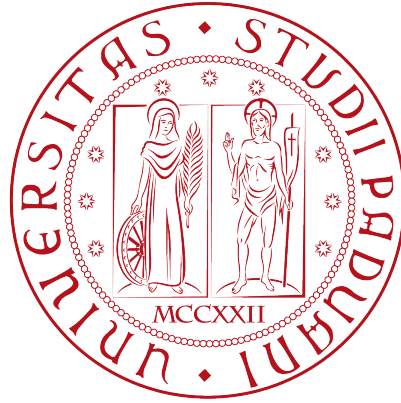


Università degli Studi di Padova

SCUOLA DI SCIENZE
DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA
"GALILEO GALILEI"



LAUREA MAGISTRALE IN ASTRONOMIA

Very High Energy emission in Galactic transient
millisecond pulsars and prospects of detection with the
Cherenkov Telescope Array

Relatore: Prof. Alberto Franceschini

Co-relatore: Dott. Luca Zampieri

Laureanda: ALESSIA SPOLON

A.A. 2016 - 2017

*Alle persone più importanti della mia vita
senza le quali non ce l'avrei mai fatta.
E a Grillo, il mio peloso.*

*"Punta alla luna:
anche se non ci arriverai,
ti troverai tra le stelle."*

Les Brown

Indice

1	Astronomia Gamma	3
1.1	Raggi Cosmici	3
1.2	Raggi Gamma	8
1.3	Produzione di Raggi Gamma di VHE	8
1.3.1	Modelli Leptonici	8
1.3.2	Modelli Adronici	11
2	Rivelatori di Fotoni Gamma	13
2.1	I satelliti gamma	13
2.2	Rivelatori a Terra	14
3	CTA: Cherenkov Telescope Array	21
3.1	Localizzazione	21
3.2	Caratteristiche di CTA	22
3.3	Obiettivi scientifici di CTA	24
3.4	KST: Key Science Projects	25
3.5	Tecnologia di CTA	26
4	Sorgenti di Raggi Gamma	29
4.1	Binarie X	29
4.2	Millisecond Pulsar: MSP	33
4.3	Redbeck e Black Widow	35
4.3.1	Meccanismi di Formazione	38
4.4	Millisecond Pulsar Transienti	39
4.4.1	PSR J1023+0038	41
4.4.2	PSR J1227-4853	45
4.4.3	IGR J18245-2452	46
5	Analisi in banda Gamma ed Ottica e Simulazione delle Osservazioni con CTA	47
5.1	Analisi dei dati HE	47
5.1.1	Riduzione dei Dati	47
5.1.2	Binned Likelihood Analysis	49
5.2	Analisi in Banda Ottica	51
5.3	Simulazioni dei Dati VHE	51

6 Risultati	53
6.1 Risultati dell'Analisi dei dati HE <i>Fermi</i> -LAT	53
6.2 Risultati dell'Analisi delle Osservazioni Ottiche ottenute con Aqueye+ al Telescopio Copernico	63
6.3 Risultati delle Simulazioni degli spettri VHE	68
7 Discussione e Conclusioni	79
Lista delle Figure	ii
Lista delle Tabelle	iii
Bibliografia	iii

Introduzione

L'astronomia gamma ad altissima energia (Very High Energy, VHE), oltre 0.1 TeV, è un campo scientifico nuovo e in rapido sviluppo. Negli ultimi anni sono state scoperte moltissime nuove sorgenti, la maggior parte di esse grazie all'attuale generazione di telescopi a tecnologia IACT (Imaging Atmospheric Cherenkov Technique) come VERITAS, H.E.S.S. e MAGIC.

Gli IACTs sfruttano il fenomeno della radiazione Cherenkov, radiazione che viene emessa nel visibile quando una particella carica si muove in un mezzo dielettrico, come l'atmosfera, più velocemente della velocità della luce nel mezzo stesso. Questo processo non viola la teoria della relatività perché la velocità della luce in un mezzo trasparente è c/n , dove n è l'indice di rifrazione e nell'aria è maggiore dell'unità.

Questi lampi di luce Cherenkov sono piuttosto deboli e la loro durata è di pochi nanosecondi ma, grazie ai grandi specchi e alle telecamere estremamente veloci degli IACTs, la radiazione Cherenkov può essere rivelata.

Con il futuro CTA si potrà esplorare più in dettaglio il cielo gamma VHE e la sua sensibilità sarà migliore di un ordine di grandezza rispetto agli attuali IACTs. CTA cercherà di risolvere molte delle questioni fisiche ed astrofisiche ancora aperte.

CTA sarà composto da due grandi osservatori astronomici (uno nell'emisfero Nord ed uno nell'emisfero Sud) ed utilizzerà tre tipi di telescopi: il Large Size Telescope (LST), con un diametro dello specchio parabolico dell'ordine dei 23 m, il Medium Size Telescope (MST), il cui specchio ha un diametro dell'ordine dei 12 m e lo Small Size Telescope (SST) con un diametro dello specchio fino a 4 m.

Grazie all'utilizzo di queste tre classi di telescopi CTA coprirà l'intero range energetico (30 GeV-300 TeV) ed un'area effettiva di un milione di metri quadrati.

In questo lavoro di Tesi ci siamo occupati di una particolare classe di sistemi binari: le *transitional MSP* (tMSP). Esse sono dei particolari sistemi binari che contengono una stella di neutroni con un periodo di rotazione molto breve (~ 1 ms) e che alternano due fasi evolutive: in una si manifestano come pulsar radio al millisecondo (MSP) e sono alimentate dall'energia rotazionale, mentre nell'altra fase sono *Low Mass X-Ray Binaries* (LMXB) alimentate dall'accrescimento da una stella compagna.

Lo scopo di questo lavoro è quello di studiare le prospettive di osservabilità delle *transitional MSP* con il futuro Cherenkov Telescope Array (CTA).

La tesi è articolata nel seguente modo:

Il primo Capitolo è dedicato alla presentazione dei processi fisici che danno luogo all'emissione di radiazione gamma.

Nel secondo e terzo Capitolo presentiamo gli strumenti che vengono utilizzati per rivelare e studiare questa radiazione. In particolare viene dato spazio alla missione del

satellite *Fermi*-LAT e al futuro CTA.

Nel quarto Capitolo descriviamo i sistemi binari transienti e i diversi scenari di formazione ed i meccanismi di emissione. A conclusione del Capitolo diamo spazio alle tre tMSP attualmente conosciute.

Nel sesto Capitolo riassumiamo brevemente il metodo usato per l'analisi dei dati ottenuti con il satellite *Fermi*-LAT delle due sorgenti studiate: PSR J1023+0038 e PSR J1227-4853. Descriviamo l'analisi dei dati ottici di PSR J1023+0038 ottenuti con Aqueye+ e la procedura eseguita per simulare le osservazioni delle due sorgenti in banda VHE.

Nel settimo Capitolo mostriamo i risultati ottenuti dall'analisi dei dati HE di *Fermi*-LAT e le simulazioni VHE per CTA dei due sistemi transienti considerati e presentiamo le curve di luce ottiche del sistema PSR J1023+0038.

Nell'ottavo e ultimo Capitolo riassumiamo brevemente i risultati e le prospettive future.

Capitolo 1

Astronomia Gamma

L'emissione gamma, in particolare quella relativa alle bande Very High Energy (VHE), è collegata ai fenomeni più violenti ed energetici dell'Universo e rappresenta uno strumento privilegiato per studiare gli ambienti fisici estremi caratterizzati da intensi campi magnetici e particelle di alta energia. La banda gamma si estende nella parte più energetica dello spettro elettromagnetico, in Figura 1.1, e copre il range di energia che va dai 100 KeV¹ in su.

Per poter osservare direttamente la radiazione gamma, essendo l'atmosfera terrestre opaca alla radiazione al di sopra di 10 eV, è necessario utilizzare dei satelliti in orbita nello spazio, come il Fermi Gamma-ray Space Telescope.

Quando si ha a che fare con energie superiori ai 100 GeV (VHE) si può utilizzare l'atmosfera stessa come detector per studiare, da Terra, gli sciami elettromagnetici di raggi gamma di VHE. Questo è il concetto che sta alla base del funzionamento dei telescopi Cherenkov ground-based come MAGIC alle Isole Canarie, H.E.S.S. in Namibia, VERITAS in Arizona, e del futuro CTA.

La prima sorgente VHE ad essere stata scoperta è stata la Crab Nebula nel 1989 [Weekes et al., 1989]. Attualmente si conoscono 198 VHE sorgenti Galattiche ed extragalattiche (Figura 1.2). I raggi gamma sono messaggeri estremamente utili poiché sono neutri e quindi non interagiscono con i campi magnetici cosmici (come invece accade per i raggi cosmici) e sono estremamente energetici, così da essere difficilmente assorbiti dalla materia (come invece accade per i fotoni di più bassa energia).

1.1 Raggi Cosmici

Le misure determinanti per la scoperta dei raggi cosmici furono effettuate tra il 1908 e il 1912 da parte del fisico Domenico Pacini, che nel 1911 dimostrò che la radioattività diminuiva sott'acqua, e dall'austriaco Victor Francis Hess, che dimostrò, grazie all'utilizzo del pallone aerostatico, che essa aumentava con l'altitudine [Hess, 1912]. Victor Hess vinse il Premio Nobel per la fisica nel 1936 per le sue innovative ricerche nel campo della radiazione cosmica.

La fotografia di Hess nel suo pallone (Figura 1.3) è una delle fotografie più famose della storia della scienza.

I raggi cosmici si dividono in particelle primarie e secondarie. Le primarie sono quelle che dalle sorgenti cosmiche arrivano fino alla Terra. Entrando nell'atmosfera collidono

¹1 eV = 1.602176565 x 10⁻¹⁹J.

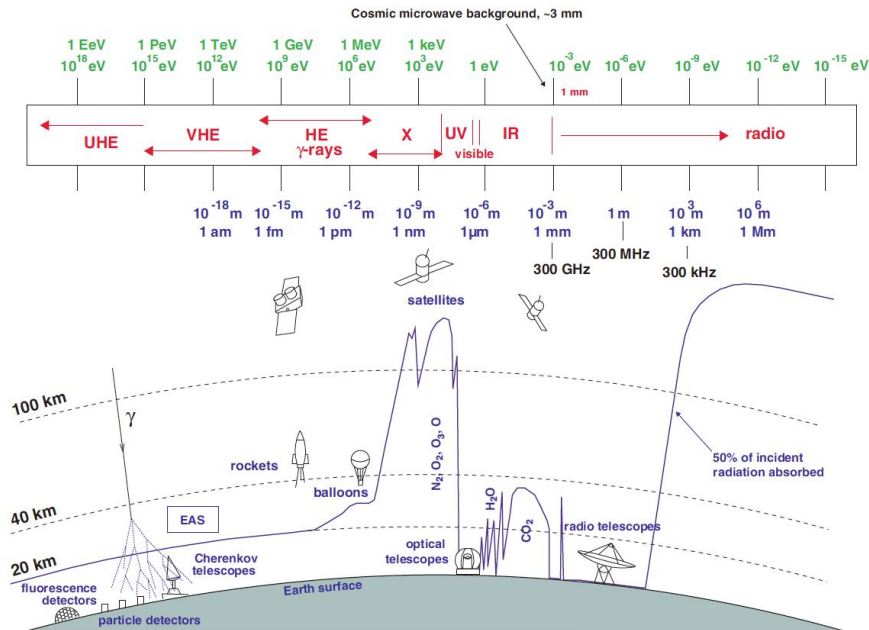


Figura 1.1

Rappresentazione grafica delle finestre atmosferiche per l'osservazione dell'Universo. In alto: bande dello spettro elettromagnetico. In basso: altezza a cui i fotoni di diversa energia sono completamente assorbiti dall'atmosfera terrestre; le linee continue indicano l'altezza a cui un detector può ricevere metà della radiazione totale incidente per ogni lunghezza d'onda.

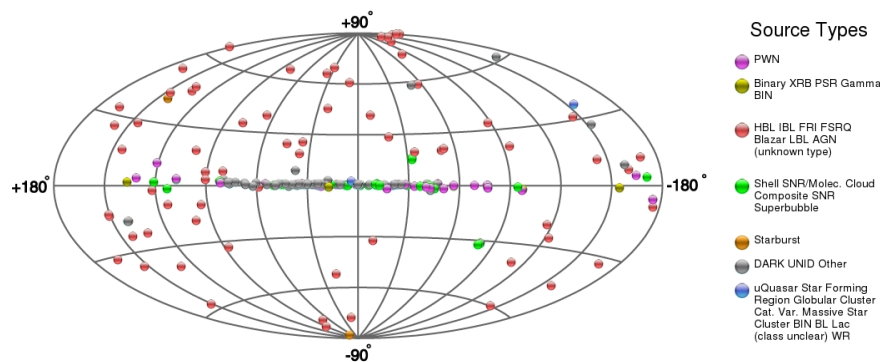


Figura 1.2

Mappa delle sorgenti VHE, in coordinate Galattiche, prese dal catalogo TeVCat [Wakely and Horan, 2008].

Le sorgenti sono rappresentate da pallini e i colori rappresentano i diversi tipi di sorgenti. Immagine tratta da <http://tevcat.uchicago.edu>

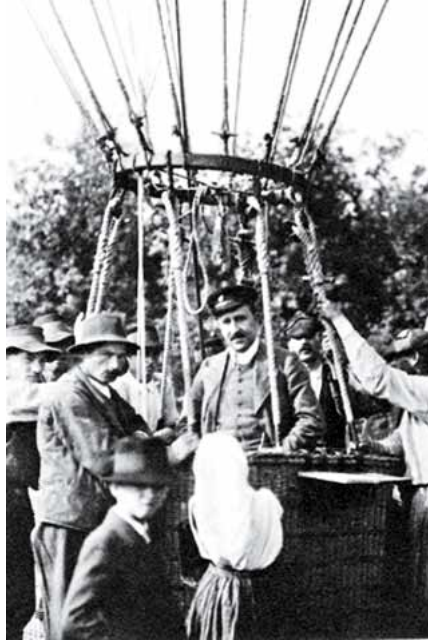


Figura 1.3

Foto di Victor Hess nel pallone aerostatico che utilizzò per l'esperimento decisivo del 7 agosto del 1912.

con le molecole dell'aria; esse sono composte perlopiù da protoni (l'88%), nuclei di elio (il 10%), da elettroni (circa l'1%) e fotoni gamma (circa lo 0.1%).

Le particelle secondarie sono quelle che vengono generate dalla collisione delle particelle primarie con gli atomi dell'atmosfera terrestre. Questa collisione infatti genera uno sciame di particelle (composto da iperioni, elettroni, neutroni, mesoni, muoni e neutrini), vedi Figura 1.4, che si propaga fino a raggiungere il suolo.

Lo spettro energetico dei raggi cosmici è riportato in Figura 1.5. Esso copre un range energetico di 13 ordini di grandezza, da 10^9 eV fino a superare i 10^{20} eV.

Il suo andamento è descritto da 3 leggi di potenza (*Power-law*):

$$dN \propto E^{-\alpha} dE \quad (1.1)$$

con indice spettrale rispettivamente:

$$\alpha = \begin{cases} 2.7 & \text{fino a } E \sim 10^{15.5} \text{ eV (100 TeV),} \\ 3 & \text{per } 10^{15.5} \text{ eV} < 10^{18} \text{ eV,} \\ 2.6 & \text{da } E \sim 10^{18} \text{ eV.} \end{cases} \quad (1.2)$$

Il flusso delle particelle è inversamente proporzionale alla loro energia, per cui particelle estremamente energetiche sono meno frequenti di particelle meno energetiche.

La parte meno energetica ($E < 1$ GeV) è dominata dal vento solare e dalla presenza di particelle che vengono accelerate negli shock interplanetari nel nostro Sistema Solare. Andando oltre questa energia, e fino a $\sim 10^{15.5}$ eV, in corrispondenza del *ginocchio*, lo spettro segue una legge di potenza con un indice spettrale pari a $\alpha \sim 2.7$. I raggi cosmici in questo intervallo di energia sono di origine Galattica.

Ad energie maggiori, lo spettro mostra un ulteriore cambiamento di pendenza. Le particelle con energie superiori a quella del ginocchio sono di origine extragalattica.

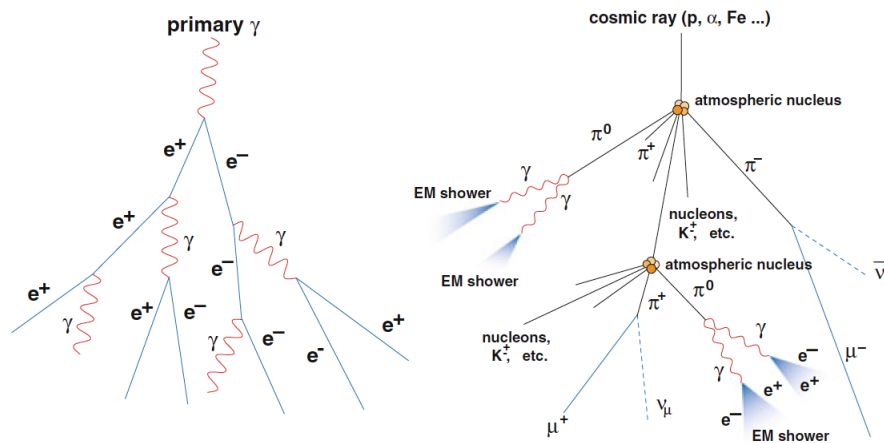


Figura 1.4

Rappresentazione schematica di due sciame atmosferici prodotti da fotoni (a sinistra) e particelle cariche (a destra).

Immagine tratta da De Angelis [2015].

La rivelazione dei raggi cosmici di altissima energia, al di sopra dei 10^{14} - 10^{15} eV, deve essere condotta in maniera indiretta a causa del flusso molto basso di fotoni nella regione al di sopra del ginocchio.

L'osservazione dei raggi cosmici sfrutta, in questo intervallo di energie, lo sviluppo di sciame di particelle secondarie (Extensive Air Shower) in atmosfera. Gli Extensive Air Shower (EAS), osservati per la prima volta da Pierre Auger nel 1938 [Auger et al., 1939], sono sciame di particelle prodotti dall'interazione della particella cosmica primaria di alta energia con i nuclei dell'atmosfera. Le particelle prodotte da queste interazioni sono dette raggi cosmici secondari e possono a loro volta interagire o decadere, determinando così la moltiplicazione del numero di particelle all'interno di uno sciame. In particolare, nella prima interazione si genera un certo numero di particelle secondarie. In prima approssimazione, dal decadimento dei pioni neutri, si sviluppano sciame elettromagnetici mentre dai pioni carichi si producono muoni e neutrini (dai decadimenti) o altri adroni; i neutrini sono difficilmente rivelabili a causa delle sezioni d'urto molto piccole.

Oltre i 10^{20} eV si osserva una rapida diminuzione del flusso dei raggi cosmici, fenomeno noto come effetto GZK e previsto negli anni '60 da Greisen, Zatsepin e Kuzmin; questo cutoff è dovuto all'interazione dei raggi cosmici di queste energie con i fotoni del fondo a microonde a 2.73 K e porta alla produzione di pioni.

Comprendere l'origine dei raggi cosmici è alquanto difficile perché, essendo particelle cariche, il loro cammino viene deflesso dai campi magnetici Galattici e in questo modo non possono offrire informazioni sulla loro provenienza.

Attualmente l'origine dei raggi cosmici è ancora poco chiara e si ritiene che il motore ultimo della loro accelerazione sia legato alla forza di gravità in quanto è l'unica forza in grado di fornire energie così elevate. Si ritiene che le sorgenti principali dei raggi cosmici siano associate a fenomeni indotti dal collasso gravitazionale, come quelli che avvengono nei resti di Supernova, o quelli che avvengono nell'accrescimento su buchi neri supermassicci.

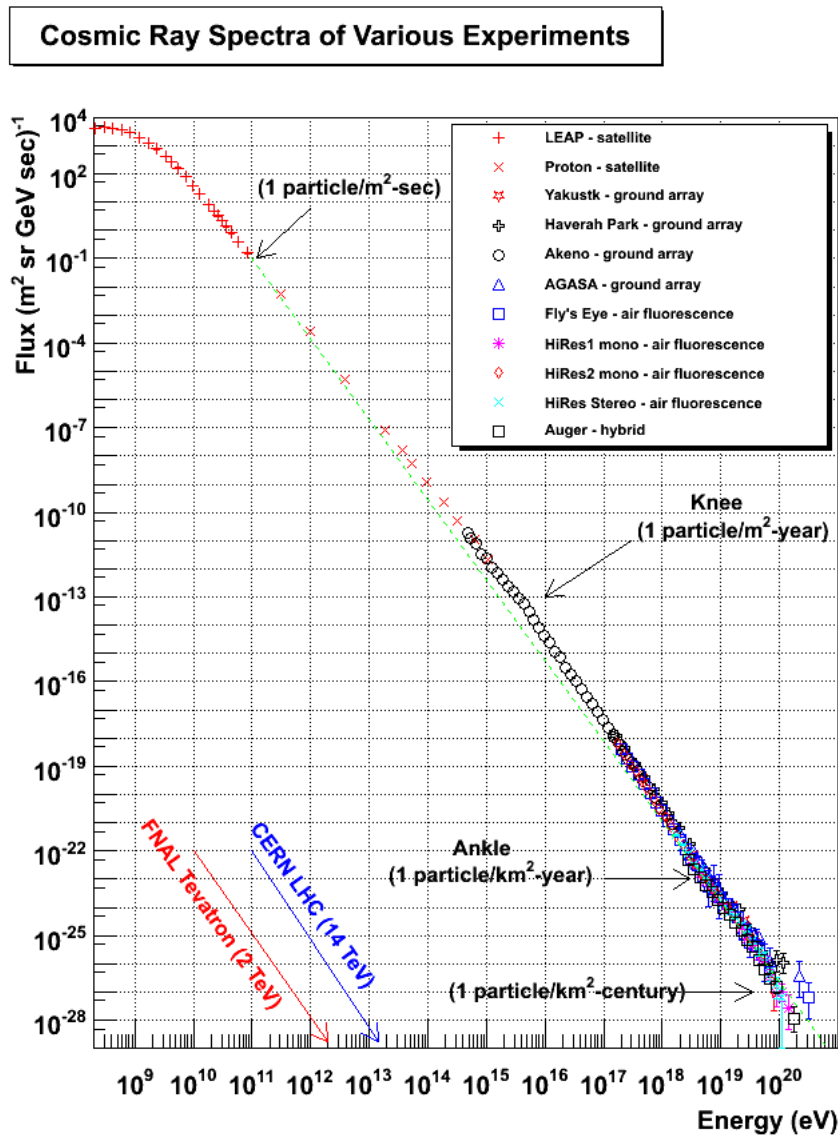


Figura 1.5

Spettro di energia dei raggi cosmici primari.

Si nota la presenza di due cambiamenti di pendenza, in corrispondenza del *ginocchio* e della *caviglia*. Si ritiene che i raggi cosmici con energia al di sotto del ginocchio siano di origine Galattica, mentre quelli con energia superiore siano prevalentemente extragalattici. I simboli in figura indicano i diversi tipi di strumenti usati per rivelare i raggi cosmici. Immagine tratta da <http://www.physics.utah.edu>

1.2 Raggi Gamma

Tra i raggi cosmici, i fotoni sono di particolare importanza. I fotoni gamma (chiamati raggi gamma) sono fotoni di energia molto elevata ed occupano la parte più energetica dello spettro elettromagnetico; essendo neutri possono viaggiare lunghe distanze senza essere deviati da campi magnetici Galattici ed extragalattici. In questo modo ci permettono di studiare direttamente le loro sorgenti di emissione.

A seconda della loro energia i raggi gamma vengono denominati in modi diversi:

- **Low Energy (LE)**: coprono l'intervallo energetico più basso (0.51 MeV -10 MeV); questi fotoni vengono assorbiti dall'atmosfera e possono essere rivelati solo dallo spazio utilizzando telescopi con scintillatori.
- **Medium Energy (ME)**: tra 10 e 30 MeV. I fotoni di questo range vengono anch'essi rivelati dallo spazio.
- **High Energy (HE)**: tra 30 MeV e 100 GeV. Questi raggi γ possono essere rivelati quindi solo con i calorimetri presenti nei telescopi spaziali, come i satelliti *AGILE*² e *Fermi-LAT*³.
- **Very High Energy (VHE)**: tra 100 GeV e 100 TeV; questi raggi γ , che interagiscono con l'atmosfera terrestre creando sciami elettromagnetici, possono essere studiati con telescopi Cherenkov ground-based.
- **Ultra High Energy (UHE)** e **Extremely High Energy (EHE)**: coprono l'intervallo più energetico, da 100 TeV a 100 EeV⁴. Queste particelle producono shower elettromagnetiche molto estese di particelle secondarie e vengono rilevate dagli Air Shower Array (come *AUGER*)⁵.

1.3 Produzione di Raggi Gamma di VHE

I fotoni di VHE possono essere prodotti dall'interazione di particelle cariche di VHE (e.g. elettroni, protoni, ioni accelerati dalle onde d'urto nei resti di Supernova) con nubi molecolari, campi di radiazione o campi magnetici. Un'alternativa può essere la produzione tramite decadimento di particelle pesanti.

I principali processi fisici non termici che producono i raggi gamma sono distinti in meccanismi leptonici e modelli in cui tali fotoni sono i prodotti secondari delle interazioni adroniche.

1.3.1 Modelli Leptonici

Radiazione di Sincrotrone

Il processo di emissione di Sincrotrone avviene quando una particella carica viene accelerata in un campo magnetico. Se la particella carica è un elettrone relativistico, di massa m_e , essa risente della forza di Lorentz e spiraleggia attorno alle linee di forza del campo magnetico (Figura 1.6), ed emettendo radiazione con frequenza:

$$\nu_s = \frac{eB}{\gamma m_e c}. \quad (1.3)$$

²<http://agile.rm.iasf.cnr.it>

³<http://www-glast.stanford.edu>

⁴1 EeV=10¹⁸ eV

⁵<https://www.auger.org>

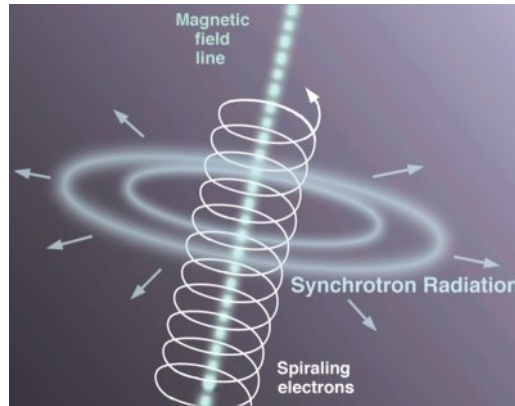


Figura 1.6
Rappresentazione del processo di emissione di sincrotrone.

L'emissione dei fotoni avviene all'interno di un cono di luce di apertura $1/\gamma$ (con $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v^2/c^2)}$ fattore di Lorentz) e nella direzione del moto. Consideriamo la luce emessa da un elettrone che si muove lungo una traiettoria circolare, un ipotetico osservatore potrà osservare la radiazione emessa solo quando sarà investito dal cono di luce, ovvero quando il cono interseca la linea di vista dell'osservatore stesso.

La particella è assimilabile ad una sorta di "faro" il cui fascio luminoso ha un'apertura angolare tanto minore quanto maggiore è la velocità della particella. Il tasso di perdita di energia medio è:

$$-\left(\frac{dE}{dt}\right) = 2\sigma_T c \frac{B^2}{2\mu_0} \gamma^2 \sin^2(\alpha) \quad (1.4)$$

dove σ_T è la sezione d'urto di Thomson⁶, μ_0 la permeabilità magnetica del vuoto e α è l'angolo di inclinazione tra l'orbita dell'elettrone e il campo magnetico [Longair, 2011].

La radiazione di sincrotrone è un meccanismo sempre presente nei fenomeni astrofisici di alta energia; in particolare si osserva nei resti di supernova, nelle radio galassie e nelle Pulsar Wind Nebulae (PWN). Questo meccanismo di radiazione è utile perché permette di determinare il campo magnetico della sorgente emittente.

Bremsstrahlung

L'emissione di Bremsstrahlung, o emissione di free-free, è la radiazione elettromagnetica prodotta dall'interazione di particelle cariche (e.g. elettroni) con il campo elettrico creato da ioni e nuclei atomici di un gas ionizzato. Quando gli elettroni interagiscono con il campo elettrico, essi vengono decelerati, cambiano la loro traiettoria e perdono energia sotto forma di radiazione (Figura 1.7).

L'emissione per Bremsstrahlung, nel caso di elettroni relativistici, è collimata nella direzione del moto entro un angolo $\theta \simeq 1/\gamma$.

Questo meccanismo di emissione è il principale negli ambienti astrofisici contenenti plasma ionizzato. E' responsabile dell'emissione radio delle nebulae, dell'emissione X dei dischi di accrescimento degli AGN e nel caso in cui gli elettroni siano estremamente relativistici allora si può osservare anche emissione in banda gamma (TeV).

⁶ $\sigma_T = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$.

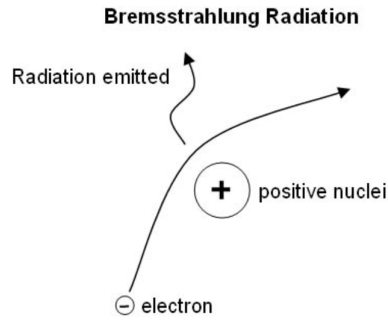


Figura 1.7
Rappresentazione grafica della radiazione di Bremsstrahlung.

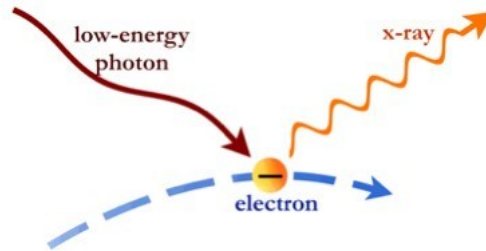


Figura 1.8
Rappresentazione schematica del processo di Inverse Compton.

Compton Inverso

Il processo di Compton Inverso (Inverse Compton, IC) si origina quando un fotone di bassa energia ed un elettrone ultra-relativistico interagiscono: l'elettrone cede energia cinetica al fotone (1.8). In questo processo di upscatter vengono dunque emessi raggi X e gamma.

Il tasso di perdita di energia è:

$$\frac{dE}{dt} = \frac{4}{3} \sigma_T c U_{rad} \gamma^2 \frac{v^2}{c^2} \quad (1.5)$$

dove U_{rad} è la densità di energia del campo di radiazione e v è la velocità dell'elettrone [Longair, 2011].

Synchrotron Self-Compton

Consideriamo una popolazione di elettroni relativistici immersi in una regione permeata da un campo magnetico. Queste particelle perdono energia dando origine alla radiazione di sincrotrone. I fotoni così prodotti avranno una certa probabilità di interagire con la stessa popolazione di elettroni relativistici tramite Compton Inverso e il processo che ne deriva viene detto Synchrotron-Self Compton (SCC).

Lo spettro in Figura 1.9 presenta due picchi, quello a basse frequenze è dovuto al processo di emissione di sincrotrone, quello a più alte frequenze invece al processo di Compton Inverso. Lo spettro si estende dal radio al GeV-TeV.

Per elettroni ultra relativistici, con energie superiori a 0.5 MeV, la sezione d'urto per l'interazione tra fotone ed elettrone non è più approssimabile con la sezione di Thomson, ma è necessario utilizzare quella di Klein-Nishina che decresce al crescere dell'energia

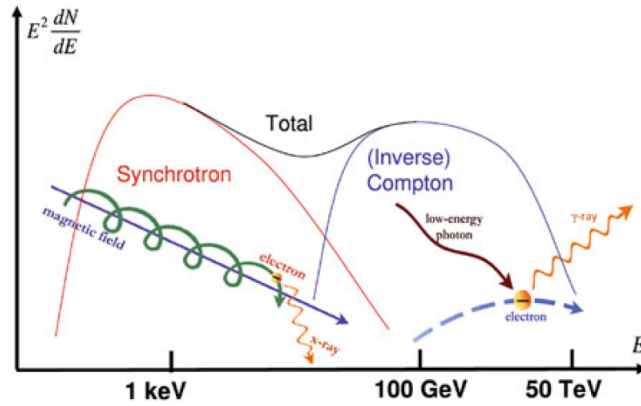


Figura 1.9
Rappresentazione dello spettro della radiazione SSC [De Angelis, 2015].

[De Angelis, 2015]:

$$\sigma_{KN} \simeq \frac{3\sigma_T}{8} \frac{\ln 2E}{E} \quad (1.6)$$

con E energia del fotone primario.

1.3.2 Modelli Adronici

I modelli adronici di emissione di radiazione alle VHE coinvolgono le due popolazioni di particelle precedentemente introdotte (primaria e secondaria). Quando adroni di alte energie incidono su mezzi abbastanza densi può iniziare la produzione di una cascata elettromagnetica (Figura 1.4).

La creazione di coppie implica la trasformazione del fotone incidente in una coppia elettrone-positrone. Il processo può avvenire solo quando l'energia del fotone è pari almeno alla somma delle masse delle particelle create e in presenza di un terzo corpo, in genere un nucleo, affinché ci sia conservazione della quantità di moto.

L'energia delle particelle primarie è circa due ordini di grandezza maggiore rispetto all'energia dei raggi gamma prodotti successivamente poiché il meccanismo principale per la produzione di fotoni è il decadimento di mesoni secondari π^0 in coppie $\gamma\gamma$. Tali cascate si sviluppano finché i fotoni non raggiungono un'energia a cui diventano dominanti i processi di ionizzazione, effetto Compton ed effetto fotoelettrico.

Capitolo 2

Rivelatori di Fotoni Gamma

I fotoni di alta energia, come detto in precedenza, sono prodotti in sorgenti astrofisiche da meccanismi di accelerazione leptonica e dal decadimento di pioni neutri che si creano a causa dell'interazione dei raggi cosmici con la materia.

La rivelazione di tali fotoni è complicata dall'assorbimento atmosferico e dalla debolezza del loro segnale. I fotoni con energia superiore ai 10 eV sono schermati dall'atmosfera terrestre (Figura 1.1). Essi interagiscono con la materia tramite l'effetto Compton e l'effetto fotoelettrico per energie inferiori a 20 MeV, mentre la produzione di coppie e^+e^- domina ad energie superiori ai 20 MeV [De Angelis, 2015].

I fotoni primari X e γ possono essere dunque rivelati solamente dai satelliti che, a causa degli elevati costi della tecnologia spaziale, sono di piccole dimensioni, al massimo $\sim 1 \text{ m}^2$. Tuttavia alle altissime energie è possibile utilizzare la tecnica della luce Cherenkov con strumenti ground-based che coprono grandi superfici.

In questo range di energie i flussi sono molto deboli: occorre dunque che i rivelatori siano molto grandi; ma, poiché uno sciame Cherenkov proietta a Terra un'area significativa, non occorre coprire tutta la superficie che si vuole usare per la rivelazione, ma è sufficiente campionare solo una parte.

2.1 I satelliti gamma

Le principali caratteristiche dei satelliti spaziali sono: l'area efficace (i.e. il prodotto dell'area per l'efficienza di rivelazione), la risoluzione energetica e la risoluzione angolare o spaziale (la Point Spread Function, PSF).

Tali telescopi rivelano i fotoni primari ad energie inferiori rispetto ai telescopi ground-based perché hanno una piccola area efficace, che limita la loro sensibilità. Hanno un grande duty cycle e sono affetti da un basso livello di background.

Attualmente in orbita ci sono due telescopi gamma: AGILE [Tavani et al., 2009] e *Fermi*-LAT [Atwood et al., 2009].

Quest'ultimo fu costruito nel Giugno del 2008 e originariamente era chiamato GLAST (Fermi Gamma-ray Large Area Space Telescope). È composto da due strumenti (Figura 2.1): il Large Area Telescope (LAT), con un range energetico che va dai 20 MeV a circa 300 GeV, e il Gamma Burst Monitor (GBM), che arriva fino a circa 10-25 MeV.

Il satellite *Fermi*-LAT nasce da una collaborazione fra gli Stati Uniti, l'Italia, il Giappone, la Francia e la Svezia; orbita ad una distanza dalla Terra di circa 565 km con un

periodo di rivoluzione di 95 minuti.

Lo scopo scientifico di LAT è comprendere la natura delle sorgenti gamma non identificate e l'origine dell'emissione Galattica diffusa, i meccanismi di accelerazione delle particelle ed in particolare nei nuclei galattici attivi, nelle pulsar, nei resti di Supernovae e nel Sole, il comportamento alle elevate energie dei gamma-ray burst e delle sorgenti transienti.

L'elevata risoluzione energetica, angolare e temporale e la grande area efficace dello strumento, sono indici inequivocabili di un miglioramento tecnico notevole rispetto alle missioni precedenti sebbene la risoluzione angolare vada da qualche arcominuto (per i fotoni di alta energia) fino a 3 gradi (a 100 MeV). *Fermi-LAT* ha un campo di vista di circa 2.5 sr^1 (poco meno di un quinto di cielo) e completa un'intera scansione del cielo in circa 3 ore.

Il principio fisico alla base del funzionamento di *Fermi-LAT* è dato dalla produzione di coppie elettrone-positrone al momento dell'interazione di fotoni ad altissima energia con la materia. In particolare, nel LAT, le particelle cariche attraversano strati di rivelatori in silicio e tungsteno, dette torri, dando luogo a un processo di ionizzazione che produce piccoli ma misurabili impulsi di carica elettrica. Combinando le informazioni derivanti da diversi strati di rivelatori, si è in grado di ricostruire il cammino seguito dalle particelle e quindi dei fotoni gamma primari. Dopo essere passate attraverso il tracciatore, le particelle vengono convogliate all'interno di un calorimetro elettromagnetico, costituito da una pila di cristalli di ioduro di cesio (materiale scintillatore), che permette di misurare l'energia totale delle cariche elettriche. Infine, il tracciatore è circondato da uno schermo di anti-coincidenza (ACD) per la reiezione del fondo cosmico di particelle cariche.

Il satellite AGILE (Astrorilevatore Gamma ad Immagini LEggero), precursore di *Fermi-LAT*, è una missione completamente italiana lanciata nell'Aprile del 2007. La sua struttura è molto simile a quella di *Fermi-LAT* ma ha un'area effettiva inferiore di circa un ordine di grandezza.

2.2 Rivelatori a Terra

I telescopi terrestri che osservano alle VHE (i.e. HAWC², H.E.S.S.³, MAGIC⁴ e VERITAS⁵) rilevano gli sciami elettromagnetici prodotti dall'interazione di raggi gamma VHE con l'atmosfera. Per raggi gamma al sotto non hanno energia sufficiente per svilupparsi e, per la loro rivelazione, è necessario utilizzare i satelliti.

Esistono due classi di detector VHE ground-based: gli array EAS (Estensive Air Shower) e i telescopi Cherenkov.

¹Lo steradiante è la misura degli angoli solidi nel sistema SI: corrisponde all'angolo sotto il quale si vede, dal centro di una sfera, una porzione di superficie sferica equivalente al quadrato del raggio della sfera.

²<https://www.hawc-observatory.org>

³<https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS>

⁴<https://magic.mpp.mpg.de>

⁵<https://veritas.sao.arizona.edu>

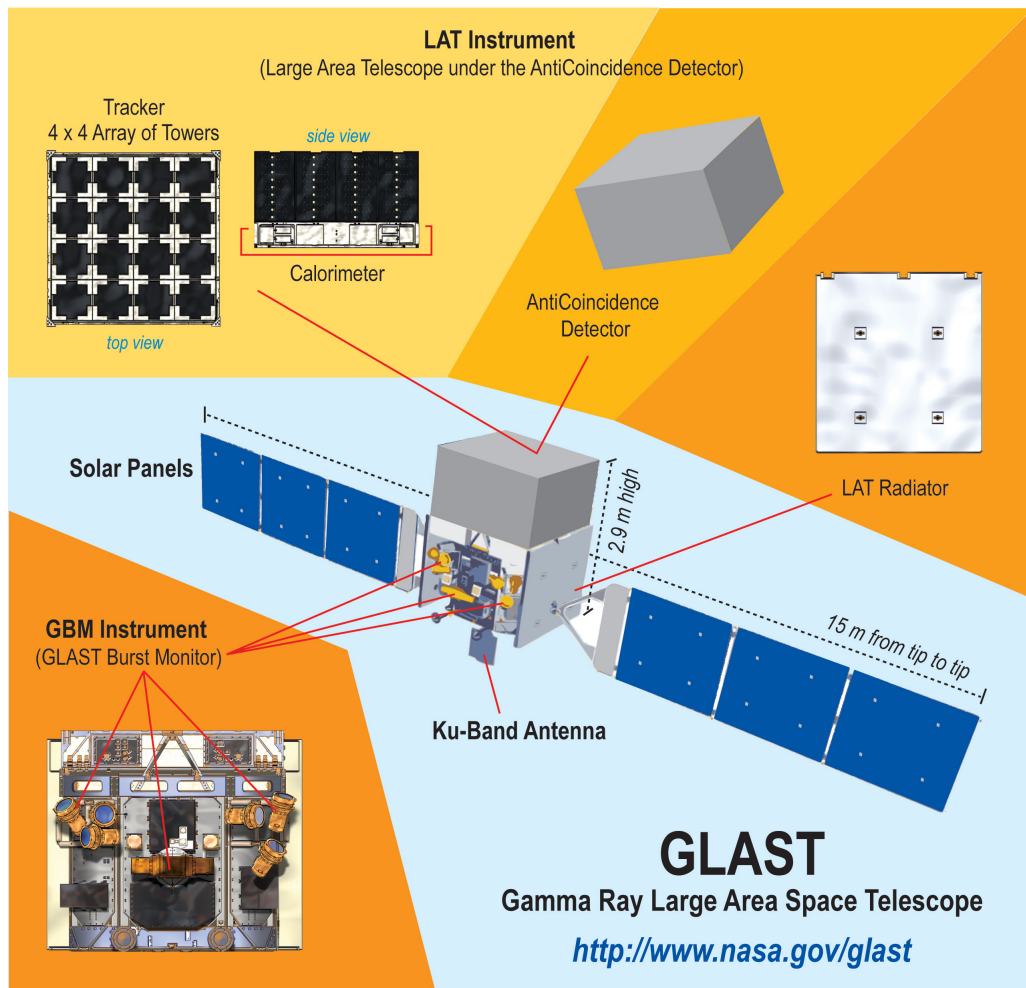


Figura 2.1
 Illustrazione schematica del satellite *Fermi-LAT* (precedentemente chiamato GLAST).
 Immagine tratta da <https://www.nasa.gov/index.html>.

EAS Detector

Questi telescopi, come HAWC attualmente in funzione, sono estesi array di detector sensibili alle particelle secondarie cariche che si sono generate nelle shower atmosferiche. Hanno un elevato duty cycle⁶, un grande campo di vista ma una sensibilità bassa. Questi rivelatori campionano direttamente le particelle cariche degli sciami tramite array di scintillatori o rivelatori Cherenkov ad acqua.

MILAGRO, per esempio, è uno strumento Cherenkov ad acqua, situato in New Mexico che rivela le particelle secondarie quando entrano nella piscina d'acqua al cui interno sono presenti dei fotomoltiplicatori. La soglia energetica è piuttosto alta: 0.1-1 TeV; a queste energie il flusso è debole e sono dunque necessarie grandi superfici, dell'ordine di 10^4 m^2 .

HAWC è un osservatorio VHE situato in Messico a 4100 m; osserva la luce Cherenkov che viene emessa in acqua dalle particelle superluminali delle shower elettromagnetiche. I fotoni che viaggiano in acqua subiscono lo scattering Compton oppure producono un coppia elettrone-positrone, emettendo sempre luce Cherenkov.

Tabella 2.1 Confronto tra le caratteristiche del satellite *Fermi*-LAT e gli array di detector IACT e EAS. La Sensitivity è stata calcolata durante un anno per *Fermi*-LAT e EAS e oltre le 50 ore per gli IACT.

Quantità	Fermi	IACTs	EAS
Energy Range	20 MeV-200 GeV	100 GeV- 50 TeV	400 GeV-100 TeV
Energy res.	5-10 %	15-20 %	~ 50 %
Duty Cycle	80 %	15 %	90 > %
FoV	$4\pi/5$	$5^\circ \times 5^\circ$	$4\pi/6$
PSF	0.1°	0.07°	0.5°
Sensitivity	1 % Crab (1GeV)	1 % Crab (0.5 TeV)	0.5 % Crab (5 TeV)

Cherenkov Detector

La maggior parte dei risultati sperimentali su fotoni di VHE vengono ottenuti con l'utilizzo degli Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes (IACTs).

L'attuale generazione di IACT è composta da H.E.S.S., MAGIC e VERITAS e rivela i fotoni Cherenkov prodotti in aria dalle particelle superluminali cariche presenti negli sciami atmosferici. Essi hanno un piccolo duty cycle (circa 1000-1500 h/yr), un piccolo campo di vista ma un'elevata sensibilità ed una soglia energetica bassa.

La tecnica osservativa utilizzata dagli IACT è proiettare la luce Cherenkov raccolta da una grande superficie ottica riflettente su una camera formata da un array di fotomoltiplicatori, vedi Figura 2.2.

Il segnale raccolto dalla camera viene trasmesso analogicamente a dei sistemi di trigger che successivamente inviano gli eventi ad un sistema di acquisizione dati. Gli sciami durano qualche nanosecondo (circa 2-3).

MAGIC è composto da due telescopi Cherenkov identici di 17 metri di diametro e spazati di 85 metri, situati a Roque de los Muchachos Observatory (La Palma, Spagna). Il primo telescopio ha iniziato la raccolta dei dati nel 2004 mentre il secondo nel giugno 2009. Questo osservatorio lavora nel range energetico che va da 50 GeV fino a 30 TeV.

⁶È il ciclo di lavoro utile e corrisponde alla frazione di tempo che un'entità passa in uno stato attivo in proporzione al tempo totale considerato.

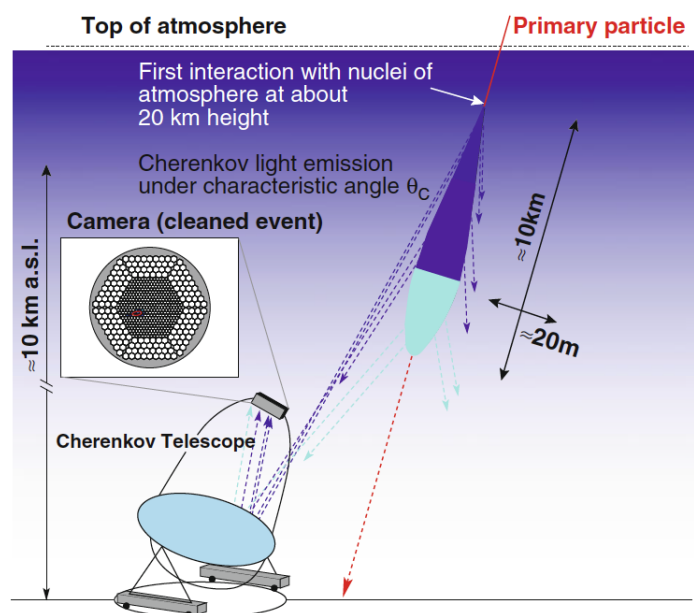


Figura 2.2

Tecnica osservativa dei telescopi Cherenkov [De Angelis, 2015].

VERITAS è un array di quattro telescopi Cherenkov di 12 metri di diametro ciascuno e separati di 100 metri, lavora tra gli 85 GeV e i 50 TeV. E' situato sul Monte Hopkins in Arizona, USA dal 2007.

L'osservatorio H.E.S.S.S. è un sistema di 4 telescopi Cherenkov situato in Namibia, nelle vicinanze di Gamsber e studia i raggi gamma tra 100 GeV e 100 TeV. Inizialmente era composto da 4 telescopi di 12 metri di diametro e posti ad una distanza di 120 metri, il primo telescopio ha iniziato a osservare il cielo nell'estate 2002, e nel dicembre 2003 l'intero sistema è diventato operativo. Nel 2011 è stato aggiunto un quinto telescopio di 28 metri di diametro che permette di abbassare la soglia di osservazione a 20 GeV.

Radiazione Cherenkov

La radiazione Cherenkov⁷ viene emessa quando una particella carica si muove in un mezzo dielettrico, come l'atmosfera, più velocemente della velocità della luce nel mezzo stesso.

Questo processo non viola la teoria della relatività perché la velocità della luce in un mezzo trasparente è c/n , dove n è l'indice di rifrazione e nell'aria è maggiore dell'unità. Questo effetto fisico viene oggi sfruttato negli esperimenti di fisica delle alte energie per misurare con precisione la velocità delle particelle relativistiche.

Le particelle cariche polarizzano gli atomi in modo asimmetrico ed i dipoli emettono radiazione entro un cono di apertura:

$$\cos\theta = \frac{c}{n v} = \frac{1}{n \beta}, \quad (2.1)$$

⁷Pavel Cherenkov (1904-1990) fu un fisico sovietico che vinse il premio Nobel per la Fisica nel 1958 con i connazionali Ilya Frank (1908-1990) e Igor Tamm (1895-1871) per la scoperta della radiazione Cherenkov, avvenuta nel 1934. Questo lavoro fu svolto sotto la supervisione di Sergey Vavilov, che morì prima del riconoscimento della scoperta da parte del Comitato Nobel.



Figura 2.3
Attuale generazione di telescopi IACT.
Dall'alto: MAGIC, VERITA e H.E.S.S.

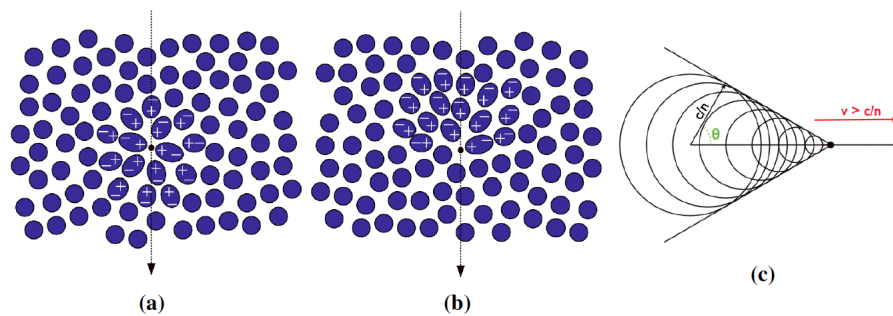


Figura 2.4

Emissione della radiazione Cherenkov da parte di una particella carica.

a) polarizzazione di un mezzo quando una particella carica lo attraversa con una velocità $v < c/n$; **b)** polarizzazione di un mezzo quando una particella carica lo attraversa con una velocità $v > c/n$; **c)** rappresentazione schematica della radiazione Cherenkov emessa da una particella.

Immagine tratta da <https://www.cta-observatory.org>.

rappresentato in Figura 2.4.

La radiazione Cherenkov è rilevante quando $n > 1$ ed il mezzo è trasparente, e questo avviene nel range energetico del visibile (300-700 nm). Il numero totale di fotoni emessi è di 40/m in aria e 500/cm in acqua. L'intensità della luce Cherenkov è proporzionale all'energia dei fotoni primari e il numero di particelle presenti nella shower raggiunge il massimo ad un'altezza di circa 10 km e poi continua a diminuire man mano che la shower raggiunge il suolo terrestre perdendo la sua energia.

Una dimensione tipica del cono di luce Cherenkov sul suolo terrestre è di circa 250 m di diametro con una densità di ~ 50 fotoni Cherenkov per m^2 per un fotone primario di 1 TeV. Un telescopio ottico posizionato all'interno del cono di luce Cherenkov sarà dunque in grado di rivelarlo, se il suo specchio è abbastanza grande per questi deboli flussi e la sua camera abbastanza veloce per questi brevi segnali. Un'area collettiva efficace di un singolo telescopio Cherenkov può essere pari a circa l'area del cono luce Cherenkov sul suolo terrestre: $5 \times 10^4 m^2$. Questo garantisce un grande vantaggio per gli IACTs rispetto ai satelliti gamma. Una rappresentazione schematica della tecnica IACT è mostrata in Figura 2.6.

Utilizzare diversi telescopi Cherenkov come un singolo strumento fornisce diversi vantaggi; infatti ponendoli ad una distanza di circa 100 m si aumenta l'area collettiva e la sensibilità di tutto lo strumento. Inoltre, analizzando più immagini della stessa cascata (vedi Figura 2.6) è possibile migliorare la ricostruzione del raggio gamma primario, cioè la determinazione della sua energia e la sua direzione iniziale. Questo permette di ottenere una migliore risoluzione angolare ed energetica. Le osservazioni stereoscopiche inoltre migliorano anche l'efficienza della separazione tra fotoni e adroni: vengono quindi considerati solo gli eventi che innescano simultaneamente tutti gli IACT presenti entro la "Cherenkov pool" (l'area corrispondente al cono luce Cherenkov sul suolo terrestre).

I rivelatori Cherenkov riflettono, con la loro grande superficie ottica, il debole lampo di luce su un sensore a matrice di fotomoltiplicatori posto nel piano focale del telescopio; quindi le informazioni sui singoli fotomoltiplicatori (pixel) che hanno ricevuto il segnale

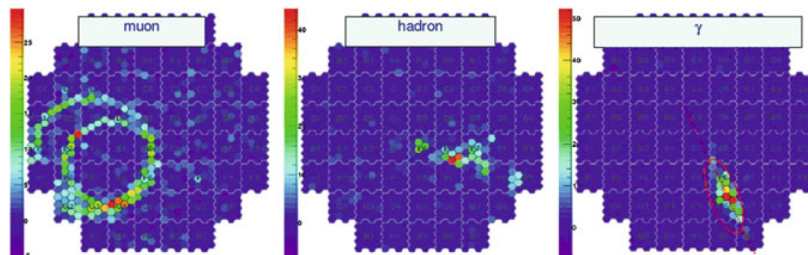


Figura 2.5

Immagine dalla telecamera focale di un telescopio Cherenkov.

Una cascata elettromagnetica si distingue da una adronica per la forma che essa crea sul piano focale del telescopio: quella elettromagnetica è ben descritta da un'ellisse mentre, nel caso di una cascata adronica, l'immagine è più irregolare. I muoni invece sono caratterizzati da una sezione conica.

Immagine tratta da <https://www.cta-observatory.org/>.

vengono digitalizzate. L'immagine viene registrata su un sistema di computer e immagazzinata per la successiva analisi dei dati.

La forma e l'intensità luminosa dell'immagine permette di distinguere se gli sciami sono generati da fotoni o da protoni; mentre la sua orientazione fornisce la direzione del fotone primario, in altre parole, la posizione della sorgente emittente nel cielo.

Dalla scoperta della prima sorgente gamma VHE, la Nebulosa del Granchio (Crab Nebula) fatta con il telescopio Whipple 10m [Weekes et al., 1989], c'è stato un grande miglioramento degli strumenti Cherenkov.

Utilizzando l'esperienza della prima generazione di telescopi IACT (e.g. Whipple, HEGRA⁸, CAT⁹, CANGAROO¹⁰), sono stati costruiti gli attuali telescopi Cherenkov, come MAGIC, VERITAS (successore di Whipple) ed H.E.S.S. (il successore di HEGRA) con un miglioramento della sensibilità di un ordine di grandezza.

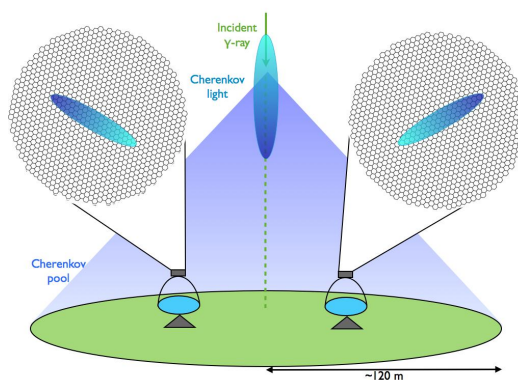


Figura 2.6

Rappresentazione schematica della tecnica IACT: formazione del cono di luce Cherenkov sul suolo terrestre e rivelazione della luce Cherenkov (e del fotone primario) con IACT. Immagine tratta da <https://www.cta-observatory.org/>.

⁸<https://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HEGRA/HEGRA.html>

⁹<http://www.mrao.cam.ac.uk/outreach/radio-telescopes/cat>

¹⁰<http://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp>

Capitolo 3

CTA: Cherenkov Telescope Array

L'attuale generazione di "Atmospheric Cherenkov Telescopes", composta da H.E.S.S., MAGIC e VERITAS, ha aperto una nuova finestra sull'Universo non termico e ha confermato che la tecnica IACT è robusta, efficiente ed affidabile per l'astronomia gamma delle VHE. Ma, nonostante il grande numero di scoperte, molte questioni astrofisiche sono ancora irrisolte e sono necessari ulteriori sviluppi teorici ed osservativi ottenibili grazie alla futura generazione di telescopi Cherenkov, quali CTA¹.

CTA sarà il più importante osservatorio mondiale terrestre dedicato alle VHE e, lavorando su un ampio range energetico, da 20 GeV a 300 TeV, osserverà l'Universo estremo, dagli ambienti più prossimi ai buchi neri ai vuoti cosmici a più grande scala. Ci sono molteplici ragioni per la scelta di questo grande intervallo energetico: le energie più basse permetteranno di osservare l'intero Universo, evitando gli assorbimenti da parte della luce di fondo extragalattica (Extragalactic Background Light, EBL); le energie più estreme consentiranno invece di rivelare gli acceleratori di particelle VHE. L'osservatorio utilizzerà un array composto da molti telescopi di diverse dimensioni: telescopi di piccolo diametro (Small-Size Telescope, SST), di diametro intermedio (Medium-Size Telescope, MST) e di grande diametro (Large-Size Telescope, LST); essi saranno distribuiti in entrambi gli emisferi in modo da garantire una copertura completa di tutto il cielo. Il significativo aumento del numero di telescopi e, di conseguenza, il considerevole aumento dell'area efficace, permetterà a CTA di avere una sensibilità 10 volte maggiore degli attuali telescopi Cherenkov nella stessa banda di energia.

3.1 Localizzazione

Per fornire una copertura completa del cielo l'osservatorio CTA sarà costituito da due array, uno nell'emisfero Sud, che coprirà l'intero range energetico, e uno nell'emisfero settentrionale, che sarà sensibile fino ad alcune decine di TeV. Il primo effettuerà indagini dettagliate delle sorgenti Galattiche, ed in particolare del Centro Galattico, mentre il secondo array sarà dedicato principalmente agli oggetti extragalattici settentrionali. Dopo un'attenta valutazione di molti siti di diversi Paesi, nel giugno 2015, sono stati scelti, per l'emisfero Nord, l'Osservatorio Roque de Los Muchachos nell'Isola di La Palma (Spagna) e, per l'emisfero australe, il monte Paranal (Cile) [Bigongiari and CTA Consortium, 2016].

Nel giugno del 2016, come sede degli *CTA Headquarters* è stata scelta Bologna, che avrà

¹<https://www.cta-observatory.org>



Figura 3.1

Siti Nord (Roque de Los Muchachos, La Palma, Spagna) e Sud (Paranal, Cile) di CTA e le sedi degli Uffici (Bologna e Zeuthen). Immagine tratta da <https://www.cta-observatory.org>.

il compito di gestire le operazioni dell'Osservatorio CTA; come *Science Data Management Centre* (SDCM), che coordinerà e renderà disponibili i dati scientifici alla comunità internazionale, è stato scelto Zeuthen, vicino a Berlino. In Figura 3.1 si possono vedere i siti Nord e Sud di CTA e le sedi degli Uffici.

3.2 Caratteristiche di CTA

Il Consorzio CTA comprende circa 1.350 membri provenienti da 210 istituti in 32 Paesi. Essi sono coinvolti nel controllo degli obiettivi scientifici e nella progettazione degli array di CTA.

Le principali caratteristiche di CTA sono [Maier et al., 2017]:

- una maggiore sensibilità rispetto agli strumenti attuali, sino ad un ordine di grandezza ad energie di 1 TeV (Figura 3.2). Questo permetterà di osservare sorgenti puntiformi 10 volte più deboli;
- un aumento significativo dell'area di raccolta dei fotoni, pari di $5 \times 10^4 \text{ m}^2$ a 50 GeV, 10^6 m^2 a 1 TeV e $5 \times 10^6 \text{ m}^2$ a 10 TeV, per permettere di osservare eventi di durata molto più breve, come i Gamma Ray Bursts (GRBs);
- un miglioramento della risoluzione angolare, che sarà di circa due arcominuti, e quindi la capacità di osservare sorgenti estese;
- un ampio campo di vista di oltre 8 gradi che permetterà di eseguire in modo efficiente una survey di tutto il piano Galattico e di una parte significativa del cielo extragalattico;

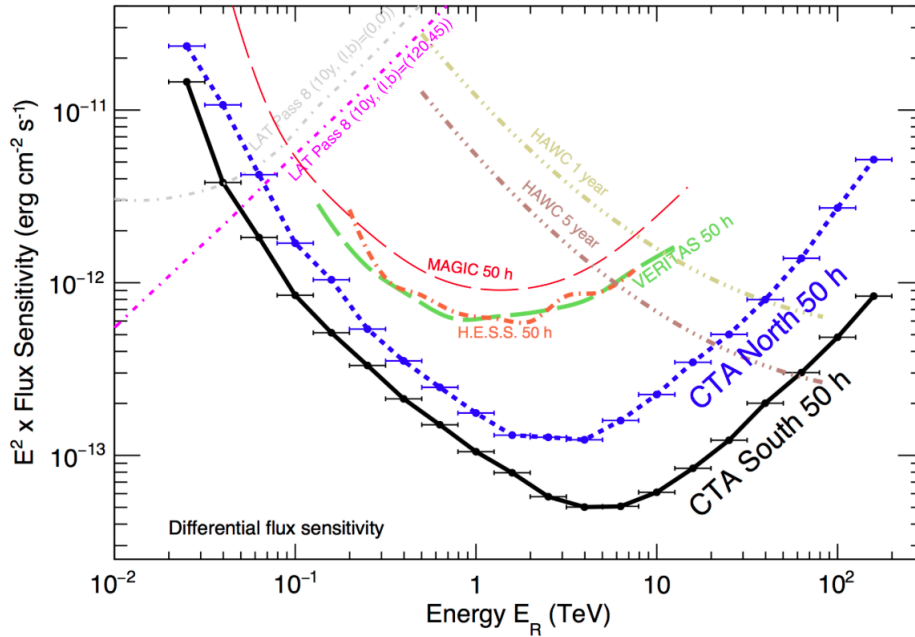


Figura 3.2

Confronto della sensibilità di CTA con quella degli altri telescopi IACT.

Le curve forniscono solo un confronto indicativo perché i metodi di calcolo utilizzati per i vari strumenti sono diversi.

Si possono notare due caratteristiche uniche della sensibilità di CTA: un miglioramento di un fattore dieci nel dominio che va da circa 100 GeV a circa 10 TeV e l'estensione del range energetico accessibile a oltre 100 TeV.

Immagine tratta da <https://www.cta-observatory.org>.

- un ampio intervallo energetico, da 20 GeV a 300 TeV, che permetterà di osservare sorgenti ad alti redshift (grazie anche alla maggiore sensibilità) e gli acceleratori di particelle estremi;
- un miglioramento notevolmente della flessibilità nella gestione delle operazioni dei telescopi, che consentirà di osservare contemporaneamente più oggetti in più campi;
- un'elevata rapidità di ripuntamento, di soli 20 secondi, così da permettere a CTA di catturare l'emissione VHE dei GRBs;
- la possibilità di accedere a tutto il cielo, con gli array situati nei due emisferi.

Tutte le prestazioni di CTA sono state esaminate accuratamente attraverso dettagliate simulazioni Monte-Carlo; tali simulazioni hanno fornito una serie di curve di performance che possono essere pubblicamente scaricate dalle pagine web di CTA. Una di queste è la sensibilità, riportata in Figura 3.2.

A circa 5 TeV raggiungerà il livello di 1 mCrab. A basse energie (< 200 GeV) le prestazioni sono limitate dalle incertezze sistematiche: gli eventi Cherenkov sono deboli e la distinzione tra eventi gamma e adronici è meno efficiente. Ad energie superiori ai 10 TeV invece, la sensibilità è limitata dal debole flusso gamma proveniente dalle sorgenti osservate; tuttavia, un'osservazione di CTA di circa 50 ore ad energie superiori a 20 GeV consentirà di raggiungere una sensibilità maggiore rispetto ad un'esposizione di *Fermi*-LAT di 1 anno, nello stesso range di energia [Acharya et al., 2013].

CTA lavorerà in sinergia con molti strumenti di nuova generazione per poter studiare e comprendere le proprietà non termiche delle sorgenti gamma, la loro natura ed il loro ambiente di formazione per determinare le a loro distanza.

3.3 Obiettivi scientifici di CTA

Gli obiettivi scientifici principali di CTA saranno [Acharya et al., 2013]:

- comprendere l'origine e il ruolo delle particelle cosmiche relativistiche;
- indagare gli ambienti estremi dell'Universo e i processi fisici che avvengono in prossimità degli oggetti compatti (stelle di neutroni, buchi neri) e all'interno di getti relativistici, venti e shock;
- esplorare le frontiere della fisica ed indagare i problemi di fisica fondamentale, come la natura e la distribuzione della materia oscura, la gravità quantistica e la violazione dell'invarianza di Lorentz.

Per fare tutto questo, i target principali che verranno osservati da CTA saranno:

- il Centro Galattico (Galactic Centre, GC). La regione entro pochi gradi dal GC è ricca di sorgenti che emettono fotoni di alta energia, come il buco nero supermassivo Sgr A*, le nubi molecolari dense, la forte attività di formazione stellare, i *Supernova Remnants* (SNRs) e le *Pulsar Wind Nebulae* (PWNe). Grazie al notevole miglioramento della risoluzione angolare di CTA sarà possibile indagare con più accuratezza la sorgente centrale (il *Super Massive Black Hole* Sgr A*), caratterizzare lo spettro e la morfologia dell'emissione di tale regione e studiare la popolazione degli acceleratori di particelle che vi si trovano. Inoltre, il GC è il principale target per la ricerca della materia oscura.
- la Grande Nube di Magellano (Large Magellanic Cloud, LMC): è una galassia che ospita alcuni oggetti particolarmente interessanti, come: la regione di formazione stellare *30 Doradus*, l'ammasso stellare RMC 136, il resto di Supernova SN 1987A e la superbolla 30 Dor C. È una delle galassie più vicine con un alto tasso di formazione stellare. CTA andrà ad esplorare più in profondità l'intera LMC, ne analizzerà la popolazione delle sorgenti VHE, dei SNR e delle PWN; le osserverà per studiare le proprietà dei raggi cosmici su larga scala e per cercare la materia oscura.
- Piano Galattico: la survey che CTA farà del Piano Galattico fornirà importanti risultati scientifici. Ci si attende la scoperta di nuove classi di sorgenti e nuovi tipi di transienti, la rilevazione di centinaia di nuove sorgenti Galattiche VHE, la scoperta di nuovi sistemi binari gamma VHE e candidati per l'accelerazione di particelle al PeV. La survey di CTA sarà omogenea, completa e molto più profonda rispetto a qualsiasi altra survey gamma precedente.
- Ammassi di Galassie: si pensa ospitino popolazioni di raggi cosmici accelerati dai processi di formazione di strutture e dagli AGN. Gli ammassi generalmente ospitano centinaia di galassie, alcune delle quali potrebbero essere rivelate in banda VHE individualmente (grazie all'attività degli AGN o alla formazione stellare). Inoltre circa l'80 % della massa degli ammassi è in forma di materia oscura e quindi essi rappresentano un target naturale per la ricerca indiretta di DM.

- Sistemi dove avviene la Formazione Stellare: i raggi cosmici possono giocare un ruolo fondamentale nella regolazione del processo di formazione stellare, per cui è essenziale capire dove essi vengono accelerati, come si propagano e dove interagiscono con il mezzo interstellare. Grazie alle osservazioni profonde di CTA sarà possibile comprendere la relazione che intercorre tra la formazione stellare e l'emissione gamma.
- Nuclei Galattici Attivi (AGN): sono gli oggetti più luminosi del cielo extragalattico ed emettono radiazione variabile nel tempo lungo tutto lo spettro elettromagnetico, fino ad energie del TeV; è proprio in questa banda che si osservano gli eventi più energetici.
CTA osserverà diversi tipi di AGN per comprendere la loro fisica; per la prima volta verrà osservata in modo uniforme una porzione di cielo molto ampia e questo renderà possibile scoprire nuove classi di sorgenti.
- Fenomeni Transienti (Transients): l'Universo ospita una popolazione molto diversificata di oggetti astrofisici che, a seguito di un'esplosione, aumentano la loro attività in modo drammatico ed imprevedibile per un periodo di tempo che va dai millisecondi agli anni. Molti di questi transienti sono emettitori di raggi gamma di alte energie e sono dunque di enorme interesse scientifico, essendo associati ad eventi catastrofici che coinvolgono stelle di neutroni e buchi neri. Grazie alla sensibilità senza precedenti che avrà CTA, sarà possibile studiare a fondo la fisica di tali fenomeni e, congiuntamente al suo grande campo di vista, scoprire nuovi transienti.

Un altro importante obiettivo scientifico di CTA sarà quello di fare survey dell'intero cielo con una sensibilità mai raggiunta prima; verrà mappata la regione con coordinate Galattiche $|\ell| \leq 60^\circ$ e $|b| \leq 2^\circ$ fino a raggiungere una sensibilità di 3 mCrab (survey del Piano Galattico). Questo permetterà di scoprire centinaia di nuove sorgenti. Verrà effettuata anche una survey extragalattica che mapperà il 25 % del cielo e, spingendosi fino ad una sensibilità di 5 mCrab, costruirà un catalogo di sorgenti extragalattiche di VHE. Alcune delle regioni più interessanti coperte in questa survey sono l'ammasso della Vergine, della Coma, le Fermi Bubbles e Cen A.

3.4 KST: Key Science Projects

La durata di vita prevista per CTA sarà di circa 30 anni e durante questo periodo sarà organizzato come un osservatorio. Durante la prima decade di funzionamento, circa il 40% del tempo verrà utilizzato dal Consorzio di CTA per realizzare un *Core Programme* costituito da una serie di progetti, i Key Science Projects (KSP), che saranno finalizzati all'implementazione di una strategia osservativa adeguata per raggiungere i principali obiettivi scientifici di CTA [Vercellone, 2017].

KSP: Survey

Quattro KSP saranno dedicati alla mappatura ad alta risoluzione del cielo per poter fornire un censimento completo della popolazione Galattica ed Extragalattica; in particolare ci saranno i KSP destinati alla:

- ★ *Survey Extragalattica*;
- ★ *Survey del Centro Galattico*;
- ★ *Survey del Piano Galattico*;

★ *Survey della LMC*, luogo particolarmente interessante per l'intensa attività di formazione stellare.

KSP Galattici

I Progetti dedicati all'ambiente Galattico saranno:

- ★ *Galactic Centre KSP*, che studierà l'astrofisica della regione del Centro Galattico, dove è situato il SMBH Sgr A*, scoprirà nuove classi di sorgenti VHE e cercherà la materia oscura;
- ★ *PeVatron KSP*, che identificherà le sorgenti di raggi cosmici, come i SNR, che si trovano oltre il ginocchio dello spettro;
- ★ *Star-Forming Systems KSP*,
- ★ *Transients KSP*, destinato a cercare nuove binarie gamma e altre sorgenti transienti.

KSP Extragalattici

I KSP dedicati alle regioni Extragalattiche saranno:

- ★ *AGN KSP*, che, con un programma a lungo termine, studierà la loro fisica nel range energetico delle VHE;
- ★ *Transients KSP*, che si focalizzerà principalmente sui GRB;
- ★ *Galaxy Clusters KSP* che cercherà di rivelare l'emissione di sincrotrone diffusa negli ammassi e confermare la presenza di raggi cosmici altamente energetici.

KSP: Materia Oscura

Questo programma è di particolare importanza per CTA e si sovrappone ad altri campi di osservazione e temi scientifici. È stato confermato che la materia oscura è la massa gravitazionale che domina nell'Universo ma, attualmente, la sua natura è ancora sconosciuta.

Si suppone che le particelle di materia oscura siano particelle massive debolmente interagenti (Weakly Interacting Massive Particles, WIMP), che possono auto-annichilirsi, convertendo le loro masse a riposo in altre particelle del Modello Standard, tra cui i raggi gamma. Il rilevamento indiretto di queste annichilazioni fornirebbe un test unico della natura delle particelle di materia oscura.

Il KSP dedicato alla materia oscura ha lo scopo di scoprire la sua natura, analizzando principalmente l'Alone Galattico.

3.5 Tecnologia di CTA

Le shower di particelle subatomiche sono talmente rare (un fotone gamma per m^2 all'anno da sorgenti brillanti o uno per m^2 ogni cent'anni da sorgenti deboli) che CTA utilizzerà più di 100 telescopi installati nei 2 siti per aumentare la probabilità di catturarle. Il grafico in Figura 3.3 illustra una possibile disposizione dei telescopi nei due emisferi.

Per raggiungere gli obiettivi prima elencati e, in particolare, per coprire l'ampio range di energia, la strumentazione deve essere ottimizzata per tre intervalli di energia contigui [Acharya et al., 2013]:

Energia ≤ 100 GeV: per rilevare le cascate elettromagnetiche fino a poche decine di GeV la luce Cherenkov deve essere campionata in modo efficiente, con un'area effettiva pari al 10%. Poiché il tasso di questi eventi è elevato e le incertezze sistematiche del background limitano la sensibilità raggiungibile, l'area di questa parte dell'array può

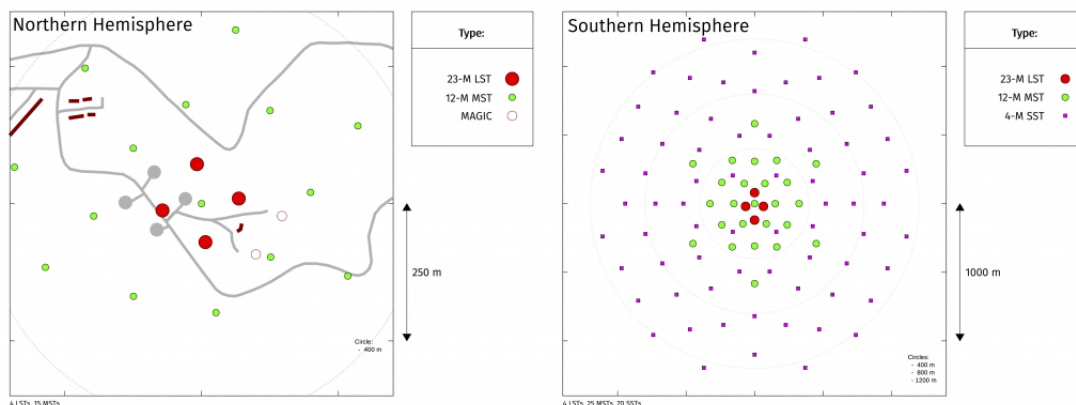


Figura 3.3

Possibile disposizione degli array di telescopi Cherenkov nei due emisferi. Immagine presa da <https://www.cta-observatory.org>.

essere piccola, dell'ordine di 10^4 m^2 . Il progetto CTA prevede un piccolo numero di telescopi di grande taglia (LST), con un diametro di circa 23 m, per poter raccogliere il maggior numero di fotoni Cherenkov provenienti dalle shower elettromagnetiche meno energetiche.

Range centrale: 0.1-10 TeV: la rivelazione e la ricostruzione delle shower elettromagnetiche in questo range energetico sono ben comprese; per migliorare le prestazioni sono necessari una serie di telescopi di media grandezza (MST), con specchi di circa 12 m di diametro posti ad una distanza di circa 100 m. Il miglioramento della sensibilità rispetto agli strumenti attuali sarà ottenuto sia dall'aumento della superficie coperta dall'array sia dalla migliore qualità di analisi delle shower.

Energia > 10 TeV: la principale restrizione in questo range energetico è il numero molto basso di shower rilevate; dunque, per ottenere un grande miglioramento, l'array deve coprire un'area di diversi chilometri quadrati. Poiché a queste energie il rendimento della shower è elevato, si possono utilizzare un gran numero di piccoli telescopi con uno specchio di area di 10 m^2 e spazati di circa 100-200 m.

L'array sarà quindi composto da tre classi di telescopi che differiranno per la loro sensibilità: SST, MST e LST. L'array che si troverà nell'emisfero Nord sarà più limitato in dimensioni e si concentrerà sul range energetico basso e medio (da 20 GeV a 20 TeV). Quello localizzato nell'emisfero australe (Figura 3.4) coprirà invece l'intero range di energia, da 20 GeV a 300 TeV. Una rappresentazione grafica dei due siti si può vedere in Figura 3.5.

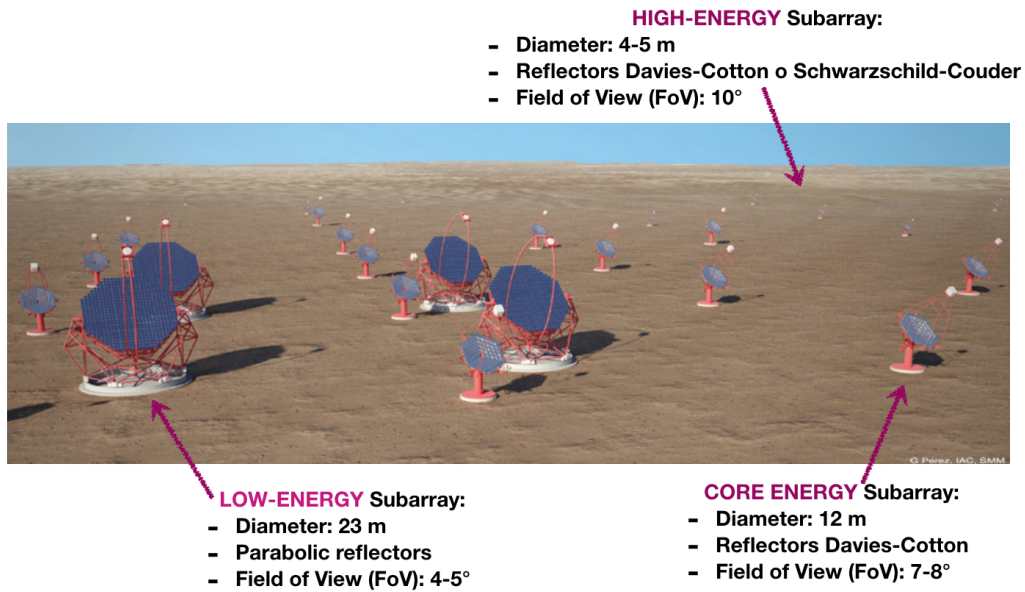


Figura 3.4
Rappresentazione schematica, non in scala, dell'array Sud.



Figura 3.5
Rappresentazione grafica dei siti Nord (in alto) e Sud (in basso). Il sito Sud avrà 4 LST, 25 MST e 72 SST; il sito Nord invece avrà 4 LST e 15 MST. Immagine presa da <https://www.cta-observatory.org>.

Capitolo 4

Sorgenti di Raggi Gamma

Le sorgenti Galattiche di raggi gamma includono: resti di supernova, pulsar e stelle in sistemi binari; per quanto riguarda le sorgenti extragalattiche si tratta principalmente di galassie ospitanti buchi neri supermassicci (Super Massive Black Hole, SMBH), galassie con elevata formazione stellare e ammassi di galassie.

Nel seguito di questo Capitolo ci focalizzeremo sui sistemi binari, che sono le sorgenti di maggiore interesse nel contesto di questa Tesi.

Ci occupiamo in particolare di una classe di pulsar binarie, le *transitional MSP* (tMSP), sistemi che alternano una fase alimentata dall'accrescimento con una fase sostenuta dalla rotazione della MSP. La transizione avviene a seguito di variazioni del tasso di accrescimento sulla NS, su tempi scala dell'ordine di alcune settimane.

Nella prima parte di questo Capitolo presentiamo i meccanismi che portano alla formazione delle MSPs, a partire dalle pulsar al millisecondo (MSP); nella seconda parte ci concentriamo sui sistemi transienti oggi conosciuti, analizzandone i meccanismi di emissione, in particolare nella banda gamma.

4.1 Binarie X

Le binarie X sono sistemi binari in cui uno dei componenti è un oggetto compatto, come una stella di neutroni o un buco nero, e l'altro una stella "normale" (che riempie il proprio lobo di Roche o che espelle massa attraverso il vento stellare).

Questi sistemi possono essere classificati in base alla massa della stella compagna in:

⇒ **HMXB** (High Mass X-Ray Binaries): quando la secondaria è una stella massiva e luminosa di tipo spettrale OB;

⇒ **LMXB** (Low Mass X-Ray Binaries): quando la secondaria è una stella di piccola massa e bassa luminosità.

Si definisce il rapporto tra luminosità X e ottica nel modo seguente:

$$\frac{L_X(2 \text{ keV} - 10 \text{ keV})}{L_{opt}(300 \text{ nm} - 700 \text{ nm})}. \quad (4.1)$$

Questa quantità risulta ≤ 10 per le HMXB e $\gg 10$ per le LMXB. Nelle HMXB la compagna è infatti una stella giovane e massiva con una elevata luminosità ottica che rappresenta una funzione significativa della luminosità X del sistema, mentre per un LMXB la compagna è una stella vecchia e poco luminosa e la luminosità in banda X

del sistema eccede di gran lunga quella ottica.

In molti di questi sistemi vengono prodotti dei venti o dei getti di materia che possono viaggiare a velocità prossime a quelle della luce. Gli elettroni vengono accelerati ad energie molto elevate, fino al range energetico del gamma.

HMXB

Questi sistemi sono relativamente giovani, di età inferiore a 10^7 anni, distribuiti per la maggior parte sul piano Galattico.

La primaria ha una massa $\gtrsim 10M_{\odot}$, è di tipo spettrale O, B o Be¹, ha un raggio di circa $10 R_{\odot}$ e una temperatura fotosferica di 20000-40000 K. La luminosità della stella raggiunge $0.5-5 \times 10^{38}$ erg s⁻¹, una frazione significativa della luminosità di Eddington².

Stelle di questo tipo possiedono un forte vento stellare che può essere catturato dall'oggetto compatto ed alimentare la sorgente X. L'accrescimento può anche avvenire tramite *overflow* del lobo di Roche ed è favorito dalle notevoli dimensioni della primaria. La fase del *mass transfer* per *overflow* del lobo di Roche è però molto rapida e quindi difficile da osservare. Le orbite di questi sistemi sono eccentriche e i loro periodi orbitali tendono ad essere lunghi.

Alcuni di questi sistemi sono molto variabili perché l'accrescimento avviene solo in prossimità del periastro dell'orbita, quando l'oggetto compatto può raccogliere una frazione maggiore del vento stellare dalla compagna.

Nei sistemi con stelle di neutroni, queste ultime sono relativamente giovani e quindi i loro campi magnetici sono molto elevati, con valori alla superficie dell'ordine di 10^{12} G. Di conseguenza la magnetosfera è in grado di incanalare il flusso di accrescimento ad una distanza elevata. La materia che accresce è forzata a percorrere le linee del campo magnetico venendo incanalata ai poli e generando un segnale coerente e pulsato con periodo pari a quello di rotazione della stella di neutroni (tipicamente di qualche secondo).

L'emissione di fotoni di VHE può essere spiegata tramite tre diversi modelli (Figura 4.1 Mirabel [2012]). In tutti i casi il vento di particelle relativistiche prodotto dalla pulsar (pulsar wind) gioca un ruolo fondamentale.

Il *pulsar wind* è in parte confinato e produce un'onda d'urto quando urta il materiale stellare circostante. Il meccanismo è simile a ciò che avviene in una PWN, anche se in scala molto più piccola. La distanza raggiunta dal pulsar wind può essere stimata uguagliando la sua *ram pressure* alla pressione del materiale circostante; se quest'ultima è dovuta ad un vento stellare isotropo, la distanza R_{pw} dalla pulsar è:

$$\frac{R_{pw}}{d} \approx \frac{1}{1 + \eta^{1/2}} \quad \text{con } \eta = \frac{\dot{M}_w v_w}{\dot{E}/c} \quad (4.2)$$

dove d è la separazione orbitale, \dot{E} è la potenza del pulsar wind, \dot{M}_w e v_w sono il tasso di perdita di massa e la velocità del vento stellare.

Un vento stellare molto intenso ($\dot{M}_w v_w \gg \dot{E}/c$) mantiene il pulsar wind vicino alla stella di neutroni ($\eta \gg 1 \Rightarrow R_{pw}/d \ll 1$); al contrario, un potente pulsar wind spinge il

¹Una stella Be è una stella di sequenza principale che presenta righe di emissione nello spettro.

²Limite superiore alla luminosità che può essere emessa da un corpo sferico in equilibrio idrostatico, per es. una stella, al di sopra del quale la pressione che la radiazione esercita sulla materia prevale sulla forza di gravità.

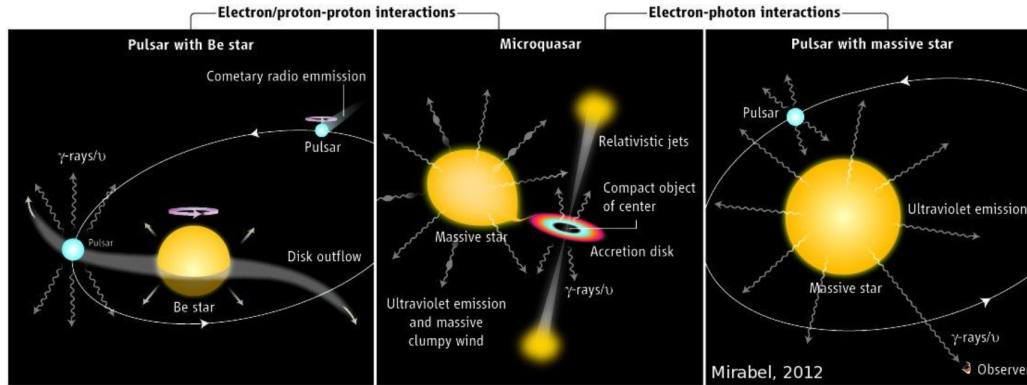


Figura 4.1

Emissione VHE nelle HMXB. I raggi gamma possono essere prodotti sia dall'interazione delle particelle relativistiche del pulsar wind con i protoni del disco o dell'involuppo della stella Be (pannello a sinistra, e.g. PSR B1259-63, LS I +61°303), o dall'interazione con i fotoni UV di una stella molto massiccia di main sequence (pannello a destra, e.g. LS 5039, 1FGL J1018.6-5856). Nel pannello al centro: un microquasar alimentato dall'oggetto compatto tramite accrescimento dalla stella compagna. Immagine tratta da Mirabel [2012].

vento stellare fino alla superficie della stella stessa ($\eta \ll 1 \Rightarrow R_{pw}/d \approx 1$) [Dubus, 2015].

Attualmente si conoscono sei binarie gamma con una compagna massiccia: PSR B1259-63, LS 5039, LS I +61°303, HESS J0632+057, 1FGL J1018.6-5856 e LMC P3 [Dubus et al., 2017].

LMXB

Sono binarie X che contengono una stella evoluta di piccola massa ($0.1 M_{\odot} \lesssim M \lesssim 1 M_{\odot}$). Sono di popolazione II e tipo spettrale G-K e, poiché sono spesso associate agli ammassi globulari, sono i sistemi più vecchi di tutta la galassia, di età superiore a 10^9 anni. Essendo la secondaria una stella evoluta e di piccola massa, essa non è in grado di emettere vento stellare, così l'accrescimento può avvenire esclusivamente attraverso *overflow* del lobo di Roche.

In particolare, alcuni di questi sistemi emettono nel range energetico del gamma e contengono stelle di neutroni con periodi dell'ordine del millisecondo. Il modello maggiormente utilizzato per spiegare la natura delle *millisecond pulsar* è il cosiddetto *recycling model*, secondo il quale una pulsar appartenente ad un sistema binario, una volta oltrepassata la *death line*³, può essere riaccelerata per accrescimento di materia, e quindi di momento angolare, dalla stella compagna [Lyne and Graham-Smith, 2012]. La pulsar in questo modo comincia a muoversi, nel grafico in Figura 4.2, nella direzione dei periodi decrescenti fino a riattraversare la death line. Una volta terminato l'accrescimento, torna ad essere nuovamente visibile come pulsar radio, con periodi dell'ordine dei millesimi di secondo e campi magnetici attorno ai 10^8 G. In base quindi al modello di recycling, le binarie X di piccola massa sarebbero le progenitrici delle

³Linea che delimita la regione del diagramma campo magnetico - periodo di rotazione (B-P) al di sotto della quale non si osservano più pulsar. In questa regione la rotazione e il momento magnetico della pulsar non sono più in grado di sostenere il meccanismo di emissione di onde radio.

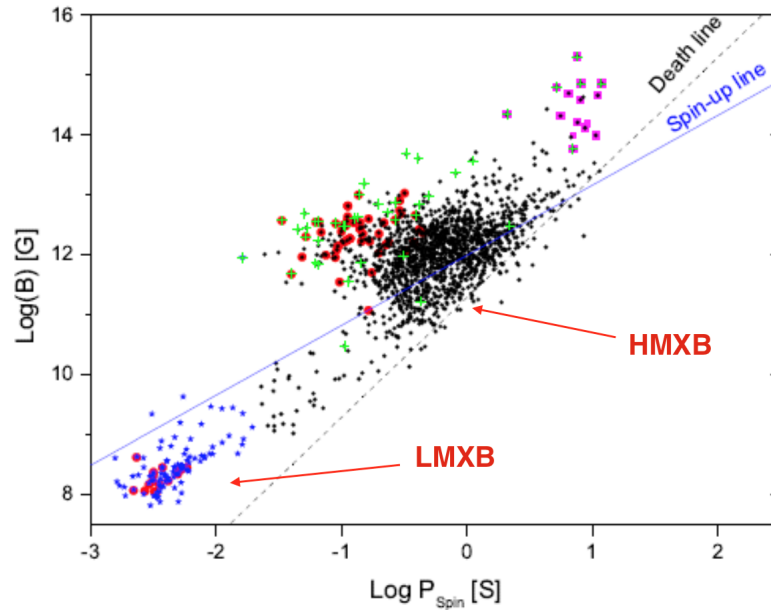


Figura 4.2

Diagramma Periodo P - Campo magnetico B per le pulsars.

La linea tratteggiata è la cosiddetta *death line* e quella blu la *spin-up line*. In particolare i punti blu rappresentano le MSP e le LMXB, i punti rossi le pulsars di FERMI, i punti magenta le pulsars in Supernova Remnants (SNR) e le croci verdi le magnetars. Immagine tratta da Manchester et al. [2005].

pulsar al millisecondo. L'unica differenza tra questi sistemi e una pulsar isolata è che la frequenza dell'impulso è modulata dal periodo orbitale della pulsar stessa.

I sei sistemi di piccola massa che emettono in banda gamma attualmente conosciuti sono: PSR B1957+20, PSR J0610-2100, PSR J1311-3430, 2FGL J0523.3-2530, PSR J1023+0038 e XSS J12270-4859 [Dubus et al., 2017].

In particolare B1957+20 è una *black widow*, definita così perché il pulsar wind impatta direttamente sulla superficie della stella compagna, di massa molto piccola ($\leq 0.1 M_{\odot}$). Poiché il vento stellare non è abbastanza forte da fermare il pulsar wind ($\eta \ll 1$), viene asportato materiale dalla superficie della stella stessa.

PSR J1023+0038 e XSS J12270-4859 invece sono due sistemi molto simili e sono definiti *redback*; rispetto alle *black widows* la differenza sta nella massa della stella compagna, che in questo caso è $\sim 0.2 - 0.4 M_{\odot}$.

Entrambi questi sistemi sono transienti perché alternano una fase alimentata dall'accrescimento della compagna sulla stella di neutroni con una fase alimentata dalla rotazione della pulsar. Queste transizioni sono una conferma del fatto che le millisecond pulsar radio sono state accelerate dall'accrescimento di materia.

Un altro sistema transiente è PSR J1824-2452I, nell'ammasso globulare M28, ma esso non presenta emissione gamma.

I due sistemi PSR J1023+0038 e XSS J12270-4859 ed i loro meccanismi di emissione saranno trattati estesamente in seguito in quanto sono gli oggetti di studio di questa Tesi.

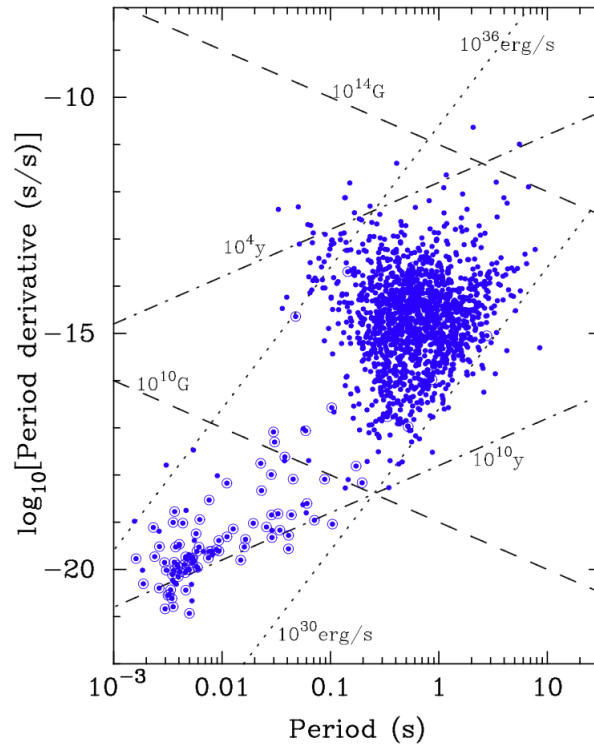


Figura 4.3

Diagramma $P - \dot{P}$. Le linee a punti sono linee a luminosità costante, quelle tratteggiate sono linee a campo magnetico costate e quelle punto-tratto sono linee di età costante. Le pulsar con cerchietto appartengono ad un sistema binario [Lorimer, 2008].

4.2 Millisecond Pulsar: MSP

Come accennato nel paragrafo precedente le MSP sono più evolute delle pulsar ordinarie. Esse sono il risultato di fenomeni di ri-accelerazione dell'oggetto compatto a seguito del trasferimento di massa e di momento angolare da parte di una stella compagna. Questo scenario suggerisce che le MSP si dovrebbero trovare per la maggior parte in sistemi binari, cosa comunemente (ma non sempre) verificata.

La prima radio MSP ad essere scoperta, nel 1982, è stata 4C21.53 [Backer et al., 1982, Alpar et al., 1982]. La sorgente ha una pulsazione con periodo molto piccolo, pari a 1.6 ms.

Osservando il diagramma $P - \dot{P}$ (P è il periodo di rotazione della pulsar e \dot{P} è la sua derivata), in Figura 4.3, si vede che la maggior parte delle MSP (nella parte inferiore sinistra del diagramma) risiedono in sistemi binari.

I brevi periodi di rotazione delle MSP sono il risultato dell'accrescimento di materia trasferita da una stella compagna di piccola massa ($\lesssim 1 M_{\odot}$) attraverso un disco di accrescimento; questo scenario è conosciuto con il termine di *recycling* (Alpar et al. [1982], Radhakrishnan and Srinivasan [1982]).

Dopo una lunga fase di accrescimento visibile in X, della durata del Gyr, il tasso di trasferimento di massa diminuisce e permette l'accensione di una pulsar alimentata dalla rotazione del suo stesso campo magnetico.

Un'ulteriore conferma di spin-up tramite accrescimento si ha dalla scoperta delle MSP in accrescimento, Accreting Millisecond X-ray Pulsar (AMXP), che mostrano pulsazioni X coerenti dovute al materiale che accresce sui poli magnetici della

stella di neutroni lungo le linee del campo magnetico [Wijnands and van der Klis, 1998].

Il risultato dell'evoluzione di un sistema binario MSP dipende da diversi parametri come il rapporto tra le masse delle due stelle, dal periodo orbitale e dall'eccentricità del sistema.

In generale le MSP sono affiancate da nane bianche di He (Elio) o di CO (Carbonio-Ossigeno) o di ONeMg (Ossigeno-Neon-Magnesio), da NS, da pianeti e dalle strane compagne note come *Black Widows* and *Redbacks*; le diverse classi di MSP sono tutte caratterizzate da particolari valori di spin, di campi magnetici e di eccentricità orbitali.

Analizzando con precisione i possibili scenari evolutivi che portano alla formazione di questi sistemi è possibile classificarli in base alla massa della stella compagna, anche se questa non è facilmente misurabile e spesso è necessario, insieme alle osservazioni radio, un'accurata spettroscopia ottica del sistema.

Dai dati radio, imponendo un valore standard per la massa della PSR (e.g. $1.44 M_{\odot}$), è possibile ottenere una stima della massa della compagna in funzione dell'angolo di inclinazione del sistema, mediante la "funzione di massa":

$$f(m_p, m_c) = \frac{4\pi^2 (a \sin i)^3}{G P_b^2} = \frac{(m_c \sin i)^3}{(m_p + m_c)^2} \quad (4.3)$$

dove m_p e m_c sono rispettivamente la massa della PSR e della stella compagna, G è la costante di gravitazione universale, a il semiasse maggiore dell'orbita del sistema orbitale, i l'angolo di inclinazione del piano orbitale⁴ e P_b il periodo orbitale del sistema binario.

È possibile distinguere tre principali famiglie di progenitori di MSP in base alla massa della stella compagna:

- *High Mass X-ray Binary system* (HMXB): la compagna è una stella con $M > 8M_{\odot}$, di solito una NS.
- *Intermediate Mass X-ray Binary system* (IMXB): la massa della stella compagna è $\sim 5 M_{\odot}$.
- *Low Mass X-ray Binary system* (LMXB): le compagne hanno una massa minore di $1 M_{\odot}$.

High Mass X-ray Binary System

Lo scenario evolutivo di questo sistema prevedere inizialmente due stelle massive ($M \geq 8-10M_{\odot}$) in fase di sequenza principale: a seguito dell'esplosione di supernova della più massiva delle due (stella primaria) si ha la formazione della prima NS. Se il sistema sopravvive all'evento di SN inizia il trasferimento di massa sulla NS mediante il vento stellare. L'evoluzione della secondaria può quindi portare la NS ad orbitare all'interno delle regioni più esterne dell'involuppo stellare. Durante questa fase di *common envelope* gran parte dell'involuppo della secondaria viene espulso.

Nonostante queste perdite di massa, la stella secondaria avrà un nucleo sufficientemente massivo da permettere l'esplosione di supernova, dalla quale si formerà una nuova NS e quindi, se il sistema rimane legato, un sistema binario composto da una giovane pulsar e una MSP [Stairs, 2004].

Lo scenario evolutivo che porta alla creazione di questi sistemi è rappresentato nella sezione D di Figura 4.4.

⁴Un angolo di inclinazione $i=0^{\circ}$ corrisponde ad un sistema visto "face on".

Intermediate Mass X-ray Binary System

I sistemi di massa intermedia possono formarsi in due diversi modi. Se il sistema è inizialmente composto da una NS e una stella compagna con massa $\sim 5 M_{\odot}$ il trasferimento di materia sulla NS avviene nella fase di involucro comune (*common envelope*): la stella compagna si espande e i suoi involucri esterni arrivano ad inglobare la NS. Quest'ultima, soggetta a forze di frizione, tende ad avvicinarsi al centro della stella compagna. Durante questo stato la NS viene accelerata e l'energia potenziale persa dal restringimento dell'orbita porta all'espulsione dell'involucro. Il sistema finale è formato da una NS parzialmente riciclata e una WD massiva (scenario evolutivo sezione B in Figura 4.4).

Se invece il sistema è inizialmente composto da due stelle di circa $5-7M_{\odot}$, si ha che la stella più massiva evolve per prima e dopo una fase di *Roche Lobe overflow* dà origine ad una WD. Successivamente anche la stella meno massiva si espande e, se ha una massa sufficientemente grande che il suo nucleo supera, alla fine dell'evoluzione, la massa limite di Chandrasekhar ($1.44 M_{\odot}$), essa esplose come supernova e forma un sistema binario con una pulsar e una WD (scenario evolutivo sezione C in Figura 4.4).

Low Mass X-ray Binary System

Si tratta di una categoria che comprende diverse tipologie di oggetti ed è il risultato dell'evoluzione di una stella massiva, dalla quale si formerà la NS, e una di piccola massa ($M \approx 1 M_{\odot}$).

Dopo la formazione delle NS, l'evoluzione della secondaria porta all'*overflow* del suo lobo di Roche e a fenomeni molto intensi di trasferimento di massa. Durante questa fase la materia inizia a spiraleggiare verso la NS in un disco di accrescimento visibile in banda X; il trasferimento di massa può durare 10^8-10^9 anni.

Da questo schema evolutivo ci si aspetta la formazione di una MSP fortemente accelerata e con massa notevolmente superiore a quella iniziale. Se il trasferimento di massa si innesca prima dell'He-Flash⁵, l'evoluzione termina con una compagna con un nucleo degenere di He. Se invece l'He-Flash si innesca dopo, avremo la formazione di una WD di CO. In ogni caso, la compagna presenta generalmente una massa tipica di $0.1-0.2 M_{\odot}$.

Lo scenario evolutivo che porta alla creazione di questi sistemi è rappresentato nella sezione A di Figura 4.4.

4.3 Redbeck e Black Widow

Le sorgenti analizzate in questa Tesi appartengono ad una particolare classe di MSP: gli *spider*, chiamate così perché tendono (in parte) a "divorare" i loro compagni dopo la fase di spin-up.

Il primo sistema di questo tipo, scoperto da Fruchter et al. [1988], è composto da una pulsar di 1.6 ms in un'orbita breve di 9.17 ore attorno ad una stella non degenere di piccola massa ($M_C \simeq 0.02 M_{\odot}$). Le osservazioni radio di questa pulsar, PSR B1957+20, hanno mostrato eclissi regolari per circa il 10% dell'orbita. Le eclissi che caratterizzano questi sistemi sono probabilmente dovute all'assorbimento o allo scattering del segnale radio da parte del gas denso e ionizzato della compagna [Torres et al., 2017]; infatti,

⁵L'He-Flash è l'innesco delle reazioni termonucleari in un nucleo degenere composto da He; è un fenomeno che avviene al termine della fase di Red Giant Branch (RGB) per stelle con massa minore di $2.2 M_{\odot}$.

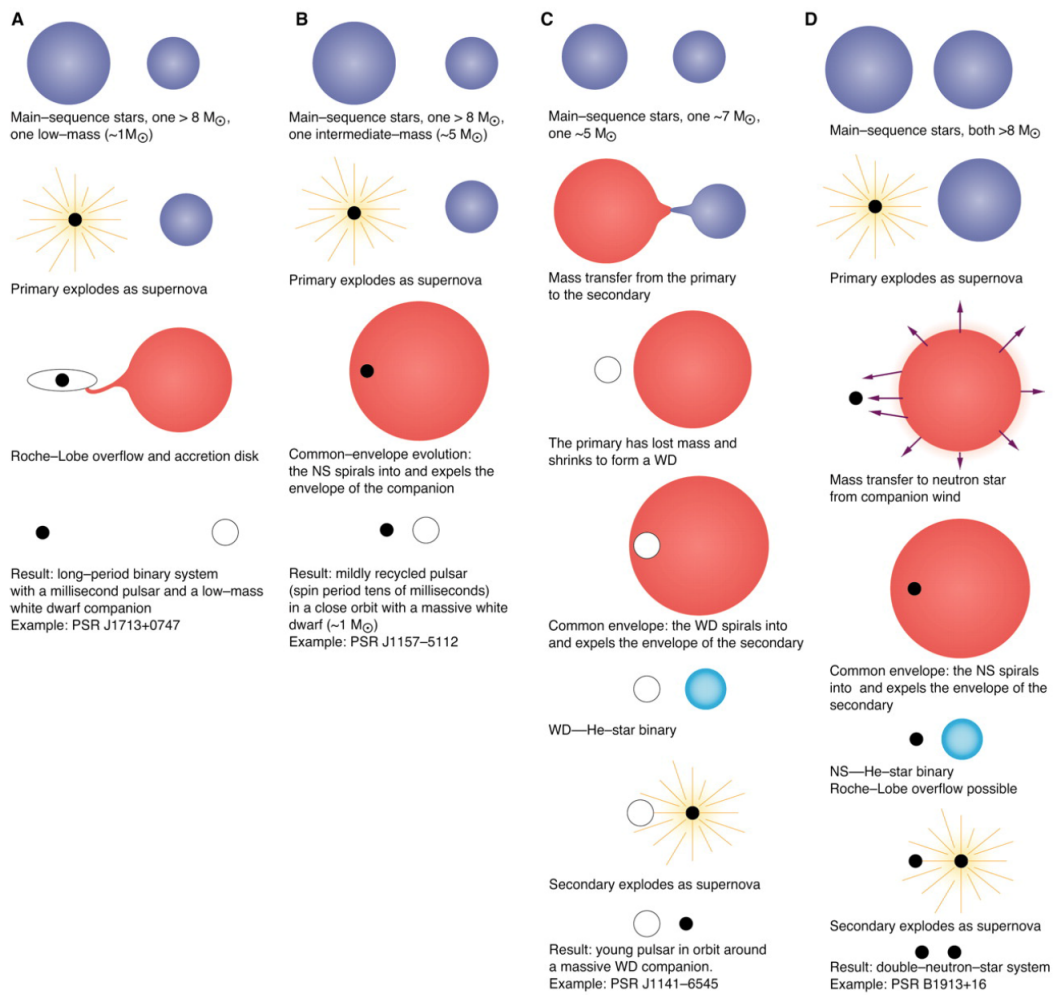


Figura 4.4

Rappresentazione schematica degli scenari di formazione delle MSP. Nella sezione **A** viene presentata l'evoluzione che porta alla formazione di una MSP con compagna di piccola massa, nelle sezioni **B** e **C** quelle che portano alla formazione di MSP con compagne di massa intermedia e nella sezione **D** quella che porta a MSP con compagne di grande massa. Immagine tratta da Stairs [2004].

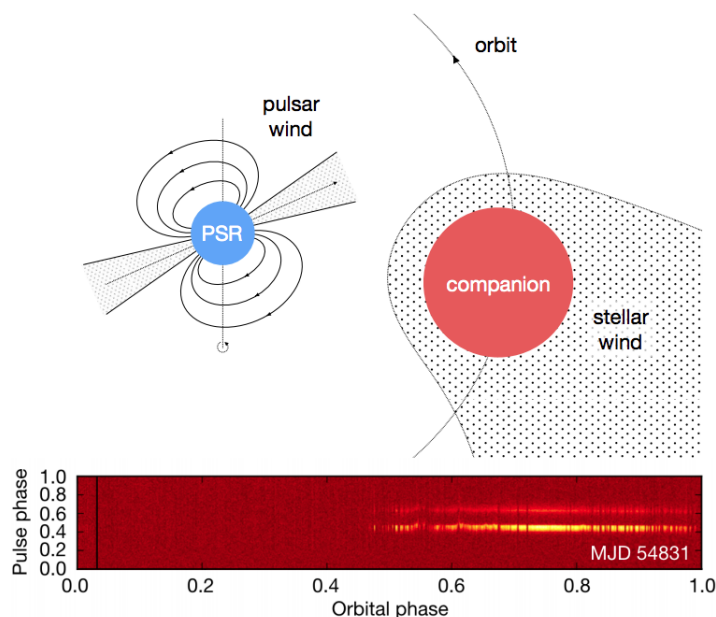


Figura 4.5

Durante la sua fase radio la sorgente PSR J1023+0038 mostra delle eclissi regolari. In alto: il vento stellare denso e ionizzato oscura l'emissione pulsata della pulsar per circa il 50% dell'orbita; in basso: variazione del flusso in funzione della fase orbitale per un'intera orbita, si può vedere che la pulsar è eclissata nella prima metà della fase orbitale. Immagine tratta da Archibald et al. [2013].

una volta terminata la fase di LMXB, la PSR è in grado di emettere un'energia tale da poter irraggiare la stella compagna e causare progressivi fenomeni di perdita di massa, producendo nubi di materiale ionizzato, principali responsabili delle eclissi. La pulsar sta dunque "asportando" materia dalla sua compagna e potrebbe evaporarla completamente; questo fenomeno potrebbe spiegare l'esistenza di MSP isolate.

In Figura 4.5 vengono mostrate le eclissi regolari in banda radio del sistema PSR J1023+0038.

Gli *spiders* sono anche conosciuti con il nome di "MSP ad eclissi" poiché la loro caratteristica principale è la presenza di eclissi periodiche del segnale radio per una frazione significativa del periodo orbitale.

Gli *spiders* si trovano in sistemi binari stretti con periodi inferiori al giorno e, in base al valore della massa della compagna, si suddividono in [Roberts, 2013]:

Black Widow (BW): la massa della stella compagna, probabilmente degenera, è $M_c \ll 0.1 M_\odot$;

Redbeck (RB): la compagna, non degenera, ha una massa $M_c \sim 0.2 - 0.4 M_\odot$.

Le orbite di questi sistemi sono particolarmente strette, se confrontate con quelle tipiche delle altre MSP, e circolari.

È stato ipotizzato che questi sistemi, date le evidenze di una continua ablazione e la presenza di una compagna di piccolissima massa, rappresentino la fase antecedente la formazione delle MSP isolate. La progressiva perdita di massa infatti, dovuta all'energia emessa dalla MSP, potrebbe portare alla completa evaporazione dell'involucro ed alla distruzione del nucleo della stella compagna. Il nome attribuito a questi sistemi, *Black Widow* o *Redbeck*, deriva dalla loro caratteristica principale, cioè l'ablazione della

compagna: proprio come le femmine di Vedova Nera uccidono il loro partner dopo l'accoppiamento, così fanno queste particolari pulsar con le loro compagne dopo la fase di *rycycling*, le distruggono evaporandone la loro struttura.

Delle 416 MSP attualmente note, dal catalogo di D. Lorimer⁶, 40 appartengono alla categoria BW e 22 a quella delle RB (catalogo di A. Patruno)⁷.

4.3.1 Meccanismi di Formazione

I meccanismi che portano alla formazione di questi sistemi ad eclisse non sono ancora del tutto chiari; allo stesso modo non sono ancora stati compresi i fenomeni che portano alla formazione delle BW piuttosto che delle RB.

Fino ad oggi sono stati proposti tre modelli di formazione:

- Evaporazione della compagna donatrice (Chen et al. [2013], Jia and Li [2016]).
Nei sistemi binari di piccola massa il trasferimento di massa è accompagnato dalla perdita di momento angolare e dall'emissione di radiazione gravitazionale. Quando la stella compagna raggiunge una massa di circa $0.2-0.3M_{\odot}$ diventa completamente convettiva e il trasferimento di materia si arresta. La quantità di materia trasferita è in grado di riaccelerare la NS a periodi del ms.
A questo punto inizia il processo di evaporazione della compagna a causa del forte vento della pulsar, vento di $e^{-} - e^{+}$ altamente energetici (TeV) e di fotoni gamma che riscalda la superficie della compagna. Il materiale perso dalla stella può generare l'eclissi del segnale radio.
Secondo Chen et al. [2013] il meccanismo alla base della formazione di una BW rispetto ad una RB sta nell'efficienza con cui la stella compagna riprocessa l'emissione emessa dalla PSR.
- Trasferimento di massa ciclico indotto dall'irradiazione (Benvenuto et al. [2014, 2015]).
Quando la stella compagna cede materia alla MSP essa viene irradiata con un fascio di fotoni X che ne fa aumentare la luminosità; l'irraggiamento può però poi arrestare l'accrescimento facendo diminuire la luminosità della compagna. L'instabilità luminosa che si crea porta a processi di trasferimento di massa periodici e i sistemi RB potrebbero formarsi proprio durante questi cicli. Benvenuto et al. [2015] sostengono che le BW discendano dai sistemi RB, ma non il viceversa.
- Collasso indotto da accrescimento (Jia and Li [2016], Shaifullah et al. [2016]).
Secondo Shaifullah et al. [2016] questi sistemi ad eclisse si formano dall'accrescimento di una nana bianca che collassa su se stessa; se inizialmente il sistema è composto da una stella primaria di massa $8-11 M_{\odot}$ ed una compagna di circa $1 M_{\odot}$, la stella primaria evolve in una WD di ONeMg e successivamente la stella di piccola massa inizia a trasferire materia sulla WD.
L'accrescimento dura finché la WD raggiunge una massa di $1.37 M_{\odot}$ e la materia depositata porta al collasso della stella. Il sistema ora è composto da una NS e una stella evoluta. Questo meccanismo potrebbe portare alla formazione di un sistema RB.

La maggior parte di queste sorgenti è stata scoperta negli Ammassi Globulari e più recentemente, con le osservazioni del satellite *Fermi*-LAT e le nuove survey in banda

⁶<http://astro.phys.wvu.edu/GalacticMSPs/GalacticMSPs.txt>

⁷<https://apatruno.wordpress.com/about/millisecond-pulsar-catalogue/>

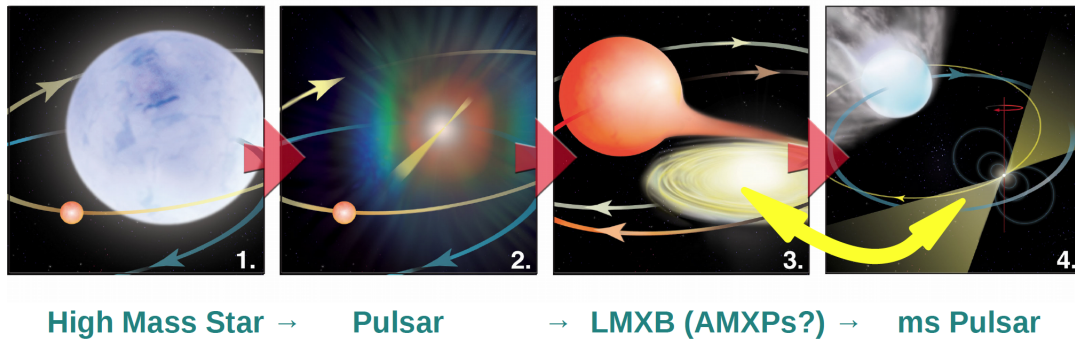


Figura 4.6

Sketch delle fasi di formazione di una tMSP. **1.** Sistema binario in cui è presente una stella di piccola massa e una stella massiva che successivamente evolve in una supernova. **2.** Sistema binario composto da una pulsar, ciò che rimane dell'esplosione di SN, e dalla stella di piccola massa. **3.** Fase di accrescimento (LMXB), la stella compagna accresce materia sulla stella di neutroni attraverso il punto lagrangiano interno L_1 . **4.** Fase di radio MSP o Redback durante la quale l'intenso vento della pulsar asporta parte della stella compagna.

Immagine tratta da <https://public.nrao.edu/gallery/>.

radio, ne sono state scoperte anche nel Campo Galattico. La grande abbondanza negli Ammassi Globulari è dovuta all'ambiente molto denso di stelle, che ne favorisce la formazione.

4.4 Millisecond Pulsar Transienti

Le millisecond pulsar transienti (tMSP) sono dei particolari sistemi con MSP che alternano una fase in cui è attiva la MSP radio, con una fase di accrescimento (LMXB). La prima sorgente transiente ad essere stata scoperta è stata PSR J1023+0038 che nel 2008 si presentava come una radio MSP mentre, intorno ai primi anni 2000, mostrava la presenza di un disco di accrescimento [Archibald et al., 2009]. Questa sorgente è stata definita come l'anello mancante (*missing link*) tra una LMXB e una pulsar riciclata.

Gli altri due sistemi transienti attualmente conosciuti sono: PSR J1824-2452 nell'ammasso globulare M28 [Papitto et al., 2013] e PSR J1227-4853 (de Martino et al. [2010, 2015]).

Grazie ai sette anni di osservazioni del satellite *Fermi*-LAT, si è visto, dalle curve di luce a lungo termine in corrispondenza delle transizioni, che questi sistemi presentano veloci e significativi cambiamenti del flusso gamma. La luminosità gamma è più elevata durante la fase di LMXB.

Quando sulla NS accrescono elevate quantità di materia, la pulsar radio si spegne ed il sistema diventa visibile in X con una luminosità $L_X > 10^{35} \text{ erg s}^{-1}$ (fase di LMXB o di sub-luminous disk); viceversa, per bassi tassi di accrescimento di materia, la magnetosfera della NS si espande fino al cilindro luce, la pulsar radio si riattiva, il disco scompare ed il sistema è quiescente in X con una luminosità di $L_X \sim 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ (fase di radio MSP) (Figura 4.6)[Bogdanov et al., 2015].

Fase di Accrescimento

Nella fase in cui il sistema è una LMXB la pulsar non è visibile e il disco di accrescimento è osservabile grazie al profilo $H\alpha$ a doppio corno e alle righe di emissione dell'Elio (HeI) visibili in banda ottica.

Come detto, la transizione alla fase di *sub-luminous disk* è accompagnata da un incremento significativo del flusso gamma (Takata et al. [2014], Johnson et al. [2015]).

Attualmente ci sono diversi modelli teorizzati per spiegare i processi di emissione di particelle gamma VHE di queste fasi nelle MSP transienti:

- Takata et al. [2014] e Deller et al. [2015]. L'emissione gamma può essere prodotta dall'interazione tra il disco di accrescimento e il *pulsar wind*.
- Bednarek [2015]. La pulsar è ancora attiva e il disco di accrescimento penetra lentamente dentro la magnetosfera fino al raggio di co-rotazione permettendo alla materia di cadere sulla superficie della NS. Gli elettroni secondari, prodotti in una delle regioni di accelerazione della magnetosfera (*slot-gap*), comptonizzano⁸ l'emissione del disco ad energie del GeV. In Figura 4.7 si può vedere una rappresentazione di questo modello di emissione.
- Papitto et al. [2014]. Durante questa fase agirebbe il meccanismo di *propeller*: non tutto il materiale accresce sulla superficie della NS ma una parte di esso viene espulso lungo le linee di campo magnetico, perché la forza centrifuga al raggio di co-rotazione R_{co} ⁹ supera la forza gravitazionale [Bogdanov et al., 2015]. L'emissione gamma avrebbe origine per *Synchrotron Self-Compton* da parte della materia accelerata vicino al raggio di co-rotazione. Questo meccanismo, sebbene risenta di molti problemi di *fine tuning* dei parametri, potrebbe spiegare l'emissione VHE visibile durante questa fase. Uno sketch del meccanismo di *propeller* è visibile in Figura 4.8.

Fase di Radio MSP

Durante la fase in cui è attiva la MSP si osservano, come accennato prima, evidenti eclissi (Archibald et al. [2009], Roy et al. [2015]).

L'emissione osservata in banda X e gamma proviene probabilmente dalla collisione del pulsar wind con il materiale della stella compagna in prossimità del punto Lagrangiano interno L_1 dove si forma uno shock (*intra-binary shock* [Bogdanov et al., 2011]).

Durante questa fase si osserva una forte modulazione in ottico e in X al periodo orbitale del sistema. La modulazione X verrebbe prodotta dalla variazione dell'angolo di vista dello shock intra-binario [Bogdanov et al., 2011] mentre la modulazione ottica dalla variazione della fase orbitale della compagna irradiata.

È stato proposto anche che in questa fase l'emissione gamma provenga dalla magnetosfera della pulsar [Archibald et al., 2013]. Ciò che porta alla transizione è ancora oggetto di studio, così come il tempo preciso impiegato da una tMSP per attuare lo switch tra le due fasi.

⁸Comptonizzazione: è la deformazione delle righe spettrali causate dall'effetto Compton nei plasmi astrofisici ad alta temperatura; il plasma è così otticamente sottile che la radiazione di frenamento non domina le caratteristiche spettrali.

⁹Distanza dalla NS alla quale la velocità kepleriana della materia uguaglia la velocità di rotazione della NS: $\Omega_{kep}(R_{co})=\Omega_{rot}$, dunque $R_{co} = \sqrt[3]{\frac{GM_{NS}}{\Omega_{rot}^2}}$

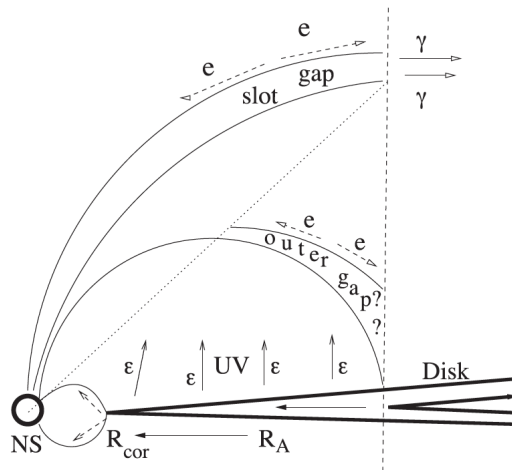


Figura 4.7

Rappresentazione schematica (non in scala) di una MSP in un sistema binario in cui il disco di accrescimento penetra gradualmente nella magnetosfera interna della NS. A causa dell'aumento di densità della materia nella zona più interna del disco, il *Raggio di Alfvén* R_A (distanza a cui la pressione dovuta all'energia cinetica della materia in accrescimento, *ram pressure*, eguaglia la pressione magnetica della pulsar) si avvicina al raggio di co-rotazione R_{co} . Quando questi raggi diventano paragonabili, la materia comincia a cadere sulla NS seguendo le linee del campo magnetico e, secondo il modello di Bednarek [2015], gli elettroni secondari, prodotti nella regione dello slot gap, comptonizzano la radiazione del disco a energie del GeV.

4.4.1 PSR J1023+0038

PSR J1023+0038 (da qui in poi J1023) è stata scoperta da Bond et al. [2002] e inizialmente fu classificata come una variabile cataclismica (Cataclysmic Variable, CV). Indagini successive hanno confermato che J1023 è una pulsar con un periodo di 1.69 ms [Aliu et al., 2016] in un'orbita di 4.75 ore attorno ad una stella G di *main sequence* di massa $\sim 0.2 M_{\odot}$ [Archibald et al., 2009].

Il periodo orbitale è stato ricavato dalla modulazione X e ottica osservata durante la fase di LMXB [Homer et al., 2006]. La distanza a cui si trova J1023 è stata misurata nel radio con il metodo della parallasse da [Deller et al., 2012] e vale 1.37 ± 0.04 kpc. Tra il 2000 e il 2001 la sorgente mostra evidenza di un disco di accrescimento [Wang et al., 2009], successivamente scomparso a seguito della comparsa della radio MSP, identificata dal Green Bank Telescope (GBT) nel 2007 [Archibald et al., 2009]. Questo comportamento conferma la natura transiente di J1023.

Nel giugno del 2013 gli impulsi radio scompaiono, mentre riappare l'evidenza di un disco di accrescimento [Patruno et al., 2014]. Una forte emissione double-peaked $H\alpha$ viene osservata in banda ottica [Halpern et al., 2013]. Durante questa fase il flusso gamma è 3-5 volte più elevato di quello durante la fase MSP, mentre il flusso X è aumentato di un fattore circa 10 [Stappers et al., 2014].

In Figura 4.9 è riportato uno schema delle transizioni di J1023.

Durante la fase di sub-luminous disk, J1023 mostra significativa variazione dell'emissione X, visibile nel pannello in alto in Figura 4.10, caratterizzata da un rapido switch tra due differenti livelli di luminosità, definiti *mode*, accompagnati da sporadici flares (D'Amico et al. [2001], Archibald et al. [2015], Bogdanov et al. [2017]):

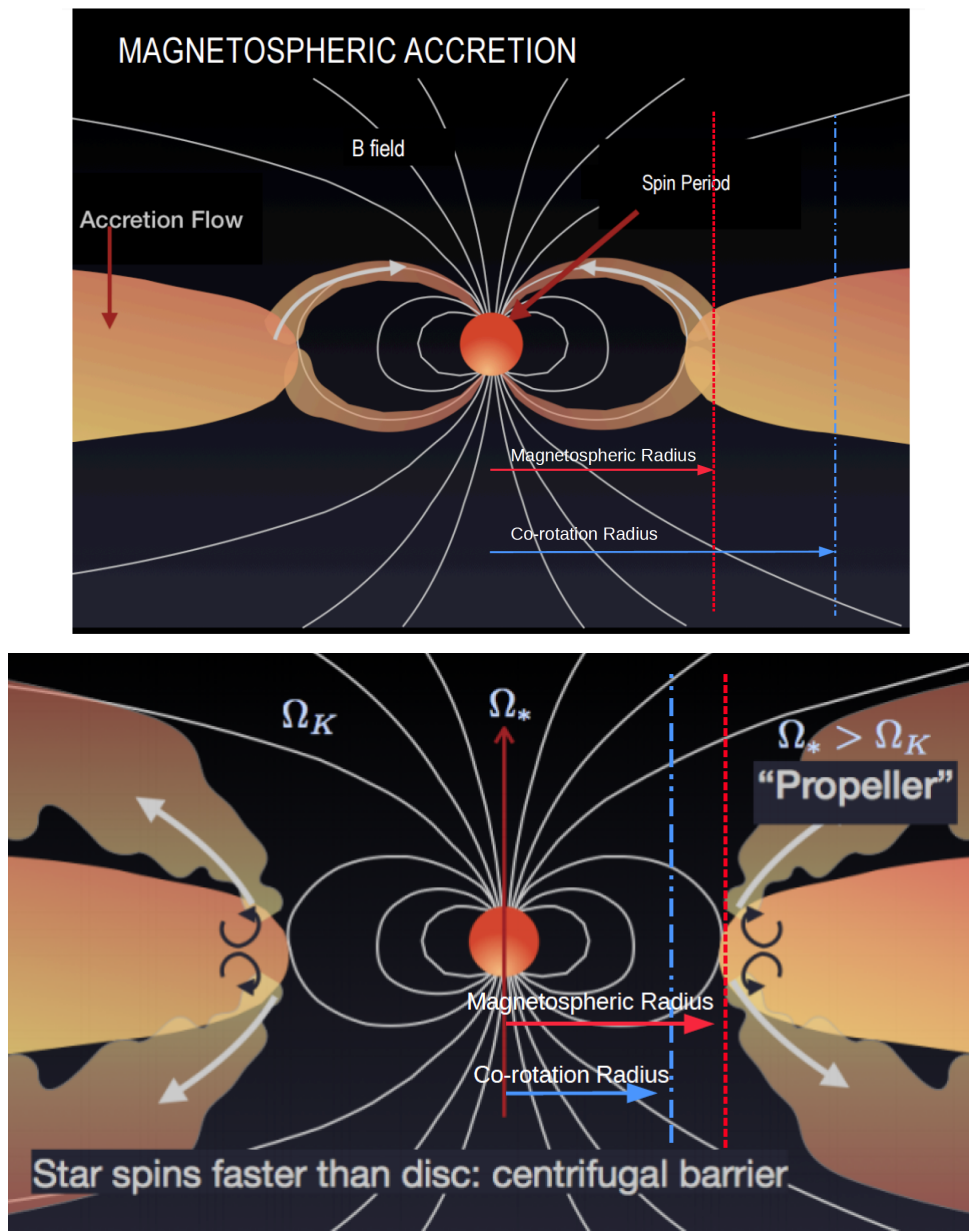


Figura 4.8
 Sketch dei meccanismi di accrescimento (in alto) e di *propeller* (in basso) (Patruno, 2017; comunicazione privata).

Timeline of PSR J1023+0038

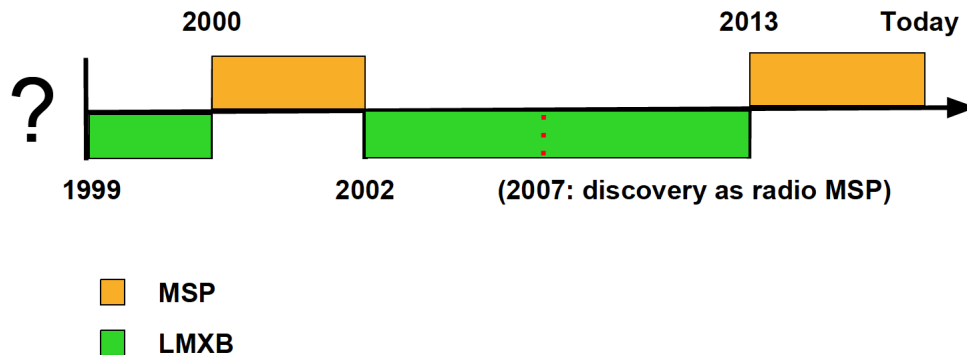


Figura 4.9 Fasi di transizione del sistema PSR J1023+0038: in verde la fase di accrescimento LMXB, in arancione la fase di MSP.

- *high-mode*: con una luminosità L_X di $\approx 3 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ occupa circa il 75% del periodo osservato.
- *low-mode*: con una luminosità di $L_X \approx 5 \times 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ occupa circa il 20% del profilo osservato.
- *flaring-mode*: sporadici flares che raggiungono luminosità di $L_X \approx 10^{34} \text{ erg s}^{-1}$.

La transizione tra l'*high* e il *low mode* è molto rapida e dura tra i 10 e i 30 secondi. Le osservazioni effettuate con il telescopio spaziale *XMM-Newton* hanno mostrato inoltre delle pulsazioni coerenti in X. In particolare queste pulsazioni si osservano solamente durante l'*high-mode*, e sembrano assenti durante il *low-mode* e i *flares*. I classici meccanismi di accrescimento non riescono a spiegare queste particolari caratteristiche di J1023.

Sebbene durante la fase di accrescimento la radio pulsar non risulti visibile [Stappers et al., 2014], il radio Very Large Array (VLA) ha rivelato un comportamento altamente variabile [Deller et al., 2015]. Osservando la curva di luce in basso in Figura 4.10 si può notare una chiara anti-correlazione tra il flusso X e quello radio: mentre nel *low-mode* le pulsazioni X sono assenti e l'emissione radio cresce improvvisamente, durante l'*high-mode* si possono vedere le pulsazioni, mentre la luminosità radio è bassa. L'espulsione di *blobs* dal plasma denso potrebbe inoltre spiegare gli intensi *flares* in ottico, X e radio. Deller et al. [2015] e Bogdanov et al. [2017] hanno ipotizzato che la variabilità potrebbe essere compatibile con l'emissione da parte di un getto.

Un'altra particolarità di 1023 è che durante la fase di LMXB la stella di neutroni rallenta a un tasso di $\dot{\nu} \approx -3 \times 10^{-15} \text{ Hz/s}$, che è circa il 26.8 % più veloce del tasso misurato nella fase radio ($\dot{\nu} \approx -2.4 \times 10^{-15} \text{ Hz/s}$). Questo aumento, secondo Haskell and Patruno [2017], è compatibile con l'emissione di onde gravitazionali da parte della stella di neutroni in rotazione piuttosto che con l'ipotetico meccanismo di spin-down della radio pulsar rimanga attivo anche nello stato di accrescimento [Jaodand et al., 2016].

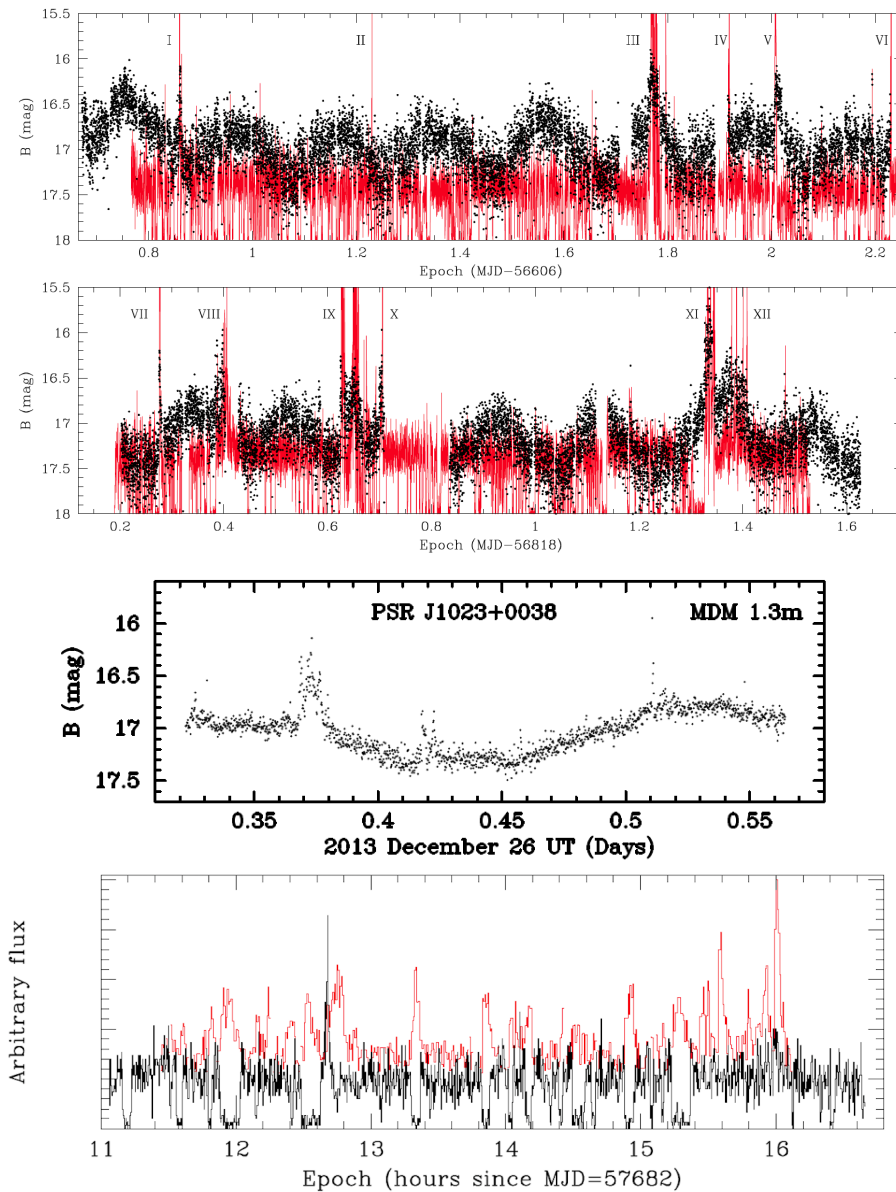


Figura 4.10

In alto sono riportate le curve di luce di J1023 l'*Optical Monitor* (OM) (nero) e la camera EPIC (rosso) di *XMM-Newton* (Novembre 2013-Giugno 2014).

Al centro la curva di luce ottenuta con il telescopio Michigan-Dartmouth-MIT (MDM) durante la notte del 26 Dicembre 2013.

In basso: sovrapposizione delle curve di luce in banda X (nero) e radio (rosso) da cui si può chiaramente vedere l'anti-correlazione tra le due bande. Le osservazioni in X sono state effettuate con il telescopio Chandra mentre quelle in radio con VLA. Immagine tratta da Bogdanov et al. [2017].

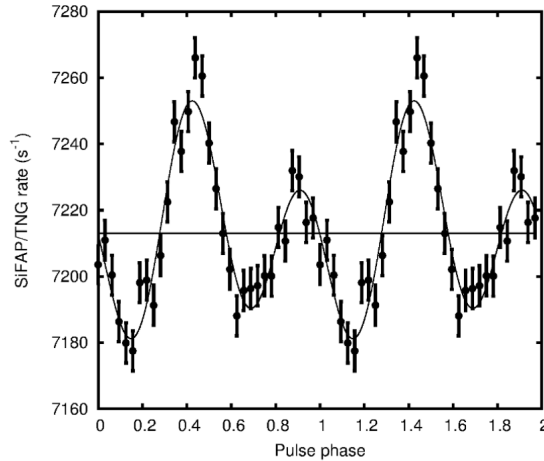


Figura 4.11

Profilo dell'impulso ottico di J1023 rivelato con il fotometro SiFAP montato al TNG a La Palma. Per chiarezza sono mostrati solo due cicli dell'impulso e la linea rappresentata un decomposizione di Fourier con due armoniche [Ambrosino et al., 2017].

Pulsazioni Ottiche

J1023 è la prima tMSP a mostrare delle pulsazioni ottiche al ms durante la fase di LMXB. Le pulsazioni ottiche (320-900 nm), mostrate in Figura 4.11, sono state scoperte da Ambrosino et al. [2017] nel Marzo 2016 con il fotometro ottico ad alta risoluzione temporale SiFAP (Silicon Fast Astronomical Photometer) montato al Telescopio Nazionale Galileo (TNG) (La Palma, Spagna). Questa recente scoperta è importante non solo perché dimostra che questi sistemi possono generare pulsazioni nel visibile, ma soprattutto perché confermerebbe l'idea che la radio pulsar sia ancora attiva nonostante la presenza del disco di accrescimento.

Durante lo stato di LMXB la maggior parte della radiazione ottica e UV osservata ha origine dalle regioni più esterne del disco e dalla superficie della stella compagna illuminata dalla radiazione X e gamma della pulsar.

4.4.2 PSR J1227-4853

PSR J1227-4853 (da qui in poi J1227) fu scoperta nel 2004 anch'essa come variabile cataclismica, ma successivamente, grazie alle osservazioni multi-banda, fu classificata come una LMXB [de Martino et al., 2010].

Con osservazioni successive [Bassa et al., 2014] si è scoperto che anche questa sorgente si comporta come J1023, ma in direzione "opposta": la transizione, della durata di circa 5 settimane, che avviene tra novembre e dicembre 2012, porta il sistema dalla fase di LMXB alla fase di radio MSP [Roy et al., 2015]. In Figura 4.12 è riportato uno schema delle transizioni di J1227.

La pulsar ha un periodo rotazionale di 1.69 ms [Roy et al., 2014] e ruota attorno ad una stella di tipo G5, di massa di 0.15-0.36 M_{\odot} [de Martino et al., 2015], con un periodo orbitale di 6.91 ore [Bassa et al., 2014].

Il sistema si trova ad una distanza di 1.4 ± 0.2 kpc.

Anche J1227 mostra un comportamento simile a J1023 per quanto riguarda i tre *modes* osservati in X [Jaodand et al., 2016].

Timeline of PSR J1227-4853

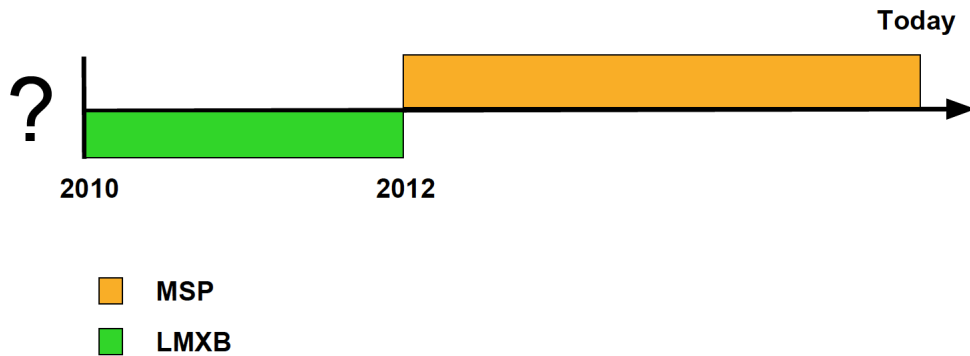


Figura 4.12 Fasi di transizione del sistema PSR J1227-4853: in verde la fase di accrescimento LMXB, in arancione la fase di MSP.

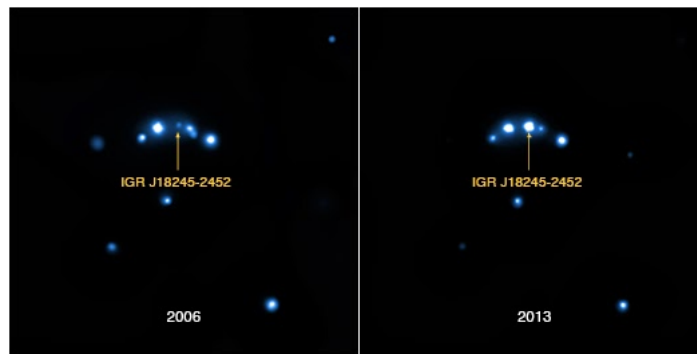


Figura 4.13

A destra *outburst* di IGR J18245-2452 osservato con il telescopio *Chandra X-ray Observatory*. A sinistra la sorgente prima dell' *outburst*. Immagine tratta da <http://chandra.harvard.edu>.

4.4.3 IGR J18245-2452

L'ammasso globulare M28, ad una distanza di 5.5 kpc, ospita la più grande popolazione di pulsar in un ammasso globulare. La sorgente transiente IGR J18245-2452 è stata scoperta dal telescopio spaziale INTEGRAL nel Marzo 2013 durante un "outburst" che raggiunse una luminosità X di $L_X \gtrsim 10^{36}$ erg s⁻¹; successivamente la sorgente si è riportata nello stato di radio MSP [Papitto et al., 2013].

La pulsar orbita attorno ad una stella con massa $M \gtrsim 0.17 M_\odot$ con un periodo di 11.02 ore, il periodo di rotazione della pulsar è di 3.93 ms [Papitto, 2016].

Come le altre due tMSP anche PSR J1824-2452 mostra delle pulsazioni in banda X osservate con il satellite *XMM-Newton* [Papitto et al., 2013].

Capitolo 5

Analisi in banda Gamma ed Ottica e Simulazione delle Osservazioni con CTA

In questo Capitolo riassumiamo il metodo usato per l'analisi dei dati ottenuti con il satellite *Fermi*-LAT. Si sono utilizzati i *Fermi Science Tools*, versione v10r0p5¹, software appositamente sviluppato per l'analisi dei dati di *Fermi*-LAT, ed alcuni script in linguaggio di programmazione Python.

Viene poi presentata l'analisi dei dati ottici ottenuti con Aqueye+.

A conclusione del Capitolo viene descritta la procedura eseguita per simulare le osservazioni delle due sorgenti in banda VHE, effettuate utilizzando i risultati dell'analisi spettrale dei dati *Fermi*-LAT.

5.1 Analisi dei dati HE

5.1.1 Riduzione dei Dati

Il LAT, lo strumento principale a bordo del satellite Fermi, è un telescopio sensibile nell'intervallo di energia 20 MeV-300 GeV [Atwood et al., 2009].

I dati, liberamente scaricabili dal database di *Fermi*-LAT², sono divisi in due file in formato FITS³: il primo contiene tutte le informazioni riguardanti i fotoni raccolti dallo strumento LAT (e.g., energia, posizione e qualità di ricostruzione dell'evento), il secondo invece contiene informazioni relative all'orientamento e alla posizione del satellite e sulla modalità di osservazione.

Durante l'analisi vengono applicate le funzioni di risposta dello strumento (Instrument Response Functions, IRFs), un insieme di funzioni che descrivono la risposta di un rivelatore al flusso di particelle incidenti. Le IRFs dipendono non solo dalle caratteristiche dello strumento stesso, ma anche dall'algoritmo di ricostruzione degli eventi, dall'algoritmo utilizzato per rimuovere i fotoni del *background* e da ogni eventuale criterio di selezione applicato agli eventi. Le IRF del LAT sono inizialmente definite e parametrizzate sulla base di simulazioni Monte Carlo e vengono poi aggiornate tenendo conto delle osservazioni in orbita.

¹<https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/>

²<https://fermi.gsfc.nasa.gov/cgi-bin/ssc/LAT/LATDataQuery.cgi>

³FITS è un formato standard utilizzato per immagazzinare dati astrofisici organizzati in array multidimensionali (spettri 1D, immagini 2D, cubi di dati 3D) e tabelle bidimensionali che contengono righe e colonne di dati.

Per l'analisi sono stati considerati tutti i fotoni nel range energetico 0.1-300 GeV compresi in una regione circolare (Region of Interest, RoI) di raggio 10 gradi centrata sulla sorgente in esame. Poiché i fotoni provenienti dall'*Earth limb* (lo strato più esterno dell'atmosfera) sono una forte fonte di background si sono selezionati eventi con un elevato valore dell'angolo di Zenith⁴ (maggiore di 90°).

Le curve di luce a lungo termine di entrambe le sorgenti sono state ottenute tramite il task `gtbin` dei *Fermi Science Tools*. Per entrambe le sorgenti l'analisi è stata effettuata in modo distinto per i periodi in cui il sistema si trovava in fase di accrescimento e per quelli in cui la sorgente si trovava in fase di radio MSP, identificati in base al valore del flusso nelle curve di luce. Il task utilizzato per selezionare gli eventi nei diversi periodi è `gtselect`. Dei dati selezionati si tengono in considerazione solamente quelli raccolti durante i cosiddetti Good Time Intervals (GTI), i.e. gli intervalli di tempo in cui lo strumento acquisisce i dati nella configurazione nominale, adatta quindi all'analisi scientifica, e la qualità dei dati viene, quindi, considerata buona. Questa operazione di selezione viene effettuata con il comando `gtmktime` dei *Fermi Science Tools*.

Successivamente con il task `gtbin` viene generata una *count map*, una mappa degli eventi dove i dati sono raggruppati in pixels.

Per effettuare la *binned likelihood analysis*, l'analisi statistica sui fotoni raggruppati in intervalli (bin) di energia (che verrà descritta nel prossimo paragrafo), è necessario avere un modello che contenga tutte le sorgenti rivelate all'interno della regione di interesse. Lo script Python "`make3FGLxml.py`" genera automaticamente tale modello basandosi sul catalogo 3FGL di *Fermi-LAT*⁵ [Acero et al., 2015].

Prima di implementare la *binned likelihood analysis* è necessario calcolare la *livetime* e la mappa di esposizione tramite i programmi `gtltcube` e `gtexpcube2`, rispettivamente. Poiché le IRF del satellite dipendono dall'angolo d'inclinazione del telescopio e dall'angolo di off-axis tra la direzione della sorgente e la normale al LAT, il numero di conteggi di una sorgente dipende dal tempo che la sorgente stessa si trova ad un determinato angolo di inclinazione durante un'osservazione (*livetime*). L'insieme di questi *livetime*, in funzione dell'angolo di inclinazione, è detto *livetime cube* e viene generato dal tool `gtltcube`. Il *livetime cube* è calcolato in una griglia il cui passo (*step size*) è espresso come il coseno dell'angolo d'inclinazione e pari ad un valore di 0.025, mentre la dimensione spaziale della griglia (*pixel size*) corrisponde ad 1 grado.

Il step successivo, `gtexpcube2`, crea le mappe di esposizione totale necessarie a calcolare il numero di fotoni che ci si attende entro una determinata RoI. A causa della dimensione della PSF dello strumento, l'emissione delle sorgenti puntiformi vicine e l'emissione diffusa si possono sovrapporre significativamente a quella della sorgente in esame; è necessario quindi includere nel modello le sorgenti vicine e l'emissione diffusa che si trova in una regione, la *Source Region*, centrata sulla RoI, ma con un raggio più grande rispetto ad essa.

Successivamente si procede con il task `gtsrcmaps` che, sfruttando l'*exposure map* e il modello generato con "`make3FGLxml.py`", genera una *count map* sintetica da utilizzare nella *binned likelihood analysis*.

⁴L'angolo di Zenith è l'angolo compreso tra la direzione del fotone incidente e la direzione perpendicolare alla superficie della Terra.

⁵La sorgente PSR J1023+0038, non appartenendo al 3FGL, è stata aggiunta manualmente.

5.1.2 Binned Likelihood Analysis

Nella tecnica della *Maximum Likelihood analysis* i dati vengono confrontati con un modello calcolato sulla base della distribuzione spaziale e spettrale ipotizzata per le sorgenti che si trovano nella RoI. I parametri spettrali e le posizioni sono usualmente parametri liberi che vengono determinati massimizzando la *Likelihood* (definita più avanti).

Il tool `gtlike` esegue la *binned likelihood analysis*. È necessario scegliere il tipo di algoritmo, detto *optimizer*, che massimizza la *Likelihood*.

Gli *optimizer* effettuano la stima dei parametri spettrali e, in alcuni casi, anche spaziali (e.i., coordinate della sorgente) e differiscono tra loro per la rapidità con cui convergono al massimo della *Likelihood* e per la loro accuratezza.

Il pacchetto *Fermi Science Tools* comprende cinque *optimizer* per massimizzare la *Likelihood*: DRMNGB, DRMNFB, NEWMINUIT, MINUIT e LBFSGS⁶. Per la nostra analisi abbiamo utilizzato gli *optimizer* consigliati nella guida dei *Fermi Science Tools*: DRMNGB e poi NEWMINUIT. DRMNGB consente di determinare i parametri del modello utilizzando una variante del "Metodo delle tangenti di Newton"⁷; NEWMINUIT invece, converge molto più lentamente ma consente di determinare accuratamente la dipendenza dai parametri vicino al massimo della funzione fornendo stime più accurate sull'incertezza dei parametri stessi.

Il risultato della *likelihood analysis* è un file contenente i valori di un certo numero di parametri liberi del modello, ottenuti massimizzando la *Likelihood*. Uno di questi parametri è il coefficiente di normalizzazione del flusso (*Prefactor*) moltiplicato per un fattore di scala (*Scale*) che restituisce il flusso in unità di fotoni $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Un altro parametro del file è l'indice spettrale (*Index*) γ calcolato su tutto l'intervallo di energia utilizzato nell'analisi. Il parametro *Npred* restituisce il numero di fotoni determinato in base al modello spettrale adottato. La *RoI Distance* è il parametro che indica la separazione angolare tra il centro della RoI e la posizione della sorgente in esame. Infine, l'analisi restituisce una figura di merito della bontà del fit, il *Test Statistic* (TS), che rappresenta approssimativamente la significatività di rivelazione della sorgente⁸ (in unità di σ gaussiane).

Il TS è definito in questo modo:

$$TS = -2\ln\left(\frac{\mathcal{L}_{max,0}}{\mathcal{L}_{max,1}}\right) \quad (5.1)$$

dove $\mathcal{L}_{max,0}$ è il massimo valore della *Likelihood* per un modello senza alcuna sorgente aggiunta e $\mathcal{L}_{max,1}$ è il massimo valore per un modello con l'aggiunta della sorgente in una specifica posizione. Il TS è una funzione monotona crescente di $\mathcal{L}_{max,1}$ e questo è il motivo per cui quando è massimizzata la *Likelihood* lo è anche il TS.

In particolare \mathcal{L} è definita come:

$$\mathcal{L}(\Theta | X) = \prod_i P(x_i | \Theta) \quad (5.2)$$

dove $X = \{x_i\}$ sono i conteggi nei vari bins di energia, $\Theta = \{\theta_j\}$ sono i parametri del modello e P è la probabilità condizionata relativa al set di dati $\{x_i\}$, calcolata assumendo che questi eventi siano indipendenti.

Dunque la *Likelihood* \mathcal{L} è il prodotto delle probabilità di ottenere i conteggi misurati per ogni bin di energia.

⁶<https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/analysis/scitools/help/gtlike.txt>

⁷Il metodo di Newton è un metodo numerico per la determinazione delle radici di equazioni non lineari.

⁸Una sorgente viene usualmente considerata identificata se il TS supera 25, corrispondente a 5 sigma.

Nel limite di numero elevato di dati, il teorema di Wilks afferma che il TS segue asintoticamente la distribuzione del χ_p^2 dove il pedice p indica il numero di parametri che servono a descrivere la sorgente aggiunta. Dal teorema di Wilks [Wilks, 1938] il valore del TS può essere messo in relazione con le significatività in unità di σ gaussiane con la relazione $\sigma \sim \sqrt{TS}$ e questo fornisce un criterio per stabilire la significatività statistica di una sorgente.

Il tool `gtlike` carica il modello delle sorgenti da un file XML. Per le sorgenti di campo comprese nella *Source Region* si fa riferimento al catalogo di sorgenti LAT. Nel file XML ciascun parametro del modello utilizzato per ciascuna delle sorgenti è caratterizzato da una serie di descrittori:

"Value": il valore del parametro,

"Scale": il fattore di scala del parametro,

"Name": il nome assegnato al parametro,

"Max/Min": il valore massimo/minimo ammesso per il parametro,

"Free": indica se il parametro è libero. 0 significa che il valore del parametro è fissato; 1 indica invece che il parametro è libero.

Per la distribuzione spaziale delle sorgenti si è utilizzato il modello di sorgente puntiforme (*SkyDirFunction*). Per lo spettro delle sorgenti sono stati utilizzati i seguenti modelli comunemente utilizzati in banda gamma per descrivere fenomenologicamente l'emissione delle pulsars e dei sistemi binari:

- Power-Law (PW):

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^\gamma \quad (5.3)$$

- Power-Law con Exponential Cutoff (PWEC):

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{\gamma_1} \exp \left[- \left(\frac{E}{E_c} \right)^{\gamma_2} \right] \quad (5.4)$$

- Broken Power-Law (BPW):

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \times \begin{cases} \left(\frac{E}{E_b} \right)^{\gamma_1}, & \text{se } E < E_b \\ \left(\frac{E}{E_b} \right)^{\gamma_2}, & \text{altrimenti} \end{cases}$$

- Log-Parabola (LP):

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \left(\frac{E}{E_0} \right)^{-(\alpha + \beta \log(E/E_b))} \quad (5.5)$$

dove dN/dE è il flusso differenziale, N_0 il fattore di normalizzazione, E_0 l'energia di riferimento, E_c l'energia di cut-off, E_b l'energia di break, γ , γ_1 , γ_2 , α e β sono i vari indici spettrali. Questi spettri sono espressi in unità di fotoni $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$.

Per descrivere correttamente l'emissione della sorgente è necessario considerare anche il *background*⁹ che comprende l'emissione della Galassia (`gll_iem_v06.fits`) e l'emissione diffusa di origine extragalattica (`iso_P8R2_SOURCE_V6_v06.txt`). Quest'ultimo include anche il *background* strumentale.

⁹<https://fermi.gsfc.nasa.gov/ssc/data/access/lat/BackgroundModels.html>

Dalla massimizzazione della *Likelihood* si ottengono i valori dei parametri che producono il miglior accordo con i dati.

Per la nostra analisi sono stati tenuti fissi tutti i parametri ai valori riportati nel catalogo 3FGL per le sorgenti al di fuori di 3° dal target considerato; i parametri delle sorgenti entro 3° sono invece stati tenuti liberi.

Il risultato finale di questa analisi è la SED (*Spectral Energy Distribution*) della sorgente (ottenuta utilizzando lo script Python "bdlikeSED.py"). Nei grafici in alcuni bins di energia vengono riportati degli *upper limits* quando il valore del TS è inferiore a 9, limite inferiore al di sotto del quale il miglioramento prodotto dal modello spettrale non è considerato significativo.

Nel Capitolo 6 vengono riportati i risultati della *Likelihood analysis* dei dati *Fermi*-LAT di PSR J1023+0038 e PSR J1227-4853.

5.2 Analisi in Banda Ottica

A Gennaio 2017 la sorgente PSR J1023+0038 è stata osservata con Aqueye+ (Asiago Quantum Eye), un contatore di fotoni ad elevata risoluzione temporale estremamente accurato installato al telescopio Copernico (1.22 m) di Asiago [Zampieri et al., 2015]. Sono state effettuate tre osservazioni, il cui *log* è riportato in Tabella 6.10. Le serie temporali acquisite sono state ridotte ed i tempi grezzi sono stati riferiti a UTC; le serie temporali sono state poi binnate per calcolare le curve di luce. Il processo di riduzione ed analisi è stato effettuato con i *software packages* **quest** (Zoccarato, 2015; Internal Technical Report) e **qsoft** (Zampieri, 2017; Internal Technical Report)

Dopo aver sottratto il background, le curve di luce sono state corrette per "air mass"¹⁰ tramite la formula:

$$m(\lambda) = m_0(\lambda) + \kappa(\lambda)X(z). \quad (5.6)$$

dove $m(\lambda)$ è la magnitudine dell'oggetto osservato, $m_0(\lambda)$ la magnitudine dell'oggetto al fuori dall'atmosfera, $\kappa(\lambda)$ il coefficiente di estinzione atmosferica, $X(z)$ l'"air mass" e z è la distanza zenitale¹¹.

I valori della costante κ si trovano tabulati. Nel caso dei filtri Johnson-Cousins, il valore, nel visibile, è $\kappa(\lambda)=0.2$ [Bessell, 1990].

I risultati dell'analisi ottica sono riportati nel Capitolo 6.

5.3 Simulazioni dei Dati VHE

In questo paragrafo descriviamo la procedura eseguita per simulare le osservazioni di PSR J1023+0038 e PSR J1227-4853 in banda VHE, effettuate utilizzando i risultati dell'analisi spettrale dei dati *Fermi*-LAT.

L'obiettivo è di verificare se durante la loro fase di accrescimento queste sorgenti saranno osservabili con il futuro CTA ad energie superiori ai 30 GeV e capire quale sarà la qualità dei dati a seconda dell'andamento ipotizzato dello spettro.

Il software utilizzato per queste simulazioni è **ctools**¹², versione 1.4.2 [Knödlseder et al., 2016]; i vari pacchetti lavorano in modo molto simile ai *Fermi Science Tools*.

¹⁰Air Mass: assorbimento dell'atmosfera che provoca una progressiva diminuzione dei conteggi all'aumentare dell'angolo zenitale. L'air mass indica lo spessore ottico attraverso l'atmosfera ed è normalizzata al valore per radiazione incidente in direzione perpendicolare.

¹¹Distanza zenitale: è la distanza angolare tra lo Zenith e la sorgente.

¹²<http://cta.irap.omp.eu/ctools/>

Assumendo validi i parametri spettrali determinati dall'analisi in banda *Fermi*-LAT, questi sono stati utilizzati per un'estrapolazione, eseguita con il tool `ctobssim`, nel range VHE 30 GeV-100 TeV.

Le due sorgenti sono ben visibili dall'emisfero Sud, per cui nella simulazione è stata utilizzata la configurazione "CTA-South". Per le simulazioni si sono considerate le proprietà dello strumento (area effettiva, PSF, etc.), contenute nel database `prod2`, e la risposta dello strumento (IRF), che dipende dal numero di ore considerato per la simulazione. Nel nostro caso è stata utilizzata l'IRF `South_50h` (calcolata per 50 ore di osservazione).

Si sono considerate una regione di interesse (RoI) di 1 grado, centrata sulla sorgente in esame, ed osservazioni di 50 e 100 ore. Il file XML di input contiene il modello spettrale della sorgente, ottenuto dall'analisi dei dati di *Fermi*-LAT, e il background isotropo di CTA.

Per entrambe le sorgenti sono stati utilizzati per l'estrapolazione in banda CTA i due modelli con il miglior valore del TS ottenuti dall'analisi in banda *Fermi*-LAT.

I dati simulati sono stati poi analizzati con i tasks del *software* `ctools` come se fossero dati reali.

Poiché gli eventi gamma VHE sono piuttosto rari, si lavora direttamente sugli eventi (*event list*) senza binarli (*unbinned analysis*). I dati sono stati selezionati con il task `ctselect` che seleziona gli eventi in una determinata regione (RoI), in un determinato intervallo di tempo e in un determinato range energetico.

Il task `ctlike` dei `ctools` effettua poi la massimizzazione della *Likelihood* determinando i parametri spettrali che sono in miglior accordo con i dati.

Il risultato finale di questa analisi, come per l'analisi HE *Fermi*-LAT, sono le SED di ciascuna sorgente ottenute con il tool `csspec`.

Capitolo 6

Risultati

In questo Capitolo vengono presentati i risultati dell'analisi dei dati HE di *Fermi*-LAT e le simulazioni VHE per CTA dei due sistemi transienti presi in considerazione in questo lavoro di Tesi magistrale (PSR J1023+0038 e PSR J1227-4853).

L'obiettivo, come detto precedentemente, è quello di verificare se queste sorgenti hanno un'emissione sufficientemente significativa nella banda VHE e possono quindi essere osservate in futuro con CTA.

Viene presentata anche la curva di luce ottica della sorgente PSR J1023+0038, osservata con Aqueye+, che presenta una significativa variabilità irregolare dalle caratteristiche simili a quelle osservate nella banda X e radio.

6.1 Risultati dell'Analisi dei dati HE *Fermi*-LAT

Tra tutti i sistemi binari X con una pulsar al millisecondo di tipo *Redbeck* ci siamo focalizzati sulle due sorgenti che presentano, in banda gamma, un'evidente transizione dallo stato radio a quello in accrescimento.

I dati HE della tMSP PSR J1023+0038, scaricati dal database di *Fermi*-LAT, coprono un intervallo di tempo che va dal giorno 4 Agosto 2008 (MJD 54682) al giorno 11 Giugno 2017 (MJD 57915). I dati di PSR J1227-4853 invece si estendono fino al 12 Settembre 2017 (MJD 58008).

In Tabella 6.1 sono riportate le coordinate Galattiche dei due sistemi (riferite all'epoca="J2000")¹, l'intervallo temporale analizzato (in Modified Julian Day (MJD)² e in UTC³), il range energetico considerato (in MeV) e la RoI considerata.

In Figura 6.1 sono riportate le *Counts Map* delle due sorgenti ottenute con il tool *gtbin*. Si può notare che la RoI considerata per PSR J1227-4853 contiene una forte

¹"J2000" identifica il mezzogiorno UT del 1 gennaio 2000 relativo al calendario gregoriano, ovvero il 2,451,545 giorno giuliano. Le coordinate celesti degli astri vengono quindi riferite a J2000.0 per essere poi corrette in funzione della posizione attuale del punto gamma che si sposta a causa della precessione e della nutazione dell'asse terrestre.

²Il giorno giuliano (Julian Day, JD) è il numero di giorni passati dal mezzogiorno del lunedì 1 gennaio 4713 a.C.. Il giorno giuliano modificato (MJD) è definito in termini di JD come: $MJD = JD - 2400000.5$. Lo spostamento di 0.5 significa che il MJD inizia e finisce alla mezzanotte del Tempo Universale.

³Il tempo coordinato universale (Coordinated Universal Time, UTC), conosciuto anche come tempo civile, è il fuso orario di riferimento da cui sono calcolati tutti gli altri fusi orari del mondo. Esso è derivato dal tempo medio di Greenwich (Greenwich Mean Time, GMT)

Tabella 6.1

Parametri delle sorgenti PSR J1023+0038 e PSR J1227-4853.

Parametri	PSR J1023+0038	PSR J1227-4853
Coordinate Galattiche (ℓ , b)	(243.4894, 45.7823)	(298.965473, 13.795754)
Intervallo temporale (Start, End) [MJD]	(54682.65527778, 57915.08821759)	(54682.65527778, 58008.43751157)
Intervallo temporale (Start, End) [UTC]	(04/08/08 15:43:36; 11/06/17 02:07:02)	(04/08/08 15:43:36; 12/09/17 10:30:01)
Range energetico [MeV]	100-300000	100-300000
Region Of Interest (RoI) [gradi]	10°	10°

contaminazione proveniente dal piano Galattico, mentre quella di PSR J1023+0038 contiene due sorgenti brillanti entro 10 gradi (che è importante includere nell'analisi per determinare correttamente lo spettro).

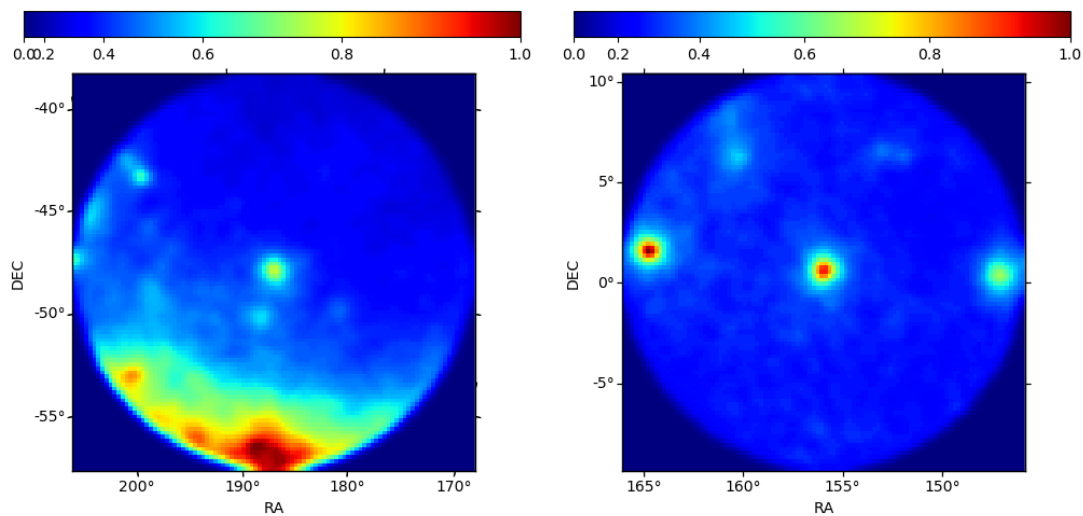


Figura 6.1

Counts Map delle due sorgenti: a sinistra PSR J1227-4853 e a destra PSR J1023+0038. Al centro di ciascuna immagine si trova la sorgente oggetto della nostra analisi; le coordinate riportate nei grafici sono l'ascensione retta (RA) e la declinazione (DEC). La mappa di PSR J1227-4853 presenta una marcata contaminazione da parte del piano Galattico; mentre nell'immagine di PSR J1023+0038 si vede che entro 10° sono presenti altre due sorgenti molto brillanti.

Curve di Luce

In Figura 6.2 sono riportate le curve di luce a lungo termine in banda HE di entrambe le sorgenti binnate a 50 giorni.

Come si può notare è ben visibile la transizione, della durata di qualche settimana, tra la fase in cui il sistema si presenta come una Radio MSP e la fase in cui il sistema è una LMXB. La transizione è confermata proprio dalla forte variazione del flusso durante queste due fasi. Durante la fase di accrescimento il numero di conteggi per secondo aumenta di circa un fattore 2-3. La transizione di PSR J1023+0038 avviene dalla fase radio (Agosto 2008-Giugno 2013) alla fase di accrescimento (Giugno 2013-Giugno 2017). Mentre la transizione di PSR J1227-4853 avviene nella "direzione" opposta: dalla fase di accrescimento (Agosto 2008-Novembre 2012) alla fase radio attuale

(Novembre 2012-Settembre 2017).

Spectral Energy Distribution

In Tabella 6.2 sono riportati i tre intervalli temporali distinti in cui è stata effettuata l'analisi. Due di essi coincidono con i periodi analizzati anche da Torres et al. [2017] e corrispondono alla fase in cui il sistema si trova nello stato di radio MSP o di LMXB. Il terzo intervallo è un'estensione del secondo periodo considerato da Torres et al. [2017] e include dati presi fino a Giugno/Settembre 2017 (due anni di dati in più). Si è deciso di analizzare separatamente i tre periodi per poter confrontare i nostri risultati con quelli di Torres et al. [2017] e per confrontare tra loro le rispettive SED.

Tabella 6.2

Intervalli temporali in cui è stata effettuata l'analisi delle sorgenti PSR J1023+0038 (in alto) e PSR J1227-4853 (in basso).

PSR J1023+0038		[UTC]
Ago08Jun13 (Radio)	(4 Ago. 2008 15:43:36, 10 Giu. 2013 01:03:17)	
Jun13Jun15 (Accrescimento)	(10 Giu. 2013 01:03:17, 1 Giu. 2015 00:00:00)	
Jun13Jun17 (Accrescimento)	(10 Giu. 2013 01:03:17, 11 Giu. 2017 02:07:02)	
PSR J1227-4853		[UTC]
Ago08Nov12 (Accrescimento)	(4 Ago. 2008 15:43:36, 30 Nov. 2012 00:00:00)	
Nov12Jun15 (Radio)	(30 Nov. 2012 00:00:00, 25 Giu. 2015 00:00:00)	
Nov12Sep17 (Radio)	(30 Nov. 2012 00:00:00, 12 Set. 2017 10:30:01)	

Le due sorgenti sono state descritte con quattro diversi modelli spettrali (Capitolo 5): *Power-law* (PW), *Power-law with exponential cut-off* (PWEC), *Broken Power-law* (BPW) e *Log-Parabola* (LP).

Abbiamo tenuto fissi tutti i parametri ai valori riportati nel catalogo 3FGL per tutte le sorgenti che si trovano al di fuori dei 3° dal target considerato, mentre i parametri delle sorgenti entro 3° sono stati tenuti liberi.

La *binned likelihood analysis* è stata effettuata utilizzando 20 bin in energia; la scelta di questo numero di bins è stata fatta dopo aver sperimentato diverse opzioni. Abbiamo trovato che con un minor numero di bins non si ottiene uno spettro sufficientemente risolto, mentre con un numero di bins significativamente più elevato di 20 i punti sono per lo più *upper limits* e lo spettro è molto rumoroso. Inoltre, con questa scelta siamo in grado di riprodurre bene i risultati di Torres et al. [2017].

Nella Tabelle 6.3-6.8 sono riportati i valori dei parametri spettrali ottenuti con il tool `gtlike` dei *Fermi Science Tools* e i corrispondenti valori del TS per i diversi modelli considerati.

PSR J1023+0038 Confrontando i vari valori del TS il miglior modello per la fase di radio MSP (Agosto 2008-Giugno 2013) risulta essere il *Log-Parabola*, con un $TS_{LP}=74.28$ (Tabella 6.3). Durante questa fase tuttavia i TS differiscono di un valore inferiore a 9 (ossia inferiore ai 3σ) e questo rende tutti e quattro i modelli considerati accettabili.

Per quanto riguarda la fase di accrescimento (Giugno 2013-Giugno 2017), il modello maggiormente in accordo con i dati è quello rappresentato della *Power-law*

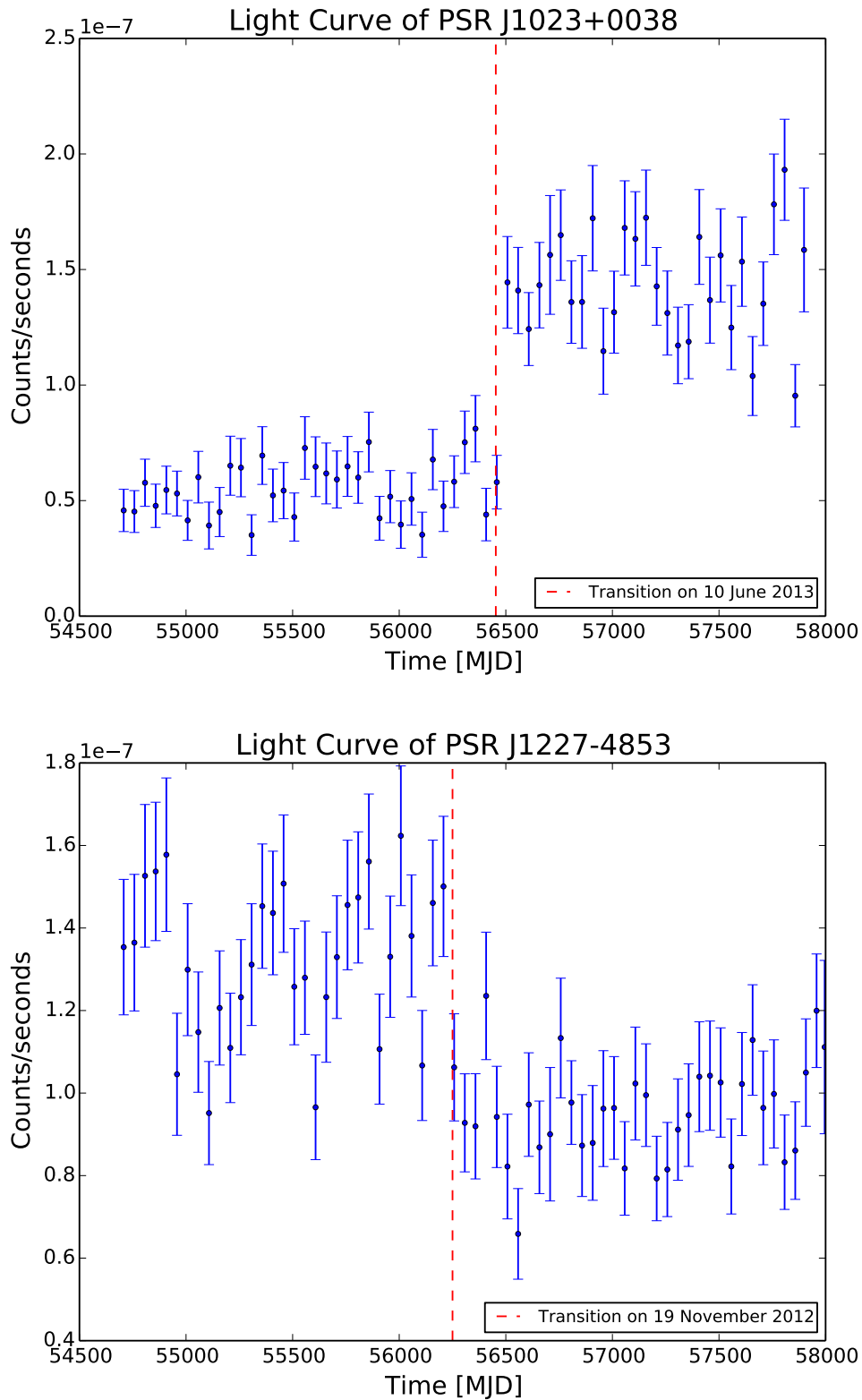


Figura 6.2
Curve di luce delle due sorgenti; in alto è riportata la curva di luce di PSR J1023+0038, in basso quella di PSR J1227-4853. La linea tratteggiata rappresenta approssimativamente il tempo a cui è avvenuta la transizione del sistema.

Tabella 6.3

Parametri spettrali della sorgente PSR J1023+0038 durante la fase di radio MSP (Agosto 2008-Giugno 2015).

Modelli	Valori Spettrali	TS	σ
<i>Power-law</i> (PW)	$N_0 = (5.41 \pm 0.95) \times 10^{-13}$ $\gamma = -2.41 \pm 0.10$	66.55	8.16
<i>Power-law rith Exponential Cut-off</i> (PWEC)	$N_0 = (1.71 \pm 1.63) \times 10^{-11}$ $\gamma = -1.50 \pm 1.10$ $E_c = 1.48 \pm 1.70$	71.72	8.47
<i>Broken Power-law</i> (BPW)	$N_0 = (1.00 \pm 0.0085) \times 10^{-13}$ $\gamma_1 = -2.03 \pm 0.19$ $\gamma_2 = -4.33 \pm 1.52$ $E_b = 2.58 \pm 2.81$	70.47	8.41
<i>Log-Parabola</i> (LP)	$N_0 = (8.08 \pm 9.28) \times 10^{-12}$ $\alpha = 1.45 \pm 0.64$ $\beta = 0.39 \pm 0.16$ $E_b = 3.00 \pm 2.17$	74.28	8.62

Nota: N_0 è il fattore di normalizzazione ed è espresso in unità di fotoni $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$; le energie di *break* E_b e di *cut-off* E_c sono espresse in GeV; gli errori rappresentano le incertezze statistiche. In grassetto è evidenziato il valore del TS più elevato.

Tabella 6.4

Parametri spettrali della sorgente PSR J1023+0038 durante la fase di accrescimento Giugno 2013-Giugno 2015.

Modelli	Valori Spettrali	TS	σ
<i>Power-law</i> (PW)	$N_0 = (6.33 \pm 0.05) \times 10^{-12}$ $\gamma = -2.31 \pm 0.01$	1731.12	41.61
<i>Power-law rith Exponential Cut-off</i> (PWEC)	$N_0 = (2.49 \pm 0.23) \times 10^{-13}$ $\gamma = -1.97 \pm 0.02$ $E_c = 3.34 \pm 2.14$	1760.94	41.96
<i>Broken Power-law</i> (BPW)	$N_0 = (3.46 \pm 0.00003) \times 10^{-10}$ $\gamma_1 = -2.19 \pm 0.01$ $\gamma_2 = -3.11 \pm 0.09$ $E_b = 3.65 \pm 1.39$	1708.26	41.33
<i>Log-Parabola</i> (LP)	$N_0 = (1.00 \pm 0.37) \times 10^{-10}$ $\alpha = 1.86 \pm 0.15$ $\beta = 0.22 \pm 0.05$ $E_b = 2.99 \pm 5.83$	1657.53	40.71

Nota: N_0 è il fattore di normalizzazione ed è espresso in unità di fotoni $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$; le energie di *break* E_b e di *cut-off* E_c sono espresse in GeV; gli errori rappresentano le incertezze statistiche. In grassetto è evidenziato il valore del TS più elevato.

Tabella 6.5

Parametri spettrali della sorgente PSR J1023+0038 durante la fase di accrescimento Giugno 2013-Giugno 2017.

Modelli	Valori Spettrali	TS	σ
<i>Power-law</i> (PW)	$N_0 = (6.43 \pm 0.05) \times 10^{-12}$ $\gamma = -2.34 \pm 0.01$	3687	60.72
<i>Power-law rith Exponential Cut-off</i> (PWECC)	$N_0 = (2.67 \pm 0.00002) \times 10^{-10}$ $\gamma = -1.95 \pm 0.01$ $E_c = 2.69 \pm 3.50$	3781.96	61.50
<i>Broken Power-law</i> (BPW)	$N_0 = (1.00 \pm 0.36) \times 10^{-11}$ $\gamma_1 = -1.98 \pm 0.09$ $\gamma_2 = -2.92 \pm 0.10$ $E_b = 9.68 \pm 1.44$	3640.84	60.34
<i>Log-Parabola</i> (LP)	$N_0 = (1.06 \pm 0.26) \times 10^{-10}$ $\alpha = 1.86 \pm 0.11$ $\beta = 0.24 \pm 0.03$ $E_b = 2.99 \pm 3.93$	3521.92	59.35

Nota: N_0 è il fattore di normalizzazione ed è espresso in unità di fotoni $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$; le energie di *break* E_b e di *cut-off* E_c sono espresse in GeV; gli errori rappresentano le incertezze statistiche. In grassetto è evidenziato il valore del TS più elevato.

Tabella 6.6

Parametri spettrali della sorgente PSR J1227-4853 durante la fase di accrescimento (Agosto 2008-Novembre 2012).

Modelli	Valori Spettrali	TS	σ
<i>Power-law</i> (PW)	$N_0 = (4.38 \pm 0.14) \times 10^{-12}$ $\gamma = -2.39 \pm 0.03$	2249.31	47.43
<i>Power-law rith Exponential Cut-off</i> (PWECC)	$N_0 = (1.97 \pm 0.00009) \times 10^{-10}$ $\gamma = -2.23 \pm 0.05$ $E_c = 8.31 \pm 2.39$	2235.83	47.28
<i>Broken Power-law</i> (BPW)	$N_0 = (2.71 \pm 0.71) \times 10^{-12}$ $\gamma_1 = -2.23 \pm 0.04$ $\gamma_2 = -2.77 \pm 0.10$ $E_b = 1.32 \pm 1.44$	2234.22	47.27
<i>Log-Parabola</i> (LP)	$N_0 = (3.26 \pm 0.91) \times 10^{-11}$ $\alpha = 2.28 \pm 0.05$ $\beta = 0.09 \pm 0.02$ $E_b = 4.45 \pm 5.42$	2228.16	47.20

Nota: N_0 è il fattore di normalizzazione ed è espresso in unità di fotoni $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$; le energie di *break* E_b e di *cut-off* E_c sono espresse in GeV; gli errori rappresentano le incertezze statistiche. In grassetto è evidenziato il valore del TS più elevato.

Tabella 6.7

Parametri spettrali della sorgente PSR J1227-4853 durante la fase di radio MSP (Novembre 2012-Giugno 2015).

Modelli	Valori Spettrali	TS	σ
<i>Power-law</i> (PW)	$N_0 = (1.99 \pm 0.14) \times 10^{-12}$ $\gamma = -2.38 \pm 0.05$	372.46	19.30
<i>Power-law rith Exponential Cut-off</i> (PWEC)	$N_0 = (7.89 \pm 1.04) \times 10^{-11}$ $\gamma = -2.07 \pm 0.13$ $E_c = 5.15 \pm 2.26$	375.30	19.37
<i>Broken Power-law</i> (BPW)	$N_0 = (8.59 \pm 4.13) \times 10^{-13}$ $\gamma_1 = -2.11 \pm 0.34$ $\gamma_2 = -3.06 \pm 0.39$ $E_b = 1.65 \pm 5.40$	376.02	19.39
<i>Log-Parabola</i> (LP)	$N_0 = (1.46 \pm 0.91) \times 10^{-11}$ $\alpha = 2.10 \pm 0.15$ $\beta = 0.15 \pm 0.06$ $E_b = 4.45 \pm 1.31$	370.33	19.24

Nota: N_0 è il fattore di normalizzazione ed è espresso in unità di fotoni $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$; le energie di *break* E_b e di *cut-off* E_c sono espresse in GeV; gli errori rappresentano le incertezze statistiche. In grassetto è evidenziato il valore del TS più elevato.

Tabella 6.8

Parametri spettrali della sorgente PSR J1227-4853 durante la fase di radio MSP (Novembre 2012-Settembre 2017).

Modelli	Valori Spettrali	TS	σ
<i>Power-law</i> (PW)	$N_0 = (2.16 \pm 0.11) \times 10^{-12}$ $\gamma = -2.42 \pm 0.04$	822.32	28.68
<i>Power-law rith Exponential Cut-off</i> (PWEC)	$N_0 = (9.63 \pm 0.00008) \times 10^{-11}$ $\gamma = -2.19 \pm 0.08$ $E_c = 6.93 \pm 2.50$	821.36	28.66
<i>Broken Power-law</i> (BPW)	$N_0 = (1.05 \pm 0.56) \times 10^{-13}$ $\gamma_1 = -2.32 \pm 0.07$ $\gamma_2 = -3.55 \pm 0.40$ $E_b = 3.82 \pm 6.97$	825.65	28.73
<i>Log-Parabola</i> (LP)	$N_0 = (1.62 \pm 0.76) \times 10^{-11}$ $\alpha = 2.27 \pm 0.08$ $\beta = 0.09 \pm 0.03$ $E_b = 4.45 \pm 9.18$	813.04	28.51

Nota: N_0 è il fattore di normalizzazione ed è espresso in unità di fotoni $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$; le energie di *break* E_b e di *cut-off* E_c sono espresse in GeV; gli errori rappresentano le incertezze statistiche. In grassetto è evidenziato il valore del TS più elevato.

with *exponential cut-off* con un $TS_{PWEC}=3781.96$ (Tabella 6.5). Il valore del TS è superiore di ~ 100 rispetto a quello del modello *Power-law*, il che significa che è statisticamente migliore al livello di circa 10σ .

PSR J1227-4853 Per la fase di accrescimento (Agosto 2008-Novembre 2012) il modello maggiormente in accordo con i dati risulta essere quello rappresentato della semplice *Power-law* con un $TS_{PW}=2249.31$ (Tabella 6.6). Confrontando i valori del TS nella fase di radio MSP (Novembre 2012-Settembre 2017), il miglior modello risulta essere il *Broken Power-law* con un $TS_{BPW}=825.646$ (Tabella 6.8). Tuttavia, il modello *Power-law* e *Power-law with exponential cut-off* sono ugualmente accettabili, mentre il solo modello *Log-Parabola* ha un TS tale da renderlo statisticamente peggiore al livello di $\sim 3.6\sigma$.

In Tabella 6.9 sono riportati i risultati dell'analisi spettrale riportati nel lavoro di Torres et al. [2017] dove sono stati considerati solo i modelli *Power-law* (PW) e *Power-law with exponential cut-off* (PWEC). I nostri risultati sono in perfetto accordo, entro le barre d'errore, con quelli di Torres et al. [2017].

Tabella 6.9

Parametri spettrali ricavati da Torres et al. [2017] per PSR J1023+0038 (in alto) e PSR J1227-4853 (in basso).

Periodi di PSR J1023+0038	PW	PWEC
Ago08Jun13 (Radio)	$\gamma=-2.41\pm 0.10$	-
Jun13Jun15 (Accrescimento)	$\gamma=-2.31\pm 0.03$	$E_{cut}=3.7\pm 1.3$ GeV; $\gamma=-2.0\pm 0.1$
Periodi di PSR J1227-4853	PW	PWEC
Ago08Nov12 (Accrescimento)	$\gamma=-2.36\pm 0.06$	$E_{cut}=10.8\pm 3.7$ GeV; $\gamma=-2.3\pm 0.1$
Nov12Jun15 (Radio)	$\gamma=-2.42\pm 0.03$	$E_{cut}=5.3\pm 2.5$ GeV; $\gamma=-2.0\pm 0.1$

Gli spettri *Fermi*-LAT delle due sorgenti durante le loro fasi di radio MSP e di LMXB ed il miglior "fit" per ciascuno dei modelli e dei periodi considerati sono riportati nelle Figure 6.3 e 6.4.

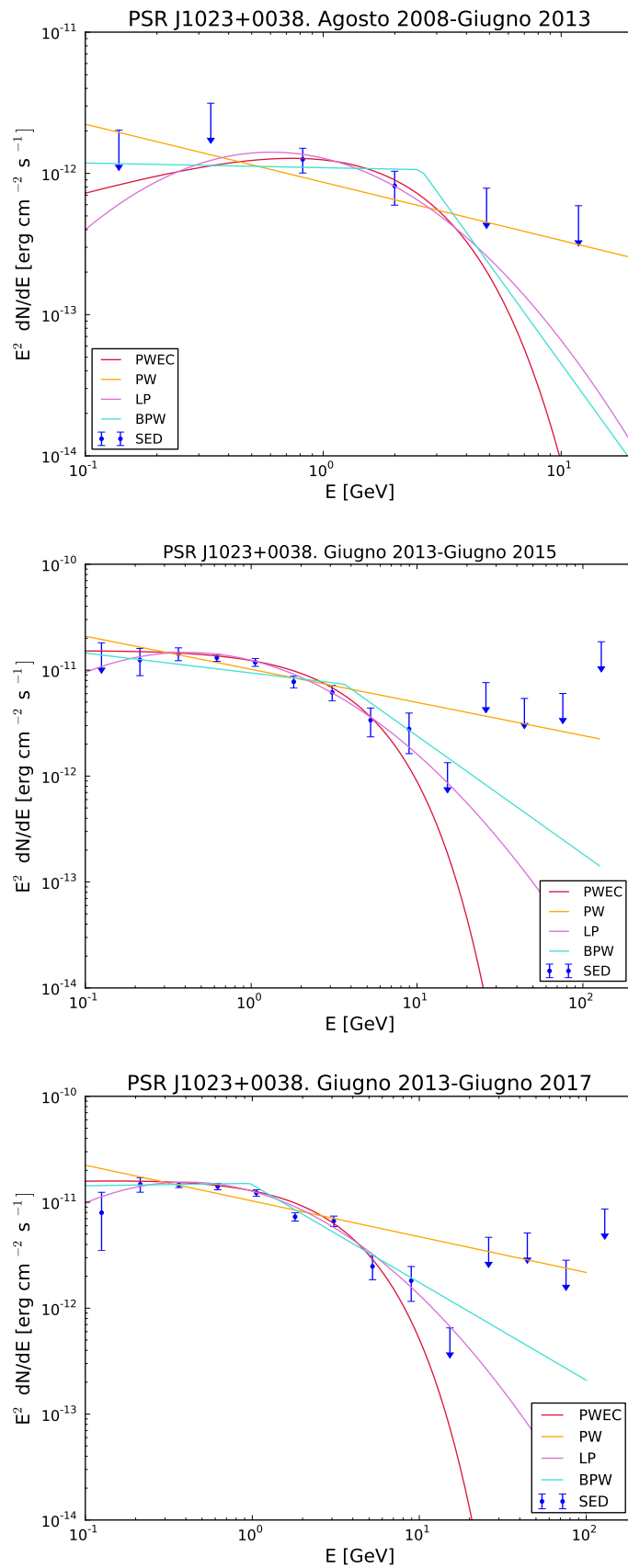


Figura 6.3

Spectral Energy Distribution (SED) di PSR J1023+0038 corrispondenti ai tre periodi analizzati. Sono rappresentati anche tutti i quattro modelli considerati nell'analisi con gtlike.

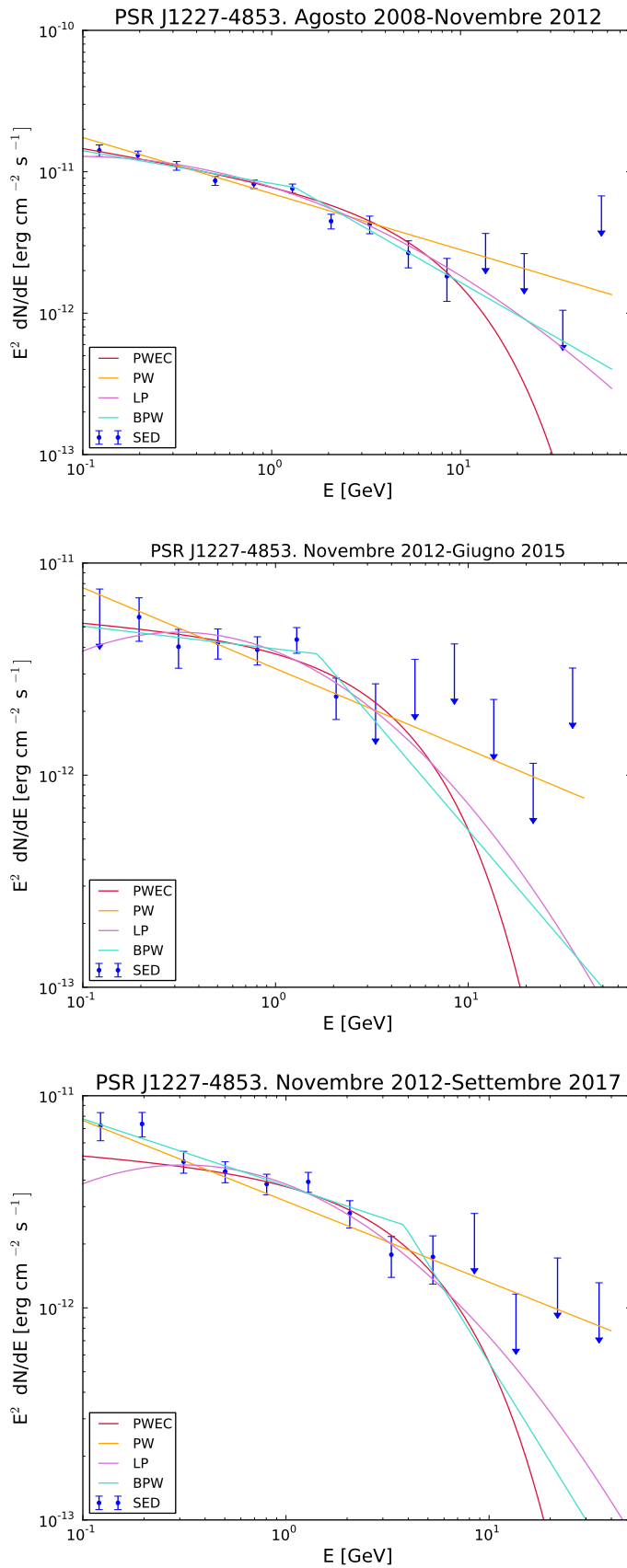


Figura 6.4
Spectral Energy Distribution (SED) di PSR J1227-4853 corrispondenti ai tre periodi analizzati. Sono rappresentati anche tutti i quattro modelli considerati nell'analisi con *gtlike*.

6.2 Risultati dell'Analisi delle Osservazioni Ottiche ottenute con Aqueye+ al Telescopio Copernico

La sorgente PSR J1023+0038 è stata osservata nel Gennaio 2017 con Aqueye+. Sono state fatte tre osservazioni della durata di 1800 secondi l'una (Tabella 6.10).

Tabella 6.10

Log delle osservazioni della sorgente PSR J1023+0038 effettuate con Aqueye+ al telescopio Copernico ad Asiago.

Osservazione	Inizio [UTC]	Inizio [MJD]	Durata [s]	Air Mass
Obs. 1	27/01/2017 3:16:22	57780.09	1800	1.48
Obs. 2	27/01/2017 3:47:38	57780.12	1800	1.54
Obs. 3	30/01/2017 5:30:04	57783.19	1800	2.36

Le curve di luce sono riportate in Figure 6.5 e 6.6; ad esse è stato sottratto il *background* ed è stata applicata la correzione per "air mass" (Capitolo 5), il cui valore è riportato nella Tabella 6.10.

Si può notare che tra la seconda (in rosso) e la terza (in blu) osservazione c'è una differenza in conteggi/secondo pari a circa il 50%, indizio di una possibile modulazione orbitale. Infatti, sovrapponendo alle osservazioni una sinusoide, con un periodo pari a 4.75 ore (periodo orbitale di PSR J1023+0038 misurato da Archibald et al. [2009]), si vede chiaramente che le *count rate* medie seguono l'andamento atteso: in particolare la seconda osservazione si trova nel minimo mentre la terza nel massimo della sinusoide (Figure 6.7 e 6.8).

Una chiara modulazione orbitale nella curva di luce ottica di PSR J1023+0038 è stata osservata anche da Bogdanov et al. [2015].

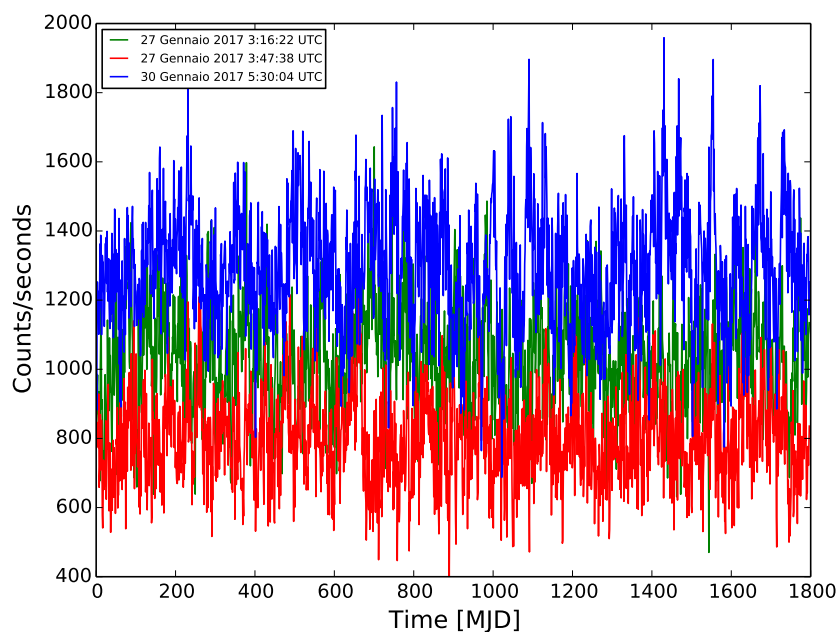


Figura 6.5

Curve di luce di PSR J1023+0038 ottenute con Aqueye+ al Telescopio Copernico

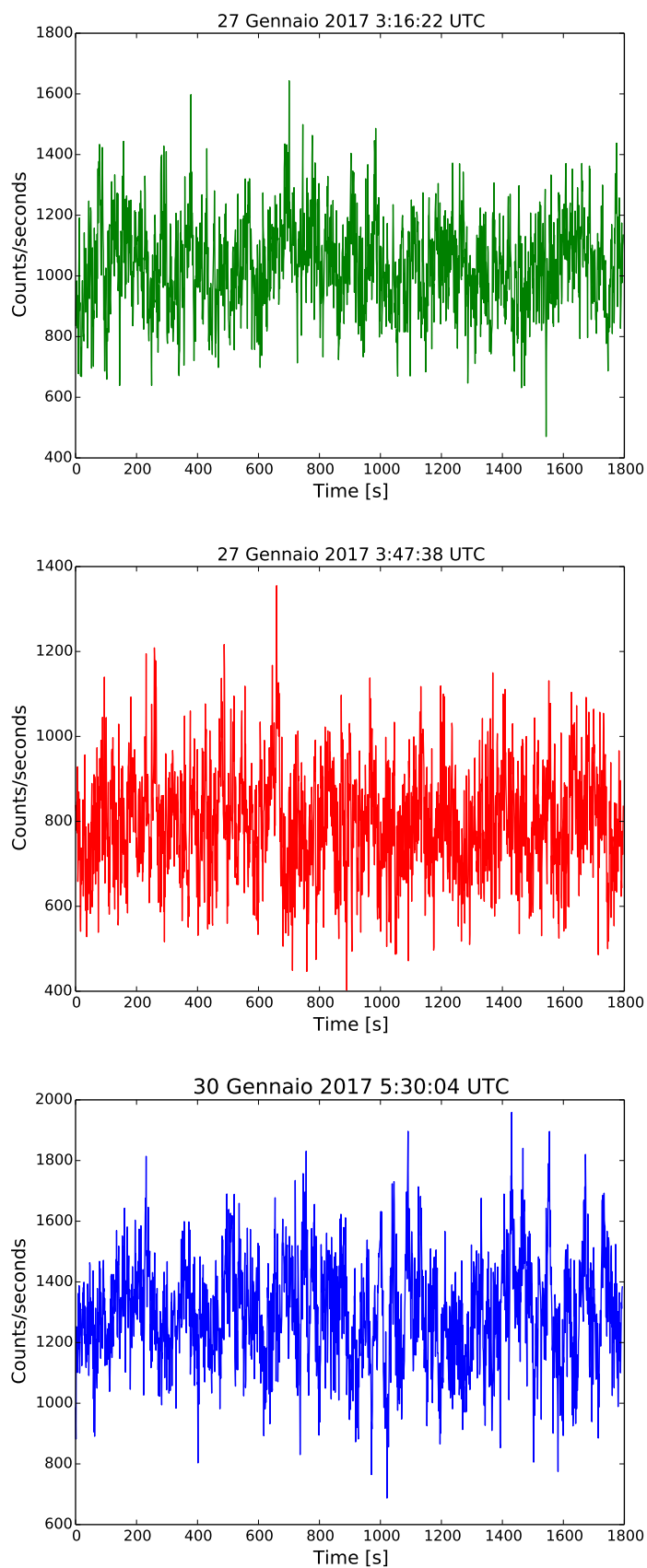


Figura 6.6
Curve di luce di PSR J1023+0038 ottenute con Aqueye+ al Telescopio Copernico.

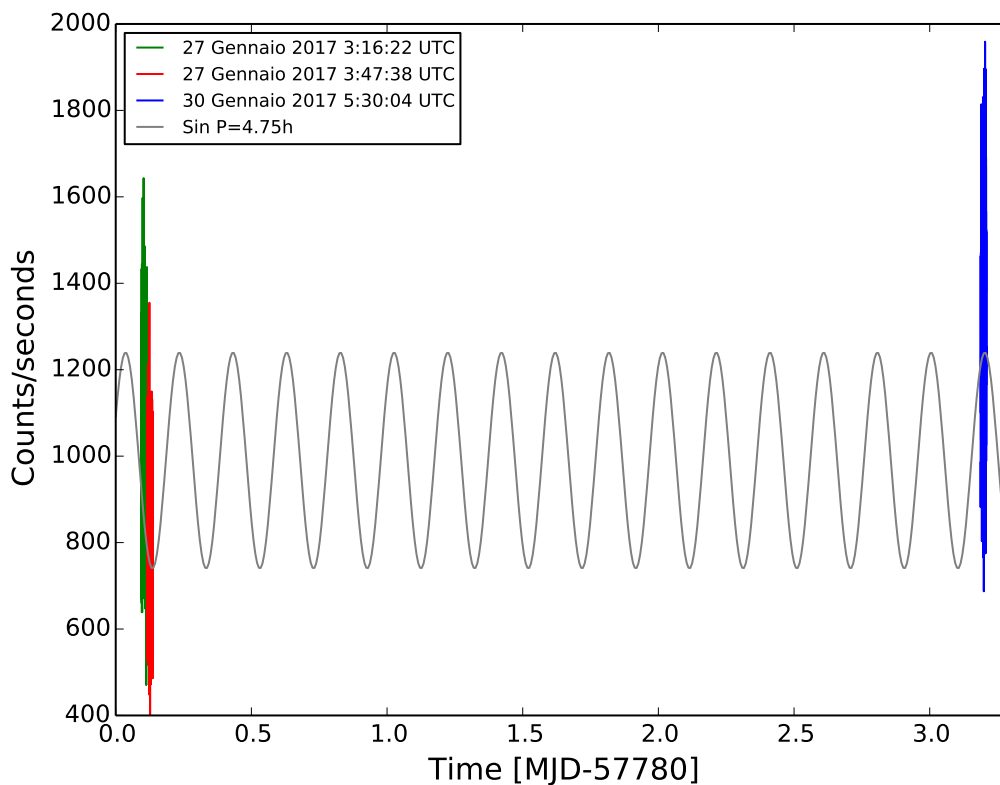


Figura 6.7

Curve di luce delle tre osservazioni Aqueye+ di PSR J1023+0038 e sinusoide modulata al periodo orbitale della sorgente (4.75 ore).

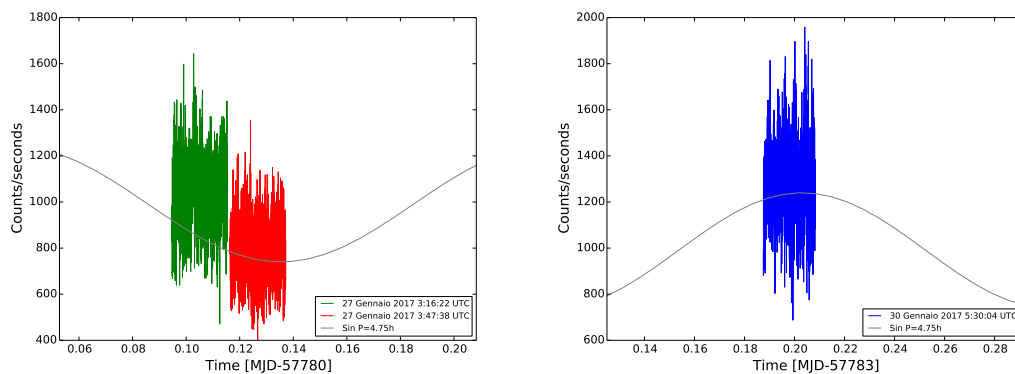


Figura 6.8

Zoom delle curve di luce delle tre osservazioni Aqueye+ di PSR J1023+0038 e sinusoide modulata al periodo orbitale della sorgente (4.75 ore).

Osservando il segmento della curva di luce riportato in Figura 6.9, si possono riconoscere alcune caratteristiche tipiche delle variabilità di PSR J1023+0038 che la sorgente presenta, oltre che in banda X e radio, anche in banda ottica, durante la fase di accrescimento [Bogdanov et al., 2015, Jaodand et al., 2016, Bogdanov et al., 2017]. Essa ha la forma di sporadici ed irregolari aumenti del flusso (*flare*).

Questi sporadici episodi, della durata di poche decine di secondi, sono caratterizzati da un incremento del 50%, o più, rispetto al valor medio. Possiamo osservare questo comportamento anche nelle osservazioni di Bogdanov et al. [2015]. Le curve di luce da loro osservate, riportate in Figura 4.10, sono state ottenute con lo strumento *Optical Monitor (OM)*, con un filtro in banda B (3800-5000 Å), montato sul satellite *XMM-Newton*, e con il telescopio Michigan-Dartmouth-MIT (MDM). Il primo ha osservato la sorgente tra Novembre 2013 e Giugno 2014, il secondo a Dicembre 2013 e Maggio 2014. La risoluzione temporale delle nostre curve di luce è di 1 secondo ed è nettamente superiore rispetto a quella di Bogdanov et al. [2015] (10 e 13 secondi).

Per confronto, nella Figura 6.10 riportiamo la curva di luce di una stella di calibrazione, BD +31 2461, presa la notte del 28 Gennaio 2017. È chiaro che la variabilità effettiva osservata in PSR J1023+0038 è significativamente superiore e che le fluttuazioni visibili nelle curve di luce di PSR J1023+0038 sono caratteristiche della sorgente e non dovute a variazioni dell'assorbimento atmosferico. Questo è anche confermato dal confronto del valore della *fractional rms* (root mean square), ovvero lo scarto quadratico medio diviso per il valor medio, della curva di luce dell'Obs. 2 con quella della stella di calibrazione. Per quest'ultima la *fractional rms* è pari al 4%, per PSR J1023+0038 invece è pari al 27%. Questi valori ci permettono di affermare che la variabilità che osserviamo è proprio dovuta alla *flaring activity*. Confrontando la curva di luce del 26 Dicembre 2013 (riportata nella Figura 4.10 di Bogdanov et al. [2015]) con la nostra curva di luce di Figura 6.9, possiamo riconoscere addirittura il profilo tipico di un *flare*.

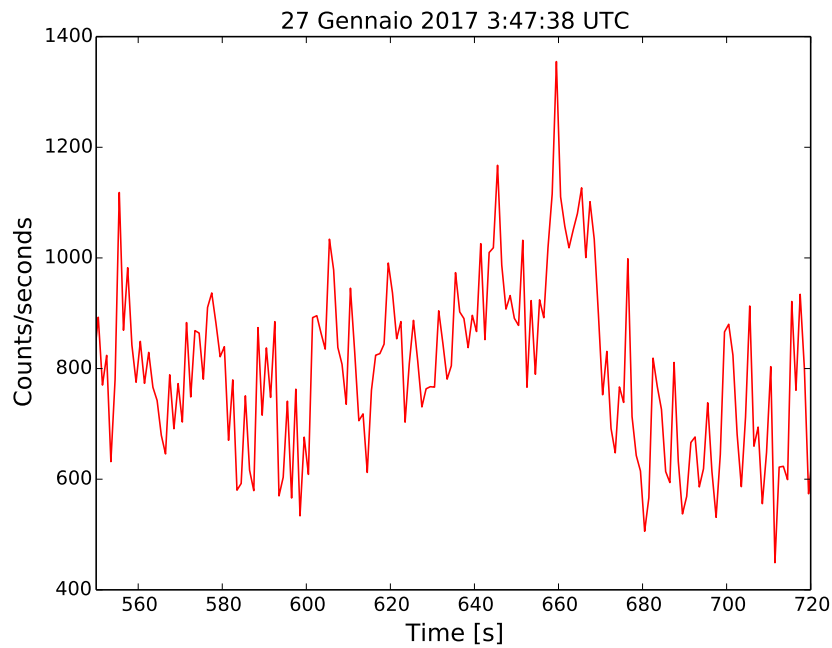


Figura 6.9
 Segmento della Curva di Luce Ottica di PSR J1023+0038 (Obs. 2) in cui si nota la presenza di un *flare*.

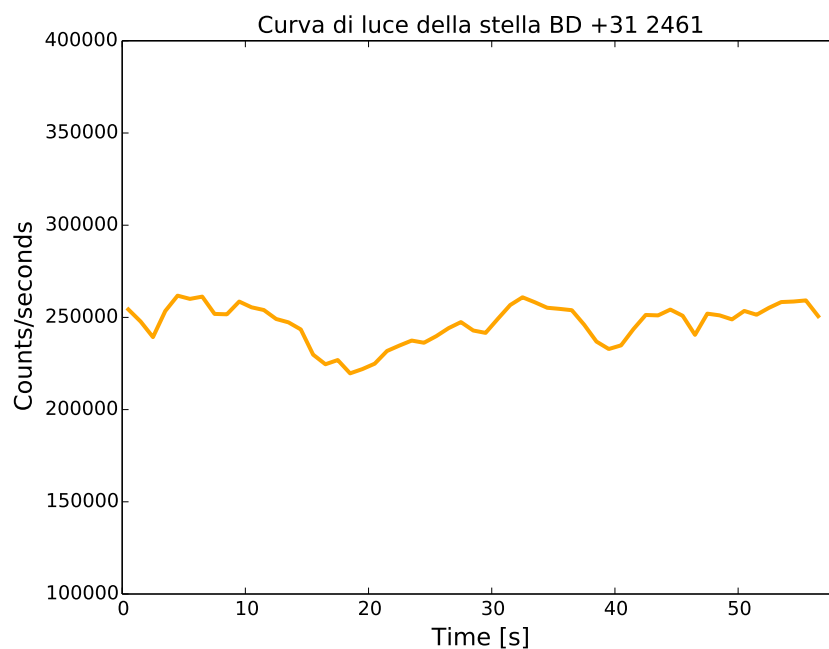


Figura 6.10
 Curva di luce della stella di calibrazione BD +31 2461, binnata ad 1 secondo, presa durante la notte del 28 Gennaio 2008 in buone condizioni atmosferiche. La *fractional rms* è pari al 4%.

6.3 Risultati delle Simulazioni degli spettri VHE

Utilizzando i risultati spettrali ottenuti con l'analisi dei dati di *Fermi*-LAT, sono state estrapolate e poi simulate con *ctobssim* le osservazioni nella banda CTA per le due sorgenti considerate. Si è presa in considerazione la sola fase di accrescimento, quando le sorgenti sono più luminose in banda gamma.

Abbiamo ipotizzato, come scritto nel Capitolo precedente, che le osservazioni siano effettuate con "CTA-South". Sono stati selezionati i dati/eventi all'interno di una RoI di 1 grado e nel range di energia 30 GeV-100 TeV.

In Figura 6.11 sono riportate le *Sky Map* simulate delle due sorgenti in coordinate Galattiche.

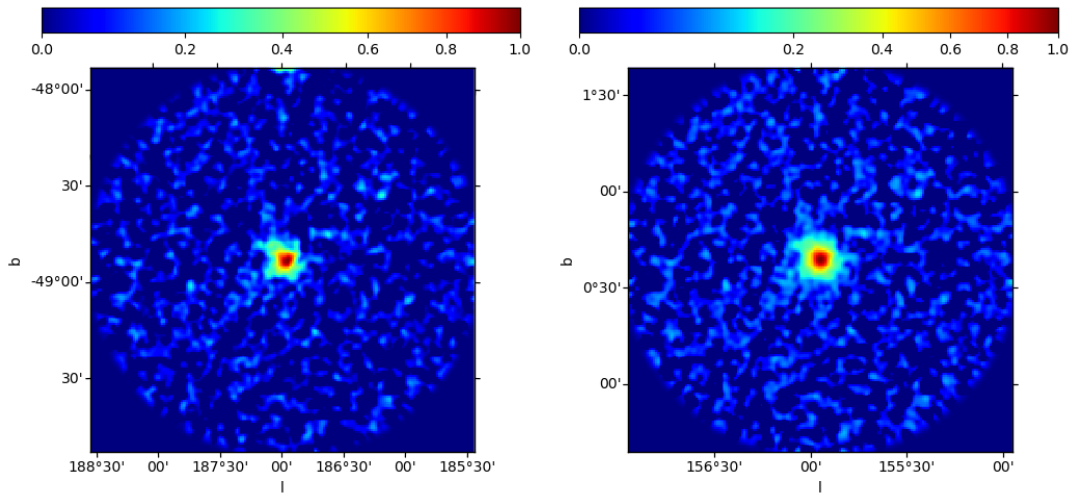


Figura 6.11

Sky Map delle due sorgenti: a sinistra PSR J1227-4853 e a destra PSR J1023+0038; a queste mappe è già stato sottratto il *background*.

Per entrambe le sorgenti sono stati considerati i tre migliori modelli spettrali ottenuti dall'analisi precedente *Fermi*-LAT: *Power-law con exponential cut-off*, *Broken Power-law* e *Power-law*. Tuttavia, poiché la simulazione con il modello PWEC non ha riportato la detection di alcun fotone, in quanto il cut-off è a energie molto basse (di alcuni GeV), abbiamo considerato solo gli altri due modelli.

Abbiamo poi effettuato l'analisi dei dati simulati. Per ottenere il miglior modello spettrale, ovvero quello con la massima *Likelihood*, abbiamo lasciato liberi di variare alcuni parametri spettrali come il *Prefactor* e gli indici spettrali.

Nelle Tabelle 6.11 e 6.12 sono riportati i valori dei parametri spettrali e i valori dei TS, ottenuti con il task *ctlike* di *ctools*, per i diversi modelli considerati.

Nelle Figure 6.12 - 6.15 riportiamo le distribuzioni di energia spettrale (SED) ottenute da questa analisi (VHE) e nelle Figure 6.16-6.19 il confronto con l'analisi precedente di *Fermi*-LAT (HE) in modo da evidenziare più chiaramente il comportamento della sorgente in un ampio range energetico.

Tabella 6.11

Parametri spettrali in banda VHE di PSR J1023+0038 ottenuti dalle simulazioni effettuate con `ctools` per CTA.

Modelli	Valori Spettrali	TS	σ
<i>Power-law</i> (50h)	$N_0 = 6.31 \pm 0.53$ $\gamma = -2.33 \pm 0.01$	11920.17	109.18
<i>Power-law</i> (100h)	$N_0 = 6.86 \pm 0.41$ $\gamma = -2.35 \pm 0.01$	23373.37	152.88
<i>Broken Power-law</i> (50h)	$N_0 = 26.30 \pm 27.58$ $\gamma_1 = -1.98 \pm 0.00$ $\gamma_2 = -3.09 \pm 0.18$ $E_b = 9.68 \pm 1.44$	22.50	4.74
<i>Broken Power-law</i> (100h)	$N_0 = 20.62 \pm 13.60$ $\gamma_1 = -1.98 \pm 0.00$ $\gamma_2 = -3.03 \pm 0.11$ $E_b = 9.68 \pm 1.44$	55.45	7.45

Nota: N_0 è il fattore di normalizzazione ed è espresso in unità di 10^{-12} fotoni $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$; l'energia di *break* E_b è espressa in GeV; gli errori rappresentano le incertezze statistiche.

Tabella 6.12

Parametri spettrali in banda VHE di PSR J1227-4853 ottenuti dalle simulazioni effettuate con `ctools` per CTA.

Modelli	Valori Spettrali	TS	σ
<i>Power-law</i> (50h)	$N_0 = 4.75 \pm 0.70$ $\gamma = -2.41 \pm 0.02$	3437.07	58.63
<i>Power-law</i> (100h)	$N_0 = 4.04 \pm 0.41$ $\gamma = -2.38 \pm 0.01$	7580.43	87.07
<i>Broken Power-law</i> (50h)	$N_0 = 3.90 \pm 2.40$ $\gamma_1 = -2.23 \pm 0.00$ $\gamma_2 = -2.83 \pm 0.09$ $E_b = 1.32 \pm 1.44$	74.75	8.65
<i>Broken Power-law</i> (100h)	$N_0 = 3.26 \pm 1.28$ $\gamma_1 = -2.23 \pm 0.00$ $\gamma_2 = -2.79 \pm 0.06$ $E_b = 1.32 \pm 1.44$	187.65	13.70

Nota: N_0 è il fattore di normalizzazione ed è espresso in unità di 10^{-12} fotoni $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{MeV}^{-1}$; l'energia di *break* E_b è espressa in GeV; gli errori rappresentano le incertezze statistiche.

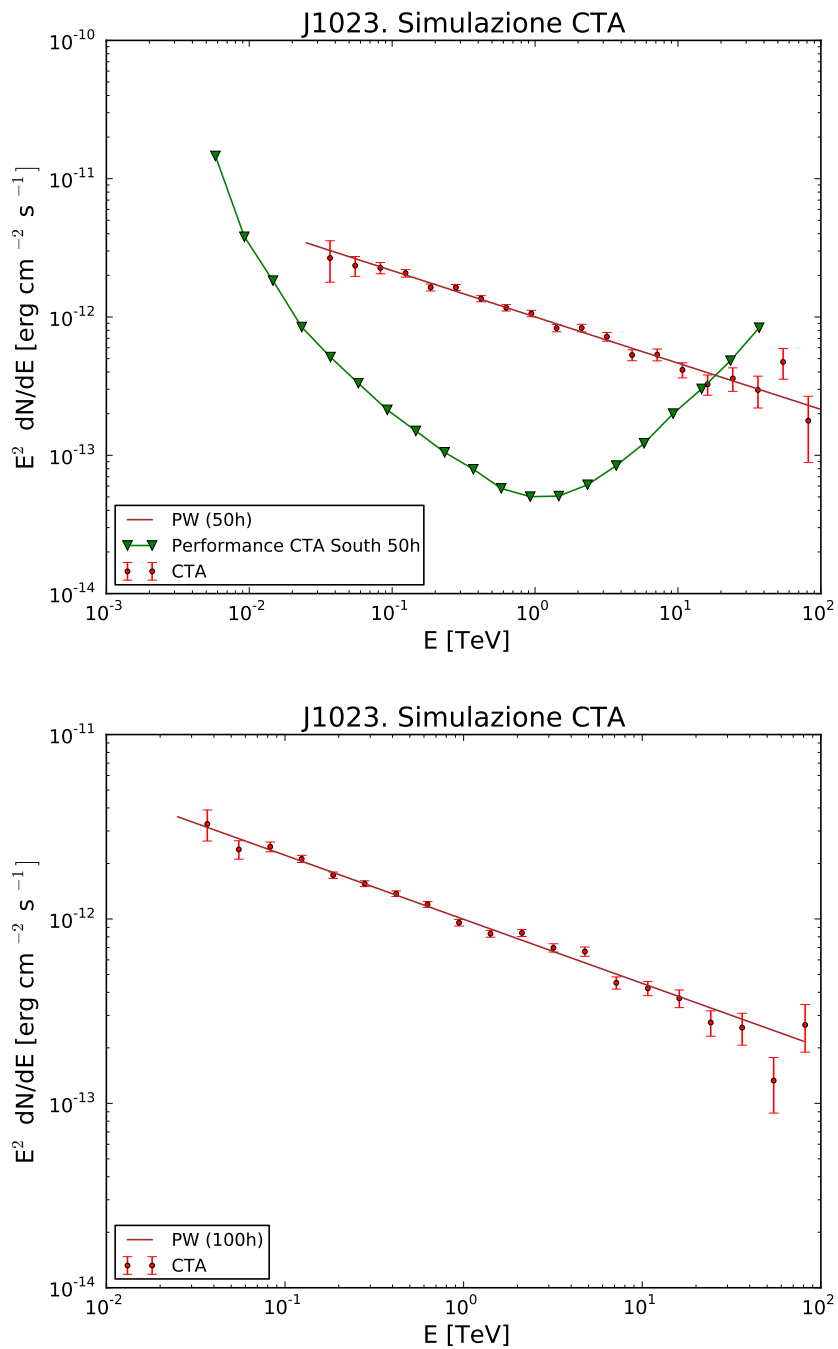


Figura 6.12

Spettro VHE simulato di PSR J1023+0038 assumendo un modello *Power-law*; in alto : simulazione per un'osservazione della durata di 50 ore (in cui è anche riportata la curva di sensibilità di CTA South), in basso: simulazione per un'osservazione della durata di 100 ore.

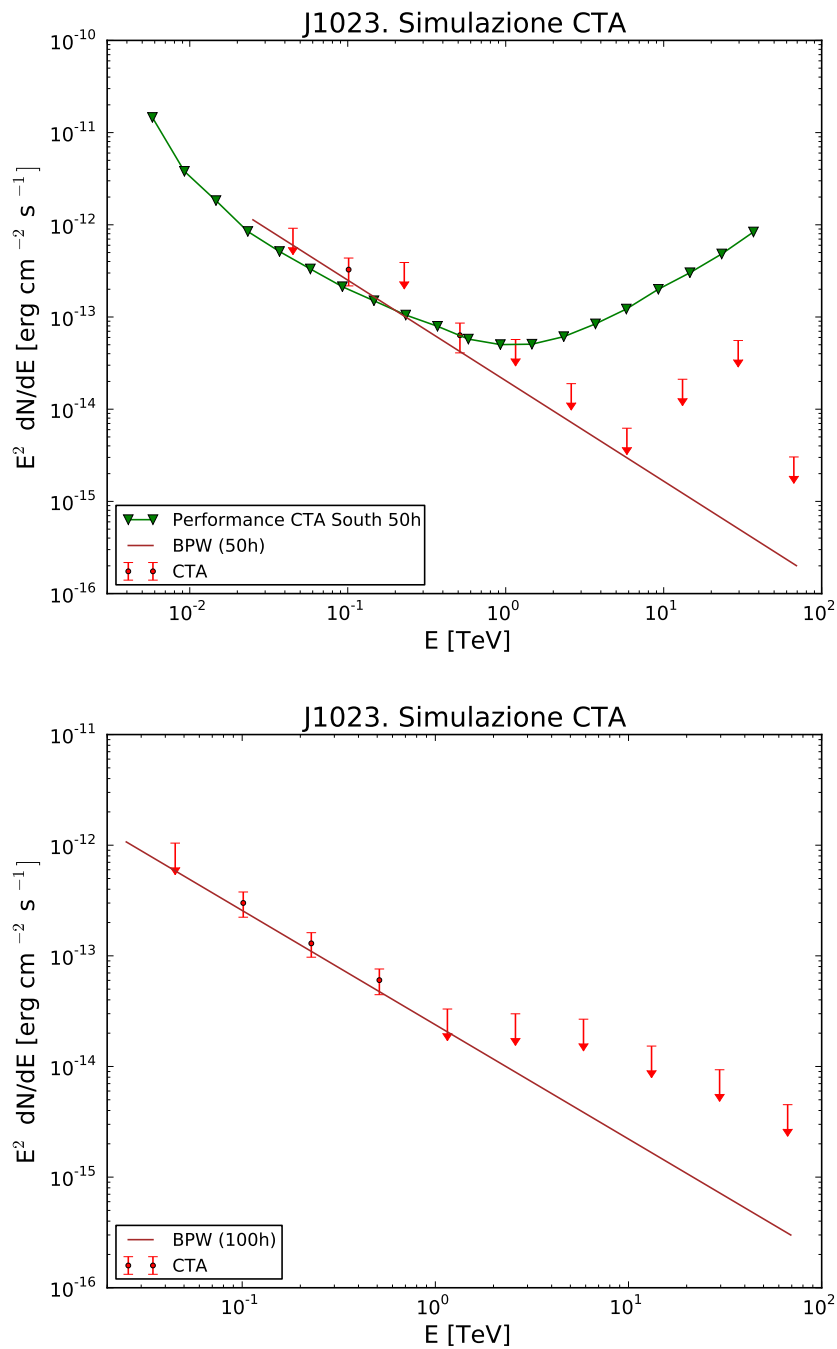


Figura 6.13

Spettro VHE simulato di PSR J1023+0038 assumendo un modello *Broken Power-law*; in alto : simulazione per un'osservazione della durata di 50 ore (in cui è anche riportata la curva di sensibilità di CTA South), in basso: simulazione per un'osservazione della durata di 100 ore.

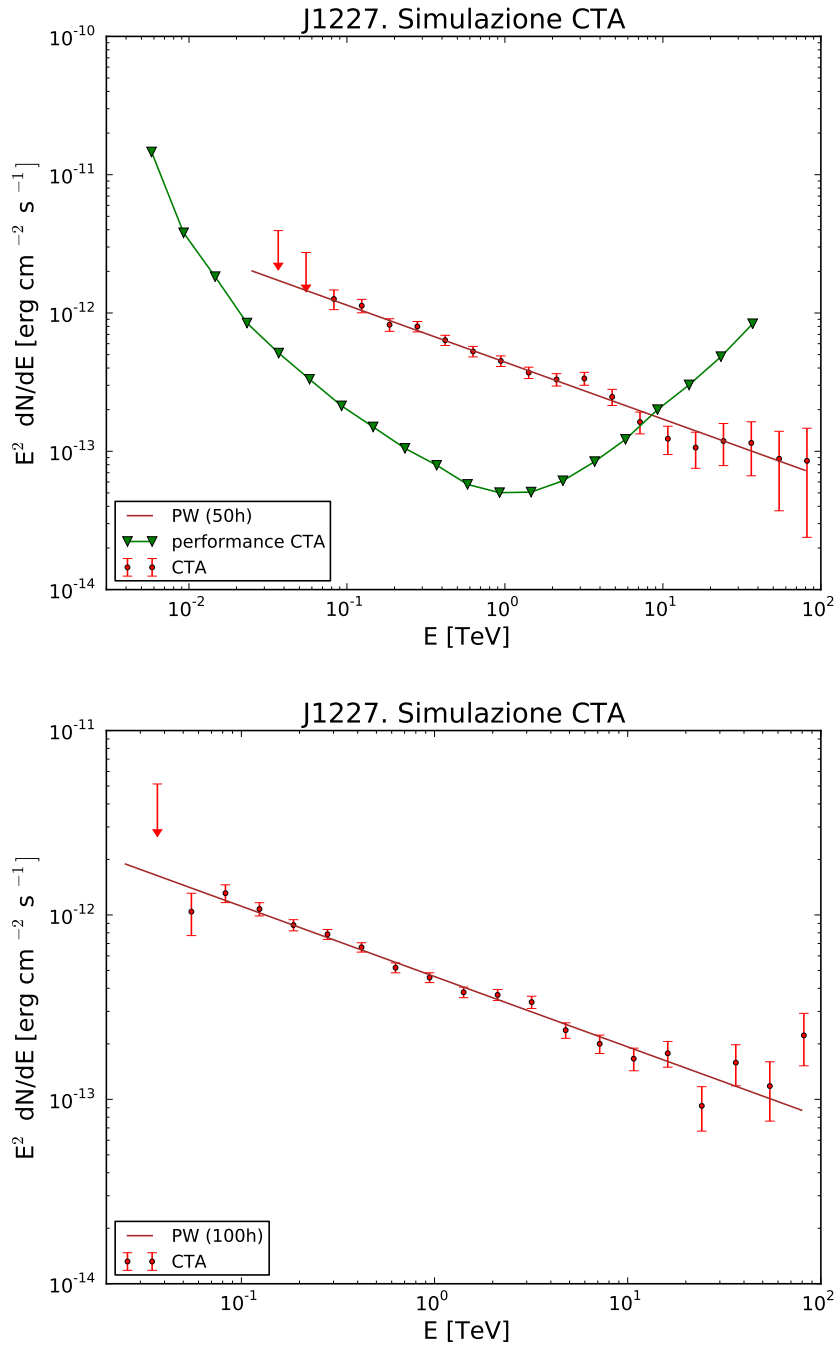


Figura 6.14

Spettro VHE simulato di PSR J1227-4853 assumendo un modello *Power-law*; in alto : simulazione per un'osservazione della durata di 50 ore (in cui è anche riportata la curva di sensibilità di CTA South), in basso: simulazione per un'osservazione della durata di 100 ore.

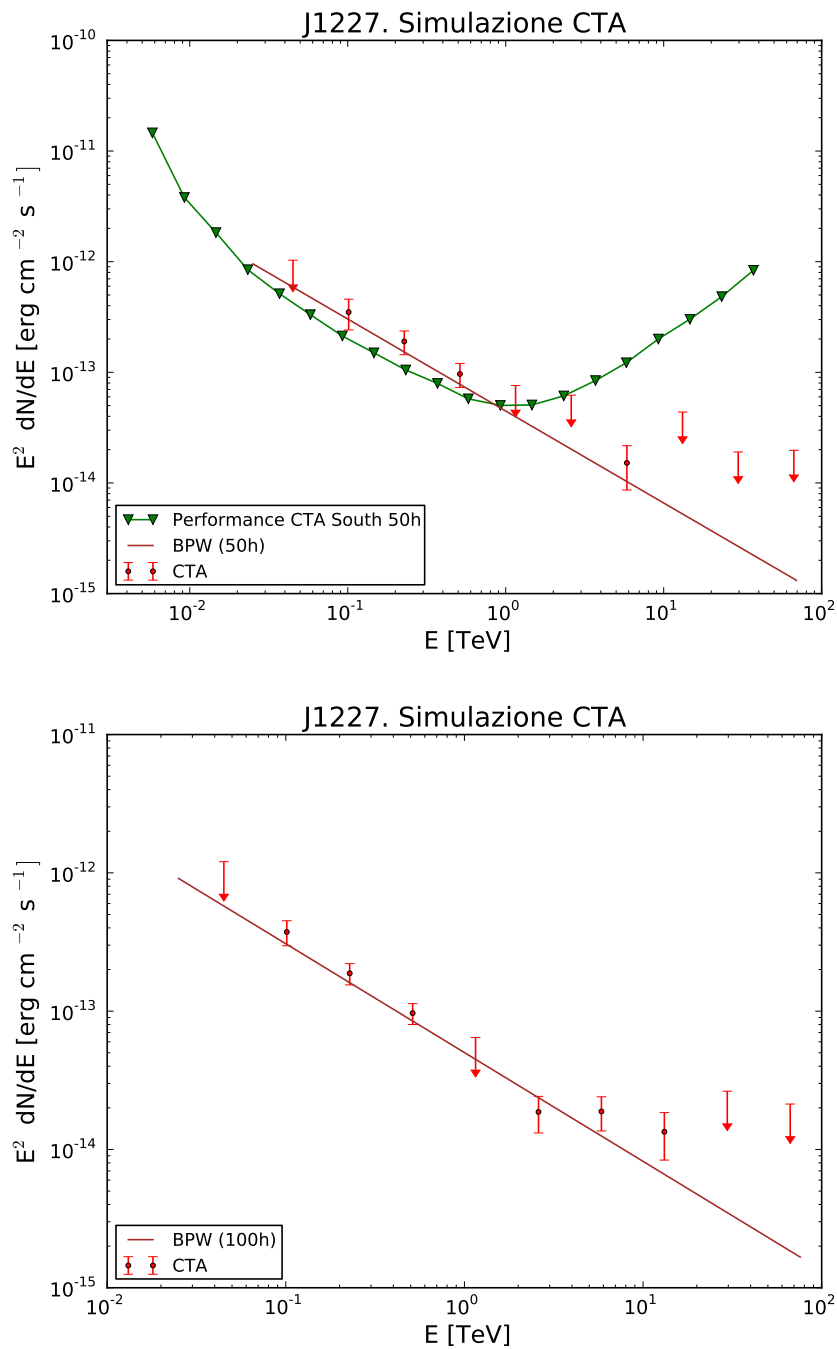


Figura 6.15

Spettro VHE simulato di PSR J1227-4853 assumendo un modello *Broken Power-law*; in alto : simulazione per un'osservazione della durata di 50 ore (in cui è anche riportata la curva di sensibilità di CTA South), in basso: simulazione per un'osservazione della durata di 100 ore.

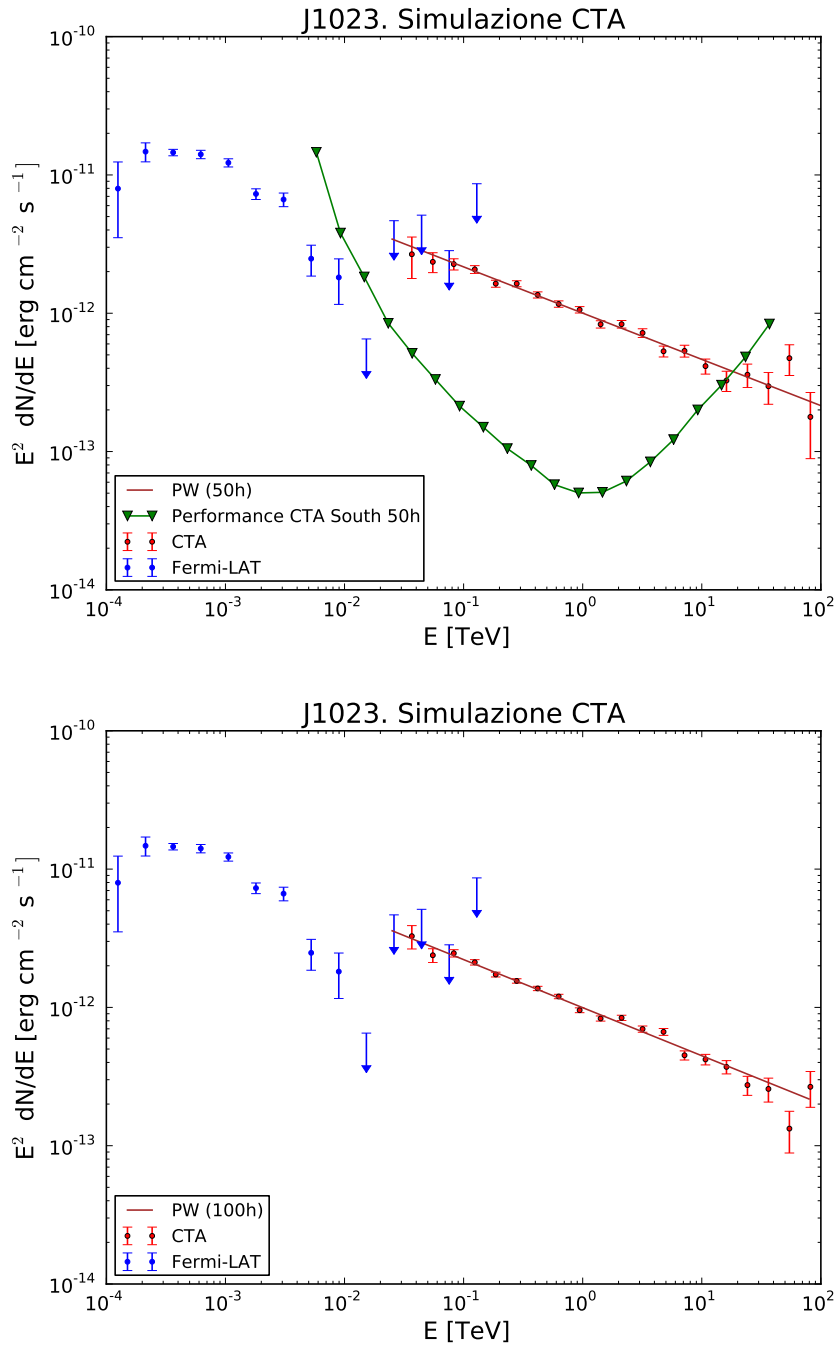


Figura 6.16

Spettri VHE simulati di PSR J1023+0038, assumendo un modello PW ed un'osservazione di 50 e 100 ore (in rosso), e spettro HE osservato con *Fermi*-LAT (in blu). I triangoli verdi rappresentano la curva di sensibilità di CTA South per 50 ore di osservazione.

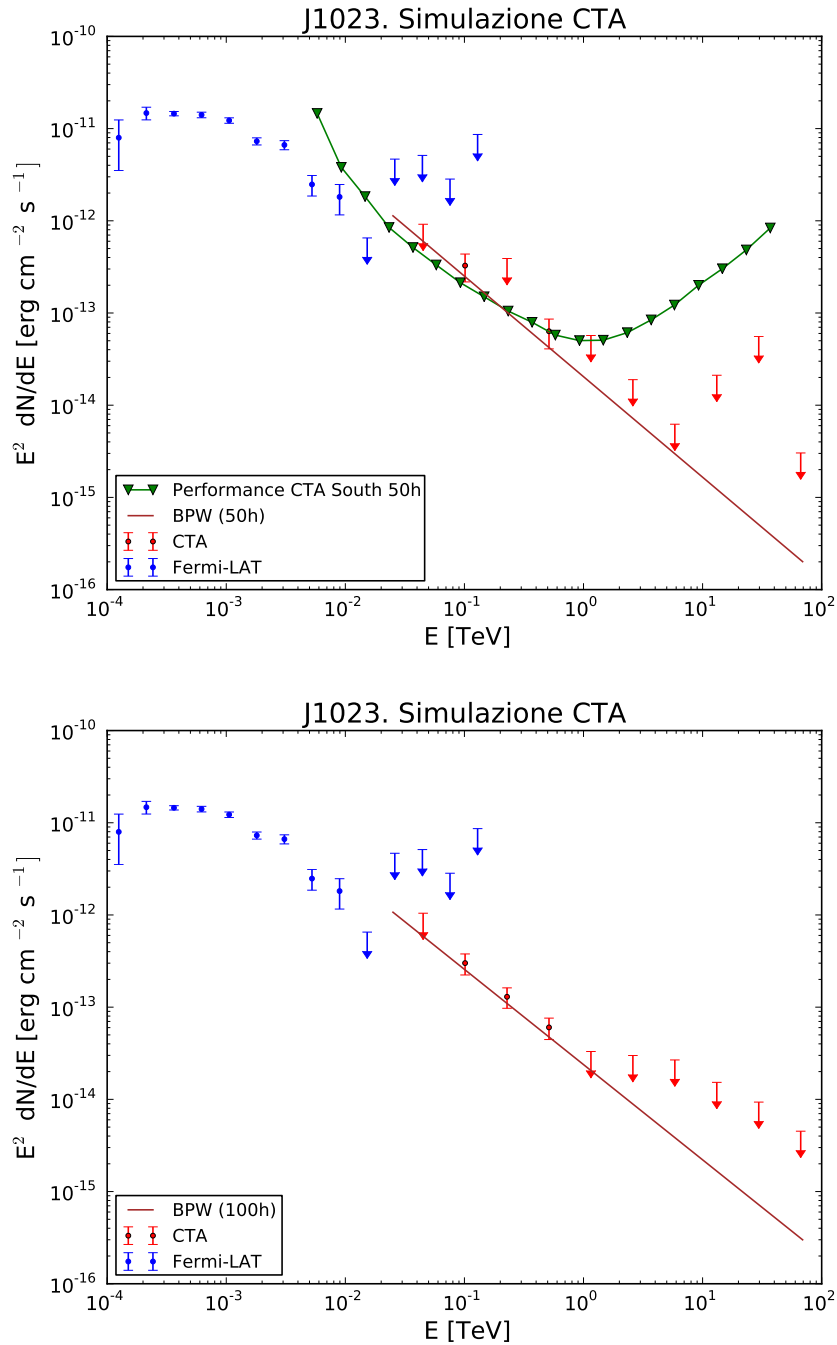


Figura 6.17

Spettri VHE simulati di PSR J1023+0038, assumendo un modello BPW ed un'osservazione di 50 e 100 ore (in rosso), e spettro HE osservato con *Fermi-LAT* (in blu). I triangoli verdi rappresentano la curva di sensibilità di CTA South per 50 ore di osservazione.

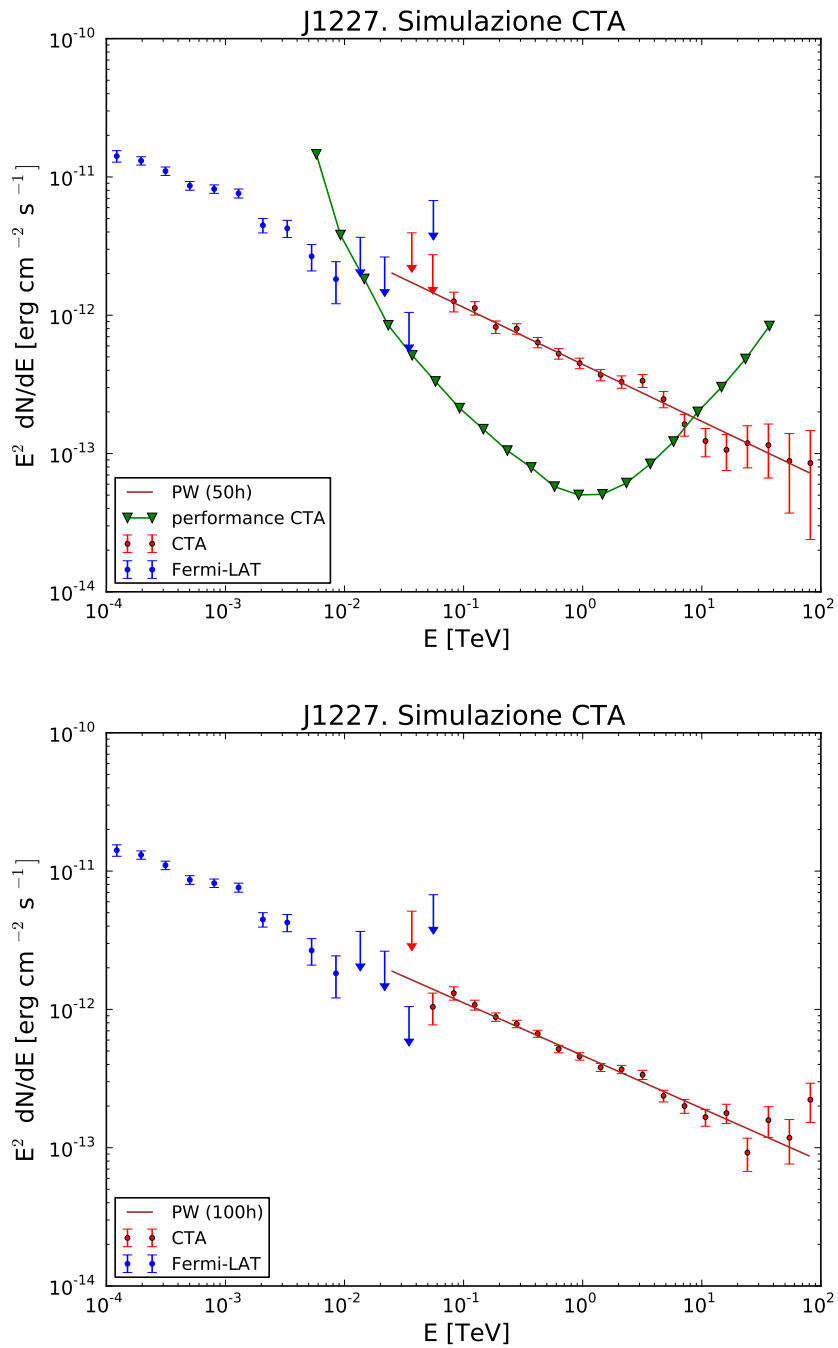


Figura 6.18

Spettri VHE simulati di PSR J1227-4853, assumendo un modello PW ed un'osservazione di 50 e 100 ore (in rosso), e spettro HE osservato con *Fermi*-LAT (in blu). I triangoli verdi rappresentano la curva di sensibilità di CTA South per 50 ore di osservazione.

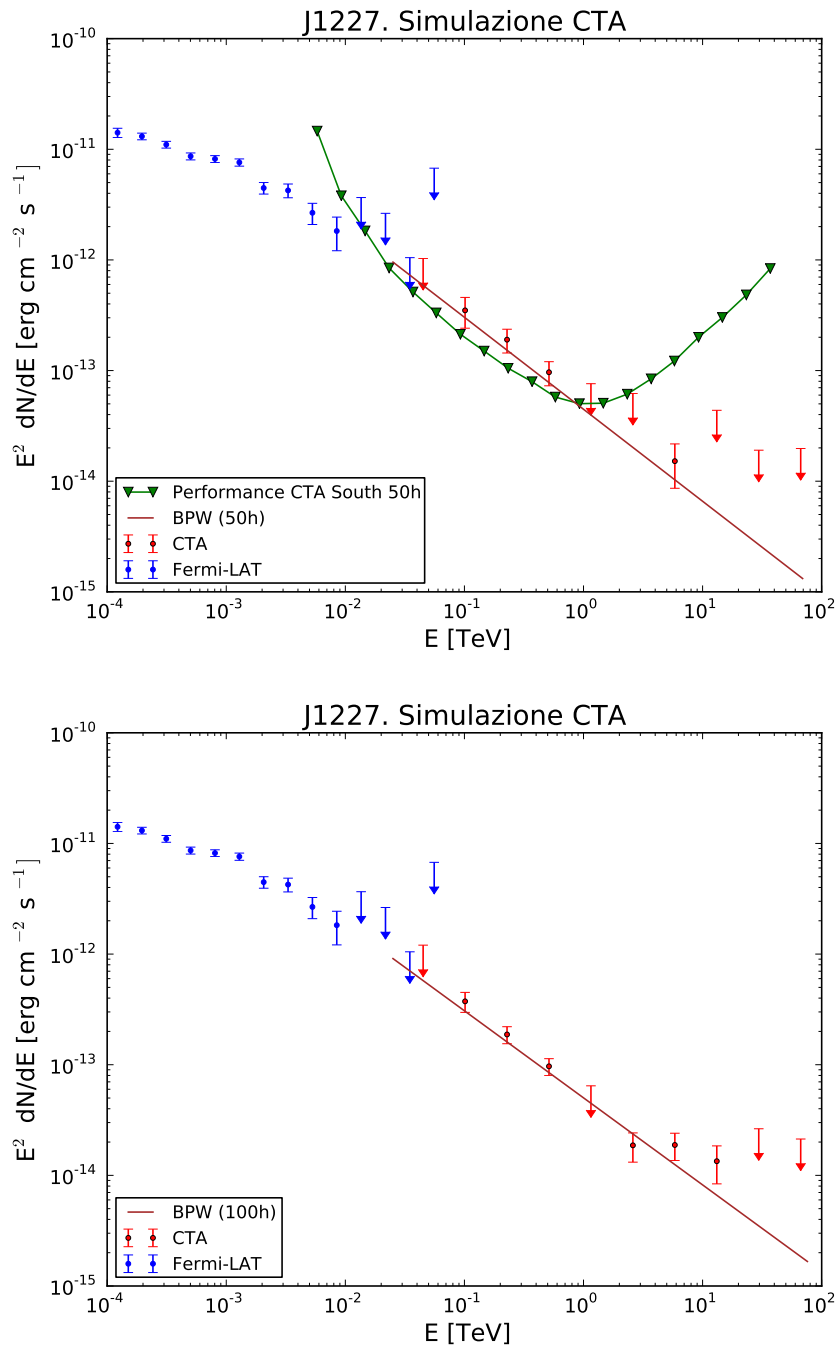


Figura 6.19

Spettri VHE simulati di PSR J1227-4853, assumendo un modello BPW ed un'osservazione di 50 e 100 ore (in rosso), e spettro HE osservato con *Fermi-LAT* (in blu). I triangoli verdi rappresentano la curva di sensibilità di CTA South per 50 ore di osservazione.

Capitolo 7

Discussione e Conclusioni

In questo lavoro di Tesi ho studiato le prospettive di osservabilità delle *transitional* MSP con il futuro Cherenkov Telescope Array (CTA).

Dopo una prima analisi dei dati di *Fermi*-LAT, necessaria per ottenere i parametri spettrali delle sorgenti in esame, ho eseguito una serie di simulazioni per verificare se queste tMSP potranno essere identificate alle altissime energie in banda VHE.

Le *transitional* MSP (tMSP) sono dei particolari sistemi binari che contengono una stella di neutroni con un periodo di rotazione molto breve (~ 1 ms) e che alternano due fasi evolutive: in una si manifestano come pulsar radio al millisecondo (MSP) e sono alimentate dall'energia rotazionale, mentre nell'altra fase sono *Low Mass X-Ray Binaries* (LMXB) alimentate dall'accrescimento da una stella compagna.

Attualmente si conoscono solamente tre sistemi di questo tipo: PSR J1023+0038, PSR J1227-4853 e PSR J1824-2452I; quest'ultimo però, non presentando emissione in banda gamma, non è stato preso in considerazione nel nostro lavoro.

Durante la fase di accrescimento PSR J1023+0038 e PSR J1227-4853 risultano ben visibili nella banda gamma HE (0.1-300 GeV). Il loro flusso gamma è significativamente superiore rispetto al flusso misurato durante la fase radio e questo le rende candidati potenzialmente interessanti per l'osservazione alle VHE (30 GeV-100 TeV).

L'emissione gamma durante la fase di accrescimento, attualmente oggetto di dibattito, ha probabilmente origine dall'interazione tra il disco di accrescimento ed il vento di particelle relativistiche della pulsar (*intra-binary shock*).

Grazie al futuro CTA sarà possibile comprendere meglio i meccanismi fisici alla base di questa emissione gamma. Per valutare le potenzialità di CTA per questo tipo di studi, abbiamo estrapolato le proprietà di emissione di queste sorgenti in banda VHE utilizzando le informazioni disponibili sulla loro emissione nella banda contigua di *Fermi*-LAT.

Inizialmente sono stati dunque analizzati i dati HE, ottenuti con il satellite *Fermi*-LAT, per ottenere i parametri spettrali di queste due sorgenti durante le fasi di accrescimento e di radio MSP. Per la nostra analisi abbiamo considerato i seguenti modelli spettrali più comunemente utilizzati in banda gamma per descrivere fenomenologicamente l'emissione delle pulsars e delle binarie: *Power-law*, *Power-law with exponential cut-off*, *Broken Power-law* e *Log-Parabola*.

Successivamente, utilizzando i parametri spettrali ottenuti dai modelli di emissione con il miglior valore del *Test Statistic*, sono state simulate le osservazioni nella banda di CTA durante la fase di accrescimento di queste sorgenti.

Quello che emerge dalla nostra analisi iniziale dei dati *Fermi*-LAT è che la sorgente PSR J1023+0038, nella fase di LMXB, mostra un'evidenza significativa ($\sim 10 \sigma$) dell'esistenza di un *cut-off* ad energie di circa 2.70 GeV. L'evidenza è rafforzata rispetto al risultato ($\sim 4 \sigma$) riportato da Torres et al. [2017] grazie al fatto che nella nostra analisi si è analizzato un intervallo temporale lungo il doppio.

Per quanto riguarda l'emissione stimata in banda VHE CTA avrà la sensibilità per identificare l'emissione VHE delle nostre due tMSP nel caso in cui il loro spettro non decada esponenzialmente oppure abbia una "coda" di emissione a legge di potenza a valori di flusso inferiori a quelli misurati da *Fermi*-LAT.

Determinare o porre dei limiti allo spettro di queste sorgenti transienti in banda CTA sarà importante per comprendere i meccanismi fisici che danno origine all'emissione gamma.

CTA ci consentirà di porre dei limiti significativi all'energia degli elettroni accelerati negli *intra-binary shocks*. Il flusso nella banda VHE è sufficiente per distinguere diverse pendenze dello spettro tra una *Power-law* e una *Broken Power-law*. Anche se le due sorgenti non verranno identificate nella banda di CTA, questo avrà comunque implicazioni sul limite superiore per l'energia massima a cui gran parte degli elettroni vengono accelerati. Anche *Fermi*-LAT ha la possibilità, a lungo andare, di porre dei limiti all'esistenza di un *cut-off* nello spettro. Nel caso di PSR J1023+0038 questa evidenza c'è già; tuttavia, questo non esclude la possibile presenza di una "coda" a legge di potenza a flussi minori, che potrebbe essere rivelata con CTA (fino a valori una decina di volte più bassi del flusso estrapolato dalla banda *Fermi*-LAT).

In questo lavoro di Tesi sono stati analizzati anche i dati ottici di PSR J1023+0038, ottenuti con Aqueye+, durante la fase di accrescimento. Ciò che emerge da queste curve di luce è l'evidente presenza di *flaring activity*, caratteristica tipica osservata anche in banda X e radio. I *flares* si manifestano con un incremento in magnitudine superiore al 50% rispetto al flusso medio osservato. Abbiamo anche trovato indizi della presenza di una modulazione dell'emissione ottica al periodo orbitale del sistema.

In futuro, grazie ad osservazioni di Aqueye+ più lunghe e in simultanea con osservazioni X, si cercherà di individuare e caratterizzare le fasi di attività della sorgente lungo il periodo orbitale. Cercheremo inoltre di approfondire le implicazioni fisiche della variabilità (in particolare ottica ed X) di queste sorgenti e dell'eventuale esistenza di un *cut-off* in banda *Fermi*-LAT o di una "coda" nello spettro VHE. L'emissione *multi-wavelength* di queste sorgenti, la cui interpretazione è complessa e non ancora del tutto chiara, rappresenta sicuramente un'interessante area di ricerca per il prossimo futuro.

Elenco delle figure

1.1	Spettro Elettromagnetico	4
1.2	TeV Sky	4
1.3	Victor Hess e l'Esperimento del Pallone Aerostatico	5
1.4	Sciami Atmosferici	6
1.5	Spettro di Energia dei Raggi Cosmici Primari	7
1.6	Radiazione di Sincrotrone	9
1.7	Radiazione di Bremsstrahlung	10
1.8	Radiazione di Compton Inverso	10
1.9	Spettro di Synchrotron Self-Compton	11
2.1	Satellite <i>Fermi</i> -LAT	15
2.2	Tecnica Osservativa dei Telescopi Cherenkov	17
2.3	Attuali Telescopi IACT	18
2.4	Radiazione Cherenkov	19
2.5	Immagini dalla Telecamera Focale di un Telescopio Cherenkov	20
2.6	IACTs Technique	20
3.1	Localizzazione CTA	22
3.2	Performance di CTA	23
3.3	Layout dei Telescopi CTA	27
3.4	Rappresentazione Schematica dell'Array Sud	28
3.5	Rappresentazione dei Siti Nord e Sud	28
4.1	Emissione VHE nelle HMXB	31
4.2	Diagramma P - B delle Pulsars	32
4.3	Diagramma $P - \dot{P}$	33
4.4	Scenari di Formazione delle MSP	36
4.5	Eclissi Regolari di una RB	37
4.6	Fasi di Formazione di una tMSP	39
4.7	Modello di Emissione VHE di Badnarek (2015)	41
4.8	Meccanismi di <i>propeller</i> e di accrescimento	42
4.9	Timeline di PSR J1023+0038	43
4.10	Curve di Luce di PSR J1023+0038	44
4.11	Pulsazione Ottica di PSR J1023+0038	45
4.12	Timeline di PSR J1227-4853	46
4.13	Outburst di IGR J18245-2452	46
6.1	<i>Counts Map</i> di PSR J1227-4853 e PSR J1023+0038	54

6.2	Curve di Luce di PSR J1227-4853 e PSR J1023+0038	56
6.3	SED di PSR J1023+0038	61
6.4	SED di PSR J1227-4853	62
6.5	Curve di Luce di PSR J1023+0038 effettuate con Aqueye+	63
6.6	Curve di Luce di PSR J1023+0038 effettuate con Aqueye+	64
6.7	Curve di Luce delle Osservazioni Ottiche di PSR J1023+0038 e Sinusoide	65
6.8	Zoom delle Curve di Luce delle Osservazioni Ottiche di PSR J1023+0038 con una Sinusoide	65
6.9	Segmento della Curva di Luce Ottica di PSR J1023+0038	67
6.10	Curva di luce della stella di calibrazione BD +31 2461	67
6.11	<i>Counts Map</i> di PSR J1227-4853 e PSR J1023+0038	68
6.12	Spettro VHE simulato di PSR J1023+0038 (PW)	70
6.13	Spettro VHE simulato di PSR J1023+0038 (BPW)	71
6.14	Spettro VHE simulato di PSR J1227-4853 (PW)	72
6.15	Spettro VHE simulato di PSR J1227-4853 (BPW)	73
6.16	Spettri VHE simulati di PSR J1023+0038 (PW) e confronto con <i>Fermi-</i> <i>LAT</i>	74
6.17	Spettri VHE simulati di PSR J1023+0038 (BPW) e confronto con <i>Fermi-</i> <i>LAT</i>	75
6.18	Spettri VHE simulati di PSR J1227-4853 (PW) e confronto con <i>Fermi-LAT</i>	76
6.19	Spettri VHE simulati di PSR J1227-4853 e confronto (BPW) con <i>Fermi-</i> <i>LAT</i>	77

Elenco delle tabelle

2.1	Caratteristiche tecniche di <i>Fermi</i> -LAT, IACT E EAS	16
6.1	Parametri di PSR J1023+0038 e PSR J1227-4853	54
6.2	Intervalli temporali Analizzati per le due sorgenti (<i>Fermi</i> -LAT).	55
6.3	Parametri spettrali di PSR J1023+0038 (Agosto 2008-Giugno 2015) . . .	57
6.4	Parametri spettrali di PSR J1023+0038 (Giugno 2013-Giugno 2015) . .	57
6.5	Parametri spettrali di PSR J1023+0038 (Giugno 2013-Giugno 2017) . .	58
6.6	Parametri spettrali di PSR J1227-4853 (Agosto 2008-Novembre 2012) . .	58
6.7	Parametri spettrali di PSR J1227-4853 (Novembre 2012-Giugno 2015) .	59
6.8	Parametri spettrali di PSR J1227-4853 (Novembre 2012-Settembre 2017)	59
6.9	Parametri spettrali ricavati da Torres et al. (2017)	60
6.10	Log delle Osservazioni Ottiche di PSR J1023+0038 effettuate con Aqueye+	63
6.11	Parametri spettrali in banda VHE di PSR J1023+0038 ottenuti dalle simulazioni CTA	69
6.12	Parametri spettrali in banda VHE di PSR J1227-4853 ottenuti dalle simulazioni CTA	69

List of Abbreviations

AGN	A ctive G alactic N uclei
AGILE	A strorilevatore G amma (ad) I mmagini L Eggero)
AMXP	A ccreting M illisecond X - R ay P ulsars
CANGAROO	C ollaboration (of) A ustralia (and) N ippon (for a) G amma R ay O bservatory (in the) O utback
CAT	C osmic A nisotropy T elescope
GC	G alactic C entre
C.U.	C rab U nit
CV	C ataclysmic V ariable
CMB	C osmic M icrowave B ackground
CTA	C herenkov T elescope A rray
DM	D ark M atter
EAS	E xtensive A ir S hower
EBL	E xtragalactic B ackground L ight
GRB	G amma R ay B urst
HAWC	H igh A ltitude W ater C herenkov E xperiment
HE	H igh E nergy
HEGRA	H igh E nergy G amma R ay A stronomy
H.E.S.S.	H igh E nergy S tereoscopic S ystem
HMXB	H igh M ass X -ray B inary
IACT	I maging A tmospheric C herenkov T elescope
IC	I nverse C ompton
IRF	I nstrument R esponse F unction
KSP	K ey S cience P rogram
LMC	L arge M agellanic C loud
LMXB	L ow M ass X -ray B inary
LST	L arge S ize T elescope
MAGIC	M ajor A tmospheric G amma I maging C herenkov T elescopes
MSP	M illisecond P ulsar
MST	M edium S ize T elescope
OG	O uter G ap
PC	P olar C ap
PWN	P ulsar W ind N ebula
RoI	R egion of I nterest
SED	S pectral E nergy D istribution
SG	S lot G ap
SMBH	S uper M assive B lack H ole
SNR	S upernova R emnant

SST	S mall S ize T elescope
tMSP	t ransitional M illisecond P ulsar
TS	T est S tatic
VERITAS	V ery E nergetic R adiation I maging T elescope A rray S ystem
VHE	V ery H igh E nergy
VLA	V ery L arge A rray
WIMP	W eakly I nteracting M assive P article

Bibliografia

- F. Acero, M. Ackermann, M. Ajello, et al. Fermi Large Area Telescope Third Source Catalog. *ApJS*, 218:23, June 2015. doi: 10.1088/0067-0049/218/2/23.
- B. S. Acharya, M. Actis, T. Aghajani, G. Agnetta, J. Aguilar, F. Aharonian, M. Ajello, A. Akhperjanian, M. Alcubierre, J. Aleksić, et al. Introducing the CTA concept. *Astroparticle Physics*, 43:3–18, March 2013. doi: 10.1016/j.astropartphys.2013.01.007.
- E. Aliu, S. Archambault, Archer, et al. A Search for Very High Energy Gamma Rays from the Missing Link Binary Pulsar J1023+0038 with VERITAS. *ApJ*, 831:193, November 2016. doi: 10.3847/0004-637X/831/2/193.
- M. A. Alpar, A. F. Cheng, M. A. Ruderman, and J. Shaham. A new class of radio pulsars. *Nature Astronomy*, 300:728–730, December 1982. doi: 10.1038/300728a0.
- F. Ambrosino, A. Papitto, L. Stella, F. Meddi, P. Cretaro, L. Burderi, T. Di Salvo, G. L. Israel, A. Ghedina, L. Di Fabrizio, and L. Riverol. Optical pulsations from a transitional millisecond pulsar. *Nature Astronomy*, 1:266, October 2017. doi: 10.1038/s41550-017-0266-2.
- A. M. Archibald, I. H. Stairs, S. M. Ransom, V. M. Kaspi, V. I. Kondratiev, D. R. Lorimer, M. A. McLaughlin, J. Boyles, J. W. T. Hessels, R. Lynch, J. van Leeuwen, M. S. E. Roberts, F. Jenet, D. J. Champion, R. Rosen, B. N. Barlow, B. H. Dunlap, and R. A. Remillard. A Radio Pulsar/X-ray Binary Link. *Science*, 324:1411, June 2009. doi: 10.1126/science.1172740.
- A. M. Archibald, V. M. Kaspi, J. W. T. Hessels, B. Stappers, G. Janssen, and A. Lyne. Long-Term Radio Timing Observations of the Transition Millisecond Pulsar PSR J1023+0038. *ArXiv e-prints*, November 2013.
- A. M. Archibald, S. Bogdanov, A. Patruno, J. W. T. Hessels, A. T. Deller, C. Bassa, G. H. Janssen, V. M. Kaspi, A. G. Lyne, B. W. Stappers, S. P. Tendulkar, C. R. D’Angelo, and R. Wijnands. Accretion-powered Pulsations in an Apparently Quiescent Neutron Star Binary. *ApJ*, 807:62, July 2015. doi: 10.1088/0004-637X/807/1/62.
- W. B. Atwood, A. A. Abdo, M. Ackermann, W. Althouse, B. Anderson, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, D. L. Band, G. Barbiellini, , et al. The Large Area Telescope on the Fermi Gamma-Ray Space Telescope Mission. *ApJ*, 697:1071–1102, June 2009. doi: 10.1088/0004-637X/697/2/1071.

- P. Auger, P. Ehrenfest, R. Maze, J. Daudin, and R. A. Fréon. Extensive Cosmic-Ray Showers. *Reviews of Modern Physics*, 11:288–291, July 1939. doi: 10.1103/RevModPhys.11.288.
- D. C. Backer, S. R. Kulkarni, C. Heiles, M. M. Davis, and W. M. Goss. A millisecond pulsar. *Nature*, 300:615–618, December 1982. doi: 10.1038/300615a0.
- C. G. Bassa, A. Patruno, J. W. T. Hessels, E. F. Keane, B. Monard, E. K. Mahony, S. Bogdanov, S. Corbel, P. G. Edwards, A. M. Archibald, G. H. Janssen, B. W. Stappers, and S. Tendulkar. A state change in the low-mass X-ray binary XSS J12270-4859. *MNRAS*, 441:1825–1830, June 2014. doi: 10.1093/mnras/stu708.
- W. Bednarek. γ -ray emission states in the redback millisecond pulsar binary system PSR J1227-4853. *MNRAS*, 451:L55–L59, July 2015. doi: 10.1093/mnrasl/slv066.
- O. G. Benvenuto, M. A. De Vito, and J. E. Horvath. Understanding the Evolution of Close Binary Systems with Radio Pulsars. *ApJL*, 786:L7, May 2014. doi: 10.1088/2041-8205/786/1/L7.
- O. G. Benvenuto, M. A. De Vito, and J. E. Horvath. Exploring the formation of ‘Black Widows’. *MNRAS*, 449:4184–4191, June 2015. doi: 10.1093/mnras/stv259.
- M. S. Bessell. UBVRI passbands. *PASP*, 102:1181–1199, October 1990. doi: 10.1086/132749.
- C. Bigongiari and CTA Consortium. The Cherenkov Telescope Array. *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, 279:174–181, October 2016. doi: 10.1016/j.nuclphysbps.2016.10.025.
- S. Bogdanov, A. M. Archibald, J. W. T. Hessels, V. M. Kaspi, D. Lorimer, M. A. McLaughlin, S. M. Ransom, and I. H. Stairs. A Chandra X-Ray Observation of the Binary Millisecond Pulsar PSR J1023+0038. *ApJ*, 742:97, December 2011. doi: 10.1088/0004-637X/742/2/97.
- S. Bogdanov, A. M. Archibald, C. Bassa, A. T. Deller, J. P. Halpern, G. Heald, J. W. T. Hessels, G. H. Janssen, A. G. Lyne, J. Moldón, Z. Paragi, A. Patruno, B. B. P. Perera, B. W. Stappers, S. P. Tendulkar, C. R. D’Angelo, and R. Wijnands. Coordinated X-Ray, Ultraviolet, Optical, and Radio Observations of the PSR J1023+0038 System in a Low-mass X-Ray Binary State. *ApJ*, 806:148, June 2015. doi: 10.1088/0004-637X/806/2/148.
- S. Bogdanov, A. T. Deller, J. C. A. Miller-Jones, A. M. Archibald, J. W. T. Hessels, A. Jaodand, A. Patruno, C. Bassa, and C. D’Angelo. Simultaneous Chandra and VLA Observations of the Transitional Millisecond Pulsar PSR J1023+0038: Anti-correlated X-ray and Radio Variability. *ArXiv e-prints*, September 2017.
- H. E. Bond, R. L. White, R. H. Becker, and M. S. O’Brien. FIRST J102347.6+003841: The First Radio-selected Cataclysmic Variable. *PASP*, 114:1359–1363, December 2002. doi: 10.1086/344381.
- S. Campana, F. Coti Zelati, A. Papitto, N. Rea, D. F. Torres, M. C. Baglio, and P. D’Avanzo. A physical scenario for the high and low X-ray luminosity states in the transitional pulsar PSR J1023+0038. *A & A*, 594:A31, October 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201629035.

- H.-L. Chen, X. Chen, T. M. Tauris, and Z. Han. Formation of Black Widows and Redbacks: Two Distinct Populations of Eclipsing Binary Millisecond Pulsars. *ApJ*, 775:27, September 2013. doi: 10.1088/0004-637X/775/1/27.
- N. D’Amico, A. G. Lyne, R. N. Manchester, A. Possenti, and F. Camilo. Discovery of Short-Period Binary Millisecond Pulsars in Four Globular Clusters. *ApJL*, 548: L171–L174, February 2001. doi: 10.1086/319096.
- C. R. D’Angelo and H. C. Spruit. Episodic accretion on to strongly magnetic stars. *MNRAS*, 406:1208–1219, August 2010. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.16749.x.
- Pimenta M. J. M. De Angelis, A. *Introduction to Particle and Astroparticle Physics*. 2015.
- D. de Martino, M. Falanga, J.-M. Bonnet-Bidaud, T. Belloni, M. Mouchet, N. Masetti, I. Andruchow, S. A. Cellone, K. Mukai, and G. Matt. The intriguing nature of the high-energy gamma ray source XSS J12270-4859. *A & A*, 515:A25, June 2010. doi: 10.1051/0004-6361/200913802.
- D. de Martino, A. Papitto, T. Belloni, M. Burgay, E. De Ona Wilhelmi, J. Li, A. Pellizzoni, A. Possenti, N. Rea, and D. F. Torres. Multiwavelength observations of the transitional millisecond pulsar binary XSS J12270-4859. *MNRAS*, 454:2190–2198, December 2015. doi: 10.1093/mnras/stv2109.
- A. T. Deller, A. M. Archibald, W. F. Brisken, S. Chatterjee, G. H. Janssen, V. M. Kaspi, D. Lorimer, A. G. Lyne, M. A. McLaughlin, S. Ransom, I. H. Stairs, and B. Stappers. A Parallax Distance and Mass Estimate for the Transitional Millisecond Pulsar System J1023+0038. *ApJL*, 756:L25, September 2012. doi: 10.1088/2041-8205/756/2/L25.
- A. T. Deller, J. Moldon, J. C. A. Miller-Jones, A. Patruno, J. W. T. Hessels, A. M. Archibald, Z. Paragi, G. Heald, and N. Vilchez. Radio Imaging Observations of PSR J1023+0038 in an LMXB State. *ApJ*, 809:13, August 2015. doi: 10.1088/0004-637X/809/1/13.
- G. Dubus. Gamma-ray binaries and related systems. *A & A Rev.*, 21:64, August 2013. doi: 10.1007/s00159-013-0064-5.
- G. Dubus. Gamma-ray emission from binaries in context. *Comptes Rendus Physique*, 16:661–673, August 2015. doi: 10.1016/j.crhy.2015.08.014.
- G. Dubus, N. Guillard, P.-O. Petrucci, and P. Martin. Sizing up the population of gamma-ray binaries. *ArXiv e-prints*, July 2017.
- A. S. Fruchter, D. R. Stinebring, and J. H. Taylor. A millisecond pulsar in an eclipsing binary. *Nature*, 333:237–239, May 1988. doi: 10.1038/333237a0.
- J. P. Halpern, E. Gaidos, A. Sheffield, A. M. Price-Whelan, and S. Bogdanov. Optical Observations of the Binary MSP J1023+0038 in a New Accreting State. *The Astronomer’s Telegram*, 5514, October 2013.
- B. Haskell and A. Patruno. Are gravitational waves spinning down PSR J1023+0038? *ArXiv e-prints*, March 2017.
- Viktor F. Hess. Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. *Physikalische Zeitschrift*, pages 1084–91, 1912.

- L. Homer, P. Szkody, B. Chen, A. Henden, G. Schmidt, S. F. Anderson, N. M. Silvestri, and J. Brinkmann. XMM-Newton and Optical Follow-up Observations of SDSS J093249.57+472523.0 and SDSS J102347.67+003841.2. *AJ*, 131:562–570, January 2006. doi: 10.1086/498346.
- A. Jaodand, A. M. Archibald, J. W. T. Hessels, S. Bogdanov, C. R. D’Angelo, A. Patruno, C. Bassa, and A. T. Deller. Timing Observations of PSR J1023+0038 During a Low-mass X-Ray Binary State. *ApJ*, 830:122, October 2016. doi: 10.3847/0004-637X/830/2/122.
- K. Jia and X.-D. Li. Evolution of Low-mass X-Ray Binaries: The Effect of Donor Evaporation. *ApJ*, 830:153, October 2016. doi: 10.3847/0004-637X/830/2/153.
- T. J. Johnson, P. S. Ray, J. Roy, C. C. Cheung, A. K. Harding, H. J. Pletsch, S. Fort, F. Camilo, J. Deneva, B. Bhattacharyya, B. W. Stappers, and M. Kerr. Discovery of Gamma-Ray Pulsations from the Transitional Redback PSR J1227-4853. *ApJ*, 806:91, June 2015. doi: 10.1088/0004-637X/806/1/91.
- J. Knödseder, M. Mayer, C. Deil, J.-B. Cayrou, E. Owen, N. Kelley-Hoskins, C.-C. Lu, R. Buehler, F. Forest, T. Louge, H. Siejkowski, K. Kosack, L. Gerard, A. Schulz, P. Martin, D. Sanchez, S. Ohm, T. Hassan, and S. Brau-Nogu e. GammaLib and ctools. A software framework for the analysis of astronomical gamma-ray data. *A & A*, 593:A1, August 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201628822.
- M. S. Longair. *High Energy Astrophysics*. February 2011.
- D. R. Lorimer. Binary and Millisecond Pulsars. *Living Reviews in Relativity*, 11, November 2008. doi: 10.12942/lrr-2008-8.
- A. Lyne and F. Graham-Smith. *Pulsar Astronomy*. March 2012.
- G. Maier, L. Arrabito, K. Bernl ohr, J. Bregeon, P. Cumani, T. Hassan, and A. Moralejo. Performance of the Cherenkov Telescope Array. *ArXiv e-prints*, September 2017.
- R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs. VizieR Online Data Catalog: ATNF Pulsar Catalog (Manchester+, 2005). *VizieR Online Data Catalog*, 7245, August 2005.
- I. F. Mirabel. Gamma-Ray Binaries Revealed. *Science*, 335:175, January 2012. doi: 10.1126/science.1215895.
- A. Papitto. The ms pulsar - low mass X-ray binary link . *MemSAI*, 87:543, 2016.
- A. Papitto and D. F. Torres. A Propeller Model for the Sub-luminous State of the Transitional Millisecond Pulsar PSR J1023+0038. *ApJ*, 807:33, July 2015. doi: 10.1088/0004-637X/807/1/33.
- A. Papitto, C. Ferrigno, Bozzo, et al. Swings between rotation and accretion power in a binary millisecond pulsar. *Nature*, 501:517–520, September 2013. doi: 10.1038/nature12470.
- A. Papitto, D. F. Torres, and J. Li. A propeller scenario for the gamma-ray emission of low-mass X-ray binaries: the case of XSS J12270-4859. *MNRAS*, 438:2105–2116, March 2014. doi: 10.1093/mnras/stt2336.

- A. Patruno, A. M. Archibald, Hessels, et al. A New Accretion Disk around the Missing Link Binary System PSR J1023+0038. *ApJL*, 781:L3, January 2014. doi: 10.1088/2041-8205/781/1/L3.
- V. Radhakrishnan and G. Srinivasan. On the origin of the recently discovered ultra-rapid pulsar. *Current Science*, 51:1096–1099, December 1982.
- M. S. E. Roberts. Surrounded by spiders! New black widows and redbacks in the Galactic field. In J. van Leeuwen, editor, *Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years*, volume 291 of *IAU Symposium*, pages 127–132, March 2013. doi: 10.1017/S174392131202337X.
- J. Roy, B. Bhattacharyya, and P. S. Ray. GMRT discovery of a 1.69 ms radio pulsar associated with XSS J12270-4859. *The Astronomer’s Telegram*, 5890, February 2014.
- J. Roy, P. S. Ray, B. Bhattacharyya, B. Stappers, J. N. Chengalur, J. Deneva, F. Camilo, T. J. Johnson, M. Wolff, J. W. T. Hessels, C. G. Bassa, E. F. Keane, E. C. Ferrara, A. K. Harding, and K. S. Wood. Discovery of Psr J1227-4853: A Transition from a Low-mass X-Ray Binary to a Redback Millisecond Pulsar. *ApJL*, 800:L12, February 2015. doi: 10.1088/2041-8205/800/1/L12.
- G. Shaifullah, J. P. W. Verbiest, Freire, and others. 21 year timing of the black-widow pulsar J2051-0827. *MNRAS*, 462:1029–1038, October 2016. doi: 10.1093/mnras/stw1737.
- I. H. Stairs. Pulsars in Binary Systems: Probing Binary Stellar Evolution and General Relativity. *Science*, 304:547–552, April 2004. doi: 10.1126/science.1096986.
- B. W. Stappers, A. M. Archibald, J. W. T. Hessels, C. G. Bassa, S. Bogdanov, G. H. Janssen, V. M. Kaspi, A. G. Lyne, A. Patruno, S. Tendulkar, A. B. Hill, and T. Glanzman. A State Change in the Missing Link Binary Pulsar System PSR J1023+0038. *ApJ*, 790:39, July 2014. doi: 10.1088/0004-637X/790/1/39.
- J. Takata, K. L. Li, G. C. K. Leung, A. K. H. Kong, P. H. T. Tam, C. Y. Hui, E. M. H. Wu, Y. Xing, Y. Cao, S. Tang, Z. Wang, and K. S. Cheng. Multi-wavelength Emissions from the Millisecond Pulsar Binary PSR J1023+0038 during an Accretion Active State. *ApJ*, 785:131, April 2014. doi: 10.1088/0004-637X/785/2/131.
- M. Tavani, G. Barbiellini, Argan, and others. The AGILE Mission. *A & A*, 502: 995–1013, August 2009. doi: 10.1051/0004-6361/200810527.
- D. F. Torres, L. Ji, J. Li, A. Papitto, N. Rea, E. de Oña Wilhelmi, and S. Zhang. A Search for Transitions between States in Redbacks and Black Widows Using Seven Years of Fermi-LAT Observations. *ApJ*, 836:68, February 2017. doi: 10.3847/1538-4357/836/1/68.
- S. Vercellone. The key science projects of the Cherenkov telescope array. In *6th International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy*, volume 1792 of *American Institute of Physics Conference Series*, page 030001, January 2017. doi: 10.1063/1.4968902.
- S. P. Wakely and D. Horan. TeVCat: An online catalog for Very High Energy Gamma-Ray Astronomy. *International Cosmic Ray Conference*, 3:1341–1344, 2008.

- Z. Wang, A. M. Archibald, J. R. Thorstensen, V. M. Kaspi, D. R. Lorimer, I. Stairs, and S. M. Ransom. SDSS J102347.6+003841: A Millisecond Radio Pulsar Binary That Had a Hot Disk During 2000-2001. *ApJ*, 703:2017–2023, October 2009. doi: 10.1088/0004-637X/703/2/2017.
- T. C. Weekes, M. F. Cawley, D. J. Fegan, K. G. Gibbs, A. M. Hillas, P. W. Kowk, R. C. Lamb, D. A. Lewis, D. Macomb, N. A. Porter, P. T. Reynolds, and G. Vacanti. Observation of TeV gamma rays from the Crab nebula using the atmospheric Cerenkov imaging technique. *ApJ*, 342:379–395, July 1989. doi: 10.1086/167599.
- R. Wijnands and M. van der Klis. A millisecond pulsar in an X-ray binary system. *Nature*, 394:344–346, July 1998. doi: 10.1038/28557.
- S. S. Wilks. The large-sample distribution of the likelihood ratio for testing composite hypotheses. *Ann. Math. Statist.*, 9(1):60–62, 03 1938. doi: 10.1214/aoms/1177732360. URL <https://doi.org/10.1214/aoms/1177732360>.
- L. Zampieri, G. Naletto, C. Barbieri, E. Verroi, M. Barbieri, G. Ceribella, M. D’Alessandro, G. Farisato, A. Di Paola, and P. Zoccarato. Aqueye+: a new ultrafast single photon counter for optical high time resolution astrophysics. In *Photon Counting Applications 2015*, volume 9504 of *Proc. SPIE*, page 95040C, May 2015. doi: 10.1117/12.2179547.

Ringraziamenti

Al termine di questo lavoro mi sembra doveroso ringraziare tutte le persone che mi sono state vicine.

In primo luogo la mia riconoscenza va al mio co-relatore, il Professore Luca Zampieri, oltre che per l'aiuto fornitomi in questi anni e la grande conoscenza che mi ha donato, per la disponibilità e la precisione dimostratemi durante tutto il periodo di stesura.

Ringrazio poi tutta la mia famiglia, i miei genitori, mia sorella e mia nonna, per il sostegno costante e affettuoso di ogni giorno e per aver sempre creduto in me.

Un grazie sincero alla mia amica Daria, per aver condiviso con me i momenti più belli e difficili di questi anni passati insieme; ringrazio immensamente Aleksandr, Michele ed Elena per avermi aiutato in questi mesi con le difficoltà del "mestiere" e per essere sempre stati disponibili ogni qualvolta ne avevo bisogno.

Un ringraziamento speciale a Marco che con amore, pazienza e fiducia mi ha sostenuto per tutto questo tempo.

