



**UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA**  
**Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”**  
**Corso di Laurea in Fisica**

**Tesi di Laurea**

**Sensibilità di LHAASO alla Violazione della**  
**Lorentz-Invariance durante episodi di flare negli AGN**

**Relatore**

**Prof. Denis Bastieri**

**Correlatore**

**Prof. Fan Junhui**

**Laureando**

**Gaetano Di Marco**

**Anno Accademico 2019/2020**



# Indice

<b>Introduzione</b>	<b>iv</b>
<b>Gravità Quantistica e Lorentz-Invariance</b>	<b>v</b>
1.1 Ipotesi teoriche di LIV nella QG . . . . .	v
1.1.1 Gravità Quantistica a Loop . . . . .	v
1.1.2 Spazio-tempo non commutativo . . . . .	vi
1.1.3 Relatività Doppiaemente Speciale . . . . .	vii
1.2 Test per la LIV . . . . .	viii
1.2.1 Esperimenti su LIV tramite lo studio di $\gamma - ray$ . . . . .	ix
<b>LHAASO e AGN: possibili scenari</b>	<b>xiv</b>
2.3 AGN <i>flares</i> . . . . .	xiv
2.4 Panoramica su LHAASO per la rivelazione di $\gamma - ray$ . . . . .	xviii
<b>Conclusioni</b>	<b>xxiii</b>

# Introduzione

”... A che tante facelle?

Che fa l’aria infinita, e quel profondo

Infinito Seren? ...”

Queste sono alcune delle domande destinate a rimanere aperte, estatiche, contemplative, poste dal pastore errante d’Asia alla Luna, sua principale interlocutrice, nel Canto di Giacomo Leopardi [16]. Il pastore domanda alla Luna *immobile* le scomode questioni circa il cosmo, la natura, l’umanità che dall’inizio dei tempi assillano l’uomo ed i propri pensieri.

Sostanzialmente i quesiti non sono mutati dal tempo indecifrabile in cui il pastore ha riversato al mondo le proprie angosce: al massimo nel tempo sono cambiati gli approcci alle ancestrali questioni e le prospettive dal quale l’umanità si relaziona con la natura. Magari, oggi, gli oggetti del cosmo sembrano porsi con meno distacco rispetto a noi *terrestri*, seppur la riverenza nei confronti di essi sia ancora immensa e cristallizzata nello stupore dinnanzi alle manifestazioni più spettacolari e catastrofiche degli stessi. Così come le domande che l’umanità si pone.

Questo lavoro ha precisamente questo ambizioso e difficile obiettivo: porre domande ed aprire possibili scenari. Anche questa tesi è ambientata per la maggior parte in uno sperduto angolo dell’Asia, nella provincia del Sichuan in Cina ove nel 2021 entrerà in funzione LHAASO, un esperimento dedito allo scandaglio dei profondi fondali del cielo. Chissà se in quel del monte Haizi non vi sia qualche pastore o avventuriero o ricercatore a contemplare quel paesaggio lunare e la volta celeste, avvolgente e pesante da quella prospettiva; cosa si starà domandando?

Questo lavoro di tesi ha come obiettivo lo studio della sensibilità dei detector di LHAASO per un peculiare e specifico fine: la ricerca di *Lorentz-Invariance Violation* (LIV) in *flares* prodotti da Nuclei Galattici Attivi (AGN).

La Lorentz-Invariance (LI) è il cardine della Relatività Speciale (SR) e della sua formulazione covariante, cioè invariante per trasformazioni tra sistemi di riferimento inerziali (simmetrie passive). Nello specifico nella prima celebre teoria di Einstein del 1905 le simmetrie di Lorentz sono descritte da un sottogruppo del gruppo di Poincaré ( $\mathcal{P}$ ): il gruppo di Lorentz speciale ( $\mathcal{L}$ ), i cui gradi di libertà sono sei (3 rotazioni e 3 *boosts* di Lorentz). Tale formulazione e simmetria deriva direttamente dai postulati della SR e dall’invarianza del  $ds^2$  [1]. Le implicazioni ed i fenomeni derivanti sono molteplici: tra questi vi sono anche predizioni per le simmetrie attive. Ad esempio, la legge di dispersione classica

$$E^2 = c^4 m^2 + p^2 c^2 \quad (1.1)$$

e l’associata indipendenza della velocità della luce nel vuoto  $c$  dalla lunghezza d’onda.

Nel campo della Gravità Quantistica vi sono stati vari tentativi teorici di attentare alla validità della LI che verranno introdotti nel prosieguo. (Interessante è inoltre la stretta correlazione provata nel 2002 da Greenberg tra LIV e violazione di  $\mathcal{CPT}$  [17].)

Per questi motivi ricercare delle LIV sarebbe importante per scovare qualche riscontro sperimentale della Quantum Gravity o anche sulla simmetria discreta di  $\mathcal{CPT}$ . Ma non solo: alcuni test potrebbero avere implicazioni sulla Teoria Quantistica dei Campi [26] e sui modelli teorici dei buchi neri [30]. Inoltre sarebbero utili per valutare i limiti di applicabilità della LI ad energie molto alte. Insomma spingersi poco oltre, un passo alla volta.

Il progetto LHAASO potrebbe rientrare nella intricata rete di test di LIV attraverso lo studio di sorgenti extragalattiche, un nodo fondamentale nell’era della astrofisica multimessaggera.

# Gravità Quantistica e Lorentz-Invariance

La Teoria Quantistica e la Relatività Generale *vivono* su due rette parallele: sono due teorie concettualmente diverse. Entrambe sono nate nelle prime decadi del Novecento; entrambe godono di una solida consistenza formale ed inequivocabili riscontri nella pratica sperimentale. Una Teoria di Gravità Quantistica (QG) è il tentativo di far convergere queste due rette, quindi offrire dei fondamenti comuni alle due Teorie sopracitate.

Si riportano nel seguente paragrafo solo tre di questi tentativi nelle proprie parti essenziali; di ciascuna si enuclea un'intuizione fisica riguardo il tema principale di questo lavoro, l'Invarianza di Lorentz ed una sua ipotetica violazione. Ognuna di queste teorie ha un proprio formalismo e sistematicità teorica che manca però di un confronto sperimentale dovuto all'impossibilità attuale di *sondare* la fisica delle scale di Planck -  $L_P \equiv \sqrt{\hbar G/c^3} \sim 1.6 \cdot 10^{-35}m$ , è la lunghezza di Planck, con  $c$  la velocità della luce nel vuoto,  $\hbar$  la costante di Planck e  $G$  la costante di Gravitazione.

## 1.1 Ipotesi teoriche di LIV nella QG

### 1.1.1 Gravità Quantistica a Loop

La Gravità Quantistica a Loop (LQG) si fonda sulla relazionalità propria della Relatività Generale (GR) [26]. In termini tecnici la Relatività Generale è invariante per diffeomorfismi agenti sui campi dinamici, cioè su *tutto* (campo gravitazionale e materia). Lo spazio-tempo non è da intendersi come un *contenitore* o un *background* in cui avvengono gli eventi fisici, ma esso stesso è determinato dalla materia e dalla dinamica degli oggetti; nella GR gli oggetti fisici possono essere localizzati nello spazio-tempo solamente in relazione ad *altri oggetti*. Stesso concetto vale per gli stati fisici in quanto essi non sono posizionati in un punto (a meno che non venga fissata una *gauge*). La LQG estende tale concezione relazionale anche alla Teoria Quantistica dei Campi (TQC) [25]: gli stati quantistici sono come delle eccitazioni di *loop* o di grafi del campo gravitazionale su una varietà differenziale - "spin network". Tali stati quantistici *vivono* su delle varietà differenziali (spazi senza la struttura di metrica), descrittivi lo spazio-tempo. Gli imbarazzi derivanti dalla mancanza di una metrica per questa nuova TQC sono risolti in LQG definendo una teoria quantistica come una rappresentazione dell'algebra di Poisson classica [33] che può essere definita senza una metrica, la *loop algebra*. In tale teoria sono irrilevanti le posizioni degli stati quantistici, dunque invarianti per diffeomorfismi. La descrizione della LQG sottintende inoltre una discretizzazione dello spazio-tempo al livello di  $L_P$  dovuta allo spettro discreto delle osservabili (intese nel senso matematico) di area e volume.

Per quanto concerne la relazione della LQG con le simmetrie di Lorentz [7], il discorso è ampio: si trattano nel prosieguo solamente alcuni dei tratti fondamentali ed euristici. Si evidenzia, innanzitutto, il fatto che le Simmetrie di Lorentz agiscono sulla coppia (V,A) per la misura dell'area A in un determinato sistema di riferimento O nel quale la superficie è in moto con velocità V. Quindi, secondo la LI, si può stabilire deterministicamente l'area misurata da un altro osservatore, O' in moto con velocità V' rispetto ad O:

$$A' = \sqrt{\frac{c^2 - V'^2}{c^2 - V^2}} A \quad (1.2)$$

Inoltre una teoria di QG dovrebbe presupporre una sorta di *principio di corrispondenza*: per  $L_P \rightarrow 0$  e  $R \rightarrow 0$  (raggio di curvatura dello spazio-tempo) la Simmetria di Lorentz ordinaria è rispettata. Si cerca

quindi di valutare un possibile distacco dalla LI per  $R \rightarrow 0$  e a scale di  $L_P$ : se consentito dalla teoria, ciò può valere solo localmente.

Al livello delle scale Planck, il concetto di osservabile per un'area, un volume o una distanza in LQG assumono contorni e sfumature delicate da trattare [7]. Per il fine di questo lavoro si ripercorrono alcune delle obiezioni mosse a favore di una possibile LIV. La contrazione delle lunghezze predetta dalla LI (definita nel continuo) potrebbe entrare in conflitto con la discretezza dello spazio-tempo e con la definizione di  $L_P$  come lunghezza fondamentale. Un osservatore in movimento dovrebbe misurare la lunghezza *contratta* di  $L_P$  per la LI. Dalla misura di lunghezze fondamentali si passa a quella dell'aree *fondamentali* di una superficie ( $A_0$ ). Tali problematiche sono risolte implementando la LI [27], dunque presenterebbero una LI *deformata*.

Nella LQG la geometria dello spazio-tempo non è una proprietà strutturale di uno spazio geometrico, ma, come nel caso di un campo quantistico, proviene dal campo quantistico gravitazionale. Considerando  $A$  e  $A'$  le due osservabili riguardanti le aree misurabili dagli osservatori  $O$  e  $O'$  rispettivamente, si mostra che  $[A, A'] \neq 0$  poichè dipendono dal campo gravitazionale su due superfici diverse nello spazio-tempo. Intuitivamente basta notare che  $O$  e  $O'$  sono in moto l'uno rispetto all'altro e dunque misurano due aree diverse nello spazio-tempo in quanto simultaneamente hanno inserzioni diverse con la linea d'universo. (Un'altra spiegazione della incompatibilità tra  $A$  e  $A'$  è data in [7], deducendola dall'incompatibilità tra  $A$  e  $V$ .) Da questa osservazione segue che  $A$  e  $A'$  non hanno una base di autostati comune da uno dei teoremi fondamentali di Meccanica Quantistica [21]. Inoltre, se  $A'$  commutasse con  $A$  e  $V$  (velocità relativa tra  $O$  e  $O'$ ), sarebbe il caso in cui  $A'(A, V)$ , pertanto potrebbe valere la LI classica poichè si potrebbe ricavare  $A'$  a partire dagli autostati di  $A$  e  $V$ .

Se  $O$  effettua una misura di area trovando  $A_0$ , area fondamentale, allora il sistema successivamente si troverà in un autostato di  $A$  (che non è un autostato di  $A'$ ). Se dopo  $O'$  misura l'area, lo stato sarà una combinazione di autostati di  $A'$ ; se  $O'$  effettua più misure allora registrerà una distribuzione di probabilità degli autovalori di area. Il valor medio dell'area può essere soggetto alle contrazioni di Lorentz, mentre il valore minimo dell'area sarà, sempre,  $A_0$ . Segue che il valore minimo dell'area può essere preservato dalla trasformazione di Lorentz.

L'invarianza di Lorentz non riguarda l'intera teoria ma vale localmente ed in certe regioni di spazio-tempo "piatto". Da questa assunzione in [27] si costruisce un operatore unitario, generatore delle trasformazioni di Lorentz nello spazio di Hilbert della teoria, che mappa  $A$  in  $A'$ : dunque si assumono ragionevolmente gli spettri di  $A$  e  $A'$  uguali [21]. Non si riportano i conti né le definizioni formali, ma ciò che si può inferire da [27] è che nella LQG dato un certo autostato di *spin network* descrivente  $A$  si può calcolare l'ampiezza di probabilità vista da  $O'$  in un differente autostato.

Concludendo questa argomentazione non rigorosa, si ricorda che la richiesta della LQG è l'invarianza per diffeomorfismi, mentre le trasformazioni di Lorentz agiscono sulla dinamica della materia, lasciando invariato il campo, o, per reciprocità, il viceversa. L'operatore unitario, definito in [27], trasforma il campo gravitazionale dell'area osservata da  $O$  nella propria simultaneità nel campo che determina l'area di  $O'$  (osservatore che subisce un *boost*) nella propria superficie simultanea.

Le attuali conoscenze sulla LQG non permettono però di asserire con certezza se vi siano delle effettive LIV locali: si è dimostrato che essa non sarebbe dovuta alla discretezza dello spazio-tempo [27][7]. Comunque, se vi fosse una LIV, la relazione di dispersione [13] avrebbe una forma simile a 1.15, come si vede nel seguito in altri contesti.

### 1.1.2 Spazio-tempo non commutativo

Un approccio concettualmente diverso alla QG è stato compiuto considerando la geometria non commutativa come la descrizione più appropriata dello spazio-tempo fisico. Tale geometria, nella versione di spazio-tempo piatto classico di Minkowski, può essere rappresentata nel seguente modo *canonico* [7]:

$$[x_\mu, x_\nu] = i\theta_{\mu\nu} \quad (1.3)$$

con  $x_\mu$  si intendono le quattro coordinate spazio-temporali,  $i$  è l'unità immaginaria e  $\theta_{\mu\nu}$  è un tensore covariante di rango 2 caratteristico dello spazio-tempo. La sua Lie-algebra:

$$[x_\mu, x_\nu] = iC_{\mu\nu}^\beta x_\beta \quad (1.4)$$

in cui  $C_{\mu\nu}^\beta$  è un tensore 1-controvariante, 2-covariante. Al fine esplicativo di fornire un'idea di LIV nella geometria non commutativa, si considera lo spazio-tempo  $\kappa$ -Minkowski caratterizzato dalle seguenti relazioni<sup>1</sup>:

$$[x_m, t] = \frac{i}{\kappa} x_m \quad [x_m, x_n] = 0 \quad (1.5)$$

Nel  $\kappa$ -Minkowski, l'onda nella trasformata di Fourier è espressa come [9]:

$$: e^{ik^\mu x_\mu} : \equiv e^{ik^m x_m} e^{ik^0 x_0} \quad (1.6)$$

che è la soluzione di una  $\kappa$ -Minkowski funzione d'onda<sup>2</sup>. Combinando due onde piane del tipo 1.6:

$$(: e^{ik^\mu x_\mu} :)(: e^{ip^\nu x_\nu} :) =: e^{i(k+p)^\mu x_\mu} : \quad (1.7)$$

in cui " + " esprime il *coprodotto* caratteristico dello spazio-tempo  $\kappa$ -Minkowski nella composizione dei momenti (utile, ad esempio, per la composizione dei momenti per la conservazione di energia-impulso) che porge una relazione:

$$p_\mu + k_\mu \equiv \delta_{\mu,0}(p_0 + k_0) + (1 - \delta_{\mu,0})(p_\mu + e^{\lambda p_0} k_\mu) \quad (1.8)$$

con l'inverso del parametro  $\lambda$  che acquisisce il significato di *parametro di scala assoluto del momento*. La non-linearità della legge di composizione dei momenti conduce a delle trasformazioni di Lorentz *deformate*. La legge di dispersione non sarà più quella canonica 1.1, ma si può verificare che le trasformazioni di Lorentz in un spazio-tempo  $\kappa$ -Minkowski lasciano invariata la quantità:

$$C_\lambda(E, \mathbf{p}^2) = \left(\frac{c}{\lambda}\right)^2 (e^{\lambda E/c} + e^{-\lambda E/c} - 2) - c^2 \mathbf{p}^2 e^{\lambda E/c} \quad (1.9)$$

Quindi la Lorentz-Invarianza classica non sarebbe più valida e la relazione di dispersione verrebbe fornita dalla nuova  $C_\lambda(E, \mathbf{p}^2) = C_\lambda(m, 0)$ .

Da trattazioni simili, ma più laboriose, si possono mostrare dei risultati simili anche per spazio-tempo non commutativo canonico, caratterizzati da una generica relazione non commutativa, come in 1.3; in questi nella composizione tra momenti di due onde piane si avrebbe una fase dovuta al termine  $p^\mu \theta_{\mu\nu} k^\nu$ . Euristicamente ciò significa che il prodotto di due onde (esponenziali) dipende dall'orientazione dei due singoli momenti ( $\mathbf{k}$  e  $\mathbf{p}$ ) rispetto al tensore  $\theta_{\mu\nu}$ ; quest'ultimo tensore, dovuto alla geometria intrinseca dello spazio-tempo non commutativo, sembra prediligere una certa classe di osservatori. In questo contesto la legge di dispersione ha una forma:

$$E^2 = c^2 p^2 + c^4 m^2 + f(p^\mu \theta_{\mu\nu} k^\nu) \quad (1.10)$$

con  $f$  dipendente dallo spin e dalla carica delle particelle, in quanto il parametro  $p^\mu \theta_{\mu\nu} k^\nu$  è un invariante relativistico. Si noti che nello spazio-tempo  $\kappa$ -Minkowski il parametro  $\lambda$  è indipendente dall'osservatore, mentre il tensore generico  $\theta_{\mu\nu}$  varia in relazione all'osservatore ed alla sua orientazione nello spazio-tempo.

### 1.1.3 Relatività Doppia Speciale

Un altro tipo di approccio tentato per la QG è quello della Relatività Doppia Speciale (RDS), una riformulazione della Relatività Speciale nelle scale di Planck [8].

L'introduzione di una lunghezza indipendente dall'osservatore in uno spazio-tempo quantistico è motivata dal fatto che nuovi effetti, dovuti alle proprietà quantistiche dello stesso spazio-tempo, si dovrebbero manifestare in maniera evidente per lunghezze d'onda dell'ordine di  $L_P$ . Se i postulati di Relatività non avessero una scala di lunghezza comune, osservatori diversi sarebbero in disaccordo su alcune proprietà dello spazio-tempo quantistico e sul loro stesso accadere e manifestarsi in un determinato evento, poichè

<sup>1</sup>Gli indici con le lettere dell'alfabeto greco vanno da 0 a 4, se invece vi sono lettere dell'alfabeto latino si assume che gli indici siano 1, 2 e 3.

<sup>2</sup>La convenzione di *normal ordering* utilizzata prevede la componente temporale a destra.

ciascuno misura lunghezze diverse.

In questa nuova formulazione i postulati della RS vengono modificati ed estesi, in modo che la lunghezza di Planck diventi un'invariante relativistica al pari della velocità della luce nel vuoto. Un postulato operativo per quanto riguarda la misura della velocità della luce (scongiurando una possibile dipendenza di  $c$  dalla lunghezza d'onda) può essere dato da: "Ogni osservatore inerziale ottiene  $c$  da una misura di velocità della luce, finchè sia soddisfatta la condizione  $\lambda/L_P \rightarrow \infty$ " [8].

Per caratterizzare fisicamente la  $L_P$  si introduce, invece, il postulato: "Ogni osservatore inerziale può misurare  $L_P$  determinando la dispersione per fotoni,  $E^2 - c^2p^2 + f(E, p; L_P) = 0$ , ove per tutti gli osservatori inerziali  $f(E, p; L_P) \simeq L_P c p^2 E$ " [8]. In particolare, da quest'ultimo postulato deriva una fenomenologia del tutto nuova. Un esempio è la dipendenza della velocità di un fotone nel vuoto dalla propria lunghezza d'onda (e quindi dall'energia) secondo la relazione:

$$v = c(1 - L_P c^{-1} E/2) \quad (1.11)$$

riscontrabile sperimentalmente. Si possono ricavare delle nuove leggi di trasformazione a partire da questi postulati (considerando sempre valido il Principio di Relatività).

## 1.2 Test per la LIV

Gli argomenti intuitivi introdotti nella scorsa sezione mostrano come una LIV possa emergere in svariati contesti: dall'avere una teoria di QG con una classe di osservatori inerziali privilegiata, ad altre che presuppongono una deformazione della legge di dispersione delle trasformazioni di Lorentz classiche nell'algebra di Poincaré. Alcuni approcci alla LIV dipendono dalla metrica ipotizzata per lo spazio-tempo, altri si dis fanno di una metrica proponendo nuovi scenari di QG.

Tutto ciò conduce ad un vasto repertorio di possibili test sperimentali per la LIV [23] ciascuno rilevante per una determinata struttura teorica:

- **Esperimenti terrestri** (Basse energie)

- Penning trapping, rilevando il moto di ciclotrone e il moto di precessione di Larmor dovuto allo spin di una particella intrappolata in un campo elettromagnetico;
- Confronto tra due orologi atomici in movimento;
- Interferometria, ricercando la variazione della frequenza di risonanza delle cavità;
- Spostamento Doppler del Litio come predetto dalle teorie di Robertson-Mansouri-Sexl.

- **Test astrofisici**

- Ritardi dei tempi di volo di particelle provenienti da sorgenti molto distanti;
- Studio delle variazioni di polarizzazione di fasci di particelle fortemente polarizzati linearmente, dovute alla possibile birifrangenza dello spazio-tempo;
- Variazioni delle soglie di reazione di alcuni processi di decadimento secondo vari modelli;
- Influenza di una possibile dispersione nella propagazione del neutrino;
- Fluttuazione di fase dei fotoni provenienti da oggetti astrofisici studiando il Disco di Airy.

Ci si aspetta che le tracce più evidenti di LIV nella QG siano intorno alle energie di Planck,  $E_P = \sqrt{\frac{\hbar c^5}{G}} \sim 10^{19} GeV$ , ma comunque dei residui di LIV sarebbero presenti anche ad energie minori rispetto a quelle della scala di Planck. Si focalizza l'attenzione sul metodo concernente lo studio di variazioni di tempi di volo dei raggi gamma, provenienti ad esempio da AGN o da pulsar, su varie bande di energia.



### 1.2.1 Esperimenti su LIV tramite lo studio di $\gamma$ - ray

Si considera una sorgente a distanza  $L$  dal rivelatore [7]: classicamente un fascio di fotoni (punti-formi) emessi simultaneamente al tempo  $t = 0$  saranno rilevati *simultaneamente* al tempo  $T = L/c$ . In Meccanica Quantistica, assumendo uno spazio-tempo classico, come conseguenza del Principio di Indeterminazione<sup>3</sup> [21],

$$\delta t \cdot \delta E \simeq 1 \quad (1.12)$$

si ha che il tempo di emissione può essere misurato *al massimo* con una precisione di  $1/\delta E$  con l'uguaglianza come in 1.12. Il concetto di simultaneità d'emissione dei fotoni del fascio non può più essere ben definito. Pertanto al tempo di arrivo si deve associare un'incertezza dovuta agli effetti quantistici:  $T = L/c \pm \delta T_{QM}$ . A questo punto si possono introdurre gli ipotetici effetti dovuti alla QG; essi si potrebbero individuare con la presenza di errori sistematici e/o casuali. La correzione sarebbe del tipo:

$$T = (L/c \pm \Delta T_{QG}) \pm \delta T_{QG} \pm \delta T_{QM} \quad (1.13)$$

ove con  $\Delta$  si indicano i sistematici.  $\Delta T_{QG} \neq 0$  è l'argomento che porta ad una LIV, sintomo, probabilmente, di una dipendenza della propagazione dall'energia di emissione di fasci (di piccola durata) di fotoni<sup>4</sup>. Se, invece,  $\Delta T_{QG} = 0$  e  $\delta T_{QG} \neq 0$  la questione deve essere analizzata più a fondo; in analogia con la  $\delta T_{QM}$ ,  $\delta T_{QG}$  sarebbe dovuto all'introduzione di uno spazio-tempo non classico nella QG, e quindi l'aspettativa di impatto di  $\delta T_{QG}$  sul valore di  $T$  dipende dalla teoria di QG considerata. Una stima di  $\delta T_{QG}$  può essere ricercata variando l'energia dei fasci di fotoni oppure confrontando diverse sorgenti con caratteristiche simili, e quindi variando la distanza sorgente-rivelatore. Se si verificasse che l'errore casuale  $\delta T_{QG}$  sia effettivamente indipendente da energia e distanza, allora una stima naturale sarebbe  $\delta T_{QG} \sim t_P = \sqrt{\frac{\hbar G}{c^5}} \sim 5.4 \cdot 10^{-44} s$  (sperimentalmente difficilmente testabile).

Considerando  $L$  come una distanza cosmologica e tempi di emissione delle sorgenti molto brevi, si possono scovare delle condizioni ottimali per la ricerca di dispersioni nella propagazione dipendenti dalla energia. Tali situazioni favorevoli a test astrofisici di LIV sono soddisfatte, ad esempio, dai *Gamma-ray Bursts* (GRBs) [6]. Una generica relazione di dispersione per i fotoni<sup>5</sup> deformata a causa degli effetti della QG sarebbe per i GRBs:

$$c^2 \mathbf{p}^2 = E^2 (1 + f(E/E_{QG})) \quad (1.14)$$

con  $f$  una funzione del rapporto dell'energia  $E$  del GRB e della scala di energia di riferimento per la teoria di QG. Inoltre  $f$  varia in base alle teorie di QG analizzate. Per  $E \ll E_{QG}$ , la 1.14 si può espandere in serie come:

$$c^2 \mathbf{p}^2 = E^2 (1 + \xi E/E_{QG} + O(E^2/E_{QG}^2)) \quad (1.15)$$

ove  $\xi = \pm 1$ , è un'ambiguità di segno che indica se la deformazione della velocità dei fotoni è subluminal (segno  $-$ ) o superluminal (con il  $+$ ). Dalla equazione del moto di Hamilton,  $\dot{x}_i = \partial H / \partial p_i$ , si ricava una velocità dipendente dalla energia per particelle senza massa:

$$v = \frac{\partial E}{\partial p} \sim c \left( 1 - \xi \frac{E}{E_{QG}} \right) \quad (1.16)$$

in cui si considera solo il primo ordine. Da 1.16 si può ottenere una semplice stima del ritardo temporale acquisito nella propagazione:

$$\Delta t \sim \xi \frac{EL}{E_{QG}c} \quad (1.17)$$

Esso è proporzionale alla distanza sorgente-rivelatore, indice del fatto che si possono osservare tali ritardi anche a medie energie, purché  $L$  sia molto grande. Inoltre, affinché vi sia una buona sensibilità nella misura, la struttura temporale del segnale proveniente dalla sorgente dev'essere *breve*, si suppone  $dt$ . La sensibilità per la misura del tempo di volo infatti dipende da  $1/dt$  (l'inverso della variabilità del

<sup>3</sup>In unità naturali.

<sup>4</sup>A basse energie con buone ragioni ed evidenze sperimentali si può considerare  $\Delta T_{QG}$  nullo.

<sup>5</sup>Si tiene conto che i fotoni abbiano massa nulla.

segnale):  $dt$  fornisce, infatti, un riferimento temporale rispetto ad un ritardo dovuto alla LIV in QG come emerge dalle equazioni 1.16 e 1.17. Si introduce un "fattore di sensibilità",  $\epsilon \equiv |\widetilde{\Delta t}|/dt$ , con  $\widetilde{\Delta t}$  il ritardo temporale acquisito dal segnale per  $E_{QG} \sim E_P$ .

Le osservazioni fatte sinora pongono dei limiti, anche quantitativi, sulla scelta delle sorgenti affinché un test di LIV tramite lo studio del *tempo di volo* dei GRBs sia rilevante. Per esempio,  $\epsilon$  può essere stimato per segnali emessi da AGN, Supernovae, Pulsar e così via.

Un problema potrebbe sorgere dal fatto che la luce segue due o più percorsi per arrivare al rivelatore, il che potrebbe produrre ritardi consistenti; tali effetti sarebbero dovuti al fenomeno di Lente Gravitazionale (GL), contemplato nella teoria della RG [19]. Comunque la dipendenza dall'energia nella propagazione sarebbe attribuibile solamente ad una teoria di QG, in quanto l'effetto di GL è acromatico. Un'analisi più dettagliata conduce ad equazioni più sofisticate, che tengono conto di fenomeni gravitazionali come il *red-shift* e la *comoving distance*. Quest'ultima è da considerare su scale cosmologiche [20] come la distanza tra sorgente di GRBs e rivelatore che per definizione è sempre fissata. Esaminando particelle con energie molto minori di  $E_{QG}$  nell'espansione in serie in 1.15 si può disaminare solamente il termine dominante di ordine generico n-esimo. La Hamiltoniana scritta in termini del *momento comovente* e della dispersione d'ordine n-esimo per un fotone:

$$H = pc(1+z)\sqrt{1 - \left(\frac{pc(1+z)}{\xi E_{QG}}\right)^n}$$

con  $z$  la variabile adimensionale di *redshift*,  $p$  è il momento del fotone [19]. Tale Hamiltoniana porta alla formulazione del *time delay* dipendente dall'energia dei fotoni:

$$\Delta t = \xi \frac{n+1}{2} D_n(z) \left(\frac{E}{E_{QG}}\right)^n \quad (1.18)$$

ove la *comoving distance*:

$$D_n(z) = \frac{1}{H_0} \int_0^z \frac{(1+\zeta)^n}{\sqrt{\Omega_\Lambda + (1+\zeta)^3 \Omega_m}} d\zeta \quad (1.19)$$

con  $\Omega_\Lambda$  costante cosmologica,  $H_0$  costante di Hubble e  $\Omega_m$  frazione di massa.

A queste costanti cosmologiche si sostituiscono le stime trovate dai più recenti esperimenti; comunque gli errori sistematici e casuali su questi valori non influenzano l'analisi per la stima di  $\Delta t$ . Pertanto, anche nel seguito, verranno considerati i seguenti valori:  $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$  e  $\Omega_m = 0.3$ . Si analizzano due degli esperimenti più importanti che hanno stabilito dei limiti sperimentali per la LIV.

**Fermi - Large Area Telescope** Si sono analizzati dei GRBs con un *redshift* misurato e ad energie dell'ordine dei GeV tramite il *Fermi-LAT*<sup>6</sup> I modelli di LIV interessati in questa analisi sono quelli che prevedono [32]:

- La dispersione del *time delay* dipende dall'energia dei fotoni linearmente o quadraticamente;
- La LIV induce una dipendenza deterministica sulla velocità dei fotoni;
- il segno degli effetti indotti dalla LIV,  $\xi$ , non dipende dalla polarizzazione del fotone.

Il parametro di *time delay* indotto da LIV è:

$$\tau_n \equiv \frac{\Delta t}{E_h^n - E_l^n} \simeq \xi \frac{(1+n)D_n(z)}{2E_{QG}^n} \quad (1.20)$$

considerando due fotoni con energie diverse, tale che  $E_h^n > E_l^n$ , emessi da una sorgente ad una certa distanza dalla Terra nella stessa posizione ed allo stesso tempo: essi sono rivelati con un certo ritardo  $\Delta t$ . Il resto dei parametri contenuti nel membro a destra sono gli stessi introdotti in 1.18 e 1.19; infatti

<sup>6</sup>Osservatorio spaziale che orbita nella LEO (*Low Earth Orbit*), una zona compresa tra l'atmosfera e le fasce di Van Allen.

1.18 non è altro che 1.20 in cui si è assunto  $E^h \gg E^l$  e quindi trascurato l'energia del fotone meno energetico. Il metodo utilizzato richiede prima la stima dei limiti su  $\tau_n$  attraverso l'analisi spettroscopica e poi, tramite la 1.20, trovare i vincoli sulla scala di energia d'ordine n-esimo,  $E_{QG}^n$ . Le restrizioni su  $\tau_n$  potrebbero tener conto sia dell'effetto ricercato della QG ma anche di effetti dovuti a evoluzioni spettrali intrinseche al GRB. Per questo motivo si considera  $\tau_n = \tau_{int} + \tau_{LIV}$ , con  $\tau_{int}$  il ritardo causato dalle proprietà intrinseche al GRB<sup>7</sup> e  $\tau_{LIV}$  quello causato dalla struttura della QG.

Non entrando nel merito dell'analisi dati e dei tecnicismi, si forniscono alcuni dettagli interessanti [32]. I dati analizzati provengono da quattro GRBs (080916C, 090510, 090902B e 090926A) con energie nell'ordine dei GeV. La regione di provenienza, centrata nella direzione della GRB e con grandezze tali da rivelare il 95% di eventi del GRB (dipende anche dalle caratteristiche della strumentazione del LAT), è chiamata "regione d'interesse".

Gli intervalli temporali delle emissioni di GRB, in accordo con quanto detto in precedenza, sono selezionati focalizzandosi sui tempi in cui vi è una più alta variabilità temporale ed energia più elevata. Un esempio di intervalli temporali in funzione dell'energia, tratto da [32], è riportato in 1.1.

I risultati di tre approcci all'analisi dati differenti (*PairView* PV, *Sharpness-Maximization Method* (SMM) e la *Massima Verosimiglianza*) per la stima di  $\tau_n$  mostrano come quel valore sia proporzionale a  $D_n$ : tale correlazione potrebbe essere indice di un effetto di LIV. Comunque, come verificabile in 1.2, con il CI del 99%,  $\tau_n$  è compatibile con lo zero. Ciò che emerge è il fatto che se vi fosse un effetto di LIV, esso sarebbe affetto da errori casuali e sistematici (quest'ultimi in parte dovuti ad effetti intrinseci delle GRB). A partire da queste stime si calcolano i limiti inferiori di  $E_{QG}$ .

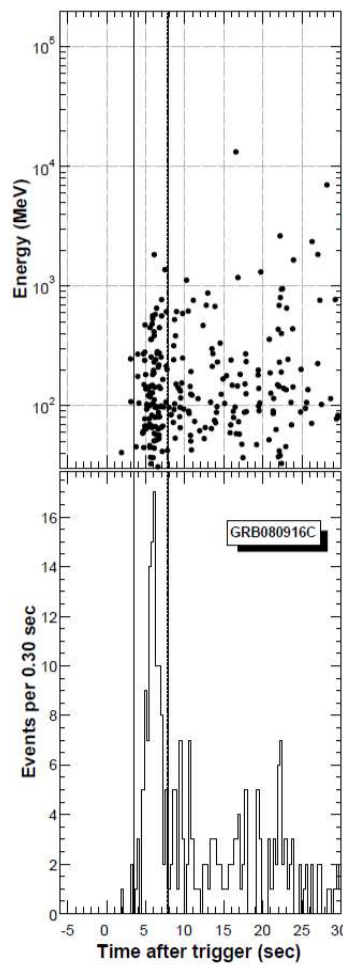


Figura 1.1: Andamento di energia e del tempo degli eventi acquisiti di una delle quattro GBR analizzate. Le linee verticali rappresentano gli intervalli temporali per la stima di LIV nel caso lineare, mentre quelle verticali tratteggiate nel caso quadratico (in questo caso coincidono e sono sovrapposte). La figura in alto rappresenta il grafico Energia vs Evento di scatter (tempo). La figura in basso la curva di luce [32].

<sup>7</sup>Di  $\tau_{int}$  ne viene proposto un modello per GRBs in [32].

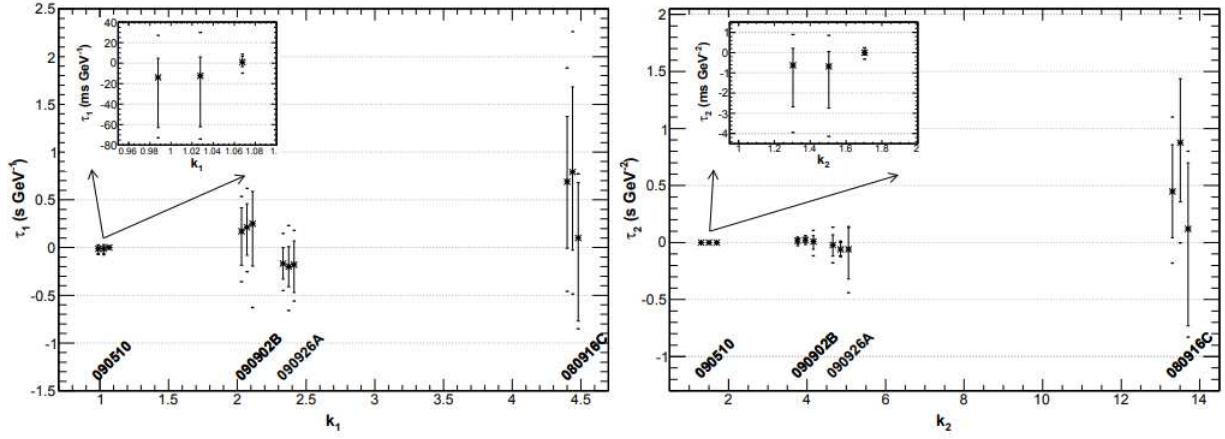


Figura 1.2: Ciascun tripletto di dati sperimentali corrisponde a ciascun GRB analizzato tramite i tre metodi citati nel testo. Le linee rappresentano un CL del 90% e i punti esterni (in coppia) un CL del 99% [32].

Volendo discutere qualitativamente dei sistematici dovuti alle caratteristiche intrinseche del GRB, si rimanda al trattamento di due possibili cause: la presenza di altre componenti spettrali che non evolvono con lo stesso andamento temporale e l'evoluzione spettrale in sé per ciascun impulso. Sviluppando tali concetti su dei modelli basati sulle osservazioni e sullo studio dei GRB, si può ricavare l'unico parametro interessante:  $\tau_{LIV}$ . Uno dei modelli contemplati per lo studio dei ritardi intrinseci dei GRB è il "magnetic-jet GRB emission model" [14]. Comunque la conoscenza della fisica della propagazione ed emissione dei GRB non è completa e ciò potrebbe portare ad avere stime di  $\tau_{LIV}$  dipendenti dal modello. Per questi motivi, per le stime di  $\tau_{LIV}$  si fanno delle assunzioni conservative rispetto agli effetti intrinseci ai GRB: ciò porta a CI su  $\tau_{LIV}$  meno vincolanti. Infatti, se gli effetti intrinseci predominano, si ha un massimo decremento complessivo in sensibilità per gli effetti dovuti al LIV e dunque limiti meno stringenti. Ad esempio, nel caso subluminali e lineare, si ha che  $E_{QG,1}$  sia maggiore di circa il doppio di  $E_P$  per GRB 090510. I limiti inferiori trovati per i valori caratteristici delle scale di Planck sono:  $E_{QG,1} > 7,6E_P$  (lineare) e  $E_{QG,2} > 1,3 \cdot 10^{11} GeV$  per GRB 090510, utilizzando i nuovi metodi statistici, con una precisione maggiore rispetto a quelli utilizzati in articoli precedenti a [32], PV e SMM.

**MAGIC** I parametri utilizzati in MAGIC<sup>8</sup> per valutare la LIV sono:

$$\eta_1 = \xi \frac{E_P}{E_{QG,1}} \quad \eta_2 = 10^{-16} \cdot \xi \frac{E_P^2}{E_{QG,2}^2} \quad (1.21)$$

rispettivamente per le deformazioni lineari e quadratiche. Essi spesso sono introdotti in 1.19 [3]. MAGIC ha osservato GRB 190114C, rilevando un segnale di Raggi Gamma ad alte energie (tra 0.3 e 1TeV). La stima per il *redshift* gravitazionale di GRB 190114C è  $z = 0.4245 \pm 0.0005$ . Si studiano prima di tutto le caratteristiche del GRB: porzione di cielo interessata (*ON region*), la durata di osservazione, il modello del flusso dipendente dal tempo 1.3 ed anche la distribuzione del flusso di fotoni in funzione di energia: si suppongono questi ultimi due contributi al flusso indipendenti, cioè  $\Phi(E, t) = \phi(E)\psi(t)$ . Tenendo anche conto di una certa attenuazione dovuta alla luce extragalattica di fondo (dipendente dall'energia del GRB) e di un'area efficace (anch'essa dipende da  $E$ ) si ricava una PDF per rivelare un segnale per una energia stimata  $E_{est}$  al tempo  $t$ , punto di partenza per l'analisi dati, condotta principalmente con il metodo della Massima Verosimiglianza, i cui dettagli, però, non saranno trattati in questo lavoro.

I risultati, assumendo sia un flusso di fotoni secondo il modello teorico  $\psi(t)_{th}$ <sup>9</sup> come visibile in 1.3, che

<sup>8</sup>Major Atmospheric Gamma Imaging Cherenkov Telescopes, un sistema di due telescopi Imaging Atmospheric Cherenkov situato a duemila metri d'altezza a La Palma (Canarie),

<sup>9</sup>Nel modello teorico si assume una parametrizzazione del tipo:

$$\psi_{th}(t) \propto \begin{cases} 0 & t < T_0 \\ h(t) & T_0 < t < T_1 \\ h(T_1)T_1^\beta t^{-\beta} & t > T_1 \end{cases}$$

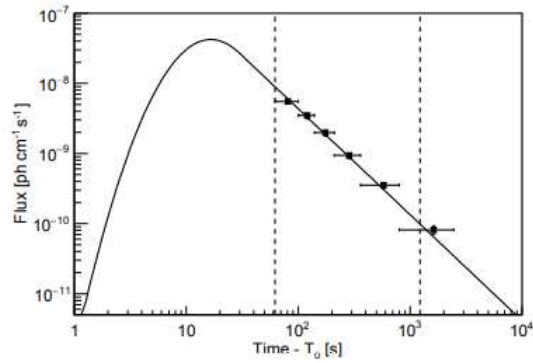


Figura 1.3: Approccio per il modello teorico per il flusso di luce: è descritto dalla linea continua. Tra le linee verticali tratteggiate il range temporale di acquisizione dei dati. I punti sono i flussi di Raggi Gamma misurati [3] ( $T_0$  è il tempo di emissione).

uno minimale  $\psi(t)_{min}$ <sup>10</sup>, conducono alla conferma della ipotesi nulla di non ritardo, ed inoltre segnano dei limiti superiori ed inferiori per  $\eta_1$  e  $\eta_2$ , che a loro volta costituiscono limiti superiori ed inferiori per le scale di energie per LIV in QG,  $E_{QG,1}$  e  $E_{QG,2}$ , come mostrato in 1.4. Complessivamente si ricavano

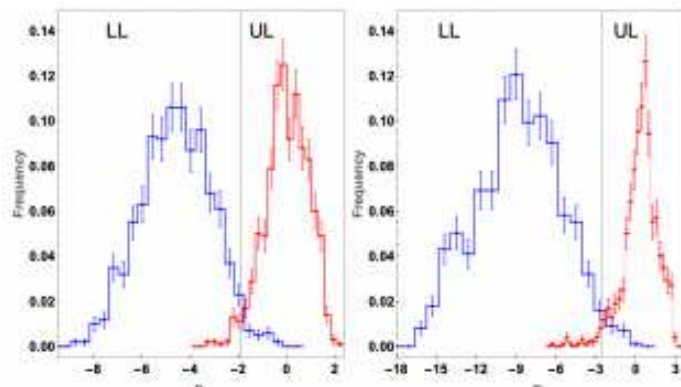


Figura 1.4: Distribuzione dei limiti superiori ed inferiori per  $\eta_1$  (sinistra) e  $\eta_2$  (destra), usando l'approccio teorico. Si sono usate le tecniche di "reshuffle" e "bootstrap" [3] per calibrare l'estimatore  $\eta$ . Si è assunto il modello teorico per la LC.

i *best fits* come in 1.5. I risultati complessivi di quest'analisi sono compatibili con l'ipotesi nulla di non

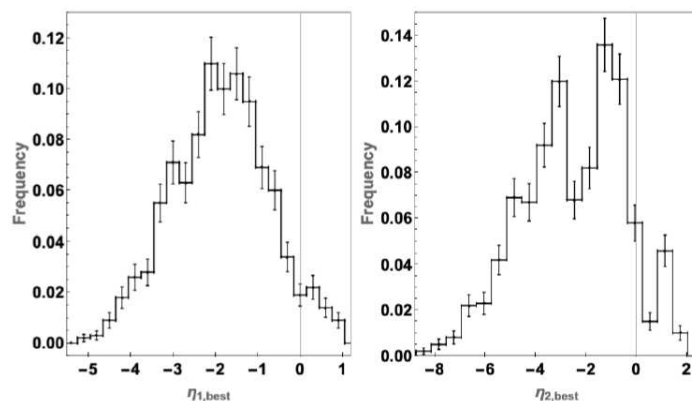


Figura 1.5: Distribuzione dei *best fits* ottenuti assumendo il modello teorico, con le stesse tecniche di 1.4 [3].

ritardo nel tempo d'arrivo dei fotoni; inoltre  $E_{QG,1} > 0.58 \times 10^{19} GeV$  per il caso subluminali, mentre  $E_{QG,1} > 0.55 \times 10^{19} GeV$  nel caso superluminali. Nel caso quadratico invece  $E_{QG,2} > 6.3 \times 10^{10} GeV$  (subluminali) e  $E_{QG,1} > 5.6 \times 10^{10} GeV$  (superluminali) sono i limiti sperimentali stimati.

con  $\beta$  indice spettrale di decadimento e  $T_1$  assunto in [3] pari a 30s.

<sup>10</sup>Una semplice funzione a gradino o di Heaviside. Tale modello permette solamente di stabilire un limite superiore.

# LHAASO e AGN: possibili scenari

Fin qui si sono enucleate brevemente alcune delle previsioni teoriche per gli effetti di LIV in QG e due dei più celebri e consistenti esperimenti che hanno caratterizzato dei limiti sperimentali per delle deviazioni dalla LI. In questo capitolo si discute del destino della LI (in campo astrofisico) nel Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) [34].

LHAASO fa parte di una nuova generazione di stazioni di rivelazione di raggi cosmici situata a 4400 m sopra il livello del mare nella Haizi Mountain nel Daocheng nella provincia del Sichuan. I tre *array detectors* che compongono LHAASO sono: il KM2A, la componente più estesa, il Water Cherenkov light Detector Array (WCDA), che è la parte centrale, e i venti Wide Field Cherenkov light Telescopes (WFCTs). La tecnologia di LHAASO permette di rivelare raggi cosmici e raggi gamma; questi ultimi, secondo le aspettative, saranno misurati con un'alta sensibilità e ad energie maggiori di 30 TeV. È questa la grande novità di LHAASO.

Gli obiettivi dichiarati di LHAASO concernenti in particolare lo studio dei raggi gamma ad energie molto alte sono: la scoperta della Materia Oscura, test sperimentali per degli effetti predetti dalla QG (tra cui la LIV, oggetto di questo lavoro) e lo studio su un vasto range di energie delle caratteristiche dei fasci di raggi gamma e delle svariate sorgenti che li generano.

## 2.3 AGN *flares*

I Nuclei Galattici Attivi sono galassie molto compatte al cui centro vi è un Buco Nero (BH) molto massivo, caratterizzato da una forte attività di emissione di onde elettromagnetiche a varie frequenze (dalle onde radio ai raggi gamma) e particelle (cariche e/o neutre) lungo la direzione del momento angolare di rotazione del BH (dovuta anche alla rotazione del disco di accrescimento). In base all'orientazione del jet ultrarelativistico rispetto alla *line of sight* dell'osservatore si è soliti classificare i AGN [31][22].

Il fenomeno d'interesse in questo lavoro concerne gli eventi di *flares*, usuali in particolari classi di AGN, che non sono nient'altro che improvvise e violente variazioni del flusso del jet con tempi di variabilità molto corti. Avvengono su varie bande di frequenze: si inquadra ciò che succede ad energie utili per testare la LIV, cioè per  $\gamma$  - ray con energie superiori al GeV. I modelli più quotati per spiegare le cause delle radiazioni ad alta frequenza emesse dai AGN riguardano il fenomeno di *inverse Compton scattering* (ICS) tra gli elettroni ad alta energia del jet prodotto dal BH ed i fotoni a bassa energia<sup>11</sup>. Questi ultimi possono essere generati all'infuori del jet (in questa situazione si parla di *external Compton emission* [12]) oppure essere all'interno del jet stesso come radiazione di sincrotrone e provocare un *synchrotron-self-Compton emission* (SSC) [29]. Vengono discussi brevemente degli episodi di *flares* in tre AGN<sup>12</sup>.

**TXS 0506+056** Un'accurato studio di due eventi di *flares* avvenuti nel 2017 del BL Lac object TXS 0506+056 ad alte energie è stato compiuto da MAGIC [10]. Osservazioni di altri progetti sperimentali, quasi-simultanee e su frequenze più basse, hanno permesso di ricostruire la *spectral energy distribution* (SED). MAGIC ha raccolto e lavorato i dati sul flusso di fotoni con energia maggiore di 90 GeV ( $\gamma$  - ray ad alta energia) come visibile in 2.6. Due fatti interessanti si estrapolano dal lavoro di MAGIC:

---

<sup>11</sup>Tale modello è chiamato "modello leptonic".

<sup>12</sup>Per un'idea sulle caratteristiche principali di ciascun AGN è utile perlustrare TeVCat [28].

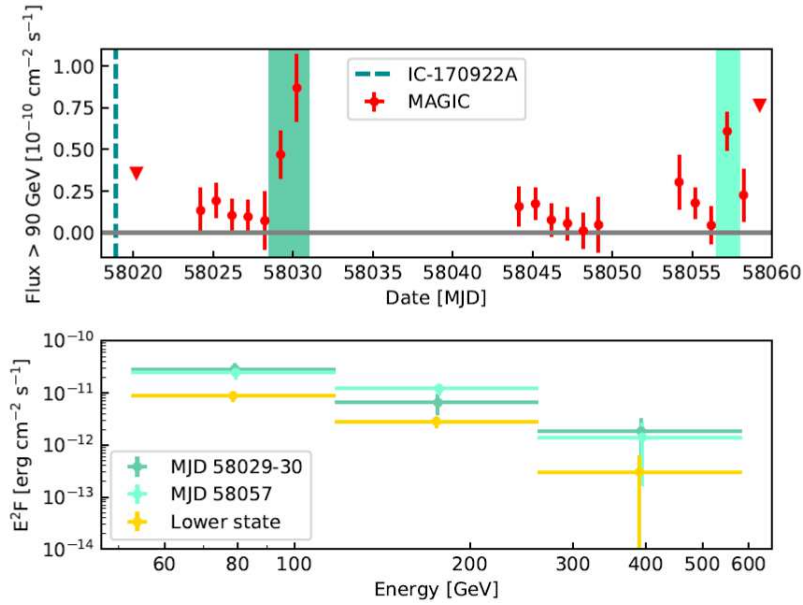


Figura 2.6: Il grafico di sopra rappresenta l'evoluzione del flusso allo scorrere dei giorni: sono evidenziati i due intervalli temporali in cui si osserva un rapido aumento del flusso, evidenza dell'accadere dei *flares*. Di sotto vengono confrontati i flussi in funzione dell'energia tra i due *flares* occorsi e lo stato di quiete di TXS 0506+056 [10].

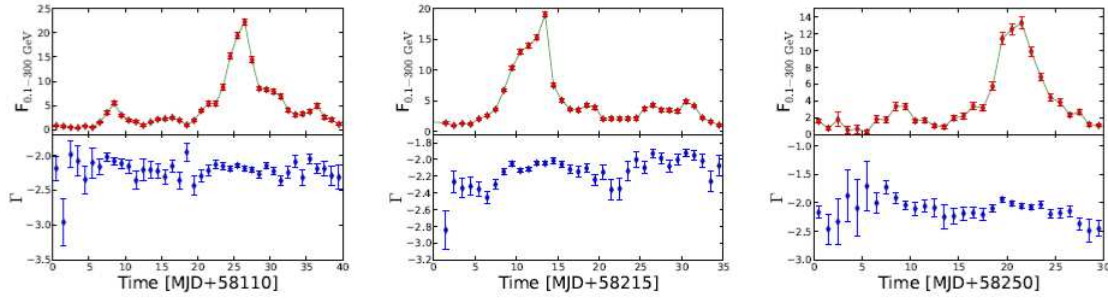


Figura 2.7: *Light curve* dei  $\gamma$ -ray per i tre *flares* (sotto il corrispondente indice spettrale dei fotoni. In ordinata il flusso è misurato in  $10^{-6} \text{phcm}^{-2} \text{s}^{-1}$

- la probabilità stimata che il flusso sia costante è minore del 3% ed in un giorno vi sia un aumento del flusso di un fattore 6;
- da 2.6 (sotto), con energie tra gli 80 ed i 400 GeV i dati sperimentali sono ben determinati da una *power law* ( $dE/dN \sim E^\gamma$ ) per lo spettro differenziale dei fotoni, con indici spettrali di  $(-3.9 \pm 0.3)$  per la *flare* MJD 58029-30 e  $(-4.0 \pm 0.3)$  per MJD 58057<sup>13</sup>.

**3C 279** Tra il 2017 e il 2018 sono stati osservati tre brillanti episodi di *flares*; la componente dovuta ai  $\gamma$ -ray ad energie tra 0.1 a 300 GeV sono state rivelate da *Fermi*-LAT [24]. In 2.7 si mostrano le curve di luce in funzione del tempo (in giorni). Il tempo di variabilità, inoltre, può essere stimato dalla relazione:

$$t_{var} = \frac{F_1 + F_2}{2} \frac{t_2 - t_1}{|F_2 - F_1|} \quad (2.22)$$

con  $F_1$  e  $F_2$  due flussi misurati, rispettivamente ai tempi  $t_1$  e  $t_2$ . La variabilità, accentuata durante gli eventi di *flares*, può essere valutata anche attraverso un parametro, il *fractional variability*:

$$F_{var} = \sqrt{\frac{S^2 - \sigma^2}{r^2}} \quad (2.23)$$

<sup>13</sup>Entrambi sono molto maggiori rispetto a quanto trovato da *Fermi*-LAT ( $\gamma \sim 2$ ) ad energie però tra i 30 MeV e i 300 GeV.



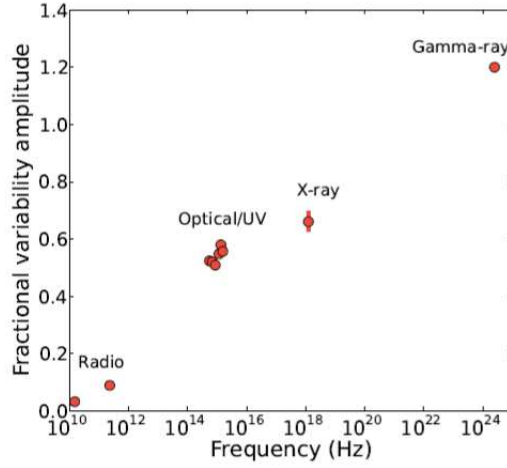


Figura 2.8: [24] Chiara dipendenza di  $F_{var}$  dalla frequenza per 3C 279 tra il 2017 ed il 2018

con  $S$  la varianza del campione di dati,  $\sigma$  è l'incertezza media di ciascuna osservazione e  $r$  è la media del campione. Come si nota in 2.8 la variabilità di 3C 279 è di gran lunga maggiore per i raggi gamma, dunque ad alte frequenze vi è una grande variabilità della sorgente, utile per rilevare possibili LIV. Tale andamento di  $F_{var}$  può essere interpretato dal fatto che i raggi gamma ad alta energia sono prodotti da particelle più energetiche, a loro volta caratterizzate da un più corto tempo di raffreddamento. La generica equazione per la SED è:

$$\frac{\partial N(E, t)}{\partial t} = Q(E, t) - \frac{\partial}{\partial E} (b(E, t)N(E, t)) \quad (2.24)$$

$N(E, t)$  è il numero di fotoni dipendente dall'energia (in questo caso il miglior fit è ottenuto tramite il modello della Log Parabola),  $Q(E, t)$  è lo spettro degli elettroni iniettati e  $b(E, t)$  rappresenta la perdita di fotoni causata da SSC e IC.

**Markarian 501** Lo studio di due *flares* di MRK501 nel 2005 da parte di MAGIC è stato molto interessante per i test di LIV (seppur esso sia ad una distanza minore rispetto agli altri due AGN sopra citati,  $z_{MRK501} = 0.34$ ). In [5] si sono ricavate le *light curve* con annessi i *background* e i fit. Questi ultimi sono stati effettuati tramite la funzione descrivente l'ampiezza e la durata dei *flares*:

$$F(t) = a + \frac{b}{2^{-\frac{t-t_0}{c}} + 2^{\frac{t-t_0}{d}}} \quad (2.25)$$

asintoticamente consistente con un flusso stabile  $a$ , con  $b$ ,  $c$  e  $d$  parametri determinati dal fit e  $t_0$  fissato come tempo in cui il flusso raggiunge il suo massimo valore.  $c$  e  $d$  sono i parametri interessanti in quanto quantificano i tempi caratteristici di raddoppio o dimezzamento del flusso: moltiplicandoli per  $1/\ln 2$  si ottengono i tempi caratteristici di salita o di discesa del flusso. In [5] tali tempi di raddoppio o dimezzamento del flusso in questi eventi di *flares* sono  $\sim 2min$ , e i conseguenti tempi caratteristici sono  $\sim 3min$ . Come visto in 2.8, anche in questo caso per energie superiori a 0.1 TeV si assiste alle più improvvise variazioni temporali di flusso che corrispondono ad un  $F_{var}$  maggiore.

Per confronto si dividono i dati in quattro intervalli di energia (tutti in TeV):  $[0.15; 0.25]$ ,  $[0.25; 0.6]$ ,  $[0.6; 1.2]$  e  $[1.2; 10]$  come si vede in 2.9 per il *flare* del 9 luglio, il più interessante poichè l'aumento del flusso è visibile in tutti e quattro i range di energia. I fit sono stati attuati assumendo  $c = d$ . Da rimarcare è la differenza temporale tra il più alto intervallo di energia e il più basso: essa ammonta a  $(239 \pm 78)s$ . Questo è il punto cruciale per un test di LIV.

In [4], la formula esatta per un ritardo temporale dipendente dall'energia in uno spazio-tempo piatto ed in espansione è 1.18 per il caso lineare, da cui segue facilmente il caso quadratico. Come in 1.20 può essere riparametrizzata come  $\Delta t = \pm \tau_1 E$  e  $\Delta t = \pm \tau_2 E^2$ , con  $\tau_1$  e  $\tau_2$  che dimensionalmente sono rispettivamente  $s/GeV$  e  $s/GeV^2$ . Essi sono scelti in modo che  $\Delta t$  sia consistente con i risultati sperimentali di [4], quindi sia coerente con i tempi di arrivo misurati. Dunque ancora una volta  $\tau_1$  e  $\tau_2$  sono i parametri da stimare



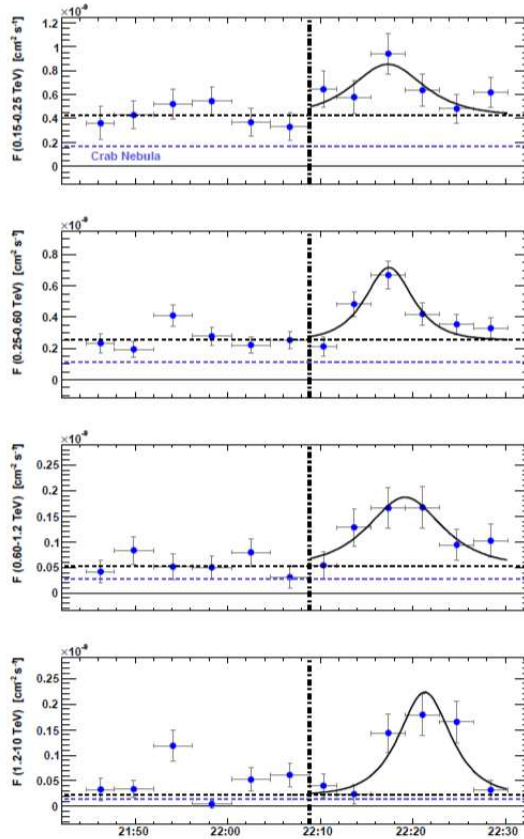


Figura 2.9: I bin sono di 4 minuti. In ciascuno i range temporali di *flares* sono distaccati dalla parte stabile tramite la linea tratteggiata verticale. La linea nera continua è il fit compiuto con i parametri di 2.25 [5].

(come si può vedere in 2.10) e da cui ricavare dei limiti per le energie caratteristiche della QG. Le stime ottenute sono:  $\tau_1 = (0.03 \pm 0.01)s/GeV$  e  $\tau_2 = (3.71 \pm 2.57) \times 10^{-6}s/GeV^2$  con un C.L. del 95%: si noti la grandezza degli errori relativi, rispettivamente i casuali sono il  $\sim 33\%$  e  $\sim 70\%$  del valore stimato. Naturalmente non si può escludere che questi parametri abbiano un valore condizionato dalle caratteristiche proprie del jet. Questo articolo, comunque, fornisce degli importanti elementi per le sorti di LIV-tests a partire dallo studio di AGN.

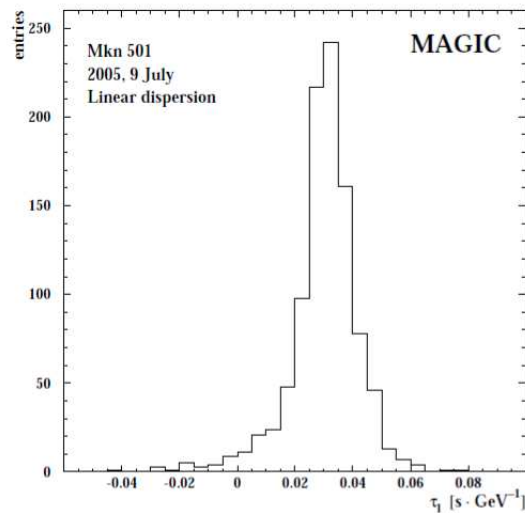


Figura 2.10:  $\tau_1$  ricavato dal fit della *Energy Cost function* di 1000 dati ricavati da una Monte Carlo delle energie dei fotoni. La funziona mezionata è definita come le energie massimali in funzione di  $\tau_1$  [4].

## 2.4 Panoramica su LHAASO per la rivelazione di $\gamma$ - ray

Come può LHAASO rientrare in questa annosa questione dei test di LIV? Si studiano in questa sezione alcune delle caratteristiche significative di LHAASO per compararle con quelle che sono le condizioni ottimali per test astrofisici tramite lo studio dei *flares* di AGN.

Per perseguire l'obiettivo dichiarato si discute sulla sensibilità di WCDA e KM2A, le componenti essenziali per la rivelazione di  $\gamma$  - ray [18] [11]. Come visibile in 2.11, la combinazione di WCDA (operativa

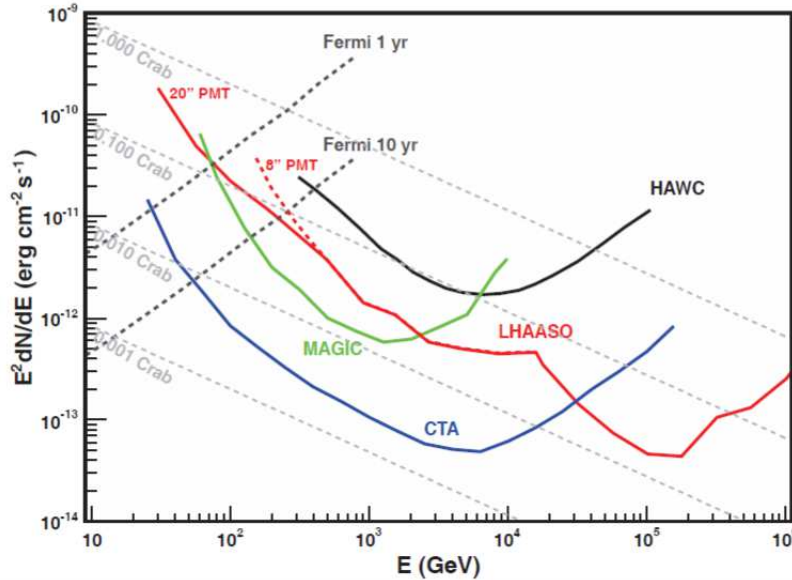


Figura 2.11: Confronti di sensibilità del flusso differenziale di LHAASO: sono i risultati di un anno di osservazioni. La simulazione per la risposta dei detectors di LHAASO è stata effettuata a partire da un flusso simile alla Nebula Crab, estendendo il suo spettro già rivelato in altri esperimenti fino a 1 PeV, mantenendo pertanto l'indice spettrale misurato -2.6 [11].

nel range  $\sim 0.3 - 10 TeV$ ) e KM2A (efficace per  $\sim > 10 TeV$ ) fornisce un ampio range di misura per flussi differenziali, grazie anche all'*upgrade* dei fotomoltiplicatori (PMT) 20"; complessivamente le energie vanno dai  $\sim 20 GeV$  a  $\sim 1 PeV$ . Noto è la sensibilità sopra i 10 TeV portata avanti da KM2A [15]. Naturalmente tali curve di sensibilità variano e cambiano anche forma in base al tempo di osservazione, sono dunque da valutare caso per caso.

**KM2A** Composto da 5195 detectors di particelle elettromagnetiche (ED) e 1171 detectors di muoni posti sottoterra (MD). In 2.12 ED di un metro quadro: la distanza tra due EDs adiacenti è di 30m

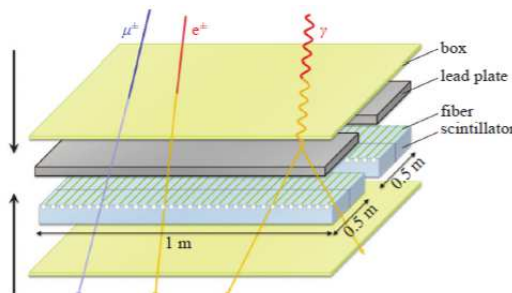


Figura 2.12: ED è uno scintillatore plastico che al passaggio di particelle o raggi gamma genera fotoni che vengono poi raccolti e trasferiti attraverso delle fibre ottiche verso un PMT di 1.5 pollici che lo converte in segnale elettrico. Il *lead plate* è utilizzato per convertire i fotoni in elettroni e migliorare l'efficienza e la risoluzione angolare [34].

cosicché l'area totale dell'array è di circa  $1.3 km^2$ . Tale sistema riesce a ricostruire la direzione e l'energia delle particelle incidenti tramite l'elettronica funzionale per *timing*, raccolta dati, *trigger*, elaborazione dei dati e così via.

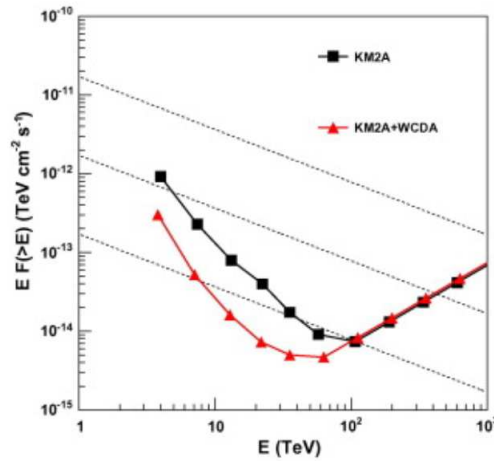


Figura 2.13: Differenze di sensibilità per il flusso (curve con e senza WCDA) [15].

**WCDA** È un particolare tipo di *extensive air shower array*. Diviso in tre contenitori d'acqua (due quadrati  $150m \times 150m$  ed uno  $300m \times 110m$ ), a loro volta sono suddivisi in celle per un totale di 3120 detectors, connessi all'elettronica modulare di lettura ed acquisizione. Ciascuna unità ha un volume di  $5m \times 5m \times 4.4m$ , isolato in modo da evitare il *crossstalk* di segnale tra unità adiacenti (specialmente per le particelle secondarie). Ogni cella in profondità ha al centro un PMT "grande", di 8 o 20 pollici, ed uno di piccola taglia, 1.5 o 3 pollici, per ampliare il range di misura del numero di particelle e quindi aumentare l'accuratezza.

Tutte le unità delle componenti di LHAASO adottano il sistema White Rabbit per registrare il tempo di arrivo del segnale, infatti tengono conto di un'accuratezza superiore a 0.5 ns corroborata da un'ottima trasmissione dei dati affidata a fibre ottiche.

Importante per questo tipo di rivelatori è distinguere gli sciami generati da particelle adroniche, rispetto a quelli generati dai raggi gamma: per discernarli si può utilizzare un'analisi come in 2.14 per KM2A. Un notevole miglioramento alla risoluzione del flusso è dato dalla combinazione di KM2A e WCDA, in quanto quest'ultimo contribuisce al conteggio di muoni; 2.13 è esplicitiva. Infatti, se si è interessati ai raggi gamma le particelle generate da un nucleo o da un protone dovrebbero essere considerati come *background*. Dalle simulazioni in [11], si stima che i raggi cosmici che non sono rigettati dal metodo di discriminazione (viene introdotto un parametro di "taglio" per gli adroni e poi viene massimizzato il Q-valore [11]) è lo 0.01% per 10 TeV, 0.004% per 30 TeV e minore dello 0.0001% per energie maggiori di 150 TeV. Naturalmente tutto ciò dipende dal tempo di misurazione e i valori esposti sono calibrati per un anno.

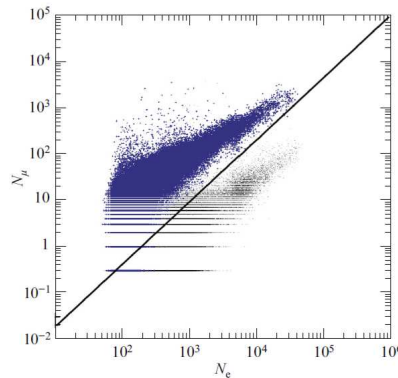


Figura 2.14: La linea nera è l'ottimale condizione di taglio tra eventi causati dai  $\gamma - ray$  (punti neri) e quelli causati da protoni (blu).  $N_e$  è il numero di elettroni misurati in ED, mentre  $N_\mu$  è il numero di muoni rivelati in MD [15].

Da studiare è anche la questione del *field of view* di LHAASO e quanto tempo sia capace di scandagliare il cielo ogni giorno. La posizione geografica ( $29^\circ$  latitudine Nord) è strategica in quanto si può osservare

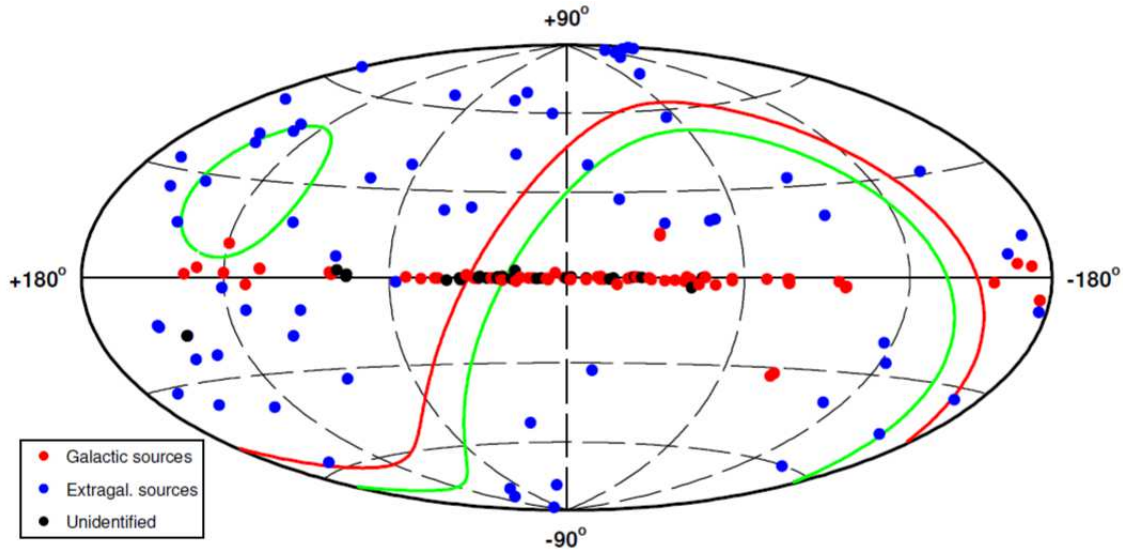


Figura 2.15: Con le posizioni in coordinate galattiche, si mostrano le sorgenti conosciute sopra il TeV: la linea verde racchiude la regione di cielo che culmina con zenith massimo di  $40^\circ$  rispetto a LHAASO. In questo range vi sono circa 47 sorgenti extragalattiche al TeV, delle quali solo 39 hanno un *redshift* misurato (per la rivelazione di esse si deve tener conto anche di effetti di attenuazione del flusso e di possibili assorbimenti) [11].

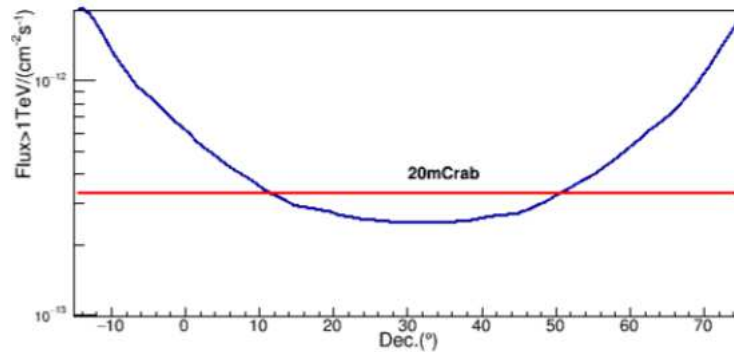


Figura 2.16: Questo è l'andamento della sensibilità di WCDA per flussi di energia superiore al TeV in relazione all'angolo di declinazione (coordinate equatoriali) [18].

una sorgente più volte al giorno e grazie agli *extensive air shower arrays* può essere monitorata tutti i giorni dell'anno. Queste caratteristiche sono molto positive per controllare continuamente sorgenti variabili, come è il caso di AGN in stato di *flares*.  $\theta$  è l'angolo massimo di zenith della sorgente rispetto a LHAASO: si sono stimate le regioni di cielo che possono essere osservate con  $\theta$  minore di  $40^\circ$ . Come si vede in 2.15 nel piano galattico sono nell'intervallo longitudinale tra  $+20^\circ$  e  $+225^\circ$ . LHAASO con la sua alta sensibilità ad alta energia e con un FOV ampio potrà misurare tante sorgenti contemporaneamente e a vari  $z$ . Uno studio pregnante per la sensibilità di WCDA in funzione della declinazione<sup>14</sup> è in 2.16 [18]. Per KM2A le simulazioni hanno stabilito una risoluzione angolare di  $0.4^\circ$  a 30 TeV, mentre di  $0.2^\circ$  a 1 PeV [15].

L'area efficace di un detector è un'altro parametro fondamentale da valutare: in 2.17 e 2.18 si trovano le simulazioni per KM2A e WCDA. Entrambi mostrano la tendenza chiara di questi due detector: avere un'ottima risoluzione ad alte energie.

Nella ricerca di eventi di *flares*, e dunque per testare nuovamente la LIV con più limiti più stringenti, si confrontano nel dettaglio i dati delle precedenti osservazioni con le sensibilità di LHAASO. In 2.19 viene mostrata la SED durante il *flare* di TXS 0506+056 ricavata su svariate bande di lunghezza d'onda con in aggiunta il range di energie che LHAASO può osservare (nella figura le linee in azzurro): l'apporto di LHAASO potrà essere notevole in futuri eventi simili per fornire una descrizione più precisa della curva e ampliare il range d'azione.

Un altro raffronto può essere fatto con MRK 501 ed in particolare con il *flare* osservato nel 2011 da

<sup>14</sup>In coordinate equatoriali.

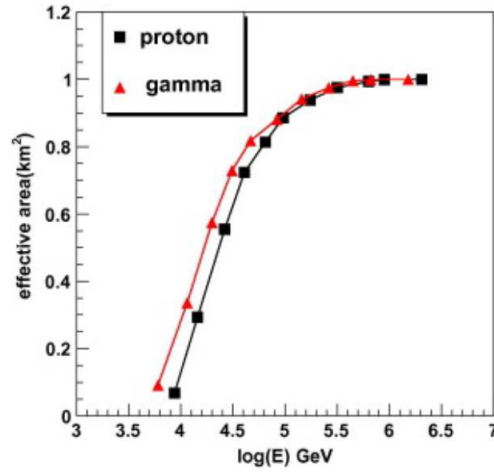


Figura 2.17: Si è ottenuto simulando  $\gamma$  - ray su varie bande di energia. [15]

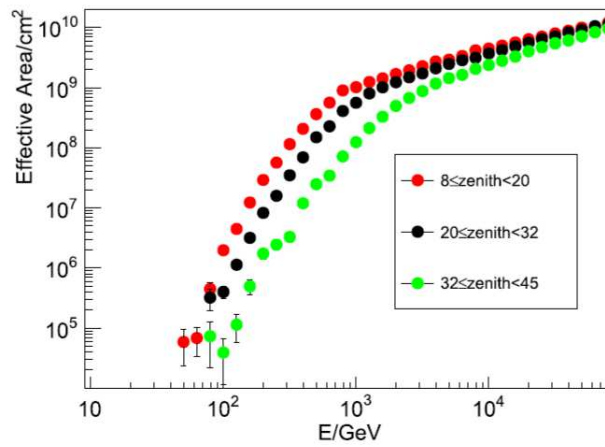


Figura 2.18: Zenith nella legenda corrisponde a  $\theta$  introdotto nel testo. Il grafico è stato realizzato generando segnali di  $\gamma$  - ray da sorgenti differenti [18].

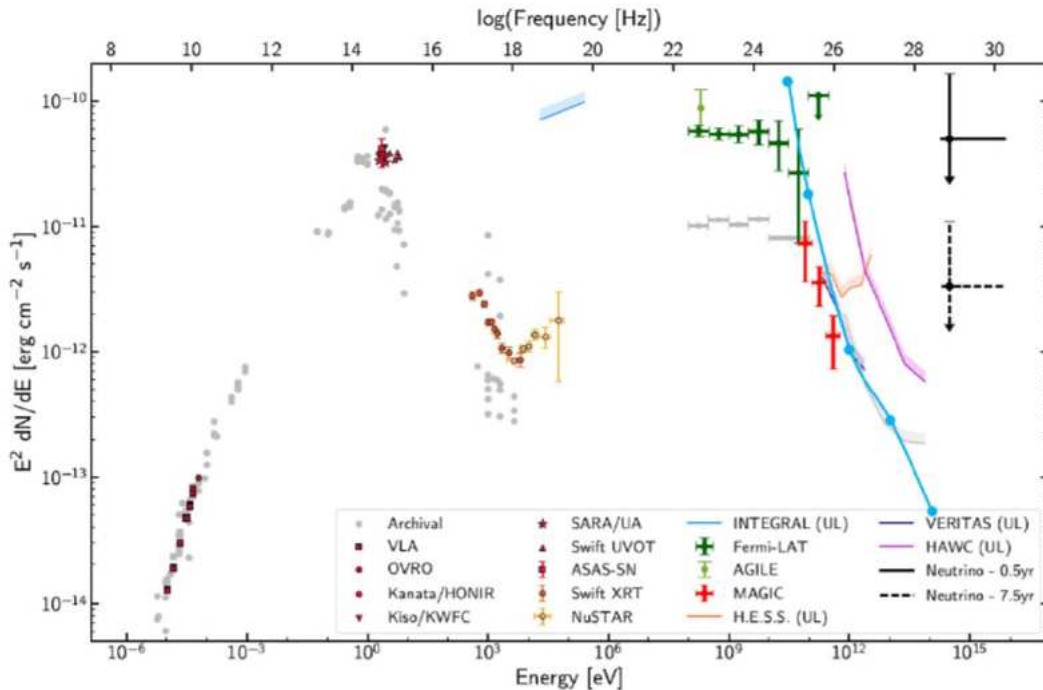


Figura 2.19: Da una ricostruzione di [2] della SED di TXS 0506+056 con sovrapposte le potenzialità di LHAASO. Quest'ultimo potrebbe ricoprire un range tra 30 GeV e le centinaia di TeV [11].

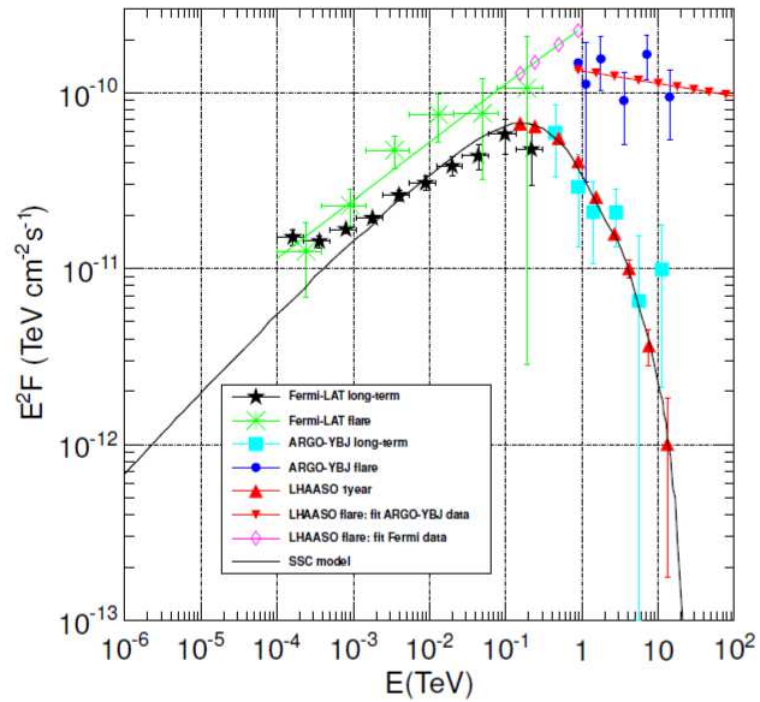


Figura 2.20: LHAASO per MRK 501, la legenda è esplicativa nel confronto con gli altri esperimenti citati nel testo [11].

Swift, Fermi-LAT e ARGO-YBJ. Si nota in 2.20 come LHAASO, se fosse stato in funzione quell'anno, avrebbe potuto ampliare i range di energia analizzati dagli altri esperimenti (i dati di LHAASO sono stati simulati sulla base dei fit precedenti) e come anche la sensibilità dei dati acquisiti sarebbe stata accresciuta per energie dell'ordine del TeV. Indubbiamente LHAASO aumenterà quindi il numero di fotoni rivelati provenienti da AGN e ciò porterà ad una maggiore definizione delle *light curves* di episodi di alta variabilità del flusso.



# Conclusioni

In questo percorso si sono mostrati parecchi elementi: previsioni teoriche di LIV nell'ambito della QG, tests sperimentali di LIV compiuti ed una possibile strada da intraprendere in un nuovo contesto sperimentale.

Eventi come quello di MRK 501, in 2.9, sono circostanze all'interno delle quali potrebbe essere testata la LIV. I quesiti da rimandare ad ulteriori approfondimenti e studi futuri sono:

- Con che cadenza e probabilità gli eventi di *flares* accadono nei AGN?
- Nel caso si riuscissero a misurare nel dettaglio, sono attribuibili solamente a LIV?

Gli articoli sui modelli di AGN connessi ad eventi di *flares* sono molteplici, seppur non vi sia un modello univocamente accettato e comprovato. Per quanto riguarda l'emissione di  $\gamma$  - *ray* da parte di questo tipo di sorgenti, anche questo è un argomento sotto dibattito. I modelli riconosciuti sono tre: il modello leptonic, quello adronico ed un terzo modello in cui si considerano i raggi cosmici ad energie molto elevate. La precisa caratterizzazione del jet emesso dagli AGN è molto importante quindi per rispondere alla seconda domanda. LHAASO sarà decisivo anche nell'ampliare le conoscenze in questi ambiti grazie alle caratteristiche dei propri detectors [11].

Si è proposto un *framework* chiaro all'interno del quale ricercare evidenze di LIV; la legge di riferimento è 1.18 e si sono specificate le condizioni ottimali per applicarla e verificarla in campo astrofisico. Un proposito futuro per verificare l'effettivo responso complessivo di LHAASO per un test di LIV sarebbe quello di simulare un segnale di *flare* molto variabile e studiare la risposta dei rivelatori, anche in virtù del fattore di sensibilità introdotto nella Sezione 1.2.1. In generale questo lavoro è stato fatto per WCDA, anche simulando alcuni segnali di AGN in stato di *flare*, utilizzando i programmi CORSIKA, per simulare i processi a cui sono soggetti i  $\gamma$  - *ray* e i raggi cosmici nell'atmosfera, e GEANT4, per simulare la risposta del detector [18]. Nuove simulazioni in questo ambito potrebbero esser fatte anche per KM2A e valutare dunque la risposta complessiva di LHAASO, soprattutto per misurare le piccole variabilità del flusso, consistenti per ricercare LIV.

Forse, si sono aperti piccoli nuovi orizzonti, non resta che tentare di avvicinarli, *step by step*.

*Dedico questo lavoro alla nonna Anna, mi ha insegnato a salire le scale un passo alla volta e con pazienza.*

*Ringrazio il Professor Bastieri per gli spunti e la pazienza: grazie a lui ho conosciuto una nuova parte di fisica e quindi una nuova fetta di mondo. Un grazie va anche al Correlatore, Professor Fan.*

*Ringrazio mamma, papà e Costanza e tutta la mia famiglia, per il supporto e la fiducia, a trecentosessant gradi.*

*Ringrazio Ele e tutti gli amici di una vita: mi insegnano la leggerezza, e spesso coincide con la definizione Calvino.*

*Ringrazio gli amici di Padova e Riccardo (un nome per la quasi totalità) e tutti coloro in cui mi sono imbattuto in questo percorso.*

# Bibliografia

- [1] Einstein A. *Le due relatività*. Bollati Boringhieri, 2015.
- [2] Mark Aartsen, Markus Ackermann, Jenni Adams, Juan Antonio Aguilar, Markus Ahlers, Maryon Ahrens, Imen Al Samarai, David Altmann, Karen Andeen, and et al. Multimessenger observations of a flaring blazar coincident with high-energy neutrino icecube-170922a. *Science*, 361(6398), 2018.
- [3] V. A. Acciari, S. Ansoldi, L. A. Antonelli, A. Arbet Engels, D. Baack, A. Babić, B. Banerjee, U. Barres de Almeida, J. A. Barrio, J. Becerra González, and et al. Bounds on lorentz invariance violation from magic observation of grb 190114c. *Physical Review Letters*, 125(2), Jul 2020.
- [4] J. Albert, E. Aliu, H. Anderhub, L.A. Antonelli, P. Antoranz, M. Backes, C. Baixeras, J.A. Barrio, H. Bartko, D. Bastieri, and et al. Probing quantum gravity using photons from a flare of the active galactic nucleus markarian 501 observed by the magic telescope. *Physics Letters B*, 668(4), 2008.
- [5] J. Albert, E. Aliu, H. Anderhub, P. Antoranz, A. Armada, C. Baixeras, J. A. Barrio, H. Bartko, D. Bastieri, J. K. Becker, and et al. Variable very high energy  $\gamma$ -ray emission from markarian 501. *The Astrophysical Journal*, 669(2), 2007.
- [6] G. Amelino-Camelia, John Ellis, N. E. Mavromatos, D. V. Nanopoulos, and Subir Sarkar. Tests of quantum gravity from observations of  $\gamma$ -ray bursts. *Nature*, 393(6687):763–765, Jun 1998.
- [7] Giovanni Amelino-Camelia. On the fate of lorentz symmetry in loop quantum gravity and noncommutative spacetimes, 2002.
- [8] Giovanni Amelino-Camelia. Relativity in spacetimes with short-distance structure governed by an observer-independent (planckian) length scale. *International Journal of Modern Physics D*, 11(01):35–59, Jan 2002.
- [9] Giovanni Amelino-Camelia and Shahn Majid. Waves on noncommutative space–time and gamma-ray bursts. *International Journal of Modern Physics A*, 15(27):4301–4323, 2000.
- [10] S. Ansoldi, L. A. Antonelli, C. Arcaro, and et al. Baack. The blazar txs 0506+056 associated with a high-energy neutrino: Insights into extragalactic jets and cosmic-ray acceleration. *apj*, 2018.
- [11] X. Bai, B. Y. Bi, X. J. Bi, Z. Cao, S. Z. Chen, Y. Chen, A. Chiavassa, X. H. Cui, Z. G. Dai, D. della Volpe, T. Di Girolamo, Giuseppe Di Sciascio, Y. Z. Fan, and oth. The large high altitude air shower observatory (lhaaso) science white paper, 2019.
- [12] Mitchell C. Begelman, Martin J. Rees, and Marek Sikora. Energetic and radiative constraints on highly relativistic jets. *apjl*, 429:L57, July 1994.
- [13] Norbert Bodendorfer. An elementary introduction to loop quantum gravity, 2016.
- [14] Zhe Chang, Yunguo Jiang, and Hai-Nan Lin. A unified constraint on the lorentz invariance violation from both short and long grbs. *Astroparticle Physics*, 36(1):47–50, Aug 2012.
- [15] Shuwang Cui, Ye Liu, Yujuan Liu, and Xinhua Ma. Simulation on gamma ray astronomy research with lhaaso-km2a. *Astroparticle Physics*, 2014.
- [16] Leopardi G. Canto notturno di un pastore vagante dell’asia, 1829-30. Available on line.



- [17] O. W. Greenberg. *cpt* violation implies violation of lorentz invariance. *Phys. Rev. Lett.*, 89:231602, Nov 2002.
- [18] Yingying Guo, Xiaochuan Chang, Hongbo Hu, and Zhiguo Yao. Prospects for a multi-tev gamma-ray sky survey with the lhaaso water cherenkov detector array, 2020.
- [19] James B. Hartle. *Gravity: an Introduction to Einstein's General Relativity*. Addison–Wesley, San Francisco, 1st, edition, 2003.
- [20] Uri Jacob and Tsvi Piran. Lorentz-violation-induced arrival delays of cosmological particles. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2008(01):031, Jan 2008.
- [21] Konishi K. and Paffuti G. *Meccanica Quantistica: Nuova Introduzione*. Pisa University Press, 2013.
- [22] Malcolm S. Longair. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 3 edition, 2011.
- [23] David Mattingly. Modern tests of lorentz invariance. *Living Reviews in Relativity*, 8(1), Sep 2005.
- [24] Raj Prince. Broadband variability and correlation study of 3c 279 during flares of 2017–2018. *The Astrophysical Journal*, 890(2), 2020.
- [25] Carlo Rovelli. Relational quantum mechanics. *International Journal of Theoretical Physics*, 35(8):1637–1678, Aug 1996.
- [26] Carlo Rovelli. Loop quantum gravity. living rev. relativ., 2008.
- [27] Carlo Rovelli and Simone Speziale. Reconcile planck-scale discreteness and the lorentz-fitzgerald contraction. *Physical Review D*, 67(6), Mar 2003.
- [28] Deirdre H. Scott W. Available on line, <http://tevcat.uchicago.edu/>.
- [29] Marek Sikora, Łukasz Stawarz, Rafał Moderski, Krzysztof Nalewajko, and Greg M. Madejski. Constraining emission models of luminous blazar sources. *The Astrophysical Journal*, 704(1):38–50, Sep 2009.
- [30] Sergey N. Solodukhin. Entanglement entropy of black holes. *Living Reviews in Relativity*, 14(1), Oct 2011.
- [31] C. Megan Urry and Paolo Padovani. Unified schemes for radio-loud active galactic nuclei. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 107:803, Sep 1995.
- [32] V. Vasileiou, A. Jacholkowska, F. Piron, J. Bolmont, C. Couturier, J. Granot, F. W. Stecker, J. Cohen-Tanugi, and F. Longo. Constraints on lorentz invariance violation from fermi-large area telescope observations of gamma-ray bursts. *Physical Review D*, 87(12), Jun 2013.
- [33] Wikipedia contributors. Poisson algebra — Wikipedia, the free encyclopedia, 2020. [Online; accessed 14-October-2020].
- [34] Cao Zhen, Chen Ming-jun, Chen Song-zhan, Hu Hong-bo, Liu Cheng, Liu Ye, Ma Ling-ling, Ma Xinhua, Sheng Xiang-dong, Wu Han-rong, Xiao Gang, Yao Zhi-guo, Yin Li-qiao, Zha Min, and Zhang Shou-shan. Introduction to large high altitude air shower observatory (lhaaso). *Chinese Astronomy and Astrophysics*, 43(4):457 – 478, 2019.