2.42 lambda1=60.micron logs2=<2.58 lamb-  
da2=100micron name=IRAS F08292+1942#  
10866001t - 12 0 0 0 10 19 37.0 +19 52 14.3 10 19 42.6 19 52 3 0 #XrayS name=NGC 3227:[R97] 0#  
10885001 - 12 0 0 0 23 55 4.1 +28 38 1.8 23 55 4.7 28 37 58 0 #XrayS name=1AXG J235504+2837#  
10885001 0.731 90 17.2 0 0 23 55 50.8 +28 36 25.2 23 55 54.3 28 35 58 0 #QSO Mv=17.8 name=[HB89] 2353+283#  
10885001 - 11 0 0 0 23 56 44.7 +28 30 37.2 23 56 47.5 28 30 8 0 #IrS logS1=0.37 Lambda1=1.25micron logS2=0.52  
lambda2=2.17micron name=2MASXi J2356475+283008#  
20562001 - 12 0 0 0 14 58 25.0 -31 40 30.1 14 58 21.8 -31 40 10 0 #XrayS name=1RXS J145821.8-314010#  
20592001t 0.229 40 17.5 0 0 04 06 39.5 -71 15 52.5 4 6 53.5 -71 15 56 0 #Cluster Mv=18.0 name=1SAX J0406.7-7115#  
20592001t - 12 0 0 0 04 07 56.4 -71 28 33.9 4 7 53.6 -71 27 55 0 #XrayS name=1SAX J0407.8-7127#  
20592001t - 12 0 0 0 04 06 6.7 -71 00 16.0 4 6 6.3 -71 0 44 0 #XrayS name=1SAX J0406.1-7100#  
20932001 - 21 0 0 0 00 34 4.1 -05 24 51.6 0 34 8.6 -5 25 40 0 #RadioS logS(mJy)=2.09 Freq=1.4GHz name=[WB92]  
0031-0542#  
40368001 0.0989 40 0 0 0 23 58 53.4 -60 37 53.7 23 58 48.3 -60 38 39 0 #Cluster Mv10-17.1 name=ABELL 4067#  
40368001 0.09631 43 15.5 16.01 0 23 59 4.7 -60 54 56.4 0 0 0 0 0 #Radiogalassia Mv=16.0 name=APMBGC  
111+024+058#  
40364001 - 12 0 0 0 12 41 57.1 +32 32 56.2 12 41 55.6 32 32 17 0 #XrayS name=NGC 4631:[RW2000] X-01#  
40364001 - 43 0 0 0 12 42 41.6 +32 19 25.9 12 42 34.7 32 19 46 0 #EmLS name=CSO 0160#  
40732001 -0.00011 93 7.39 7.96 0 09 55 35.6 +69 03 29.7 9 55 33.2 69 3 55 0 #Sy1.8 Mv=7.89 name=MESSIER 081#  
40732001 - 12 0 0 0 09 57 51.6 +69 03 54.1 9 57 54.1 69 3 48 0 #XrayS name=NGC 3031: [R97] 10#  
40511002t 0.0024 43 8.68 9.54 0 10 05 12.7 -07 42 47.6 10 5 13.9 -7 43 7 0 #Galassia S0- Mv=-9.87 name=NGC 3115#  
40631001 0.01714 90 12.62 13.0 0 23 28 46.4 +03 30 41.8 23 28 46.7 3 30 42 0 #Sy1 Mv=13.47 name=NGC 7679#  
40631001 - 12 0 0 0 23 27 33.3 +03 23 49.4 23 27 34.2 3 23 2 0 #XrayS name=1SAX J2327.5+0323#  
40511001 0.00304 43 9.57 10.28 0 10 47 48.2 +12 34 31.8 10 47 49.6 12 34 55 0 #GalassiaE1 Mv=10.24 na-  
me=MESSIER 105#  
40511001 - 12 0 0 0 10 47 23.7 +12 36 17.0 10 47 22.3 12 35 58 0 #XrayS name=1AXG J104722+1235#  
40901001 0.00347 90 10.39 11.38 0 11 57 55.8 +55 27 19.3 11 57 56.1 55 27 13 0 #Sy1/LINER Mv=11.48 name=NGC  
3998#  
40901001 - 21 0 0 0 11 56 38.9 +55 22 57.3 11 56 34.5 55 21 10 0 #RadioS logS=1.54 Freq=4.85GHz name=87GB  
115358.8+553752#  
40838001 0.00529 43 10.08 11.37 0 23 16 8.6 -42 34 35.7 23 16 11 -42 34 59 0 #LINER Mv=11.25 name=NGC 7552#  
40838001 0.058 40 0 0 0 23 13 57.5 -42 43 39.2 23 13 58.5 -42 43 39 0 #Cluster Mv=10-16.4 name=ABELL S1101#  
40838001 0.03401 43 15.53 15.67 0 23 17 27.9 -42 47 16.2 0 0 0 0 0 #GalassiaS Mv=16.03 name=FAIRALL 1041#  
51172001 0.039 40 0 0 0 04 25 51.2 -08 33 36.8 4 25 50.7 -8 33 25 0 #Cluster Mv=15.5 name=1RXS J042551.3-  
083329#  
51241001 0.237 31 15.5 0 0 14 17 57.0 +25 43 26.9 14 17 56.7 25 43 25 0 #BLLac Mv=16.0 name=[HB89] 1415+259#  
51099001 0.01648 90 11.73 12.23 0 00 57 48.5 +30 20 47.3 0 57 48.9 30 21 9 0 #Sy1 Mv=12.2 name=NGC0315#  
51229001 - 21 0 0 0 23 39 27.1 +02 44 45.0 23 39 29.4 2 44 22 0 #RadioS logS=1.99 Freq=4.85GHz name=PMN  
J2339+0244#  
50825003 0.164 90 15.4 0 0 17 02 31.3 +32 47 30.0 17 2 31 32 47 20 0 #Sy1 Mv=15.9 name=FBQS J170231.0+324719#  
50825003 - 11 0 0 0 17 03 13.3 +33 08 0.7 17 3 9.2 33 7 53 0 #IrS logS1=0.53 lambda1=1.25micron logS2=0.63  
lambda2=2.17micron name=2MASXi J1703091+330753#  
50849001 - 33 4.383 18.2 0 05 25 5.5 -33 43 6.1 5 25 6.2 -33 43 5 0 #Quasar Radio Loud Mv=18.7 name=PMN  
J0525-3343#  
50869002 0.175 90 15.92 0 0 17 22 41.8 +24 36 11.6 17 22 41.2 24 36 19 0 #QSO Mv=16.42 name=[HB89] 1720+246#  
51067002 0.024931 93 13.2 13.7 0 14 33 52.5 +05 27 25.7 14 33 52.2 5 27 30 0 #Sy1.9 Mv=13.7 name=NGC 5674#  
51061001 0.013436 93 12.8 12.69 0 03 33 38.8 -05 05 10.6 3 33 39.7 -5 5 22 0 #Sy2 Mv=13.3 name=NGC 1358#  
51061001 0.139 90 16.76 0 0 03 33 32.9 -05 11 51.2 3 33 35.4 -5 12 22 0 #Sy1 Mv=17.26 name=[HB89] 0331-053#  
51064001 - 21 0 0 0 03 11 26.1 +25 32 19.0 3 11 27.4 25 32 30 0 #RadioS logS=1.98 Freq=1.4GHz name=NVSS  
J031127+253229#  
51064001 - 21 0 0 0 03 11 39.0 +25 29 52.1 3 11 40.8 25 30 10 0 #RadioS logS=2.778 Freq=2.7GHz name=4C +25.11#  
50926001 0.001551 43 9.95 10.64 0 13 29 56.7 +47 15 12.9 13 29 58.7 47 16 5 0 #LINER Mv=10.45 name=MESSIER  
051b#

50926001 0.00154 93 8.46 9.08 0 13 29 54.5 +47 11 43.9 13 29 52.7 47 11 43 0 #HII Sy2.5 Mv=8.96 name=MESSIER  
 051a#  
 50926001 - 12 0 0 0 13 29 37.5 +47 19 31.1 13 29 39 47 18 56 0 #XrayS name=[EPB95] 03#  
 50926001 - 12 0 0 0 13 30 53.9 +47 02 9.0 13 30 52.6 47 2 23 0 #XrayS name=[EPB95] 15#  
 50967001 0.107641 90 14.5 0 0 13 37 19.3 +24 22 59.7 13 37 18.7 24 23 3 0 #Sy1 Mv=15.0 name=[HB89] 1334+246#  
 50967001 - 43 15.2 0 0 13 38 44.4 +24 30 16.7 13 38 43.6 24 30 4 0 #Galassia Mv=15.7 name=CGCG 131-017#  
 50828001 0.004903 93 10.67 11.48 0 02 41 4.2 -08 15 24.0 2 41 4.8 -8 15 21 0 #Sy2 Mv=12.08 name=NGC 1052#  
 50828001 0.004563 43 11.0 11.8 0 02 40 24.5 -08 24 22.8 2 40 23.8 -8 26 2 0 #SAB (rs) cd Mv=12.50 name=NGC  
 1042#  
 50828001 - 21 0 0 0 02 41 49.4 -08 04 7.4 2 41 51.7 -8 3 38 0 #RadioS logS=1.46 Freq=1.4GHz name=NVSS  
 J024151-080337#  
 50954002 0.052706 90 14.5 0 0 01 13 49.8 -14 50 40.5 1 13 50.1 -14 50 44 0 #Sy1.5 name=MRK Mv=15.0 1152#  
 50954002 0.054 12 16.5 0 0 01 13 56.0 -14 42 55.8 1 13 56.4 -14 42 40 0 #XrayS Mv=17.0 name=2MASXi J0113564-  
 144239#  
 50984001 0.063 90 15.89 16.39 0 12 09 9.2 -04 45 33.4 12 9 9.9 -4 45 19 0 #QSO Mv=16.39 name=2MASXi J1209099-  
 044518#  
 51000002 - 31 19.0 0 0 12 11 58.4 +22 42 27.4 12 11 58.7 22 42 32 0 #BLLac Mv=19.5 name=RX J1211.9+2242#  
 50857003 - 21 0 0 0 00 34 25.4 -43 18 46.8 0 34 17.8 -43 19 32 0 #RadioS logS=-0.49 Freq=1.4GHz name=ELAISR20  
 J003418-431932#  
 50857001 - 21 0 0 0 00 32 9.8 -43 32 29.2 0 32 11.1 -43 33 21 0 #RadioS logS=0.18 Freq=1.4GHz name=ELAISR20  
 J003211-433321#  
 50863004 0.1392 93 14.7 0 0 11 17 5.8 +20 14 14.4 11 17 6.2 20 14 7 0 #Sy2 Mv=15.2 name=87GB 111429.0+203022#  
 50863004 - 11 0 0 0 11 17 49.1 +20 25 45.6 11 17 44 20 25 52 0 #IrS logS1=0.13 lambda1=1.25micron logS2=0.33  
 lambda2=2.17micron name=2MASXi J1117440+202551#  
 51036002 0.017175 90 12.18 12.93 0 14 17 59.1 +25 08 10.1 14 17 59.5 25 8 12 0 #Sy1.5 Mv=13.3 name=NGC 5548#  
 51069002 0.0562 90 16.5 0 0 22 23 49.6 -02 06 16.7 22 23 49.6 -2 6 12 0 #Sy1 Mv=17.0 name=3C 445#  
 51069002 - 11 0 0 0 22 24 9.1 -02 02 26.9 22 24 4.6 -2 0 58 0 #IrS logS1=0.46 lambda1=1.25micron logs2=0.64  
 lambda2=2.17micron name=2MASXi J2224046-020058#  
 51036001 0.016317 90 12.3 12.98 0 23 03 15.8 +08 52 23.4 23 3 15.6 8 52 26 0 #Sy1.2 Mv=13.0 name=NGC 7469#  
 50971001 0.036 90 12.43 14.32 0 19 21 14.2 -58 40 19.0 19 21 14.3 -58 40 13 0 #Sy1 Mv=14.32 name=ESO 141- G  
 055#  
 50971001 - 12 0 0 0 19 21 44.1 -58 58 16.9 19 21 54.6 -58 58 53 0 #XrayS name=1AXG J192154-5858#  
 50800001 0.042563 93 14.9 16.05 0 05 21 0.8 -25 21 44.2 5 21 1.5 -25 21 45 0 #Sy2 Mv=15.4 name=IRAS 05189-  
 2524#  
 50800001 - 21 0 0 0 05 21 33.7 -25 39 59.3 5 21 40.3 -25 38 51 0 #RadioS logS=2.03 freq=4.85GHz name=PMN  
 J0521-2538#  
 51067001 0.018813 90 14.5 14.88 0 06 52 10.8 +74 25 53.2 6 52 12.2 74 25 37 0 #Sy1.5 Mv=15.0 name=\*IC 0450#  
 50862001 0.043143 90 13.3 14.01 0 02 34 38.1 -08 47 25.4 2 34 37.8 -8 47 15 0 #Sy1 Mv=13.8 name=NGC 0985#  
 50886001 0.0362 90 13.76 0 0 15 04 0.9 +10 26 13.3 15 4 1.2 10 26 16 0 #Sy1.5 Mv=14.0 name=MRK 0841#  
 50886001 1.839 90 18.06 0 0 15 04 20.3 +10 29 22.1 15 4 25 10 29 39 0 #HPQ QSO Mv=18.56 name=\*[HB89]  
 1502+106#  
 50886001 - 12 0 0 0 15 03 38.6 +10 16 39.3 15 3 36.9 10 16 44 0 #XrayS name=1RXP J150340+1016.3#  
 50887001 0.011661 93 12.38 13.73 0 01 11 28.1 -38 05 7.0 1 11 27.5 -38 5 1 0 #Sy2 Mv=13.9 name=NGC 0424#  
 51069001 - 21 0 0 0 01 10 24.9 +11 01 49.3 1 10 21 11 0 12 0 #RadioS logS=1.51 Freq=4.85GHz name=87GB[BWE91]  
 0107+1044#  
 51000001t - 12 35 11.4 -14 03 20.9 12 35 10.8 -14 3 24 0 #XrayS VisS Mv= 19.3 name=1RXS J123511.1-140332#  
 50863005 0.182 31 15.23 16.56 0 12 21 21.8 +30 10 36.6 12 21 21.9 30 10 37 0 #BLLac Mv=15.85 name=FBQS  
 J1221+3010#  
 50863005 - 21 0 0 0 12 19 24.9 +30 11 26.5 12 19 19.7 30 10 43 0 #RadioS logS=1.06 Freq=1.4GHz name=FIRST  
 J121919.7+301043#  
 50872001 0.173 93 16.8 0 0 23 08 32.9 +05 21 22.9 23 8 33.9 5 21 30 0 #Sy2 Mv=17.3 name=IRAS 23060+0505#  
 50944001 0.033663 31 13.25 13.6 0 16 53 50.7 +39 45 35.9 16 53 52.2 39 45 37 0 #BLLac Mv=14.15 name=MRK  
 0501#  
 50944001 0.34 90 18.73 0 0 16 54 26.7 +39 54 43.2 16 54 30.8 39 54 20 0 #QSO Mv=19.23 name=CRSS J1654.5+3954#  
 50944001 - 12 0 0 0 16 54 38.2 +40 01 39.1 16 54 43.2 40 2 47 0 #XrayS Mv=13.8 name=B3 1653+401#  
 50944001 0.0689 90 17.0 0 0 16 54 6.6 +39 26 26.1 16 54 8.2 39 25 33 0 #Sy1 Mv=17.5 name=2MASXi J1654081+392533#  
 50986001 0.004743 93 10.61 11.64 0 22 35 46.5 -26 03 7.4 22 35 45.9 -26 3 1 0 #Sy1.9 Mv=11.88 name=NGC 7314#  
 50986001 0.026445 12 12.9 14.04 0 22 34 52.5 -25 41 27.1 22 34 49.8 -25 40 37 0 #XrayS GalassiaSB Mv=14.4  
 name=ESO 533- G 050#  
 50850001 1.187 31 16.4 0 0 11 30 7.2 -14 49 24.8 11 30 7 -14 49 27 0 #Blazar LPQ Mv=16.9 name=[HB89] 1127-145#  
 50850001 0.1061 40 0 0 0 11 30 19.8 -14 34 35.2 11 30 25.4 -14 33 33 0 #Cluster Mv=10/17 ABELL 1285#

## Appendice B. SORGENTI RIVELATE E CONTROPARTI (NED)

---

51003001 3.268 90 16.8 0 0 21 29 11.9 -15 38 39.3 21 29 12.2 -15 38 41 0 #GPS LPQ QSO Mv=17.3 name=[HB89]  
2126-158#  
50727002 0.5928 33 15.46 0 0 16 42 59.2 +39 48 35.0 16 42 58.8 39 48 27 0 #QSO HPQ Mv=15.96 name=3C 345#  
50519003 0.89 31 17.1 0 0 15 35 0.9 +53 20 37.0 15 35 0.8 53 20 35 0 #BLLac Mv=17.6 name=RX J1535.0+5320#  
50519004 - 31 14.8 0 0 15 40 20.0 +81 54 55.9 15 40 15.7 81 55 6 0 #BLLac Mv=15.3 name=RBS 1524#  
50519004 - 11 0 0 0 15 32 29.3 +82 02 29.2 15 32 22.1 82 3 25 0 #IrS logS1=0.17 lambda1=1.25micron logS2=0.24  
lambda2=2.17micron name=2MASXi J1532220+820324#  
50482003 0.151 31 14.45 0 0 14 19 43.4 +54 23 6.2 14 19 46.6 54 23 15 0 #BLLac Mv=15.65 name=[HB89]  
1418+546#  
50519001 0.304 31 18.5 0 0 05 09 37.7 -04 00 45.4 5 9 38.1 -4 0 45 0 #BLLac Mv=19 name=1RXS J050938.3-040037#  
50493006 0.129 31 16.01 0 0 14 28 34.7 +42 40 15.6 14 28 32.6 42 40 21 0 #BLLac Mv=16.51 name=87GB  
142634.5+425353#  
50508001 4.715 31 20.4 0 0 14 30 24.4 +42 04 29.1 14 30 23.7 42 4 37 0 #Blazar Mv=20.9 name=B3 1428+422#  
50651001 0.030221 33 14.1 14.73 0 03 27 50.8 +02 34 16.6 3 27 54.2 2 33 42 0 #NLRG WLRG Radio Loud Mv=14.85  
name=UGC 02748#  
50652001 2.86 90 16.5 0 0 15 25 51.1 +51 37 22.8 15 25 53.9 51 36 49 0 #HPQ BAL QSO Mv=17 name=SBS  
1524+517#  
50482001 0.94 31 16.89 0 0 02 38 38.2 +16 37 3.1 2 38 38.9 16 36 59 0 #Blazar BLLac Mv=19 name=[HB89]  
0235+164#  
50773001 0.03778 93 14.57 15.07 0 13 44 42.2 +55 53 19.6 13 44 42.1 55 53 13 0 #Sy2 Mv=15.07 name=UGC 08696#  
50541001 0.019097 90 11.96 14.76 0 01 23 54.4 -35 04 29.5 1 23 54.4 -35 3 56 0 #Sy1.5 NGC Mv=14.5 name=0526A#  
50750001 - 11 17.85 0 0 12 18 57.8 +29 52 38.2 12 18 57.7 29 52 46 0 #IrS/Galaxy Mv=18.35 name=2MASXi  
J1218577+295245#  
50780001 0.002425 93 8.91 9.56 0 11 20 18.2 +12 59 12.7 11 20 15 12 59 30 0 #Sy2 Mv=9.65 name=[MESSIER 066#  
50780001 - 12 0 0 0 11 20 23.8 +12 53 51.0 11 20 21.8 12 54 8 0 #XrayS name=1SAX J1120.3+1254#  
50483001 0.188 21 18.0 0 0 00 40 50.0 +10 03 26.9 0 40 50.5 10 3 23 0 #RadioGalassia Mv=18.5 name=3C 018#  
50707001 0.025785 90 13.25 13.99 0 00 06 19.2 +20 12 10.9 0 6 19.5 20 12 10 0 #Sy1.2 Mv=13.75 name=MRK 0335#  
50707001 - 21 0 0 0 00 07 15.3 +20 08 9.4 0 7 7.4 20 8 5 0 #RadioS logS=0.49 Freq=1.4GHz name=NVSS  
J000707+200805#  
50470003 - 31 16.2 0 0 10 37 45.0 +57 11 56.3 10 37 44.3 57 11 56 0 #BLLac Mv=16.7 name=87GB 103431.3+572750#  
50497002 0.894 31 15.0 0 0 05 38 50.8 -44 05 10.3 5 38 50.3 -44 5 9 0 #Blazar HPQ BLLac Mv=15.5 name=[HB89]  
0537-441#  
50497002 - 12 0 0 0 05 39 50.5 -43 57 28.0 5 39 52.1 -43 57 30 0 #XrayS name=1SAX J0539.8-4357#  
50727005 0.63 90 15.95 0 0 22 46 17.9 -12 06 54.1 22 46 18.2 -12 6 51 0 #HPQ QSO Opt Var Mv=16.45 name=[HB89]  
2243-123#  
50497001 0.055338 31 14.48 15.26 0 05 22 58.3 -36 27 46.4 5 22 58 -36 27 31 0 #N Galaxy HPQ BLLac Mv=14.5  
name=ESO 362- G 021#  
50497001 - 12 0 0 0 05 24 18.5 -36 21 37.1 5 24 19.9 -36 22 10 0 #XrayS name=1RXS J052419.9-362210#  
50482004 0.68 31 16.5 0 0 18 00 45.8 +78 28 0.3 18 0 45.7 78 28 4 0 #BLLac Mv=17 name=[HB89] 1803+784#  
50470001 0.084 31 0 0 0 17 43 58.2 +19 35 11.9 17 43 57.8 19 35 9 0 #BLLac Mv=16.81 name=NPM1G +19.0510#  
50482002 0.051 31 13.9 0 0 18 06 49.8 +69 49 27.1 18 6 50.6 69 49 28 0 #BLLac Mv=14.4 name=UGC 11130#  
50482002 0.096 93 16.32 0 0 18 08 10.5 +69 48 6.1 18 8 13 69 48 6 0 #Sy1.8 Mv=16.82 name=RIXOS F272\_023#  
50482002 0.604 90 17.69 0 0 18 04 27.1 +69 37 1.7 18 4 34.3 69 37 37 0 #AGN Mv=18.09 name=RIXOS F272\_018#  
50497004 0.36 90 16.02 0 0 15 12 50.2 -09 05 56.9 15 12 50.5 -9 6 0 0 #Sy1 HPQ Mv=16.52 name=[HB89] 1510-089  
NED02#  
50528001 0.016541 93 14.14 0 0 13 22 24.8 -16 43 30.8 13 22 24.4 -16 43 43 0 #Sy1.8 Mv=14.64 name=[MCG  
-03-34-064#  
50528001 - 12 0 0 0 13 21 48.3 -16 35 46.4 13 21 47.5 -16 35 41 0 #XrayS name=1SAX J1321.7-1635#  
50528001 - 12 0 0 0 13 22 7.5 -16 49 7.4 13 22 3.7 -16 49 35 0 #XrayS name=1AXG J132203-1649#  
50528001 - 12 0 0 0 13 23 26.5 -16 57 3.7 13 23 24.1 -16 57 19 0 #XrayS name=1SAX J1323.4-1657#  
50459001 0.010924 93 11.87 13 0 12 40 50.9 -36 45 15.1 12 40 52.9 -36 45 22 0 #Sy2 Mv=13.00 name=[IC 3639#  
50493007 0.165 31 16.34 0 0 23 59 8.3 -30 38 2.5 23 59 7.8 -30 37 40 0 #BLLac Mv=16.84 name=LEDA 141426#  
50493007 0.029891 43 15.0 0 0 23 59 42.6 -30 37 50.2 23 59 37.7 -30 39 21 0 #GalassiaE Mv=15.5 name=LSBG  
F409-040#  
50618001 0.00973 90 11.33 12.64 0 11 39 1.4 -37 44 35.2 11 39 1.8 -37 44 19 0 #Sy1 Mv=12.64 name=NGC 3783#  
50497003 2.172 31 16 0 0 08 41 25.8 +70 53 36.3 8 41 24.3 70 53 42 0 #Blazar LPQ Mv=16.5 name=[HB89]  
0836+710#  
50021002t - 12 19.66 0 0 12 29 51.1 +02 15 45.3 12 29 48 2 14 51 0 #XrayS/Vis Mv=20.16 name=[LM96] S3  
50032003t 0.030021 31 12.53 13.50 0 11 04 27.3 +38 12 42.9 11 4 27.3 38 12 32 0 #Blazar BLLac Mv=13.3  
name=MRK 4021#

50032003t 0.028236 43 0 0 0 11 05 16.5 +38 15 13.8 11 5 21.9 38 14 2 0 #Galassia Radio/Irr Mv=15.4 name=CGCG 213-027#  
500460031 - 31 16.94 0 0 00 50 41.7 -09 28 59.8 0 50 41.3 -9 29 5 0 #BLLac OptVar Mv=17.44 name=\*[HB89] 0048-097#  
500460031 0.21 40 0 0 0 00 50 54.9 -09 30 43.0 0 50 59.2 -9 29 12 0 #Cluster name=[VMF98] 003#  
50769001 0.084 90 15.2 0 0 21 14 2.1 +82 05 25.4 21 14 1.2 82 4 48 0 #Sy1 Mv=15.7 name=IRAS F21166+8152#  
50273002 0.442 93 17.5 0 0 09 13 44.0 +40 56 8.6 9 13 45.5 40 56 28 0 #Sy2 Mv=18 name=IRAS 09104+4109#  
50273002 - 12 0 0 0 09 14 54.1 +41 00 19.6 9 14 51.1 41 0 50 0 #XrayS name=1SAX J0914.8+4100#  
50132003 0.011801 93 11.7 12.78 0 12 35 38.3 -39 54 53.4 12 35 36.5 -39 54 33 0 #Sy2 Mv=12.92 name=NGC 4507#  
50160005t 0.030021 31 12.78 13.5 0 11 04 27.5 +38 12 49.8 11 4 27.3 38 12 32 0 #Blazar BLLac Mv=13.3 name=MRK 0421#  
50237015t 0.158339 33 12.51 0 0 12 29 7.3 +02 04 0.0 12 29 6.7 2 3 9 0 #Quasar Radio Intenso LPQ Mv=12.86 name=\*3C 273#  
50237015t - 12 0 0 0 12 29 29.4 +01 52 46.7 12 29 29.3 1 51 35 0 #XrayS name=[POS96] J122929.31+015134.6#  
50334002 0.008836 90 11.29 12.28 0 11 06 44.4 +72 34 7.2 11 6 47.5 72 34 7 0 #Sy1.5 Mv=12.5 name=NGC 3516#  
50334002 0.089 90 14.2 0 0 11 02 35.8 +72 45 59.9 11 2 36.9 72 46 38 0 #Sy1 Mv=14.7 name=[HB89] 1059+730#  
50334002 1.46 90 17.4 0 0 11 01 43.3 +72 26 14.0 11 1 48.8 72 25 37 0 #AGN Mv=17.9 name=\*[HB89] 1058+726#  
504700021 0.144 31 0 0 0 10 58 38.5 +56 27 51.6 10 58 37.7 56 28 11 0 #BLLac Mv=15.8 name=\*87GB 105536.5+564424#  
504700021 0.063878 40 0 0 0 10 58 25.3 +56 47 22.8 10 58 23.9 56 48 20 0 #Cluster Mv=10/17 ABELL 1132:[FTC95] 059#  
50483002t 0.669 90 15.88 0 0 02 01 56.5 -11 32 33.2 2 1 57.1 -11 32 34 0 #Sy1 Mv=16.38 name=3C 057#  
50493001 0.272 31 14.7 0 0 01 23 8.4 +34 20 53.9 1 23 8 34 20 48 0 #BLLac Mv=15.2 name=87GB 012020.0+340518#  
50064005 0.36 31 14.5 0 0 15 55 42.9 +11 11 40.7 15 55 43 11 11 24 0 #BLLac OptVar Mv=15 name=\*[HB89] 1553+113#  
50493004t 0.069 31 15 0 0 05 50 40.1 -32 16 18.9 5 50 40.8 -32 16 18 0 #BLLac OptVar Mv=15.5 name=[HB89] 0548-322#  
50046007 - 31 18.0 0 0 15 22 39.9 -27 30 30.2 15 22 37.7 -27 30 11 0 #BLLac Mv=18.5 name=PKS 1519-273#  
505030011 0.102 31 16 0 0 12 21 31.9 +28 13 58.7 12 21 31.7 28 13 59 0 #BLLac Mv=16.5 name=W COMAE#  
50541002t - 12 0 0 0 13 55 27.3 +18 16 54.8 13 55 26.7 18 16 45 0 #XrayS name=1AXG J135526+1816#  
50541002t 0.05035 93 13.58 14.96 0 13 56 0.4 +18 22 5.2 13 56 2.9 18 22 19 0 #Sy2 Mv=13.8 name=\*UGC 08850#  
50541002t 0.152 90 15 0 0 13 54 34.8 +18 06 1.4 13 54 35.6 18 5 17 0 #Sy1 Mv=15.5 name=PG 1352+183#  
50541003 0.008419 93 10.6 11.87 0 12 25 46.1 +12 39 56.6 12 25 46.7 12 39 44 0 #Sy2 Mv=11.76 name=NGC 4388#  
50541003 1.25 90 18 0 0 12 25 11.0 +12 52 45.6 12 25 12 12 51 53 0 #QSO Mv=18.5 name=[HB89] 1222+131 NED02#  
50078001 0.02307 93 13.54 14.04 0 13 38 17.1 +04 32 46.0 13 38 15.9 4 32 33 0 #Sy1.9 Mv=14.04 name=NGC 5252#  
505560011 0.066092 90 13.86 0 0 22 54 6.5 -17 34 28.0 22 54 5.8 -17 34 55 0 #Sy1 Mv=14.36 name=[HB89] 2251-178#  
50064011 0.147 31 16 0 0 03 26 12.6 +02 25 28.2 3 26 14 2 25 15 0 #BLLac Mv=16.5 name=[HB89] 0323+022#  
50064011 - 12 0 0 0 03 25 22.1 +02 13 19.9 3 25 18.4 2 13 59 0 #XrayS name=1SAX J0325.3+0213#  
506700011 0.00242 90 12.03 11.31 0 12 03 10.5 +44 31 46.7 12 3 9.6 44 31 53 0 #Sy1.5 Mv=10.83 name=NGC 4051#  
50700001 0.054828 93 14.4 0 0 11 08 21.3 -11 48 22.9 11 8 20.3 -11 48 12 0 #Sy2 Mv=14.9 name=LCRS B110549.7-113156#  
507250011 0.024684 93 13.39 14.58 0 22 42 39.4 +29 43 32.7 22 42 39.3 29 43 31 0 #Sy1.8 Mv=14.55 name=UGC 12163#  
507250011 - 12 0 0 0 22 41 24.0 +29 43 15.7 22 41 23.5 29 42 44 0 #XrayS name=RX J2241.3+2942#  
50726001 0.186 31 16.05 0 0 11 03 37.5 -23 29 31.0 11 3 37.6 -23 29 30 0 #BLLac Mv=16.55 name=PMN J1103-2329#  
50064008 0.125 31 17.4 0 0 01 48 22.8 +14 01 34.2 1 48 29.7 14 2 18 0 #BLLac Mv=17.9 name=1ES 0145+138#  
50341003 0.0728 93 0 0 0 00 21 24.4 -79 09 18.1 0 21 52.9 -79 10 8 0 #Sy2 Mv=14.8 name=IRAS 00198-7926#  
50341003 - 11 0 0 0 00 27 32.2 -79 06 11.1 0 27 7.8 -79 6 45 0 #IrS logS1=2.34 lambda1=60micron logS2=<2.88 lambda2=100micron name=IRAS F00252-7923#  
508010022 0.005977 90 9.99 11.49 0 22 09 16.9 -47 09 50.6 22 9 16.2 -47 10 0 0 #Sy1.5 Mv=11.01 name=NGC 7213#  
50241001 0.016317 90 12.5 12.98 0 23 03 15.8 +08 52 23.5 23 3 15.6 8 52 26 0 #Sy1.2 Mv=13.0 name=NGC 7469#  
50857004 - 21 0 0 0 00 37 8.6 -42 31 59.7 0 37 4.7 -42 31 38 0 #RadioS logS=-0.08 Freq=1.4GHz name=ELAISR20 J003705-423138#  
50316002 0.055 93 15.6 0 0 01 19 34.7 -28 21 35.6 1 19 35.8 -28 21 29 0 #Sy2 Mv=16.1 name=MCT 0117-2837#  
50316002 - 21 0 0 0 01 19 58.2 -28 10 16.7 1 20 1.6 -28 10 20 0 #RadioS logS=1.92 Freq=4.85GHz name=PMN J0120-2810#  
50880001 0.116 31 13.5 0 0 21 58 51.6 -30 13 33.5 21 58 52 -30 13 32 0 #BLLac Mv=14 name=[HB89] 2155-304#  
50881003t 0.151 31 14.45 0 0 14 19 44.4 +54 23 31.0 14 19 46.6 54 23 15 0 #BLLac Mv=15.65 name=\*[HB89] 1418+546#  
50881003t 0.785 90 19.95 0 0 14 19 19.9 +54 24 51.2 14 19 19.54 24 33 0 #QSO Mv=20.45 name=CRSS J1419.3+5424#

## Appendice B. SORGENTI RIVELATE E CONTROPARTI (NED)

---

50954001t - 11 0 0 0 09 19 31.3 -07 35 27.7 9 19 35.8 -7 35 15 0 #IrS logS1=0.41 lambda1=1.25micron logS2=0.44  
lambda2=2.17micron name=2MASXi J0919357-073514#  
50954001t 0.169 90 16.6 0 0 09 19 50.4 -07 35 30.9 9 19 50.7 -7 35 42 0 #Sy1 Mv=17.1 name=1RXS J091951.4-07353#  
50046002 0.306 31 13.96 0 0 08 54 47.3 +20 06 46.1 8 54 48.9 20 6 31 0 #BLLac Mv=14 name=OJ +287#  
51056001t 0.034144 93 14.56 0 0 03 25 25.5 -06 08 40.3 3 25 25.3 -6 8 39 0 #Sy1.8 Mv=15.06 name=MRK 0609#  
51140001 0.001498 93 10.18 10.92 0 14 13 9.4 -65 20 12.6 14 13 9.3 -65 20 21 0 #Sy2 Mv=12.1 name=\*Circinus  
Galaxy#  
511610021 - 11 0 0 0 13 32 57.8 -17 48 10.7 13 32 58 -17 47 41 0 #IrS logS1=0.6 lambda1=1.25micron logS2=0.72  
lambda2=2.17micron name=2MASXi J1332580-174740#  
51241003 - 31 14.5 0 0 01 36 32.5 +39 05 38.4 1 36 32.4 39 5 59 0 #BLLac Mv=15.0 name=B3 0133+388#  
51254002 0.035291 90 15.5 0 0 09 25 13.3 +52 17 9.8 9 25 12.9 52 17 11 0 #Sy1 Mv=16.0 name=MRK 0110#  
51254002 - 90 16.9 0 0 09 27 0.2 +52 23 51.1 9 27 3.2 52 23 15 0 #AGN Mv=17.4 name=RX J0927.0+5223#  
50064016 0.108 31 16.1 0 0 13 15 2.2 -42 36 54.7 13 15 3.7 -42 36 50 0 #BLLac Mv=16.6 name= MS 1312.1-4221#  
50064013 0.314 31 18.0 0 05 07 54.4 +67 37 29.9 5 7 56.2 67 37 24 0 #BLLac Mv=18.5 name=1RXS J050756.6+673721#  
61018001 0.451 40 0 0 0 13 47 31.0 -11 45 14.2 13 47 32 -11 45 42 0 #Cluster name=RX J1347.5-1145#  
61018001 - 12 0 0 0 13 47 21.8 -11 29 12.3 13 47 20.9 -11 29 13 0 #XrayS name=1AXG J134720-1129#  
61018001 - 12 0 0 0 13 47 40.1 -11 23 8.9 13 47 41.3 -11 22 22 0 #XrayS name=1AXG J134741-1122#  
61018002 0.228 40 0 0 0 21 53 36.9 +17 41 45.7 21 53 34.6 17 40 11 0 #Cluster Mv=10/17.6 name=ABELL 2390#  
61018002 - 31 20.5 0 0 21 52 23.6 +17 34 35.9 21 52 24.8 17 34 38 0 #BLLac Mv=21 name=PKS 2149+17#  
61018002 1.02 90 17.5 0 0 21 54 37.8 +17 28 45.2 21 54 40.9 17 27 51 0 #QSO Mv=18 name=[HB89] 2152+172#  
61018003 0.2906 40 0 0 0 10 23 39.1 +04 11 12.0 10 23 39.6 4 11 10 0 #Cluster name=ZwCl 1021.0+0426#  
61079001 0.0723 40 0 0 0 15 22 26.8 +27 42 40.2 15 22 27.5 27 42 34 0 #Cluster Mv=16.1 name=\*RXC J1522.4+2742#  
61079001 0.229 90 17.7 0 0 15 21 28.8 +27 43 55.2 15 21 30.5 27 44 28 0 #Sy1 Mv=18.2 name=[HB89] 1519+279#  
61085001 0.049114 43 15.1 0 0 13 32 25.4 -33 07 59.0 13 32 25.8 -33 8 8 0 #Galassia Mv=15.6 name= WMMA 033#  
61085001 0.0859 43 0 0 0 13 33 34.5 -33 04 49.6 13 33 35.6 -33 5 15 0 #Galassia name=LEDA 140188#  
61098001 - 12 0 0 0 10 17 19.8 -10 40 58.3 10 17 21.4 -10 40 36 0 #XrayS name=1RXS J101721.4-104036#  
61098001 - 11 0 0 0 10 16 58.7 -10 30 25.6 10 17 0.8 -10 30 32 0 #IrS logS1=0.36 lambda1=1.25micron logS2=0.38  
lambda2=2.17micron name=2MASXi J1017008-103031#  
61169001 0.04 40 0 0 0 23 44 56.2 +09 11 44.0 23 44 56.7 9 12 5 0 #Cluster name=RXC J2344.9+0911#  
60593001 0.309914 43 0 0 0 10 35 31.8 +68 44 23.0 10 35 39.8 68 44 48 0 #Galassia name=Abell 1037#  
60605001 0.831 40 0 0 0 01 52 40.4 -13 57 38.7 1 52 41 -13 57 45 0 #Cluster name=RX J0152.7-1357#  
60640001 0.032883 40 0 0 0 17 33 0.9 +43 45 51.3 17 33 2 43 45 35 0 #Cluster name= CID 72#  
60941001 0.0852 40 0 0 0 13 30 49.4 -01 51 42.1 13 30 52.5 -1 50 27 0 #Cluster Mv=10/15.9 name=ABELL 1750#  
61144001 0.0784 40 0 0 0 15 21 14.5 +30 38 48.5 15 21 15.3 30 39 17 0 #Cluster Mv=10/15.7 name=Abell2061#  
61144001 0.0772 90 15.48 0 0 15 20 43.4 +30 41 12.6 15 20 43.2 30 41 23 0 #Sy1 Mv=15.98 name=PGC 054751#

## B.2. PG1115

\*\*\*\*\*

Sorgenti presenti entro 10 *arcmin* dalla posizione  
centrale del campo pg1115 (catalogo NED)

\*\*\*\*\*

No.	Object Name	Equatorial J2000.0	Object Type	Redshift (R)
1	1SAX J1118.8+4026B	11h18m47.9s +40d26m44s	QSO	0.888 (1.8)
2	1SAX J1118.8+4026A	11h18m48.7s +40d26m48s	QSO	1.179 (1.9)
3	RX J1118.5+4025:[BEV98] 014	11h18m32.4s +40d25m41s	VisS	... (2.6)
4	RX J1118.5+4025:[BEV98] 017	11h18m32.1s +40d25m57s	Red*	... (2.7)
5	CSO 1158	11h18m49.9s +40d22m23s	VisS	... (2.8)
6	PG 1115+407	11h18m30.4s +40d25m55s	QSO (Sy1)	0.154 (3.0)
7	2MASXi J1118302+402553	11h18m30.3s +40d25m54s	IrS	... (3.0)
8	FIRST J111902.0+402424	11h19m02.0s +40d24m24s	RadioS	... (3.2)
9	FIRST J111903.1+402448	11h19m03.2s +40d24m48s	RadioS	... (3.4)
10	MAPS-NGP O_215_0398280	11h18m38.3s +40d20m52s	G	... (4.4)
11	FIRST J111845.6+402000	11h18m45.6s +40d20m01s	RadioS	... (5.0)
12	FIRST J111819.6+402324	11h18m19.6s +40d23m25s	RadioS	... (5.2)
13	MAPS-NGP O_215_0397854	11h18m17.4s +40d25m39s	G	... (5.4)
14	MAPS-NGP O_215_0397845	11h18m16.5s +40d25m06s	G	... (5.4)
15	FIRST J111912.5+402129	11h19m12.5s +40d21m29s	RadioS	... (6.3)
16	MAPS-NGP O_215_0398700	11h19m01.6s +40d30m40s	G	... (6.4)
17	1SAX J1118.2+4028	11h18m13.9s +40d28m38s	QSO	0.387 (7.0)
18	FIRST J111919.2+402927	11h19m19.3s +40d29m28s	RadioS	... (7.8)
19	MAPS-NGP O_215_0371965	11h19m05.0s +40d32m07s	G	... (8.0)
20	MAPS-NGP O_215_0425421	11h19m00.3s +40d17m23s	G	... (8.1)
21	MAPS-NGP O_215_0399211	11h19m30.0s +40d26m36s	G	... (8.6)
22	FIRST J111830.5+401626	11h18m30.5s +40d16m27s	RadioS	... (9.1)
23	FIRST J111925.0+403049	11h19m25.1s +40d30m49s	RadioS	... (9.5)

**Appendice B. SORGENTI RIVELATE E CONTROPARTI (NED)**

---

# C. PROGRAMMI UTILIZZATI

## C.1. *correct\_coord.tcl*

```
#!/bin/sh
#
# \
exec tclsh "$0" $@

if {$argc < 1} {
  puts " Usage: correct_coord.tcl INSTR.obscode"
  puts "$argc $argv"
  exit 0;
}
set glb(Name) [file tail [info script]]

#-----
proc GetKeyVals { Filename KeywordList } {
  set Header [exec fdump $Filename STDOUT - - prdata=no page=no \
2>/dev/null]
  foreach Keyword $KeywordList {
    if [regexp \
"$Keyword[\ \t]*=[\ \t]*'(\^[^']*)*"$Keyword[\ \t]*=[\ \t]*'(\^[^']*+)" \
$Header Match String NonString] {
      if [string length $String] {
        lappend KeyValList [string trimright $String]
      } else {
        lappend KeyValList $NonString
      }
    } else {
      \SpecialCh } else {
        lappend KeyValList {}
      }
    }
  }
  return $KeyValList
} ;# GetKeyVals

#-----

#####
# CORRECT LECS, MECS1/2/3, MECS23, MECS COORD v1.1
#####
# This TCL script corrects BeppoSAX LECS & MECS Ra and Dec Coordinates
#####
set array [split $argv {,}]
set Instr [lindex $array 0]
set obscode [lindex $array 1]

set Root "/arch1/archive/positions/script/"
```

## Appendice C. PROGRAMMI UTILIZZATI

---

```
cd $Root

set tel_precision 17

if {$Instr=="MECS23" || $Instr=="MECS" }
  set ccflag [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+1 CCFLAG]
  set Roll [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+1 ROLLANG]
} else {
  set ccflag [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+2 CCFLAG]
  set Roll [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+2 ROLLANG]
}
if {$ccflag!="T" }
  puts "processing file ${Instr}_${obscode}.evt ..."
  set ccflag "yes"
  set comflag "Coordinate Correction Flag"
  set com9 "old sky X coordinate at reference pixel (degrees)"
  set com10 "old sky Y coordinate at reference pixel (degrees)"

  if {$Instr=="MECS1" }

set m1_ra [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL9]
set m1_dec [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL10]
set m1_delta_ra [expr 31./3600.*cos((${Roll}-10)/57.2958) + 12./360/3600.]
set m1_ra_cor [expr ${m1_ra} + ${m1_delta_ra}/cos(${m1_dec}/57.2958)]
set m1_dec_cor [expr ${m1_dec} + 27./3600.*cos((${Roll}-104)/57.2958) -4./3600.]
exec fparkey ${m1_ra} ${Instr}_${obscode}.evt+2 OTCRVL9 comm=$com9 add=yes
exec fparkey ${m1_dec} ${Instr}_${obscode}.evt+2 OTCRVL10 comm=$com10
add=yes
exec fparkey ${m1_ra_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL9 add=yes
exec fparkey ${m1_dec_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL10 add=yes
exec fparkey ${ccflag} ${Instr}_${obscode}.evt+2 CCFLAG comm=$comflag add=yes
} elseif {$Instr=="MECS2" }

set m2_ra [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL9]
set m2_dec [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL10]
set m2_delta_ra [expr 25./3600.*cos((${Roll}-14)/57.2958) + 4./3600.]
set m2_ra_cor [expr ${m2_ra} + ${m2_delta_ra}/cos(${m2_dec}/57.2958)]
set m2_dec_cor [expr ${m2_dec} + 25./3600.*cos((${Roll}-100)/57.2958) -4./3600.]
exec fparkey ${m2_ra} ${Instr}_${obscode}.evt+2 OTCRVL9 comm=$com9 add=yes
exec fparkey ${m2_dec} ${Instr}_${obscode}.evt+2 OTCRVL10 comm=$com10
add=yes
exec fparkey ${m2_ra_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL9 add=yes
exec fparkey ${m2_dec_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL10 add=yes
exec fparkey ${ccflag} ${Instr}_${obscode}.evt+2 CCFLAG comm=$comflag add=yes
} elseif {$Instr=="MECS3" } {

set m3_ra [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL9]
set m3_dec [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL10]
set m3_delta_ra [expr 29./3600.*cos((${Roll}-11)/57.2958) + 3./3600.]
set m3_ra_cor [expr ${m3_ra} + ${m3_delta_ra}/cos(${m3_dec}/57.2958)]
set m3_dec_cor [expr ${m3_dec} + 27./3600.*cos((${Roll}-99)/57.2958) -
4./3600.]
exec fparkey ${m3_ra} ${Instr}_${obscode}.evt+2 OTCRVL9 comm=$com9 add=yes
exec fparkey ${m3_dec} ${Instr}_${obscode}.evt+2 OTCRVL10 comm=$com10
add=yes
exec fparkey ${m3_ra_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL9 add=yes
exec fparkey ${m3_dec_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL10 add=yes
exec fparkey ${ccflag} ${Instr}_${obscode}.evt+2 CCFLAG comm=$comflag add=yes
} elseif {$Instr=="MECS23" } {

set m23_ra [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+1 TCRVL9]
```

```

set m23_dec [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+1 TCRVL10]
set m2_delta_ra [expr 25./3600.*cos((${Roll}-14)/57.2958) + 4./3600.]
set m2_ra_cor [expr ${m23_ra} + ${m2_delta_ra}/cos(${m23_dec}/57.2958)]
set m2_dec_cor [expr ${m23_dec} + 25./3600.*cos((${Roll}-100)/57.2958) - 4./3600.]
set m3_delta_ra [expr 29./3600.*cos((${Roll}-11)/57.2958) + 3./3600.]
set m3_ra_cor [expr ${m23_ra} + ${m3_delta_ra}/cos(${m23_dec}/57.2958)]
set m3_dec_cor [expr ${m23_dec} + 27./3600.*cos((${Roll}-99)/57.2958) -4./3600.]
set m23_ra_cor [expr (${m2_ra_cor} + ${m3_ra_cor})/2.]
set m23_dec_cor [expr (${m2_dec_cor} + ${m3_dec_cor})/2.]
exec fparkey ${m23_ra} ${Instr}_${obscode}.evt+1 OTCRVL9 comm=$com9 add=yes
exec fparkey ${m23_dec} ${Instr}_${obscode}.evt+1 OTCRVL10 comm=$com10
add=yes
exec fparkey ${m23_ra_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+1 TCRVL9 add=yes
exec fparkey ${m23_dec_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+1 TCRVL10 add=yes
exec fparkey ${ccflag} ${Instr}_${obscode}.evt+1 CCFLAG comm=$comflag add=yes
    } elseif ${Instr}=="MECS" } {
set m_ra [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+1 TCRVL9]
set m_dec [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+1 TCRVL10]
set m1_delta_ra [expr 31./3600.*cos((${Roll}-10)/57.2958) + 12./3600.]
set m1_ra_cor [expr ${m_ra} + ${m1_delta_ra}/cos(${m_dec}/57.2958)]
set m1_dec_cor [expr ${m_dec} + 27./3600.*cos((${Roll}-104)/57.2958) -4./3600.]
set m2_delta_ra [expr 25./3600.*cos((${Roll}-14)/57.2958) + 4./3600.]
set m2_ra_cor [expr ${m_ra} + ${m2_delta_ra}/cos(${m_dec}/57.2958)]
set m2_dec_cor [expr ${m_dec} + 25./3600.*cos((${Roll}-100)/57.2958) -4./3600.]
set m3_delta_ra [expr 29./3600.*cos((${Roll}-11)/57.2958) + 3./3600.]
set m3_ra_cor [expr ${m_ra} + ${m3_delta_ra}/cos(${m_dec}/57.2958)]
set m3_dec_cor [expr ${m_dec} + 27./3600.*cos((${Roll}-99)/57.2958) - 4./3600.]
set m_ra_cor [expr (${m1_ra_cor} + ${m2_ra_cor} + ${m3_ra_cor})/3.]
set m_dec_cor [expr (${m1_dec_cor} + ${m2_dec_cor} + ${m3_dec_cor})/3.]
exec fparkey ${m_ra} ${Instr}_${obscode}.evt+1 OTCRVL9 comm=$com9 add=yes
exec fparkey ${m_dec} ${Instr}_${obscode}.evt+1 OTCRVL10 comm=$com10 add=yes
exec fparkey ${m_ra_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+1 TCRVL9 add=yes
exec fparkey ${m_dec_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+1 TCRVL10 add=yes
exec fparkey ${ccflag} ${Instr}_${obscode}.evt+1 CCFLAG comm=$comflag add=yes
    } elseif ${Instr}=="LECS" } {

set le_ra [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL11]
set le_dec [GetKeyVals $Root/${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL12]
set le_delta_ra [expr 15./3600.*cos((${Roll}-140)/57.2958) + 2./3600.]
set le_ra_cor [expr ${le_ra} + ${le_delta_ra}/cos(${le_dec}/57.2958)]
set le_dec_cor [expr ${le_dec} + 19./3600.*cos((${Roll}-236)/57.2958) - 4./3600.]
exec fparkey ${le_ra} ${Instr}_${obscode}.evt+2 OTCRVL11 comm=$com9 add=yes
exec fparkey ${le_dec} ${Instr}_${obscode}.evt+2 OTCRVL12 comm=$com10 add=yes
exec fparkey ${le_ra_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL11 add=yes
exec fparkey ${le_dec_cor} ${Instr}_${obscode}.evt+2 TCRVL12 add=yes
exec fparkey ${ccflag} ${Instr}_${obscode}.evt+2 CCFLAG comm=$comflag add=\lay
    }

puts "file ${Instr}_${obscode}.evt calibrated!"
} else {
puts "file ${Instr}_${obscode}.evt is already corrected!"
}
}

exit

```

### C.2. *autodet.tcl*

```
#!/bin/sh
#
# \
exec tclsh "$0" $@

if {$argc < 1} {
    puts " Usage: autodet.tcl INSTR,obs_code1 obs_code2 etc "
    puts "$argc $argv"
    exit 0;
}

set glb(Name) [file tail [info script]]

#-----
proc Exit { {ExitCode 0} } {
#-----
    global glb

    puts "Exiting \"${glb(Name)}\" with exit code $ExitCode"

    exit $ExitCode
} ;# Exit

#-----
# SYNOPSIS:
# Echo Text
#
# DESCRIPTION:
# Echo text to both, stdout and, if logging is enabled, to the log file.
#
# PARAMETERS:
# I : Text : the text to echo; if omitted, a newline is written
#
#-----
proc Echo { { Text "" } } {
    global glb

    puts stdout $Text
    # puts $glb(LogFile) $Text
} ;# Echo

#-----
# EXTERNAL DEPENDENCIES:
# function package comments
# -----
# rm OS used with "-f" flag
#-----
proc RmFiles { FileNames } {
#-----
    foreach file $FileNames {

        if [catch { eval exec rm -f $file } result] {
            Echo "RmFiles: error removing file '$file'\nproblem was: $result"
        }
    }
} ;# RmFiles

#-----
```

```

# SYNOPSIS:
#   Exec Cmd [LogOutput]
#
# DESCRIPTION:
#   Execute a command and log the output
#
# PARAMETERS:
#   I : Cmd           : the command to execute
#       ReturnExitCode : boolean switch that determines type of
#       return
#                       value (see below)
#
# RETURNS:
#   ReturnExitCode == 0: The stdout/stderr of command executed
#   ReturnExitCode != 0: Exit code of command executed
# -----
proc Exec { Cmd { ReturnExitCode 1 } } {
    if $ReturnExitCode {
        #
        #   open temporary outfile to log stdout/stderr
        #
        set OutFile [open "/tmp/[pid].out" w+]
        Echo
        Echo "\nExecuting command: $Cmd"
        #
        #   execute command: stdout/stderr to temp file, stdin from
        #       /dev/null
        #
        set res [catch {eval exec $Cmd </dev/null >&@ $OutFile} result]
        flush $OutFile
        seek $OutFile 0 start
        Echo "***** start STDOUT/STDERR
        *****"
        Echo [read -nonewline $OutFile]
        Echo "***** end STDOUT/STDERR
        *****"
        \SpecialCharSpecSpecialChar~ if !$res {
            Echo "Command exited successfully."
        } else {
            Echo "Command exited with non-zero return value: $res"
        }
        close $OutFile
        RmFiles /tmp/[pid].out
        return $res
    } else {
        catch { eval exec $Cmd </dev/null } result
        return $result
    }
} ;# Exec
# -----
proc GetKeyVals { Filename KeywordList } {
    set Header [exec fdump $Filename STDOUT - - prdata=no page=no \
        2>/dev/null]

    foreach Keyword $KeywordList {
        if [regexp \
            "$Keyword[ \t]*=[ \t]**(\^[^]*)"!$Keyword[ \t]*=[ \t]**(\^[^ \t]+)" \
            $Header Match String NonString] {
            if [string length $String] {
                lappend KeyValList [string trimright $String]
            } else {

```

## Appendice C. PROGRAMMI UTILIZZATI

---

```
        lappend KeyValList $NonString
    }
} else {
    lappend KeyValList {}
}
}

return $KeyValList
} ;# GetKeyVals
#-----
#####
##### This Script can find sources excesses in MECS event files #####
#####

set array [split $argv {,}]
set Instr [lindex $array 0]
set ObsCodeList [lindex $array 1]
#set ximage "/xanadu10/Linux_2.2_i686/bin/ximage"
set ximage "ximage"

puts "$ObsCodeList $Instr"
set basedir "/arch1/archive/hellas_2"
set logfile "$basedir/list.log"
set Device "/xs"
set ch1 "97"
set ch2 "98"
set ch3 "99"
set ch4 "213"

#set Size "300"
#set Reb "1"
#set Sig [expr $Size/50]
#set Box 30
#set Source 6
#set Swave 3

set Size "200"
set Reb [expr 400/$Size]
set Sig [expr $Size/50]
set Box 20
set Source 8
set Swave 6

puts "size=$Size, reb=$Reb, sigma=$Sig"
puts "back_box=$Box, source_sl_c=$Source size_of_wavelet=$Swave"

set j 0
set openlog [open $logfile r+]
while {[gets $openlog line] >= 0} {
    incr j +1
}
puts "$j"

set XimageFileName "$basedir/Ximage.xco"
set XimageFile [open $XimageFileName w]

puts $XimageFile "cpd $Device"
set i 0
set expo 0
foreach ObsCode $ObsCodeList {
    set events "/arch1/archive/${ObsCode}/event_files"
```

```

if { $i == "0" } {
    set Xoptic [GetKeyVals $events/${Instr}_${ObsCode}.evt+1 OPTIC9]
    set Yoptic [GetKeyVals $events/${Instr}_${ObsCode}.evt+1 OPTIC10]
    set Xoptic [expr int($Xoptic+0.5)]
    set Yoptic [expr int($Yoptic+0.5)]
    set Roll [GetKeyVals $events/${Instr}_${ObsCode}.evt+1 ROLLANG]
}

if [file exists $events/GTI_XY.fits] {

    if ![file exists $events/GTI_ALL.fits] {
        exec mgtime "$events/GTI_XY.fits $events/${Instr}_${ObsCode}.evt+2"
        $events/GTI_ALL.fits AND indates = "-"
    }
    set Start [exec fdump $events/GTI_ALL.fits STDOUT rows=- prhead=no
showrow=no \
    page=no showcol=no showunit=no column=START \
    2>/dev/null]
    set Stop [exec fdump $events/GTI_ALL.fits STDOUT rows=- prhead=no
showrow=no \
    page=no showcol=no showunit=no column=STOP \
    2>/dev/null]
    set j 0
    while { [lindex $Start $j] != {} } {
        set start [lindex $Start $j]
        set stop [lindex $Stop $j]
        set expo [expr $expo+($stop-$start)]
        # puts "$expo $stop $start"
        incr j +1
    }
} else {
    \SpecialCh\Sp set expo1 [GetKeyVals $events/${Instr}_${ObsCode}.evt+1 EXPOSURE]
    puts $expo1
    set expo [expr $expo + $expo1]
}

puts $XimageFile"read/size=$Size/reb=$Reb/min_pi=$ch1/max_pi=$ch2/ \
xpix=$Xoptic/ypix=$Yoptic $events/${Instr}_${ObsCode}.evt"

if { $i != 0 } {
    puts $XimageFile "sum"
}
puts $XimageFile "save_ima"

puts $XimageFile"read/size=$Size/reb=$Reb/min_pi=$ch3/max_pi=$ch4/ \
xpix=$Xoptic/ypix=$Yoptic $events/${Instr}_${ObsCode}.evt"

puts $XimageFile "sum"
puts $XimageFile "save_ima"
incr i +1
}
puts "exposure = $expo"

if { $expo >= 20000 } {
    set Sigma $Sig
    set Back "4"
} else {
    set Sigma [expr $Sig+1]
    set Back "2"
}
}

```

## Appendice C. PROGRAMMI UTILIZZATI

---

```
puts $XimageFile "chhead/expo/value=$expo"
puts $XimageFile "save_ima"
puts $XimageFile "smo/wave/sig=$Sigma/back=$Back"
#puts $XimageFile "disp/right"
puts $XimageFile "disp"
puts $XimageFile "grid;scale"
puts $XimageFile "resto"
#puts $XimageFile "rem/cur"
#puts $XimageFile "save_ima"
puts $XimageFile "phot/sou=$Source/wave/size_of=$Swave/prob=1.e-3/snr=1./ \
back_=$Box"
puts $XimageFile "resto"
puts $XimageFile "\$mv -f${Instr}_${ObsCode}.det_cor${Instr}_${ObsCode}\
.det.good"
puts $XimageFile "phot/sou=$Source/wave/size_of=$Swave/prob=1.e-3/snr=1./ \
back_=$Box/c1=30/c2=54/c3=96/c4=213"

# if [file exists $events/m2exp_1.fits] {
#   puts $XimageFile "read/size=$Size/reb=$Reb/exp/xpix=$Xoptic/
#     ypix=$Yoptic $events/m2exp_1.fits"
#   puts $XimageFile "smo/exp/sig=2"
#   puts $XimageFile "title \" \" "
#   puts $XimageFile "title/lower \" \" "
#   puts $XimageFile "contour/exp/over/right/first=7/col=14"
#   puts $XimageFile "contour/exp/over/first=7/col=14"
# }

# puts $XimageFile "read/size=$Size/reb=$Reb/min_pi=30/max_pi=95/
#   xpix=$Xoptic/ypix=$Yoptic $events/${Instr}_${ObsCode}.evt"
# puts $XimageFile "smo/sig=$Sigma/back=$Back/wave"
# puts $XimageFile "chhead/expo/value=$expo"
# puts $XimageFile "disp/over/left"

# if [file exists $events/m2exp_1.fits] {
#   puts $XimageFile "read/size=$Size/reb=$Reb/exp/xpix=$Xoptic/
#     ypix=$Yoptic $events/m2exp_1.fits"
#   puts $XimageFile "smo/exp/sig=3"
#   puts $XimageFile "title \" \" "
#   puts $XimageFile "title/lower \" \" "
#   puts $XimageFile "contour/exp/over/left/first=6/col=14"
# }

puts $XimageFile "grid;scale"
# puts $XimageFile "cct invgray16"
puts $XimageFile "exit"
close $XimageFile

#
# run Ximage
#

set res [Exec [list $ximage @$XimageFileName]]
#RmFiles $XimageFileName
if {$res} {
  return $res
}
puts $openlog "${Instr}_${ObsCode}.evt $Xoptic $Yoptic"
close $openlog
exec cp -f ${Instr}_${ObsCode}.det.good ${Instr}_${ObsCode}.det_cor
exec mv -f ${Instr}_${ObsCode}.det $basedir
exec mv -f ${Instr}_${ObsCode}.det_cor $basedir
```

```

exec mv -f ${Instr}_${ObsCode}.col $basedir
exec mv -f ${Instr}_${ObsCode}.col_cor $basedir

#
# compress det file and check for strongback position
#
if {$Instr == "MECS"} {
    set In "3"
} else {
    set In "2"
}
set R "4"
set T "5"
set G "10"
cd $basedir
set DetCompressFile [open $basedir/${Instr}_${ObsCode}_comp_out.det w]
set detfile [open $basedir/${Instr}_${ObsCode}.det_cor r]
set ColCompressFile [open $basedir/${Instr}_${ObsCode}_comp_out.col w]
set colfile [open $basedir/${Instr}_${ObsCode}.col_cor r]
set i 13
while {$i>=0} {
    gets $detfile line
    puts $DetCompressFile "$line"
    incr i -1
}
set i 48
while {$i>=0} {
    gets $colfile cline
    puts $ColCompressFile "$cline"
    incr i -1
}
set yesno "n"
while {[gets $detfile line] >=0} {
    gets $colfile cline
    set flag 0
    set res [regsub -all { +} $line { } nobline]
    set array [split $nobline { }]
    set isource [lindex $array 1]
    set xpix [lindex $array 3]
    set ypix [lindex $array 4]
    puts " do you want to process source n. (y/n, def=n)"
    puts "$line"
    gets stdin yesno
    if { $yesno == "y" } {
        puts $DetCompressFile "$line $In $Roll $G"
        puts $ColCompressFile "$cline"
    } elseif { $yesno == "r" } {
        puts $DetCompressFile "$line $In $Roll $R"
        puts $ColCompressFile "$cline"
    } elseif { $yesno == "t" } {
        puts $DetCompressFile "$line $In $Roll $T"
        puts $ColCompressFile "$cline"
    }
}
close $DetCompressFile
close $ColCompressFile

set yesno n
while { $yesno != "y" } {
    puts " exit? (y/n, def=n)"
    gets stdin yesno
}

```

## Appendice C. PROGRAMMI UTILIZZATI

---

```
}  
Exit
```

### C.3. *ACIS\_spectra.tcl*

```
#!/bin/sh  
#  
# \\  
exec tclsh "$0" $@  
  
if {$argc < 1} {  
    puts " Usage: ACIS_spectra.tcl Field,EventFile,AoffFile"  
    puts "$argc $argv"  
    exit 0;  
}  
  
set glb(Name) [file tail [info script]]  
  
#####  
# EXTRACT an ACIS-CHIP SPECTRA for POINTLIKE SOURCES  
# and MAKE RMFs and ARFs  
#####  
# This scripts allows users to create an acis spectra for pointlike sources  
# and make RMFs and ARFs for Source and Background  
#####  
  
#-----  
proc Exit { {ExitCode 0} } {  
#-----  
    global glb  
    puts "Exiting \"${glb(Name)}\" with exit code $ExitCode"  
    exit $ExitCode  
};# Exit  
  
#-----  
set array [split $argv {,}]  
set Field [lindex $array 0]  
set EventFile [lindex $array 1]  
set AoffFile [lindex $array 2]  
  
set Root "/data1/xsurvey/chandra/${Field}/primary/"  
if ![file exists $Root/spectra] {  
    exec mkdir $Root/spectra  
}  
  
puts " Creata Directory spectra/"  
cd $Root/spectra/  
cp /data1/xsurvey/chandra/${Field}/secondary/${AoffFile} $Root/spectra/  
  
# Build Source and Background Regions  
  
# puts " We need to define two regions, one for the source and another for \  
the background"  
# puts " The background region can be also selected from a different events file"  
# puts " Using ds9 select a source circle region and four 10-pixel radius \  
circles for the background"
```

```

# puts " Follow these steps:"
# puts " 1- Region -> Region Format-> Ciao"
# puts " 2- Region -> Region Coordinate System -> Physical"
# puts " 3- Region -> Save Regions... -> Save As -***.reg- (source) and \
#   _***_bg.reg- (background)"
# exec ds9 $svt &
# puts " File Source Name (***.reg)?"
# gets stdin source
# puts " File Background Name (****.reg)?"
# gets stdin back
# more $source.reg
# more $back.reg

# Run the psextract Script

exec punlearn psextract
if ![file exists $Root/spectra/$Field.pi] {
    exec pset psextract events="$EventFiles[sky=region(source.reg)]"
    exec pset psextract bgevents="$EventFiles[sky=region(back.reg)]"
    exec pset psextract root=$Field
    exec pset psextract aoff="$AoffFile"
    exec pset psextract bgaoff=""
    exec psextract verbose=2
}

puts "*****"
puts "*****"
puts "***** The Script is Terminated *****"
puts "*****"
puts "*****"
puts ""
puts " Source Spectrum = source.pi"
puts " SOURCE RMF (RESPFILE) = source.rmf"
puts " SOURCE ARF (ANCRFILE) = source.arf"
puts " Background Spectrum (BACKFILE) = back.pi"
puts " BACKGROUND RMF (RESPFILE) = back.rmf"
puts " BACKGROUND ARF (ANCRFILE) = back"

Exit

```

## C.4. *expomap.tcl*

```

#!/bin/sh
#
# \
exec tclsh "$0" $@

if {$argc < 1} {

    puts " Usage: expomap2.tcl field,EvtFile,AoffFile,Emin,Emax,Peak,Bin,Exposure"
    puts "$argc $argv"
    exit 0;
}

set glb(Name) [file tail [info script]]

#-----

```

## Appendice C. PROGRAMMI UTILIZZATI

---

```
proc Exit { {ExitCode 0} } {
#-----
global glb

puts "Exiting \"${glb(Name)}\" with exit code $ExitCode"

exit $ExitCode
};# Exit

#-----
# SYNOPSIS:
# Echo Text
#
# DESCRIPTION:
# Echo text to both, stdout and, if logging is enabled, to the log file.
#
# PARAMETERS:
# I : Text : the text to echo; if omitted, a newline is written
#
#-----
proc Echo { { Text "" } } {
global glb

puts stdout $Text
puts $glb(LogFile) $Text
};# Echo

#-----
# EXTERNAL DEPENDENCIES:
# function package comments
# -----
# rm OS used with "-f" flag
#-----
proc RmFiles { FileNames } {
#-----
foreach file $FileNames {

if [catch { eval exec rm -f $file } result] {
Echo "RmFiles: error removing file '$file'\nproblem was: $result"
}
}
};# RmFiles

#-----
# SYNOPSIS:
# Exec Cmd [LogOutput]
#
# DESCRIPTION:
# Execute a command and log the output
#
# PARAMETERS:
# I : Cmd : the command to execute
# ReturnExitCode : boolean switch that determines type of return
# value (see below)
#
# RETURNS:
# ReturnExitCode == 0: The stdout/stderr of command executed
# ReturnExitCode != 0: Exit code of command executed
#-----
proc Exec { Cmd { ReturnExitCode 1 } } {
if $ReturnExitCode {
#
```

```

# open temporary outfile to log stdout/stderr
#
set OutFile [open "/tmp/[pid].out" w+]
Echo
Echo "\nExecuting command: $Cmd"
#
# execute command: stdout/stderr to temp file, stdin from /dev/null
#
set res [catch {eval exec $Cmd </dev/null >&@ $OutFile} result]
flush $OutFile
seek $OutFile 0 start
Echo "***** start STDOUT/STDERR *****"
Echo [read -nonewline $OutFile]
Echo "***** end STDOUT/STDERR *****"
if !$res {
    Echo "Command exited successfully."
} else {
    Echo "Command exited with non-zero return value: $res"
}
close $OutFile
RmFiles /tmp/[pid].out
return $res
} else {
    catch { eval exec $Cmd </dev/null } result
    return $result
}
} ;# Exec
#-----
proc GetKeyVals { Filename KeywordList } {
    set Header [exec fdump $Filename STDOUT - - prdata=no page=no \
                2>/dev/null]

    foreach Keyword $KeywordList {
        if [regexp \
"$Keyword[ \t]*=[ \t]*'(\^\\)*'$Keyword[ \t]*=[ \t]*'(\^\\)*'" \
    $Header Match String NonString] {
            if [string length $String] {
                lappend KeyValList [string trimright $String]
            } else {
                lappend KeyValList $NonString
            }
        } else {
            lappend KeyValList {}
        }
    }

    return $KeyValList
} ;# GetKeyVals
#-----

#####
# CREATE an EXPO MAP of MULTIPLE ACIS-CHIP
#####
# This scripts creates automatically a multi-acis chips
# expo maps and builds fluxed images
#####

set array [split $argv {,}]
set field [lindex $array 0]
set EvtFile [lindex $array 1]
set AoffFile [lindex $array 2]

```

## Appendice C. PROGRAMMI UTILIZZATI

---

```
set Emin [lindex $array 3]
set Emax [lindex $array 4]
set Peak [lindex $array 5]
set Bin [lindex $array 6]
set Exposure [lindex $array 7]

set Peak [expr $Peak/1000]

set Root "/data1/xsurvey/chandra/$field"\tStt Standard
puts "$EvtFile $AoffFile "

if ![file exists $Root/expo_${Emin}-${Emax}] {
    exec mkdir $Root/expo_${Emin}-${Emax}
}
puts " Crea Directory expo_${Emin}-${Emax}/"
cd $Root/expo_${Emin}-${Emax}/

#set res [Exec [list dmcoppy "/arch1/archive/chandra/$field/primary/$EvtFile{energy=${Emin}:${Emax}}" \
# acis_evt2.fits]]
#if {$res} {
# return $res
#}

if ![file exists $Root/expo_${Emin}-${Emax}/acis_evt2.fits] {
    exec dmcoppy "$Root/primary/$EvtFile{energy=${Emin}:${Emax}}\ acis_evt2.fits
}

# Check Which Chips Are On (dmlist)
#
#set res2 [Exec [list dmlist acis_evt2.fits header | grep DETNAM]]
#if {$res2} {
# return $res2
#}

# Create Necessary Aspect File (asp_apply_sim)

if ![file exists $Root/expo_${Emin}-${Emax}/$AoffFile] {
    set res [Exec [list ln -s ../secondary/$AoffFile $AoffFile]]
    if {$res} {
        return $res
    }
}
puts " Crea Aspect File ..."
if ![file exists $Root/expo_${Emin}-${Emax}/aoff2_${Emin}-${Emax}.fits] {
    exec punlearn asp_apply_sim
    exec asp_apply_sim infile=$AoffFile outfile=aoff2_${Emin}-${Emax}.fits
}
puts " fatto asp_apply.sim"

# Compute the Aspect Istogram (asphist)

exec ls

foreach i {0 1 2 3} {
    puts "calculate aspect histogram $i"
    if ![file exists asphist_${i}_${Emin}-${Emax}.fits] {
        exec punlearn asphist
        exec asphist infile=$Root/expo_${Emin}-${Emax}/aoff2_${Emin}-${Emax}.fits \
        outfile=asphist_${i}_${Emin}-${Emax}.fits gtifile=acis_evt2.fits\ccd_id=${i}\ dtffile=""
    }
}
```

```

#foreach i {0 1 2 3} {
#  if ![file exists $Root/expo_${Emin}-${Emax}/asphist_${i}_${Emin}-${Emax}.fits] {
#    exec pset asphist infile=aoff2_${Emin}-${Emax}.fits
#    exec pset asphist outfile=asphist_${i}_${Emin}-${Emax}.fits
#    puts "outfile"
#    exec pset asphist dtffile=""
#    puts "dtffile"
#    exec pset asphist gtifile=acis_evt2.fits\ccd_id=${i}\
#    puts "gtifile"
#    exec asphist
#  }
#}

# Calculate The Instrument Maps (mkinstmap)

exec punlearn mkinstmap
foreach d {0 1 2 3} {
  puts "calculate instmap $d"
  if ![file exists $Root/expo_${Emin}-${Emax}/instmap_${Emin}-${Emax}_${d}.fits] {
    exec mkinstmap verbose=0 grating=NONE maskfile=NONE mirror=HRMA \
      ardlbparfile=ardlib.par pixelgrid=1:4096:#4096,1:4096:#4096 \
      spectrumfile=NONE monoenergy=${Peak} mode=h \
      obsfile=asphist_${d}_${Emin}-${Emax}.fits \
      det=ACIS-${d} outfile=instmap_${Emin}-${Emax}_${d}.fits \
  }
}

exec pset mkinstmap mode=ql

# Calculate The Exposure Maps (mkexpmap)

exec punlearn mkexpmap

#set catfile "expmap_${Peak}kev_cat.lis"
#exec rm $catfile
#set mapcat "[open $catfile w]"
foreach d {0 1 2 3} {
  puts "calculate expmap $d"
  if ![file exists $Root/expo_${Emin}-${Emax}/expmap_${Emin}-${Emax}_${d}.fits] {
    set res [Exec [list mkexpmap normalize=yes verbose=0 \
      asphistfile=asphist_${d}_${Emin}-${Emax}.fits \
      xygrid=0.5:8192.5:#4096,0.5:8192.5:#4096 useavgaspect=no \
      mode=h instmapfile=instmap_${Emin}-${Emax}_${d}.fits \
      outfile=expmap_${Emin}-${Emax}_${d}.fits ]]
    if {$res} {
      return $res
    }
  }
  # puts $mapcat expmap_${Emin}-${Emax}_${d}.fits
}
#close $mapcat

exec pset mkexpmap mode=ql

# Weight the Exposure Maps (dmimgcalc)

#foreach d {0 1 2 3} {
#  echo "chip-${d}"
#  exec dmlist expmap_${Emin}-${Emax}_${d}.fits header | grep EXPOSURE
#}

```

## Appendice C. PROGRAMMI UTILIZZATI

---

```
#
#puts " Calcolata l' Exposure dei Chips..."

# Now the weighted exposure maps are computed by multiplying
# each map by the corresponding ratio

#exec punlearn dmimgcalc
#foreach d {0 2 3 6 7}{
#  exec dmimgcalc operation=add weight2=0.0 verbose=0 mode=h \
#    infile=expmap_${Emin}-${Emax}_${d}.fits \
#    infile2=expmap_${Emin}-${Emax}_1.fits \
#    outfile=wexpmap_${Emin}-${Emax}_${d}.fits \
#    weight=1.0001
#}
#  set m | mode=ql]
#exec dmimgcalc infile=expmap_${Emin}-${Emax}_1.fits \
#  infile2=expmap_${Emin}-${Emax}_1.fits
#  outfile=wexpmap_${Emin}-${Emax}_1.fits \
#  weight=0.997 mode=ql
#puts " Pesate le ExpoMaps ..."

# Combine the Exposure Maps (dmregrid)

puts " Combine the expmap"
foreach d {0 1 2 3} {
  if ![file exists $Root/expo_${Emin}-${Emax}/expmap_${Peak}kev_cat.lis] {
    exec ls expmap_${Emin}-${Emax}_${d}.fits >> expmap_${Peak}kev.lis
    puts "${d}"
    exec cat expmap_${Peak}kev.lis
  }
}
if ![file exists $Root/expo_${Emin}-${Emax}/expmap_${Peak}kev.fits] {
  exec dmregrid infile=@expmap_${Peak}kev.lis \
  outfile=expmap_${Peak}kev.fits \
  bin=1:4096:1,1:4096:1 rotangle=0 \
  npts=1 xoffset=0 yoffset=0 rotxcenter=0 \
  rotycenter=0
}

# Create an Image (dmcop)

if ![file exists $Root/expo_${Emin}-${Emax}/img_${Emin}-${Emax}.fits] {
  exec dmcop "acis_evt2.fits\bin x=${Bin},y=${Bin}\|" img_${Emin}-${Emax}.fits
}

# Normalize By Exposure Map (dmimgcalc)

exec punlearn dmimgcalc
if ![file exists $Root/expo_${Emin}-${Emax}/img_${Emin}-${Emax}_norm.fits] {
  exec dmimgcalc infile=img_${Emin}-${Emax}.fits \
  infile2=expmap_${Peak}kev.fits \
  outfile=img_${Emin}-${Emax}_norm.fits \
  operation=div weight=1.0 weight2=${Exposure} \
  verbose=0
}
puts "*****"
puts "*****"
puts "***** SCRIPT TERMINATED *****"
puts "*****"
puts "*****"
puts ""
```

```

puts " A new Directory has been Created:"
puts " /arch1/archive/Chandra/$field/expo_${Emin}-${Emax}/ "
puts " the Exposure Map is expmap_${Peak}kev.fits "
puts " the Fluxed Image is img_${Emin}-${Emax}_norm.fits "

Exit

```

## C.5. *ned\_position.pl*

```

#!/usr/local/bin/perl

$rah = $ARGV[0];
$ram = $ARGV[1];
$ras = $ARGV[2];
$decd = $ARGV[3];
$decn = $ARGV[4];
$decs = $ARGV[5];
$equinox = $ARGV[6];
$radius = $ARGV[7];

$web_scripts = '/SUSY/u/fiore/bin';

if(
  $rah eq "" ||
  $ram eq "" ||
  $ras eq "" ||
  $decd eq "" ||
  $decn eq "" ||
  $decs eq "" ||
  $equinox eq "" ||
  $radius eq "" ) {

  die "

Usage ned.pl ra dec equinox search radius
          hh mm ss.s dd mm ss.s B1950, J2000 arcmin

e.g. ned_position.pl 12 12 12.2 -28 28 00.1 J2000 2

\n";
}

$cmd= "webquery.pl host='nedwww.ipac.caltech.edu' url='/cgi-bin/nph-objsearch' " .
      "method=GET " .
      "search_type='Near Position Search' in_equinox='$equinox' " .
      "ot_include='ANY' out_equinox='$equinox' " .
      "\SpecialChar=obj'obj_sort='Distanceto search center' zv='z' " .
      "zv_breaker='10000.0' " .
      "lon='$rah $ram $ras' lat='$decd $decn $decs' radius='$radius' " .
      "z_value1="" z_value2="" z_unit='z' ";

print "$cmd\n";

@out= `$cmd`;

for ($i=0; $i <= $#out; $i += 1)
{

```

## Appendice C. PROGRAMMI UTILIZZATI

---

```
    print $out[$i];  
}
```

## D. SLIDING CELL, TEORIA

La SLIDING CELL e' una tecnica di ricerca degli eccessi per trovare dei candidati/sorgenti in una lista di eventi o in un' immagine. Il nucleo del programma consiste nello scorrimento su un' immagine  $X$  di una cella di rivelazione quadrata. In ogni posizione sull' immagine viene calcolato il rapporto segnale rumore (SNR) assumendo che quella data sorgente sia centrata nel baricentro della cella di rivelazione, mentre il background viene stimato dal valore che si ottiene in una cella piu' grande, che contenga quella di rivelazione.

Se quindi l' SNR risulta maggiore di quello definito come soglia, l' algoritmo identifica la cella considerata come la posizione di un candidato sorgente.

Siano  $S$  i conteggi sorgente totali aspettati,  $B$  i conteggi di background totali aspettati,  $C$  i conteggi totali nella cella quadrata di rivelazione di grandezza  $d$ ,  $T$  i conteggi totali nella cella di rivelazione piu' quelli del contorno di background, che include la cella di rivelazione di grandezza  $b$ ,  $Q = T - C$ ;  $\alpha$  l' integrale della PSF sulla cella di rivelazione ed infine  $\beta$  l' integrale della PSF sulla cella di rivelazione piu' la regione circostante di background; avremo quindi:

$$C = \alpha S + B$$

$$T = \beta S + \left(\frac{b}{d}\right)^2 B$$

↓

$$B = \frac{(\alpha - \beta)C + \alpha Q}{\alpha b^2 d^{-2} - \beta} \pm \sigma_B = \sqrt{\frac{(\alpha - \beta)^2 \sigma_C^2 + \alpha \sigma_Q^2}{(\alpha b^2 d^{-2} - \beta)^2}}$$

$$S = \frac{C(b^2 - d^2)d^{-2} - Q}{\alpha b^2 d^{-2} - \beta} \pm \sigma_S = \sqrt{\frac{\sigma_C^2 (b^2 - d^2)^2 d^{-4} + \sigma_Q^2}{(\alpha b^2 d^{-2} - \beta)^2}}$$

Percio' il rapporto segnale-rumore diviene:

$$SNR = \frac{S}{\sigma_S} = \frac{C(b^2 - d^2)d^{-2} - Q}{\sqrt{\sigma_C^2 (b^2 - d^2)^2 d^{-4} + \sigma_Q^2}}$$

## Appendice D. SLIDING CELL, TEORIA

---

Da notare che il valore dell'  $SNR$  risulta indipendente dai valori di  $\alpha$  e  $\beta$ ; inoltre si possono approssimare le  $\sigma_C$  e  $\sigma_Q$  utilizzando la formula di Gehrels (1986), cioè  $\sigma_N = 1 + \sqrt{N + 3/4}$ .

La grandezza della cella di rivelazione e' impostabile dall' utente, ma non deve necessariamente essere sempre la stessa, in quanto differenti grandezze sono piu' o meno appropriate per differenti regioni ed energie. L' esperienza svolta con i satelliti Einstein e Rosat hanno mostrato che l' ottimizzazione del metodo di rivelazione si ha per una grandezza della cella di rivelazione che sia approssimativamente 3.6 volte la larghezza della PSF in quella posizione sul rivelatore ed a quella energia.

Anche la soglia di SNR puo' essere impostata dall' utente (spesso si utilizza una soglia in probabilita'), sia  $SNR_{thr}$  tale soglia; l' algoritmo sposta la cella di rivelazione a step di 1/3 della grandezza della cella stessa e ricerca in tutte le posizioni analizzate che si verifichi la seguente:

$$SNR > SNR_{thr}$$

Il passo successivo, indispensabile per le sorgenti puntiformi e' di discriminare tra picchi di SNR locali ed picchi assoluti, cioe' bisognera' distinguere tra due o piu' candidati sorgenti vicini; per far cio' si considerano essenzialmente come celle-candidate vicine quando la distanza tra i loro centri e' non maggiore di 1/3 della grandezza della cella piu' piccola utilizzata.

Di tutte le celle vicine, che da sole costituiscono un sottoinsieme di una candidato sorgente, viene quindi calcolato il centroide della distribuzione per identificare in maniera piu' precisa la posizione della sorgente, specialmente per quelle puntiformi. Il centroide risulta calcolato facendo una media pesata sui conteggi e sull' SNR delle rispettive posizioni vicine; quindi:

$$\bar{x} = \frac{\sum x_i}{C} \pm \sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{C}} = \frac{\sqrt{\frac{\sum (x_i - \bar{x})^2}{C-1}}}{\sqrt{C}}$$
$$\bar{y} = \frac{\sum y_i}{C} \pm \sigma_{\bar{y}} = \frac{\sigma_y}{\sqrt{C}} = \frac{\sqrt{\frac{\sum (y_i - \bar{y})^2}{C-1}}}{\sqrt{C}}$$

Con la covarianza tra  $x$  ed  $y$  data da:

$$\sigma_{xy} = \sqrt{\frac{\sum [(x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})]}{C - 1}}$$

## E. UNITA' DI MISURA ASTRONOMICHE

Quantita'	Simbolo	Valore
Velocita' della Luce	$c$	$299.792458 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$
Cost. Gravitaz. Universale	$G_N$	$6.673 \cdot 10^{11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
Unita' Astronomica	$au$	$149597870.66 \text{ km}$
Anno	$yr$	$31556925.2 \text{ s}$
Jansky	$Jy$	$10^{-26} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$
Massa di Planck	$\sqrt{\frac{\hbar c}{G_N}}$	$1.221 \cdot 10^{19} \text{ GeV}/c^2 = 2.1767 \cdot 10^{-8} \text{ kg}$
Dist. Sole dal Centro Galattico	$R_0$	$8.0 \text{ kpc}$
Massa Terrestre	$M_{\oplus}$	$5.974 \cdot 10^{24} \text{ kg}$
Raggio Terrestre	$R_{\oplus}$	$6.378140 \cdot 10^3 \text{ km}$
Massa Solare	$M_{\odot}$	$1.989 \cdot 10^{33} \text{ g}$
Luminosita' Solare	$L_{\odot}$	$3.826 \cdot 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$
Raggio Solare	$R_{\odot}$	$6.9599 \cdot 10^{10} \text{ cm}$
Raggio di Schwartzchild	$R_S$	$\frac{2GM}{c^2} \simeq 3 \cdot 10^{13} \left( \frac{M}{10^8 M_{\odot}} \right) \text{ cm}$
Raggio di Schwarzschild del Sole	$R_{S\odot}$	$\frac{2G_N M_{\odot}}{c^2} = 2.95325008 \text{ km}$
Raggio di Schwarzschild Terrestre	$R_{S\oplus}$	$\frac{2G_N M_{\oplus}}{c^2} = 8.87005622 \text{ mm}$
Parsec	$pc$	$3.0857 \cdot 10^{18} \text{ cm} = 3.262 \text{ ly}$
Anno Luce	$ly$	$0.9461 \cdot 10^{18} \text{ cm} \simeq 0.3066 \text{ pc}$
Elettronvolt	$eV$	$1.602177 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$
Costante di Rydberg	$R_y$	$13.605 \text{ eV}$

## Appendice E. UNITA' DI MISURA ASTRONOMICHE

---

Quantita'	Simbolo	Valore
Costante di Hubble	$H_0$	$100 h_0 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ $0.5 < h_0 < 1$
Densita' Critica Universo	$\rho_c$	$3H_0^2/8\pi G_N = 2.77536627 \cdot 10_{11} h^2 M_\odot \text{ Mpc}^{-3}$
Densita' di Materia Universo	$\Omega_M$	$\frac{\rho_M}{\rho_c} \in [0.15; 0.45]$
Densita' Barionica Universo	$\Omega_B$	$\frac{\rho_B}{\rho_c} \in [0.0095; 0.023]$
Costante Cosmologica	$\Omega_\Lambda$	$\frac{\Lambda c^2}{3H_0^2} \in [0.6; 0.8]$
Fattore Scala Cosmologico	$c^2/3H_0^2$	$2.853 \cdot 10^{51} h^{-2} \text{ m}^2$
Omega Totale	$\Omega_{tot}$	$\Omega_M + \Omega_B + \Omega_\Lambda \approx 1$
Eta' dell' Universo	$t_0$	$12 - 18 \text{ Gyr}$
Temperatura CBR	$T_0$	$2.725 \pm 0.001 \text{ K}$

## Elenco delle figure

1.1.	Vengono qui mostrate le bande passanti e quelli assorbite dall' atmosfera terrestre; il tutto ovviamente dipende dall' altitudine sul livello del mare. . . . .	2
2.1.	SED caratteristico degli AGN (Spectral Energy Distribution) a confronto con quello di una galassia normale. . . . .	6
2.2.	Esempi di distribuzione dell'energia per un campione di QSOs radio quieti (curva solida) e radio intensi (curva tratteggiata), Elvis et al., 1994. La scala dei flussi e' stata arbitrariamente normalizzata a $\lambda = 1 \mu m$ . . . . .	7
2.3.	In alto a destra e' mostrato lo spettro tipico a confronto di una galassia di Seyfert 1 ed una Seyfert 2 rispetto agli spettri di diversi oggetti astrofisici, rispettivamente BLLac, Quasar, LINER, BLRG, NLRG e Galassie Normali. . . . .	9
2.4.	Nella figura e' mostrato il tipico spettro di un QSO mediato sullo spettro di oltre 700 QSOs della Large Bright Quasar Survey, Francis et al., 1991. Le righe piu' evidenti sono indicate. . . . .	13
2.5.	Eccesso ultravioletto degli AGNs dal catalogo Hewitt & Burbidge (1993). . . . .	17
2.6.	Spettro X di un AGN di tipo 1: si tratta di una legge di potenza con un taglio in energia, piu' una riga con profilo relativistico di fluorescenza del ferro proveniente dal disco di accrescimento, inoltre vi e' il continuo riflesso associato ed un eccesso nella banda soft X. Lo spettro globale e' parzialmente assorbito da un materiale caldo ( <b>warm absorber</b> ) lungo la linea di vista che lascia la sua impronta nella forma delle righe di assorbimento, Matt et al., 2001. . . . .	24
2.7.	L' effetto dell' assorbimento sullo spettro X di un AGN (assumendo una legge di potenza con indice spettrale $\Gamma = 2$ ). Le curve rappresentano $N_H = 10^{23}, 5 \cdot 10^{23}, 10^{24}, 5 \cdot 10^{24}, 10^{25} \text{ cm}^{-2}$ dal basso verso l' alto. Lo spettro e' stato calcolato includendo l' effetto dello Scattering Compton in una geometria sferica, Matt et al., 1999. . . . .	26

## Elenco delle figure

---

- 2.8. La figura illustra i concetti basilari del modello di unificazione e mostra qualitativamente come la classificazione degli AGNs puo' dipendere dalla posizione relativa dell' osservatore; vi e' inoltre la suddivisione tra oggetti radio intensi ed oggetti radio quieti. . . . . 43
- 3.1. Spettro di densita' di Energia Cosmica dal Radio al Gamma, nella rappresentazione  $\nu I_\nu$  su  $\nu$ . Le righe orizzontali corrispondono a eguale potenza di radiazione per decade di energia (Hasinger et al., 2000). . . . . 62
- 3.2. Compilation di  $\log(N) - \log(S)$  prese da differenti surveys. I punti blu provengono da BeppoSAX, Giommi et al., 2000; i quadratini color magenta sono di ASCA, Ueda et al., 1999; i quadratini ocra sono di ASCA, Della Ceca et al., 1999; le barre di errore rosse sono di Chandra, Giacconi et al., 2001; la stella nera in basso a destra rappresenta HEAO-1, Piccinotti et al., 1982; la regione racchiusa dalla linea in grassetto nera rappresenta la regione  $1\sigma$  delimitata dalle fluttuazioni della survey HELLAS, Perri & Giommi, 2000; le regioni delimitate dalle righe a puntini e' la corrispettiva regione  $1\sigma$  delimitata dalle fluttuazioni della survey ASCA SIS, Gendreau et al., 1998; la regione delimitata dalle rette a puntini rossi rappresenta la regione  $1\sigma$  delimitata dalle fluttuazioni delle  $\log(N) - \log(S)$  di Chandra, Mushotzky et al., 2000. Infine la curva solida e' la  $\log(N) - \log(S)$  predetta dal modello base di sintesi dell' XRB includendo AGN e Clusters, la curva a puntini rappresenta il contributo dei soli AGN, mentre quella tratteggiata dei soli Clusters. . . . . 69
- 4.1. Grafico schematico del focheggiamento dei fotoni X. . . . . 78
- 4.2. Schema del funzionamento di un Contatore Proporzioanle/GSPC. La differenza sostanziale tra contatori proporzionali e GSPC risiede nel processo tramite il quale il fotone X viene rivelato: nei contatori proporzionali e' la ionizzazione, nei GSPC e' l' eccitazione degli atomi del gas. Nella figura e' mostrato in dettaglio lo schema del funzionamento dello Strumento MECS di Beppo SAX, che e' un GSPC, vedi § 5.1.3. . . . . 83
- 4.3. Schematizzazione del funzionamento di un CCD. . . . . 85
- 4.4. Schema rapresentativo di come un fotone puo' interagire in un mosaico di CCDs; il grado di affidabilita' e la risoluzione spaziale/energetica dell' evento dipende da quanti pixel il fotone coinvolge nell' interazione e nella rivelazione. . . . . 86

5.1. Schema della strumentazione a bordo di Beppo SAX. Gli strumenti scientifici sono quelli ombreggiati nella figura. . . . .	91
5.2. Viene mostrato in figura l' andamento dell' area efficace dei vari strumenti di Beppo Sax. . . . .	93
5.3. La figura mostra le calibrazioni relative "Cross Calibration" tra i vari strumenti di Beppo SAX sullo spettro della pulsar Crab. . . . .	93
5.4. Area Efficace in funzione dell' energia per diversi angoli off-axis: il vignetting e' piu' importante a grandi energie per off-axis che aumenta. . . . .	98
5.5. Panoramica sull' Osservatorio AXAF-Chandra. . . . .	101
5.6. Viene rappresentata l' area efficace degli strumenti a bordo di Chandra in funzione dell' energia al fuoco dell' HRMA. . . . .	104
5.7. La PSF si allarga per sorgenti off-axis e si riscontra una considerevole distorsione nell' immagine persino per set di specchi ideali; tali distorsioni sono intrinseche e causate dalle aberrazioni delle ottiche Wolter di tipo 1 (§ 4.2) e dalle differenti superfici focali per le quattro paia di specchi. L' aumento della grandezza dell' immagine con l' angolo off-axis e' maggiore per le shell piu' interne, quindi risulta maggiore per energie dei fotoni X incidenti maggiori. . . . .	106
5.8. Schema della struttura dell' ACIS a bordo di AXAF-Chandra. . . . .	107
5.9. Veduta schematica del satellite XMM con la disposizione reciproca dei vari strumenti scientifici. . . . .	112
5.10. L' immagine mostra l' AGN <i>Circinus</i> ripreso da Chandra con sovrapposto l' involuppo dell' immagine ripresa da SAX; l' immagine di Chandra evidenzia maggiormente le caratteristiche morfologiche della sorgente principale e si notano molte altre sorgenti secondarie (Bianchi, Matt et al., 2000). . . . .	116
6.1. Distribuzione luminosita'/redshift per gli AGN utilizzati per computare la funzione di luminosita' hard tra [2; 10]keV. L' intervallo di variazione verticale (nel redshift) delle sorgenti HELLAS e' molto piu' marcato rispetto a quello di HEAO-1 e questo poiche' tali sorgenti possiedono dei tempi di esposizione molto disparati, quindi piu' e' profonda l' osservazione (esposizione maggiore) e piu' lontano nel tempo (redshift maggiore) si puo' andare; l' andamento e' $\propto \sqrt{expo}$ . Da notare la discontinuita' tra le varie survey, scopo di questo lavoro di tesi e' quello di colmare il piu' possibile questa discontinuita' rendendo quindi accessibili a maggior risoluzione spaziale quelle zone del cielo scandagliate precedentemente solo a bassa risoluzione, La Franca et al., 2001. . . . .	118

## Elenco delle figure

---

- 6.2. Si nota dall' istogramma dei campi in funzione del tempo di esposizione ( $s$ ), come il campione sia stato sensibilmente aumentato, l' istogramma a linea continua e' il campione totale, quello a linea tratteggiata e' la seconda survey ed infine quello a linea punteggiata e' la prima survey. . . . . 119
- 6.3. Confronto tra il numero di sorgenti rivelate (escludendo i targets) in funzione del flusso  $[4.5; 10]keV$  per la vecchia (istogramma a linea punteggiata), la nuova survey (istogramma a linea tratteggiata) e per la survey completa (istogramma a linea continua). . . . . 124
- 6.4. Immagine del campo pg1115+407 ripresa dal MECS di SAX nella banda  $[1.3; 10]keV$  (a sinistra) e  $[4.5; 10]keV$  (a destra). Nelle figure sono evidenti le due sorgenti di calibrazione del Fe che producono un intenso background nel loro intorno evidente nella banda hard, producendo quindi delle sorgenti spurie che vanno eliminate interattivamente dal campione. . . . . 125
- 6.5. Sono graficati i count rates degli oggetti rivelati in funzione dell' angolo di off-axis e lo sky coverage rispettivo; i triangolini sono riferiti alla survey precedente, i pallini sono riferiti alla nuova survey; inoltre quelli pieni contraddistinguono osservazioni fatte con le tre unita' MECS, mentre quelli vuoti osservazioni con le sole unita' MECS 2 e 3. La curva solida si riferisce alle tre unita' MECS, mentre quella tratteggiata alle sole unita' 2 e 3. Queste curve sono delle funzioni che forniscono il minimo count rate rilevabile ad una data soglia di probabilita' (99.94%) per una esposizione di  $100ks$ . Tali curve definiscono il limite sul count rate che e' funzione del tempo di esposizione e dell' angolo di off-axis per la survey HELLAS; la forma delle curve e' stata aggiustata utilizzando le piu' recenti calibrazioni del vignetting del telescopio, del suo background e dello strongback del berillio, mentre la sua normalizzazione e' stata scelta utilizzando estese simulazioni. . . . . 130
- 6.6. Viene mostrato lo Sky Coverage in funzione del flusso X. Sono riprodotte le curve relative agli indici spettrali  $\alpha_E = 0.2, 0.6, 1.0$  e le tre curve rappresentano lo sky coverage totale (linea continua), quello della survey precedente (linea punteggiata) e quello della nuova survey (linea tratteggiata). Da notare come per grandi flussi il vignetting influisce poco sull' area efficace e quindi lo sky coverage tendera' asintoticamente al limite geometrico dato dalla proiezione del FOV del MECS nel cielo (assunto  $r_{MECS} = 25 arcmin$ ). . . . . 133

- 6.7. Integrali  $[4.5; 10]keV \log(N) - \log(S)$  della distribuzione delle sorgenti del campione HELLAS per la prima survey in alto a sinistra (147 sorgenti), per la seconda survey in alto a destra (165 sorgenti), per la survey totale in basso a sinistra (312 sorgenti). In basso a destra viene mostrato il grafico sovrapposto dei tre integrali. . . . . 136
- 6.8. Sono mostrate le sorgenti totali identificate dai cataloghi per entrambe le surveys in merito alla loro dispersione tra le coordinate RA e Dec delle sorgenti rivelate nell' X e quelle su i cataloghi stellari. 139
- 6.9. La figura mostra la deviazione in RA e Dec delle varie classi di oggetti, contraddistinte da simboli diversi, per i targets (a sinistra) e per i non targets (a destra). . . . . 140
- 6.10. Viene mostrata la dispersione in RA e Dec delle sorgenti X con controparti Radio, Ir ed X generiche in relazione alla posizione su i cataloghi stellari. . . . . 140
- 6.11. Le figure mostrano la dispersione delle sorgenti non target in funzione dell' angolo di off-axis (sopra) ed in funzione del count rate (sotto). . . . . 142
- 6.12. Il Softness Ratio  $SR = \frac{(S-H)}{(S+H)}$  graficato come funzione del flusso  $[5; 10]keV$  per le 128 sorgenti (57 identificate otticamente) della prima survey (figura sopra) e per le 270 sorgenti della survey totale (figura sotto) non coperte dal supporto strongback della finestra del MECS. Differenti simboli contraddistinguono diversi sorgenti identificate: circoletti aperti AGN 1; circoletti pieni AGN 1.8-1.9-2.0; quadratini ripieni Galassie Starburst e LINERs; triangoli vuoti oggetti BL Lac; triangoli a stella Radio Loud Quasars; triangoli pieni Radiogalassie; quadrati vuoti Cluster di Galassie. Le linee tratteggiate individuano luoghi in cui il count rate  $[4.5; 10]keV$  e' costante. . . . . 145
- 6.13. I tre istogrammi sovrapposti rappresentano il numero di sorgenti utilizzate nell' analisi dell' softness ratio ad un determinato  $sr$ ; il tutto escludendo il supporto dello strongback, cioe' la zona compresa tra gli angoli di off-axis  $[8.5; 12] arcmin$  e considerando le sorgenti a tutti i flussi (istogramma a linea solida), con flussi compresi tra  $[10^{-14}; 3 \cdot 10^{-13}] erg \cdot cm^{-2} s^{-1}$  (istogramma con linea a puntini) ed infine per flussi  $> 3 \cdot 10^{-13} erg \cdot cm^{-2} s^{-1}$  (linea tratteggiata). . . . 146

**Elenco delle figure**

---

- 6.14. Hardness Ratio  $HR_1 = \frac{(M-L)}{(M+L)}$  come funzione dell' Hardness Ratio  $HR_2 = \frac{(H-M)}{(H+M)}$  per le 56 sorgenti (di cui 32 otticamente identificate) della prima survey (figura sopra) e per le 80 sorgenti della survey totale (figura sotto) non coperte dal supporto strongback della finestra del MECS e con un rapporto segnale rumore  $SNR > 3.8$ . I simboli adoperati sono gli stessi della fig. 6.12. La stella centrale rappresenta la posizione predetta per una sorgente con legge di potenza non assorbita ad  $\alpha_E = 0.4$ . La curva solida sulla destra rappresenta i valori aspettati per un modello a legge di potenza con  $\alpha_E = 0.8$  assorbito da una densita' colonnare di  $\log N_H = 0, 22, 22.7, 23, 23.7, 24$  (dal basso verso l' alto) a  $z = 0$ . La curva tratteggiata rappresenta lo stesso modello a  $z = 0.4$ . La curva solida piu' interna rappresenta i valori aspettati da un modello di assorbimento a copertura parziale con  $\log N_H = 0, 22, 22.7, 23, 23.7, 24$  ed una frazione covering del 90%. . . . . 147
- 6.15. Softness Ratio,  $SR = \frac{(S-H)}{(S+H)}$  come funzione del redshift,  $z$  per 51 sorgenti di cui si conosceva il redshift dal follow-up spettroscopico (La Franca et al., 2001) della prima survey (figura sopra) e per le 81 sorgenti della survey totale (figura sotto). I simboli adoperati sono gli stessi della fig. 6.12. Le linee punteggiate rappresentano i valori aspettati da un modello a legge di potenza non assorbita con indice spettrale  $\alpha_E = 0.8$  e 0.4. Le linee tratteggiate rappresentano i valori aspettati da un modello a legge di potenza assorbita con densita' colonnari  $N_H = 10^{23}, 10^{23.5}, 10^{24} \text{ cm}^{-2}$  rispettivamente e l' assorbitore X posto allo stesso redshift della sorgente. . . . . 149
- 6.16. Frazione di AGN prevista dal modello come funzione del flusso [5; 10]keV per oggetti relativamente non oscurati ( $\log(N_H) < 23$ , linea solida), altamente oscurati ( $23 < \log(N_H) < 24$ , linea punteggiata) e Compton Thick ( $\log(N_H) > 24$ , linea tratteggiata). I rettangoli corrispondono alla frazione di oggetti per le corrispondenti classi di  $N_H$  come calcolati dalla fig. 6.15 (Comastri et al., 2001). . . . . 150
- 6.17. A sinistra viene mostrata il softness ratio  $SR = \frac{(S-H)}{(S+H)}$  in funzione della luminosita X nella banda [2; 10]keV di 170 sorgenti del campione totale. A destra viene mostrato sempre il softness ratio delle 170 sorgenti del campione totale con redshift  $z > 0$  ed angolo di off-axis non compreso nell' intervallo [8.7; 12.3]arcmin in funzione della magnitudine  $R$ ; la notazione risulta la medesima riportata nei grafici precedenti. . . . . 151

- 6.18. Luminosità  $[2; 10]keV$  in funzione del redshift  $z$  per i 173 AGN della survey totale (compresi i targets delle osservazioni); di cui 100 AGN di tipo 1, 4 AGN Radio Intensi, 35 AGN di tipo 2, 34 oggetti BL Lac. Le notazioni sono mostrate in figura. . . . . 152
  
- 7.1. Integrale  $\log(N) - \log(S)$  per le sorgenti rivelate nel campo con il satellite ROSAT e sovrapposto la stessa curva delle sorgenti presenti nel campo ma ricavate dal catalogo (wga); inoltre viene riportato il grafico del count rate del campo. . . . . 156
- 7.2. Viene mostrata di seguito la mappa di esposizione ad  $1keV$ ; risulta evidente come l' esposizione risulti differente in diversi punti del rivelatore, quindi non considerare questo effetto produrrebbe dei conteggi errati per le sorgenti (sottostimati). . . . . 159
- 7.3. Viene mostrata l' immagine del campo pg1115+047 con sovrapposti i box di rivelazione nelle tre bande: circoletti per le sorgenti rivelate nel range  $[0.3; 8]keV$ ; rettangolini verticali per le sorgenti rivelate nel range  $[0.5; 2]keV$  ed infine delle ellissi orizzontali per le sorgenti nel range  $[2; 8]keV$ . . . . . 161
- 7.4. E' mostrato l' andamento del count rate in funzione dell' angolo di off-axis nei tre casi: i pallini pieni rappresentano le sorgenti rivelate nella banda  $[0.3; 8]keV$ ; i pentagoni vuoti rappresentano le sorgenti rivelate nella banda  $[0.5; 2]keV$  ed i vertici di triangolo rappresentano le sorgenti rivelate nella banda  $[2; 8]keV$ . In alcuni casi si tratta delle stesse sorgenti (stesso angolo di off-axis) ma con count rate diversi nelle diverse bande. . . . . 165
- 7.5. Integrale  $\log(N) - \log(S)$  del campione di sorgenti rivelate nella banda  $[0.5; 2]keV$ . I pallini rappresentano i dati del campo pg1115 misurati da Chandra; l' istogramma rappresenta i conteggi del campo come misurati da ROSAT e da una survey indipendente (wga); la linea tratteggiata la  $\log(N) - \log(S)$  tipica misurata dalle surveys ROSAT ; i triangolini collegano la  $\log(N) - \log(S)$  del Lockman Hole come misurati da XMM ed infine i quadratini segnano la  $\log(N) - \log(S)$  del CDFS misurata da Chandra. . . . . 168
- 7.6. Integrale  $\log(N) - \log(S)$  del campione di sorgenti rivelate nella banda  $[2; 10]keV$ . I pallini rappresentano i dati del campo pg1115 misurati da Chandra; i triangolini collegano la  $\log(N) - \log(S)$  del Lockman Hole come misurati da XMM ed infine i quadratini segnano la  $\log(N) - \log(S)$  del CDFS misurata da Chandra. Nel grafico a  $[2; 10]keV$  ovviamente sono assenti le misure di ROSAT (poiche' il satellite esegue misure solo nella banda soft X). . . . . 169

## Elenco delle figure

---

- 7.7. Le quattro figure sono il collage delle osservazioni del campo effettuate con l' OIG del TNG, sovrapposti vi sono i box di rivelazione delle sorgenti X rivelate da Chandra nella banda  $[0.5; 2]keV$ . . . . . 171
- 7.8. Le quattro figure sono il collage delle osservazioni del campo effettuate con l' OIG del TNG, sovrapposti vi sono i box di rivelazione delle sorgenti X rivelate da Chandra nella banda  $[2; 8]keV$ . . . . . 172
- 7.9. Le quattro figure sono il collage delle osservazioni del campo effettuate con l' OIG del TNG, sovrapposti vi sono i box di rivelazione delle sorgenti X rivelate da Chandra nella banda  $[0.3; 8]keV$ . . . . . 173
  
- 8.1. Il confronto con il grafico prima di questo lavoro (in alto) mostra come la discontinuita' tra le varie surveys X e' stata colmata (fig. in basso). Per completezza sono state anche aggiunti altri lavori di XMM e Chandra. . . . . 181

## Elenco delle tabelle

1.2.	Luminosità tipiche di alcune sorgenti galattiche ed extragalattiche. . . . .	3
2.1.	Raggruppamento degli AGNs in base all' orientazione ed alle caratteristiche radio. . . . .	45
2.2.	Densità spaziali osservate delle classi di Agn più significative per volume comovente fissato, Peterson et al., 1997. . . . .	47
4.1.	Caratteristiche geometriche fondamentali dei due satelliti utilizzati in questo lavoro di tesi: Beppo SAX ed AXAF-Chandra. . . . .	77
4.2.	Coefficienti $\delta$ e $\vartheta$ per l' oro a differenti energie. . . . .	79
4.3.	Numero di Specchi e PSF di Beppo SAX, Chandra ed XMM. . . . .	80
5.2.	Caratteristiche principali degli strumenti a bordo di Beppo SAX. . . . .	90
5.3.	Caratteristiche tecniche del MECS, "Medium Energy Concentrator Spectrometer". . . . .	95
5.4.	Caratteristiche principali dell' HRMA, High Resolution Mirror Assembly. . . . .	105
5.5.	Caratteristiche tecniche principali dell' ACIS, "Advanced CCD Imaging Spectrometer" di Chandra. . . . .	109
5.6.	Confronti relativi delle performances dei due satelliti/telescopi. . . . .	115
6.2.	Valori dei parametri inseriti nel programma " <i>correct_coord.tcl</i> " per i vari MECS. . . . .	122
6.3.	Sky Coverage a flussi diversi per la prima survey, la nuova survey e quella totale, i valori sono stati calcolati utilizzando un raggio geometrico massimo del MECS di $25 \text{ arcmin}$ e si riferiscono ad un indice spettrale della legge di potenza $\Gamma = 0.6$ . . . . .	132
6.4.	Valori della $\log(N) - \log(S)$ al variare del flusso delle sorgenti per la prima survey, per la nuova survey e per quella totale con relativi errori a statistica- $1\sigma$ . . . . .	135

## Elenco delle tabelle

---

6.6. Viene riportato il numero di controparti delle sorgenti X identificate per ogni classe di oggetti, per la prima survey e quella nuova (tra parentesi i non targets); alcune di queste sorgenti sono tuttavia state escluse dal campione finale, secondo i criteri di selezione di cui abbiamo già parlato. . . . .	138
7.2. Proprieta' fondamentali dei campi utilizzati per la survey di Chandra.	158
7.4. Numero di sorgenti rivelate nei tre intervalli energetici sul campo pg1115 dalla routine di detect inclusa nel pacchetto XIMAGE. . . . .	160
7.5. Tabella del $\log(N) - \log(S)$ e relativo angolo di off-axis, Count Rate e Flusso X nella banda [0.5; 2] keV. . . . .	167
7.6. Tabella del $\log(N) - \log(S)$ e relativo angolo di off-axis, Count Rate e Flusso X nella banda [2; 10] keV. . . . .	167

# Bibliografia

- [1] Bradley M. Peterson “An Introduction to Active Galactic Nuclei”, 1997.
- [2] J.H. Krolik “Active Galactic Nuclei”, 1999.
- [3] N. Binney, M. Merrifield “Galactic Astronomy”, 1998.
- [4] N. Binney, S. Tremaine “Galactic Dynamics”, 1994.
- [5] M.S. Longair “High Energy Astrophysics”, vol.1-2, 1997.
- [6] Correl Ostlie “An Introduction to Modern Astrophysics”, 1996.
- [7] C.R. Kitchin “Astrophysical Thecniques”, 1998.
- [8] P.J.E. Peebles “Principles of Physical Cosmology”, 1993.
- [9] E.W. Kolb, M.S. Turner “The Early Universe”, 1994.
- [10] A. Dobzychi, H. Ebeling, K. Glotfelty, P. Freeman, F. Damiani, M. Elvis, T. Calderwood “Chandra Detect 1.0 User Guide”, 1999.
- [11] F. Fiore, M. Guainazzi, P. Grandi “Cookbook for Beppo SAX NFI Spectral Analysis”, 1999.
- [12] B. Welch “PRactical Programming in TCL and TK”, 1994.
- [13] F. Fiore, F. La Franca, G. Matt, G.C. Perola, C. Vignali, A. Comastri, F. Pompilio, P. Giommi, S. Molendi, F. Tamburelli, L.A. Antonelli, D. Ricci, M. Maccarone, P. Ciliegi, I. Matute, A. Franceschini, M. Elvis, F. Nicastro, S. Cristiani, P. Andreini “ASTRO-PH/9801222”; “ASTRO-PH/0007118”; “ASTRO-PH/0105524”; “ASTRO-PH/0105525”; “ASTRO-PH/0109308”; “ASTRO-PH/9802291”; “ASTRO-PH/0003273”; “ASTRO-PH/9412029” HELLAS Beppo SAX.

## Bibliografia

---

- [14] R. Giacconi, P. Tozzi, P. Rosati, M. Nonino, J. Bergeron, S. Borgoni, R. Gilli, R. Gilmozzi, G. Hasinger, N. Grogin, L. Kewley, A. Koekemoer, C. Norman, E. Schreier, P. Shaver, G. Szokoly, J.X. Wang, W. Zheng, A. Zirm “ASTRO-PH/0103014” AXAF CDF-S.
- [15] E.D. Feigelsen, D.P. Schneider, G.P. Garmire, D.M. Alexander, W.N. Bandt, A.E. Hornschemeier, M.W. Bautz, P.S. Broos, L.K. Townsley, W.L.W. Sargent, L.L. Cowie, G. Chartos, R.E. Griffiths, D. Lumb, J.A. Nousek, L.W. Ramsey, A.J. Barger, D.N. Burrows “ASTRO-PH/0101494”; “ASTRO-PH/0102411” AXAF CDF-N.
- [16] G. Hasinger, B. Altieri, M. Arnaud, X. Barcons, J. Bergeron, H. Brumer, M. Dadina, K. Dennerl, P. Ferrando, A. Finoguenov, R.E. Griffiths, Y. Hashimoto, F.A. Jansen, D.H. Lumb, K.O. Mason, S. Mateos, R.G. McMahon, T. Miyajima, F. Paerels, M.J. Page, A.F. Ptak, T.P. Sasseen, N. Schortel, G.P. Szokoly, J. Trumper, M. Turner, R.S. Warwick, M.G. Watson “ASTRO-PH/0011271” XMM Lockman Hole.
- [17] Cappi et al., 2000 su *The Astrophysical Journal* 548:624-638 “Chandra Study of an Overdensity of X-Ray Sources Around two Distant ( $z \simeq 0.5$ ) Cluster”.