

**Università degli Studi di Padova**

---

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA 'GALILEO GALILEI'  
Corso di Laurea in Fisica

TESI DI LAUREA IN FISICA

**Studio dello spettro VHE della sorgente PKS 1424+240 ed  
implicazioni sulla propagazione dei raggi gamma da  
distanze cosmologiche**

Relatore:

**Prof. Mosè Mariotti**

Correlatori:

**Dott.ssa Elisa Prandini**

**Dott.ssa Cornelia Schultz**

Laureando:

**Giovanni Ceribella**



# Indice

<b>1</b>	<b>I blazar e la loro distanza</b>	<b>1</b>
1.1	Blazar e oggetti BL Lac . . . . .	1
1.1.1	Spettri e SED . . . . .	2
1.1.2	Effetti del fondo di luce extragalattica sullo spettro dei blazar . . . . .	4
1.1.3	I telescopi Čerenkov e <i>Fermi</i> /LAT . . . . .	7
1.2	Misura della distanza . . . . .	10
1.2.1	Lo spostamento verso il rosso . . . . .	10
1.2.2	Stima dagli spettri VHE e HE . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Dati e Analisi</b>	<b>13</b>
2.1	La sorgente PKS 1424+240 . . . . .	13
2.1.1	Determinazione di $z^*$ . . . . .	14
2.1.2	Misura spettroscopica di $z$ , spettro disassorbito e distribuzione spettrale di energia . . . . .	15
2.1.3	Posizione nel grafico $z^*-z_{\text{VERO}}$ . . . . .	18
2.2	La sorgente 1ES 0414+009 . . . . .	18
2.2.1	Spettro disassorbito, distribuzione spettrale di energia . . . . .	19
2.2.2	Determinazione di $z^*$ , posizione nel grafico $z^*-z_{\text{VERO}}$ . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Conclusioni</b>	<b>23</b>
3.1	Ipotesi di una nuova classe di sorgenti . . . . .	23
3.2	Ricerca di sorgenti analoghe . . . . .	24



# Introduzione

In questo lavoro ho analizzato lo spettro gamma di PKS 1424+240, un oggetto BL Lacertae il cui redshift  $z$  è ancora incerto, sebbene sia stato recentemente dedotto un limite inferiore molto alto. L'analisi, condotta seguendo il metodo empirico recentemente proposto da Elisa Prandini et al. nell'articolo *Constraining blazar distances with combined Fermi and TeV data: an empirical approach*, [1], ha evidenziato che esso presenta peculiari caratteristiche di emissione nella regione delle energie dell'ordine del TeV, mai riscontrate precedentemente in oggetti simili. Successivamente ho studiato un'altra sorgente, 1ES 0414+009, mostrando che essa possiede caratteristiche simili alla prima. Ho concluso che esse debbano essere considerate come prototipi di una nuova classe di oggetti BL Lacertae, la cui emissione di energia ha un picco di intensità nella regione del TeV.

Nel Capitolo primo, si espone la fenomenologia dei blazar e del fondo di luce extragalattica; si presentano i concetti di flusso differenziale e di distribuzione spettrale di energia; si accenna alla struttura dei sistemi coinvolti per l'osservazione dei raggi  $\gamma$  extra-terrestri, con particolare attenzione ai telescopi Čerenkov; si introduce infine il metodo utilizzato per fornire un limite superiore allo spostamento verso il rosso dei blazar.

Nel Capitolo secondo, si presentano i dati raccolti su PKS 1424+240, si illustra l'elaborazione che di essi è stata compiuta e i risultati ottenuti; un'analoga trattazione è riservata a 1ES 0414+009.

Nel Capitolo conclusivo si riassumono i risultati del lavoro e si fornisce una loro interpretazione, proponendo l'esistenza di una nuova classe di oggetti BL Lacertae.

Desidero ringraziare il Prof. Mosè Mariotti e le Dott.sse Elisa Prandini e Cornelia Schultz per il sostegno fornitomi e la disponibilità nel rispondere alle domande che ho loro posto, superando spesso le distanze cosmologiche che ci separavano.

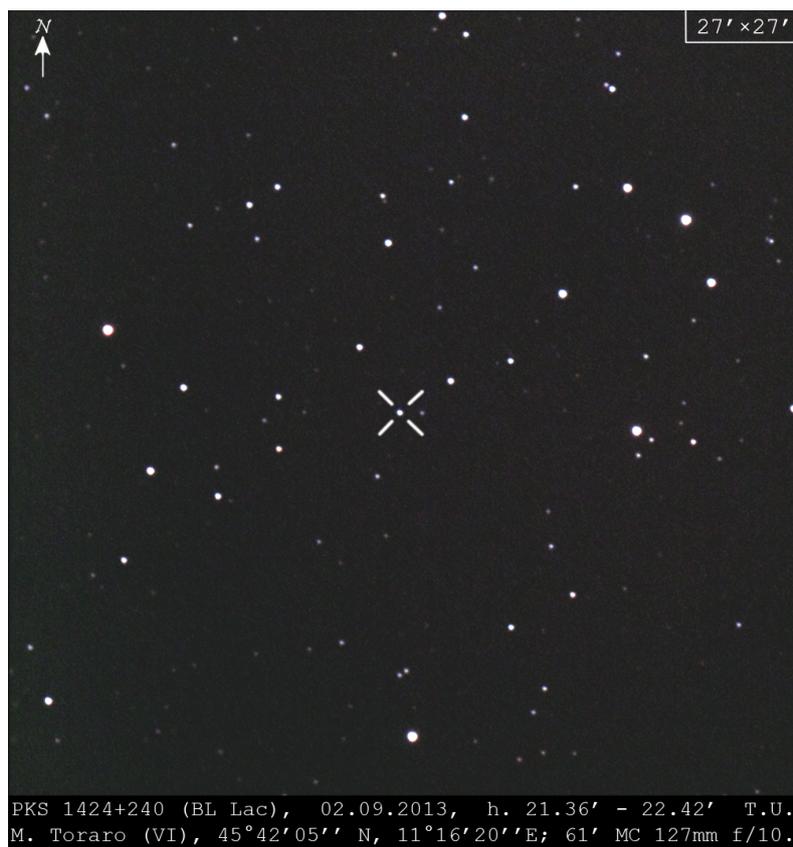


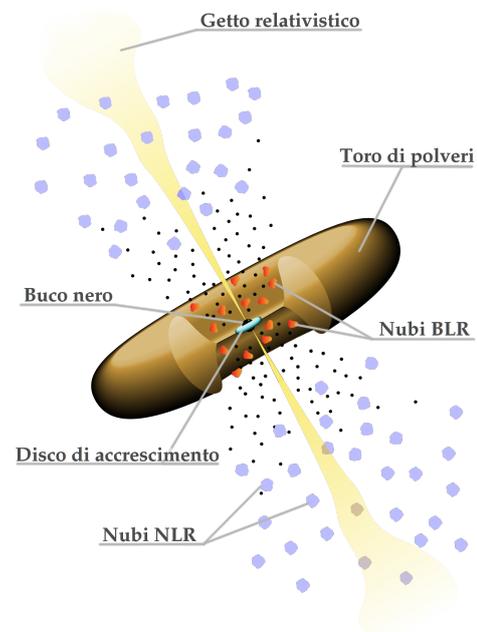
Immagine ottica di PKS 1424+240, fotografata dall'autore il 2 settembre 2013 con un piccolo telescopio Maksutov-Cassegrain. Dal confronto con le stelle vicine si evince che la luminosità ottica è pari circa alla 14<sup>a</sup> magnitudine.

# Capitolo 1

## I blazar e la loro distanza

Obiettivo di questo lavoro è l'analisi della radiazione  $\gamma$  proveniente da sorgenti extragalattiche, i nuclei galattici attivi (abbreviato spesso in AGN, dall'inglese Active Galactic Nuclei). Si pensa che questi oggetti siano presenti al centro di ogni galassia, in corrispondenza di un buco nero molto massiccio ( $> 10^6 M_{\odot}$ ) [2], la cui attrazione gravitazionale è, in ultima analisi, la sorgente di energia per l'emissione di radiazione. Questa non si limita al dominio gamma ma copre l'intero spettro elettromagnetico, a partire dalle onde radio, e include la porzione ottica.

La struttura schematica di un AGN, così come è descritta dal modello più accreditato, è visibile in figura 1.1. Il buco nero al centro della galassia ospite è circondato da un *disco di accrescimento* formato da materiale risucchiato dall'attrazione gravitazionale: perdendo momento angolare a causa dell'attrito viscoso questo si scalda fino a emettere radiazione UV. Essa eccita delle *nubi di gas* che orbitano nei pressi dell'oggetto compatto; la diseccitazione causa la presenza di righe di emissione ottiche e UV intense e con una considerevole larghezza di riga: la regione nella quale orbitano queste nubi è detta *BLR* (Broad Line Region, regione delle righe larghe). Questa zona è racchiusa da una *nube di polvere toroidale*. Oltre il toro di polveri, altre nubi di gas, eccitate in modo analogo, producono anch'esse delle linee di emissione, tipicamente più sottili delle prime: in ragione di ciò, la regione nella quale si trovano è detta *NLR* (Narrow Line Region, regione delle righe strette). Due *getti* di particelle si sviluppano dal buco nero centrale a velocità relativistiche, lungo l'asse del disco. La natura di queste particelle non è ancora ben nota; modelli diversi la ritengono adronica, con protoni  $p^+$  [3] oppure leptonica, con elettroni  $e^-$  e positroni  $e^+$  [4]. In entrambi i casi, si ritiene che siano questi getti relativistici l'origine dei raggi  $\gamma$  che si osservano. [5], [2].



**Figura 1.1:** Modello schematico (non in scala) di un nucleo galattico attivo (AGN); si veda il testo per una descrizione delle componenti. Adattato da [5].

### 1.1 Blazar e oggetti BL Lac

La radiazione elettromagnetica emessa dalle particelle che percorrono i getti di un AGN viene collimata lungo la direzione del getto stesso a causa dell'effetto della relatività speciale noto come "beaming relativistico". L'angolo di apertura è tanto più piccolo quanto  $\beta = v/c$  è prossimo all'unità e poiché le particelle si muovono a velocità relativistiche, la radiazione viene concentrata, in un sistema di riferimento a riposo, in un'unica direzione. Pertanto, l'aspetto e le proprietà spettrali degli AGN variano in maniera considerevole al variare dell'angolo formato dai getti relativistici con la direzione dalla quale il nucleo

attivo è osservato. Storicamente, tale variabilità ha portato alla definizione di più categorie di sorgenti, che, nel modello [5] esposto nella sezione precedente e rappresentato in figura 1.1, sono trattate come manifestazioni dello stesso oggetto, visto da diverse angolazioni.

In quest'ottica i **blazar** sono gli AGN che hanno un angolo  $\alpha$  tra i getti e la direzione di vista della Terra compreso tra zero e  $45^\circ$ : risulta quindi visibile la radiazione prodotta nel getto e, tra essa, anche quella  $\gamma$ . La radiazione dei blazar è caratterizzata da un'intensa componente spettrale continua, da un significativo grado di polarizzazione e da una variabilità pronunciata della luminosità tanto nel campo ottico, quanto a frequenze più alte, [2]: quando la luminosità dell'oggetto aumenta sensibilmente, si usa indicare il blazar come "in stato di flare" (in italiano "bagliore"), altrimenti si dice che lo stato è quiescente. Esiste poi una sottocategoria dei blazar, gli oggetti *BL Lacertae* (dal nome del prototipo della classe, nella costellazione boreale della Lucertola) abbreviato anche in *BL Lac*. Essi sono blazar nei quali si osserva la quasi totale assenza di righe spettrali; lo spettro è composto per lo più dalla sola componente continua, anche nei regimi dell'ottico e dell'ultravioletto. Nel modello [5] essi sono ritenuti i blazar con un angolo di vista dalla Terra prossimo a zero: in tal modo, si interpreta lo spettro osservato come in gran parte dovuto alla radiazione dei getti relativistici e solo in ragione minore alle componenti delle regioni BLR e NLR, giustificando la scarsità di linee spettrali.

Le altre orientazioni possibili rendono conto di classi di oggetti differenti: quando l'angolo  $\alpha$  è maggiore di zero ma minore di  $45^\circ$ , la radiazione energetica del getto è visibile solo in parte, mentre sono visibili le regioni NRL e BRL, che producono nello spettro linee di emissione la cui larghezza di riga è differente: questo tipo di oggetto è chiamato *quasar*, dalla composizione inglese "Quasi stellar radio source". Aumentando l'angolo di vista fino a valori maggiori di  $45^\circ$ , le dense polveri che circondano il buco nero centrale nascondono alla vista le nubi della zona BLR: in conseguenza di ciò non sono più visibili righe di emissione larghe nello spettro di emissione, mentre si può osservare l'estensione dei getti relativistici: in questi casi si parla genericamente di *radiogalassia*.

In questo lavoro si studieranno due oggetti, PKS 1424+240 e 1ES 0414+009. Entrambi appartenengono alla classe dei BL Lac, pertanto nel seguito si discuteranno i dettagli dello spettro di questa classe di sorgenti e i modelli proposti per renderne conto.

### 1.1.1 Spettri e SED

Uno strumento fondamentale per la comprensione dell'emissione di radiazione dei nuclei galattici attivi è lo studio del loro spettro, che si estende dal dominio radio fino ai raggi  $\gamma$ . Esso viene solitamente espresso come flusso differenziale di fotoni  $dN/dE$ : tale grandezza, le cui dimensioni sono  $[E^{-1} A^{-1} t^{-1}]$ , definisce il numero  $dN/dE \cdot dE$  di fotoni con energia tra  $E$  ed  $E + dE$  che giungono ad un rivelatore per unità di area dello stesso e nell'unità di tempo. Si tratta in sostanza di una distribuzione della frequenza di arrivo dei fotoni di una determinata energia, determinabile attraverso osservazioni empiriche.

Lo spettro dei blazar è caratterizzato dalla presenza di una componente continua estesa su un grande intervallo spettrale che, nel modello unificato esposto nella sezione precedente, è trattata come la radiazione prodotta dalle particelle relativistiche dei getti, visibile a causa dell'allineamento di questi ultimi con la Terra. Ristretto ad una porzione più piccola dello spettro, tale andamento è solitamente rappresentabile come una *legge di potenza* sull'energia del fotone emesso, del tipo:

$$\frac{dN}{dE} = f_0 \cdot \left( \frac{E}{E_0} \right)^{-\Gamma}$$

Nell'espressione soprastante,  $f_0$  è la costante di normalizzazione,  $E_0$  un'energia fissata che serve per rendere adimensionale la quantità tra parentesi e  $\Gamma$  è detto indice spettrale. L'indice spettrale determina quanto velocemente decade la legge di potenza con l'energia: ad un indice spettrale basso corrisponde un andamento che decade lentamente, mentre esso tende più rapidamente a zero se l'indice spettrale è maggiore.

Dallo spettro di un oggetto, espresso come flusso differenziale  $dN/dE$ , può essere rilevante derivare quanta energia giunge al rivelatore sotto forma di fotoni di una ben determinata energia  $E$ . Questa quantità è importante perché, una volta tenuto conto di eventuali assorbimenti durante il tragitto dalla sorgente all'osservatore (si veda la sezione 1.1.2), essa permetterebbe di comprendere meglio il bilancio energetico della sorgente e di ricavare informazioni utili per la comprensione dei meccanismi insiti nella stessa. Tale questione porta ad introdurre il concetto di *distribuzione spettrale di energia* o SED (dall'inglese "Spectral Energy Distribution") la grandezza che fornisce, in funzione dell'energia del fotone in arrivo, la densità di energia che giunge all'osservatore nell'unità di tempo sotto forma di fotoni di energia compresa tra  $E$  ed  $E + dE$ . La funzione che, in scala logaritmica, è rappresentativa della distribuzione spettrale di energia è  $E^2 \cdot dN/dE$ : essa ha le dimensioni di un'energia per unità di tempo e di area del rivelatore,  $[E A^{-1} t^{-1}]$ , ovvero di una intensità di radiazione. È inoltre proporzionale all'intensità emessa dalla sorgente e pertanto, tramite il suo studio, è possibile determinare importanti proprietà della sorgente.

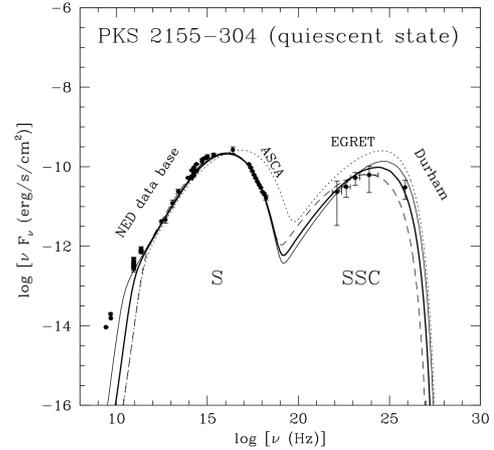
In figura 1.2 è rappresentata, a titolo di esempio, la SED di PKS 2155-304, un BL Lac, in scala bilogaritmica. Sull'asse delle ascisse è riportata in questo caso la frequenza, che corrisponde all'energia divisa per  $h$ ; l'asse delle ordinate riporta l'indicazione  $\nu f_\nu$ , che è la potenza per unità di area, proporzionale a  $E^2 \cdot dN/dE$ . Si nota la presenza di due picchi pronunciati, il primo dei quali cade nel dominio X, mentre il secondo rientra nella porzione  $\gamma$  dello spettro. Gli oggetti BL Lac sono ulteriormente suddivisi in tre categorie, a seconda della posizione del picco meno energetico: LBL, IBL, HBL, dall'inglese Low-peaked, Intermediate-peaked, High-peaked BL Lac. Il dominio dello spettro nel quale cade il picco per ciascuna delle tre categorie è riassunto nella tabella seguente:

Classe	1° Picco
LBL	IR
IBL	VIS-UV
HBL	UV-X

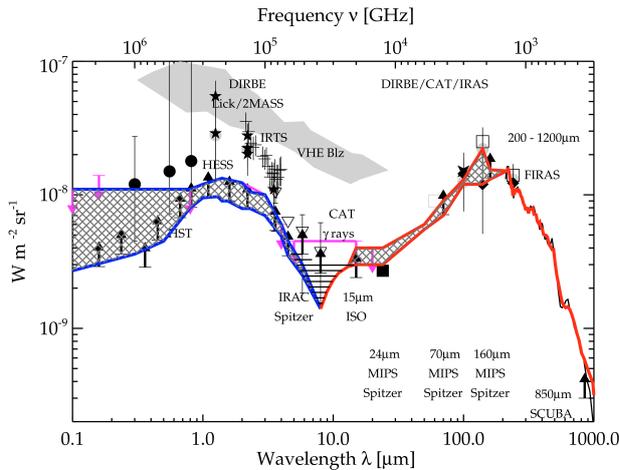
**Tabella 1.1:** Corrispondenza tra sigla degli oggetti BL Lac e regione dello spettro nella quale il primo picco della distribuzione spettrale di energia (il meno energetico) ha il suo massimo.

Nei modelli proposti per spiegare l'andamento della SED dei blazar, il picco a energia minore è considerato *radiazione di sincrotrone* dovuta alla presenza di elettroni in moto in un campo magnetico, nei getti relativistici (nella figura 1.2, al picco di sinistra è stata per questo sovrainposta l'etichetta "S"). Non si è invece giunti ad un accordo sull'origine del picco di destra, più energetico. Il modello che, finora, ha dato i riscontri migliori nel confronto con i dati sperimentali suppone che le particelle nel getto relativistico siano principalmente elettroni o positroni e prevede che il secondo picco si origini dalla medesima popolazione di fotoni che costituisce il primo, attraverso l'effetto Compton inverso con gli stessi elettroni che emettono radiazione di sincrotrone (modello SSC, "Synchrotron Self Compton") [2]. L'effetto Compton inverso è la reazione che si ottiene dall'effetto Compton, invertendo il comportamento temporale: utilizzando un linguaggio semiclassico, un fotone di frequenza  $\nu$  è "urtato" da un elettrone  $e^-$  che, così facendo, perde momento. Il fotone uscente ha quindi una frequenza  $\nu' > \nu$ .

Infine, viene chiamata regione HE ("High Energy", regione delle alte energie) la porzione dello spettro  $\gamma$  con energie comprese tra 0,1 e 100 GeV. La regione VHE ("Very High Energy", regione delle altissime energie) è invece la porzione maggiore di 100 GeV.



**Figura 1.2:** Esempio di SED. Essa è relativa alla sorgente PKS 2155-304, un oggetto BL Lac nella costellazione del Pesce Australe. Sono visibili i punti sperimentali e un'interpolazione con una curva ricavata dal modello descritto nel testo. Grafico da [6].



**Figura 1.3:** Misure sperimentali del fondo cosmico extragalattico nella regione ottica (fino a  $8 \mu\text{m}$ , in blu) e infrarossa (oltre gli  $8 \mu\text{m}$ , in rosso), ottenute con strumenti e metodi diversi, sia diretti che indiretti. Le frecce nere sono limiti inferiori, mentre quelle magenta, così come le linee dello stesso colore, sono limiti superiori. Considerando tali limiti, è disegnata una zona nella quale la distribuzione spettrale di energia del fondo cosmico ottico e infrarosso dovrebbe essere confinata. Una misura diretta di essa è resa quasi impossibile dalla riflessione della luce del Sole dovuta alle polveri presenti nel Sistema Solare, che falserebbe i risultati. Grafico da H. Dole, G. Lagache et al., [7].

### 1.1.2 Effetti del fondo di luce extragalattica sullo spettro dei blazar

In questa sezione si introduce il fondo cosmico extragalattico e gli effetti che ha sullo spettro  $\gamma$  dei blazar. L'universo è pervaso da radiazione elettromagnetica diffusa: questo fondo ha componenti multiple, con intensità relative diverse. Celebre è il fondo cosmico di microonde (CMB, dall'inglese "Cosmic Microwave Background"), risultato della radiazione emessa nell'epoca della ricombinazione e successivamente spostata verso il rosso dall'espansione dell'universo (si veda, a questo proposito, la sezione 1.2.1).

Il fondo cosmico extragalattico ha anche una componente infrarossa e una ottica, che sconfinano nell'ultravioletto. Ci si riferisce all'insieme di queste due con la sigla **EBL**, acronimo inglese per "Extragalactic Background Light"; questa luce di fondo ha due origini: la componente nella regione visibile è dovuta direttamente alla luce stellare emessa da tutte le stelle che sono esistite ed esistono nell'universo osservabile dall'epoca della loro prima formazione. La componente infrarossa è originata dalla medesima luce stellare, assorbita dalle polveri interstellari e riemessa per radiazione di corpo nero nel campo infrarosso.

In figura 1.3 sono riportati alcuni limiti sulla distribuzione spettrale di energia dell'EBL, ricavati sperimentalmente con tecniche di misura e strumenti differenti. La zona residua dall'esclusione è evidenziata con un tratteggio: in essa si riconosce un andamento con due picchi, dovuti alle componenti stellare (picco nell'ottico) e di corpo nero delle polveri (picco nell'infrarosso). Una misura diretta della densità di energia della luce extragalattica è di difficile compimento, poiché nel sistema solare esistono delle polveri e detriti che diffondono la luce del Sole, falsando qualunque misura di fondo in quel campo (si tratta della luce zodiacale, che in alcune condizioni è persino visibile ad occhio nudo, di notte). In aggiunta, un fenomeno analogo si ha con le nubi di polvere che popolano la Galassia.

Anziché tentare una misura sperimentale del fondo di luce extragalattica, nel tempo si sono studiati dei modelli per prevederne le proprietà. Affinché tale descrizione sia coerente, si deve tener conto non solo dell'attuale popolazione di stelle, della distribuzione del loro colore, dell'abbondanza di polveri, ma anche dell'evoluzione che l'universo (e con esso, anche le grandezze già citate) ha subito nell'arco di tempo dalla prima formazione stellare fino a tempi recenti. In questo lavoro, per la descrizione dell'EBL si è adottato il recente (2010) modello proposto da Alberto Domínguez et al. nell'articolo "Extragalactic Background Light Inferred from AEGIS Galaxy SED-type Fractions", [8], i cui dati sono liberamente accessibili dal sito [9]. Il modello ha basi puramente osservative, poiché per determinare la SED dell'EBL e la sua variazione nel tempo sono stati utilizzati dati sulla luminosità e distribuzione spettrale di un vasto campione di galassie, a distanze (e quindi in epoche) differenti.

Lo studio della luce di fondo extragalattica è importante, in questo lavoro, poichè essa influenza la propagazione dei raggi  $\gamma$  più energetici. Poiché la densità media dell'Universo è estremamente bassa, ci si aspetterebbe che radiazioni penetranti come i fotoni  $\gamma$ , provenienti dai blazar, fossero attenuate in modo minimo lungo il loro tragitto fino alla Terra. In realtà non è così, poichè durante il percorso che compiono, i fotoni  $\gamma$  più energetici interagiscono con i fotoni dell'EBL, portando alla produzione di coppie elettrone-positrone e determinando, di fatto, un assorbimento della radiazione. La reazione che avviene è schematizzata con:

$$\gamma + \gamma_{\text{EBL}} \rightarrow e^- + e^+$$

Essa è possibile solo se nel sistema di riferimento del centro di massa (che, nel caso dei fotoni, particelle prive di massa, è definito come il sistema nel quale  $\vec{p}_{\text{TOT}} = 0$ ) l'energia totale dei due fotoni  $E_{\text{TOT}}^*$  è pari almeno al doppio della massa dell'elettrone per la velocità della luce al quadrato:  $E_{\text{TOT}}^* \geq 2m_e c^2$ . Questa relazione può essere espressa per un sistema di riferimento nel quale uno dei due fotoni ha energia  $E_\gamma$  fissata e l'urto avviene ad un ben preciso angolo  $\theta$  come condizione di soglia sull'energia del secondo fotone; si ottiene:

$$E_{\gamma_{\text{EBL}}} \geq \frac{2 \cdot (m_e c^2)^2}{E_\gamma \cdot (1 - \cos \theta)}$$

Per un fotone  $\gamma$  la cui energia è dell'ordine del TeV (VHE) e in condizione di urto frontale ( $\theta = 180^\circ$ ) l'energia di soglia per la reazione è 0,26 eV, corrispondente ad una lunghezza d'onda di 4750 nm, nell'infrarosso. Per un urto perpendicolare tale lunghezza d'onda di soglia è dimezzata, ma resta comunque nel campo del vicino infrarosso.

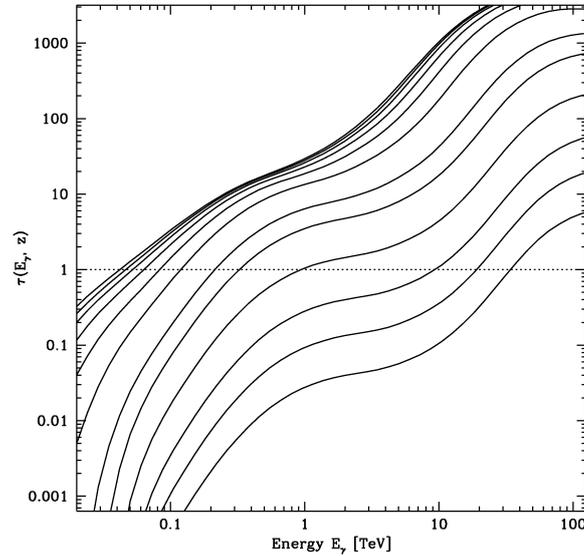
Osservando la stima della SED dell'EBL, in figura 1.3, si conclude che un fotone  $\gamma$  di altissima energia può interagire, in un urto frontale, con quasi tutta la regione blu del grafico. Per contro, un fotone HE da 100 GeV può dare produzione di coppie solo con i fotoni blu-violetti ( $\lambda \leq 475$  nm) e con quelli più energetici. L'attenuazione dovuta alla formazione di coppie con il fondo di luce extragalattica diventa, quindi, tanto più marcata quanto maggiore è l'energia del fotone  $\gamma$ , e si estingue rapidamente a energie minori, giacché per un fotone da 1 GeV (alta energia) l'energia di soglia è già nel campo dei raggi X, ove il fondo ha un'intensità molto minore.

L'effetto complessivo prodotto da questo fenomeno sullo spettro VHE di un blazar è una attenuazione esponenziale dello stesso: detto  $\Phi_{\text{oss}}$  il flusso osservato e  $\Phi_{\text{orig}}$  quello originario, si ha

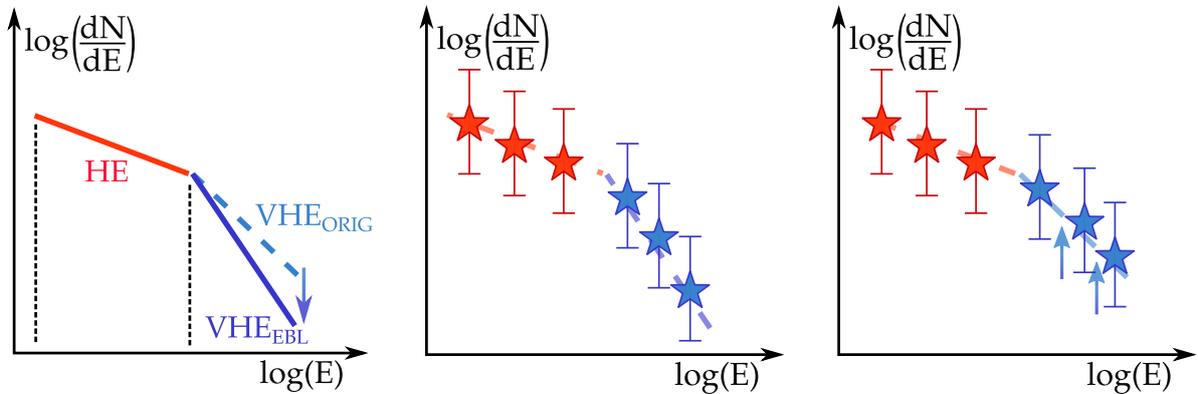
$$\Phi_{\text{oss}} = e^{-\tau(z,E)} \Phi_{\text{orig}}$$

La profondità ottica  $\tau$  dipende sia dall'energia  $E$  del fotone  $\gamma$ , sia dalla distanza della sorgente, qui espressa come spostamento verso il rosso  $z$  delle sue righe spettrali (si veda la sezione 1.2.1): questa dipendenza è dovuta sia al fatto che quanto più grande è il tragitto da percorrere, tanto maggiore è la probabilità che un raggio  $\gamma$  interagisca con un fotone dell'EBL, quanto alla variazione delle proprietà intrinseche del fondo cosmico durante il tempo di percorrenza (che può essere di scala cosmologica). La profondità ottica  $\tau(z, E)$  (e con essa l'assorbimento) aumenta quindi sia all'aumentare di  $z$  che di  $E$  (figura 1.4).

In termini di distribuzione spettrale di energia, la presenza del fondo cosmico extragalattico produce un taglio della SED osservata alle energie dell'ordine di  $10^{11}$ – $10^{12}$  eV. Per poter studiare lo spettro intrinseco emesso da un blazar, è necessario tener conto di questo effetto e *dissorbire* lo spettro osservato in funzione dell'energia  $E$  e della distanza  $z$  prima di dedurre la SED, moltiplicando ciascun punto sperimentale per  $\exp[\tau(z, E)]$  valutato su  $z$  della sorgente e su  $E$  del punto (si veda la figura 1.5). Pertanto, la distanza del blazar, o meglio il suo spostamento verso il rosso  $z$ , è un dato fondamentale per compiere uno studio dello spettro  $\gamma$  dell'oggetto (sezione 1.2).



**Figura 1.4:** Profondità ottiche  $\tau$  ricostruite al variare di  $E$ . Le curve sono a  $z$  fissato con passi disomogenei; dal basso verso l'alto, sono rappresentate quelle per  $z = 0,003; 0,01; 0,03; 0,1; 0,3; 0,5; 1; 1,5; 2; 2,5; 3; 4$ . L'assorbimento aumenta sia all'aumentare dell'energia  $E$  che dello spostamento verso il rosso  $z$ . Da [10].



**Figura 1.5:** Rappresentazione schematica dell'effetto della reazione di produzione di coppie con l'EBL sullo spettro osservato e delle operazioni da compiere per tenerne conto. Nel diagramma di sinistra, il tipico spettro  $\gamma$  di un blazar: la componente sulle alte energie (linea rossa), nel grafico bilogaritmico, ha solitamente una pendenza maggiore che quella sulle altissime energie (VHE, linea azzurra tratteggiata); la reazione con il fondo di luce extragalattica modifica lo spettro VHE: lo spettro osservato (linea blu continua) è diverso da quello originariamente emesso. Nel pannello centrale, lo spettro misurato nelle regioni HE e VHE (stelle rosse e azzurre): producendone la SED si otterrebbe una curva con una brusca attenuazione nella regione VHE, non rappresentativa dell'energia originariamente emessa. Nel grafico a destra, disassorbendo lo spettro osservato, moltiplicando cioè ogni punto per il corrispondente  $e^{\tau(z,E)}$ , si corregge l'effetto dell'interazione con l'EBL e si ripristina lo spettro originariamente emesso dalla sorgente; la SED da esso ricavata è proporzionale all'intensità emessa in origine dall'oggetto ed è pertanto significativa.

### 1.1.3 I telescopi Čerenkov e Fermi/LAT

In questa sezione si presentano i telescopi che si utilizzano per l'effettiva misura dello spettro dei blazar. Poichè questi oggetti emettono su un intervallo di lunghezze d'onda esteso dal radio ai raggi  $\gamma$ , per studiarli è necessario riuscire a coprire l'intero spettro elettromagnetico con diversi strumenti e metodi di misura. Nel caso dei raggi  $\gamma$ , che vengono assorbiti dall'alta atmosfera, sono possibili osservazioni dallo spazio con il satellite *Fermi* [11] solo per l'intervallo di energie che va da 20 MeV a circa 300 GeV, poiché per energie più grandi diventa difficile per il rivelatore LAT (Large Area Telescope) raccogliere sulla sua area di 3,24 m<sup>2</sup> i fotoni  $\gamma$ . Esso è costituito da una successione di sottili strati sovrapposti di tungsteno, col quale un raggio  $\gamma$  può reagire scomponendosi in una coppia elettrone-positrone. Il tragitto delle due particelle è ricostruito mediante dei fogli composti da sottili strisce di materiale semiconduttore disposte lungo due assi perpendicolari (in modo da poter determinare le coordinate del punto in cui la traiettoria li interseca) inserite tra un foglio di tungsteno e l'altro. La coppia  $e^+ e^-$  viene assorbita in un calorimetro nella parte posteriore del rivelatore, al fine di determinarne con precisione l'energia. L'intera struttura è infine avvolta in un rivelatore plastico, che viene eccitato solo da particelle cariche, in modo da poter discriminare i relativamente rari eventi  $\gamma$  dal rumore dovuto ad altri tipi di radiazione [12].

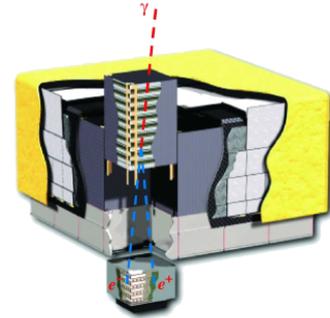


Figura 1.6: Schema della struttura di *Fermi*/LAT. Adattato da [13].

Per energie superiori, a causa del flusso di fotoni molto basso e della eventuale fuoriuscita delle particelle dal calorimetro di *Fermi*/LAT prima di avervi ceduto tutta l'energia, è necessario cambiare tecnica di osservazione e utilizzare, da Terra, i telescopi Čerenkov, che sfruttano l'omonimo effetto. Esso ha luogo quando una particella carica attraversa un mezzo con indice di rifrazione  $n$  con una velocità  $v$  maggiore della velocità della luce nel mezzo  $c/n$  (ma chiaramente minore della velocità della luce nel vuoto  $c$ ) [14]. In tali condizioni (schematizzate e descritte in maniera più approfondita in figura 1.7) si sviluppa un cono di luce di lunghezza d'onda blu-azzurra, che procede nella medesima direzione della particella carica con un angolo di apertura  $\cos \theta = c/(n \cdot v) = 1/(n\beta)$ . Il fenomeno è, per certi versi, paragonabile al boato che si avverte quando un aereo viaggia a velocità supersonica ma, trattandosi di un fenomeno elettromagnetico, si ha l'emissione di un bagliore di luce.

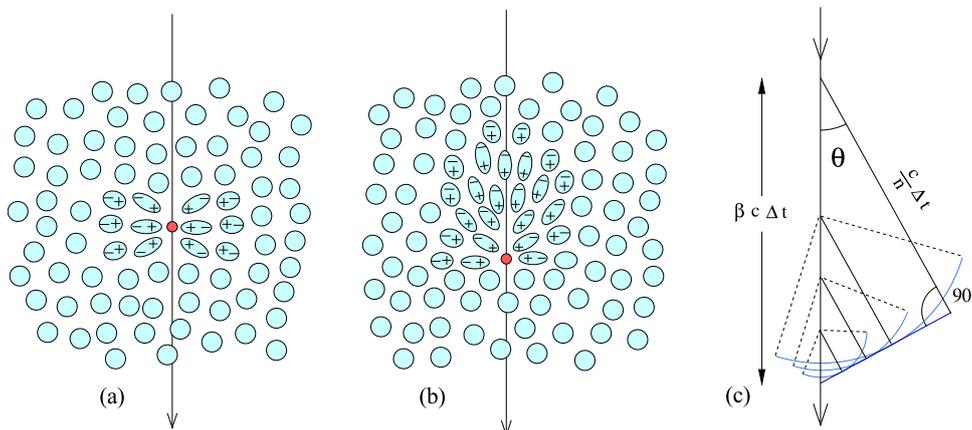
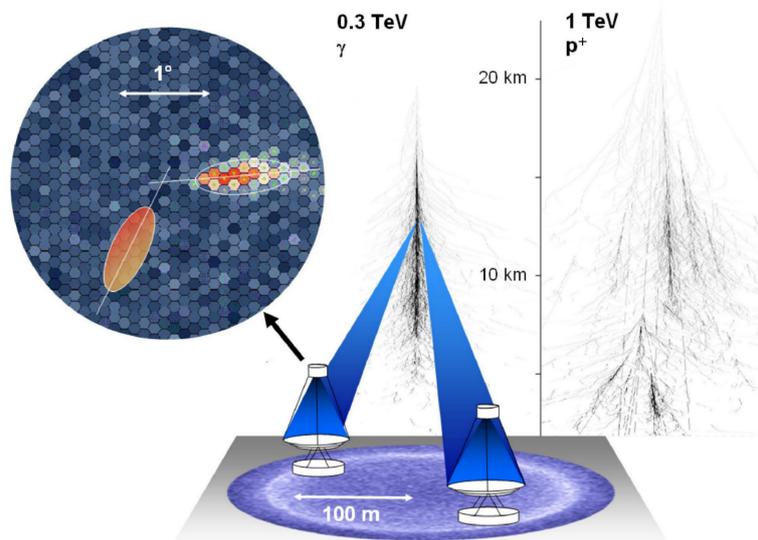


Figura 1.7: Schematizzazione dell'effetto Čerenkov: quando una particella carica attraversa un mezzo dielettrico (quale può essere l'aria) a una velocità  $v$ , gli atomi del mezzo si polarizzano; se  $v < c/n$ , come nel pannello (a), la polarizzazione del mezzo è simmetrica rispetto alla particella e, quando essa è transitata, la radiazione elettromagnetica emessa durante la depolarizzazione interferisce in maniera distruttiva; viceversa, se  $c/n < v < c$  (b) le onde elettromagnetiche prodotte dalla particella carica non raggiungono la parte anteriore ad essa che dopo il suo passaggio: la polarizzazione è limitata alla parte posteriore e, durante la fase di depolarizzazione, vengono emesse onde elettromagnetiche; nella figura (c) si mostra che l'involuppo dei fronti d'onda sferici costituisce un fronte d'onda conico il cui angolo di apertura ha il coseno pari a  $1/(n\beta)$ . [14]

Quando un raggio  $\gamma$  penetra nell'atmosfera, esso interagisce con le molecole dell'aria e si scinde in una coppia elettrone-positrone: questi subiscono un frenamento da parte dell'aria ed emettono a loro volta raggi  $\gamma$  secondari per Bremsstrahlung; il processo va avanti a catena fintanto che i fotoni prodotti non hanno più energia sufficiente a produrre una coppia. Si forma così una cascata di particelle: considerando le energie coinvolte, non è difficile che le particelle cariche prodotte nella cascata superino la velocità della luce nell'aria, emettendo radiazione Čerenkov.

I telescopi Čerenkov, o IACT (dall'acronimo inglese "Imaging Atmospheric Cherenkov Telescope") sfruttano questo effetto per studiare i raggi  $\gamma$  nella regione VHE che penetrano nell'atmosfera. Essi utilizzano, in sostanza, l'atmosfera terrestre stessa come rivelatore. Inoltre, tali telescopi sorvegliano un'area circolare con raggio  $r \simeq 250$  m e sono quindi più sensibili ai raggi  $\gamma$  più energetici, il cui flusso è estremamente basso, di quanto lo sia il satellite *Fermi*.

La cascata di particelle che procede verso il basso coinvolge una regione definita dello spazio nella quale le particelle secondarie vengono emesse in direzioni che deviano debolmente da quella della particella incidente. Tale fenomeno, assieme allo scattering multiplo dovuto alle collisioni con le molecole d'aria, è responsabile dell'aspetto che assume la luce Čerenkov vista da un osservatore a Terra: la zona di atmosfera interessata dalla cascata appare come un oggetto che emette luce "diffusa" (figura 1.8), la cui forma è legata alla particella che ne ha inizialmente dato origine. Se essa è un raggio  $\gamma$  si ha una forma simile a una goccia (cascata elettromagnetica), mentre adroni come il protone generano cascate più ramificate, con uno sviluppo trasversale maggiore (cascate adroniche). Poiché i fronti d'onda della radiazione Čerenkov sono conici, è possibile l'osservazione del lampo di luce solo entro un raggio ben definito dal punto d'impatto (estrapolato) della particella iniziale sulla superficie. La luminosità percepita a Terra non è distribuita uniformemente entro tale raggio perché l'indice di rifrazione  $n$  dell'aria varia con la quota, diminuendo al suo aumentare, con una conseguente variazione dell'angolo di apertura dei fronti d'onda conici: essa resta circa costante per un raggio dell'ordine dei 100 m, oltre il quale si ha una zona anulare con un picco di luminosità, seguito da una attenuazione progressiva.



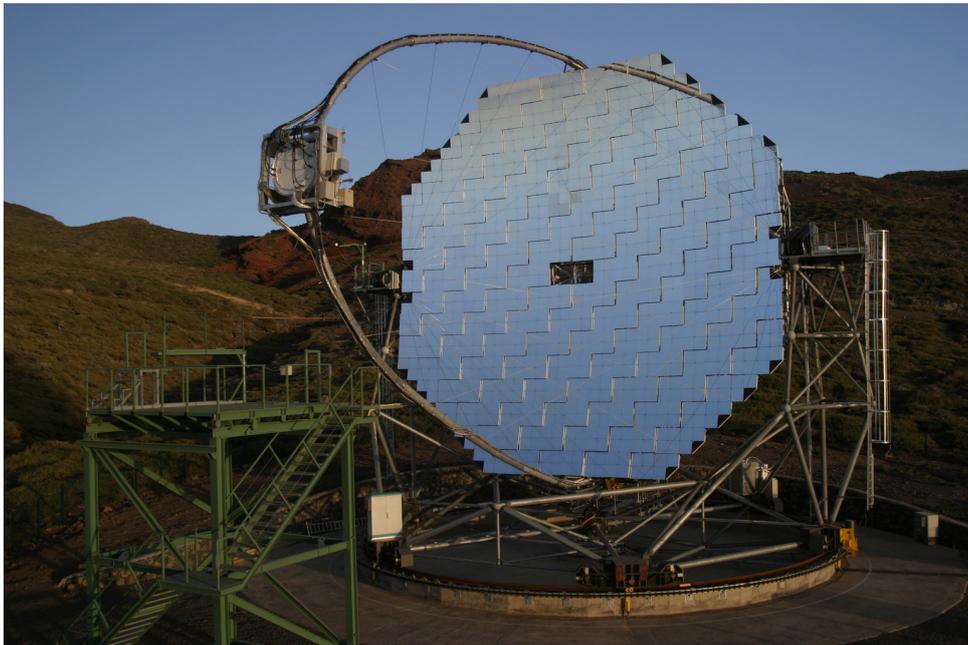
**Figura 1.8:** Funzionamento *stereo* di due telescopi Čerenkov. Attraverso l'osservazione simultanea da più angolazioni è possibile determinare con maggior precisione la direzione del  $\gamma$  incidente e della forma del lampo; nel tondo, sono sovrapposte due immagini dello stesso bagliore Čerenkov osservato contemporaneamente da due telescopi: le direzioni degli assi maggiori delle immagini delle cascate individuano il punto d'origine del fotone  $\gamma$  entrato in atmosfera. Sono riportati anche gli schizzi di due cascate di particelle, una elettromagnetica e l'altra adronica: il diverso sviluppo trasversale si riflette sulla forma dello sflogorio.

L'osservazione della luce Čerenkov con strumenti ottici permette di ricostruire la forma della cascata di particelle (legata alla natura di quella che ne ha dato origine) e di escludere così eventi di fondo come quelli generati dalle cascate adroniche; si può inoltre risalire alla vastità della zona di atmosfera interessata dalla cascata, legata all'energia del raggio  $\gamma$  osservato, e alla direzione di provenienza di quest'ultimo. Costruendo più telescopi Čerenkov a distanza tale che essi condividano parte della sezione di atmosfera sorvegliata, si può effettuare una visualizzazione del bagliore Čerenkov da più angolazioni, determinando con maggiore precisione la direzione di incidenza del  $\gamma$  iniziale. Si dà una rappresentazione di tale tecnica *stereoscopica* nella figura 1.8.

I maggiori sistemi di telescopi Čerenkov attualmente in funzione sono:

- MAGIC<sup>1</sup> (Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Cherenkov) che conta due telescopi con una superficie riflettente di 236 m<sup>2</sup> l'uno (circa 17 m di diametro), siti sull'isola de La Palma a 2200 m sul livello del mare, nell'arcipelago delle Canarie (Spagna, UE);
- H.E.S.S.<sup>2</sup> (High Energy Stereoscopic System) con quattro telescopi disposti poligonalmente, da 12 m di diametro ciascuno, sull'altipiano di Khomas, in Namibia, e un ulteriore telescopio di diametro maggiore, al centro del poligono, recentemente costruito.
- VERITAS<sup>3</sup> (Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System) con quattro telescopi anch'essi da 12 m di diametro circa, nel deserto dell'Arizona (Stati Uniti d'America);

In questo lavoro si sono realizzati gli spettri e le distribuzioni spettrali di energia di due sorgenti, utilizzando dati provenienti dai due telescopi del sistema MAGIC nel primo caso e dai primi quattro del sistema H.E.S.S. nel secondo.



**Figura 1.9:** Una foto del telescopio MAGIC-I, il primo dei due telescopi ad essere stato installato sulle isole Canarie. Il telescopio non possiede una struttura di copertura ed é all'aria aperta. (R.Wagner, <https://www.mpp.mpg.de/~rwagner/>).

<sup>1</sup>MAGIC: <https://magic.mpp.mpg.de/>;

<sup>2</sup>H.E.S.S.: <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>;

<sup>3</sup>VERITAS: <http://veritas.sao.arizona.edu/>;

## 1.2 Misura della distanza

Si è visto nella sezione 1.1.2 che la distanza di un blazar è un parametro fondamentale per poterne interpretare correttamente lo spettro, poiché da essa dipende il tempo di tragitto e quindi l'effetto dell'EBL sulla radiazione  $\gamma$ . Di seguito, si dà una definizione del parametro tramite cui essa è rappresentata, lo spostamento verso il rosso  $z$ , e si introduce il metodo per la sua misura.

### 1.2.1 Lo spostamento verso il rosso

Lo spostamento verso il rosso  $z$  (indicato anche col nome inglese di redshift) è una grandezza legata all'effetto Doppler relativistico [15]. Quando la trasmissione di radiazione elettromagnetica avviene tra due corpi che sono in moto relativo uniforme a velocità  $v$  e con un parametro  $\beta = v/c$ , la lunghezza d'onda della radiazione nei sistemi di riferimento solidali con l'emettitore e il ricevitore non sono uguali, a causa dell'effetto Doppler relativistico. Se il moto avviene lungo l'asse che congiunge sorgente e osservatore, la lunghezza d'onda osservata  $\lambda_{\text{OSS}}$  nel sistema di quest'ultimo è legata alla  $\lambda_{\text{EME}}$  emessa nel sistema della prima dalla nota relazione dell'effetto Doppler relativistico:

$$\lambda_{\text{OSS}} = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} \lambda_{\text{EME}}$$

Dove  $\beta$  ha segno positivo se le sorgenti si allontanano, negativo altrimenti. Lo spostamento verso il rosso  $z$  è il rapporto tra la differenza delle lunghezze d'onda e la lunghezza d'onda nel sistema della sorgente:

$$z = \frac{\lambda_{\text{OSS}} - \lambda_{\text{EME}}}{\lambda_{\text{EME}}} = \sqrt{\frac{1 + \beta}{1 - \beta}} - 1$$

Negli anni '20 del secolo scorso, si scoprì che le righe di assorbimento di gran parte delle galassie lontane risultavano spostate verso il rosso rispetto alle medesime righe misurate in un laboratorio terrestre. Se ne concluse che l'universo è in espansione: ciò significa che lo spazio che separa le galassie aumenta col tempo, e ciò provoca un moto relativo delle galassie. In prima approssimazione, la relazione che definisce  $z$  può essere scritta, per  $\beta \ll 1$ :

$$z = \beta = \frac{v}{c} \quad v = c \cdot z$$

Per un campione ampio di galassie che non sono legate gravitazionalmente al nostro gruppo locale ma che non sono eccessivamente distanti ( $z \ll 1$ , presupposto per la validità dell'equazione precedente) si osserva che la velocità di regressione delle galassie  $v$  è proporzionale alla loro distanza  $d$ , determinata con candele standard quali le stelle cefeidi o le supernove di tipo Ia.

$$v = H_0 d$$

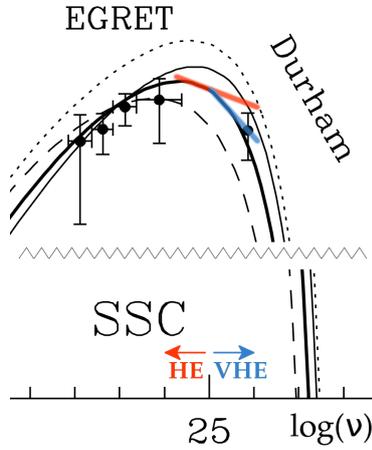
$H_0$ , la costante di Hubble (il fisico statunitense che la ricavò), vale, secondo le più recenti stime del satellite *Planck*<sup>4</sup>,  $67,3 \pm 1,2$  km/s/Mpc [16].

È quindi possibile legare il redshift  $z$  alla distanza dell'oggetto: la relazione lineare soprastante cessa di essere valida per  $z$  comparabili con l'unità e dev'essere sostituita con una che tenga conto di tutti i parametri cosmologici e della loro evoluzione [15]. Nondimeno,  $z$  è una grandezza misurabile con più facilità di  $d$  e, per tale ragione, è utilizzata come indicatore della distanza.

Il metodo classico per la misura della distanza di un blazar è, quindi, quello di individuare nel suo spettro le righe di assorbimento dovute alla componente di luce galattica (stellare), di riconoscere da quale elemento e transizione sono generate e di calcolare, rispetto all'analogia riga osservata in laboratorio, il loro spostamento verso il rosso  $z$ .

<sup>4</sup>Planck: <http://sci.esa.int/planck/>;

### 1.2.2 Stima dagli spettri VHE e HE



**Figura 1.10:** Versione ridotta e ingrandita della figura 1.2; sono evidenziate le pendenze della SED nella regione HE (linea rossa) e VHE (linea azzurra).

Per gli oggetti BL Lac, le cui righe spettrali sono spesso debolissime, può essere difficile (se non impossibile) determinare il redshift  $z$  attraverso una misura diretta delle righe di assorbimento. In questa sezione si espone un metodo per fornire un *limite superiore*  $z^*$  allo spostamento verso il rosso dell'oggetto, basandosi sulle pendenze dello spettro HE e VHE, sviluppato da E. Prandini et al. e illustrato nell'articolo "Constraining blazar distances with combined Fermi and TeV data: an empirical approach", [1]. Tale metodo è il nocciolo dell'elaborazione dei dati sperimentali svolta nel seguito.

Riferendosi alla figura 1.2, della quale viene riportata una parte in figura 1.10, la presenza del picco sulle alte energie fa sì che la pendenza della SED  $g' = dg(E)/d(\log E)$  (in scala bilogarithmica) cali via via che l'energia aumenta. Poiché la distribuzione spettrale di energia è  $E^2 \cdot dN/dE$ , considerando un intervallo di energie ridotto nel quale  $g'$  è in prima approssimazione costante, la pendenza (in scala bilogarithmica) dello spettro  $dN/dE$ , cioè l'opposto del suo indice spettrale  $\Gamma$ , è uguale a  $g' - 2$ . Ciò significa che interpolando regioni attigue dello spettro  $\gamma$   $dN/dE$  con leggi di potenza  $f_0 \cdot (E/E_0)^{-\Gamma}$ ,  $\Gamma$  dovrebbe aumentare via via che si passa a energie maggiori.

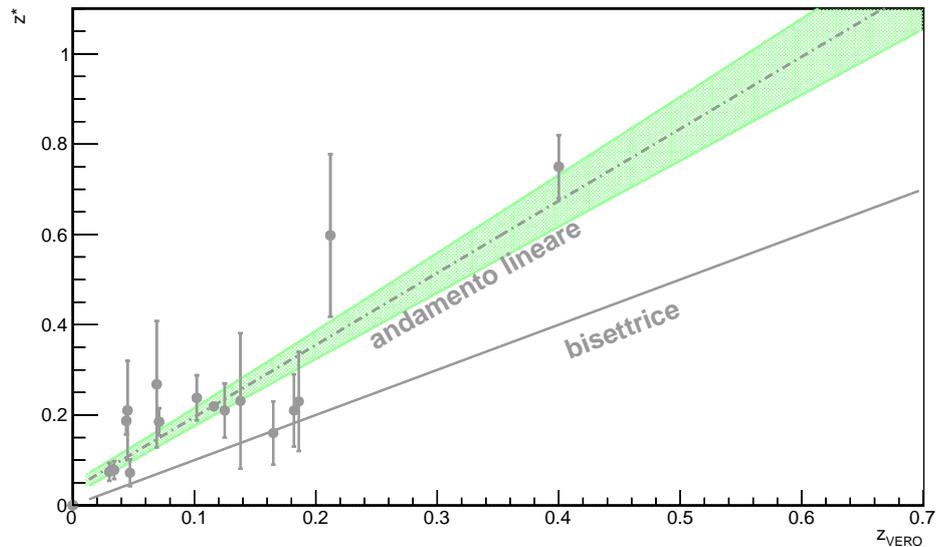
Questo permette di stabilire un limite superiore allo spostamento verso il rosso  $z$  della sorgente, utilizzando unicamente le pendenze degli spettri osservati HE e VHE. Infatti, mentre il primo è inalterato dalla presenza del fondo cosmico extragalattico, il secondo ne viene in parte assorbito: come si è visto nella sezione 1.1.2, ciò ha l'effetto di spostare verso il basso i punti dello spettro osservato rispetto alla loro posizione originaria (figura 1.5) in ragione di  $\exp[\tau(z, E)]$  e di aumentare conseguentemente il loro indice spettrale, poiché  $\tau$  cresce al crescere di  $E$ . Poiché nei casi fisici<sup>5</sup> finora osservati  $\Gamma_{VHE} > \Gamma_{HE}$  già in origine (per quanto si è appena visto), solo una parte della differenza  $\Delta\Gamma = \Gamma_{VHE} - \Gamma_{HE}$  dovrebbe essere dovuta all'EBL, mentre la restante è intrinseca della sorgente.

Tuttavia, se tale contributo intrinseco fosse nullo (caso limite), la differenza sarebbe interamente dovuta alle reazioni di assorbimento della luce di fondo extragalattica, le quali sono tanto maggiori quanto maggiore è il redshift  $z$  al quale si trova la sorgente. *Pertanto, disassorbendo lo spettro VHE fino a che il suo indice spettrale  $\Gamma_{VHE}$  sia uguale a  $\Gamma_{HE}$  si ottengono delle profondità ottiche  $\tau$ , e quindi uno spostamento verso il rosso  $z$ , certamente maggiore o uguale a quello reale della sorgente.* In questo lavoro sarà chiamato  $z^*$  questo limite superiore allo spostamento verso il rosso della sorgente, ricavato disassorbendo lo spettro VHE finché il suo indice spettrale è uguale a quello HE, condizione che presuppone che il contributo su  $\Delta\Gamma$  della luce diffusa extragalattica sia maggiore o uguale (e di conseguenza, lo siano le profondità ottiche e il redshift) di quello reale.

In altri termini, non conoscendo il vero  $z$  della sorgente, si disassorbe lo spettro VHE fino al valore massimo  $z^*$  per cui esso ha ancora fisicamente senso ( $\Gamma_{VHE} = \Gamma_{HE}$ ) e si assume questo come limite superiore a  $z$ .

Nel tentativo di comprendere se esiste una relazione di qualche tipo tra  $z^*$  e lo  $z$  vero della sorgente, in [17] i medesimi autori che hanno proposto il metodo esposto lo hanno applicato al più vasto campione possibile di oggetti BL Lac il cui redshift è già noto attraverso misure spettroscopiche e per i quali si avevano misure nello spettro HE dal satellite *Fermi*.

<sup>5</sup>La supposizione  $\Gamma_{VHE} > \Gamma_{HE}$  potrebbe venir meno solo se la distribuzione spettrale di energia presentasse nella regione delle altissime energie un punto di flesso e un cambio di segno della derivata seconda  $g'' = d^2g(E)/d(\log E)^2$ : ciò corrisponderebbe alla presenza di un ulteriore picco di emissione nella regione VHE, sovrapposto al primo. Non esiste alcuna evidenza sperimentale



**Figura 1.11:** Grafico che mostra l'andamento del limite superiore  $z^*$  in funzione dello  $z$  vero della sorgente (punti grigi), la loro regressione lineare (linea tratteggiata) è mostrata in figura assieme a una banda d'errore al livello di confidenza del 68% (zona verde semitrasparente). Adattato da [17].

In figura 1.11 è rappresentato l'andamento di  $z^*$  per diverse sorgenti, in funzione dello  $z$  vero di queste ultime. Esso ha una buona compatibilità con un andamento lineare ( $\chi^2/g.d.l. \simeq 1,65$ ) e pertanto i punti sono stati interpolati con una funzione del tipo:

$$z^* = A + B \cdot z_{\text{VERO}}$$

I valori di  $A$  e  $B$  determinati sono riportati nella tabella 1.2, sia per il modello di densità dell'EBL utilizzato in questo lavoro (Alberto Domínguez et al., [8]) che per un modello precedente (Alberto Franceschini et al., [10]).

Modello	A	B
Domínguez	$0,036 \pm 0,014$	$1,60 \pm 0,14$
Franceschini	$0,030 \pm 0,014$	$1,58 \pm 0,14$

**Tabella 1.2:** Valori di  $A$  e  $B$  determinati dall'interpolazione dei punti della figura 1.11, come riportati in [17].

In entrambi i casi, i coefficienti  $A$  e  $B$  sono molto simili: questo fatto è significativo, poichè indica che il metodo per la ricerca del limite superiore  $z^*$  non è estremamente sensibile al modello della densità del fondo di luce extragalattica scelto, e può essere applicato anche con modelli diversi. Invertendo la relazione lineare estrapolata nel paragrafo precedente, è possibile, una volta determinato lo  $z^*$  di un oggetto BL Lac di redshift ignoto, inferire una stima empirica  $z_{\text{EMP}}$  del suo spostamento verso il rosso reale.

Nel seguito si esporrà l'utilizzo che si è fatto in questo lavoro delle tecniche fin qui discusse per l'analisi di due oggetti BL Lac, PKS 1424+240 e 1ES 0414+009, il primo dei quali ha avuto una misura spettroscopica dello spostamento verso il rosso solo recentemente [18].

---

dell'esistenza di un oggetto con una distribuzione spettrale di tale tipo (si veda anche figura 1.11).

## Capitolo 2

# Dati e Analisi

### 2.1 La sorgente PKS 1424+240

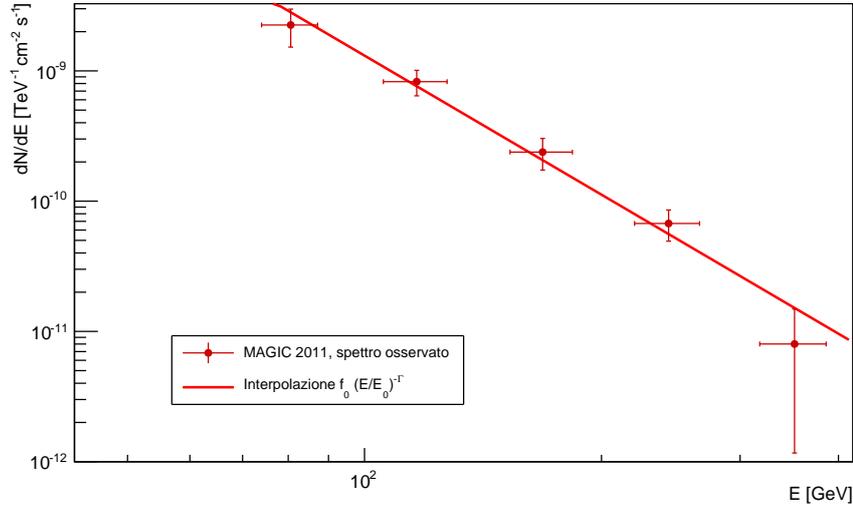
PKS 1424+240 è un oggetto BL Lac, un blazar il cui spettro presenta righe di assorbimento debolissime o del tutto assenti, sito all'ascensione retta  $14\text{h}27'00,4''$  e alla declinazione  $+23^\circ48'00''$  [19]. La sorgente è stata identificata per la prima volta nel dominio radio dello spettro e, a causa dell'assenza di righe spettrali ben visibili, catalogata come nana bianca; solo in un secondo momento si è compreso che essa corrispondeva ad un oggetto extragalattico [20]. Gli scarsi dettagli nello spettro ottico e UV hanno impedito sino a tempi recentissimi di dare una stima spettroscopica della distanza alla quale la sorgente si trova [18]. Nel 2009, i progetti MAGIC e VERITAS (sezione 1.1.3) hanno scoperto che essa è anche un emettitore  $\gamma$  e per tale ragione è stata osservata dal sistema MAGIC [21] a più riprese nel 2009, 2010 e 2011; le misure utilizzate in questo lavoro afferiscono all'ultima campagna di presa dati, quella che ha dato i risultati più accurati, il cui periodo di osservazione è durato 14 giorni (24/04–08/05) [22]. Lo spettro ricavato è riportato nella tabella 2.1, mentre in figura 2.1 si è realizzato il grafico in scala bilogaritmica.

E [GeV]	$dN/dE$ [ $\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]
$80,6 \pm 6,6$	$(2,25 \pm 0,73) \cdot 10^{-09}$
$116,4 \pm 10,8$	$(8,26 \pm 1,83) \cdot 10^{-10}$
$168,4 \pm 15,3$	$(2,38 \pm 0,65) \cdot 10^{-10}$
$243,4 \pm 23,0$	$(6,74 \pm 1,81) \cdot 10^{-11}$
$351,8 \pm 34,0$	$(8,01 \pm 6,84) \cdot 10^{-12}$

**Tabella 2.1:** Spettro osservato di PKS 1424+240 da MAGIC 2011 (stereo); In ordine, le colonne rappresentano l'energia  $E$  e il flusso differenziale  $dN/dE$ .

Lo spettro è stato interpolato con una legge di potenza nella forma  $dN/dE = f_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^{-\Gamma}$ , al fine di determinarne l'indice spettrale  $\Gamma$  e la costante di normalizzazione  $f_0$ ;  $E_0$  è un'energia costante, in questo lavoro presa pari a 200 GeV, per normalizzare l'argomento della funzione: in tal modo  $f_0$  è il flusso calcolato all'energia  $E_0$  e ha le stesse unità di  $dN/dE$ , indipendentemente dall'esponente  $\Gamma$ . Nella scala bilogaritmica della figura 2.1, la legge di potenza è rappresentata da una retta, la cui pendenza è pari a  $-\Gamma$ . L'interpolazione fornisce un  $\chi^2$  ridotto di 1,3 e una probabilità pari a 0,73; ciò indica che l'andamento è consistente con la forma funzionale scelta. L'indice spettrale risultante è  $\Gamma = 3,54 \pm 0,43$ , mentre per il fattore di normalizzazione si ha  $f_0 = (1,12 \pm 0,26) \cdot 10^{-10} \text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ .

Come già esposto nella sezione 1.2.2, è possibile trovare un limite superiore al redshift  $z$  della sorgente calcolando il valore  $z^*$  al quale è necessario disassorbire lo spettro VHE per eguagliare l'indice spettrale nella regione HE. Per determinare quest'ultimo, si sono utilizzati i dati del telescopio orbitante *Fermi*/LAT (Large Area Telescope), prelevati dal catalogo [23], contenente tutte le sorgenti rivelate nell'intervallo di energie tra 100 MeV e 100 GeV nei primi due anni di attività dello strumento. Le grandezze significative per l'analisi sono l'indice spettrale sulle alte energie  $\Gamma_f$ , l'energia pivot  $E_f$  (corrispondente a  $E_0$ , l'energia di normalizzazione) e il flusso differenziale su di essa  $f_f$ , equivalente alla costante di normalizzazione  $f_0$ . L'interrogazione del data-base ha fornito, per PKS 1424+240, i dati nella tabella 2.2.



**Figura 2.1:** Spettro osservato di PKS 1424+240 da MAGIC 2011 (stereo); I punti sono la rappresentazione dei dati nella tabella 2.1, la linea rossa è la legge di potenza che meglio li interpola.

$E_f$ [MeV]	$f_f$ [ $\text{MeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	$\Gamma_f$
1536, 13	$(4,28 \pm 0,13) \cdot 10^{-12}$	$1,778 \pm 0,023$

**Tabella 2.2:** Parametri spettrali nella regione HE di PKS 1424+240, da *Fermi*/LAT. Sono rappresentati l'energia pivot  $E_f$ , il flusso differenziale all'energia  $E_f$ ,  $f_f$  e l'indice spettrale  $\Gamma_f$  [23].

### 2.1.1 Determinazione di $z^*$

Per trovare  $z^*$  è necessario dissorbire più volte lo spettro VHE per diversi valori del redshift. Poiché le profondità ottiche  $\tau(z, E)$  dipendono da  $z$ , è necessario usare ad ogni passaggio quelle corrispondenti al redshift che si sta valutando. Tuttavia, il modello non prevede una relazione analitica per  $\tau(z, E)$  ma indica solo quali sono i valori assunti per alcuni valori discreti di  $z$  compresi tra 0,01 e 2 e per dei valori delle energie  $E$  tra 30 GeV e  $3 \cdot 10^3$  TeV [9]. Al fine di trovare il  $\tau$  corretto per ciascun punto, si sono dovuti interpolare questi dati, procedendo come segue:

- Per ciascuna energia riportata, si è eseguita un'interpolazione con una funzione spline naturale cubica sul redshift, ottenendo delle curve  $\tau(z, E_i)$  a energia fissata. L'interpolazione è stata eseguita attraverso la classe `TSpline3` del software `ROOT`<sup>6</sup> del CERN;
- Una volta determinato lo  $z$  a cui disassorbire, ognuna delle curve  $\tau(z, E_i)$  è stata valutata su di esso, ottenendo una successione di punti  $\tau_{z, E_i}$ . Tali punti a redshift fisso sono stati nuovamente interpolati con una funzione spline cubica, al fine di poter estrarre il valore di  $\tau$  sulle energie presenti nello spettro;

Al fine di determinare  $z^*$  si è sviluppato un algoritmo iterativo con il metodo di bisezione; i passi iterativi sono descritti nel seguito;

1. Si sceglie un intervallo  $I$  di ricerca del redshift (inizialmente 0,01–1,0) nel quale si assume sia contenuto il redshift  $z^*$ ;
2. Lo spettro osservato viene disassorbito al redshift mediano  $z_m$  dell'intervallo  $I$  (nel primo passo esso vale 0,505);
3. Lo spettro disassorbito viene interpolato con una legge di potenza per determinarne l'indice spettrale  $\Gamma_i$ ;

<sup>6</sup>ROOT: <http://root.cern.ch/>

4. Dal confronto con l'indice spettrale  $\Gamma_f$  si stabilisce se  $z_m$  è maggiore di  $z^*$  ( $\Gamma_i < \Gamma_f$ ) o minore ( $\Gamma_i > \Gamma_f$ ). Nel primo caso si aggiorna l'intervallo di ricerca  $I$  sostituendo  $z_m$  all'estremo superiore, nel secondo caso all'estremo inferiore;

Quando la differenza tra  $\Gamma_i$  e  $\Gamma_f$  si riduce all'ordine della precisione di doppia virgola mobile, o quando la differenza tra  $\Gamma_i$  e  $\Gamma_{i+1}$  è nulla (cioè quando l'algoritmo di interpolazione non riconosce più che i punti sono cambiati) il processo termina e fornisce la stima  $z^*$  e, per controllo, l'indice spettrale  $\Gamma^*$  dello spettro VHE disassorbito per tale stima e il  $\Gamma_f$  della regione HE da *Fermi*/LAT<sup>7</sup>. Infine, viene calcolata anche una stima degli errori (asimmetrici) su  $z^*$ : l'errore positivo viene calcolato come la differenza tra  $z^*$  stesso e il valore  $z^+$  al quale è necessario disassorbire lo spettro affinché l'indice spettrale  $\Gamma_i$ , calcolato iterativamente, uguagli  $\Gamma_f - \sigma_{\Gamma_f} - \sigma_{\Gamma_{\text{OSS}}}$  (dove quest'ultimo errore è quello dell'indice spettrale dello spettro osservato). Analogamente si procede per l'errore negativo.

La stima finale per la sorgente PKS 1424+240 risulta:

$$z^* = 0,611^{+0,117}_{-0,122}$$

Nella relazione di linearità  $z^* = A + B \cdot z_{\text{VERO}}$  (sezione 1.2.2), con i dati di altri oggetti BL Lac e per il modello [8] usato in questo lavoro, si erano potuti ricavare i valori  $A = 0,030 \pm 0,014$  e  $B = 1,58 \pm 0,14$ ; da ciò si deduce una stima del redshift di PKS 1424+240 pari a  $z_{\text{EMP}} = 0,37 \pm 0,08$ .

### 2.1.2 Misura spettroscopica di $z$ , spettro disassorbito e distribuzione spettrale di energia

In un recente lavoro, [18], è stato determinato un limite allo spostamento verso il rosso  $z$  di PKS 1424+240, attraverso accurate misure spettroscopiche delle righe ultraviolette Ly $\beta$  e Ly $\gamma$ , originate dalla componente galattica della sorgente, e compiute con lo spettrografo COS del telescopio spaziale "Hubble". Tale lavoro ha fissato un limite inferiore per il redshift della sorgente a  $z_{\text{SPET}} = 0,6$  e ciò rende PKS 1424+240 il più distante oggetto BL Lac noto sinora (con valori recenti dei parametri cosmologici, la distanza risulta di circa 6 miliardi di anni-luce). Questo valore è estremamente simile al limite superiore  $z^*$  trovato nella sezione precedente, mentre non è affatto compatibile con la stima  $z_{\text{EMP}}$  che si era ottenuta: la questione sarà trattata estesamente nel seguito.

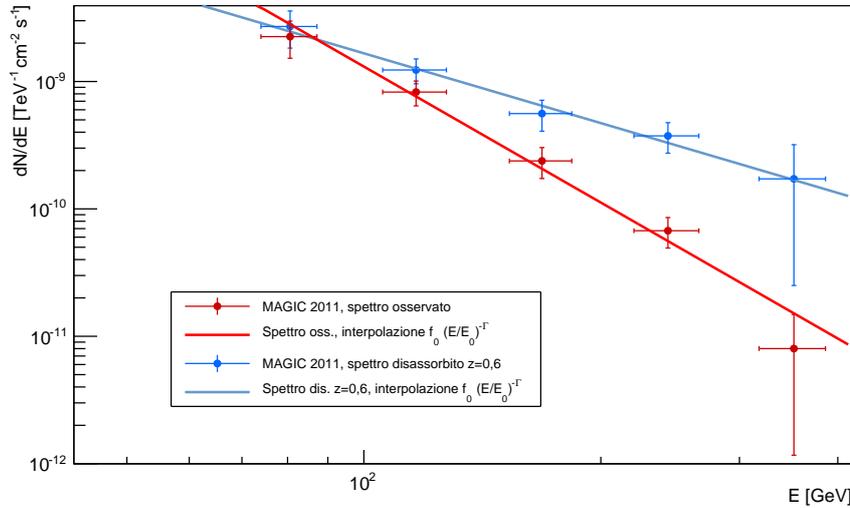
Si è proceduto nel calcolo dello spettro disassorbito<sup>8</sup> al redshift  $z_{\text{SPET}} = 0,6$  e della relativa distribuzione spettrale di energia  $E^2 dN/dE$  (si veda la sezione 1.1.1). Nella tabella 2.3 sono riportate le profondità ottiche calcolate per le energie considerate, unitamente ai valori disassorbiti del flusso; il grafico dello spettro disassorbito, assieme a quello osservato, è visibile in figura 2.2.

$E$ [GeV]	$\tau(z = 0,6)$	$dN/dE$ [ $\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]
$80,6 \pm 6,6$	0,18	$(2,70 \pm 0,87) \cdot 10^{-09}$
$116,4 \pm 10,8$	0,40	$(1,23 \pm 0,27) \cdot 10^{-09}$
$168,4 \pm 15,3$	0,86	$(5,60 \pm 1,53) \cdot 10^{-10}$
$243,4 \pm 23,0$	1,71	$(3,74 \pm 1,01) \cdot 10^{-10}$
$351,8 \pm 34,0$	3,07	$(1,72 \pm 1,47) \cdot 10^{-10}$

**Tabella 2.3:** PKS 1424+240, MAGIC 2011 (stereo). Nell'ordine, le colonne della tabella rappresentano le energie  $E$  dello spettro osservato, le profondità ottiche  $\tau$  per  $z = 0,6$  e il flusso differenziale disassorbito  $dN/dE$ .

<sup>7</sup>L'algoritmo controlla ad ogni passaggio lo stato finale dell'interpolazione e nel caso essa non vada a buon fine mostra un avviso. Il codice sorgente è consultabile presso <http://spiro.fisica.unipd.it/~ceribell/root/zetastar4.html>;

<sup>8</sup>In questo caso non è stato necessario interpolare i dati del modello [9] nello spostamento verso il rosso, poiché 0,6 era uno degli  $z$  per i quali le profondità ottiche erano già calcolate.



**Figura 2.2:** PKS 1424+240, MAGIC 2011 (stereo). Spettro disassorbito per  $z=0,6$  (azzurro) e osservato (rosso); le rette sono le leggi di potenza che meglio interpolano ciascun insieme di punti.

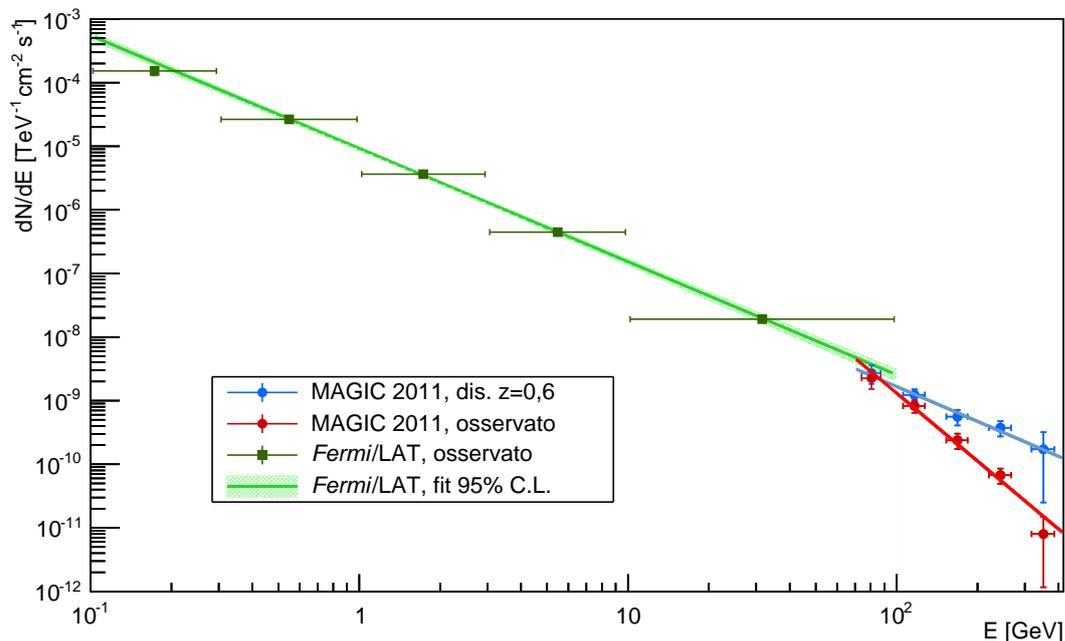
Lo spettro disassorbito è stato interpolato anch'esso con una legge di potenza, come precedentemente descritto per lo spettro osservato. In questo caso il  $\chi^2$  ridotto vale 0,43 e la probabilità dell'interpolazione 0,93 e ciò indica che la compatibilità tra i dati e la funzione scelta è ottima. I valori assunti dai parametri risultano:

$$f_0 = (4,71 \pm 0,94) \cdot 10^{-10} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad \Gamma = 1,82 \pm 0,40$$

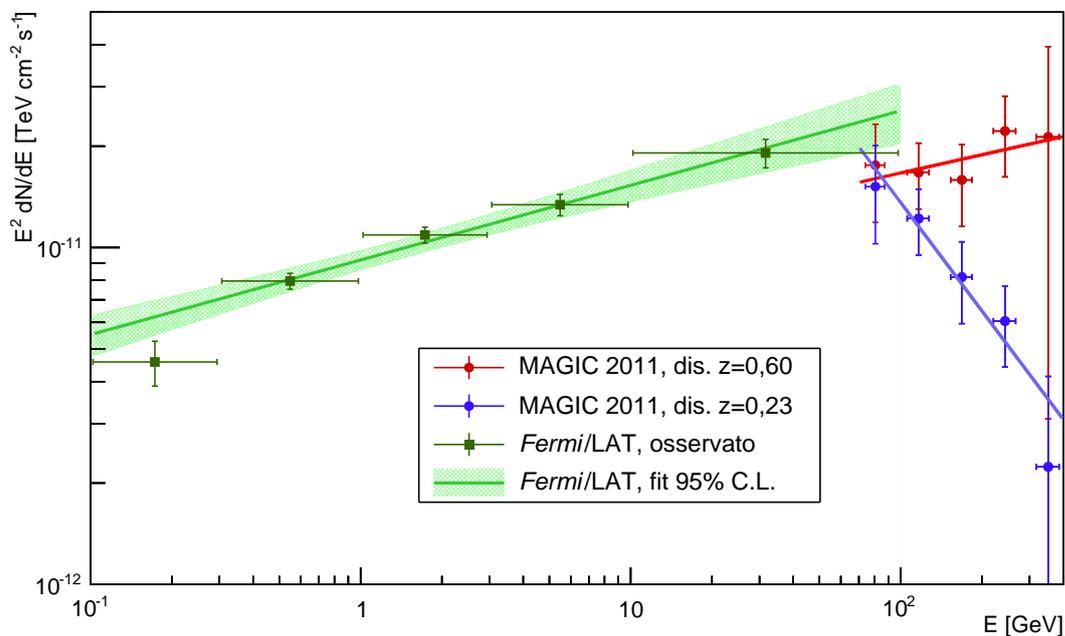
Nell'intento di compiere uno studio su una regione più ampia dello spettro, in figura 2.3 è stato ridisegnato il grafico 2.2 assieme allo spettro rivelato dal telescopio orbitante *Fermi*/LAT: quest'ultimo è rappresentato dalla curva che meglio lo interpola, i cui parametri sono quelli riportati nella tabella 2.2, e da una banda d'errore al livello di confidenza del 95% ( $2\sigma$ ), determinata dagli errori sui parametri medesimi. Si può notare che gli indici spettrali nella regione HE (0,1–100 GeV) e in quella VHE (0,1–1 TeV) sono molto simili e che le due interpolazioni sono compatibili. Questa condizione è assunta come limite nel modello empirico per la determinazione della distanza (sezione 1.2.2): la scelta era stata motivata considerando che nei blazar fin'ora noti non si è mai osservato un'indice spettrale minore nella regione del TeV che in quella tra le decine e le centinaia di GeV; il meccanismo di produzione dei raggi gamma per effetto Compton inverso, infatti, presenta solitamente uno spettro di emissione piccato sulle energie HE e nella regione di energia sondata da MAGIC e dagli altri telescopi Čerenkov: la presenza del picco comporta una diminuzione progressiva della pendenza, corrispondente ad un aumento dell'indice spettrale (lo spettro diventa via via più ripido).

In effetti, costruendo il grafico della distribuzione spettrale di energia  $E^2 dN/dE$ , figura 2.4, si nota che l'emissione nella regione VHE ha la stessa pendenza che nella regione HE: ciò significa che, assumendo  $z = 0,6$ , il picco dovuto all'effetto Compton inverso è spostato a energie dell'ordine delle centinaia di GeV o del TeV. Per confronto, si è incluso nel grafico della SED l'andamento ricavato dallo spettro disassorbito per il redshift  $z = 0,23$ , precedente stima fotometrica per la sorgente in esame [24]. Con tale valore del redshift, la SED non presenta alcuna deviazione dal comportamento standard (picco di emissione nella regione HE).

Visti i risultati appena discussi, si suggerisce che la sorgente PKS 1424+240 abbia un comportamento particolare, presentando un'emissione di energia che permane intensa anche nella regione VHE dello spettro, al contrario dei comuni oggetti BL Lac. Nella sezione 3.2 si cercherà nell'insieme dei blazar VHE se era già presente qualche sorgente con queste caratteristiche.

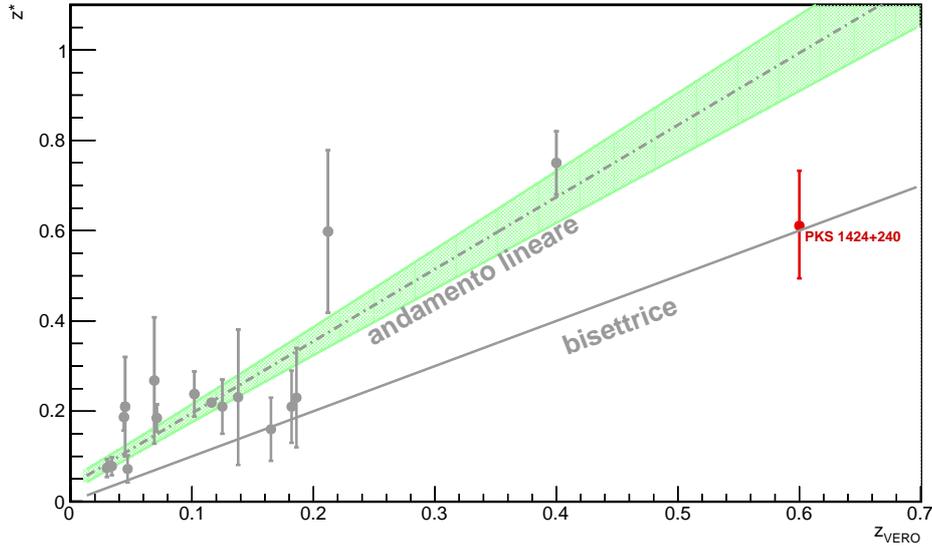


**Figura 2.3:** Spettro di PKS 1424+240, nella regione da 0,1 GeV a 0,4 TeV; *Fermi*/LAT e MAGIC (stereo); La regione verde rappresenta la banda di confidenza al 95% per l'interpolazione dei punti del telescopio *Fermi*/LAT, per i quali, su questa scala, non sono visibili gli errori sul flusso. I punti e la linea rossa afferiscono allo spettro osservato, quelli azzurri al medesimo spettro dissorbito per  $z = 0,6$ .



**Figura 2.4:** SED della sorgente, calcolata a partire dagli spettri HE e VHE della figura 2.3. In rosso l'andamento della distribuzione spettrale di energia per  $z = 0,60$ ; in violetto si è riportato per confronto l'andamento per  $z = 0,23$ , precedente misura di  $z$  [24]. La zona verde corrisponde alla banda al livello di confidenza del 95% sull'interpolazione dei dati di *Fermi*.

### 2.1.3 Posizione nel grafico $z^* - z_{\text{VERO}}$



**Figura 2.5:** Posizione di PKS 1424+240 (rosso) nel grafico  $z^* - z_{\text{VERO}}$ ; La zona verde rappresenta la banda d'errore al 68% di confidenza ( $1 \sigma$ ) sulla regressione lineare dei punti relativi alle altre sorgenti. La posizione di PKS 1424+240 nel grafico ha compatibilità circa 3 con l'andamento lineare.

In figura 2.5 è riprodotto il grafico della sezione 1.2.2, con l'aggiunta del punto relativo a PKS 1424+240. Rispetto agli altri, questo è spostato più in basso, quasi coincidente con la bisettrice  $z^* = z_{\text{VERO}}$ : considerando gli errori di  $z^*$  e dell'andamento lineare ricavato in [1], la compatibilità con quest'ultimo del punto che afferisce alla sorgente in esame risulta 2,62 (scarsa-cattiva). Questo rafforza l'ipotesi che l'oggetto abbia caratteristiche peculiari rispetto agli altri.

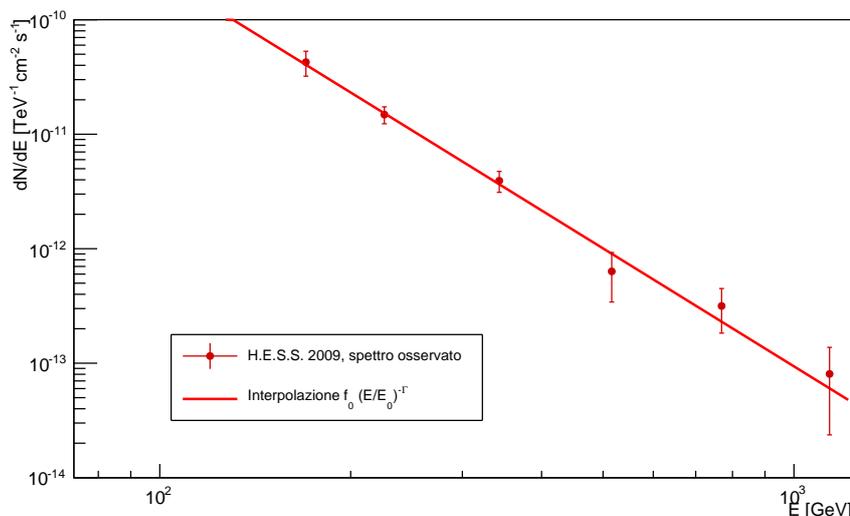
Un'analisi più approfondita di questo risultato sarà svolta nella sezione conclusiva 3.2.

## 2.2 La sorgente 1ES 0414+009

Un'analisi simile a quella svolta su PKS 1424+240 è stata eseguita anche per la sorgente 1ES 0414+009, un altro oggetto BL Lac che presenta caratteristiche peculiari. In questo caso, la misura spettroscopica della distanza fornisce uno spostamento verso il rosso  $z_{\text{SPET}} = 0,287$  [25]. 1ES 0414+009, che si trova alle coordinate A.R. 04 h16'52.5" DEC. +01°05'24" [19] è stata rivelata per la prima volta nel dominio X dello spettro, e successivamente catalogata dalla Einstein Slew Survey, [26]. Lo spettro nella regione VHE, tabella 2.4 e figura 2.6, è stato ricavato dai telescopi Čerenkov del progetto H.E.S.S. [27], in Namibia.

E [GeV]	$dN/dE$ [ $\text{TeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]
170	$(4,26 \pm 1,05) \cdot 10^{-11}$
226	$(1,49 \pm 0,25) \cdot 10^{-12}$
343	$(3,92 \pm 0,81) \cdot 10^{-12}$
516	$(6,34 \pm 2,92) \cdot 10^{-13}$
769	$(3,16 \pm 1,33) \cdot 10^{-13}$
1138	$(8,06 \pm 5,69) \cdot 10^{-14}$

**Tabella 2.4:** Spettro osservato, 1ES 0414+009, H.E.S.S. 2009; In ordine, le colonne rappresentano l'energia  $E$  e il flusso differenziale  $dN/dE$ . A differenza dei dati di MAGIC per PKS 1424+240 nella tabella 2.1, non sono forniti, in questo campione, gli errori sulle energie.



**Figura 2.6:** Spettro osservato, 1ES 0414+009, H.E.S.S. 2009; I punti rappresentano i dati nella tabella 2.4, la retta rappresenta la legge di potenza  $f_0(E/E_0)^{-\Gamma}$  che meglio interpola i punti.

Come in precedenza, si è eseguita un'interpolazione con la legge di potenza nella forma  $f_0(E/E_0)^{-\Gamma}$ : ne è risultato un  $\chi^2$  ridotto di 1,57 e una probabilità  $p = 0,81$ , ad indicare l'ottima compatibilità della forma funzionale con il campione di dati. I parametri spettrali che risultano sono:

$$f_0 = (2,32 \pm 0,32) \cdot 10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad \Gamma = 3,42 \pm 0,27$$

### 2.2.1 Spettro disassorbito, distribuzione spettrale di energia

Essendo già noto lo spostamento verso il rosso  $z_{\text{SPECT}} = 0,287$  associato alla sorgente (e quindi la sua distanza), si può procedere fin da subito a disassorbire lo spettro osservato (tabella 2.5 e figura 2.7; in figura 2.8 assieme allo spettro nella regione tra 0,1 GeV e 100 GeV ottenuto dal satellite *Fermi*/LAT) e a generare il grafico della distribuzione spettrale di energia (figura 2.9).

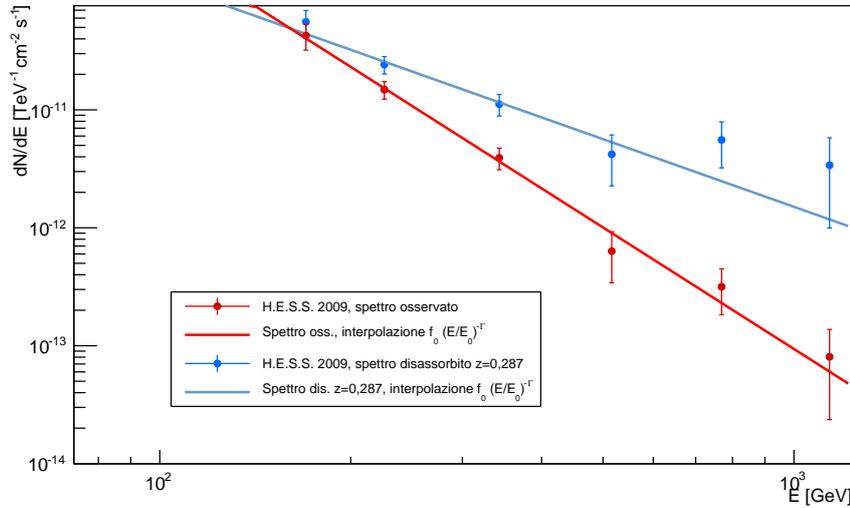
E [GeV]	$\tau(z = 0,287)$	$dN/dE [\text{TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$
170	0,27	$(5,58 \pm 1,37) \cdot 10^{-11}$
226	0,49	$(2,42 \pm 0,41) \cdot 10^{-11}$
343	1,05	$(1,12 \pm 0,23) \cdot 10^{-11}$
516	1,89	$(4,20 \pm 1,93) \cdot 10^{-12}$
769	2,86	$(5,56 \pm 2,34) \cdot 10^{-12}$
1138	3,74	$(3,40 \pm 2,40) \cdot 10^{-12}$

**Tabella 2.5:** 1ES 0414+009, H.E.S.S. 2009; le entrate corrispondono all'energia  $E$  per la quale è stata determinata la profondità ottica  $\tau$  su  $z = 0,287$ , al  $\tau$  medesimo e al flusso differenziale  $dN/dE$  disassorbito.

L'interpolazione con la legge di potenza dello spettro disassorbito (figura 2.7) fornisce i parametri:

$$f_0 = (3,23 \pm 0,51) \cdot 10^{-11} \text{ TeV}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad \Gamma = 1,91 \pm 0,36$$

Il  $\chi^2$  ridotto di tale interpolazione vale 3,80, mentre la probabilità  $p$  è uguale a 0,43: si osserva una leggera deviazione dei punti ad alta energia dall'andamento proposto, verso flussi maggiori. Ciò può essere dovuto ad una oscillazione dei dati sul flusso oppure ad una sovrastima di  $\tau$  introdotta dal modello della densità di EBL o da una stima eccessiva del redshift  $z$  dell'oggetto. Poiché l'interpolazione è comunque



**Figura 2.7:** 1ES 0414+009, H.E.S.S. 2009. Spettro disassorbito per  $z = 0,287$  (azzurro) e osservato (rosso); le rette sono le leggi di potenza che meglio interpolano ciascun insieme di punti.

accettabile, non si sono esplorate queste possibilità nell'analisi che segue, assumendo che il comportamento sia dovuto ad una fluttuazione dei punti sperimentali.

Come per l'oggetto precedente, i parametri della regione delle alte energie dello spettro sono stati determinati con un'interrogazione al data-base FERMILPSC [23] del satellite *Fermi*/LAT (tabella 2.6). Nel caso di 1ES 0414+009, per gli strumenti di *Fermi* è stato possibile fissare solo due punti sperimentali tra 1 e 10 GeV, oltre ad altri tre che tuttavia hanno carattere di soli limiti superiori; per tale ragione, gli errori relativi nel campione sono maggiori che nel caso di PKS 1424+240. Pertanto, nelle figure 2.8 (spettro tra 0,1–1500 GeV) e 2.9 (distribuzione spettrale di energia nella medesima regione) si sono indicate le regioni di confidenza sull'interpolazione dei dati del satellite *Fermi* solo al 68% ( $1\sigma$ ) e non al 95%, come era stato fatto in precedenza, poiché il doppio dell'incertezza propagata sulla posizione di un generico punto della curva è maggiore del valore del punto medesimo: ciò avrebbe portato a una divergenza della regione di confidenza quando si considera la scala bilogarithmica, nella quale non sono rappresentabili il valore nullo e quelli negativi.

$E_f$ [MeV]	$f_f$ [ $\text{MeV}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ]	$\Gamma_f$
2540,97	$(1,08 \pm 0,22) \cdot 10^{-13}$	$1,981 \pm 0,156$

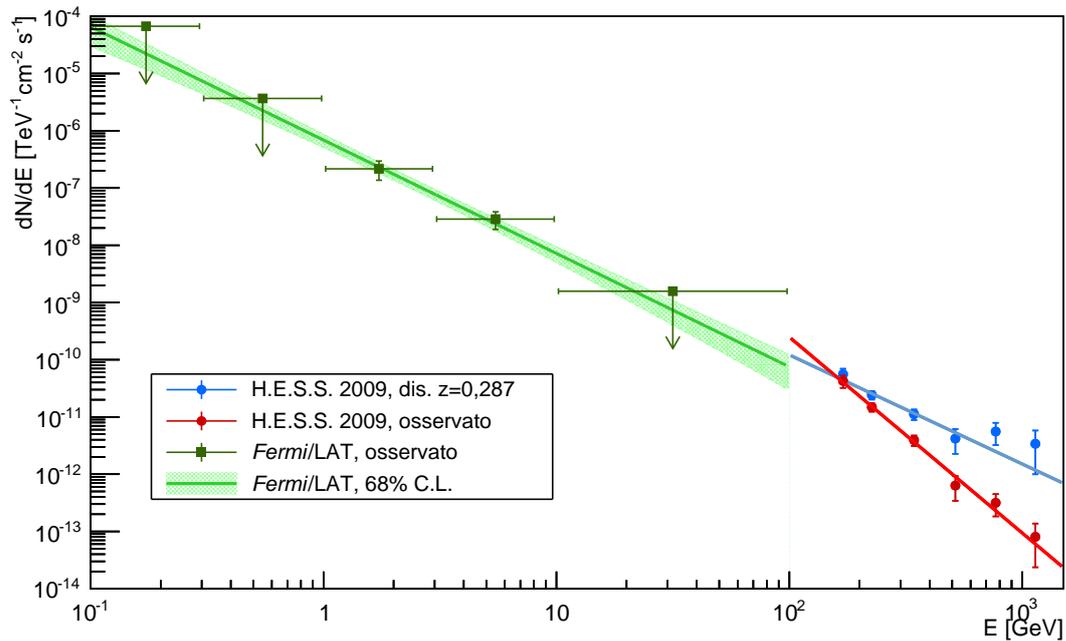
**Tabella 2.6:** Parametri spettrali nella regione 0,1–100 GeV dello spettro, determinati dal satellite *Fermi*/LAT [23]:  $E_f$  (energia pivot),  $f_f$  (flusso differenziale a  $E_f$ ),  $\Gamma$  (indice spettrale).

### 2.2.2 Determinazione di $z^*$ , posizione nel grafico $z^* - z_{\text{VERO}}$

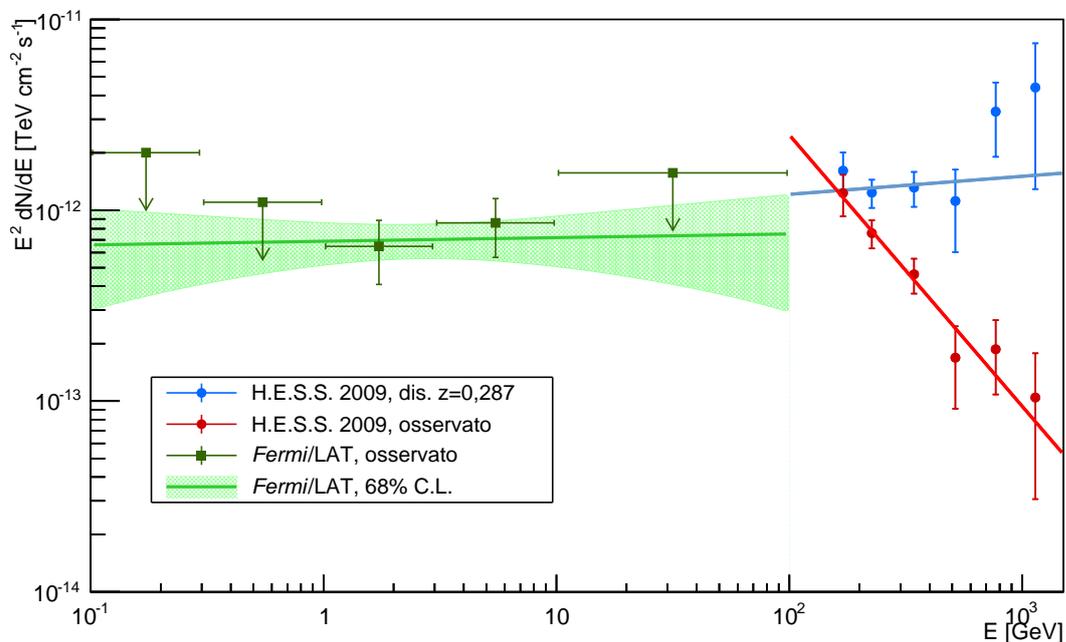
Anche per 1ES 0414+009 si è determinato il limite superiore  $z^*$ , con la medesima procedura esposta nella sezione 2.1.1. I passi iterativi sono andati tutti a buon fine e si è ottenuto:

$$z^* = 0,275^{+0,067}_{-0,071}$$

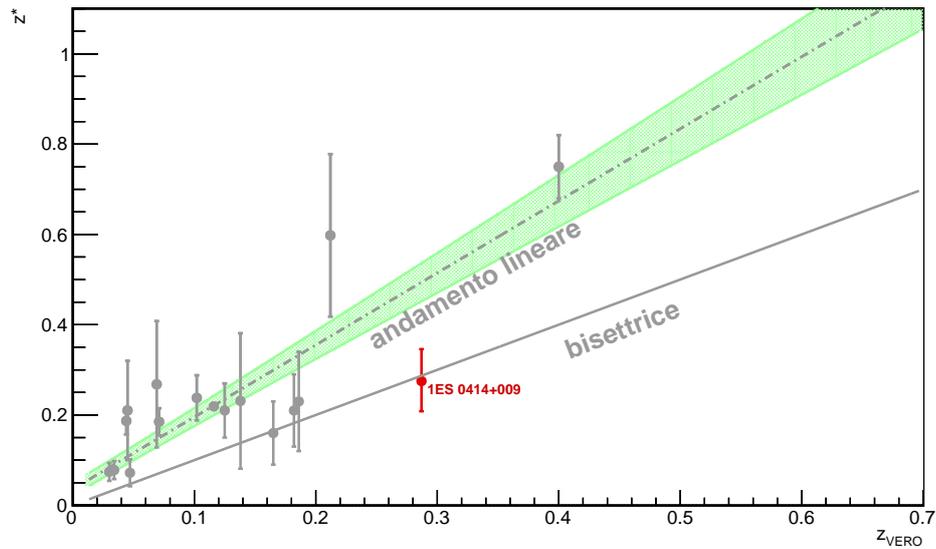
Se confrontato con lo spostamento verso il rosso reale  $z_{\text{VERO}} = 0,287$ , lo  $z^*$  appena determinato ha una compatibilità ottima (0,17). Per contro, la relazione di linearità esposta nella sezione 1.2.2 fornisce una previsione di  $z_{\text{EMP}} = 0,155 \pm 0,047$ , la cui compatibilità con il dato sperimentale è circa 2,83, ovvero scarsa o cattiva.



**Figura 2.8:** Spettro di 1ES 0414+009, nella regione da 0,1 GeV a 1,5 TeV; *Fermi*/LAT e H.E.S.S.; La regione verde rappresenta la banda di confidenza al 68% per l'interpolazione dei punti del telescopio *Fermi*/LAT, con un colore simile sono indicati i punti dello spettro (le frecce indicano limiti superiori). I punti e la linea rossa afferiscono allo spettro osservato, quelli azzurri al medesimo spettro dissorbito per  $z=0,287$ , spostamento verso il rosso di riferimento per la sorgente.



**Figura 2.9:** Distribuzione spettrale di energia della sorgente, calcolata a partire dagli spettri HE e VHE della figura 2.8. In azzurro l'andamento della distribuzione spettrale di energia per  $z=0,287$ , mentre l'andamento in rosso è quello ottenuto a partire dallo spettro osservato, come se non avvenisse alcuna interazione con il fondo di luce extragalattica (sezione 1.1.2). La zona verde corrisponde alla banda al 68% di confidenza sull'interpolazione dei dati di *Fermi*.



**Figura 2.10:** Grafico  $z^* - z_{\text{VERO}}$  per le sorgenti utilizzate per ricavare l'andamento lineare  $z^* = A + B \cdot z_{\text{VERO}}$  e per 1ES 0414+009 (rosso); la zona di confidenza a  $1\sigma$  è evidenziata in verde. La compatibilità di  $z^*$  con l'andamento lineare è circa 2,71.

Si è quindi di fronte ad un secondo caso nel quale il metodo empirico [1] per stimare la distanza degli oggetti BL Lac porta ad una conclusione incompatibile con la realtà sperimentale.

In questo lavoro si propone l'ipotesi che ciò sia dovuto ad una effettiva peculiarità delle sorgenti esaminate, espressa come costanza dell'indice spettrale nella regione tra il GeV e il TeV in termini di flusso differenziale (figure 2.3, 2.8); come ottima compatibilità con la bisettrice  $z^* = z_{\text{VERO}}$  nel grafico  $z^* - z_{\text{VERO}}$  (figure 2.5 e 2.10, sopra); infine come uno spostamento del picco di emissione dovuto all'effetto Compton inverso verso energie dell'ordine del TeV nella distribuzione spettrale di energia (figure 2.4 e 2.9);

Da quest'ultima definizione si trae la conclusione che esistono oggetti BL Lac nei quali la densità di energia emessa tramite fotoni di energia caratteristica dell'ordine del TeV ha una pendenza pari a quella trasportata dai fotoni meno energetici nella regione tra 0,1 e 100 GeV. Ciò significa che in essi il picco dell'effetto Compton inverso non ha ancora raggiunto il suo massimo nella regione di energie attorno al TeV. Tali blazar potrebbero costituire una nuova sottoclasse "estrema" di oggetti BL Lac, fin'ora non riconosciuta.

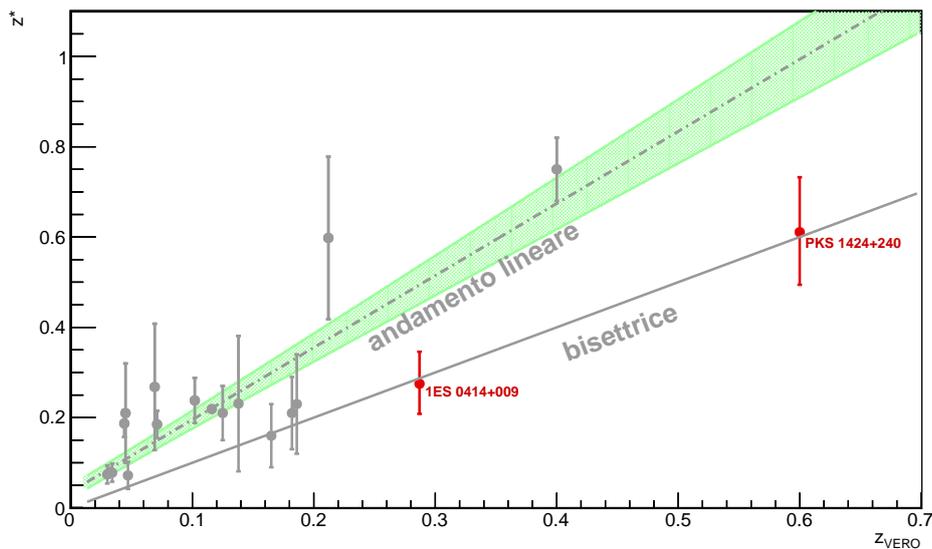
## Capitolo 3

# Conclusioni

### 3.1 Ipotesi di una nuova classe di sorgenti

In questo lavoro si sono considerate le sorgenti di raggi gamma PKS 1424+240 e 1ES 0414+009, blazar del tipo BL Lac osservate dai telescopi Čerenkov MAGIC [21] e H.E.S.S. [28] nel dominio del TeV e dal telescopio orbitante *Fermi*/LAT in quello dai decimi al centinaio di GeV. Una volta interpolati gli spettri con leggi di potenza, si è disassorbita la componente sulle altissime energie per trovare lo spostamento verso il rosso  $z^*$  al quale l'indice spettrale di questa coincide con quello della componente sulle alte energie, seguendo il modello per il fondo di luce extragalattica fornito da [8]. Tale grandezza è indicata dal lavoro [1] come un sicuro limite superiore allo spostamento verso il rosso vero della sorgente, sotto la condizione che la densità di energia emessa dalla sorgente nel dominio osservato dai telescopi Čerenkov non abbia un terzo picco che si sovrapponga a quello già presente nelle energie sondate da *Fermi*/LAT (sezione 1.2.2); questa richiesta è soddisfatta in tutti i casi noti sinora ed è consistente con gli attuali modelli per l'emissione dei getti relativistici dei nuclei galattici attivi, che prevedono un picco di emissione dovuto all'effetto Compton inverso nella regione delle alte energie 1.2.2. Si è ottenuto, nei due casi:

Sorgente	$z^*$	$z_{\text{VERO}}$
PKS 1424+240	$0,611^{+0,117}_{-0,122}$	0,6
1ES 0414+009	$0,275^{+0,067}_{-0,071}$	0,287

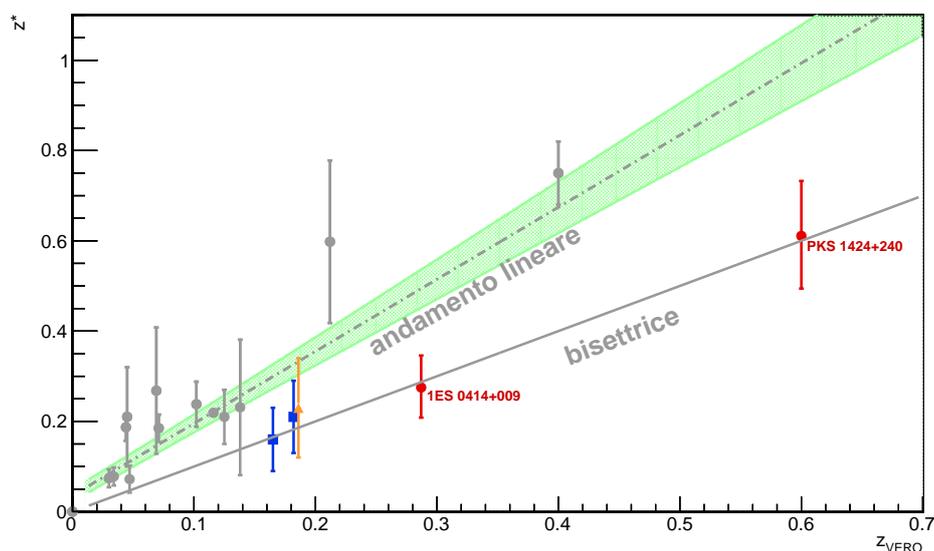


**Figura 3.1:** Grafico  $z^*-z_{\text{VERO}}$ , con i punti relativi alle sorgenti PKS 1424+240 e 1ES 0414+009 evidenziati in rosso, mentre quelli la cui regressione lineare determina la retta sono in colore grigio. La regressione degli altri punti, con la banda d'errore a  $1\sigma$  in verde, non è compatibile con la posizione delle due sorgenti.

Misure dirette dello spettro ultravioletto della componente galattica dei due oggetti hanno determinato un valore per lo spostamento verso il rosso di 1ES 0414+009 ( $z = 0,287$ ) [25] e un limite inferiore a quello di PKS 1424+240 ( $z \geq 0,6$ ) [18]. In entrambi i casi tali valori sono ampiamente compatibili con quelli corrispondenti ricavati in questo lavoro dall'imposizione dell'uguaglianza degli indici spettrali nelle regioni delle alte e altissime energie (figura 3.1, sopra). Per indagare ulteriormente questo risultato si è costruita la distribuzione spettrale di energia per le due sorgenti (sezione 2.1.2 e 2.2.1) osservando come la pendenza nella regione di energia del TeV sia dello stesso ordine di quella relativa a fotoni di alta energia. Si è pertanto proposto che i due oggetti appartengano a una nuova classe, sinora non riconosciuta, di oggetti BL Lac con picco per effetto Compton inverso spostato a energie maggiori e considerevole emissione anche alle altissime energie, che indichiamo con il nome di blazar VHBL ("Very High energy peaked BL Lac"). Il picco per effetto Compton inverso di PKS 1424+240, se esiste, è a energie superiori 350 GeV (maggiore energia rivelata nello spettro), mentre per 1ES 0414+009 a energie maggiori di 1,14 TeV.

### 3.2 Ricerca di sorgenti analoghe

Per concludere il lavoro e fornire un ulteriore indizio sull'esistenza di una nuova sottocategoria di oggetti BL Lac, si è ricercato nell'insieme dei punti utilizzati per determinare la relazione lineare tra  $z_{\text{VERO}}$  e  $z^*$  se ne erano presenti alcuni che già avevano caratteristiche simili a PKS 1424+240 e 1ES 0414+009. Si è calcolata la compatibilità di ciascuno di essi con l'andamento lineare precedentemente determinato (sezione 1.2.2) e con la bisettrice: in nessun caso essa è tanto scarsa quanto per le due sorgenti analizzate in questo lavoro; tuttavia, sono presenti due oggetti (evidenziati con dei quadrati blu nella figura 3.2) che, pur presentando una compatibilità buona con il valore di  $z^*$  dedotto dal loro  $z_{\text{VERO}}$  tramite la legge lineare (rispettivamente 1,86 e 1,37), ne hanno una migliore con la bisettrice (il rapporto tra le due vale, nei due casi, 26,01 e 3,91). Esse sono le sorgenti H 2356-309 a  $z=0,165$  e 1ES 1218+304 a  $z=0,182$ ; a queste va aggiunta la sorgente 1ES 1101-232 (triangolo arancione in figura) per la quale la compatibilità con la bisettrice del piano  $z^* - z_{\text{VERO}}$  è  $0,90/0,40=2,26$  volte quella con la retta individuata dalla regressione lineare. Un'osservazione e uno studio combinati dello spettro nelle alte e altissime energie di queste sorgenti potrebbe essere rilevante per fornire nuove informazioni utili a determinare se esse appartengono effettivamente alla nuova classe ipotetica di oggetti BL Lac.



**Figura 3.2:** Copia della figura 3.1, dove si sono evidenziate le sorgenti già presenti nell'insieme di dati utilizzato per determinare la relazione lineare tra  $z^*$  e  $z_{\text{VERO}}$  e che potrebbero appartenere alla nuova categoria dei VHBL. In blu H 2356-309 ( $z = 0,165$ ) e 1ES 1218+304 ( $z = 0,182$ ) la cui compatibilità con la bisettrice  $z^* = z_{\text{VERO}}$  è almeno quattro volte maggiore che con l'andamento lineare, anche tenendo conto degli errori su quest'ultimo. In arancione 1ES 1101-232 ( $z = 0,186$ ), che è in una condizione analoga ma con rapporto di compatibilità solamente pari a 2.

Infine, l'analisi è stata compiuta effettuando alcune ipotesi di lavoro: innanzitutto la correttezza del modello di fondo di luce extragalattica [8], di misura diretta difficile, è un requisito per la validità dei risultati ottenuti. Si è supposto inoltre che nella propagazione dei raggi  $\gamma$  dalla sorgente fino alla Terra l'unica interazione che avvenga e che sia in grado di modificare il flusso di fotoni sia quella di fotoproduzione di coppie con i fotoni dell'EBL: su tale ipotesi si stanno compiendo studi per verificare che non entrino in gioco anche nuove particelle non standard, in grado di alterare l'effetto di assorbimento dell'EBL. Infine, si sono assunte per vere le misure spettroscopiche dello spostamento verso il rosso per le due sorgenti, la cui conoscenza è necessaria per un corretto sviluppo della distribuzione spettrale di energia.

Osservazioni future mediante telescopi Čerenkov nella banda delle altissime energie potranno far luce sulla effettiva sussistenza di una nuova classe di oggetti BL Lacertae, proposta in questo lavoro, e sulla validità delle condizioni appena elencate. Per una risoluzione positiva di queste questioni, che hanno vastissime implicazioni nella Fisica fondamentale e nella Cosmologia, è cruciale il futuro sviluppo di una nuova generazione di telescopi Čerenkov, portato oggi avanti dal progetto CTA<sup>9</sup> (Čerenkov Telescope Array) da tutti i protagonisti dell'astronomia gamma alle altissime energie.

---

<sup>9</sup>CTA (Čerenkov Telescope Array): <http://www.cta-observatory.org/>



# Bibliografia

- [1] Prandini E., Bonoli G., Maraschi L., Mariotti M., Tavecchio F, *Constraining blazar distances with combined Fermi and TeV data: an empirical approach*, arXiv: 1003.1674 [astro-ph.CO];
- [2] Torres D. F., *Extragalactic Gamma-Ray Sources*, arXiv;astro-ph/0308069;
- [3] Rachen J. 1999, in Proc. of the workshop 'GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics', Snowbird, Utah, 1999 astro-ph/0003282
- [4] Böttcher M. 1999, in Proc. of the workshop 'GeV-TeV Gamma-Ray Astrophysics', Snowbird, Utah, 1999 astro-ph/9909179
- [5] Urry C. M., Padovani P., *Unified Schemes for Radio-Loud Active Galactic Nuclei*, PASP Set. 1995, vol. 107, n. 715, p.803;
- [6] Kino M., Takahara F., Kusunose M., *Energetics of TeV Blazars and physical constraints on their emission regions*, The Astrophysical Journal, 1 Gen 2002, vol. 564, n. 1, p. 97 (per grafici e immagini di esempio della SED);
- [7] Dole H., Lagache G. et al. *The cosmic infrared background resolved by Spitzer*, Astronomy&Astrophysics, vol. 451, p. 417 (2006); accessibile da <http://www.aanda.org/articles/aa/abs/2006/20/aa4446-05/aa4446-05.html>;
- [8] Dominguez A., Primack J. R. et al. *Extragalactic background light inferred from AEGIS galaxy-SED-type fractions*, arXiv: 1007.1459 [astro-ph.CO];
- [9] Domínguez A., Primack J. R. et al., On-line material for the paper "Extragalactic background light inferred from AEGIS galaxy-SED-type fractions": <http://side.iaa.es/EBL/>;
- [10] Franceschini A. et al. *Extragalactic optical-infrared background radiation, its time evolution and the cosmic photon-photon opacity*, Astronomy&Astrophysics, vol. 487, p. 837 (2008); accessibile da <http://www.aanda.org/articles/aa/abs/2008/33/aa09691-08/aa09691-08.html>;
- [11] *Fermi*, precedentemente noto come *Glast* (Gamma-ray Large Area Space Telescope): <http://www-glast.stanford.edu/>
- [12] *Fermi*, descrizione dello strumento LAT: <http://www-glast.stanford.edu/instrument.html>
- [13] The *Fermi* Collaboration, *The Large Area Telescope on the Fermi gamma-ray space telescope mission*, arXiv:0902.1089 [astro-ph.IM];
- [14] L. Nobili, *Processi radiativi ed Equazione del Trasporto nell'Astrofisica delle alte energie*, Padova, Cleup Editrice, 2002, 186;
- [15] C. Barbieri, *Lezioni di Astronomia*, San Lazzaro di Savena (BO), Zanichelli editore, 1999, pp. 420;
- [16] Plank Collaboration, *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*, arXiv:1303.5076;
- [17] Prandini E., Bonoli G., Maraschi L., Mariotti M., Tavecchio F., *TeV blazars and their distance*, Proceedings of Science, arXiv: 1101.5005 [astro-ph.CO];
- [18] Furniss A., Williams D. A. et al., *The Firm Redshift Lower Limit of the Most Distant TeV-Detected Blazar PKS 1424+240*, arXiv: 1304.4859v2 [astro-ph.CO];
- [19] NED, NASA/IPAC Extragalactic Database, <http://ned.ipac.caltech.edu/>;

- [20] Fleming T. A., Green R. F. et al., *Three new BL Lacertae objects in the Palomar-Green Survey*, The Astronomical Journal, Nov. 1993, vol. 106, n. 5, p. 1729;
- [21] MAGIC, Major Atmospheric Gamma-ray Imaging Čerenkov Telescope, <https://magic.mpp.mpg.de/>;
- [22] The MAGIC collaboration, *MAGIC long term study of VHE emission from the farthest known VHE blazar PKS1424+240 in a multiwavelength context*, in fase di pubblicazione su Astronomy&Astrophysics;
- [23] FERMILPSC, *Fermi LAT Second Source Catalog*: <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/W3Browse/all/fermilpsc.html>;
- [24] Meisner A. M., Romani R. W., *Imaging redshift estimates for BL Lacertae objects*, arXiv: 1002.1343 [astro-ph.CO];
- [25] Halpern J. P., Chen V. S. et al., *The redshift of the X-ray selected BL Lacertae object H0414+009*, The Astronomical Journal, Mar. 1991, vol. 101, n. 3, p. 818;
- [26] Elvis M., Plummer D., Schachter J., Fabbiano G., *The Einstein Slew Survey*, The Astrophysical Journal Supplement Series, Mag. 1992, vol. 80, n. 1, p. 257;
- [27] HESS Collaboration, *Discovery of hard-spectrum  $\gamma$ -ray emission from the BL Lac object 1ES 0414+009*, arXiv: 1201.2044 [astro-ph.HE];
- [28] H.E.S.S., High Energy Stereoscopic System, <http://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/>;