

# Sciami cosmici estesi

Foresi Andrea, Lari Tommaso

(Dated: 31 maggio 2021)

L'obiettivo di questa esperienza è quello di misurare possibili variazioni di flusso dei raggi cosmici con un apparato posto al livello del mare e la presenza di eventi di sciami cosmici estesi. L'apparato a disposizione è composto da due telescopi formati tre scintillatori associati a fotomoltiplicatori [2] e da una scheda d'acquisizione DEONano [B]. Nella prima parte dell'esperienza sono state realizzate misure di tempo. Sono stati misurati i flussi dei raggi cosmici in entrambi i telescopi individuando delle variazioni con due diversi andamenti temporali: una con una scala temporale di circa 5 giorni e una periodica con periodo 24 ore[4.7]. E' stata inoltre riscontrata una correlazione tra le variazioni dei flussi dei due telescopi [4.6]. È stata analizzata la distribuzione delle differenze di tempo tra i due telescopi e sono stati trovati  $1318 \pm 2$  eventi attribuibili a sciami cosmici estesi[4.8]. È stato analizzato il flusso degli sciami e non sono state riscontrate variazioni significative[4.9]. Nella seconda parte dell'esperienza è stata misurata la distribuzione dell'energia rilasciata dalle particelle nei rivelatori e ne è stata verificata la differenza in caso di eventi riconducibili ad uno sciame[5].

## Contents

## 1. INTRODUZIONE

1. Introduzione	1
2. Apparato sperimentale	1
2.1. Funzionamento	2
3. Efficienza dei rivelatori	2
3.1. Errore associato ai conteggi	2
3.2. Incertezza dovuta ai conteggi casuali	2
3.3. Accettanza geometrica	3
3.4. Misure	4
3.5. Scelta del punto di lavoro	5
4. Misure di tempi (digitale)	6
4.1. Configurazione dell'apparato sperimentale	6
4.2. Problemi efficienza	7
4.3. Risoluzione	7
4.3.1. Telescopio 2	7
4.3.2. Telescopio 1	7
4.3.3. Larghezza scintillatori	8
4.4. Problema delle ripartenze	8
4.4.1. Aumento delle frequenze in singola	8
4.4.2. Ripartenze	9
4.5. Flussi delle triple	9
4.6. Correlazione tra i flussi delle triple	9
4.6.1. Interpretazione dei risultati	10
4.7. Variazioni dei flussi delle triple	10
4.7.1. Caratteristiche delle variazioni	12
4.8. Dt tra telescopi	12
4.8.1. Andamento fuori picco	13
4.8.2. Larghezza Picco	14
4.9. Flusso degli sciami	14
4.10. dt telescopio con se stesso	14
5. Misure di ampiezze (Analogica)	15
5.1. Configurazione dell'apparato sperimentale	16
5.2. Analisi degli spettri in energia	16
6. Conclusioni	17
A. Efficienze	18
1. Problemi in presa dati	19
B. DEONano	19
1. Configurazione Digitale	20
2. Configurazione Analogica	20
3. Ripple del clock	20
C. Tabelle efficienze PMT	21

Spesso negli esperimenti sui raggi cosmici, si assume che l'arrivo di queste particelle sia casuale e indipendente. Ciò, può non essere necessariamente vero. I raggi cosmici si dividono in primari e secondari, i raggi "primari" sono particelle che vengono prodotte, o accelerate, principalmente al di fuori del sistema solare da sorgenti astrofisiche come per esempio stelle di neutroni, nebulose o stelle nelle fasi di forte instabilità. Con il nostro apparato, posto a qualche metro di altezza sul livello del mare, è possibile rivelare i raggi cosmici "secondari", particelle prodotte dall'interazione dei raggi primari con l'atmosfera terrestre. Infatti, quando un raggio cosmico primario, generalmente un protone o nuclei stabili con  $\tau > 10^6$  anni, interagisce con l'atmosfera terrestre, avvengono in serie una cascata di decadimenti e interazioni che generano dunque un vero e proprio sciame di particelle. Questi sciami si possono dividere in due tipologie:

- "Sciame elettromagnetico" nel quale si osserva in sequenza principalmente la produzione di coppie  $\gamma \rightarrow e^- e^+$  e l'annichilazione elettrone positrone.
- "Sciame adronico" nel quale si susseguono una serie di interazioni forti e la conseguente produzione di mesoni come  $\pi$  (pioni),  $\mu$  (muoni) e K (kaoni). In questa seconda tipologia di sciami ritroviamo anche alcune componenti elettromagnetiche, che possono essere originate dal decadimento del  $\pi^0$  in due fotoni.

Gli sciami prodotti dall'interazione raggio-atmosfera, avranno uno sviluppo sia longitudinale che trasversale rispetto alla direzione di arrivo del raggio cosmico primario. In particolare la larghezza di questi sciami, determinerebbe l'arrivo di più particelle a tempi ravvicinati all'interno di una determinata superficie. Per le proprietà delle particelle che vengono prodotte, sappiamo che al livello del mare, il 90% delle particelle rivelate sono muoni al minimo della perdita di energia, cioè con energia dell'ordine del GeV, e una bassa percentuale di elettroni. In questa esperienza si fa uso di due telescopi per raggi cosmici distanziati di qualche metro. Questo permette di effettuare misure sia sul flusso di raggi cosmici dei singoli telescopi, sia di individuare eventi in coincidenza tra i due riconducibili ad uno sciame.

## 2. APPARATO SPERIMENTALE

- 6 lastre piane rettangolari di scintillatore plastico, accoppiate a fototubi tramite guide di luce.

- Moduli NIM: discriminatore, coincidenze, Dual timer, ritardi, amplificatori di carica, convertitore NIM-TTL, scaler.
- Alimentatori HV-N1130 per alimentare i PMT.
- Scheda d'acquisizione dati, DE0Nano.
- Oscilloscopio.

Le sei lastre sono organizzate a tre a tre in due telescopi per raggi cosmici.

In ciascun telescopio le 3 lastre sono posizionate una sopra l'altra come in figure 1 e 2.



Figura 1: In figura il telescopio 1 formato da 3 piani scintillatori ricoperti da nastro adesivo nero. A partire dall'alto si possono vedere gli scintillatori 1, 2 e 3 con rispettivo PMT collegato tramite guide di luce.



Figura 2: In figura il telescopio 2 formato da 3 piani scintillatori ricoperti da nastro adesivo nero. A partire dall'alto si possono vedere gli scintillatori 6, 5 e 4 con rispettivo PMT collegato tramite guide di luce.

Le dimensioni degli scintillatori sono indicate in tabella I:

Scint.	L1 [cm]	L2 [cm]	L3 [cm]
1	57	21	1
2	40	19.5	1
3	40	19.5	1
4	40	48	1
5	40	48	1
6	40	48	1

Tabella I: Misure dei piani di scintillatore. Date le difficoltà incontrate nell'effettuare queste misure, dovute ad esempio alla presenza del nastro adesivo esterno, è stata associata un'incertezza di 0.5 cm a tutte le misure.

I due telescopi sono posizionati in due stanze differenti ad una distanza tra loro di  $(470 \pm 50)$  cm, misurata tra i centri degli scintillatori centrali dei due telescopi, quindi tra gli scintillatori 2 e 5. Poiché non è stato possibile misurare direttamente questa distanza, questa è stata ricostruita a

partire dalla geometria della stanza e dalle distanze degli scintillatori dalle pareti. Per queste ragioni è stato deciso di assegnare a questa misura un'incertezza di 50 cm, superiore alla risoluzione strumentale del metro a nastro.

## 2.1. Funzionamento

Quando la lastra di scintillatore è attraversata da una particella carica, il sistema composto da piano di materiale scintillatore, guida di luce e fototubo opportunamente alimentato, produce un segnale impulsivo in corrente. Questo segnale viene poi analizzato tramite un'elettronica composta da moduli NIM e scheda d'acquisizione DE0Nano, utilizzata in diverse configurazioni a seconda della misura da effettuare (vedi appendice B).

## 3. EFFICIENZA DEI RIVELATORI

L'obiettivo di questa sezione è la misura dell'efficienza di ogni rivelatore (lastra di materiale scintillatore e fototubo), per ricavare il punto di lavoro ottimale. L'efficienza è misurata come il rapporto tra numero di eventi rivelati e numero di eventi totali.

$$\varepsilon = \frac{\# \text{ Eventi rivelati}}{\# \text{ Eventi totali}} \quad (1)$$

In questa sezione la configurazione dell'apparato sperimentale è la seguente: ciascuno dei segnali provenienti dai sei rivelatori è inserito in un discriminatore; i segnali discriminati sono inseriti nei moduli di coincidenza e i conteggi sono letti tramite contatore NIM. Si considera lo schema in figura 3. La presenza di una coincidenza doppia tra i rivelatori B e C indica, a meno di coincidenze casuali o di effetti dovuti all'accettanza geometrica, il passaggio di una particella carica, mentre la presenza di una coincidenza tripla indica che la particella è stata rivelata anche dal rivelatore A. Per questo motivo l'efficienza è calcolata come:

$$\varepsilon_A = \frac{\# \text{ Triple } A B C}{\# \text{ Doppie } A B} \quad (2)$$

Questa procedura è stata applicata per tutti i rivelatori invertendo il ruolo dei PMT.

### 3.1. Errore associato ai conteggi

La probabilità che una particella sia rivelata è data proprio dall'efficienza  $\varepsilon$  del rivelatore, quindi il conteggio del numero di particelle rivelate  $n$  (in questo caso il numero di coincidenze triple), sul numero di particelle totali  $N$  (in questo caso il numero di coincidenze doppie), segue una distribuzione binomiale con media  $\varepsilon = \frac{n}{N}$ . Per questo motivo è stato associato a  $n$  il seguente errore  $\sigma = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N}}$ .

### 3.2. Incertezza dovuta ai conteggi casuali

E' opportuno considerare i conteggi casuali che possono introdurre un'incertezza nella misura di efficienza. Conside-

rando gli eventi casuali la formula utilizzata per stimare l'efficienza diventa<sup>1</sup>:

$$\varepsilon = \frac{f(\text{triple vere}) + f(\text{triple casuali})}{f(\text{doppie vere}) + f(\text{doppie casuali})} \quad (3)$$

Considerando ancora lo schema in figura 3 che, a meno dello scambio del ruolo dei PMT, è quello utilizzato durante le prese dati: la coincidenza doppia viene realizzata tra i PMT B e C, il PMT A è messo in coincidenza tripla con gli altri due per misurarne l'efficienza; la lunghezza dei segnali discriminati,  $\tau$ , è la stessa per tutti e tre i PMT. Le frequenze di conteggi casuali possono essere stimate come:

$$f(\text{triple casuali}) = 2 \tau f_{PMT_A} f_{doppie} \quad (4)$$

$$f(\text{doppie casuali}) = 2 \tau f_{PMT_B} f_{PMT_C} \quad (5)$$

$f_{PMT-B}$	$f_{PMT-C}$	$f_{PMT-A}$	$f_{doppie}$	$f_{triple}$	$\tau$
0.5 kHz	0.5 kHz	25 kHz	10 Hz	10 Hz	50 ns

Tabella II: I valori in tabella sono stati scelti come esempio a seguito di alcune misure preliminari sull'apparato.

Si considerano come punto di partenza i valori riportati in tabella II e si suppone di voler misurare l'efficienza con un'incertezza di circa l'1%. La frequenza dei conteggi di doppie casuali risulta essere  $f(\text{doppie casuali}) = 2.5 \times 10^{-2}$  Hz che corrisponde al 2.5/1000 della frequenza delle doppie e può essere trascurata come fonte di incertezza. Anche per quanto riguarda la frequenza dei conteggi di triple casuali questa risulta essere pari a  $f(\text{triple casuali}) = 2.5 \times 10^{-2}$  Hz valore corrispondente al 2.5/1000 della frequenza delle triple. Durante le prese dati i valori impostati e misurati per le frequenze sono risultati essere compatibili o inferiori a quelli presenti in tabella II, dunque, l'incertezza relativa ai conteggi casuali è stata trascurata. Solo in alcuni casi eccezionali la frequenza del PMT di cui è misurata l'efficienza è risultata maggiore di 25 kHz tuttavia questo è avvenuto in configurazioni del rivelatore lontane dal punto di lavoro ottimale ed il problema è stato trascurato.

### 3.3. Accettanza geometrica

Gli scintillatori che compongono il secondo telescopio sono separati da una distanza verticale non trascurabile (come visibile in figura 2) e, per questo, nelle misure di efficienza, è opportuno tenere conto delle distorsioni dovute all'accettanza geometrica. Per valutare questi effetti è stato realizzato un montecarlo. Lo schema e le misure della geometria dell'apparato sono illustrati in figura 3.

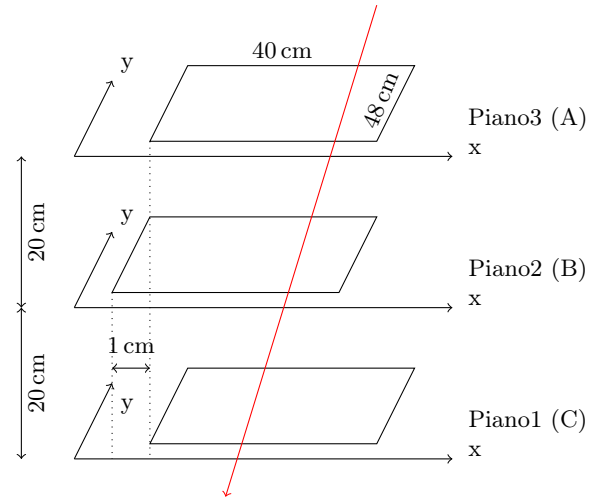


Figura 3: In rosso il passaggio di una particella.

Il montecarlo realizzato si basa sulle seguenti assunzioni:

- I raggi cosmici attraversano la superficie del primo scintillatore (Piano 1) distribuiti uniformemente sul piano x-y.
- La distribuzione dell'angolo di incidenza,  $\theta$ , rispetto alla verticale è data da  $dP(\theta)d\theta \sim \cos(\theta)^2 d\theta$ .
- I raggi cosmici si propagano in linea retta.

Il codice utilizzato per il montecarlo verifica se la traiettoria dei raggi cosmici attraversa o meno uno scintillatore, permettendo quindi di contare quante volte ciascuno degli scintillatori è stato attraversato rispetto al numero N di raggi cosmici simulati. In figura 4, 5 e 6 rispettivamente la distribuzione dei raggi cosmici che incidono nel piano 1, 2 e 3. In tabella III i risultati del montecarlo.

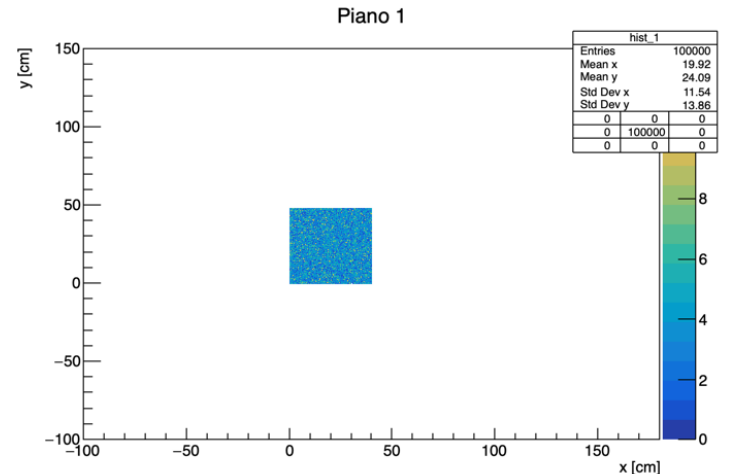


Figura 4: Distribuzione dei raggi cosmici nel piano 1

<sup>1</sup> Moltiplicando l'equazione 2, sia al numeratore che al denominatore, per il tempo di durata della presa dati, si ottiene un'espressione dell'efficienza in termini di frequenze.

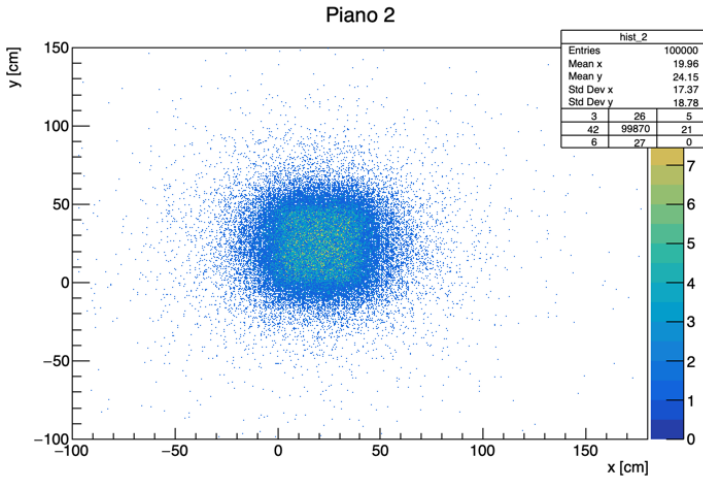


Figura 5: Distribuzione dei raggi cosmici nel piano 2

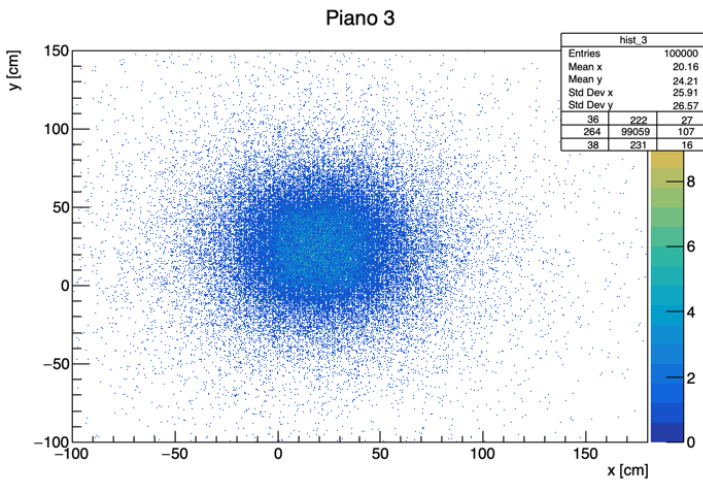


Figura 6: Distribuzione dei raggi cosmici nel piano 3

N	100000
#(1 & 2)/N	0.690050
#(1 & 3)/N	0.49764
#(1 & 2 & 3)/N	0.49538
#(1 & 2 & 3)/#(1 & 2)	0.71789
#(1 & 2 & 3)/#(1 & 3)	0.995459

Tabella III: Accettanza geometrica degli scintillatori, montecarlo.

Nelle misure di efficienza si considerano le coincidenze doppie di due rivelatori e si misura l'efficienza del terzo come  $\varepsilon = \#triple/\#doppie$ . Dai risultati del montecarlo in tabella III, si ricava che le traiettorie, che attraversano i rivelatori 1 e 3 ma non il 2, sono inferiori al 5/1000 e, per questo, per la misura dell'efficienza del PMT-2 l'effetto dovuto all'accettanza geometrica è stato trascurato. Si osserva, invece, che il rapporto tra il numero di raggi cosmici che attraversano tutti e tre i PMT e il numero di raggi cosmici che attraversano i PMT 1 e 2 è pari a  $\eta = 0.71789$ . Poiché la geometria è simmetrica per riflessione rispetto al piano che contiene il PMT-2, le stesse considerazioni valgono per la misura di efficienza del PMT-1. Per correggere il valore dell'efficienza misurata come da equazione 2 si utilizza la seguente equazione:

$$\varepsilon_{real} = \frac{\varepsilon_{meas}}{\eta} \quad (6)$$

### 3.4. Misure

Per ogni PMT è stata misurata la curva di efficienza in funzione dell'alimentazione del fototubo tenendo la soglia del discriminatore come parametro. La lunghezza dei segnali discriminati di tutti i PMT è stata impostata a 50 ns. La frequenza in singola dei PMT in coincidenza doppia è stata impostata ad un valore di circa 0.5 kHz. Per ogni punto della curva di efficienza sono stati raccolti dati fino al raggiungimento di 1000 eventi di coincidenze doppie, registrando i conteggi delle coincidenze triple, i conteggi in singola di ogni PMT e il tempo della presa dati. La procedura è stata ripetuta per tutti i PMT di entrambi i telescopi. I dati raccolti sono visibili nelle tabelle in appendice C. Le curve di efficienza e le frequenze in singola di ogni PMT sono riportate nelle figure seguenti. Il fattore dovuto all'accettanza geometrica è costante al variare della tensione di alimentazione, per questo motivo le efficienze dei PMT 4 e 6, inserite nelle tabelle e figure di questa sezione, non sono state corrette utilizzando l'equazione 6.

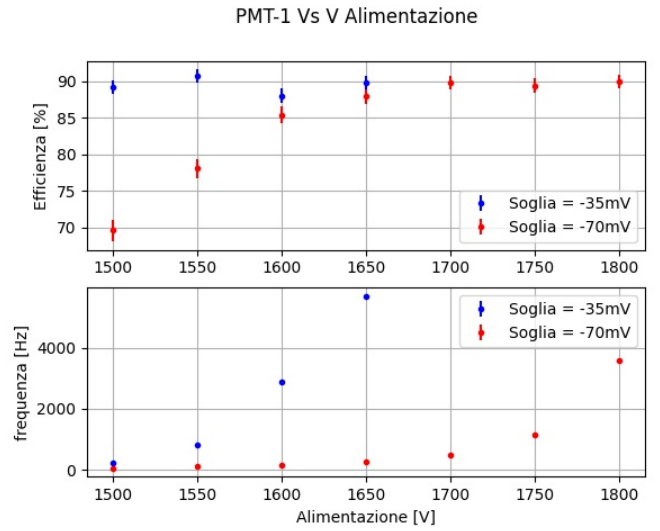


Figura 7: Presa dati effettuata il 16/4/21. Utilizzando la soglia più bassa,  $-35\text{ mV}$ , per tensioni comprese tra 1500 V e 1650 V, non è stato notato un andamento crescente dell'efficienza ed è stato ritenuto superfluo esplorare la curva di efficienza a tensioni maggiori.

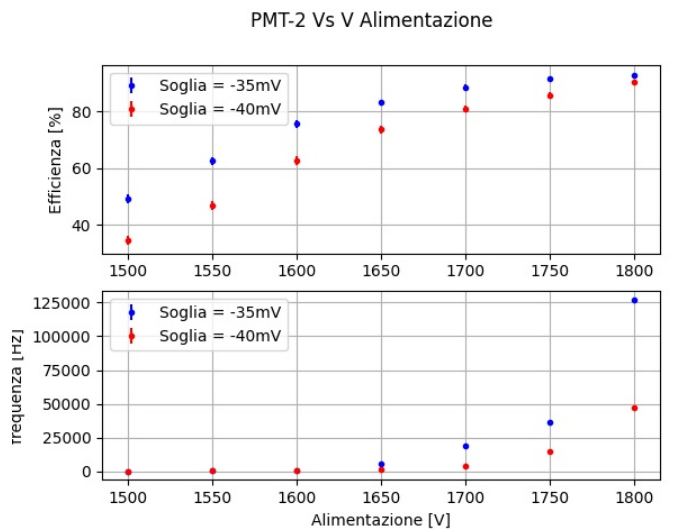


Figura 8: Presa dati effettuata il 16/4/21.

PMT-3 Vs V Alimentazione

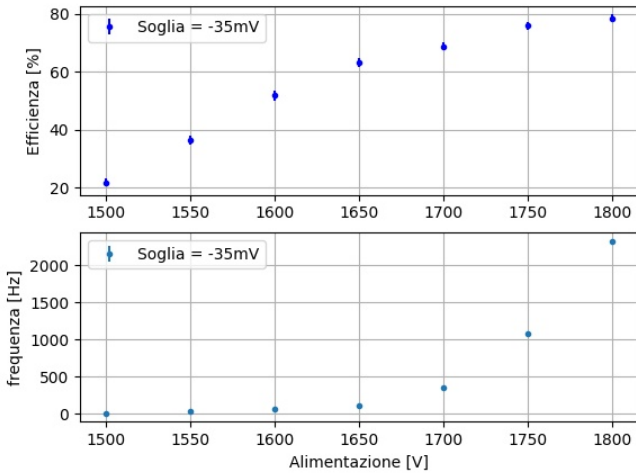


Figura 9: Presa dati effettuata il 16/4/21.

PMT-6 Vs V Alimentazione

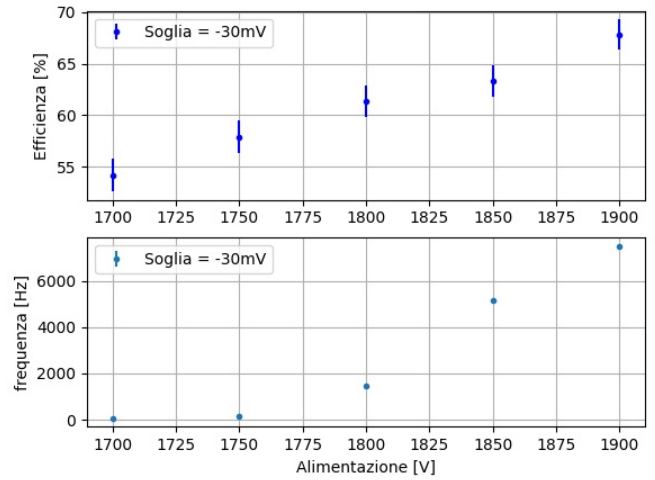


Figura 12: Presa dati effettuata il 21/4/21.

PMT-4 Vs V Alimentazione

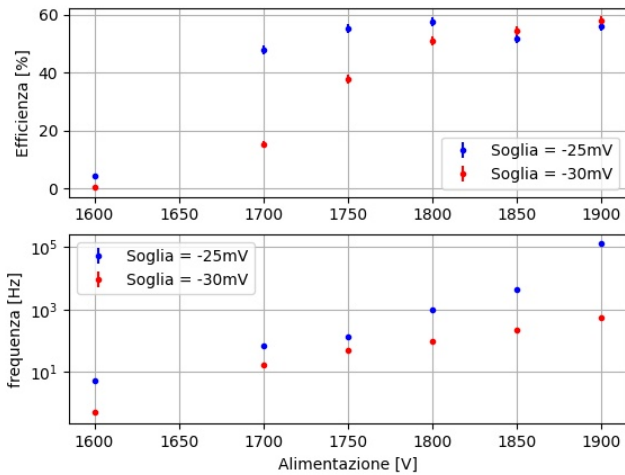


Figura 10: Presa dati effettuata il 21/4/21. L'asse delle ordinate della curva delle frequenze è riportato in scala logaritmica.

PMT-5 Vs V Alimentazione

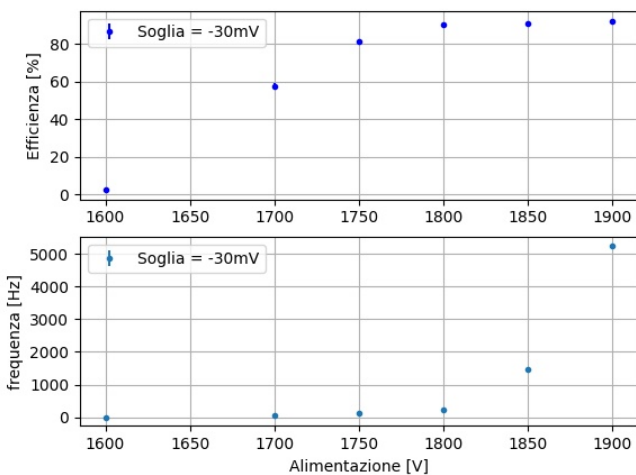


Figura 11: Presa dati effettuata il 21/4/21.

Nel caso dei PMT 3 e PMT 6 non è stato osservato un plateau nella curve dell'efficienza, all'interno dell'intervallo di alimentazioni consentite, avendo inoltre scelto il livello di soglia del discriminatore al minimo impostabile. Quindi non è stato testato un livello di soglia superiore, in quanto sarebbe risultata un'efficienza dei PMT inferiore a quella già misurata. Nel caso del PMT 5 è stato scelto di non utilizzare livelli di soglia diversi, in quanto era già stato raggiunto un punto di lavoro con efficienze alte ( $\varepsilon > 80\%$ ) e frequenze in singole minori del kHz.

### 3.5. Scelta del punto di lavoro

La scelta dei punti di lavoro dei PMT è stata effettuata secondo questa prescrizione

L'efficienza complessiva di ciascun telescopio deve essere almeno del 50%.

La frequenza delle frequenze triple casuali il più bassa possibile.

Il metodo utilizzato per effettuare questa ottimizzazione è il seguente: quando visibile un "plateau" nella curva di efficienza scegliere il punto del "plateau" con la tensione di alimentazione più bassa possibile, altrimenti scegliere il punto di lavoro corrispondente all'efficienza più alta possibile ma con frequenza in singola minore di  $1.5 \text{ kHz}^2$ , e controllare che la frequenza complessiva ottenuta sia superiore al 50%. I punti di lavoro scelti per entrambi i telescopi sono riportati in tabella IV e tabella V.

n. PMT	$V_{Alim}$ [V]	Soglia Discr. [mv]	$\varepsilon$ [%]	$f_{singola}$ [Hz]
1	1700	-70	$89.8 \pm 1.0$	$487.9 \pm 1.8$
2	1650	-40	$73.6 \pm 1.4$	$1037 \pm 3$
3	1750	-35	$75.9 \pm 1.4$	$1086 \pm 3$
Efficienza Telescopio 1			$(50.1 \pm 1.5) \%$	
f casuali triple			$(1.38 \pm 0.01) \times 10^{-6} \text{ Hz}$	

Tabella IV: Punto di lavoro per il telescopio 1

<sup>2</sup> Questo è un valore di riferimento scelto in modo da permettere alle misure delle frequenze casuali triple di rimanere almeno 3 ordini di grandezza inferiore alla frequenza delle triple misurate.



n. PMT	V <sub>Alim</sub> [V]	Soglia Discr. [mv]	$\varepsilon$ [%]	f <sub>singola</sub> [Hz]
4	1750	-25	77.0 ± 2.2	137.8 ± 1.7
5	1800	-30	90.3 ± 0.9	230.4 ± 1.7
6	1800	-30	85.5 ± 2.1	1482.4 ± 5.1
Efficienza Telescopio 2			(59.4 ± 3.6) %	
f casuali triple			$(1.16 \pm 0.02) \times 10^{-7}$ Hz	

Tabella V: Punto di lavoro per il telescopio 2. I valori delle efficienze dei PMT 4 e 6 sono corretti considerando l'accettanza geometrica secondo equazione 6

#### 4. MISURE DI TEMPI (DIGITALE)

In questa sezione, utilizzando la scheda DE0Nano in modalità digitale, sono stati misurati i tempi di arrivo dei segnali provenienti dai telescopi. Tutte le analisi sono relative ai dati raccolti nella presa dati effettuata dalle 18:55 del 30 Aprile alle 11:15 del 5 Maggio, la cui configurazione dell'apparato sperimentale è descritta in sezione 4.1. È stata valutata la risoluzione temporale dei due telescopi (sezione 4.3). È stato affrontato un problema relativo a ripartenze nei segnali in uscita dai discriminatori (sezione 4.4). È stata eseguita una misura dei flussi dei raggi cosmici nei due telescopi, valutando se si presentassero variazioni significative, periodiche o aperiodiche, e se queste fossero o meno correlate tra loro (sezioni 4.6 e 4.7). È stata analizzata la distribuzione della differenza di tempo tra i segnali dei due telescopi, valutando se fosse presente o meno l'evidenza di segnali attribuibili a sciami estesi (sezione 4.8). È stata studiata la differenza di tempo tra eventi di uno stesso telescopio (sezione 4.10), e, infine, è stata analizzato l'andamento del flusso degli sciami (sezione 4.9).

##### 4.1. Configurazione dell'apparato sperimentale

La configurazione dell'apparato sperimentale è stata realizzata per poter registrare sia il tempo di arrivo delle coincidenze triple che il tempo di arrivo delle coincidenze doppie dei PMT di ogni telescopio. Questo permette di avere una misura continua dell'efficienza secondo equazione 2.

La scheda di acquisizione DE0Nano, però, ha un limite di frequenza di segnali in ingresso, con 8 canali in input utilizzati, di circa 50 Hz<sup>3</sup> che, se superato, porta ad errori in salvataggio dati e inutilizzabilità delle misure effettuate. Per non superare questo limite perciò è stato utilizzato il circuito schematizzato in figura 13.

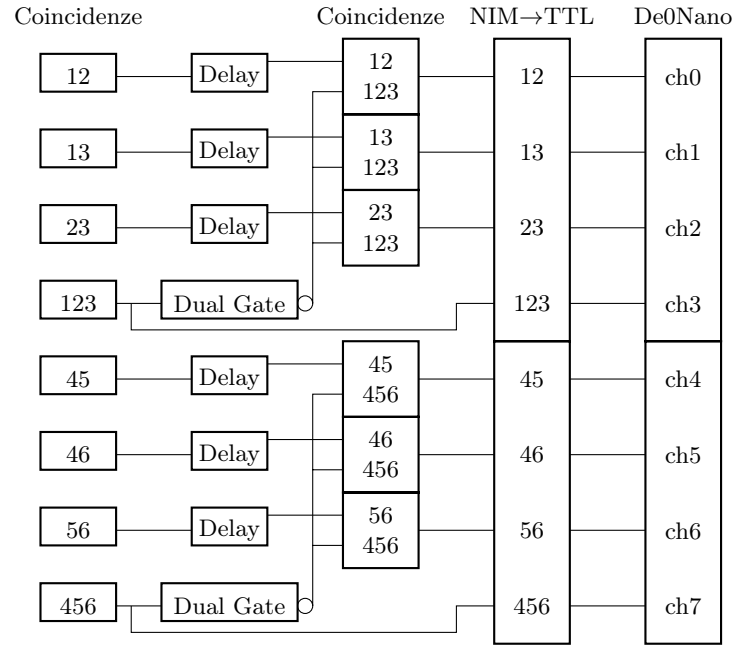


Figura 13: Schema della configurazione dell'apparato sperimentale. I numeri nei blocchi "Coincidenze" indicano i PMT messi in coincidenza; ad esempio "1-2" significa coincidenza doppia di PMT 1 e PMT 2.

Scegliendo di acquisire semplicemente le triple e tutte le doppie dei telescopi, quando è rivelata una coincidenza tra i tre piani scintillatori la scheda di acquisizione deve salvare quattro dati: il tempo di arrivo della tripla e quello delle tre coincidenze doppie. In questo modo sul file si hanno quattro risultati dello stesso fenomeno. L'idea è stata quella di eliminare questa ridondanza di dati in output. È stato così deciso di acquisire i segnali di coincidenze doppie che non fossero in coincidenza con la coincidenza tripla e le coincidenze triple stesse. Per fare questo, i segnali delle coincidenze doppie sono stati messi in anticoincidenza con i segnali delle triple. In questo modo la scheda d'acquisizione salva i dati delle coincidenze triple e delle coincidenze doppie che non scattano insieme alla coincidenza tripla, e il calcolo dell'efficienza di un rivelatore sarà misurato tramite la seguente formula

$$\varepsilon_A = \frac{\# \text{Triple } A B C}{\# \text{Doppie } A B + \# \text{Triple } A B C} \quad (7)$$

Per poter realizzare l'anticoincidenza, il segnale delle triple è stato opportunamente "allargato" tramite dual-gate ed è stato verificato che i segnali delle doppie in coincidenza cadessero all'interno dell'intervallo relativo a questo segnale (vedi figura 14). È stato scelto di utilizzare come time stamp di rivelazione il tempo dalla coincidenza tripla.

<sup>3</sup> Questo valore è stato inserito come valore indicativo del quale ci siamo accorti facendo diversi tentativi. Nei datasheet non è riportato alcun dettaglio di questo tipo. Inoltre potrebbe essere un limite solamente per l'acquisizione tramite 8 canali, niente assicura che utilizzando meno canali questa soglia possa rimanere la stessa o cambiare.

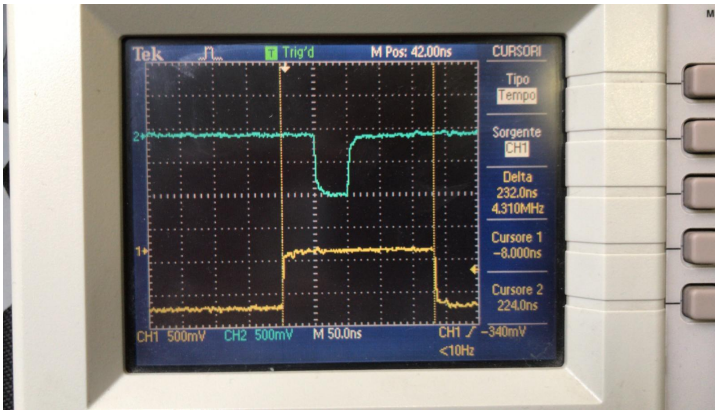


Figura 14: Entrambi i segnali sono segnali di logica NIM. In giallo il segnale ritardato della coincidenza di una doppia, mentre in azzurro il segnale negato della tripla uscente dal Dual-Gate.

#### 4.2. Problemi efficienza

Disponendo del flusso delle coincidenze triple e delle tre efficienze dei rivelatori, è possibile ottenere una misura netta del flusso che non sia condizionata dall'efficienza come è spiegato in sezione A. Tuttavia sono stati riscontrati alcuni problemi nella misura di efficienza di alcuni dei rivelatori (vedi sezione 1). Per questo motivo è stato scelto di concentrare l'analisi solamente sui flussi delle triple.

#### 4.3. Risoluzione

In questa sezione è presentata la stima della risoluzione temporale dei due telescopi.

##### 4.3.1. Telescopio 2

Per misurare la risoluzione temporale di questo telescopio sono stati misurati i ritardi tra i tempi di arrivo di segnali che fossero tra loro in coincidenza tripla. Per analizzare solamente i segnali in singola appartenenti ad una coincidenza tripla, è stato utilizzato il circuito in figura 15. Sono state misurate le distribuzioni delle differenze di tempo tra i segnali dei 3 PMT ottenendo 3 distribuzioni come quelle di figura 16, una per ogni coppia di PMT. Per ogni coppia di PMT è stata misurata la deviazione standard della distribuzione alla quale è stato assegnato un errore seguendo la formula 8<sup>4</sup>.

$$V[\hat{\sigma}^2] = \frac{1}{n} \left( m_4 - \frac{n-3}{n-1} \sigma^4 \right) \quad (8)$$

In questo modo è stato possibile misurare le varianze delle distribuzioni dei ritardi tra i segnali letti dai PMT. Sapendo infine che, per due distribuzioni, la somma delle varianze equivale alla varianza della somma,  $Var(a+b) = Var(a) + Var(b)$ , si è potuti risalire alla varianza della distribuzione di tempi di un singolo PMT. I risultati delle misure delle varianze dei ritardi tra i PMT e dei singoli PMT sono

raccolti in tabella VI. Il tempo di arrivo di una particella registrato nelle prese dati è quello della coincidenza tripla che corrisponde, a meno di ritardi dell'elettronica, allo scattare del segnale dell'ultimo rivelatore colpito. La risoluzione del tempo del segnale della coincidenza tripla è minore, o uguale, a quella del PMT con la risoluzione più larga. Per questo è stato deciso di assegnare come risoluzione del telescopio 2 la deviazione standard maggiore di quelle misurate per le distribuzioni dei tempi di arrivo dei tre PMT.

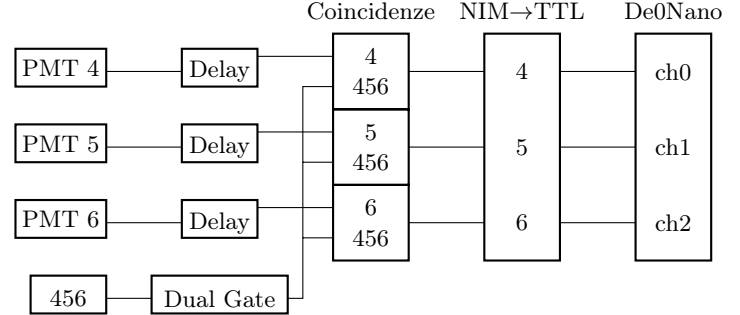


Figura 15

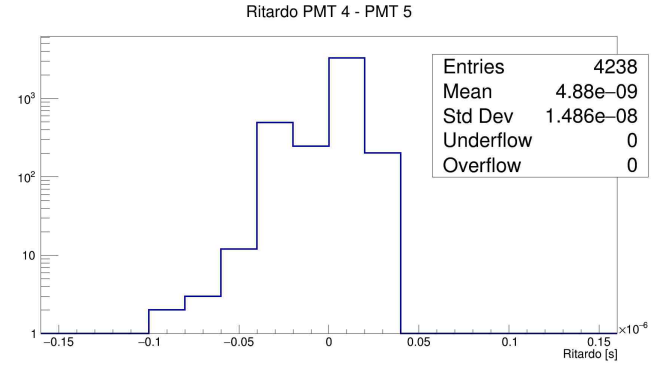


Figura 16

PMT	Varianza [s <sup>2</sup> ]
4-5	$(1.050 \pm 0.052) \times 10^{-16}$
4-6	$(2.368 \pm 0.070) \times 10^{-16}$
5-6	$(2.171 \pm 0.067) \times 10^{-16}$
4	$(6.23 \pm 0.94) \times 10^{-17}$
5	$(4.26 \pm 0.94) \times 10^{-17}$
6	$(1.745 \pm 0.094) \times 10^{-16}$

Tabella VI

La varianza maggiore corrisponde a quella del PMT 6, quindi si assegna una risoluzione temporale al telescopio 2 pari a:

$$\text{Risoluzione T2} = (13.21 \pm 0.36) \text{ ns}$$

##### 4.3.2. Telescopio 1

Per problemi legati all'elettronica, uno dei quali sembra poter essere quello delle ripartenze descritto in sezione 4.4, non è stato possibile misurare la risoluzione temporale del telescopio 1 analogamente a quanto fatto per il telescopio 2. Per questo è stato deciso di utilizzare una presa dati differente nel quale erano state registrate tutte le coincidenze

<sup>4</sup> La formula è stata presa dalla "review" di statistica del sito PDG <https://pdg.lbl.gov/2020/reviews/rpp2020-rev-statistics.pdf>.

doppie tra i segnali rivelati dai PMT 1, PMT 2 e PMT 3 <sup>5</sup>. In questo caso è stato scelto di assegnare la risoluzione del telescopio 1 seguendo questi passaggi:

1. In analisi dati sono state cercate, in una finestra di  $\pm 60$  ns tutti quegli eventi che contenessero, non più di una volta, tutte le 3 possibili coincidenze doppie.
2. Sono stati misurati tutti i ritardi relativi delle doppie ed stato selezionato il massimo tra i tre per ogni evento.
3. È stata analizzata la distribuzione di figura 17 contenente il ritardo massimo sopra citato.
4. Poiché la deviazione standard di tale distribuzione è data dalla somma in quadratura delle deviazioni standard di due PMT del telescopio 1, è stato deciso di assegnare al telescopio 1 la risoluzione  $\sigma_{T1} = \sigma/\sqrt{2}$ , dove  $\sigma$  è la deviazione standard della distribuzione in figura 17.

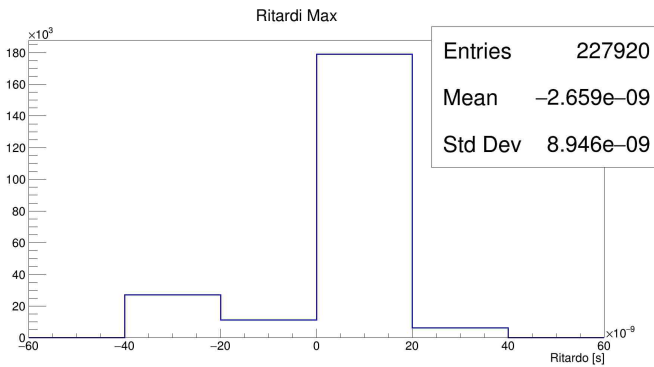


Figura 17

È stata quindi ricavata la seguente stima per la risoluzione del telescopio 1:

Risoluzione telescopio 1:  $(6.320 \pm 0.043)$  ns

#### 4.3.3. Larghezza scintillatori

Un'altra incertezza da aggiungere alla risoluzione dei telescopi è dovuta alle dimensioni degli scintillatori. La particella può colpire lo scintillatore in una posizione più o meno vicina al PMT e questo determina una certa larghezza nella risoluzione temporale. Considerando solo la direzione longitudinale al PMT degli scintillatori, assumendo una distribuzione uniforme della posizione in cui la particella colpisce lo scintillatore, e con una velocità della luce nel mezzo di  $v_{luce} = 15 \text{ cm ns}^{-1}$  <sup>6</sup>, la larghezza che si ottiene è data dalla seguente equazione 9

$$\sigma_t = \frac{\Delta_L}{v_{luce}\sqrt{12}} \quad (9)$$

dove  $\Delta_L$  è la lunghezza longitudinale dello scintillatore. Poiché questo modello utilizza molte approssimazioni alla

larghezza dovuta alle dimensioni degli scintillatori è stato assegnato un errore conservativo del 100 %. Aggiungendo questa larghezza le risoluzioni dei due telescopi diventano:

Risoluzione telescopio 1:  $(7.08 \pm 0.76)$  ns

Risoluzione telescopio 2:  $(13.97 \pm 0.76)$  ns

#### 4.4. Problema delle ripartenze

Nella presa dati relativa alla misura della risoluzione temporale del telescopio 2 (sezione 4.3.1), abbiamo notato che i conteggi dei PMT in coincidenza con la finestra di  $5 \mu\text{s}$ , aperta dalla coincidenza tripla, risultavano essere, in alcuni casi, superiori all'unità.

PMT	$C_{in\ pi u'}/Ev_{totali}$	$f_S$ [kHz]	$C_{attesi}$	$f_R$ [kHz]
1	$2625 \pm 51/5545$	$0.4879 \pm 0.0018$	$13.5 \pm 0.04$	$94.67 \pm 1.84$
2	$12 \pm 3.5/5540$	$1.037 \pm 0.003$	$28 \pm 0.08$	$0.433 \pm 0.125$
3	$136 \pm 12/5545$	$1.086 \pm 3$	$30.1 \pm 0.1$	$4.90 \pm 0.42$
4	$84 \pm 9/7325$	$0.1378 \pm 0.0018$	$5 \pm 0.01$	$2.29 \pm 0.25$
5	$204 \pm 14/7328$	$0.2304 \pm 0.0017$	$8.4 \pm 0.03$	$5.57 \pm 0.39$
6	$602 \pm 24/7327$	$1.4824 \pm 0.0051$	$54.29 \pm 0.16$	$16.43 \pm 0.67$

Tabella VII:  $C_{in\ pi u'}$  Sono i conteggi dei singoli PMT nella finestra di  $5 \mu\text{s}$  aperta dalla coincidenza tripla in più rispetto all'evento in singola che ha fatto scattare la tripla.  $f_S$  è la frequenza in singola del PMT così come impostata prima della presa dati del 12/5.  $f_R$  è la frequenza che deve avere il PMT per contare  $C_{in\ pi u'}$  eventi casuali nell'intervallo di tempo di  $5 \mu\text{s}$ .  $C_{attesi}$  sono i conteggi casuali attesi calcolati a partire dalla frequenza  $f_S$ .

Ad eccezione del PMT 2, come si osserva in tabella VII, tutti i conteggi  $C_{in\ pi u'}$  sono superiori a quelli attesi calcolati a partire dalla frequenza in singola del PMT. Le cause di questo fenomeno sono state attribuite ad un incremento della frequenza in singola, causato alla variazione del punto di lavoro dei PMT, oppure a delle ripartenze (dovute al fototubo oppure al modulo NIM discriminatore), che determinano conteggi ravvicinati nel tempo, provocati da un unico segnale. Per quanto riguarda il PMT 1, secondo la nostra interpretazione, è inverosimile che la frequenza in singola possa aumentare fino al valore  $(94.67 \pm 1.84)$  kHz riportato in tabella VII; infatti questo valore è maggiore del 195 % rispetto alla frequenza in singola inizialmente impostata e valori della frequenza in singola dell'ordine di 95 kHz non sono mai stati misurati nello studio delle curve di efficienza (vedi le tabelle in sezione 3.4). Riteniamo per questo, che quanto osservato sia causato da un fenomeno di ripartenze. Per quanto riguarda i conteggi degli altri PMT abbiamo deciso di prendere in considerazione entrambi i fenomeni e di valutarne i possibili effetti sulle misure.

##### 4.4.1. Aumento delle frequenze in singola

Un aumento delle frequenze in singola determina un aumento delle frequenze casuali; in particolare, utilizzando come frequenze in singola i valori  $f_R$  per i PMT 2, 4, 5, 6 e  $f_S$  per i PMT 1 e 3 ed inserendo questi valori in equazione 4, i valori attesi per le coincidenze triple casuali dei due telescopi risultano essere:

$$f_{casuali\ triple\ Telescopio\ 1} = (7.62 \pm 0.06) \times 10^{-6} \text{ Hz} \quad (10)$$

$$f_{casuali\ triple\ Telescopio\ 2} = (5.24 \pm 0.80) \times 10^{-4} \text{ Hz} \quad (11)$$

<sup>5</sup> Presa dati iniziata alle 12 di mercoledì 28 Aprile 2021 e terminata alle 16 di venerdì 30 Aprile

<sup>6</sup> Questo valore è stato misurato sperimentalmente in una passata esperienza relativa alla misura di TOF, che necessitava della misura della velocità di propagazione della luce in una barra di scintillatore. È stato utilizzato come valore indicativo.



#### 4.4.2. Ripartenze

La presenza di ripartenze nei segnali discriminati determina la possibile presenza di conteggi multipli di un singolo evento di coincidenza tripla.

Nell'intervallo di tempo di  $5\mu\text{s}$  successivo ad una coincidenza tripla è possibile che si verifichi una coincidenza casuale dovuta alle ripartenze. Abbiamo calcolato la frequenza dei segnali di ripartenze come  $f_R = C_{in\text{ piu}} / (5\mu\text{s} E v_{totali})$  ed è riportata in tabella VII; la frequenza delle coincidenze casuali è stata calcolata utilizzando equazione 4 e utilizzando le frequenze  $f_R$  come frequenze in singola. Per ottenere la probabilità di ottenere un conteggio multiplo la frequenza delle coincidenze casuali è stata moltiplicata per la durata dell'intervallo ovvero  $5\mu\text{s}$ . E' stato ottenuto:

$$P(\text{triple multiple telescopio 1}) = (2.3 \pm 0.9) \times 10^{-9}$$

$$P(\text{triple multiple telescopio 2}) = (2.5 \pm 0.9) \times 10^{-9}$$

#### 4.5. Flussi delle triple

Nella presa dati descritta in sezione 4.1, sono stati misurati i tempi di arrivo delle coincidenze triple di ciascun telescopio. Questi tempi sono stati distribuiti in un istogramma, riportata sull'asse delle ascisse il tempo in ore, con bin di larghezza 1 ora. Gli istogrammi ottenuti (visibili in figure 18 e 19) mostrano il numero di eventi di coincidenze triple per ora registrati nell'arco della presa dati.

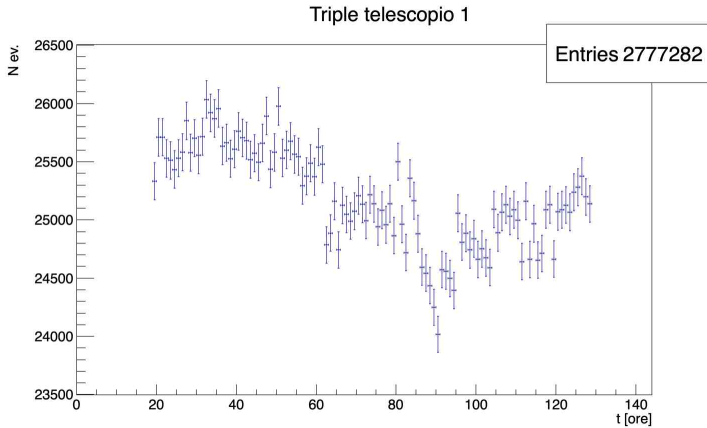


Figura 18: Presa dati iniziata il 30 Aprile 2021 alle ore 18:55, e terminata il 5 maggio 2021 alle ore 11:15.

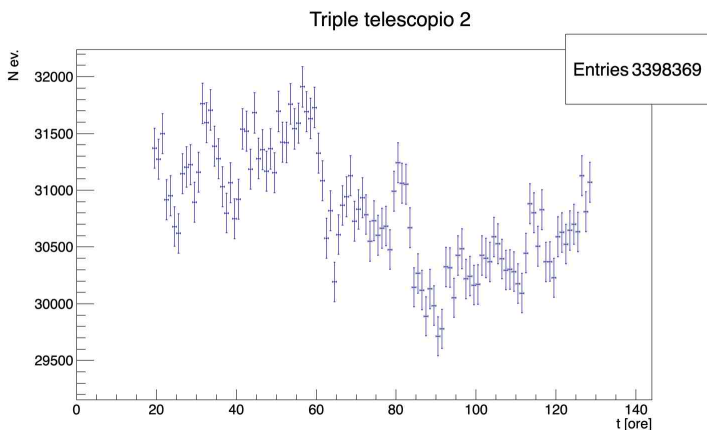


Figura 19: Presa dati iniziata il 30 Aprile 2021 alle ore 18:55, e terminata il 5 maggio 2021 alle ore 11:15.

Per i dati relativi a entrambi i telescopi, è stato effettuato un fit del flusso con una funzione costante i cui risultati sono riportati in tabella VIII.

Telescopio	media	$\chi^2/\text{ndof}$	p-value
1	$25185 \pm 15$	776/109	0
2	$30813 \pm 17$	912/109	0

Tabella VIII: Risultati relativi ad un fit a costante sugli istogrammi in figura 18 e 19.

Dai dati in tabella VIII si evince che, per entrambi i telescopi, i conteggi delle coincidenze triple non sono costanti e hanno variazioni fino ad un massimo del 4%. Una variazione dei conteggi di coincidenze triple potrebbe essere dovuta sia ad una variazione del flusso di raggi cosmici, che ad una variazione dell'efficienza del telescopio. Le variazioni del flusso dei raggi cosmici dovrebbero indurre variazioni di conteggi comuni nei due telescopi, mentre, è verosimile pensare che le variazioni dovute alle efficienze siano scorrelate tra loro. Per questi motivi è importante analizzare la correlazione delle variazioni di flusso che sono state misurate.

#### 4.6. Correlazione tra i flussi delle triple

I conteggi per ora misurati nei due telescopi nell'arco della presa dati sono stati inseriti in un istogramma 2D (vedi figura 20). Questo istogramma è stato diviso in cinque "fette" verticali di uguale larghezza ed è stata calcolata poi la media dei punti interni a ciascuna "fetta", sia sull'asse delle ascisse che sull'asse delle ordinate, ottenendo cinque punti nel piano dell'istogramma. Come errore da assegnare a questi punti, è stata scelta, per ogni punto, la maggiore tra le seguenti stime di incertezza:

$$\text{err} = \frac{\sigma}{N-1} \quad (12)$$

$$\text{err} = \frac{\sqrt{\mu}}{N-1} \quad (13)$$

Dove  $\sigma$  è la deviazione standard dell'insieme dei punti contenuti in una "fetta",  $N$  il numero di tali punti e  $\mu$  il loro valor medio. Il motivo di aver preso in considerazione l'equazione 13, è dovuta al fatto che i punti dell'istogramma 2D derivano da conteggi e, di conseguenza, hanno incertezza almeno pari a quella poissoniana  $\sqrt{\mu}$ . Utilizzando i cinque punti ricavati da questo procedimento, sono stati eseguiti due fit. Il primo utilizzando una retta, il secondo utilizzando una retta con intercetta pari a zero. I risultati sono in tabella IX.

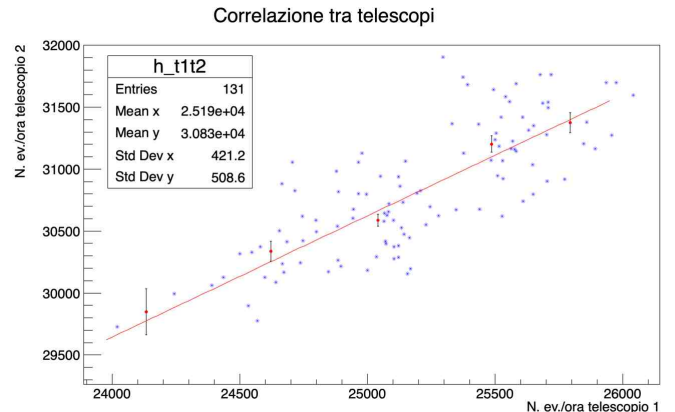


Figura 20

Funzione di fit	m	q	$\chi^2/\text{ndof}$	p-value
$f_1(x) = m x + q$	$0.983 \pm 0.085$	$6051 \pm 2150$	5.56/3	0.136
$f_2(x) = m x$	$1.2232 \pm 0.0013$	//	13.48/4	0.009

Tabella IX: Risultati dei fit.

Osservando i valori del p-value per i due fit e scegliendo un livello di significatività  $\alpha = 0.01$  non è possibile rifiutare il modello  $f_1$ , mentre, è da scartare il modello  $f_2$ . Inoltre, per stabilire quale fosse il modello che si adattasse meglio ai dati abbiamo eseguito un "Likelihood ratio" test ottenendo i seguenti risultati:

$$-2\ln(\Lambda) = -2\ln\left(\frac{L(H_0)}{L(H_1)}\right) = 13.48 - 5.56 = 7.92$$

$$p\text{-value} = 0.005$$

Dove  $H_0$  è l'ipotesi corrispondente alla funzione di fit  $f_2$ , mentre,  $H_1$  corrisponde alla funzione di fit  $f_1$ . Supponendo errori gaussiani per i punti su cui è stato eseguito il fit, è stato posto  $-2\ln(\Lambda)$  uguale alla differenza dei  $\chi^2$  ottenuti nei due fit. Per calcolare il p-value è stato utilizzato il teorema di Wilks, il quale afferma che la statistica  $-2\ln(\Lambda)$  è distribuita come un  $\chi^2$  con gradi di libertà pari alla differenza dei gradi di libertà tra i due modelli. Scegliendo una significatività pari ad  $\alpha = 0.01$ , l'ipotesi  $H_0$  è da scartare, quindi, si preferisce il modello  $f_1$ .

Il fatto che sui dati possa essere effettuato un fit con una retta, con coefficiente angolare non compatibile con zero, indica che le quantità analizzate (conteggi dei due telescopi) sono correlate.

#### 4.6.1. Interpretazione dei risultati

Un primo modello considerato è quello in cui il numero di conteggi di ciascun telescopio sia proporzionale al numero di raggi cosmici che incidono su di questo per cui i conteggi dei due telescopi sono dati dalla seguente equazione

$$\begin{aligned} N_{contT1} &= C1 N \\ N_{contT2} &= C2 N \end{aligned} \quad (14)$$

dove le costanti C1 e C2 comprendono sia l'efficienza che l'accettanza.

Se le variazioni dei conteggi sono causate dalla variazione del flusso di raggi cosmici si ottiene:

$$\begin{aligned} \Delta N_{contT1} &= C1 \Delta N \\ \Delta N_{contT2} &= C2 \Delta N \end{aligned} \quad (15)$$

Dividendo le variazioni dei conteggi per il loro valor medio si ottiene per ciascun telescopio:

$$\frac{\Delta N_{contT}}{\langle N_{contT} \rangle} = \frac{\Delta N}{\langle N \rangle} \quad (16)$$

Questo modello prevede che la retta ottenuta dal fit abbia intercetta (q) compatibile con zero e che il coefficiente angolare (m), moltiplicato per il rapporto tra i valori medi dei flussi dei due telescopi sia compatibile con l'unità.

$$m \frac{\langle N_{contT1} \rangle}{\langle N_{contT2} \rangle} = 1 \quad (17)$$

Per quanto discusso nella sezione precedente (sezione 4.6) la funzione di fit  $f_2$  con intercetta nulla non è compatibile

con i dati. Inoltre, è stato ottenuto per la funzione di fit  $f_1$  un valore dell'intercetta non compatibile con lo zero e pari al 20% del valor medio del flusso del telescopio 2. Inserendo in equazione 17 il valore di m ottenuto dal fit con la funzione  $f_1$  e i valori medi dei flussi indicati in tabella VIII, si ottiene  $m_n = 0.803 \pm 0.007$ , valore non compatibile con l'unità.

Quanto osservato può essere dovuto al fatto che i due telescopi abbiano efficienza e accettanza diversa rispetto a diverse componenti dello spettro dei raggi cosmici. Le diverse componenti possono ad esempio essere distinte per energia o per angolo di incidenza. Con queste assunzioni non valgono più le equazioni 15, che diventano:

$$\begin{aligned} N_{contT1} &= \sum_i C1_i N_i \\ N_{contT2} &= \sum_i C2_i N_i \end{aligned} \quad (18)$$

Dove  $N_i$  sono le diverse componenti dei raggi cosmici. In questo modo non valgono più le equazioni 16 e 17 e di conseguenza le condizioni su m e q che queste equazioni comportano.

#### 4.7. Variazioni dei flussi delle triple

Per analizzare l'andamento temporale dei flussi, sono stati eseguiti dei fit inserendo progressivamente dei termini armonici nelle funzioni di fit. Per capire quale fosse la scala temporale delle variazioni del flusso sul lungo periodo, è stato eseguito un fit con un termine armonico, equazione 19. Non è detto che questa variazione sia di tipo periodico, tuttavia, dal valore della frequenza che si ottiene dal fit, si ricava una stima della scala temporale di questo fenomeno.

$$f_1(t) = A + a_1 \sin(w_1 t) + b_1 \cos(w_1 t) \quad (19)$$

Dove il periodo della variazione  $T$  è legato a  $w$  da  $T = 2\pi/w$ . Nel fit, i limiti della frequenza della variazione di lungo periodo  $w_1$ , sono stati fissati in modo che il periodo  $T$  fosse compreso tra 50 ore e 200 ore.

Inoltre, per cercare la presenza di variazioni periodiche giornaliere, è stato effettuato un secondo fit aggiungendo ad  $f_1$  una seconda componente armonica con periodo di 24 ore, ottenendo la funzione di fit  $f_2$ .

$$f_2(t) = A + a_1 \sin(w_1 t) + b_1 \cos(w_1 t) + a_2 \sin(w_2 t) + b_2 \cos(w_2 t) \quad (20)$$

Per avere un'interpretazione intuitiva delle componenti armoniche, è possibile riscrivere le funzioni come:

$$a_1 \sin w_1 t + b_1 \cos(w_1 t) \rightarrow a_0 \sin(wt + \phi) \quad (21)$$

dove  $a_0 = \sqrt{a_1^2 + a_2^2}$  è l'ampiezza della variazione e  $\phi = \arctan(b_1/a_1)$  è la fase.

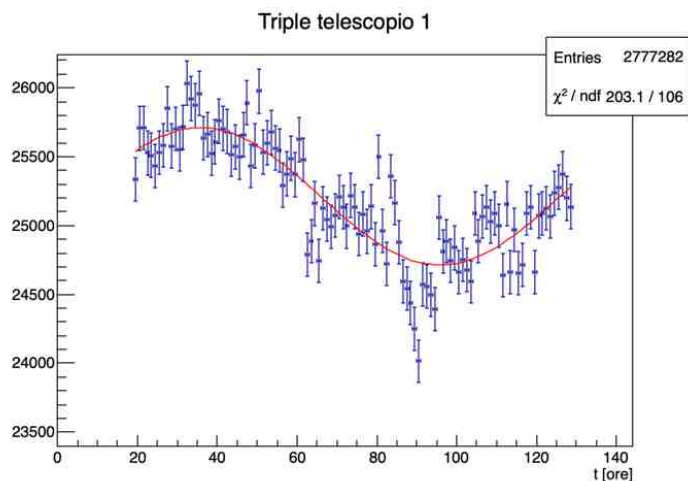


Figura 21: La curva di fit utilizzata corrisponde all'equazione 19.

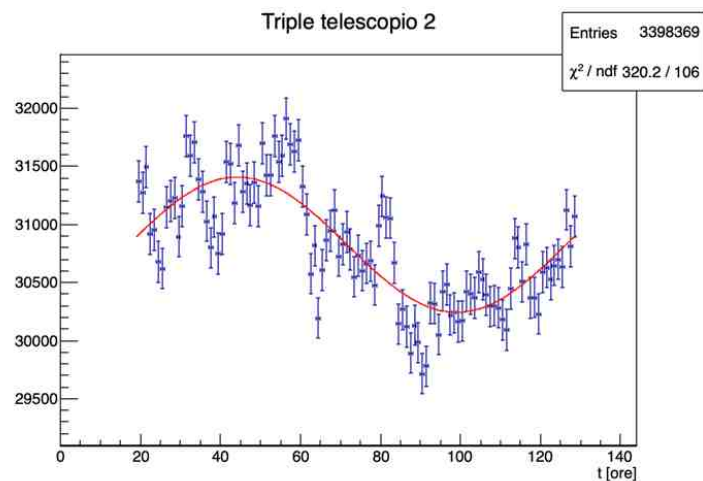


Figura 23: La curva di fit utilizzata corrisponde all'equazione 19.

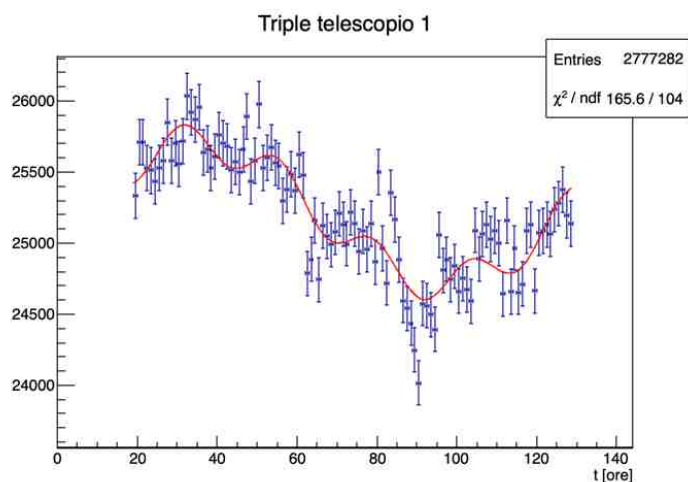


Figura 22: La curva di fit utilizzata corrisponde all'equazione 20.

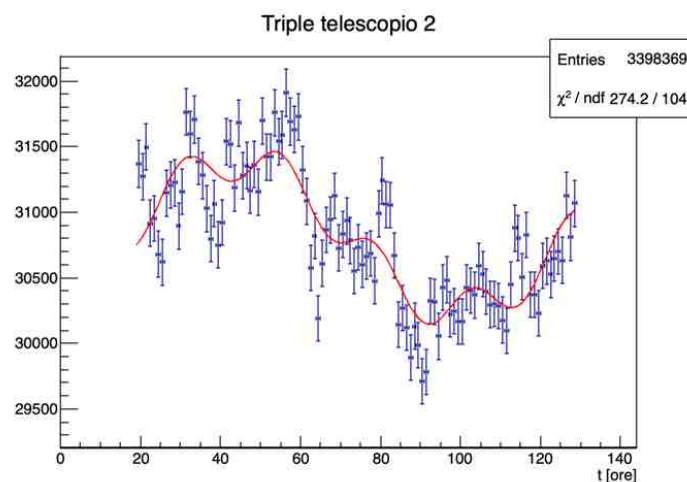


Figura 24: La curva di fit utilizzata corrisponde all'equazione 20.

parametro	fit con $f_1$	fit con $f_2$
A	$(2521.22 \pm 1.69)e+01$	$(2521.51 \pm 1.74)e+01$
$a_1$	$(47.6 \pm 2.7)e+01$	$(48.2 \pm 2.5)e+01$
$w_1$ [ora $^{-1}$ ]	$(5.2 \pm 0.16)e-02$	$(5.129 \pm 0.017)e-02$
$b_1$	$(-14.8 \pm 6.8)e+01$	$(-10.9 \pm 7.2)e+01$
$a_2$	//	$(12.1 \pm 2.1)e+01$
$w_2$ [ora $^{-1}$ ]	//	$2.621799e-01$
$b_2$	//	$(-4.7 \pm 2.2)e+01$
$\chi^2/\text{ndof}$	203.1/106	165.5/104
p-value	4.3e-8	1.2e-4

Tabella X

parametro	fit con $f_1$	fit con $f_2$
A	$(3082.6 \pm 1.7)e+01$	$(3082.4 \pm 1.7)e+01$
$a_1$	$(32.9 \pm 5.0)e+01$	$(34.7 \pm 4.9)e+01$
$w_1$ [ora $^{-1}$ ]	$(5.7 \pm 0.13)e-02$	$(5.67 \pm 0.13)e-02$
$b_1$	$(-48.1 \pm 4.4)e+01$	$(-45.7 \pm 4.7)e+01$
$a_2$	//	$(15.4 \pm 2.4)e+01$
$w_2$ [ora $^{-1}$ ]	//	$2.621799e-01$
$b_2$	//	$(-4.1 \pm 2.4)e+01$
$\chi^2/\text{ndof}$	320.2/106	274.2/104
p-value	0	0

Tabella XII

$H_0$	$H_1$	$-2\ln(\Lambda)/\nu$	$\nu$	P-value
costante	$f_1$	190.96	3	0
$f_1$	$f_2$	18.8	2	8.2e-5

Tabella XI: Risultati per il test del rapporto delle Likelihood per il telescopio 1

$H_0$	$H_1$	$-2\ln(\Lambda)/\nu$	$\nu$	P-value
costante	$f_1$	197.2	3	0
$f_1$	$f_2$	23	2	1e-5

Tabella XIII: Risultati per il test del rapporto delle Likelihood per il telescopio 1

Osservando i valori del  $\chi^2$  in tabelle VIII, X e XII, si osserva che, rispetto al fit con la costante, il valore del  $\chi^2$  diminuisce inserendo la prima componente armonica  $f_1$ , e diminuisce ancora, inserendo la seconda componente armonica con periodo 24 ore,  $f_2$ . Sono stati eseguiti dei test del

rapporto delle Likelihood confrontando, prima il modello costante con  $f_1$ , poi il modello  $f_1$  con la funzione  $f_2$ ; i risultati sono riportati nelle tabelle XI e XIII. Per i set di dati di entrambi i telescopi, scegliendo un livello di significatività  $\alpha = 0.001$ , si conclude che il modello costante può essere rifiutato rispetto a  $f_1$ , e che il modello  $f_1$  può essere scartato rispetto al modello  $f_2$ . Si può concludere che, inserendo due componenti armoniche si ottiene un modello che meglio descrive i dati. Tuttavia, come si osserva dai valori del p-value relativi ai fit della funzione  $f_2$ , per entrambi i set di dati, si conclude che questo modello non descrive ancora in maniera ottimale le variazioni dei flussi osservati. Questa discrepanza, secondo la nostra interpretazione, è dovuta al fatto che i termini armonici utilizzati rappresentano solo una prima approssimazione dell'andamento dei flussi; inoltre sono possibili variazioni aperiodiche o di periodi diversi rispetto a quelli investigati.

#### 4.7.1. Caratteristiche delle variazioni

Tel.	$T_{lungo}$ [ore]	$a_{01}$	$a_{02}$	$a_{01}/A$ [%]	$a_{02}/A$ [%]
1	$122.50 \pm 0.40$	$494 \pm 29$	$129 \pm 21$	$1.95 \pm 0.11$	$0.511 \pm 0.083$
2	$108.9 \pm 2.5$	$574 \pm 49$	$159 \pm 23$	$1.86 \pm 0.16$	$0.516 \pm 0.075$

Tabella XIV:  $a_{01}$  e  $a_{02}$  sono le ampiezze delle fluttuazioni di flusso rispetto alle oscillazioni a lungo e breve periodo rispettivamente. Calcolate utilizzando equazione 21.

Tel.	$\phi_1$	$\phi_2$	$t_{01}$ [ore]	$t_{02}$ [ore]
1	$-0.22 \pm 0.10$	$-0.37 \pm 0.16$	$4.3 \pm 1.9$	$1.41 \pm 0.61$
2	$-0.922 \pm 0.084$	$-0.26 \pm 0.15$	$16.3 \pm 1.52$	$0.99 \pm 0.57$

Tabella XV:  $\phi_1$  e  $\phi_2$  sono le fasi delle armoniche di lungo e breve periodo rispettivamente, calcolate secondo equazione 21. Mentre  $t_0$  l'orario (espresso in ore) in cui l'argomento della funzione  $a_0 \sin(\omega t + \phi)$  è uguale a zero.

Per quanto riguarda la variazione di lungo periodo, l'ampiezza della variazione osservata è del  $(1.95 \pm 0.11)$  % nel telescopio 1, e questo corrisponde ad un' ampiezza picco picco del  $(3.90 \pm 0.22)$  %. Per il secondo telescopio, si ottiene, invece, una variazioni picco picco del  $(3.72 \pm 0.32)$  %.

Le fasi dei due telescopi, per quanto riguarda questo andamento di lungo periodo, non risultano compatibili. Come si evince dai tempi  $t_{01}$  e  $t_{02}$ , il telescopio 2 è in ritardo di circa 12 ore rispetto al primo. Questa discrepanza è comunque inferiore al 15 % del periodo della variazione lunga, ed il fatto di aver osservato un andamento comune, entro questo sfasamento del 15 %, secondo la nostra interpretazione, suggerisce che le variazioni siano causate da uno stesso fenomeno, che influenza i flussi di entrambi i telescopi. La scala temporale di questa variazione è di circa 5 giorni. Cercando tra i possibili fenomeni che possano influenzare il flusso dei raggi cosmici e che abbiano una tale scala temporale, abbiamo individuato fenomeni di tipo meteorologico. Infatti, alcune variabili come la densità dell'aria e l'umidità possono influenzare l'interazione dei raggi cosmici con l'atmosfera, alterando il flusso misurato dai telescopi. La perdita di energia di una particella nella materia, descritta dalla Bethe-Bloch, è proporzionale alla densità del materiale, dunque, un aumento della densità dell'aria comporta un aumento dei raggi cosmici arrestati dall'atmosfera. Questo suggerisce di verificare l'esistenza di una correlazione tra il flusso dei raggi cosmici e le variabili meteorologiche. A titolo di esempio in figura 25 sono raffigurate le variazioni percentuali rispetto alla media

di pressione, temperatura, umidità e flussi dei raggi cosmici dei due telescopi.

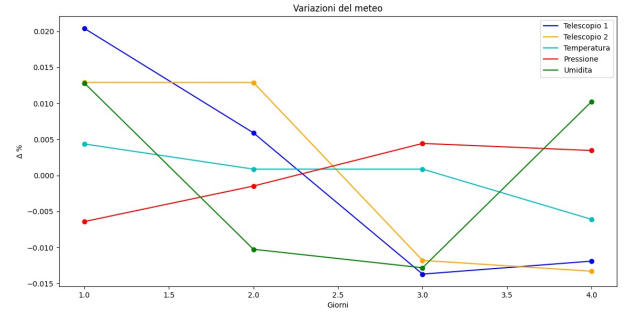


Figura 25: Variazioni percentuali rispetto alla media di pressione, temperatura e umidità confrontate con le variazioni del flusso dei raggi cosmici rivelati. Fonte dati meteo: <https://www.ilmeteo.it/portale/archivio-meteo/Pisa>

Per quanto riguarda le variazioni con periodo di 24 ore, si osserva che, l'ampiezza picco picco di queste variazioni rispetto alla media del flusso è del  $(1.02 \pm 0.17)$  % per il telescopio 1, e del  $(1.03 \pm 0.15)$  % per il telescopio 2.

Si osserva inoltre (vedi tabella XV) che, considerando le incertezze, le fasi sono compatibili. Questo indica un andamento comune dei conteggi nei due telescopi. A partire dai tempi  $t_{02}$  e dalla forma della funzione  $\sin(x)$ , si ricava che il numero dei conteggi è maggiore tra le ore 23 e le ore 11 e minore tra le ore 11 e le ore 23. Esistono numerosi effetti ambientali con periodo 24 ore che potrebbero influenzare l'esperimento. Proprio come per le variazioni di lungo periodo, i cambiamenti giornalieri delle variabili atmosferiche potrebbero influenzare il flusso dei raggi cosmici che raggiungono il suolo. Altri effetti con periodo 24 ore potrebbero influenzare le condizioni di lavoro dei telescopi; tra questi sono stati pensati ad esempio alla temperatura nelle stanze dell'esperimento o all'utilizzo della rete elettrica.

#### 4.8. Dt tra telescopi

In questa sezione è stata analizzata la distribuzione degli intervalli di tempo  $t_1 - t_2$  tra i segnali di coincidenze triple dei due telescopi, dove  $t_1$  e  $t_2$  sono, rispettivamente, i tempi dei segnali del telescopio 1 e telescopio 2. In caso di eventi indipendenti, la distribuzione attesa è quella esponenziale

$$f(x) = e^{a-bx} \quad (22)$$

dove  $b$  corrisponde al rate degli eventi. Poiché qui viene misurata la differenza di tempo tra eventi diversi che non hanno un ordinamento preciso, ci aspettiamo una distribuzione con due code esponenziali in cui il parametro  $b$  è dato dalla somma dei rate dei due eventi.

Se due particelle appartenenti ad uno sciame esteso colpiscono i telescopi sono registrati due eventi a tempi ravvicinati. In questo caso ci aspettiamo di osservare delle deviazioni dalla distribuzione descritta per eventi indipendenti per intervalli di tempo vicino al valore zero. Per questo motivo è stata studiata la distribuzione dei  $dt$  nell'intervallo  $I = [-5 \mu s, 5 \mu s]$ . A partire dalle frequenze dei due telescopi si ricava che il parametro  $b$  in equazione 22 è dell'ordine di 10 Hz quindi su una scala temporale di  $5 \mu s$  la funzione esponenziale può essere approssimata da una costante. Per questo motivo è stata confrontata la distribuzione con una distribuzione uniforme.

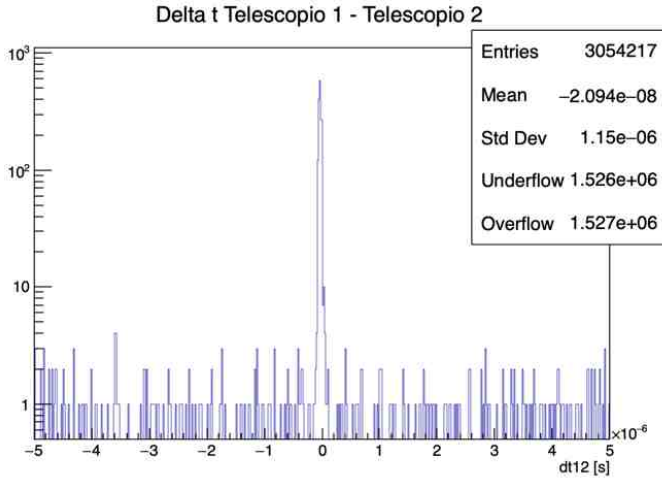


Figura 26: Osservando la distribuzione degli intervalli tra il tempo di arrivo di segnali di coincidenze triple nei due telescopi, si può notare un accumulo di eventi vicino a  $\Delta t = 0$ . Questo cumulo di eventi può essere la prova del fatto che le particelle che riveliamo con i telescopi non arrivano nei nostri apparati indipendentemente, ma possono avere un'origine comune.

È stato eseguito un test di Kolmogorov-Smirnov <sup>7</sup> su tutta la distribuzione raffigurata in figura 26, confrontandola con la simulazione di una distribuzione uniforme.

p-value: 0  
D: 0.4428

Il p-value risultante da questo test mostra che la distribuzione non è compatibile con la distribuzione uniforme. Per capire quali fossero i ritardi tra i due telescopi che determinano una non uniformità della distribuzione, è stato seguito il seguente metodo: considerando i due intervalli  $I_{destro}=[200 \text{ ns}, 5 \mu\text{s}]$  e  $I_{sinistro}=[-5 \mu\text{s}, -200 \text{ ns}]$ , si confronta la distribuzione dentro tali intervalli con una distribuzione uniforme tramite il test di Kolmogorov-Smirnov. Successivamente viene eseguito nuovamente il test spostando il limite sinistro dell'intervallo  $I_{destro}$  e il limite destro dell'intervallo  $I_{sinistro}$  rispettivamente di  $-20 \text{ ns}$  e  $20 \text{ ns}$ . Nelle tabelle XVI e XVII, vengono riportati i risultati dei test e i valori degli estremi degli intervalli.

limite [s]	p-value	D
-2.0e-07	0.6830	0.0694
-1.8e-07	0.8196	0.0612
-1.6e-07	0.8047	0.0620
-1.4e-07	0.6055	0.0735
-1.2e-07	0.6563	0.0703
-1.0e-07	0.7218	0.0661
-8.0e-08	0.1374	0.1085
-6e-08	0	0.5130
-4e-08	0	0.8075
-2e-08	0	0.8892

Tabella XVI: Nella prima colonna è riportato il limite destro dell'intervallo  $I_{sinistro}$ .

limite [s]	p-value	D
2.0e-07	0.1679	0.1101
1.8e-07	0.0466	0.1354
1.6e-07	0.1355	0.1146
1.4e-07	0.0267	0.1451
1.2e-07	0.0313	0.1421
1.0e-07	0.0350	0.1391
8.0e-08	0.2962	0.0951
6.0e-08	0.1177	0.1156
4.0e-08	0.1051	0.1159
2.0e-08	0.0609	0.1217
0	0.0030	0.1620
-2e-08	0	0.6966
-4e-08	0	0.8673

Tabella XVII: Nella prima colonna è riportato il limite sinistro dell'intervallo  $I_{destro}$ .

È stato scelto di utilizzare come significatività un valore di  $\alpha = 1/1000$  da cui si ricava che l'intervallo in cui la distribuzione della differenza di tempo si discosta da quella uniforme è  $I_{picco}=[-80 \text{ ns}, 0 \text{ ns}]$ . Sono stati eseguiti due fit a costante della distribuzione in oggetto nei due intervalli esterni ad  $I_{picco}$ , i cui risultati sono riportati in tabella XVIII.

I	$p_0$	$\chi^2/\text{ndof}$
destro	$1.13 \pm 0.11$	11.1/88
sinistro	$1.17 \pm 0.11$	16.5/85

Tabella XVIII: Risultati fit costante negli intervalli  $I_{destro}$  e  $I_{sinistro}$

Con questi risultati è stato calcolato il numero di eventi in eccesso nel picco utilizzando l'equazione 23

$$N_{eccesso} = N_{picco} - c \quad (23)$$

dove  $N_{picco}$  è il numero di eventi contenuti nell'intervallo  $I_{picco}$ , e  $c$  il valore medio dei due valori di  $p_0$  riportati in tabella XVIII ottenendo il valore di  $N_{eccesso}=1318 \pm 2$ . Secondo la nostra interpretazione, questo eccesso di eventi ravvicinati nel tempo, è dovuto all'arrivo di sciame cosmici estesi.

#### 4.8.1. Andamento fuori picco

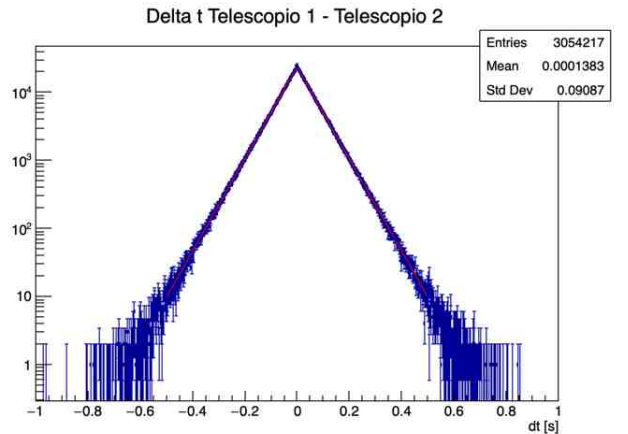


Figura 27: Distribuzione della differenza di tempo tra i due telescopi. Scala di tempo "lunga".

La distribuzione delle differenze di tempo è stata analizzata anche negli intervalli di tempo esterni rispetto alla regione

<sup>7</sup> I test di Kolmogorov-Smirnov sono stati eseguiti utilizzando le funzioni preimpostate del software di analisi dati "Root".



$[-5\mu\text{s}, 5\mu\text{s}]$ . In particolare sono stati eseguiti due fit negli intervalli  $I_1=[1\text{ ms}, 0.5\text{ s}]$  e  $I_2=[-0.5\text{ s}, -1\text{ ms}]$  utilizzando la funzione esponenziale:

$$f_{fit} = e^{(a+bx)} \quad (24)$$

Non sono stati presi in considerazione eventi esterni alla regione  $[-0.5\text{ s}, 0.5\text{ s}]$  per evitare problemi dovuti a bin poco popolati e poter utilizzare il test del  $\chi^2$  come test di "Goodness of fit". I risultati dei due fit sono riportati in tabella XIX

parametro	fit $I_2$	fit $I_1$
a	$10.0768 \pm 0.0012$	$10.0745 \pm 0.0012$
b [Hz]	$15.590 \pm 0.013$	$-15.5398 \pm 0.013$
$\chi^2/\text{ndof}$	500/497	484 / 497
p-value	0.45	0.65

Tabella XIX

I valori ottenuti per il p-value indicano che il modello  $f_{fit}$  è in accordo con i dati. L'andamento esponenziale in questa regione è quello tipico della differenza di tempo tra eventi casuali.

#### 4.8.2. Larghezza Picco

I risultati relativi alla risoluzione dei nostri telescopi in sezione 4.3, sono stati confrontati con la larghezza del picco osservato per la differenza di tempi di arrivo tra i segnali dei due diversi telescopi 4.8. Eventuali discrepanze possono essere dovute ad effetti di natura fisica come le caratteristiche degli sciame.

Risoluzione:  $(15.7 \pm 1.0)\text{ ns}$

Deviazione standard picco:  $(13.35 \pm 0.43)\text{ ns}$

La larghezza dovuta alla risoluzione è stata ottenuta dalla somma in quadratura delle risoluzioni dei due telescopi. La deviazione standard del picco è minore della larghezza di risoluzione e questo può indicare che la misura data in sezione 4.3 sulla risoluzione dei due telescopi è stata sovrastimata. La larghezza del picco può essere quindi attribuita solamente alla risoluzione temporale dei telescopi.

#### 4.9. Flusso degli sciame

Nella presa dati descritta in sezione 4.1, sono stati selezionati gli eventi dei due telescopi che avessero tra loro un  $\Delta t$  contenuto nell'intervallo  $I_{picco}$  individuato nella sezione precedente 4.8. È stato utilizzato il valor medio degli eventi nei due telescopi come tempo di arrivo dello sciame. Analogamente a quanto fatto in sezione 4.7 per gli eventi singoli dei due telescopi è stato analizzato l'andamento del flusso degli sciame nell'arco della presa dati. Per ottenere bin sufficientemente popolati è stata utilizzata una larghezza dei bin di 4 ore. Anche in questo caso sono stati eseguiti dei fit prima con una funzione costante, poi inserendo una componente armonica di "lungo periodo" (equazione 19,  $f_1$ ) e aggiungendo ancora una componente armonica con periodo 24 ore (equazione 20,  $f_2$ ). I risultati dei fit sono riportati in tabella XX. Sono stati eseguiti dei test del rapporto delle likelihood confrontando il modello con funzione costante con  $f_1$  e con  $f_2$  i cui risultati sono in tabella XXI. Scegliendo una significatività  $\alpha = 0.003$  il modello con funzione costante non può essere scartato rispetto ad  $f_1$  o  $f_2$ , inoltre il p-value per il fit

con la funzione costante pari a circa il 7% indica che questo modello è in accordo con i dati. In questo caso si conclude che non sono state osservate deviazioni significative da un flusso costante.

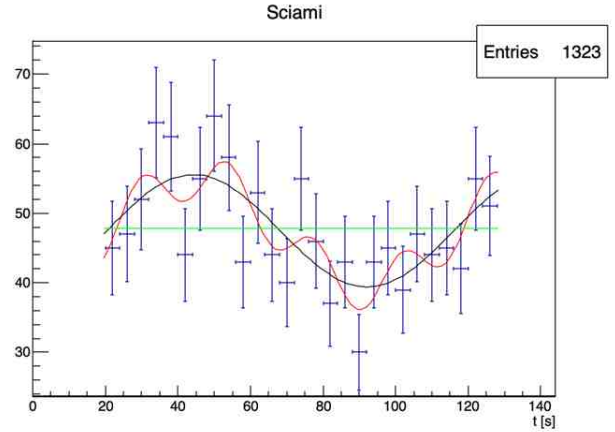


Figura 28: Flusso degli sciame. Presa dati iniziata il 30 Aprile 2021 alle ore 18.55 e terminata il 5 Maggio 2021 alle ore 11.15

parametro	fit con $f_1$	fit con $f_2$
A	$47.5 \pm 1.4$	$47.3 \pm 1.4$
$a_1$	$1.83 \pm 4.1$	$1.5 \pm 4.4$
$w_1$	$(6.57 \pm 0.68)e-02$	$(6.61 \pm 7.1)e-2$
$b_1$	$-7.9 \pm 2.3$	$-7.8 \pm 2.2$
$a_2$	//	$3.4 \pm 1.9$
$w_2$	//	$2.621799e-01$
$b_2$	//	$0.1 \pm 1.8$
$\chi^2/\text{ndof}$	19.5/23	15.98/21
p-value	0.70	0.77
fit costante	$p_0$	$47.8 \pm 1.3$
$\chi^2/\text{ndof}$	37.6/26	
p-value	0.075	

Tabella XX

Rapporto delle Likelihood		
H(0) vs H(1)	Valore	p-value
cost vs $f_1$	18.0487 / 3	0.11
$f_1$ vs $f_2$	3.52273 / 2	0.414499
cost vs $f_2$	21.5714 / 5	0.055798

Tabella XXI

#### 4.10. dt telescopio con se stesso

Osservando la distribuzione dei ritardi tra gli eventi rivelati di uno stesso telescopio, si nota, proprio come nel caso del ritardo tra due telescopi, vedi sezione 4.8, la presenza di un accumulo di eventi con ritardi molto piccoli. Sono state dunque eseguite le medesime analisi per dare una misura a questo eccesso di eventi. È stata studiata la distribuzione di ritardi nell'intervallo  $[0, 100\mu\text{s}]$ . È stato eseguito un test di Kolmogorov-Smirnov confrontando la distribuzione con la distribuzione uniforme ottenendo per il telescopio 1:

p-value: 0  
D: 0.1914

e per il telescopio 2:

p-value: 1.0254e-07  
D: 0.0518

Successivamente è stato individuato l'intervallo in cui la distribuzione non fosse compatibile con la costante ed eseguendo una serie di test di kolmogorov-Smirnov spostando il limite sinistro dell'intervallo. I risultati sono in tabelle XXII e XXIII.

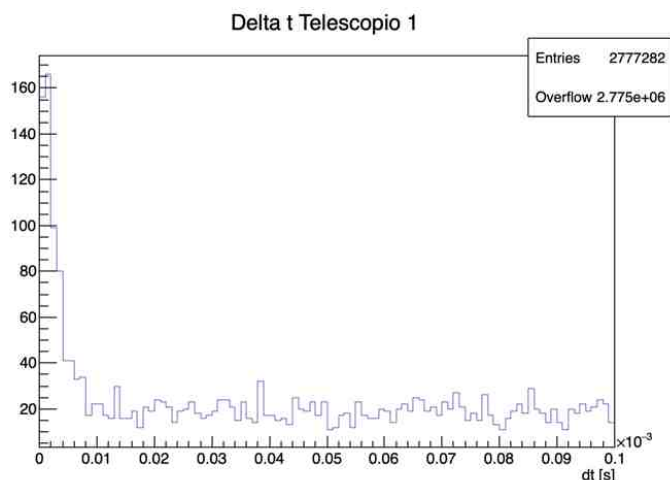


Figura 29: I bin dell'istogramma coincidono con la risoluzione del DE0Nano.

limite [s]	p-value	D
0	0	0.1914
1e-06	0	0.1503
2e-06	1.33e-17	0.0981
3e-06	5.45e-08	0.0667
4e-06	0.0037	0.0409
5e-06	0.0587	0.0310
6e-06	0.4959	0.0196
7e-06	0.6761	0.0172

Tabella XXII: Telescopio 1.

limite [s]	p-value	D
0	1.0254e-07	0.0518
1e-06	0.0011	0.0351
2e-06	0.1164	0.0219
3e-06	0.6342	0.0138
4e-06	0.8302	0.0116

Tabella XXIII: Telescopio 2.

Dalle tabelle XXII e XXIII si ricava che l'intervallo in cui la distribuzione non è compatibile con la costante è  $I=[0,4 \mu\text{s}]$  per il telescopio 1 e  $I=[0,2 \mu\text{s}]$  per il telescopio 2. I fit a costante sono stati eseguiti nell'intervallo  $[4 \mu\text{s}, 100 \mu\text{s}]$  per il telescopio 1, e  $[2 \mu\text{s}, 100 \mu\text{s}]$  per il telescopio 2.

Tel.	$p_0$	$\chi^2/\text{ndof}$	p-value
1	$18.40 \pm 0.44$	126.3/95	0.0183
2	$29.68 \pm 0.55$	95.8/97	0.424

Tabella XXIV

Anche in questo caso è stato contato il numero di eventi in eccesso con l'equazione 23.

Tel.	Eccesso
1	$427.4 \pm 1.5$
2	$109.8 \pm 1$

Tabella XXV: Numero di eventi in eccesso

Moltiplicando la probabilità di registrare coincidenze casuali dovute alle ripartenze (vedi sezione 4.4.2) per il numero totale di eventi si ottiene un numero di conteggi dell'ordine di  $10^{-3}$  che non può spiegare gli eccessi osservati. In figura 30 è visibile la distribuzione delle differenze di tempo tra gli eventi del telescopio 1 all'interno dell'intervallo in cui è presente l'eccesso di eventi osservato.

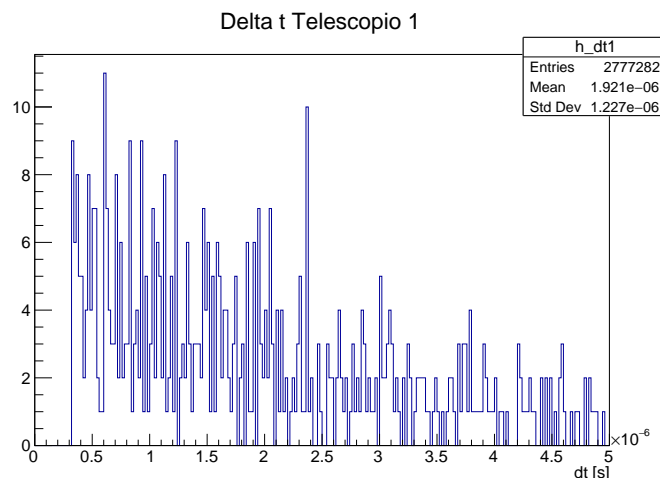


Figura 30: Distribuzione dell'eccesso di eventi. bin di larghezza pari a 20 ns.

È stato infine eseguito un fit a esponenziale su un intervallo  $[1 \times 10^{-3} \text{s}, 0.8 \text{s}]$ . La ragione di aver utilizzato il limite destro 0.8 s è ancora quella di evitare bin poco popolati ed utilizzare il test del chi quadro.

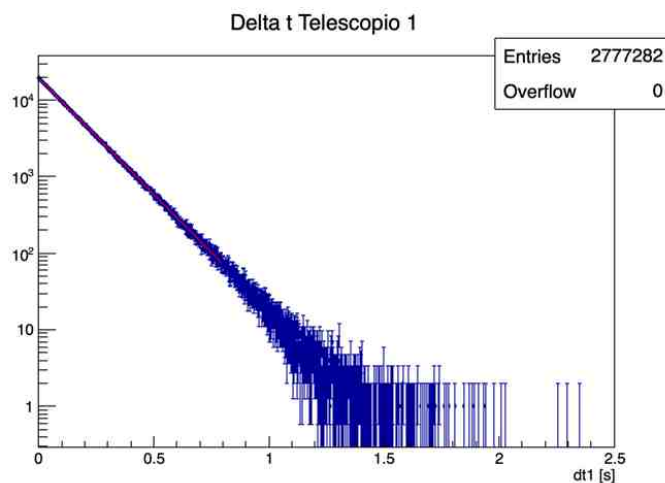


Figura 31

Tel.	a	b	$\chi^2/\text{ndof}$	p-value
1	$9.87463 \pm 0.00087$	$-6.998.2 \pm 4.5$	857.1/797	0.069
2	$10.3 \pm 7.8$	$-8.56416 \pm 0.0048$	821.3/797	0.2703

Tabella XXVI: fit eseguiti con equazione 24.

I risultati in tabella XXVI mostrano che gli eventi rivelati dai singoli telescopi non hanno una dipendenza tra loro.

## 5. MISURE DI AMPIEZZE (ANALOGICA)

In questa sezione, utilizzando la scheda di acquisizione in configurazione analogica, è stata studiata l'energia rilasciata

nei nostri detector da parte di eventi singoli e di sciame, confrontandone le differenze.

### 5.1. Configurazione dell'apparato sperimentale

Per acquisire dati con la scheda DEONano in modalità analogica è necessario impostare un trigger esterno che abiliti l'acquisizione di un massimo di due segnali in due canali differenti. Questi segnali devono essere però sistemati con precisi ritardi rispetto al segnale di trigger, proprio come indicato in sezione 2.

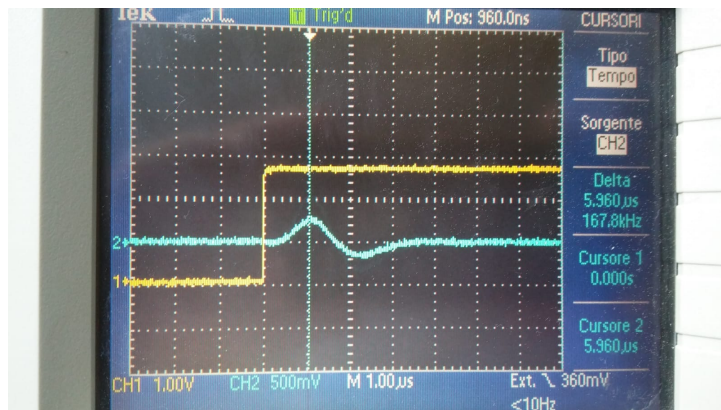


Figura 32: La linea tratteggiata in azzurro verticale indica l'istante di discesa del segnale di trigger, tripla del primo telescopio, in azzurro il segnale uscente da un amplificatore di un rivelatore del primo telescopio e in giallo il segnale (logica TTL) corrispondente alla presenza di una coincidenza tripla nel secondo telescopio.

Data la difficoltà di ritardare segnali analogici di tempi dell'ordine del  $\mu s$ , è stato deciso di riprodurre gli spettri delle energie rilasciate nei telescopi 1 e 2 separatamente. Regolando la lunghezza del segnale di trigger e l'amplificazione del segnale uscente dal PMT, è stato possibile far coincidere il peaking time del segnale in uscita dall'amplificatore con la discesa del segnale trigger. Per riprodurre gli spettri in energia e separare gli eventi appartenenti ad uno sciame sono state prese le seguenti scelte:

- Come segnale di trigger, in logica TTL, è stato utilizzata una coincidenza tripla del telescopio 1 (2),  $C_{123}$  ( $C_{456}$ )
- Nel canale 1 è stato inserito un segnale del PMT 1 (6) e amplificato con un amplificatore di carica. Il segnale è stato regolato in modo da non superare la soglia di 3.3 V imposta dalla scheda di acquisizione.
- Nel canale 0, è stato registrato un segnale di logica TTL corrispondente alla rivelazione di una coincidenza tripla nel telescopio 2 (1).

Con questa configurazione è registrata su un canale l'ampiezza del segnale proveniente da un PMT mentre sull'altro è presente un segnale logico che permette di distinguere se l'evento appartiene o meno ad uno sciame.

### 5.2. Analisi degli spettri in energia

La misura dell'ampiezza del segnale è, in prima approssimazione, proporzionale all'energia rilasciata dalla particella nello scintillatore.

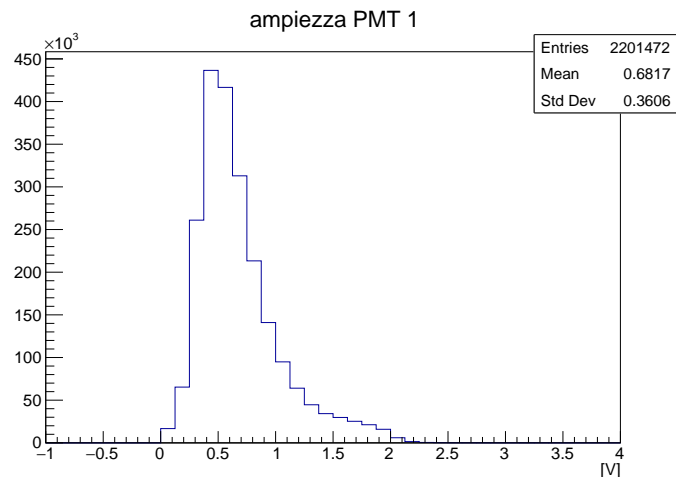


Figura 33: Ampiezza del segnale del PMT1 per eventi singoli del telescopio 1.

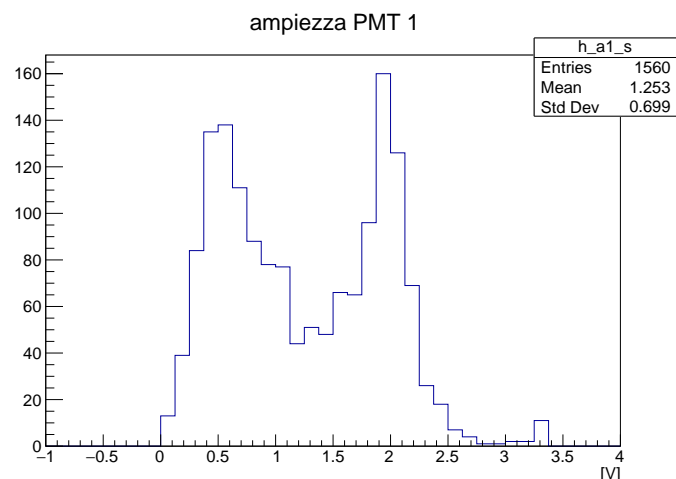


Figura 34: Ampiezza del segnale del PMT1 per eventi del telescopio 1 in coincidenza con il telescopio 2.

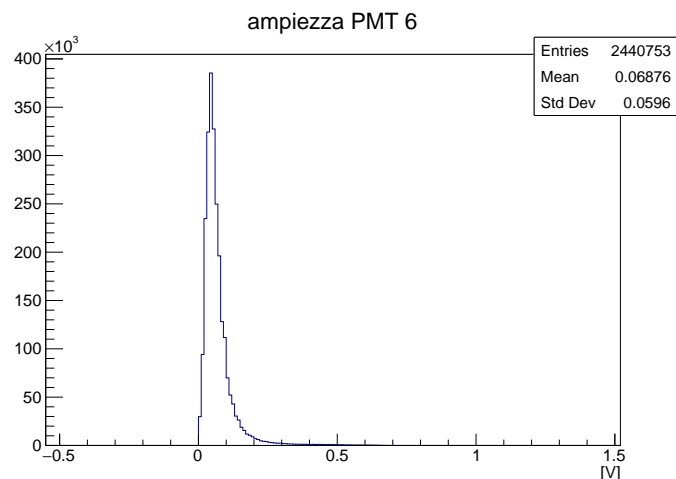


Figura 35: Ampiezza del segnale del PMT 6 per eventi singoli del telescopio 2.

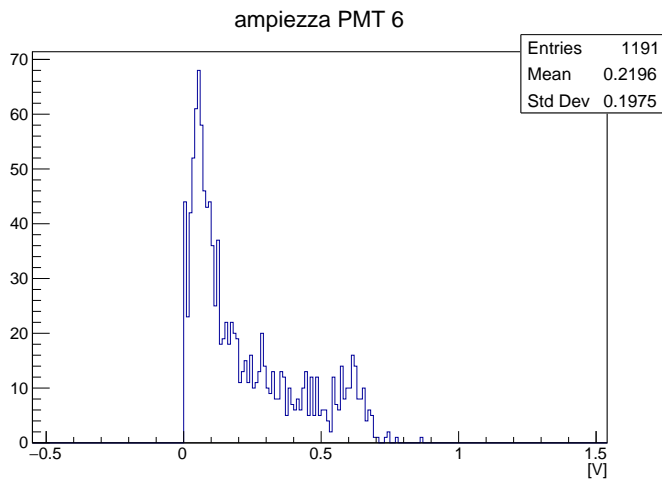


Figura 36: Ampiezza del segnale del PMT 6 per eventi del telescopio 2 in coincidenza con il telescopio 1.

In entrambi i casi le distribuzioni tra eventi di un singolo telescopio e eventi appartenenti ad uno sciame sono visibilmente incompatibili; infatti eseguendo un test di Kolmogorov-Smirnov a due insiemi per confrontare le distribuzioni si ottiene:

PMT 1

p-value: 0  
D: 0.409948

PMT 6

p-value: 0  
D: 0.452434

Per quanto riguarda gli spettri in singola si nota in entrambi i casi uno spettro simile alla distribuzione di Landau, distribuzione tipica del rilascio di energia in uno strato di materiale piccolo da parte di una particella ionizzante. Questo fa pensare che nella maggior parte dei casi sia una singola particella dello stesso tipo, probabilmente un muone, ad attraversare lo scintillatore. Per individuare la posizione del picco della distribuzione è stato utilizzato il valore del bin più popolato ottenendo:

Picco 1, PMT 1:  $(0.45 \pm 0.05)$  V  
Picco 2, PMT 6:  $(0.045 \pm 0.005)$  V

Per quanto riguarda le distribuzioni delle ampiezze relative alle coincidenze dei due telescopi (figure 34 e 36), si nota in entrambi i casi un maggior numero di eventi ad energie maggiori e la presenza di due picchi. Il picco ad energie minori sembra simile a quello osservato per le ampiezze relative ad eventi del singolo telescopio. Sui dati relativi al PMT 1 è stato eseguito un test di Kolmogorov-Smirnov confrontando le due distribuzioni in un intervallo di ampiezze  $I=[0 \text{ V}, 0.9 \text{ V}]$ . Il risultato del test è:

p-value: 0.340823  
D: 0.0377291

Le due distribuzioni risultano quindi essere compatibili in questo intervallo. Sono state poi normalizzate tra loro le distribuzioni considerando il numero di eventi nell'intervallo I. E' stata poi sottratta la distribuzione normalizzata dell'ampiezza per eventi singoli a quella dell'ampiezza per gli eventi di sciame ottenendo la distribuzione in figura 37. La distribuzione così ottenuta rappresenta la parte di spettro in energia non attribuibile al passaggio di una singola particella nel rivelatore.

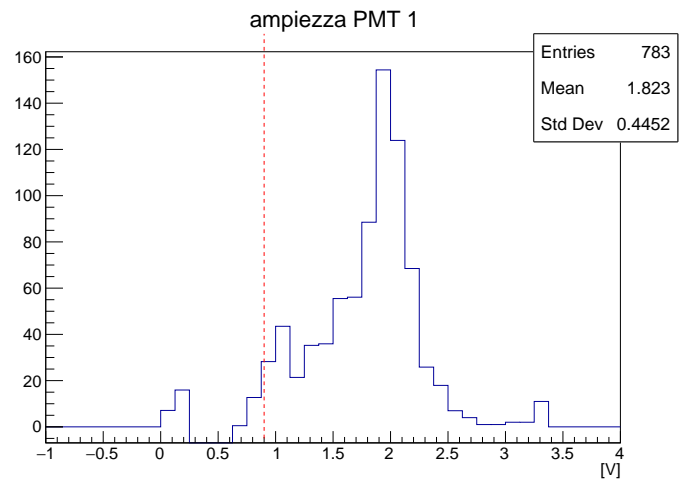


Figura 37: Ampiezza del segnale del PMT 1 per eventi del telescopio 1 in coincidenza con il telescopio 2 in eccesso rispetto agli eventi di singola particella.

Come si osserva in figura 37 la distribuzione presenta un picco la cui posizione è:

Picco 2, PMT 1:  $(2.00 \pm 0.05)$  V

La stessa analisi è stata ripetuta per il PMT6. In questo caso il picco a maggior energia si trova a

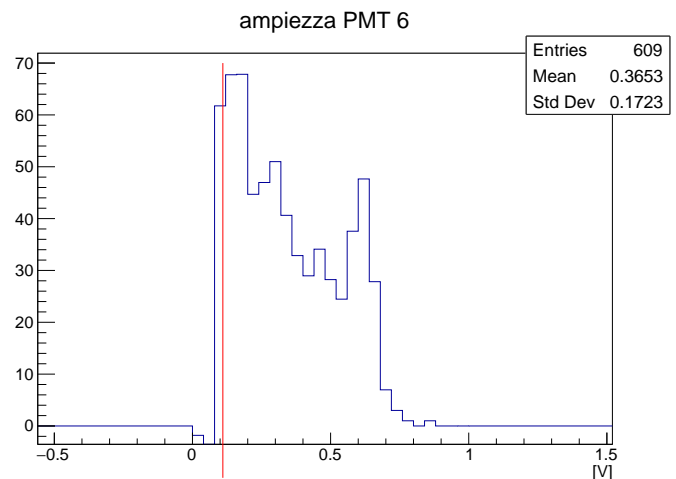


Figura 38: Ampiezza del segnale del PMT 6 per eventi del telescopio 2 in coincidenza con il telescopio 1 in eccesso rispetto agli eventi di singola particella.

Picco 2, PMT 6:  $(0.620 \pm 0.002)$  V

Il secondo picco, in entrambi i casi, non può rappresentare il passaggio di due muoni, poiché, in questo caso la sua ampiezza in volt sarebbe dovuta essere pari al doppio del picco generato dal passaggio di una singola particella, presente in figura 33. Lo spettro in figura 37 può essere determinato dal passaggio di particelle diverse oppure ad energie minori, probabilmente presenti in maggior quantità nel caso di uno sciame.

## 6. CONCLUSIONI

Sono state misurate le curve di efficienza di tutti e sei i rivelatori a disposizione [3]. A partire da queste misure sono stati settati i telescopi ottenendo un'efficienza pari a:  $\varepsilon=(50.1 \pm 1.5) \%$  per il telescopio 1 e a  $\varepsilon=(59.4 \pm 3.6) \%$  per il telescopio 2.

Per valutare l'efficienza del telescopio due è stato realizzato un montecarlo che ha permesso di calcolare gli effetti dovuti all'accettanza geometrica [3.3].

È stata ricavata una stima della risoluzione temporale dei due telescopi ottenendo un valore di  $\sigma = (7.08 \pm 0.76)$  ns per il telescopio 1 e di  $\sigma = (13.97 \pm 0.76)$  ns per il telescopio 2 [4.3].

Sono stati misurati gli andamenti dei conteggi delle triple per ora nei due telescopi [4.7] riscontrando una variazione di lungo periodo con una scala temporale di  $(122.50 \pm 0.40)$  ore per il telescopio 1 con ampiezza picco-picco del  $(3.90 \pm 0.22)$  %, mentre per il telescopio 2 di  $(108.9 \pm 2.5)$  ore con ampiezza picco-picco del  $(3.72 \pm 0.32)$  %. Queste variazioni sono state attribuite a fenomeni di tipo meteorologico. Sono state poi riscontrate variazioni periodiche con periodo 24 ore di ampiezza  $(1.02 \pm 0.17)$  % per il telescopio 1 e di  $(1.03 \pm 0.15)$  % per il telescopio 2.

È stata misurata una correlazione tra le variazioni dei flussi dei telescopi [4.6]. Questa correlazione suggerisce che le variazioni misurate dipendano effettivamente da un evento comune come la variazione del flusso dei raggi cosmici che incide sui due telescopi.

Misurando la distribuzione delle differenze di tempo tra i due telescopi [4.8], è stato individuato un eccesso di  $1318 \pm 2$  eventi racchiusi in un intervallo di 80 ns, che sono stati interpretati come eventi di sciame. La larghezza della distribuzione di questi eventi è risultata essere compatibile con la risoluzione temporale del nostro apparato. Non sono state osservate variazioni significative del flusso degli sciame [4.9]. Le distribuzioni delle differenze di tempo tra eventi dei singoli telescopi [4.10] sono risultate essere compatibili con l'andamento esponenziale previsto per eventi indipendenti, ad eccezione di un eccesso di eventi a tempi compresi in un intervallo di qualche  $\mu$ s.

Sono state infine misurate le distribuzioni delle energie rilasciate nei rivelatori per eventi di un singolo telescopio e per eventi riconducibili a sciame [5]. Le due distribuzioni sono risultate essere incompatibili. In presenza di sciame è stata osservata in generale un'energia rilasciata maggiore ed è stata elaborata una possibile interpretazione di questo fenomeno.

## Appendice A: Efficienze

Avendo registrato sia i conteggi delle triple che i conteggi delle doppie, è possibile misurare le efficienze dei tre PMT di ciascun telescopio utilizzando l'equazione 2. Il numero di conteggi di triple è, a parte fattori dovuti all'accettanza, pari a :

$$T = N\varepsilon_1\varepsilon_2\varepsilon_3 \quad (A1)$$

dove N è il numero di raggi cosmici e  $\varepsilon_i$  sono le efficienze dei tre PMT. Dividendo il numero di conteggi di triple per le tre efficienze misurate, è possibile ottenere una misura del flusso che non dipenda dalle efficienze dei PMT. Nelle figure seguenti sono raffigurati gli andamenti delle efficienze dei sei PMT che compongono i due telescopi.

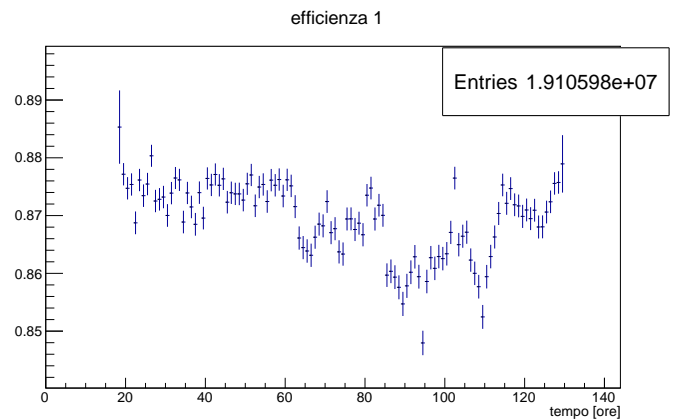


Figura 39

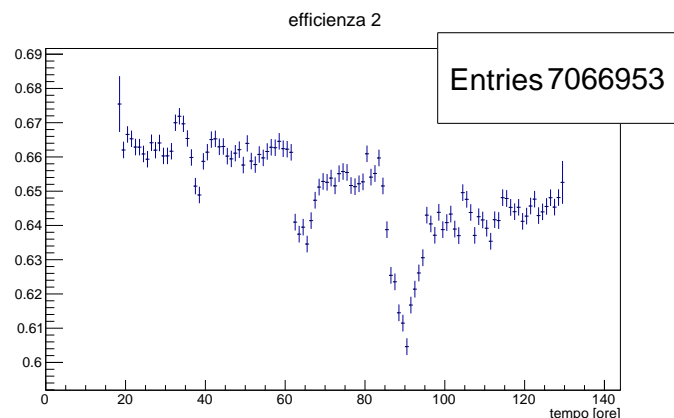


Figura 40



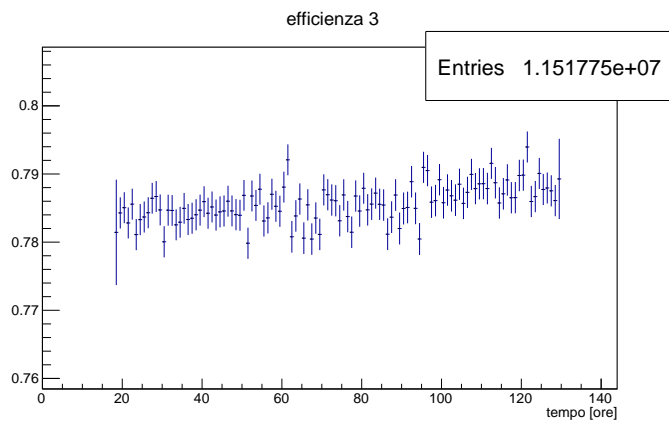


Figura 41

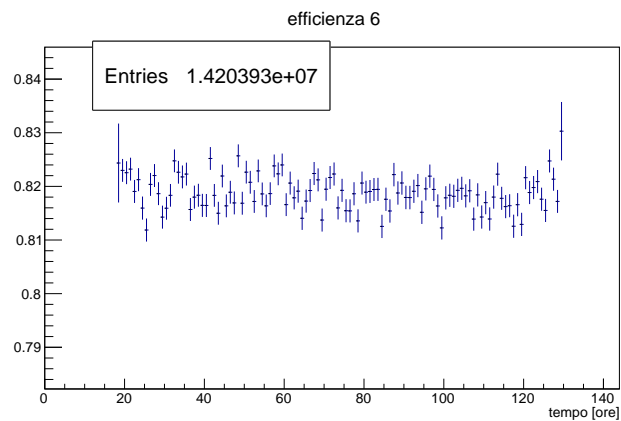


Figura 44

### 1. Problemi in presa dati

Si sono verificati dei problemi nei conteggi della coincidenza doppia tra i PMT 1-PMT 3. Come si osserva in figura 45, in alcuni intervalli di tempo (ad esempio tra le ore 80 e 100 dall' inizio della presa dati) i conteggi delle doppie 13 aumentano mentre i conteggi delle coincidenze triple e di tutte le altre coincidenze doppie sono più bassi. La diminuzione contemporanea dei conteggi di doppie 12, doppie 23 e coincidenze triple, porta a pensare che questo possa dipendere da un evento comune come la diminuzione del flusso dei raggi cosmici. Sembra molto improbabile che nello stesso momento un improvviso cambiamento del punto di lavoro del PMT 1 o del PMT 3 abbia determinato l'aumentare delle doppie 13. È stato ipotizzato che questo possa dipendere da un non precisato problema della presa dati.

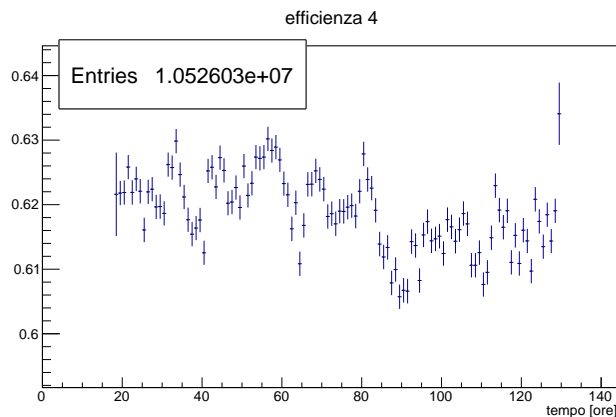


Figura 42

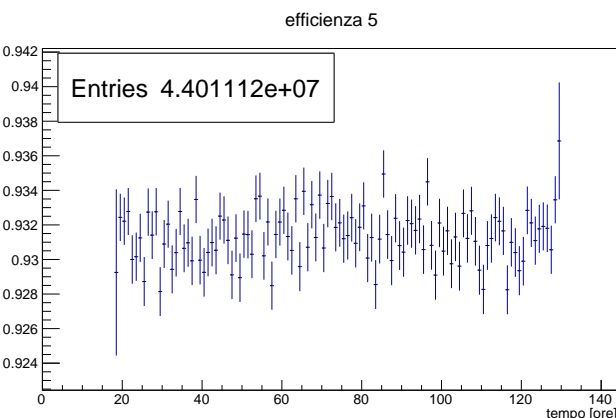


Figura 43

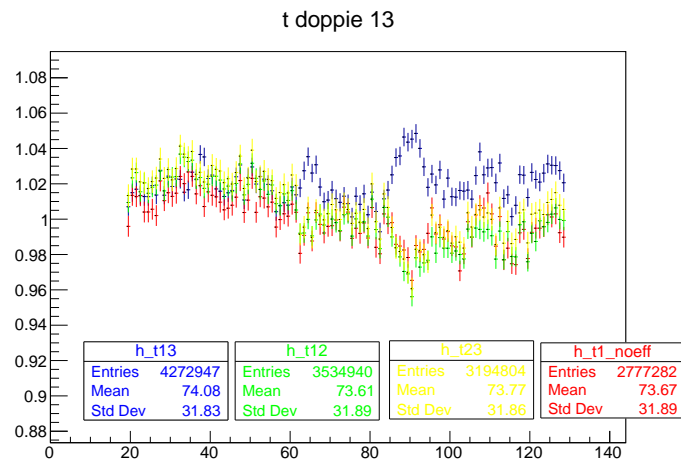


Figura 45: Presa dati iniziata alle 18:55 del 30 aprile 2021 e terminata alle 11:15 del 5 maggio 2021. In blu i conteggi delle doppie 13. In verde i conteggi delle doppie 12. In giallo i conteggi delle doppie 23. In rosso i conteggi delle coincidenze triple.

### Appendice B: DEONano

DEONano è una scheda di acquisizione dati nella cui architettura hardware sono presenti una FPGA (Field Programmable Gate Array) e un convertitore analogico digitale (ADC, 12 bit, 8 canali multiplexed con clock impostato a 50 MHz). L'ADC interno permette la digitalizzazione dei segnali analogici, la cui elaborazione può essere gestita interamente dall'FPGA, che, se opportunamente programmato,

può restituire un file sul quale sono salvate le informazioni volute.

Per l'esperienza sono stati resi disponibili due file di programmazione dell'FPGA, uno per prese dati "digitali" e uno per prese dati "analogiche".

### 1. Configurazione Digitale

Con questa configurazione sono utilizzabili tutti e 8 i canali disponibili e, inviando in input un segnale di logica TTL, si riceve come informazione il time-stamp del segnale. Perciò su pc si riceve un file con due colonne, una con il numero del canale letto e una con il time-stamp del segnale.

### 2. Configurazione Analogica

A differenza della programmazione in "digitale" questa configurazione permette di misurare, oltre al time-stamp, anche l'ampiezza in volt del segnale in ingresso. In questa configurazione sono utilizzabili solamente 2 canali. Per registrare correttamente le informazioni di due canali di input sono necessari degli accorgimenti temporali. Rispetto all'istante di discesa del trigger, rigorosamente di tipo esterno e di logica TTL, le informazioni del segnale inserito nel canale 1 vengono registrate esattamente nell'istante di discesa del segnale di trigger, mentre quelle del canale 0, vengono registrate con un ritardo di 5  $\mu$ s. Si mostra un esempio in figura 46.

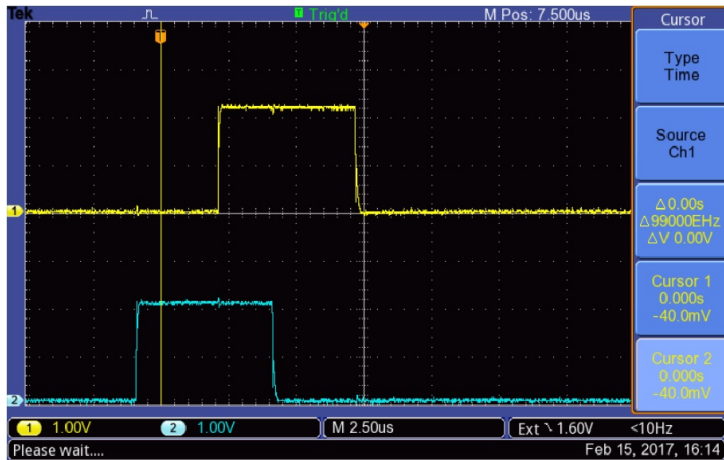


Figura 46: In figura è riportato un esempio nel quale sono stati acquisiti due segnali analogici quadrati. In blu il segnale letto da ch1 e in giallo quello letto da ch0. La linea continua gialla verticale corrisponde all'istante nel quale il segnale di trigger torna da un valore di 3.3V, tipico della logica TTL, a 0V.

In questa modalità dunque, in corrispondenza della discesa del segnale si misurano l'ampiezza del segnale inserito nel canale 1 e il time-stamp del trigger, mentre, l'ampiezza del segnale letto dal canale 0 viene misurata con un ritardo di 5  $\mu$ s.

### 3. Ripple del clock

I time-stamp registrati su file in uscita dalla scheda, indicano il tempo trascorso dall'inizio della presa dati in numero di colpi di clock e convertiti in secondi (un colpo di clock equivale a 20 ns). La schedina in entrambe le configurazioni,

digitale e analogica, deve registrare anche questa informazione e più il tempo trascorso diventa lungo più è grande la quantità di bit che deve leggere e trascrivere su file. Perciò quando il numero in bit diventa troppo grande il clock effettua automaticamente un reset del timing, cominciando nuovamente a contare da un tempo inferiore. Poiché non sono state trovate informazioni dettagliate su questo fenomeno di reset nei datasheet, è stato deciso di sistemare il problema in maniera empirica. Prima di tutto è stato visualizzato il plot di figura 47 riportante sull'asse delle ordinate il valore del time-stamp e sull'asse delle ascisse il numero dell'evento.

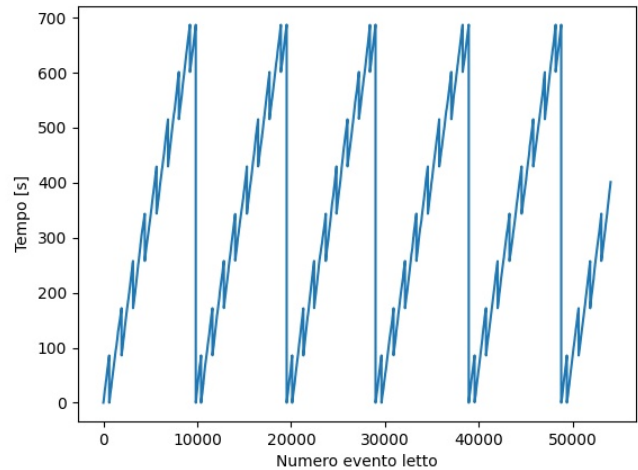


Figura 47: Presa dati di esempio. I conteggi di time-stamp mostrano chiaramente fenomeni di ripple, reset.

Niente assicura che quei salti avvengano nello stesso istante a passi regolari, né che il reset sia effettivamente sempre lo stesso, perciò è stato pensato un metodo per valutare questi salti. Ogni volta che il time-stamp presenta il fenomeno di "Ripple", è stato eseguito un fit a retta con i primi 50 campioni dopo il salto, ed è stato considerato come salto temporale la differenza di tempo tra l'ordinata dell'ultimo campione prima del salto e l'ordinata del valore della retta con ascissa uguale all'ultimo punto prima del ripple. Questo procedimento è stato effettuato per ogni salto presentatosi in una presa dati molto lunga (30 aprile -> 1 maggio, la stessa delle misure di flusso).

Da un istogramma dei reset, si sono riscontrati tre picchi uno a 680s e uno 86s che corrispondono ai salti ben visibili in figura 47. Invece, i "salti" con  $\Delta t \sim 0$ , non sono fenomeni di reset e, dopo aver osservato i dati salvati su file output, sono stati attribuiti ad una inversione di informazioni in salvataggio dati; particolari casi nel quale vengono scritte su file output prima le informazioni appartenenti ad un evento accaduto temporalmente dopo un altro.

Andando ad aggiungere un offset ai dati, è stato possibile ricostruire i corretti time-stamp come visibile in figura 48. La bontà del metodo utilizzato è stata valutata confrontando le ore riportate sull'asse delle ascisse nella figura 18 con le ore di presa dati trascorse dalle 18:55 del 30 aprile alle 11:15 del 5 maggio.

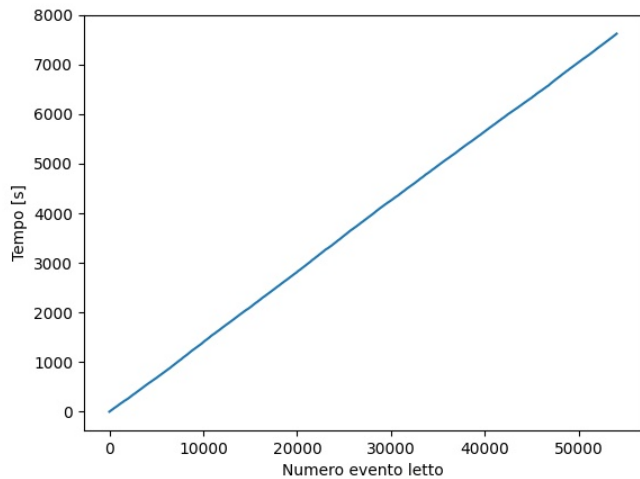


Figura 48

### Appendice C: Tabelle efficienze PMT

Le misure di efficienza del telescopio 2 non sono corrette utilizzando il fattore  $\eta$  calcolato per l'accettanza geometrica.

PMT1

		PMT-1	PMT-2	PMT-3
$V_{Alim}$ [V]		Variabile	1600 V	1700 V
Soglia discriminatore		−35 mV	−40 mV	−35 mV
Lunghezza discriminato		50 ns	50 ns	50 ns
$V_{Alim_1}$ [V]	Efficienza [%]	$f_{Doppie}$ [Hz]	$f_{Triple}$ [Hz]	$f_{PMT-1}$ [Hz]
1500.0	$89.200 \pm 0.982$	$6.782 \pm 0.214$	$6.049 \pm 0.067$	$239.315 \pm 1.274$
1550.0	$90.700 \pm 0.918$	$6.830 \pm 0.216$	$6.195 \pm 0.063$	$812.342 \pm 2.356$
1600.0	$88.000 \pm 1.028$	$7.548 \pm 0.239$	$6.642 \pm 0.078$	$2888.376 \pm 4.669$
1650.0	$89.800 \pm 0.957$	$6.857 \pm 0.217$	$6.157 \pm 0.066$	$5687.804 \pm 6.245$

Tabella XXVII

		PMT-1	PMT-2	PMT-3
$V_{Alim}$ [V]		Variabile	1600 V	1700 V
Soglia discriminatore		−70 mV	−40 mV	−35 mV
Lunghezza discriminato		50 ns	50 ns	50 ns
$V_{Alim_1}$ [V]	Efficienza [%]	$f_{Doppie}$ [Hz]	$f_{Triple}$ [Hz]	$f_{PMT-1}$ [Hz]
1500.0	$69.600 \pm 1.455$	$6.963 \pm 0.220$	$4.846 \pm 0.101$	$58.012 \pm 0.636$
1550.0	$78.100 \pm 1.308$	$6.614 \pm 0.209$	$5.165 \pm 0.086$	$98.892 \pm 0.809$
1600.0	$85.400 \pm 1.117$	$6.814 \pm 0.215$	$5.819 \pm 0.076$	$166.876 \pm 1.066$
1650.0	$87.900 \pm 1.031$	$7.154 \pm 0.226$	$6.288 \pm 0.074$	$257.427 \pm 1.357$
1700.0	$89.800 \pm 0.957$	$6.818 \pm 0.216$	$6.123 \pm 0.065$	$487.867 \pm 1.824$
1750.0	$89.400 \pm 0.973$	$6.305 \pm 0.199$	$5.637 \pm 0.061$	$1150.887 \pm 2.694$
1800.0	$90.000 \pm 0.949$	$6.751 \pm 0.213$	$6.076 \pm 0.064$	$3566.973 \pm 4.907$

Tabella XXVIII

PMT2

		PMT-1	PMT-2	PMT-3
$V_{Alim}$ [V]		1600 V	Variabile	1700 V
Soglia discriminatore		−70 mV	−40 mV	−35 mV
Lunghezza discriminato		50 ns	50 ns	50 ns
$V_{Alim_2}$ [V]	Efficienza [%]	$f_{Doppie}$ [Hz]	$f_{Triple}$ [Hz]	$f_{PMT-2}$ [Hz]
1500.0	$34.400 \pm 1.502$	$8.914 \pm 0.282$	$3.066 \pm 0.134$	$48.384 \pm 0.657$
1550.0	$46.700 \pm 1.578$	$8.881 \pm 0.281$	$4.147 \pm 0.140$	$118.812 \pm 1.027$
1600.0	$62.700 \pm 1.529$	$8.767 \pm 0.277$	$5.497 \pm 0.134$	$298.129 \pm 1.617$
1650.0	$73.600 \pm 1.394$	$9.367 \pm 0.296$	$6.894 \pm 0.131$	$1036.999 \pm 3.117$
1700.0	$80.900 \pm 1.243$	$9.550 \pm 0.302$	$7.726 \pm 0.119$	$4144.307 \pm 6.291$
1750.0	$85.700 \pm 1.107$	$8.727 \pm 0.276$	$7.479 \pm 0.097$	$14296.829 \pm 11.170$
1800.0	$90.400 \pm 0.932$	$8.961 \pm 0.283$	$8.100 \pm 0.083$	$46841.074 \pm 20.487$

Tabella XXIX

		PMT-1	PMT-2	PMT-3
$V_{Alim}$ [V]		1600 V	Variabile	1700 V
Soglia discriminatore		−70 mV	−35 mV	−35 mV
Lunghezza discriminato		50 ns	50 ns	50 ns
$V_{Alim_2}$ [V]	Efficienza [%]	$f_{Doppie}$ [Hz]	$f_{Triple}$ [Hz]	$f_{PMT-2}$ [Hz]
1500.0	$49.300 \pm 1.581$	$9.200 \pm 0.291$	$4.536 \pm 0.145$	$97.221 \pm 0.946$
1550.0	$62.500 \pm 1.531$	$8.797 \pm 0.278$	$5.498 \pm 0.135$	$200.396 \pm 1.328$
1600.0	$75.700 \pm 1.356$	$9.153 \pm 0.289$	$6.929 \pm 0.124$	$871.057 \pm 2.824$
1650.0	$83.100 \pm 1.185$	$8.795 \pm 0.278$	$7.309 \pm 0.104$	$5541.860 \pm 6.981$
1700.0	$88.500 \pm 1.009$	$9.388 \pm 0.297$	$8.309 \pm 0.095$	$18598.999 \pm 13.214$
1750.0	$91.500 \pm 0.882$	$9.348 \pm 0.296$	$8.553 \pm 0.082$	$36273.631 \pm 18.414$
1800.0	$92.700 \pm 0.823$	$8.685 \pm 0.275$	$8.051 \pm 0.071$	$127127.256 \pm 33.228$

Tabella XXX

PMT3

		PMT-1	PMT-2	PMT-3
$V_{Alim}$ [V]		1600 V	1600 V	Variabile
Soglia discriminatore		−70 mV	−40 mV	−35 mV
Lunghezza discriminato		50 ns	50 ns	50 ns
$V_{Alim_3}$ [V]	Efficienza [%]	$f_{Doppie}$ [Hz]	$f_{Triple}$ [Hz]	$f_{PMT-3}$ [Hz]
1500.0	$21.900 \pm 1.308$	$7.568 \pm 0.239$	$1.657 \pm 0.099$	$12.222 \pm 0.304$
1550.0	$36.600 \pm 1.523$	$7.705 \pm 0.244$	$2.820 \pm 0.117$	$29.085 \pm 0.473$
1600.0	$51.800 \pm 1.580$	$7.601 \pm 0.240$	$3.937 \pm 0.120$	$60.909 \pm 0.680$
1650.0	$63.300 \pm 1.524$	$7.637 \pm 0.242$	$4.834 \pm 0.116$	$108.095 \pm 0.909$
1700.0	$68.800 \pm 1.465$	$7.912 \pm 0.250$	$5.444 \pm 0.116$	$352.186 \pm 1.669$
1750.0	$75.900 \pm 1.352$	$8.075 \pm 0.255$	$6.129 \pm 0.109$	$1086.196 \pm 2.962$
1800.0	$78.500 \pm 1.299$	$8.059 \pm 0.255$	$6.326 \pm 0.105$	$2316.821 \pm 4.321$

Tabella XXXI

PMT4

		PMT-4	PMT-5	PMT-6
$V_{Alim}$ [V]		Variabile	1800 V	1800 V
Soglia discriminatore		−30 mV	−30 mV	−30 mV
Lunghezza discriminato		50 ns	50 ns	50 ns
$V_{Alim_1}$ [V]	Efficienza [%]	$f_{Doppie}$ [Hz]	$f_{Triple}$ [Hz]	$f_{PMT-1}$ [Hz]
1600.0	$0.400 \pm 0.200$	$20.283 \pm 0.641$	$0.081 \pm 0.040$	$0.527 \pm 0.103$
1700.0	$15.300 \pm 1.138$	$20.375 \pm 0.644$	$3.117 \pm 0.232$	$16.443 \pm 0.579$
1750.0	$37.800 \pm 1.533$	$20.949 \pm 0.662$	$7.919 \pm 0.321$	$51.138 \pm 1.035$
1800.0	$51.000 \pm 1.581$	$20.920 \pm 0.662$	$10.669 \pm 0.331$	$99.768 \pm 1.445$
1850.0	$54.600 \pm 1.574$	$20.283 \pm 0.641$	$11.074 \pm 0.319$	$217.066 \pm 2.098$
1900.0	$57.900 \pm 1.561$	$19.347 \pm 0.612$	$11.202 \pm 0.302$	$552.537 \pm 3.270$

Tabella XXXII

		PMT-4	PMT-5	PMT-6
$V_{Alim}$ [V]		Variabile	1800 V	1800 V
Soglia discriminatore		−25 mV	−30 mV	−30 mV
Lunghezza discriminato		50 ns	50 ns	50 ns
$V_{Alim_4}$ [V]	Efficienza [%]	$f_{Doppie}$ [Hz]	$f_{Triple}$ [Hz]	$f_{PMT-4}$ [Hz]
1600.0	$4.600 \pm 0.662$	$20.372 \pm 0.644$	$0.937 \pm 0.135$	$5.134 \pm 0.323$
1700.0	$48.000 \pm 1.580$	$21.308 \pm 0.674$	$10.228 \pm 0.337$	$68.528 \pm 1.208$
1750.0	$55.300 \pm 1.572$	$20.334 \pm 0.643$	$11.245 \pm 0.320$	$137.803 \pm 1.674$
1800.0	$57.700 \pm 1.562$	$20.859 \pm 0.660$	$12.036 \pm 0.326$	$975.783 \pm 4.512$
1850.0	$51.900 \pm 1.580$	$20.111 \pm 0.636$	$10.438 \pm 0.318$	$4336.960 \pm 9.339$
1900.0	$56.200 \pm 1.569$	$21.056 \pm 0.666$	$11.834 \pm 0.330$	$133380.822 \pm 52.995$

Tabella XXXIII

PMT5

		PMT-4	PMT-5	PMT-6
$V_{Alim}$ [V]		1850 V	Variabile	1850 V
Soglia discriminatore		−30 mV	−30 mV	−30 mV
Lunghezza discriminato		50 ns	50 ns	50 ns
$V_{Alim_5}$ [V]	Efficienza [%]	$f_{Doppie}$ [Hz]	$f_{Triple}$ [Hz]	$f_{PMT-5}$ [Hz]
1600.0	$2.500 \pm 0.494$	$12.092 \pm 0.382$	$0.302 \pm 0.060$	$1.681 \pm 0.143$
1700.0	$57.500 \pm 1.563$	$12.622 \pm 0.399$	$7.258 \pm 0.197$	$66.429 \pm 0.916$
1750.0	$81.400 \pm 1.230$	$12.981 \pm 0.411$	$10.567 \pm 0.160$	$132.850 \pm 1.313$
1800.0	$90.300 \pm 0.936$	$12.318 \pm 0.390$	$11.123 \pm 0.115$	$230.461 \pm 1.685$
1850.0	$91.100 \pm 0.900$	$12.313 \pm 0.389$	$11.217 \pm 0.111$	$1475.011 \pm 4.262$
1900.0	$92.300 \pm 0.843$	$11.831 \pm 0.374$	$10.920 \pm 0.100$	$5249.589 \pm 7.881$

Tabella XXXIV

PMT6

		PMT-4	PMT-5	PMT-6
$V_{Alim}$ [V]		1800 V	1800 V	Variabile
Soglia discriminatore		−30 mV	−30 mV	−30 mV
Lunghezza discriminato		50 ns	50 ns	50 ns
$V_{Alim_6}$ [V]	Efficienza [%]	$f_{Doppie}$ [Hz]	$f_{Triple}$ [Hz]	$f_{PMT-6}$ [Hz]
1700.0	$54.200 \pm 1.576$	$16.364 \pm 0.517$	$8.869 \pm 0.258$	$74.046 \pm 1.101$
1750.0	$57.900 \pm 1.561$	$17.297 \pm 0.547$	$10.015 \pm 0.270$	$153.720 \pm 1.631$
1800.0	$61.400 \pm 1.539$	$17.667 \pm 0.559$	$10.848 \pm 0.272$	$1482.421 \pm 5.118$
1850.0	$63.400 \pm 1.523$	$17.212 \pm 0.544$	$10.913 \pm 0.262$	$5179.163 \pm 9.442$
1900.0	$67.900 \pm 1.476$	$17.299 \pm 0.547$	$11.746 \pm 0.255$	$7500.372 \pm 11.391$

Tabella XXXV